

# Ядро $^8\text{Be}$ и состояние Хойла в диссоциации релятивистских ядер

Д.А. Артеменков<sup>1</sup>, А.А. Зайцев<sup>1,2,\*</sup>, П.И. Зарубин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>2</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

---

## Аннотация

Возможность регистрации в ядерной эмульсии событий фрагментации релятивистских ядер, обнаруженная еще в пионерскую эпоху физики космических лучей, открывает перспективу применения этого метода для изучения предельно холодных ансамблей ядер Н и He в интересах развития физики ядерной кластеризации и, возможно, расширения сценариев ядерной астрофизики. Представлены результаты эксперимента БЕККЕРЕЛЬ в ОИЯИ по нестабильным состояниям в релятивистской диссоциации ядер в ядерной эмульсии, обеспечивающей полное детектирование фрагментов с рекордным разрешением. Согласно инвариантным массам, вычисленным на основе углов испускания идентифицируются распады  $^8\text{Be}(0^+)$ ,  $^8\text{Be}(2^+)$ ,  $^9\text{Be}(1.7)$ ,  $^9\text{B}$ ,  $^6\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}(0^+_{2-})$  или состояние Хойла и  $^{12}\text{C}(3^-)$ . Вклад  $^8\text{Be}(0^+)$  и  $^{12}\text{C}(0^+_{2-})$  возрастает с множественностью  $\alpha$ -частиц. Их структура и разнообразие родительских ядер позволяет предположить слияние последних. Внедрение автоматизированной микроскопии для анализа облучений на ускорительном комплексе NICA ОИЯИ создает современную основу применения метода ядерной эмульсии.

*Keywords:*  $^8\text{Be}$  nuclei, Hoyle state,  $\alpha$ -fragmentation, nuclear emulsion, relativistic nuclei

---

## Содержание

|   |    |
|---|----|
| 1. Введение.....  | 2  |
| 1.1. Предисловие.....   | 2  |
| 1.2. Исторические замечания.....  | 5  |
| 1.3. Вводные замечания о ядерной кластеризации.....   | 10 |
| 2. Развитие исследований кластеризации и их современная мотивация.....  | 11 |
| 2.1. От ядра $^8\text{Be}$ к состоянию Хойла.....   | 11 |
| 2.2. Развитие представлений о кластеризации.....  | 14 |
| 2.3. Сочетание кластерных и оболочечных аспектов.....   | 16 |
| 2.4. Влияние нуклонной структуры.....   | 18 |
| 2.5. Некоторые эксперименты при низких энергиях.....  | 23 |
| 3. Поиск состояния Хойла в диссоциации легких ядер.....   | 27 |
| 3.1. Распады $^8\text{Be}(0^+)$ и $^9\text{B}$ в релятивистской диссоциации $^9\text{Be}$ и $^{10}\text{C}$ ..... | 27 |
| 3.2. Диссоциация $^{12}\text{C}$ .....  | 29 |
| 3.3. Диссоциация $^{16}\text{O}$ .....  | 31 |
| 3.4. Диссоциация $^{16}\text{O}$ на протонах.....   | 34 |
| 3.5. Диссоциация $^{14}\text{N}$ .....  | 37 |

|   |    |
|---|----|
| 4. Поиск усиления нестабильных состояний с увеличением множественности $\alpha$ -частиц ..... | 39 |
| 4.1 Анализ ранних данных.....   | 39 |
| 4.2 Новые измерения в облучениях с Si и Kr.....   | 43 |
| 4.3 Новые возможности в облучении ядрами Xe на NICA.....                                      | 45 |
| 5. Заключение.....  | 46 |
| Благодарности.....  | 47 |
| Литература .....  | 48 |

## 1. Введение

### 1.1. Предисловие

Присутствие в структуре легких ядер квартетов спаренных по спину протонов и нейтронов проявляется в интенсивном образовании  $\alpha$ -частиц в самых разнообразных ядерных реакциях и распадах. Играя ключевую роль в структуре легких ядер и реакциях нуклеосинтеза,  $\alpha$ -кластеризация нуклонов остается в фокусе исследований с ядерными пучками при энергии до нескольких десятков МэВ на нуклон. Недавно история и состояние исследований в этом направлении были рассмотрены в обзоре [1]. Собраны обширные и детальные сведения об основных и возбужденных состояниях ядер, служащие фундаментом все новых исследований, обеспечиваемых ростом возможностей эксперимента и развитием теории [2]. Вместе с тем область выше 1 ГэВ на нуклон, кажущаяся далёкой от этой темы, обладает уникальными возможностями для расширения представлений кластерной физики. В этой области кластеризация нуклонов сопровождает субнуклонную физику, включая изобары, гиперядра и партоны в ядерной материи. Она также является одним из фундаментальных факторов при изучении космических лучей и применениях.

В настоящем обзоре рассматриваются мотивация и основные результаты исследования  $\alpha$ -частичной фрагментации релятивистских ядер в ядерной эмульсии (ЯЭ), полученные в последнем десятилетии в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ в Лаборатории физики высоких энергиях ОИЯИ. Основу обзора составили объединяющие публикации [3-5], в свою очередь, содержащие ссылки на ранние публикации, а также резюме недавних результатов по докладам на конференциях “Ядро-2024” (Дубна) [6] и “Ядро-2025” [7] (Санкт-Петербург). Эксперимент БЕККЕРЕЛЬ основывается на опыте применения ЯЭ, накопленном в Лаборатории физики высоких энергий имени В.И. Векслера и А.М. Балдина ОИЯИ со времени ее основания в 1953 г. (недавние заметки [3]). Его практической базой служат химическая и микроскопная лаборатории сектора толстослойных ядерных эмульсий ЛФВЭ, работа в которых не прерывалась с тех пор. Применение метода ЯЭ требовало и продолжает требовать тщательной и достаточно длительной работы высококвалифицированных исследователей и лаборантов на просмотровых и прецизионных измерительных микроскопах.

В современном фокусе – основное состояние  ${}^8\text{Be}(0^+)$  несвязанного изотопа  ${}^8\text{Be}$ , имеющее выраженную  $2\alpha$ -частичную структуру. За  ${}^8\text{Be}(0^+)$  следует его  $3\alpha$ -аналог – второе возбужденное состояние  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$  изотопа  ${}^{12}\text{C}$  (и первое несвязанное), известное как состояние Хойла (обзор [8]). Будучи неизменным продуктом  $\alpha$ -распада  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$  с энергией всего 285 кэВ,  ${}^8\text{Be}(0^+)$  следом распадается на  $2\alpha$ -частичную пару с энергией 92 кэВ. Столь малые значения энергии определяют их крайне малые ширины, равные 5.6 и 9.3 эВ. Им соответствуют времена жизни свыше  $10^{-17}$  секунд, необычно продолжительные в ядерном масштабе. Такое сочетание

определяет саму возможность и скорость синтеза  $^{12}\text{C}$  на финальных стадиях эволюции красных гигантов в порядке, обратном распадам  $^0\text{Be}(0^+)$  и  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ .

При захвате  $\alpha$ -частицы возникающим на мгновение  $^8\text{Be}(0^+)$  в резонанс  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ , в последнем с вероятностью  $1/2500$  может произойти переход в основное состояние  $^{12}\text{C}(0^+_1)$  через  $2\gamma$ -распад  $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$  или рождение  $e^+e^-(\pi)$ -пар. Значение изотопа  $^{12}\text{C}$  для органической жизни вызывает особый интерес к изучению структур  $^8\text{Be}(0^+)$  и  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ . Их дополняет основное  $2ap$ -состояние  $^9\text{B}(3/2^-)$  еще менее стабильного изотопа  $^9\text{B}$  с шириной  $0.54$  кэВ и распадающееся на  $^8\text{Be}(0^+)p$  с энергией  $185$  кэВ. Вслед за изотопами He и H эта тройка служит пробными объектами в теории ядерной структуры и ядерных сил на нижних пределах ядерной плотности и температуры, за которыми уже начинается физика электрон-ионной плазмы.

С  $^8\text{Be}(0^+)$ ,  $^9\text{B}$  и  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  стартуют поиски более сложных состояний реальных  $\alpha$ -частиц и нуклонов вблизи соответствующих порогов связи. В свою очередь, находки лабораторных поисков служат основой для развития сценариев ядерной астрофизики. Первоочередной вопрос в таком аспекте состоит в том, возможно ли образование  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  в релятивистской фрагментации ядер? Указывая на микроскопическое воспроизведение звездного синтеза изотопа  $^{12}\text{C}$ , оно могло бы указывать на обратный процесс  $\alpha + ^8\text{Be}(0^+) \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_2)$ . Его механизмом может служить вторичное взаимодействие между возникающими  $\alpha$ -частицами. Возрастание их множественности позволяет рассчитывать на усиление  $^8\text{Be}(0^+)$  и  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ . Условием такого процесса является достаточно малое значение инвариантного Лоренц-фактора относительного движения за вычетом 1. Последнее определяется произведениями 4-импульсов пар частиц, нормированных на их массы, или произведениями 4-скоростей согласно подходу А.М. Балдина [9,10].

При облучениях ЯЭ в стратосфере в конце 40-х гг. в составе космических лучей были обнаружены следы ядер с энергией несколько ГэВ на нуклон, а также созданные ими звезды. Наблюдались периферические столкновения, в которых доминирующая доля начальной энергии и заряда передавалась релятивистским фрагментам. Скрытая кластеризация основных состояний зарегистрированных ядер поразительно ярко и полно проявилась в групповой генерации ядер He и H. Уже эти пионерские наблюдения содержали указание на возможность целостного изучения внутренне нерелятивистских ансамблей легчайших ядер. Рассмотрение конечных состояний релятивистской фрагментации на инвариантной основе может пролить свет на актуальные вопросы ядерной физики нескольких тел, относящиеся, казалось бы, к совершенно другой области.

Продольные облучения слоев ЯЭ ядрами известного типа и энергии на ускорителях высоких энергий позволяют придать этой идее размах и систематичность, необходимые для исследования собственно ядерной структуры. В таком случае направления следов могут быть определены полностью и с наилучшим разрешением, составляющим  $0.5$   $\mu\text{m}$  (микрон). На вставке рис. 1 представлены проявленные слои ЯЭ с начальной толщиной  $500$   $\mu\text{m}$ , наклеенные на  $2$  мм стекло, которые продольно облучались релятивистскими ядрами (начало 1990-х гг.). Верхняя пластина – равномерное облучение в не сфокусированном пучке ядер  $^{84}\text{Kr}$  при  $950$  МэВ на нуклон на SIS-18 в ГСИ. Нижняя пластина – продольно облучение со сдвигом между двумя циклами пучка ядер  $^{32}\text{S}$  при  $200$  ГэВ на нуклон на SPS в ЦЕРН (нижняя пластинка); после примерно  $10$  см развивается каскад рожденных частиц. Облучения были выполнены 1990-х гг. Фоном служит фотография взаимодействия ядра  $^{32}\text{S}$ , совмещенная в том же разрешении с волосом толщиной  $60$   $\mu\text{m}$ . Можно утверждать, что ЯЭ дает наилучшую пространственную проекцию события, произошедшего в масштабе микромира.

На сайте эксперимента БЕККЕРЕЛЬ можно ознакомиться с видеозаписями событий релятивистской диссоциации изучавшихся ядер, в том числе и обсуждаемых далее, снятых с помощью цифровых камер на микроскопах. Как пример на рис. 1.2 представлена

макрофотография проекции (видео) события диссоциации ядра  $^{24}\text{Mg}$  при 4.5 ГэВ/с на нуклон в ЯЭ на шесть ядер He. Верхний снимок – след вошедшего ядра Mg со следами  $\delta$ -электронов (слева), вершина взаимодействия (стрелка) с одиночным следом фрагмента мишени и резкое снижение ионизации из-за возникновения ансамбля релятивистских фрагментов. На нижнем снимке при прослеживании до 1 мм четко разделяются следы He. Узкая пара следов (стрелка) отвечает распаду  $^8\text{Be}(0^+)$  в вершине. Это облучение ЯЭ выполнено в середине 1980-х гг. на Синхрофазотроне ОИЯИ, где использовался лазерный источник ионов.

Идентификация следов изотопов H и He в слоях ЯЭ возможна по величинам  $P\beta c$ , где  $P$  – полный импульс, а  $\beta c$  – скорость частицы, определяемым через средние углы многократного кулоновского рассеяния. Благодаря «квантованию» импульсов фрагментов их массовые числа определяются как  $P\beta c/(P_0\beta_0 c)$ , где  $P_0$  – значение импульса на нуклон родительского ядра, а  $\beta_0$  – его скорость. Точность  $P\beta c$  20-30%, достигается при измерении, планарным смещением не менее, чем в 100 точках вдоль 2–5 см следа  $\langle D \rangle$ . Представленное событие идентифицировано, таким образом, как  $^{24}\text{Mg} \rightarrow 5^4\text{He} + ^3\text{He}$  (нижний след). Эта методика была теоретически и экспериментально разработана в ранних исследованиях космических лучей, упоминаемых далее, для оценки  $P\beta c$  частиц, вошедших ЯЭ или рожденных в ней до значений 50 ГэВ/с. Она получила применение в облучениях ЯЭ на ускорителях, где значения  $P_0$  фиксированы.



Рисунок 1.1. Иллюстрация разрешения ЯЭ. На заднем плане — фотография взаимодействия ядра  $^{32}\text{S}$  при энергии 200 ГэВ на нуклон, наложенная с тем же разрешением на волос толщиной 60 мкм.

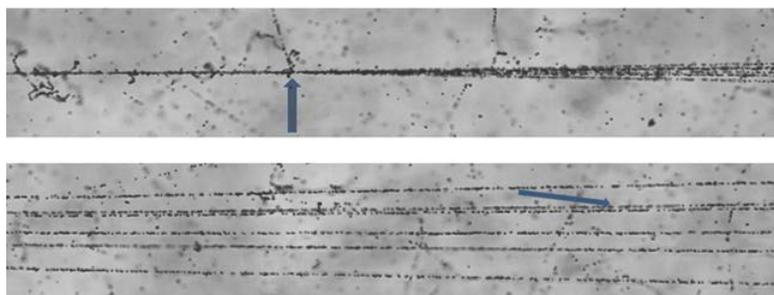


Рисунок 1.2. Макрофотография диссоциации ядра  $^{24}\text{Mg}$  при 4.5 ГэВ/с на нуклон в ЯЭ на шесть ядер He.

В слоях ЯЭ возможен ускоренный поиск интересующих конфигураций поперечным сканированием. Конечные состояния интерпретируются наилучшим образом в касательных соударениях, ведущих к когерентной диссоциации на тяжелых ядрах мишени без образования фрагментов мишени и рожденных мезонов (или «белых» звездах). Релятивистские фрагменты сосредотачиваются в узком угловом конусе, ограниченном импульсами Ферми-движения нуклонов в родительском ядре до 200 МэВ/с. Это обстоятельство делает возможным одновременное трехмерное прослеживание их следов в одном слое ЯЭ на длинах порядка 1 мм, достаточных для угловых измерений с точностью порядка  $10^{-3}$  рад. Угловые корреляции фрагментов могут быть отображены в их инвариантные массы ансамблей, определяемые в приближении сохранения фрагментами начального импульса  $P_0$  (или начальной скорости) [3].

В самом общем случае внутренняя энергия ансамбля нескольких частиц  $Q$  может быть определена как разность инвариантной массы системы  $M^*$  и массы первичного ядра, или суммы масс частиц  $M$ , т. е.  $Q = M^* - M$ .  $M^*$  определяется через сумму всех скалярных произведений  $M^{*2} = \Sigma(P_i P_k)$  4-импульсов  $P_{i,k}$  частиц. Вычитание  $M$  производится для удобства представления данных, а  $Q$  также называется инвариантной массой. Реконструкция  $Q$  позволяет идентифицировать нестабильные ядра по 4-импульсам продуктов распада.

Распады  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}(0^+_2)$ , происходящие с предельно малой энергией, должны проявляться как пары и тройки фрагментов He и H с наименьшими углами разлета. В релятивистском случае они могут быть идентифицированы в началах распределений по соответствующим инвариантным массам  $Q$ , вычисляемым в приближении сохранения начального импульса на нуклон родительского ядра. В этих случаях оправдывается предположение о соответствии фрагмента He  $\alpha$ -частице, а H – протону. Таковы рамки обсуждаемого далее исследования.

## 1.2. Исторические замечания

Основы метода ЯЭ формировались со второй половины 40-х по первую половину 50-х годов при исследованиях космических лучей, обеспечивших фундамент физики элементарных частиц. Эти достижения стали возможны благодаря разработке ЯЭ, обладающей чувствительностью вплоть до минимально ионизирующих (или релятивистских) частиц [11,12]. Фундаментальные открытия на основе наблюдений в высотных облучениях ЯЭ представлены в книге С. Пауэлла, Д. Перкинса и У. Фаулера [13,14]. Ее заключительная глава посвящена открытию релятивистских ядер. Уже тогда метод ЯЭ, с разрешением, поныне непревзойденным, обеспечил наблюдения следов релятивистских частиц от однозарядных до тяжелых ядер совместно со следами фрагментов мишени.

Следы релятивистских ядер космического происхождения и созданные ими звезды были обнаружены в конце 40-х годов Брадтом и Питерсом [15]. Ими была предложена модель геометрического перекрытия сталкивающихся ядер, давшая описание средних пробегов ядер до неупругих взаимодействий в среде ЯЭ. На рис. 1.3(a) и 1.3(b) воспроизведены первые события, зафиксированные ручной зарисовкой проекций с микроскопов. Они сразу выявили более вероятные каналы и кинематические особенности диссоциации. Вскоре появилась возможность фотографирования (рис. 1.3(c)). Этот класс событий стал объектом систематического изучения в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ.

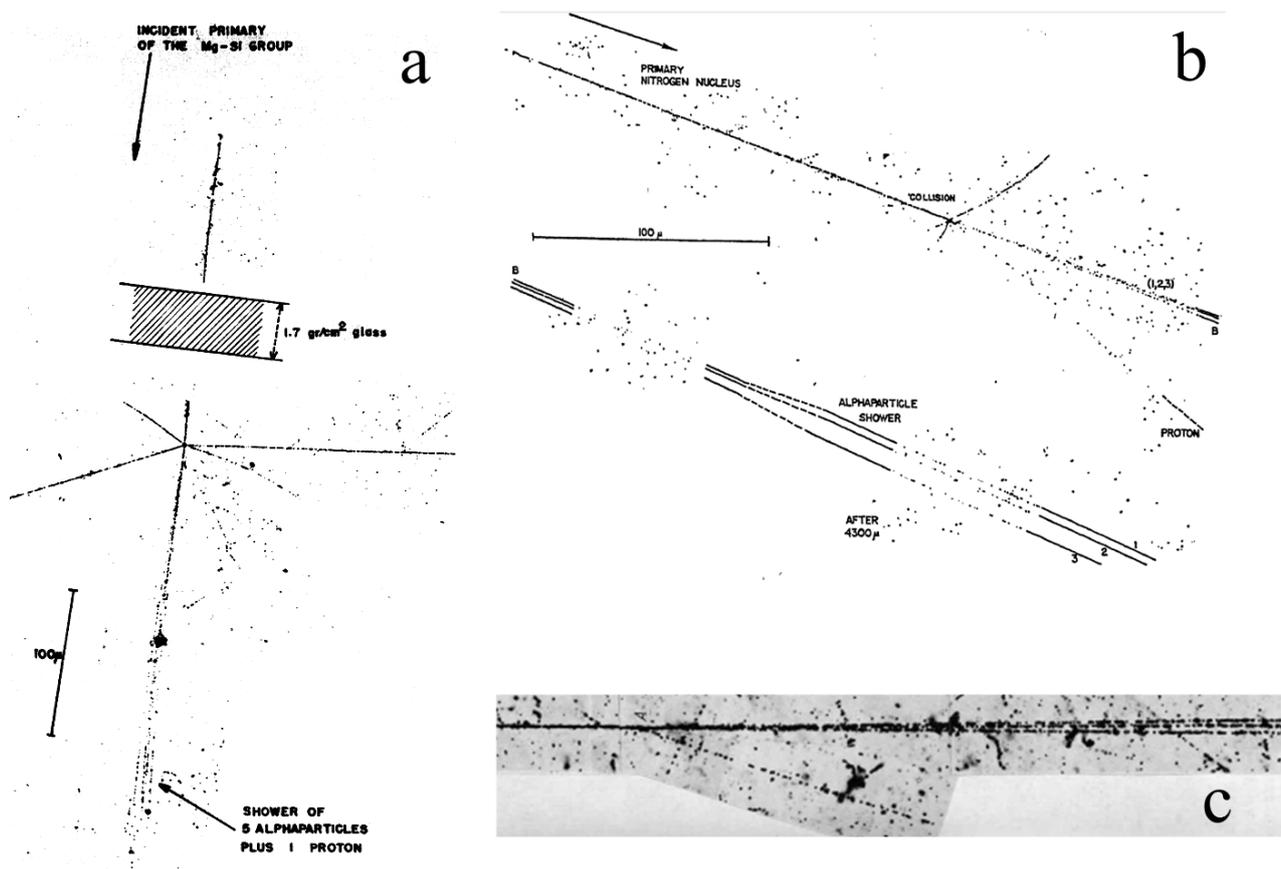


Рисунок 1.3. (а) Фрагментации ядра группы Mg-Si космического происхождения при нескольких ГэВ на нуклон [15]. (б) Фрагментации ядра  $^{14}\text{N}$  космического происхождения [16]. (с) Фрагментация ядра  $^{12}\text{C}$  космического происхождения на тройку  $\alpha$ -частиц, сопровождаемая протоном отдачи [14].

Основополагающий вклад в становление метода ЯЭ в период создания Синхрофазотрона в 1950–1957 гг. (ОИЯИ) оказало сотрудничество с Физическим институтом имени П.Н. Лебедева Академии наук СССР (ФИАН, Москва) – родительским учреждением Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, а также Институтом теоретической и экспериментальной физики (Лаборатория №3, Москва). Облучение в конце 1940-х гг. ЯЭ G5 британской компании Iford фотонами, генерированными электронным синхротроном ФИАН С-25, позволило открыть явление фоторождения заряженных мезонов (или «ядерных свойств света по определению того времени»).

Собственная технология производства бесподложечных слоев ЯЭ толщиной 500  $\mu\text{m}$  с релятивистской чувствительностью (тип БР-2) была разработана в 50-х гг. в Научно-исследовательском кинофотоинституте (НИКФИ, г. Москва), где ЯЭ производились до середины 2000-х гг. [17,18]. Публикации по этой теме, сохраняемые на сайте проекта БЕККЕРЕЛЬ, сохраняют актуальность

Стопки ЯЭ типа БР-2, облученные в 1957 г. протонами на Синхрофазотроне ОИЯИ, стали свидетельством достижения рекордной энергии в 10 ГэВ. Они послужили материалом первых обзорных исследований. Поиск событий и измерения следов в ЯЭ на микроскопах осваивался учеными из стран-участниц ОИЯИ и руководимыми ими лаборантами. Сотрудничество ОИЯИ с ФИАН обеспечило соответствие мировому уровню исследований того времени и заложило научные связи, не прерывающиеся с тех пор. Среди физических результатов того периода [19-21] не утратили актуальность наблюдения событий когерентной диссоциации протонов при 10 ГэВ, а затем при 70 ГэВ (ИФВЭ). Такие события не

сопровождаются фрагментами мишени с множественным рождением мезонов (Рисунок 1.4(a)). Позже они дали важную аналогию при изучении когерентной диссоциации релятивистских ядер. Кроме того, здесь наблюдались события полного разрушения тяжелых ядер (Рисунок 1.4(b)).

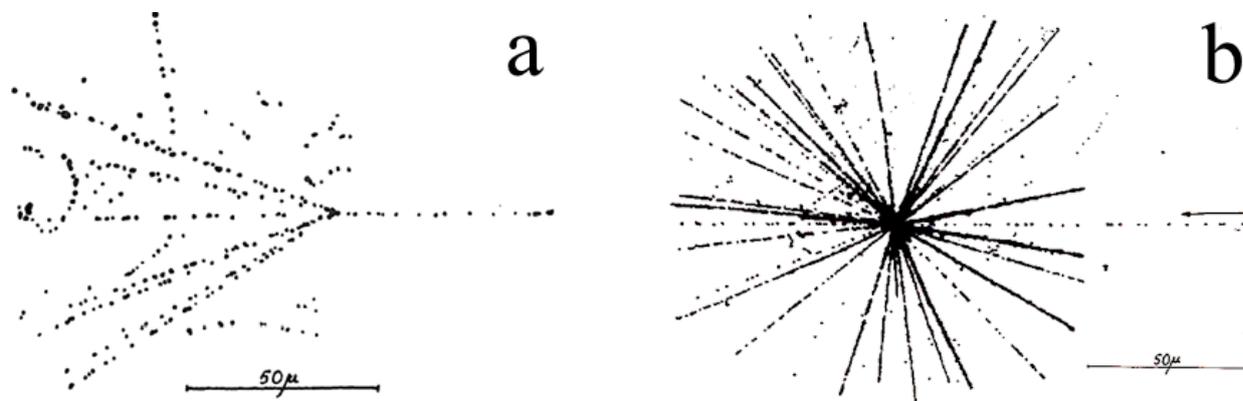


Рисунок 1.4. (a) The event of coherent dissociation of a proton at 10 GeV with the formation of eight relativistic particles [20]. (b) Event of complete destruction of a heavy nucleus by a proton at 10 GeV.

В начале 70-х годов по инициативы А.М. Балдиным предложены исследования на стыке физики атомного ядра и элементарных частиц, названные тогда релятивистской ядерной физикой. Приоритетом стало установление пределов применимости протон-нейтронной модели атомного ядра с перспективой развития представлений о ядерной материи на кварк-партоном уровне. Отправными пунктами стали данные ИФВЭ, продемонстрировавшие масштабно-инвариантное поведение инклюзивных спектров рожденных адронов. С другой стороны, исследование глубоко-неупругого рассеяния электронов в Стэнфорде (США) указывало на точечноподобную (или партоновую) структуру нуклонов. В ее пользу свидетельствовала справедливость правил кваркового счета Матвеева-Мурадяна-Тавхелидзе для упругого рассеяния адронов с большими передачами импульсов [22].

Новое направление мотивировало ускорение легких ядер на Синхрофазотроне ОИЯИ, создание системы медленного вывода и каналов транспортировки пучков. Подтвердив гипотезу А.М. Балдина о выходе образования мезонов на асимптотический режим предельной фрагментации для всего разнообразия ядер мишени, исследование кумулятивного эффекта и привело к введению кварк-партоновой структурной функции ядра. Будучи плодотворной в широком плане, инициатива А.М. Балдина открывала новые возможности для обзорных наблюдений в ЯЭ и пузырьковых камерах, электронных экспериментов по структуре дейтрона, поиску гиперядер и ядерных  $\Delta$ -изобар в стриммерной камере, а также для радиобиологических исследований.

Становление релятивистской ядерной физики было поддержано сообществами, имевшими богатый опыт применения ЯЭ. Протонные синхротроны с модернизированными системами инжекции для ускорения ионов открыли возможность систематического изучения взаимодействий широкого разнообразия ядер при определенной энергии. В 70-е гг. ЯЭ облучалась ядрами на Бевалаке LBL, а в 90-х гг. – на AGS (BNL) и SPS (CERN). Проявленные стопки слоев передавались для анализа в научные центры всего мира в духе традиций сотрудничества по применению техники ЯЭ, возникших еще в пионерский период исследований космических лучей. Облучения ЯЭ ядрами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{28}\text{Si}$ , а также  $^{6,7}\text{Li}$  обеспечили фундамент проекта БЕККЕРЕЛЬ по релятивистским радиоактивным ядрам.

Поиск столкновений налетающих ядер с ядрами из состава ЯЭ велся без выборки: прослеживанием по первичным следам. Он дал целостную картину возможных типов

взаимодействий, начиная с когерентной диссоциации ядер, не сопровождаемой фрагментами мишени, и до их полного разрушения с разбросом вторичных следов по всему телесному углу (рис. 1.5). Такое разнообразие наблюдений привело к выбору физических проблем (или вопросов, задаваемых Природе, по выражению В.И. Векслера). Исследования центральных взаимодействий полностью переместились на специализированные спектрометры, вследствие чего пионерская роль метода ЯЭ ушла в тень. В то же время данные в части релятивистских фрагментов, рожденных в периферических взаимодействиях, сохраняют уникальность, а сохранившиеся слои ЯЭ позволяют вести целенаправленный анализ на этом направлении.

