

## ПОИСК СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В РЕАКЦИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ ПИОНОВ

*Ю. Б. Гуров, С. В. Лапушкин, Б. А. Чернышев*

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва

*В. Г. Сандуковский*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1063
ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ В РЕАКЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ОСТАНОВИВШИХСЯ ПИОНОВ	1064
ЭКСПЕРИМЕНТ	1067
Постановка эксперимента.	1068
Идентификация и измерение энергии частиц.	1070
Энергетическое разрешение спектрометра.	1071
Определение разрешения и абсолютной привязки спек- трометра в измерениях спектров недостающих масс.	1073
Контроль временной стабильности характеристик спектрометра.	1077
Определение возможных примесей в мишенях.	1078
РЕЗУЛЬТАТЫ	1078
Изотоп $^4\text{H}$ .	1078
Изотоп $^5\text{H}$ .	1086
Изотоп $^6\text{H}$ .	1093
Изотоп $^7\text{H}$ .	1101
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1105
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1107

## ПОИСК СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В РЕАКЦИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ ПИОНОВ

*Ю. Б. Гуров, С. В. Лапушкин, Б. А. Чернышев*

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва

*В. Г. Сандуковский*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлен обзор экспериментальных результатов по поиску и спектроскопии сверхтяжелых изотопов водорода  $^{4-7}\text{H}$ , полученных в реакциях поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами  $^9\text{Be}$  и  $^{11}\text{B}$ . Изучение легких нейтронно-избыточных ядер является одним из основных направлений в развитии современных представлений о свойствах ядерных сил и определении характеристик ядер вблизи границы нуклонной стабильности. Рассматриваемый метод исследований основан на прецизионном измерении энергии заряженных частиц, испущенных после захвата пиона ядром. Важными преимуществами метода являются практически фиксированные энергия и импульс начального состояния, а также возможность исследования широкого диапазона энергий возбуждения. В рамках метода получены новые результаты о структуре уровней изотопов  $^{4-6}\text{H}$  и указания на обнаружение изотопа  $^7\text{H}$ . Проведено сравнение с экспериментальными и теоретическими результатами других авторов.

Review of the experimental results on the search for and spectroscopy of the superheavy hydrogen isotopes  $^{4-7}\text{H}$  obtained in stopped  $\pi^-$ -meson absorption by  $^9\text{Be}$  and  $^{11}\text{B}$  nuclei is presented. Study of light neutron-rich nuclei is one of a number of main lines of the development of modern views on properties of nuclear forces and determination of nuclear properties near drip line. The present method of investigation is founded on precise measurements of energy of charge particles emitted after pion absorption by nuclei. Important advantages of this method are practically accurate values of the initial energy and momentum, plus possibility of study of a wide excitation energy range. In the framework of this method new results have been obtained on level structures of the  $^{4-7}\text{H}$  isotopes and indications of  $^7\text{H}$  production. Comparison with other experimental and theoretical results is performed.

PACS: 25.80.Ls, 27.10.+h, 27.20.+n

### ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное изучение структуры уровней легких нейтронно-избыточных ядер [1–4] является одним из основных направлений в развитии современных представлений о свойствах ядерных сил, характеристиках ядер вблизи границы нуклонной стабильности и природе образования экзотических ядерных состояний. Относительно небольшое число нуклонов делает возможным корректное микроскопическое описание их свойств и, как следствие, тестирование существующих ядерных моделей и нуклон-нуклонных потенциалов [5–9].

Сверхтяжелые изотопы водорода, к которым относятся ядра тяжелее трития, особенно интересны в связи с экстремально большим отношением числа нейтронов к протонам и незамкнутостью протонной  $1s$ -оболочки в отличие от других элементов. Дополнительный интерес к сверхтяжелым изотопам водорода обусловлен их близостью к чисто нейтронным ядрам, вопрос о существовании которых остается открытым [10].

Экспериментальный поиск сверхтяжелых изотопов водорода и исследование структуры уровней этих ядер продолжается в течение длительного времени. Тем не менее необходимо признать, что экспериментальная информация является достаточно противоречивой и для всех ядер, кроме  ${}^4\text{H}$ , весьма ограниченной.

В настоящей работе представлен обзор недавних экспериментальных результатов [11–16] по поиску и спектроскопии изотопов  ${}^{4-7}\text{H}$ , полученных в реакциях поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{11}\text{B}$ . Эксперимент был выполнен на высокоинтенсивном пучке медленных пионов (LEP) Лос-Аламосской мезонной фабрики (LAMPF) с помощью двухплечевого полупроводникового спектрометра заряженных частиц [17].

Структура обзора следующая. В разд. 1 рассматриваются особенности реакции поглощения остановившихся пионов, которые обеспечивают возможность исследования нейтронно-избыточных ядер. В разд. 2 представлено краткое описание эксперимента, выполненного в LAMPF. Результаты этого эксперимента по структуре уровней изотопов  ${}^{4-7}\text{H}$  представлены в разд. 3. Также в этом разделе проведено сравнение с экспериментальными и теоретическими данными других авторов. Особое внимание уделено результатам, полученным в последнее время на радиоактивных пучках ионов. В заключение анализируются открытые вопросы и перспективы дальнейших исследований.

## 1. ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ В РЕАКЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ОСТАНОВИВШИХСЯ ПИОНОВ

Возможность эффективного использования поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами для образования нейтронно-избыточных ядерных состояний основывается на особенностях этой реакции: уменьшении заряда образующейся ядерной системы и огромном (в масштабе ядерных возбуждений) энерговыделении.

Основные черты поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов атомными ядрами надежно определены [18]. Поглощение происходит в несколько стадий. Медленный пион, попав в мишень, теряет свою кинетическую энергию в результате ионизационных процессов. Через некоторое время отрицательно заряженный пион захватывается кулоновским полем ядра одного из атомов мишени, при этом его начальная орбита имеет достаточно большое главное квантовое число  $n > 20$  [19]. Далее пион последовательно переходит на

орбиты с меньшими значениями  $n$ , испуская гамма-кванты и оже-электроны. Электромагнитный каскад прекращается, когда в результате сильного взаимодействия пион поглощается с одной из орбит мезоатома. В случае легких элементов пионы поглощаются в основном с  $1s$ - и  $2p$ -уровней. Заметим, что благодаря относительно большому времени жизни ( $\tau = 2,6 \cdot 10^{-8}$  с) практически каждый остановившийся в мишени пион поглощается ядром.

Отличительной особенностью метода, использующего реакцию поглощения остановившихся пионов, является отсутствие погрешностей, связанных с энергетическим разрешением и угловой расходимостью пучка. Начальный импульс системы строго равен нулю. Неопределенность в энергии начального состояния обусловлена только различием в энергии связи в основном, наиболее связанном,  $1s$ -состоянии и  $2p$ -состоянии, из которого на исследуемых ядрах поглощается более половины пионов. Для  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{11}\text{B}$  эта разность составляет 0,042 и 0,066 МэВ соответственно [19].

Поглощение пиона ядрами является многонуклонным процессом [18]. Большое энерговыделение ( $\sim m_\pi c^2$ ) приводит к образованию нескольких быстрых ядерных частиц, главным образом нейтронов, протонов, дейтронов, тритонов и изотопов гелия  ${}^3,4\text{He}$ , а также ядра-остатка. Доминирующим механизмом является поглощение на внутриядерной протон-нейтронной паре с квантовыми числами дейтрона ( $J^P = 1^+$ ,  $I = 0$ ,  $I_{np} = 0$ ). Теоретическое описание этого процесса, так же как и поглощения на паре нуклонов с другими квантовыми числами, развито достаточно хорошо [18]. В то же время вопрос о механизмах поглощения, приводящих к двухчастичным каналам и реакциям с образованием двух энергичных заряженных частиц, остается открытым. Однако, как будет показано ниже, отсутствие соответствующих теоретических моделей практически не ограничивает возможностей поиска образования новых ядерных состояний в двух- и трехчастичных каналах реакции поглощения пионов.

Для каналов реакций, в которых регистрируются одна или две заряженные частицы, остаточное ядро будет обладать избытком нейтронов. В табл. 1, 2 представлены ядерные состояния, которые могут быть исследованы в двух- и трехчастичных каналах реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{11}\text{B}$ .

Необходимо отметить, что выходы каналов реакций, представленных в табл. 1, 2, зависят не только от структуры того или иного изотопа, но и в сильной степени от механизма протекания реакций с захватом  $\pi^-$ -мезонов.

Двух- и трехчастичные каналы реакции с образованием нейтронно-избыточных ядер проявляются в виде пиков в спектрах недостающих масс к зарегистрированным одной и двум частицам соответственно. Отметим, что, как следует из феноменологического анализа экспериментальных данных [18], заметный вклад в поглощение пионов ядрами вносят квазисвободные процессы, в которых нуклоны остаточного ядра не принимают непосредственного участия в реакции. Это благоприятствует образованию слабосвязанных и квази-

Таблица 1. Остаточные ядра, образующиеся при поглощении  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$ 

Зарегистрированные частицы	$p$	$d$	$t$	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$
Инклюзивные измерения	${}^8\text{He}$	${}^7\text{He}$	${}^6\text{He}$	${}^6\text{H}$	${}^5\text{H}$
$p$	${}^7\text{H}$	${}^6\text{H}$	${}^5\text{H}$	${}^5n$	${}^4n$
$d$	${}^6\text{H}$	${}^5\text{H}$	${}^4\text{H}$	${}^4n$	${}^3n$
$t$	${}^5\text{H}$	${}^4\text{H}$	${}^3\text{H}$	${}^3n$	${}^2n$
${}^3\text{He}$	${}^5n$	${}^4n$	${}^3n$	—	—
${}^4\text{He}$	${}^4n$	${}^3n$	${}^2n$	—	—

Таблица 2. Остаточные ядра, образующиеся при поглощении  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^{11}\text{B}$ 

Зарегистрированные частицы	$p$	$d$	$t$	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$
Инклюзивные измерения	${}^{10}\text{Li}$	${}^9\text{Li}$	${}^8\text{Li}$	${}^8\text{He}$	${}^7\text{He}$
$p$	${}^9\text{He}$	${}^8\text{He}$	${}^7\text{He}$	${}^7\text{H}$	${}^6\text{H}$
$d$	${}^8\text{He}$	${}^7\text{He}$	${}^6\text{He}$	${}^6\text{H}$	${}^5\text{H}$
$t$	${}^7\text{He}$	${}^6\text{He}$	${}^5\text{He}$	${}^5\text{H}$	${}^4\text{H}$
${}^3\text{He}$	${}^7\text{H}$	${}^6\text{H}$	${}^5\text{H}$	${}^5n$	${}^4n$
${}^4\text{He}$	${}^6\text{H}$	${}^5\text{H}$	${}^4\text{H}$	${}^4n$	${}^3n$

стационарных состояний в трехчастичных каналах реакции. В то же время выходы двухчастичных каналов реакции практически на всех ядрах заметно подавлены.

Табл. 1, 2 демонстрируют важное преимущество использования реакции поглощения остановившихся пионов в исследовании нейтронно-избыточных ядер. В рамках одного эксперимента удастся получить информацию о широком наборе нейтронно-избыточных ядер, к которым относятся достаточно подробно исследованные изотопы гелия и лития, слабо изученные сверхтяжелые изотопы водорода и мультинейтроны, вопрос о существовании которых остается открытым. Данные по известным состояниям ядер позволяют естественным образом решить вопросы калибровки энергетических шкал, определения энергетического разрешения, стабильности параметров установки в течение всего времени измерений.

В работе [20] было показано, что процесс расщепления ядер в результате поглощения  $\pi^-$ -мезонов может быть использован для синтеза новых изотопов

как легких, так и тяжелых элементов. Однако достаточно долгое время экспериментальная информация ограничивалась только данными по сверхтяжелым изотопам водорода  $^4\text{H}$  [21–29] и  $^5\text{H}$  [27–29]. В сильной степени это связано с тем, что для получения достаточной статистической обеспеченности результатов необходимы длительные экспериментальные сеансы ( $\sim 100$  ч) на высокоинтенсивных пионных пучках мезонных фабрик.

Выполненный в LAMPF эксперимент помимо информации о сверхтяжелых изотопах водорода позволил получить новые данные по изотопам гелия  $^6\text{He}$  [30],  $^7,8\text{He}$  [31], лития  $^{10}\text{Li}$  [31],  $^{11}\text{Li}$  [32],  $^{12}\text{Li}$  [33] и бериллия  $^{13}\text{Be}$  [31].

Помимо перечисленных выше достоинств предложенный метод обладает и некоторыми недостатками. Прежде всего следует отметить отсутствие надежных теоретических моделей, описывающих исследуемые реакции. Вследствие этого физический фон в измерениях, обусловленный многочастичными каналами реакции, приходится описывать с помощью распределений по фазовым объемам. В случае узких состояний это приближение не ограничивает качество результатов по определению параметров полученных состояний. Однако, как мы увидим ниже, спектр возбуждений сверхтяжелых изотопов водорода представляет собой систему широких перекрывающихся резонансов, что требует дополнительного изучения надежности полученных результатов.

Также весьма затруднительно в реакции поглощения остановившихся пионов исследовать продукты распада исследуемого состояния. Это связано с достаточно низкими энергиями образующихся частиц. Как следствие этих двух причин в рассматриваемом методе весьма затруднительно определять квантовые числа исследуемого состояния.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Метод исследования структуры уровней легких ядер вблизи границы нулевой стабильности с помощью реакций поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов был разработан в цикле экспериментов, выполненных на синхротронном циклотроне ПИЯФ (Гатчина) в конце 80-х годов прошлого столетия [26, 27, 29, 34, 35]. Этот метод основан на прецизионном измерении энергии заряженных частиц и был реализован с помощью многослойных полупроводниковых телескопов, обладающих высоким энергетическим разрешением [36, 37]. Такие установки дают возможность выполнять как инклюзивные, так и корреляционные измерения и добиваться надежной идентификации продуктов реакции во всем интервале регистрируемых энергий заряженных частиц. Проведение исследований на высокоинтенсивных пучках мезонных фабрик и использование в этих экспериментах тонких мишеней позволяют при высоком аппаратном разрешении достичь рекордной статистической обеспеченности данных.

В экспериментах, выполненных в ПИЯФ на изотопно-чистых мишенях  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{6,7}\text{Li}$ , были получены приоритетные результаты по спектроскопии сверхтяжелых изотопов водорода  ${}^4\text{H}$  и  ${}^5\text{H}$  [26, 27, 29]. Необходимо отметить, что существование изотопа  ${}^5\text{H}$  было впервые обнаружено именно в этих экспериментах в реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)X$  [38].

Результаты, полученные на ускорителе ПИЯФ, легли в основу программы исследования нейтронно-избыточных ядер в реакциях поглощения  $\pi^-$ -мезонов, которая была реализована на пучке LAMPF (эксперимент E1274 «Spectroscopy of Light Exotic Nuclei by a Novel Technique»). Улучшенное энергетическое разрешение спектрометра (приблизительно в три раза) и набранная статистика (приблизительно в шестьдесят раз выше), по сравнению с ранее выполненными измерениями в ПИЯФ, позволили получить качественно новые результаты по поиску и спектроскопии сверхтяжелых изотопов водорода.

В настоящем разделе приводится краткое описание многослойного полупроводникового спектрометра и методов измерения спектров заряженных частиц, образованных при поглощении пионов ядрами.

**2.1. Постановка эксперимента.** Эксперимент был выполнен на канале пионов низкой энергии (LEP) с помощью двухплечевого полупроводникового спектрометра [17]. Схема и конструкция экспериментальной установки представлены на рис. 1. Пучок отрицательных пионов с энергией 30 МэВ проходил через бериллиевый замедлитель и останавливался в тонкой мишени. При

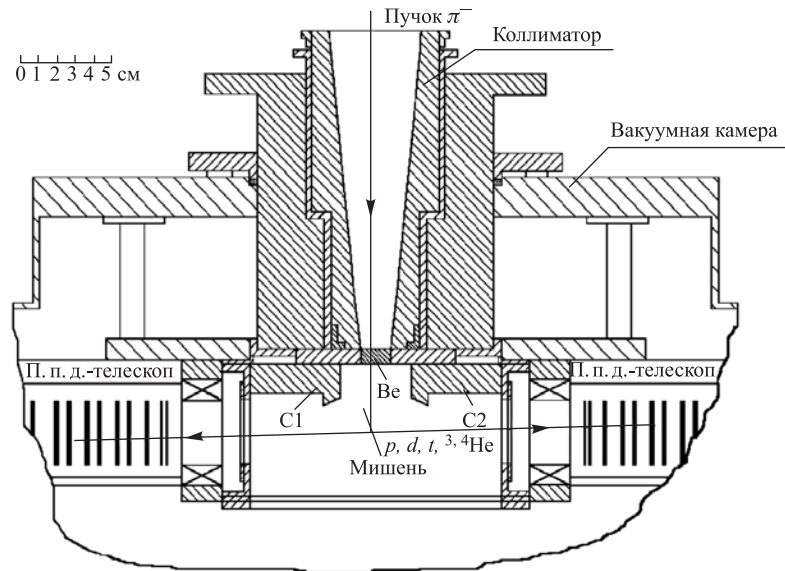


Рис. 1. Схема двухплечевого полупроводникового спектрометра

этом примерно 50 % пучка останавливалось в замедлителе, 5 % — в мишени, около 15 % распадалось в вакуумном объеме камеры, оставшиеся пионы поглощались стенками камеры. Скорость остановок пионов в мишени составила  $\sim 6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ . Коллиматоры С1 и С2 использовались для подавления фона вторичных частиц из замедлителя и стенок камеры.

