

C343e + C344A

Ф-716

7/8-64.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Д-1798



Г.Н. Флеров, В.А. Карнаухов

МЕХАНИЗМЫ И ПРОДУКТЫ РЕАКЦИЙ
МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

Обзорный доклад, представленный
на Парижскую конференцию по ядерной физике.
Конференция посвящена 30-летию открытия
искусственной радиоактивности.

Часть I

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1964

Д-1798

Г.Н. Флеров, В.А. Карнаухов

МЕХАНИЗМЫ И ПРОДУКТЫ РЕАКЦИЙ
МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

Обзорный доклад, представленный
на Парижскую конференцию по ядерной физике.
Конференция посвящена 30-летию открытия
искусственной радиоактивности.

Часть I

Объединенный институт
ядерных исследований
БНБЛЮТЕРА

2682/1 ч.

1. Введение

Этот конгресс посвящен 30-летию открытия искусственной радиоактивности замечательными французскими учеными Фредериком и Ирэн Жоллио-Кюри. За прошедшие годы это явление всесторонне изучено. О последних достижениях в области исследования свойств радиоактивных ядер мы много узнали из сообщений на настоящем конгрессе, который сегодня заканчивается.

Подготавливая доклад, нам хотелось, помимо обсуждения особенностей реакций между сложными ядрами, особо остановиться на использовании тяжелых ионов в качестве средства для дальнейшего исследования искусственной радиоактивности.

1. Область ядерной физики, которая исследует взаимодействие между сложными ядрами, существует уже 15 лет. Пятнадцать лет назад появились работы, посвященные изучению основных особенностей взаимодействия тяжелых ионов с ядрами. Надо сказать, что первые попытки получения пучков тяжелых частиц относятся к более раннему времени. В 1940 году Альварес получил пучок ионов C^{12} с энергией 50 Мэв. Интенсивность составляла всего $10^{11}/\text{сек}$. Это было недостаточно для проведения сколь-нибудь серьезных исследований ядерных реакций. В последующие годы техника ускорения тяжелых ионов быстро развивалась. Первоначально использовались обычные циклотроны, построенные для ускорения легких частиц (p, d, α). Для получения пучков многократно-заряженных ионов ($^{+6}C^{12}$, $^{+8}N^{14}$, $^{+8}O^{16}$) применялся известный метод ускорения на кратных гармониках (см., например, ^{1/2/}, там же даны ссылки на более ранние работы). Хотя такие пучки не обладали высокими параметрами (интенсивность - не больше 0,1 мка, значительная "размазанность" по энергии), тем не менее был проведен ряд экспериментов по выяснению качественных особенностей взаимодействия сложных ядер (в ^{1/3-4/} даны обзоры работ, выполненных к 1960 году).

В течение последних десяти лет появились ускорители (линейные и циклические), специально предназначенные для получения пучков тяжелых ионов. В Лаборатории ядерных реакций сейчас действуют два циклотрона тяжелых ионов с диаметром полюсов 310 и 150 см. На первом из них используется внутренний, на втором - выведенный пучок. В таблице 1 приведены параметры пучков тяжелых ионов, которые имеются в распоряжении физиков Дубны.

Ион	E (Мэв)	I (мкА)	Циклотрон
$+4 \text{C}^{12}$	80	7 - 11	У-150
$+5 \text{N}^{14}$	100	7 - 11	У-150
$+3 \text{O}^{16}$	110	5 - 7	У-150
$+2 \text{B}^{10}$	70	100	У-300
$+3 \text{O}^{16}$	113	80	У-300
$+4 \text{Ne}^{20}$	140	50	У-300
$+8 \text{S}^{32}$	200	10	У-300
$+7 \text{Ar}^{40}$	300	5	У-300
$+8 \text{Ar}^{40}$	300	2	У-300

Немонохроматичность внутренних пучков не превышает 3%. Для выведенных пучков эта цифра меньше. Высокая интенсивность пучков тяжелых ионов позволяет физикам Дубны изучать процессы, идущие с поперечными сечения до 10^{-33} см^2 .

В США, в Иельском и Калифорнийском Университетах, работают линейные ускорители тяжелых ионов. Энергия пучков этих ускорителей (10 Мэв/нуклон) несколько выше, чем на циклотроне У-300 в Дубне, хотя по интенсивностям линейные ускорители уступают дубненскому. На этих установках выполнена серия работ, давших весьма важные результаты, как по исследованию механизмов реакций, так и по синтезу новых ядер. Подобный ускоритель сооружается в Англии, в Манчестере.

В ряде лабораторий имеются более скромные ускорители тяжелых ионов. В последние годы были созданы генераторы Ван-де-Граафа тандемного типа, позволяющие проводить прецизионные опыты с пучками тяжелых ионов с энергией в несколько десятков Мэв.

Можно сказать, что экспериментальная база физики тяжелых ионов достаточно серьезна. Дальнейшее ее развитие будет, очевидно, идти как по линии увеличения энергии и интенсивности частиц, так и по линии развития методов ускорения еще более тяжелых ядер. Наиболее существенным представляется разработка методов ускорения все более тяжелых частиц. Интенсивности имеющихся пучков достаточно высоки для изучения очень редких процессов. В практике нашей лаборатории мы часто сталкиваемся с технической трудностью использования максимальной интенсивности тока. В ряде экспериментов это просто не удается сделать. Вместе с тем, получение воз-

возможности работать с более тяжелыми ионами, чем имеющиеся, может привести к качественно новым результатам как в исследованиях механизмов реакций, так и в синтезе новых изотопов. Не исключено, что перспектива получения далеких трансурановых ядер тесно связана с ускорением сверхтяжелых ионов, таких как ксенон-уран.

2. Реакции между сложными ядрами отличаются большим многообразием.

Для того, чтобы наглядно представить себе набор различных типов взаимодействия тяжелых ионов с ядрами, рассмотрим результаты опыта, который еще не сделан, но возможен. Допустим, что мы провели масс-спектрометрический анализ ядер-продуктов реакций между Ni^{58} и Ne^{20} (с энергией, превышающей кулоновский барьер). Полученный спектр содержит три широких пика: первый имеет максимум при $A_1 = 20$, второй при $A_2 = 58$, третий при A_3 - слегка меньше $A_1 + A_2$. Для определенности скажем, что при некоторой энергии $A_3 = A_1 + A_2 - 4$. Такое массовое распределение, отражает основные типы взаимодействия сложных ядер.

При далеких соударениях происходит упругое и неупругое рассеяние иона. В частности, имеет место кулоновское возбуждение. Эти процессы определяют положение первых двух максимумов. Форма этих пиков связана с реакциями передачи нуклонов, в результате которых появляются ядра с массами, близкими к исходным. Эти реакции происходят при периферических соударениях.

Третий максимум обязан совершенно иному механизму - реакциям, протекающим через стадию компаунд-ядра с массой $A_1 + A_2$. В результате испарения частиц мы получаем пик, максимум которого сдвинут относительно $A_1 + A_2$ на несколько нуклонов.

Очевидно существуют более сложные процессы, например, передача нуклонов с возбуждением ядра и с последующим процессом испарения. При использовании достаточно тяжелых мишеней (примерно, начиная с редких земель), одним из каналов реакции будет деление ядер. В спектре масс поэтому появится пик при $A_4 = \frac{1}{2} \cdot (A_1 + A_2)$.

Как видите, картина довольно запутанная. Проф. Архимович, говоря о задаче изучения взаимодействия сложных ядер, сравнивал ее с трудом криминалиста, который пытается установить причины и детали автомобильной катастрофы, исследуя обломки автомобилей.

Исно, что физика тяжелых ионов охватывает практически все аспекты ядерных реакций, которые изучались с использованием легких частиц.

Круг задач, направлений, число исследователей здесь постоянно расширяется.

Последняя конференция по реакциям между сложными ядрами в Азиямаре

продемонстрировала, как нам кажется, новую тенденцию в исследованиях с тяжелыми ионами. Общие черты взаимодействия сейчас более или менее ясны, качественные характеристики установлены.

Следующий этап - получение детальных количественных данных, использование новых возможностей для получения оригинальной информации о ядре. Такой подход намечается во всех направлениях физики тяжелых ионов.

В этом обзоре мы коснемся только трех разделов физики реакций между сложными ядрами. Мы рассмотрим реакции передачи, слияния и фоновые ядра-продукты, специфичные для реакций под действием тяжелых ионов.

II. Реакции передачи нуклонов

1. Реакции передачи нуклонов разыгрываются в диффузном слое ядра. Поэтому с точки зрения получения ядерной информации мы вправе ожидать, что исследование таких реакций даст новые сведения о ядерной поверхности. Пока что наиболее количественный подход в этом смысле удастся осуществить в случае взаимодействия ядер с энергией ниже кулоновского барьера. Наиболее вероятными каналами реакций передачи при таких энергиях являются процессы передачи одного нуклона. Сейчас можно считать выясненным, что механизм этих реакций при подбарьерных энергиях хорошо описывается полуклассической теорией Брейта и сотрудников^{/5-10/}. Теория предполагает, что ядра до реакции и после движутся по классическим резерфордским траекториям; ядерные поверхности не соприкасаются; переход нуклона из ядра в ядро осуществляется путем туннельного эффекта. Теория дает аналитические выражения для дифференциального и полного поперечных сечений реакции передачи нейтрона. В определенных упрощающих предположениях получено следующее выражение для полного сечения:

$$\sigma = \frac{\Lambda^2}{8(\alpha^2 \lambda^2)} \left[\frac{R_1 R_2}{(1 + \alpha R_1)(1 + \alpha R_2)} \right] \cdot \exp \left\{ \frac{\sqrt{2M}}{\hbar} [(R_1 + R_2) V_n^{3/4} \cdot (1 - \frac{E_B}{E}) + (\bar{R}_1 + \bar{R}_2) \cdot V_n^{3/4} \cdot (1 - \frac{E_B}{E})] \right\},$$

где Λ - приведенная длина волны для передаваемого нейтрона, R_1, R_2 - радиусы ядер, V_n - энергия связи нейтрона, E_B - кулоновский барьер $\alpha = (\frac{2MB_n}{\hbar^2})^{1/2}$,

Символы с чертой относятся к конечной системе. Абсолютная величина сечения определяется произведением приведенных ширин нейтрона для двух ядер - отдающего и принимающего нейтрон ($\frac{1}{\lambda^2 \Lambda}$). Таким образом, измерение полного сечения

дает способ определения приведенной ширины для связанных состояний - весьма важной величины для теории ядра^{х)}.

Сейчас накоплен богатый экспериментальный материал по однонуклонным реакциям передачи^{/11-25/}. Особенно большая работа проделана группой в Ок-Риджской Национальной Лаборатории. Измерены функции возбуждения, угловые распределения для различных комбинаций мишень-частица. В первых опытах применялся, в основном, активационный и радиохимический метод без выделения определенных конечных состояний ядер. В последние годы эксперимент усложнился, получаемая информация стала богаче. Теперь имеются данные о переходе нуклонов в определенные состояния. Это достигнуто либо измерением пробегов конечных радиоактивных продуктов реакции, либо применением весьма эффективной техники, включающей телескоп из счетчиков, измеряющих E и $\frac{dE}{dx}$.

Для иллюстрации взаимоотношений между квазиклассическим приближением туннельной теории и экспериментом на рис. 1 показаны данные, взятые из работы Неймана, Тоса и Цукера^{/22/}. Эти результаты относятся к реакции передачи протона: $Al^{27}(O^{16}, N^{14})Sr^{86}$. На рис. 1 представлено дифференциальное сечение в зависимости от расстояния наибольшего сближения между ядрами $R_{min} = \frac{z_1 z_2}{2E} [1 + \csc \frac{\theta}{2}]$. Оба конечных ядра образуются в основном состоянии. Видно, что для подбарьерной энергии 28,5 Мэв ($E_B \approx 32$ Мэв) экспериментальные точки ложатся на теоретическую кривую

$$\frac{d\sigma}{dR_{min}} \approx \exp \left[\left(\frac{2M}{\hbar^2} \right)^{1/2} \cdot (-B_n^M R_{min} - \bar{B}_n^M \bar{R}_{min}) \right].$$

По мере увеличения энергии согласие ухудшается. Это связано с тем, что более существенную роль начинает играть ядерное взаимодействие, которое деформирует угловое распределение^{/ 6,26/}. Это изменение заключается в том, что относительно увеличивается сечение на малых углах и падает на больших. Это приводит к фиктивному возрастанию вклада реакций при больших r_0 ($r_0 = \frac{R_{min}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}}$), которое видно на рис. 1.

