

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЛЕГКИХ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР МЕТОДОМ ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ

Продолжение проекта БЕККЕРЕЛЬ-*D(ripline)* на 2012-2014 гг.

ТЕМА 1087

Сотрудничество БЕККЕРЕЛЬ

Д. А. Артеменков, В. Брадна, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, Н. В. Кондратьева,
Н. К. Корнегруца, Д. О. Кривенков, А. И. Малахов, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

В. Р. Саркисян, А. А. Моисеенко

Ереванский физический институт, Ереван, Армения

Р. Станоева

Юго-Западный университет, Благоевград, Болгария.

И. Цаков

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София, Болгария

М. Хайдук, А. Неагу, Е. Штефан

Институт космических исследований, Бухарест, Румыния

С. Г. Герасимов, Л. А. Гончарова, В. А. Дронов, Н. Г. Пересадько, Н. Г. Полухина,
А. С. Русецкий, Н. И. Старков, М. М. Чернявский, В. Н. Фетисов, С. П. Харламов
Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия (ФИАН)

С. С. Аликулов, Р. Бекмирзаев, К. З. Маматкулов,

Джизакский педагогический университет, Джизак, Узбекистан

Р. Р. Каттабеков, К. Олимов

Физико-технический институт, Ташкент, Узбекистан

РУКОВОДИТЕЛЬ ПРОЕКТА Зарубин Павел Игоревич

ЗАМЕСТИТЕЛЬ РУКОВОДИТЕЛЯ ПРОЕКТА

Содержание

Введение	2
В.1 Кластерная диссоциация релятивистских ядер	2
В.2. Развитие проекта БЕККЕРЕЛЬ	6
В.3.. Физическая программа проекта БЕККЕРЕЛЬ-D	7
В.4 Возможности метода ядерной эмульсии	9
Глава I. Основные физические результаты по проекту БЕККЕРЕЛЬ	12
I.1 Первые облучения ядерной эмульсии ядрами ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$ и ${}^{10,11}\text{Be}$	12
I.2 Исследование 2α -частичной фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$	14
I.3 Периферические взаимодействия ядер ${}^{14}\text{N}$	16
I.4 Диссоциация релятивистских ядер ${}^8\text{B}$	17
Глава II. Исследование ядра ${}^9\text{C}$	21
II.1 Физическая мотивация	21
II.2 Облучение и первичный анализ	23
II.3. Зарядовая топология периферической фрагментации ядра ${}^9\text{C}$	26
II.4 Когерентная диссоциация ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$	30
II.5. Наблюдение узких угловых пар $2{}^3\text{He}$ и их дальнейшее исследование	31
II.6 Поиск процесса двойной перезарядки ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^9\text{C}$	35
Глава III. Анализ облучения в смешанном пучке релятивистских ядер ${}^{12}\text{N}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^7\text{Be}$	36
III.1 Структурные особенности ядер ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$	36
III.2 Облучение и первичный анализ	36
III.3 Распады несвязанных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$	39
Глава IV. Перспективы исследований периферической фрагментации тяжелых ядер	41
IV.1 Физика сложных кластерных систем	41
IV.2 Опытное облучение на нуклотроне ядерной эмульсии ядрами ксенона	48
Заключение	53
Литература.....	55
Приложение. Особенности использования фотоэмульсии для детектирования реакций с релятивистскими ядрами	58

Введение

В.1 Кластерная диссоциация релятивистских ядер

Несмотря на десятилетия интенсивного изучения, атомное ядро остается лабораторией квантовой физики все еще полной сюрпризов. В явлении кластеризации нуклонов, при которой их небольшие группы ведут себя как целостные образования, проявляется как «индивидуализм», так и «ограниченный коллективизм» ядерных сил [1,2]. Идея об α -кластеризации нуклонов в ядрах имеет долгую и увлекательную историю. Своим возникновением достаточно умозрительные представления о существовании в ядрах кластеров в виде α -частиц обязаны явлению α -распада. Конечно, наблюдение составных ядерных фрагментов, вылетающих из ядра, вовсе не означало, что они существовали как нечто целостное внутри ядра. После открытия нейтрона стало ясно, что α -частицы не могут существовать при нормальной ядерной плотности из-за необходимости антисимметризации по всему ансамблю нуклонов. Тем не менее, α -кластеризация отчетливо проявляется в легких 4N-ядрах ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$. В 4N-ядрах энергия связи нуклонов линейно следует числу возможных α - α связей. Опираясь на молекулярный «блок» $\alpha + \alpha$ и используя ядерные кластеры в качестве валентных частиц, оказалось возможным конструировать конфигурации на основе более длинных $N\alpha$ последовательностей. Подобные конфигурации могут иметь пространственную протяженность, превышающую размер фрагментов, представляя собой ядерные аналоги молекулярных систем. Использование ускоренных ядер, в том числе радиоактивных, позволяет качественно разнообразить спектроскопию кластерных систем [4-7]. Возможно, что релятивистская фрагментация является лучшей лабораторией для генерации и наблюдения столь сложных состояний по сравнению с ядерными реакциями при низких энергиях.

Долгое время казалось, что применимость идеи кластеризации нуклонов в ядрах ограничивается только несколькими, хотя и ключевыми, $N\alpha$ -ядрами. В последние годы α -кластерная модель стала развиваться и в отношении легких ядер с нечетным числом протонов или нейтронов и ядер удаленных от дорожки стабильности. Современная модель антисимметризованной молекулярной динамики позволяет включить в кластерное описание и эти ядра путем замены α -частиц на другие кластеры нуклонов, в том числе $2n$, $2p$, d , t и h (рис. В.1). Тем самым возникают новые измерения в кластерной структуре легких ядер. Трудность установления α -кластерной аналогии в этих ядрах состоит в том, что в большинстве случаев спектроскопия возбужденных состояний из нескольких кластеров в подходящей области энергий не проводилась, поскольку она оказывается недоступной для традиционных методов ядерной физики низких энергий. В такой ситуации оказываются полезными подходы, базирующиеся на развале летящих ядер. Вероятность возникновения различных состояний над порогом связи должна следовать кластеризации основного состояния ядра.

В последнее десятилетие получила развитие концепция барионной материи, находящейся в холодной разреженной фазе с кластеризацией нуклонов в легчайшие ядра ${}^4\text{He}$ (α , α -частица), ${}^3\text{He}$ (h , гелион), ${}^2\text{H}$ (d , дейтрон) и ${}^3\text{H}$ (t , тритон) [3]. Представление о симметричной α -кластерной материи распространяется и на другие легчайшие ядра. Предсказывается эволюция их соотношения при изменении ядерной плотности и температуры. Глубокие теоретические разработки, выполненные в этом направлении, дают мотивацию новым экспериментам по кластерной спектроскопии, ориентируя на изучение кластерных ансамблей α , h , d и t как целостных квантовых систем. Поскольку макроскопические кластерные состояния могут играть роль промежуточной фазы в астрофизических процессах, эти исследования приобретают значение, выходящее за рамки проблем ядерной структуры.

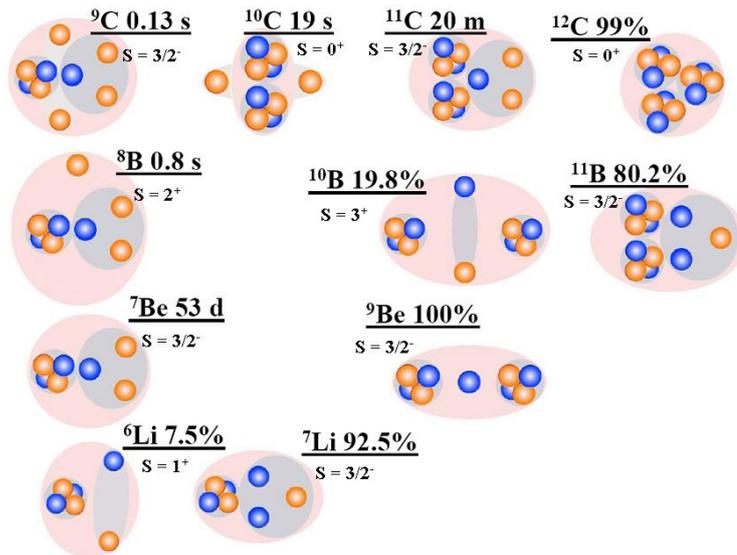


Рис. В.1. Диаграмма кластерных степеней свободы в стабильных и нейтронодефицитных ядрах; указаны распространенности изотопов или времена жизни и значения спинов и четностей; светлые кружки соответствуют протонам, темные - нейтронам; темным фоном выделены кластеры

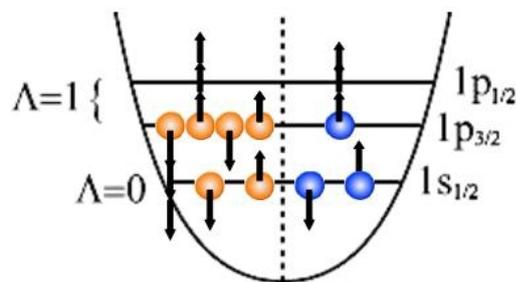


Рис. В.2. Диаграмма заполнения оболочек для ядра ${}^9\text{C}$; стрелками указаны значения полного момента j ; короткие стрелки – спин $s = 1/2$

Эволюция структуры легких ядер состоит в переходе от чисто кластерной картины в случае ядра ${}^6\text{Li}$ к оболочечному описанию р-оболочечных ядер (рис. В.2). При кластеризации небольшие группы нуклонов, соответствующие легчайшим 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 р-оболочечных ядер оболочечная и кластерная картина являются взаимодополняющими (рис. В.2). Спины ядер и, как правило, магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты их основных состояний следуют предсказаниям оболочечной модели о заполнении нейтронной и протонной р-оболочки. Существуют успешные описания этих параметров и в кластерных моделях. Нуклонные корреляции в изотопах Li до C с заполнением р-оболочки проявляются в кластеризации нуклонов в легчайшие ядра и нуклонные пары. Ядра, с заполняющейся р-оболочкой и выраженными кластерными особенностями, играют роль лабораторий проверки моделей ядерной структуры. Например, слабосвязанные внешние нуклоны могут вести к изменениям магнитных моментов в ядрах ${}^8\text{B}$ и ${}^9\text{C}$ по сравнению с предсказаниями 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 ${}^9\text{C}$ определяет возможность и скорость протекания ключевых процессов нуклеосинтеза.



Рис. В.3. Фотография слоя ядерной эмульсии на стеклянной подложке и микроскопа МБИ-9 с установленной фотокамерой НИКОН

При практической реализации релятивистского подхода в изучении нерелятивистских аспектов физики ядра принципиальная трудность состоит в следующем. Нарастание степени диссоциации релятивистского ядра с зарядом $Z_{\text{пр}}$ приводит к радикальному снижению сигнала ионизации в любом типе детектора релятивистских фрагментов пропорционально квадрату их зарядов $Z_{\text{пр}}^2$. Это обстоятельство затрудняет детектирование, требуемое вплоть до изотопов Не и Н. Следующая проблема – это идентификация возбужденного состояния по суммарной инвариантной массе струи фрагментов. Кроме идентификации масс фрагментов требуется наилучшая точность измерения углов вылета фрагментов. Точность измерения импульсов при релятивистском подходе не столь критична – зачастую достаточно предположить сохранение фрагментами первичного импульса на нуклон. Для отбора предельно периферических столкновений требуется принципиальная возможность наблюдения фрагментов ядер мишени и рожденных мезонов в полном телесном угле при минимальном пороге наблюдения.

Обеспечивая рекордное пространственное разрешение, метод ядерной эмульсии решает эти проблемы, позволяя весьма эффективно вести обзорные исследования на вновь формируемых пучках (рис. В.3). В случае фрагментации ядер с дефицитом нейтронов практически полностью восстанавливается кинематика фрагментации. Пространственное разрешение ядерной эмульсии БР-2 имеет рекордную величину - 0.5 мкм, а ее чувствительность простирается от наиболее высокозарядных релятивистских ионов вплоть до релятивистских однозарядных частиц. Эти возможности можно интуитивно оценить по фотографии, на которой совмещены снимок взаимодействия релятивистского ядра серы в эмульсии и микрофотография человеческого волоса (рис. В.4). Оба снимка получены в одинаковых условиях с помощью микроскопа и цифровой фотокамеры. Можно утверждать, что эмульсия дает наилучшую макроскопическую проекцию реального события, произошедшего в масштабе микромира. Точность реконструкции вершины позволяет избавиться от вторичных взаимодействий, так как толщина вещества до начала наблюдения отдельных треков в таком детекторе не превышает нескольких мг/см².

Ограничение на анализируемую статистику компенсируется недоступностью для полного наблюдения состава фрагментных струй в других методах. Содержание в ядерной эмульсии в близких концентрациях тяжелых ядер Ag и Br, группы легких ядер C, N и O и водорода оказывается полезным при сравнении периферических взаимодействий различных типов. В одинаковых условиях можно наблюдать как развал ядра электромагнитным полем тяжелого ядра мишени, т. е. без перекрытия плотностей сталкивающихся ядер, так и в столкновениях с протонами мишени. Детальный состав вещества ядерной эмульсии приведен в п. 5 Приложения II.

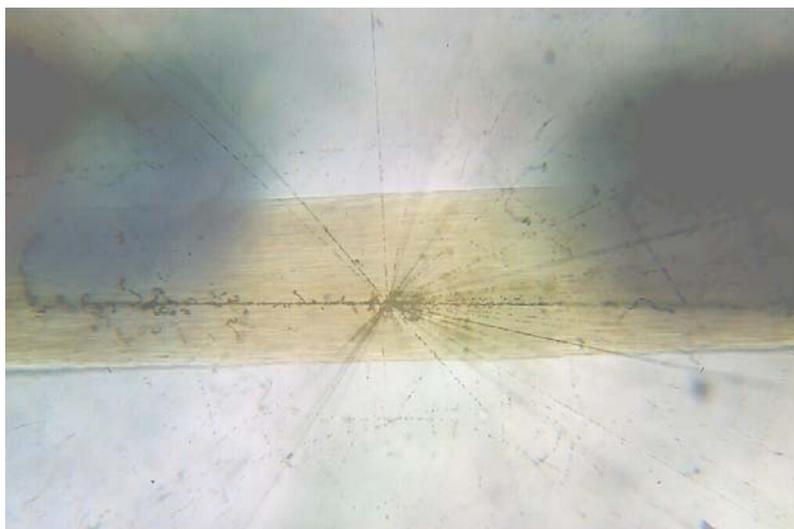


Рис. В.4. Совмещенные микрофотографии взаимодействия релятивистского ядра ^{32}S и волоса полученные с помощью микроскопа МБИ-9 при 60-кратном увеличении и цифровой фотокамеры NIKON

Взаимодействия релятивистских ядер, являющиеся объектом настоящего исследования, начали изучаться методом ядерной эмульсии еще в период возникновения физики космических лучей в 40-х годах. С начала 70-х по середину 90-х гг. на ускорителях ОИЯИ, ЛБЛ (Беркли), БНЛ (Брукхейвен) и ЦЕРН были получены обзорные сведения о соударениях от легчайших ядер до ядер урана. Особое внимание уделялось взаимодействиям ядер с наибольшей множественностью вторичных частиц. Их трудоемкий анализ мотивировался поиском экзотических ядерных состояний в условиях наибольшей концентрации энергии и плотности материи. Это и внутриядерный каскад, и ударные волны в ядерной материи и, в наибольшей степени, кварк-глюонная плазма.

Несколько процентов среди наблюдавшихся взаимодействий составили события диссоциации ядер в струи легких и легчайших ядер с суммарным зарядом, как и у начального ядра. Наиболее периферические из них не сопровождались образованием фрагментов мишени и мезонов. Последний класс взаимодействий, определенный как «когерентная диссоциация ядер», является предметом настоящего исследования. В принципе, генерация ансамблей фрагментов может протекать не только в непрерывном спектре, но и через возбужденные состояния, расположенные над порогами связи. Это предположение требует проверок на примерах легких ядер, в том числе радиоактивных, для которых возможна более отчетливая интерпретация.

Стопки слоев ядерных эмульсий остаются эффективным, гибким и недорогим средством поисковых исследований. Эмульсионный метод позволяет не только единообразно изучать структуру фрагментации, но и обнаружить новые явления в физике кластеров. Согласно наблюдениям в ядерной эмульсии, степень когерентной диссоциации может достигать полного развала на легкие и легчайшие ядра и нуклоны как для легких ядер O, Ne, Mg и Si, так и тяжелых ядер Au, Pb и U. Ультрапериферические столкновения с диссоциацией ядер могут привести к появлению в конечном состоянии многочастичных комбинаций легчайших ядер с кинематическими характеристиками относительного движения, которые представляют ядерно-астрофизический интерес и которые трудно сформировать в каких-либо других лабораторных условиях. Подчеркнем соответствие между масштабом относительных энергий релятивистских фрагментов и диапазоном температур важнейших процессов нуклеосинтеза.

Это явление может служить источником кластерных систем беспрецедентной сложности. Данные о нем носят фрагментарный характер, а интерпретация не предложена. В основе динамики диссоциации тяжелых ядер лежат закономерности, устанавливаемые для легких ядер. Легкие ядра являются источниками для генерации базовых конфигураций нуклонных кластеров и нуклонов. Несмотря на то, что возможности релятивистского подхода к изучению ядерной структуры были осознаны достаточно давно, электронные эксперименты не смогли приблизиться к детальности наблюдения ансамблей релятивистских фрагментов, обеспечиваемой ядерной эмульсией. Продолжающаяся пауза в этом отношении ведет к предложению очередного применения ядерной эмульсии на впервые формируемых пучках ядер на нуклотроне ОИЯИ.

В.2. Развитие проекта БЕККЕРЕЛЬ

С 2002 г. Сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ [8] осуществляется облучение ядерных эмульсий на вновь формируемых пучках нуклотрона ОИЯИ, включая вторичные пучки радиоактивных ядер [9] (рис. В.5). В Сотрудничестве объединены группы, обладающие просмотрными и измерительными микроскопами, а также оборудованием для обработки ядерной эмульсии. Экспериментальная программа Сотрудничества ориентирована на создание систематических представлений о картине фрагментации стабильных и радиоактивных ядер в периферических взаимодействиях, как обеспечивающих наиболее полное наблюдение ядерных фрагментов. Метод ядерной эмульсии обеспечивает уникальную по полноте наблюдаемость множественных систем фрагментов, образующихся при диссоциации релятивистских ядер. При кинематическом анализе событий используется факт приблизительного сохранения релятивистскими фрагментами начального импульса на нуклон, чтобы компенсировать отсутствие импульсных измерений. Решающее значение имеет рекордное пространственное разрешение метода ядерной эмульсии. Наиболее ценные события когерентной диссоциации ядер в узкие струи легких и легчайших ядер с суммарным зарядом как у начального ядра, протекающие без образования фрагментов ядер мишени и мезонов, (так называемые “белые” звезды) составляют несколько процентов среди наблюдаемых взаимодействий. Данные об этом явлении носят фрагментарный характер, а интерпретация не предложена. Цель проекта состоит в единообразном изучении когерентной диссоциации целого семейства легких ядер, в ансамбли нуклонных кластеров, включая их зарядовую топологию, изотопный состав и кинематические характеристики.

Благодаря рекордному диапазону чувствительности и пространственному разрешению, составляющему 0.5 мкм, метод ядерной эмульсии обеспечивает доступ к уникальной информации о кластерных возбуждениях легких ядер вблизи порогов диссоциации при фрагментации релятивистских ядер [7-9]. Структура кластерных состояний нескольких легких ядер исследовалась единообразно и достаточно детально при релятивистской фрагментации в ядерной эмульсии [10-15]. Уникальные возможности этого метода в идентификации релятивистских фрагментов позволили Сотрудничеству исследовать кластеризацию целого семейства легких изотопов - ${}^6,7\text{Li}$, ${}^7,9\text{Be}$ и ${}^8,10,11\text{B}$ [16-27]. Ядерная эмульсия сохраняет исключительное положение в отношении проблем нуклонной кластеризации в релятивистской фрагментации, поскольку другие методы не могут приблизиться к подобным наблюдениям. Этот экспериментальный метод позволяет не только решать актуальные проблемы ядерной структуры релятивистской фрагментации, но и обнаружить новые явления в физике релятивистских кластерных систем. В особой степени эти утверждения справедливы для ядер с протонным избытком.

Для определения повестки проекта БЕККЕРЕЛЬ-D суммируем основные выводы исследований 2003-10 гг. В периферической диссоциации ядер ${}^9\text{Be}$ по 2α -частичному каналу обнаружено доминирование основного и первого возбужденного состояний ядра ${}^8\text{Be}$, проявляющихся с близкими вероятностями. Впервые установлено, что при диссоциации ядра ${}^{14}\text{N}$ по лидирующему 3α -частичному каналу основная часть конечных состояний соответствует области кластерных возбуждений ядра ${}^{12}\text{C}$. В когерентной диссоциации релятивистских изотопов ${}^{10,11}\text{B}$ обнаружено лидирование зарядовой топологии фрагментов $2\text{He} + \text{H}$, для которой установлено проявление d и t типов кластеризации. Впервые установлена лидирующая роль ${}^3\text{He}$ типа кластеризация в релятивистской диссоциации ядер ${}^7\text{Be}$. Впервые изучена когерентная диссоциация релятивистского ядра ${}^8\text{B}$, обнаружено лидирование канала ${}^7\text{Be} + \text{p}$ и определены условия электромагнитной диссоциации. Впервые изучена когерентная диссоциация релятивистского ядра ${}^9\text{C}$, в которой идентифицировано образование кластерного состояния $3{}^3\text{He}$.

Этапы в развитии проекта оказались тесно связанными с возможностями, возникавшими с развитием нуклотрона ОИЯИ в 2000-е годы. В завершающий период работы синхрофазотрона ОИЯИ (1999 г.) был получен первый опыт анализа облучения во вторичном пучке смеси ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ [7]. В 2002 г. сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ была выдвинута программа облучений ядерной эмульсии, целью которой стало систематическое изучение картины периферической фрагментации легких ядер. Вывод пучка на нуклотроне ОИЯИ (2002 г.) позволил выполнить облучение ядрами ${}^{10}\text{B}$. В диссоциации ${}^{10}\text{B}$ была установлена кластеризация $2\alpha + \text{d}$, что мотивировало облучения ядрами ${}^{14}\text{N}$ для изучения кластеризации $3\alpha + \text{d}$, а также ядрами ${}^{11}\text{B}$ для изучения кластеризации $2\alpha + \text{t}$. Интерес к ядру ${}^{11}\text{B}$ ускорил анализ кластеризации $\alpha + \text{t}$ в предшествующем облучении ядрами ${}^7\text{Li}$ на синхрофазотроне ОИЯИ. Для развития представлений о кластеризации на основе ${}^3\text{He}$ выполнено облучение во вторичном пучке ядер ${}^7\text{Be}$, сформированном в реакциях перезарядки первичных ядер ${}^7\text{Li}$ (2004-5 гг.). Ускорение ядер ${}^{10}\text{B}$

позволило создать вторичные пучки изотопов ^9Be и ^8B в оптимальных условиях для облучения и анализа. Итоги перечисленных облучений дали основания для облучений в пучках изотопов $^9,^{10}\text{C}$, ^{12}N , формируемых во фрагментации или перезарядке первичных ядер ^{12}C (2005-6 гг.).

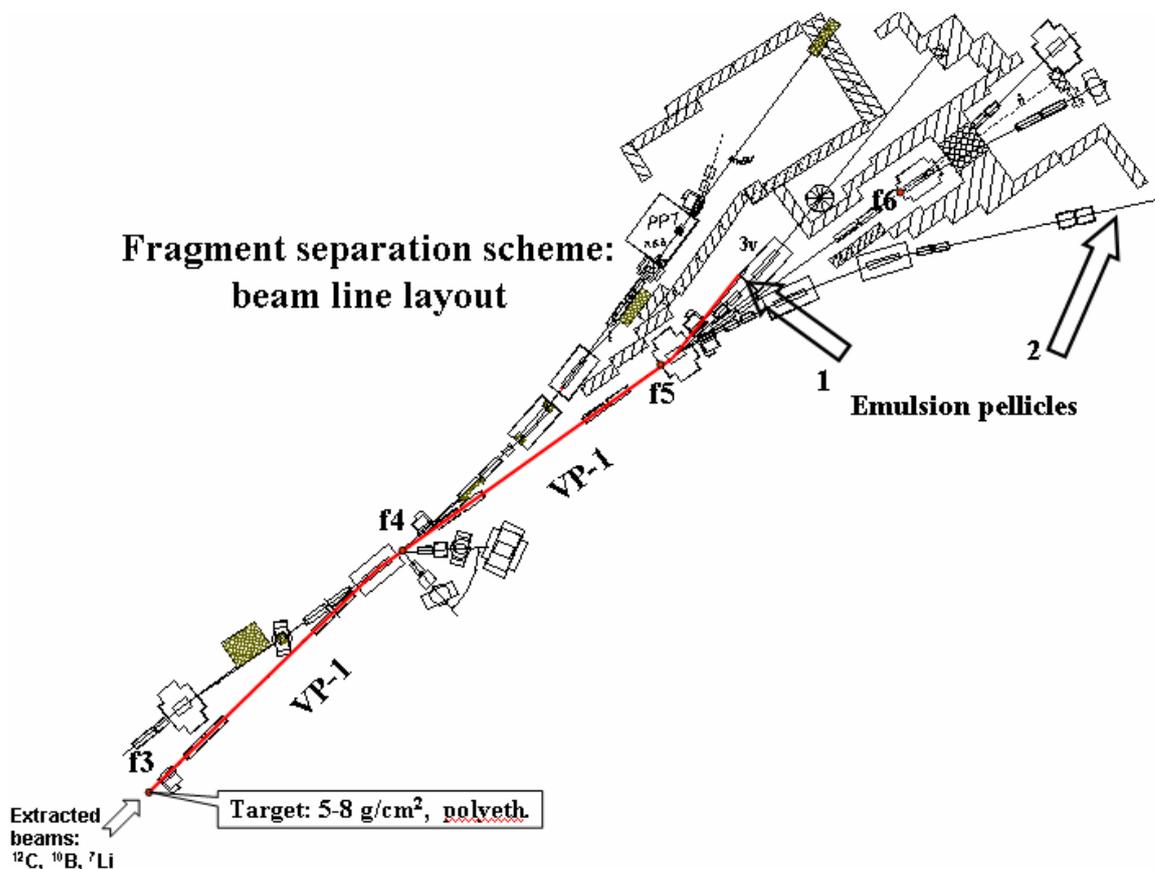


Рис. В.5. Каналы выведенных пучков нуклотрона ОИЯИ; стрелками указаны ответвления 1 (канал 3v) и 2 (канал 4v), использованные при облучении эмульсии [39]

В. 3. Физическая программа проекта БЕККЕРЕЛЬ-D

Продолжение проекта БЕККЕРЕЛЬ-D на 2012-14 гг. посвящено обзорному исследованию фрагментации в ядерной эмульсии релятивистских ядер ^9C [28], ^{10}C и ^{12}N [29], облучение которыми уже выполнено в предшествующей фазе проекта. Оно является развитием работ Сотрудничества по кластерной структуре ядер $^{7,9}\text{Be}$ и $^{8,10,11}\text{B}$. Будут продолжены исследования кластерных степеней свободы в ядрах ^7Be и $^{8,10,11}\text{B}$ на новом уровне статистики и детальности описания. Уже облученная эмульсия позволит исследовать ядерно-молекулярную структуру несвязанных ядер ^6Be , ^7B , ^8C и ^{11}N , которые образуются в реакциях фрагментации ядер ^7Be , ^8B , ^9C и ^{12}N со срывом нейтронов (рис. В.6).

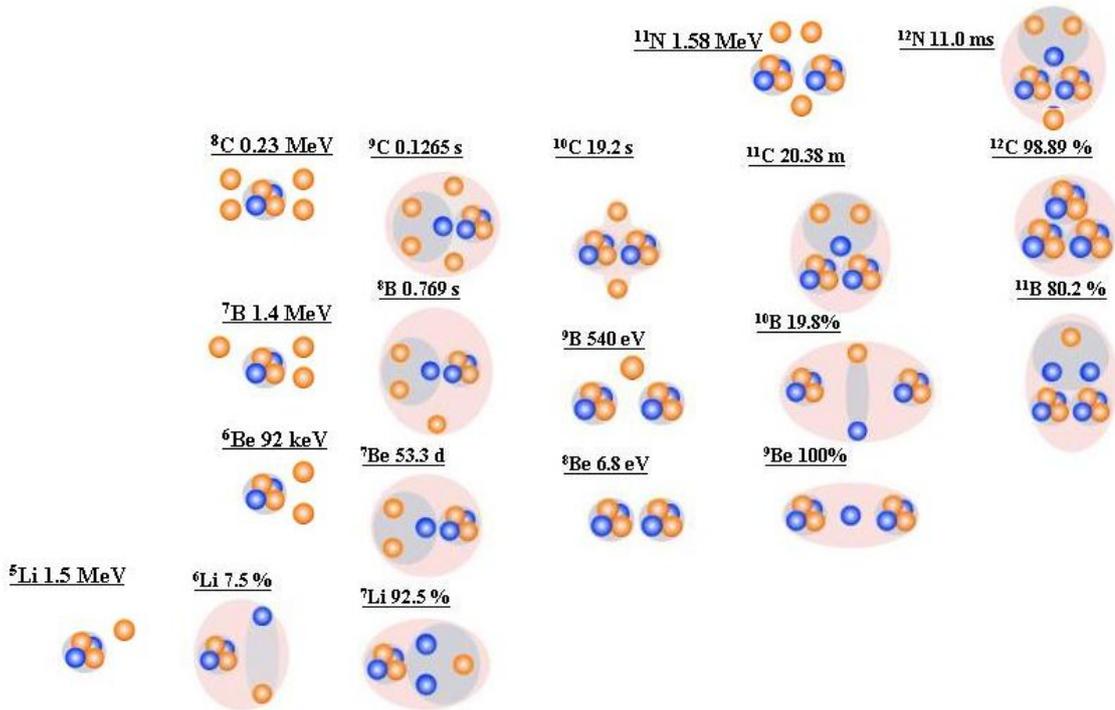


Рис. В.6. Диаграмма кластерных степеней свободы в связанных ядрах и ядерных резонансах за границей протонной стабильности

При накоплении статистики взаимодействий ядра ${}^9\text{C}$ в эмульсии было необходимо преодолеть две практические проблемы. Во-первых, это доминирование в сформированном пучке ядер ${}^3\text{He}$, имеющих ту же магнитную жесткость, как и ${}^9\text{C}$. Отношение интенсивностей ядер с зарядами $Z_{\text{пр}} = 6$ и 2 оказалось равным примерно $1 : 10$. Вклад близких по магнитной жесткости изотопов ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^{12}\text{N}$ оказался незначительным. В данном облучении было важно избежать избыточного облучения эмульсии ядрами ${}^3\text{He}$. Этот фактор резко усложняет сканирование и ограничивает 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. Во-вторых, было необходимо 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 позволяет решить и эту проблему. Таким образом, решение методических и физических задач оказывается тесно связанным.

