

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория физики высоких энергий

им. В. И. Векслера и А. М. Балдина

На правах рукописи

КРИВЕНКОВ

Дмитрий Олегович

Исследование когерентной диссоциации

релятивистских ядер ^{12}C

Специальность 01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени кандидата

физико-математических наук

Научные руководители

кандидат физико-математических наук

П. И. Зарубин

кандидат физико-математических наук

Д. А. Артеменков

Дубна, 2010 г.

Содержание

Введение	3
В.1. Проблемы исследования ядра ${}^9\text{C}$	6
В.2. Особенности когерентной диссоциации кластерных ядер	11
В. 3. Задачи и план исследования.....	17
Глава I. Первичный анализ облучения ядерной эмульсии во вторичном пучке C – He.....	22
§I.1. Облучение эмульсий в пучке ${}^9\text{C}$	22
§I.2. Первичный поиск и отбор событий, определение среднего пробега λ , зарядовый состав пучка.....	26
§I.3. Калибровка на пучковых ядрах ${}^3\text{He}$	28
§I.4. Зарядовая топология периферической фрагментации ядра ${}^9\text{C}$	33
§I.5. Резюме	42
Глава II. Когерентная диссоциация ядер ${}^9\text{C}$ с отделением протонов.....	43
§II.1. Измерения углов вылета релятивистских фрагментов	43
§II.2. Анализ угловых распределений	51
§II.3. Угловые корреляции в канале ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$	55
§II.4. Угловые корреляции в канале ${}^7\text{Be} + 2p$	58
§II.5. Резюме	61
Глава III. Когерентная диссоциация ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$	62
§III.1. Идентификация событий $3{}^3\text{He}$	62
§III.2. Угловые измерения событий 3He	64
§III.3. Узкие угловые пары $2{}^3\text{He}$	68
§III.4. Резюме.....	73
Заключение.....	74
Приложение. Атлас микрофотографий	77
Литература.....	85

Введение

Настоящая диссертация, посвящена исследованию особенностей когерентной диссоциации релятивистских ядер ${}^9\text{C}$ в ядерной эмульсии [1-3]. Она является развитием недавних работ сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ на нуклотроне ОИЯИ по кластерной структуре ядер ${}^9\text{Be}$ [4] и ${}^8\text{B}$ [5]. В тоже время, результаты диссертации становятся промежуточным этапом к исследованию структуры следующих ядер ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$ [6], а вслед за ними - несвязанных ядер ${}^6\text{Be}$, ${}^7\text{B}$, ${}^8\text{C}$ и ${}^{11}\text{N}$ (рис. В.1). Целью настоящей работы является извлечение сведений о кластерной структуре и возбужденных состояниях малоизученного ядра ${}^9\text{C}$ – одного из ключевых элементов при сравнительном анализе эволюции ядерной структуры на границе протонной стабильности.

Благодаря рекордному пространственному разрешению при регистрации заряженных частиц, составляющему 0.5 мкм, метод ядерной эмульсии обеспечивает полное наблюдение ансамблей фрагментов релятивистских ядер [7-9]. Структура α -кластерных состояний ряда легких ядер исследовалась единообразно и достаточно детально при релятивистской фрагментации в ядерной эмульсии [10-17]. Уникальные возможности этого метода в идентификации релятивистских фрагментов позволили исследовать кластеризацию изотопов ${}^{6,7}\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ на основе дейтронов [18-20], тритонов [21,22] и ядер ${}^3\text{He}$ [23-25]. Наибольшая полнота анализа достигается для событий когерентной диссоциации, не сопровождаемой фрагментами мишени и рожденными мезонами, получивших наименование «белые» звезды [13,14,26].

Ядерная эмульсия сохраняет исключительное положение в отношении проблем 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 избытком протонов.

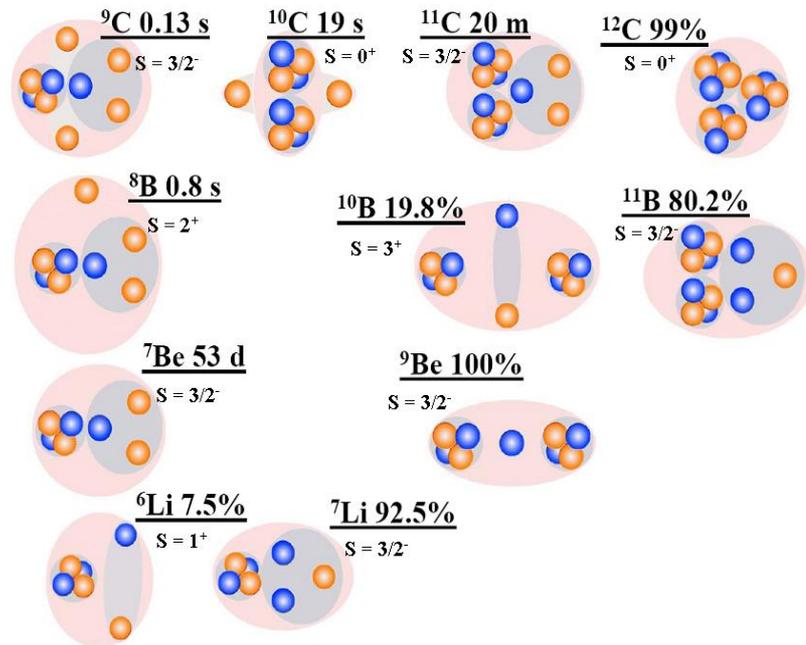


Рис. В.1. Диаграмма кластерных степеней свободы в стабильных и нейтронодефицитных ядрах; указаны распространенности изотопов или времена жизни и значения спинов и четностей; светлые кружки соответствуют протонам, темные - нейтронам; темным фоном выделены кластеры

Первое наблюдение радиоактивного ядра ^9C сделано по его распаду в ядерной эмульсии, облученной протонами с энергией 3 ГэВ [27]. На рис. В.2 представлена звезда, созданная вторичным нейтроном. Толстый трек F останавливается после 6.8 мкм пробега. Отсутствие следов δ -электронов и наличие многократного рассеяния указывает на остановку частицы. Вторичная звезда содержит четыре следа. Измерение многократного кулоновского рассеяния и плотности ионизации вдоль трека 4 указывает на то, что он является следом релятивистского электрона с энергией 3.1 МэВ. Треки 1, 2 и 3 являются компланарными, что указывает на распад без эмиссии нейтронов. Характеристики этих треков соответствуют каскадному β^+ -распаду $^9\text{C} \rightarrow ^9\text{B}^* \rightarrow p + ^8\text{Be}^*$.

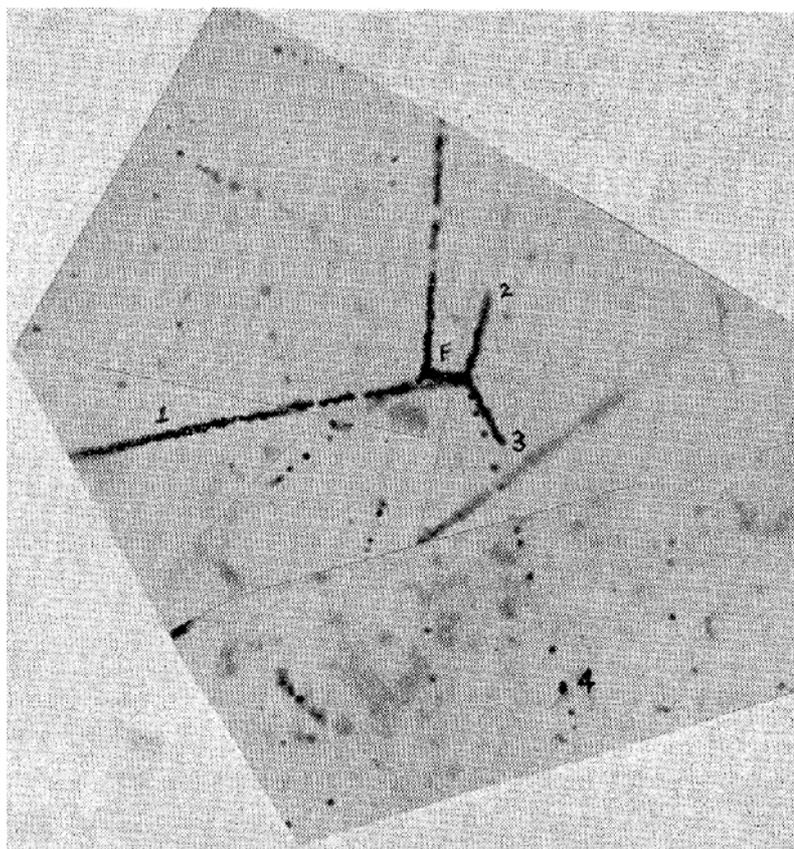


Рис. В.2. Микрофотография события β -распада ядра ${}^9\text{C}$

Несмотря на более чем полвека, прошедшие со времени открытия, и в наше время ядро ${}^9\text{C}$ и его возбужденные состояния остаются малоизученными. Это обстоятельство связано с особой сложностью исследования нейтронодефицитных ядер низких энергий, что иллюстрирует представленный выше распад. Релятивистская фрагментация ядра ${}^9\text{C}$, опирающееся на возможности метода ядерной эмульсии, качественно расширяет возможности исследования его кластерных особенностей. Кроме того, при фрагментации ядра ${}^9\text{C}$ с удалением нейтрона пересекается граница протонной стабильности, что открывает перспективу исследования ядерного резонанса ${}^8\text{C}$.

В параграфе В.1 будут представлены известные структурные особенности ядра ${}^9\text{C}$ [28] и перспективные вопросы его дальнейшего исследования. В параграфе В.2 на основе данных сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ представлен обзор зарядовой топологии когерентной

диссоциации соседних изотопов – $^{10,11}\text{B}$, $^{7,9}\text{Be}$, ^8B , $^{10,11,12}\text{C}$ и ^{12}N . Этот обзор описывает подходы к исследованию и создает основу для сравнительного анализа очередного ядра. В параграфе В.3 сформулирован план исследования, которому следует дальнейшее изложение.

В.1. Проблемы исследования ядра ^9C

Значительные усилия на современном этапе физики атомного ядра сосредоточены на изучении структуры и механизмов взаимодействия радиоактивных ядер [29-32]. Пучки радиоактивных ядер позволили открыть новые особенности ядерной структуры, такие как существование нейтронных гало и «шуб», модификации заполнения оболочек, проявление в электрических дипольных переходах «пигмейских» резонансов. Создание таких пучков позволяет разнообразить исследования кластерных ансамблей [33-34], возникающих при фрагментации ядер.

При описании структуры атомных ядер доминирует модель ядерных оболочек, возникающая из картины орбиталей невзаимодействующих нуклонов в центральном потенциале. С таким упрощением согласуются только несколько ядер вблизи дважды заполненных оболочек. Широкую применимость оболочечной модели обеспечивает учет корреляций в ансамблях нуклонов. Эти корреляции, возникающие из дальнедействующей части потенциала взаимодействия, делают необходимым учет смешивания конфигураций валентных нуклонов заселяющих незаполненные оболочки.

Нуклонные корреляции в изотопах от Li до C с заполнением p -оболочки проявляются в кластеризации нуклонов в легчайшие ядра и нуклонные пары. Эволюция теоретического описания ядерной структуры состоит в переходе от чисто кластерной картины в случае ядра ^6Li к оболочечному описанию (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 p -оболочки. Существуют успешные описания этих параметров и в кластерных моделях.

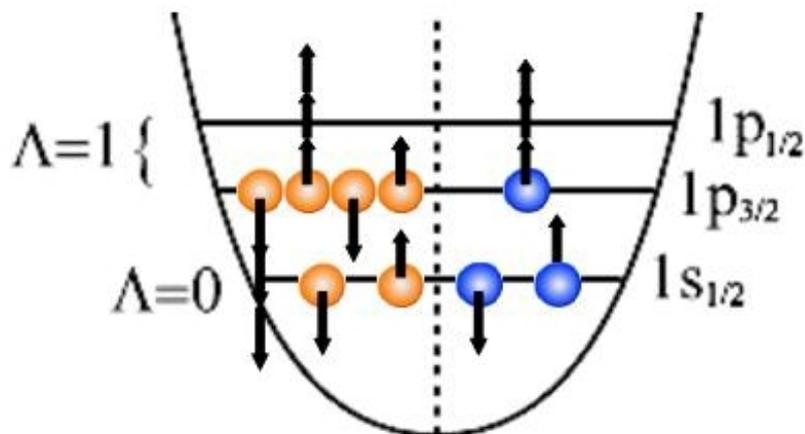


Рис. В.3. Диаграмма заполнения оболочек для ядра ${}^9\text{C}$; длинными стрелками указаны значения полного момента j ; короткие стрелки – спин $s = 1/2$

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 p -оболочечных ядер оболочечная и кластерная картина являются взаимодополняющими (рис. В.3).

Ядра, с заполняющейся p -оболочкой и выраженными кластерными особенностями, играют роль «лабораторий» для проверки моделей ядерной структуры. В частности, структуры из кластерной основы и слабосвязанных внешних нуклонов в ядрах ${}^8\text{B}$ и ${}^9\text{C}$ могут иметь магнитные моменты отличные от предсказаний оболочечной модели. Ядра на границах стабильности позволяют изучать эффекты нарушения изоспиновой симметрии. Их сильная изотопическая асимметрия требует включения ${}^3\text{He}$, так и нуклонов как элементов кластерной структуры ядер. Своеобразие структуры ядер ${}^8\text{B}$ и ${}^9\text{C}$ определяет возможность и скорость протекания ключевых процессов нуклеосинтеза.

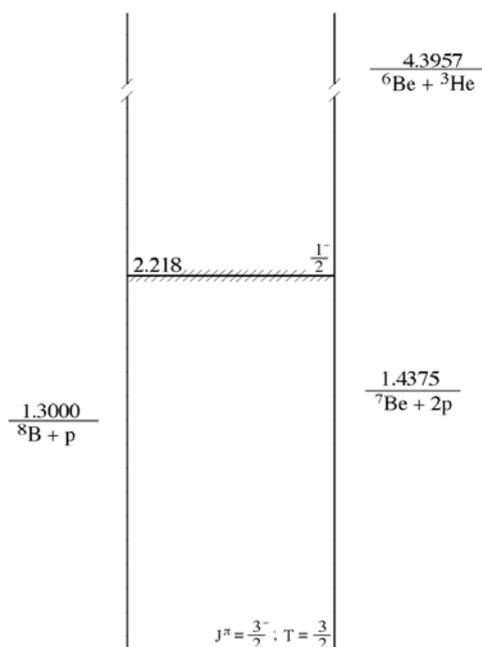


Рис. В.4. Диаграмма возбужденных состояний ядра ${}^9\text{C}$; указаны пороги диссоциации

Структура низколежащих возбуждений ${}^9\text{C}$ бедна (рис. В.4). 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 (рис. В.3). 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 пары зеркальных ядер ${}^9\text{C}$ и ${}^9\text{Li}$, параметр более устойчивый при вычислениях, не описывается оболочечной моделью [35].

Конфигурационное перекрытие основного состояния ядра с возбужденными состояниями проявляется вблизи порогов связи нуклонных кластеров и нуклонов. Это особенно характерно для когерентной диссоциации релятивистских ядер. Поэтому для когерентной диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ следует ожидать лидирования каналов ${}^8\text{B} + p$ (порог 1.3 МэВ), ${}^7\text{Be} + 2p$ (1.4 МэВ), а также каналов, связанных с диссоциацией основы ${}^7\text{Be}$ (свыше

3 МэВ). В последнем случае можно ожидать сходства с уже установленной топологией диссоциации ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$.

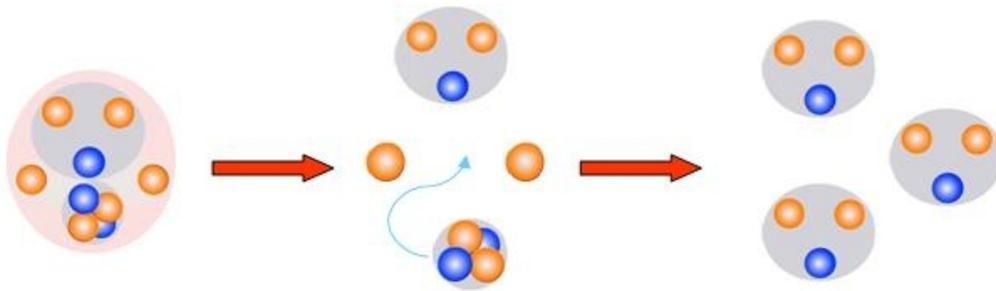


Рис. В.5. Диаграмма перехода ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$

Качественно новой особенностью для ядра ${}^9\text{C}$ становится возможным заселение состояния над порогом 16 МэВ, состоящее из трех кластеров ядер ${}^3\text{He}$. Для этого оказывается необходимой виртуальная перегруппировка нейтрона из α -частичного кластера в формирующийся кластер ${}^3\text{He}$ (рис. В.5). Обнаружение перехода ядра ${}^9\text{C}$ в $3{}^3\text{He}$ могло бы указать на примесь состояния $3{}^3\text{He}$ в основном состоянии ${}^9\text{C}$. Экспериментальная оценка вероятности возникновения конфигурации $3{}^3\text{He}$ в когерентной диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ укажет на ее вес в волновой функции основного состояния ${}^9\text{C}$. Эта величина представляет ценность при вычислении магнитного момента ${}^9\text{C}$ на основе кластерных волновых функций. Тем самым проявится роль глубоко связанных кластерных состояний в основных состояниях ядер.

Эта идея возникла на основе недавних выводов по фрагментации ядер ${}^9\text{Be}$ [4,16]. При сканировании облученной эмульсии найдено 500 событий ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ в конусе фрагментации 0.1 рад. Около 81 % α -пар образуют две приблизительно равные группы по статистике углов разлета Θ : «узкие» ($0 < \Theta_n < 10.5$ мрад) и «широкие» ($15.0 < \Theta_w < 45.0$ мрад). Пары Θ_n соответствуют распадам ядер ${}^8\text{Be}$ из основного состояния 0^+ , а пары Θ_w – из первого возбужденного состояния 2^+ . Доли событий Θ_n и Θ_w составляют 0.56 ± 0.04 и 0.44 ± 0.04 . Эти величины соответствуют весам состояний 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ ω_{0^+}

$= 0.54$ и $\omega_{2^+} = 0.47$ в двухтельной модели $n - {}^8\text{Be}$, использованной для вычисления магнитного момента ядра ${}^9\text{Be}$ [36,37].

Другая важная находка состоит в том, что для когерентной диссоциации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha + n$ средний суммарный поперечный импульс α -пар составляет $\langle P_{T\text{sum}} \rangle \approx 80$ МэВ/с. Эта величина соответствует среднему внутреннему импульсу нейтрона в ядре ${}^9\text{Be}$. Для когерентной диссоциации ядра ${}^9\text{Be}$ через состояния 0^+ и 2^+ не наблюдается различия в величинах $\langle P_{T\text{sum}} \rangle$, что указывает на «холодную» фрагментацию как механизм возникновения α -пар. 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 ядер. В этом смысле ${}^9\text{Be}$ оказывается «тестовым» ядром. 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.

Интригующая проблема состоит в поиске резонансных состояний в диссоциации ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ в канале ${}^6\text{Be}^* \rightarrow 2{}^3\text{He}$ (над порогом 12 МэВ) аналогично диссоциации ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3{}^4\text{He}$ с распадом ${}^8\text{Be} \rightarrow 2{}^4\text{He}$. 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 $3{}^3\text{He}$ может оказаться важным для развития сценариев ядерной астрофизики как аналог 3α -процесса. Поиск канала когерентной диссоциации ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ и оценка его относительной роли стали главной целью настоящего исследования.

В.2. Особенности когерентной диссоциации кластерных ядер

Вначале рассмотрим исследование когерентной диссоциации стабильных изотопов ^{12}C и $^{10,11}\text{B}$. Для этих ядер оказывается характерным лидирование множественных каналов диссоциации.

^{12}C . Облучения эмульсионных стопок ядрами ^{12}C с энергией 3.65 А ГэВ на синхрофазотроне ОИЯИ выполнены в начале 70-х годов [10,38]. При прослеживании по первичным следам на полной длине около 338 м были обнаружены 2468 неупругих взаимодействий ядер ^{12}C с ядрами из состава эмульсии равно среднему значению пробега $\lambda(^{12}\text{C}) = (13.7 \pm 0.3)$ см, соответствующему геометрической модели перекрытия плотностей сталкивающихся ядер.

Статистика включала несколько событий когерентной диссоциации ядер ^{12}C , которым соответствует средний пробег около 10 м. Значительная величина пробега отражает малую вероятность соударения с прицельными параметрами в области дифракционной диссоциации. Единственным вариантом топологии оказалась тройка двухзарядных следов 3He в конусе $\theta < 3^\circ$. Канал $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ имеет наиболее низкий порог (7.37 МэВ) и является классическим процессом проявления кластерной структуры. В данном случае он надежно наблюдался в обратной кинематике релятивистской фрагментации.

Другие каналы диссоциации, в которых сумма зарядов фрагментов $\sum Z_{\text{fr}} = 6$, сопровождалась фрагментами мишени или мезонами. Об α -частичной кластеризации ядра ^{12}C свидетельствует и малый выход релятивистских фрагментов с $Z_{\text{fr}} > 2$ (не более 150 событий) при доминировании He и H . Доминирование α -кластеризации связано со значительной ролью фрагментации через несвязанное ядро ^8Be с его распадом на 2α .

^{10}B . В одном из первых сеансов на нуклотроне ОИЯИ при работе выведенным пучком ядер ^{10}B с энергией 1 А ГэВ выполнено облучение эмульсионной стопки [20]. На длине 138.1 м прослеженных следов найдено

960 неупругих взаимодействий ядер ^{10}B . Средний пробег ядер ^{10}B составил 14.4 ± 0.5 см. Число найденных событий с суммарным зарядом фрагментов $\sum Z_{\text{fr}} = 5$, в которых не наблюдается заряженных мезонов, равно 93 (10 % от всех событий); в 41 событии не наблюдается и фрагментов от развала ядра-мишени. Наличие (или отсутствие) фрагмента ядра-мишени практически не сказывается на зарядовом составе фрагментов налетающего ядра. В 65 % периферических взаимодействий распад ядра ^{10}B происходит на две частицы с зарядом $Z_{\text{fr}} = 2$ и одну частицу с зарядом $Z_{\text{fr}} = 1$. В 10 % событий содержатся одновременно фрагменты с зарядами, равными $Z_{\text{fr}} = 3$ и $Z_{\text{fr}} = 2$ (изотопы Li и He). Всего в 2 % событий содержатся фрагменты с зарядами, равными $Z_{\text{fr}} = 4$ и $Z_{\text{fr}} = 1$ (ядро ^9Be и протон). Канал фрагментации He + 3H (развал одного из α -кластеров) составляет 15 %.

^{11}B . Стопка слоев ядерной эмульсии была облучена на нуклотроне ОИЯИ в пучке ядер ^{11}B с импульсом 2.75 A ГэВ/с [22]. На суммарной длине просмотренных следов 7141.5 см было зарегистрировано 542 взаимодействия ядер ^{11}B , что дает значение пробега $\lambda = (13.2 \pm 0.6)$ см. Для изучения кластеризации ядра ^{11}B были отобраны периферические взаимодействия, в которых суммарный заряд частиц, вылетающих в пределах переднего конуса $\sum Z_{\text{fr}} = 5$. В этих событиях является допустимым рождение частиц с углами вылета $\theta \geq 15^\circ$ и фрагментов мишени. Развал с зарядовой конфигурацией $2 + 2 + 1$ лидирует (50%), несмотря на несколько более высокий порог по сравнению с каналом Li + He (6%).

^{11}C . В эксперименте с ядрами ^{11}B наблюдались события, в которых заряд первичного трека был определен как $Z_{\text{pr}} = 5$, а суммарный заряд в конусе фрагментации оказался равным $\sum Z_{\text{fr}} = 6$ [22]. Эта особенность интерпретируется как неупругая перезарядка ядра ^{11}B в возбужденные состояния ядра $^{11}\text{C}^*$, расположенные над порогом нуклонной связи. Механизмом этого процесса может служить перезарядка основы в виде кластера ^7Li в ^7Be . Было обнаружено 10 событий $^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C}^*$ с развалом на два фрагмента с зарядами $Z_{\text{fr}} = 4$ и $Z_{\text{fr}} = 2$. Они идентифицируются по зарядовому

составу как ${}^7\text{Be} + {}^4\text{He}$. Заметим, что среди 8 «белых звезд» перезарядки ядра ${}^{11}\text{B}$ по другим каналам не наблюдалось. Даже на такой ограниченной статистике заметно отличие развала ядра ${}^{11}\text{C}$ от развала ядер ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$. В то время как для ядер ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ лидируют трехтельные каналы распадов, для ядра ${}^{11}\text{C}^*$ доминируют двухтельные развалы, а трехтельные в статистике не наблюдались. В основе этого различия может лежать несколько более высокое значение кулоновского барьера для ядра ${}^{11}\text{C}$. Это обстоятельство указывает на чувствительность релятивистской диссоциации к структурным особенностям ядер. К сожалению, прямые данные по облучению ядрами ${}^{11}\text{C}$ пока отсутствуют.

${}^7\text{Be}$. Для формирования пучка радиоактивных ядер ${}^7\text{Be}$ на нуклотроне ОИЯИ ускорялись ядра ${}^7\text{Li}$ до энергии 2.87 А ГэВ [23,24,39]. Ядра ${}^7\text{Be}$, образованные в мишени в процессе перезарядки ядер ${}^7\text{Li}$, с помощью магнито-оптического канала фокусировались и формировались во вторичный пучок. Среди 1400 зарегистрированных неупругих ядро-ядерных взаимодействий обнаружено более 200 периферических взаимодействий, в которых суммарный заряд $\sum Z_{\text{фр}} = 4$ релятивистских частиц с углами вылета внутри конуса 15° равен заряду первичного ядра ${}^7\text{Be}$. В 149 периферических взаимодействиях не наблюдается образования заряженных мезонов. В таких взаимодействиях структурные особенности ядра ${}^7\text{Be}$ наиболее сильно сказываются в зарядовом и изотопном составах фрагментов.

Зарядовая топология событий $\sum Z_{\text{фр}} = 4$ указывает на преобладание «белых звезд» (табл.В.1), где отмечены числа событий, не содержащих фрагментов мишени ($n_h = 0$), и событий, содержащих один или несколько фрагментов ядра мишени ($n_h > 0$). В половине взаимодействий содержится по два фрагмента $Z_{\text{фр}} = 2$, столько же событий содержат по одному гелиевому и по два однозарядных фрагмента.

