АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи УДК 539.17

ТУРАКУЛОВ СОБИР АБДУМУМИНОВИЧ

АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ S-ФАКТОРЫ И СКОРОСТИ РЕАКЦИЙ d(a,y)⁶Li, ³He(a,y)⁷Be И ³H(a,y)⁷Li ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ В РАМКАХ КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ

01.04.08-Физика атомного ядра и элементарных частиц. Ускорительная техника

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора философии (PhD) по физико-математическим наукам

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук Турсунов Эргаш Махкамович

СОДЕРЖАНИЕ

Обозначения и сокращения	5
Введение	6
Глава I. Распространенность легких элементов во Вселенной и	
проблемы лития	16
§1.1. Нуклеосинтез в теории Большого Взрыва	16
§1.2. Первичный нуклеосинтез легких элементов, сравнение	
результатов наблюдений с теорией	19
§1.3. Распространенности легких элементов при первичном	
нуклеосинтезе в модели BBN	21
§1.4. Параметры модели BBN для оценки распространенности	
легких элементов	24
§1.5. Теоретические методы для расчетов астрофизического S-фактора	
реакции радиационного захвата A(<i>a</i> , γ)B	30
Выводы по главе I	32
Глава II. Реакции радиационного захвата ³ Не(α,γ) ⁷ Ве и	
³ Н(а, ү) ⁷ Li в двухчастичной модели	33
§2.1. Введение	33
§2.2. Теоретическая модель	35
§2.3. Потенциалы взаимодействия	38
§2.4. Астрофизический S-фактор процесса прямого захвата	
3 He(α , γ) 7 Be	40
§2.5. Астрофизический S-фактор зеркального процесса захвата	
3 H(α , γ) 7 Li	46
§2.6. Скорости реакции процессов радиационного захвата	
³ He(α,γ) ⁷ Be и ³ H(α,γ) ⁷ Li	50
Выводы по главе II	57
Глава III. Оценка E2 S – фактора реакции радиационного захвата	
d(α,γ) ⁶ Li в двухчастичной потенциальной модели	59

§3.1. Введение	59				
§3.2. Сечение и астрофизический S-фактор реакции радиационного					
захвата $d(\alpha,\gamma)^6$ Li	62				
§3.3. Правило отбора по изоспину	64				
§3.4.Численные результаты	66				
Выводы по главе III	70				
Глава IV. Теоретический анализ астрофизического S-фактора,					
скорости реакции синтеза α+d→ ⁶ Li+γ и распространенности					
элемента ⁶ Li в модели трех тел	71				
§4.1. Введение	71				
§4.2. Теоретическая модель	73				
§4.3. Трехчастичная волновая функция ядра ⁶ Li=α+p+n в методе					
гиперсферических гармоник на Лагранж-меш базисе	75				
§4.4. Матричные элементы электрических переходов					
§4.5. Численные результаты и сравнение с экспериментальными					
данными	81				
§4.6. Оценка скорости реакции синтеза α+d→ ⁶ Li+γ и					
распространенность элемента ⁶ Li при первичном нуклеосинтезе	86				
Выводы по главе IV	90				
Заключение	92				
Список использованной литературы	94				
Приложение	107				

ПЕРЕЧЕНЬ ОПРЕДЕЛЕНИЙ, ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

В данной диссертационной работе применяются следующие термины, обозначения и сокращения с соответствующими определениями, расшифровкой и пояснениями:

ПКМ – потенциальная кластерная модель;

АНК – асимптотический нормировочный коэффициент;

LUNA–Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics (Лаборатория Подземной Ядерной Астрофизики, расположенная в Италии, в горах Гран-Cacco);

ERNA – European Recoil mass separator for Nuclear Astrophysics (Европейский масс-сепаратор отдачи для ядерной астрофизики);

NCSM- No-Core Shell Model (Модель Оболочек без кора);

FMD – Fermionic Molecular Dynamic (Фермионная Молекулярная Динамика);

СМВ – Cosmic microwave background (Космический микроволновой фон)

WMAP–Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (зонд Уилкинсона для исследования микроволновой анизотропии)

ACDM – Lambda-Cold Dark Matter (Лямбда - CDM, где лямбда-это лямбда-член, отвечающий за темную энергию, холодная темная материя - это модель Фридмана с общепринятыми параметрами)

СФ – Спектроскопический фактор

BBN – Big Bang Nucleosynthesis (Нуклеосинтез Большого Взрыва)

NACRE – Nuclear Astrophysics Compilation Reaction rates (Сборник скоростей ядерно-астрофизических реакций)

введение

Актуальность и востребованность темы диссертации. В настоящее время экспериментальные и теоретические исследования процессов прямого ядерного захвата $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$, $\alpha + {}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}He \rightarrow {}^{7}Be + \gamma$ представляют исключительный интерес решения космологической проблемы для распространения лития в теории стандартной модели Вселенной. Изучение этих реакций имеют важное значение для современной ядерной астрофизики космологии, поскольку они являются основными источниками И образования ядер ⁶Li, ⁷Li при первичном нуклеосинтезе после Большого Взрыва. Процесс $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ дополнительно важен для изучения кинетики солнечного кора, поскольку он является отправной точкой для второй и третьей цепей рр-цикла водородного горения на Солнце. С другой стороны, ядро ⁷Ве играет доминантную роль в процессах образования нейтрино в стандартной солнечной модели.

На сегодняшний день в исследовательских во многих научных центрах проводятся прецизионные измерения процессов $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$, $\alpha + {}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ при низких астрофизических энергиях. Получение прямых экспериментальных данных о сечениях радиационного захвата в этих реакциях сложной залачей кулоновского является из-за барьера сталкивающихся заряженных частиц. Несмотря на это, в последние годы ведущим экспериментальным коллаборационным группам европейских стран LUNA, ERNA, а также Лаборатория ядерных проблем (ЛЯП) в ОИЯИ (Дубна, Россия) удалось провести прямые экспериментальные измерения по этим трем важным реакциям.

В рамках данной диссертационной работы развиваются двухчастичная и трехчастичная модели, основанные на NN-, αN-, αd-, α³H-, α³He- потенциалах взаимодействия. Двухчастичная модель основывается на высокоэффективном алгоритме Нумерова, который обеспечивает правильную асимптотику, что имеет ключевое значение для описания

процесса радиационного захвата. В двухчастичной модели проблематично учесть запрещенный по изоспину *E*1-переход в α +d \rightarrow ⁶Li+ γ процессе. Тем не менее, в научной литературе используются модели, основанные на точных экспериментально измеренных массах частиц, однако они не могут переходы. Реалистическая непосредственно учитывать изоспиновые трехчастичная модель основана на волновой функции конечного состояния ядра ⁶Li, рассчитанной методом гиперсферических гармоник на Лагранжмеш базисе. Эта модель позволит описать один из важнейших процессов современной ядерной астрофизики радиационного захвата $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$ с явным учетом вклада запрещенного *E*1-перехода. Развитие методов расчета в рамках трехчастичного подхода является качественно новым этапом в изучении ядерно-астрофизических процессов.

В нашей Республике уделяется большое внимание развитию ядерной физики, в частности, экспериментальным и теоретическим работам в области физики атомного ядра и элементарных частиц, а также проведению фундаментальных исследований в этом направлении на мировом уровне. Направления этих фундаментальных исследований, имеющих большое значение для развития науки нашей страны и её дальнейшего практического применения, отражены в Стратегии¹ действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан на 2017-2021 гг. Выполненные в данной работе исследования непосредственно связаны с проблемами ядерной астрофизики и физики управляемых термоядерных процессов, в том числе ядерной энергетики, что является передним краем современных исследований в мире.

Данная научно-исследовательская работа соответствует задачам, утвержденным в государственных нормативных документах, Указах Президента Республики Узбекистан № УП-4947 от 7 февраля 2017 года «О Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан на 2017–2021 гг.», № УП-4958 от 16 февраля 2017 года «О дальнейшем

¹Указ Президента Республики Узбекистан № УП-4947 «О Стратегии действий по дальнейшему развитию РеспубликиУзбекистан» от 07 февраля 2017 г.

совершенствовании системы послевузовского образования», в Постановлении Президента Республики Узбекистан № ПП-2789 от 17 февраля 2017 года «О мерах по дальнейшему совершенствованию деятельности Академии наук, организации, управления и финансирования научно-исследовательской деятельности».

Соответствие исследования приоритетным направлениям развития науки И технологий республики. Диссертационное исследование выполнено в соответствии с приоритетным направлением развития науки и технологий Республике Узбекистан: II. «Энергетика, В энерго-И ресурсосбережение».

Степень изученности проблемы. К настоящему времени ведущими учеными мира, например, российскими (L.D. Blokhintsev, G.G. Ryzhikh и др.), американскими (А.М. Mukhamedzhanov, С. Bertulani, К.М. Nollet и др.), бельгийскими (Р. Descouvemont, D. Baye и др.), японскими (Т. Kajino и др.), казахскими (С.Б. Дубовиченко, Н.А. Буркова и др.) и другими учеными ведутся теоретические исследования реакций радиационного захвата. На сегодняшний день благодаря развитию современной экспериментальной техники удается провести прямые измерения астрофизического S-фактора реакций радиационного захвата $\alpha + d \rightarrow^{6}Li + \gamma$, $\alpha + {}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}He \rightarrow {}^{7}Be + \gamma$ при низких астрофизических энергиях. Недавно полученные экспериментальные данные коллаборации LUNA, ERNA, а также ЛЯП в ОИЯИ (Дубна, Россия) по трем вышеуказанным процессам требуют развивать реалистические модели, которые могут объяснить новые данные и механизмы образования легких ядер.

Эти процессы изучены в мире, как на основе макроскопических моделей (A.M. Mukhamedzhanov, L.D. Blokhintsev, P. Descouvemont, C. Bertulani, T. Kajino, C.Б. Дубовиченко и др.) так и в рамках микроскопических (T. Neff, K.M. Nollet, J.D. Eraly, P. Navratil и др.) приближений. По первому процессу пока отсутствуют полные микроскопические расчеты, а по процессам синтеза ядер ⁷Be, ⁷Li имеются несколько микроскопических моделей (NCSMC,

FMD), описывающих соответствующие процессы, которые, однако, дают различные энергетические зависимости. Эти расчеты также сильно чувствительны к выбору используемых NN-потенциалов. Вопрос, какие быть получены теоретические могут оценки В реалистических двухчастичных и трехчастичных моделях, которые могут объяснить данные LUNA коллаборации, пока остается открытым.

Кроме того, эти проблемы исследованы в работах узбекских ученых Р. Ярмухамедова, Б.Ф. Иргазиева и др., в которых эти процессы изучаются в рамках модифицированной двухчастичной потенциальной модели и в методе искаженных волн. В частности, используя вышеуказанные методы из анализа прямых экспериментальных данных реакций $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$, извлекаются асимптотические нормировочные коэффициенты (АНК) и экстраполируются для получения теоретических оценок при сверхнизких экспериментально недоступных энергиях. В этих работах процесс $\alpha + d \rightarrow Li + \gamma$ исследован в рамках двухчастичной потенциальной модели, которая использует точные экспериментальные массы сталкивающихся частиц для учета вклада электрического E1-перехода, запрещенного по правилу отбора изоспина. Для явного учета изоспинового перехода в этом процессе надо развивать трехчастичную модель, основанную на реалистическую волновую функцию конечного ядра ⁶Li, имеющего малую долю (около 0.5%) изотриплетной компоненты. Есть надежда, что эта компонента позволит описать новые экспериментальные данные LUNA коллаборации с хорошей точностью.

Связь темы диссертации с научно-исследовательскими работами высших образовательных и научно-исследовательских учреждений, где выполнена диссертация. Диссертационная работа выполнена в ИЯФ АН РУз в рамках научных проектов: Ф2-ФА-Ф117 «Исследования динамических свойств фундаментальных характеристик ядер для ядерной астрофизики» (2012-2016 гг.) и ОТ-Ф2-25 «Развитие прецизионных трехчастичных методов для решения задач ядерной астрофизики и адронной терапии» (2017-2020 гг.).

Целью работы является выяснение механизмов образования легких ядер в астрофизических процессах $\alpha+d \rightarrow {}^{6}Li+\gamma$, $\alpha+{}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li+\gamma$ и $\alpha+{}^{3}He \rightarrow {}^{7}Be+\gamma$ при низких энергиях и оценка астрофизических S-факторов, скоростей реакций и первичной распространенности нуклидов ${}^{6,7}Li$ в реалистической кластерной модели.

Задачи исследования:

развивать двухчастичную потенциальную модель для расчета астрофизических S-факторов (сечений) и скоростей ядерно-астрофизических процессов, основанную на высокоэффективном алгоритме Нумерова;

получить явные аналитические выражения для приведенных вероятностей электрических *E*1, *E*2-переходов и магнитного *M*1-перехода в двухчастичной модели, выполнить численные расчеты и определить парциальные вклады для полного астрофизического S-фактора;

оценить вклад скорости реакции радиационного захвата $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}\text{H} e \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ для формирования элемента ${}^{7}\text{Li}$ при первичном нуклеосинтезе;

вычислить астрофизический *E*2 S-фактор реакции радиационного захвата α +d \rightarrow ⁶Li+ γ в двухчастичной модели;

развивать трехчастичную потенциальную модель, основанную на методе гиперсферических гармоник на Лагранж-меш базисе для оценки астрофизических S-факторов и скоростей реакций радиационного захвата;

получить в явном виде аналитические выражения матричных элементов *E*1- и *E*2- электрических переходов в трехчастичной модели; выполнить численные расчеты для парциальных вкладов электрических переходов в развиваемой модели;

оценить скорости реакции радиационного захвата $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$ в модели трех тел и распространенности элемента ${}^{6}Li$ при первичном нуклеосинтезе.

Объектами исследования являются астрофизические S-факторы и скорости реакций образования легких ядер ⁶Li, ⁷Li и ⁷Be в процессах радиационного захвата; первичная распространенность легких элементов ⁶Li

и ⁷Li после Большого Взрыва.

Предметом исследования являются ядерные астрофизические реакции синтеза легких ядер, электромагнитные переходы; двухчастичная и трехчастичная структура легких ядер, двухчастичные NN-, αN-, αd-, α³H-, α³He- потенциалы взаимодействия.

Методы исследования: Методы теоретической ядерной физики и теории прямых ядерных реакций, высокоэффективные методы решения уравнения Шредингера для двух тел на основе алгоритма Нумерова, метод гиперсферических гармоник на Лагранж-меш базисе для решения задачи трех тел, аналитические методы квантовой теории углового момента, численные методы, обладающие высокой точностью.

Научная новизна исследования заключается в следующем:

показаны возможность описания в двухчастичной модели новых экспериментальных данных LUNA коллаборации для астрофизического Sфактора реакций радиационного захвата α +³He \rightarrow ⁷Be+ γ и α +³H \rightarrow ⁷Li+ γ при низких энергиях, а также сверхчувствительность матричных элементов *E*1перехода, который дает основной вклад в процессы синтеза легких ядер ⁷Be и ⁷Li, к S-волновым α +³He и α +³H потенциалам;

показано, что реалистические волновые функции α +d связанного состояния на основе предложенного модифицированного потенциала с учетом АНК и состояний рассеяния без дополнительной сшивки с асимптотикой могут обеспечить хорошую сходимость результатов для *E*2 астрофизического S-фактора реакции синтеза α +d \rightarrow ⁶Li+ γ в модели двух тел;

впервые в рамках трехчастичной модели показан определяющий вклад запрещенного по изоспину *E*1-перехода в описании астрофизической реакции синтеза $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$ при низких энергиях благодаря наличию малой изотриплетной компоненты около 0.5% в волновой функции конечного ядра ${}^{6}Li$;

получено хорошее описание прямых экспериментальных данных LUNA коллаборации для астрофизического S-фактора и скорости реакции

 $\alpha+d \rightarrow {}^{6}Li+\gamma$, а также хорошее согласие теоретической оценки для первичной распространенности элемента ${}^{6}Li$ после Большого Взрыва ${}^{6}Li/H=(0.67\pm0.01)\times10^{-14}$ с новыми данными LUNA коллаборации, и полное соответствие теоретической оценки отношения ${}^{6}Li/{}^{7}Li=(1.33\pm0.03)\times10^{-5}$ результатам Стандартной модели Большого Взрыва.

Практические результаты исследования заключаются в следующем:

вычислены вклады парциальных волн для электрических *E*1-, *E*2- и магнитного *M*1-переходов в суммарный астрофизический S-фактор для реакций радиационного захвата $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$ в модели двух тел;

получены теоретические оценки для начальной распространенности элемента ⁷Li после Большого Взрыва на основе рассчитанной скорости реакций радиационного захвата $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$ в модели двух тел: ${}^{7}\text{Li}/\text{H} = (5.08 \pm 0.13) \times 10^{-10}$;

разработан теоретический подход в рамках модели трех тел, основанной на гиперсферическом Лагранж-меш методе, корректно описывающий изоспиновый *E*1-переход для процесса α +d \rightarrow ⁶Li+ γ .

Достоверность результатов исследования обоснована использованием методов квантовой механики и теоретической физики, а также высокоэффективных численных методов и алгоритмов, подробной проверкой согласованности полученных результатов с экспериментальными данными и результатами других авторов, соответствием выводов основным положениям теории ядерной астрофизики.

Научная и практическая значимость результатов исследования. Научная значимость результатов заключается в изучении радиационного захвата α +d \rightarrow ⁶Li+ γ в рамках наиболее реалистического подхода, основанного на трехчастичной α +n+p волновой функции конечного ядра ⁶Li, имеющей малую изотриплетную компоненту около 0.5%.

Практическая ценность полученных результатов заключается в развитии методов расчета в рамках трехчастичного подхода, который является

качественно новым этапом в изучении ядерно-астрофизических процессов.

Внедрение результатов исследования. На основе полученных результатов по исследованию процессов радиационного захвата $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$, $\alpha + {}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}He \rightarrow {}^{7}Be + \gamma$:

показанная возможность описания в двухчастичной модели новых экспериментальных данных для астрофизического S-фактора реакций радиационного захвата $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$ была использована зарубежными учеными (Physical Review C, **99**, 054618, 2019; International Journal of Modern Physics E, **42**, 1930004, 2019; Indian Journal of Physics, **93**, 279, 2019; Journal of Physics: Conference Series, **1154**, 012013, 2019) при изучении реакций радиационного захвата. Использование научных результатов позволило разработать новые теоретические методы для анализа этих процессов;

АНК предложенный модифицированный αd-потенциал с учетом использован при изучении реакции радиационного захвата $\alpha + d \rightarrow Li + \gamma$ международными исследователями (ссылки в зарубежных научных журналах Physical Review C, 96, 045807, 2017; Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 45, 085102, 2018; European Physical Journal Web of Conferences, 199, 05016. 2019). Использование полученных результатов позволило теоретически оценить астрофизический S-фактор, скорость реакции, а также $^{6}\text{Li/H}=1.1\cdot10^{-14}$ начальную распространенность при первичном нуклеосинтезе;

полученные результаты в рамках трёхчастичной модели для реакции радиационного захвата $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$ признаны международными исследователями (ссылки в зарубежных научных журналах Physical Review C, **95**, 044618, 2017; Physical Review C, **96**, 045807, 2017; Physics of Atomic Nuclei, **81**, 899, 2018) как перспективный новый этап в изучении прямых ядерных процессов захвата на основе трехчастичной модели.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на 7 международных и республиканских конференциях.

Публикация результатов исследования. По теме диссертации опубликованы 12 научных работ, из них 5 научных статей в изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией Республики Узбекистан для публикации основных научных результатов диссертаций, 4 из которых в зарубежных научных журналах.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка использованной литературы и приложения. Объем диссертации составляет 109 страниц.

Список опубликованных работ:

1. Tursunov E. M., Turakulov S. A., Descouvemont P. Theoretical analysis of the astrophysical S-factor for the $\alpha+d\rightarrow^{6}Li + \gamma$ capture reaction in the two-body model // Physics of Atomic Nuclei. – Pleiades Publishing (USA), 2015. – Vol. 78, N 2. – pp. 193-200 (No4. Journal Citation Reports; IF=0.524)

2. Tursunov E. M., Kadyrov A.S., Turakulov S. A., Bray I. Theoretical study of the $\alpha+d\rightarrow^{6}Li+\gamma$ astrophysical capture process in a three-body model // Physical Review C. – American Physical Society (USA), 2016. –Vol. 94. – id.015801. – 7 p. (No4. Journal Citation Reports; IF=3.304)

3. Tursunov E.M., Turakulov S.A., Kadyrov A.S. Astrophysical ${}^{3}\text{He}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Be}$ and ${}^{3}\text{H}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Li}$ direct capture reactions in a potential model approach // Physical Review C. – American Physical Society (USA), 2018. –Vol. 97. – id.035802. – 9 p. (No4. Journal Citation Reports; IF=3.304).

4. Tursunov E.M., Turakulov S.A., Kadyrov A.S., Bray I. Theoretical study of the direct α +d \rightarrow ⁶Li+ γ astrophysical capture process in a three-body model II. Reaction rates and primordial abundance // Physical Review C. – American Physical Society (USA), 2018.–Vol.98.–id.055803. – 9 p. (No4. Journal Citation Reports; IF=3.304). 5. Туракулов С.А., Абдуллаев К.З. Оценка асимптотических нормировочных коэффициентов для ⁴He+³He из анализа данных по упругому рассеянию на основе метода эффективного радиуса // Вестник Национального университета Узбекистана. – Ташкент (Узбекистан), 2018. – том.1 – No 1. – C.83-88 (No 801.00.00.)

6. Туракулов С.А., Рахимов А.М. Разность масс нейтрона и протона с учетом нарушения изоспиновой симметрии в ядерной материи // II Республиканская конференция молодых физиков Узбекистана «Ядерная физика и ядерные технологии» 25-26 ноября 2008. - Ташкент (Узбекистан), 2008. - С.7-9 7. Туракулов С.А. Дисперсионная периферийная модель для обменного ⁶Li(α , ⁶Li) α рассеяния с учетом механизмов передачи дейтрона и (n-p) пары // III Республиканская конференция молодых физиков Узбекистана «Ядерная физика и ядерные технологии» 1-2 декабря 2010. – Ташкент, 2010 – С.69-74 8. Турсунов Э.М., Туракулов С.А. Теоретическая оценка астрофизического Sреакции $d(\alpha,\gamma)^6$ Li при фактора в кластерной модели двух тел для Ядерная сверхнизких энергиях // И радиационная физика: 9-ая Международная конференция 24-27 сентября 2013. – Алматы (Казахстан), 2013. – C. 157-158

9. Турсунов Э.М., Туракулов С.А. Астрофизический S-фактор и скорость реакции радиационного захвата $d(\alpha,\gamma)^6$ Li в двухчастичной модели // IV Республиканская конференция молодых физиков Узбекистана «Ядерная физика и ядерные технологии» 2-3 декабря 2014. – Ташкент, 2014 – С.11-14 10. Турсунов Э.М., Туракулов С.А., Кудратов Х.Н. Астрофизический S-фактор радиационного захвата ³He(α,γ)⁷Be и ³H(α,γ)⁷Li в двухчастичной модели // Международный научный форум «Ядерная наука и технологии», посвященный 60-летию Института ядерной физики, 12-15 сентября 2017. – Алматы (Казахстан), 2017 – С.155-156

11. Tursunov E. M., Baye D., Turakulov S. A. Astrophysical S-factor of the direct $d(\alpha,\gamma)^6$ Li capture reaction in a three-body model // International Conference on Few-Body Problems in Physics July 9-13 2018. – Caen (France), 2018 – P.202

12. Туракулов С.А. Скорость реакции радиационного захвата ${}^{3}\text{He}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Be}$ и ${}^{3}\text{H}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Li}$ в двухчастичной потенциальной модели // V Республиканская конференция молодых физиков Узбекистана «Ядерная физика и ядерные технологии» 4-5 декабря 2018. – Ташкент, 2018 – С.17-19

Глава I. Распространенность легких элементов во Вселенной и проблемы лития (Литературный обзор)

§ 1.1. Нуклеосинтез в теории Большого Взрыва

Понимание происхождения каждого элемента во Вселенной является ключевым научным вопросом ядерной астрофизики и космологии в XXIвеке. Связанная с этим проблема описания эволюции звезд и судьбы объектов, похожих на наше Солнце, требует детального количественного описания происходящих в этих объектах ядерных процессов. Более 80 лет назад Ганс Бете постулировал концепцию [1; с.103], согласно которой основным источником энергии в звездах является процесс горения ядер водорода (H) и гелия (He). Наконец, в 1957 г. появилась работа [2; с.547-654] Маргарета Бёрбриджа «Синтез элементов в звёздах», где было высказано предположение, что большинство элементов во Вселенной возникло в результате нуклеосинтеза, идущего в звёздах. В процессе такого горения участвует большое число ядерных реакций и образуются новые химических элементы.



Рис. 1.1. Ядерные реакции при первичном нуклеосинтезе

В основном это реакции захвата (p, γ), (n, γ), (³He, γ), (⁴He, γ) и передачи (d, p), (d, n), (⁴He, p), (⁴He, n) (puc.1.1), а также бета-распад и фоторасщепление.

В последнее время ядерная физика, исследуя законы микромира, существенно расширила наши представления о происходящих явлениях в макромире – нашей Вселенной. Результаты этих исследований внесли огромный вклад в разработку астрофизических и космологических теорий. Это, прежде всего, касается распространённости нуклидов и сценария их образования, а также изучение свойств процессов, идущих в различных звёздах и космических объектах [3; с.1505-1508].