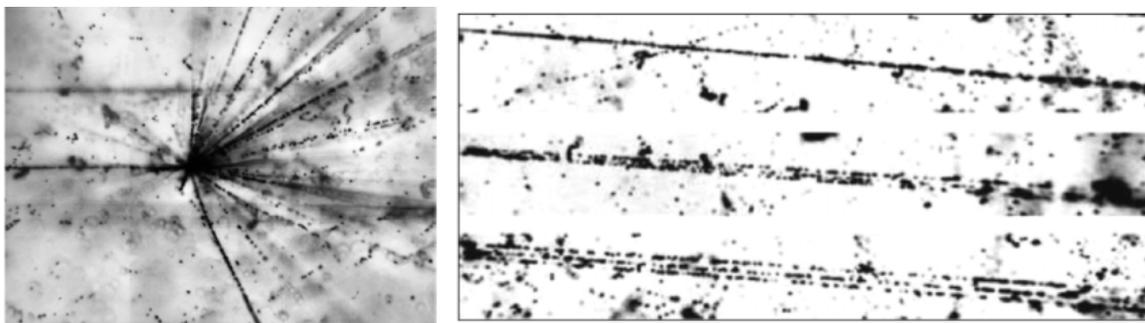


Рисунок 1.5. Облучение ЯЭ на Синхрофазотроне ОИЯИ ядрами  $^{12}\text{C}$  при 3.65 ГэВ на нуклон (1974): событие полного разрушения сталкивающихся ядер и событие когерентной диссоциации на тройку  $\alpha$ -частиц.

Одной из особенностей, проявившихся при энергии несколько ГэВ на нуклон, стало присутствие в конусе релятивистской фрагментации пар  $\alpha$ -частиц с углами разлета порядка  $10^{-3}$  рад (например, [23,24]). Соответствуя распадам крайне короткоживущего ядра  $^8\text{Be}$ , они свидетельствовали о возможности изучения  $\alpha$ -кластеризации в релятивистском подходе, начиная с минимальной относительной энергии. До сих пор полное детектирование ансамблей легчайших релятивистских фрагментов продемонстрировано только в ЯЭ. Однако, метод не обеспечивает импульсного анализа. Это ограничение компенсируется данными с магнитных спектрометров (например, [25]). В частности, малый импульсный разброс  $\alpha$ -частиц обосновывает приближение сохранения начального импульса на нуклон. Проверить влияние изотопной идентификации фрагментов позволяют измерения (выполненные в 80-90-х гг. в Ташкенте) взаимодействий ядер  $^{16}\text{O}$  при 2.4 ГэВ на нуклон в 1-метровой водородной пузырьковой камере ОИЯИ (ВПК-100), помещавшейся в магнитное поле [26]. В частности, они подтвердили доминирование  $^4\text{He}$  среди фрагментов, в особенности в узких  $\alpha$ -парах  $^8\text{Be}$  [27].

Достоинство релятивистского подхода в том, что при малых передачах энергии–импульса в конечных состояниях фрагментов, вблизи порогов, структура исследуемых ядер должна отражаться наиболее полно. На магнитных спектрометрах такая информация ограничивается импульсными распределениями релятивистских фрагментов с зарядами, близкими к начальному ядру (например, [28-30]). Регистрация одного или пары сопровождающих протонов или нейтронов осуществима в области сотен МэВ на нуклон (например, [31-33]). Пучки релятивистских радиоактивных ядер позволяют качественно расширить исследования. Их формирование возможно путем магнитно-оптической сепарации продуктов фрагментации или перезарядки ускоряемых ядер. Однако, в таком подходе теряются принципиально важные каналы, содержащие только фрагменты He и H, в том числе из распадов  $^8\text{Be}(0^+)$  и  $^9\text{Be}$ . Например, события диссоциации изотопа  $^{11}\text{C}$  в ЯЭ, содержащие только фрагменты He и H, составляют 80% от событий с сохранением первичного заряда в конусе фрагментации. Как часть фрагментации, реконструкция  $^8\text{Be}(0^+)$  и  $^9\text{Be}$  необходима в

поисках нестабильных состояний, распадающихся с их участием. Это направление на Синхрофазотроне ОИЯИ началось с реакций  $\alpha \rightarrow t$ ,  ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be}$ ,  ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He}$ . Использовались каналы транспортировки выведенных пучков, созданные в 80-е гг. [34].

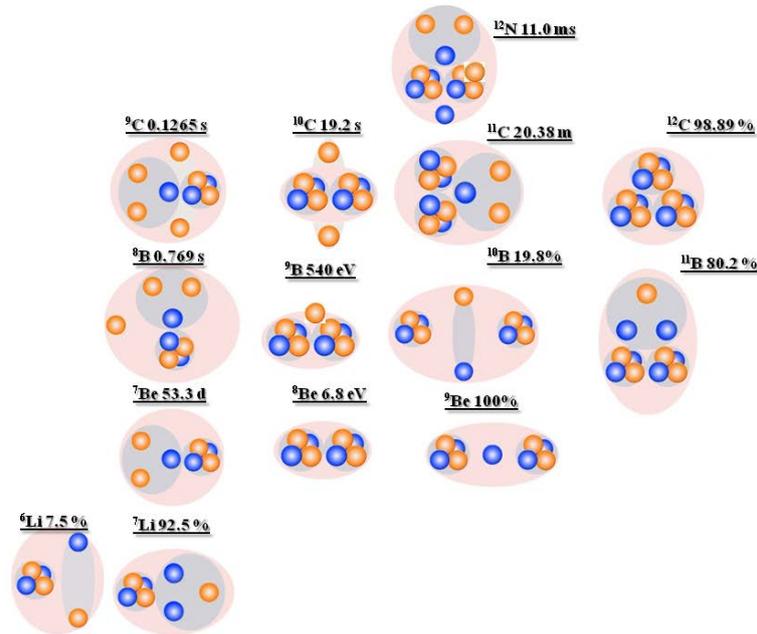


Рисунок 1.6. Диаграмма кластерных степеней свободы в стабильных и нейтронодефицитных ядрах; указаны распространенности или времена жизни изотопов, их спины и четности; оранжевые кружки соответствуют протонам, голубые – нейтронам; кластеры выделены темным фоном [3].

Вывод пучка из Нуклотрона ОИЯИ в 2002 г. позволил продолжить в рамках эксперимента БЕККЕРЕЛЬ облучения ЯЭ легкими ядрами, в том числе радиоактивными (Рис. 1.6) [3,35]. Были установлены известные и ранее не наблюдавшиеся особенности кластеризации изотопов:  ${}^7,9\text{Be}$ ,  ${}^{8,10,11}\text{B}$ ,  ${}^{10,11}\text{C}$ ,  ${}^{12,14}\text{N}$ , проявившиеся в вероятностях каналов диссоциации. В случае  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{10}\text{C}$  и  ${}^{11}\text{C}$  идентифицированы релятивистские распады  ${}^9\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}(0^+)p$ .

Производство слоев ЯЭ, которое велось в Москве в течение четырех десятилетий, завершилось в 2000-х гг. В 2010-х гг. Эксперимент БЕККЕРЕЛЬ стимулировал их производство поливом эмульсии от 50 до 200 мкм на стеклянную основу в цеху МИКРОН, являющемся частью компании “Славич” (г. Переславль-Залесский). Качество ЯЭ было продемонстрировано в измерениях коротких следов  $\alpha$ -частиц и тяжелых ионов (обзоры [36-38]). В  $\beta$ -распадах остановившихся ядер  ${}^8\text{He}$  были реконструированы распады  ${}^8\text{Be}(2^+)$  по инвариантным массам  $\alpha$ -пар, и установлен дрейф атомов  ${}^8\text{He}$ . Исследовались инвариантные массы  $\alpha$ -троек в расщеплениях ядер  ${}^{12}\text{C}$  из состава ЯЭ нейтронами с энергией 14.1 МэВ, а также ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^4\text{He}$ , рожденных в развале ядер  ${}^{10}\text{B}$  тепловыми нейтронами в ЯЭ, обогащенной бором. ЯЭ также облучались релятивистскими мюонами и адронами для исследования расщепления  ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  как возможного канала генерации  ${}^4\text{He}$  в месторождениях природного газа. Исследовалось тройное спонтанное деление  ${}^{252}\text{Cf}$  и  $\alpha$ -активность U. Образцы ЯЭ калибровались без световой защиты в вакууме ионами Kг и Хе при 1.2 и 3 МэВ на нуклон.

Наряду с научной новизной, возобновление применения ЯЭ в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ оказалось критически важным для сохранения технологии и освоения методов анализа начинающими исследователями. С помощью цифровых камер, устанавливаемых на микроскопах, на сайте эксперимента БЕККЕРЕЛЬ были собраны уникальные по полноте и

разрешению видео ядерных взаимодействий. На практике было продемонстрировано, что этот метод ЯЭ, который, казалось, уже уходил в историю, имеет вдохновляющие перспективы и заслуживает обновления на основе современного анализа изображений.

### 1.3. Вводные замечания о ядерной кластеризации

Кластеризация ядерной структуры проявляется в образовании легчайших ядер, общей особенностью которых, является отсутствие связанных возбуждений. В основном, они представлены  $\alpha$ -частицами, а в более редких случаях легких ядер, - с нечетным числом протонов или нейтронов дейтронами ( $d$ ), тритонами ( $t$ ) и ядрами  ${}^3\text{He}$  ( $h$ , «гелионы»). Наиболее ярко  $\alpha$ -частичная кластеризация выражена в  ${}^8\text{Be}(0^+)$  [2]. Его время жизни (порядка времени жизни  $\pi^0$ -мезона), превышая на несколько порядков длительность порождающих реакций, дает основание рассматривать  ${}^8\text{Be}(0^+)$  не как резонанс, а как один из фрагментов, хотя и экзотический.

Предположение о фрагменте  ${}^8\text{Be}(0^+)$  как о компоненте родительских ядер сомнительно из-за его размера и деформации. В этом случае следствием стало бы снижение выхода  ${}^8\text{Be}(0^+)$  в составе фрагментации с ростом множественности  $\alpha$ -частиц. Еще один сценарий — это динамическая деформация оболочечной структуры родительского ядра с образованием  $\alpha$ -частицы как первого магического ядра. Альтернативой мог бы служить механизм слияния возникших  $\alpha$ -частиц. С ростом их числа возрастал бы вклад  ${}^8\text{Be}(0^+)$ . Таким образом, пространственная протяженность  ${}^8\text{Be}(0^+)$  делает его с одной стороны пробником динамики реакций, а с другой – потенциальной основой для генерации более сложных состояний путем подхвата  $\alpha$ -частиц и нейтронов.

Начавшись с открытия радиоактивности, экспериментальные и теоретические исследования кластеризации нуклонов в структуре и взаимодействиях атомных ядер остаются динамично развивающимся разделом физики микромира (обзоры [1,8,39-52]). В фокусе исследований имеется возможность существования и свойства короткоживущих состояний конденсатного или молекулярно-подобного типа на основе  $\alpha$ -частиц. Их распады могут быть реконструированы в экспериментах на пучках ядер, в том числе радиоактивных, в основном, при энергии от нескольких до десятков МэВ на нуклон. С достижением энергии в несколько ГэВ на нуклон кинематические области фрагментации сталкивающихся ядер отчетливо разделяются, а длительность столкновений минимальна. Эти факторы могут способствовать интерпретации конечных состояний. Эксперимент БЕККЕРЕЛЬ нацелен на освоение этого направления.

Современный интерес к нестабильным  $\alpha$ -частичным состояниям мотивирован концепцией  $\alpha$ -частичного конденсата Бозе-Эйнштейна ( $\alpha$ ВЕС). Она выдвинута в начале 2000-х гг. в аналогии с квантовыми газами атомной физики, открытыми в 90-хх гг. (обзор [47]). Проявлением  $\alpha$ ВЕС могут служить возбуждения  $\alpha$ -кратных ядер сразу над соответствующими порогами. Сосуществуя с фермионными возбуждениями, они рассматриваются на основе среднего поля бозонного типа, формируемого газом почти идеальных бозонов в S-состоянии при средней плотности в 4 раза ниже обычной.  ${}^8\text{Be}(0^+)$  и  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$  описываются как состояния 2- и 3 $\alpha$ ВЕС. Состояние  $0^+_{6}$  ядра  ${}^{16}\text{O}$  при 15.1 МэВ (660 кэВ над 4 $\alpha$ -порогом) рассматривается как 4 $\alpha$ -аналог  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$ , распадающийся на  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})\alpha$  или  $2{}^8\text{Be}(0^+)$ . Предложены экспериментальные подходы к поиску  $\alpha$ ВЕС во фрагментации легких ядер, среди которых и представляемый здесь (обзор [40]). Новые возможности поиска явлений  $\alpha$ ВЕС открываются с ростом энергии и массовых чисел порождающих ядер. Весьма ценно продемонстрировать универсальность кандидатов  $\alpha$ ВЕС на основе релятивистской инвариантности.

Состояния  $\alpha$ ВЕС могут формироваться  $\alpha$ -частицами вне связи с родительским ядром, представляя собой особое состояние ядерной материи с предельно низкой в ядерном масштабе плотностью и температурой. Действительно, размеры и времена жизни  ${}^8\text{Be}(0^+)$  и  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$

позволяют предположить последовательные слияния:  $2\alpha \rightarrow {}^8\text{Be}(0^+)$ ,  ${}^8\text{Be}(0^+)\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}(0^+_{22})$ ,  ${}^{12}\text{C}(0^+_{22})\alpha \rightarrow {}^{16}\text{O}(0^+_{66})$ ,  $2{}^8\text{Be}(0^+) \rightarrow {}^{16}\text{O}(0^+_{66})$ . Сигнал  ${}^8\text{Be}(0^+)$  может усиливаться в событиях с высокой множественностью  $\alpha$ -частиц, доступной в релятивистской фрагментации тяжелых ядер. Поэтому вопрос о динамике возникновения  ${}^8\text{Be}(0^+)$  – отправной пункт исследования. Экзотическая структура  ${}^{12}\text{C}(0^+_{22})$  и  $2\alpha$ -структура нестабильного ядра  ${}^9\text{Be}$  еще более расширяют возможности такой диагностики. Однако их статистическая обеспеченность заведомо ниже.

## 2. Развитие исследований кластеризации и их современная мотивация

Список публикаций по  $\alpha$ -кластеризации практически необъятен, а ряд из них можно отнести к «золотой коллекции» физики в целом. Так, недавний обзор [1], включающий 582 ссылки, начинается с цитирования 9 лекционных сборников и обзоров. Отмечен и наш подход. Библиография темы включает труды известных международных конференций, специализированных совещаний и школ. Следуя [1,8] и другим цитируемым публикациям, будут представлены вехи теории и эксперимента, вдохновившие применение релятивистского подхода к  $\alpha$ -кластерным явлениям. Не подменяя эти источники, пересказ их основных моментов может быть полезен для ознакомления с достижениями и современными задачами по этой теме.

### 2.1. От ядра ${}^8\text{Be}$ к состоянию Хойла

Достижения в области химии и атомной физики дали к началу XX века важные аналогии для анализа ядерных процессов. Химические связи между атомами ведут к молекулам, обладающим колоссальным разнообразием вращательных и колебательных возбуждений. Появление подобных структур в ядрах оказывается возможным благодаря сильной связи четверки нуклонов в  $\alpha$ -частице и почти связанному 2-нейтронному каналу. Однако на ядерном уровне физика радикально меняется из-за равноправия участвующих частиц. В отличие от тяжелых ионов, окруженных электронами, протоны и нейтроны имеют почти равные массы, и кластерные структуры возникают в результате хрупкого баланса между близкодествующими силами отталкивания и блокирующими эффектами Паули, притяжением на средних расстояниях и дальнедействующими кулоновскими силами.

Опираясь на только возникшую квантовую механику, Г. Гамов в 1928 показал возможность туннелирования частицы через потенциальный барьер и на этом основании объяснил  $\alpha$ -распад ядер. Он также предположил, что туннелирование позволяет снизить энергию, необходимую положительно заряженной частице для преодоления кулоновского барьера. Впервые ядра были расщеплены протонами, ускорение которых было осуществлено Дж. Кокрофтом и Э. Уолтоном в 1932 г. В соответствии с законами сохранения, протоны, с энергией вплоть до 300 кэВ, захватывались ядрами  ${}^7\text{Li}$ . Образовывались сильно возбужденные ядра  ${}^8\text{Be}$ , распадавшиеся, в свою очередь, на  $\alpha$ -частицы, которые проникали до 8 см воздуха (около 8 МэВ) и регистрировались визуально по одиночным и парным сцинтилляциям.

Согласно сложившимся представлениям, в реакции  $p + {}^7\text{Li} \rightarrow 2\alpha$  возникает промежуточное ядро  ${}^8\text{Be}$  в изобар-аналоговом состоянии 17.64 МэВ с шириной  $\Gamma = 10.7$  кэВ, спином-четностью  $J^\pi = 1^+$  и изоспином  $T = 1$ . Из него происходит электромагнитный переход на уровни  ${}^8\text{Be}$ , способные испускать только  $\alpha$ -частицы (Рис. 2.1). При вариации энергии протонов 30 кэВ до 18 МэВ наблюдались  $\gamma$ -переходы  ${}^8\text{Be}^*(17.640)$  в узкое основное  ${}^8\text{Be}(0^+)$  при 92 кэВ ( $\Gamma = 5.6$  эВ,  $J^\pi = 0^+$  и  $T = 0$ ) и первое возбужденное состояние  ${}^8\text{Be}(2^+)$  при 3.03 МэВ ( $\Gamma = 1.5$  МэВ,  $J^\pi = 2^+$  и  $T = 0$ ). Кроме того, имеется уровень  ${}^8\text{Be}(4^+)$  при 11.35 МэВ ( $\Gamma \approx 3.5$  МэВ,  $J^\pi = 4^+$ ,  $T = 0$ ). Образование наиболее энергичных  $\alpha$ -частиц происходит через дублет уровней при 16.6 МэВ и 16.9 МэВ со смешанным изоспином ( $\Gamma = 108$  и  $74$  кэВ,  $J^\pi = 2^+$ ,  $T = 0 + 1$ ). Таким

образом, спектр возбуждений  ${}^8\text{Be}^*$  отчетливо квантован до порога отделения нуклонов 17.3 МэВ.

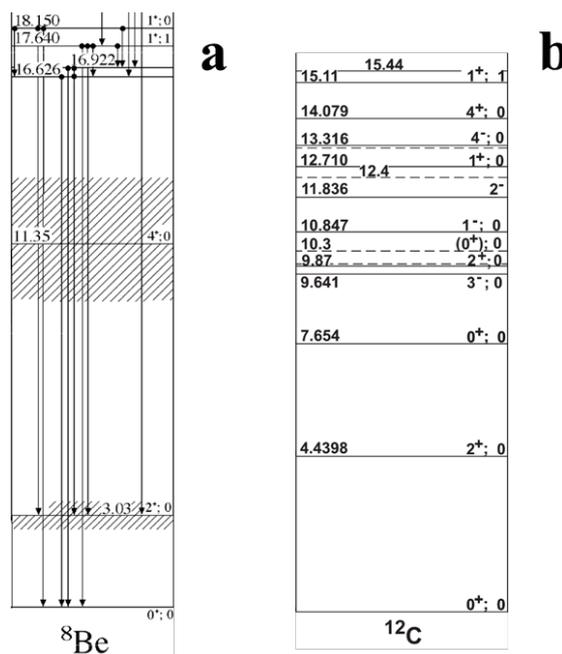


Рисунок 2.1. Спектры возбуждений нестабильного изотопа  ${}^8\text{Be}$  (a) и  ${}^{12}\text{C}$  (b) изотопа  ${}^{12}\text{C}$  [2].

Анализ ядерной эмульсии, облучавшейся в космических лучах, а затем на ускорителях в 40-50 гг., дал непосредственные наблюдения фрагментации ядер мишени. По образовавшимся  $\alpha$ -парам с близкими пробегами и наименьшими углами разлета были идентифицированы распады  ${}^8\text{Be}(0^+)$ , а в  $\beta^-/\beta^+$ -распадах остановившихся фрагментов  ${}^8\text{Li}$  и  ${}^8\text{B}$  наблюдались распады  ${}^8\text{Be}(2^+)$  в виде молоточковых следов [13,14]. В последовавших исследованиях бинарных реакций с доступным разнообразием нуклонов, легчайших и легких ядер, уровни  ${}^8\text{Be}$  идентифицировались косвенно [2].

Время жизни  ${}^8\text{Be}(0^+)$   $\tau$  оказалось слишком малым для измерения по пробегу. Обратная ему ширина  $\Gamma$  и энергия  $\alpha$ -частиц распада были также крайне малы. Извлечение параметров рассеяния в упругом рассеянии ионов  ${}^4\text{He}^+$  на струйной гелиевой мишени дало значения энергии связи этого резонанса:  $92.04 \pm 0.05$  кэВ и  $\Gamma = 6.8 \pm 0.25$  эВ [53]. Значение  $\tau$  сравнимо со временем жизни  $\pi^0$ -мезона  $8.4 \times 10^{-17}$  с. На практике идентификация  ${}^8\text{Be}(0^+)$ , как и  $\pi^0$ , определяется аппаратным разрешением. Параметры основного состояния нестабильного ядра  ${}^9\text{B}$  были извлечены из энергетической зависимости сечения реакции  ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$  вблизи порога  ${}^8\text{Be}(0^+) + n$ , где  ${}^9\text{B}$  возникает во взаимодействии  ${}^8\text{Be}(0^+) + p$ . Основное состояние  ${}^9\text{B}$  находится выше порога  ${}^8\text{Be} + p$  на 185.1 кэВ при  $\Gamma(9\text{B}) = 0.54 \pm 0.21$  кэВ [54].

Предсказание, обнаружение и определение второго и первого возбуждения ядра  ${}^{12}\text{C}(0^+_2)$  над порогом связи также заслуживает напоминания (рис. 2.1(b)) [8]. Оно именуется в честь астрофизика Ф. Хойла, в 50-х гг., постулировавшего его существование для объяснения распространенности изотопов  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  (в обзоре [55]). Отсутствие в последовательности нуклеосинтеза стабильных изотопов с массовыми числами 5 и 8 привело Г. Бете в 30-х гг. к гипотезе образования  ${}^{12}\text{C}$  в тройном слиянии  $\alpha$ -частиц. Однако вероятность такого процесса слишком мала. Эпиком и Солпитером предложено последовательное слияние  $2\alpha \rightarrow {}^8\text{Be}(0^+)\gamma$ , а Хойлом  ${}^8\text{Be}(0^+)\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}(0^+_2) \rightarrow {}^{12}\text{C}\gamma$  [56].

Энергия образования  ${}^8\text{Be}(0^+)$  немного выше средней энергии при температуре  $10^8$  К и близка к пику Гамова при 85 кэВ с шириной 60 кэВ. Поэтому  ${}^8\text{Be}(0^+)$  может присутствовать в

динамическом равновесии, непрерывно возникая и распадаясь. Играв важную роль в нуклеосинтезе и генерации энергии в звездах, эти процессы протекают на последней стадии эволюции красного гиганта, когда водород в центральной области конвертировал в гелий, а гравитационное сжатие обеспечило температуру порядка  $10^8\text{K}$  и плотность  $100\text{ г/см}^3$ . При таких условиях устанавливается равновесное отношение  ${}^8\text{Be}(0^+)$  к He порядка  $10^{-10}$ . Ширина  ${}^8\text{Be}(0^+)$  ограничена кулоновским барьером, через который должен происходить  $\alpha$ -распад или захват. При большей энергии распада его ширина была бы значительно больше, а время жизни меньше, и  ${}^8\text{Be}(0^+)$  оказалось бы за пределами окна Гамова, что существенно бы повлияло на равновесное содержание  ${}^8\text{Be}(0^+)$  в гелиевой плазме.

Детальное рассмотрение Ф. Хойлом скоростей реакций и результирующих распространенностей  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  указало на недостаточность этого сценария и привело к предположению об образовании  ${}^{12}\text{C}$  через резонанс в области эффективного взаимодействия  ${}^8\text{Be}(0^+)$  и  ${}^4\text{He}$  (рис. 2.2). Предсказанное им значение  $0.33\text{ МэВ}$  над  $3\alpha$ -порогом подтвердилось в реакции  ${}^{14}\text{N}(d,\alpha)$  уровня  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2-})$  при  $7.68\text{ МэВ}$  с шириной менее  $25\text{ кэВ}$  [57,58]. Ранние трудности обнаружения объясняются его слабым вкладом в спектры  $\alpha$ -частиц (6%). Будучи выше порога  ${}^8\text{Be}(0^+)\alpha$  всего на  $285\text{ кэВ}$ , энергия  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2-})$  при  $2.5 \times 10^8\text{ K}$  соответствует пику окна Гамова.

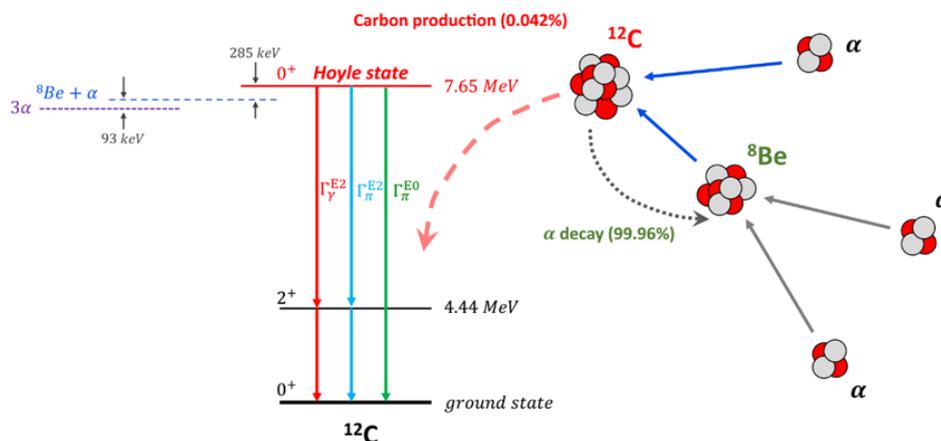


Рисунок 2.2. Схематическое изображение тройного  $\alpha$ -процесса в звездах и состояний  ${}^{12}\text{C}$ , участвующих в этом процессе. Возможные электромагнитные переходы из состояния Хойла в основное и первое возбужденное состояния в  ${}^{12}\text{C}$  обозначены разными цветами;  $\pi$  – эмиссия  $e^-e^+$ -пары [1].

Будучи близок к критически чувствительной области,  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2-})$  обеспечивает прирост скорости  $3\alpha$ -реакции на 7–8 порядков, что имеет решающее значение для синтеза  ${}^{12}\text{C}$ . При энергии на несколько сот кэВ выше, его доминирование было бы утрачено. Отвечая за генерацию энергии в области  $10^9\text{ K}$ ,  $3\alpha$ -процесс определяет светимость красных гигантов. Не менее важно и отсутствие аналогичного резонанса в  ${}^{16}\text{O}$  в реакции слияния  ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$ . Состояния  ${}^{16}\text{O}(7.12, 1^-)$  чуть ниже порога  $\alpha$ -распада  $7.16\text{ МэВ}$  и  ${}^{16}\text{O}(8.87, 2^-)$  недоступны по четности. Это обстоятельство предотвращает скорое выгорание  ${}^{12}\text{C}$  и обеспечивает относительную распространенность  ${}^{12}\text{C}/{}^{16}\text{O}$  около 0.6. В этом случае альтернативой может быть синтез  ${}^{16}\text{O}$  через комбинации основного  ${}^{12}\text{C}(0^+_{1-})$  и возбужденных состояний  ${}^{12}\text{C}(2^+_{1-})$ ,  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2-})$  и  ${}^{12}\text{C}(3^-)$  [59]. Значение  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2-})$  как входа в синтез  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  мотивирует его непрекращающееся исследование, а также поиска более сложных состояний  $\alpha$ -частиц и легких ядер на порогах связи. Регулярно обновляясь, эта тема остается в фокусе ядерной теории и эксперимента.

## 2.2. Развитие представлений о кластеризации

Нуклоны легко собираются в многонуклонные системы, на что указывает насыщение ядерной энергии связи и плотности. Фундаментальным аспектом ядерной динамики многих тел, наряду с усредненным полем одиночных нуклонов, является их кластеризация. Возникающую структурную сложность отражают характеристики основных и возбужденных состояний атомных ядер, описание которых требует объединения концепций. Эти подходы имеют глубинную связь в отношении нестабильных  $\alpha$ -частичных состояний.

Догадки о том, что  $\alpha$ -частица может служить структурным элементом, возникли вместе с постановкой проблемы ядерной структуры [1]. Внутри ядер  $\alpha$ -кластеры рассматривались как короткоживущие ингредиенты, растворяющиеся внутри ядра через некоторый промежуток времени. А затем из нуклонов ядра формируются другие  $\alpha$ -частицы. Оценка времени жизни  $\alpha$ -кластеров для обмена протоном или нейтроном значительно больше типичного времени колебания в ядрах и предполагает присутствие  $\alpha$ -кластеризации в возбужденных состояниях. В конце 30-х годов был разработан метод резонирующей группы, в котором волновая функция ядра выражается как линейная комбинация различных кластерных структур, вносящих вклад с собственными весами. Отметим, что они могут отражаться в вероятностях каналов релятивистской диссоциации ядер. Четно-четные ядра  $N = Z$  были описаны в модели  $\alpha$ -частиц с соединяющими связями. В случае  $^{12}\text{C}$   $\alpha$ -кластерная модель указывает на две структуры. Первая, исторически ассоциировавшаяся с основным состоянием, – это равносторонний треугольник, а вторая – это линейное расположение (или цепочка). Эти простые представления сохраняют эвристическую ценность в отношении возбужденных состояний над соответствующими порогами связи.