Вторичные заряженные частицы регистрировались двумя многослойными полупроводниковыми системами (п. п. д.-телескопами).

При создании спектрометра ставились следующие основные цели:

- получение высокой плотности остановок в мишени при надежном исключении фона;
- обеспечение достаточной светосилы установки;
- обеспечение высокого энергетического разрешения при регистрации заряженных частиц в диапазоне энергий от нескольких до сотни МэВ.

В эксперименте использовались пять мишеней:  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10,11}\text{B}$ ,  ${}^{12,14}\text{C}$ , которые были изготовлены в виде дисков диаметром 26 мм и толщиной  $\sim 25 \text{ мг/см}^2$ . Мишени, которые крепились с помощью тонких (30 мкм) нитей из бериллиевой бронзы, располагались на расстоянии 4,5 см от замедлителя и под углом  $22^\circ$  к пучку, что уменьшало энергетические потери вторичных частиц и, следовательно, улучшало энергетическое разрешение.

Заряженные частицы — изотопы водорода  $p$ ,  $d$ ,  $t$  и гелия  ${}^{3,4,6}\text{He}$ , образованные в результате поглощения в мишенях, регистрировались с помощью двух телескопов на основе кремниевых поверхностно-барьерных (Si(Au)) и литий-дрейфовых (Si(Li)) детекторов. Телескопы, угол между осями которых составлял  $180^\circ$ , размещались на расстоянии 12 см от мишени. Каждый телескоп состоял из двух Si(Au)-п. п. д. с толщинами 100 и 450 мкм и 14 Si(Li)-п. п. д. с толщинами  $\sim 3 \text{ мм}$  [39, 40]. Диаметр чувствительной области всех детекторов 32 мм (рабочая площадь  $8 \text{ см}^2$ ). Si(Au)-п. п. д. работали в режиме растяжки обедненной области на полную толщину детектора и поэтому не имели существенных нечувствительных («мертвых») областей. Толщина «мертвого» (литиевого) слоя Si(Li)-п. п. д. составляла  $\sim 100 \text{ мкм}$ . Точные измерения полных толщин детекторов проводились контактным способом, а «мертвые» слои Si(Li)-п. п. д. определялись с помощью источника электронов внутренней конверсии (э. в. к.)  ${}^{207}\text{Bi}$  [41]. Полные толщины детекторов измерены с погрешностью 10 мкм, а толщины «мертвых» слоев — 5 мкм. Отклонения от плоскопараллельности детекторов не превышали 1 %.

Энергетическое разрешение детекторов при комнатной температуре составляло величину  $\sim 50 \text{ кэВ}$  по  $\alpha$ -частицам ( $E_\alpha \approx 5,5 \text{ МэВ}$ ) и  $\sim 40 \text{ кэВ}$  по электронам внутренней конверсии ( $E_e \approx 1 \text{ МэВ}$ ). Каждый детектор был помещен в оправку диаметром 50 мм и толщиной 8 мм.

Суммарная толщина чувствительного слоя каждого телескопа  $\cong 43 \text{ мм}$ . Эта величина превышает пробег всех заряженных ядер, образующихся в ре-



акции поглощения на исследованных мишенях. В результате высокое энергетическое разрешение достигалось во всем диапазоне измерений энергий регистрируемых частиц.

Пороги идентификации составляли 3,5 МэВ для протонов, 4 МэВ для дейтронов, 4,5 МэВ для тритонов, 12 (16) МэВ для ионов  ${}^3\text{He}$  ( ${}^4\text{He}$ ). Угловой захват каждого телескопа с ростом энергии частиц изменялся в следующих пределах:  $d\Omega(p) = (55 \div 15)$  мср,  $d\Omega(d) = (55 \div 17)$  мср,  $d\Omega(t) = (55 \div 26)$  мср. Для короткопробежных ионов гелия  $d\Omega({}^3,{}^4\text{He}) = 55$  мср.

**2.2. Идентификация и измерение энергии частиц.** Энергия частиц, зарегистрированных телескопами, определялась суммированием потерь энергии в детекторах телескопа. При этом учитывались вклады от потерь энергии в «мертвых» слоях каждого из детекторов и мишени, определяемые по средним ионизационным потерям. Так как потери зависят от сорта частиц, их идентификация необходима уже на этапе определения энергии.

Вопрос идентификации частиц, а также задача отбраковки событий с нарушением ионизационной зависимости потерь энергии вследствие выхода частиц из детектирующего объема, краевых эффектов и ядерных реакций решались с помощью критерия  $\chi^2$ . Подробное описание применения этого критерия к рассматриваемому спектрометру представлено в работе [42].

Представление о возможностях спектрометра по идентификации частиц дает рис. 2. Измеренное двумерное распределение потерь энергии во втором Si(Au)-детекторе и первом Si(Li)-п. п. д. для частиц, образующихся при поглощении пионов на мишени  ${}^9\text{Be}$ , представлено на рис. 2, *а*. Хорошо выделяются ветви протонов (*p*), дейтронов (*d*), тритонов (*t*) и изотопов гелия ( ${}^3,{}^4\text{He}$ ). Эти же данные после обработки по критерию  $\chi^2$  для гипотезы остановки в первом

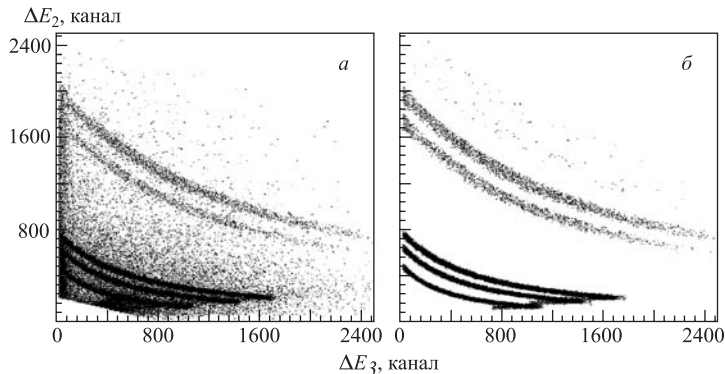


Рис. 2. Двумерное распределение энергосбросов во втором идентификаторе Si(Au)-п. п. д. (вертикальная ось) и первом Si(Li)-п. п. д. (горизонтальная ось) для вторичных частиц от захвата  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$ : *а*) до обработки; *б*) после обработки

Si(Li)-п. п. д. представлены на рис. 2, б. Хорошо видно, как отбраковываются фоновые события и события, связанные с частицами, прошедшими Si(Li)-п. п. д. насквозь.

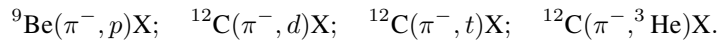
**2.3. Энергетическое разрешение спектрометра.** Основная трудность в изучении функции отклика детектирующих устройств, используемых на ускорителях, связана с получением моноэнергетических пучков заряженных частиц необходимой энергии. Использование реакции поглощения пионов ядрами дает в этом отношении ряд методических преимуществ. Практически нулевой импульс начального состояния и заметный выход двухчастичных каналов, в которых энерговыделение фиксировано, позволяют получать моноэнергетические частицы ( $p$ ,  $d$ ,  $t$  и  ${}^3,4\text{He}$ ) с энергиями вблизи кинематических границ реакции поглощения.

В рассмотренной выше постановке эксперимента на энергетическое разрешение  $\Delta E$  (ПШПВ) установки оказывают влияние следующие основные факторы: неопределенность потерь энергии частиц в мишени  $\Delta E_{\text{миш}}$ , флуктуации потерь энергии в «мертвых» слоях детекторов  $\Delta E_{\text{мс}}$  и шумы спектрометрических электронных трактов  $\Delta E_{\text{эл}}$  с учетом вклада обратных токов детекторов. Таким образом, энергетическое разрешение может быть представлено следующим соотношением:

$$\Delta E^2 \approx \Delta E_{\text{миш}}^2 + \Delta E_{\text{мс}}^2 + \Delta E_{\text{эл}}^2. \quad (1)$$

Анализ вкладов различных составляющих в зависимости от сорта и энергии регистрируемых частиц представлен в работе [43].

С целью определения реальных спектрометрических возможностей установки использовались данные, полученные в реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$ . Для измерения энергетического разрешения исследовались инклюзивные спектры частиц в следующих каналах реакции:



Измеренные спектры представлены на рис. 3 и 4. На кинематических границах реакций проявляются хорошо выделенные пики, обусловленные двухчастичными каналами реакций с образованием основных состояний ядер  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^9\text{Li}$  соответственно. В силу нуклонной стабильности эти состояния имеют нулевые значения ширин. Благодаря отсутствию близлежащих возбужденных уровней [38, 44] ширины наблюдаемых пиков позволяют определить энергетическое разрешение спектрометра для регистрируемых частиц. Отметим, что инклюзивные спектры дейтронов и тритонов демонстрируют возможности установки по спектрометрии возбужденных состояний ядер в достаточно широком энергетическом диапазоне.

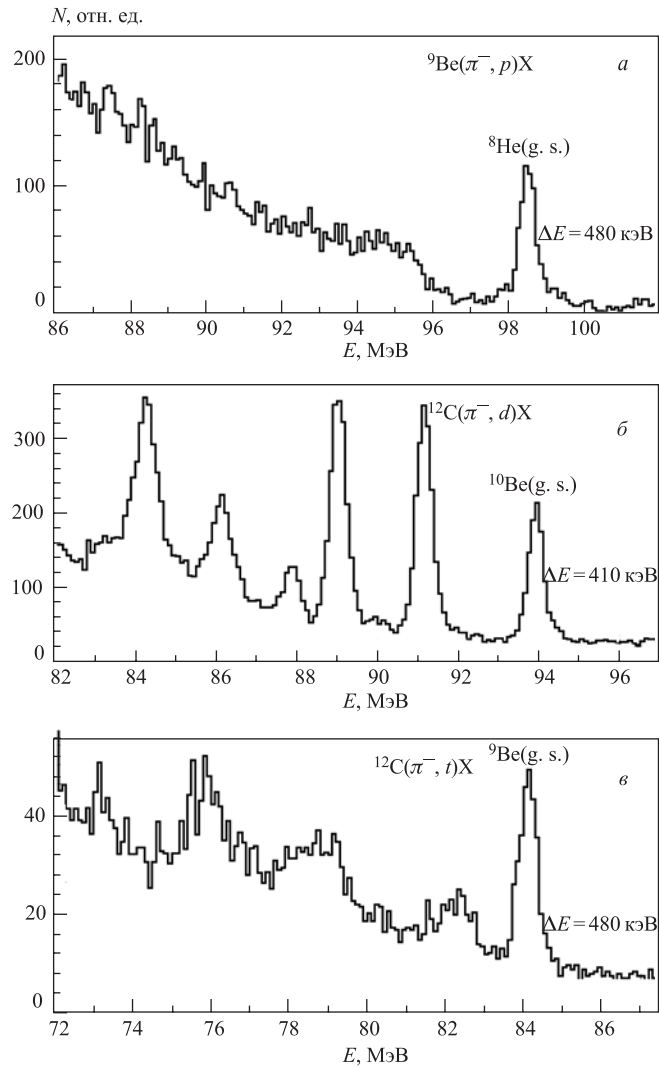


Рис. 3. Инклюзивные спектры протонов (а), дейтронов (б) и тритонов (е) из реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$

Для однозарядных частиц экспериментальные значения разрешения  $\Delta E_{\text{экс}}$  (ПШПВ) приведены в табл. 3 [43].

При измерениях ионов гелия  ${}^{3,4}\text{He}$  величина  $\Delta E_{\text{экс}} = (1,9 \pm 0,1)$  МэВ существенно больше. Уширение приборной линии обусловлено в основном

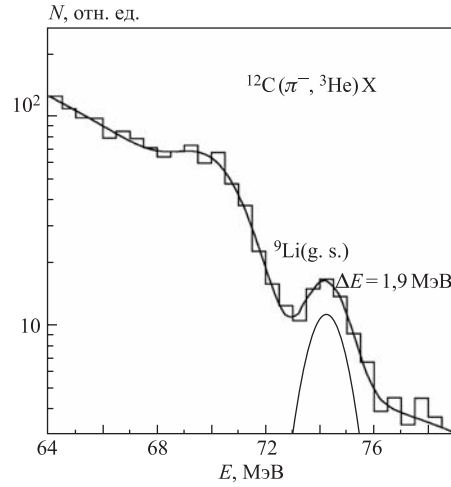


Рис. 4. Инклюзивный спектр ионов  ${}^3\text{He}$  из реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^{12}\text{C}$ . Сплошные линии — полное описание и вклад двухчастичного канала  ${}^{12}\text{C}(\pi^-, {}^3\text{He}){}^9\text{Li}$

Таблица 3. Экспериментальные ( $\Delta E_{\text{экс}}$ ) и расчетные ( $\Delta E_{\text{рас}}$ ) значения энергетического разрешения п. п. д.-телескопов (в кэВ)

Энергия, МэВ	Частица		
	$p$	$d$	$t$
	98,5	93,9	84,1
$\Delta E_{\text{миш}}$	110	230	230
$\Delta E_{\text{мс}}$	306	237	200
$\Delta E_{\text{эл}}$	327	219	183
$\Delta E_{\text{рас}}$	462	400	466
$\Delta E_{\text{экс}}$	$480 \pm 25$	$410 \pm 15$	$480 \pm 30$

*Примечание.*  $\Delta E_{\text{миш}}$ ,  $\Delta E_{\text{мс}}$ ,  $\Delta E_{\text{эл}}$  — расчетные составляющие энергетического разрешения.

увеличением величины  $\Delta E_{\text{миш}}$  вследствие возрастания ионизационных потерь в мишени для двухзарядных ионов гелия.

**2.4. Определение разрешения и абсолютной привязки спектрометра в измерениях спектров недостающих масс.** В инклюзивных измерениях величина разрешения по недостающей массе ( $MM$ ) определяется неопределенностью в измерении энергии регистрируемой частицы. Энергия, выделяющаяся при поглощении остановившихся пионов, много меньше энергии покоя обра-

зующихся ядер, поэтому для определения соотношения между энергетическим разрешением и разрешением по недостающим массам можно воспользоваться нерелятивистским приближением. В случае регистрации частицы  $a$ , образующейся в реакции  $\pi^- + A \rightarrow a + X$ , имеем

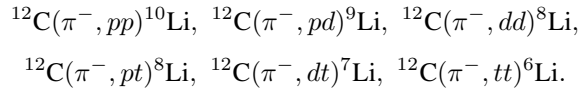
$$\Delta E_{MM} \cong \frac{M_A}{M_A - M_a} \Delta E_a, \quad (2)$$

где  $M_A$ ,  $M_a$  — соответствующие массы частиц.

Таким образом, для инклюзивных измерений разрешение по недостающим массам линейно зависит от энергетического разрешения. Из табл. 2 и соотношения (2) следует, что в измерениях на мишенях  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{11}\text{B}$  величина  $\Delta E_{MM}$  не превышает 700 кэВ при регистрации однозарядных частиц и 3,5 МэВ при регистрации ионов гелия.

В корреляционных измерениях величина разрешения по недостающей массе определяется тремя факторами: неопределенностями в измерении энергии каждой частицы и неопределенностями в угле разлета частиц, обусловленными конечным угловым захватом телескопов.

Важное преимущество предложенного в настоящей работе метода исследования ядер связано с возможностью использования для калибровочных целей результатов корреляционных измерений заряженных частиц с известными конечными состояниями ядер. В качестве примера рассмотрим корреляционные данные, полученные на мишени  ${}^{12}\text{C}$ . В измерениях пар однозарядных частиц в спектрах недостающих масс могут быть выделены следующие трехчастичные каналы реакции:



Основные состояния образующихся изотопов лития (за исключением  ${}^{10}\text{Li}$ ) являются нуклонно-стабильными, что позволяет использовать соответствующие спектры недостающих масс для определения разрешения спектрометра. В качестве иллюстрации на рис. 5 представлены спектры для трех реакций. Наблюдаются отчетливые пики, соответствующие основным состояниям ядер  ${}^9\text{Li}$ ,  ${}^8\text{Li}$ ,  ${}^6\text{Li}$ .

Анализ результатов по регистрации пар однозарядных частиц показывает, что разрешение по недостающим массам слабо зависит от конкретного канала реакции и вблизи нулевых значений  $MM$  составляет величину  $\sim 1$  МэВ.

