

ПОИСК СОСТОЯНИЯ ХОЙЛА В ДИССОЦИАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР ^{12}C

Д. А. Артеменков¹, А. А. Зайцев^{1,2}, П. И. Зарубин^{1,2,*}

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва

В периферической диссоциации релятивистских ядер ^{12}C изучается образование ансамблей из троек α -частиц, отвечающих состоянию Хойла (второе возбужденное состояние 0_2^+ ядра ^{12}C). Материалом исследования служат слои ядерной эмульсии, облученные ядрами ^{12}C с энергией от нескольких сотен МэВ на нуклон до нескольких ГэВ на нуклон. Распады состояния Хойла реконструируются по измерениям углов вылета α -частиц с точностью, позволяющей идентифицировать нестабильное ядро ^8Be . На этой основе определяется роль α -частичных связей в состоянии Хойла, отвечающих ^8Be .

Production of ensembles of α -particle triples associated with the Hoyle state (the second excited state 0_2^+ of the ^{12}C nucleus) in peripheral dissociation of relativistic ^{12}C nuclei is studied. Stacks of pellicles of nuclear track emulsion exposed to ^{12}C of energy from several hundred MeV per nucleon to a few GeV per nucleon serve as the material of the study. The Hoyle state decays are reconstructed via measurements of emission angles of α particles with accuracy that allows one to identify the unstable ^8Be nucleus. A role in the Hoyle state of α -particle bonds corresponding to ^8Be is determined.

PACS: 21.60.Gx; 25.75.-q; 29.40.Rg

ВВЕДЕНИЕ

Ядро ^{12}C из своего основного состояния со спином и четностью 0^+ может переходить во второе возбужденное (и первое несвязанное) состояние 0_2^+ (СХ) с энергией 7,65 МэВ. Оно именуется в честь астрофизика Ф. Хойла, которым более 60 лет тому назад было предсказано существование этого резонанса для объяснения распространенности изотопа ^{12}C во Вселенной. Синтез ^{12}C происходит в реакциях слияния α -частицы и нестабильного ядра ^8Be через СХ в звездах с температурой и плотностью, отвечающими фазе красных гигантов. Важнейшее следствие существования СХ — возможность жизни.

*E-mail: zarubin@lhe.jinr.ru

Вероятно, что переход в СХ одного из ядер в реакции слияния $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ служит основными «воротами» для синтеза более тяжелых ядер. Современное состояние исследования СХ рассмотрено в обзоре [1].

Представления о пространственном распределении α -частиц в СХ, развиваемые в моделях ядерной кластеризации, имеют фундаментальное значение не только для обоснования сценариев ядерной астрофизики. В последнее десятилетие получили развитие концепции разреженной и холодной ядерной материи, основанной на конденсации нуклонов в легчайшие ядра. В частности, в них рассматривается возможное существование α -частичного конденсата Бозе–Эйнштейна как аналога атомных квантовых газов. В качестве наиболее простых форм такого конденсата рассматривается основное состояние нестабильного ядра ^8Be и вслед за ним СХ. Действительно, теоретическое описание экспериментальных данных по неупругому возбуждению электронами ядра ^{12}C указывает на то, что СХ отвечает радиус, больший, чем для основного состояния, на фактор 1,35–1,60 (в зависимости от применяемой модели), которому отвечает объем, больший в 2,5–4 раза, а значит, и меньшая плотность такой ядерной системы.

Структура СХ проецируется на его 3α -частичные распады. Их неизменным участником является ядро ^8Be , не связанное с энергией 91 кэВ при распаде на пару α -частиц. В теоретических расчетах ядро ^8Be предстает как молекулярно-подобная связь пары α -частиц, разделенных расстоянием не менее их размера. СХ возникает присоединением к ^8Be третьей α -частицы с нулевым угловым моментом. В этом состоянии сохраняется обособленность нуклонов, связанных в α -частицах, что ведет к его сниженной плотности и увеличенному радиусу. Роль ^8Be в СХ может усиливаться по сравнению с 2-тельной конфигурацией $^8\text{Be} + \alpha$ как следствие интерференции тождественных α -частиц.

Энергия СХ над 3α -порогом, составляющая всего 0,36 МэВ (или 0,29 МэВ над порогом $^8\text{Be} + \alpha$), делает СХ уникальной «лабораторией» ядерной квантовой механики. Возможность идентификации ^8Be является необходимым условием экспериментального изучения СХ. Вместе с тем столь низкое значение энергии возбуждения объективно затрудняет его экспериментальное изучение. Для регистрации распадов СХ необходимо использовать возбуждение быстро движущихся ядер ^{12}C .

Ширина СХ составляет 8,5 эВ, что близко к ширине основного состояния ^8Be (5,6 эВ). По порядку величины эти значения соответствуют времени жизни π^0 -мезона, испытывающего электромагнитный распад. Аналогично π^0 -мезону ядро ^8Be , а вслед за ним и состояние СХ — это полноценные участники реакций. Возникая во фрагментации релятивистских ядер, ядра ^8Be имеют пробег порядка тысяч атомных размеров до распада на пары α -частиц с предельно малыми углами разлета. По этой причине следы ^8Be и вершины распадов непосредственно не наблюдаются. Тем не менее идентификация

релятивистских ядер ^8Be возможна по вычислению инвариантной массы по углу разлета α -пар в предположении сохранения импульса на нуклон родительского ядра, что требует наилучшего пространственного разрешения, обеспечиваемого только в ядерной эмульсии (ЯЭ).

ЯЭ позволяет реконструировать и релятивистский распад СХ по α -тройкам с предельно узкими углами разлета (*более узких просто не бывает!*). При диссоциации через СХ могут наблюдаться не только одиночные, но и парные, и даже тройные комбинации α -частиц, близкие к ^8Be . Проверка этой гипотезы составляет поисковую задачу. Как и для α -пар от ^8Be , при рассеянии ядер ^{12}C на тяжелых ядрах из состава ЯЭ возможно образование 3α -ансамблей от распада СХ вне конуса фрагментации ^{12}C . Такие наблюдения, выполненные при контрасте релятивистской энергии 3α -ансамблями и минимально возможной энергии, запасенной ими, наглядно бы продемонстрировали СХ как полноценный и достаточно долгоживущий ядерно-молекулярный объект. Идентификация релятивистских распадов СХ позволит продвинуться к наиболее прямым наблюдениям СХ. Тогда ядерно-молекулярные объекты ^8Be и СХ послужат ориентирами для поиска более сложных состояний разреженной ядерной материи при диссоциации более тяжелых ядер.

