

На правах рукописи
УДК 539.172.14 + 539.172.17

ГОЛОВКОВ
Михаил Сергеевич

ИЗОТОПЫ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ
ЗА ГРАНИЦЕЙ НУКЛОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание учёной степени
Доктора физико-математических наук

Дубна – 2008

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова
Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор,
Карнаухов Виктор Александрович

доктор физико-математических наук, профессор,
Абрамович Сергей Николаевич

доктор физико-математических наук, профессор,
Жуков Михаил Васильевич

Ведущая организация:

НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцина
МГУ им. М.В. Ломоносова

Защита состоится " _____ " _____ 2009 г. в _____ часов
на заседании диссертационного совета Д 720.001.06 при Лаборатории нейтронной
физики им. И.М. Франка и Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова
Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна, Московская область).

С диссертацией можно ознакомиться в НТБ Объединенного института ядерных
исследований.

Автореферат разослан " _____ " _____ 2009 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета

А.Г. Попеко

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Настоящая работа основана на ряде экспериментов, выполненных в основном в Лаборатории Ядерных Реакций и посвящённых исследованию нейтронно-избыточных изотопов водорода ($^4,5\text{H}$) и гелия ($^7,9\text{He}$), лежащих за границей нуклонной стабильности. Эта область привлекает особое внимание прежде всего потому что:

- ядра в этой области могут обладать специфическими свойствами, отличными от свойств ядер, расположенных вдоль линии стабильности, причем именно здесь граница нуклонной стабильности наиболее доступна для экспериментального исследования,

- сравнительно небольшое число нуклонов в таких системах позволяет проводить сравнение экспериментальных данных с безмодельными расчётами в рамках решения задачи нескольких тел, исходя только из параметров нуклон-нуклонного взаимодействия.

Выбор объекта исследования определился с одной стороны тем, что эти изотопы представляют из себя относительно простые ядерные системы, наиболее доступные для последовательного теоретического анализа. С другой стороны, подобные системы представляют несомненный интерес, поскольку именно здесь можно достичь максимального отношения числа нейтронов к числу протонов, что, например, напрямую связано с вопросом о возможности существования чисто нейтронных ядер. Исходя из самых общих представлений, именно в области пограничных ядер можно ожидать появления специфических свойств, значительно отличных от свойств хорошо связанных ядер. Исследование лёгких ядер вблизи и за границей нуклонной стабильности потребовало принципиально новых подходов как при планировании и проведения экспериментов, так и для теоретического анализа полученных результатов. Такие подходы были разработаны и реализованы в настоящей работе.

Целью работ, вошедших в диссертацию, явилось экспериментальное изучение изотопов водорода и гелия, лежащих за границей нуклонной стабильности. Можно выделить два основных аспекта в рамках решения поставленной задачи:

(i) разработка экспериментальной методики, основанной на проведении измерений, в которых, наряду с заселением резонанса, измеряются также корреляции (угловые и энергетические), связанные с распадом этого резонанса. Подобный подход позволяет не только определить вероятность заселения резонанса, но и, в ряде случаев, получить уникальную информацию о резонансных свойствах, например, однозначно определить квантовые характеристики резонансов, (ii) создание метода теоретического анализа экспериментальных данных, основанного на моделировании физического процесса для сравнения расчётов с экспериментальными результатами с учетом эффективности регистрирующей системы.

Научная новизна. В настоящей работе был разработан новый метод экспериментального изучения резонансов, основанный на корреляционном анализе продуктов распада. Свойства атомных ядер, расположенных вблизи границы нуклонной стабильности, в значительной степени определяются сильным взаимодействием и не претерпевают кардинальных изменений при переходе через эту границу. Однако для ядер, энергия связи которых превышает порог распада, открываются принципиально новые возможности экспериментального исследования, связанные с измерением корреляций продуктов распада из анализа которых можно получить уникальную информацию о внутренней структуре. Впервые этот метод в полном объёме был применён в экспериментах на радиоактивных пучках для изучения легких нейтронно-избыточных систем (тяжёлых изотопов водорода и гелия), лежащих за границей нуклонной стабильности.

При изучении изотопа водорода ^4H корреляционный анализ позволил не только получить резонансные параметры основного состояния этого изотопа, но и разрешить проблему сильного разброса параметров этого резонанса, полученных в предшествующих экспериментальных исследованиях, посвященных изучению ^4H в различных реакциях. В экспериментах по изучению ^5H впервые был надежно установлен спектр нижних состояний этого изотопа. Во всех предшествующих работах квантовые характеристики состояний приписывались на основании модельных расчетов положения и ширины наблюдаемых резонансов. В настоящей

работе впервые спины и четности состояний однозначно определялись на основе анализа измеренных угловых распределений продуктов распада. В экспериментах по изучению ${}^7\text{He}$ впервые наблюдалось возбужденное состояние при энергии 3.3 ± 0.3 МэВ выше порога ${}^6\text{He}+n$ распада, обладающее специфическими свойствами распада. Анализ характеристик распада позволил однозначно определить структуру и квантовые характеристики этого состояния. При изучении изотопа ${}^9\text{He}$ были использованы два различных подхода. В реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He},p){}^9\text{He}$ помимо наблюдения спектра недостающей массы, соответствующей заселению спектра ${}^9\text{He}$, впервые проводилось измерение угловых распределений распада в широком диапазоне в системе центра массы ${}^9\text{He}$. В резонансном $p+{}^8\text{He}$ рассеянии заселялись уровни ядра ${}^9\text{Li}$ с изотопическим спином $T=5/2$, являющиеся изобарическими аналогами нижних состояний в ядре ${}^9\text{He}$. Совместный анализ данных обоих экспериментов позволил надежно установить структуру спектра состояний ядра ${}^9\text{He}$, в значительной степени отличную от структуры, считавшейся общепризнанной до настоящей работы.

Практическая ценность. Большое внимание в работе уделялось методическим проблемам, связанным с надежностью и достоверностью получения информации о структуре атомных ядер в результате анализа экспериментальных данных. Проблема состоит в том, что на формирование наблюдаемых в эксперименте спектров помимо внутренней структуры ядер, участвующих во взаимодействии значительное влияние может оказывать динамика ядерных процессов. Особую актуальность эта проблема приобретает при изучении относительно широких перекрывающихся состояний, что является характерной чертой для состояний ядер вблизи границы стабильности. Разработанный в настоящей диссертации метод, основанный на корреляционном анализе и последовательном учете эффективности регистрации детектирующей системы, может найти широкое применение для исследования ядер, удаленных от линии стабильности в любую сторону.

Конкретные результаты, полученные в настоящей работе и связанные с новой информацией о структуре состояний изотопов ${}^{4,5}\text{H}$ и ${}^{7,9}\text{He}$, могут найти (и уже находят) применение для проверки теоретических моделей, посвященных описанию малонуклонных систем вблизи границы стабильности.

Апробация работы и публикации. Результаты диссертационной работы были представлены на следующих совещаниях и конференциях:

- Международный симпозиум EXON-2001, Байкал, Россия, 24-28 июля 2001 г.
- 17 Международная конференция «Nuclear Physics in Astrophysics», Дебрецен, Венгрия, 30 сентября – 4 октября 2002 г.
- VIII Международная конференция Nucleus – Nucleus Collisions, Москва, Россия, 17-21 июля 2003 г.
- Международный симпозиум EXON-2004, Петергоф, Россия, 5-12 июля 2004г.
- The Seventh International Conference on Radioactive Nuclear Beams (RNB7), Кортина д'Ампеццо, Италия, 3-7 июля 2006 г.
- Международный симпозиум EXON-2006, Ханты-Мансийск, Россия, 5-12 июля 2006 г.,

а так же докладывались на многочисленных семинарах в ЛЯР ОИЯИ, GSI (Дармштадт, Германия), UCL (Лувен-ла-Нев, Бельгия).

По результатам исследований, составивших основу диссертации, опубликовано 19 работ в реферируемых журналах. Результаты, вошедшие в эти работы были получены автором в период 1997-2006 гг.

Структура и объём диссертации.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Диссертация изложена на 183 страницах машинописного текста, включая 57 рисунков, 11 таблиц и библиографический список литературы из 126 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении даётся общая картина экспериментальных исследований в области изучения легких ядер на границе нуклонной стабильности, сложившаяся к началу настоящей работы, обосновывается выбор направления и объектов исследования.

Общие методические вопросы, связанные с проведением экспериментов, лежащих в основе настоящей работы, обсуждаются в **первой главе**. Здесь дано описание основной экспериментальной установки, фрагмент-сепаратора АКУЛИНА (рисунок 1), предназначенной для получения радиоактивных пучков.

Большинство экспериментов, представленных в настоящей работе, были выполнены на вторичных пучках этого сепаратора, который использовался в двух режимах работы.

