

С 343е

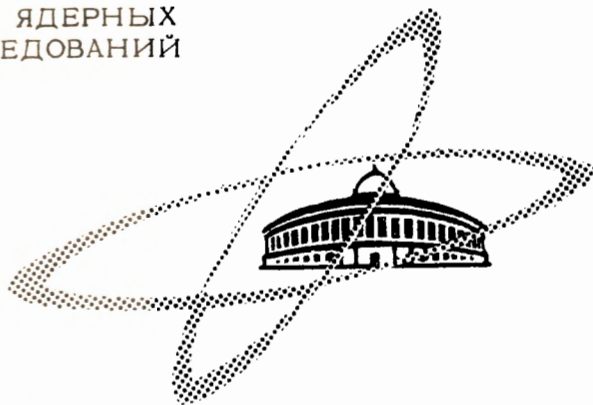
А-867

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

ЯЯ, 1966, т. 4, № 6,
С. 1165-1178.

28/II-66



P-2555

А.Г. Артюх, В.В. Волков, Т.Квещинска

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ ПОДХВАТА
НЕЙТРОНА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИЗОТОПОВ
 Ta^{181} , Au^{197} , Th^{232} , U^{238} ИОНАМИ N^{15}

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1966

P-2555

4059/1 24-

А.Г. Артюх, В.В. Волков, Т. Квецинска^{x)}

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ ПОДХВАТА
НЕЙТРОНА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИЗОТОПОВ
Ta¹⁸¹, Au¹⁹⁷, Th²³², U²³⁸ ИОНАМИ N¹⁵

x) Ягеллонский университет, Краков, Польша.



1. Введение

Среди различных ядерных процессов, которые возникают при столкновении тяжелого иона с ядром, существуют прямые реакции поверхностного типа. Сильное поглощение тяжелых ионов в ядерном веществе и возможность полуклассического рассмотрения их движения позволяют выделить класс касательных столкновений, при которых ядерное взаимодействие оказывается локализованным в поверхностном слое. Реакции такого типа могут быть полезны для изучения структуры поверхности ядра^{/1/}.

К настоящему времени опубликовано значительное число экспериментальных работ, посвященных изучению прямых реакций с тяжелыми ионами. Полный список опубликованных работ можно найти в обзорах^{/2-4/}. Эксперименты в этой области проводятся в нескольких направлениях. Одно из них стимулировалось теоретическими работами Д.Брейта с сотрудниками^{/5-7/}, рассмотревшими случай подбарьерной передачи одного нейтрона. Этот случай интересен тем, что позволяет получать данные о приведенных нейтронных ширинах. В других экспериментах, которые проводились при энергиях выше кулоновского барьера^{/8-14/}, было обнаружено, что кроме простейшего случая передачи одного нуклона существуют прямые ядерные реакции, в которых от ядра к ядру передается несколько нуклонов. Оказалось, что эффективное сечение передачи нескольких нуклонов сильно зависит от соотношения числа нейтронов и протонов в передаваемой группе. Этот результат заставляет думать, что отдельные группировки нуклонов могут играть особую роль на поверхности ядра.

В ряде работ, особенно в работах Д.Вилкинсона^{/15,16/}, развиваются идеи о возможности образования в поверхностном слое тяжелых ядер нуклонных ассоциаций типа α -частиц. Так это или иначе, вопрос о структуре поверхности тяжелых ядер представляет большой интерес, и тяжелые ионы могут быть ценным инструментом для его изучения. Нам представляется, что полезная информация по этой проблеме может быть получена при изучении на тяжелых ядрах реакций подхвата отдельных нуклонов и небольших групп нуклонов, которые могут рассматриваться как возможные нуклонные ассоциации.

Настоящая работа представляет собой одну из частей этой программы. Она посвящена экспериментальному изучению реакции подхвата нейтрона на тяжелых ядрах. В работе получены данные по угловому распределению, эффективному сечению и энергетическому спектру продуктов реакции. Работа выполнена на выведенном пучке циклотрона У-150 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Опубликованные данные по подхвату нейтрона на тяжелых ядрах довольно скудные. В работе ^{/17/}, посвященной в основном неупругому рассеянию ионов C^{12} и O^{16} на Pb^{208} при энергии ионов 10,5 мэв на нуклон, подхват нейтрона наблюдался лишь в качестве побочного эффекта. В работе ^{/14/} было измерено на нескольких ядрах дифференциальное сечение подхвата нейтрона ионом Ar^{40} также лишь для одной энергии.

II. Методика эксперимента

В настоящее время для изучения прямых ядерных реакций с тяжелыми ионами используют два метода. Канал реакции выделяют либо по радиоактивному продукту, либо путем измерения удельной ионизации и энергии соответствующей частицы.

При подхвате нейтрона удельная ионизация и энергия продукта реакции мало отличаются от тех же характеристик упруго рассеянных частиц, вместе с тем интенсивность упругого рассеяния на несколько порядков выше. Поэтому для этой реакции выгоднее использовать регистрацию радиоактивных продуктов. В наших экспериментах мишени облучались ионами N^{15} . При подхвате ядром N^{15} нейтрона образуется радиоактивное ядро N^{16} , которое испытывает β -распад с периодом полураспада 7 секунд. Важным свойством этого β -распада является высокая (до 10 мэв) энергия испущенных электронов, позволяющая легко избавиться от фона, создаваемого излучением других радиоактивных продуктов. Регистрация N^{16} ранее была использована в работе ^{/18/} для изучения подхвата 2-х нейтронов.

Короткий период полураспада N^{16} требует расположения регистрирующей аппаратуры непосредственно у реакционной камеры. Конструкция реакционной камеры показана на рис. 1. Пучок ионов с помощью коллиматора направлялся на тонкую мишень, расположенную в центре камеры. Детекторы β -распада N^{16} - сцинтилляционные счетчики с органическими сцинтилляторами-устанавливались за пределами камеры. Продукты реакций передачи, обладая большим пробегом, проходили через окошко камеры, закрытое тонкой майларовой пленкой (15 мк) и оседали на поверхность сцинтилляторов. Измерения можно было проводить в угловом интервале от 15 до 150°. При перестановке мишени из центра камеры в крайнее переднее или заднее положение (вдоль оси пучка) эти пределы можно расширить соответственно до 6 и 165°. Внутрь камеры

была вставлена тонкостенная металлическая коробка, изолированная от корпуса, — "цилиндр Фарадея" — с отверстием для пучка и окном для вылета продуктов реакции. Мишень изолировалась от земли и электрически соединялась с коробкой. Интенсивность пучка измерялась интегратором тока.

Энергию ионов можно было менять с помощью алюминиевых поглотителей, которые устанавливались перед коллиматором. Камера с коллиматором крепилась на угловом круге диаметром 70 см; на этом же круге располагались детекторы продуктов реакции.

Использование вывода продуктов реакции из камеры позволило существенно сократить ее размеры (камера имела диаметр 18 см). Внешнее расположение регистрирующей аппаратуры естественно облегчало работу с ней.

а) Схема измерения углового распределения

Схему измерений углового распределения можно видеть на рис. 1. Использовались два сцинтилляционных счетчика: подвижный, с помощью которого измерялся выход продуктов реакции под данным углом, и неподвижный, служивший монитором. Импульсы от β -частиц, попавших в сцинтиллятор, после соответствующего усиления и дискриминации подавались на 100-канальный временной анализатор (см. блок-схему на рис.2).

Обычно процедура измерений состояла в следующем. Мишень облучалась в течение 30 секунд — время, за которое практически достигалось насыщение, — затем снималось высокочастотное напряжение на дуантах и одновременно включалась регистрация импульсов на мониторе и счетчике. Импульсы на мониторе регистрировались лишь в течение первых десяти секунд, когда распад активности почти целиком определяется N^{16} . После обычного разложения кривой распада в подвижном счетчике выделенная активность N^{16} относилась к активности, зарегистрированной монитором. Таким путем получалась кривая углового распределения N^{16} в относительных единицах. Применение монитора позволило исключить влияния колебаний интенсивности пучка во время облучения.