При исследовании ядра ${}^9\text{C}$ обнаружено, что 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, имеющими низкие пороги. Это наблюдение указывает на значительный вклад компоненты $3{}^3\text{He}$ в основное состояния ядра ${}^9\text{C}$. Благодаря значительной вероятности канала ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$, обнаружена выделенная группа коррелированных пар, состоящих из ядер $2{}^3\text{He}$ с углами разлета до 10^{-2} рад. Это наблюдение указывает на возможность существования резонансного состояния - **дигелиона** - в системе $2{}^3\text{He}$ как аналога ядра ${}^8\text{Be}$ вблизи порога образования, что выдвигает проблему его поиска при энергии распада (142 ± 35) кэВ. Это наблюдение подтверждается и при анализе взаимодействий ядер ${}^8\text{B}$ со срывом нейтронов. Таким образом, ядерная эмульсия, облученная релятивистскими ядрами ${}^9\text{C}$, проявляет себя как источник поиска резонансов в системе $2{}^3\text{He}$, позволяющего сориентировать исследования в области, характерной для одного из ключевых процессов ядерной астрофизики. Эта важная находка заслуживает проверки и изучения на значительно большей статистике. Одним из ее технически более простых вариантов может оказаться события релятивистской диссоциации ${}^7\text{Be} \rightarrow 2{}^3\text{He} + n$ с выбиванием нейтрона и образованием фрагментов ядра мишени или мезонов. Родственная проблема - это поиск аналога несвязанного ядра ${}^9\text{B}$ в канале фрагментации ${}^8\text{B} \rightarrow 2{}^3\text{He} + p$.

Основные задачи продолжения проекта БЕККЕРЕЛЬ-D включают:

1. Исследование периферической фрагментации ядра ^{10}C на статистике 500 взаимодействий.
2. Исследование периферической фрагментации ядра ^{12}N на статистике 100 взаимодействий.
3. Поиск 2^3He -резонанса в периферической фрагментации ядер ^9C , ^8B , ^7Be на статистике 200 пар 2^3He .
4. Облучение ядерной эмульсии во вторичных пучках содержащих изотоп ^{11}C , формируемых с помощью реакций перезарядки ускоренных ядер.
5. Облучение ядерной эмульсии тяжелыми релятивистскими ядрами.

Кроме того, будут продолжены на новом уровне статистики:

1. Исследования 2α -частичных корреляций во фрагментации ядер $^{10,11}\text{B}$ на статистике 200 взаимодействий.
2. Исследования кластерных степеней свободы в ядрах ^{28}Si и ^{32}S на новом уровне статистики и детальности описания.

В.4. Возможности метода ядерной эмульсии

К настоящему времени на нуклотроне ОИЯИ стопки ядерной эмульсии облучены релятивистскими изотопами $^{7,9}\text{Be}$, $^{8,10,11}\text{B}$, $^{9,10}\text{C}$, $^{12,14}\text{N}$, что позволяет создать целостную картину кластеризации нуклонов при диссоциации этих ядер. Возникли предпосылки для сравнения с результатами облучений ядрами ^{12}C , ^{16}O и $^{6,7}\text{Li}$, выполненными на синхрофазотроне ОИЯИ 70 - 90-е годы, позволившими установить типы кластеризации 3α , 4α , $\alpha + d$ и $\alpha + t$. Представим принятые подходы к анализу взаимодействий релятивистских ядер в эмульсии и принципиальные экспериментальные результаты по периферической диссоциации легких стабильных ядер. Их комбинированное использование стало основой для формулирования предложения эксперимента БЕККЕРЕЛЬ в направлении исследования радиоактивных ядер. Обсуждаемые далее наблюдения, выполненные с помощью ядерной эмульсии, были проведены уже достаточно давно. Однако из-за трудностей принципиального характера они так и не были повторены с помощью электронных методов. В этом отношении ядерная эмульсия сохраняет исключительное положение, так как другие существующие методики пока не могут приблизиться к подобным наблюдениям. Рассмотрим особенности применения ядерной эмульсии в нашем исследовании.

Соотношение каналов с различным составом заряженных фрагментов (зарядовая топология) является центральной характеристикой периферических взаимодействий релятивистских ядер. При энергии налетающего ядра 1А ГэВ достигается режим предельной фрагментации ядер, что соответствует неизменности изотопического состава фрагментов при дальнейшем увеличении энергии соударения и изменении состава ядер мишени. Зарядовая топология когерентной диссоциации была исследована для ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si при энергиях в несколько ГэВ на нуклон. Эти результаты суммированы в работе [30].

Фрагментация ядер эмульсии характеризуется множественностью сильноионизирующих фрагментов, включая α -частицы, протоны с энергией ниже 26 МэВ и легкие ядра отдачи, - n_b (b-частицы), а также нерелятивистские протоны с энергией свыше 26 МэВ - n_g (g-частицы). Кроме того, реакции характеризуются множественностью заряженных мезонов n_s (s-частицы). Особый интерес представляют события, в которых отсутствуют следы фрагментов мишени и не наблюдаются мезоны ($n_b=0$, $n_g=0$, $n_s=0$). Они получили наименование «белых» звезд.

Диссоциация на протоне должна приводить к появлению его следа, т. е. $n_b=0$, $n_g=1$. Присутствие в вершине следов сильноионизирующих частиц ($n_b>0$) или следов релятивистских частиц вне конуса фрагментации ($n_s>0$) указывает на то, что взаимодействие произошло с перекрытием сталкивающихся ядер или же с ядрами СНО в случаях предельно коротких следов ядер отдачи. Из-за малости кулоновского поля легких ядер такие события могут служить основой для оценки вклада ядерных дифракционных взаимодействий в полное сечение. В принципе, в периферическом взаимодействии возможно взаимное возбуждение и одновременная фрагментация обоих сталкивающихся ядер.

События когерентной диссоциации, в которых отсутствуют фрагменты мишени и мезоны ($n_b = 0$, $n_g = 0$, $n_s = 0$), именуемые «белыми» звездами, интерпретируются наиболее ясно [9]. Образование «белых» звезд может протекать при ядерном дифракционном и электромагнитном взаимодействии на тяжелых ядрах мишени. Важным удобством при интерпретации событий такого типа является требование равенства заряда начального ядра и суммарного заряда фрагментов $Z_{pr} = \sum Z_{fr}$.

В эмульсии возможна идентификация релятивистских изотопов Н и Не через определение их полных импульсов [1-3,?]. Их оценки могут быть получены при измерении координат смещения следа в результате многократного рассеяния |D|. Среднее значение отклонения частицы $\langle |D| \rangle$ на ячейках длиной t связано с величиной $r\beta c$ выражением:

$$P\beta c = \frac{Z_f K t^{3/2}}{573D} \quad (6)$$

где Z_{fr} – заряд, P – импульс, βc – скорость частицы, K – постоянная рассеяния.

Разделение релятивистских изотопов Н и Не возможно, поскольку фрагменты ядра-снаряда практически сохраняют первичный импульс на нуклон p_0 (или скорость β_0) с точностью несколько процентов. Тогда массовое число фрагмента определяется как

$$A_{fr} \approx P_{fr} \beta_{fr} c / (P_0 \beta_0 c) \quad (7)$$

Благодаря своеобразному квантованию полных импульсов фрагментов идентификация становится уникальной по детальности, что оправдывает использование трудоемкой процедуры определения |D|. К сожалению, из-за технических проблем с используемыми слоями эмульсии и ограничений, связанных с угловым разбросом следов фрагментов, такие измерения оказывается возможным полностью осуществить только в ограниченном числе событий. Конечно, эти проблемы усугубляются с ростом множественности фрагментов. Для достижения требуемой точности определения $r\beta c$ необходимо измерить смещения по координате следа в направлениях перпендикулярных движению частицы в более чем 100 точках. Идентификация становится уникальной по детальности, что оправдывает использование этой трудоемкой процедуры. Особенный интерес представляют «белые» звезды, в которых сохраняется и число нуклонов $A_{pr} = \sum A_{fr}$.

Первичное сравнение результатов при разных значениях начального импульса на нуклон P_0 проводят по величинам поперечных импульсов фрагментов P_T . Измерения угла θ позволяют вычислить значения поперечных импульсов P_T согласно приближению $P_T \approx A_{fr} P_0 \sin \theta$. 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 импульсам P_T^* в с. ц. м. системы фрагментов. Величина азимутального угла $\psi_{2\alpha}$ между векторами поперечных импульсов характеризует корреляцию в паре α -частиц. Рассмотрение 2-частичных корреляций между частицами позволяет осуществить выбор между модельными подходами, которые приводят к описанию одночастичных распределений. Энергия возбуждения системы фрагментов может быть приближенно определена как $Q = M^* - M$, где M – масса основного состояния ядра, соответствующего заряду и весу анализируемой системы, M^* – инвариантная масса системы фрагментов $M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum (P_i \cdot P_k)$, $P_{i,k}$ – 4-импульсы фрагментов i и k, определяемые в уже описанных приближениях.

В начале 70-х годов на синхрофазотроне ОИЯИ был впервые получен пучок ядер ^{12}C с энергией 3.65А ГэВ и выполнены облучения эмульсионных стопок. Наблюдались события когерентной диссоциации («белые» звезды), среди которых единственным вариантом топологии оказалась тройка двухзарядных следов 3α . В данном случае процесс $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, являющийся классическим кластерным развалом, надежно наблюдается в релятивистской кинематике. Ключевым стал вывод о наблюдении релятивистских распадов $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, указавший на возможности изучения в ядерной эмульсии систем α -кластеров, начиная с минимальной относительной энергии. Изучение «белых» звезд $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ на высоком уровне статистики (641 «белая» звезда) продемонстрировало принципиальную возможность исследования эмульсионным методом процессов, имеющих сечения $10^{-2} - 10^{-3}$ от неупругого сечения. Решающими факторами оказываются: ориентация на ускоренный поиск событий требуемого канала, толщина мишени и эффективность наблюдения.

Прогресс в развитии синхрофазотрона как источника релятивистских ядер, достигнутый в 80-е годы, позволил выполнить облучения эмульсионных стопок в пучках ядер ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si и

³²S. Основная особенность – доминирование «белых» звезд статистике периферических взаимодействий, что позволяет выделить их в класс взаимодействий, имеющий перспективы детального исследования. Присутствуют все каналы - от отделения одиночных фрагментов $Z_{fr} = 1$ и 2 от «холодного остатка» первичного ядра до его полного разрушения на легчайшие ядра. В образовании $N\alpha$ -частичных ансамблей, имеющих узкое распределение по скоростям в с. ц. м., может проявиться ядерное состояние аналогичное разреженному конденсату Бозе-Эйнштейна (БЕС). На статистике 4100 взаимодействий ядер ^{22}Ne среди событий $^{22}\text{Ne} \rightarrow 5\alpha$ обнаружены две «белые» звезды с весьма малыми $Q = Q/4N_\alpha$ Q равными 400 и 600 кэВ на нуклон. Детектирование таких «холодных» 5α -состояний является аргументом в пользу поисков α -кластерных БЕС состояний методом релятивистской фрагментации и мотивацией для исследования более легких $N\alpha$ -систем как элементов этого квантового состояния.

Пределная ограниченность статистики «белых» звезд и нарастающие сложности измерений, казалось, вели к выводу, что эмульсионный метод себя исчерпал. Однако, вновь полученные данные по взаимодействиям релятивистских ядер ^6Li в ядерной эмульсии способствовали очередному осознанию его возможностей для решения задач кластерной структуры. При продвижении к более тяжелым ядрам группа кластерных ядер оказалась как бы забытой, поскольку не инициировала яркие события с множеством следов. Тем не менее, именно для этих ядер удалось найти физические эффекты, связанные с изменениями в только формирующейся ядерной структуре. Поэтому эта группа ядер заслуживает систематических исследований методом релятивистской фрагментации в эмульсии.

Рассмотрим проявление в релятивистской фрагментации кластерной структуры ядер ^6Li и ^7Li . Ядро ^6Li обладает ярко выраженной кластерной структурой. Свойства его основного состояния – спин, магнитный момент – определяются слабой связью $\alpha + d$. Ядро ^6Li является единственным среди стабильных ядер, за исключением дейтрона, относящимся к экзотическим ядрам, которые характеризуются усиленными сечениями взаимодействия и узкими импульсными распределениями фрагментов из-за увеличенных размеров и слабой связи нуклонов. Особенностью изотопного состава фрагментов ядра ^6Li стал большой выход дейтронов, практически равный выходу протонов. Установлено, что в когерентной диссоциации релятивистского ядра ^6Li лидирует кластерная система $\alpha + d$. Развитие проекта БЕККЕРЕЛЬ сделало актуальным вопрос о тритоне как кластерном элементе в структуре легких ядер, решенном при анализе «белых» звезд $^7\text{Li} \rightarrow \text{He} + \text{H}$. Новые данные стимулировали теоретический анализ вкладов в сечение ядерной дифракционной диссоциации и электромагнитных взаимодействий на смеси ядер состава эмульсии. Первый тип взаимодействия охватывает диапазон по переданному поперечному импульсу $50 < P_T < 400$ МэВ/с, а второй, существенно более узкий с $P_T < 50$ МэВ/с.

Глава I. Основные физические результаты по проекту БЕККЕРЕЛЬ

I.1 Первые облучения ядерной эмульсии ядрами ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$ и ${}^{10,11}\text{Be}$

На синхрофазотроне был получен опыт облучения ядерной эмульсии в смешанном пучке ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ [30], сформированном при перезарядке и фрагментации первичных ядер ${}^6\text{Li}$. Получено указание на узкое распределение по P_T^a для диссоциации ${}^6\text{He}$, в котором проявляется структурная особенность этого ядра – нейтронное гало. Оценка вклада когерентного взаимодействия в сечение диссоциации составляет не менее 20%. Представлено попутное исследование взаимодействий ядер ${}^3\text{H}$ и зарядово-обменного процесса ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$, ставшее возможным из-за доминирующего вклада в состав пучка ядер ${}^3\text{H}$.

Таблица I.1. Распределение числа взаимодействий ${}^7\text{Be}$ с суммой зарядов фрагментов $\sum Z_{fr} = 4$ по идентифицированным каналам фрагментации; приведена статистика когерентных ($n_h = 0$) и некогерентных событий ($n_h > 0$).

Канал	${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$	${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$	${}^4\text{He} + 2p$	${}^4\text{He} + d + p$	${}^3\text{He} + 2p$	${}^3\text{He} + d + p$	${}^3\text{He} + 2d$	${}^3\text{He} + t + p$	$3p + d$	$2d + 2p$	${}^6\text{Li} + p$
$n_h = 0$	30	11	13	10	9	8	1	1	2	-	9
$n_h > 0$	11	7	9	5	9	10	-	-	1	-	3

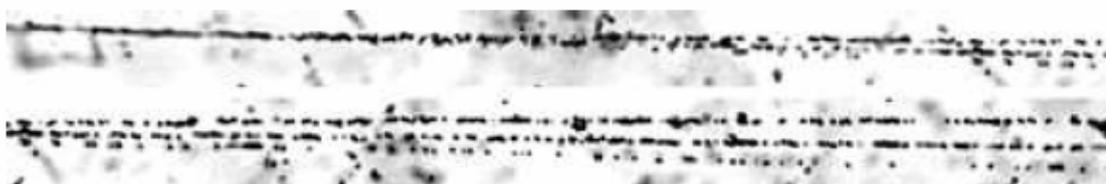


Рис. I.1. Диссоциация ядра ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ при энергии 1А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии.

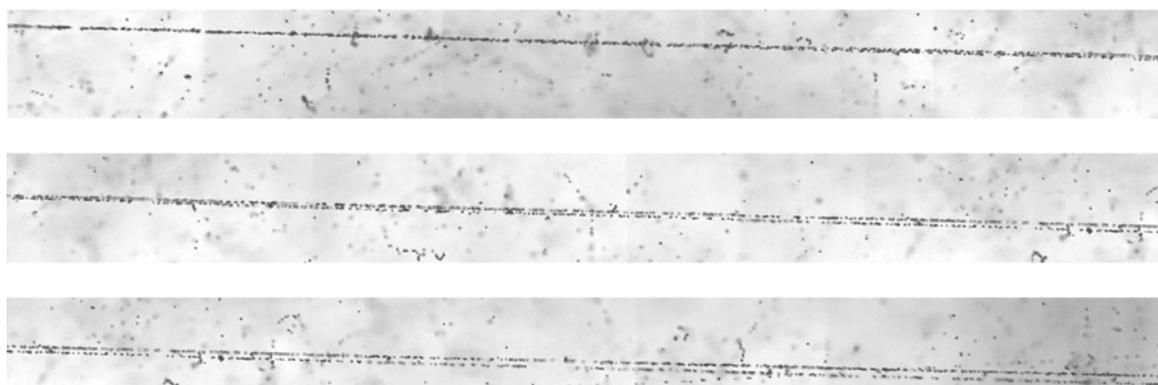


Рис. I.2. Диссоциация ядра ${}^{10}\text{B} \rightarrow \text{Li} + \text{He}$ при энергии 1А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии.

Следующим шагом стало исследование периферических взаимодействий релятивистских ядер ${}^7\text{Be}$, пучок которых был получен в реакции перезарядки ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be}$. В табл. I.1 приведены числа событий, зарегистрированных в различных каналах фрагментации ядер ${}^7\text{Be}$. Примерно в 50% случаев реакция происходит без испускания нейтронов $\sum A_{fr} = 7$. Отчетливо прослеживается тенденция снижения статистики с ростом массового порога образования кластеров. Относительное содержание ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ фрагментов составляет 70 и 30 %. Доминирует канал ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ (порог 1.6 МэВ), по 10 % составляют каналы ${}^4\text{He} + d + p$ (6.9 МэВ) и ${}^6\text{Li} + p$ (5.6 МэВ), связанные с расщеплением кластера ${}^3\text{He}$. Таким образом, диссоциация релятивистских ядер ${}^7\text{Be}$ определяется кластерной конфигурацией ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$. В низких энергетических порогах

диссоциации на кластеры проявляются слабые связи $\alpha + t$ и $\alpha + h$. В свою очередь зеркальные ядра ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ они оказываются подходящими основами (сердцевинами, корами) при построении ближайших ядер путем присоединения α -кластеров и нуклонов.

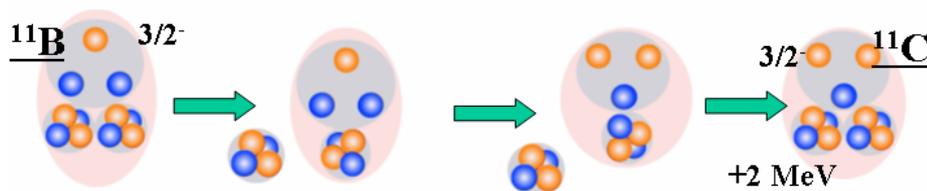


Рис. 1.3. Диаграмма перезарядки ${}^{11}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{C}$

Кластеризация $\alpha + d$ ядра ${}^6\text{Li}$ была продемонстрирована с замечательной степенью детальности [19]. Эти результаты привели к идее об изучении кластеризации $2\alpha + d$ в ближайшем нечетно-нечетном ядре ${}^{10}\text{B}$. Радиус этого ядра не позволяет отнести его к числу экзотических ядер, а величина его спина соответствует оболочечной модели. Пороги отделения нуклонов и легчайших ядер для ${}^{10}\text{B}$ расположены достаточно близко: ${}^6\text{Li} + \alpha - 4.5$ МэВ, ${}^8\text{Be} + d - 6.0$ МэВ, ${}^9\text{Be} + p - 6.6$ МэВ. Выявление роли дейтрона как кластера вряд ли может быть проведено по спектрам релятивистских дейтронов от всех неупругих взаимодействий, поскольку вклад от фрагментации α -кластеров возрастает. Более подходящим для решения этой задачи становится ориентация анализа на «белые звезды», рожденные в диссоциации ядер ${}^{10}\text{B}$ на ядрах эмульсии. В одном из первых сеансов работы с выведенным пучком на нуклотроне ОИЯИ был сформирован пучок ядер ${}^{10}\text{B}$ с энергией 1А ГэВ и выполнено облучение эмульсионной стопки. Изучены особенности периферической фрагментации ядра ${}^{10}\text{B}$ [8,9]. В 65% периферических взаимодействий распад ядра ${}^{10}\text{B}$ происходит на две частицы с зарядом $Z_{\text{фр}} = 2$ и одну частицу с зарядом $Z_{\text{фр}} = 1$ (рис. 1.1), из них в 40% случаев однозарядной частицей является дейтрон. В 10% событий содержатся одновременно фрагменты Li и He (рис. 1.2), что также можно рассматривать как корреляцию $\alpha + d$. Всего в 2% событий содержатся фрагменты с зарядами, равными $Z_{\text{фр}} = 4$ и 1 (ядро ${}^9\text{Be}$ и протон). Канал фрагментации $\text{He} + 3\text{H}$ (развал одного из α -кластеров), составляет 15%. Соотношение событий в каналах $2\text{He} + d$ и $2\text{He} + p$ примерно равно, что аналогично фрагментации ядра ${}^6\text{Li}$ и указывает на обильный выход дейтронов.

Изучение периферических взаимодействий релятивистских ядер ${}^7\text{Li}$ в ядерной эмульсии дает основание исследовать вопрос о включении тритонов в качестве кластеров при множественной фрагментации более тяжелых ядер, прежде всего в следующем нечетно-четном ядре ${}^{11}\text{B}$. Эксперимент по фрагментации ядра ${}^{11}\text{B}$ [23] нацелен на то, чтобы выявить относительную роль каналов с наиболее низкими порогами отделения фрагментов, а именно, ${}^7\text{Li} + \alpha$ (8.7 МэВ), $2\alpha + t$ (11.2 МэВ) и ${}^{10}\text{Be} + p$ (11.2 МэВ). Для периферической фрагментации ядра ${}^{11}\text{B}$ установлено лидирование канала $2\text{He} + \text{H}$, как и в случае ядра ${}^{10}\text{B}$. Большая доля тритонов в «белых» звездах говорит в пользу его существования в качестве кластера в ${}^{11}\text{B}$.

Было обнаружено 10 событий ${}^{11}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{C}^*$ с развалом на два фрагмента с зарядами $Z_{\text{фр}} = 4$ и $Z_{\text{фр}} = 2$. Механизмом этого процесса может служить перезарядка основы в виде кластера ${}^7\text{Li}$ в ${}^7\text{Be}$. Ядро ${}^{11}\text{C}$ является зеркальным для ${}^{11}\text{B}$ и имеет весьма схожую структуру возбуждений. Настоящее исследование создает основу для изучения релятивистской диссоциации ядра ${}^{11}\text{C}$ в каналах с низкими порогами отделения нуклонных кластеров - ${}^7\text{Be} + \alpha$ (7.6 МэВ), ${}^{10}\text{B} + p$ (8.7 МэВ) и ${}^3\text{He} + 2\alpha$ (9.2 МэВ). В этом случае ядро ${}^3\text{He}$ может являться кластером, аналогичным тритону в ядре ${}^{11}\text{B}$. В событиях наиболее периферической диссоциации можно будет сравнить с ядром ${}^{11}\text{B}$ влияние кулоновского барьера на картину диссоциации ядра ${}^{11}\text{C}$. Ранее лидирующая роль ядра ${}^3\text{He}$ уже была установлена в релятивистской диссоциации ядра ${}^7\text{Be}$, являющегося зеркальным для ядра ${}^7\text{Li}$. В этой связи, переход к исследованию ядра ${}^{11}\text{C}$ методом ядерных эмульсий представляется столь же последовательным шагом, как и переход от ядра ${}^7\text{Li}$ к ${}^{11}\text{B}$. Фундаментальный интерес представляет поиск проявления эффектов зависимости от заряда родительского ядра при образовании «белых» звезд релятивистскими ядрами ${}^{11}\text{B}$ и ${}^{11}\text{C}$. Такой анализ может быть осуществлен путем сравнения распределений по заселенности схожих каналов, их кинематическим характеристикам. Ядерные дифракционные процессы должны вести к сходству распределений, а электромагнитные взаимодействия могут вести к их различию в важных деталях.

Представленные наблюдения заслуживают более детального изучения на существенно большей статистике событий диссоциации ядер ^{11}B и ^{11}C . В последнем случае возникает необходимость специального облучения эмульсии во вторичном пучке, наилучшим вариантом формирования которого является отбор продуктов перезарядки $^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C}$ (рис. I.3).

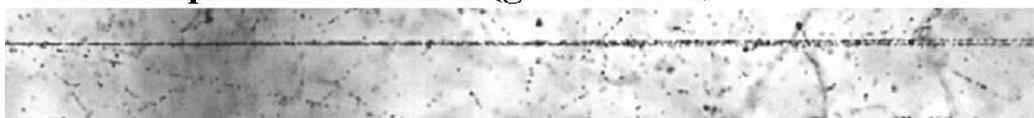
I.2 Исследование 2α -частичной фрагментации ядра ^9Be

Ядро ^9Be относится к классу ядер с бороминовской структурой, т. е. к ядрам, в которых удаление одного из кластеров ведет к несвязанному состоянию. Ядро ^9Be может быть представлено в виде системы нейтрона в состоянии $p_{3/2}$ и кора ^8Be в состояниях 0^+ (g. s.) и 2^+ с порогами отделения нейтрона 1.67 и 4.71 МэВ, соответственно. Ядро ^9Be демонстрирует свойства слабосвязанной системы $2\alpha + n$, что делает его источником генерации α -частичных пар без комбинаторных усложнений. Важность исследования ^9Be не вызывает сомнения, однако на этом пути имеется объективное препятствие. Бериллий является токсичным элементом, что делает невозможным непосредственное ускорение ядер ^9Be . Поэтому облучение эмульсий было выполнено на нуклотроне ОИЯИ путем формирования вторичного пучка обогащенного ядрами ^9Be . Пучок релятивистских ядер ^9Be был получен в реакции фрагментации $^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{Be}$ [9,17]. Доля ядер ^9Be в пучке составила примерно $\frac{2}{3}$, а $\frac{1}{3}$ пришлось на изотопы He , Li . В результате ускоренного сканирования облученных слоев эмульсии найдено 362 события фрагментации ядра ^9Be с образованием двух α -частиц в переднем конусе фрагментации с углом раствора до 0.1 рад (примеры на рис. I.4). Особенностью распределения по углам разлета Θ для найденных пар α -частиц является наличие двух пиков (рис. I.5). Около 81% событий по величине угла разлета Θ образуют две примерно равные группы – это «узкие» α -пары в интервале $0 < \Theta_{n(\text{arrow})} < 10$ мрад и «широкие» - $15 < \Theta_{w(\text{ide})} < 45$ мрад. Присутствует небольшое число «промежуточных» α -пар $10.5 < \Theta_{m(\text{edium})} < 15$ мрад и более широких - $45 < \Theta_{v(\text{ery})w(\text{ide})} < 114$ мрад. Физический смысл распределения по углам разлета Θ проясняется в распределении инвариантной величины $Q_{2\alpha}$ (рис. I.6), характеризующей энергию возбуждения.

«белая» звезда



звезда с протоном отдачи (g -частицей)



звезда с тяжелым осколком (b -частицей)

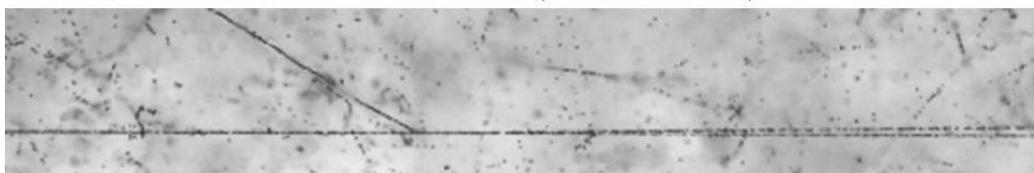


Рис. I.4. События фрагментации ядра ^9Be с образованием двух α -частиц в переднем конусе фрагментации

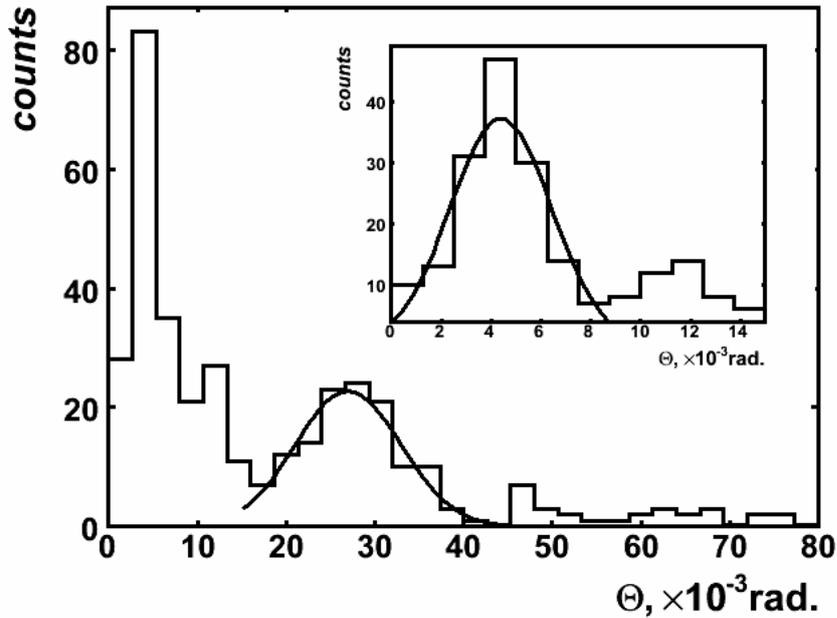


Рис. 1.5. Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по углу разлета Θ ; на вставке – увеличенное распределение событий в области $0 < \Theta_n < 10.5$ мрад

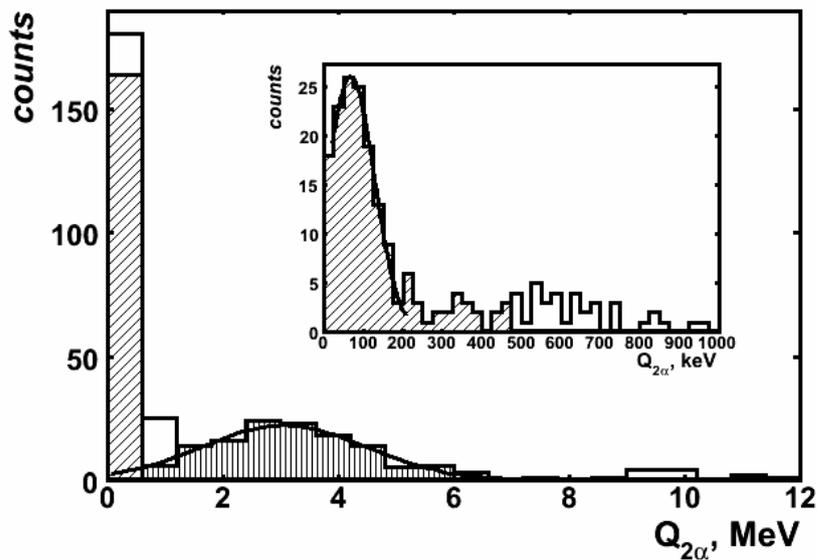


Рис. 1.6. Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине энергии $Q_{2\alpha}$ пары α -частиц, образующихся в реакции; наклонно заштрихованная гистограмма - события с углами разлета Θ_n ; вертикально заштрихованная гистограмма - события с углами разлета Θ_w ; на вставке – увеличенное распределение событий по $Q_{2\alpha}$ в области углов Θ_n ; сплошная гистограмма – суммарное распределение

Для (75 ± 10) % событий с узким углом разлета Θ_n в распределении по величине $Q_{2\alpha}$ характеризуется средним значением $\langle Q_{2\alpha} \rangle = 86 \pm 4$ кэВ со среднеквадратичным отклонением $\sigma(Q_{2\alpha}) = 48 \pm 2$ кэВ. Величина $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ совпадает с энергией распада основного состояния 0^+ ядра ${}^8\text{Be}$. Благодаря много меньшей ширине этого состояния, величина $\sigma(Q_{2\alpha})$ может служить оценкой разрешения. Для событий с широким углом разлета Θ_w получено значение $\langle Q_{2\alpha} \rangle = 3.1 \pm 0.1$ МэВ при $\sigma(Q_{2\alpha}) = 1.3 \pm 0.1$ МэВ. В этом случае $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ и $\sigma(Q_{2\alpha})$ соответствуют первому возбужденному состоянию 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$. В целом, можно сделать вывод, что 72% событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, протекают через промежуточные состояния 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$. Именно благодаря этому обстоятельству формируется двухпиковая структура в распределении углов разлета Θ , а для описания распределения α -частиц по углу вылета θ требуется два распределения Релея.