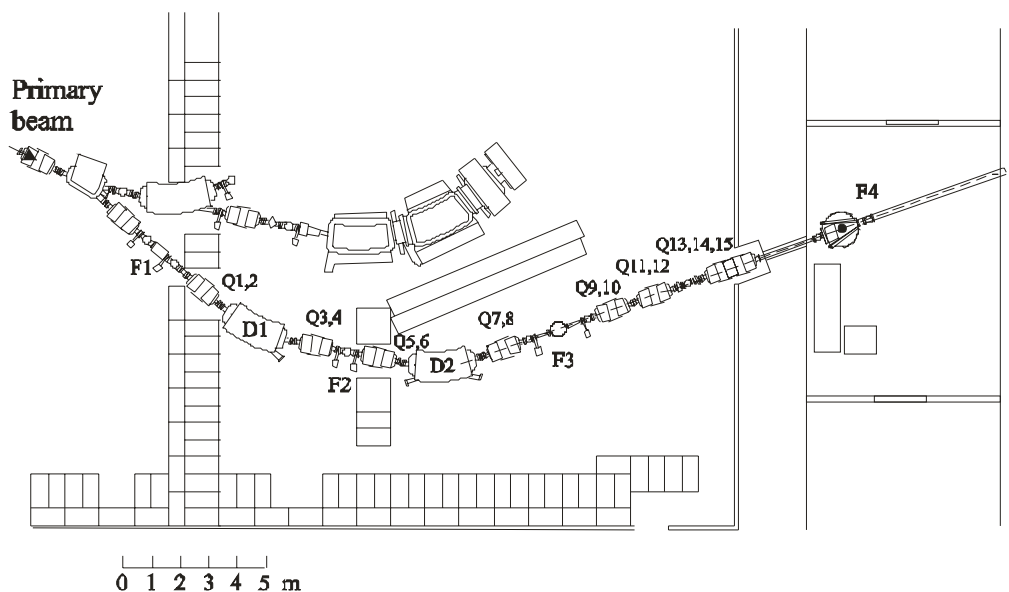


Рисунок 1. Схема сепаратора АКУЛИНА

Для производства вторичных пучков короткоживущих изотопов гелия (${}^{6,8}\text{He}$) с энергией порядка 25 МэВ на нуклон сепаратор работал в ахроматическом режиме и служил для сепарации изотопов гелия, рождающихся при взаимодействии первичного пучка циклотрона с производящей мишенью (расположенной в первом фокусе **F1**) от примеси сопутствующих изотопов. Набор квадрупольных линз (**Q9-Q15**) фокусировал вторичный пучок в центр мишени, расположенной в вакуумной камере рассеяния в выходном фокусе сепаратора **F4**. Система диагностики пучковых частиц до взаимодействия с мишенью включала два сцинтилляционных детектора для измерения времени пролета на базе 8.5 метра и две многопроволочные ионизационные камеры для трекинга пучка на мишень. Измерение времени пролета и удельной ионизации пучковых частиц позволило в процессе анализа данных уменьшить неопределенность энергии ионов ${}^{6,8}\text{He}$ до 0.5% и полностью подавить вклад событий, вызванных взаимодействием примесных ионов с материалом мишени.

В экспериментах на пучке трития с энергией 57 МэВ фрагмент сепаратор использовался в дисперсионном режиме, что позволило уменьшить энергетический

и угловой разбросы первичного пучка трития из циклотрона до 0.3 МэВ (FWHM) и 7 мрад, соответственно.

В большинстве описываемых экспериментов в качестве мишеней использовались изотопы водорода: водород, дейтерий или тритий. Известно две принципиальные возможности работы с водородными мишенями: использование твердотельных мишеней, изготовленных из водородсодержащих материалов (полиэтилен, дейтерированный полиэтилен, титан, насыщенный тритием) либо использование газовых, как правило, криогенных (для повышения плотности) мишеней. Твердотельные мишени значительно более просты и удобны в эксплуатации, в то время как газовые мишени представляют из себя довольно сложные устройства. Дополнительные сложности возникают при разработке газовой тритиевой мишени из-за требований радиационной безопасности при эксплуатации такого устройства. Однако расчеты показывают, что газовые мишени обладают существенными преимуществами по сравнению с твердотельными как в смысле достижения лучшего энергетического разрешения в эксперименте так и по фоновым условиям. По этой причине в качестве основного был выбран второй путь – разработка и изготовление уникальной газовой тонкостенной криогенной мишени, удовлетворяющей условиям радиационной безопасности при работе с тритием в качестве рабочего вещества. Минимальная температура газовой ячейки составляет 12К, что дает возможность использовать мишень с любым изотопом водорода как в газообразном, так и в жидком агрегатном состоянии.

Основным типом детекторов для регистрации заряженных частиц в выходном канале реакции были позиционно чувствительные кремниевые детекторы большой площади. Позиционная чувствительность обеспечивалась тем, что поверхность одной (или обеих) сторон была сегментирована на изолированные области, сигнал с которых поступал на независимые спектрометрические тракты. Для регистрации продуктов реакций под малыми относительно направления пучка углами использовались кольцевые детекторы, имеющие внутренний и внешний диаметры 32 и 82 мм соответственно. Большинство детекторов были изготовлены фирмой ЭЛМА (г. Зеленоград). Использовались также детекторы производства фирмы Micron Semiconductor (Великобритания), немного отличающиеся по геометрическим параметрам. Типичное энергетическое разрешение всех

детекторов составляло около 40 кэВ (FWHM). Для обеспечения толщины детектирующей системы, достаточной для полной остановки регистрируемой частицы, применялись сборки (телескопы), представлявшие собой стопки отдельных детекторов, установленных друг за другом, что позволяло провести идентификацию продуктов реакций стандартным $\Delta E-E$ методом в широком энергетическом диапазоне. Большое разнообразие форм, размеров и толщин детекторов позволяло обеспечивать высокую эффективность измерений в различных условиях, определяемых спецификой конкретного опыта. Кроме кремниевых телескопов в некоторых экспериментах (там, где была необходимость регистрировать наиболее длиннопробежные частицы) использовались сборки из кремниевых и сцинтилляционных (CsI , BaF_2) детекторов.

Для регистрации нейтронов использовался нейтронный спектрометр DEMON. Детектирующая система спектрометра состояла из отдельных модулей, представляющих собой цилиндры диаметром 16 см и высотой 30 см, заполненные жидким сцинтиллятором типа NE213. Входное окно модуля было закрыто свинцовым листом для защиты от мягких γ -квантов. В различных экспериментах использовались от 41 до 48 модулей. Поскольку энергия нейтронов измерялась по времени пролёта, для обеспечения время-пролетной базы отдельные модули собирались (на воздухе, за пределами камеры рассеяния) в виде стенки, расположенной на расстоянии ~ 2.5 -3 метра от мишени. Для разделения сигналов, вызванных регистрацией нейтронов и γ -квантов, использовался метод, основанный на анализе формы импульса.

В конце первой главы приведено описание измерительной системы и общие принципы организации сбора и предварительной обработки данных в процессе измерений.

Вторая глава посвящена результатам изучения **Водорода-4** в реакциях ${}^3\text{H}(t,d){}^4\text{H}$ и ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$. Глава открывается анализом как теоретических представлений, так и экспериментальных результатов, посвященных изучению изотопа ${}^4\text{H}$ и полученных к началу настоящей работы, формулируется постановка задачи и дается обоснование выбора реакции.

Схема эксперимента показана на рисунке 2. Пучок трития циклотрона У400М Лаборатории Ядерных реакций ОИЯИ с энергией 58 МэВ падал на криогенную

газовую мишень, расположенную в центре вакуумной камеры рассеяния. В экспериментах по изучению ${}^4\text{H}$ в ${}^3\text{H}(t,d)$ реакции мишень заполнялась жидким тритием, в случае ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$ реакции рабочим веществом мишени был жидкий дейтерий. Все остальные детали эксперимента были полностью идентичны.

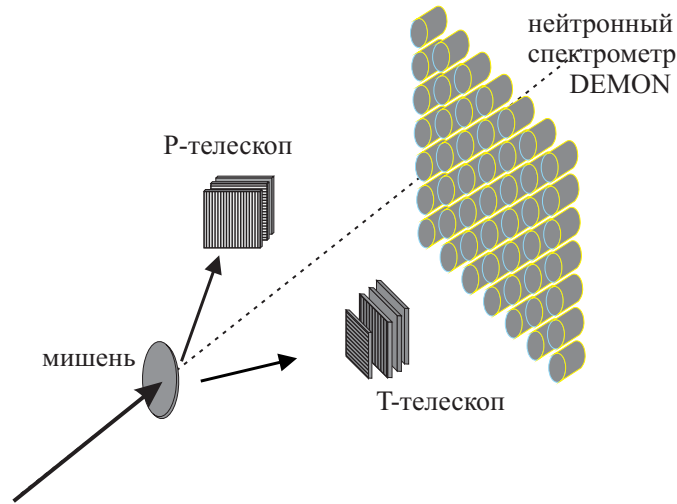


Рисунок 2. Схема эксперимента по изучению ${}^4,5\text{H}$ на пучке трития

Для регистрации заряженных частиц использовались два позиционно чувствительных телескопа, установленных на кронштейнах, вращающихся в горизонтальной плоскости вокруг центральной оси камеры рассеяния. Первый телескоп (P-телескоп), имевший большую суммарную толщину кремния, был предназначен для регистрации высокоэнергичной частицы (протона в случае реакций ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$ и дейтрона в случае реакции ${}^3\text{H}(t,d){}^4\text{H}$). Второй телескоп (T-телескоп), предназначался для регистрации тритона из распада ${}^4\text{H} \rightarrow t+n$. Обе реакции характеризуются тремя стабильными частицами ($p(d)$, t и n) в выходном канале реакции. Регистрация любой пары частиц соответствует условиям полного кинематического эксперимента и позволяет получить исчерпывающую информацию о кинематике процесса. Были проанализированы все парные совпадения из обеих реакций. Широкий угловой диапазон регистрации продуктов реакций позволил выделить основные фоновые процессы (квазисвободное рассеяние и взаимодействия в конечном состоянии) и определить кинематическую область, отвечающую максимальной вероятности заселения резонанса ${}^4\text{H}$.

На основе совместного анализа обеих реакций были определены параметры основного состояния ${}^4\text{H}$ $E_{res} = 3.05 \pm 0.19$ МэВ относительно порога ${}^4\text{H} \rightarrow t+n$

распада. Проведено сравнение полученных результатов с результатами всех предшествовавших исследований.

В третьей главе после изложения истории вопроса и обоснования выбора направления исследований описаны три эксперимента в которых изучался **Водород-5**. В первом эксперименте в реакции ${}^1\text{H}({}^6\text{He},pp){}^5\text{H}$ были определены параметры основного состояния ${}^5\text{H}$. В реакции двух-нейтронной передачи ${}^3\text{H}(t,p){}^5\text{H}$ Водород-5 изучался в двух различных кинематических областях, соответствующих передаче двух нейтронов от снаряда к мишени (область передних углов в лабораторной системе) и передаче от мишени к снаряду (область задних углов в лабораторной системе). В последнем случае был проведен корреляционный анализ экспериментальных данных в рамках трёх-частичной $t+n+n$ модели, основанный на разложении волновой функции ${}^5\text{H}$ в ряд по гиперсферическим гармоникам, который позволил однозначно определить спины и чётности резонансных состояний.

