

СИЛЬНОНЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Свойства ядер и их получение

Р.Калтакчиева, Ю.Э.Пенионжкевич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Х.Г.Болен

Институт им.Гана — Майтнер, Берлин, Германия

ВВЕДЕНИЕ	832
ГРАНИЦЫ СТАБИЛЬНОСТИ ЯДЕР	834
Карта нуклидов	834
Нейтронная граница стабильности для легких ядер	836
ЧЕМ ОБЪЯСНЯЕТСЯ ИНТЕРЕС К ЛЕГКИМ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫМ ЯДРАМ?	840
Масса ядер	841
Схемы уровней ядер	842
Форма ядер	842
Размеры ядер	843
Нейтронное гало	844
ПОЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ	847
Реакции деления	847
Реакции фрагментации ядра мишени	847
Глубоконеупругие реакции передачи	848
Реакции с тяжелыми ионами, сопровождающиеся эмиссией быстрых легких заряженных частиц	850
Реакции фрагментации бомбардирующего иона	853
Реакции перезарядки	854
Реакции передачи нескольких нуклонов	856

РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ЛЕГКИХ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР	858
НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР	866
Бинарные реакции	866
Метод инвариантной массы	869
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЛЕГКИХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ С РАДИОАКТИВНЫМИ ПУЧКАМИ	871
Распределение нуклонных плотностей в экзотических ядрах	872
Мягкая $E1$ -мода возбуждения	883
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	885

СИЛЬНОНЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Свойства ядер и их получение

Р.Калтакчиева, Ю.Э.Пенионжкевич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Х.Г.Болен

Институт им.Гана — Майтнер, Берлин, Германия

Настоящая работа посвящена свойствам нейтроноизбыточных ядер легких элементов и проблемам, объясняющим возросший интерес к их изучению. Рассмотрены реакции, используемые для получения таких ядер. Особое внимание уделено механизму реакций передачи нескольких нуклонов, успешно применяющихся для спектроскопических исследований легких экзотических ядер в области границы нейтронной стабильности. Рассмотрены возможности исследования структуры экзотических ядер в реакциях с радиоактивными пучками.

The present work is dedicated to the properties of neutron-rich isotopes of the lightest elements, which have led in recent years to the enhanced investigation of such nuclei. The reactions used for their production are discussed. Special attention is paid to the mechanism of multi-nucleon transfer reactions, which are successfully used for spectroscopic studies of light exotic nuclei close to the neutron dripline. The feasibility of reactions induced by radioactive nuclear beams for the investigation of the structure of exotic nuclei is also discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к легким нейтроноизбыточным ядрам обуславливается различными факторами. Он возрос в последнее время в связи с обнаружением их необычных свойств. Однако основной интерес к исследованию легких ядер объясняется возможностью идентификации границы между связанными и несвязанными ядрами, т.е. границы нейтронной стабильности. Большое количество массовых формул не дают однозначной информации о положении этой границы. Экспериментальное определение границы нейтронной стабильности сводится либо к наблюдению ядер, распадающихся путем испускания нейтронов, либо к ненаблюдению ядра даже в виде резонанса. Связанные ядра живут достаточно долго по отношению ко времени проте-

кания реакции, в которой они образовались, — это радиоактивные ядра. Время жизни, при котором можно говорить, что ядро является радиоактивным, составляет $t > 10^{-12}$ с. Распад ядер, нестабильных по отношению к эмиссии нуклонов, оказывается относительно медленным в ядерных масштабах времени, но достаточно быстрым по сравнению с радиоактивным распадом. Время жизни этих ядер находится в пределах $10^{-12} > t > 10^{-22}$ с. Ядерные состояния со временем жизни в этом интервале иногда называют квазистационарными. К таким ядрам относятся ${}^7\text{He}$, ${}^9\text{He}$, ${}^{10}\text{He}$, ${}^{10}\text{Li}$, ${}^{13}\text{Be}$ и др. Они проявляются в виде резонансов в сечениях различных процессов. Ширина резонанса Γ и время жизни нестабильного ядра связаны соотношением

$$T = h/\Gamma = (6,6 \cdot 10^{-22})/\Gamma \text{ с, } (\Gamma - \text{ в МэВ}).$$

Исходя из предельно возможного времени существования такого ядра, определяемого характерным ядерным временем ($t = 10^{-22}$ с), можно получить ширину резонанса $\Gamma < 6,6$ МэВ. Однако о резонансе, как о реально существующем состоянии ядерной системы, можно говорить в том случае, если ширина $\Gamma \leq 1$ МэВ. Энергия резонанса отстоит от порога развала этой системы, сопровождающегося эмиссией одного или более нуклонов, на величину, равную энергии распада. Таким образом, наблюдение резонанса позволяет сразу определить две важные характеристики ядра — энергию распада и время жизни. Когда время жизни $t \sim 10^{-22}$ с, считается, что ядра как такового не существует.

Одной из важных задач ядерной физики является изучение особенностей распада и свойств таких ядер, как стабильных, так и нестабильных по отношению к эмиссии нуклонов. Любое прогнозирование характеристик сильнонейтроноизбыточных ядер делается путем экстраполяции свойств известных ядер, расположенных в области β -стабильности в предположении, что эти свойства практически не меняются с увеличением числа нейтронов в ядре. Для средних и тяжелых ядер эти изменения действительно происходят довольно плавно. Однако свойства любой ядерной системы определяются количеством нуклонов, а также взаимодействием только нескольких из них. В результате этого в области легких ядер даже небольшое изменение числа нуклонов может привести к существенному отличию свойств соседних ядер. Таким образом, экстраполяция наших знаний о ядрах вблизи линии β -стабильности, как правило, не дает информации о том, что можно ожидать для ядер, удаленных от области стабильности. Поэтому интерес к прямым экспериментам по изучению структуры легких ядер на границе нуклонной стабильности всегда был велик. Этот интерес возрос в последнее время в результате получения вторичных пучков радиоактивных ядер [1—5], которые открывают новые возможности для этих исследований.

Эксперименты, проводимые в разных лабораториях мира, по изучению свойств экзотических ядер с экстремальными значениями N/Z (сильно удаленных от линии β -стабильности) позволили выявить ряд неожиданных явлений — существование нейтронного и протонного гало [1,2,4—8], новых областей деформации [9,10], новых типов распада, особенности в последовательности заполнения оболочек [11—19] и т.д. Безусловно, наиболее ярким из них является существование в некоторых легких ядрах гигантского нейтронного гало. Число обнаруженных галообразных ядер увеличивается, и они обладают совершенно неожиданными свойствами, которые не предсказывались ранее. Поэтому эксперименты по изучению ядер, сильно обогащенных нейтронами или протонами, являются также источником информации, необходимой для проверки и развития существующих теоретических моделей.

Актуальность этой проблемы подтверждает большое количество международных конференций [20—24], а также ряд обзоров по свойствам легких ядер, удаленных от линии стабильности [9,25—27]. Большое количество публикаций посвящено проблеме нейтронного гало [28—32]. Идет интенсивное накопление новой информации о свойствах легчайших ядер, в связи с чем мы посчитали необходимым появление настоящего обзора, в котором постарались представить полученные в последние несколько лет данные о свойствах нейтроноизбыточных изотопов легких элементов вплоть до тяжелых изотопов кислорода.

1. ГРАНИЦЫ СТАБИЛЬНОСТИ ЯДЕР

1.1. Карта нуклидов. Карта нуклидов, представленная на рис.1, дает последнюю информацию о продвижении к границам нейтронной и протонной стабильности. Черными квадратиками (их около 300) обозначены стабильные ядра. Они формируют так называемую долину стабильности. Ядерная стабильность определяется балансом между ядерными и кулоновскими силами. Долина стабильности для легких ядер идет вдоль линии $N = Z$. Однако уже в районе Са ($Z = 20$) кулоновские силы влияют таким образом, что линия стабильности проходит в области более нейтроноизбыточных ядер ($N > Z$). Для тяжелых ядер она уже соответствует значению относительного нейтронного избытка $(N - Z)/A \approx 0,21 - 0,23$.

Заштрихованными квадратами представлены радиоактивные ядра, испытывающие различные виды радиоактивного распада (α -, β -, p - и кластерные распады или спонтанное деление). К настоящему времени синтезированы более 2000 таких ядер. Это лишь малая часть из приблизительно 6000 изотопов, существование которых предсказано теоретически [33].

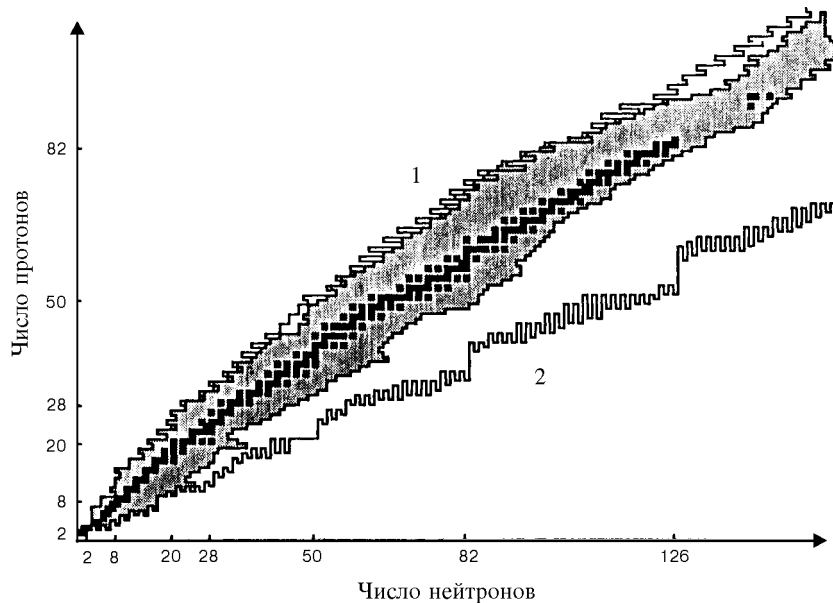


Рис.1. Протон-нейтронная диаграмма ядер: 1 — протонная линия стабильности, 2 — нейтронная линия стабильности

На этой же карте показаны и расчетные границы протонной и нейтронной стабильности ядер [33]. Протонная нестабильность определяется в основном кулоновскими силами, возрастающими с увеличением числа протонов, а время их жизни — проницаемостью кулоновского и центробежного барьеров. Нестабильность ядер по отношению к испусканию нейтронов является результатом увеличения энергии симметрии с ростом числа нейтронов в ядре. Энергия симметрии выражается полуэмпирической формулой для масс ядер [34]:

$$E_{\text{sym}} = 28,1(N - Z)^2 A^{-1} (1 - 1,18A^{-1/3}). \quad (1)$$

Зная энергию ядра $E(A, Z)$ при фиксированном Z , можно получить химический потенциал нейтрона в ядре:

$$\mu_n(A, Z) = \left. \frac{\partial E(A, Z)}{\partial A} \right|_{Z = \text{const}}. \quad (2)$$

Исходя из значения E_{sym} , можно видеть, что химический потенциал μ_n равен нулю при относительном избытке нейтронов $(N - Z)/A \approx 0,36$ или

при значении $N/Z \approx 2 - 2,2$. Эта величина и определяет границу нейтронной стабильности.

Из рис.1 можно увидеть также, насколько близко экспериментаторы подошли к границе нейтронной стабильности. Например, наиболее тяжелый известный изотоп кальция — ^{53}Ca , в то же время предсказываемая граница стабильности должна проходить в районе ^{65}Ca , и даже предсказана стабильность ^{70}Ca . Расстояние между известными изотопами и границами стабильности возрастает для более тяжелых ядер. Так, для ядер олова предсказана стабильность дважды магического изотопа ^{176}Sn ($Z = 50, N = 126$), однако наиболее тяжелый изотоп олова, который пока удалось синтезировать — ^{137}Sn . Для изотопов свинца переход от $(N - Z)/A = 0,21$ (^{208}Pb) к $(N - Z)/A = 0,36$ соответствует ядру ^{256}Pb (отметим, что наиболее тяжелый известный изотоп свинца — ^{214}Pb).

Несколько иная ситуация для протоноизбыточных ядер. Здесь удалось почти дойти практически до линии протонной стабильности (см. рис.1), в то время как для того, чтобы достичь границы нейтронной стабильности, необходимо синтезировать огромное число ядер. Исключение составляет лишь область самых легких ядер ($Z < 10$), где уже наблюдались ядра с большим избытком нейтронов и с энергией связи нейтронов, близкой к нулю.

1.2. Нейтронная граница стабильности для легких ядер. Часть карты нуклидов для легких ядер представлена на рис.2. Видно, что именно в этой области достигнут наибольший избыток нейтронов. Так, в ядре ^8He , являющемся стабильным к испусканию нейтронов, отношение $N/Z = 3$, а $(N - Z)/A = 0,5$. Для многих легких ядер в этом районе нейтронный избыток $(N - Z)/A$ близок или даже превосходит граничное значение 0,36. Сначала граница нейтронной стабильности считалась достигнутой для ядер с атомным номером $Z = 4$ после обнаружения наиболее тяжелого связанного изотопа бериллия ^{14}Be [35]. Впоследствии с развитием техники получения интенсивных пучков тяжелых ионов промежуточных и высоких энергий стало возможным продвинуться к большим Z . На пучке ^{56}Fe был синтезирован самый тяжелый связанный изотоп с $Z = 5$ ^{19}B [36]. Последующие совместные Дубна — GANIL эксперименты на ускорительном комплексе GANIL с применением пучков ^{40}Ar и ^{48}Ca при энергии ~ 50 МэВ/А не только подтвердили полученные ранее результаты по нуклонной стабильности ядер ^{14}Be , ^{19}B , ^{20}C и ^{27}F [35—38], но также привели к обнаружению новых связанных нейтроноизбыточных ядер ^{22}C , ^{23}N , ^{29}F , $^{29,30,32}\text{Ne}$ [39—42].

В области легчайших ядер были обнаружены также ядра, расположенные за границей нейтронной стабильности, т.е. такие ядра, которые, являясь

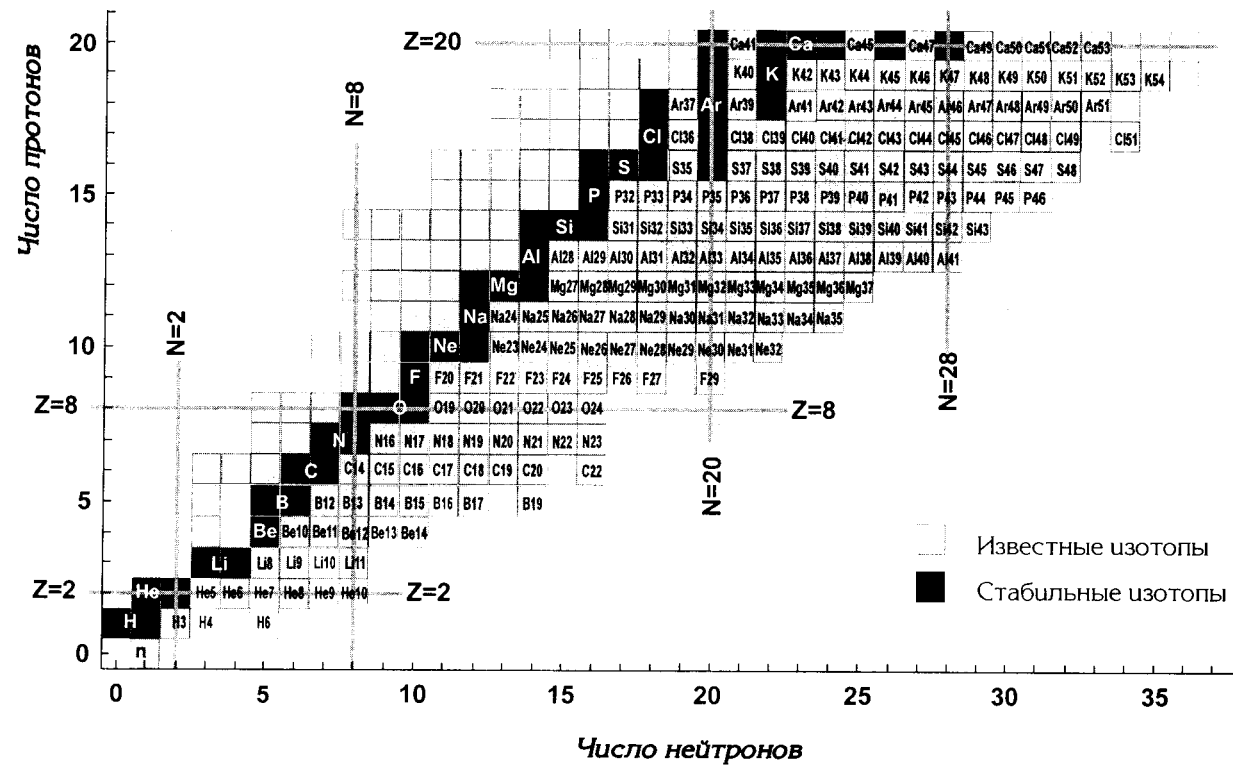


Рис.2. Карта нуклидов в области легких элементов

нуклонно-нестабильными, живут достаточно долго и проявляются в виде резонансов.

Возможны несколько причин, которые могут приводить к задержке распада нуклонно-нестабильных ядер. В отличие от протонно-нестабильных ядер, где проникновение через кулоновский барьер обеспечивает более длительное время жизни, в случае нейтронно-нестабильных ядер ситуация иная. На их стабильность могут влиять следующие факторы: а) правило отбора по изотопическому спину, б) существование центробежного барьера (для нейтронов с $l > 0$), в) необходимость сильного изменения начальной конфигурации нуклонов в процессе развала ядра.

В результате этих факторов скорость распада нейтронно-нестабильных ядер может уменьшиться, и их время жизни становится гораздо больше характерного ядерного времени ($t \gg 10^{-22}$ с). К настоящему времени известны всего 9 таких ядер (см. табл.1) — ^4H , ^6H , ^5He , ^7He , ^9He , ^{10}He , ^{10}Li , ^{13}Be и ^{16}B [25,43—49]. Однако для целого ряда других ядер — ^{18}B , ^{21}C , ^{24}N , $^{25,26}\text{O}$ и ^{28}F — была экспериментально установлена лишь нестабильность по отношению к испусканию нейтронов [36,39—42]. Многократные попытки обнаружить ядра 3n , 4n , ^5H и ^7H также не дали положительного результата — они не наблюдались даже в виде короткоживущей квантовой системы, т.е. резонанса.

Граница нуклонной стабильности не описывается плавной линией. Это связано с влиянием энергии спаривания нейтронов на стабильность ядер. Во многих случаях энергия спаривания составляет 2—3 МэВ и превышает энергию связи последнего нейтрона в ядре, что должно проявляться как

Таблица 1

Ядро	$\eta = (N - Z)/A$	Вид распада	Энергия распада, МэВ	Ширина Γ , МэВ
^4H	0,50	$^3\text{H} + n$	3,4	$\cong 3$
^6H	0,67	$^3\text{H} + 3n$	2,7(4)	1,3(5)
^5He	0,20	$^4\text{He} + n$	0,89	0,60(2)
^7He	0,42	$^6\text{He} + n$	0,44	0,16(3)
^9He	0,56	$^8\text{He} + n$	1,14	$\leq 1,0$
^{10}He	0,60	$^8\text{He} + 2n$	1,07(7)	0,3(2)
^{10}Li	0,40	$^9\text{Li} + n$	0,24(6)	0,17
^{13}Be	0,39	$^{12}\text{Be} + n$	0,80(9)	$\sim 1,0$
^{16}B	0,38	$^{15}\text{B} + n$	0,04(6)	$< 0,10$

четно-нечетный эффект. Это означает, что добавление одного нейтрона к нестабильному (несвязанному) ядру с нечетным числом нейтронов приводит к значительному увеличению стабильности, вплоть до того, что может изменить знак энергии связи. Таким образом объясняется чередование нуклонно-стабильных ядер с четным числом нейтронов и нуклонно-нестабильных ядер с нечетным числом нейтронов. Очень длинная цепочка изотопов бора служит хорошей иллюстрацией экспериментального наблюдения эффекта спаривания (ядра ^{15}B , ^{17}B , ^{19}B , имеющие 10, 12 и 14 нейтронов, соответственно, нуклонно-стабильны, а ядра ^{16}B , ^{18}B с 11 и 13 нейтронами, соответственно, нестабильны по отношению к испусканию нейтронов).