10 % событий, содержащих релятивистское ядро Li в сопровождении фрагмента $Z_{\text{фр}} = 1$, однозначно приписываются каналу ${}^6\text{Li} + p$. Большая доля событий, представляющих собой диссоциацию ядер ${}^7\text{Be}$ на два фрагмента He ,

указывает на высокую вероятность такого типа кластеризации в структуре ядра ${}^7\text{Be}$. События в канале 4Н могут быть связаны с диссоциацией α -кластера виртуальной конфигурации ${}^6\text{Li}$ в ядре ${}^7\text{Be}$. Действительно, из работы [18] посвященной фрагментации ядра ${}^6\text{Li}$ можно извлечь отношение событий $\text{He} + \text{H}$ и 3Н равно ≈ 5 . Возможно, что такой диссоциацией кластера ${}^6\text{Li}$ для следующего ядра ${}^8\text{B}$ можно объяснить возникновение событий 5Н, а в случае ядра ${}^9\text{C}$ – 6Н.

Таблица В.1. Распределение событий с $\sum Z_{\text{fr}} = 4$ по зарядовому составу релятивистских фрагментов

Фрагменты	$n_h = 0$	$n_h > 0$
2He	41	18
He + 2H	42	33
4H	2	1
Li + H	9	3

Исследование изотопного состава фрагментов проводилось путем измерения многократного кулоновского рассеяния частиц в эмульсии. Относительное содержание ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ фрагментов составляет 70 и 30 %. Во взаимодействиях ранее исследованных стабильных ядер содержание ${}^4\text{He}$ превышает содержание ${}^3\text{He}$ фрагментов. 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 ${}^3\text{He}$. Такое соотношение содержания изотопов He, наблюдаемое во взаимодействиях ядер ${}^7\text{Be}$, объясняется двухкластерной структурой ядра ${}^7\text{Be}$, в которой нуклоны ядра, не входящие в α -частичный остов, образуют кластер ${}^3\text{He}$. Зарегистрировано два события в трехчастичных каналах ${}^3\text{He} + t + p$ (21.2 МэВ) и ${}^3\text{He} + d + d$

(25.3 МэВ), для которых необходимо преодоление высокого порога расщепления ядра ${}^4\text{He}$.

Таблица В.2. Распределение событий диссоциации ${}^8\text{B}$ по зарядовым модам $\sum Z_{\text{fr}} = 5$ при различном сопровождении фрагментами мишени

n_g	0	1	0	0	0	0	0
n_b	0	0	1	2	3	4	5
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	–

${}^8\text{B}$. В эмульсии, облученной пучком, обогащенным изотопом ${}^8\text{B}$ найдено 320 взаимодействий с зарядом первичного ядра $Z_{\text{pr}} = 5$ и суммарным зарядом частиц $\sum Z_{\text{fr}} > 2$, вылетающих внутри конуса фрагментации 8° [5,25,39]. Основной вклад дают события с $\sum Z_{\text{fr}} = 5$. В табл. В.2 представлено распределение событий N_{pf} с $\sum Z_{\text{fr}} = 5$ ядер ${}^8\text{B}$ по числу сопровождающих фрагментов ядер мишени n_g и n_b . Главное отличие в статистике событий с рождением фрагментов N_{tf} и без N_{ws} проявляется в двухчастичном канале $\sum Z_{\text{fr}} = 4 + 1$, который интерпретируется как ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$. Его доля резко возрастает для «белых» звезд – с 13 % среди N_{tf} до 48 % для N_{ws} . Это связано с когерентной диссоциацией ядра ${}^8\text{B}$ по каналу с наиболее низким порогом (135 кэВ). Доля белых звезд в канале $2\text{He} + \text{H}$ составляет 27 %, а в канале $\text{He} + 3\text{H}$ составляет 23 %

${}^{10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$. Ядро ${}^{10}\text{C}$ является единственным примером системы, которая обладает супербороминскими свойствами (super-boromean), поскольку удаление из него любого из четырех кластеров в структуре $2\alpha + 2p$ (порог 3.8 МэВ) ведет к несвязанному состоянию. Особенность ядра ${}^{12}\text{N}$ состоит в низком пороге отделения протона (600 кэВ). Поэтому для «белых» звезд, рождаемых ${}^{12}\text{N}$, можно было бы ожидать лидирования канала ${}^{11}\text{C} + p$. Кроме

того, диссоциация может происходить по каналам $\alpha + {}^8\text{B}$ (порог 8 МэВ), $p + {}^7\text{Be} + \alpha$, а также и в более сложные ансамбли с развалом основы ${}^7\text{Be}$.

Генерация ядер ${}^{12}\text{N}$ и ${}^{10}\text{C}$ осуществлена путем перезарядки и фрагментации ускоренных ядер ${}^{12}\text{C}$ [6,39]. Для этих ядер отношения зарядов к весам $Z_{\text{pr}}/A_{\text{pr}}$ отличаются всего на 3 %. Импульсный аксептанс сепарирующего канала составляет 2 - 3 %. В таких условиях сепарация этих ядер невозможна, и ядра ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$ одновременно присутствуют во вторичном пучке, образуя так называемый пучковый «коктейль». Вклад ядер ${}^{12}\text{N}$ мал по отношению к ядрам ${}^{10}\text{C}$, в соответствии с большой разницей сечений перезарядки и фрагментации. Пучок также содержит ядра ${}^7\text{Be}$, отличающиеся по $Z_{\text{pr}}/A_{\text{pr}}$ от ядер ${}^{12}\text{N}$ только на 2 %.

Из-за разброса по импульсу в канал могут проникать ядра ${}^3\text{He}$. Для соседних ядер ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{C}$ и ${}^{11}\text{C}$ отличие по $Z_{\text{pr}}/A_{\text{pr}}$ от ${}^{12}\text{N}$ оказывается около 10 %, что обуславливает их подавление в данном облучении. Идентификация зарядов ядер ${}^{12}\text{N}$ может осуществляться счетом δ -электронов на пучковых следах. В случае ${}^{10}\text{C}$ необходимо убедиться в малом вкладе соседних изотопов C по зарядовой топологии «белых» звезд. Эти соображения легли в основу облучения ядерной эмульсии в смешанном пучке ядер ${}^{12}\text{N}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^7\text{Be}$.

Для «белых» звезд N_{ws} с $\sum Z_{\text{fr}} = 6$ наиболее вероятный канал представлен 91 событием $2\text{He} + 2\text{H}$, что и следовало ожидать для изотопа ${}^{10}\text{C}$. Канал $\text{He} + 4\text{H}$ оказался подавленным (14 событий), поскольку в случае ${}^{10}\text{C}$ требуется преодоление высокого порога развала α -кластера. В распределении по зарядовой топологии 20 найденных событий с $Z_{\text{pr}} = 7$ и $\sum Z_{\text{fr}} = 7$, отвечающих диссоциации ядра ${}^{12}\text{N}$ половина событий содержит фрагмент $Z_{\text{fr}} > 2$, что явно отличает эту картину от случаев ядер ${}^{14}\text{N}$ [17] и ${}^{10}\text{C}$ [6].

Таким образом, каждое из представленных ядер обладает собственным «автографом» в наиболее вероятном распределении по зарядовой топологии релятивистских, в том числе и присутствии или отсутствии, фрагментов $Z_{\text{fr}} > 4$. Для когерентной диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ следует ожидать лидирования состояний с зарядами Z_{fr} (5 + 1) и (4 + 1 + 1). Заметный эффект от

диссоциации ядра-основы ${}^7\text{Be}$, определяемый его большим размером, должен проявиться в примерно равной вероятности каналов $2\text{He} + 2\text{H}$ и $\text{He} + 4\text{H}$. В соответствии с зарядовой топологией для ${}^7\text{Be}$ может присутствовать небольшая примесь событий $(3 + 1 + 1 + 1)$ и $(1 + 1 + 1 + 1 + 1 + 1)$. Такая зарядовая топология в силу высоких порогов совершенно не характерна для изотопа ${}^{10}\text{C}$, являющимся наиболее близким источником фона.

В. 3. Задачи и план исследования

Основными задачами настоящей работы являются:

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



Рис. В.6. Фотография слоя ядерной эмульсии на стеклянной подложке и микроскопа МБИ-9 с установленной фотокамерой НИКОН

Таблица В.3. 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

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, имеющих минимум ионизационных потерь. Основные характеристики эмульсии приведены в таблице В.3 Фотография одного из

облученных слоев, приклеенного на стеклянную подложку приведена на рисунках В.6. и В.7. На поверхность каждого эмульсионного слоя нанесена миллиметровая координатная сетка. Микрофотография такой сетки приведена на рис П.14. приложения.



Рис. В.7. Фотография эмульсионного слоя. Размеры 10×20 см², подложка – стекло

Для частиц с единичным зарядом определение числа проявленных зерен на единице длины следа дает величину удельной ионизации. Такие измерения проводились для протонов в пяти пластинках на разных глубинах. Среднее значение числа проявленных зерен на 100 мкм длины трека составляет примерно 40 зерен. Этот результат не противоречит более ранним многократным измерениям удельной ионизации для эмульсии БР2 и схожей с ней эмульсии Ильфод G5. Таким образом, даже визуально удается однозначно отличить однозарядный трек от двухзарядного, ионизация которого в 4 раза больше.

Облучение стопки было выполнено во вторичном пучке нуклотрона ОИЯИ в 2006 г., сформированном во фрагментации первичных ядер ¹²C [39]. Вторичный пучок, оптимизированный для селекции ядер ⁹C, был

сформирован путем фрагментации ускоренных ядер ^{12}C при энергии 1.2 А ГэВ. При исследовании взаимодействий ядра ^9C в эмульсии необходимо было преодолеть две практические проблемы.

Во-первых, это доминирование в сформированном пучке ядер ^3He , имеющих ту же магнитную жесткость, как и ^9C . Отношение интенсивностей ядер с зарядами $Z_{\text{пр}} = 6$ и 2 оказалось равным примерно 1 : 10. Вклад близких по магнитной жесткости изотопов ^7Be , ^8B и ^{12}N оказался незначительным. В данном облучении было важно избежать избыточного облучения эмульсии ядрами ^3He . Этот фактор резко усложнил сканирование и ограничил использованный поток ядер ^9C величиной 2000 следов (ядер ^3He порядка 20000 следов). Требование приемлемого уровня статистики их взаимодействий сделало необходимым полный просмотр облученных слоев эмульсии. На этом этапе диссертант участвовал в поиске взаимодействий и координировал работу по накоплению их статистики лаборантами-микроскопистами.

Во-вторых, необходимо было убедиться в доминировании ядер ^9C над возможным вкладом других изотопов, в особенности $^{10,11}\text{C}$, которые могли бы быть захвачены при облучении. Сравнительный анализ особенностей диссоциации исследуемого изотопа углерода и соседних ядер позволил решить и эту проблему. Таким образом, решение методических и физических задач оказалась связанным. Диссертантом был выполнен необходимый объем измерений на микроскопах и выполнен последующий анализ.

В Главе I представлены условия облучения, первичное накопление статистики взаимодействий, оценка длины пробега λ . Описана процедура калибровки измерения импульсов методом многократного кулоновского рассеяния на сопровождающих ядрах ^3He . В Главе II процедуры измерения зарядов фрагментов и приведена зарядовая топология фрагментации ядра ^9C . Описаны динамические особенности каналов $^8\text{B} + p$ и $^7\text{Be} + 2p$ (1.4 МэВ). В Главе III описана процедура идентификации процесса когерентной диссоциации $^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ и ограничения ее эффективности. Описаны

динамические особенности протекания процесса ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$, обсуждаются постановки новых исследований ${}^9\text{C}$ на основе высокой статистики. В Заключении сформулированы результаты проведенного исследования ядра ${}^9\text{C}$. Выводы работы используются для сравнения с результатами по облучению эмульсии ядрами ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$.

Диссертационная работа была выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований в 2007-2011 гг. Ее основные результаты и выводы опубликованы в работах [1-3].

Глава I. Первичный анализ облучения ядерной эмульсии во вторичном пучке C – He

§I.1. Облучение эмульсий в пучке ${}^9\text{C}$

С 2002 г. сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ ведутся облучения ядерной эмульсии во впервые создаваемых на нуклотроне ОИЯИ пучках легких ядер, в том числе радиоактивных. Для формирования вторичных пучков радиоактивных ядер используются магнитооптические каналы транспортировки в зал выведенных пучков [39] (рис. I.1). Тем самым возникают возможности актуальных и оригинальных экспериментов по ядерной физике. К началу настоящей работы эмульсионные стопки облучены в пучках релятивистских изотопов ${}^7,9\text{Be}$ и ${}^{8,10,11}\text{B}$, сформированным по схемам, предложенным П. А. Рукояткиным и доказавшим свою эффективность. Физический анализ этих облучений, представленный во Введении, дал основу для новых облучений в более сложных вторичных пучках нейтронодефицитных изотопов углерода, формируемых при фрагментации ускоренных ядер ${}^{12}\text{C}$.

В исследованиях с использованием эмульсии, облученной во вторичных пучках, необходимо обеспечить простоту идентификации изучаемых ядер. Оптимальным выбором является использование 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 ${}^{12}\text{C}$. Основную проблему представляет возможная примесь соседних изотопов ${}^{10,11}\text{C}$, сечение генерации которых существенно больше. Поэтому при анализе облученной эмульсии требуется особенно точно убедиться в достаточной чистоте пучка изотопа ${}^9\text{C}$.

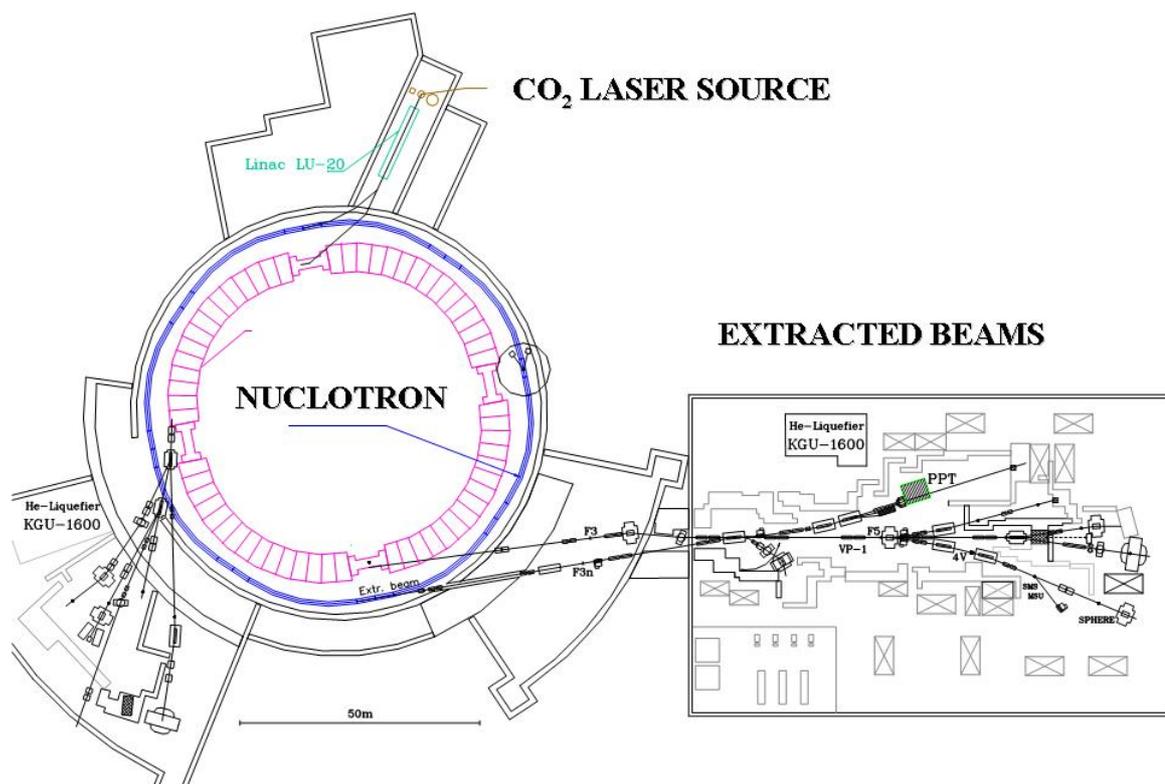


Рис. I.1. Схема ускорительного комплекса Нуклотрон ОИЯИ; указаны основные компоненты: источники ионов на CO₂ лазере, линейный ускоритель, кольцо нуклотрона, каналы выведенных пучков

Неустранимой примесью при магнитной сепарации изотопа ^{12}C являются ядра ^3He , имеющие то же отношение заряда $Z_{\text{пр}}$ к массовому числу $A_{\text{пр}}$, что и ^{12}C . Однако, благодаря 9-кратно большей удельной ионизации ядер ^{12}C по сравнению с ионизацией релятивистских ^3He следы ^3He можно отбросить при начальном сканировании пучковых следов, вошедших в эмульсию. Схожая проблема проявилась в случае облучения в пучке ядер ^6He , пучок которых формировался при перезарядке ядер $^6\text{Li} \rightarrow ^6\text{He}$, – в нем доминировали ядра ^3H [39.40]. Из-за риска переоблучения этот фактор резко ограничивает экспозицию как в случае ядер ^6He , так и ^{12}C .

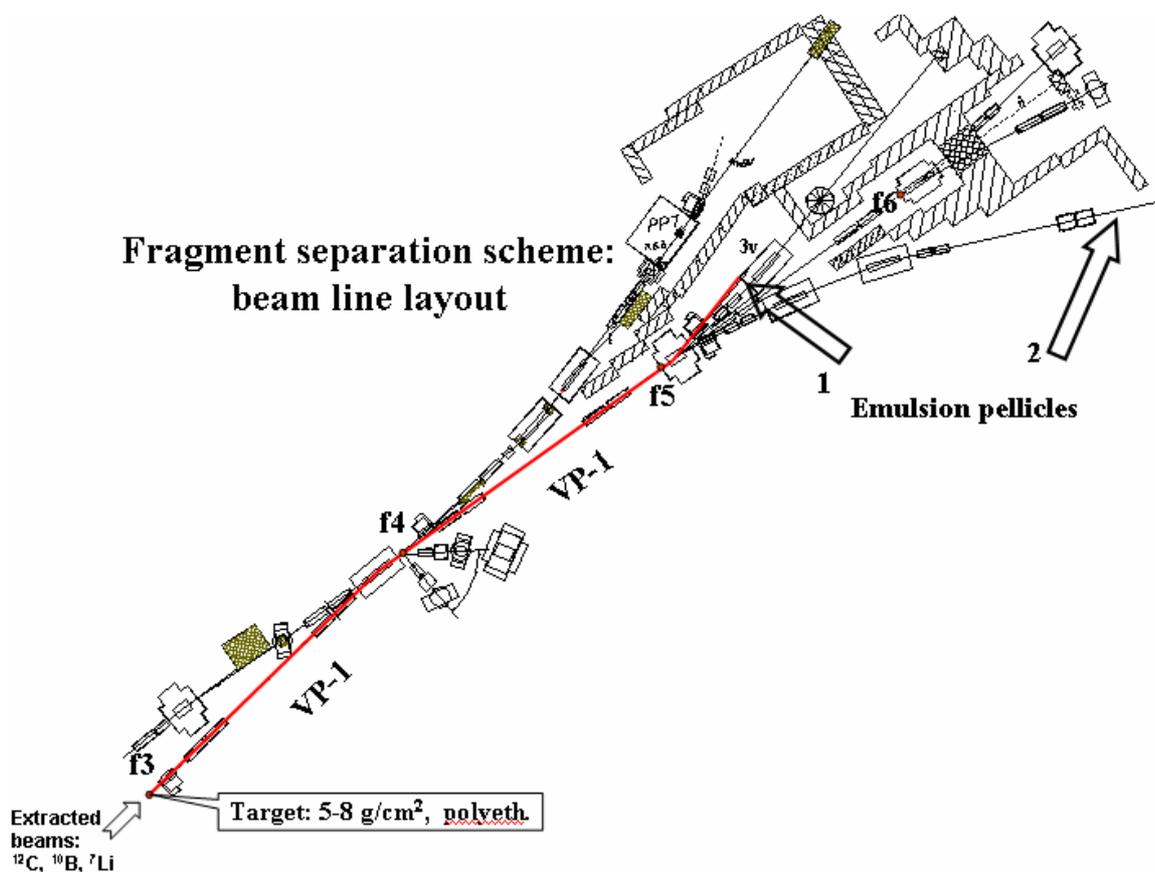


Рис. I.2. Каналы выведенных пучков нуклотрона ОИЯИ; стрелками указаны ответвления 1 (канал 3v) и 2 (канал 4v), использованные при облучении эмульсии [39]

Ядра $^{12}\text{C}^{6+}$, созданные на лазерном источнике ионов, были ускорены на нуклотроне ОИЯИ до энергии 1.2 А ГэВ и выведены в фокус f3 на производящую мишень. Далее по системе магнитных элементов (рис. I.2), включавшей 4 отклоняющих магнита на базе около 50 м, вторичный пучок, оптимизированный для селекции ядер ^9C , выводился на канал 3v [39], на котором размещалась эмульсионная стопка. При интенсивности первичного пучка около 10^9 ядер в цикл, толщине производящей мишени из полиэтилена – 5 г/см², аксептансе сепарирующего канала около 3% интенсивность вторичного пучка составляла несколько сот частиц в цикл.

При облучении поток и зарядовый состав ядер, вошедших в стопку, 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 ${}^3\text{He}$. Пучок содержит и малую примесь ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$, обладающих большей магнитной жесткостью, чем ${}^9\text{C}$ на 15 % и 7 % соответственно. Ядра ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ могут быть продуктами фрагментации уже ядер ${}^9\text{C}$. Таким образом, пучок представляет собой своего рода 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 ЛВЭ ОИЯИ.

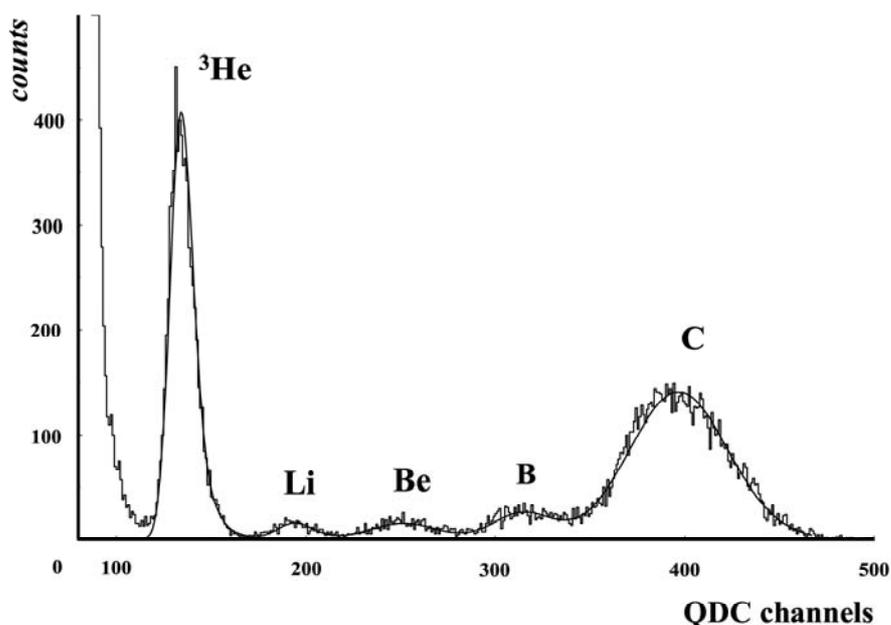


Рис. I.3. Зарядовый спектр ядер от фрагментации ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^9\text{C}$ при настройке вторичного пучка на кратность $Z_{\text{пр}}/A_{\text{пр}} = 2/3$ [39]

Присутствие ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$, а также открытый вопрос о возможной примеси ядер ${}^{10}\text{C}$, определили необходимость анализа состава следов пучка в облученной эмульсии. Уверенность в чистоте изотопного состава пучка дает возможность полноценного анализа взаимодействий ядер ${}^9\text{C}$ с ядрами

фотоэмульсии. Экспериментальное обоснование доминирования в пучке ядер ^{9}C будет приведено ниже.

§1.2. Первичный поиск и отбор событий, определение среднего пробега λ , зарядовый состав пучка

Для поиска взаимодействий в эмульсионных слоях использовались микроскопы МБИ-9 (Рис В.6) при 900-кратным увеличении объектива и окуляра. Поиск вершин взаимодействий осуществлялся прослеживанием первичных следов. Для отбора этих следов эмульсия сканировалась со стороны входа пучка, затем отобранные пучковые следы просматриваются от входа в пластинку до взаимодействия или выхода из слоя. Прослеживание по следам дает возможность зарегистрировать все типы взаимодействия без дискриминации, что позволяет определить средние длины пробега ядер λ с высокой точностью. Представляемый анализ основывается на полном сканировании всех слоев по всем первичным следам с зарядами, визуально оцениваемыми как $Z_{\text{пр}} > 2$. Ядра ^3He отбрасывались на начальной стадии визуального просмотра.

Приведем в качестве примера данные по отдельным пластинам. В пластине № 7 было зафиксировано 103 следа частиц с зарядом $Z_{\text{пр}} = 1$, 2235 следов частиц с зарядом $Z_{\text{пр}} = 2$, 338 следов частиц с зарядом $Z_{\text{пр}} > 3$; в № 9 - 194 следа частиц с зарядом $Z_{\text{пр}} = 1$, 2210 следов частиц с зарядом $Z_{\text{пр}} = 2$, 340 следов частиц с зарядом $Z_{\text{пр}} > 3$; в № 11 - 173 следа частиц с зарядом $Z_{\text{пр}} = 1$, 1966 следов частиц с зарядом $Z_{\text{пр}} = 2$, 319 следов частиц с зарядом $Z_{\text{пр}} > 3$.

Получено распределение входного профиля пучка для ядер с различными зарядами (рис. I.4). Для построения профиля пучка область просмотра была выбрана следующим образом. От левого края пластинки делался отступ 14 мм (или 14 квадратов); от верхнего и нижнего края пластинки не просмотрено 10 мм (или 10 квадратов). Между этими краевыми областями фиксировались все входящие в эмульсионную пластину следы частиц. В спектре на рис. I.4 наблюдается доминирование следов ядер He,

чего и следовало ожидать при настройке вторичного пучка на кратность $Z_{pr}/A_{pr} = 2/3$. Профиль отражает влияние магнитного поля последнего отклоняющего магнита на импульсный состав ядер.