Первый опыт, посвященный экспериментальному изучению ${}^5\text{H}$ в реакции ${}^1\text{H}({}^6\text{He},pp){}^5\text{H}$ проводился на пучке циклотрона У400М Лаборатории Ядерных реакций ОИЯИ. Фрагмент-сепаратор АКУЛИНА использовался для получения вторичного пучка ${}^6\text{He}$ с энергией 36 МэВ/нуклон и интенсивностью $\sim 3 \cdot 10^4$ частиц/с. Схема экспериментальной установки показана на рисунке 3. Протоны из реакции регистрировались телескопом полупроводниковых детекторов, разработанном в РИКЕНе (Япония). Телескоп состоял из 7 кольцевых детекторов, первый из которых имел толщину 300 мкм и был сегментирован на 16 концентрических колец с одной стороны и 8 секторов – с другой. Последующие 6 детекторов имели толщину ~ 1 мм и были сегментированы с одной стороны на 8 секторов. Все кольца и сектора имели индивидуальные спектрометрические тракты, обеспечивая позиционную чувствительность и возможность одновременной регистрации нескольких частиц. Регистрация обоих протонов из реакции ${}^1\text{H}({}^6\text{He},pp)$ позволяет определить недостающую массу остатка ${}^5\text{H}$.

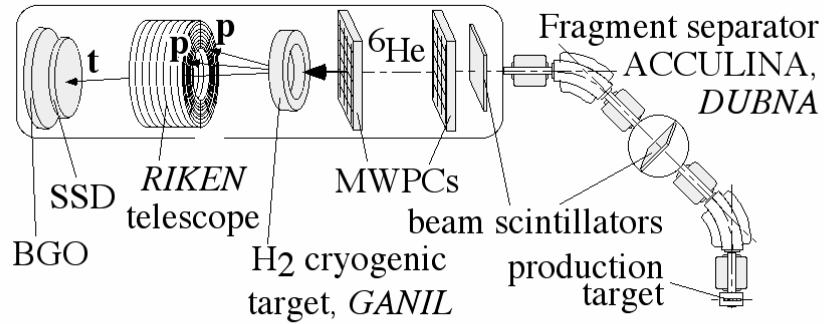


Рисунок 3. Схема эксперимента по изучению ${}^5\text{H}$ в реакции ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, pp)$.

Помимо РИКЕН-телескопа на расстоянии ~ 50 см позади мишени на оси пучка был установлен телескоп, состоявший из полупроводникового ΔE детектора и BGO кристалла и предназначенный для регистрации тритонов из распада ${}^5\text{H} \rightarrow t + 2n$ в совпадениях с протонами. Совпадения двух протонов с тритонами из распада ${}^5\text{H}$ позволяют существенно уменьшить вклад фоновых процессов в спектр недостающей массы ${}^5\text{H}$. На рисунке 4 приведен спектр недостающей массы, измеренный в совпадениях с тритонами. На рисунке отчетливо выделяется пик при энергии ~ 2 МэВ выше порога распада ${}^5\text{H} \rightarrow t + n + n$. Анализ возможных нерезонансных фоновых процессов (кривые 1-3 на рисунке 4) позволяет однозначно интерпретировать пик при энергии 2 МэВ как резонансное состояние ядра ${}^5\text{H}$. Чтобы определить параметры резонанса измеренный спектр фитировался суммой резонансного вклада (формула Брейта-Вигнера) и вклада возможных фоновых процессов, представленных на рисунке кривыми 1-3. Для сравнения с экспериментальными данными расчетные кривые поправлялись на эффективность регистрации. Кривая 4 показывает результат подгонки с параметрами $E^{obs} = 1.7 \pm 0.3$ МэВ, $\Gamma^{obs} = 1.9 \pm 0.4$ МэВ.

Измеренные угловые распределения и энергетические корреляции протонов хорошо согласуются с предположением о механизме протонного подхвата со значением переданного углового момента $L_{tr}=0$. Это, в свою очередь, позволяет обоснованно предположить, что наблюдаемый резонанс является основным состоянием ${}^5\text{H}$, имеющим значения квантовых характеристик $J^\pi=1/2^+$.

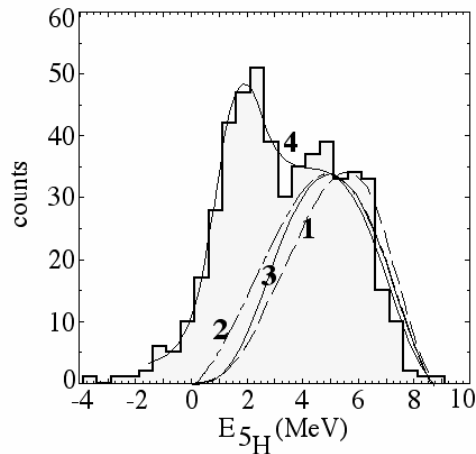


Рисунок 4. Спектр недостающей массы ${}^5\text{H}$, измеренный в совпадениях с тритонами.

Первый опыт по поиску резонансов ядра ${}^5\text{H}$ в реакции ${}^3\text{H}(t,p){}^5\text{H}$ был выполнен в геометрии, предусматривавшей регистрацию протонов в области передних углов. Эксперимент проводился на пучке циклотрона У400М Лаборатории Ядерных реакций ОИЯИ. Первичный пучок ионов трития с энергией ~ 58 МэВ и интенсивностью $\sim 10^9$ частиц/секунду фокусировался на входную диафрагму модифицированного фрагмент-сепаратора АКУЛИНА, который использовался для уменьшения угловой расходимости и энергетического разброса первичного пучка циклотрона. В результате пучок тритонов с типичной интенсивностью $3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ фокусировался в центре мишени, расположенной в вакуумной камере рассеяния. Размер пучка на мишени не превышал 5 мм в диаметре, энергетический и угловой разбросы после прохождения сепаратора составляли 0.3 МэВ (FWHM) и 7 мрад, соответственно.

Схема эксперимента, полностью идентичная опыту по изучению ${}^4\text{H}$, представлена на рисунке 2. Для регистрации заряженных продуктов реакции была выбрана двухплечевая геометрия. Два телескопа полупроводниковых детекторов, предназначенные для регистрации протонов и тритонов, соответственно, располагались по разные стороны оси пучка. Протонный телескоп состоял из четырёх кремниевых детекторов с толщинами 400 мкм, 2×1 мм и 6 мм. По другую сторону оси пучка располагался телескоп, предназначенный для регистрации тритонов из распада резонансов ${}^5\text{H}$. Для регистрации нейтронов использовался времяпролетный спектрометр DEMON, 41 модуль которого располагался за

пределами камеры рассеяния на расстоянии 2.5 м от мишени и обеспечивал регистрацию нейтронов в диапазоне углов $37^\circ \pm 19^\circ$ в лабораторной системе координат. Эксперимент был прежде всего ориентирован на получение спектра недостающей массы ${}^5\text{H}$, восстановленного по измеренным углам вылета и энергии протона. Как и в предыдущем эксперименте по поиску резонансов ${}^5\text{H}$ в реакции ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, pp)$, измерение совпадений протонов с продуктами распада резонанса ${}^5\text{H}$ (тритонами и/или нейтронами) прежде всего предполагалось использовать для выделения интересующего процесса от фона сопутствующих реакций, в основном являющихся следствием взаимодействия тритиевого пучка с материалом мишенных окон. Проведенный анализ спектра недостающей массы ${}^5\text{H}$ показал, что основным процессом, ответственным за формирование наблюдаемого спектра, является механизм квазисвободного рассеяния пучковых тритонов на протонах, связанных в мишенном тритии. В этом процессе два ненаблюдаемых нейтрона являются спектаторами и, следовательно, должны иметь импульсное распределение со средним нулевым значением в лабораторной системе координат. Регистрация нейтронов из распада резонансных состояний ${}^5\text{H}$ позволила (ценой значительного уменьшения эффективности регистрации) выделить кинематическую область с минимальным вкладом процесса квазисвободного рассеяния и наблюдать структуру, связанную с заселением резонансных состояний ${}^5\text{H}$. Несмотря на малую статистику опыте в спектре недостающей массы отчетливо наблюдался пик при энергии ~ 1.8 МэВ над порогом ${}^5\text{H} \rightarrow t+n+n$ распада с наблюдаемой шириной, сравнимой с экспериментальным разрешением. Положение резонанса $E_{\text{obs}} = 1.8 \pm 0.1$ МэВ находится в хорошем согласии с результатами, полученными из ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, pp){}^5\text{H}$ реакции (1.7 ± 0.1 МэВ). Наблюдаемая ширина (0.4 МэВ) сравнима с инструментальным разрешением эксперимента. Малая статистика позволяет лишь дать оценку верхнего предела $\Gamma_{\text{res}} < 0.5$ МэВ ширины резонанса. В принципе, эту величину можно соотнести с результатом, полученным в предыдущей работе ($\Gamma_{\text{obs}} = 1.9 \pm 0.1$ МэВ), при условии, что экспериментальное разрешение в той работе (1.3 МэВ) было по каким-либо причинам переоценено. Тем не менее, маленькая ширина резонанса, наблюдаемого в этом эксперименте, вызывала ряд вопросов и по другим причинам. Теоретические расчёты, проведенные в рамках трёхчастичной $t+n+n$ модели, дают нижнюю оценку

0.8 МэВ для ширины резонанса $1/2^+$ при энергии резонанса более 1.5 МэВ выше порога распада. Таким образом, малая ширина основного состояния ^5H должна свидетельствовать об очень специфической структуре этой системы. Узость пика, наблюдаемого в спектре недостающей массы, может иметь и другое объяснение. Полученный спектр соответствует регистрации тройных $p-t-n$ совпадений. Как отмечалось выше, двухплечевая геометрия эксперимента приводит в значительному уменьшению эффективности регистрации тройных совпадений. Другими словами, регистрируемые события отвечают очень ограниченной области углов продуктов распада ^5H . Это приводит к возможности проявления интерференции наблюдаемого резонанса с другими структурами, например, с перекрывающимся дублетом широких состояний $5/2^+-3/2^+$, предсказываемых в теоретических расчетах. Маленькая статистика (вызванная, прежде всего, необходимостью регистрации тройных совпадений для выделения процесса) не позволяла сделать более определённые выводы.

