

30667

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1-2011-38

На правах рукописи  
УДК 539.172.17

К-82

**КРИВЕНКОВ**  
Дмитрий Олегович

**ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОЙ ДИССОЦИАЦИИ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР  $^{9}\text{C}$**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА  
Дубна 2011

С343

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертационная работа посвящена исследованию особенностей когерентной диссоциации в ядерной эмульсии ядра  $^{12}\text{C}$ , считающегося одним из ключевых элементов в анализе структурных особенностей ядерной материи вблизи границы протонной стабильности [1-3]. Она является развитием недавних работ сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ на нуклотроне ОИЯИ по изучению кластерной структуры ядер  $^7\text{Be}$ ,  $^9\text{Be}$  [4] и  $^8\text{B}$  [5]. Облучение стопки было выполнено во вторичном пучке нуклотрона ОИЯИ в 2006 г., сформированном во фрагментации первичных ядер  $^{12}\text{C}$  с энергией 1.2 А ГэВ.

Благодаря рекордному пространственному разрешению при регистрации заряженных частиц, составляющему 0.5 мкм, метод ядерной эмульсии обеспечивает полное наблюдение ансамблей фрагментов релятивистских ядер. Структура  $\alpha$ -кластерных состояний ряда легких ядер уже исследовалась достаточно детально при релятивистской фрагментации в ядерной эмульсии. Уникальные возможности этого метода в идентификации релятивистских фрагментов позволили исследовать кластеризацию изотопов  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$  и  $^8\text{B}$  на основе дейтронов, тритонов и ядер  $^3\text{He}$ . Наибольшая полнота анализа достигается для событий когерентной диссоциации, не сопровождающихся образованием фрагментов мишени и рождением мезонов, получивших наименование «белые» звезды. При всем этом ядерная эмульсия сохраняет исключительное положение в отношении проблем релятивистской фрагментации, поскольку другие методы не могут приблизиться к подобным наблюдениям. Указанный экспериментальный метод позволяет не только решать актуальные проблемы изучения структуры ядерной материи релятивистской фрагментации, но и обнаружить новые явления в физике релятивистских кластерных систем - ядер с избытком протонов.

**Актуальность диссертационной работы.** Значительные усилия на современном этапе физики атомного ядра сосредоточены на изучении структуры и механизмов взаимодействия радиоактивных ядер. Создание пучков таких ядер позволяет разнообразить исследования кластерных ансамблей, возникающих при их фрагментации. Нуклонные корреляции в изотопах от Li до C с заполнением  $p$ -оболочки проявляются в кластеризации нуклонов в легчайшие ядра и нуклонные пары. Представляется, что эволюция теоретического описания структуры ядерной материи состоит в переходе от кластерной картины в случае ядра  $^6\text{Li}$  к оболочечному описанию. Спины ядер и, как правило, магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты их основных состояний следуют предсказаниям оболочечной модели о заполнении нейтронной и протонной  $p$ -оболочки. Существуют успешные описания этих параметров и в кластерных моделях. При кластеризации небольшие группы нуклонов, соответствующие лег-

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им.В.И.Векслера и А. М. Балдина Объединенного института ядерных исследований

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук

ЗАРУБИН  
Павел Игоревич

кандидат физико-математических наук

АРТЕМЕНКОВ  
Денис Александрович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
профессор

ГЛАГОЛЕВ  
Виктор Викторович

кандидат физико-математических наук,  
доцент

ЧЕРНЫШЕВ  
Борис Андреевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Российский научный центр «Курчатовский институт», г. Москва.

Защита состоится «        » 2011 г. в «        » часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.02 при Объединенном институте ядерных исследований (141980, г. Дубна, ул. академика А. М. Балдина, д. 4, корп. 3, конференц-зал ЛФВЭ)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Лаборатории физики высоких энергий по вышеуказанному адресу.

Автореферат разослан «        » 2011 г.

Ученый секретарь диссертационного совета, кандидат физико-математических наук

  
В. А. Арефьев

чайшим ядрам  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^2\text{H}$  и  ${}^3\text{H}$ , ведут себя как целостные образования, что, прежде всего, проявляется в малой энергии отделения кластеров, меньшей, чем отделение отдельных нуклонов. Таким образом, для  $p$ -оболочечных ядер оболочечная и кластерная картина являются взаимодополняющими. Ядра, с заполняющейся  $p$ -оболочкой и выраженными кластерными особенностями, играют роль «лабораторий» для проверки моделей описывающих структуру ядер. В частности, структуры из кластерной основы и слабосвязанных внешних нуклонов в соседних ядрах  ${}^8\text{B}$  и  ${}^9\text{C}$  могут иметь магнитные моменты отличные от предсказаний оболочечной модели. Ядра на границах стабильности позволяют изучать эффекты нарушения изоспиновой симметрии. Их сильная изотопическая асимметрия требует включения  ${}^3\text{He}$ , так и нуклонов как элементов кластерной структуры ядер. Своеобразие структуры ядер  ${}^8\text{B}$  и  ${}^9\text{C}$  возможно определяет сценарий и скорость протекания ключевых процессов нуклеосинтеза.

**Целью диссертационной работы** является извлечение сведений о кластерной структуре и возбужденных состояниях малоизученного ядра  ${}^9\text{C}$  и исследовании динамики процесса когерентной диссоциации  ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ , ставшей центральной проблемой данного исследования.

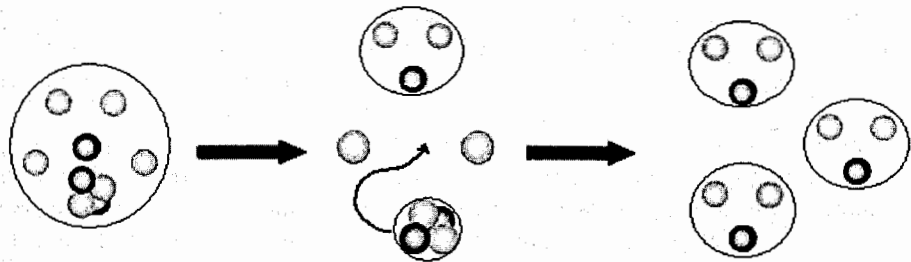


Рис. 1. Схематичная диаграмма перехода  ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$

**Научная новизна и значимость диссертационной работы.** Несмотря на более чем полвека, прошедшие со времени открытия, и в настоящее время ядро  ${}^9\text{C}$  остается малоизученным. Это обстоятельство связано с особой сложностью исследования нейтродефицитных ядер при низких энергиях. Релятивистская фрагментация ядра  ${}^9\text{C}$ , опирающееся на возможности метода ядерной эмульсии, качественно расширяет возможности исследования его кластерных особенностей.

Считается, что в целом характеристики ядра  ${}^9\text{C}$  определяются связью основы  ${}^7\text{Be}$  с парой внешних протонов. Поэтому для когерентной диссоциации ядра  ${}^9\text{C}$  следует ожидать лидирования каналов  ${}^8\text{B} + p$  (порог 1.3 МэВ),  ${}^7\text{Be} + 2p$  (1.4 МэВ), а также каналов, связанных с диссоциацией основы  ${}^7\text{Be}$  (свыше 3 МэВ). В последнем случае можно ожидать сходства с уже установленной топологией диссоциации ядер  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$ .

Качественно новой особенностью для ядра  ${}^9\text{C}$  становится возможным заселение ранее не наблюдавшегося состояния над порогом 16 МэВ, состоящее из трех кластеров - ядер  ${}^3\text{He}$ . Это может происходить в результате виртуальной перегруппировки нейтрона из  $\alpha$ -частичного кластера в формирующийся кластер  ${}^3\text{He}$  (рис. 1). Обнаружение перехода ядра  ${}^9\text{C}$  в  $3{}^3\text{He}$  могло бы указать на примесь состояния  $3{}^3\text{He}$  в основном состоянии  ${}^9\text{C}$ . Экспериментальная оценка вероятности возникновения конфигурации  $3{}^3\text{He}$  в когерентной диссоциации ядра  ${}^9\text{C}$  укажет на ее вес в волновой функции основного состояния  ${}^9\text{C}$ . Эта величина представляет ценность при вычислении магнитного момента  ${}^9\text{C}$  на основе кластерных волновых функций. Тем самым проявится роль глубоко связанных кластерных состояний в основных состояниях ядер.