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

На просмотренной длине треков 253.7 м было обнаружено 1746 неупругих взаимодействий (в основном ядер ${}^9\text{C}$), что приводит к среднему пробегу $\lambda({}^9\text{C}) = 14.5 \pm 0.5$ см. Из-за того, что ядра ${}^9\text{C}$ доминируют в пучке, можно считать это значение λ является 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 ожидавшимися на основе экстраполяции из области более тяжелых ядер. Этот эффект связан с малым порогом диссоциации ядер ${}^9\text{C}$ равным 1.3 МэВ и, следовательно большим вкладом периферических взаимодействий. Данные по $\lambda(A)$, как и данные по сечениям неупругих взаимодействий легких ядер, указывают на то, что ядро ${}^9\text{C}$ не имеет увеличенного размера, характерного для экзотических ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$. [41]

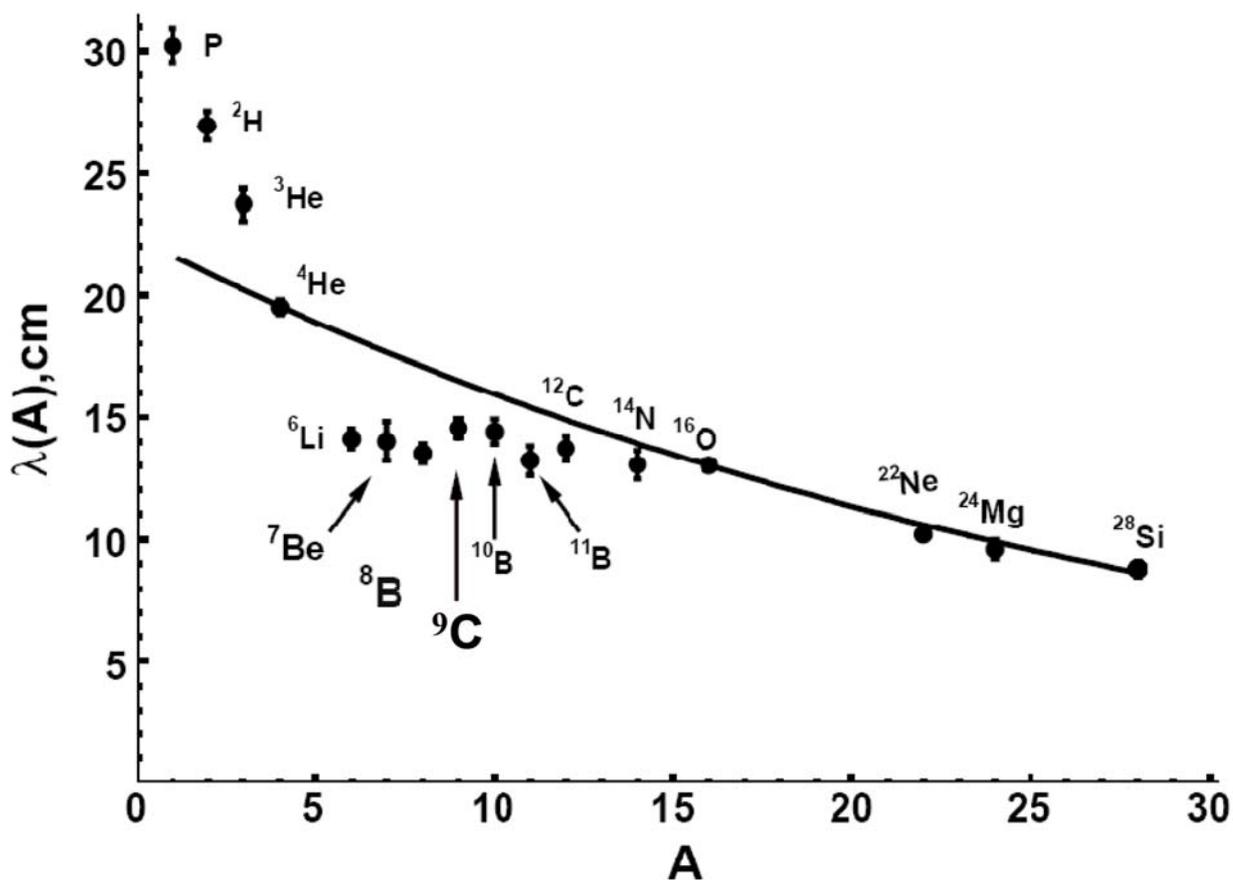


Рис. 1.5. Средняя величина пробега $\lambda(A)$ для неупругих взаимодействий в ядерной фотоэмульсии в зависимости от массы налетающего ядра A ; кривая – аппроксимация по геометрической модели

§1.3. Калибровка на пучковых ядрах ³He

Присутствие в составе пучка ядер ³He оказалось полезным для дополнительной проверки правильности настройки пучка и, в то же время, для калибровки процедуры измерения многократного кулоновского рассеяния. Кратко опишем этот метод и его применение, поскольку он оказывается критически важным и при идентификации событий $C \rightarrow {}^3\text{He}$ в Главе III.

В эмульсии возможна идентификация релятивистских изотопов H и He через определение их полных импульсов [1-3,43]. 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 $P\beta c$ выражением:

$$P\beta c = \frac{Z_f K t^{3/2}}{573D} \quad (1)$$

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

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

$$A_{fr} \approx P_{fr} \beta_{fr} c / (P_0 \beta_0 c) \quad (2)$$

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 $P\beta c$ необходимо измерить смещения по координате следа в направлениях перпендикулярных движению частицы в более чем 150 точках. Применение этого трудоемкого метода оправдывается получением уникальной информации об изотопном составе систем из нескольких легчайших ядер.

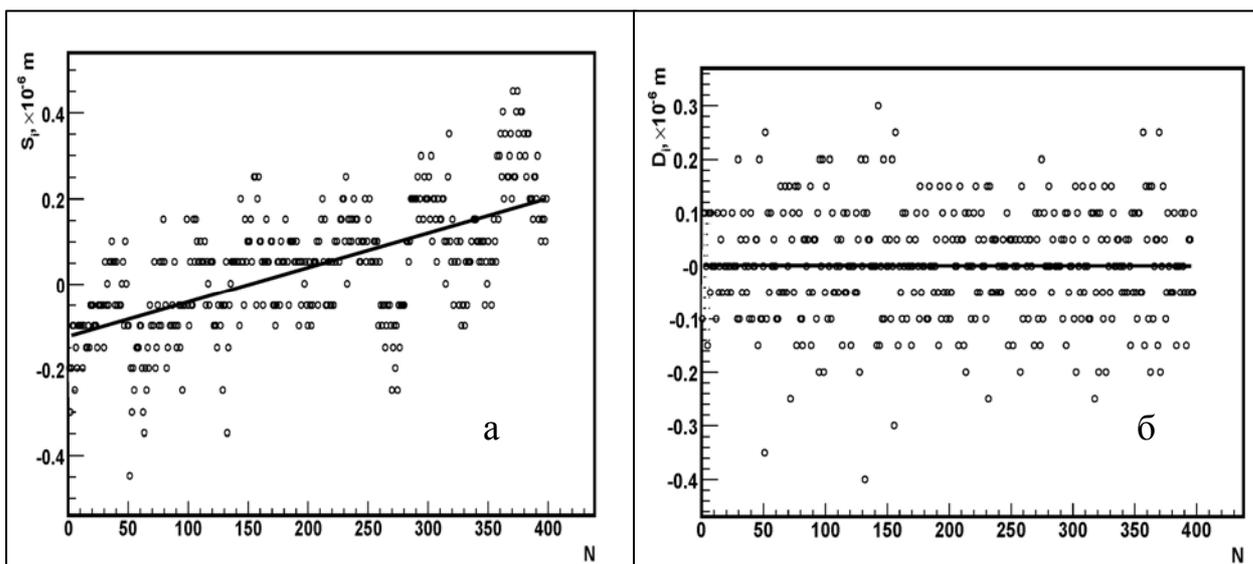


Рис. 1.6. Распределение первых S_i (а) и вторых D_i (б) разностей от номера отсчета, измеренных для одного из треков ${}^3\text{He}$, вошедшего в пластинку. Точками показаны значения первых и вторых разностей, сплошной линией показан интерполяционный сплайн первой степени.

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.

Чтобы измерить рассеяние 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 величина смещения следа по отношению к оси x (обозначим ее как S_i , называемая первой разностью):

$$S_i = y_i - y_{i+1} \quad (3).$$

Первые разности дают для заданной ячейки t наклоны хорд (см. рис. 1.6 а), которые обусловлены различными шумами, зависящими как от микроскопа, так и от наблюдателя: шум отсчета, шум зерен, шум перефокусировки, шум столика, тепловой шум и т.д. При пересчете второй

$$D_i = S_{i+1} - S_i = y_i - 2y_{i+1} + y_{i+2} \quad (4)$$

разности D_i вклад шумов значительно уменьшается, следствием чего является отсутствие наклона прямой, при фитировании экспериментальных величин (рис. I.6 (а) и I.6 (б)). Корреляционные свойства вторых разностей уменьшают различные ошибки, сопутствующие измерениям многократного кулоновского рассеяния. Эти свойства подробно описаны в работе [43]

Величина среднего второй разности включает ошибки отсчета, шумы зерен, перефокусировки, столика, дисторсию.

Шум отсчета – определяется в основном ошибками при установке биштриха окулярмикроскопа на отдельные зерна или группы зерен трека. Шум отсчета не зависит от длины ячейки.

Шум зерен – ошибка, обусловленная отклонением положения центров проявленных зерен от истинной траектории частицы. Этот шум вызывается, во-первых, тем, что частица, проходя через эмульсионный слой, активизирует кристаллы, которые она пересекает по хордам; и, во-вторых, тем, что на заключительной стадии проявления происходят микросмещения отдельных зерен серебра.

Шум перефокусировки – ошибки, обусловленные нелинейностью перемещения объектива микроскопа при перефокусировке. Величина этой ошибки зависит от угла погружения следа частицы в эмульсии.

Шум столика микроскопа – нелинейность перемещения столика микроскопа. При измерениях многократного рассеяния приходится работать на отрезках следов достаточно большой длины, поэтому необходим тщательный контроль и учет боковых смещений столика.

Дисторсии – искажения в эмульсии, основной причиной которых является разбухание и последующая усадка желатина в процессе проявления, фиксирования, промывки и сушки фотоэмульсии. При значительной дисторсии ложное рассеяние можно оценить с помощью третьих разностей, которые не подвержены дисторсии данного порядка T_i :

$$T_i = D_{i+1} - D_i \quad (5).$$

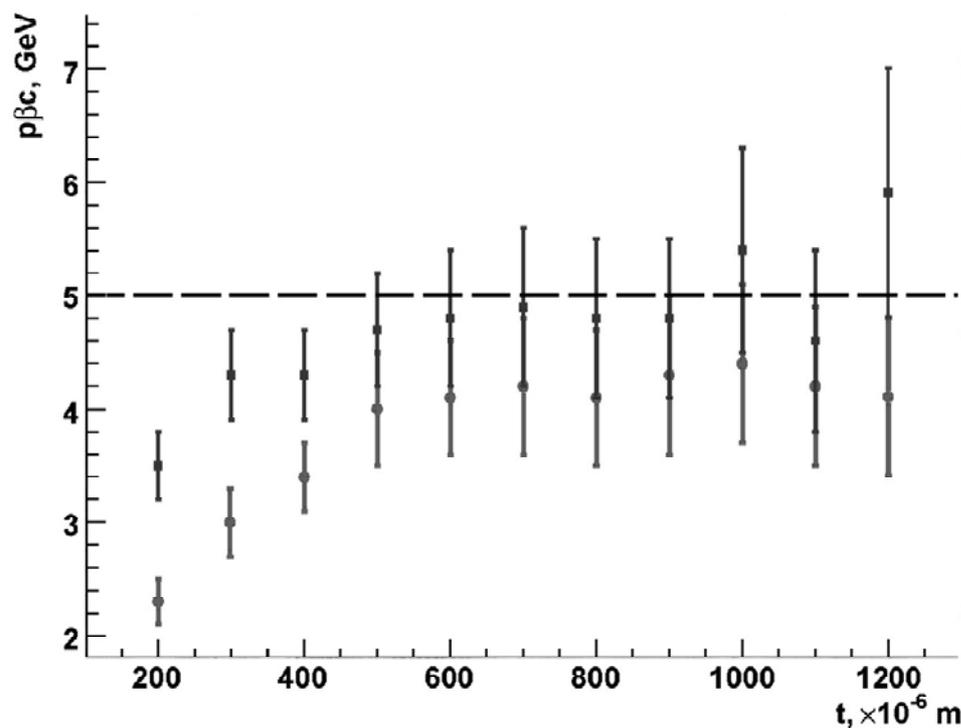


Рис. 1.7. Распределение величины $p\beta c$ треков ${}^3\text{He}$ от размера ячейки t . Круглыми точками отмечены значения без поправки, квадратными – с соответствующей поправкой.

На рис. 1.7 представлено распределение величины $p\beta c$ от размера ячейки t . Верхний ансамбль точек отвечает измерениям величины $p\beta c$ с поправкой на различные шумы, а нижний – без соответствующей корректировки. Эта корректировка заключается в том, что anomalously большие значения D_i и T_i заменяются на $4|D|$ и $4|T|$ соответственно, что исключает большие углы однократного рассеяния.

Из рисунка легко видеть, что без учета соответствующих поправок, полученные значения величины $p\beta c$ несколько занижены. При достаточной длине трека, начиная с некоторой ячейки t , величина $p\beta c$ перестает увеличиваться и выходит на так называемое плато. Величина этого плато определяется средним импульсом исследуемого изотопа. В нашем эксперименте при $p_0 \approx 1.9$ ГэВ/с значение $p\beta c$ для ${}^3\text{He} \approx 5$ ГэВ, что видно на представленном рисунке 1.7. Значение $p\beta c$ выходит на плато в районе 5 ГэВ.

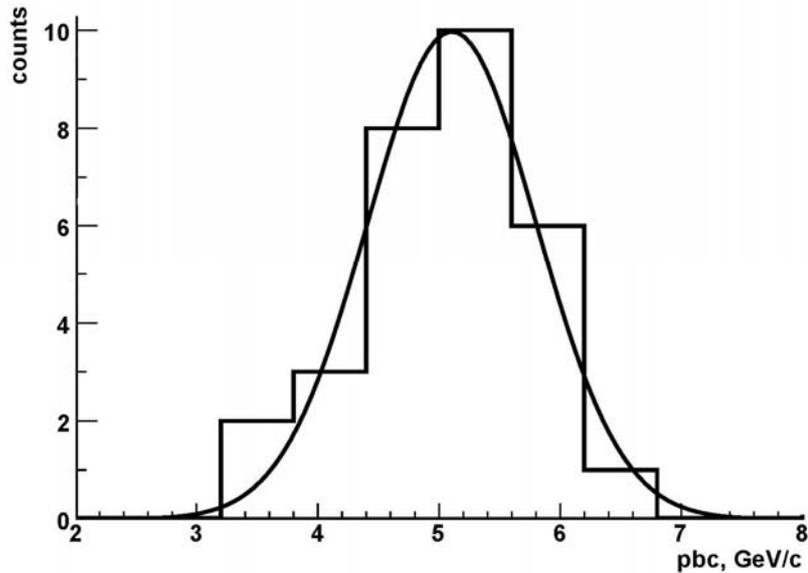


Рис. 1.8. Распределение измеренных величин $p\beta c$ для следов пучковых ядер He

Распределение по измеренным значениям $p\beta c$ для 30 ядер He, произвольно выбранных из состава вторичного пучка, представлено на рис. 1.8. 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 $\langle p\beta c \rangle_{\text{He}}$ 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 He в сформированном пучке доминирует изотоп ${}^3\text{He}$. Значение σ_{He} можно признать приемлемым для разделения изотопов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ и, в особенности, внутри коррелированных групп.

§1.4. Зарядовая топология периферической фрагментации ядра ${}^9\text{C}$

Среди найденных событий имеется 167 «белых» звезд – событий когерентной диссоциации ядер с зарядами $Z_{\text{пр}} > 3$. Их распределение по

зарядовым конфигурациям с $\sum Z_{fr} = 4 - 7$ представлено в таблице I.1. Для сравнения приведена статистика событий с образованием фрагментов мишени.

Таблица I.1 Распределение по зарядовым конфигурациям $\sum Z_{fr}$ числа «белых» звезд N_{ws} , событий с фрагментами мишени N_{fr} для первичных следов с измеренными зарядами Z_{pr} (в скобках)

$\sum Z_{fr}$	Z_{fr}						N_{ws}	N_{fr}
	6	5	4	3	2	1		
7	-	-	-	-	-	1	1	1
7 ($Z_{pr} = 7$)	-	1	-	-	-	2	1	-
7	-	-	-	-	1	5	3	-
7	-	-	-	-	2	3	5	3
6 ($Z_{pr} = 6$)	-	1	-	-	-	1	15	51
6 ($Z_{pr} = 6$)	-	-	1	-	-	2	16	47
6 ($Z_{pr} = 6$)	-	-	-	-	3	-	16	9
6	-	-	1	-	1	-	4	7
6	-	-	-	1	1	1	2	11
6	-	-	-	1	-	3	2	8
6	-	-	-	-	1	4	28	80
6	-	-	-	-	2	2	24	54
6	-	-	-	-	-	6	6	16
5 ($Z_{pr} = 5$)	-	-	1	-	-	1	2	-
5 ($Z_{pr} = 5$)	-	-	-	1	-	2	3	-
5	-	-	-	-	-	5	2	25
5	-	-	-	-	1	3	19	124
5	-	-	-	-	2	1	13	77
4	-	-	-	-	1	2	5	14

В первой колонке табл. I.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_{fr} – число событий данного канала с фрагментацией ядра-мишени.

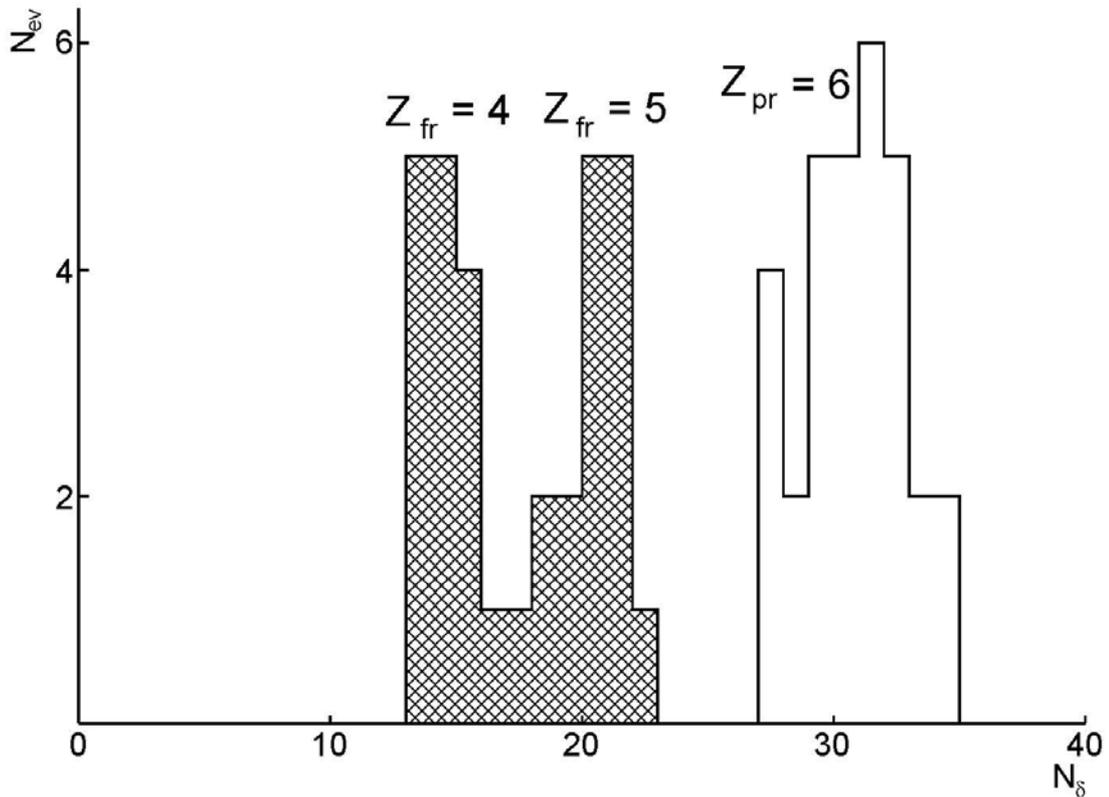


Рис. I.9. Распределения числа следов пучковых частиц по среднему числу δ -электронов N_δ на 1 мм длины для (сплошная гистограмма) и релятивистских фрагментов с зарядами $Z_{fr} > 2$ (штриховая гистограмма) в «белых звездах» $\sum Z_{fr} = 5 + 1$ и $4 + 1 + 1$

Основная ветвь когерентной диссоциации представлена 108 событиями с $\sum Z_{fr} = 6$, что следовало ожидать при доминировании ядер углерода в пучке. Среди многообразия каналов фрагментации наиболее ценными для настоящего исследования являются каналы, соответствующие каналам диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ с 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. Примеры событий такого типа взаимодействий представлены на фотографиях П.1, П.2 и П.3 в приложении. Отметим, приблизительное равенство статистики в этих каналах.

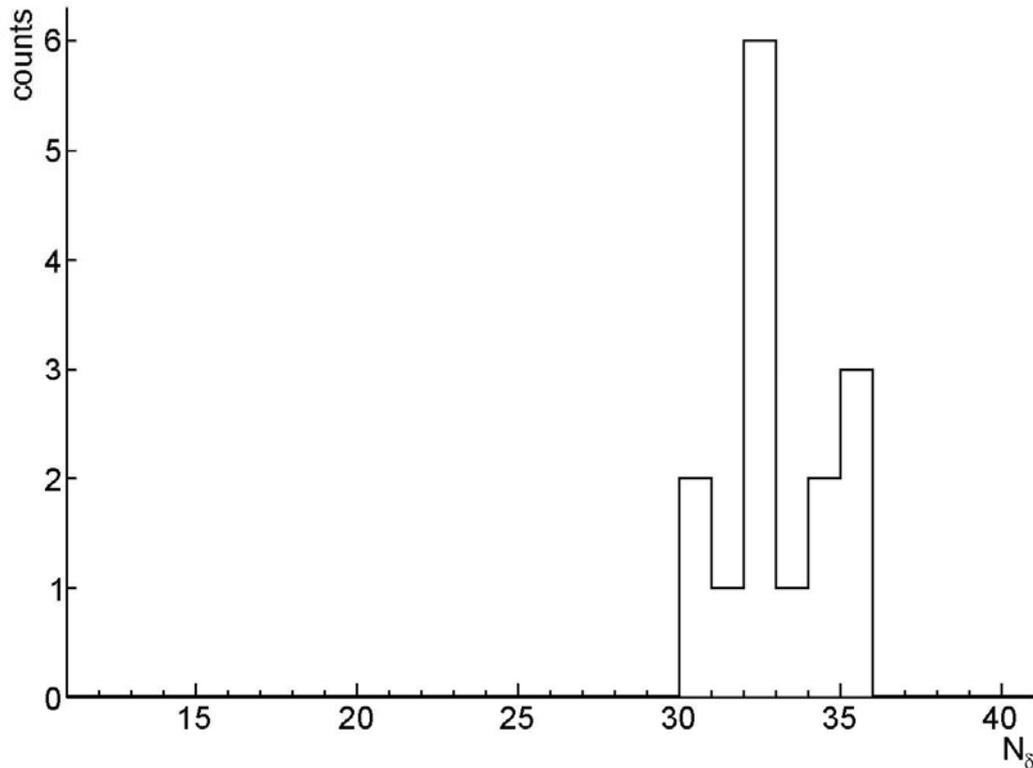


Рис I.10. Распределение среднего числа δ -электронов первичных треков из канала фрагментации ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$

В «белых» звездах изотопы С, Ве и В разделялись по зарядовым конфигурациям вторичных фрагментов $\sum Z_{\text{fr}}$ 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. I.9). 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 для канала ${}^3\text{He}$ (рис. I.10). И в этом случае распределение N_δ имеет среднее значение $\langle N_\delta \rangle = 33$ при RMS 1.6 и фактически совпадает со значениями для пучковых ядер ${}^3\text{He}$. Среднее значение N_δ для первичных треков в каналах ${}^8\text{B} + p$ и ${}^7\text{Be} + 2p$ равно 30 при RMS 1.9. Для фрагментов $Z_{\text{fr}} > 2$ из указанных каналов среднее значение $N_\delta = 20$ и 14 при RMS = 1.2 и 1.2 соответственно.

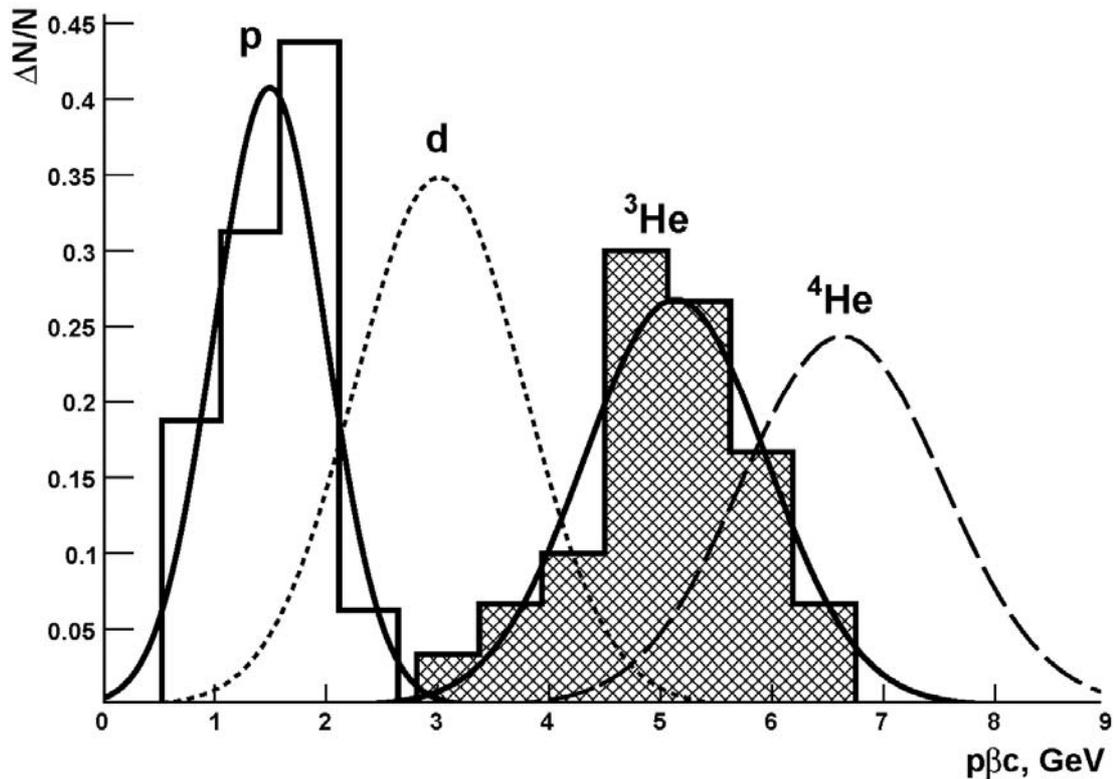


Рис. I.11. Распределение измеренных величин $p\beta c$ для следов ядер ${}^3\text{He}$ из состава пучка (${}^3\text{He}$, заштрихованная гистограмма) и однозарядных фрагментов из белых звезд $\sum Z_{\text{fr}} = 5 + 1$ и $4 + 1 + 1$ (p) (не штрихованная гистограмма); указаны ожидаемые распределения для дейтронов (d) и ядер ${}^4\text{He}$

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 интерпретируются 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. I.11 (не заштрихованная 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 раз подтверждает правильность

формирования первичного пучка. С другой стороны, она расширяет основу для идентификации ядер He, рожденных при диссоциации ядер C.