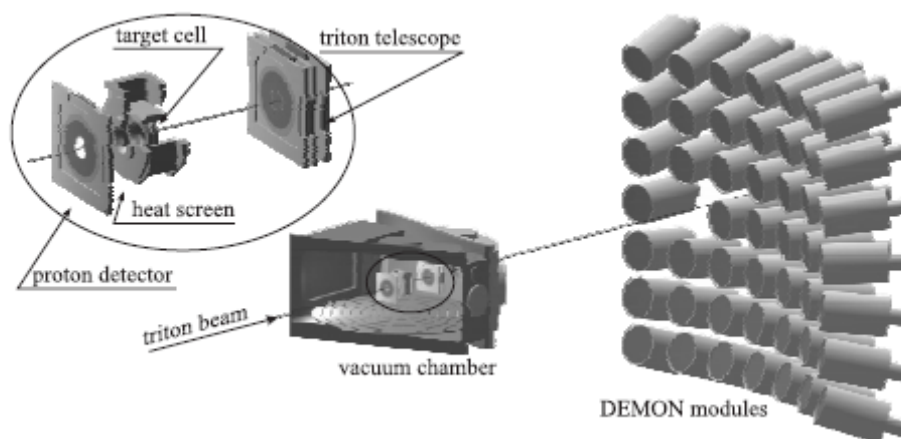


Рисунок 5. Схема эксперимента для исследования спектра ^5H в реакции $^3\text{H}(t,p)$ при регистрации протонов в задней полусфере.

Поскольку основные проблемы наблюдения резонансных структур ^5H были связаны с конкурирующим процессом квазисвободного рассеяния в следующем опыте была выбрана геометрия, соответствующая регистрации протонов в области задних углов лабораторной системы координат. Вследствие симметрии во входном канале реакции эта область физически эквивалентна области передних углов регистрации протонов для процесса заселения резонансов ^5H в реакции

двухнуклонной передачи, в то время как процесс квазисвободного рассеяния практически полностью подавлен в этой кинематической области. Геометрия опыта, представленная на рисунке 5, была оптимизирована для регистрации совпадений протонов из реакции ${}^3\text{H}(t,p){}^5\text{H}$ с продуктами распада ${}^5\text{H}$ с большой эффективностью.

При анализе экспериментальных данных рассматривались события, соответствующие тройным $p-t-n$ совпадениям, что позволяло восстановить полную кинематику процесса $t+t \rightarrow p+t+2n$ и представлять результаты в любых переменных, наиболее наглядно отражающих специфику процесса. На рисунке 6 данные представлены в виде двумерного спектра в координатах недостающей массы ${}^5\text{H}$ и угла вылета трития (θ_t) в системе покоя ${}^5\text{H}$ относительно направления переданного импульса. В спектре обращает на себя внимание гладкое поведение по координате недостающей массы и резкие осцилляции по углу вылета трития. Основой модельного анализа явилось разложение волновой функции ${}^5\text{H}$ по гиперсферическим функциям.

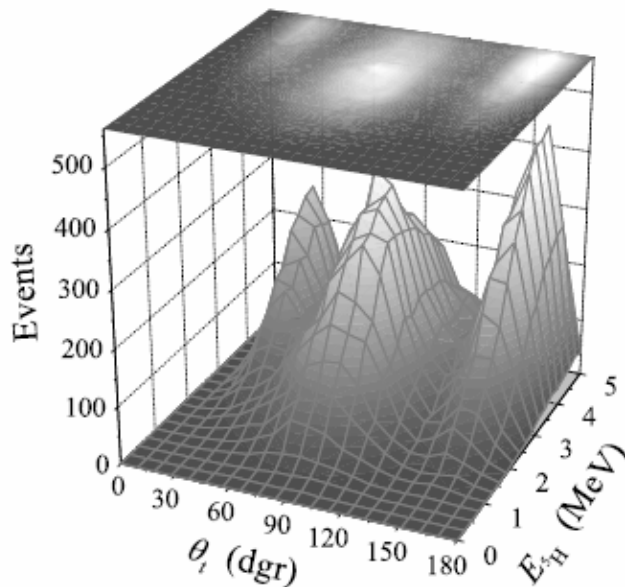


Рисунок 6. Экспериментальные данные, соответствующие измерению тройных $p-t-n$ совпадений и представленные в виде двумерного распределения в координатах полной энергии $E_{5\text{H}}$ и угла вылета трития (θ_t) в системе покоя ${}^5\text{H}$ относительно направления переданного импульса.

Пользуясь предположением о двуступенчатом механизме реакции (заселение резонанса в реакции передачи двух нейтронов с последующим

распадом) спиновое состояние ${}^5\text{H}$ описывалось с помощью матрицы плотности, причем параметры матрицы рассматривались как свободные параметры при описании экспериментальных данных. В рамках простой модели с минимальным количеством свободных параметров удалось удовлетворительно описать весь набор экспериментальных данных. Качество описания угловых распределений для различных диапазонов полной энергии ${}^5\text{H}$ приведено на рисунке 7.

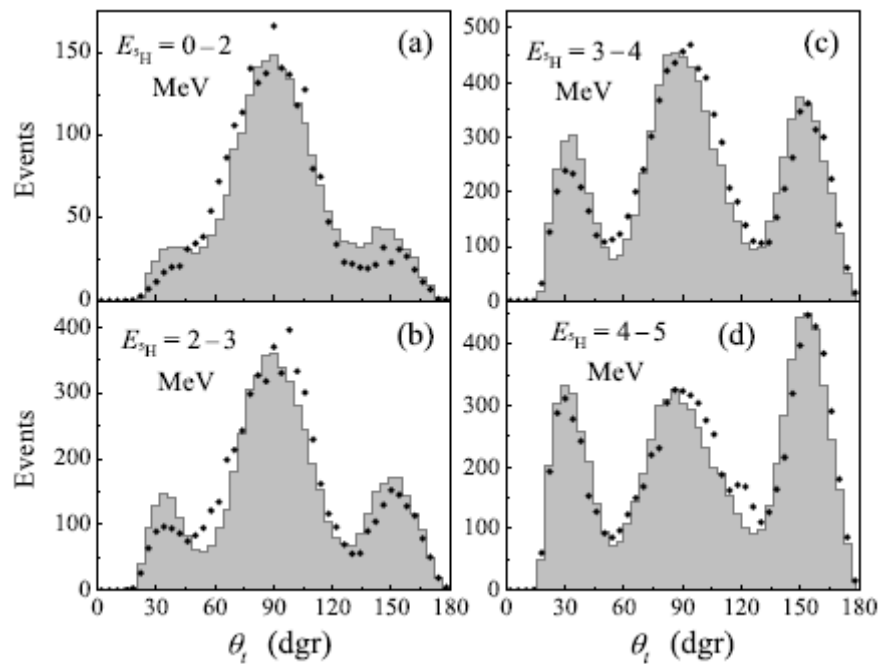


Рисунок 7. Угловое распределение тритонов в системе покоя ${}^5\text{H}$ для разных диапазонов полной энергии E_{5H} . Экспериментальные данные показаны ромбами, серой гистограммой показан модельный расчёт, поправленный на эффективность регистрации.

Осциллирующий характер угловых распределений однозначно свидетельствует о том, что основным процессом в реакции является заселение дублета широких перекрывающихся состояний ($J^\pi = 5/2^+, 3/2^+$) с центром тяжести в области 5-6 МэВ. В то-же время специфическое поведение угловых распределений при энергии ниже 2 МэВ свидетельствует о заметном вкладе заселения основного состояния без учета которого невозможно удовлетворительно описать поведение экспериментальных данных при малых энергиях.

Совместный анализ результатов трёх экспериментов позволил установить, что основное состояний ${}^5\text{H}$ расположено при энергии 1.8 МэВ выше порога распада и имеет спин-чётность $J^\pi = 1/2^+$, дублет широких практически вырожденных по

энергии возбуждённых состояний ($J^\pi = 5/2^+, 3/2^+$) имеет максимум при энергии ~ 5 МэВ.

Четвёртая глава посвящена изучению спектра возбуждённых состояний **Гелия-7** в реакциях однонуклонной передачи $^1\text{H}(^8\text{He},d)^7\text{He}$ и $^2\text{H}(^6\text{He},p)^7\text{He}$.

Эксперимент по изучению реакции нейтронного подхвата $^1\text{H}(^8\text{He},d)^7\text{He}$ проводился на вторичном пучке магнитного сепаратора RIPS (RIKEN, Япония). Схема эксперимента представлена на рисунке 8.

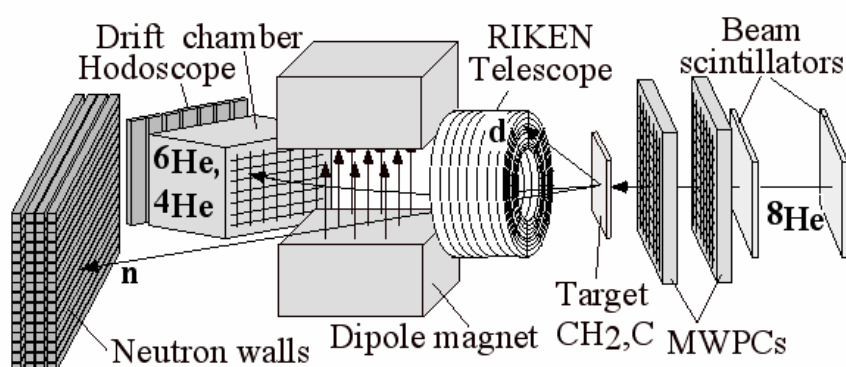


Рисунок 8. Схема эксперимента изучению реакции $^1\text{H}(^8\text{He},d)^7\text{He}$.

