

ПУЧКИ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Ю.Э.Пенионжкевич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассматривается современное состояние экспериментальных исследований в новом направлении ядерной физики, связанном с получением и применением пучков радиоактивных ядер.

The present status of experimental research in a new field of nuclear physics connected with the production and use of radioactive nuclear beams is described.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования с использованием пучков радиоактивных ядер являются новым, интенсивно развивающимся направлением физики тяжелых ионов, которое за последние 30 лет претерпело несколько этапов развития. С появлением первых пучков тяжелых ионов ядерная физика получила мощный метод для исследования фундаментальных свойств ядерной материи. В реакциях взаимодействия двух сложных ядер появилась возможность получать ядра в экстремальном состоянии — сильно нагретые, «бешено» вращающиеся, ядра с аномально высоким соотношением числа нейтронов и протонов, сильно деформированные. Именно поэтому запуск в Дубне в 1960 г. одного из первых мощных ускорителей тяжелых ионов — циклотрона У-300 позволил сделать научному коллективу Лаборатории ядерных реакций, под руководством академика Г.Н.Флорова целый ряд важных открытий, которые способствовали развитию новых представлений о свойствах ядра [1]. Был обнаружен новый тип радиоактивности — запаздывающий протонный распад [2], исследование которого вылилось в целое направление ядерной физики и позволило предсказать [3], а затем и открыть протонный распад из основного состояния, двухпротонный распад, кластерную радиоактивность. В реакциях с тяжелыми ионами обнаружены спонтанно делящиеся изомеры [4], интерпретация свойств которых дала возможность по-новому взглянуть на потенциальную энергию ядра и подтвердить определяющую роль оболочечных эффектов в свойствах распада тяжелых ядер, для описания которых В.М.Струтинским были введены

так называемые оболочечные поправки [5]. Это дало основу для целого цикла экспериментов на пучках тяжелых ионов, приведших к открытию новых элементов с $102 \leq Z \leq 110$ [8]. В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в конце 60-х годов было обнаружено явление запаздывающего деления ядер, также объясняемого влиянием оболочечных эффектов при распаде ядер. И, наконец, был обнаружен целый ряд новых явлений, связанных с механизмом взаимодействия двух сложных ядер — глубоконепругие передачи нуклонов в ядрах [6], последовательное тройное деление тяжелых ядер [7], «холодное» слияние ядер [8], эмиссия заряженных частиц с энергиями вблизи кинематического предела [9] и др.

Исследования в этих направлениях с использованием пучков тяжелых ионов расширяются, что объясняется появлением во многих странах мира новых мощных ускорителей тяжелых ионов средних и промежуточных энергий — ускорительный комплекс UNILAC-SIS-ESR в Дармштадте (ФРГ), ускорительный комплекс GANIL в Кане (Франция), циклотронный комплекс тяжелых ионов RIKEN (Япония), сверхпроводящий циклотрон в Мичигане (США), циклотронный комплекс тяжелых ионов в Ланчжоу (Китай), сверхпроводящий циклотрон в Катанье (Италия), циклотронный комплекс тяжелых ионов в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ в Дубне (Россия).

Это новое поколение ускорителей позволяет получать пучки тяжелых ионов с уникальными свойствами — монохроматичные, высокоинтенсивные, с низким угловым аксептансом. Возможности получения на современных ускорителях высокоинтенсивных пучков заряженных частиц от протонов и гелия до ионов урана позволили в настоящее время начать новый этап исследования ядер с использованием пучков радиоактивных ядер. Они ведутся в двух направлениях — получение пучков экзотических ядер и изучение их свойств, а также исследование реакций с пучками радиоактивных ядер. Это новое направление ядерной физики уже позволило получить ряд интереснейших результатов, связанных со свойствами ядер, удаленных от области β -стабильности. В этих экспериментах использовались пучки радиоактивных ядер с интенсивностью 10^2 — 10^7 с⁻¹. При такой интенсивности были проведены эксперименты по изучению взаимодействия радиоактивных ядер с веществом мишени. Измерены сечения поглощения, кулоновской диссипации, упругого рассеяния некоторых радиоактивных ядер [10] и из их анализа получена информация об их нуклонных радиусах. Обнаружено «нейтронное гало» в ядре ^{11}Li , ведутся поиски «нейтронных гало» в других нейтроноизбыточных ядрах ^6He , ^8He , ^{14}Be и др., а также «протонных гало» в нейтронодефицитных ядрах ^8B , ^{19}Na и др. Между тем для исследования более сложных реакций с радиоактивными пучками (реакции передачи,

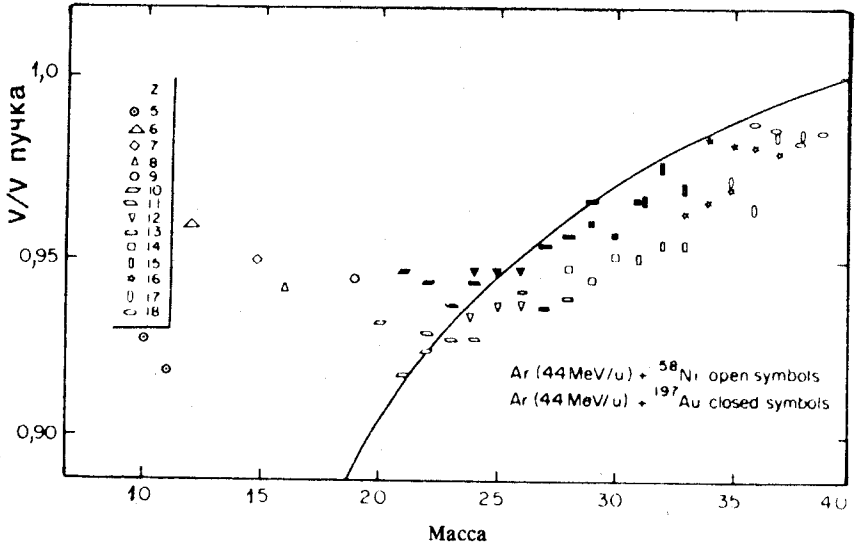


Рис.1. Зависимость отношения наиболее вероятной скорости фрагментов к скорости пучка от массы фрагментов

слияние-деление, фрагментация), идущих с сечением $\sigma < 10^{-26} \text{ см}^2$, необходимо иметь интенсивность пучков $I \geq 10^7 \text{ с}^{-1}$ (см. рис.1), а также детектирующую систему с высокой эффективностью регистрации в телесном угле, близком к 4π .

Таким образом, проблема использования радиоактивных пучков для физических исследований сводится в основном к трем задачам: получение пучков радиоактивных ядер соответствующей интенсивности, ускорение его до необходимой энергии и регистрация продуктов ядерных реакций с радиоактивными ядрами или продуктов их распада.

1. ПОЛУЧЕНИЕ ПУЧКОВ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Используются два основных способа генерации радиоактивных ядер в реакциях с заряженными частицами. Первый способ заключается в использовании пучков тяжелых ионов, ускоренных до энергии более 30 МэВ/А, с последующей бомбардировкой ими мишеней. В этом случае происходит фрагментация бомбардирующих ядер с образованием ядер в

широком диапазоне зарядов и масс, имеющих узкое, направленное вперед угловое распределение и скорости, сравнимые со скоростью первичного пучка. После выделения по Z и A необходимых ядер с помощью магнитных фрагмент-сепараторов можно использовать полученные пучки радиоактивных ядер без их последующего ускорения. Второй способ предполагает ускорение протонов или тяжелых ионов до энергии от 30 МэВ/А до нескольких ГэВ/А с последующей бомбардировкой толстой мишени, поглощающей всю энергию бомбардирующей частицы. В этом случае в результате реакции фрагментации (или spallation) ядер под действием высокоинтенсивных пучков образуются радиоактивные ядра в широком диапазоне Z и A , которые остаются в веществе мишени. Для дальнейшего использования этих ядер их нужно извлечь из мишени и ускорить до необходимой энергии. Это достигается путем применения специальных ионных источников, масс-сепараторов типа ISOL в комплексе с системой транспорта ионов типа «gas jet» и постускорителей.

Преимущества первого способа — в возможности получения пучков короткоживущих ядер со временем жизни до нескольких сотен микросекунд. Однако из-за ограничения толщины мишени ($\sim 500 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$) выход радиоактивных ядер оказывается не таким высоким, как в случае полного поглощения иона в мишени. Для получения относительно интенсивных радиоактивных пучков ядер с $\tau_{1/2} \geq 0,5 \text{ с}$ используется, как правило, второй способ. Ограничение на время жизни таких ядер объясняется временем их диффузии из мишени в специальных источниках.

Недавно предложен также проект получения пучков радиоактивных ядер, источником которых будет являться высокопоточный реактор Института Лауэ — Ланжевена в Гренобле (проект PIAFE) [11]. Облучая поток тепловых нейтронов в активной зоне реактора мишень из ^{235}U , можно получить высокий выход осколков с $A = 80\text{—}100$. Транспортируя затем радиоактивные ядра до источника многозарядных ионов и ускоряя их на циклотроне при полной эффективности всей системы $\sim 10^{-4}$, можно получить пучки радиоактивных ядер в области масс осколков деления до 10^8 с^{-1} .

В последнее время предложен также способ накопления радиоактивных ядер в кольцевых накопителях с электронным охлаждением, использующих в качестве инжектора ускоритель тяжелых ионов с фрагмент-сепаратором. Такие системы имеют светимость $\sim 10^{29} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

Учитывая важность создания ускорительных комплексов радиоактивных пучков и координацию научных исследований на них, комитет NuPECC Европейского физического общества создал рабочую группу под руководством Р.Х.Симсена, которая выработала рекомендации по дальнейшему развитию физики и техники радиоактивных пучков в Европе.

Поэтому в дальнейшем изложении материала автор будет руководствоваться также этими рекомендациями [71].

Интенсивность вторичных пучков может быть представлена простой зависимостью:

$$I_{\text{втор}} = I_{\text{перв}} (N_A/M) \sigma d \epsilon_{\text{вых}} \epsilon_{\text{транспорт}} \epsilon_{\text{ионизац}} \epsilon_{\text{ускор}}, \quad (1)$$

где σ — полное сечение реакции в см^2 , d — толщина мишени в $\text{г}/\text{см}^3$, M — массовое число элемента мишени, N_A — число Авогадро и ϵ — эффективность соответствующих процессов от выхода ядер из мишени ($\epsilon_{\text{вых}}$) до вывода из постускорителя ($\epsilon_{\text{ускор}}$). Поэтому, рассматривая различные методы получения радиоактивных пучков, необходимо проанализировать все эти факторы, которые должны приводить к их максимальной интенсивности.

1.1. Метод фрагментации тяжелых ионов. Продукты реакции фрагментации, вылетающие из мишени, расположенной в фокусе первого разделяющего дипольного магнита, диспергируют в фокальной плоскости этого магнита, где потом с помощью щели можно выделить определенные продукты в соответствии с их магнитной жесткостью:

$$B\rho = k \frac{A}{q} \left[v \left(1 + \frac{v}{2m_u} \right) \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где B [Тл] — магнитное поле спектрометра, ρ [м] — радиус кривизны траектории в дипольном магните, q — ионный заряд продукта, m_u — единица атомной массы (931,5 МэВ), $k = (2m_u/c)^{1/2} = 0,1438$, v — скорость фрагментов.

Вторая часть спектрометра компенсирует дисперсию в первой его части и фокусирует ахроматический пучок в фокальной плоскости спектрометра. Хорошие оптические свойства пучка, как правило, обеспечиваются системой квадруполей и одним или несколькими секступолями, представляющими собой дважды ахроматическую систему. Из выражения (2) ясно, что фрагменты, имеющие одну и ту же скорость (v), разделяются в соответствии с их соотношением A/q . Для высоких энергий, когда фрагменты полностью обдираются и $q = Z$, разделение происходит в соответствии с соотношением A/Z вторичного пучка.

В основе этого метода лежит фрагментация бомбардирующей частицы при взаимодействии ее с мишенью и дальнейшая сепарация и транспортировка выделенных по Z и A продуктов фрагментации.

В связи с этим очень важным параметром при оценке эффективности сепарирующих систем является распределение фрагментов по скоростям и углам. При фрагментации частицы наиболее вероятные скорости обра-

зующихся фрагментов соответствуют скорости частицы. Начиная со значений массы и скорости, соответствующих бомбардирующей частице, скорость падает с уменьшением массы на 90—95%, а затем остается постоянной (рис.1). Такая зависимость определяется энергией связи отдельных нуклидов, вылетающих при фрагментации, которая составляет ~ 8 МэВ. Отношение скоростей между вылетающей частицей с массой A и бомбардирующей частицей можно представить полуэмпирической формулой

$$v_A/v_p = [(E_p A - (A_p - A/8(E_p A_p)))]^{1/2} (A_p/A)^{1/2}, \quad (3)$$

где A_p и v_p — масса и скорость частицы, E_p — ее энергия на нуклон. Распределение скоростей описывается гауссианом [12]:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_f d\Omega} \propto (A_f E_f)^{1/2} \exp \left\{ -A_f \left(\frac{E_f \sin^2 \Theta}{\sigma_{\perp}^2} + \frac{E_f \cos^2 \Theta - 2(E_f \langle E_f \rangle)^{1/2} \cos \Theta + \langle E_f \rangle}{\sigma_{\parallel}^2} \right) \right\}, \quad (4)$$

где σ_{\perp}^2 и σ_{\parallel}^2 — параметры ширины параллельного и перпендикулярного распределения скоростей осколков, Θ — угол регистрации в лаб. системе, $\langle E_f \rangle$ — наиболее вероятная энергия фрагмента, $\alpha(A_f, E_f)$ — параметр, определяющий страглинг частицы и фрагмента при прохождении ими мишени:

$$\alpha(A_f, E_f)_{1/2} = \sqrt{\langle \alpha_{1/2 \text{ strag}}, p^2 \rangle + \langle \alpha_{1/2 \text{ strag}}, f^2 \rangle}.$$

Распределение различных фрагментов по скорости представлено на рис.2.

Здесь же приведены результаты расчета распределения по формуле (4), из которых видно, что имеется неплохое согласие с экспериментом, за исключением низкоэнергетической части, где, очевидно, вклад вносят другие реакции, например, реакции передачи. Однако это не мешает с относительно высокой точностью рассчитывать распределения по скоростям и, соответственно, прохождение фрагментов через магнитные системы.

Эффективность фрагмент-сепараторов в основном определяется их полным телесным углом, а при его фиксированном значении — угловым распределением фрагментов. В настоящее время угловое распределение фрагментов рассчитывается с использованием модели Гольдхабера [13], в которой учитывается перпендикулярное распределение переданных моментов. На рис.3 представлены типичные угловые распределения

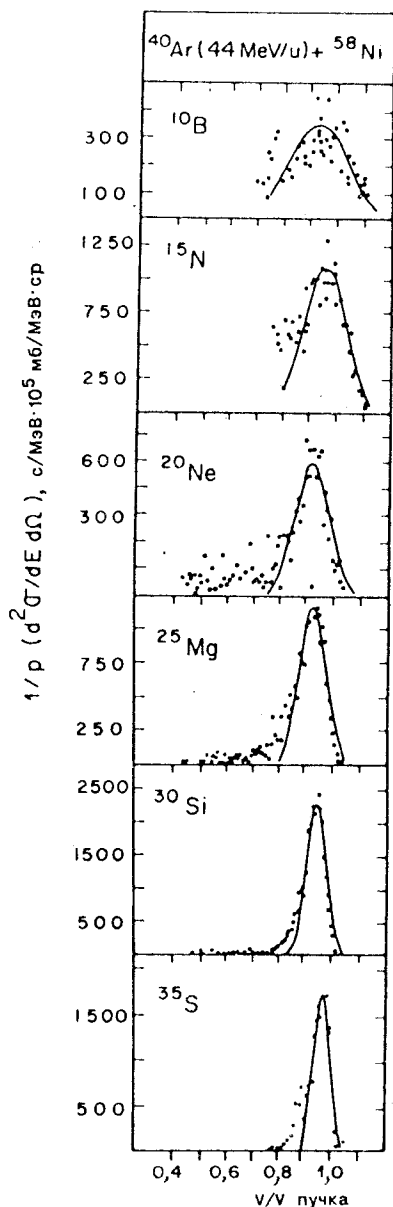


Рис.2. Зависимость инвариантного сечения реакции, измеренного под углом 3° , от отношения скорости фрагментов к скорости пучка

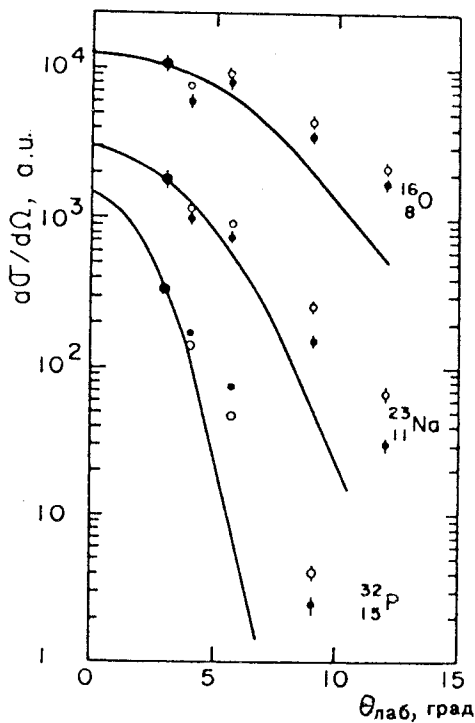


Рис.3. Угловое распределение фрагментов в реакции Ar + Ni (светлые точки) и Ar + Au (темные точки)

различных ядер и проведены расчетные кривые по модели фрагментации. Видно, что при углах $\Theta_{lab} \geq 5^\circ$ экспериментальные сечения лежат выше расчетных. В работе [14] это объясняется вкладом реакций передачи. Максимум углового распределения, как правило, находится в районе угла «grazing». Это наглядно иллюстрируется экспериментальными данными, приведенными на рис.4. Как следует из полученных экспериментальных данных, основной вклад в сечение да-

ют продукты, вылетающие под углом $\Theta \leq 5^\circ$. Кроме того, угловые распределения фрагментов сильно зависят от их скорости (см.рис.5). Точного описания угловых распределений фрагментов до настоящего времени не существует. Выбор аксептанса фрагмент-сепаратора осуществляется, в основном, исходя из экспериментальных данных.

Полученные таким образом в реакции фрагментации продукты имеют широкое распределение по массе и заряду. Для того чтобы получить пучок радиоактивных ядер с данными Z и A , используются различные методы селекции продуктов. Рассмотрим эти методы на примере ставшего уже классическим фрагмент-сепаратора LISE, работающего в Национальном центре GANIL (Кан, Франция) [15]. Его схема представлена на рис.6.

В спектрометре используются три метода селекции продуктов:

- магнитная селекция на первом диполе,
- селекция по разности потерь энергии в специальном поглотителе в сочетании со вторым диполем,
- электростатическая селекция с использованием селектора скоростей Вина.

Продукты фрагментации бомбардирующей частицы анализируются в магнитном поле первого диполя, имеющего магнитную жесткость $B\rho$, которые выбираются из условия прохождения нужных продуктов через промежуточную щель $F1$. При этом скорости и массы продуктов определяются условием равновесия центробежных и магнитных сил:

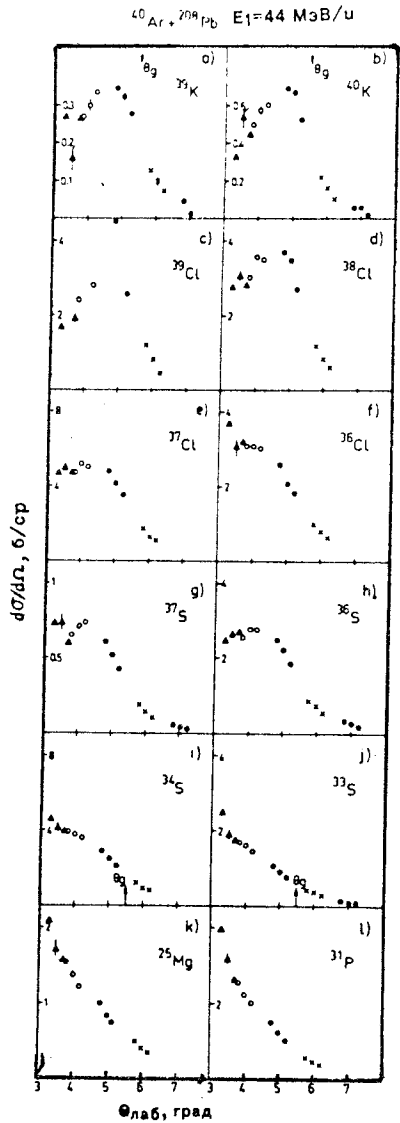


Рис. 4. Угловое распределение фрагментов, близких по массе к бомбардирующей частице, испускаемых в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar}$ (44 МэВ/нуклон) [12]

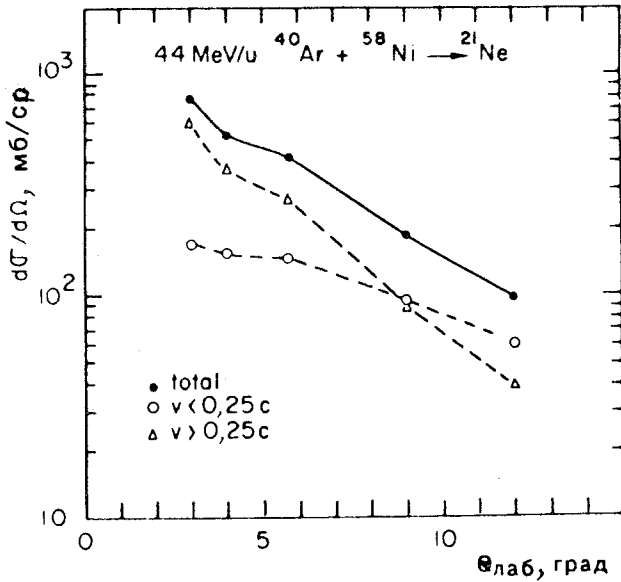


Рис.5. Зависимость угловых распределений фрагментов от их скорости

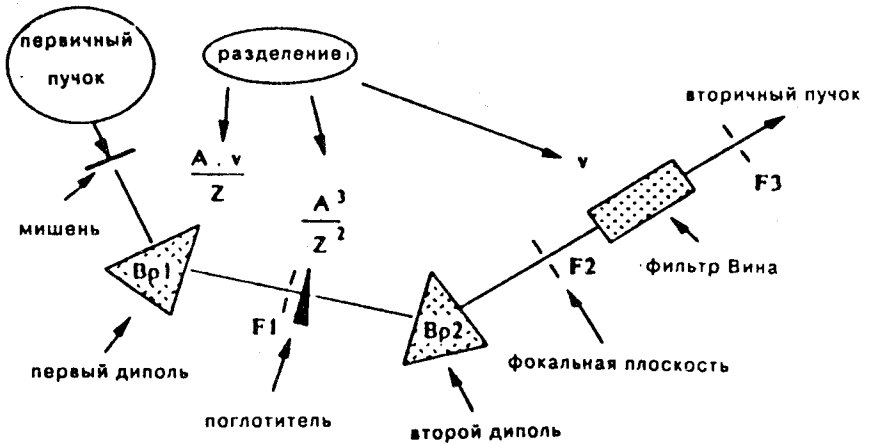


Рис.6. Схематическое изображение фрагмент-сепаратора с тремя методами разделения (магнитным, методом потерь энергии и электростатическим)

$$\frac{mv^2}{\rho} = QvB.$$

Это уравнение в релятивистском случае приобретает вид

$$(B\rho)_f = \left(\frac{3,105 \cdot A \beta \gamma}{Q} \right)_f, \quad \begin{cases} \gamma_f = \frac{E_f}{931,5} + 1 \\ \beta_f = \sqrt{1 - 1/\gamma_f^2} \end{cases}, \quad (5)$$

ρ — радиус кривизны магнита. Для спектрометра LISE $\rho = 2,003$ м. Средняя энергия фрагментов, образующихся из бомбардирующей частицы с энергией $E_p 1$, определяется путем расчета потерь энергии в мишени толщиной d :

$$E_f = E_p 1 - 1/2(\Delta E_p(E_p 1, d/2) + \Delta E_f(E_p 1 - \Delta E_p(E_p 1, d/2), d/2)). \quad (6)$$

Значение $\Delta E(x, y)$ определяется потерей энергии ядра с начальной энергией x в мишени толщиной y . Выбор оптимального значения жесткости магнитного поля $B\rho$ определяется средней энергией E_f .