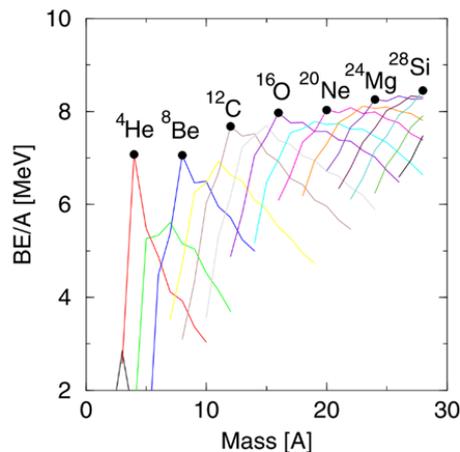


Рисунок 2.3. Энергия связи на нуклон легких ядерных систем (до  $A = 28$ ); линии соединяют изотопы каждого элемента [44].

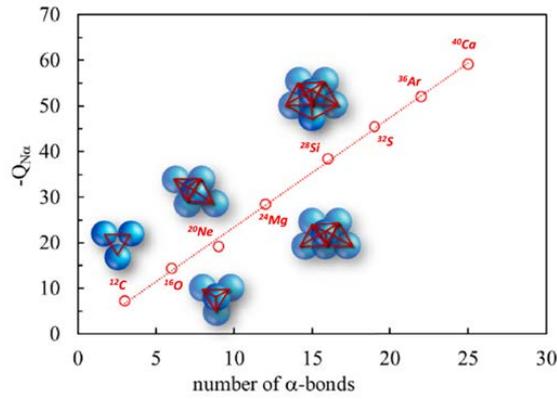


Рисунок 2.4. Представление  $\alpha$ -кластерной модели Вефельмейера, Уиллера и Хафстада–Теллера [60]. Геометрические расположения кластеров показаны в соответствии с числом связей между  $\alpha$ -частицами. Почти линейная зависимость между числом связей и энергией, необходимой для распада ядра на  $\alpha$ -кластеры показана пунктирной линией [1].

Энергия связи нуклонов показывает, что ядра, имеющие четное и одинаковое число протонов и нейтронов, так называемые  $\alpha$ -сопряженные ядра, особенно стабильны (рис. 2.3). Число возможных в них связей  $\alpha$ - $\alpha$  проявляет корреляцию со значениями энергии связи. На рис. 2.4 показана зависимость энергии связи на нуклон от энергии первого возбужденного состояния для различных ядер. Линейная зависимость расценивалась как постоянство  $\alpha$ - $\alpha$ -взаимодействия и инертность  $\alpha$ -частицы в основных состояниях этих ядер. Эта точка зрения не стала общепринятой. Напротив, считается, что кластерные структуры размываются в основные состояния  $\alpha$ -сопряженных ядер. В то же время эта зависимость свидетельствует о корреляциях  $p$ - $p$ ,  $n$ - $n$  и  $n$ - $p$ , связанных с заселением общих орбит.

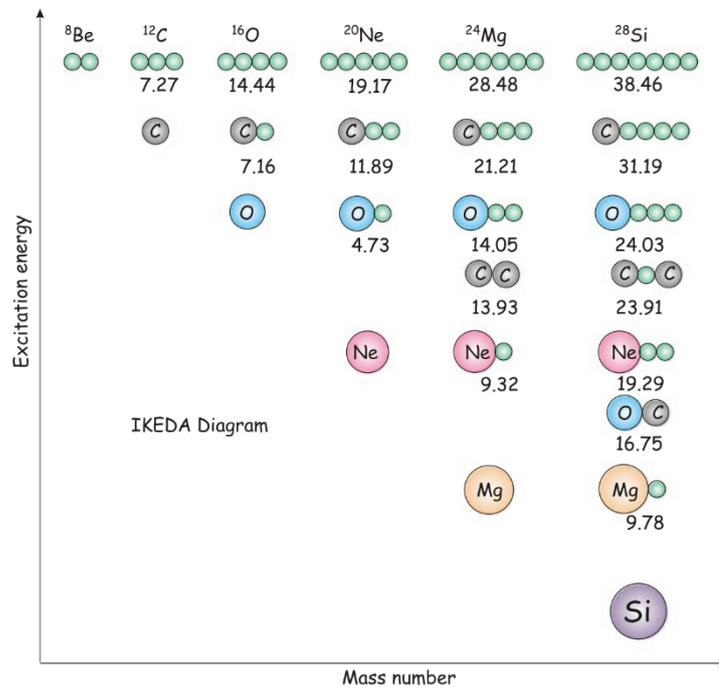


Рисунок 2.5. Диаграмма Икеда [44]. На диаграмме показана эволюция кластеризации с ростом энергии возбуждения. Числа указывают энергии возбуждения (МэВ), при которых должны появляться кластерные структуры — это энергии связи компонентов кластера в родительском ядре. Важная концепция, передаваемая этой диаграммой, заключается в том, что кластерные степени свободы

кластера высвобождается только вблизи порога распада кластеры. Таким образом, для тяжелых систем степени свободы  $N_\alpha$  появляется только при самых высоких энергиях.

Оболочечная модель невзаимодействующих частиц, удерживаемых общим средним полем, была предложена в аналогии с атомной структурой. Учет в ней спин-орбитального взаимодействия позволил в конце 40-х годов объяснить магические числа в заполнении оболочек, магнитные моменты и одночастичные возбуждения средних и тяжелых ядер. Однако, затмив первые  $\alpha$ -частичные модели, она сталкивается с трудностями в области легких ядер. Например, основное состояние  ${}^6\text{Li}$  с  $J^\pi = 1^+$  проявляется как *ad* структура с магнитным и квадрупольным моментами в противоречии с оболочечной моделью. Отметим, что такая структура и экзотически большой размер  ${}^6\text{Li}$  отчетливо проявилась в релятивистской диссоциации. Магнитный момент  ${}^9\text{Be}$  лучше соответствовал оболочечной модели, чем кластерной картине  $n^8\text{Be}(0^+)$ . Это затруднение было объяснено описанием основного состояния  ${}^9\text{Be}$  как смеси долгоживущей и короткоживущей конфигураций  $0.55^8\text{Be}(0^+) + 0.45^8\text{Be}(2^+)$ . Указание на такую структуру проявилось в релятивистской фрагментации  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  в ЯЭ [5]. В конце 50-х годов было установлено, что в оболочечной модели трудно или даже невозможно получить положение  ${}^{12}\text{C}(0^+_{22})$  и значение  $J^\pi$  ряда других возбуждений в  $\alpha$ -сопряженных ядрах (например, в  ${}^{16}\text{O}(0^+_{22}, 6.05)$ ). Эти выводы, а также появившиеся данные о рассеянии электронов на  $\alpha$ -частичных уровнях  ${}^{12}\text{C}$  стимулировали развитие  $\alpha$ -кластерной модели.

Новый импульс дало предсказание в 1956 г., ставшее радикальным для того времени о том, что в  ${}^{12}\text{C}(0^+_{22})$  образует линейку трех  $\alpha$ -частиц. Идея о том, что кластер не должен проявляться в основном состоянии, а возникать по мере увеличения внутренней энергии ядра, получила признание в 1960-х годах. Для того, чтобы ядро образовало кластерную структуру, она должна быть энергетически разрешена, т.е., ядру должна быть передана энергия, эквивалентная разнице масс между ним и кластерами. Другими словами, кластерная структура должна проявляться вблизи порога и, вероятно, немного ниже него. В последнем случае возможно взаимодействие между кластерами, преодоление которого требуется для их полного разделения. Диаграмма Икеда иллюстрирует постепенный переход от компактного основного состояния к высвобождению кластерных степеней свободы (рис. 2.5). Хотя диаграмма показывает линейное расположение в пределе  $N_\alpha$ , оно не обязательно самая стабильная конфигурация. Фактически, линейная структура имеет внутреннюю нестабильность [44].

### 2.3. Сочетание кластерных и оболочечных аспектов

В оболочечной модели  $\alpha$ -частица – это кватрлет  $2p2n$  на орбитали  $0s_{1/2}$ . Порог отделения нуклонов около 20 МэВ, задаваемый спариванием идентичных нуклонов, ведет к инертности  $\alpha$ -частицы в реакциях и возбуждениях. Ее структура – тема малонуклонной физики. Из-за нецентральных сил волновая функция основного состояния  $J^\pi = 0^+$  представляется как смесь трех  ${}^1S_0$ , шести  ${}^3P_0$  и пяти  ${}^5D_0$  ортогональных состояний с положительной четностью [2]. Симметричный компонент *S*-волны доминирует при вкладе *D*-волны около 16% и *P*-волны ~ 1%. В структурной иерархии  $\alpha$ -частица — это самостоятельный объект исследования физики малонуклонных систем, как и дейтрон, тритон и гелион. В ядерных моделях на основе  $\alpha$ -частиц полагают, что кватреты образуются из пар протонов и нейтронов, которые связаны с нулевым полным угловым моментом. Усложнять это приближение может *D*-волна.

Конкуренция между средним полем нуклонов и их кластеризацией ведет к альтернативам оболочечного или кластерного описания. Переход оболочек в кластерные конфигурации был пояснен с помощью параболического потенциала гармонического осциллятора [44]. В нем каждый нуклон движется в пределах линейной возвращающей силы, создаваемой взаимодействием других нуклонов. Число квантов осциллятора и квантование по

энергии дается решением уравнения Шредингера в потенциале, в котором колебания возможны вдоль любой из декартовых осей.

Если ядро деформировано, например, растянуто вдоль оси  $z$ , то, сохраняя объем, потенциал в направлениях  $x$  и  $y$  сокращается. Оказывается, что магические числа деформированных состояний могут быть выражены как суммы сферических, локализуя при каждой деформации связанную кластерную структуру (рис. 2.6). При супердеформации 2:1 кластерные состояния проявляются в  ${}^8\text{Be}(\alpha+\alpha)$ ,  ${}^{20}\text{Ne}({}^{16}\text{O}+\alpha)$ ,  ${}^{32}\text{S}({}^{16}\text{O}+{}^{16}\text{O})$ , а при гипердеформации 3:1 –  ${}^{12}\text{C}(\alpha+\alpha+\alpha)$ ,  ${}^{24}\text{Mg}(\alpha+{}^{16}\text{O}+\alpha)$  и т.д.. Сохраняется скрытая симметрия между основными оболочечными состояниями и распределениями плотности кластеров, которые в свою очередь, создают среднее поле, в котором движутся частицы. Таким образом, несмотря на то что сами  $\alpha$ -частицы не присутствуют в ядрах, симметрии в их структуре проявляются при деформациях.

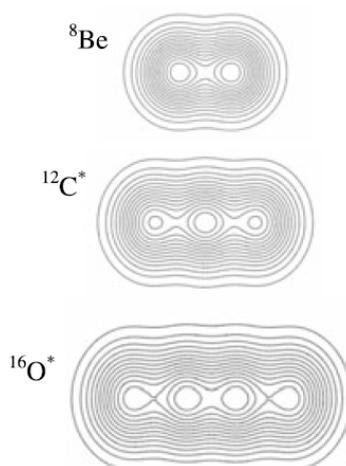


Рисунок 2.6. Плотность трех конфигураций в гармоническом осцилляторе, связанных с размещением  $\alpha$ -частиц (пар протонов и нейтронов) на орбитах с вырождением 2, при деформациях 2:1, 3:1 и 4:1. Плотности соответствуют линейным структурам в  $2\alpha$ ,  $3\alpha$  и  $4\alpha$  системах  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$ , соответственно. В каждом случае присутствие  $\alpha$ -частиц очевидно. [44].

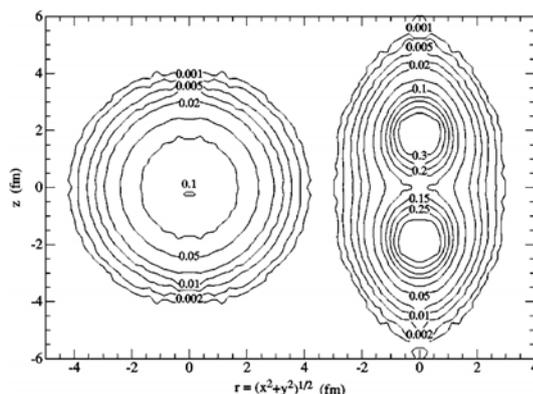


Рисунок 2.7. Плотность  ${}^8\text{Be}(0^+)$ , рассчитанная методом Монте-Карло с использованием функции Грина в лабораторной (слева) и внутренней системах отсчета [61].

Кластеризация обосновывается наблюдаемыми параметрами. Момент инерции вращающегося ядра дает представление о его деформации. Вращательные уровни  ${}^8\text{Be}$  включают  $2^+(3.06)$  и  $4^+(11.35)$ . Отношение значений их энергии составляет 3.7, что близко к

ожидаемому значению для вращающегося ядра (3.33). Расчет дает расстояние между двумя  $\alpha$ -частицами, равное удвоенному радиусу  $\alpha$ -частицы. Однако вращательная последовательность сама по себе не доказывает ни кластеризацию, ни деформацию. Измерения сил электромагнитных переходов позволяют проверить перекрытие структур начального и конечного состояний и степень коллективности. Важный аспект реакций с участием  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  – это смешивание кластерных конфигураций с основным состоянием  $^{12}\text{C}(0^+_1)$  [39,45]. Изучение электромагнитных переходов между  $^{12}\text{C}(0^+_1)$  и  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  указало на то, что, несмотря на различную структуру, их волновые функции содержат примерно 10% примеси друг друга. Возможно, во фрагментации ядер деформированная конфигурация  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  может заселяться как компонента  $^{12}\text{C}(0^+_1)$ .

Еще один признак кластеризации – доминирование  $\alpha$ -распада. Ширина состояния раскрывает детали его структуры и распада. Чем больше перекрытие исходной структуры с состоянием за барьером распада, тем короче время жизни и больше ширина. Если убрать кулоновский и центробежный барьеры, редуцированную ширину можно сравнить с пределом Вигнера – значением ширины при полном формировании  $\alpha$ -частиц. К нему близка ширина  $^8\text{Be}(0^+)$ , что еще раз указывает на  $2\alpha$ -структуру.

Длина волны де Бройля  $\alpha$ -частиц  $\lambda = h/\sqrt{(2M_\alpha E_\alpha)}$ , оцененная по резонансной энергии  $^8\text{Be}(0^+)$  100 кэВ, составляет около 15 Ферми. Подобная оценка для состояния Хойла – около 20 Ферми [46]. Обе они указывают на то, что длина волны де Бройля намного больше, чем расстояние между  $\alpha$ -частицами, что благоприятствует подходу на основе среднего поля с когерентностью Бозе-состояния. При распаде составного ядра этапы распада обычно статистически независимы, и формируемые в нем  $\alpha$ -частицы покидают ядро одна за другой. Однако в когерентном состоянии  $\alpha$ -частицы уже существуют, и их волновые функции перекрываются. Распад может быть одновременным, сохраняющим фазы относительного движения и понижающим кулоновский барьер. Тем самым, еще больше увеличивается его вероятность для наблюдаемых несвязанных резонансов  $^8\text{Be}(0^+)$  и  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ , которые можно интерпретировать как наблюдение бозонной когерентности.

#### 2.4. Влияние нуклонной структуры

Вопреки неявному предположению,  $\alpha$ -частицы – не инертные ингредиенты в ядрах. Взаимодействие искажает, поляризует и растворяет их пространственную и спиновую структуру. Фундаментальными являются нуклонные степени свободы. Описание структуры и возбуждений легких ядер определяется деталями взаимодействия и корреляциями между нуклонами. Были проведены расчеты *ab initio*  $^8\text{Be}(0^+)$  [61] на основе нуклон-нуклонного взаимодействия по всем 2- и 3-частичным компонентам. 2-частичные взаимодействия представляют собой параметризацию нуклон-нуклонного рассеяния, а 3-частичные взаимодействия включаются через параметризацию компонент обмена пионами. Примечательно, что нуклонные степени свободы дают структуру  $^8\text{Be}(0^+)$  как пары  $\alpha$ - $\alpha$  на расстоянии 3-4 Ферми (рис. 2.7) [44]. С числом нуклонов сложность таких вычислений стремительно растет.

В модели Блоха-Бринка  $\alpha$ -частичные квартеты состоят из пар протонов и нейтронов в  $0S$ -состоянии. Связь квартетов в гармоническом осцилляторе описывается функциями:

$$\varphi_i(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{1}{b^3 \pi^{3/2}}} \exp\left[\frac{-(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)^2}{2b^2}\right], \quad (1.1)$$

где  $\mathbf{R}_i$  — вектор, описывающий местоположение  $i$ -го квартета, а  $b$  - масштабный параметр, определяющий размер  $\alpha$ -частицы. Поскольку степени свободы являются фермионными, антисимметричная волновая функция  $\alpha$ -ансамбля, учитывающая принцип запрета Паули, строится как определитель Слетера:

$$\Phi_{\alpha}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_N) = K \mathcal{A} \prod_{i=1}^N \phi_i(\mathbf{R}_i). \quad (1.2)$$

На коротких расстояниях она обеспечивает растворение  $\alpha$ -частиц. Оптимальное расположение  $\alpha$ -частиц достигается вариационной оптимизацией местоположения и размера  $\alpha$ -частиц. Соответствующие конфигурации гармонического осциллятора могут быть выведены при стремлении к нулю разделению  $\alpha$ -частиц. Модель нацелена на состояния, в которых разделение  $\alpha$ -частиц таково, что их структура не существенна. Это условие достижимо вблизи порога, когда  $\alpha$ -частица способна туннелировать через барьер в слабосвязанное состояние, увеличивая объем ядра. Кандидатом в него является  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ , поскольку согласно измерениям рассеяния электронов следует, что связанный с ним объем в 3-4 раза больше, чем у  $^{12}\text{C}(0^+_1)$ . В модели получены пространственные картины кластерных систем  $^{16}\text{O}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ , линейных расположений  $\alpha$ -частиц.

Состояние, описываемое набором идентичных бозонов, могло бы принимать бозонные симметрии и вести себя как атомный конденсат Бозе-Эйнштейна. Волновая функция Блоха-Бринка была адаптирована Госаки, Хориучи, Шуком и Репке (THSR) для описаний такой возможности [46,47] (рис. 2.8). Волновая функция THSR тройки  $\alpha$ -частиц строится как антисимметризованное произведение их волновых функций

$$\Phi_{3\alpha} = \mathcal{A} \prod_{i=1}^3 \Phi_{ai}(\vec{r}_{1i}, \vec{r}_{2i}, \vec{r}_{3i}, \vec{r}_{4i}). \quad (1.3)$$

Она относится к 12 нуклонам, сгруппированным в три квартета, описываемых  $\Phi_{ai}$ . Векторы  $\mathbf{r}_{li}$  и т.д. обозначают координаты для каждого нуклона в  $i$ -м квартете. Волновые функции каждой  $\alpha$ -частицы задаются как

$$\Phi_{ai}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) = e^{\frac{-R^2}{B^2}} \exp \left\{ \frac{-[\vec{r}_1 - \vec{r}_2, \vec{r}_1 - \vec{r}_3, \dots]^2}{b^2} \right\}, \quad (1.4)$$

где  $R$  - координата центра масс квартетов. Волновые функции квартетов - это гауссовские волновые пакеты, пространственно охватываемые экспонентой. Как и в  $\alpha$ -кластерной модели, параметр  $b$  задает размер квартетов, а  $B$  - размер общего распределения. В пределе  $B \rightarrow \infty$  антисимметризация  $\mathcal{A}$  неэффективна, и волновая функция - произведение волновых пакетов свободных  $\alpha$ -частиц. Таким образом, хотя волновая функция THSR очень похожа на волновую функцию  $\alpha$ -кластерной модели, она обладает дополнительной вариационной степенью свободы.

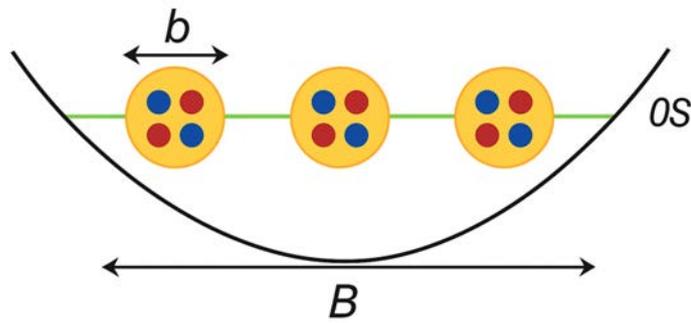


Рисунок 2.8. Графическое представление волновой функции THSR [46]. Три  $\alpha$ -частицы захвачены в  $0S$ -состоянии широкого гармонического осциллятора ( $B$ ), а четыре нуклона каждой  $\alpha$ -частицы захвачены в  $0S$ -состоянии узкого ( $b$ ). Все нуклоны антисимметризованы.

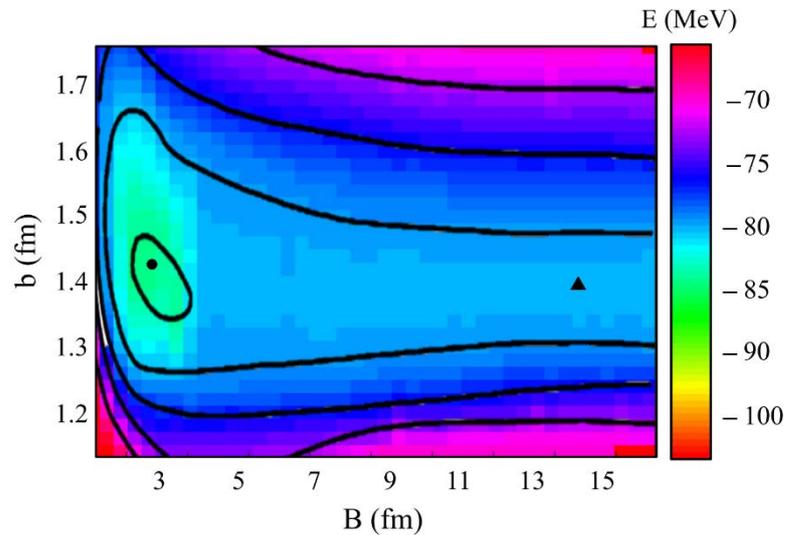


Рисунок 2.9. Контурная карта энергетической поверхности  $E_{3\alpha}(B, b)$  для  $^{12}\text{C}$ . Цветовая карта и контурные линии обозначают энергии связи [48]. Точка представляет минимум на энергетической поверхности, а треугольник отмечает седловую точку.

Возможные структуры исследуются варьированием параметров  $b$  и  $B$ . Энергетическая поверхность в их пространстве оценивается как  $\langle \Phi_{3\alpha} | \hat{H} | \Phi_{3\alpha} \rangle$ , где гамильтониан включает в себя кинетическую и кулоновскую энергию и эффективный потенциал ядерного взаимодействия. Используются потенциалы, воспроизводящие энергию связи и радиус  $\alpha$ -частицы, и сдвиги фаз рассеяния  $\alpha$ - $\alpha$ . Результирующая поверхность для  $^{12}\text{C}$  приведена на рисунке 2.9. Ее минимум, обозначенный кружком на рисунке 2.9, соответствует энергии связи основного состояния. Соответствующие значения  $b$  и  $B$  в этом минимуме воспроизводят размер  $\alpha$ -частицы и компактное основное состояние  $^{12}\text{C}(0^+_1)$ . От минимума простирается гребень к большим значениям  $B$ , имеющий седловую точку при  $b \approx 1.4$  Фм и  $B \approx 14$  Фм с энергией на  $3\alpha$ -пороге.

В точке, отмеченной треугольником на рис. 2.9, возможна стабилизация в  $^{12}\text{C}$  при больших значениях  $B$ , чем для  $^{12}\text{C}(0^+_1)$ . Благодаря энергии и большему объему по сравнению с  $^{12}\text{C}(0^+_1)$ , эта особенность идентифицируется как  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ . Одним из главных успехов этой модели является воспроизведение форм-фактора упругого возбуждения электронами  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  без произвольной нормировки. Согласие с этими данными подтверждает пространственное расширение  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  с определяющим влиянием внутренней  $\alpha$ -частичной структуры (рис. 2.9).

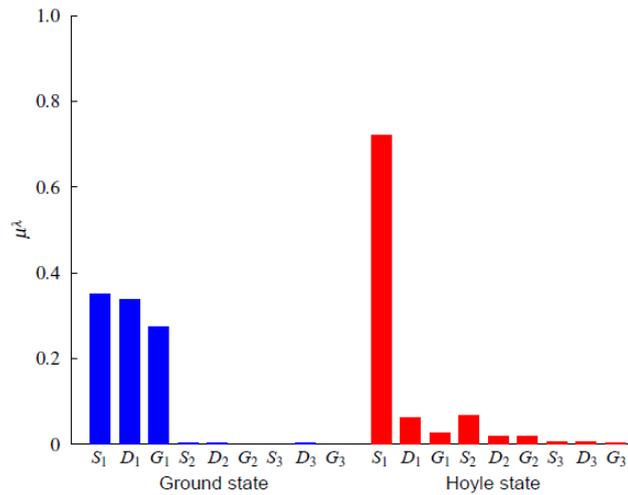


Рисунок 2.10. Сравнение одиночных  $\alpha$ -частичных орбиталей основного состояния  $^{12}\text{C}$  и состояния Хойла [47].

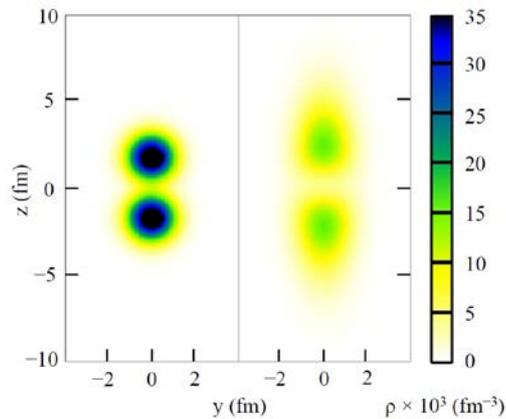


Рисунок 2.11. Сравнение внутренних нуклонных плотностей в основном состоянии  $^8\text{Be}(0^+)$ , вычисленных с использованием волновых функций Бринка-Блоха и THSR (справа) [48].

Подход THSR позволяет разложить волновую функции  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$  по орбиталям  $\alpha$ -частиц. Вероятности их заполнения для  $^{12}\text{C}(0^+_{1})$  и  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$  проявляют радикальное различие (рис. 2.10) [47]. Преобладание самой низкой  $0S$ -орбитали (70%) означает значительность аппроксимации  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$  как идеального Бозе-газа. Напротив, в согласии с оболочечной моделью  $^{12}\text{C}(0^+_{1})$  фрагментировано по уровням  $s$ ,  $d$  и  $g$ . Подход THSR не утверждает, что  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$  является  $\alpha$ -конденсатом. Вклад других орбиталей, кроме  $0S$ , оцениваемый в 30%, указывает на значительную роль принципа Паули.

Сравнение плотностей нуклонов в  $^8\text{Be}(0^+)$  в  $\alpha$ -кластерной и THSR моделях дано на рис. 2.11. Первая размещает  $\alpha$ -частицы в фиксированных точках пространства, давая гантелеобразную структуру  $2\alpha$  с разделением 4 Фм. Модель THSR также предсказывает похожую гантелеобразную структуру. Однако наблюдается отталкивание на коротких расстояниях, а хвосты появляются на радиусах, где кулоновское отталкивание ослаблено. На рисунке 2.12 показано распределение плотности нуклонов для сильно вытянутой волновой функции THSR триплета и квартета  $\alpha$ -частиц [62].

Целостное описание пространственных структур  $\alpha$ -частичных состояний ядра  $^{12}\text{C}$  может дать представление о нуклонных корреляциях, ведущих к ядерному связыванию, и о возможности подобных структур в других ядерных системах [63,64]. На этом пути

существуют два основных препятствия. Первое - невозможность вычисления сильных многочастичных корреляций. Второе - невозможность измерений подобных пространственных корреляции, необходимых для определения внутренней структуры 12-частичной волновой функции. При моделировании в рамках теории эффективного поля на неограниченной ядерной решетке, включающей все возможные многочастичные квантовые корреляции протонов и нейтронов,  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  проявилось наряду с другими наблюдаемыми состояниями  $^{12}\text{C}$  [50]. Прямая цепочка, по-видимому, не является предпочтительной конфигурацией  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ . Состояния  $0^+_{11}$ ,  $2^+_{11}$ ,  $3^-$ ,  $4^-_{11}$  и  $4^+_{11}$  имеют схожие равносторонние треугольные формы, как члены вращательной полосы  $0^+_{11}$  (рис. 2.13). Состояния  $0^+_{22}$ ,  $2^+_{22}$ ,  $0^+_{33}$ ,  $4^+_{22}$  имеют схожие тупоугольные равнобедренные треугольные формы и согласуются с принадлежностью к вращательной полосе  $0^+_{22}$  (рис. 2.13). Проявляя двойственность между моделью оболочки и кластерными состояниями, состояния равностороннего треугольника имеют значительное перекрытие с антисимметризованной моделью оболочек среднего поля  $^{12}\text{C}(0^+_{11})$ . Напротив, состояния тупоугольного равнобедренного треугольника имеют малое перекрытие с начальным состоянием модели оболочки. Тупоугольная форма отвечает ортогональности волновой функции по отношению к равносторонним состояниям. Таким образом, спектр возбуждений  $^{12}\text{C}$  содержит две ветви.