Новой целью проекта БЕККЕРЕЛЬ [2] является экспериментальное исследование СХ при его возбуждении в диссоциации релятивистских ядер ^{12}C . Материалом исследования служат слои ЯЭ, продольно облученные ядрами ^{12}C с энергией от нескольких сотен МэВ на нуклон до нескольких ГэВ на нуклон на ускорительном комплексе ИФВЭ (Протвино) и нуклотроне ОИЯИ (Дубна). Практическая задача проекта состоит в поиске достаточной статистики таких событий (порядка нескольких сотен) и измерении в них углов вылета α -частиц с разрешением, позволяющим реконструировать распады нестабильного ядра ^8Be и СХ. С помощью этих измерений можно определить характеристики СХ и сравнить их с теоретическими представлениями.

Основной вопрос, который прояснит наш эксперимент, состоит в том, предпочтительна ли в СХ симметричная конфигурация с дальнедействующей связью, возникающая «равноправным» присоединением третьей α -частицы, что является конденсатным состоянием « 3^8Be »? Или же в СХ имеет место также короткодействующая конфигурация, которая имеет большую энергию распада? В последнем случае вследствие ограниченности по энергии может возникать фиктивный резонанс пары α -частиц.

АКТУАЛЬНОСТЬ ИССЛЕДОВАНИЯ СОСТОЯНИЯ ХОЙЛА

В обзоре [1] рассматривается история проблемы и роль СХ в нуклеосинтезе. Представлена первоначальная α -кластерная модель, приведена интерпретация СХ как α -частичного конденсата Бозе–Эйнштейна. Простран-

ственная картина СХ вычисляется в антисимметризованной и фермионной молекулярной динамике. С той же целью используются вычисления на основе первопринципов нуклон-нуклонных взаимодействий.

Современные теоретические подходы указывают на то, что СХ должно обладать молекулярно-подобной структурой, в которой доминируют не нуклоны, а пространственно разделенные кластеры в виде α -частиц.

На основе динамической симметрии предсказана ветвь возбуждения СХ, в которой нарастает угловой момент с соответствующим изменением четности. Общий вывод этих моделей в том, что все они указывают на сильную кластеризацию нуклонов в СХ, в которой корреляции α -частиц играют значительную роль. Все они указывают на расширенный радиус СХ (3,27–3,8 Фм) по сравнению с его значением для основного состоянием ядра ^{12}C (2,40–2,53 Фм). Даны вычисления ядерной плотности СХ и взаимного расположения кластеров.

Существование и основные параметры СХ надежно установлены — это его энергия, ширина распадов на $\alpha+^8\text{Be}$, а также крайне малые ширины переходов в основное состояние с эмиссией γ -квантов и e^+e^- -пар. Заселение СХ выполнялось как в большом разнообразии ядерных реакций передачи нуклонов, так и в слабых взаимодействиях (β -распады изотопов ^{12}N и ^{12}B). Изменялись матричные элементы и силы электромагнитных переходов в СХ из более высоких возбуждений, возникающих в ядерных реакциях. Исходя из возможностей ядерной физики низких энергий, авторы статьи как о перспективной задаче говорят о поиске более высоких возбуждений, генетически связанных с СХ. Внутренняя же структура самого СХ остается загадкой.

Основной тенденцией последних лет является ориентация экспериментов на полное детектирование и исследование 3α -ансамблей в области энергий несколько МэВ на нуклон кремниевыми детекторами. Для анализа энергетических корреляций привлекается техника диаграмм Далитца, разработанная ранее для поиска адронных резонансов. Однако аксептанс кремниевых детекторов мал, а об измерении углов эмиссии α -частиц речь не идет вовсе. В области более высоких энергий возможности изучения СХ методами электронных экспериментов не обсуждаются.

СХ представляет и фундаментальный интерес для развития ядерной теории. В целом, степени свободы, в которых группы из нескольких нуклонов ведут себя как составляющие кластеры, являются одним из ключевых аспектов ядерной структуры. В последнее десятилетие получили развитие концепции разреженной ультрахолодной ядерной материи, основанной на конденсации нуклонов в легчайшие ядра. В процессе этих разработок возникает проблема изучения кластерных ансамблей как фундаментальных компонентов квантовых состояний, которые могут играть промежуточную роль в нуклеосинтезе. Основным компонентом кластеризации является ядро ^4He (α -частица).

Особый интерес привлекает концепция α -частичного конденсата Бозе–Эйнштейна, предсказанного как ядерный аналог ультрахолодных квантовых атомных газов. В ней предсказаны степени свободы α -кратных ядер вблизи порогов развала на основе среднего поля бозонного типа, формируемого газом α -частиц. Такие состояния, сосуществующие с обычными фермионными возбуждениями, придают α -частице свойства почти идеального бозона. Они могли бы возникать при средней плотности нестабильного ядра ^8Be , которая в 4 раза ниже обычной.

Все стабильные ядра имеют обычную ядерную плотность и описываются в нулевом приближении как газ фермионов, заключенный в среднем поле. При расширении более тяжелых ядер до трети от нормальной плотности становятся выгодными состояния из нескольких α -частиц, которые остаются центрами нормальной плотности. Являясь бозонами, α -частицы могут конденсироваться на 0S -орбите внутри собственного кластерного поля. В частности, возникает картина CX при низкой плотности, в которой третья α -частица занимает S -орбиту S -волнового объекта ^8Be . Подробно статус этих разработок представлен в обзоре [3].

Идентификация CX в диссоциации релятивистских ядер ^{12}C откроет перспективу для поиска предлагаемым методом конденсатных состояний с большим числом α -частиц в диссоциации более тяжелых релятивистских ядер. Это необычный, но многообещающий подход к проблеме. Конечно, такой выбор не снижает интереса и к другим детальным расчетам пространственной структуры CX , особенно если они проявятся в распадах из CX . Интересно, что вопрос о буквальном соответствии структуры начального состояния CX и конечном распределении α -частиц не имеет однозначного ответа [1]. Остается неясным, как прохождение кулоновского барьера модифицирует относительную конфигурацию α -частиц. Возможно, что релятивистская диссоциация дает наименее искаженное представление об изначальной структуре CX .

ПРОБЛЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Генерация самых разнообразных ансамблей легчайших ядер и нуклонов возможна при возбуждении ядер свыше соответствующих энергетических порогов связи. В этом отношении важные преимущества имеет ориентация на изучение фрагментов, возникающих при периферической диссоциации релятивистских ядер. Прежде всего, с ростом импульса налетающего ядра линейно сжимается угловой конус фрагментации, что в принципе позволяет при крайне малом угловом охвате детектировать возможное разнообразие фрагментационных ансамблей. Продолжительность взаимодействия и пороги становятся несущественными, что ведет к минимальному возмущению началь-

ных конфигураций. Вместе с тем возникают и принципиальные сложности в применении магнитных спектрометров с координатными и сцинтилляционными детекторами. Они связаны с сильной разницей в ионизации ядер пучка и релятивистских фрагментов, зависящей квадратично от заряда, а также с их малым угловым расхождением и зачастую примерным совпадением по магнитной жесткости. По этим причинам остаются недоступными для регистрации распады релятивистских ядер ${}^8\text{Be}$.

Для извлечения информации о структуре ядер и механизмах релятивистской диссоциации проводятся электронные эксперименты инклюзивного и полуклассического типов. Однако эксклюзивные постановки экспериментов, т. е. с регистрацией в полной геометрии, в этой области отсутствуют. Объективные трудности состоят в следующем. Нарастание степени диссоциации релятивистского ядра ведет к снижению сигнала ионизации в любом типе детектора фрагментов. Это обстоятельство затрудняет детектирование и анализ релятивистских фрагментов, который необходим вплоть до изотопов He и H. Следующая проблема — это идентификация возбуждения по суммарной инвариантной массе релятивистской струи фрагментов. Для ее решения требуется наилучшая точность измерения углов вылета фрагментов, а также идентификация фрагментов. Кроме того, для отбора предельно периферических столкновений требуется принципиальная возможность наблюдения фрагментов ядер мишени при минимальном пороге.

В качестве раннего примера этих утверждений можно привести эксперимент HISS [4]. В работе исследовалась фрагментация ${}^{12}\text{C}$ в 3 α -частицы при импульсе 2,1 А ГэВ/с, являющаяся своего рода тестом возможностей. Используя методику дрейфовых многопроволочных камер, авторы не смогли наблюдать узких пар α -частиц от распадов из основного состояния ${}^8\text{Be}$, и, как следствие, важную часть спектра возбуждений пришлось реконструировать моделированием. В GSI (Дармштадт) предлагался эксперимент SPALADIN, нацеленный на полный анализ во времяпроекционной камере релятивистской фрагментации ядер Fe на водороде, с перспективой измерений на ядрах вплоть до Au на будущем ускорителе GSI. Обсуждались и постановки экспериментов с реконструкцией релятивистской фрагментации вплоть до ${}^{12}\text{C}$ в $3{}^4\text{He}$. Статья [5] свидетельствует, что в этом эксперименте еще предстоит разрешение упомянутых трудностей в отношении легчайших ядер.

В настоящее время эксперименты на пучках быстро движущихся ядер, включая радиоактивные, составляют основную перспективу исследований по структуре легких ядер. В сотрудничестве R3B в GSI принята постановка экспериментов с регистрацией релятивистских фрагментов, максимально близких по заряду к изучаемому ядру, а в дальнейшем — с детектированием одного или пары изотопов He и H. В этом состоит их принципиальная ограниченность, поскольку пропускаются каналы с более высокой множественностью, а такие каналы должны быть, хотя бы в силу того, что ключевые изотопы

^8Be и ^9B не являются связанными ядрами. Реконструкция распадов релятивистских ядер ^8Be и ^9B в обсуждаемой проблеме является принципиальной, а ее решение в электронных экспериментах пока не просматривается. Этот пробел восполняет метод ЯЭ.

ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ

В отношении множественной фрагментации релятивистских ядер метод ЯЭ остается единственным средством наблюдения, обеспечивающим не только уникальные по разрешению и чувствительности наблюдения, но и неплохую статистику. В рамках проекта БЕККЕРЕЛЬ [2], ориентированного на изучение кластерной структуры легких ядер, на нуклотроне ОИЯИ ведутся облучения ЯЭ релятивистскими ядрами Be, B, C и N, в том числе их радиоактивными изотопами. Исследования проводятся в проявочной лаборатории и лаборатории просмотровых и измерительных микроскопов сектора толстослойных ядерных фотоэмульсий Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Для облучения слои ЯЭ толщиной до 500 мкм собираются в стопку (рис. 1), которая ориентируется вдоль пучка. Получение значительной статистики событий обеспечивается толщиной стопки по пучку и полной эффективностью детектирования релятивистских фрагментов. Поиск ядерных взаимодействий в ЯЭ без выборки («по следу») обеспечивает достаточно равномерную эффективность обнаружения всех возможных типов взаимодействий. Для обогащения статистики в избранных каналах используется поперечный

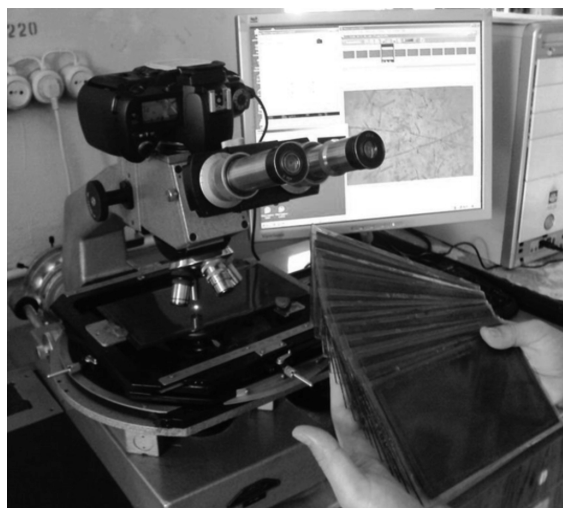


Рис. 1. Слои ядерной эмульсии на стеклянной подложке

просмотр. Метод ЯЭ не требует больших затрат времени работы ускорителя, которое определяется в основном настройкой пучка ядер, используемого для облучения.

