

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ им. Г. Н. Флерова

*На правах рукописи*

Шаров Павел Германович

Изучение энергетических спектров экзотических  
ядер  $^{10}\text{He}$  и  $^{17}\text{Ne}$

01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н., проф.

Григоренко Леонид Валентинович

Научный руководитель

д. ф.-м. н.

Фомичев Андрей Сергеевич

Дубна – 2020

# Оглавление

<b>Введение</b> . . . . .	4
<b>Глава 1. Заселение состояний (уровней) ядра <math>^{10}\text{Ne}</math> в реакциях выбивания нуклонов</b> . . . . .	18
1.1. Введение . . . . .	18
1.2. Приближение внезапного срыва в трехчастичной модели . . . . .	20
1.3. Свойства источников . . . . .	23
1.4. Спектр $^{10}\text{Ne}$ . . . . .	28
1.5. Ограничения на основное состояние $^9\text{Ne}$ . . . . .	34
1.6. Трехчастичные корреляции в $^8\text{He} + n + n$ . . . . .	36
1.7. Проблема состояния $1^-$ в $^{10}\text{Ne}$ . . . . .	40
1.8. Заселение состояний ядра $^{10}\text{Ne}$ в реакциях с $^{14}\text{Be}$ . . . . .	42
1.9. Выводы к Главе 1 . . . . .	44
<b>Глава 2. Поиск <math>2p</math>-распада первого возбужденного состояния <math>^{17}\text{Ne}</math></b>	46
2.1. Введение . . . . .	46
2.2. Проблемы, связанные с исследованиями ядра $^{17}\text{Ne}$ . . . . .	47
2.3. Методика эксперимента . . . . .	50
2.4. Экспериментальная установка . . . . .	54
2.5. Анализ данных . . . . .	57
2.6. Возможности для повышения чувствительности . . . . .	67
2.7. Выводы к Главе 2 . . . . .	71
<b>Заключение</b> . . . . .	74
<b>Список сокращений и математических обозначений</b> . . . . .	76
<b>Приложение А. Кинематика трехчастичного распада</b> . . . . .	77
А.1. Координаты Якоби . . . . .	77

А.2. Кинематические переменные для задачи распада . . . . .	78
<b>Список литературы</b> . . . . .	79

## Введение

Атомное ядро является системой состоящей из нуклонов  $A$  (массовое число):  $Z$  протонов (атомный номер) и  $N$  нейтронов, удерживаемых вместе сильным ядерным взаимодействием. В атомной физике основные закономерности определяются систематикой заполнения атомных орбиталей электронами (т. е. атомным номером). В ядерной физике аналогичные зависимости связаны с заполнением ядерных орбиталей для двух типов частиц — протонов и нейтронов. Поэтому, аналогом таблицы Менделеева в ядерной физике является двухмерная карта Карта нуклидов (Рис. 1).

Очевидно что не каждая система из протонов и нейтронов может считаться атомным ядром. Строго говоря, система нуклонов считается атомным ядром (нуклидом), если ее время жизни достаточно для формирования электронных оболочек ( $\sim 1$  мс). В настоящее время известно 256 стабильных нуклидов. Количество радионуклидов, синтезируемых в ведущих лабораториях мира, постоянно растет и уже приближается к 3000.

Термин радиоактивный распад применим только к нуклидам. Область процессов, происходящих в масштабе времени короче времени радиоактивности, относится к резонансным явлениям. При описании резонансных процессов обычно пользуются не временем жизни, а обратной величиной — шириной резонанса. Ширина порядка 1–3 МэВ (что примерно соответствует характерному ядерному времени  $10^{-21}$  с) может быть принята за нижний предел для резонансных явлений.

Граница между радионуклидами и резонансными состояниями проведена довольно условно, на основании неких “химических” соображений. С точки зрения ядерной физики, удобнее классифицировать системы не по времени жизни, а по моде распада.

Стабильные нуклиды имеют более-менее симметричную ядерную материю и не имеют сильных деформаций. Характерная энергия отделения нуклона со-

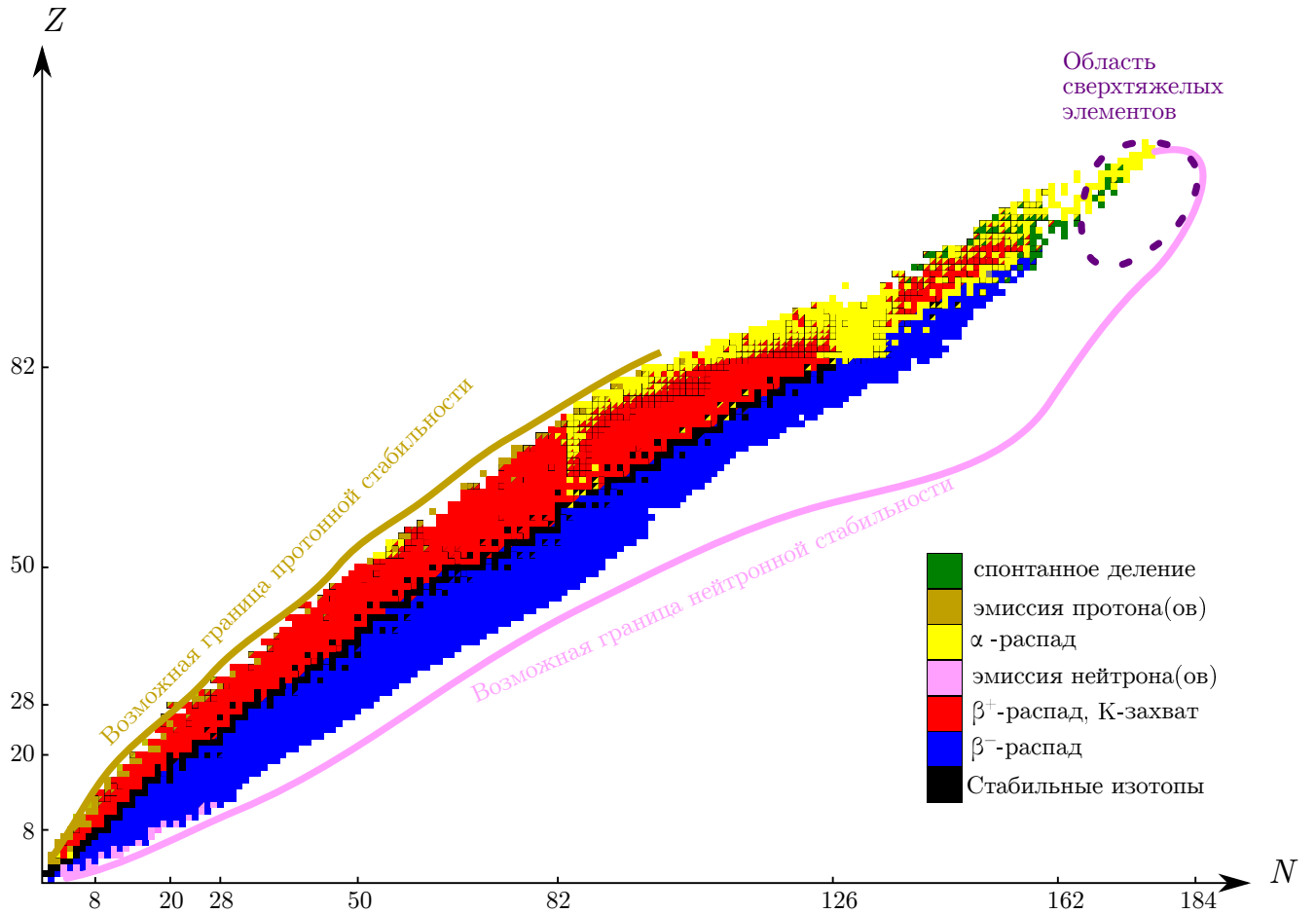


Рис. 1. Общий вид карты нуклидов ( $N - Z$ -диаграмма) по материалам [1]. На осях отложены значения магических чисел (согласно оболочечной модели ядра). Моды распада ядерных систем показаны разными цветами. Линии показывают возможное положение границ протонной и нейтронной стабильности.

ставляет для них 4–8 МэВ вокруг стабильных нуклидов формируется так называемая долина стабильности на карте изотопов (Рис. 1).

При появлении избытка протонов или нейтронов энергия связи ядра уменьшается и оно становится нестабильно относительно  $\beta$ -распада. При дальнейшем увеличении избытка протонов или нейтронов, энергия отделения нуклона постепенно уменьшается до нуля и, в какой-то момент, становится отрицательной. При этом ядро становится нестабильным относительно излучения нуклонов (подобные системы называются ядерно-нестабильными). Место на карте нуклидов, где энергия отделения протона (нейтрона) проходит через ноль называется границей протонной (нейтронной) стабильности. При переходе через границу стабильности время жизни ядра обычно уменьшается на несколько порядков и ядро становится резонансом. Положение границы ядерной стабильности известно для легких ядер (с числом протонов  $Z < 32$  или нейтронов с  $N < 20$ ).

С ростом заряда ядра растет кулоновское отталкивание в ядерном веществе, которое уменьшает энергию связи: ядро сначала становится нестабильно относительно излучения  $\alpha$ -частиц, а при дальнейшем росте заряда — к спонтанному делению.

Квантово-механические эффекты приводят к тому, что многие ядерные системы выбиваются из общей систематики.

Эффект оболочек объясняет наличие магических ядер — ядер с аномально большой энергией связи. На основе оболочечной модели, был предсказан остров сверхтяжелых элементов — область на карте нуклидов ( $Z \sim 110 - 120$ ), которая содержит крайне долгоживущие элементы ( $\tau \sim 10^5$  лет). Наличие острова сверхтяжелых элементов сравнительно недавно получило экспериментальное подтверждение.

Другим важным эффектом является эффект паринга. Спаривание нуклонов приводит к тому, что энергия отделения двух (четырех) нуклонов может оказаться меньше, чем энергия одного нуклона. Из-за этого в ряде мест кар-

ты нуклидов линию нуклонной стабильности определяется границей отделения двух или четырех нуклонов.

В силу данных эффектов время жизни ядерно-нестабильной системы может значительно увеличиваться, вплоть до величин масштаба радиоактивности. Возможность существования подобных ядер впервые была рассмотрена в работе Гольданского [2] (1960), в которой систематически исследовались свойства очень нейтронодефицитных ядер и рассматривались возможные моды распада, такие как  $\beta$ -задержанная эмиссия протонов и протонная радиоактивность. Он и Зельдович были первым, кто указал на возможность двухпротонной радиоактивности и описал ее ключевые особенности. Впервые  $\beta$ -задержанная эмиссия протонов наблюдалась в ЛЯР ОИЯИ (1963) для изотопа  $^{17}\text{Ne}$  [3]. Протонная эмиссия от идентифицированного предшественника наблюдалось из возбужденного состояния  $^{25}\text{Al}$ , заселенного при  $\beta^+$  распаде  $^{25}\text{Si}$  [4]. Такой вариант  $\beta$ -распада ( $\beta$ -задержанное излучение частиц из состояний дочернего ядра) сам по себе становится полем для изучения и включает различные каналы распада с испусканием протонов, нейтронов, альфа-частиц, дейтронов и тритонов. Первое прямое испускание протона из ядерного состояния было зафиксировано для изомерного состояния в  $^{53}\text{Co}$  [5]. Впервые радиоактивность протонов в основном состоянии наблюдалась в  $^{151}\text{Lu}$  [6] и в  $^{147}\text{Tm}$  [7]. С тех пор было идентифицировано почти 50 ядер, распадающихся через эмиссию протонов, включая распады из изомерных состояний. Экспериментальное подтверждение предсказанной двухпротонной радиоактивности произошло значительно позже. Такая мода распада наблюдалась впервые для  $^{45}\text{Fe}$  [8] и в независимом эксперименте [9]. На сегодняшний день истинный  $2p$ -распад наблюдался в  $^6\text{Be}$ ,  $^{12}\text{O}$ ,  $^{16}\text{Ne}$ ,  $^{31}\text{Ar}$ . В том числе, в форме  $2p$ -радиоактивности в ядрах  $^{19}\text{Mg}$ ,  $^{48}\text{Ni}$ ,  $^{54}\text{Zn}$ ,  $^{68}\text{Kr}$ .

Радиоактивные изотопы, имеющие значительный избыток нейтронов или протонов по сравнению с ядерно-стабильными нуклидами, могут иметь необычные свойства. Экспериментально уже наблюдалась существенная модификация структуры ядер вдали от долины стабильности: открытие нового типа структу-

ры ядра-гало, изменение оболочечной структуры ядер, обусловленное исчезновением старых и появлением новых магических чисел.

Несмотря на то, что многие из изотопов со значительным избытком протонов (нейтронов) существуют только в течение исчезающе малого времени, они играют решающую роль в ядерных реакциях, протекающих в процессе взрывного нуклеосинтеза. Во время взрывов сверхновых и столкновений нейтронных звезд данные процессы насыщают межзвездное пространство элементами тяжелее лития. В конечном итоге, это определяет химический состав планетарных систем и, соответственно, окружающего нас мира. Другой принципиально важный вопрос для понимания процессов звездной эволюции — свойства нейтронной материи, определяющие жизненный цикл нейтронных звезд. Обычная ядерная материя является почти симметричной, т. к. состоит из почти равного количества нейтронов и протонов (типичное соотношение  $N/Z$  находится в диапазоне  $1 < N/Z < 1,6$ ), поэтому исследования стабильных ядер не отвечают на этот вопрос. Изучение тяжелых экзотических ядерных систем со значительным избытком нейтронов ( $N/Z > 1,6$ , например, для изотопов гелия  ${}^{6,8,10}\text{He}$  это соотношение составляет 2, 3, 4, соответственно, а для изотопов водорода  ${}^5\text{H}$  и  ${}^7\text{H}$  является рекордным,  $N/Z = 4$  и 6) может быть основой для экспериментального исследования предельно несимметричной нейтронной ядерной материи.

Данная работа посвящена двум экзотическим системам  ${}^{10}\text{He}$  и  ${}^{17}\text{Ne}$ , находящимся на границах нейтронной и протонной стабильности, соответственно. Эти изотопы являются все ещё малоизученными и представляют большой интерес для ядерной физики и астрофизики.

**Актуальность темы исследования.** В теоретических и экспериментальных исследованиях экзотических ядерных систем, находящихся вблизи границы нуклонной стабильности, существует ряд новых задач, которые не возникали при исследовании стабильных и сравнительно долгоживущих ядерных систем. Из-за этого исследования подобных систем часто требуют применения



новых подходов. В настоящее время, данная область ядерной физики активно развивается по всему миру.

В Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова ОИЯИ на фрагмент-сепараторе ACCULINNA [10] реализуется программа исследований свойств радиоактивных ядер вблизи границы нуклонной стабильности. В экспериментах, выполненных на установке ACCULINNA за два десятилетия, был получен ряд важных результатов, среди которых следует особо отметить следующие:

- выявлена кластерная структура ядра  ${}^6\text{He}$ , обладающего нейтронным галло [11, 12];
- впервые получен изотоп  ${}^5\text{H}$  [13] и полностью пересмотрены свойства основного состояния  ${}^{10}\text{He}$  [14];
- изучены спектры и однозначно идентифицированы спин-четности низколежащих состояний экзотических ядер  ${}^4\text{H}$  [15] и  ${}^9\text{He}$  [16];
- обнаружена мягкая дипольная мода возбуждения ядра  ${}^8\text{He}$  [17] и новая мода распада — изовекторная мягкая дипольная мода возбуждения в ядре  ${}^6\text{Be}$  [18].

В области методики эксперимента были развиты корреляционные методы для исследования резонансных состояний, заселяемых в реакциях передачи. Эти методы особенно актуальны в исследованиях ядерных систем, находящихся за границей нуклонной стабильности, а также возбужденных состояний ядер, распадающихся путем испускания нуклонов.

В 2017 году в ЛЯР ОИЯИ был введен в строй новый фрагмент-сепаратор ACCULINNA-2. Высокая интенсивность и качество радиоактивных пучков нового сепаратора обеспечивают оптимальные условия для развития сильных сторон существующей программы исследований легких экзотических ядер. В частности, на новом фрагмент-сепараторе интенсивность вторичных пучков повышена более чем в 15 раз по сравнению с фрагмент-сепаратором ACCULINNA.

Дополнительные устройства (ВЧ-фильтр скоростей и магнитный спектрометр нулевого угла) обеспечивают условия для проведения прецизионных экспериментов, направленных на исследования структуры ядер, находящихся в окрестностях границ нейтронной и протонной стабильности, а также на получение новых данных прикладного астрофизического значения.

Данная работа является составной частью программы исследований легких экзотических ядер в ЛЯР ОИЯИ.

**Цели и задачи диссертационной работы:** Данная работа посвящена решению двух актуальных проблем, тесно связанных с экспериментами на фрагмент-сепараторе ACCULINNA.

- При заселении спектра состояний ядра  $^{10}\text{He}$  в различных реакциях максимум в спектре, ассоциированный с основным состоянием, наблюдался при разных значениях энергии трехчастичного распада  $^8\text{He} + n + n$ . Нами предложено решение проблемы определения основного состояния  $^{10}\text{He}$  без необходимости пересматривать экспериментальные результаты.

В эксперименте, проведенном в ЛЯР [14], ядра  $^{10}\text{He}$  получали в реакции двухнейтронной передачи  $^3\text{H}(^8\text{He}, p)^{10}\text{He}$ . Нами проведен корреляционный анализ данных, который позволил установить положение состояний и значения их спин-четности ( $J^\pi$ ). Было получено положение основного состояния при  $E_{\text{g.s.}} = 2,1 \text{ МэВ}$ . В экспериментах [19–21] система  $^{10}\text{He}$  изучалась в реакциях выбивания протона из  $^{11}\text{Li}$  [19, 20] и фрагментации  $^{14}\text{Be}$  [21]. На основе результатов анализа инклюзивных спектров инвариантной массы  $^{10}\text{He}$  в этих работах получена энергия основного состояния  $E_{\text{g.s.}} = 1,2 - 1,5 \text{ МэВ}$ . Нами было показано, что при заселении  $^{10}\text{He}$  в реакциях выбивания из ядер с гало ( $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ), наблюдается смещение спектральной плотности к малым энергиям (эффект структуры начального состояния), что объясняет имеющиеся противоречия и консолидирует все существующие экспериментальные результаты.

- Проведен пилотный эксперимент по поиску  $2p$ -распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$ , получаемого в реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$ . Работа выполнена с применением нового метода, получившего название “метод комбинированной массы”.

Двухпротонный распад первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  является давно обсуждаемой проблемной темой. Значительная часть интереса к этому распаду связана с тем, что он является обратным процессом для реакции двухпротонного радиационного захвата  $^{15}\text{O} + p + p \rightarrow ^{17}\text{Ne} + \gamma$ . Данные о таком захвате важны для теории астрофизического гр-процесса, так как он является одним из механизмов преодоления “точки ожидания” гр-процесса — долгоживущего ядра  $^{15}\text{O}$  ( $T_{1/2} = 122$  с). С экспериментальной точки зрения основная трудность задачи наблюдения  $2p$ -канала распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$ , имеющего спин-четность  $3/2^-$ , связана с крайне низким уровнем ветвления в  $2p$  канал по сравнению с  $\gamma$ -каналом: ожидаемое отношение парциальных ширин  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\gamma} \leq 10^{-5}$ . Таким образом, перед нами стояла задача наблюдения исключительно редких событий в жестких фоновых условиях. Для этого был развит оригинальный метод, основанный на корреляционном анализе спектров недостающей и комбинированной массы, который позволил почти в 50 раз понизить существующий в литературе предел для этого отношения. Показана перспективность этого метода и обоснована возможность прямого наблюдения двухпротонного распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  в экспериментах на технически более совершенном фрагмент-сепараторе ACCULINNA-2.

### Научная новизна.

- На примере ядра  $^{10}\text{Ne}$  впервые строго рассмотрена задача учета отдачи остаточного ядра при выбивании нуклона (кластера нуклонов) из кора ядерной системы с двухнейтронным гало ( $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ) с последующим засе-

лением состояний в трехчастичном непрерывном спектре. Впервые показано, что подобный процесс для ядер с выраженным гало со значительной вероятностью может происходить с ненулевой передачей углового момента.

- Впервые реализована новая схема измерения спектров возбужденных состояний ядер, испытывающих распады с испусканием частиц ( $p$ ,  $n$ ,  $2p$ ,  $2n$ ,  $\alpha$  и др.). Указанная схема, объединяющая возможности известных методов недостающей и инвариантной массы, получила название метода комбинированной массы. Использование данной схемы позволяет значительно повысить энергетическое разрешение в измеряемых спектрах возбуждения ядер. В свою очередь, высокое энергетическое разрешение является необходимым условием для решения многих экспериментальных задач.
- Впервые для измерения соотношения парциальных ширин каналов трехчастичного распада и гамма-перехода достигнута чувствительность порядка  $10^{-4}$ , что соответствует характерным значениям предельной чувствительности, достигнутым в экспериментальных исследованиях бинарных распадов.

### **Теоретическая и практическая значимость.**

- Влияние начального состояния на наблюдаемые свойства спектров, полученных в реакциях выбивания, рассмотренное для случая  $^{10}\text{Ne}$ , может проявляться и для других ядерных систем, полученных в реакциях выбивания из гало-ядер. Понимание данного эффекта важно для интерпретации спектров ядерных систем, находящихся за границей стабильности, так как реакции выбивания являются единственным доступным экспериментальным методом во многих исследовательских центрах.

- Опробован новый метод постановки эксперимента, который позволил существенно повысить чувствительность при поиске редких ветвей двухпротонного распада. Этот метод может использоваться для других редких ветвей распада ядер с испусканием нуклонов (кластеров нуклонов), представляющими интерес для астрофизики.

**Степень достоверности и апробация результатов.** Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

1. XVII научная конференция Объединения молодых ученых и специалистов ОИЯИ (Дубна, Россия 6–11 февраля 2012)
2. XVIII международная научная конференция Объединения молодых ученых и специалистов ОИЯИ (Дубна, Россия 8–12 апреля 2013)
3. The XXXIII Mazurian Conference on Physics (Пяски, Польша 1–7 сентября 2013)
4. XVIII международная научная конференция Объединения молодых ученых и специалистов ОИЯИ (Дубна, Россия 24–28 февраля 2014); вторая премия ОМУС в номинации: за научно-исследовательскую и экспериментальную работу.
5. Zakopane Conference on Nuclear Physics (Закопане, Польша 31 августа – 7 сентября 2014)
6. XIX международная научная конференция Объединения молодых ученых и специалистов ОИЯИ (Дубна, Россия 16-20 февраля 2015)
7. EURORIB'15 — European Radioactive Ion Beam Conference 2015 (Хоэнрода, Германия 7–12 июня 2015)
8. The XX International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2016) (Дубна, Россия 14–18 марта 2016)

9. ECT\* workshop: “Unbound nuclei/continuum states” (Тренто, Италия 17–21 октября 2016)
10. The XXI International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2017) (Дубна, Россия 2–6 октября 2017)
11. The Third International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA-2017) (Москва, Россия 2–5 октября 2017)

**Публикации.** Материалы диссертации опубликованы в 8 печатных работах. Из них 4 статьи в рецензируемых журналах:

1. Structure of  $^{10}\text{He}$  low-lying states uncovered by correlations / S. I. Sidorchuk, A. A. Bezbakh, V. Chudoba, I. A. Egorova, A. S. Fomichev, M. S. Golovkov, A. V. Gorshkov, V. A. Gorshkov, L. V. Grigorenko, P. Jaluvkova, G. Kaminski, S. A. Krupko, E. A. Kuzmin, E. Yu. Nikolskii, Yu. Ts. Oganessian, Yu. L. Parfenova, P. G. Sharov, R. S. Slepnev, S. V. Stepantsov, G. M. Ter-Akopian, R. Wolski, A. A. Yukhimchuk, S. V. Filchagin, A. A. Kirdyashkin, I. P. Maksimkin, O. P. Vikhlyantsev // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — P. 202502.
2. Sharov P. G., Egorova I. A., Grigorenko L. V. Anomalous population of  $^{10}\text{He}$  states in reactions with  $^{11}\text{Li}$  // *Phys. Rev. C.* — 2014. — Vol. 90. — P. 024610.
3. Корреляционные исследования низкоэнергичного спектра  $^{10}\text{He}$  / С. И. Сидорчук, А. А. Безбах, Р. Вольски, М. С. Головков, А. В. Горшков, В. А. Горшков, Л. В. Григоренко, И. А. Егорова, Г. Каминьски, С. А. Крупко, Е. А. Кузьмин, Е. Ю. Никольский, Ю. Ц. Оганесян, Ю. Л. Парфенова, Р. С. Слепнев, С. В. Степанцов, Г. М. Тер-Акопьян, А. С. Фомичев, В. Худоба, П. Г. Шаров, П. Ялувкова // *Известия российской академии наук. Серия физическая.* — 2013. — Т. 77, № 4. — С. 398.

4. Search for  $2p$  decay of the first excited state of  $^{17}\text{Ne}$  / P. G. Sharov, A. S. Fomichev, A. A. Bezbakh, V. Chudoba, I. A. Egorova, M. S. Golovkov, T. A. Golubkova, A. V. Gorshkov, L. V. Grigorenko, G. Kaminski, A. G. Knyazev, S. A. Krupko, M. Mentel, E. Yu. Nikolskii, Yu. L. Parfenova, P. Pluchinski, S. A. Rymzhanova, S. I. Sidorchuk, R. S. Slepnev, S. V. Stepantsov, G. M. Ter-Akopian, R. Wolski. // *Phys. Rev. C*. — 2017. — Vol. 96. — P. 025807.

