

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

На правах рукописи

ЛЕОНОВА ТАТЬЯНА ИГОРЕВНА

«СПЕКТРОСКОПИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИЗОТОПОВ $^{8,9,10}\text{He}$ В РЕАКЦИИ
ПОГЛОЩЕНИЯ ПИОНОВ»

03.06.01 – Физика и астрономия

01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

Научный руководитель,

д.ф.-м.н.

Гуров Юрий Борисович

Автор

г. Москва

2020

Оглавление

1	Введение	2
2	Эксперимент	6
2.1	Описание установки	6
2.2	Идентификация частиц, измерение энергии	9
2.3	Энергетическое разрешение спектрометра	11
2.4	Разрешение в измеренных спектрах недостающих масс	13
2.5	Преимущества реакции поглощения пионов для исследования ядер с большим избытком нейтронов.	15
3	^8He	17
3.1	Образование ^8He в реакции $^9\text{Be}(\pi^-, p)X$	18
3.2	Образование ^8He в реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, pd)X$	20
3.3	Образование ^8He в реакции $^{12}\text{C}(\pi^-, p^3\text{He})X$	20
3.4	Образование ^8He в реакции $^{14}\text{C}(\pi^-, d^4\text{He})X$	20
3.5	Образование ^8He в реакции $^{14}\text{C}(\pi^-, t^3\text{He})X$	23
3.6	Результаты по ^8He	23
4	^9He	26
4.1	Образование ^9He в реакции $^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$	28
4.2	Образование ^9He в реакции $^{14}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})X$	31
4.3	Результаты по ^9He	31
5	^{10}He	34
6	Заключение	36

1 Введение

Исследование свойств легких ядер (рис.1), находящихся на и за границей нуклонной стабильности, остается в центре внимания современной ядерной физики с экспериментальной и теоретической точек зрения. Этот интерес обусловлен экзотическими свойствами исследуемых ядерных состояний и важностью этих результатов для развития ядерных моделей и уточнения параметров нуклон-нуклонных потенциалов. Данные ядра обладают аномально большими размерами, создаваемыми валентными нейтронами, образующими новый тип ядерной структуры - «нейтронное гало». Ядра с гало состоят из нуклонов сильно связанного кора и нуклонов гало, движущихся относительно центра масс кора и образующих облако разряженной материи вокруг кора. Изучение ядер, находящихся вблизи границы нуклонной стабильности позволяет определить пределы существования «холодных» ядер, в частности решить вопрос о существовании чисто нейтронных ядер, и исследовать структуру континуума за границей нуклонной стабильности, которая может быть связана с проявлением новых видов ядерных возбуждений. Определение свойств таких ядер необходимо для более глубокого объяснения ядерной динамики, развития теоретических ядерных моделей и понимания процессов астрофизического нуклеосинтеза.

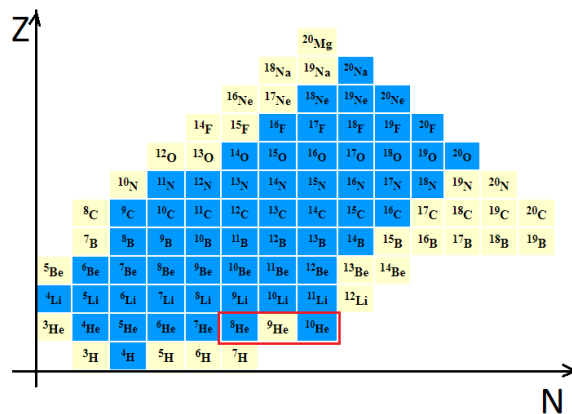


Рис. 1. Карта нуклидов для $A = 4 \div 20$.

Данная работа посвящена изотопам $^{8,9,10}\text{He}$. Изотопы гелия, находящие-

ся за ${}^4\text{He}$, обеспечивают возможность исследования поведения нейтронов во внешнем поле сильно связанного заряженного кора α -частицы и рассмотрение изменения ядерной структуры при увеличении числа валентных нейтронов. Для ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ характерно гало второго рода. Изотопы ${}^{8,9,10}\text{He}$ содержат сверх кора 4,5,6 нейтронов соответственно, данные нейтроны могут образовать динейтрон или даже тетранейтрон. В изотопах гелия проявляется четно-нечетный эффект: основные состояния с четным количеством нейтронов ${}^{4,6,8}\text{He}$ – нуклонно-стабильные, с нечетным количеством нейтронов ${}^{5,7,9}\text{He}$ – нуклонно-нестабильные. Основное состояние ${}^8\text{He}$ является наиболее нейтронно-избыточным ($N/Z = 3$) среди нуклонно-стабильных ядер. Также ${}^8\text{He}$ относится к «борроминовским» ядрам (трехчастичным стабильным системам, в которых каждая из пар является нестабильной). Валентные нуклоны ${}^8\text{He}$ связаны сильнее, чем в ${}^6\text{He}$ ($S_{2n}({}^8\text{He}) = 2.14$ МэВ, $S_{2n}({}^6\text{He}) = 0.973$ МэВ [1]) при сравнимых среднеквадратичных радиусах ($R({}^8\text{He}) = 2.52 \pm 0.03$ Фм $R({}^6\text{He}) = 2.50 \pm 0.05$ Фм [2]). ${}^{10}\text{He}$ является наиболее легким (кроме ${}^4\text{He}$) дважды магическим ядром согласно модели оболочек. Также изотоп ${}^{10}\text{He}$ обладает большой насыщенностью нейтронами и наибольшим отношением N/Z после ${}^7\text{H}$.

Возбужденные состояния тяжелых изотопов гелия являются нуклонно-нестабильными. Исследование их параметров (энергия связи, ширина, спин-четность), а также мод распада представляет интерес при поиске трехчастичных резонансов. Одним из возможных механизмов образования высоковозбужденных состояний легких ядер вблизи границы нуклонной стабильности является возникновение резонансов во взаимодействии двух ядерных кластеров. Для тяжелых изотопов гелия этими кластерами могут являться изотопы водорода, в том числе и сверхтяжелые изотопы водорода ${}^n\text{H}$ ($n > 3$).

В настоящее время наиболее продуктивными стали модели, описывающие многонуклонные системы, как системы малого числа взаимодействующих кластеров (ссылки в [3]). Для описания низколежащих состояний тяжелых изотопов гелия такой подход сводится к рассмотрению таких систем как напри-

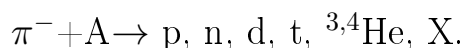
мер (${}^4\text{He} + kn$), где k - число валентных нейтронов. Рассматриваемые модели основываются на реалистичных нуклон-нуклонных и эффективных нуклон-кластерных взаимодействиях. Информация о нуклон-кластерных взаимодействиях должна основываться на надежной экспериментальной информации о свойствах исследуемых ядерных состояний. Таким образом, должна решаться самосогласованная задача, включающая в себя как экспериментальную, так и теоретическую информацию. Например, при описании свойств состояний ${}^{10}\text{He}$, необходима точная информация о свойствах ${}^8\text{He}$ и о взаимодействии ${}^8\text{He} + n$, которое, в свою очередь может быть извлечено из свойств низколежащих состояний ${}^9\text{He}$ [4], [5]. Относительно небольшое количество нуклонов в этих ядерных состояниях позволяет использовать для их описания микроскопические модели. Однако использование для решения задачи A тел моделей с реалистичными нуклон-нуклонными взаимодействиями и эмпирическими трехчастичными силами [6, 7] сталкивается с серьезными трудностями, особенно при вычислении спектра возбуждений в континууме.

Экспериментальные исследования по поиску и исследованию состояний тяжелых изотопов гелия проводятся в ведущих мировых научных центрах ядерной физики: ЛЯР ОИЯИ (Дубна), НИЦ Курчатовский институт, GSI (Германия), GANIL (Франция), REX-ISOLDE (CERN, Швейцария), RIKEN (Япония), NSCL MSU (США), TRIUMF (Канада) и др. Тем не менее экспериментальная ситуация в этой области исследований далека от полноты и является достаточно противоречивой. Сложность изучения изотопов гелия с большим числом нейтронов обусловлена ограниченным количеством ядерных реакций, в которых могут образоваться эти состояния и их низкими сечениями. В последнее время основное направление исследований связано с использованием пучков радиоактивных ионов.

В основе данной работы лежит реакция поглощения остановившихся пионов ядрами ${}^9\text{Be}$, ${}^{12,14}\text{C}$, ${}^{11}\text{B}$. Данная реакция идет в несколько стадий. Проходя через вещество, π^- -мезон теряет свою кинетическую энергию за счет ионизаци-

онных процессов и захватывается кулоновским полем ядра мишени на орбиту с большим главным квантовым числом ($n > 20$). Затем, испуская гамма-кванты и оже-электроны, пион последовательно переходит на орбиту с меньшим главным квантовым числом и, в результате сильного взаимодействия, поглощается ядром. Так как время жизни пиона ($\tau \sim 2.6 \cdot 10^{-8} \text{ c}$) достаточно большое, практически каждый пион поглощается ядром.

Процесс поглощения пиона ядром является многонуклонным [8]. Доминирующими механизмами являются поглощение на (pn) и (pp) парах: $\pi^- + (pn) \rightarrow n + n$, $\pi^- + (pp) \rightarrow p + n$. Вероятность поглощения на (pn) паре составляет $\approx 60 - 70\%$. Первичные частицы, проходя через вещество ядра, за счет вторичных процессов (выбивание, подхват, коалесценция), могут вызывать внутриядерный каскад реакций в результате которого, ядро излучает частицы низких и средних энергий. После установления термодинамического равновесия остаточное возбуждение снимается на испарительной стадии путем испускания медленных частиц с поверхности остаточного ядра. В результате реакции образуются различные частицы, включая остаточное ядро:



Недостатки использования данной реакции заключаются в отсутствие описывающих ее надежных теоретических моделей. Поэтому физический фон, отвечающий за многочастичные каналы реакций, описывается с помощью рассчитываемых распределений по фазовым объемам. Также затруднительно определять квантовые числа исследуемых состояний, так как в реакциях поглощения пионов очень трудно исследовать частицы от распада наблюдаемых состояний.

Цель работы: на основе экспериментальных данных на качественно новом уровне определить структуру уровней тяжелых изотопов гелия ${}^{8-10}\text{He}$.

2 Эксперимент

2.1 Описание установки

В работе используются данные эксперимента по поиску легких нейтронно-избыточных ядер, который был выполнен на пионном пучке Лос-Аламосской мезонной фабрики (LANL) с помощью двухплечевого многослойного полупроводникового спектрометра НИЯУ МИФИ [9]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.

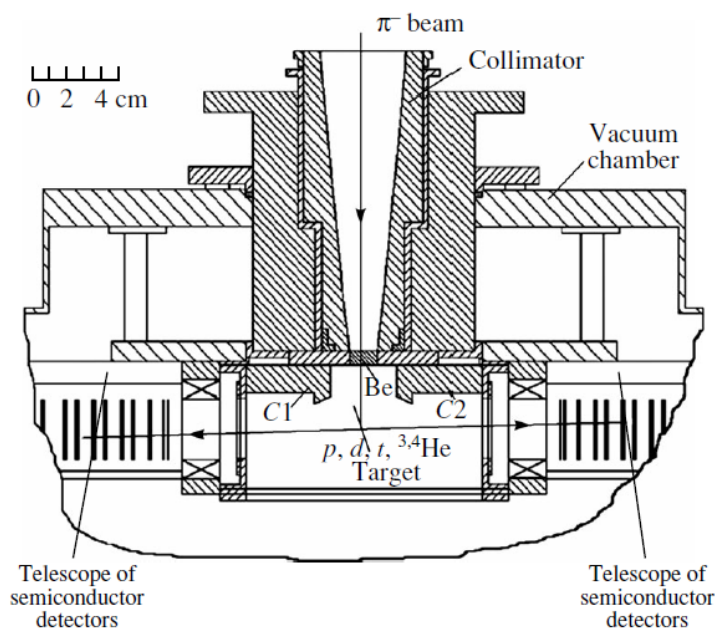


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

Пучок π^- - мезонов с энергией 30 МэВ проходил через бериллиевый замедлитель и останавливался в мишени определенного материала. Выбор бериллиевого замедлителя связан с тем, что его ядро имеет минимальный заряд из доступных материалов. В таком замедлителе угловой разброс пучка из-за многократного рассеяния будет наименьшим. Примерно 50% пучка останавливалось в замедлителе, 5% – в мишени и около 15% распадалось в вакуумном объеме камеры, оставшиеся пионы поглощались стенками камеры. За счет вы-

бора оптимальной энергии пучка и максимального приближения замедлителя к мишени достигалась высокая плотность остановок пионов в мишени: $\approx 6 \cdot 10^4$ с^{-1} . Для подавления фона вторичных частиц из замедлителя и стенок камеры использовались коллиматоры С1 и С2.