К фрагментам релятивистского ядра относят следы, которые сосредоточены в конусе, ограниченном углом $\sin \theta_{\text{fr}} = p_{\text{fr}}/p_0$, где $p_{\text{fr}} = 0,2 \text{ ГэВ}/c$ — величина, характеризующая ферми-импульс нуклонов, а p_0 — импульс на нуклон ядра-снаряда (пример на рис. 2). Следы релятивистских изотопов He и H определяются визуально. Разрешение следов в ЯЭ составляет около 0,5 мкм, что, в частности, позволяет на длине 1 мм уверенно различить процесс распада из основного состояния ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, проявляющийся при импульсе $4,5A \text{ ГэВ}/c$ как пара следов двухзарядных частиц с предельно малым углом разлета, составляющим около $2 \cdot 10^{-3}$ рад. Столь узкие распады достаточно часто наблюдаются при фрагментации легких релятивистских ядер. Они наблюдаются вплоть до минимальной относительной энергии распада.

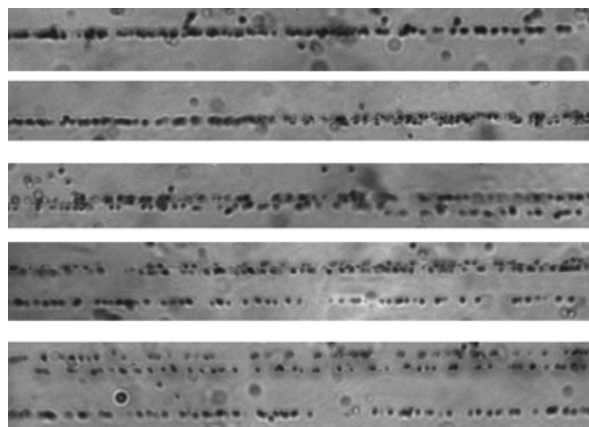


Рис. 2. Фотографии участков события когерентной диссоциации в ЯЭ ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ при $1A \text{ ГэВ}/c$ (сверху вниз); при смещении от вершины вдоль струи фрагментов можно различить три фрагмента He

Если пучок направляется параллельно плоскости слоев, то следы всех релятивистских фрагментов остаются достаточно долго в одном слое для трехмерной реконструкции их направлений. Для каждого следа фрагмента измеряются планарный угол α и угол погружения φ относительно следа первичного ядра. В приближении сохранения релятивистскими фрагментами импульса на нуклон начального ядра P_0 универсальным образом определяются инвариантная масса и энергия системы фрагментов $Q = M^* - \sum m_{\text{fr}}$, где M^* определяется как сумма всех произведений 4-импульсов $P_{i,k}$ фрагментов $M^{*2} = \sum (P_i P_k)$, а $\sum m_{\text{fr}}$ — суммарная масса ансамбля фрагментов.

На рис. 3 совмещены распределения по углам разлета θ в парах α -частиц для диссоциации $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be}_{\text{gs}}$ при 2A ГэВ/с и $^{14}\text{N} \rightarrow ^8\text{Be}_{\text{gs}}$ при $2,9\text{A}$ ГэВ/с. Их средние значения заметно различаются: $(4,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$ рад и $(3,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$ рад. Совмещение при преобразовании к $Q_{2\alpha}$ (см. рис. 3) указывает на соответствие в обоих случаях узких α -пар распадам $^8\text{Be}_{\text{gs}}(0^+)$ со средними энергиями $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (68 \pm 14)$ кэВ для ^9Be и (78 ± 14) кэВ для ^{14}N . Условие $Q_{2\alpha} < 300$ кэВ может быть принято для определения числа распадов $^8\text{Be}_{\text{gs}}(0^+)$. Таким образом, указать на присутствие ядра ^8Be удобно в инвариантных переменных для единообразного представления данных, полученных при разных значениях начальной энергии. Аналогичным образом решена проблема реконструкции распадов нестабильного изотопа ^9B в диссоциации релятивистских ядер ^{10}C , ^{11}C и ^{10}B .

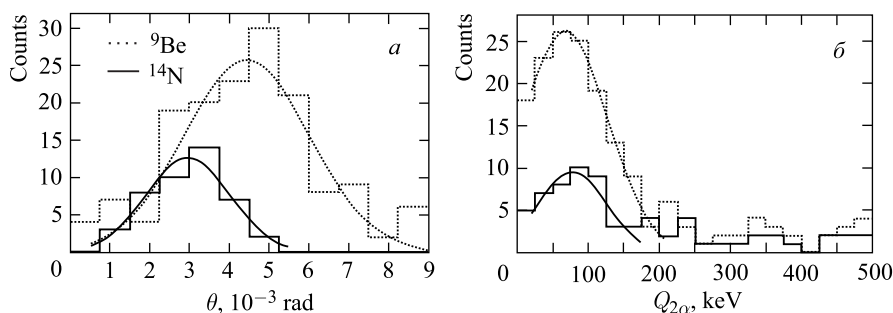


Рис. 3. Распределения углов разлета θ в парах α -частиц (а) и инвариантной массы $Q_{2\alpha}$ (б) для событий фрагментации $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be}_{\text{gs}}$ при 2A ГэВ/с и $^{14}\text{N} \rightarrow ^8\text{Be}_{\text{gs}}$ при $2,9\text{A}$ ГэВ/с

В ЯЭ содержатся ядра Ag и Wg, что позволяет изучать развалы ядер в результате ядерной дифракционной или электромагнитной диссоциации, при которой ядра мишени видимым образом не разрушаются, а значит, в них минимально возбуждение диссоциирующего ядра. Доля таких событий, получивших краткое наименование «белые» звезды, составляет несколько процентов, что при анализе отвечает статистике порядка сотен событий. Название «белые звезды» отражает «срыв» плотности ионизации в вершине взаимодействия. «Срыв» составляет основную проблему для электронных методов, поскольку чем больше степень диссоциации, тем труднее зарегистрировать событие. Напротив, такие события в ЯЭ наблюдаются наилучшим образом. На сайте проекта БЕККЕРЕЛЬ собрана коллекция макровидеозаписей изучавшихся периферических взаимодействий релятивистских ядер [2].