Согласно современным представлениям о теории Большого Взрыва, лёгкие ядра образовались в ходе первичного нуклеосинтеза, а более тяжелые ядра - в ходе звездного нуклеосинтеза. Процесс нуклеосинтеза – это основа образования ядер химических элементов тяжелее водорода. Нуклеосинтез является причиной наблюдаемой распространенности химических элементов изотопов. Основным источником энергии И ИХ звезд главной последовательности является синтез ⁴Не из водорода в протон-протонном цикле, и в более массивных звездах, в несколько раз больших массы Солнца, СNО-цикле. В протон-протонном (pp) цикле, как промежуточные В продукты, образуются d, ^{3,4}Не и ⁷Li. Остальные лёгкие ядра до железного пика синтезируются путём слияния более лёгких ядер в недрах массивных звёзд [4; с.1-3]. Синтез элементов тяжёлых и сверхтяжёлых ядер с атомными номерами после 26-го происходит при взрывах сверхновых звезд путём медленного или быстрого нейтронного захвата (s-process, r-process).

Распространенность химических элементов в космосе определяют разными способами: по спектру излучения звезд, путем элементного анализа земных и космических образцов (метеоритов, лунных образцов) [3; с.1505-1513]. Полученная таким образом кривая распространенности элементов во Вселенной показана на рис. 1.2.

Одним из важных выводов современной ядерной астрофизики и космологии является объяснение путей образования химических элементов в звездах. Теория ядерной астрофизики описывает возникновение элементов распространенности различных элементов во Вселенной, исходя из свойств

этих элементов с учетом физических условий, в которых они могут образовываться [5; с.10-15, 6; с.65].



Рис. 1.2. Логарифмическая шкала распространенности нуклидов во Вселенной относительно распространённости кремния Si (=10⁶)

Экспериментальным подтверждением факта звёздного нуклеосинтеза служит низкое содержание тяжёлых элементов в старых звёздах, возникших на ранних стадиях эволюции Вселенной из материи, которая образовалась в ходе первичного нуклеосинтеза, и химический состав которой не был изменён звёздным нуклеосинтезом [4; с.1-4].

Однако существует ряд сложных и до сих пор нерешенных проблем, которые не позволяют пока сформулировать полную теорию образования и эволюции объектов во Вселенной [6; с.45]. Один из этих не решенных до настоящего времени вопросов, непосредственно связанных с ядерной астрофизикой и ядерными взаимодействиями, которые сами следуют из существующих на сегодняшний день проблем ядерной астрофизики и космологии – проблема распространенности лития во Вселенной.

Данная глава диссертации посвящается изучению нынешнего статуса проблемы распространенности лития в космосе с помощью наблюдательных астрономических методов и теории ядерной астрофизики.

§ 1.2. Первичный нуклеосинтез легких элементов, сравнение результатов наблюдений с теорией

Космологический первичный нуклеосинтез легких элементов имел место в первые три минуты после Большого взрыва [7; с.57] при температуре Вселенной 0.1÷10 МэВ с образованием ядер d, ³H, ³He, ⁴He, ⁶Li, ⁷Li, ⁷Be. Количество легких ядер, которое могло быть сформировано, особенно сильно зависело от отношения числа протонов к числу нейтронов.

Небольшие количества ядер ⁷Li и ⁶Li, обусловленные малыми концентрациями ядер ²H, ³H, ³He и достаточно высоким кулоновским барьером (~1 МэВ), характеризующим взаимодействие этих частиц, образуются в реакциях [8; с.94]:

$${}^{3}\mathrm{H}(\alpha,\gamma)^{7}\mathrm{Li},\qquad(1.1)$$

$${}^{3}\text{He}(\alpha,\gamma){}^{7}\text{Be} \rightarrow {}^{7}\text{Li},$$
 (1.2)

$$d(\alpha, \gamma)^{6} Li.$$
(1.3)

Но ядра ⁷Li и ⁶Li слабо связаны, быстро разрушаются, а отсутствие стабильных ядер с атомным номером A = 5 и A = 8 приводит к тому, что космологический ядерный синтез прекращается. Считается, что легкие нуклиды ⁶Li и ⁷Li не могут образоваться в процессе нуклеосинтеза в недрах звезд, так как они легко разрушаются за счет реакций [8; с.94]

$$^{7}\text{Li} + p \rightarrow {}^{4}\text{He} + {}^{4}\text{He}, \qquad (1.4)$$

$${}^{6}\text{Li} + p \rightarrow {}^{3}\text{He} + {}^{4}\text{He}. \tag{1.5}$$

Причем скорости реакций разрушения ядер ⁷Li и ⁶Li в реакциях (1.4) и (1.5) выше скоростей реакций образования ядер лития в реакциях (1.1)–(1.3). Кроме того, водорода в звездах гораздо больше, чем дейтерия и трития.

Основу наблюдательной стандартной космологической модели Большого взрыва составляет наблюдаемое расширение Вселенной на базе красного смещения, реликтовое излучение или космический микроволновой фон, первичный нуклеосинтез легких элементов [9; с.229-259. 10; с.47-68]. Вычисление распространенностей легких элементов в стандартной космологической модели основано на численном решении системы эволюционных уравнений для основных характеристик процесса ядерного синтеза. К таковым относятся: масштабный фактор расширения Вселенной; полная барионная плотность, дополненная темной материей и темной энергией; химический потенциал электронного газа; температура Вселенной T; распространенности всех частиц, участвующих BO взаимных превращениях [7; с.60]. Результаты этих расчетов приведены в таблице 1.1 распространенностей для массовых легких элементов относительно распространенности водорода [11; с.050-23. 12; с.123526-20. 13; с.015004-22. 14; c.011-23. 15; c.31-16. 16; c.54-57. 17; c. A26-22]:

Таблица 1.1

Выходы легких элементов по отношению к водороду из работ [12; c.123526-20] при барионной плотности $\eta_{10} = 6.0914 \pm 0.0438$

	[11]	[12]	[13]	Наблюдение
	(2014)	(2015)	(2016)	
⁴ He	0.2482±0.0003	0.2484±0.0002	0.247	0.2449±0.004 [14]
d/H (×10 ⁻⁵)	2.64±0.08	2.45±0.05	2.579	2.53±0.04 [15]
3 He/H (×10 ⁻⁵)	1.05±0.03	1.07±0.03	0.9996	(0.9-1.3) [16]
$^{7}\text{Li/H}(\times 10^{-10})$	4.94±0.40	5.61±0.26	4.648	1.58±0.31 [17]

Как было сказано выше, проблема распространенности лития является одной из основных проблем современной ядерной астрофизики и космологии. В последние годы физики-теоретики активно ее обсуждают. Многолетние исследования на основе экспериментальных и теоретических результатов поставили перед нами следующий вопрос. Насколько правильно работает космологическая Стандартная Модель Вселенной (СМВ)? До сих пор остаются не решенными две проблемы по распространенности изотопов лития при первичном нуклеосинтезе после Большого Взрыва.

1-ая литиевая проблема: согласно данным в таблице 1.1 видно, что

астрономически наблюдаемых нуклидов ⁷Li было обнаружено приблизительно в 3-4 раз меньше, чем было предсказано СМВ.

2-ая литиевая проблема: второй случай касается отношения двух изотопов лития. По теоретической оценке CMB ⁶Li/⁷Li ~ 10^{-4} [10; c.50] и астрономически наблюдаемое значение ⁶Li/⁷Li ~ 5×10^{-2} [9; c.243].

Для объяснения этих противоречий выдвигаются три основные гипотезы. Первая из них – это возможная неадекватность наблюдательных данных, связанная с тем, что провести высокоточные оптические измерения количества изотопов лития в гало старых звезд очень трудно, так как сигнатура ⁶Li очень слаба и легко теряется на фоне других сигналов. Например, линия ⁶Li перекрывается в 20 раз более интенсивной спектральной линией ⁷Li [8; с.95. 9; с.229-259. 18; с.А96-15]. Вторая гипотеза подвергает сомнению стандартную BBN-модель и включает в себя несколько моделей, целью которых является модификация BBN-модели таким образом, чтобы ликвидировать проблему космологического лития за счет нестандартной физики [13; с.015004-22]. В третьей гипотезе предполагается, что сечения ядерных реакций, в результате которых могут образовываться изотопы лития, могут быть модифицированы либо за счет неизвестных узких резонансов, либо за счет подключения других ядерных реакций [8; с.95. 19; с.105005-12] в цепочке термоядерных реакциях.

Для решения этих проблем в настоящее время в ядерной астрофизике в основном изучаются следующие реакции радиационного захвата: $d(\alpha,\gamma)^6 Li$, ${}^{3}He(\alpha,\gamma)^7 Be$ и ${}^{3}H(\alpha,\gamma)^7 Li$ при астрофизических энергиях. Экспериментальные работы нацелены на проведение прецизионных измерений при низких энергиях, тогда как теоретические модели имеют цель корректно рассчитать скорости рассматриваемых реакций.

§ 1.3. Распространенности легких элементов при первичном нуклеосинтезе в модели BBN

В этом параграфе мы кратко приводим описание BBN программы,

вычисляющие начальное распространение легких элементов при первичном нуклеосинтезе. Как было сказано выше, предсказания происхождения химических элементов в ходе первичного нуклеосинтеза во Вселенной из основных доказательств стандартной BBN модели являются одним космологии. Этот этап играет ключевую роль в эволюции Вселенной. За последнее несколько лет космология стала более точной наукой и перешла в категорию прецизионных. Сегодня группой WMAP [20; с.14-15. 21; с.19-25] коллаборацией Планка [22; с.А26-66. 23; с. А13-63] целый ряд И космологических параметров определяется с высокой точностью, порой достигающей долей процента. Более того, в настоящее время группами ученых CF88 [24; с.283-334], NACRE [25; с.3-183], NACREII [26; с.61-169] и др. с наименьшими погрешностями были установлены скорости реакции для большинства цепных ядерных реакций в ходе первичного нуклеосинтеза. С повышением точности значений необходимых входных параметров соответственно развиваются и пакеты BBN программ, таких как Wagoner code [27; c.247-295], Kawano code [28; c.58], AlterBBN [29; c.1822-1831] и Parthernope [30; с.956-971. 31; с.237-242], разработанные различными ведущими группами астрофизиков для реализация этих предположений.

Космологическая теория Большого Взрыва – это теория первичного нуклеосинтеза. Начальная (примордиальная) распространенность нуклидов во Вселенной при первичном нуклеосинтезе вычисляется на основе модели Фридмана. Эту модель часто называют ЛСDM (Лямбда - CDM, где лямбда-это лямбда-член, отвечающий за темную энергию, холодная темная материя - это модель Фридмана с общепринятыми параметрами).

В 1922 году советский физик и метеоролог А.А. Фридман на основе полевого уравнения Эйнштейна в общей теории относительности (ОТО) получил два дифференциальных уравнения простого вида. Метрика Фридмана – Робертсона–Уокера в общей теории относительности в изотропном и однородном пространстве имеет следующий вид [32; с.465]:

$$ds^{2} = dt^{2} - a^{2}(t) \left(\frac{dr^{2}}{1 - kr^{2}} + r^{2}(d\theta^{2} + \sin\theta d\phi^{2}) \right)$$
(1.6)

Здесь к=0, ±1, к=0 для трехмерной плоскости, к=1 для трёхмерной сферы, к=-1 для трёхмерной гиперсферы, *a*(t) – масштабный фактор Вселенной в размерности длины.

$$H^{2}(t) = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^{2} = \frac{8\pi G_{N}}{3}\rho - \frac{k}{a^{2}} + \frac{\Lambda}{3}$$
(1.7)

где G_N – гравитационная постоянна, ρ – плотность энергии, если к = 0 означает трехмерное Евклидовое (плоское) пространство. Если космологическая постоянная равна нулю Λ =0, то эволюция при заданном значении H₀ целиком и полностью зависит от начальной плотности вещества. $H = \frac{\dot{a}}{a}$ – параметр Хаббла, характеризующий скорость расширения Вселенной. $H_0 = h \cdot 100 \frac{\text{KM}}{\text{сек} \cdot \text{Мпк}}$, здесь *h* безразмерная величина и её

значения равна $h=0.673\pm0.12$ по последним данным коллаборации Планка [22; с.А26-66]. 1пк = $3.1\cdot10^{16}$ м.

$$\frac{\dot{a}}{a} = H(t) = \sqrt{\frac{8\pi G_N}{3}\rho} \qquad \dot{\rho} = 3H(\rho + p) \qquad (1.8)$$

где плотность энергии и давления равны полной сумме доли фотона, электрона, нейтрино и бариона $\rho = \rho_{\gamma} + \rho_e + \rho_v + \rho_B$ и $p = p_{\gamma} + p_e + p_v + p_B$.

Уравнение термодинамического равновесия имеет следующий вид:

$$N_i Z_i + N_j Z_j \leftrightarrow N_k Z_k + N_l Z_l \tag{1.9}$$

где *N_i*, *N_j*, *N_k*, *N_l* - число нуклидов входного и выходного каналов при заданной реакции. В этом случае распространенности нуклидов определяются следующим выражением [30; с.956-971]:

$$\frac{dX_i}{dt} = \sum_{jkl} N_i \left(-\Gamma_{ij \to kl} \frac{X_i^{N_i} X_j^{N_j}}{N_i! N_j!} + \Gamma_{kl \to ij} \frac{X_l^{N_l} X_k^{N_k}}{N_l! N_k!} \right) \equiv \Gamma_i$$
(1.10)

Здесь $\Gamma_{ij \to kl} = \sigma_{ij \to kl} v >$ - скорость реакции соответствующего процесса

 $i + j \rightarrow k + l$. Для оценки начальной распространенности первичных химических элементов необходимо знать скорости ядерных реакций (радиационного захвата или обратного процесса фоторасщепления). Прецизионное определение скорости ядерных реакций экспериментальными и реалистическими теоретическими методами является одной из главных задач ядерной астрофизики.

§ 1.4. Параметры модели BBN для оценки распространенности легких элементов

Вычисленные распространенности в рамках выше указанных BBN программ в основном зависят от трех параметров – это время жизни нейтрона τ_n , барионная плотность (или доля барионов по отношению к фотонам) $\eta = n_B/n_\gamma$ и скорость термоядерных реакций.

Время жизни нейтрона. Считается, что при температуре $T \approx 10$ МэВ (или спустя t $\approx 10^{-2}$ после Большого Взрыва) начинается первый этап ядерного синтеза. Скорости слабых реакций зависят от β -распада нейтрона [33; с. 927-928].

$$p + e^{-} \leftrightarrow n + \nu_{e} \tag{1.11}$$

$$p + \tilde{\nu}_e \leftrightarrow n + e^+ \tag{1.12}$$

$$n \leftrightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e \tag{1.13}$$

Таким образом, чем больше время жизни нейтрона, тем меньше скорость реакции слабого взаимодействия и, следовательно, больше температура вымерзания *T*. Это приводит к большему значению $(n_n/n_p)_f$ и увеличению образования ⁴He. Кроме того, в период между вымерзанием и синтезом гелия распадется меньше нейтронов. Хотя это играет второстепенную роль, тем не менее, также способствует увеличению распространенности ⁴He [7; с.61-62].

Физикам необходимо знать время жизни нейтрона для подсчёта относительного количества водорода и гелия, появившегося в первые

минуты жизни Вселенной. Чем быстрее в то время нейтроны распадались на протоны, тем меньше их должно было остаться позже, когда они встраивались в ядра гелия. Баланс водорода и гелия – первая из многих чувствительных проверок динамики Большого взрыва [34; c.11-12]. Современные лабораторные эксперименты из коллаборации Particle Data Group [35; c.09001-1676] приводят к значению времени жизни нейтрона $\tau_n = (880.3\pm1.1)$ с.

Барион-фотонное отношение. Барион-фотонное отношение $\eta = n_B/n_{\gamma}$ (или его эквивалент плотность барионов $\Omega_b h^2$) является ключевым параметром, определяющим содержание легких элементов после окончания нуклеосинтеза [36; с.419-429]. Этот параметр в настоящее время прецизионно определяются ведущими коллаборациями мира, обсерватории Планка [22; с.A26-66] $\Omega_b h^2 = 0.02218 \pm 0.00026$ (или $\eta_B = 6.07 \pm 0.07$) и WMAP [21; с.19-25] $\Omega_b h^2 = 0.02243 \pm 0.00055$ (или $\eta_B = 6.14 \pm 0.15$).

Связь между барион-фотонное отношением и относительной плотностью барионов определяется из следующей формулы [31; с.237-242]

$$\eta_{10} = \frac{273.279}{1 - 0.007125 \cdot Y_p} \left(\frac{2.7255}{T_{\gamma}^0}\right)^3 \Omega_{\rm b} h^2 \quad , \tag{1.14}$$

где T_{γ}^{0} - температура космического микроволнового фонового излучения (CMBR) и её современное значение равно $T_{\gamma}^{0} = 2.7255 \pm 0.0006$ К [35; с. 09001 - 1676], Y_{p} – массовая концентрация ⁴He, по данным коллаборации Планка 2016 Y_{p} =0.2467±0.0006 [23; с.А13-63], индекс p обозначает первичную (primordial) концентрацию. Барионы и легкие элементы могут слиться в следующих основных реакциях:

$$p + n \rightarrow {}^{2}H + \gamma \tag{1.15}$$

$$p + {}^{2}H \rightarrow {}^{3}He + \gamma$$
 (1.16)

$${}^{2}\mathrm{H} + {}^{2}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}\mathrm{He} + \mathrm{n} \tag{1.17}$$

$${}^{2}\mathrm{H} + {}^{2}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}\mathrm{H} + \mathrm{p} \tag{1.18}$$

$${}^{3}\text{He} + {}^{2}\text{H} \rightarrow {}^{4}\text{He} + p \tag{1.19}$$

$${}^{3}\mathrm{H} + {}^{2}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}\mathrm{He} + \mathrm{n} \tag{1.20}$$

наряду с некоторыми другими маловероятными реакциями, приводящими к образованию ⁷Li или ⁷Be. (Важной особенностью является то, что не существует стабильных ядер с массой 5 или 8, это означает, что реакции, добавляющие один барион к ⁴He или сливающие два ⁴He, не происходят).



Рис. 1.3. Предсказываемые распространенности первоначальных d, ^{3,4}He и ⁷Li
(сплошные кривые) из работ [11; с.050-23] и их экспериментальные значения как функции параметра η₁₀=10¹⁰η. Область, где имеется согласие данных с теорией раннего ядерного синтеза, заштрихована [12; с.123526-20].
Вертикальная полоса Planck-WMAP результат для η=η_B следующий из анализа анизотропии реликтового излучения

Большинство цепей слияния во время BBN в конечном итоге заканчиваются на ⁴He (гелий-4), в то время как "неполные" реакционные цепи приводят к небольшим количествам остаточного ²H или ³He; их количество уменьшается с увеличением отношения барион-фотон. То есть, чем больше отношение барион-фотон, тем больше будет реакций и тем эффективнее дейтерий в

конечном итоге превратится в гелий-4. Этот результат делает дейтерий очень полезным инструментом для измерения отношения барионов к фотонам [7; с. 62-69]. Чем больше величина η , тем меньшее фотонов и фотонная диссоциация дейтерия слабее и раньше (при более высоких температурах) начинается накопление D, ³H, ³He. В результате образуется больше ⁴He [33; с.933].

Еще более сильное влияние оказывает отношение η на распространенность ⁷Li, который образуется в двух различных процессах. При $\eta < 3.10^{-10}$ доминирует реакция ³H(⁴He, γ)⁷Li, тогда как при больших значениях η преобладает реакция ${}^{3}\text{He}({}^{4}\text{He},\gamma)^{7}\text{Be с последующим электронным}$ захватом ⁷Be(e⁻, v_e)⁷Li и образованием ⁷Li. В результате в области $\eta \approx 3.10^{-10}$ возникает «провал» (рис. 1.3), что делает распространенность ⁷Li особенно чувствительным тестом для изучения влияния η и, следовательно, исследования всего первоначального ядерного синтеза. Поскольку скорости реакций образования D, 3 H и 4 He также зависят от η, их распространенность для малых η возрастает, так что большое количество вещества остается не сгоревшим [33; с.933-934]. Консервативный анализ наблюдений приводит к значениям барионной плотности в широкой области 1·10⁻¹⁰ < η <10·10⁻¹⁰. В целом вычисленные распространенности элементов хорошо согласуются с наблюдаемыми значениями в широкой области $2 \cdot 10^{-10} < \eta < 4 \cdot 10^{-10}$ [7; с.62].

Скорость термоядерных реакций. Прежде, чем обсуждать ядерные реакции, привлечённые в первичном и звёздном нуклеосинтезе, необходимо обсудить скорости реакций, реализующихся в «термальном супе». Скорость реакции определяет её важность. Под термином термоядерная реакция понимают ядерную реакцию, в которой энергия соударения ядер - это термическая энергия частиц в горячем плазме. Оба сталкивающихся ядра движутся навстречу друг другу, и следует учесть их относительные скорости (энергия центра масс). Для ядерных реакций в лабораторных условиях скорость реакции [37; с.288-289]:

$$R = N \sigma \varphi, \tag{1.21}$$

где скорость реакции R имеет размерность продукт/сек, σ - поперечное сечение реакции (см²), ϕ – начальный поток частиц (част/сек) и N – число атомов мишени атом/см². Для астрофизических реакций скорость реакции

$$R = N_x N_y \int_0^\infty \sigma(v) v \, \mathrm{d}v = N_x N_y < \sigma v >$$
(1.22)

где v – относительная скорость ядер х и у, каждый из которых присутствует в концентрации N_i (частица/см³), величина $\langle \sigma v \rangle$ - усреднённая по температуре скорость реакции пары частиц.

В горячем газе скорость *v* каждой компоненты задаётся распределением Максвелла-Больцмана:

$$P(\nu) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m\nu^2}{2k_B T}\right)$$
(1.23)

где *т* – масса частицы, *k*_{*B*} – константа Больцмана, и *Т* – температура газа.

Интегрирование по всем скоростям для реагирующих частиц х и у даёт

$$\langle \sigma \nu \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{\left(k_B T\right)^{3/2}} \int_{0}^{\infty} \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE \qquad (1.24)$$

где $\mu = \frac{m_x m_y}{m_x + m_y}$. Скорости R звёздных ядерных реакций прямо

пропорциональны зависящему от температуры параметру <*σv*>.

Для реакций на заряженных частицах нужно преодолеть кулоновские силы отталкивания между положительно заряженными ядрами. Для простейшей реакции p+p кулоновский барьер равен 550 кэВ. Но в типичных звёздах типа Солнца k_BT =1.3 кэВ, поэтому ядерные реакции здесь протекающие являются подбарьерными, и реализуемые реакции – результат проникновения сквозь барьер [37; с.288-289]. При этих экстремальных суббарьерных энергиях фактор барьерного проникновения можно аппроксимировать как:

$$P = \exp\left(-\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar \nu}\right) = \exp\left(-31.29 Z_1 Z_2 \left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2}\right)$$
(1.25)

где *Е* измеряется в кэВ и *µ*- в атомных единицах. Туннельная вероятность называется фактором Гамова.

Уравнение (1.24) сочетание распределения Максвелла-Больцмана, которое даёт пик при низких энергиях, и фактора Гамова, который увеличивается с увеличение энергии. Произведение этих двух членов имеет пик в области перекрытия этих двух функций, названный пиком Гамова (рис.

1.4). Этот пик возникает при энергии $E_0 = \left(\frac{bk_BT}{2}\right)^{2/3}$, где $b = 0.989Z_1Z_2\mu^{1/2}$ измеряется в (МэВ)^{1/2}.



Рис. 1.4. Гамовское окно при низких астрофизических энергиях

Как было впервые показано Г.А. Гамовым, ядерные реакции в центре Солнца все же возможны из-за эффекта квантово-механического туннелирования волновой функции под кулоновский барьер [38; с.139].

Пик Гамова - это пик вероятности того, что атомы, движущиеся с некоторой скоростью в газе, будут плавиться, т.е. произойдет слияние. Вероятность, называемая фактором Гамова, представляет собой комбинацию двух вероятностей: вероятность того, что два атома будут иметь достаточную относительную скорость (распределение Максвелла-Больцмана), и вероятность туннелирования - вероятность, которую может предоставить квантовая механика.

§1.5. Теоретические методы для расчетов астрофизического S-фактора реакции радиационного захвата A(*a*, γ)B

Прогресс в изучении Вселенной, особенно на начальном этапе её формирования, во многом связан с развитием определенных областей физики атомного ядра и элементарных частиц. Хотя материал, представленный в данной работе, посвящен в первую очередь методам расчета характеристик термоядерных процессов. Причем рассматриваемые нами процессы $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$, $\alpha + {}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}He \rightarrow {}^{7}Be + \gamma$ относятся к реакциям первичного нуклеосинтеза, которые протекали на начальном этапе развития нашей Вселенной. Практически любые задачи ядерной астрофизики связаны с определенными проблемами, связанными с описанием реакций при сверхнизких энергиях и, как правило, со структурой легких атомных ядер, участвующих в термоядерных процессах [6; с.42-43].

В процессе изучения этих ядерно-астрофизических реакций $A(a,\gamma)B$ часто используются следующие теоретические подходы, такие как Rматричный метод, потенциальная кластерная модель (ПКМ) и её различные варианты, модель резонирующих групп (МРГ) и её алгебраическая версия (AB). Микроскопические методы – модель оболочек с кором и без кора, вариационный метод Монте-Карло (NCSM), фермионная молекулярная динамика (FMD) [39; с.621-626].