Имея в виду эту экспериментальную информацию и сравнивая ее с различными модельными предсказаниями, можно утверждать, что граница нейтронной стабильности достигнута для всех элементов с $Z < 10$. Однако некоторыми авторами высказывается предположение, что в принципе может иметь место ряд обстоятельств, при которых граница нейтронной стабильности не существует вообще или при которых не исключено существование «островов стабильности» далеко за ее пределами, там, где N/Z имеет очень большие значения [25,30,50]. На это указывает систематика энергий связи одного и двух нейтронов [47], из которой видно, что для некоторых тяжелых изотопов легких элементов вблизи границы стабильности, при увеличении массового числа, эти энергии падают плавно и приближаются к значению $B_{n, 2n} = 0$ почти тангенциально. Кроме того, как это имеет место для ядер с двухчастичным гало, может оказаться, что нейтронные кластеры, содержащие большее число нейтронов, могут быть связаны с кором и образовывать еще более тяжелые слабосвязанные системы.

Таким образом, точное определение границ нестабильности (как нейтронной, так и протонной) является важной, однако весьма сложной теоретической задачей. Это объясняется тем, что параметры массовых формул определяются экстраполяцией известных ядерных свойств вблизи линии β -стабильности в область ядер с гораздо большими отношениями N/Z . Подробный анализ [33] различных расчетов масс показывает, что они могут существенно отличаться в предсказании стабильности одного и того же ядра. Результаты иногда отличаются на 5 МэВ и более по величине энергии связи валентных нуклонов в ядре. В результате местонахождение границы стабильности по отношению к эмиссии нуклонов является модельно-зависимым. Поэтому ответ на вопрос о стабильности ядер с большим избытком нейтронов и об их структуре может дать только эксперимент. В этом смысле любой новый экспериментальный результат для ядер с необычным отношением N/Z является и важной проверкой существующих теоретических моделей.

Приведем несколько примеров. Ядра ^{14}Be и ^{29}Ne экспериментально наблюдались [35,39], их нестабильность по отношению к испусканию нуклонов предсказывалась ранее разными моделями. В эксперименте с применением пучка ^{44}Ca (44 МэВ/А) не был обнаружен изотоп ^{26}O , однако был синтезирован самый тяжелый нуклонно-стабильный изотоп неона ^{32}Ne [42], что противоречит предсказаниям разных массовых формул [33]. Здесь следует отметить, что ненаблюдение ядра в эксперименте не может служить однозначным ответом на вопрос о его нуклонной стабильности. Иллюстрацией этого являются тот же ^{14}Be , а также ^{31}Ne , которые в первых экспериментах не наблюдались [51,42], а в последующих экспериментах при использовании других реакций были однозначно идентифицированы [35,39, 42,52,53].

Как частный случай задачи определения местоположения границы нейтронной стабильности, можно рассматривать и попытки проверить возможность существования островов нуклонно-стабильных ядер, находящихся далеко за пределами предсказанной границы стабильности, а также возможность существования ядер, состоящих из одних нейтронов.

Из известных экспериментальных данных следует, что лишь для области самых легких элементов ($Z < 10$) можно сделать окончательные выводы о положении границы нейтронной стабильности. О границе нейтронной стабильности ядер с $Z \geq 10$ трудно сказать что-то определенное. Недавно были обнаружены наиболее тяжелые нейтроноизбыточные ядра с $10 \leq Z \leq 13$: ^{32}Ne [42], ^{39}Al [41], а также ^{31}Ne , $^{37,38}\text{Mg}$ и $^{40,41}\text{Al}$ в реакциях с ионами ^{50}Ti и ^{48}Ca [52,53]. Эти последние исследования подтверждают, что точное определение границы нейтронной стабильности продолжает являться одной из важнейших задач ядерной физики.

2. ЧЕМ ОБЪЯСНЯЕТСЯ ИНТЕРЕС К ЛЕГКИМ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫМ ЯДРАМ?

Синтез и изучение нейтроноизбыточных изотопов имеют две основные цели: установление местоположения границ нейтронной стабильности и получение информации о свойствах экзотических ядер вблизи этих границ. С прогрессом в области ускорительной техники, благодаря которому стало возможным получать ускоренные пучки вторичных радиоактивных ядер, открылись новые широкие возможности для изучения как структуры самих легких экзотических ядер, так и ядерных реакций под действием этих ядер.

Чрезвычайно важным является получение новой информации о ядрах, находящихся вблизи границы нуклонной стабильности, так как для свойств

таких ядер можно ожидать (и уже экспериментально наблюдаются) существенные отклонения от общеизвестных закономерностей. Здесь удобными объектами для исследования служат ядра в области малых Z . Однако принципиальным является вопрос о том, насколько общими могут быть выводы, сделанные для столь небольшого количества ядер. Ответ на этот вопрос также может дать только эксперимент.

2.1. Масса ядер. Фундаментальной характеристикой ядра является его масса. Экспериментальное получение массы является одним из необходимых условий определения стабильности и свойств слабосвязанных ядер. На основе измеренной массы определяется *энергия связи* ядра, которая отражает баланс между ядерными и кулоновскими силами и, следовательно, конфигурацию нуклонов. Измерение масс ядер дает также непосредственную информацию о *границах стабильности*. Так, для целого ряда ядер, например ${}^{8-10}\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{16}\text{B}$, эксперимент не только показал, что они более связаны (${}^{9,10}\text{He}$, ${}^{16}\text{B}$), но и что некоторые из них вообще стабильны (${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$).

Измерение масс изотопов гелия позволило открыть так называемую «гелиевую аномалию» [54]. Установлено, что чем больше число нейтронов в ядре, тем меньше энергия связи последнего нейтрона. Разумеется, как было указано выше, из-за эффекта спаривания нуклонов эта зависимость должна рассматриваться в отдельности для ядер с четным и с нечетным числом нейтронов. При этом монотонная зависимость энергии связи будет модифицироваться вследствие оболочечных эффектов. Практически для всех известных ядер легких элементов стабильность уменьшается с добавлением двух нейтронов. Исключение из этого правила составляет пара ядер ${}^{15}\text{N}$ – ${}^{17}\text{N}$, для которых увеличение стабильности выходит за пределы экспериментальной ошибки. Изотопы He явились следующим исключением. Наибольшее увеличение стабильности с ростом числа нейтронов наблюдается для пары ${}^6\text{He}$ – ${}^8\text{He}$, для которой оно составляет величину около 1 МэВ. При переходе от ${}^5\text{He}$ к ${}^7\text{He}$ энергия связи тоже увеличивается. Переход от ${}^5\text{He}$ к ${}^9\text{He}$ (т.е. при увеличении массового числа на четыре нейтрона) практически не меняет энергию связи. Значительно более стабильным, чем предсказывалось,

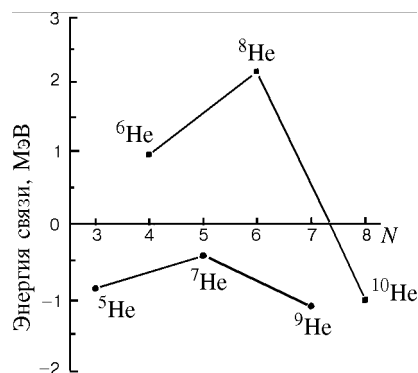


Рис.3. Энергия связи одного и двух нейтронов в изотопах He («гелиевая аномалия»)

оказался изотоп ^{10}He ($E_{2n} = 1,07 - 1,2$ МэВ [43,44]). Этот эффект и был назван «гелиевой аномалией» (рис.3). Точного объяснения такого необычного поведения энергии связи в этих ядрах пока нет, однако высказываются некоторые предположения — в частности, либо это связывается с большим избытком нейтронов в этих ядрах, либо объясняется влиянием центробежного барьера на их стабильность. Для интерпретации таких «аномалий» требуются дальнейшие данные по массам пар изотопов, сильно обогащенных нейтронами.

Измерение масс ядер дает также информацию об эволюции *формы* ядер. Об этом пойдет речь в п.2.3.

2.2. Схемы уровней ядер. Схемы уровней легких нейтроноизбыточных ядер, как стабильных, так и нестабильных по отношению к распаду с испусканием нейтрона, также представляют большой интерес. До недавнего времени информация об уровнях была достаточно скудной, в том числе сам факт существования возбужденных состояний был не установлен. Например, для наиболее тяжелых стабильных изотопов ^3H , ^8He , ^{11}Li , ^{14}Be , и нестабильных ^{10}He , ^{10}Li , ^{16}B наличие возбужденных уровней было обнаружено лишь недавно. Экспериментальная информация об уровнях с их квантовыми характеристиками позволяет определить последовательность заполнения оболочек и тем самым применимость той или иной теоретической модели, наличие коллективного возбуждения (например, мягкая дипольная мода), вид распада уровней и т.д. Более подробно эти вопросы будут рассмотрены в дальнейшем.

2.3. Форма ядер. В теоретических работах обсуждаются аргументы в пользу того, что деформация может привести к увеличению энергии связи ядер. С этой точки зрения особый интерес представляют ядра с числом нейтронов $N = 20$, для основного состояния которых ожидается сферическая форма вследствие заполнения замкнутой оболочки $N = 20$. Однако последние теоретические расчеты их энергий связи предсказывают для некоторых из них наличие сильной продольной деформации ($\beta \approx 0,3$) и даже существование изомерных состояний. Предполагается, что следствием этой деформации является экспериментально обнаруженное резкое увеличение энергии связи двух нейтронов в нейтроноизбыточных ядрах ^{31}Na и ^{32}Mg , т.е. имеет место инверсия нильсоновских уровней, соответствующих большой деформации [55—57]. Этот результат, свидетельствующий о том, что разрушается замкнутая оболочка и $N = 20$ не является «магическим» числом, оказался неожиданным. Последующие эксперименты по изучению ядер $^{33-35}\text{Al}$, ^{35}Si , $^{36,37}\text{P}$ [58,59] были нацелены на определение области проявления такой деформации. Однако они не показали отклонения для энергии связи двух нейтронов от расчетов по оболочечной модели, что привело к

выводу, что ядра с $Z \geq 13$ и $N = 20$ сферические, и для них $N = 20$ является нормальной замкнутой сферической оболочкой. Однако эти выводы не являются окончательными, так как последние эксперименты по измерению $T_{1/2}$ для ядер $^{27,29}\text{F}$, ^{30}Ne показали, что они также более стабильны, чем это предсказывалось по оболочечной модели [60]. Измеренное недавно [10] большое значение приведенной вероятности перехода $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ для ядра ^{32}Mg ($N = 20$) также подтверждает возможность существования такой деформации в легких ядрах. Еще можно отметить, что экспериментальное обнаружение сильнонейтроноизбыточных изотопов ^{31}Ne и ^{37}Mg [52] находится в согласии с теоретическими расчетами, предсказывающими их стабильность при учете деформации.

Наконец, обратим внимание на изотоп ^{28}O . Это ядро (дважды магическое ($N = 20$, $Z = 8$)) пока экспериментально не обнаружено. Однако ядро ^{29}F с тем же числом нейтронов, но на один протон больше ($N = 20$, $Z = 9$), оказалось нуклонно-стабильным. Если pn -взаимодействие не является причиной этой стабильности, можно предположить, что эффект деформации в ядре ^{29}F существеннее, чем в ядрах $^{31-32}\text{Na}$, что и обуславливает его стабильность. Исследование свойств ядер вблизи $N = 20$ требует своего дальнейшего развития.

2.4. Размеры ядер. Определение размеров ядер всегда являлось фундаментальной задачей ядерной физики, поскольку для многих расчетов необходимы точные значения распределения ядерной материи. Эти распределения изучались преимущественно в экспериментах по рассеянию электронов (извлекалась информация о распределении заряда в ядрах) и адронов (определялось распределение нуклонов в ядре) [61].

С появлением возможности получать вторичные радиоактивные пучки существенно расширился диапазон ядер, для которых можно было определить размер ядра на основе экспериментов по измерению сечений реакций, вызванных этими ядрами. В принципе, давно известно [62], что изменения в энергии связи коррелируют с размером ядра. Однако исследования в области легких ядер превзошли все ожидания — был выявлен ряд новых интересных свойств, которые связаны с исключительно малой энергией связи валентных нейтронов в ядрах, находящихся на границе нейтронной стабильности. Так, в реакциях с вторичными радиоактивными пучками изотопов He , Li , Be и B было обнаружено исключительно высокое значение сечения реакции для некоторых изотопов [1]. Извлеченные в этих экспериментах значения радиусов распределения ядерного вещества показали постепенное их увеличение с ростом числа нейтронов, а для ядер ^{11}Li , ^{11}Be , ^{14}Be , ^{17}B , близких к границе стабильности и слабосвязанных, эти радиусы

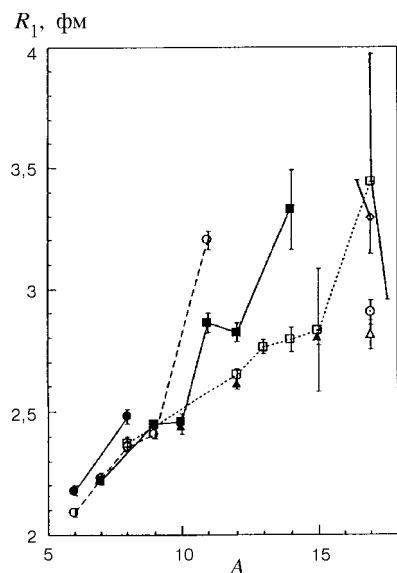


Рис.4. Радиусы взаимодействия легких ядер, извлеченные из экспериментальных значений сечений взаимодействия [1—3,63—67]: (●) — He, (○) — Li, (□) — Be, (□) — B, (△) — C, (⊙) — N, (△) — F, (⊙) — Ne

существенно превышают значения, определяемые зависимостью $\sim A^{1/3}$ (см. рис.4) [1—3,63—67].

В настоящее время эти исследования продолжаются в области более тяжелых элементов, как видно, например, из [68].

Определение закономерностей в поведении радиусов в зависимости от массы, изospина и энергии в широком диапазоне позволяет предсказывать или выявлять новые ядра с нейтронным гало. В этом смысле особенно

информативным оказывается изучение зеркальных ядер, когда одно из ядер является несвязанным. Привлечение измеренных значений квадрупольных моментов, а также разниц в кулоновской энергии позволяет ввести новый вид систематики при поиске необычных состояний экзотических ядер. Систематика всего 7 пар зеркальных ядер подтвердила существование нейтронного гало в изотопах ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$, а также предсказывает гало в ядрах ${}^9\text{Be}$ и ${}^{15}\text{C}$ ($R_n^{\text{rms}} - R_p^{\text{rms}} \approx 0,20 \div 0,30$ фм) и указывает на инверсию s - и d -орбит в зеркальной паре ${}^{17}\text{Ne} - {}^{17}\text{N}$ [69].

2.5. Нейтронное гало. Такое аномальное повышение радиуса сильнонейтронообогащенных ядер было интерпретировано как проявление в этих ядрах так называемого «нейтронного гало», когда в слабосвязанных ядрах валентные нейтроны образуют длинный хвост в распределении плотности нейтронов [6]. Гало является характеристикой связанного состояния, лежащего вблизи порога эмиссии частиц. Это явление является специфической чертой легких сильнонейтроноизбыточных ядер и ранее не наблюдалось. Дальнейшие эксперименты с применением реакций фрагментации, реакций диссоциации в поле ядра мишени, а также измерения импульсных распределений нуклонов или фрагментов, образующихся в результате столкновения, подтвердили предположение о существовании в ядрах нейтронного гало [4,5,28,29,65,70—84].

Таким образом, увеличение радиуса явилось первым признаком гало в экзотических ядрах. Однако в дальнейшем было обнаружено два типа гало [85]. Первый тип связан с общим увеличением размера ядра (в случае ядер ^{11}Li , ^{11}Be , ^{14}Be , ^{17}B). Второй тип гало имеет место в ядрах с нормальными размерами (например, ^6He и ^8He). Разница между ними показана на рис.5 для ядер ^{11}Li и ^8He . Считается, что гало первого рода происходит из очень малой энергии связи валентных нейтронов, тогда как гало второго рода — результат очень компактного (α -частичного)

кора ядер ^6He и ^8He . В работе [86] были измерены сечения взаимодействия и фрагментации для ядер $^{4,6,8}\text{He}$ при энергиях 800 МэВ/А и сделан вывод о том, что увеличение сечения взаимодействия с массовым числом связано с сечением срыва нейтронов. Определив пространственное распределение нейтронов и протонов, авторы получили, что $R_n^{\text{rms}} - R_p^{\text{rms}} \approx 0,9$ фм для ^6He и ^8He . Этот эффект протяженного нейтронного распределения по сравнению с протонным был назван «нейтронной шубой». Существование нейтронной шубы в ядре ^8He было подтверждено и в работе [87]. Четкой разницы между нейтронной шубой и нейтронным гало нет, хотя с помощью этих понятий можно попытаться разграничить случаи с очень малой энергией связи последних нейтронов (например, $S_{2n}(^{11}\text{Li}) \approx 0,3$ МэВ, $S_n(^{11}\text{Be}) = 0,5$ МэВ) от случаев со сравнительно большими значениями (например, $S_{2n}(^6\text{He}) = 0,97$ МэВ и $S_{2n}(^8\text{He}) = 2,14$ МэВ) [86].

Существует предположение о существовании двухнейтронного гало в виде динейтрона. Этот вопрос так же важен, как и вопрос о корреляциях между нейтронами гало и кором ядра.

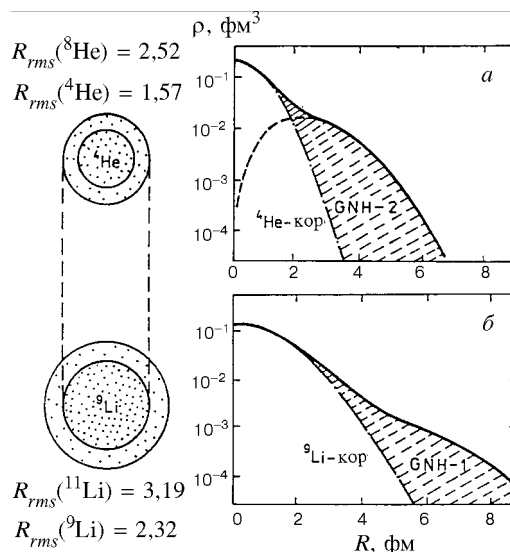


Рис.5. Распределение нейтронной плотности в ядрах ^8He (а) и ^{11}Li (б)

Существуют несколько обзорных работ [26,27,29—32,88—91], в которых изложен не только фактологический материал, но и прослежено развитие понимания нейтронного гало. Ниже мы еще вернемся к обсуждению этой проблемы.

Таким образом, как следует из вышесказанного, обнаруженные в последние годы новые явления при изучении свойств легчайших ядер у границы нейтронной стабильности привели к необходимости пересмотра ряда представлений об этих ядрах. Остается ряд открытых вопросов, на которые в ближайшее время должен быть получен экспериментальный ответ.

- Во-первых, это структура уровней ядер с нейтронным гало. Для объяснения повышенного сечения электромагнитной диссоциации таких ядер был предложен новый тип коллективного возбуждения [5,92,93] при малых энергиях возбуждения. Эта новая мода возбуждения была названа «мягким дипольным резонансом». К настоящему времени экспериментально подтверждено существование низкоэнергетического $E1$ -диполя в некоторых ядрах [28,82,94,95,96,97], однако механизм его возбуждения пока не нашел своего однозначного объяснения, тем более что значение энергии возбуждения — модельно-зависимое [93]. Необходимо провести также поиск предсказанных возбуждений более высокой мультипольности.
- Требуются данные о новых более тяжелых ядрах с гало, так как пока известны только несколько ядер с двухнейтронным гало (${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{17}\text{B}$) и всего два ядра с однеитронным гало (${}^{11}\text{Be}$, ${}^{19}\text{C}$) [98]. Предсказывается существование многих галообразных ядер. Большие возможности по их образованию и исследованию открываются с использованием радиоактивных пучков.
- Интересным является вопрос о последовательности заполнения оболочек [11,15—19,99—101]. Требуется ответ и вопрос о том, при каких N и Z закрываются оболочки, какое влияние оказывают спаривание и оболочки, в том числе деформированные, на стабильность ядер.
- Внимание физиков занимает вопрос о размерах ядер. Использование вторичных радиоактивных пучков позволит определить изоспиновую зависимость пространственного распределения ядерного вещества для многих экзотических ядер.
- Остается вопрос о корреляциях нуклонов нейтронного гало. Фрагментация экзотических ядер в виде пучков кажется лучшим способом для изучения корреляций между их составляющими. Ожидается, что эксперименты в практически «полной кинематике» типа [82,94] могут дать ответ.
- Существует ли динеитрон в ядрах с гало?

Экспериментальное решение этих и ряда других проблем в области легких нейтроноизбыточных ядер связано с возможностью получения в достаточно больших количествах экзотических ядер. В следующем разделе мы обсудим известные методы получения легких ядер вблизи границы нейтронной стабильности.

3. ПОЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

3.1. Реакции деления. Спонтанное деление ядер сопровождается эмиссией легких заряженных частиц, образующихся в момент разрыва тяжелого ядра на два фрагмента. Существует большая вероятность того, что эти легкие заряженные частицы являются нейтроноизбыточными. При спонтанном делении ^{252}Cf наблюдались нейтроноизбыточные изотопы H, He, Li, Be и даже более тяжелых элементов [102,103]. Поиск таких экзотических ядер, как ^{10}He и ^7H , также проводился в спонтанном делении ^{252}Cf [104—106]. В работах [104,106] не было обнаружено событий, которые можно было приписать ядру ^{10}He . Верхний предел испускания ^{10}He по отношению к ^8He был определен равным $Y(^{10}\text{He})/Y(^8\text{He}) \leq 4 \cdot 10^{-3}$. В то же время в работе [105] авторы полагают, что наблюдали несколько событий, соответствующих ядру ^{10}He . Эксперимент [106] дал для ^7H соотношение $Y(^7\text{H})/Y(^3\text{H}) \leq 1 \cdot 10^{-4}$.

Деление под действием тепловых нейтронов было использовано для синтеза экзотических нейтроноизбыточных ядер с $A = 60 \div 160$ (например, [107]). Эксперименты по изучению вынужденного деления под действием ионов ^{40}Ca и ^{48}Ca [108] показали, что сильный нейтронный избыток бомбардирующего иона может привести к синтезу более далеких от линии β -стабильности ядер. Было также показано, что вынужденное деление протонами [109] и тем более тяжелыми ионами [110—111] ведет к повышению вероятности тройного деления с испусканием легких частиц и ядер. Это является следствием более высокой энергии возбуждения и более высокого углового момента делящегося ядра. Однако высокая энергия возбуждения, передаваемая осколкам, вынуждает их испарять нейтроны и уменьшает тем самым вероятность образования нейтроноизбыточных ядер.

3.2. Реакции фрагментации ядра мишени. Реакции фрагментации ядра мишени являются эффективными для синтеза нейтроноизбыточных ядер, если использовать в качестве бомбардирующей частицы протоны с энергией от нескольких ГэВ и выше и мишени с $Z > 80$. Положение максимума изотопного распределения продуктов зависит от массы мишени. С увеличением

отношения N/Z мишени значение N/Z продуктов реакции фрагментации также возрастает.

В течение 60—70-х годов наличие ускорителей протонов высоких энергий позволило использовать эти реакции для поиска новых ядер. Так, например, в то время были впервые синтезированы ^{11}Li , ^{14}B , ^{15}B , ^{17}C , ^{19}C , ^{19}N и ^{21}O [112—113].

На основании систематики [114] сечений образования нейтроноизбыточных ядер в реакциях фрагментации ядра мишени можно сделать вывод, что вероятность образования ядер с экстремальными значениями избытка нейтронов весьма велика. В работе [115] приведены оценки сечений образования нескольких ядерных систем: $^8_n \approx 10^{-30} \text{ см}^2$, $^{10}\text{He} \approx 10^{-29} \text{ см}^2$ и $^{13}\text{Li} \approx 10^{-30} \text{ см}^2$.

Однако с появлением интенсивных пучков тяжелых ионов реакции с ускоренными тяжелыми ионами заняли свое место в этом направлении. Широкий круг реакций с тяжелыми ионами, позволяющих изучать экзотические ядра, рассматривается ниже.

3.3. Глубоконеупругие реакции передачи. В конце 60-х годов использование реакций передачи под действием тяжелых ионов ^{11}B , ^{15}N , ^{18}O , ^{22}Ne и ^{40}Ar привело к синтезу около 30 новых изотопов углерода, азота, кислорода, фтора, неона, магния, алюминия, кремния, фосфора, серы и хлора [116—117]. Много позже тот же механизм с использованием пучков ^{40}Ar и ^{56}Fe был применен для получения еще более нейтроноизбыточных изотопов элементов с $Z = 14\text{--}26$ [118—120].

Первая информация о том, что при взаимодействии двух сложных ядер может происходить массивная передача нуклонов, сопровождающаяся значительной потерей кинетической энергии, была получена в Дубне уже в конце 60-х годов [121]. Дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования в этом направлении выявили некоторые закономерности в образовании продуктов реакций глубоконеупругих передач, на основе которых был сделан вывод о том, что они могут являться хорошим методом синтеза новых ядер, в том числе и нейтронообогащенных изотопов легких элементов. Очень важно знать, каким образом меняется сечение образования изотопов с их удалением от линии β -стабильности. В работах [122,123] был предложен метод описания зависимости сечения образования изотопов от числа нейтронов с помощью так называемой Q_{gg} -систематики. По этой систематике сечения образования изотопов лежат на прямой, наклон которой одинаков для всех изотопов одного элемента, образовавшихся в данной реакции (см. рис.6). Поэтому Q_{gg} -систематика может быть применена для экстраполяции сечений образования неизвестных изотопов. Однако это

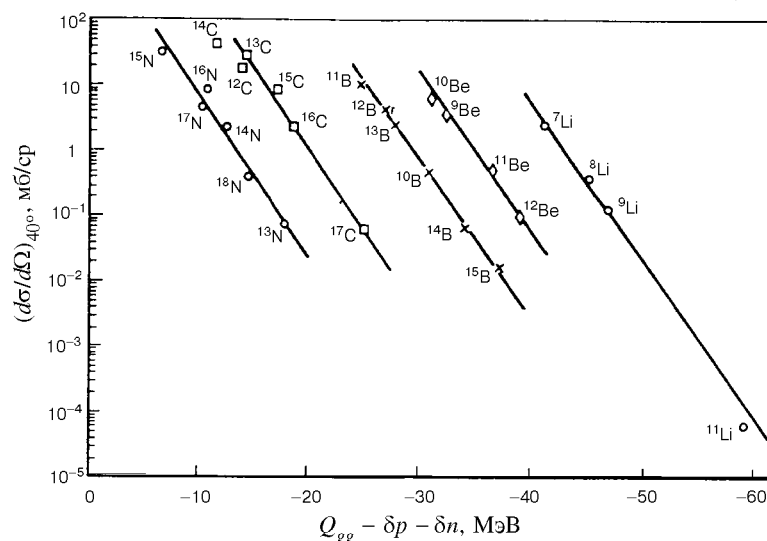


Рис.6. Q_{gg} -систематика сечений образования продуктов реакций передачи в системе $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$ (137 МэВ) [122,123]

делается с точностью, определяемой точностью значений масс, рассчитанных с помощью различных массовых формул, поскольку величина Q_{gg} равна разности масс ядер в начальном и выходном каналах, т.е. $Q_{gg} = (M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)$. Учитывая статистический характер реакций глубоконеупругих передач и делая коррекции на спаривание протонов и нейтронов, сечение образования изотопов можно определить следующим образом [122]:

$$\sigma = \exp [(Q_{gg} + \Delta E_c + \Delta E_{\text{rot}} - \delta(p) - \delta(n)) / T], \quad (3)$$

где ΔE_c и ΔE_{rot} — изменения в кулоновской и вращательной энергии системы, $\delta(p)$ и $\delta(n)$ — парные поправки, T — температура двойной ядерной системы. Эта зависимость успешно применяется для описания экспериментальных закономерностей в вероятностях образования изотопов в реакциях глубоконеупругих передач.

Однако, когда речь идет о ядрах вблизи границы нейтронной стабильности, ситуация меняется. Так, например, сечения образования ядер ^{11}Li и ^{14}Be оказались много меньше предсказанных по Q_{gg} -систематике, а для ядра ^{10}Ne была получена лишь верхняя граница его образования на два

порядка ниже ожидаемой [124]. Возможно, такие отклонения от Q_{gg} -систематики связаны с тем, что все вышеуказанные ядра очень слабо связаны. Таким образом, остается открытым вопрос о возможности использования реакций глубоконеупругих передач для синтеза ядер на границе нуклонной стабильности (хотя они оказались очень эффективными для синтеза не столь экзотических ядер).

3.4. Реакции с тяжелыми ионами, сопровождающиеся эмиссией быстрых легких заряженных частиц. Эти реакции в конце 70-х и в 80-х годах привлекли внимание физиков необычным механизмом образования быстрых частиц. Еще в 1961 г. в работе [125] наблюдались две компоненты в распределении α -частиц, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами. Одна из компонент — это испарительные α -частицы, вторая — высокоэнергетичная, с направленным сильно вперед угловым распределением и с максимальным выходом при энергии, соответствующей скорости бомбардирующего иона.

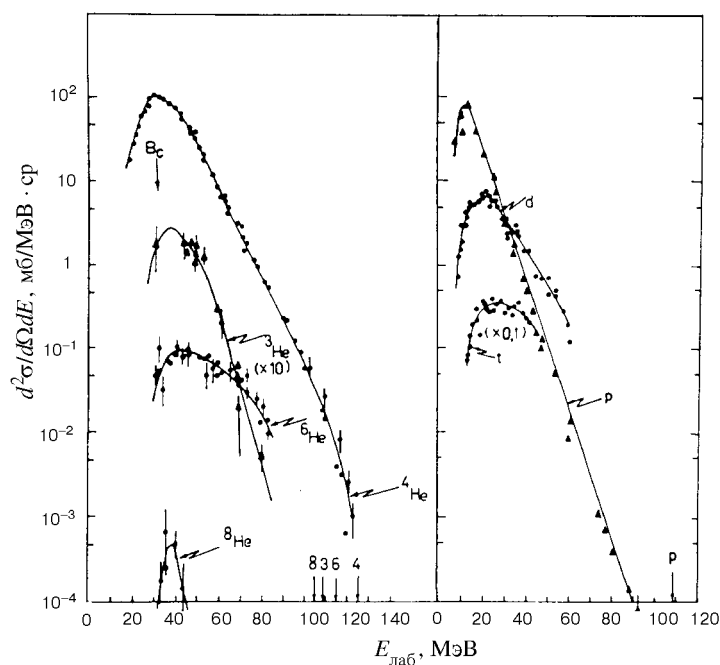
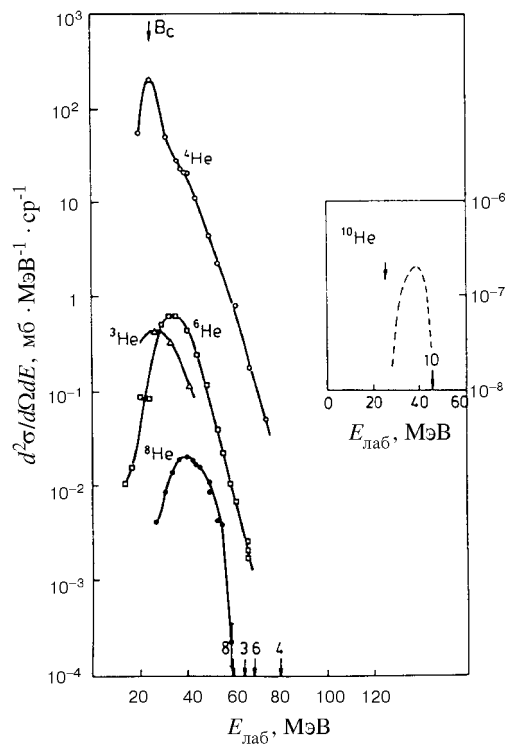


Рис.7. Энергетические спектры изотопов H и He, измеренные в реакции $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ (178 МэВ) под углом 0° . Стрелка при B_c обозначает выходной кулоновский барьер. Стрелки на оси $E_{\text{лаб}}$ обозначают кинематические пределы для разных частиц [126]

Более поздние эксперименты показали, что в реакциях с ионами тяжелее ^{12}C с заметным сечением идет испускание и более тяжелых заряженных частиц [126]. Феноменологическая модель, основанная на предположении, что часть налетающего иона передается ядру мишени, а остаток летит вперед, достаточно хорошо воспроизводит сечения образования изотопов с $Z = 1 \div 4$. В то же время другие характеристики процесса нельзя было объяснить в рамках одной-единственной модели [127]. Из рис.7 видно, что энергетические спектры разных частиц экспоненциально падают с ростом энергии частиц до момента, когда эта энергия всего на несколько МэВ отличается от максимально возможного значения, допустимого законами сохранения энергии и импульса в случае двухтельного механизма реакции [126,128]. Когда энергия частиц равна энергии на кинематическом пределе, образовавшиеся в выходном канале два ядра находятся в основном состоянии. Разница, наблюдаемая между экспериментальной и расчетной граничной энергиями, определяется угловым моментом остаточного тяжелого ядра, который зависит от энергии бомбардирующего иона и от типа испускаемой частицы. Например, в случае эмиссии ядер Ве их энергия достигает кинематического предела с относительно большим сечением ($\sim 10^{-30} \text{ см}^2 / (\text{МэВ} \cdot \text{ср})$). Исходя из наблюдаемого эффекта, можно полагать, что реакции с испусканием быстрых частиц могут быть применены для синтеза экзотических ядер. В этих реакциях была сделана попытка синтезировать такие экзотические ядра, как ^{10}He , ^{14}Be и др.

Рис.8. Энергетические спектры изотопов He, измеренные в реакции $^{232}\text{Th} + ^{11}\text{B}$ (89 МэВ) под углом 20° . Обозначения те же, что на рис.7. На вставке показана предполагаемая форма энергетического спектра ядра ^{10}He [124]



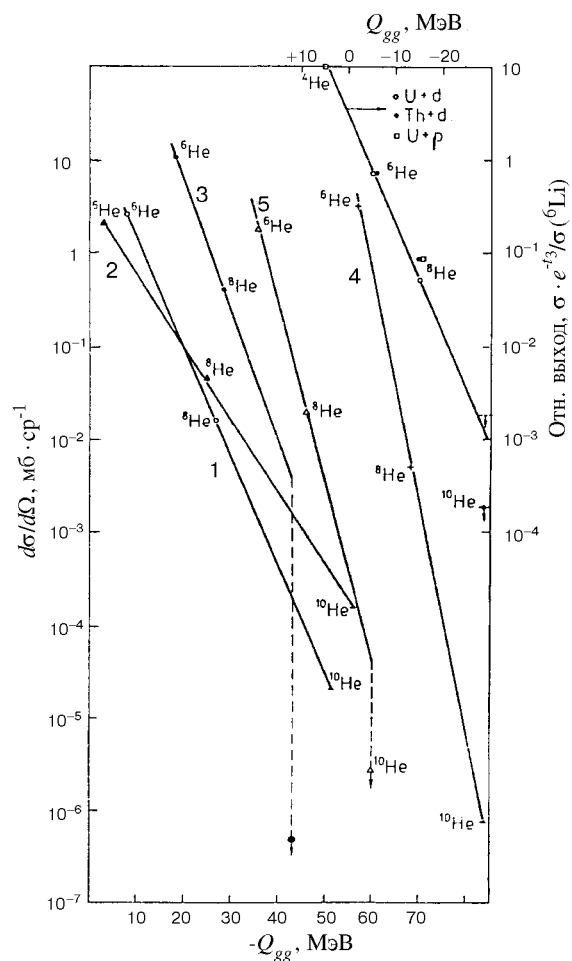


Рис.9. Зависимость выходов гелиевых изотопов от Q -реакции для реакций с дейтронами, протонами и тяжелыми ионами ^{15}N , ^{22}Ne , $^{10,11}\text{B}$ [124]: 1 — $\text{e}^+\text{Ti} + ^{22}\text{Ne}$ (0°); 2 — $\text{e}^+\text{Ti} + ^{10}\text{B}$ (20°); 3 — $^{232}\text{Th} + ^{11}\text{B}$ (20°); 4 — $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ (0°); 5 — $^{232}\text{Th} + ^{15}\text{N}$ (40°)

Поиски ядра ^{10}He были проведены в реакции $^{232}\text{Th} + ^{11}\text{B}$ (89 МэВ) [124], выбранной среди нескольких других по причине того, что выход легких заряженных частиц (особенно изотопа ^8He) в этой реакции оказался намного больше, чем в других. Энергетические спектры гелиевых изотопов,

измеренные в этом эксперименте, показаны на рис.8. Экстраполяция сечений образования известных нуклонно-стабильных изотопов гелия дала ожидаемое значение сечения образования ^{10}He в этой реакции — $\sim 5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{ср}$ (рис.9). Однако полученная в эксперименте верхняя граница образования ^{10}He оказалась всего лишь $\sim 5 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2/\text{ср}$. Этот результат дал указание на нестабильность ядра ^{10}He .

3.5. Реакции фрагментации бомбардирующего иона. Этот тип реакций стал использоваться для синтеза и изучения свойств экзотических ядер с момента появления возможности ускорения тяжелых ионов до энергий $E > 40 \text{ МэВ/А}$.

Ранние эксперименты с применением пучков ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O и ^{20}Ne при энергиях 1—2 ГэВ/А показали, что релятивистские столкновения между сложными ядрами ведут к образованию ядер, далеких от линии стабильности [129].

Первые работы по синтезу новых ядер были выполнены на пучках ^{40}Ar и ^{48}Ca с энергией $\sim 200 \text{ МэВ/А}$, и тогда было синтезировано около 15 новых экзотических ядер от N до Cl [130,131].

Оказалось, что реакции фрагментации обладают важными характеристиками, делающими их удобными для получения экзотических ядер. Во-первых, в этих реакциях образуются продукты в широком диапазоне A и Z, во-вторых, скорости продуктов практически совпадают со скоростью налетающего иона. В-третьих, из-за большой переносной скорости продукты имеют угловые распределения, сильно направленные вперед. И, наконец, отношение N/Z в продуктах чувствительно к этому же отношению в бомбардирующем ионе. Действительно, эксперименты показали, что выход, например, нейтроноизбыточных изотопов Na в реакции с ионами ^{48}Ca гораздо выше, чем в реакции с ионами ^{40}Ar [130,131]. Таким образом, для синтеза нейтроноизбыточных ядер предпочтительно использовать пучки ионов, таких как ^{36}S , ^{48}Ca , ^{58}Fe и др. Расчеты, сделанные в работе [132], подтверждают это — изотопные распределения сильно коррелируют с отношением N/Z в бомбардирующем ионе. В работе [37] на пучке ^{48}Ca был синтезирован новый изотоп ^{27}F . На пучке ^{56}Fe (670 МэВ/А) наблюдался самый тяжелый изотоп бора ^{19}B [36]. Этот изотоп был получен в результате «срыва» с бомбардирующего иона 37 нуклонов (21 протона и 16 нейтронов)!

Впоследствии в совместных экспериментах Дубна — ГАНИЛ в реакциях фрагментации при промежуточных энергиях ($E \geq 35 \text{ МэВ/А}$) пучков ^{40}Ar , ^{48}Ca и ^{86}Kr было получено большое количество нейтроноизбыточных изотопов C, N, F, Ne, Ar, Ti, V, Cr, Mn, Fe и Co [39—42,133].

Совсем недавно в Японии (RIKEN) при энергии пучка ионов ^{50}Tl , равной 80 МэВ/А, были синтезированы два новых нейтроноизбыточных изотопа ^{31}Ne и ^{37}Mg [52], а в совместном эксперименте Дубна — RIKEN на пучке ^{48}Ca с энергией 70 МэВ/А впервые наблюдались новые изотопы ^{38}Mg и $^{40,41}\text{Al}$ [53]. Эти эксперименты также показывают, что использование пучков нейтроноизбыточных ядер позволяет при равных других условиях получить на один-два порядка выше сечения образования новых изотопов в реакциях фрагментации бомбардирующего иона.

Здесь уместно подчеркнуть то особое место, которое реакции фрагментации бомбардирующего иона занимают при получении вторичных пучков. Основные свойства реакции фрагментации налетающего иона, а именно сильно направленное вперед угловое распределение и близость скорости продуктов к скорости иона, т.е. малый импульсный разброс, позволили «собирать» эти продукты и формировать из них вторичные пучки радиоактивных ядер. Это новое направление ядерной физики развивается около 10 лет. В реакциях с радиоактивными пучками была получена информация о структуре ядер путем измерения таких экспериментальных величин, как сечения реакции, импульсные распределения и корреляции между продуктами развала исследуемых ядер. В результате были сделаны важные открытия, например, существование нейтронного гало в ^{11}Li [1—6], обнаружение ^{10}He в реакции с пучком ^{11}Li [43] и др. Таким образом, большие перспективы в изучении экзотических ядер открываются благодаря применению вторичных пучков.

3.6. Реакции перезарядки. В зарядово-обменных реакциях (реакциях перезарядки) идет замена одного или нескольких протонов одним или несколькими нейтронами. Самые простые реакции этого типа: (p, n) - или (n, p) -реакции. В этом случае, хотя и происходит изменение заряда ядра, его массовое число остается неизменным.