Аналогичное соотношение между экспериментом и теорией без включения ядерного взаимодействия имеет место и для реакции передачи нейтрона. На рис. 2 из работы Макинтайра^{/24/} показано полное сечение для реакции передачи нейтрона в основное состояние $N^{15} : N^{14}(N^{14}, N^{15})N^{15}$. Сплошная линия получена по теории Брейта.

х) Эта приведенная ширина равна $\frac{3a_0^2}{R}$, где θ_0^2 - обычная одночастичная приведенная ширина при R , равном радиусу ядра.

В расчете не использовано ни одного параметра кроме нормировочного фактора, определяющего приведенную ширину. Нормировка проведена по точке при макс.мальной энергии, для которой измерение углового распределения доказало справедливость теории. Ввиду идентичности взаимодействующих частиц использовался вариант туннельной теории, учитывающий интерференционные эффекты^{/8/}. Согласие с теорией особенно хорошее между 5,5 и 6,5 Мэв. При более низких энергиях экспериментальные значения несколько выше теоретических, возможно из-за влияния виртуального кулоновского возбуждения^{/5/ х}.

Из абсолютного значения σ получена величина одночастичной приведенной ширины для нейтрона. Предполагается, что она одинакова для N^{14} и N^{18} . $\theta_0^2 = 0,08 \pm 0,015$. Это значение несколько выше θ_0^2 , определенного другим путем (модель оболочек: $\theta_0^2 = 0,052 \pm 0,025$).

По мнению проф. Брейта определены приведенные ширины на основании туннельной теории следует рассматривать как предварительное. Необходимо использовать более точную теорию, которая учитывает виртуальное кулоновское возбуждение и M/μ -эффект^{/8/}, которым в некоторых случаях нельзя пренебрегать.

Приведенные данные, как нам кажется, говорят в пользу того, что исследование функций возбуждения в области энергий ниже кулоновского барьера весьма перспективно; вместе с тем, ясно, что это трудная область для эксперимента, поскольку сечения реакций здесь невелики.

2. По мере увеличения энергии иона над кулоновским барьером картина реакций передачи становится более многообразной. Происходят процессы перехода из ядра в ядро комплексов нуклонов^{/28-41/}. Картина усложняется тем, что, как правило, такой процесс сопровождается возбуждением ядер. Таким образом, первая стадия реакции сопровождается процессом снятия возбуждения путем испускания нуклонов и γ -квантов. К многонуклонным реакциям передачи относятся и такие, когда значительная часть иона поглощается ядром. Таким образом, происходит, по существу, непрерывный переход между реакциями передачи и полного слияния.

Вероятность реакций многонуклонной передачи растет с энергией. При энергиях 8-10 Мэв/нуклон сечения образования радиоактивных продуктов составляют несколько миллибарн^{/31-35/}. Выход стабильных изотопов больше. Суммарное сечение всех прямых реакций достигает значительной части полного сечения (см. следующий раздел).

Для демонстрации многообразия различных каналов реакций передачи мы приводим рис. 3, взятый из работы В.Грохульского и др.^{/35/}. Здесь показаны сечения для

х) В выступлении на конференции профессор Макинтайр сообщил о новых данных по функции возбуждения $N^{14}(N^{14}, N^{18})N^{18}$. Из них следует, что вклад виртуального кулоновского возбуждения меньше, чем в работе^{/24/}.

набора различных реакций "выхватывания" (pick-up) нуклонов из мишени при облучении ионами Ne^{20} (160 Мэв). По оси абсцисс отложено число нейтронов, каждая линия соответствует определенному числу захваченных протонов. Максимумы кривых отвечают равному числу протонов и нейтронов.

Первые данные по угловым распределениям продуктов многонуклонных передач^{/31/} показали, что они значительно отличаются от того, что получено для реакций передачи одного нуклона. Это вынудило Р.Вольфганга и Р.Кауфмана предложить специальный grazing - механизм для этих реакций. Эта модель предполагает, что взаимодействующие ядра приходят в контакт, образуя гантелеобразную систему, которая после поворота на некоторый угол разрывается. Легкий фрагмент при этом должен лететь в узком конусе углов вблизи 0° . На рис. 4 показаны типичные угловые распределения, взятые из^{/31/}. Кривая для реакции передачи нейтрона имеет типичный максимум при угле, близком к углу Резерфорда для касательного соударения. Более сложные реакции, приводящие к C^{11} , N^{14} , F^{18} , дают кривые с максимумом вблизи 0° .

В последующих экспериментах по измерению угловых распределений были получены данные, которые на первый взгляд противоречили результатам Вольфганга и Кауфмана^{/31/}. Г.Кумпф и Е.Донец^{/32/} исследовали многонуклонные передачи при взаимодействии Ne^{22} с Th^{232} . Угловые распределения для $Th^{227}(-5n)$, $Ac^{228}(-p-5n)$, $Ac^{228}(-p-6n)$, $Ac^{224}(-p-7n)$ имеют вид кривых с четким максимумом в районе угла Резерфорда и с подъемом у 0° . В работах Ложинского^{/38-39/} получены детальные сведения об угловых распределениях для реакций подхвата и срыва ($p+n$), ($p+3n$), ($p+2n$), ($2p$) на различных мишенях с использованием ионов Ne и Ar . Эти данные также существенно отличаются от кривых для многонуклонных передач на рис. 4. Показано, что монотонное возрастание сечения при приближении к 0° не является общим правилом. Такая картина появляется только при условиях, соответствующих малому классическому углу отклонения для касательной траектории, т.е. для относительно больших энергий и невысоких z мишеней. В общем случае в угловом распределении имеется характерный максимум. На рис. 5 показаны некоторые кривые из работ^{/32,38/}.

Все отмеченные особенности углового распределения удается объяснить с единой точки зрения на основании простой феноменологической модели. Надо сказать, что в физике тяжелых ионов мы часто используем классический подход, и это оправдано. Однако при рассмотрении угловых распределений волновая природа частиц часто оказывается существенной. Расчет угловых распределений для реакций передачи проведен в работах Т.Каммури^{/42/}, Б.Калинкина и Д.Грабовского^{/43/} и В.Струтинского^{/44/}. Подход к проблеме в этих работах в общих чертах одинаков, хотя имеются различия в деталях. Для определенности в дальнейшем мы будем следовать работе^{/44/}. Для бесспиновых ядер амплитуда реакции записывается в виде:

$$k(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum (2l+1) \eta_l \exp(2i\delta_l) P_l(\cos\theta).$$

η_l - определяет интенсивность реакции в канале с орбитальным моментом l . Гипотеза о "краевом" соударении означает, что в реакции должны, в основном, участвовать парциальные волны с l вблизи l_0 , отвечающего "касательной" траектории. Причем $l < l_0$ должны выходить из игры за счет поглощения в мишени (составное ядро); для $l > l_0$ вклад различных парциальных волн должен уменьшаться с увеличением $l - l_0$, так как это в классическом смысле отвечает переходу к большим параметрам соударения. Поэтому предполагалось, что

$$\eta_l = \eta_{l_0} \cdot q(l-l_0), \quad q(l-l_0) = \begin{cases} \exp(-\frac{l-l_0}{\Delta l}) & l > l_0 \\ 0 & l < l_0 \end{cases}$$

Δl - число волн в пакете.

Для фазы δ_l бралось выражение:

$$\delta_l = \delta_{l_0} + \frac{\theta}{2}(l-l_0), \quad \theta = 2\left(\frac{d\delta_l}{dl}\right)_{l=l_0}$$

θ - классический угол отклонения для касательной траектории. Этот угол будет отличаться от резерфордского, если учесть вклад ядерного потенциала.

θ и Δl - параметры, определяющие вид углового распределения. При $\Delta l = 0$ (одна парциальная волна) угловое распределение симметрично относительно 90° . При увеличении Δl появляется асимметрия в пользу передних углов. Угловое распределение с максимумом при 0° сохраняется до некоторого критического значения $\theta \cdot \Delta l = 2$. Для $\theta \cdot \Delta l > 2$ появляется "краевой" максимум. Ясно, что условия появления максимума более благоприятны для однонуклонных передач, для которых должно быть больше Δl . В случае многонуклонных передач максимум исчезает при относительно больших энергиях и невысоких Z -мишени (θ - мало, $\theta \cdot \Delta l < 2$).

Имеющиеся данные об угловых распределениях хорошо описываются теорией при разумном подборе $\theta \Delta l$. Величина $\Delta l/l_0$ оказывается порядка отношения ширины диффузного края ядра к сумме радиусов. Ширина максимума $\sim (\Delta l)^{-1/2}$. Описанная теория рассматривает только кинематику процесса, поэтому не дает полных сечений реакций. В этом ее отличие от теории Брейта.

Ложинским установлено [38, 39], что при некоторых условиях угловые распределения реакций передачи помимо основного, "краевого" максимума имеют дополнительные (рис. 5). Для объяснения этой особенности автор привлекает предположение о некотором дополнительном механизме. Однако, по-видимому, возможно объяснение

в рамках развитой феноменологической модели^{/44/}, за счет интерференционного вклада парциальных волн с $l < l_0$, которые исключались в простом рассмотрении.

Остановимся кратко на "спектроскопическом" аспекте прямых реакций с многозарядными ионами. Развитая сейчас методика с использованием телескопа $E \times \frac{dE}{dx}$ ^{/45-47/} позволяет получать богатый материал о возбужденных состояниях легких ядер, об их кластерной структуре. Такого же сорта информация может быть получена из исследования реакций диссоциации легких ядер^{/46/}.

Для иллюстрации на рис. 6 приведен спектр Be^0 из реакции $C^{12}(B^{11}, Be^0)N^{14}$ ($E_{B^{11}} = 115,5$ Мэв). Рисунок взят из прекрасной работы Сакса, Часмана и Бромли^{/45/}, которым удалось довести метод $E \times \frac{dE}{dx}$ до совершенства. В верхней части рисунка показана шкала энергий возбуждения N^{14} . Спектр имеет четкую структуру, указывающую на избирательную заселяемость отдельных состояний. Эта избирательность связана с механизмом реакции. Предполагается, что N^{14} образуется за счет захвата дейтона ядром C^{12} , поэтому особо выделяются состояния, отвечающие конфигурации $C^{12} + (p+n)$, т.е. сохранению исходной кластерной структуры. Пик с энергией ~ 9 Мэв соответствует $[C^{12} + (d_{5/2})^2]_{1^+}$, пик с энергией 12,4 Мэв, очевидно, соответствует дополнительному возбуждению ядра: $[(C^{12}_{4,43} + (d_{5/2})^2)_{3,7(\pi)}]$.

В работе Р.Карлсона^{/47/} получен интересный результат при исследовании реакции $Li^6 + B^{10} \rightarrow N^{14} + d$ ($E_{Li} = 3$ Мэв). Установлено, что с большой вероятностью возбуждается уровень N^{14} с энергией 9,17 Мэв и изотопспином $T=1$. Аналогичный факт обнаружен для реакции $Li^6 + B^{10} \rightarrow C^{12} + d$. Здесь с заметной вероятностью возбуждается уровень 15,1 Мэв, $T=1$ в C^{12} . Появление состояний с $T=1$ в этих реакциях запрещено правилами отбора по изотопспиному. Нарушение этого правила связано с наличием большого кулоновского поля.

Интересная работа по взаимодействию Li^7 (энергия до 10,5 Мэв/нуклон) и Th^{232} представлена на конференцию Фрэри и Симоновым^{/27/}. Они наблюдали образование U^{233} за счет реакций передачи. Представляется удивительным отсутствие Np^{236} , который мог образоваться за счет реакции, идущий через составное ядро $(Li^7, 3n)$. Возможно, что следующая глава содержит объяснение факта малости сечения $(Li^7, 3n)$ (например, наличие экранировки основного состояния изомерным уровнем). Возможны и другие объяснения - необходимы дополнительные опыты.

Реакции слияния

1. Уже неоднократно отмечалось, что тяжелые ионы дают экспериментаторам уникальные возможности для исследования механизма образования и распада составных ядер в широком диапазоне энергий возбуждения и моментов количества движения.

Оказывается возможным в наиболее чистых условиях проверить статистическую теорию ядерных реакций, исследовать параметры составного ядра. Работая с такими тяжелыми ионами, как C^{12} , O^{16} , Ne^{20} , Ar^{40} с энергиями 8-10 Мэв/нуклон, мы имеем возможность исследовать состояния с фиксированной энергией возбуждения до ~ 200 Мэв и угловым моментом в несколько десятков \hbar .