Источником фона в наших измерениях являлось β - и γ -излучение различных продуктов реакции (например, осколков деления), а также γ -излучение от распада ядер N^{16} , осевших внутри реакционной камеры. Как показали непосредственно измерения, последний источник давал подавляющую часть фона. Распад N^{16} в большинстве случаев идет на высоковозбужденные уровни ядра O^{16} и сопровождается излучением γ -квантов с энергией более 6 мэв. Для ослабления фона вокруг рабочего счетчика была установлена свинцовая защита. Внутри камеры после прохождения мишени

пучок попадал на графитовый диск. Эксперименты показали, что с точки зрения снижения фона это наиболее подходящий материал. Далее, перед входным окошком подвижного счетчика была установлена подвижная свинцовая задвижка. Во время облучения она поднималась, открывая доступ продуктам реакции к счетчику; после окончания облучения опускалась, ослабляя γ -излучение, идущее от мишени и камеры к счетчику. Для точного учета величины фона после каждого измерения выхода N^{16} проводились фоновые измерения с опущенной задвижкой. Обычно для углов, лежащих в районе максимума выхода, было достаточно одного цикла облучения (эффект и фон), для других углов, особенно с уменьшением энергии N^{15} , число циклов увеличивалось до 2-3-х.

б) Абсолютные измерения

С помощью подвижного счетчика и монитора можно получить кривые угловых распределений в относительных единицах. Для перехода к дифференциальному сечению реакции проводились абсолютные измерения под углами, отвечающими максимуму в угловом распределении N^{16} . Облучение мишени продолжалось 80 секунд, что соответствует насыщению активности N^{16} , когда число образующихся ядер N^{16} равно числу распадавшихся. Интегратор тока соединялся с временным анализатором для учета изменения интенсивности пучка во время облучения.

Эффективность регистрации β -частиц детектором определялась двумя факторами. Первый из них, геометрический, указывал, какая часть испущенных при распаде N^{16} β -частиц попадала в сцинтиллятор. В наших условиях он составлял 0,5. Второй фактор был связан с наличием в схеме регистрации импульсов порога дискриминации, который отсекал импульсы, если выделенная β -частицей в сцинтилляторе энергия была меньше 3 мэв. Теоретический расчет этого фактора затруднителен, поэтому его величина была определена экспериментально путем экстраполяции кривой выхода N^{16} в зависимости от порога дискриминации к нулевому порогу. Экспериментальным путем были найдены также поправки ($\sim 10\%$) на вклад от β -частиц, которые, вылетев в сторону, противоположную сцинтиллятору, рассеивались на свинцовой защите и снова попадали в сцинтиллятор.

в) Измерение функции возбуждения

Обычно полное сечение реакции $\sigma(E)$ получается простым интегрированием дифференциальных сечений по углам. В наших условиях такой путь потребовал бы значительного времени работы ускорителя и расхода ценного газа, так как при низких энергиях для каждого угла необходимо проводить несколько циклов облучения.

Было решено использовать для измерения функции возбуждения регистрацию энергичных γ -квантов, испускаемых при распаде N^{16} . Схему метода можно видеть на рис. 3. Толстая мишень из вещества, для которого изучается реакция подхвата нейтрона, помещается на дно цилиндра Фарадея и облучается ионами N^{15} . Продукты реакции - ядра N^{16} - в зависимости от энергии ионов пучка либо целиком остаются в мишени, либо частично попадают на внутреннюю поверхность цилиндра Фарадея. Испытывая β -распад, они испускают жесткие γ -кванты, которые можно регистрировать с помощью сцинтилляционного счетчика. Меняя энергию ионов N^{15} и измеряя выход γ -излучения, мы получим энергетическую зависимость выхода N^{16} , из которой функция возбуждения $\sigma(E)$ может быть рассчитана дифференцированием выхода по энергии.

В наших экспериментах мы измеряли лишь относительный ход энергетической зависимости сечения. Абсолютная привязка полученных кривых делалась в тех точках, для которых величина полного сечения была рассчитана обычным путем - интегрированием дифференциального сечения.

При использовании этого метода необходимо учитывать изменение характера углового распределения N^{16} с энергией. При малых энергиях N^{15} часть ядер будет вылетать под углами большими 90° и оседать на стенках цилиндра Фарадея. В этом случае геометрические условия регистрации - расстояние до сцинтиллятора - будут несколько меняться. Вариацию геометрии можно компенсировать, если ввести поглотитель переменной толщины, который будет ослаблять интенсивность γ -излучения N^{16} от участков, ближе расположенных к детектору.

В качестве детектора использовался органический сцинтиллятор размером 80x90мм; по сравнению с кристаллом NaI он менее чувствителен к γ -квантам низких энергий. Сцинтиллятор устанавливался на расстоянии 18 см от оси цилиндра Фарадея. Пучок на мишени имел диаметр около 10 мм, цилиндра Фарадея - 40 мм при длине 120 мм. Импульсы от детектора подавались на усилитель с дискриминатором и далее на временной анализатор. Облучение мишени продолжалось 60 секунд, после чего снималось напряжение на дуантах и включалась регистрация импульсов с детектора. Интегратор тока на мишень был соединен с временным анализатором для учета изменений интенсивности пучка за время облучения. Изменение энергий ионов достигалось введением алюминиевых поглотителей перед коллиматором пучка. Установка нужного поглотителя проводилась дистанционно.

г) Измерение энергетического распределения N^{16}

Прежде всего следует сказать, что мы не рассчитывали выделить в наших измерениях переходы на отдельные уровни. Высокая плотность уровней в тяжелых ядрах и недостаточная моноэнергетичность циклотронного пучка исключали такую возможность.

Тем не менее мы считали полезным получить общую картину спектра возбуждений тяжелых ядер-мишеней при передаче нейтрона. Ядро N^{16} имеет 4 связанных уровня, самый верхний из которых лежит на 390 кэВ выше основного. В известной степени это удобно, так как при нашем разрешении уровни сливаются, и картина спектра в крупном масштабе должна отражать возбуждение ядра-мишени.

Измерение энергетического распределения N^{16} проводилось следующим образом (см. рис. 4). Тонкий ($0,6 \text{ мг/см}^2$) алюминиевый сборник ядер N^{16} помещался под определенным углом на некотором расстоянии от реакционной камеры. Во время облучения в нем оседали ядра N^{16} , исходная энергия которых лежала в некотором энергетическом интервале. После окончания облучения сборник переносился к сцинтилляционному счетчику для измерения активности N^{16} . Помещая сборник на различные расстояния от камеры, можно было таким образом измерить распределение ядер N^{16} по пробегам. Этому распределению соответствовал определенный энергетический спектр, который можно было найти из соотношения пробег-энергия. Измеренная на сборнике активность нормировалась по соответствующим отсчетам на мониторе. Были приняты меры против искажений, которые могла внести в измерения диффузия атомов N^{16} , остановившихся в воздухе: перед сборником была помещена тонкая (9 мк) майларовая фольга, а после сборника - металлическая пластинка. Ширина промежутка между майларовой фольгой и металлической пластинкой составляла 3 мм.

При рассмотрении энергетического спектра N^{16} необходимо учитывать энергетический разброс, который вносили неоднородность мишени, майларовая пленка, воздух. Наиболее корректно этот разброс можно учесть, сравнивая спектры N^{16} и упруго рассеянных ионов N^{15} , так как последние проходят через те же самые поглотители.

Энергетический разброс пучка N^{15} определялся с помощью полупроводникового детектора, который устанавливался под тем же углом, что и сцинтилляционный счетчик в положении, соответствующем пробегу N^{16} . Калибровочным источником энергии были α -частицы тонкого источника ThC' . Мишень устанавливалась под таким углом к пучку, чтобы нормаль к ее поверхности была биссектрисой угла, под которым проводилось измерение. В этом случае разброс в энергии, вызванный тем, что ядра N^{16} образуются в мишени на различной глубине, будет минимальным.