Реакции двойной перезарядки, вызванные π -мезонами (π^- , π^+), занимают особое место в поисках экзотических ядер, таких как: $4n$, ^5H , ^6H , ^7H , ^9He [134—136]. В реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+)^{11}\text{Li}$ с большой точностью определена масса ^{11}Li и наблюден возбужденный уровень при энергии $E^* = (1,2 \pm 0,1)$ МэВ, что интерпретировалось как обнаружение мягкого дипольного резонанса в этом ядре [28]. Измерение массы ядра ^9He в реакции на π -мезонах [136] позволило сделать вывод о том, что ядро ^{10}He может оказаться более стабильным, чем предсказывалось разными моделями, и тем самым это явилось стимулирующим фактором для его дальнейшего поиска.

Реакции перезарядки идут с большим сечением и при использовании тяжелых ионов. Первые работы с применением двойной перезарядки на

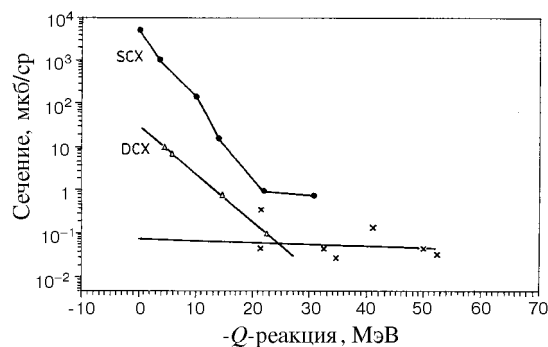


Рис.10. Систематика известных сечений реакций однократной (SCX) и двукратной (DCX) перезарядки, полученных на пучках тяжелых ионов, ведущих к образованию конечных ядер в основном состоянии

тяжелых ионах [137,138] показали, что сечение реакции растет с энергией бомбардирующего иона и что угловые распределения направлены вперед. Кроме того, в работах [139,140] было показано, что в реакциях перезарядки образуются ядра в основном состоянии. На рис.10 показана систематика известных сечений реакций однократной и двойной перезарядки, ведущих к образованию конечных ядер в основном состоянии. Можно сделать вывод, что эти сечения коррелируют со значением Q -реакции. Экспериментальные точки до значений Q -реакции около -20 МэВ получены при энергиях пучка до $10 \div 15$ МэВ/А, результаты при более отрицательных значениях Q — при энергиях пучка порядка $25 \div 35$ МэВ/А. По-видимому, сечение реакции перезарядки, помимо Q -реакции, зависит и от энергии бомбардирующего иона. Такой вывод сделан в работах [137,141,142], в которых изучался вопрос о влиянии энергии бомбардирующего иона на механизм реакции перезарядки: есть ли это прямая перезарядка или последовательный обмен протона(ов) на нейтрон(ы). Механизм такой реакции зависит не только от энергии, но и от того, какие уровни заселяются. Существенное влияние оказывает также структура взаимодействующих ядер. В работе [143] на примере реакций $(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})$, $(^{12}\text{C}, ^{12}\text{B})$, $(^{13}\text{C}, ^{13}\text{N})$, $(^{13}\text{C}, ^{13}\text{B})$ была показана высокая селективность реакций перезарядки. Подбирая подходящую комбинацию мишень — бомбардирующий ион, можно добиться заселения разных конечных состояний с большим или меньшим значением сечения. Например, в реакции $(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})$ преобладает заселение состояний с $\Delta S = 1$, т.е. с необычной четностью (unnatural parity), тогда как в реакции

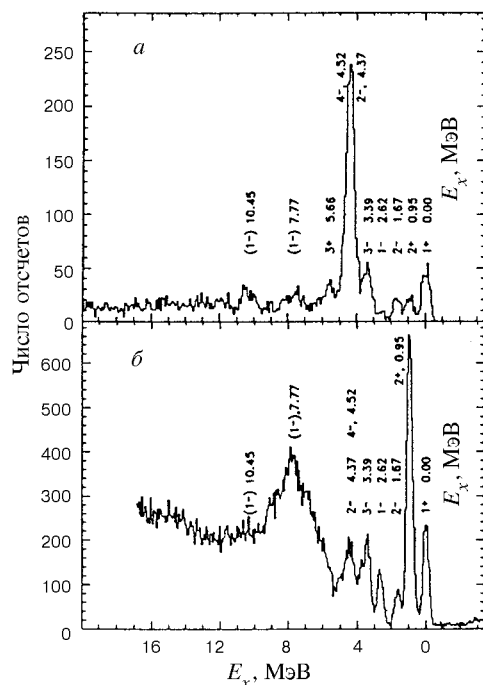


Рис.11. Энергетические спектры, полученные на мишени ^{12}C при энергии пучка 30 МэВ/А [143] в реакциях: а) $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{12}\text{B}$; $E_{\text{лаб}} = 358,4$ МэВ; $\theta_{\text{лаб}} = 3,4^\circ$, $\Delta\theta = 0,6^\circ$; б) $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{N})^{12}\text{B}$; $E_{\text{лаб}} = 379,1$ МэВ, $\theta_{\text{лаб}} = 0^\circ$, $\Delta\theta = 4^\circ$

(^{13}C , ^{13}N), где $\Delta S = 0$, доминируют переходы без переворота спина (non-spin-flip), а в реакции (^{13}C , ^{13}B) имеют место оба типа заселения уровней, однако переходы $\Delta S = 1$ более вероятны (рис.11).

В связи с тем, что сечения реакций перезарядки на тяжелых ионах оказались относительно большими и эти реакции являются селективными при заселении отдельных уровней

ней, был сделан вывод о возможности их использования для синтеза ядер вблизи границы нуклонной стабильности. Так, в реакциях $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{O})^9\text{Ne}$ и $^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^9\text{Ne}$ изучалось ядро ^9Ne [144,145]. Полученное сечение образования ^9Ne в основном состоянии равно ~ 40 нб/ср. В работе [146] в реакции (^{14}C , ^{14}O) на мишени ^{13}C изучалось ядро ^{13}Be , а в [147] в реакции $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{Li})$ — ядро ^{11}Li . Реакция двойной перезарядки $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{10}\text{Ne}$ недавно привела к определению массы ядра ^{10}Ne и обнаружению двух возбужденных уровней [44]. Полученное в этой реакции сечение образования ^{10}Ne равно 140 нб/ср.

Таким образом, реакции перезарядки с тяжелыми ионами являются хорошим инструментом при изучении экзотических ядер. Уместно еще раз отметить, что механизм этих реакций в определенных условиях можно рассматривать как частный случай механизма реакций передачи, о которых пойдет речь ниже.

3.7. Реакции передачи нескольких нуклонов. Под такими реакциями мы подразумеваем реакции типа $A(a,b)B$, в которых идет обмен протонами и/или нейтронами между ядром мишени и бомбардирующим ионом, что приводит к образованию ядер b и B в выходном канале. Такая передача может осуществляться в несколько этапов (последовательная передача).

В работе [25] представлен подробный обзор информации о легких экзотических ядрах в таких реакциях, полученной до конца 80-х годов. Эти реакции до сих пор используются, доказывая, что они являются очень эффективным методом для изучения экзотических ядер. При передаче 3—5 нуклонов стало возможным достигнуть границы нейтронной стабильности для ядер с массовым числом $A \leq 16$ и даже обнаружить несвязанные ядра за этой границей в виде резонансов. Так, например, в последние несколько лет с использованием реакций передачи и пучков ^{13}C и ^{14}C на ускорительном комплексе VICKSI в Берлине изучались ядра ^{7-10}He , $^{10,11}\text{Li}$, $^{13,14}\text{Be}$, $^{14-16}\text{B}$ [13,44—45,145,146,148—151], а с пучком ^{11}B на ускорителе У-400 ЛЯР (Дубна) и ускорителе в NSCL (Мичиган) — ядра ^{11}Li и ^{13}Be [48,147].

Необходимо отметить, что сечения реакций малонуклонных передач, ведущих к основным состояниям в конечных экзотических ядрах, могут быть очень малы. Диапазон сечений простирается от нескольких нанобарн до микробарн. Оценку сечений реакций синтеза ядер в области границы нуклонной стабильности весьма трудно сделать. Однако на основании литературных данных можно сказать, что выход искомого ядра зависит от многих факторов, таких, как число переданных нуклонов, значения Q -реакции, структура участвующих в реакции ядер, угол регистрации, энергия бомбардирующего тяжелого иона. В принципе, показано, что сечения реакций передачи больше лишь в случае выполнения определенных условий [152,153], которые связаны с сохранением импульса и углового момента в начальном и конечном ядрах и определяются следующими выражениями:

$$\Delta k = k_0 - \lambda_1/R_1 - \lambda_2/R_2 \approx 0, \quad (4)$$

$$\Delta L = \lambda_2 - \lambda_1 + 1/2k_0(R_1 - R_2) + QR/(hv) \approx 0, \quad (5)$$

где $k_0 = mv/h$, $R = R_1 + R_2$, v — относительная скорость двух взаимодействующих ядер в области передачи. Третье условие требует, чтобы $l_1 + \lambda_1 = \text{четное}$ и $l_2 + \lambda_2 = \text{четное}$. Отклонение от этих условий приводит к уменьшению сечения реакций передачи.

Механизм реакций одно-, двух-, трех- и т.д. нуклонных передач был подробно рассмотрен в работе [154].

Систематика сечений образования ядер в основном состоянии в реакциях передачи разного числа нуклонов в зависимости от Q -реакции была построена в работе [145], рис.12. Систематика основана на результатах измерения сечений на пучках $^{12,13,14}\text{C}$ и ^{14}N при энергиях $24 \div 30$ МэВ/А и мишенях из $^9,^{10}\text{Be}$ и $^{13,^{14}\text{C}}$. Из рис.12 видно, что сечения реакций передачи разного числа нуклонов коррелируют с величиной Q -реакции. Так, наблюдается 10-кратное увеличение сечения, когда значение Q -реакции больше

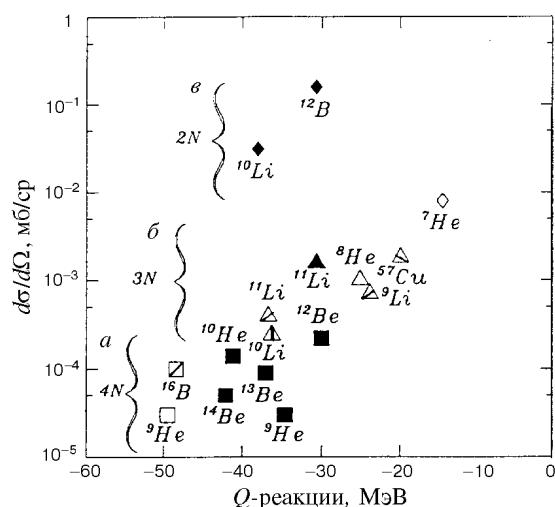


Рис.12. Систематика сечений реакций передачи нескольких нуклонов в зависимости от величины Q -реакции [145]: \square ($^{13}\text{C}, ^{13}\text{O}$); \square ($^{14}\text{C}, ^{14}\text{O}$); \square ($^{14}\text{C}, ^{12}\text{N}$); \triangle ($^{13}\text{C}, ^{14}\text{O}$); \triangle ($^{13}\text{C}, ^{12}\text{N}$); \triangle ($^{14}\text{C}, ^{17}\text{F}$); \triangle ($^{14}\text{C}, ^{13}\text{N}$); \triangle ($^{14}\text{N}, ^{15}\text{C}$); \diamond ($^{12}\text{C}, ^{12}\text{N}$); \diamond ($^{13}\text{C}, ^{15}\text{O}$)

на 30—40 МэВ при передаче четырех нуклонов (а), на 20—30 МэВ при передаче трех нуклонов (б) и на 15—20 МэВ при передаче двух нуклонов (в), т.е. в среднем получается, что имеет место 10-кратный выигрыш в сечении образования изотопа, когда величина Q -реакции на 10 МэВ/(переданный нуклон) более положительна. Тем не менее из рисунка следует, что в некоторых случаях более выгодно использовать реакцию, в которой передается меньшее число нуклонов, чем реакцию с менее отрицательным значением Q .

Более подробно механизм реакции передачи обсуждается в следующем разделе.

4. РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ЛЕГКИХ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР

В этом разделе представлено описание реакций, идущих с захватом протонов и срывом нейтронов. Примером таких реакций являются реакции перезарядки, такие, как ($^{13}\text{C}, ^{13}\text{O}$) и ($^{14}\text{C}, ^{14}\text{O}$), приводящие к образованию ^9He (рис.13) при передаче четырех нуклонов: двух протонов и двух нейтронов. При энергиях бомбардирующих ионов меньше 35 МэВ/А вклад прямого зарядового обмена в результате NN -взаимодействия незначителен [155]. Поэтому эти реакции можно рассматривать как двухступенчатые процессы с эффективными спектроскопическими амплитудами [156]. На рис.14 показан механизм такой передачи в реакции $^9\text{Be} (^{14}\text{C}, ^{14}\text{O}) ^9\text{He}$: два нейтрона

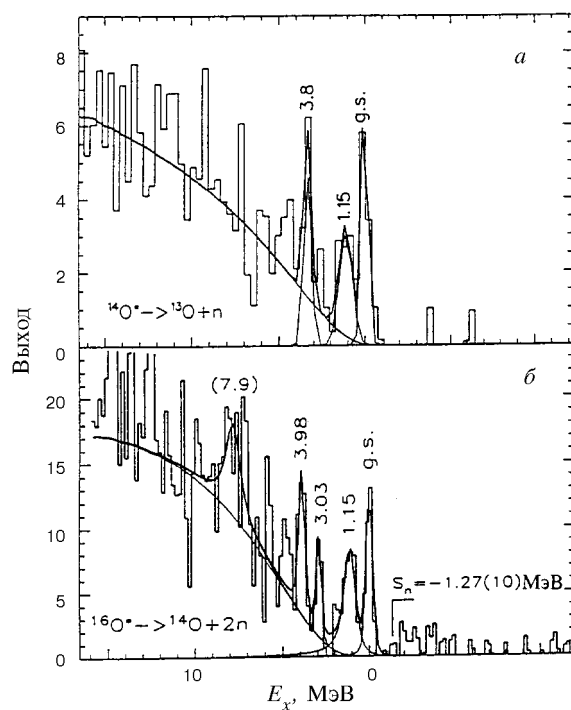
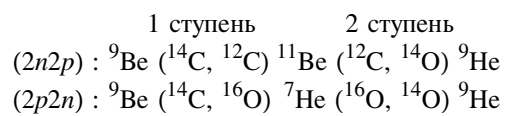


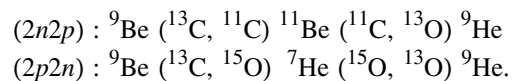
Рис.13. Энергетические спектры, измеренные в реакциях: а) ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$, 381 МэВ, $2,5^\circ$ и б) ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$, 337 МэВ, $4,6^\circ$ — $6,4^\circ$ [144,145]

передаются на мишень бомбардирующим ионом (первая ступень) и два протона передаются в обратном направлении (вторая ступень) или наоборот.

В результате для реакции ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$ имеют место следующие процессы:



или для реакции ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$:



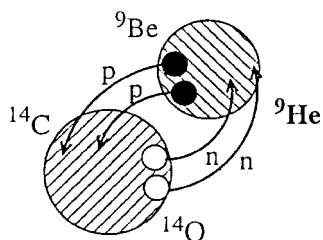


Рис.14. Механизм передачи в реакции двойной перезарядки ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$

и протонов рассматриваются как кластеры со спином 0^+ . Обмен нуклонами происходит путем переходов нейтронов и протонов, как в бомбардирующем ядре, так и в ядре мишени. Эти переходы обладают следующими спектроскопическими амплитудами (связанные состояния обозначены через $\phi_{nlj}(2n)$ и $\phi_{nlj}(2p)$), а состояния в конечном ядре через J^π :

$$(2n2p), \text{ бомбардирующий ион: } A_{2\nu 2\pi}^{\text{proj}} ({}^{13}\text{C}_{1/2^-} \rightarrow {}^{13}\text{O}_{3/2^-}) \sim$$

$$A_{2\nu}^{\text{proj}} ({}^{11}\text{C}_{3/2^-}, \phi_{nlj}^{\text{proj}}(2n) | {}^{13}\text{C}_{1/2^-}) \otimes A_{2\pi}^{\text{proj}} ({}^{11}\text{C}_{3/2^-}, \phi_{nlj}^{\text{proj}}(2p) | {}^{13}\text{O}_{3/2^-}),$$

$$(2n2p), \text{ мишень: } A_{2\nu 2\pi}^{\text{targ}} ({}^9\text{Be}_{3/2^-} \rightarrow {}^9\text{He}_{J^\pi}) \sim$$

$$A_{2\nu}^{\text{targ}} ({}^9\text{Be}_{3/2^-}, \phi_{nlj}^{\text{targ}}(2n) | {}^{11}\text{Be}_{J^\pi}) \otimes A_{2\pi}^{\text{targ}} ({}^9\text{He}_{J^\pi}, \phi_{nlj}^{\text{targ}}(2p) | {}^{11}\text{Be}_{J^\pi}),$$

$$(2p2n), \text{ бомбардирующий ион: } A_{2\pi 2\nu}^{\text{proj}} ({}^{13}\text{C}_{1/2^-} \rightarrow {}^{13}\text{O}_{3/2^-}) \sim$$

$$A_{2\pi}^{\text{proj}} ({}^{13}\text{C}_{1/2^-}, \phi_{nlj}^{\text{proj}}(2p) | {}^{15}\text{O}_{1/2^-}) \otimes A_{2\nu}^{\text{proj}} ({}^{13}\text{O}_{3/2^-}, \phi_{nlj}^{\text{proj}}(2n) | {}^{15}\text{O}_{1/2^-}),$$

$$(2p2n), \text{ мишень: } A_{2\pi 2\nu}^{\text{targ}} ({}^9\text{Be}_{3/2^-} \rightarrow {}^9\text{He}_{J^\pi}) \sim$$

$$A_{2\pi}^{\text{targ}} ({}^7\text{He}_{3/2^-}, \phi_{nlj}^{\text{targ}}(2p) | {}^9\text{Be}_{3/2^-}) \otimes A_{2\nu}^{\text{targ}} ({}^7\text{He}_{3/2^-}, \phi_{nlj}^{\text{targ}}(2n) | {}^9\text{He}_{J^\pi}).$$

В бомбардирующем ионе (рис.15, внизу) осуществляются лишь переходы между основными состояниями, так как, с одной стороны, ядро ${}^{13}\text{O}$ может быть зарегистрировано только в основном состоянии (его возбужденные состояния не связаны), а с другой — переходы высшего порядка через возбужденные состояния ядер ${}^{11}\text{C}$ и ${}^{15}\text{O}$ маловероятны [156].

Сечение образования ${}^9\text{He}$ равняется когерентной сумме $(2n2p)$ - и $(2p2n)$ -амплитуд передачи. Спектроскопическая информация, полученная для ядра ${}^9\text{He}$ в реакции ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$, представлена в табл.2. Сечения этой реакции измерены под углом $\Theta_{\text{лаб}} = 2,5^\circ$ и составляют 30—50 нб/ср [144]. Двухступенчатый механизм, с помощью которого описываются эти сечения, включает переходы, указанные на рис.15. В этом случае промежуточными каналами реакции являются ${}^{11}\text{C} + {}^{11}\text{Be}$ и ${}^{15}\text{O} + {}^7\text{He}$. Пары нейтронов

Таблица 2. Экспериментальные результаты для реакции ${}^9\text{Be} ({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}) {}^9\text{He}$ под углом $2,5^\circ$ [144]

E_x , МэВ	E_R , МэВ	Γ_R , МэВ	$d\sigma/d\Omega$, нб/ср	$\Theta_{\text{цм}}$, град
0,00	1,20(8)	0,10(6)	45(15)	6,6
1,15(10)	2,35(10)	0,70(10)	35(20)	6,6
3,80(12)	5,00(12)	0,20(10)	30(20)	6,7

Несколько иная ситуация при переходах в ядре мишени, как видно из рис.15 (вверху): ${}^9\text{Be}_{3/2^-} \rightarrow {}^9\text{He}_{J^\pi}$ ($J^\pi = 1/2^-$ для основного состояния и $1/2^+$, $5/2^+$, $3/2^-$ для возбужденных состояний). Низколежащие уровни ${}^9\text{He}$ формируются исключительно нейтронными возбуждениями, поскольку два протона очень сильно связаны в ядре-коре ${}^4\text{He}$. В результате уровни в ${}^9\text{He}$ заселяются в ступени передачи двух нейтронов ($2n$), независимо от того, была эта ступень первой или второй. Если это была первая ступень, т.е. заселение шло через состояния ядра ${}^{11}\text{Be}$, то уже в промежуточной реакции характеристики уровней ${}^9\text{He}$ предопределены — это видно из рис.15, где стрелками связываются уровни ${}^{11}\text{Be}$ с уровнями ${}^9\text{He}$ с теми же спинами и четностями. Срыв $2p$ на второй ступени, с $\pi 0^+$, не меняет J^π -конфигурации. Этот факт может быть использован для идентификации спина и четности уровней ${}^9\text{He}$ на основе сравнения вероятности их заселения с вероятностью заселения известных состояний в ядре ${}^{11}\text{Be}$. Когда заселение уровней ${}^9\text{He}$ идет через ${}^7\text{He}$, нейтронная пара (во второй ступени) передается на соответствующие орбиты.