2. Прежде всего рассмотрим первый этап реакции - акт соударения ядер. Этот этап занимает, вероятно, время 10^{-21} сек. При относительно небольших параметрах соударения и энергии, превышающей кулоновский барьер, происходит полное слияние и образование возбужденного составного ядра. При параметрах соударения, близких к максимальному, картина усложняется. Частичное перекрытие объемов взаимодействующих ядер может не привести к слиянию. В результате определенная доля полного сечения будет потеряна для процесса образования составного ядра и реализуется в виде различных реакций передачи.

Пока не проведено систематическое экспериментальное исследование вероятности образования составного ядра в реакциях сложных ядер. Однако имеется ряд работ, из которых можно оценить вклад процессов прямого взаимодействия для различных энергий и комбинаций мишень-частица^{/49-55/}. Исно, что σ_0/σ_T ($\sigma_T = \sigma_d + \sigma_0$ - сумма сечений процессов прямого взаимодействия и слияния) уменьшается с ростом энергии частицы и с увеличением массы иона (при данной энергии на нуклон). В качестве примера можно привести следующие результаты. Суммарное сечение прямых реакций при взаимодействии $Al^{27} + O^{16}$ (160 Мэв) ≈ 500 мб^{/49/}. Из результатов работы Нокса и др.^{/51/} следует, что сечение образования составного ядра в реакции $Ni + O^{16}$ (160 Мэв) $\approx 50\%$ от полного. При исследовании взаимодействия Ne^{20} (~ 200 Мэв) с ядрами эмульсии Фолом и др. установлено, что $\sigma_d = \sigma_T \times 0,56$ ($\frac{\sigma_0}{\sigma_T} = 0,44$) для легких ядер эмульсии и $\sigma_d = 0,38 \cdot \sigma_T$ ($\frac{\sigma_0}{\sigma_T} = 0,62$) для Ag и Bg ^{/52/}.

В работе Сиккеланда и Вайолы^{/53/} сечения полного слияния U^{238} и ионов C^{12} , O^{16} , Ne^{20} (10,4 Мэв/нуклон) определялись путем измерения угловой корреляции между осколками. Таким образом выделялись случаи полной передачи импульса. Установлено, что $\frac{\sigma_0}{\sigma_T}$ равно 0,75 (C^{12}), 0,7 (O^{16}); 0,6 (Ne^{20}).

В^{/54/} исследовались функции возбуждения для реакций $Cd(Ar^{40}, \text{хл})$. Из результатов следует, что $\frac{\sigma_0}{\sigma_T} > 0,5$ вплоть до энергии аргона ~ 300 Мэв.

Развитие специальных методов определения поперечного сечения реакций слияния представляется весьма важным, поскольку эта величина жестко связана с максимальным угловым моментом составного ядра.

Для решения этой задачи, очевидно, пригоден метод "выбывания из пучка"^{/58/} с добавлением регистрации ядер отдачи.

3. Рассмотрим теперь влияние высокого углового момента на поведение составного ядра. Основные особенности таких ядер уже неоднократно рассматривались (см., например, ^{157/}). Модельно составное ядро с высоким спином можно рассматривать как вращающуюся жидкую каплю. Полная энергия возбуждения при этом может быть представлена следующим образом: $E^* = E_T + E_R + \Delta(E_o + E_n)$, где E_T - "тепловая" энергия возбуждения, E_R - энергия вращения, $\Delta(E_o + E_n)$ - изменение кулоновской и поверхностной энергии ядра. Второй член более существенен, чем последний. Для примера укажем, что в случае полного слияния O^{16} (160 Мэв) и Ni - $E^* = 125$ Мэв, $E_R = 40$ Мэв.

Изменение кулоновской и поверхностной энергий связано с деформацией вращающегося ядра. В различных приближениях проблема равновесной формы ядра с высоким угловым моментом рассматривалась в ^{158-63/}. Установлено, что равновесная форма определяется двумя параметрами - x и y ($x = \frac{Z^2}{A} / (\frac{Z^2}{A})_{кр}$, $y = \frac{E_R^0}{E_o^0}$). При небольших энергиях вращения центробежные силы превращают сферическое ядро в сплюснутый эллипсоид. Степень деформации растет по мере увеличения y . Это происходит до тех пор, пока не будет достигнуто некоторое критическое значение y_{o1} . Судьба ядра при дальнейшем увеличении углового момента зависит от значения x . Существует критическая величина $x_o = 0,7$, которая делит все ядра на два класса. Если $x > x_o$, ядро испытывает деление при $y > y_{o1}$. Если $x < x_o$, то при переходе через точку $y = y_{o1}$, равновесной формой ядра становится трехосный эллипсоид, вращающийся вокруг наиболее короткой оси. Для этих, относительно легких ядер существует второе критическое значение энергии вращения (y_{o2}). При достижении этой величины центробежные силы разрывают ядро. Рис. 7 из работы Коэна, Плазила и Святецкого ^{163/} иллюстрирует изложенные выводы. Для примера укажем, что согласно расчету ^{159/} для ядра Kr с $j = 50$ параметр деформации $\eta \approx 0,5$.

При первом рассмотрении форм равновесия вращающегося ядра Пик-Пичаком ^{158/} было показано, что высокий угловой момент должен приводить к снижению барьера для деления. Этот эффект наблюдался экспериментально Гилмором и др. ^{164/}.

Для неделящихся ядер эффект деформации пока еще четко не был обнаружен, хотя он должен сказываться на спектрах и угловых распределениях, заряженных частиц, испаряющихся из вращающихся ядер. Некоторые указания на этот эффект имеются в ^{151/}.

Влияние деформации на испарение заряженных частиц проявится более подчеркнуто, если удастся организовать эксперимент с ориентированными вращающимися ядрами. При слиянии тяжелого иона с мишенью возникают ядра с угловыми моментами, различными по величине (от 0 до j_{max}) и направлению (изотропно в плоскости, перпендикулярной пучку). В случае краевых соударений происходят реакции частичного

слияния с вылетом фрагмента бомбардирующей частицы. Фиксация импульса этого фрагмента выделит такие ядра, захватившие остаток иона, угловой момент которых перпендикулярен плоскости, определяемой импульсами иона и фрагмента. Нам кажется, что изучая спектры испаряющихся частиц под разными азимутальными углами, можно получить важную информацию.

4. На основании экспериментальных и теоретических исследований, проведенных за последние годы, можно нарисовать качественно верную картину распада вращающегося составного ядра. При распаде такого ядра особую роль играет γ -излучение.

Вспользуемся диаграммой, аналогичной приведенной Рассмусеном /65/. На рис. 8 парабола проходит через значения энергии, отвечающие минимальной плотности уровней с данным спином (E, j) . Эту линию легко рассчитать, если воспользоваться известным соотношением для плотности уровней ядра $\rho(E^*, j)$ /67/.

Диаграмма рис. 8 относится к ядру с массой $A=150$. Точка на параболе соответствует "холодному" вращающемуся ядру (момент инерции - твердотельный). Перемещению вверх от параболы (E, j) отвечает экспоненциальный рост плотности уровней.

Рассмотрим, как на этой диаграмме выглядит распад составного ядра с высоким моментом. После слияния мы имеем некоторое распределение компаунд-ядер по угловому моменту. В прямоугольнике в верхней части диаграммы плотность линий соответствует вероятности различных угловых моментов ядер Du , возникших при слиянии Nd^{148} и C^{12} (~ 95 Мэв).

Первый этап распада составного ядра заключается в испускании нейтронов (для определенности ограничимся этим случаем). Ядро будет круто смещаться по диаграмме вниз. Крутизна определяется средним угловым моментом, уносимым нейтроном. Нейтрон будет уносить энергию $(E_n = B_n + 2T + \frac{5}{6A} E_{\text{вращ}}) - 10$ Мэв, однако, средняя величина l_n порядка единицы. Эта величина следует из расчетов по различным моделям. Экспериментальные оценки также дают значение $2-4$ /51, 68/. Таким образом, на первом этапе ядро освободится от основной части "тепловой" энергии возбуждения и очутится вблизи линии минимальной плотности уровней. Конечно, нейтронный каскад не окончится точно на параболе, поскольку процесс испарения частиц - статистический. В среднем, нейтронный каскад прекратится при энергии, которая превышает E_j на величину, примерно равную энергии связи нейтрона /68/. В приводимом примере энергия возбуждения здесь 10-20 Мэв. Нейтронная ширина для этих состояний крайне мала, поскольку испускание нейтрона с небольшим угловым моментом запрещено отсутствием подходящих уровней в остаточном ядре. Таким образом, ядро оказывается в своеобразном "нейтронном метастабильном" состоянии. Второй этап (более медленный)

заканчивается в испускании каскада γ -квантов, число которых должно обеспечить уменьшение углового момента до величины спина конечного ядра. Движение ядра по диаграмме будет проходить вдоль линии максимальной плотности, причем набор состояний будет постепенно сужаться.

Такая картина была предположена впервые Струтинским в ^{/69/} при обсуждении экспериментов Карамяна и др. ^{/70-72/} по измерению функций возбуждения в реакциях с тяжелыми ионами.

Прямые измерения спектра и числа γ -квантов подтвердили предположение о роли γ -излучения в распаде вращающихся составных ядер ^{/73-75/}. На рис. 9 из работы Оганесяна и др. ^{/74/} показан спектр γ -лучей из реакции $\text{Cu} + \text{Ne}^{20}$. Для сравнения там же показан спектр γ -лучей от радиационного захвата тепловых нейтронов. Первый спектр значительно мягче второго. Это следствие влияния высокого спина ядра. Средняя энергия γ -квантов в реакциях, вызываемых ионами $\text{C}^{12}, \text{O}^{16}, \text{Ne}^{20}$ в различных мишенях, меняется от 0,8 до 1,2 Мэв. Определение среднего числа квантов в каскаде и его полной энергии проводилось путем измерения интенсивности γ -излучения. Было показано, что число квантов растет с увеличением энергии пучка. При энергиях 8-10 Мэв/нуклон оно достигает 10-15, что соответствует средней энергии γ -каскада ~10 Мэв. При этом расчете использовалось теоретическое значение сечения образования составного ядра ^{x)}. Заведомо можно сказать, что оно завышено из-за неучета вклада прямых реакций. Это означает, что фактическое значение $\langle T_\gamma \rangle$ на одно составное ядро выше в 1,5-2 раза.

В работе Молленауэра исследовались также угловые распределения γ -излучения ^{/75/}. Из полученных данных следует, что оно, в основном, квадрупольное (исключение составляет случай $\text{Te} + \text{C}^{12}$). Это, по-видимому, указывает на коллективную природу γ -излучения вращающихся ядер. Теоретическое рассмотрение углового распределения γ -лучей проведено В.Бабиковым ^{/76/} и Спербером ^{/77/}. В ^{/77/} показано, что вид угловых распределений в большинстве случаев отвечает квадрупольному излучению сплюснутого эллипсоида.

В работах Александра и Симонова ^{/68/} простым, но остроумным методом были получены данные об энергии, уносимой нейтронами и γ -лучами в реакциях, приводящих к α -активным изотопам Tb и Dy . Эти сведения были получены путем весьма тщательного измерения функций возбуждения и угловых распределений ядер отдачи. Хотя результаты не претендуют на высокую точность, они представляют взаимосоглашающееся подтверждение описанной выше картины распада вращающегося ядра, и дают количественный ответ на ряд вопросов.

x) Использовались известные расчеты Д.Томаса (Phys. Rev. 116, 703 (1959)).

На рис. 10^{/68/} показаны результаты подсчета средней энергии, уносимой γ -излучением в различных реакциях с вылетом нейтронов, вызываемых ионами от B^{11} до O^{16} . Экспериментальным материалом для подсчета явились данные об угловом распределении ядер отдачи. В случае, когда конечным ядром являются изотопы Du на γ -излучение в среднем приходится 10–20 Мэв в зависимости от исходной энергии возбуждения. Правильность результата подчеркивается тем фактом, что для образования изотопа Tb^{149} в основном состоянии угловое распределение соответствует существенно меньшей энергии, уносимой γ -лучами (верхняя часть рис. 10). Это связано с тем, что в этом случае движение γ -каскада к основному состоянию Tb^{149} сильно экранируется высокоспиновым изомером Tb^{149m} . К основному состоянию Tb^{149} приводят только составные ядра с малым угловым моментом ($<9\hbar$ по оценке авторов). Этот эффект экранировки находится в соответствии с утверждением, сделанным при обсуждении диаграммы на рис.8: по мере продвижения к основному состоянию должно происходить приближение к линии минимальной плотности уровней, набор состояний должен сужаться.