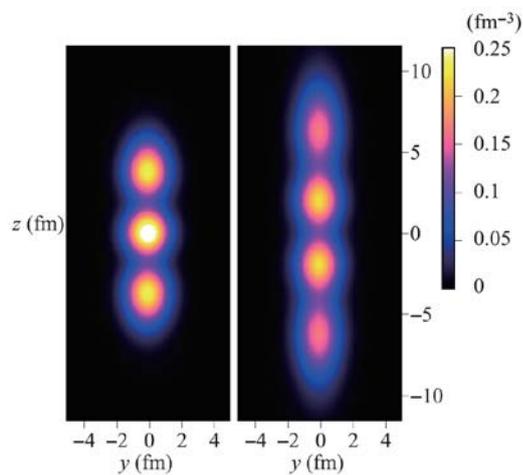


Рисунок 2.12. Распределение плотности нуклонов для сильно вытянутой волновой функции TSHR тройки и четверки  $\alpha$ -частиц [62].

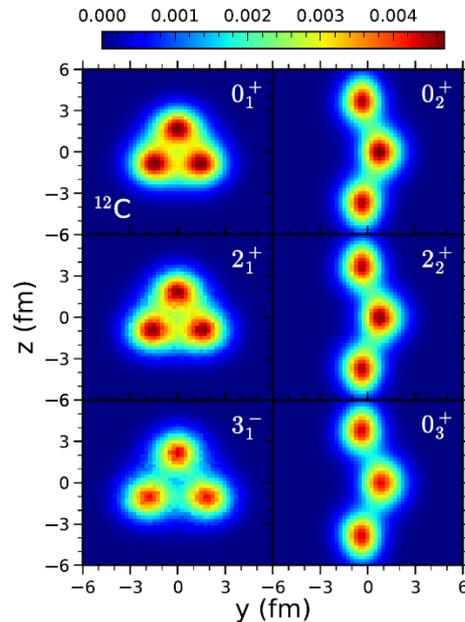


Рисунок 2.13. Распределения ядерной плотности для нескольких состояний  $^{12}\text{C}$  для двумерной проекции ядерной плотности. В каждом случае ориентация кратчайшего среднеквадратичного направления совпадает с осью X [50].

### 2.5. Некоторые эксперименты при низких энергиях

Прогресс экспериментов по кластеризации стал возможен благодаря созданию пучков тяжелых ионов низких энергий и внедрению кремниевых детекторов [39,65]. Измерения энергии и углов испускания частиц в конечных состояниях ядерных реакций позволяют определить возбуждение возникающих компаунд-ядер. Резонансы с энергией 10-20 МэВ, проявившиеся в реакции  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ , были определены как пары вращающихся и вибрирующих ядер  $^{12}\text{C}$  с большими угловыми моментами. Исследования расширились на более сложные системы с участием  $^{16}\text{O}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{28}\text{Si}$ . Достаточно большие массивы кремниевых детекторов позволили исследовать реакции развала, такие как  $^{12}\text{C}(^{24}\text{Mg}, ^{12}\text{C}^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ . Исследование конфигураций нескольких  $\alpha$ -частиц, проведенное в 90-х гг., стало возможным благодаря реконструкции распадов  $^8\text{Be}(0^+)$ ,  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  и  $^{12}\text{C}(3^-)$ . С этой целью использовались полосковые кремниевые детекторы, как односторонние с делением заряда, так и двухсторонние. Этот вид детекторов был разработан в конце 80-х гг. для реконструкции распадов очарованных частиц.

С уровня  $^{12}\text{C}(3^-)$  при 9.64 МэВ, имеющего ширину  $\Gamma = 46$  кэВ, начинается основной спектр  $3\alpha$ -возбуждений  $^{12}\text{C}$  (рис. 2.1). Предполагаемая структура  $^{12}\text{C}(3^-)$  соответствует вращению вокруг оси, проходящей через центр треугольника, в котором каждая из  $\alpha$ -частиц несет единицу углового момента [44]. Щель в 2 МэВ между  $^{12}\text{C}(3^-)$  и  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  позволяет параллельную идентификацию их  $3\alpha$ -распадов. При 10-20 МэВ/нуклон изучались реакции  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, 2\alpha)^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, 3\alpha)^{12}\text{C}$ . Распады  $^8\text{Be}(0^+)$  были реконструированы с разрешением 40 кэВ, а  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  и  $^{12}\text{C}(3^-)$ , имеющие ширину 46 кэВ – 70 кэВ, соответственно (рис. 2.14).

Тем самым стал возможен поиск резонансов, распадающихся на  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  и  $^{12}\text{C}(3^-)$  [39]. Реконструируемая энергия возбуждения выявляет возникновение  $\alpha$ -частицы из распада  $^8\text{Be}(0^+)$  или распада уровней  $^{12}\text{C}$ . Кинетическая энергия и угол рассеяния распадающегося ядра используется для вычисления энергетического баланса  $Q$  2-тельной реакции. Возможна идентификация конечного состояния неупругого рассеяния в каждом событии. В результате в распределениях  $Q$  реакций  $^{12}\text{C}[^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}(0^+_2, 3^-)]^{12}\text{C}$  проявилось множество узких возбуждений в

парах  $^{12}\text{C}^* 0^+_2 + 0^+_1$ ,  $0^+_2 + 2^+_1$ ,  $0^+_2 + 0^+_2$ ,  $0^+_2 + 3^-$ ,  $0^+_1 + 3^-$ ,  $2^+_1 + 3^-$ ,  $0^+_2 + 3^-$ ,  $3^- + 3^-$ . В функции возбуждения этой реакции был обнаружен пик при энергии 32.5 МэВ в с.ц.м. (около 5 МэВ над массовым порогом) с шириной около 5 МэВ. Не нашло подтверждения начальное предположение о том, что в деформированном компаунд-ядре  $^{24}\text{Mg}$  возникает  $6\alpha$ -цепочка. Из-за ее отличия от основного состояния  $^{24}\text{Mg}$ , более перспективно образование пары  $2^{12}\text{C}(0^+_2)$  с большим угловым моментом. В дальнейшем экспериментальные исследования кластерных структур и нестабильных состояний с применением кремниевых детекторов сместились на пучки легких радиоактивных изотопов (недавно [51]).

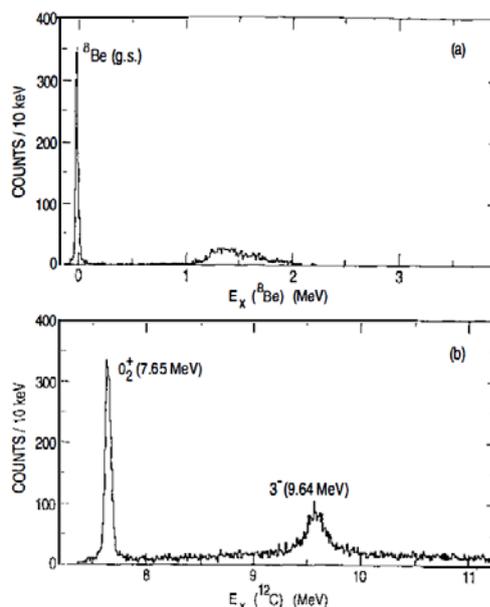


Рисунок 2.14. Спектр возбуждений для  $\alpha$ -частичных пар (а) и троек (б), образованных в рассеянии  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при 65 МэВ. Спектр 2а получен для пар  $\alpha$ -частиц из распада уровня  $^{12}\text{C}(3^-)$  [39].

Современные эксперименты по поиску  $4\alpha\text{BEC}$  продолжают схожее применение полосковых кремниевых детекторов. Они ведутся на основе компактных спектрометров, обеспечивающих значительный охват телесного угла, на пучках легких ядер при нескольких десятках МэВ на нуклон [66-72]. Используются кремниевые детекторы, обладающие наилучшим энергетическим разрешением, размещаются в вакуумных объемах вблизи сверхтонких мишеней. Идентификация нестабильных ядер и состояний осуществляется по энергетическим и угловым корреляциям в регистрируемых ансамблях  $\alpha$ -частиц.

Эксперимент с полной регистрацией  $\alpha$ -частичных фрагментов снаряда в реакции  $^{40}\text{Ca}(25 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{12}\text{C}$  указал на рост вклада  $^8\text{Be}(0^+)$  до множественности  $6\alpha$  [66]. Этот факт противоречит модели, напротив, предсказывающей снижение (табл. 2 в [66]). Проведен поиск распадов состояния  $^{16}\text{O}(0^+_6, 15.1 \text{ МэВ}) \rightarrow ^{20}\text{Ne}(12 \text{ МэВ/нуклон}) + ^4\text{He}$  [67] и  $^{16}\text{O}(160, 280, 400 \text{ МэВ}) + ^{12}\text{C}$  [69]. Недавно данные по  $^{16}\text{O}(45 \text{ МэВ}) + ^{12}\text{C} \rightarrow 4\alpha$  в полной кинематике [71] были проанализированы для всех возможных конфигураций. Была восстановлена функция возбуждения непосредственно из  $4\alpha$ , а также для особых каналов распадов, таких как  $^{12}\text{C}(0^+_2)\alpha$ ,  $^{12}\text{C}(3^-)\alpha$  и  $2^8\text{Be}$ . Однако поиск состояния 15.1 МэВ во всех случаях остается безрезультатным [70]. Проводились измерения совпадений  $\alpha$ -частиц (386 МэВ), рассеянных на  $0^\circ$  в реакции  $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha')5\alpha$  [72]. Утверждается, что вновь наблюдаемые состояния при 23.6, 21.8 и 21.2 МэВ в  $^{20}\text{Ne}$  сильно связаны с кандидатом  $4\alpha\text{BEC}$ , и сами являются кандидатами в  $\alpha\text{BEC}$ .

Хотя статус наблюдений  $\alpha\text{BEC}$  остается неопределенным [69], установлено, что  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  образуется при фрагментации не только  $^{12}\text{C}$ . Этот факт указывает на независимость от

порождающего ядра  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ , как и  $^8\text{Be}(0^+)$ . Подобную универсальность должны проявлять и кандидаты  $\alpha\text{ВЕС}$ . В целом складывается впечатление, что эксперименты по поиску состояний  $4\alpha\text{ВЕС}$  в отношении статистики пришли к практическому пределу. Требуется ориентация на периферические столкновения более тяжелых ядер с большей энергией. Для объединения данных, получаемых в возможно более широком энергетическом диапазоне, и на этой основе подтверждения универсальности  $\alpha\text{ВЕС}$  требуется представление нестабильных состояний в релятивистски-инвариантном виде.

Легкие ядра вблизи границ стабильности имеют очень мало связанных уровней. Большинство их уровней находятся в континууме, будучи нестабильными к эмиссии частиц. У ядер за пределами границ стабильности все состояния находятся в континууме, включая основные. Наряду с радиоактивными ядрами, нестабильность этих ядер не снижает их ценности для расширения сценариев ядерной астрофизики. Они также могут играть промежуточную роль обратных процессов синтеза, поскольку их продуктами распада являются стабильные изотопы He и H. Изучение континуальной спектроскопии этих легких ядер требует реконструкции инвариантных масс конечных ансамблей. В этой связи важно отметить исследования, проведенные под руководством Р. Чарити с использованием полосковых кремниевых детекторов на пучках легких радиоактивных ядер сверхпроводящего циклотрона Мичиганского университета и циклотрона Техасского университета A&M (обзор [68]). Например, в реакции  $^9\text{C} + ^9\text{Be}$  при 70 МэВ на нуклон методом инвариантных масс в континууме идентифицировано 42 резонанса, которые распадаются в выходные каналы, содержащие заряженные частицы. Эти резонансы представляют собой состояния континуума в ядрах  $^{5,6,7}\text{Li}$ ,  $^{6,7,8}\text{Be}$ ,  $^{7,8,9}\text{B}$  и  $^{8,9,10}\text{C}$ . Из них только половина была связана с бинарными выходными каналами, а остальные – с трёх-, четырёх- и пяти-частичными распадами. Выделим ряд замечаний о динамике возникновения нестабильных состояний.

Фрагментацию ядра-снаряда предлагается рассматривать как двухступенчатый процесс. Временной масштаб начального мгновенного шага был оценен по ускорениям фрагментов после распада в кулоновском поле мишени. Он оказался схожим со временем взаимодействия ядра-снаряда с мишенью. На этом начальном шаге могут возникать резонансы, которые распадаются на втором шаге, образуя запаздывающие протоны и остаточные продукты. Для сохранения разделения по времени между двумя этапами, чтобы распад резонанса не зависел от способа его возникновения, время жизни резонансов должно быть значительно больше времени взаимодействия снаряда с мишенью. Для реакций, рассматриваемых в этой работе, это время оценивается как время, затрачиваемое снарядом на прохождение диаметра ядра-мишени, то есть  $5 \times 10^{-23}$  с. Резонанс с шириной распада 2.5 МэВ имеет время жизни  $2.4 \times 10^{-22}$  с, что удовлетворяет этому требованию. Таким образом, резонансы такой ширины и более узкие могут быть изучены в реакциях, рассматриваемых в этой работе. Возможно, что несколько механизмов могут способствовать рассматриваемым каналам выхода фрагментации снаряда. Иногда происходят процессы, в которых один или два нуклона снаряда сильно взаимодействуют с мишенью и выбиваются из снаряда, оставляя связанное или резонансное состояние. Однако возникает вопрос: при рассмотрении резонансов, которые намного легче снаряда, удаляются ли другие неучтённые в резонансе нуклоны снаряда в процессе выбивания? Альтернативный сценарий заключается в том, что снаряд претерпевает мультифрагментацию с образованием нуклонов, возможно, некоторых лёгких кластеров и резонанса.

Хотя представленные аргументы имеют последствия для уровней за пределами как протонной, так и нейтронной границы стабильности, из-за эффективности детектирования внимание сосредоточено на изучении состояний, богатых протонами. Реакции с выбиванием одного или двух нейтронов можно рассматривать как чистые способы поиска протонных резонансов за пределами границы стабильности. Нужно иметь в виду следующее: прямой

процесс выбивания не производит протонов, и, таким образом, регистрируются только запаздывающие протоны со второй ступени (резонансный распад). Однако имеется ограничение в том, насколько далеко можно исследовать за пределами границы стабильности протонов, ограничиваясь такими «чистыми» реакциями, где нет «грязных» мгновенных протонов из реакции выбивания. Кроме того, в методе инвариантной массы такие чистые процессы не могут быть полностью отделены от «грязных» процессов, которые производят «грязные» мгновенные протоны в дополнение к «чистым» запаздывающим протонам из резонансного распада. Это справедливо даже для реакций выбивания одного или двух нуклонов. Например, выход событий  $p + (Z \text{ снаряда} - 1, A \text{ снаряда} - 2)$  может иметь вклад от запаздывающих протонов, образующихся при распаде резонанса после реакции выбивания  $1n$ , или от событий, где и протон, и нейтрон были быстро удалены от снаряда на первом этапе. В спектре инвариантной массы резонансный пик будет располагаться на фоне последних событий. В принципе, выбивание трех нейтронов должно позволить исследовать еще более дальние области, за пределами экспериментальной границы, но очень низкие ожидаемые выходы этой реакции могут быть нивелированы таким фоновым излучением. Поскольку фоны с инвариантной массой всегда будут присутствовать в этих реакциях фрагментации, важно рассмотреть, может ли фрагментация частиц с более высоким атомным номером привести к такому же резонансу с более интенсивными выходами и лучшими соотношениями пика к фону.

Изотоп  $^{10}\text{C}$  имеет только одно связанное возбужденное состояние  $2^+$ , выше которого большинство уровней распадаются на  $2\alpha 2p$ . При образовании таких состояний  $^{10}\text{C}$  из развала налетающей частицы  $^{13}\text{O}$  существует возможность образования двух мгновенных протонов в дополнение к двум протонам от резонансного распада. Следовательно, потенциально существует много различных способов создания фоновых сигналов под резонансными пиками  $^{10}\text{C}$ . Проблема упрощается отбором последовательных распадов этих состояний  $^{10}\text{C}$ . Распределение по инвариантной массе двух ансамблей  $2\alpha p$  показывает сильный узкий пик чуть выше порога, который находится на пренебрежимо малом фоне. Выделив этот пик, можно четко выделить события с промежуточным фрагментом  $^9\text{B}$  и идентифицировать протон от распада резонанса  $^{10}\text{C}$  на  $^9\text{B}$ . Таким образом, можно рассматривать эти события как  $^9\text{B}p$ . Распределения по энергии возбуждения  $^{10}\text{C}$  содержат три узких пика и области, определяемые фоном от мгновенных протонов.

Большое число событий  $4\alpha$  было зарегистрировано со смешанным пучком  $^{15}\text{O}/^{17}\text{Ne}$  [73]. Их возникновение требует передачи нейтронов, упаковка которых в  $\alpha$ -частицы служит также и источником более высокой энергии возбуждения. Хотя распределение инвариантных масс не содержит пиков, такие события могут быть получены в различных сценариях. Одна из интересных возможностей – деление  $^{16}\text{O}$  на пару  $^8\text{Be}(0^+)$ . Были отобраны события, где относительная энергия между одной парой  $\alpha$ -частиц согласуется с распадом  $^8\text{Be}(0^+)$ , и аналогично - для оставшейся пары. Распределение относительной энергии имеет очень острый пик для  $\alpha$ -пар от распада  $^8\text{Be}(0^+)$ , а фон под ним практически отсутствует. Спектр энергии возбуждения для таких событий и содержит большой пик при 19.26 МэВ и более широкую структуру при  $\sim 21$  МэВ (рис. 2.15(b)). Можно выделить такие  $4\alpha$ -события, отбирая те, где три из четырех  $\alpha$ -частиц имеют инвариантную массу  $^{12}\text{C}(0^+)$  (рис. 2.15(a)).

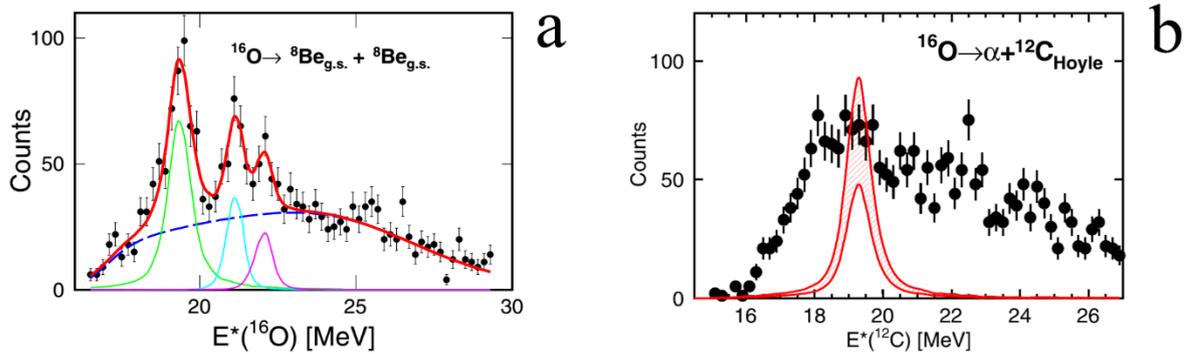


Рисунок 2.15. (а) Спектр энергии возбуждения  $^{28}\text{Be}(0^+)$  [73]. (б) Спектр энергии возбуждения  $^{12}\text{C}(0^+_{2})\alpha$  [73].

Здесь стоит отметить, что представление данных в переменной инвариантной массы, обозначаемой как энергия возбуждения  $E^*$ , было принято примерно в тот же период и независимо в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ. В нем употребляется термин инвариантная масса  $Q$  с замечанием о том, какая массовая константа вычитается для удобства представления. Речь идет о том же самом, но в нашем случае масса вычисляется в приближении сохранения начальной скорости снаряда релятивистскими фрагментами. Сравнение данных указывает на ряд совпадений, в основе которых может лежать общность механизма формирования нестабильных состояний. Образно говоря, нестабильные состояния могут быть не просто результатом встряски родительских ядер, из которых они высыпаются как ингредиенты. Напротив, они могут формироваться при взаимодействии в конечном состоянии кластеров и нуклонов с малыми относительными 4-импульсами (скоростями) как результат их коалесценции. Инвариантный подход позволяет спроецировать наблюдения при низких энергиях в релятивистскую область. Кроме того, можно включать их как фундаментальные элементы событий множественной фрагментации тяжелых ядер, не осуществимой при низких энергиях.

### 3. Поиск состояния Хойла в диссоциации легких ядер

#### 3.1 Распады $^8\text{Be}(0^+)$ и $^9\text{Be}$ в релятивистской диссоциации $^9\text{Be}$ и $^{10}\text{C}$

$^9\text{Be}$  – наиболее простой объект для проверки подхода, основанного только на угле  $\Theta$  в релятивистских  $\alpha$ -парах (рис. 3.1 (а)) [3,74]. Распределение по инвариантной массе  $\alpha$ -пар  $Q_{2\alpha}$   $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  при 1.2 ГэВ на нуклон указало на то, что в 80% случаев с близкими вероятностями образуются «долгоживущий»  $^8\text{Be}(0^+)$  и «короткоживущий»  $^8\text{Be}(2^+)$  (рис. 3.1 (б)). Этот вывод согласуется с использованием суперпозиции  $(0.56^8\text{Be}(0^+) + 0.44^8\text{Be}(2^+))n$  в вычислении магнитного момента  $^9\text{Be}$ .

К настоящему времени число измеренных звезд  $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  достигло 712 [6]. Среднее значение полного поперечного импульса в диссоциации  $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  составляет около 10 МэВ/с на нуклон, что в несколько раз меньше Ферми-импульса движения нуклонов (100-200 МэВ/с), проявляющегося в испускании нейтронов. В пренебрежении полным поперечным импульсом можно оценить поперечные импульсы, уносимые нейтронами и, затем, инвариантные массы  $Q_{2\alpha n}$ . При условии  $Q_{2\alpha} < 0.25$  МэВ присутствия  $^8\text{Be}(0^+)$  в распределении  $Q_{2\alpha n}$  проявляется пик (рис. 3.2) вблизи порога  $^8\text{Be}(0^+)\rho$ , равного 1.665 МэВ. Аппроксимация этого распределения функцией Брейта-Вигнера дает энергию резонанса  $1.80 \pm 0.01$  МэВ при ширине  $\Gamma = 732$  кэВ, определяемой разрешением эксперимента и сделанными приближениями. Эти параметры согласуются с примерно 100 распадами уровня  $^9\text{Be}^*(1.684 \text{ МэВ}, \Gamma = 217 \text{ кэВ}, J^\pi = \frac{1}{2}^+)$  до  $Q_{2\alpha n} < 2$  МэВ. Их вклад в канал  $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be}(0^+)$  составляет  $33 \pm 4\%$ , а во всю статистику  $14 \pm 2\%$ . При

условии  $0.25 < Q_{2\alpha} < 0.85$  МэВ, т.е. с вето на  ${}^8\text{Be}(0^+)$  в области  $2 < Q_{2\alpha n} < 3$  МэВ, где ожидается сигнал  ${}^9\text{Be}(2.43 \text{ МэВ})$ , соответствует не более 25 событий, или не более 4% событий диссоциации  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ .

Ядро  ${}^{10}\text{C}$  – это единственная стабильная система супербороминовского типа, в которой удаление хотя бы одного кластера или нуклона, приводит к несвязанному состоянию. Порог  ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha 2p$ , составляет 3.73 МэВ,  ${}^9\text{B}p$  – 4.01 МэВ и  ${}^8\text{Be}(0^+)2p$  – 3.82 МэВ. В когерентной диссоциации  ${}^{10}\text{C}$  доминирует канал  $2\text{He} + 2\text{H}$  (82%). Распределения по  $Q_{2\alpha}$  и  $Q_{2\alpha p}$ , полученные для 184 «белых» звезд  ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha 2p$ , указывают на вклад распадов  ${}^9\text{B}$  ( $30 \pm 4\%$ ), в которых участвует  ${}^8\text{Be}(0^+)$  [3,75].

Упростившаяся благодаря составу  ${}^{10}\text{C}$ , идентификация  ${}^8\text{Be}(0^+)$  и  ${}^9\text{B}$ , позволяет обратиться к их вкладу в диссоциацию  ${}^{10}\text{B}$  и  ${}^{11}\text{C}$ . Были выполнены угловые измерения в 318 событиях диссоциации  ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$  при 1.0 ГэВ на нуклон, среди которых идентифицированы 20 распадов  ${}^9\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}(0^+)p$ , удовлетворяющих условию  $Q_{2\alpha p}({}^9\text{B}) < 0.5$  МэВ (рис. 3.4). Аналогично, в 154 событиях  ${}^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$  при 1.2 ГэВ на нуклон найдено 22 распада  ${}^9\text{B}$  (рис. 3). Таким образом, в диссоциации  ${}^{10}\text{C}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  и  ${}^{11}\text{C}$  установлено универсальное условие  $Q_{2\alpha p}({}^9\text{B})$ . Кроме того, при идентификации распадов  ${}^9\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}p$  критерий  $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be})$  подтвердился в наиболее чистых условиях.

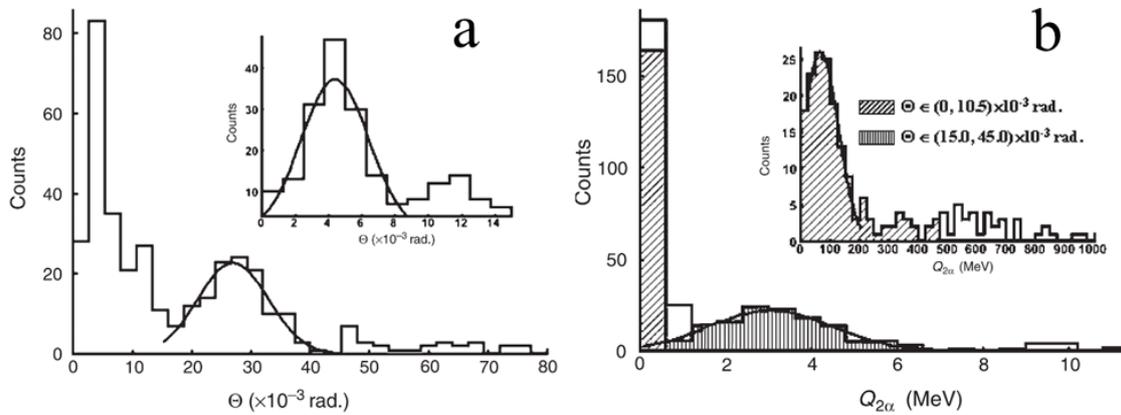


Рисунок 3.1. Распределение  $\alpha$ -пар частиц во фрагментации  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  при 1.2 ГэВ на нуклон по углу разлета  $\Theta$  (a) и инвариантной массе  $Q_{2\alpha}$  (b) [3,74].

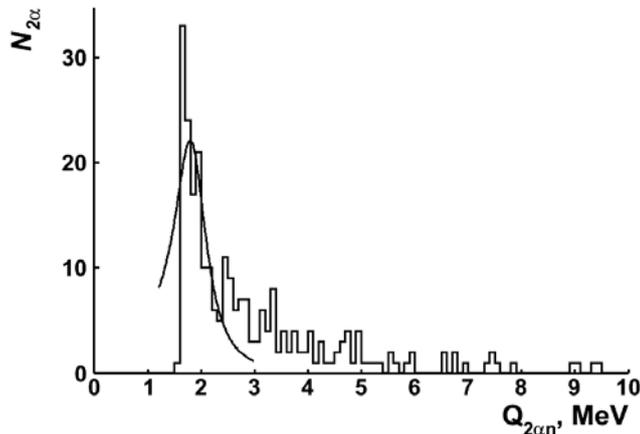


Рисунок 3.2. Distribution over invariant masses of triplets consisting of pairs of  $\alpha$ -particles  $Q_{2\alpha} < 0.25$  MeV and neutrons in dissociation  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  at 2 GeV/c per nucleon; the curve – Breit-Wigner distribution [6].