4 статьи в сборниках трудов конференций:

1. Three-body correlations data analysis through monte carlo simulation in decay of  $^{10}\text{He}$  / S. A. Rymzhanova, L. V. Grigorenko, I. A. Egorova, A. G. Knyazev, Y. L. Parfenova, P. G. Sharov. // *Acta Physica Polonica B*. — 2017. — Vol. 48, no. 3. — P. 683–686.
2. Recent results related to excited states of  $^6\text{Be}$  and  $^{10}\text{He}$  / Fomichev, A. S., Bezbakh, A. A., Chudoba, V., Egorova, I. A., Ershov, S. N., Golovkov, M. S., Gorshkov, A. V., Grigorenko, L. V., Jaluvkova, P., Kaminski, G., Krupko, S. A., Kuzmin, E. A., Nikolskii, E. Yu., Mukha, I. G., Parfenova, Yu. L., Sharov, P. G., Sidorchuk, S. I., Slepnev, R. S., Stepantsov, S. V., Ter-Akopian, G. M., Wolski, R., Zhukov, M. V., Yukhimchuk, A. A., Filchagin, S. V., Kirdyashkin, A. A., Maksimkin, I. P., Vikhlyantsev, O. P. // *EPJ Web of Conferences*. — 2012. — Vol. 38. — P. 15002.
3. *Sharov P. G.* Search for  $2p$  decay of the first excited state of  $^{17}\text{Ne}$  // Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei / Ed. by Yu. E. Penionzhkevich, Yu. G. Sobolev. — Singapore : Word Scientific, 2017. — P. 105–110.
4. [Searching for  \$2p\$  decay of the first excited state of Ne](#) / M. S. Golovkov, P. G. Sharov, A. A. Bezbakh, S. A. Rymzhanova, V. Chudoba, A. S. Fomichev, A. V. Gorshkov, L. V. Grigorenko, G. Kaminski, A. G. Knyazev, S. A. Krupko, M. Mentel, Yu. Ts. Oganessian, Yu. L. Parfenova, P. Pluchinski, S. I. Sidorchuk,

R. S. Slepnev, S. V. Stepantsov, G. M Ter-Akopian, R. Wolski, I. A. Egorova, and E. Yu. Nikolskii. // Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei / Ed. by Yu. E. Penionzhkevich, Yu. G. Sobolev. — Singapore : World Scientific, 2015. — P. 171–182.

### **Личный вклад автора.**

- Автор внес определяющий вклад в решение вопроса строгого учета эффекта отдачи остаточного ядра при выбивании нуклона (альфа-частицы) из кора гало-ядер с последующим заселением состояний в трехчастичном непрерывном спектре  $^{10}\text{Ne}$ . Полученные им результаты показали, что в таких условиях реакции выбивания могут приводить к аномально интенсивной передаче углового момента.
- Автором выполнен количественный анализ условий экспериментов, показавший принципиальную возможность реализации нового метода исследования резонансов в непрерывном спектре экзотических ядер — метода комбинированной массы. Обоснованы преимущества реакции одонейтронной передачи  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$  для поиска указанным методом слабой ветви двухпротонного распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$ .
- Проведена в полном объеме обработка экспериментальных результатов измерений спектра состояний ядра  $^{17}\text{Ne}$ , полученного в указанной реакции, изученной под передними углами в системе центра масс  $\theta_{cm} = 4^\circ - 18^\circ$  при энергии радиоактивного пучка  $^{18}\text{Ne}$ , равной 35 МэВ на нуклон. Впервые определены сечения реакции, приводящей к заселению основного состояния и первого возбужденного уровня  $^{17}\text{Ne}$ . Методом комбинированной массы определены выходы двух возбужденных состояний  $^{17}\text{Ne}$  со значениями спин-четности  $J^\pi = 1/2^+$  ( $E^* = 1,916$  МэВ) и  $J^\pi = 5/2^+$  ( $E^* = 2,651$  МэВ), испытывающих распад с испусканием протонов. Для первого возбужденного уровня  $^{17}\text{Ne}$  ( $E^* = 1,288$  МэВ,  $J^\pi = 3/2^-$ ) получен предел



отношения парциальных ширин  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma = 1,6(3) \times 10^{-4}$ .

- На основе Монте Карло моделирования, выполненного с использованием программного пакета GEANT4, найдены условия постановки экспериментов, обеспечивающих надежную регистрацию событий двухпротонного распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  с чувствительностью, превышающей в 100 раз достигнутое значение. Это позволит напрямую проверить теоретические предсказания, дающие диапазон отношения ширин  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma \sim (0,9 - 2,5) \times 10^{-6}$ .

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, двух глав, заключения, приложения и библиографии. Общий объем диссертации 85 страницы, из них 77 страниц текста, включая 23 рисунка. Библиография включает 70 наименования на 7 страницах.

## Глава 1

# Заселение состояний (уровней) ядра $^{10}\text{He}$ в реакциях выбивания нуклонов

## 1.1. Введение

Вблизи границ ядерной стабильности часто наблюдаются сложные формы ядерной структуры и динамики, примерами которых могут служить: нуклонное гало, мягкие моды возбуждения в непрерывном спектре и аномальные сечения некоторых реакций. Нейтроноизбыточное ядро  $^{10}\text{He}$ , имеющее соотношение  $N/Z = 4$ , представляет экстремальный случай асимметричной ядерной системы, являющейся предметом активных экспериментальных исследований. Нейтронный избыток делает эту ядерную систему очень сложной для изучения, так как существует лишь несколько реалистичных методов заселения ее спектра.

С момента экспериментального обнаружения  $^{10}\text{He}$  (1994 год [19]) был опубликован ряд экспериментальных работ, посвященных данному изотопу [14, 17, 20–23]. Интерпретация результатов работы [22] затруднена из-за сложного механизма реакции, в которой заселялся  $^{10}\text{He}$ , и тяжелых фоновых условий, а в работе [23] впоследствии были обнаружены экспериментальные проблемы. Результаты остальных работ можно разделить на две группы:

1. Заселение спектра  $^{10}\text{He}$  в реакции выбивания нуклонов из ядра с двухнейтронным гало. Ядро  $^{10}\text{He}$  получали в реакции выбивания протона из  $^{11}\text{Li}$  [19, 20] и в реакции, приводящей к удалению кластера  $2p2n$  из  $^{14}\text{Be}$  [21]. В этих работах были получены непротиворечивые данные о спектре  $^{10}\text{He}$ . Низколежащий пик в спектре  $^{10}\text{He}$  наблюдался в реакции выбивания протона из  $^{11}\text{Li}$  при энергии распада  $E_T = 1,2 \pm 0,3$  МэВ в работе [19]. В работе [20] с использованием той же реакции для данного пика было

получено положение при  $E_T = 1,45 \pm 0,05$  и ширина  $\Gamma \sim 1,9$  МэВ. В спектре  $^{10}\text{He}$ , полученном в результате фрагментации  $^{14}\text{Be}$  [21], данный пик наблюдали при  $E_T = 1,60 \pm 0,25$  МэВ с шириной  $\Gamma = 1,8 \pm 0,4$  МэВ.

2. Заселение спектра  $^{10}\text{He}$  в реакции двухнейтронной передачи  $^3\text{H}(^8\text{He}, p)$  [14, 17]. В спектре, полученном в работе [14], пик основного состояния наблюдался при  $E_T = 2,1(2)$  МэВ и имел ширину  $\Gamma \sim 2$  МэВ, что согласуется с результатами более раннего эксперимента [17]. Обе работы указывают на отсутствие резонансной структуры при  $E_T$  от одного до полутора МэВ, что противоречит сложившейся интерпретации результатов экспериментов с заселением  $^{10}\text{He}$  в реакциях выбивания.

В теоретическом описании структуры  $^{10}\text{He}$  тоже имеются проблемы. Структура основного состояния и распад  $^{10}\text{He}$  изучались в работах [24–26], результаты которых в целом согласуются, но имеют ряд различий в деталях. В работе [26] было проведено обширное теоретическое исследование низколежащего спектра  $^{10}\text{He}$  в трехтельной кластерной модели  $^8\text{He} + n + n$ .

В связи с противоречивыми экспериментальными данными, на данный момент нет полной ясности о свойствах взаимодействия в канале  $^8\text{He} + n$ . С этим связана большая неопределенность в результатах расчетов, из которой вытекает большая свобода их интерпретации. Но возможно рассуждать и противоположным образом: результаты расчетов спектра  $^{10}\text{He}$  взаимоднозначно связаны со свойствами  $^9\text{He}$ . Из этого следует, что на основе свойств наблюдаемого спектра  $^{10}\text{He}$  можно получить ограничения на свойства спектра  $^9\text{He}$ . Такой вывод может быть справедливым только при условии понимания влияния механизма используемой реакции на поведение спектра  $^{10}\text{He}$ .

Уже в работе [26] указывалось на возможное влияние структуры исходного состояния, характерного для реакций с участием  $^{11}\text{Li}$  на заселение спектра  $^{10}\text{He}$ . В работе [14] качественные расчеты из [26] были развиты для спектра  $^{10}\text{He}$ , заселенного в реакции двухнейтронной передачи, которые позволили описать

экспериментальные данные в [14]. Расчеты заселения состояний  $^{10}\text{He}$  с различными значениями спин-четности  $J^\pi$  в реакции выбивания дали неожиданные результаты, которые позволили объяснить расхождение данных, полученных в экспериментах, основанных на применении двух типов реакций — выбивания и передачи.

## 1.2. Приближение внезапного срыва в трехчастичной модели

Рассмотрим один из подвидов теории реакций. В трехкластерной ( $^8\text{He} + n + n$ ) модели, динамика двухнейтронного распада  $^{10}\text{He}$ , заселяемого в прямых реакциях, может описываться решением неоднородного уравнения Шредингера

$$(\hat{H}_3 - E_T)\Psi_{E_T}^{JM(+)}(X, Y) = \Phi_q^{JM}(X, Y), \quad (1.1)$$

здесь  $\hat{H}_3$  — трехчастичный гамильтониан, отвечающий за взаимодействие в конечном состоянии (ВКС), а  $E_T$  — энергия распада.  $\Phi_q^{JM}(X, Y)$  — функция источника, несущая информацию о структуре исходного состояния (СИС) и механизме реакции, а  $q$  — переданный в реакции импульс.

Сечение реакции заселения состояний в непрерывном спектре пропорционально потоку разлетающихся частиц, который определяется асимптотикой волновой функции (ВФ) на больших расстояниях ( $\rho_{\max}$ )

$$\frac{d\sigma}{dE_T} \propto j(E_T) = \frac{1}{M} \Im \int d\Omega_5 \Psi_{E_T}^{(+)\dagger} \rho^{5/2} \frac{d}{d\rho} \rho^{5/2} \Psi_{E_T}^{(+)} \Big|_{\rho_{\max}}.$$

Данная работа посвящена исследованию яркого качественного эффекта, который, для начала, должен быть внимательно рассмотрен в простых моделях, например, в приближении внезапного срыва.

Для описания взаимодействия в трехкластерной модели  $^8\text{He} + n + n$  использовался набор потенциалов из работы [26]. В канале  $^8\text{He} + n$  данные потенциалы в  $s$ -волне дают чистое отталкивание с длиной рассеяния  $a_s \approx 3$  фм, а резонансы

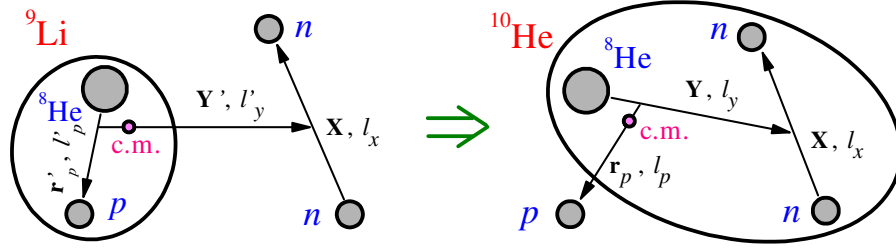


Рис. 1.1. Схемы координат, используемые для расчетов выбивания протона (кластера в общем случае).

$p_{1/2}$  и  $d_{5/2}$  располагаются при энергии 2 и 5 МэВ, соответственно, воспроизводя свойства резонансных состояний  ${}^9\text{He}$ . Данные о состояниях  ${}^9\text{He}$  были взяты нами из работы [16]. Обоснование данного выбора представлено в разделе 1.5.

Трехчастичная волновая функция  ${}^{10}\text{He}$ , зависящая от якобиевских переменных  $\{\mathbf{X}, \mathbf{Y}\}$  (см. Рис. 1.1), в гиперсферическом представлении зависит от набора координат  $\{\rho, \Omega_5\}$ , который, в частности, описан в работе [26], а также в приложении А.

Определим функцию источника  $\Phi_q^{JM}(\mathbf{X}, \mathbf{Y})$  для реакции выбивания. Рассмотрим волновую функцию  ${}^{11}\text{Li}$  в простом четырехчастичном приближении. Так, в факторизованном виде ВФ  ${}^{11}\text{Li}$  представляется как (см. Рис. 1.1):

$$\Psi_{11\text{Li}}^{J_i M_i}(\mathbf{X}, \mathbf{Y}', \mathbf{r}_p') = [\Psi_{11\text{Li}}(\mathbf{X}, \mathbf{Y}') \otimes \Psi_{9\text{Li}}(\mathbf{r}_p')]_{J_i M_i}, \quad (1.2)$$

где движение валентных нейтронов описывается трехчастичной волновой функцией  $\Psi_{11\text{Li}}$ , движение протона внутри кора  ${}^9\text{Li}$  — двухчастичной волновой функцией  $\Psi_{9\text{Li}}$ . Для волновой функции  $\Psi_{11\text{Li}}$  использовалось простое аналитическое представление из работы [27]. Это аналитическое выражение для волновой функции  ${}^{11}\text{Li}$  позволяет воспроизвести все наблюдаемые, полученные экспериментально на момент написания работы [27]. В нашей работе была использована простейшая форма данного выражения (без учета спина кора  ${}^9\text{Li}$ ).

Двухчастичная  $p$ -волновая функция  $\Psi_{9\text{Li}}$  получена в потенциальной модели  ${}^8\text{He} + p$ . Использовался потенциал Вудса-Саксона, имеющий глубину  $-56$

МэВ, радиус 3,03 фм и диффузность 0,75 фм, который позволяет воспроизвести экспериментальное значение энергии связи протона ( $E_b = 13,933$  МэВ) и дает среднеквадратичный радиус  ${}^9\text{Li}$   $\langle r'_p \rangle = 2,86$  фм. Полученное значение  $\langle r'_p \rangle$  согласуется как с зарядовым, так и с материальным радиусом  ${}^9\text{Li}$  (см. также таблицу 1.1). Импульсное распределение волновой функции  ${}^8\text{He} + p$  представлено на Рис. 1.2.

На Рис. 1.1 представлены схемы координат и переменные, использованные для расчетов. В момент выбивания протона из кластера  ${}^9\text{Li}$  образуется  ${}^8\text{He}$  с импульсом, определяемым импульсным распределением валентного протона в  ${}^9\text{Li}$ . Для того чтобы учесть влияние этой передачи импульса кластеру  ${}^8\text{He}$  на спектр  ${}^{10}\text{He}$ , нужно перейти от координат исходного состояния  ${}^{11}\text{Li}$   $\{\mathbf{Y}', \mathbf{r}'_p\} \rightarrow \{\mathbf{Y}, \mathbf{r}_p\}$  в волновой функции (1.2). Для этого функция  $\Psi_{11\text{Li}}^{J_i M_i}$  была разложена по гиперсферическим гармоникам в координатах  $\{\mathbf{Y}', \mathbf{r}'_p\}$ . С помощью преобразования Рейнала-Реваи [28] осуществляется переход от схемы координат  $\{\mathbf{Y}', \mathbf{r}'_p\} \rightarrow \{\mathbf{Y}, \mathbf{r}_p\}$  в гиперсферическом пространстве. В новых координатах  $\{\mathbf{Y}, \mathbf{r}_p\}$  источник для заселения  ${}^{10}\text{He}$  получается путем действия оператора уничтожения на протон. В координатном пространстве данная операция выглядит как

$$\Phi_{\mathbf{q}}(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) = \int d^3\mathbf{r}_p e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_p} \Psi_{11\text{Li}}(\mathbf{X}, \mathbf{Y}, \mathbf{r}_p). \quad (1.3)$$

Функции источника с различными  $J^\pi$  в  ${}^{10}\text{He}$  получаются путем разложения по состояниям с определенным полным угловым моментом

$$\begin{aligned} \Phi_{q,\gamma,l_p}^{JM}(X, Y) = \int d\Omega_x d\Omega_y d\Omega_q \Phi_{\mathbf{q}}(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) \times \\ \times \left[ \left[ \left[ Y_{l_x}(\hat{X}) \otimes Y_{l_y}(\hat{Y}) \right]_L \otimes \chi_S \right]_J \otimes Y_{l_p}(\hat{q}) \right]_{JM}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Мультииндекс  $\gamma = \{LSl_x l_y\}$  определяет полный набор спиновых и орбитальных квантовых чисел для системы кор +  $N + N$ .

Для поисковых модельных расчетов использовалась также упрощенная функция источника, определяемая с помощью простого аналитического выра-

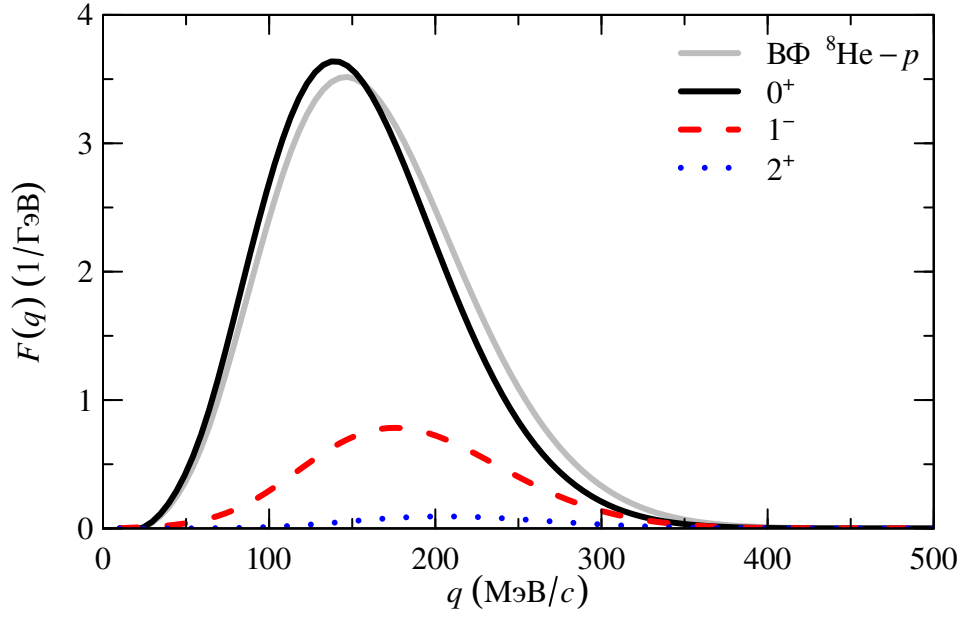


Рис. 1.2. Квадрат формфактора (см. ур. (1.6)) для заселения различных состояний  $^{10}\text{He}$ . Серая кривая соответствует квадрату формфактора протонной ВФ в  $^9\text{Li}$ , масштабированному для совпадения нормировок с формфактором  $0^+$  в  $^{10}\text{He}$ .

жения

$$\Phi_{q,\gamma}^{JM}(X, Y) = \sum_{K,\gamma} N_{K,\gamma} \frac{f(\rho)}{\rho^{5/2}} \mathcal{J}_{K\gamma}^{JM}(\Omega_\rho), \quad (1.5)$$

$$f(\rho) = 21 \sqrt{\frac{7}{5}} \frac{\rho^{5/2}}{\rho_0^3} \exp[-\sqrt{21/2} (\rho/\rho_0)].$$

Функция  $f(\rho)$  нормирована на единицу и ее среднеквадратичный радиус равен  $\rho_0$ .

### 1.3. Свойства источников

Перед тем как переходить к рассмотрению свойств спектра  $^{10}\text{He}$ , рассмотрим свойства полученных функций источников.

В рассматриваемом приближении для механизма реакции мы допускаем, что из кластера  $^9\text{Li}$  ( $J^\pi = 3/2^-$ ) выбивается протон, находящийся в состоянии  $p_{3/2}$ , что приводит к заселению основного состояния ( $J^\pi = 0^+$ )  $^8\text{He}$ . Интегральные формфакторы различных состояний  $^{10}\text{He}$  как функции переданного

импульса  $q$

$$F_{\gamma, l_p}^{JM}(q) = \int d\Omega_q d\mathbf{X} d\mathbf{Y} |\Phi_q(\mathbf{X}, \mathbf{Y})|^2 \quad (1.6)$$

представлены на Рис. 1.2. Формфакторы нормированы так, что

$$\sum_{\gamma l_p} \int dq F_{\gamma, l_p}^{JM}(q) = \frac{\pi}{2} W(J), \quad \sum_J W(J) = 1 \quad (1.7)$$

для волновой функции  $^{11}\text{Li}$ , нормированной на единицу. По Рис. 1.2 можно оценить заселение состояний с различными  $J^\pi$  в нашей модели: очевидно, что, помимо состояния  $0^+$ , можно ожидать значительного заселения состояний с  $J^\pi = 1^-$  и  $2^+$ . Профиль формфактора для  $J^\pi = 0^+$  близок к импульсному распределению волновой функции  $^8\text{He} + p$ , в то время как при более высоких  $J^\pi$  наблюдается значительное смещение в сторону высоких импульсов.

Корреляционные плотности для основных функций источников  $^{10}\text{He}$  показаны на Рис. 1.3. Для источника с  $J^\pi = 0^+$  корреляционная плотность схожа с корреляционной плотностью  $^{11}\text{Li}$  (Рис. 1.3a), тогда как для  $J^\pi = 1^-$  и  $2^+$  имеются заметные отличия.

Радиальные характеристики функций источников показаны на Рис. 1.4. Функции источники демонстрируют ожидаемую закономерность: размер источника уменьшается с ростом переданного импульса. В пределе малого переданного импульса среднеквадратичный радиус для источника  $0^+$  стремится к среднеквадратичному радиусу волновой функции  $^{11}\text{Li}$ . Это значит, что в предельном случае малого переданного импульса, существует простое приближение, где в качестве функции источника может служить волновая функция  $^{11}\text{Li}$ , записанная в координатах  $^{10}\text{He}$ . Кроме того, отметим, что с ростом  $J$  размер источников существенно увеличивается. Это приводит к ряду особенностей в теоретически предсказанных спектрах  $^{10}\text{He}$ , которые обсуждаются в разделе 1.4.2.

Рассматриваемая модель учитывает как передачу импульса, так и передачу углового момента в систему  $^{10}\text{He}$  при выбивании протона из  $^{11}\text{Li}$ , определяемую не только полным угловым моментом уничтожаемого протона, но



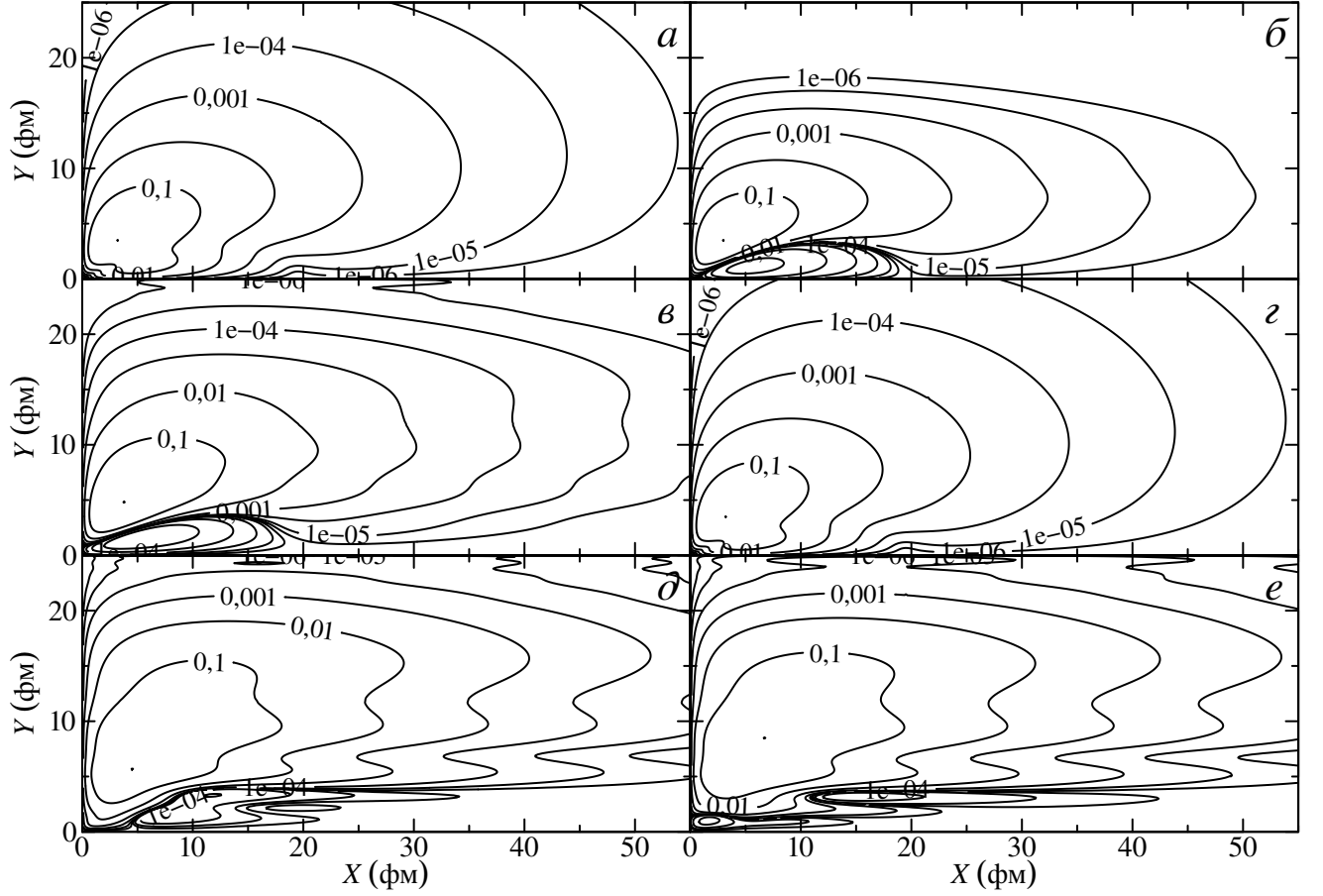


Рис. 1.3. На панели *a* показана корреляционная плотность (квадрат модуля ВФ)  $^{11}\text{Li}$  в зависимости от координат Якоби. Квадрат модуля функции источника с  $J^\pi = 0^+$  представлен на панели *б*. Квадраты модулей функций источников с  $J^\pi = 1^-$  представлены на панелях *в* ( $l_p = 0$ ) и *з* ( $l_p = 2$ ), а с  $J^\pi = 2^+$  представлены на панелях *д* ( $l_p = 1$ ) и *е* ( $l_p = 3$ ). Значения  $q$  для функций источников  $^{10}\text{Ne}$  соответствуют пикам формфакторов с различными  $J^\pi$  (Рис. 1.2).