Эксперимент выполнен для пяти мишеней: ${}^9\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$, 12,14 , которые представляли собой диски диаметром 26 мм и толщиной $24 \text{ мг}\cdot\text{см}^{-2}$. Расстояние между замедлителем и мишенью составляло 4.5 см, угол между мишенью и пучком - 22° .

В результате поглощения пиона мишенью образуются различные заряженные частицы (p, d, t, ${}^3,4\text{He}$), которые регистрировались двумя полупроводниковыми телескопами, расположенными друг к другу под углом 180° и на расстоянии 12 см от мишени. Каждый телескоп состоял из двух Si(Au) полупроводниковых детекторов с толщинами 100 и 450 мкм и четырнадцати Si(Li) полупроводниковых детекторов, каждый толщиной ~ 3 мм. Диаметр чувствительной области детекторов составлял 32 мм (рабочая площадь 8 см^2). Si(Au) детекторы работали в режиме растяжки обедненной области на полную толщину детектора (т.е. не имели нечувствительных («мертвых») областей). Толщина «мертвого» слоя Si(Li) детектора составляла ≈ 100 мкм.

Суммарная толщина детекторов каждого телескопа (43 мм) обеспечивала остановку наиболее длиннопробежных частиц - протонов на кинематической границе реакции с энергией ≈ 100 МэВ. Пороги идентификации составляли: 3.5 МэВ - для протонов, 7 МэВ - для дейтронов, 10 МэВ - для тритонов. Угловой захват при регистрации частиц для каждого телескопа с ростом энергии частиц изменялся в следующих диапазонах: $d\Omega(p) = 55 \div 15$ мср, $d\Omega(d) = 55 \div 17$ мср, $d\Omega(t) = 55 \div 26$ мср. Более подробное описание экспериментальной установки представлено в работах [8], [9].

Преимущества данного эксперимента заключается в том, что энергия и импульс начального состояния практически фиксированы и не зависят от энергетического разрешения и угловой расходимости пучка пионов. Статистика наби-

рается для широкого набора ядер одновременно, в одной экспозиции.

Параметры (массы и ширины) нейтронно-избыточных ядер определяются из спектров недостающих масс к зарегистрированным частицам (p, d, t, $^3,^4\text{He}$). Для анализа используются спектры недостающих масс, полученные как в инклюзивных, так и в корреляционных измерениях при регистрации энергии двух заряженных частиц. Важное преимущество такого метода исследования ядер связано с возможностью использования для калибровочных целей двух- и трех-частичных каналов реакции поглощения пионов с известными состояниями ядер в конечном состоянии. Энергетическое разрешение спектрометра (FWHM) при регистрации однозарядных частиц (p, d, t) лучше 0.5 МэВ, а ядер $^3,^4\text{He} \sim 2$ МэВ. В корреляционных измерениях разрешение по недостающим массам составило ~ 1.0 МэВ при регистрации пар однозарядных частиц и ~ 3.0 МэВ при регистрации пары - однозарядная частица и изотопов гелия $^3,^4\text{He}$. Погрешность в абсолютной привязке шкалы недостающих масс практически во всех каналах измерения не превышала 0.2 МэВ.

В корреляционных каналах реакции спектры недостающих масс позволяют исследовать область энергий возбуждения вплоть до 50 МэВ. В инклюзивных каналах диапазон исследуемых энергий возбуждений меньше - 25 МэВ, однако статистическая обеспеченность результатов выше, чем в корреляционных. Возможность получить информацию о структуре определенного изотопа сразу в нескольких каналах реакции обеспечивает достоверность полученных результатов.

Анализ диаграмм Далица, построенных по корреляционным данным, обеспечивает возможность изучения механизмов реакции поглощения пионов легкими ядрами и для некоторых каналов реакции исследовать возможные моды распадов изотопов гелия и значения их спинов. Выделение процессов квазисвободного поглощения, в которых внутриядерные кластеры $^8-^{10}\text{He}$ являются спектаторами, позволит определить параметры их внутриядерного движения.

2.2 Идентификация частиц, измерение энергии

Для случая «полного поглощения» (частицы останавливаются в чувствительном объеме одного из детекторов) суммировались потери энергии в этом и всех предшествующих детекторах телескопа. Вклад от потерь энергии в «мертвом» слое одного из детекторов также учитывался по средним ионизационным потерям. Для случая «напролет» (частицы останавливаются в «мертвом» слое одного из детекторов) определялась энергия частицы при входе в последний детектор для которого энергопотери отличны от нуля, по зависимости средних ионизационных потерь от энергии. Переход к начальной энергии определялся аналогично случаю «полного поглощения». Идентификация средних ионизационных потерь необходима на этапе определения энергии, так как средние ионизационные потери зависят от сорта частиц.

Идентификация частиц и отбраковка событий с нарушением ионизационной зависимости потерь энергии проводилась с помощью критерия χ^2 [10]:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \chi_i^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\Delta R_{i_{\text{ЭКС}}} - \Delta R_i}{\sigma(R_{i_{\text{ЭКС}}})} \right)^2 \quad (1)$$

где ΔR_i - толщина i -ого ппд, $\Delta R_{i_{\text{ЭКС}}}$ - толщина i -го ппд, определяемая по измерениям сбросов энергии и пробежной кривой (зависимости среднего пробега частицы от начальной энергии), $\sigma(R_{i_{\text{ЭКС}}})$ - соответствующая ошибка измерений, $n+1$ - количество детекторов, в которых зарегистрированы энергетические сбросы.

В случае полного поглощения:

$$\Delta R_{i_{\text{ЭКС}}} = R_i \left(\sum_{j=1}^{n+1} \Delta E_j \right) - R_{i+1} \left(\sum_{j=i+1}^{n+1} \Delta E_j \right) \quad (2)$$

где R_i - средний пробег частицы, начиная с точки входа в i -й детектор, зависящий от суммы сбросов энергии в детекторах (ΔE_j - зарегистрированный сброс энергии в j -ом ппд с учетом поправки на потери в «мертвом» слое).

Величины, входящие в 1, имеют нормальные распределения [10], что является обоснованием использования критерия χ^2 . Отбор событий проводится по

условию:

$$\chi^2 \leq \chi_0^2 \quad (3)$$

где χ_0^2 - теоретическое значение, соответствующее 95% уровню значимости.

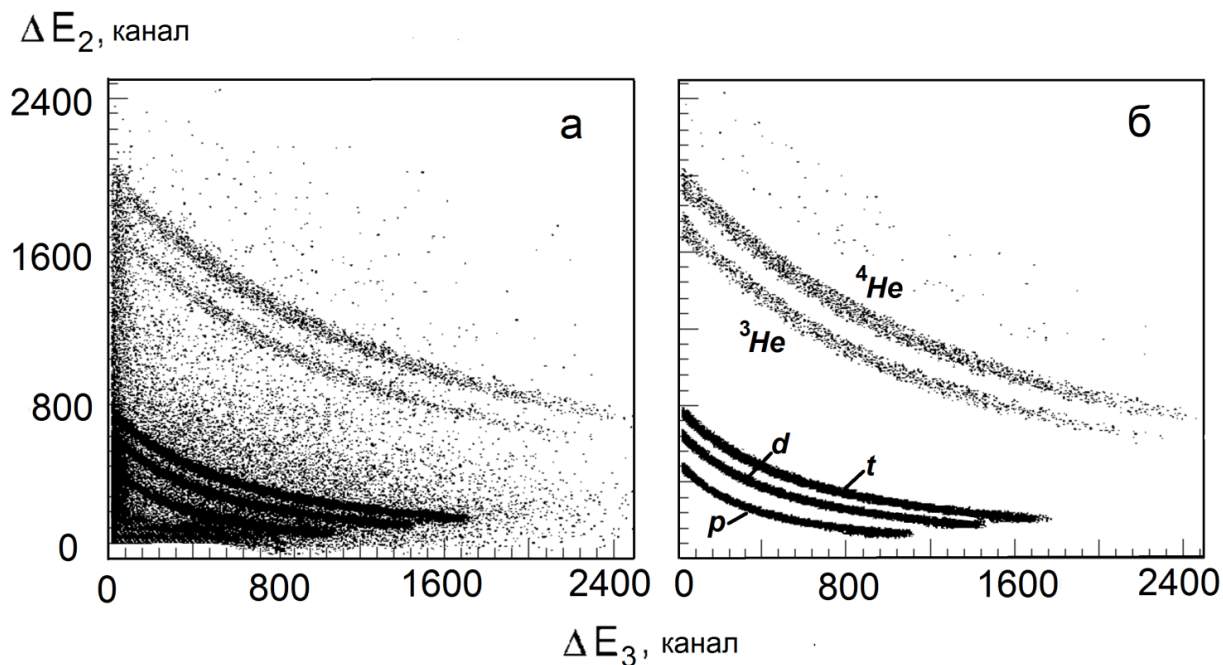


Рис. 3. Двумерное распределение энерговыделений во втором Si(Au) детекторе - идентификаторе (вертикальная ось) и первом Si(Li)-пнд (горизонтальная ось) для вторичных частиц от захвата π^- - мезонов ядрами ${}^9\text{Be}$: а – до отбраковки, б – после обработки.

На рис. 3а показано исходное двумерное распределение потерь энергии зарегистрированных частиц во втором тонком Si(Au)-детекторе и первом Si(Li)-пнд при использовании бериллиевой мишени. Видны ветви p, d, t, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

После обработки по критерию 3 для гипотезы остановки в первом Si(Li)-детекторе распределение показано на рис. 3б. Хорошо заметно, что отбраковываются фоновые события.

2.3 Энергетическое разрешение спектрометра

Реакция поглощения пионов ядрами имеет несколько преимуществ для хорошего энергетического разрешения детектора: практически нулевой импульс начального состояния и заметный выход двухчастичных каналов. В результате которых удастся получать моноэнергетические протоны, дейтроны и тритоны с энергиями вплоть до кинематического предела реакции поглощения.

Основное влияние на энергетическое разрешение спектрометра ΔE (ПШПВ – полная ширина на половине высоты), использующегося в работе, оказывают неопределенность потерь энергии частиц в мишени ($\Delta E_{\text{миш}}$), флуктуации потерь энергии в «мертвых» слоях детекторов ($\Delta E_{\text{мс}}$), шумы спектрометрических электронных трактов ($\Delta E_{\text{эл}}$) [11]:

$$\Delta E^2 \approx \Delta E_{\text{миш}}^2 + \Delta E_{\text{мс}}^2 + \Delta E_{\text{эл}}^2 \quad (4)$$

Вклады от первой и второй компонент оценивались с помощью программы численного моделирования, описывающей прохождение заряженных частиц в слоистых структурах. Третья компонента оценивалась как: $\Delta E_{\text{эл}} \approx n^{1/2} \cdot \Delta E_{\text{ск}}$, где n – число детекторов, необходимое для измерения энергии частицы на полное поглощение, $\Delta E_{\text{ск}}$ – среднее энергетическое разрешение спектрометрического канала.