${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$

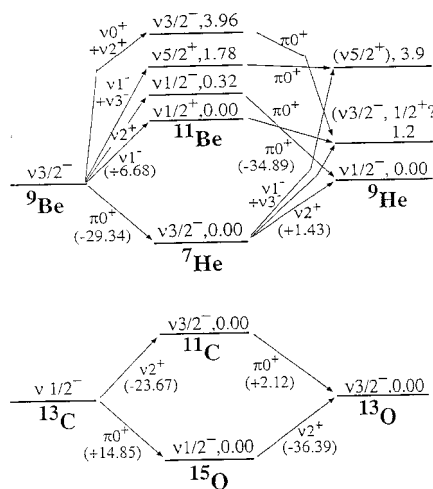
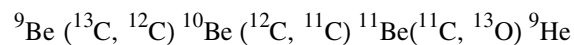


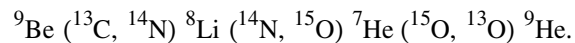
Рис.15. Переходы на различные уровни ядра ${}^9\text{He}$, осуществляемые в реакции ${}^9\text{Be} ({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}) {}^9\text{He}$. Изменение энергий связи указано в скобках. Указаны и переданные спины. Двухступенчатый механизм для переходов в ядре-мишени (вверху) и для переходов в бомбардирующем ионе (внизу). Расстояния между уровнями представлены схематически

В [156] разработана концепция полуэмпирического расчета вероятностей заселения уровней ядра ${}^9\text{He}$. Из вышесказанного следует, что передача двух нейтронов ($2n$) либо в первой, либо во второй ступени заселяет одни и те же J^π -конфигурации приблизительно с одинаковой спектроскопической амплитудой. То же самое можно сказать и о передаче двух протонов ($2p$). Поэтому вероятность перехода, во втором порядке пропорциональна величине $A_{2\nu}^{\text{targ}} \times A_{2\pi}^{\text{targ}}$ для переходов в ядре мишени в случае обеих двухступенчатых амплитуд ($2n2p$) и ($2p2n$) и величине $A_{2\nu}^{\text{proj}} \times A_{2\pi}^{\text{proj}}$ для переходов в бомбардирующем ионе. В этом приближении экспериментально определенная спектроскопическая амплитуда первой ступени, например, ($2n2p$) может быть использована также и во втором двухступенчатом процессе ($2p2n$) в качестве спектроскопической амплитуды второй ступени. Тогда дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ пропорционально $[(A_{2\nu}^{\text{targ}} \times A_{2\nu}^{\text{proj}}) \times (A_{2\pi}^{\text{targ}} \times A_{2\pi}^{\text{proj}})]^2 = [A_{2\nu} \times A_{2\pi}]^2$.

Кроме двухступенчатых можно учесть вклад от трех- и четырехступенчатых процессов путем рассмотрения передачи отдельных нуклонов, которые идут, например, следующими ступенями:



или



В этом случае, как показано на рис.16, кроме двух двухступенчатых амплитуд, имеют место еще шесть трех- и шесть четырехступенчатых амплитуд. Однако вклад этих процессов составляет малую часть полного сечения. Можно считать, что измеренные спектроскопические амплитуды для нейтронных и протонных пар включают в себя на самом деле вклады амплитуд высшего порядка, таких, как передача отдельных нуклонов и неупругого рассеяния. Следовательно, произведение спектроскопических амплитуд, полученных в эксперименте, является эффективной спектроскопической амплитудой

$$A_{2\nu}^{\text{eff}} = A_{2\nu}^{\text{eff, targ}} \times A_{2\nu}^{\text{eff, proj}} \quad (\text{аналогично для } A_{2\pi}^{\text{eff}}).$$

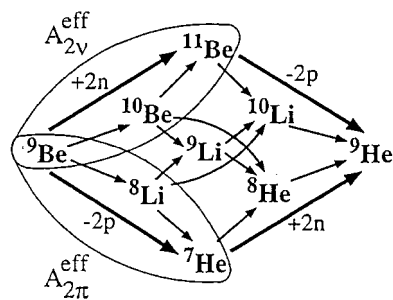


Рис.16. Многоступенчатые вклады для переходов в ядре-мишени, ведущих к ядру ${}^9\text{He}$. Обведены вклады в эффективные спектроскопические амплитуды первой ступени $A_{2\nu}^{\text{eff}}$ и $A_{2\pi}^{\text{eff}}$.

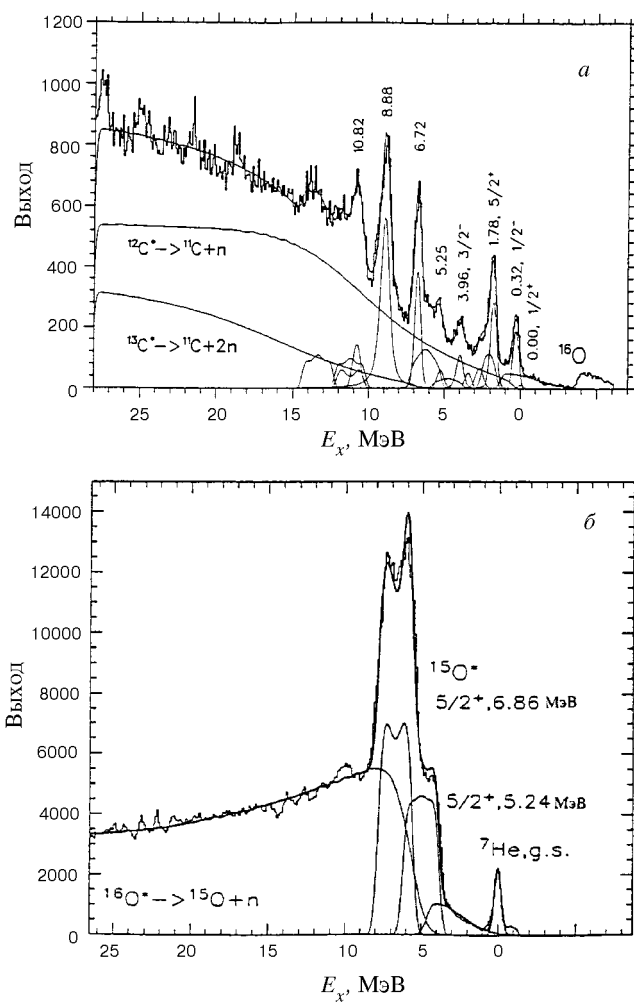


Рис.17. Энергетические спектры, измеренные в реакциях
 а) ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{11}\text{C}){}^{11}\text{Be}$, 379 МэВ, 6°; б) ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{O}){}^7\text{He}$,
 337 МэВ, 2,5° [156]

Используя одни и те же эффективные спектроскопические амплитуды $A_{2\nu}^{\text{eff}}$ и $A_{2\pi}^{\text{eff}}$ в первой и второй ступенях (рис.16) передачи, мы уже учитываем четыре из шести трех- и две из шести четырехступенчатых амплитуд. Описанная концепция эффективных спектроскопических амплитуд (ESAC)

была применена для описания сечения и угловых распределений, полученных в экспериментах по спектроскопии ядер $^{8,9,10}\text{He}$.

Двухступенчатые расчеты были проведены по программе FRESCO [157] в рамках модели связанных каналов, применяя на второй ступени те же величины A^{eff} , которые используются и на первой ступени. Что касается реакции $^9\text{He} (^{13}\text{C}, ^{13}\text{O}) ^9\text{He}$, то сечения реакций, соответствующих первому шагу, были экспериментально измерены. Спектры показаны на рис.17. Здесь также указаны спины и четности уровней ^{11}Be . Угловые распределения состояния $^{11}\text{Be}^*(1/2^-)$ и основного состояния $^7\text{He}(3/2^-)$ были тоже измерены (см. рис.18). Значения $A_{2\pi}^{\text{eff}}$ и $A_{2\nu}^{\text{eff}}$ определялись на основе сравнения расчетов с экспериментальными сечениями для заселения основного состояния ^7He и уровней ^{11}Be соответственно (табл.3).

Результаты расчетов для реакции $^9\text{He} (^{13}\text{C}, ^{13}\text{O}) ^9\text{He}$ показаны на рис.18. На рис.18,а,б для $1/2^-$ - и $5/2^+$ -уровней приведены экспериментальные сечения промежуточных каналов реакции (темными символами для ^{11}Be , светлыми — для ^7He), вместе с расчетными — для канала срыва $2n$ длинным пунктиром, для захвата $2p$ — штрихпунктиром. На рис.18,в показан расчет когерентной суммы амплитуд $2n2p$ - и $2p2n$ -обмена (сплошная кривая). Видно, что двухступенчатые расчеты сечений заселения уровней в пределах ошибок согласуются с измеренными в эксперименте без дополнительной нормализации.

Наблюдаемое хорошее согласие позволило использовать этот метод для расчета углового распределения первого возбужденного состояния ^9He , для которого приписываются значения $J^\pi = 1/2^+$ или $3/2^-$. Соответствующие сечения заселения уровней в ^{11}Be и ^9He показаны на рис.18,в. Лучшее согласие между расчетом и экспериментальным значением получается в случае $J^\pi = 3/2^-$. Это значение согласуется также с измеренной шириной резонанса с $E^* = 1,15$ МэВ, равной $\Gamma = 0,7(1)$ МэВ, поскольку R -матричный расчет дает $\Gamma = 0,7-0,8$ МэВ для $J^\pi = 3/2^-$ и $\Gamma = 1,5-2,0$ МэВ для $J^\pi = 1/2^+$.

Необходимо отметить, что аналогичный результат был получен и при расчете реакции $^9\text{He} (^{14}\text{C}, ^{14}\text{O}) ^9\text{He}$.

Таким образом, можно сделать следующий вывод: метод использования эффективных спектроскопических амплитуд, измеренных для отдельных ступеней, при оценке сечений двухступенчатых процессов работает успешно в случае $2n2p$ -обмена. Поэтому можно ожидать, что, используя измеренные сечения реакций передачи одного и двух нуклонов, мы в состоянии предсказать сечения реакций передачи трех и четырех нуклонов в области нб/ср, что и делается при оценке возможностей подобных экспериментов.

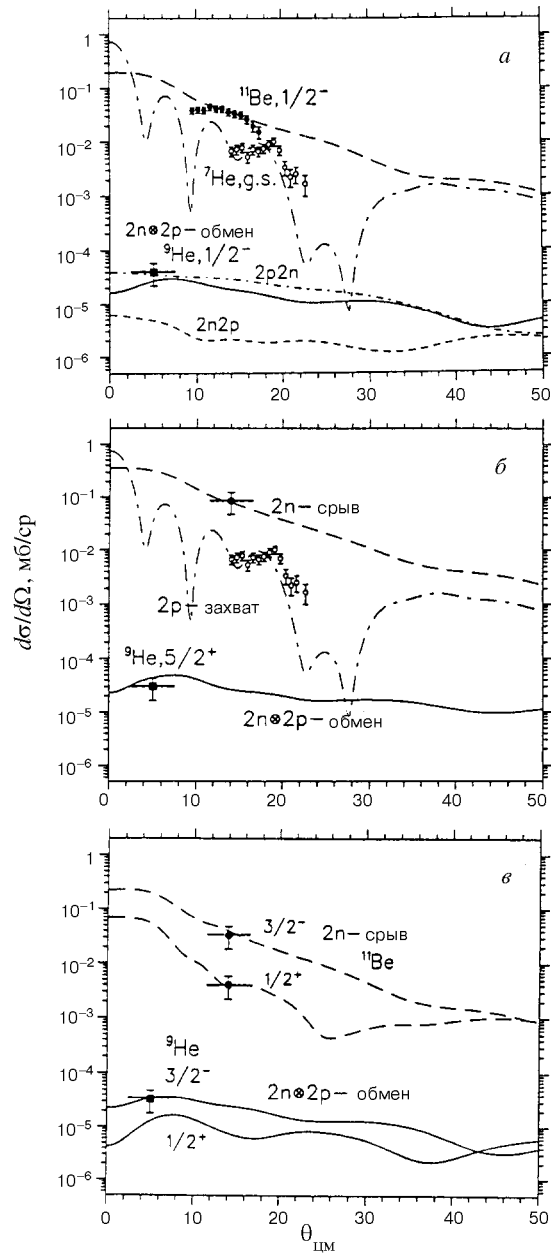


Рис.18. Сравнение двухступенчатых расчетов с экспериментальными данными по сечениям заселения уровней в ядре ${}^9\text{He}$: *a*) для основного $1/2^-$ -состояния; *б*) для $5/2^+$ -состояния; *в*) для $1/2^+$ и $3/2^-$ первого возбужденного состояния (см. текст) [156]

**Таблица 3. Экспериментальные значения
спектроскопических амплитуд $A_{2\nu}^{\text{eff}}$ и $A_{2\pi}^{\text{eff}}$ для ядра ${}^9\text{Ne}$,
получаемого в реакциях ${}^9\text{Be} ({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}) {}^9\text{He}$ и ${}^9\text{Be} ({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}) {}^9\text{He}$**

Переходы в мишени, срыв нейтронов	Переходы в бомбардирующем ионе				Переходы в мишени, захват протонов
	$A_{2\nu}^{\text{eff}}$		$A_{2\pi}^{\text{eff}}$		
	${}^{13}\text{C}-{}^{11}\text{C}$	${}^{14}\text{C}-{}^{12}\text{C}$	${}^{13}\text{C}-{}^{15}\text{O}$	${}^{14}\text{C}-{}^{16}\text{O}$	
${}^9\text{Be}-{}^{11}\text{Be}$, $1/2^-$	1,30	1,50	1,60	0,75	${}^9\text{Be}-{}^7\text{He}$, $3/2^-$
$1/2^+$	1,10	0,85			
$5/2^+$	0,65	1,00			
$3/2^-$	1,20	1,00			

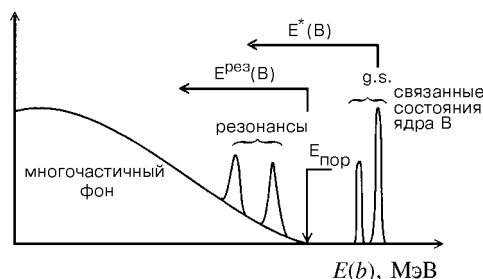
5. НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР

Из вышесказанного следует, что реакции передачи нуклонов являются эффективным методом спектроскопических исследований экзотических ядер. Кроме бинарных реакций, к которым относятся реакции передачи, для спектроскопии нестабильных по отношению к эмиссии нуклонов ядерных состояний используются и другие методы. Например, в последнее время широкое распространение получил метод инвариантной массы.

Так как в последующих разделах будут представлены результаты, полученные при использовании обоих методов, здесь мы приведем их сравнительный анализ.

5.1. Бинарные реакции. Реакции передачи нуклонов можно описать с помощью двухтельной кинематики. Для реакции $A(a, b)B$ измерение энергетического спектра одного продукта b , вылетевшего под определенным углом, позволяет извлечь информацию о характеристиках ядра отдачи B — массе и возбужденных состояниях, даже в том случае, когда ядро B нестабильно по отношению к испусканию нуклонов, и прямая регистрация ядра B невозможна. Спектрометрическая информация об исследуемом ядре получается на основе измерения энергетического спектра ядра b , из которого извлекается величина Q -реакции. Этот спектр может иметь довольно сложную структуру, и очень важно учесть разные его составляющие. Пример такого спектра показан схематически на рис.19. Наличие пиков в этом спектре свидетельствует об образовании ядер b и B в определенных

Рис.19. Схематичное представление энергетических спектров, получаемых в двухтелных реакциях



энергетических состояниях. На рис.19 через $E_{\text{пор}}$ обозначен порог, при котором начинается испускание одного или более нуклонов или кластеров из ядра B , например, $E_{\text{пор}} = B_n$ или B_{2n} и т.д. Могут иметь место различные ситуации.

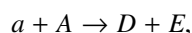
i) Ядро B нуклонно-стабильное. В энергетическом спектре ядра b появляется пик, который расположен вправо (при больших энергиях) от $E_{\text{пор}}$. Если регистрируемое ядро b имеет нуклонно-устойчивые возбужденные состояния, они будут также наблюдаться в спектре. Однако необходимо отметить, что они наблюдаются уширенными вследствие γ -излучения на лету. При отсутствии нуклонно-устойчивых состояний в b наличие пиков справа от $E_{\text{пор}}$, т.е. при $E^* \leq E_{\text{пор}}$, означает, что ядро B имеет связанные возбужденные состояния.

ii) В ядре B имеются состояния, нестабильные по отношению к испусканию нуклонов. В спектре наблюдаются пики, лежащие слева (при меньших энергиях) от $E_{\text{пор}}$. В случае существования нестабильного состояния в ядре B , распадающемся путем $B \rightarrow x + C$, бинарный характер реакции остается, поскольку время жизни τ резонанса в системе $(x + C)$ больше, чем характерное время реакции t ($t \leq 10^{-22}$ с). Поэтому имеется возможность в реакциях передачи нескольких нуклонов измерить состояния изотопов, которые существуют в течение очень короткого времени [45,148]. Время жизни состояния τ определяется из ширины Γ соответствующего пика в спектре регистрируемой частицы b . Ширина пика дает также косвенную информацию для идентификации квантовых чисел уровней.

iii) Ядро B нестабильно в основном состоянии. В этом случае пиков с энергией ниже $E_{\text{пор}}$ вообще не наблюдается, и самый низколежащий резонанс считается соответствующим основному состоянию ядра B . Он находится слева от $E_{\text{пор}}$ на величину, равную энергии распада, с испусканием соответствующего числа нуклонов, и имеет ширину Γ , из которой можно определить время жизни ядра B .

iv) Ядро B не существует как связанная система: измеряемый спектр b не содержит пиков — он гладкий.

Остановимся на природе широкого распределения под пиками. В принципе, оно является суперпозицией вкладов разных реакций, ведущих к более чем двум частицам в выходном канале. Одним из возможных процессов является бинарная реакция передачи типа



где $D = (b + x)$ и $E = B - x$. В этом случае регистрируемое ядро b является продуктом распада образованного на первом этапе взаимодействия нуклонно-неустойчивого возбужденного ядра D , которое, в свою очередь, впоследствии распадается на лету на две частицы: b и x . Форма спектра b рассчитывается как результат распада резонанса $(b + x)$, лежащего в области гигантского дипольного резонанса. Такой процесс может вносить свой вклад даже в течение очень короткого времени взаимодействия (порядка 10^{-22} с) в конечное состояние системы $b + x$. Другой механизм имеет место, когда ядро B распадается на две или более частицы. В принципе, эксперименты с регистрацией лишь одного продукта в реакции с более чем двумя частицами являются кинематически неполными, и эти каналы проявляются в энергетическом спектре b только в виде широких непрерывных распределений. При отсутствии какого-либо взаимодействия между частицами в конечном состоянии непрерывный спектр описывается фазовым пространством этих частиц. Пики, соответствующие резонансам, лежат на фоне, который вызывается процессом, происходящим без образования промежуточного состояния.

Более подробно некоторые аспекты описания континуума представлены в работе [158]. Ясно, что при обработке экспериментальных данных для точного определения позиций пиков и их соответствующих ширин важно правильно учесть различные процессы, вносящие вклад в континуум.

В подобного рода экспериментах с применением реакций передачи можно определить, существует ли вообще ядро B как связанная система, измерить его массу, время жизни и обнаружить возбужденные состояния.

Однако в этом случае для изучения ядра B необходимо подобрать ядра a , A и b с хорошо известными свойствами. Желательно, чтобы ядро b либо не имело нуклонно-устойчивых возбужденных состояний (т.е. ядро не должно иметь уровни ниже порога развала с испусканием нейтронов), либо они должны находиться при достаточно высокой энергии возбуждения, чтобы не мешать интерпретации измеряемого спектра. Обычно используются следующие ядра: ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{C}$, ${}^{12,13}\text{N}$, ${}^{13}\text{O}$, ${}^{14}\text{O}$, ${}^{17}\text{Ne}$, ${}^{20}\text{Mg}$. Можно использовать также и ядра ${}^{14}\text{B}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, чьи первые возбужденные уровни расположены высоко,

а также ядро ^{17}F , у которого первый связанный уровень, как экспериментально доказано, заселяется очень слабо.

5.2. Метод инвариантной массы. При поисках нуклонных резонансов в ядрах применяются также измерения инвариантной массы.