Выбор необходимой толщины мишени осуществляется путем оптимизации двух противоположных условий — максимального выхода продуктов и их максимального прохождения через спектрометр, имеющий ограниченный аксептанс. Изменение энергии за счет потерь в мишени по отношению к выбранной энергии фрагментов $E_{f \text{ выбр}}$ определяется соотношением: $\Delta E/E_{f \text{ выбр}} = 2\Delta P/P_{f \text{ выбр}} = 2\Delta B/B_{f \text{ выбр}}$. Таким образом, для рассматриваемого нами спектрометра LISE, у которого размер щели составляет $F1 = \pm 45$ мм и дисперсия в первом магните $D = 17,1$ мм%, максимальный разброс прохождения фрагментов будет $\Delta P/P = \pm 2,63\%$. Дисперсия по энергии продуктов (страглинг) в основном определяется толщиной мишени и также влияет на коэффициент прохождения фрагментов через первый диполь.

Второй диполь анализирует диспергированные первым магнитом фрагменты в точке $F2$ (см. рис. 7). Рассматриваемый спектрометр является двойным ахроматом по углу и позиции, поэтому положение пучка в точке фокального изображения $F2$ не зависит от угла и позиции входного пучка. В спектрометрах подобного типа используется измерение траектории частиц по времени пролета, поскольку все частицы проходят одно и то же расстояние.

Для дополнительной очистки продуктов реакции вводят также между двумя диполями специальный поглотитель. Тогда второй диполь ($B\rho_2$)

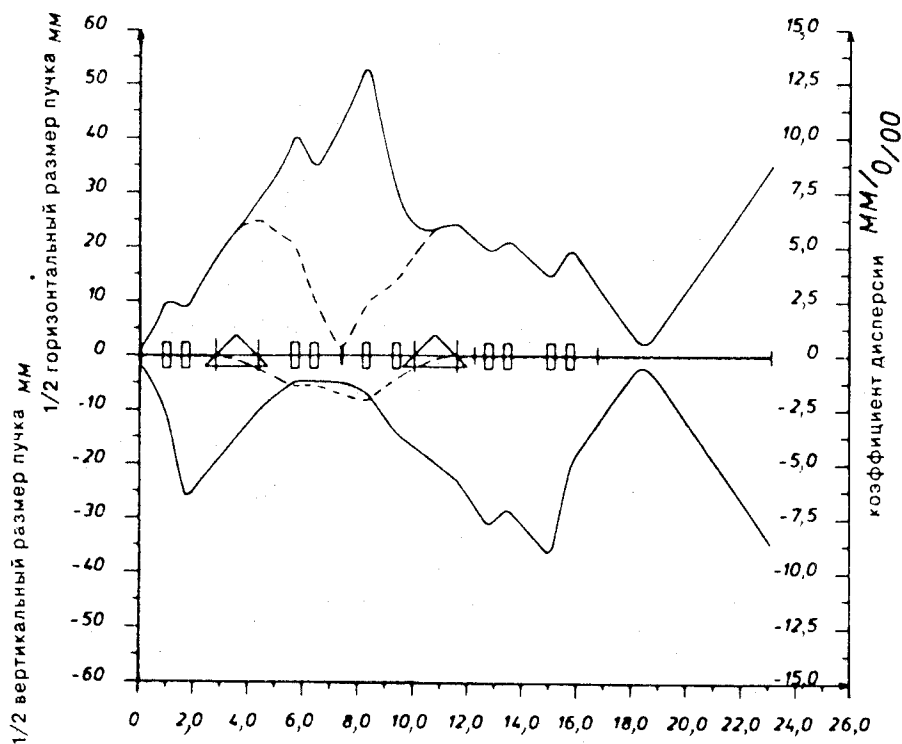


Рис. 7. Дисперсия пучка в горизонтальной и вертикальной плоскости фрагмент-сепаратора. Размеры по оси абсцисс в метрах

будет анализировать продукты в зависимости от их потерь энергии в поглотителе:

$$(B\rho_2)_f = \left(\frac{3,105 \cdot A \beta_2 \gamma_2}{Q} \right)_f, \quad (7)$$

где $E_{f2} = E_{f1} - \Delta E(E_{f1}, \langle d_{\text{погл}} \rangle)$, где $\langle d_{\text{погл}} \rangle$ — средняя толщина поглотителя.

Чтобы сохранить ахроматизацию, поглотитель должен иметь форму, удовлетворяющую следующему условию: отношение энергий двух одинаковых фрагментов (с одним A и Z) до и после поглотителя должно быть идентичным:

$$\frac{E_{f2}}{E_{f1}} = \frac{E'_{f2}}{E'_{f1}} = \delta. \quad (8)$$

Зная дисперсию D спектрометра, можно определить положение фрагментов (P_f):

$$(P_f 2) = P_f 1 \left(1 + \frac{x}{D} \right),$$

отсюда

$$\frac{(P_f 1)^2}{(P_f 2)^2} = (1 + x/D)^2 = \frac{E_f 2}{E_f 1} = \delta; \quad (9)$$

используя приближение Бете для потерь энергии $\left(\frac{dE}{dx} \sim \frac{AZ^2}{E} \right)$, можно записать:

$$E_f 1 - E_f 1 = (dE/dx)_{\text{погл}} \sim \frac{AZ^2 d_{\text{погл}}}{E_f 1}, \quad (10)$$

а также

$$E_f' 2 - E_f 2 = (dE/dx)_{\text{погл}'} \sim \frac{AZ^2 d'_{\text{погл}}}{E_f 2} = \frac{Z^2 d'_{\text{погл}}}{(\delta E_f 1)}, \quad (11)$$

принимая во внимание, что $E_f' 2 - E_f 2 = \delta(E_f' 1 - E_f 1)$, получаем

$$\frac{(E_f' 2 - E_f 2)}{(E_f' 1 - E_f 1)} = \delta = \frac{AZ^2 d'_{\text{погл}} E_f 1}{\delta AZ^2 d_{\text{погл}} E_f 1}, \quad (12)$$

$$\delta^2 = \frac{d'_{\text{погл}}}{d_{\text{погл}}} = (1 + x/D)^4. \quad (13)$$

Таким образом, толщина поглотителя, изменяемая по горизонтальной позиции x , описывается вышеприведенным выражением. Поглотитель, обеспечивая различные потери энергии для одних и тех же фрагментов ($A_f Z_f$), позволяет эффективно проводить их селекцию. Можно довольно просто показать, что значение энергии на выходе первого диполя,

определяемое выражением $B\rho \sim \frac{A_f v_f}{Z_f}$, дает для скорости $v_f \approx \frac{Z_f}{A_f}$ или для

энергии $E_f \approx \frac{Z_f^2}{A_f}$. Эти фрагменты теряют в поглотителе энергию:

$$\frac{dE_f}{dx} \sim \frac{A_f Z_f^2}{E_f} \quad \text{или} \quad \frac{dE_f}{E_f} \sim \frac{A_f Z_f^2 d_{\text{погл}}}{E_f^2} \sim \frac{A^3 d_{\text{погл}}}{Z^2}.$$

Получаем, что относительная потеря энергии фрагментами дается выражением [15]:

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{A^3 d_{\text{погл}}}{Z^2}, \quad (14)$$

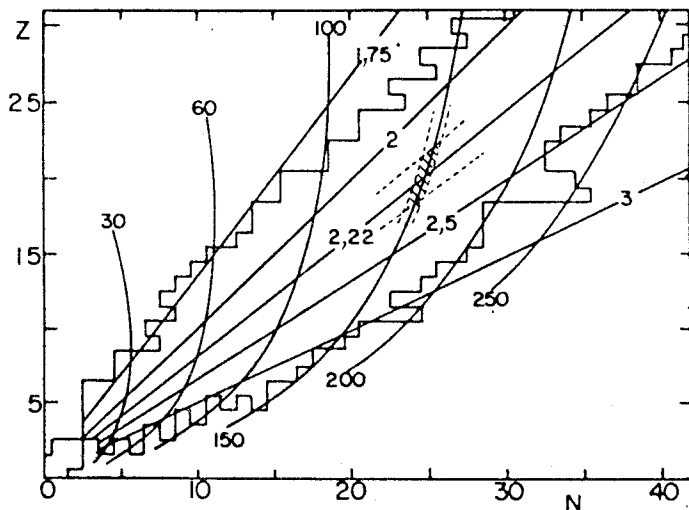


Рис.8. Схематическое представление эффекта разделения изотопов диполями при разных значениях $B\rho$ (прямые линии) и поглотителями разной толщины (кривые A^3/Z^2) в плоскости N, Z

и изменение магнитного поля $\frac{dB}{B} = 1/2 \frac{dE}{E}$ позволяет выбирать ядра с одним значением $\frac{A^3}{Z^2}$. Рисунок 8 иллюстрирует возможность использования поглотителя между двумя диполями для выбора определенной области ядер и, соответственно, дополнительной очистки от других продуктов реакции.

И, наконец, для дополнительной очистки от фрагментов пучка используют после второго диполя электростатический фильтр Вина. Электростатический фильтр имеет электрическое и возрастающее магнитное поле, которое действует на ядра (A, Z) с соответствующей силой $F_E = QE$ и $F_M = QvB$.

В случае равенства этих сил ядра со скоростью $v_0 = \frac{E}{B}$ не отклоняются и попадают в щель (F3) на выходе фильтра. Размер изображения пучка фрагментов на выходе фильтра дается выражением:

$$\sigma_x = \sqrt{F_0^2 (\Delta v/v_0)^2 D_{\text{фильтр}}^2}, \quad (15)$$

где F_0 — размер изображения пучка на мишени и $D_{\text{фильтр}}$ — дисперсия скоростей, определяемая полуэмпирическим выражением

$$D_{\text{фильтр}} = \frac{9,1 \cdot 10^{-4} V l_E^2}{B \rho \beta_0}, \quad (16)$$

где V — потенциал фильтра в кВ для фрагментов $\beta \approx 0,3$ и l_E — длина фильтра в метрах. Для спектрометра LISE $D_{\text{фильтр}} = 2$ мм/%. Это означает, что два ядра с $\frac{\Delta v}{v} = 5\%$ будут разделены по оси u на 10 мм.

В табл. 1а представлены возможности различных ускорительных комплексов для получения радиоактивных пучков методом фрагментации. На рис. 9 схематически представлены интенсивности радиоактивных пучков на фрагмент-сепараторе RIPS (RIKEN, Япония).

1.2. ISOL-метод получения радиоактивных пучков. Как уже отмечалось в начале раздела, этот метод использует максимально возможные толщины мишеней, которые, как правило, располагаются в ионном источнике масс-сепаратора, и дальнейшее ускорение выделяемых масс-сепаратором и транспортируемых в постускоритель продуктов ядерных реакций (см. рис. 10). В связи с этим ISOL-метод, в принципе, превосходит метод фрагментации тяжелых ионов по интенсивности радиоактивного пучка, а также энергетическому разрешению (табл. 1б), которое определяется разрешением постускорителя (например, тандемом, ускорителем Ван де Граафа). В этом случае можно варьировать энергию радиоактивного пучка от нескольких десятков кэВ (после ионного источника) до нескольких десятков МэВ (после постускорителя).

Особые требования в этом методе получения радиоактивных пучков предъявляются к мишеням и ионным источникам. Толщина мишени (d) должна быть достаточно большой, и она должна принимать высокую интенсивность начального пучка. В то же время толщина мишени должна быть такой, чтобы обеспечить довольно быструю диффузию из нее определенных элементов. В табл. 2 представлены данные об оптимальных толщинах мишеней и максимальных интенсивностях пучков различных частиц, используемых для получения радиоактивных ядер ISOL-методом.

Тепловые нейтроны, используемые для получения радиоактивных пучков в проекте RIAFE (Гренобль, Франция), будут иметь интенсивность несколько единиц на 10^{14} нейтр./см²·с при толщине мишени ~ 1 г/см². Протоны с энергией 30 МэВ, используемые в проекте ARENAS (Лувен-ля-Нев, Бельгия), несмотря на короткий пробег, имеют среднюю интенсивность ~ 500 мкА. При этом выделяемая мощность на мишени превышает 10 кВт. Для протонов с энергией 1 МэВ в мишени из ^{238}U вы-

Таблица 1а. Ускорительные комплексы, используемые для получения радиоактивных пучков фрагментацию тяжелых ионов

Наименование комплекса	Ускоритель для начального пучка	A	E, МэВ/А	I, с ⁻¹	Состояние комплекса
B1/B42/B44 ионный канал LBL, Беркли, США	Bevalac, 8—2100 МэВ/А, $\leq 10^9$ част./с	≤ 50	≤ 800	$\leq 10^8$	Функционирует
LISE-3, GANIL, Кан, Франция	Тандем из двух циклотронов К-320, 25±100 МэВ/А, $\leq 10^{12}$ част./с	≤ 136	≤ 80	$\leq 10^9$	Функционирует, предполагается повышение начальной интенсивности и увеличение эффективности фрагмента-сепаратора
RIPS, RIKEN, Вако, Япония	Циклотрон К-540, 30±135 МэВ/А, $\leq 10^{11}$ част./с	≤ 136	≤ 110	$\leq 10^8$	Функционирует
A1200, MSU, Ист-Лансинг, США	Сверхпроводящий циклотрон, К-1200 30±180 МэВ/А, $\leq 10^{11}$ част./с	30±180 МэВ/А, $\leq 10^{11}$ част./с	≤ 136	≤ 150	$\leq 10^8$
FRS/ESR GSI, Дармштадт, ФРГ	Синхротрон SIS18, 10±200 МэВ/А, $\leq 10^8$ част./с ($\leq 10^{11}$ част./с)	≤ 238	≤ 1000	$\leq 10^5$ ($\leq 10^8$)	Функционирует, планируется увеличение интенсивности в 1995 г.
Ускорительный комплекс тяжелых ионов, фрагмент-сепаратор КОМБАС, ОИЯИ, Дубна, Россия	Тандем циклотронов У-400—У-400М, 10±100 МэВ/А, $\leq 10^{12}$ част./с	≤ 136	≤ 80	$\leq 10^9$	Будет завершен в 1995—1996 г.

Таблица 16. Ускорительные комплексы в сочетании с системами типа ISOL для получения радиоактивных пучков

Наименование комплекса	Ускоритель для начального пучка	Ускоритель вторичных р/а ядер	A	E, МэВ/А	I, с ⁻¹	Состояние комплекса
RIB, Лувен-ля-Нев, Бельгия	Циклотрон К-30, ≤ 30 МэВ Н ⁺ , ≤ 500 мкА	Циклотрон К-110, SYCLONE	≤ 20	≤ 1,5	$\leq {}^{13}\text{N} : 5 \cdot 10^8$ $\leq {}^{19}\text{Ne} : 2 \cdot 10^8$	Функционирует
ARENAS, Бельгия	Циклотрон К-30, ≤ 30 МэВ Н ⁺ , ≤ 500 мкА	Новый циклотрон	≤ 30	≤ 1,5	≤ 10 ⁹	Проект
ORIB, ORNL, Ок-Ридж, США	Циклотрон К-105 ORIC, ≤ 75 МэВ Н ⁺ , ≤ 52 МэВ ² Н ⁺ , ^{3,4} He, ^{6,7} Li, ¹⁰ B, ¹¹ B ≤ 70 мкА	25 МВ тандем	≤ 80	≤ 13	≤ 10 ¹¹	То же
ISAC TRIUMF, Ванкувер, Канада	Циклотрон TRIUMF, 500 МэВ Н ⁺ , ≤ 10 мкА	RFQ + LINAC	≤ 60	≤ 1,5	≤ 10 ⁹ — 10 ¹²	*
E ARENA, Токио, Япония	LINAC, 1 ГэВ Н ⁺ , ≤ 10 мкА	RFQ + LINAC	≤ 120	≤ 6,5	≤ 10 ⁹ — 10 ¹²	*
PRIMA/ISOLDE, CERN, Женева, Швейцария	PS-бустер, 1 ГэВ Н ⁺ , ≤ 9 мкА	RFQ + LINAC	≤ 27	≤ 1,2	≤ 10 ⁹ — 10 ¹²	Создается
Московская мезонная фабрика, Троицк, Россия	LINAC, 800 МэВ Н ⁺ , ≤ 1000 мкА	RFQ + LINAC	≤ 150	≤ 6,5	≤ 10 ⁹ — 10 ¹²	Проект
LSI, Лос-Аламос, США	500±1000 МэВ, ускоритель легких ионов, ≤ 100—200 мкА	RFQ + LINAC	≤ 240	≤ 10	≤ 10 ⁹ — 10 ¹²	То же

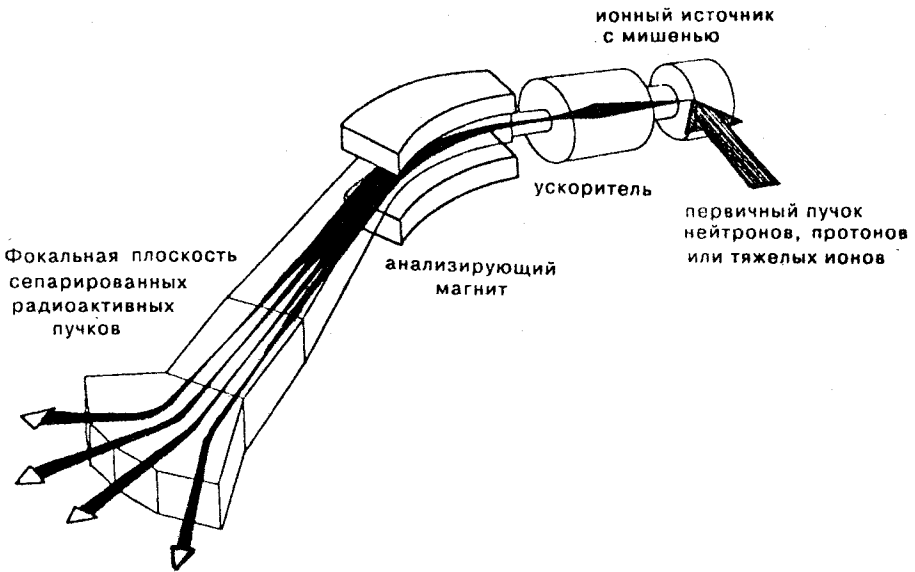


Рис. 10. Один из вариантов ISOL-системы

деляется мощность около 5 кВт (при интенсивности 3 мкА). В проекте ISOLDE (ЦЕРН) предполагается использовать протяженную на 40 см мишень, которая в перспективе сможет выдержать 30-кратное увеличение интенсивности начального пучка протонов (до 100 мкА). Тяжелые ионы имеют самые большие потери энергии и, соответственно, плотности выделяемой мощности. Поэтому здесь используются специальные материалы для мишени, как правило, многослойные и расположенные внутри источника, как это предполагается в проекте, разрабатываемом в GANIL (Франция).

Следующая важная проблема состоит в том, чтобы передать с минимальными потерями образующиеся в мишени ядра в ионный источник. Эффективность такой системы является важным параметром и определяет коэффициенты $\epsilon_{\text{вых}}$ и $\epsilon_{\text{транспорт}}$ в выражении (1). Коэффициент $\epsilon_{\text{вых}}$ зависит от материала мишени, свойств процессов диффузии и десорбции из этого материала. Обычно материалы подбирают так, что $\epsilon_{\text{вых}}$ составляет от 90% до 100% [71]. Высокий коэффициент транспортировки ($\epsilon_{\text{транспорт}}$) достигается выбором близкого по химическим и температурным свойствам вещества мишенного контейнера, транспортной трубки и ионного источника, потери в которых также определяются адсорбцией и

Таблица 2. Характеристики пучков частиц, используемых для получения радиоактивных ядер ISOL-методом

Частица	Энергия, МэВ	Потери энергии dE/dx , МэВ/г·см ²	Толщина мишени, г/см ² , элемент	Мощность, выделяемая пучком с интенсивностью $6 \cdot 10^{12}$ част./с (1 мкА), Вт	Плотность мощности, Вт/см ³	Макс. достигаемая интенсивность пучка, част./с
Нейтроны	тепловые	160/деление	1, ²³⁵ U	160	32	$5 \cdot 10^{14}$
Протоны	1000	1,2	110, ²³⁸ U	420	7	$6 \cdot 10^{14}$
Протоны	30	16,7	0,9, ¹² C	30	75	$3 \cdot 10^{15}$
¹² C	1152	200	4, ¹²⁰ Sn	800	1200	$6 \cdot 10^{13}$
³⁶ Ar	3456	2351	0,9, ¹² C	2100	5250	$6 \cdot 10^{13}$

диффузией. Кроме того, эти элементы должны выдержать высокую температуру.

Исключительно важное значение для получения радиоактивных пучков имеет выбор той или иной реакции, имеющей наибольшее значение сечения образования продуктов. Для реакции с протонами используются три процесса — столкновение (spallation), деление и фрагментация. Преимущество той или иной реакции для получения изотопов в разных областях масс было проанализировано Рудстамом [16]. Впоследствии с этими реакциями стали конкурировать реакции с использованием высокоэнергетических (вплоть до релятивистских энергий) легких ионов [17]. И, наконец, для областей A , соответствующих максимумам массовых распределений осколков деления, весьма эффективными оказались реакции деления ²³⁵U тепловыми нейтронами. Низкоэнергетические ($E < 100$ МэВ) протоны, приводящие к реакциям типа (p, n) , $(p, 2p)$ и (p, α) , дают высокий выход продуктов вблизи линии стабильности. Но только при энергии протонов $E > 100$ МэВ протекают реакции скалывания и фрагментации ядер мишени, приводящие к образованию продуктов реакций в широком диапазоне Z и A . Интересно, что сечения образования этих продуктов в диапазоне энергий протонов от 200 МэВ до 1 ГэВ практически не увеличиваются для масс продуктов в районе фрагментации или деления ядер мишени (см. рис.11).

Однако для реакций глубокого скалывания эта зависимость выглядит несколько иначе (см. рис.12). Увеличение энергии протонов приводит к значительному увеличению сечения ядер, удаленных от стабильности.