Ранние наблюдения «белых» звезд сделаны в ЯЭ, облученной ядрами ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne , ^6Li и ^7Li на синхрофазотроне ОИЯИ в 1970–1990-е гг. Затем в рамках проекта БЕККЕРЕЛЬ проведен анализ периферических взаимодействий в ЯЭ, которая облучалась на нуклотроне ОИЯИ ядрами ^{10}B , ^7Be , ^{14}N ,

${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{C}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$. Его результаты объединены в обзоре [6]. Основное внимание в настоящее время привлекает изучение роли нестабильных ядер ${}^6\text{Be}$, ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ в диссоциации релятивистских ядер ${}^{7,9}\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{10,11}\text{C}$ [7, 8]. Таким образом, накоплен значительный опыт измерений и систематические результаты, позволяющие обратиться к поиску СХ в релятивистской диссоциации, в том числе в «белых» звездах.

СТАТУС АНАЛИЗА ДИССОЦИАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР ${}^{12}\text{C}$

Исследовательским материалом послужат стопки слоев ЯЭ, облучаемые на ускорительном комплексе ИФВЭ и нуклотроне ОИЯИ ядрами ${}^{12}\text{C}$. Энергия ядер ${}^{12}\text{C}$ охватит диапазон от сотен МэВ на нуклон до нескольких ГэВ на нуклон, что позволит проследить ход сечения для реакции возникновения троек α -частиц в СХ и установить универсальность его образования. Будут проведены измерения углов вылета фрагментов в нескольких сотнях событий диссоциации ядер ${}^{12}\text{C}$ на тройки α -частиц. При планировании проекта учитывались результаты ранних исследований. С целью выявить эффект СХ недавно был повторен анализ сохранившихся измерений событий когерентной диссоциации ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Его результаты будут далее представлены в сравнении с только появляющимися данными по облучению в ИФВЭ.

В начале 1970-х гг. на синхрофазотроне ОИЯИ ЯЭ была облучена ядрами ${}^{12}\text{C}$ с энергией 3,65А ГэВ (импульс 4,5А ГэВ/с). Статистика 2468 взаимодействий включала 28 «белых» звезд, единственным каналом которых оказался ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ в конусе до 3° . Позже (в 1980-е гг.) использовалась ЯЭ, обогащенная свинцом [9]. Поиск событий велся ускоренным образом по площади эмульсионных слоев. В результате статистика включала уже 72 «белых» звезды ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Оценка вклада распадов ${}^8\text{Be}_{\text{gs}}$ составила не менее 20%. В то время проблема поиска СХ не была поставлена. Разбиение гистограммы распределения по инвариантной массе α -троек сделано было с шагом 2 МэВ [9], что не позволяет оценить вклад СХ.

Отметим экспериментальную проблему того времени. Облучения ЯЭ ${}^{12}\text{C}$ происходили неконтролируемым сбросом на стопку ЯЭ одного цикла ускоренных ядер, фокусированных примерно до 2 см. Поэтому анализ взаимодействий ${}^{12}\text{C}$ был возможен на периферии пучка, что ограничило анализируемую площадь ЯЭ. Дальнейшее развитие физика периферической диссоциации ядер получила в рамках проекта БЕККЕРЕЛЬ на нуклотроне ОИЯИ. Была достигнута однородность профилей облучения слоев ЯЭ как стабильными (что сложнее), так и радиоактивными ядрами, позволившая радикально увеличить объем ЯЭ, пригодный к просмотру. Вместе с тем проблема наблюдения СХ до настоящего времени оставалась в тени более популярных исследований ядер легче ${}^{12}\text{C}$.

Недавно группой ФИАН был проведен анализ этих измерений, и главный вывод состоит в следующем. Среди событий когерентной диссоциации ядер ^{12}C с импульсом $4,5A$ ГэВ/с на три α -частицы выделен двухчастичный канал, в котором одним из фрагментов является несвязанное ядро $^8\text{Be}_{\text{gs}}$. В девяти событиях измеренная суммарная поперечная энергия фрагментов в системе распадающегося ядра углерода не превышает $0,45$ МэВ, что не противоречит возбуждению ядра ^{12}C на уровень $7,65$ МэВ. Среднее значение полного поперечного импульса $P_{T\text{sum}}$ в этих событиях равно (234 ± 25) МэВ/с [10].

Для развития задачи поиска СХ нами предложен следующий путь. Пучок ядер ^{12}C в ИФВЭ с энергией около $400A$ МэВ (импульс $1A$ ГэВ/с), используемый для медико-биологических исследований, обеспечивает требуемую однородность облучения благодаря применению вращающихся электростатических рассеивателей. Энергия пучка отвечает широкому максимуму в ходе зависимости сечения электромагнитной диссоциации. Мероприятия, осуществленные в декабре 2016 г. и апреле 2017 г., позволили контролируемым образом облучить стопки слоев ЯЭ. Для обеспечения плотности частиц в месте облучения $2000\text{--}4500$ ядер/см² был изменен режим медленного вывода, снижена эффективность вывода, удалена дополнительно точка облучения ЯЭ, сокращена длительность вывода.

К июню 2017 г. в слоях ЯЭ, облученных в ИФВЭ, обнаружено и измерено 54 события $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при $1A$ ГэВ/с, в том числе 23 «белых» звезды. На рис. 4 представлена зависимость инвариантной массы α -пар $Q_{2\alpha}$ от измеренного угла разлета в них $\theta_{2\alpha}$ для 72 событий когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при $4,5A$ ГэВ/с, 500 событий $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ при 2 ГэВ/с и 54 события $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при $1A$ ГэВ/с. На рис. 5 показана проекция этой зависимости в переменной $Q_{2\alpha}$. Область $Q_{2\alpha} < 300$ кэВ указывает на присутствие распадов ^8Be . В табл. 1 дана сводка средних значений $\langle \theta_{2\alpha} \rangle$ и $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ ($Q_{2\alpha} < 300$ кэВ), которая указывает на их соответствие ядру ^8Be . Возникает основание не-

Таблица 1. Средние значения $\langle \theta_{2\alpha} \rangle$ и $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ ($Q_{2\alpha} < 300$ кэВ) в угловых областях распадов ^8Be

Ядро (P_0 , A ГэВ/с)	$\langle \theta_{2\alpha} \rangle$ (RMS), мрад ($Q_{2\alpha} < 300$ кэВ)	$\langle Q_{2\alpha} \rangle$ (RMS), кэВ
^{12}C (4,5)	$2,1 \pm 0,1$ (0,8)	109 ± 11 (83)
^{14}N (2,9)	$2,9 \pm 0,2$ (1,9)	$119,6 \pm 9,5$ (72)
^9Be (2,0)	$4,4 \pm 0,2$ (2,1)	86 ± 4 (48)
^{10}C (2,0)	$4,6 \pm 0,2$ (1,9)	63 ± 7 (83)
^{11}C (2,0)	$4,7 \pm 0,3$ (1,9)	77 ± 7 (40)
^{10}B (1,6)	$5,9 \pm 0,2$ (1,6)	101 ± 6 (46)
^{12}C (1,0)	$10,5 \pm 0,6$ (3,6)	118 ± 13 (75)

