

ИССЛЕДОВАНИЕ МУЛЬТИНЕЙТРОННЫХ КЛАСТЕРОВ В ПРОЦЕССАХ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ ДИССОЦИАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Expression of Interest

ВВЕДЕНИЕ

Исследования ядер, лежащих в области границы нейтронной стабильности, сформировали в последние годы актуальное направление исследований – физика ядер с экзотической структурой. Здесь установлены новые явления в структуре легких ядер и протекании ядерных реакций. В этой области наблюдаются аномально большие радиусы ядер, образование разделенных в пространстве нуклонных ядерных кластеров. Малые энергии связи ядерных кластеров позволяют определить структуру таких ядер как молекулярно-подобную. Большие успехи достигнуты в изучении структуры ядер с избытком и предельным числом нейтронов, таких как ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$ (см. напр., [1-4] и обзор [5]).

Изучение структуры радиоактивных ядер имеет несомненную и глубокую связь с ядерной астрофизикой. Нейтронное гало у легких ядер может играть роль катализатора для быстрых термоядерных процессов в сверхновых – ведь таким образом снижается проблема кулоновского отталкивания при слиянии. Это ведет к упрощению цепочки генерации изотопов углерода, кислорода, азота – важнейшей ступеньки к более тяжелым элементам. Например, слияние ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^8\text{He}$, имеющего две пары периферийных нейтронов, ведет к образованию изотопа ${}^{12}\text{Be}$, который быстро распадается в основной изотоп углерода. Это своего рода “черный вход” в известный цикл медленного сгорания ядер водорода, углерода, азота, кислорода при термоядерном слиянии.

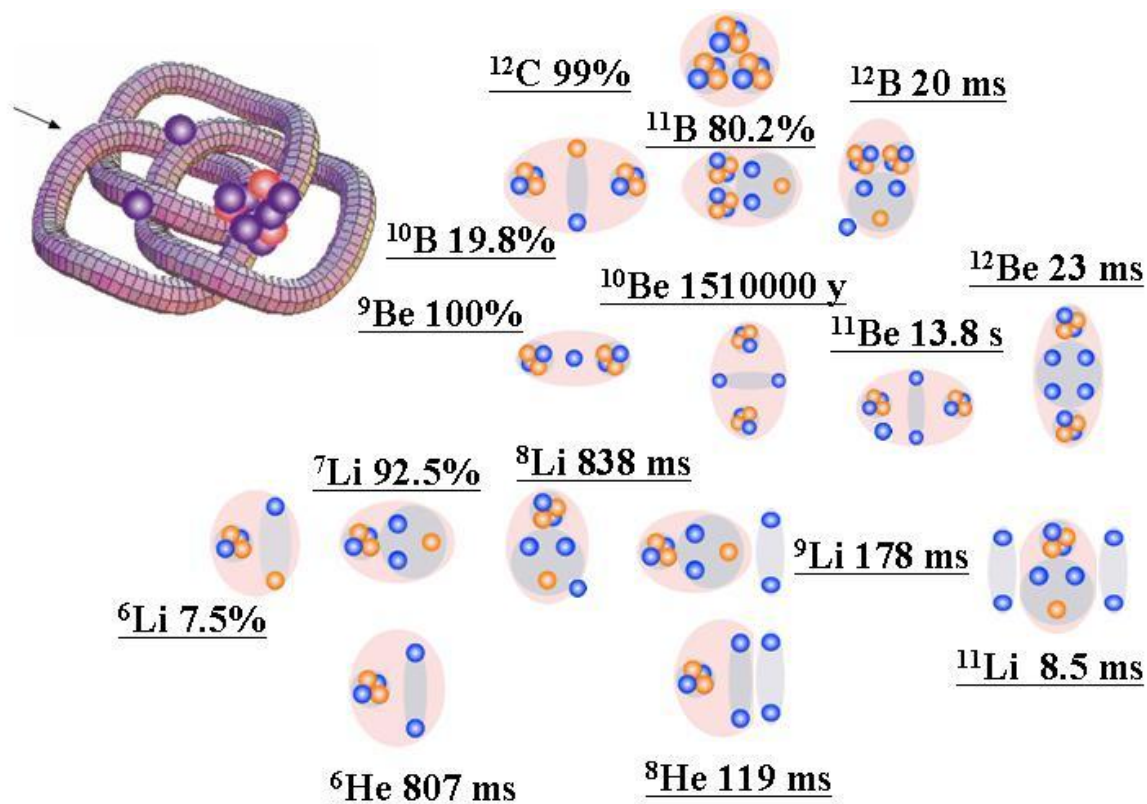


Рис. Часть таблицы изотопов в области легких нейтроно-избыточных ядер. Символические изображения ядер отражают наиболее низкие пороги отделения нуклонных кластеров. Указаны относительные распространенности и времена жизни.