Результаты измерения спектров недостающих масс позволяют также оценить точность абсолютной привязки шкалы  $MM$ . Для всех пар зарегистрированных однозарядных частиц, кроме  $pp$ -пар, эта величина  $\delta_{MM} \leq 0,1$  МэВ. В случае регистрации пар протонов  $\delta_{MM}(pp) \leq 0,2$  МэВ. Это связано с

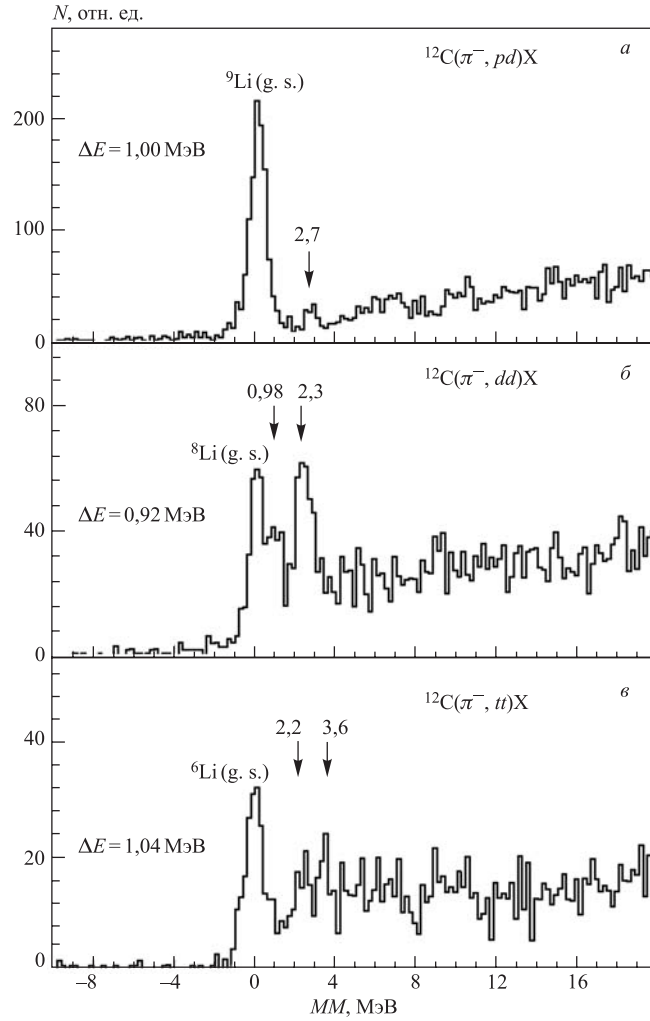


Рис. 5. Спектры недостающих масс для событий  $(pd)$  (а),  $(dd)$  (б) и  $(tt)$  (в) из реакций поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами  $^{12}\text{C}$ . Стрелками с цифрами обозначены положения возбужденных состояний и соответствующие энергии возбуждения

тем, что в реакции  $^{10}\text{B}(\pi^-, pp)X$  выход основного состояния  $^8\text{He}$  сильно подавлен, а в реакциях на других мишенях, использованных в эксперименте, образующиеся состояния являются нуклонно-нестабильными.

Для оценки разрешения по  $MM$  в корреляционных измерениях изотопов гелия  $^{3,4}\text{He}$  на совпадение с однозарядными частицами использова-

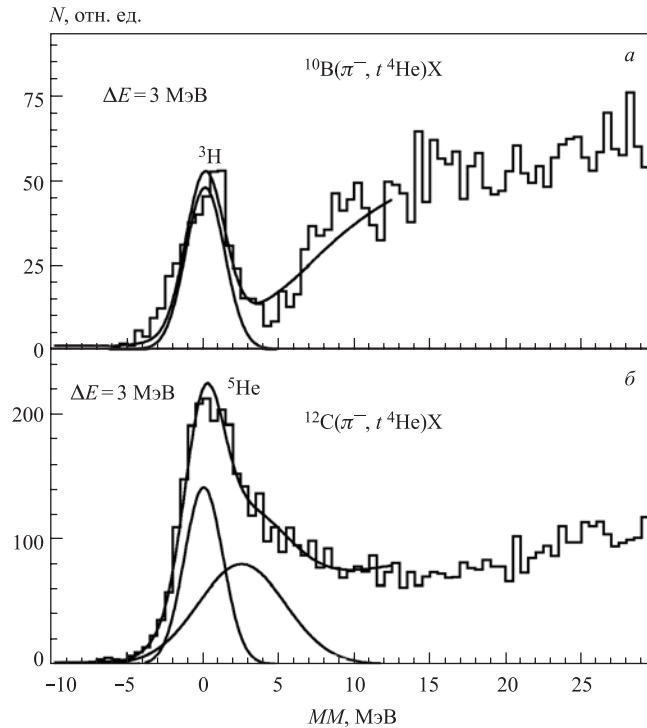


Рис. 6. Спектры недостающих масс для реакций  $^{10}\text{B}(\pi^-, t^4\text{He})\text{X}$  (а) и  $^{12}\text{C}(\pi^-, t^4\text{He})\text{X}$  (б). Сплошные линии — полные описания и вклады двухчастичных каналов  $^{10}\text{B}(\pi^-, t^4\text{He})t$ ,  $^{12}\text{C}(\pi^-, t^4\text{He})^5\text{He}(\text{g. s.})$  и  $^{12}\text{C}(\pi^-, t^4\text{He})^5\text{He}$  ( $E_x = 1,27$  МэВ)

лись наиболее статистически обеспеченные данные, полученные в реакциях  $^{10}\text{B}(\pi^-, t^4\text{He})\text{X}$  и  $^{12}\text{C}(\pi^-, t^4\text{He})\text{X}$ . Спектры недостающих масс для этих реакций представлены на рис. 6. Пики в спектрах обусловлены трехчастичными каналами с образованием  $^3\text{H}$ , а также основного и первого возбужденного состояний  $^5\text{He}$ . Анализ результатов показал, что энергетическое разрешение по  $MM$  в этих измерениях 3,0 МэВ, а ошибка в энергетической привязке шкалы не превышает 0,2 МэВ.

Таким образом, представленная полупроводниковая установка позволяет регистрировать длиннопробежные заряженные частицы с высоким энергетическим разрешением, сравнимым с разрешением магнитных спектрометров. Одновременно она дает возможность выполнять корреляционные измерения пар заряженных частиц с достаточно хорошим разрешением по недостающим массам. Необходимо отметить, что многослойность спектрометра обеспечивает измерения в широком интервале энергий и масс без изменений в

настройке спектрометра, что существенно для скорости набора статистики и минимизации систематических ошибок.

**2.5. Контроль временной стабильности характеристик спектрометра.**

Контроль временной стабильности характеристик спектрометра осуществлялся с помощью анализа спектров недостающих масс, полученных для разных временных интервалов набора статистики.

При использовании мишени  ${}^9\text{Be}$  энергетическое разрешение и абсолютная калибровка шкалы, а также возможное временное изменение этих величин контролировались по корреляционным измерениям  $tt$ -событий. На рис. 7 представлен спектр недостающих масс, полученный в этих измерениях. Наблюдаемый пик в области нулевых недостающих масс связан с трехчастичным

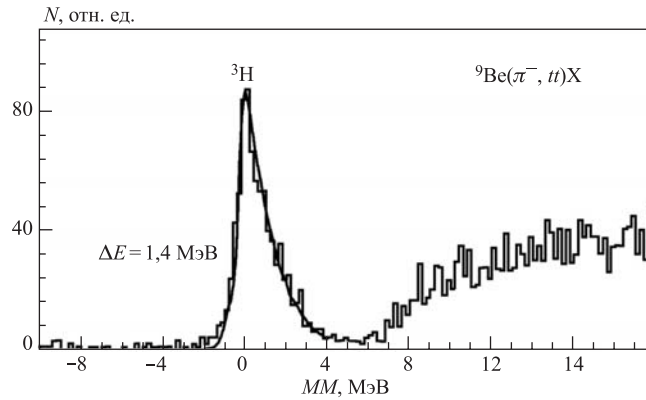


Рис. 7. Спектр недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)X$ . Сплошная линия — полное описание

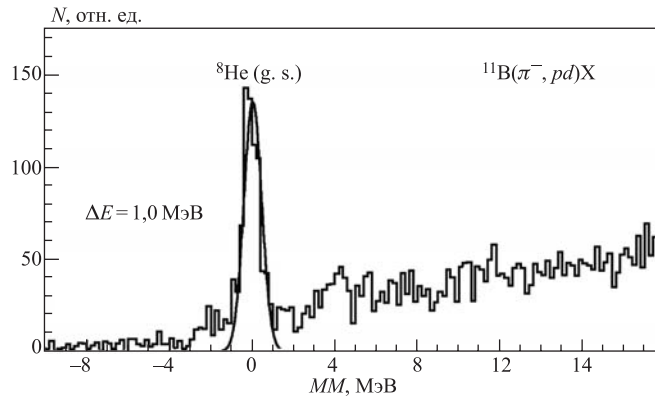


Рис. 8. Спектр недостающих масс для реакции  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, pd)X$ . Сплошная линия — вклад трехчастичного канала  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, pd){}^8\text{He}(\text{g. s.})$



каналом реакции с образованием тритона. Полученные результаты для параметров тритона — его масса, которая в данном случае соответствует положению пика  $E_{MM} = (0,0 \pm 0,1)$  МэВ, и наблюдаемая ширина  $\Delta E(\text{ПШПВ}) = 1,4$  МэВ, показывают корректность методики и отсутствие систематических сдвигов, а также согласуются с данными корреляционных измерений на  $^{11}\text{B}$  и  $^{12}\text{C}$ .

Следует отметить, что некоторое уширение тритонного пика по сравнению с другими калибровочными пиками (рис. 5) обусловлено угловым захватом спектрометра, приводящим к увеличению ширины приборной линии с уменьшением массы нерегистрируемого остатка.

При работе с мишенью  $^{11}\text{B}$  контролировалась неизменность параметров описания пика основного состояния  $^8\text{He}$  из реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, pd)\text{X}$  (рис. 8).

**2.6. Определение возможных примесей в мишенях.** Количественное определение возможных примесей в мишенях выполнялось с помощью выделения пиков, соответствующих известным двухчастичным реакциям на ядрах примеси. Было установлено [31], что для мишени  $^{11}\text{B}$  основной примесью является  $^{12}\text{C}$  (8%), а вклад остальных (неконтролируемых) примесей в мишенях  $^{11}\text{B}$  и  $^9\text{Be}$  не превышал 1%. Как показано ниже, такая величина примеси в мишени  $^{11}\text{B}$  не приводит к заметным искажениям спектров недостающих масс. Методика учета вклада примеси обсуждается в разд. 3.

Таким образом, для всех каналов реакций поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов, в которых будут исследоваться сверхтяжелые изотопы водорода  $^{4-7}\text{H}$ , определены значения разрешения по недостающим массам и ошибки в абсолютной привязке шкалы. При этом необходимо указать, что все результаты, в том числе данные измерений калибровочных каналов реакций, получены в рамках одного эксперимента, что минимизирует возможные методические и систематические погрешности.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

**3.1. Изотоп  $^4\text{H}$ .** Экспериментальное изучение структуры  $^4\text{H}$  продолжается достаточно длительное время. К настоящему времени надежно установлено отсутствие нуклонно-стабильных состояний этого изотопа. В то же время в значительном количестве экспериментов обнаружено существование резонансноподобных состояний в континууме. Учитывая существование возбужденных состояний у ядра  $^4\text{He}$ , можно отметить, что четырехнуклонная система является качественным скачком по сравнению со случаем  $A = 3$ .

Можно выделить два основных подхода к экспериментальному изучению системы  $^4\text{H}$ : измерение угловых распределений в упругом  $nt$ -рассеянии и исследование спектров недостающих масс.

Данные о первом типе исследований довольно ограничены [45]. Насколько нам известно, только в одной работе [46] дифференциальные сечения упругого  $nt$ -рассеяния были измерены при энергиях нейтронов 1,0, 2,0,

3,5 и 6,0 МэВ. Фазовый анализ этих данных был выполнен в работе [47]. Полученные энергетические зависимости фаз  $\delta_{S,L}^J$  были описаны с помощью одноуровневого брейт-вигнеровского формализма. Выполненный анализ показал существование двух уровней с  $J^P = 2^-$  ( $E_r = 3,4$  МэВ,  $\Gamma = 5,5$  МэВ) и  $J^P = 1^-$  ( $E_r = 5,1$  МэВ,  $\Gamma = 5,5$  МэВ). Однако вопрос об однозначности и точности полученного описания остается открытым, особенно если учесть достаточно большие ошибки в определении фаз рассеяния [47].

Экспериментальные данные по зарядово-сопряженной системе  $p^3\text{He}$  известны значительно лучше [45, 48]. В работе [48] был проведен  $R$ -матричный анализ результатов измерения упругого рассеяния в этой системе, позволивший определить резонансные параметры основного и возбужденных состояний  $^4\text{Li}$ . Переход к  $^4\text{H}$  был выполнен с помощью зарядово-сопряженного отражения параметров  $^4\text{Li}$ . Полученные таким способом резонансные параметры  $^4\text{H}$  приведены в табл. 4. Все состояния представляют собой  $p$ -волновые резонансы. Два более связанных состояния образованы валентным нейтроном, находящимся на  $p_{3/2}$ -оболочке, два других состояния образованы нейтроном на  $p_{1/2}$ -оболочке.

Вопрос об однозначности полученных результатов остается открытым. Как было отмечено в работе [49], существует зависимость резонансных параметров, определенных  $R$ -матричным методом, от параметров теории — радиусов каналов  $a_c$  и величин  $B_c$ , определяющих граничные условия. В связи с этим в работах [49, 50] был предложен расширенный (*extended*)  $R$ -матричный метод, позволяющий определять резонансные параметры системы, не зависящие от величин  $a_c$  и  $B_c$ . Важно отметить существенные различия в значениях резонансных параметров, полученных этими двумя методами. Например, при использовании обычного  $R$ -матричного метода резонансные параметры  $^5\text{He}$  ( $E_r, \Gamma$ ) для основного и первого возбужденного состояний равны соответственно 0,985, 0,963 МэВ и 7,16, 20,61 МэВ, в то время как расширенный  $R$ -матричный метод приводит соответственно к значениям 0,798, 0,648 МэВ и 2,07, 5,57 МэВ [38]. Последние величины лучше согласуются с экспериментальными результатами по  $^5\text{He}$ , полученными другими методами [38]. В

Таблица 4. Энергетические уровни  $^4\text{H}$  [45]

$E_r$ , МэВ*	$J^P$	$\Gamma$ , МэВ**
3,19	$2^-$	5,42
3,50	$1^-$	6,73
5,27	$0^-$	8,92
6,02	$1^-$	12,99

\*Резонансная энергия относительно распада  $^4\text{H}$  на тритон и нейтрон.  
\*\*Ширина уровня.

связи с этим применение расширенного  $R$ -матричного метода для описания изотопа  ${}^4\text{H}$  было бы весьма желательно.

Альтернативное описание структуры уровней  ${}^4\text{H}$  основывается на анализе спектров недостающих масс, измеренных в различных ядерных процессах. Полученные этим методом результаты представлены в табл. 5. Видны

Таблица 5. Энергетические уровни  ${}^4\text{H}$ , определенные по экспериментальным спектрам недостающих масс

Реакция	$E_r$ , МэВ *	$\Gamma$ , МэВ**	Работа
${}^6\text{Li}(\pi^-, d){}^4\text{H}$	$3,3 \pm 1,5$	$< 3$	[21]
${}^7\text{Li}(\pi^-, t){}^4\text{H}$	$0,3 \pm 1,5$	$< 5$	[21]
${}^7\text{Li}(\pi^-, t){}^4\text{H}$	$2,9 \pm 0,5$ $6,1 \pm 0,5$	$3,0 \pm 1,0$ $3,5 \pm 1,0$	[22]
${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^4\text{H}$	$\sim 3,5$	—	[51]
${}^7\text{Li}(\pi^-, t){}^4\text{H}$	$8 \pm 3$	$< 4$	[23]
${}^7\text{Li}(\pi^-, t){}^4\text{H}$	$2,7 \pm 0,6$ $5,2$	$2,3 \pm 0,6^{***}$ $2,3$	[24]
${}^6\text{Li}(\pi^-, d){}^4\text{H}$	$2,7$	—	[25]
${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, {}^3\text{He}{}^3\text{He}){}^4\text{H}$	$2,6 \pm 0,2$	$4,5$	[52]
${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{16}\text{O}){}^4\text{H}$	$3,5$ $5,8$	$1$ $2$	[53]
${}^7\text{Li}(n, \alpha){}^4\text{H}$	$2,6 \pm 0,4$	$2,1^{***}$	[54]
${}^9\text{Be}(\pi^-, dt){}^4\text{H}$	$3,0 \pm 0,2$	$4,7 \pm 1,0$	[26]
${}^6\text{Li}(\pi^-, d){}^4\text{H}$	$3,6 \pm 0,6$	$3,1 \pm 0,7$	[27]
${}^7\text{Li}(\pi^-, t){}^4\text{H}$	$3,8 \pm 0,3$	$3,4 \pm 0,8$	[27]
$d(t, p){}^4\text{H}$	$3,1 \pm 0,3$	$2,3^{***}$	[55]
$d({}^6\text{He}, \alpha){}^4\text{H}$	$2,0 \pm 0,3$ $5,2 \pm 0,5$	— $1,2 \pm 0,4$	[56]
${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^4\text{H}$	$2,3 \pm 0,3$	—	[56]
${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, nt)\text{X}$	$2,7 \pm 0,3$	$3,3 \pm 0,2$	[56]
$d(t, p){}^4\text{H}$ $t(t, d){}^4\text{H}$	$3,05 \pm 0,19$	$4,18 \pm 1,02$	[58]
${}^9\text{Be}(\pi^-, dt){}^4\text{H}$	$1,6 \pm 0,1$ $3,4 \pm 0,1$ $6,0 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,1^{***}$ $0,4 \pm 0,1^{***}$ $0,5 \pm 0,1^{***}$	[13]

\* Резонансная энергия относительно распада  ${}^4\text{H}$  на тритон и нейтрон.  
 \*\* Наблюдаемая ширина уровня.  
 \*\*\* Приведенная ширина.