Классификация взаимодействий в канале ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по типу участвующего ядра-мишени

позволяет получить распределения суммарных поперечных импульсов P_{Tsum} пар α -частиц для когерентной диссоциации на ядрах групп AgBr ($n_h = 0$) и развале на ядрах H ($n_g = 1$). Приблизительно 80% взаимодействий на ядрах группы AgBr в канале ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ характеризуются параметром распределения Релея $\sigma_{\text{AgBr}}(P_{Tsum}) = (77 \pm 7)$ МэВ/с. Такое значение объяснимо в рамках обсуждаемой статистической модели. Величина P_{Tsum} может определяться поперечным импульсом, уносимым нейтроном. Наблюдаемое различие в форме распределений может свидетельствовать о разнице условий образования α -пар в реакциях на указанных группах ядер.

Следуя представлениям о ядре ${}^9\text{Be}$, как о кластерной систем $\alpha + n + \alpha$, можно заключить, что в основном состоянии этого ядра с 50%-ой вероятностью присутствует пара α -кластеров с угловым моментом равным $L = 2$ (или D-волны). Таким образом, в экспериментальных данных по соотношению состояний ${}^8\text{Be}$ проявляется спиновый аспект его α -кластерной структуры. Представленные данные можно рассматривать как доказательство того, что в структуре ядра ${}^9\text{Be}$ с высокой вероятностью имеется кор в виде двух состояний ядра ${}^8\text{Be}$ и внешнего нейтрона. Полученные результаты согласуются с теоретическими работами по описанию структуры ядра ${}^9\text{Be}$, предполагающими присутствие в его основном состоянии состояния 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ приблизительно с одинаковыми весами.

Эта находка выдвигает проблему исследования 2α -частичных корреляций во фрагментации ядер ${}^{10,11}\text{B}$ и ${}^{10}\text{C}$ с высокой статистической обеспеченностью, для выявления роли в их структуре состояния 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$.

I.3 Периферические взаимодействия ядер ${}^{14}\text{N}$

Нечетно-нечетное ядро ${}^{14}\text{N}$ [18] представляет интерес как промежуточное звено между кластерным ядром ${}^{12}\text{C}$ и дважды магическим ядром ${}^{16}\text{O}$. Изучение ядра ${}^{14}\text{N}$ позволяет расширить представления об эволюции усложняющейся кластерной структуры и разнообразных конфигураций легчайших ядер за пределами α -частичной кластеризации, например, ${}^3\text{He} + {}^6\text{He} + {}^4\text{He} + {}^1\text{H}$.

Таблица I.2 Распределение периферических взаимодействий N_{pf} ($n_s = 0$) ядер ${}^{14}\text{N}$ с импульсом 2.86А ГэВ/с по зарядовым каналам с $\sum Z_f = 7$, в том числе 61 «белая звезда» N_{ws} и 100 событий с фрагментами мишени N_{tf}

Канал	C + H	B + He	B + 2H	Be + He + H	Li + 4H	Li + He + 2H	2He + 3H	3He + H	He + 5H
N_{ws}	16	5	5	2	1	-	6	21	5
N_{tf}	24	4	3	5	2	3	21	35	3

Детальное исследование диссоциации релятивистских ядер ${}^{14}\text{N}$ важно и для различных применений. Будучи главным компонентом атмосферы Земли, ядра ${}^{14}\text{N}$ могут быть источником легких редкоземельных элементов Li, Be и B, а также дейтерия. Генерация этих элементов космическими частицами высоких энергий должна происходить в результате бомбардировки земной атмосферы за время ее существования. Поэтому выводы о кластерной структуре ${}^{14}\text{N}$, получаемые при наблюдении его фрагментации в обратной кинематике, могут иметь приложения для понимания распространенности легких изотопов. Потенциально пучки ядер ${}^{14}\text{N}$ могут применяться в радиационной терапии, что придает практический интерес получению сведений о кластерных особенностях фрагментации.

Отправная задача состояла в выявлении роли кластеризации внешних нуклонов в виде дейтрона. В процессе исследования выявилась яркая роль канала фрагментации ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$. Для анализа были отобраны события N_{pf} (табл. I.2), в которых суммарный заряд фрагментов $\sum Z_f$ равен заряду ядра-снаряда $Z_{pr} = 7$ и отсутствуют рожденные частицы ($n_s = 0$). Реализуются каналы, начиная с C + H до почти полного расщепления He + 5H. Основной вклад (77%) вносят каналы C + H, 3He + H и 2He + 3H. Доля событий C + H достаточно значительна – 25%. Доля событий B + He оказалась малой – всего 8 %. Лидирующую роль в статистике, как для «белых» звезд, так и для событий с образованием фрагментов мишени, занимает множественный канал ${}^{14}\text{N}$

→ 3He + H (35%). Идентификация фрагментов $Z_{fr} = 1$ и 2 для каналов $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ и $\text{C} + \text{H}$ привела к соотношению изотопов ^1H и $^2\text{H} \approx 17:7$, указывая на заметное снижение выхода дейтронов по сравнению со случаями ядер ^6Li и ^{10}B . Смена соотношения протонов и дейтронов для ядра ^{14}N представляет интерес как чувствительный тест релятивистской диссоциации к изменению энергии связи структурных элементов.

Детально изучена фрагментация $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{X}$ путем ускоренного поиска событий. В распределении по $Q_{2\alpha}$ пары α -частиц проявляется вклад распада ядра ^8Be из основного состояния 0^+ (рис. 8). Доля пар α -частиц, являющихся продуктами распада ^8Be в основном состоянии 0^+ , составляет - 25 - 30 %. Для оценки энергетического масштаба образования 3α -систем в канале $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{X}$ представлено распределение по инвариантной энергии возбуждения $Q_{3\alpha}$ относительно основного состояния ядра ^{12}C . Основная часть событий сконцентрирована в области $Q_{3\alpha}$ от порога до 14 МэВ, перекрывающей α -кластерные уровни ядра ^{12}C . Смягчение условий отбора для событий $3\text{He} + \text{H}$, при котором разрешено образование фрагментов мишени, не ведет к смещению пика 3α -возбуждений. Критерию $Q_{3\alpha} < 20$ МэВ удовлетворяют почти все «белые» звезды. Оценивая в целом представленные в этом параграфе результаты, отметим их соответствие исследованиям релятивистской фрагментации ядер $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$. Это обстоятельство указывает на универсальность заселения 3α -состояний.

Впервые для ядра ^{14}N были идентифицированы процессы релятивистской диссоциации $^{11}\text{C} + ^3\text{H}$, $^6\text{He} + ^4\text{He} + ^3\text{He} + \text{p}$, $^4\text{He} + 2\ ^3\text{He} + \text{d}$, для которых характерны глубокая перегруппировка α -частичной структуры этого ядра и преодоление высоких энергетических порогов. Кроме того, обнаружены процессы неупругой перезарядки $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + 2\text{H}$, $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He}$, $^{14}\text{N} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$. Несмотря на невозможность систематического представления данных по каналам фрагментации с полной идентификацией релятивистских фрагментов, стоит отметить образование среди «белых» звезд $A_{pr} = \sum A_{fr}$ необычных состояний, связанных с виртуальной перегруппировкой нуклонов над порогами 3α -частичных связей.

Впервые изучена детальная картина релятивистской диссоциации ядер ^{14}N в ядерной фотографической эмульсии, облученной на нуклотроне ОИЯИ. Уникальные возможности эмульсионного метода позволили систематически изучить зарядовую топологию, угловые распределения и изотопический состав релятивистских фрагментов ядер ^{14}N как в наиболее периферических взаимодействиях («белых» звездах), так и в событиях с образованием фрагментов ядер мишени и мезонов. Установлено, что множественный канал диссоциации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ лидирует в распределении по зарядовой топологии фрагментов. Он дает вклад примерно 50% как для «белых» звезд, так и для событий с образованием фрагментов мишени и мезонов. Таким образом, ядро ^{14}N оказывается наиболее эффективным источником образования 3α -частичных систем. Получена значительная статистика для канала диссоциации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$, позволившая оценить по угловым измерениям энергетический масштаб образующихся в периферической фрагментации 3α -частичных систем. Впервые изучены спектры по суммарному поперечному импульсу α -фрагментов в событиях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{X}$. Среднее значение величины суммарного переданного системе из 3α -частиц поперечного импульса для «белых» звезд существенно меньше, чем для взаимодействий, сопровождающихся образованием одного или нескольких фрагментов ядра-мишени.

1.4 Диссоциация релятивистских ядер ^8B

Рассмотрим эксперимент, ориентированный на поиск электромагнитной диссоциации релятивистского ядра ^8B , являющегося наиболее чувствительным к электромагнитному взаимодействию с ядром мишени [6,26,27]. Полученные данные позволяют оценить перспективы исследования сильновозбужденных состояний ядра ^8B как трехцентровых систем из кластеров $^{1,2}\text{H}$, $^{3,4}\text{He}$ и ^6Li методом релятивистской диссоциации. Обсуждается теоретический анализ вкладов кулоновской, ядерной диссоциации и реакции срыва (стриппинга) в сечение реакции $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + \text{p}$ и предсказания зависимости сечения от энергии ядра ^8B вплоть до $\approx 2\text{A}$ ГэВ. Теоретические данные использованы для оценки сечений процесса электромагнитной и дифракционной диссоциации на ядрах эмульсии. Эти механизмы на ядрах AgVg становятся конкурирующими.

Существенным условием для выделения взаимодействий электромагнитной природы становится меньший суммарный поперечный импульс фрагментов по сравнению со значениями типичными для дифракционной диссоциации. Обсуждается первичный анализ облучения в пучке ^8B и зарядовый состав релятивистских фрагментов. В исследованиях с использованием эмульсии,

облученной во вторичных пучках, необходимо обеспечить простоту идентификации изучаемых ядер. Поэтому для формирования пучка ядер ${}^8\text{B}$ на нуклотроне ОИЯИ был использован процесс фрагментации первичного пучка релятивистских ядер ${}^{10}\text{B}$ с энергией 1.2А ГэВ. Для взаимодействий N_{pf} с $\sum Z_{fr} > 2$ выполнены измерения зарядов пучковых ядер Z_{pr} и вторичных фрагментов Z_{fr} (рис. 11). Были отобраны 434 звезды периферической фрагментации N_{pf} , в которых суммарный заряд релятивистских фрагментов в конусе фрагментации до 8° удовлетворяет условию $\sum Z_{fr} > 2$. Распределения по зарядовой топологии для событий сопровождаемых фрагментами ядра-мишени или (и) рожденными мезонами N_{tf} , и для «белых звезд» N_{ws} (примеры на рис. I.9 и I.10) проявляют качественное отличие (табл. I.3). Анализ изотопического состава релятивистских фрагментов He и H, подтверждающий идентификацию первичного изотопа как ядра ${}^8\text{B}$.

Таблица I.3 Распределение событий диссоциации ядер ${}^8\text{B}$ по зарядовым модам $\sum Z_{fr} = 5$ при различном сопровождении фрагментами мишени

n_g n_b	0	1	0	0	0	0	0
He + 3H	12	6	8	3	2	3	–
2He + H	14	3	8	2	4	–	1
Be + H	25	1	3	3	1	–	–
B	1	1	8	1	–	1	–

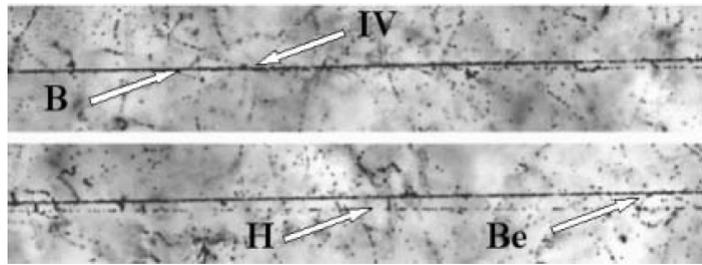


Рис. I.9. Диссоциация ядра ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии указана вершина взаимодействия IV. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить фрагмент Be и фрагмент H.

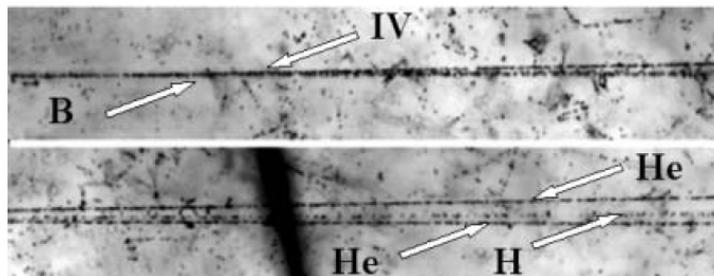


Рис. I.10. Диссоциация ядра ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 2 фрагмента He и фрагмент H (трек в середине).

Выполнен анализ распределений фрагментов на основе угловых измерений. Переход в с. ц. м. ${}^7\text{Be} + p$ ведет к среднему значению $\langle P_T \rangle = 62 \pm 11$ МэВ/с (RMS = 54 МэВ/с). Его рекордно малая величина указывает на слабую связь протона и кора. Распределение векторной суммы поперечных импульсов фрагментов $P_T({}^8\text{B}^*)$ системы ${}^7\text{Be} + p$ отражает механизмы ее генерации (рис. 14). Распределение, соответствующее «белым» звездам, имеет среднее значение $\langle P_T({}^8\text{B}^*) \rangle = 95 \pm 15$ МэВ/с при RMS = 73 МэВ/с, а для событий с фрагментами ядра-мишени и рожденными мезонами $\langle P_T({}^8\text{B}^*) \rangle = 251 \pm 29$ МэВ/с при RMS = 112 МэВ/с. Из сравнения этих распределений можно сделать вывод, что условие $P_T({}^8\text{B}^*) < 150$ МэВ/с позволяет достаточно эффективно выделить

кинематическую область, характерную для образования «белых звезд» ${}^7\text{Be} + p$.

Отобрана группа событий ${}^7\text{Be} + p$, отвечающих критериям электромагнитного образования. Из-за весьма сильной зависимости электромагнитного сечения от заряда ядра мишени вида Z^2 , можно предположить пропорциональный вклад ядер AgBr из состава эмульсии и пренебречь вкладом легких ядер. Тогда полученные величины сечений составляют $\sigma_{\text{Ag}} = 81 \pm 21$ мбн и $\sigma_{\text{Br}} = 44 \pm 12$ мбн. Для электромагнитной диссоциации на ядре Pb экстраполяция σ_{Ag} ведет к значению $\sigma_{\text{Pb}} = 230 \pm 60$ мбн, которое близко к теоретическому значению ≈ 210 мбн, что указывает на правильность отбора событий.

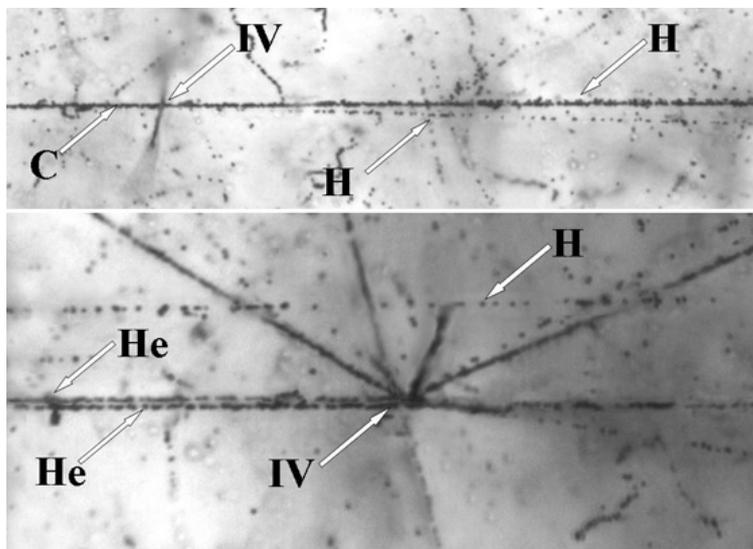


Рис. I.11. Фрагментация ядра ${}^{10}\text{C}$ с энергией 1.2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней микрофотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя микрофотография) можно различить 2 фрагмента He и 2 фрагмента H .

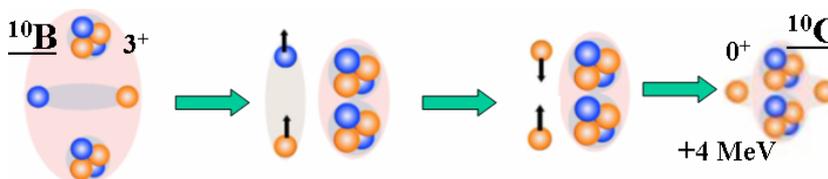


Рис. I.12. Диаграмма перезарядки ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{C}$

В этом облучении впервые наблюдались события диссоциации ядер ${}^{10}\text{C}$ (рис. I.11). Ядра ${}^{10}\text{C}$ могли рождаться путем перезарядки ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{C}$ (рис. I.12) в мишени, предназначенной для генерации ${}^8\text{B}$, и захватываться во вторичный пучок из-за малой разницы по магнитной жесткости. Идентификация зарядов первичных следов позволила выделить события с $Z_{\text{пр}} = 6$. «Белые» звезды с $\sum Z_{\text{фр}} = 6$ не содержат фрагментов с $Z_{\text{фр}} > 2$. Их топология соответствует диссоциации ядра ${}^{10}\text{C}$, имеющего основу в виде ${}^8\text{Be}$, по наиболее вероятному каналу ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2p$.

Итак, совокупность данных по измерению зарядов пучковых следов, зарядовой топологии периферических столкновений, по угловым характеристикам, а также по идентификации релятивистских фрагментов p , ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ указывает на то, что в использованной эмульсии доминируют пучковые следы именно ядер ${}^8\text{B}$. Таким образом, получено подтверждение того, что на нуклотроне ОИЯИ впервые успешно решена задача облучения эмульсии ядрами ${}^8\text{B}$. Получена систематическая картина распределения по зарядовым комбинациям фрагментов в периферических взаимодействиях ядер ${}^8\text{B}$ в ядерной эмульсии. Главный вывод состоит в том, что в событиях без образования фрагментов ядер мишени и мезонов вклад канала диссоциации ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ является лидирующим.

Анализ угловых корреляций в событиях с фрагментами мишени и без них позволил обосновать отбор событий электромагнитной диссоциации ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ по суммарному поперечному импульсу фрагментов $P_{\perp}({}^8\text{B}^*) < 150$ МэВ/с, энергии возбуждения $Q_{\text{pBe}} < 5$ МэВ и

азимутальному углу $\epsilon_{pBe} > \pi/2$ разлета фрагментов ${}^7\text{Be}$ и p . Для событий ${}^7\text{Be} + p$ без образования фрагментов ядер мишени и рожденных мезонов впервые получена оценка сечения электромагнитной диссоциации на ядрах из состава эмульсии. Экстраполяция этого значения на ядро свинца указывает на согласие с теоретическими расчетами.

Впервые наблюдались события периферической диссоциации ядра ${}^{10}\text{C}$. Получено указание на то, что канал диссоциации ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ преобладает в событиях без образования фрагментов ядер мишени и заряженных мезонов. Идентификация изотопа ${}^{10}\text{C}$ указывает на перспективность формирования пучка ${}^{10}\text{C}$ в реакции перезарядки ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{C}$ в условиях, удобных для исследований в эмульсии.

Глава II. Исследование ядра ${}^9\text{C}$

II.1 Физическая мотивация

Данный этап проекта, посвящен исследованию особенностей когерентной диссоциации релятивистских ядер ${}^9\text{C}$ в ядерной эмульсии. Он является развитием работ Сотрудничества по кластерной структуре ядер ${}^7\text{Be}$ [24] и ${}^8\text{B}$ [27,28]. В тоже время, его результаты становятся промежуточным этапом к исследованию структуры следующих ядер ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$ [29], а вслед за ними - несвязанных ядер ${}^6\text{Be}$, ${}^7\text{B}$, ${}^8\text{C}$ и ${}^{11}\text{N}$ (рис. В.1). Таким образом, настоящая работа направлена на извлечении сведений о кластерной структуре и возбужденных состояниях малоизученного ядра ${}^9\text{C}$, которое оказывается ключевым элементов и при сравнительном анализе эволюции ядерной структуры на границе протонной стабильности.

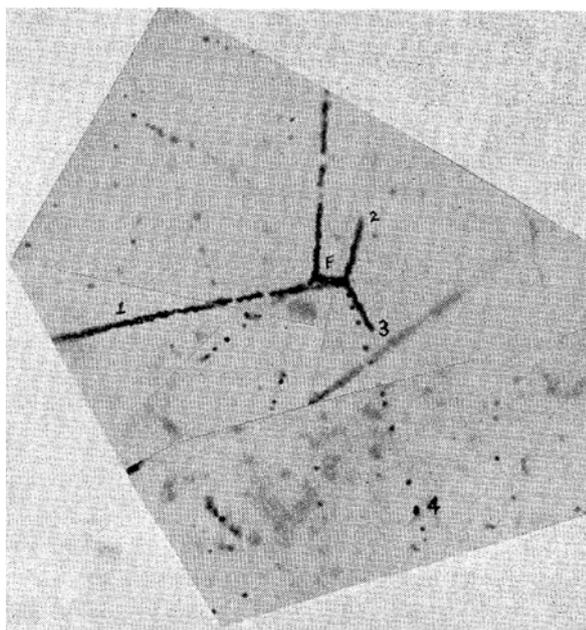


Рис. В.2. Микрофотография события β -распада ядра ${}^9\text{C}$

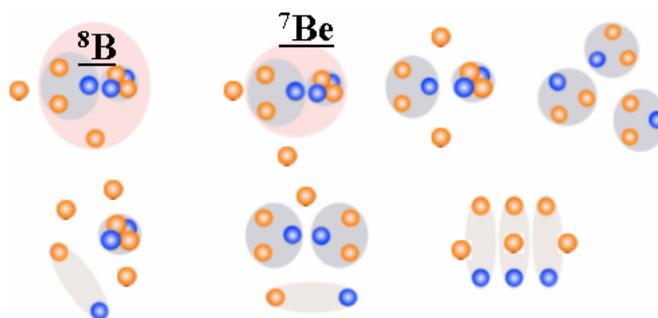


Рис. II.2. Диаграмма кластерных степеней свободы при диссоциации ядра ${}^9\text{C}$

Впервые идентификация радиоактивного ядра ${}^9\text{C}$ была сделана по его распаду в ядерной эмульсии, облученной протонами с энергией 3 ГэВ [31]. На рис. I.1 представлена звезда, созданная вторичным нейтроном, содержащая три трека. Толстый трек F останавливается после 6.8 мкм пробега. Отсутствие следов δ -электронов и наличие некоторого многократного рассеяния указывает на остановку частицы. Вторичная звезда содержит четыре следа. Измерение многократного кулоновского рассеяния и плотности следов вдоль трека 4 указывает, что он был создан электроном с энергией 3.1 МэВ. Треки 1, 2 и 3 являются компланарными, что подтверждает факты остановки и отсутствия эмиссии нейтронов. Характеристики этих треков соответствуют каскадному распаду ${}^9\text{C} \rightarrow {}^9\text{B}^* \rightarrow \text{p} + {}^8\text{Be}^*$.

Несмотря на более чем полвека, прошедшие со времени открытия, и в наше время ядро ${}^9\text{C}$ и его возбужденные состояния остаются малоизученным. Это обстоятельство связано с особой сложностью исследования нейтронодефицитных ядер низких энергий, что иллюстрирует представленный выше распад. Исследование релятивистской фрагментации ядра ${}^9\text{C}$, опирающееся на возможности метода ядерной эмульсии, расширит представление о его кластерных особенностях.

Во фрагментации ядра ${}^9\text{C}$ открывается перспектива исследования ядерного резонанса ${}^8\text{C}$. В случае ядра ${}^9\text{C}$ срыв нейтрона может вести к распадам несвязанного ядра ${}^8\text{C}$ как из конфигурации близкой к его основному состоянию ${}^6\text{Be} + 2p$, так и высоковозбужденному $2h + 2p$. Изучение ядерных резонансов ${}^7\text{B}$ и ${}^8\text{C}$ с ширинами основных состояний 1.4 МэВ и 230 кэВ может привести к выводам о роли кулоновского взаимодействия и эффектов спаривания несвязанных протонов. По-существу, открывается новый горизонт исследований систем, которые могут найти важное применение в понимании плотных астрофизических сред. Очевидно, что исследования протоноизбыточных ядерных резонансов возможны только на пучках быстро движущихся радиоактивных ядер.

Структура низколежащих возбуждений ${}^9\text{C}$ бедна. Установлено только одно возбужденное состояние при 2.2 МэВ с шириной 0.1 МэВ. Заявлено не подтвержденное пока состояние при 3.3 МэВ. Есть доказательства широкого уровня при 4.3 МэВ с шириной около 2.6 МэВ. Область более высоколежащих состояний не исследована. В целом характеристики ядра ${}^9\text{C}$ определяются связью основы ${}^7\text{Be}$ с парой внешних протонов, а значение его спина $S = 3/2$ соответствует оболочечной модели. В то же время сумма магнитных моментов ядра пары зеркальных ядер ${}^9\text{C}$ и ${}^9\text{Li}$, параметр более устойчивый при вычислениях, не описывается оболочечной моделью [32].

Для статистики событий когерентной диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ можно ожидать лидирования каналов ${}^8\text{B} + p$ (порог 1.3 МэВ), ${}^7\text{Be} + 2p$ (1.4 МэВ), а также каналов, связанные с диссоциацией основы ${}^7\text{Be}$ (свыше 3 МэВ) (рис. II.2). В последнем случае можно ожидать сходства с уже установленной топологией диссоциации ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$. Кроме того для ядра ${}^9\text{C}$ становится возможным заселение состояния над порогом 16 МэВ, состоящее из трех кластеров ядер ${}^3\text{He}$, при виртуальной перегруппировке нейтрона из α -частичного кластера в формирующийся кластер ${}^3\text{He}$ (рис. V.4). Обнаружение перехода ядра ${}^9\text{C}$ в ${}^3\text{He}$ могло бы указать на примесь состояния ${}^3\text{He}$ в основном состоянии ${}^9\text{C}$. Экспериментальная оценка вероятности конфигурации ${}^3\text{He}$ в когерентной диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ укажет 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. В таком комплексном исследовании проявится роль глубоко связанных кластерных состояний в основных состояниях ядер.

Эта идея возникла на основе выводов по релятивистской фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$. Совокупность этих наблюдений может служить доказательством одновременного присутствия с близкими весами состояний 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии ядра ${}^9\text{Be}$. Значение этого вывода для исследования других ядер состоит, в том, что он указывает на релятивистскую диссоциацию как источник сведений о структурных особенностях основных состояний. Возможно, в случае ядра ${}^9\text{C}$ этот вывод может быть использован в обратном направлении, т. е. для оценки весов кластерных компонент волновой функции основного состояния. В этом смысле ${}^9\text{Be}$ оказывается «тестовым» ядром.

Интригующая проблема состоит в поиске резонансных состояний в диссоциации ${}^9\text{C} \rightarrow {}^3\text{He}$ в канале ${}^6\text{Be}^* \rightarrow {}^2\text{He}$ (над порогом 12 МэВ) аналогично диссоциации ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^3\text{He}$ с распадом ${}^8\text{Be} \rightarrow {}^2\text{He}$. Упругое рассеяние изучалось ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, {}^3\text{He}){}^3\text{He}$ при энергии от $E({}^3\text{He}) = 3$ до 32 МэВ и при 120 МэВ [28]. Функция возбуждения проявляет плавный монотонный рост за исключением аномалии при $E({}^3\text{He}) = 25$ МэВ в F-волне ($L = 3$) соответствующей широкому состоянию в ${}^6\text{Be}$ при $E_x \approx 24$ МэВ.

Будучи нетривиальным кластерным возбуждением, состояние ${}^3\text{He}$ может оказаться важным для развития сценариев ядерной астрофизики как аналог 3α -процесса. Поиск канала когерентной диссоциации ${}^9\text{C} \rightarrow {}^3\text{He}$ и оценка его относительной роли стали главной целью настоящего исследования.

В исследованиях с использованием эмульсии, облученной во вторичных пучках, необходимо обеспечить простоту идентификации изучаемых ядер. Оптимальным выбором является использование или перезарядки первичных ядер с наиболее близким весом и зарядом, отличающимся от первичного ядра. Тогда упрощается сепарация исследуемых ядер, и становится эффективной их идентификация по зарядовой топологии «белых» звезд. Однако в случае ядра ${}^9\text{C}$

столь удобного решения не существует, и единственным вариантом является отбор продуктов фрагментации ядер первичного пучка ^{12}C . Основную проблему представляет возможная примесь соседних изотопов $^{10,11}\text{C}$, сечение генерации которых существенно больше. Поэтому при анализе облученной эмульсии требуется особенно важно убедиться в достаточной чистоте пучка изотопа ^9C . Неустранимой примесью при магнитной сепарации изотопа ^9C являются ядра ^3He , имеющие то же отношение заряда $Z_{\text{пр}}$ к массовому числу $A_{\text{пр}}$, что и ^9C . Однако, благодаря 9-кратн большей удельной ионизации ядер ^9C и по сравнению ^3He следы ^3He можно отбросить при начальном сканировании пучковых следов, вошедших в эмульсию. Схожая проблема проявилась в случае облучения ядрами ^6He , пучок которых формировался при перезарядке ядер $^6\text{Li} \rightarrow ^6\text{He}$, – в нем доминировали ядра ^3H [30]. Из-за риска переоблучения этот фактор резко ограничивает экспозицию в случае ядер ^6He и ^9C .

Экспериментальным материалом для проведения исследования является стопка из 19 слоев ядерной эмульсии БР-2 толщиной 550 мкм и размером 10×20 см. с чувствительностью вплоть до релятивистских однозарядных частиц. Облучение стопки было выполнено во вторичном пучке нуклотрона ОИЯИ в 2006 г., сформированном во фрагментации первичных ядер ^{12}C [39]. Вторичный пучок, оптимизированный для селекции ядер ^9C , был сформирован путем фрагментации ускоренных ядер ^{12}C при энергии 1.2 А ГэВ.

Основными задачами являются анализа этого облучения:

1. Доказательство правильности формирования вторичного пучка с доминированием релятивистского изотопа ^9C ;
2. Получение обзорной информации по зарядовой топологии фрагментов в периферической диссоциации изотопа ^9C , включая когерентные процессы и процессы с рождением фрагментов мишени и мезонов;
3. Изучение динамических особенностей диссоциации ядра ^9C с отделением протонов;
4. Поиск, идентификация и исследование динамики процесса когерентной диссоциации $^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$, ставшие центральной.

II.2 Облучение и первичный анализ

Ядра $^{12}\text{C}^{6+}$, созданные на лазерном источнике ионов, были ускорены на нуклотроне ОИЯИ до энергии 1.2А ГэВ и выведены в фокус f3 на производящую мишень. Далее по системе магнитных элементов, включавшей 4 отклоняющих магнита на базе около 50 м, вторичный пучок, оптимизированный для селекции ядер ^9C , выводился на канал 3v [9], где размещалась эмульсионная стопка (рис. II.3). Интенсивность первичного пучка составила около 10^9 ядер в цикл, толщина производящей мишени из полиэтилена – 5 г/см^2 , аксептанс сепарирующего канала – около 3%, что обеспечило интенсивность вторичного пучка – несколько сот частиц в цикл.