**Научно-практическая ценность работы** состоит в подтверждении формирования вторичного пучка с доминированием релятивистского изотопа  ${}^9\text{C}$  на нуклотроне ОИЯИ и получении обзорной информации по зарядовой топологии и кинематическим характеристикам фрагментов в периферической диссоциации изотопа  ${}^9\text{C}$ . Результаты исследования вносят новый вклад в представления о структуре одного из ключевых ядер на границе протонной стабильности и расширяют основу для проведения исследований с релятивистскими радиоактивными ядрами на нуклотроне ОИЯИ и других ускорителях ядер. Они становятся промежуточным этапом к исследованию структуры следующих ядер  ${}^{10}\text{C}$  и  ${}^{12}\text{N}$ , а вслед за ними - несвязанных ядер  ${}^6\text{Be}$ ,  ${}^7\text{B}$ ,  ${}^8\text{C}$  и  ${}^{11}\text{N}$ .

**Личный вклад диссертанта** При исследовании взаимодействий ядра  ${}^9\text{C}$  в эмульсии необходимо было преодолеть две практические проблемы. Во-первых, это доминирование в сформированном пучке ядер  ${}^3\text{He}$ , имеющих ту же магнитную жесткость, как и  ${}^9\text{C}$ . Этот фактор резко усложнил сканирование и ограничил использованный поток ядер  ${}^9\text{C}$  величиной 2000 следов (ядер  ${}^3\text{He}$  порядка 20000 следов). Требование приемлемого уровня статистики их взаимодействий сделало необходимым полный просмотр облученных слоев эмульсии. На этом этапе диссертант участвовал в поиске взаимодействий и координировал работу по накоплению их статистики. Во-вторых, необходимо было убедиться в доминировании ядер  ${}^9\text{C}$  над возможным вкладом других изотопов, в особенности  ${}^{10,11}\text{C}$ , которые могли бы быть захвачены при облучении. Сравнительный анализ особенностей диссоциации исследуемого изотопа углерода и соседних ядер позволил решить и эту проблему. Таким образом, решение методических и физических задач оказалась связанным. Диссертантом был выполнен необходимый объем измерений на микроскопах и выполнен последующий анализ.

**Основные положения, выносимые автором на защиту**, состоят в следующем.

1. Доказательство облучения ядерная эмульсия релятивист-

- скими ядрами  ${}^9\text{C}$ .
2. Распределение по вероятностям каналов когерентной диссоциации релятивистских ядер ядра  ${}^9\text{C}$  и наблюдение нового канала когерентной диссоциации в три ядра  ${}^3\text{He}$ .
  3. Определение вклада компоненты  ${}^3\text{He}$  в основное состояние ядра  ${}^9\text{C}$ .
  4. Определение ядерного дифракционного взаимодействия как механизма когерентной диссоциации ядра  ${}^9\text{C}$ .
  5. Получение указания на возможность существования резонансного состояния в системе  $2{}^3\text{He}$  вблизи порога образования.

**Апробация работы.** Основные результаты работы были представлены соискателем лично на следующих конференциях и совещаниях - «Progress in High-Energy Physics and Nuclear Safety», Ялта, Украина, 2008; «Relativistic Nuclear Physics: from Hundreds MeV to TeV» Словакия, Стара Лесна, 2009; «Сессия-конференция секции ядерной физики отделения физических наук РАН» ИТЭФ, Москва, Россия, 2009; «Hadrons Structure and QCD: from Low to High energies», Гатчина, Россия, 2010; «XX International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems «Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics» Дубна, Россия, 2010, а с его соавторством на «2<sup>nd</sup> Workshop on «State of the Art in Nuclear Cluster Physics» Брюссель, Бельгия, 2010; «The 21<sup>st</sup> European Conference on Few-Body Problems in Physics», Саламанка. Испания, 2010.

**Публикации.** По материалам диссертации опубликовано 6 печатных работ, приведенных в списке литературы (в том числе, в реферируемых научных журналах).

**Структура и объем работы.** Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, приложения и списка литературы, содержащего 45 наименований. Работа изложена на 88 страницах машинописного текста, включающих 46 рисунков, 9 таблиц и 14 микрофотографий взаимодействий релятивистских ядер с ядрами фотоэмульсии.

### КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во **Введении** дается описание известных структурных особенностей ядра  ${}^9\text{C}$  и перспективные вопросы его дальнейшего исследования (В.1). На основе данных сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ представлен обзор зарядовой топологии когерентной диссоциации соседних изотопов -  ${}^{10,11}\text{B}$ ,  ${}^7,9\text{Be}$ ,  ${}^8\text{B}$ ,  ${}^{10,11,12}\text{C}$  и  ${}^{12}\text{N}$  (В.2). Этот обзор описывает подходы к исследованию и создаст основу для сравнительного анализа изучаемого ядра. На этой основе сформулирован план исследования, которому следует дальнейшее изложе-

ние (В.3).

В **Главе I** представлен первичный анализ облучения ядерной эмульсии во вторичном пучке С – Не. В исследованиях с использованием эмульсии, облученной во вторичных пучках, необходимо обеспечить простоту идентификации изучаемых ядер. Обсуждаются особенности данного облучения (§I.1). С 2002 г. сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ ведутся облучения ядерной эмульсии в впервые создаваемых на нуклотроне ОИЯИ пучках легких ядер, в том числе радиоактивных. Для формирования вторичных пучков радиоактивных ядер используются магнитооптические каналы транспортировки в зал выведенных пучков. Тем самым возникают возможности актуальных и оригинальных экспериментов по ядерной физике. К началу настоящей работы эмульсионные стопки облучены в пучках релятивистских изотопов  ${}^7,9\text{Be}$  и  ${}^{8,10,11}\text{B}$ . Физический анализ этих облучений, представленный во Введении, дал основу для новых облучений в более сложных вторичных пучках нейтронодефицитных изотопов углерода, формируемых при фрагментации ускоренных ядер  ${}^{12}\text{C}$ . Неустранимой примесью при магнитной сепарации изотопа  ${}^9\text{C}$  являются ядра  ${}^3\text{He}$ , имеющие то же отношение заряда  $Z_{\text{пр}}$  к массовому числу  $A_{\text{пр}}$ , что и  ${}^9\text{C}$ . Однако, благодаря 9-кратно большей удельной ионизации ядер  ${}^9\text{C}$  по сравнению с ионизацией релятивистских  ${}^3\text{He}$  следы  ${}^3\text{He}$  можно отбросить при начальном сканировании пучковых следов, вошедших в эмульсию.

Описан первичный поиск и отбор событий, определение среднего пробега  $\lambda$ , зарядовый состав пучка (§I.2). Для поиска взаимодействий в эмульсионных слоях использовались микроскопы МБИ-9. Поиск вершин взаимодействий осуществлялся прослеживанием первичных следов. Для отбора этих следов эмульсия сканировалась со стороны входа пучка, затем отобранные пучковые следы просматриваются от входа в пластинку до взаимодействия или выхода из слоя. Прослеживание по следам дает возможность зарегистрировать все типы взаимодействия без дискриминации, что позволяет определить средние длины пробега ядер  $\lambda$  с приемлемой точностью.

Отношение интенсивностей ядер  $Z_{\text{пр}} > 2$  и  $Z_{\text{пр}} = 2$  составило примерно 0.1. Этот фактор определил длительность облучения, составившую около 100 циклов и, как следствие, статистику. Подчеркнем еще раз, что данное облучение носило опытный характер, и при его проведении было важно избежать переоблучения эмульсии ядрами  ${}^3\text{He}$ . Кроме того, было обнаружено присутствие частиц с  $Z_{\text{пр}} = 1$  в примерно равном соотношении с ядрами с зарядами  $Z_{\text{пр}} > 2$ .

На просмотренной длине треков 253.7 м было обнаружено 1746 неупругих взаимодействий (в основном ядер С), что дает средний пробег  $\lambda({}^9\text{C}) = 14.5 \pm 0.5$  см. Из-за того, что среди отобранных треков доминируют треки ядер  ${}^9\text{C}$ , можно считать это значение  $\lambda$  является оценкой именно их пробега. Оно соответствует общей картине сечений неупругого взаимо-

действия легких ядер со слабой связью кластеров. Данные по  $\lambda(A)$ , как и данные по сечениям неупругих взаимодействий легких ядер, указывают на то, что ядро  $^9\text{C}$  не имеет увеличенного размера.