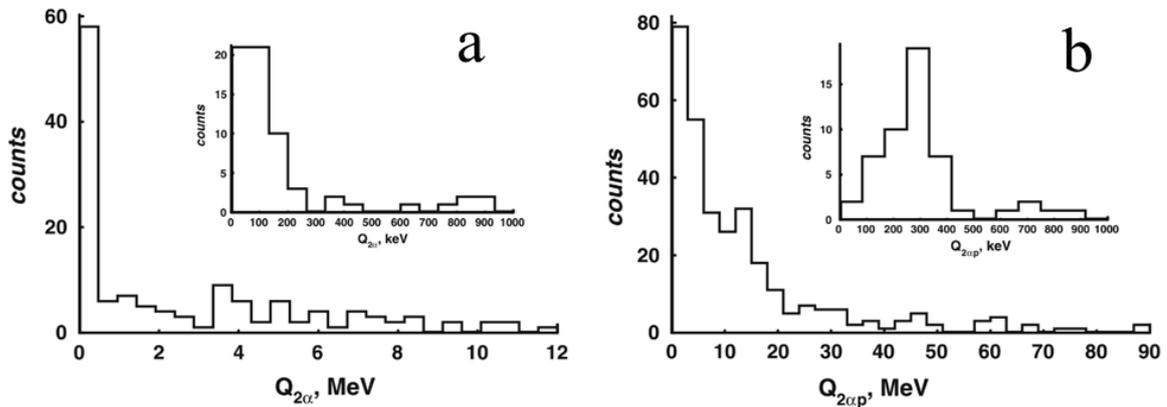


Рисунок 3.3. Распределение событий когерентной диссоциации  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha 2p$  при 1.2 ГэВ на нуклон по инвариантным массам  $Q_{2\alpha}$  (a) и  $Q_{2\alpha p}$  (b) [3,75].

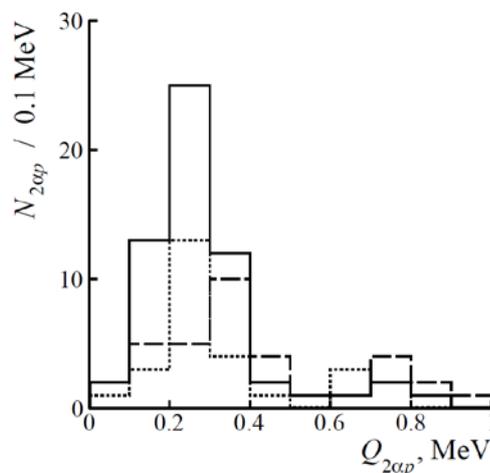


Рисунок 3.4. Распределение  $2\alpha p$ -троек  $N_{2\alpha p}$  в событиях когерентной диссоциации  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He}2\text{H}$  (сплошная) и диссоциации  $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He}2\text{H}$  (точки) и  $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{HeH}$  (пунктир) по инвариантной массе  $Q_{2\alpha p}$  ( $< 1$  МэВ) [5].

### 3.2 Диссоциация $^{12}\text{C}$

Освоение реконструкции релятивистских распадов  $^8\text{Be}$  и  $^9\text{Be}$  открыло перспективу для поиска распадов  $^{12}\text{C}(0^+_{22})$ , которые должны проявляться среди релятивистских фрагментов как наиболее узкие  $\alpha$ -тройки. Стартовым материалом стали 200 мкм слои ЯЭ на 2 мм стекле и размером 9 на 12 см<sup>2</sup> производства ОАО «Славич». В 2016 - 2017 гг. они были продольно облучены в медико-биологическом пучке ядер  $^{12}\text{C}$  Института физики высоких энергий (Протвино) при 450 МэВ (импульс 1 ГэВ/с) на нуклон потоком 2000-4500 см<sup>-2</sup> с 2%-ой равномерностью. Поиск  $3\alpha$ -событий велся по полосам, поперечным к направлению пучка. Было измерено 86 событий  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ , включая 36 «белых» звезд [76]. Этот первый шаг привел к повторному анализу измерений 72 «белых» звезд  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  группы Г.М. Чернова (Ташкент) [77], а также 114 «белых» звезд группы А.Ш. Гайтинова (Алма-Ата) в слоях ЯЭ, облучавшихся ядрами  $^{12}\text{C}$  при 3.65 (4.5 ГэВ/с) на нуклон на Синхрофазотроне ОИЯИ. Тогда проблема  $^{12}\text{C}(0^+_{22})$  не ставилась.

В распределении по инвариантной массе  $\alpha$ -троек наблюдался пик при  $Q_{3\alpha} < 1$  МэВ, где могут отражаться распады  $^{12}\text{C}(0^+_{22})$ . Для событий при 3.65 ГэВ на нуклон  $\langle Q_{3\alpha} \rangle$  (RMS) =  $441 \pm 34$  (190) кэВ, а при 450 МэВ на нуклон  $346 \pm 28$  (85) кэВ. Было заключено, что распады  $^{12}\text{C}(0^+_{22})$

наблюдаются с вероятностью около 10-15%. Угловые измерения позволяют сделать вывод о динамике возникновения  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  по распределению троек  $\alpha$ -частиц по их суммарному поперечному импульсу  $P_{T\text{sum}}$ . Его среднее значение  $\langle P_{T\text{sum}} \rangle$  (RMS) равно  $190 \pm 19$  (118) МэВ/с, что соответствует ядерно-дифракционному механизму. В случае электромагнитной диссоциации на ядрах Ag и Вг, входящих в состав ЯЭ, ожидаемое ограничение –  $P_{T\text{sum}} < 100$  МэВ/с. Удивительно, что такое «хрупкое» образование, как  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ , может возникать в релятивистских столкновениях как целостный ансамбль, «отскакивающий» с поперечным импульсом, характерным для сильных взаимодействий, а не электромагнитных. В распределении  $Q_{3\alpha}$  присутствовал пик  $^{12}\text{C}(3^-)$  между 2 и 4 МэВ.

К настоящему времени углы эмиссии измерены в 510 событиях  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  при импульсе 4.5 ГэВ/с на нуклон [6]. Достижение столь значительного уровня статистики удалось благодаря целенаправленному поиску при поперечном сканировании. Ее часть соответствует пропорциональному набору 164 событий когерентной диссоциации и 160 событий, сопровождаемых фрагментами мишени. Анализ в этой выборке относительных выходов  $^8\text{Be}(0^+)$ ,  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  и  $^{12}\text{C}(3^-)$  и распределений по переданному поперечному импульсу этих двух типов диссоциации не выявил отличий. Далее обсуждается вся статистика. Число распадов  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) < 200$  кэВ в ней равно 221.

При  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) < 200$  кэВ в распределении по  $Q_{3\alpha}$  наблюдается два пика (рис. 3.5.). Первый со средним значением  $Q_{3\alpha}(\text{RMS}) = 417 \pm 27$  (165) кэВ отвечает  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ , а второй с параметром распределения Релея  $Q_{3\alpha}(\sigma) = 2.4 \pm 0.1$  МэВ –  $^{12}\text{C}(3^-)$ . Поскольку пики хорошо разделяются для  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ , принято мягкое условие  $Q_{3\alpha} < 1$  МэВ. Быстрое снижение вклада  $Q_{3\alpha} > 4$  МэВ определяет верхнюю границу  $^{12}\text{C}(3^-)$ . Тогда вклады  $^8\text{Be}(0^+)$ ,  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  и  $^{12}\text{C}(3^-)$  оцениваются как  $43 \pm 4$ ,  $11 \pm 2$ ,  $19 \pm 2\%$ , соответственно. Вклад  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  в  $^8\text{Be}(0^+)$  равен  $26 \pm 4\%$ , а  $^{12}\text{C}(3^-)$  –  $44 \pm 6$ , а их отношение равно  $0.6 \pm 0.1$ .

Соответствуя принятым представлениям, совместная идентификация распадов  $^8\text{Be}(0^+)$ ,  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  и  $^{12}\text{C}(3^-)$  в конусе релятивистской фрагментации  $^{12}\text{C}$  ядра, выполненная только по углам испускания  $\alpha$ -частиц, служит весомым аргументом в пользу используемого подхода и его применимости к более тяжелым ядрам. Первоначальная идентификация  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  при 450 МэВ на нуклон (рис. 3.5.) указывает на такую возможность в энергетическом диапазоне, где подобные электронные эксперименты становятся возможны.

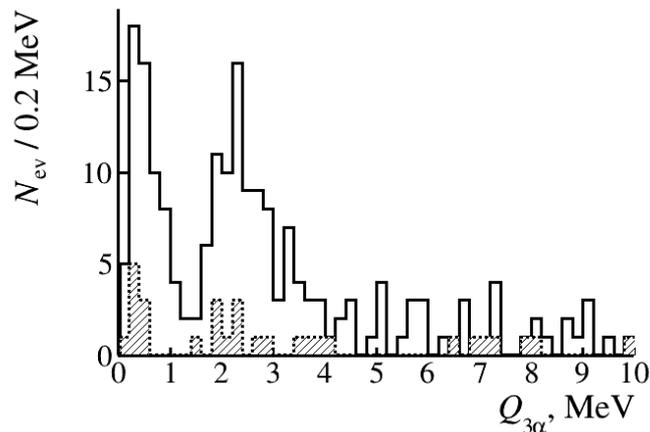


Рисунок 3.5. Совмещенные распределения по инвариантной массе  $Q_{3\alpha}$   $\alpha$ -троек с присутствием  $\alpha$ -пары  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) < 200$  кэВ в диссоциации  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  при 3.65 ГэВ на нуклон (сплошная) [6] и 450 МэВ на нуклон (точки, заштриховано) [76].

3.3 Диссоциация  $^{16}\text{O}$ 

Распады  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  могут возникать в диссоциации  $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}^* (\rightarrow 3\alpha) + \alpha$ . Их идентификация по инвариантной массе  $3\alpha$ -троек  $Q_{3\alpha}$  возможна на основе угловых измерений 641 “белой” звезды  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  при 3.65 ГэВ на нуклон, выполненных в группах Г.М. Чернова и А.Ш. Гайтинова [78]. Распределения этих событий по  $Q_{3\alpha}$ , представленные на рис. 3.6, проявляют сходство распределением по  $Q_{3\alpha}$  316 “белых” звезд  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  с идентичным по условиям измерения из описанной выше статистики. В обоих случаях наблюдаются пики в области  $Q_{3\alpha} < 0.7$  МэВ со средними значениями (RMS)  $417 \pm 27$  (165) кэВ для  $^{12}\text{C}$  и  $349 \pm 14$  (174) кэВ для  $^{16}\text{O}$ . На этой основе вклад  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ , в случае  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ , составляет  $11 \pm 3\%$ , а в случае  $^{16}\text{O}$  равно  $22 \pm 2\%$  [79]. Увеличение  $3\alpha$ -комбинаций в  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  приводит к заметному росту вклада  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ .

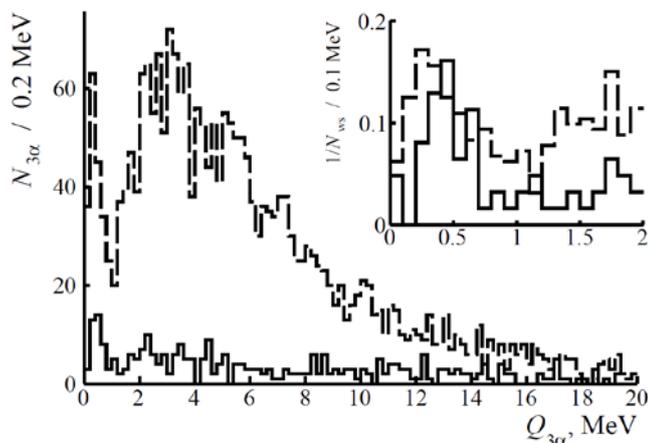


Рисунок 3.6. Распределение числа  $3\alpha$ -троек  $N_{3\alpha}$  по инвариантной массе  $Q_{3\alpha}$  в 316 “белых” звездах  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  (сплошная) и 641 “белой” звезде  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  (пунктир) при 3.65 А ГэВ; на вставке увеличенная часть  $Q_{3\alpha} < 2$  МэВ, нормированная на число “белых” звезд  $N_{ws}$  [79].

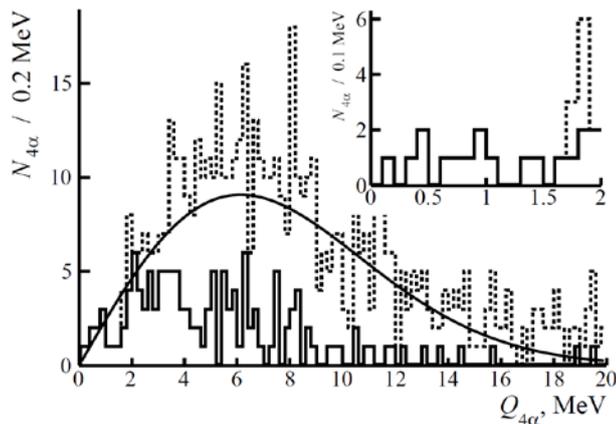


Рисунок 3.7. Распределения по инвариантной массе  $Q_{4\alpha}$  в 641 “белой” звезде  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  при 3.65 ГэВ на нуклон для всех  $4\alpha$ -квартетов (точки) и событий  $\alpha\text{HS}$  (сплошная линия); плавная линия - распределение Рэля; на вставке: увеличенная часть  $Q_{3\alpha} < 2$  МэВ [5].

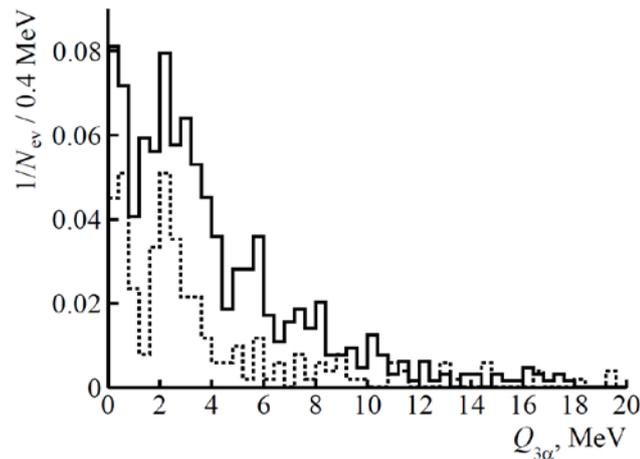


Рисунок 3.8. Распределение по  $Q_{3\alpha}$  в событиях  $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be}(0^+)\alpha$  (точки) и  $^{16}\text{O} \rightarrow ^8\text{Be}(0^+)2\alpha$  (сплошная); нормировка на число событий [7].

$^{12}\text{C}(0^+_{2})$  может возникать через  $\alpha$ -распады  $^{16}\text{O}(0^+_{6})$  [5]. Распределение “белых” звезд  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  по инвариантной массе  $4\alpha$ -квартетов  $Q_{4\alpha}$  (рис. 3.7) указывает на 9 событий  $Q_{4\alpha} < 1$  МэВ со средним значением  $624 \pm 84$  (252) кэВ. Тогда оценка вклада  $^{16}\text{O}(0^+_{6}) \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}(0^+_{2})$  составляет  $1.4 \pm 0.5\%$  при нормировке на всю статистику и  $7 \pm 2\%$  – при нормировке на число  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$  в ней. Можно заключить, что при образовании  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$  доминирует прямая диссоциация. Поиск его  $4\alpha$  “предшественника” возможен в релятивистской диссоциации легких ядер, но требует существенно большей статистики  $4\alpha$ -событий, доступной в электронных экспериментах при нескольких сот МэВ на нуклон.

Условие на присутствие  $^8\text{Be}(0^+)$  ведет к сигналу  $^{12}\text{C}(3^-)$  в распределении  $Q_{3\alpha}$  (рис. 3.8) [7]. Однако, для оценки его вклада желательно ослабление комбинаторного фона. Прежде всего источником могут служить уже идентифицированные события, в том числе 139  $^{12}\text{C}(0^+_{2})\alpha$  и 36  $2^8\text{Be}(0^+)$ . После их удаления остается 196 событий в диапазоне, принятом для  $^{12}\text{C}(3^-)$ , со средним значением (RMS)  $2.48 \pm 0.06$  МэВ (1.0). Из них в 105 имеются такие единственные  $\alpha$ -тройки, а в 91 – двойные, учитывавшиеся со статистическим весом 0.5. Следующий вклад могут давать события  $^{16}\text{O} \rightarrow ^8\text{Be}(0^+)^8\text{Be}(2^+)$ , непосредственная идентификация которых невозможна. В предположении равенства  $^8\text{Be}(0^+)$  и  $^8\text{Be}(2^+)$  в случаях  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  и их независимого образования, вклад  $^8\text{Be}(0^+)^8\text{Be}(2^+)$  может оцениваться как приблизительно равный вкладу  $2^8\text{Be}(0^+)$ . Он вычитается из числа кандидатов  $^{12}\text{C}(3^-)$ . С учетом этого замечания можно утверждать, что в диссоциации  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  идентифицированы распады  $^{12}\text{C}(3^-)$ . Тогда вклад канала  $^{12}\text{C}(0^+_{2})\alpha$  составил  $23 \pm 2\%$ ,  $^{12}\text{C}(3^-)\alpha$  –  $32 \pm 2\%$ ,  $2^8\text{Be}(0^+)$  –  $6 \pm 1\%$ , а отношение каналов  $^{12}\text{C}(3^-)\alpha$  и  $^{12}\text{C}(0^+_{2})\alpha$  –  $1.4 \pm 0.1$ .

Имеются теоретические аргументы о том, что из-за крайне малой энергетической щели  $^{16}\text{O}(0^+_{6}) \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_{2})\alpha$ , равной всего 296 кэВ, ширина этого распада, также, крайне мала, составляя порядка  $10^{-9}$  МэВ [46]. Возбуждение  $^{16}\text{O}(0^+_{6})$  предложено рассматривать в модели контейнера  $^{12}\text{C}(0^+_{2})\alpha$ , в котором успевает произойти конверсия в основное состояние  $^{12}\text{C}(0^+_{2})\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_{1})\alpha$  с последующим распадом, имеющим ширину 0.2 МэВ. При поисках  $5\alpha$ -конденсата предложен канал распада  $^{16}\text{O}(0^+_{6})\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_{1})\alpha\alpha$  с внутренней конверсией  $^{12}\text{C}(0^+_{2})\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_{1})\alpha$  [49].

Поиск распада  $^{16}\text{O}(0^+_{6}) \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_{1})\alpha$  важен в контексте ядерно-астрофизического синтеза изотопа  $^{12}\text{C}$ . Он может служить альтернативой слиянию  $^8\text{Be}(0^+)\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_{2})$ . В случае  $^{16}\text{O}(0^+_{6}) \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_{1})\alpha$  одна из  $\alpha$ -частиц в квартете служит своего рода катализатором, снимая необходимость в электромагнитном переходе. Нельзя исключить сосуществования распадов

$^{12}\text{C}(0^+_2)\alpha$  и  $^{12}\text{C}(0^+_1)\alpha$  в пределах ширины  $^{16}\text{O}(0^+_6)$  165 кэВ. Далее будут представлены первые результаты анализа бинарной диссоциации  $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_1)\alpha$ .

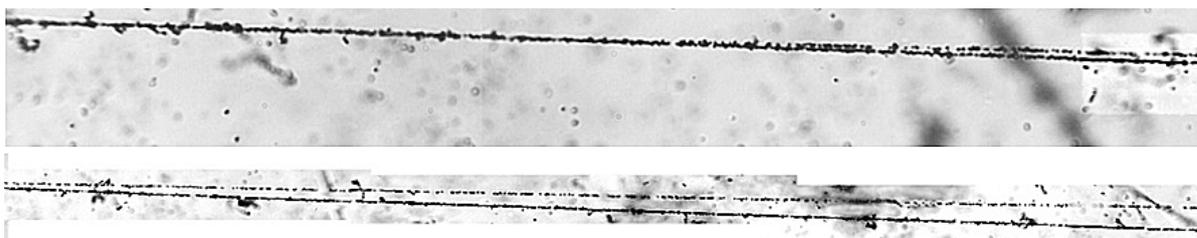


Рисунок 3.9. Макрофотография события когерентной диссоциации  $^{16}\text{O} \rightarrow \text{C} + \text{He}$  при 4.5 ГэВ/с на нуклон. На верхней фотографии слева виден первичный след  $^{16}\text{O}$ , сопровождаемый короткими следами  $\delta$ -электронов. При смещении на 1 мм в направлении струи фрагментов их следы различимы (нижнее фото).

Недавно был начат ускоренный поиск событий  $\text{C} + \text{He}$  путем поперечного сканирования слоев ЯЭ, облученных в 1980-х годах на Синхрофазотроне ОИЯИ ядрами  $^{16}\text{O}$  с импульсом 4.5 ГэВ/с на нуклон (пример на рис. 3.9) [7]. Направления в парах сходящихся следов He и более тяжелого фрагмента измеряются и прослеживаются до вершины взаимодействия. К настоящему времени измерено 67 событий, включая 22 «белые» звезды. Распределения полярных углов испускания  $\theta_{12\text{C}}$  и  $\theta_\alpha$  (рис. 3.10(a) и (b)) были получены из измерений координат на вторичных следах. Они описываются распределением Рэля с параметрами  $\sigma_{\theta_{12\text{C}}} = (3.9 \pm 0.3)$  мрад и  $\sigma_{\theta_\alpha} = (8.4 \pm 0.8)$  мрад, и  $9.4 \pm 0.9$  мрад для углов раскрытия  $\Theta_{12\text{CHe}}$  (рис. 3.10c).

Эти измерения в предположении сохранения импульса на нуклон и соответствия  $^{12}\text{C} + \alpha$  позволяют получить распределение по инвариантной массе 89 пар, представленное на рис. 3.10d. В нем проявляется группировка  $Q_{12\text{C}\alpha}$  вблизи 8.1 (25), 10.0 (17), 11.8 (15) и 14.3 (14) МэВ с RMS около 0.5 МэВ. Значения  $Q_{12\text{C}\alpha}$  2-й и 3-й группы соответствуют  $\alpha$ -нестабильным уровням, начинающимся с  $^{16}\text{O}^*(8.9)$ , до порога  $^{15}\text{Np}$  12.1 МэВ [2]. Неожиданной оказывается 1-я группа, тем более что она отсутствует в рассматриваемой далее диссоциации на протонах. Причиной ее возникновения здесь может служить тормозное излучение части фрагментов  $^{12}\text{C}$  в поле тяжелых ядер ЯЭ. Проявляясь при вычислении инвариантных масс, этот вторичный эффект может отсутствовать при спектроскопии.

Восемь событий, включая две «белые» звезды, со средним значением  $\langle Q_{12\text{C}\alpha} \rangle$  (RMS) =  $15.1 \pm 0.2$  (0.6) МэВ, являются кандидатами на распад  $^{16}\text{O}(0^+_6)$ . Этот вариант распада имеет перспективу подтверждения по мере накопления статистики. Кроме того, он стимулирует анализ эмульсии, облученной ядрами  $^{16}\text{O}$  при 15 ГэВ/с на нуклон в AGS BNL в 1990-х годах. В этом случае имеются методические преимущества, связанные с большей компактностью пучка, меньшим вкладом сопутствующих  $\alpha$ -частиц и в 3 раза меньшим конусом фрагментации. Инвариантное представление данных для обоих облучений позволит независимо сравнить выводы и проверить универсальность образования  $^{16}\text{O}(0^+_6)$ . Измерения первых событий при 15 ГэВ/с на нуклон добавлены на рис. 3.10 (заштрихованы).

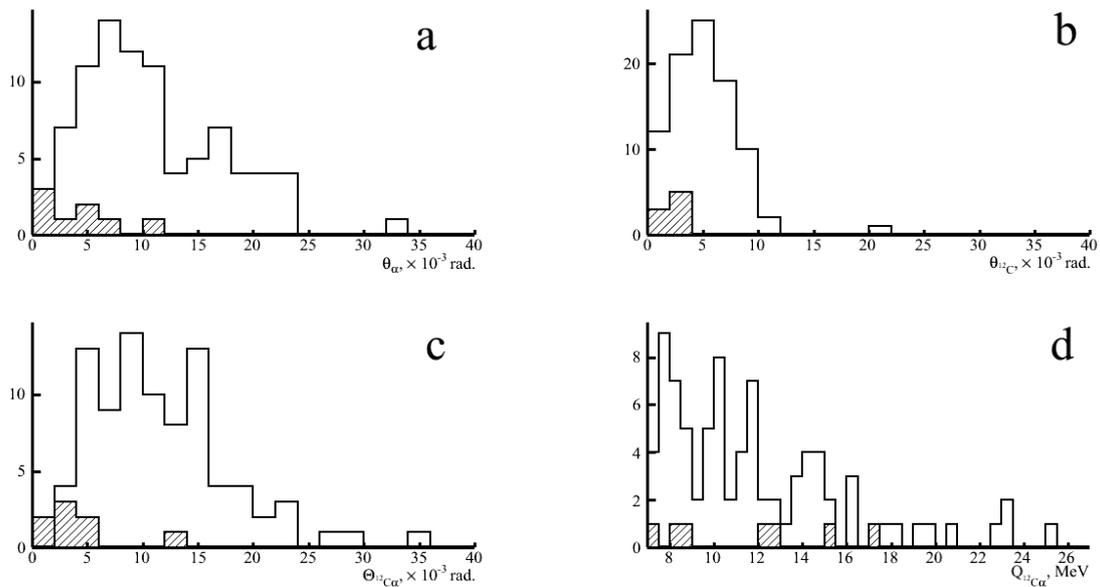


Рисунок 3.10. Первые измерения событий  $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}\alpha$  при 3.65 и 15 ГэВ на нуклон (заштрихованы): углы вылета  $\theta_\alpha$  (a) и  $\theta_{^{12}\text{C}}$  (b), углы раскрытия  $\Theta_{^{12}\text{C}\alpha}$  между фрагментами  $^{12}\text{C}$  и  $\alpha$  (c) и инвариантные массы  $Q_{^{12}\text{C}\alpha}$  [7].

### 3.4 Диссоциация $^{16}\text{O}$ на протонах

Как отмечалось во Введении, имеются измерения углов испускания и полных импульсов фрагментов  $P_{\text{fr}}$  в 11000 взаимодействиях ядер  $^{16}\text{O}$  при импульсе  $P_0 = 3.25$  ГэВ/с на нуклон [26]. Для определения зарядов фрагментов тяжелее He достаточно условия равенства суммы зарядов вторичных частиц равной девяти в событии. Отношения  $P_{\text{fr}}/P_0$  позволяют проверить влияние изотопической идентификации фрагментов [27].

В событиях ВПК-100 также имеется пик в начальной части распределения по углу разлета  $2\alpha$ -пар  $\Theta_{2\alpha}$ , который соответствует распадам  $^8\text{Be}(0^+)$  (рис. 3.11). Сигнал  $^8\text{Be}$  исчезает при вычислении  $Q_{2\alpha}$ , с недостаточно точно измеренными импульсами  $P_{\text{He}}$ . Ситуация исправляется при фиксации импульсов, как и в случае ЯЭ. Значения  $P_{\text{He}}$  и  $P_{\text{H}}$ , нормированные на начальный импульс  $P_0$  (на нуклон), идентифицируют изотопы He и H. Согласно рис. 3.12, условие  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ удаляет вклад  $^3\text{He}$ , а вклад протонов составляет 90% среди фрагментов H.

На рис. 3.13 представлены распределения по инвариантным массам всех  $2\alpha$ -пар  $Q_{2\alpha}$ ,  $2\alpha$ -троек  $Q_{2\alpha p}$  и  $3\alpha$ -троек  $Q_{3\alpha}$ , вычислившихся по углам, которые определялись в ВПК-100. Добавлены распределения с отбором  $^4\text{He}$  ( $3.5 \leq P_{\text{He}}/P_0 \leq 4.5$ ), протонов ( $0.5 \leq P_{\text{H}}/P_0 \leq 1.5$ ) и  $^8\text{Be}$  ( $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ). Вариант с фиксированными импульсами, зависящий только от углов эмиссии фрагментов, демонстрирует пики  $^8\text{Be}$  и  $^9\text{B}$ . Присутствует небольшое число кандидатов  $^{12}\text{C}(0^+)$ .

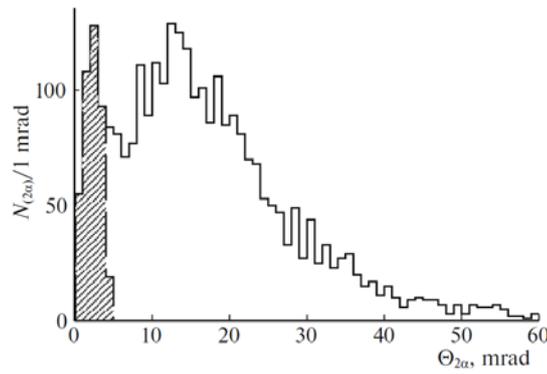


Рисунок 3.11. Распределение по углу разлета  $\Theta_{2\alpha}$  комбинаций  $2\alpha$ -пар для всей статистики (сплошная линия) при условии  $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ (пунктир) во фрагментации ядер  ${}^{16}\text{O}$  при 3.25 ГэВ/с на нуклон на протонах [27].