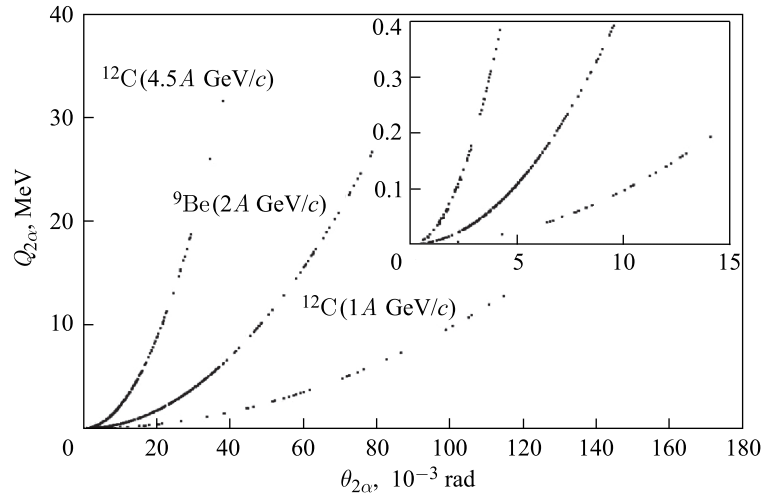


Рис. 4. Зависимость инвариантной массы α -пар $Q_{2\alpha}$ частиц от угла разлета $\theta_{2\alpha}$ в диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4,5А ГэВ/с, $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ при 2А ГэВ/с и $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 1А ГэВ/с; на вставке: область по $Q_{2\alpha}$ от 0 до 400 кэВ

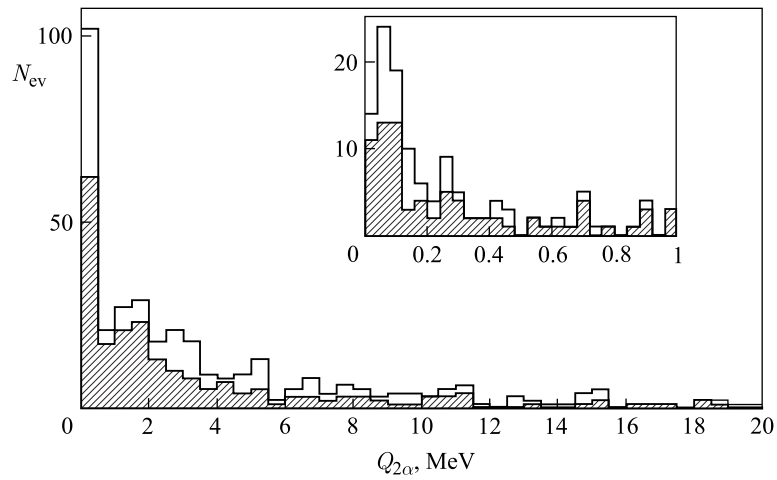


Рис. 5. Распределение по инвариантной массе α -пар $Q_{2\alpha}$ в диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4,5А ГэВ/с (заштрихованная область) и при 1А ГэВ/с (светлая область); на вставке: область по $Q_{2\alpha}$ до 1 МэВ

посредственно сравнивать данные в широком диапазоне по начальному импульсу. Значения среднеквадратичного рассеяния демонстрируют разрешение метода.

В представленном на рис. 6 распределении по инвариантной массе α -троек $Q_{3\alpha}$ в диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при $4,5A$ ГэВ/с (заштрихованная область) и $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при $1A$ ГэВ/с имеется указание на пик в области $Q_{3\alpha} < 1$ МэВ, где и должны быть отражены распады СХ. В случае облучения при $4,5A$ ГэВ/с среднее значение для событий в пике $\langle Q_{3\alpha} \rangle$ равно $(443 \pm 52$ (при RMS 186)) кэВ, а при $1A$ ГэВ/с соответственно $(348 \pm 32$ (75)) кэВ.

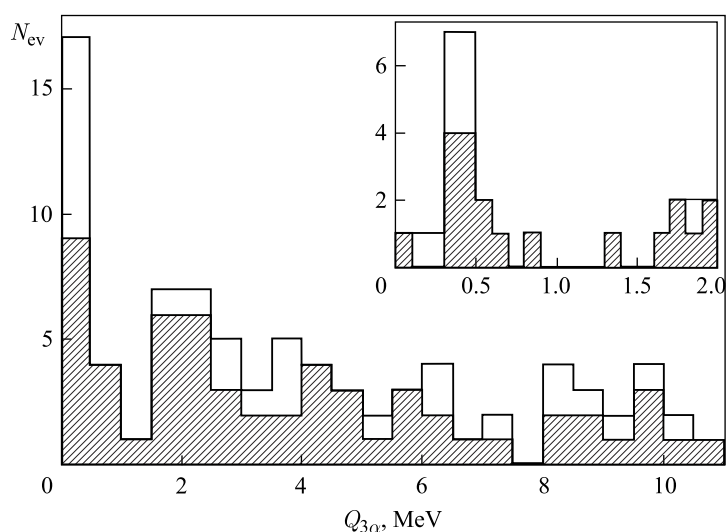


Рис. 6. Распределение по инвариантной массе α -троек $Q_{3\alpha}$ в диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при импульсе $4,5A$ ГэВ/с (заштрихованная область) и $1A$ ГэВ/с (светлая область); на вставке: область по $Q_{2\alpha}$ до 2 МэВ

Согласно «мягкому» условию $Q_{3\alpha} < 1$ МэВ в облучении при импульсе $4,5A$ ГэВ/с 13 (из 72) событий могут быть отнесены к СХ, а при $1A$ ГэВ/с — 8 (из 54), включая 4 «белых» звезды (из 23). Таким образом, можно сделать предварительный вывод о наблюдении СХ в обоих случаях с вкладом около 20 %.