заметные расхождения в значениях резонансных параметров основного состояния  ${}^4\text{H}$ . Также остается открытым вопрос о количестве резонансных состояний  ${}^4\text{H}$ .

В достаточно большом количестве работ поиск  ${}^4\text{H}$  проводился в реакции поглощения остановившихся пионов легкими ядрами [13, 21–27]. В ранних экспериментах статистическая обеспеченность данных и энергетическое разрешение измерений были на довольно низком уровне. Также в этих измерениях проявлялся заметный фон.

В экспериментах, выполненных на мезонной фабрике SIN (в настоящее время — PSI),  ${}^4\text{H}$  был обнаружен в двухчастичных каналах реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов изотопами лития  ${}^6, {}^7\text{Li}$  [24, 25]. Как видно из табл. 5, параметры основного состояния  ${}^4\text{H}$  в пределах ошибок совпадают для двух реакций. В то же время отметим, что указание, полученное в первой из этих работ, на возможное проявление возбужденного уровня  ${}^4\text{H}$  в реакции  ${}^7\text{Li}(\pi^-, t){}^4\text{H}$  не было подтверждено в последующей публикации.

Как отмечалось выше, метод исследования сверхтяжелых изотопов водорода, представленный в настоящей работе, был впервые использован в экспериментах, проведенных на пионном канале низких энергий синхроциклотрона ПИЯФ. В пределах ошибок измерений результаты для параметров основного состояния  ${}^4\text{H}$ , полученные как в трехчастичном канале  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dt){}^4\text{H}$  [26], так и в двухчастичных каналах  ${}^6\text{Li}(\pi^-, d){}^4\text{H}$  и  ${}^7\text{Li}(\pi^-, t){}^4\text{H}$  [27], совпадают между собой. Можно отметить, что резонансная энергия в этих измерениях лежит несколько выше по сравнению с данными работ [24, 25].

В эксперименте, выполненном в LAMPF, поиск  ${}^4\text{H}$  проводился в реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dt){}^4\text{H}$ . Разрешение по спектру недостающих масс и точность абсолютной привязки шкалы в этом канале реакции иллюстрирует рис. 9, на котором хорошо выделяются пики, соответствующие образованию  ${}^6\text{He}$  в основном (нуклонно-стабильном) и первом возбужденном состояниях, расстояние между которыми 1,8 МэВ.

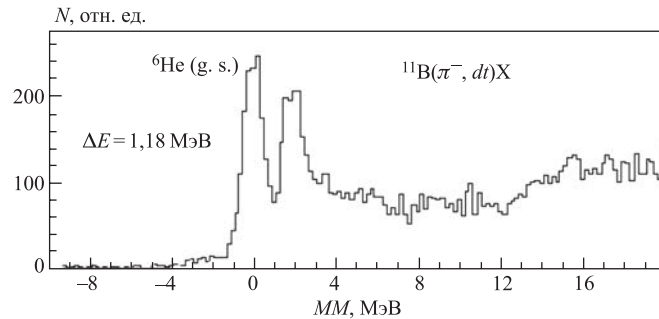


Рис. 9. Спектр недостающих масс в реакции  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, dt)\text{X}$

На рис. 10 представлен спектр недостающих масс ( $MM$ ) для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dt){}^4\text{H}$ . За начало отсчета принята сумма масс тритона и нейтрона. В спектре, представленном на рис. 10, *a*, отчетливо выделяется пик в области небольших значений недостающих масс. Эта часть спектра более отчетливо представлена на рис. 11. В пике ясно проявляется структура, указывающая на возможность его образования в результате суперпозиции нескольких состояний.

Для выделения этих состояний  ${}^4\text{H}$  нами использовался метод наименьших квадратов при описании экспериментальных спектров суммой  $n$ -частичных распределений по фазовому объему ( $n \geq 4$ ) и брейт-вигнеровских распределений. Предполагалось, что состояния  ${}^4\text{H}$  представляют собой  $p$ -волновые резонансы с параметризацией, предложенной в работе [59]:

$$\frac{dY}{dE} \propto \frac{\Gamma}{(E_\lambda - \Delta_l - E)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (3)$$

$$\Gamma = 2\gamma^2 P_l(E), \quad (4)$$

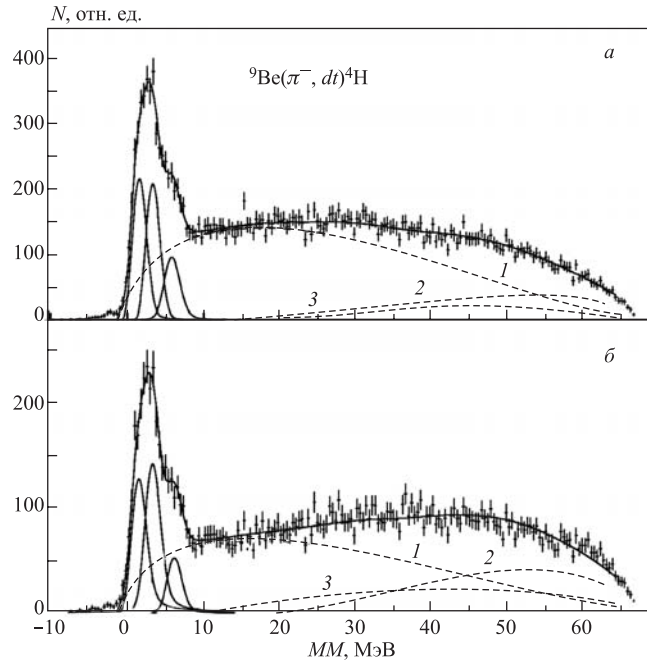


Рис. 10. Спектр недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, td)X$ : *a*) измеренный спектр; *б*) измеренный спектр при  $P_X \leq 100$  МэВ/с. Сплошные линии — полное описание и распределения по Брейту–Вигнеру; распределения по фазовому объему: 1 —  ${}^9\text{Be}(\pi^-, td)tn$ ; 2 —  ${}^9\text{Be}(\pi^-, td)p3n$ ; 3 —  ${}^9\text{Be}(\pi^-, td)d3n$

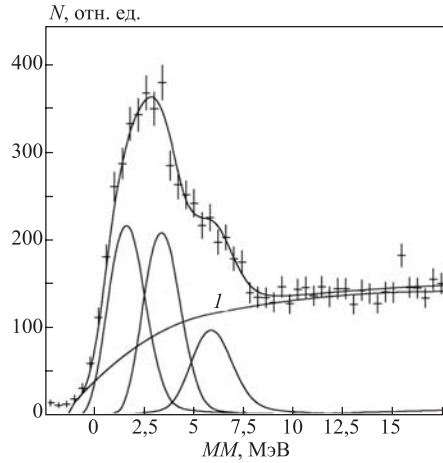


Рис. 11. Фрагмент спектра недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, td)X$ . Сплошные линии — полное описание и распределения по Брейту–Вигнеру;  $I$  — распределение по фазовому объему  ${}^9\text{Be}(\pi^-, td)tn$

$$\Delta_l = \gamma^2 S_l(E), \quad (5)$$

где  $E_\lambda$  — формальная энергия резонанса;  $\Gamma$  — ширина резонанса;  $\gamma^2$  — приведенная ширина;  $S_l(E)$  — канальная фазовая ширина;  $P_l(E)$  — канальная функция проникаемости;  $E$  — энергия относительного движения тритона и нейтрона. Резонансная энергия  $E_r = E_\lambda - \Delta_l$ . Радиус канала выбран равным 4 фм [47].

Рассматривалось несколько гипотез о числе состояний  ${}^4\text{H}$ , дающих вклад в наблюдаемый пик. Сначала наблюдаемый пик был описан с помощью одного резонансного состояния  ${}^4\text{H}$ . В этом случае параметры этого резонанса  $E_r = (3,1 \pm 0,1)$  МэВ и  $\gamma^2 = (3,2 \pm 0,1)$  МэВ, однако эта гипотеза должна быть отвергнута на 2%-м уровне значимости ( $\chi^2/N_{\text{DF}} = 1,58$  при числе степеней свободы  $N_{\text{DF}} = 32$ ). Тем не менее важно отметить, что эти значения резонансных параметров достаточно близки к величинам, полученным во многих работах, в том числе и в недавних экспериментах на радиоактивных пучках [57, 58]. Отличительной чертой этих работ является описание экспериментальных спектров с помощью только одного резонансного состояния.

Гипотеза двух уровней  ${}^4\text{H}$  ( $E_{r1} = (2,4 \pm 0,1)$  МэВ,  $\gamma_1^2 = (1,4 \pm 0,1)$  МэВ и  $E_{r2} = (5,0 \pm 0,2)$  МэВ,  $\gamma_2^2 = (2,6 \pm 0,2)$  МэВ) также может быть отвергнута на 2%-м уровне значимости ( $\chi^2/N_{\text{DF}} = 1,61$  при  $N_{\text{DF}} = 29$ ). Снова отметим, что полученные значения резонансных энергий хорошо согласуются с результатами работ [24, 56], в которых авторы наблюдали два уровня.

Удовлетворительное описание спектра ( $\chi^2/N_{DF} = 0,88$  при  $N_{DF} = 26$ ) достигается только при учете трех состояний  ${}^4\text{H}$  со следующими резонансными параметрами:

$$\begin{aligned} E_{r1} &= (1,6 \pm 0,1) \text{ МэВ}, \quad \gamma_1^2 = (0,4 \pm 0,1) \text{ МэВ}, \\ E_{r2} &= (3,4 \pm 0,1) \text{ МэВ}, \quad \gamma_2^2 = (0,4 \pm 0,1) \text{ МэВ}, \\ E_{r3} &= (6,0 \pm 0,1) \text{ МэВ}, \quad \gamma_3^2 = (0,5 \pm 0,1) \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Квазисвободные процессы, в которых нуклоны остаточного ядра не принимают непосредственного участия в реакции, вносят существенный вклад в трехчастичные каналы реакции поглощения пионов. С целью относительного обогащения измеренных спектров такими событиями и проверки устойчивости результатов по структуре уровней  ${}^4\text{H}$  было наложено ограничение на импульс остаточного ядра ( $P_X < 100 \text{ МэВ}/c$ ). Эта величина заведомо не превосходит ожидаемого значения для ферми-импульса внутриядерного кластера. Такое ограничение позволяет также заметно подавить вклад взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) между зарегистрированными частицами и образующимися в реакции нейтронами [12]. Полученный таким образом спектр недостающих масс показан на рис. 10, б. Видно, что пики, связанные с резонансными состояниями  ${}^4\text{H}$ , проявляются более ясно. Удовлетворительное описание спектров достигается с теми же значениями резонансных параметров, что и на рис. 10, а.

Таким образом, наши результаты по  ${}^4\text{H}$  не согласуются с данными других авторов (табл. 5) как по числу наблюдаемых уровней, так и по резонансной энергии наиболее связанного состояния. На наш взгляд, эти расхождения в значительной степени могут быть обусловлены различием в статистической обеспеченности данных. В качестве иллюстрации представим на рис. 12

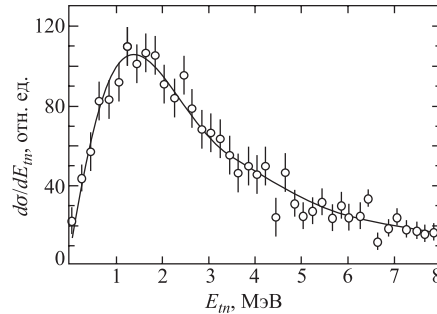


Рис. 12. Энергетический спектр относительного движения в системе  $t+n$ , полученный в реакции однопротонного выбивания на пучке  ${}^6\text{He}$  с энергией 240 МэВ/а.е.м. на углеродной мишени [57]. Сплошная линия — описание спектра с учетом одного резонансного состояния  ${}^4\text{H}$

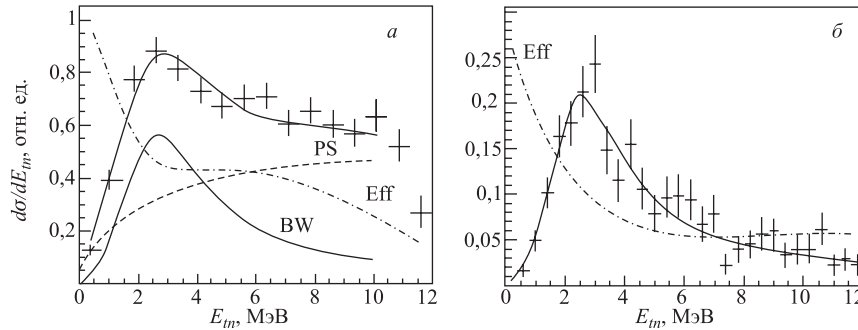


Рис. 13. Энергетические спектры  ${}^4\text{H}$  [58]. *а*) Реакция  ${}^3\text{H}(t, dn)\text{X}$ : сплошная линия — полное описание; штриховая PS — распределение по трехчастичному фазовому объему ( $d + t + n$ ); штрихпунктирная Eff — расчетная эффективность регистрации  $dn$ -событий; сплошная линия BW — распределение по Брейту-Вигнеру. *б*) Реакция  ${}^2\text{H}(t, pn)\text{X}$ : сплошная линия — полное описание; штрихпунктирная линия Eff — расчетная эффективность регистрации  $pn$ -событий

и 13 результаты, полученные в недавних экспериментах на радиоактивных пучках ионов [57, 58]. В обоих измерениях экспериментальные спектры описывают с помощью одного резонансного состояния. Необходимо заметить, что, по-видимому, существует противоречие между приведенным спектром в работе [57], обладающим максимумом при  $E_{MM} = 1,6$  МэВ, и величиной  $E_R = 2,7$  МэВ. Но важно отметить, что оба спектра не противоречат предположению о том, что наблюдаемый пик обусловлен суперпозицией нескольких резонансных состояний. Было бы весьма желательно получить экспериментальную информацию об этих реакциях с более высокой статистической обеспеченностью данных.

При рассмотрении теоретических предсказаний о структуре уровней  ${}^4\text{H}$  следует отметить, что существуют два подхода к вычислению резонансных параметров ядерных систем в континууме. В первом рассчитывается энергия связи системы, состоящей из четырех нуклонов, при этом существование рассматриваемого резонанса постулируется. Некоторые из результатов [6, 60, 61], полученных в рамках такого подхода, представлены в табл. 6. Для более ранних ссылок см. обзор [45]. Следует заметить, что эти результаты не позволяют прояснить экспериментальную ситуацию.

Второй подход заключается в поиске полюсов  $S$ -матрицы на комплексной энергетической плоскости [9, 62]. Как видно из табл. 6, значения резонансных параметров, полученные этим методом, существенно отличаются от экспериментальных и других теоретических результатов. В работах [9, 62] отмечено, что такое отличие результатов двух методов анализа характерно для широких резонансов.



Таблица 6. Расчетные значения параметров резонансных уровней  ${}^4\text{H}$  (в МэВ)

Работа	$J^P$							
	$2^-$		$1^-$		$0^-$		$1^-$	
	$E_r^*$	$\Gamma^{**}$	$E_r$	$\Gamma$	$E_r$	$\Gamma$	$E_r$	$\Gamma$
[60]	4,7	1,2			6,4	1,8		
[61]	3,2	1,0	4,4	2,3	4,2	2,0	6,4	> 5
[6]	2,8							
[62]	1,52	4,11	1,23	5,8	1,19	6,17	1,32	4,72
[9]	1,22	3,34	1,15	3,49	0,77	6,72	1,15	6,38

\*Резонансная энергия относительно распада  ${}^4\text{H}$  на тритон и нейтрон.  
\*\*Ширина уровня.

В работе [63] был предложен метод, связывающий резонансные параметры, полученные  $R$ -матричным методом, с полюсами  $S$ -матрицы. Этот метод был использован для  ${}^4\text{H}$  в работе [58]. Предполагая, что в эксперименте наблюдается только один уровень, авторы поставили в соответствие величинам  $E_{\text{res}} = 3,05$  МэВ и  $\gamma^2 = 3,03$  МэВ полюсные параметры  $E_0 = 1,99$  МэВ и  $\Gamma = 2,83$  МэВ. Однако вопрос о корректности применения этого метода в случае нескольких перекрывающихся состояний не ясен.