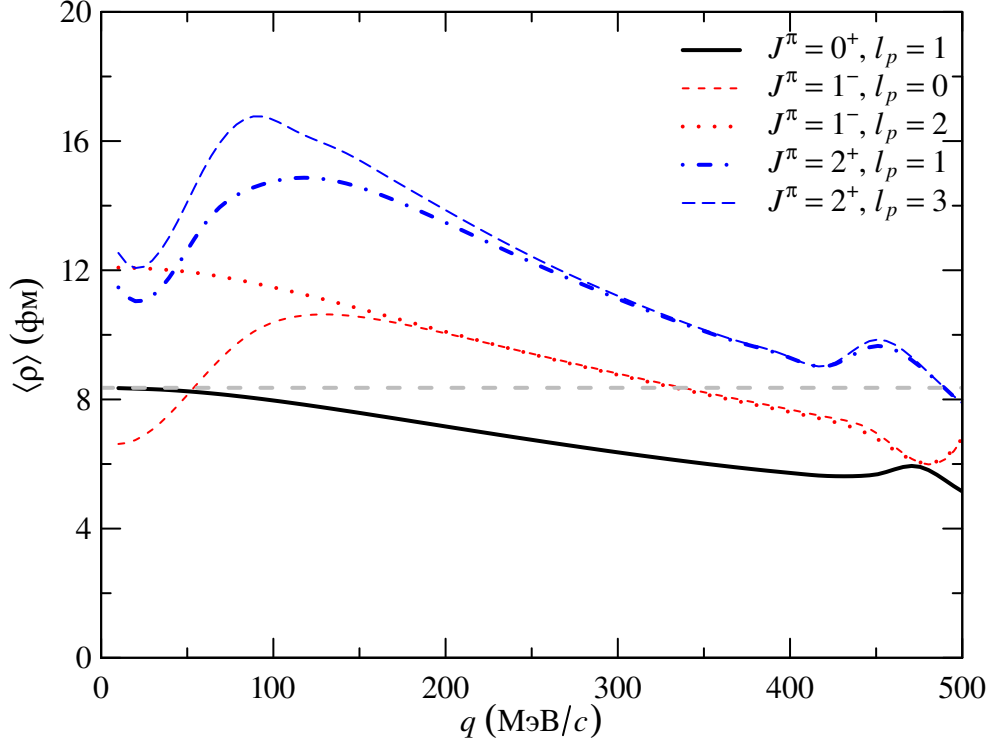


Рис. 1.4. Среднеквадратичный гиперрадиус для функций источников  $^{10}\text{He}$  в зависимости от переданного импульса. Серая пунктирная линия показывает значение среднеквадратичного гиперрадиуса ВФ  $^{11}\text{Li}$ .

Таблица 1.1. Свойства функций источников, использовавшихся для расчетов с вариацией радиальных характеристик подсистемы  $^8\text{He} - p$ , результаты которых представлены на Рис. 1.5. Вариация была достигнута изменением глубины потенциала и, соответственно, энергии связи  $E_b$ . Вероятности заселения состояний с различными  $J^\pi$  (см. (1.7)) даны в процентах. В расчетах использовано экспериментальное значение зарядового радиуса  $^8\text{He}$  1,93 фм [29]. Для реалистичного расчета использовалось значение зарядового радиуса  $^9\text{Li}$  2,217 фм [30].

ВФ	$\langle r'_p \rangle$ (фм)	$r_{ch}$ (фм)	$E_b$ (МэВ)	$W(0^+)$	$W(1^-)$	$W(2^+)$
“Узкая”	2,00	1,95	−30,0	66,3	27,5	6,2
“Реалистичная”	2,86	2,22	−13,9	79,2	18,5	2,3
“Широкая”	3,50	2,45	−0,50	84,6	14,2	1,1

и отдачей кора, связанной с внутренним импульсом выбиваемой частицы. Дополнительная передача углового момента чувствительна к двум структурным параметрам:

1. разность масс между выбиваемой частицей (протоном) и кором конечного состояния ( ${}^8\text{He}$ );
2. отношение размера кора к размеру гало для исходной системы.

Фактор 1 может быть использован в качестве самопроверки: при устремлении  $M({}^8\text{He}) \rightarrow \infty$  все источники, кроме соответствующего  $J^\pi = 0^+$ , обращаются в ноль. В нашем случае данный эффект численно наблюдается уже при  $M({}^8\text{He}) \gtrsim 30M_N$ , когда источник с  $J^\pi = 0^+$  заселяется с вероятностью 99%.

Роль фактора 2 показана на Рис. 1.5. Рисунок показывает заселение непре-

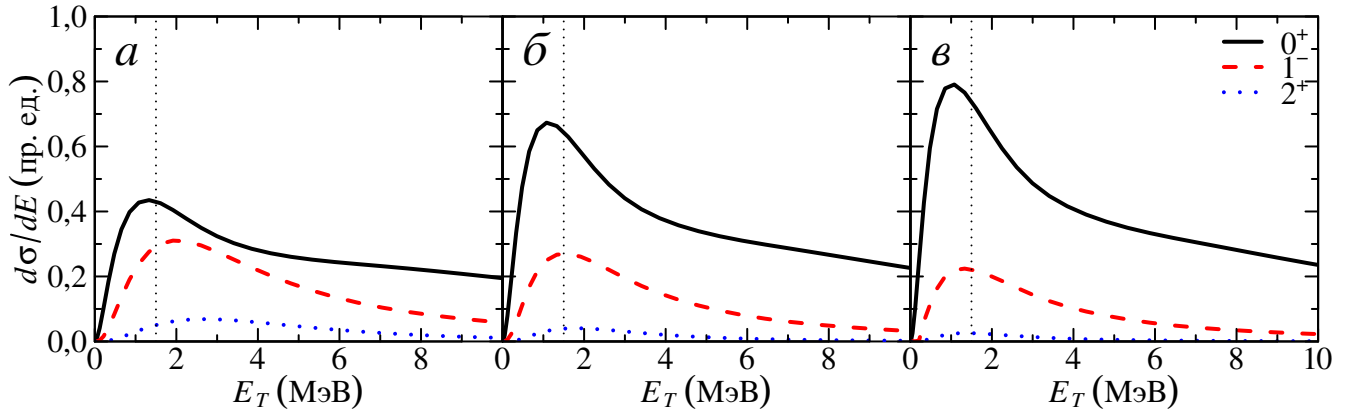


Рис. 1.5. Спектральные плотности для состояний  $0^+$ ,  $1^-$  и  $2^+$   ${}^{10}\text{He}$ , полученные в приближении отсутствия взаимодействия в конечном состоянии. Различные панели демонстрируют результаты, полученные при различных параметрах ВФ в канале  ${}^8\text{He} + p$ . Результаты расчетов с реалистичным радиусом  $\langle r'_p \rangle$  представлены на панели б. Панели а и в показывают масштаб вариации при его уменьшении и увеличении (параметры вариации представлены в таблице 1.1). Для упрощения восприятия проведена опорная линия при  $E_T = 1,5$  МэВ.

рывного спектра  ${}^{10}\text{He}$ , полученное в расчетах без учета ВКС. Для расчетов использовались источники с различными параметрами относительного движения в канале  ${}^8\text{He} - p$ . Рис. 1.5б демонстрирует спектр, соответствующий реалистичным размерам волновой функции  ${}^8\text{He} - p$ , а панели а и в демонстрируют

эффект от вариации  $\langle r'_p \rangle$ . Расчеты без учета ВКС можно рассматривать как случай крайне сильного влияния СИС на наблюдаемый спектр  $^{10}\text{He}$ .

При рассмотрении результатов расчетов, представленных на Рис. 1.5, следует обратить внимание на следующие моменты:

- Вариация радиуса кластера  $^{11}\text{Li}$  приводит к значительному изменению соотношения заселения состояний с различными  $J^\pi$ .
- Заселение более высоких  $J^\pi$  растет вместе с асимметрией размеров двухчастичной волновой функции  $^9\text{Li}$  и трехчастичной  $^{11}\text{Li}$ .
- Всегда существует значительный вклад в непрерывный спектр спектральных плотностей с высоким  $J^\pi$ , который может достигать значения 50% для низкоэнергетического спектра  $^{10}\text{He}$ . В любом случае, ожидается не меньше 20% заселения компоненты  $1^-$ .
- Даже без какого-либо взаимодействия в конечном состоянии можно ожидать крайне низкоэнергетический отклик в спектре  $^{10}\text{He}$ . Особенностью данного отклика является наличие пика, лежащего ниже энергии основного состояния с  $J^\pi = 0^+$ , обнаруженного в экспериментах [19, 20] (см. Рис. 1.8).
- Без учета ВКС спектральные плотности с высокими  $J^\pi$  похожи по форме на спектральную плотность с  $J^\pi = 0^+$  и имеют пики до  $E_T \leq 2$  МэВ.

Учитывая данное anomальное поведение источников, перейдем к рассмотрению непрерывного спектра  $^{10}\text{He}$ .

## 1.4. Спектр $^{10}\text{He}$

### 1.4.1. Расчеты в приближении внезапного срыва

Расчетное сечение заселения основного состояния  $^{10}\text{He}$  ( $0^+$ ) в реакции срыва (фрагментации) как функция энергии распада  $E_T$  и переданного импульса  $q$

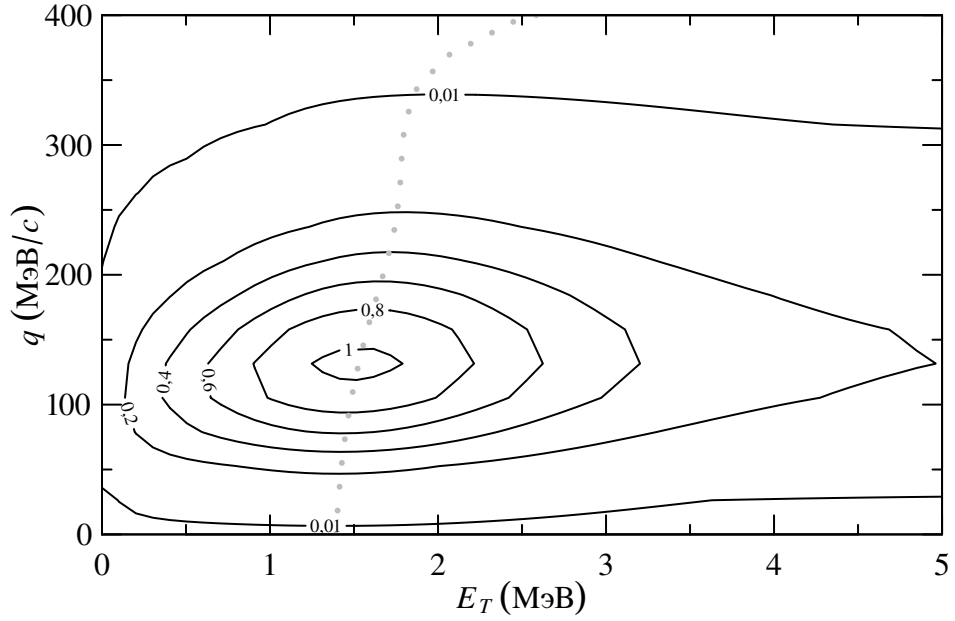


Рис. 1.6. Сечение заселения основного состояния  $^{10}\text{He}$ , как функция энергии распада  $E_T$  и переданного импульса  $q$ . Точечная кривая показывает поведение максимума сечения в зависимости от  $q$ .

представлено на Рис. 1.6. При малых значениях переданного импульса ( $q < 50$  МэВ/с) форма спектра стабильна. С ростом  $q$  спектральная плотность смещается к более высокой энергии распада.  $E_T$  увеличивается на  $\sim 250$  кэВ для пикового значения переданного импульса ( $q \approx 130$  МэВ/с) и на  $\sim 1$  МэВ при  $q \approx 300$  МэВ/с. При рассмотрении более реалистичных моделей выбивания (например модели Глаубера) максимум в распределении по переданному импульсу будет смещаться к малым значениям  $q$ . Таким образом, полученная зависимость спектральной плотности от переданного импульса дает основание полагать, что при рассмотрении более реалистичной модели для реакции выбивания спектральная плотность основного состояния  $^{10}\text{He}$  сместится в область еще *более низких*  $E_T$ , то есть рассматриваемый эффект только усугубляется.

В ситуации “обычных” ядерных реакций (не связанных с экзотической структурой  $^{11}\text{Li}$ ) стоило бы ожидать размеров источника типичного ядерного масштаба — порядка 4 фм. Результаты расчетов с модельным источником [см. ур. (1.5)] такого радиуса представлены на рисунке 1.7а. Заштрихованные

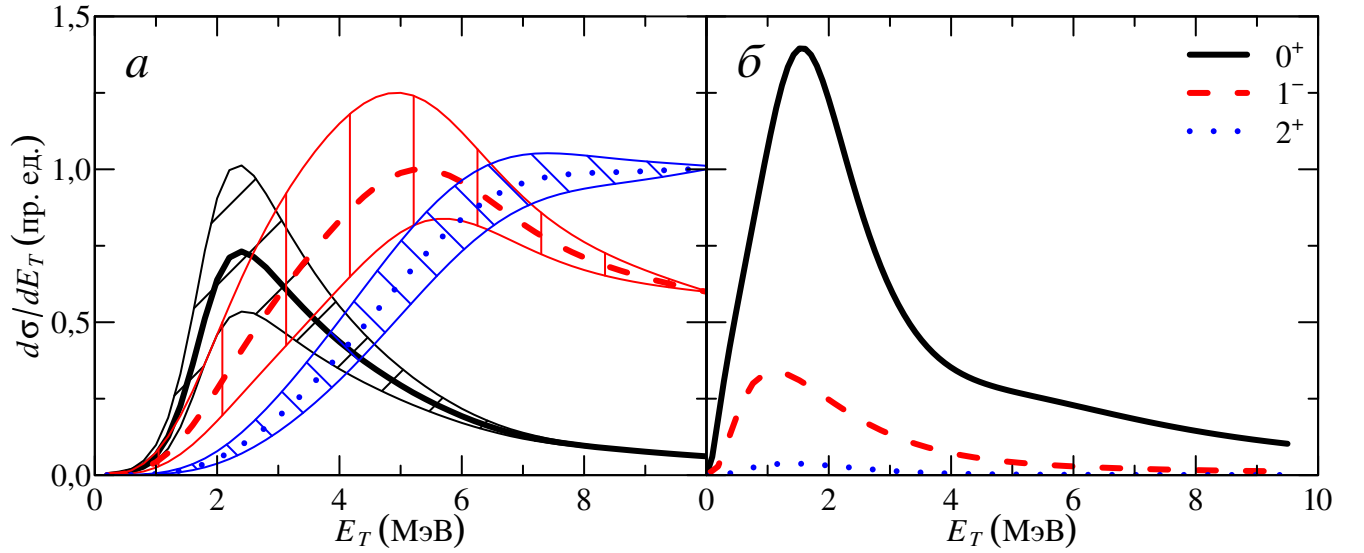


Рис. 1.7. Результаты расчетов спектра  $^{10}\text{Ne}$  для различных состояний. Панель *a* показывает оценочные результаты для “обычной” ситуации. Результаты для выбивания протона из  $^{11}\text{Li}$  показаны на панели *б*.

области отвечают вариации  $\langle\rho\rangle$  в интервале 3–5 фм.

Картина сильно меняется в случае источников, полученных для выбивания протона из  $^{11}\text{Li}$  (см. Рис. 1.7*б*). Состояния с  $J^\pi = \{0^+, 1^-, 2^+\}$ , вносящие главный вклад в спектр  $^{10}\text{Ne}$ , смещаются в область низких энергий  $E_T \sim 1,3 - 1,6$  МэВ, и в результате получается картина, схожая с результатами расчетов, представленными на Рис. 1.5, в которых не учитывалось взаимодействие в конечном состоянии. Полученный результат указывает на ведущую роль СИС, а не ВКС, в формировании спектра. В рамках использованного подхода данный эффект объясняется тем, что большая часть импульсного распределения источников сконцентрирована в диапазоне малых значений импульса, и ВКС не может заселить состояния  $^{10}\text{Ne}$  с более высокой энергией распада, имеющие более высокие соответствующие импульсы. Стоит отметить, что состояния с различными  $J^\pi$  ( $0^+$ ,  $1^-$ , и  $2^+$ ) на Рис. 1.7*б* имеют пики в спектральной плотности практически на одинаковых энергиях, в то время как в обычной ситуации (Рис. 1.7*а*) расстояния между пиками имеют масштаб порядка 1–3 МэВ.

На Рис. 1.8 демонстрируется сравнение результатов расчетов по различ-

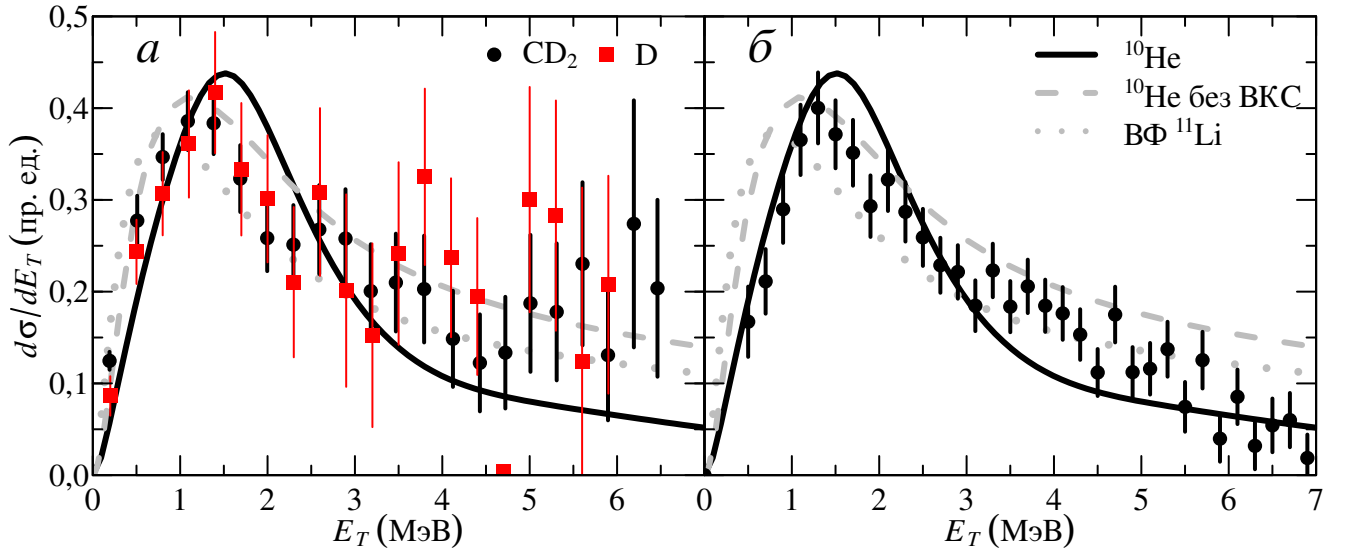


Рис. 1.8. Сравнение расчетов спектра  $^{10}\text{He}$  с результатами экспериментов [19] (панель *a*) и [20] (панель *б*). Сплошная черная кривая показывает сумму компонент спектра  $^{10}\text{He}$ , представленных на Рис. 1.7б. Серая пунктирная кривая показывает результаты расчета спектра  $^{10}\text{He}$  без учета ВКС. Серые точки показывают Фурье-образ ВФ  $^{11}\text{Li}$ .

ным моделям с экспериментальными данными из работ [19, 20]. Преобразование Фурье волновой функции  $^{11}\text{Li}$  дает пик в спектре  $^{10}\text{He}$  при крайне низких энергиях. Результаты расчетов с использованием источников, полученных в приближении мгновенного срыва без учета ВКС, дают неплохое согласие с данными, полученными в работах [19, 20]. Учет ВКС приводит к улучшению согласия с экспериментальными данными. Отметим, что учет ВКС приводит к довольно неожиданному результату: смещению спектральной плотности в область более высоких энергий, что указывает на *эффективное отталкивание* в канале  $^8\text{He} + n + n$  канале при низкой энергии.

Причина *эффективного отталкивания* может быть качественно объяснена следующим образом. Резонансное состояние  $^{10}\text{He}$  при  $E_T = 2,0 - 2,3$  МэВ, полученное в теоретической работе [26], построено на притягивающем взаимодействии в  $p$ -волне канала  $^8\text{He} - n$  и имеет большую компоненту  $[p^2]$ . С другой стороны, низкоэнергетический отклик, связанный с влиянием СИС, определяется вкладом компоненты  $[s^2]$ . Таким образом, взаимодействие в конечном состо-

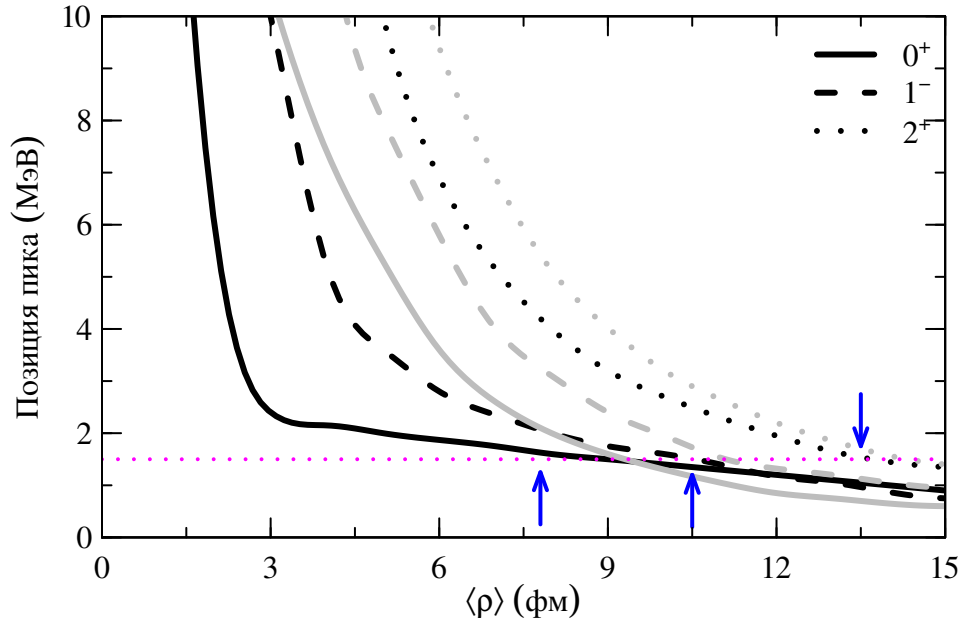


Рис. 1.9. Позиция максимума в спектре  $^{10}\text{Ne}$  для различных  $J^\pi$  как функция среднеквадратичного гиперрадиуса источника  $\langle \rho \rangle$ . Расчеты с учетом ВКС показаны черными линиями, без учета — серыми. Стрелки указывают на характерные  $\langle \rho \rangle$  для источников с различным  $J^\pi$ . Горизонтальная пунктирная линия при 1,5 МэВ проведена для опоры.

янии стремится сместить максимум спектральной плотности компоненты  $[p^2]$  к резонансной энергии 2,0 — 2,3 МэВ и частично компенсирует смещение к низким энергиям, связанное со структурой исходного состояния.

#### 1.4.2. Влияние структуры исходного состояния на спектр $^{10}\text{Ne}$

Выше было продемонстрировано, что на поведение спектра  $^{10}\text{Ne}$  может серьезно влиять структура исходного состояния. Рассмотрим вопрос о том, при каких условиях СИС доминирует над ВКС при формировании спектра. Для этого рассмотрим зависимость энергии максимума спектральной плотности от среднеквадратичного гиперрадиуса источника в расчетах с использованием модельного источника (1.5). Соответствующие результаты показаны на Рис. 1.9.

Основное состояние  $^{10}\text{Ne}$  ( $0^+$ ) ведет себя следующим образом: при очень малых значениях  $\langle \rho \rangle$  данное состояние заселяется только при высоких энерги-



ях, но начиная с  $\langle \rho \rangle \sim 3 - 5$  фм позиция пика довольно стабильна и имеет значение  $E_T \sim 2,0 - 2,5$  МэВ. Данная энергия хорошо согласуется с позицией резонанса  $^{10}\text{He } 0^+$ , полученной в работе [26] через расчет собственных фаз для рассеяния  $3 \rightarrow 3$ . С ростом гиперрадиуса источника пик состояния  $0^+$  продолжает сползать в область низких энергий, и при  $\langle \rho \rangle \sim 9$  фм (в то время как волновая функция  $^{11}\text{Li}$  имеет  $\langle \rho \rangle = 8,36$  фм) кривая для расчета с учетом ВКС пересекается с кривой для расчетов без учета ВКС. Это может быть интерпретировано следующим образом: при подобных и больших радиальных размерах источников низкоэнергетический отклик спектра  $^{10}\text{He}$  определяется СИС, а влияние ВКС не может наблюдаться в инклюзивном спектре.