В качестве мишени использовались плёнка из полиэтилена (CH_2) и эквивалентная по толщине углеродная самоподдерживающаяся пластинка. Пучок ^8He , с энергией 50 МэВ/нуклон, фокусировался на мишень, расположенную в центре вакуумной камеры рассеяния. Энергия частиц пучка измерялась по времени пролета между парой сцинтилляторов, один из которых был расположен в промежуточном фокусе сепаратора, а другой - непосредственно перед камерой рассеяния. Для определения пространственных характеристик частиц пучка перед камерой рассеяния были установлены две многопроволочные камеры, каждая из которых имела две плоскости проволочек, ориентированных во взаимно ортогональных направлениях. Дейтроны из реакции $^1\text{H}(^8\text{He},d)^7\text{He}$ регистрировались телескопом кремниевых детекторов (RIKEN телескоп), аналогичным использованному в эксперименте по исследованию $^1\text{H}(^6\text{He},pp)^5\text{H}$. Помимо регистрации дейтронов в эксперименте была предусмотрена регистрация других частиц из распада резонансных состояний ядра ^7He . Нейтроны измерялись стенкой пластиковых сцинтилляторов, перекрывающей область передних углов. Заряженные частицы отклонялись магнитным полем дипольного магнита, расположенного позади камеры рассеяния и

регистрировались дрейфовой камерой и годоскопом пластиковых сцинтилляторов, расположенным позади дрейфовой камеры.

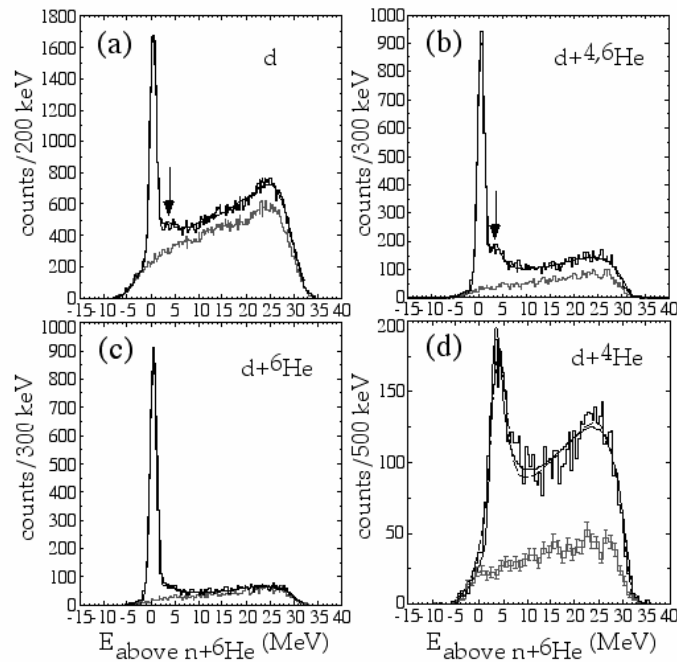


Рисунок 9. Спектры недостающей массы из реакции ${}^1\text{H}({}^8\text{He}, d){}^7\text{He}$, представленные относительно порога развала ${}^7\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + n$: (a) инклюзивный спектр, (b) спектр измеренный в совпадениях с двухзарядными ($Z=2$) частицами, (c) совпадения дейтронов с ${}^6\text{He}$ и (d) совпадения с ${}^4\text{He}$.

На рисунке 9(a) представлен спектр недостающей массы из реакции ${}^1\text{H}({}^8\text{He}, d){}^7\text{He}$. Для измерения фона от процессов взаимодействия пучка с углеродом, содержащимся в полиэтиленовой мишени, было сделано отдельное измерение с углеродной мишени со сравнимой статистикой. Результаты этого измерения, приведённые к тому же интегралу тока пучка, показаны на рисунке серой гистограммой. На панелях (b), (c) и (d) рисунка 9 приведён тот же спектр, но измеренный в совпадениях со всеми двухзарядными частицами, с ${}^6\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ соответственно. Интенсивный пик на панелях (a), (b) и (c) отвечает заселению основного состояния ${}^7\text{He}$, а его ширина характеризует энергетическое разрешение эксперимента. Этот пик отсутствует в спектре совпадений с ${}^4\text{He}$ (панель d), поскольку основное состояние лежит ниже порога развала с образованием α -частицы. Однако в этом спектре наблюдается другой пик, который соответствует заселению возбуждённого состояния ${}^7\text{He}$ энергией 3.3 ± 0.3 МэВ выше порога

${}^6\text{He}+n$ распада. Ширина пика составляет $\Gamma = 2.2 \pm 0.3$ МэВ. Наиболее интересный экспериментальный результат заключается в том, что этот пик (его положение указано стрелками) можно увидеть и на панелях (а) и (b), однако он отсутствует (или трудно различим) в спектре совпадений с ${}^6\text{He}$ (панель с), несмотря на то, что очевидно, канал распада ${}^6\text{He}^* \rightarrow {}^6\text{He}+n$ открыт и энергетически более выгоден, чем ${}^6\text{He}^* \rightarrow {}^4\text{He}+3n$. Этот факт должен отражать специфическую природу этого состояния и находит объяснение в том, что структура этого состояния соответствует нейтрону в $P_{1/2}$ подоболочке, связанному с ядром ${}^6\text{He}$ в возбуждённом ($J^\pi = 2^+$) состоянии. Наиболее вероятное значение квантовых характеристик этого состояния $J^\pi = 5/2^-$.

Теоретические расчёты в рамках оболочечной модели предсказывают существование состояния со спином $1/2^-$ в качестве нижайшего возбуждённого состояния ядра ${}^7\text{He}$. Понятно, что такое состояние должно соответствовать нейтрону в $P_{1/2}$ подоболочке и его положение непосредственно связано с величиной спин-орбитального расщепления. Очевидно, основным каналом распада этого состояния должен быть нейтронный распад, приводящий к заселению основного состояния ${}^6\text{He}$. Однако, в соответствующих спектрах из реакции ${}^1\text{H}({}^8\text{He},d){}^7\text{He}$ (рис. 9 с) не видно никакого пика, кроме пика основного состояния. Это может быть следствием того, что заселение состояния $1/2^-$ в реакции ${}^1\text{H}({}^8\text{He},d){}^7\text{H}$ соответствует двухступенчатому процессу: подхвату одного из нейтронов из $P_{3/2}$ подоболочки и переводу другого нейтрона из $P_{3/2}$ в $P_{1/2}$ подоболочку и слабо заселяться в этой реакции. Этот резонанс может заселяться в реакции ${}^2\text{H}({}^6\text{He},p){}^7\text{He}$ с большим сечением, сравнимым с сечением образования основного состояния ядра ${}^7\text{He}$, поскольку оба процесса соответствуют одноступенчатому механизму прямой передачи нейтрона. Эксперимент, посвящённый исследованию ${}^2\text{H}({}^6\text{He},p){}^7\text{He}$ реакции, в первую очередь был направлен на поиски $1/2^-$ резонанса в ядре ${}^7\text{He}$.

Эксперимент проводился на циклотроне У400М Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Первичный пучок ионов ${}^{11}\text{B}$ с энергией 42 МэВ/нуклон фокусировался на производящую бериллиевую мишень. Магнитный сепаратор АКУЛИНА использовался для получения вторичного пучка ионов ${}^6\text{He}$ с энергией 37 МэВ/нуклон. Схема эксперимента в целом была аналогична измерениям

$^2\text{H}(^8\text{He},p)^9\text{He}$ (Рис.11). Протоны, вылетающие из мишени под задними углами, регистрировались кольцевым детектором, сегментированным на 8 секторов с одной стороны и 16 колец с другой. Основным фоном в спектре протонов являлись частицы (также, в основном, протоны) из взаимодействия пучка с материалом мишенных окон. Этот фон практически полностью подавлялся в спектре совпадений протонов с продуктами распада остаточного ядра, которые измерялись телескопом детекторов (кремниевый детектор + BGO кристалл), расположенным на оси пучка позади мишени.

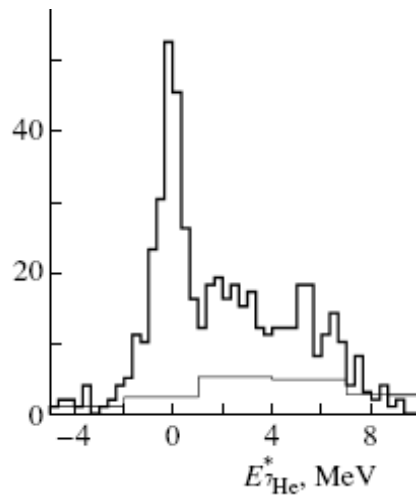


Рисунок 10. Спектр недостающей массы ^7He , из реакции $^2\text{H}(^6\text{He},p)^7\text{He}$. Серой гистограммой показан фон, измеренный с откачанной мишенью и приведённый к той же величине интеграла тока пучка ^6He .

На рисунке 10 приведён спектр недостающей массы ^7He , измеренный при условии совпадения протонов с ^6He из распада ^7He . В спектре доминирует пик, соответствующий заселению основного состояния ^7He , и вплоть до энергии возбуждения ~ 8 МэВ не наблюдается какого-либо узкого пика со сравнимой интенсивностью. В этом спектре обращает на себя внимание превышение счета в области 2 – 6 МэВ над фоном, измеренным с пустой мишенью. Это превышение в принципе может быть связано с проявлением резонанса $J^\pi = 1/2^-$, однако в этом случае ширина этого состояния составляет несколько МэВ. Полученные экспериментальные данные не позволяют сделать более определённого вывода о природе этого превышения и эксперименты с большей статистикой и более

детальным корреляционным анализом необходимы для того, чтобы сделать окончательный вывод.