Таким образом, экспериментальная ситуация со спектроскопией  ${}^4\text{H}$  остается открытой. Дальнейший прогресс в этой области, на наш взгляд, может быть связан с улучшением статистической обеспеченности данных в реакциях с радиоактивными пучками.

**3.2. Изотоп  ${}^5\text{H}$ .** Длительное время вопрос о существовании изотопа  ${}^5\text{H}$  оставался открытым. В работе [64] наблюдался повышенный выход протонов вблизи кинематической границы реакции  ${}^6\text{Li}(\pi^-, p)\text{X}$ . Однако интерпретация экспериментальных данных оказалась неоднозначной, и, возможно, это усиление было обусловлено существенным вкладом трехчастичных каналов реакции. Полученные к настоящему времени результаты, в которых наблюдались резонансные состояния  ${}^5\text{H}$ , представлены в табл. 7.

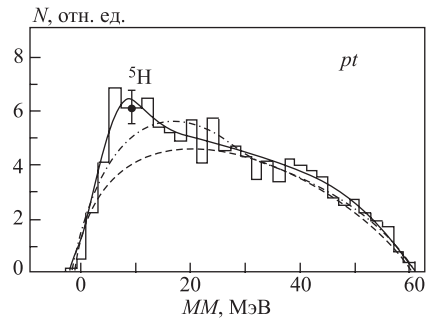
Впервые указание на образование  ${}^5\text{H}$  было получено в реакциях поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^5\text{H}$  в эксперименте, проведенном в ПИЯФ [26]. В предположении, что усиление в спектре недостающих масс (рис. 14) вызвано только одним состоянием  ${}^5\text{H}$ , были получены следующие значения резонансных параметров:  $E_r = (7,4 \pm 0,7)$  МэВ,  $\Gamma = (8 \pm 3)$  МэВ ( $E_r$  — резонансная энергия относительно распада на тритон и два нейтрона). Позднее указания на образование  ${}^5\text{H}$  наблюдались в инклюзивных спектрах протонов и дейтронов соответственно в реакциях  ${}^6\text{Li}(\pi^-, p){}^5\text{H}$  и

Таблица 7. Экспериментальные параметры резонансных уровней  ${}^5\text{H}$

Реакция	$E_r$ , МэВ*	$\Gamma$ , МэВ**	Работа
${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^5\text{H}$	$7,4 \pm 0,7$	$8 \pm 3$	[26]
${}^6\text{Li}(\pi^-, p){}^5\text{H}$	$11,8 \pm 0,7$	$5,6 \pm 0,9$	[27]
${}^7\text{Li}(\pi^-, d){}^5\text{H}$	$9,1 \pm 0,7$	$7,4 \pm 0,6$	[27]
${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^5\text{H}$	$5,2 \pm 0,4$	$\approx 4$	[65]
$p({}^6\text{He}, pp){}^5\text{H}$	$1,7 \pm 0,3$	$1,9 \pm 0,4$	[66]
$t(t, p){}^5\text{H}$	$1,8 \pm 0,1$ $2,7 \pm 0,1$	$\leq 0,5$ $\leq 0,5$	[67]
$t(t, p){}^5\text{H}$	$\approx 1,8$ $\sim 5-6$ $\sim 5-6$	$\approx 1,3$	[69]
${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, 2nt)X$	$\sim 3,0$	$\sim 6,0$	[57]
${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^5\text{H}$	$5,5 \pm 0,2$	$5,4 \pm 0,5$	[12]
${}^9\text{Be}(\pi^-, dd){}^5\text{H}$	$10,6 \pm 0,3$	$6,8 \pm 0,5$	
	$18,5 \pm 0,4$	$4,8 \pm 1,3$	
	$26,7 \pm 0,4$	$3,6 \pm 1,3$	

\*Резонансная энергия относительно распада  ${}^5\text{H}$  на тритон и два нейтрона.  
\*\*Ширина уровня.

Рис. 14. Спектр недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)X$ , полученный в эксперименте, выполненном в ПИЯФ [26]. Сплошная линия — описание с включением резонансного состояния  ${}^5\text{H}$ ; штриховая и штрихпунктирная — варианты описания с помощью распределений по фазовому объему без включения  ${}^5\text{H}$



${}^7\text{Li}(\pi^-, d){}^5\text{H}$  [27]. Результаты экспериментов [26, 27] достаточно близки, однако статистическая обеспеченность данных, полученных на изотопах лития, существенно хуже.

Долгое время в экспериментах на пучках тяжелых ионов образование  ${}^5\text{H}$  наблюдалось только в реакции  ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^5\text{H}$ , где было идентифицировано

резонансное состояние с  $E_r \approx 5,2$  МэВ и  $\Gamma \approx 4$  МэВ [65]. Серьезный прогресс в исследовании  ${}^5\text{H}$  был достигнут в последнее время в экспериментах на радиоактивных пучках ионов, выполненных в ЛЯР ОИЯИ [66–69] и GSI [57].

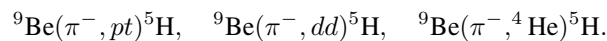
В реакции выбивания протонов  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^2\text{He})\text{X}$  при  $E({}^6\text{He}) = 36$  МэВ/нукл. наблюдался узкий уровень  ${}^5\text{H}$  с резонансной энергией  $E_r = (1,7 \pm 0,3)$  МэВ и шириной  $\Gamma = (1,9 \pm 0,4)$  МэВ [66].

Реакция двухнуклонной передачи  $t(t, p){}^5\text{H}$  при энергии пучка  $E_t = 57,5$  МэВ исследовалась в работе [67]. В событиях с одновременной регистрацией трех частиц — протон (вылетающий в диапазоне углов от  $18$  до  $32^\circ$  относительно пучка) + тритон + нейтрон — в спектре недостающих масс системы  $tnn$  наблюдался резонанс при  $E_r = (1,8 \pm 0,1)$  МэВ с шириной  $\Gamma < 0,5$  МэВ. Также в этих измерениях было получено указание на существование возбужденного состояния при  $E_r = (2,7 \pm 0,1)$  МэВ с очень маленькой шириной.

Более подробно реакция  $t(t, p){}^5\text{H}$  изучалась в работах [68, 69], в которых энергетические и угловые корреляции частиц при распаде  ${}^5\text{H}$  рассматривались при полной кинематической реконструкции реакции. Отметим, что в отличие от [67] в этих работах рассматривались протоны, вылетающие назад относительно пучка частиц. Несмотря на то, что спектр недостающих масс, измеренный в этих работах, не обладает какими-либо структурными особенностями, авторы получили указания на существование двух уровней  ${}^5\text{H}$  с  $J^p = 3/2^+$  и  $5/2^+$  при  $E_r$  выше  $2,5$  МэВ. Эти указания основаны на анализе энергетических и угловых корреляций между фрагментами распада  ${}^5\text{H}$ . Отсутствие ясных указаний на существование узкого  $1/2^+$ -уровня  ${}^5\text{H}$  при  $E_r \sim 1,8$  МэВ авторы объяснили результатом интерференции этого состояния с  $3/2^+$ - и  $5/2^+$ -состояниями.

В эксперименте, выполненном в GSI [57], исследовалась реакция  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, {}^5\text{H})\text{X}$  при  $E({}^6\text{He}) = 240$  МэВ/нукл. Образующиеся в реакции тритоны и нейтроны регистрировались на совпадение. Наблюдаемый спектр недостающих масс имеет максимум при  $E_r \sim 3$  МэВ и ширину  $\Gamma \sim 6$  МэВ. Анализ угловых и энергетических корреляций, по мнению авторов, свидетельствует о том, что этот пик обусловлен  $1/2^+$ -состоянием  ${}^5\text{H}$ . Каких-либо указаний на существование узких резонансных уровней авторы не обнаружили.

В эксперименте, выполненном в LAMPF, поиск  ${}^5\text{H}$  проводился в нескольких реакциях:



На рис. 15 и 16 представлены спектры недостающих масс для реакций  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)\text{X}$  и  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd)\text{X}$ . За начало отсчета принята сумма масс тритона и двух нейтронов. Видно, что распределения по фазовым объемам не позволяют

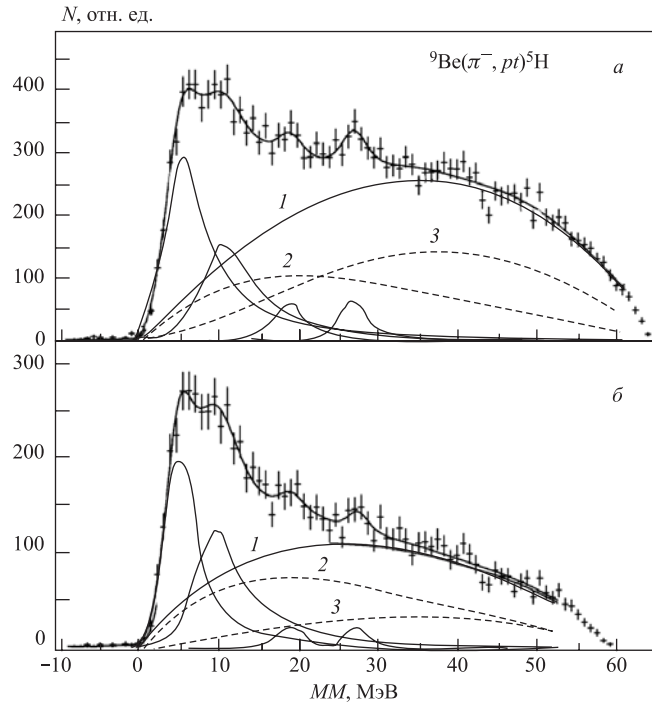


Рис. 15. Спектры недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)X$ : а) измеренный спектр; б) измеренный спектр, полученный при ограничении на импульс нерегистрируемого остатка  $P_X \leq 100$  МэВ/с. Сплошные линии — полное описание и распределения по Брейту–Вигнеру; распределения по фазовому объему: 1 — суммарное распределение; 2 —  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^4\text{H}$ ; 3 —  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)t2n$

описать экспериментальные спектры. Наблюдаемые структуры в спектрах обусловлены трехчастичными каналами реакции с образованием изотопа  ${}^5\text{H}$  в основном и возбужденных состояниях. Описание спектров проводилось аналогично случаю  ${}^4\text{H}$  (п. 3.1).

Для описания состояний  ${}^5\text{H}$  использовалась формула Брейта–Вигнера. Такой выбор связан с отсутствием надежных теоретических моделей для описания резонансных состояний этого изотопа. Поэтому это достаточно грубое приближение следует рассматривать только как удобный способ представления экспериментальной информации, обеспечивающий возможность сравнения с другими экспериментальными данными.

Спектр недостающих масс для реакций  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)X$  (рис. 15, а) и  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd){}^5\text{H}$  (рис. 16, а) может быть описан с помощью четырех состояний изотопа  ${}^5\text{H}$  (значения  $\chi^2/N_{\text{DF}}$  равны 1,05 и 0,94 соответственно). Зна-

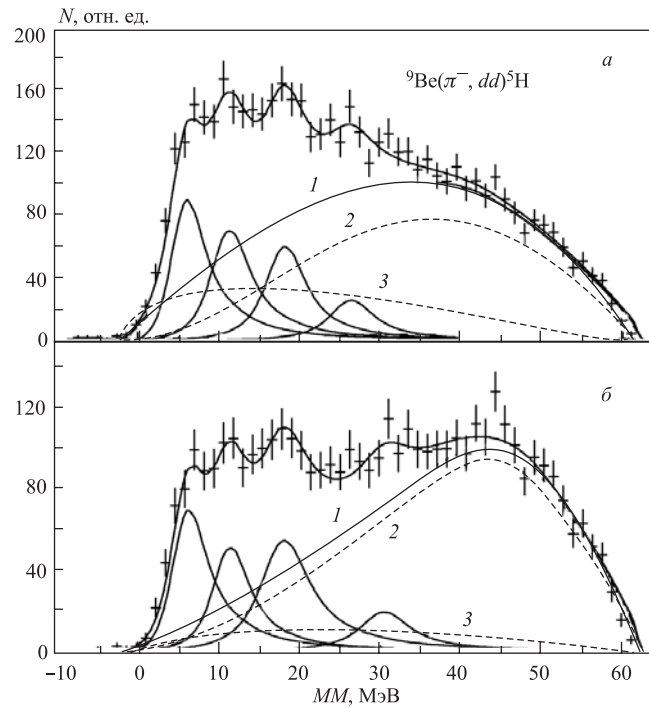


Рис. 16. Спектры недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd)X$ : а) измеренный спектр; б) измеренный спектр, полученный при ограничении на импульс нерегистрируемого остатка  $P_X \leq 100$  МэВ/с. Сплошные линии — полное описание и распределения по Брейту-Вигнеру; распределения по фазовому объему: 1 — суммарное распределение; 2 —  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd)t2n$ ; 3 —  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^4\text{Hn}$

чения резонансных параметров представлены в табл. 8. Следует отметить, что удовлетворительное описание экспериментальных данных не может быть достигнуто без привлечения многочастичных каналов с образованием синглетной пары нейтронов  ${}^2n$  или  ${}^4\text{H}$  в конечном состоянии.

Важно подчеркнуть, что формы спектров, представленных на рис. 15, а и 16, а, существенно различаются. Также различаются выходы одних и тех же состояний  ${}^5\text{H}$  в каналах с регистрацией  $pt$ - и  $dd$ -пар. Это может служить указанием на различие в механизмах формирования этих каналов. В работе [7] было высказано предположение, что наблюдаемые параметры широких резонансных состояний могут сильно зависеть от механизма реакции, однако, как видно из табл. 8, в нашем случае параметры состояний  ${}^5\text{H}$  лежат в пределах экспериментальных ошибок.

Таблица 8. Значения резонансных параметров изотопа  ${}^5\text{H}$ , полученные в реакциях поглощения остановившихся пионов ядрами  ${}^9\text{Be}$  (в МэВ)

Канал реакции				Средневзвешенные значения	
${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^5\text{H}$		${}^9\text{Be}(\pi^-, dd){}^5\text{H}$			
$E_r^*$	$\Gamma^{**}$	$E_r$	$\Gamma$	$E_r$	$\Gamma$
$5,2 \pm 0,3$	$5,5 \pm 0,5$	$6,1 \pm 0,4$	$4,5 \pm 1,2$	$5,5 \pm 0,2$	$5,4 \pm 0,5$
$10,4 \pm 0,3$	$7,4 \pm 0,6$	$11,4 \pm 0,7$	$5 \pm 1$	$10,6 \pm 0,3$	$6,8 \pm 0,5$
$18,7 \pm 0,5$	$3,9 \pm 2,0$	$18,3 \pm 0,5$	$5,5 \pm 1,7$	$18,5 \pm 0,4$	$4,8 \pm 1,3$
$26,8 \pm 0,4$	$3,0 \pm 1,4$	$26,5 \pm 1,0$	$6 \pm 3$	$26,7 \pm 0,4$	$3,6 \pm 1,3$

\*Резонансная энергия относительно распада  ${}^5\text{H}$  на тритон и два нейтрона.  
\*\*Ширина уровня.

На рис. 15, б и 16, б представлены спектры недостающих масс для реакций  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)X$  и  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd){}^5\text{H}$ , полученные при ограничении на импульс остаточного ядра  $P_X < 100$  МэВ/с. Как отмечалось выше, такое ограничение позволяет обогатить спектр событиями, связанными с квазисвободным поглощением пионов, и заметно подавить вклад ВКС. Спектры описывались со значениями параметров распределений Брейта–Вигнера, приведенными в табл. 8. Полученные значения  $\chi^2/N_{\text{DF}} = 1,2$  для  $pt$ -событий и 1,1 для  $dd$ -событий не противоречат гипотезе о существовании четырех резонансных состояний изотопа  ${}^5\text{H}$ .

Два высоковозбужденных состояния ( $E_r = 18,5$  и  $26,8$  МэВ) проявляются менее заметно. В связи с этим мы использовали критерий  $\chi^2$  для проверки гипотез, согласно которым спектры описывались с помощью трех резонансных состояний, исключая последовательно уровни с  $E_r = 18,5$  МэВ и  $E_r = 26,7$  МэВ. Обе гипотезы могут быть отвергнуты на 10 %-м уровне значимости.

Следует отметить, что полученные результаты для канала  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^5\text{H}$  не противоречат более ранним измерениям в работе [26], где вследствие худшего энергетического разрешения и недостаточной статистической обеспеченности не удалось разделить первые два уровня  ${}^5\text{H}$ .

Поиск изотопа  ${}^5\text{H}$  проводился также в двухчастичном канале реакции поглощения  ${}^9\text{Be}(\pi^-, {}^4\text{He})X$ . На рис. 17 показан спектр недостающих масс реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, {}^4\text{He})X$ . Процедура поиска эффектов, связанных с проявлением двухчастичных каналов с образованием  ${}^5\text{H}$ , выполнялась следующим образом. Область спектра, соответствующая высоким возбуждениям остаточной системы, описывалась суммой фазовых объемов всех возможных каналов реакций за исключением двухчастичных. При этом принимались во внимание возможность образования синглетных пар нейтронов и вклад канала с участием  ${}^4\text{H}$ .