При облучении поток и зарядовый состав прошедших в стопку ядер, контролировался сцинтилляционным счетчиком с площадью близкой к площади входного окна стопки. На рис. I.3 представлен полученный на нем амплитудный спектр, указывающий на основной вклад ядер С во вторичный пучок. Основной фон представлен ядрами ^3He . Вклады изотопов бора, бериллия и лития с большей магнитной жесткостью, подавлены. Пучок содержит и малую примесь ядер ^7Be и ^8B , обладающих больше магнитной жесткостью, чем ^9C на 15 и 7% соответственно. Ядра ^6Li , ^7Be и ^8B могут быть продуктами фрагментации уже ядер ^9C . Таким образом, пучок представляет собой пучковый «коктейль». В целом, особенности спектра указывают на правильность настройки сепарирующего канала. Пучком описанного состава была облучена стопка, состоявшая из 19 слоев ядерной эмульсии БР-2 с размерами $10 \times 20 \text{ см}^2$ и толщинами 600 мкм. При облучении стопка устанавливалась горизонтально с ориентацией длинной стороной по пучку. Проявка облученных слоев выполнена в химической группе ЛФВЭ ОИЯИ.

Присутствие ядер ^7Be и ^8B , а также открытый вопрос о возможной примеси ядер ^{10}C , определили необходимость анализа состава следов пучка в облученной эмульсии. Уверенность в чистоте изотопного состава пучка дает возможность полного физического анализа взаимодействий ядер ^9C с ядрами фотоэмульсии. Экспериментальное обоснование доминирования в пучке ядер ^9C будет приведено ниже.

Для поиска взаимодействий в эмульсионных слоях используются микроскопы МБИ-9 при 900-кратным увеличении объектива и окуляра. Поиск вершин взаимодействий осуществляется прослеживанием первичных следов. Для отбора этих следов эмульсия сканируется со стороны

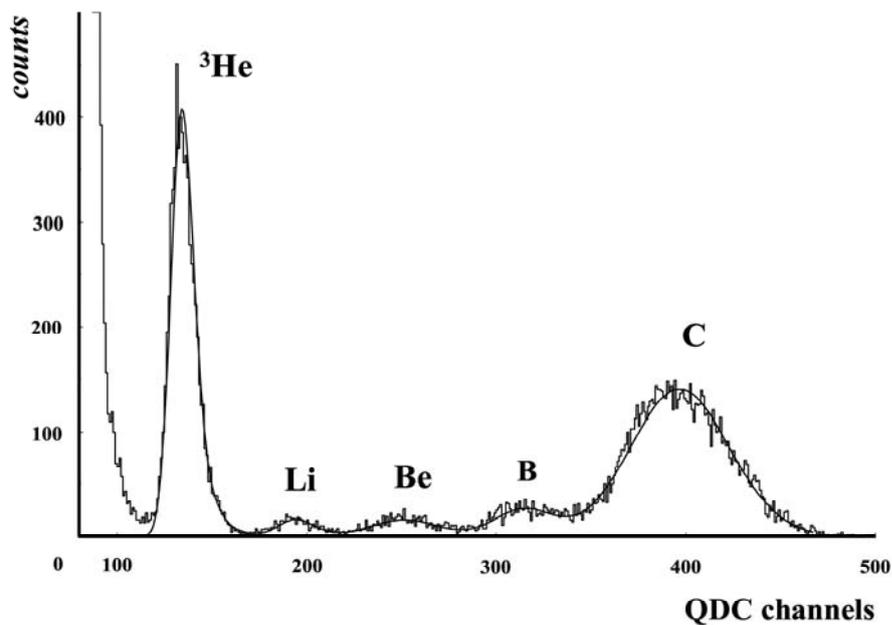


Рис. П.3. Зарядовый спектр ядер от фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{C}$ при настройке вторичного пучка на кратность $Z_{\text{pr}}/A_{\text{pr}} = 2/3$ [39]

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 с высокой точностью. Представленный анализ основывается на полном сканировании всех слоев по всем первичным следам с зарядами, визуально оцениваемыми как $Z_{\text{pr}} > 2$. Ядра ^3He отбрасывались на начальной стадии визуального просмотра.

Получено распределение входного профиля пучка для ядер с различным зарядом (рис. П.4). Для построения профиля пучка область просмотра была выбрана следующим образом. От левого края пластинки отступили 14 мм (или 14 квадратов); от правого края пластинки не просмотрено 10 мм (или 10 квадратов). Между этими краевыми областями фиксировались все входящие в эмульсионную пластину следы частиц. Наблюдается доминирование следов ядер He, что и следовало ожидать при настройке вторичного пучка на кратность $Z_{\text{pr}}/A_{\text{pr}} = 2/3$. Профиль отражает влияние магнитного поля последнего отклоняющего магнита на импульсный состав ядер.

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

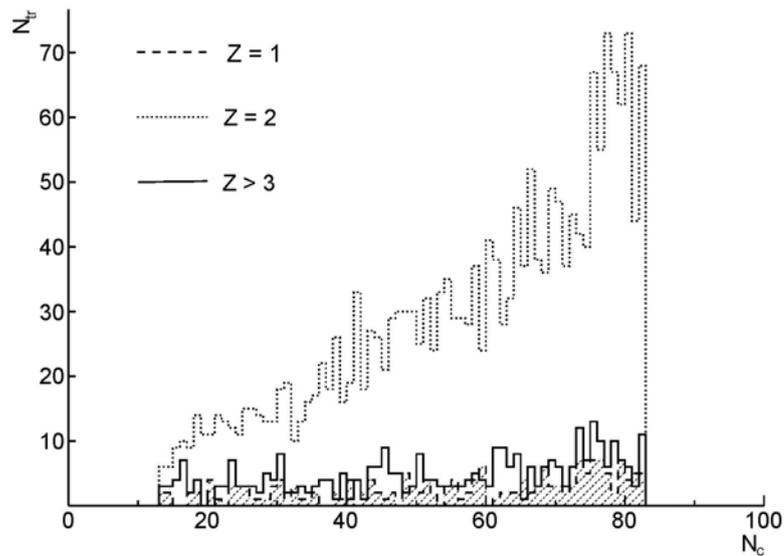


Рис. II.4. Профиль вторичного пучка по горизонтали на входе в эмульсионную стопку; N_H – число следов, N_C – номер ячейки (шаг 1 мм)

На просмотренной длине треков 253.7 м было обнаружено 1746 неупругих взаимодействий (в основном ядер C). Это позволило определить среднюю величину пробега $\lambda(^9\text{C}) = 14.5 \pm 0.5$ см. Из-за того, что ядра ^9C доминируют в пучке, можно считать это значение λ оценкой именно их пробега. На рис. I.5 представлено сравнение $\lambda(^9\text{C})$ с величинами $\lambda(A)$ для соседних ядер, указывающее на соответствие общей картине сечений неупругого взаимодействия легких ядер со слабой связью кластеров. Для них характерны уменьшенные значения λ по сравнению с ожидаемыми величинами, которые получены на основе экстраполяции из области более тяжелых ядер. Этот эффект связан с малым порогом диссоциации ядер ^9C равным 1.3 МэВ и, следовательно ^9C равным большим вкладом периферических взаимодействий. Данные по $\lambda(A)$, как и данные по сечениям неупругих взаимодействий легких ядер, указывают на то, что ядро ^9C не имеет увеличенного размера, характерных для экзотических ядер ^6Li и ^6He [30].

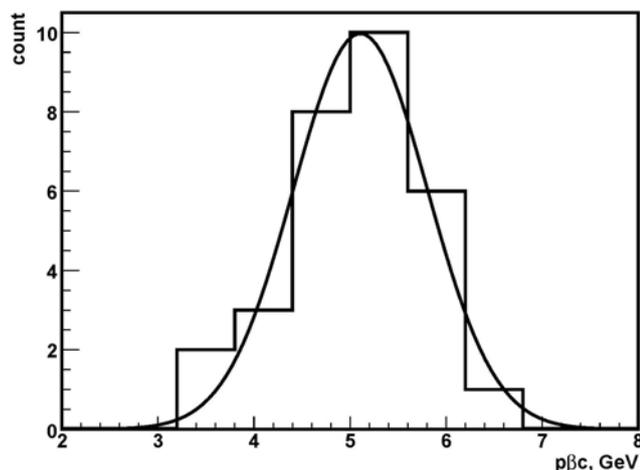


Рис. I.5. Распределение измеренных величин $p\beta_c$ для следов ядер He из состава пучка

Присутствие в составе пучка ядер ^3He оказалось полезным для дополнительной проверки правильности настройки пучка методом многократного рассеяния и, в то же время, для калибровки этой процедуры. Распределение по измеренным значениям $p\beta_c$ для 30 ядер He, произвольно выбранных из состава вторичного пучка, представлено на рис. II.5. Заштрихованная 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 рассеянии $\sigma_{\text{He}} = 0.8$ ГэВ.

Среднее значение равно $\langle \rho_{\beta c} \rangle_{\text{He}}$ близко к ожидавшемуся для ядер ${}^3\text{He}$ значению 5.4 ГэВ (для ${}^4\text{He}$ – 7.2 ГэВ). Можно заключить, что в потоке ядер гелия в сформированном пучке доминирует изотоп ${}^3\text{He}$. Значение σ_{He} можно признать удовлетворительным для разделения изотопов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ и, в особенности, внутри коррелированных групп.

II.3. Зарядовая топология периферической фрагментации ядра ${}^9\text{C}$

Среди найденных событий имеется 167 “белых” звезд, составляющих 70% событий когерентной диссоциации ядер с зарядами $Z_{\text{пр}} > 3$. Их распределение по зарядовым конфигурациям $\sum Z_{\text{фр}} = 4 - 7$ представлено в табл. II.1. Для сравнения приведена статистика событий с образованием фрагментов мишени.

Таблица II.1. Распределение числа “белых” звезд N_{ws} для первичных следов с зарядами $Z_{\text{пр}}$ по зарядовым конфигурациям $\sum Z_{\text{фр}}$ на момент завершения анализа

$\sum Z_{\text{фр}}$	$Z_{\text{фр}}$						N_{ws}
	6	5	4	3	2	1	
7 ($Z_{\text{пр}} = 7$)	-	1	-	-	-	2	1
6 ($Z_{\text{пр}} = 6$)	-	1	-	-	-	1	15
6 ($Z_{\text{пр}} = 6$)	-	-	1	-	-	2	16
6 ($Z_{\text{пр}} = 6$)	-	-	-	-	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 ($Z_{\text{пр}} = 5$)	-	-	1	-	-	1	2
5 ($Z_{\text{пр}} = 5$)	-	-	-	1	-	2	3
4 ($Z_{\text{пр}} = 4$)	-	-	-	-	1	2	-
4 ($Z_{\text{пр}} = 4$)	-	-	-	-	2	-	-
4	-	-	-	-	1	2	5

В первой колонке табл. II.1 представлена сумма зарядов фрагментов (в скобках результат измерения заряда первичных ядер в некоторых каналах фрагментации). Далее следует расшифровка события – указано число фрагментов с зарядом от 1 до 6. В колонке N_{ws} показано число «белых» звезд для каждого зарядового канала. В колонке $N_{\text{фр}}$ – число событий данного канала с фрагментацией ядра-мишени.

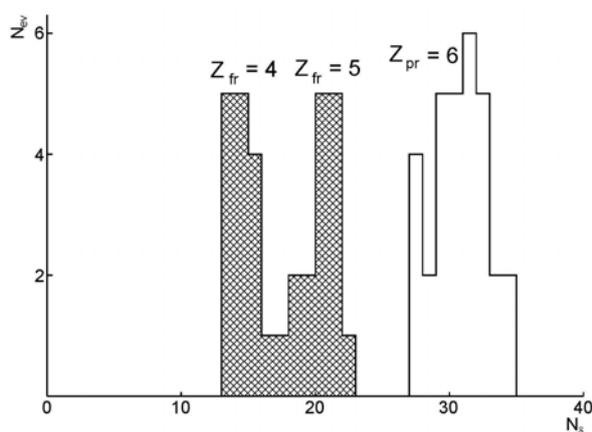


Рис. II.6. Распределения числа событий по среднему числу δ -электронов N_{δ} на 1 мм длины для пучковых частиц (сплошная гистограмма) и релятивистских фрагментов с зарядами $Z_{\text{фр}} > 2$ (штриховая гистограмма) в “белых звездах” $\sum Z_{\text{фр}} = 5 + 1$ и $4 + 1 + 1$

Основная ветвь когерентной диссоциации представлена 108 событиями с $\sum Z_{\text{фр}} = 6$, что следовало ожидать при доминировании ядер углерода в пучке. Среди многообразия каналов фрагментации наиболее ценными для настоящего исследования являются каналы,

соответствующие каналам диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ самыми низкими порогами ${}^8\text{B} + p$ и ${}^7\text{Be} + 2p$, а также канал диссоциации 3He , являющийся экзотическим для нейтронодефицитного ядра. События в последнем канале могут считаться кандидатами для когерентной диссоциации ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ с порогом 16 МэВ. Отметим, приблизительное равенство статистики в этих каналах.

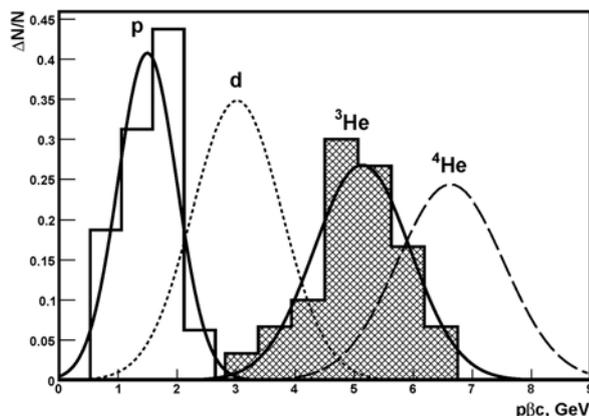


Рис. II.7. Распределение измеренных величин $p\beta c$ для следов ядер ${}^3\text{He}$ из состава пучка (${}^3\text{He}$, сплошная гистограмма) и однозарядных фрагментов из белых звезд $\sum Z_{\text{fr}} = 5 + 1$ и $4 + 1 + 1$ (p); указаны ожидаемые распределения для дейтронов (d) и ядер ${}^4\text{He}$

Изотопы C, Be и B разделялись по зарядовым конфигурациям вторичных фрагментов $\sum Z_{\text{fr}}$ в «белых» звездах и последующим измерениям зарядов первичных следов Z_{pr} . Заряды ядер пучка Z_{pr} и фрагментов $Z_{\text{fr}} > 2$ определялись подсчетом плотности δ -электронов N_{δ} на следах. Результаты определения зарядов первичных ядер и фрагментов из событий когерентной диссоциации $\sum Z_{\text{fr}} = 5 + 1$ и $4 + 1 + 1$ позволяют заключить, что все события образованы ядрами $Z_{\text{pr}} = 6$ (рис. II.6). Для измеренных зарядов фрагментов наблюдается ожидаемое смещение по отношению к распределению для ядер пучка. Аналогичная проверка условия $Z_{\text{pr}} = \sum Z_{\text{fr}}$ была выполнена и для канала 3He и в этом случае распределение N_{δ} на правильном месте со средним значением $N_{\delta} = 33$ при RMS 1.6.

Благодаря отсутствию стабильных изотопов ${}^9\text{B}$ и ${}^8\text{Be}$, события с фрагментами с зарядами $Z_{\text{fr}} = 5$ и 4 и идентифицированными зарядами $Z_{\text{pr}} = 6$, сразу интерпретируется как ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$ и ${}^7\text{Be} + 2p$. Результат идентификации фрагментов $Z_{\text{fr}} = 1$ из этой группы событий методом многократного рассеяния представлен на рис. II.7 (штриховая гистограмма). Распределение имеет $\langle p\beta c \rangle_{\text{H}} = (1.5 \pm 0.1)$ ГэВ и $\sigma_{\text{H}} = 0.4$ 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 подтверждает правильность формирования первичного пучка. С другой стороны, она расширяет основу идентификации ядер He, рожденных в диссоциации ядер C.

Критической характеристикой качества облучения является распределение измеренных углов погружения пучковых следов $Z_{\text{pr}} = 6$, создавших 42 белые звезды $\text{B} + p$, ${}^7\text{Be} + 2p$ и 3He (рис. II.8). Среднее значения угла погружения составило $-1.5 \cdot 10^{-3}$ рад при среднеквадратичном рассеянии (RMS) равном $6 \cdot 10^{-3}$ рад. Эти величины указывают как на приемлемый угловой разброс, сформированного пучка, так и хорошую параллельность пучку облученной стопки.

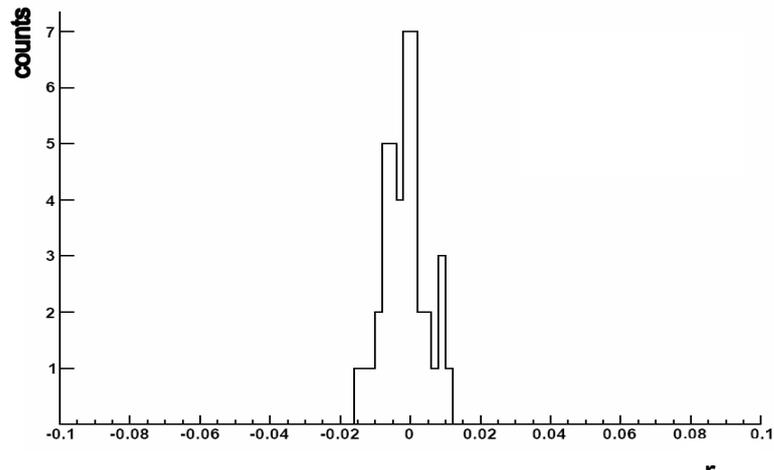


Рис. П.8. Распределение углов погружения пучковых следов ядер С в эмульсионных слоях (рад.)

Из табл. I.1 следует, что лидируют статистика множественных каналов фрагментации $2\text{He} + 2\text{H}$ и $\text{He} + 4\text{H}$. В случае ядра ^{10}C события с такой топологией должны возникать при когерентной диссоциации ядра-основы ^7Be . Их соотношение соответствует случаю когерентной диссоциации пучкового ядра ^7Be . Кроме того, присутствуют взаимодействия с развалом ядра С на $\text{Li} + 3\text{H}$, что также ожидается при диссоциации ядра-основы ^7Be . Кроме того, можно отметить образование шести “белых звезд” $\text{C} \rightarrow 6\text{H}$ (табл. II.1). В случаях изотопов $^{10,11,12}\text{C}$ события такого типа требуют одновременных развалов двух или трех кластеров ^4He . 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” $^7\text{Be} \rightarrow 4\text{H}$ [8] и $^8\text{B} \rightarrow 5\text{H}$ [9]. Таким образом, статистика множественных событий $\sum Z_{\text{fr}} = 6$ не противоречит выводу о доминировании изотопа ^{10}C в составе пучка и пренебрежимо малый вклад соседних изотопов углерода.

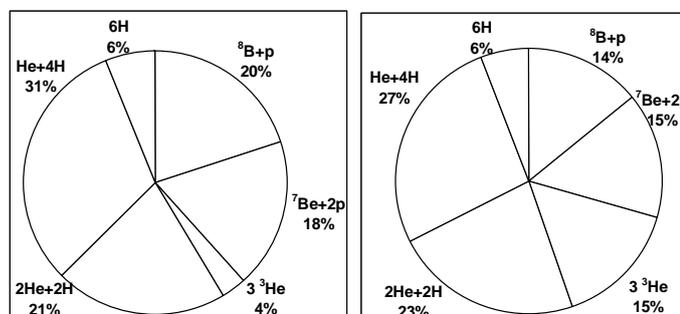


Рис. I.9. Процентное соотношение основных каналов диссоциации ядра ^{10}C в событиях с фрагментацией мишени (слева) и в «белых звездах» (справа)

Стоит отметить, что описанная зарядовая топология качественно отличается от картины, ожидаемой для ядер ^{10}C , для которых лидировал бы канал $2\text{He} + 2\text{H}$, а событий $\text{Be} + \text{H}$ практически бы не было. Поэтому для наиболее интересных каналов $^8\text{B} + p$ и $^7\text{Be} + 2p$ фон ядер ^{10}C пренебрежимо мал. В табл. I.1 присутствуют кандидаты в пучковые ядра $^{10,11}\text{C} - \text{Li} + \text{He} + \text{“H”}$, $\text{Be} + \text{He}$, однако вклад их невелик.

Соотношение событий N_{fr} и N_{ws} для группы событий $\sum Z_{\text{fr}} = 6$, представлено на круговой диаграмме (рис. П.9). Приблизительное равенство долей каналов в обоих случаях определяется “холодным” механизмом, обоих типов периферической фрагментации, протекающей при минимальной передаче возбуждения спектаторам. Заметное отличие проявляется только в 3-частичном канале $\sum Z_{\text{fr}} = 2 + 2 + 2$. 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 3He .

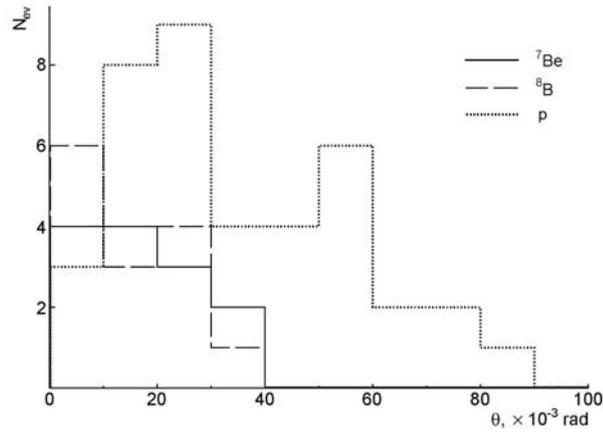


Рис. П.10. Распределения по полярному углу θ релятивистских фрагментов с зарядами в “белых звездах” $\sum Z_{fr} = 5 + 1$ и $4 + 1 + 1$

Накопленная статистика событий с фрагментами ядра мишени и суммарным зарядом фрагментов $\sum Z_{fr} = 6$ указывает на перспективу поиска событий с выбиванием нейтрона из ядра ${}^9\text{C}$ и пересечением границы протонной связи. Такие события могут привести образованию и распаду ядра-резонанса ${}^8\text{C}$ в основном ${}^4\text{He} + 4p$ и возбужденном состоянии $2{}^3\text{He} + 2p$. Интерес к этим каналам вызван недавно открытой каскадной двухпротонной радиоактивностью несвязанного ядра ${}^8\text{C}$ [42].

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. На рис. П.10 представлены распределения по полярному углу θ релятивистских фрагментов В, Ве и p. Сводка параметров распределений по углу θ и связанных с ними дана в табл. П.1. Для фрагментов с $Z_{fr} = 5$ и $Z_{fr} = 4$ средние значения $\langle \theta_B \rangle$ и $\langle \theta_{Be} \rangle$ и величины среднеквадратичное рассеяние в пределах ошибок не отличаются, как и в случаях фрагментов $Z_{fr} = 1$ в событиях $\sum Z_{fr} = 5 + 1$ и $\sum Z_{fr} = 4 + 1 + 1$. Отличие в средних значениях $\langle \theta \rangle$ для тяжелых фрагментов и протонов отражает разницу их масс. Несколько большее значение RMS для распределения протонов из канала ${}^7\text{Be} + 2p$ приблизительно отвечает сумме независимых распределений для протонов.

Распределение суммы поперечных импульсов системы фрагментов $P_T (P_x, P_y)$ (или полный переданный импульс) отражает механизм когерентной диссоциации. На Средние значения $\langle P_T({}^8\text{B} + p) \rangle$ и $\langle P_T({}^7\text{Be} + 2p) \rangle$ и соответствующие RMS. 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. Величины средних поперечных импульсов $\langle P_T^* \rangle$ протонов в каналах ${}^8\text{B} + p$ и ${}^7\text{Be} + 2p$ в пределах ошибок равны ≈ 70 МэВ/с. Эта величина приблизительно совпадает со случаями ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$ [17] и ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ [27] и соответствует нерелятивистскому движению внешнего нуклона с $\beta \approx 0.07$. Вывод на основе большего значения RMS для ${}^7\text{Be} + 2p$ о некоррелированном поведении протонов заслуживает проверки по распределениям углов разлета, являющихся чувствительными к коррелированной диссоциации. Такая сильная корреляция проявилась уже при исследовании ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2\alpha$. Попутно можно сделать вывод о правильности оценки среднего поперечного импульса нейтрона в белых звездах ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, где средний недостающий импульс составил 70 МэВ/с.

II.4 Когерентная диссоциация ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$

Изучение образования состояний $3{}^3\text{He}$ является центральной проблемой настоящего исследования. В табл. II.1 отмечается образование 16 белых звезд, имеющих конечные состояния 3He . Вероятность диссоциации по этому каналу сравнима с наиболее ожидавшимися конечными состояниями. Обращает на себя внимание значительный вес канала с высоким порогом ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ (15.88 МэВ), сравнимый с каналами отделения одного или пары нуклонов, имеющими наиболее низкие пороги диссоциации (1.30 и 1.43 МэВ). Это обстоятельство указывает на заметную примесь виртуальной компоненты $3{}^3\text{He}$ в структуре основного состояния ядра ${}^9\text{C}$.

Кроме того, имеются 9 событий 3He (табл. II.1) с образованием фрагментов мишени. Благодаря чистоте формирования пучка ядер ${}^9\text{C}$, этот канал мог бы идентифицироваться по тройке фрагментов He . Однако реальная ситуация при облучении эмульсии во вторичном пучке не столь однозначна. Примесь в пучке ядер ${}^{10}\text{C}$, близких по магнитной жесткости, могла также вести к событиям глубокой перегруппировки нуклонов ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2{}^3\text{He} + {}^4\text{He}$. Другой вариант фона ${}^{11}\text{C} \rightarrow 2{}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ был бы связан с проникновением ядер ${}^{11}\text{C}$, имеющим большее сечение генерации и, в то же время, большую магнитную жесткость.

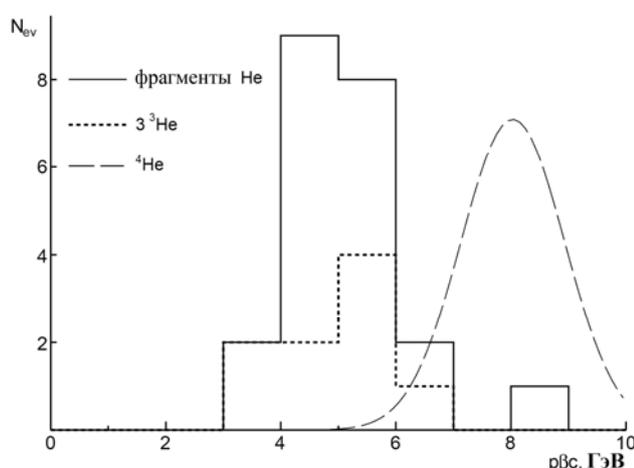


Рис. II.11. Распределение измеренных величин $r\beta c$ для двухзарядных фрагментов из “белых звезд” 3He и из полностью идентифицированных событий $3{}^3\text{He}$ (штриховая гистограмма); точками условно представлено ожидаемое распределение для ${}^4\text{He}$

Калибровочные измерения $r\beta c_{\text{He}}$ 30 следов пучковых ядер ${}^3\text{He}$, представленные в Главе I, и измерения $r\beta c_{\text{He}}$ 75 следов He , выполненные методом многократного рассеяния, позволяют сделать более надежной идентификацию событий ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$. Измерения удалось выполнить только на 22 следах He из белых звезд (рис. II.11). Получено среднее значение $\langle r\beta c_{3\text{He}} \rangle = (4.9 \pm 0.3)$ ГэВ при $\sigma_{3\text{He}} = 0.9$ 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 $r\beta c_{\text{He}}$ на 23 следах 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 ${}^4\text{He}$. На рис. рис. II.12 сплошной гистограммой представлены все измерения $r\beta c_{\text{He}}$ 67 следов He , выполненные в настоящей работе, а пунктирной - для ядер ${}^{10}\text{C}$. Средние значения составляют $\langle r\beta c_{3\text{He}} \rangle = (5.0 \pm 0.1)$ ГэВ при $\sigma_{3\text{He}} = 0.8$ ГэВ и $\langle r\beta c_{4\text{He}} \rangle = (7.9 \pm 0.2)$ ГэВ при $\sigma_{4\text{He}} = 0.8$ ГэВ, соответственно. Таким образом, две группы измерений соответствуют разным изотопам He .

Определение $r\beta c$ всех фрагментов удалось выполнить только в трех белых звездах 3He (рис. II.11). Полученные значения позволяют интерпретировать эти 22 события как тройное образование ядер ${}^3\text{He}$. Интерпретация этих событий как ${}^{10}\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He} + n$ 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.

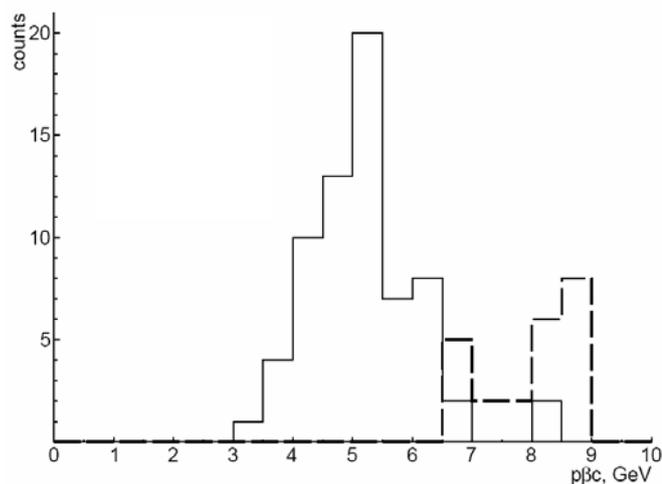


Рис. II.12. Суммарное распределение всех измеренных величин $p\beta c$ для всех измеренных ядер пучка He и фрагментов из белых звезд ${}^3\text{He}$ (сплошная гистограмма) и двухзарядных из белых звезд ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be}(0^+) \rightarrow 2{}^4\text{He} + 2\text{H}$ (штриховая гистограмма)

Основная часть статистики по полярному углу θ_{He} фрагментов He сконцентрирована в конусе $\theta_{\text{He}} < 10^{-2}$ рад. Распределение по азимутальному углу между фрагментами $\epsilon_{2\text{He}}$ 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 на рис. II.13, 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 RMS 8 МэВ. Распределение по полному переданному импульсу для конфигурации ${}^3\text{He}$ находится в области ядерной дифракционной диссоциации [12]. Его параметры имеют несколько более высокие значения $\langle P_T({}^3\text{He}) \rangle = (335 \pm 79)$ МэВ/с при RMS 294 МэВ/с. Значения в полностью идентифицированных событиях ${}^9\text{C} \rightarrow {}^3\text{He}$ не противоречат этим величинам, однако их точность заметно хуже.