Присутствие в составе пучка ядер  $^3\text{He}$  оказалось полезным для дополнительной проверки правильности настройки пучка и, в то же время, для подстройки процедуры измерения многократного кулоновского рассеяния (§1.3). Этот метод является важным для идентификации событий  $\text{C} \rightarrow ^3\text{He}$ .

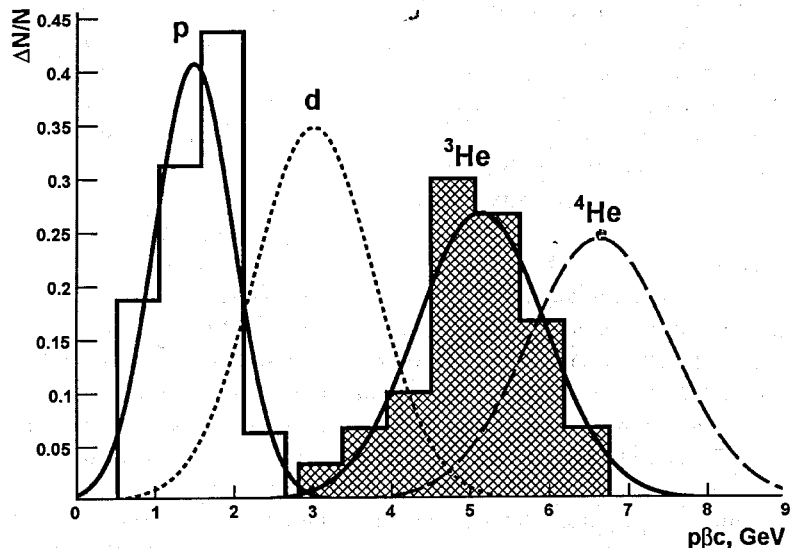


Рис. 2. Распределение измеренных величин  $p\beta c$  для следов ядер  $^3\text{He}$  из состава пучка ( $^3\text{He}$ , заштрихованная гистограмма) и однозарядных фрагментов «белых» звезд  $\sum Z_{\text{fr}} = 5 + 1$  и  $4 + 1 + 1$  ( $p$ ) (открытая гистограмма); указаны ожидаемые распределения для дейтронов ( $d$ ) и ядер  $^4\text{He}$

Распределение по измеренным значениям  $p\beta c$  для 30 ядер He, произвольно выбранных из состава вторичного пучка, представлено на рис. 2. Гистограмма соответствует нормированному распределению величины  $p\beta c$  для двухзарядных частиц первичного пучка. Это распределение хорошо описывается единственной функцией Гаусса средним значением  $\langle p\beta c \rangle_{\text{He}} = (5.1 \pm 0.1)$  ГэВ при среднеквадратичном отклонении  $\sigma_{\text{He}} = 0.8$  ГэВ. Среднее значение равно  $\langle p\beta c \rangle_{\text{He}}$  близко к ожидаемому для ядер  $^3\text{He}$  значению 5.4 ГэВ (для  $^4\text{He} - 7.2$  ГэВ). Можно заключить, что в потоке ядер He в сформированном пучке доминирует изотоп  $^3\text{He}$ . Значение  $\sigma_{\text{He}}$  является приемлемым для разделения изотопов  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ , в особенности, внутри коррелированных групп.

Представлена зарядовая топология периферической фрагментации ядра  $^9\text{C}$  (§1.4). Среди найденных событий имеется 167 «белых» звезд -

событий когерентной диссоциации ядер с зарядами  $Z_{\text{pr}} = \sum Z_{\text{fr}}$ . Их распределение по зарядовым конфигурациям с  $\sum Z_{\text{fr}} = 4 - 7$  представлено в таблице 1. Для сравнения приведена статистика событий с образованием фрагментов мишени.

Таблица 1. Распределение числа «белых» звезд  $N_{\text{ws}}$  для первичных следов с зарядами  $Z_{\text{pr}}$  по зарядовым конфигурациям  $\sum Z_{\text{fr}}$

$\sum Z_{\text{fr}}$	$Z_{\text{fr}}$						$N_{\text{ws}}$
	6	5	4	3	2	1	
7 ( $Z_{\text{pr}} = 7$ )	-	1	-	-	-	2	1
6 ( $Z_{\text{pr}} = 6$ )	-	1	-	-	-	1	15
6 ( $Z_{\text{pr}} = 6$ )	-	-	1	-	-	2	16
6 ( $Z_{\text{pr}} = 6$ )	-	-	-	-	3	-	16
6	-	-	1	-	1	-	4
6	-	-	-	1	1	1	2
6	-	-	-	1	-	3	2
6	-	-	-	-	1	4	28
6	-	-	-	-	2	2	24
6	-	-	-	-	-	6	6
5 ( $Z_{\text{pr}} = 5$ )	-	-	1	-	-	1	2
5 ( $Z_{\text{pr}} = 5$ )	-	-	-	1	-	2	3
5	-	-	-	-	-	5	2
5 *	-	-	-	-	1	3	-
5 *	-	-	-	-	2	1	3
4 ( $Z_{\text{pr}} = 4$ )	-	-	-	-	1	2	-
4 ( $Z_{\text{pr}} = 4$ )	-	-	-	-	2	-	-
4	-	-	-	-	1	2	5

Основная ветвь событий когерентной диссоциации представлена 108 «белыми» звездами с  $\sum Z_{\text{fr}} = 6$ , что следовало ожидать при доминировании ядер углерода среди многозарядных частиц пучка при принятых условиях отбора. Среди многообразия каналов фрагментации наиболее ценными для настоящего исследования являются каналы, соответствующие каналам диссоциации ядра  $^9\text{C}$  с самыми низкими порогами  $^8\text{B} + p$  и  $^7\text{Be} + 2p$ , а также канал диссоциации  $^3\text{He}$ , являющийся экзотическим для данного нейтродефицитного ядра. События в последнем канале могут считаться кандидатами для когерентной диссоциации  $^9\text{C} \rightarrow ^3\text{He}$  с порогом 16 МэВ. Примеры событий такого типа взаимодействий представлены на фотографиях П.1, П.2 и П.3 приложения. Отмечается приблизительное равенство статистики в этих каналах.

В «белых» звездах изотопы C, Be и B разделялись по зарядовым

конфигурациям вторичных фрагментов  $\sum Z_{fr}$  и последующим измерениям зарядов первичных следов  $Z_{pr}$ . Заряды ядер пучка  $Z_{pr}$  и фрагментов  $Z_{fr} > 2$  определялись подсчетом плотности  $\delta$ -электронов  $N_\delta$  на следах. Результаты определения зарядов первичных ядер и фрагментов из событий когерентной диссоциации  $\sum Z_{fr} = 5 + 1$  и  $4 + 1 + 1$  позволяют заключить, что все события образованы ядрами  $Z_{pr} = 6$  (рис. 3). Для измеренных зарядов фрагментов наблюдается ожидаемое смещение по отношению к распределению для ядер пучка.

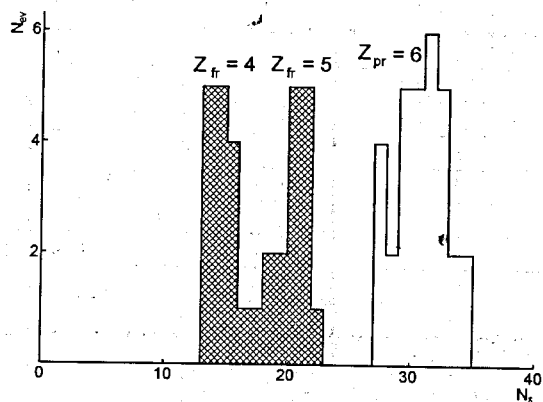


Рис. 3. Распределения числа  $\delta$ -электронов  $N_\delta$  на 1 мм длины для следов пучковых частиц (открытая гистограмма) и релятивистских фрагментов с зарядами  $Z_{fr} > 2$  (заштрихованная гистограмма) в «белых» звездах  $\sum Z_{fr} = 5 + 1$  и  $4 + 1 + 1$

Благодаря отсутствию стабильных изотопов  ${}^9\text{B}$  и  ${}^8\text{Be}$ , события с фрагментами с зарядами  $Z_{fr} = 5$  и  $4$  и идентифицированными зарядами  $Z_{pr} = 6$ , могут быть сразу интерпретированы как  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$  и  ${}^7\text{Be} + 2p$ . Результат идентификации фрагментов  $Z_{fr} = 1$  из этой группы событий методом многократного рассеяния представлен на рис. 2 (не заштрихованная гистограмма). Распределение имеет  $\langle \rho_{sc} \rangle_H = (1.5 \pm 0.1)$  ГэВ и  $\sigma_H = 0.4$  ГэВ, что соответствует протонам. По существу, идентификация в данных случаях не является необходимой, и эти протоны служат для тестирования и калибровки. Таким образом, процедура измерения многократного рассеяния релятивистских изотопов H еще раз подтверждает правильность формирования первичного пучка. С другой стороны, она расширяет основу для идентификации ядер He, рожденных при диссоциации ядер C.