Энергия N^{16} определялась следующим образом. Полупроводниковый детектор устанавливался в позицию пика в распределении N^{16} по пробегам. В этой позиции измерялась энергия N^{15} путем сравнения с α -спектром ThC' . Далее, по графику энергия-пробег для воздуха определялась величина пробега N^{15} , отвечающая этой энергии. Таким образом мы получали разницу в пробегах N^{15} и N^{16} . Зная исходную энергию N^{15} и разницу в пробегах обеих частиц, можно было найти разницу их энергий по кривым пробег-энергия.

По кинематическим формулам можно подсчитать энергию обеих частиц для случая упругого рассеяния N^{15} и случая передачи нейтрона из основного состояния ядра мишени в основное состояние N^{16} . Сравнение этих величин дает нам сведения о возбуждении ядра-мишени.

Следует заметить, что метод сравнения пробегов N^{15} и N^{16} позволяет довольно точно определить разницу в энергии обеих частиц, а эта разница как раз и входит в расчет энергии возбуждения. При этом неточность в определении исходной энергии N^{15} слабо сказывается на точности определения энергии возбуждения. Так, ошибка в 1 мэв в исходной энергии дает погрешность в энергии возбуждения 0,2 мэв.

III. Результаты

Подхват нейтрона ядром N^{15} исследовался на четырех тяжелых изотопах Ta^{181} , Au^{197} , Tl^{232} , U^{238} . Имея в виду в дальнейшем сопоставить подхват отдельных нуклонов с подхватом нуклонных ассоциаций, интересно было исследовать эти реакции на ядрах, испытывающих α -распад. Далее среди выбранных изотопов было два близких изотопа Ta^{181} и Au^{197} , один из которых обладал сильно деформированным ядром, другой - сферическим. Это давало возможность получать некоторую информацию о том, как влияет деформация ядра на передачу нейтрона.

Угловое распределение для каждого изотопа было измерено при двух значениях энергии ионов N^{15} - 102 и 83 мэв. При более низких энергиях значительно падал выход и возрастала доля фона. Экспериментальные точки снимались через 5° при угловой ширине входного окошка детектора 5° .

На рис. 5 показана типичная кривая распада активности в подвижном счетчике (кривая 1), из которой видно, что 7-секундная активность, принадлежащая распаду N^{16} , выделяется достаточно надежно. Фон в максимуме выхода составлял 4-5% от эффекта.

Дифференциальные сечения реакции в системе центра масс представлены на рис. 6. При переходе в систему центра масс учитывались данные для Q реакции, найденные из энергетического спектра.

Из-за конечной толщины мишени экспериментально наблюдаемые угловые распределения несколько отличаются от тех, которые получались бы для бесконечно тонкой мишени. Этот эффект можно рассчитать, если разбить мишень на достаточно тонкие участки и затем просуммировать вклад от каждого из них, с учетом энергетиче-

ской зависимости сечения. Результаты таких расчетов представлены в таблице 1, где вместе с экспериментальными полуширинами кривых углового распределения приведены полуширины для очень тонких мишеней. Уширением кривой за счет конечного углового разрешения детектора можно пренебречь, так как оно много меньше одного градуса.

Энергетическая зависимость полных эффективных сечений реакции была получена дифференцированием кривых выхода γ -квантов N^{16} от энергии по энергии. На рис. 7 представлены экспериментальные кривые выхода в относительных единицах. Поскольку при облучении тяжелых ядер многозарядными ионами образуется большое число осколков, испускающих γ -кванты различной энергии, порог дискриминация усилителя устанавливался высоким. На рис. 5 приведена типичная кривая распада активности (II), полученная при облучении Ta ионами N^{15} . Дополнительным контролем для идентификации N^{16} были опыты по облучению мишеней ионами C^{12} . В этом случае образуются почти те же осколки, что и при облучении N^{15} , а вероятность образования N^{16} за счет подхвата N^4 мала. Из сравнения кривых распада II и III можно видеть, что 7-секундная активность при облучении мишеней ионами N^{15} принадлежит N^{16} .

Расчитанные полные сечения реакции подхвата нейтрона представлены на рис. 8. Данные о тормозной способности вещества мишеней, использованные в расчетах, были взяты из работ /9/.

В целях более удобного сравнения кривых, относящихся к различным изотопам, сечения реакций построены в зависимости от величины $E_{CM} - E_{CB} + Q/2$, где E_{CB} - высота кулоновского барьера в системе центра инерции, а Q - энерговыделение реакции.

Для тяжелых изотопов при тех энергиях, которые дает 150 см циклотрон, можно подняться на 20-30 мэв выше кулоновского барьера. Представляет интерес посмотреть, как ведут себя функции возбуждения при более высоких энергиях. С этой целью были дополнительно проведены измерения функций возбуждения на Cu и Rh . Оказалось, что в энергетическом интервале, для которого были сделаны измерения на тяжелых изотопах, их поведение подобно. С дальнейшим увеличением энергии рост сечения замедляется и при энергии на 40 мэв выше барьера $\sigma(E)$ становится практически постоянным.

Энергетический спектр N^{16} снимался для двух значений энергии ионов N^{15} под углами, соответствующими максимумам в дифференциальных сечениях. На рис. 9 сделано сопоставление энергетических спектров N^{15} и N^{16} . Первый спектр нанесен пунктиром, второй - сплошной кривой. Оба спектра расположены таким образом, чтобы облегчить их сравнение. Нуль на нижней шкале соответствует максимумам кривых.

В таблице II сделано сопоставление энергий N^{16} , полученных двумя путями: а) расчетом по кинематическим формулам в предположении, что нейтрон переходит из основного состояния ядра мишени в основное состояние N^{16} и б) экспериментально - путем сравнения пробегов N^{15} и N^{16} . Сравнение проводилось по позициям максимумов. Из данных рис. 9 и таблицы II можно сделать вывод о энергии возбуждения ядра мишени при передаче нейтрона.

IV. Обсуждение полученных результатов

Рассмотрение полученных данных для угловых распределений и эффективных сечений реакций дает характерную для однонуклонных передач картину: продукт реакции вылетает в сравнительно узком интервале углов, отвечающих касательному столкновению двух ядер; сечение реакции монотонно возрастает с энергией, проявляя при больших энергиях тенденцию к насыщению. Как известно, эти особенности реакции находят естественное объяснение в краевом характере процесса.

Угловое распределение N^{16} содержит прежде всего информацию о геометрии области, в которой происходит эффективная передача нейтрона. Используя классические представления о движении ионов по траекториям в кулоновском поле ядра мишени, можно рассчитать расстояние наибольшего сближения двух сталкивающихся ядер R и ширину области передач ΔR . Обычно принято первую из этих величин R выражать через r_0 и массы сталкивающихся ядер A_1 и A_2 согласно формуле $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$. Рассчитанные таким образом значения r_0 для всех 4-х элементов приведены в таблице 1. Квантово-механические анализы угловых распределений для реакций однонуклонных передач были выполнены в теоретических работах /20-22/.

Работа /20/ представляет собой применение оптической модели ядра к прямым реакциям с тяжелыми ионами. Параметры оптического потенциала в форме Саксона-Вуда подбираются по данным упругого рассеяния тяжелых ионов и затем используются для расчета однонуклонных передач. Рассмотрение ведется в квазиупругом приближении. Вероятность передачи нейтрона полагается пропорциональной фактору e^{-aR} , где a - параметр, зависящий от энергии связи нейтрона, а R - расстояние наименьшего сближения сталкивающихся ядер. В рамках этого метода Ф.Гареевым (Лаборатория теоретической физики ОИЯИ) были выполнены расчеты углового распределения N^{16} для Ta и Au. Они дали хорошее согласие с экспериментом в предсказании положения пиков (расхождение не превышает 2-х градусов) и формы кривых. Были получены данные о вкладе в реакцию парциальных волн с различным угловым моментом. Если построить зависимость амплитуд передачи от ℓ , то полуширина

полученной кривой в случае максимальной энергии ионов составляет десять единиц.