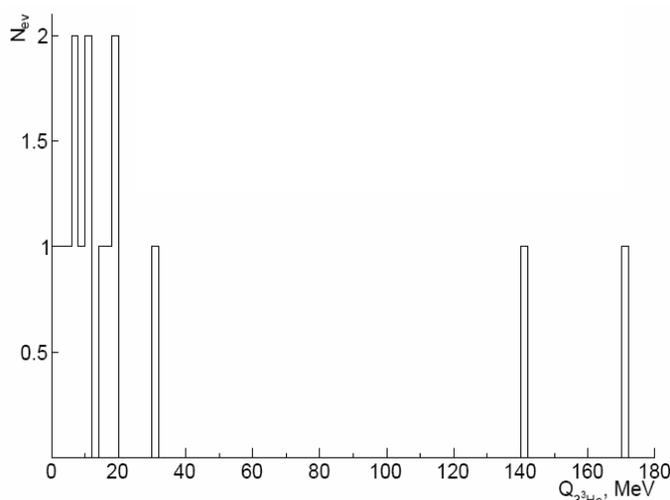


Рис. II.13. Распределение по энергии системы $Q({}^3\text{He})$ белых звезд ${}^9\text{C} \rightarrow {}^3\text{He}$

II.5. Наблюдение узких угловых пар $2{}^3\text{He}$ и их дальнейшее исследование

Значительная вероятность процесса ${}^9\text{C} \rightarrow 2{}^3\text{He}$ делает его и эффективным источником состояний $2{}^3\text{He}$ вблизи порога. На этой основе могут решаться поисковые задачи, решение которых методами ядерной физики низких энергий крайне затруднительно. 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. II.14. Основная его часть, соответствующая 30 парам 2He 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 $Q(2^3\text{He})$ представлено на рис. III.9. Оно ограничено в основной части областью $Q(2^3\text{He}) < 20$ МэВ. Распределение для событий, содержащих узкие пары, проявляет характерную корреляцию в области малых и больших углов $\varepsilon_{2\text{He}}^*$. Схожее поведение установлено при образовании ядер ${}^8\text{Be}$ в процессах фрагментации ближайших кластерных ядра. В случае отсутствия в событии узкой пары указание на корреляцию по углу $\varepsilon_{2\text{He}}^*$ отсутствует.

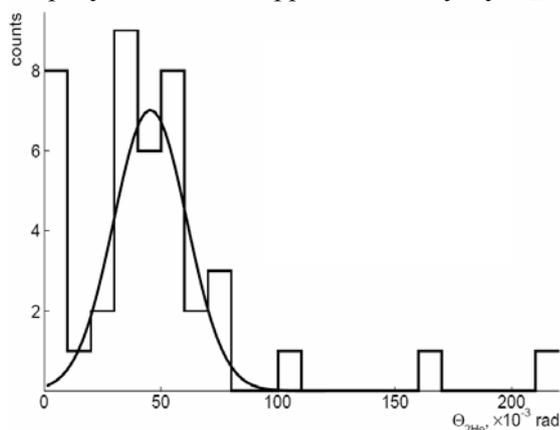


Рис. II.14. Распределение по парному углу $\Theta_{2\text{He}}$, между фрагментами в белых звездах $\text{C} \rightarrow 3\text{He}$; линия – функция Гаусса

Одновременно, благодаря превосходному пространственному разрешению эмульсионного метода, уверенно наблюдаются восемь узких пар 2He , угол разлета которых ограничен $\Theta_{2\text{He}} < 10^{-2}$ рад (рис. II.14). Эти пары выделяются в особую группу со средним значением $\langle\Theta(2^3\text{He})\rangle = (6 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ при $\text{RMS } 3 \cdot 10^{-3}$ рад, явно не соответствующую предыдущему описанию Гаусса. Указанные параметры близки к данным для диссоциации ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} (0^+) \rightarrow 2\alpha$ при той же начальной энергии ядер на нуклон. Первое идентифицированное событие ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{H}$ представлено на рис. II.15. Энергия возбуждения, оцененная по разнице инвариантной массы M_{eff} системы 3^3He и суммой масс фрагментов, составила $E_{3\text{He}} = 11.9 \pm 1.4$ МэВ. Особенность данного события состоит в присутствии узкой пары 2^3He с энергией всего $E_{2\text{He}} = 46 \pm 8$ кэВ. Столь низкое значение $E_{2\text{He}}$ релятивистской пары 2^3He является близким к энергии распада из основного состояния ${}^8\text{Be} \rightarrow 2^4\text{He}$. При изучении ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ столь узкие релятивистские пары 2He не были обнаружены [24].

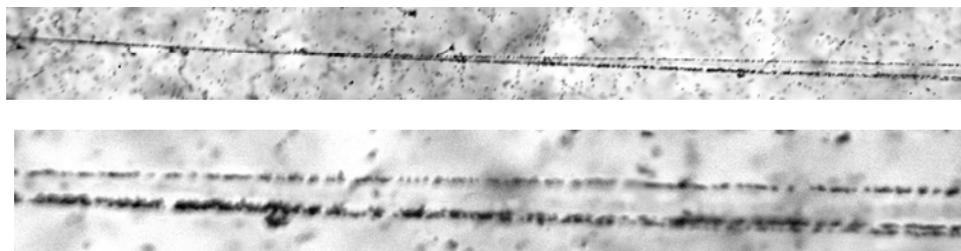


Рис. II.15. Микрофотография “белой” звезды ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ при энергии 1.2А ГэВ. На верхней фотографии видна вершина диссоциации и струя фрагментов в узком конусе. При продвижении вдоль струи можно видеть 3 следа релятивистских фрагментов He (нижняя фотография).

Таблица II.2. Параметры события ${}^3\text{He}$ с тремя узкими угловыми парами

№ фрагмента	$\rho\beta c$, ГэВ	Θ_{ij} , рад	θ , рад	P_T , МэВ/с	P_T^* , МэВ/с	ϵ_{ij} , °	ϵ_{ij}^* , °	$Q(2^3\text{He})$, кэВ
1 (1-2)	6.2	0.0075	0.013	78	30	35.56	167.4	164
2 (1-3)	5.0	0.0076	0.010	61	15	35.59	167.6	165
3 (2-3)	5.2	0.00111	0.011	68	16	0.032	25.0	3.8

Распределение этих пар по энергии $Q(2^3\text{He})$, соответствующих первой ячейке гистограммы на рис. II.14, имеет среднее значения $\langle Q(2^3\text{He}) \rangle = (142 \pm 35)$ кэВ при RMS 100 кэВ. Таким образом, несмотря на невысокую статистику, данное распределение указывает на интригующую возможность существования резонансного состояния 2^3He – **дигелиона** – практически над самым массовым порогом 2^3He . Оно может служить аналогом основного состояния 0^+ ядра ${}^8\text{Be}$. В случае захвата пары 2^3He в синглетное состояние с нулевым орбитальным моментом оказывается запрещенным γ -переход $0^+ \rightarrow 0^+$ в основное состояние несвязанного ядра ${}^6\text{Be}$. Это обстоятельство может вести к малой ширине (или большому времени жизни) синглетного 2^3He состояния.

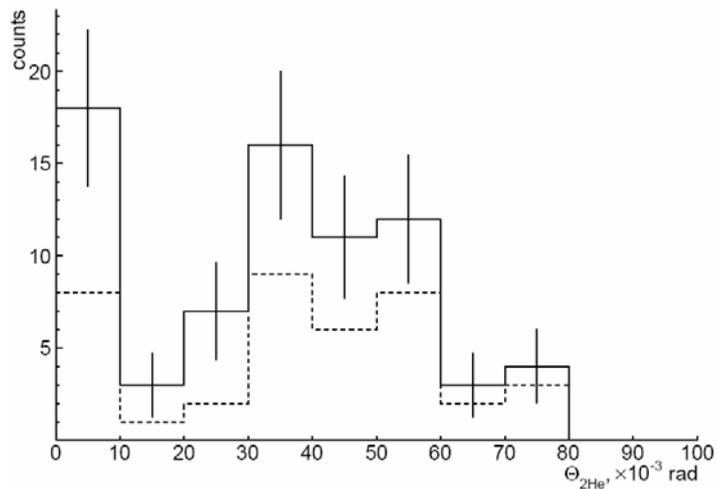


Рис. II.16. Суммарное распределение по парному углу $\Theta_{2\text{He}}$ между релятивистскими ядрами фрагментами He в событиях ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с образованием фрагментов ядра мишени или мезонов и в белых звездах ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$; вклад ${}^9\text{C}$ белых звезд указан пунктиром.

Из-за потенциальной важности представленного наблюдения узких пар 2^3He детально опишем их идентификацию по величине $\rho\beta c$. Эти восемь пар обнаружены в шести событиях, в пяти из которых имеется одна узкая пара, а в шестом фрагменты образуют три узких пары. Из 18 следов ядер He для измерения $\rho\beta c$ удалось выполнить для 9 следов. Для этих следов среднее значение $\langle \rho\beta c \rangle = (5.0 \pm 0.3)$ МэВ при RMS 0.9 МэВ, то есть параметры этого ансамбля находятся в соответствии с калибровочными данными для пучкового ядра ${}^3\text{He}$. Для одной пары не удалось провести идентификацию фрагментов методом многократного кулоновского рассеяния. В двух парах удалось идентифицировать один изотоп ${}^3\text{He}$. В остальных парах удалось полностью идентифицировать гелиевые фрагменты.

В «золотом» событии с тремя узкими парами удалось надежно измерить и идентифицировать все три фрагмента He как ядра ${}^3\text{He}$ (табл. III.1). Энергия возбуждения над утроенной массой ${}^3\text{He}$ в этом событии составляет $Q(3^3\text{He}) = 245.0$ кэВ. Ансамбль 3^3He получил значительный отскок, на что указывает значительный полный импульс ≈ 196 МэВ/с. Необычно малое значение $Q(2^3\text{He})$ для пары второго и третьего следов носит случайный характер и не противоречит на два порядка большим значениям $\langle Q(2^3\text{He}) \rangle$ и RMS, приведенным выше. В целом, значения $Q(2^3\text{He})$ как и поперечных импульсов P_T^* (с. ц. м. 3^3He) указывают на соответствие термоядерному диапазону энергии внутренних параметров образующейся системы.

Для проверки возможного резонанса в системе 2^3He проведен анализ данных сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ [8]. Для усиления эффекта образования узких пар 2^3He

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. II.14 и проявляется отдельная группа узких пар с параметрами $\langle\Theta(2^3\text{He})\rangle = (4.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$ рад при $\text{RMS } 1.5 \cdot 10^{-3}$ рад, соответствующими случаю белых звезд ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$. 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 ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ представленное на рис. II.16, усиливает указание на существование околопорогового резонанса 2^3He . Более того, возникает вопрос о природе широкого пика с максимумом при районе $\Theta(2^3\text{He}) \approx (40 - 50) \cdot 10^{-3}$ рад. Возможно, этой области распад система $\Theta(2^3\text{He})$ проявляет сходство с распадом ядра ${}^8\text{Be}$ из состояния 2^+ [17].

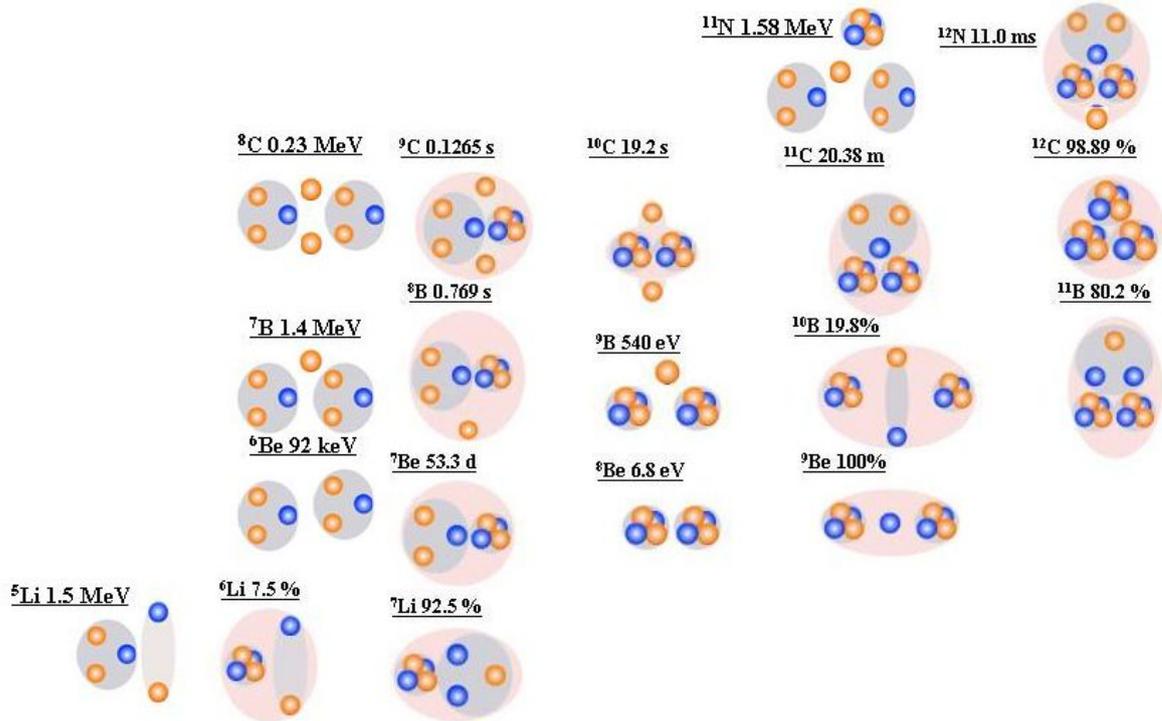


Рис. II.17. Диаграмма кластеризации связанных и несвязанных ядер

Конечно, эта важная находка заслуживает проверки и изучения на значительно большей статистике. Одним из ее технически более простых вариантов может оказаться события диссоциации ${}^7\text{Be} \rightarrow 2^3\text{He}$ [24] с выбыванием 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 резонанса в системе 2^3He , позволяющего сориентировать исследования одного из ключевых процессов ядерной астрофизики.

Несвязанное ядро ${}^6\text{Be}$ является промежуточным состоянием в нуклеосинтезе при обратном процессе слияния ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ через формирование α -кластера и распада по каналу ${}^4\text{He} + 2p$. Сечение такого процесса не имеет резонансов, что было установлено при измерении S-фактора его сечения в астрофизическом диапазоне энергий. А вот поиск резонансных состояний ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ почти не велся, как можно предположить, из-за экспериментальных трудностей. В упругом рассеянии ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ наблюдалось три неопределенно широких состояния в области свыше 12 МэВ над удвоенной массой ядра ${}^3\text{He}$. Сохраняется интригующая возможность, что гораздо более низколежащие узкие состояния, которые по своей структуре схожи с ядром ${}^8\text{Be}$, были пропущены в предшествующих экспериментах. Реакции нуклонной передачи во взаимодействиях более тяжелых ядер при низких энергиях также могут не являться оптимальными для поиска резонансных состояний $2h$. В практическом плане для их генерации больше подходят реакции диссоциации ядер, расположенных на границе стабильности - ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^9\text{C}$.

Подтверждение короткоживущего состояния 2^3He позволяет предположить существование и более сложных конфигураций $p + 2^3\text{He}$ (аналог ${}^9\text{B}$) и $2p + 2^3\text{He}$ (рис. II.17). Наблюдение таких

состояний возможно в реакциях фрагментации ядер ${}^8\text{B}$ и ${}^9\text{C}$ с сохранением первичного заряда релятивистскими фрагментами Н и He, т. е. с выбиванием нейтрона и образованием фрагментов ядра мишени или мезонов. Актуальность этому исследованию придает недавнее обнаружение каскадной двухпротонной радиоактивности несвязанного ядра ${}^8\text{C}$ [33].

II.6 Поиск процесса двойной перезарядки ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^9\text{C}$

В исследованиях с использованием эмульсии, облученной во вторичных пучках, важно обеспечить простоту идентификации изучаемых ядер. При формировании пучка ${}^9\text{C}$ во фрагментации первичных ядер ${}^{12}\text{C}$ появляется нежелательный шлейф более тяжелых изотопов углерода. Для его устранения предлагается использовать процесс двойной перезарядки ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^9\text{C}$ (рис. II.18).

Формирование пучка ${}^9\text{Be}$ происходит при фрагментации первичного ${}^{10}\text{B}$ на производящей мишени фокусе $f3$. Это задача уже успешно решена. Для последующего формирования пучка ${}^9\text{C}$ необходима вторая производящая мишень и последующая сепарация этого изотопа. Отсутствие изотопа ${}^9\text{B}$ как несвязанного ядра среди релятивистских фрагментов оказывается полезным при отделении пучка ${}^9\text{C}$ от ${}^9\text{Be}$ по магнитной жесткости (разница около 20 %). В этом случае во вторичном пучке могут присутствовать только ядра ${}^7\text{Be}$, устранимые при анализе облученной эмульсии.

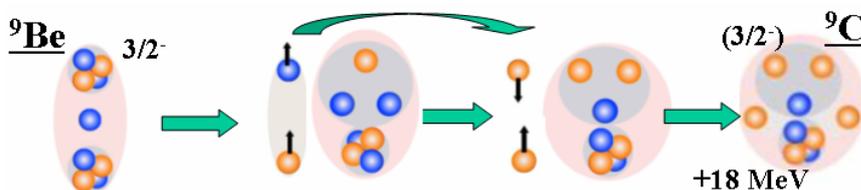


Рис. II.18. Диаграмма двойной перезарядки ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^9\text{C}$.

Процесс двойной перезарядки ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^9\text{C}$ пока не изучен. Поэтому важно установить его сечение для последующего планирования облучения. Можно только упомянуть эксперимент на мезонной фабрике LAMPF, в котором наблюдались единичные события двойной перезарядки $\pi^+ + {}^9\text{Be} \rightarrow \pi^- + {}^9\text{C}$ с соответствующей кинематической сепарацией π -мезонов.

Стоит отметить эстетическую привлекательность процесса, представленного на рис. II.8. В нем должны происходить виртуальные переходы системы $n - {}^4\text{He}$ в систему $d - t$. Далее должна происходить перезарядка дейтрона в пару протонов с переворотом спина одного из нуклонов, а также перезарядка тритона в ядро ${}^3\text{He}$ и формироваться ядро ${}^9\text{C}$. Совместно проявятся важные механизмы, хорошо изученные в физике релятивистских малонуклонных систем. Энергетический барьер такого процесса не слишком велик, так как в итоге образуется единственная связанная система с тем же числом нуклонов. Таким, образом, поиск процесса двойной перезарядки ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^9\text{C}$ представляет самостоятельный интерес.

Глава III. Анализ облучения в смешанном пучке релятивистских ядер ^{12}N , ^{10}C и ^7Be

III.1 Структурные особенности ядер ^{10}C и ^{12}N

Ядро ^{10}C является единственным примером системы, которая обладает супербороминевскими свойствами (super-boromean), поскольку удаление из него одного из четырех кластеров в структуре $2\alpha + 2p$ (порог 3.8 МэВ) ведет к несвязанному состоянию. Ядро ^{10}C образуется из ядра ^9C присоединением одного нейтрона. Однако, добавление нейтрона, по-видимому, не приводит к образованию в ядре ^{10}C слабосвязанных кластеров в виде дейтрона или в виде ядра ^3He . Двухкластерные структуры в ядре ^{10}C в виде ядер ^7Be и ^3He или в виде ядра ^8B и дейтрона маловероятны из-за большой энергии связи этих ядер в ядре ^{10}C . В случае одного внешнего протона центральной частью ядра должно служить нестабильное ядро ^9B . В другой возможной структуре с двумя внешними протонами центральная часть ядра представляет другое, тоже нестабильное ядро ^8Be . Такие структуры, по-видимому, по динамике должны быть сходны с бороминевскими структурами нейтроноизбыточных ядер. В данном случае один или два внешних протона удерживают от распада ядерные резонансы.

Диссоциация ядра ^{10}C может происходить путем каскадных распадов с образованием в промежуточном состоянии нестабильных промежуточных ядер ^9B , ^8Be и ^6Be . В таких распадах в конечном состоянии образуются по четыре заряженных фрагмента. Обращаем внимание, что при работе с фотоэмульсиями имеется возможность получения экспериментальных данных о таких многочастичных распадах и изучение распадов нестабильных ядер ^9B , ^8Be и ^6Be . Трудности анализа этих данных в разделении разных каналов связаны с тем, что различия в относительных импульсах между конечными продуктами распада в этих каналах могут быть незначительными.

Замена кластера h на α -кластер в процессе $^9\text{C} \rightarrow ^3\text{He}$ приводит к высоколежащему состоянию $2h + \alpha$ в ядре ^{10}C . И в этом случае возможно мощное выделение энергии при упаковке одного из нейтронов в конфигурацию $2\alpha + 2p$. Следующая замена на более тяжелый кластер α дает состояние ^{11}C , уже не являющееся продуктом кластерной перегруппировки и близким к основному. Образование и распад изотопов $^{10,11}\text{C}$ в астрофизических средах мог бы вести к генерации стабильных ядер $^{10,11}\text{B}$, степень присутствия которых в галактических космических лучах может служить свидетельством процессов горения астрофизических смесей изотопов ^3He и ^4He . Такое утверждение не является общепринятым, так как обычно считается, что изотопы бора, имеющие крайне малую распространенность, возникают при бомбардировке ядер высокоэнергичными космическими частицами поверхности углеродных звезд или в расщеплении более тяжелых ядер. Тем не менее, исследование состояний ^3He с вариацией изотопического состава может привести к дополнению сценариев нуклеосинтеза. При достаточном интеграле пучковых ядер можно будет как исследовать основной канал диссоциации $2\text{He} + 2\text{H}$, так и обнаружить моду диссоциации $2^3\text{He} + ^4\text{He}$ (порог 17 МэВ). Как и в случае ядра ^9C ее обнаружение также может расширить картину обратного ^3He процесса слияния в ядерной астрофизике.

Особенность ядра ^{12}N состоит в малой энергии отделения протона (600 кэВ). Поэтому для “белых” звезд, рождаемых ^{12}N , можно было бы ожидать лидирования канала $^{11}\text{C} + p$. Возможны каналы когерентной диссоциации $\alpha + ^8\text{B}$ (порог 8 МэВ), $p + ^7\text{Be} + \alpha$ и более сложные конфигурации с кластерной диссоциацией основ в виде ядер ^8B и ^7Be .

III.2 Облучение и первичный анализ

Генерация ядер ^{12}N и ^{10}C возможна в реакциях перезарядки и фрагментации ускоренных ядер ^{12}C . Для ядер ^{10}C и ^{12}N отношений зарядов к весам $Z_{\text{пр}}/A_{\text{пр}}$ отличаются всего на 3%, а импульсный аксептанс сепарирующего канала нуклотрона 2 - 3 % [9,29]. В этой связи сепарация этих ядер невозможна, и ядра ^{10}C и ^{12}N присутствуют в пучке, образуя так называемый пучковый коктейль. Вклад ядер ^{12}N мал по отношению к ядрам ^{10}C , согласно отношению сечений перезарядки и фрагментации. В составе пучка присутствуют и ядра ^7Be , у которых отличие по $Z_{\text{пр}}/A_{\text{пр}}$ от ^{12}N только 2%. Из-за импульсного разброса по импульсу в канал могут проникать ядра ^3He . Для соседних ядер ^8B , ^9C и ^{11}C отличие по $Z_{\text{пр}}/A_{\text{пр}}$ от ^{12}N оказывается около 10%, что обуславливает их подавление при облучении эмульсии. Идентификация ядер ^{12}N и ^7Be в облученной эмульсии возможна по зарядам пучковых ядер, определяемых методом счета δ -электронов на пучковых следах. В случае ^{10}C необходимо убедиться в малом вкладе соседних

изотопов С на основе зарядовой топологии “белых” звезд. Эти соображения легли в основу предложения об облучении стопки ядерной эмульсии в смешанном пучке ядер ^{12}N , ^{10}C и ^7Be .

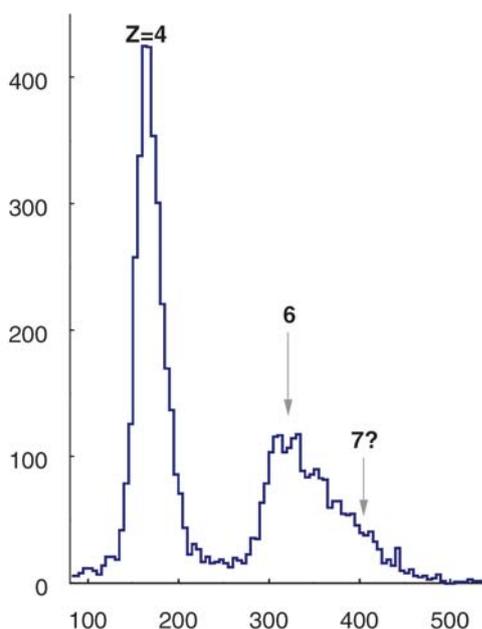


Рис. III.1. Амплитудный спектр со сцинтилляционного счетчика, установленного на месте облучения эмульсионной стопки при настройке канала транспортировки пучка на сепарацию ядер ^{12}N ; указаны положения пиков для ядер с зарядами $Z_{\text{пр}} = 4, 6$ и 7

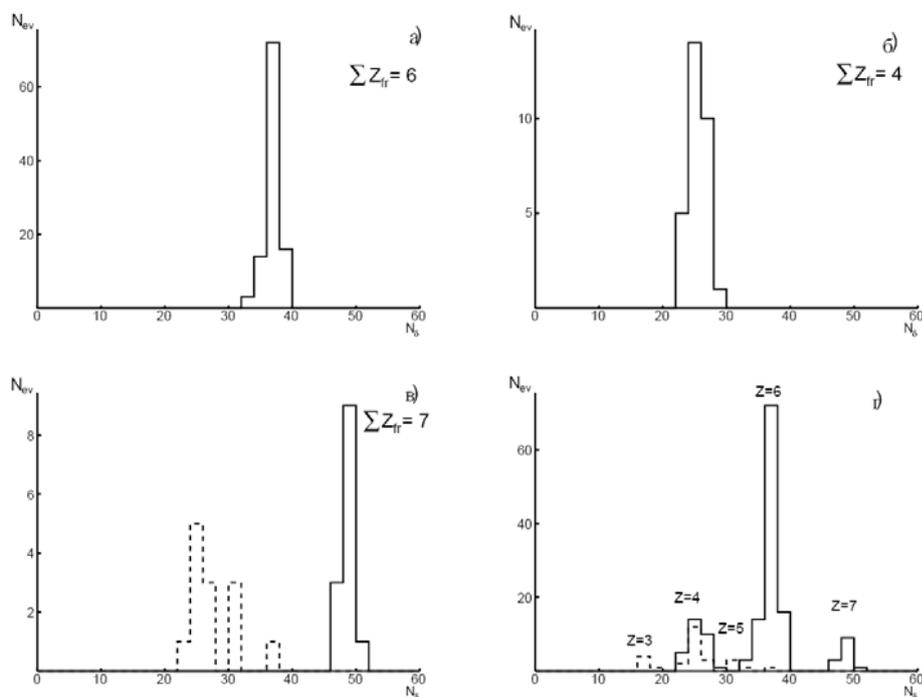


Рис. III.2. Распределения числа N_{tr} следов пучковых частиц и вторичных фрагментов (пунктирная линия) по среднему числу δ -электронов на 1 мм длины N_{δ} в “белых” звездах $2\text{He} + 2\text{H}$ (а), 2He и $\text{He} + 2\text{H}$ (б) и в событиях с фрагментами $Z_{\text{fr}} > 2$ (в); распределение N_{tr} по N_{δ} для всех измеренных событий (г)

Пучок ядер ^{12}C с импульсом 2А ГэВ/с был ускорен на нуклотроне ОИЯИ и выведен на производящую мишень. Вторичный пучок с магнитной жесткостью, оптимальной для селекции ядер ^{12}N с тем же импульсом на нуклон, что и у ядер ^{12}C , был проведен по каналу транспортировки пучка, включающем четыре отклоняющих магнита на базе 70 м, до места облучения эмульсионной стопки [8]. Амплитудный спектр со сцинтилляционного счетчика, установленного на этом месте,

указывает на преобладание изотопов ^3He , ^7Be , C , а также на примесь ядер ^{12}N , и практическое отсутствие ядер ^8B (рис. III.1). Во вторичном пучке такого состава была облучена стопка из 15 слоев ядерной эмульсии БР-2.

Начальный этап просмотра эмульсионных слоев состоял в визуальном поиске пучковых следов с зарядами $Z_{\text{pr}} = 1, 2$ и $Z_{\text{pr}} > 2$. Отношение числа пучковых следов $Z_{\text{pr}} = 1, 2$ и $Z_{\text{pr}} > 2$ составило $\approx 1 : 3 : 18$. Для сравнения в случае облучения ядрами ^9C это отношение составило $\approx 1 : 10 : 1$. Таким образом, в настоящем облучении вклад ядер ^3He резко снизился, что радикально подняло эффективность облучения и скорость поиска событий.

Поиск взаимодействий в эмульсионных слоях велся по первичным следам $Z_{\text{pr}} > 2$ без выборки. Полностью поиск и зарядовые измерения «белых» звезд выполнены в восьми слоях. На суммарной длине просмотра первичных следов 924.7 м было найдено 6144 неупругих взаимодействий, в том числе было 516 «белых» звезд. Угловой конус фрагментации был ограничен мягким условием $\theta_{\text{fr}} < 8^\circ$.

Таблица III.1. Распределение по каналам диссоциации числа «белых» звезд N_{ws} и событий с фрагментами мишени или рожденными мезонами N_{tf} , для которых выполняется условие $\sum Z_{\text{fr}} = 6$

Канал	2He + 2H	He+4H	6H
N_{ws}	159	16	8
N_{tf}	211	76	16

Наличие фрагментов $Z_{\text{fr}} > 2$ сделало необходимой зарядовую идентификацию пучковых (Z_{pr}) и вторичных (Z_{fr}) следов. Для калибровки этой процедуры были измерены значения средней плотности δ -электронов N_{δ} на 1 мм длины на следах пучковых ядер, образовавших «белые» звезды 2He + 2H, 2He и He + 2H, а также в звездах с фрагментами $Z_{\text{fr}} > 2$, как кандидатов в ^{12}N (рис. III.2). Наблюдается корреляция зарядовой топологии $\sum Z_{\text{fr}}$ и N_{δ} , что позволяет определить Z_{pr} каждого пучкового следа. Тем самым была выполнена калибровка, позволившая определить тем же методом и заряды фрагментов $Z_{\text{fr}} > 2$. Суммарное распределение по этим измерениям представлено на рис. 2г. Этот спектр указывает на наличие ядер ^{12}N в составе пучка.

Таблица III.2. Распределение по каналам диссоциации числа «белых» звезд N_{ws} , для которых выполняется условие $Z_{\text{pr}} = \sum Z_{\text{fr}}$ и $\sum Z_{\text{fr}} = 7$

Каналы	Ve + 3H	B + 2H	C + H	2He + 3H	He + 5H	3He + H	Ve + He + H	B + He	Сумма
$< 11^0$	10	7	5	19	9	2	7	6	65
$< 6^0$	5	5	5	10	2	2	6	6	41

В табл. III.1 приведено распределение по каналам диссоциации числа «белых» звезд N_{ws} , для которых выполняется условие $Z_{\text{pr}} = \sum Z_{\text{fr}}$ и $\sum Z_{\text{fr}} = 6$. Для случая $\sum Z_{\text{fr}} = 6$ такое условие проверено только на двух слоях при калибровке, поскольку в полной проверке необходимости не было из-за доминирования ядер C . Наиболее вероятный канал представлен 159 событием 2He + 2H, что и следовало ожидать для изотопа ^{10}C . Канал He + 4H оказался подавленным. Действительно, для периферической диссоциации ^{10}C требуется преодоление высокого порога развала α -кластера.

В ясно интерпретируемых реакциях фрагментации ядер $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{C}$, т. е. с выбиванием нейтрона и образованием фрагментов ядра мишени или мезонов, будут исследованы импульсные спектры ядер ^9C . Эта информация позволит в рамках статистической модели сделать выводы об импульсном распределении глубоко связанных нейтронов в ядре ^{10}C и сравнить их с данными по внешнему нейтрону в ядре ^9Be и протону в ядре ^8B .