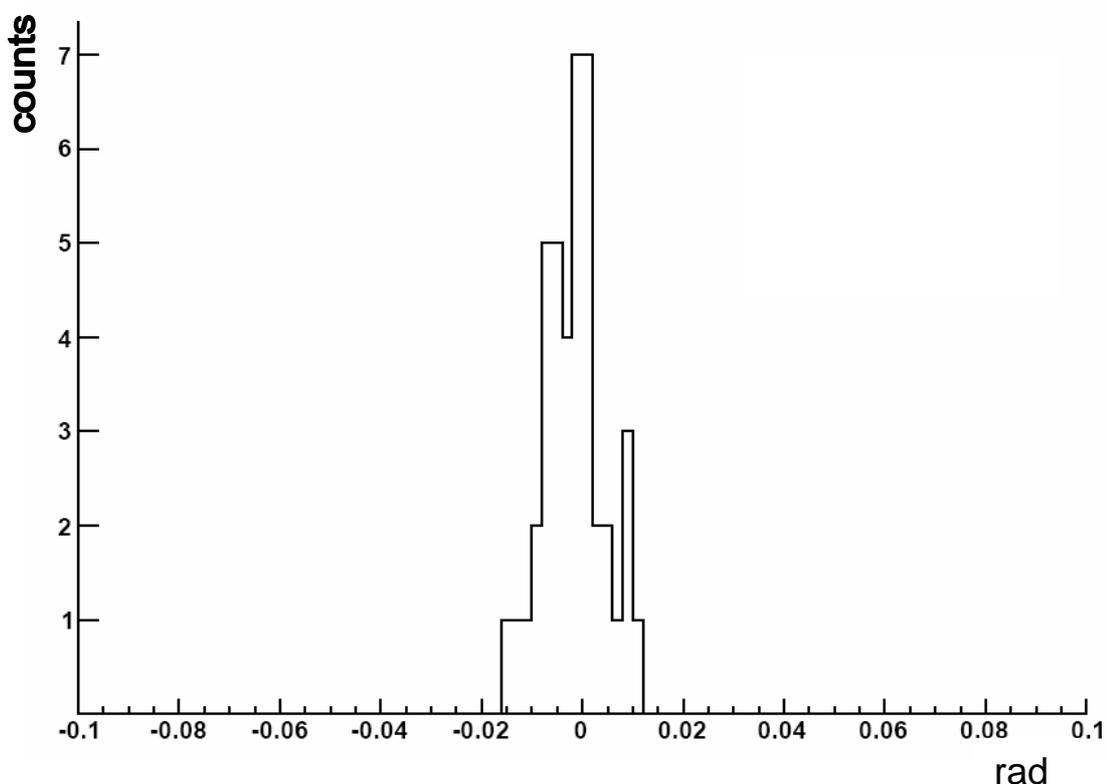


Рис. I.12. Распределение углов погружения пучковых следов ядер C в эмульсионных слоях

Критичной характеристикой качества облучения является распределение измеренных углов погружения пучковых следов $Z_{\text{пр}} = 6$ в 42 белых звездах ${}^8\text{B} + p$, ${}^7\text{Be} + 2p$ и 3He (рис. I.12). 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.

Из табл. I.1 следует, что доминируют множественные каналы фрагментации $2\text{He} + 2\text{H}$ и $\text{He} + 4\text{H}$, микрофотографии таких событий приведены в приложении (рис. П.4, П.5). В случае ядра ${}^9\text{C}$ события с такой топологией должны возникать при когерентной диссоциации ядра-основы

${}^7\text{Be}$. Их соотношение соответствует случаю когерентной диссоциации пучкового ядра ${}^7\text{Be}$ [23]. Кроме того, присутствуют взаимодействия с развалом ядра C на $\text{Li} + 3\text{H}$, что также ожидается при диссоциации ядра-основы ${}^7\text{Be}$. Кроме того, можно отметить образование шести «белых звезд» $\text{C} \rightarrow 6\text{H}$, микрофотографии примеров таких событий также приведены в приложении (рис. П.6, П.7) (табл. I.1). В случаях изотопов ${}^{10,11,12}\text{C}$ события такого типа требуют одновременных развалов двух или трех кластеров ${}^4\text{He}$. Связанные с преодолением очень высоких порогов, они практически не могли бы протекать без образования фрагментов мишени. Напротив, схожие процессы, связанные с развалом только пары кластеров He , наблюдались для «белых звезд» ${}^7\text{Be} \rightarrow 4\text{H}$ [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 ${}^9\text{C}$ в составе пучка и указывает на пренебрежимо малый вклад соседних изотопов углерода.

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

Соотношение событий N_{if} и N_{ws} для группы событий $\sum Z_{\text{fr}} = 6$, представлено на круговой диаграмме (рис. I.13). 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 .

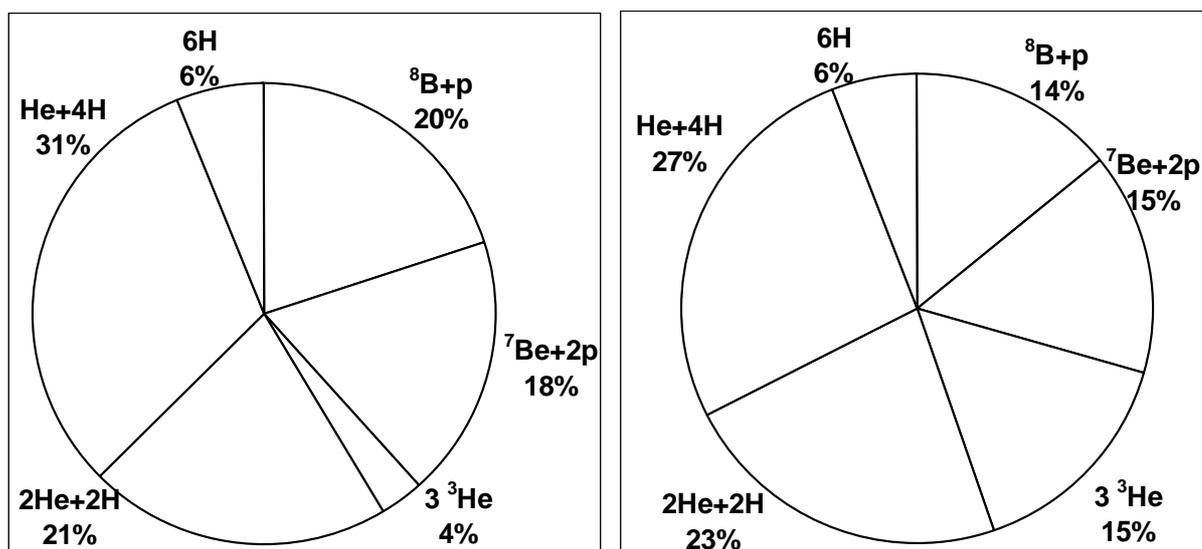


Рис. I.13. Процентное соотношение основных каналов диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ в событиях с фрагментацией мишени (слева) и в «белых» звездах (справа)

Примеры событий с фрагментацией ядра мишени приведены на рис П.12 и П.13 приложения. Накопленная статистика событий с фрагментами ядра мишени и суммарным зарядом фрагментов $\sum Z_{\text{fr}} = 6$ указывает на перспективу поиска событий с выбиванием нейтрона из ядра ${}^9\text{C}$ и пересечением границы протонной связи. Такие события могут привести к 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].

В табл. I.1 имеется небольшое противоречие с зарядовым составом пучка, представленным на рис. I.3. Присутствует 39 событий в группе $\sum Z_{\text{fr}} = 5$ как «кандидатов» в пучковые ядра ${}^8\text{B}$. Их доля непропорционально велика по отношению к ядрам C и ${}^7\text{Be}$. Более того, соотношения статистики внутри группы событий $\sum Z_{\text{fr}} = 5$ находится в противоречии с уже исследованной когерентной диссоциацией ядра ${}^8\text{B}$. В последнем случае был установлен вес 50 % канала ${}^7\text{Be} + p$. Присутствуют также «кандидаты» в пучковые ядра ${}^{12}\text{N}$.

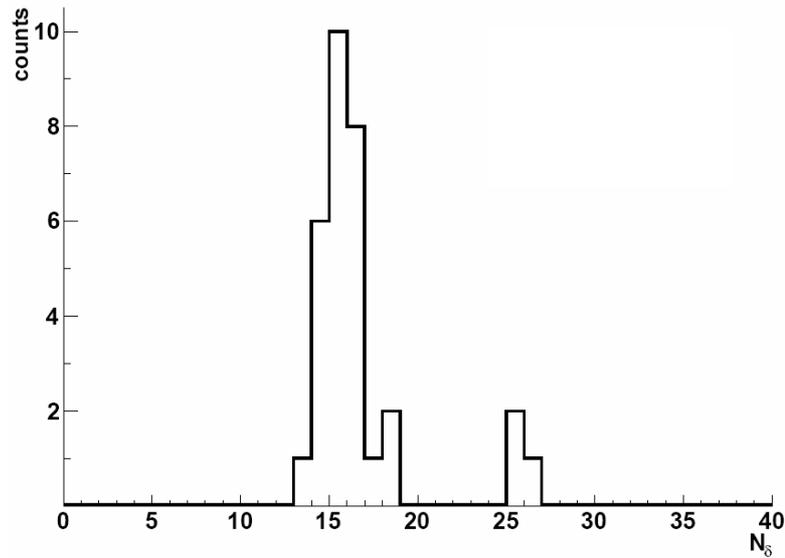


Рис I.14. Распределения числа событий по среднему числу δ -электронов N_δ на 1 мм длины следов пучковых частиц в каналах $\sum Z_{fr}$ (2 + 1 + 1 + 1) и (2 + 2 + 1).

Эта проблема была снята измерением зарядов пучковых следов для проверки условия $Z_{pr} = \sum Z_{fr}$. Были проанализированы взаимодействия, помеченные в табл. I.2 знаком «*». Данные по измерению зарядов первичных треков в этих событиях, представленные на рис. I.14 соответствуют в основном $Z_{pr} = 4$ с $N_\delta = 16$ при RMS 3.1 Средние значения числа δ -электронов N_δ на 1 мм длины для левого и правого пика равны $\langle N_\delta \rangle = 15.7 \pm 0.2$ и $\langle N_\delta \rangle = 25.5 \pm 0.2$ соответственно. Результат фильтрации $Z_{pr} = \sum Z_{fr}$ представлен в табл. I.2. Из 31 события только 3 остались на своем месте. Доля ядер ${}^8\text{B}$ резко упала и не превышает 10 %, а соотношение каналов в группе событий $\sum Z_{fr} = 5$ вполне удовлетворительно. Аналогичным образом снизился вклад, интерпретируемый как ядра ${}^{12}\text{N}$. Появление «лишних» событий в табл. I.1 может объясняться когерентным образованием заряженных мезонов ядрами ${}^7\text{Be}$ и C. Фактически, дополнительные измерения зарядов пучковых частиц Z_{fr} снизили предполагаемый вклад ядер с меньшими отношениями Z_{pr} / A_{pr} , чем у ${}^9\text{C}$ (или с большей магнитной жесткостью) в 5 раз. Напомним, что ядра ${}^{12}\text{N}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^7\text{Be}$ имеют в пределах 2 % одинаковую магнитную жесткость, отличающуюся от ${}^9\text{C}$ примерно на 10 %, а ядро ${}^8\text{B}$ по этому параметру

находится посередине. Эти факты указывают на высокую степень сепарации изотопа ^{12}C в использованном пучке от соседних изотопов.

Таблица I.2. Распределение числа «белых звезд» N_{ws} для первичных следов с зарядами Z_{pr} по зарядовым конфигурациям $\sum Z_{fr}$ на момент завершения анализа

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

§I.5. Резюме

Совокупность данных по измерению зарядов пучковых следов, зарядовой топологии фрагментов в периферических столкновениях ядер углерода, а также по идентификации релятивистских изотопов ^3He указывает на то, что в пучке, использованном для облучения эмульсии, доминируют именно ядра ^{12}C . Таким образом, получено подтверждение того, что на нуклотроне ОИЯИ впервые успешно решена задача создания пучка ядер ^{12}C . Облученные в этом пучке слои ядерной эмульсии могут служить экспериментальной основой для изучения взаимодействий ядра ^{12}C .

Глава II. Когерентная диссоциация ядер ^{9}C с отделением протонов

§II.1. Измерения углов вылета релятивистских фрагментов

Фрагменты релятивистского ядра вылетают в узком переднем конусе, угол раствора которого может быть приблизительно оценен по формуле:

$$\langle \theta_{\text{fr}} \rangle \approx \langle \sin \theta_{\text{fr}} \rangle = P_{\text{F}}/P_0, \quad (6)$$

где P_{F} — средний импульс Ферми-движения нуклонов в ядре снаряде, а P_0 — импульс на нуклон ядра-снаряда. Из приведенной формулы видно, что чем больше энергия снаряда, тем меньше углы вылета фрагментов ядра-снаряда. При импульсе ядра-снаряда 2.0 A ГэВ/с и Ферми-импульсе $P_{\text{F}} \approx 200 \text{ МэВ/с}$ получаем $\langle \theta_{\text{fr}} \rangle \approx 0.1$ (или 6°). Интерес вызывают угловые распределения релятивистских фрагментов и их угловые корреляции, поскольку в конусе фрагментации они оказываются чувствительными к структурным особенностям исследуемых ядер.

Измерения углов вылета вторичных частиц производились координатным методом. Задача измерения пространственных углов между следами частиц в фотоэмульсии возникла еще на ранних этапах развития методики [44]. Традиционно, выбор метода и процедур измерения зависят от физической задачи, и задается условиями эксперимента. Определения и обозначения углов вылета вторичных частиц, измеряемых в эмульсиях, приведены на рисунке II.1. Все измерения велись в системе координат (штрихованная система) микроскопа (правая система координат), а окончательные результаты приводятся в системе координат, связанной с первичной частицей, где продолжение первичного следа совпадает с положительным направлением оси x , а все оси образуют опять-таки правую систему координат.

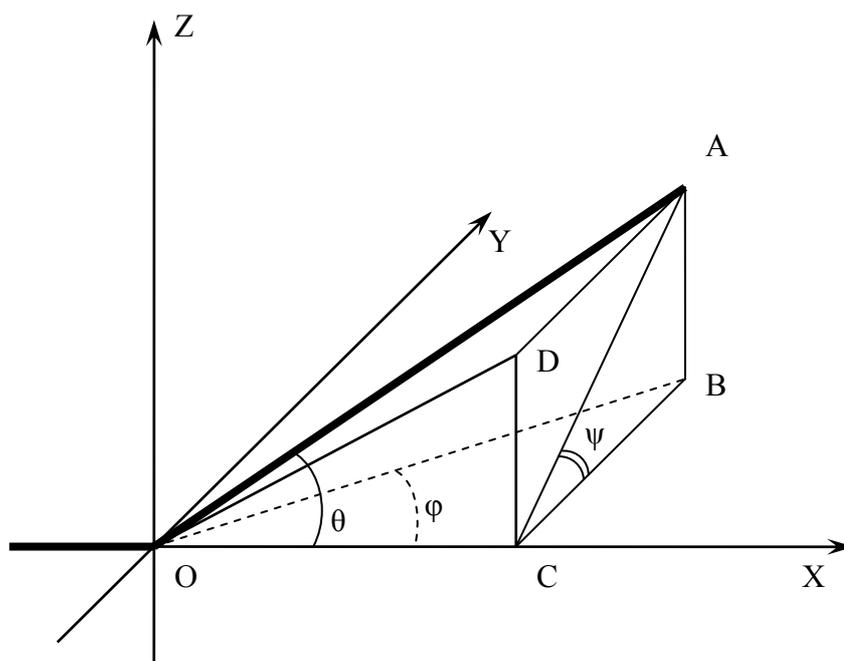


Рис. П.1. Определение углов вторичных частиц. OX - направление первичной частицы, $\angle AOC$ - полярный угол θ , $\angle ACB$ - азимутальный угол ψ , $\angle BOC$ угол в плоскости эмульсии (плоский угол) ϕ , $\angle DOC$ - глубинный угол α . (Все углы приведены в системе координат связанной с первичной частицей).

Для перехода в систему координат, связанную с первичной частицей, производится вычисление глубинного угла (α_0) и угла в плоскости эмульсии (ϕ_0) первичного трека. Переход в систему координат, связанную с первичным углом производится по следующим формулам:

$$\begin{aligned}
 x &= x' \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \cos(\phi_0) + y' \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \sin(\phi_0) + z' \cdot \sin(\alpha_0) \\
 y &= -x' \cdot \sin(\phi_0) + y' \cdot \cos(\phi_0) \\
 z &= -x' \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \cos(\phi_0) - y' \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \sin(\phi_0) + z' \cdot \cos(\alpha_0)
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

Штрихованные координаты относятся к системе координат, связанной с микроскопом, без штриха - к системе координат, связанной с первичным ядром. Эти формулы определяют поворот системы координат на угол α_0 вокруг оси OY и на угол ϕ_0 вокруг оси OZ. Вычисление углов ϕ , α , θ и ψ проводится по соотношениям (8).

$$\begin{aligned}
\operatorname{tg}(\theta) &= \frac{\sqrt{z^2 + y^2}}{x}, & \cos(\theta) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \\
\operatorname{tg}(\psi) &= \frac{z}{y}, & \cos(\psi) &= \frac{y}{\sqrt{z^2 + y^2}} \\
\cos(\phi) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, & \sin(\phi) &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \\
\cos(\alpha) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + z^2}}, & \sin(\alpha) &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}}
\end{aligned} \tag{8}$$

При измерении углов необходимо учитывать изменения первоначальной толщины эмульсионного слоя вследствие его усадки во время проявки. При определении z координат точек следов учитывается коэффициент усадки эмульсии $\Delta = h_0/h$, который представляет собой отношение начальной толщины эмульсионного слоя h_0 к ее толщине во время проведения измерений h .

Измерение координат точек треков проводилось последовательно в одном направлении (слева направо и от поверхности слоя к стеклу) по ходу пучка начиная с первичного трека и далее для всех треков фрагментов одновременно. На треке первичного ядра ${}^9\text{C}$ и треках фрагментов измерялись по 6 троек (x, y, z) координат точек. Шаг измерений составлял 200 мкм, при общей длине трека, используемой для измерения 1.2 мм. Предполагая линейную зависимость $(y = a_y x + b_y \text{ и } z = a_z x + b_z)$ координат точек трека, методом наименьших квадратов находились коэффициенты a и b аппроксимирующего полинома первой степени зависимостей координат $z(x)$, $y(x)$. По найденным коэффициентам a_y , a_z , определялись углы (α, ϕ) для трека ядра ${}^9\text{C}$ и треков фрагментов. На рисунке (П.2) приведен пример восстановленных направлений вылета (углов α, ϕ) фрагментов в процессах ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$ (рис. П.2 (а)), ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$ (рис. П.2 (б)) и ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ (рис. П.2 (в)) по измеренным координатам точек на треках.

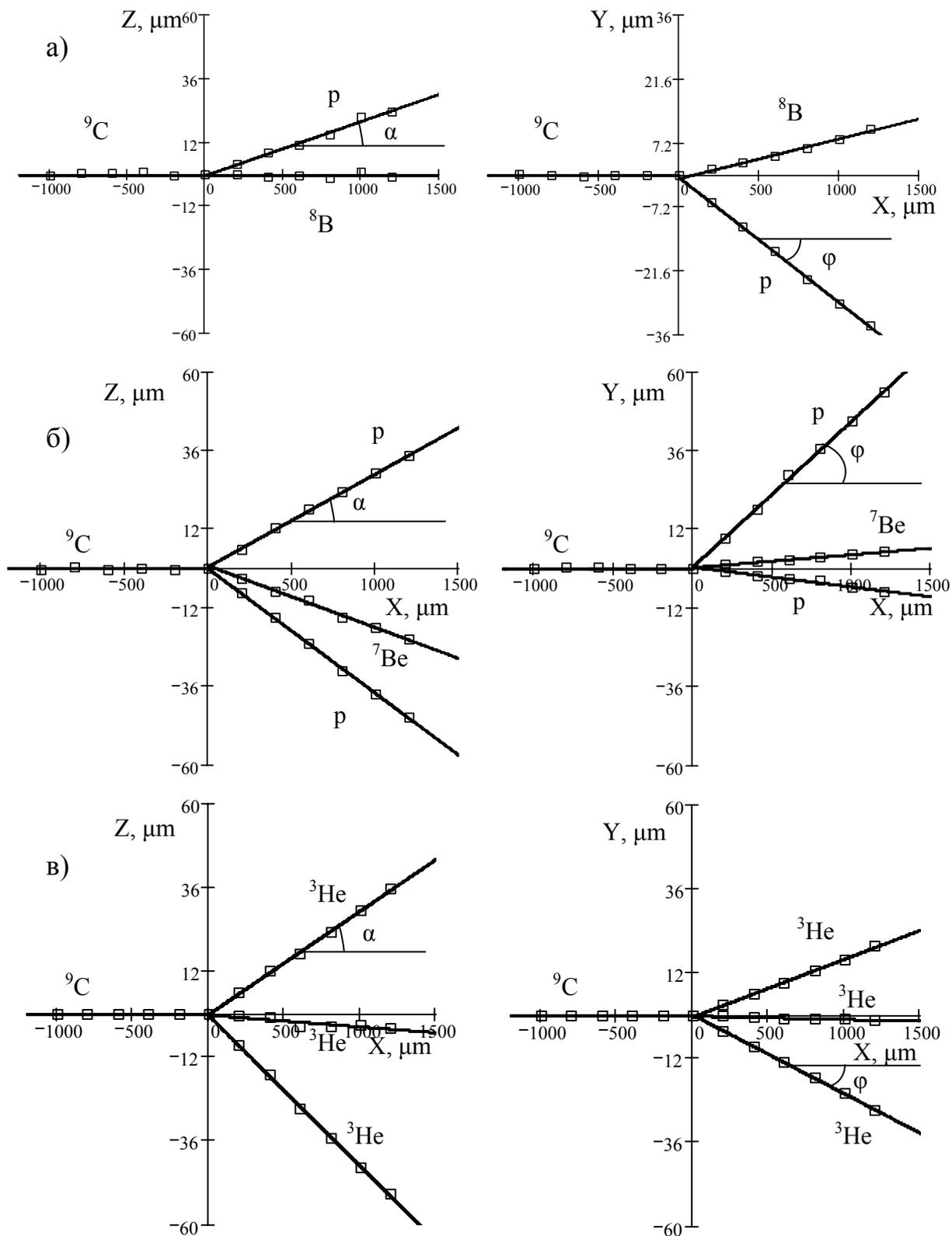


Рис. П.2. Пример восстановленных направлений вылета (углов α , ϕ) фрагментов образующихся в процессах а) ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$; б) ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$ и в) ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$

В работах [7, 43] приводится подробное описание возможных ошибок, возникающих при измерении координат треков в эмульсиях, связанных с особенностями методики. Измерению координат точек треков всегда сопутствуют различного рода ошибки: ложное рассеяние, шум зерен, шум столика, перефокусировки, тепловой шум и шум отсчета. Все перечисленные ошибки, возникающие при измерениях, имеют различную природу, статистические свойства и величину [43]. Отметим некоторые факторы, влияющие на точность измерений углов. При оценке истинной формы следа предполагается, что движение столика микроскопа является строго прямолинейным. В действительности качество каждого микроскопа в этом отношении определяется его конструктивной схемой, тщательностью изготовления, особенностями эксплуатации и технического обслуживания.

При измерении глубин (координаты z) необходимо учитывать кривизну поля зрения объективов. Это объясняется тем, что участок объекта резко видимый 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 объективы с масляной иммерсией. 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 при работе) [45].

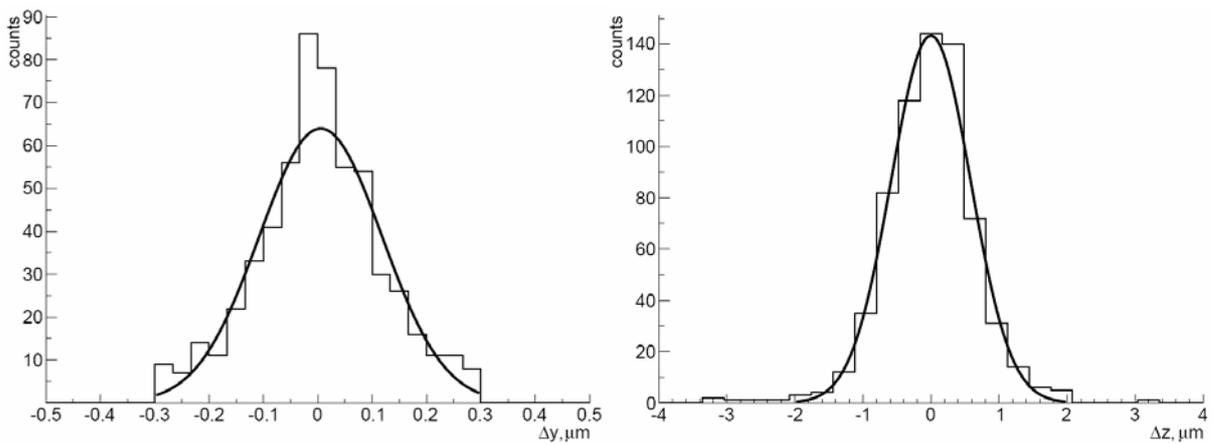


Рис. П.3. Распределения величин отклонений Δy (слева), Δz (справа) координат экспериментальных точек от соответствующих координат точек, определяемых аппроксимирующими полиномами

При определении величин углов экспериментальные точки, полученные при измерениях аппроксимировались полиномом первой степени. Коэффициенты полинома определялись по методу наименьших квадратов. На рисунке П.3 приведены распределения величин отклонений Δy , Δz координат экспериментальных точек от соответствующих координат точек, определяемых аппроксимирующими полиномами ($y=a_yx+b_y$ и $z=a_zx+b_z$). При значениях $\langle \Delta y \rangle$ и $\langle \Delta z \rangle$ близких к нулю, значения величин среднеквадратических отклонений для выборки из 42 измеренных треков фрагментов составили $\sigma_{\Delta y}=(1.14\pm 0.013)\times 10^{-1}$ мкм, $\sigma_{\Delta z}=(6.6\pm 0.18)\times 10^{-1}$ мкм. Распределения величин Δy и Δz подчиняется нормальному закону $\chi^2_{\Delta y}=9.2$ ($\chi^2_{\text{крит}}=16.9$), $\chi^2_{\Delta z}=11.36$ ($\chi^2_{\text{крит}}=18.307$) при числе степеней свободы $n_{\Delta y}=9$ $n_{\Delta z}=10$, и уровне значимости $\omega=0.05$. Данный результат является подтверждением валидности метода наименьших квадратов для определения коэффициентов аппроксимирующей линейной зависимости.