В работе /21/ расчет угловых распределений сделан на основе представления о краевом характере реакций передачи. Параметрами теории являются ширина пакета парциальных волн $-\Delta l$, которые дают основной вклад в реакцию, и значение углового момента l_0 , отвечающее наиболее эффективному касательному столкновению. Расчеты сделаны в двух предположениях относительно зависимости вероятности передачи от l : гауссовом и экспоненциальном. В работе получены своего рода "универсальные" кривые угловых распределений, которые позволяют оценить ширину пакета Δl , если из эксперимента известно положение максимума и полуширина кривой. Сравнение полученных нами данных для углового распределения N^{16} с "универсальными" кривыми позволяет, во-первых, сделать выбор между гауссовым и экспоненциальным распределением в пользу первого; во-вторых, оценить полуширину пакета Δl . Она оказывается равной 10 единицам. Таким образом, обе теоретические работы дают согласованные значения Δl . Этому Δl соответствует геометрическая полуширина области около поверхности ядра 1,2 ферми. В работе /22/ реакции передачи рассматриваются в рамках дифракционной модели с конечной шириной поверхностной области ядра-мишени. Авторами получено аналитическое выражение для дифференциального сечения реакции. Сопоставление теоретических кривых с экспериментальными данными по передаче нуклона дает хорошее согласие. В частности, анализ реакции срыва нейтрона при облучении Au^{197} ионами N^{14} /23/ может быть использован и для наших результатов по подхвату нейтрона на Au^{197} , так как угловые распределения N^{13} и N^{16} очень близки. Для параметра l_0 в этом случае в работе /22/ была получена величина 1,62 ферми, что совпадает с нашими данными.

Из экспериментов по рассеянию быстрых электронов известны данные о распределении плотности нуклонов для Au^{197} и Ta^{181} . В связи с этим интересно рассмотреть пространственное расположение сталкивающихся ядер в момент наиболее вероятной передачи нейтрона. Если ядерное взаимодействие при передаче нейтрона не меняет заметным образом траектории частицы, то в момент наибольшего сближения ядер происходит перекрытие областей, где плотность ядерной материи составит 1-2% от плотности в центре. Можно сказать, что при передаче нейтрона ядра касаются своими "атмосферами".

Как уже указывалось во введении, опубликованный материал по однонуклонным передачам в области тяжелых ядер весьма ограничен. Мы можем сравнить наши данные по угловому распределению лишь с данными работы /23/, в которой исследовалась реакция срыва нейтрона ($N^{14} \rightarrow N^{13}$) на золоте. Сравнение при эквивалентных энергиях показывает, что угловые распределения обеих реакций очень близки. Видимо, в обоих случаях реакции происходят в одной и той же области поверхности ядра.

В работах ^{8,14/} при изучении передачи нейтрона кроме "резерфордского" пика наблюдался также пик под нулем градусов. Этот пик связан с волновыми свойствами тяжелых ионов и является результатом интерференции в переднем направлении парциальных волн, дающих вклад в реакцию. Как было показано в ^{21/}, величина пика сильно зависит от числа парциальных волн, участвующих в интерференции. В наших экспериментах мы не смогли обнаружить заметного переднего пика. Расчеты, которые можно провести на основании теоретических работ ^{20-22/}, исходя из наших данных для углового распределения N^{16} , дают для переднего пика величину в несколько процентов от резерфордского максимума.

Полиные сечения достигают величины 10-20 миллибары при энергиях бомбардирующих ионов на 20-30 мэв выше кулоновского барьера.

Сечение реакций растет вместе с энергвыделением Q , причем разница в сечениях для двух изотопов с разным Q больше в районе кулоновского барьера. Следует отметить, что измерения $\sigma(E)$ для всех четырех элементов были выполнены в одном эксперименте, поэтому отношение сечений передается довольно точно.

Из данных по угловому распределению N^{16} можно оценить площадь области около поверхности ядра, внутри которой происходит реакция. Для наших элементов эта площадь составляет $1 \times 10^{-24} \text{ см}^2$. Сравнивая эту величину с эффективным сечением реакции, мы видим, что вероятность подхвата нейтрона при поверхностном столкновении ядра N^{15} , обладающего энергией 6-7 мэв на нуклон, с тяжелым ядром составляет величину ~ 1%. Как показывает характер функций возбуждения на Rh и Cu, с увеличением энергии N^{15} сечение реакции на тяжелых изотопах может возрасти в 3-4 раза. Из-за скудности опубликованных данных, относящихся к тому же к разным облучающим частицам и энергиям, сопоставление эффективных сечений не позволяет пока сделать каких-либо общих выводов. В работе ^{23/} для срыва нейтрона при взаимодействии N^{14} с Au^{197} при энергии 100 мэв было получено сечение $\sim 10^{-28} \text{ см}^2$, что довольно близко к нашим данным, хотя эта близость может иметь и чисто случайный характер, поскольку данные относятся к различным реакциям. В работе ^{17/} для подхвата нейтрона из Pb^{208} ядром O^{18} и C^{12} сечение было измерено лишь для одной энергии 10,5 мэв на нуклон. Величина сечения в максимуме составила 100 мв/стерад, что в несколько раз превышает известные сечения. Авторы работы сами подчеркивают неожиданность этого результата, имея в виду, что нейтрон подхватывается из ядра с замкнутыми оболочками. В работе ^{14/} для подхвата нейтрона из Au^{197} ядром Ar^{40} было получено сечение 18 мв при энергии 4,5 мэв на нуклон.

На рис. 9 и в таблице II приведены данные, которые характеризуют энергетический спектр N^{16} . Из этих данных можно сделать важный вывод о том, что пере-

дача нейтрона от тяжелого изотопа в N^{16} не сопровождается заметным возбуждением ядра-мишени. Правда, при максимальных энергиях N^{15} наблюдается некоторое различие в форме обеих кривых, которое может говорить о возбуждении ядра-мишени, однако доля этих случаев сравнительно невелика. Наши данные сильно отличаются от энергетического спектра N^{13} , полученного в реакции срыва нейтрона при облучении золота ионами N^{14} /23/. В этом случае ширина пика достигала 15 мэв (для $E_{N^{14}} = 83$ мэв), причем максимум выхода приходился на энергию возбуждения ядра-мишени около 4-х мэв. Это различие можно попытаться объяснить следующим образом. Ядро золота обладает большим числом возбужденных уровней, причем плотность их растет с энергией возбуждения. С возбуждением растет также протяженность экспоненциальных хвостов радиальной части волновых функций. Оба эти фактора благоприятствуют переходу нейтрона на возбужденные уровни. Однако есть фактор, который действует в противоположном направлении - Q реакции. Борьба этих двух тенденций, по-видимому, и приводит к наблюдаемой в работе /23/ картине энергетического спектра N^{13} . В нашем случае ядро N^{16} кроме основного состояния имеет лишь три связанных возбужденных уровня с энергиями возбуждения, лежащими ниже 0,4 мэв. Переходы на более высокие уровни приводят к эмиссии нейтрона.

Интересно отметить, что в работе /17/ наблюдалась подобная картина. При облучении Pb^{208} ионами O^{16} с энергией 10,5 мэв/нуклон энергетический спектр O^{17} соответствовал переходу нейтрона из основного состояния ядра-мишени в основное состояние O^{17} . По-видимому, в реакции передачи нейтрона тяжелое ядро отдает наиболее слабо связанные нейтроны. Скорость движения ионов в момент столкновения с тяжелым ядром много меньше скорости движения нуклонов в ядре, поэтому возбуждение одностепенных уровней затруднено - ситуация сходная с условиями ионизации в атомных столкновениях.

Эти соображения согласуются с результатами экспериментов по неупругому рассеянию тяжелых ионов /17,24-26/. Эти эксперименты показывают, что при неупругом рассеянии тяжелых ионов возбуждаются уровни коллективной природы.