Для определения энергетического разрешения экспериментальной установки исследовались инклюзивные спектры p , d , t в следующих реакциях: ${}^9\text{Be}(\pi^-, p)X$, ${}^{12}\text{C}(\pi^-, d)X$, ${}^{12}\text{C}(\pi^-, t)X$, рис. 4

На кинематических границах реакции хорошо заметны пики $E_p = 98.5$ МэВ, $E_d = 93.9$ МэВ, $E_t = 84.1$ МэВ, соответствующие двухчастичным каналам реакции с образованием основных состояний ядер ${}^8\text{He}$, ${}^{10}\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}$. Так как данные состояния нуклонно стабильны (имеют нулевые значения естественных ширин) и близлежащие возбужденные уровни отсутствуют [1], то ширины протонного, дейтронного и тритонного пиков дают возможность определить энергетическое разрешение спектрометра. Его значения для однозарядных частиц приведено в

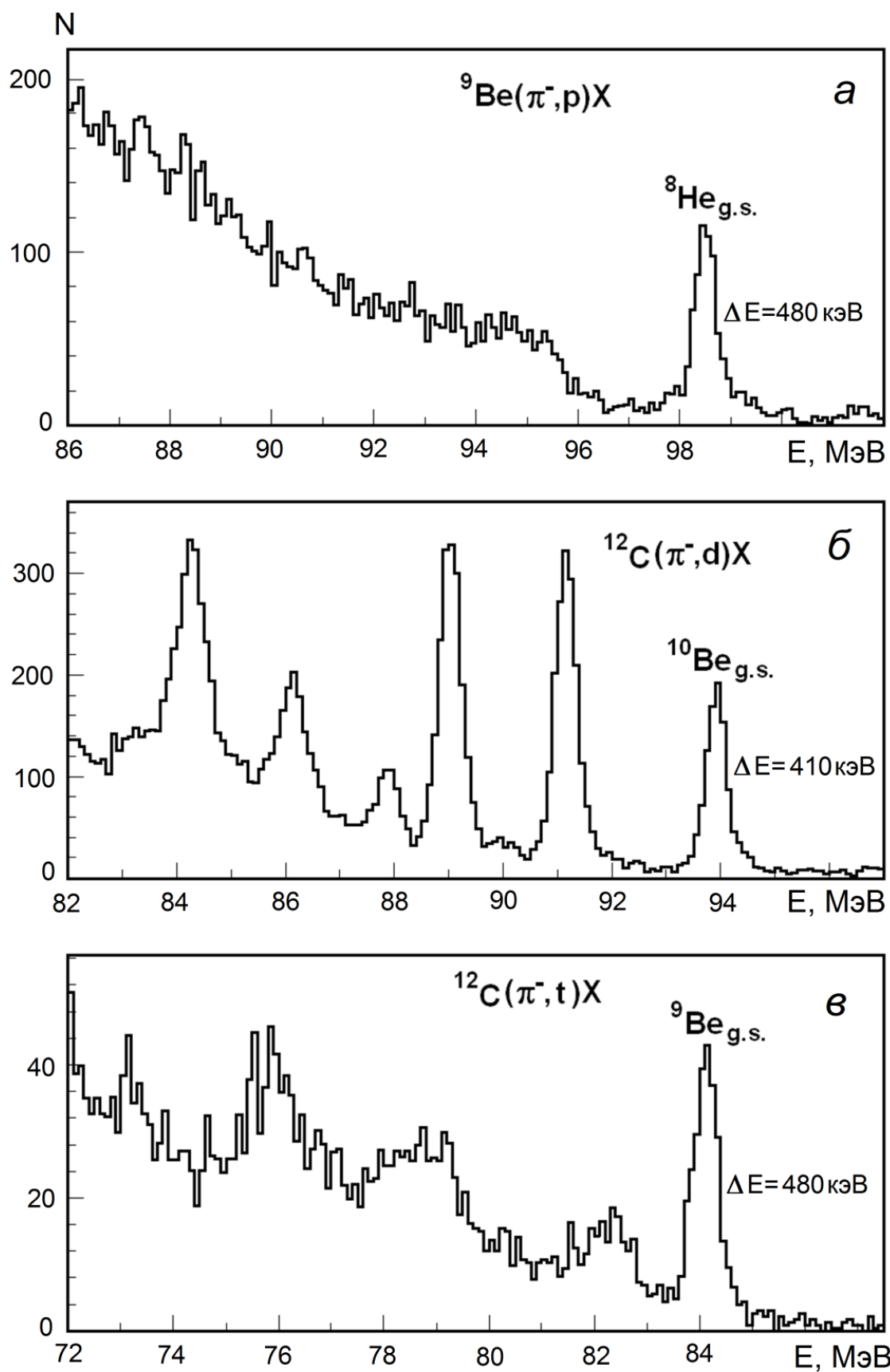


Рис. 4. Инклюзивные спектры: а – протонов; б – дейтронов; в – тритонов из реакции поглощения π^- -мезонов ядрами ${}^9\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$.

таблице 1. На правильность метода учета факторов, влияющих на энергетическое разрешение, указывает совпадение расчетных значений с экспериментальными данными.

Таблица 1. Энергетическое разрешение пдд-телескопа.

Энергия частицы, МэВ	$E(p) = 98.50$	$E(d) = 93.90$	$E(t) = 84.10$
$\Delta E_{\text{расч}}, \text{МэВ}$	0.46	0.40	0.47
$\Delta E_{\text{экс}}, \text{МэВ}$	0.48	0.41	0.48

2.4 Разрешение в измеренных спектрах недостающих масс

Энергия, выделяющаяся при поглощении остановившихся пионов ядром ($\pi^- + A \rightarrow p, n, d, t, {}^3, {}^4\text{He}, X$), намного меньше энергии покоя образующихся ядер. Поэтому в инклюзивных измерениях для определения энергетического разрешения по MM можно воспользоваться соотношением для нерелятивистского случая:

$$\Delta E_{MM}^2 \simeq \frac{M_A}{M_A - M_a} \Delta E_a \quad (5)$$

где M_A и M_a - массы ядра-мишени и регистрируемой частицы. То есть разрешение по MM прямо пропорционально энергетическому разрешению.

В случае корреляционных измерений заметный вклад дают процессы с малой передачей импульса остаточному ядру. Величина разрешения определяется: неопределенностями в измерении энергии каждой регистрируемой частицы, флуктуациями потерь энергии частиц в мишени, неопределенностью в угле разлета частиц (связано с угловым захватом телескопов). Среднее значение косинусов углов разлета лежит в диапазоне - $0.995 \leq \langle \cos\theta \rangle \leq -0.985$ [12]. Неопределенность в угле разлета уменьшается с ростом полного пробега частицы в телескопе. В работе [12] показано, что разрешение по MM слабо зависит от конкретного канала реакции и составляет величину ≈ 1 МэВ.

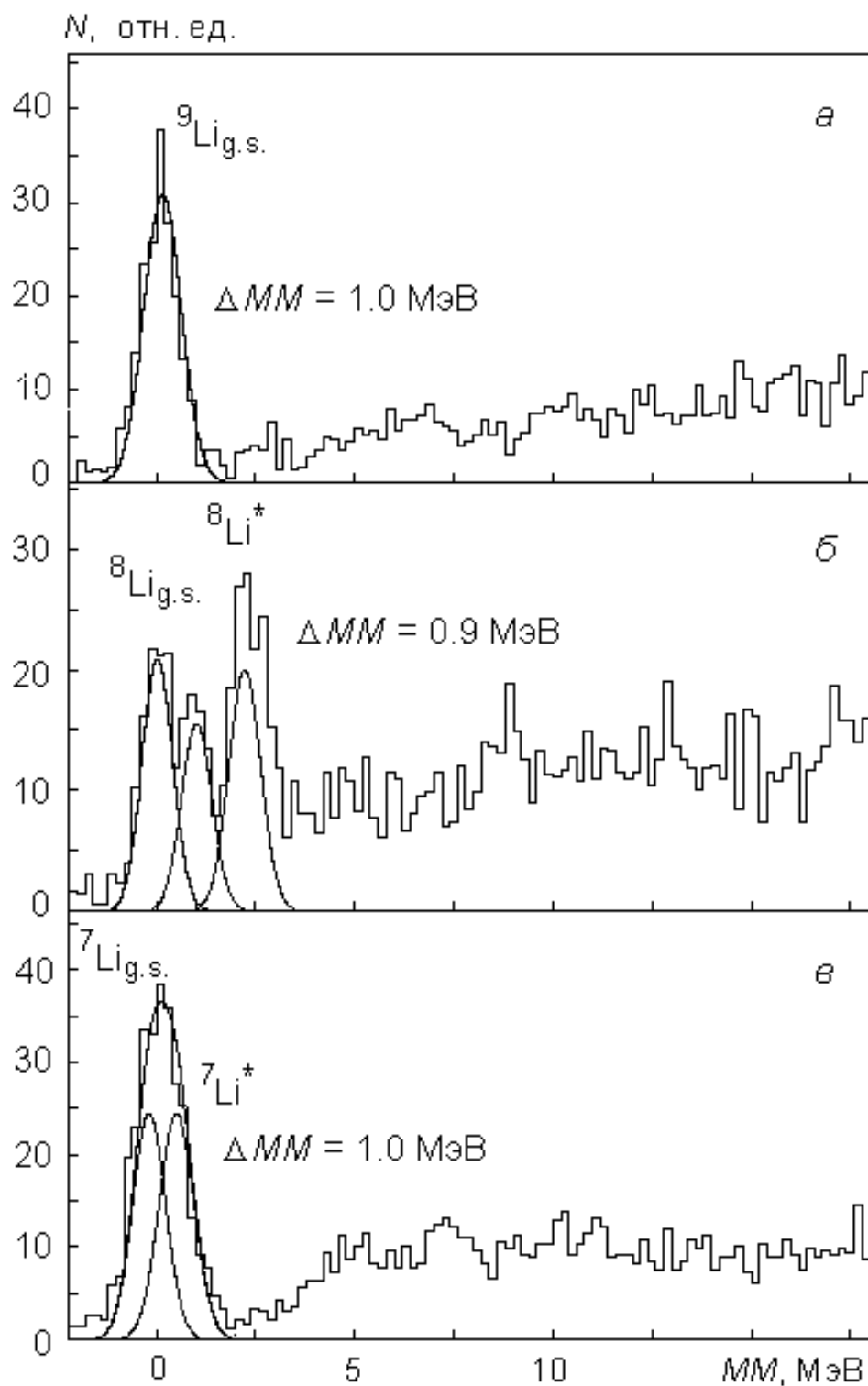


Рис. 5. Спектры ММ для реакций: а – ${}^{12}\text{C}(\pi^-,pd)X$; б – ${}^{12}\text{C}(\pi^-,dd)X$; в – ${}^{12}\text{C}(\pi^-,dt)X$.

Для того, чтобы показать разрешение в корреляционных измерениях, на рисунке 5 приведены спектры недостающих масс для реакций: $^{12}\text{C}(\pi^-, \text{pd})\text{X}$, $^{12}\text{C}(\pi^-, \text{dd})\text{X}$, $^{12}\text{C}(\pi^-, \text{dt})\text{X}$. За ноль в данных реакциях принято значение массы основного состояния ядра-остатка. Основное состояние ядра ^9Li отделено более чем на 2 МэВ от возбужденных состояний и континуума [1], разрешение (ПШПВ) по спектру недостающих масс $\Delta MM_{pd} = 1.0$ МэВ.

Наилучшее описание спектра на рис. 5б достигается при $\Delta MM_{dd} = 0.9$ МэВ. Структура в области ~ 2.5 МэВ является суперпозицией известных состояний с параметрами $E_x = 2.25$ МэВ, $\Gamma = 33$ кэВ и $E_x = 3.2$ МэВ, $\Gamma \approx 1$ МэВ.