На рис. 11^{/68/} показаны энергии и моменты, уносимые γ -лучами. Для определения $\langle T_{\gamma} \rangle$ и j_{γ} из начальных значений энергии возбуждения и углового момента использованы величины полной энергии и углового момента, уносимые нейтронами. Из рис. видно, что энергия, уносимая γ -излучением, превышает энергию "холодного" вращения в соответствии с ожиданием.

По оценке авторов средний момент, связанный с нейтроном $= 3\hbar$ а $T_{\gamma} = (1,8 \pm 0,6)\hbar$. Результаты, полученные Александром и Симоновым, необходимо, очевидно, дополнить прямыми и более точными экспериментами по исследованию γ - и нуклонного излучения составных ядер.

Гамма-каскад – явление специфическое для вращающихся составных ядер. Вместе с тем, и первый этап распада составного ядра (испарение нуклонов) является интересным объектом для изучения; эти исследования должны дать систематические сведения о плотности уровней в зависимости от энергии возбуждения, углового момента, массового числа ядер. Уже получена интересная информация при изучении спектров и угловых распределений протонов и α -частиц при облучении O^{16} , Na^{23} , Al^{27} ионами N^{14} (27 Мэв)^{/79,80/}, при взаимодействии O^{16} (180 Мэв) с Ni ^{/51/} и в области тяжелых ядер-мишеней^{/50/}.

Следует отметить, что нейтронная спектрометрия ядерных реакций с тяжелыми ионами находится сейчас в самом начале пути. Брук^{/78/} измерял спектры и угловые распределений нейтронов из реакций, вызываемых ионами C^{12} , O^{16} в Al , Cu , Ni , Au . В соответствии с предсказаниями теории^{/89/} вращение ядра слабо сказывается на нейтронных спектрах. Угловое распределение указывает на применимость статистическо-

го рассмотрения процесса. Однако отмечены некоторые расхождения с расчетами. Так, экспериментальная величина анизотропии оказалась больше расчетной. Аналогичное расхождение отмечалось раньше Ноксом и др. также и для заряженных частиц,

В Дубне Г.Кумпфом и др. исследуются нейтронные спектры с помощью методики времени пролета. Для иллюстрации на рис. 13 представлены спектры нейтронов, полученные при облучении олова ионами Ar^{40} с разной энергией. В этих опытах использовалась внутренняя мишень циклотрона, однако специальные коллиматоры позволили достаточно надежно выделить эффект. Видно, что спектры имеют экспоненциальный спад, отвечающий температуре ~ 2 Мэв.

Надо сказать, что эти опыты были предприняты как очередной этап в исследовании взаимодействия ионов Ar^{40} с ядрами. На первом этапе^{/54/} были получены функции возбуждения для реакций типа $Cd(Ar^{40}, n)$. Остановимся на этой работе подробнее, поскольку в случае ионов Ar^{40} особенно четко проявляется влияние углового момента на вид функций возбуждения.

Выше уже отмечалось, что впервые эффекты высокого углового момента были обнаружены при исследовании функций возбуждения.

Наличие γ -каскада, уносящего существенную энергию, приводит к смещению положения максимумов функций возбуждения в сторону больших энергий и к увеличению их полуширины. На рис. 12 показаны функции возбуждения для реакций $Cd(Ar^{40}, 4-7n)$. Там же для сравнения показана кривая для реакции $Nd^{144}(C^{13}, 6n)$ ^{/88/}. Максимум сечения реакции $Cd(Ar^{40}, 6n)$ смещен на ~ 20 Мэв относительно максимума для реакции с углеродом. Смещение еще больше, если сравнивать с реакциями, вызываемыми легкими частицами (протонами, ядрами гелия). Полуширина функций увеличивается при переходе от C^{13} к Ar^{40} примерно на 15 Мэв.

Кривые для реакций с Ar^{40} на рис. 12 получены расчетным путем с использованием модели Джексона^{/81/}, обобщенной на случай вращающегося ядра. Предполагалось, что F_x - вероятность испарения нейтрона зависит только от величины тепловой энергии возбуждения $E = E^* - E_R$:

$$F_x = \int_0^{(E)} W(E_R) P(E - E_R, x) dE_R$$

$W(E_R)$ - плотность вероятности данной энергии вращения ядра, $P(E, x)$ - джексоновская вероятность испускания X -нейтронов. Такое введение энергии вращения в расчеты вносит замеченные на опыте изменения в функции возбуждения. Однако для достижения согласия с экспериментом оказалось необходимым ввести ограничение на возможные значения спинов составного ядра: было предположено, что ядра

не сливаются при моменте, большем некоторого j_0 . Кривые на рис. 3 получены для значения температуры $T=3$ Мэв и $j_0=75\frac{1}{2}$. Прямое измерение температуры из спектра нейтронов дало меньшую величину. Разногласие может быть устранено учетом вклада процессов неполного слияния и уточнением расчетов F_x , которые сделаны пока весьма грубо.

Используя данные по спектрам нейтронов и функциям возбуждения, можно оценить энергию, приходящуюся на γ -излучение

$$\langle T_\gamma \rangle = E^* - \sum_{i=1}^x B_{ni} - \bar{\epsilon}_n,$$

E^* - энергия возбуждения в максимуме реакции (A, xn) . B_{ni} , ϵ_n - энергия связи и средняя кинетическая энергия нейтрона. Эти оценки дают для всех реакций с $X=4-7$ $\langle T_\gamma \rangle = 30-40$ Мэв.

Приведенные выше экспериментальные данные, которые являются только частью того, что сделано, согласуются с общей картиной распада вращающегося составного ядра, упомянутой ранее. Вместе с тем предстоит большая экспериментальная и теоретическая работа по выяснению деталей и количественных характеристик процесса.

IV. Продукты реакций между сложными ядрами

Специфика радиоактивных продуктов реакций с тяжелыми ионами связана, по крайней мере, с двумя обстоятельствами. Во-первых, с особенностями самих реакций, с эффектом высокого углового момента; во-вторых, с возможностью синтезировать новые изотопы в таких областях, которые практически недоступны без использования тяжелых ионов.

1. Мы уже упоминали об эффекте экранирования основного состояния высокоспиновыми изомерами - эффекте, который был обнаружен для Tb^{140} . В максимуме сечения для образования Tb^{140m} примерно в 100 раз больше, чем для Tb^{140} в основном состоянии /88/. Большой выход изомеров отмечен также в работе Бределя и др. /82/ и Карамьяна и др. /83/. Это обстоятельство делает тяжелые ионы исключительно подходящим средством для получения новых изомеров с высоким спином. С помощью тяжелых ионов уже получен ряд новых изомеров /84-88/. Возможности для исследования изомерии расширяются. Можно ставить вопрос о систематическом исследовании конфигурационных изомеров, связанных с разрывом пар и возбуждением нескольких нуклонов /89/. Возможно, что именно такую природу имеют спонтанно делящиеся изомеры, открытые в нашей лаборатории в реакциях с тяжелыми ионами /88/.

Моринага и Гугело /90/ предложили весьма эффективный способ для возбуждения высоколежащих уровней ротационной полосы. Они установили, что если проводить

облучение мишени α -частицами в таких условиях, чтобы наблюдался максимальный выход четно-четного изотопа, то наблюдается спектр, отвечающий переходам между уровнями ротационной полосы.

Это происходит потому, что испарительный каскад со значительной вероятностью оканчивается на одном из верхних уровней ротационной полосы. Таким образом, Мори-нага и Гугело наблюдали уровни вплоть до 10^+ в ядрах $Dy^{186,180}$. Такой способ возбуждения коллективных уровней применим и в случае тяжелых ионов. Стефенсу и др.^{/91/}, вероятно, удалось это осуществить, используя в качестве бомбардирующей частицы B^{11}, N^{14}, F^{19} . Авторы сообщают о наблюдении ротационных уровней в Yb^{186} , $Hf^{166-172}$ вплоть до 16^+ . Эти данные нуждаются в уточнении, но несомненна реальность нового способа возбуждения коллективных состояний, который расширяет область ядер, доступных для исследования.

2. Тяжелые ионы позволяют синтезировать такие изотопы, которые практически нельзя получить никаким иным путем. Наиболее известный пример в этом отношении - проблема синтеза новых трансурановых элементов. Метод облучения в интенсивных нейтронных потоках давно уже уступил ядерным реакциям. Преимущество, которое дают здесь тяжелые ионы, связано с тем, что заряд ядра в реакции увеличивается скачком. Элементы 102 и Lw были синтезированы с помощью тяжелых ионов^{/92-94/x)}.

В реакциях с тяжелыми ионами получен ряд новых изотопов. Р.Чанда и др.^{/95/} провели эксперименты по исследованию новой предполагаемой области деформированных ядер в районе нейтронодефицитных изотопов редких земель.

Существование этой области предсказано в работе Е. Маршалека и др.^{/96/}. Были использованы реакции типа (O^{16}, x) и (C^{12}, x) , с помощью которых авторам удалось синтезировать новые изотопы $La^{126}, La^{128}, La^{130}$. В спектре γ -излучения, сопровождавшего β -распад этих ядер, были обнаружены линии, отвечающие переходам между уровнями ротационной полосы изотопов Ва. По оценкам, параметры деформации для этих ядер $\beta = 0,15-0,20$. Это первое экспериментальное указание на существование новой области деформированных ядер.

3 Исключительные возможности дают тяжелые ионы для исследования протонного распада радиоактивных ядер. Остановимся на этой проблеме подробнее, поскольку здесь пойдет речь об одной из сторон явления искусственной радиоактивности, которому посвящен этот конгресс.

Вопрос о возможности протонного распада обсуждался давно, еще во времена Резерфорда. В последние годы эта проблема детально рассматривалась в работах

х) Более подробно вопрос о современном состоянии исследований в области новых элементов обсуждается в обзорном докладе "Деление ядер".

Л. Альвареса, Б. Дзепелова, Б. Гейликмана и А. Мигдала. (Обзор работ см., например, в /100/). Первые экспериментальные попытки наблюдать протонный распад радиоактивных ядер были предприняты Л. Альваресом еще 15 лет назад /97/, однако, они не привели к желаемому результату. Только в 1962 г. такие исследования оказались успешными: в нашей лаборатории были получены результаты, которые позволили сделать вывод, что в реакции $Ni+Ne^{20}$ возникают радиоактивные изотопы, испытывающие протонный распад /98/. В настоящее время исследования по протонному распаду проводятся группой проф. Р. Белла в Мак-Гиллском Университете (Канада), д-ром Прейссом и др. в Иельском Университете, д-ром А. Фридманом и др. в Аргоннской Национальной лаборатории (США), д-ром И. Енеке в Карлсруэ (ФРГ) и в Дубне (СССР) /98-104/.

Энергетическая возможность протонного распада появляется как следствие снижения энергии связи протона при уменьшении числа нейтронов в ядре. Такая закономерность обусловлена зависимостью величины ядерного взаимодействия от изотопического числа и возрастанием роли кулоновского отталкивания. Возможны несколько механизмов протонного распада.

Во-первых, могут быть синтезированы ядра с отрицательной энергией связи протона ($B_p < 0$). Эти ядра нестабильны относительно испускания протона из основного состояния. В этом случае картина p -распада аналогична тому, что мы имеем в случае обычного α -распада.

Во-вторых, возможна "запаздывающая" протонная радиоактивность, двухступенчатый процесс: на первом этапе позитронный распад с высокой энергией, на втором - вылет протона из возбужденного (α в некоторых случаях и из основного) состояния дочернего ядра. Если энергия ниже высоты кулоновского барьера, протон выйдет за пределы ядра путем квантовомеханического проникновения сквозь барьер. Подбарьерный распад из возбужденного состояния подобен явлению длиннопребывающих α -частиц. Если испускается надбарьерный протон, можно говорить об аналогии с запаздывающими нейтронами.

Возможен третий механизм протонного распада - изомерный.

Я.Б. Зельдовичем /105/ и В.И. Гольданским /107/ предсказан ряд изотопов, которые должны испытывать весьма специфический тип распада - испускание двух протонов сразу.

И. Енеке высказал предположение /104/, что возможно испускание двух протонов из возбужденного ядра (четное Z) после β^+ -распада. Если такое явление существует, шансы обнаружить двухпротонный распад существенно увеличивается.

Сейчас совместными усилиями советских, канадских и американских физиков

синтезировано 9 протонных излучателей. Наиболее вероятно, что все они распадаются по механизму "запаздывающей" протонной радиоактивности.

Естественно возникает вопрос, насколько свойство протонного распада является распространенным? Возможно, это свойство небольшого числа экзотических ядер и тогда не может быть речь о широком его изучении, об использовании его для получения новой ядерной информации? Анализ показывает, что протонный распад не менее распространенное явление, чем α -распад.