В связи с поверхностным характером подхвата нейтрона интересно посмотреть, как проявляется в реакции несферичность ядра-мишени. Среди облучавшихся изотопов Au^{197} почти сферическое ядро Ta^{181} сильно деформировано. Если бы подхват нейтрона из Ta проходил преимущественно в точках поверхности ядра, наиболее удаленных от центра (на концах вытянутого эллипсоида), максимум в угловом распределении N^{16} сместился бы для Ta^{181} в сторону меньших углов и r_0 соответственно увеличился. Расчеты показывают, что изменения в величине r_0 составили бы - 18%. Несколько меньшего изменения положения максимума и с другим знаком можно

было бы ожидать в случае, когда подхват шел бы преимущественно из "экваториальной" области эллипсоида (r_0 изменится на 8%). Сопоставление в таблице I значений для золота и тантала показывает, что разница между ними много меньше и фактически лежит в пределах погрешности измерений.

Допустим теперь, что при передаче нейтрона все точки поверхности Ta эквивалентны. Из-за изменения высоты кулоновского барьера углы отклонения N^{16} для касательных столкновений в районе "полюсов" и "экватора" оказываются различными. В результате угловое распределение N^{16} будет суперпозицией распределений с несколько различающимися положениями максимума. Нетрудно видеть, что это приведет к увеличению полуширины кривой. Численные расчеты дают увеличение полуширины кривой углового распределения для Ta¹⁸¹ по сравнению с Au¹⁹⁷ примерно на два градуса. На рис. 10 приведено сравнение кривых углового распределения для обоих изотопов. В целях удобства сравнения кривые нормированы к одинаковым значениям в максимуме. Можно видеть, что обе кривые практически совпадают. По крайней мере различие между их полуширинами меньше одного градуса.

Преимущественная передача нейтрона из района "полюса" или "экватора" сказалась бы также и на форме функции возбуждения в районе кулоновского барьера. В первом случае из-за понижения кулоновского барьера кривая на Ta спадала бы с энергией более плавно, чем на Au; во втором наблюдалась бы противоположная картина. Как видно из рис. 8, функции возбуждения для Ta и Au очень близки.

На основании всего сказанного можно, видимо, сделать следующие выводы:

Передача нейтрона в случае Ta¹⁸¹ не имеет преимущественной концентрации ни в районе самых больших ("полюса"), ни в районе самых малых ("экватор") значений радиуса. Не проходит, видимо, и предположение об эквивалентности всех точек поверхности ядра Ta¹⁸¹ в отношении передачи нейтрона.

Из энергетического распределения N^{16} следует, что в N^{16} передаются наиболее слабо связанные нейтроны, заполняющие верхние уровни в ядре мишени. Поэтому ответ на вопрос о влиянии формы ядра на параметры реакции передачи нейтрона необходимо, видимо, искать в рассмотрении волновых функций слабо связанных нейтронов.

Считаем своим приятным долгом принести глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР Г.Н. Флерову за постоянный интерес к работе и ценные замечания во время дискуссий.

Мы благодарим операторов циклотрона У-150 и руководителя группы эксплуатации циклотрона Б.Загера за обеспечение хорошей работы циклотрона, лаборантов И.Арефьева и А.Золкина за помощь в проведении измерений, механика А.Пилькова за участие в изготовлении аппаратуры.

Для нас были полезными дискуссии с сотрудниками теоретической лаборатории ОИЯИ Б.Калинкиным, Я.Грабовским, Ф. Гареевым, которым мы приносим свою благодарность.

Л и т е р а т у р а

1. G.Breit, M.H.Hill and R.L.Gluckstern. Phys. Rev., 87, 74 (1952).
2. J. Fremlin. Nuclear Reactions, vol. I, chapt. III, ed. by P.M.Endt and M.De-meur, North-Holland Publishing Co. Amsterdam 1959.
3. A. Zucker, Ann. Rev. Nucl. Sci., 10, 183 (1960).
4. G.N.Flerov and V.A.Karnauchov. Compt. Rend. Congr. Inter. Phys. Nucl. vol. I, p.373, Paris 1964, Editions du Centre National de la Recherche Scientifique, Paris (1964).
5. G.Breit and M.E.Ebel. Phys. Rev., 103, 679 (1956);
Phys. Rev., 104, 1030 (1956).
6. G. Breit, Handbuch der Physik, ed. by S.Flügge (Springer-Verlag, Berlin 1959) XLI, part I, p.367.
7. G.Breit, Proc. II Conf. React. between Compl. Nucl. (New-York, J.Willey and Sons 1960) p.1.
8. R.Kaufman and R.Wolfgang. Phys. Rev., 121, 192 (1961).
9. В.В.Волков, Л.Поморский, Я.Тыс, Г.Н.Флеров. ЖЭТФ, 42, 835 (1962).
10. В.В.Волков, Л.Поморский, Я.Тыс, Г.Н.Флеров. ЖЭТФ, 43, 885 (1962).
11. V.V.Volkov, L.Pomorski, Ja.Tys, G.N.Flerov. Proc. Conf. on Direct, Inter. and Nucl. Reac. Mech. Padua 1962, p.994, ed. E.Clement and C.Villi; Cordon and Breach, Sci. Publ. Inc. New-York, London.
12. W.Grokhulski, T.Kwiecienska, Ian Go Chan, E.Lozynski, J.Maly, L.K.Tarasov and V.V.Volkov. Proc. III Conf. Reactions between Compl. Nucl. 1963, p.120.
13. Г.Кумпф, Е.Д.Донец. ЖЭТФ, 44, 798 (1963).
14. Э.Ложинский. Препринт ОИЯИ Р-1486, Дубна 1963.
15. D.H.Wilkinson. Proc. Intern. Conf. on Nucl. Struc. Kingston, Canada, 1960, p. p.20, ed. by D.A.Bromley and E.W.Vogt University of Toronto Press.
16. D.H.Wilkinson. Proc. Rutherford Jubilee Intern. Conf. p. 339 Manchester 1961, ed by T.B.Birks, London Heywood Co. LTD 1961.
17. K.H.Wang and J.A.McIntyre Proc. III Conf. React. between Compl. Nucl. 1963, p. 31.
18. В.А.Карнаухов, Г.М.Тер-Акопян, В.И.Хализев. ЖЭТФ 36, 748 (1959).
19. L.C. Northcliffe. Ann. Rev. Nucl. Sci., 13, 67, 1963.
20. В.Н.Калинкин and J.Grabovski. Proc. III. Conf. Reactions between Compl. Nucl. 1963, p.129.
21. В.М.Струтинский. Препринт ИАЭ 478, 1964.
22. A.Dar. Preprint Dep. Nucl. Phys. Weizmann Inst. Sci. Rehovoth Israel.
23. J.A.McIntyre, T.L.Watts and F.Jobes. Phys. Rev., 119, 1331 (1960).
24. G.T.Garvey and J.C.Hiebert. Proc. III. Conf. Reactions between Compl. Nucl. 1963, p. 36
25. R.H.Bassel, G.R.Satchler and R.M.Drisko. Proc. III Conf. Reactions between Compl. Nucl. 1963, p.45.
26. A.Isoya, H.E.Conzett, E.Hadjimichael and E.Shield. Proc. III Conf. Reactions between Compl. Nucl. 1963, p. 54.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 января 1966 г.

Т а б л и ц а № 1

Данные по полуширине угловых распределений (с учетом толщины мишени) и вычисленные значения τ_0 .

