

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**  
**Лаборатория физики высоких энергий**  
**имени В. И. Векслера и А. М. Балдина**

**ЗРУБИН**  
**Павел Игоревич**

**Кластеризация нуклонов в диссоциации**  
**легких релятивистских ядер**

**Диссертация на соискание ученой степени**  
**доктора физико-математических наук**

**специальность 01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц**

**Научный консультант**  
**доктор физико-математических наук**  
**профессор**  
**МАЛАХОВ Александр Иванович**

**Дубна, 2010 г.**

Несмотря на десятилетия интенсивного изучения, атомное ядро остается «лабораторией» квантовой физики все еще полной сюрпризов. Одной из проблем структуры ядра является изучение коллективных степеней свободы в возбужденных ядрах, в которых отдельные группы нуклонов ведут себя как составляющие кластеры.

Естественными кластерными компонентами являются малонуклонные системы, не имеющие возбужденных состояний ниже порога связи нуклонов - ядра  ${}^4\text{He}$  и  ${}^3\text{He}$ , а также дейтроны, тритоны.

Кластеризация нуклонов как структурная особенность отчетливо проявляется в возбужденных состояниях легких ядер, где возможное число кластерных конфигураций невелико. Легкие ядра являются источниками для генерации основных конфигураций нуклонных кластеров.

Кластерная структура основных и возбужденных состояний легких ядер имеет несомненную и глубокую связь с процессами ядерной астрофизики.

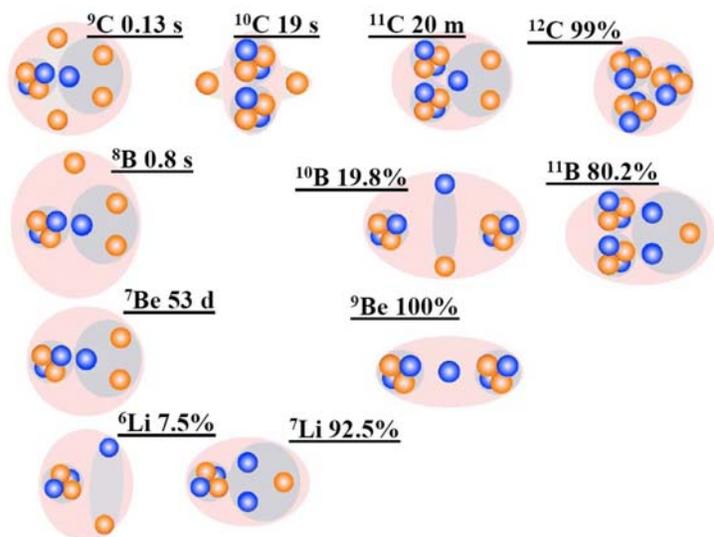


Рис. 1. Диаграмма кластерных степеней свободы в стабильных и нейтронодефицитных ядрах указаны распространенности изотопов или времена жизни; светлые кружки соответствуют протонам, темные - нейтронам; темным фоном выделены кластеры

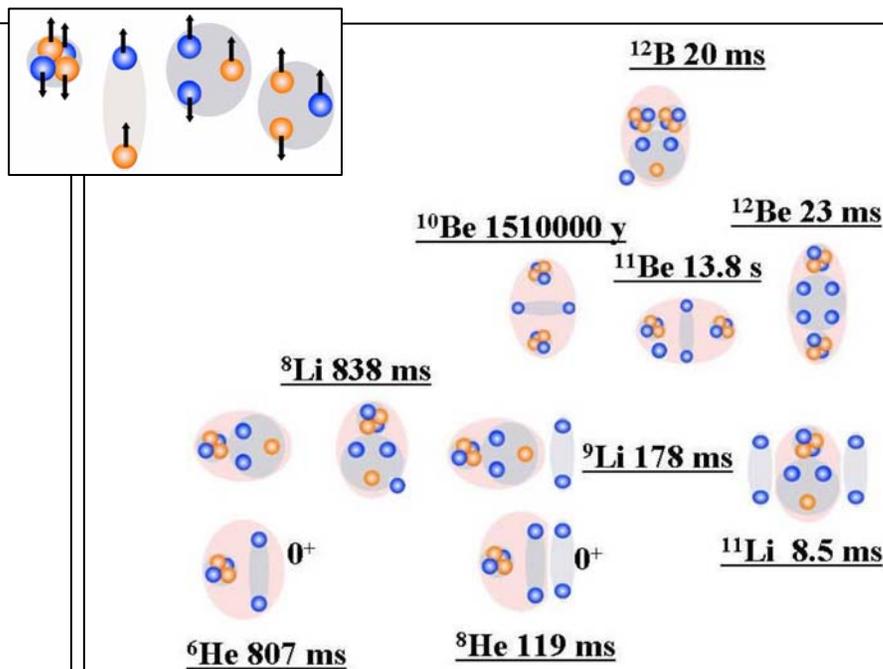
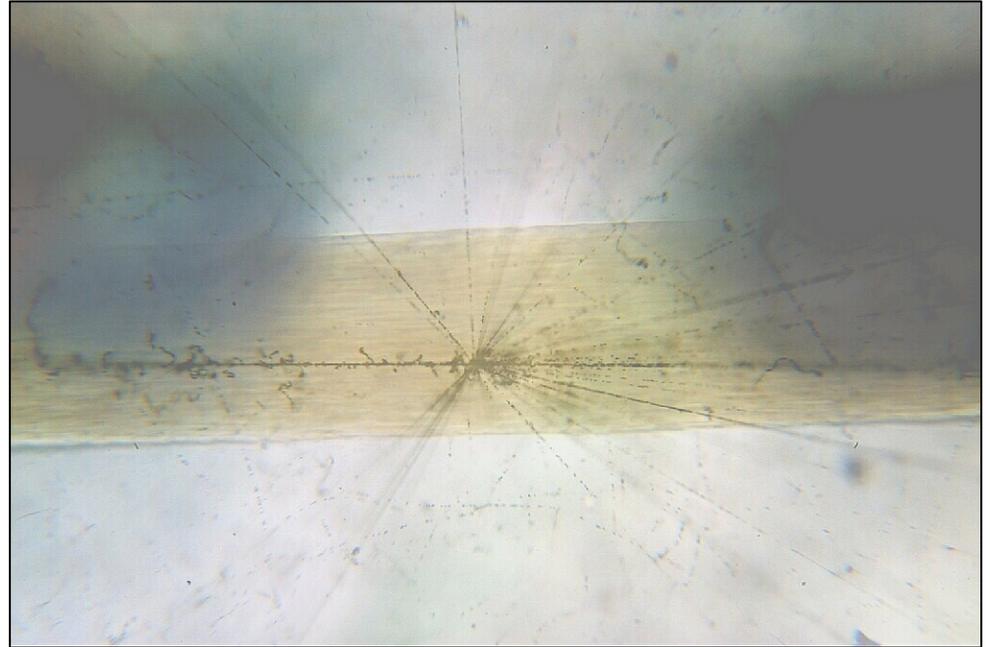


Рис. I.12. Диаграмма кластерных степеней свободы в легких нейтроноизбыточных ядрах

Стопки слоев ядерных эмульсий остаются эффективным, гибким и недорогим средством поисковых исследований. Эмульсионный метод позволяет не только единообразно изучать структуру фрагментации, но и обнаружить новые явления в физике кластеров.



BECQUEREL project.index The program of irradiation of emulsions in Nuclotron's beams. - Microsoft Internet Explorer

Файл Правка Вид Избранное Сервис Справка

Назад Поиск Избранное

Адрес: <http://becquerel.jinr.ru/> Переход Ссылки

 BECQUEREL PROJECT  
Проект БЕККЕРЕЛЬ

Beryllium (Boron)  
Clustering  
Quest in  
Relativistic Multifragmentation  
<http://becquerel.jinr.ru>

slides | papers | contacts | friends | movies | photos | presentations | miscellanea | backup

Конфигурационное перекрытие основных состояний легких ядер с конечными состояниями наиболее полно проявляется при диссоциации налетающих ядер на периферии ядер мишени.

Периферические реакции содержат все наблюдаемые характеристики, которые могут быть использованы для интерпретации кластерных состояний.

Периферическая диссоциация протекает без существенного перекрытия плотностей сталкивающихся ядер и с передачей возбуждения вблизи энергии связи кластеров или их групп.

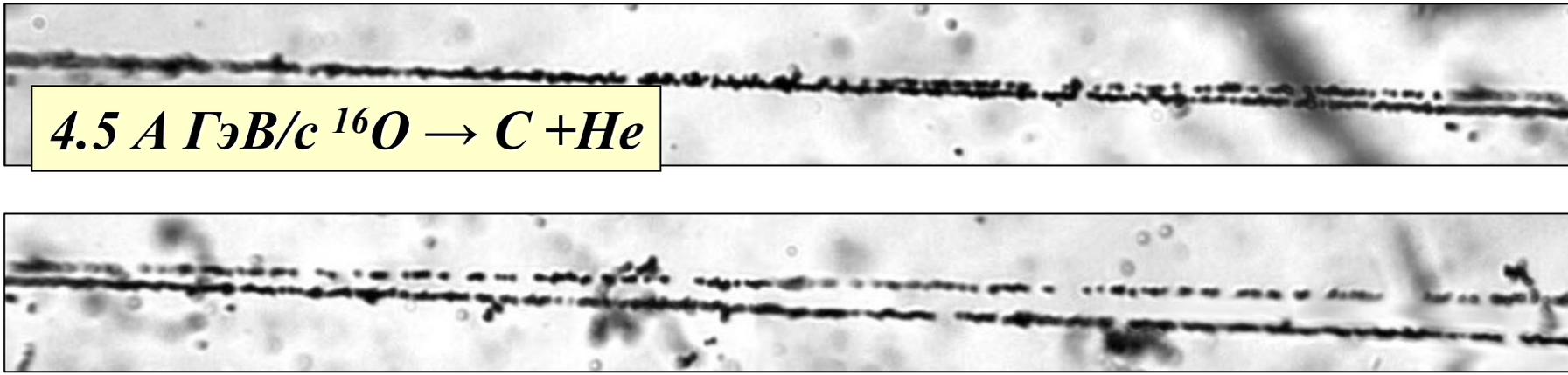
Определение взаимодействий как периферических упрощается при энергии ядер выше  $1A$  ГэВ благодаря возрастающей коллимации фрагментов.

В изучаемых периферических взаимодействиях с малой передачей энергии и импульса соблюдается приблизительное равенство импульсов на нуклон исследуемого релятивистского ядра и его фрагментов, что компенсирует отсутствие измерений импульсов.

Пороги детектирования фрагментов исчезают, а энергия, теряемая ими в веществе детекторов, минимальна.

Инвариантное представление позволяет описать характеристики ансамблей фрагментов и сохранить целостность с выводами физики низких энергий.

В качестве центральной проблемы настоящего исследования было выдвинуто предложение о единообразном изучении когерентной диссоциации возможно большего разнообразия ядер, соседствующих в начале таблицы изотопов, в том числе радиоактивных.



$4.5 A$  ГэВ/с  $^{16}O \rightarrow C + He$

**Актуальность настоящего исследования состоит в применении концепций и экспериментальных методов релятивистской ядерной физики для развития физики нуклонных кластеров. Его замысел состоит в последовательной проверке предположения о том, что в периферической диссоциации релятивистских ядер возможно исследование коррелированных ансамблей нуклонных кластеров. В теоретическом плане данная идея не является очевидной, а ее экспериментальная проверка, по объективным причинам, затруднительна.**

**Цель диссертации состоит в изучении когерентной диссоциации легких ядер в ансамбли нуклонных кластеров, включая их зарядовую топологию, изотопный состав и кинематические характеристики. Для целостного развития концепции этого явления предложено ответить на следующие вопросы:**

**Соответствует ли структура  $\alpha$ -частичных возбуждений кластерных ядер  $N\alpha$ -состояниям их периферической диссоциации?**

**Проявляются ли другие типы нуклонной кластеризации -  $d$ ,  $t$  и  $h$ ?**

**Возможно ли заселение кластерных комбинаций с перегруппировкой нуклонов за пределы  $\alpha$ -кластеризации?**

**Как соотносятся дифракционный и электромагнитный механизмы когерентной диссоциации релятивистских ядер?**

**Для ответа на них в диссертации решены следующие экспериментальные задачи:**

**Исследована диссоциация релятивистских ядер  $^{14}N$  и  $^9Be$**

**Исследована диссоциация релятивистских изотопов бора  $^{10,11}B$**

**Исследована диссоциация радиоактивных ядер  $^6He$ ,  $^7Be$ ,  $^8B$  и  $^9C$**

## **ВВЕДЕНИЕ**

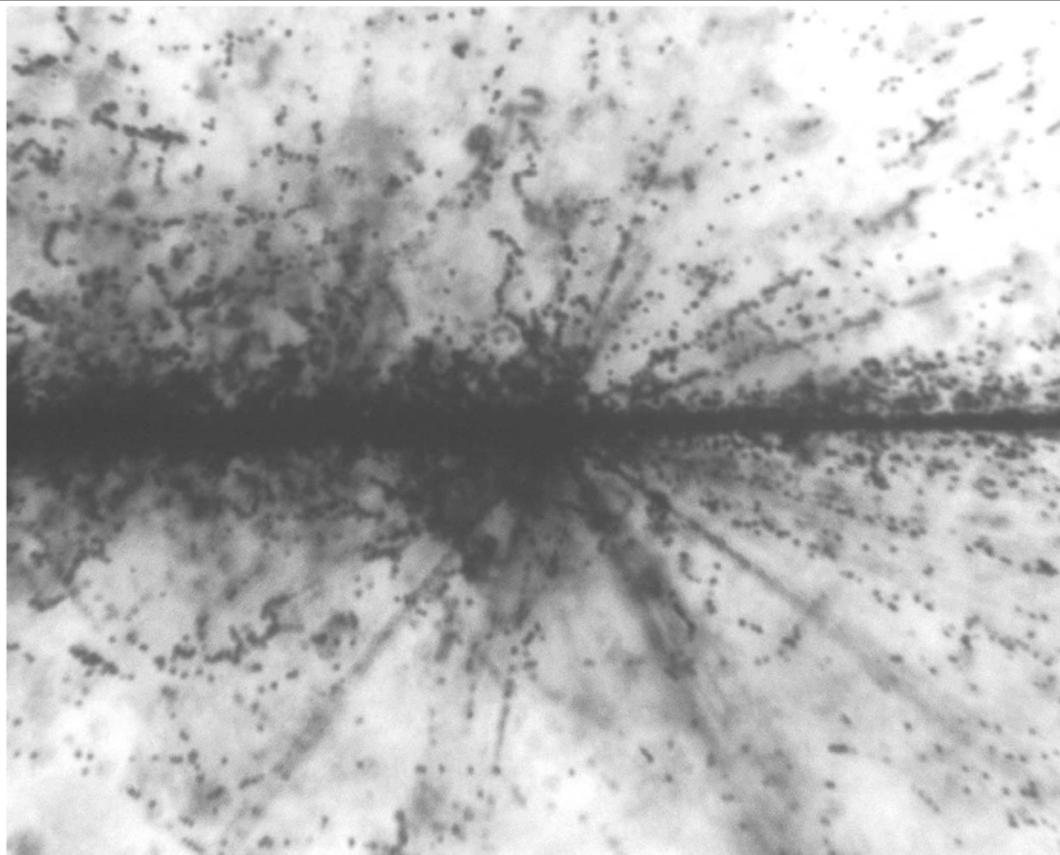
- Глава I.**            **Кластеризация нуклонов в легких ядрах**
- Глава II.**          **Когерентная диссоциация релятивистских ядер**
- Глава III.**        **Первые облучения ядерной эмульсии на нуклотроне**
- Глава IV.**        **Исследование  $2\alpha$ -частичной фрагментации ядра  ${}^9\text{Be}$**
- Глава V.**          **Множественная фрагментация ядер  ${}^{14}\text{N}$**
- Глава VI.**        **Диссоциация релятивистских ядер  ${}^8\text{B}$**
- Глава VII.**      **Развитие исследований нейтронодефицитных ядер**