Анализ данных таблицы 1 свидетельствует о доминировании множественных каналов фрагментации  $2\text{He} + 2\text{H}$  и  $\text{He} + 4\text{H}$ . В случае ядра  ${}^9\text{C}$  события с такой топологией должны возникать при когерентной диссоциации ядра-основы  ${}^7\text{Be}$ . Их соотношение соответствует случаю когерентной диссоциации пучкового ядра  ${}^7\text{Be}$ . Кроме того, присутствуют взаимодействия с развалом ядра C на  $\text{Li} + 3\text{H}$ , что также ожидается при диссо-

диссоциации ядра-основы  ${}^7\text{Be}$ . Следует отметить образование шести «белых» звезд  $\text{C} \rightarrow 6\text{H}$ , микрофотографии примеров таких событий также приведены в приложения (рис. П.6, П.7) (табл. I.1). В случаях изотопов  ${}^{10,11,12}\text{C}$  события такого типа требуют одновременных развалов двух или трех кластеров  ${}^4\text{He}$ . Связанные с преодолением очень высоких порогов, они практически не могли бы протекать без образования фрагментов мишени. Напротив, схожие процессы, связанные с развалом только пары кластеров He, наблюдались для «белых» звезд  ${}^7\text{Be} \rightarrow 4\text{H}$  и  ${}^8\text{B} \rightarrow 5\text{H}$ . Таким образом, статистика множественных событий  $\sum Z_{fr} = 6$  не противоречит выводу о доминировании изотопа  ${}^9\text{C}$  в составе пучка и указывает на пренебрежимо малый вклад соседних изотопов углерода.

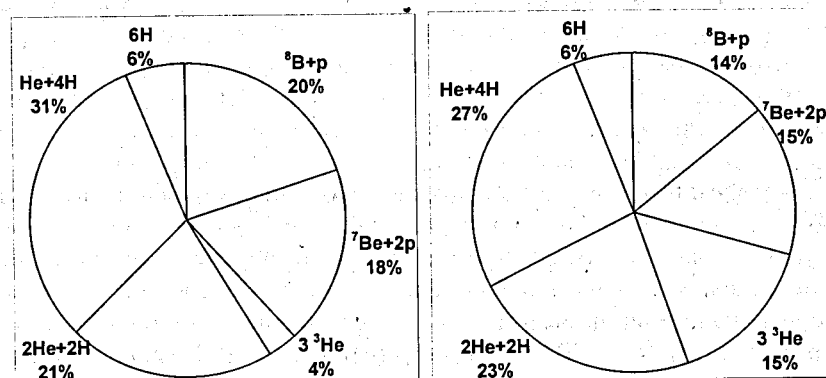


Рис. 4. Процентное соотношение основных каналов диссоциации ядра  ${}^9\text{C}$  в событиях с фрагментацией мишени (слева) и в «белых» звездах (справа)

Соотношение событий  $N_{if}$  и  $N_{ws}$  для группы событий  $\sum Z_{fr} = 6$ , представлено на круговой диаграмме (рис. 4). Приблизительное равенство долей каналов в обоих случаях определяется «холодным» механизмом, обоих типов периферической фрагментации, протекающей при минимальной передаче возбуждения спекторам. Заметное отличие проявляется только в 3-частичном канале  $\sum Z_{fr} = 2 + 2 + 2$ . Его доля резко возрастает при отборе «белых» звезд - с 4 % в случае наличия фрагментов мишени до 15 % для «белых» звезд. Таким образом, когерентный механизм оказывается более эффективным для заселения состояний  $3\text{He}$ . Сформулирован вывод (§1.5), о том, что совокупность данных по измерению зарядов пучковых следов, зарядовой топологии фрагментов в периферических столкновениях ядер углерода, а также по идентификации релятивистских изотопов  ${}^3\text{He}$  указывает на то, что в пучке, использованном для облучения эмульсии, доминируют именно ядра  ${}^9\text{C}$ . Таким образом, получено подтверждение того, что на нуклотроне ОИЯИ впервые успешно решена задача создания пучка ядер  ${}^9\text{C}$ . Облученные в этом пучке слои ядерной эмульсии могут служить экспе-

риментальной основой для изучения взаимодействий ядра  ${}^9\text{C}$ .

**Глава II** посвящена исследованию каналам когерентной диссоциации ядер  ${}^9\text{C}$  с отделением протонов. Фрагменты релятивистского ядра вылетают в узком переднем конусе, угол раствора которого может быть приблизительно оценен по формуле  $\langle \theta_{fr} \rangle \approx \langle \sin \theta_{fr} \rangle = P_F/P_0$ , где  $P_F$  — средний импульс Ферми-движения нуклонов в ядре снаряде, а  $P_0$  — импульс на нуклон ядра-снаряда. При импульсе ядра-снаряда  $2.0 \text{ А ГэВ/с}$  и Ферми-импульсе  $P_F \approx 200 \text{ МэВ/с}$   $\langle \theta_{fr} \rangle$  равен  $0.1$  (или  $6^\circ$ ). Интерес вызывают угловые распределения релятивистских фрагментов и их угловые корреляции (§II.1). Измерения углов вылета вторичных частиц производились координатным методом. Измерение координат точек треков проводилось последовательно в одном направлении (слева направо и от поверхности слоя к стеклу) по ходу пучка начиная с первичного трека и далее для всех треков фрагментов одновременно. На треке первичного ядра  ${}^9\text{C}$  и треках фрагментов измерялись по 6 троек (x,y,z) координат точек. Шаг измерений составлял  $200 \text{ мкм}$ , при общей длине трека, используемой для измерения  $1.2 \text{ мм}$ . Предполагая линейную зависимость ( $y=a_x x+b_y$  и  $z=a_z x+b_z$ ) координат точек трека, методом наименьших квадратов находились коэффициенты  $a$  и  $b$  аппроксимирующего полинома первой степени зависимостей координат  $z(x)$ ,  $y(x)$ . По найденным коэффициентам  $a_y$ ,  $a_z$ , определялись углы ( $\alpha$ ,  $\varphi$ ) для трека ядра  ${}^9\text{C}$  и треков фрагментов. На рис. 5 приведен пример восстановленных направлений вылета (углов  $\alpha$ ,  $\varphi$ ) фрагментов в процессах  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$  (рис. 5 (а)),  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$  (рис. 5 (б)) и  ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$  (рис. 5 (в)) по измеренным координатам точек на треках.

При определении величин углов экспериментальные точки, полученные при измерениях аппроксимировались полиномом первой степени. Коэффициенты полинома определялись по методу наименьших квадратов. На рис. 6 приведены распределения величин отклонений  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  координат экспериментальных точек от соответствующих координат точек, определяемых аппроксимирующими полиномами ( $y=a_x x+b_y$  и  $z=a_z x+b_z$ ). При значениях  $\langle \Delta y \rangle$  и  $\langle \Delta z \rangle$  близких к нулю, значения величин среднеквадратических отклонений для выборки из 42 измеренных треков фрагментов составили  $\sigma_{\Delta y} = (1.14 \pm 0.013) \times 10^{-1} \text{ мкм}$ ,  $\sigma_{\Delta z} = (6.6 \pm 0.18) \times 10^{-1} \text{ мкм}$ . Разброс величин  $\Delta y$  и  $\Delta z$  отличается, приблизительно в 10 раз, но не превышает более чем в 2 - 3 раза толщину измеряемого трека. Различие объясняется тем, что при измерении координат точек треков z-координата определяется менее точно.