В области пика на рис. 5в расположены основное и первое возбужденное нуклонно-стабильные состояния ^7Li [13]. Описание пика достигается при разрешении $\Delta MM_{dt} = 1.0$ МэВ.

Точность абсолютной привязки шкалы спектра недостающих масс для исследуемых частиц составляет $\delta E_{MM} \approx 0.1$ МэВ.

2.5 Преимущества реакции поглощения пионов для исследования ядер с большим избытком нейтронов.

Метод определения структуры уровней тяжелых изотопов гелия, который планируется использовать, обладает целым рядом преимуществ по сравнению с использованием для этих целей радиоактивных пучков. Прежде всего, в экспериментах с радиоактивными пучками диапазон исследуемых энергий возбуждения, как правило, не превышает 6 МэВ в то время как в измерениях, полученных нашей лабораторией, можно исследовать область E вплоть до 50 МэВ. Другим достоинством использования реакции поглощения пионов является возможность получения информации об определенном уровне сразу в нескольких каналах реакции, что позволяет исследовать возможное влияние на результаты начальных условий. Так как данные получены в рамках одного экспериментального сеанса, это позволяет минимизировать систематические ошибки в

определении параметров ядерных состояний. Влияние физического фона, обусловленного нерезонансными процессами, на интерпретацию результатов в реакции поглощения пионов значительно менее существенно, по сравнению с экспериментами с радиоактивными пучками.

3 ^8He

Изотоп ^8He обладает рекордным среди нуклонно-стабильных ядер отношением числа нейтронов к протонам $-N/Z = 3$. Валентные нуклоны в ^8He связаны сильнее, чем в ^6He ($S_{2n}(^8\text{He}) = 2.14$ МэВ, $S_{2n}(^6\text{He}) = 0.973$ МэВ [1]), поэтому кластерная структура ^8He представляет собой систему $^4\text{He}+n+n+n+n$ (четырехнейтронное гало) и сравнимый с ^6He , среднеквадратичный радиус. Основное состояние ^8He ранее рассматривалась как система, состоящая из инертного α -частичного кора, окруженного четырьмя валентными нейтронами, занимающие $p_{3/2}$ оболочку [14]. Однако, как было экспериментально [15], [16] и теоретически [17], [18] показано, волновая функция основного состояния наряду с $(p_{3/2})^4$ компонентой может содержать заметную примесь других компонент - $(p_{3/2})^2(s_{1/2})^2$, $(p_{3/2})^2(d_{3/2})^2$ и $(p_{3/2})^2(p_{1/2})^2$.

Возбужденные уровни ^8He наблюдались в нескольких экспериментах (данные в [1], обзор [19]), однако статистическая обеспеченность результатов невысока (в таблице 2 показаны возбужденные состояния ^8He при $E_x < 6$ МэВ для других работ). Возможно, это является основной причиной значительной неопределенности в значении энергии первого возбужденного состояния: $E_x = 2.7 - 3.6$ МэВ. Другая причина этой неопределенности может быть обусловлена тем, что наблюдаемый в экспериментах пик в действительности является суперпозицией двух состояний - 2^+ резонанса и мягкого дипольного резонанса с $J^P = 1^-$ [20]. Поэтому различие в результатах может быть обусловлено разной заселенностью этих каналов. Однако доказательство этого предположения требует лучшей статистики измерений и привлечения новых типов ядерных реакций, в которых образуется ^8He .

В нескольких работах [1], [16], [20], [21] наблюдались более высокие возбуждения. Наблюдаемый спектр ограничен величиной $E_x = 7.5$ МэВ [20]. Однако необходимо отметить, что вследствие слабой статистики эти результаты можно рассматривать только как указания на существование уровней ^8He .

Таблица 2. Возбужденные состояния ${}^8\text{He}$ ($E_x < 6$ МэВ)

Работа, реакция	E_{x1} , МэВ	Γ_1 , МэВ	E_{x2} , МэВ	Γ_2 , МэВ
[1]	$2.7 \div 3.6$	0.6 ± 0.2	4.36 ± 0.20	1.3 ± 0.5
[22], ${}^8\text{He}(p, p')X$	3.62 ± 0.14	0.3 ± 0.2	5.4 ± 0.5	0.3 ± 0.5
[23], ${}^3\text{H}({}^6\text{He}, p){}^8\text{He}$	$3.6 \div 3.9$	~ 0.5	$5.3 \div 5.5$	

В данной работе для исследования возбужденных состояний ${}^8\text{He}$ использовалась реакция поглощения остановившихся пионов на ядрах ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{C}$.

3.1 Образование ${}^8\text{He}$ в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, p)X$

Образование ${}^8\text{He}$ наблюдалось в спектре недостающих масс в инклюзивной реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, p)X$ (рис. 6). Преимуществом инклюзивного подхода является высокое энергетическое разрешение ($\text{FWHM} = 0.4$ MeV), по сравнению с корреляционными измерениями. За начало отсчета принимается масса основного состояния ${}^8\text{He}$. В спектре явно выделяются пики основного и возбужденных состояний. Для определения этих состояний использовался метод наименьших квадратов. Возбужденные состояния описывались с помощью распределения Брейт-Вигнера. Экспериментальный спектр недостающих масс в области ($0 \div 10$ МэВ) был описан с помощью суперпозиции распределений по фазовым объемам и трех состояний ${}^8\text{He}$. Параметры возбужденных состояний приведены в таблице 3.

Положение первого возбужденного уровня согласуется в пределах погрешности с результатами других работ (таблица 2). Небольшое значение ширины противоречит предположению, что наблюдаемый пик является суперпозицией двух состояний. В то же время положение второго возбужденного уровня совпадает с результатами более ранних работ [1]. Однако наблюдаемый уровень более узок по сравнению с данными из [1].

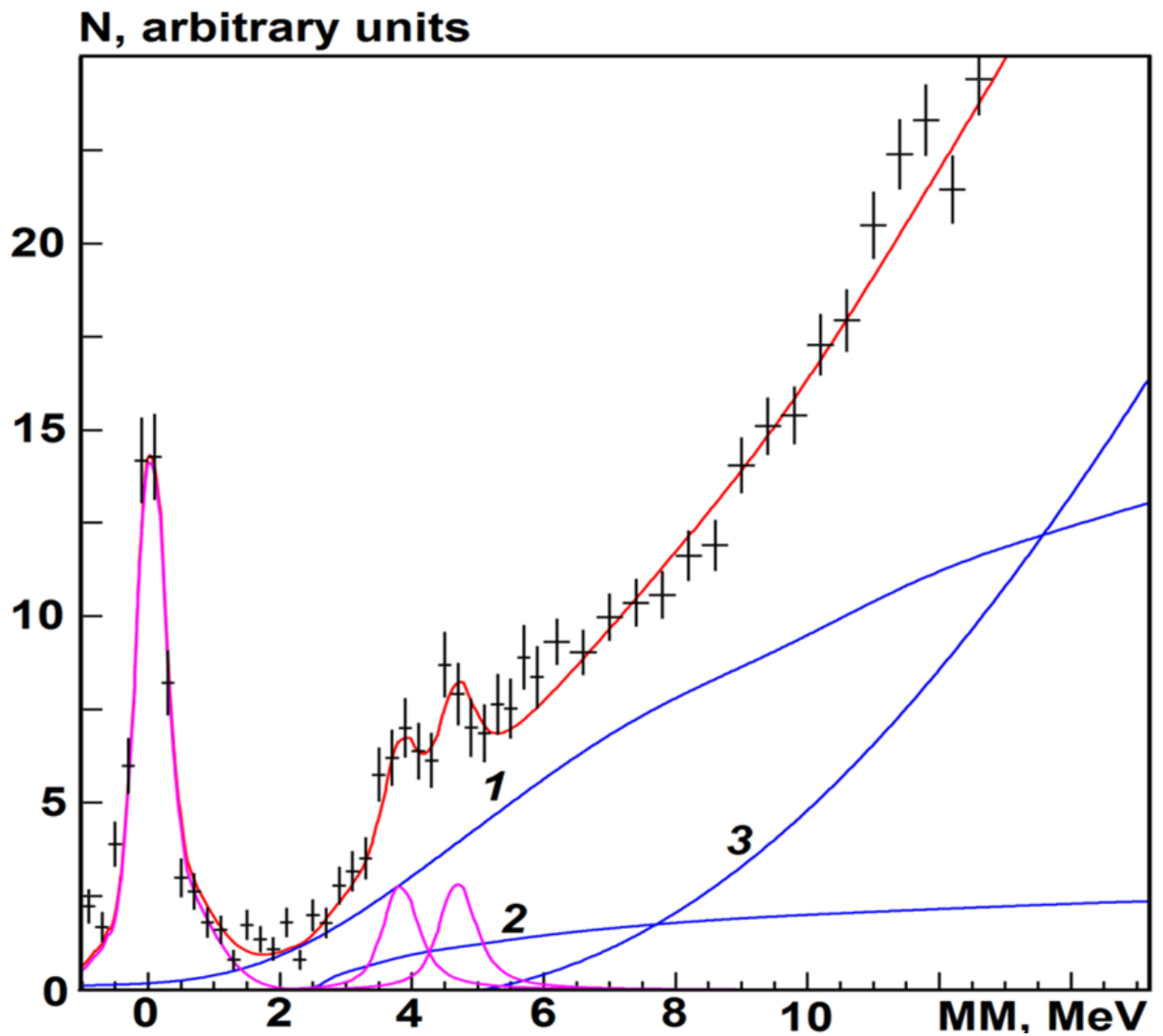


Рис. 6. Спектр недостающих масс для реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, p)X$. Точки с ошибками - экспериментальные данные. Красная линия - полное описание; розовые линии - основное и возбужденные состояния ${}^8\text{He}$; распределения по фазовым объемам: 1 - $\pi^- + {}^9\text{Be} \rightarrow p + {}^6\text{He} + 2n$, 2 - $\pi^- + {}^9\text{Be} \rightarrow p + {}^7\text{He} + n$, 3 - $\pi^- + {}^9\text{Be} \rightarrow p + {}^6\text{He}^*(1.797) + 2n$.

Первое возбужденное состояние находится согласуется с предсказаниями других теоретических работ [24], [25], [26]. Теоретических предсказания для второго возбужденного состояния не найдено.

3.2 Образование ${}^8\text{He}$ в реакции ${}^{11}\text{B}(\pi^-, \text{pd})\text{X}$

Спектроскопия ${}^8\text{He}$ исследуется в реакции поглощения остановившихся пионов ядрами ${}^{11}\text{B}$. Экспериментальный спектр недостающих масс (ММ) и его описание для реакции ${}^{11}\text{B}(\pi^-, \text{pd})\text{X}$ приведен на рисунке 7. Отчётливо проявляется основное состояние ядра ${}^8\text{He}$, группа из четырех близко расположенных возбуждённых состояний в интервале недостающих масс $\sim 4 \div 12$ МэВ.

Параметры возбужденных состояний приведены в таблице 3. Первое и второе возбужденные согласуются с результатами, полученными для реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, \text{p})$. Состояния с энергиями 9.3 МэВ и 11.5 МэВ получены впервые.

3.3 Образование ${}^8\text{He}$ в реакции ${}^{12}\text{C}(\pi^-, \text{p}^3\text{He})\text{X}$

Спектр недостающих масс для реакции ${}^{12}\text{C}(\pi^-, \text{p}^3\text{He})\text{X}$ приведен на рисунке 8.

За начало отсчета также принята масса основного состояния ${}^8\text{He}$. Экспериментальный спектр описан суммой брейт-вигнеровских распределений и частичных распределений по фазовому объему ($n > 3$) с учетом энергетического разрешения установки. Несмотря на достаточно низкую статистическую обеспеченность данных, удалось выделить два состояния ${}^8\text{He}$: основное состояние и уровень возбуждения с $E_x \approx 3.9$ МэВ и $\Gamma \leq 1$ МэВ.