Для реакций скалывания, приводящих к ядрам вблизи линии стабильности, максимальное сечение расположено вблизи энергии прото-

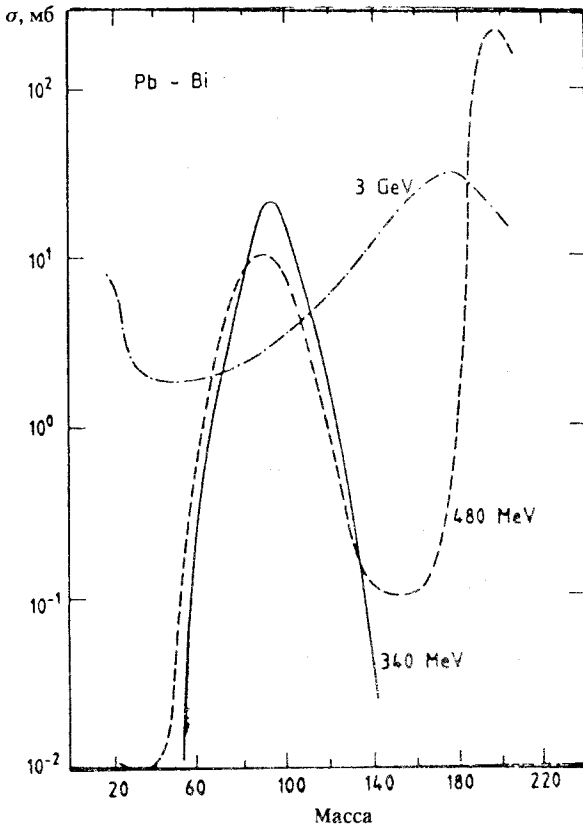


Рис.11. Массовое распределение продуктов реакции, образующихся при бомбардировке Pb и Bi протонами различной энергии

нов ≈ 900 МэВ. С дальнейшим увеличением энергии протонов открывается канал фрагментации мишени, приводящий к образованию нейтроноизбыточных ядер (см. рис.13). С появлением интенсивных пучков тяжелых ионов с энергией вблизи 30 МэВ/А они оказываются весьма перспективными для получения ядер, удаленных от линии стабильности. Сравнение возможностей реакций с ионами ^3He и ^{12}C и реакций скалывания и фрагментации на протонах показало увеличение выхода изотопов, удаленных от линии стабильности, в реакциях с тяжелыми ионами по крайней мере в 50 раз. Однако ядра с массой $A \approx 88\div 98$ имеют наиболь-

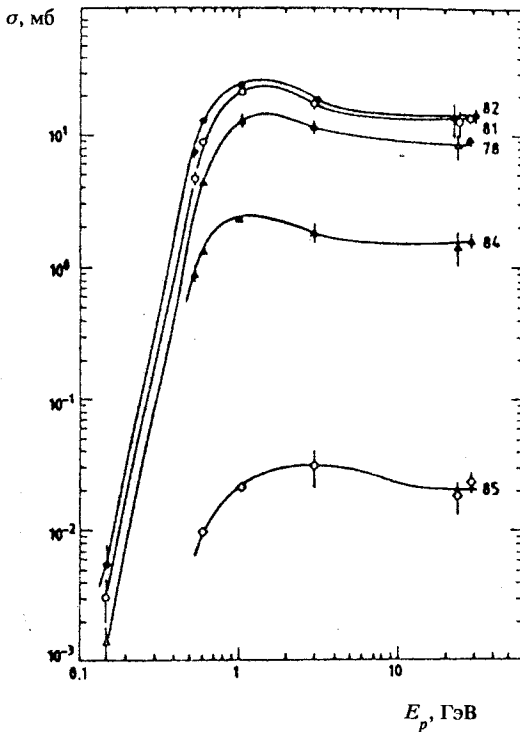


Рис.12. Функция возбуждения изотопов криптона, образующихся в реакциях скалывания на мишени из серебра ($\Delta Z = 11$)

шее сечение в реакциях деления ^{235}U тепловыми нейтронами. На рис.14 представлены изотопные распределения Rb, образованного в реакциях с протонами ($E_p = 40, 156$ МэВ, 1 ГэВ) и ионами ^{12}C (77 МэВ/А), и в качестве осколков деления. Видно преимущество реакций с тяжелыми ионами для масс $A \approx 80\div 88$ и реакций деления нейтронами для масс $A \approx 88\div 98$. Большой интерес для будущего может представлять реакция фрагментации тяжелого иона для получения сильно нейтроноизбыточных или нейтронодефицитных изотопов (проект SPIRAL). Таким образом, планируя эксперименты на радиоактивных пучках, необходимо оценивать их выход в тех или иных реакциях, которые в основном определяют интенсивности вторичных пучков (см. (1)).

1.3. Установки, использующие ISOL-метод для получения радиоактивных пучков. В настоящее время практически во всех ведущих ядер-

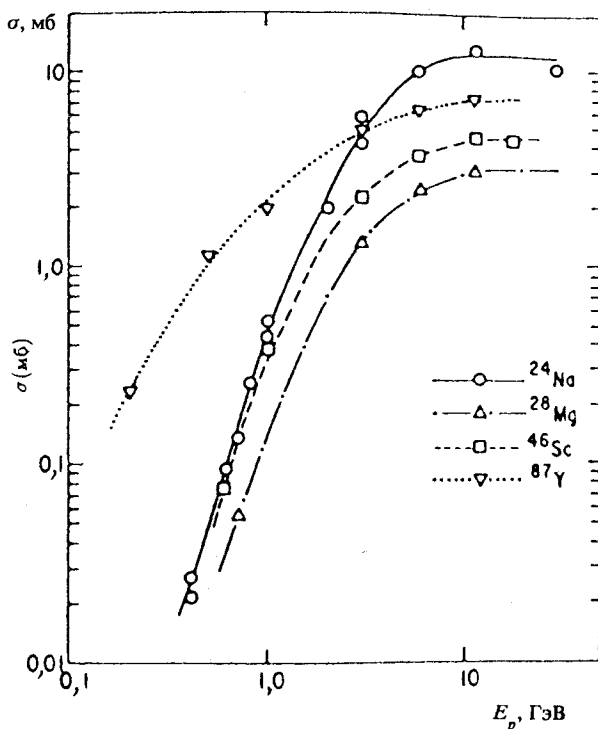


Рис.13. Функция возбуждения для различных изотопов, образованных в реакциях фрагментации золота

но-физических центрах мира создаются комплексы для получения пучков радиоактивных ядер. В первую очередь, к таким проектам, использующим ISOL-метод, относятся ARENAS-3 (Лувен-ля-Нев, Бельгия), EХСУТ (Катанья, Италия), CERN-ISOLDE (Швейцария), SPIRAL (Кан, Франция), PIAFE (Гренобль, Франция) — в Европе, а также проекты в Ок-Ридже (США) и Ванкувере (Канада).

В табл.3 приведены параметры комплексов для получения пучков радиоактивных ядер ISOL-методом. Ниже представлено краткое описание и основные характеристики наиболее перспективных, на наш взгляд, установок для получения радиоактивных пучков ISOL-методом.

ARENAS — является действующим комплексом для получения радиоактивных пучков в Лувен-ля-Нев (Бельгия) [19]. Метод основан на использовании двух циклотронов для получения и ускорения радиоактивных ядер (см. рис.15). Первый циклотрон CYCLONE-30 ускоряет

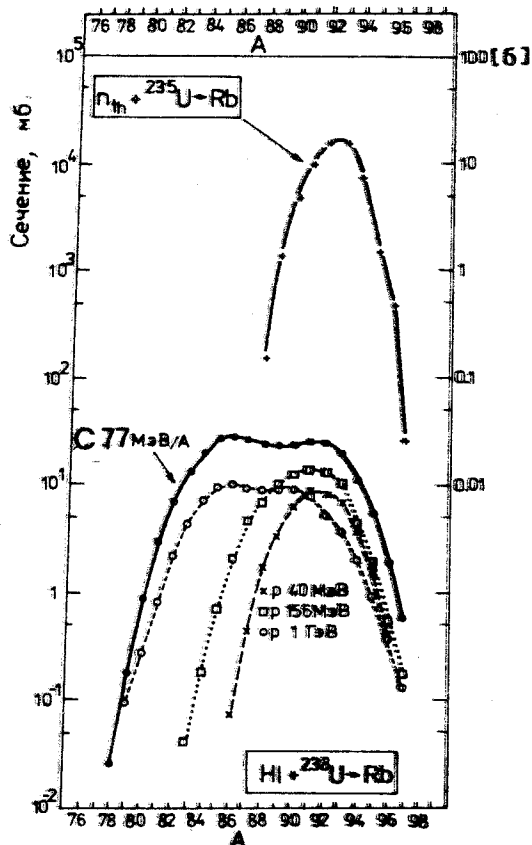


Рис.14. Сечение образования изотопов рубидия в различных реакциях

протоны до энергии 30 МэВ и интенсивности $I \leq 500$ мкА. Для дальнейшего ускорения радиоактивных ядер используется циклотрон с варьируемой энергией ($K = 110$ МэВ). Максимальная энергия ядер, ускоряемых на этом циклотроне, составляет $E_{\max} \leq 110q^2/A$ (q — заряд иона и A — его атомный номер). Образующиеся продукты реакций (в настоящее время в основном используются (p, n) , $(p, 2n)$, (p, pn) и (p, α) -реакции) ионизируются в ECR-источнике до заряда от 1^+ до 4^+ и затем ускоряются во втором циклотроне до энергий $0,56+27$ МэВ/нуклон (минимальное $A/q = 13$ и максимальное $A/q = 2$). Коэффициент трансмиссии от

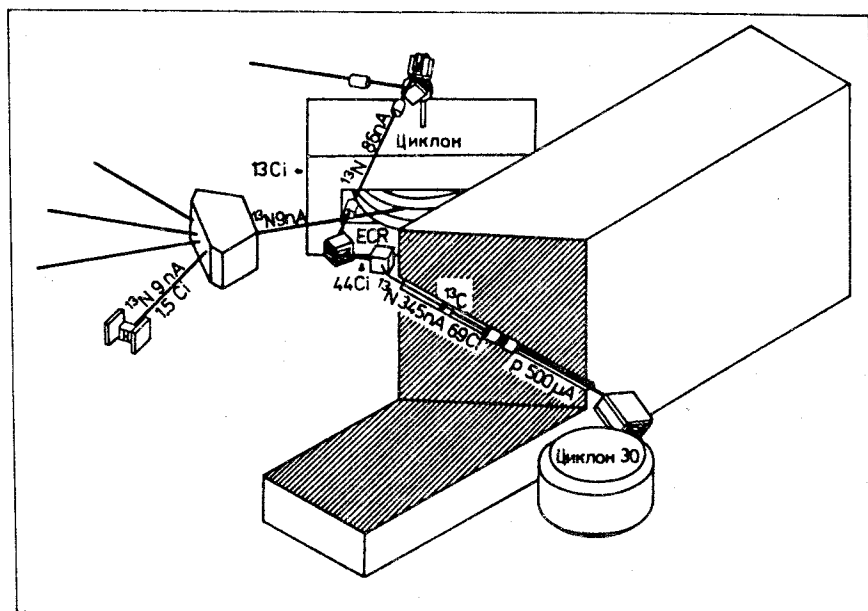


Рис.15. Схематическое представление установки ARENAS. Приведены интенсивности радиоактивного пучка ^{13}N в реакции $(^{13}\text{C}, p)$ [11]

мишени к ионному источнику в данной установке является важным фактором, определяющим максимальную интенсивность пучков радиоактивных ядер, и составляет $I_{\text{мишень}}/I_{\text{источник}} = 0,03 \pm 0,08$. На комплексе ARENAS в настоящее время ведутся исследования с ограниченным числом радиоактивных ядер (^{13}N , ^{19}Ne , ^{11}C). Однако подготавливаемый к реализации в 1997 г. проект ARENAS-3, включающий новый постускоритель с $K = 33$, позволит существенно расширить диапазон радиоактивных ядер и проводить исследования с нейтронодефицитными ядрами с $A \leq 40$, интенсивность которых будет составлять до $10^8 - 10^9$ част./с.

CERN-ISOLDE — является on-line сепаратором синхроциклотрона CERN с энергией протонов 600 МэВ. Эта установка работает с 1967 г. до настоящего времени и отличается высокой интенсивностью пучков радиоактивных ядер в диапазоне $Z = 1-91$ при высоком массовом разрешении (~ 30000). Характеристики вторичных пучков ISOLDE представлены в табл.3. Видно, что некоторые ядра на этой установке можно получать с интенсивностью $10^7 - 10^8$ част./с. Проект получения пучков ускоренных радиоактивных ядер в CERN включает в качестве генератора

Таблица 3. Сравнение выходов радиоактивных ядер после мишеней с использованием пучка протонов на установке ISOLDE в ЦЕРН и с использованием тяжелых ионов на ускорительном комплексе GANIL (Франция)

	CERN — ISOLDE				GANIL				
	Реакция	Толщина мишени, г/см ²	Выход ядер (1с/10 мкА)	T _{1/2}	Реакция	Толщина мишени, г/см ²	σ, мб	Козфф. увеличения	Выход ядер (1с/10 мкА)
⁸ He	Th + p	56	8 · 10 ⁹	119 мс	¹¹ B + ¹² C	2,5	10	10	6 · 10 ¹⁰
⁸ Li	Ta + p	122	4 · 10 ¹⁰	842 мс	¹⁰ B + ¹² C	3,5	25	4	2,5 · 10 ¹¹
⁹ Li	Ta + p	122	1,5 · 10 ¹⁰	173 мс	¹¹ B + ¹² C	2,5	8	4	6 · 10 ¹⁰
¹¹ Li	Ta + p	122		8,7 мс	¹⁸ O + ¹² C	1,3	0,01	1,5	4 · 10 ⁷
⁷ Be	C + p	30		53 сут	⁹ B + ¹² C	4	23	4	2,9 · 10 ¹¹
¹¹ Be	Ta + p	122	1,5 · 10 ¹⁰	13,8 с	¹⁰ B + ¹² C	3,5	19	4	2 · 10 ¹¹
¹⁴ Be				4 мс	¹³ C + ¹² C	2	5	2	3 · 10 ¹¹
⁹ C				127 мс	¹⁸ O + ¹² C	1,3	0,0025	1,5	1 · 10 ⁷
¹⁶ C	¹⁸ O + p	6	1,3 · 10 ¹⁰	750 мс	¹² C + ¹² C	2,5	2 · 0,3	3	4,7 · 10 ⁹
¹⁸ C					¹⁸ O + ¹² C	1,3	0,5	4	2 · 10 ⁹
¹³ N	¹⁶ O + p	2	5 · 10 ¹⁰	10 мин	²² Ne + ¹² C	1,1	10 ⁻²	4	3 · 10 ⁷
¹⁴ O	¹⁴ N + p	10		70,5 с	¹⁴ N + B	2,2	50	2	3 · 10 ¹¹
¹⁹ Ne	²⁴ Mg + p	3	3,6 · 10 ¹⁰	17,2 с	¹⁶ O + ¹² C	1,9	2	4	1,3 · 10 ¹⁰
					²⁰ Ne + ¹² C	1,4	50	2	2,2 · 10 ¹¹

CERN — ISOLDE				GANIL				
Реакция	Толщина мишени, г/см ²	Выход ядер (1с/10 мкА)	T _{1/2}	Реакция	Толщина мишени, г/см ²	σ, мб	Коефф. увеличения	Выход ядер (1с/10 мкА)
²¹ Ne	40	9 · 10 ¹⁰	22,5 с	²³ Na + ¹² C	1,2	30	4	1 · 10 ¹¹
²⁹ Ne	13	4 · 10 ⁶	43 с	¹² C + U	4,0	10 ⁻²	1,5	6 · 10 ⁶
⁴⁶ K	13	9 · 10 ⁷	1,8 мин	⁴⁰ Ar + ¹² C	9	5 · 10 ⁻² 3	2	1,4 · 10 ⁷
⁷² Zn	134	1,6 · 10 ⁷ (b)	46 ч	¹² C + U	4,0	5	1,5	3 · 10 ⁸
⁸⁰ Rb	50	1,9 · 10 ¹¹	30 с	¹² C + ⁴⁸ CaO	4	20	4	3 · 10 ¹⁰
⁸³ Rb	50	1,5 · 10 ¹¹	86,2 сут	¹² C + Au	4,9	20	2	2 · 10 ¹⁰
⁹⁷ Rb	13	1,2 · 10 ⁸	170 мс	¹² C + U	4,0	0,7	1,5	4 · 10 ⁸
¹¹⁹ Cs	122	1,3 · 10 ⁴ (c)	44 с	¹² C + ⁸³ Nb	3,5	1,8	3	2,5 · 10 ⁹
¹³⁰ Cs	150	1,4 · 10 ⁹	29,9 мин	¹² C + U	4,0	12	1,5	7,6 · 10 ⁹
	13	5 · 10 ¹⁰		¹² C + Nb	3,5	15	2	2 · 10 ¹⁰
	13	1,6 · 10 ¹⁰ (d)		¹² C + U	4,0	0,6	1,5	3,8 · 10 ⁸
	13	2 · 10 ⁸		¹² C + Ta	4,5	0,04	1,5	4 · 10 ⁷
	13			¹² C + La	4,4	1,6	10	1,5 · 10 ⁹
	13			¹² C + U	4	12	1,5	9 · 10 ⁹
	13		59 с	¹² C + U	4	0,3	1,5	2 · 10 ⁸

пучков радиоактивных ядер CERN PS-Booster (синхротрон) с энергией 1 ГэВ и интенсивностью 2 мкА. Этот проект будет реализовываться в коллаборации с Резерфордской лабораторией (RAL, Великобритания), которая имеет большой опыт в разработке и изготовлении высокоинтенсивных источников нейтронов и протонов с интенсивностью до 200 мкА, а также мишеней, воспринимающих большую мощность первичных пучков [22].

В настоящее время обсуждается тип постускорителя для проекта CERN-ISOLDE. Это будет или RFQ или сверхпроводящий линейный ускоритель LINAC с промежуточной обдиркой пучка. На постускорителе будут ускоряться ионы с зарядом $q = 1^+$ и максимальной энергией 5 МэВ/нуклон для ионов с $A \leq 80$.

SPIRAL — проект является развитием ускорительного комплекса GANIL, на котором в настоящее время методом фрагмент-сепаратора получают пучки радиоактивных ядер с интенсивностью до 10^6 част./с и энергией 30+90 МэВ/нуклон [21]. В настоящее время ускорительный комплекс GANIL состоит из трех циклотронов, два из которых функционируют в тандемном режиме. Максимальная энергия ускоряемых тяжелых ионов составляет 100 МэВ/нуклон для $q/A = 0,5$. Проект SPIRAL, который будет реализовываться в 1994—1997 годах, включает в себя старый ускорительный комплекс. Пучки ускоренных тяжелых ионов будут бомбардировать мишень, расположенную внутри ECR-источника многозарядных ионов (см. рис. 16). После магнитного анализа выделенные продукты ядерных реакций будут инжектироваться и ускоряться с помощью компактного циклотрона с $K = 262$ МэВ до энергии 2,7 МэВ/нуклон для $q/A = 0,1$ и 29 МэВ/А для $q/A = 0,5$. Существенный прогресс в технике ECR-источников (для легких ионов ^3He и ^{12}C была получена интенсивность $5 \cdot 10^{13}$ част./с) позволяет надеяться, что этот проект станет одним из наиболее перспективных для изучения интенсивных пучков радиоактивных ядер промежуточных энергий (см. табл. 3).

PIAFE — новый оригинальный проект получения интенсивных пучков радиоактивных ядер в области максимального выхода осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами (Kг и Хе) [11]. Предполагается использовать сильнопоточный реактор Института Лауэ — Ланжевена в Гренобле с мощностью пучка в активной зоне, где будет располагаться мишень, до $1 \cdot 10^{14}$ нейтр./см²·с. Затем радиоактивные продукты подаются в ионный источник, расположенный на некотором расстоянии от мишени, где однократно ионизируются (см. рис. 17), после чего с помощью сепаратора выделенные ядра инжектируются в ускорительный комплекс SARA (Институт ядерных исследований, Гренобль), распо-

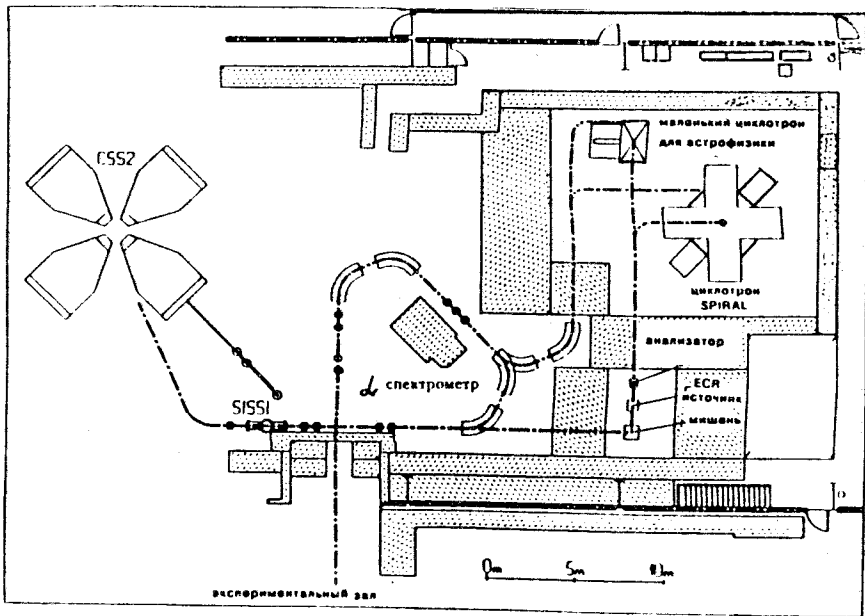


Рис.16. Схема получения радиоактивных пучков на ускорительном комплексе GANIL (проект SPIRAL)

женный на расстоянии 400 м от реактора. Вторичная ионизация радиоактивных ядер будет осуществляться с помощью ECR-источника первого инжектора комплекса SARA. Ускорительный комплекс состоит из двух циклотронов — компактного инжектора с $K = 88$ МэВ и постускорителя — циклотрона с разделенными секторами с $K = 160$ МэВ. Эта система позволит получать ядра в области масс $A \sim 75+150$ с энергией $2+10$ МэВ/нуклон (для массы $A = 80$, возможно, до 20 МэВ/нуклон) и с большой интенсивностью (см. табл.4).

К интересным проектам получения радиоактивных пучков можно отнести проект EXCYT Национальной лаборатории по физике тяжелых ионов в Катанье (Италия), а также проект PSI (Институт Пауля Шерера, Германия). В первом случае в качестве постускорителя предполагается использовать тандем 15 МВ, что позволит иметь высокое энергетическое разрешение вторичного пучка, во втором случае высокоинтенсивный первичный пучок протонов (до 1,5 мА) с энергией 590 МэВ даст возможность получить пучки радиоактивных ядер с интенсивностью до 10^8 част./с и энергией до 30 МэВ/А.