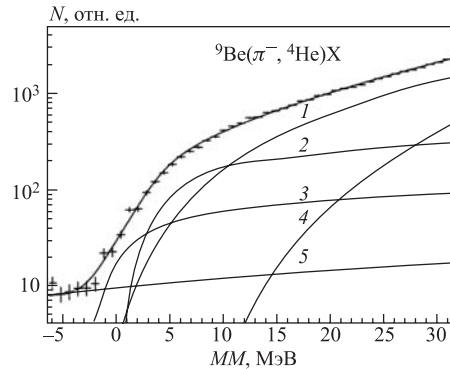


Рис. 17. Спектр недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, {}^4\text{He})X$ . Сплошные линии — полное описание; распределения по фазовому объему: 1 —  ${}^9\text{Be}(\pi^-, {}^4\text{He})2nt$ ; 2 —  ${}^9\text{Be}(\pi^-, {}^4\text{He})n^4\text{H}$ ; 3 —  ${}^9\text{Be}(\pi^-, {}^4\text{He})^2nt$ ; 4 —  ${}^9\text{Be}(\pi^-, {}^4\text{He})3nd$ ; 5 — фоновое распределение

Отметим хорошее описание экспериментального спектра с помощью суммарного распределения по фазовому объему ( $\chi^2/N_{\text{DF}} = 1,2$ ). Структурных особенностей, которые могли бы свидетельствовать о присутствии резонанса  ${}^5\text{H}$ , в спектре не обнаружено.

Объяснение отсутствия указаний на образование  ${}^5\text{H}$  в двухчастичном канале реакции может быть связано со структурой этого изотопа. В корреляционных измерениях мы нашли, что ширины наблюдаемых уровней  ${}^5\text{H}$  весьма велики, следовательно, времена жизни этих состояний малы и оказываются сравнимыми со временем протекания реакции. В такой ситуации образование  ${}^5\text{H}$  более вероятно в тех каналах, где нуклоны, образующие состояние  ${}^5\text{H}$ , не принимают непосредственного участия в реакции, и эта конфигурация сильно перекрывается с волновой функцией нуклонов в начальном ядре. В случае образования  ${}^5\text{H}$  в двухчастичном канале реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, {}^4\text{He}){}^5\text{H}$  импульс образующегося атомного состояния будет составлять величину  $\sim 700$  МэВ/с. Такие большие значения сильно подавлены в импульсном распределении, связанном с ферми-движением внутриядерного кластера. Кроме того, учитывая отрицательный заряд пиона и  $\alpha$ -кластерную структуру  ${}^9\text{Be}$ , следует предположить, что образование быстрых  ${}^4\text{He}$  требует применения механизмов, вовлекающих в процесс поглощения нуклоны ядра-остатка. Следовательно, можно сделать вывод о том, что квазисвободные процессы не могут привести к образованию  ${}^5\text{H}$  в двухчастичном канале реакции.

Результаты теоретических расчетов, выполненных к настоящему времени, представлены в табл. 9.

Таблица 9. Расчетные параметры системы  ${}^5\text{H}$  (в МэВ)

Работа	$J^P$					
	$1/2^+$		$3/2^+$		$5/2^+$	
	$E_r^*$	$\Gamma^{**}$	$E_r$	$\Gamma$	$E_r$	$\Gamma$
[5]					6	$\sim 6$
[70]	$\sim 6$	$> 4$				
[71]	$\sim 2,7$	$\sim 3$	$\sim 6,6$	$\sim 8$	$\sim 4,8$	$\sim 5$
[72]	$\sim 3$	1–4				
[6]	$\sim 2$					
[73]	1,6	2,5	3	4,8	2,9	4,1
[9]	1,6	1,5	3,2	3,9	2,8	2,5

\*Резонансная энергия относительно распада  ${}^5\text{H}$  на тритон и два нейтрона.  
 \*\*Ширина уровня.

При анализе полученных результатов следует отметить различия в теоретических подходах. В работах [5, 6, 70] рассчитывалась энергия связи соответствующих состояний. В работах [71, 72] определялась энергетическая зависимость соответствующих фазовых сдвигов. Наконец, в работах [9, 73] параметры резонансных состояний определялись через полюса  $S$ -матрицы. Из табл. 9 видно, что, как и в случае  ${}^4\text{H}$ , последний подход приводит к заметно меньшим значениям резонансных энергий. Однако вопрос о способах сопоставления этих расчетных величин с экспериментальными данными остается открытым.

Сравнивая экспериментальные (табл. 8) и теоретические (табл. 9) результаты по структуре уровней  ${}^5\text{H}$ , можно сделать вывод о существовании серьезных расхождений в данных. Полученные в реакции поглощения остановившихся пионов результаты для наиболее низколежащего состояния лучше всего соответствуют экспериментальным данным работы [65] и теоретическим расчетам работ [5, 70]. В то же время результаты других работ лежат на 2–4 МэВ ниже. Одно из возможных объяснений может быть связано с подавлением образования состояния с  $J^P = 1/2^+$  в реакции поглощения остановившихся пионов.

Важным результатом наших измерений является наблюдение нескольких возбужденных уровней изотопа  ${}^5\text{H}$ . При этом необходимо отметить, что резонансные энергии этих состояний превышают порог распада  ${}^5\text{H}$  на пять свободных нуклонов.

**3.3. Изотоп  ${}^6\text{H}$ .** Впервые указания на существование изотопа  ${}^6\text{H}$  были получены в двух реакциях на тяжелых ионах. В реакции  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B})\text{X}$  при энер-



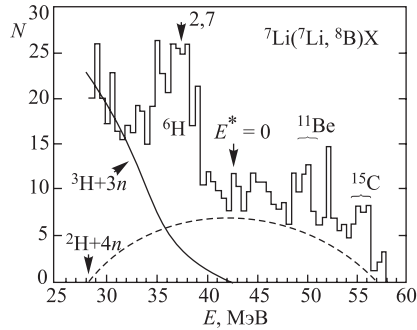


Рис. 18. Энергетическое распределение ионов  ${}^8\text{B}$  [73]. Сплошная линия — распределение по пятичастичному фазовому объему; штриховая — фоновое распределение; стрелками указаны порог реакции и положение резонансного состояния  ${}^6\text{H}$

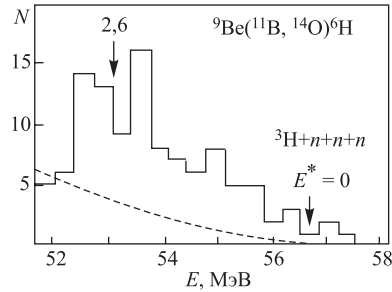


Рис. 19. Энергетическое распределение ионов  ${}^{14}\text{O}$  [74]. Сплошная линия — распределение по пятичастичному фазовому объему; стрелками указаны порог реакции и положение резонансного состояния  ${}^6\text{H}$

гии пучка ионов  ${}^7\text{Li}$ , равной 82 МэВ, наблюдалось (рис. 18) резонансное состояние ядра  ${}^6\text{H}$  с  $E_r = (2,7 \pm 0,4)$  МэВ,  $\Gamma = (1,8 \pm 0,5)$  МэВ ( $E_r$  — резонансная энергия относительно развала на тритон и три нейтрона) [73]. В другой работе, где изучалась реакция  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{14}\text{O})\text{X}$  при энергии  $E({}^{11}\text{B}) = 88$  МэВ (рис. 19), авторы также получили указание на образование резонансного состояния  ${}^6\text{H}$  с  $E_r = (2,6 \pm 0,5)$  МэВ,  $\Gamma = (1,3 \pm 0,5)$  МэВ [74].

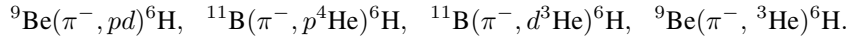
Приведенные выше значения параметров согласуются между собой, но в обеих работах статистическая обеспеченность результатов была достаточно низкой. Кроме того, в работе [73] наблюдается существенный вклад в спектр от примесей в мишени. Не был обнаружен изотоп  ${}^6\text{H}$  в реакции двойной перезарядки  ${}^6\text{Li}(\pi^-, \pi^+)\text{X}$  при  $E_\pi = 220$  МэВ [75].

В ранних исследованиях реакции поглощения остановившихся пионов также не было получено указаний на образование  ${}^6\text{H}$  в двух каналах реакции:  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd)\text{X}$  [26] и  ${}^7\text{Li}(\pi^-, p)\text{X}$  [27].

Теоретическое описание ядерного состояния  ${}^6\text{H}$  является достаточно сложной проблемой. Развитие в последнее время методы для описания трехчастичных состояний на границе нуклонной стабильности (в п. 3.2 приведены работы, в которых эти методы были использованы для  ${}^5\text{H}$ ) неприменимы к  ${}^6\text{H}$ , основное состояние которого, по-видимому, можно представить в виде  $t + n + n + n$ . Использование других методов для описания  ${}^6\text{H}$  сталкивается с серьезными вычислительными трудностями [6]. Можно выделить только работу [5], в которой расчеты, выполненные методом угловых потенциальных

функций, предсказывают существование основного состояния  ${}^6\text{H}$  ( $J^\pi = 2^-$ ) с  $E_r = 6,3$  МэВ.

В эксперименте, выполненном в LAMPF, поиск  ${}^5\text{H}$  проводился в нескольких каналах реакций:



На рис.20 представлен спектр недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd)\text{X}$ . Прежде всего отметим отсутствие в области отрицательных значений  $MM$  указаний на существование связанных состояний  ${}^6\text{H}$ . Слабый фон в этой области обусловлен случайными совпадениями в корреляционных измерениях. В то же время в области  $MM > 0$  в спектре наблюдаются структуры, которые могут быть обусловлены образованием резонансных состояний  ${}^6\text{H}$ . Процедура выделения этих состояний и определения их параметров аналогична случаям  ${}^4\text{H}$  и  ${}^5\text{H}$ . Заметим, что при описании экспериментального

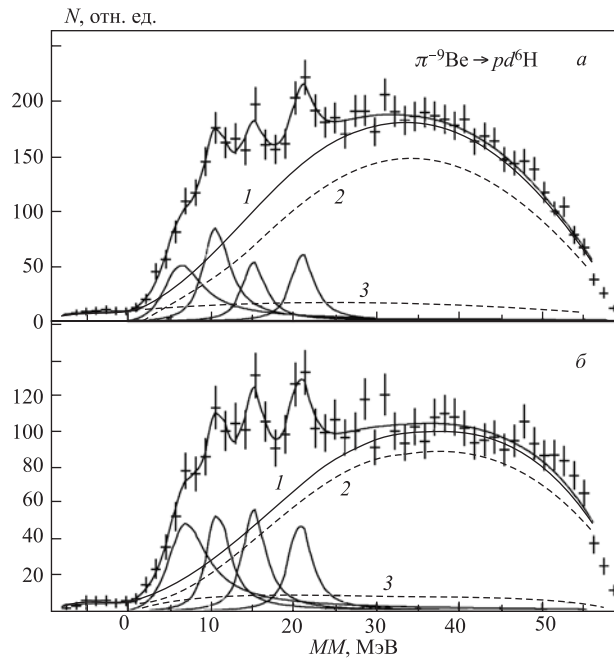


Рис. 20. Спектры недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd)\text{X}$ : *a*) измеренный спектр; *б*) измеренный спектр, полученный при ограничении на импульс нерегистрируемого остатка  $P_X \leq 100$  МэВ/с. Сплошные линии — полное описание и распределения по Брейту-Вигнеру; 1 — суммарное распределение по фазовому объему; штриховые линии: 2 — четырехчастичное распределение по фазовому объему; 3 — фон случайных совпадений

спектра, наряду с каналами реакции с образованием синглетных пар нейтронов  ${}^2n$  и  ${}^4n$ , учитывался вклад канала с образованием  ${}^5n$ .

Как видно на рис. 20, *a*, распределения по фазовым объемам не могут воспроизвести наблюдаемую структуру при  $MM < 25$  МэВ. Заметим, что основной вклад в суммарное распределение вносит пятичастичный фазовый объем с динейтронном в конечном состоянии ( $d + p + {}^2n + t + n$ ).

Удовлетворительное описание ( $\chi^2/N_{DF} = 0,95$ ) спектра достигается только при введении четырех состояний  ${}^6n$ . Эти состояния описывались простой формулой Брейта–Вигнера, в которой ширина уровня  $\Gamma$  является постоянной величиной. Резонансные параметры состояний  ${}^6n$  представлены в табл. 10. Следует отметить, что, как и в случае  ${}^5n$ , вопрос о степени корректности описания наблюдаемой структуры с помощью суперпозиции брейт-вигнеровских распределений остается открытым.

На рис. 20, *b* представлен спектр, полученный при ограничении на импульс нерегистрируемого остатка  $P_x \leq 100$  МэВ/с. Такое ограничение позволяет подавить ВКС между регистрируемой частицей и одним из образовавшихся нейтронов, а также обогатить спектр событиями, связанными с процессами квазисвободного поглощения. Описание спектра со значениями параметров распределений Брейта–Вигнера, приведенными в табл. 10, привело к значению  $\chi^2/N_{DF} = 1,01$ , что подтверждает гипотезу о возможном существовании четырех резонансных состояний изотопа  ${}^6n$ .

Сравнение с нашими ранними результатами поиска  ${}^6n$  в реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd)X$  [26] показывает, что в эксперименте, выполненном в ПИЯФ, статистическая обеспеченность данных и разрешение по недостающим массам были недостаточны для корректного анализа спектра.

В измерениях на мишени  ${}^{11}\text{B}$  образование  ${}^6n$  может наблюдаться в спектрах недостающих масс в двух каналах реакции  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, p^4\text{He})X$  (рис. 21) и  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, d^3\text{He})X$  (рис. 22). Мишень  ${}^{11}\text{B}$  содержит примесь  ${}^{12}\text{C}$ , поэтому

Таблица 10. Значения резонансных параметров изотопа  ${}^6n$  (в МэВ)

Канал реакции			
${}^9\text{Be}(\pi^-, pd){}^6n$		${}^{11}\text{B}(\pi^-, p^4\text{He}){}^6n$	
$E_r^*$	$\Gamma^{**}$	$E_r$	$\Gamma$
$6,6 \pm 0,7$	$5,5 \pm 2,0$	$7,3 \pm 1,0$	$5,8 \pm 2,0$
$10,7 \pm 0,7$	$4 \pm 2$	—	—
$15,3 \pm 0,7$	$3 \pm 2$	$14,5 \pm 1,0$	$5,5 \pm 2,0$
$21,3 \pm 0,4$	$3,5 \pm 1,0$	$22,0 \pm 1,0$	$5,5 \pm 2,0$

\*Резонансная энергия относительно распада  ${}^6n$  на тритон и три нейтрона.  
\*\*Ширина уровня.

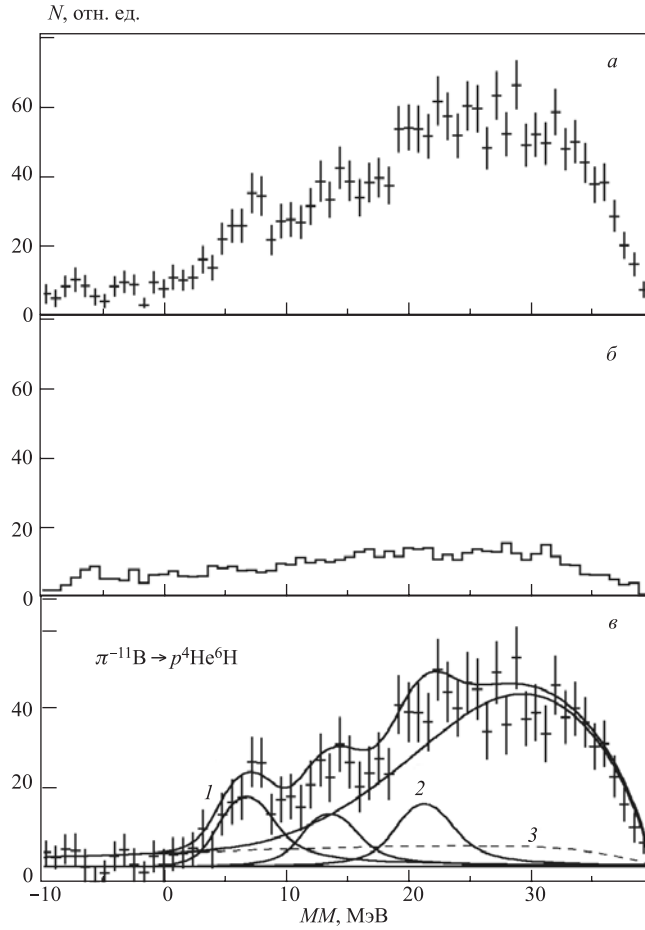


Рис. 21. Спектры недостающих масс для реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, p^4\text{He})\text{X}$ : а) спектр на мишени  $^{11}\text{B}$ ; б) спектр для реакции  $^{12}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})\text{X}$ , нормированный на количество примеси  $^{12}\text{C}$  в мишени  $^{11}\text{B}$ ; в) спектр, полученный после вычитания вклада примеси. Сплошные линии — распределения по Брейту-Вигнеру; 1 — полное описание; 2 — суммарное распределение по фазовому объему; 3 — фон случайных совпадений

из измеренных спектров (рис. 21, а и 22, а) был вычтен соответствующий вклад от реакций  $^{12}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})\text{X}$  и  $^{12}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})\text{X}$ . Вклад этих спектров (рис. 21, б и 22, б) был определен нормировкой спектров, измеренных на мишени  $^{12}\text{C}$  в этом же экспериментальном сеансе, на относительную долю примеси (8%). Полученные в результате такой процедуры спектры представлены на рис. 21, в и 22, в.