Наблюдаемое возбужденное состояние совпадает в пределах погрешности с результатами других работ таблица 2 и полученными результатами в других реакциях: таблица 3.

3.4 Образование ${}^8\text{He}$ в реакции ${}^{14}\text{C}(\pi^-, \text{d}^4\text{He})\text{X}$

На рисунке 9 показан спектр недостающих масс для реакции ${}^{14}\text{C}(\pi^-, \text{d}^4\text{He})\text{X}$. На рисунке 9а результаты измерений на «радиоактивной мишени». События, лежащие в «нефизической» области (ММ < 0 МэВ), обусловлены примесью

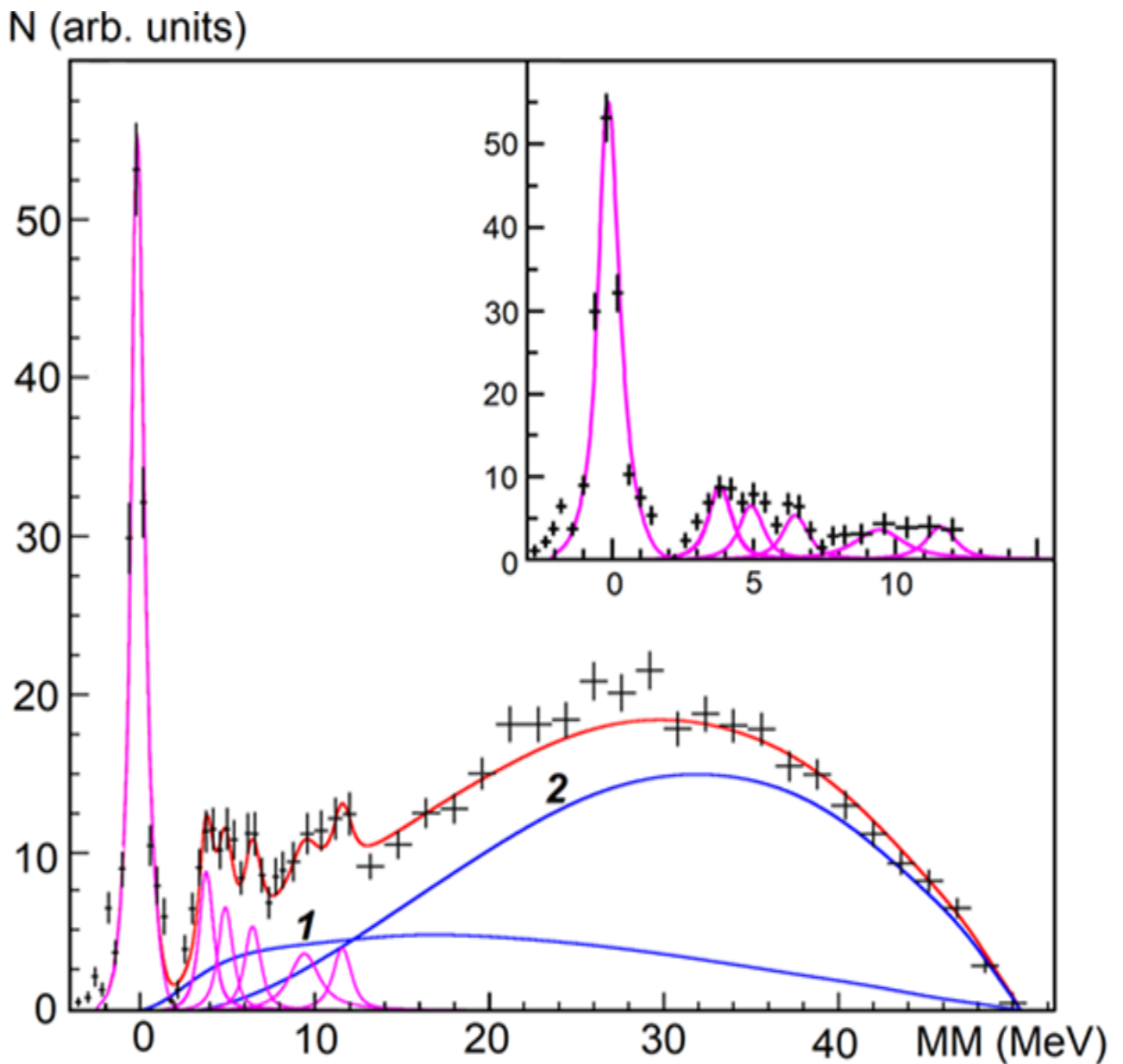


Рис. 7. Спектр недостающих масс для реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, pd)\text{X}$. Точки с ошибками - экспериментальные данные. Красная линия - полное описание; розовые линии - основное и возбужденные состояния ^8He ; распределение по фазовым объемам 1 - $\pi^- + ^{11}\text{B} \rightarrow p + d + ^6\text{He} + n^2$, 2 - $\pi^- + ^{11}\text{B} \rightarrow p + d + ^6\text{He} + 2n$.

^{12}C . Количественный вклад примеси определен по результатам измерений на мишени ^{12}C , выполненных в том же экспериментальном сеансе. ММ спектр для этих измерений был рассчитан в кинематике реакции на ^{14}C и нормирован на относительный вклад примеси (23%). Полученный спектр изображен на рис.

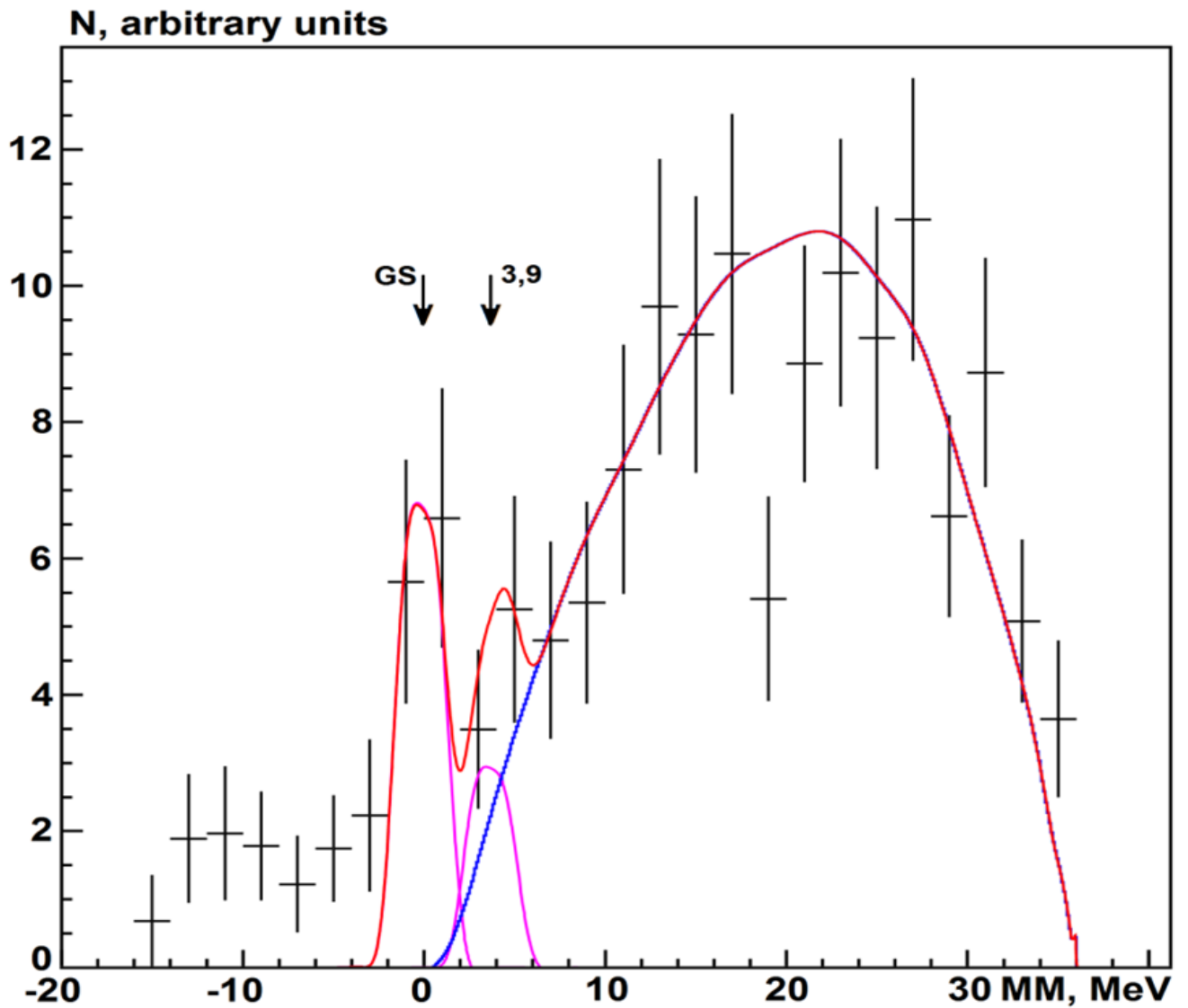


Рис. 8. Спектр недостающих масс для реакции $^{12}\text{C}(\pi^+, p^3\text{He})\text{X}$. Точки с погрешностями - экспериментальные данные. Красная линия - полное описание; розовые линии - основное и возбужденное состояние; синяя линия - суммарное распределение по фазовым объемам. Стрелками отмечены положения двух наблюдаемых уровней ^8He .

9а, как заштрихованная гистограмма. Результат вычета примеси представлен на рис. 9б.

Описание спектра на рис. 9б проводилось аналогично предыдущему случаю. Однако вследствие недостаточной статистики пик в области 5 МэВ не удается разделить однозначным образом. Поэтому параметры первого возбужденного

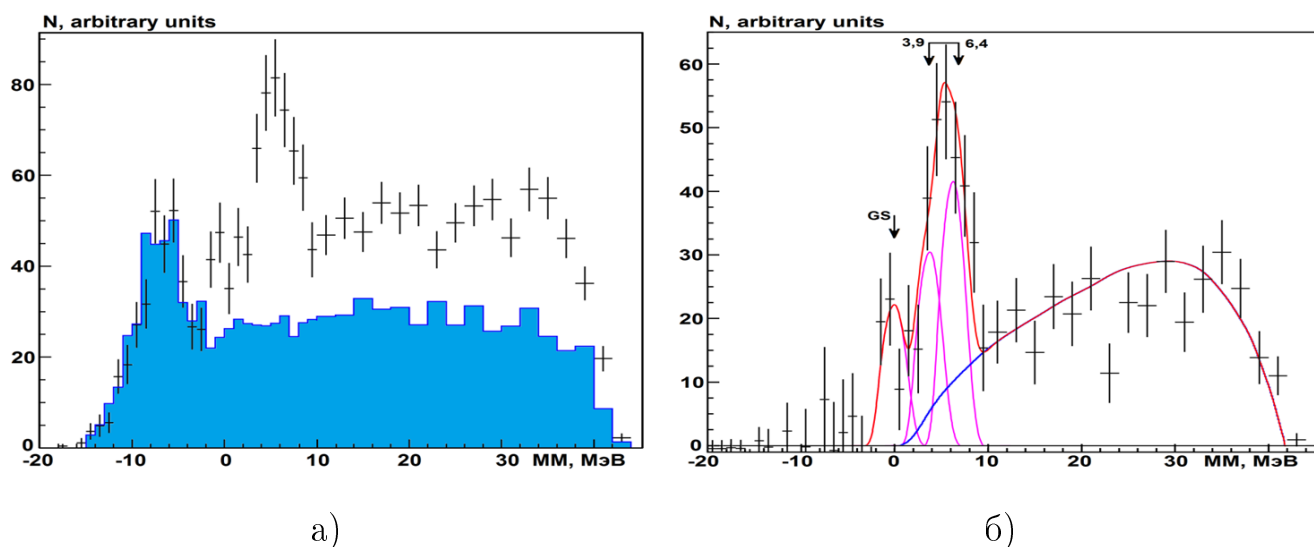


Рис. 9. Спектр ММ для реакции $^{14}\text{C}(\pi^+, d^4\text{He})\text{X}$. а – измерения на «радиоактивной мишени», б – спектр, полученный после вычитания вклада примеси ^{12}C . Точки с погрешностями - экспериментальные данные. Заштрихованная гистограмма – вклад примеси ^{12}C . Красная линия - полное описание; розовые линии - основное и возбужденные состояния ^8He ; синяя линия - суммарное распределение по фазовым объемам. Стрелками отмечены положения трех наблюдаемых уровней ^8He .