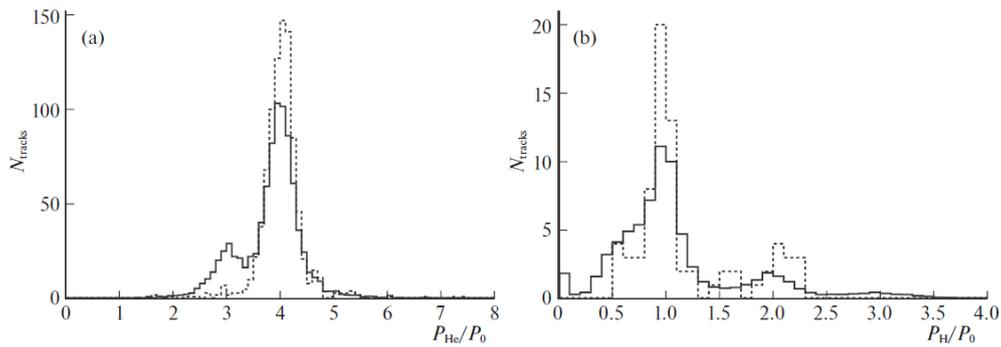


Рисунок 3.12. Распределение релятивистских фрагментов H (a) и He (b) по отношениям их измеренных импульсов  $P_H$  и  $P_{He}$  к начальному импульсу на нуклон  $P_0$  (сплошная линия) во фрагментации ядер  ${}^{16}\text{O}$  с импульсом 3.25 ГэВ/с на нуклон на протонах; пунктиром указаны выборки с условиями  $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ и  $Q_{2\alpha p}({}^9\text{B}) \leq 0.5$  МэВ, нормированные на основные распределения [27].

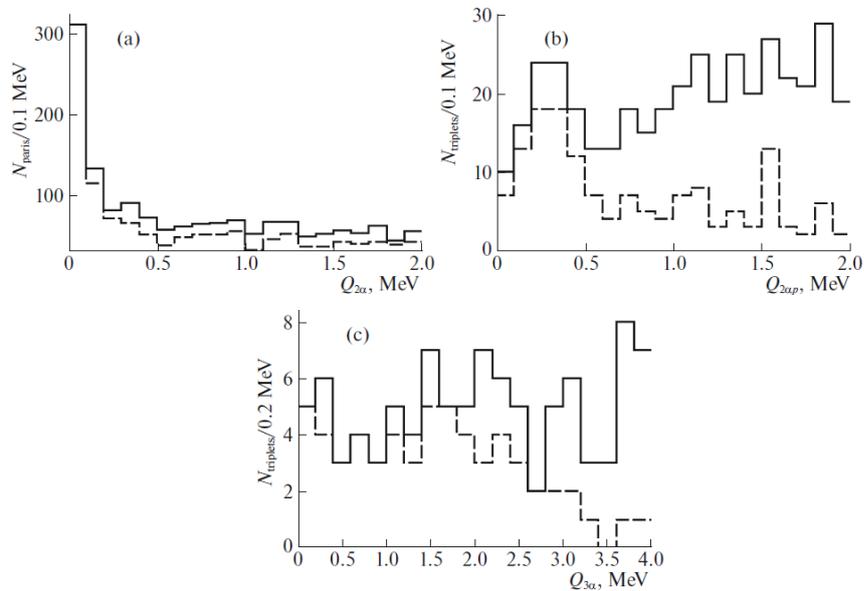


Рисунок 3.13. Распределение событий фрагментации ядер  ${}^{16}\text{O}$  при 3.25 ГэВ/с на нуклон на протонах по  $Q_{2\alpha}$  (a),  $Q_{2\alpha p}$  (b) и  $Q_{3\alpha}$  (c); добавлены распределения с условиями на  ${}^4\text{He}$ , протоны и  ${}^8\text{Be}$  (пунктир) [27].

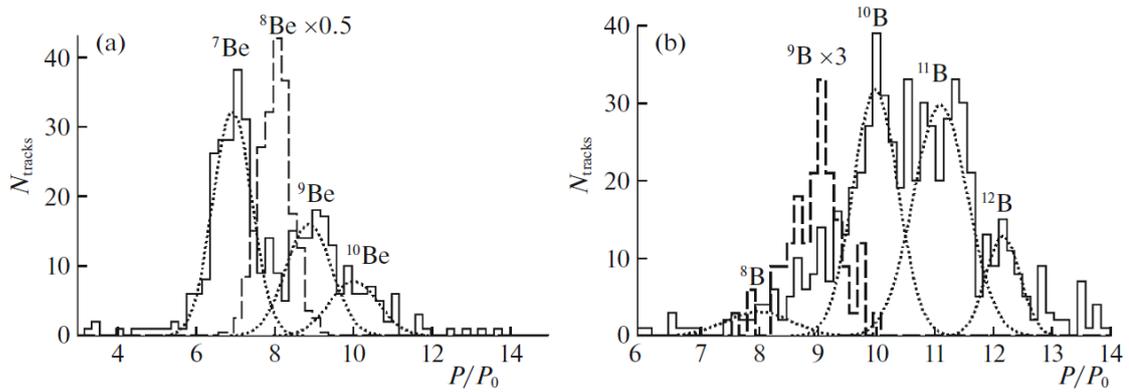


Рисунок 3.14. Распределение релятивистских фрагментов Be (a) и B (b) по отношению их измеренных импульсов  $P_N$  и  $P_{He}$  к начальному импульсу на нуклон  $P_0$  (сплошная линия) во фрагментации ядер  $^{16}O$  при 3.25 ГэВ/с на нуклон на протонах; точками указаны аппроксимации суммами гауссианов; данные по распадам  $^8Be$  и  $^9B$  наложены пунктиром [27].

Анализ импульсов в магнитном поле позволяет сравнить соотношение вкладов во фрагментацию  $^{16}O + p$  стабильных и нестабильных изотопов Be и B в идентичных условиях наблюдения. На рис. 3.14 представлены распределения этих фрагментов по отношению  $P_{Be(B)}/P_0$ . Данные по распадам  $^8Be$  и  $^9B$  приведены с факторами 0.5 и 3. Параметризация гауссианами позволяет выделить пики с полуширинами примерно равными 0.5 и оценить статистику изотопов. Наложение распределений для суммарных импульсов  $2\alpha$ -пар  $P_{2\alpha}/P_0$  при  $Q_{2\alpha}(^8Be) \leq 0.2$  МэВ и  $2\alpha p$ -троек  $P_{2\alpha p}/P_0$  при  $Q_{2\alpha p}(^9B) \leq 0.5$  МэВ демонстрирует их в диапазонах, отвечающих  $^8Be$  и  $^9B$ . Статистика фрагментов  $^{7-10}Be$  (196, 345, 92 и 46) и  $^{8-12}B$  (33, 60, 226, 257 и 70) позволяет провести их сравнение. Отношение  $^9B$  и  $^9Be$  ( $0.7 \pm 0.1$ ) подтверждает идентификацию  $^9B$ .

Предположение о доминировании пары  $^{12}C(0^+_1)\alpha$  (7.16 МэВ над порогом  $^{16}O$ ) в топологии  $C + He$  проверено на 214 3-лучевых событиях  $C + He (+p)$ . На рис. 3.15(a) представлено распределение по  $P_{He}/P_0$  и  $P_C/P_0$ . Вклад событий  $^{13}C + ^3He$  с порогом 22.8 МэВ пренебрежимо мал. В проекции  $P_C/P_0$  не проявляются сигналы более легких изотопов C (рис. 3.15(b)), а в проекции  $P_{He}/P_0 - ^3He$  (рис. 3.15(c)), образованию которых отвечали бы каналы с порогами свыше 30 МэВ. Возбуждение  $^{12}C(2^+_1)$  может вносить вклад в уширение распределения  $P_C/P_0$ . Таким образом, канал  $^{12}C(0^+_1)\alpha$  доминирует, что позволяет пренебречь другими. На рис. 3.15(d) представлено распределение по инвариантной массе пар  $Q_{12C\alpha}$  событий, выделенных на рис. III.16a. В нем присутствуют события как вблизи пороговых резонансов, так и в области  $^{16}O(0^+_6)$ . В рис. 3.15(d) добавлено распределение  $^{15}Np$  (12.1 МэВ над порогом  $^{16}O$ ) по инвариантной массе  $Q_{15Np}$  в 3-лучевых событиях  $^{15}Np(+p)$ , отобранных тем же способом.

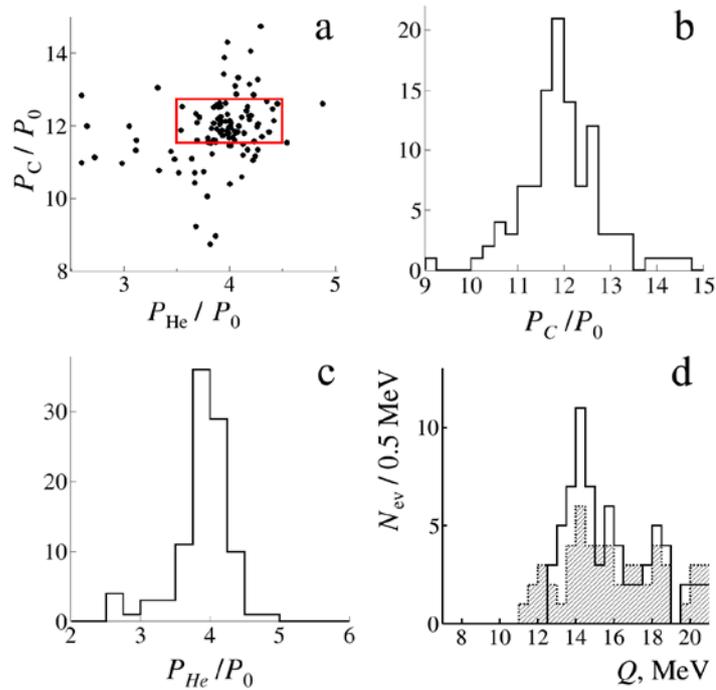


Рисунок 3.15. Распределение 3-лучевых событий C + He (+p) в водородной пузырьковой камере по  $P_{\text{He}}/P_0$  и  $P_{\text{C}}/P_0$  (a), проекциям (b и c) и инвариантной массе  $Q_{12\text{Ca}}$  (штриховка) и  $Q_{15\text{Np}}$  (d) [7].

### 3.5 Диссоциация $^{14}\text{N}$

Диссоциация ядра  $^{14}\text{N}$  может служить общим источником  $^9\text{B}$  и  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$  [80]. Материалом исследования послужили слои ЯЭ, облученные ядрами  $^{14}\text{N}$  с импульсом 2.9 ГэВ/с на нуклон на Нуклотроне ОИЯИ в 2004 г. Ранее была установлена зарядовая топология диссоциации  $^{14}\text{N}$ , а вклад  $^8\text{Be}$  оценивается в 25–30% (пример на рис. 3.16) [81]. Актуальным вопросом остается роль  $^9\text{B}$  и  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$ . К настоящему времени статистика измеренных событий по лидирующему каналу диссоциации  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{H}$  доведена до 128, включая 29 «белых» звезд, и  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha$  с фрагментами мишени – 54.

На рис. III.18a представлено распределение  $Q_{2\alpha}$  пар  $\alpha$ -частиц. Среднее значение  $\langle Q_{2\alpha} \rangle$  в 62 событиях, в которых есть  $\alpha$ -пары с углами разлета  $\Theta_{2\alpha} < 6$  мрад, равно  $114 \pm 10$  кэВ при RMS 92 кэВ. Для 62  $\alpha$ -пар частиц (53 события) в области  $Q_{2\alpha} < 0.2$  МэВ  $\langle Q_{2\alpha} \rangle$  равно  $76 \pm 7$  кэВ при RMS 61 кэВ. Вклад событий с  $^8\text{Be}(0^+)$ , удовлетворяющих этому условию, в диссоциации  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{H}$  составляет  $41 \pm 6$  %.

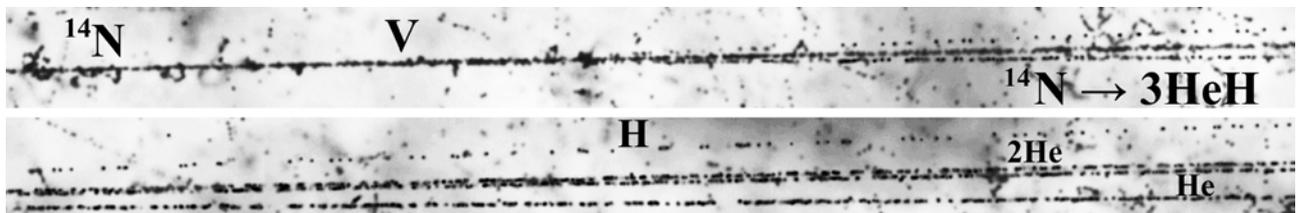


Рисунок 3.16. Макрофотография события когерентной диссоциации  $^{14}\text{N} \rightarrow ^8\text{Be}(0^+) + \text{H}$  с импульсом 2 ГэВ на нуклон.

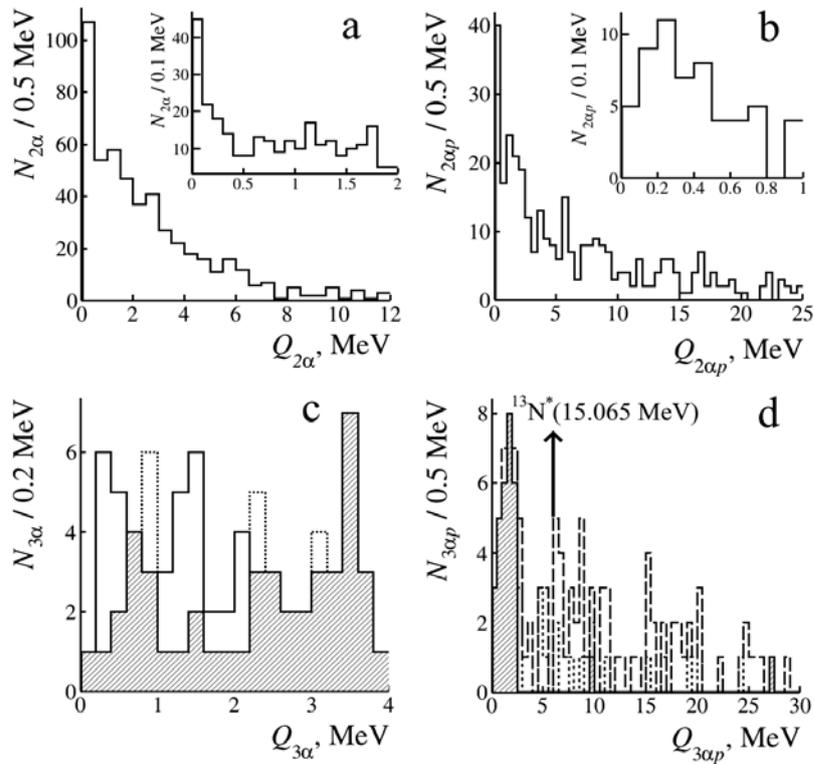


Рисунок 3.17. Распределение по инвариантным массам  $Q$  диссоциации  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha (+ \text{H})$  при 2 ГэВ на нуклон; а -  $Q_{2\alpha}$ ; б -  $Q_{2\alpha p}$ ; в -  $Q_{3\alpha}$  (точки - все события, сплошная с  $^8\text{Be}(0^+)$ , штриховка - с запретом на  $^9\text{B}$ ); д -  $Q_{3\alpha p}$  (пунктир - все события, точки с  $^8\text{Be}(0^+)$ , штриховка - с  $^9\text{B}$  или  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$ ) [7].

На рис. 3.17(б) представлено распределение  $Q_{2\alpha p}$  троек  $2\alpha p$ . В области  $Q_{2\alpha p} < 0.5$  МэВ, принятой для  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$ , сосредоточено 30 событий с  $\langle Q_{2\alpha p} \rangle = 263 \pm 20$  кэВ при RMS 127 кэВ. Они позволяют оценить вклад  $^9\text{B}$  в  $23 \pm 4$  %. К распадам  $^9\text{B}$  относятся 53% распадов  $\text{Be}(0^+)$ . В случае диссоциации ядер  $^{10}\text{B}$  такой вклад был равен 39% общего числа событий, а для «белых» звезд – 50%.

На рис. 3.17(в) представлено распределение  $Q_{3\alpha}$  троек  $3\alpha$ . При ограничении  $Q_{3\alpha} < 0.7$  МэВ, принятом для  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$ , выделяются 13 событий с  $\langle Q_{3\alpha} \rangle = 431 \pm 35$  кэВ при RMS 125 кэВ или 10% статистики этого канала. Хотя эти параметры отвечают ожидаемому сигналу  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$ , эти события примерно наполовину совпадают с событиями с кандидатами  $^9\text{B}$ . События канала  $3\text{He}$  без  $\text{H}$  в конусе фрагментации не обсуждаются в контексте  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$  из-за меньшей статистики и возможного вклада распадов возбуждения  $^9\text{Be}(1.67) \rightarrow 2\alpha(n)$  [6].

На рис. 3.17(д) представлено распределение по  $Q_{3\alpha p}$  четверок  $3\alpha p$ , для которого эта проблема не существенна. На нем отмечено ожидаемое положение изобар-аналогового состояния  $^{13}\text{N}^*(15.065)$ . При его распаде на  $^9\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}(0^+_{2})p$  или  $^{12}\text{C}(3^-)p$  должен был бы присутствовать  $^8\text{Be}(0^+)$ . Однако введение условия на присутствие в событии  $^8\text{Be}(0^+)$  закрывает такую возможность на данном уровне статистики. Условие на  $^9\text{B}$  или  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$  приводит к радикальному сжатию этого распределения с  $\langle Q_{3\alpha p} \rangle$  равным  $2.5 \pm 0.1$  МэВ при RMS 0.6 МэВ.

Итак, вклады  $^9\text{B}$  и  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$  в лидирующий канал диссоциации  $3\text{HeH}$  ядра  $^{14}\text{N}$  оцениваются в 23 и 10%. Однако имеется их перекрытие. Неясно: достигнут ли предел разрешения, или имеется более фундаментальное перекрытие  $^9\text{B}$  и  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$ . Совместное условие на  $^9\text{B}$  или  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$  указывает на то, что  $\alpha$ -частицы и протоны, в событиях с  $^9\text{B}$  или  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$ , но не относимые к распадам, оказываются близки по  $Q_{3\alpha p}$ .

#### 4. Поиск усиления нестабильных состояний с увеличением множественности $\alpha$ -частиц

Усиление  ${}^8\text{Be}(0^+)$  и  ${}^{12}\text{C}(0^+_2)$  с ростом множественности  $\alpha$ -частиц  $n_\alpha$  в диссоциации  ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  и  ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  может указывать на механизм их генерации. Представляется маловероятным, что, имея экзотические размеры, они виртуально возникают внутри или на периферии родительского ядра, проявляясь при мгновенной фрагментации. Такой сценарий вел бы к подавлению их выходов с возрастанием  $n_\alpha$ . Альтернативой этого сценария представляется генерация в кратком слиянии образующихся  $\alpha$ -частиц в реакции  $\alpha + \alpha \rightarrow {}^8\text{Be}(0^+) + \gamma$  (или частиц отдачи), за которой возможен подхват сопровождающих  $\alpha$ -частиц и нуклонов. Такое вторичное взаимодействие может привести к увеличению выхода  ${}^8\text{Be}(0^+)$  с  $n_\alpha$ , а следом  ${}^9\text{B}$  и  ${}^{12}\text{C}(0^+_2)$  (рис. 4.1). Этот эффект заслуживает проверки в случаях более тяжелых ядер, для которых достижимое число  $n_\alpha$  быстро нарастает с массовым числом.

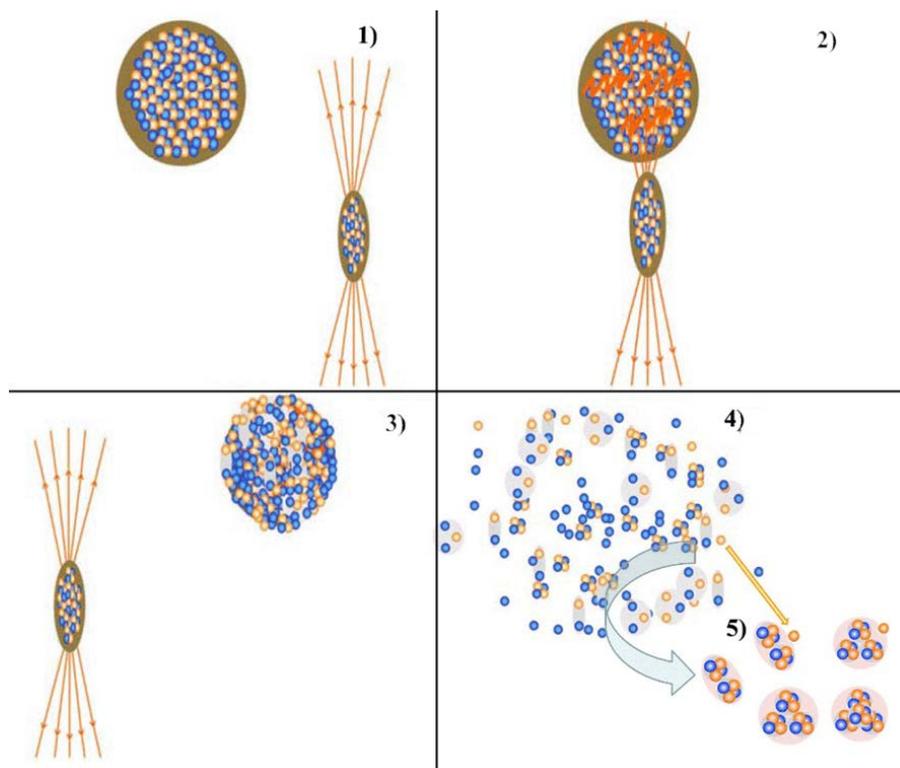


Рисунок 4.1. Сценарий образования нестабильных состояний: сближение ядер (1), передача возбуждения исследуемому ядру (2), переход в систему, содержащую реальные легчайшие ядра и нуклоны (3), ее распад (4), слипание и подхват части фрагментов в нестабильные состояния (5).

##### 4.1 Анализ ранних данных

Проверка этой гипотезы была выполнена в 2020-2021 гг. по сохранившимся измерениям в событиях взаимодействий релятивистских ядер  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{22}\text{Ne}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$  и  ${}^{197}\text{Au}$  в ЯЭ, с помощью просмотра по первичным следам (без выборки) [4,27]. Эти данные были получены участниками эмульсионного сотрудничества на синхрофазотроне ОИЯИ в 1980-х годах и коллаборации EMU на синхротронах AGS (BNL) и SPS (CERN) в 1990-х годах [82-85]. Будучи детальными и систематичными, эти данные сохраняют уникальность в аспекте релятивистской фрагментации. Фундаментальную ценность сохраняет вывод о достижении режима предельной фрагментации в максимально широком диапазоне ядер и начальной энергии, выражающемся в неизменности зарядового состава фрагментов и масштабнo-инвариантном поведении их спектров. Этот архив был сохранен и передан Н.Г. Пересадыко

(ФИАН) в эксперимент БЕККЕРЕЛЬ в конце 2010-х гг., как и использованные выше данные по «белым» звездам  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ . Вместе с тем корреляции внутри ансамблей фрагментов не исследовались.

Имеются измерения взаимодействий ядер  $^{16}\text{O}$ , найденных при прослеживании первичных следов, в том числе 2823 при 3.65, 689 при 14.6, 885 при 60 и 801 при 200 ГэВ на нуклон. Распределения всех комбинаций  $\alpha$ -пар  $N_{(2\alpha)}$  для этих взаимодействий по инвариантной массе  $Q_{2\alpha} \leq 1$  МэВ суммированы на рис. IV.2. В начале отсчета наблюдается концентрация  $\alpha$ -пар, и условие  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ принято для отбора распадов  $^8\text{Be}(0^+)$ . Подобие распределений  $Q_{2\alpha}$  в охваченном диапазоне позволяет суммировать статистику для уменьшения статистических ошибок. Наблюдается рост  $N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha}(\%)$  с  $n_\alpha$ : 2 ( $8 \pm 1$ ), 3 ( $23 \pm 3$ ) и 4 ( $46 \pm 14$ ).

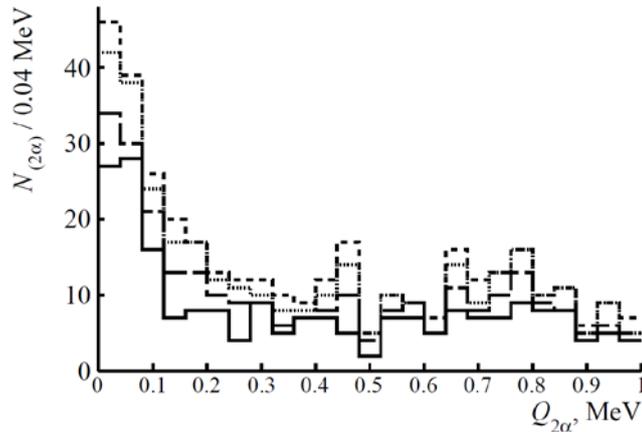


Рисунок 4.2. Распределение  $2\alpha$ -пар  $N_{(2\alpha)}$  по инвариантной массе  $Q_{2\alpha} < 1$  МэВ во фрагментации ядер  $^{16}\text{O}$  при 3.65 (сплошная линия); для 15 (длинный пунктир), 60 (точки) и 200 (короткий пунктир) ГэВ на нуклон; данные добавлены последовательно [4].

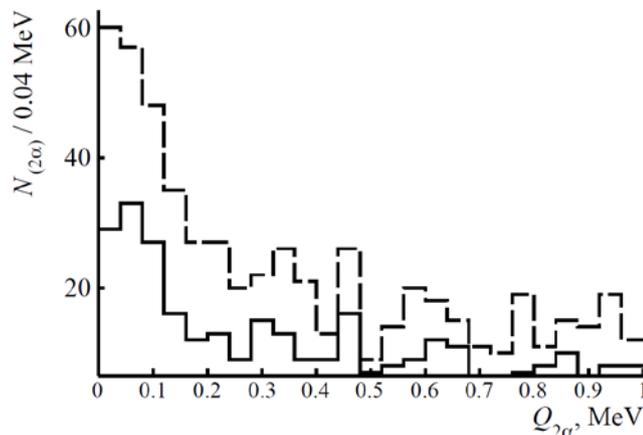


Рисунок 4.3 Распределение  $2\alpha$ -пар  $N_{(2\alpha)}$  по  $Q_{2\alpha} < 1$  МэВ во фрагментации  $^{22}\text{Ne}$  при 3.22 (сплошная линия) и  $^{28}\text{Si}$  при 14.6 ГэВ на нуклон (добавлено пунктиром) [4].

4308 событий  $^{22}\text{Ne}$  при 3.22 и 1093 событий  $^{28}\text{Si}$  при 15 ГэВ на нуклон (BNL AGS) позволяют расширить далее диапазон  $n_\alpha$ . В обоих случаях не требуется изменения условия  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ (рис. IV.3). Статистика  $n_\alpha \geq 3$  по  $^{28}\text{Si}$  была утроена путем поперечного

сканирования. Рост отношения  $N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha}$  (%) продолжился: для  $^{22}\text{Ne}$   $n_\alpha = 2$  ( $6 \pm 1$ ), 3 ( $19 \pm 3$ ), 4 ( $31 \pm 6$ ) и для  $^{28}\text{Si}$  2 ( $3 \pm 2$ ), 3 ( $13 \pm 5$ ), 4 ( $32 \pm 6$ ), 5 ( $38 \pm 11$ ).

Распределение  $2\alpha$ -пар при малых значениях  $Q_{2\alpha}$  в 1316 взаимодействиях ядер  $^{197}\text{Au}$  при 10.7 ГэВ на нуклон представлено на рис. 4.4(a). Усложнение измерений требует смягчения отбора  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$  МэВ для сохранения эффективности. Для проверки корреляции  $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$  и минимизации фона в  $N_{n\alpha}(^{12}\text{C}(0^+_{2}))$ , также, применяется  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ. Рис. 4.4 показывает распределения  $2\alpha\rho$ -троек (b),  $3\alpha$ -троек (c) и  $4\alpha$ -квартетов (d), в которых, согласно этим условиям, имеется хотя бы один кандидат  $^8\text{Be}(0^+)$ . Распределения (c) и (d) содержат тройки  $2\alpha\rho$  и  $3\alpha$ , удовлетворяющие двум условиям:  $Q_{2\alpha\rho}(^9\text{B}) \leq 0.5$  МэВ и  $Q_{3\alpha}(^{12}\text{C}(0^+_{2})) \leq 0.7$  МэВ, соответственно. Их статистика и вклады представлены в Таблице 4.1 с учетом условия  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$  МэВ. Каналы  $n_\alpha \geq 11$  просуммированы для уменьшения статистических ошибок. Отношение  $N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha}$  демонстрирует быстрое увеличение до значений порядка 0.5 при достижении множественности  $n_\alpha = 10$ . Эта тенденция сохраняется при ужесточении условия отбора до  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ, несмотря на снижение статистики.