Имеющиеся данные позволяют сделать предварительные выводы о динамике возникновения СХ согласно распределениям по полному поперечному импульсу $P_{T\text{sum}}$ троек α -частиц (рис. 7). Для 71 события когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при $4,5A$ ГэВ/с среднее значение полного поперечного импульса α -тройки $\langle P_{T\text{sum}} \rangle$ (RMS) составляет $238 \pm 14(118)$ МэВ/с, а для выборки из 13 с $Q_{3\alpha} < 1$ — $(223 \pm 13$ (68)) МэВ/с. Эти значения $\langle P_{T\text{sum}} \rangle$ соответствуют ядерно-дифракционному механизму реакции. В случае электромагнитной диссоциации на квазиреальных фотонах тяжелого ядра мишени ограничение составило бы $P_{T\text{sum}} < 100$ МэВ/с. Достаточно неожиданным

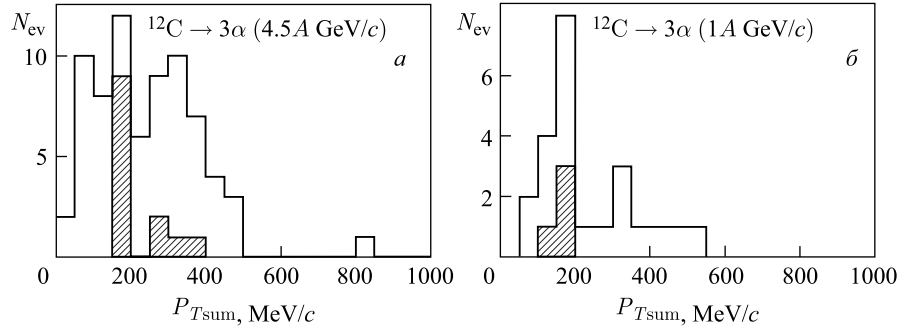


Рис. 7. Распределение по полному поперечному импульсу $P_{T\text{sum}}$ троек α -частиц в событиях когерентной диссоциации ядер ^{12}C при импульсах 4,5А ГэВ/с (а) и 1А ГэВ/с (б); события $Q_{3\alpha} < 1$ МэВ отмечены заштрихованной областью

представляется тот факт, что столь «хрупкое» и короткоживущее образование, как СХ, может возникать с «отскоком» (bounce off), характерным для сильных взаимодействий.

Для 23 событий когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ («белых» звезд) при 1А ГэВ/с получено $\langle P_{T\text{sum}} \rangle (\text{RMS}) = (235 \pm 27 (128))$ МэВ/с, а для 4 из них, отвечающих СХ, — $(156 \pm 15 (28))$ МэВ/с. Представляется возможным нарастание электромагнитного вклада в возникновение СХ в области сотен МэВ на нуклон. Включение более «мягкого» механизма реакции может вести к меньшему искажению конечных состояний СХ. Этот вопрос также нуждается в прояснении на соответствующей статистике событий.

В табл. 2 представлена ситуация с интерпретацией числа α -пар, соответствующих ^8Be , в событиях СХ. Даже на столь малой статистике имеется указание на возможность интерференции в образовании ^8Be . Возможна и зависимость от энергии и типа звезды. Однако предварительно можно заключить, что отбор СХ ведет к интригующей ситуации с числом ^8Be в событиях.

Определение $P_{T\text{sum}}$ в 23 событиях когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при импульсе 1А ГэВ/с позволяет представить в системе центра масс троек

Таблица 2. Распределение событий СХ по числу α -пар, идентифицированных в них как ^8Be

Число ^8Be в СХ	4,5А ГэВ/с в 13 СХ	1А ГэВ/с в 8 СХ (в том числе в 4 «белых» звездах)
1	1	0 (0)
2	9	3 (0)
3	3	5 (4)

α -частиц распределения по парным азимутальным углам разлета $\Psi_{2\alpha}^*$ и поперечному импульсу $P_{T\alpha}^*$ аналогично тому, как это было сделано при импульсе $4,5A$ ГэВ/с [9] (рис. 8). Введение условия идентификации трех ^8Be в 4 таких событиях при импульсе $1A$ ГэВ/с качественным образом изменяет вид распределения $\Psi_{2\alpha}^*$. В нем исчезает пик, отвечающий противоположно направленному разлету α -частиц, а среднее значение $\langle\Psi_{2\alpha}^*\rangle$ (при RMS) составляет $(120 \pm 8 (30))^\circ$. Это значение указывает на достаточно симметричный разлет α -частиц в событиях с условием « 3^8Be ». Стоит отметить неравную точность определения планарного угла α и угла погружения φ α -частицы, что может вести к уширению распределения. Применение условия « 3^8Be » ведет к его резкому сжатию и формированию пика в распределении по поперечному импульсу $P_{T\alpha}^*$. Среднее значение $\langle P_{T\alpha}^*\rangle$ (при RMS) составляет $(924 \pm 2 (10))$ МэВ/с.

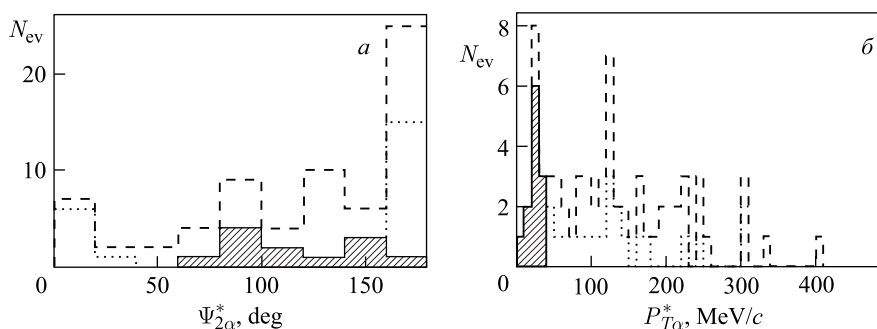


Рис. 8. Распределения в событиях когерентной диссоциации ядер ^{12}C при импульсе $1A$ ГэВ/с по парным азимутальным углам разлета $\Psi_{2\alpha}^*$ и поперечному импульсу $P_{T\alpha}^*$ в системе центра масс троек α -частиц для всех событий (штриховая кривая), не менее одного ^8Be в событиях (пунктирная) и при трех ^8Be (заштрихованная область); там, где пунктирная кривая не видна, два последних распределения совпадают

Именно эти 4 события « 3^8Be » могут рассматриваться как кандидаты на распад конденсата α -частиц. Удивительный факт состоит в том, что тройной α -распад протекает через конфигурацию « 3^8Be ».