состояния, найденного в измерениях на ^{12}C , были фиксированы. В результате для второго возбужденного состояния были найдены следующие параметры $E_x = 6.4$ МэВ и $\Gamma = 1$ МэВ (таблица 3).

3.5 Образование ^8He в реакции $^{14}\text{C}(\pi^-, t^3\text{He})\text{X}$

Аналогичным образом рассматривался спектр ММ, измеренный в реакции $^{14}\text{C}(\pi^-, t^3\text{He})\text{X}$ (рис.10). Параметры возбужденных состояний, найденные в этой реакции, совпадают с результатами, полученными в реакции $^{14}\text{C}(\pi^+, d^4\text{He})$.

3.6 Результаты по ^8He

В таблице 3 приведены параметры всех полученных возбужденных состояний ^8He .

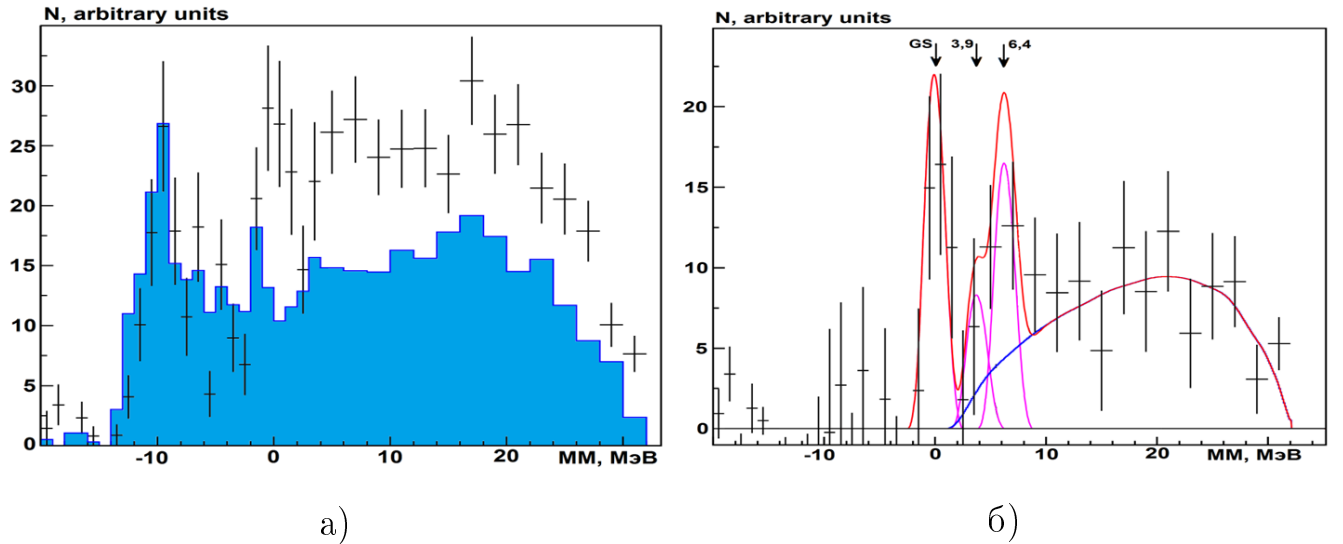


Рис. 10. Спектр ММ для реакции $^{14}\text{C}(\pi^-, t^3\text{He})\text{X}$. а – измерения на «радиоактивной мишени», б – спектр, полученный после вычитания вклада примеси ^{12}C . Точки с погрешностями – экспериментальные данные. Заштрихованная гистограмма – вклад примеси ^{12}C . Красная линия – полное описание; розовые линии – основное и возбужденные состояния ^8He ; синяя линия – суммарное распределение по фазовым объемам. Стрелками отмечены положения трех наблюдаемых уровней ^8He .

Наблюдаемое во всех каналах реакции первое возбужденное состояние совпадает в пределах экспериментальных погрешностей с экспериментальными результатами недавних работ. Относительно узкая ширина этого уровня не подтверждает гипотезу, что наблюдаемый пик обусловлен суперпозицией двух состояний. Положение первого возбужденного уровня наиболее близко к теоретическим расчетам, выполненным в работах [23], [24], [26].

Возбужденное состояние 6.4 МэВ, наблюдаемое в измерениях на ^{11}B и ^{14}C находится наиболее близко к состоянию $E_x = 6.03$ МэВ, обнаруженному в реакции $^{10}\text{B}(^{12}\text{C}, ^{14}\text{O})^8\text{He}$ [27]. Уровень с энергией ≈ 6 МэВ предсказывается в нескольких теоретических работах (см. обзор [17]). Однако предсказания квантовых чисел для этого состояния различаются. Наилучшее согласие с нашим результатом получено в работе [26], в которой уровню с $E_x = 6.40$ МэВ приписывается спин-четность $J^P = 1^+$.

Таблица 3. Возбужденные состояния изотопа ^8He в реакции поглощения остановившихся пионов

E_x , МэВ	Γ , МэВ	реакции
3.9 ± 0.2	0.3 ± 0.1	$^9\text{Be}(\pi^-, p)X$ $^{12}\text{C}(\pi^-, p^3\text{He})X$ $^{14}\text{C}(\pi^-, d^4\text{He})X$ $^{14}\text{C}(\pi^-, t^3\text{He})X$ $^{11}\text{B}(\pi^-, pd)X$
4.6 ± 0.3	0.3 ± 0.1	$^9\text{Be}(\pi^-, p)X$ $^{11}\text{B}(\pi^-, pd)X$
≈ 6.4	≤ 1	$^{14}\text{C}(\pi^-, d^4\text{He})X$ $^{14}\text{C}(\pi^-, t^3\text{He})X$ $^{11}\text{B}(\pi^-, pd)X$
≈ 9.3	2	$^{11}\text{B}(\pi^-, pd)X$
≈ 11.5	1	$^{11}\text{B}(\pi^-, pd)X$

Отсутствие уровня с $E_x \approx 6.4$ МэВ в измерениях на ^9Be и ^{12}C может служить указанием на структуру валентных нейтронов в этом состоянии. При поглощении остановившихся пионов образование слабосвязанных нейтронно-избыточных состояний наиболее предпочтительно происходит в квази-свободных процессах, в которых остаточное ядро не принимает непосредственного участия в реакции [12]. В этом случае волновые функции нуклонов остатка близки к волновым функциям в поглощающем ядре. В отличие от ^9Be и ^{12}C , ядро ^{14}C имеет два нейтрона на оболочке $p_{1/2}$. Тогда в каналах реакции, где эти нейтроны являются «спектаторами», они останутся на этой же оболочке в остаточном ядре ^8He . Поэтому можно предположить, что структура валентной оболочки состояния (6.4 МэВ) имеет следующий вид - $(p_{3/2})^2(p_{1/2})^2$. Заметим, что в расчетах работы [26], предсказывается существование уровня с $J^P = 0^+$ при $E_x = 6.20$ МэВ.

4 ${}^9\text{He}$

Ситуация со структурой уровней более тяжелых изотопов гелия ещё более неопределенная [2], [28]. Впервые изотоп ${}^9\text{He}$ был обнаружен в реакции перезарядки пионов ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$, как резонанс при энергии $E_r = 1.13$ МэВ (относительно порога распада на ${}^8\text{He} + n$) [29]. Для реакций перезарядки ионов ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$ [30], [31] и ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$ [31], [32] были получены схожие значения резонансной энергии. Согласно предсказаниям стандартной оболочечной модели, последний нейтрон в основном состоянии ${}^9\text{He}$ находится на $p_{1/2}$ -оболочке, и поэтому это состояние имеет спин-четность $J^P = 1/2^-$. Однако, в работе [33] показано, что малая ширина состояния, наблюдаемая в этих экспериментах ($\Gamma = 0.42$ МэВ [29] и $\Gamma = 0.1$ МэВ [32]), находится в противоречии с предсказаниями оболочечной модели и указывает на возможную примесь sd -оболочки [2].

Указания на то, что основное состояние ${}^9\text{He}$ представляет собой виртуальное s -волновое состояние с длиной рассеяния $a_s \leq -10$ фм, что соответствует максимуму в спектре возбуждения ≈ 0.2 МэВ [34], были получены в реакциях выбивания двух протонов ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{Be}, {}^8\text{He} + n)X$. В этом случае для ${}^9\text{He}_{g.s.}$ спин-четность $J^P = 1/2^+$. В реакции обдирки нейтрона $d({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$ при энергии $E = 15A$ МэВ [35] было получено близкое значение величины $a_s \approx -12(3)$ фм. В этой же реакции при $E = 25A$ МэВ существование виртуального состояния с $a_s > -20$ фм определено из значительной асимметрии рассеяния вперед-назад в [36]. В нескольких экспериментах на тяжелых ионах были также получены указания на s -волновую природу ${}^9\text{He}_{g.s.}$ [37], [38], но со значительно большей длиной рассеяния $-3 \leq a_s \leq 0$ фм. Однако, в перечисленных выше работах достаточно низкая статистическая обеспеченность результатов по наблюдению s -волнового состояния.

Теоретические предсказания положения и спина-четности [2], [28] оказываются также неопределенными. Вопросы о положении основного состояния ${}^9\text{He}$ и его спин-четности, возбужденных состояниях остаются открытыми.

Таблица 4. Экспериментальные результаты по возбужденным уровням ${}^9\text{He}$

Работа, реакция	E_x , МэВ	Γ , МэВ
[29], ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$	2.33 ± 0.10	0.42 ± 0.10
	4.93 ± 0.10	0.5 ± 0.1
	≈ 7	≈ 0.6
[30], ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$	1.15 ± 0.10	
	3.80 ± 0.12	
[31], ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$	1.15 ± 0.10	0.7 ± 0.2
	3.03 ± 0.10	
	3.98 ± 0.12	
	≈ 8	0.7 ± 0.2
Работа, реакция	E_r , МэВ	Γ , МэВ
[37], ${}^1\text{H}({}^{11}\text{Li}, {}^8\text{He} + n)\text{X}$	1.33 ± 0.08	0.1 ± 0.6
	2.42 ± 0.10	0.7 ± 0.2
[38], ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$	2.0 ± 0.2	~ 2
	≥ 4.2	> 0.5
[35], ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$	1.2 ± 0.1	~ 0.1
	3.4 ± 0.8	2.9 ± 0.4

В таблице 4 приведены экспериментальные результаты измерений возбужденных состояний ${}^9\text{He}$, полученные в других работах. Для работ, в которых получено указание на существование s-волнового основного состояния, представлены значения резонансной энергии, отсчитанной от суммы масс ${}^8\text{He}$ и нейтрона.

Учитывая, что $E_r = E_x + E_{r0}$ (E_{r0} - резонансная энергия основного состояния), результаты лежат в одном и том же диапазоне энергий возбуждения, но расходятся более сильно, чем приведенные погрешности измерений. Возможной причиной такого расхождения является недостаточная статистическая обеспе-

ченность данных. Высоковозбужденные состояния ($E_x > 5$ МэВ) наблюдались только в двух работах [29], [31].