Этот метод спектроскопических исследований не предъявляет особых требований к входному каналу (см., например, [43]). Он используется при больших энергиях в случае фрагментации бомбардирующего иона на толстой мишени (инвариантная масса определяется независимо от энергии пучка), после чего в выходном канале образуется целый ряд частиц $x + C + Y + Z + \dots$. Измеряются импульсы и энергии частиц любой подсистемы из двух или более частиц (например, в самом простом случае $(x + C)$, если эксперимент нацелен на получение информации о ядре $B = x + C$). Исходя из полной кинематической информации о подсистеме $(x + C)$, вычисляется инвариантная масса B в системе центра масс той же подсистемы. Энергия над порогом развала ядра $B \rightarrow (x + C)$, которая соответствует энергии распада (E_{decay}), равна разнице между инвариантной массой и суммой масс покоя частиц x и C . Если в ядре B имеются резонансные состояния, они наблюдаются как пики в спектре инвариантной массы (рис.20).

Однако этот метод имеет несколько недостатков.

Во-первых, он характеризуется очень малой эффективностью регистрации, особенно для нейтронов, что связано с малым угловым раствором соответствующих детекторов. При этом требуется их высокое угловое разрешение. Кроме того, полная эффективность вследствие ограниченного телесного угла зависит от энергии частиц.

Во-вторых, метод основан на предположении, что регистрируемые частицы находятся в основном состоянии. Однако, например, в случае $B = {}^{10}\text{Li} = {}^9\text{Li} + n$ ядро ${}^9\text{Li} = C$ может образоваться в первом нуклонно-стабильном возбужденном состоянии с $E^* = 2,69$ МэВ. Это состояние распадается на лету, испуская γ -квант, который не регистрируется и не принимается во внимание при вычислении инвариантной массы. События, соответствующие такому случаю, вычисляются так, как будто их масса на 2,69 МэВ ближе к порогу. В результате суперпозиции сечений образования основного и возбужденного состояния спектр инвариантной массы искажается. Эту проблему можно решить двумя путями: измерением γ -квантов или вычислением значения Q для каждого события, когда известна точная энергия бомбардирующего иона и применяются тонкие мишени.

Дополнительную проблему при использовании этого метода создают распады резонансов промежуточных подсистем с массами тяжелее той, которая изучается в эксперименте.

В этом достаточно коротком описании возможностей получения экзотических ядер мы не претендуем на полноту представления различных ядер-

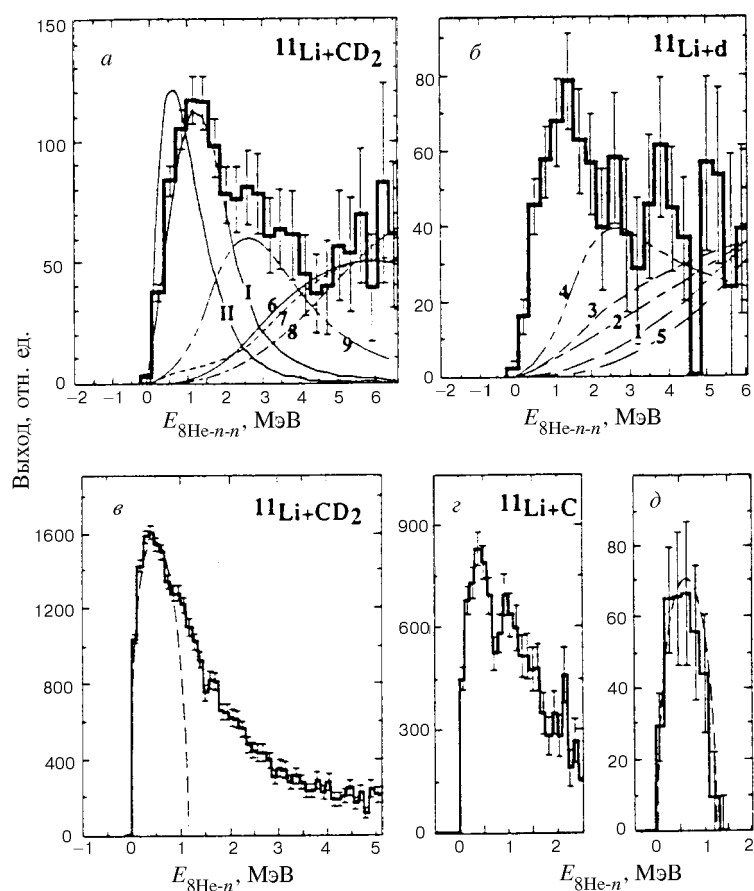


Рис.20. Спектры инвариантной массы ${}^8\text{He} + n + n$ и ${}^8\text{He} + n$ из реакций: а) CD_2 (${}^{11}\text{Li}$, $2n$ ${}^8\text{He}$), б) d (${}^{11}\text{Li}$, $2n$ ${}^8\text{He}$), в) CD_2 (${}^{11}\text{Li}$, n ${}^8\text{He}$), з) C (${}^{11}\text{Li}$, n ${}^8\text{He}$) и д) распад ${}^{10}\text{He}$ [43]

ных реакций и методов исследования ядер у границ нуклонной стабильности. Мы изложили лишь основные реакции и методы, которые, на наш взгляд, успешно используются в настоящее время и дают ощутимый результат. Между тем, поскольку синтез новых ядер является фундаментальной задачей многих направлений не только ядерной физики, но и физики элементарных частиц, то, естественно, для решения этой задачи используются самые разные пучки — от гамма-квантов и пионов до тяжелых ионов высокой энергии. Так, недавно в Лос-Аламосе был проведен эксперимент,

основанный на методе недостающих масс на пучках π^+ -мезонов, в котором была получена информация о структуре нескольких легких ядер от ${}^6\text{H}$ до ${}^{10}\text{Li}$ [159]. Несколько лет назад в GSI (Дармштадт) был применен новый метод синтеза ядер в реакции деления ядер урана, возбуждаемых в гигантском резонансе при взаимодействии этих ядер, ускоренных до энергии 300 МэВ/А, с ядрами свинца [160]. В этих экспериментах среди многих других новых ядер было обнаружено дважды магическое ядро ${}^{78}\text{Ni}$, которое давно пытались получить в разных экспериментах.

Здесь же было бы уместно отметить еще один, на наш взгляд, весьма перспективный метод исследования свойств супернейтроноизбыточных ядер легчайших элементов — метод недостающих масс. Об этом методе уже шла речь выше для случая бинарных реакций. Его можно применять и для трехтельных реакций. В этом случае реакция подбирается таким образом, чтобы в выходном канале образовались два магических ядра (например, ${}^4\text{He}$ и ${}^{56}\text{Ni}$ или ${}^{40}\text{Ca}$ и ${}^{20}\text{Ne}$) и третье — искомое ядро. Например, в реакции ${}^{68}\text{Zn} + {}^{18}\text{O} \rightarrow {}^{26}\text{O} + {}^{56}\text{Ni} + {}^4\text{He}$ (или ${}^{68}\text{Zn} + {}^{18}\text{O} \rightarrow {}^{26}\text{O} + {}^{40}\text{Ca} + {}^{20}\text{Ne}$) можно, измеряя энергетический спектр ${}^4\text{He}$ в совпадении с ${}^{56}\text{Ni}$ (или спектр ${}^{40}\text{Ca}$ в совпадении с ${}^{20}\text{Ne}$), определить массу и возбужденные уровни в системе ${}^{26}\text{O}$. Большие возможности появляются при применении этого метода на пучках радиоактивных ядер.

6. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЛЕГКИХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ С РАДИОАКТИВНЫМИ ПУЧКАМИ

В последние десять лет появился новый подход к изучению свойств легких ядер, связанный с использованием пучков радиоактивных ядер. Достаточно подробно это направление представлено в последних обзорах [90,161], поэтому в данной работе мы отметим лишь основные результаты и возможности этого направления для исследования структуры легких ядер. Проводимые в рамках этого направления эксперименты можно разделить на две группы — измерение свойств ускоренных радиоактивных ядер и изучение характеристик их взаимодействия с другими ядрами. В первом случае получаемый пучок исследуемых ядер имплантируется в тот или иной детектор и затем измеряются характеристики распада ядер пучка. Во втором случае исследуются характеристики ядерных реакций под действием пучков экзотических ядер (напр., сечения взаимодействия, реакций фрагментации и электромагнитной диссоциации, а также распределения поперечного и

продольного импульсов продуктов реакции). В ядерных реакциях с пучками вторичных радиоактивных ядер удалось измерить массы, радиусы, времена жизни и моды распада многих ядер, а также обнаружить проявление новых свойств сильнообогащенных нейтронами и протонами ядер — нейтронное гало (^{11}Li , ^{14}Be , ^{17}B), нейтронная шуба (^6He , ^8He), протонное гало (^8B).

6.1. Распределение нуклонных плотностей в экзотических ядрах.

Большой объем информации в экспериментах с радиоактивными пучками легких ядер был получен относительно радиусов этих ядер и распределения плотности нуклонов. В одном из первых экспериментов с использованием пучка изотопов лития измерялось сечение взаимодействия (σ_I) как разница между полным сечением реакции (σ_R) и сечением упругого взаимодействия (σ_E): $\sigma_I = \sigma_R - \sigma_E$ [90]. Иными словами, σ_I определялось как сечение реакций, в результате которых меняется число протонов и/или число нейтронов в ядре пучка. Предполагалось, что сечение взаимодействия равно сечению реакции $\sigma_I = \sigma_R$, и, таким образом, определялся радиус взаимодействия: $\sigma_I = \pi [R_I(P) + R_I(T)]^2$, где (P) и (T) обозначают бомбардирующую частицу и мишень соответственно. Значение $R_I(P)$ практически не зависит от мишени. Поэтому $R_I(P)$ является параметром, определяющим размер бомбардирующего ядра. Последующие расчеты, проведенные по модели Глаубера, подтвердили, что эта разница между сечением реакции и сечением взаимодействия, особенно для больших энергий, не превышает нескольких процентов. Определенное таким образом значение радиусов легких ядер от водорода до неона представлено на рис.4. Видно, что для стабильных ядер зависимость радиуса взаимодействия от массы ядра описывается зависимостью $R_I \sim A^{1/3}$. Однако для нестабильных ядер значения их радиусов могут существенно отличаться от величины, определяемой стандартным приращением.

Обычно для описания сечения взаимодействия (σ_I) и сечения реакции (σ_R) пользуются глауберовской моделью [162], согласно которой

$$\sigma_R = 2\pi \int_0^{\infty} (1 - T(b)) b db, \quad (6)$$

где $T(b)$ — коэффициент прохождения для прицельного параметра b , который вычисляется с использованием распределения плотности нуклонов и полного сечения NN -взаимодействия:

$$T(b) = \exp \left\{ - \sum_{kl} \sigma_{kl} \int \rho_{Tk}^z(s) \rho_{Pl}^z(|\mathbf{b} - \mathbf{s}|) ds \right\}, \quad (7)$$

где ρ_{ik}^z — интегрированное по оси z распределение плотности нуклонов:

$$\rho_{ik}^z = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{ik}(\sqrt{s^2 + z^2}) dz. \quad (8)$$

Индекс $i = P$ (для частицы) или T (для мишени), и σ_{kl} — полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия (k, l означают протон и нейтрон соответственно). Распределение нуклонной плотности в ядре записывается как $\rho_{ik}(r)$. Этот подход неплохо работает при энергиях 100 МэВ/нуклон и выше. Недавно в GSI (Дармштадт, ФРГ) при энергии 700 МэВ/А было изучено упругое рассеяние ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ на протонной мишени [163]. Анализ результатов по модели Глаубера дал следующие значения для радиусов распределения ядерной материи этих ядер: $(2,30 \pm 0,07)$ и $(2,45 \pm 0,07)$ фм соответственно.

Для более низких энергий используют другой подход, в котором сечение реакции параметризуется поверхностным и объемным распределением плотности:

$$\sigma_R = \pi (R_{\text{vol}} + R_{\text{surf}}) \left[1 - \frac{B_c}{E_{\text{cm}}} \right], \quad (9)$$

где $(R_{\text{vol}} + R_{\text{surf}})$ — радиус взаимодействия, состоящий из поверхностной и объемной части:

$$\begin{aligned} R_{\text{vol}} &= r_0 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}), \\ R_{\text{surf}} &= r_0 \left(a \frac{A_P^{1/3} A_T^{1/3}}{A_P^{1/3} + A_T^{1/3}} - c \right) \end{aligned} \quad (10)$$

и кулоновский барьер взаимодействующих систем

$$B_c = \frac{Z_T Z_P e^2}{1,3 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})}. \quad (11)$$

Определенные в широком диапазоне энергий (от 30 до 2100 МэВ/нуклон) параметры r_0 и a не зависят от комбинации мишень-частица и от энергии и составляют 1,1 фм и 1,85 соответственно. Параметр c меняется в зависимости от энергии от 1 (при 20 МэВ/нуклон) до 2 (при 160 ÷ 1000 МэВ/нуклон). Эта простая полуэмпирическая формула дает хорошее согласие с экспериментом при разных энергиях, однако она не учитывает возможной разности протонной и нейтронной плотности в диффузном поверхностном

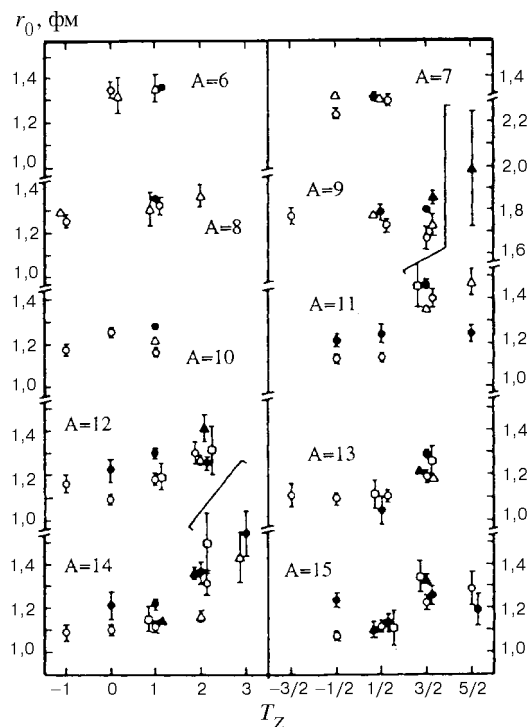


Рис.21. Сравнение параметра r_0 , полученного в разных экспериментах при энергиях от 33 до 700 МэВ/А [63,64]. Параметр r_0 рассчитывался по формулам (9)—(11)

слое. На рис.21 показана определенная таким образом зависимость r_0 от изотопического спина ядер изобар.

Информацию о распределении протонов и нейтронов в экзотических ядрах получают также из данных по их упругому рассеянию на ядрах мишени. Анализ упругого рассеяния обычно проводится в рамках оптической модели и метода связанных каналов, в которых реальная и мнимая

часть оптического потенциала вычисляется на микроскопической основе. В случае стандартной оптической модели потенциал берется в виде потенциала Вудса — Саксона:

$$U(r) = V_{\text{Coul}}(r) - Vf_V(r) - iWf_W(r), \quad (12)$$

где $f_V(r) = (1 + \exp [(r - R_V)/a_V])^{-1}$, $f_W(r) = (1 + \exp [(r - R_W)/a_W])^{-1}$, $R_V = r_V A_T^{1/3}$, $R_W = r_W A_T^{1/3}$, V_{Coul} — кулоновский потенциал для равномерно заряженной сферы.

Параметры оптической модели V , W , r_V , r_W , a_V и a_W определяются путем подгонки к экспериментальным данным.

В последних работах по анализу упругого рассеяния экзотических ядер использовалось полное МЗУ-взаимодействие с прямой и обменной частями потенциала [164]. В этом случае потенциал взаимодействия представляется в виде суммы: $U(R) = U^D(R) + U^E(R)$, где $U^D(R)$ — «прямой» потенциал модели двойной свертки. Во второе слагаемое вклад дают эффекты одно-нуклонного обмена, которые могут быть описаны в формализме матрицы

плотности. При построении обменных потенциалов используется метод итераций. Количество итераций зависит от энергии, массовых чисел сталкивающихся ядер и расстояния R . Распределение нуклонных плотностей для ядер частицы и мишени вычисляется на основе метода функциональной плотности с единым набором параметров. Полный потенциал в этом случае берется в виде

$$U_i(R) = U(R) + i \left[N_w U(R) - \alpha R \frac{dU(R)}{dR} \right], \quad (13)$$

где $U(R)$ включает в себя прямую и обменную части, а мнимая часть содержит два параметра: N_w и α . Такое представление потенциала поглощения позволяет избежать введения феноменологической мнимой части, например, в форме потенциала Вудса — Саксона. С другой стороны, потенциал поглощения имеет микроскопическую основу, а введение параметра α дает возможность реализовать вывод многоканальной теории рассеяния о том, что радиус потенциала поглощения больше, чем радиус вещественной части потенциала. Сечения упругого рассеяния, вычисленные при отдельных значениях параметров N_w и α , сравниваются с экспериментальными результатами. Описанный выше подход успешно используется для получения информации о среднеквадратичных радиусах распределения плотности нейтронов и протонов в ядрах. В табл.4 [164] приведены такие значения для различных ядер. Рассматриваемый микроскопический анализ находится в согласии с выводами, которые были сделаны ранее в экспериментальных [1,3,65] и теоретических исследованиях [89] о существовании нейтронного гало в ^{11}Li . Сказанное проиллюстрировано на рис.22, где показаны распределения плотности нейтронов и протонов в тех же ядрах. Хорошо выражен

Таблица 4. Среднеквадратичные радиусы распределения плотности нейтронов, протонов и вещества (фм)

Ядро	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$	δr_{np}
^7Be	2,237	2,549	2,420	- 0,312
^8B	2,190	2,680	2,507	- 0,490
^{11}Li	3,255	2,235	3,011	1,020
^{11}C	2,326	2,456	2,398	- 0,130
^{12}C	2,387	2,406	2,396	- 0,019
^{28}Si	2,953	2,982	2,967	- 0,029

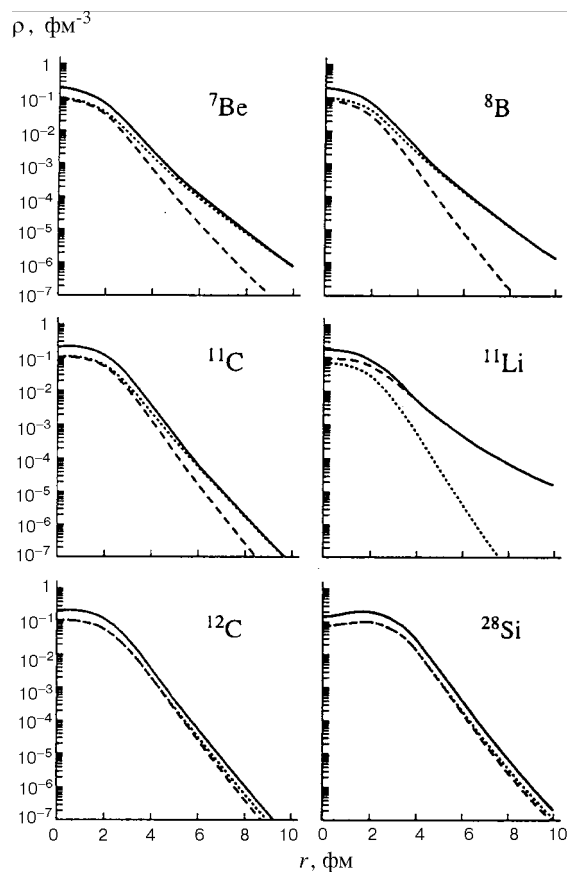


Рис.22. Плотности распределения нейтронов (штриховая), протонов (точечная) и вещества в ядрах (сплошная линия) [164]

«хвост» нейтронного распределения в ядре ^{11}Li . Видно также, что со стороны протонной линии стабильности «хвосты» протонных плотностей в ^8B и ^7Be существенно превышают нейтронные и тем самым позволяют говорить о существовании протонной шубы в этих двух ядрах.

Анализ данных по упругому рассеянию ионов $^{6,7,9,11}\text{Li}$ и $^{4,6,8}\text{He}$ на мишени из ^{12}C , ^{28}Si или на протонной мишени также потребовал модификации параметров потенциала для учета наличия гало в ядрах ^{11}Li и $^{6,8}\text{He}$ [79,80,

165,166]. К аналогичному выводу привела и интерпретация результатов по упругому рассеянию ^{11}Li и ^{11}C на мишени из ^{12}C при энергии 60 МэВ/А.