В пятой главе описаны два различных подхода при изучении спектра Гелия-9. В реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$ помимо наблюдения спектра недостающей массы, соответствующей заселению спектра ${}^9\text{He}$, проводилось измерение угловых распределения распада в широком угловом диапазоне в системе центра массы ${}^9\text{He}$. В резонансном $p+{}^8\text{He}$ рассеянии заселялись уровни ядра ${}^9\text{Li}$ с изотопическим спином $T=5/2$, являющиеся изобарическими аналогами нижних состояний в ядре ${}^9\text{He}$.

К началу настоящей работы изучению ядра ${}^9\text{He}$ было посвящено сравнительно немного экспериментальных работ, несмотря на то, что со времени первого наблюдения этой экзотической системы в реакции пионной перезарядки ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$ прошло около 20 лет. С одной стороны это связано с существенным возрастанием экспериментальных трудностей по мере удаления объекта исследования от линии стабильности. С другой стороны уже в первой работе в спектре недостающей массы наблюдался ряд сравнительно узких пиков, которые интерпретировались, как проявление резонансов в ядре ${}^9\text{He}$. Пик при энергии 1.13 МэВ над порогом распада ${}^8\text{He}-n$ приписывался основному состоянию ядра ${}^9\text{He}$. Кроме этого наблюдались пики при энергиях на 1.2 3.8 и 7.0 МэВ выше энергии основного состояния. Узкие резонансы над ${}^8\text{He}-n$ порогом наблюдались также в реакциях двойной перезарядки ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$ и ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$. Несмотря на некоторые отличия в наблюдаемых спектрах из различных реакций и небольшую статистику всех экспериментов, в целом результаты этих работ согласуются между собой и общую картину структуры низкоэнергетического спектра ядра ${}^9\text{He}$ было принято считать хорошо установленной. Новый импульс интереса к этому ядру возник в последние годы в рамках общей проблемы инверсии оболочек для нейтронно-избыточных ядер. Недавняя работа по измерению спектра относительных скоростей в выходном канале ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{Be}, n {}^8\text{He})X$ реакции была посвящена поиску низколежащего s-состояния. Анализ экспериментальных данных привел авторов работы к выводу о наличии виртуального уровня, характеризуемого s-волновой длиной рассеяния $a_s < -10$ ферми, что соответствует резонансной энергии уровня $E_R < 0.2$ МэВ относительно порога ${}^8\text{He}-n$.

Схема эксперимента, в котором спектр нижних состояний ядра ${}^9\text{He}$ заселялся в реакции однонуклонной передачи ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$, представлена на рисунке 11.

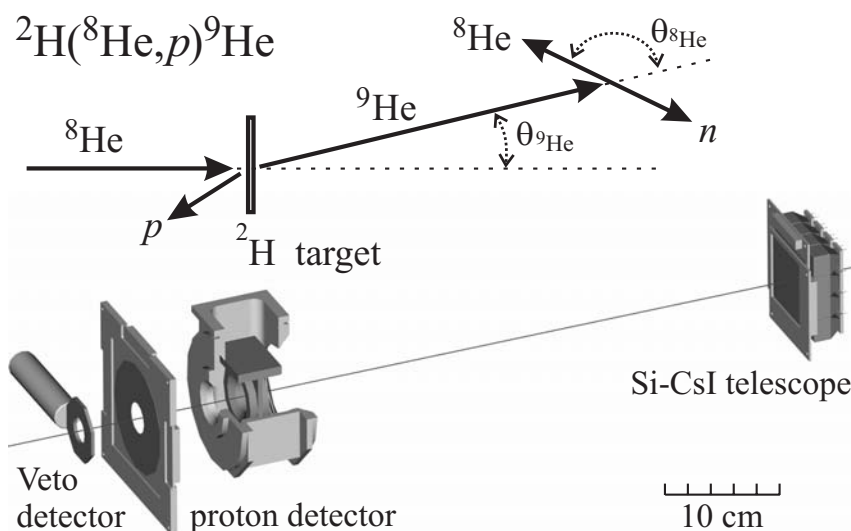


Рисунок 11. Схема эксперимента и кинематическая диаграмма для реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$.

Эксперимент проводился на пучке циклотрона У400М Лаборатории Ядерных реакций. Первичный пучок ${}^{11}\text{B}$ с энергией 34 МэВ/нуклон фокусировался на производящей мишени из Ве толщиной 370 мг/см^2 . Магнитный сепаратор АКУЛИНА использовался для получения вторичного пучка ${}^8\text{He}$ с энергией 25 МэВ/нуклон и интенсивностью $2 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$. Вторичный пучок фокусировался на криогенную мишень, наполненную дейтерием при давлении 1040 мПа и расположенную в центре вакуумной камеры рассеяния. Мишень охлаждалась до 25 К, что при геометрической толщине 4 мм соответствовало $2.5 \cdot 10^{20}$ ядер дейтерия на квадратный сантиметр. Протоны, вылетающие в обратном (относительно пучка ${}^8\text{He}$) направлении, регистрировались кольцевым кремниевым детектором (толщиной 300 мкм), расположенным в 10 см от центра мишени. Ядра ${}^8\text{He}$ из распада ${}^9\text{He}$ регистрировались телескопом детекторов (Si-CsI), расположенным на оси пучка на расстоянии 50 см позади мишени. Для исключения событий, соответствующих попаданию пучковых ${}^8\text{He}$ непосредственно в протонный телескоп (вследствие наличия хвоста в поперечном пространственном распределении пучка), перед протонным телескопом был установлен Veto-детектор, который представлял из себя пластиковый

сцинтиллятор с отверстием (диаметр 21 мм) на оси пучка, включенный на антисовпадения с главным триггером. На рисунке 12 представлены экспериментальные данные для реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He},p){}^9\text{He}$, соответствующие регистрации совпадений протона и ядра ${}^8\text{He}$ из распада ${}^9\text{He}$.

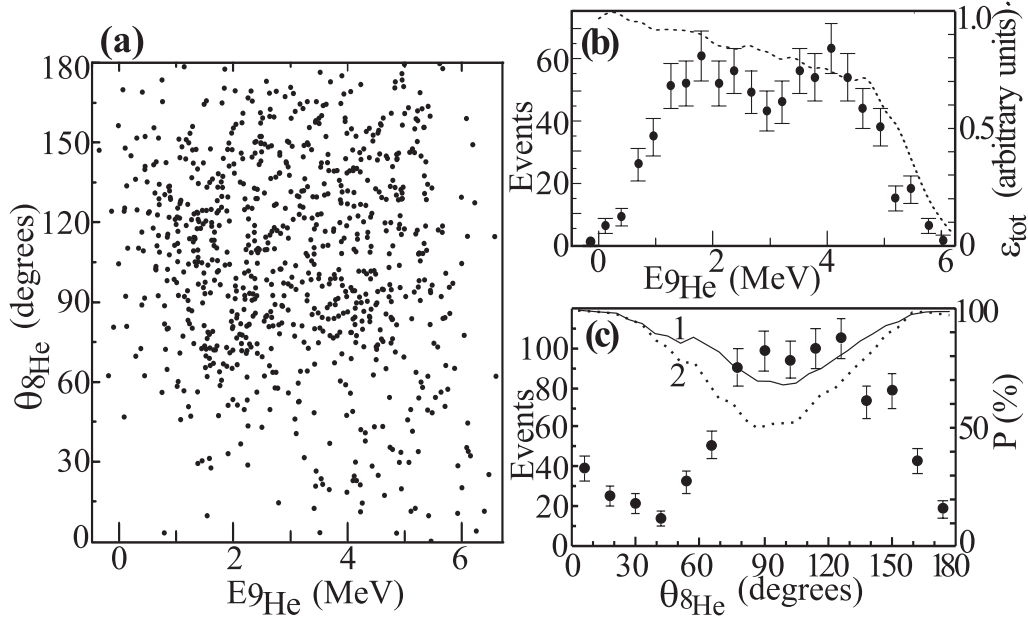


Рисунок 12. Экспериментальные данные из реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He},p){}^9\text{He}$, соответствующие регистрации совпадений протона и ядра ${}^8\text{He}$ из распада ${}^9\text{He}$.

На левой панели приведено двумерное распределение в координатах недостающей массы ${}^9\text{He}$ ($E_{9\text{He}}$) и угла вылета ядра ${}^8\text{He}$ в системе покоя ${}^9\text{He}$ ($\theta_{8\text{He}}$). В спектре недостающей массы за начало отсчета принят порог распада ${}^9\text{He} \rightarrow {}^8\text{He} + n$. Угол вылета $\theta_{8\text{He}}$ отсчитывается от направления импульса ${}^9\text{He}$ в лабораторной системе координат. Справа на рисунке показаны соответствующие проекции двумерного спектра. Сплошная линия на спектре недостающей массы соответствует эффективности регистрации.

Наиболее интересной особенностью наблюдаемых данных является ярко выраженная асимметрия в угловом распределении ${}^8\text{He}$. Если резонансное состояние ${}^9\text{He}$ заселяется в результате прямой передачи нейтрона в реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He},p){}^9\text{He}$ (что естественно предположить для классической реакции дейтонного срыва в области малых углов), то угловое распределение в системе центра масс должно быть симметричным относительно направления вперед-назад. В случае узких неперекрывающихся резонансов эта симметрия должна сохраняться в наблюдаемом спектре даже в случае перекрытия пиков вследствие аппаратного

разрешения. Единственной причиной возникновения асимметрии углового распределения может быть только интерференция широких перекрывающихся состояний с различной четностью. Проведенный анализ показал, что наблюдаемая экспериментальная картина может быть хорошо описана в рамках простой модели, включающей заселение (с последующим распадом) только трех низколежащих состояний с полными моментами $J^\pi = 1/2^+$, $1/2^-$ и $5/2^+$. Наиболее определенными являются параметры $1/2^-$ резонанса, поскольку он практически полностью попадает в энергетический акцептанс эксперимента. Позиция $5/2^+$ резонанса является менее определенной, поскольку из-за энергетического порога регистрации протонов эффективность резко падает для высокоэнергетической стороны пика. Параметры последнего резонансы были надежно определены в эксперименте по изучению спектра состояний ядра ${}^9\text{Li}$ с изоспином $T=5/2$, заселяемых в резонансном p - ${}^8\text{He}$ рассеянии.