#### 1.4.3. Наложение различных состояний в спектре $^{10}\text{He}$

Рис. 1.9 позволяет понять причины наложения состояний с различными  $J^\pi$ , которое показано на рисунках 1.5б и 1.7б. Систематика различных состояний ведет себя по-разному на Рис. 1.9, но с ростом размера источника пики всех состояний смещаются к порогу. Рис. 1.4 демонстрирует радиальные размеры функций источников для реакции выбивания протона из  $^{11}\text{Li}$ . Среднеквадратичный гиперрадиус источника  $\langle \rho \rangle$  на пике распределения по переданному импульсу для состояний  $0^+$ ,  $1^-$  и  $2^+$  имеет значения 7.8 фм при  $q = 140$  МэВ/с, 10.5 фм при  $q = 175$  МэВ/с и 13.5 фм при  $q = 210$  МэВ/с, соответственно (отмечено стрелками на Рис. 1.9). При данных значениях  $\langle \rho \rangle$  положения максимума в спектрах этих состояний мало различаются. Соответствующие энергии близки к  $E_T \approx 1.5$  МэВ, отмеченной на Рис. 1.9 горизонтальной пунктирной линией.

Таким образом, наложение состояний с различным  $J^\pi$  (см. Рис. 1.5б и 1.7б) в нашем приближении может быть объяснено чисто “геометрическим” эффектом. С ростом  $J$  увеличивается радиальный размер источника, а значит, пиковая  $E_T$  уменьшается, что в случае выбивания протона из  $^{11}\text{Li}$  привело к тому, что пики всех спектральных плотностей оказались в зоне малых энергий ( $E_T < 1,5$  МэВ) и стали неразличимы в инклюзивном спектре.

## 1.5. Ограничения на основное состояние ${}^9\text{He}$

Так как теоретически вычисляемые свойства  ${}^{10}\text{He} = {}^8\text{He} + n + n$  чувствительны к взаимодействию в подсистеме  ${}^8\text{He} + n$ , то в рамках данного теоретического подхода возникают значительные ограничения на параметры взаимодействия в системе  ${}^8\text{He} + n$  (см. работу [26]).

Исследование, проведенное в [26] было мотивировано наличием противоречий между результатами различных экспериментальных исследований свойств  ${}^9\text{He}$ . Основными вопросами являются взаимодействие в  $s$ -волне (возможное виртуальное состояние) и параметры первого резонансного состояния  ${}^9\text{He}$  (предположительно  $p_{1/2}$ ), для которого в эксперименте [31] было получено крайне малое значение ширины, не укладывающееся в одночастичную систематику. Предположение о наличии виртуального состояния  ${}^9\text{He}$  с длиной рассеяния  $a_s \sim -20$  [32] не было подтверждено в работах [20, 33], в которых было получено значение длины рассеяния  $a_s \approx -3$  фм и  $a_s \geq -3$  фм, соответственно. С другой стороны, в недавнем эксперименте [34] в низколежащем спектре  ${}^9\text{He}$  обнаружены структуры, отвечающие значению  $a_s \approx -12 \pm 3$  фм.

Следует заметить, что данная ситуация связана с тем, что утверждения, сделанные в данных экспериментальных работах, зачастую основаны на анализе данных, имеющих довольно низкую статистику и/или разрешение. Допустим, что мы правильно понимаем механизм реакции и адекватно воспроизводим спектр  ${}^{10}\text{He}$ , тогда, анализируя спектры  ${}^{10}\text{He}$  из работ [19, 20], можно получить дополнительные ограничения на свойства  ${}^9\text{He}$ .

Например, усилить ограничения на взаимодействие в  $s$ -волне в канале  ${}^8\text{He} - n$  можно путем анализа поведения непрерывного спектра  ${}^{10}\text{He}$  около порога распада ( $E_T \rightarrow 0$ ). С этой целью нами были проведены расчеты, в которых взаимодействие в подсистеме  ${}^8\text{He} - n$  имело место только при орбитальном моменте, равном нулю ( $s$ -волна). Результаты подобных расчетов, полученные для различных значений длины рассеяния  $a_s$  представлены на Рис. 1.10. При умень-

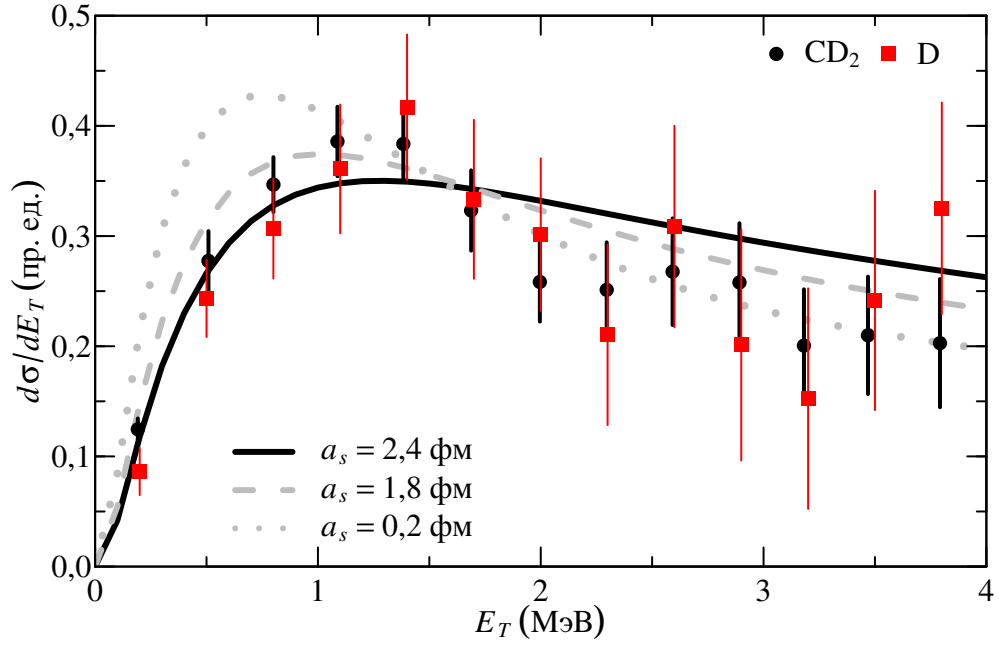


Рис. 1.10. Расчеты с взаимодействием в  $s$ -волне в канале  ${}^8\text{He} - n$ , в сравнении с результатами работы [19]. Взаимодействие описывается только длиной рассеяния  $a_s$ .

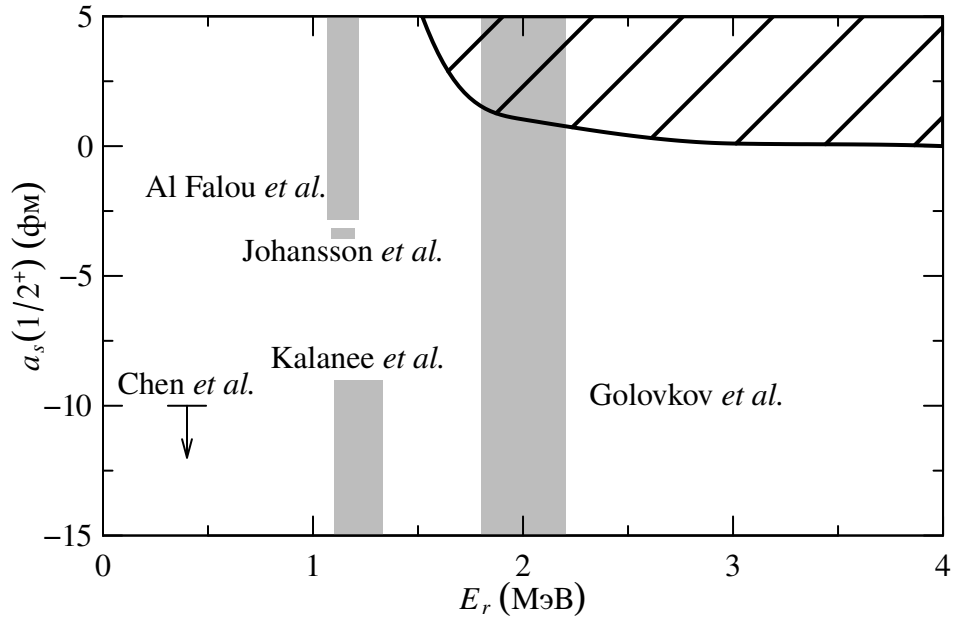


Рис. 1.11. Ограничения на параметры взаимодействия в  $s$ - и  $p$ -волне для валентного нейтрона  ${}^9\text{He}$ :  $a_s$  — длина рассеяния,  $E_r$  — энергия уровня  $1/2^-$ . Заштрихованная часть плоскости  $\{a_s, E_r\}$  соответствует области приемлемых значений длины рассеяния и энергии резонансного уровня  $1/2^-$  в  ${}^9\text{He}$ . Серые прямоугольники соответствуют ограничениям на взаимодействие в канале  ${}^8\text{He} - n$ , полученным в экспериментальных работах [20, 33, 34]. В работе [32] дано ограничение только на длину рассеяния, поэтому ее результаты отмечены стрелкой.

шении величины  $a_s$ , пик в спектральной плотности смещается в область низких энергий. При смещении пика спектральной плотности ниже  $E_T = 1$  МэВ расчетная кривая начинает значительно расходиться с экспериментальными данными в области около порога.

Для определения области допустимых значений параметров взаимодействия в  ${}^9\text{He}$  нами были проведены систематические расчеты спектра  ${}^9\text{He}$  с учетом взаимодействия в  $s$ - и  $p$ -волне. При варьировании значения параметров длины рассеяния  $a_s$  и энергии уровня  $1/2^-$  в  ${}^9\text{He}$   $E_r(1/2^-)$  была получена область, представленная на Рис. 1.11. Границей области допустимых значений считались параметры, при которых пик спектральной плотности  ${}^{10}\text{He}$  смещается по энергии ниже, чем  $E_T = 1$  МэВ,

Значительная часть экспериментальных данных о состояниях  $1/2^+$  и  $1/2^-$  в  ${}^9\text{He}$  [20, 32–34] не согласуется с полученными ограничениями. В то же время, экспериментальные результаты по спектру  ${}^9\text{He}$ , полученные в ЛЯР [16], находятся в хорошем согласии с теоретически рассчитанными ограничениями. Обратим внимание, что данный результат модельно зависим и получен в допущении об одночастичной природе состояний  ${}^9\text{He}$ . Рассмотренная ситуация указывает на необходимость проведения дополнительных экспериментальных исследований  ${}^9\text{He}$ .

## 1.6. Трехчастичные корреляции в ${}^8\text{He} + n + n$

Таким образом, выше мы обосновали вывод о критически важном влиянии СИС на заселение  ${}^{10}\text{He}$  в реакции выбивания протона из  ${}^{11}\text{Li}$ . Для более детального изучения данного эффекта в эксперименте можно использовать анализ корреляций продуктов распада  ${}^{10}\text{He}$ . В работе [35] был предложен вариант подобного анализа и сделаны качественные оценки рассматриваемых эффектов. Было показано, что картина корреляций продуктов распада в области максимума спектра  ${}^{10}\text{He}$  отличается от корреляций, соответствующих импульсному

распределению в  $^{11}\text{Li}$ . На основе этого был сделан вывод о том, что наблюдаемый пик не испытывает влияние исходного состояния, являясь истинно динамическим образованием, а следовательно, является основным состоянием  $^{10}\text{He}$ .

В случае распада с испусканием нескольких частиц корреляции продуктов распада обычно более чувствительны к динамике распада чем инклюзивный спектр. Поэтому при изучении систем, подобных  $^{10}\text{He}$ , корреляционный анализ должен опираться на теоретическую модель, способную оценить проявление динамических эффектов в спектре нескольких тел. Рассмотрим, как ведут себя корреляции продуктов распада в рассматриваемой нами теоретической модели, которая учитывает как влияние СИС, так и ВКС. Рис. 1.12a показывает распределение по параметру  $\varepsilon$  в “Т”-системе координат Якоби на пиковой энергии  $0^+$

$$\varepsilon = E_{n-n}/E_T,$$

здесь  $E_{n-n}$  — энергия относительного движения валентных нейтронов, а  $E_T$  — полная энергия распада. Распределения, полученные с учетом и без учета ВКС, показывают качественно разное поведение. Распределение, полученное без учета ВКС, близко к импульсному распределению  $^{11}\text{Li}$  (которое также представлено в [35]). На Рис. 1.12g показано распределение по параметру  $\varepsilon$  в “Y” системе, который в данном случае выражается как

$$\varepsilon = E_{8\text{He}-n}/E_T,$$

где  $E_{8\text{He}-n}$  — энергия относительного движения между кором  $^8\text{He}$  и нейтроном. В данном случае различие между результатами расчетов с учетом и без учета ВКС гораздо меньше, но все еще значимо.

Из рассмотрения результатов расчетов спектра  $^{10}\text{He}$  и корреляций продуктов его распада с учетом и без учета ВКС можно прийти к следующему выводу. При заселении  $^{10}\text{He}$  в реакции выбивания протона из  $^{11}\text{Li}$  влияние СИС настолько сильно, что ВКС не оказывает значительного влияния на формирование инклюзивного спектра, но ВКС достаточно сильно влияет на характер корреляций.

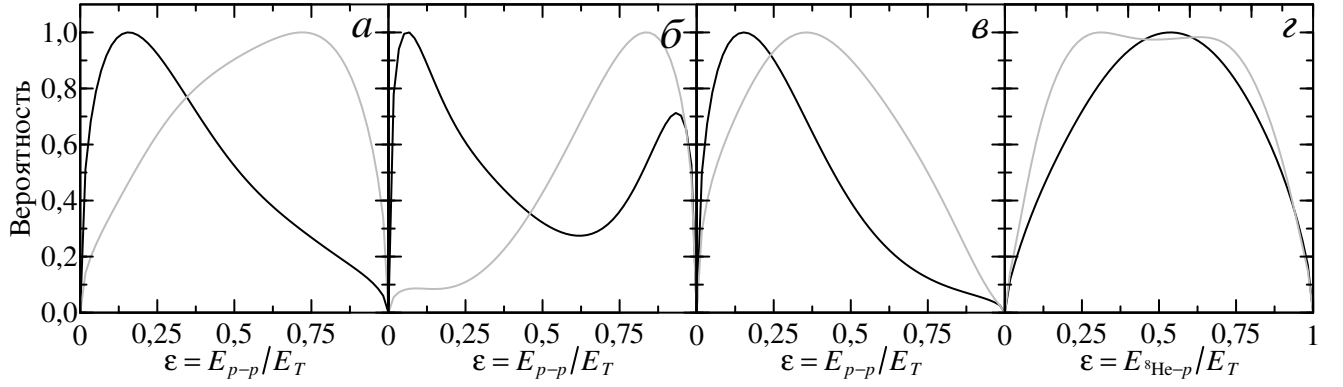


Рис. 1.12. Внутренние корреляции в  $^{10}\text{He}$ , заселенном в срыве протона из  $^{11}\text{Li}$ , при различных энергиях  $E_T$ . Расчеты с учетом (без учета) ВКС показаны черными (серыми) линиями. Панель *a* демонстрирует распределение для состояния  $0^+$  в якобиевской “Т” системе, энергия соответствует пиковому значению для каждого распределения. Панель *б* — для состояния  $0^+$  в якобиевской “Т” системе, при энергии  $E_T = 4$  МэВ. Панель *в* — для состояния  $1^-$  в якобиевской “Т” системе, при той же энергии, что и на панели *a*. Панель *г* — для состояния  $0^+$  в якобиевской “Y” системе, при той же энергии, что и на панелях *a* и *в*.

ляций продуктов распада. Таким образом, форму спектра определяет СИС, в то время как корреляции продуктов распада определяет ВКС.

В работе [35] сделано утверждение о наличии в спектре  $^{10}\text{He}$  состояния с  $J^\pi = 2^+$  при  $E_T = 4$  МэВ. В качестве обоснования данного утверждения указывается на отличие картины корреляций в области  $E_T \sim 4$  МэВ от картины корреляций в области  $E_T = 1 - 3$  МэВ, ассоциированной в работе с основным состоянием  $^{10}\text{He}$ .

Как было показано в нашей работе [36] (см. раздел 1.4.1) спектр состояния  $2^+$  в  $^{10}\text{He}$ , заселяемого в реакции выбивания протона из  $^{11}\text{Li}$  имеет максимум при низкой энергии  $E_T$ . Из Рис. 1.9б видно, что в теоретически рассчитанном спектре как при  $E_T = 1 - 3$  МэВ, так и при  $E_T \sim 4$  МэВ доминирует спектральная плотность с  $J^\pi = 0^+$ .

Рассмотрим, как ведут себя корреляции продуктов распада для спектральной плотности  $0^+$  при различных значениях  $E_T$ . На Рис. 1.12б показано распре-

деление по параметру  $\varepsilon$  для спектральной плотности  $0^+$  при  $E_T = 4$  МэВ. Как и в случае, показанном на Рис. 1.12а, наблюдается сильное различие между результатами расчетов с учетом и без учета ВКС. Кроме того, распределение, полученное с учетом ВКС, на Рис. 1.12б сильно отличается от распределения на Рис. 1.12а, хотя данные распределения получены для одной и той же компоненты ( $J^\pi = 0^+$ ) спектра  $^{10}\text{He}$ . Изменение распределения по параметру  $\varepsilon$  при изменении энергии распада на Рис. 1.12а,б указывает на то, что изменение поведения корреляций не дает оснований авторам работы [35] для вывода о наблюдении состояния  $^{10}\text{He}$  с энергией распада  $E_T$  в районе 4 МэВ и с  $J^\pi$ , отличным от  $0^+$ . Установить  $J^\pi$  состояний в спектре при наличии широких перекрывающихся состояний возможно на основе информации о корреляциях продуктов распада. В качестве примеров можно привести работу [37], в которой таким способом были определены  $J^\pi$  для состояний  $^5\text{H}$ , и работу [14], в которой были определены  $J^\pi$  для состояний  $^{10}\text{He}$ . Подобный анализ весьма непростой, так как необходимо более детальное рассмотрение корреляций в многомерном (в общем случае пятимерном) фазовом пространстве, кроме того, при работе с многомерными данными требуется адекватный учет эффективности регистрации экспериментальной установки.

Результаты расчетов, представленные на Рис. 1.12а находятся в качественном согласии с распределением, представленным в [35]. Расхождения между теоретическим и экспериментальным распределением можно объяснить влиянием эффективности регистрации экспериментальной установки. Наличие значительного вклада состояния с  $J^\pi = 1^-$  в данном диапазоне энергий также может исказить картину корреляций. Возможное влияние экспериментальной установки и интерференции между различными состояниями было продемонстрировано в работе [38]. Распределение по параметру  $\varepsilon$  для спектральной плотности с  $J^\pi = 1^-$  представлено на Рис. 1.12в. Данное распределение имеет поведение схожее с  $0^+$ .

Результаты расчетов, рассмотренные в данном разделе, указывают на то,

что утверждение в работе [35] о наличии в спектре  $^{10}\text{He}$  состояния  $2^+$  при  $E_T = 4$  МэВ не имеет достаточных оснований. Корреляционный анализ, проведенный в работе [35], не учитывает того, что для состояния с определенным  $J^\pi$  динамика распада может изменяться с изменением энергии распада, а значит, на основе данного анализа нельзя сделать утверждение о  $J^\pi$  доминирующей компоненты спектра в определенном диапазоне энергии распада.

## 1.7. Проблема состояния $1^-$ в $^{10}\text{He}$

Низколежащее состояние  $1^-$  в спектре ядра  $^{10}\text{He}$ , полученного в реакции передачи  $^8\text{He}(t, p)^{10}\text{He}$ , было обнаружено в работе [14] при энергии распада  $E_T = 4 - 6$  МэВ. Этот вывод был сделан на основании асимметрии углового распределения вылета фрагмента  $^8\text{He}$  в системе центра масс  $^{10}\text{He}$ . В той же работе указывается, что такое положение состояния  $1^-$  хорошо согласуется с тенденцией, наблюдаемой в изотонической цепочке с  $N = 8$  при стремлении к границе стабильности. Эта тенденция заключается в нарушении оболочечной структуры, которое наиболее ярко проявляется в  $^{12}\text{Be}$ .

Результаты работы [14] были поставлены под сомнение в работе [39]. Основной упор в работе [39] был сделан на разбор допущений при анализе, сделанных в работе [14], в то же время в работе [39] сделано допущение о резонансном поведении состояний  $^{10}\text{He}$ , которое не вполне приемлемо для короткоживущих систем. Рассмотрим противоречия между подходами в работах [14] и [39] к структуре спектра  $^{10}\text{He}$ . В спектре  $^{10}\text{He}$  нет узких резонансов, а ширина наблюдаемых состояний сопоставима с энергией максимумов их спектров. В подобных случаях спектральная плотность может иметь поведение, значительно отличающееся от резонансного, и серьезно изменяться в зависимости от реакции, использованной для заселения ядерной системы. Из Рис. 1.9 видно, что чувствительность к свойствам механизма реакции (размеру исходного состояния в рассмотренном случае) настолько сильна, что она затеняет ожи-



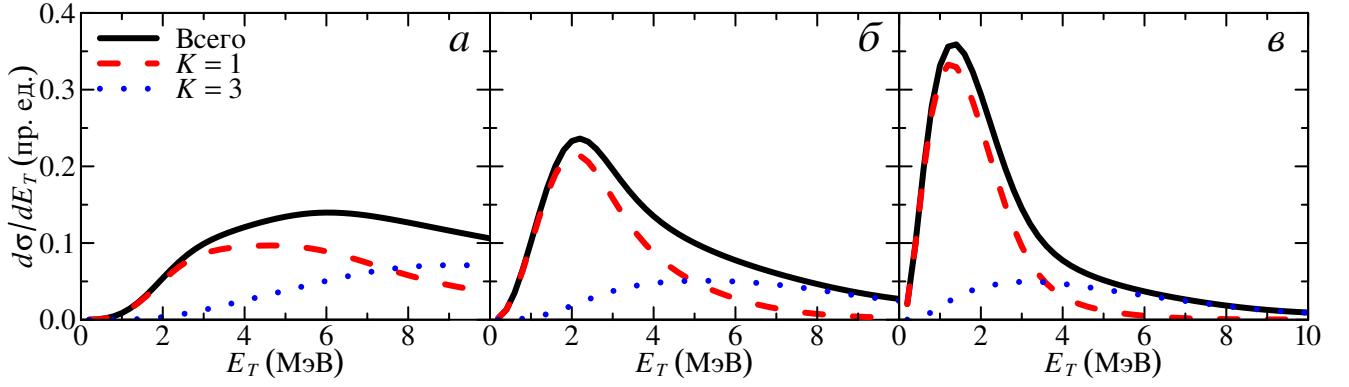


Рис. 1.13. Спектр возбуждения  $1^-$ , полученный для различных размеров функции источника. Результаты расчетов с  $\langle r \rangle = 4, 8$  и  $12$  фм показаны на панелях *a*, *б* и *в* соответственно.

даемый эффект от ВКС. Поэтому такие структуры следует интерпретировать не как резонансы, свойства которых, по определению, зависят только от ВКС, а как “мягкие” состояния непрерывного спектра, проявление которых (спектр, полученный на опыте) зависит от механизма реакции.

Для того чтобы проиллюстрировать данную ситуацию, рассмотрим результаты расчетов с модельным источником (1.5) при различных значениях  $\rho_0$ , представленных на Рис. 1.13. Разложение по гиперсферическим гармоникам показывает, что основной вклад в спектральную плотность  $1^-$  дают компоненты с  $K = 1$  и  $K = 3$ . В подходе модели оболочек аналогами компонент  $K = 1$  и  $K = 3$  можно рассматривать конфигурации  $[sp]$  и  $[dp]$ , соответственно. Конфигурация  $[sp]$  всегда отвечает за низкоэнергетическую часть спектра, в ней одна частица находится в резонансном состоянии ( $p$ -волна), а другая в нерезонансном ( $s$ -волна). Из-за наличия частицы в  $s$ -волне данная конфигурация является “мягким” возбуждением и зависит от СИС. С другой стороны, от конфигурации  $[dp]$  ожидалось чисто резонансное поведение (состояние, построенное на резонансах  ${}^9\text{He}$  в  $p$ - и  $d$ -волне), но оно не проявилось в результатах расчетов. Энергетическое поведение конфигураций  $[sp]$  и  $[dp]$  сильно меняется при изменении  $\rho_0$ . Для экспериментальных условий [20] расчеты указывают на доминирование  $[sp]$  конфигурации в спектральной плотности  $1^-$ , а в условиях работы [14] ожидается сопоставимый вклад обеих конфигураций.

Таким образом, допустив то, что состояния  $^{10}\text{He}$  “построены” на основе одночастичных состояний  $^9\text{He}$ , в данных из работы [14] следует ожидать значительного заселения состояния  $1^-$  в непрерывном спектре  $^{10}\text{He}$  при  $E_T = 4 - 6$  МэВ. Кроме того, в данных из работы [20] может содержаться значительный вклад состояния  $1^-$ . Рассмотренная в работе модель механизма реакции (приближение мгновенного срыва) является крайне упрощенной. Тем не менее, данное приближение дает количественно верные результаты для большинства реакций высокоэнергетической фрагментации. Более того, в более реалистичных моделях (например, в модели Глаубера) вклад в сечение реакции от периферийной части источника возрастает. Из-за этого следует ожидать более высокое относительное заселение состояния  $1^-$  в спектре  $^{10}\text{He}$ , полученном в работе [20].