Разброс величин Δy и Δz (рис. П.3) отличается, приблизительно в 10 раз, но не превышает более чем в 2 - 3 раза толщину измеряемого трека. Различие объясняется тем, что при измерении координат точек треков z -координата определяется менее точно. Причина заключается в шумах, возникающих при вертикальных перемещениях тубуса микроскопа, наличии

коэффициента усадки и искажениях формы трека (в основном вертикальных) во время проявки эмульсионного слоя [7].

При длине трека, используемой при измерениях, равной 1.2 мм, установленная точность измерения углов α , φ лежит в интервале (0.2, 1.2) мрад. Нижняя граница указанного интервала определяется инструментальными возможностями микроскопа KSM-1, размером зерна эмульсии, базой измерения. Верхняя граница интервала определяется величиной $3\sigma_z$ в распределении коэффициентов b_z аппроксимирующего полинома первой степени ($z=a_zx+b_z$) отнесенной к длине измерения – 1.2 мм [44].

При определении парных углов раскрытия треков использовалась процедура, позволяющая сократить вклад ошибок, связанных с перемещением столика микроскопа в направлении y , шумы, возникающие при вертикальных перемещениях тубуса микроскопа, и искажения трека, связанные с деформациями пластинки в направлениях y и z . Для этого вычислялись изменения координат треков $\Delta y=y_2-y_1$ и $\Delta z=z_2-z_1$. Далее координатным методом определялся полярный угол одного трека относительно другого. Парный угол использовался для определения энергии возбуждения системы фрагментов (см. ниже).

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

$$P_T \approx A_{fr} P_0 \sin \theta \quad (9)$$

Очевидно, что наибольшее значение имеет разрешение по углу θ , распределение по которому «прижато» к нулю. При анализе распределений P_T α -кластерных ядер предполагается, что все фрагменты с зарядом $Z_{fr} = 2$ являются изотопом ${}^4\text{He}$, что наиболее вероятно. Поскольку значения P_T складываются из импульсов, получаемых фрагментами при распаде ядра-

снаряда и суммарного импульса отдачи, получаемого при столкновении с мишенью (эффект «bounce off»), то можно перейти к P_T^* в с. ц. м. системы N α -фрагментов согласно

$$p_{Ti}^* = p_{Ti} - \sum_i \frac{p_{Ti}}{N} \quad (10)$$

Рассмотрение корреляций между частицами, составляющими многочастичные конечные состояния ядерных реакций при высоких энергиях, позволяет установить закономерности исследуемых процессов и осуществить выбор между многочисленными модельными подходами, которые нередко приводят к удовлетворительному описанию одночастичных распределений. Характеристикой 2-частичных азимутальных корреляций является азимутальный угол $\psi_{2\alpha}$ между векторами поперечных импульсов пары α -частиц

$$\psi_{2\alpha} = \arccos(\vec{P}_{T1}\vec{P}_{T2}/P_{T1}P_{T2}) \quad (11)$$

Энергия возбуждения системы фрагментов может быть приближенно определена как разница между инвариантной массой фрагментирующей системы и массой первичного ядра и составляет величину порядка нескольких МэВ на нуклон фрагмента

$$Q = M^* - M \quad (12),$$

где M – масса основного состояния ядра, соответствующего заряду и весу анализируемой системы, M^* – инвариантная масса системы фрагментов

$$M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum(P_i \cdot P_k) \quad (13),$$

а $P_{i,k}$ – 4-импульсы фрагментов i и k , определяемые в уже описанных приближениях.

В данном исследовании энергия возбуждения Q определялась как функция угла раскрытия $Q(\Theta)$. Напрямую в эксперименте измерялись только координаты точек треков для восстановления прямых. Т.к. Q измеряется косвенно, для определения абсолютной и относительной погрешности необходимо воспользоваться следующими соотношениями (14):

$$\Delta Q(\Theta) := \sqrt{\left(\frac{d}{d\Theta} Q(\Theta) \cdot \Delta\Theta\right)^2} \quad (14)$$

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

Где $\Delta\Theta$ абсолютная квадратичная ошибка косвенного измерения соответствующего угла раскрытия фрагментов, вычисленная таким же способом. Например, для взаимодействия с отделением протона, приведенного на микрофотографии (П.8) приложения, были получены следующие значения Θ , $\Delta\Theta$, Q , ΔQ и εQ :

$$\Theta = 2.46 \times 10^{-3} \text{ рад}$$

$$\Delta\Theta = 1.6 \times 10^{-5} \text{ рад}$$

$$Q(\Theta) = 1.4805 \text{ МэВ}$$

$$\Delta Q(\Theta) = 0.00013 \text{ МэВ}$$

$$\varepsilon Q(\Theta) = 0.009 \%$$

Как видно, относительная погрешность не превышает сотой доли процента, что обеспечивает возможность проводить измерения событий вплоть до значений относительной энергии порядка нескольких десятков кэВ. Подобным образом оценивается погрешность измерения переданного поперечного импульса.

§II.2. Анализ угловых распределений

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 $\sum Z_{\text{fr}} = 6$. 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.

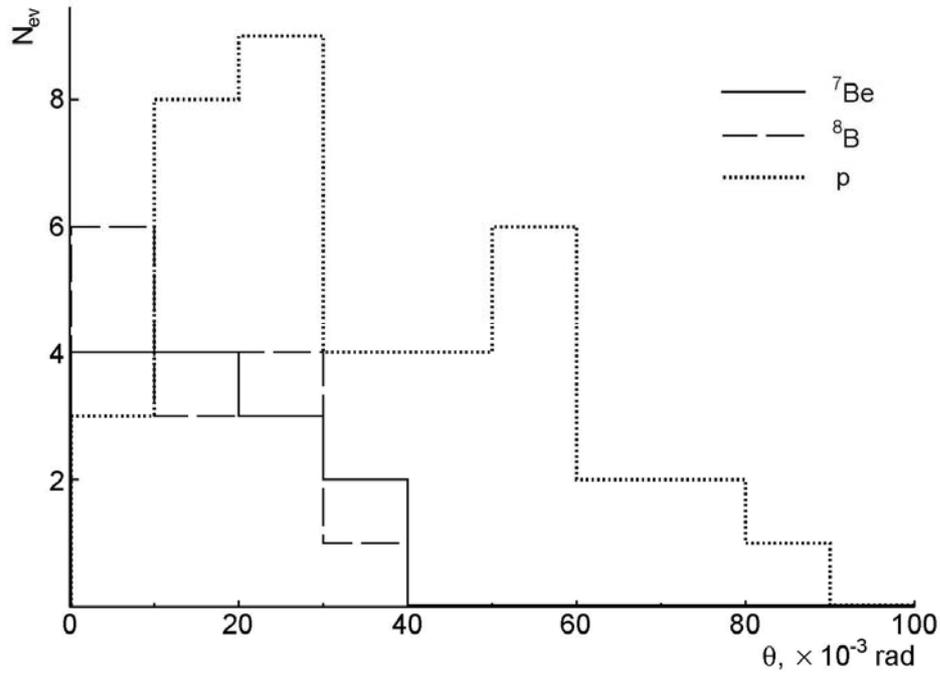


Рис. II.4 Распределения по полярному углу θ релятивистских фрагментов с зарядами в «белых звездах» $\sum Z_{fr} = 5 + 1$ и $4 + 1 + 1$

На рис. II.4 представлены распределения по полярному углу θ релятивистских фрагментов В, Ве и p . Сводка параметров распределений по углу θ дана в табл. II.1.

Таблица II.1. Параметры распределений по углу θ для событий ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$, ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ а также для событий ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ из работы [25].

	${}^8\text{B} + p$	${}^7\text{Be} + 2p$	${}^7\text{Be} + p$
$\langle \theta_p \rangle$ мрад	43 ± 7	34 ± 4	32.8 ± 6
$\sigma \langle \theta_p \rangle$ мрад	26 ± 5	18 ± 3	29 ± 6
$\langle \theta_{Z>2} \rangle$ мрад	15 ± 3	18 ± 3	6.9 ± 1.0
$\sigma \langle \theta_{Z>2} \rangle$ мрад	9.6 ± 1.8	11 ± 2	4.5 ± 1.2

Таблица II.2. Параметры распределений поперечного импульса P_T переданного фрагментам в событиях ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$, ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ а также для событий ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ из работы [25].

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

Для фрагментов с $Z_{\text{fr}} = 5$ и $Z_{\text{fr}} = 4$ средние значения $\langle \theta_{\text{B}} \rangle$ и $\langle \theta_{\text{Be}} \rangle$ и величины среднеквадратичное рассеяние в пределах ошибок не отличаются, как и в случаях фрагментов $Z_{\text{fr}} = 1$ в событиях $\sum Z_{\text{fr}} = 5 + 1$ и $\sum Z_{\text{fr}} = 4 + 1 + 1$. 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. Далее в табл. II.2 приведены простые оценки для поперечного импульса P_T в приближении $P_T \approx A_{\text{fr}} P_0 \sin \theta$.

Таблица II.3. Параметры распределений суммарного поперечного импульса $\sum P_T$ переданного системе в событиях ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$, ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ а также для событий ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ из работы [25].

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

Распределение суммы поперечных импульсов системы фрагментов P_T (P_x , P_y) (или полный переданный импульс) отражает механизм когерентной диссоциации. На рис. II.5 представлены распределения $P_T({}^8\text{B} + p)$ и $P_T({}^7\text{Be} +$

2p), а в табл. II.3 средние значения $\langle P_T(^8\text{B} + p) \rangle$ и $\langle P_T(^7\text{Be} + 2p) \rangle$ и соответствующие RMS. Можно заключить, согласно [24], что оба распределения находятся в области, которая характерна для ядерной дифракционной диссоциации. Величина поперечного импульса системы фрагментов определяется рассеянием ядра основы ^7Be , имеющим большую вероятность, чем рассеяние протона.

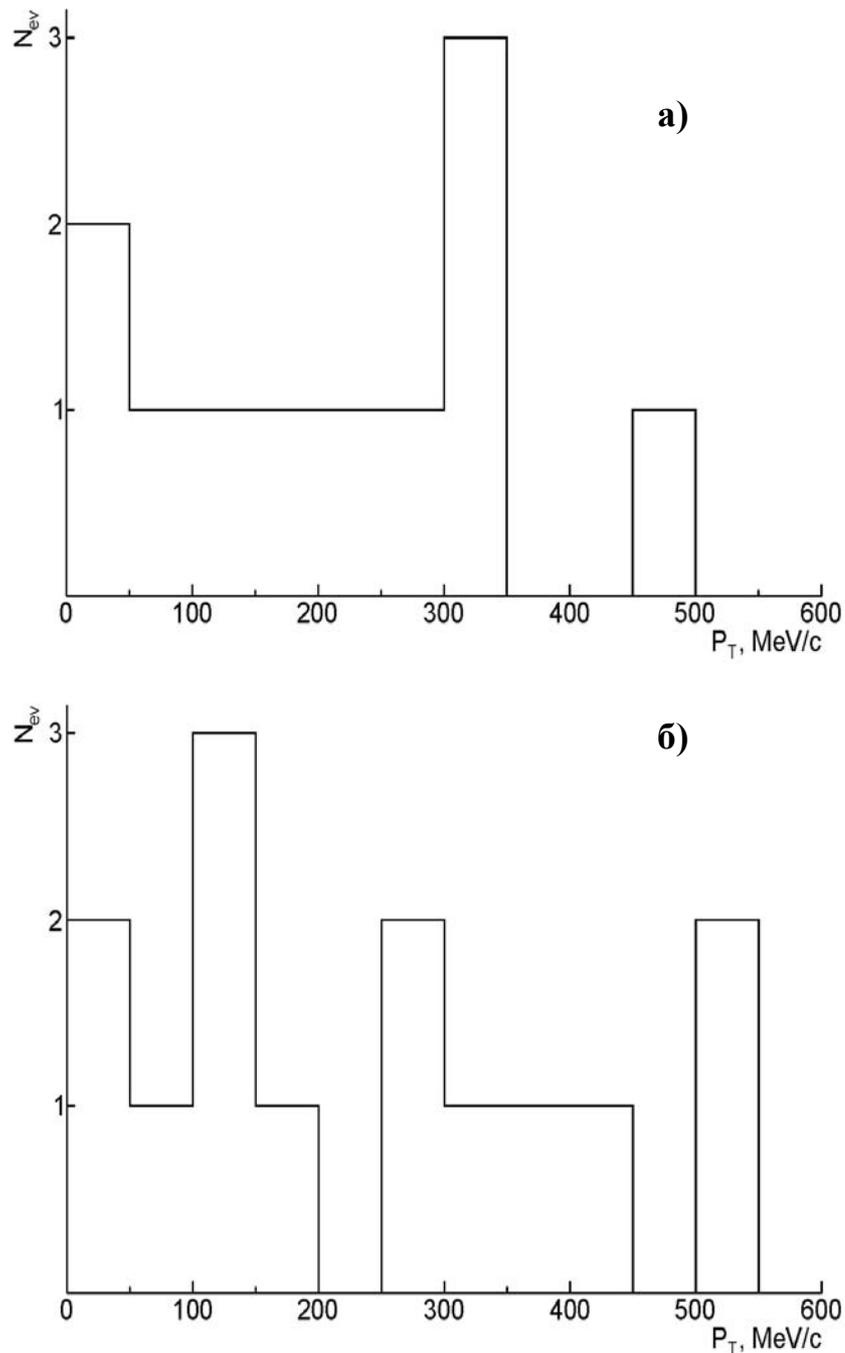


Рис. II.5. Распределение по полному поперечному импульсу P_T событий когерентной диссоциации $^9\text{C} \rightarrow ^8\text{B} + p$ (а) и $^9\text{C} \rightarrow ^7\text{Be} + 2p$ (б)

Поскольку значения вектора P_T (P_x , P_y) складываются из импульсов, получаемых фрагментами при распаде ядра-снаряда и суммарного импульса отдачи, получаемого при столкновении с мишенью (эффект «bounce off»), то его векторным вычитанием можно перейти к P_T^* фрагментов в их системе центра масс. Соответствующие средние значения и RMS, приведенные в табл. II.3, указывают на незначительность такой коррекции. Попутно можно сделать вывод о правильности оценки среднего поперечного импульса нейтрона в белых звездах ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, где среднее значение импульса составляет 70 МэВ/с.

Таким образом, величины средних поперечных импульсов $\langle P_T^* \rangle$ протонов в каналах ${}^8\text{B} + p$ и ${}^7\text{Be} + 2p$ в пределах ошибок равны ≈ 70 МэВ/с. Эта величина приблизительно совпадает с импульсами в случаях ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$ [16] и $\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ [25] 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 ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.

§II.3. Угловые корреляции в канале ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$

События ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$ являются удобными для корреляционного анализа и сравнения с когерентной диссоциацией ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ [25]. При когерентной диссоциации могла бы проявляться антикорреляция в паре ${}^8\text{B} + p$ по азимутальному углу $\epsilon_{p\text{B}}$. В картине мгновенного разрушения ядра ${}^9\text{C}$ фрагменты ${}^8\text{B}$ и p должны иметь противоположные импульсы в системе летящего ядра. Однако ядерное дифракционное рассеяние может разрушать эту тенденцию к сохранению направления внутренних поперечных импульсов.

Действительно, антикорреляция по азимутальному углу $\epsilon_{p\text{Be}}$ ярко выявилась при электромагнитной диссоциации ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ [16],

протекающей при значениях суммарного поперечного импульса $P_T(^8\text{B}^*) < 150 \text{ МэВ}/c$ (рис. II.3). В распределении $\varepsilon_{p\text{Be}}$ наблюдается явная асимметрия относительно угла $\pi/2$ равная $A_{p\text{Be}} \approx 0.7$. Из-за рекордно низкой энергии отделения протона ядро ^8B является наиболее чувствительным пробником электромагнитных взаимодействий. Снятие критерия по $P_T(^8\text{B}^*)$ удваивает статистику, однако ведет к снижению асимметрии $A_{p\text{Be}} \approx 0.5$. Таким образом, ядерное дифракционное взаимодействие не сохраняет импульсные корреляции внешнего нуклона и ядра-остатка.

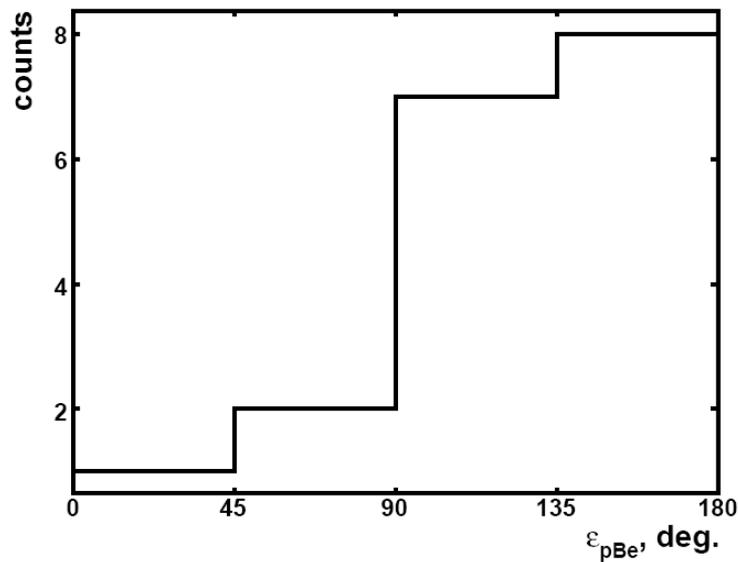


Рис. II.6. Распределение по азимутальному углу $\varepsilon_{p\text{Be}}$ между ^7Be и p в белых звездах $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + p$ в событиях с $P_T(^8\text{B}^*) < 150 \text{ МэВ}/c$ (18 событий)

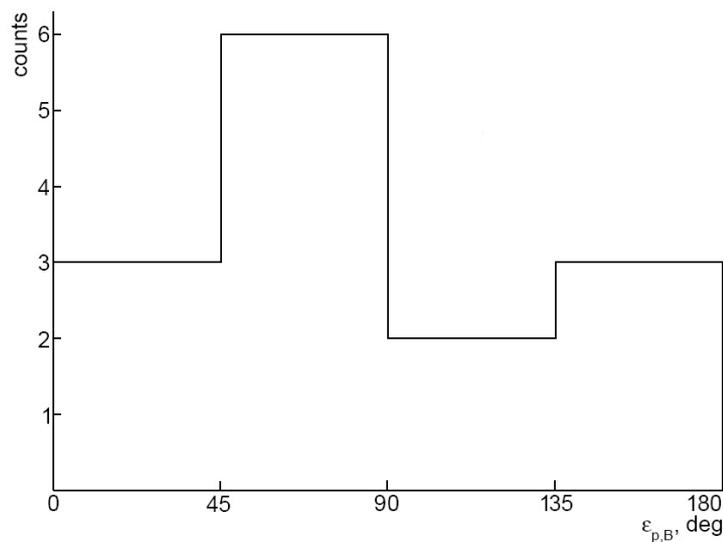


Рис. II.7. Распределение по азимутальному углу $\varepsilon_{p\text{B}}$ между ^8B и p в белых звездах $^9\text{C} \rightarrow ^8\text{B} + p$

На рис. П.7 представлено распределение по азимутальному углу ϵ_{pB} между фрагментами ${}^8\text{B}$ и p в «белых» звездах ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$. Асимметрия относительно угла $\pi/2$ отсутствует, что указывает на отсутствие антикорреляции импульсов ${}^8\text{B}$ и p . Таким образом, развал ядра ${}^9\text{C}$ определяется ядерным дифракционным рассеянием на тяжелых ядрах из состава эмульсии, оказывающимся «грубым» процессом разрушающим антикорреляцию. Ядра Ag и Br оказываются слишком легкими, чтобы обеспечить существенную интенсивность электромагнитных взаимодействий с преодолением порога диссоциации ядра свыше 1 МэВ. Это наблюдение указывает на ограничение возможностей используемого подхода и потенциальную ценность исследований структуры ядер при электромагнитной диссоциации на ядрах свинца. Микрофотографии событий такого типа приведены в приложении на рис. П.8, П.9 и П.10.

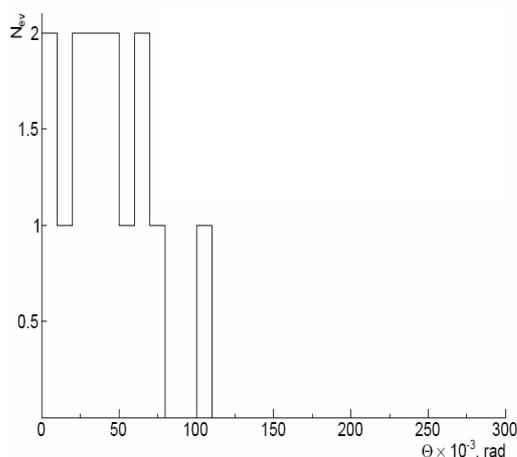


Рис. П.8. Распределение по углу разлета фрагментов Θ_{pB} в белых звездах ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$

Как следующий шаг анализа событий получено распределение по углу разлета Θ_{pB} в парах ${}^8\text{B} + p$ (рис. П.8) со средним значением $\langle \Theta_{pB} \rangle = (43 \pm 7) \cdot 10^{-3}$ рад при $\text{RMS} = 27 \cdot 10^{-3}$ рад. Эти величины существенно не отличаются от случая белых звезд ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$, где $\langle \Theta_{pBe} \rangle = (36 \pm 6) \cdot 10^{-3}$ рад при $\text{RMS} = 31 \cdot 10^{-3}$ рад. Энергетический спектр ${}^8\text{B} + p$ энергии пары Q_{pB} (рис. П.9) имеет среднее значение (5.5 ± 1.2) МэВ при $\text{RMS} 4.6$ МэВ.

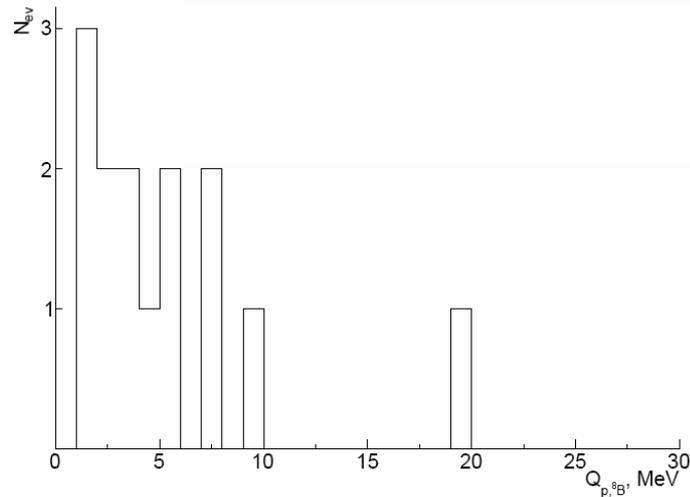


Рис. II.9. Распределение энергии возбуждения Q_{pB} в белых звездах ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$

§II.4. Угловые корреляции в канале ${}^7\text{Be} + 2p$

Основной интерес при исследовании событий ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$ (микрофотография одного из таких событий приведена в приложении (рис. П.11)) представлял поиск эффекта корреляции в разлете пары протонов. Другой проблемой был поиск каскадной диссоциации ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B}^* (\rightarrow {}^7\text{Be} + p) + p$ и сравнение с диссоциацией ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ [25]. На рис. II.10 представлено распределение углов между протонами Θ_{2p} в канале ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$ имеющее среднее значение $\langle \Theta \rangle = (42 \pm 4) \cdot 10^{-3}$ рад при RMS $25 \cdot 10^{-3}$ рад. В распределении углов между протонами в азимутальной плоскости ε_{pp} в канале ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$ (рис. II.11) асимметрии не наблюдается. По-видимому, возникает препятствие, описанное выше – доминирование ядерной дифракции, разрушающей тонкие эффекты корреляций.

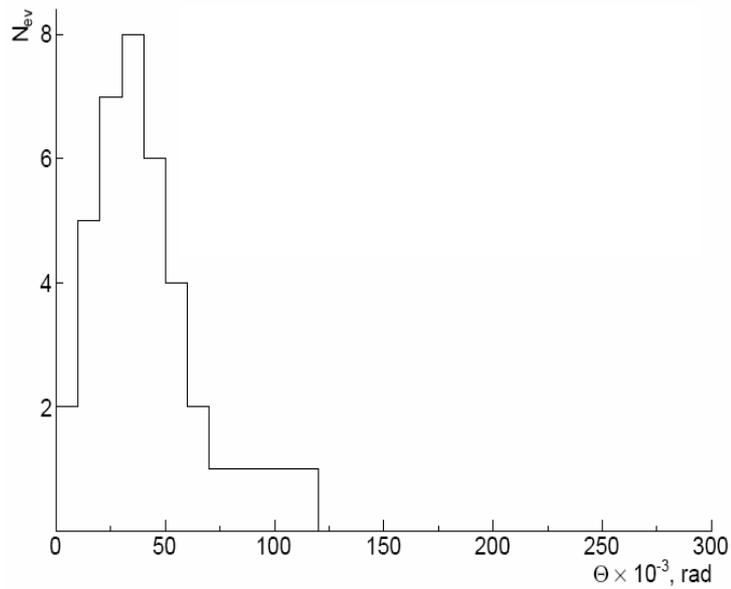


Рис. II.10. Распределение углов между протонами Θ_{2p} в канале ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$ по парному углу разлета Θ

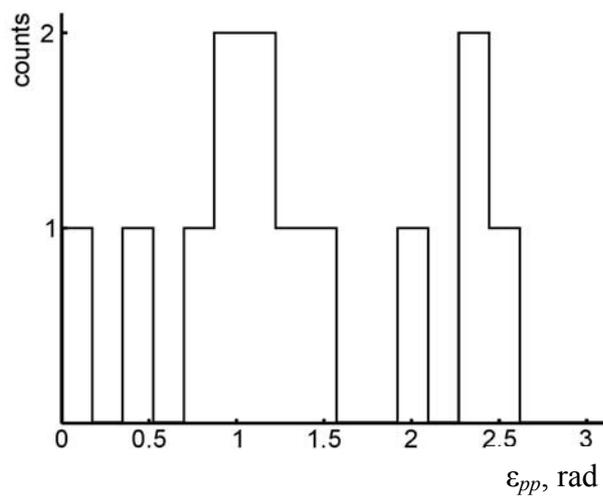


Рис. II.11. Распределение углов между протонами в азимутальной плоскости ϵ_{pp} в канале ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$

На рис. II.12 представлен энергетический спектр $Q_{\text{Be}2p}$ канала ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$ для троек фрагментов. Его среднее значение составляет $\langle Q_{\text{Be}2p} \rangle = (8.6 \pm 1.5)$ МэВ при RMS 5 МэВ. Эта величина, большая, чем $\langle Q_{\text{B}p} \rangle$, отражает рост множественности. Обе величины существенно больше энергии единственного известного уровня 2.2 МэВ над порогом диссоциации ${}^9\text{C}$.