Представление особенностей фрагментации, основанное на измерениях полярных углов  $\theta$  вылета фрагментов, недостаточно универсально для сравнения экспериментальных данных при различных, пусть и близких значениях энергий. Более универсальным является сравнение результатов по величинам поперечных импульсов фрагментов

$$P_T \approx A_{fr} P_0 \sin \theta \quad (1)$$

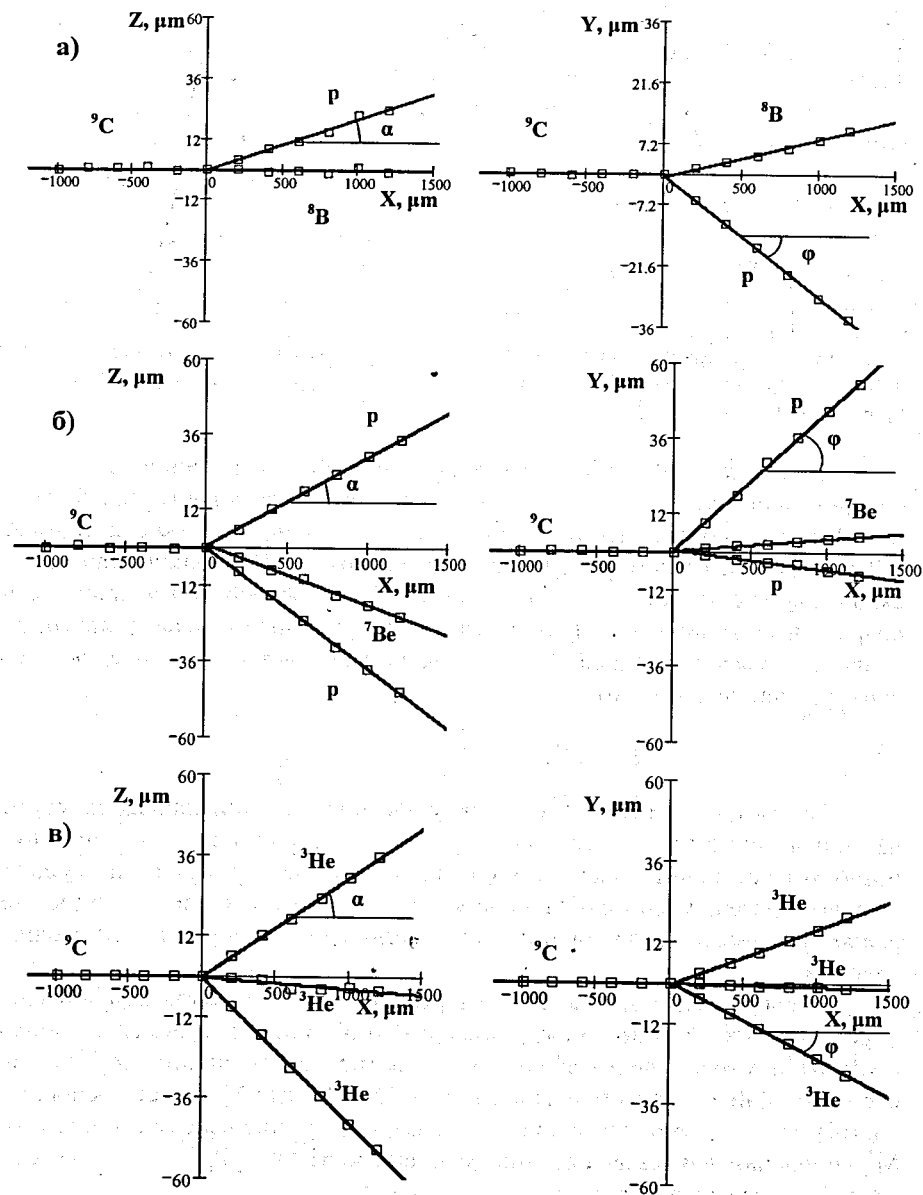


Рис. 5. Пример восстановленных направлений вылета (углов  $\alpha$ ,  $\varphi$ ) фрагментов образующихся в процессах а)  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$ ; б)  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$  и в)  ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ .

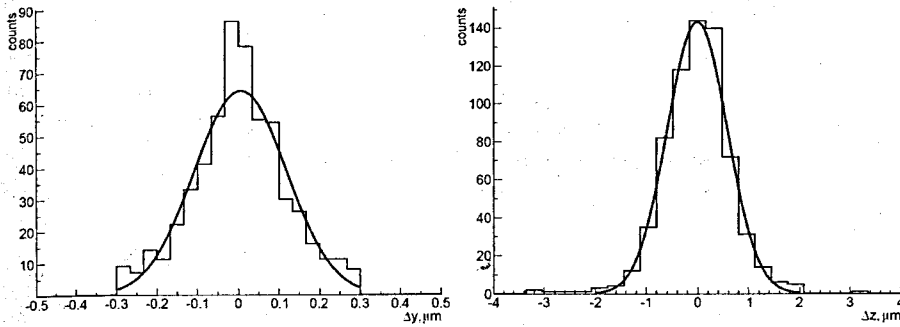


Рис. 6. Распределения величин отклонений  $\Delta y$  (слева),  $\Delta z$  (справа) координат экспериментальных точек от соответствующих координат точек, определяемых аппроксимирующими полиномами

Очевидно, что наибольшее значение имеет разрешение по углу  $\theta$ , распределение по которому «прижато» к нулю. При анализе распределений  $P_T$   $\alpha$ -кластерных ядер предполагается, что все фрагменты с зарядом  $Z_{fr} = 2$  являются изотопом  ${}^4\text{He}$ , что наиболее вероятно. Поскольку значения  $P_T$  складываются из импульсов, получаемых фрагментами при распаде ядра-снаряда и суммарного импульса отдачи, получаемого при столкновении с мишенью (эффект «bounce off»), то можно перейти к  $P_T$  в с. ц. м. системы  $N$   $\alpha$ -фрагментов согласно

$$P_{Ti}^* = P_{Ti} - \sum_i \frac{P_{Ti}}{N} \quad (2)$$

Рассмотрение корреляций между частицами, составляющими много-частичные конечные состояния ядерных реакций при высоких энергиях, позволяет установить закономерности исследуемых процессов и осуществить выбор между многочисленными модельными подходами, которые нередко приводят к удовлетворительному описанию одночастичных распределений.

Энергия возбуждения системы фрагментов может быть приближенно определена как разница между инвариантной массой фрагментирующей системы и массой первичного ядра и составляет величину порядка нескольких МэВ на нуклон фрагмента  $Q = M^* - M$ , где  $M$  – масса основного состояния ядра, соответствующего заряду и весу анализируемой системы,  $M^*$  – инвариантная масса системы фрагментов  $M^{*2} = (\sum P_i)^2 = \sum (P_i \cdot P_k)$ , а  $P_{i,k}$  – 4-импульсы фрагментов  $i$  и  $k$ .

В данном исследовании энергия возбуждения  $Q$  определялась как функция угла раскрытия  $Q(\Theta)$ . Напрямую в эксперименте измерялись только координаты точек треков для восстановления прямых. Т.к.  $Q$  измеряется косвенно, для определения абсолютной и относительной погрешности необходимо воспользоваться следующими соотношениями (3):

$$\Delta Q(\Theta) := \sqrt{\left(\frac{d}{d\Theta} Q(\Theta) \cdot \Delta\Theta\right)^2} \quad \varepsilon_Q(\Theta) := \sqrt{\left(\frac{d}{d\Theta} \ln(Q(\Theta)) \cdot \Delta\Theta\right)^2} \quad (3)$$

Где  $\Delta\Theta$  абсолютная квадратичная ошибка косвенного измерения соответствующего угла раскрытия фрагментов, вычисленная таким же способом.

Каналы  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$  и  ${}^7\text{Be} + 2p$  имеют наиболее низкие пороги 1.3 и 1.43 МэВ и составляют около 30 % статистики событий когерентной диссоциации с  $\sum Z_{fr} = 6$ . Угловые распределения фрагментов в этих каналах, а также угловые корреляции фрагментов, содержат сведения связи внешних протонов и их пары в ядре  ${}^9\text{C}$ . Из-за новизны исследования ядра  ${}^9\text{C}$ , представляет интерес даже на малой статистике выявить по параметрам угловых распределений особенности его структуры (§II.2). На рис. 7 представлены распределения по полярному углу  $\theta$  релятивистских фрагментов  $\text{B}$ ,  $\text{Be}$  и  $p$ . На их основе в табл. 2 приведены простые оценки для поперечного импульса  $P_T$  в приближении  $P_T \approx A_{fr} P_0 \sin\theta$ .