Таблица 4. Планируемая интенсивность пучков радиоактивных ядер
в различных европейских проектах

Пучок	$T_{1/2}$	ISOLDE Интенсивность, атом/с·мкА	GANIL SPIRAL Интенсивность, атом/с·мкА	CATANIA Интенсивность, атом/с·мкА	ARENAS-3		PIAFAE Интенсивность, атом/с·мкА	PSI Интенсивность, атом/с·мкА
					k = 30 Интенсивность, атом/с·мкА	k = 110 Интенсивность, атом/с·мкА		
^8He	122 мс	2,6E+8	2,2E+6					
^8Li	842 мс	1,1E+9	1,6E+9	1,6E+9		4,2E+9		
^{11}Li	9 мс	1,5E+4	6,1E+4	6,1E+4				
^7Be	53 сут.	1,4E+10	1,4E+8		7,5E+7	1,7E+8		1,9E+7
^{14}Be	5 мс	2,8E+2	2,2E+0					
^{11}C	20 мин	9,3E+9	1,5E+9	1,5E+9	7,5E+8	1,8E+9		1,3E+8
^{13}N	10 мин	7,0E+9	3,8E+9	3,8E+9	1,6E+9	2,2E+9		
^{14}O	71 с	2,9E+9	5,3E+8	5,3E+8		4,4E+8		
^{15}O	2 мин	4,3E+9	2,9E+9	2,9E+9	5,7E+8	1,8E+8		
^{19}O	27 с	1,4E+9	3,3E+8	3,3E+8				
^{22}O	2,3 с	3,0E+6	6,1E+4	6,1E+4				
^{17}F	65 с	1,6E+8	5,8E+7	5,8E+7				
^{19}Ne	17 с	2,3E+10	2,1E+9		7,0E+8	1,5E+9		1,0E+8
^{26}Ne	162 мс	1,1E+6	3,1E+5					
^{20}Na	446 мс	9,8E+8	5,7E+8	5,7E+8				
^{30}Na	53 мс	1,3E+4	3,5E+3	3,5E+3				
^{26m}Al	6 с	1,9E+6	1,2E+8					

Пучок	$T_{1/2}$	ISOLDE Интенсивность, атом/с·мкА	GANIL SPIRAL Интенсивность, атом/с·мкА	CATANIA Интенсивность, атом/с·мкА	ARENAS-3		PIAFE Интенсивность, атом/с·мкА	PSI Интенсивность, атом/с·мкА
					k = 30 Интенсивность, атом/с·мкА	k = 110 Интенсивность, атом/с·мкА		
^{30}S	1 с	5,0E+2	1,2E+3	1,2E+3				
^{34}Ar	844 мс	2,3E+8	4,0E+8		1,8E+8	3,4E+8		
^{35}Ar	1,8 с	2,4E+9	2,2E+9		7,0E+8	1,4E+9		
^{72}Zn	46 ч	2,2E+8	2,7E+7					1,2E+6
^{78}Zn	1,5 с	1,1E+6	1,7E+5				2,2E+5	
^{73}Se	7 ч	8,3E+9	3,2E+8					
^{74}Kr	12 мин	1,6E+9	9,8E+7					1,1E+6
^{91}Kr	8,6 с	1,2E+9	1,7E+8		4,4E+7		1,5E+12	
^{94}Kr	0,2 с	1,1E+7	3,1E+6				1,8E+9	
^{97}Rb	170 мс	9,6E+7	5,3E+7				2,6E+9	
^{111}In	2,8 сут	1,8E+10	1,2E+9					8,1E+5
^{105}Cd	56 мин	8,0E+8	2,0E+7					1,1E+6
^{108}Sn	10 мин	2,9E+7	5,4E+6					3,5E+4
^{132}Sn	40 с	3,5E+6	6,3E+5				1,9E+8	
^{121}Cs	2,3 мин	2,2E+10	6,2E+8					2,8E+4
^{144}Cs	1 с	8,2E+9	1,5E+9				2,5E+9	
^{142}Xe	1,2 с	3,3E+7	6,1E+6				1,5E+11	
^{144}Xe	1,2 с	7,0E+5	1,3E+5				2,6E+9	

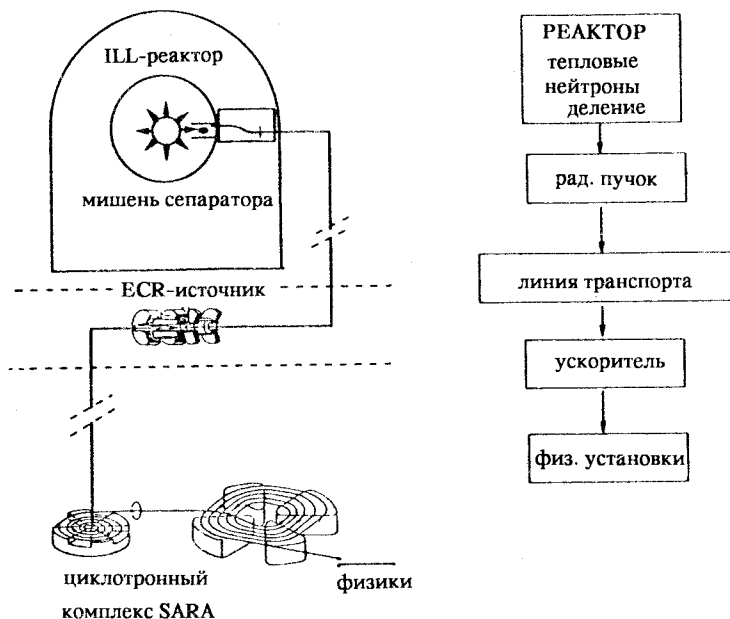


Рис. 17. Схематическая диаграмма получения радиоактивных пучков в проекте PIAFE (Production, Ionization, Acceleration of Exotic Beams Facility) (Гренобль, Франция)

Все эти проекты реализуются в Европе. Что касается американских проектов, то наиболее перспективным из них является проект Ок-Риджской национальной лаборатории, который включает в себя изотоп-сепаратор (ISOL) с мишенью для получения протоноизбыточных изотопов в реакциях полного слияния с легкими ионами [23], ускоряемыми на изохронном циклотроне (ORIC). После сепаратора положительно заряженные ионы конвертируются в отрицательные ионы методом прямой поверхностной ионизации. После доускорения до 300 кэВ отрицательно заряженные ионы инжектируются в тандем-ускоритель с энергией 25 МэВ для последующего ускорения. Пучки с массой до $A = 80$ будут иметь энергию 5 МэВ/нуклон. Для некоторых радиоактивных пучков интенсивность будет достигать 1 нА при мощности пучка циклотрона ORIC 0,5 кВт (см. табл.5).

На рис.18 показаны возможности различных комплексов для получения радиоактивных ядер в разных энергетических диапазонах. Все эти проекты находятся в стадии реализации, поэтому необходимо 3—4 года

Таблица 5. Планируемая интенсивность радиоактивных ядер в Ок-Риджском комплексе по получению радиоактивных пучков (США) [23]

Изотоп	Интенсивность, ион/с	Максимальная энергия, МэВ/А	Изотоп	Интенсивность, ион/с	Максимальная энергия, МэВ/А
¹⁰ C	4,3·10 ⁷	13,0	⁸³ Ga	1,5·10 ⁵	6,1
¹¹ C	5,0·10 ⁷	13,0	⁸⁴ Ga	1,5·10 ⁶	6,0
¹⁴ O	1,4·10 ⁸	13,0	⁶⁸ As	1,1·10 ⁹	5,9
¹⁵ O	3,3·10 ⁸	13,0	⁶⁸ As	1,3·10 ⁹	5,9
¹⁷ F	1,1·10 ¹⁰	12,7	⁷⁰ As	1,0·10 ⁹	5,8
¹⁸ F	5,8·10 ⁹	12,3	⁷⁰ Se	1,9·10 ⁸	5,8
²¹ Na	4,3·10 ⁷	11,2	⁷¹ Se	9,3·10 ⁷	5,7
²² Na	4,3·10 ⁷	10,7	⁷² Se	1,9·10 ⁸	5,6
²⁸ Si	1,2·10 ⁹	8,8	⁷⁴ Br	3,3·10 ⁷	5,5
²⁷ Si	1,0·10 ⁹	8,8	⁷⁵ Br	1,7·10 ⁷	5,3
³³ Cl	2,5·10 ¹⁰	7,8	⁷⁷ Br	6,8·10 ⁶	5,3
³⁴ Cl	2,2·10 ¹⁰	7,5	⁷⁷ Rb	1,4·10 ⁵	5,3
³⁷ K	6,5·10 ⁶	7,0	⁷⁸ Rb	1,2·10 ⁶	5,2
³⁸ K	3,3·10 ⁷	6,8	⁷⁹ Rb	1,2·10 ⁵	5,2
⁵⁸ Cu	1,0·10 ⁹	6,3			

для того, чтобы начать на них физические эксперименты, между тем как установки, использующие метод фрагмент-сепарации, уже работают на эксперимент.

1.4. Получение пучков радиоактивных ядер в реакциях с тяжелыми ионами низких энергий. Большой интерес для физических исследований представляют реакции с радиоактивными пучками вблизи кулоновского барьера. Такие процессы, как подбарьерное слияние, реакции передачи, низкоэнергетическое деление, можно исследовать только при энергиях вблизи $E/V_{кул} \approx 1$. Однако генерация интенсивных пучков радиоактивных ядер при таких энергиях становится проблематичной из-за невозможности использовать толстые мишени, а также вследствие относительно широкого углового распределения вторичных продуктов этих реакций. В некоторых лабораториях, использующих реакции фрагментации для получения радиоактивных пучков, их «охлаждают» с помощью различ-

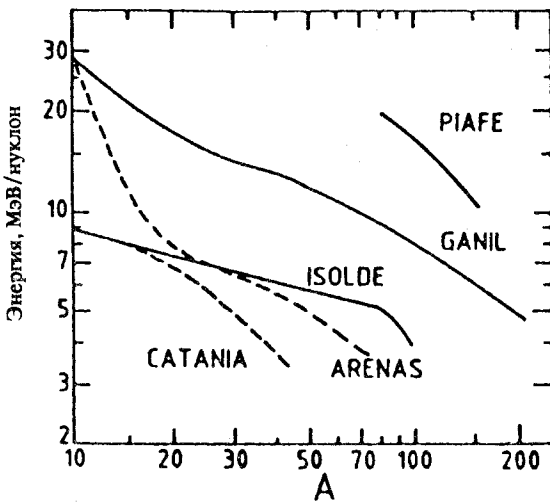


Рис.18. Сравнение возможностей получения радиоактивных пучков с массой A и различными энергиями в установках, использующих ISOL-метод

ных методов от простого поглощения в фольгах до замедления [24]. Однако качество радиоактивных пучков (энергетическое разрешение, угловое распределение, интенсивность) во всех этих случаях недостаточно для прецизионных измерений.

Поэтому в ряде центров, где имеются ускорители тяжелых ионов с энергией $E = 10$ МэВ/нуклон, используют реакции при этих энергиях для получения, в основном, ядер легких элементов (He, Li, Be) с энергиями вблизи кулоновского барьера. Эти реакции — срыв нуклона, перезарядка, малонуклонная передача, неравновесная эмиссия, «нокаут» и др. — имеют достаточно высокие сечения до нескольких сотен миллибарн и относительно узкое угловое распределение, что позволяет получать пучки таких радиоактивных ядер, как ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{17}\text{F}$, ${}^{15}\text{O}$ и др., до 10^6 част./с. В табл.6 представлены результаты последних экспериментов по получению радиоактивных пучков низких энергий. Несмотря на то, что используемые реакции могут производить довольно ограниченное по Z и A число радиоактивных ядер, их интенсивность и энергетическое разрешение позволяют проводить с ними физические исследования характеристик экзотических реакций и даже использовать для получения и изучения свойств экзотических ядер (например, ${}^2\text{H}({}^7\text{Be}, {}^8\text{B})$).

1.5. Накопительные кольца для исследований с радиоактивными пучками. Новые возможности в использовании пучков радиоактивных ядер открываются с созданием накопительных колец с электронным охлаждением [25]. Такие накопительные кольца в настоящее время используются для формирования пучков тяжелых ионов (см. табл.7).

Для формирования пучков радиоактивных ядер в настоящее время используется накопительное кольцо ESR в Дармштадте, которое функционирует с 1990 г. [26]. Оно работает в режиме накопительного кольца при инъекции в него пучка тяжелых ионов из синхротрона (SIS), а также в режиме накопления—охлаждения пучка полностью ободран-

Таблица 6. Возможности различных установок для получения радиоактивных пучков низких энергий

Лаборатория, страна	Ускоритель	Метод сепарации, макс. энергия, телесный угол	Интенсивность вторичного пучка	Реакция	Энергия и разрешение, МэВ	Исследуемые реакции со вторичными пучками
UND/UM, США	FN, тандем	Сверхпроводящий соленоид, 3 МэВ/А, 160 мср	${}^8\text{Li } 1,2 \cdot 10^6$ ${}^6\text{He } 5 \cdot 10^4$ ${}^7\text{Be } 2 \cdot 10^4$ ${}^{18m}\text{F } 2 \cdot 10^3$	${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Li})$ ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He})$ ${}^1\text{H}({}^{10}\text{B}, {}^7\text{Be})$ ${}^{10}\text{B}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Be})$ ${}^{12}\text{C}$ $({}^{16}\text{O}, {}^{18m}\text{F})$	${}^8\text{Li } 13-20 \pm 0,5$ ${}^6\text{He } 8-10 \pm 0,7$ ${}^7\text{Be } 9-22 \pm 0,9$ ${}^{18m}\text{F } 55 \pm 2,1$	${}^{197}\text{Au}, \text{Ti}, {}^{27}\text{Al}$, C, ${}^9\text{Be}$ (${}^6\text{He}, {}^6\text{He}$) CD ₂ , Be, C (${}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}$) ${}^{12}\text{C}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}^*)$
СИАЕ, Китай	HI-13, тандем	GIRAFFE DQQ маг. 6 МэВ/А, 2 мср	${}^7\text{Be } 1 \cdot 10^7$ ${}^8\text{Li } 1 \cdot 10^6$ ${}^{11}\text{C } 4 \cdot 10^6$ ${}^{17}\text{F } 1 \cdot 10^7$	${}^1\text{H}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$ ${}^2\text{H}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li})$ ${}^1\text{H}({}^{11}\text{B}, {}^{11}\text{C})$ ${}^2\text{H}({}^{16}\text{O}, {}^{17}\text{F})$	${}^7\text{Be } 33 \pm 1$ ${}^8\text{Li } 40 \pm 0,5$ ${}^{11}\text{C } 60 \pm 1$ ${}^{17}\text{F } 85 \pm 1,3$	${}^2\text{H}({}^7\text{Be}, {}^8\text{B})$ ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Li})$ ${}^2\text{H}({}^{11}\text{C}, {}^{12}\text{N})$ ${}^1\text{H}({}^{17}\text{F}, {}^{14}\text{O})$
LLNL, США	EN, тандем	QSBTS-система, 1,2 мср	${}^7\text{Be } 10^4$ ${}^{13}\text{N}$	${}^1\text{H}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$ ${}^2\text{H}({}^{12}\text{C}, {}^{13}\text{N})$	${}^7\text{Be } 18,6 \pm 0,5$ ${}^{13}\text{N } 36 \pm 1,6$	${}^2\text{H}({}^7\text{Be}, {}^7\text{B})$
ANL, США	ATLAS, линейн. ускор.	ATLAS	${}^{17}\text{F } 8 \cdot 10^6$	${}^1\text{H}({}^{17}\text{O}, {}^{17}\text{F})$	${}^{17}\text{F } 70 \pm 5$	${}^1\text{H}({}^{17}\text{F}, {}^{14}\text{O})$
RNCR, Япония	Циклотрон	DUMAS, 1,2 мср	${}^7\text{Be } 2 \cdot 10^4$	${}^1\text{H}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$	${}^7\text{Be } 140 \pm 2$	${}^2\text{H}({}^7\text{Be}, {}^8\text{B})$ ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Be}, {}^7\text{Be})$
Tohoku U., Япония	ускоритель	магнит	${}^{15}\text{O } 10^4$	${}^1\text{H}({}^{15}\text{N}, {}^{15}\text{O})$	${}^{15}\text{O } 80$	Pb(${}^{15}\text{O}, {}^{15}\text{O}$)
ОИЯИ, ЛЯР, Дубна, Россия	U-400M ускоритель	магнит, 10 мср	${}^6\text{He}, 10^6$	${}^7\text{Li}(\text{Ta}, {}^6\text{He})$ ${}^7\text{Li}({}^1\text{H}, 2p)$	${}^6\text{He } 90 \pm 1$	${}^{209}\text{Bi}({}^6\text{He}, f)$

ных радиоактивных ядер, получаемых в реакциях фрагментации и сепарируемых во фрагмент-сепараторе (FRS), который в данном случае и является инжектором накопительного кольца. На накопительном кольце, которое позволяет получать пучки радиоактивных ядер с энергией до $0,5 \pm 1$ МэВ/нуклон с энергетическим разрешением до 10^{-4} (например, ширина на полувысоте 42 кэВ на уровне 306 МэВ), уже реализуется

Таблица 7. Сравнительные параметры накопительных колец с электронным охлаждением [25]

Название	TSR	ASTRID	ESR	CRYRING
Лаборатория	MPI	Univ.	ESI	MSI
Город	Гейдельберг	Архус	Дармштадт	Стокгольм
Страна	Германия	Дания	Германия	Швеция
Длина, м	55,4	40	108,4	51,6
Эксперимент. длина, м	3,8	3,0	9	2,7; 2,7
Магнит. жесткость, Тл.м	1,5	2,0	10,0	1,4
Энергия электронов, кэВ	12(20)	(2,5)	95(330)	
Начало экспериментов:				
<i>e</i> -охлаждение	ноябрь, 1988	—	май, 1990	—
лазерное охлаждение	1989	май, 1990	—	—
Частицы:				
основные	C, H, Li ⁺ , Be ⁺ ,	Ar, Li ⁺	Ar(Ne-U)	P(Ne,Kr)
другие	O, Si, S, Cu(1)	электроны		
Инжекторы	Тандем	Сепаратор микротрон (тандем)	Синхротрон фрагмент- сепаратор	RFQ CRYSIS

широкая программа физических исследований — атомная физика с пучками полностью ободранных ядер, ядерные реакции в инверсной кинематике на легких внутренних мишенях, измерение масс ядер вблизи границ ядерной стабильности и др.

Одним из наиболее распространенных методов накопления радиоактивных ядер в накопителях является их охлаждение. При этом используется резкое уменьшение эмиттанса пучка, инжектированного на орбиту, в результате электронного охлаждения. Освободившаяся при этом часть орбиты может быть использована для последующих инъекций ядер из соответствующего инжектора. При установлении скорости электронов в накопителе, равной средней скорости инжектированных ионов, время охлаждения пучка будет минимальным и будет определяться следующим выражением для поперечного и продольного направлений:

$$\tau_{\perp} \cong 2 \cdot 10^7 \frac{\beta^4 \gamma^5 (\epsilon_{x,z} / \pi)^{3/2}}{q j_e \beta_{x,z}^{3/2}} \frac{A}{Z^2}, \quad (17)$$

$$\tau_{\parallel} \cong 2 \cdot 10^7 \frac{\beta^4 \gamma^5 (\Delta P/P)^3}{q j_e} \frac{A}{Z^2}, \quad (18)$$

здесь $\beta = v/c$ и $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, $\epsilon_{x,z}$ — поперечный эмиттанс инжектированного пучка в метрах, q — отношение длины электронной охлаждаемой секции к периметру орбиты пучка, j_e — плотность пучка электронов в А/см^2 , $\beta_{x,z}$ — амплитудные функции кольца в области электронного охлаждения в метрах, A и Z — массовое число и атомный номер инжектированных ядер, P и ΔP — импульс и прирост.

Величины β_x или β_z на участке электронного охлаждения равны ~ 10 м. При таких значениях амплитудных функций поперечные сечения электронного пучка невелики, что облегчает задачу получения высокой плотности электронов, которая может составлять $0,1 \text{ А/см}^2$. Если принять энергию электронов равной 15 кэВ , то можно получить значения τ_{\perp} и τ_{\parallel} в диапазоне $5+10$ мс. Это минимальное время охлаждения пучка. При многократном повторе событий инжекции охлажденный пучок накапливается в стационарном ВЧ-сепараторе. Количество ионов, захваченных в сепараторе, ограничено двумя факторами: во-первых, нестабильность пучка, обусловленная пространственным зарядом, во-вторых, постепенное увеличение доли орбиты, занятой накопленным пучком. Этот эффект пропорционален $N_i^{1/3}$, где N_i — число ионов в сгустке. Расчеты, проведенные в работе [27], показывают, что максимальное число ионов, которое может быть накоплено и удержано на орбите, не превышает $4 \cdot 10^9$. Суммарное время накопления и охлаждения такого числа ионов будет составлять 170 мс. Эти величины в значительной мере определяют возможности использования накопительных колец для исследований с пучками радиоактивных ядер (ограничение по сечению и времени жизни).

В настоящее время обсуждаются проекты накопительных колец для радиоактивных пучков в Леньяро (Италия) ($22,5 \text{ Тл} \cdot \text{м}$) [28] и К4/К10 в Дубне [29]. Дубненский проект включает в себя два кольца с электронным охлаждением, инжектором для которых может служить сильноточный циклотрон тяжелых ионов У-400М. На первом этапе реализации проекта предлагается создать одно кольцо К4, перед которым будет располагаться производящая мишень, и сепарирующий канал для получения и инжекции в кольцо радиоактивных ядер (рис.19). Возможности кольца К4 для получения радиоактивных пучков представлены в табл.8.

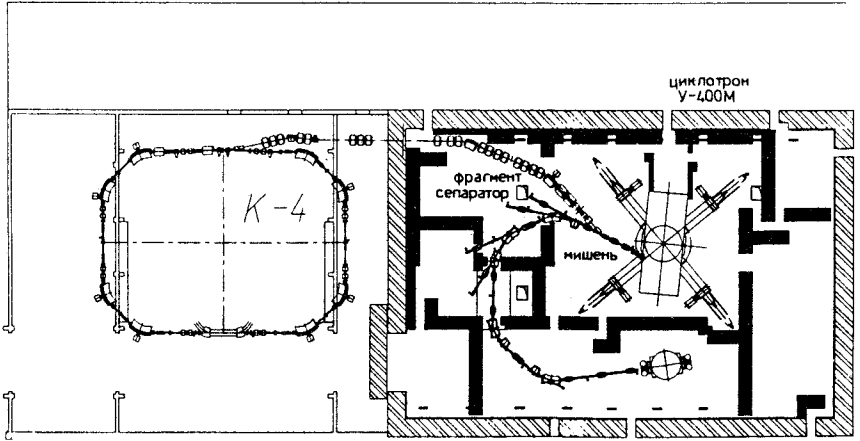


Рис. 19. Схема первой ступени накопительного кольца К4 Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флерова ОИЯИ в Дубне

Таблица 8. Планируемые характеристики накопительного кольца К4 Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флерова ОИЯИ

Пучок	$T_{1/2}, \text{с}$	Энергия инъекции, МэВ/нукл.	Макс. энергия, МэВ/нукл.	Светимость, $\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}$	$ N - N_{\Delta N} $
${}^6\text{He}$	0,808	104	176	10^{27}	2
${}^8\text{He}$	0,122	109	123	10^{25}	0
${}^9\text{Li}$	0,178	108	176	10^{27}	2
${}^{11}\text{Li}$	0,009	109	121	10^{24}	0
${}^{11}\text{Be}$	13,8	126	207	10^{27}	3
${}^{14}\text{Be}$	0,05	120	132	10^{22}	0
${}^{12}\text{B}$	0,02	85	264	10^{28}	5
${}^{17}\text{B}$	0,006	121	139	10^{22}	0
${}^{16}\text{C}$	0,75	114	219	10^{26}	2
${}^{18}\text{C}$	0,1	122	176	10^{23}	0
${}^{14}\text{O}$	70,6	109	456	10^{28}	2
${}^{22}\text{O}$	0,76	118	207	10^{24}	2
${}^{24}\text{Ne}$	225	126	264	10^{28}	8
${}^{28}\text{Ne}$	0,014	121	200	10^{23}	2
${}^{44m}\text{Sc}$ ($J^p = 6^+$)	$2 \cdot 10^5$	107	335	10^{30}	9

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С ПУЧКАМИ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Использование пучков тяжелых ионов в свое время дало возможность получить новые результаты при изучении структуры ядер и механизма ядерных реакций. Ядерные реакции с тяжелыми ионами позволили синтезировать новые ядра у границ ядерной стабильности, в том числе и ядра новых элементов с $Z > 100$. Появление пучков радиоактивных ядер дает возможность получать и изучать ядра в экстремальных по изоспину состояниях. Это позволяет существенно продвинуться в понимании традиционных направлений физики тяжелых ионов: синтез новых ядер и изучение их свойств и структуры, которые, как показали уже первые эксперименты с радиоактивными пучками, могут существенно отличаться от предсказанных ранее; исследование механизма ядерных реакций, на который значительное влияние будет оказывать структура взаимодействующих ядер (изучение парных корреляций в состояниях, аналогичных состояниям Ридберга, и коллективных мод взаимодействия, проявляющихся в гигантских резонансах; использование вариаций изовекторного типа от изоспина), и, наконец, исследование редких процессов (образование составных ядер, обогащенных нейтронами; возможность проводить более экзотические реакции передачи, благодаря более низкому значению Q -реакции для обогащенного нейтронами или протонами бомбардирующего ядра, получение составных ядер с максимальным угловым моментом в симметричных реакциях). Радиоактивные пучки используются для исследований в области астрофизики (получение экзотических ядер, представляющих интерес для изучения g -процессов или s -процессов, измерение сечений ядерных реакций, происходящих в звездах), а также в прикладных исследованиях. Не останавливаясь на всех проблемах, выделим лишь те из них, для решения которых использование радиоактивных пучков играет принципиальную роль.