Элемент	Толщина мишени ² mg/cm ²	E _{лаб} (N ¹⁵) = 102 Мэв			E _{лаб} (N ¹⁵) = 93 мэв			τ _{в f}	
		Полуширина эксперим.	поправка на толщ. мишени	полуширина для тонкой мишени	полуширина эксперим.	поправка на толщ. мишени	полушир. для тонкой мишени	102 мэв	93 мэв
73 Ta ¹⁸¹	8,8 mg/cm ²	19,5°	-2,8°	17°	21°	-2,5°	18,5°	1,60±0,04	1,65±0,04
79 Au ¹⁹⁷	8,1 mg/cm ²	19,5°	-2,3°	17°	20,5°	-2,3°	18,2°	1,57±0,04	1,60±0,04
90 Th ²³²	6,6 mg/cm ²	20°	-2,8°	17,2°	21,5°	-2,8°	18,7°	1,60±0,04	1,83±0,03
92 U ²³⁸	1,65 mg/cm ²	18°	-1°	17°	19°	-1°	18°	1,57±0,03	1,57±0,04

Т а б л и ц а № II

Энергия N¹⁶ экспериментально измеренная и вычисленная в предположении подхвата нейтрона без возбуждения ядра-мишени

Элемент	Толщина мишени	E _{лаб} (N ¹⁵) = 98,7 мэв		E _{лаб.} = (EN ¹⁵) = 89,5 мэв	
		эксперимент.	расчетная	эксперимент.	расчетная
73 Ta ¹⁸¹	2,54 mg/cm ²	86,5 мэв	88 мэв	78 мэв	75,2 мэв
79 Au ¹⁹⁷	1,52 mg/cm ²	85,5 мэв	85,4 мэв	75 мэв	75,2 мэв
90 Th ²³²	1,44 mg/cm ²	85,7 мэв	86 мэв	75 мэв	76 мэв

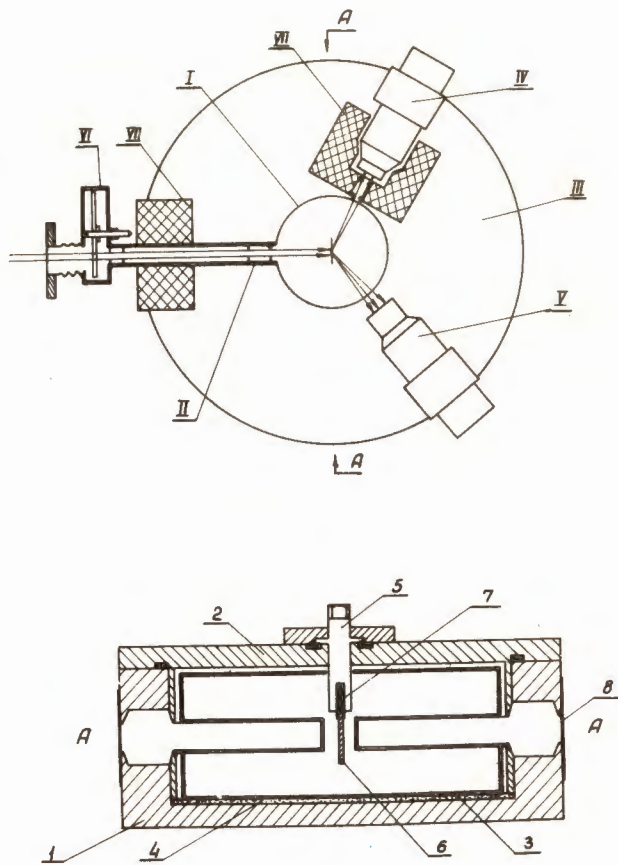


Рис. 1. Устройство реакционной камеры и схема аппаратуры при измерениях углового распределения №16.
 1. Корпус камеры. 2. Крышка камеры. 3. Цилиндр Фарадея. 4. Изолятор. 5. Держатель мишени. 6. Мишень. 7. Изолятор мишени. 8. Майларовая пленка. I. Реакционная камера. II. Коллиматор. III. Угломерный круг. IV. Подвижный счетчик. V. Неподвижный счетчик-монитор. VI. Устройство для изменения энергии №15. VII. Связцовая защита.

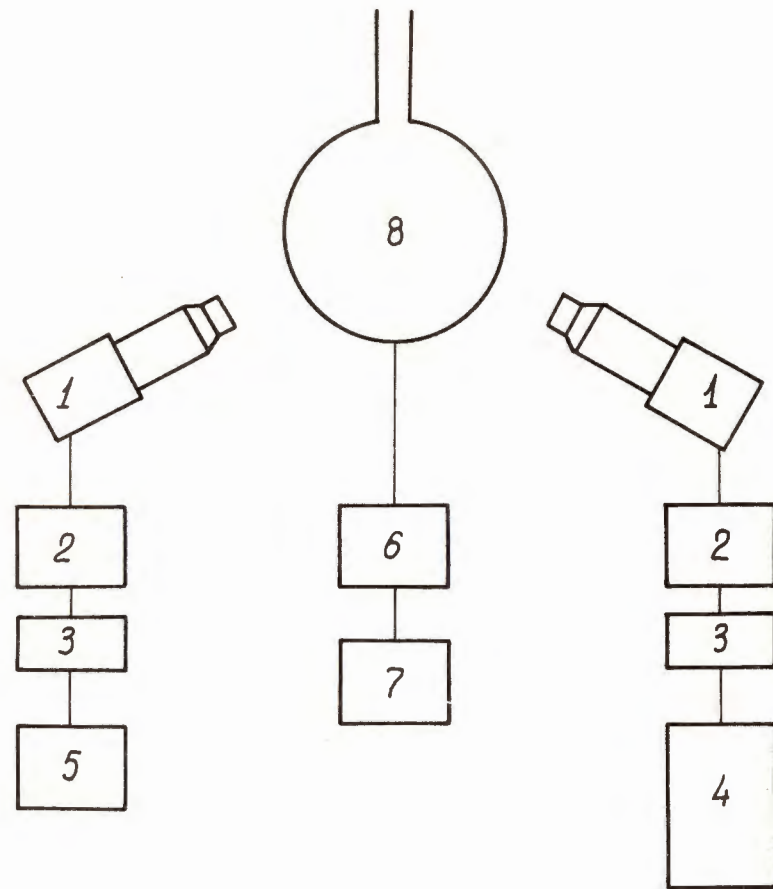


Рис. 2. Блок-схема электронной аппаратуры.
 1. Предусилители. 2. Усилители. 3. Дискриминаторы. 4. Временной анализатор счетчика. 5. Пересчетное устройство. 6. Интегратор тока. 7. Временной анализатор интегратора.

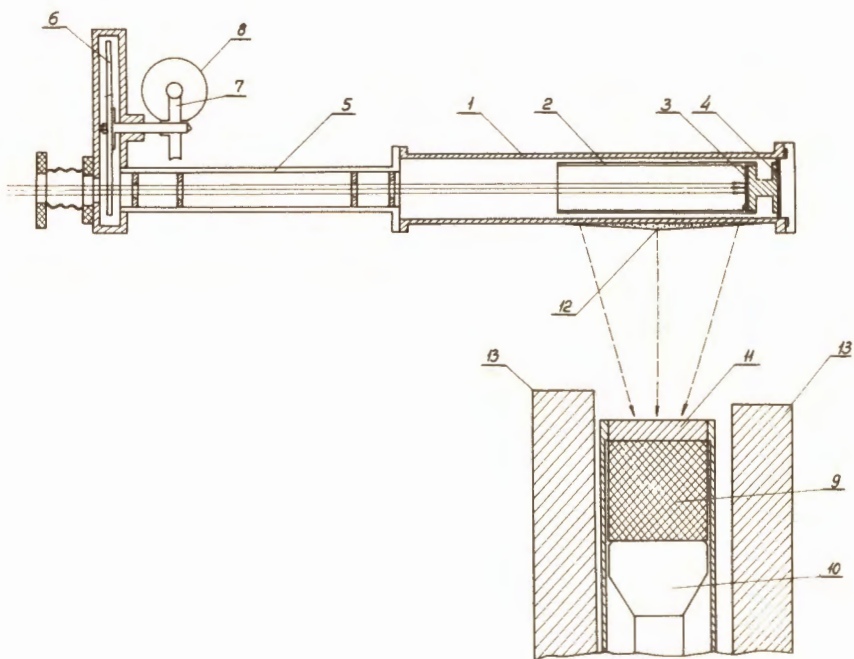


Рис. 3. Схема измерений функции возбуждения.