В настоящее время остаются малоизученными корреляции внешних нейтронов со слабой связью с основой ядра (кором). Кор ядра может обеспечивать небольшую дополнительную глубину потенциала для образования кластера из пары или четверки спаренных нуклонов. При малом возбуждении ядра такие кластеры отделяются при минимальном энергетическом пороге, а, значит, наиболее вероятным образом.

Интригующей возможностью является образование стабильного кластера из 4-нейтронов или тетранейтрона 4n , на что имеется экспериментальное указание [6] (6 событий, время жизни более 100 нс), и что не отвергается теоретическими вычислениями [7-12]. Даже не имея стабильности к испусканию нейтронов, такое состояние может проявиться как ядерный резонанс с энергией связи над порогом распада 1-3 МэВ. Такое состояние не может быть следствием реалистичных нуклон-нуклонных сил и требует особых 4-нуклонных связей. Будучи обнаружено связанное состояние 4n , самим фактом своего существования, несомненно окажет воздействие на развитие ядерной астрофизики.

Признанным вариантом генерации 4n является диссоциация радиоактивных ядер ${}^8\text{He}$ и ${}^{14}\text{Be}$. Ядро ${}^{14}\text{Be}$ должно генерироваться при диссоциации заметно более тяжелых первичных ядер (в работе [6] - ${}^{18}\text{O}$), чем ${}^8\text{He}$, поэтому оно менее удобно.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА НА СИНХРОТРОНЕ

Эксперименты с пучками ядер при энергии порядка нескольких ГэВ признаются одним из наиболее перспективных путей понимания основных свойств и внутренней структуры радиоактивных и несвязных ядер. Используя такие пучки, можно произвести “на лету” пучки изотопов путем реакций развала, обмена зарядом или деления. В таком подходе отсутствует ограничение на время жизни исследуемого релятивистского нуклида в практически важном диапазоне. Методическим преимуществом для регистрации ядер является снижение потерь на ионизацию в релятивистской области.

Идейной основой применения релятивистского подхода к изучению структурных особенностей ядер является предельная фрагментация ядер. В целом картина фрагментации (рассыпания) одного из сталкивающихся ядер имеет ослабленную зависимость от характеристик или фрагментации другого ядра. Исследования фрагментации релятивистских ядер могут эффективно дополнить классические эксперименты по развалу ядер, используемых как мишень. В таком подходе порог детектирования близок к нулю, что делает возможным исследовать процессы фрагментации при весьма слабом возмущении ядра.

Экспериментальный подход, базирующийся на регистрации фрагментов ядра-снаряда, выдвигает требование к методике измерений, как обеспечивающей предельно возможное угловое разрешение и идентификацию фрагментов в узком переднем конусе. Кроме того, процесс фрагментации ведет к заметно меньшей ионизации, производимой продуктами реакции, по сравнению с сигналом от первичного ядра. Это обстоятельство накладывает особое требование на широту диапазона чувствительности от начального ядра вплоть до частиц с минимальной ионизацией.

Осуществление измерений в полном телесном угле уже не имеет такого значения, как предельное угловое разрешение в узком угловом конусе релятивистской фрагментации. По крайней мере, оно должно быть не хуже 10% от полярного угла θ определяемого ферми-импульсом нуклонов. Этот угол определяется как $\sin\theta \approx 0.2/p_0$, где p_0 импульс на нуклон первичного ядра в ГэВ/с. Разрешение должно быть не хуже 100 мрад для начального импульса 20 ГэВ/с.

Требования к измерению продольных импульсов весьма умеренные. Зачастую достаточно предположения о равенстве скоростей первичного и вторичного ядра (или равенства импульсов на нуклон) в указанном угловом конусе. Импульсы релятивистских фрагментов имеют достаточное для идентификации по массовому числу «квантование» $p_{\text{frag}} = A \cdot p_0$. Таковы специфические требования к эксперименту при выборе синхротрона как инструмента исследования структуры ядра.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Ускорение на синхротроне У-70 ядер ${}^{12}\text{C}$ открывает уникальные возможности для постановки экспериментов по фрагментации ядер, в частности, по структуре нейтронного гало в изотопе ${}^8\text{He}$ и поиску связанного состояния 4 нейтронов – тетранейтрона 4n . Совершенно новой методической возможностью, недоступной при более низких энергиях, становится

калориметрическая идентификация релятивистских ядер и групп нейтронов - продуктов фрагментации первичных ядер ^{12}C . Номинальная энергия пучка определяется как оптимум, с одной стороны, между необходимым энергетическим разрешением и угловым аксептансом калориметра (лучше большая энергия), а с другой, возможностями магнитной оптики (лучше меньшая энергия). Для определенности будем считать ее равной 10А ГэВ.