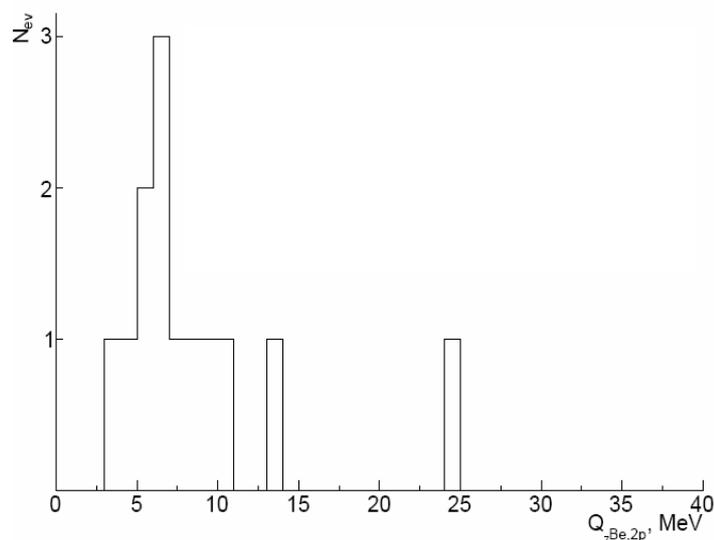


Рис. П.12. Энергетический спектр Q_{Be2p} канала ${}^9C \rightarrow {}^7Be + 2p$; все тройки фрагментов

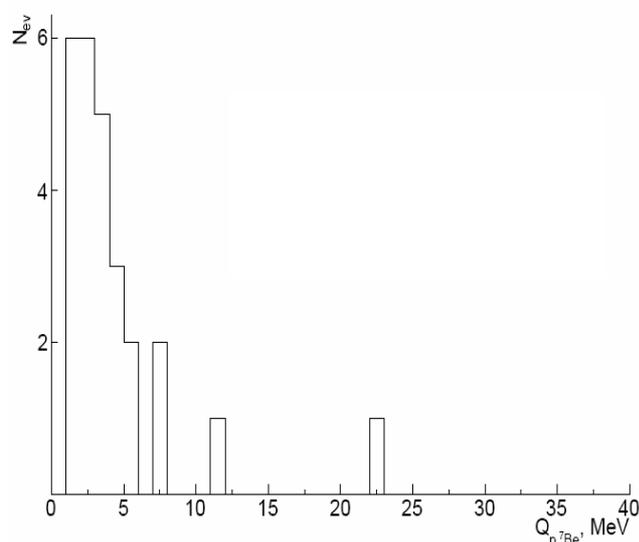


Рис. П.13. Энергетический спектр $Q_{Be p}$ канала ${}^9C \rightarrow {}^7Be + 2p$; все пары ${}^7Be + p$

Энергетический спектр для всех возможных пар $Be + p$ $Q_{Be p}$ в канале ${}^9C \rightarrow {}^7Be + 2p$ (рис П.13) позволяет оценить роль каскадных распадов. Его среднее значение составляет $\langle Q_{Be p} \rangle = (4.4 \pm 0.8)$ МэВ при RMS 4 МэВ и оказывается соответствующим диссоциации ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$. Отбор пар $Be + p$ с наименьшим значением парного угла Θ (рис П.14) приводит к $\langle Q_{Be p} \rangle = (2.3 \pm 0.2)$ МэВ при RMS 0.7 МэВ. Эта величина не противоречит предположению о протекании диссоциации по каскадному каналу ${}^9C \rightarrow {}^8B^* (\rightarrow {}^7Be + p) + p$. Однако ограниченное разрешение не позволяет установить роль имеющихся в этой области $Q_{Be p}$ уровней возбуждения 8B .

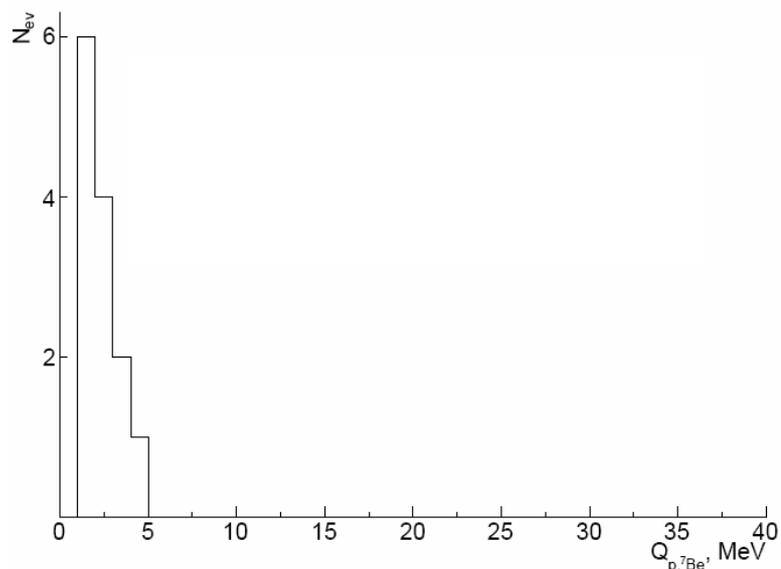


Рис. II.14. Энергетический спектр $Q_{\text{Be}p}$ пары $\text{Be} + p$ с наименьшим значением парного угла Θ_{2p} в канале ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$

§II.5. Резюме

Результаты расчетов, приведенные в § II.1, показали, что методы обработки угловых измерений выбраны корректно. Распределение по вероятностям каналов когерентной диссоциации релятивистского ядра ${}^9\text{C}$, соответствует данным для более легких нейтронодефицитных ядер. Приведенные энергетические спектры Q канала ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$ указывают на возможную диссоциацию по каскадному каналу ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B}^* (\rightarrow {}^7\text{Be} + p) + p$. Корреляция по азимутальному углу $\epsilon_{p\text{Be}}$, обнаруженная в когерентной диссоциации ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$, отсутствует, и развал изотопа ${}^9\text{C}$ определяется ядерным дифракционным рассеянием на тяжелых ядрах из состава эмульсии.

Глава III. Когерентная диссоциация ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$

§III.1. Идентификация событий $3{}^3\text{He}$

Изучение образования состояний $3{}^3\text{He}$ является центральной проблемой настоящего исследования. В табл. I.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. I.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.

Калибровочные измерения $r\beta_{\text{CHe}}$ 30 следов пучковых ядер ${}^3\text{He}$, представленные в Главе I, и измерения $r\beta_{\text{CHe}}$ 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. III.1). Получено среднее значение $\langle r\beta_{\text{CHe}} \rangle = (4.9 \pm 0.3)$ ГэВ при $\sigma_{\text{зHe}} = 0.9$ 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 $\rho\beta c_{\text{He}}$ 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. III.2 сплошной гистограммой представлены все измерения $\rho\beta c_{\text{He}}$ 67 следов He, выполненные в настоящей работе, а пунктирной – для ядер ${}^{10}\text{C}$. Средние значения составляют $\langle\rho\beta c_{3\text{He}}\rangle = (5.0 \pm 0.1)$ ГэВ при $\sigma_{3\text{He}} = 0.8$ ГэВ и $\langle\rho\beta c_{4\text{He}}\rangle = (7.9 \pm 0.2)$ ГэВ при $\sigma_{4\text{He}} = 0.8$ ГэВ, соответственно. Таким образом, две группы измерений соответствуют разным изотопам He.

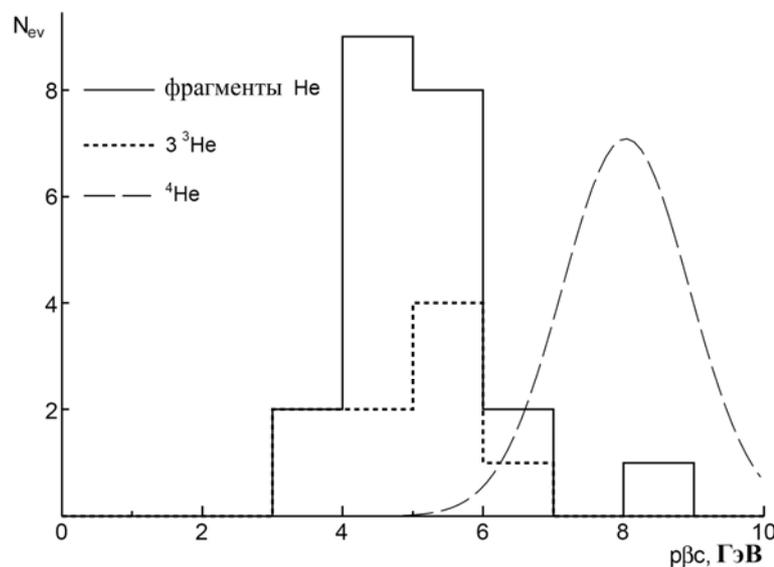


Рис. III.1. Распределение измеренных величин $\rho\beta c$ для двухзарядных фрагментов из «белых звезд» 3He и из полностью идентифицированных событий 3He (точечная гистограмма); пунктиром условно представлено ожидаемое распределение для ${}^4\text{He}$

Определение $\rho\beta c$ всех фрагментов удалось выполнить только в трех белых звездах 3He (рис. III.1). Полученные значения позволяют интерпретировать эти 22 события как тройное образование ядер ${}^3\text{He}$. Интерпретация этих событий как ${}^{10}\text{C} \rightarrow 3\text{He} + n$ маловероятна, так как в этом случае потребовалась бы модификация не одного, а пары кластеров ${}^4\text{He}$

с преодолением порога как минимум 37 МэВ при требовании периферического взаимодействия без образования фрагментов мишени. Микрофотографии двух из идентифицированных событий ${}^9\text{C} \rightarrow {}^3\text{He}$ представлены на рис. П.1 и рис. П.2 приложения, а также на рис. П.3 приведен пример события, в котором удалось идентифицировать только один из трех гелиевых фрагментов.

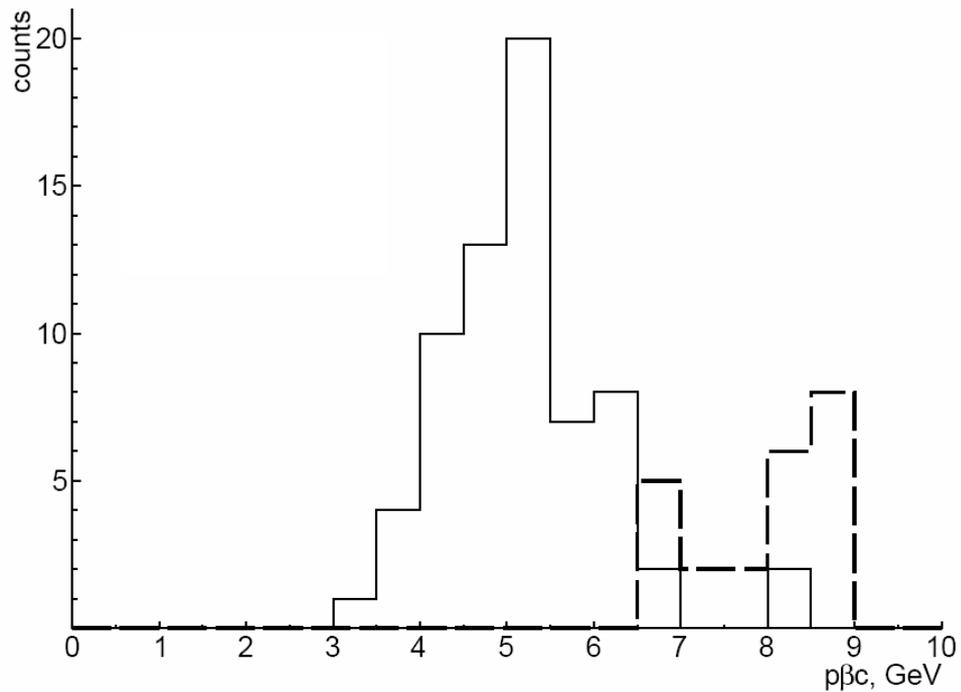


Рис. III.2. Суммарное распределение всех измеренных величин $p\beta c$ для всех измеренных ядер пучка He и фрагментов из белых звезд ${}^3\text{He}$ (сплошная гистограмма) и двухзарядных фрагментов из белых звезд ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be}(0^+) \rightarrow {}^4\text{He} + 2\text{H}$ (штриховая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

§III.2. Угловые измерения событий ${}^3\text{He}$

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

Распределение по энергии системы $Q(3^3\text{He})$, представленное на рис. III.5, ограничено в основном областью $Q(3^3\text{He}) < 40$ МэВ, где среднее значение составляет $\langle Q(3^3\text{He}) \rangle = (12 \pm 2)$ МэВ при RMS 8 МэВ. Распределение по полному переданному импульсу для конфигурации 3^3He (рис. III.6), как и в случае, представленном на рис. II.5, находится в области ядерной дифракционной диссоциации [12]. Его параметры имеют несколько более высокие значения $\langle P_T(3^3\text{He}) \rangle = (335 \pm 79)$ МэВ/с при RMS 294 МэВ/с. Значения в полностью идентифицированных событиях ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ не противоречат этим величинам. На рис. III.7 приведено совместное распределение $Q(3^3\text{He})$ и $P_T(3^3\text{He})$. Основной вывод состоит в том, что пучок релятивистских ядер ${}^9\text{C}$ оказывается достаточно эффективным источником систем 3^3He вблизи порога образования.

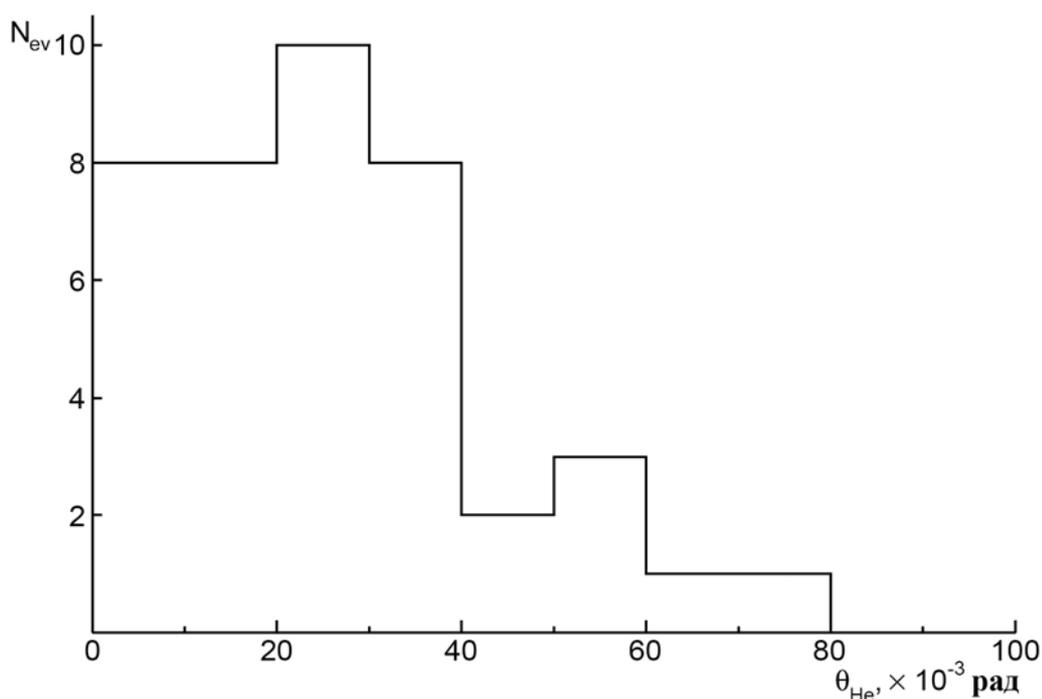


Рис. III.3. Распределение по полярному углу фрагментов θ_{He} в белых звездах $\text{C} \rightarrow 3\text{He}$

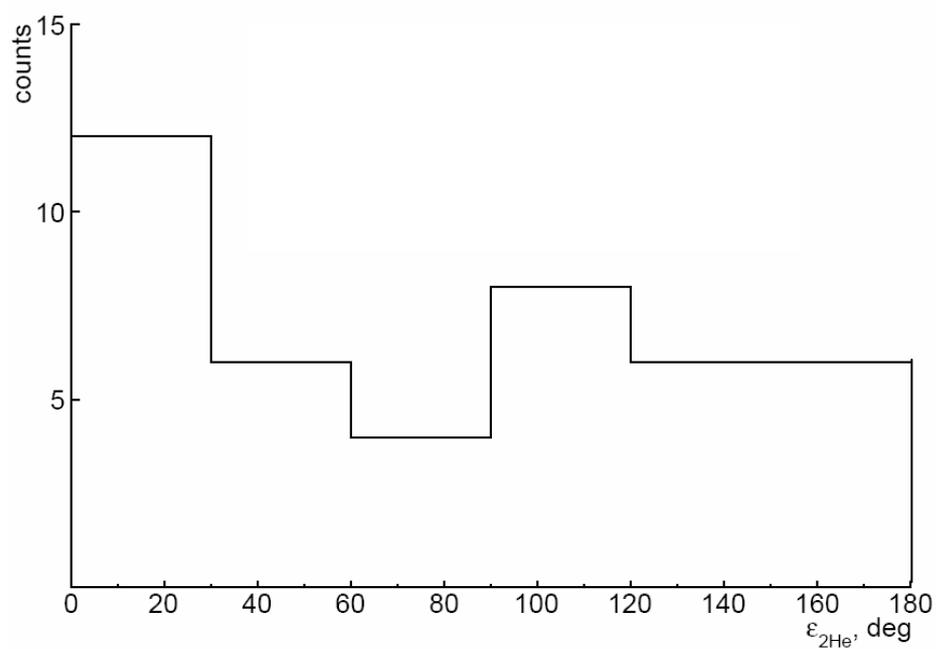


Рис. III.4. Распределение по азимутальному углу между фрагментами $\epsilon_{2\text{He}}$ в белых звездах $\text{C} \rightarrow 3\text{He}$

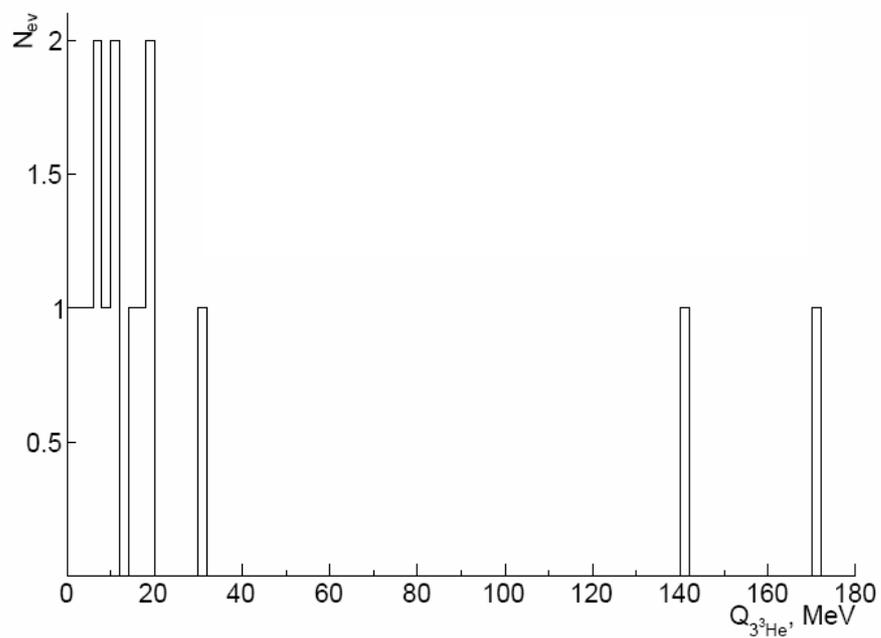


Рис. III.5. Распределение по энергии системы $Q(3^3\text{He})$ белых звезд ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$

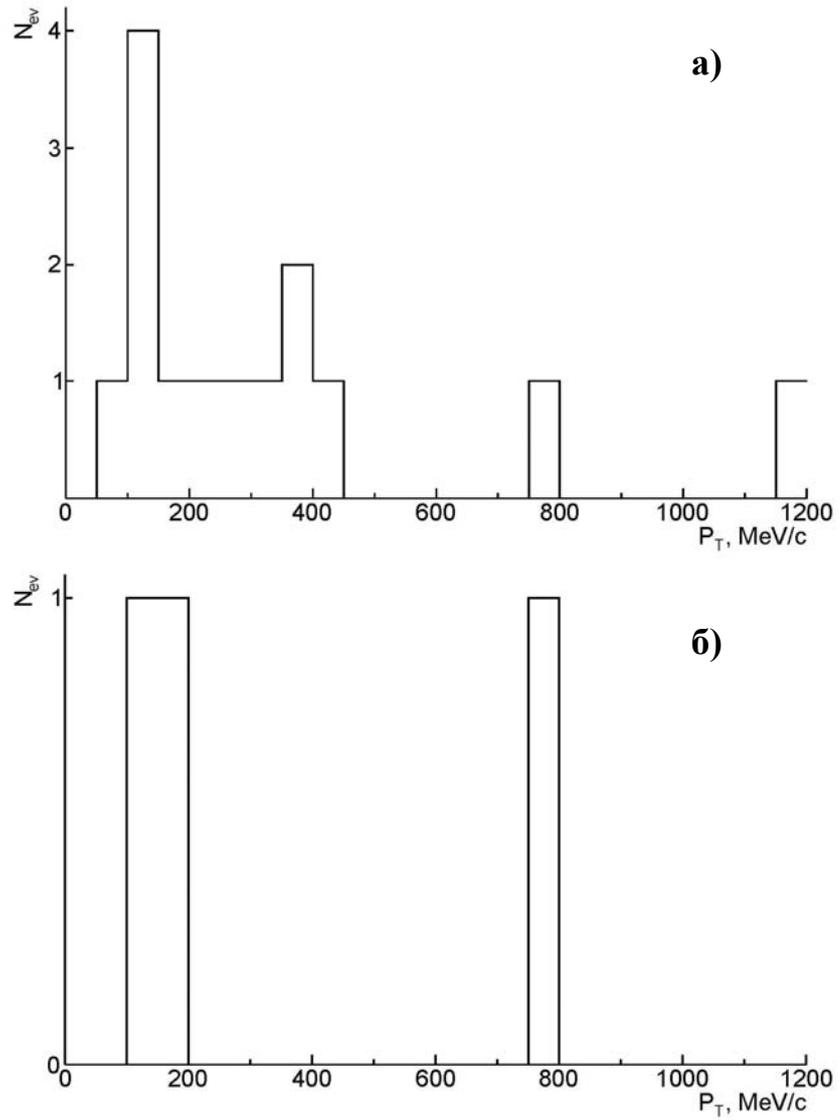


Рис. III.6. Распределение суммарного переданного поперечного импульса в событиях канала ${}^9\text{C} \rightarrow {}^3\text{He}$ (а); распределение суммарного переданного поперечного импульса в полностью идентифицированных событиях канала ${}^9\text{C} \rightarrow {}^3\text{He}$ (б)

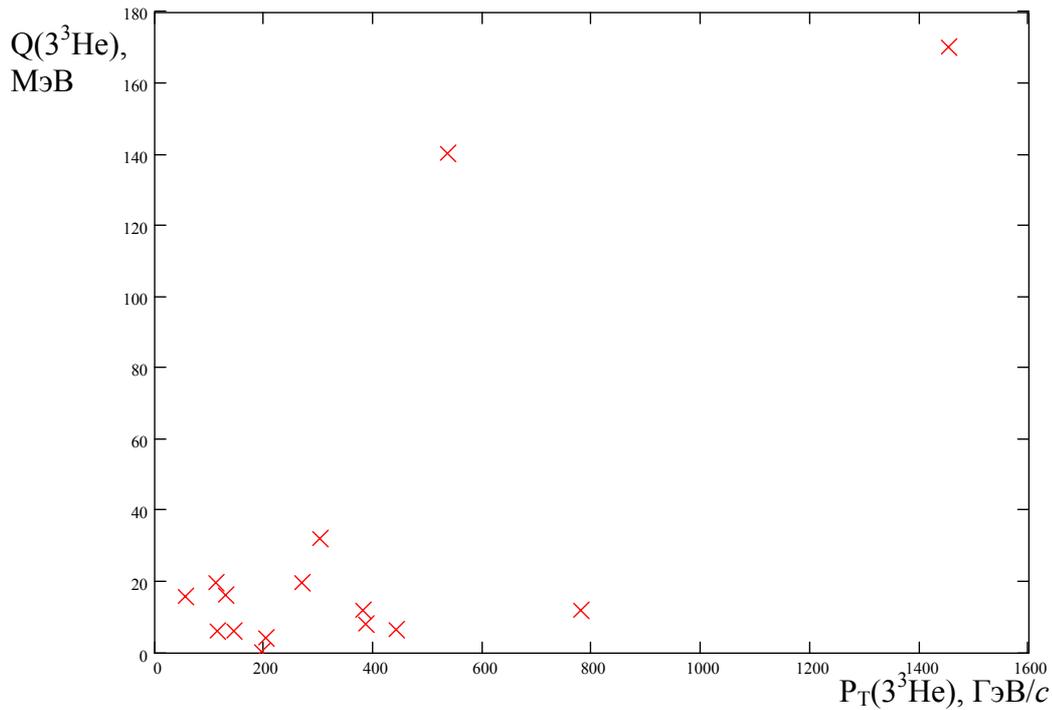


Рис. III.7. Совместное распределение величин $Q(3^3\text{He})$ и $P_T(3^3\text{He})$

§III.3. Узкие угловые пары 2^3He

Значительная вероятность процесса $^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ делает его и эффективным источником состояний 2^3He 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 ^8Be 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. III.8. 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.10. Оно ограничено в основной части областью $Q(2^3\text{He}) < 20$ МэВ. Эта же особенность – образование узких пар – проявляется также в распределении по азимутальному углу между фрагментами $\varepsilon_{2\text{He}}^*$ в системе центра масс в белых звездах $^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ (рис. III.9). 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 ядер [10,11,16]. В случае отсутствия в событии узкой пары указание на корреляцию по углу $\varepsilon_{2\text{He}}^*$ отсутствует.

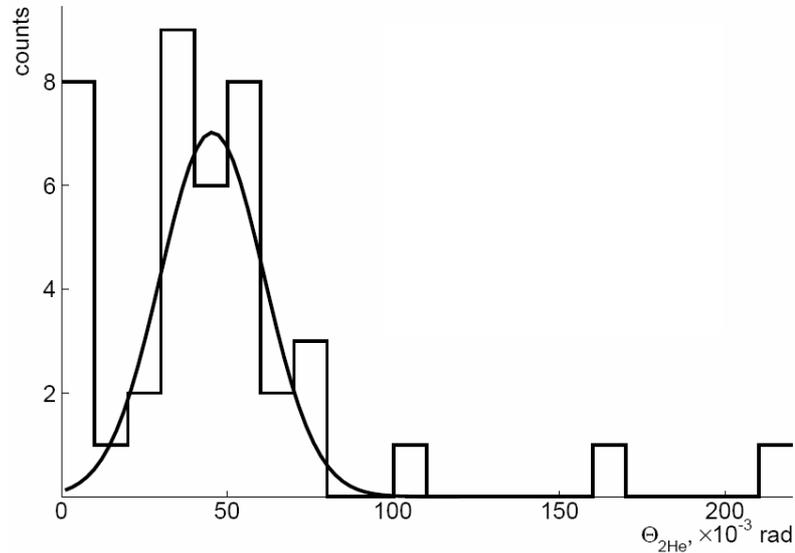


Рис. III.8. Распределение по парному углу $\Theta_{2\text{He}}$, между фрагментами в белых звездах $\text{C} \rightarrow 3\text{He}$; линия – фит функцией Гаусса

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. III.8). Эти пары выделяются в особую группу со средним значением $\Theta(2^3\text{He}) = (6 \pm 1) \times 10^{-3}$ рад при RMS 3, которая явно не соответствует 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.