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

## **ЛИТЕРАТУРА**

## **СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ**

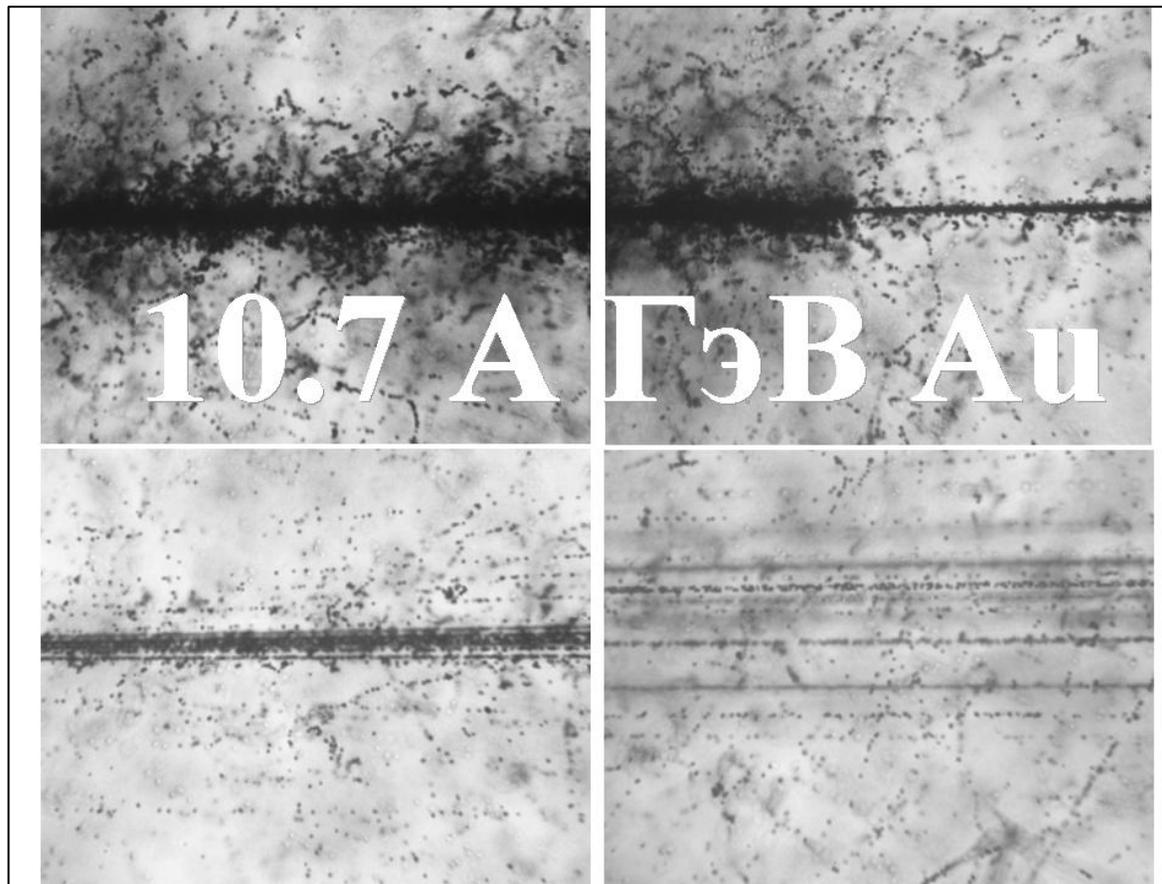
Взаимодействия релятивистских ядер в ядерной эмульсии, являющиеся объектом настоящего исследования, начали изучаться еще в период возникновения физики космических лучей в 40-х годах. С начала 70-х по середину 90-х гг. на ускорителях ОИЯИ, ЛБЛ (Беркли), БНЛ (Брукхейвен) и ЦЕРН были получены обзорные сведения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



**Рис. В.4.** Центральное соударение ядра  $Au$  с энергией  $10.7A$  ГэВ с ядром из состава ядерной эмульсии

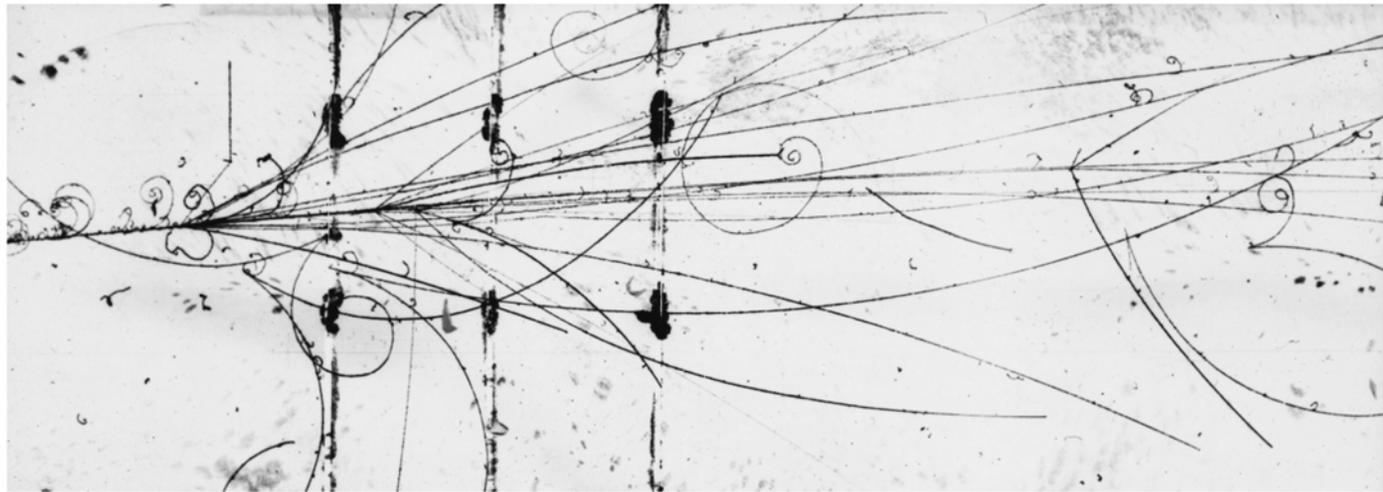
Несколько процентов среди наблюдавшихся взаимодействий составили события диссоциации ядер в струи легких и легчайших ядер с суммарным зарядом, как и у начального ядра. Наиболее периферические из них не сопровождались образованием фрагментов мишени и мезонов. Последний класс взаимодействий, определенный как «*когерентная диссоциация ядер*», является предметом настоящего исследования. Согласно наблюдениям в ядерной эмульсии, степень когерентной диссоциации может достигать полного развала на легкие и легчайшие ядра и нуклоны как для легких ядер *O*, *Ne*, *Mg* и *Si*, так и тяжелых ядер *Au*, *Pb* и *U*. Это явление может служить источником кластерных систем беспрецедентной сложности. Данные о нем носят фрагментарный характер, а интерпретация не предложена. Генерация ансамблей фрагментов может протекать через возбужденные состояния, расположенные над порогами связи. Это предположение требует проверок на примерах легких ядер, в том числе радиоактивных, для которых возможна более отчетливая интерпретация. В основе динамики диссоциации тяжелых ядер могут лежать закономерности, устанавливаемые для легких ядер.

Периферические столкновения с диссоциацией ядер могут привести к появлению в конечном состоянии многочастичных комбинаций легчайших ядер с кинематическими характеристиками относительного движения, которые представляют ядерно-астрофизический интерес и которые трудно сформировать в каких-либо других лабораторных условиях. Подчеркнем соответствие между масштабом относительных энергий релятивистских фрагментов и диапазоном температур процессов нуклеосинтеза.



Развитие релятивистской ядерной физики создало методологическую и методическую основу для углубленного исследования ядерной кластеризации. В начале 70-х годов на синхрофазотроне ОИЯИ в Дубне и ускорителе БЕВАЛАК в Беркли были созданы пучки ядер с энергией в диапазоне *нескольких ГэВ на нуклон*. Тем самым возникли предпосылки применения теоретических концепций и экспериментальных методов физики высоких энергий для развития релятивистской теории атомных ядер.

Были проведены циклы исследований методом ядерной эмульсии, на магнитных спектрометрах и на пузырьковых камерах. Их определяющей тенденцией стал поиск универсальных закономерностей в описании столкновений релятивистских составных систем. На этом пути были определены условия выхода на режим предельной фрагментации и масштабно-инвариантное поведение импульсных спектров ядерных фрагментов и мезонов.



**Рис. В.1.** Фотография взаимодействия ядра  $^{12}\text{C}$  с импульсом  $4.5A$  ГэВ/с в пропановой пузырьковой камере (ЛВЭ ОИЯИ, 1974 г.).

Возникли целостные представления, унифицировавшие разнообразные явления множественного рождения частиц в обширном энергетическом масштабе. Как обобщение этих концепций, А. М. Балдиным были предложены принципы ослабления корреляций и автомодельности, удовлетворяющие условию релятивистской инвариантности. Кинематика множественного рождения представляется в пространстве 4-скоростей  $u_i = P_i/m_i$  в безразмерных релятивистски-инвариантных переменных

$$b_{ik} = - (P_i / m_i - P_k / m_k)^2 = - (u_i - u_k)^2 = 2[(u_i u_k) - 1]$$

где  $P_i$  – 4-импульсы частиц, участвующих в реакции, а  $m_i$  – их массы.

Оптимальный выбор исследуемой области  $b_{ik}$  возможен как вариацией энергии столкновения, так и оптимальным выбором кинематической области регистрации вторичных частиц. Диапазон  $b_{ik} < 10^{-2}$  соответствует взаимодействию ядер как слабосвязанных нуклонных систем при возбуждении вблизи энергии связи. Эта область является областью явлений классической ядерной физики. В ситуации некоррелированного образования групп релятивистских фрагментов описание их спектров могло бы свестись к построению суперпозиции универсальных функций. Однако, удовлетворяя обобщающим принципам, физика релятивистской фрагментации оказывается сложнее и богаче.

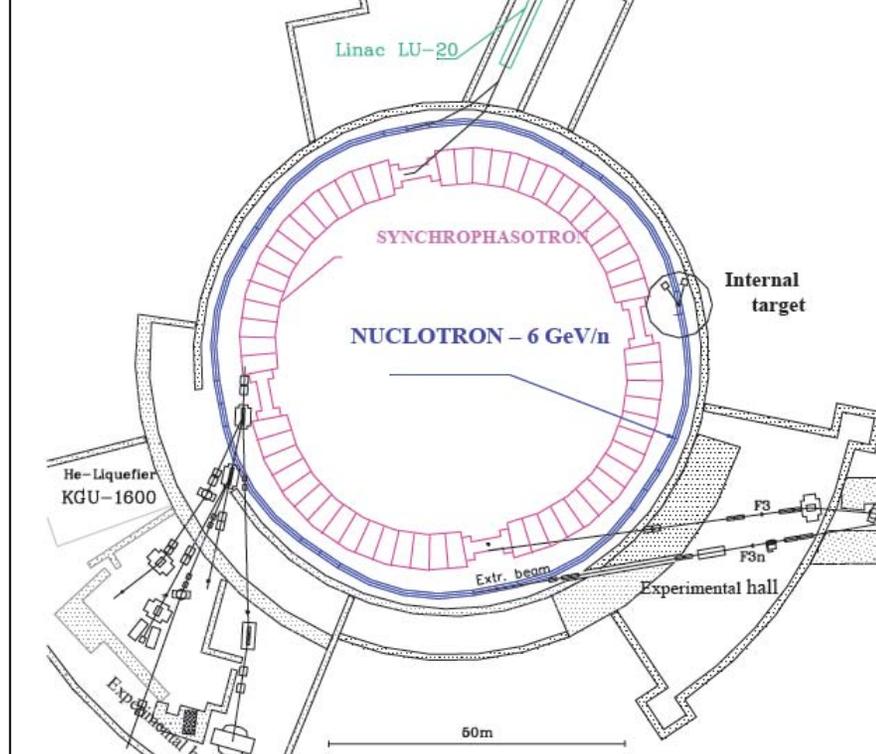
Несмотря на то, что возможности релятивистского подхода к изучению ядерной структуры были осознаны достаточно давно, электронные эксперименты не смогли приблизиться к детальности наблюдения ансамблей релятивистских фрагментов, обеспечиваемой ядерной эмульсией. Продолжающаяся пауза в этом отношении привела к идее очередного применения ядерной эмульсии на нуклотроне ОИЯИ во впервые формировавшихся пучках легких ядер. Выбор ядерной эмульсии обусловлен уникальностью наблюдения релятивистских фрагментов. Решающее значение для кластерной спектроскопии имеет угловое разрешение, а, значит, лежащее в его основе пространственное разрешение, которое составляет для ядерной эмульсии рекордную величину  $0.5 \text{ мкм}$ . Следующее по важности требование – это ориентация на ускоренный поиск и измерение именно периферических взаимодействий, чтобы исследовать каналы диссоциации с малыми сечениями. Конечная цель – это установление фактов возникновения необычных конфигураций нуклонных кластеров с их идентификацией и метрологией.

Качественно разнообразить кластерную спектроскопию позволяют пучки радиоактивных ядер. С развитием исследований по релятивистской ядерной физике на ускорительном комплексе синхрофазотрон - нуклотрон была создана целая система магнитооптических каналов транспортировки пучков. Эти каналы также могут служить для формирования вторичных пучков релятивистских радиоактивных ядер, позволяя расширить эксперименты по ядерной физике

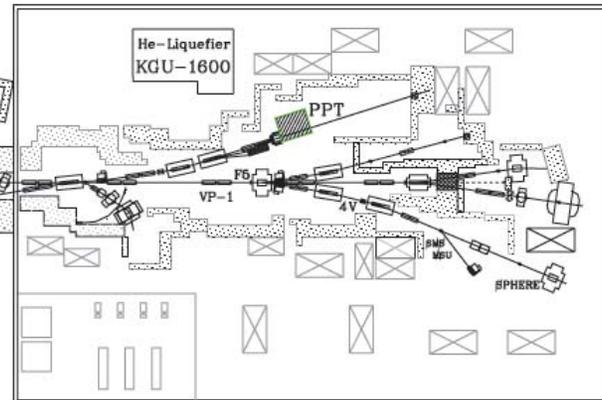
## Dubna: Relativistic Nuclei



Polaris –  $d^{\uparrow}$   
 EBIS – N, Ar, Fe ...  
 Laser – Li, B, C, F, Mg  
 ...  
 Duoplasmatron – p, d,  $\alpha$ ,  $^3\text{He}$



Experimental hall 205



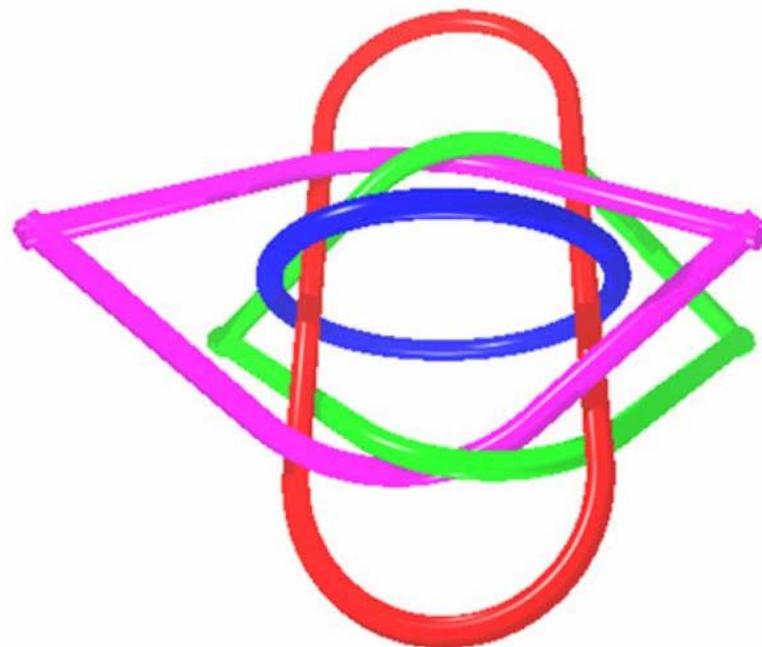


Основной целью исследования ядер с избытком протонов является, изучение структурной связи протонов, изучение влияния заряда на образование кластерных структур и образование протонного гало, а также изучение нестабильных ядер основы.