## 1.8. Заселение состояний ядра $^{10}\text{He}$ в реакциях с $^{14}\text{Be}$

В работе [21] спектр  $^{10}\text{He}$  был получен путем восстановления инвариантной массы системы  $^8\text{He} + n + n$  из данных измерений, выполненных для продуктов фрагментации  $^{14}\text{Be}$ . В результате для энергии основного состояния было получено значение  $E_T = 1,6(0,25)$  МэВ, а для ширины  $\Gamma = 1,8(4)$  МэВ, что согласуется с данными [19, 20]. В данной ситуации возможно проявление схожего эффекта, связанного со структурой исходного состояния, так как  $^{14}\text{Be}$  является ядром с гало.

Исследование влияния структуры исходного состояния затруднено неопределенностью механизма реакции. Ведущую роль при заселении  $^{10}\text{He}$  могли играть два процесса: выбивание двух протонов (который считают ведущим авторы работы [21]) и выбивание  $\alpha$ -частицы. В случае двухпротонного выбивания заселяется непрерывный спектр  $^{12}\text{He}$ , отклик которого в инвариантной массе  $^{10}\text{He}$  может иметь нетривиальный характер, и его исследование является самостоятельной задачей.

С другой стороны, выбивание  $\alpha$ -частицы из  $^{14}\text{Be}$  возможно описать в рам-

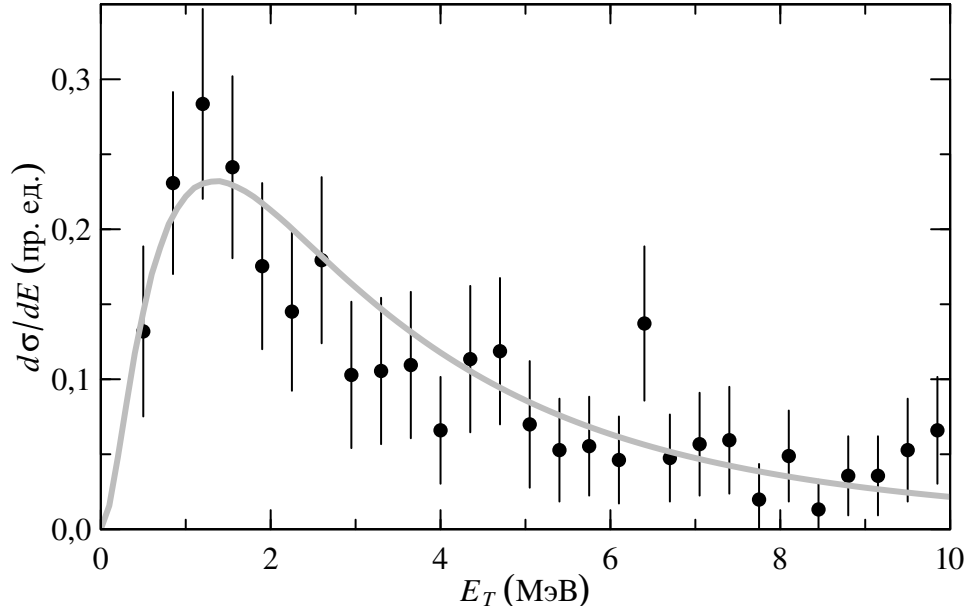


Рис. 1.14. Результаты оценочных расчетов (без учета ВКС) спектра  $^{10}\text{Ne}$ , заселенного в реакции выбивания  $\alpha$ -частицы из  $^{14}\text{Be}$  (серая кривая) для переданного импульса  $q = 100$  МэВ/с. Точками показаны экспериментальные данные из работы [21]

ках модели, использованной для случая выбивания протона из  $^{11}\text{Li}$ . Эффект гало проявляется в  $^{14}\text{Be}$  не так ярко, как в  $^{11}\text{Li}$  тем не менее возможно описать  $^{14}\text{Be}$  в рамках трехчастичной модели  $^{12}\text{Be} + n + n$  [40]. В свою очередь, кор  $^{12}\text{Be}$  описывался с помощью бинарной волновой функции  $^8\text{He} + \alpha$ , полученной в потенциальной модели, воспроизводящей энергию отделения  $\alpha$ -частицы и радиальный размер  $^{12}\text{Be}$ . В рамках описанной модели были проведены оценочные расчеты, без учета ВКС, для компоненты спектра  $^{14}\text{Be}$  с  $J^\pi = 0^+$ , которая дает основной вклад в спектр  $^{10}\text{Ne}$ . Результаты оценочных расчетов представлены на Рис. 1.14.

Данная модель дает количественное согласие с экспериментальными данными, что указывает на серьезное влияние СИС на спектр  $^{10}\text{Ne}$ , аналогичное случаю выбивания протона из  $^{11}\text{Li}$ . Из-за довольно малой статистики экспериментальных данных рассмотрение более продвинутых моделей не позволит получить новую физическую информацию из анализа экспериментального инклюзивного спектра.

## 1.9. Выводы к Главе 1

В данной главе была рассмотрена модель заселения спектра  $^{10}\text{He}$  в различных реакциях, которая позволяет выявить качественные эффекты, связанные с влиянием СИС на непрерывный спектр  $^{10}\text{He}$ . Однако нужно отметить, что использование в реальных расчетах простого механизма реакции может приводить лишь к систематическому занижению масштаба эффектов, отмечаемых ниже.

Проведенные расчеты указывают, что пик при энергии  $E_T \approx 1,2$  МэВ, ассоциируемый авторами работ [19–21] с основным состоянием  $^{10}\text{He}$ , является смесью трех состояний:  $1^-$ ,  $0^+$  и  $2^+$ . Аномальный размер исходных гало-ядер  $^{11}\text{Li}$  и  $^{14}\text{Be}$  при этом проявляется в значительном смещении всех указанных спектральных плоскостей к низким энергиям.

Наложение пиков компонент спектра  $^{10}\text{He}$  с  $J^\pi = 1^-, 0^+$  и  $2^+$  полученное в расчетах, является следствием увеличения радиальных размеров источников с ростом  $J$ , причиной которого является эффект отдачи кора в гало-ядре.

Передача энергии в систему  $^{10}\text{He}$  мала при всех рассмотренных модельных допущениях о волновой функции  $^{11}\text{Li}$ , представляющей начальное состояние. С другой стороны, передача углового момента значительно зависит от свойств волновой функции  $^{11}\text{Li}$ .

Сильное влияние исходного состояния может быть общей проблемой при исследовании короткоживущих систем, лежащих за границей стабильности, получаемых в реакциях фрагментации. Это, в частности, относится к системам, испытывающим двухнейтронный распад из основного состояния. Можно ожидать подобные эффекты в спектре  $^{13}\text{Li}$ , полученном в реакции выбивания протона из  $^{14}\text{Be}$  [20], и в спектре  $^{16}\text{Be}$ , полученном в реакции выбивания протона из  $^{17}\text{B}$  [41].

Проведенные расчеты разрешают противоречия между результатами работ, в которых  $^{10}\text{He}$  заселялся в реакциях выбивания из гало-ядер [19–21], и

результатами работ [14, 17], в которых  $^{10}\text{He}$  заселялся в реакции двухнейтронной передачи  $(t, p)$ . В едином подходе было описано энергетическое поведение спектров  $^{10}\text{He}$ , полученных в реакциях двух указанных типов. Расчеты, проведенные в данном подходе, указывают на положение основного состояния  $^{10}\text{He}$  при энергии  $E_T \sim 2,1$  МэВ, согласующееся с результатом, полученным в работе [14], а не при  $E_T \sim 1,3$  МэВ, принятой с момента открытия  $^{10}\text{He}$  [19].

Имеющиеся данные о спектре  $^{10}\text{He}$  можно использовать для получения ограничений на свойства  $^9\text{He}$ , допустив одночастичную природу состояний  $^9\text{He}$ . В рамках данного допущения значительная часть экспериментальных данных о состояниях  $^9\text{He}$   $1/2^+$  и  $1/2^-$  [20, 32–34] не согласуется с ограничениями, вытекающими из экспериментальных данных [19, 20]. В то же время экспериментальные результаты по спектру  $^9\text{He}$ , полученные в работе [16], находятся в хорошем согласии с данными ограничениями.

В рассмотренных условиях возможно изучать влияние ВКС в корреляционных измерениях. Нами показано, что взаимодействие в конечном состоянии в  $^{10}\text{He}$  не играет решающей роли при формировании спектра возбуждения, на поведение которого доминирующим образом влияет структура исходного состояния. Тем не менее, ВКС оказывает достаточно сильное воздействие, чтобы полностью изменить корреляционную картину при распаде.

Ситуация, сложившаяся вокруг изучения основного состояния  $^{10}\text{He}$ , рассмотренная в данной работе, подчеркивает важность теоретического анализа сложных и необычных явлений в экзотических ядерных системах на границе стабильности. Очевидно, что необходимы дополнительные, более детальные исследования структуры  $^{10}\text{He}$  (то есть получение новых экспериментальных и теоретических данных), благодаря которым, по всей видимости, появится база для понимания структуры других ядер, лежащих за границей стабильности, и распадающихся путем испускания двух нейтронов.

## Глава 2

# Поиск $2p$ -распада первого возбужденного состояния $^{17}\text{Ne}$

## 2.1. Введение

Одной из важнейших задач ядерных исследований для астрофизики является измерение интенсивностей радиационного захвата для расчетов нуклеосинтеза. В частности, *резонансная* часть интенсивности радиационного астрофизического захвата на определенное состояние при температуре  $T$  пропорциональна

$$\langle \sigma_{\text{part},\gamma} \rangle(T) \sim \frac{1}{T^{3n/2}} \exp\left(-\frac{E_r}{kT}\right) \frac{\Gamma_\gamma \Gamma_{\text{part}}}{\Gamma_{\text{tot}}}, \quad (2.1)$$

где  $E_r$  — энергия резонанса,  $\Gamma_\gamma$  — парциальная ширина  $\gamma$ -распада и  $\Gamma_{\text{part}}$  — парциальные ширины для каналов распада с испусканием частиц, в том числе с испусканием  $p$ ,  $\alpha$  и  $2p$  [42], а  $n$  — число захватываемых частиц. Так как полная ширина состояния обычно в хорошем приближении определяется как  $\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_\gamma + \Gamma_{\text{part}}$ , то при данном условии для определения интенсивности радиационного астрофизического захвата необходимо знание двух параметров: энергии резонанса  $E_r$  и отношения парциальных ширин  $\Gamma_{\text{part}}/\Gamma_{\text{tot}}$ . Для резонансных состояний, находящихся глубоко под кулоновским барьером, парциальная ширина распада с испусканием частиц крайне мала, при этом отношение  $\Gamma_{\text{part}}/\Gamma_{\text{tot}}$  стремится к  $\Gamma_{\text{part}}/\Gamma_\gamma$ , и, в силу малости этого отношения, измерение парциальной ширины  $\Gamma_{\text{part}}$  становится сложной задачей для эксперимента.

Исследования ядерных реакций передачи позволяют измерять отношение  $\Gamma_{\text{part}}/\Gamma_{\text{tot}}$  без технически сложной регистрации событий распада через  $\gamma$ -канал. Отношение  $\Gamma_{\text{part}}/\Gamma_\gamma$  может быть определено путем сравнения спектров инвариантной и недостающей массы. Сечение заселения нужного состояния определяется из спектра недостающей массы, а спектр инвариантной массы позволяет

определить сечение для канала распада с испусканием частиц. Отношение этих сечений равно  $\Gamma_{\text{part}}/(\Gamma_{\text{part}} + \Gamma_{\gamma})$ .

В ЛЯР ОИЯИ был проведен эксперимент, нацеленный на поиск крайне редкой ветви двухпротонного распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  с  $J^{\pi} = 3/2^{-}$ , которая значительно подавлена конкурирующим каналом гамма-перехода на основное состояние [43, 44]. Для заселения спектра состояний  $^{17}\text{Ne}$  была использована реакция  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$ . Проблемы, связанные с исследованием ядра  $^{17}\text{Ne}$ , рассмотрены в разделе 2.2.

Для регистрации событий двухпротонного распада вместо обычного для таких случаев метода инвариантной массы использовался метод комбинированной массы. Методика данного подхода обсуждается в разделе 2.3. В разделе 2.4 описывается экспериментальная установка, а в разделе 2.5 — анализ данных.

В разделе 2.6 рассматривается вопрос о возможности достижения чувствительности эксперимента, необходимой для наблюдения двухпротонного распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$ .

## 2.2. Проблемы, связанные с исследованиями ядра $^{17}\text{Ne}$

Существует несколько проблем, так или иначе связанных со структурой радиоактивного изотопа  $^{17}\text{Ne}$ , вызывающих повышенный интерес к данному изотопу. Существует множество теоретических и экспериментальных исследований ядра  $^{17}\text{Ne}$ , тем не менее окончательная ясность в этих вопросах не достигнута до сих пор.

Изотоп  $^{17}\text{Ne}$  лежит на границе протонной стабильности. Энергия отделения двух протонов ( $S_{2p}$ ) составляет для  $^{17}\text{Ne}$  всего 944 кэВ. В то же время, ядро  $^{16}\text{F}$  (подсистема  $^{17}\text{Ne}$ ) ядерно-нестабильно. Энергия, выделяемая при распаде  $^{16}\text{F}$  на ядро  $^{15}\text{O}$  и протон, равна 535 кэВ (схемы уровней  $^{17}\text{Ne}$  и  $^{16}\text{F}$  представлены на Рис. 2.1). Таким образом,  $^{17}\text{Ne}$  относится к классу борромиевских ядер. Примечательным является факт, что энергия отделения валентных протонов

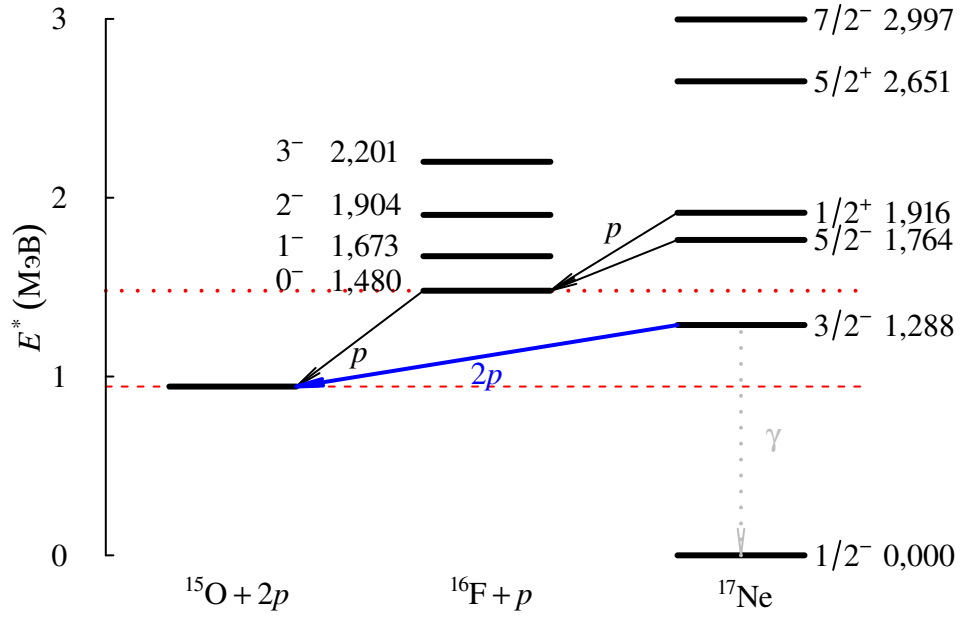


Рис. 2.1. Схемы уровней изотопа  $^{17}\text{Ne}$  и его подсистемы  $^{16}\text{F}$  и схема возможных распадов для состояний  $^{17}\text{Ne}$ . Точечная горизонтальная линия отмечает порог протонной эмиссии для  $^{17}\text{Ne}$ , пунктирная — порог двухпротонной эмиссии.

в  $^{17}\text{Ne}$  близка по величине к энергии отделения двух нейтронов для ядра  $^{16}\text{Ne}$  — “классического случая” ядра с двухнейтронным гало. Поэтому в работе [45] был поставлен вопрос о существовании в ядре  $^{17}\text{Ne}$  двухпротонного гало. Более того, ядро  $^{17}\text{Ne}$  может быть единственным кандидатом на обладание двухпротонным гало, так как в тяжелых ядрах такой эффект затруднен наличием высокого кулоновского барьера. Проблеме двухпротонного гало в  $^{17}\text{Ne}$  посвящены теоретические работы [46, 47], кроме того данный вопрос исследовался в экспериментальных работах [48, 49].

Ядро  $^{15}\text{O}$  является “точкой ожидания” в астрофизическом гр-процессе: его период полураспада ( $T_{1/2} = 122,24$  с) сопоставим по величине с характерным временем протекания гр-процесса. Одним из возможных путей обхода данной точки ожидания является радиационный захват двух протонов на ядро  $^{15}\text{O}$  с образованием  $^{17}\text{Ne}$  [50]. Парциальная ширина двухпротонного распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  с  $E^* = 1288$  КэВ и  $J^\pi = 3/2^-$  имеет ключевую роль в изучении путей обхода точки ожидания  $^{15}\text{O}$ . В работе [51] показано, что



данная парциальная ширина определяет резонансную часть интенсивности процесса радиационного захвата протонов, идущего в астрофизических объектах при температуре около 0,15 ГК. Притом, неопределенность в оценках ширины, а следовательно, и интенсивности захвата в данном диапазоне температур составляет около пяти порядков величины [51, 52].

Изучение двухпротонного распада состояния  $3/2^-$  в  $^{17}\text{Ne}$  представляет интерес и с точки зрения ядерной структуры. Энергия двухпротонного распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  составляет всего  $E_T = -S_{2p}(^{17}\text{Ne}) = 344$  кэВ. Данное состояние  $^{17}\text{Ne}$  испытывает “истинный” двухпротонный распад [53]: при распаде протоны излучаются одновременно, так как не существует подходящего резонансного состояния в бинарной подсистеме, довольно узкое ( $\Gamma \sim 40$  кэВ) основное состояние  $^{16}\text{F}$  имеет энергию  $E_r = 535$  кэВ. Из-за малой энергии двухпротонного распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  его парциальная ширина  $\Gamma_{2p}$  имеет величину, характерную для радиоактивного распада.

Расчеты [54], проведенные в рамках оболочечной модели с использованием эффективного взаимодействия [55], дают значение парциальной ширины  $\gamma$ -перехода из первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne } 3/2^-$  в основное состояние  $\Gamma_\gamma = 5,5 \times 10^{-9}$  МэВ. Двухпротонный распад данного состояния может идти только путем испускания пары протонов из  $sd$ -оболочки. Из трехчастичных расчетов, выполненных в различных теоретических подходах, было получено значение парциальной ширины двухпротонного распада  $\Gamma_{2p} \sim (5 - 8) \times 10^{-15}$  МэВ [52] или  $\Gamma_{2p} = 1,4 \times 10^{-14}$  МэВ [56]. Следовательно, оценка вероятных каналов распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  дает величину отношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\text{tot}} \approx \Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma = (0,9 - 2,5) \times 10^{-6}$ .

К моменту выполнения нашей работы для первого возбужденного уровня  $^{17}\text{Ne}$  был известен экспериментальный предел отношения ширин:  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma \leq 7,7 \times 10^{-3}$ . Указанный предел был установлен в работе [57], в которой проводилось измерение спектра энергии распада возбужденных ядер  $^{17}\text{Ne}$  в канале  $^{15}\text{O} + 2p$  и не было зарегистрировано ни одного события распада с энергией око-

ло 344 кэВ. После [57] проводились другие экспериментальные исследования спектра  $^{17}\text{Ne}$ . В работах [58–60], как и в работе [57], события двухпротонного распада состояния  $3/2^-$  не наблюдались, но не были приведены оценки величины  $\Gamma_{2p}$  ( $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\text{tot}}$ ) для данного состояния. Таким образом, результаты [58–60] косвенно согласуются с значением  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\text{tot}}$ , полученным в [57].

### 2.3. Методика эксперимента

Из приведенных выше теоретических оценок и экспериментальных ограничений следует, что значение величины  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\gamma}$  следует искать в широком диапазоне значений от экспериментального предела  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\gamma} < 7,7 \times 10^{-3}$  до наименьшей теоретической оценки  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\gamma} \sim 9 \times 10^{-7}$ . Для частичного, а в перспективе и полного перекрытия данного диапазона неопределенности был применен ряд методических улучшений, которые будут изложены в данном разделе.

Для измерения отношения парциальных ширин необходимо измерять число распадов через различные каналы. В случае первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  существуют два возможных канала распада:  $\gamma$ -переход на основное состояние и двухпротонный распад. Логичным представляется определять отношение парциальной ширины  $2p$ -распада этого уровня к ширине  $\gamma$ -распада путем регистрации соответствующих продуктов распада: ядер  $^{15}\text{O}$ , испускаемых в совпадении с двумя протонами, и  $\gamma$ -квантов с энергией 1288 кэВ. Что касается канала  $2p$ -распада, идентификация состояния  $^{17}\text{Ne}$  проводится по спектру инвариантной массы.

Подобный подход использовался в работе [57], результаты которой наглядно демонстрируют довольно общую проблему. При наблюдении столь слабых ветвей распада с испусканием частиц, как двухпротонный распад состояния  $3/2^-$   $^{17}\text{Ne}$ , существует серьезный источник фона в виде событий из распада вышележащих состояний, в которых канал распада с испусканием протонов доминирует. В случае  $^{17}\text{Ne}$  зазор между значениями энергии  $2p$ -распада состояния

$3/2^-$  и следующего за ним состояния  $5/2^-$  составляет менее 500 кэВ. Принимая во внимание, что при реализации метода инвариантной массы нужно иметь высокую эффективность регистрации трех продуктов ( $^{15}\text{O} + p + p$ ), испускаемых одновременно при распаде  $^{17}\text{Ne}$  проблематичной задачей становится получение высокого разрешения в спектре инвариантной массы, которое необходимо для того, чтобы свести к допустимому минимальному уровню фон событий распада состояний  $^{17}\text{Ne}(5/2^-)$ , попавших в область спектра, где ожидается появление редких событий  $2p$ -распада уровня  $^{17}\text{Ne}(5/2^-)$ .

Для решения данной проблемы существует два пути:

- использование реакции, которая обеспечит самый высокий относительный выход событий с заселением искомого состояния, снизив таким образом фон от соседних состояний;
- максимально повысить энергетическое разрешение, что обеспечит надежное разделение событий искомого состояния и событий из соседних состояний в инклюзивном спектре.

Использование реакции однейтронной передачи  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$  для заселения возбужденных состояний  $^{17}\text{Ne}$  дает два важных преимущества в сравнении с реакцией кулоновского возбуждения, использованной в работе [57]. Регистрируя дейтроны отдачи, возможно получить выходы различных состояний  $^{17}\text{Ne}$  из спектра недостающей массы. Кроме того, значительным преимуществом выбора реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$  является то, что ближайшее к первому возбужденному состоянию  $3/2^-$  состояние  $5/2^-$  заселяется в этой реакции достаточно слабо. Расчеты в приближении искаженных волн (детали рассмотрены в разделе 2.5) показывают, что в рассматриваемом угловом диапазоне в системе центра масс ( $\theta_{\text{cm}} \leq 25^\circ$ ) сечение реакции, приводящей к заселению состояния  $5/2^-$ , в среднем на порядок величины меньше сечения реакции, приводящей к получению  $^{17}\text{Ne}$  в состоянии  $3/2^-$ .

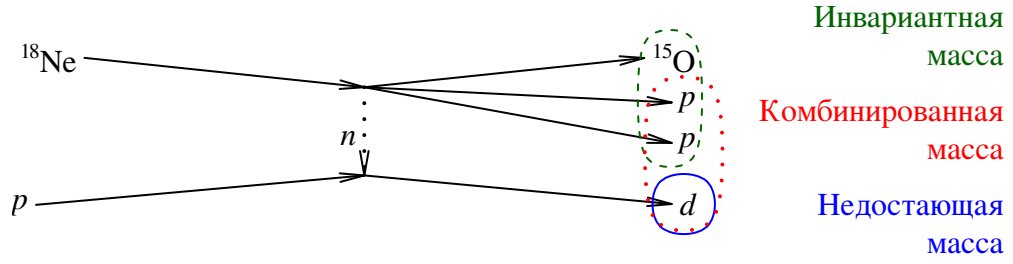


Рис. 2.2. Схема реакции  ${}^1\text{H}({}^{18}\text{Ne}, d){}^{17}\text{Ne}$ . Овалами выделены частицы, регистрируемые в методе инвариантной, комбинированной и недостающей массы.

Для лучшего выделения событий исследуемого распада был использован новый метод, который получил название метода комбинированной массы. Для лучшего понимания сути этого метода, обратимся к схеме, представленной на Рис. 2.2. Этот рисунок на примере реакции  ${}^1\text{H}({}^{18}\text{Ne}, d){}^{17}\text{Ne}$  показывает продукты реакции, которые необходимо зарегистрировать для применения метода недостающей, инвариантной и комбинированной массы. В методе инвариантной массы необходимым условием выделения событий распада ядер  ${}^{17}\text{Ne}$ , полученных в возбужденных состояниях, распадающихся по каналу испускания двух протонов и ядра  ${}^{15}\text{O}$ , является регистрация и точное измерение векторов импульса каждой из трех испущенных частиц. Регистрация частицы отдачи (дейтрона в рассматриваемой реакции), является единственным требованием для получения спектра возбуждения  ${}^{17}\text{Ne}$  с помощью метода недостающей массы. Метод недостающей массы позволяет получить выходы различных состояний  ${}^{17}\text{Ne}$  вне зависимости от их моды распада. В методе комбинированной массы, предложенном и реализованном в работе [61], спектр возбужденных состояний  ${}^{17}\text{Ne}$ , заселяемых в реакции  ${}^1\text{H}({}^{18}\text{Ne}, d){}^{17}\text{Ne}$ , измеряли путем регистрации дейтрона отдачи в совпадении с двумя протонами. Этот метод позволяет надежно зарегистрировать распад возбужденных состояний  ${}^{17}\text{Ne}$  путем испускания двух протонов, в том числе и редкую ветвь двухпротонного распада первого возбужденного состояния  ${}^{17}\text{Ne}$ , находящегося при  $E^* = 1288$  кэВ и имеющего  $J^\pi = 3/2^-$ .