Рис. 14 показывает контуры области протонного распада (расчеты выполнены В.Карнауховым и Г.Тер-Акопяном^{/108/} с использованием таблиц масс Камерона)^{х)}. Видно, что протонный распад должен быть свойством нейтроно-дефицитных изотопов для элементов вплоть до свинца. Мнение, что за оловом не должно быть протонных излучателей^{/106/} оказалось ошибочным. Свойства протонного распада меняются по мере продвижения вглубь области со стороны стабильных изотопов. В начале мы имеем излучатели запаздывающих протонов из возбужденных после β^+ -распада состояний. При дальнейшем увеличении нейтронного дефицита вероятность процесса растет и в какой-то момент мы приходим к ядрам с $B_p < 0$. Это случается раньше для нечетных по Z изотопов. На рис.14 пунктиром показано примерное положение изотопов с $B_p = 0$. Альфа-распад возможен за оловом, но он будет оказывать сколь-нибудь существенную конкуренцию только вблизи ядерных оболочек, соответствующих 50 и 82 нуклонам.

Видно, что для энтузиастов протонного распада имеется богатое поле деятельности. Сейчас мы находимся в самом начале пути. На рис.14 показано положение уже открытых излучателей протонов; это легкие изотопы O^{13} , Ne^{17} , $Mg^{21,20}$, Si^{28} , полученные в США (один из них), в СССР (два) и в Канаде (все); далее расположены излучатели, полученные в Дубне: это легкий изотоп $Bг - Kг$ (реакция $Ni + O^{16}$), два изотопа $Te (Ru + O^{16})$ ^{хх)}, три легких изотопа в области редких земель (реакции $Ru + Si^{28}$, $Pd + Si^{28}$, $Cd + Si^{28}$). Можно считать экспериментально доказанным, что есть протонные излучатели тяжелее слова. Для примера на рис. 15 приведен спектр протонного излучателя из реакции $Pd^{108} + Si^{28}$. По нашему предположению он принадлежит легким изотопам $Ce - Nd$. Видно, что имеется сложная картина, состоящая из нескольких перекрывающихся групп от 2 до 4,5 Мэв. Имеются следующие периоды полураспада - 1, 8 и 25 сек. Наиболее вероятно, что протоны испускаются по механизму, подобному картине вылета длиннопробежных α -частиц: на первом этапе позитронный переход (он и определяет измеряемый период полураспада p -активности), затем относительно быстрое квантовомеханическое прохождение протона

х) Более детальная диаграмма дается в приложении.

хх) Спектры даны в приложении.

сквозь кулоновский барьер ($V_0 = 11$ Мэв). На рис. 15 ниже оси абсцисс указаны τ_p - собственные времена для вылета протона с соответствующей энергией (среднее время между вылетом позитрона и протона). Это время рассчитывалось по известному соотношению

$$\tau_p = \frac{2\pi\hbar}{D} \exp(-G_{\rho_p}),$$

D - среднее расстояние между уровнями. Мы исходили из предположения, что протон вылетает из возбужденного состояния. Энергия возбуждения ядра бралась равной E_p . Для оценки бралось значение $D = 100$ кэв при энергии возбуждения 2 Мэв, для больших энергий D предполагалось экспоненциально падающим в соответствии со статистическими формулами. При расчете прозрачности кулоновского барьера ($\exp -2G_{\rho_p}$) полагалось, что $l_p = 0$.

Видно, что в пределах спектра τ_p меняется от 10^{-12} до 10^{-18} сек. Эти времена пока не измеримы экспериментально, но величина 10^{-12} всего на два порядка меньше доступной современной электронике.

Для получения протонно-активных ядер наиболее перспективным инструментом являются тяжелые ионы. Следует, однако, сказать, что ряд изотопов, в частности, для $Z < 30$ может быть получен с помощью пучков протонов, дейтронов и α -частиц. Это успешно показали своими блестящими опытами канадские исследователи Р.Белл, Р.Бартон, Р.Макферсон и др. С помощью протонов (100 Мэв) они синтезировали изотопы O^{18} , N^{17} , Mg^{21} , Si^{25} . Однако, по мере перехода к более тяжелым элементам возможности легких частиц уменьшаются. Необходимо использовать многозарядные ионы. Большую свободу в синтезе протонных излучателей в области редких земель и для последующих элементов дают такие бомбардирующие частицы, как Si^{28} , Ca^{40} .

Мы уверены, что скоро протонный распад превратится в средство исследования ядер в совершенно неизученной области изотопов, перенасыщенных протонами. Есть основания ожидать, что в этих исследованиях будет получена новая, возможно неожиданная ядерная информация.

Представляется важным измерить τ_p - собственное время для вылета протона. Это вполне реально. Наиболее экспериментально удобный вариант - измерение задержанных β^- - p^- -совпадений при β^+ -распаде четного по Z ядра в основное протонно-нестабильное состояние. Возможности для таких экспериментов лучше для изотопов за оловом. Знание двух характеристик p^- -распада - E_p и τ_p может быть использовано в том же аспекте, что и в α -распаде (радиусы ядер, приведенные ширины).

Интересно отметить, что полоса протонно-активных изотопов проходит через новую предполагаемую область деформированных ядер в районе редких земель. Протон-

ный распад может явиться удобным средством для изучения этой области. Измерение γ -лучей после вылета протона, β - p и γ - p - угловых корреляций (протон из возбужденного состояния) будут весьма эффективными способами для получения детальной информации.

В этом докладе мы рассмотрели некоторые работы, которые позволяют представить основные особенности реакций между сложными ядрами. Нам хотелось также показать, что эта область ядерной физики сейчас находится на подъеме и мы вправе ожидать в ближайшие годы получения новых ценных результатов. Авторы благодарны проф. Г.Брейту за внимательное ознакомление с настоящей работой и важные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. L.Alvarez, Phys.Rev., 58, 192 (1940).
2. D.Walker, J.Fremlin, Nature, 171, 189-191 (1953).
3. J.Fremlin, Physica, XXII, 1019 (1956).
4. A.Zucker, Annual Rev. of Nuclear Sci. 10, 183 (1960).
- 4а. Г.Н.Флеров, Материалы Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958, P/2299, 14,151.
5. G.Breit, M.E.Ebel, Phys. Rev., 103, 679 (1956).
Phys. Rev., 104, 1030 (1956).
6. G.Breit, Handbuck der Physik, ed. by S.Flügge, Springer-Verlag, Berlin, 1959, VXL part I, p.367.
7. G.Breit, Proceed. of the II Conf. on React. Between Compl. Nucl. (New York, J.Wiley and Sons 1960), p.p. 1-15.
8. G.Breit, K.W.Chun, H.G.Wahsweiler, Phys. Rev., 133, B403 (1964).
9. G.Breit, настоящая конференция, С.20в.
10. G.Breit, J.A.Polak, D.Torchia. Настоящая конференция, С.84в.
11. H.L.Reynolds, A.Zucker, Phys. Rev., 101, 166 (1956).
12. H.L.Reynolds, A.Zucker, D.Scott, Phys. Rev., 102, 237 (1956).
13. W.Webb, H.L.Reynolds, A.Zucker, Phys. Rev., 102, 749 (1956).
14. M.L.Halbert, T.H.Handley, J.J.Pinajian, W.Webb, A.Zucker, Phys.Rev., 106, 251 (1957).
15. D.Fisher, A.Zucker, A.Gropp, Phys. Rev., 113, 542 (1959).
16. В.В.Волков, А.С.Пасюк, Г.Н.Флеров, ЖЭТФ, 33, 595 (1957)
17. J.A.Mc Intyre, T.L.Watts, F.Jobes, Phys. Rev., 119, 1331 (1960).
18. J.L.Perkin, R.E.Coleman, D.Herbert, Proc. Phys. Soc., 79, 1033 (1962).
19. E.Newman, Phys. Rev., 125, 600 (1962).
20. K.S.Toth, E.Newman, Phys. Rev., 130, 536 (1963).

21. K.S.Toth, Phys. Rev., 131, 379 (1963).
22. E.Newman, K.S.Toth, A.Zucker, Phys. Rev., 132, 1720 (1963).
23. F.Jobes, J.A.Mc Intyre, Phys. Rev., 133, 893 (1964).
24. J.A.Mc Intyre настоящая конференция С 143в.
25. T.Watts, J.A.Mc Intyre, Proc. of the III Conf. on Reactions Between Compl.Nucl., University of Calif. Press, 1963, p.110.
26. K.R.Greider, Proc. of the III Conf. on Reactions Between Compl. Nucl., University of Calif. Press, 1963, p. 148.
27. A.Fleury and G.Simonoff , настоящая конференция С-134в.
28. G.A.Chacket, J.H.Fremlin, Phil. Mag., 146, 1 (1955).
29. В.А.Карнаухов, Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Хализев, ЖЭТФ, 36, 748 (1959).
30. Д.Г.Алхазов, Ю.П.Гангрский, И.Х.Лемберг, ЖЭТФ, 33, 1180 (1957).
31. R.Kaufmann, R.Wolfgang, Phys. Rev., 121, 192 (1961).
32. Г.Кумпф, Е.Д.Донец, ЖЭТФ, 44, ~~798~~ (1963).
33. В.В.Волков, Л.Поморский, Я.Тыс, Г.Н.Флеров, ЖЭТФ, 42, 885 (1962).
34. В.В.Волков, Л.Поморский, Я.Тыс, Г.Н.Флеров, ЖЭТФ, 43, 885 (1962).
35. W.Grochulski, T.Kwiecienska, Lian Go chan, E.Lozyński, J.Maly, L.K.Tarasov, V.V.Volkov Proc. of the III Conf. on Reactions Between Comp. Nucl. 1963, p.120.
36. J.J.Pinajian, Nucl. Phys., 17, 44 (1960).
37. R.Coleman, D.Perkin, Proc. Phys. Soc., 78, 1163 (1961).
38. Э.Ложинский, препринт ОИИИ Р-1486, Дубна, 1963.
39. Э.Ложинский, препринт ОИИИ, Р-1641, Дубна, 1964.
40. R.Bock, R.R.Duhm, G.Hortig, R.Rudel настоящая конференция С-257в.
41. V.Lukianow, I.Petkov, Nucl. Phys. 49, 529 (1963).
42. T.Kammuri, Prog. Theor. Phys. 28, 934 (1962).
43. В.Калинкин, D.Grabovski, Acta Physica, 24, 435 (1963).
44. В.М.Стругинский, настоящая конференция С-360в.
45. M.Sachs, C.Chasman, D.Bromley, Proc. of the III Conf. on Reactions Between Compl. Nucl., 1963, p. 90.
46. G.C.Morrison, N.H.Gale, M.Hussian, G.Myrray, Proc. of the III Conf. on Reactions Between Compl. Nucl., 1963, p. 168.
47. R.P.Carlson, настоящая конференция С-49в.
48. A.Garth, C.Lemeille, D.Manesse, L.Marguez, N.Sannier, настоящая конференция, С-47в.
49. С.Е.Андерсон, W.I.Knox, A.R.Quinton, G.R.Bach, Phys. Rev. Lett., 3, 557(1959).
50. H.C.Britt, A.R.Quinton, Phys. Rev., 124, 877 (1961).
51. W.I.Knox, Proceed. of the II Conf. on Reactions Between Compl. Nucl., p.263 (1960).