Использование ядерной эмульсии для изучения релятивистской фрагментации радиоактивных ядер с протонным избытком имеет особые преимущества благодаря большой полноте наблюдения конечных состояний.

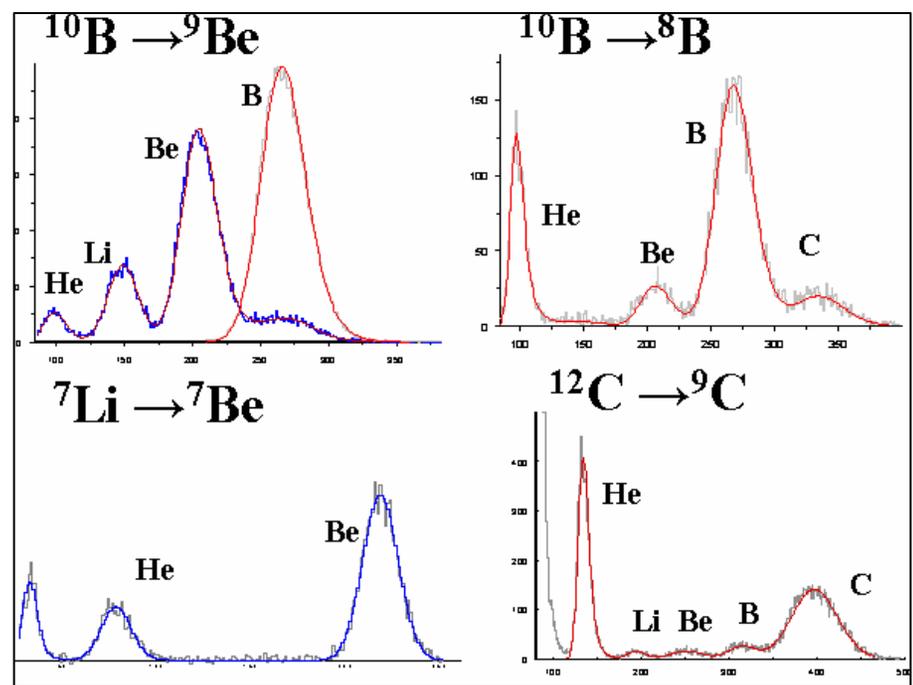
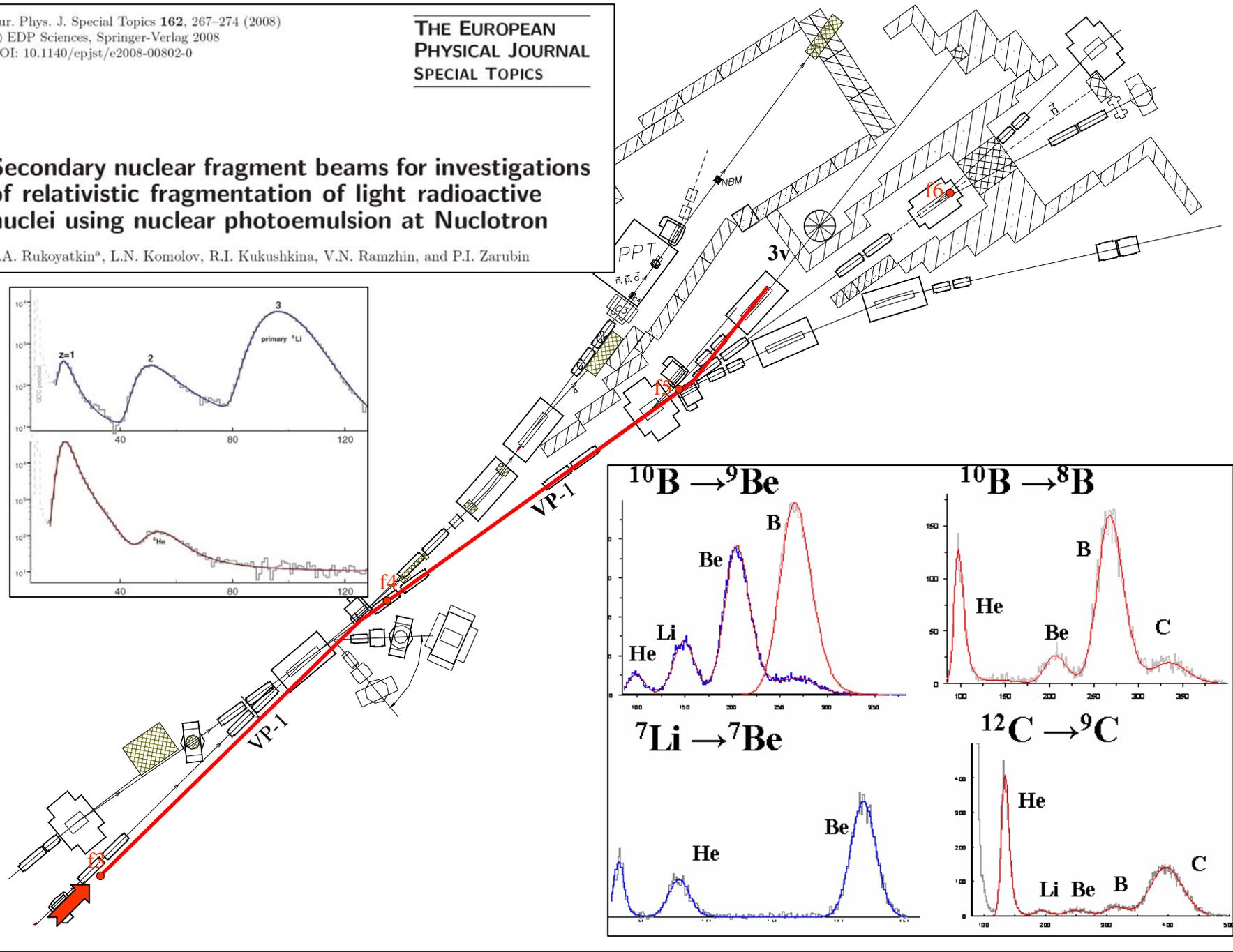
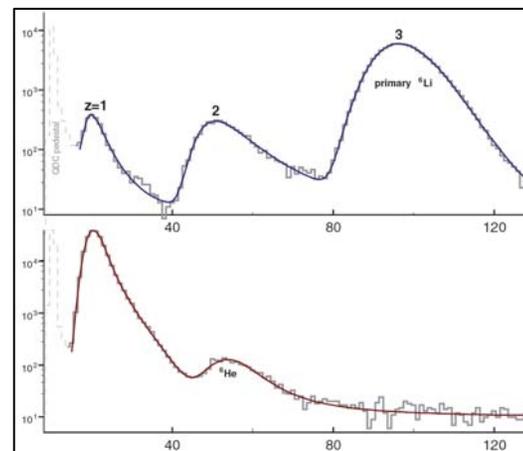
		${}^9\text{C}$	${}^{10}\text{C}$	${}^{11}\text{C}$	${}^{12}\text{C}$
		${}^8\text{B}$	${}^9\text{B}$	${}^{10}\text{B}$	
	${}^6\text{Be}$	${}^7\text{Be}$	${}^8\text{Be}$	${}^9\text{Be}$	
	${}^5\text{Li}$	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^8\text{Li}$	
${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$	${}^5\text{He}$	${}^6\text{He}$		

Blue arrows indicate decay paths:  ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^9\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Be} \rightarrow {}^5\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He}$  and  ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He}$ .



## Secondary nuclear fragment beams for investigations of relativistic fragmentation of light radioactive nuclei using nuclear photoemulsion at Nuclotron

P.A. Rukoyatkin<sup>a</sup>, L.N. Komolov, R.I. Kukushkina, V.N. Ramzhin, and P.I. Zarubin



Этапы настоящего исследования оказались тесно связанными с новыми возможностями, возникавшими с развитием нуклотрона ОИЯИ в 2000-е годы.

В завершающий период работы синхрофазотрона ОИЯИ (1999 г.) был получен первый опыт анализа облучения во вторичном пучке смеси ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  с импульсом 2.67А ГэВ/с.

В 2002 г. сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ была выдвинута программа облучений ядерной эмульсии, целью которой стало систематическое изучение картины периферической фрагментации легких ядер.

Вывод пучка на нуклотроне ОИЯИ (2002 г.) позволил выполнить облучение ядрами  ${}^{10}\text{B}$  с импульсом 1.8А ГэВ/с. В диссоциации  ${}^{10}\text{B}$  была установлена кластеризация  $2\alpha + d$ , что мотивировало облучения ядрами  ${}^{14}\text{N}$  с импульсом 2.9А ГэВ/с для изучения кластеризации  $3\alpha + d$ , а также ядрами  ${}^{11}\text{B}$  с импульсом 2.75А ГэВ/с для изучения кластеризации  $2\alpha + t$ .

Интерес к ядру  ${}^{11}\text{B}$  ускорил анализ кластеризации  $\alpha + t$  в предшествующем облучении ядрами  ${}^7\text{Li}$  с импульсом 3А ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ.

Для развития представлений о кластеризации на основе  ${}^3\text{He}$  выполнено облучение во вторичном пучке ядер  ${}^7\text{Be}$  с импульсом 2.1 А ГэВ/с, сформированном в реакциях перезарядки первичных ядер  ${}^7\text{Li}$  (2004-5 гг.).

Ускорение ядер  ${}^{10}\text{B}$  позволило создать вторичные пучки изотопов  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  с импульсом 2 А ГэВ/с в оптимальных условиях для облучения и анализа.

Итоги этих облучений дали основания для последующих облучений в пучках изотопов  ${}^9,{}^{10}\text{C}$ ,  ${}^{12}\text{N}$  с импульсом 2 А ГэВ/с, формируемых во фрагментации или перезарядке первичных ядер  ${}^{12}\text{C}$  (2005-6 гг.).

# Глава I. Кластеризация нуклонов в легких ядрах

Представлены современные проблемы ядерной кластеризации, лежащие в основе вопросов настоящего исследования (§I.1). В последнее десятилетие получили развитие концепции барионной материи, находящейся в холодной разреженной фазе, с кластеризацией нуклонов в легчайшие ядра  ${}^4\text{He}$  ( $\alpha$ ,  $\alpha$ -частицы),  ${}^3\text{He}$  ( $h$ , гелионы),  ${}^2\text{H}$  ( $d$ , дейтроны) и  ${}^3\text{H}$  ( $t$ , тритоны). Глубокие теоретические разработки, выполненные в этом направлении, ориентируют на изучение кластерных ансамблей  $\alpha$ ,  $h$ ,  $d$  и  $t$  как целостных квантовых систем и дают мотивацию новому поколению экспериментов по кластерной спектроскопии. Кластеризация нуклонов в легчайшие ядра-кластеры  ${}^4\text{He}$ ,  $d$ ,  $t$  и  ${}^3\text{He}$  при низких температурах  $T < 10 \text{ МэВ}$  может вести к неизученным состояниям разреженной ядерной материи. Поскольку макроскопические кластерные состояния могут играть роль промежуточной фазы в астрофизических процессах, эти исследования приобретают значение, выходящее за рамки проблем ядерной структуры. Возможно, что релятивистская фрагментация окажется лучшей «лабораторией» для генерации и наблюдения столь сложных состояний по сравнению с ядерными реакциями при низких энергиях.

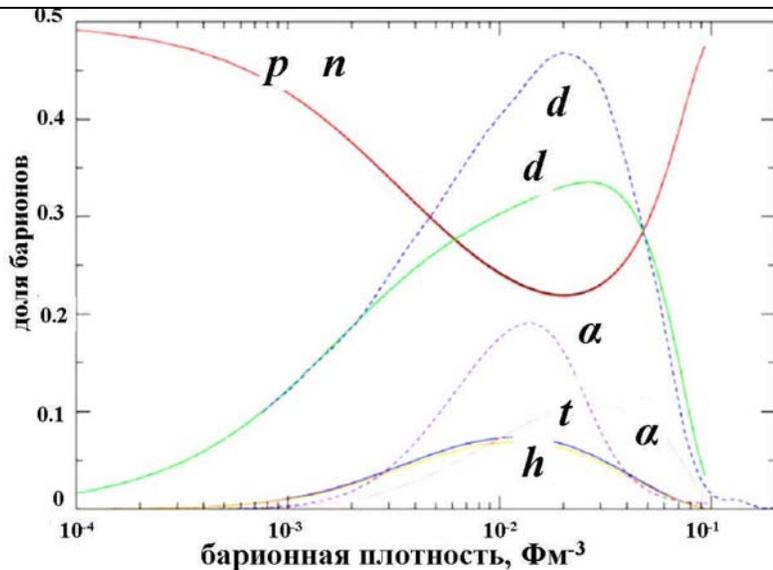


Рис. I.2. Соотношение долей кластерных состояний и нуклонов зависимости от барионной плотности симметричной ядерной материи [87]

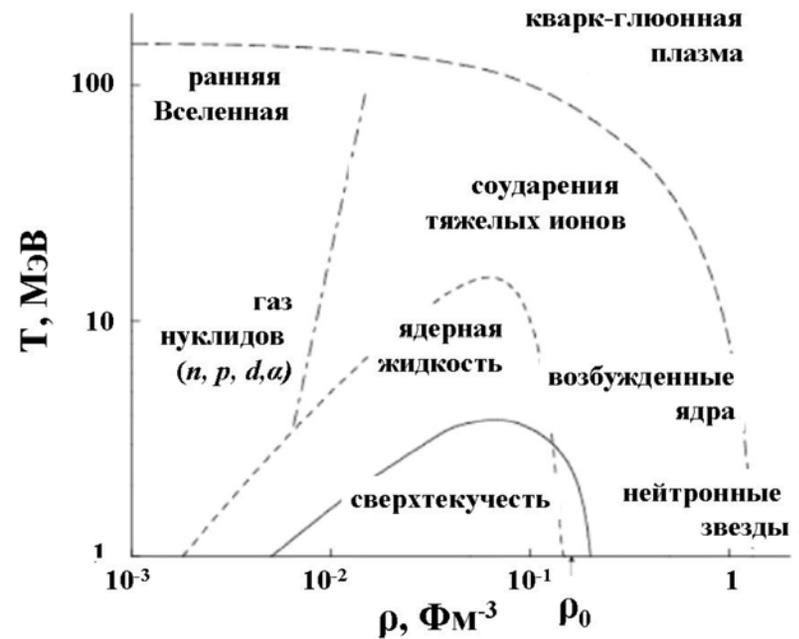


Рис. I.1. Фазовая диаграмма ядерной материи

Кратко изложены современные идеи в развитии концепции  $\alpha$ -частичной кластеризации. Отчетливо  $\alpha$ -кластеризация проявляется в легких  $4N$ -ядрах  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  и  ${}^{20}\text{Ne}$ , в которых энергия связи нуклонов линейным образом соответствует числу возможных  $\alpha$ - $\alpha$  связей. Опираясь на «молекулярный блок»  $\alpha + \alpha$  можно конструировать  $N\alpha$ -цепочки, представляющие собой ядерные аналоги молекулярных структур. Диаграмма Икеда демонстрирует включение кластерных степеней свободы с ростом энергии возбуждения.