Ядра на границе нуклонной стабильности имеют чрезвычайно малую энергию связи валентных нуклонов. Так, если в стабильных ядрах энергия связи нейтрона составляет 6—8 МэВ, то для сильнонейтроноизбыточных ядер, таких, как ^{11}Li , ^{11}Be , ^{14}Be , энергия связи нейтрона (или двух нейтронов) составляет несколько сот кэВ. Это приводит к широкому распределению плотности нейтронов в таких ядрах (см. рис.22).

Волновую функцию для внешнего нейтрона можно записать в виде

$$\Psi(r) = \left(\frac{2\pi}{k} \right) \frac{e^{-kr}}{r} \left[\frac{e^{kR}}{(1+kR)^{1/2}} \right], \quad (14)$$

где R — ширина потенциала. Используя эту волновую функцию, можно записать распределение плотности нейтрона: $\rho(r) = |\Psi(r)|^2$. Параметр k определяет наклон плотности на хвосте распределения и связан с энергией отрыва нейтрона (E_S): $(hk)^2 = 2\mu E_S$, где μ — приведенная масса системы. Из этого выражения видно, что когда E_S уменьшается, k принимает малое значение, и хвост распределения имеет большую протяженность. Это приводит, как уже отмечалось выше, к существованию так называемого нейтронного гало у слабосвязанных нейтроноизбыточных ядер.

Одним из методов получения информации о нейтронном гало, в том числе о корреляциях между нейтронами гало, является измерение импульсного распределения продуктов — кора и нейтронов гало, образовавшихся при фрагментации ядер с гало [4,28,29,65,70,71,77,78,81—84, 98,167—172].

Практически все ядра, имеющие двухнейтронные гало, являются нуклонно-стабильными, в то время как ядра, отличающиеся от этих ядер на один нейтрон, являются нуклонно-нестабильными (для таких ядер с двухнейтронным гало принято название «бороминовские» [26]). Таким образом, очевидно, что корреляции между двумя валентными нейтронами стабилизируют ядра с гало.

Импульсное распределение нейтрона выражается фурье-преобразованием волновой функции

$$f(p) = C / (p_i^2 + k^2). \quad (15)$$

Ширина импульсного распределения зависит от параметра k . В отличие от распределения плотности уменьшение E_S приводит к уменьшению ширины импульсного распределения. Это очевидное следствие принципа неопределенности: когда пространственное распределение широкое, то импульсное распределение узкое. Таким образом, наличие нейтронного гало в ядрах определяют как протяженное распределение нейтронной плотности и узкое импульсное распределение продуктов фрагментации.

В модели фрагментации предложенная Гольдхабером [172] ширина импульсного распределения фрагментов описывается в рамках ферми-движения или температуры, соответствующей энергии связи. Модель позволяет получить выражение для ширины импульсного распределения фрагмента бомбардирующего иона, которая зависит от средней энергии отрыва внешних валентных нуклонов ($\langle \epsilon \rangle$) и от масс фрагмента (A_F) и бомбардирующей частицы (A_P):

$$\sigma^2 = 2u \langle \epsilon \rangle \frac{A_F(A_P - A_F)}{A_P}, \quad (16)$$

где u — единица атомной массы, или

$$\sigma^2 = 2u \langle \epsilon \rangle \frac{A_P - 1}{A_P} \quad (17)$$

для отрыва одного нуклона.

Позднее был сделан анализ импульсного распределения тяжелого фрагмента ядра пучка, разваливающегося в канале с испусканием одного нуклона, и показано, что импульсное распределение испущенного нуклона на поверхности ядра пучка может быть получено из измеренного импульсного распределения фрагмента. Эта идея была расширена для применения к испусканию двух и более нуклонов при развале ядра пучка.

Первые работы по измерению продольного импульса ${}^9\text{Li}$ [77] и углового распределения отдельного нейтрона [70] при фрагментации ${}^{11}\text{Li}$ не показали зависимости от ядра мишени, что привело к выводу: механизм реакции играет несущественную роль при фрагментации ядер с гало. Поэтому был сделан вывод о том, что импульсные распределения прямо дают информацию о внутреннем движении нейтронов в гало. Однако более поздние работы [напр., 81] при использовании пучка ${}^{11}\text{Be}$ показали, что распределения нейтронов определенно зависят от механизма реакции, в то время как распределения продольного импульса ядра кора не зависят. Таким образом, распределение продольного импульса ядра кора стало считаться прямым отражением волновой функции основного состояния ядра с гало, т.е. распределения внутреннего импульса нуклонов гало.

Приведем некоторые примеры.

Измерения импульсных распределений фрагментов, образовавшихся при фрагментации ядер ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$ и ${}^{14}\text{Be}$, проводились в работах [4,70,77, 78,83,84,167]. Результаты для налетающих ядер ${}^{11}\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Be}$ показаны на рис.23 в качестве примера. Видно, что распределения продольного импульса ядер-фрагментов ${}^9\text{Li}$ и ${}^{10}\text{Be}$, образовавшихся при развале ${}^{11}\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Be}$ соответственно, очень узкие. Распределения поперечного импульса имеют узкую компоненту, лежащую на широком распределении. Эти малые ширины, порядка 20—30 МэВ/с, в соответствии с принципом неопределенности позволили сделать вывод о том, что нейтроны в гало имеют широкое пространственное распределение.

Здесь следует отметить, что экспериментальные данные по ширинам импульсных распределений, в соответствии с формулами, могут служить для получения информации об энергии срыва валентных нейтронов в экзотических ядрах.

Импульсные распределения продуктов фрагментации определяются не только их внутренним движением во фрагментирующем ядре (т.е. волновой функцией бомбардирующей частицы), но и механизмом реакции [167,169].

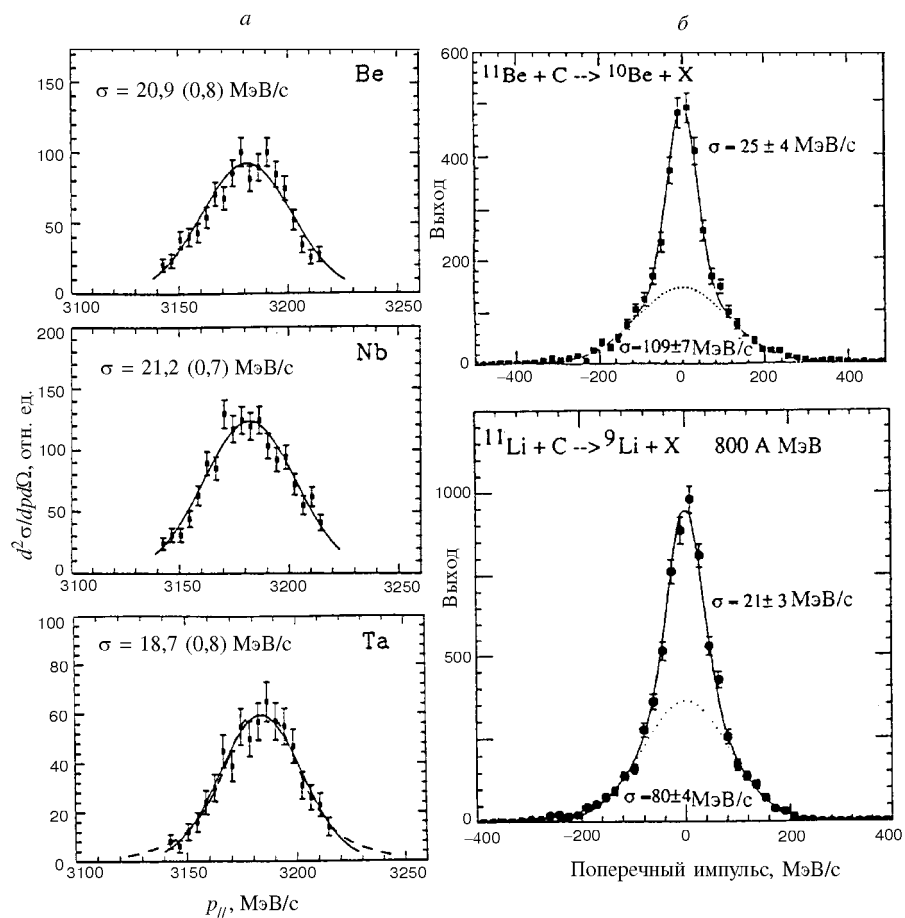


Рис.23. Распределения продольного импульса ^9Li , образованного при фрагментации ^{11}Li на мишенях из Be, Nb и Ta (a), и поперечного импульса ^9Li и ^{10}Be , образованных при фрагментации ядер ^{11}Li и ^{11}Be на мишени из C (б) [4,77]

Это особенно хорошо видно из измеренных распределений испускаемых нейтронов.

В работах [70,167] измерялись распределения нейтронов при развале ядер ^6He , ^8He , ^9Li , ^{11}Li , ^{11}Be и ^{14}Be . На рис.24 в качестве примера показаны поперечные распределения нейтронов из реакций ^6He , ^8He , ^9Li , ^{11}Li с ядрами ^{12}C . Все они имеют широкую компоненту, на которую в случае ^6He ,

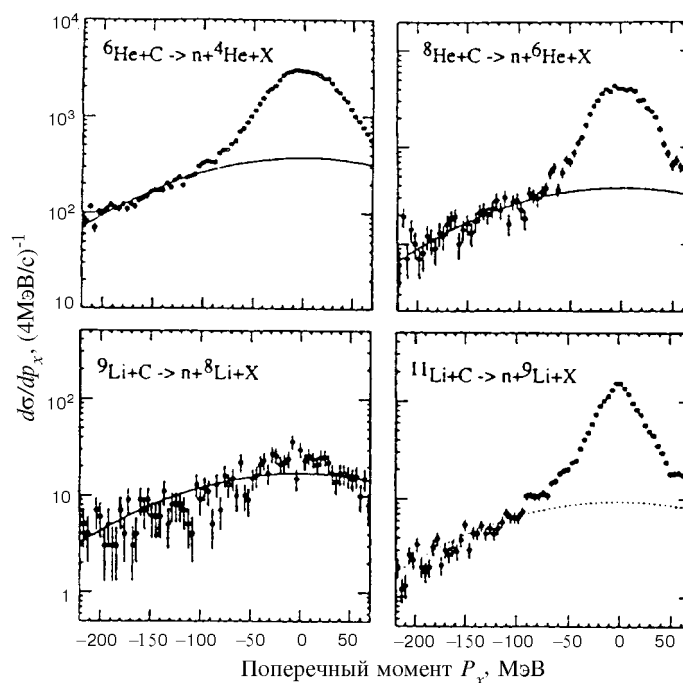


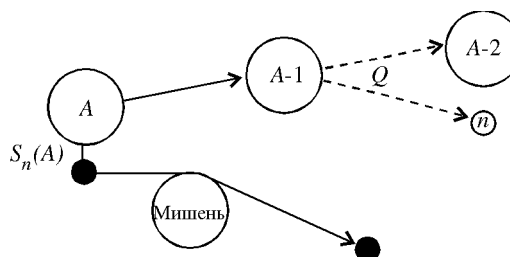
Рис.24. Распределения поперечного момента нейтронов при фрагментации нейтронно-обогащенных ядер при энергии 790 МэВ [167]

^8He , ^{11}Li , т.е. ядер с гало, накладывается вторая узкая компонента. В работе [167] (см. рис.25) эта компонента связывается с последовательным распадом ядра: первый нейтрон испускается при взаимодействии ядра A с мишенью, и образуется промежуточное несвязанное состояние $(A - 1)$, которое впоследствии распадается путем испускания очередного нейтрона. В этом случае ширина нейтронного распределения:

$$\sigma^2(n) = \frac{2uS_n}{A(A-1)} + \frac{2uQ}{3} \frac{(A-2)}{(A-1)} \quad (18)$$

определяется значением энергии распада Q промежуточного состояния, так как первое слагаемое намного меньше второго. Влияние могут оказывать и другие каналы реакции, такие как прямой развал и последовательный распад с возбужденных уровней.

Рис.25. Диаграмма последовательного распада через промежуточный резонанс ($A - 1$)



В то же время ширина распределения тяжелого фрагмента ($A - 2$) выражается следующей формулой:

$$\sigma(A - 2)^2 = 2M_p S_n \frac{(A - 2)^2}{A(A - 1)} + 2M_p Q \frac{(A - 2)}{3(A - 1)}, \quad (19)$$

где второе слагаемое много меньше. Поэтому $\sigma(A - 2)^2$ не зависит от процесса последовательного распада, а определяется в основном процессом фрагментации и плавно растет с энергией отрыва одного или двух нейтронов. Кроме того, ширины измеренных поперечных распределений нейтронов от развала ^{11}Be становятся уже с увеличением массы ядра мишени [70]. Этот факт указывает на нарастающее влияние кулоновского взаимодействия. Однако до сих пор нет определенного количественного вывода об относительном вкладе разных процессов.

Можно сделать вывод, что о внутреннем движении нуклонов на поверхности ядра необходимо судить не по распределению нейтронов, а по импульсным распределениям тяжелых фрагментов. Следует отметить и следующее: импульсные распределения фрагментов развала являются узкими лишь в том случае, если они получаются при отрыве валентных нейтронов (одного или двух, в зависимости от гало ядра). В остальных случаях — при отрыве большего числа нейтронов или протонов — ширины больше. Это показывает, что только нейтроны на внешней орбите дают вклад в гало.

Кроме того, эксперименты [75,76] на пучках $^{8,9,11}\text{Li}$ при энергии 80 МэВ/А, в которых определялись полные сечения реакций (σ_R) и сечения реакций, ведущих к изменению заряда ($\sigma_{\Delta Z}$), показали, что значение $\sigma_{\Delta Z}$ остается практически постоянным, в то время как σ_R растет с увеличением A пучка (рис.26). Это обстоятельство свидетельствует о том, что среднеквадратичный зарядовый радиус всех литиевых изотопов не зависит от их массы, таким образом, еще раз подтверждая, что протяженное распределе-

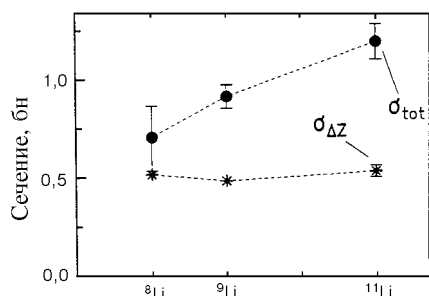


Рис.26. Сечения реакций изменения заряда $\sigma_{\Delta Z}$ и сечения реакций σ_{tot} при взаимодействии ^{11}Li ($E = 80$ МэВ/А) с мишенью из ^{12}C [76]

ние ядерного вещества в ^{11}Li является следствием последних двух слабосвязанных нейтронов.

Резкое увеличение ядерных радиусов для ^{11}Li , ^{11}Be , ^{14}Be и ^{17}B (см. рис.4) и узкое импульсное распределение фрагментов развала, как уже было отмечено, свидетельствует о наличии в этих ядрах нейтронного гало. За исключением ^{11}Be все эти ядра имеют два валентных нейтрона на последней орбите, а также сильно выраженную трехчастичную конфигурацию, включающую два слабосвязанных нейтрона и сильносвязанный кор. Между тем связь между волновой функцией и энергией связи в этом случае гораздо сложнее, чем в случае ядер с однеитронным гало. Существуют много расчетов ядер с гало, учитывающих трехчастичное взаимодействие.

Наиболее корректным описанием корреляций является микроскопический трехчастичный подход, учитывающий также взаимодействие нейтронов с кором. Примером являются расчеты, сделанные в работе [89]. Результаты этих расчетов для ядра ^6He показаны на рис.27. На том же рисунке показано распределение поперечного импульса p_{\perp} ядра ^4He из фрагментации ^6He в сравнении с трехчастичным расчетом: видно хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных. В двухнейтронных плотностях наблюдаются два пика: один соответствует сигарообразной форме, а другой — динейтронной конфигурации. Реальной может быть смесь этих двух состояний в ядре ^6He , однако экспериментально это пока не подтверждено.

Реакции слияния с последующим делением с использованием пучков ^6He [174] показали, что сечение деления значительно выше, чем для ядер ^4He . Это увеличение зависит от входного канала и связано с нейтронной шубой ядра ^6He .

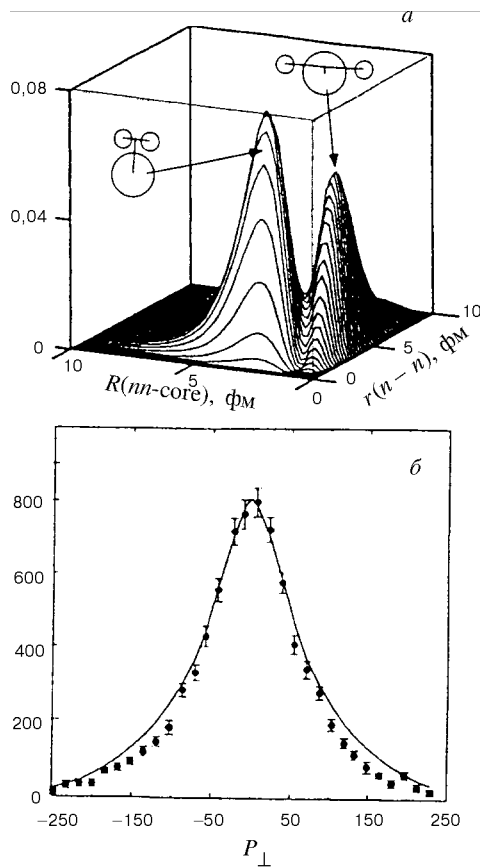
И, наконец, эксперименты с вторичными пучками позволили изучать процесс электромагнитной диссоциации экзотических ядер. Предсказанное [6,174] большое значение сечения реакции электромагнитной диссоциации для ядер ^{11}Li было подтверждено экспериментами при разных энергиях [5,28,70,75,94]. Аналогичный результат был получен и для ядер ^{11}Be [70,95]

Рис.27. Трехчастичный расчет пространственного распределения двух нейтронов в волновой функции ядра ${}^6\text{He}$ (а) и распределение импульса ${}^4\text{He}$ в том же расчете [89] (б)

и ${}^{6,8}\text{He}$ [88]. Для того чтобы объяснить повышенное сечение кулоновской диссоциации, был предложен новый тип коллективного возбуждения при малых энергиях возбуждения (см. [15, 92,93] и ссылки в них). Эта новая мода возбуждения была названа «мягким дипольным резонансом».

6.2. Мягкая $E1$ -мода возбуждения. Предполагалось, что гигантский дипольный резонанс может иметь две компоненты. Одна из компонент является результатом колебаний всех протонов кора по отношению ко всем нейтронам кора. Вторая компонента является результатом осцилляции всего кора по отношению к нейтронам гало.

Эти два процесса показаны схематично на рис.28. Амплитуда колебаний, получивших название «мягкой» моды ГДР, зависит от распределения плотности нуклонов и пропорциональна градиенту распределения плотности, и, следовательно, частота колебаний должна быть очень низкой. Поэтому энергия возбуждения ожидается низкой, в отличие от обычного гигантского резонанса, где энергия возбуждения порядка 20 МэВ. К настоящему времени экспериментально подтверждено существование низкоэнергетического $E1$ -диполя [28,82,94,95], однако природа механизма возбуждения остается спорной: эксперименты [82,95,175] указывают на отсутствие коллективного возбуждения и, более того, отбрасывают предположение о присутствии двух нейтронов гало в виде динейтрона. Вместо этого в ряде теоретических работ [99,176] предполагается прямой развал ядра с гало. Поэтому мягкий дипольный резонанс должен проявляться в структуре ядер с гало либо как низко-



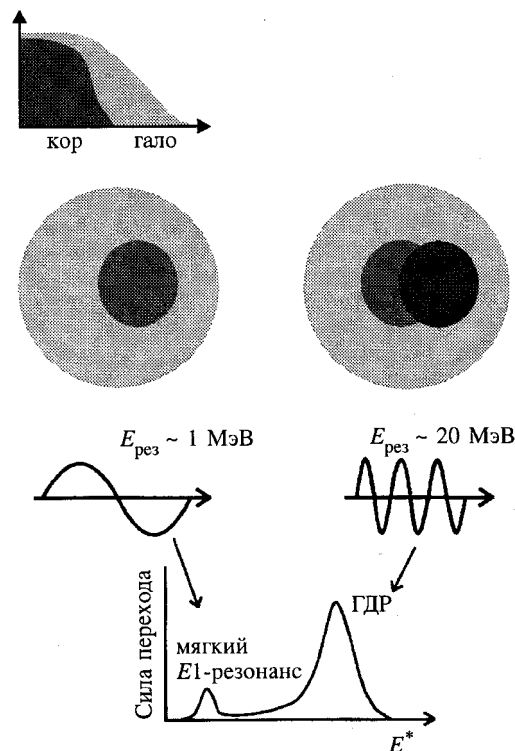


Рис.28. Схематичное представление двух компонент дипольного резонанса в нейтроноизбыточных ядрах с гало

лежащий дипольный уровень, либо как сильное увеличение сечения реакции в области порога при прямом развале.