52. R.Pfohl, J.P.Lonchamp , настоящая конференция С-308в.
53. T.Sikkeland, V.Viola, UCRL, 10748 (1963).
54. Г.Кумпф, В.А.Карнаухов, ЖЭТФ, 46, 1545 (1964).
55. Б.Н.Калинкин, И.Петков, препринт ОИЯИ, Р-1347, Дубна; 1963.
56. B.Wilkins, G.Igo, UCRL-10766 (1963).
57. G.Flerov, V.Karnaukhov, Proceed. of the Conf. on Direct Interact. and Nuclear React. Mech., Padua 1963, p. 901.
58. Г.А.Пик-Пячак, ЖЭТФ, 34, 341 (1959).
ЖЭТФ, 36, 981 (1959).
59. R.Beringer, W.L.Knox, Phys. Rev., 121, 1195 (1961).
60. J.R.Hisken, UCRL- 9275 (1960).
61. D.Sperber, Princeton Universiti Technical Report, № 40-2961 (1961).
62. B.C.Carlson, Pao Lu, Proc. of the Rutherford Jubille International Conf. 291 (1962).
63. S.Cohen, F.Plasil, W.Swiatecki UCRL-10775 (1963).
64. J.Gilmore, S.G.Thompson, I.Perman Phys. Rev., 128, 2276 (1962).
65. J.Rasmussen, Proceed. of the III Conf. on Reactions Between Compl. Nucl., p. 441 (1963).
66. J.Grover, Phys. Rev., 127, 2142 (1962).
67. T.Ericson, Advances in Physics 9, 455 (1960).
68. J.Alexander, G.Simonoff, UCRL-10525 (1960). Phys. Rev. 130, 2383 (1963)
UCRL-10099 (1962), Phys. Rev. 133B, 104 (1964) UCRL 10541 (1963).
Phys. Rev. 133B, 93 (1964).
69. В. Струтинский. Всесоюзная конференция по ядерным реакциям при малых и средних энергиях, 1957. Изд. АН СССР (1958).
70. А.С.Карамян, С.Барабошкин, Г.Н.Флеров, ЖЭТФ, 32, 1294 (1957).
71. А.С.Карамян, Ю.Б.Герлит, Б.Мясоедов, ЖЭТФ, 36 621 (1959).
72. А.С.Карамян, А.А.Плеше, ЖЭТФ, 37, 654 (1959).
73. В.А.Карнаухов, Ю.Ц.Оганесян, ЖЭТФ, 38, 1339 (1960).
74. Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, Б.Н.Марков, Г.Н.Флеров, ЖЭТФ 44, 1171 (1963).
75. J.Mollenauer, Phys. Rev., 127, 867 (1962).
76. В.В.Бабиков, ЖЭТФ, 42, 1648 (1962).
77. D.Sperber, настоящая конференция С-43в.
78. H.W.Broek Phys. Rev., 124, 233 (1961).
79. M.Halbert, F.Durham, Proceed. of the III Conf. on Reactions Between Compl. Nucl. p. 223 (1963).
80. A.Zucker, Nucl. Phys., 6, 420 (1958)
81. J.D.Jackson, Can. Journ. Phys. 34, 767 (1956).

82. В.В. Бредель, Б.А. Гвоздев, В.А. Фомичев, ЖЭТФ, 45, 0904 (1983).
83. А.С. Карамян, Л.И. Русянов, В.А. Фомичев, ЖЭТФ, 38, 1374 (1980).
84. R.Z. Macfarlane, Phys. Rev., 126, 274 (1962).
85. В.А. Карнаухов, ЖЭТФ, 42, 973 (1982).
86. I. Perlman, F. Asaro, A. Ghiorso, A. Larsh, R. Latimer; Phys. Rev., 127, 917 (1963).
87. R.Z. Macfarlane, R. Griffin Phys. Rev., 130, 1491 (1963).
88. С.М. Поликанов, В.А. Дрвин, В.А. Карнаухов, В.Л. Михеев, А.А. Плева, Н.К. Скобелев, В.Г. Субботин, Г.М. Тер-Акопьян, В.А. Фомичев, ЖЭТФ, 42, (1982).
89. Л.Д. Слив, Ю.И. Харитонов, ЖЭТФ, 44, 247 (1983).
90. H. Morinaga, P.C. Gugelot. Nucl. Phys. 46, 210 (1963).
91. F. Stephens, N. Lark, K. Diamond UCRL-11248.
92. Г.Н. Флеров, А.С. Пасюк, Д. Парфанович, Н.И. Тарантия и др. ЖЭТФ, 38, 82 (1980).
93. A. Ghiorso et al. Phys. Rev. Lett. 1, 18 (1958).
94. A. Ghiorso et al. Phys. Rev. Lett., 6, 473 (1961).
95. R. Chanda, J. Clarkson, R.K. Sheline. Proc. of the III Conf. on React between Compl. Nuclei 1963
96. E. Marshalek, K. Person, R.K. Sheline Rev. Mod. Phys. 35, 108 (1963).
97. L. Alvarez. Phys. Rev., 75, 1815 (1949). Phys. Rev., 80, 518 (1950).
98. В.А. Карнаухов, Г.М. Тер-Акопьян, В.Г. Субботин, Препринт ОИЯИ Р-1072, Дубна, 1982.
Proceed. of the III Conf. on Reactions Between Comp. Nucl. p. 434 (1963).
99. R. Barton, R. McPherson, R. Bell, W. Frisken, W. Link, R. Moore. Can. Journ. Phys. 41, 2007 (1963).
100. В.А. Карнаухов, Г.М. Тер-Акопьян, Л.А. Петров, В.Г. Субботин, ЖЭТФ, 45: 1280 (1983).
101. Г.Н. Флеров, В.А. Карнаухов, Г.М. Тер-Акопьян, Л.А. Петров, В.Г. Субботин. Препринт ОИЯИ, Д-1570, Дубна 1984. Настоящая конференция С-378в.
102. D. Auria, I. Preiss, частное сообщение 1984.
103. R. Fink, A. Friedmann, T. Braid, частное сообщение, 1983.
104. J. Janeske. KFK-185, Karlsruhe DBR (1963), Nuclear Physics, in press.
105. Я.Б. Зельдович, ЖЭТФ, 38, 1123 (1980).
106. В.И. Гольданский, ДАН, 148, 1309 (1962).
107. В.И. Гольданский, ЖЭТФ, 39, 497 (1980),
27, 648 (1981).
108. В.А. Карнаухов, Г.М. Тер-Акопьян. Препринт ОИЯИ, Р-1708 (1984).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 августа 1984 г.

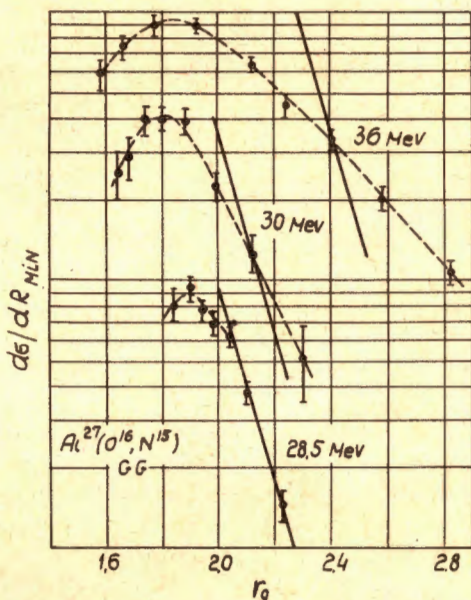


Рис. 1. Дифференциальное поперечное сечение $\frac{d\sigma}{dR_{\min}}$ в функции $r_0 = \frac{R_{\min}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}}$. Оба конечных продукта образуются в основном состоянии. Кривые произвольно смещены. Сплошные прямые рассчитаны по теории Брейта и нормированы по одной из точек.

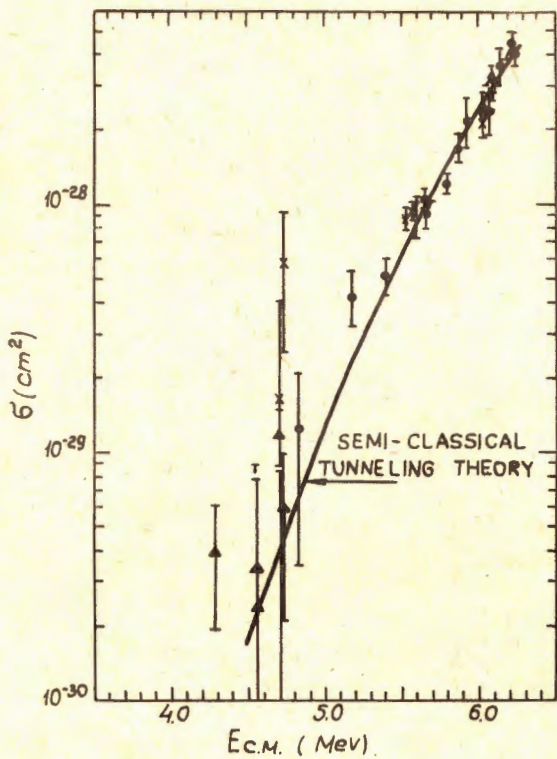


Рис. 2. Полное поперечное сечение для реакции $N^{14}(N^{14}, N^{15})N^{16}$.

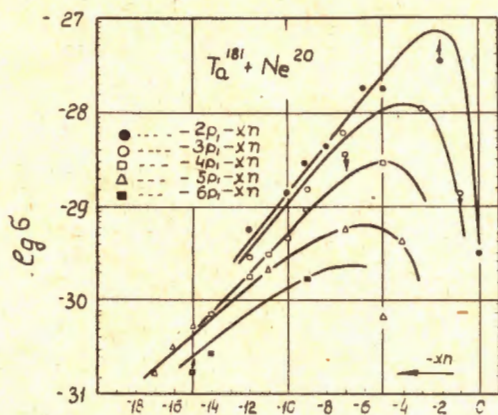


Рис. 3. Полные поперечные сечения для реакций многонуклонного стриппинга. Энергия ионов 180 МэВ .

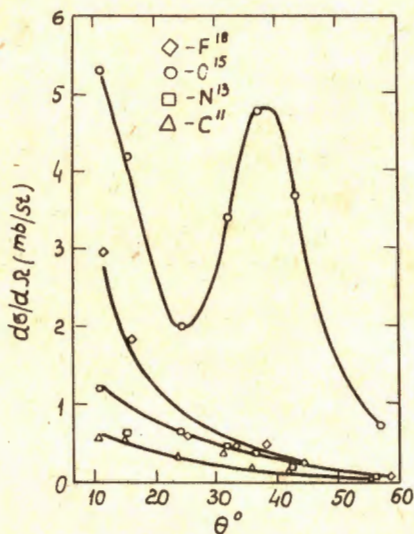


Рис. 4. Дифференциальное поперечное сечение для различных продуктов реакций передачи при облучении родия ($7,4 \text{ мг/см}^2$) ионами O^{16} (101 МэВ).

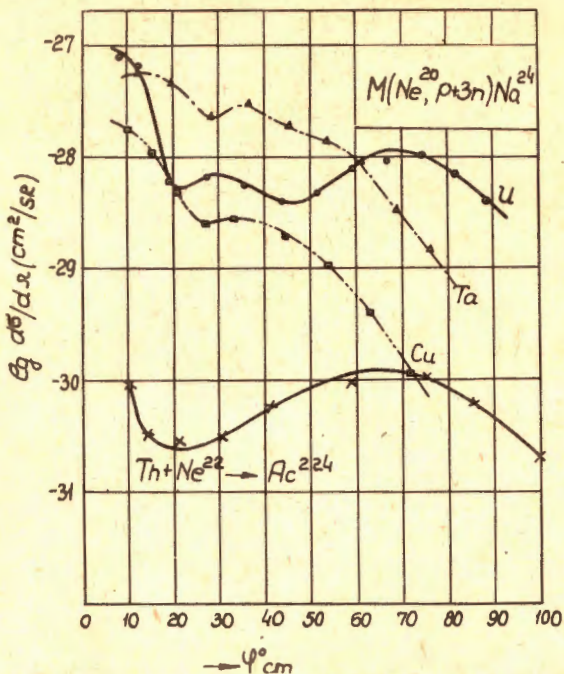


Рис. 5. Дифференциальные поперечные сечения для реакций подхвата $p+3n$ ионами Ne^{20} (140 Мэв) $^{38/}$ и $p+7n$ ионами Ne^{22} (150 Мэв) $^{32/}$. В первом случае измерялось угловое распределение легкого ядра, во втором - тяжелого. ϕ - угол легкого фрагмента.

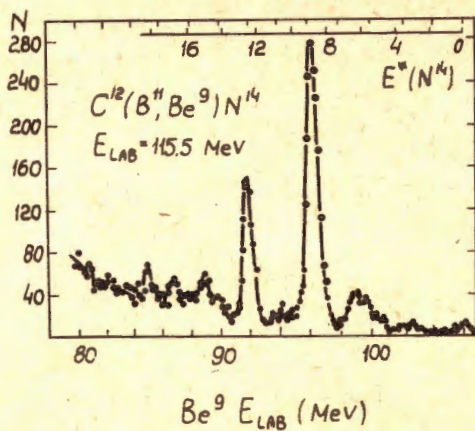


Рис. 6. Участок спектра Be^9 из реакции $\text{C}^{12}(\text{B}^{11}, \text{Be}^9)\text{N}^{14}$. $\theta = 8,5^\circ$. В верхней части рисунка показана шкала энергий возбуждения N^{14} .