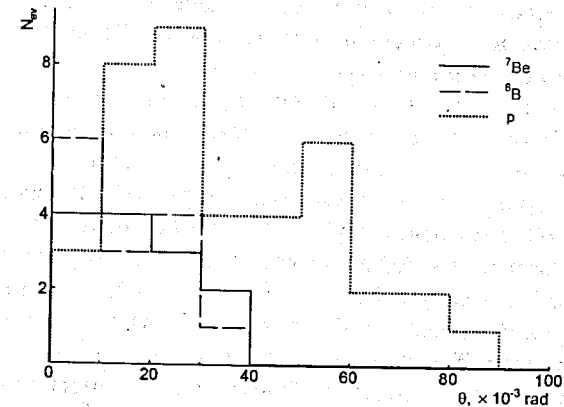


Рис. 7. Распределения по полярному углу  $\theta$  релятивистских фрагментов с зарядами в «белых» звездах  $\sum Z_{fr} = 5 + 1$  и  $4 + 1 + 1$

Таблица 2. Параметры распределений поперечного импульса  $P_T$  переданного фрагментам в событиях  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$ ,  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$  а также для событий  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$  из работы.

	${}^8\text{B} + p$	${}^7\text{Be} + 2p$	${}^7\text{Be} + p$
$\langle P_T^{Z^2} \rangle$ МэВ/с	$217 \pm 36$	$207 \pm 24$	$97 \pm 13$
$\sigma \langle P_T^{Z^2} \rangle$ МэВ/с	$130 \pm 26$	$115 \pm 17$	64
$\langle P_T^p \rangle$ МэВ/с	$77 \pm 14$	$74 \pm 9$	$66 \pm 12$
$\sigma \langle P_T^p \rangle$ МэВ/с	$51 \pm 10$	$44 \pm 6$	58



Таблица 3. Параметры распределений суммарного поперечного импульса  $\sum P_T$  переданного системе в событиях  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$ ,  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$  а также для событий  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ .

	${}^8\text{B} + p$	${}^7\text{Be} + 2p$	${}^7\text{Be} + p$
$\sum P_T$ МэВ/с	$246 \pm 44$	$280 \pm 53$	$95 \pm 15$
$\sigma \sum P_T$ МэВ/с	$165 \pm 31$	$191 \pm 37$	73
$\langle P_T^* \rangle$ МэВ/с	$76 \pm 12$	$76 \pm 7$	$62 \pm 11$
$\sigma \langle P_T^* \rangle$ МэВ/с	$46 \pm 9$	$43 \pm 5$	54.2

Распределение суммы поперечных импульсов системы фрагментов  $P_T$  ( $P_x, P_y$ ) (или полный переданный импульс) отражает механизм когерентной диссоциации. В табл. II.3 представлены средние значения  $\langle P_T({}^8\text{B} + p) \rangle$  и  $\langle P_T({}^7\text{Be} + 2p) \rangle$  и соответствующие  $\sigma$ . Можно заключить, что оба распределения находятся в области, которая характерна для ядерной дифракционной диссоциации. Величина поперечного импульса системы фрагментов определяется рассеянием ядра основы  ${}^7\text{Be}$ , имеющим большую вероятность, чем рассеяние протона.

Поскольку значения вектора  $P_T$  ( $P_x, P_y$ ) складываются из импульсов, получаемых фрагментами при распаде ядра-снаряда и суммарного импульса отдачи, получаемого при столкновении с мишенью (эффект «bounce off»), то его векторным вычитанием можно перейти к  $P_T^*$  фрагментов в их системе центра масс. Соответствующие средние значения и  $\sigma$ , приведенные в табл. 3, указывают на незначительность такой коррекции. Таким образом, величины средних поперечных импульсов  $\langle P_T^* \rangle$  протонов в каналах  ${}^8\text{B} + p$  и  ${}^7\text{Be} + 2p$  в пределах ошибок равны  $\approx 70$  МэВ/с. Эта величина приблизительно совпадает с импульсами в случаях  ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$  и  $\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$  и соответствует нерелятивистскому движению внешнего нуклона.

Приведенные энергетические спектры Q канала  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$  указывают на возможную диссоциацию по каскадному каналу  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B}^* (\rightarrow {}^7\text{Be} + p) + p$ . Корреляция по азимутальному углу  $\varepsilon_{pBe}$ , обнаруженная в когерентной диссоциации  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ , отсутствует, и развал изотопа  ${}^9\text{C}$  определяется ядерным дифракционным рассеянием на тяжелых ядрах из состава эмульсии (§II.3-5).

**ГЛАВА III** посвящена изучению образования состояний  ${}^3\text{He}$  - центральной проблеме настоящего исследования. В табл. I.1 отмечается образование 16 «белых» звезд, имеющих конечные состояния  ${}^3\text{He}$ . Вероятность диссоциации по этому каналу сравнима с вероятностью наиболее ожидавшихся каналов диссоциации. Обращает на себя внимание значительный вес канала с высоким порогом  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^3\text{He}$  (15.88 МэВ), сравнимый

с каналами отделения одного или пары нуклонов, имеющими наиболее низкие пороги диссоциации (1.30 и 1.43 МэВ). Это обстоятельство может указывать на заметную примесь виртуальной компоненты  ${}^3\text{He}$  в структуре основного состояния ядра  ${}^9\text{C}$ .

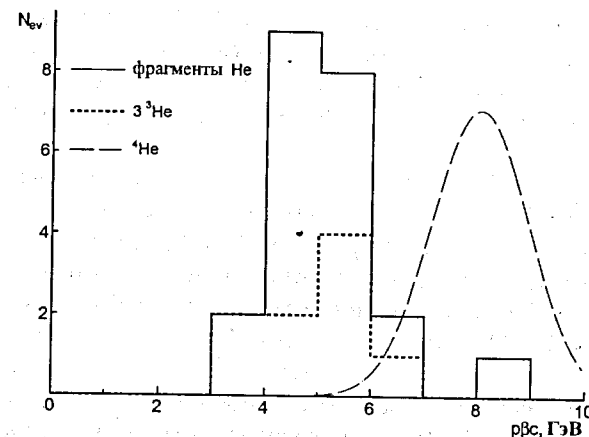


Рис. 8. Распределение измеренных величин  $rvc$  для двухзарядных фрагментов из «белых» звезд  ${}^3\text{He}$  и из полностью идентифицированных событий  ${}^3\text{He}$  (точечная гистограмма); пунктиром условно представлено ожидаемое распределение для  ${}^4\text{He}$

Калибровочные измерения  $rvc_{\text{He}}$  30 следов пучковых ядер  ${}^3\text{He}$ , представленные в Главе I, и измерения  $rvc_{\text{He}}$  75 следов  ${}^4\text{He}$ , выполненные методом многократного рассеяния, позволяют сделать более надежной идентификацию событий  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^3\text{He}$ . Измерения удалось выполнить только на 22 следах  ${}^4\text{He}$  из «белых» звезд (рис. 8). Получено среднее значение  $\langle rvc_{\text{He}} \rangle = (4.9 \pm 0.3)$  ГэВ при  $\sigma_{\text{He}} = 0.9$  ГэВ, что соответствует результатам калибровки на ядрах пучка  ${}^3\text{He}$ . Доля фрагментов, которые можно было бы определить как ядра  ${}^4\text{He}$ , является незначительной по сравнению с  ${}^3\text{He}$ .

В качестве дополнительного теста в эмульсии, облученной в смешанном пучке  ${}^7\text{Be} - {}^{10}\text{C} - {}^{12}\text{N}$  с тем же импульсом на нуклон, измерены величины  $rvc_{\text{He}}$  на 23 следах  ${}^4\text{He}$  в «белых» звездах  ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ . Использовались события диссоциации через основное состояние  $0^+$  ядра  ${}^8\text{Be}$ , распад которого происходит на два ядра  ${}^4\text{He}$  [6].

Определение  $rvc$  всех фрагментов удалось выполнить только в трех «белых» звездах  ${}^3\text{He}$  (рис. 8). Полученные значения позволяют интерпретировать эти 22 события как тройное образование ядер  ${}^3\text{He}$ . Интерпретация этих событий как  ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^3\text{He} + n$  маловероятна, так как в этом случае потребовалась бы модификация не одного, а пары кластеров  ${}^4\text{He}$  с преодолением порога как минимум 37 МэВ при требовании периферического взаимодействия без образования фрагментов мишени. Микрофотографии двух из идентифицированных событий  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^3\text{He}$  представлены на рис. II.1 и

рис. П.2 приложения, а также на рис П.3 приведен пример события, в котором удалось идентифицировать только один из трех гелиевых фрагментов.