Существование  $\alpha$ -конденсатной формации симметричной ядерной материи возможно в астрофизике при малых плотностях и температурах. Такой квантовый  $\alpha$ -конденсат мог бы быть аналогичен конденсации Бозе-Эйнштейна бозонных атомов в магнито-оптических ловушках. Роль простейших  $\alpha$ -конденсатных состояний приписывается основному  $0^+$  и первому возбужденному  $2^+$  состоянию ядра  ${}^8\text{Be}$ . Конденсация может происходить в условиях, когда  $\alpha$ -кластеры являются хорошо определенными конститuentами ядерной материи. Своим возникновением такой конденсат обязан квартетной конденсации фермионов. Для  $\alpha$ -конденсации критическая плотность от нормальной равна примерно  $\rho_0/5$ .

Обсуждается кластеризация нуклонов в ядрах легче  ${}^{12}\text{C}$  (§1.2). Модель антисимметризованной молекулярной динамики позволяет включить в кластерное описание и эти ядра путем замены  $\alpha$ -частиц на другие кластеры нуклонов, в том числе  $2n$ ,  $2p$ ,  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ .

Рассматриваются возбуждения с перегруппировкой нуклонов за пределы  $\alpha$ -частичной кластеризации и возникновение кластерных состояний 2- и 3-нуклонных кластеров, для которых требуется преодоление гораздо более высоких энергетических порогов (§1.3).

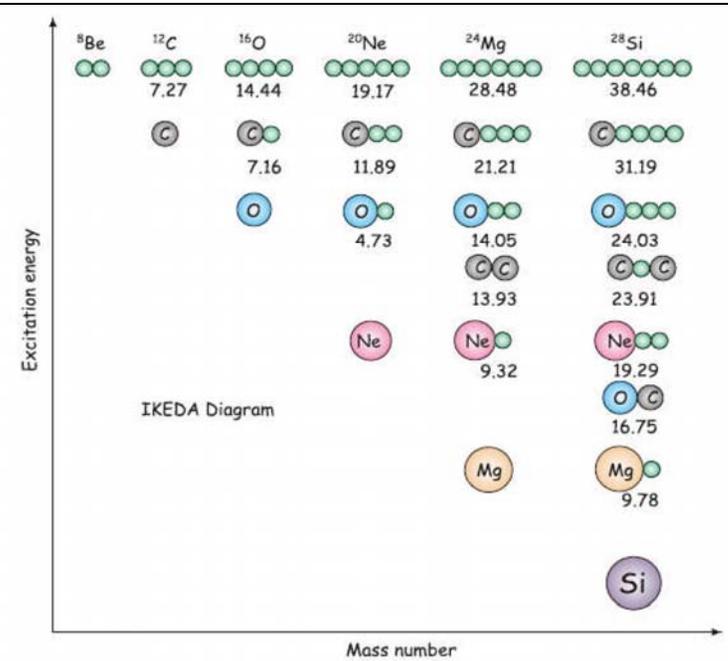


Рис. 1.6. Диаграмма Икеда

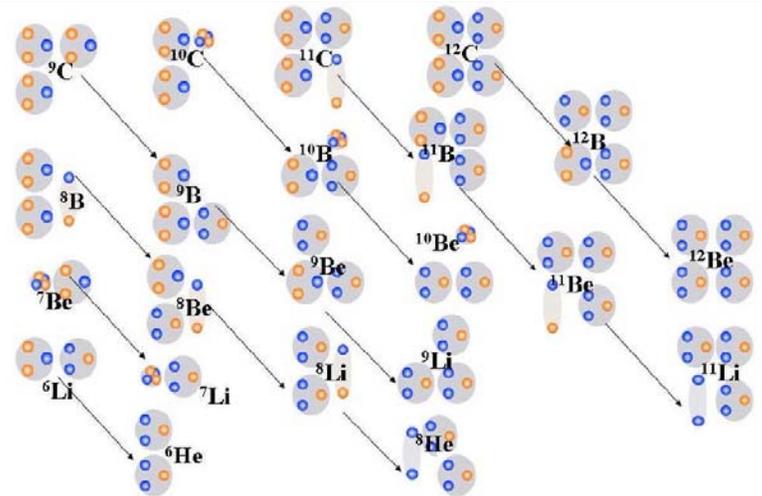


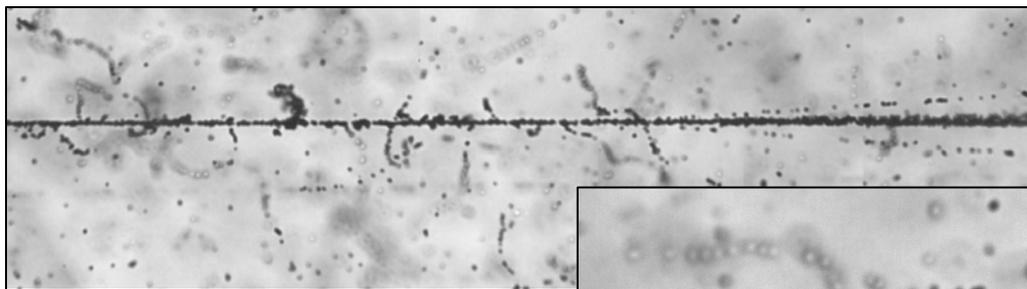
Рис. 1.9. Диаграмма, иллюстрирующая возможные кластерные состояния из 2- и 3-нуклонных кластеров

## Глава II. Когерентная диссоциация релятивистских ядер

Представлены принятые подходы к анализу взаимодействий релятивистских ядер в эмульсии и принципиальные экспериментальные результаты по периферической диссоциации легких стабильных ядер. Их комбинированное использование стало основой для формулирования предложения эксперимента БЕККЕРЕЛЬ в направлении исследования радиоактивных ядер. Обсуждаемые наблюдения, выполненные с помощью ядерной эмульсии, были проведены уже достаточно давно. Однако из-за трудностей принципиального характера они так и не были повторены с помощью электронных методов. В этом отношении ядерная эмульсия сохраняет исключительное положение, так как другие существующие методики пока не могут приблизиться к подобным наблюдениям.

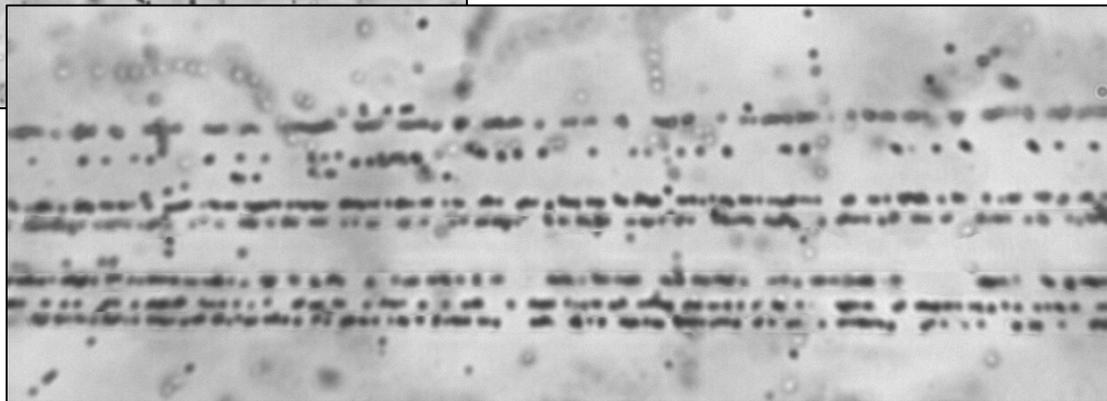
События когерентной диссоциации, в которых отсутствуют фрагменты мишени и мезоны ( $n_b = 0, n_g = 0, n_s = 0$ ), именуемые «белыми» звездами, интерпретируются наиболее ясно. Образование «белых» звезд может протекать при ядерном дифракционном и электромагнитном взаимодействии на тяжелых ядрах мишени. Важным удобством при интерпретации событий такого типа является требование равенства заряда начального ядра и суммарного заряда фрагментов  $Z_{pr} = \sum Z_{fr}$ . Возможна идентификация релятивистских изотопов  $H$  и  $He$  по их полным импульсам, оцениваемым методом многократного рассеяния. Идентификация становится детальной, что оправдывает использование этой процедуры. Особенный интерес представляют «белые» звезды, в которых сохраняется и число нуклонов  $A_{pr} = \sum A_{fr}$ .

Энергия возбуждения системы фрагментов может быть приближенно определена как  $Q = M^* - M$ , где  $M$  – масса основного состояния ядра, соответствующего заряду и весу анализируемой системы,  $M^*$  – инвариантная масса системы фрагментов  $M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum (P_i \cdot P_k)$ ,  $P_{i,k}$  – 4-импульсы фрагментов  $i$  и  $k$ .



$6He + H$

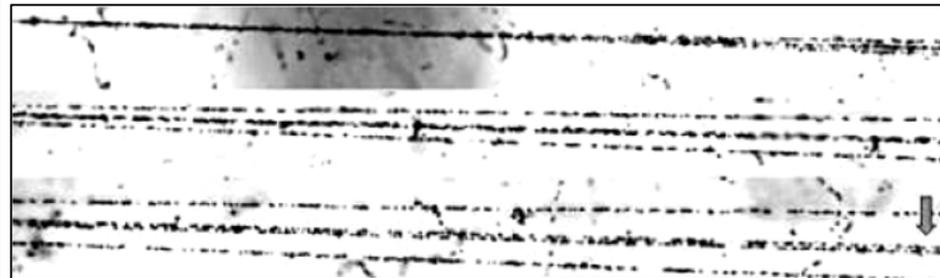
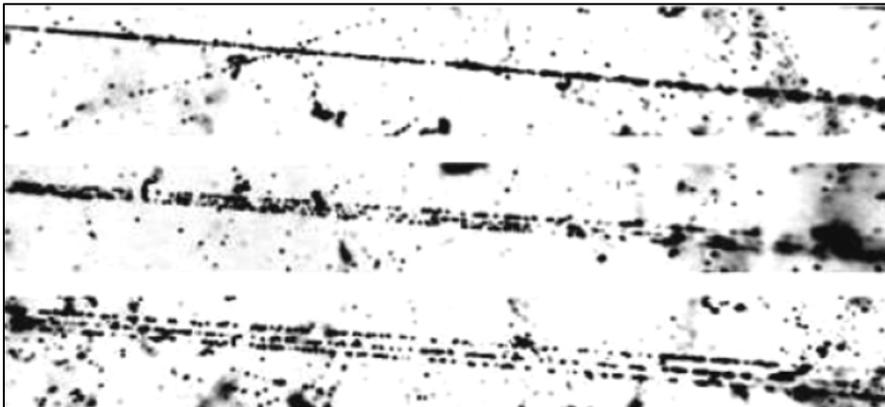
$4.5 A \text{ ГэВ}/c \text{ } ^{28}\text{Si}$



Представлены исследования когерентной диссоциации релятивистских ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  (§II.2). В начале 70-х годов на синхрофазотроне ОИЯИ был впервые получен пучок ядер  $^{12}\text{C}$  с энергией  $3.65\text{A ГэВ}$  и выполнены облучения эмульсионных стопок. Наблюдались события когерентной диссоциации («белые» звезды), среди которых единственным вариантом топологии оказалась тройка двухзарядных следов  $3\alpha$ . В данном случае процесс  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ , являющийся классическим кластерным развалом, надежно наблюдается в релятивистской кинематике. Ключевым стал вывод о наблюдении релятивистских распадов  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ , указавший на возможности изучения в ядерной эмульсии систем  $\alpha$ -кластеров, начиная с минимальной относительной энергии.

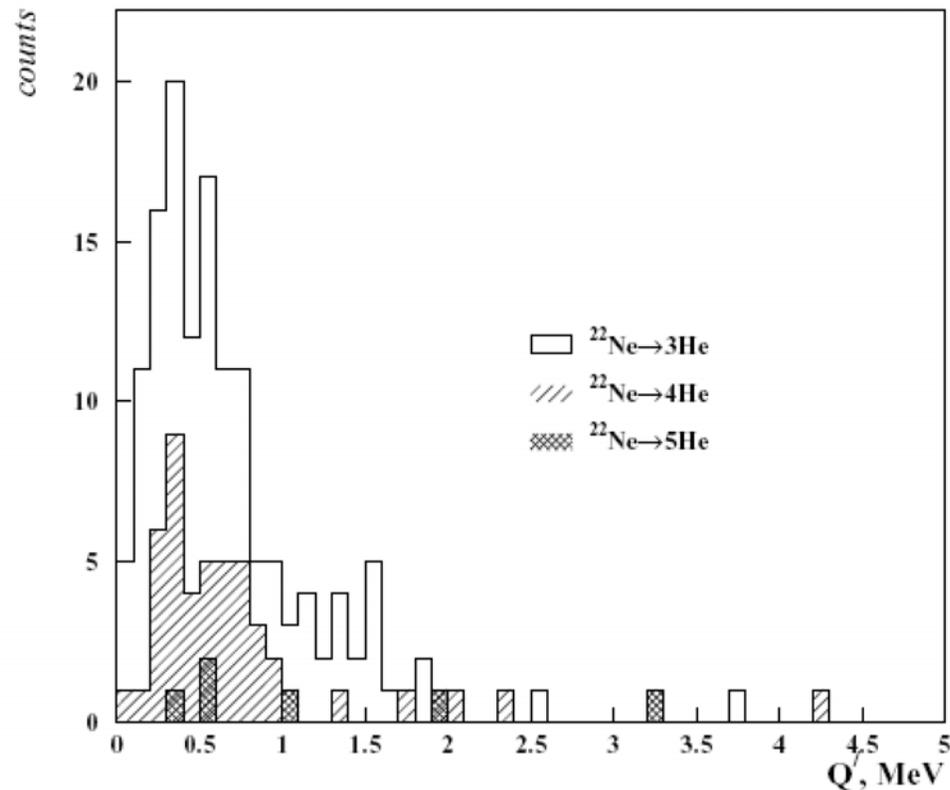
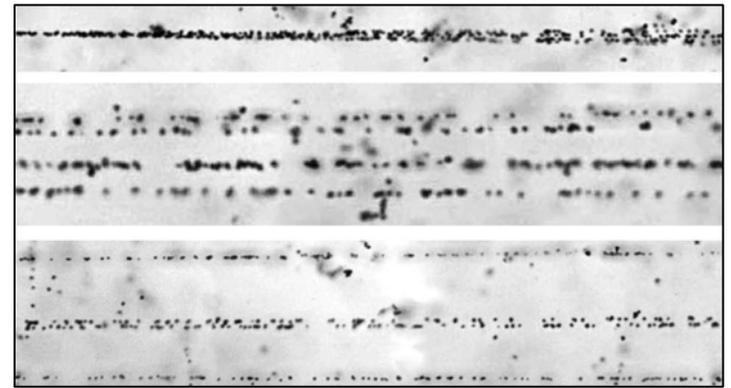
Изучение «белых» звезд  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  на высоком уровне статистики (641 «белая» звезда) продемонстрировало принципиальную возможность исследования эмульсионным методом процессов, имеющих сечения  $10^{-2} - 10^{-3}$  от неупругого сечения. Решающими факторами оказываются: ориентация на ускоренный поиск событий требуемого канала, толщина мишени и эффективность наблюдения.

Описаны особенности когерентной диссоциации более тяжелых ядер (§II.3). Прогресс в развитии синхрофазотрона как источника релятивистских ядер, достигнутый в 80-е годы, позволил выполнить облучения эмульсионных стопок в пучках ядер  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  и  $^{32}\text{S}$ . Основная особенность – доминирование «белых» звезд в статистике периферических взаимодействий, что позволяет выделить их в класс взаимодействий, имеющий перспективы детального исследования.



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

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



**Рис. 2.** Распределение  $\alpha$ -частичных пар по нормированной энергии возбуждения  $Q$  для каналов фрагментации  $^{22}\text{Ne} \rightarrow N\alpha$  [10]

Рассматривается проявление в релятивистской фрагментации кластерной структуры ядер  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  (§II.4). Ядро  ${}^6\text{Li}$  является единственным среди стабильных ядер, за исключением дейтрона, относящимся к экзотическим ядрам, которые характеризуются усиленными сечениями взаимодействия и узкими импульсными распределениями фрагментов из-за увеличенных размеров и слабой связи нуклонов. Особенностью изотопного состава фрагментов ядра  ${}^6\text{Li}$  стал большой выход дейтронов, практически равный выходу протонов. Установлено, что в когерентной диссоциации релятивистского ядра  ${}^6\text{Li}$  лидирует кластерная система  $\alpha + d$ .