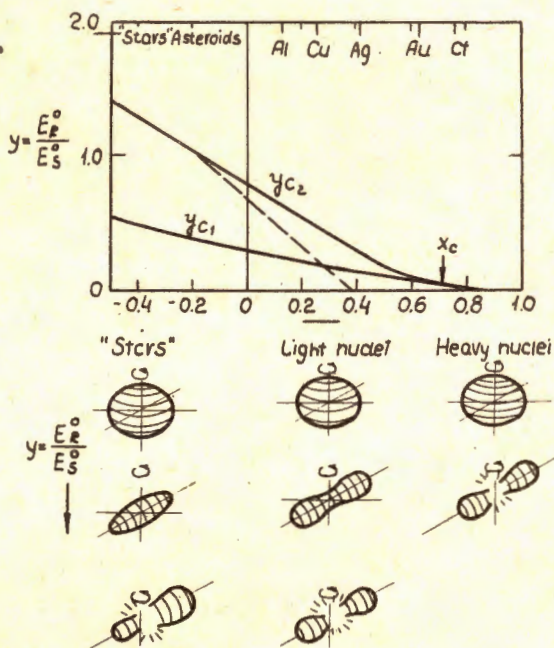


Рис. 7. Иллюстрация форм равновесия вращающегося ядра. Левая часть рисунка относится к гравитационной задаче. x - параметр делимости, y - ротационный параметр $\sqrt{\frac{I}{\pi R^2}}$.

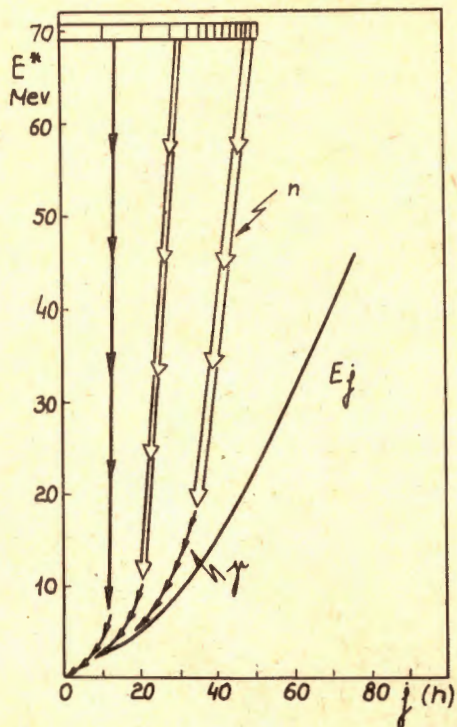


Рис. 8. Диаграмма распада составного ядра с высоким спином. Парабола E_j — проходит через значения энергий, отвечающих минимальной плотности уровней ядра. Прямоугольники вверху показывают распределение составных ядер из реакции. $Nd + C^{13}$ (95 Мэв) по спину. Вначале идет нейтронный каскад, затем каскад γ -лучей из состояний, отличающихся от E_j примерно на энергию связи нейтрона.

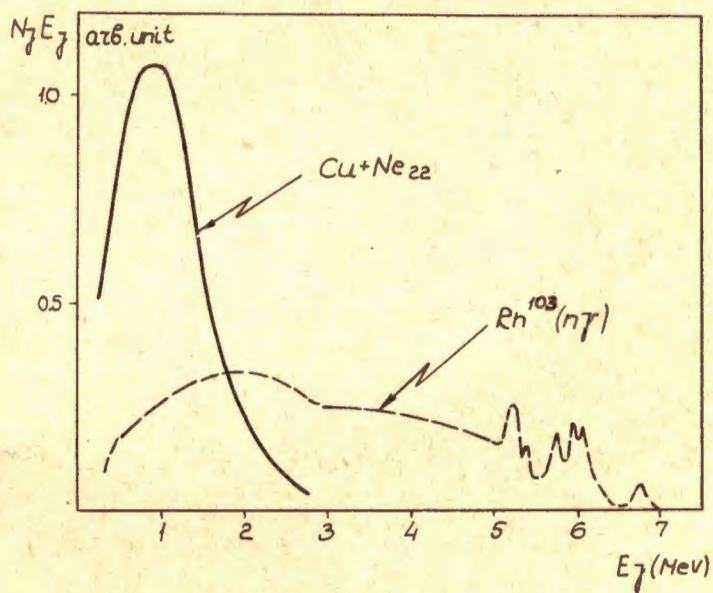


Рис. 9. Спектр γ -излучения из реакции $Cu + Ne$ ($E = 105$ Мэв)^{/74/}.
 Для сравнения показан спектр γ -квантов радиационного захвата тепловых нейтронов.

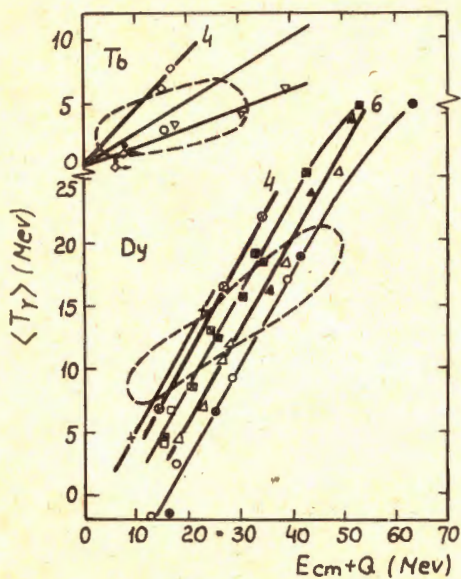


Рис. 10. Полная энергия фотонов в функции от полной доступной энергии $^{88}/$. Верхняя часть рис. относится к реакциям, приводящим к Tb^{149} , нижняя - Dy. Обозначения следующие:

- | | |
|-----------------------------------|-----------------------------------|
| ◇ $Pr^{141}(C^{12}, 4n) Tb^{149}$ | ▲ $Ce^{140}(O^{16}, 6n) Dy^{150}$ |
| ▽ $Nd^{146}(B^{11}, 8n) Tb^{149}$ | × $Nd^{142}(C^{12}, 3n) Dy^{151}$ |
| ⊖ $Nd^{146}(B^{10}, 7n) Tb^{149}$ | ⊠ $Nd^{142}(C^{12}, 5n) Dy^{149}$ |
| ⊕ $Nd^{142}(C^{12}, 4n) Dy^{150}$ | △ $Nd^{144}(C^{12}, 6n) Dy^{150}$ |
| □ $Nd^{144}(C^{12}, 5n) Dy^{151}$ | ■ $Ce^{140}(O^{16}, 5n) Dy^{151}$ |
| ○ $Nd^{144}(C^{12}, 7n) Dy^{148}$ | ● $Ce^{140}(O^{16}, 7n) Dy^{149}$ |

Внутри пунктирных контуров находятся точки, отвечающие сечениям, близким к максимальным.

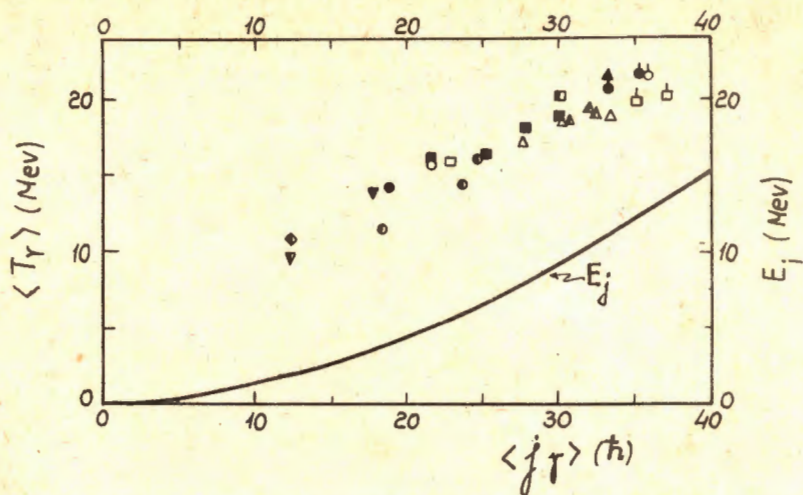


Рис. 11. Средняя энергия, приходящаяся на фотоны, в функции среднего уносимого углового момента. Получено для различных реакций, приводящих к изотомам ^{168}Dy . E_i - энергия холодного вращения "твердотельного" ядра.

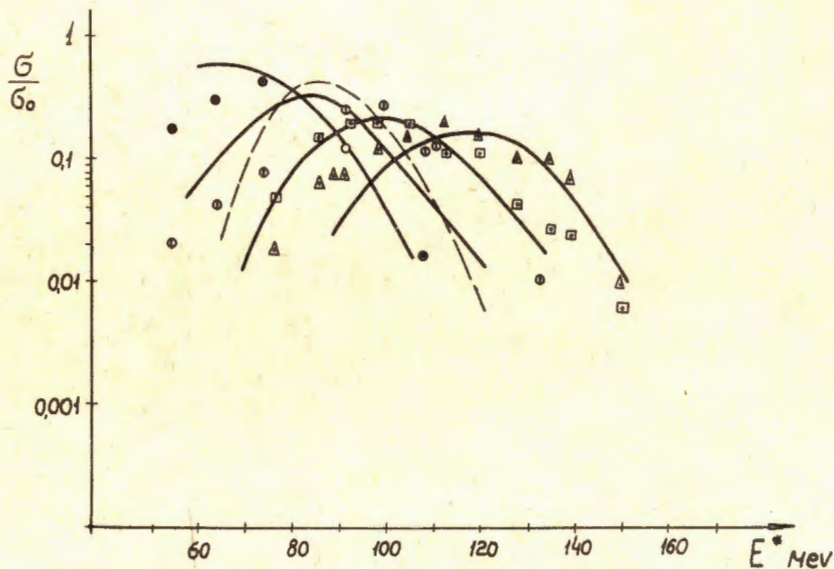


Рис. 12. Функции возбуждения для реакций $\text{Cd}^{114}(\text{Ar}^{40}, 4n)$ - ●, $\text{Cd}^{116}(\text{Ar}^{40}, 5n)$ - ○, $\text{Cd}^{116}(\text{Ar}^{40}, 6n)$ - □, $\text{Cd}^{116}(\text{Ar}^{40}, 7n)$ - Δ. Пунктир - $\text{Nd}^{144}(\text{C}^{12}, 6n)$. Сплошные кривые - расчетные для $T = 3$ Мэв, $j_{or} = 75\hbar$.

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}$$

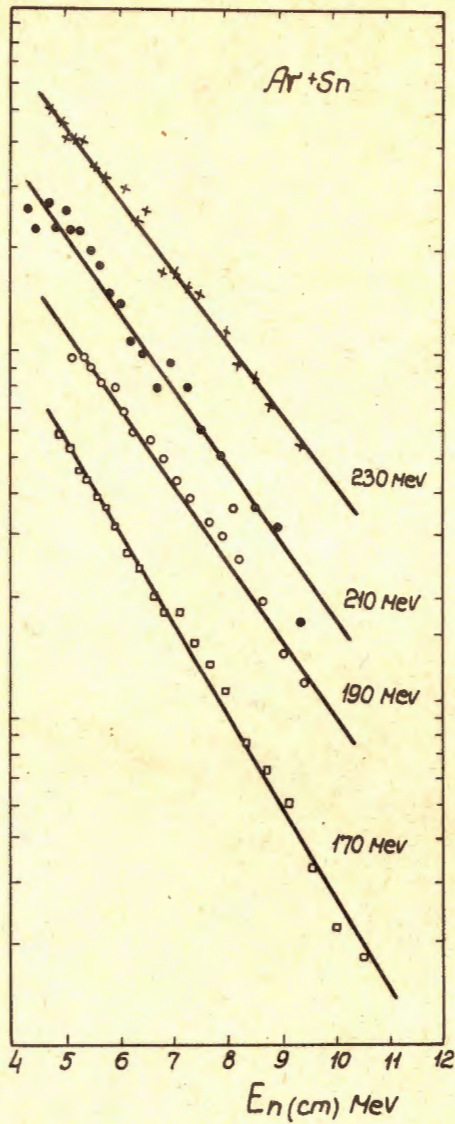


Рис. 13. Спектры нейтронов из реакции Sn + Ar . Мишень - толстая.
Метод - измерение времени пролета.