Распределение этих пар по энергии $Q(2^3\text{He})$, соответствующих первой ячейке гистограммы на рис. III.10, 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 практически над самым массовым порогом 2^3He . Оно может служить аналогом основного состояния 0^+ ядра ${}^8\text{Be}$.

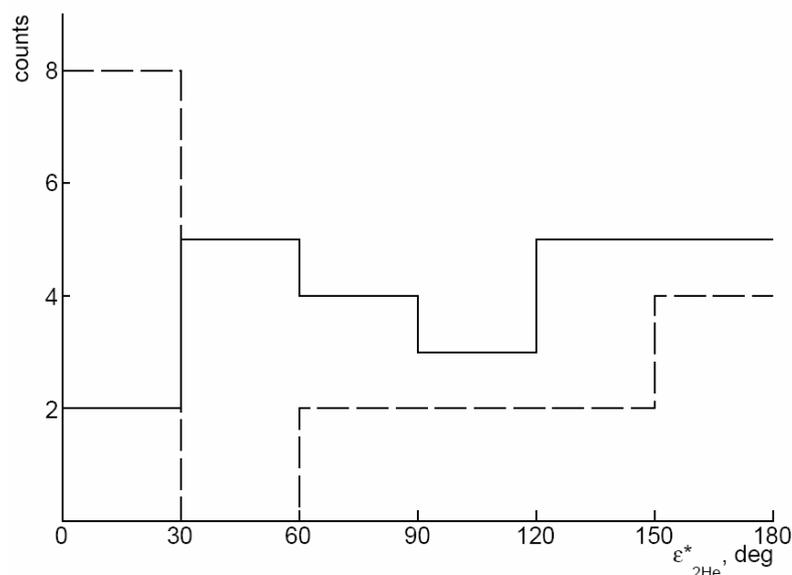


Рис. III.9. Распределение по азимутальному углу между фрагментами $\varepsilon_{2\text{He}}^*$ в системе центра масс в белых звездах ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$, не содержащих узких гелиевых пар (сплошная гистограмма) и для событий, их содержащих (пунктирная гистограмма)

Из-за потенциальной важности представленного наблюдения узких пар $2{}^3\text{He}$ 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 величину $\rho\beta c$ удалось измерить 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.

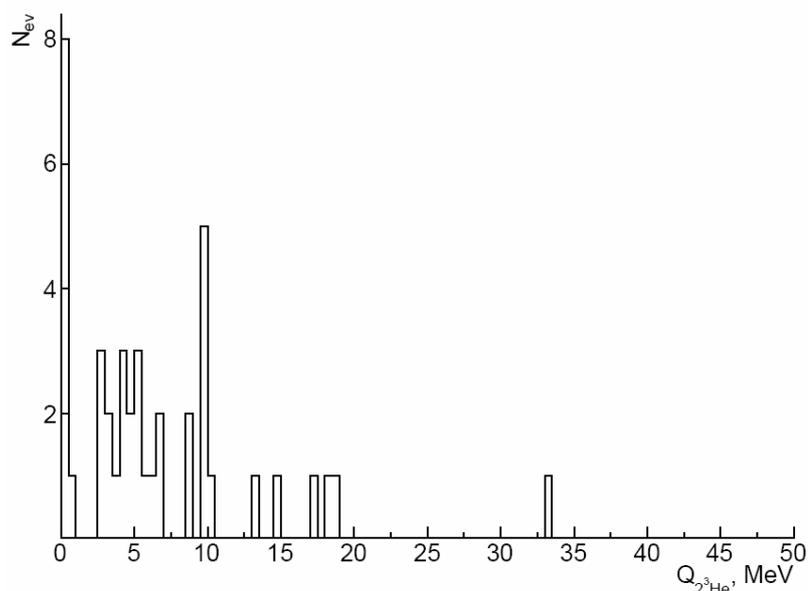


Рис. III.10. Распределение по энергии пары фрагментов $Q(2^3\text{He})$ в белых звездах ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$

В «золотом» событии с тремя узкими парами удалось надежно измерить и идентифицировать все три фрагмента He как ядра ${}^3\text{He}$ (табл. III.1). Микрофотография этого события приведена на рис. П.2. 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 может носить 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.

Таблица III.1. Параметры события ${}^3\text{He}$ с тремя узкими угловыми парами

№ фрагмента	$p\beta c$, ГэВ	$\Theta_{i,j}$, рад	θ , рад	P_T , МэВ/с	P_T^* , МэВ/с	$\varepsilon_{i,j}$, °	$\varepsilon_{i,j}^*$, °	$Q(2^3\text{He})$, 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

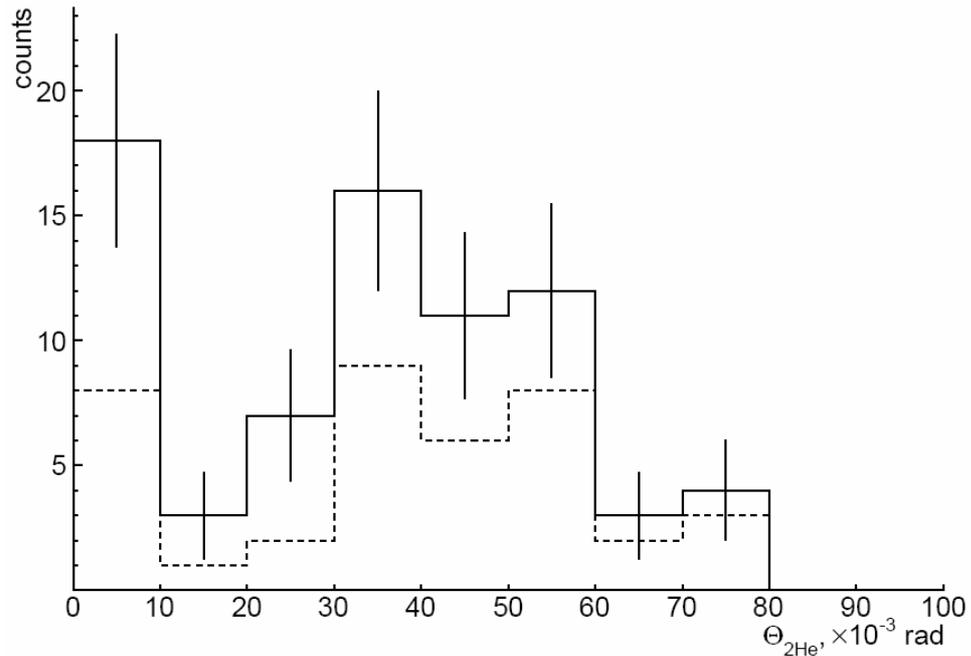


Рис. III.11. Суммарное распределение по парному углу $\Theta_{2\text{He}}$, между релятивистскими ядрами фрагментами He в событиях ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с образованием фрагментов ядра мишени или мезонов и в белых звездах ${}^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$; пунктиром указан вклад белых звезд

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. III.8 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 RMS $1.5 \cdot 10^{-3}$ рад, соответствующими случаю в белых звездах ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$, описанному выше. Суммарное распределение по парному углу $\Theta_{2\text{He}}$ между релятивистскими ядрами фрагментами He в событиях ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с образованием фрагментов ядра мишени или мезонов и в белых звездах ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ представленное на рис. III.11, усиливает указание на существование околопорогового резонанса $2{}^3\text{He}$. Более того, возникает вопрос о природе широкого пика с максимумом в районе $\Theta(2{}^3\text{He}) \approx (40 - 50) \cdot 10^{-3}$ рад. Возможно, в этой области распад системы $\Theta(2{}^3\text{He})$ проявляет сходство с распадом ядра ${}^8\text{Be}$ из состояния 2^+ [4].

Конечно, эта важная находка заслуживает проверки и изучения на значительно большей статистике. Одним из ее технически более простых вариантов может оказаться события диссоциации ${}^7\text{Be} \rightarrow 2{}^3\text{He}$ [23] с выбиванием нейтрона и образованием фрагментов ядра мишени или мезонов. Таким образом, ядерная эмульсия, облученная релятивистскими ядрами ${}^9\text{C}$, проявляет себя как эффективный источник «широкополосного» поиска резонансов в системе $2{}^3\text{He}$, позволяющего сориентировать исследования одного из ключевых процессов ядерной астрофизики.

§III.4. Резюме

Метод многократного кулоновского рассеяния позволяет достаточно надежно разделить изотопы гелия в событиях ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ и полностью идентифицировать некоторые такие события. Доля фрагментов, которые можно было бы определить как ядра ${}^4\text{He}$, является незначительной по сравнению с ${}^3\text{He}$. Благодаря угловым измерениям удалось обнаружить интригующую возможность существования резонансного состояния $2{}^3\text{He}$ практически над самым массовым порогом $2{}^3\text{He}$.

Заключение

1. Ядерная эмульсия облучена в пучке релятивистских ядер ${}^9\text{C}$, впервые сформированном на нуклотроне ОИЯИ при фрагментации ядер ${}^{12}\text{C}$ с энергией 1.2 A ГэВ/с . Доминирование во вторичном пучке ядер именно изотопа ${}^9\text{C}$ подтверждается измерениями ионизации ядер вторичного пучка, особенностями зарядовой топологии их фрагментации, а также измерениями импульсов сопровождающих ядер ${}^3\text{He}$.
2. Изучено распределение по вероятностям каналов когерентной диссоциации релятивистских ядер ядра ${}^9\text{C}$, которое вписывается в данные для более легких нейтронодефицитных ядер с добавлением двух или одного протонов. Особенностью диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ является новый канал когерентной диссоциации в три ядра ${}^3\text{He}$.
3. Вероятность канала когерентной диссоциации с высоким порогом $3{}^3\text{He}$, составляет 14 %, что приблизительно совпадает со значениями для каналов с отделением одного или пары нуклонов, имеющих низкие пороги. Это наблюдение указывает на значительный вклад компоненты $3{}^3\text{He}$ в основное состояние ядра ${}^9\text{C}$.
4. Физическим механизмом когерентной диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ является ядерное дифракционное взаимодействие, что установлено на основе измерений полных поперечных импульсов (несколько сот МэВ/с), переданных ансамблям фрагментов в каналах с отделением нуклонов и канале $3{}^3\text{He}$.

5. В канале ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$, обнаружена коррелированные пары, состоящих из ядер $2{}^3\text{He}$ с относительными углами разлета до 10^{-2} рад. Это наблюдение указывает на возможность существования резонансного состояния в системе $2{}^3\text{He}$ вблизи порога образования и выдвигает проблему его поиска при энергии распада (142 ± 35) кэВ.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность научным руководителям к.ф.-м.н. Зарубину П. И. за постановку задачи, многочисленные обсуждения в ходе анализа, постоянное руководство при выполнении настоящей работы и к.ф.-м.н. Артеменкову Д. А. за неоценимую помощь на всех этапах от обучения работе на микроскопе и методам измерений в эмульсии до разработки программного обеспечения для анализа полученных данных современными математическими пакетами.

Автор выражает благодарность лаборантам А. М. Сосульниковой, Г. В. Стельмах и Н. С. Щербаковой за их кропотливый труд при сканировании эмульсионных слоев; И. И. Марьину за обеспечение работы микроскопов; В. В. Русаковой, Щедриной Т. В. и Станоевой Р. Ж. за сотрудничество в проведенном исследовании; химической группе ЛФВЭ во главе с В. Брандовой за постэкспозиционную химическую обработку эмульсионных слоев; П. А. Рукояткину за формирование вторичного пучка для облучения эмульсии; коллегам по сотрудничеству из ФИАН им. Лебедева к.ф.-м.н С. П. Харламову, Н. Г. Пересадько, д.ф.-м.н. Н. Г. Полухиной и м.н.с. Л. А. Гончаровой за предоставленную важную помощь и консультации; дирекции лаборатории ЛФВЭ в лице А. И. Малахова за поддержку проведенного исследования.

Приложение. Атлас микрофотографий

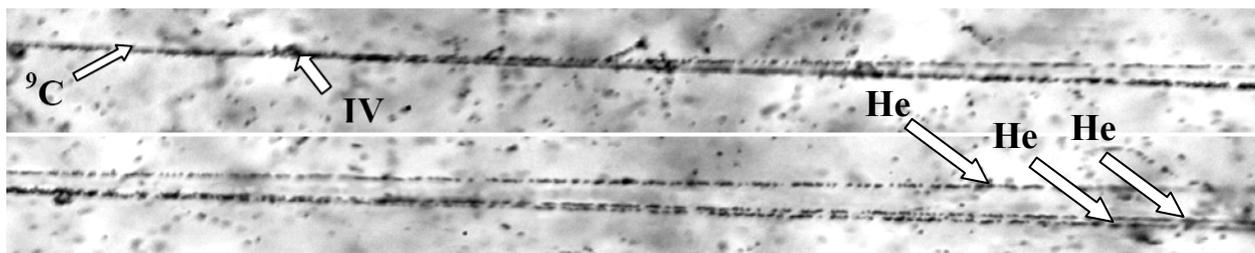


Рис. П.1. Микрофотография «белой» звезды ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ при энергии 1.2 А ГэВ. На верхней фотографии видна вершина диссоциации (I.V) и струя фрагментов в узком конусе; при продвижении вдоль струи различаются три релятивистских фрагмента (He) (нижняя фотография). В результате идентификации гелиевых фрагментов методом многократного кулоновского рассеяния выяснилось, что все три фрагмента являются ядрами ${}^3\text{He}$



Рис. П.2. Событие фрагментации ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$ типа «белая» звезда. На верхней фотографии отчетливо видны вершина взаимодействия (I.V.) и струя осколков ядра снаряда, состоящая из трех гелиевых (He) фрагментов. Идентификация фрагментов показала, что все три гелиевых фрагмента – ядра ${}^3\text{He}$

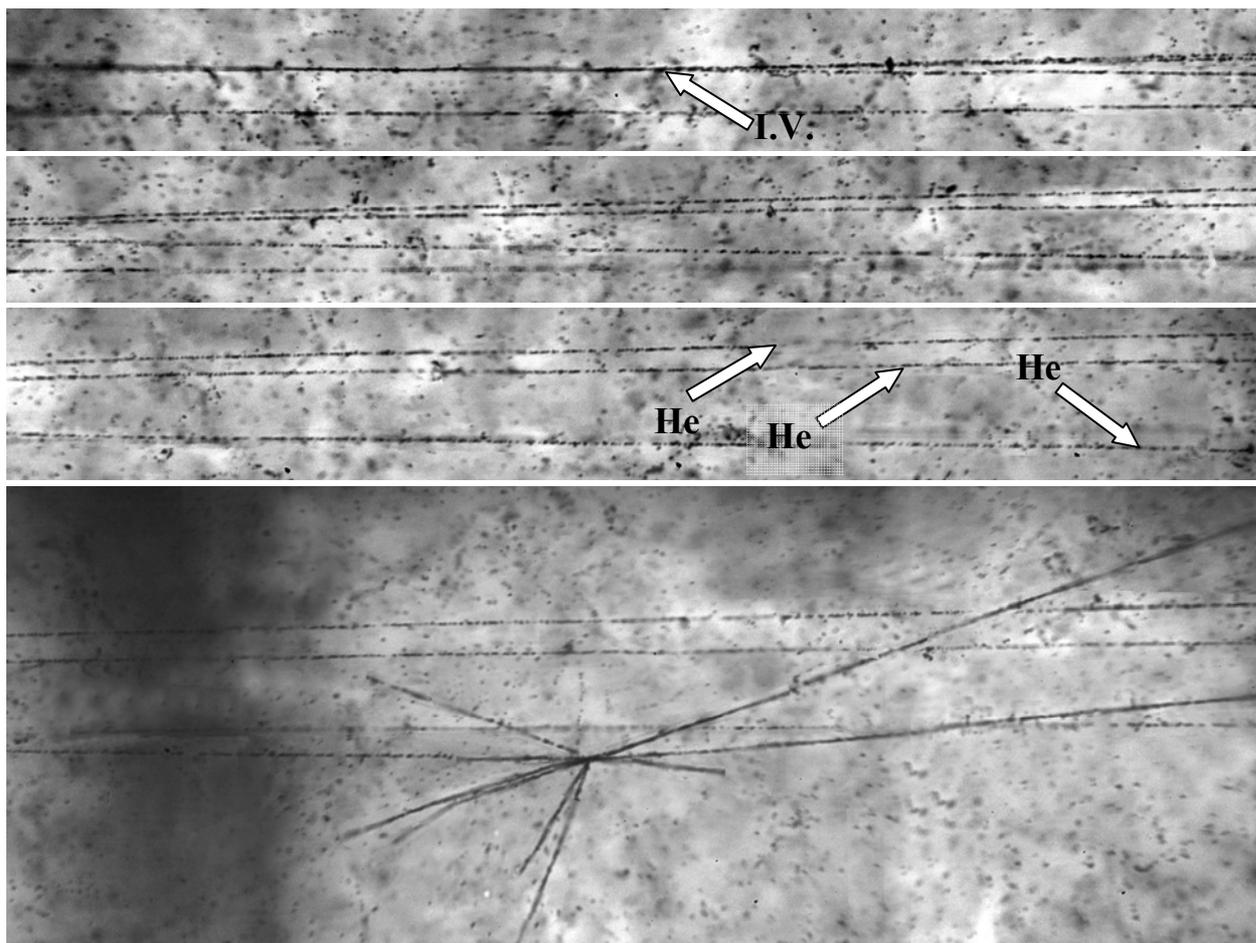


Рис П.3. Событие фрагментации ${}^9\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ типа «белая» звезда. На фотографии отмечена вершина взаимодействия (I.V.) и струя осколков ядра снаряда, состоящая из трех гелиевых (He) фрагментов. Идентификация фрагментов в данном событии оказалась затрудненной. Нижний трек образовал звезду, поэтому его длина не позволяет использовать метод многократного кулоновского рассеяния. Однако измерения показали, что один из оставшихся фрагментов (верхний трек) является ядром ${}^3\text{He}$

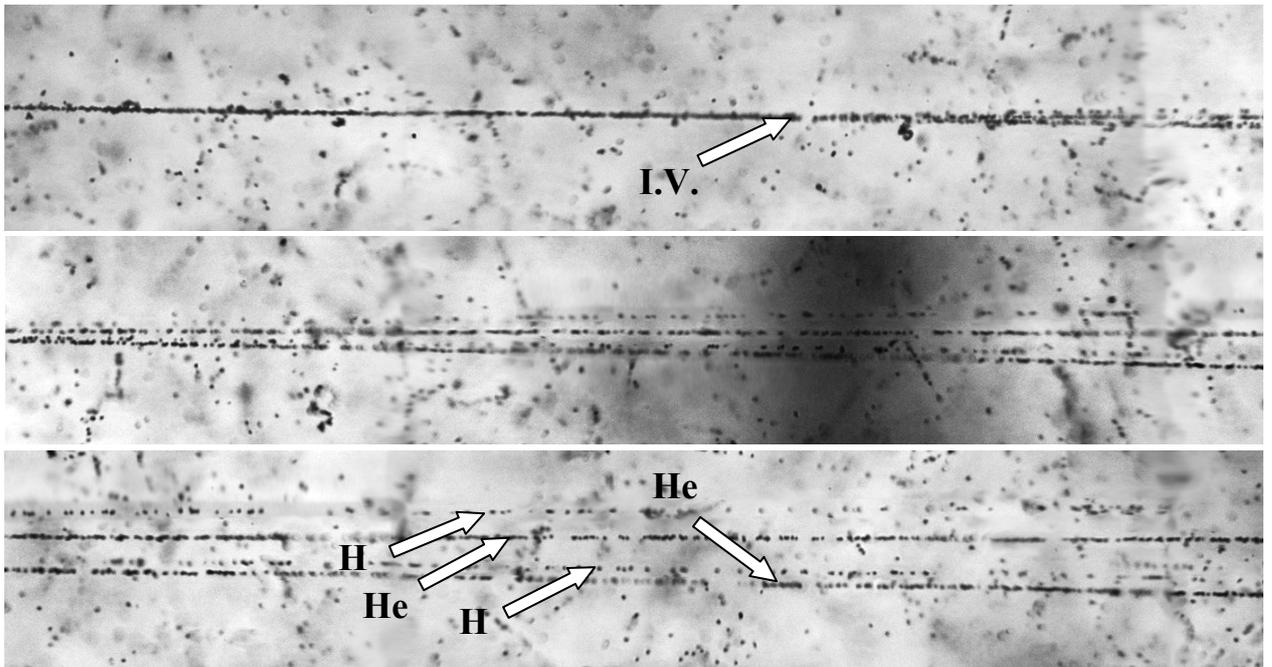


Рис. П.4. Событие фрагментации ${}^9\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ типа «белая» звезда. На фотографии отмечена вершина взаимодействия (I.V.) и струя осколков ядра снаряда, состоящая из двух гелиевых (He) и двух водородных (H) фрагментов

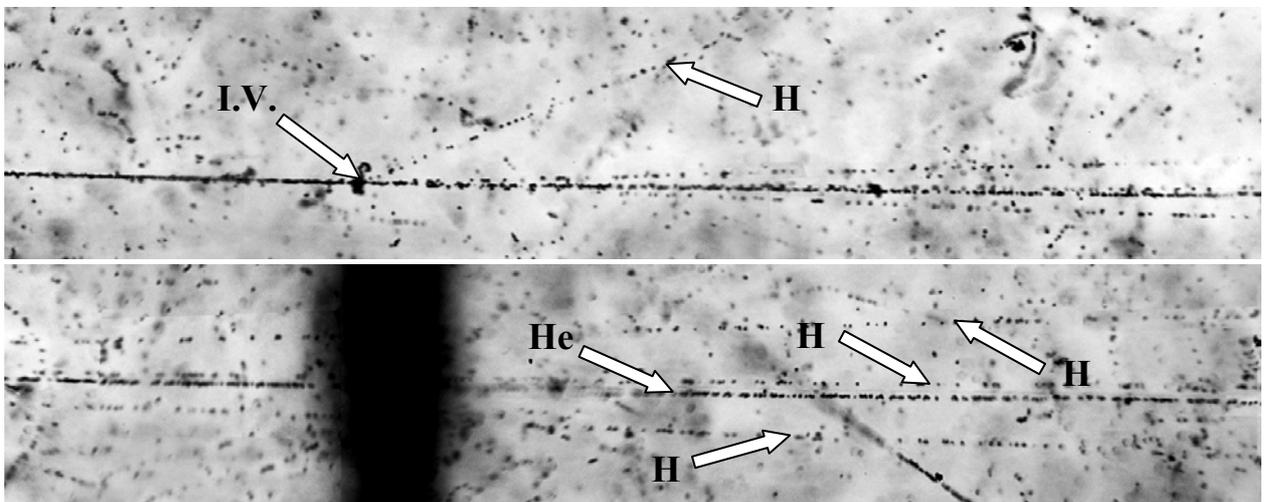


Рис. П.5. Событие фрагментации ${}^9\text{C} \rightarrow \text{He} + 4\text{H}$ типа «белая» звезда. На фотографии отмечена вершина взаимодействия (I.V.) и струя осколков ядра снаряда, состоящая из гелиевого (He) и четырех водородных (H) фрагментов, один из которых рассеялся на большой угол (верхняя часть)

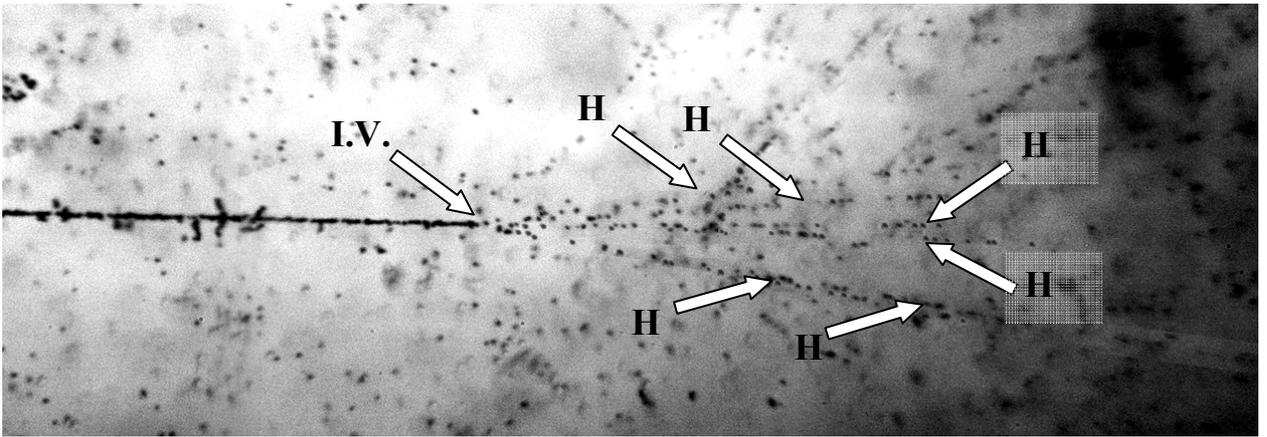


Рис. П.6. Событие фрагментации ${}^9\text{C} \rightarrow 6\text{H}$ типа «белая» звезда. На фотографии отмечена вершина взаимодействия (I.V.) и струя осколков ядра снаряда, состоящая из шести водородных (H) фрагментов