В качестве первого этапа необходимо решить задачу селекции релятивистских ядер ^8He , образующихся при взаимодействии первичных ядер ^{12}C с внутренней мишенью У-70. Наличие пучка ^8He позволит приступить к изучению нейтронного гало. Энергия связи к распаду $^6\text{He}+2\text{n}$ составляет всего 2.2 МэВ, а к $^4\text{He}+4\text{n}$ 3.1 МэВ. Для сравнения энергия связи 4 нейтронов в ^{12}C составляет около 63 МэВ, что делает нереальной генерацию «холодных» 4-нейтронных ансамблей в области фрагментации ядер пучка непосредственно из ядер углерода.

Ядра ^8He обладают максимальным избытком нейтронов, а значит и максимальной магнитной жесткостью среди фрагментов ядер пучка. Это обстоятельство позволяет рассчитывать на проводку пучка таких ядер по нейтронному каналу У-70 до экспериментальной зоны и выполнить калибровку калориметра. Ядра ^8He будут иметь в несколько раз меньший угловой разброс, чем в протон - нейтронной перезарядке. Удачным обстоятельством является отсутствие ядер ^7He , а также то, что ядра ^{11}Li недоступны при фрагментации ^{12}C . Главная задача первичного магнитного анализа состоит в удалении из формируемого пучка изотопов с $Z/A=1/3$, т. е. ^3H , ^6He и ^9Li . В нейтронный канал должен быть проведен изотопа гелия с $Z/A=1/4$, что представляется вполне реальным.

Следует отметить, что измерение сечения $^{12}\text{C}\rightarrow^8\text{He}$ само по себе может стать нетривиальным физическим результатом. В этом случае ядро с ярко выраженной α частичной кластеризацией переходит в качественно другую ядерную систему с развитым нейтронным гало. Нам известно единственное упоминание об измерении сечения такого процесса [13] в соударениях С+С при энергии 1.05А ГэВ, равное 35 ± 7 микробарн. Сечение релятивистской фрагментации слабо меняется после 1А ГэВ. **Предполагая 10% эффективность взаимодействия пучка углерода с мишенью при интенсивности 10^9 в цикл, можно ожидать образования 10-100 ядер ^8He за цикл ускорителя.**

В работе [13] отмечалось, что данная величина превышает на фактор 30 сечение образования ^8He в соударениях р+С. Причина столь явного различия осталась авторам неясной. Возможно, что объяснение связано с дифракционным характером генерации ^8He , а значит выигрышностью применения именно мишеней из тяжелых ядер. При низких энергиях планируемые эксперименты по поиску ^4n предполагают выбивание ^4He протоном мишени [12]. Возможно это слишком «грубый» механизм, разрушающий ^4n .

Слабая связь нейтронов в ^8He позволяет эффективно использовать механизмы его электромагнитной и дифракционной диссоциации на тяжелом ядре мишени, например, свинце. Релятивистская энергия ядра особенно удобна для генерации минимально возмущенных ансамблей релятивистских нейтронов. Для их селекции можно использовать очевидные особенности процессов такого типа:

1. приход одного и только одного ядра ^8He во временные ворота регистрации события;
2. запрет на образование заряженных частиц практически во всем угловом интервале;
3. регистрация на совпадение вторичного релятивистского фрагмента $^{4,6,8}\text{He}$; это условие требует помещения мишени в магнитное поле, достаточное для удаления релятивистских изотопов гелия из нейтронного канала;
4. запрет на прохождение заряженных частиц по нейтронному каналу;
5. выделение энергии калориметре на нейтронном канале не менее 50% от энергии на нуклон пучка.