Феноменологический R-матричный подход [40; с.203-236] основан на подгонке некоторых параметров к имеющимся экспериментальным данным и экстраполяции область астрофизических энергий. ИХ В Основным недостатком этих моделей является то, что надежность результата в значительной степени определяется точностью используемых при экстраполяции экспериментальных данных. Модель резонирующих групп [41; с.351-366. 42; с.559-580] и её алгебраическая версия [43; с.064605-16] относится к типу микроскопических кластерных моделей. В этих моделях используются феноменологические нуклон-нуклонные потенциалы, которые

подбираются так, чтобы воспроизводить некоторые наиболее важные для конкретной задачи свойства связанных состояний и состояний рассеяния [39; с.621-626]. Также, в последнее время развиваются наиболее реалистические модели, так называемые "*ab initio*" подходы (NCSM, FMD) [41; с.351-366. 42; с.559-580], использующие реалистические нуклон-нуклонные потенциалы взаимодействия, которые воспроизводят данные рассеяния и свойства дейтрона.

В ПКМ сечение радиационного захвата с участием легких ядер вычисляется на основе модельных волновых функций системы в начальном и конечном состояниях. В двухчастичной кластерной модели считается, что атомное ядро состоит из двух бесструктурных частиц (кластеров) [46; с.8]. Соответственно, трехчастичная модель основывается на представлении ядра в виде системы из трех кластеров. Например, ⁶Li $\rightarrow \alpha$ +p+n.

Рассматриваемая кластерная модель достаточно проста в использовании, поскольку задача сводится к решению уравнения Шредингера для двух или трех тел.

Физические основания рассматриваемой здесь потенциальной кластерной модели восходят к оболочечной модели, или точнее, к связи между оболочечной и кластерной моделями, которая в литературе иногда встречается под названием модели нуклонных ассоциаций (МНА)[47; с.158-169. 48; с.13-17].

В модели нуклонных ассоциаций и ПКМ волновая функция ядра, состоящего из двух кластеров с числом нуклонов A_1 и A_2 ($A = A_1 + A_2$), имеет вид антисимметризованного произведения полностью антисимметричных внутренних волновых функций кластеров $\Psi(1,...A_1) = \Psi(R_1)$ и $\Psi(A_1+1,...,A) =$ $\Psi(R_2)$, умноженных на волновую функцию их относительного движения $\Phi(R = R_1 - R_2)$,

$$\Psi = A \left\{ \Psi(\mathbf{R}_1) \Psi(\mathbf{R}_2) \Phi(\mathbf{R}) \right\}$$
(1.26)

где А – оператор антисимметризации, который действует по отношению к перестановкам нуклонов из разных кластеров ядра, R – межкластерное

расстояние, R₁ и R₂ – радиус - векторы положения центра масс кластеров [6; с.75-76. 49; с.78-79].

Потенциальные кластерные модели основываются на реалистических потенциалах взаимодействия между кластерами, которые содержат ядерную и кулоновскую части. Параметры этих потенциалов обычно выбираются из условия описания экспериментальных данных по рассеянию и связанных состояний двухчастичной системы (энергии связи, фазы рассеяния, и т.д.).

Выводы по главе I

Приведен краткий обзор основных понятий образования нуклидов и их распространенности при процессе первичного и звездного нуклеосинтеза после Большого взрыва. Указано, что в настоящее время исследование проблемы распространенности изотопов ⁶Li, ⁷Li является одной из самих области актуальных тем В космологии, ядерной астрофизики И наблюдательной астрономии. Приведены основные параметры BBN используемые данной работе начальной модели, В для оценки (примордиальной) распространенности легких химических элементов в космологической стандартной модели Вселенной. Также, отмечено, что для решения проблемы лития крайне важно провести реалистические расчеты скоростей ядерных реакций радиационного захвата $d(\alpha, \gamma)^6 Li$, ³He $(\alpha, \gamma)^7$ Be и 3 H(α,γ)⁷Li при астрофизических энергиях.

В свете вышеизложенного, были сформулированы цель и задачи диссертации, которые приведены во введении на стр. 10.

ГЛАВА II. Реакции радиационного захвата $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be+}\gamma$ и $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li+}\gamma$ в двухчастичной модели

§ 2.2. Введение

Процессы радиационного захвата α^{+3} He \rightarrow^{7} Be+ γ и α^{+3} H \rightarrow^{7} Li+ γ являются ключевыми ядерными реакциями первичного и звездного нуклеосинтеза [10; с.47-68. 50; с.195-245]. Обе эти реакции важны для изучения примордиального нуклеосинтеза, в частности, для решения так называемой проблемы примордиального распространения ⁷Li во Вселенной [9; с.229-259]. Первый процесс также важен для изучения кинетики горения водорода на Солнце. С другой стороны, ядро ⁷Be играет доминантную роль в процессах образования нейтрино в стандартной модели Солнца.

Экспериментальные исследования этих процессов начались в 1960 гг. [51; с.1397-1408. 52; с.2578-2582. 53; с.307-332. 54; с.1664-1666. 55; с.243-254. 56; с.55-58. 57; с.179-188. 58; с.2205-2218]. Недавние эксперименты описаны в работах [59; с.162503-4. 60; с.122502-5. 61; с.065803-4. 62; с.055801-12. 63; 232502-4. 64; с.032801-5. 65; с.1-11. 66; с.249]. Наиболее важные результаты при астрофизических энергиях (100-300 кэВ) были получены LUNA коллаборацией [60; с.122502-5. 61; с.065803-4] путем прямых измерений в подземной лаборатории.

Недавно получена новая оценка для астрофизического S-фактора процесса $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ при Гамовском максимуме на основе наблюдения Солнечных нейтринных осцилляций [67; с.123526-7]

$$S_{34}(23 \pm 6 \text{ кэB}) = 0.548 \pm 0.054 \text{ кэB}$$
 бн. (2.1)

С теоретической точки зрения потенциальные модели [68; с.1526-1538. 69; с.014619-9], микроскопические модели [44; с.430-436. 45; с.042502-4] и полу-микроскопическое приближение [41; с.351-366. 42; с.559-580. 43; с. 064605-16] были предложены для изучения указанных реакций. Результаты наиболее реалистических микроскопических NCSM [44; с.430-436] и FMD [45; с.042502-4] моделей в целом хорошо согласуются с экспериментальными данными, за исключением устаревших данных [52; с.2578-2582]. Однако эти модели дают различные энергетические зависимости для обоих процессов захвата. В то же время они хорошо описывают новые данные LUNA коллаборации [60; с.122502-5. 61; с.065803-4] и данные на Гамовском пике [67; с.123526-7]. С другой стороны, наиболее реалистическая потенциальная модель, основанная на фолдинговом приближении [70; с.065804-10], хорошо согласуется со старыми данными [52; с.2578-2582], которые намного ниже, чем новые [60; с.122502-5. 61; с.065803-4].

Потенциальные кластерные модели способны одновременно описать свойства связанных состояний и данные рассеяния [68; с.1526-1538. 69; с.014619-9]. Они могут воспроизводить фазовые сдвиги, энергию связи и асимптотический нормировочный коэффициент (АНК). Важность знания АНК была показана в работах [71; с.193-200. 72; с.055805-7]. Эмпирическое значение АНК может быть извлечено из данных рассеяния на основе различных приближений, например, аналитического продолжения полюса S-матрицы [73; с.2390-2394], метода эффективного радиуса [74; с.011601-4. 75; с.044618-7. 76; с.83-88] и метода искаженных волн [77; с.364-5]. Потенциальные модели также могут быть использованы для улучшения точности прямых экспериментов по астрофизическим реакциям захвата [79; с.045805-13].

Как известно из литературы, и как будет показано нами, доминантную роль в процессах захвата $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$ играет *E*1-переход, а *E*2-переход дает небольшой вклад только в резонансной области. *M*1-переход сильно подавлен.

В данной главе параметры гауссового потенциала подогнаны к эмпирическим значениям АНК, полученным методом искаженных волн [77; c.364-5], и на основе экспериментального S-фактора [78; c.045807-14]. Сначала будет протестирован потенциал из работы [68; c.1526-1538] в *S*волне. Потом будет показана возможность нахождения наиболее полезной модели среди фазово-эквивалентных потенциалов. Астрофизический

S-фактор реакции синтеза $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$ будет оценен с теми же параметрами потенциала, которые были использованы для первой реакции, с соответствующей модификацией кулоновского отталкивания.

§ 2.2. Теоретическая модель

В данной главе для расчета астрофизического S-фактора реакции радиационного захвата $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$ используем двухчастичную потенциальную кластерную модель. Модель строится на основе предположения, что рассматриваемые ядра имеют двухкластерную структуру. Эти предположения обусловливаются подтверждённым из многочисленных экспериментальных данных фактом, что для многих легких ядер имеется высокая вероятность образования нуклонных ассоциаций (кластеров) [6; с.74].

Фактически в любой реакции радиационного захвата с участием заряженных частиц в экспериментальных и теоретических исследованиях оценивается сечение процесса. Но значения сечений захвата экспоненциально быстро падают с уменьшением энергии и становятся малыми при низких астрофизических энергиях, т.е. в данном диапазоне энергий работать с такими величинами не очень удобно. По этой причине принято более удобная величина, так называемый астрофизический Sфактор, который связан с сечением следующим соотношением [25; с.3-183]:

$$S(E) = \sigma(E) E \exp(2\pi\eta)$$
(2.2)

где $\sigma(E)$ – полное сечение реакции радиационного захвата $A(a,\gamma)B$, $\eta = Z_b Z_c e^2 \mu_{bc} / k_{bc}$ – кулоновский параметр для связанного состояния системы a=b+c. Полное сечение процесса захвата вычисляется по формулы [25; c.3-183]:

$$\sigma(\mathbf{E}) = \sum_{J_f \lambda} \sigma_{J_f \lambda}(\mathbf{E}) \tag{2.3}$$

$$\sigma_{J_{f}\lambda}(\mathbf{E}) = \frac{8\pi k_{\gamma}^{2\lambda+1}}{\hbar^{2}q^{3}} \frac{\mu}{(2S_{1}+1)(2S_{2}+1)} \frac{(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^{2}} C_{S}^{2} \sum_{l_{i}SJ_{i}} \left| \langle \Psi_{l_{f}SJ_{f}} | M_{\lambda m}^{\Omega} | \Psi_{l_{i}SJ_{i}} \rangle \right|^{2} (2.4)$$

где $\Omega = E$ или *M* (электрический или магнитный переход), λ – мультипольность перехода, q – волновое число относительного движения кластеров. S₁, S₂ – спины кластеров, k_{γ} – волновое число фотона. Постоянная C_s^2 – спектроскопический фактор (СФ). Величина СФ зависит от используемой модели. В двухчастичной модели интеграл перекрытия является волновой функцией системы а, состоящей из двух бесструктурных фрагментов b и c. В этом случае волновая функция должна быть нормирована на 1. Как было сказано в работе [72; с.055805-7], если в двухчастичной или трехчастичной модели параметры потенциалов подогнаны по соответствующим экспериментальным данным (энергии связи и фазы рассеяния), они фактически уже учитывают многочастичные эффекты, влияющие на результаты эксперимента, в том числе и неявно учитываемую связь каналов. Поэтому всюду в нашей работе $C_s^2 = 1$.

Приведенные матричные элементы будут вычислены между начальным и конечным состояниями, которые могут быть представлены в виде

$$\Psi_{l_i S J_i} = \frac{u_E^{(l_i S J_i)}}{r} \Big\{ Y_{l_i}(\widehat{\mathbf{r}}) \otimes \chi_S(\xi) \Big\}_{J_i M_i} \qquad \Psi_{l_f S J_f} = \frac{u_E^{(l_f S J_f)}}{r} \Big\{ Y_{l_f}(\widehat{\mathbf{r}}) \otimes \chi_S(\xi) \Big\}_{J_f M_f}.$$
(2.5)

В электромагнитных процессах, типа радиационного захвата оператор электромагнитных переходов для взаимодействия излучения с веществом хорошо известен [80; с. 044309-14. 81; с.85-95. 82; с.87-110]. Оператор электрических переходов в длинноволновом приближении ($\kappa_{\gamma}r <<1$) дается выражением [80; с. 044309-14]:

$$M_{\lambda m}^{E} = -e \sum_{j=1}^{A} Z_{j} r_{j}^{\prime \lambda} Y_{\lambda m}(\hat{\mathbf{r}}_{j}^{\prime})$$
(2.6)

где $\vec{r}_{j}' = \vec{r}_{j} - \vec{R}_{cm}$ – радиус вектор в системе центра масс. Оператор электромагнитного перехода является неприводимым тензором ранга λ и его приведенный матричный элемент вычисляется по теореме Вигнера-Эккарта
[83; c.405-428].

$$\left| < \Psi_{l_f S J_f} \left| M_{\lambda m}^{\Omega} \right| \Psi_{l_i S J_i} > \right| = \frac{1}{\sqrt{2J_f + 1}} \left| < \Psi_{l_f S J_f} \left\| M_{\lambda}^{\Omega} \right\| \Psi_{l_i S J_i} > \left| C \frac{J_f M_f}{J_i M_i \lambda m} \right| \right|$$

$$(2.7)$$

Матричный элемент для перехода электрического оператора имеет следующий вид:

$$\left| < \Psi_{l_{f}SJ_{f}} \left\| M_{\lambda}^{E} \right\| \Psi_{l_{i}SJ_{i}} > \right| = e \left[Z_{1} \left(\frac{A_{2}}{A} \right)^{\lambda} + Z_{2} \left(\frac{-A_{1}}{A} \right)^{\lambda} \right] (-1)^{J_{i}+l_{i}+S} \left(\frac{[\lambda][l_{i}][J_{i}]}{4\pi} \right)^{1/2} \times C \frac{l_{f}0}{\lambda 0 l_{i}0} \left\{ J_{i} \quad l_{i} \quad S \\ l_{f} \quad J_{f} \quad \lambda \right\}_{0}^{\infty} u_{E}^{(l_{i}SJ_{i})}(\mathbf{r}) \mathbf{r}^{\lambda} u_{E}^{(l_{f}SJ_{f})}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$

$$(2.8)$$

где l_i , J_i и l_f , J_f —орбитальные и полные угловые моменты начального и конечного состояний, соответственно. $A=A_1+A_2$, A_1 , A_2 , Z_1 , Z_2 — значения масс и зарядов, S — спин входного канала.

Оператор магнитного перехода в длинноволновом приближении ($\kappa_{\gamma}r \ll 1$) дается выражением [80; с. 044309-14]:

$$M_{\lambda m}^{M} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[\sum_{j=1}^{A} \mu_{N} \frac{Z_{j}}{A_{j}} l_{jm} + 2\mu_{j} S_{jm} \right]$$
(2.9)

где μ_N – ядерный магнетон, μ_j – магнитный момент, l_j – орбитальный момент и S_j – спин j-частицы. Его приведенный матричный элемент выражается как

$$\left| < \Psi_{l_{f}SJ_{f}} \left\| M_{1}^{M} \right\| \Psi_{l_{i}SJ_{i}} > \right| = \mu_{N} \left(\frac{A_{2}Z_{1}}{AA_{1}} + \frac{A_{1}Z_{2}}{AA_{2}} \right) \sqrt{l_{i}(l_{i}+1)[J_{i}][l_{f}]} (-1)^{J_{i}+l_{f}+S+1} \times \left\{ l_{i} \quad S \quad J_{i} \\ J_{f} \quad 1 \quad l_{f} \right\} I_{if} + 2\mu(^{3}\operatorname{He})(-1)^{S+l_{i}+J_{f}+1} \sqrt{S(S+1)[S][J_{i}]} \left\{ S \quad l_{i} \quad J_{i} \\ J_{f} \quad 1 \quad S \right\} I_{if}$$
(2.10)

где интеграл перекрывания между начальным и конечным состояниями

$$I_{if} = \delta_{l_i l_f} \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \int_0^\infty u_E^{(l_i S J_i)}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{u}_E^{(l_f S J_f)}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$
(2.11)

Все возможные электромагнитные переходы в выражениях (2.8) и (2.10) из начального состояния в конечное состояние подбираются из правила отбора по моментам количества движения и по четностям [81; с.85-95. 82; с.87-110]

$$|J_i$$
 - $J_f|$ \leq λ \leq J_i + J_f

$$M_i - M_f = m \tag{2.12}$$
$$\pi_i \pi_f = \pi_{\Omega \lambda}$$

Четность для электрического и магнитного мультипольного излучения фотона $\pi_{\Omega\lambda}$ определяется следующим правилом:

$$\pi_{E\lambda} = (-1)^{\lambda}$$

$$\pi_{M\lambda} = (-1)^{\lambda+1}$$
(2.13)

Из правил отбора (2.12) видно, что мультипольность перехода определяется моментами и четностями начального и конечного уровней. Если момент начального или конечного состояния равен нулю, то возможен переход, лишь по одной мультипольности. Если же оба моменты не равны нулю, то излучение будет состоять из нескольких мультиполей, при этом основной вклад будут давать наиболее разрешенные из них [81; с.88-89].

§ 2.3. Потенциалы взаимодействия

Феноменологические двухчастичные потенциалы описывающие взаимодействие между кластерами строятся на основе фазового анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию. Соответствующие потенциалы взаимодействия, в рамках формальной двухчастичной задачи рассеяния, подбираются из условия наилучшего описания фаз упругого рассеяния. Определенный успех одноканальной модели, основанной на таких потенциалах, обусловлен не только большой степенью кластеризации этих ядер, но и тем, что в каждом состоянии кластеров существует только одна разрешенная орбитальная схема Юнга [46; с.9-11], определяющая симметрию этого состояния. Кластерные системы α -³He и α -³H отличаются только зарядом, а ядерная часть потенциала выбирается в виде простой Гауссовой формы [84; с.1529-1594]:

$$V^{lSJ}(\mathbf{r}) = V_0^{lSJ} \exp(-\alpha_{lSJ} \mathbf{r}^2) + V_{Coul}(\mathbf{r}), \qquad (2.14)$$

где кулоновская часть дается на основе сферического распределения заряда:



Рис. 2.1. Фазовые сдвиги упругого (а) α+³He и (б) α+³H – рассеяния в *S*, *P*, *D* и *F* – парциальных волнах с потенциалом V_D в сравнении с
экспериментальными данными [85; с.241-249. 86; с.250-256. 87; с.964-984]

В таблице 2.1 приведены параметры Гауссового потенциала для различных моделей. Мы использовали $m(^{4}\text{He})=4m_{N}$, $m(^{3}\text{He})=m(^{3}\text{H})=3m_{N}$, $h^{2}/2m_{N}=20.7343$ МэВ ϕm^{2} и кулоновский радиус $R_{c}=3.095$ ϕm . На рисунке 2.1 приведены

фазовые сдвиги упругих рассеяний α -³He и α -³H во всех парциальных волнах с потенциалом V_D [84; с.1529-1594].

Для изучения процесса сначала мы используем в качестве исходного потенциал Дубовиченко V_D [84; с.1529-1594], затем модифицированные нами потенциалы V_{M1} , V_{M2} . Эти потенциалы различаются параметрами в *P*-волнах и дают различные значения АНК.

Таблица 2.1

	V _D [84]		V _N	V_{M1}		V _{M2}	
$L_{ m J}$	<i>V</i> ₀ , МэВ	α, фм ⁻²	<i>V</i> ₀ , МэВ	α, фм ⁻²	<i>V</i> ₀ , МэВ	α, фм ⁻²	
<i>S</i> _{1/2}	-67.5	0.15747	-67.5	0.15747	-67.5	0.15747	
	a) -77.0	0.18	a) -50.0	0.109	a) -54	0.12	
	b) -130.0	0.365					
<i>P</i> _{1/2}	-81.92	0.15747	-75.59760	0.13974	-75.17585	0.13884	
<i>P</i> _{3/2}	-83.83		-70.75751	0.13308	-75.60171	0.14354	
$D_{3/2}$	-66.0			-60	5.0		
D _{5/2}	-69.0	0.15747	-69.0				
F _{5/2}	-75.9		-75.9				
$F_{7/2}$	-84.8		-84.8				

Параметры Гауссового потенциала для α³Не-взаимодействия

Потенциалы V_{M1} и V_{M2} подогнаны к эмпирическим значениям АНК из работ [77; с.364-5] и [78; с.045807-14], соответственно. Все эти потенциалы хорошо воспроизводят экспериментальные фазовые сдвиги.

§ 2.4. Астрофизический S-фактор процесса прямого захвата α+³He→⁷Be+γ

Как сказано во введении к этой главе, реакция радиационного захвата $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ является важным процессом и основным источником

образования нуклида ⁷Li в первоначальном нуклеосинтезе [10; с.47-68. 50; с.195-245].

приводим основные теоретические результаты Далее ΜЫ для астрофизического S-фактора процессов прямого захвата $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$. При выполнении численных расчетов учитывались только E1, Е2 и М1-переходы, поскольку более высокие мультипольности дают незначительный вклад [81; с.88-89]. Вклад *Е*1-перехода с потенциалом V_{M1} показан на рис. 2.2(а). Из правила отбора (2.12) для радиационных переходов [81; c.85-95. 82; c.87-110] следует, что в основное $P_{3/2}$ состояние ядра ⁷Be (a также зеркального ядра ⁷Li) возможны E1-переходы $(J_f=3/2, l_f=1)$ из состояний рассеяния $\alpha + {}^{3}$ Не ($\alpha + {}^{3}$ Н) с квантовыми числами (J_{i} , l_{i}), равными (1/2, 0), (3/2, 2), (5/2, 2). Для первого возбужденного P_{1/2} (связанного) состояния ядра ⁷Be (а также зеркального ядра ⁷Li) возможны E1-переходы $(J_{f}=1/2, l_{f}=1)$ из состояний α +³He (α +³H) рассеяния с квантовыми числами (J_{i} , l_i), равными (1/2, 0), (3/2, 2). Как видно из рисунка, основной вклад происходит за счет переходов $S \rightarrow P_{3/2}$ и $S \rightarrow P_{1/2}$ при низких энергиях. Вклад *E*2-перехода в астрофизический S-фактор показан на рис. 2.2(б) для того же потенциала V_{M1}. *E*2-переходы в конечное состояние с $J_f=3/2$, $l_f=1$ возможны из состояний с (*J_i*, *l_i*), равными (1/2, 1), (3/2, 1), (5/2, 2), (7/2, 2). А для первого возбужденного $P_{1/2}$ (связанного) состояния ядра ⁷Be (⁷Li) с ($J_f=1/2$, $l_f=1$), начальные состояния могут иметь моменты (J_i, l_i) , равные (3/2, 1), (5/2, 2). Доминантный вклад соответствует переходу между Р-волнами. Резонансное поведение S-фактора хорошо воспроизводится. На рисунке 2.2(в) показан соответствующий вклад М1-перехода в астрофизический S-фактор. М1переходы возможны в конечное состояние с $(J_f=3/2, l_f=1)$ из состояний с (J_i, J_i) l_i)= {(1/2, 1), (3/2, 1)} и в первое возбужденное $P_{1/2}$ связанное состояние ядра ⁷Ве (⁷Li) из начальных состояний с (J_i , l_i)= {(1/2, 1), (3/2, 1)}. Вклад *М*1перехода относительно мал по сравнению с вкладами E1 и E2 электрических переходов.



Основной вклад в этот процесс происходит за счет *E*1-перехода между *P*-волнами. На рисунке 2.3 показано сравнение вкладов *E*1, *E*2 и *M*1 переходов в астрофизический S-фактор процесса синтеза α +³He \rightarrow ⁷Be+ γ . Как видно из рисунка, *E*1-переход дает доминантный вклад в широком энергетическом интервале вплоть до 3.5 МэВ, а вклады *E*2 и *M*1 переходов подавлены. За резонансное поведение процесса отвечает *E*2-переход.

Как было сказано выше, асимптотические нормировочные коэффициенты играют важную роль в ядерно-астрофизических процессах таких как $d(\alpha,\gamma)^6$ Li, ³He $(\alpha,\gamma)^7$ Be, ³H $(\alpha,\gamma)^7$ Li и ⁷Be $(p,\gamma)^8$ B, особенно, при низких энергиях. Для построения более реалистического двухчастичного потенциала параметры должны быть подогнаны не только к энергии связи и экспериментальным фазам рассеяния, а ещё дополнительно к эмпирическим

значениям АНК. Исходя из этого, среди фазово-эквивалентных потенциалов мы нашли модифицированные потенциалы V_{M1}, V_{M2} с учетом АНК, сохраняя при этом энергии связи и экспериментальные фазы рассеяния.



Рис. 2.3. Вклады *E*1, *E*2 и *M*1-переходов в астрофизический S-фактор процесса синтеза $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$, рассчитанные с потенциалом V_{M1}

На рисунке 2.4 показаны фазовые сдвиги для упругого α^3 Не-рассеяния в *P*-волне модифицированными потенциалами V_{M1} , V_{M2} и потенциалом V_D в сравнении с имеющимися экспериментальными данными.