Развитие проекта БЕККЕРЕЛЬ сделало актуальным вопрос о тритоне как кластерном элементе в структуре легких ядер, решенном при анализе «белых» звезд  ${}^7\text{Li} \rightarrow \text{He} + \text{H}$ . Новые данные стимулировали теоретический анализ вкладов в сечение ядерной дифракционной диссоциации и электромагнитных взаимодействий на смеси ядер состава эмульсии. Первый тип взаимодействия охватывает диапазон по переданному поперечному импульсу  $50 < P_T < 400 \text{ МэВ}/c$ , а второй, существенно более узкий с  $P_T < 50 \text{ МэВ}/c$ .

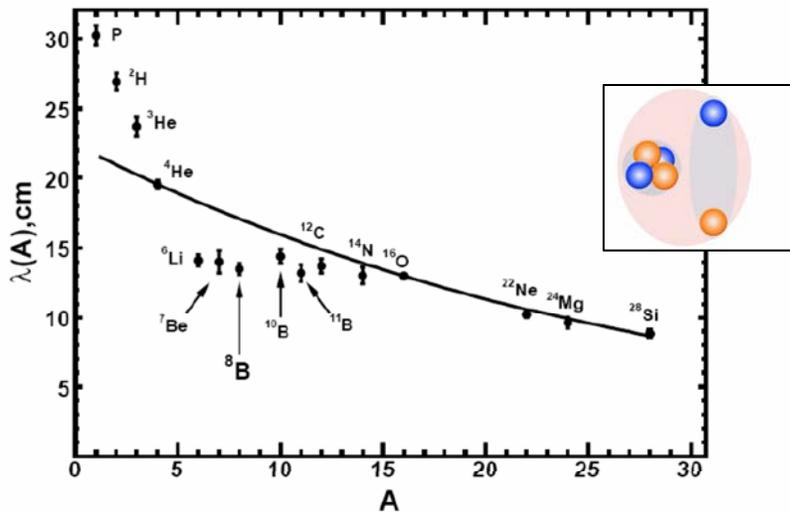


Рис. II.11 Данные по пробегам легких ядер в эмульсии, включая измерения настоящей работы ( ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^8\text{B}$ ,  ${}^{10,11}\text{B}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ )

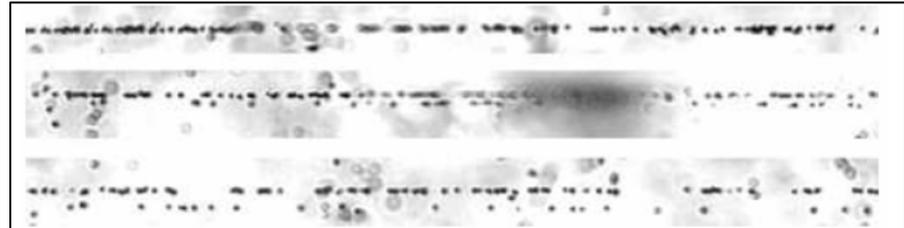
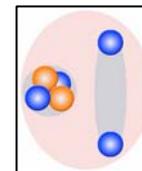


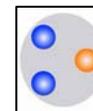
Рис II.12. Фрагментация релятивистского ядра  ${}^6\text{Li}$  на одно- и двухзарядный фрагмент в эмульсии; на верхней фотографии видна вершина взаимодействия и узкая струя их двух фрагментов; при смещении вдоль струи фрагментов (нижние фотографии) отчетливо разделяются один однозарядный и один двухзарядный фрагменты

## Глава III. Первые облучения ядерной эмульсии на нуклотроне

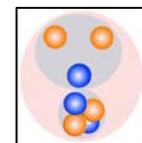
§III.1. Облучение ядерной эмульсии изотопами  ${}^6\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$



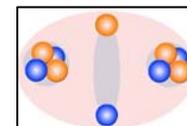
§III.2. Взаимодействия ядер  ${}^3\text{H}$  и зарядово-обменные реакции



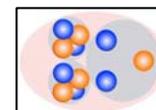
§III.3. Когерентная диссоциация ядра  ${}^7\text{Be}$



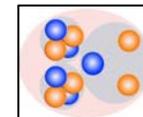
§III.4. Особенности диссоциации ядра  ${}^{10}\text{B}$



§III.5. Особенности диссоциации ядра  ${}^{11}\text{B}$



§III.6. Наблюдение перезарядки  ${}^{11}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{C}^*$



§III.7. Резюме

Рассматривается опыт облучения ядерной эмульсии в смешанном пучке релятивистских ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  (§III.1), сформированном при перезарядке и фрагментации первичных ядер  ${}^6\text{Li}$ . Получено указание на узкое распределение по  $P_T^\alpha$  для диссоциации  ${}^6\text{He}$ , в котором проявляется структурная особенность этого ядра – нейтронное гало. Вклад когерентного взаимодействия в сечение диссоциации составляет не менее 20%. Представлено попутное исследование взаимодействий ядер  ${}^3\text{H}$  и зарядово-обменного процесса  ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$ , ставшее возможным из-за доминирующего вклада в состав пучка ядер  ${}^3\text{H}$  (§III.2).

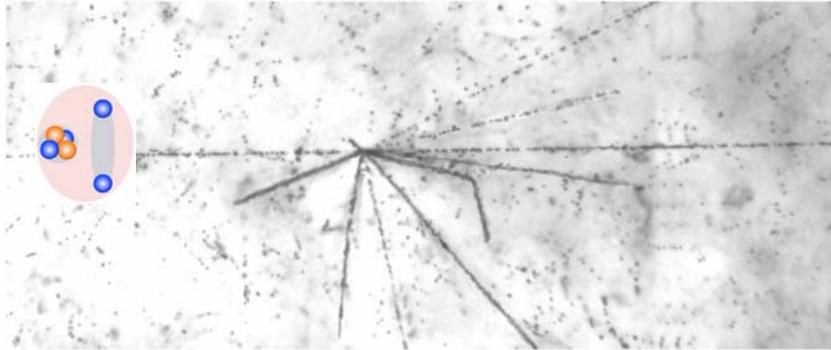


Рис. III.5. Событие фрагментации  ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}$ : входящая слева частица с зарядом  $Z_{pr} = 2$  создала вершину взаимодействия с 8 фрагментами и почти не отклоняющийся релятивистский след  $Z_{fr} = 2$

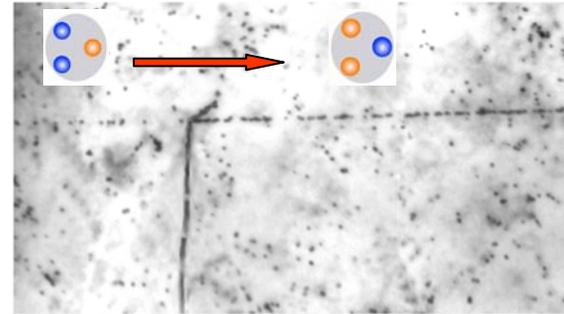


Рис. III.7. Событие релятивистской перезарядки  ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$  без образования мезона и с образованием пары осколков

Ядро	$\langle P_T^{4\text{He}} \rangle, \text{ МэВ/с}$
${}^4\text{He}$	$239 \pm 12$
${}^6\text{Li}$	$144 \pm 10$
${}^6\text{He}$	$90 \pm 15$
${}^{12}\text{C}$	$238 \pm 8$

$n_\pi - \langle n_h \rangle$	%	$\langle P_T^{3\text{He}} \rangle, \text{ МэВ/с}$
$0 - 0$	25	$150 \pm 0.03$
$1 - 0$	17	$180 \pm 0.04$

Следующим шагом стало исследование периферических взаимодействий релятивистских ядер  ${}^7\text{Be}$ , пучок которых был получен в реакции перезарядки  ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be}$  (§III.3) [6,15]. В табл. 2 приведены числа событий, зарегистрированных в различных каналах фрагментации ядер  ${}^7\text{Be}$ . Примерно в 50% случаев реакция происходит без испускания нейтронов  $\sum A_{fr} = 7$ . Отчетливо прослеживается тенденция снижения статистики с ростом массового порога образования кластеров. Диссоциация релятивистских ядер  ${}^7\text{Be}$  определяется кластерной конфигурацией  ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ .

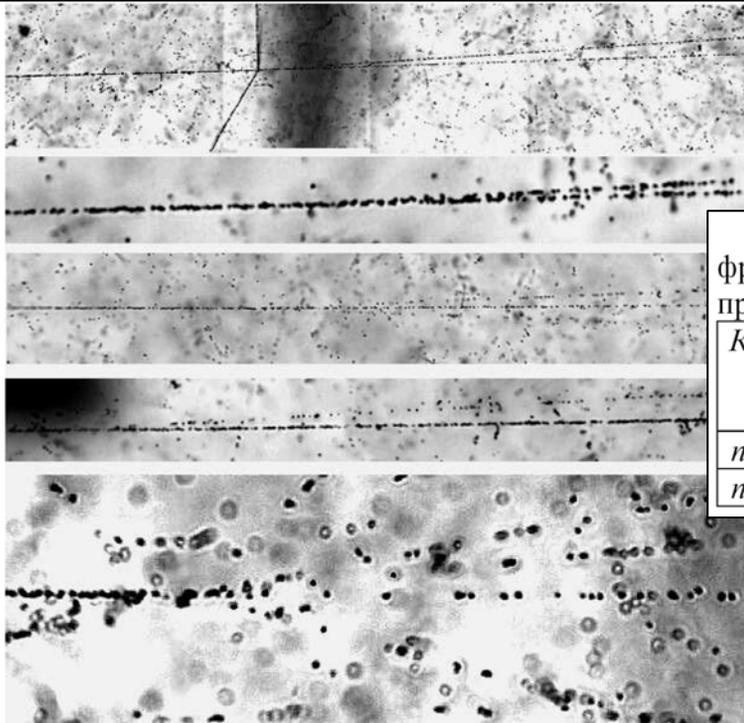
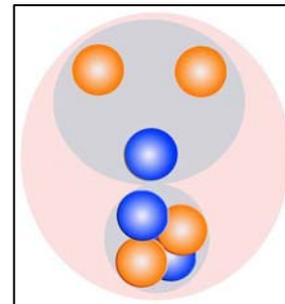


Рис. III.8 Примеры событий периферической диссоциации ядра  ${}^7\text{Be}$  в эмульсии; на верхней фотографии – расщепление на два фрагмента  $\text{He}$  с образованием двух осколков ядра мишени; ниже – «белые звезды» с расщеплением на  $2\text{He}$ ,  $\text{He} + 2\text{H}$ ,  $\text{Li} + \text{H}$  и  $4\text{H}$

Таблица 2. Распределение числа взаимодействий  ${}^7\text{Be}$  с суммой зарядов фрагментов  $\sum Z_{fr} = 4$  по идентифицированным каналам фрагментации; приведена статистика когерентных ( $n_h = 0$ ) и некогерентных событий ( $n_h > 0$ ).

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



Изучены особенности периферической фрагментации ядра  $^{10}\text{B}$  (§III.4), пороги отделения нуклонов и легчайших ядер для которого различаются слабо:  $^6\text{Li} + \alpha - 4.5 \text{ МэВ}$ ,  $^8\text{Be} + d - 6.0 \text{ МэВ}$ ,  $^9\text{Be} + p - 6.6 \text{ МэВ}$ .

В 65% периферических взаимодействий развал ядра  $^{10}\text{B}$  происходит на две частицы с зарядом  $Z_{fr} = 2$  и одну частицу с зарядом  $Z_{fr} = 1$  (рис. 3), из них в 40% случаев однозарядной частицей является дейтрон. В 10% событий содержатся одновременно фрагменты  $\text{Li}$  и  $\text{He}$  (рис. 4), что также можно рассматривать как корреляцию  $\alpha + d$ . Всего в 2% событий содержатся фрагменты с зарядами, равными  $Z_{fr} = 4$  и 1 (ядро  $^9\text{Be}$  и протон). Канал фрагментации  $\text{He} + 3\text{H}$  (развал одного из  $\alpha$ -кластеров), составляет 15%.

Соотношение событий в каналах  $2\text{He} + d$  и  $2\text{He} + p$  примерно равно, что аналогично фрагментации ядра  $^6\text{Li}$  и указывает на обильный выход дейтронов.

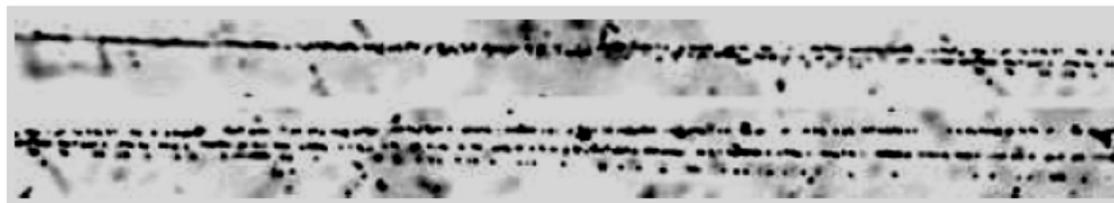
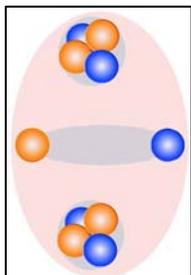


Рис. 3. Диссоциация ядра  $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$

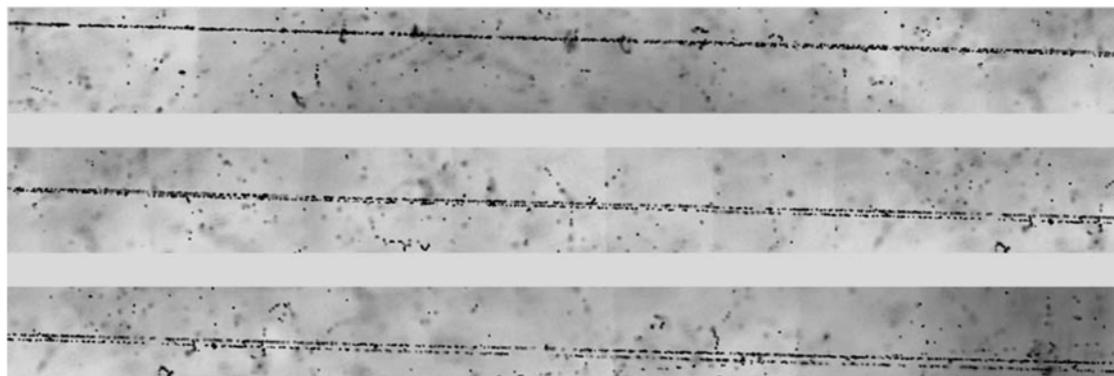
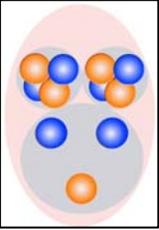


Рис. 4. Диссоциация ядра  $^{10}\text{B} \rightarrow \text{Li} + \text{He}$



Эксперимент по фрагментации ядра  $^{11}\text{B}$  также был нацелен на то, чтобы выявить относительную роль каналов с наиболее низкими порогами отделения фрагментов, а именно,  $^7\text{Li} + \alpha$  (8.663 МэВ),  $2\alpha + t$  (11.224 МэВ) и  $^{10}\text{Be} + p$  (11.228 МэВ) (§III.5). Установлено лидирование канала  $2\text{He} + \text{H}$  ( $\approx 50\%$ ), как и в случае ядра  $^{10}\text{B}$ . Канал  $\text{Be} + \text{H} \approx 12\%$ . Большая доля тритонов в «белых» звездах говорит в пользу его существования в качестве кластера в  $^{11}\text{B}$ .