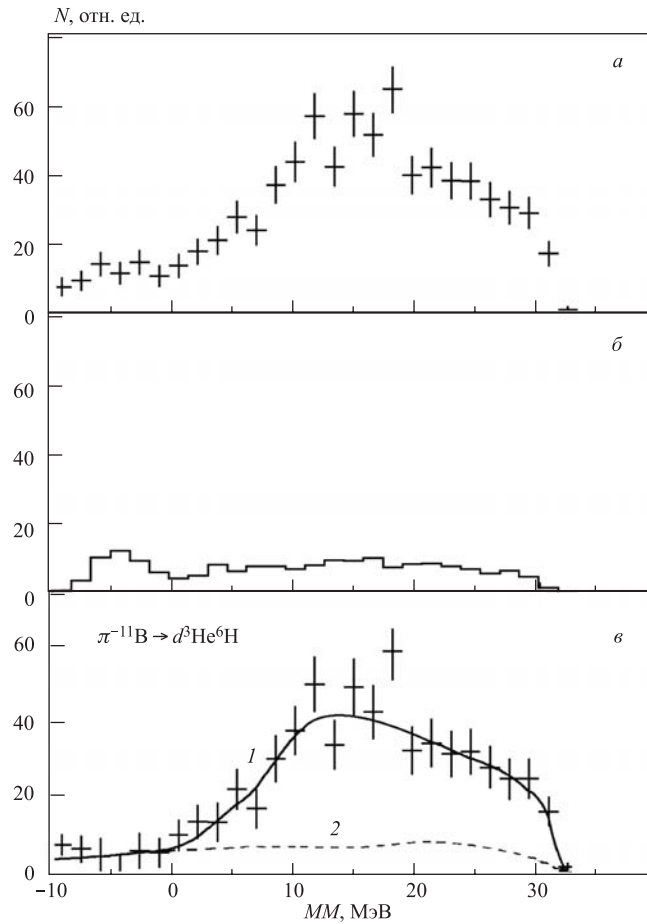


Рис. 22. Спектры недостающих масс для реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, d^3\text{He})\text{X}$ : а) измеренный спектр на мишени  $^{11}\text{B}$ ; б) измеренный спектр для реакции  $^{12}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})\text{X}$ , нормированный на количество примеси  $^{12}\text{C}$  в мишени  $^{11}\text{B}$ ; в) спектр, полученный после вычитания вклада примеси: 1 — полное описание; 2 — фон случайных совпадений

Анализ спектров, полученных на  $^{11}\text{B}$ , проводился двумя способами. Сначала при описании спектров использовались значения параметров резонансных состояний  $^6\text{H}$ , полученных на  $^9\text{Be}$ . В этом случае значения  $\chi^2/N_{\text{DF}}$  оказались равными 0,88 и 0,97 соответственно для реакций  $^{11}\text{B}(\pi^-, p^4\text{He})\text{X}$  и  $^{11}\text{B}(\pi^-, d^3\text{He})\text{X}$ , что не противоречит предположению о существовании четырех уровней изотопа  $^6\text{H}$ . Затем при описании спектров положение и ширина уровней, а также их количество считались свободными параметрами. В

этом случае описание спектра ( $\chi^2/N_{DF} = 0,87$ ) для реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, p^4\text{He})\text{X}$  (рис. 22, *в*) достигается при включении только трех резонансных состояний с параметрами, приведенными в табл. 10. Отметим, что в пределах погрешностей значения этих параметров совпадают с результатами, полученными в реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, pd)\text{X}$ . Описание спектра в реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, d^3\text{He})\text{X}$  (рис. 22, *в*) возможно без привлечения  $^6\text{H}$ , однако удовлетворительное значение  $\chi^2/N_{DF} \approx 1$  достигается только при включении в суммарный спектр фазового объема канала с образованием сверхтяжелого изотопа водорода  $^5\text{H}$  ( $p + d + n + ^5\text{H}$ ). Следует заметить, что статистическая обеспеченность данных при регистрации пары  $d^3\text{He}$  довольно низкая.

Проведенный анализ данных продемонстрировал отсутствие противоречий в результатах, полученных на двух мишенях. Однако по сравнению с измерениями на  $^9\text{Be}$  энергетическое разрешение и статистическая обеспеченность данных на  $^{11}\text{B}$  хуже, что затрудняет наблюдение состояний  $^6\text{H}$ . В связи с этим можно предположить, что данные, полученные в реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, pd)\text{X}$ , более адекватно воспроизводят структуру уровней изотопа  $^6\text{H}$ .

Значение резонансной энергии наиболее низколежащего состояния изотопа  $^6\text{H}$ , представленное в табл. 10, лежит существенно выше полученных ранее экспериментальных результатов [18, 19]. При этом следует подчеркнуть, что статистическая обеспеченность наших данных более чем на порядок выше. Кроме того, широкий интервал недостающих масс, измеренный в эксперименте, минимизирует влияние на результаты эффектов фазового объема, в частности, этот вывод иллюстрируется спектрами, полученными при ограничении на остаточный импульс. Однако нельзя исключить возможность, что расхождение обусловлено структурой ядер мишени  $^9\text{Be}$  и  $^{11}\text{B}$ .

Наш результат согласуется с теоретическими предсказаниями работы [5].

Важным результатом наших измерений является наблюдение нескольких возбужденных уровней изотопа  $^6\text{H}$ . Как и в случае  $^5\text{H}$ , резонансные энергии возбужденных состояний  $^6\text{H}$  превышают порог распада изотопа на свободные нуклоны. Возбуждения этой системы свободных нуклонов оказываются достаточно высокими и достигают величины  $\sim 13$  МэВ (или 2,2 МэВ/нукл.).

Дополнительное подтверждение существования уровней изотопа  $^6\text{H}$  с  $E_r = 10,7$  и  $15,3$  МэВ может быть получено из данных по спектроскопии изотопа  $^6\text{He}$  [52]. В спектре недостающих масс, измеренном в реакции  $^7\text{Li}(^3\text{He}, p^3\text{He})\text{X}$  при  $E(^3\text{He}) = 120$  МэВ, наблюдались два относительно узких ( $\Gamma \leq 2$  МэВ) состояния  $^6\text{He}$  с энергиями возбуждения  $E_x \approx 32,0$  и  $35,7$  МэВ [52]. При пересчете этих величин на энергию связи соответствующих состояний (величина  $B$  положительна для связанных систем) получим  $B(^6\text{H}) = (-2,2 \pm 0,7)$  и  $(-6,8 \pm 0,7)$  МэВ,  $B(^6\text{He}) \approx -2,7$  и  $-6,4$  МэВ соответственно. Кулоновская энергия в  $^6\text{He}$  не превышает 0,7 МэВ [1], поэтому можно предположить, что наблюдаемые уровни, возможно, являются изобар-аналоговыми состояниями для  $^6\text{H}$ .

Поиск образования  ${}^6\text{H}$  проводился также в двухчастичном канале реакции поглощения  ${}^9\text{Be}(\pi^-, {}^3\text{He})\text{X}$ .

На рис. 23, *a* показан спектр недостающих масс реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, {}^3\text{He})\text{X}$ . Поиск эффектов, связанных с образованием  ${}^6\text{H}$  в двухчастичном канале реакции, выполнялся аналогично случаю  ${}^5\text{H}$  (п. 3.2).

Как видно на рис. 23, *a*, хорошее описание экспериментального спектра ( $\chi^2/N_{\text{ДФ}} = 1,2$ ) достигается с помощью суммарного распределения по фазовому объему без привлечения двухчастичного канала. Структурных особенностей, которые могли бы свидетельствовать о присутствии резонанса  ${}^6\text{H}$ , в спектре не наблюдаются.

При поглощении остановившихся пионов основной вклад в образование  ${}^3\text{He}$  вносят вторичные процессы, происходящие на каскадной стадии реак-

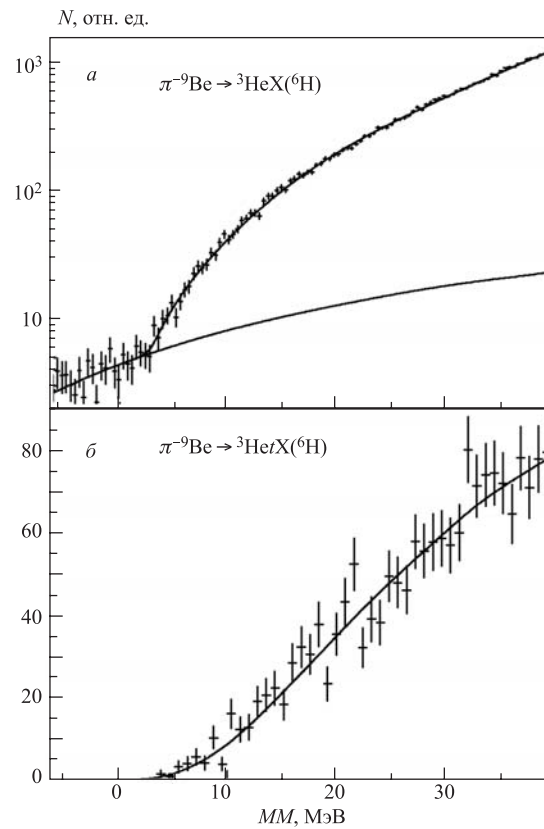


Рис. 23. Спектры недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, {}^3\text{He})\text{X}$ ; *a*) суммарный экспериментальный спектр (сплошные линии — полное описание и фоновое распределение); *б*) часть спектра, соответствующая регистрации  $t^3\text{He}$ -событий

ции [54]. Двухплечевая структура спектрометра дает нам возможность, с одной стороны, подавить вклад таких процессов, а с другой стороны, воспользоваться кинематическими особенностями двухчастичного канала реакции. В реакции  $\pi^- + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^6\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + t + 3n$  образующийся тритон предпочтительно вылетает в направлении, противоположном вылету  ${}^3\text{He}$ . Поэтому в измерениях  ${}^3\text{He}$ , когда противоположный телескоп зарегистрировал тритон, может происходить относительное обогащение энергетического спектра вкладом от двухчастичного канала. Полученный спектр представлен на рис. 23, б. Видно, что каких-либо указаний на образование  ${}^6\text{H}$  снова не наблюдается.

Возможное объяснение отсутствия указаний на образование  ${}^6\text{H}$  в двухчастичном канале реакции аналогично случаю  ${}^5\text{H}$ : квазисвободные процессы не могут привести к образованию  ${}^6\text{H}$  в двухчастичном канале реакции.

Таким образом, совместный анализ спектров недостающих масс в реакциях  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd)X$  и  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, p^4\text{He})X$  впервые позволил выделить структуры в спектрах возбуждения системы  $t + 3n$ , указывающие на существование четырех уровней  ${}^6\text{H}$ . При этом указания на образование трех высоковозбужденных состояний ( $E_r > 10$  МэВ) наблюдались впервые. Необходимо отметить, что вид спектра и соотношение между выходами резонансов заметно отличаются для реакций  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd)X$  и  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, p^4\text{He})X$ . Это, возможно, указывает на различные механизмы происхождения этих каналов. Тем не менее значения параметров распределений для обоих каналов лежат в пределах погрешностей измерений, что демонстрирует надежность результатов. В то же время отметим, что сложность проблемы описания структур, обусловленных широкими перекрывающимися уровнями, по-видимому, требует повышения статистического обеспечения данных для исследованных реакций.

**3.4. Изотоп  ${}^7\text{H}$ .** В большом числе экспериментов, направленных на исследование легких нейтронно-избыточных ядер на границе нуклонной стабильности, получены доказательства исчезновения традиционных магических чисел и возникновения новых [4, 76]. В частности, из экспериментальных данных по спектроскопии изотопов гелия, лития и бериллия следует, что вместо  $N = 8$  магическим становится число нейтронов  $N = 6$ . На этом основании можно ожидать, что среди сверхтяжелых изотопов водорода наиболее связанным окажется  ${}^7\text{H}$ .

Впервые указание на обнаружение резонансного состояния  ${}^7\text{H}$  было получено в реакции  $p({}^8\text{He}, pp){}^7\text{H}$  при энергии пучка  ${}^8\text{He}$ , равной 61,3А МэВ. Эксперимент был выполнен в RIKEN (Япония) на вторичном пучке радиоактивных ионов  ${}^8\text{He}$  [77]. Спектр недостающих масс, измеренный в корреляционных измерениях двух протонов, представлен на рис. 24. За начало отсчета выбран порог распада  ${}^7\text{H}$  на систему  $t + 4n$ . Сплошная гистограмма представляет спектр, измеренный на протонной мишени, в то время как штриховая гистограмма получена в измерениях при отсутствии мишени.



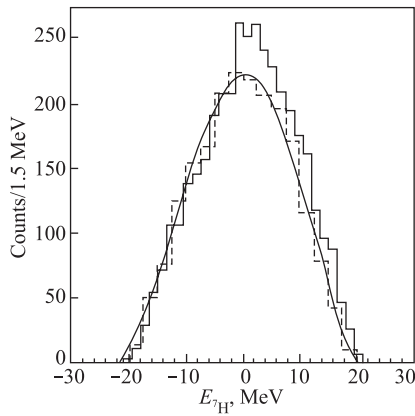


Рис. 24. Спектр  ${}^7\text{H}$  из реакции  $p({}^8\text{He}, pp){}^7\text{H}$ . Сплошная гистограмма получена на водородной мишени. Штриховая гистограмма и плавная кривая показывают фон от «пустой» мишени [77]

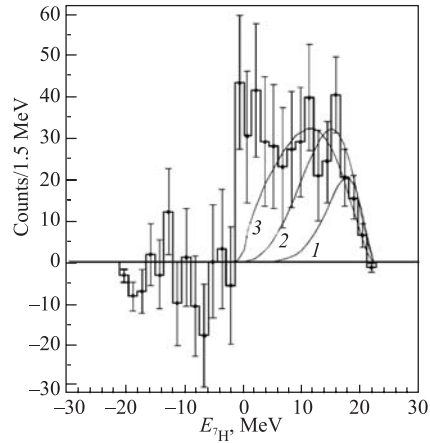
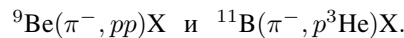


Рис. 25. Спектр  ${}^7\text{H}$  после вычитания из исходного спектра фона от «пустой» мишени. Кривые 1–3 — распределения по различным многочастичным фазовым объемам для системы из  $t$  и  $4n$  [77]

На рис. 24 видно, что вблизи нуля для положительных значений недостающих масс в измерениях на протонной мишени наблюдается некоторая структура. Более наглядно эта особенность показана на рис. 25, на котором представлена разность в измерениях на протонной и «пустой» мишенях. Попытки авторов описать спектр на рис. 25 с помощью многочастичных распределений по фазовому объему (кривые 1, 2 и 3) оказались относительно неудачными. Поэтому они предположили, что избыток событий обусловлен резонансным состоянием  ${}^7\text{H}$ . Однако при таком большом соотношении фон–сигнал авторы работы не смогли сделать каких-либо выводов об энергии связи и ширине этого состояния.

В работе [78] был выполнен поиск образования стабильного или квазистабильного состояния  ${}^7\text{H}$  в реакции  ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H}){}^3\text{He}$ . Однако авторы смогли получить только верхнюю границу на сечение образования такого состояния  $\sim 3$  нб/ср.

В эксперименте, выполненном в LAMPF, поиск изотопа  ${}^7\text{H}$  проводился в спектрах недостающих масс для следующих каналов реакции поглощения остановившихся пионов:



На рис.26 представлен спектр недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pp)\text{X}$ . Отчетливо выраженные резонансные состояния в спектре не наблюдаются, что, возможно, обусловлено недостаточной статистической обеспеченностью данных. Поэтому сначала была предпринята попытка описания этого спектра суммой распределений по фазовому объему с включением только тех каналов реакции (1-3), в которых образуются нуклонно-стабильные ядра и нуклоны.