Рис. 2.4. Фазовые сдвиги упругого α³Не-рассеяния в *P*-волне с потенциалами V_{M1}, V_{M2} и V_D в сравнении
с экспериментальными данными [85; с.241-249. 86; с.250-256]

Параметры модифицированных потенциалов V_{M1} , V_{M2} и исходного потенциала V_D основного $P_{3/2}$ и первого возбужденного $P_{1/2}$ (связанного) состояний ядра ⁷Ве $\rightarrow \alpha$ +³Не с учетом асимптотических нормировочных коэффициентов (АНК) приведены в таблице 2.1. Параметры потенциалов V_{M1} и V_{M2} подгоняются нами к эмпирическим значениям АНК, которые были извлечены из анализа экспериментальных данных в работах [77; с.364-5. 78; с.045807-14], соответственно.



Рис. 2.5. Астрофизический S-фактор процесса синтеза $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$, рассчитанный с потенциалами V_{M1}, V_{M2} и V_D в сравнении с экспериментальными данными [59; с.162503-4. 60; с.122502-5. 61; с.065803-4.

62; c.055801-12. 63; 232502-4. 64; c.032801-5. 65; c.1-11. 66; c.249]

Потенциал V_{M1} воспроизводит эмпирические значения АНК из работы [77; с.364-5] для двух связанных состояний 3/2⁻, 1/2⁻ ядра ⁷Be : $C_{_{3/2^-}} = 4.785 \pm 0.073 \, \text{фм}^{-1/2}, \ C_{_{1/2^-}} = 4.242 \pm 0.059 \, \text{фм}^{-1/2}.$ А потенциал V_{M2} дает АНК работы [78; эмпирические значения ИЗ c.045807-14] $C_{_{3/2^{-}}} = 4.813 \pm 0.176 \text{ } \text{фm}^{-1/2}, \qquad C_{_{1/2^{-}}} = 3.985 \pm 0.138 \text{ } \text{\phim}^{-1/2},$ соответственно. Сравнение теоретического астрофизического S-фактора процесса синтеза $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ с экспериментальными данными и микроскопическими расчетами приведено на рис. 2.5. Как видно из рисунка, модели V_{M1} и V_{M2} хорошо согласуются с экспериментом при средних и низких энергиях. Однако эти потенциалы переоценивают новые экспериментальные данные LUNA коллаборации при низких энергиях из-за различной энергетической зависимости. А модель V_D сильно недооценивает экспериментальные данные для астрофизического S-фактора.

Как показано на рисунке 2.2, *E*1-переходы $S \rightarrow P_{3/2}$ и $S \rightarrow P_{1/2}$ играют главную роль в процессе синтеза $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$. Поэтому потенциал V_{M1} может быть модифицирован и его *S*-волновые параметры могут быть подогнаны к экспериментальному значению астрофизического S-фактора LUNA коллаборации и к новым данным в Гамовском максимуме (2.1).



Рис. 2.6. Фазовые сдвиги упругого α³Не-рассеяния в *S*-волне с потенциалами V_{M1}^a, V_{M2}^a, V_D^a, V_D^b и V_D в сравнении
 с экспериментальными данными [85; с.241-249. 86; с.250-256]

На рисунке 2.6 показаны фазовые сдвиги в *S*-волне, найденные нами с модифицированными потенциалами $V_{M1}{}^{a}$, $V_{M2}{}^{a}$, $V_{D}{}^{a}$ и $V_{D}{}^{b}$ при сохранении экспериментальной фазы рассеяния. Как видно из рис. 2.7, полученный таким путем потенциал $V_{M1}{}^{a}$, хорошо согласуется с экспериментальными данными при низких энергиях, однако при более высоких энергиях согласие не совсем хорошее. Потенциалы $V_{D}{}^{a}$ и $V_{M2}{}^{a}$, полученные точно таким же образом, дают такое же описание астрофизического S-фактора.



Рис. 2.7. Астрофизический S-фактор процесса синтеза α +³He \rightarrow ⁷Be+ γ , рассчитанный с модифицированными потенциалами V_{M1}^a, V_{M2}^a, V_D^a и V_D^b в сравнении с экспериментальными данными [59; c.162503-4. 60; c.122502-5. 61; c.065803-4. 62; c.055801-12. 63; 232502-4. 64; c.032801-5. 65; c.1-11. 66; c.249. 67; c.123526-7]

Наконец, потенциал V_D^b, полученный с помощью подгонки к верхнему пределу Гамовского пика, дает общее хорошее согласие с экспериментальными данными во всем энергетическом диапазоне.

§ 2.5. Астрофизический S-фактор зеркального процесса захвата α+³H→⁷Li+γ

Реакция радиационного захвата $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li}+\gamma$ является зеркальной по изоспину к реакции $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be}+\gamma$ и исследуются как вторая по значимости реакция прямого синтеза образования изотопа ${}^{7}\text{Li}$ [88; с.010-80]. Прямые экспериментальные измерения реакции $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li}+\gamma$ были проведены в работах [51; с.1397-1408. 56; с.55-58. 57; с.179-188. 58; с.2205-2218. 89; с.366-381]. Кроме того, в двух других [90; с.847-850. 91; с.035801-20] работах экспериментальные данные были получены непрямым способом, используя 46

метод кулоновской диссоциации ядра ⁷Li в α^3 H-канал в поле тяжелого ядра. В теоретических исследованиях реакция синтеза ядра ⁷Li была изучена в макроскопических [68; c.1526-1538. 92; c.035802-9] и микроскопических потенциальных моделях [41; c.351-366. 42; c.559-580. 43; c.064605-16. 44; c.430-436. 45; c.042502-4].

Найденные нами потенциалы V_{M1} , V_{M2} и исходный V_D для ядра ⁷Ве $\rightarrow \alpha + {}^{3}$ Не, после соответствующей модификации кулоновской части, можно применить к описанию зеркального процесса захвата $\alpha + {}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$. Нами установлено, что эти потенциалы хорошо воспроизводят энергии связанных состояний $E(3/2^{-}) = -2.46$ МэВ и $E(1/2^{-}) = -1.99$ МэВ ядра ${}^{7}Li$, а также фазовые сдвиги в *S*, *P*, *D*, *F*- волнах. На рисунке 2.8 показаны вклады *E*1, *E*2 и *M*1-переходов в астрофизический S-фактор процесса захвата с одним из модифицированных потенциалов V_{M1} .



Рис. 2.8. Вклады *E*1, *E*2 и *M*1-переходов в астрофизический S-фактор процесса синтеза $\alpha + {}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$, рассчитанные с потенциалом V_{M1}

Как видно из рисунка, доминантность *E*1-перехода сохраняется так же как в зеркальном процессе. На рисунках 2.9 и 2.10 показаны теоретически рассчитанные кривые для фазовых сдвигов упругого α^{3} H-рассеяния в *P*-волне и для астрофизического S-фактора процесса α^{+3} H \rightarrow^{7} Li+ γ в сравнении с имеющимися экспериментальными данными.

На рисунках 2.9 и 2.10 хорошо видно, что наши теоретические результаты с потенциалами V_{M1} , V_{M2} хорошо соответствуют микроскопическим расчетам NCSM [44; c.430-436] и FMD [45; c.042502-4]. А результаты расчетов с исходным потенциалом V_D на этом процессе хорошо совпадают с более новыми экспериментальными данными [58; c.2205-2218].



Рис. 2.9. Фазовые сдвиги упругого α³H-рассеяния в *P*-волне с потенциалами V_{M1}, V_{M2} и V_D в сравнении с экспериментальными данными [87; с.964-984]



Рис. 2.10. Астрофизический S-фактор процесса синтеза $\alpha + {}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$, рассчитанный с потенциалами V_{M1}, V_{M2} и V_D в сравнении с экспериментальными данными [51; с.1397-1408. 56; с.55-58. 57; с.179-188. 58; с.2205-2218]

Аналогично, соответствующие теоретические расчеты проведены для реакции синтеза $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$ с потенциалами $V_{M1}{}^{a}$, $V_{M2}{}^{a}$, $V_{D}{}^{a}$, $V_{D}{}^{b}$ и приведены на рисунках 2.11 и 2.12.



Рис. 2.11. Фазовые сдвиги упругого α³H-рассеяния в *S*-волне с потенциалами V_{M1}^a, V_{M2}^a, V_D^a, V_D^b и V_D в сравнении с экспериментальными данными [87; с.964-984]



Рис. 2.12. Астрофизический S-фактор процесса синтеза α +³H \rightarrow ⁷Li+ γ , рассчитанный с модифицированными потенциалами V_{M1}^a, V_{M2}^a, V_D^a и V_D^b в сравнении с экспериментальными данными [51; с.1397-1408. 56; с.55-58. 57; с.179-188. 58; с.2205-2218]

Как видно из рисунков 2.11 и 2.12, согласие теоретических оценок с

экспериментальными данными достаточно хорошее. Однако надо заметить, что экспериментальные данные довольно стары, поэтому необходимы новые эксперименты.

§ 2.6. Скорости реакции процессов радиационного захвата $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$

Вычисленные скорости реакции синтеза ⁷Ве и ⁷Li на основе рассчитанных сечений являются основным входным параметром для оценки начальной (примордиальной) распространенности элемента ⁷Li. Известно, что ядро ⁷Ве нестабилен и его время жизни равно приблизительно 53 дня. Оно преобразуется в ⁷Li посредством реакций ⁷Be(e⁻, v_e)⁷Li или ⁷Be(n, p)⁷Li. Скорость реакции синтеза оценивается на основе формулы (1.24). Подставляя значения N_A =6.0221 × 10²³ моль⁻¹, k_BT=T₉/11.605 МэВ и T₉=10⁹ К в формулу (1.24) имеем следующее окончательное выражение [25; с.3-183]:

$$N_{34}(\sigma v) = 3.7313 \times 10^{10} A^{-1/2} T_9^{-3/2} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp(-11.605 E / T_9) dE \qquad (2.16)$$

где $A = A_1 \cdot A_2 / (A_1 + A_2)$ – приведенные массовые числа кластеров, T_9 – температура измеряется в единицах 10^9 К.

В таблицах 2.2 и 2.3 приведены рассчитанные нами численные значения скорости реакций синтеза α +³He \rightarrow ⁷Be+ γ и α +³H \rightarrow ⁷Li+ γ в рамках двухчастичной модели для двух из четырех модифицированных нами потенциалов V_{M1}^{a} и V_{D}^{a} в температурном интервале $0.001 \le T_{9} \le 1$ (или 10^{6} K $\le T \le 10^{9}$ K) [93; с.1-6]. Во втором и третьем столбцах приведены значения так называемой "наиболее эффективной энергии" или положения Гамовского окна E₀ и ширина этого окна Δ E₀, при которой подынтегральная функция в формуле (2.16) достигает своего максимума. Формулы выражаются как [25; с.3-183]

$$E_{0} = \left(\frac{\mu}{2}\right)^{1/3} \left(\frac{\pi e^{2} Z_{1} Z_{2} k_{B} T}{\hbar}\right)^{2/3} = 0.122 (Z_{1}^{2} Z_{2}^{2} A)^{1/3} T_{9}^{2/3}$$
(2.17)
50

$$\Delta E_0 = 4 \left(E_0 k_B T / 3 \right)^{1/2} = 0.2368 (Z_1^2 Z_2^2 A)^{1/6} T_9^{5/6}$$
(2.18)

где μ – приведенная масса двух частиц. Из этих двух условий определяются верхний и нижний пределы интеграла (2.16) и численно вычисляются при заданной температуре T_9 в следующем энергетическом интервале ($E_0+n\Delta E_0$, $E_0-n\Delta E_0$). Здесь п принимает значение либо 2 либо 3.

Таблица 2.2

Численные оценки для скорости реакции радиационного захвата $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$, рассчитанные с помощью потенциалов V_{M1}^{a} и V_{D}^{a}

T_9	E_0 ,	ΔE_0 ,	$N_{34}\langle\sigma v angle$, см ³ моль ⁻¹ с ⁻¹		
	МэВ	МэВ	V^a_{M1}	V_D^a	
0.001	0.004	0.001	9.543E-48	9.356E-48	
0.002	0.006	0.002	1.947E-36	1.909E-36	
0.003	0.008	0.003	5.890E-31	5.778E-31	
0.004	0.009	0.004	1.675E-27	1.643E-27	
0.005	0.011	0.005	4.770E-25	4.682E-25	
0.006	0.012	0.006	3.543E-23	3.478E-23	
0.007	0.013	0.007	1.102E-21	1.082E-21	
0.008	0.015	0.007	1.875E-20	1.842E-20	
0.009	0.016	0.008	2.055E-19	2.018E-19	
0.010	0.017	0.009	1.613E-18	1.585E-18	
0.011	0.018	0.010	9.762E-18	9.594E-18	
0.012	0.019	0.010	4.800E-17	4.718E-17	
0.013	0.020	0.011	1.992E-16	1.959E-16	
0.014	0.021	0.012	7.188E-16	7.068E-16	
0.015	0.022	0.012	2.305E-15	2.267E-15	
0.016	0.023	0.013	6.686E-15	6.577E-15	
0.018	0.025	0.014	4.395E-14	4.325E-14	

0.020	0.027	0.016	2.221E-13	2.186E-13
0.025	0.031	0.019	5.676E-12	5.591E-12
0.030	0.036	0.022	6.684E-11	6.589E-11
0.040	0.043	0.028	2.405E-09	2.374E-09
0.050	0.050	0.034	3.045E-08	3.010E-08
0.060	0.056	0.039	2.097E-07	2.075E-07
0.070	0.063	0.045	9.741E-07	9.648E-07
0.080	0.068	0.050	3.445E-06	3.416E-06
0.090	0.074	0.055	9.991E-06	9.916E-06
0.100	0.079	0.060	2.493E-05	2.477E-05
0.110	0.085	0.065	5.535E-05	5.504E-05
0.120	0.090	0.070	1.119E-04	1.114E-04
0.130	0.095	0.075	2.098E-04	2.090E-04
0.140	0.099	0.080	3.692E-04	3.680E-04
0.150	0.104	0.085	6.162E-04	6.149E-04
0.160	0.108	0.089	9.836E-04	9.822E-04
0.180	0.117	0.099	2.244E-03	2.244E-03
0.200	0.126	0.108	4.551E-03	4.559E-03
0.250	0.146	0.130	1.860E-02	1.869E-02
0.300	0.165	0.151	5.386E-02	5.431E-02
0.350	0.183	0.171	1.250E-01	1.264E-01
0.400	0.200	0.192	2.487E-01	2.523E-01
0.450	0.216	0.211	4.430E-01	4.504E-01
0.500	0.232	0.231	7.254E-01	7.395E-01
0.600	0.262	0.269	1.621E+00	1.660E+00
0.700	0.290	0.305	3.054E+00	3.140E+00
0.800	0.317	0.341	5.115E+00	5.278E+00
0.900	0.343	0.377	7.869E+00	8.145E+00
1.000	0.368	0.411	1.136E+01	1.179E+01

Таблица 2.3

Численные оценки для скорости реакции радиационного захвата $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$, рассчитанные с помощью потенциалов V_{M1}^{a} и V_{D}^{a}

T_9	E_0 ,	ΔE_0 ,	$N_{34}\langle\sigma v angle$, см 3 моль $^{-1}$ с $^{-1}$	
	МэВ	МэВ	V^a_{M1}	V_D^a
0.001	0.002	0.001	5.594E-28	6.128E-28
0.002	0.004	0.002	6.284E-21	6.885E-21
0.003	0.005	0.003	1.612E-17	1.767E-17
0.004	0.006	0.003	2.251E-15	2.468E-15
0.005	0.007	0.004	7.496E-14	8.218E-14
0.006	0.008	0.005	1.081E-12	1.185E-12
0.007	0.009	0.005	9.073E-12	9.949E-12
0.008	0.009	0.006	5.233E-11	5.739E-11
0.009	0.010	0.006	2.296E-10	2.519E-10
0.010	0.011	0.007	8.193E-10	8.987E-10
0.011	0.011	0.008	2.487E-09	2.729E-09
0.012	0.012	0.008	6.639E-09	7.284E-09
0.013	0.013	0.009	1.595E-08	1.751E-08
0.014	0.013	0.009	3.515E-08	3.857E-08
0.015	0.014	0.010	7.199E-08	7.901E-08
0.016	0.015	0.010	1.386E-07	1.521E-07
0.018	0.016	0.011	4.407E-07	4.838E-07
0.020	0.017	0.013	1.191E-06	1.308E-06
0.025	0.020	0.015	8.677E-06	9.531E-06
0.030	0.022	0.018	3.919E-05	4.307E-05
0.040	0.027	0.022	3.483E-04	3.831E-04
0.050	0.031	0.027	1.629E-03	1.793E-03

0.060	0.036	0.031	5.242E-03	5.773E-03
0.070	0.039	0.036	1.326E-02	1.461E-02
0.080	0.043	0.040	2.838E-02	3.129E-02
0.090	0.047	0.044	5.382E-02	5.936E-02
0.100	0.050	0.048	9.313E-02	1.028E-01
0.110	0.053	0.052	1.501E-01	1.657E-01
0.120	0.056	0.056	2.285E-01	2.524E-01
0.130	0.059	0.060	3.322E-01	3.671E-01
0.140	0.062	0.063	4.648E-01	5.139E-01
0.150	0.065	0.067	6.300E-01	6.968E-01
0.160	0.068	0.071	8.310E-01	9.195E-01
0.180	0.074	0.078	1.352E+00	1.498E+00
0.200	0.079	0.085	2.050E+00	2.272E+00
0.250	0.092	0.103	4.672E+00	5.186E+00
0.300	0.104	0.120	8.661E+00	9.629E+00
0.350	0.115	0.136	1.407E+01	1.566E+01
0.400	0.126	0.152	2.087E+01	2.326E+01
0.450	0.136	0.168	2.899E+01	3.235E+01
0.500	0.146	0.183	3.832E+01	4.282E+01
0.600	0.165	0.213	6.016E+01	6.737E+01
0.700	0.183	0.242	8.546E+01	9.588E+01
0.800	0.200	0.271	1.133E+02	1.274E+02
0.900	0.216	0.299	1.430E+02	1.610E+02
1.000	0.232	0.326	1.739E+02	1.960E+02

На рис. 2.13 показаны рассчитанные нами в рамках моделей V_{M1}^{a} и V_{D}^{a} скорости реакции синтеза $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$, разделенные (нормированные) на экспериментальных данных NACRE 1999 [25; с.3-183] в сравнении с другими теоретическими моделями. Как видно из рисунков,

результаты в рамках предложенной нами модели хорошо согласуются с другими модельными расчетами [25; с.3-183. 26; с.61-129. 40; с.203-236. 94; с.065804-9].



Рис. 2.13. Относительная скорость реакции процесса $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$, нормированные на экспериментальных данных NACRE 1999 [25; с.3-183]

Для оценки относительной начальной распространенности ядра⁷Li/H, скорости реакций вводятся в аналитическом виде в программный пакет PARTHENOPE [30; c.956-971] как входные параметры. Для этой цели, полученные нами численные результаты для скоростей реакций, приведенные в таблицах 2.2 и 2.3, аналитически аппроксимируются.

Выражение аналитической аппроксимации скорости реакции синтеза было выбрано [67; с.123526-7]:

$$R_{34} = p_0 T_9^{-2/3} \exp(-C_0 T_9^{-1/3}) (1 + p_1 T_9^{1/3} + p_2 T_9^{2/3} + p_3 T_9 + p_4 T_9^{4/3} + p_5 T_9^{5/3}) + p_6 T_9^{-3/2} \exp(-C_{01} T_9^{-1})$$
(2.19)

Параметры аналитической аппроксимации скорости реакции для процесса $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ для двух наших потенциальных моделей приведены в таблице 2.4. Аналитическое выражение (2.19) с параметрами в таблице 2.4 воспроизводит значения скорости реакции данных в таблице 2.2 с погрешностью 1.02% в модели V_{M1}^{a} и 0.98% в модели V_{D}^{a} , соответственно.

Постоянные C₀ и C₀₁ для этой реакции равны 12.813 и 15.889, соответственно.

Таблица 2.4.

Параметры аналитической аппроксимации скорости реакции процесса $\alpha + {}^{3}\text{He} {\rightarrow}^{7}\text{Be} + \gamma$

Модель	p ₀	p_1	p ₂	p ₃	p ₄	p ₅	p_6
V_{M1}^a	$2.691 \cdot 10^{6}$	8.140	-26.747	43.336	-35.678	11.504	438.432
V_D^a	$2.636 \cdot 10^6$	8.128	-26.559	43.243	-35.608	11.445	453.245

Используя полученные результаты для скорости реакции α +³He \rightarrow ⁷Be+ γ в рамках двухчастичной потенциальной модели, нами оценена начальная распространенность изотопа ⁷Li/H после Большого Взрыва с помощью общедоступного программного пакета PARTHENOPE [30; c.956-971] с потенциалами V_{M1}^{a} : ⁷Li/H=(4.81 ± 0.12)×10⁻¹⁰ и V_{D}^{a} : ⁷Li/H=(4.92 ± 0.13)×10⁻¹⁰.

А для процесса $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$ параметры аналитической аппроксимации скорости реакции с двумя потенциальными моделями приведены в таблице 2.5. Аналитическое выражение (2.19) с параметрами в таблице 2.5

Таблица 2.5.

Параметры аналитической аппроксимации скорости реакции процесса $\alpha + {}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$

Модель	p ₀	p_1	p_2	p ₃	p ₄	p ₅	p_6
V^a_{M1}	$4.951 \cdot 10^5$	4.034	-13.145	20.845	-17.355	5.765	39.687
V_D^a	$5.429 \cdot 10^5$	4.012	-13.001	20.703	-17.285	5.747	41.245

воспроизводит значения скорости реакции в таблице 2.3 со погрешностью 0.61% в модели V_{M1}^a и 0.62% в модели V_D^a соответственно. Постоянные C_0 и C_{01} для этой реакции равны 8.072 и 3.689, соответственно.

Вставляя результаты расчета скорости реакции $\alpha + {}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$ в цепочку

термоядерных процессов, получим следующие оценки [93; с.1-6]: ⁷Li/H= (5.06±0.13)×10⁻¹⁰ и ⁷Li/H=(5.08±0.13)×10⁻¹⁰ для потенциалов V_{M1}^{a} и V_{D}^{a} , соответственно. При вычислении распространенности с помощью программы нуклеосинтеза Большого Взрыва в качестве входного параметра было использовано значение барионной плотности из последних данных Планк коллаборации [23; с.А13-63] $\Omega_{b}h^{2} = 0.02229^{+0.00029}_{-0.00027}$. Время жизни нейтрона $\tau_{n} = 880.3 \pm 1.1$ с [35; с.090001-1676]. Полученные результаты для распространенности изотопа ⁷Li/H=(5.08 ± 0.13)×10⁻¹⁰ хорошо согласуются с результатами ⁷Li/H=(5.0±0.3)×10⁻¹⁰ и ⁷Li/H=(5.61±0.26)×10⁻¹⁰, приведенными в теоретических работах [12; с.123526-20. 67; с.123526-7].

Выводы по главе ІІ

Астрофизические процессы прямого ядерного захвата $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ и α+³H→⁷Li+γ изучены в двухчастичной потенциальной модели. Центральные α³Не-потенциалы простой Гауссовой формы с соответствующим кулоновским дополнением были подогнаны к экспериментальным фазовым сдвигам в парциальных волнах и к энергии связанных состояний 3/2⁻ и 1/2⁻ ядра ⁷Ве. Дополнительно эти потенциалы подогнаны к эмпирическим значениям АНК, известным ИЗ литературы. Эти же потенциалы воспроизводят характеристики зеркального ядра ⁷Li, то есть энергии связи и фазовые сдвиги в парциальных волнах без дополнительной модификации параметров. Показано, что Е1-переход из начальной S-волны в конечную Pволну для обоих процессов дает доминантный вклад в астрофизический Sфактор. На этой основе показано, что есть возможность подгонки параметров потенциала в S-волне к новым данным LUNA коллаборации и новым данным S-фактора в Гамовском пике, полученным из наблюдения нейтринных осцилляций. Также показано, что экспериментальные данные по реакции синтеза $\alpha + {}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$ могут быть хорошо описаны с помощью тех же

потенциалов, которые были построены для зеркального ядра. Более того, на основе полученного астрофизического S-фактора для обоих зеркальных процессов вычислены скорости реакции радиационного захвата α^{+3} He \rightarrow^{7} Be+ γ и α^{+3} H \rightarrow^{7} Li+ γ при звездном температурном интервале (10^{6} K $\leq T \leq 10^{9}$ K). Далее с помощью рассчитанных нами скоростей реакций мы оценили начальную распространенность изотопа ⁷Li/H=(5.08 ± 0.13)× 10^{-10} при первичном нуклеосинтезе. Полученные результаты для начальной распространенностя с новыми данными LUNA коллаборации ⁷Li/H=(5.0 ± 0.3)× 10^{-10} .

ГЛАВА III. Оценка *E*2 S – фактора реакции радиационного захвата d(α,γ)⁶Li в двухчастичной потенциальной модели

§ 3.1. Введение

Хорошо известно, что ядра ⁶Li образовались главным образом в результате Большого Взрыва посредством реакции синтеза

$$\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma \tag{3.1}$$

при малых энергиях $50 \le E \le 400$ кэВ [88; с.010-80]. Этот процесс довольно подробно изучен экспериментально при энергиях выше резонансной энергии $E(3^+) = 0.711$ МэВ [95; с.1543-1549. 96; с.1867-1870]. Однако при более низких энергиях получение информации о сечении процесса из анализа экспериментальных данных встречает серьезные трудности [97; с.2195-2208. 98; с.065803-11]. В работе [97; с.2195-2208] процесс развала ⁶Li в поле тяжелого иона ²⁰⁸Pb изучен с целью извлечения данных о сечении обратного процесса - реакции синтеза при астрофизических энергиях в лабораторных условиях. К сожалению, доминирование ядерного развала над кулоновским процессом не дало возможности реализовать эту идею [71; 193-200].