Нейтроны гало находятся в угловом конусе $\sin\theta\approx 0.2/p_0$, где p_0 импульс на нуклон первичного ядра в ГэВ/с. Таким образом, радиус нейтронного «пятна» на калориметре составит на удалении 100 метров около 1-2 метров. Средний поперечный импульс релятивистских нейтронов составит около 0.1 ГэВ/с, что в принципе позволяет разделить вершины ливней от вхождения отдельных нейтронов в вещество калориметра и выполнить угловой анализ релятивистских нейтронов. Факт прохождения ^4n соответствует развитию одиночного ливня с выделением энергии 4 p_0 с. Ключевой является проблема оценки пространственного разрешения вершины ливня в калориметре.

Неясной остается проблема того, как избавиться от фона релятивистских нейтронов от фрагментации углерода, которые обильно будут проходить напрямую от внутренней мишени в нейтронный канал. Это качественно отличает ситуацию с ядрами от протонов. Нейтронов будет много и через канал не должна быть видна внутренняя мишень!

Оценка выхода ${}^4\text{n}$ вряд ли более надежна, чем современные утверждения об их реальности. В случае существования диссоциацией ${}^4\text{He}+{}^4\text{n}$ будет протекать на фоне близкими каналами по энергетическому порогу ${}^6\text{He}+2\text{n}$, ${}^7\text{He}+\text{n}$, ${}^4\text{He}+4\text{n}$. Периферическая диссоциация имеет долю от неупругого сечения несколько %. Это определяющий фактор – статистика событий такого типа составит 1 событие в цикл, а искомым – может быть на порядок меньше, т. е. **один ${}^4\text{n}$ за 10 циклов**. Значит, для накопления заметной статистики требуются сотни часов ускорительного времени. Подчеркнем, что столь малый выход связан не с малостью сечения образования ${}^4\text{n}$, а с созданием условий его наблюдения. Статистика решающим образом определяется интенсивностью вторичного пучка ${}^8\text{He}$.

Отметим полезность спектрометрии заряженного релятивистского фрагмента He, которая позволила бы реконструировать инвариантную массу возбуждаемого ядра ${}^8\text{He}$. В той же постановке могли бы быть детально исследованы особенности периферической диссоциации ${}^2\text{H}\rightarrow\text{p}+\text{n}$ при ускорении дейтронов, ${}^3\text{H}\rightarrow\text{p}+2\text{n}$, $\text{d}+\text{n}$ при ускорении ${}^4\text{He}$ а также ${}^6\text{He}\rightarrow{}^4\text{He}+2\text{n}$ при ускорении ${}^6\text{Li}$. Решение этих задач, имея самостоятельную ценность, позволило бы обеспечить накопление опыта для решения центральной задачи – исследования нейтронных кластеров и поиска ${}^4\text{n}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. A. Korshennikov et al., Experimental studies of light neutron rich nuclei. Nucl Phys. A **588** (1995)23c-28c.
2. T. Nilsson et al., ${}^6\text{He}$ and neutron momentum distribution from ${}^8\text{He}$ in nuclear break reactions at 240 MeV/u. Nucl Phys. A598 (1996)418-434.
3. T. Aumann et al., Manifestation of halo structure in momentum distributions from ${}^6\text{He}$ fragmentation. Nucl. Phys. A640(1998)24-36.
4. Y. Iwata et al., Dissociation of ${}^8\text{He}$. Phys. Rev. C 62, 064311(2000).
5. T. Aumann, Reactions with fast radioactive beams of neutron-rich nuclei, Eur. Phys. J. A **26**, 441-478 (2005).
6. F. M. Marques et al., Detection of neutron clusters. Phys. Rev. C 65, 044006(2002).
7. A. V. Nesterov, V. S. Vasilevsky, O. F. Chernov, A neutron halo in ${}^8\text{He}$. arXiv:nucl-th/0006001.
8. N. K. Timofeyuk, On the existence of bound tetraneutron. arXiv:nucl-th/0203003.
9. N. K. Timofeyuk, Do multineutrons exist? arXiv:nucl-th/0301020.
10. I. V. Simenog, B. E. Grinyuk, Yu. M. Bidasyuk, Can tetraneutron exist from theoretical point of view? arXiv:nucl-th/0511006.
11. C. A. Bertulani and V. Zelevinsky, Is the tetraneutron a bound dineutron-dineutron molecule. J. Phys. G. **29** (2003)2431-2437.
12. N. Orr, F. M. Marques, Clustering and correlations at neutron dripline, arXiv:nucl-th/0303005.
13. L. Anderson et al. Inclusive particle production at forward angles from collisions of light relativistic nuclei: Nuclear fragments. Phys. Rev. C28(1983)1224.