Распределение по зарядовой топологии событий с $Z_{\text{pr}} = 7$ и $\sum Z_{\text{fr}} = 7$, отвечающих диссоциации ядра ^{12}N , представлено в табл. III.2. Топология представлена в вариантах «мягкого» ограничения на угол вылета $\theta < 11^0$ и «стандартного» условия на конус фрагментации $\theta < 6^0$. В первом случае примерно 60% событий содержит фрагмент $Z_{\text{fr}} > 2$, а во втором их доля возрастает до 70%, что явно отличается от случаев ядер ^{14}N [9] и ^{10}C . На качественном уровне при $\theta < 6^0$ проявляется картина, ожидавшаяся для ядра ^{12}N . Обращает на себя исчезновение событий с наибольшей множественностью He + 5H при применении условия конуса фрагментации. В целом, лидируют каналы, которые ассоциируются с развалами $p + ^{11}\text{C}$, $^4\text{He} + ^8\text{B}$, $p + ^7\text{Be} + ^4\text{He}$. Каналы

$2\text{He} + 3\text{H}$ и $3\text{He} + \text{H}$ могут быть отнесены к диссоциации кора ${}^7\text{Be}$. Более детальное прояснения кластеризации нуклонов в ядре ${}^{12}\text{N}$ требует увеличения статистики и идентификации изотопов H и He методом многократного рассеяния. Кроме того, представляет интерес исследование ядерного резонанса ${}^{11}\text{N}$ в реакциях фрагментации ядер ${}^{12}\text{N}$ с сохранением первичного заряда релятивистскими фрагментами H и He, т. е. с выбиванием нейтрона и образованием фрагментов ядра мишени или мезонов.

Попутно в этом облучении для ядра ${}^7\text{Be}$ набрана большая статистика по каналам диссоциации числа «белых» звезд N_{ws} и событий с фрагментами мишени или рожденными мезонами N_{tf} , для которых выполняется условие $\sum Z_{\text{fr}} = 4$. Эта статистика составляет основу для исследования резонанса в системе $2{}^3\text{He}$. Будут выполнены угловые измерения и идентификация релятивистских фрагментов этих событий.

Таблица III.3. Распределение по каналам диссоциации числа «белых» звезд N_{ws} и событий с фрагментами мишени или рожденными мезонами N_{tf} , для которых выполняется условие $\sum Z_{\text{fr}} = 4$

Канал	2He	He+2H	4H
N_{ws}	95	116	14
N_{tf}	371	554	16

III.3 Распады несвязанных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$

В структуре ядра ${}^{10}\text{C}$ роль основы играет нестабильное ядро ${}^8\text{Be}$, что должно проявиться в диссоциации ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be}$. Распады релятивистских ядер ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ через основное состояние 0^+ идентифицируются по принадлежности α -частичных пар к характерной области наименьших углов разлета $\Theta_{2\alpha}$, ограниченной при импульсе $2A$ ГэВ/с условием $\Theta_{2\alpha} < 10.5$ мрад [4]. Физический смысл имеет энергия возбуждения α -пары $Q_{2\alpha} = M_{2\alpha}^* - M_{2\alpha}$, где $M_{2\alpha}^*$ - инвариантная масса системы фрагментов $M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum (P_i \cdot P_k)$, а $P_{i,k}$ - 4-импульсы фрагментов i и k , определяемые в приближении сохранения значения первичного импульса на нуклон; $M_{2\alpha}$ - удвоенная масса α -частицы.

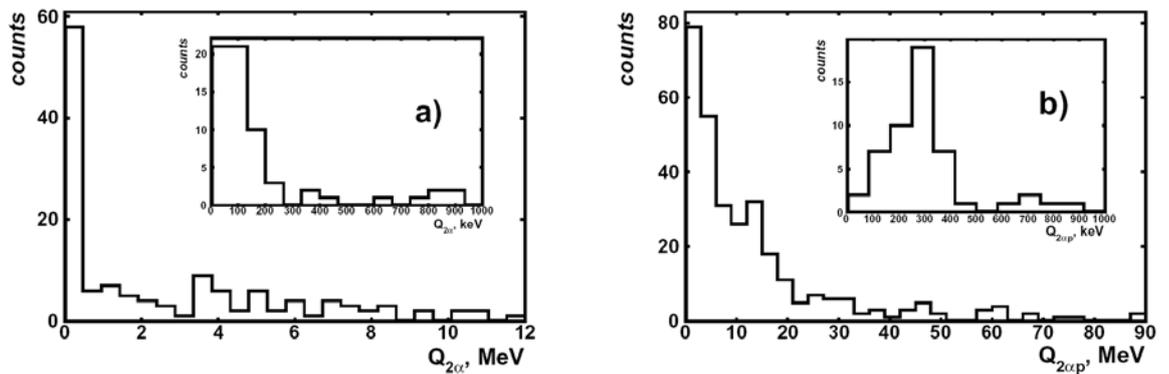


Рис. III.3. Распределение числа «белых» звезд N_{ws} топологии $2\text{He} + 2\text{H}$ по энергии возбуждения $Q_{2\alpha}$ пар α -частиц; на вставке – увеличенное распределение $Q_{2\alpha}$ (a); распределение числа «белых» звезд N_{ws} топологии $2\text{He} + 2\text{H}$ по энергии возбуждения $Q_{2\alpha p}$ троек $2\alpha + p$; на вставке – увеличенное распределение $Q_{2\alpha p}$ (b)

Распределение по энергии возбуждения α -частичных пар $Q_{2\alpha}$ 156 «белых» звезд $2\text{He} + 2\text{H}$ представлено на рис. III.3 (a). Из них для 63 событий $Q_{2\alpha}$ не превышает 500 кэВ (вставка на рис. 3(a)). Среднее значение $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ составляет 87 ± 7 кэВ при среднеквадратичном рассеянии $\sigma \approx 53$ кэВ, что отвечает распадам основного состояния ядра ${}^8\text{Be}$. Относительная доля этих распадов соответствует случаям соседних кластерных ядер.

Другим продуктом когерентной диссоциации ядра ${}^{10}\text{C}$ должно быть нестабильное ядро ${}^9\text{B}$. На рис. III.3(b) представлено распределение 156 «белых» звезд $2\text{He} + 2\text{H}$ по энергии возбуждения

$Q_{2\alpha p}$, определенной по разнице инвариантной массы тройки фрагментов $2\alpha + p$ и массой протона и удвоенной массой α -частицы. В 58 событиях величина $Q_{2\alpha p}$ для одной из двух комбинаторно возможных троек $\alpha + \alpha + p$ также не превышает 500 кэВ (вставка на рис. III(b)). Среднее значение $\langle Q_{2\alpha p} \rangle$ составляет 254 ± 18 кэВ при среднеквадратичном рассеянии $\sigma = 96$ кэВ. Эти величины соответствуют распаду основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$ по каналу $p + {}^8\text{Be} (0^+)$ с известными значениями энергии 185 кэВ и ширины (0.54 ± 0.21) кэВ [12]. В распределении $Q_{2\alpha} < 1$ МэВ и $Q_{2\alpha p} < 1$ МэВ имеется четкая корреляция в образования в основных состояниях ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}$. Можно отметить образование одного события $2\alpha + 2p$ со значениями $Q_{2\alpha p}$ равными 0.23 и 0.15 кэВ, т. е. обе тройки одновременно соответствуют распаду ядра ${}^9\text{Be}$. Во всех остальных случаях образования ядра ${}^9\text{Be}$ второе из двух возможных значений $Q_{2\alpha p}$ имеет величину больше 500 кэВ.

Кроме того, были изучены возбуждения $\alpha + 2p$ на оставшейся статистике “белых” звезд $2\text{He} + 2\text{H}$ без распадов ядра ${}^9\text{Be}$. В спектре $Q_{\alpha 2p}$ не наблюдается явный сигнал от распадов основного и первого возбужденного состояния нестабильного ядра ${}^6\text{Be}$, а оценка его вклада не превышает 20%. Этого аспекта заслуживает дальнейшего анализа с учетом угловых корреляций протонов.

В целом зарядовая топология диссоциации исследованных ядер представляется непротиворечивой, а выполненное облучение эмульсии - имеющим перспективы увеличения статистики “белых” звезд ${}^{12}\text{N}$ и ${}^{10}\text{C}$, так и их детального анализа. Уже на настоящем этапе анализа можно сделать и некоторые физические выводы о кластерных особенностях ядер ${}^{12}\text{N}$ и ${}^{10}\text{C}$.

В практическом плане, анализ угловых корреляций подтверждает вывод о доминировании в пучке ядер ${}^{10}\text{C}$. Образование в диссоциации ядер ${}^{10}\text{C}$ ядер ${}^8\text{Be}$ носит каскадный характер ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be}$. Отсутствует заметный вклад от распадов ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ через первое возбужденное состояние 2^+ , что качественно отличает ядро ${}^{10}\text{C}$ от ${}^9\text{Be}$. В случае ядра ${}^9\text{Be}$ вклады состояний 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ в ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be}$ оказались близкими и соответствующими весам этих состояний, принятым в вычислениях в двухтельной $n - {}^8\text{Be}$ магнитного момента ядра ${}^9\text{Be}$.

Можно предположить, что состояние 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ не дает вклада в основное состояния ядра ${}^{10}\text{C}$, а его основу составляет только протяженное состояние 0^+ . Спаренные протоны могут иметь значение ковалентной пары в молекулярно-подобной системе ${}^{10}\text{C}$ с двуцентровым потенциалом $\alpha + 2p + \alpha$. Проверка таких предположений будет выполнена при анализе корреляций в парах $2p$, 2α и αp , а затем и для более сложных конфигураций с нестабильными ядрами $p + {}^9\text{Be}$, $2p + {}^8\text{Be}$ и $\alpha + {}^6\text{Be}$.

Глава IV. Перспективы исследований периферической фрагментации тяжелых ядер

IV.1 Физика сложных кластерных систем

Интригующий сценарий существования сложных кластерных систем состоит в том, что может происходить конденсация Бозе-Эйнштейна групп α -частиц в условиях, когда α -частицы являются хорошо определенными конститuentами симметричной ядерной материи [34-47]. Своим возникновением такой конденсат обязан наличию сильной 4-нуклонной корреляции (квартетная конденсация фермионов). Для формирования α -частиц из обычного состояния ядерной материи, которая представляет собой аналог квантовой жидкости, критическая плотность должна быть равна примерно $\rho_0/5$ (ρ_0 – ядерная плотность насыщения). Существование α -конденсатной формации, как практически бесконечной симметричной ядерной материи, возможно в астрофизике при малых плотностях и температурах (рис. I.1 и 2).

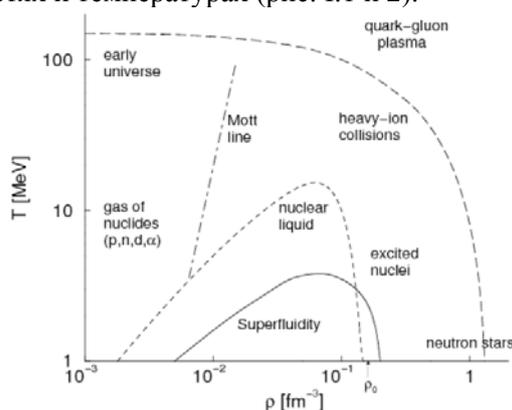


Рис. I.1. Фазовая диаграмма ядерной материи

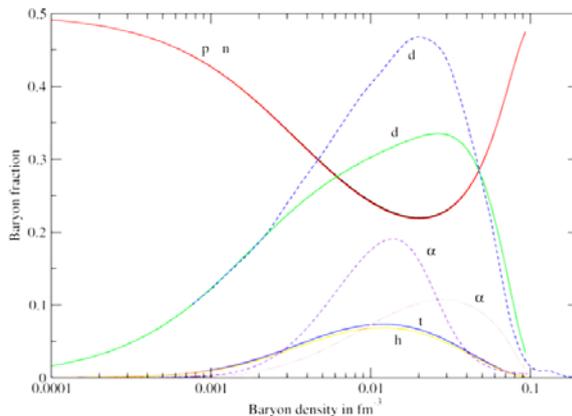


Рис. I.2. Соотношение долей кластерных состояний и нуклонов в зависимости от барионной плотности симметричной ядерной материи [48]

Важный вопрос состоит в том, имеют ли свойства возбужденных состояний конечных ядер над порогом $N\alpha$ диссоциации отношение к свойствам бесконечной ядерной материи, обладающей к тому же электронной экранировкой? Тем не менее, разрабатываются концепции, в которых полностью развитая α -кластерная структура $N\alpha$ -ядер в момент возникновения может проявить сходство с α -материей. Такой квантовый α -конденсат мог бы быть аналогичен недавно осуществленной конденсации Бозе-Эйнштейна бозонных атомов в магнито-оптических ловушках, чему и обязано развитие этих представлений. Роль α -простейших конденсатных состояний приписывается основному 0^+ и первому возбужденному состоянию 2^+ нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$.

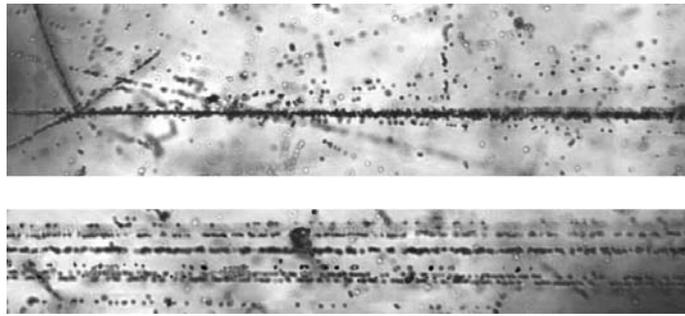


Рис. IV.3. Событие фрагментации ядра ^{28}Si с энергией 3.65А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии

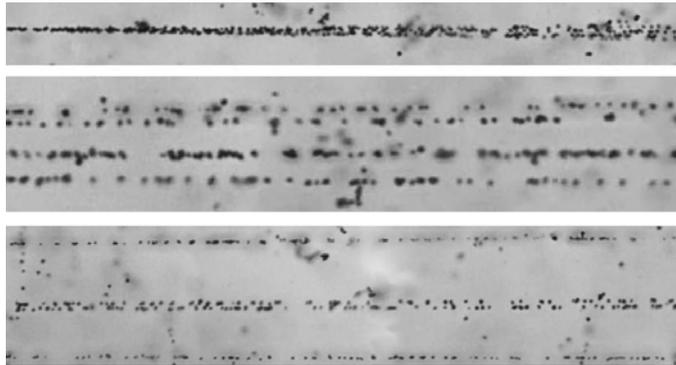


Рис. IV.4. Фрагментация релятивистского ядра $\text{Ne} \rightarrow 5\text{He}$ с энергией 3.65А ГэВ ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии; а верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в очень узком угловом конусе; среднее фото: смещение от вершины взаимодействия по направлению движения фрагментов, становятся различимыми три He фрагмента и очень узкая пара треков; нижнее фото: дальнейшее смещение вдоль струи фрагментов с целью разделения узкой пары фрагментов He, являющихся продуктами промежуточного нестабильного ядра ^8Be

Хотя твердо установлено, что α -кластеризация играет важную роль в структуре легких ядер, однако, до сих пор только знаменитое состояние Хойла 0^+ в ядре ^{12}C отнесено к разреженному α -частичному конденсату. Это состояние, возникающее при плотности $\rho_0 / 3$, может быть описано с хорошей точностью, как конфигурация трех α -частиц, сконденсированных в их системе центра масс на низшей $0S$ орбите. К этому выводу ведут данные по измерению неупругого форм-фактора рассеяния протонов с возбуждением 3α -состояний. С ростом плотности выше $\rho_0 / 3$ возникает связь α -частиц, модифицированная средой. Ядра с плотностями вблизи плотности насыщения описываются квазичастичной картиной, которая ведет к оболочечной модели. В структуре основного состояния бозонные конститuenty присутствуют всегда в очень малом числе. Они проявляются в эффекте спаривания внешних нуклонов, ведущем к росту энергии связи и стабильности ядер.

Благодаря развитию этой теоретической концепции новый импульс для развития получают эксперименты по изучению $N\alpha$ состояний, ранее посвященные поиску ядерных молекул. Поиск α -частичного конденсата требует детальной спектроскопии $N\alpha$ состояний для выделения состояний с нулевым орбитальным моментом. С ростом исследуемой множественности $N\alpha$ трудности эксперимента будут быстро нарастать. Например, в качестве «лаборатории» для изучения конденсата предлагается диссоциация $^{40}\text{Ca} \rightarrow 10\alpha$. Предлагается осуществить и поиск конденсатных состояний 3^{12}C и 3^{16}O . Переход в конденсатное состояние должен происходить на самом энергетическом пороге $N\alpha$ состояний, что будет вести к предельно малым относительным энергиям α -частиц. Прогресс в этой области будет определяться возможностями эксперимента. Отметим принципиальную ограниченность для такого поиска экспериментов при низких энергиях. При фрагментации ядра мишени быстро снижается эффективность одновременного наблюдения нескольких фрагментов. Для фрагментации же налетающего ядра возникают качественно новые возможности.

Таблица IV.1. Распределение взаимодействий ядер ^{22}Ne с энергией 3.22А ГэВ по множественности следов фрагментов мишени n_b и n_g для каналов диссоциации с сохранением суммарного заряда ядра $\sum Z_{fr} = 10$ в конусе фрагментации и без образования мезонов ($n_s = 0$). В скобках – доля канала в процентах.

n_b n_g	0 0	0 1	1 0	2 0	3 0	>3 0
F + H	26 (19.5)	9 (15.0)	13 (44.8)	2	-	1
O + He	54 (40.6)	19 (31.7)	2 (6.9)	-	1	1
O + 2H	12 (9.0)	7 (11.7)	-	-	-	-
N + He + H	12 (9.0)	7 (11.7)	4 (13.8)	1	-	-
N + 3H	3 (2.3)	3 (5.0)	-	-	-	-
C + 2He	5 (3.8)	3 (5.0)	3 (10.3)	1	-	-
C + 2He + 2H	5 (3.8)	3 (5.0)	3 (10.3)	-	-	-
C + 4H	2 (1.0)	-	-	-	-	-
B + Li + H	1 (0.8)	-	-	-	-	-
B + 2He + H	2 (1.5)	1 (1.7)	-	-	-	-
B + He + 3H	2 (1.5)	1 (1.7)	-	-	-	-
B + 5H	1 (0.8)	-	1 (3.4)	-	-	-
2Be + 2H	-	1 (1.7)	-	-	1	-
Be + Li + 3H	1 (0.8)	-	-	-	-	-
Be + 3He	2 (1.5)	-	-	-	-	-
Be + He + 4H	1 (0.8)	-	-	-	-	-
Li + 3He + H	-	1 (1.7)	-	-	-	-
5He	3 (2.3)	-	1 (3.4)	2	-	1
4He + 2H	1 (0.8)	5 (8.3)	2 (6.9)	-	-	-

Прогресс в развитии синхрофазотрона как источника релятивистских ядер, достигнутый в 80-е годы, позволил выполнить облучения эмульсионных стопок в пучках ядер ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si (рис. IV.3) и ^{32}S . Полученные сведения о структуре периферической фрагментации этих ядер, в особенности о статистике «белых звезд», сохраняют свою уникальность и имеют перспективу применения для будущих экспериментов, более того – служат их вдохновляющей мотивацией. Проиллюстрируем это утверждение на основе массива измерений неупругих взаимодействиях ядер ^{22}Ne с энергией 3.22А ГэВ, имеющего наибольшую статистику.

При прослеживании по следам первичных ядер на длине около 947 метров было найдено 9318 событий. Значение среднего пробега соответствует геометрической модели. Для угловых измерений без какой-либо выборки по числу заряженных частиц было отобрано 4155 событий. В табл. IV.1 прослеживается распределение по зарядовой топологии событий с сохранением суммарного заряда ядра $\sum Z_{fr} = 10$ в конусе фрагментации и без образования мезонов ($n_s = 0$) от множественности следов мишени n_b и n_g . Присутствуют все каналы - от отделения одиночных фрагментов $Z_{fr} = 1$ и 2 от «холодного остатка» первичного ядра ^{22}Ne до его полного разрушения на легчайшие ядра (пример на рис. IV.4). Схожий характер имеют распределения по зарядовой топологии периферических взаимодействий релятивистских ядер Mg, Si и S. Очевидная особенность – доминирование в статистике именно «белых звезд», что позволяет выделить их как особый класс взаимодействий в ядерной эмульсии, который имеет хорошие перспективы для детального исследования.

Другая особенность состоит в подавлении событий бинарного расщепления легких ядер на фрагменты с $Z_{fr} > 3$. Ранее при анализе 1666 взаимодействий было обнаружено только одно расщепление $\text{Mg} \rightarrow \text{B} + \text{N}$ без дополнительного испускания заряженных частиц [63]. В работе [63,64] на другой выборке из 1900 неупругих взаимодействий наблюдалось одно событие диссоциации $\text{Si} \rightarrow \text{O} + \text{C}$. Как известно, сечение бинарного фоторасщепления ядер также имеет весьма малую величину в области нанобарн.

Обратный процесс слияния двух легких ядер представляет собой туннельный переход, который протекает при энергиях ниже кулоновского барьера. Кулоновский барьер (несколько МэВ) играет роль структурного фактора, а множественная фрагментация связана с его исчезновением при возрастании возбуждения ядра. Можно предположить, что удерживающий эффект, связанный с кулоновским барьером при образовании конечных состояний, проявляется и при релятивистской фрагментации.

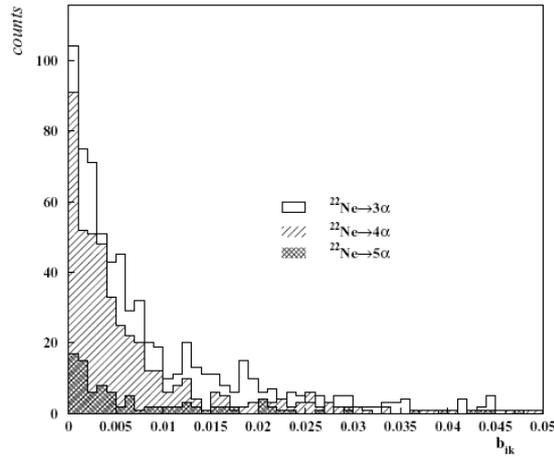


Рис. IV.5. Распределение α -частичных пар по инвариантной переменной b_{ik} для каналов фрагментации $^{22}\text{Ne} \rightarrow N\alpha$

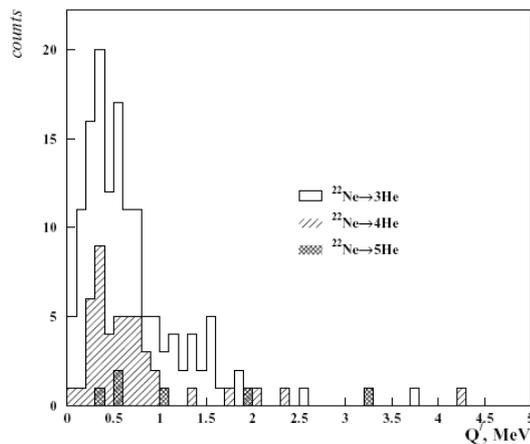


Рис. IV.6. Распределение α -частичных пар по инвариантной переменной Q' для каналов фрагментации $^{22}\text{Ne} \rightarrow N\alpha$

В образовании $N\alpha$ -частичных ансамблей могло проявиться ядерное состояние, аналогичное разреженному Бозе газу, обсуждавшемуся в Главе I. Предсказанное свойство таких систем состоит в узком распределении по скоростям в системе центра масс. В случае генерации релятивистскими ядрами они могли бы проявиться как узкие $N\alpha$ -струи. Определение с. ц. м. для каждого события достаточно сложно, в то время как анализ струй в пространстве 4-скоростей b_{ik} позволяет исследовать $N\alpha$ -системы универсальным образом. На рис. IV.5 представлено распределение b_{ik} для канала фрагментации $^{22}\text{Ne} \rightarrow N\alpha$ для $N_\alpha = 3$ (240 событий), 4 (79 событий) и 5 (10 событий), являющихся достаточно узкими и, в основном, удовлетворяющих критерию $b_{ik} \ll 0.01$.

Были отобраны события, удовлетворяющие критерию $b_{ik} < 10^{-2}$ для каждой α -пары для $N_\alpha = 3$ (141 событие), 4 (47 событий) и 5 (6 событий). Рис. IV.6 представляет для них нормированное распределение по энергии возбуждения $Q' = Q/(4N)_\alpha$. Будучи оценкой средней энергии, приходящейся на нуклон в с. ц. м., значения Q' не превышают типичные значения для кулоновского барьера. Несмотря на возрастание множественности, $N\alpha$ -струи остаются подобными по относительным скоростям и «холодными». Среди событий $^{22}\text{Ne} \rightarrow 5\alpha$ обнаружены 3 «белых звезды». Из них в двух «золотых» событиях α -частичные треки содержатся внутри конуса 1° . Для этих двух событий значения Q' оцениваются как весьма малые – 400 кэВ и 600 кэВ на нуклон. Детектирование таких «холодных» 5α -состояний является серьезным аргументом в пользу поисков фазового перехода α -кластерных состояний в разреженный Бозе-газ методом релятивистской фрагментации, мотивирующим исследования более легких $N\alpha$ -систем как потенциальных «кирпичиков» этого квантового состояния.

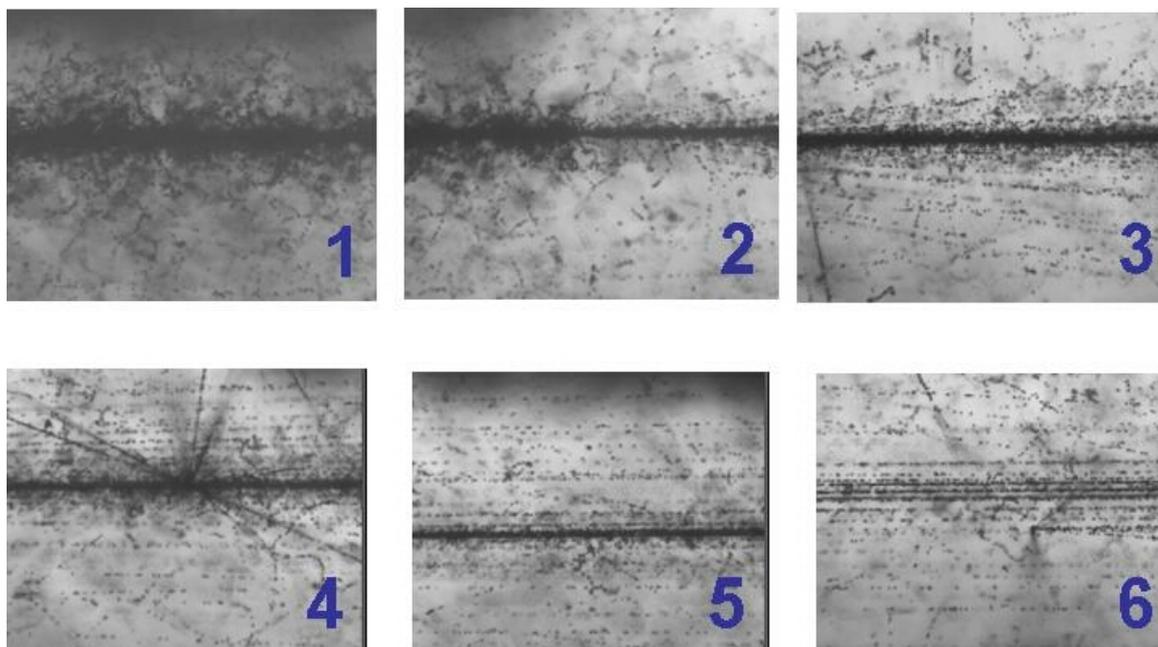


Рис. IV.7. Последовательные фотокадры когерентной диссоциации ядра Pb при 160А ГэВ: первичный след (1), вершина диссоциации (2), расхождение следов (3-6); на 4 кадре видна первая вторичная вершина; 6 кадр соответствует удалению от вершины около 3 см

Единичные события множественной фрагментации релятивистских ядер вплоть до полного разрушения на легчайшие ядра и нуклоны без возбуждения ядер мишени надежно наблюдались для ядер Au [49-51] и Pb и даже U [52] (примеры на рис. IV.7 и 8). Как таковое, существование этого явления не вызывает сомнения. Возможно, что в нем подтверждается существенная роль эффекта дальнедействующих квантово-электродинамических взаимодействий. Большие электрические заряды тяжелых ионов, движущихся с релятивистскими скоростями, и порождаемые ими сильные электрические и магнитные поля делают возможным наблюдение процессов многофотонных обменов и нового типа квантовых переходов и ядерных возбуждений, которые практически невозможно наблюдать из-за их малости в электрон-ядерных взаимодействиях (рис. IV.9). Возбуждение кратных (двойных, тройных и т.п.) гигантских ядерных резонансов различных мультипольностей может приводить к появлению неожиданных и даже экзотических конфигураций нуклонных кластеров в конечных состояниях распадов этих резонансов.

Можно надеяться, что решение поставленных в проекте задач по исследованию структуры периферических взаимодействий легких ядер позволит на новом уровне понимания обратиться к этим процессам для тяжелых ядер. Сотрудничество располагает слоями ядерной эмульсии, облученными в пучках релятивистских ядер ^{28}Si , ^{32}S , ^{56}Fe , ^{197}Au и ^{207}Pb . В институтах, сотрудничающих с ОИЯИ, систематически ведется накопление и анализ статистики событий периферического типа. Во всех перечисленных ядрах наблюдаются диссоциация вплоть до изотопов H и He в событиях типа «белая» звезда. Такая степень мультифрагментация может вести к важным последствиям при интерпретации данных по физике космических лучей ультравысоких энергий. Астрофизическое значение этих наблюдений состоит в следующем. Микроскопические условия при мультифрагментации ядер близки к условиям при коллапсе в сверхновых. Наши наблюдения позволяют косвенным образом подтвердить возможность коллапса водородно-гелиевой плазмы в ядра Fe (рис. IV.10) и более тяжелые ядра.

Отметим фундаментальную и прикладную важность изучения множественной фрагментации ядер Au или Pb в легкие ядра. Легкие ядра, как известно, характеризуются примерно равным соотношением протонов и нейтронов. Поэтому при периферической множественной фрагментации ядер Au могут высвобождаться порядка 20 нейтронов, которые не испытывают кулоновского отталкивания и могут даже формировать короткоживущие состояния (полинейтроны). Их одновременное детектирование и анализ как целостных систем достигим только методами физики высоких энергий.