1. Реакционная камера.
2. Цилиндр Фарадея.
3. Мишень.
4. Изолятор.
5. Коллиматор.
6. Диск с алюминиевыми поглотителями.
7. Передача.
8. Мотор.
9. Сцинтиллятор.
10. ФЭУ.
11. Поглотитель β -частиц.
12. Поглотитель γ -квантов.
13. Свинцовая защита.

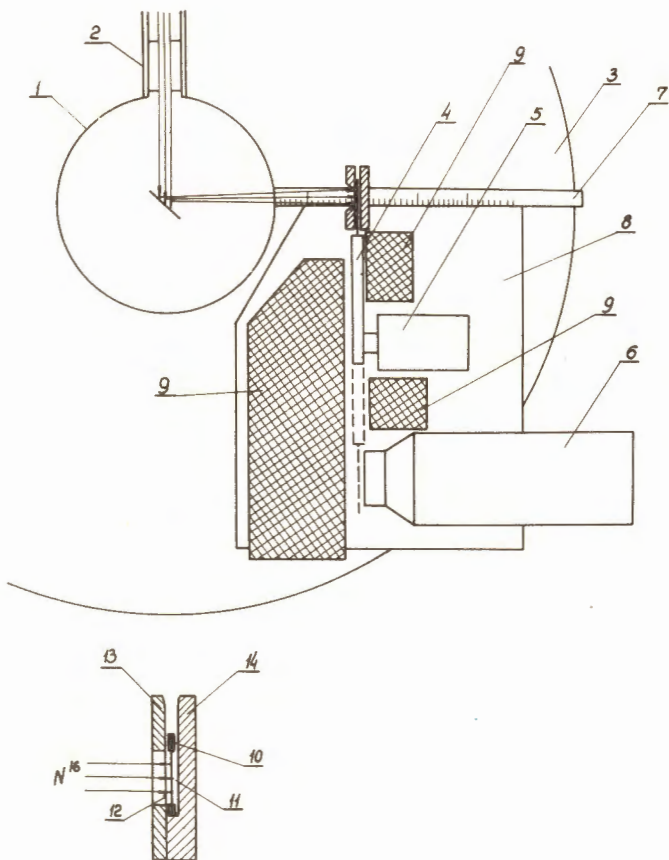


Рис. 4. Схема измерений энергетического спектра N^{16} .

1. Камера. 2. Коллиматор. 3. Угломерный круг.
 4. Подвижный сборник. 5. Мотор. 6. ФЭУ. 7. Линейка.
 8. Пластина-основание. 9. Свинцовая защита. 10. Рамка
 сборника. 11. Алюминиевый сборник. 12. Майларовая
 фольга (8 мк). 13. Коллиматор N^{16} . 14. Пластина-
 поглотитель.

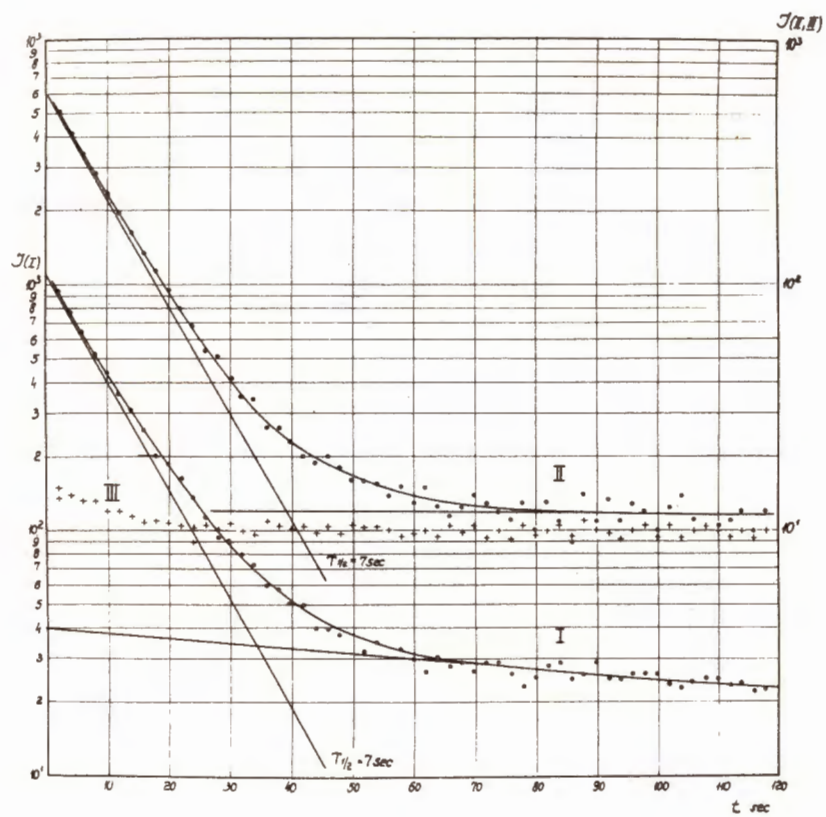


Рис. 5. Кривые распада активности в детекторах.
 I. Au + N¹⁵ подвижный счетчик.
 II. Ta + N¹⁵ большой сцинтиллятор.
 III. Ta + C¹² большой сцинтиллятор.

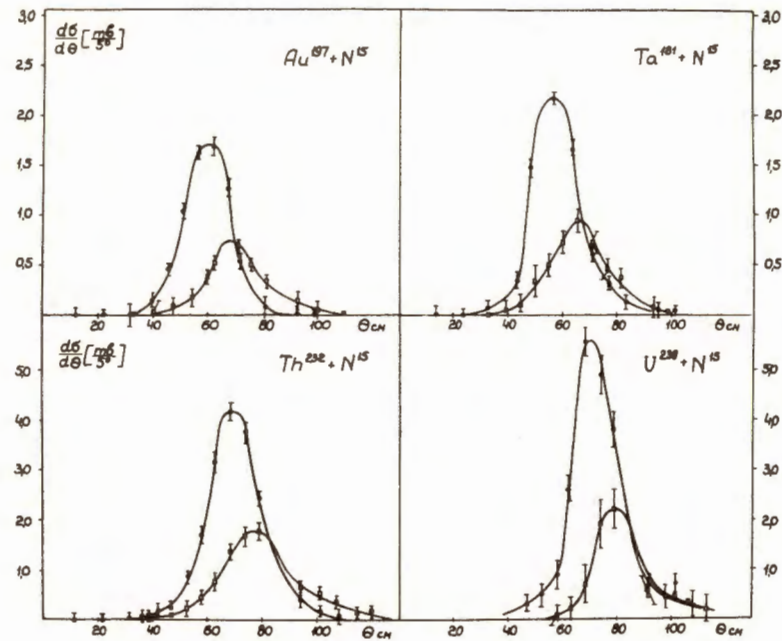


Рис. 6. Дифференциальное сечение реакции подхвата нейтрона на мишенях Ta¹⁸¹, Au¹⁹⁷, Th²³² и U²³⁸. Измерения сделаны для энергий N¹⁵ 102 и 83 мэв.