Энергия мягких ГДР может быть определена на основе обычных моделей, описывающих ГДР. ГДР с нормальной энергией возбуждения вносит вклад в сечение электромагнитной диссоциации σ_{EMD} , однако для легких экзотических ядер около 10% от вероятности полного $E1$ -перехода объясняется вкладом мягкого дипольного резонанса. Для $E1$ -перехода его вероятность пропорциональна

квадрату числа нейтронов, участвующих в возбуждении; так, для ^{11}Li отношение мягкой моды дипольного резонанса к обычной составляет $2^2 : 6^2$. В этом случае, чтобы воспроизвести наблюдаемое сечение $\sigma_{\text{EMD}}(\text{Li}^{11} + \text{Pb})$, энергия $E_{\text{soft GDR}}$ должна быть $0,9_{-0,3}^{+0,5}$ МэВ. Энергия $E_{\text{soft GDR}}$ оказалась нечувствительной к $\Gamma_{\text{soft GDR}}$. Таким образом, энергия возбуждения мягкого дипольного резонанса получается достаточно маленькой.

Экспериментальное подтверждение наличия мягкой моды дипольного резонанса было получено для ядра ^{11}Li в работе [28], в которой, используя реакцию двойной перезарядки с пионами $^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+)^{11}\text{Li}$, удалось наблюдать в спектре пионов уровень $E^* = (1,2 \pm 0,1)$ МэВ и приписать ему спин и четность $1/2^+$, $3/2^+$ или $5/2^+$, на основании чего был сделан вывод о наблюдении $E1$ -перехода. Однако этот результат, по мнению авторов, не является однозначным, так как в реакциях перезарядки слабо возбуждаются коллективные состояния.

Эксперименты, нацеленные на выяснение существования и природы мягкой дипольной моды, ведутся в разных научных центрах (Мичиган, США; РИКЕН, Япония; ОИЯИ, Дубна).

Недавно в работе [96], в согласии с результатом предыдущей работы [28], было доложено о наблюдении в реакции $^{11}\text{Li} + p$ возбужденного состояния ядра ^{11}Li при $E^* = 1,25$ МэВ, что, как полагалось, соответствует возбуждению гало. Экспериментальное сечение неупругого рассеяния [97] лучше всего описывается в предположении передачи орбитального углового момента $L = 1$, т.е. если имеет место дипольное возбуждение.

Мы затронули здесь лишь часть проблем, связанных со свойствами легких ядер, которые успешно решаются с использованием пучков радиоактивных ядер. Это направление ядерной физики успешно развивается. Создаются в ведущих центрах мира фабрики радиоактивных пучков — SPIRAL во Франции, RNB-Factory в Японии, проект в Ок-Ридже в США и др., основной задачей которых будет исследование свойств и структуры легких экзотических ядер. Эти ускорительные комплексы нового поколения позволят иметь пучки радиоактивных ядер до 10^{11} с^{-1} и проводить с ними полноценные эксперименты. По всей вероятности, с помощью новых установок будет сделан следующий шаг к границам нуклонной стабильности в области легких ядер и удастся синтезировать последние нуклонно-стабильные ядра легких и средних элементов, в которых ожидается проявление новых необычных состояний, структурных особенностей и типов распада. О некоторых характеристиках экзотических ядер легких элементов речь пойдет во второй части этого обзора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tanihata I. et al. — Phys. Rev. Lett., 1985, v.55, p.2676.
2. Tanihata I. et al. — Phys. Lett., 1985, v.160B, p.380.
3. Tanihata I. et al. — Phys. Lett., 1988, v.B206, p.592.
4. Kobayashi T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1988, v.60, p.2599.
5. Kobayashi T. et al. — Phys. Lett., 1989, v.B232, p.51.
6. Hansen P.G., Jonson B. — Europhys. Lett., 1987, v.4, p.409.
7. Minamisono T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, v.69, p.2058.
8. Schwab W. et al. — Z. Physik, 1995, v.A350, p.283.
9. Detraz C., Vieira D.J. — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1989, v.34, p.407.
10. Motobayashi T. et al. — Phys. Lett., 1995, v.B346, p.9.
11. Barker F.C., Hickey G.T. — J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1977, v.2, p.L23.
12. Абрамович С.Н. и др. — ЯФ, 1987, т.46, с.269.
13. Bohlen H.G. et al. — Z. Physik, 1993, v.A344, p.381.
14. Young B.M. et al. — Phys. Rev., 1994, v.C49, p.279.
15. Poppelier N.A.F.M. et al. — Z. Physik, 1993, v.A346, p.11.

16. **Kitagawa H., Sagawa H.** — Nucl. Phys., 1993, v.A551, p.16.
17. **Sagawa H. et al.** — Phys. Lett., 1993, v.B309, p.1.
18. **Ogloblin A.A.** — Z. Physik, 1995, v.A351, p.355.
19. **Talmi I., Unna I.** — Phys. Rev. Lett., 1960, v.4, p.469.
20. **Proc. Int. Symp. on the Structure and Reactions with Unstable Nuclei**, Niigata, Japan, June 1991, eds. K.Ikeda, Y.Suzuki (World Scientific, Singapore, 1991).
21. **Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei**, Foros 1991, eds. Yu.E.Penionzhkevich and R.Kalpakchieva (World Scientific, Singapore, 1991).
22. **Proc. 6th Int. Conf. on Nuclei Far from Stability & the 9th Int. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants**, Bernkastel-Kues, Germany, 19–24 July 1992, eds. R.Neugart & A.Wohr) IOP Publishing, Bristol, 1993).
23. **Proc. Int. Symp. on Physics of Unstable Nuclei**, Niigata, Japan 1994, eds. H.Horiuchi, K.Ikeda, K.Sato, Y.Suzuki, I.Tanihata: Nucl. Phys. 1995, v.A588.
24. **Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses**, Arles, France, June 1995, eds. M. de Saint Simon and O.Sorlin (Editions Frontieres 1995).
25. **Ogloblin A.A., Penionzhkevich Yu.E.** — In: Treatise on Heavy Ion Science, ed. D.Allan Bromley (Plenum Press, New York, 1989) v.8, p.260.
26. **Bertulani C.A. et al.** — Phys. Reports, 1993, v.226, No.6, p.283.
27. **Mueller A.C., Sherrill B.M.** — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1993, v.43, p.529.
28. **Kobayashi T.** — Ref. 20, p.187; Nucl. Phys., 1992, v.A538 p.343c.
29. **Kobayashi T.** — Nucl. Phys., 1993, v.A553, p.465c.
30. **Hansen P.G.** — Nucl. Phys., 1993, v.A553, p.89c.
31. **Jonson B.** — Nucl. Phys., 1994, v.A574, p.151c.
32. **Riisager K.** — Rev. Mod. Phys., 1994, v.66, p.1105.
33. **Auastein P.E.** — Special Editor, At. Data Nucl. Data Tables, 1988, v.39, p.185.
34. **Bethe H.A.** — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1971, v.21, p.93.
35. **Bowman J.D. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1973, v.31, p.614.
36. **Musser J.A., Stevenson J.D.** — Phys. Rev. Lett., 1984, v.53, p.2544.
37. **Stevenson J.D., Price J.P.** — Phys. Rev., 1981, v.C24, p.2102.
38. **Артюх А.Г. и др.** — Тезисы докладов 25-го Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1975, с.223.
39. **Langevin M. et al.** — Phys. Lett., 1985, v.B150, p.71.
40. **Pougheon F. et al.** — Europhys. Lett., 1986, v.2, p.505.
41. **Guillemaud-Mueller D. et al.** — Z. Physik, 1989, v.A332, p.189.
42. **Guillemaud-Mueller D. et al.** — Phys. Rev., 1990, v.C41, p.937.
43. **Korshennikov A.A. et al.** — Phys. Lett., 1994, v.B326, p.31.
44. **Ostrowski A.N. et al.** — Phys. Lett., 1994, v.B338, p.13.
45. **Bohlen H.G. et al.** — Nucl. Phys., 1995, v.A583, p.775c.
46. **Audi G., Bersillon O., Blachot J., Wapstra A.H.** — Nucl. Phys., 1997, v.A624, p.1.
47. **Audi G., Wapstra A.** — Nucl. Phys., 1993, v.565, p.1.
48. **Belozorov A.V. et al.** — JINR Rapid Communications No.1[69]-95, Dubna, 1995, p.11.
49. **Bohlen H.G. et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A616, p.254c.
50. **Jensen A.S., Riisager K.** — Nucl. Phys., 1992, v.A537, p.45.
51. **Artukh A.G. et al.** — Phys. Lett., 1970, v.33B, p.407.
52. **Sakurai H. et al.** — Phys. Rev., 1996, v.C54, p.R2802.

53. Sakurai H. et al. — Nucl. Phys., 1997, v.A616, p.311c.
54. Александров Д.В. и др. — ЯФ, 1984, т.39, с.513.
55. Thibault C. et al. — Phys. Rev., 1975, v.C12, p.644.
56. Campi X. et al. — Nucl. Phys., 1975, v.A251, p.193.
57. Detraz C. — Proc. 4th Int. Conf. on Nuclei Far From Stability, Helsingor, Denmark 1981, p.361.
58. Woods P.J. et al. — Phys. Lett., 1986, v.182B, p.297.
59. Fifield L.K. et al. — Nucl. Phys., 1988, v.A484, p.117.
60. Tarasov O. et al. — JINR Rapid Communications No.5[79]-96, Dubna, 1996, p.59.
61. Nadjakov E.G. et al. — At. Data Nucl. Data Tables, 1994, v.56, p.133.
62. Gerstenkorn S. — C.R. Acad. Sci. Paris, 1969, v.B268, p.1636.
63. Saint-Laurent M.G. et al. — Z. Physik, 1989, v.A332 p.457.
64. Villari A.C. et al. — Phys. Lett., 1991, v.B268, p.345.
65. Tanihata I. et al. — Phys. Lett., 1992, v.B287, p.307.
66. Ozawa A. et al. — Phys. Lett., 1994, v.B334, p.18.
67. Ozawa A. et al. — Nucl. Phys., 1995, v.A583, p.807c.
68. Suzuki T. et al. — Nucl. Phys., 1997, v.A616, p.286c.
69. Ozawa A. et al. — Nucl. Phys., 1996, v.A608, p.63.
70. Anne R. et al. — Phys. Lett., 1990, v.B250, p.19.
71. Anne R. et al. — Nucl. Phys., 1994, v.A575, p.125.
72. Fukuda M. et al. — Phys. Lett., 1991, v.B268, p.339.
73. Shimoura S. et al. — Ref. 19, p.132.
74. Riisager K. et al. — Nucl. Phys., 1992, v.A540, p.365.
75. Blank B. et al. — Z. Physik, 1991, v.A340, p.41.
76. Blank B. et al. — Z. Physik, 1992, v.A343, p.375.
77. Orr N.A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, v.69, p.2050.
78. Orr N.A. et al. — Proc. 3rd Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing, Michigan, May 1993 (ed. D.J.Morrissey, Editions Frontieres) p.145, 345, 389.
79. Lewitowicz M. et al. — Nucl. Phys., 1993, v.A562, p.301.
80. Kolata J.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, v.69, p.2631.
81. Anne R. et al. — Phys. Lett., 1993, v.B304, p.55.
82. Sackett D. et al. — Phys. Rev., 1993, v.C48, p.118;
Ieki K. et al. — Phys. Rev. Lett., 1993, v.70, p.730.
83. Zahar M. et al. — Phys. Rev., 1993, v.C48, p.R1484.
84. Kelley J.H. et al. — Phys. Rev. Lett., 1995, v.74, p.30.
85. Ogloblin A.A. — Ref. 21, p.36.
86. Tanihata I. et al. — Ref. 22, p.167; Phys. Lett., 1992, v.B289, p.261.
87. Neumaier S. et al. — Preprint GSI-94-43, August 1994.
88. Tanihata I. — Nucl. Phys., 1991, v.A522, p.275c.
89. Zhukov M.V. et al. — Phys. Reports, 1993, v.231, p.151.
90. Tanihata I. — Prog. Part. Nucl. Phys., 1995, v.35, p.505.
91. Tanihata I. — J. Phys. G, Nucl. Phys., 1996, v.22, p.157.
92. Ikeda K. — Nucl. Phys., 1992, v.A538, p.355c and references therein.
93. Kobayashi T. — KEK Preprint 1989, 89-148 and references therein.
94. Shimoura S. et al. — Ref. 22, p.271.
95. Nakamura T. et al. — Phys. Lett., 1994, v.B331, p.296; ref. 23, p.81.

96. Korshennikov A.A. et al. — Phys. Rev., 1996, v.C53, p.R537.
97. Korshennikov A.A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1997, v.78, p.2317.
98. Bazin D. et al. — Phys. Rev. Lett., 1995, v.74, p.3569.
99. Otsuka T. et al. — Phys. Rev. Lett., v.70, 1993, p.1385; Phys. Rev., 1994, v.C49, p.2289.
100. Thompson I.J., Zhukov M.V. — Phys. Rev., 1994, v.C49, p.1904.
101. Hoshino T. et al. — Nucl. Phys., 1991, v.A523, p.228.
102. Whetstone S.L. Jr., Thomas T.D. — Phys. Rev., 1967, v.54, p.1174.
103. Михеев В.Л. и др. — Препринт ОИЯИ Р7-84-614, Дубна, 1984.
104. Cosper S.W. et al. — Phys. Rev., 1967, v.154, p.1193.
105. Bayer R. et al. — Czech. J. Phys., 1981, v.B31, p.1273.
106. Александров Д.В. и др. — ЯФ, 1982, т.35, с.277; ЯФ, 1982, т.36, с.783.
107. Armbruster P. et al. — Europhys. Lett., 1988, v.4, p.793.
108. Калпакчиева Р. и др. — ЯФ, 1977, т.26, вып.2, с.253.
109. Rajagopalan M., Thomas T.D. — Phys. Rev., 1972, v.C5, p.1402.
110. Duek E. et al. — Z. Physik, 1984, v.A317, p.83.
111. Совински М. и др. — Препринт ОИЯИ Р7-85-377, Дубна, 1985.
112. Poskanzer A.M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1966, v.17, p.1271.
113. Thomas T.D. et al. — Phys. Lett., 1968, v.27B, p.504.
114. Богатин В.И. и др. — ЯФ, 1980, т.32, с.27.
115. Ложкин О.В. и др. — Препринт РИ-168, Ленинград, 1983.
116. Artukh A.G. et al. — Nucl. Phys., 1969, v.A137, p.348; Phys. Lett., 1970, v.31B; Phys. Lett., 1970, v.32B, p.43; Nucl. Phys., 1971, v.A176, p.284.
117. Волков В.В. — ЭЧАЯ, 1971, т.2, с.285.
118. Auger P. et al. — Z. Physik, 1979, v.A289, p.255.
119. Guerreau D. et al. — Z. Physik, 1980, v.A295, p.105.
120. Breuer H. et al. — Phys. Rev., 1980, v.C22, p.2454.
121. Вильчински Я. и др. — ЯФ, 1967, т.5, с.942.
122. Artukh A.G. et al. — Nucl. Phys., 1971, v.A160, p.511.
123. Volkov V.V. — Phys. Reports, 1978, v.44, p.93.
124. Ю.П.Оганесян и др. — Письма в ЖЭТФ, 1982, т.36, вып.3, с.104.
125. Britt H.C., Quinton A.R. — Phys. Rev., 1961, v.124, p.877.
126. Ворсеа С. et al. — Nucl. Phys., 1982, v.A391, p.520.
127. Пенионжкевич Ю.Э. и др. — ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.165.
128. Ворсеа С. et al. — Nucl. Phys., 1984, v.A415, p.169.
129. Greiner D.E. et al. — Phys. Rev. Lett., 1975, v.35, p.152.
130. Symons T.J.M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, v.42, p.40.
131. Westfall G.D. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, v.43, p.1859.
132. Guerreau D. — J. Phys. (Paris) Colloq. C4-47, 1986, p.207.
133. Guillemaud-Mueller D. et al. — Z. Physik, 1985, v.A322, p.415.
134. Seth K. — In: Proc. 4th Conf. on Nuclei Far From Stability, Helsingor, Denmark 1981, p.655.
135. Seth K. — In: Proc. 5th Int. Conf. on Nuclei Far From Stability, Rosseau lake, Ontario, Canada 1987, ed. I.S.Towner (AIP, New York 1988), p.324.
136. Kamal K. Seth. — Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.1930.
137. Drake S.M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1980, v.45, p.1765.

138. **Brendel C. et al.** — Proc. 4th Conf. on Nuclei Far From Stability, Helsingor, Denmark 1981, p.664.
139. **Naulin F. et al.** — Phys. Rev., 1982, v.C25, p.1074.
140. **Fiffeld L.K. et al.** — Nucl. Phys., 1982, v.A385, p.505.
141. **Ichihara T.** — RIKEN Review No.4, January 1994, p.15.
142. **Bohlen H.G. et al.** — Nucl. Phys., 1988, v.A488, p.89c.
143. **von Oertzen W.** — Nucl. Phys., 1988, v.A482, p.357c.
144. **Bohlen H.G.** — Ref. 20, p.83.
145. **Bohlen H.G. et al.** — Proc. XV EPS Nucl. Phys. Divisional Conf. on Low Energy Nuclear Dynamics (LEND'95), 14—22 April 1995, St. Petersburg, Russia, Eds. Yu.Ts.Oganessian, W. von Oertzen, R.Kalpakchieva (World Scientific, Singapore, 1995) p.53.
146. **Ostrowski A.N. et al.** — Z. Physik, 1992, v.A343, p.489.
147. **Young B.M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1993, v.71, p.4124.
148. **von Oertzen W. et al.** — Ref. 23, p.129c.
149. **Bohlen H.G. et al.** — Ref.22, p.349.
150. **Bohlen H.G. et al.** — Proc. Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna 1993, eds. Yu.Ts.Oganessian, Yu.E.Penionzhkevich, R.Kalpakchieva, JINR Publishing Department, p.17.
151. **Bohlen H.G. et al.** — Z.Physik, 1995, v.A351, p.7.
152. **Brink D.M.** — Phys. Lett., 1972, v.40B, p.37.
153. **von Oertzen W.** — In: «Nuclear Collisions from the Mean-Field into the Fragmentation Regime», 1991 CXII Corso, p.459.
154. **Anyas-Weiss N. et al.** — Phys. Reports, 1974, v.12, p.201.
155. **Lenske H. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1989, v.62, p.1457.
156. **Bohlen H.G.** — Proc. Int. Symp. on Large-Scale Collective Motion of Atomic Nuclei, October 1996, Brolo (Messina), Italy, eds. G.Giardina and F.Hanappe (World Scientific, Singapore 1997), p.47; **Bohlen H.G. et al.** — Proc. 8th Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, Italy 1997, ed. E.Gadioli, Univ. of Milano, p.425.
157. **Thompson I.J.** — Comp. Phys. Com., 1988, v.7, p.167.
158. **Bohlen H.G. et al.** — Z. Physik, 1985, v.A320, p.237; Adamides E. et al. — Nucl. Phys., 1987, v.A475, p.598.
159. **Seth K.** — Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Arles, France, June 1995, eds. M. de Saint Simon and O.Sorlin (Editions Frontieres 1995), p.109.
160. **Bernas M. et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A616, p.352c.
161. **Пенионжквич Ю.Э.** — ЭЧАЯ, 1994, т.25, с.930.
162. **Glauber R.I.** — Lectures in Theoretical Physics, New York, London: Interscience. 1959, v.1, p.315.
163. **Alkhazov G.D. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1997, v.78, p.2313.
164. **Князьков О.М. и др.** — ЯФ, 1996, т.59, с.1188.
165. **Korshennikov A.A. et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A616, p.189c.
166. **Korshennikov A.A. et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A617, p.45.
167. **Kobayashi T.** — Proc. 3rd Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing, Michigan, May, 1993 (ed. D.J.Morrissey, Editions Frontieres) p.169.
168. **Kobayashi T.** — Nucl. Phys., 1997, v.A616, p.223c.
169. **Nilsson T. et al.** — Nucl. Phys., 1996, v.A598, p.418.

170. **Humbert F. et al.** — Phys. Lett., 1995, v.B347, p.198.
171. **Orr N. et al.** — Phys. Rev., 1995, v.C51, p.3116.
172. **Goldhaber A.** — Phys. Lett., 1974, v.53B, p.306.
173. **Riisager K.** — Proc. 3rd Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing, Michigan, May, 1993 (ed. D.J.Morrissey, Editions Frontieres) p.281.
174. **Bertulani C., Baur G.** — Nucl. Phys., 1988, v.A480, p.615.
175. **Ieki K. et al.** — Phys. Rev., 1996, v.C54, p.1589.
176. **Baur G. et al.** — Nucl. Phys., 1992, v.A550, p.527.