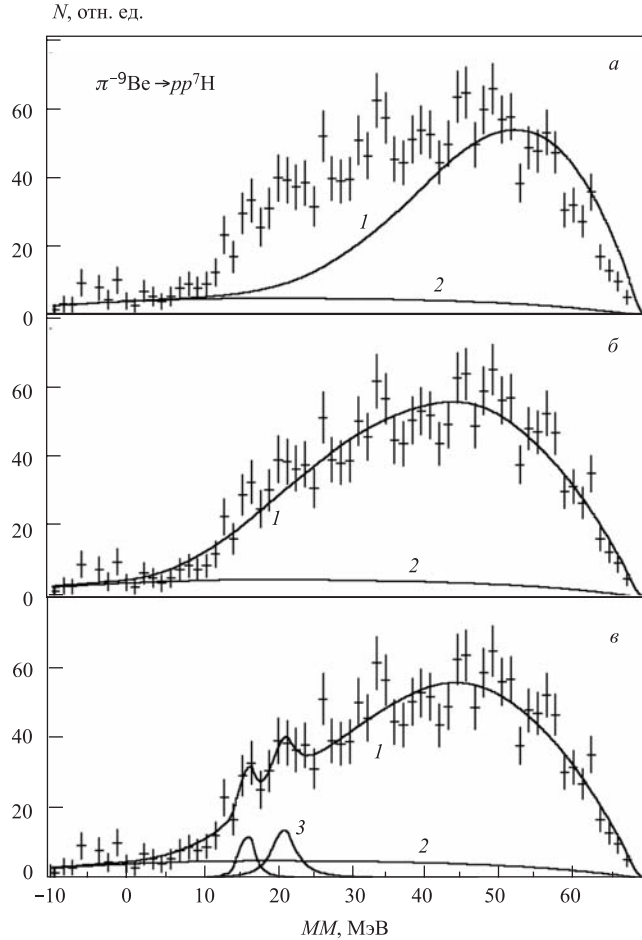


Рис. 26. Спектры недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pp)\text{X}$ : а) описание с включением каналов 1-3; б) описание с включением каналов 1-5; в) описание с учетом каналов 1-5 и двух состояний  ${}^7\text{H}$ . Сплошные линии: 1 — полное описание; 2 — фон случайных совпадений; 3 — распределения Брейта-Вигнера

Полученное распределение представлено на рис. 26, *а*. Видно, что данное описание является неудовлетворительным (значение  $\chi^2/N_{\text{DF}} = 6,3$ ). Сравнение с экспериментальным спектром указывает на необходимость привлечения каналов с меньшим числом частиц в конечном состоянии.

С этой целью в описание были включены каналы реакции (1–5), в которых учтено взаимодействие в конечном состоянии синглетных пар нейтронов. Полученное описание представлено на рис. 26, *б*. Значение  $\chi^2/N_{\text{DF}} = 1,15$  ( $N_{\text{DF}} = 60$ ) не позволяет отвергнуть эту гипотезу. Тем не менее вид спектра в области  $10 \leq MM \leq 30$  МэВ не исключает возможности существования высоковозбужденных уровней  ${}^7\text{H}$ . По нашему мнению, представляет интерес информация о возможном положении этих уровней. На рис. 26, *в* представлено описание спектра с включением двух уровней со следующими параметрами распределений Брейта–Вигнера ( $E_r$ ,  $\Gamma$ ): (16, 2 МэВ) и (21, 5 МэВ). Следует подчеркнуть, что эти результаты можно рассматривать только как указания на возможное направление дальнейшего поиска высоковозбужденных состояний  ${}^7\text{H}$ .

Одна из возможных причин отсутствия статистически обеспеченных результатов по наблюдению состояний  ${}^7\text{H}$  вблизи порога  $t + 4n$  в реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pp)X$  может быть обусловлена механизмом протекания этой реакции. Селективность заселенности уровней в канале реакции поглощения с регистрацией двух протонов демонстрируют данные по  ${}^{10}\text{B}$  [15]. В спектре недостающих масс для реакции  ${}^{10}\text{B}(\pi^-, pp)X$  отсутствуют указания на образование основного состояния  ${}^8\text{He}$ , в то время как пик, связанный с возбужденным уровнем  $E_x \approx 4,4$  МэВ, отчетливо наблюдается. При этом в других каналах реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов ситуация противоположна. В реакциях  ${}^9\text{Be}(\pi^-, p)X$  и  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, pd)X$  выход основного состояния  ${}^8\text{He}$  в несколько раз превосходит выходы возбужденных состояний этого ядра [31]. Более подробно вопрос о механизмах реакции  $(\pi^-, pp)$  обсуждается в работе [15].

На рис. 27 представлен спектр недостающих масс для реакции  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, p^3\text{He})X$ . Видно, что статистическая обеспеченность данных весьма низкая, что позволяет сделать только качественные выводы.

События в области отрицательных недостающих масс обусловлены примесью  ${}^{12}\text{C}$  в мишени  ${}^{11}\text{B}$ . Соответствующий вклад от реакции  ${}^{12}\text{C}(\pi^-, p^3\text{He})X$  был определен нормировкой спектра, измеренного на  ${}^{12}\text{C}$  в этом же экспериментальном сеансе, на относительную долю примеси (8%).

В области положительных значений  $MM$  наибольший интерес представляет существование некоторой структуры вблизи порога. Резкое возрастание спектра вблизи  $MM \approx 0$  МэВ может быть связано с трехчастичным каналом реакции с образованием почти связанного состояния  ${}^7\text{H}$ . Однако количественный анализ этой области спектра невозможен вследствие низкой статистики и недостаточного энергетического разрешения.

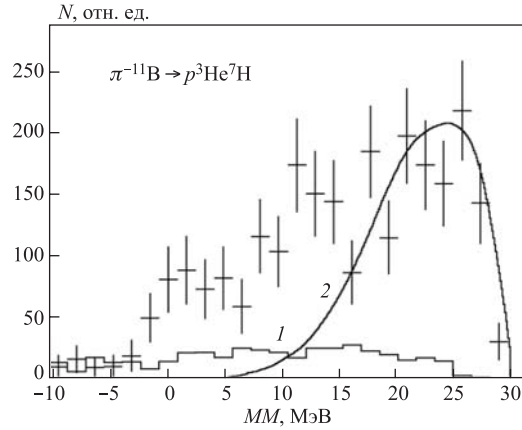


Рис. 27. Спектры недостающих масс для реакции  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, p^3\text{He})\text{X}$ : 1 — нормированный спектр для реакции  ${}^{12}\text{C}(\pi^-, p^3\text{He})\text{X}$ ; 2 — полное описание с учетом только тех каналов реакции, в которых образуются нуклонно-стабильные ядра и нуклоны

В области значений  $MM$ , превышающих 5 МэВ, каких-либо структурных особенностей не выявлено. Можно лишь отметить, что описание этой части спектра с учетом только тех каналов реакции, в которых образуются нуклонно-стабильные ядра, оказывается неудовлетворительным.

Таким образом, вопрос о возможности существования состояний  ${}^7\text{H}$  как вблизи порога  $t+4n$ , так и в области высоких возбуждений остается открытым и необходимы новые эксперименты по поиску этих состояний.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные в настоящем обзоре экспериментальные результаты по поиску и спектроскопии  ${}^{4-7}\text{H}$ , полученные в реакциях поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{11}\text{B}$ , демонстрируют перспективность этого направления исследования сверхтяжелых изотопов водорода. Можно выделить следующие основные результаты:

- основное состояние  ${}^4\text{H}$  является более связанным, чем это предполагалось ранее;
- впервые обнаружены возбужденные уровни изотопов  ${}^5\text{H}$  и  ${}^6\text{H}$ , лежащие выше порога распада на свободные нуклоны;
- получено указание на существование изотопа  ${}^7\text{H}$  вблизи порога распада на тритон и четыре нейтрона.

В то же время необходимо отметить, что экспериментальная ситуация по спектроскопии сверхтяжелых изотопов водорода остается довольно непре-

деленной. Наиболее противоречивым является вопрос об энергии основного состояния  ${}^5\text{H}$ . Как было отмечено в работе [79], в которой анализировался этот вопрос, очень трудно найти непротиворечивый «сценарий» для существующих экспериментальных данных. Противоречия может разрешить только новая экспериментальная информация по  ${}^5\text{H}$ .

Из наших результатов для наиболее низколежащих состояний следует, что энергия связи сверхтяжелых изотопов водорода постепенно уменьшается с увеличением числа нейтронов:  $B({}^4\text{H(g.s.)}) = (6,9 \pm 0,1)$  МэВ,  $B({}^5\text{H(g.s.)}) = (3,0 \pm 0,2)$  МэВ и  $B({}^6\text{H(g.s.)}) = (1,9 \pm 0,7)$  МэВ. Заметим, что на этот вывод не влияет неопределенность в измерениях энергии  ${}^5\text{H}$ . По-видимому, для сверхтяжелых изотопов водорода зависимость энергии связи от числа нейтронов отлична от аналогичных зависимостей для тяжелых изотопов гелия и лития, для которых четное число нейтронов ведет к увеличению энергии связи как результат спаривания нейтронов.

Вопрос о природе и механизмах образования высоковозбужденных состояний  ${}^5,6\text{H}$  и, возможно,  ${}^7\text{H}$  остается открытым. Анализ компиляции по спектроскопии легких ядер [38] показывает, что столь же высокие возбуждения наблюдались только на изотопах  ${}^5,6\text{He}$  и  ${}^5\text{Li}$  в работе [52]. Уровни с энергией возбуждения  $E_x = 35,7$  МэВ для  ${}^5\text{He}$  и  $E_x = 34$  МэВ для  ${}^5\text{Li}$ , возможно, являются изобар-аналогами для наблюдаемого в нашем эксперименте уровня  ${}^5\text{H}$  с  $E_{2r} = 18,0$  МэВ. Уровни  ${}^6\text{He}$  с  $E_x \approx 32,0$  и  $35,7$  МэВ могут быть изобар-аналогами уровней  ${}^6\text{H}$  с  $E_r = 10,7$  и  $15,3$  МэВ.

В будущих исследованиях сверхтяжелых изотопов водорода в реакции поглощения остановившихся пионов ядрами, на наш взгляд, весьма перспективными выглядят два направления.

Полученные результаты показывают, что повторное исследование реакции  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, p^3\text{He})\text{X}$  может привести к обнаружению связанного (или почти связанного) состояния  ${}^7\text{H}$ . Такая цель может быть достигнута при условии увеличения на порядок статистической обеспеченности данных. В настоящее время такая возможность может быть реализована при проведении эксперимента на мезонной фабрике PSI.

Второе направление связано с исследованием реакции  ${}^{10}\text{Be}(\pi^-, pd)\text{X}$ . Из результатов, представленных в п. 3.3, и данных, полученных нами по спектроскопии  ${}^8\text{He}$  [31] и  ${}^{11}\text{Li}$  [32], можно сделать вывод, что выходы трехчастичных каналов в реакции  $(\pi^-, pd)$  достаточно велики. Основная проблема в этом случае связана с получением радиоактивной мишени  ${}^{10}\text{Be}$ .

В заключение нам хотелось бы выразить благодарность П. В. Морохову и В. А. Печурову за полезные дискуссии и ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 07-02-00428а) и «Ведущая научная школа» (НШ-3489.2008.2).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Базь А. И. и др. Легкие и промежуточные ядра вблизи границ нуклонной стабильности. М.: Наука, 1972.
2. Tanihata I. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1996. V. 22. P. 157.
3. Калтакчиева Р., Пенионжкевич Ю. Э., Болен Х. Г. // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30. С. 1429.
4. Jonson B. // Phys. Rep. 2004. V. 389. P. 1.
5. Горбатов А. М. и др. // ЯФ. 1989. Т. 50. С. 1551.
6. Timofeyuk N. K. // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 064306.
7. Grigorenko L. V., Timofeyuk N. K., Zhukov M. V. // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 19. P. 187.
8. Aoyama S., Itagaki N. // Nucl. Phys. A. 2004. V. 738. P. 362.
9. de Diego R. et al. // Nucl. Phys. A. 2007. V. 786. P. 71.
10. Marques F. M. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 044006.
11. Горнов М. Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 412.
12. Гуров Ю. Б. и др. // Там же. Т. 78. С. 219.
13. Gurov Yu. B. et al. // Eur. Phys. J. A. 2005. V. 24. P. 231.
14. Гуров Ю. Б. и др. // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 520.
15. Гуров Ю. Б. и др. // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 1448.
16. Gurov Yu. B. et al. // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 32. P. 261.
17. Gornov M. G. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 446. P. 461.
18. Weyer H. // Phys. Rep. 1990. V. 195. P. 295.
19. Backenstoss G. // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1970. V. 20. P. 467.
20. Бутцев В. С., Ильинов А. С., Чигринов С. И. // ЭЧАЯ. 1980. Т. 11. С. 900.
21. Cohen R. C. et al. // Phys. Lett. 1965. V. 14. P. 242.
22. Mineart R. C. et al. // Phys. Rev. 1969. V. 177. P. 1455.
23. Meyer T. C. // Nucl. Phys. A. 1979. V. 324. P. 335.
24. Sennhauser U. et al. // Phys. Lett. 1981. V. 103. P. 409.
25. Sennhauser U. et al. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 386. P. 429.
26. Горнов М. Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 205.
27. Амелин А. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 41. С. 607.
28. Blagus S. et al. // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 325.
29. Gornov M. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1991. V. 531. P. 613.
30. Гуров Ю. Б. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. С. 3.
31. Горнов М. Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1998. Т. 62. С. 2209.

32. *Gornov M. G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 4325.
33. *Gornov M. G.* // Abstr. of XV Intern. Conf. on Particles and Nuclei, Uppsala, Sweden, June 10–16, 1999. P. 216.
34. *Горнов М. Г. и др.* Препринт ОИЯИ Р15-82-173. Дубна, 1982. 11 с.
35. *Amelin A. I. et al.* // Intern. Workshop «Pions in Nuclei», Penyscola, Spain / Ed. E. Oset. World Sci., 1992. P. 516.
36. *Gornov M. G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1984. V. 225. P. 42.
37. *Амелин А. И. и др.* // ПТЭ. 1993. № 1. С. 69.
38. *Tilley D. R. et al.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 708. P. 3.
39. *Горнов М. Г. и др.* // ПТЭ. 1994. № 3. С. 55.
40. *Горнов М. Г. и др.* // ПТЭ. 1988. № 1. С. 57.
41. *Горнов М. Г. и др.* // ПТЭ. 1983. № 6. С. 42.
42. *Gornov M. G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1984. V. 225. P. 42.
43. *Горнов М. Г. и др.* // ПТЭ. 1998. № 5. С. 53.
44. *Tilley D. R. et al.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 745. P. 155.
45. *Tilley D. R., Weller H. R., Hale J. M.* // Nucl. Phys. A. 1992. V. 541. P. 1.
46. *Seagrave J. D., Cranberg L., Simmons J. E.* // Phys. Rev. 1960. V. 119. P. 1981.
47. *Tombrello T. A.* // Phys. Rev. 1966. V. 143. P. 772.
48. *Hale G. M. et al.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 42. P. 438.
49. *Csoto A., Hale G. M.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 536.
50. *Hale G. M., Brown R. E., Jarmie N.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 763.
51. *Weisenmiller R. B. et al.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 280. P. 217.
52. *Franke R. et al.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 433. P. 351.
53. *Belozorov A. V. et al.* // Nucl. Phys. A. 1986. V. 460. P. 352.
54. *Miljanic D., Blagus S., Zadro M.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 2204.
55. *Blagus S. et al.* // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 325.
56. *Александров Д. В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. С. 18.
57. *Meister M. et al.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 723. P. 13.
58. *Sidorchuk S. I. et al.* // Phys. Lett. B. 2004. V. 594. P. 54.
59. *Lane A. M., Thomas R. G.* // Rev. Mod. Phys. 1958. V. 30. P. 257.
60. *Бадалян А. М. и др.* // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 1460.
61. *Горбатов А. М. и др.* // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 1255.
62. *Arai K.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 034303.
63. *Efros V. D., Oberhammer H.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 1485.

64. *Seth K. K.* // Proc. of the 4th Intern. Conf. on Nuclei Far from Stability, Helsingor, 1981. P. 655.
65. *Aleksandrov D. V. et al.* // Proc. of the Intern. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM-95), Arles, France, 1995. Gifsur-Yvette, 1995. P. 329.
66. *Korshennikov A. A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 092501.
67. *Golovkov M. S. et al.* // Phys. Lett. B. 2003. V. 566. P. 70.
68. *Golovkov M. S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 262501.
69. *Golovkov M. S. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 064612.
70. *Филиппов Г. Ф., Базанов А. Д., Като К.* // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 1763.
71. *Shul'gina N. B. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 014312.
72. *Descouvemont P., Kharbach A.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 027001.
73. *Александров Д. В. и др.* // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 513.
74. *Belozarov A. V. et al.* // Nucl. Phys. A. 1986. V. 460. P. 352.
75. *Parker B., Seth K., Soundranayagam R.* // Phys. Lett. B. 1990. V. 251. P. 483.
76. *Gupta R. K. et al.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2006. V. 32. P. 565.
77. *Korshennikov A. A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 082501.
78. *Golovkov M. S. et al.* // Phys. Lett. B. 2004. V. 588. P. 163.
79. *Grigorenko L. V.* // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 20. P. 419.