Согласно предсказаниям теории [2], [28], существует большое количество уровней, лежащих в области энергий возбуждений до 5 МэВ и в области высоких энергий возбуждений до 10 МэВ [39], [40]. В области $E_x < 5$ МэВ наблюдается качественное согласие между предсказаниями теории и эксперимента [2], [28], но из-за расхождений результатов эксперимента говорить о количественном согласии нельзя.

В такой ситуации экспериментальная информация, позволяющая разрешить имеющиеся противоречия и получить данные о новых состояниях ${}^9\text{He}$, представляет большой интерес. Реакция поглощения остановившихся π^- - мезонов ядрами позволяет эффективно исследовать структуру уровней легких нейтронно-избыточных ядер [12].

В работе исследовалась структура уровней изотопа ${}^9\text{He}$ в корреляционных измерениях реакции поглощения остановившихся π^- -мезонов ядрами радиоактивного изотопа углерода ${}^{14}\text{C}$: ${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$ и ${}^{14}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})X$.

4.1 Образование ${}^9\text{He}$ в реакции ${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$

Спектр недостающих масс, полученный в реакции ${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$ представлен на рисунке 11. За начало отсчета принята масса ${}^9\text{He}$ из компиляции [41] ($S_n = -1.25$ МэВ).

Мишень ${}^{14}\text{C}$ содержит примесь ядер ${}^{12}\text{C}$ (23%), вклад которых заметен в нефизической области < -1.25 МэВ (рис. 11а). Для вычета этого вклада используется спектр, измеренный на изотопно-чистой мишени ${}^{12}\text{C}$, рассчитанный согласно кинематике поглощения на ${}^{14}\text{C}$ и нормированный на процентный вклад примеси ${}^{12}\text{C}$ в «радиоактивной» мишени. Полученные таким образом спектры показаны на рис. 11а в виде заштрихованных гистограмм. Спектр недостающих масс для ${}^{14}\text{C}$, полученный после вычитания примеси ${}^{12}\text{C}$, представлен на рис.

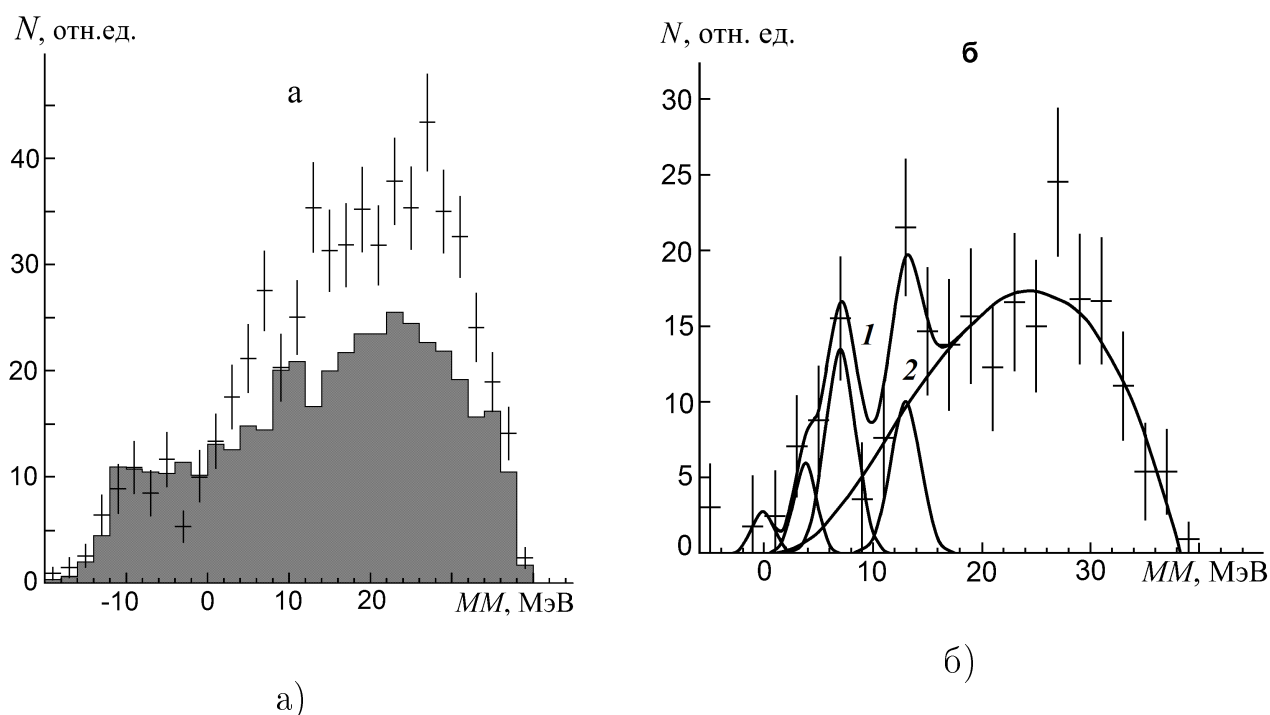


Рис. 11. MM спектр, измеренный в реакции $^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})\text{X}$. (а) точки с погрешностями - MM распределение, измеренное на «радиоактивной» мишени в предположении изотопно-чистого состава ^{14}C ; заштрихованная гистограмма ^{14}C - MM спектр, измеренный на мишени ^{12}C и нормированный на долю ^{12}C в «радиоактивной» мишени. (б) точки с погрешностями - MM спектр после вычета вклада примеси ^{12}C , сплошные линии - Брейт-Вигнеровские распределения для основного и возбужденных состояний ^9He , 1 - полное описание и распределение по фазовому объему $p^4\text{He}^7\text{He}2n$.

116.

В полученном спектре выделяются пики основного и возбужденных состояний ^9He . Как и для ^8He , для выделения состояний ^9He при описании был использован метод наименьших квадратов суммой распределений Брейт-Вигнера и распределений по фазовым объемам всех возможных n -частичных каналов конечных состояний ($n \geq 4$) с учетом энергетического разрешения измерений. Параметры основного состояния фиксировались ($S_n = -1.25$ МэВ [41], $\Gamma = 0.42$ МэВ [29]). Параметры возбужденных состояний являлись свободными и их значения представлены в 5.

Полученная величина положения основного состояния ($E_{r0} \sim 1$ МэВ) согласуются с результатами работ [29], [30], [31], [32]. Однако существование состояния с меньшей резонансной энергией нельзя исключить из-за невысокой статистической обеспеченности данных и энергетического разрешения. Выход канала с образованием основного состояния ${}^9\text{He}$ подавлен по сравнению с каналами с возбужденными состояниями. Указанием на подавление каналов реакции с образованием ${}^8\text{He}_{g.s.} + n$ является отсутствие вклада в описание непрерывных спектров конечных состояний $\pi^- + {}^{14}\text{C} \longrightarrow p^4\text{He}^8\text{He}_{g.s.}n$. Это подавление возможно обусловлено структурой ${}^{14}\text{C}$. В обзоре [12] показано, что основной вклад в образование слабосвязанных состояний в трех-частичных каналах реакции поглощения остановившихся пионов вносят квазисвободные процессы, в которых остаточная система не принимает непосредственного участия. В этом случае, при отсутствии в поглощающем ядре внутриядерного кластера определенной конфигурации его образование в этой реакции будет сильно подавлено.

Отсутствие в полученных результатах указаний на уровни возбуждений $E_x \sim 1 \div 3$ ($E_r \sim 2 \div 4$), полученных в других экспериментах (таблица 4) может быть также связано с этой причиной. Наблюдаемый уровень при $E_x \approx 4$ МэВ совпадает в пределах погрешности с уровнем 3.98 МэВ, наблюдаемом в реакции перезарядки ионов ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$ [31], [32]. Этот уровень может представлять собой систему возбужденного состояния ${}^8\text{He}$ ($J^P = 2^+$) и нейтрона на оболочке $1d_{5/2}$ [28]. Расчеты, выполненные в рамках модели связанных каналов, предсказывают для этого возбужденного состояния $J^P = 5/2^+$ [42].

Полученный в данной работе результат для $E_x \sim 7$ МэВ подтверждает указание о существовании относительно узкого состояния полученное в работах [29], [31]. В ряде теоретических работ (обзоры [2], [28]), использующие различные виды оболочечных моделей, предсказываются сразу несколько уровней лежащих в интервале $6.5 \leq E_x \leq 10$ с различными квантовыми числами. Определенную спин - четность в данной работе определить невозможно из-за недостаточного энергетического разрешения.

Уровень с $E_x \approx 12.5$ МэВ и $\Gamma \approx 1.5$ МэВ, измеренный в реакции наблюдался впервые. Эта энергия возбуждения почти на 5 МэВ превышает максимальную энергию возбуждения, наблюдаемую до настоящего времени [2], [28]. В большинстве экспериментальных работ исследованная область возбуждений ограничена меньшими величинами. В работах [29], [31] статистическая обеспеченность данных недостаточна в области высоких возбуждений. Теоретические расчеты при $E_x > 11$ МэВ также отсутствуют. Наблюдаемый в работе уровень лежит вблизи порога распада ${}^9\text{He} \rightarrow tt3n$ (13.2 МэВ). Можно предположить, что наблюдаемый уровень является пороговым, учитывая приближенность полученного результата.

4.2 Образование ${}^9\text{He}$ в реакции ${}^{14}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})\text{X}$

Спектр недостающих масс, полученный в реакции ${}^{14}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})\text{X}$ представлен на рисунке 12. Как и в реакции ${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})\text{X}$, за начало отсчета принята масса ${}^9\text{He}$ из компиляции [41] ($S_n = -1.25$ МэВ). Аналогично предыдущей реакции из спектра вычтен вклад примеси ${}^{12}\text{C}$.

Экспериментальный спектр описан основным, двумя возбужденными состояниями и фазовым объемом. Параметры возбужденных состояний приведены в таблице 5 и совпадают с параметрами, полученными для реакции ${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})\text{X}$.

Выход канала с образованием основного состояния ${}^9\text{He}$ подавлен по сравнению с каналами с возбужденными состояниями. Здесь указанием на подавление каналов реакции с образованием $\text{He}_{g.s.} + n$ является отсутствие вклада в описание непрерывных спектров конечных состояний $\pi^- + {}^{14}\text{C} \rightarrow d^3\text{He}^8\text{He}_{g.s.}n$.