С теоретической точки зрения реакция синтеза ядра ⁶Li была изучена в макроскопических и микроскопических потенциальных моделях [41; с.351-366. 99; с.1066-1072], а также в "*ab-initio*" расчетах [100; с.024003-13]. В работе [72; с.055805-7] строго аргументировано, что двухчастичная модель процесса синтеза $d(\alpha,\gamma)^6$ Li должна основываться на αd -потенциалах, описывающих фазовые сдвиги в парциальных волнах и воспроизводящих дополнительно в *S*-волне одновременно энергию связи $E_{cB} = 1.474$ МэВ и АНК связанного состояния α +d. В работе [73; с.2390-2394] показано, что АНК может быть извлечен из анализа экспериментальных данных по αd -иругому рассеянию. И было установлено его значение с небольшой погрешностью $C_{\alpha d}=2.30\pm0.12 \text{ фм}^{-1/2}$. В работе [72; с.055805-7] теоретические оценки астрофизического S-фактора и скорости реакции синтеза $d(\alpha,\gamma)^6$ Li при

E<300 кэВ были энергиях получены использованием низких с асимптотического вида волновой функции связанного состояния adсистемы: C_{ad}W_{-n.1/2}(2k_{ad} r)/r. При более высоких энергиях внутренняя структура волновой функции играет существенную роль, и поэтому расчеты проводились с потенциалом довольно сложного вида, фазово-эквивалентным исходному потенциалу Вудса-Саксона ИЗ работы [98; c.065803-11], воспроизводящему энергию связи и АНК системы α +d с C_{$\alpha d} = 2.28 фм^{-1/2}. При</sub>$ этом исходный потенциал дает значение АНК ~ в 1.2 раза больше. Фазовоэквивалентный потенциал строился с помощью сложных интегродифференциальных преобразований. Поскольку астрофизический S-фактор пропорционален квадрату АНК, то его значение уменьшилось примерно на 40% по сравнению с исходным значением, полученным с потенциалом Вудса-Саксона [71; 193-200].

В работе [68; с.1526-1538] для оценки астрофизического S-фактора реакции синтеза были применены центральные ядерные потенциалы гауссовой формы с кулоновским взаимодействием, содержащие Паулизапрещенные состояния в парциальных S и P-волнах, и получена оценка 1.67 эВ мбн в области энергии 5-10 кэВ. Отметим, что оценка АНК для Гауссового потенциала $C_{ad} = 2.53 \text{ фм}^{-1/2}$ превышает соответствующую оценку [72; c.055805-7] на 0.25 фм^{-1/2}. Гауссовые потенциалы при этом ИЗ воспроизводят фазовые сдвиги аd-упругого рассеяния в S, P, D-волнах вплоть до энергии E= 9 МэВ, а также энергию связи ядра ⁶Li. Важно заметить, что для вычисления волновых функций связанного состояния αdсистемы было использовано разложение из десяти гауссоид, которое описывает асимптотику не лучшим образом даже на расстояниях 10-15 фм. Поэтому авторы [68; с.1526-1538], так же как и авторы работы [72; с.055805-7], для расчета характеристик реакции синтеза на больших расстояниях применяли известный асимптотический вид волновой функции вместо решения уравнения Шредингера [71; 193-200].

Целью настоящей главы является вычисление вклада электрического

60

квадрупольного перехода в астрофизический S-фактор реакции захвата $\alpha + d \rightarrow^{6} Li + \gamma$ в рамках модели двух тел на основе αd -потенциалов простой гауссовой формы, правильно описывающих фазовые сдвиги в ${}^{3}S_{1}$, ${}^{3}P_{0}$, ${}^{3}P_{1}$, ³*P*₂, ³*D*₁, ³*D*₂, ³*D*₃-парциальных волнах, а также энергию связи и АНК связанного состояния в S-волне. Мы будем основываться на αd-потенциалах из работы [84; 1529-1594], но для расчета волновой функции используем алгоритм Нумерова (см. Приложение 1), погрешность которого имеет порядок $O(h^6)$ [101; c.104-105]. Такая высокая точность позволяет получить функции, которые волновые прекрасно согласуются известной С асимптотикой в каждой парциальной волне [71; 193-200]. Далее мы покажем, что потенциал в S-волне можно модифицировать так, чтобы он правильно воспроизводил АНК, при этом энергия связи ядра воспроизводилась бы, как и раньше, а качество описания фазовых сдвигов лучше согласовывалось с более новыми данными [102; с.61-101], по сравнению со старыми [103; с.382-398. 104; c.265-284].

Надо отметить, что в двухчастичной модели вклад запрещенного *E*1перехода нельзя вычислить прямым путем, поскольку начальное и конечное состояния имеют нулевой изоспин, и поэтому $\Delta T = 0$. Однако, в литературе применяется так называемый «рецепт точной массы», который использует точные значения экспериментальных масс альфа частицы и дейтрона. Как было показано недавно [105; с.085102-17] (см. ниже), этот способ не имеет микроскопического обоснования. Он не основан на изоспиновый формализм, поэтому не может претендовать на полноту описания процесса. Несмотря на это, метод в течение большого периода времени применялся для описания изучаемого нами процесса, в том числе нами [71; с.193-200]. Теперь, вопрос стоит по другому: что получиться, если работать в изоспиновом формализме. Поэтому, в этой главе мы оцениваем только вклад *E*2-перехода в астрофизический S-фактор реакции захвата $\alpha+d\rightarrow^6Li+\gamma$ в рамках двухчастичной потенциальной модели.

§ 3.2. Сечение и астрофизический S-фактор радиационного захвата d(α,γ)⁶Li

Как было показано во второй главе в модели двух тел, дифференциальное сечение процесса синтеза $\alpha+d \rightarrow^{6}Li+\gamma$ вычисляется на основе формулы (2.4). А астрофизический S-фактор процесса захвата параметризуется через сечение как в формуле (2.2).

Если рассматривать в общем случае, в этом процессе в полное сечение возможны вклады следующих электромагнитных переходов, которые вытекают из правила отбора (2.12) по моментам количества движениям и по четностям. Вероятные переходы могут быть в основное ${}^{3}S_{1}$ состояние ядра ⁶Li ($J_{f}=1$, $l_{f}=0$) из состояний аd-рассеяния с квантовыми числами (J_{i} , l_{i}) для E1-перехода равными (0, 1), (1, 1), (2, 1), для E2-перехода равными (1, 2), (2, 2), (3, 2), и для M1-перехода равными (1, 0), соответственно. Но по правилам отбора изоспина электрический дипольный переход E1 запрещен.

Что касается *M*1-перехода реакции захвата $\alpha+d\rightarrow^{6}Li+\gamma$, его вклад в целом равен нулю из-за ортогональности волновых функций связанного ${}^{3}S_{1}$ состояния и состояния рассеяния в ${}^{3}S_{1}$ – волне. Возможен *M*1-переход из *D*-состояния рассеяния в *D*-компоненту волновой функции ядра ${}^{6}Li$, но он пренебрежимо мал. Для получения *D*-компоненты основного состояния ядра ${}^{6}Li$ надо решить уравнение Шредингера с α d-потенциалом с тензорными членами.

Из вышесказанного следует, что главную роль в данном процессе в двухчастичной модели играет электрический квадрупольный переход (*E*2). В качестве иллюстрации на рисунке 3.1 представлен вклад *E*2 перехода в полное сечение реакции радиационного захвата $\alpha+d\rightarrow^{6}Li+\gamma$ в при низких энергиях с потенциалами V_D и V_M. Из рисунка видно, что при астрофизических энергиях (E≈100 кэB) сечение очень мало, оно измеряется в нанобарнах. Если сравнить значения сечения для этой реакции с сечениями

62

других реакций радиационного захвата, например $\alpha + {}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$, то можно увидеть, что сечение первого процесса приблизительно на три порядка меньше. Это свидетельствует о том, что прямое экспериментальное измерение этого процесса при низких астрофизических энергиях является довольно трудной задачей.



Рис. 3.1. Вклады *E*2 перехода в сечение для реакции синтеза α +d \rightarrow ⁶Li+ γ , рассчитанные с потенциалами V_D и V_M.

Волновые функции начального состояния α d–рассеяния в ${}^{3}P_{0}$, ${}^{3}P_{1}$, ${}^{3}P_{2}$, ${}^{3}D_{1}$, ${}^{3}D_{2}$, ${}^{3}D_{3}$ -парциальных волнах и конечного связанного ${}^{3}S_{1}$ -состояния находятся путем решения радиального уравнения Шредингера для двух тел

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2}\right) + V^{lSJ}(\mathbf{r})\right] \mathbf{u}_E^{(lSJ)}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}\mathbf{u}_E^{(lSJ)}(\mathbf{r})$$
(3.2)

здесь $V^{ISJ}(\mathbf{r})$ - двухчастичный потенциал αd -системы в парциальной волне с орбитальным моментом l, спином S и полным моментом J [71прав.]. Двухчастичный кластер-кластерный потенциал α +d выбирается в виде функции Гаусса и получена из работы Дубовиченко [84; с.1529-1594]:

$$V^{ISJ}(\mathbf{r}) = V_0^{ISJ} \exp(-\alpha_{ISJ} \mathbf{r}^2) + V_{Coul}(\mathbf{r})$$
(3.3)

63

Кулоновская часть имеет вид точечного зарядового распределения:

$$V_{Coul}(\mathbf{r}) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$$
 (3.4)

где Z_1 , Z_2 - заряды кластеров. Параметры этого потенциала приведены в таблице 3.1. Для решения уравнения Шредингера мы используем высокоэффективный алгоритм Нумерова (см. Приложение 1). Как мы увидим ниже, получаемые волновые функции обладают высокой точностью, что необходимо при расчетах характеристик реакции астрофизического захвата $d(\alpha,\gamma)^6$ Li [71; 193-200].

Таблица 3.1

		$^{2S+1}L_J$	V ₀ , МэВ	α, фм ⁻²	Е _{3С} , МэВ
<i>l</i> =0	<i>J</i> =1	${}^{3}S_{1}$	-76.12	0.20	-33.2
	<i>J</i> =0	${}^{3}P_{0}$	-68.0	0.22	-7.0
l=1	<i>J</i> =1	${}^{3}P_{1}$	-79.0	0.22	-11.7
	<i>J</i> =2	${}^{3}P_{2}$	-85.0	0.22	-14.5
	<i>J</i> =1	${}^{3}D_{1}$	-63.0	0.19	-
<i>l</i> =2	<i>J</i> =2	${}^{3}D_{2}$	-69.0	0.19	-
	<i>J</i> =3	${}^{3}D_{3}$	-80.88	0.19	-

Параметры Гауссового потенциала для α-d взаимодействия [84; с.1529-1594]

Радиальная волновая функция рассеяния $u_E^{(lSJ)}(\mathbf{r})$ нормируется с помощью асимптотического соотношения

$$u_{E}^{(lSJ)}(\mathbf{r}) \underset{r \to \infty}{\to} \cos \delta_{lSJ}(\mathbf{E}) \mathbf{F}_{l}(\eta, \mathbf{kr}) + \sin \delta_{lSJ}(\mathbf{E}) \mathbf{G}_{l}(\eta, \mathbf{kr})$$
(3.5)

k – волновое число относительного движения, F₁ и G₁ – кулоновские функции, и δ_{1SJ}(E) – фазовый сдвиг в парциальной волне.

§ 3.3. Правило отбора по изоспину

Изотопический спин (изоспин) это квантовое число, определяющее число зарядовых состояний ядра. Понятие изоспина впервые было введено в

1932 году Гейзенбергом [106; с.181]. С точки зрения сильного взаимодействия, протон и нейтрон являются одинаковыми частицами. Например, нейтрон n и протон р имеют почти одинаковую массу, у них одинаковый спин s = $\frac{1}{2}$, сила ядерного взаимодействия для любой пары нуклонов (n-p), (p-p), (n-n) с фиксированным изоспином T=1 (изотриплет) также одинакова, и отличается от ядерной силы для n-p пары с T=0 (изосинглет). Поэтому, на основе зарядовой независимости ядерных сил можно считать, что нейтрон и протон являются двумя зарядовыми состояниями одной частицы – нуклона, другими словами, они отличаются только проекциями изоспина. Формализм изоспина широко используется в физике элементарных частиц и атомного ядра, также в ядерных реакциях, идущих с радиационным захватом и бета распадом. Этот формализм позволяет использовать свойство зарядовой независимости (или изотопической инвариантности) ядерных сил, а также сформулировать правила отбора по изоспину для ядерных превращений [107; с.68-71. 108; c.7-9].

Как было сказано выше, электрический дипольный переход для процесса захвата $d(\alpha,\gamma)^6$ Li по правилу отбора изоспина запрещен. В этом переходе изоспин ядра должен меняться на единицу, т.е. $T_f=T_i \pm 1$, где T_i и T_f – изоспины начального и конечного состояний, соответственно [82; с.101-103]. Эта проблема возникает не только для αd -захвата, но и также для других реакций с участием ядер N=Z, в которых изоспины всех частиц равны нулю: $d(d, \gamma)^4$ He, ${}^{12}C(\alpha, \gamma)^{16}O$, ${}^{16}O(\alpha, \gamma)^{20}$ Ne, ${}^{12}C({}^{12}C, \gamma)^{24}$ Mg и др. Как было отмечено выше, в литературе применяется так называемый «рецепт точной массы», основанный на точные значения экспериментальных масс сталкивающихся частиц (в нашей задаче альфа частицы и дейтрона). Как было показано в работе [105; с.085102-17], этот способ не имеет микроскопического обоснования. Ниже приводим формализм, развитый в этой работе.

Используя выражения массы $M = Am_N + (N-Z)\frac{1}{2}(m_n - m_p) - B(A,Z) / c^2$

можно получить эффективный заряд, зависящий от энергии связи

$$m_{N}\left(\frac{Z_{1}}{M_{1}}-\frac{Z_{2}}{M_{2}}\right)\approx\frac{1}{2m_{N}c^{2}}\left(\frac{B(A_{1},Z_{1})}{A_{1}}-\frac{B(A_{2},Z_{2})}{A_{2}}\right)$$
(3.6)

Энергия связи ядра, приходящаяся на нуклон B(A, Z)/A в основном зависит от преобладающей T=0 изосинглетной компоненты волновой функции ⁶Li, а малая изотриплетная компонента T=1 физически ответственна за не исчезновение «запрещенных» *E*1 переходов. В двухчастичной модели нет возможности разделить изосинглетную и изотриплетную компоненты волновой функций основного состояния ядра ⁶Li, поскольку изотриплетная компонента не представлена. Поэтому, из формулы (3.6) можно делать заключение, что «рецепт точной массы» не имеет микроскопического обоснования.

§ 3.4. Численные результаты

Для решения уравнения Шредингера во входном и выходном каналах были использованы двухчастичные центральные α d-потенциалы гауссовой формы с соответствующим кулоновским взаимодействием из работы [84; с.1529-1594] с h²/2m_N = 20.7343 МэВ фм². Массы кластеров равны A₁ = 2 m_N и A₂ = 4 m_N соответственно.

Потенциалы в парциальных волнах ${}^{3}S_{1}$, ${}^{3}P_{0}$, ${}^{3}P_{1}$, ${}^{3}P_{2}$, содержат дополнительные микроскопически обоснованные Паули-запрещенные состояния, а в ${}^{3}D_{1}$, ${}^{3}D_{2}$, ${}^{3}D_{3}$ каналах таких состояний не существует. Как было отмечено выше, численное решение уравнения Шредингера получено с использованием алгоритма Нумерова на основе метода Ньютон-Рапсона. Шаг решетки фиксирован h = 0.05 фм, а число точек бралось от N = 200 до N = 2000 для проверки сходимости результатов [71; с.193-200].

Как отмечено во введении к главе 3, S-волновой потенциал из [84; с.1529-1594] переоценивает АНК. Поэтому в соответствии с идеологией работы [72; с.055805-7] мы попытались построить простой локальный потенциал V_M(R) [71; с.193-200], который бы правильно воспроизводил эмпирическое значение АНК.

Исходный Гауссовый потенциал в ${}^{3}S_{1}$ волне V_D(r) =-76.12exp(-0.2r²) МэВ [84; с.1529-1594] достаточно хорошо описывает фазовые сдвиги α dрассеяния на рисунке 3.2. Однако соответствие с более поздними данными из работы [102; с.61-101] не совсем удовлетворительно.

На рис. 3.2 также показаны фазовые сдвиги в *S*-волне с модифицированным потенциалом $V_M(r)$ =-92.44exp(-0.25r²) МэВ [71; с.193-200], которые лучше соответствуют новым данным из работы [102; с.61-101]. При этом этот же потенциал правильно описывает экспериментальную энергию связи ядра ⁶Li с оценкой $E_{cb} = 1.475$ МэВ.



Рис. 3.2. Фазовые сдвиги упругого αd-рассеяния в S-волне с потенциалами V_D и V_M в сравнении с экспериментальными данными из работ [102; с.61-101. 103; с.382-398. 104; с.265-284]

На рис. 3.3 показано поведение АНК С_{αd} волновой функции связанного состояния αd-системы. Видно, что полученная нами на основе алгоритма

Нумерова волновая функция хорошо согласуется с известной асимптотикой $C_{\alpha d}W_{-\eta,1/2}(2kr)/r$ даже при числе узловых точек N = 200, что соответствует $R_{max}=10$ фм.



Рис. 3.3. Асимптотический нормировочный коэффициент C_{αd} волновой функции связанного состояния αd-системы в S-волне, рассчитанный с потенциалами V_D и V_M

Однако исходный потенциал $V_D(r)$ дает завышенную оценку для АНК аd-системы $C_{\alpha d} = 2.53 \text{ фм}^{-1/2}$, что превышает оценку [84; c.1529-1594], извлеченную из экспериментальных данных по аd-рассеянию примерно на



Рис. 3.4. Вклады *E*2-компонент в S-фактор для реакции α +d \rightarrow ⁶Li+ γ , рассчитанные с потенциалом V_M

0.23 фм^{-1/2}. А модифицированный потенциал $V_M(r)$ прекрасно воспроизводит эмпирическое значение АНК с оценкой $C_{\alpha d} = 2.31$ фм^{-1/2}.

На рис. 3.4 показаны соответствующие вклады от парциальных волн в *E*2-компоненту астрофизического S-фактора, рассчитанные с потенциалом V_M. В этом случае доминирующий вклад в данный процесс дает входной канал ${}^{3}D_{3}$ в интервале энергии вплоть до резонансной области, а за резонансом максимальный вклад дает входной канал ${}^{3}D_{2}$.

Для наглядной демонстрации сходимости теоретических результатов на рис. 3.5 показан вклады *E*2 переходов в S-фактор для реакции $d(\alpha,\gamma)^6$ Li, рассчитанные с потенциалом V_M при различных значениях числа узловых точек *N* = 200, 400, 600, 800-2000 в широком интервале энергии. Поскольку шаг сетки фиксирован, *h*=0.05 фм, границы интеграла соответственно равны 10, 20, 30, 40-100 фм.



Рис. 3.5. Сходимость вклада *E*2 перехода в S-фактор реакции α +d \rightarrow ⁶Li+ γ , рассчитанные с потенциалом V_M при различных значениях числа узловых точек N

Из рисунка видно, что для достижения полной сходимости границу интеграла необходимо брать не меньше 40 фм [71; с.193-200]. На рис. 3.6 показан вклад *E*2-перехода в астрофизический S-фактор для реакции синтеза α +d \rightarrow ⁶Li+ γ , рассчитанный с потенциалами V_M и V_D в сравнении с

экспериментальными данными из работ [95; с.1543-1549. 96; с.1867-1870. 97; с.2195-2208. 109; с.509-525].



Рис. 3.6. Вклад *E*2 перехода в астрофизический S-фактор для реакции синтеза $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$, рассчитанный с потенциалами V_D и V_M в сравнении с экспериментальными данными из работ [95; с.1543-1549. 96; с.1867-1870. 97; с.2195-2208. 109; с.509-525]

Выводы по главе III

Вклады электрического *E*2-перехода в астрофизический S-фактор реакции $d(\alpha,\gamma)^6$ Li рассчитаны на основе двухчастичной модели с αd -потенциалами простой Гауссовой формы, правильно описывающими фазовые сдвиги в 3S_1 , 3P_0 , 3P_1 , 3P_2 , 3D_1 , 3D_2 , 3D_3 -парциальных волнах, а также энергию связи и АНК связанного состояния в S-волне. Модификацией *S*-волнового αd -потенциала из работы [84; с.1529-1594] получено лучшее описание фазовых сдвигов и АНК, при этом воспроизведение энергии связи ядра ⁶Li сохранено. Для расчета волновых функций был использован алгоритм Нумерова, который имеет высокую точность и обеспечивает правильную асимптотику волновой функции в каждой парциальной волне. Показано, что хорошая сходимость вклада *E*2-перехода в астрофизический S-фактор достигается при увеличении границы интегрирования вплоть до 40 фм [71; с.193-200].

Глава IV. Теоретический анализ астрофизического S-фактора, скорости реакции процесса α+d→⁶Li+γ и распространенности элемента ⁶Li в модели трех тел

§ 4.1. Введение

Для детального описания процессов, происходящих на Солнце и других звездах, необходимо развивать более точные методы, чем упрощенные двухчастичные модели. Это касается в первую очередь реакций образования ядра ⁶Li слиянием d+ α , а также процессов d+d \rightarrow ⁴He+ γ и ¹²C(α , у)¹⁶О [105; с.085102-17. 110; с.034306-5], которые имеют фундаментальное значение для ядерной астрофизики. Е1 переход является запрещенным по изоспину, но не является строго запрещенным, поскольку конечное ядро [°]Li может иметь маленькую изотриплетную компоненту. В данной главе мы приведем развитый нами трехчастичный формализм [111; с.015801-7. 112; с.055803-9], основанный на волновой функции, рассчитанной методом гиперсферических гармоник на Лагранж-меш базисе [80; с.044309-14. 113; с.014303-9], которая имеет около 0.5 % изотриплетной (T=1) компоненты, что имеет ключевое значение для описания процесса. Приведены результаты теоретического расчета скорости реакции образования ядра ⁶Li слиянием $d+\alpha$ и распространенности этого элемента во Вселенной при первичном нуклеосинтезе. В расчетах использован наиболее точный подход в модели трех тел. Развитие методов расчета в рамках трехчастичного подхода является качественно новым этапом в изучении ядерно-астрофизических процессов.

Как было отмечено в третьей главе, ядра ⁶Li образовались главным образом в результате Большого Взрыва посредством реакции захвата

$$\alpha + d \rightarrow^{\circ} Li + \gamma \tag{4.1}$$

при низких астрофизических энергиях 50≤E≤400 кэВ [88; с.010-80]. Также, в предыдущей главе мы показали, что теоретические оценки *E*2 71

электрического перехода астрофизического S-фактора для реакции синтеза $d(\alpha,\gamma)^6$ Li в двухчастичной модели можно получить на основе простого локального потенциала Гауссовой формы, одновременно воспроизводящей энергию связи и АНК в S-волне, а также фазы рассеяния в ${}^{3}S_{1}$, ${}^{3}P_{0}$, ${}^{3}P_{1}$, ${}^{3}P_{2}$, ${}^{3}D_{1}$, ${}^{3}D_{2}$, ${}^{3}D_{3}$ -парциальных волнах [71; с.193-200].

Как было показано в предыдущей главе, запрещенный *E*1-переход в двухчастичной модели нельзя оценит с учетом изоспинового формализма. Поэтому развитие трехчастичного формализма с учетом вклада *E*1-перехода является наиболее важным и реалистическим для изучения данного процесса. Тем более ожидается, что этот переход доминирует при малых энергиях.

Экспериментальные измерения этого процесса при энергиях выше и энергии E(3⁺)=0.711 МэВ около резонансной достаточно хорошо проанализированы [95; с.1543-1549. 96; с.1867-1870]. Но при более низких энергиях получение информации 0 сечении процесса захвата экспериментальным путем является сложной задачей [97; с.2195-2208. 98; с.065803-11] из-за кулоновского отталкивания взаимодействующих частиц. Тем не менее, в последнее годы экспериментальная группа LUNA коллаборации наконец добилась успеха. В 2014 году впервые ей удалось измерить прямым методом астрофизический S-фактор при двух энергиях E=94 кэВ и E=134 кэВ [114; c.042501-5]. Второй раз в 2017 году измерения были проведены сразу в четырех Е=80, 93, 120 и 133 кэВ [115; с.57-65] астрофизически важных энергиях в системе центра масс. Далее мы используем развитую нами трехчастичную модель на основе метода гиперсферических гармоник на Лагранж-меш базисе, чтобы описать полученные новые экспериментальные данные описанного процесса.

Трехчастичная модель может включить вклады запрещенного *E*1перехода с конечными изоспин $T_f=1$ компонентами ядра ⁶Li. Рассчитанная нами трехчастичная волновая функция ядра ⁶Li [112; с.055803-9] имеет изотриплетную компоненту, норма квадрата которой имеет порядок 5.3·10⁻³. Хотя это число кажется небольшим, но этого оказалось достаточным для

72
описания новых экспериментальных данных LUNA коллаборации. Отметим, что аналогичная попытка проделана в работе [116; c.3240-3245], но незначительная изотриплетная компонента около 0.004% трехчастичной волновой функции ядра ⁶Li не дала возможность описать данную реакцию захвата с надлежащим учетом вклада изовекторного *E*1 перехода.