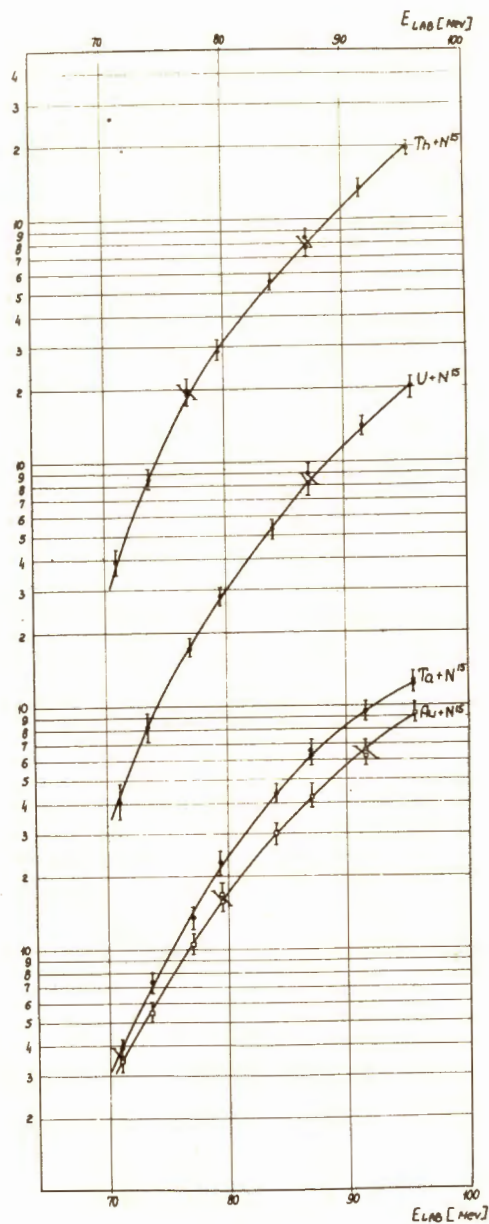


Рис. 7. Кривые выхода N^{16} при облучении Ta^{181} , Au^{197} , Th^{232} и U^{238} яонами N^{15} . Кривые даны в относительных единицах и сдвинуты относительно друг друга.

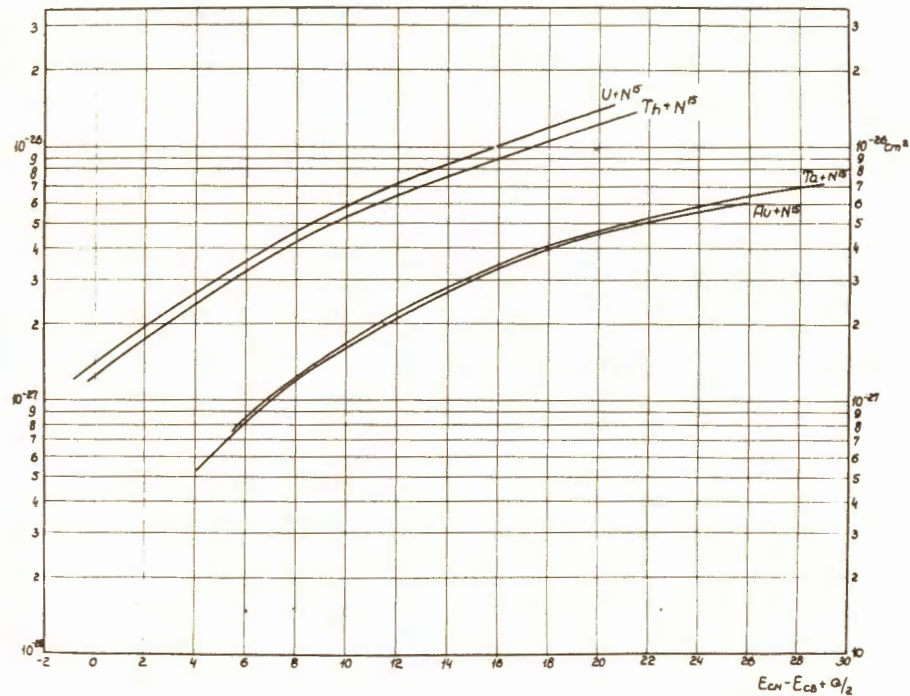


Рис. 8. Эффективные сечения реакции подхвата нейтрона на Ta^{181} , Au^{197} , Th^{232} и U^{238} .

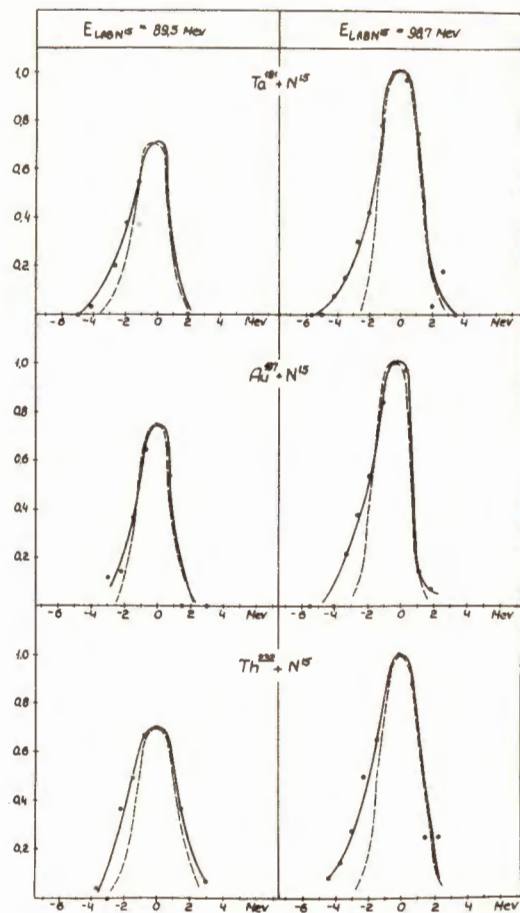


Рис. 9. Энергетические спектры N^{16} (сплошная кривая) и упруго рассеянного N^{15} (пунктирная кривая). Спектры нормированы на одно значение в максимуме.

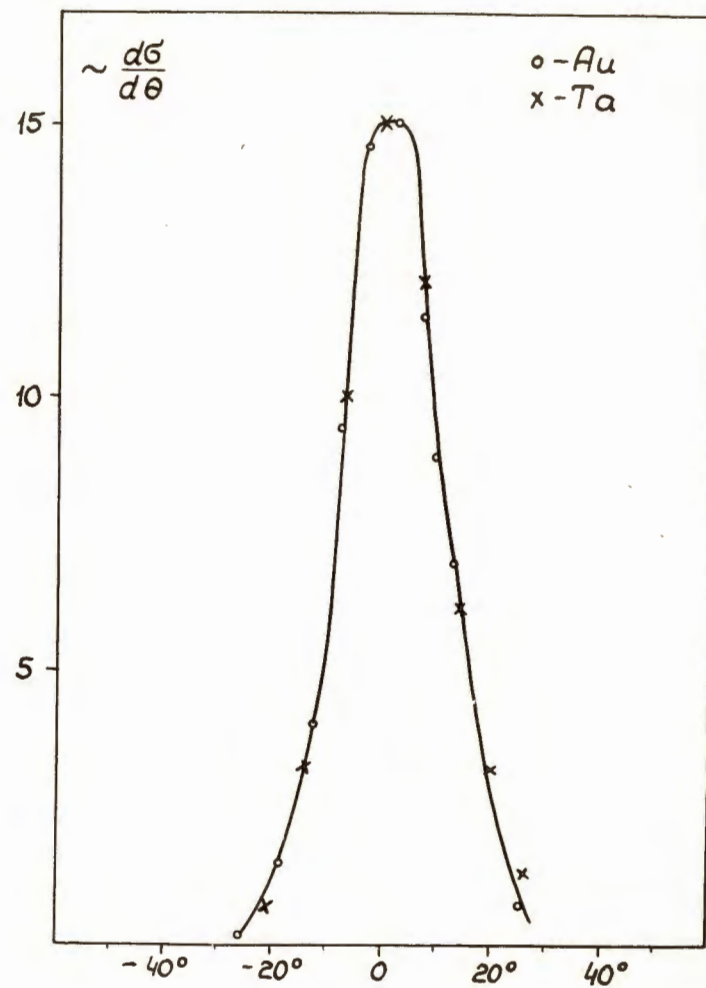


Рис. 10. Сравнение угловых распределений N^{16} , полученных при облучении Ta^{181} и Au^{197} ионами N^{15} с энергией 102 мэв в ЛСК.