4.3 Результаты по ${}^9\text{He}$

Поиск состояний тяжелого изотопа гелия ${}^9\text{He}$ был выполнен в корреляционных измерениях реакций поглощения остановившихся π -мезонов ${}^{14}\text{C}(\pi^-,$

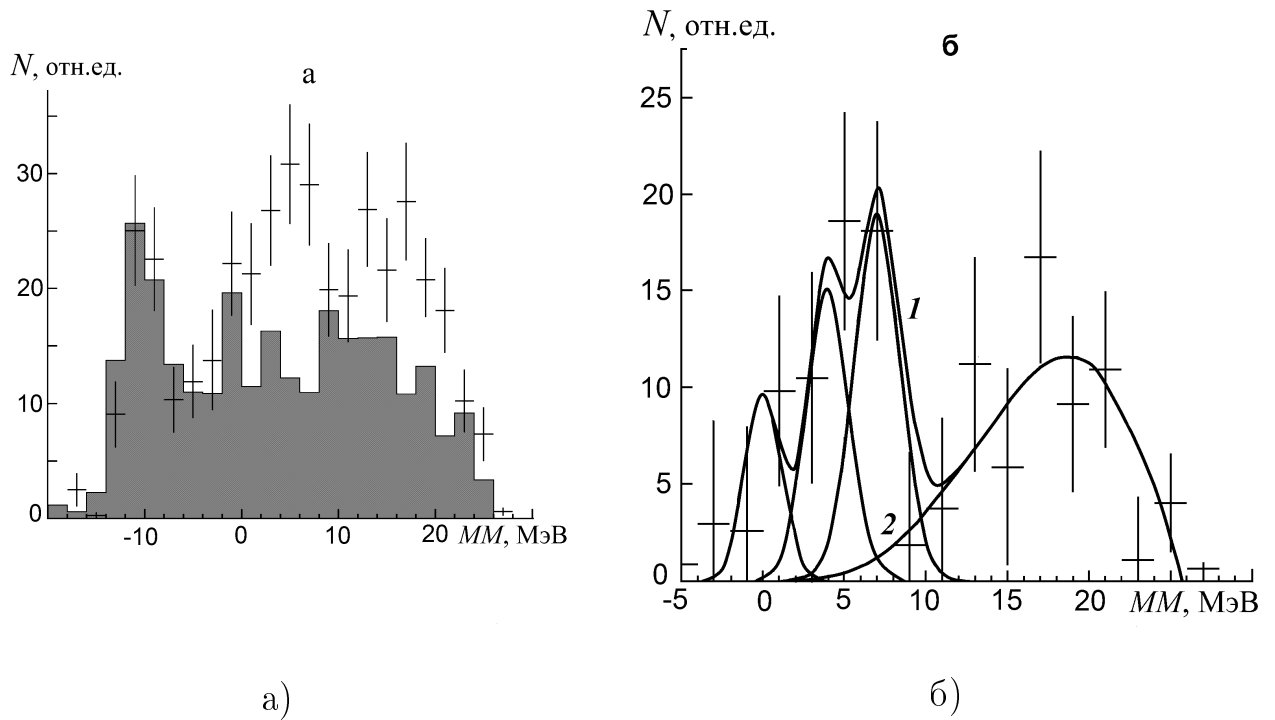


Рис. 12. MM спектр, измеренный в реакции $^{14}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})X$. (а) точки с погрешностями - MM распределение, измеренное на «радиоактивной» мишени в предположении изотопно-чистого состава ^{14}C ; заштрихованная гистограмма ^{14}C - MM спектр, измеренный на мишени ^{12}C и нормированный на долю ^{12}C в «радиоактивной» мишени. (б) точки с погрешностями - MM спектр после вычета вклада примеси ^{12}C , сплошные линии - Брейт-Вигнеровские распределения для основного и возбужденных состояний ^9He , 1 - полное описание, 2 - распределение по фазовому объему $d^3\text{He}^6\text{He}3n$.

$p^4\text{He})X$ и $^{14}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})X$.

В обеих реакциях наблюдалось основное состояние ^9He , параметры которого совпадают с мировыми данными [2], [28]. Однако выход этого состояния подавлен по отношению к наблюдаемым возбужденным состояниям табл. 5. Полученные результаты подтверждают указания на существование достаточно узкого высоковозбужденного состояния при $E_x \sim 7$ МэВ. В реакции $^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$ впервые наблюдался уровень с рекордно высокой энергией возбуждения $E_x \approx 12.5$ МэВ ($\Gamma \approx 1.5$ МэВ).

Таблица 5. Возбужденные состояния изотопа ${}^9\text{He}$ в реакции поглощения оставившихся пионов

E_x , МэВ	Γ , МэВ	реакции
≈ 4	≤ 1	${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$ ${}^{14}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})X$
≈ 7	≤ 1	${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$ ${}^{14}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})X$
≈ 12.5	≈ 1.5	${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$

5 ^{10}He

В традиционной модели оболочек ^{10}He является дважды магическим ядром. Однако для ядер вблизи границы нуклонной стабильности магическое число $N = 8$ заменяется на 6, и как следствие ^8He является самым тяжелым из нуклонно-стабильных изотопов гелия. Впервые резонансное состояние ^{10}He наблюдалось в RIKEN в 1994 году [43]. Пик в спектре эффективных масс системы $^8\text{He} + n + n$, наблюдаемый в реакции фрагментации $d(^{11}\text{Li}, ^8\text{He} + 2n)X$ при энергии 83 МэВ/нуклон, авторы объяснили образованием основного состояния ^{10}He со следующими параметрами $E_r = 1.2 \pm 0.3$ МэВ и $\Gamma \leq 1.2$ МэВ. В последующих измерениях реакции фрагментации ^{11}Li , выполненных в RIKEN - $p(^{11}\text{Li}, ^8\text{He} + 2p)X$ [44] и GSI - $d(^{11}\text{Li}, ^8\text{He} + 2n)X$ [37] были получены близкие значения резонансных параметров: $E_r = 1.7 \pm 0.3$ МэВ и $E_r = 1.42 \pm 0.10$ МэВ и $\Gamma = 1.11 \pm 0.76$ МэВ, соответственно. В работе [45] в реакции перезарядки $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{10}\text{He}$ при $E = 334.4$ МэВ наблюдались три состояния ^{10}He , со следующими резонансными параметрами (1.07 ± 0.07 МэВ, 0.3 ± 0.2 МэВ), (3.24 ± 0.20 МэВ, 1.0 ± 0.3 МэВ) и (6.80 ± 0.07 МэВ, 0.6 ± 0.3 МэВ). Существование столь узкого основного состояния не нашло подтверждения в других экспериментах, и возможно, этот результат обусловлен низкой статистической обеспеченностью результатов. Реакция передачи $^3\text{H}(^8\text{He}, p^8\text{He})X$ исследовалась в ОИЯИ в двух работах [23], [46]. В обоих измерениях положение основного состояния лежит заметно выше, по сравнению с другими работами: ~ 3 МэВ [23] и 2.1 ± 0.2 МэВ [46]. В этих работах утверждается, что это расхождение связано с различием в механизмах реакции. Это объяснение основывается на теоретических расчетах, выполненных в работах [4], [5], в которых показано, что эффекты начальных состояний, связанные с большими радиусами радиоактивных пучков, могут заметно сдвинуть положения наблюдаемых пиков. Однако это предположение не нашло подтверждения в измерениях работе [47], в которой использовался пучок ^{14}Be , не обладающий гало-структурой. В измерениях

реакции $d(^{14}\text{Be}, 2n+^8\text{He})X$ при $E = 59$ МэВ/нуклон, выполненных в NSCL MSU, были получены следующие значения параметров основного состояния ^{10}He : $E_r = 1.60 \pm 0.25$ МэВ и $\Gamma = 1.8 \pm 0.4$ МэВ [47].

Кроме работы [45] только в одном эксперименте [37] было получено указание на существование возбужденного уровня ^{10}He с $E_r = 3.99 \pm 0.26$ МэВ и $\Gamma = 1.64 \pm 0.89$ МэВ, однако вопрос о существовании этого уровня остается открытым, из-за возможности альтернативного описания спектра без привлечения возбужденного состояния ^{10}He [37].

Таким образом, можно отметить, что экспериментальная информация практически для всех состояний тяжелых изотопов, кроме, основного состояния ^{10}He , является весьма противоречивой и ограниченной. Данные о высоковозбужденных состояниях практически отсутствуют.

6 Заключение

В реакциях поглощения остановившихся пионов на ядрах ${}^9\text{Be}$, ${}^{12,14}\text{C}$, ${}^{11}\text{B}$ наблюдались возбужденные состояния тяжелого изотопа гелия ${}^8\text{He}$.

В реакциях поглощения остановившихся пионов на ядрах ${}^{14}\text{C}$ наблюдались возбужденные состояния тяжелого изотопа гелия ${}^9\text{He}$.

Впервые наблюдались состояния $E_x \approx 6.4, 9.3$ и 11.5 МэВ для ${}^8\text{He}$.

Впервые наблюдались состояния $E_x \approx 12.5$ МэВ для ${}^9\text{He}$.

Литература

- [1] D. R. Tilley et al. Nucl. Phys. A 745 (2004) 155–362.
- [2] I. Tanihata et al. Prog. Part. Nucl. Phys. 68 (2013) 215–313.
- [3] С. Н. Ершов, Б. В. Данилин ЭЧАЯ 39 (2008) no. 6, .
- [4] L. V. Grigorenko and M. V. Zhukov Phys. Rev. C 77 (2008) 034611.
- [5] P. G. Sharov et al. Phys. Rev. C 90 (2014) 024610.
- [6] B. S. Pudliner et al. Phys. Rev. C 56 (1997) no. 4, .
- [7] P. Navratil and W. E. Ormand Phys. Rev. Lett. 88 (2002) no. 15, .
- [8] Weyer H. Phys. Rep. 195 (1990) no. 6, 295–367.
- [9] M. G. Gornov et al. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A 446 (2000) 461–468.
- [10] М. Г. Горнов и др. Приборы и техника эксперимента (1981) no. 2, 42.
- [11] М. Г. Горнов и др. Приборы и техника эксперимента (1998) no. 5, 53.
- [12] Ю. Б. Гуров и др. ЭЧАЯ 40 (2009) no. 4, 1063.
- [13] D. R. Tilley et al. Nucl. Phys. A 708 (2002) 3.
- [14] M. V. Zhukov et al. Phys. Rev. C 50 (1994) no. 1, .
- [15] L. V. Chulkov et al. Nucl. Phys. A 759 (2005) 43–63.

- [16] F. Scaza et al. Nucl. Phys. A 788 (2007) 260–265.
- [17] K. Hagino et al. Phys. Rev. C 77 (2008) 054317.
- [18] Y. Kanada-Enyo et al. Nucl. Phys. A 805 (2008) 392–399.
- [19] Л. В. Григоренко и др. УФН 186 (2016) no. 4, 337–386.
- [20] L. V. Grigorenko et al. Письма в ЭЧАЯ 6 (2009) no. 2, 197–208.
- [21] K. K. Seth Nucl. Phys. A 434 (1985) 287–328.
- [22] V. Lapoux et al. J. Phys. Conf. Ser. 49 (2006) 161–162.
- [23] M. S. Golovkov et al. Phys. Lett. B 672 (2009) 22–29.
- [24] A. M. Gorbatov et al. Sov. J. Nucl. Phys. 50 (1989) 1551.
- [25] N. Michel et al. Phys. Rev. C. 67 (2003) 054311.
- [26] A. A. Wolters et al. Phys. Rev. C 42 (1990) no. 5, 2062.
- [27] Th. Stolla et al. Z. Phys. A. 356 (1996) 233–234.
- [28] Ю. Э. Пенионжкевич, Р. Г. Калпакчиева, Легкие ядра у границы нейтронной стабильности. Дубна: ОИЯИ, 2016.
- [29] K. K. Seth et al. Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1930.
- [30] H. G. Bohlen et al. Z. Phys. A 330 (1988) 227.
- [31] W. von Oertzen et al. Nucl. Phys. A. 588 (1995) 129–134.
- [32] H. G. Bohlen et al. Prog. Part. Nucl. Phys. 42 (1999) 17–26.
- [33] F. C. Barker Nucl. Phys. A 741 (2004) 42–51.
- [34] L. Chen et al. Phys. Lett. B 505 (2001) 21–26.

- [35] T. Al Kalanee et al. Phys. Rev. C 88 (2013) 034301.
- [36] H. Al Falou et al. J. Phys.: Conf. Ser. 312 (2011) 092012.
- [37] H. T. Johansson et al. Nucl. Phys. A 842 (2010) 15–32.
- [38] M. S. Golovkov et al. Phys. Rev. C 76 (2007) 021605(R).
- [39] T. Myo et al. Phys. Rev. C. 63 (2001) 054313.
- [40] S. Quaglioni et al. Phys. Rev. Lett. 101 (2008) no. 092501, .
- [41] M. Wang et al. Chin. Phys. C 36 (2012) no. 12, 1603.
- [42] R. Palit et al. Nuclear Phys. A 731 (2004) 235–248.
- [43] A. A. Korshennikov et al. Phys. Lett. B 326 (1994) 31–36.
- [44] T. Kobayashi et al. Nucl. Phys. A 616 (1997) 223–230.
- [45] A. N. Ostrowski et al. Phys. Lett. B 338 (1994) 13–19.
- [46] S. I. Sidorchuk et al. Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 202502.
- [47] Z. Kohley et al. Phys. Rev. Lett. 109 (2012) 232501.