Для измерения был выбран метод толстой мишени и обратной кинематики, предложенный В.З. Гольдбергом. Идея метода состоит в использовании различия ионизационных потерь частиц пучка и ядер отдачи, образованных в результате ядерного взаимодействия. Эксперимент проводился на вторичном пучке ${}^8\text{He}$ с энергией 51 и 59 МэВ с интенсивностью порядка 1000 частиц/сек. Первичный пучок ${}^{11}\text{B}$ с энергией 32 МэВ/нуклон циклотрона У400М Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ фокусировался на производящую бериллиевую мишень. Магнитный сепаратор АКУЛИНА использовался для получения и очистки вторичного пучка ${}^8\text{He}$. С целью понижения энергии вторичного пучка в эксперименте использовалась толстая производящая мишень. Дополнительно энергия понижалась в бериллиевом деградере, расположенном в промежуточном (дисперсионном) фокусе сепаратора. Пучок ${}^8\text{He}$ фокусировался на входное окно камеры рассеяния, наполненной метаном. Для разделения объема камеры рассеяния от вакуума в ионопроводе использовалась органическая плёнка толщиной 38 мкм. Давление метана в камере подбиралось таким, чтобы частицы пучка ${}^8\text{He}$ полностью останавливались в газе вследствие ионизационных потерь. Метан, заполняющий камеру одновременно служил и рабочим газом ионизационной камеры. Три ΔE - E телескопа кремниевых детекторов были установлены внутри камеры рассеяния (один на оси пучка и два по бокам) и

предназначались для регистрации продуктов реакций, вызываемых взаимодействием пучка ${}^8\text{He}$ с газом, заполнявшим камеру.

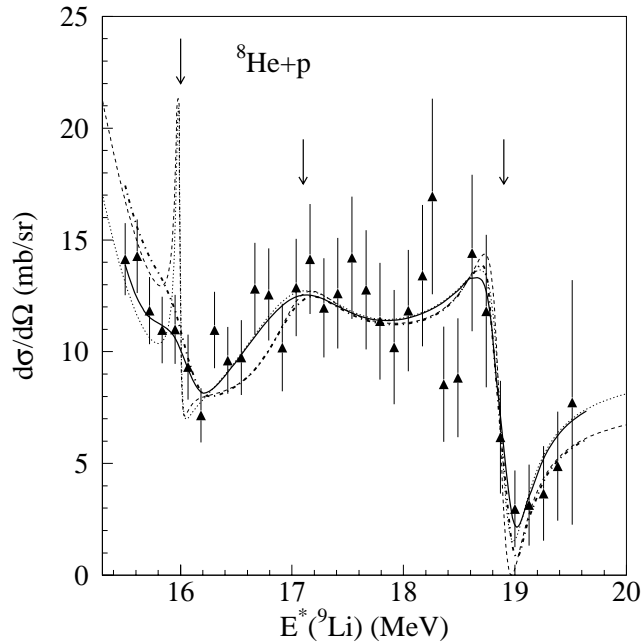


Рисунок 13. Функция возбуждения упругого $p+{}^8\text{He}$ рассеяния.

На рисунке 13 представлена функция возбуждения упругого $p+{}^8\text{He}$ рассеяния, восстановленная из спектра протонов, измеренных телескопом, который был расположен на оси пучка. Со стороны больших энергий спектр ограничен энергией пучка ${}^8\text{He}$, нижний край спектра определяется нижним порогом регистрации протонов, который зависит от потерь энергии протонами в газе и ΔE детекторе.

Теоретическое описание экспериментальных данных (кривые на рисунке 13) проводилось в рамках R-матричной теории. Для изобар-аналоговых состояний ядра ${}^9\text{He}$ со спинами и четностями $J^\pi = 1/2^-$ и $5/2^+$ были получены значения резонансных энергий 2.0 и 4.2 МэВ соответственно, которые полностью согласуются с результатами, полученными в измерениях реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$.

Совместный анализ данных обоих экспериментов позволил установить структуру спектра низколежащих состояний ядра ${}^9\text{He}$, в значительной степени отличную от структуры, считавшейся общепризнанной до настоящей работы.

В заключении подводятся итоги, обсуждаются перспективы развитого экспериментального подхода для решения широкого круга задач в области исследования лёгких экзотических ядер и формулируются **основные результаты** диссертационной работы:

1. В настоящей работе был разработан метод экспериментального изучения резонансов, основанный на корреляционном анализе продуктов распада. Впервые этот метод в полном объёме был применён в экспериментах на радиоактивных пучках для изучения легких нейтронно избыточных систем (тяжёлых изотопов водорода и гелия), лежащих за границей нуклонной стабильности.
2. Впервые был проведен комплексный анализ основных процессов в реакциях ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$ и ${}^3\text{H}(t,d){}^4\text{H}$. В результате были определены параметры основного состояния ${}^4\text{H}$: $J^\pi = 2^-$, $E_{\text{res}}=3.05$ МэВ и $\gamma^2 = 3.03$ МэВ; получены экспериментальные значения положения и ширины полюса S-матрицы, соответствующие основному состоянию ${}^4\text{H}$: $E_0 = 1.99$ МэВ и $\Gamma_0 = 2.85$ МэВ.
3. При экспериментальном изучение реакций протонного подхвата ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, pp){}^5\text{H}$ и передачи двух нейтронов ${}^3\text{H}(t, p){}^5\text{H}$ определена структуры спектра низколежащих состояний ${}^5\text{H}$.
 - Корреляционный анализ экспериментальных данных в рамках трёхчастичной $t+n+n$ модели, основанный на разложении волновой функции ${}^5\text{H}$ в ряд по гиперсферическим гармоникам, позволил однозначно определить спины и чётности резонансных состояний.
 - В результате совместного анализа результатов трёх экспериментов установлено, что основное состояний ${}^5\text{H}$ расположено при энергии 1.8 Мэв выше порога распада и имеет спин-чётность $J^\pi=1/2^+$, дублет широких практически вырожденных по энергии возбуждённых состояний ($J^\pi = 5/2^+, 3/2^+$) имеет максимум при энергии ~ 5 МэВ.
4. Спектр состояний ядра ${}^7\text{He}$ изучался в реакциях ${}^1\text{H}({}^8\text{He}, d){}^7\text{He}$ и ${}^2\text{H}({}^6\text{He}, p){}^7\text{He}$. Помимо основного состояния ядра ${}^7\text{He}$ в первой реакции наблюдался пик, соответствующий заселению возбуждённого состояния ядра ${}^7\text{He}$ с энергией 3.3 ± 0.3 МэВ над порогом ${}^6\text{He}+n$ распада. Факт

преобладания распада этого состояния по каналу ${}^4\text{He}+3n$, совместно с результатами анализа измеренной ширины резонанса ($\Gamma = 2.2 \pm 0.3$ МэВ) и сравнением с теоретическими расчётами, позволили определить наиболее вероятное значение спина этого состояния ($J^\pi = 5/2^-$).

5. Совместный анализ данных эксперимента по изучению спектра ядра ${}^9\text{He}$ в реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$ и резонансного $p+{}^8\text{He}$ рассеяния, приводящего к заселению уровней в ядре ${}^9\text{Li}$ с изотопическим спином $T=5/2$, позволил установить структуру спектра низколежащих состояний ядра ${}^9\text{He}$, в значительной степени отличную от структуры, считавшейся общепризнанной до настоящей работы:

- доказано существование виртуального $1/2^+$ состояния в ядре ${}^9\text{He}$, для которого был установлен предел длины рассеяния ($a > -20$ фм),
- однозначно определены значения квантовых характеристик для нижних возбуждённых состояний ядра ${}^9\text{He}$ ($J^\pi=1/2^-$ для состояния с энергией 2.0 МэВ, и $J^\pi=5/2^+$ для состояния с энергией 4.2 МэВ выше порога развала),
- экспериментальные данные прекрасно описываются в рамках сравнительно простой модели, основанной лишь на общих теоретических предположениях о механизме реакции и структуре нижних состояний ядра ${}^9\text{He}$, что свидетельствует в пользу идеи о том, что ядро ${}^8\text{He}$ (имеющее замкнутую $p_{3/2}$ подболочку) является «хорошим» кором для ядра ${}^9\text{He}$.

Результаты, включенные в диссертацию, опубликованы в следующих работах:

1. A.A.Korshennikov, M.S.Golovkov, A.Ozawa, E.A.Kuzmin, E.Yu.Nikolsky, K.Yoshida, B.G.Novatsky, A.A.Ogloblin, I.Tanihata, Z.Fulop, K.Kusaka, K.Morimoto, H.Otsu, H.Petrascu, F.Tokanai
Observation of an Excited State in ${}^7\text{He}$ with Unusual Structure
Phys.Rev.Lett. **82** (1999) 3581-3584.