Из теоретических оценок значения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$ , приведенных в разделе 2.2, сле-

дует, что светимость, получаемая в настоящее время в экспериментах на пучках радиоактивных ядер, позволяет получать в разумные сроки (около 30 дней) десятки событий двухпротонного распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$ . Однако, известные методы регистрации спектра состояний  $^{17}\text{Ne}$  (метод недостающей массы, измерение спектра инвариантной массы) не могут обеспечить одновременно два условия: получение требуемой светимости эксперимента и достижение разрешающей способности, позволяющей надежно отличить  $2p$ -распад первого возбужденного состояния от распада вышележащих состояний  $^{17}\text{Ne}$ . Учитывая это, сильной стороной предлагаемого метода комбинированной массы является возможность значительного повышения энергетического разрешения, в сравнении с методом недостающей массы, которая обусловлена асимметрией масс частиц, участвующих в реакции, приводящей к получению спектра возбуждения  $^{17}\text{Ne}$ , ( $A_d/A_{^{17}\text{Ne}} = 2/17$ ) и в распаде  $^{17}\text{Ne}$  ( $A_{2p}/A_{^{15}\text{O}} = 2/15$ ).

Рассмотрим подробнее условия, при которых метод комбинированной массы позволяет повысить энергетическое разрешение. В реакции передачи с заселением состояний  $^{17}\text{Ne}$  над двухпротонным порогом  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, dpp)^{15}\text{O}$  имеется четыре частицы в конечном состоянии. Легко видеть, что для получения полной кинематической информации о реакции достаточно зарегистрировать только три из них. Таким образом, при постановке эксперимента существует возможность выбирать регистрируемые продукты реакции, руководствуясь соображениями оптимизации системы детекторов и повышения экспериментального разрешения. В условиях проведенного эксперимента регистрация  $^{15}\text{O}$ , тяжелого фрагмента распада  $^{17}\text{Ne}$  требовала решения ряда технических проблем, при этом не давала особых преимуществ. Таким образом, оптимальным выбором, обеспечивающим сравнительно высокое энергетическое разрешение для спектра  $^{17}\text{Ne}$  и светимость эксперимента, является регистрация  $d - p - p$ .

Действительно, при регистрации дейтрона отдачи и пучковой частицы относительноная ошибка определения скорости тяжелого фрагмента ( $^{17}\text{Ne}^*$ ) в системе центра масс подсистемы  $d - ^{17}\text{Ne}^*$  в  $17/2$  раз меньше, чем относительная

ошибка для легкого фрагмента ( $d$ ). При распаде  $^{17}\text{Ne}$  основная часть энергии распада ( $15/17$ ) уносится протонами, таким образом, при сравнимой точности определения энергии протонов и тяжелого фрагмента в лабораторной системе в системе центра масс  $^{17}\text{Ne}$  точность определения энергии тяжелого фрагмента значительно меньше, чем для легких протонов. В итоге, определив по импульсу дейтрона импульс  $^{17}\text{Ne}^*$ , возможно получить энергию протонов в системе центра масс  $^{17}\text{Ne}^*$ , что достаточно для определения энергии распада  $^{17}\text{Ne}$ , а значит, и энергии возбуждения. При этом из вычисления энергии распада исключен член, дающий наибольшую ошибку: импульс  $^{15}\text{O}$ . Отметим, что точность определения энергии распада подобным образом растёт с увеличением массы тяжелого фрагмента. Кроме того, разрешение для спектра возбуждения  $^{17}\text{Ne}$ , получаемое в методе комбинированной массы, сохраняется довольно высоким при значительной толщине мишени по причине низких потерь энергии в мишени для регистрируемых в реакции легких фрагментов. Таким образом, использование метода комбинированной массы открывает возможность получать с высокой точностью данные о спектре ядерных систем, состояния которых заселяются в реакциях передачи в экспериментах, выполняемых в условиях инверсной кинематики. Данный подход является перспективным для обнаружения редкой ветви двухпротонного распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$ .

## 2.4. Экспериментальная установка

Эксперимент был проведен в Лаборатории Ядерных Реакций имени Г.Н. Флерова ОИЯИ. Радиоактивный пучок  $^{18}\text{Ne}$  был получен на фрагмент-сепараторе ACCULINNA [62, 63] в результате фрагментации первичного пучка  $^{20}\text{Ne}$ , на бериллиевой мишени толщиной  $55,5 \text{ мг/см}^2$ . Первичный пучок ионов  $^{20}\text{Ne}$  с энергией 53 МэВ на нуклон и средней интенсивностью  $6,2 \times 10^{12}$  ионов в секунду был ускорен на циклотроне У-400М.

Диагностика вторичного пучка ионов, полученного на выходе из фрагмент-сепаратора, осуществлялась с помощью времяпролетной линии, состоящей из двух пластиковых сцинтилляторов и двух многопроволочных пропорциональных камер. Пластиковые сцинтилляторы были установлены на прямолинейной выходной линии сепаратора на расстоянии 7962 мм друг от друга, образуя времяпролетную базу для диагностики ионов вторичного пучка. Выходная линия сепаратора включала систему дублетов и триплетов квадрупольных линз, обеспечивающую фокусировку ионов вторичного пучка на водородную мишень. Радиоактивные ядра (в частности, ядра  $^{18}\text{Ne}$ ) попадали на мишень в пятно диаметром 20 мм. С пластиков времяпролетной линии снимались амплитудные и временные сигналы, что позволяло проводить однозначную идентификацию ядер, попадающих в состав вторичного пучка, по соотношению времени пролета и энергии, оставленной в сцинтилляторе. По измеренному времени пролета для каждого ядра вторичного пучка энергия определялась со среднеквадратичной ошибкой 0,25%. Каждый сигнал с последнего сцинтиллятора, взятый с пересчетом в 4096, служил в качестве триггера для системы сбора данных, необходимого для записи данных о состоянии вторичного пучка. Две многопроволочные камеры были установлены вблизи водородной мишени. Расстояние между камерами составляло 530 мм. Координаты трека частицы, прошедшей через камеру, определялись с точностью в 1,5 мм (координаты  $X, Y$  в плоскости, перпендикулярной оси пучка). Таким образом, для каждой частицы вторичного пучка точка попадания на мишень и угол наклона траектории определялись со среднеквадратичной ошибкой 1,0 мм и 4,0 мрад, соответственно. Энергия пучка ионов  $^{18}\text{Ne}$ , попадавших на водородную мишень, была около 35 МэВ на нуклон. Интенсивность вторичного пучка (всего “коктейля частиц”) на мишени составляла  $2 \times 10^5$  частиц в секунду; доля  $^{18}\text{Ne}$  во вторичном пучке составляла около 18% (при работе с бериллиевым клином толщиной 0,75 мм). Схема расположения узлов экспериментальной установки после системы диагностики вторичного пучка представлена на Рис. 2.3.

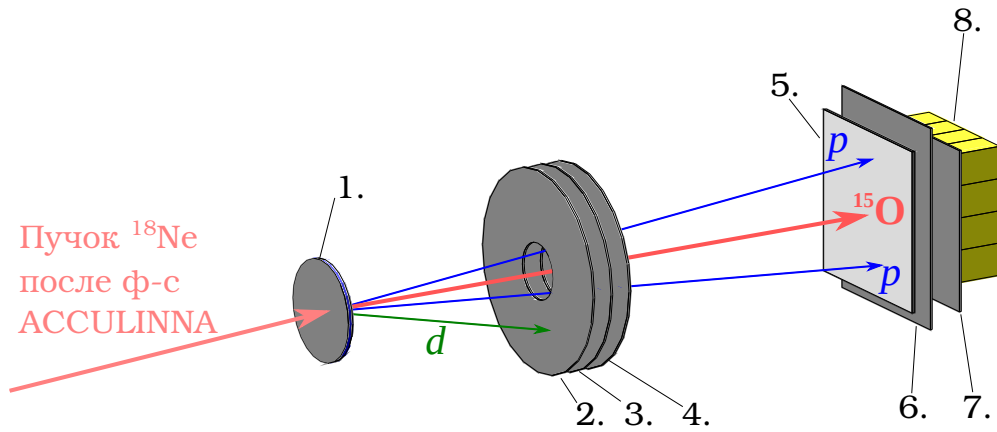


Рис. 2.3. Схема экспериментальной установки: 1. — криогенная мишень, заполненная водородом; 2. — кольцевой детектор, сегментированный на 16 concentрических колец с одной стороны и на 16 секторов с другой; 3. — кольцевой детектор, сегментированный на 16 секторов; 4. — кольцевой вето детектор, сегментированный на 16 секторов; 5. — алюминиевый экран; 6. — детектор, сегментированный на 32 горизонтальные полоски; 7. — детектор, сегментированный на 32 вертикальные полоски; 8. — стенка из шестнадцати CsI(Tl) сцинтилляторов.

В эксперименте использовались две криогенные водородные мишени. Ячейки обеих мишеней имели цилиндрическую форму с входными и выходными окнами из нержавеющей стали толщиной 6 мкм. “Тонкая” мишень имела окна диаметром 20 мм; расстояние между окнами равнялось 4 мм. Мишень была заполнена водородом в газовой фазе при температуре 24 К и давлении 2 бар. Диаметр окон “толстой” мишени был равен 30 мм. Эффективная толщина слоя жидкого водорода, которым была заполнена мишень, была 1,1 мм.

Для регистрации дейтронов отдачи из реакции  ${}^1\text{H}({}^{18}\text{Ne}, d)$  использовался кольцевой телескоп, состоящий из трех слоев кремния толщиной 1 мм. Каждый детектор в телескопе имел активную зону с внутренним радиусом 16 мм и внешним 41 мм. Первый детектор был с одной стороны сегментирован на 16 concentрических колец, а с другой — на 16 секторов. Расположенные за ним детекторы были сегментированы на 16 секторов каждый. Первые два слоя телескопа (2. и 3. на Рис. 2.3) использовались для измерения полной энергии и идентификации частицы методом  $\Delta E - E$ ; третий — использовался в качестве



вето-детектора (с его помощью анализировались только те частицы, которые полностью останавливались в первых двух слоях). Сигнал с любого сектора первого слоя запускал систему сбора данных. Первый слой кольцевого телескопа располагался на расстоянии 15 см от средней плоскости мишени во время экспозиции на “тонкой” мишени и на расстоянии 12 см во время экспозиции на “толстой” мишени. Расстояние между слоями кремния составляло 10 мм.

Телескоп, предназначенный для регистрации протонов из распада  $^{17}\text{Ne}^* \rightarrow ^{15}\text{O} + 2p$ , был расположен на оси пучка на расстоянии 314 мм от средней плоскости мишени. Телескоп состоял из двух слоев кремния толщиной в 1 мм и расположенной за ними стенки из шестнадцати CsI(Tl) сцинтилляторов, соединенных с ФЭУ Hamamatsu R9880U-20 [64]. Кремниевые детекторы имели квадратную активную зону размером  $6 \times 6$  см и были сегментированы на 32 полоски (стрипы). Стрипы первого слоя были расположены горизонтально, а второго — вертикально. Шестнадцать кристаллов CsI(Tl) (каждый кристалл имел толщину 3 см и поперечные размеры  $1,6 \times 1,6$  см) были собраны в стенку  $4 \times 4$ . Для защиты от частиц вторичного пучка перед телескопом был установлен экран из алюминия толщиной 1,4 мм. Данного слоя вещества было достаточно для полной остановки ионов пучка и ядер  $^{15}\text{O}$ , испущенных при распаде возбужденных ядер  $^{17}\text{Ne}^*$ , в то время как протоны, вылетевшие при распаде  $^{17}\text{Ne}^*$ , оставляли в этом слое алюминия только малую часть своей энергии.

## 2.5. Анализ данных

### 2.5.1. Анализ экспозиции на “тонкой” мишени: определение сечений

Для определения соотношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$  необходимо, прежде всего, экспериментально определить величину сечения реакций  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}^*$ , приводящих к заселению нижних возбужденных состояний  $^{17}\text{Ne}$ . С этой целью первая часть эксперимента была проведена с использованием “тонкой” мишени, что позволило значительно повысить разрешение спектра недостающей массы. В

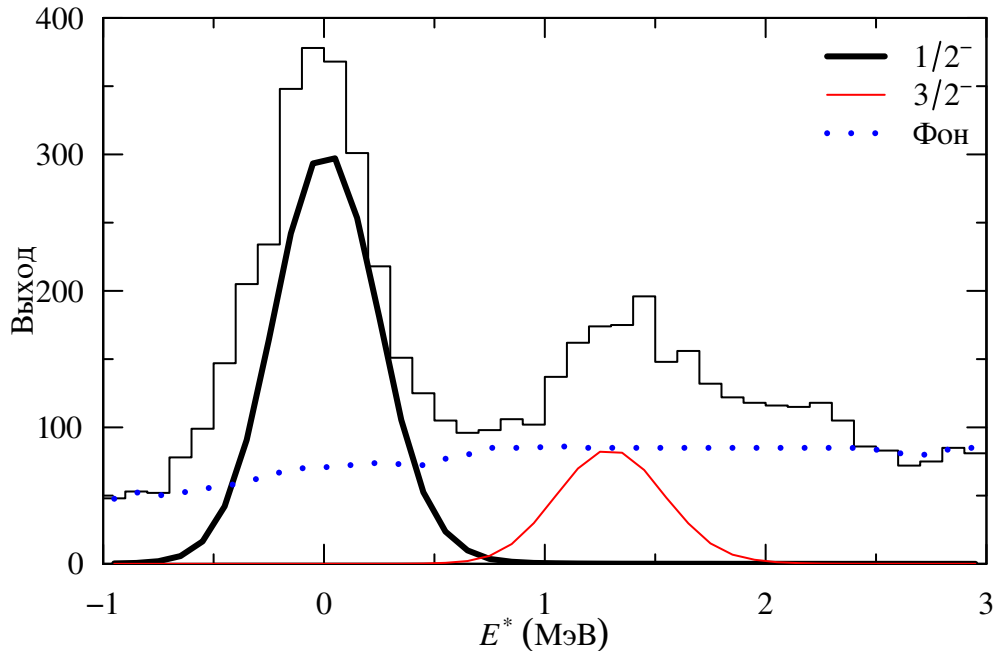


Рис. 2.4. Спектр недостающей массы (гистограмма)  $^{17}\text{Ne}^*$ , измеренный на газовой мишени в угловом диапазоне  $4^\circ - 18^\circ$  в с. ц. м. Линиями показаны расчетные выходы для состояний  $1/2^-$  и  $3/2^-$  и оценочная форма спектра фоновых процессов.

данной экспозиции полный поток ионов  $^{18}\text{Ne}$ , попавших на мишень, составил  $7,4 \times 10^9$ ; толщина мишени составляла  $4,8 \times 10^{20}$  ат. · см $^{-2}$ . Рис. 2.4 показывает спектр недостающей массы, полученный в результате исследования реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$ . В спектре хорошо выделяется пик основного состояния  $^{17}\text{Ne}$ . Выше по энергии возбуждения расположена структура, соответствующая наложению пиков возбужденных состояний  $^{17}\text{Ne}$ . Структуры, ассоциируемые с состояниями  $^{17}\text{Ne}$ , находятся на гладкой подложке из фоновых событий. Основным источником данного фона является фрагментация ионов  $^{18}\text{Ne}$  на стальных окнах мишени. Полученное энергетическое разрешение не позволяет разделить пики возбужденных состояний с  $J^\pi = 3/2^-, 5/2^-$  и  $1/2^+$ . Тем не менее, из формы спектра можно заключить, что выход состояния  $3/2^-$  значительно превосходит выходы состояний  $5/2^-$  и  $1/2^+$ . Из спектра недостающей массы был получен выход основного состояния  $N = 1635(52)$ . Выход первого возбужденного состояния составляет не более трети от выхода основного состояния.

Наблюдаемый уровень фона позволяет сделать оценки для сечений засе-

ления основного ( $1/2^-$ ) и первого возбужденного ( $3/2^-$ ) состояния  $^{17}\text{Ne}$ . Статистика, набранная за экспозицию, не позволяет разбить данные на угловые диапазоны, достаточно узкие для пренебрежения угловой зависимостью сечения. Для того чтобы учесть угловую зависимость сечений, в рамках приближения искаженных волн были проведены двухступенчатые расчеты угловых распределений для различных состояний, заселяемых в реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}^*$ .

Прежде всего, на основе существующих экспериментальных данных об угловой зависимости сечения реакции  $^{18}\text{O}(d, ^3\text{He})$ , полученных при энергии пучка дейтронов 52 МэВ [65], было найдено отношение спектроскопических факторов для основного и первого возбужденного состояния зеркального ядра  $^{17}\text{N}$ . Для обоих состояний использовался общий выходной оптический потенциал. Полученные результаты были использованы для коррекции соотношения дифференциальных сечений различных состояний в реакции с ядром изобар-аналогом  $^{18}\text{Ne}(p, d)$ . Для расчетов использовалась параметризация нуклон-ядерного оптического потенциала СН89 [66]. Для получения оптического потенциала дейтрона, согласованного с энергией основного состояния  $^{17}\text{Ne}$ , был проведен фолдинг (свертка) потенциалов протона и нейтрона в выходном канале. Расчеты сечения основного и первого возбужденного состояния проводились при одинаковых параметрах оптического потенциала.

Рис. 2.5 показывает результаты расчетов дифференциального сечения в системе центра масс для состояний  $^{17}\text{Ne } 1/2^-$  и  $3/2^-$ . Кроме того, на Рис. 2.5 представлена зависимость эффективности регистрации от угла вылета дейтрона в системе центра масс (соответствующие кривые показаны пунктирными линиями), полученная в результате Монте-Карло моделирования экспериментальной установки.

Выход основного состояния, полученный в результате Монте-Карло моделирования эксперимента с использованием рассчитанных сечений реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$ , совпадает с экспериментальным выходом с точностью лучше  $\pm 10\%$  при значении спектроскопической амплитуды 1,2. Рассчитанные выходы

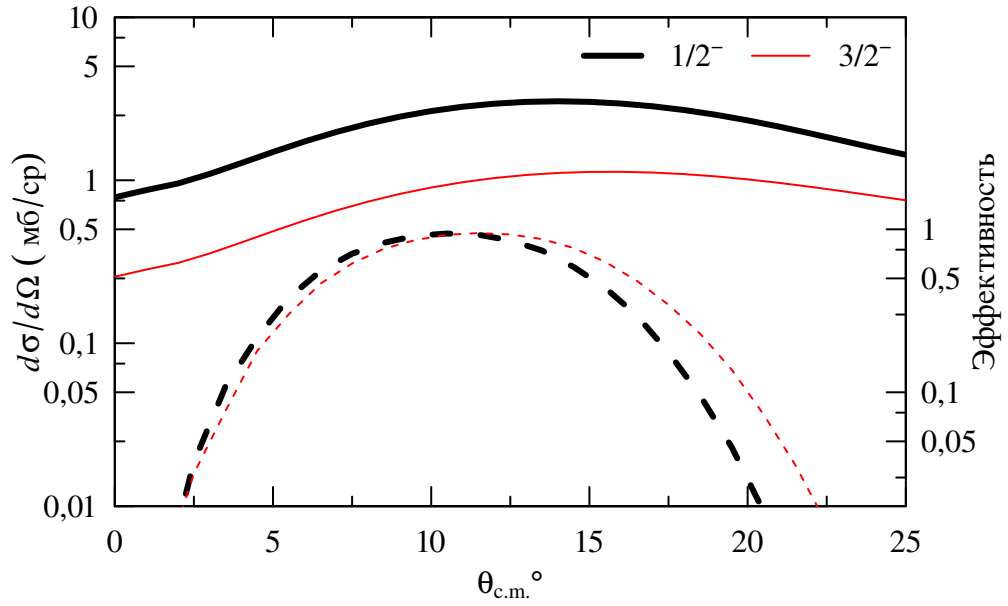


Рис. 2.5. Рассчитанные сечения как функция угла рассеяния в системе центра масс для различных состояний  $^{17}\text{Ne}$  ( $1/2^-$ ,  $3/2^-$ ), заселенных в реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$  (сплошные линии). Результаты моделирования методом Монте-Карло, полученные для эффективности регистрации дейтронов (пунктирные линии).

состояний  $^{17}\text{Ne}$   $1/2^-$  и  $3/2^-$  показаны линиями на Рис. 2.4. Важным результатом проделанного анализа является полученная угловая зависимость сечения реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}(J^\pi = 3/2^-)$ , которая согласуется с экспериментальными данными. Благодаря этому было возможно сделать оценки выхода состояния  $3/2^-$  в экспозиции на “толстой” мишени, где кольцевой телескоп имел другой угловой аксептанс.

### 2.5.2. Анализ данных, полученных при облучении на “толстой” мишени: спектр двухпротонных совпадений

Рассмотрим спектр  $^{17}\text{Ne}$ , полученный в  $d-p-p$  совпадениях в экспозиции на “толстой” мишени.

Использованная мишень, наполненная жидким водородом, имела линзовидную форму. Толщина мишени резко менялась около краев окон, что затрудняло определение толщины мишени. Кроме того, эффективная толщина

окон мишени резко возрастала у краев, что серьезно портило соотношение сигнал/шум. Из-за этого для анализа отбирались события, попавшие в центральную часть мишени, ограниченную окружностью с диаметром 18 мм. В этом случае толщина мишени изменялась незначительно, а в качестве эффективной толщины было взято значение  $4,6(4) \times 10^{21}$  атомов на  $\text{см}^2$ . За время экспозиции через выбранную часть мишени прошло  $2 \times 10^{10}$  ядер  $^{18}\text{Ne}$ , при этом было зарегистрировано 660  $d - p - p$  совпадений.

Для каждого события была восстановлена траектория пучковой частицы  $^{18}\text{Ne}$ . Располагая данными об угле наклона траектории  $^{18}\text{Ne}$  и о точке попадания  $^{18}\text{Ne}$  на мишень и принимая во внимание измеренные значения угла вылета и энергии дейтрона отдачи, мы определяли координаты траектории и направление движения возбужденного ядра  $^{17}\text{Ne}$ , полученного в реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}^*$ . Позиция пучковой частицы на мишени и ее угол к оси пучка определялись с точностью 1,5% и 2 мрад, соответственно. Для восстановления траекторий продуктов реакции допускалось, что реакция происходит в центральной плоскости мишени. Экспериментальная установка могла регистрировать дейтроны отдачи с углами вылета в системе центра масс от  $3^\circ$  до  $24^\circ$ . Эффективность регистрации дейтронов и  $d - p - p$  совпадений была получена с помощью Монте-Карло моделирования экспериментальной установки.

Располагая данными измерений событий  $d - p - p$  совпадения, энергию возбуждения  $^{17}\text{Ne}$  можно восстановить двумя способами: используя метод недостающей массы ( $E_{\text{miss}}^*$ ) и метод комбинированной массы ( $E_{\text{comb}}^*$ ). Полученный в двухпротонных совпадениях спектр  $^{17}\text{Ne}$  представлен на Рис. 2.6. На Рис. 2.6а представлена диаграмма рассеяния для величин  $E_{\text{miss}}^*$  и  $E_{\text{comb}}^*$ . Спектр двухпротонных совпадений, полученный методом комбинированной массы и методом недостающей массы, показаны на панелях б и в Рис. 2.6, соответственно. В спектре недостающей массы, представленном на Рис. 2.6в, наблюдается широкий пик, максимум которого расположен при энергии состояния  $^{17}\text{Ne } 1/2^+$ , что указывает на ведущий вклад данного состояния в измеренный спектр. Низкое

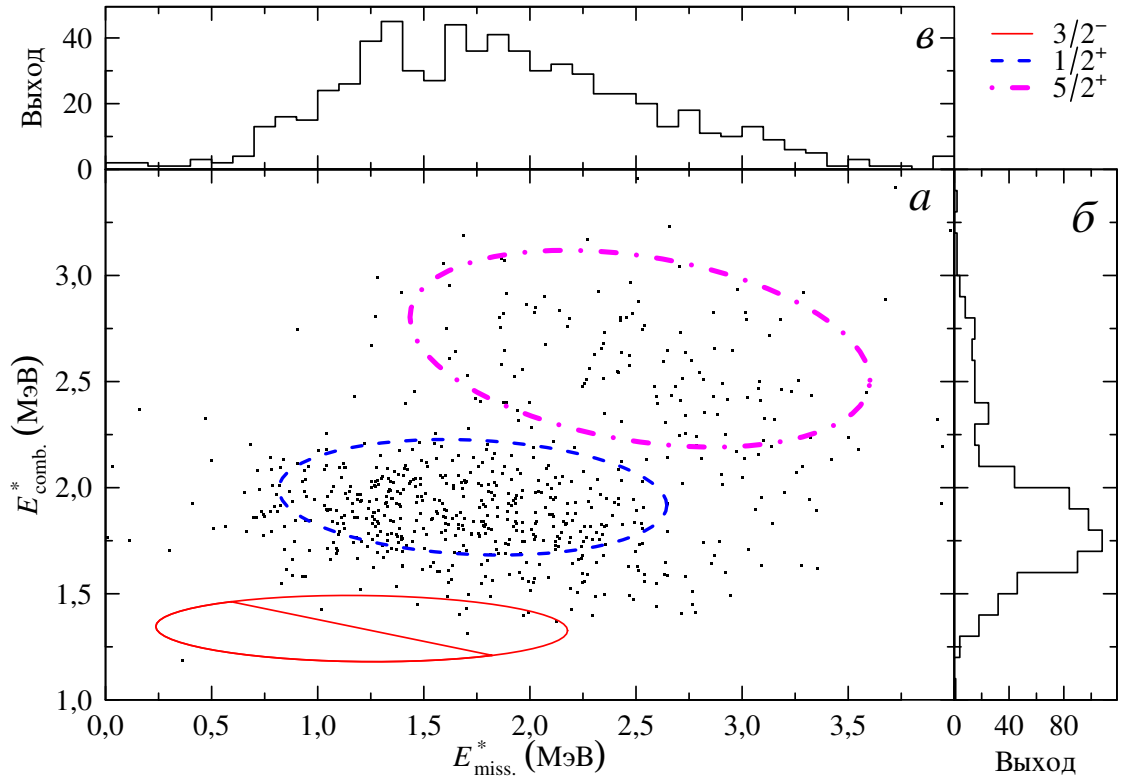


Рис. 2.6. Энергия возбуждения  $^{17}\text{Ne}$ : *a* Диаграмма рассеяния для энергии возбуждения  $^{17}\text{Ne}$ , измеренной методом недостающей массы ( $E_{\text{miss.}}^*$ ) и методом комбинированной массы ( $E_{\text{comb.}}^*$ ). Эллипсы указывают локусы, вмещающие 68% событий для состояний  $3/2^-$ ,  $1/2^+$  и  $5/2^+$  (см. пояснение в правом верхнем углу рисунка). *б* Спектр комбинированной массы. *в* Спектр недостающей массы.