Наблюдались события неупругой перезарядки ядра  $^{11}\text{B}$  в возбужденные состояния ядра  $^{11}\text{C}^* \rightarrow ^7\text{Be} + ^4\text{He}$  (т. е.,  $\sum Z_{fr} = 6$  при  $Z_{pr} = 5$ ). Среди «белых звезд» перезарядки ядра  $^{11}\text{B}$  диссоциацией по другим каналам не наблюдалось. Даже наограниченной статистике можно отметить очевидное отличие развала ядра  $^{11}\text{C}$  от развала ядер  $^{10}\text{B}$  и  $^{11}\text{B}$ : для ядер  $^{10}\text{B}$  и  $^{11}\text{B}$  отмечается лидирующее значение трехтельного канала распада, в то время как для ядра  $^{11}\text{C}^*$  доминируют двухтельные развалы, а трехтельные на нашей статистике не наблюдались. В основе этого различия может лежать несколько более высокое значение кулоновского барьера для ядра  $^{11}\text{C}$ . Эти обстоятельства указывают на чувствительность релятивистского механизма диссоциации к структурным особенностям ядер.

$$\langle P_T(^{11}\text{C}^*) \rangle = (250 \pm 32) \text{ МэВ/с}$$

**Рис. III.18.** Микрофотография фрагментации с перезарядкой  $^{11}\text{B} \rightarrow ^4\text{He} + ^7\text{Be}$ . На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и образование двух релятивистских фрагментов в узком угловом конусе; при смещении по направлению вылета фрагментов (нижняя фотография) можно различить фрагмент  $\text{He}$  (верхний след) и фрагмент  $\text{Be}$

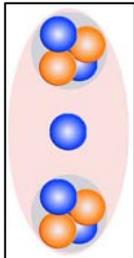
## Глава IV. Исследование $2\alpha$ -частичной фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$

Ядро  ${}^9\text{Be}$  демонстрирует свойства слабосвязанной системы  $2\alpha + n$ , что делает его источником генерации  $\alpha$ -частичных пар без комбинаторных усложнений.

$$\left| {}^9\text{Be}(3/2^-) \right\rangle = \varpi_{0^+} \left| [{}^8\text{Be}(0^+) \otimes n_{p(3/2)}]_{3/2^-} \right\rangle + \varpi_{2^+} \left| [{}^8\text{Be}(2^+) \otimes n_{p(3/2)}]_{3/2^-} \right\rangle$$

где  $\varpi_{0^+} = 0.535$  и  $\varpi_{2^+} = 0.465$  – весовые коэффициенты двухтельной модели, использованной для вычисления магнитного момента ядра  ${}^9\text{Be}$ .

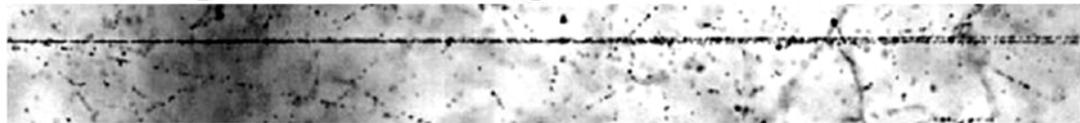
В результате ускоренного сканирования найдено 362 события фрагментации ядра  ${}^9\text{Be}$  при с образованием двух  $\alpha$ -частиц в конусе с углом раствора до  $0.1$  рад (примеры на рис. 5).



«белая» звезда



звезда с протоном отдачи (g-частицей)



звезда с тяжелым осколком (b-частицей)

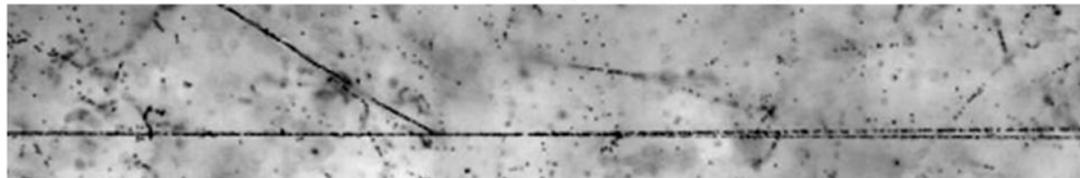
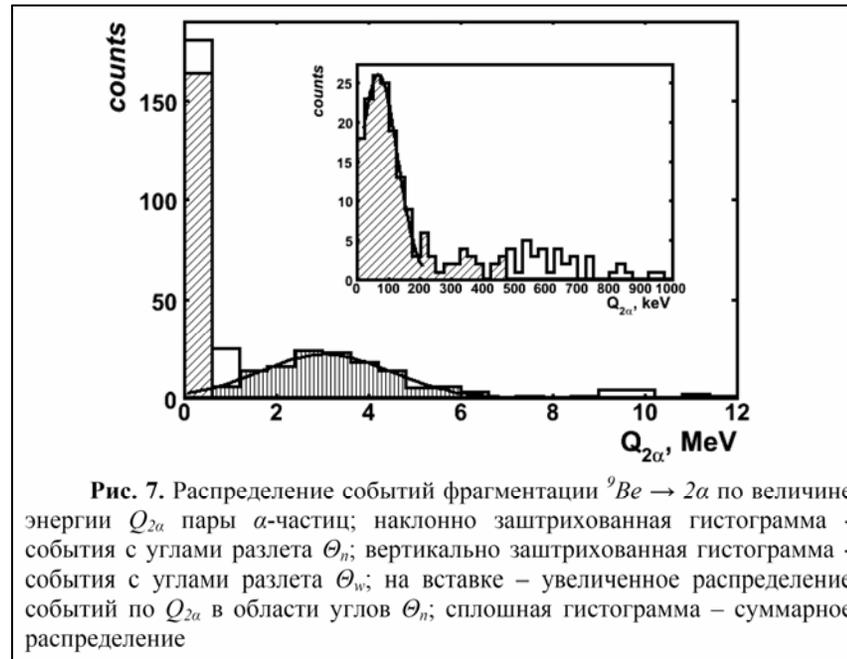
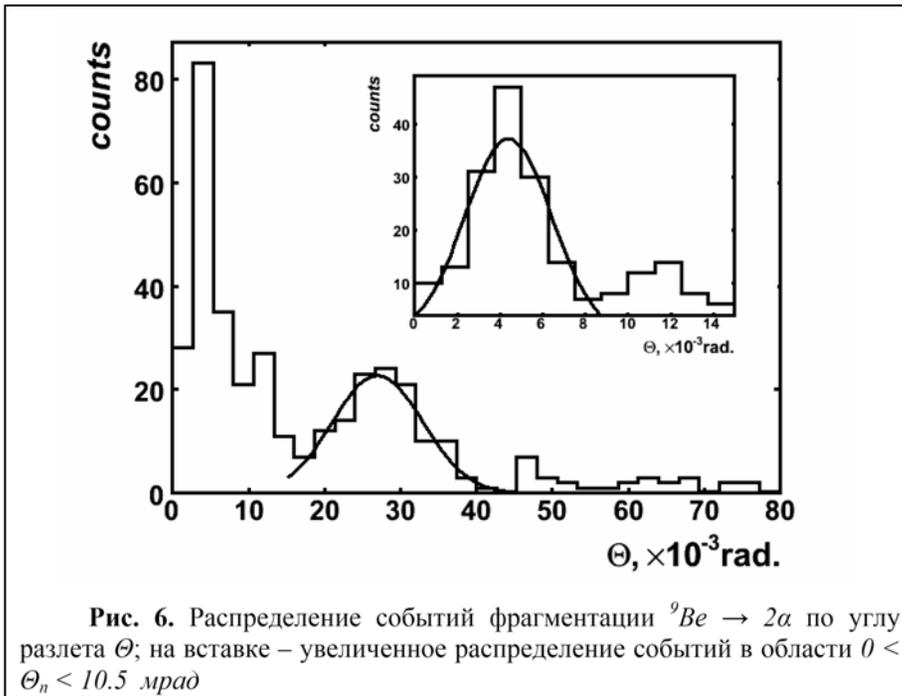
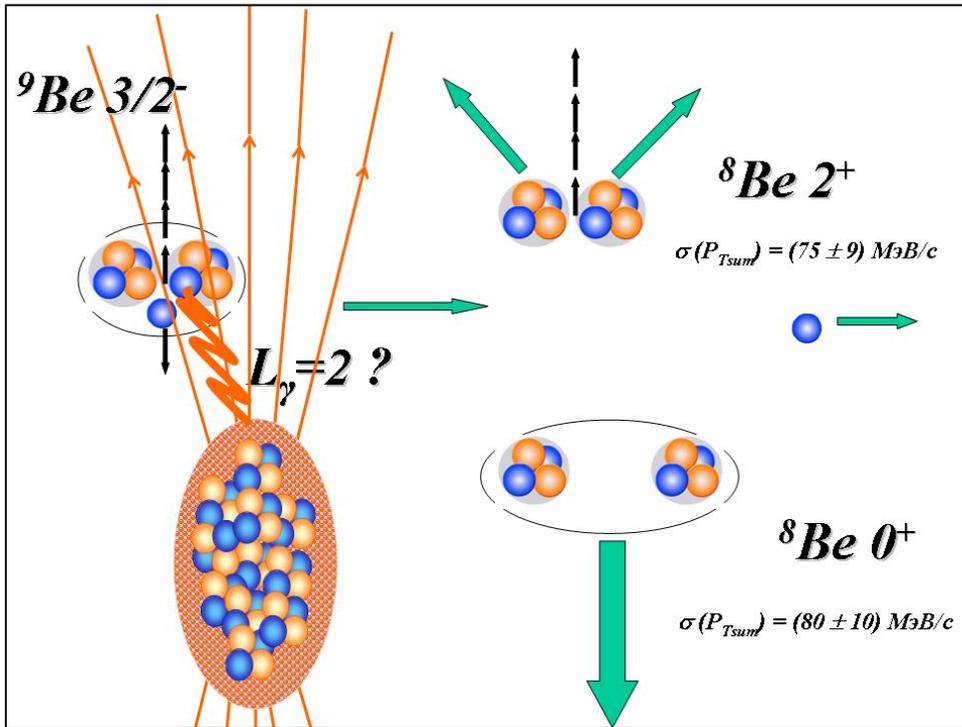


Рис. 5. Микрофотография событий фрагментации ядра  ${}^9\text{Be}$  с образованием двух  $\alpha$ -частиц в переднем конусе фрагментации



Около 81 % событий по величине угла разлета  $\Theta$  образуют две примерно равные группы – это «узкие»  $\alpha$ -пары в интервале  $\theta < \Theta_{n(\text{arrow})} < 10.5$  мрад и «широкие» -  $15.0 < \Theta_{w(\text{ide})} < 45.0$  мрад. Образование «узких» пар  $\Theta_n$  сопоставляется распадам ядер  ${}^8\text{Be}$  из основного состояния  $0^+$ , а пар  $\Theta_w$  – из первого возбужденного состояния  $2^+$ . Доли событий  $\Theta_n$  и  $\Theta_w$  составляют  $0.56 \pm 0.04$  и  $0.44 \pm 0.04$ .



$\Theta$ , мрад	Доля (событий)
$\Theta_n$ (0 - 10.5)	$0.56 \pm 0.04$ (164)
$\Theta_w$ (15.0 - 45.0)	$0.44 \pm 0.04$ (130)

Доли событий  $\Theta_n$  и  $\Theta_w$  соответствуют весам состояний  $0^+$  and  $2^+$  основы  ${}^8\text{Be}$ , принятым в 2-тельной модели,  $\omega_{0^+} = 0.535$  и  $\omega_{2^+} = 0.465$  [1,2].

1. Y. L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain, «Hyperfine anomaly in Be isotopes and neutron spatial distribution: A three-cluster model for  ${}^9\text{Be}$ », Phys. Rev. C 72, 054304 (2005).

2. 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)

Представленные данные можно рассматривать как доказательство того, что в структуре ядра  ${}^9\text{Be}$  с высокой вероятностью имеется кор в виде двух состояний ядра  ${}^8\text{Be}$  и внешнего нейтрона. Полученные результаты согласуются с теоретическими работами по описанию структуры ядра  ${}^9\text{Be}$ , предполагающими присутствие в его основном состоянии состояния  $0^+$  и  $2^+$  ядра  ${}^8\text{Be}$  приблизительно с одинаковыми весами.

# Глава V. Множественная фрагментация ядер $^{14}\text{N}$

Представлен анализ периферических взаимодействий ядер  $^{14}\text{N}$  (§V.1). Основной вклад (77%) вносят каналы  $C + H$ ,  $3\text{He} + H$  и  $2\text{He} + 3\text{H}$ . Доля событий  $C + H$  достаточно значительна – 25%. Доля событий  $B + \text{He}$  оказалась малой – всего 8%. Лидирующую роль в статистике, как для «белых» звезд, так и для событий с образованием фрагментов мишени, занимает множественный канал  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + H$  (35%).

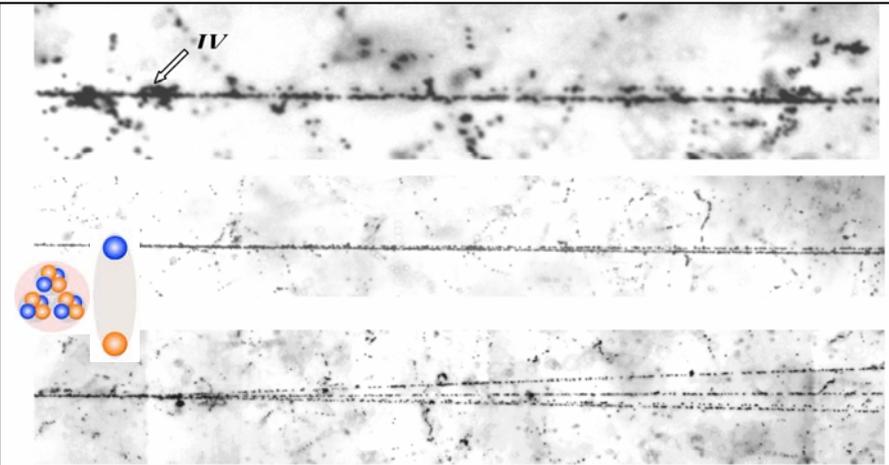


Рис. V.2. Фрагментация релятивистского ядра  $^{14}\text{N}$  по каналам  $C + H$  (верхнее фото),  $B + \text{He}$  (среднее фото) и  $3\text{He} + H$

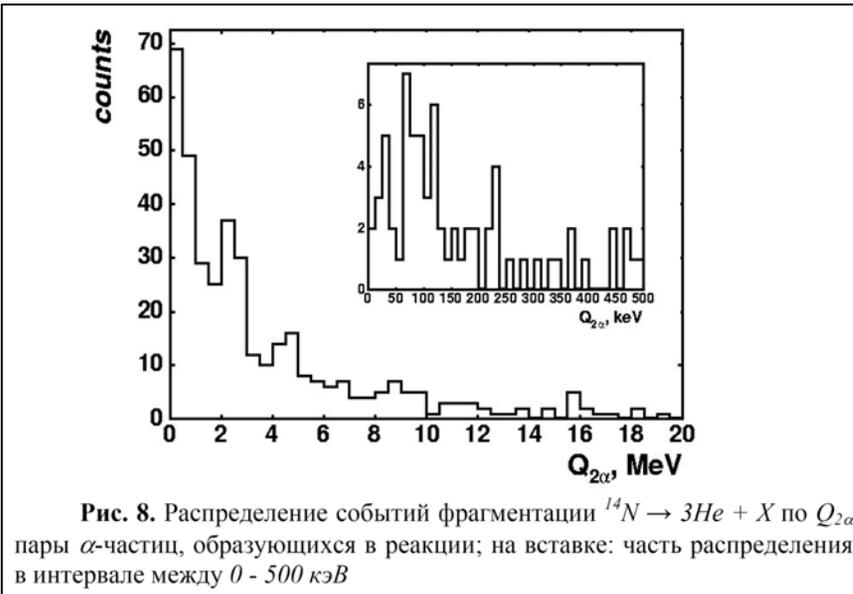


Рис. 8. Распределение событий фрагментации  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + X$  по  $Q_{2\alpha}$  пары  $\alpha$ -частиц, образующихся в реакции; на вставке: часть распределения в интервале между 0 - 500 кэВ