С другой стороны, *E*2 S-фактор сильно зависит от асимптотики интеграла перекрывания волновых функций ядер дейтрона и ⁶Li в *S*- и *D*волнах. Однако трехчастичная гиперсферическая волновая функция не дает правильную асимптотику. Асимптотику можно исправить на расстоянии 4-10 фм, которое является границей внутренней и асимптотической областей. В данной главе сначала мы проводим расчеты астрофизического S-фактора с исправленной асимптотикой интеграла перекрывания, затем на его основе оцениваем скорости реакции синтеза $d(\alpha,\gamma)^6$ Li и распространенности элемента ⁶Li при первичном нуклеосинтезе.

Оценки для дифференциального сечения и астрофизического S-фактора реакции синтеза $d(\alpha,\gamma)^6$ Li в трехчастичной модели могут существенно изменить имеющиеся представления об астрофизических процессах.

§ 4.2. Теоретическая модель

Из литературы известно, что многие легкие ядра имеют кластерную структуру: ⁶He $\rightarrow\alpha$ +n+n, ⁶Li $\rightarrow\alpha$ +p+n, ⁶Be $\rightarrow\alpha$ +p+p, ⁸B $\rightarrow\alpha$ +³He+p, ⁹Be $\rightarrow\alpha$ + α +n, ¹²C $\rightarrow\alpha$ + α + α и т.д. и успешно исследуются в рамках трехчастичного формализма [80; с.044309-14. 117; с.151-189]. Авторы в основном используют микроскопический метод резонирующих групп (МРГ) [41; с.351-366. 99; с.1066-1072], стохастический вариационный метод на Гауссовом базисе [117; с.151-189. 118; с.1381-1389], метод гиперсферических функций на Лагранж–меш базисе [80; с.044309-14. 113; с.014303-9], уравнение Фаддеева в координатном и импульсном представлениях [119; с.1279-1302. 120; с.1-10]. В этих трехчастичных методах в качестве входных

параметров используются разные формы нуклон-нуклонных, нуклонкластерных и кластер-кластерных потенциалов, которые успешно описывают характеристики как связанных, так и континуум состояний (непрерывный спектр).

Используемая нами трехчастичная модель основывается на факторизованных волновых функциях начальных состояний [111; с.015801-7]:

$$\Psi_{i}^{J'M',T0}(\vec{\mathbf{x}},\vec{\mathbf{y}}) = \frac{u_{l'}^{d}(\mathbf{r})}{r} \frac{u_{L'}(\mathbf{R})}{R} \Big\{ Y_{L'}(\hat{\mathbf{y}}) \otimes \big\{ Y_{l'}(\hat{\mathbf{x}}) \otimes \chi_{S'}(1,2) \big\}_{j'} \Big\}_{J'M'} \zeta_{1/2,1/2}^{T',0}(1,2)$$
(4.2)

где г, R – относительные координаты между нейтроном и протоном, и между (pn) системой и альфа частицей, соответственно. Переменные x и y представляют собой координат-векторы Якоби. Мы предполагаем, что пара (pn) находиться в связанном (дейтрон) состоянии. Функции $Y_{L'}(\hat{y})$, $Y_{l'}(\hat{x})$ – сферические функции, а спиновая часть представлена с помощью $\chi_{S'}(1,2) = \{\chi(1) \otimes \chi(2)\}_{S'}$. Радиальные волновые функции $u_{l'}(r)$ и $u_{L'}(R)$ представлены для двухчастичных (p+n)- и α +d – систем соответственно.

Волновые функции начальных (p+n) и α+d состояний находятся путем решения радиального уравнения Шредингера для двух тел

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2}\right) + V^{ISJ}(\mathbf{r})\right] \mathbf{u}_E^{(ISJ)}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}\mathbf{u}_E^{(ISJ)}(\mathbf{r})$$
(4.3)

здесь $V^{lSJ}(\mathbf{r})$ – двухчастичный потенциал в парциальной волне с орбитальным моментом *l*, спином *S* и полным моментом *J*. Волновые функции α +d рассеяния нормированы как в формуле (3.5).

Волновая функция конечного основного $(1^+, 0)$ состояния ядра ⁶Li= α +p+n находится путем решения трехчастичного уравнения Шредингера на основе метода гиперсферических гармоник на Лагранж-меш базисе [80; с.044309-14]. Метод кратко излагается ниже в следующем пункте.

Астрофизический S-фактор процесса определяется через выражение (2.2):

$$S(E) = \sigma(E) E \exp(2\pi\eta) \tag{4.4}$$

где $\eta = Z_{\alpha}Z_{d}e^{2}\mu_{\alpha d}/k_{\alpha d}$ – кулоновский параметр для связанного состояния αd системы.

Дифференциальное сечение процесса синтеза выражается так в [111; с.015801-7. 112; с.055803-9]:

$$\sigma(\mathbf{E}) = \sum_{J_{i}T_{i}\pi_{i}} \sum_{J_{f}T_{f}\pi_{f}} \sum_{\Omega\lambda} \frac{(2\mathbf{J}_{f}+1)}{[\mathbf{I}_{1}][\mathbf{I}_{2}]} \frac{32\pi^{2}(\lambda+1)}{\hbar\lambda([\lambda]!!)^{2}} k_{\gamma}^{2\lambda+1} C_{s}^{2} \sum_{l_{\omega}I_{\omega}} \frac{1}{k_{\omega}^{2}v_{\omega}} \left| \left\langle \Psi^{J_{f}T_{f}\pi_{f}} \| M_{\lambda}^{\Omega} \| \Psi^{J_{i}T_{i}\pi_{i}}_{l_{\omega}I_{\omega}} \right\rangle \right|^{2} (4.5)$$

где k_{γ} – волновое число фотона, J_i , J_f – полные моменты начального и конечного состояний соответственно, λ – мультипольность электрического (*E*) перехода, I₁, I₂ – спины кластеров. Приведенные матричные элементы вычисляются между начальной $\Psi_{I_{\omega}I_{\omega}}^{J_iM_i\pi_i}(\vec{x},\vec{y})$ и конечной $\Psi^{J_fM_f\pi_f}(\vec{x},\vec{y})$ волновыми функциями. Как было отмечено во второй главе значение C_s^2 равно единице.

§ 4.3. Трехчастичная волновая функция ядра ⁶Li=α+p+n в методе гиперсферических гармоник на Лагранж-меш базисе

Рассмотрим систему из трех частиц с массами m₁, m₂, m₃ (*i,j,k*=1,2,3 и их циклические перестановки) и взаимодействующих друг с другом двухчастичными короткодействующими потенциалами. Для этой системы Гамильтониан имеет следующий вид [80; с.044309-14]:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_1}\Delta_{\vec{r}_1} - \frac{\hbar^2}{2m_2}\Delta_{\vec{r}_2} - \frac{\hbar^2}{2m_3}\Delta_{\vec{r}_3} + V_{12}(|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|) + V_{23}(|\vec{r}_3 - \vec{r}_1|) + V_{13}(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) \quad (4.6)$$

Введем относительные координаты Якоби как показано на рисунке 4.1 и приведенные массы для трехчастичной системы:

$$\begin{cases} \vec{x}_{k} = \sqrt{\mu_{ij}} \left(\vec{r}_{j} - \vec{r}_{i} \right) = \sqrt{\mu_{ij}} \vec{r} \\ \vec{y}_{k} = \sqrt{\mu_{(ij)k}} \left(\vec{r}_{k} - \frac{A_{i}\vec{r}_{i} + A_{j}\vec{r}_{j}}{A_{i} + A_{j}} \right) = \sqrt{\mu_{(ij)k}} \vec{R} \end{cases}$$

$$(4.7)$$

75

$$\mu_{ij} = \frac{A_i A_j}{A_i + A_j} , \quad \mu_{(ij)k} = \frac{(A_i + A_j)A_k}{A_i + A_j + A_k}$$
(4.8)

В методе гиперсферических гармоник вводятся гиперрадиус и гиперугол в следующем виде:

$$\rho^2 = x_k^2 + y_k^2, \qquad \alpha_k = \operatorname{arctg} \frac{y_k}{x_k}$$
(4.9)

Набор гиперуглов $\Omega_{5i} = (\alpha_i, \Omega_{x_i}, \Omega_{y_i})$ определяется с помощью (4.9). После преобразования переменных (4.7), (4.8) и (4.9), имеем формулу для кинетической части Гамильтониана.

$$T_{\rho} = \sum_{i=1}^{3} T_{i} - T_{u.m.} = -\frac{\hbar^{2}}{2m_{N}} \left(\frac{\partial^{2}}{\partial \rho^{2}} + \frac{5}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{K^{2}(\Omega_{5K})}{\rho^{2}} \right)$$
(4.10)

Где $T_{y.m}$ -кинетическая энергия в системе центра инерции, K^2 – пяти размерный оператор гипермомента, его собственное значение равно K(K+4).

Конечное состояние системы представляется в виде волновой функции на гиперсферическом Лагранж-меш базисе [80; с.044309-14. 111; с.015801-7]:

$$\Psi_{f}^{JM,T0}(\vec{\mathbf{x}},\vec{\mathbf{y}}) = \frac{1}{\rho^{5/2}} \sum_{\gamma,K} \chi_{\gamma K}(\rho) \Big\{ Y_{l_{x}l_{y}}^{L}(\hat{\mathbf{x}},\hat{\mathbf{y}}) \otimes \chi^{S}(\vec{\xi}) \Big\}_{JM} \Phi_{K}^{l_{x}l_{y}}(\alpha) \zeta_{1/2,1/2}^{T,0}(1,2)$$
(4.11)

где *ρ* – гиперрадиус, α – гиперугол. Гиперсферические гармоники выражаются как

$$\Phi_{K}^{l_{x}l_{y}}(\alpha) = N_{K}^{l_{x}l_{y}}(\cos\alpha)^{l_{x}}(\sin\alpha)^{l_{y}} P_{n}^{l_{y}+1/2,l_{x}+1/2}(\cos 2\alpha)$$
(4.12)

где функции $P_n^{l_x+l/2,l_y+l/2}(\cos 2\alpha)$ представляют собой полиномы Лежандра, $N_K^{l_xl_y}$ – нормировочный множитель. В приведенной формуле l_x , l_y – орбитальные моменты относительного движения в (p+n) и (pn)+альфа – канале соответственно, L – полный орбитальный момент, K – гипермомент. Функции $\chi_{\gamma K}(\rho)$ представляют собой радиальную волновую функцию в трехчастичном канале (γK)=(l_x , l_y , L, S, K).

Уравнение Шредингера с учетом формулы (4.10) имеет вид [80; с.044309-14]:

$$\left[T_{\rho} + \sum V_{ij} \left(\frac{\vec{x}_k}{\sqrt{\mu_{ij}}}\right) - E\right] \Psi^{JMT} = 0$$
(4.13)

Минимизируя энергию системы по вариационным параметрам на основе разложения (4.11), находятся собственные функции и собственные значения оператора Гамильтониана трехчастичной системы. При этом радиальная часть волновой функции (4.11) разлагается по Лагранж-меш базису [80; с.044309-14]:

$$\chi_{\gamma K}^{J\pi}(\rho) = h^{-1/2} \sum_{i=1}^{N} C_{\gamma Ki}^{J\pi} \widehat{f}(\rho / h), \qquad (4.14)$$

где *h*-масштабный вариационный параметр. Неизвестные линейные коэффициенты $C_{\gamma K}^{J\pi}$ находятся как решение системы линейных уравнений, которая получается из исходного уравнения (4.13) после разложения полной пробной волновой функции по гиперсферическому Лагранж-меш базису.



Рис. 4.1. Относительные координаты Якоби для ядра ⁶Li→α+p+n.

Из условия антисимметризации волновой функции сумма $l_x + S + T$ должна быть нечетной, где l_x , l_y - орбитальные моменты, сопряженные координатам Якоби **x** и **y**, $\vec{l}_x + \vec{l}_y = \vec{L}$, S-спин, T-изоспин системы.

Таблице 4.1

l _x	$l_{ m y}$	L	S	Т		
	T=0 изосинглетная компонента					
0	0	0	1	0		
2	2	0	1	0		
2	0	2	1	0		
0	2	2	1	0		
2	2	1	1	0		
2	2	2	1	0		
T=1 изотриплетная компонента						
1	1	0	1	1		
1	1	1	1	1		
1	1	2	1	1		

Трехчастичные компоненты вариационного базиса для ядра ⁶Li

Таблице 4.2

Сходимость энергии связи основного состояния (1⁺, 0) ядра ⁶Li(α+n+p).

	Е _{св} ,	МэВ		Е _{св} , МэВ		
K _{max}	Модель А	Модель Б	<i>K</i> _{max}	Модель А	Модель Б	
4	-2.211	-2.304	18	-3.667	-3.668	
6	-2.924	-2.998	20	-3.682	-3.682	
8	-3.297	-3.323	22	-3.692	-3.692	
10	-3.488	-3.494	24	-3.699	-3.699	
12	-3.564	-3.569	26	-3.704	-3.704	
14	-3.613	-3.616	28	-3.708	-3.707	
16	-3.646	-3.648	30	-3.711	-3.71	

В таблице 4.2 показана сходимость энергии связи $(1^+, 0)$ основного состояния ядра ⁶Li(α +n+p) с увеличением гипермомента K_{max} в трехчастичной

модели с αN-потенциалами Ворончева [121; с.191-202] (Модель А) и Канады [122; с.1327-1341] (Модель Б), соответственно.

§ 4.4. Матричные элементы электрических переходов

В трёхчастичном случае оператор электрического перехода можно представить в виде [80; с.044309-14]:

$$M_{\lambda\mu}^{E}(\vec{\mathbf{x}},\vec{\mathbf{y}}) = e \left[\hat{Z}_{12} \left(-\frac{A_{3}}{A} \right)^{\lambda} + \hat{Z}_{3} \left(\frac{A_{12}}{A} \right)^{\lambda} \right] M_{\lambda\mu}^{E}(\vec{\mathbf{y}}) + e \left[\hat{Z}_{1} \left(-\frac{A_{2}}{A_{12}} \right)^{\lambda} + \hat{Z}_{2} \left(\frac{A_{1}}{A_{12}} \right)^{\lambda} \right] \times M_{\lambda\mu}^{E}(\vec{\mathbf{x}}) + e \sum_{k>0}^{\lambda-1} \alpha_{\lambda k} \left(\frac{-A_{3}}{A} \right)^{k} \left[\hat{Z}_{1} \left(\frac{-A_{2}}{A_{12}} \right)^{\lambda-k} + \hat{Z}_{2} \left(\frac{A_{1}}{A_{12}} \right)^{\lambda-k} \right] \left\{ M_{k}^{E}(\vec{\mathbf{y}}) \otimes M_{\lambda-k}^{E}(\vec{\mathbf{x}}) \right\}_{\lambda k}$$

$$(4.15)$$

где $A_1 = A_2 = 1$, $A_3 = 4$ – массовые числа, $Z_1 = 0$, $Z_2 = 1$, $Z_3 = 2$ – заряды и операторы перехода

$$M_{\lambda\mu}^{E}(\vec{\mathbf{x}}) = \left(\frac{x}{\sqrt{\mu_{12}}}\right)^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\hat{\mathbf{x}}) = \mathbf{r}^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\hat{\mathbf{r}})$$
(4.16)

$$M_{\lambda\mu}^{E}(\vec{y}) = \left(\frac{y}{\sqrt{\mu_{12}}}\right)^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\hat{y}) = R^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\hat{R})$$
(4.17)

Приведенные массовые числа определяются как

$$\frac{1}{\mu_{12}} = \frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} \qquad \qquad \frac{1}{\mu_{(12)3}} = \frac{1}{A_{12}} + \frac{1}{A_3}$$
(4.18)

Коэффициенты аль определены в виде

$$\alpha_{\lambda k} = \left(\frac{4\pi[\lambda]!}{[k]![\lambda - k]!}\right)^{1/2}$$
(4.19)

Обозначив оператор перехода в общем виде как

$$M_{\lambda\mu}^{E}(\vec{\mathbf{x}},\vec{\mathbf{y}}) = A_{x}M_{\lambda\mu}^{E}(\vec{\mathbf{x}}) + A_{y}M_{\lambda\mu}^{E}(\vec{\mathbf{y}}) + \sum_{k>0}^{\lambda-1}A_{xy}^{(k)}\left\{M_{\lambda-k}^{E}(\vec{\mathbf{x}})\otimes M_{k}^{E}(\vec{\mathbf{y}})\right\}_{\lambda k}$$
(4.20)

и выполняя соответствующие операции угловой алгебры, можно записать окончательное аналитическое выражение для матричных элементов

электрического Ел-перехода:

$$\left\langle \Psi_{f}^{JM} | M_{\lambda\mu}^{E}(\vec{\mathbf{x}}, \vec{\mathbf{y}}) | \Psi_{i}^{J'M'} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{\rho^{5/2}} \sum_{\gamma, K} \chi_{\gamma K}(\rho) \left\{ Y_{l_{\lambda}l_{y}}^{L}(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}) \otimes \chi^{S}(\vec{\xi}) \right\}_{JM} \Phi_{K}^{l_{\lambda}l_{y}}(\alpha) \right| \times M_{\lambda\mu}^{E}(\vec{\mathbf{x}}, \vec{\mathbf{y}}) \left| \frac{u_{l'}^{pn}(\mathbf{r})}{r} \frac{u_{L'}(\mathbf{R})}{R} \left\{ Y_{L'}(\hat{\mathbf{y}}) \otimes \left\{ Y_{l'}(\hat{\mathbf{x}}) \otimes \chi_{S'}(1, 2) \right\}_{j'} \right\}_{J'M'} \right\rangle$$

$$(4.21)$$

где спин-угловая часть имеет следующий вид:

$$\left\langle \left\{ Y_{l_{x}l_{y}}^{L}(\widehat{\mathbf{x}},\widehat{\mathbf{y}}) \otimes \chi^{S}(\mathbf{1},\mathbf{2}) \right\}_{JM} \middle| A_{xy}^{(k)} \left\{ M_{\lambda-k}^{E}(\widehat{\mathbf{x}}) \otimes M_{k}^{E}(\widehat{\mathbf{y}}) \right\}_{\lambda\mu} \middle| \left\{ Y_{L'}(\widehat{\mathbf{y}}) \otimes \left\{ Y_{l'}(\widehat{\mathbf{x}}) \otimes \chi_{S'}(\mathbf{1},\mathbf{2}) \right\}_{j'} \right\}_{J'M'} \right\rangle = \\ = \frac{A_{xy}^{(k)}}{4\pi} \left(\frac{x}{\sqrt{\mu_{12}}} \right)^{\lambda-k} \left(\frac{y}{\sqrt{\mu_{(12)3}}} \right)^{k} \delta_{SS'}[\sigma][\tau] ([\mathbf{k}][\lambda-\mathbf{k}][\lambda][\ell'][j'][\mathbf{L}'][\mathbf{L}][\mathbf{J}]])^{1/2} \times \\ \times \sum_{\sigma\tau} (-1)^{2J+2M+l_{x}+l_{y}+L-\tau+L'+l'-2\sigma} C_{\lambda-k0l'0}^{l_{x}0} C_{k0L'0}^{l_{y}0} \left\{ \begin{matrix} l_{y} & k & L' \\ l_{x} & \lambda-k & l' \\ L & \lambda & \tau \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \sigma & j' \lambda \\ j' & \lambda & \sigma \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \sigma & j' \lambda \\ J' J L' \end{matrix} \right\} C_{J'M'\lambda\mu}^{JM}$$

$$(4.22)$$

Как известно, *E*1-переход для α d –захвата по правилам отбора изоспина запрещен. При этом важно понимать, что экспериментальные работы [114; c.042501-5. 115; c.57-65] свидетельствуют о заметной интерференции *E*1перехода в суммарное сечение при низких энергиях. Поэтому возникает естественный вопрос о том, что какие причины приводят к появлению *E*1мультиполя. Дело в том, что *E*1-переход в четных ядрах (в том числе в α d – захвате) не строго запрещен из-за изоспин смешивания в волновой функции ядра. Например, как было отмечено выше, трехчастичная волновая функция ядра ⁶Li имеет небольшой примесь изотриплетной компоненты около 0.5%. Как известно, изоспин не является хорошим квантовым числом в ядрах из-за Кулоновских сил.

Для получения изоспиновой части матричного элемента в формуле (4.15) используем зарядовые операторы нейтрона и протона [82; c.101-102]:

$$\hat{Z}_1 = \frac{1}{2} + \hat{m}_{t1}$$
 $\hat{Z}_2 = \frac{1}{2} + \hat{m}_{t2}$ (4.23)

где \hat{m}_{t1} , \hat{m}_{t2} - проекционный изоспиновые операторы нейтрона и протона

$$\widehat{T}_{y} = \left[\left(\frac{1}{2} + \widehat{m}_{t1} \right) + \left(\frac{1}{2} + \widehat{m}_{t2} \right) \right] \left(-\frac{A_3}{A} \right)^{\lambda} + Z_3 \left(\frac{A_{12}}{A} \right)^{\lambda}$$
(4.24)

80

Для первого члена выражения (4.15) получаем следующую формулу:

$$\left\langle \zeta_{1/2,1/2}^{T,0} | \hat{T}_{y} | \zeta_{1/2,1/2}^{T',0} \right\rangle = \left[\left(-\frac{A_{3}}{A} \right)^{\lambda} + Z_{3} \left(\frac{A_{12}}{A} \right)^{\lambda} \right] \delta_{TT'}$$
(4.25)

А для второго слагаемого выражения (4.15) получаем следующую формулу:

$$\widehat{T}_{x} = \left(\frac{1}{2} + \widehat{m}_{t1}\right) \left(-\frac{A_{2}}{A_{12}}\right)^{\lambda} + \left(\frac{1}{2} + \widehat{m}_{t2}\right) \left(\frac{A_{1}}{A_{12}}\right)^{\lambda}$$
(4.26)

$$\left\langle \zeta_{1/2,1/2}^{T,0} | \hat{T}_{x} | \zeta_{1/2,1/2}^{T,0} \right\rangle = \frac{1}{2} \left[\left(-\frac{A_{2}}{A_{12}} \right)^{\lambda} + \left(\frac{A_{1}}{A_{12}} \right)^{\lambda} \right] \delta_{TT} + \frac{1}{2} \left[\left(-\frac{A_{2}}{A_{12}} \right)^{\lambda} - \left(\frac{A_{1}}{A_{12}} \right)^{\lambda} \right] \cdot \left(\delta_{T0} \delta_{T1} + \delta_{T1} \delta_{T0} \right)$$
(4.27)

Матричный элемент последнего слагаемого (4.15) рассчитывается аналогично второму члену. Изоспиновые матричные элементы вместе с спин-угловыми и радиальными матричными элементами будут использованы при оценке дифференциального сечения и астрофизического S-фактора в трехчастичной модели.

§ 4.5. Численные результаты и сравнение с экспериментальными данными

Для решения уравнения Шредингера во входном двухнуклонном канале (p+n) был использован центральный потенциал Миннесоты [123; с. 53-66. 124; с. 529-545], который воспроизводит энергию связи дейтрона E_{cB} =-2.20 МэВ. В канале α+d были использованы двухчастичные центральные аd-потенциалы гауссовой формы с соответствующим кулоновским взаимодействием из работы [68; с.1526-1538] с h²/2m_N = 20.7343 МэВ фм². Шаг решетки *h* = 0.05 фм фиксирован, а число точек бралось *N* = 700.

Как было отмечено в работе [111; с.015801-7. 112; с.055803-9], здесь мы используем S-волновой потенциал V_M(r)=-92.44exp(-0.25r²) МэВ, который правильно воспроизводит эмпирическое значение АНК для системы α+d.

На рисунке 4.2 приведены полученные оценки для Е1

81

астрофизического S-фактора для начальных альфа-дейтронных парциальных волн ${}^{3}P_{0}$, ${}^{3}P_{1}$, ${}^{3}P_{2}$ в трехчастичной модели с волновой функцией ядра ⁶Li, рассчитанной с α N- потенциалом Ворончева и др.



Рис. 4.2. Парциальные *E*1 астрофизические S-факторы

Эта волновая функция имеет изотриплетную компоненту, норма квадрата которой равна $5.3 \cdot 10^{-3}$. В приведенном матричном элементе (4.5) интеграл перекрывания α d-относительного движения в *S*- и *D*-волнах выражается через волновую функцию дейтрона и трехчастичную волновую функцию ядра ⁶Li в гиперсферическим базисе [112; с.055803-9]:

$$I_{L}(\mathbf{R}) = \left\langle \Psi_{d}(\vec{\mathbf{r}}) Y_{L}(\widehat{\mathbf{R}}) | \Psi_{{}^{6}Li}(\vec{\mathbf{R}},\vec{\mathbf{r}}) \right\rangle_{(\vec{r},\hat{R})}, \qquad (4.28)$$

где интеграл берется по **r** и по угловой части переменной **R** (см. формулу (4.7)). Для системы заряженных частиц асимптотика интеграла перекрытия на больших расстояниях определяется функцией Уиттекера [79; с.045805-13]:

$$I_{L}(\mathbf{R}) \xrightarrow[R \to \infty]{} C^{L}_{\alpha d} W_{-\eta_{\alpha d}, L+1/2}(2k_{\alpha d} \mathbf{R}) / \mathbf{R}$$

$$(4.29)$$

Отметим, что АНК играет ключевую роль в ядерно-астрофизических процессах, протекающих при низких энергиях, и он характеризует хвост волновой функции относительного движения αd-системы на больших расстояниях.