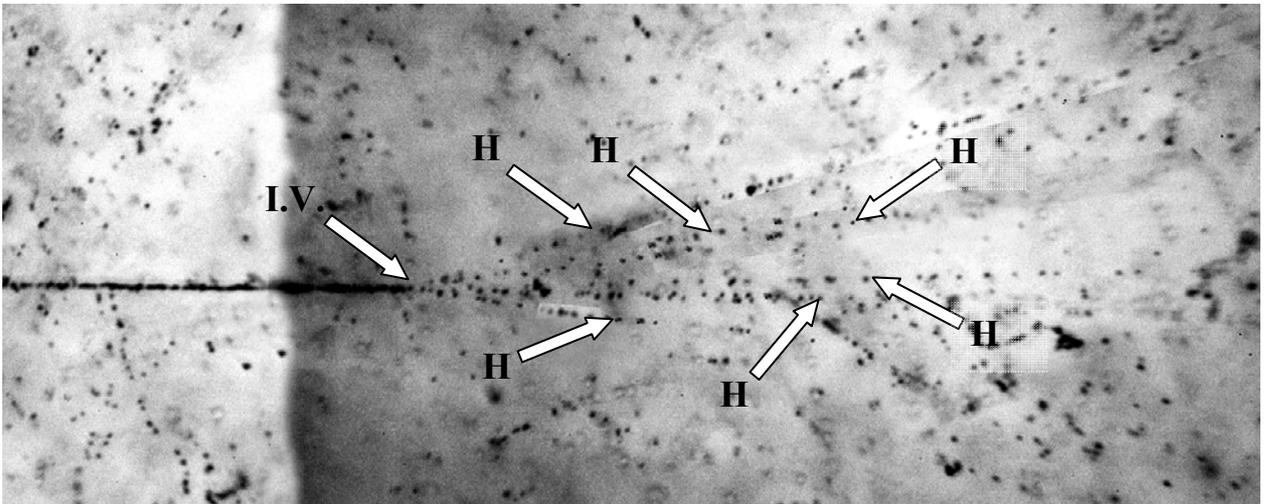


Рис. П.7. Событие фрагментации ${}^9\text{C} \rightarrow 6\text{H}$ типа «белая» звезда. На фотографии отмечена вершина взаимодействия (I.V.) и струя осколков ядра снаряда, состоящая из шести водородных (H) фрагментов

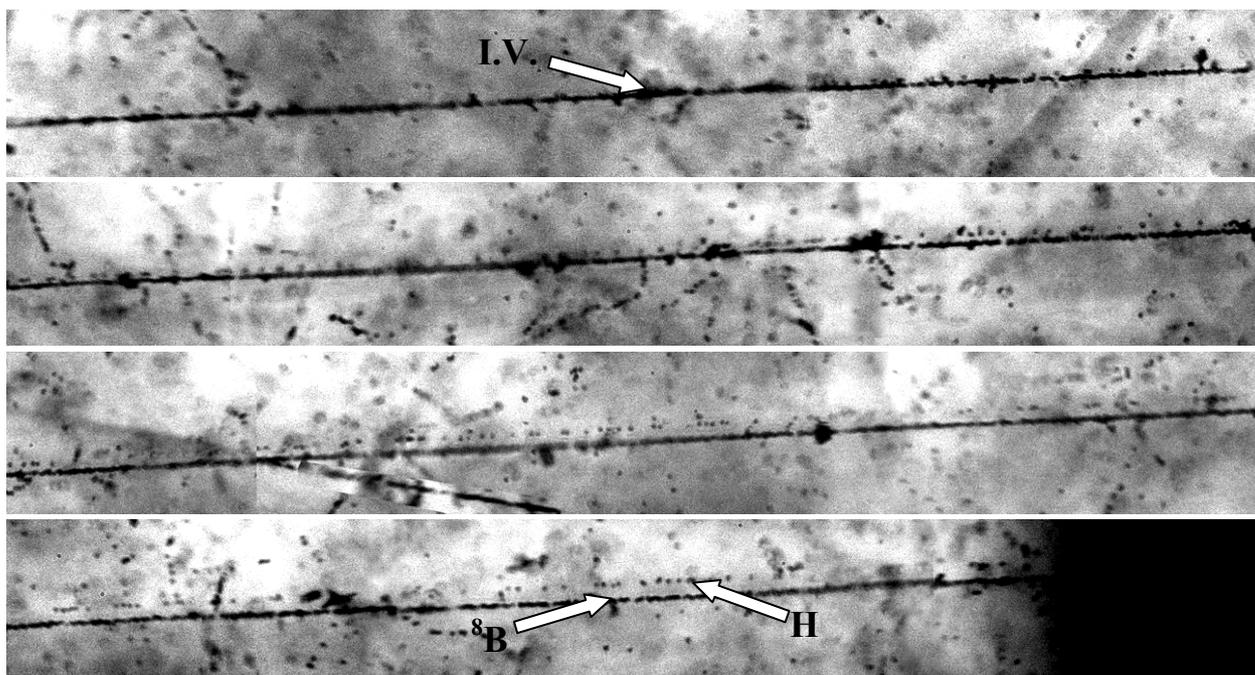


Рис. П.8. Событие фрагментации ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$ типа «белая» звезда. На фотографии отмечены вершина взаимодействия (I.V.) и струя осколков ядра снаряда, состоящая из массивного осколка (${}^8\text{B}$) и протона (p)

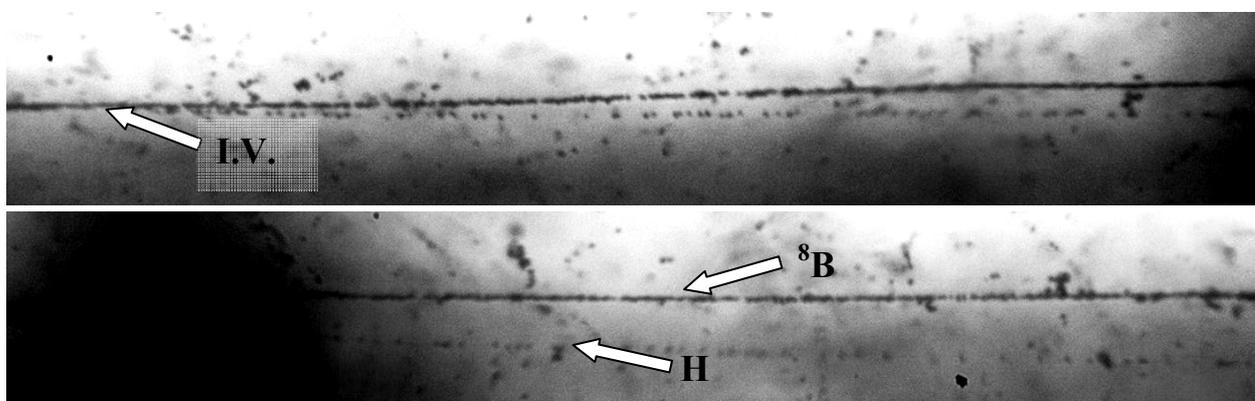


Рис. П.9. Событие фрагментации ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$ типа «белая» звезда. На фотографии отмечены вершина взаимодействия (I.V.) и струя осколков ядра снаряда, состоящая из массивного осколка (${}^8\text{B}$) и протона (p). Часть треков затемнена маркировкой

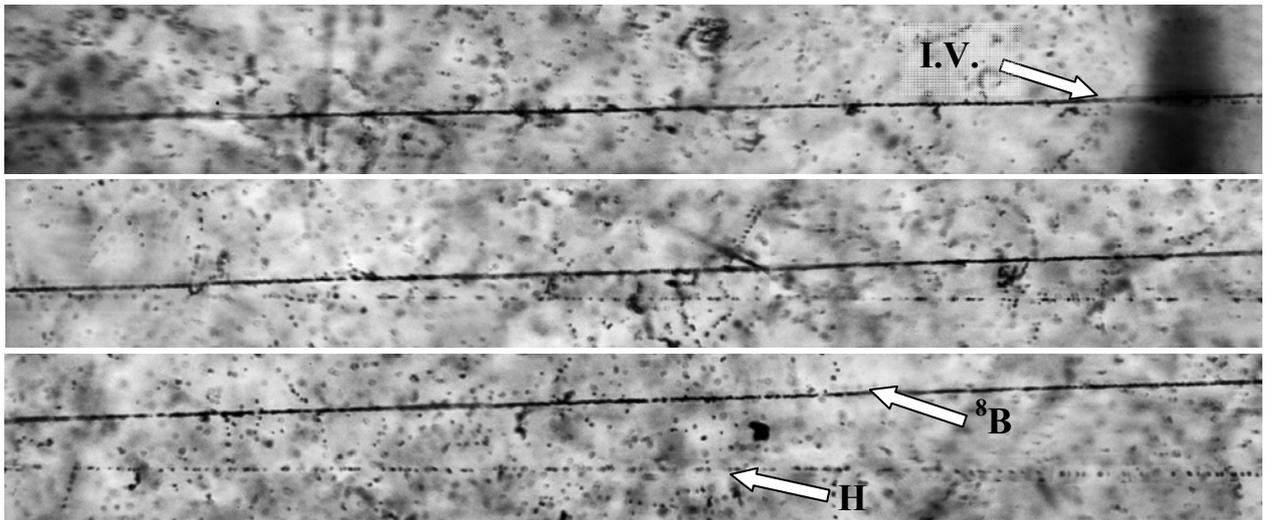


Рис. П.10. Событие фрагментации ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$ типа «белая звезда». На фотографии отмечены вершина взаимодействия (I.V.) и струя осколков ядра снаряда, состоящая из массивного осколка (${}^8\text{B}$) и протона (p)

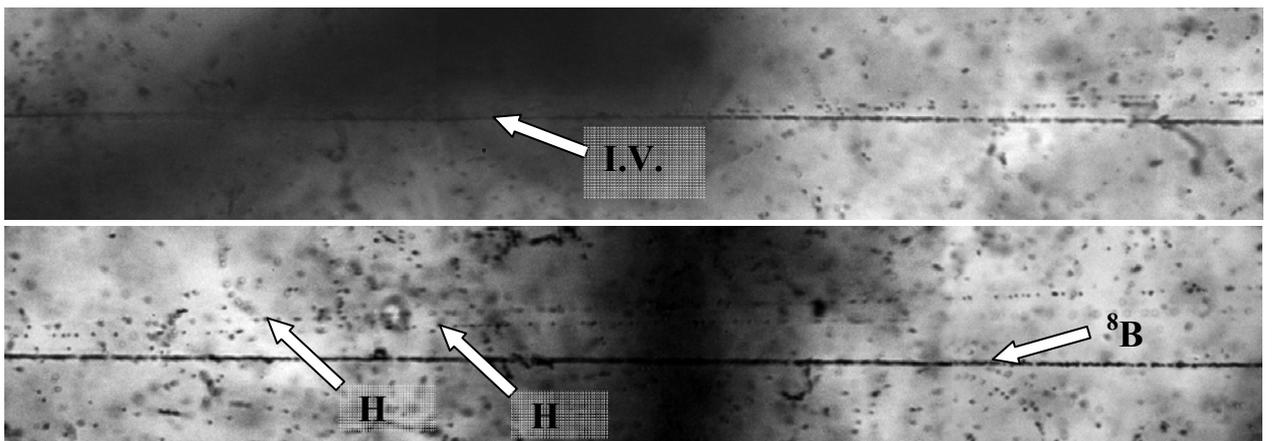


Рис. П.11. Событие фрагментации ${}^9\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be} + 2p$ типа «белая звезда». На фотографии отмечены вершина взаимодействия (I.V.), которая попала под маркировочную сетку, и струя осколков ядра снаряда, состоящая из массивного осколка (${}^7\text{Be}$) и двух протонов (p)

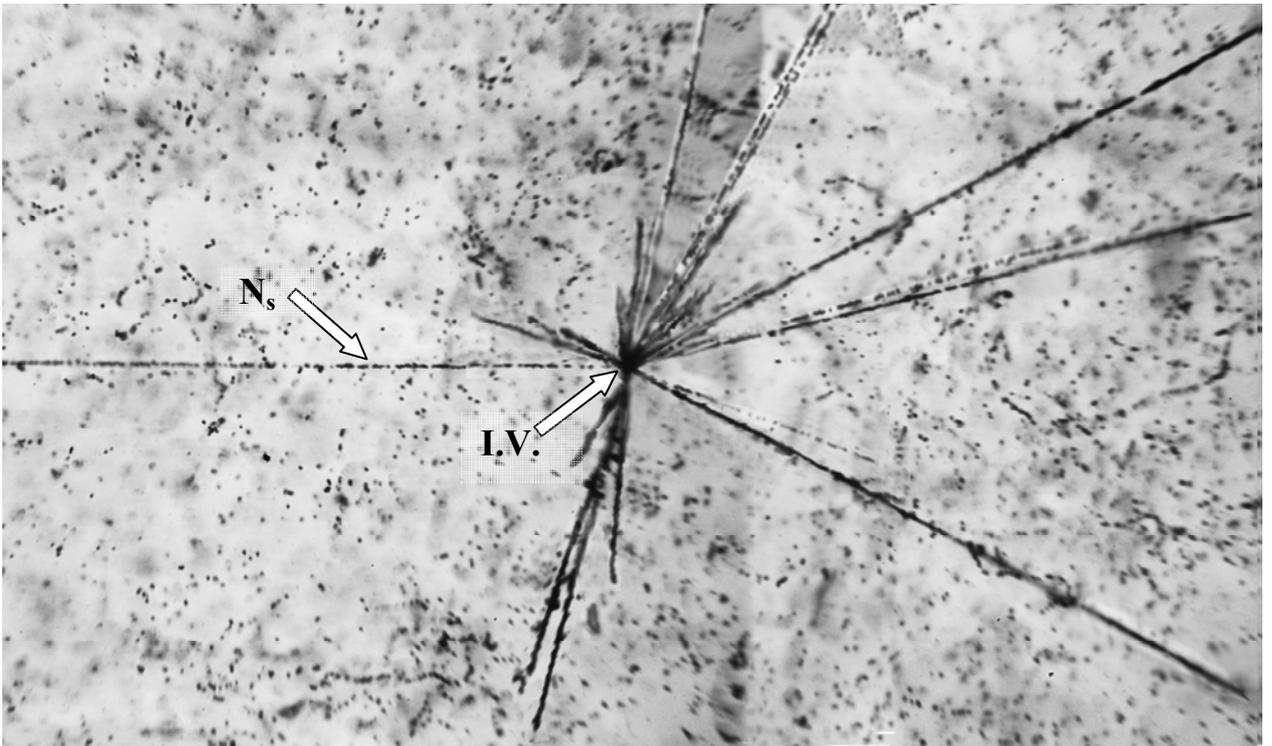


Рис. П.12. На микрофотографии приведен пример центрального столкновения ядра снаряда с тяжелым ядром, предположительно с ядром Ag, из состава эмульсии при энергии 1.2 А ГэВ. На фотографии отмечены вершина взаимодействия (I.V.) и трек ядра снаряда (N_s).

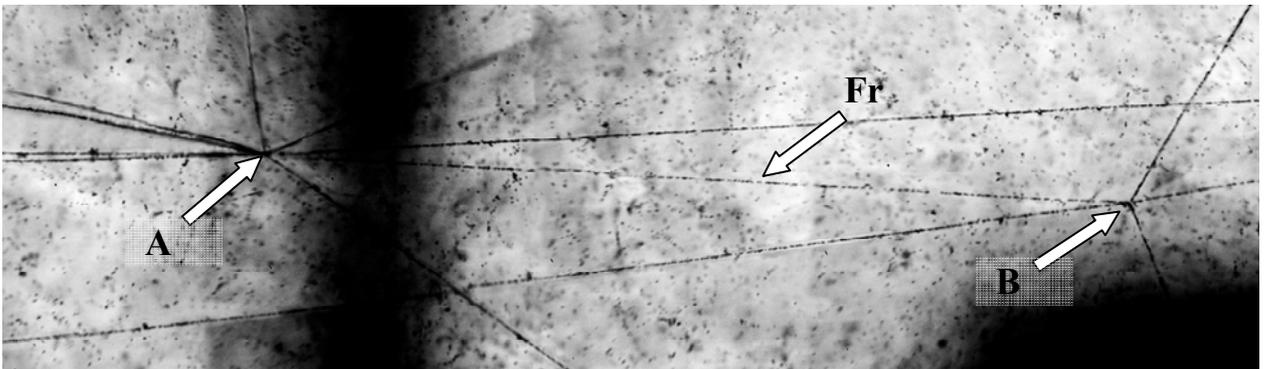


Рис. П.13. На данной микрофотографии приведен пример каскада взаимодействий. Фрагмент (Fr) образовался в событии (A) и, пролетев около 250 мкм, образовал звезду (B).

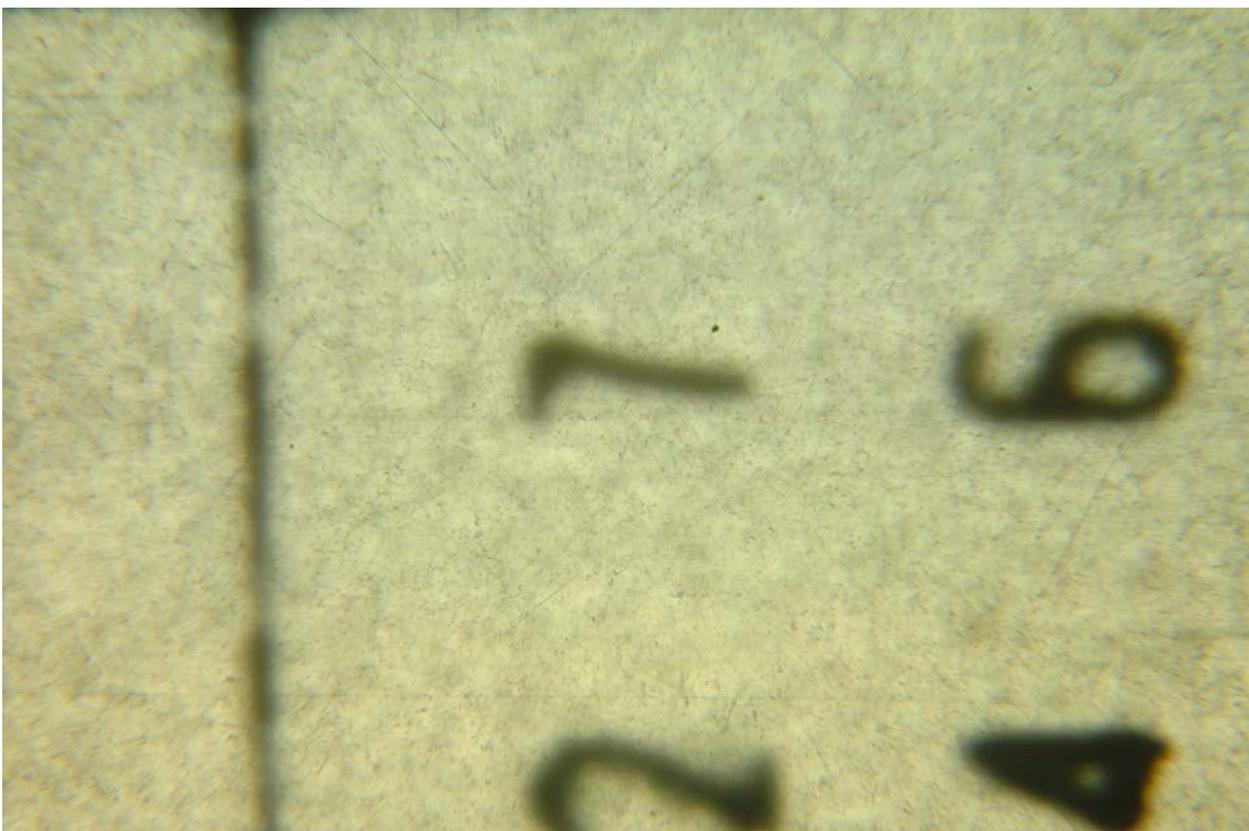


Рис. П.14. Фотография поверхности эмульсионного слоя, на которую нанесена миллиметровая координатная сетка. Каждый квадрат пронумерован и имеет две координаты (x,y) – в данном случае (27,46).

Литература

1. **Д. О. Кривенков**, Д. А. Артеменков, В. Браднова, С. Вокал П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, Н. В. Кондратьева, А. И. Малахов, А. А. Моисеенко, Г. И. Орлова, Н. Г. Пересадько, Н. Г. Полухина, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, В. Р. Саркисян, Р. Станоева, М. Хайдук, С. П. Харламов «Когерентная диссоциация релятивистских ядер ${}^9\text{C}$ » Ядерная физика, **73**, 2159-2165, 2010.
2. **D. O. Krivenkov**, D. A. Artemenkov, V. Bradnova, M. Haiduc, S. P. Kharlamov, N. V. Kondratieva, A. I. Malakhov, A. A. Moiseenko, G. I. Orlova, N. G. Peresadko, N. G. Polukhina, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, V. R. Sarkisyan, R. Stanoeva, T. V. Shchedrina, S. Vokál, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina. «First results on the interactions of relativistic ${}^9\text{C}$ nuclei in nuclear track emulsion» Progress in High Energy Physics Nuclear Safety, Springer, 149-156, 2006; e-Print: arXiv: 0811.1880.
3. **D. O. Krivenkov**, D. A. Artemenkov, V. Bradnova, S. Vokál, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina, N. V. Kondratieva, A. I. Malakhov, A. A. Moiseenko, G. I. Orlova, N. G. Peresadko, N. G. Polukhina, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, V. R. Sarkisyan, R. Stanoeva, M. Haiduc, S. P. Kharlamov «Coherent dissociation of relativistic ${}^9\text{C}$ nuclei» American Institute of Physics Conference Proceedings, 1224, 224-233, 2007.
4. D. A. Artemenkov, **D. O. Krivenkov**, T. V. Shchedrina, R. Stanoeva, and P. I. Zarubin «Detailed Study of Relativistic ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ Fragmentation in Peripheral Collisions in a Nuclear Track Emulsion» Few Body Systems, 273-276, 2008.
5. Р. Станоева, Д. А. Артеменков, В. Браднова, С. Вокал, Л. А. Гончарова, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, Н. А. Качалова, А. Д. Коваленко, **Д. О. Кривенков**, А. И. Малахов, Г. И. Орлова, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, Н. Г. Полухина, Н. Г. Пересадько, М. Хайдук, С. П. Харламов, М. М. Чернявский, Т. В. Щедрина «Электромагнитная диссоциация

релятивистских ядер ^8B в ядерной эмульсии» Ядерная физика, 72, 4, 731-742, 2009.

6. Р. Р. Каттабеков, К. З. Маматкулов, Д. А. Артеменков, В. Баднова, С. Вокал, Д. М. Жомуродов, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, З. А. Игамкулов, Н. В. Кондратьева, Н. К. Корнегруца, **Д. О. Кривенков**, А. И. Малахов, Г. И. Орлова, Н. Г. Пересадько, Н. Г. Полухина, П. А. Рукояткин, В. В. Русакова, Р. Станоева, М. Хайдук, С. П. Харламов «Облучение ядерной эмульсии в смешанном пучке релятивистских ядер ^{12}N , ^{10}C и ^7Be » Ядерная физика, 73, 2159-2165, 2010.

7. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс «Исследование элементарных частиц фотографическим методом» Издательство иностранной литературы М., 1962.

8. W. H. Barkas «Nuclear research emulsions» Academic Press, New York and London (1963).

9. Веб-сайт <http://becquerel.jinr.ru/>.

10. В. В. Белага 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. H. N. 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. N. P. Andreeva и др., «Clustering in Light Nuclei in Fragmentation above 1A GeV» Eur. Phys. J., A27, s1, 295(2006).

16. 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).

17. Т. В. Щедрина и др. «Периферические взаимодействия релятивистских ядер ^{14}N с ядрами эмульсии» ЯФ, 70, 1271(2007).
18. М. И. Адамович и др. «Взаимодействие релятивистских ядер ^6Li с ядрами эмульсии» ЯФ 62, 1461 (1999).
19. 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).
20. М. И. Адамович и др. «Исследование кластеризации легких ядер в процессах релятивистской мультифрагментации» ЯФ 67, 3, 533(2004).
21. 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).
22. М. Карабова и др. «Периферическая фрагментация релятивистских ядер ^{11}B в ядерной эмульсии» ЯФ, 72, 2, 329(2009).
23. Н. Г. Пересадько и др. «Каналы фрагментации релятивистских ядер ^7Be в периферических взаимодействиях» ЯФ, 70, 7, 1266(2007).
24. 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).
25. Р. Станоева и др., «Периферическая фрагментация ядер ^8B с энергией 1.2 А ГэВ в ядерной эмульсии» ЯФ, 70, 1261(2007).
26. Н. П. Андреева и др., «Топология «белых звезд» в релятивистской фрагментации легких ядер» ЯФ, 68, 3, 484-494, 2005.
27. M. S. Swami, J. Schneps, and W. F. Fry «Beta decay of ^9C nucleus» Phys. Rev., 103 , 1134(1956).
28. The Nuclear Data Evaluation Project “Energy Levels of Light Nuclei, $A = 5 - 20$ ”, <http://www.tunl.duke.edu/NuclData/>.
29. P. G. Hansen, A. S. Jensen, B. Jonson «Nuclear Halos» Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 45, 591(1995).
30. P. G. Hansen and J. A. Tolstevin «Direct Reactions with Exotic Nuclei» Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 53, 219(2003).

31. T. Aumann, «Reactions with fast radioactive beams of neutron-rich nuclei», *Eur. J. Phys. A* **26**, 441 (2005).
32. D. F. Geesaman, C. K. Gelbke, R. V. F. Janssens «Physics of Rare Isotope Accelerator» *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **56**, 53(2006).
33. W. von Oertzen, M. Freer, Y. Kanada-En'yo «Nuclear clusters and nuclear molecules» *Phys. Rep.*, **432**, 43(2006).
34. M. Freer «The clustered nucleus – cluster structures in stable and unstable nuclei» *Rep. Prog. Phys.*, **70**(2007)2149-2210.
35. Y. Utsuno «Anomalous magnetic moment of ^9C and shall quenching in exotic nuclei» *Phys. Rev. C* **70**, 011303(R) (2004).
36. Y. L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain «Hyperfine anomaly in Be isotopes and neutron spatial distribution: A three-cluster model for ^9Be » *Phys. Rev. C* **72**, 054304 (2005).
37. 15. Y. L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain «Hyperfine anomaly in Be isotopes in the cluster model and the neutron spatial distribution» *Phys. Rev. C* **72**, 024312 (2005).
38. А Марин и др. «Взаимодействия ядер ^{12}C с импульсом 4.5 ГэВ/с на нуклон с ядрами эмульсии и каскадно-испарительная модель» *Ядерная физика*, **29**, 105(1979).
39. 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).
40. M. I. Adamovich и др. «Irradiation of nuclear emulsions in relativistic beams of ^6He and ^3H nuclei» *Письма в ЭЧАЯ*, **110**, 29-38, 2002.
41. I. Tanihata et al., «Measurement of interaction cross-sections using beams of Be and B and isospin dependence of nuclear radii», *Phys. Lett. B* **206**, 592 (1988).
42. R. Charity et al. « $2p$ - $2p$ decay of ^8C and isospin-allowed $2p$ decay of the isobaric-analog state in ^8B » *Phys. Rev.*, **C82**, 041304(2010).

43. В. Г. Войнов, И. Я. Частников. «Множественное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях». «Наука», Алма-Ата, 1969.

44. Д. А. Артеменков и др., «Особенности фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ в ядерной эмульсии при энергии 1.2 А ГэВ», ЯФ **70** (2007), 1261-1265.

45. В. Г. Воинов, М. М. Чернявский, «Некоторые систематические ошибки оценок импульсов и углов вылета заряженных частиц в ядерных фотоэмульсиях» Труды ФИАН том 108 М., «Наука» (1979), 166-172.