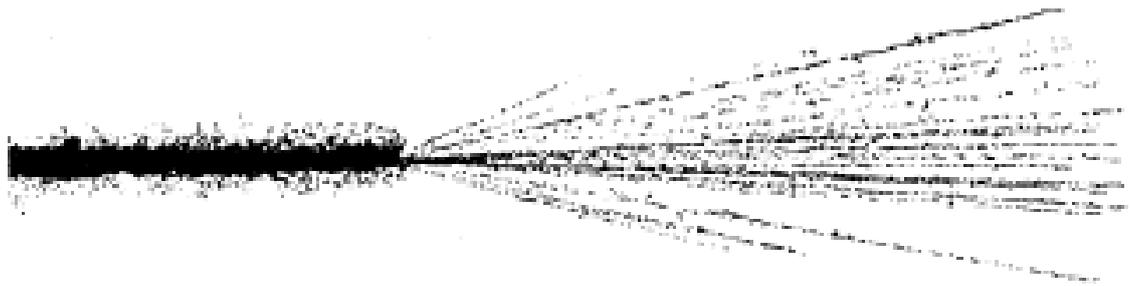


Рис. IV.8. Фото когерентной диссоциации ядра U при 1А ГэВ (из работы [52])

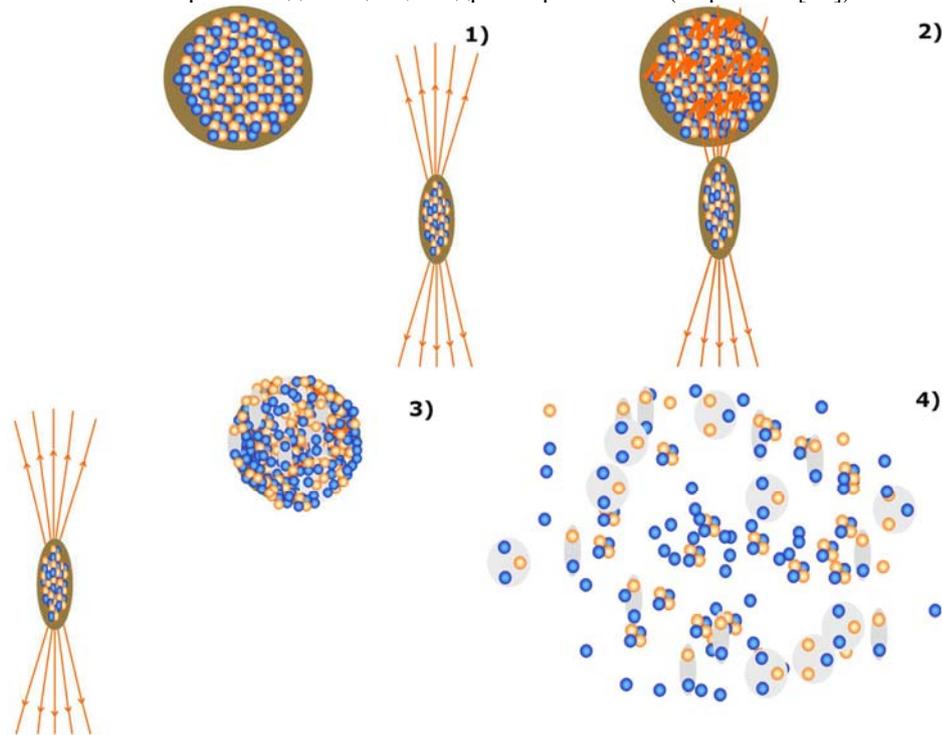


Рис. IV.9. Сценарий последовательных этапов наиболее периферической множественной фрагментации тяжелого ядра (*Au* или *Pb*) в электромагнитном поле ядра мишени в релятивистской области относительных скоростей. Ядра сближаются с прицельным параметром большим радиусов (1). Пересечение электромагнитного поля ядра мишени ведет к поглощению нескольких виртуальных фотонов и возбуждению тяжелого ядра (2). Тяжелое ядро переходит в фазу из легчайших ядерных фрагментов и нуклонов (3). Наконец происходит распад системы (4).

В этом отношении можно рассчитывать, что и далее будет решаться традиционная задача метода ядерных эмульсий: на ограниченной статистике периферических взаимодействий планируется наметить основные контуры картины, которые могут сориентировать будущие эксперименты с высокой сложностью и разнообразием детекторов. При этом возможно извлечение неискаженной и уникальной по полноте информации о периферических взаимодействиях, структурных особенностях исследуемых ядер и наблюдение новых мод распада из несвязанных возбужденных состояний.

Можно обрисовать исследовательский горизонт, на который указывают эти результаты. Представленные выводы мотивируют дальнейшие исследования систем ядерных кластеров методом релятивистской фрагментации. Механизмы множественного развала легких ядер могут лежать в основе множественной когерентной диссоциации и самых тяжелых ядер. По-существу, были сделаны пусть и совершенно необходимые, но только первые шаги в этом направлении. Ультрапериферические столкновения с диссоциацией ядер могут привести к появлению в конечном состоянии многочастичных комбинаций легчайших ядер с кинематическими характеристиками относительного движения, которые представляют ядерно-астрофизический интерес и которые трудно сформировать в каких-либо других лабораторных условиях.

Подчеркнем соответствие между масштабом относительных энергий релятивистских фрагментов и диапазоном температур важнейших процессов в природе - от нуклеосинтеза в Солнце до взрывов сверхновых.

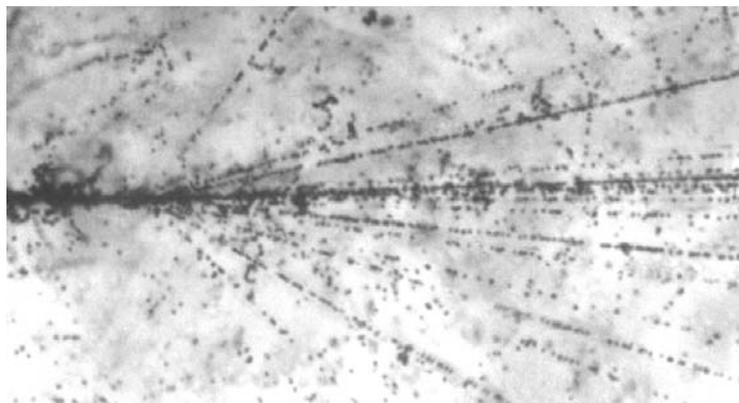


Рис. IV.10. Микрофотография события периферической фрагментации ядра ^{56}Fe с энергией 1А ГэВ в эмульсии без образования фрагментов ядра мишени. Облучение эмульсии выполнено на нуклотроне ОИЯИ

Углубленное исследование когерентной диссоциации тяжелых ядер приведет к постановкам новых физических задач и развитию экспериментальной техники. Например, для исследования электромагнитной диссоциации ядер с энергиями порядка 10А ГэВ на мишенях из свинца представляется весьма перспективным использование адронных калориметров, что позволит детектировать релятивистские нейтроны-фрагменты. В случае полного разрушения тяжелых ядер на легкие фрагменты присутствие нейтронной компоненты обусловлено симметричностью легких ядер.

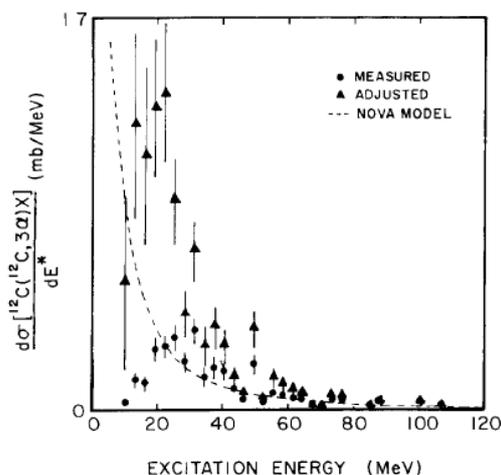


Рис. IV.11. Измеренный и восстановленный Спектр возбуждений $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 2.1А ГэВ по данным эксперимента HISS: точки – измеренный, треугольники реконструированный

Результаты электронных экспериментов в этой области практически отсутствуют. В качестве примера этих утверждений можно привести результаты с магнитного спектрометра HISS, в котором была предпринята попытка исследовать канал фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 2.1А ГэВ, являющийся критическим тестом спектроскопических возможностей [53,54]. Используя методику дрейфовых камер, авторы не смогли наблюдать узких пар α -частиц с относительными импульсами менее 75 МэВ/с от распадов из основного состояния ^8Be и, как следствие, большую часть 3α -частичного спектра в наиболее важной области возбуждений от порога до 30 МэВ пришлось реконструировать моделированием (рис. IV.11).

В настоящее время в ГСИ (Дармштадт) развивается эксперимент SPALLADIN,

нацеленный на полный анализ во время-проекционной камере релятивистской фрагментации ядер Fe на водородной мишени с перспективой измерений на ядрах вплоть до Au на будущем ускорителе ГСИ. Вопрос об изучении кулоновской диссоциации на тяжелых ядрах мишени не ставится. Обсуждаются и постановки с более легкими ядрами: сотрудничество обещает реконструировать релятивистскую фрагментацию вплоть до $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ («down to»), что весьма успешно сделано эмульсионным методом еще в 70-х годах. Одновременная регистрация однозарядных релятивистских фрагментов даже не обсуждается.

Таким образом, кажущаяся простота детального исследования конуса релятивистской фрагментации по сравнению с центральными соударениями релятивистских ядер оказывается обманчивой. Отмечая физические выводы эмульсионных экспериментов, можно сказать, что с первого цикла измерений примененный подход зарекомендовал себя мощным средством исследования α -кластеризации, обеспечивающим не только уникальные наблюдения, но и статистическую обеспеченность. Более того, он позволил сделать уникальные наблюдения фрагментации более тяжелых ядер.

Нельзя исключить, что полнота наблюдений всех продуктов реакции, обеспечиваемая в ядерной эмульсии, может так и остаться недостижимой в других подходах из-за беспрецедентно высокого уровня методических требований к полному наблюдению картины когерентной диссоциации релятивистских ядер. В этом случае результаты эмульсионных работ позволят оценить ограниченность электронных методов детектирования и придать уверенность их выводам. В этом состоит дополнительное значение использования метода ядерной эмульсии и в настоящей работ

IV.2 Опытное облучение на нуклотроне ядерной эмульсии ядрами ксенона

В сеансе работы нуклотрона в марте 2010 г. были ускорены ионы ксенона $^{124}\text{Xe}^{42+}$ до энергии около 1А ГэВ, что соответствует напряженности магнитного поля в кольце ускорителя 7.9 кГс. Ускоренные ядра выводились из нуклотрона через фольгу фланца, что позволило выводить ионы Xe^{53+} с полной обдиркой электронов. Для диагностики ускоренного пучка в фокусе Ф3 канала выведенного пучка облучены как пленки ядерной эмульсии МР толщиной 20 $\mu\text{м}$ (производство НИКФИ), размещенные поперек к направлению пучка и «толстые» слои ядерной эмульсии толщиной около 450 $\mu\text{м}$, ориентированные вдоль пучка. Длительность облучения составила около 20 мин. Основная цель настоящего анализа состоит в том, чтобы продемонстрировать успешное ускорение ядер ^{124}Xe . На материале облучений ядрами с высокой ионизирующей способностью оказалось возможным оценить некоторые аспекты цифровой обработки, которые будут представлены ниже. Макрофотографии прохождения и взаимодействия ядер Хе в эмульсии, полученные с помощью фотокамеры NIKON D90 на микроскопе МБИ-9, находятся на сайте сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ <http://becquerel.jinr.ru/>.

Продольное облучение. На поверхностях продольно облученных слоев эмульсии достаточно отчетливо проявляются «гребни» следов сильноионизирующих частиц с глубиной проникновения в слой около 4 см. При микроскопическом прослеживании по следам были найдены несколько взаимодействий с высокой множественностью. Один из примеров приведен на рис. IV.12. Несколько следов удалось проследить в пределах одного эмульсионного слоя до точки. Пример характерного образа такой остановки приведен на рис. IV.13. Средняя длина следов такого типа составила $\lambda_{\text{exp}} = 38 \pm 15$ мм. Рассчитанное по программе SRIM значение пробега ионов $^{124}\text{Xe}^{42+}$ с начальной энергией 1А ГэВ учетом предшествующего вещества, составившем 100 $\mu\text{м}$ железа и 15 мм сцинтиллятора находится в согласии со столь малой экспериментальной величиной λ_{exp} .

Поперечное облучение. На проявленной эмульсионной пленке след от потока ядер Xe^{53+} представляет собой слабо различимое потемнение размером, не превышающим 1 см. На рис. IV.14 представлена макрофотография, сделанная с 20-кратным увеличением в области наибольшей интенсивности, на которой видны поперечные сечения следов частиц с высокой ионизацией. На этом и последующих снимках приводится сравнительное фото волоса толщиной около 30 мкм, совмещенное при 40% прозрачности. Участок этой области представлен на рис. IV.15 при 90-кратном увеличении. Рис. IV.16 демонстрирует звезду расщепления тяжелого ядра мишени на не менее чем 7 фрагментов, что подтверждает факт облучения высокоэнергичными ядрами. Из-за малой толщины пленки такие события являются крайне редкими. Поперечный

профиль пучка был получен через координатную сетку окуляра с шагом 0.36 мм путем подсчета около 7000 следов ядер Хе. Наблюдается характерная неоднородность профиля (рис. IV.17).

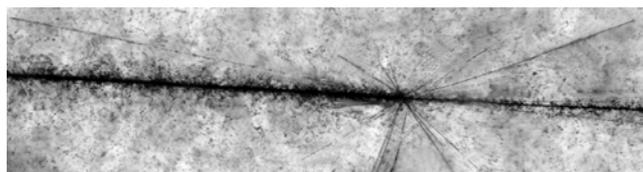


Рис. IV.12. Макрофотография при 60-кратном увеличении взаимодействия ядра Хе в эмульсии с образованием высокозарядного фрагмента

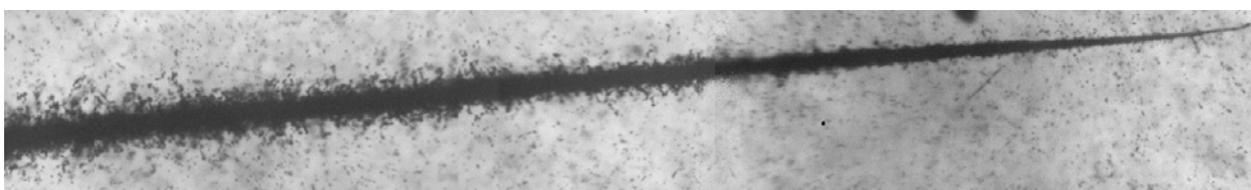
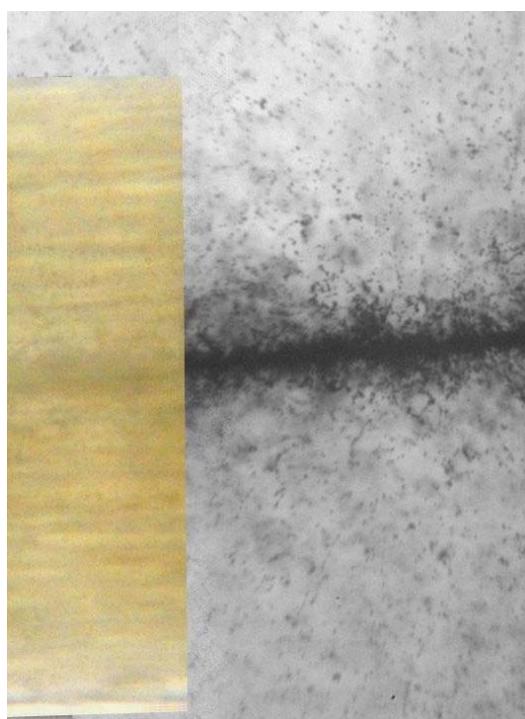
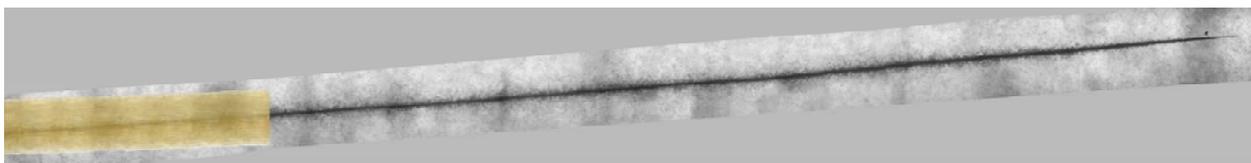


Рис. IV.13. Макрофотографии при 60-кратном участка остановки ядра Хе: общий вид и волос (сверху), фрагмент участка следа и волоса (средний) и увеличенный вид области остановки (нижний)

Было выполнено непосредственное фотографирование пучкового пятна цифровой камерой (без микроскопа). Файл изображения был сохранен в виде однобитовой карты, указывавшие на пиксели с яркостью изображения свыше определенного порога. Подсчет таких пикселей привел к примерно такому же числу трековых отметок ядер Хе. На основе полученной карты было построено 2-изображение (рис. IV.18), которое передает характерные особенности профиля, полученного визуальным подсчетом (рис. IV.17). Некоторое различие связано с несовпадением в границах анализируемых областей и не жесткими критериями отбора треков при обработке

фотографии. Проведенное сравнение оказывается полезным, поскольку указывает на возможность получения детальной информации о профилях пучков релятивистских ядер малой интенсивности достаточно простыми средствами. В настоящее время ведется отработка анализа изображений в ядерной эмульсии на основе автоматизированного комплекса на основе микроскопа МПЭ-11 с управляемым столиком, видеокамерой и платой захвата изображения.



Рис. IV.14. Макрофотографии при 20-кратном увеличении эмульсионной пленки толщиной, облученной в пучке ядер Хе, в области наибольшей плотности пучка; приведена суперпозиция фотографии волоса

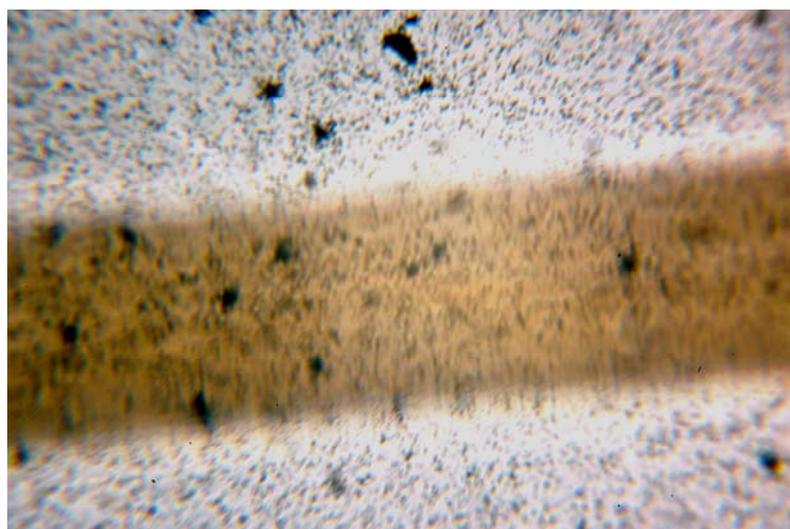


Рис. IV.15. Макрофотографии при 90-кратном увеличении эмульсионной пленки толщиной, облученной в пучке ядер Хе, в области наибольшей плотности пучка; приведена суперпозиция фотографии волоса

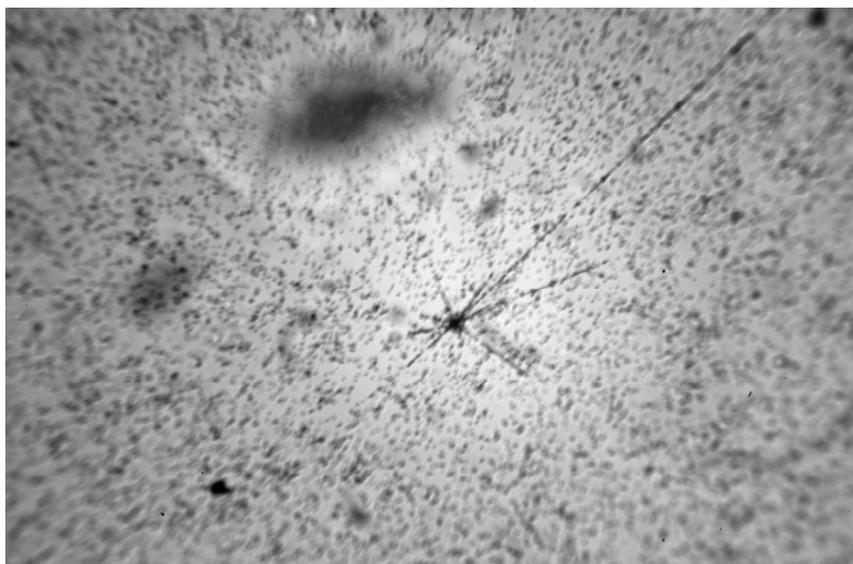


Рис. IV.16. Макрофотографии при 90-кратном увеличении ядерной звезды в эмульсионной пленке, облученной в пучке ядер Хе

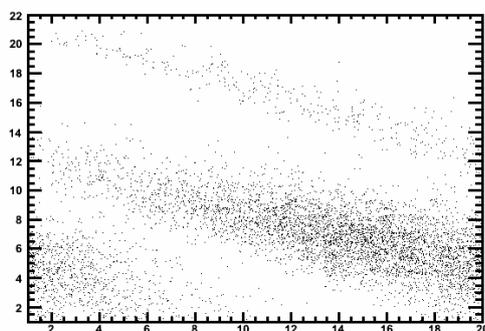


Рис. IV.17. Поперечный профиль пучка ядер Хе с шагом 0.36 мм, полученный при визуальном подсчете

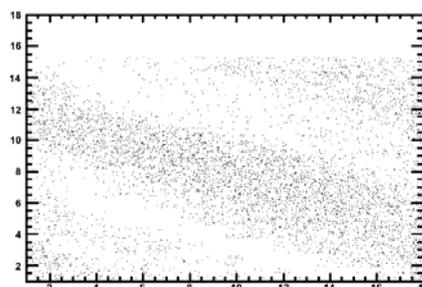


Рис. IV.18. Поперечный профиль пучка ядер Хе с шагом 0.36 мм, полученный при фотографировании



Рис. IV.19. Автоматизированный комплекс ФИАН на основе микроскопа МПЭ-11 с управляемым столиком, видеокамерой и платой захвата изображения; на экране – изображение облученной пленки

Заключение

При продвижении к релятивистскому масштабу энергии ядер, ведущему к кинематической коллимации релятивистских фрагментов, возникают принципиальные преимущества экспериментального плана. Подходы, основанные на релятивистской инвариантности систем движущихся фрагментов, позволяют обеспечить единство интерпретации с выводами о фрагментации покоящихся ядер. Особый интерес вызывают периферические ядро-ядерные взаимодействия, источник сведений о кластерных особенностях легких атомных ядер, в том числе радиоактивных. В принципе, периферические реакции объединяют ключевые наблюдаемые характеристики кластерных состояний. Периферическая фрагментация представляется мощным средством кластерной спектроскопии благодаря проявляющейся в ней тенденции конфигурационного перекрытия структуры основного состояния фрагментирующего ядра и конечных состояний. В наиболее периферических взаимодействиях, протекающих без перекрытия плотностей сталкивающихся ядер, кластерные системы сохраняются наиболее полно. Именно в них отличия и сходства различных типов кластеризации легчайших ядер проявляются наиболее ярко. Классификация взаимодействий и их теоретическое описание такого типа взаимодействий упрощается с ростом энергии соударения. Составляя самостоятельный раздел физики ядра, исследование явлений ядерной кластеризации в физике высоких энергий имеет принципиальное значение для развития таких разделов физики промежуточных энергий, как изобарные степени свободы в ядрах и реакции перезарядки, гиперядра, явления предельной фрагментации ядер.

Периферические взаимодействия легких ядер с энергией $\approx 1A$ ГэВ вызывают особый интерес как оптимальные для измерения и интерпретации конечных состояний. Для реализации этой возможности эксперимент должен обеспечить полноту наблюдения фрагментов. Наблюдаемый результат периферического столкновения состоит в образовании узкой струи, состоящей из ядерных фрагментов с суммарным зарядом $\sum Z_{fr}$ равным заряду начального ядра $Z_{пр}$. При таком столкновении ядро получает возбуждение в энергетическом диапазоне, вблизи порогов диссоциации в различные конфигурации фрагментов. Относительное движение фрагментов в струе является нерелятивистским, несмотря на их релятивистскую скорость в лабораторной системе. Релятивистский масштаб соударения не только не препятствует исследованиям ядерных взаимодействий вплоть до энергетических масштабов характерных для ядерной астрофизики, но, напротив, дает особые методические преимущества. Принципиальной является достижимость наблюдения и исследования многочастичных ансамблей из фрагментов релятивистского ядра. Систематические представления о генерации таких ансамблей легких ядер востребованы в непрямых подходах ядерной астрофизики, а также в сценариях быстрого нуклеосинтеза на основе многочастичного слияния.

В качестве центральной проблемы исследования было выдвинуто предложение о единообразном изучении когерентной диссоциации возможно большего разнообразия ядер, соседствующих в начале таблицы изотопов, в том числе радиоактивных. Выбор ядерной эмульсии обусловлен уникальной полнотой наблюдения релятивистских фрагментов. Решающее значение для кластерной спектроскопии имеет угловое разрешение, а, значит, лежащее в его основе пространственное разрешение, которое составляет для ядерной эмульсии рекордную величину 0.5 мкм. Следующее по важности требование – это ориентация на ускоренный поиск и измерение именно периферических взаимодействий, чтобы исследовать каналы диссоциации вплоть до крайне малых парциальных сечений. Конечная цель использования эмульсии – это установление фактов возникновения необычных конфигураций нуклонных кластеров с идентификацией и метрологией. В изучаемых периферических взаимодействиях с малой передачей энергии и импульса соблюдается приблизительное равенство импульсов на нуклон исследуемого релятивистского ядра и его фрагментов, что компенсирует отсутствие измерений импульсов. Будучи ценными сами по себе, детальные сведения по возникновению кластерных конфигураций будут весьма полезны для планирования электронных экспериментов с высокой статистикой событий. Таким образом, практическая цель использования ядерной эмульсии в нашем исследовании – это поиск новых явлений ядерной кластеризации для доступного разнообразия легких ядер с использованием достаточно простого и универсального метода.

Используемый нами метод ядерной эмульсии может привести к наблюдениям структуры фрагментации тяжелых релятивистских ядер, которые трудно будет повторить в других центрах и другими методами на обозримую перспективу. По-существу в периферических взаимодействиях можно осуществить «томографию ядерной структуры». Поэтому, важно сохранить методическую культуру и набранный темп анализа ядерных взаимодействий в эмульсии. Необходимо на более

простых задачах подготовить специалистов, способных решать столь сложную задачу как анализ множественной фрагментации тяжелых релятивистских ядер в десятки треков. Сам метод ядерной эмульсии заслуживает обновления, без изменения в принципах детектирования, с тем, чтобы увеличить скорость поиска по первичным следам достаточно редких событий периферической диссоциации.

Литература

1. W. von Oertzen, M. Freer, Y. Kanada-En'yo «Nuclear clusters and nuclear molecules» Phys. Rep., 432, 43(2006).
2. M. Freer «The clustered nucleus – cluster structures in stable and unstable nuclei» Rep. Prog. Phys., 70(2007)2149-2210.
3. S. Typel, G. Röpke, T. Klähn, D. Blaschke, and H. H. Wolter «Composition and thermodynamics of nuclear matter with light clusters» Phys. Rev. C 81, 015803 (2010).
4. P. G. Hansen, A. S. Jensen, B. Jonson «Nuclear Halos» Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 45, 591(1995).
5. P. G. Hansen and J. A. Tolstevin «Direct Reactions with Exotic Nuclei» Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 53, 219(2003).
6. T. Aumann, «Reactions with fast radioactive beams of neutron-rich nuclei», Eur. J. Phys. A26, 441 (2005).
7. D. F. Geesaman, C. K. Gelbke, R. V. F. Janssens «Physics of Rare Isotope Accelerator» Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 56, 53(2006).
8. Веб-сайт <http://becquerel.jinr.ru>.
9. P. A. Rukoyatkin et al. «Secondary Nuclear Fragment Beams for Investigations of Relativistic Fragmentation of Light Radioactive Nuclei using Nuclear Photoemulsion at Nuclotron», EPJ ST, 162, 267(2008).
10. В. В. Белая и др. «Когерентная диссоциация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4.5 А ГэВ/с на ядрах эмульсии, обогащенной свинцом» ЯФ 58, 2014 (1995).
11. Ф. А. Аветян и др. «Когерентная диссоциация $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ в эмульсии при импульсе 4.5 ГэВ/с на нуклон» ЯФ 59, 110 (1996).
12. Н. Н. Heckman, D. E. Greiner, P. J. Lindstrom, and Shwe «Fragmentation of ^4He , ^{12}C , ^{14}N and ^{16}O nuclei in nuclear emulsion at 2.1 GeV/nucleon» Phys. Rev. C 17, 1735(1978).
13. G. Baroni et al., «Electromagnetic dissociation of 200 GeV/nucleon ^{16}O and ^{32}S ions in nuclear emulsion», Nuclear Physics A, 516, 673(1990).
14. G. Baroni et al. «The Electromagnetic and Hadronic Diffractive Dissociation of ^{16}O ions» Nucl. Phys. A 540, 646(1992).
15. Н. П. Андреева и др., «Топология "белых звезд" в релятивистской фрагментации легких ядер» ЯФ, 68, 3, 484-494, 2005.
16. N. P. Andreeva и др., «Clustering in Light Nuclei in Fragmentation above 1A GeV» Eur. Phys. J., A27, s1, 295(2006).
17. Д. А. Артеменков и др. «Особенности фрагментации $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ в ядерной эмульсии при энергии 1.2А ГэВ» ЯФ, 70, 7, 1261(2007).
18. Т. В. Щедрина и др. «Периферические взаимодействия релятивистских ядер ^{14}N с ядрами эмульсии» ЯФ, 70, 1271(2007).
19. М. И. Адамович и др. «Взаимодействие релятивистских ядер ^6Li с ядрами эмульсии» ЯФ 62, 1461 (1999).
20. F. G. Lepekhn et al. «Yields and transverse moments of the ^6Li fragments in the emulsion at 4.5 GeV/c per nucleon» Eur. Phys. J. A1, 137 (1998).
21. М. И. Адамович и др. «Исследование кластеризации легких ядер в процессах релятивистской мультифрагментации» ЯФ 67, 3, 533(2004).
22. M. I. Adamovich et al. «Dissociation of relativistic ^7Li in photoemulsion and structure of ^7Li nucleus» Phys. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 30, 1479-1485 (2004).
23. М. Карабова и др. «Периферическая фрагментация релятивистских ядер ^{11}B в ядерной эмульсии» ЯФ, 72, 2, 329(2009).
24. Н. Г. Пересадько и др. «Каналы фрагментации релятивистских ядер ^7Be в периферических взаимодействиях» ЯФ, 70, 7, 1266(2007).
25. Н. Г. Пересадько, В. Н. Фетисов и др. «Роль ядерного и электромагнитного взаимодействий в когерентной диссоциации релятивистского ядра ^7Li по каналу $^3\text{H} + ^4\text{He}$ » Письма в ЖЭТФ, 88, 83(2008).
26. Р. Станоева и др., «Периферическая фрагментация ядер ^8B с энергией 1.2А ГэВ в ядерной эмульсии» ЯФ, 70, 1261(2007).
27. Р. Станоева и др. «Электромагнитная диссоциация релятивистских ядер ^8B в ядерной эмульсии» ЯФ, 72, 731(2009).