2.1. Исследование структуры ядер с помощью радиоактивных пучков. Возможности исследования структуры ядер определяются интенсивностью пучков радиоактивных изотопов, которые подлежат исследованию. На рис.20 схематически представлена карта ядер и обозначены области, представляющие особый интерес с точки зрения исследования экзотических состояний ядер. Эти состояния ядер — новые области деформаций, новые типы радиоактивности, нейтронные и протонные гало в ядрах и др. — с большой вероятностью можно реализовать в экспериментах с радиоактивными пучками, которые позволяют получать ядра в широком диапазоне N/Z , энергий возбуждения, угловых моментов, деформаций.

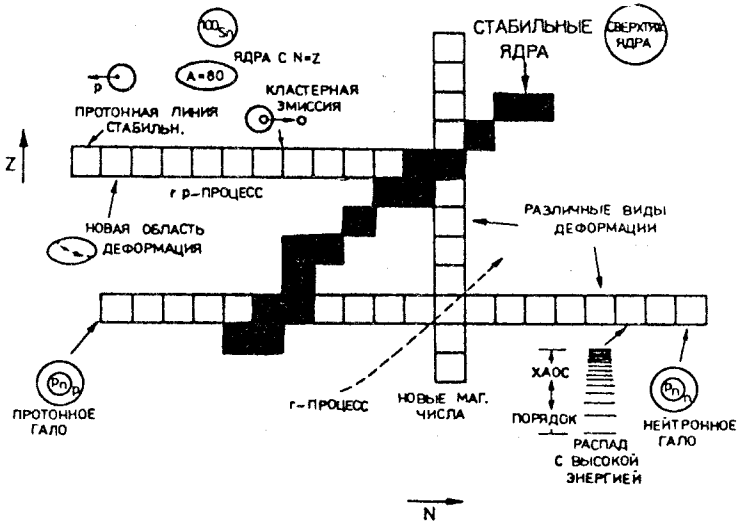


Рис.20. Схематическое изображение N-Z диаграмм нуклидов в областях, представляющих интерес для исследования с помощью радиоактивных пучков

Энергии связи и массы ядер. Предсказания стабильности ядер легких элементов прямо связано с вычислением их масс. Для легчайших ядер мало применимы подходы к расчету масс, основанные на разного рода макроскопических моделях.

Для расчета масс легких ядер наиболее пригодными оказываются оболочечные расчеты и соображения, в той или иной степени основанные на изотопической инвариантности ядерных сил. Последняя позволяет ввести понятие изоспина и рассматривать ядра с одинаковым A как разные состояния системы из A нуклонов.

В соответствии с этим полная энергия ядра E_{tot}^A может быть представлена в виде суммы трех членов: ядерной части $E_{nuc}^A(T)$, обусловленной взаимодействием между нуклонами и зависящей только от изотопического спина, энергии кулоновского взаимодействия между протонами $E_{coul}^A(Z)$ и масс нейтронов и протонов:

$$E_{tot}^A = E_{nuc}^A(T) + E_{coul}^A(Z) + N_{MN} + Z_{MP}. \quad (19)$$

За кулоновскую энергию ядра обычно принимается соответствующее выражение для равномерно заряженной сферы с радиусом $R = r_0 A^{1/3}$:

$$E_{\text{coul}}^A = \frac{3}{5} \frac{e^2 Z(Z-1)}{r_0 A^{1/3}}. \quad (20)$$

Точный расчет кулоновской энергии невозможен, так как, как правило, неизвестны волновые функции ядерных состояний. Поэтому практические подходы к вычислению масс ядер в максимальной степени опираются на эмпирические данные о соседних ядрах. Один из простейших — это трехчленная массовая формула [30].

Так как Z -проекция изотопического спина не равна $T = \frac{A}{2} - Z$, то кулоновская энергия содержит T_Z в степени не выше второй, и полная энергия ядра может быть представлена в виде полинома второй степени по T_Z :

$$E_{\text{tot}}^A = a(T) + bT_Z + cT_Z^2. \quad (21)$$

Это довольно распространенный вид массовой формулы, применимый к одинаковым состояниям изотопического мультиплета и позволяющий вычислить массы ядер, если коэффициенты a , b и c известны из независимых данных.

Широко распространенным и наиболее успешным методом вычисления масс легких ядер являются соотношения Гарви — Келсона [31], которые связывают данные о разностях масс ряда ядер, различающихся по T_Z на единицу. Эти соотношения имеют вид

$$\sum_{i=1}^{\alpha} C_i M(N_i, Z_i) = 0, \quad |C_i| = 1. \quad (22)$$

Наиболее употребительны выражения для $\alpha = 6$:

$$M(N+2, Z-2) - M(N, Z) + M(N, Z-1) - M(N+1, Z-2) + \\ + M(N+1, Z) - M(N+2, Z-1) = 0, \quad (23)$$

$$M(N+2, Z) - M(N, Z-2) + M(N, Z-1) - M(N+1, Z) + \\ + M(N+1, Z-2) - M(N+2, Z-1) = 0. \quad (24)$$

Как показал опыт, метод Гарви — Келсона нередко предсказывает ядра менее стабильными, чем они оказываются на самом деле, когда вычисления делались для легчайших ядер с большим избытком нейтронов. Так, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{19}\text{C}$ оказались связанными, хотя расчеты предсказывали нестабильность этих ядер.

Довольно успешной в предсказании устойчивости нейтроноизбыточных легчайших ядер оказалась чисто эмпирическая экстраполяция

зависимости энергии связи нейтрона от числа протонов при постоянном числе нейтронов.

Хотя этот экстраполяционный метод не имеет строгого обоснования, он, по-видимому, пригоден для предсказания масс нестабильных ядер. При приближении к границе ядерной стабильности энергия связи нейтронов стремится к нулю, и, очевидно, начинают играть роль эффекты спаривания. Это подтверждается закономерностью в энергиях связи последних ядерно-стабильных тяжелых изотопов легких элементов от гелия до кислорода, где стабильными являются ядра с четным числом нейтронов. Таким образом, ядерный потенциал для нуклидов на границе ядерной стабильности не в состоянии удерживать одиночные нейтроны в связанном состоянии, и только дополнительное *nn*-взаимодействие может сформировать ядро нуклоностабильным. Анализ эффектов спаривания, проведенный Мигдалом [32], показал возможность формирования вблизи ядерной поверхности не только динейтронов, но и кластерных состояний из большого числа коррелированных нейтронов [33]. Однако не только эффекты спаривания являются ответственными за зависимость стабильности ядер от его нейтронного избытка $\eta = \frac{N - Z}{A}$. Усредненная

теоретическая зависимость энергии ядра, определяемая энергией симметрии, прямо связана с величиной η . На эту зависимость накладываются четно-нечетные эффекты и оболочечные поправки, проявляющиеся в конкретных экспериментальных значениях энергии связи. Однако эти закономерности не являются универсальными. Примером тому может быть так называемая «гелиевая и водородная аномалии». Самый сильный рост стабильности ядер с увеличением числа нейтронов наблюдается для пары ядер ${}^6\text{He}$ — ${}^8\text{He}$, где он превышает 1 МэВ (см. рис.21). Если посмотреть на энергии связи нечетных изотопов гелия, то оказывается, что переход от ${}^5\text{He}$ к ${}^9\text{He}$, т.е. добавление четырех нейтронов, практически не меняет энергию этих ядер. Микроскопического объяснения необычной устойчивости сверхтяжелых изотопов гелия нет, поэтому возникает вопрос, не связана ли она с тем, что эти ядра имеют нейтронный избыток, намного больший, чем в обычных ядрах. Такое же аномальное повышение стабильности с ростом числа нейтронов наблюдается у изотопов водорода (при переходе от ${}^4\text{H}$ к ${}^6\text{H}$ стабильность увеличивается также почти на 1 МэВ (см. рис.20), но здесь это происходит для нечетных изотопов, поэтому объяснением этого эффекта может быть влияние центробежного барьера (для нейтронов с $l = 0$) на увеличение стабильности ядер [34]. Оценки проницаемости центробежного барьера показывают, что при $l = 6$ и энергии распада 0,5 МэВ время жизни может достигать 10^{-16} с.

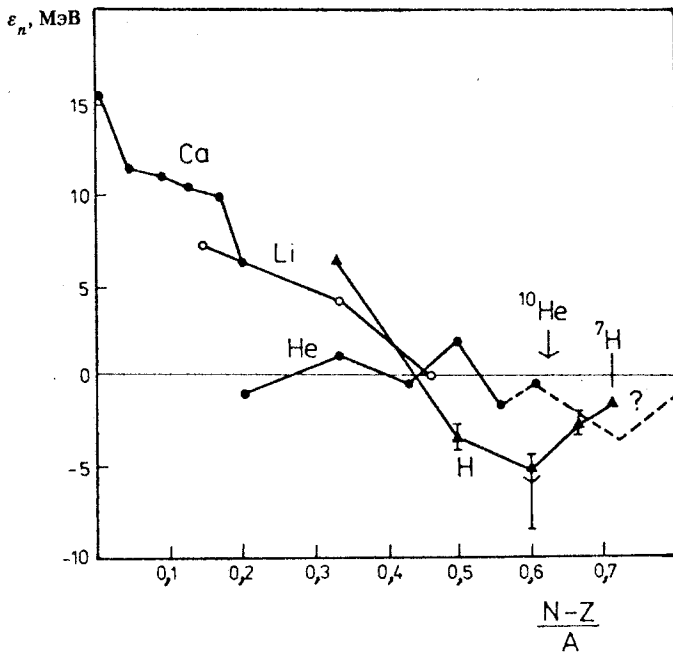


Рис. 21. Зависимость энергии связи нейтрона от их массы для изотопов легчайших элементов

В настоящее время экспериментально установлено, что увеличение числа нейтронов приводит к нерегулярности в конфигурации формы изотопов. Равновесной формой ядра может быть не только сферическая, но и несферическая (деформированная), а для некоторых изотопов, особенно вблизи замкнутых оболочек по N , для которых в модели оболочек предполагается компактная сферическая форма, возможно сосуществование нескольких равновесных состояний. Так, с использованием экспериментальных значений масс цепочки нейтроноизбыточных изотопов нечетного элемента натрия ($Z = 11$) в работе [35] было показано (рис. 22), что для изотопа ^{30}Na (недостает одного нейтрона до замкнутой оболочки $N = 20$) наряду со сферической равновесной формой в потенциальной энергии появляется минимум, соответствующий деформированному состоянию с параметром квадрупольной деформации $\sim 0,35$. Для изотопа ^{31}Na с замкнутой оболочкой $N = 20$ имеются две равновероятные сферические и деформированные формы. С дальнейшим заполнением нейтронами уровня основной конфигурацией ядра (пример: ^{33}Na) становится

го, «обычная» граница ядерной стабильности может быть существенно сдвинута в сторону большого избытка нейтронов, и не исключается формирование новой области стабильности ядер за пределами границы ядерной стабильности с числом нейтронов, значительно превышающим критическое значение N/Z для случая сферических ядер.

Такое же явление влияния деформации на повышение стабильности ядер обнаружено и для тяжелых изотопов ^{24}O , ^{26}O [36]. Из всего сказанного выше следует, что экспериментальное определение энергий связи и масс ядер является одной из фундаментальных проблем ядерной физики. Эта задача непосредственно связана с проблемой получения пучков радиоактивных ядер. Используя один из описанных выше методов — фрагмент-сепараторов или ISOL, можно получать пучки радиоактивных ядер, сильно удаленных от области стабильности, и исследовать их свойства. Причем, как было показано в предыдущем разделе, метод фрагментации позволяет получать и исследовать ядра вблизи границ нуклонной устойчивости.

После появления пучков радиоактивных ядер стало возможным точное измерение их массы ($\Delta M/M = 10^{-4} - 10^{-6}$). Для этого обычно используют времяпролетные системы с достаточно длинной пролетной базой L (до 2—3 км). В этом случае разрешение по массам определяется соотношением

$$\frac{\Delta M}{M} = 2 \left[\frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta L}{L} \right] + \frac{\Delta E}{E}. \quad (25)$$

Большой цикл измерений массы легких ядер был предпринят на ускорительном комплексе GANIL (Франция) с использованием спектрометра SPEG с пролетной базой 82 м и пучка ускоренных ионов ^{48}Ca [37]. В этих экспериментах были изучены пучки радиоактивных ядер от ^{27}F до ^{46}Cl и определены их массы.

Полученные для этих значений масс ядер энергии связи двух нейтронов (S_{2n}) в ядре представлены на рис.24. Видно, что с увеличением числа нейтронов после оболочки $N = 20$ наблюдается значительное увеличение стабильности ядер в районе F, Ne, Na и Mg. Между тем оболочка с $N = 28$ играет стабилизирующую роль для ядер изотопов Si, P, S или Cl. Такое поведение энергии связи нейтронов предстоит объяснить в рамках различных массовых формул. На том же ускорителе GANIL начаты эксперименты по измерению масс радиоактивных ядер с использованием второго циклотрона. Экзотические ядра, образующиеся в результате взаимодействия пучка ускоренных в первом циклотроне ионов с мишенью, ускоряются во втором циклотроне. Для циклотрона условия ускорения зависят от магнитного поля B , частоты ускорения ω , массы уско-

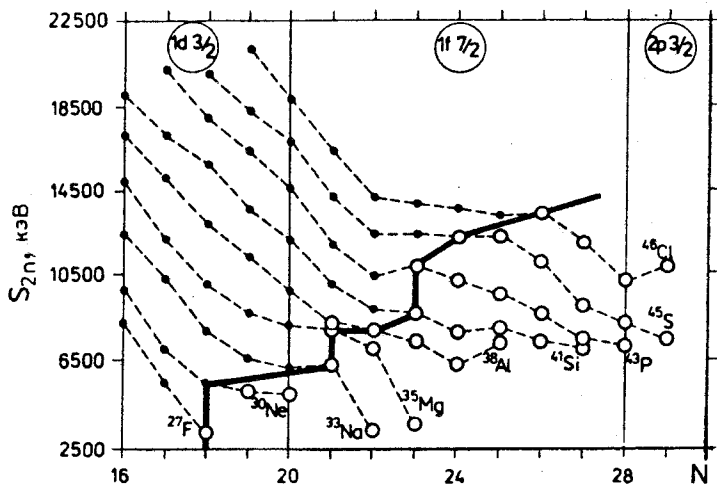


Рис. 24. Энергия связи двух нейтронов в зависимости от числа нейтронов [37]. Толстая линия проведена через последние изотопы с известными массами до экспериментов, описанных в [37]. Светлые точки — новые результаты

ряемой частицы M и ее ионного заряда q и определяются соотношением $V/\omega = q/M$. При этих условиях, регистрируя на выходе из циклотрона ядро, можно определять его массу с точностью до 10^{-5} — 10^{-6} . Подобный способ может быть чрезвычайно интересным и эффективным для определения массы ядер с $Z > 100$, а также для измерения масс основного и изомерного состояния спонтанно делящихся изомеров, образующихся в реакциях полного слияния при энергиях 5—10 МэВ/А после первого циклотрона.

Нейтронные и протонные гало в ядрах. Нейтроноизбыточные ядра вблизи границы стабильности имеют сравнительно небольшую энергию связи (речь идет о ядрах, стабильных по отношению к вылету нейтрона). Вследствие этого их размеры могут быть существенно больше, чем обычных ядер. Малая энергия связи последнего нейтрона ϵ_n приводит к тому, что волновая функция относительного движения этого нейтрона и остатка ядра должна иметь весьма протяженный хвост. Например, если нейтрон находится в p -состоянии, то вне области взаимодействия волновая функция имеет вид:

$$R_n(r) = \left(1 + \frac{1}{V_n r}\right) e^{-x_n r}, \quad x_n = \sqrt{\frac{2\mu \epsilon_n}{\hbar^2}}. \quad (26)$$

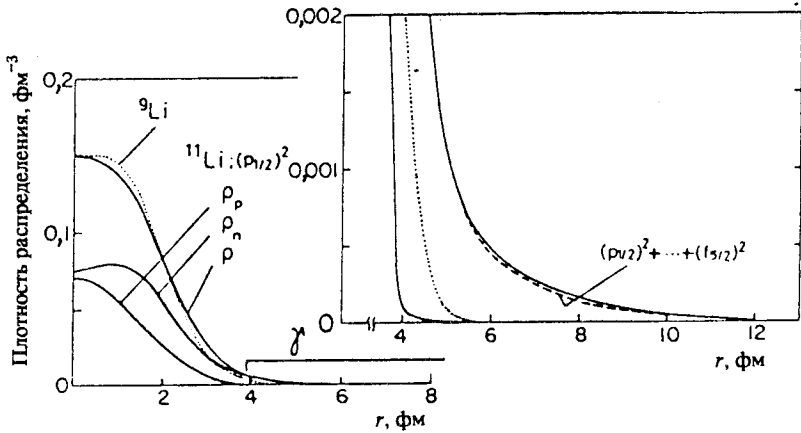


Рис.25. Распределение плотности нейтронов и протонов в ядре ^{11}Li [38]

При $\epsilon_n = 1$ МэВ (считая $\mu = 1$) хвост волновой функции нейтрона простирается на расстояние ~ 5 фм, при $\epsilon_n = 0,1$ МэВ — до 15 фм. Очевидно, что радиус такого ядра может сильно отличаться от величины $R = r_0 A^{1/3}$.

В области легких ядер в настоящее время достигнуто наибольшее отношение чисел нейтронов и протонов. Если для областей средних и тяжелых масс ядер это соотношение $X = (N - Z)/A$ лежит в пределах 0,1—0,2, то для легких ядер оно составляет 0,45 (^{11}Li) — 0,55 (^9He). Сильное обогащение ядер нейтронами значительно изменяет распределение плотности нейтронов и протонов ρ_n и ρ_p в ядрах (см. рис.25), которое в настоящее время может быть определено только из экспериментов с радиоактивными пучками. Для таких сильно обогащенных нейтронами ядер обнаружено существование «нейтронного гало», которое влияет на структуру и свойства этих ядер.

Существование ядер с гало было обнаружено при измерении сечений взаимодействия этих ядер. Оказалось, что ядра ^{11}Li , ^{17}B , ^{14}Be имеют относительно большое сечение взаимодействия (рис.26). Это может объясняться наличием у них гало из слабо связанных нейтронов. Интерес к таким ядрам обусловлен разными причинами и прежде всего их необычными свойствами.

В сильно нейтрондефицитных ядрах, лежащих на границе нуклонной стабильности и имеющих низкую энергию связи протона (или пары протонов), может наблюдаться необычное распределение электрического заряда — протяженный поверхностный слой, обогащенный протонами.

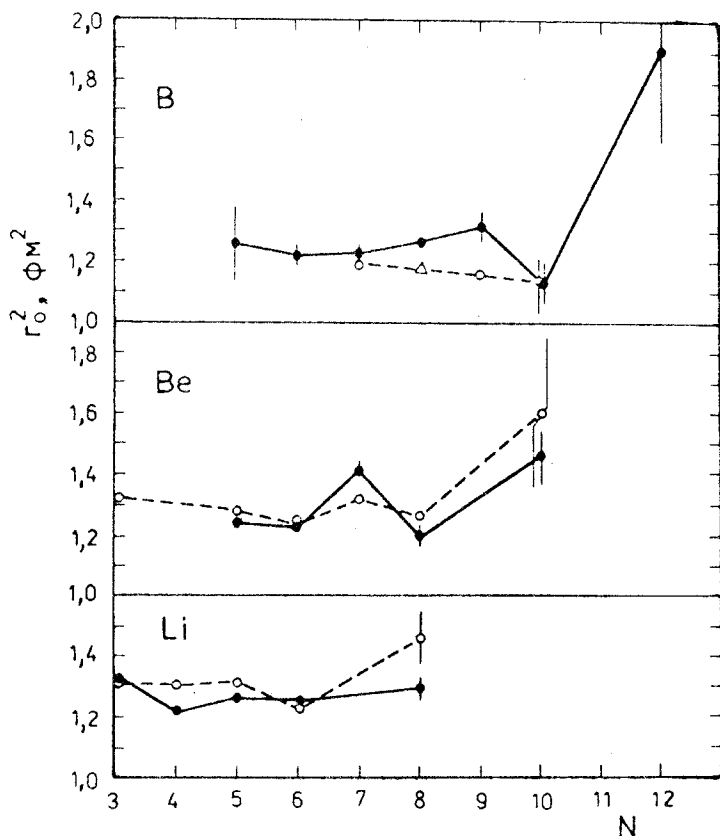
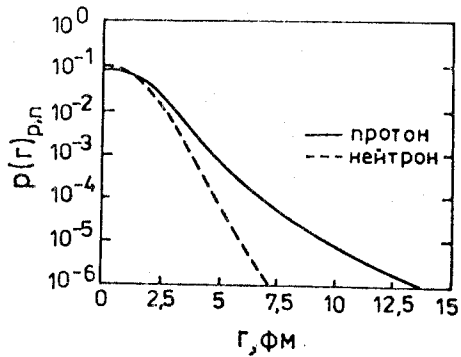


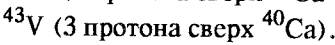
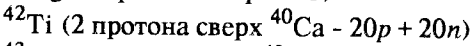
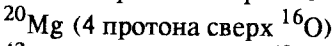
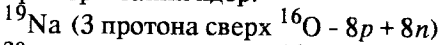
Рис.26. Зависимость среднеквадратичного радиуса взаимодействия ядер различных изотопов Li, Be и B, полученная в [39] (штриховая кривая) и [40] (сплошная кривая)

Это может привести к появлению протонного гало в таких ядрах, аналогичного известному нейтронному гало в ядре ^{11}Li . Однако условия существования протонного гало менее благоприятны, чем нейтронного. Этому препятствуют кулоновские силы отталкивания между внешними протонами и остовом, которые спадают с расстоянием значительно медленнее, чем ядерные. Из-за этого протоны не могут удержаться на значительном расстоянии от остова. Поэтому вместо протонного гало может оказаться сравнительно тонкий ($\sim 0,5$ фм) поверхностный слой, обогащенный протонами (см. рис.27).

Рис.27. Распределение плотности нейтронов и протонов в ядре ${}^8\text{B}$ [41]



Существование протонного гало или протонного поверхностного слоя ожидается в ядрах, содержащих несколько протонов сверх дважды магического остова. Примеры таких ядер:



Эти ядра могут быть получены в реакциях с тяжелыми ионами, например: ${}^{12}\text{C}({}^{14}\text{N}, 4n){}^{19}\text{Na}$, ${}^{27}\text{Al}({}^{20}\text{Ne}, p4n){}^{42}\text{Ti}$.

Распределение электрического заряда в этих ядрах может быть измерено в экспериментах с использованием методики лазерной спектроскопии.

Указание на протонное гало было получено при исследовании нейтронодефицитного изотопа ${}^8\text{B}$, имеющего энергию связи протона 0,14 МэВ [41]. Это ядро имеет аномально большой электрический квадрупольный момент $Q = 68,3$ мб, в то время как по оболочечной модели он должен составлять всего 24,9 мб, т.е. в 3 раза меньше. Из величины Q следует зарядовый радиус $\langle r^2 \rangle_p^{1/2} = 2,98$ фм, по сравнению с радиусом для нейтронного гало $\langle r^2 \rangle_n = 2,20$ фм.