Таблица 4.1. Статистика событий, включающих не менее одного кандидата в распад  $^8\text{Be}(0^+)$ ,  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$  или  $^9\text{B}$ , либо не менее двух  $^8\text{Be}(0^+)$  при условии  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$  МэВ, в  $N_{n\alpha}$  событиях фрагментации ядер  $^{197}\text{Au}$  с множественностью  $n_\alpha$ . Курсивом выделена суммарная статистика для каналов с  $n_\alpha \geq 11$  [4].

| $n_\alpha$ | $N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha}$<br>(% $N_{n\alpha}$ ) | $N_{n\alpha}(^9\text{B})$<br>(% $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$ ) | $N_{n\alpha}(^{12}\text{C}(0^+_{2}))$<br>(% $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$ ) | $N_{n\alpha}(2^8\text{Be})$<br>(% $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$ ) |
|------------|--|--|--|--|
| 2          | 3/133 ( $2 \pm 1$ )  | -  | -  | -  |
| 3          | 14/162 ( $9 \pm 3$ )   | 1 (7)  | -  | -  |
| 4          | 25/161 ( $16 \pm 4$ )  | 7 ( $28 \pm 12$ )  | 2 ( $8 \pm 6$ )  | -  |
| 5          | 23/135 ( $17 \pm 4$ )  | 5 ( $22 \pm 11$ )  | -  | 1 (4)  |
| 6          | 31/101 ( $31 \pm 7$ )  | 9 ( $29 \pm 11$ )  | 2 ( $6 \pm 4$ )  | -  |
| 7          | 31/90 ( $34 \pm 7$ )   | 6 ( $19 \pm 9$ )   | 2 ( $6 \pm 4$ )  | 3 ( $10 \pm 6$ )   |
| 8          | 32/71 ( $45 \pm 10$ )  | 8 ( $25 \pm 10$ )  | 2 ( $6 \pm 4$ )  | 2 ( $7 \pm 5$ )  |
| 9          | 29/54 ( $54 \pm 13$ )  | 9 ( $31 \pm 12$ )  | 3 ( $10 \pm 6$ )   | 5 ( $17 \pm 8$ )   |
| 10         | 22/39 ( $56 \pm 15$ )  | 4 ( $18 \pm 10$ )  | -  | 5 ( $23 \pm 12$ )  |
| 11         | 10/15 ( $67 \pm 27$ )<br>19/30 ( $63 \pm 19$ )               | 3 ( $30 \pm 20$ )<br>7 ( $37 \pm 16$ )                       | 1 (10)<br>2 ( $11 \pm 8$ )   | 2 ( $20 \pm 16$ )<br>6 ( $32 \pm 15$ )                         |
| 12         | 226 2/5  | 56 1   | 13 -   | 22 1   |
| 13         | 2/4  | 1  | -  | 1  |
| 14         | 3/3  | 1  | -  | 1  |
| 15         | 1/1  | -  | -  | -  |
| 16         | 1/2  | 1  | 1  | 1  |

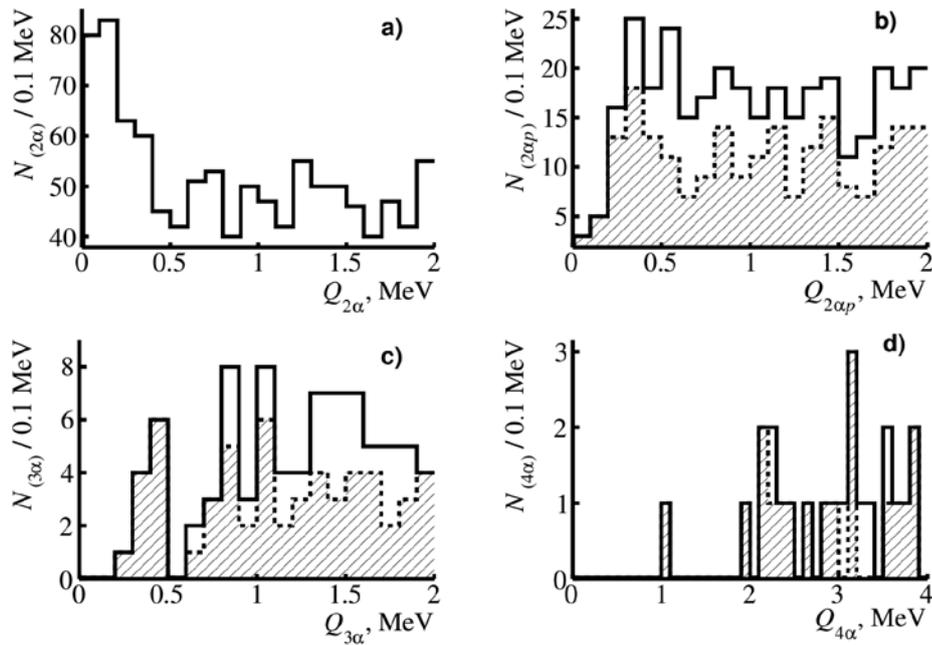


Рисунок 4.4. Распределения по инвариантным массам  $Q$   $2\alpha$ -пар (а), а также  $2\alpha p$ -троек (b),  $3\alpha$ -троек (c) и  $4\alpha$ -четверок (d) с условиями  $Q_{2\alpha}(\text{}^8\text{Be}) \leq 0.4$  МэВ (сплошная линия) и  $Q_{2\alpha}(\text{}^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ (заштриховано) во фрагментации ядер  $^{197}\text{Au}$  при 10.7 ГэВ на нуклон [4].

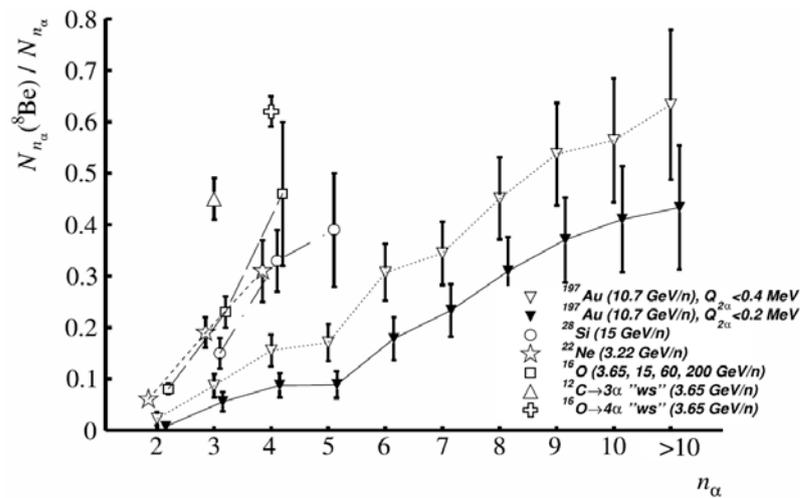


Рисунок 4.5. Зависимость относительного вклада распадов  $N_{n\alpha}(\text{}^8\text{Be})$  в статистику событий  $N_{n\alpha}$  от множественности  $\alpha$ -частиц  $n_\alpha$  при релятивистской фрагментации ядер C, O, Ne, Si и Au. Отмечены «белые» звёзды  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  и  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  (WS). Для удобства точки несколько смещены относительно значений  $n_\alpha$  и соединены линиями [4].

Отношения  $N_{n\alpha}(\text{}^9\text{B})$ ,  $N_{n\alpha}(\text{}^{12}\text{C}(0^+_{2}))$  и  $N_{n\alpha}(\text{}^8\text{Be})$  к  $N_{n\alpha}(\text{}^8\text{Be})$  не проявляют заметного изменения с  $n_\alpha$  (Таблица IV.2.), свидетельствуя об их росте к  $N_{n\alpha}$ . Однако статистические погрешности позволяют выделить лишь тенденцию. Суммарная статистика  $N_{n\alpha}(\text{}^9\text{B})$ ,  $N_{n\alpha}(\text{}^{12}\text{C}(0^+_{2}))$  и  $N_{n\alpha}(\text{}^8\text{Be})$ , нормированная на  $N_{n\alpha}(\text{}^8\text{Be})$ , равна  $25 \pm 4\%$ ,  $6 \pm 2\%$  и  $10 \pm 2\%$ , соответственно. Распределение по  $Q_{4\alpha}$  указывает на наличие околопороговых  $4\alpha$ -квартетов, в которых реконструированы распады  $^{12}\text{C}(0^+_{2})$  и  $^{28}\text{Si}$  при условии  $Q_{2\alpha}(\text{}^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ (Рис. 4.4(d)). Исследование данной проблемы требует иного уровня статистики  $n_\alpha$ -ансамблей, принципиально доступного при поиске поперечных событий.

Отношения  $N_{na}(^8\text{Be})/N_{na}$  (%) в  $n_\alpha$ -фрагментации релятивистских ядер  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{28}\text{Si}$  и  $^{197}\text{Au}$  в ЯЭ объединены на рис. 4.5. Они очевидным образом указывают на быстрое усиление вклада  $^8\text{Be}(0^+)$  с ростом числа релятивистских  $\alpha$ -частиц. Будучи пропорциональны  $^8\text{Be}(0^+)$ , вклады  $^9\text{Be}$  и  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  фактически также растут с  $n_\alpha$ . В случае  $^{197}\text{Au}$ , тенденции роста прослеживаются до релятивистских 10  $\alpha$ -частиц в событии.

#### 4.2 Новые измерения в облучениях с Si и Kr

Целенаправленный поиск событий  $n_\alpha > 2$  был выполнен в 2020-х гг. в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ, используя поперечные сканирования слоев ЯЭ, продольно облучавшихся в 1980-х гг. ядрами  $^{28}\text{Si}$  при 15 ГэВ на нуклон на Синхрофазотроне ОИЯИ. Число найденных событий составило 439, включая  $3\alpha$  (245),  $4\alpha$  (143),  $5\alpha$  (45) и  $6\alpha$  (6), что в 4 раза превышает статистику  $n_\alpha > 2$  сотрудничества ЕМУ при 15 ГэВ на нуклон. Углы испускания релятивистских  $\alpha$ -частиц были измерены с особой тщательностью.

На рис. 4.6 представлены начала распределений по инвариантным массам всех  $\alpha$ -пар  $Q_{2\alpha}$  (a),  $\alpha$ -троек  $Q_{3\alpha}$  (b) и  $\alpha$ -четверок  $Q_{4\alpha}$  (c). Идентифицировано 101 событие с распадом  $^8\text{Be}(0^+)$   $Q_{2\alpha} < 0.2$  МэВ с  $\langle Q_{2\alpha} \rangle$  (RMS) =  $79 \pm 4$  (55) кэВ, включая  $3\alpha$  (37),  $4\alpha$  (44),  $5\alpha$  (16) и  $6\alpha$  (4). Среди них идентифицировано 15 распадов  $^{12}\text{C}(0^+_2)$   $Q_{3\alpha} < 0.7$  МэВ с  $\langle Q_{3\alpha} \rangle$  =  $416 \pm 39$  (172) кэВ, включая  $3\alpha$  (4),  $4\alpha$  (5),  $5\alpha$  (5) и  $6\alpha$  (1). Отношение  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  к  $^8\text{Be}(0^+)$  равно  $0.15 \pm 0.04$ . Кандидаты в распад  $^{16}\text{O}(0^+_6) \rightarrow 4\alpha$  отсутствуют.

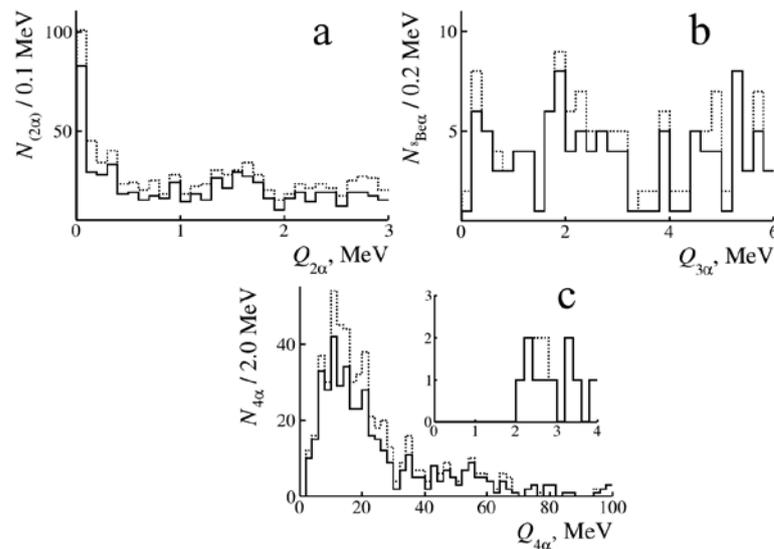


Рисунок 4.6. Распределения по инвариантным массам  $Q$   $2\alpha$ - пар (a),  $3\alpha$ -троек (b) и  $4\alpha$ -четверок (c) во фрагментации ядер  $^{28}\text{Si}$  при 15 ГэВ на нуклон; пунктиром добавлены измерения событий  $n_\alpha > 2$  при 15 ГэВ на нуклон сотрудничества ЕМУ.

Слои ЯЭ облучались в 90-х гг. ядрами  $^{84}\text{Kr}$  при 950 МэВ на нуклон на синхротроне SIS-18 (GSI). В 875 звездах, найденных по первичным следам, были измерены множественности и направления вторичных следов [86]. Статистика событий  $n_\alpha$  составила для  $2\alpha$  - 174,  $3\alpha$  - 117,  $4\alpha$  - 69,  $5\alpha$  - 54,  $6\alpha$  - 27,  $7\alpha$  - 19,  $8\alpha$  - 12,  $9\alpha$  - 2,  $13\alpha$  - 1. Из-за неопределенности, вносимой торможением, анализ проводился на начальных участках ЯЭ. В принципе, снижение энергии может быть рассчитано и учтено в вычислении инвариантных масс. Тем самым, охватываемая область по энергии и просматриваемая площадь ЯЭ могут быть увеличены.

В эксперименте БЕККЕРЕЛЬ недавно были измерены еще 278 звезд  $n_\alpha > 2$ , найденных поперечным сканированием:  $3\alpha$  - 56,  $4\alpha$  - 73,  $5\alpha$  - 69,  $6\alpha$  - 34,  $7\alpha$  - 16,  $8\alpha$  - 18,  $9\alpha$  - 6,  $>10\alpha$  - 9

[87]. Их координаты использовались при вычислении  $Q_{(2-4)\alpha}$  для пособытийной коррекции. Оставаясь равномерными до 6 см, потери энергии составляют около 9 МэВ/мм, а пробег до остановки будет около 8 см. В предыдущих данных энергия полагалась равной 875 МэВ на нуклон. Кроме того, импульс фрагментов брался с множителем 0.8. Будучи непринципиальным для отбора  $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) < 0.4$  МэВ, далее эта поправка позволит сохранить условие отбора  $Q_{3\alpha}({}^{12}\text{C}(0^+_2)) < 0.7$  МэВ, ориентируясь на группировку событий.

На рис. 4.7 представлено распределение по  $Q_{2\alpha}$  173 звезд  $n_\alpha > 3$ . Для наилучшего отбора распадов  ${}^8\text{Be}(0^+)$  углы испускания в этой выборке определялись по усредненным значениям пятикратных измерений координат пяти точек на следе каждой из  $\alpha$ -частиц на удалении до 500 мкм от вершины. Это распределение совпадает с распределением  $Q_{2\alpha}$  в 184 звездах  $n_\alpha > 3$  из предшествующих измерений. Отношение  $N_{n_\alpha}({}^8\text{Be})/N_{n_\alpha}$  по обеим выборкам подтверждает универсальность роста  ${}^8\text{Be}(0^+)$  с  $n_\alpha(\%)$  для еще одного ядра и при наименьшей энергии. Новые данные включены в рис. 4.8, а новые измерения позволили идентифицировать 12 распадов  $2{}^8\text{Be}(0^+)$  и 9 -  ${}^{12}\text{C}(0^+_2)$ , а также  $4\alpha$ -квартет ( $n_\alpha = 6$ ) с изолированным значением  $Q_{4\alpha} = 0.6$  МэВ, отвечающий как  $2{}^8\text{Be}$ , так и  ${}^{12}\text{C}(0^+_2)\alpha$ . Энергия ядра Kr составляет 700 МэВ на нуклон.

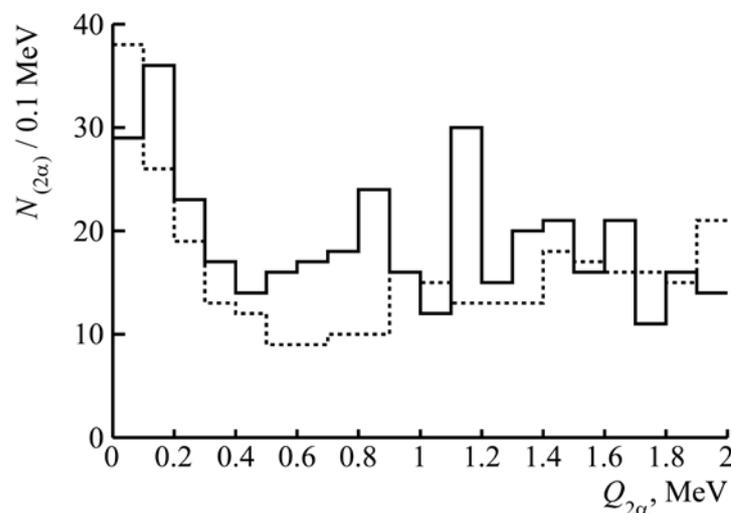


Рисунок 4.7. Распределение всех комбинаций пар  $\alpha$ -частиц, рожденных во фрагментации ядер  ${}^{84}\text{Kr}$  при 600-950 МэВ на нуклон по инвариантной массе  $Q_{2\alpha} < 2$  МэВ (а) согласно недавним измерениям [87] и ранним данным [86] без учета торможения при усредненном значении 875 МэВ на нуклон (точечная кривая).

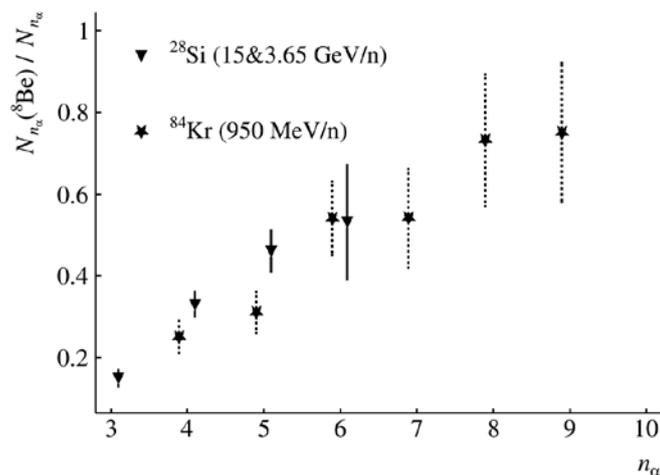


Рисунок 4.8. Зависимость отношения  $N_{na}(^8\text{Be})/N_{na}$  при фрагментации в ЯЭ ядер  $^{28}\text{Si}$  при 3.65 и  $^{84}\text{Kr}$  ниже 1 ГэВ на нуклон от числа  $\alpha$ -частиц  $n_\alpha$ .

Итак, измерения фрагментации релятивистских ядер от сотен МэВ на нуклон до десятков ГэВ на нуклон в широком диапазоне массовых чисел родительских ядер позволили идентифицировать релятивистские распады  $^8\text{Be}(0^+)$ ,  $^9\text{Be}$  и  $^{12}\text{C}(0^+_{2-})$ . Вклады  $^8\text{Be}(0^+)$  и пропорциональные ему вклады  $^9\text{Be}$  и  $^{12}\text{C}(0^+_{2-})$  быстро усиливаются с ростом числа  $\alpha$ -частиц (рис. 4.5 и 4.8). Наблюдаемая универсальность позволяет предложить развитие теории фрагментации ядер с учетом вторичных взаимодействий, характерных для ядерной физики низких энергий вплоть до области ядерной астрофизики.

#### 4.3 Новые возможности в облучении ядрами Хе на NICA

С помощью интеллектуального микроскопа Olympus VX63 в облучении  $^{84}\text{Kr}$  изучались вторичные звезды, произведенные нейтронами в конусе фрагментации [88]. Для планарной компоненты поперечных импульсов нейтронов, оценивавшихся по углам расположения наблюдаемых вторичных звезд, параметр распределения Рэля составил  $(35 \pm 7)$  МэВ/с, что соответствует энергии в системе отсчета родительского ядра около 1.3 МэВ. Возможна оценка множественности нейтронов по вероятности появления звезд и исследование эффектов нейтронной «шубы». Информация об относительных выходах нейтронов, а также дейтронов и тритонов, связывающих нейтроны, имеет как фундаментальное, так и прикладное значение.

Однако уход в энергетический диапазон ниже предельной фрагментации ухудшает идентификацию нестабильных состояний. Ограничением, также, становится выход за рабочую область идентификации изотопов Н и Не по величинам  $P\beta c$ . Расширение конуса фрагментации со снижением энергии ухудшает возможности таких измерений. Применение этого метода позволило бы оценить соотношения легчайших изотопов и их энергию по углам испускания и, тем самым, дать основу для оценки плотности разреженной материи, возникающей в релятивистской фрагментации тяжелых ядер. Интеллектуальный микроскоп Olympus VX63 позволяет приступить к решению этой крайне непростой задачи путем одновременного измерения следов в полуавтоматическом режиме.

Возможность применения проверенных подходов открылась недавно благодаря облучению ЯЭ ядрами  $^{124}\text{Xe}$  при 3.8 ГэВ на нуклон на NICA/Нуклотрон [89]. Для определения интенсивности, положения и профиля пучка использовался твердотельный трековый детектор (ТТТД) CR-39. Экспонированные слои ЯЭ были проявлены в ЛФВЭ, а ТТТД были обработаны в ЛЯР им. Г.Н. Флёрва. Программное обеспечение микроскопа позволяет проводить прямой счёт ядер, проходящих через ТТТД, и определять параметры пучка. Входящий след ядра Хе и множества фрагментов видны на макрофотографии, сделанной с помощью микроскопа Olympus VX63 при 40-кратном увеличении (рис. 4.9). Таким образом, компьютерная микроскопия сделала возможным сочетание этих методов в условиях, когда применение электронных микроскопов затруднено.

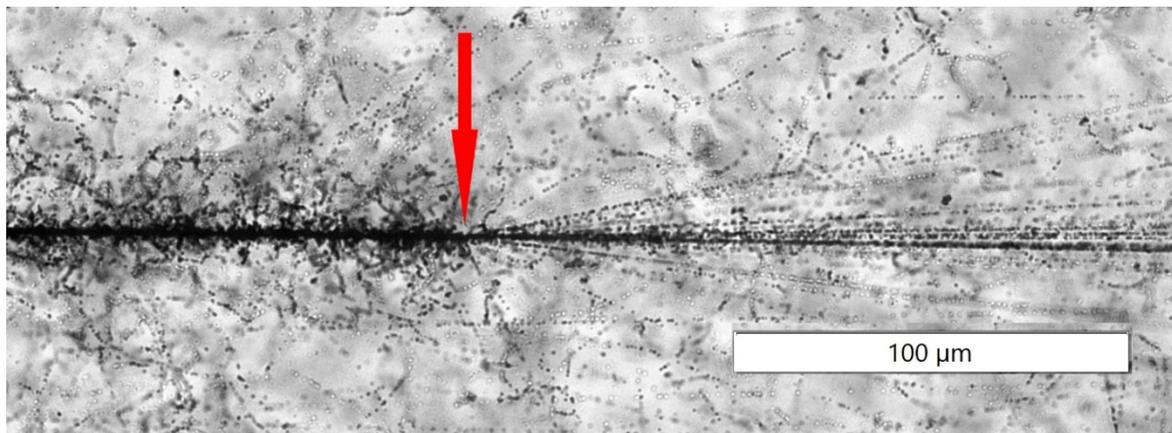


Рисунок 4.9. Макрофотография периферического взаимодействия ядра Хе при 3.8 ГэВ на нуклон с образованием фрагментов в конусе до  $20^\circ$ . Первичный след сопровождается «облаком»  $\delta$ -электронов.

## 5. Заключение

С начала 2000-х гг. метод ЯЭ применяется в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ для исследования ядерной кластеризации в легких изотопах, том числе радиоактивных. В релятивистской диссоциации  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{C}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  и  ${}^{11}\text{C}$  идентифицированы распады  ${}^8\text{Be}(0^+)$  и  ${}^9\text{B}$  по инвариантным массам  $\alpha$ -пар до 0.2 МэВ и  $2\alpha$ -троек до 0.5 МэВ, определяемым по углам испускания в приближении сохранения начального импульса на нуклон. Этот опыт указал на возможность идентификации в диссоциации  ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  распадов  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$  в области масс до 0.7 МэВ, пропущенную в ранних исследованиях. Поскольку значения энергии распада этих трех состояний заметно меньше ближайших возбуждений с тем же нуклонным составом, для отбора событий таких распадов оказалось достаточно критерия, включающего ограничение сверху на соответствующую инвариантную массу.

В прошедшем десятилетии в фокусе находился поиск в диссоциации доступного разнообразия ядер распадов  $3\alpha$ -состояния Хойла  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$  и его предполагаемого  $4\alpha$ -аналога  ${}^{16}\text{O}(0^+_{6})$ , которым должны сопутствовать распады  ${}^8\text{Be}(0^+)$ . Их мотивацией стала концепция  $\alpha$ -частичного конденсата Бозе-Эйнштейна, формами которого предполагаются эти три состояния. Ориентация на релятивистские распады  ${}^8\text{Be}(0^+)$  и  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$ , в которых возникают фрагменты Хе с предельно малыми углами разлета, придала поиску конденсатных состояний не только методическую ясность, но и наглядность.

На статистике 590 событий  ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  при 450 МэВ и 3.65 ГэВ на нуклон по ранним измерениям и измерениям, удвоенным в этом эксперименте, выполнен поиск распадов  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$ . В канале  ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be}(0^+)\alpha$ , составляющем 43% статистики, установлен вклад 26%  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$  и, кроме того, 45% следующего возбуждения  ${}^{12}\text{C}(3^-)$ . Будучи критичной для представлений о диссоциации  ${}^{12}\text{C}$ , одновременная идентификация  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$  и  ${}^{12}\text{C}(3^-)$  обосновывает используемый подход.

Также пик  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$  установлен по ранним измерениям 648 событий когерентной диссоциации  ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  при 3.65 ГэВ на нуклон. Тем самым  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$  проявляется не только как возбуждение  ${}^{12}\text{C}$ , но и как аналог универсально образующегося ядра  ${}^8\text{Be}(0^+)$ . Вклад  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$ , составил 22%. Он демонстрирует рост с числом  $\alpha$ -частиц по сравнению с когерентной диссоциацией  ${}^{12}\text{C}$ , где равен 11%. Вклад  ${}^{12}\text{C}(3^-)$  в диссоциацию  ${}^{16}\text{O} \rightarrow {}^8\text{Be}(0^+)2\alpha$ , составивший 32%, также усиливается по сравнению со случаем  ${}^{12}\text{C}$ , аналогично  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})$ .

Вклад кандидатов  ${}^{16}\text{O}(0^+_{6})$  в канал  ${}^{12}\text{C}(0^+_{2})\alpha$  не превышает 7%. Канал  ${}^{16}\text{O}(0^+_{6}) \rightarrow {}^{12}\text{C}(0^+_{1})\alpha$ , предложенный как альтернатива, находится в процессе измерений. Поиск распада

$^{16}\text{O}(0^+_6) \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_1)\alpha$  важен как вариант синтеза изотопа  $^{12}\text{C}$ , в котором одна из  $\alpha$ -частиц в кварте служит своего рода катализатором.

Выполнен совместный поиск распадов  $^9\text{B}$  и  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  в лидирующих каналах диссоциации  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He}(+\text{H})$ . Вклад распадов  $^9\text{B}$  составил 23%,. Хотя 10% статистики не противоречат распадам  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ , однако распределения по инвариантной массе  $\alpha$ -троек не позволяют оценить вклад  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ , будучи наполовину перекрыто с каналом  $^9\text{B}\alpha$ .

Ослабление  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  в частично фермионной диссоциации  $^{14}\text{N}$  по сравнению  $\alpha$ -частичной диссоциацией  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  может указывать на конкуренцию несвязанных возбуждений более легких нечетных ядер. Это обстоятельство подчеркивает эффективность генерации  $^{12}\text{C}(0^+_2)$  в чисто бозонных каналах диссоциации  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ .

Увеличение числа  $\alpha$ -частиц в случаях тяжелых ядер может усиливать генерацию бозонных состояний, ограничивая фермионные. Обзор измерений по релятивистской фрагментации ядер  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{197}\text{Au}$  выявил сильную корреляция между образованием  $^8\text{Be}(0^+)$  и множественностью  $\alpha$ -частиц. Той же тенденции следуют  $^9\text{B}$  и  $^{12}\text{C}(0^+_2)$ . Этот вывод не соответствует модельным представлениям, напротив, предсказывающим подавление  $^8\text{Be}$  с ростом множественности  $\alpha$ -частиц.

Идентификация состояния Хойла ведет к изучению разреженной и холодной ядерной материи в области температуры и плотности красных гигантов. Соотношения идентифицируемых изотопов  $^{1,2,3}\text{H}$  и  $^{3,4}\text{He}$  могут характеризовать возникающую материю целостным образом. В этом отношении слои ЯЭ, облученные тяжелыми ядрами при несколько ГэВ на нуклон на ускорительном комплексе NICA, позволят применить апробированные подходы к целостному анализу ансамблей изотопов H и He, и более тяжелых фрагментов беспрецедентной сложности.

Стоит надеяться, что прогресс анализа изображений позволит придать совершенно новый размах использованию уникальных возможностей ядерной эмульсии при исследовании ядерной структуры, в ядерной физике низких энергий и прикладных задачах. Решение поставленных задач требует развития автоматизированной микроскопии. Вместе с тем, такое развитие будет базироваться на классическом методе ЯЭ, основы которого были заложены восемь десятилетий тому назад в физике космических лучей.

## Благодарности

Оставаясь пока неразрешенной, проблема конденсата оказалась своего рода дорожным указателем, приведшим к вдохновляющим находкам. Поворот к этой теме состоялся благодаря влиянию и поддержке коллег. В 2000-х гг. результаты эксперимента БЕККЕРЕЛЬ представлялись на конференциях EXON, организатором которых был ушедший в августе 2025 г. проф. Юрий Пенионжкевич (Дубна). На конференции EXON-2009 он организовал наше обсуждение с проф. Вольфрамом фон Оерцен (Берлин), которого заинтересовала множественная генерации альфа-частиц и наблюдаемость среди них вилок  $^8\text{Be}$  для поиска конденсата. Включив эту возможность в свой обзор, он рекомендовал наш доклад основателю этих исследований проф. Питеру Шуку (Орсэ) на 2 рабочем совещании по ядерной кластеризации в 2010 г. На нем проф. Гердом Ропке (Росток) был задан вопрос о возможности идентификации распадов состояния Хойла, на который был дан утвердительный ответ, хотя понимания, о чем идет речь, на тот момент не было.

Переход к практике стал возможен с новыми образцами ядерной эмульсии, производство которых инициировала Наталья Полухина (Москва). Благодаря деятельной поддержке Владимира Пикалова (Протвино) в 2016 г. состоялось их облучением на пучке углерода. Первые результаты продолжили наше сотрудничество с Сергеем Харламовым (Москва) и Натальей Пересадыко (Троицк) с использованием сохранившихся измерений и накоплением новых. Переданные ими данные эмульсионных сотрудничеств подверглись анализу в период

ограничений 2020-2021 гг. Наше представление на кластерном совещании в 2019 г в Тренто состоялось благодаря поддержке проф. Девида Блашке (Вроцлав). Таким образом, этот обзор стал возможен благодаря научной солидарности как этих коллег, и коллег, имена которых среди авторов цитируемых работ. Хочется надеяться, что мы не разочаровали.

Исследования по эксперименту БЕККЕРЕЛЬ, начавшиеся два десятилетия назад, не состоялось бы без постоянной поддержки руководителя нашей исследовательской темы в ОИЯИ проф. Александра Ивановича Малахова. Выражаем искреннюю благодарность Ирине Зарубиной, сделавшей корректуру этого объемного текста, и Светлане Чубаковой, отредактировавшей его перевод.

## Литература

- [1] Lombardo I., Dell'Aquila D. Clusters in light nuclei: history and recent developments, *La Rivista del Nuovo Cimento* 46 (2023) 521-618. [doi:10.1007/s40766-023-00047-4](https://doi.org/10.1007/s40766-023-00047-4).
- [2] F. Ajzenberg-Selove, Energy Levels of Light Nuclei, *A = 3 – 20*, *Nucl. Phys. A* 490 (1988) 1-225. [doi:10.1016/0375-9474\(88\)90124-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(88)90124-8). TUNL Nuclear Data Evaluation Project.
- [3] P.I. Zarubin, “Tomography” of the cluster structure of light nuclei via relativistic dissociation, *Lecture Notes in Physics* 875 Clusters in Nuclei 3 (2013) 51-93. [doi:10.1007/978-3-319-01077-9\\_3](https://doi.org/10.1007/978-3-319-01077-9_3).
- [4] Zaitsev A. A. et al., Correlation in formation of  $^8\text{Be}$  nuclei and  $\alpha$ -particles in fragmentation of relativistic nuclei, *Phys. Lett. B* 820 (2021) 136460. [doi:10.1016/j.physletb.2021.136460](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136460).
- [5] Artemenkov D. A. et al., Unstable states in dissociation of relativistic nuclei, *Eur. Phys. J. A* 56 (2020) 250. [doi:10.1140/epja/s10050-020-00252-3](https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00252-3).
- [6] D.A. Artemenkov, N.K. Kornegrutsa, N.G. Peresadko, V.V. Rusakova, A.A. Zaitsev, P.I. Zarubin and I.G. Zarubina, Highlights of Unstable States in Relativistic Dissociation of Light Nuclei, *Int. J. Mod. Phys. E* 33(12) (2024) 2441015. [doi:10.1142/S0218301324410155](https://doi.org/10.1142/S0218301324410155); [arXiv: 2409.14814](https://arxiv.org/abs/2409.14814)
- [7] D.A. Artemenkov, N.K. Kornegrutsa, N.G. Peresadko, V.V. Rusakova, A.A. Zaitsev, P.I. Zarubin and I.G. Zarubina, Current problems of studying relativistic dissociation of light nuclei in nuclear emulsion, *Int. J. Mod. Phys. E*. [doi:10.1142/S0218301326410028](https://doi.org/10.1142/S0218301326410028), [arXiv: 2509.09636](https://arxiv.org/abs/2509.09636).
- [8] M. Freer, H.O.U. Fynbo, The Hoyle state in  $^{12}\text{C}$ , *Progress in Particle and Nuclear Physics* 78 (2014) 1-23. [doi:10.1016/j.pnnp.2014.06.001](https://doi.org/10.1016/j.pnnp.2014.06.001)
- [9] A.M. Baldin, L.A. Didenko, V.G. Grishin, A.A. Kuznetsov, Z.V. Metreveli, Universality of hadron jets in soft and hard particle interactions at high energies, *Z. Phys. C* 33 (1987) 363-375. [doi:10.1007/BF01552542](https://doi.org/10.1007/BF01552542)
- [10] A.M. Baldin, L.A. Didenko, Asymptotic Properties of Hadron Matter in Relative FourVelocity Space, *Prog. Phys. / Progr. Phys.* 38 (1990) 261-332. [doi:10.1002/prop.2190380402](https://doi.org/10.1002/prop.2190380402)
- [11] Y. Goldschmidt-Clermont, Photographic emulsions, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 3 (1953) 141-170. [doi:10.1146/annurev.ns.03.120153.001041](https://doi.org/10.1146/annurev.ns.03.120153.001041)
- [12] Walter H. Barkas, Nuclear research emulsions, Academic Press, New York and London 15 (1963).
- [13] C.F. Powell, P.H. Fowler, D.H. Perkins, Study of Elementary Particles by the Photographic Method, Pergamon, London, 1959.
- [14] C.F. Powell, P. Fowler, D. Perkins, Study of elementary particles by the photographic method, Ed. In. Lit. Moscow, 1962 (in Russian). [http://becquerel.jinr.ru/text/books/Powell\\_F.pdf](http://becquerel.jinr.ru/text/books/Powell_F.pdf)
- [15] H.L. Bradt and B. Peters, The Heavy Nuclei of the Primary Cosmic Radiation, Phys. Rev. 77 (1950) 54-70. doi:10.1103/PhysRev.77.54.
- [16] Wilson, J. G. (ed.). Progress in Cosmic Ray Physics, Vols. I–III. North-Holland Publishing Co.; Amsterdam & New York: American Elsevier (1952–1956).

- [17] Proceedings of the All-Union Scientific Research Film and Photo Institute. Issue No. 11 (21). Nuclear Emulsions (1957), Moscow (in Russian).
- [18] “Nuclear Photography” Proceedings of the Third International Conference 1962, Moscow. [http://becquerel.jinr.ru/text/books/Yadernaya\\_fotografiya.pdf](http://becquerel.jinr.ru/text/books/Yadernaya_fotografiya.pdf)
- [19] V. Beliakov, Van Shu-fen', V. Glagolev, Dalkhazhav, L. Kiriilova, P. Markov, R. Lebedev, K. Tolstov, E. Tsyganov, M. Shafranova, Jao Tsyng-se. IL B. Bannik, G. Bajatjan, I. Gramenitskij, M. Danysz, N. Kostanashvili, V. Lyubimov, A. Nomofilov, M. Podgoretskij, E. Skshipchak, D. Tuvdendorge, O. Shahulashvili, N. Bogachev, S. Bunyatov, T. Vishki, Yu. Merekov, V. Sidorov, Interactions of 9 GeV protons with nucleons and emulsion nuclei, Proceedings of 8<sup>th</sup> International Annual Conference on High Energy Physics (ICHEP 58) 30 June-5 July (1958),CERN, Geneva, Switzerland.
- [20] V.S. Barashenkov, V.A. Belyakov, E.G. Bubelev, Wang Shou Feng, V.M. Maltsev, Ten Gyn, K.D. Tolstov, Multiple production of particles in collisions between 9 GeV protons and nucleon, Nucl. Phys. 9 (1958-1959) 74-82. [doi:10.1016/0029-5582\(58\)90324-9](https://doi.org/10.1016/0029-5582(58)90324-9)
- [21] V.I. Veksler, Nucleon-nucleon and pion-nucleon interactions, Proceedings of 9th International Annual Conference on High Energy Physics (ICHEP59), July 1959, Kiev, USSR, Union of Soviet Socialist Republics.
- [22] V.A. Matveev, R.M. Muradyan and A.N. Tavkhelidze, Automodelism in the large-angle elastic scattering and structure of hadrons, Lett. Nuovo Cim. 7 (1973) 719-723. [doi:10.1007/BF02777988](https://doi.org/10.1007/BF02777988).
- [23] H. H. Heckman, D. E. Greiner, P. J. Lindstrom, and Shwe «Fragmentation of <sup>4</sup>He, <sup>12</sup>C, <sup>14</sup>N and <sup>16</sup>O nuclei in nuclear emulsion at 2.1 GeV/nucleon» Phys. Rev. C 17, 1735(1978). [doi:10.1103/PhysRevC.17.1735](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.17.1735).
- [24] A. Marin et al., Interactions of <sup>12</sup>C nuclei with a momentum of 4.5 GeV/c per nucleon with emulsion nuclei and a cascade-evaporation model, Yadernaya Fizika 29(2) (1979) 105-117.
- [25] L. Anderson, W. Bruckner, E. Moeller, S. Nagamiya, S. Nissen-Meyer, L. Schroeder, G. Shapiro, H. Steiner, Inclusive particle production at forward angles from collisions of light relativistic nuclei: Nuclear fragments, Phys. Rev. C 28 (1983) 1224. [doi:10.1103/PhysRevC.28.1224](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.28.1224).
- [26] V.V. Glagolev et al., Fragmentation of relativistic oxygen nuclei in interactions with a proton, Eur. Phys. J. A 11 (2001) 285-296. [doi:10.1007/s100500170067](https://doi.org/10.1007/s100500170067).
- [27] A.A. Zaitsev, P.I. Zarubin and N.G. Peresadko, An Enhancement of Formation of Unstable <sup>8</sup>Be Nucleus with the Growth of  $\alpha$ -Particle Multiplicity in Fragmentation of Relativistic Nuclei, Phys. Atom. Nuclei 84 (2021) 1641-1646. [doi:10.1134/S1063778821090386](https://doi.org/10.1134/S1063778821090386)
- [28] D.L. Olson et al., Electromagnetic dissociation of relativistic <sup>18</sup>O nuclei, Phys. Rev. C 24 (1981) 1529-1539. [doi:10.1103/PhysRevC.24.1529](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.24.1529).
- [29] M.H. Smedberg et al., New results on the halo structure of <sup>8</sup>B, Phys. Lett. B 452 (1999) 1-7. [doi:10.1016/S0370-2693\(99\)00245-2](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00245-2).
- [30] R.Thies et al., Systematic investigation of projectile fragmentation using beams of unstable B and C isotopes, Phys. Rev. C 93 (2016) 054601. [doi:10.1103/PhysRevC.93.054601](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.054601).
- [31] F. Wamers et al., Comparison of electromagnetic and nuclear dissociation of <sup>17</sup>Ne, Phys. Rev. C 97 (2018) 034612. [doi:10.1103/PhysRevC.97.034612](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.034612).
- [32] T. Aumann et al., Low-energy dipole response of exotic nuclei, Eur. Phys. J. A 55 (2019) 234. [doi:10.1140/epja/i2019-12862-7](https://doi.org/10.1140/epja/i2019-12862-7).
- [33] L.T. Bott et al., Coulomb dissociation of <sup>16</sup>O into <sup>4</sup>He and <sup>12</sup>C, EPJ Web of Conferences 279 (2023) 04003. [doi:10.1051/epjconf/202327904003](https://doi.org/10.1051/epjconf/202327904003)
- [34] P.A. Rukoyatkin, L.N. Komolov, R.I. Kukushkina, V.N. Ramzhin, P.I. Zarubin, Secondary nuclear fragment beams for investigations of relativistic fragmentation of light radioactive nuclei using nuclear photoemulsion at Nuclotron, Eur. Phys. J. Spec. Top. 162 (2008) 267–274. [doi:10.1140/epjst/e2008-00802-0](https://doi.org/10.1140/epjst/e2008-00802-0)
- [35] D.A. Artemenkov et al., Study of the involvement of <sup>8</sup>Be and <sup>9</sup>B nuclei in the dissociation of relativistic <sup>10</sup>C, <sup>10</sup>B, and <sup>12</sup>C Nuclei, Phys. Atom. Nucl. 80 (2017) 1126–1132, [doi:10.1134/S1063778817060047](https://doi.org/10.1134/S1063778817060047).

- [36] D.A. Artemenkov, V. Bradnova, A.A. Zaitsev et al., Irradiation of nuclear track emulsions with thermal neutrons, heavy ions, and muons, *Phys. Atom. Nuclei* 78 (2015) 579–585. doi:10.1134/S106377881504002X. arXiv: 1407.4572
- [37] P.I. Zarubin, Recent applications of nuclear track emulsion technique, *Phys. Atom. Nuclei* 79 (2016) 1525–1535. doi:10.1134/S1063778816130093
- [38] D.A. Artemenkov et al. Toward ternary fission accompanied by the  $^8\text{Be}$  nucleus, *Exotic Nuclei* (2020) 281-294. doi:10.1142/9789811209451\_0039. arXiv: 1902.04407.
- [39] A.H. Wuosmaa, R.R. Betts, M. Freer and B.R. Fulton, Recent Advances in the Study of Nuclear Clusters, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 45 (1995) 89-131. doi:10.1146/annurev.ns.45.120195.000513.
- [40] W. von Oertzen, Alpha-cluster condensations in nuclei and experimental approaches for their studies, *Springer Int. Publ. Lect. Notes in Phys. Clusters in Nuclei* (ed. C. Beck), 818(1) (2010) 109-128. doi:10.1007/978-3-642-13899-7\_3.
- [41] *Lect. Notes in Phys. Clusters in Nuclei* (ed. C. Beck), 818(1) (2010) Springer Int. Publ. <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-642-13899-7>.
- [42] *Lect. Notes in Phys. Clusters in Nuclei* (ed. C. Beck), 848(2) (2012) Springer Int. Publ., <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-319-01077-9>.
- [43] *Lect. Notes in Phys. Clusters in Nuclei* (ed. C. Beck), 875 (3) (2014) Springer Int. Publ., <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-319-01077-9>
- [44] M. Freer, Clustering in Light Nuclei; from the Stable to the Exotic, *The Euroschool on Exotic Beams*, Springer Int. Publ. In: *Lect. Notes in Phys.* 879(4) (2014) <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-642-45141-6>.
- [45] M. Freer, H. Horiuchi, Y. Kanada-En'yo, D. Lee, U.-G. Meißner, Microscopic clustering in light nuclei, *Rev. Mod. Phys.* 90 (2018) 035004. doi:10.1103/RevModPhys.90.035004.
- [46] Y. Funaki, H. Horiuchi, W. von Oertzen, G. Roepke, P. Schuck, A. Tohsaki, T. Yamada, Concepts of alpha-particle condensation, *Phys. Rev. C* 80 (2009) 064326, doi:10.1103/PhysRevC.80.064326
- [47] A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, G. Röpke, Colloquium: Status of  $\alpha$ -particle condensate structure of the Hoyle state, *Rev. Mod. Phys.* 89 (2017) 011002 doi:10.1103/RevModPhys.89.011002.
- [48] R. Smith, J. Bishop, J. Hirst, Tz. Kokalova, C. Wheldon, The Hoyle Family: The search for alpha-condensate states in light nuclei, *Few-Body Syst* 61 (2020) 14. doi:10.1007/s00601-020-1545-5.
- [49] B. Zhou, Y. Funaki, H. Horiuchi et al., The  $5\alpha$  condensate state in  $^{20}\text{Ne}$ , *Nature Communications* 14 (2023) 8206. doi:10.1038/s41467-023-43816-9.
- [50] S. Shen, S. Elhatisari, T.A. Lähde et al., Emergent geometry and duality in the carbon nucleus, *Nature Communications* 14 (2023) 2777. doi:10.1038/s41467-023-38391-y.
- [51] R.J. Charity and L.G. Sobotka, Invariant-mass spectroscopy in projectile fragmentation region, *Phys. Rev. C* 108 (2023) 044318. doi:10.1103/PhysRevC.108.044318.
- [52] Kang Wei, Yan-Lin Ye, Zai-Hong Yang, Clustering in nuclei: progress and perspectives, *Nuclear Science and Techniques* 35 (2024) 216. doi:10.1007/s41365-024-01588-x.
- [53] J. Benn, E.B. Dally, H.H. Muller, R.E. Pixley, H.H. Staub, H. Winkler, Determination of lifetime and ground-state energy of  $^8\text{Be}$  by  $\alpha$ - $\alpha$  elastic scattering at 184 keV, *Phys. Lett.* 20 (1966) 43. doi:10.1016/0031-9163(66)91040-7.
- [54] E. Teranishi, B. Furubayashi, Level width of the ground state of  $\text{B}^9$ , *Phys. Lett.* 9(2) (1964) 157. doi:10.1016/0031-9163(64)90124-6.
- [55] E.M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler and F. Hoyle, Synthesis of the Elements in Stars, *Rev. Mod. Phys.* 29 (1957) 547. doi:10.1103/RevModPhys.29.547.
- [56] E.E. Salpeter, Energy Production in Stars, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 2 (1953) 41. doi:10.1146/annurev.ns.02.120153.000353.
- [57] D.N.F. Dunbar, R. E. Pixley, W.A. Wenzel, and W. Whaling, The 7.68-MeV State in  $\text{C}^{12}$ , *Phys. Rev.* 93(3) (1953) 640. doi:10.1103/PhysRev.92.649

- [58] C.W. Cook, W. A. Fowler, C.C. Lauritsen, and T. Lauritsen,  $B^{12}$ ,  $C^{12}$ , and the Red Giants, *Phys. Rev.* 102(2) (1957) 508. [doi:10.1103/PhysRev.107.508](https://doi.org/10.1103/PhysRev.107.508).
- [59] M. Assunção, P. Descouvemont, Role of the Hoyle state in  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  fusion, *Phys. Lett. B* 723 (2013) 355-359. [doi:10.1016/j.physletb.2013.05.030](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.05.030).
- [60] L.R. Hafstad and E. Teller, The Alpha-Particle Model of the Nucleus, *Phys. Rev.* 54 (1938) 681. [doi:10.1103/PhysRev.54.681](https://doi.org/10.1103/PhysRev.54.681).
- [61] R.B. Wiringa, S.C. Pieper, J. Carlson and V.R. Pandharipande, Quantum Monte Carlo calculations of  $A = 8$  nuclei, *Phys. Rev. C* 62 (2000) 014001. [doi:10.1103/PhysRevC.62.014001](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.62.014001).
- [62] B. Zhou, Y. Funaki, H. Horiuchi et al., Nonlocalized clustering and evolution of cluster structure in nuclei, *Frontiers of Physics* 15 (2020) 14401. [doi:10.1007/s11467-019-0917-0](https://doi.org/10.1007/s11467-019-0917-0)
- [63] E. Epelbaum, H. Krebs, T.A. Lähde, D. Lee, and U.-G. Meißner, *Ab Initio* Calculation of the Hoyle State, *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011) 192501. [doi:10.1103/PhysRevLett.106.192501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.192501).
- [64] E. Epelbaum, H. Krebs, T.A. Lähde, D. Lee, and U.-G. Meißner, Structure and Rotations of the Hoyle State, *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012) 252501. [doi:10.1103/PhysRevLett.109.252501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.252501)
- [65] A.H. Wuosmaa et al., Instrumentation of double-sided silicon strip detectors for multi-particle detection, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 345 482 (1994), [doi:10.1016/0168-9002\(94\)90503-7](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90503-7).
- [66] B. Borderie et al., Probing clustering in excited alpha-conjugate nuclei, *Phys. Lett. B* 755 (2016) 475. [doi:10.1016/j.physletb.2016.02.061](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.02.061).
- [67] M. Barbui et al., Searching for states analogous to the  $^{12}\text{C}$  Hoyle state in heavier nuclei using the thick target inverse kinematics technique, *Phys. Rev. C* 98 (2018) 044601. [doi:10.1103/PhysRevC.98.044601](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.044601).
- [68] R. J. Charity et al., Invariant-mass spectroscopy of  $^{18}\text{Ne}$ ,  $^{16}\text{O}$ , and  $^{10}\text{C}$  excited states formed in neutron-transfer reactions, *Phys. Rev. C* 99 (2019) 044304. [doi:10.1103/PhysRevC.99.044304](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.044304).
- [69] J. Bishop et al., Experimental investigation of  $\alpha$  condensation in light nuclei, *Phys. Rev. C* 100 (2019) 034320. [doi:10.1103/PhysRevC.100.034320](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.034320).
- [70] R. Smith, J. Bishop, J. Hirst, Tz. Kokalova, and C. Wheldon, The Hoyle Family: The Search for Alpha-Condensate States in Light Nuclei, *Few Body Syst.* 61 (2020) 14. [doi:10.1007/s00601-020-1545-5](https://doi.org/10.1007/s00601-020-1545-5).
- [71] S. Manna et al., Search for the Hoyle analogue state in  $^{16}\text{O}$ , *Eur. Phys. J. A* 57 (2021) 286. [doi:10.1140/epja/s10050-021-00592-8](https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00592-8).
- [72] S. Adachi et al., Candidates for the  $5\alpha$  condensed state in  $^{20}\text{Ne}$ , *Phys. Lett. B* 819 (2021) 136411. [doi:10.1016/j.physletb.2021.136411](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136411).
- [73] R.J. Charity and L.G. Sobotka, Invariant-mass spectroscopy in projectile fragmentation region, *Phys. Rev. C* 108 (2023) 044318. [doi:10.1103/PhysRevC.108.044318](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.108.044318).
- [74] D.A. Artemenkov et al., Detailed study of relativistic  $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  fragmentation in peripheral collisions in a nuclear track emulsion, *Few-Body Syst.* 44 (2008) 273. [doi:10.1007/s00601-008-0307-6](https://doi.org/10.1007/s00601-008-0307-6).
- [75] D.A. Artemenkov et al., Dissociation of relativistic  $^{10}\text{C}$  nuclei in nuclear track emulsion, *Few-Body Syst.* 50 (2011) 259. [doi:10.1007/s00601-011-0223-z](https://doi.org/10.1007/s00601-011-0223-z). [arXiv: 1105.2374](https://arxiv.org/abs/1105.2374).
- [76] D.A. Artemenkov et al., Nuclear track emulsion in search for the Hoyle-state in dissociation of relativistic  $^{12}\text{C}$  nuclei, *Radiation Measurements* 119 (2018) 199. [doi:10.1016/j.radmeas.2018.11.005](https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2018.11.005). [arXiv: 1812.09096](https://arxiv.org/abs/1812.09096).
- [77] V.V. Belaga et al., Coherent Dissociation  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  in Lead-Enriched Emulsion at 4.5 GeV/c per Nucleon, *Phys. At. Nucl.* 58 (1905) 1995. [https://doi.org/10.1063/7788-1905\(95\)5811-5](https://doi.org/10.1063/7788-1905(95)5811-5) [arXiv: 1109.0817](https://arxiv.org/abs/1109.0817).
- [78] N.P. Andreeva et al., Coherent Dissociation  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  in Photoemulsion at an Incident Momentum of 4.5 GeV/c per Nucleon, *Phys. Atom. Nucl.* 59 (1996) 102. [doi:10.1063/S5901-0102%2896%297788-0](https://doi.org/10.1063/S5901-0102%2896%297788-0). [arXiv: 1109.3007](https://arxiv.org/abs/1109.3007).
- [79] D.A. Artemenkov et al., The Hoyle State in Relativistic  $^{12}\text{C}$  Dissociation, In: Orr, N., Ploszajczak, M., Marqués, F., Carbonell, J. (eds) *Recent Progress in Few-Body Physics. FB22 2018. Springer Proceedings in Physics*, vol 238; [https://doi.org/10.1007/978-3-030-32357-8\\_24](https://doi.org/10.1007/978-3-030-32357-8_24). [arXiv: 1904.00621](https://arxiv.org/abs/1904.00621).

- [80] E. Mitsova et al., Search for Decays of the  ${}^9\text{B}$  Nucleus and Hoyle State in  ${}^{14}\text{N}$  Nucleus Dissociation, *Phys. Part. Nucl.* 53 (2022) 456. [doi:10.1134/S1063779622020575](https://doi.org/10.1134/S1063779622020575). [arXiv: 2011.06265](https://arxiv.org/abs/2011.06265).
- [81] T.V. Shchedrina et al., Peripheral interactions of relativistic  ${}^{14}\text{N}$  nuclei with emulsion nuclei, *Phys. At. Nucl.* 70 (2007) 1230. [doi:10.1134/S1063778807070149](https://doi.org/10.1134/S1063778807070149).
- [82] A. El-Naghy et al., Fragmentation of  ${}^{22}\text{Ne}$  in emulsion at 4.1A GeV/c, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 14 (1988) 1125. [doi:10.1088/0305-4616/14/8/015](https://doi.org/10.1088/0305-4616/14/8/015)
- [83] M.I. Adamovich et al., Production of Helium ( $Z=2$ ) Projectile Fragments in  ${}^{16}\text{O}$  Emulsion Interactions From  $E/A = 2$  to 200 GeV, *Phys. Rev. C* 40 (1989) 66. [doi:10.1103/PhysRevC.40.66](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.40.66).
- [84] M.I. Adamovich et al.,  ${}^{28}\text{Si}({}^{32}\text{S})$  fragmentation at 3.7 A, 14.6 A and 200 A GeV, *Z. Phys. A* 351 (1995) 311. [doi:10.1007/BF01290914](https://doi.org/10.1007/BF01290914).
- [85] M.I. Adamovich et al., Fragmentation and multifragmentation of 10.6A GeV gold nuclei, *Eur. Phys. J. A* 5 (1999) 429. [doi:10.1007/s100500050306](https://doi.org/10.1007/s100500050306).
- [86] S.A. Krasnov et al. Multiplicities in  ${}^{84}\text{Kr}$  interactions in emulsion at 800–950 MeV/nucleon. *Czech J Phys* 46, 531–540 (1996). <https://doi.org/10.1007/BF01690674>.
- [87] D.A. Artemenkov et al., Prospects of Searches for Unstable States in Relativistic Fragmentation of Nuclei, *Phys. Atom. Nuclei* 85 (2022) 528–539. [doi:10.1134/S1063778822060035](https://doi.org/10.1134/S1063778822060035). [arXiv: 2206.09690](https://arxiv.org/abs/2206.09690).
- [88] A.A. Zaitsev et al., Cosmophysical aspects of relativistic nuclear fragmentation, *Phys. Atom. Nuclei* 86 (2023) 1101. [doi:10.1134/S1063778824010617](https://doi.org/10.1134/S1063778824010617).
- [89] A.A. Zaitsev et al., Exposure of Track Detectors in Xenon Ion Beams at the NICA Accelerator Complex, *Phys. Part. Nuclei* 56 (2025) 881–885. [doi:10.1134/S1063779624702459](https://doi.org/10.1134/S1063779624702459). [arXiv: 2412.00141](https://arxiv.org/abs/2412.00141).