Основная часть статистики по полярному углу  $\theta_{\text{He}}$  фрагментов He сконцентрирована в конусе  $\theta_{\text{He}} < 10^{-2}$  рад (§III.2). Распределение по азимутальному углу между фрагментами  $\epsilon_{2\text{He}}$  (рис. III.4) не указывает на эффекты асимметрии. Угловые измерения следов позволяют для каждого ансамбля  ${}^3\text{He}$  получить непосредственно связанные с ними значения его полной энергии  $Q({}^3\text{He})$  над массой  ${}^3\text{He}$  и полного поперечного импульса  $P_T({}^3\text{He})$ .

Распределение по энергии системы  $Q({}^3\text{He})$ , представленное ограничено в основном областью  $Q({}^3\text{He}) < 40$  МэВ, где среднее значение составляет  $\langle Q({}^3\text{He}) \rangle = (12 \pm 2)$  МэВ при  $\sigma = 8$  МэВ. Распределение по полному переданному импульсу для конфигурации  ${}^3\text{He}$  находится в области ядерной дифракционной диссоциации. Его параметры имеют не значения  $\langle P_T({}^3\text{He}) \rangle = (335 \pm 79)$  МэВ/с при  $\sigma = 294$  МэВ/с.

Значительная вероятность процесса  ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$  делает его эффективным источником состояний  $2{}^3\text{He}$  вблизи порога (§III.3). Прежде всего, интерес представляет поиск аналогов распада ядра  ${}^8\text{Be}$  из основного состояния  $0^+$  в спектре  $Q(2{}^3\text{He})$ . Распределение по углу разлета в паре фрагментов  $\Theta_{2\text{He}}$  представлено на рис. 9. Основная его часть, соответствующая 30 парам  $2\text{He}$  описывается распределением Гаусса с параметрами  $\langle \Theta_{2\text{He}} \rangle = (46 \pm 3) \cdot 10^{-3}$  рад и  $\sigma = 16 \cdot 10^{-3}$  рад. Соответствующее распределение по энергии  $Q(2{}^3\text{He})$  ограничено в основной части областью  $Q(2{}^3\text{He}) < 20$  МэВ. Эта же особенность – образование узких пар – проявляется также в распределении по азимутальному углу между фрагментами  $\epsilon_{2\text{He}}$  в системе центра масс в «белых» звездах  ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ . Распределение для событий, содержащих узкие пары, проявляет характерную корреляцию в области малых и больших углов  $\epsilon_{2\text{He}}$ .

Одновременно, благодаря превосходному пространственному разрешению эмульсионного метода, наблюдаются восемь узких пар  $2\text{He}$ , угол разлета которых ограничен  $\Theta_{2\text{He}} < 10^{-2}$  рад (рис. III.8). Эти пары выделяются в особую группу со средним значением  $\Theta(2{}^3\text{He}) = (6 \pm 1) \cdot 10^{-3}$  рад при  $\sigma = 3$  рад. Распределение этих пар по энергии  $Q(2{}^3\text{He})$  имеет среднее значения  $\langle Q(2{}^3\text{He}) \rangle = (142 \pm 35)$  кэВ при  $\sigma = 100$  кэВ. Таким образом, несмотря на невысокую статистику, данное распределение указывает на интригующую возможность существования резонансного состояния  $2{}^3\text{He}$  практически над самым массовым порогом  $2{}^3\text{He}$ .

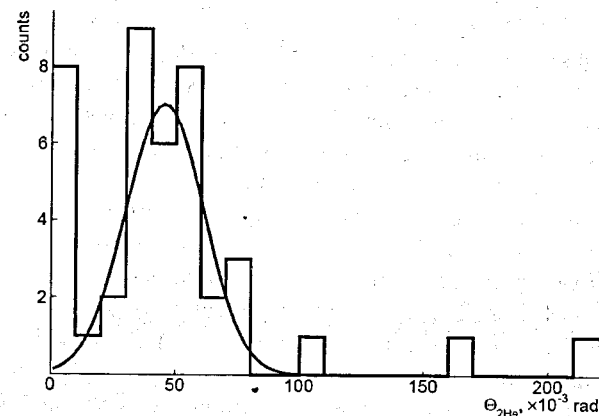


Рис. 9. Распределение по парному углу  $\Theta_{2\text{He}}$ , между фрагментами в «белых» звездах  $\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ ; линия – фит функции Гаусса

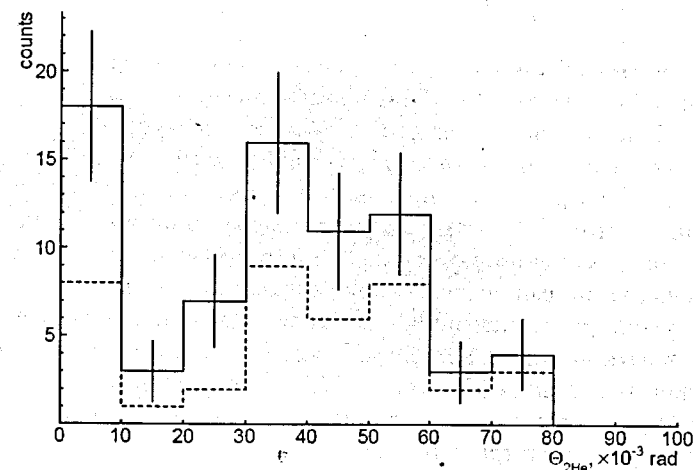


Рис. 10. Суммарное распределение по парному углу  $\Theta_{2\text{He}}$ , между релятивистскими ядрами фрагментами He в событиях  ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{n}$  с образованием фрагментов ядра мишени или мезонов и в «белых» звездах  ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ ; пунктиром указан вклад «белых» звезд

Для проверки возможного существования резонанса в системе  $2{}^3\text{He}$  проводится анализ данных сотрудничества Беккерель  ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{n}$ . Для усиления эффекта образования узких пар  $2{}^3\text{He}$  в этом канале отбирались взаимодействия сопровождаемые фрагментами ядра мишени или мезонами. При таком условии происходит эффективный отбор событий с выбыванием нейтрона из кластера  ${}^4\text{He}$  в ядре  ${}^8\text{B}$  в результате неупругого взаимодействия. Тогда распределение  $\Theta(2{}^3\text{He})$  для ядра  ${}^8\text{B}$  приобретает вид схожий с рис. 9 и проявляется от- отдельная группа узких пар с

параметрами  $\langle \Theta(2^3\text{He}) \rangle = (4.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$  рад при  $\sigma 1.5 \cdot 10^{-3}$  рад, соответствующими случаю в «белых» звездах  ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ , описанному выше. Суммарное распределение по парному углу  $\Theta_{2\text{He}}$ , между релятивистскими ядрами фрагментами He в событиях  ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$  с образованием фрагментов ядра мишени или мезонов и в «белых» звездах  ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$  представлено на рис. 10, усиливает указание на существование околорогового резонанса  $2^3\text{He}$ . Более того, возникает вопрос о природе широкого пика с максимумом в районе  $\Theta(2^3\text{He}) \approx (40 - 50) \cdot 10^{-3}$  рад. Конечно, эта важная находка заслуживает проверки и изучения на значительно большей статистике. Одним из ее технически более простых вариантов может оказаться событие диссоциации  ${}^7\text{Be} \rightarrow 2^3\text{He}$  с выбиванием нейтрона и образованием фрагментов ядра мишени или мезонов. Таким образом, ядерная эмульсия, облученная релятивистскими ядрами  ${}^9\text{C}$ , проявляет себя как эффективный источник «широкополосного» поиска резонансов в системе  $2^3\text{He}$ , позволяющего сориентировать исследования возможно одного из ключевых процессов ядерной астрофизики.

**В ЗАКЛЮЧЕНИИ** сформулированы основные результаты диссертационной работы, которые состоят в следующем

1. Ядерная эмульсия облучена в пучке релятивистских ядер  ${}^9\text{C}$ , впервые сформированном на нуклотроне ОИЯИ при фрагментации ядер  ${}^{12}\text{C}$  с энергией 1.2 А ГэВ/с. Доминирование в пучке среди вторичных легких ядер именно изотопа  ${}^9\text{C}$  подтверждается измерениями ионизации ядер вторичного пучка, особенностями зарядовой топологии их фрагментации, а также измерениями импульсов сопровождающих ядер  ${}^3\text{He}$ .