Исследование резонансов в экзотических ядрах. Экзотические ядра открывают уникальную возможность исследования действия различных сил в стабильных ядрах. Действительно, энергия возбуждения монополярного резонанса связана с сжимаемостью ядер простой формулой

$$E_{GMR} = \hbar(K_A/m\langle r^2 \rangle)^{1/2}. \tag{27}$$

Сжимаемость ядер K_A может быть описана сжимаемостью бесконечной симметричной ядерной материи K_∞ , поверхностной сжимаемостью K_s с коррекцией на зарядовую асимметрию K_c :

$$K_A = K_\infty + K_s A^{-1/3} + K_c \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 + K_c Z^2 A^{1/3}, \tag{28}$$

K_s , K_∞ , K_c — поверхностный, изоспиновый и кулоновский коэффициенты. Значение $K_\infty = -(250 \pm 25)$ МэВ хорошо определяется из экспериментальных данных по гигантскому монополюному резонансу. Значение $K_c = -(320 \pm 180)$ МэВ имеет большую погрешность и получено только из данных по ядрам, удаленным от линии стабильности. Кроме того, параболическая зависимость K_c от $(N - Z)$ не доказана. Измерения монополюного резонанса в экзотических ядрах может решить проблему определения K_c и доказать параболическую зависимость от $(N - Z)$. Это очень существенно не только для ядерной физики, но и для астрофизики, где сжатие нейтронообогащенной материи определяет условия взрыва сверхновых звезд.

Большой интерес представляют дипольные резонансы, связанные с колебаниями кора ядра относительно нейтронного гало. Например, в случае ^{11}Li кор, состоящий из трех протонов и шести нейтронов, может совершать колебания относительно гало из двух нейтронов. В работе [42] была обнаружена мягкая мода длительного резонанса для ядра ^{11}Li в реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+)^{11}\text{Li}$ (рис.28).

В этой же работе было показано, что энергия таких колебаний $h\omega$ связана с энергией дипольного резонанса соотношением

$$h\omega = \left| \frac{Z(N - N_c)}{N(Z + N_c)} \right|^{1/2} h\omega_{\text{GDR}} \quad (29)$$

Для сильно обогащенных нейтронами ядер $h\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} h\omega_{\text{GDR}}$. Эти резонансы можно наблюдать в прямых реакциях. Например, для исследования GDR в ^{11}Li была использована реакция $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{14}\text{O})^{11}\text{Li}$, в которой измеряли энергетический спектр ^{14}O и искали в нем на фоне кривой, соответствующей фазовому пространству, резонанс, связанный с колебанием кора относительно гало [43]. В ядрах, сильно обогащенных нейтронами, предсказываются новые типы коллективных колебаний при большей энергии возбуждения. Исследование их микроскопической структуры может дать информацию о связи изоспина с этими модами. С другой стороны, энергия GDR нечувствительна к изоспину и определяется выражением

$$E_{\text{GDR}} = E_0 + \alpha(N - Z) + b(N - Z)^2 \quad (30)$$

Поэтому, измеряя E_{GDR} для различных соотношений нейтронов и протонов в ядре, можно получить зависимость ядерных сил от изоспина.

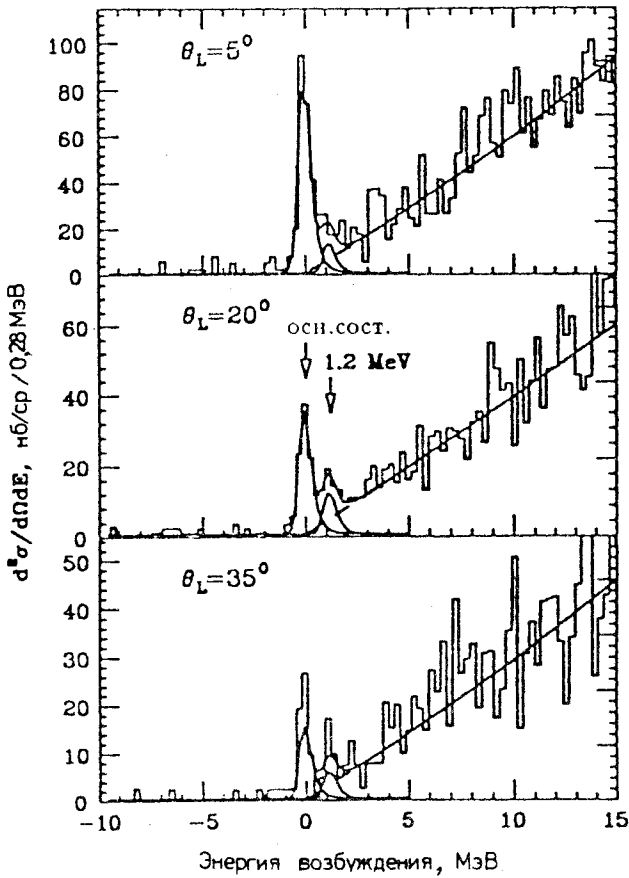
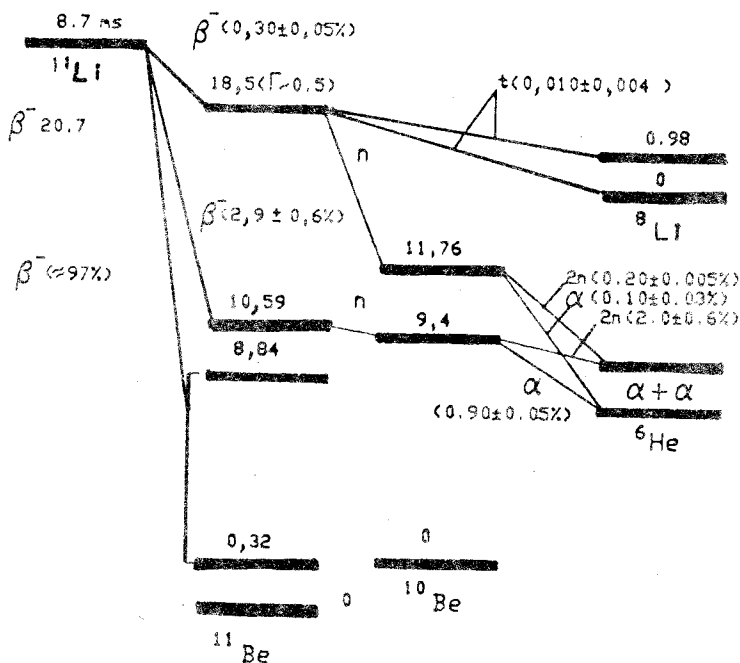


Рис.28. Энергетический спектр π^+ в реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+)^{11}\text{Li}$ ($T_\pi = 164$ МэВ) при трех углах регистрации. Сплошная кривая — расчетные значения трехтельного фазового устройства. Пик с энергией 1,2 МэВ приписывается мягкой моде дипольного резонанса [42]

Распады экзотических ядер. Получение достаточно интенсивных пучков радиоактивных ядер, удаленных от границ стабильности, открывает новые возможности наблюдения экзотических распадов, в том числе и запаздывающих. Для этих ядер разница между массами соседних изобар (энергия β -распада) может достигать 20—30 МэВ, и после β -распада

Рис. 29. Схема распада ядра ^{11}Li

могут заселяться уровни с высокой энергией возбуждения, что приводит к появлению широкой энергетической области для разных типов распада: β -запаздывающего двухнейтронного и трехнейтронного распада, эмиссии тритонов, α -частиц и более тяжелых частиц [34]. Интересными с этой точки зрения являются изотопы ^{11}Li и ^8He , обладающие высоким значением энергии β -распада. Для изотопа ^{11}Li значение $Q_\beta = 20,7$ МэВ, что делает энергетически разрешенными все перечисленные типы распадов. Так, испускание β -запаздывающего тритона для этого ядра является энергетически выгодным и имеет порог 15,72 МэВ для развала ^{11}Li на $^8\text{Li} + t$. Схема распада ^{11}Li показана на рис.29. Этот новый тип распада был предсказан для легких ядер, удаленных от линии β -стабильности, в работе [44] и экспериментально обнаружен в работе [45].

Экспериментально наблюдался запаздывающий вылет ядер трития после β -распада ^8He [45]. Энергия β -распада для этого ядра $Q_\beta = 10,653$ МэВ и пороги для развала ^8Li на $\alpha + t + n$ и $^5\text{He} + t$ равны 4,50

Рис.30. Схематическое представление процесса β^+ -распада [46]

и 5,39 МэВ соответственно. Были идентифицированы обе ветви распада, идущие после β -распада ядра ^8He на уровень лития с энергией 8,8 МэВ и шириной $\Gamma = 1$ МэВ.

Процессы, сопровождающие β^- -распад нейтроноизбыточных ядер, подробно рассмотрены в [46]. В основе их теоретического описания лежит расчет силовой функции β -распада $S_\beta(E)$, которая через интеграл с функцией Ферми определяет заселенность уровней дочернего ядра при β -распаде.

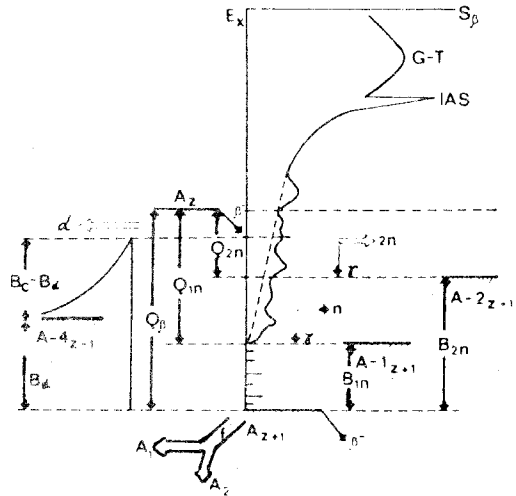
Функция $S_\beta(E)$ имеет сложную структуру резонансного типа, основанную на изобарических состояниях (рис.30). Наиболее важную роль играют хвосты гамов-теллеровского резонанса и состояния типа поляризации остова, определяемые конфигурациями «протон-нейтронная дырка» и связанные с переворотом полного момента. Последние расположены обычно в окне β -распада.

Возможность (β^-, kn) -процесса ($k = 1, 2, \dots$) определяется условием $Q_\beta > B_{kn}$, где B_{kn} — энергия отрыва k нейтронов в дочернем ядре (см. рис.29). Анализ, выполненный в [46], показывает, что область ядер, испытывающих запаздывающий распад с вылетом двух нейтронов, довольно близко подошла к границе уже идентифицированных ядер. Для некоторых обнаруженных ядер удастся сделать прогноз вероятности трехнейтронного и четырехнейтронного распада.

Вероятность эмиссии k нейтронов определяется соотношением

$$P_{kn} = \int_{B_{kn}}^{Q_\beta} \int_0^{Q_{kn}} I_\beta(U) W_n(U, E) dU dE, \quad (31)$$

где $I_\beta(U)$ — вероятность заселения изобарического состояния в дочернем ядре, $Q_{kn} = Q_\beta - B_{kn}$. Внутренний интеграл по U дает спектр испущен-



ных нейтронов, определяемый вероятностью их вылета $W_n(U, E)$, которая рассчитывается по статистической теории.

Для грубых оценок можно использовать выражение:

$$P_{kn} \approx 125(Q_{kn}/Q_\beta)^{4,35} [\%], \quad k \geq 2. \quad (32)$$

В этой формуле не учитываются четно-нечетные эффекты, которые при $k \geq 2$ уже несущественны.

Наиболее полное исследование мультинейтронной β -задержанной эмиссии проведено для изотопов Na. Обзор экспериментальных данных и сравнение с расчетами проведено в [35].

Один из наиболее важных вопросов связан с возможностью испускания коррелированной пары двух нейтронов (динейтрона). В β -задержанных распадах такой процесс пока не наблюдается. Результаты расчетов, приведенные в [46], предсказывают вероятность вылета динейтрона P_{2n} на несколько порядков меньше вероятности каскадного механизма P_{n+n} (для ядер в области $^{30}\text{Na} - ^{55}\text{K}$). Эти расчеты являются чисто статистическими и не учитывают возможность корреляции нейтронов на поверхности, что может привести к усилению процесса. Поиск запаздывающей динейтронной эмиссии является в настоящее время, по-видимому, наиболее реальным путем к пониманию природы таких распадов у более тяжелых ядер. Для решения проблемы механизма двухнейтронного и мультинейтронного распада необходимо экспериментальное исследование ядер, испытывающих запаздывающий нейтронный распад. На рис.31 представлены результаты измерения нейтронной множественности после β -распада ядер ^{17}B , взятые из работы [47]. Видно, что с относительно большой вероятностью из этого ядра происходит эмиссия двух, трех и четырех нейтронов. Важной экспериментальной задачей является исследование корреляций этих нейтронов и возможности испускания целых нейтронных систем, состоящих, например, из четырех нейтронов (тетранейтрон). Такие эксперименты в настоящее время проводятся на пучках радиоактивных ядер [48].

Недавно были обнаружены интересные эффекты, связанные с наблюдением протонного распада нейтронодефицитных ядер из основного состояния, — это существование повышенного времени жизни протонного распада для ядер с массой $A = 110$ и 150 , а также двухпротонная радиоактивность из основного состояния. Дальнейшее исследование этих эффектов, которые дают непосредственную важную информацию о влиянии оболочечных эффектов, угловых моментов и деформации на распад экзотических ядер, может быть продолжено только в реакциях слияния с радиоактивными пучками. Так, например, в проекте SPIRAL

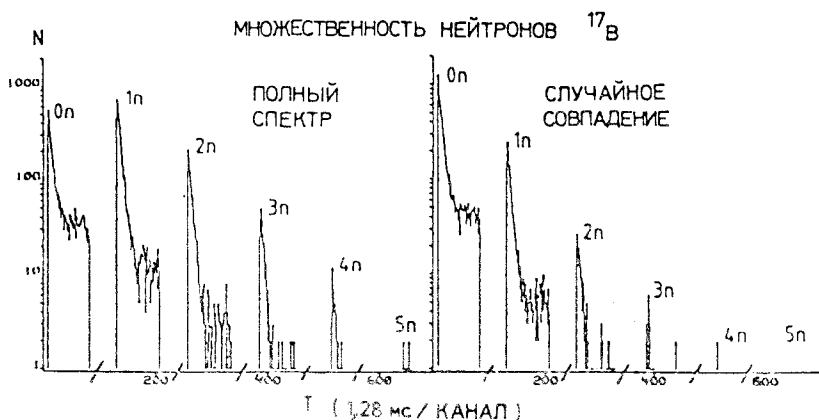


Рис.31. Экспериментально измеренная множественность нейтронов [47] после β -распада ^{17}B

(Франция) предполагается получать такие ядра, как $^{87,89,90}\text{Pd}$, $^{97,98}\text{Sn}$, ^{132}Gd , ^{138}Dy , испытывающие $2p$ -распад в реакциях типа:

$$^{64}\text{Zn}(^{74}\text{Kr}, 2p4n)^{132}\text{Gd} \quad \sigma = 760 \text{ мб}, E_{\text{вт.пучка}} = 380 \text{ МэВ},$$

$$^{64}\text{Zn}(^{74}\text{Kr}, 2p3n)^{132}\text{Gd} \quad \sigma = 6,3 \text{ мб}, E_{\text{вт.пучка}} = 350 \text{ МэВ}.$$

Подобные реакции предполагается использовать для исследования кластерной эмиссии нейтронодефицитных ядер.

Интересное предложение по исследованию протонной радиоактивности из высокоспинового изомерного состояния было сделано в работе [49], в которой предлагается измерить характеристики протонного распада вблизи оболочки $g_{9/2}$ в изотопах с $N = Z$ ($^{95,97}\text{In}[25/2+]$, $^{96}\text{Cd}[16+]$, $^{95}\text{Cd}[23/2+]$, $^{95}\text{Ag}[23/2+]$). В этом случае испускание протона будет определяться изменениями углового момента и микроскопического фактора, которые для данных ядер приведут к повышению вероятности протонной эмиссии.

2.2. Ядерные реакции с пучками радиоактивных ядер. Упругое рассеяние пучков радиоактивных ядер. Эксперименты по упругому рассеянию ядер, как известно, дают информацию о форме и величине ядерного потенциала, а также о параметрах самих ядер: их структуре, среднеквадратичных радиусах распределений нуклонов, зарядов и т.п. Как правило, используют различные подходы к анализу угловых распределений упруго рассеянных ядер — полуклассический подход [50], феноменологическую или полумикроскопическую оптическую модель [51]. В соот-

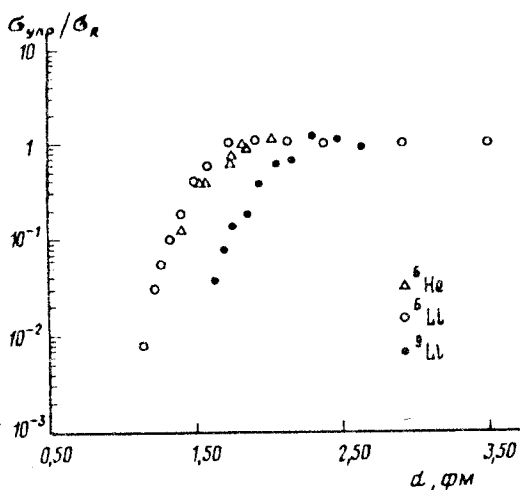


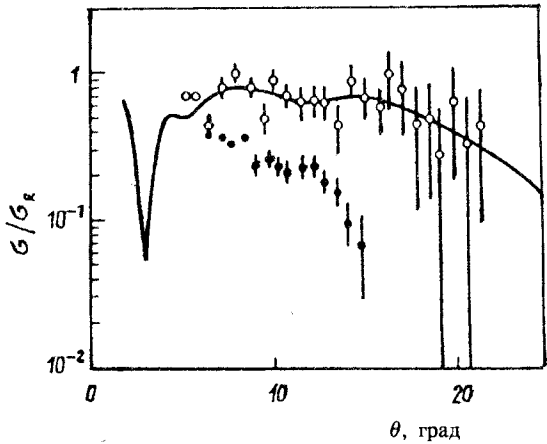
Рис.32. Зависимость отношения сечения упругого рассеяния ядер ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Li}$ к резерфордовскому на свинцовой мишени от параметра наибольшего сближения двух ядер d [52]

ветствии с квазиклассическим рассмотрением упругого рассеяния частица движется по кулоновской траектории и может испытать неупругое взаимодействие, выводящее ее из упругого канала. В этом случае, исследуя зависимости экспериментальных

данных по упругому рассеянию от расстояния наибольшего сближения $D = (a/2)(1 + \text{cosec } \theta/2)$, где $a = Z_p Z_t e^2 / E$ (Z_p и Z_t — заряды ядра-снаряда и ядра-мишени, E — энергия бомбардирующего ядра в с.д.м., θ — угол рассеяния в с.д.м.), можно определить как радиус взаимодействия частиц, так и радиус сильного поглощения, т.е. расстояние между центрами соударяющихся ядер, на котором интенсивность потока в упругом канале убывает вдвое. В работе [52] были получены пучки радиоактивных ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ и исследовано их упругое рассеяние на свинце.

На рис.32 показана зависимость отношения дифференциального сечения упругого рассеяния ядер ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ к дифференциальному сечению резерфордовского рассеяния этих ядер как функция параметра расстояния наибольшего сближения $d = D / (A_T^{1/3} + A_p^{1/3})$. Обращает на себя внимание сильное отличие этих зависимостей для случая ${}^9\text{Li}$ и двух других ядер. Для дальнейшего анализа этой разницы использована оптическая модель с применением для описания действительной компоненты фолдинг-потенциала. Был сделан вывод о существенной прозрачности периферийной области взаимодействия исследуемого упругого канала (в данном случае рассеяния ${}^9\text{Li}$ на ${}^{208}\text{Pb}$). Эта прозрачность достигается не за счет ослабления вероятности периферийных реакций (т.е. мнимой компоненты оптического потенциала ${}^9\text{Li}$ по сравнению с ${}^7\text{Li}$), а в результате существенного усиления действительной компоненты ядро-ядерных взаимодействий на больших расстояниях между центрами тяжести ионов. В работе [53] было сделано заключение, что указанный эффект

Рис.33. Зависимость отношения сечений упругого рассеяния ^{11}Li (o) и ^7Li (•) на кремниевой мишени к резерфордовскому от угла [54]



носит динамический характер, а именно: происходит динамическая поляризация налетающей частицы. Проведенные совместные эксперименты Дубна — GANIL по изучению упругого рассеяния ^{11}Li (25,4 МэВ/нукл.) на ядрах ^{28}Si показали [54],

что угловые распределения упруго рассеянных ядер ^7Li и ^{11}Li сильно различаются (рис.33). При рассеянии ^{11}Li не было получено, как в случае ^7Li , резкого уменьшения сечения рассеяния в зависимости от угла. Это приводит к необходимости при обработке данных по оптической модели введения сильно увеличенного параметра диффузности реальной части потенциала, что в принципе объясняется наличием нейтронного гало в этом ядре. Такое поведение углового распределения упругого рассеяния ядер ^{11}Li можно объяснить также проявлением радужного рассеяния при углах больше 10° в с.ц.м.

Радужное рассеяние легких радиоактивных ядер. Пучки радиоактивных ядер позволяют ставить новые, недоступные ранее физические задачи. Одной из них является вопрос об изоспиновой зависимости ядроядерного потенциала. В общем виде оптический потенциал ядер a и A можно представить в виде двух частей, одна из которых определяется только массами сталкивающихся ядер, а вторая зависит от их нейтронных или протонных избытков (проекций изотопических спинов):

$$U(a, A) = U_0(a, A) + U_T(a, A). \quad (33)$$

Возникновения зависящего от изоспина члена в потенциале естественно ожидать для ядер, в которых избыток нуклонов одного сорта сильно меняет всю структуру ядра. Потенциал может зависеть от проекций изоспина сталкивающихся ядер, т.к. в ядерной среде с $N \neq Z$ нейтрон и протон взаимодействуют по-разному. Этот эффект является следствием существования энергии симметрии и проявляется в нуклон-ядерных соударениях. Следовательно, для ядер a и A (оба с $N \neq Z$), можно ожидать появления в потенциале члена, зависящего от их изоспинов.

Прямых данных об изоспиновой части потенциала почти нет. Поэтому для оценок используют экстраполяцию данных о нуклон-ядерном потенциале на более сложные системы.

Нуклон-ядерный потенциал обычно записывается в виде

$$V = V_c f_0(r) + \frac{1}{2} t_z \frac{N - Z}{A} V_1 f_1(r) \approx \left[V_0 + \frac{V_1}{A} t_z T_z \right] f(r), \quad (34)$$

где $t_z = +1/2$ для нейтронов и $-1/2$ для протонов, а радиальные зависимости принимаются одинаковыми. Для V_1 из оценок по энергии симметрии следует значение ~ 100 МэВ, а из эксперимента — $70+120$ МэВ.

В работе [55] было предложено получать данные об изоспиновой части нуклон-ядерного потенциала из экспериментов по радужному рассеянию радиоактивных ядер. В последнее время исследованию этого эффекта посвящено достаточно большое число экспериментальных и теоретических работ. Это объясняется возможностью получения важной информации о свойствах двух взаимодействующих ядер: их ядерных потенциалах, структуре и др. По аналогии с законами оптики может происходить дифракция волн, соответствующих падающим и поглощаемым частицам. В этом случае угловое распределение рассеянных ядер более широкое, чем в случае обычного упругого рассеяния, и чрезвычайно чувствительно к поверхностным свойствам двух взаимодействующих ядер. Авторы работы [56] считают, что эти эксперименты дают следующие возможности:

- 1) значительно уменьшить произвол в выборе потенциала;
- 2) изучить радиальные зависимости $f(r)$, т.к. радужный эффект связан с происхождением частиц в глубине ядра;
- 3) наблюдать качественный результат — сдвиги радужного максимума в угловых распределениях рассеяния из-за разных глубин потенциала.

В этой же работе сделана оценка величин сдвига для случая рассеяния двух ядер с разными T_z на одном и том же ядре-мишени. Положение угла ядерной радуги для потенциала типа Вудса — Саксона составляет [57]:

$$\Theta_{NR} \cong 0,56 \frac{V}{E} \left(\frac{R}{a} \right)^{1/2}, \quad (35)$$

где E — энергия частиц, а V , R и a — параметры действительной части потенциала.

Экстраполируя выражение (2) на ядро-ядерный потенциал, получаем

$$\Delta \Theta_{NR} \cong 0,56 \frac{V_1}{AE} \left(\frac{R}{a} \right)^{1/2} T_z \Delta T_z. \quad (36)$$

Наблюдаемый сдвиг будет, как правило, несколько меньше, из-за кулоновского отталкивания.