2. A.A.Korshennikov, M.S.Golovkov, A.Ozawa, E.A.Kuzmin, E.Yu.Nikolsky, K.Yoshida, B.G.Novatsky, A.A.Ogloblin, I.Tanihata, Z.Fulop, K.Kusaka, K.Morimoto, H.Otsu, H.Petrascu, F.Tokanai
Excited State of ^7He and Its Unique Structure
Phys.Scr. T88 (2000) 199-202.
3. A.A.Korshennikov, M.S.Golovkov, I.Tanihata, A.M.Rodin, A.S.Fomichev, S.I.Sidorchuk, S.V.Stepantsov, M.L.Chelnokov, V.A.Gorshkov, D.D.Bogdanov, R.Wolski, G.M.Ter-Akopian, Yu.Ts.Oganessian, W.Mittig, P.Roussel-Chomaz, H.Savajols, E.A.Kuzmin, E.Yu.Nikolsky, A.A.Ogloblin
Superheavy Hydrogen ^5H
Phys.Rev.Lett. 87 (2001) 092501(4).
4. M.S.Golovkov, A.A.Korshennikov, I.Tanihata, D.D.Bogdanov, M.L.Chelnokov, A.S.Fomichev, V.A.Gorshkov, Yu.Ts.Oganessian, A.M.Rodin, S.I.Sidorchuk, S.V.Stepantsov, G.M.Ter-Akopian, R.Wolski, W.Mittig, P.Roussel-Chomaz, H.Savajols, E.A.Kuzmin, E.Yu.Nikolsky, B.G.Novatsky, A.A.Ogloblin
Spectroscopy of ^7He and Superheavy Hydrogen Isotope ^5H
Ядерная Физика 64 (2001) 1319-1323; **Phys.Atomic Nuclei 64** (2001) 1244-1248.
5. A.A.Korshennikov, M.S.Golovkov, A.Ozawa, K.Yoshida, I.Tanihata, Z.Fulop, K.Kusaka, K.Morimoto, H.Otsu, H.Petrascu, F.Tokanai, D.D.Bogdanov, M.L.Chelnokov, A.S.Fomichev, V.A.Gorshkov, Yu.Ts.Oganessian, A.M.Rodin, S.I.Sidorchuk, S.V.Stepantsov, G.M.Ter-Akopian, R.Wolski, W.Mittig, P.Roussel-Chomaz, H.Savajols, E.A.Kuzmin, E.Yu.Nikolsky, B.G.Novatsky, A.A.Ogloblin
Superheavy Hydrogen ^5H and Spectroscopy of ^7H
Ядерная Физика 65 (2002) 696-700; **Phys.Atomic Nuclei 65** (2002) 664-668.
6. Ю.Ц. Оганесян, Г.М. Тер-Акопян, Д.Д. Богданов, М.С. Головков, В.А.Горшков, А.М. Родин, С.И. Сидорчук, Р.С. Слепнев, С.В. Степанцов, А.С. Фомичев, М.Л. Челноков, М.Г. Иткис, Е.М. Козулин, А.А. Богачев, Н.А. Кондратьев, И.В. Корзюков, Р. Вольский, А.А. Юхимчук, В.В.Перевозчиков, Ю.И. Виноградов, С.К. Гришнчкин, А.М. Демин,

С.В.Златоустовский, А.В. Кирьякин, С.В. Фильчагин, Р.И. Ильяев, Ф.Ханап, Т. Матерна, Л. Штутге, А. Нинан, А.А. Коршенинников, Е.Ю.Никольский, И. Танихата, П. Руссел-Шома, В. Миттиг, Т. Аламанос, В.Лапу, Е.С. Поллако, Л. Наплас

Изучение структуры ультра нейтронно-избыточных ядер водорода и гелия с использованием реакций радиоактивных пучков на тритиевой мишени

Изв. АН СССР, сер.физ. **66** (2002) 619-624.

7. M.S. Golovkov, Yu.Ts. Oganessian, G.M. Ter-Akopian, D.D. Bogdanov, A.S.Fomichev, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, R.Wolski, V.A. Gorshkov, M.L. Chelnokov, E.M. Kozulin, A.A. Bogatchev, N.A.Kondratiev, I.V. Korzyukov, A.A. Yukhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I.Vinogradov, S.K. Grischechkin, A.M. Demin, S.V. Zlatoustovskiy, A.V.Kuryakin, S.V. Fil'chagin, R.I. Il'kaev, F. Hanappe, T. Materna, L. Stuttge, A.H. Ninane, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, I. Tanihata, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, N. Alamanos, V. Lapoux, E.C. Polacco, L. Nalpas

Super-Heavy Hydrogen Isotopes Studied with 58 MeV Triton Beam

In Proc. Int. Symposium on Exotic Nuclei EXON-2001, lake Baikal, Russia, 24-28 July 2001,334-347.

8. G.M. Ter-Akopian, D.D. Bogdanov, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, Yu.Ts.Oganessian, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, R.Wolski, V.A. Gorshkov, M.L. Chelnokov, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolski, I. Tanihata, F. Hanappe, T. Materna, L. Stuttge, A.H. Ninane

Resonance States of Hydrogen Nuclei ^4H and ^5H Obtained in Transfer Reactions with Exotic Beams

Ядерная Физика **66** (2003) 1587-1594; **Phys.Atomic Nuclei** **66** (2003) 1544-1551.

9. S.I. Sidorchuk, D.D. Bogdanov, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, Yu.Ts.Oganessian, A.M. Rodin, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, V.A. Gorshkov, M.L. Chelnokov, M.G. Itkis, E.M. Kozulin, A.A. Bogatchev, N.A. Kondratiev, I.V. Korzyukov, A.A. Korsheninnikov, E.Yu.Nikolskii, I. Tanihata

Resonance States of Hydrogen Nuclei ^4H and ^5H Obtained in Transfer Reactions with Exotic Beams

Nucl. Phys. A719 (2003) 229c-232c.

10. G.V.Rogachev, V.Z.Goldberg, J.J.Kolata, G.Chubarian, D.Aleksandrov, A.Fomichev, M.S.Golovkov, Yu.Ts.Oganessian, A.Rodin, B.Skorodumov, R.S.Slepnev, G.Ter-Akopian, W.H.Trzaska, R.Wolski
T=5/2 states in ^9Li : Isobaric analog states of ^9He
Phys.Rev. C 67 (2003) 041603R (5).
11. M.S. Golovkov, Yu.Ts. Oganessian, D.D. Bogdanov, A.S. Fomichev, A.M.Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, V.A. Gorshkov, M.L. Chelnokov, M.G. Itkis, E.M. Kozulin, A.A. Bogatchev, N.A. Kondratiev, I.V. Korzyukov, A.A. Yukhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I.Vinogradov, S.K. Grischechkin, A.M. Demin, S.V. Zlatoustovskiy, A.V.Kuryakin,, S.V. Fil'chagin, R.I. Il'kaev, F. Hanappe, T. Materna, L. Stuttge, A.H. Ninane, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, I. Tanihata, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, N. Alamanos, V. Lapoux, E.C. Polacco, L. Nalpas
Evidence for Resonance States in ^5H
Phys. Lett. B566 (2003) 70-75.
12. M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, Yu.Ts. Oganessian, Yu. I.Orlov, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R.Wolski
Estimates of the ^7H width and lower decay energy limit
Phys. Lett. B588 (2004) 163-171.
13. S.I. Sidorchuk, D.D. Bogdanov, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, Yu.Ts.Oganessian, A.M. Rodin, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, A.A. Korsheninnikov, E.Yu. Nikolskii, A.A. Yuhimchuk, V.V.Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, F. Hanappe, T. Materna, L. Stuttge, A.H.Ninane, P. Roussel Chomaz, W. Mittig
Experimental Study of ^4H in Reactions $^2\text{H}(t,p)$ and $^3\text{H}(t,d)$
Phys. Lett. B594 (2004) 54-60.
14. S.I. Sidorchuk, M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, Yu.Ts.Oganessian, A.M. Rodin, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian,

- R. Wolski, A.A. Korshennikov, E.Yu. Nikolskii, A.A. Yuhimchuk, V.V.Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov
Experimental Study of the hydrogen isotopes beyond the drip-line $^{4,5}H$
In Proc. Int. Symposium on Exotic Nuclei EXON-2004, Peterhof, Russia, 5-12 July 2004, 45-51.
15. M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, S.A. Krupko, Yu.Ts.Oganessian, A.M.Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, M.G. Itkis, A.A. Bogatchev, N.A. Kondratiev, E.M.Kozulin, A.A. Korshennikov, E.Yu. Nikolskii, P. Roussel-Chomaz, W.Mittig, R. Palit, V Bouchat, V. Kinnard, T. Materna, F. Hanappe, O. Dorvaux, L. Stuttge, C. Angulo, V. Lapoux, R. Raabe, L. Nalpas, A.A. Yukhimchuk, V.V.Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, S.K. Grischehkin, S.V. Zlatoustovsky
Observation of excited States in 5H
Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 262501 (4).
16. M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, S.A. Krupko, Yu.Ts.Oganessian, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, M.G. Itkis, A.S. Denikin, A.A. Bogatchev, N.A.Kondratiev, E.M. Kozulin, A.A. Korshennikov, E.Yu. Nikolskii, P.Roussel-Chomaz, W. Mittig, R. Palit, V Bouchat, V. Kinnard, T. Materna, F. Hanappe, O.Dorvaux, L. Stuttge, C. Angulo, V. Lapoux, R. Raabe, L. Nalpas, A.A.Yukhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, S.K. Grischehkin, S.V.Zlatoustovsky
Correlation studies of the 5H spectrum
Phys. Rev. C 72 (2005) 064612 (17)
17. M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, A.V. Gorshkov, V.A.Gorshrov, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V.Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, Korshennikov, E.Yu. Nikolskii, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig
First results of a ^8He+d experiment
In Proc. Int. Symposium on Exotic Nuclei EXON-2006, Khanty-Mansiysk, Russia, 17-22 July 2006, 32-42.

18. M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, A.V. Gorshkov, V.A.Gorshrov, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V.Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, A.A. Korsheninnikov, E.Yu.Nikolskii, V.A. Kuzmin, B.G. Novatsrii, D.N. Stepanov, S. Fortier, P.Roussel-Chomaz, W. Mittig
Properties of low-lying ^9He state
Eur. Phys. J. 150 (2007) 23-26
19. M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, A.V. Gorshkov, V.A.Gorshrov, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V.Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, A.A. Korsheninnikov, E.Yu.Nikolskii, V.A. Kuzmin, B.G. Novatsrii, D.N. Stepanov, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig
New insight into the low-energy ^9He spectrum
Phys. Rev. C 76 (2007) 021605(R) (5).