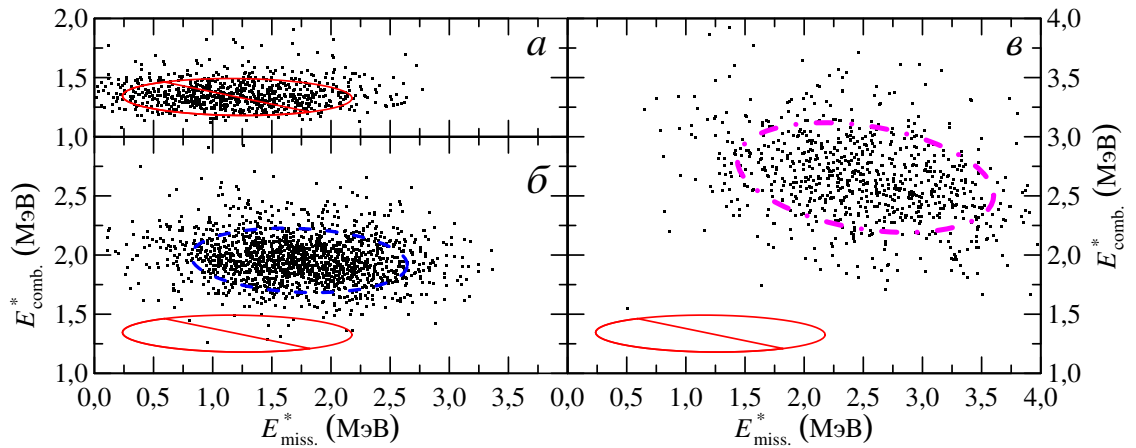


Рис. 2.7. Диаграмма рассеяния  $E_{\text{miss.}}^*$  против  $E_{\text{comb.}}^*$  для результатов Монте-Карло моделирования эксперимента. Результаты моделирования для распадов из состояний  $^{17}\text{Ne}$   $3/2^-$  (800 событий),  $1/2^+$  (1600 событий) и  $5/2^+$  (880 событий) представлены на панели *a*, *б* и *в*, соответственно. Обозначения локусов состояний соответствуют обозначениям на Рис. 2.6*a*.

разрешение, полученное методом недостающей массы, не позволяет судить о выходе других состояний в рассмотренном спектре.

Рассмотрим спектр  $^{17}\text{Ne}$ , полученный методом комбинированной массы. Дейтрон отдачи, чей полярный угол был зарегистрирован в эксперименте с точностью 8 мрад, позволяет определить энергию и полярный угол  $^{17}\text{Ne}$  с точностью 0,03% и 2 мрад, соответственно. В сопряжении с высокоточным измерением энергии и угла вылета каждого из двух протонов распада  $^{17}\text{Ne}$  это позволяет добиться значительного повышения энергетического разрешения, в сравнении с методом недостающей массы. Величина  $E_{\text{comb.}}^*$  была получена при анализе экспериментальных данных следующим образом. Энергию распада  $^{17}\text{Ne}$  можно разделить на две части: энергию относительного движения протонов ( $E_X$ ) и энергию относительного движения кора  $^{15}\text{O}$  и дипротонного кластера ( $E_Y$ ). Для определения  $E_X$  достаточно знать импульсы протонов из распада в лабораторной системе. Перейдя в систему центра масс  $^{17}\text{Ne}$ , возможно восстановить импульс  $^{17}\text{Ne}$  и определить  $E_Y$ . Точность определения  $E_X$  зависит только от точности определения импульсов протонов. Из-за малых потерь энергии в веществе, что типично для протонов, точность определения  $E_X$  слабо зависит от толщины мишени. Точность определения  $E_Y$  зависит от точности определения импульса пучковой частицы (в рассматриваемом случае тяжелого иона  $^{18}\text{Ne}$ ), из-за чего точность определения  $E_Y$  сильно зависит от толщины мишени. Таким образом, в каждом зарегистрированном событии точность определения  $E_X$  была значительно лучше в сравнении с точностью, получаемой для  $E_Y$ . Зная  $E_X$  и  $E_Y$ , можно выразить  $E_{\text{comb.}}^*$  следующим образом:

$$E_{\text{comb.}}^* = E_X + E_Y + S_{2p},$$

где  $S_{2p} = 944$  кэВ — энергия отделения двух протонов.

В результате был получен спектр  $^{17}\text{Ne}$  с разрешением, в два раза превосходящим разрешение, полученное методом недостающей массы, что позволяет оценить вклад различных состояний в спектр  $^{17}\text{Ne}$ . Анализируя спектр на

Рис. 2.6б, можно заключить, что основной вклад дают состояния с  $J^\pi = 1/2^+$ ,  $E^* = 1916$  кэВ и  $J^\pi = 5/2^+$ ,  $E^* = 2651$  кэВ. Нельзя исключить присутствия в спектрах на Рис. 2.6 нескольких десятков событий, связанных с распадом состояния  $^{17}\text{Ne } 5/2^-$  (см. Рис. 2.1). Однако, экспериментальное разрешение не позволяет сделать надежных оценок для выхода, в то же время, вклад данных событий не играет значимой роли в дальнейшем анализе.

Оценка выхода первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  с  $J^\pi = 3/2^-$  является более сложной задачей: для того чтобы обнаружить двухпротонный распад первого возбужденного состояния или установить верхний предел на его парциальную ширину, необходимо добиться высокого соотношения сигнал-шум, то есть число событий из распада состояния  $3/2^-$  в его доверительном интервале должно быть больше, чем число событий из распадов других состояний. В спектрах на Рис. 2.6б, в доверительный интервал состояния  $3/2^-$  частично или полностью перекрывается с событиями из вышележащих состояний. Кроме того, из-за перерасеяния протонов из распада  $^{17}\text{Ne}$  на пассивных частях кольцевого телескопа, величина  $E_{\text{comb.}}^*$  для некоторой части событий (около 10% для  $1/2^+$  и около 50% для  $5/2^+$ ) восстанавливается с большой ошибкой. Это приводит к тому, что “хвосты” откликов состояний  $^{17}\text{Ne}$  в спектре комбинированной массы спадают значительно медленнее нормального распределения.

В данных условиях возможна дополнительная очистка данных. Для этого проведем следующую процедуру. Построим диаграмму рассеяния для величин  $E_{\text{miss.}}^*$  и  $E_{\text{comb.}}^*$  (см. Рис. 2.6а); при рассмотрении отклика распадов состояний  $^{17}\text{Ne}$  на плоскости  $E_{\text{miss.}}^* - E_{\text{comb.}}^*$  разрешение эффективно увеличивается в  $\sqrt{2}$  по сравнению с одномерным спектром  $E_{\text{comb.}}^*$ , кроме того, на рассматриваемой плоскости подавляется фон от перерасеянных протонов.

С помощью Монте-Карло моделирования экспериментальной установки для состояний  $^{17}\text{Ne } 3/2^-$ ,  $1/2^+$  и  $5/2^+$  были получены локусы на плоскости  $E_{\text{miss.}}^* - E_{\text{comb.}}^*$ , которые содержат 68% распадов данных состояний (показаны эллипсами на Рис. 2.6а). Монте-Карло моделирование было проведено с помо-



щью программного пакета Geant4 [67, 68]; для учета взаимодействия излучения с веществом использовался стандартный набор электромагнитных процессов. Результаты моделирования представлены на Рис. 2.7. Сравнивая Рис. 2.6а и Рис. 2.7, можно увидеть, что результаты моделирования неплохо согласуются с наблюдаемой картиной: большая часть событий находится внутри локусов состояний  $1/2^+$  и  $5/2^+$ , кроме того, распределение событий вне локусов  $1/2^+$  и  $5/2^+$ , наблюдаемое на Рис. 2.6а, может быть воспроизведено наложением рассчитанных по Монте-Карло распределений событий для состояний  $1/2^+$  и  $5/2^+$ , представленных на Рис. 2.7б и Рис. 2.7в.

### 2.5.3. Определение отношения парциальных ширин

Значение отношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$  может быть получено как

$$\frac{\Gamma_{2p}}{\Gamma_\gamma} = \frac{N_{2p}}{\varepsilon_{2p}N}, \quad (2.2)$$

где  $N_{2p}$  — число зарегистрированных  $d-p-p$  совпадений;  $N$  — число событий, где было заселено первое возбужденное состояние изотопа  $^{17}\text{Ne}$ ;  $\varepsilon_{2p}$  — эффективность регистрации двух протонов, испущенных при распаде соответствующего состояния  $^{17}\text{Ne}$ . Значение  $\varepsilon_{2p}$  было получено с помощью Монте-Карло моделирования. С помощью сечений, представленных на Рис. 2.5, получены оценки для числа  $N$

$$N = N_{\text{В}}N_{\text{ат}} \int \epsilon \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = 38(6) \times 10^3,$$

здесь  $N_{\text{В}}$  — число ионов  $^{18}\text{Ne}$ , прошедших через мишень за экспериментальную экспозицию;  $N_{\text{ат}}$  — среднее число атомов водорода на квадратный сантиметр мишени;  $\epsilon$  — эффективность регистрации дейтрона, полученная путем Монте-Карло моделирования.

В спектре комбинированной массы на Рис. 2.6б не наблюдается пика, соответствующего состоянию  $3/2^-$ , что согласуется с теоретическими оценками, указывающими на крайне низкий уровень ветвления в канал двухпротонного

распада для искомого состояния. Тем не менее, в локусе состояния  $3/2^-$ , отмеченном на Рис. 2.6a сплошной красной линией, присутствует 8 событий, которые могут быть связаны как с распадом состояния  $3/2^-$ , так и с “хвостами” вышележащих состояний. Из-за неоднозначной природы данных событий возможно установить только верхний предел отношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$  состояния  $3/2^-$ .

Таким образом, считая, что  $N_{2p} \leq 8$ , получим верхний предел отношения

$$\frac{\Gamma_{2p}}{\Gamma_\gamma} \leq 6(1) \times 10^{-4}.$$

Полученное ограничение можно значительно улучшить, обратив внимание на распределение данных событий внутри локуса. Действительно, все события находятся в верхней левой части локуса. Разделим locus состояния  $3/2^-$  на две части прямой

$$E_{\text{miss.}}^* = 7,7 - 4,9E_{\text{comb.}}^*.$$

На основе представленных на Рис. 2.7a результатов Монте-Карло моделирования было установлено, что данная прямая линия делит locus состояния  $3/2^-$  на две примерно равные части (на верхнюю приходится 53%, а на нижнюю — 48%). В то же время, в экспериментальных данных все 8 событий, обнаруженных внутри локуса, лежат выше этой линии, в то время как события из распада  $3/2^-$  должны быть распределены равномерно по обеим частям локуса. На основе этого можно утверждать, что события, попавшие в locus  $3/2^-$ , вероятнее всего, связаны с распадом вышележащих состояний  $^{17}\text{Ne}$ , а не с распадом его первого возбужденного состояния, и в эксперименте не было наблюдеено ни одного события, однозначно ассоциированного с распадом первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$ .

Считая, что в нижнюю часть локуса  $3/2^-$  не попало ни одного события из распада искомого состояния, и сделав соответствующие поправки на эффективность, можно получить более строгое ограничение на отношение  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$ :

$$\frac{\Gamma_{2p}}{\Gamma_\gamma} \leq 1,6(3) \times 10^{-4}.$$

## 2.6. Возможности для повышения чувствительности

Полученная в эксперименте верхняя граница отношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$  гораздо больше, чем теоретически предсказанные значения для данной величины [52, 56]. Рассмотрим в данном разделе возможности повышения чувствительности эксперимента в использованном подходе до значений, необходимых для наблюдения двухпротонного распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  при теоретически предсказанных значениях  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$ . Опираясь на опыт проведенного анализа, можно выделить следующие факторы, серьезно ограничивающие чувствительность:

1. естественное ограничение по полной экспериментальной статистике, связанное с ограниченной интенсивностью пучка радиоактивных ядер  $^{18}\text{Ne}$ ;
2. непростой характер задачи достижения в измеряемом спектре  $^{17}\text{Ne}$  высокого разрешения, необходимого для разделения событий из различных распадов;
3. проблема оптимизации и стабилизации толщины мишени;
4. подавление фона от перерасеяния продуктов реакции на пассивных частях экспериментальной установки и других паразитных процессов.

Проблемы, связанные с пунктом 1, представляются разрешимыми на современном техническом уровне. Фрагмент-сепаратор ЛЯР ACCULINNA-2 способен формировать вторичный пучок  $^{18}\text{Ne}$  с интенсивностью порядка  $(1 - 5) \times 10^6$  частиц в секунду, что, как будет показано ниже, достаточно для набора необходимой статистики за обозримое время. Пункты 2 и 3 тесно связаны между собой. В проведенном эксперименте толщина мишени вносила главный вклад в разрешение спектра  $^{17}\text{Ne}$ . При понижении толщины мишени до значений  $(2 - 3) \times 10^{20}$  атомов на  $\text{см}^2$  ее влияние перестает вносить значимый вклад в экспериментальное разрешение, в то же время, указанный уровень толщины

водородной мишени будет достаточным для того, чтобы за один — два месяца набрать статистику, необходимую для перекрытия диапазона значений  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$ , в котором лежат теоретические оценки.

Рассмотрим вопрос о том, какое энергетическое разрешение возможно получить в данных условиях. Для оценки достижимого экспериментального разрешения было проведено Монте-Карло моделирование экспериментальной установки, имеющей указанную толщину мишени. Из модели системы детекторов вполне можно исключить пассивные части, чтобы исключить перерассеяние на веществе этих частей. Это обстоятельство было учтено в наших расчетах. Детекторы были расположены так, чтобы захватывать дейтроны, образованные в реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$  в угловом диапазоне  $8^\circ \leq \theta_{\text{с.м.}} \leq 24^\circ$  в системе центра масс. При Монте-Карло моделировании учитывались только электромагнитные процессы (ионизация, многократное рассеяние и др.).

Рис. 2.8 показывает результаты Монте-Карло моделирования “улучшенной” установки. Панель *a* показывает плотности вероятности ( $W(E^*)$ ) для событий распада ядер  $^{17}\text{Ne}$ , полученных в трех состояниях возбуждения: состояний  $3/2^-$ ,  $5/2^-$  и  $1/2^+$ . Показанные распределения плотности вероятности  $W(E^*)$ , получены на основе Монте-Карло моделирования. Распределения имеют ширину на половине высоты (“полуширину”) 80, 130 и 140 кэВ соответственно. Панель *б* показывает функции распределения

$$I(E^*) = \int_{-\infty}^{E^*} W(E) dE,$$

соответствующие плотностям вероятности на Рис. 2.8*a*.

Обратим внимание на то, что при удалении от пиковых значений плотность вероятности спадает значительно медленнее, в сравнении с законом нормального распределения. Это приводит к дополнительным ограничениям, накладываемым на чувствительность эксперимента.

Рассмотрим проблему фона от вышележащих состояний. Допустим, мы ищем события двухпротонного распада состояния  $3/2^-$  в доверительном интер-

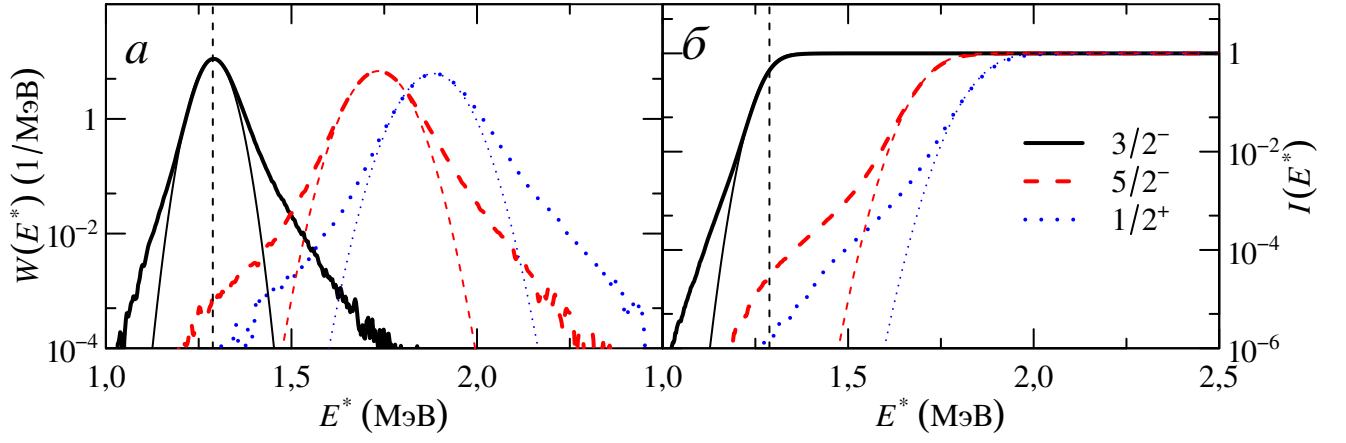


Рис. 2.8. Результаты Монте-Карло моделирования для улучшенной экспериментальной установки, которая демонстрирует возможную чувствительность эксперимента в подходе комбинированной массы. Вклады состояний  $3/2^-$ ,  $5/2^-$  и  $1/2^+$  показаны сплошной черной, пунктирной красной и точечной синей кривой соответственно. Тонкие кривые показывают нормальные плотности вероятности с совпадающими значениями полуширины 80, 130, и 140 кэВ. Плотность вероятности  $W$  показана на панели *a*. На панели *б* представлены функции распределения, полученные в результате Монте-Карло моделирования.

вале  $[E_1^*, E_2^*]$  по энергии возбуждения  $^{17}\text{Ne}$ . Тогда условие наблюдения распада  $3/2^-$  можно сформулировать следующим образом: в доверительный интервал  $[E_1^*, E_2^*]$  должно попасть больше одного события из распада состояния  $3/2^-$  и ни одного события из распадов вышележащих состояний. Сделаем оценки минимального значения отношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$ , при котором выполняется данное условие. Обозначим выходы различных состояний как  $N_{J^\pi}$ , тогда данное условие можно записать в виде системы неравенств

$$\begin{cases} N_{3/2^-} \frac{\Gamma_{2p}}{\Gamma_\gamma} (I_{3/2^-}(E_2^*) - I_{3/2^-}(E_1^*)) > 1; \\ \sum_{J^\pi} N_{J^\pi} (I_{J^\pi}(E_2^*) - I_{J^\pi}(E_1^*)) < 1, \end{cases}$$

где суммирование проводится по всем вышележащим состояниям. Решим данную систему относительно  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$ :

$$\frac{\Gamma_{2p}}{\Gamma_\gamma} > \sum_{J^\pi} \frac{N_{J^\pi}}{N_{3/2^-}} \frac{I_{J^\pi}(E_2^*) - I_{J^\pi}(E_1^*)}{I_{3/2^-}(E_2^*) - I_{3/2^-}(E_1^*)}.$$

Упростим полученное выражение: оставим в суммировании только вклады состояний  $5/2^-$  и  $1/2^+$ , кроме того, в рассматриваемой ситуации можно считать, что для любого состояния  $I_{J\pi}(E_2^*) \gg I_{J\pi}(E_1^*)$ , тогда получим:

$$\frac{\Gamma_{2p}}{\Gamma_{\gamma}} > \frac{N_{5/2^-} I_{5/2^-}(E_2^*)}{N_{3/2^-} I_{3/2^-}(E_2^*)} + \frac{N_{1/2^+} I_{1/2^+}(E_2^*)}{N_{3/2^-} I_{3/2^-}(E_2^*)},$$

таким образом, чувствительность эксперимента выражается через отношение функций распределения внутри доверительного интервала.

Вернемся к результатам, представленным на Рис. 2.8. Если бы функции распределения для состояний  $^{17}\text{Ne}$  были подобны нормальной, то полученного разрешения (см. выше) было бы достаточно для надежного разделения событий из распада первого возбужденного состояния от событий вышележащих состояний. Однако, как можно видеть из Рис. 2.8, при уменьшении  $E^*$  расчетная функция распределения спадает значительно медленнее нормальной функции распределения. Из-за этого достижимая чувствительность эксперимента значительно снижается. Опираясь на расчетные функции распределения на Рис. 2.8б и допустив, что выход состояния  $5/2^-$  более чем на порядок меньше чем для  $3/2^-$ , можно утверждать о возможности наблюдения двухпротонного распада с отношением  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\gamma} \geq (2 - 7) \times 10^{-6}$ , что соизмеримо со значениями теоретических оценок  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\gamma} \sim (0,9 - 2,5) \times 10^{-6}$ .

Наблюдаемое отклонение поведения плотности вероятности от нормального при удалении от моды распределения, представляет собой довольно общий эффект проявляющийся на эксперименте. Поведение плотности вероятности вдали от моды распределения зависит как от особенностей экспериментальной установки, так и от алгоритма анализа и может быть исследовано только с помощью Монте-Карло моделирования экспериментальной установки.

Таким образом, оптимизируя конструкцию экспериментальной установки и улучшая алгоритм анализа, можно значительно повысить чувствительность эксперимента. Кроме того, используя анализ корреляций  $E_{\text{miss.}}^* - E_{\text{comb.}}^*$ , рассмотренный в предыдущих разделах, имеется возможность выиграть дополни-

тельный фактор 1,5 по чувствительности.

В полученных выше оценках не учитывался фон от паразитных реакций, так как проведение подобных расчетов, адекватно учитывающих все процессы с сечением порядка 1 нб/ср, представляется крайне сложной, не реализуемой на практике, задачей. Тем не менее, повысив аксептанс и сегментирование экспериментальной установки, возможно эффективно идентифицировать и исключать из анализа события из посторонних реакций.

Частный случай экспериментального определения отношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\text{tot}}$  для первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  является крайне сложной задачей, решение которой в подходе метода комбинированной массы остается под вопросом. В то же время, рассмотренный подход существенно повышает чувствительность эксперимента, что позволит надежно измерить отношение  $\Gamma_{\text{part}}/\Gamma_{\text{tot}}$  для ряда других систем, находящихся на пути астрофизического гр-процесса нуклеосинтеза.

## 2.7. Выводы к Главе 2

Был проведен целенаправленный поиск двухпротонной ветви распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne } 3/2^-$ , заселяемого в реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$ . В ходе работ был исследован низкоэнергетический ( $E^* < 3$  МэВ) спектр изотопа  $^{17}\text{Ne}$ . В результате был установлен новый предел отношения парциальных ширин  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\gamma} \leq 1,6(3) \times 10^{-4}$ , который значительно (почти в пятьдесят раз) ниже значения, известного в литературе [57].

В работе [69] было рассмотрено, как новое ограничение на величину  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\gamma}$  влияет на диапазон резонансной части интенсивности астрофизического радиационного захвата  $^{15}\text{O} + 2p \rightarrow ^{17}\text{Ne} + \gamma$ . На рисунке 2.9 показаны допустимые значения интенсивности астрофизического радиационного захвата с учетом новых ограничений в сравнении с результатами работы [70].

Значительное улучшение верхнего предела отношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_{\gamma}$  было достиг-

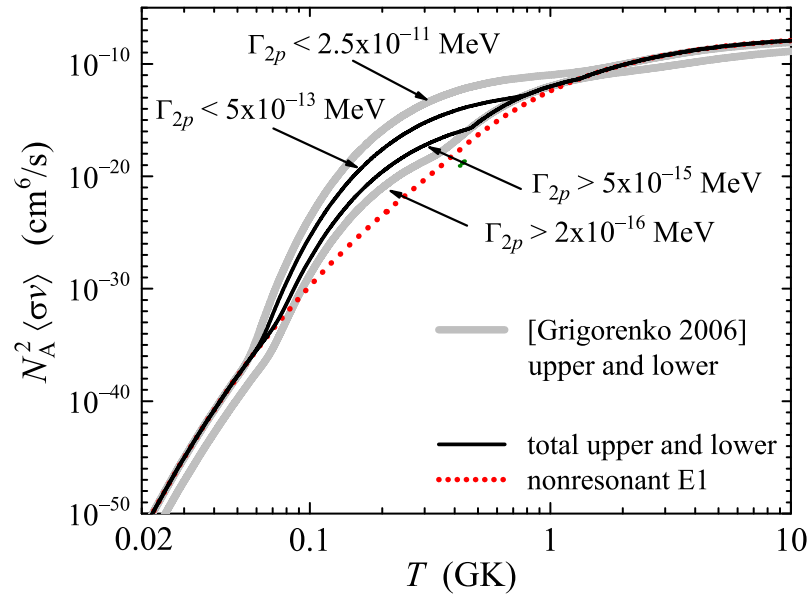


Рис. 2.9. Интенсивности астрофизического радиационного захвата  $^{15}\text{O} + 2p \rightarrow ^{17}\text{Ne} + \gamma$  из работы [69]. Черные линии показывают значения интенсивности (верхнее и нижнее) с новыми ограничениями; серые — значения интенсивности, полученные в [70]; красная точечная линия — нерезонансный вклад.