Таким образом, исследование рассеяния ядер-изобар в зоне ядерной радуги позволяет в принципе определить изоспиновую часть потенциала, но требует весьма точных измерений. Основные требования к такому роду измерений следующие:

1) Энергия налетающих частиц должна быть такова, чтобы ядерная радуга хорошо проявлялась в угловых распределениях. Нижняя граница составляет 15—20 МэВ/нукл., а верхняя, при которой радужный максимум еще находится вне зоны дифракционных осцилляций, ~300 МэВ/нукл. Высокие энергии имеют еще дополнительное преимущество: при них прозрачность ядра максимальна. При таких энергиях эффекты ядерной радуги ожидаются при углах 10° , и измерения требуют углового разрешения $\sim 0,1^\circ - 0,3^\circ$.

2) Для получения наибольшего эффекта сдвижки радужных максимумов $\Delta \Theta_{NR}$ ядро-мишень должно иметь максимально большое значение T_z . Однако тяжелые ядра, по-видимому, непригодны, так как явление ядерной радуги для них не найдено (см., например, [58]), где были проведены измерения рассеяния $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ при $E_{\text{лаб}} = 200$ МэВ/нукл.).

3) Разность ΔT_z налетающих ядер должна быть максимальна. Ограничения на выбор пар рассеянных ядер накладываются, во-первых, возможностью их получения в достаточном количестве и, во-вторых, условием, чтобы время их жизни было сравнимо с временами ускорения. Кроме того, они должны быть достаточно легкими ($A \leq 20$), т.к. наиболее тяжелым налетающим ядром, для которого наблюдалось явление ядерной радуги, в настоящее время является ^{16}O [59]. Возможно, с увеличением энергии до 100+300 МэВ/нукл. удастся продвинуться в сторону более тяжелых ядер.

Ниже приведены ожидаемые значения углов сдвижки радужного максимума для рассеяния пары ядер с $\Delta T_z = 2$ на трех ядрах-мишенях: ^{14}C , ^{48}Ca , ^{96}Zr . Видно, что сдвиг составляет $\Delta \Theta \geq 1^\circ$. Учитывая особенности ожидаемых угловых распределений, эта величина является доступной для экспериментов с радиоактивными пучками.

Сдвиги радужных максимумов для рассеяния ядер с $\Delta T_z = 2$ ($A=11$, $E=85$ МэВ/нукл.):

Ядро-мишень	$\Delta \Theta$, град
^{14}C	1,6
^{48}Ca	2,1
^{96}Zr	2,3

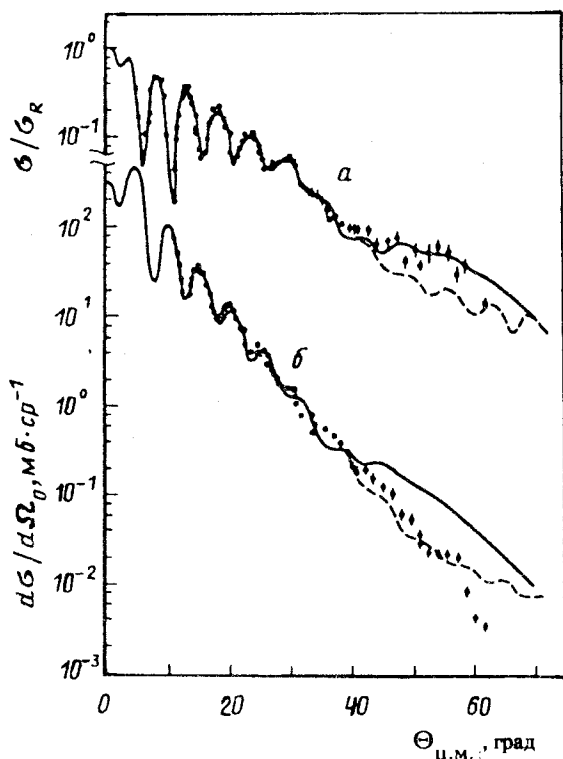


Рис.34. Зависимость сечения упругого (а) и неупругого (б) ($E^* = 4,44$ МэВ) рассеяния на углеродной мишени при $E(^{13}\text{C}) = 20$ МэВ/А. Штриховая кривая — результаты [60]

Для оценки ожидаемого эффекта можно воспользоваться данными о рассеянии $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [60], полученными в Институте Гана — Майтнер (Берлин) на VICKSI при энергии 240 МэВ. На рис.34 показано вычисленное в [60] сечение вместе с экспериментальными данными. Видно, что при углах $\Theta_{\text{ц.м.}} > 40^\circ$ наблюдается увеличение сечения, что объясняется радужным рассеянием.

Таким образом, изучение радужного рассеяния с пучками радиоактивных ядер может дать информацию об изоспиновой части ядро-ядерного потенциала. Роль этой компоненты потенциала во взаимодействии ядер, о которой сейчас нет практически никаких данных, возрастает по мере их удаления от границ стабильности. Требования к параметрам радиоактивных пучков достаточно высоки и, по-видимому, могут быть реализованы на ускорительных системах нового поколения — накопительных кольцах тяжелых ионов.

Реакции перестройки. К этому классу реакций относятся процессы, связанные с обменом между ядрами мишени и бомбардирующей частицей несколькими нуклонами без значительного изменения энергии возбуждения. К таким реакциям можно отнести и реакции перезарядки. Эти реакции имеют ряд характерных особенностей по сравнению с реакциями передачи. Реакции перестройки успешно используются для получения информации о сильно нейтронообогащенных ядрах легких элементов (сверхтяжелые изотопы водорода, гелия, лития). В этом случае используются

бомбардирующие ионы ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{14}\text{C}$, ${}^{18}\text{O}$ при энергии до 30 МэВ/А и измеряются энергетические спектры ядер, дополнительных к исследуемому ядру. Например, в случае реакции ${}^{14}\text{C}({}^9\text{Be}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$, исследуя энергетический спектр ${}^{14}\text{O}$, можно получить информацию о структуре ядра ${}^9\text{He}$ и его энергии связи [34]. Сечение таких реакций зависит от значения Q . Возможности использования этого метода также ограничиваются требованием иметь известное нуклоностабильное ядро, дополнительное к исследуемому. С этой точки зрения возможности для этих исследований расширяются с использованием пучков радиоактивных ядер. Например, для получения информации о стабильности ядер ${}^7\text{H}$ можно использовать реакцию с пучком ${}^8\text{He}$ на дейтериевой мишени (${}^8\text{He}(d, {}^3\text{He}){}^7\text{H}$); для ядер ${}^{10}\text{He}$ — реакцию ${}^8\text{He}(t, p){}^{10}\text{He}$ и т.д. Экспериментально в этом случае для уменьшения фона необходимо измерять совпадение между сопряженной частицей (в данном случае ${}^3\text{He}$ или p) и продуктом распада исследуемой частицы (${}^3\text{H}$ в первом случае и ${}^8\text{He}$ — во втором). Эти эксперименты имеют чрезвычайно важное значение для исследования свойств нейтронной материи, а также для решения проблем астрофизики.

Большой интерес для исследования структуры экзотических ядер, механизма ядерных реакций с радиоактивными пучками представляет использование легких мишеней (водород, дейтерий, гелий, тритий). В этом случае при так называемой инверсной кинематике существенно облегчаются условия эксперимента, так как из-за большой переносной скорости сужается угловое распределение продуктов, что не требует использования 4π -детектирующих систем, а также ядра отдачи (в данном случае легкие ядра) имеют достаточно узкое угловое распределение с максимумом под большим углом, что облегчает регистрацию этих ядер. Реакции в обратной кинематике с радиоактивными пучками используются в последнее время для исследования структуры сверхнейтроноизбыточных изотопов легчайших элементов. В работе [61] проведено измерение резонансов в ядре ${}^{10}\text{He}$ с использованием инверсной кинематики. На ускорительном комплексе RIKEN (Япония) с помощью радиоактивного пучка ${}^{11}\text{Li}$ с интенсивностью $2 \cdot 10^4$ част./с и энергией 61 МэВ/нуклон исследовалась реакция $\text{CD}_2({}^{11}\text{Li}, 2n){}^8\text{He}$. Для однозначной идентификации канала реакции измерялись совпадения ${}^8\text{He}$ с нейтронами. На рис. 35 представлен спектр инвариантных масс для этой реакции. Авторы работы идентифицировали пик в этой реакции как основное состояние резонанса в ядре ${}^{10}\text{He}$ с энергией $1,2 \pm 0,3$ МэВ и шириной $\Gamma \leq 1,2$ МэВ. Это первый результат применения радиоактивных пучков для исследования структуры и резонансов в супернейтронообогащенных изотопах легчайших элементов. Можно надеяться, что инверсные реакции типа

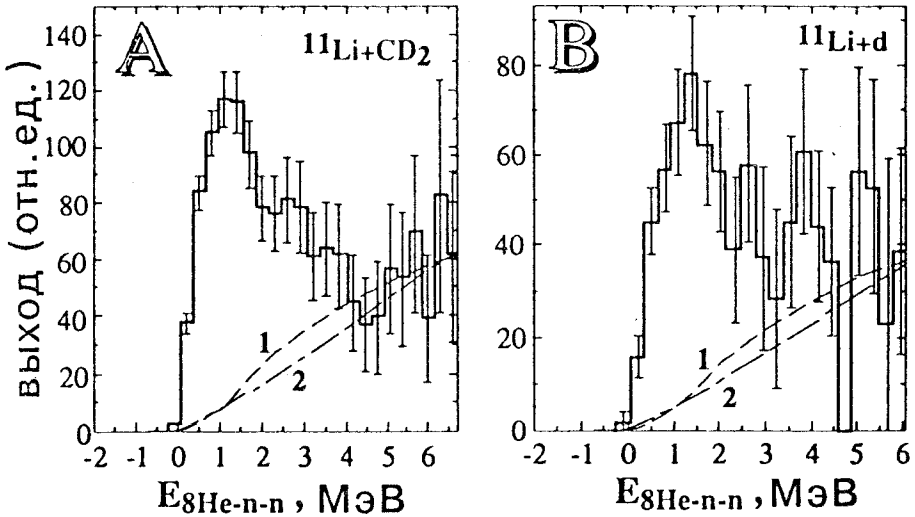


Рис. 35. Инвариантный спектр масс ${}^8\text{He} + n + n$ для реакции CD_2 (${}^{11}\text{Li}$, $2n$, ${}^8\text{He}$) [61]. Спектр (B) получен вычитанием из спектра (A), измеренного на углеродной мишени. Пунктирные кривые 1 и 2 рассчитаны для фазового пространства ${}^8\text{He} + n$ и ${}^8\text{He} + n + n$ соответственно

${}^8\text{He} + {}^3\text{H}$, приводящие к ядрам ${}^{10}\text{He} + p$; ${}^6\text{He} + {}^5\text{H}$; ${}^4\text{He} + {}^7\text{H}$; ${}^3\text{He} + {}^8\text{H}$; ${}^9\text{Li} + {}^2n$; ${}^7\text{Li} + {}^4n$ и т.д., позволят получить спектроскопическую информацию об этих ядрах.

В последнее время обсуждаются также предложения экспериментов по исследованию упругого рассеяния радиоактивных ядер на легких мишенях (в инверсной кинематике).

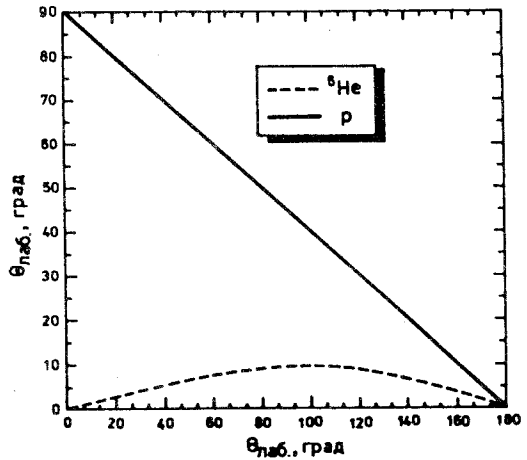
В этом случае кинематика процесса определяется простыми соотношениями, связывающими углы в лабораторной системе с системой центра масс:

$$\text{tg} (\Theta_{\text{лаб1}}) = \frac{\sin \Theta_{\text{ц.м.}}}{\frac{m_1}{m_2} + \cos \Theta_{\text{ц.м.}}}, \quad (37)$$

$$(\Theta_{\text{лаб2}}) = \frac{\pi - \Theta_{\text{ц.м.}}}{2} \quad (38)$$

($\Theta_{\text{лаб1}}$ — угол рассеяния налетающей частицы, $\Theta_{\text{лаб2}}$ — угол рассеяния ядра отдачи).

Рис.36. Зависимость углов рассеяния ${}^6\text{He}$ (пунктирная кривая) от угла рассеяния протона для реакции ${}^6\text{He} + p$ при энергии ${}^6\text{He}$ 56 МэВ



На рис.36 представлена зависимость углов рассеяния для протона и ${}^6\text{He}$ при бомбардировке водородной мишени радиоактивными пучками ${}^6\text{He}$. В этой постановке опыта ведется регистрация протона. Максимальный угол отклонения ${}^6\text{He}$ в этой реакции не превышает

10° в л.с.к. Одной из методических проблем в такой постановке экспериментов является необходимость иметь хорошее угловое разрешение детектора, регистрирующего протоны под большим углом по отношению к начальному пучку. В случае применения газовой водородной мишени это становится проблематичным. Эта проблема решается путем использования так называемой времяпроекционной камеры [62], представляющей комбинацию дрейфовой камеры с координатно-чувствительными пропорциональными промежутками. Газовый объем камеры может сам являться мишенью, что позволяет с достаточной точностью регистрировать как энергию каждой провзаимодействовавшей частицы, так и угол ее рассеяния, т.е. одновременно определять все кинематические характеристики частиц, участвующих в ядерной реакции.

Кулоновское возбуждение уровней ротационных полос в нечетно-нечетных деформированных ядрах. Кулоновское возбуждение ядер позволяет получать важные сведения о свойствах ядер: спектр коллективных уровней, моменты инерции, квадрупольные моменты, параметры деформации и т.д. Хорошо исследованы лишь стабильные ядра и совершенно нет данных о нестабильных ядрах, так как имеются большие трудности в изготовлении из них мишеней.

Использование пучков радиоактивных ядер с энергией 3—5 МэВ/нукл. позволяет проводить успешные измерения, так как сечения кулоновского возбуждения для деформированных ядер достигают десятков барн в области легких и средних деформированных ядер — изотопы Na, Al, Sc, Br, Rb. В этих ядрах возбуждаются ротационные полосы, построенные на основном или изомерном состояниях.

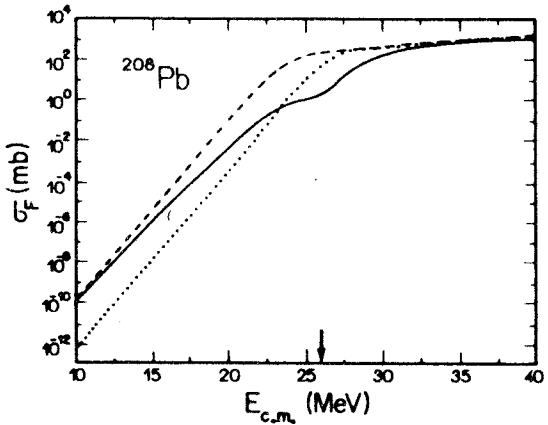
Преимущества кулоновского возбуждения перед исследованием этих ядер при радиоактивном распаде или в ядерных реакциях в том, что в этом случае заселяются только уровни, связанные с $E2$ -переходами, и спектр γ -излучения значительно проще для анализа и интерпретации. Это особенно касается нечетно-нечетных ядер, где спектр уровней и переходов между ними очень сложный.

Выше были перечислены реакции со вторичными пучками, которые имеют сечения $10^{-24} - 10^{-26} \text{ см}^2$. Определяющую роль могут играть радиоактивные пучки и для исследований реакций с меньшим сечением — реакции полного слияния, многонуклонных передач, деления. Исследование каждой из этих реакций позволит получить новую важнейшую информацию как о механизме реакций, так и о характеристиках взаимодействующих ядер. Радиоактивные пучки помогут исследовать стабильность сверхтяжелых ядер в районе замкнутых оболочек $Z = 114, N = 182$.

Реакции полного слияния с образованием трансфермиевых элементов. Наблюдение резонансной структуры в функциях возбуждения сечения слияния при взаимодействии легких ядер продемонстрировало важную роль структуры ядер, а также числа нейтронов на величину и форму барьеров слияния [63]. В дальнейшем такие же результаты были получены и на более тяжелых ядрах, в результате чего были сделаны выводы о наличии некоего флуктуативного барьера, зависящего от структуры взаимодействующих ядер. В работе [64] была показана возможность увеличения барьера слияния на несколько порядков из-за возбуждения гигантских резонансов во взаимодействующих экзотических ядрах. Результат этих расчетов показан на рис.37 для системы $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$, где пунктирной линией представлено расчетное значение сечений в случае возбуждения резонансов в этой системе. Такое повышение сечения и возможность глубоководбарьерного слияния (низкие энергии возбуждения) может быть использовано для синтеза трансфермиевых ядер в реакциях с радиоактивными пучками.

Синтез новых трансфермиевых элементов, в том числе и сверхтяжелых элементов в области $Z = 114$ и $N = 182$, является одной из интереснейших задач физики тяжелых ионов. Одним из принципиальных вопросов в этой проблеме является метод получения сверхтяжелых ядер. Эта проблема связана, во-первых, с получением ядер с максимальным числом нейтронов, близким к $N = 184$. Во-вторых, необходимо в реакции слияния получить составное ядро с минимальной энергией возбуждения, чтобы образовавшееся ядро могло путем испарения нейтронов или заряженных частиц перейти в основное состояние, минуя стадию деления. Первое условие может быть выполнено только при наличии радиоактивных пучков. Действительно, одной из наиболее оптимальных реакций

Рис.37. Теоретические расчеты функции возбуждения для реакции полного слияния $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$. Точечная кривая — расчеты без учета мягкой моды резонанса, пунктирная кривая — с учетом мягкой моды резонанса, сплошная кривая — с учетом мягкой моды резонанса и диссоциации гало [64]



для синтеза сверхтяжелых ядер, вызываемых стабильными ядрами, является реакция $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$; она дает в результате испарения нейтронов и заряженных частиц ядра с числом нейтронов, гораздо меньшим 184. Поэтому пучки таких ядер, как ^{52}Ca , ^{54}Ti , ^{64}Fe , могут дать возможность синтезировать ядра вблизи оболочки с $N=184$. Кроме того, как показано в ряде работ, реакции слияния с экзотическими ядрами, имеющими большой радиус распределения нейтронов, протекают с большим сечением. Таким образом, используя пучки радиоактивных ядер ^{8-11}Li , $^{10,11}\text{Be}$, $^{14-16}\text{C}$, $^{16-18}\text{N}$, $^{19-22}\text{O}$, $^{20-23}\text{F}$, $^{23-25}\text{Ne}$ и $^{24-31}\text{Na}$ с нейтронообогащенными актинидными мишенями ^{244}Pu , ^{248}Cm , ^{249}Bk , $^{251,252}\text{Cf}$ и ^{254}Es , можно получать и изучать свойства распада большого числа новых нейтронообогащенных ядер актинидных и трансактинидных нуклидов. Здесь необходимо отметить, что важным фактором, уменьшающим вероятность слияния двух тяжелых ядер, является эффект «extra push» [65], который увеличивает минимальную энергию, необходимую для слияния, на величину ΔB , которую можно аппроксимировать следующим выражением [64]:

$$\Delta B = \begin{cases} 0 & \text{для } x < 0,567 \\ 189(x_{\text{эфф}} - 0,567)^2 + 1,04 \cdot 10^5 (x_{\text{эфф}} - 0,567)^6 \text{ (МэВ)} & \text{для } x > 0,567, \end{cases} \quad (39)$$

где

$$x_{\text{эфф}} = (Z^2/A)_{\text{эфф}} / (Z^2/A)_{\text{крит}},$$

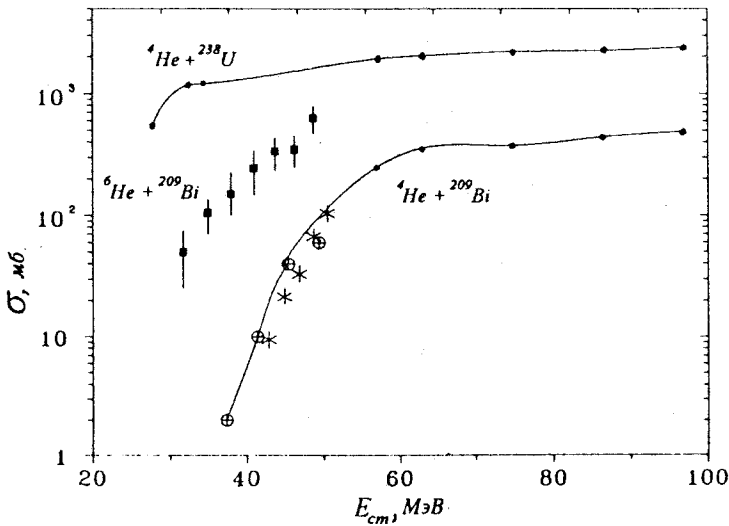


Рис. 40. Зависимость сечения деления ядер ^{209}Bi от энергии бомбардирующих частиц ^6He (черные точки) и ^4He (светлые точки и звездочки) [66]

деления. В частности, реакции слияния-деления с радиоактивными пучками можно эффективно использовать для изучения бимодального деления ядер в районе фермия, деления ядер из изомерных состояний в области масс $A = 150+200$, деления изомеров формы с высоким спином и т.д.

Недавно в работе [66] впервые была изучена функция возбуждения реакции деления составного ядра ^{215}At , образованного при взаимодействии радиоактивного пучка ^6He с ядрами ^{209}Bi . Эти данные представлены на рис. 40. Видно, что сечение деления с ядрами ^6He на порядок выше, чем с ядрами ^4He , и с относительно большой вероятностью происходит деление ядра ^{215}At глубоко под барьером. Этот результат можно объяснить тем, что в случае реакций слияния с нейтронообогатенными ядрами, отталкивающий потенциал действует на больших расстояниях, чем у стабильных ядер, и, как правило, кулоновский барьер между ядрами с гало может быть ниже, чем между стабильными партнерами [64]. Кроме того, возбуждение мягкой моды гигантского резонанса при взаимодействии экзотических ядер также значительно способствует слиянию [64]. Этот первый результат по исследованию деления в реакциях с радиоактивными пучками показывает новые возможности изучения деления таких составных ядер, которые нельзя получить в реакциях с тяжелыми ионами при ускорении стабильных изотопов.

Радиоактивные пучки и ядерная астрофизика. Основные задачи современной ядерной астрофизики — моделирование процессов выделения энергии при образовании и взрыве звезд, а также образование различных элементов (нуклеосинтез) во Вселенной. Обе эти проблемы непосредственно связаны с исследованиями методами ядерной физики в первом случае — эффективных сечений реакций взаимодействия различных ядер, в том числе радиоактивных с энергиями от кулоновского барьера и ниже до нескольких сотен МэВ/нукл., во втором — масс и времен жизни ядер по отношению к β -распаду различных ядер.