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предлагается провести анализ слоев ЯЭ, облученных с высокой равномерностью ядрами ^{12}C в диапазоне от нескольких сотен МэВ на нуклон и нескольких ГэВ на нуклон для того, чтобы выполнить идентификацию распадов из СХ на статистике событий, составляющей порядка сотен 3α -событий. Представленные данные по поиску СХ весьма обнадеживают. Они

указывают на наличие событий СХ как в ранних облучениях, так и в совсем недавних, т. е. выполненных в разных условиях, на ЯЭ от разных производителей и даже разными поколениями исследователей. Современные облучения имеют возможности для количественного наращивания и качественного улучшения. Несомненно, статистика событий должна и может быть увеличена не менее чем на фактор 20, что и составляет практическую задачу проекта. При набранном опыте и темпе задача может быть решена достаточно быстро.

В широком плане новизна предлагаемого исследования СХ состоит в применении концепций и экспериментальных методов релятивистской ядерной физики для изучения одного из самых холодных состояний ядерной материи — состояния Хойла. Оно послужит последовательной проверке предположения о том, что в периферической диссоциации релятивистских ядер возможно исследование когерентных ансамблей α -частиц, в том числе СХ. В теоретическом плане данная идея не является очевидной, а ее экспериментальная проверка, по объективным причинам, затруднительна. Идентификация СХ в диссоциации релятивистских ядер ^{12}C откроет перспективу для поиска этим методом конденсатных состояний с большим числом кластеров и нуклонов в диссоциации более тяжелых ядер. По существу, в эмульсионном проекте БЕККЕРЕЛЬ сохраняется «монополия» в изучении многочастичных ядерных ансамблей с использованием преимуществ релятивистской фрагментации.

Авторы статьи выражают благодарность коллегам из эмульсионного сектора ЛФВЭ ОИЯИ В. Брановой, В. Вартик, И. Г. Зарубиной, Н. В. Кондратьевой, Л. И. Куликовой, В. В. Русаковой за активное участие в проявках и анализе облученной ядерной эмульсии. Сотрудники ИФВЭ (Протвино) Г. И. Бритвич и В. А. Пикалов обеспечили облучение образцов ЯЭ медицинским пучком ядер ^{12}C . Наша благодарная память сохранится о старейшем сотруднике Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук С. П. Харламове, многие годы активно поддерживавшем наши исследования. Без результатов выполненного под его руководством в 1990-е гг. исследования изотопа ^6Li цикл исследований легких ядер по проекту БЕККЕРЕЛЬ вряд ли бы состоялся.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Freer M., Fynbo H. O. U.* The Hoyle State in ^{12}C // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2014. V. 78. P. 1–23.
2. The BECQUEREL Project. Web site: becquerel.jinr.ru.
3. *Tohsaki A., Horiuchi H., Schuck P., Ropke G.* Status of α -Particle Condensate Structure of the Hoyle State // *Rev. Mod. Phys.* 2017. V. 89. P. 011002.

4. *Engelange J., Baumgartner M., Greiner D.E., Lindstrom P.J., Olson D.L., Wada R.* A Quasi-Exclusive Measurement of $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, 3\alpha)\text{X}$ at 2.1 GeV/Nucleon // *Phys. Lett. B.* 1986. V. 173. P. 34.
5. *Gentil E. Le, Böhmer M., Lafriakh A., Pietri S., Aumann T., Bacri C.-O., Benlliure J., Boudard A., Casarejos E., Combet M., Ducret J.-E., Fernandez-Ordoñez M., Gernhäuser R., Johansson H., Kelić A.* Exclusive Measurements on $^{56}\text{Fe} + p$ at 1 A GeV with the SPALADIN Setup at GSI // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2006. V. 562. P. 743.
6. *Zarubin P.I.* “Tomography” of the Cluster Structure of Light Nuclei via Relativistic Dissociation // *Lect. Notes Phys.* 2013. V. 875. Clusters in Nuclei. V.3. Springer Intern. Publ., P. 51.
7. *Artemenkov D.A., Zaitsev A.A., Zarubin P.I.* Unstable Nuclei in Dissociation of Light Stable and Radioactive Nuclei in Nuclear Track Emulsion // *Phys. Part. Nucl.* 2017. V. 48. P. 147.
8. *Artemenkov D.A., Mamatkulov K.Z., Kharlamov S.P., Zaitsev A.A., Zarubin P.I.* Recent Findings in Relativistic Dissociation of ^{10}B and ^{12}C Nuclei // *Few Body Syst.* 2017. V. 58. P. 89; doi:10.1007/s00601-017-1240-3.
9. *Белага В.В., Бенджаза А.А., Русакова В.В., Саломов Д.А., Чернов Г.М.* Когерентная диссоциация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4,5 А ГэВ/с на ядрах эмульсии, обогащенной свинцом // *ЯФ.* 1995. Т. 58, № 11. С. 2014–2020 (*Belaga V.V., Benjaza A.A., Rusakova V.V., Salomov D.A., Chernov G.M.* Coherent Dissociation $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ in Lead-Enriched Emulsion at 4.5 GeV/c per Nucleon // *Phys. At. Nucl.* 1995. V. 58. P. 1905).
10. *Белага В.В., Герасимов С.Г., Дронов В.А., Пересадыко Н.Г., Писецкая А.В., Русакова В.В., Фетисов В.Н., Харламов С.П., Шестеркина Л.Н.* Когерентная фрагментация ядер ^{12}C с импульсом 4,5 А ГэВ/с по каналу $^8\text{Be}_{\text{gs}} + ^4\text{He}$ в ядерной фотоэмульсии, содержащей ядра свинца // *ЯФ.* 2017. Т. 80, № 4. С. 338–344 (*Belaga V.V., Gerasimov S.G., Dronov V.A., Peresadko N.G., Pisetskaya A.V., Rusakova V.V., Fetisov V.N., Kharlamov S.P., Shesterkina L.N.* Coherent Fragmentation of ^{12}C Nuclei of Momentum 4.5 GeV/c per Nucleon through the $^8\text{Be}_{\text{gs}} + ^4\text{He}$ Channel in a Nuclear Photoemulsion Containing Lead Nuclei // *Phys. At. Nucl.* 2017. V. 80. P. 650).