нуто за счет использования реакции однейтронной передачи для заселения возбужденных состояний  $^{17}\text{Ne}$  и оригинального метода “комбинированной массы” для восстановления энергии возбуждения. Разработанная оригинальная методика изучения двухпротонного распада возбужденных состояний  $^{17}\text{Ne}$  позволила получить данные с высоким разрешением без потерь в светимости эксперимента (то есть с сохранением высокой толщины мишени).

Достигнутый экспериментальный предел для ширины двухпротонного распада для первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  перекрыл область значений, в которой лежат предсказания упрощенной модели ди-протонного распада [54], но лежит на два порядка выше области значений, предсказываемых с использованием более реалистичных моделей [52, 56].

В рамках разработанного подхода возможно значительно повысить чувствительность эксперимента. Основываясь на анализе экспериментальных данных и Монте-Карло расчетах, можно утверждать, что для первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  верхний предел для отношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$  можно снизить на



один — два порядка, достигнув области значений  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma \sim (2 - 7) \times 10^{-6}$ , соизмеримых с значениями  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma \sim (0,9 - 2,5) \times 10^{-6}$ , предсказанными в рамках реалистичных моделей [52].

Развитые в работе методы перспективны для решения не только проблемы парциальной ширины двухпротонного распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$ , но могут быть применены как для исследования редких ветвей  $p$ -,  $2p$ - и  $\alpha$ -распадов, так и для высокоточных измерений спектров около порогов протонного (двухпротонного) распада ядер, находящихся вблизи границы стабильности.

## Заключение

1. Разработано новое теоретическое описание экспериментально наблюдаемого спектра  $^{10}\text{He}$ , полученного в реакциях выбивания нуклонов из гало-ядер. Показано, что в данных реакциях пик, ассоциируемый авторами работ [19–21] с основным состоянием  $^{10}\text{He}$ , является смесью трех состояний:  $1^-$ ,  $0^+$  и  $2^+$ , имеющих максимумы при крайне близких энергиях.
2. При заселении  $^{10}\text{He}$  в реакциях выбивания из гало-ядер наблюдается аномальное поведение спектральных плотностей  $1^-$ ,  $0^+$  и  $2^+$ , которое связано с экстремально большим размером исходных гало-ядер  $^{11}\text{Li}$  и  $^{14}\text{Be}$ .
3. На основании расчетов сделан вывод о том, что действительное положение основного ( $0^+$ ) состояния ядра  $^{10}\text{He}$  при энергии  $\sim 2,1$  МэВ над порогом  $^8\text{He} + n + n$  [14], а не при энергии  $\sim 1,3$  МэВ, как было принято считать с момента открытия  $^{10}\text{He}$  в 1994 году [19].
4. Основываясь на полученных результатах анализа спектра состояний ядра  $^{10}\text{He}$  и допущении об одночастичной природе низколежащих состояний  $^9\text{He}$ , получены существенные ограничения на предполагаемую структуру состояний  $^9\text{He}$ . В рамках данного допущения, значительная часть имеющихся экспериментальных данных о состояниях  $^9\text{He}$   $1/2^+$  и  $1/2^-$  [20, 32–34] не согласуется с ограничениями, вытекающими из экспериментальных данных [19, 20]. В то же время, указанные ограничения не вызывают сомнений в достоверности экспериментальных результатов по спектру  $^9\text{He}$ , полученных в ЛЯР [16].
5. Рассмотренные в работе эффекты влияния начального состояния не специфичны для системы  $^{10}\text{He}$  и могут проявляться во многих реакциях, заселяющих широкие состояния ядерных систем, находящихся за границей нейтронной стабильности.

6. Выполнен анализ данных, полученных в эксперименте, нацеленном на поиск двухпротонного распада первого возбужденного состояния (спин-четность  $J^\pi = 3/2^-$ ) изотопа  $^{17}\text{Ne}$ . Измерен и проанализирован спектр низлежащих состояний  $^{17}\text{Ne}$  (при энергии возбуждения  $E^* < 3 \text{ МэВ}$ ), полученный в реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$ . В результате, для первого возбужденного уровня  $^{17}\text{Ne}$  получен новый предел отношения парциальных ширин  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma \leq 1,6(3) \times 10^{-4}$ , что примерно в пятьдесят раз ниже литературного значения [57].
7. Значительное улучшение предела отношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma$  достигнуто благодаря использованию в эксперименте нового подхода к проведению ядерно-физических измерений — метода “комбинированной” массы.
8. Использование метода “комбинированной” массы дает возможность напрямую наблюдать в эксперименте редкие ветви распада с  $\Gamma_{\text{part}}/\Gamma_\gamma \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ , что делает этот метод перспективным для решения ряда проблем ядерной физики и ядерной астрофизики. В частности, прямое экспериментальное наблюдение двухпротонного распада первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$ .

# Список сокращений и математических обозначений

## Сокращения

ВКС — взаимодействие в конечном состоянии.

СИС — структура исходного состояния.

ВФ — волновая функция.

## Обозначени

$\mathcal{J}_{K\gamma}^{JM}$  — гипер-сферическая гармоника.

$\Phi_q$  — функция источника.

$E_T$  — энергия распада трехчастичной сисеимы.

$E^*$  — энергия возбуждения ядра.

## Приложение А

### Кинематика трехчастичного распада

#### А.1. Координаты Якоби

При решении задачи многих тел для разделения координат системы, отвечающих за относительное движение и движение центра масс как целого, используются координаты Якоби. Для описания движения системы трех тел необходимо три якобиевских вектора: один отвечает за движение центра масс ( $\mathbf{R}$ ), а два других за относительное движение ( $\mathbf{X}$ ,  $\mathbf{Y}$ ).

Пусть частицы имеют радиус-векторы  $\mathbf{r}_1$ ,  $\mathbf{r}_2$  и  $\mathbf{r}_3$ , которым соответствуют импульсы  $\mathbf{k}_1$ ,  $\mathbf{k}_2$  и  $\mathbf{k}_3$ . Запишем выражение для перехода к координатам Якоби в случае трех тел

$$\begin{aligned}\mathbf{X} &= \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \\ \mathbf{Y} &= \frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{r}_1 + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3, \\ \mathbf{R} &= \frac{m_1}{m_1 + m_2 + m_3} \mathbf{r}_1 + \frac{m_2}{m_1 + m_2 + m_3} \mathbf{r}_2 + \frac{m_3}{m_1 + m_2 + m_3} \mathbf{r}_3.\end{aligned}$$

Для полученного набора координат введем соответствующие якобиевские импульсы ( $\mathbf{k}_X, \mathbf{k}_Y, \mathbf{k}_R$ ), которые связаны с импульсами частиц следующим образом:

$$\begin{aligned}\mathbf{k}_X &= \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{k}_1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{k}_2, \\ \mathbf{k}_Y &= \frac{m_3}{m_1 + m_2 + m_3} \mathbf{k}_1 + \frac{m_3}{m_1 + m_2 + m_3} \mathbf{k}_2 - \frac{m_1 + m_2}{m_1 + m_2 + m_3} \mathbf{k}_3, \\ \mathbf{k}_R &= \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3.\end{aligned}$$

Якобиан перехода к координатам Якоби равен единице.

В случае распада с испусканием двух протонов (нейтронов) в трехчастичной системе две частицы тождественны, а значит, имеет смысл рассматривать только две системы координат Якоби: “Т”-систему, в которой координата  $\mathbf{X}$

отвечает за относительное движение протонов (нейтронов), и “Y”-систему, в которой координата  $\mathbf{X}$  отвечает за относительное движение протона (нейтрона) и остаточного ядра.

## А.2. Кинематические переменные для задачи распада

При решении задачи трех тел в системе центра масс остается шесть степеней свободы, отвечающих компонентам якобиевских импульсов  $\mathbf{k}_X, \mathbf{k}_Y$ . Использование якобиевских векторов не удобно для решения задачи распада, так как три из шести степеней свободы отвечают за ориентацию плоскости распада, которая не несет физической информации.

После исключения трех углов Эйлера мы имеем три кинематические переменные для описания распада. В качестве одной из переменных удобно брать полную энергию распада

$$E = E_X + E_Y;$$

тогда в качестве оставшихся переменных можно использовать параметр  $\varepsilon$ , определяющий отношение энергий в подсистемах  $X$  и  $Y$

$$\varepsilon = \frac{E_X}{E_X + E_Y},$$

и  $\theta_k$  — угол между якобиевскими импульсами

$$\cos(\theta_k) = \frac{(\mathbf{k}_X, \mathbf{k}_Y)}{k_X k_Y}.$$

## Список литературы

1. Zagrebaev V. I., Denikin A. S., Karpov A. V. et al. NRV web knowledge base on low-energy nuclear physics. — 1999. — Access mode: <http://nrv.jinr.ru/>.
2. Goldansky V. I. On neutron-deficient isotopes of light nuclei and the phenomena of proton and two-proton radioactivity // *Nucl. Phys.* — 1960. — Vol. 19. — P. 482–495.
3. Наблюдение радиоактивного распада с испусканием протонов / В. А. Карнаухов, Г. М. Тер-Акопьян, Л. А. Петров, В. Г. Субботин // *ЖЭТФ*. — 1964. — Т. 45. — С. 1280.
4. Observation of delayed proton radioactivity / R. Barton, R. McPherson, R. E. Bell et al. // *Canadian Journal of Physics*. — 1963. — Vol. 41, no. 12. — P. 2007–2025.
5.  $^{53}\text{Co}^m$ : A proton-unstable isomer / K.P. Jackson, C.U. Cardinal, H.C. Evans et al. // *Phys. Lett. B*. — 1970. — Vol. 33, no. 4. — P. 281–283.
6. Proton radioactivity of  $^{151}\text{Lu}$  / S. Hofmann, W. Reisdorf, G. Munzenberg et al. // *Z.Phys. A*. — 1982. — Vol. 305. — P. 111–123.
7. Direct and beta-delayed proton decay of very neutron-deficient rare-earth isotopes produced in the reaction  $^{58}\text{Ni} + ^{92}\text{Mo}$  / O. Klepper, T. Batsch, S. Hofmann et al. // *Z.Phys. A*. — 1982. — Vol. 305. — P. 125–130.
8. First evidence for the two-proton decay of  $^{45}\text{Fe}$  / M. Pfützner, E. Badura, C. Bingham et al. // *Eur. Phys. J. A*. — 2002. — Vol. 14. — P. 279.
9. Two-proton radioactivity of  $^{45}\text{Fe}$  / Giovinazzo, J., Blank et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Aug. — Vol. 89, no. 10. — P. 102501.
10. Исследования лёгких экзотических ядер вблизи границы стабильности в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ / Л. В. Григоренко, М. С. Головков, С. А. Крупко и др. // *УФН*. — 2016. — Т. 186, № 4. — С. 337–386.
11. Two-neutron exchange observed in the  $^6\text{He} + ^4\text{He}$  reaction. search for

- the “di-neutron” configuration of  ${}^6\text{He}$  / G. M. Ter-Akopian, A. M. Rodin, A. S. Fomichev et al. // *Phys. Lett. B.* — 1998. — Vol. 426, no. 3. — P. 251–256.
12. Cluster structure of  ${}^6\text{He}$  studied by means of  ${}^6\text{He} + p$  reaction at 25 MeV/ $n$  energy / R. Wolski, A. S. Fomichev, A. M. Rodin et al. // *Phys. Lett. B.* — 1999. — Vol. 467, no. 1. — P. 8–14.
  13. Observation of excited states in  ${}^5\text{H}$  / M. S. Golovkov, L. V. Grigorenko, A. S. Fomichev et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Dec. — Vol. 93. — P. 262501.
  14. Structure of  ${}^{10}\text{He}$  low-lying states uncovered by correlations / S. I. Sidorchuk, A. A. Bezbakh, V. Chudoba et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — P. 202502.
  15. Experimental study of  ${}^4\text{H}$  in the reactions  ${}^2\text{H}(t, p)$  and  ${}^3\text{H}(t, d)$  / S. I. Sidorchuk, D. D. Bogdanov, A. S. Fomichev et al. // *Phys. Lett. B.* — 2004. — Vol. 594, no. 1. — P. 54–60.
  16. New insight into the low-energy  ${}^9\text{He}$  spectrum / M. S. Golovkov, L. V. Grigorenko, A. S. Fomichev et al. // *Phys. Rev. C.* — 2007. — Vol. 76. — P. 021605(R).
  17. The  ${}^8\text{He}$  and  ${}^{10}\text{He}$  spectra studied in the  $(t, p)$  reaction / M. S. Golovkov, L. V. Grigorenko, G. M. Ter-Akopian et al. // *Phys. Lett. B.* — 2009. — Vol. 672. — P. 22.
  18. Isovector soft dipole mode in  ${}^6\text{Be}$  / A. S. Fomichev, V. Chudoba, I. A. Egorova et al. // *Phys. Lett. B.* — 2012. — Vol. 708, no. 1. — P. 6–13.
  19. Observation of  ${}^{10}\text{He}$  / A. A. Korshennikov, K. Yoshida, D. V. Aleksandrov et al. // *Phys. Lett. B.* — 1994. — Vol. 326. — P. 31.
  20. The unbound isotopes  ${}^{9,10}\text{He}$  / H. T. Johansson, Yu. Aksyutina, T. Aumann et al. // *Nucl. Phys. A.* — 2010. — Vol. 842, no. 1–4. — P. 15–32.
  21. Unresolved question of the  ${}^{10}\text{He}$  ground state resonance / Z. Kohley, J. Snyder, T. Baumann et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 109. — P. 232501.



22. Spectroscopy of  $^{10}\text{He}$  / A. N. Ostrowski, H. G. Bohlen, B. Gebauer et al. // *Phys. Lett. B.* — 1994. — Vol. 338. — P. 13.
23. Quasifree nucleon-knockout reactions from neutron-rich nuclei by a proton target:  $p(^6\text{He}, pn)^5\text{He}$ ,  $p(^{11}\text{Li}, pn)^{10}\text{Li}$ ,  $p(^6\text{He}, 2p)^5\text{H}$ , and  $p(^{11}\text{Li}, 2p)^{10}\text{He}$  / T. Kobayashi, K. Yoshida, A. Ozawa et al. // *Nucl. Phys. A.* — 1997. — Vol. 616. — P. 223–230.
24. Aoyama S. Theoretical prediction for the ground state of  $^{10}\text{He}$  with the method of analytic continuation in the coupling constant // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 89. — P. 052501.
25. Volya A., Zelevinsky V. Continuum shell model // *Phys. Rev. C.* — 2006. — Vol. 74. — P. 064314.
26. Grigorenko L. V., Zhukov M. V. Problems with the interpretation of the  $^{10}\text{He}$  ground state // *Phys. Rev. C.* — 2008. — Vol. 77. — P. 034611.
27. Shulgina N. B., Jonson B., Zhukov M. V.  $^{11}\text{Li}$  structure from experimental data // *Nucl. Phys. A.* — 2009. — Vol. 825, no. 3–4. — P. 175–199.
28. Raynal J., Revai J. Transformation coefficients in the hyperspherical approach to the three-body problem // *Il Nuovo Cimento A.* — 1970. — Vol. 68, no. 4. — P. 612–622.
29. Nuclear charge radius of  $^8\text{He}$  / P. Mueller, I. A. Sulai, A. C. C. Villari et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99. — P. 252501.
30. Nuclear charge radii of  $^9,^{11}\text{Li}$ : The influence of halo neutrons / R. Sánchez, W. Nörtershäuser, G. Ewald et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Jan. — Vol. 96. — P. 033002.
31. Spectroscopy of exotic nuclei with multi-nucleon transfer reactions / H. G. Bohlen, A. Blazevic, B. Gebauer et al. // *Progress in Particle and Nuclear Physics.* — 1999. — Vol. 42. — P. 17 – 26.
32. Evidence for an  $l = 0$  ground state in  $^9\text{He}$  / L. Chen, B. Blank, B. A. Brown et al. // *Phys. Lett. B.* — 2001. — Vol. 505, no. 1–4. — P. 21–26.
33. Falou H. A., Leprince A., Orr N. Structure of the neutron-rich  $n = 7$  isotones

- $^{10}\text{Li}$  and  $^9\text{He}$  // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2011. — Vol. 312, no. 9. — P. 092012.
34. Structure of unbound neutron-rich  $^9\text{He}$  studied using single-neutron transfer / T. Al Kalanee, J. Gibelin, P. Roussel-Chomaz et al. // *Phys. Rev. C*. — 2013. — Vol. 88. — P. 034301.
  35. Three-body correlations in the decay of  $^{10}\text{He}$  and  $^{13}\text{Li}$  / H. T. Johansson, Yu. Aksyutina, T. Aumann et al. // *Nucl. Phys. A*. — 2010. — Vol. 847. — P. 66.
  36. Sharov P. G., Egorova I. A., Grigorenko L. V. Anomalous population of  $^{10}\text{He}$  states in reactions with  $^{11}\text{Li}$  // *Phys. Rev. C*. — 2014. — Vol. 90. — P. 024610.
  37. Correlation studies of the  $^5\text{H}$  spectrum / M. S. Golovkov, L. V. Grigorenko, A. S. Fomichev et al. // *Phys. Rev. C*. — 2005. — Vol. 72. — P. 064612.
  38. Sensitivity of three-body decays to the reactions mechanism and the initial structure by example of  $^6\text{Be}$  / L. V. Grigorenko, I. A. Egorova, R. J. Charity, M. V. Zhukov // *Phys. Rev. C*. — 2012. — Vol. 86. — P. 061602.
  39. Is there a low-lying  $1^-$  state in  $^{10}\text{He}$ ? / L. V. Chulkov, T. Aumann, B. Jonson et al. // *Phys. Lett. B*. — 2013. — Vol. 720, no. 4. — P. 344–346.
  40. Forssen C., Efros V. D., Zhukov M. V. Analytical  $E_1$  strength functions of two-neutron halo nuclei:  $^{11}\text{Li}$  and  $^{14}\text{Be}$  // *Nucl. Phys. A*. — 2002. — Vol. 706, no. 1. — P. 48–60.
  41. First observation of ground state dineutron decay:  $^{16}\text{Be}$  / A. Spyrou, Z. Kohley, T. Baumann et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — P. 102501.
  42. Fowler W. A., Caughlan G. R., Zimmerman B. A. Thermonuclear reaction rates // *Ann. Rev. Astr. Astrophys.* — 1967. — Vol. 5. — P. 525.
  43. Structure of light proton-rich nuclei on the drip-line / V. Guimaraes, S. Kubono, M. Hosaka et al. // *Nucl. Phys. A*. — 1995. — Vol. 588. — P. 161c.
  44. Structure of  $^{17}\text{Ne}$  by the three-neutron pick-up ( $^3\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ) reaction / V. Guimaraes, S. Kubono, M. Hosaka et al. // *Z. Phys. A*. — 1995. — Vol. 353. — P. 117–118.

45. Zhukov M. V., Thompson I. J., the Russian-Nordic-British Theory (RNBT) Collaboration. Existence of proton halos near the drip line // *Phys. Rev. C*. — 1995. — Vol. 52. — P. 3505.
46. Grigorenko L. V., Mukha I. G., Zhukov M. V. Prospective candidates for the two-proton decay studies I: structure and coulomb energies of  $^{17}\text{Ne}$  and  $^{19}\text{Mg}$  // *Nucl. Phys. A*. — 2003. — Vol. 713. — P. 372.
47. Grigorenko L. V., Parfenova Y. L., Zhukov M. V. Possibility to study a two-proton halo in  $^{17}\text{Ne}$  // *Phys. Rev. C*. — 2005. — Vol. 71. — P. 051604.
48. Investigation of the CNO-break-out reaction:  $^{15}\text{O}(2p, \gamma)^{17}\text{Ne}$  by the coulomb dissociation of  $^{17}\text{Ne}$  / J. Marganec, T. Aumann, M. Heil et al. // *J.Phys.:Conf.Ser.* — 2012. — Vol. 337. — P. 012011.
49. Coulomb and nuclear excitations of narrow resonances in  $^{17}\text{Ne}$  / J. Marganec, F. Wamers, F. Aksouh et al. // *Phys. Lett. B*. — 2016. — Vol. 759. — P. 200.
50. Görres J., Wiescher M., Thielemann F.-K. Bridging the waiting points: The role of two-proton capture reactions in the  $rp$  process // *Phys. Rev. C*. — 1995. — Jan. — Vol. 51. — P. 392–400.
51. Grigorenko L. V., Zhukov M. V. Three-body resonant radiative capture reactions in astrophysics // *Phys. Rev. C*. — 2005. — Vol. 72. — P. 015803.
52. Grigorenko L. V., Zhukov M. V. Two-proton radioactivity and three-body decay. III. integral formulas for decay widths in a simplified semianalytical approach // *Phys. Rev. C*. — 2007. — Vol. 76. — P. 014008.
53. Radioactive decays at limits of nuclear stability / M. Pfützner, M. Karny, L. V. Grigorenko, K. Riisager // *Rev. Mod. Phys.* — 2012. — Vol. 84, no. 2. — P. 567.
54. Excitation and decay of the first excited state of  $^{17}\text{Ne}$  / M. J. Chromik, B. A. Brown, M. Fauerbach et al. // *Phys. Rev. C*. — 1997. — Vol. 55. — P. 1676.
55. Warburton E. K., Brown B. A. Effective interactions for the  $0p1s0d$  nuclear shell-model space // *Phys. Rev. C*. — 1992. — Sep. — Vol. 46. — P. 923–944.

56. Garrido E., Jensen A. S., Fedorov D. V. Necessary conditions for accurate computations of three-body partial decay widths // *Phys. Rev. C*. — 2008. — Vol. 78. — P. 034004.
57. Two-proton spectroscopy of low-lying states in  $^{17}\text{Ne}$  / M. J. Chromik, P. G. Thirolf, M. Thoennessen et al. // *Phys. Rev. C*. — 2002. — Vol. 66. — P. 024313.
58. Study of light proton-rich nuclei by complete kinematics measurements / T. Zerguerras, B. Blank, Y. Blumenfeld et al. // *Eur. Phys. J. A*. — 2004. — Vol. 20. — P. 389–396.
59. Experimental study of the two-proton correlated emission from the excited states of  $^{17,18}\text{Ne}$  and  $^{28,29}\text{Si}$  / C.J. Lin, X.X. Xu, H.M. Jia et al. // *Nucl. Phys. A*. — 2010. — Vol. 834, no. 1. — P. 450c–453c. — The 10th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions (NN2009).
60. Experimental research on two-proton emissions from the excited states of proton-rich nuclei close to the drip line / C. J. Lin, X. X. Xu, H. M. Jia et al. // Proceedings of the 12th Asia Pacific Physics Conference (APPC12). — 2014. — P. 013026.
61. Search for  $2p$  decay of the first excited state of  $^{17}\text{Ne}$  / P. G. Sharov, A. S. Fomichev, A. A. Bezbakh et al. // *Phys. Rev. C*. — 2017. — Vol. 96. — P. 025807.
62. High resolution line for secondary radioactive beams at the U400M cyclotron / A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, S.V. Stepantsov et al. // *Nuclear Instruments and Methods B*. — 1997. — Vol. 126, no. 1. — P. 236–241.
63. Status of ACCULINNA beam line / A.M. Rodin, S.V. Stepantsov, D.D. Bogdanov et al. // *Nuclear Instruments and Methods B*. — 2003. — Vol. 204. — P. 114–118.
64. Photomultiplier tube R9880U-20. — Access mode: <https://www.hamamatsu.com/us/en/R9880U-20.html>.
65. A study of  $^{17}\text{N}$  levels and  $t = 3/2$  multiplets in mass 17 nuclei / D. Hartwig,

- G. Th. Kaschl, G. Mairle, G. J. Wagner // *Zeitschrift für Physik*. — 1971. — Vol. 246, no. 5. — P. 418–423.
66. A global nucleon optical model potential / R. L. Varner, W. J. Thompson, T. L. McAbee et al. // *Phys. Rep.* — 1991. — Vol. 201, no. 2. — P. 57–119.
67. Geant4 — a simulation toolkit / S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et al. // *Nuclear Instruments and Methods A*. — 2003. — Vol. 506, no. 3. — P. 250–303.
68. Geant4 developments and applications / J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis et al. // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. — 2006. — Feb. — Vol. 53, no. 1. — P. 270–278.
69. From coulomb excitation cross sections to nonresonant astrophysical rates in three-body systems: The  $^{17}\text{Ne}$  case / Yu. L. Parfenova, L. V. Grigorenko, I. A. Egorova et al. // *Phys. Rev. C*. — 2018. — Sep. — Vol. 98. — P. 034608.
70. Soft dipole mode in  $^{17}\text{Ne}$  and the astrophysical  $2p$  capture on  $^{15}\text{O}$  / L. V. Grigorenko, K. Langanke, N. B. Shulgina, M. V. Zhukov // *Phys. Lett. B*. — 2006. — Vol. 641. — P. 254.