Основную роль в астрофизических процессах играют термоядерные реакции, идущие с захватом протонов, α -частиц или нейтронов различными ядрами, в том числе и нестабильными. Определение скорости протекания таких реакций является сложной экспериментальной задачей. Сечение также сильно зависит от температуры объекта. В процессе невзрывной эволюции звезды ее температура относительно низкая, и эффективное сечение реакций составляет от пикобарн до нанобарн. При взрыве звезд температура очень высокая (10^8 — 10^9 К) и эффективное сечение составляет миллибарны. Для моделирования этих процессов необходимо иметь широкий диапазон радиоактивных ядер, которые играют основную роль при взрыве звезд. В этом случае можно использовать прямой метод исследования характеристик реакций с радиоактивными пучками, используя при этом мишень из водорода и гелия. Приведем несколько примеров таких реакций. В последнее время астрофизиками активно обсуждается возможность существования неоднородностей в распределении адронной материи после перехода кварк-адронной фазы. В этих условиях содержание элементов с $A \approx 7$ может быть гораздо выше того, что предсказывается стандартной моделью [67]. Для нуклеосинтеза в таком неоднородном, так называемом «big-bang»-процессе принципиальными являются реакции типа ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$, ${}^6\text{He}(\alpha, n){}^9\text{Be}$. При моделировании горячего протон-протонного канала, который может иметь место при взрыве сверхновых, интерес представляет измерение скорости протекания таких реакций, как ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}$, ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$, ${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$.

Классический CNO-цикл в звездах протекает тогда, когда реакция ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$ более вероятна, чем β -распад ядра ${}^{13}\text{N}$. Эти процессы играют важную роль в образовании суперновых и супермассивных объектов. Для исследования CNO-цикла можно использовать такие реакции с радиоактивными ядрами, как ${}^{19}\text{Ne}(p, \gamma){}^{20}\text{Na}$, ${}^{14}\text{O}(\alpha, p){}^{17}\text{F}$, ${}^{15}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{19}\text{Ne}$.

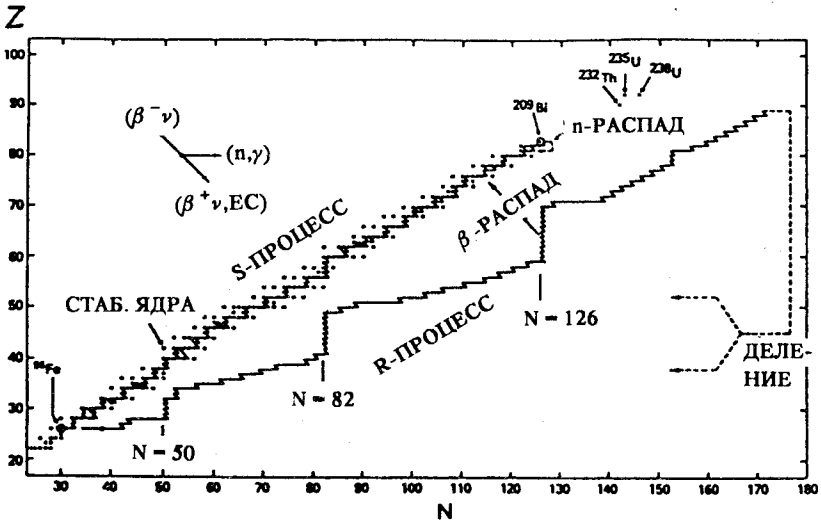


Рис.41. Цепочки захвата нейтронов для s- и r-процессов в (N, Z) -плоскости. Они начинаются от железа и заканчиваются ^{209}Bi (s-процесс) и более тяжелыми элементами (r-процесс). s-процесс заканчивается, когда ядра начинают делиться. Цепочки рассчитаны для нейтронной плотности 10^{24} см^{-3} и температуры T_9 .

Простой переход от горячего цикла NeNa—MgAl к холодному зависит от скорости таких реакций, как $^{20}\text{Na}(p, \gamma)^{21}\text{Mg}$, $^{22}\text{Na}(p, \gamma)^{23}\text{Al}$. Экспериментальное определение скорости $^{26m}\text{Al}(p, \gamma)^{27}\text{Si}$ -реакции с пучком радиоактивных изомерных ядер явится важнейшим экспериментом в области астрофизики.

Некоторые типы CNO и NeNa—MgAl горячих циклов могут иметь место в $2p$ - и αp -процессах, таких как $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}$ и $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$, когда вероятность этих реакций больше, чем вероятность β -распада ядер ^{15}O и ^{14}O . Эти процессы происходят в некоторых суперновых типа «I». Такие ситуации легко исследовать в реакциях $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}$, $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$, а также $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$, $^{31}\text{Si}(p, \gamma)^{32}\text{Cl}$, $^{35}\text{Ar}(p, \gamma)^{36}\text{K}$, $^{39}\text{Ca}(p, \gamma)^{40}\text{Sc}$, $^{43}\text{Ti}(p, \gamma)^{44}\text{V}$.

Другой непрямой способ определения скорости реакций, а также относительного содержания элементов состоит в получении спектроскопических данных о свойствах ядер, удаленных от линии стабильности.

Эти данные используются для описания процессов медленного захвата нейтронов (s -процесс) и быстрого захвата нейтронов (r -процесс). На рис.41 показаны пути нуклеосинтеза в r - и s -процессах. Цепочки s -процесса проходят вблизи линии стабильности, r -процесса — почти у границ стабильности нейтроноизбыточных ядер.

Покажем на примере эксперимента, проведенного в рамках коллаборации Дубна — GANIL (Франция) — Майнц (ФРГ), в котором измерялись характеристики распада нейтроноизбыточных ядер S, Cl и Ar [68], возможности подобных экспериментов для получения фундаментальных характеристик астрофизических процессов. Ниже представлены значения вероятности запаздывающего нейтронного распада, полученные в этих экспериментах, в сравнении с расчетными.

Ядра	$T_{1/2}$ (эксп.), мс	P_n (эксп.), %	$T_{1/2}$ (теор.), мс	P_n (теор.), %
^{44}S	121 ± 10	$18,5 \pm 5$	313	35
^{45}Cl	405 ± 35	$24 \pm 6,5$	1719	25
^{46}Cl	202 ± 50	60 ± 17	180	30
^{47}Cl		< 7	200	730

На основании полученных данных построена схема быстрого нейтронного захвата в области ядер S, Cl и Ar (рис.42). В соответствии с этой схемой определено максимальное время облучения нейтронами, нейтронный поток и соответствующая ему температура звезды, испускающей нейтроны (см. рис.43). Как видно из рис.41, в районе нейтронных оболочек $N = 50, 82$ и 126 с большой вероятностью происходит захват нейтронов с образованием ядер у границ нейтронной стабильности, для которых $\tau_n > \tau_\beta$, и β -распад с увеличением Z последующего ядра. Эти так называемые «точки поворота» являются принципиальными в вопросе нуклеосинтеза. Использование радиоактивных пучков позволяет детально исследовать свойства нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных ядер и тем самым получать важную информацию о процессах, происходящих во Вселенной.

Прикладные исследования с пучками радиоактивных ядер. В последнее время пучки тяжелых ионов широко используются для исследований в области физики твердого тела [69]. Их особенности — высокая удельная ионизация, сильная зависимость пробега иона от заряда и массы поглощающей среды, резко выраженная кривая брэгговского поглощения — делают их уникальным инструментом для исследований на атомном уровне. Изучение поверхностей, структуры твердых тел (кластеризация), полупроводниковых материалов, органических и биологических

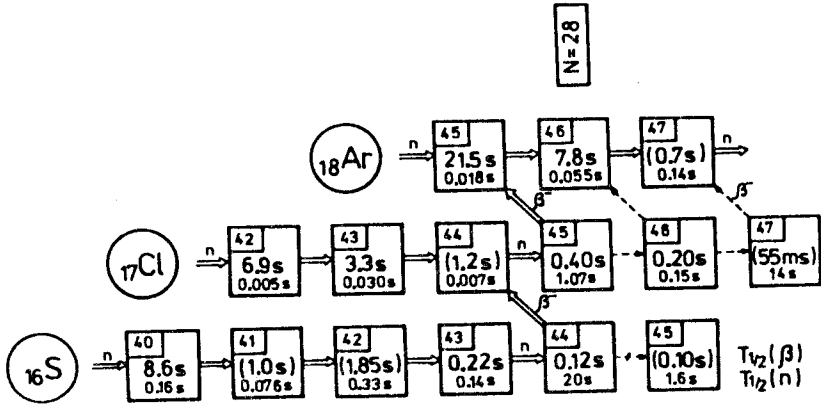


Рис. 42. Цепочки захвата нейтронов в каналах ^{16}S и ^{18}Ar для температуры $8T_8$ и нейтронной плотности $s \cdot 10^{-5}$ моль \cdot см $^{-3}$. Изотопы ^{44}S и ^{45}Cl являются поворотными точками при захвате нейтронов. Эта схема получена в результате совместных Дубна — GANIL — Майнц экспериментов [68]

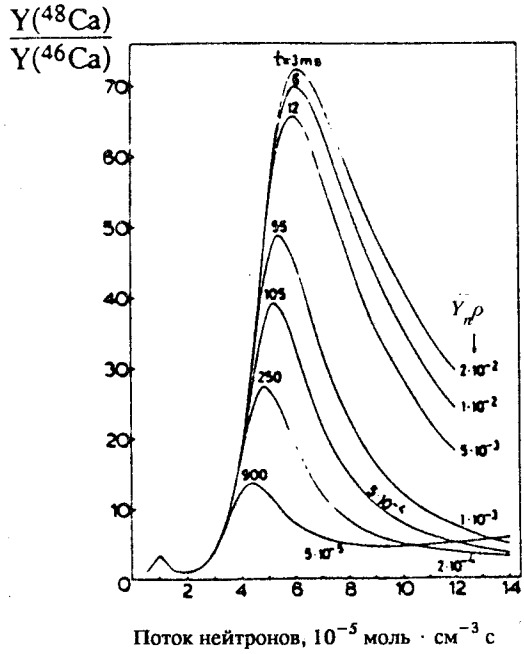


Рис. 43. Отношение изотопного содержания $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ как функция потоков нейтронов для разных комбинаций времен облучения (t) и плотности нейтронов $Y_n \rho$

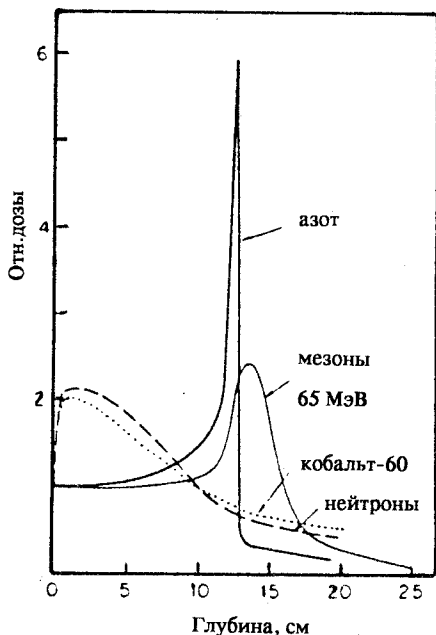


Рис.44. Относительная доза распределения различных пучков по глубине

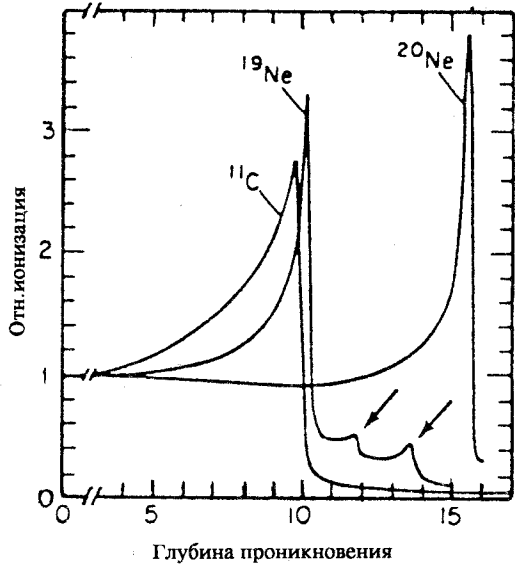
объектов — все эти задачи могут решаться на пучках радиоактивных ядер. Поскольку в настоящее время предложения по использованию радиоактивных пучков лишь обсуждаются, можно привести лишь несколько примеров их возможного применения.

Эффект каналирования в кристаллических материалах можно использовать для изучения их структуры и состава. Имплантируя радиоактивные ядра в исследуемый материал и изучая его излучение (e^+ , e^- , α) в разных направлениях, можно с высокой точностью определить рас-

положение кристаллографических осей, а также наличие и расположение различных примесей. Большой интерес представляет миграция примесей в зависимости от температуры. Имплантируя радиоактивные ядра при низких температурах, а затем прогревая образец и измеряя выходы излучения под разными углами, можно получить информацию об изменении структуры материала и содержащихся примесей в зависимости от температуры.

Большие возможности для исследования структуры твердых тел открывает мессбауэровская спектроскопия с радиоактивными ядрами. Анализ мессбауэровского спектра (изомерный сдвиг, изменение квадрупольных и магнитных моментов) дает информацию о плотности электронов, градиентах электрических и магнитных полей, в которых находится имплантируемое радиоактивное ядро. Амплитуда резонансного поглощения в этом случае определяется средней вибрационной амплитудой ядра-зонда. Эффект Доплера может также изменить скорость ядра-зонда в зависимости от свойств места его диффузии, что в принципе также может быть использовано для изучения локальной структуры вещества. Кроме того, существует также предложение об использовании метода угловых возмущенных корреляций при сверхтонких взаимодействиях. При этом, измеряя угловые корреляции излучения ядра-зонда, можно получить

Рис. 45. Брэгговские ионизационные кривые для изотопов $^{19,20}\text{Ne}$, ^{11}C



информацию о свойствах сверхтонких магнитных полей, а также о градиенте электрического поля вокруг ядра-зонда.

Перспективно и использование радиоактивных пучков для изучения различных органических сред и биологических объектов [70]. На рис.44 представлена зависимость относительной дозы облучения биологического объекта по глубине разными источниками. Видно, что только тяжелые ионы дают узкое распределение

со слабой дозой облучения до брэгговского и после брэгговского максимума. Это показывает большую эффективность использования тяжелых ионов, например, для радиотерапии. Эту же возможность иллюстрирует рис.45, где представлены брэгговские ионизационные кривые для пучка ^{20}Ne (425 МэВ/А) и ^{19}Ne , полученного фрагментацией этого пучка, а также ^{11}C , полученного при фрагментации пучка ^{12}C (240 МэВ/А) [70]. Видно, что для разных изотопов брэгговский максимум существенно отличается. Эти качества радиоактивных пучков можно использовать не только для их непосредственного локального воздействия на определенные биологические объекты, но и, имплантируя радиоактивное ядро в строго фиксированное место, можно воздействовать на него радиоизлучением радиоактивного нуклида. Это чрезвычайно важное направление использования радиоактивных пучков может иметь большое будущее в генетике, радиобиологии, радиотерапии.

В заключение автор выражает глубокую признательность профессорам Ю.Ц.Оганесяну, Ю.П.Гангрскому, Г.М.Тер-Акопяну, А.А.Оглобину, Ф.А.Гарееву за плодотворные обсуждения и идеи по тематике настоящего обзора. Я благодарен также д-рам К.Детразу, А.Мюллеру, В.Миттигу, Б.Шериллу и Т.Кобаяши за полезные советы и замечания. Я признателен Р.Калпакчиевой и З.Д.Покровской за помощь в подготовке обзора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Flerov G.N. — Peaceful Uses of Atomic Energy. Int. Atomic Energy Agency, Vienna, 1972, vol.7, p.471.
2. Карнаухов В.А., Тер-Акопьян Г.М. — ЯФ, 1965, т.1, с.61.
3. Goldansky V.I. — Nucl. Phys., 1961, vol.27, p.648.
4. Поликанов С.М. и др. — ЖЭТФ, 1962, т.42, с.1464.
5. Strutinsky V.M. — Nucl. Phys. A., 1967, vol.95, p.420.
6. Gridnev G.F., Volkov V.V. et al. — Nucl. Phys. A, 1970, vol.142, p.385.
7. Оганесян Ю.Ц. и др. — ЯФ, 1967, т.6, вып.2, с.306.
8. Oganessian Yu.Ts. — In: Classical and Quantum Mechanical Aspects in Heavy Ion Collisions. Lecture Notes in Physics, Heidelberg, 1975, vol.33, p.221.
9. Пенионжкевич Ю.Э. и др. — ЭЧАЯ, 1986, т.17, вып.2, с.165.
10. Detraz C., Vieira D.J. — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1989, vol.39, p.407.
11. Belmont J.L. — Proc. Intern. Conf. Exotic Nuclei, Foros, 1991. World Scientific (Ed. by Yu.Penionzhkevich, R.Kalpakchieva), Singapore, p.321.
12. Borrel V. et al. — Z.Phys., 1983, vol.A314, p.191.
13. Goldhaber A.S. — Phys. Lett., 1974, vol.53B, p.366.
14. Blumenfeld Y. et al. — Nucl. Phys., 1986, vol.A455, p.357.
15. Anne R. et al. — NIM, 1987, vol.A257, p.215.
16. Rudstam E. — Z.Naturforsch., 1966, vol.21K, p.1027.
17. Silberger, Tsao C.H. — Astrophys. J. Suppl., 1973, vol.25, p.315.
18. Suemmerer K. — Proc. Int. Workshop on Phys. and Techn. of RNB (Ed. by J.F.Brundet et al.) Dourdan, 1992, p.273.
19. Huysse M., Duppen P.V. — Proc. of the 6th Int. Conf. Nuclei Far from Stability. (Ed. by R.Neugart and A.Woehr). Bernkastel-Kues, 1992, p.887.
20. Ravn H.L. — In: ISOLDE User's Guide. (Ed. by U.J.Kluge). 1986, CERN, 86-05.
21. Dobre H. — Preprint GANIL P92-28, 1992. Dobre H. et al. — Preprint GANIL R93-11, 1993.
22. Ravn H.L. et al. — Proc. of the 6th Int. Conf. Nuclei Far from Stability. (Ed. by R.Neugart and Woehr A.), Bernkastel-Kues, 1992, p.919.
23. Olsen D.K. et al. — Proc. of the 13th Int. Conf. Cyclotrons and Their Application. (Ed. by E.Dutto and M.K.Craddock), Vancouver, 1992, p. 741.
24. Mittag W. et al. — Preprint GANIL 93-04, 1993.
25. Pollock R.E. — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1991, vol.41, p.357.
26. Emling H. — Nucl. Phys., 1990, vol.A250, p.687c.
27. Малышев О.Н. и др. — Препринт ОИЯИ Р9-92-15, Дубна, 1992.
28. Oganessian Yu.Ts., Penionzhkevich Yu.E., Ter-Akopian G.M. — In: Proc. Int. Symp. Structure and Reactions of Unstable Nuclei. Niigata, 1991. (Ed. by E.K.Ikeda and Y.Suzuki), Singapore, World Scientific, 1991, p.300.
29. Oganessian Yu.Ts. et al. — Z. Phys., 1992, vol.A341, p.217.
30. Wilkinson D.H. — Phys. Lett., 1964, vol.11, p.243.
31. Garvey G.I., Kelson I. — Phys. Rev. Lett., 1966, vol.16, p.197.
32. Мигдал А.Т. — ЯФ, 1972, т.16, с.427.
33. Jensen A.S. et al. — Nucl. Phys., 1984, vol.A431, p.393.
34. Oglloblin A.A., Penionzhkevich Yu.E. — In: Treatise on Heavy Ion Science. Plenum Press, NY, 1989, vol.8, p.261.
35. Lutostansky Yu.S. et al. — Proc. of the 5th Int. Conf. on Nuclei Far from Stability, Ontario, 1987, p.727.
36. Guillemaud-Mueller D., Penionzhkevich Yu.E. et al. — Phys. Rev. C, 1990, vol.41, No.3, p.937.
37. Orr N.A., Penionzhkevich Yu.E. et al. — Preprint JINR E7-91-149, Dubna, 1991.

38. Bang J.M. et al. — Proc. of the 6th Int. Conf. Nuclei Far from Stability. (Ed. by R. Neugart and Woehr A.), Bernkastel-Kues, 1992, p.299.
39. Tanihata I. et al. — Phys. Rev. Lett., 1985, vol.55, p.2676.
40. Villari A.C.S., Penionzhkevich Yu.E. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.B268, p.345.
41. Minamisono T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, vol.69, No.14, p.2058.
42. Kobayashi T. — In: Proc. of the 4th Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions. 1991, Kanazawa, Preprint RIKEN-AF-NP-104.
43. Пенионжкевич Ю.Э. — В сб.: Труды Межд. школы-семинара по физике тяжелых ионов. (Под редакцией Ю.Ц.Оганесяна, Ю.Э.Пенионжевича, Р.Калпакчиевой), 1993, т.1, Дубна, с.42.
44. Berlovich E.Y. — Proc. of the Int. Conf. Nuclei Far from Stability, Leysin, 1970. CERN Report 70-30, p.497.
45. Langevin M. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.146B, p.176.
46. Люгосганский Ю.С. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т.50, с.835.
47. Dufour J.P. et al. — Proc. of the 3d Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Saint-Malo, 1988, p.26.
48. Sherill B.M. et al. — Proc. of the 6th Int. Conf. Nuclei Far from Stability. (Ed. by R. Neugart and Woehr A.), Bernkastel-Kues, 1992, p.891.
49. Ogawa K. — Proc. Int. Conf. AMCO7 (Ed. by O.Klepper), 1984, Darmstadt-Secheim, p.530.
50. Oganessian Yu.Ts., Penionzhkevich Yu.E. et al. — Nucl. Phys., 1978, vol.A303, p.259.
51. Smith R.J. et al. — Phys. Rev., 1991, vol.C43, p.761.
52. Penionzhkevich Yu.E. et al. — Z. Phys. A, 1992, vol.341, No.3, p.315.
53. Скобелев Н.К. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1991, т.55, 11, с.2203.
54. Lewitowicz M. et al. — Proc. of the 6th Int. Conf. Nuclei Far from Stability. (Ed. by R. Neugart and A. Woehr), Bernkastel-Kues, 1992, p.337.
55. Dem'yanova A.S. et al. — Nucl. Phys., 1993, vol.A553, p.727c.
56. Демьянова А.С. и др. — Тр. Межд. школы-семинара по физике тяжелых ионов, ОИЯИ Д7-90-42, Дубна, 1990, с.480.
57. Knoll Y., Schaeffer R. — Ann. of Phys., 1976, vol.97, p.307.
58. Mermaz M. et al. — Phys. Rev., 1986, vol.C34, p.1988.
59. Stiliaris E. et al. — Phys. Lett., 1989, vol.B223, p.291.
60. Bohlen H.G. et al. — Phys. Lett., 1971, vol.37B, p.451.
61. Tanihata I. — Proc. of Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, 1993, (Ed. by Yu.Ts.Oganessian, Yu.E.Penionzhkevich, R.Kalpakhieva), vol.1, p.3.
62. Будагов Ю.А. и др. — Препринт ОИЯИ Р13-88-927, Дубна, 1988.
63. Steadman S.G. et al. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1986, vol..36, p.649.
64. Hussein M.S. et al. — Nucl. Phys., 1991, vol.A531, p.191.
65. Iljinov A.S. et al. — Proc. of the First Int. Conf. on RNB, Berkeley, 1989. (Ed. by W.D.Myers, J.M.Nitschke, E.B.Norman), Singapore, World Scientific, p.289.
66. Skobelev N.K., Penionzhkevich Yu.E. et al. — JINR Rapid Commun., Dubna, No.4(61), 1993, p.36.
67. Barnes C.-A. et al. — In: Research Reports in Physics: Nuclear Astrophysics. (Ed. by M.Lozano, M.I.Gallaraldo, J.-M.Arias), Springer Verlag, Berlin, 1988.
68. Kratz K.L. et al. — Preprint IPNO DRE 91-14, Orsay, 1991.
69. Haas H. — Proc. Workshop on the Production and Use of Intense RNB, Oak Ridge, 1992. Preprint ORNL Conf. -9210121, p.83.
70. Bimbot R. — In: Proc. 2nd Int. Conf. on RNB, Louvain-la-Neuve, Belgium. (Ed. by Th.Delbar).
71. European Radioactive Beam Facilities. NuPECC Report by Study Group, May 1993.