2. Изучено распределение по вероятностям каналов когерентной диссоциации релятивистских ядер ядра  ${}^9\text{C}$ , которое вписывается в данные для более легких нейтронодефицитных ядер с добавлением двух или одного протона. Особенностью диссоциации ядра  ${}^9\text{C}$  является новый канал когерентной диссоциации в три ядра  ${}^3\text{He}$ .

3. Вероятность канала когерентной диссоциации с высоким порогом  $3^3\text{He}$ , составляет 14 %, что приблизительно совпадает со значениями для каналов с отделением одного или пары нуклонов, имеющим низкие пороги. Это наблюдение указывает на значительный вклад компоненты  $3^3\text{He}$  в основное состояние ядра  ${}^9\text{C}$ .

4. Физическим механизмом когерентной диссоциации ядра  ${}^9\text{C}$  является ядерное дифракционное взаимодействие, что установлено на основе измерений полных поперечных импульсов (несколько сот МэВ/с), переданных ансамблям фрагментов в каналах с отделением нуклонов и канале  $3^3\text{He}$ .

5. В канале  ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ , обнаружены коррелированные пары, состоящих из ядер  $2^3\text{He}$  с относительными углами разлета до  $10^{-2}$  рад. Это наблюдение указывает на возможность существования

резонансного состояния в системе  $2^3\text{He}$  вблизи порога образования и выдвигает проблему его поиска при энергии распада  $(142 \pm 35)$  кэВ.

Диссертацию завершает Атлас макрофотографий взаимодействий релятивистских ядер  ${}^9\text{C}$  с ядрами фотоэмульсии. Задача данного приложения состоит в наглядной демонстрации полноты и доказательного характера наблюдений в эмульсии. На рисунках 11, 12 и 13 представлены примеры обсуждавшихся процессов.

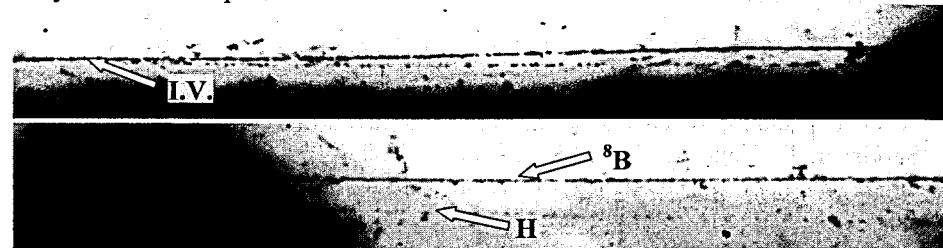


Рис. 11. Событие фрагментации  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$  типа «белая» звезда. На фотографии отмечены вершина взаимодействия (I.V.) и струя осколков ядра снаряда, состоящая из массивного осколка ( ${}^8\text{B}$ ) и протона (H)

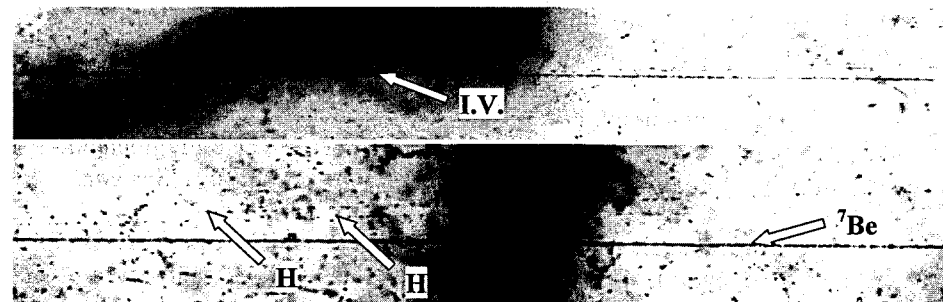


Рис. 12. Событие фрагментации  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$  типа «белая» звезда. На фотографии отмечены вершина взаимодействия (I.V.), которая попала под маркировочную сетку, и струя осколков ядра снаряда, состоящая из массивного осколка ( ${}^7\text{Be}$ ) и двух протонов (H)

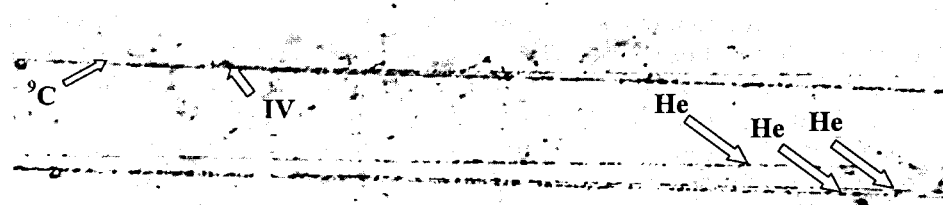


Рис. 13. Макрофотография «белой» звезды  ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$  при энергии 1.2 А ГэВ. На верхней фотографии видна вершина диссоциации (I.V.) и струя фрагментов в узком конусе; при продвижении вдоль струи различаются три релятивистских фрагмента (He) (нижняя фотография)

## Список работ опубликованных по теме диссертации

1. Д. О. Кривенков, Д. А. Артеменков, В. Баднова, С. Вокал П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, Н. В. Кондратьева, А. И. Малахов, А. А. Моисеенко, Г. И. Орлова, Н. Г. Пересадько, Н. Г. Полухина, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, В. Р. Саркисян, Р. Станоева, М. Хайдук, С. П. Харламов «Когерентная диссоциация релятивистских ядер  ${}^9\text{C}$ » Ядерная физика, 73, 2159-2165, 2010.
2. D. O. Krivenkov, D. A. Artemenkov, V. Bradnova, M. Haiduc, S. P. Kharlamov, N. V. Kondratieva, A. I. Malakhov, A. A. Moiseenko, G. I. Orlova, N. G. Peresadko, N. G. Polukhina, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, V. R. Sarkisyan, R. Stanoeva, T. V. Shchedrina, S. Vokál, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina «First results on the interactions of relativistic  ${}^9\text{C}$  nuclei in nuclear track emulsion» Progress in High Energy Physics Nuclear Safety, Springer, 149-156, 2008; e-Print: arXiv: 0811.1880.
3. D. O. Krivenkov, D. A. Artemenkov, V. Bradnova, S. Vokál, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina, N. V. Kondratieva, A. I. Malakhov, A. A. Moiseenko, G. I. Orlova, N. G. Peresadko, N. G. Polukhina, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, V. R. Sarkisyan, R. Stanoeva, M. Haiduc, S. P. Kharlamov «Coherent dissociation of relativistic  ${}^9\text{C}$  nuclei» American Institute of Physics Conference Proceedings, 1224, 224-233, 2009.
4. D. A. Artemenkov, D. O. Krivenkov, T. V. Shchedrina, R. Stanoeva, and P. I. Zarubin «Detailed Study of Relativistic  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$  Fragmentation in Peripheral Collisions in a Nuclear Track Emulsion» Few Body Systems, 273-276, 2008.
5. Р. Станоева, Д. А. Артеменков, В. Баднова, С. Вокал, Л. А. Гончарова, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, Н. А. Качалова, А. Д. Коваленко, Д. О. Кривенков, А. И. Малахов, Г. И. Орлова, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, Н. Г. Полухина, Н. Г. Пересадько, М. Хайдук, С. П. Харламов, М. М. Чернявский, Т. В. Щедрина «Электромагнитная диссоциация релятивистских ядер  ${}^8\text{B}$  в ядерной эмульсии» Ядерная физика, 72, 4, 731-742, 2009.
6. Р. Р. Каттабеков, К. З. Маматкулов, Д. А. Артеменков, В. Баднова, С. Вокал, Д. М. Жомуродов, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, З. А. Игамкулов, Н. В. Кондратьева, Н. К. Корнегруца, Д. О. Кривенков, А. И. Малахов, Г. И. Орлова, Н. Г. Пересадько, Н. Г. Полухина, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, Р. Станоева, М. Хайдук, С. П. Харламов «Облучение ядерной эмульсии в смешанном пучке релятивистских ядер  ${}^{12}\text{N}$ ,  ${}^{10}\text{C}$  и  ${}^7\text{Be}$ » Ядерная физика, 73, 2159-2165, 2010.

Получено 12 апреля 2011 г.