В таблице 4.3 приведены рассчитанные нами значения АНК для

⁶Li→ α +d конфигурации в *S*- и *D*-волнах на основе формул (4.28) и (4.29) с использованием трехчастичной волновой функции. Из таблицы можно увидеть стабильность значений АНК, найденных по формуле (4.29) на расстояниях R_0 = 4-10 фм. Для исправления асимптотики волновой функции относительного движения αd-системы используем формулу (4.29) выбирая оптимальное значение АНК $C_{\alpha d}$ =2.116 фм^{-1/2} соответствующего R_0 =5.5 фм, которое является границей внутренней и асимптотической областей.

Таблица 4.3

R ₀ , фм		4	5	5.5	6	7	8	9	10
L=0	Модель А	1.944	2.100	2.116	2.115	2.087	2.038	1.965	1.863
	Модель Б	1.932	2.043	2.051	2.046	2.017	1.970	1.900	1.801
	Модель А	1.932	2.124	2.159	2.172	2.168	2.137	2.080	1.991
L=2	(×10 ⁻²)								
	Модель Б	1.988	2.152	2.179	2.188	2.180	2.148	2.091	2.001
	(×10 ⁻²)								

Значения АНК С_{αd} (фм^{-1/2}) для ⁶Li→ α+d, рассчитанные в модели трех тел



Рис. 4.3. Интегралы перекрывания волновых функций ядер ⁶Li и дейтрона

На рисунке 4.3 приведены интегралы перекрывания в S- и D-волнах, исправленные на расстоянии 5.5 фм с помощью замены интегралов

перекрывания на соответствующие асимптотические виды по формуле (4.29). Как видно из рисунка, асимптотика интеграла перекрывания существенно улучшается, что является важным для описания процесса синтеза.

На рис. 4.4 показаны парциальные *E*2 S-факторы, рассчитанные с исправленной асимптотикой интеграла перекрывания.



Рис. 4.4. Парциальные *E2* астрофизические S-факторы

На рис. 4.5 показаны относительные вклады *E*1 и *E*2 переходов в астрофизический S-фактор.



Рис. 4.5. Сравнение *E*1 и *E*2 S-факторов с экспериментальными данными [95; с.1543-1549. 96; с.1867-1870. 97; с.2195-2208. 114; с.042501-5. 115; с.57-65]

Как видно из рисунка, исправление асимптотики интеграла перекрывания

существенно увеличивает *E*2 S-фактор. При малых энергиях доминирует *E*1переход, а при энергиях больше 100 кэВ вклад *E*2 перехода является существенным.

На рис.4.6 представлены теоретические оценки для астрофизического Sфактора реакции синтеза $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$ в трехчастичной модели с волновой функцией ядра ${}^{6}Li$, рассчитанной с α N-потенциалом Ворончева и др. [121; c.191-202] (Модель А) и с потенциалом Канада и др. [122; c.1327-1341] (Модель Б) в сравнении с экспериментальными данными нескольких исследовательских групп.



Рис. 4.6. Астрофизический S-фактор для процесса α+d→⁶Li+γ в модели трех тел, рассчитанный с αN-потенциалами Ворончева и др. (Модель А) и Канады (Модель Б) в сравнении с экспериментальными данными [95; с.1543-1549. 96; с.1867-1870. 97; с.2195-2208. 114; с.042501-5. 115; с.57-65]

Отметим, что волновая функция ядра ⁶Li, рассчитанная с потенциалом Канады имеет изотриплетную компоненту, норма квадрата которой равна 4.19·10⁻³, то есть меньше, чем в случае с потенциалом Ворончева и др. Именно поэтому рассчитанные значения S-фактора при малых энергиях существенно отличаются для двух этих потенциалов.

§ 4.6. Оценка скорости реакции синтеза α +d \rightarrow ⁶Li+ γ и распространенность элемента ⁶Li при первичном нуклеосинтезе

Реакции радиационного захвата $\alpha+d\rightarrow^{6}Li+\gamma$ представляют исключительный интерес как прямого синтеза образования изотопа ⁶Li в первичном нуклеосинтезе [88; с.010-80]. Скорости реакции данного синтеза $\alpha+d\rightarrow^{6}Li+\gamma$ оцениваются на основе выражения (2.16). В таблице 4.4 приведены рассчитанные нами численные значения скорости реакции в рамках трехчастичных Моделей А и Б процесса синтеза $\alpha+d\rightarrow^{6}Li+\gamma$ в температурном интервале $0.001 \le T_9 \le 10$ (или 10^6 K $\le T \le 10^{10}$ K). Из таблицы 4.4 видно, что вклады *D*-волны в скорости реакции данного процесса в нашем случае при $T_9 \le 0.1$ не выше 1% и при температурах выше этого интервала вклад этой волны незначителен. Основной вклад происходит из основного состояния ядра ⁶Li т.е. за счет *S*-волны [112; с.055803-9].

Таблица 4.4

Численные оценки для скорости реакции синтеза α +d \rightarrow ⁶Li+ γ в модели трех тел

	$N_{24}\langle\sigma v angle$, см 3 моль 1 с $^{-1}$				
T_9	Модель А		Модель Б		
	<i>S</i> – волна	<i>S</i> + <i>D</i> – волны	<i>S</i> – волна	<i>S</i> + <i>D</i> – волны	
0.001	3.455E-30	3.474E-30	2.351E-30	2.370E-30	
0.002	1.037E-23	1.042E-23	7.079E-24	7.135E-24	
0.003	1.411E-20	1.419E-20	9.664E-21	9.738E-21	
0.004	1.327E-18	1.333E-18	9.107E-19	9.176E-19	
0.005	3.344E-17	3.361E-17	2.301E-17	2.318E-17	
0.006	3.909E-16	3.928E-16	2.695E-16	2.715E-16	
0.007	2.780E-15	2.794E-15	1.921E-15	1.934E-15	
0.008	1.401E-14	1.408E-14	9.696E-15	9.765E-15	
0.009	5.491E-14	5.517E-14	3.808E-14	3.834E-14	

0.010	1.780E-13	1.788E-13	1.236E-13	1.245E-13
0.011	4.974E-13	4.997E-13	3.461E-13	3.484E-13
0.012	1.235E-12	1.240E-12	8.604E-13	8.662E-13
0.013	2.784E-12	2.796E-12	1.943E-12	1.955E-12
0.014	5.793E-12	5.819E-12	4.049E-12	4.075E-12
0.015	1.127E-11	1.132E-11	7.891E-12	7.942E-12
0.016	2.072E-11	2.081E-11	1.452E-11	1.462E-11
0.018	6.084E-11	6.110E-11	4.275E-11	4.302E-11
0.020	1.538E-10	1.545E-10	1.084E-10	1.090E-10
0.025	9.860E-10	9.899E-10	6.986E-10	7.026E-10
0.030	4.069E-09	4.084E-09	2.898E-09	2.914E-09
0.040	3.217E-08	3.229E-08	2.313E-08	2.324E-08
0.050	1.405E-07	1.409E-07	1.018E-07	1.022E-07
0.060	4.335E-07	4.349E-07	3.163E-07	3.177E-07
0.070	1.069E-06	1.072E-06	7.850E-07	7.882E-07
0.080	2.258E-06	2.264E-06	1.667E-06	1.673E-06
0.090	4.255E-06	4.266E-06	3.158E-06	3.169E-06
0.100	7.359E-06	7.377E-06	5.488E-06	5.506E-06
0.110	1.190E-05	1.193E-05	8.915E-06	8.943E-06
0.120	1.824E-05	1.828E-05	1.372E-05	1.376E-05
0.130	2.676E-05	2.682E-05	2.021E-05	2.027E-05
0.140	3.786E-05	3.794E-05	2.870E-05	2.877E-05
0.150	5.195E-05	5.205E-05	3.951E-05	3.961E-05
0.160	6.946E-05	6.959E-05	5.300E-05	5.313E-05
0.180	1.165E-04	1.167E-04	8.939E-05	8.959E-05
0.200	1.823E-04	1.826E-04	1.407E-04	1.410E-04
0.250	4.524E-04	4.530E-04	3.533E-04	3.539E-04
0.300	9.156E-04	9.166E-04	7.219E-04	7.230E-04
0.350	1.623E-03	1.624E-03	1.290E-03	1.292E-03
				•

0.400	2.622E-03	2.624E-03	2.099E-03	2.101E-03
0.500	5.678E-03	5.681E-03	4.600E-03	4.604E-03
0.600	1.056E-02	1.056E-02	8.661E-03	8.666E-03
0.700	1.791E-02	1.792E-02	1.489E-02	1.490E-02
0.800	2.876E-02	2.876E-02	2.427E-02	2.428E-02
0.900	4.427E-02	4.428E-02	3.795E-02	3.795E-02
1.000	6.556E-02	6.556E-02	5.698E-02	5.698E-02
1.500	2.715E-01	2.715E-01	2.452E-01	2.452E-01
2.000	6.036E-01	6.036E-01	5.496E-01	5.496E-01
2.500	9.884E-01	9.884E-01	8.985E-01	8.985E-01
3.000	1.393E+00	1.393E+00	1.260E+00	1.260E+00
4.000	2.261E+00	2.261E+00	2.021E+00	2.021E+00
5.000	3.242E+00	3.242E+00	2.873E+00	2.873E+00
6.000	4.345E+00	4.345E+00	3.830E+00	3.830E+00
7.000	5.538E+00	5.538E+00	4.867E+00	4.867E+00
8.000	6.783E+00	6.783E+00	5.952E+00	5.952E+00
9.000	8.049E+00	8.049E+00	7.056E+00	7.056E+00
10.000	9.314E+00	9.314E+00	8.161E+00	8.161E+00

На рис. 4.7 показаны рассчитанные нами в рамках Моделей А и Б скорости реакции синтеза $\alpha+d\rightarrow^{6}Li+\gamma$, разделенные (нормированные) на экспериментальных данных NACRE 1999 [25; с.3-183] в сравнении с данными NACRE 2013 [26; с.61-169], и с новыми данными LUNA 2017 коллаборации [115; с.57-65], а также с теоретической кривой из работы [125; с.045807-11]. Как видно из рисунка, наши результаты в рамках модели А очень хорошо согласуются с кривой LUNA 2017 коллаборации, которые являются наиболее точными. При этом форма кривых в Моделях A и Б совпадает с кривой LUNA 2017, а абсолютные значения данных LUNA 2017 коллаборации хорошо воспроизводятся в Модели А.

Как было сказано во второй главе, скорость реакции термоядерного процесса вводится в аналитическом виде как входной параметр в программный пакет PARTHENOPE [30; с.956-971]. Поэтому, полученные численные результаты для скорости реакции, приведенные в таблице 4.4, аналитически аппроксимированы для оценивания относительной начальной распространенности ядра ⁶Li/H.

Выражение аналитической аппроксимации скорости реакции синтеза было выбрано в виде [115; с.57-65]:

$$R_{24} = p_0 T_9^{-2/3} \exp(-C_0 T_9^{-1/3}) (1 + p_1 T_9^{1/3} + p_2 T_9^{2/3} + p_3 T_9 + p_4 T_9^{4/3} + p_5 T_9^{5/3} + p_6 T_9^2 + p_7 T_9^{7/3}) + p_8 T_9^{-3/2} \exp(-C_{01} T_9^{-1})$$
(4.30)

Параметры аналитической аппроксимации скорости реакции для процесса $\alpha+d\rightarrow^{6}Li+\gamma$ в рамках моделях А и Б приведены в таблице 4.5. Аналитическое выражение (4.30) с параметрами в таблице 4.5 воспроизводит значения скорости реакции, представленных в таблице 4.4 со погрешностью 1.84% в модели А и 2.46% в модели Б, соответственно. Коэффициенты C₀ и C₀₁ для этой реакции равны 7.423 и 7.889 соответственно.

Таблица 4.5

Параметры аналитической аппроксимации скорости реакции процесса α+d→⁶Li+γ

	Модель А	Модель Б
p ₀	6.004	5.154
p ₁	-2.558	-5.830
p ₂	34.730	52.356
p ₃	-115.482	-163.500
p ₄	205.801	272.839
p ₅	-169.456	-218.444
p ₆	71.428	89.174
p ₇	-11.614	-14.107
p ₈	42.354	41.384

На основе рассчитанных численных значений скорости реакции $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$ далее было оценена относительная распространенность ${}^{6}Li/H$ при первичном нуклеосинтезе. При вычислении распространенности с помощью программы нуклеосинтеза Большого Взрыва в качестве входного параметра было использовано значение барионной плотности из последних данных Планк коллаборации [23; c.A13-63] $\Omega_b h^2 = 0.02229^{+0.00029}_{-0.00027}$. Для этой величины в рамках моделей A и Б получены соответственно следующие оценки: $(0.67\pm0.01)\times10^{-14}$ и $(0.50\pm0.01)\times10^{-14}$. Время жизни нейтрона $\tau_n = 880.3 \pm 1.1c$ [35; c.090001-1676]. Нами полученный результат в рамках модели A хорошо соответствует с оценкой LUNA коллоборации [115; c.57-65] $(0.80\pm0.18)\times10^{-14}$.



Рис. 4.7. Скорости реакции процесса α+d→⁶Li+γ, нормированные на экспериментальных данных NACRE 1999 [25; с.3-183]

Выводы по главе IV

Астрофизический S-фактор и скорость реакции $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$, а также распространенность элемента ${}^{6}Li$ рассчитаны на основе модели трех тел. Использован центральный потенциал Миннесоты *NN*-взаимодействия в

парциальных волнах с l=0,1 и 2. А в канале $\alpha+d$ были использованы двухчастичные локальные центральные αd-потенциалы Дубовиченко с соответствующим кулоновским взаимодействием в парциальных волнах ${}^{3}S_{1}$, ${}^{3}P_{0}, {}^{3}P_{1}, {}^{3}P_{2}, {}^{3}D_{1}, {}^{3}D_{2}, {}^{3}D_{3}$. E2 переход рассчитан на основе исправленной асимптотики интеграла перекрывания волновых функций дейтрона и ядра ⁶Li в S и D волнах. Трехчастичная волновая функция ядра ⁶Li была рассчитана на основе αN- потенциалов Ворончева [121; с.191-202] и Канады [122; с. 1327-1341]. Получены численные результаты для Е1- и Е2-переходов и соответствующие оценки для астрофизического S-фактора, скорости реакции и распространенности элемента ⁶Li. Показано, что небольшая (около 0.5 %) изотриплетная (T_f=1) компонента конечной волновой функции ядра ⁶Li играет ключевую роль для описания процесса при низких астрофизических энергиях. Впервые показано, что новые экспериментальные данные LUNA $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$ коллаборации для скорости реакции синтеза хорошо воспроизводятся в надежной трехчастичной модели. Полученный нами результат для начальной распространенности изотопа ${}^{6}Li/H=(0.67\pm0.01)\times10^{-14}$ в процессе первичного нуклеосинтеза хорошо согласуется с новыми данными LUNA коллаборации ${}^{6}Li/H=(0.80\pm0.18)\times10^{-14}$ в пределах экспериментальных погрешностей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных результатов диссертационной работы можно сделать следующие выводы:

1. Показано, что *E*1-переход из начальной *S*-волны в конечную *P*-волну для процессов α +³He \rightarrow ⁷Be+ γ и α +³H \rightarrow ⁷Li+ γ дает доминантный вклад в астрофизический S-фактор. На этой основе показано, что есть возможность описания новых данных для S-фактора в Гамовском пике, полученных из наблюдения нейтринных осцилляций и данных прямых измерений LUNA коллаборации. Также показано, что экспериментальные данные по реакции синтеза α +³H \rightarrow ⁷Li+ γ могут быть хорошо описаны с помощью тех же потенциалов, которые были построены для зеркального ядра.

2. На основе вычисленных значений астрофизического S-фактора оценены скорости реакции радиационного захвата $\alpha + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$ и $\alpha + {}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \gamma$ в звездном температурном интервале (10⁶ K $\leq T \leq 10^{9}$ K). С помощью рассчитанных скоростей реакций получены теоретические оценки для начальной распространенности изотопа ${}^{7}\text{Li}/\text{H} = (5.08 \pm 0.13) \times 10^{-10}$ при первичном нуклеосинтезе, хорошо согласующиеся с новыми данными LUNA коллаборации ${}^{7}\text{Li}/\text{H} = (5.0 \pm 0.3) \times 10^{-10}$.

3. Электрический квадрупольный переход астрофизического S-фактора $d(\alpha,\gamma)^6Li$ рассчитан на основе двухчастичной модели с αd -потенциалами простой Гауссовой формы, правильно описывающей фазовые сдвиги в 3S_1 , 3P_0 , 3P_1 , 3P_2 , 3D_1 , 3D_2 , 3D_3 -парциальных волнах, а также энергию связи и АНК связанного состояния в S-волне. Модификацией S-волнового αd -потенциала из работы Дубовиченко получено лучшее описание фазовых сдвигов и АНК, при этом воспроизведение энергии связи ядра 6Li сохранено. Для расчета волновых функций был использован алгоритм Нумерова, который имеет высокую точность и обеспечивает правильную асимптотику волновой функции в каждой парциальной волне. Показано, что хорошая сходимость оценок вклада *E*2-перехода в астрофизический S-фактор достигается при

увеличении границы интегрирования вплоть до 40 фм.

4. Астрофизический S-фактор и скорость реакции $\alpha+d\rightarrow^{6}Li+\gamma$, а также распространенность элемента ⁶Li рассчитаны в рамках модели трех тел, основанной на методе гиперсферических гармоник на Лагранж-меш базисе. *E*2-переход рассчитан с помощью исправленной на расстоянии 5.5 фм асимптотики интеграла перекрывания волновых функций дейтрона и ядра ⁶Li в *S* и *D* волнах. Показана хорошая сходимость численных результатов для парциальных *E*1- и *E*2-переходов в конечное трехчастичное состояние.

5. Показано, что изотриплетная компонента около 0.5 % конечной волновой функции ядра ⁶Li играет ключевую роль для описания процесса при астрофизических энергиях. Впервые низких показано, что новые экспериментальные данные LUNA коллаборации для скорости реакции синтеза $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$ хорошо воспроизводятся в надежной трехчастичной модели с изоспиновым Е1-переходом. Полученный нами результат для $^{6}\text{Li/H}=(0.67\pm0.01)\times10^{-14}$ изотопа начальной распространенности при первичном нуклеосинтезе хорошо согласуется с новыми данными LUNA $^{6}\text{Li/H}=(0.80\pm0.18)\times10^{-14}$ В коллаборации пределах экспериментальных погрешностей.

В заключении считаю своим приятным долгом выразить огромную благодарность своему научному руководителю д.ф.-м.н. Эргашу Махкамовичу Турсунову за руководство данной работой и постоянную поддержку. Выражаю глубокую признательность проф. Л.Д. Блохинцеву за обсуждения диссертации и ценные замечания. Выражаю отдельную благодарность проф. А.С. Кадырову за коллаборации и обсуждения полученных результатов. Также я благодарен сотрудникам отдела ядерной проф. Р. Ярмухамедову, д.ф.-м.н. С.В. Артемову, д.ф.-м.н. М.С. физики Надырбекову и д.ф.-м.н С.Б. Игамову за полезные обсуждения результатов и интерес к работе.

93

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bethe H. A. Energy Production in Stars // Physical Review - American Physical Society (USA), 1939. -V.55. -p.103

2. Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F. Synthesis of the elements in stars // Reviews of Modern Physics - American Physical Society (USA), 1957. -V.29. -p.547-654

3. Пенионжкевич Ю. Э. Ядерная астрофизика // Ядерная Физика - Москва, 2010. - Т.73. -№8.-с.1505-1513

4. https://ru.wikipedia.org/wiki/Нуклеосинтез

5. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А. Нуклеосинтез во Вселенной // М: Издательство, Московского университета, 1998. - с. 112

6. Дубовиченко С.Б. Термоядерные процессы Вселенной // Изд. Астрофизического института им. Фесенкова В.Г. "НЦКИТ" НКА РК, Алматы, 2011 - с. 402.

7. Баранов В.Ю. Изотопы: свойства, получение, применение // М.: Физматлит, 2005. - с.600

 Быстрицкий В. М. и др. Изучение возможности решения проблемы "космологического лития" в ускорительном эксперименте // Ядерная Физика
 Москва, 2017. - Т.80. -№2.- с. 94-101

9. Asplund M., Lambert D. L., Nissen P. E., Primas F. Smith V. V. Lithium isotopic abundances in metal-poor halo stars // The Astrophysical Journal - American Astronomical Society (USA), 2006. -V.644. -p.229-259

10. Fields B. D. The primordial lithium problem // The Annual Review of Nuclear and Particle Science - Annual Reviews (USA), 2011. - V.61. - p.47-68

11. Coc A., Uzan J.P., Vangioni E. Standard Big Bang nucleosynthesis and primordial CNO abundances after Planck // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics - IOP Publishing (England), 2011. -V.10. -id.050.-p.23

12. Coc A., Petitjean P., Uzan J.P., Vangioni E., Descouvemont P., Iliadis C., Longland R. New reaction rates for improved primordial D/H calculation and the

94

cosmic evolution of deuterium // Physical Review D - American Physical Society (USA), 2015. -V.92. -id.123526. -20 p.

13. Cyburt R. H., Fields B. D., Olive K. A., Yeh T.H. Big bang nucleosynthesis: Present status // Reviews of Modern Physics - American Physical Society (USA), 2016. -V.88. -id.015004.-22 p.

14. Aver E., Olive K. A. Skillman E. D. The effects of He I λ 10830 on helium abundance determinations // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics - IOP Publishing (England), 2015. -V.07. -id.011.-p.23

15. Cooke R., Pettini M., Jorgenson R. A., Murphy M. T., Steidel C. C. Precision measures of the primordial abundance of deuterium // The Astrophysical Journal - American Astronomical Society (USA), 2014. -V.781. -id.31.-p.16

16. Bania T., Rood R., Balser D. The cosmological density of baryons from observations of ³He⁺ in the Milky Way // Nature - Macmillan Magazines Ltd (England), 2002. -V.415. -p.54-57

17. Sbordone L. et al. The metal-poor end of the Spite plateau I. Stellar parameters, metallicities, and lithium abundances// Astronomy & Astrophysics - The European Southern Observatory (Germany), 2010. -V.522. -id. A26.-p.22

18. Lind K., Melendez J., Asplund M. *et al.* // Astronomy & Astrophysics - The European Southern Observatory (Germany), 2013. -V.554. -id. A96.-p.15

19. Boyd R. N., Brune C. R., Fuller G. M., Smith Ch. J. New nuclear physics for Big Bang nucleosynthesis // Physical Review D - American Physical Society (USA), 2010. -V.82. -id.105005. - 12 p.

20. WMAP collaboration (Jarosik N. *et.al.*) Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results // The Astrophysical Journal Supplement Series - American Astronomical Society (USA), 2011. -V.192. -id.14.-p.15

21. WMAP collaboration (Hinshaw G. *et al.*) Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results // The Astrophysical Journal Supplement Series - American Astronomical Society (USA), 2013. -V.208. -id.19.-p.25

22. Planck Collaboration (Ade P. A. R. *et al.*) Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters // Astronomy & Astrophysics - The European Southern Observatory (Germany), 2014. -V.571. -id. A26.-p.66

23. Planck Collaboration (Ade P. A. R. *et al.*) Planck 2015 results XIII. Cosmological parameters // Astronomy & Astrophysics - The European Southern Observatory (Germany), 2016. -V.594. -id. A13.-p.63

24. Caughlan G. R., Fowler W. A. Thermonuclear reaction rates V // Atomic Data and Nuclear Data Tables - Academic Press Inc. (USA), 1988. -V.40. -p.283-334

25. NACRE Collaboration (Angulo C. *et al.*) A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 1999. -V.656. -p.3-183

26. NACRE II Collaboration (Xu Y. *et al.*) An update of the NACRE compilation of charged-particle-induced thermonuclear reaction rates for nuclei with mass number A<16 // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 2013. -V.918. -p.61-169

27. Wagoner R.V. Synthesis of the elements within objects exploding from very high temperatures // The Astrophysical Journal Supplement Series – American Astronomical Society (USA), 1969. -V.18. -p.247-295

28. Kawano L. Let's Go: Early Universe II. Primordial Nucleosynthesis: The Computer Way // NASA Technical Reports Server (NTRS) - FERMILAB (USA), 1992. -58 p.