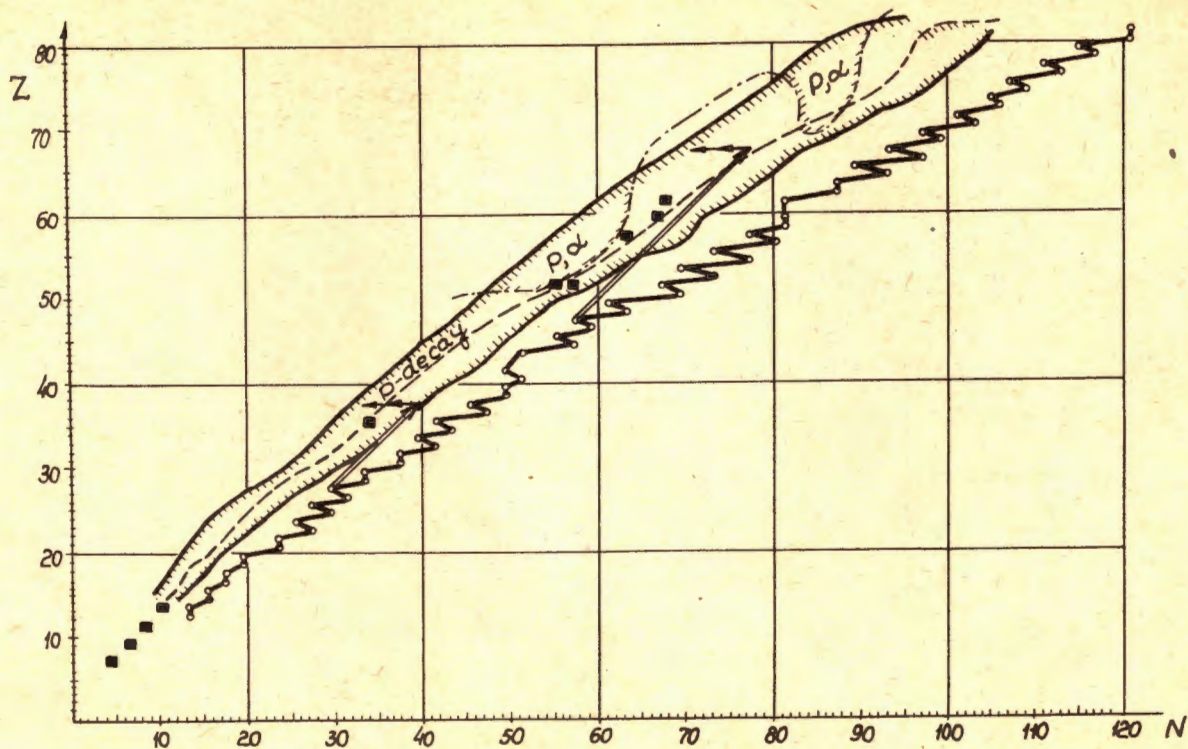


Рис. 14. Расчетная область распространности протонного распада радиоактивных ядер. Квадратами показано примерное положение уже открытых изотопов, пунктир - линия $B_0 = 0$; открытые кружки - самые легкие стабильные изотопы. Стрелками показаны два примера реакций синтеза p-активных ядер с помощью ионов ^{20}Ne и ^{40}Ca .

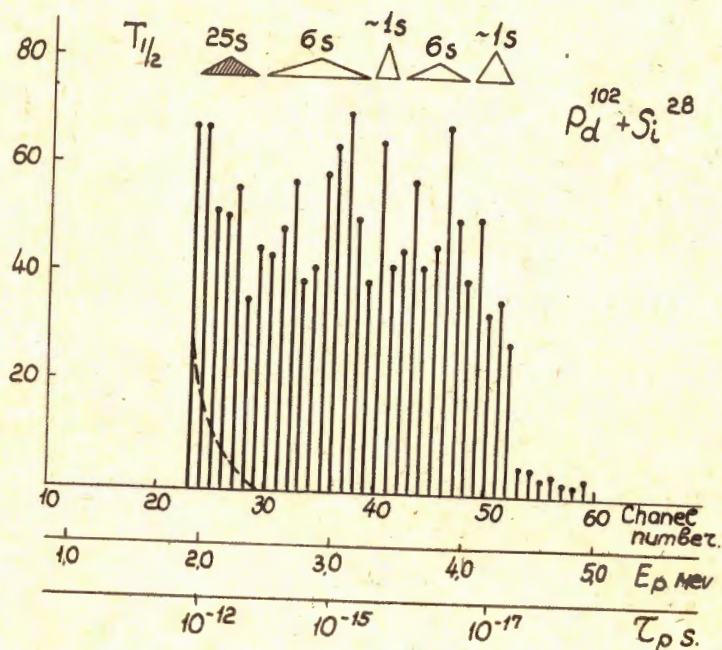
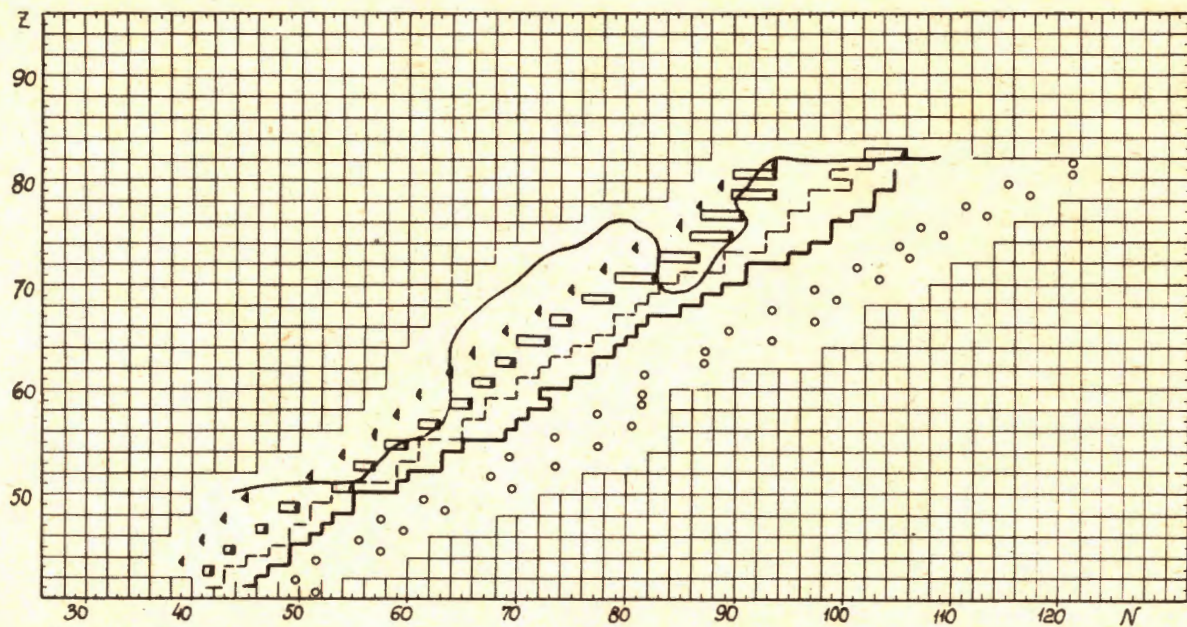
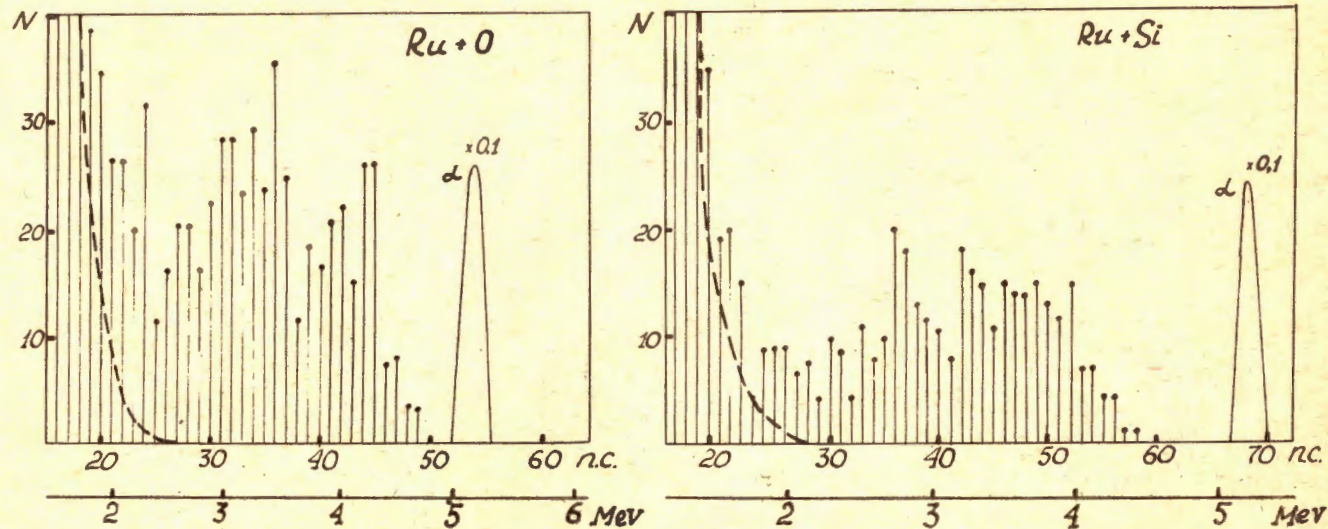


Рис. 15. Спектр протонов радиоактивного распада, наблюдавшийся при облучении Pd^{102} ионами Si^{28} . Пунктиром показан фон. Ниже оси энергий приведены значения собственных времен вылета протонов, полученные расчетным путем для $l_p = 0$.



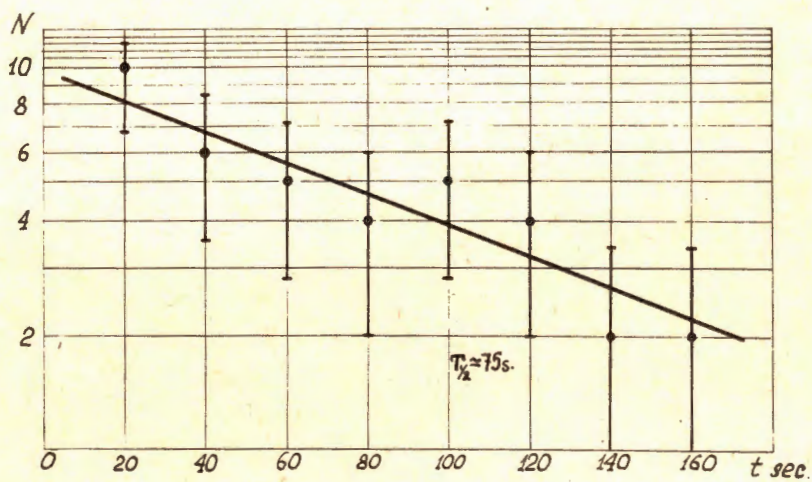
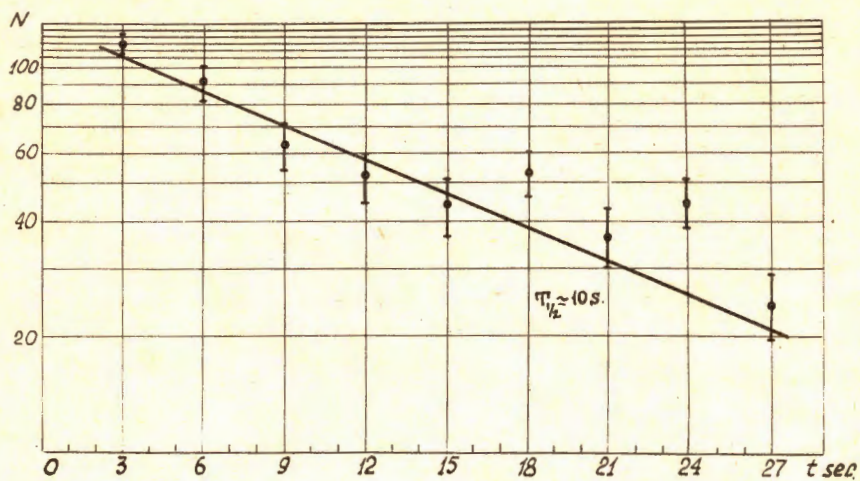
Приложение

Рис. 1. Область протонно-активных ядер с $Z > 40$. Обозначения - следующие: кружки - легкие стабильные изотопы, левее жирной ломаной линии энергетически возможно испускание запаздывающих протонов; квадратами показаны ядра, имеющие собственное время для протонного распада $\tau_p = 10^{-1} - 10^{-10}$ сек; левее значка \blacktriangleleft $\tau_p \leq 10^{-1}$ сек. Левее плавной тонкой линии $\tau_\alpha \leq 10^{-1}$ сек.



Приложение.

Рис. 2. Спектры протонов радиоактивного распада
 для продуктов реакций $\text{Ru} + \text{O}^{16}$, $\text{Ru} + \text{Si}^{28}$.



Приложение.

Рис. 3. Зависимость протонной активности от времени для протонного излучателя Te .