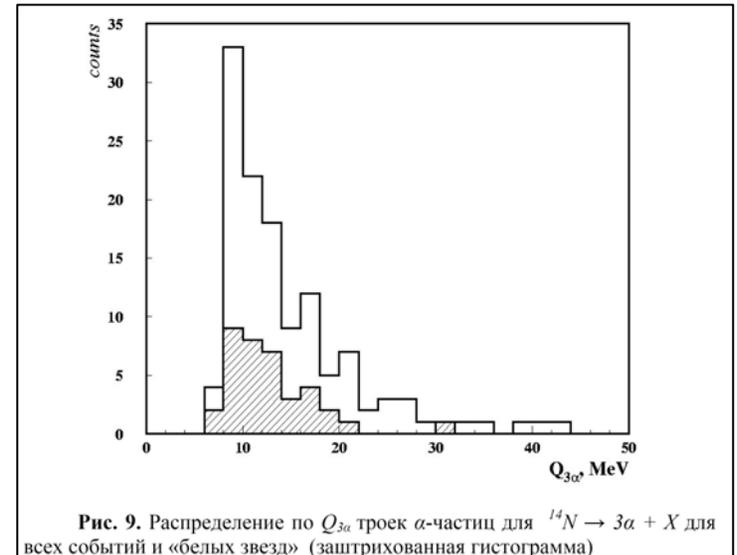


Рис. 9. Распределение по  $Q_{3\alpha}$  троек  $\alpha$ -частиц для  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$  для всех событий и «белых звезд» (заштрихованная гистограмма)

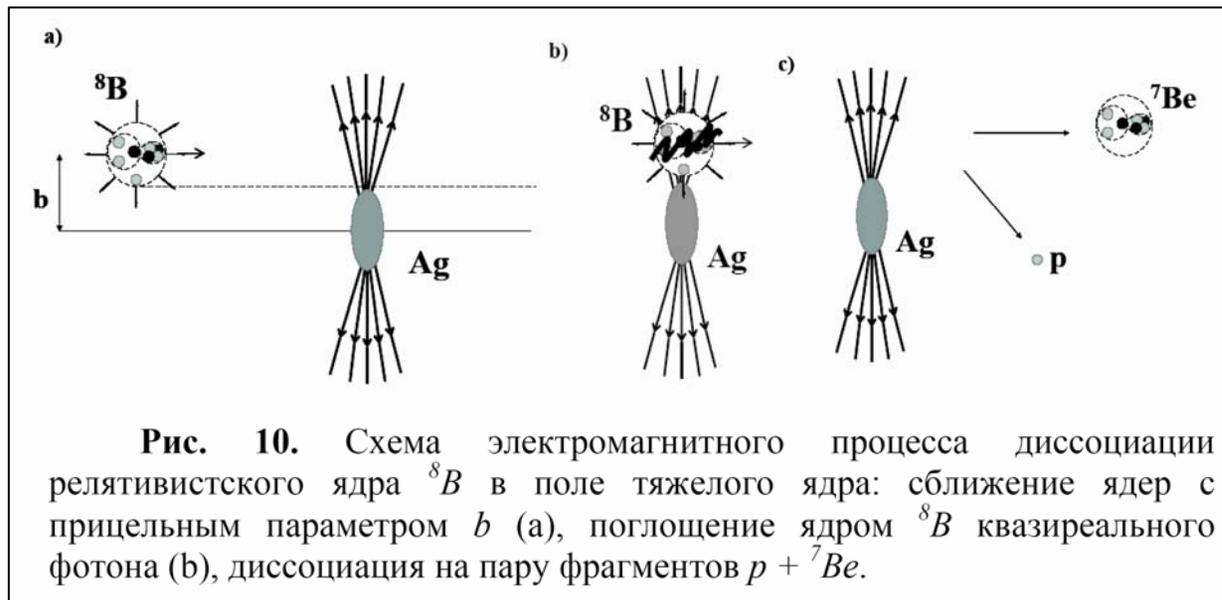
В распределении по  $Q_{2\alpha}$  пары  $\alpha$ -частиц проявляется вклад распада ядра  $^8\text{Be}$  из основного состояния  $0^+$  (рис. 8). Доля распада  $^8\text{Be}$  в основном состоянии  $0^+$ , составляет - 25 - 30%. Основная часть событий сконцентрирована в области  $Q_{3\alpha}$  от порога до 14 МэВ, перекрывающей  $\alpha$ -кластерные уровни ядра  $^{12}\text{C}$  (рис. 9).

Идентификация фрагментов  $Z_{fr} = 1$  и  $2$  для каналов  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$  и  $\text{C} + \text{H}$  привела к соотношению изотопов  $^1\text{H}$  и  $^2\text{H} \approx 17:7$ , указывая на заметное снижение выхода дейтронов по сравнению со случаями ядер  $^6\text{Li}$  и  $^{10}\text{B}$ .

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

## Глава VI. Диссоциация релятивистских ядер ${}^8B$

Представлен эксперимент, ориентированный на поиск электромагнитной диссоциации релятивистского ядра  ${}^8B$ , являющегося наиболее чувствительным к электромагнитному взаимодействию с ядром мишени (рис. 10). Полученные данные позволяют оценить перспективы исследования состояний ядра  ${}^8B$  как систем кластеров  ${}^1,2H$ ,  ${}^3,4He$  и  ${}^6Li$  методом релятивистской диссоциации. Представлены особенности электромагнитных взаимодействий релятивистских ядер и их экспериментальное исследование (§VI.1).



Обсуждаются вклады кулоновской, ядерной диссоциации и реакций срыва (стриппинга) в сечение реакции  ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$  и предсказания зависимости сечения от энергии ядра  ${}^8B$  вплоть до  $\approx 2A$  ГэВ. Теоретические данные использованы для оценки сечений процесса электромагнитной и дифракционной диссоциации на ядрах эмульсии. Эти механизмы на ядрах  $AgBr$  становятся конкурирующими.

Существенным условием для выделения взаимодействий электромагнитной природы становится меньший суммарный поперечный импульс фрагментов по сравнению со значениями типичными для дифракционной диссоциации. Обсуждается первичный анализ облучения в пучке  ${}^8B$  и зарядовый состав релятивистских фрагментов (§VI.2). В исследованиях с использованием эмульсии, облученной во вторичных пучках, необходимо обеспечить простоту идентификации изучаемых ядер. Поэтому для формирования пучка ядер  ${}^8B$  на нуклотроне ОИЯИ был использован процесс фрагментации первичного пучка релятивистских ядер  ${}^{10}B$  с энергией  $1.2A$  ГэВ.

Для взаимодействий  $N_{pf}$  с  $\sum Z_{fr} > 2$  выполнены измерения зарядов пучковых ядер  $Z_{pr}$  и вторичных фрагментов  $Z_{fr}$  (рис. 11). Были отобраны 434 звезды периферической фрагментации  $N_{pf}$ , в которых суммарный заряд релятивистских фрагментов в конусе фрагментации до  $8^\circ$  удовлетворяет условию  $\sum Z_{fr} > 2$ . Распределения по зарядовой топологии для событий, сопровождаемых фрагментами ядра-мишени или (и) рожденными мезонами  $N_{pf}$  и для «белых звезд»  $N_{ws}$  (примеры на рис. 12 и 13) проявляют качественное отличие (табл. 4).

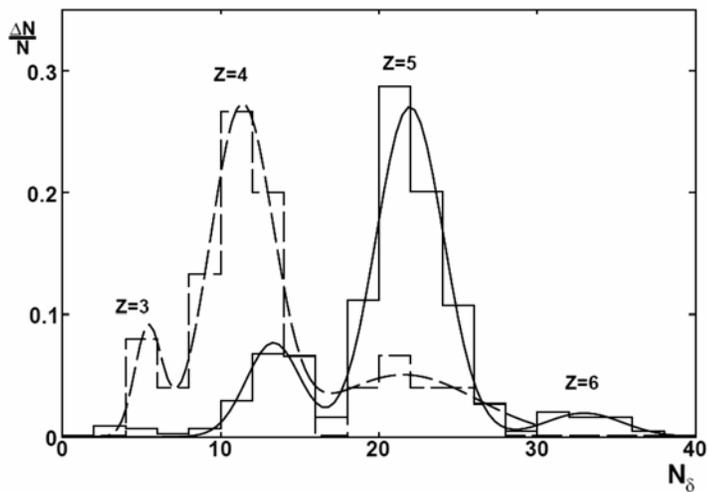


Рис. 11. Распределения по числу  $\delta$ -электронов на 1 мм длины следов пучковых частиц, вызвавших изучаемые взаимодействия (сплошная гистограмма), и релятивистских фрагментов с зарядами  $Z_{fr} > 2$

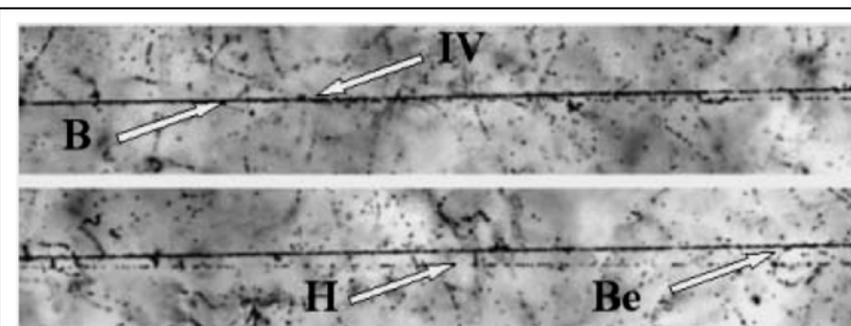


Рис. 12. Диссоциация ядра  ${}^8B \rightarrow {}^7Be + p$ . На верхней фотографии указана вершина взаимодействия IV. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить фрагменты  $Be$  и  $H$ .

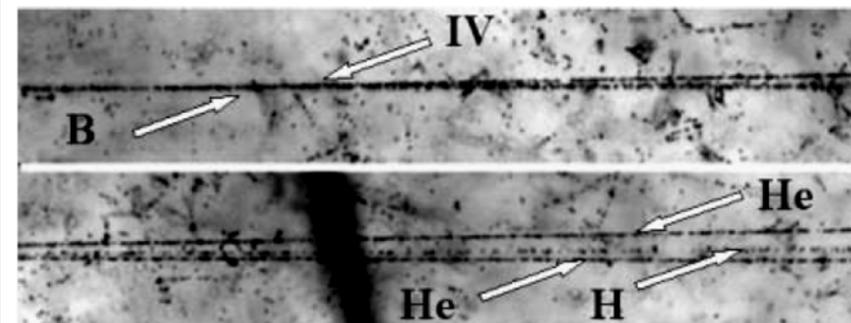
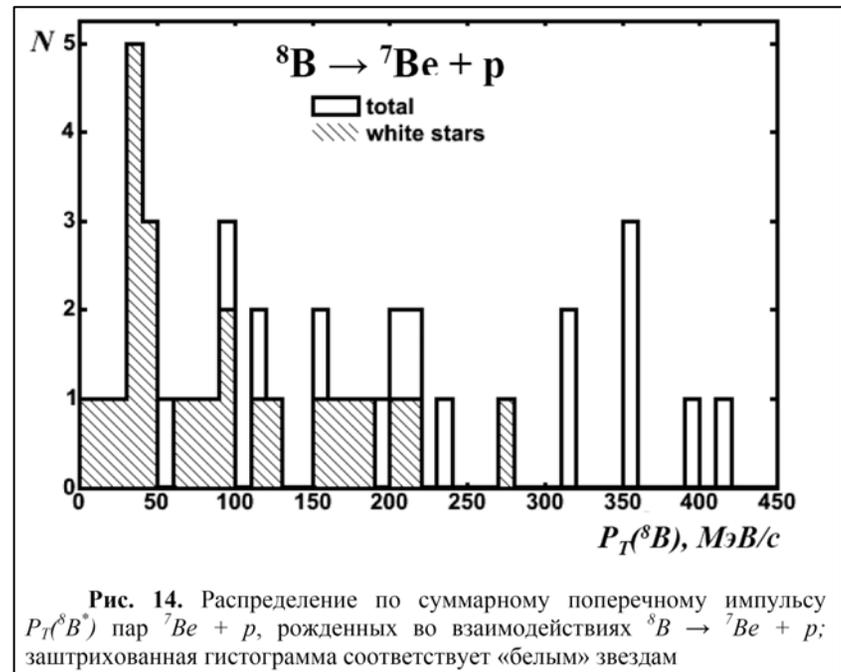


Рис. 13. Диссоциация ядра  ${}^8B \rightarrow 2He + H$ . На верхней фотографии видна вершина взаимодействия IV и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить два фрагмента  $He$  и один  $H$ .

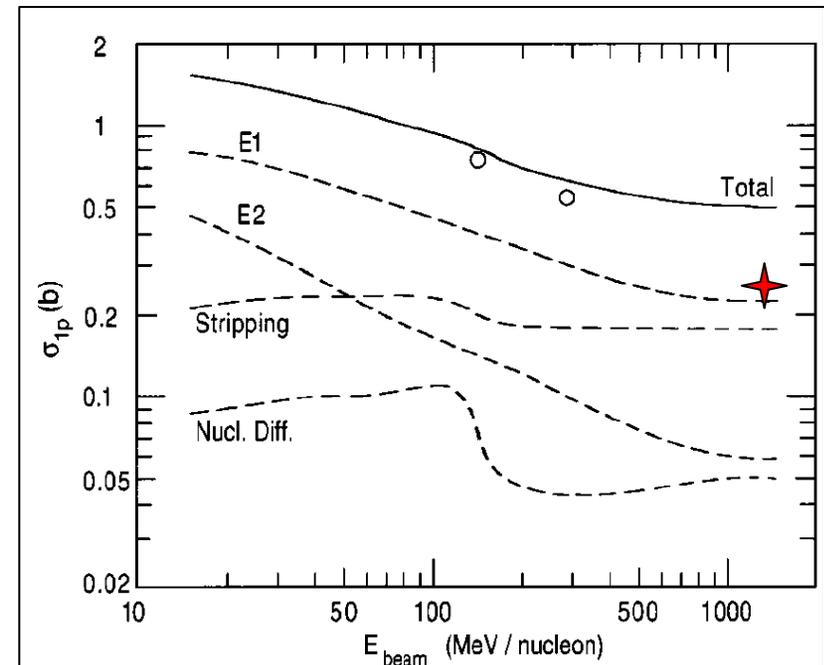
Таблица 4. Распределение событий диссоциации ядер  ${}^8B$  по зарядовым модам  $\sum Z_{fr} = 5$  при различном сопровождении фрагментами мишени