29. Arbey, A. AlterBBN: A program for calculating the BBN abundances of the elements in alternative cosmologies // Computer Physics Communications - Elsevier (Netherlands), 2012. -V.183. -p.1822-1831

30. Pisanti O., Cirillo A., Esposito S., Iocco F., Mangano G., Miele G., Serpico P.D. Parthenope: Public algorithm evaluating the nucleosynthesis of primordial elements // Computer Physics Communications - Elsevier (Netherlands), 2008. - V.178. -p.956-971

31. Consiglio R., de Salas P.F., Mangano G., Miele G., Pastor S., Pisanti O. Parthenope reloaded // Computer Physics Communications - Elsevier (Netherlands), 2018. -V.233. -p.237-242

32. Засов А.В., Постнов К.А. Общая астрофизика // Век 2, г. Фрязино, 2011. -с.576

33. Бедняков В.А. О происхождении химических элементов // Физика
элементарных частиц и атомного ядра - Москва, 2002. -Т.33.-№4. -с.915-963
34. http://www.sciteclibrary.ru/cgi-bin/yabb2/YaBB.pl?num=1354900517/8579

35. Particle Data Group (Olive K. A. *et al.*) Review of Particle Physics // Chinese Physics C - IOP Publishing (England), 2014. -V.38. -id.090001-p.1676

36. Заварыгин Е. О., Иванчик А. В. Изменение барион-фотонного отношения вследствие распада частиц темной материи // Письма в астрономический журнал - Москва, 2015. - Т.41. -№8. - с. 419-429

37. Бекман И.Н. Курс лекций ядерная физика // МГУ, Москва, 2010. - с.511
38. Постнов К.А., Засов А.В. Курс общей астрофизики // М.: Физический факультет МГУ, 2005. - с.192

39. Соловьев А.С., Игашов С.Ю., Чувильский Ю. М. Исследование реакции радиационного захвата t+α→⁷Li+γ в рамках алгебраической версии метода резонирующих групп // Известия РАН, серия физическая - Россия, 2014. - т.78. -№5. -с.621-626

40. Descovement P., Adahchour A., Angulo C. et al. Compilation and R-matrix analysis of Big Bang nuclear reaction rates // Atomic Data and Nuclear Data Tables - Elsevier (Netherlands), 2004. -V.88. -p.203-236

41. Langanke K. Microscopic potential model studies of light nuclear capture reactions // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1986. -V.457.-p.351-366

42. Kajino T. The nuclear structure and reactions of ${}^{3}\text{He}({}^{4}\text{He}, \gamma){}^{7}\text{Be}$ and ${}^{3}\text{H}({}^{4}\text{He}, \gamma){}^{7}\text{Li}$ at astrophysical energies // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1986. -V.460.-p.559-580

43. Solovyev A.S., Igashov S.Yu. Microscopic approach based on a multiscale algebraic version of the resonating group model for radiative capture reactions // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2017. -V.96. -id.064605. - 16 p.

44. Dohet-Eraly J. *et al.* ³He(α,γ)⁷Be and ³H(α,γ)⁷Li astrophysical Sfactors from the no-core shell model with continuum // Physics Letters B - Elsevier (Netherlands), 2016. -V.757. -p.430-436

45. Neff T. Microscopic calculation of the ${}^{3}\text{He}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Be}$ and ${}^{3}\text{H}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Li}$ capture cross sections using realistic interactions // Physical Review Letters - American Physical Society (USA), 2011. -V.106. –id.042502. -4 p.

46. Дубовиченко С.Б. Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели // Изд. Данекер, Алматы, 2004. - с.247

47. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах // Наука, Москва, 1969. - с.414

48. Дубовиченко С.Б. Избранный методы ядерной астрофизики. Методы ядерной физики в избранных задачах ядерной астрофизики // Lambert Academic Publishing, Saarbrücken (Germany), 2012. - c.247

49. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра // Мир, Москва, 1980. - с.252

50. Adelberger E. G. *et al.* Solar fusion cross sections. II. The pp chain and CNO cycles // Reviews of Modern Physics - American Physical Society (USA), 2011. - V.83. -p.195-245

51. Griffiths G. M., Morrow R. A., Riley P. J., Warren J. B. The ${}^{3}H(\alpha,\gamma)^{7}Li$ reaction // Canadian Journal of Physics –The National Research Council of Canada (Canada), 1961. -V.39. -No10.-p.1397-1408

52. Parker P. D. and Kavanagh R. W. 3 He(α,γ) 7 Be reaction // Physical Review - American Physical Society (USA), 1963. -V.131. -N ${}^{\circ}$ 6.-p.2578-2582

53. Kräwinkel H. *et al.* The 3 He(α,γ) 7 Be reaction and the Solar neutrino problem // Zeitschrift für Physik A -Springer-Verlag (Austria), 1982. -V.304. -p.307-332

54. Osborne J. L. *et al.* Low-energy 3 He(α,γ) 7 Be cross-section measurements // Physical Review Letters - American Physical Society (USA), 1982. -V.48. -N ${}^{\circ}$ 24.- p.1664-1666

55. Hilgemeier M. *et al.* Absolute cross section of the ${}^{3}\text{He}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Be}$ reaction

// Zeitschrift für Physik A - Springer-Verlag (Austria), 1988. -V.329. -p.243-254

56. Schröder U. *et al.* Astrophysical S factor of ${}^{3}H(\alpha,\gamma)^{7}Li$ // Physics Letters B - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1987. -V.192.-N1,2. -p.55-58

57. Burzyński S., Czerski K., Marcinkowski A., Zupranski P. The ${}^{3}\text{H}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Li}$ reaction in the energy range from 0.7 to 2.0 MeV // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1987. -V.473.-p.179-188

58. Brune C. R., Kavanagh R.W., Rolfs C. ${}^{3}H(\alpha,\gamma)^{7}Li$ reaction at low energies//

Physical Review C - American Physical Society (USA), 1994. -V.50. –N4.-p.2205-2218

59. Nara Singh B. S., Hass M., Nir-El Y., Haquin G. New precision measurement of the ${}^{3}\text{He}({}^{4}\text{He},\gamma){}^{7}\text{Be}$ cross section // Physical Review Letters - American Physical Society (USA), 2004. -V.93. -id.262503. - 4 p.

60. LUNA collaboration (Bemmerer D. *et al.*) Activation measurement of the 3 He(α,γ)⁷Be cross section at low energy // Physical Review Letters - American Physical Society (USA), 2006. -V.97. -id.122502. - 5 p.

61. LUNA collaboration (Confortola F. *et al.*) Astrophysical *S* factor of the 3 He(α,γ)⁷Be reaction measured at low energy via detection of prompt and delayed γ rays // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2007. -V.75. - id.065803. - 4 p.

62. Brown T.A. D. *et al.* 3 He+ 4 He \rightarrow 7 Be astrophysical *S* factor // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2007. -V.76. -id.055801. - 12 p.

63. ERNA collaboration (Di Leva A. *et al.*) Stellar and primordial nucleosynthesis of ⁷Be: Measurement of ³He(α,γ)⁷Be // Physical Review Letters - American Physical Society (USA), 2009. -V.102. -id.232502. - 4 p.

64. Carmona-Gallardo M. *et al.* New measurement of the ${}^{3}\text{He}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Be cross section}$ at medium energies // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2012. -V.86. -id.032801. - 5 p.

65. Bordeanu C. *et al.* Activation measurement of the ${}^{3}\text{He}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Be}$ reaction cross section at high energies // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 2013. - V.908. -p.1-11

66. Carmona-Gallardo M. Experimental studies of the astrophysical nuclear reaction ${}^{3}\text{He}(\alpha,\gamma){}^{7}\text{Be}$ // Ph.D. thesis, Universidad Complutense de Madrid. – Madrid, 2014. - p.249

67. Takács M.P., Bemmerer D., Szücs T., Zuber K. Constraining big bang lithium production with recent solar neutrino data // Physical Review D - American Physical Society (USA), 2015. -V.91. -id.123526. -7 p.

68. Dubovichenko S.B. Astrophysical S factors of ${}^{3}\text{He}^{4}\text{He}$, ${}^{3}\text{H}^{4}\text{He}$ and ${}^{2}\text{H}^{4}\text{He}$ radiative capture // Physics of Atomic Nuclei - Pleiades Publishing (USA), 2010. - V. 73.- $N_{2}9$. - p. 1526-1538

69. Fraser P. R. *et al.* Effective two-body model for spectra of clusters of ²H, ³H, ³He and ⁴He with ⁴He and ²H-⁴He scattering // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2017. -V.96. -id.014619. - 9 p.

70. Mohr P. Low-energy ${}^{3}\text{He}(\alpha,\alpha){}^{3}\text{He}$ elastic scattering and the ${}^{3}\text{He}(\alpha,\gamma){}^{7}\text{Be}$ reaction // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2009. -V.79. - id.065804. - 10 p.

71. Tursunov E.M., Turakulov S.A., Descouvemont P. Theoretical analysis of the astrophysical S-factor for the $\alpha+d\rightarrow^{6}Li + \gamma$ capture reaction in the two-body model // Physics of Atomic Nuclei - Pleiades Publishing (USA), 2015. - V. 78.- No. 2. - p. 193-200

72. Mukhamedzhanov A. M., Blokhintsev L. D., Irgaziyev B. F. Reexamination of the astrophysical *S* factor for the α +d \rightarrow ⁶Li+ γ reaction // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2011. -V.83. -id.055805. - 7 p.

73. Blokhintsev L.D., Kukulin V. I., Sakharuk A. A., Savin D. A., Kuznetsova E. V. Determination of the ${}^{6}\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ vertex constant (asymptotic coefficient)

from the ⁴He+d phase-shift analysis // Physical Review C - American Physical Society (USA), 1993. -V.48. –N5.-p.2390-2394

74. Sparenberg J.-M., Capel P., Baye D. Influence of low-energy scattering on loosely bound states // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2010. -V.81. -id.011601. - 4 p.

75. Blokhintsev L.D., Kadyrov A.S., Mukhamedzhanov A.M., Savin D. A. Extrapolation of scattering data to the negative-energy region // Physical Review C
- American Physical Society (USA), 2017. -V.95. -id.044618. - 7 p.

76. Туракулов С.А., Абдуллаев К.З. Оценка асимптотических нормировочных коэффициентов для ⁴He+³He из анализа данных по упругому рассеянию на основе метода эффективного радиуса // Вестник Национального университета Узбекистана. - Ташкент, 2018. - т.1.-№ 1. -с.83-88

77. Yarmukhamedov R., Tojiboev O.R., Artemov S.V. Asymptotic normalization coefficients for α +³He \rightarrow ⁷Be from the peripheral α -particle transfer reactions and their astrophysical application // IL NUOVO CIMENTO C - Bologna (Italy), 2016. -V.39. -id.364.- 5 p.

78. Tursunmahatov Q.I., Yarmukhamedov R. Determination of the ${}^{3}\text{He}+\alpha \rightarrow {}^{7}\text{Be}$ asymptotic normalization coefficients, the nuclear vertex constants, and their application for the extrapolation of the ${}^{3}\text{He}(\alpha,\gamma){}^{7}\text{Be}$ astrophysical S factors to the solar energy region // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2012. -V.85. -id.045807.-14 p.

79. Mukhamedzhanov A.M., Shubhchintak, Bertulani C.A. Primordial $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$ reaction and second lithium puzzle // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2016. -V.93. -id.045805. - 13 p.

80. Descouvemont P., Daniel C., Baye D. Three-body systems with Lagrangemesh techniques in hyperspherical coordinates // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2003. -V.67. -id.044309. - 14 p.

81. Greiner W., Maruhn J. A. Nuclear models // Springer, Berlin, 1996. -p.399

82. Айзенберг И., Грайнер В. Механизмы возбуждения ядра. Электромагнитное и слабое взаимодействия // Атомиздат, Москва, 1973. - с. 347 83. Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента // Наука, Ленинград , 1975. - с.439

84. Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А. В. Электромагнитные эффекты в легких ядрах на основе потенциальной кластерной модели // Физика элементарных частиц и атомного ядра - Москва, 1997. -Т.28.-№6. - с.1529-1594

85. Boykin W.R. *et al.* Scattering of ³He and ⁴He from polarized ³He between 4 and 10 MeV // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1972. -V.195.-p.241-249

86. Hardy D.M. *et al.* Scattering of ³He and ⁴He from polarized ³He between 7 and
18 MeV // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1972.
-V.195.-p.250-256

87. Spiger R.J., Tombrello T.A. Scattering of ³He by ⁴He and of ⁴He by Tritium

// Physical Review - American Physical Society (USA), 1967. -V.163. -N4.p.964-984

88. Serpico P. D., Esposito S., Iocco F., Mangano G., Miele G., Pisante O. Nuclear reaction network for primordial nucleosynthesis: a detailed analysis of rates, uncertainties and light nuclei yields // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics - IOP Publishing (England), 2004. -V.2004. -id.010-p.80

89. Быстрицкий В. М. *и др*. Астрофизический S-фактор реакции α +³H→⁷Li+ γ при энергии E_{п.м.}=15.7 кэВ // Письма в ЭЧАЯ (Физика элементарных частиц и атомного ядра) - Москва, 2017. -Т.14.-№4. -с.366-381

90. Utsunomiya H. *et al.* Breakup of ⁷Li near the α-t threshold and a possible probe of radiative-capture processes // Physical Review Letters - American Physical Society (USA), 1990. -V.65. -N7.-p.847-850

91. Tokimoto Y. *et al.* Coulomb breakup of ⁷Li for nuclear astrophysics // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2001. -V.63. -id.035801. - 20 p.

92. Tursunov E.M., Turakulov S.A., Kadyrov A.S. Astrophysical ${}^{3}\text{He}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Be}$ and ${}^{3}\text{H}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Li}$ direct capture reactions in a potential model approach // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2018. -V.97. -id.035802. -9 p.

93. Turakulov S.A., Tursunov E.M. ${}^{3}\text{He}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Be}$ and ${}^{3}\text{H}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Li}$ reaction rates and the implication for Big Bang nucleosynthesis in the potential model // International Journal of Modern Physics: Conference series (in press) - World Scientific Publishing Co.(Singapore), 2019. -p.6

94. Kontos A., Uberseder E., deBoer R. *et al.* Astrophysical *S* factor of ${}^{3}\text{He}(\alpha,\gamma)^{7}\text{Be}$ // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2013. -V.87. id.065804. - 9 p.

95. Mohr P. *et al.* Direct capture in the 3⁺ resonance of ${}^{2}H(\alpha,\gamma){}^{6}Li$ // Physical Review C - American Physical Society (USA), 1994. -V.50. –N3.-p.1543-1549 96. Robertson R. G. H. *et al.* Observation of the capture reaction ${}^{2}H(\alpha,\gamma){}^{6}Li$ and its role in production of ${}^{6}Li$ in the Big Bang // Physical Review Letters - American Physical Society (USA), 1981. -V.47. -p.1867-1870

97. Kiener J. *et al.* Measurements of the Coulomb dissociation cross section of 156 MeV ⁶Li projectiles at extremely low relative fragment energies of astrophysical interest // Physical Review C - American Physical Society (USA), 1991. -V.44. – N5.-p.2195-2208

98. Hammache F. *et al.* High-energy breakup of ⁶Li as a tool to study the Big Bang nucleosynthesis reaction ${}^{2}H(\alpha,\gamma){}^{6}Li$ // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2010. -V.82. -id.065803. - 11 p.

99. Kharbach A., Descouvemont P. Microscopic study of the ${}^{2}H(\alpha,\gamma)^{6}Li$ reaction in a multicluster model // Physical Review C - American Physical Society (USA), 1998. -V.58. -N2.-p.1066-1072

100. Nollett K. M., Wiringa R. B., Shiavilla R. Six-body calculation of the α -deuteron radiative capture cross section // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2001. -V.63. -id.024003. - 13 p.

101. Tao Pang An Introduction to Computational Physics // Cambridge University Press, 2006. - p.402

102. Jenny B. *et al.* Phase-shift analysis of d- α elastic scattering between 3 and 43 MeV // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1983. - V.397.-p.61-101

103. McIntyre L. C., Haeberli W. Phase-shift analysis of d- α scattering // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1967. -V.91.-p.382-398 104. Gruebler W. *et al.* Phase-shift analysis of d- α elastic scattering between 3 and 17 MeV // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1975. -V.242.-p.265-284

105. Baye D., Tursunov E. M. Isospin-forbidden electric dipole capture and the $\alpha(d,\gamma)^6$ Li reaction // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. - IOP Publishing (England), 2018. -V.45. –id.085102. -17 p.

106. Наумов Ю.В., Крафт О.Е. Изоспин в ядерной физики // Наука, Ленинград, 1972. - с.181

107. Рыжакова Н.К. Ядерная физика и её приложения // Изд. Томского политехнического университета, 2011. - с.270

108. Туракулов С.А., Рахимов А.М. Разность масс нейтрона и протона с учетом нарушения изоспиновой симметрии в ядерной материи // II Республиканская конференция молодых физиков Узбекистана «Ядерная физика и ядерные технологии» 25-26 ноября 2008. - Ташкент (Узбекистан), 2008. - с.7-9

109. Igamov S. B., Yarmukhamedov R. Triple-differential cross section of the 208 Pb(6 Li, αd) 208 Pb Coulomb breakup and astrophysical S-factor of the $d(\alpha,\gamma){}^{6}$ Li reaction at extremely low energies // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 2000. -V.673. -p.509-525

110. Baye D. Extension of the Siegert theorem for photon emission // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2012. -V.86. -id.034306. -5 p.

111. Tursunov E.M., Kadyrov A.S., Turakulov S.A., Bray I. Theoretical study of the α +d \rightarrow ⁶Li+ γ astrophysical capture process in a three-body model // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2016. -V.94. -id.015801. -7 p.

112. Tursunov E.M., Turakulov S.A., Kadyrov A.S., Bray I. Theoretical study of the direct $\alpha + d \rightarrow^{6}Li + \gamma$ astrophysical capture process in a three-body model II. Reaction rates and primordial abundance // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2018. -V.98. -id.055803. -9 p.

113. Tursunov E.M., Baye D., Descouvemont P. Analysis of the ⁶He β decay into the α + d continuum within a three-body model // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2006. -V.73. -id.014303. - 9 p.

114. LUNA collaboration (Anders M. *et al.*) First direct measurement of the $d(\alpha,\gamma)^6$ Li cross section at Big Bang energies and the primordial lithium problem // Physical Review Letters - American Physical Society (USA), 2014. -V.113. - id.042501. -5 p.

115. LUNA collaboration (Trezzi D. *et al.*) Big Bang ⁶Li nucleosynthesis studied deep underground // Astroparticle Physics - Elsevier (Netherlands), 2017. -V.89. - p.57-65

116. Ryzhikh G.G., Eramzhyan R.A., Shlomo S. α-d capture with formation ⁶Li and the isoscalar *E*1 multipole // Physical Review C - American Physical Society (USA), 1995. -V.51. -N6. -p.3240-3245

117. Kukulin V.I., Pomerantsev V.N., Razikov Kh.D., et al., Detailed study of the cluster structure of light nuclei in a three-body model (IV). Large space calculation for A=6 nuclei with realistic nuclear forces // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 1995. -V.586. -p.151-189

118. Tursunov E.M. Variational calculations of the ¹²C nucleus structure in a 3α model using a deep potential with forbidden states // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. - IOP Publishing (England), 2001. -V.27. -p.1381-1389

119. Kolganova E. A., Motovilov A. K., Sofianos S. A. Three-body configuration space calculations with hard-core potentials // Journal Physica B – IOP Publishing (England), 1998. -V.31. -p.1279-1302

120. Elster Ch., Glockle W., Witala H. A new approach to the 3D Faddeev equation for three-body scattering // Few-Body Systems - Springer-Verlag (Austria), 2009. -V.45. -p.1-10

121. Voronchev V., Kukulin V., Pomerantsev V., Ryzhikh G. Three-body calculations of A=9 nuclei with supersymmetric α - α potentials // Few-Body Systems - Springer-Verlag (Austria), 1995. -V.18. -p.191-202

122. Kanada H., Kaneko T., Nagata S., Nomoto M. Microscopic study of nucleon-

⁴He scattering and effective nuclear potentials // Progress of Theoretical Physics – The Physical Society of Japan (Japan), 1979. -V.61. - p.1327-1341

123. Thompson D.R., Lemere M., Tang Y. C. Systematic investigation of scattering problems with the resonating-group method // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1977. -V.286.-p.53-66

124. Reichstein I., Tang Y. C. Study of N+ α system with the resonating-group method // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1970. - V.158.-p.529-545

125. Grassi A., Mangano G., Marcucci L.E., Pisanti O. $\alpha + d \rightarrow {}^{6}Li + \gamma$ astrophysical *S* factor and its implications for Big Bang nucleosynthesis // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2017. -V.96. -id.045807. -11 p.

Приложение

Метод Нумерова

В квантовой механике уравнение Шредингера для задачи двух тел обычно численно решается с помощью, например, метода Рунге-Кутта, конечно-разностным методом или методом Нумерова. Эти методы позволяют легко находить собственные значения и собственные волновые функции для связанного состояния и состояния рассеяния квантовой системы. Среди них наиболее эффективным и высокоточным является метод Нумерова, который имеет погрешность порядка $O(h^6)$ [101; с.104-105].

Метод Нумерова представляет собой численный метод решения обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка, в которых члены первого порядка не появляются. Это линейный многошаговый метод четвертого порядка.

Запишем уравнение Шредингера для задачи двух тел:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2u}{dr^2} + \left(V(\mathbf{r}) + \frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{l(l+1)}{r^2}\right)u(\mathbf{r}) = \mathrm{Eu}(\mathbf{r}) \tag{\Pi.1}$$

Обозначим эффективный потенциал:

$$V_{eff}(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r}) + \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{l(l+1)}{r^2} = V(\mathbf{r}) + \frac{L^2}{2\mu r^2}.$$
 (II.2)

Тогда уравнение (П.1) может быть переписано в виде:

$$\frac{d^2 u}{dr^2} = -\frac{2\mu}{\hbar^2} \left(\mathbf{E} - V_{eff}(\mathbf{r}) \right) \mathbf{u}(\mathbf{r}) \,. \tag{\Pi.3}$$

Теперь, определим новую функции

$$g(\mathbf{r}) = \frac{2\mu}{\hbar^2} \left(\mathbf{E} - V_{eff}(\mathbf{r}) \right). \tag{\Pi.4}$$

Тогда уравнение Шредингера (П.1) будет частным случаем более общего дифференциального уравнения второго порядка (в нашем случае s(x)=0):

$$y''(x) = -g(x)y(x) + s(x)$$
 (II.5)

107

Для решения этого уравнения разложим функции у(x) в ряд Тейлора в окрестности точки x₀:

$$y(\mathbf{x}) = y(\mathbf{x}_{0}) + (\mathbf{x} - \mathbf{x}_{0})y'(\mathbf{x}_{0}) + \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{0})^{2}}{2!}y''(\mathbf{x}_{0}) + \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{0})^{3}}{3!}y'''(\mathbf{x}_{0}) + \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{0})^{5}}{5!}y''''(\mathbf{x}_{0}) + O(h^{6})$$

$$y(\mathbf{x}_{0} + h) = y(\mathbf{x}_{0}) + hy'(\mathbf{x}_{0}) + \frac{h^{2}}{2!}y''(\mathbf{x}_{0}) + \frac{h^{3}}{3!}y'''(\mathbf{x}_{0}) + \frac{h^{4}}{3!}y'''(\mathbf{x}_{0}) + \frac{h^{5}}{5!}y''''(\mathbf{x}_{0}) + O(h^{6})$$
(II.7)

где, $h=x_{n+1}-x_n$ – шаг сетки. Построим у(х) по трем точкам x_n-h, x_n, x_n+h с последующим нахождением минимума этой функции в точке x_{n+1}.

$$y_{n\pm 1} = y_n \pm hy'(\mathbf{x}_n) + \frac{h^2}{2!}y''(\mathbf{x}_n) \pm \frac{h^3}{3!}y'''(\mathbf{x}_n) + \frac{h^4}{4!}y''''(\mathbf{x}_n) \pm \frac{h^5}{5!}y''''(\mathbf{x}_n) + O(h^6) \quad (\Pi.8)$$

Складывая y_{n+1} и y_{n-1} получаем следующий выражения:

$$y_{n+1} - 2y_n + y_{n-1} = h^2 y_n'' + \frac{h^4}{12} y_n'''' + O(h^6)$$
(II.9)

$$y'_{n} = \frac{y_{n+1} - y_{n-1}}{2h}, \qquad y''_{n} = \frac{y_{n+1} - 2y_{n} + y_{n-1}}{h^{2}}$$
 (II.10)

Исходное уравнение было $y''_n = -g_n y_n + s_n$, тогда для y''''_n

$$y_n'''' = \frac{d^2}{dx^2} (-g_n y_n + s_n)$$
(Π.11)

Производная четвертого порядка имеет вид:

$$h^{2} y_{n}^{\prime\prime\prime\prime} = -g_{n+1} y_{n+1} + 2g_{n} y_{n} - g_{n-1} y_{n-1} + s_{n+1} - 2s_{n} + s_{n-1} + O(h^{4})$$
(II.12)

$$y_{n+1} - 2y_n + y_{n-1} = h^2(-g_n y_n + s_n) + \frac{h^2}{12}(-g_{n+1} y_{n+1} + 2g_n y_n - g_{n-1} y_{n-1} + s_{n+1} - (\Pi.13)$$

$$2s_{n-1} + s_{n-1} + O(h^6)$$

$$-2s_n + s_{n-1}) + O(h^6)$$

Отсюда получаем

$$\left(1+\frac{h^2}{12}g_{n+1}\right)y_{n+1}-2\left(1-\frac{5h^2}{12}g_n\right)y_n+\left(1+\frac{h^2}{12}g_{n-1}\right)y_{n-1}=\frac{h^2}{12}\left(s_{n+1}+10s_n+s_{n-1}\right)+O(h^6) \quad (\Pi.14)$$

Как упомянуто выше, в нашем случае s(x)=0, и тогда приближенное значение
у(х) в последующих точках x_n вычисляется по итерационной формуле:

$$y_{n+1} = \frac{2\left(1 - \frac{5h^2}{12}g_n\right)y_n - \left(1 + \frac{h^2}{12}g_{n-1}\right)y_{n-1}}{\left(1 + \frac{h^2}{12}g_{n+1}\right)} + O(h^6)$$
(II.15)