28. Д. О. Кривенков и др. «Когерентная диссоциация релятивистских ядер ${}^9\text{C}$ », Ядерная физика, **73**, 2159-2165 (2010); D. O. Krivenkov et al. «Coherent dissociation of relativistic ${}^9\text{C}$ nuclei», Physics of Atomic Nuclei, **73**, 2103 – 2109(2010).
29. Р. Р. Каттабеков, К. З. Маматкулов и др. «Облучение ядерной эмульсии в смешанном пучке релятивистских ядер ${}^{12}\text{N}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^7\text{Be}$ », Ядерная физика, **73**, 2166-2171 (2010); R. R. Kattabekov, K. Z. Mamatkulov et al. «Exposure of nuclear track emulsion to a mixed beam of relativistic ${}^{12}\text{N}$, ${}^{10}\text{C}$ and ${}^7\text{Be}$ nuclei » Physics of Atomic Nuclei, **73**, 2110 - 2115, 2010.
30. П. И. Зарубин, Докторская диссертация «Кластеризация нуклонов в диссоциации легких релятивистских ядер»; P. I. Zarubin, the DSc Thesis «Nucleon clustering in dissociation of light relativistic nuclei».
31. M. S. Swami, J. Schneps, and W. F. Fry «Beta decay of ${}^9\text{C}$ nucleus» Phys. Rev., **103** , 1134(1956).
32. Y. Utsuno «Anomalous magnetic moment of ${}^9\text{C}$ and shall quenching in exotic nuclei» Phys. Rev. C **70**, 011303(R) (2004).
33. R. Charity et al. « $2p$ - $2p$ decay of ${}^8\text{C}$ and isospin-allowed $2p$ decay of the isobaric-analog state in ${}^8\text{B}$ » Phys. Rev., **C82**, 041304(2010).
34. T. Yamada and P. Schuck «Dilute multi- α cluster states in nuclei» Phys. Rev. C **69**, 024309 (2004).
35. H. Takemoto, M. Fukushima, S. Chiba, H. Horiuchi, Y. Akaishi, and A. Tohsaki «Clustering phenomena in nuclear matter below the saturation density» Phys. Rev. C **69**, 035802 (2004).
36. A. Sedrakian and J. W. Clark «Pair condensation and bound states in fermionic systems» Phys. Rev. C **73**, 035803 (2006).
37. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Röpke «Alpha Cluster Condensation in ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{16}\text{O}$ » Phys. Rev. C **74**, 044311 (2006).
38. M. Chernykh, H. Feldmeier, T. Neff, P. von Neumann-Cosel, and A. Richter «Structure of the Hoyle State in ${}^{12}\text{C}$ » Phys. Rev. Lett. **98**, 032501 (2007).
39. J. A. Maruhn, Masaaki Kimura, S. Schramm, P.-G. Reinhard, H. Horiuchi, and A. Tohsaki « α -cluster structure and exotic states in a self-consistent model for light nuclei» Phys. Rev. C **77**, 064312 (2008).
40. Y. Funaki, H. Horiuchi, G. Röpke, P. Schuck, A. Tohsaki, and T. Yamada «Density-induced suppression of the α -particle condensate in nuclear matter and the structure of α -cluster states in nuclei» Phys. Rev. Lett. **101**, 082502 (2008).
41. S. Shlomo, G. Röpke, J. B. Natowitz, L. Qin, K. Hagel, R. Wada, and A. Bonasera «Effect of medium dependent binding energies on inferring the temperatures and freeze-out density of disassembling hot nuclear matter from cluster yields» Phys. Rev. C **79**, 034604 (2009).
42. Y. Funaki, H. Horiuchi, W. von Oertzen, G. Röpke, P. Schuck, A. Tohsaki, and T. Yamada «Concepts of nuclear α -particle condensation» Phys. Rev. C **80**, 064326 (2009).
43. P. Schuck et al., «Alpha-particle condensation in nuclei», Nuclear Physics A **738** (2004), 94-100.
44. P. Schuck et al., « α -Particle condensation in nuclear system», Nuclear Physics A **788** (2007), 293-300.
45. Y. Funaki et al., «Resonance states in ${}^{12}\text{C}$ and α -particle condensation», Eur. Phys. J. A **24** (2005), 321-342.
46. Y. Suzuki and M. Takahashi, « α cluster condensation in ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{16}\text{O}$? », Phys. Rev. C **65**, 064318 (2002).
47. A. Tohsaki et al., «Wide perspective of alpha condensation in light 4N nuclei», Nuclear Physics A **738** (2004), 259-263.
48. S. Typel, G. Röpke, T. Klähn, D. Blaschke, and H. H. Wolter «Composition and thermodynamics of nuclear matter with light clusters» Phys. Rev. C **81**, 015803 (2010).
49. M. I. Cherry et al. «Fragmentation and Particle Production in Interactions of 10.6 GeV/N gold nuclei with hydrogen, light and heavy target» Eur. Phys. J. C, **5**, 641(1998).
50. M. I. Adamovich et al. «Fragmentation and Multifragmentation of 10.6A GeV Gold Nuclei» Eur. Phys. J. A **5**, 429(1999).
51. M. I. Adamovich et al. «Multifragmentation of Gold Nuclei in the Interactions with Photoemulsion Nuclei at 10.7A GeV» Z. Phys. A, **359**, 277(1997).
52. E. M. Friedlander, H. H. Heckman, and Y. J. Karant «Nuclear Collisions of Uranium Nuclei up to 1 GeV/nucleon» Phys. Rev. C **27**, 2436(2003).

53. J. Engelage et al., «A quasi-exclusive measurement of ^{12}C (^{12}C , 3α)X at 2.1 GeV/nucleon», *Physics Letters B* **173** (1986), 34-38.
54. F. Cucinotta and R. D. Dubey, «Alpha-cluster description of excitation energies in ^{12}C (^{12}C , 3α) X at 2.1 A GeV», *Phys. Rev. C* **50** (1994), 1090-1096.

Приложение. Особенности использования фотоэмульсии для детектирования реакций с релятивистскими ядрами

П.1. Состав эмульсии БР-2

Современные экспериментальные методы ядерной физики, разработанные на основе электроники, обладая преимуществами в накоплении большой статистики актов взаимодействия, успешно применяются для исследований. Однако, они являются малоэффективными и уступают трековым прибором в получении детальной информации о картине ядро-ядерных взаимодействий.

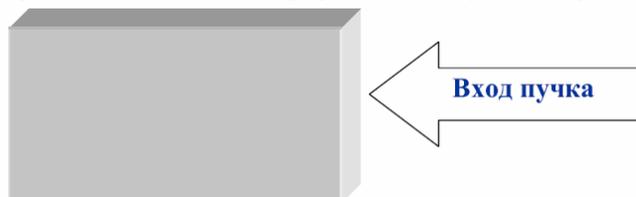


Рис.П. 1. Положение кассеты во время облучения (вид сверху)

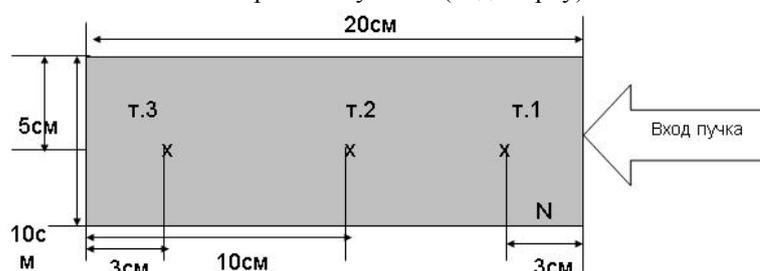


Рис.П.2. Представлено схематическое изображение эмульсионного слоя, где N – номер пластинки, т.1, т.2, т.3 – точки, в которых измеряется толщина эмульсии до и после химической проявки для определения коэффициента усадки

При исследовании неупругих взаимодействий при высоких энергиях значительную роль играет метод ядерной эмульсии, который с одинаковым успехом применяется как в области космических лучей, так и в области энергий, достижимых на ускорителях. Методика ядерных эмульсий всегда обеспечивала обзорные наблюдения по физике микромира благодаря высокой достоверности наблюдаемых событий, прекрасному пространственному разрешению и максимально полной наблюдаемости следов заряженных частиц. В ряде важных случаев она позволяет измерять импульсы и идентифицировать частицы. Именно она представляется эффективным способом для изучения процессов релятивистской фрагментации благодаря высокому разрешению эмульсий и возможности наблюдения реакций в полной геометрии. Несмотря на известные недостатки (трудность набора большой статистики, трудности с измерениями импульсов) эмульсионная методика позволяет сравнительно просто и быстро получить широкий набор характеристик изучаемого процесса. Положительной чертой исследования процесса фрагментации ядер с помощью эмульсии является то, что следы частиц в желатине сохраняются, и новый исследователь может изучать их снова и снова, что зачастую невозможно сделать в рамках электронных методов. Использование ядерных фотографических эмульсий при изучении взаимодействия частиц большой энергии с ядрами сыграло значительную роль в развитии существующих представлений о механизме этих взаимодействий.

В нашем эксперименте использовалась ядерная фотоэмульсия типа БР-2 (производство России). Ее основные характеристики приведены в таблице П.1. Эмульсия типа БР-2 обеспечивает чувствительность вплоть до релятивистских однозарядных частиц, имеющих минимум ионизационных потерь. Эмульсионные слои имеют размер $10 \times 20 \text{ см}^2$, толщина каждого составляет порядка 550 мкм . Эти слои собирались в стопки и складывались в специальные кассеты для облучения. В наших облучениях пучок направляется параллельно плоскости эмульсии вдоль ее длинной стороны (рис.П.1 и рис.П.2).

П.2. Ионизационные потери заряженных частиц в эмульсии

Следы, оставляемые заряженными частицами в ядерной эмульсии, образуются в результате передачи энергии от движущейся частицы к атомам светочувствительных зерен. Заряженная частица, движущаяся в любой материальной среде, участвует в ряде взаимодействий с полями атомов и ядер, через которые она проходит; эмульсия сохраняет след каждой частицы и таким образом делает видимой «запись» этих взаимодействий. Характеристики следа зависят от сорта частицы и ее скорости. Поскольку эти характеристики можно измерять, появляется возможность идентификации частицы. Кроме ядерных реакций, которые могут иметь место при прохождении частицы в области действия ядерных сил, движущаяся заряженная частица теряет энергию на возбуждение или ионизацию атомов вдоль своего пути; при этом она, вследствие кулоновского многократного рассеяния, много раз слегка меняет направление своего движения.

Табл. П.1. Состав ядерной фотоэмульсии БР-2 при относительной влажности 58%.

Элемент	A	Z	10^{22} атомов/см ³
Серебро / Ag	108	47	1.028
Бром / Br	80	35	1.028
Йод / I	127	53	0.002
Углерод / C	12	6	1.4
Водород / H	1	1	2.968
Кислород / O	16	8	1.083
Сера / S	32	16	0.004
Азот / N	14	7	0.374

Когда частицы испытывают ядерные взаимодействия на лету со значительной потерей энергии, заряженные частицы останавливаются вследствие потерь энергии на ионизацию, и средний пробег частиц с энергией E_p равен:

$$\lambda = \int_0^{E_p} - \frac{dE}{dE/dx} \text{ см}, \quad (\text{П.1})$$

где соотношение для средней потери энергии на ионизацию для частицы с зарядом z и скоростью $v = \beta c$ имеет вид:

$$- \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I_{em}(1-\beta^2)} - \beta^2 - \sum_i C_i - \delta \right] \frac{MэВ}{\text{см}}, \quad (\text{П.2})$$

где $N_e = \sum_i N_i Z_i$ и $N_e \ln I_{em} = \sum_i N_i Z_i \ln I_i$, а N_i – плотность в эмульсии атомов с порядковым номером Z_i и ионизационным потенциалом I_i ; $\sum_i C_i$ – малый член, учитывающий то, что сильно связанные электроны не участвуют в процессе замедления частиц; δ – небольшая поправка, учитывающая влияние плотности среды.

Плотность следа также непосредственно связана с потерями энергии на ионизацию, но на образование зерен вдоль следа идет только часть полных ионизационных потерь. Чтобы участвовать в образовании первичного следа, атомный электрон образует свой собственный ответвленный след, называемый следом δ -электрона. Можно измерять как плотность зерен вдоль следа, так и плотность δ -электронов.

П.3. Поиск событий по следу

Существует три метода поиска событий, в том числе просмотр по следу, по площади и по полоскам.

В нашем эксперименте для просмотра фотоэмульсии использовался метод просмотра по следу. При использовании этого метода эмульсия сканируется со стороны входа пучка, при этом отобранные пучковые следы просматриваются от входа в пластинку до взаимодействия, распада или выхода из слоя. Этот метод позволяет эффективно находить трудные для поиска при просмотре по площади ядерные взаимодействия. Таким методом получают полный набор взаимодействий без дискриминации. Кроме того, он позволяет определять сечения и

относительные вероятности различного рода взаимодействий и распадов.

П.4. Классификация треков по типам вторичных частиц

В данном исследовании треки вторичных заряженных частиц подразделялись согласно принятым в методе ядерных фотоэмульсий критериям на следующие типы [П.9]:

1. релятивистские или *s*-частицы (ионизация $J < 1.4J_0$, где J_0 -ионизация на следах однозарядных релятивистских частиц) – это вновь рожденные частицы, в основном π -мезоны;
2. серые или *g*-частицы ($J \geq 1.4J_0$, остаточный пробег ≥ 3000 мкм) – это легкие фрагменты мишени, главным образом - протоны;
3. черные или *b*-частицы (остаточный пробег ≤ 3000 мкм.) – это более тяжелые фрагменты мишени;

Частицы с серыми и черными следами объединяются в группу *h*-частицы (группа всех фрагментов мишени, включающая в себя *g*- и *b*-частицы, т.е. $n_h = n_b + n_g$).

Следы релятивистских частиц отделяются от серых по счету зерен на изучаемом следе и на следе первичной частицы (на той же глубине в эмульсии). Черные следы отделяются от серых по длине остаточного пробега частицы ($R_b \leq 3000$ мкм.). Из-за высокого пространственного разрешения фотоэмульсии регистрируются также ядра отдачи и δ -электроны.

4. однозарядные фрагменты ядра-снаряда ($Z=1$);
5. двухзарядные фрагменты ядра-снаряда ($Z=2$) – частицы с ионизацией $J \approx 4J_0$, не изменяющейся на длине ≥ 2 см (эти частицы легко отличить от других фрагментов визуально), вылетают под небольшими углами θ с продолжением направления трека первичного ядра (θ – пространственный угол в лабораторной системе);
6. многозарядные ($Z \geq 3$) фрагменты ядра-снаряда – частицы с ионизацией $J > 7J_0$, эти фрагменты разделялись по заряду с помощью методики подсчета δ -электронов, они характеризуется небольшими пространственными углами $\theta \leq 3^\circ$ и вылетают в направлении первичного трека.

П.5. Классификация наблюдаемых событий

Органическая основа и светочувствительная компонента эмульсии имеют сложный химический состав. При этом практически значимыми по концентрации являются атомы *Ag*, *Br*, *H*, *C*, *N*, *O*. Сложный состав эмульсии является серьезным затруднением для идентификации типа ядра мишени при взаимодействии пучковых частиц (смотри таблица П.1). Число частиц $n_h = n_b + n_g$, являющихся фрагментами ядра-мишени, указывает, на какой из групп ядер произошло взаимодействие. В связи с этим, всю совокупность наблюдаемых событий принято подразделять на:

- взаимодействия с ядрами водорода (*H*), ($n_g = 0 \div 1$) с характеристиками $\langle A \rangle_H = 1$ и $\langle Z \rangle_H = 1$;
- взаимодействия с легкими (*C*, *N*, *O*) ядрами и периферические взаимодействия с ядрами *Ag* и *Br*, ($n_h = 1 \div 6$), со средними характеристиками $\langle A \rangle_{C,N,O} = 14$ и $\langle Z \rangle_{C,N,O} = 7$;
- события с $n_h \geq 7$, составляют класс непериферических взаимодействий с ядрами *Ag* и *Br*, со средними характеристиками $\langle A \rangle_{Ag,Br} = 94$ и $\langle Z \rangle_{Ag,Br} = 41$.

П.6. Пробеги релятивистских ядер до неупругого взаимодействия

В таблице П.2 приведены значения средних пробегов неупругих взаимодействий релятивистских ядер в фотоэмульсии, определенные ранее в работах [П.1 - П.7]. Значения среднего свободного пробега для этих ядер в пределах ошибок совпадают. В таблице приводятся также вычисленные по формуле значения

$$\lambda_{Ap} = 1 / \sum_t N_t \sigma_{ApAt}, \quad (\text{П.3})$$

где A_p и A_t - массовые числа ядра-снаряда и ядра-мишени, σ_{ApAt} – сечение их взаимодействия, а N_t – концентрация ядер A_t в эмульсии. Сечения вычислены согласно перекрывающейся геометрической модели Брэдта-Петерса [П.8]

$$\sigma_{ApAt} = \pi r^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - b)^2, \quad (\text{П.4})$$

где $r = 1.23$ фм и $b = 1.56 - 0.2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ - параметр перекрытия. Такая аппроксимация

удовлетворительно описывает экспериментальные данные в широком интервале массовых чисел ядер-снарядов.

Табл. П.2. Средние пробеги для неупругих взаимодействий ядер в ядерной фотоэмульсии

Ядро	Импульс на нуклон, (ГэВ/с)	$\lambda_{расч}$, см	$\lambda_{эсп}$, см	Работа
^4He	4.5	19.6	19.5 ± 0.3	[П.1]
^6Li	4.5	16.5	14.1 ± 0.4	[П.2]
^7Li	3.0	15.9	14.3 ± 0.4	[П.3]
^7Be	2.0	-	14.0 ± 0.8	[П.4]
^{10}B	1.9	-	14.4 ± 0.5	[П.5]
^{11}B	2.75	-	13.2 ± 0.6	[П.6]
^{12}C	4.5	13.5	13.7 ± 0.5	[П.2]
^{14}N	2.9	13.0	13.0 ± 0.4	[П.7]
^{16}O	4.5	12.1	13.0 ± 0.5	[П.2]
^{22}Ne	4.1	10.6	10.2 ± 0.1	[П.2]
^{24}Mg	4.5	10.0	9.6 ± 0.4	[П.2]

Меньшие значения экспериментально полученных значений пробегов по сравнению с величинами, вычисленными по формуле Брэдта-Петерса, объясняются тем, что при просмотре эмульсии кроме неупругих взаимодействий регистрируются так же события когерентной диссоциации.

П.7. Определение зарядов релятивистских ядер в эмульсии.

В используемой фотоэмульсии БР-2 визуально легко идентифицируются однозарядные и двухзарядные релятивистские частицы, так как 1-кратная ионизация релятивистских однозарядных частиц надежно отличается от 4-кратной ионизации частиц с зарядом 2. Ядра с зарядами $Z = 3, \dots, 6$ различались методом счета δ -электронов (N_δ) на единице длины исследуемого трека (обоснование см. в [П.9]).

Ввиду возможного различия условий проявления ядерных фотоэмульсий, в разных пластинках на треках, оставляемых частицами с одной и той же величиной заряда, число N_δ может несколько отличаться. Даже в одной и той же пластинке число N_δ для одинаковых частиц, лежащих на разной глубине, может несколько отличаться. Поэтому, приступая к определению зарядов фрагментов, мы производили соответствующую калибровку. Для этого считали N_δ на треках, оставляемых частицами с заведомо известным зарядом. В нашем случае – это ядра бора, которыми была облучена стопка фотоэмульсий БР-2, легко визуально идентифицируемые α -частицы ($Z=2$) и однозарядные частицы. Число δ -электронов просчитывалось дважды на отрезке изучаемого трека длиной 1 мм (в случае существенного различия считали и третий раз) и в качестве N_δ бралась средняя величина. Зная N_δ для $Z=1, Z=2$ и 5, легко подсчитать ожидаемые значения N_δ для других величин зарядов. Полуэмпирическое соотношение: число δ -электронов на единицу длины (плотность δ -электронов) – заряд может быть написано в виде: $N_\delta = aZ^2 + b$, где N_δ - число δ -электронов на следе релятивистской частицы на единицу длины, Z - электрический заряд ядра.

П.8. Определение угловых характеристик первичных и вторичных треков

Поиск и набор материала в ядерной фотоэмульсии производится на стадии просмотра, предшествующего непосредственным измерениям, иногда с целью выделения определенных типов событий. Анализ угловых распределений играет важную роль в описании физической картины изучаемой реакции. Эмульсионная методика позволяет проводить измерения углов треков, как первичных частиц, так и образовавшихся с высокой точностью $\sim 10^{-3}$ радиана. Измерения угловых характеристик треков проводятся в системе координат, связанной с декартовыми координатами микроскопа.

Измерение углов вылета вторичных релятивистских частиц относительно первичной

частицы (полярного θ и азимутального ψ) проводилось на специальном измерительном микроскопе для ядерных исследований KSM-1 фирмы Zeiss. Так как микроскоп предназначен для измерения импульсов частиц высокой энергии по многократному кулоновскому рассеянию, то шумы микроскопа при измерении координат следов можно не учитывать.

В нашем эксперименте был использован координатный метод угловых измерений (смотри обоснование в [П.9, П.10]). Стоит отметить, что существуют ситуации, когда невозможно провести угловые измерения. Чаще всего это связано с местоположением события в эмульсии. К примеру «звезда» расположена слишком близко к краю пластинки и т.д. Далее предполагаем, что условия для измерения благоприятные. Углы вторичных частиц, измеряемые в эмульсиях, и их обозначения приведены на рис. П.3.

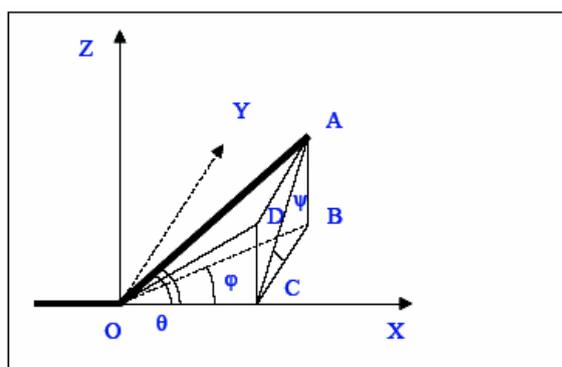


Рис.П.3. Определение углов вторичных частиц: OX — направление движения первичной частицы; OA — направление движения вторичной (измеряемой) частицы; $\angle AOC$ — полярный угол (θ); $\angle ACB$ — азимутальный угол (ψ); $\angle BOC$ — угол в плоскости эмульсии (φ); $\angle DOC$ — глубинный угол (α)

Эмульсионный слой, наклеенный на стекло закрепляется на столике микроскопа. При этом пластинка разворачивается таким образом, что бы направление первичной частицы наилучшим образом совпадало с осью OX столика микроскопа с точностью ($0.1 - 0.2$ мкм). Перед началом измерений выбирают прямоугольную декартову систему координат следующим образом. Ось OX направлена по ходу пучка вдоль проекции первичного следа. Ось OZ перпендикулярна плоскости эмульсии и направлено от стекла, на котором закреплена эмульсия к поверхности. Ось OY направлена таким образом, чтобы получилась правая система координат. За начало координат принимается «вершина» события. В данной системе координат можно определить координаты точек, как трека первичной частицы, так и треков фрагментов. В зависимости от величины угла трека в плоскости эмульсии φ используют один из двух методов измерения: координатный – для измерения малых значений углов и угловой для измерения больших углов. Координатный метод основан на измерении трех координат (x,y,z) точки трека в эмульсии, на основе которых вычисляются углы треков. Для перехода в систему координат, связанную с первичной частицей, проводятся измерения углов первичного трека. Затем, по известным значениям полярного угла θ^0 и азимутального угла ψ^0 первичного трека переходят в систему координат, связанную с первичной частицей по формулам (П.5).

$$\begin{aligned} x &= x' \cdot \cos(\theta^0) + y' \cdot \sin(\theta^0) \cdot \cos(\psi^0) + z' \cdot \sin(\theta^0) \cdot \sin(\psi^0) \\ y &= -x' \cdot \sin(\theta^0) + y' \cdot \cos(\theta^0) \cdot \cos(\psi^0) + z' \cdot \cos(\theta^0) \cdot \sin(\psi^0) \\ z &= -y' \cdot \sin(\psi^0) + z' \cdot \cos(\psi^0) \end{aligned} \quad (П.5)$$

Координаты со штрихом – в системе связанной с эмульсией, без штриха - в системе координат связанной с первичной частицей. По сути (П.5) – представляет собой поворот системы координат на угол θ^0 вокруг оси OZ и на угол ψ^0 вокруг оси OX . Вычисление углов можно провести исходя из следующих соотношений (П.6).

$$\begin{aligned}
\operatorname{tg}(\theta) &= \frac{\sqrt{z^2 + y^2}}{x}, & \cos(\theta) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \\
\operatorname{tg}(\psi) &= \frac{z}{y}, & \cos(\psi) &= \frac{y}{\sqrt{z^2 + y^2}} \\
\cos(\varphi) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, & \sin(\varphi) &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \\
\cos(\alpha) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + z^2}}, & \sin(\alpha) &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}}
\end{aligned} \tag{П.6}$$

При угловых расчетах необходимо учитывать изменения первоначальной толщины эмульсионного слоя вследствие его усадки во время проявки. Поэтому при определении z координат точек следов учитывается коэффициент усадки эмульсии Δ , представляющий собой отношение начальной толщины эмульсионного слоя к ее толщине во время проведения измерений. Предварительно перед сборкой стопки измеряется толщина каждого эмульсионного слоя в нескольких точках. Далее по формуле (П.7), рассчитывают коэффициент усадки Δ .

$$\Delta = \frac{h_0}{h} \tag{П.7}$$

где h_0 и h толщины слоя в точке измерения до и после проявки соответственно.

При оценке истинной формы следа предполагается, что движение столика микроскопа является строго прямолинейным. В действительности же качество каждого микроскопа в этом отношении определяется его конструктивной схемой, тщательностью изготовления, особенностями эксплуатации и т.д. При измерении глубин (координаты z) необходимо учитывать кривизну поля зрения объективов. Это объясняется тем, что участок резкой видимости в поле зрения микроскопа, на самом деле не является плоским. Вследствие этого резкое изображение двух точек, видимых в различных частях поля зрения микроскопа, вовсе не означает, что они находятся на одинаковой глубине в эмульсии. Для преодоления этого затруднения точки, глубины которых необходимо измерить, должны устанавливаться на равных расстояниях от центра поля зрения микроскопа. Последнее связано с тем, что поверхность резкой наводки обладает, как правило, круговой симметрией относительно оси оптической системы, при условии, что последняя надлежащим образом отъюстирована. Обычно для угловых измерений используются иммерсионные объективы. При этом кажущаяся и фактическая глубины, оказываются весьма близкими, вследствие незначительной разницы в показателях преломления обычно применяемого иммерсионного масла ($n=1.52$) и желатины. По завершении работы с пластинки удаляется иммерсия, для предотвращения заметного изменения толщины эмульсии в месте контакта иммерсионного масла и эмульсии (что необходимо учитывать и при работе).

Описанный вариант измерения углов не является единственным. Выбор методики зависит от конкретной задачи и имеющихся ресурсов.

П.9. Измерение импульсов методом многократного рассеяния и идентификация изотопов водорода (p и d) и гелия (^3He и ^4He).

При прохождении заряженной частицы через материальную среду направление ее движения непрерывно изменяется вследствие большого числа малых отклонений, возникающих в результате кулоновского рассеяния атомными ядрами, расположенными вдоль траектории движения частицы, импульс которой хотим измерить.

Для определения среднего углового отклонения частицы применяется два метода, основанных на измерении отклонений проекции следа на плоскость эмульсии от оси OX столика микроскопа. В первом из них, который получил название углового метода, определяется направление касательной к траектории в ряде находящихся на ней равноудаленных точек и вычисляются средние угловые отклонения, представляющие разности между последовательными отсчетами (Голдшмидт-Клермон и др.). Во втором, так называемом координатном методе измеряются координаты последовательных точек на траектории, отстоящих друг от друга на расстояние t . Подобные измерения позволяют найти угловые отклонения между последовательными хордами путем вычисления вторых разностей между отсчетами (Фаулер).

В нашем случае для определения среднего углового отклонения частицы применялся координатный метод. Измерение координат последовательных точек на траектории, отстоящих друг от друга на расстояние t , позволяют найти угловые отклонения между последовательными хордами, путем вычисления вторых разностей между отсчетами [П.9]. Чтобы измерить рассеяние с помощью этого метода, след выставляется приблизительно параллельно оси, совпадающей с направлением движения столика микроскопа так, чтобы при перемещении он не выходил из поля зрения. Через равные участки длины величиной t (которые обычно называют ячейками) измеряется отклонение следа вдоль оси OX (обозначим ее как y_i). Первые разности, обозначенные здесь как:

$$S_i = y_i - y_{i+1}, \quad (\text{П.7})$$

дают для заданной ячейки t наклоны хорд.

Затем вычисляются вторые разности координат (обозначим их как D_i):

$$D_i = (y_{i+2} - y_{i+1}) - (y_{i+1} - y_i) = y_{i+2} - 2y_{i+1} + y_i = S_i - S_{i+1}, \quad (\text{П.8})$$

которые дают последовательные взаимные отклонения хорд. Это отклонение обратно пропорционально импульсу частицы.

Операция “обрезания”. При определении среднего углового отклонения частицы можно устранить отдельные, выпадающие по своей большой величине значения, обусловленные однократным рассеянием. Это достигается путем исключения значений D_i , превышающих $4\langle D \rangle$. В тех случаях, когда применяется “обрезание”, средняя величина $\langle D \rangle$ определяется после исключения больших D . Другой метод, предложенный Голдзаком, состоит в замене всех D , превышающих $4\langle D \rangle$, значениями, равными $4\langle D \rangle$. В нашей работе использовался именно такой метод.

Среднее значение отклонения частицы $\langle D \rangle$ на ячейках длиной t связано с величиной $p\beta c$ выражением (П.9):

$$\langle D \rangle = (Z_f K t^{3/2}) / (573 p\beta c), \quad (\text{П.9})$$

откуда:

$$p\beta c = (Z_f K t^{3/2}) / (573 \beta \langle D \rangle) \quad (\text{П.10})$$

где Z_f – заряд, p – импульс, βc – скорость частицы, K – константа рассеяния.

Определению константы рассеяния частиц в эмульсии посвящено большое количество работ. В настоящей работе использовалась константа рассеяния, рассчитанная Воиводик и Пикап по теории Вильямса-Мольера [П.11].

П.10. Литература по основам измерений в ядерных эмульсиях к Приложению

- [П.1] Толстов К. Д. и др., «Неупругие взаимодействия α – частиц с импульсом 17 ГэВ/с с ядрами», Препринт ОИЯИ Р1-8313, Дубна, 1974.
- [П.2] М. И. Адамович и др., «Взаимодействия релятивистских ядер ${}^6\text{Li}$ с ядрами фотоэмульсии», ЯФ 62, 1461-1471 (1999); перевод на англ. яз. М. I. Adamovich et al., Phys. At. Nucl. 62, 1378-1387(1999).
- [П.3] М. I. Adamovich et al., «Dissociation of relativistic ${}^7\text{Li}$ in photoemulsion and structure of ${}^7\text{Li}$ nucleus», J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30, 1479-1485 (2004).
- [П.4] Н. Г. Пересадко и др., «Каналы фрагментации релятивистских ядер ${}^7\text{Be}$ в периферических взаимодействиях», ЯФ 70, №7, 1266 (2007); перевод на англ. яз. N. G. Peresadko et al., Phys. At. Nucl. 70, 1226 (2007); arXiv: nucl-ex/0605014.
- [П.5] М. И. Адамович и др., «Исследование кластеризации легких ядер в процессах релятивистской мультифрагментации», ЯФ 67, №3, 533 (2004); перевод на англ. яз. М. I. Adamovich et al., Phys. At. Nucl. 67, 514 (2004).
- [П.6] Artemenkov D. et al., «Peripheral fragmentation of relativistic ${}^{11}\text{B}$ nuclei in photoemulsion», (2006); arXiv: nucl-ex/0610023
- [П.7] Т.В.Щедрина и др., «Периферические взаимодействия релятивистских ядер ${}^{14}\text{N}$ с ядрами фотоэмульсии», ЯФ 70, №7, 1271-1275 (2007); перевод на англ. яз. Shchedrina T. V. et al., Phys. At. Nucl. 70, 1230-1234 2007; arXiv: nucl-ex/0605022
- [П.8] H. L. Bradt and B. Peters, «The heavy nuclei of the primary cosmic radiation», Phys. Rev. 77, 54

(1950).

- [П.9] С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс, *«Исследование элементарных частиц фотографическим методом»*, ИЛ. М., 91 (1962).
- [П.10] В.Г. Воинов, И.Я. Часников, *«Множественное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях»*, Издательство «Наука» Казахской ССР, Алма-Ата (1969).
- [П.11] Voyvodic L., Pickup E., *«Multiple scattering of fast particles in photographic emulsions»*, Phys. Rev., 85, 91 (1952).