$n_g$	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	—

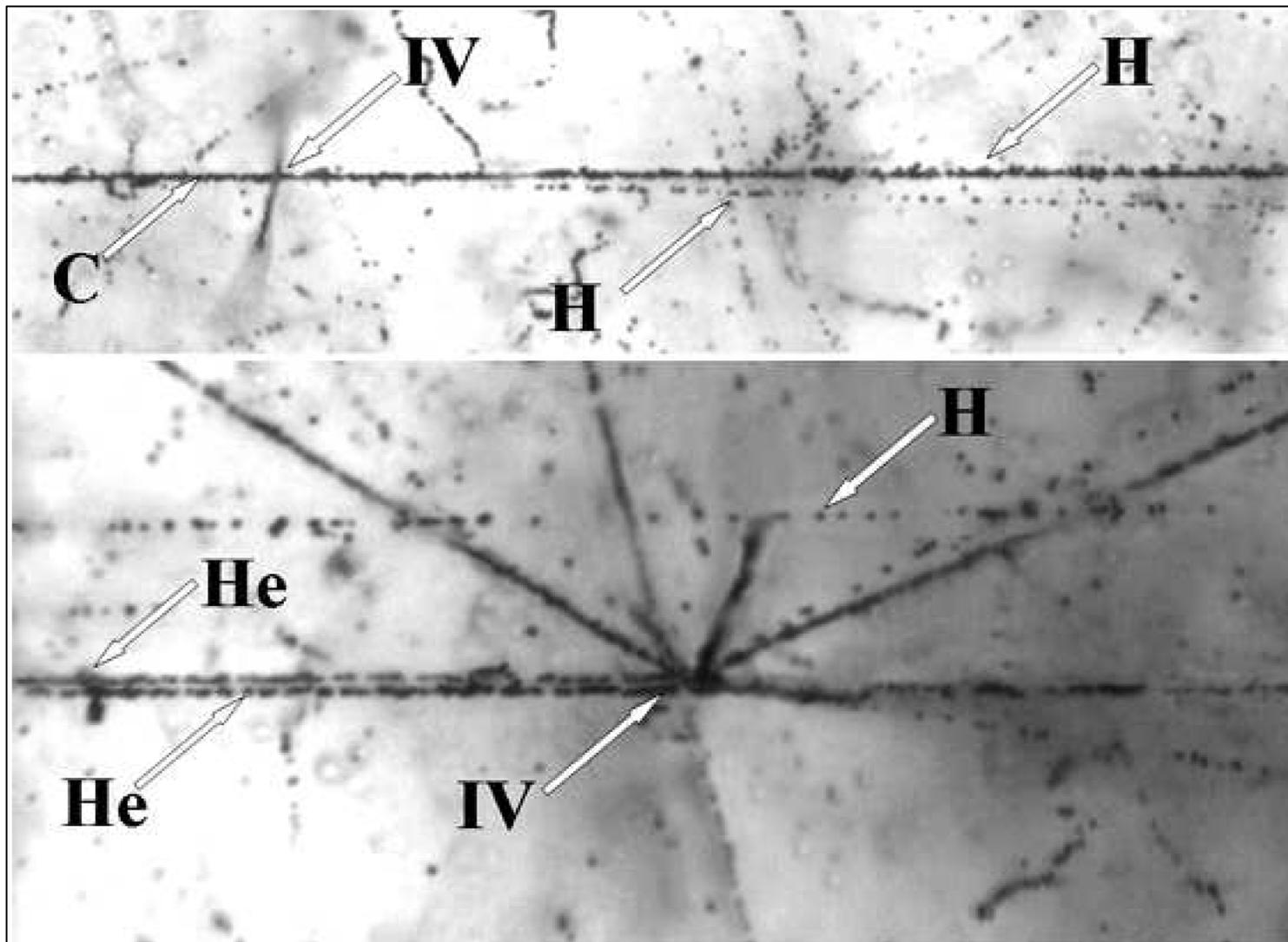
Выполнен анализ распределений фрагментов на основе угловых измерений (§VI.4). Переход в с. ц. м.  ${}^7\text{Be} + p$  ведет к среднему значению  $\langle P_T^* \rangle = 62 \pm 11 \text{ МэВ/с}$  ( $RMS = 54 \text{ МэВ/с}$ ). Его рекордно малая величина указывает на слабую связь протона и кора. Распределение векторной суммы поперечных импульсов фрагментов  $P_T({}^8\text{B}^*)$  системы  ${}^7\text{Be} + p$  отражает механизмы ее генерации (рис. 14). Распределение, соответствующее «белым» звездам, имеет среднее значение  $\langle P_T({}^8\text{B}^*) \rangle = 95 \pm 15 \text{ МэВ/с}$  при  $RMS = 73 \text{ МэВ/с}$ , а для событий с фрагментами ядрамишени и рожденными мезонами  $\langle P_T({}^8\text{B}^*) \rangle = 251 \pm 29 \text{ МэВ/с}$  при  $RMS = 112 \text{ МэВ/с}$ . Из сравнения этих распределений можно сделать вывод, что условие  $P_T({}^8\text{B}^*) < 150 \text{ МэВ/с}$  позволяет достаточно эффективно выделить область, характерную для образования «белых звезд»  ${}^7\text{Be} + p$ .



Отобрана группа событий  ${}^7\text{Be} + p$ , отвечающих критериям электромагнитного образования (§VI.5). Из-за весьма сильной зависимости сечения от заряда ядра мишени вида  $Z^2$ , можно предположить пропорциональный вклад ядер  $\text{AgBr}$  из состава эмульсии и пренебречь вкладом легких ядер. Тогда полученные величины сечений составляют  $\sigma_{\text{Ag}} = 81 \pm 21 \text{ мбн}$  и  $\sigma_{\text{Br}} = 44 \pm 12 \text{ мбн}$ . Для электромагнитной диссоциации на ядре  $\text{Pb}$  экстраполяция  $\sigma_{\text{Ag}}$  ведет к значению  $\sigma_{\text{Pb}} = 230 \pm 60 \text{ мбн}$ , которое близко к теоретическому значению  $\approx 210 \text{ мбн}$ , что указывает на правильность отбора событий

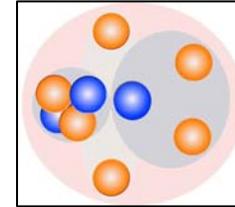


В этом облучении впервые наблюдались события диссоциации ядер  $^{10}\text{C}$  (§VI.6). Ядра  $^{10}\text{C}$  могли рождаться путем перезарядки  $^{10}\text{B} \rightarrow ^{10}\text{C}$  в мишени, предназначенной для генерации  $^8\text{B}$ , и захватываться во вторичный пучок из-за малой разницы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

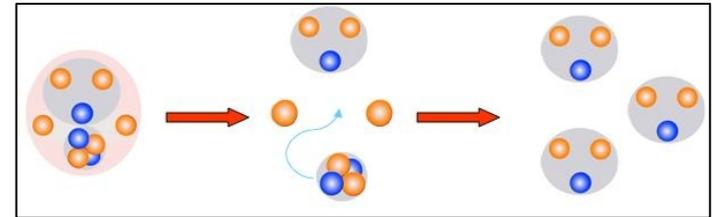


## Глава VII. Развитие исследований нейтронодефицитных ядер

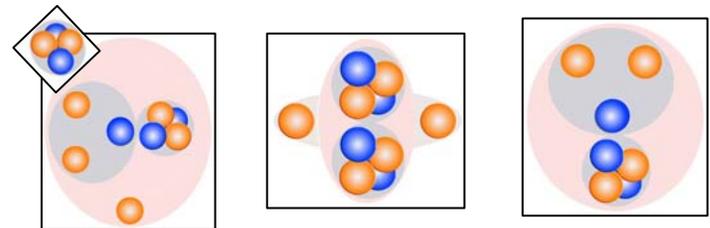
### §VII.1. Первые результаты по диссоциации ядер ${}^9\text{C}$



### §VII.2. Наблюдение событий ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$



### §VII.3. Облучение в смешанном пучке ядер ${}^{12}\text{N} - {}^{10}\text{C} - {}^7\text{Be}$



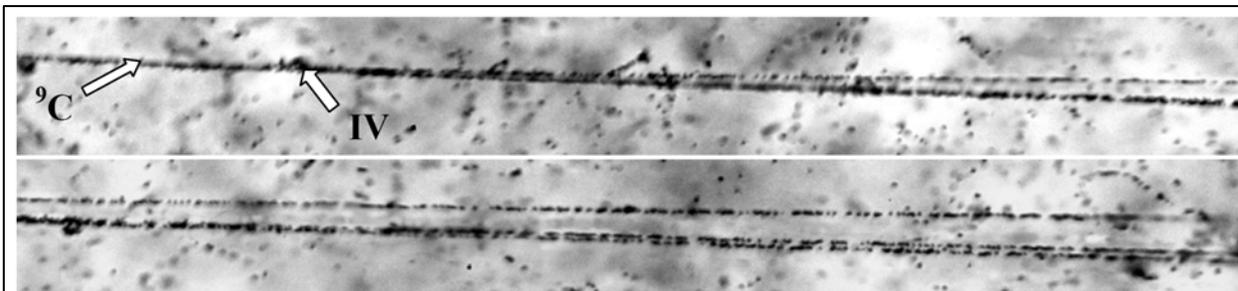
### §VII.4. Резюме

Представлены первые результаты по когерентной диссоциации релятивистских ядер  ${}^9\text{C}$  (§VII.1). Был сформирован вторичный пучок, оптимизированный для селекции ядер  ${}^9\text{C}$ . На общей длине следов 253.7 м было найдено 1746 взаимодействий (в основном ядер  $\text{C}$ ). Отношение интенсивностей ядер  $Z_{pr} > 2$  и  $Z_{pr} = 2$  составило примерно 1 : 10. Распределение «белых» звезд суммой зарядов релятивистских фрагментов  $\sum Z_{fr} = 6$  представлено в табл. 5.

**Таблица 5.** Распределение числа «белых» звезд  $N_{ws}$  по конфигурациям фрагментов с суммарным зарядом  $Z_{fr} = 6$  в облучении ядрами  ${}^9\text{C}$

$\sum Z_{fr}$	$B+H$	$Be+2H$	$3He$	$C+He$	$Li+He+H$	$Li+3H$	$2He+2H$	$He+4H$	$6H$
$N_{ws}$	15	16	16	4	2	2	24	28	6

Благодаря отсутствию стабильных изотопов  ${}^9\text{B}$  и  ${}^8\text{Be}$  события с фрагментами с  $Z_{fr} = 5$  и 4 интерпретируются как  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$  и  ${}^7\text{Be} + 2p$ . Средние значения суммы поперечных импульсов составляют  $\langle P_T({}^8\text{B} + p) \rangle = 246 \pm 44 \text{ МэВ/с}$  и  $\langle P_T({}^7\text{Be} + 2p) \rangle = 219 \pm 38 \text{ МэВ/с}$  находятся в области, которая характерна для ядерной дифракционной диссоциации. Данные по топологии указывают на правильность формирования пучка. Обсуждаются наблюдение и идентификация событий  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^3\text{He}$  (§VII.2, рис. 16). Распределение по полному переданному импульсу имеет среднее значение  $\langle P_T({}^3\text{He}) \rangle = 335 \pm 79 \text{ МэВ/с}$ .



**Рис. 16.** Микрофотография «белой звезды»  ${}^9\text{C} \rightarrow {}^3\text{He}$  при энергии 1.2А ГэВ. На верхней фотографии видна вершина диссоциации и струя фрагментов в узком конусе; при продвижении вдоль струи различаются три релятивистских фрагмента He (нижняя фотография)

Представлены первые результаты облучения в смешанном пучке релятивистских ядер  $^{12}\text{N} - ^{10}\text{C} - ^7\text{Be}$  (§VII.3) [6]. Вторичный пучок с магнитной жесткостью оптимальной для селекции ядер  $^{12}\text{N}$  был проведен по каналу транспортировки пучка, включавшему четыре отклоняющих магнита на базе 70 м, до места облучения эмульсионной стопки. В табл. 6 приведено распределение по каналам диссоциации «белых» звезд  $N_{ws}$ , для которых выполняется условие  $Z_{pr} = \sum Z_{fr}$  и  $\sum Z_{fr} > 5$ .

**Таблица 6.** Распределение по каналам диссоциации «белых» звезд  $N_{ws}$  в облучении ядрами  $^{12}\text{N} - ^{10}\text{C} - ^7\text{Be}$

Канал	$\text{C} +$ $\text{H}$	$^8\text{B} +$ $\text{He}$	$^8\text{B} +$ $2\text{H}$	$^7\text{Be} +$ $3\text{H}$	$2\text{He} +$ $2\text{H}$	$\text{He} +$ $4\text{H}$	$^8\text{B} +$ $\text{H}$	$^7\text{Be} +$ $\text{He}$	$^7\text{Be} +$ $2\text{H}$
$N_{ws}$	1	1	2	6	49	9	1	4	2

Благодаря дефициту нейтронов, в ряде случаев можно указать изотопный состав. Наиболее вероятный канал представлен событиями  $2\text{He} + 2\text{H}$ , что и следовало ожидать для изотопа  $^{10}\text{C}$ . Канал  $\text{He} + 4\text{H}$  оказался подавленным. Действительно, для периферической диссоциации  $^{10}\text{C}$  требуется преодоление высокого порога развала  $\alpha$ -кластера. События, отвечающие диссоциации  $^{12}\text{N}$ , сопровождаются фрагментом  $Z_{fr} > 2$ , что резко отличается от случая ядра  $^{14}\text{N}$ . Таким образом, ядро  $^7\text{Be}$  проявляет себя в качестве кора ядра  $^{12}\text{N}$ . Сделан вывод, что облучение эмульсии выполнено корректно, и оно содержит перспективы наращивания статистики «белых» звезд  $^{12}\text{N}$  и  $^{10}\text{C}$ .

**В Заключении сформулированы главные достижения и основные выводы представленного цикла исследований:**

**1. Предложена программа изучения нуклонной кластеризации на основе  $\alpha$ -частиц, дейтронов, тритонов и ядер  ${}^3\text{He}$  при диссоциации легких релятивистских ядер в ядерной эмульсии. Ядерная эмульсия была облучена на нуклотроне ОИЯИ целым семейством кластерных ядер, включая радиоактивные изотопы, и получен обзорный материал об образовании кластерных ансамблей.**

**2. Впервые исследована периферическая фрагментация релятивистских изотопов  ${}^{10,11}\text{B}$ , для которой обнаружено лидирование канала  $2\text{He} + \text{H}$ . Для когерентной диссоциации ядра  ${}^{10}\text{B}$  по этому каналу установлена кластеризация на основе дейтронов, а для ядер  ${}^{11}\text{B}$  - тритонов. Установлено, что диссоциация ядра  ${}^7\text{Be}$  определяется кластеризацией на основе ядра  ${}^3\text{He}$ .**

**3. Впервые установлено, что диссоциация ядра  ${}^9\text{Be}$  по  $2\alpha$ -частичному каналу, в основном, протекает через основное и первое возбужденное состояния ядра  ${}^8\text{Be}$  с близкими вкладами, что соответствует теоретическому описанию основного состояния ядра  ${}^9\text{Be}$ .**

**4. Установлено лидирование диссоциации  $3\text{He} + \text{H}$  для релятивистского ядра  ${}^{14}\text{N}$  и ее соответствие области  $3\alpha$ -кластерных возбуждений ядра  ${}^{12}\text{C}$  при вкладе основного состояния ядра  ${}^8\text{Be}$  не менее 20%.**

**5. Установлены экспериментальные критерии электромагнитной диссоциации радиоактивного ядра  ${}^8\text{B}$  по лидирующему каналу  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$  и получена оценка сечения электромагнитной диссоциации, экстраполяция которого на ядро свинца указывает на согласие с теоретическими расчетами.**

**6. Впервые изучена когерентная диссоциация радиоактивных ядер  ${}^9\text{C}$ , в которой идентифицированы канал  $3{}^3\text{He}$ , связанный с глубокой перестройкой основного состояния ядра  ${}^9\text{C}$ .**

## **На защиту выносятся следующие результаты:**

**Обнаружение доминирующего вклада распадов ядра  ${}^8\text{Be}$  в диссоциации ядра  ${}^9\text{Be}$ .**

**Выводы о структурных особенностях диссоциации ядра  ${}^{14}\text{N}$  и лидировании множественного канала  $3\text{He} + \text{N}$ .**

**Обнаружение лидирования зарядовой топологии  $2\text{He} + \text{N}$  и установление для когерентных процессов типов кластеризации на основе дейтронов и тритонов в диссоциации изотопов  ${}^{10,11}\text{B}$ .**

**Обнаружение лидирования кластеризации с образованием ядра  ${}^3\text{He}$  в диссоциации ядра  ${}^7\text{Be}$ .**

**Выводы о структуре диссоциации ядра  ${}^8\text{B}$ , обнаружение лидирования канала  ${}^7\text{Be} + p$  в когерентных процессах и определение условий электромагнитной диссоциации.**

**Структура когерентной диссоциации релятивистского ядра  ${}^9\text{C}$  и идентификация состояний  $3{}^3\text{He}$ .**