

11
0-36



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, Б.Н. Марков, Г.Н. Флеров

P-1119

γ -ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДЕР
С ВЫСОКИМ СПИНОМ
ЖЭТФ, 1963, т.44, в.4, с.1174-1179.

Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, Б.Н. Марков, Г.Н. Флеров

P-1119

γ -ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДЕР
С ВЫСОКИМ СПИНОМ

Направлено в ЖЭТФ

Дубна 1962 год

А н н о т а ц и я

С помощью однокристалльного сцинтилляционного спектрометра исследовались энергетические спектры γ -излучения, возникающего при взаимодействии ускоренных ионов O_{16} и Ne_{22} с ядрами Cu , Ta , W и U в интервале энергий 74–145 Мэв. На каждый акт распада составного ядра наблюдалось испускание до 13 γ -квантов с энергией 0,7–1,1 Мэв. Обсуждается влияние спина возбужденного ядра на механизм распада.

Yu. Tz.Oganesyan, Yu.V.Lobanov, B.N.Markov, G.N.Flerov

γ - RADIATION OF NUCLEI WITH HIGH ANGULAR MOMENTUM

Abstract

A one-crystal scintillation spectrometer was used to study the energy spectra of γ -radiation arising in the interaction of the accelerated ions of O_{16} and Ne_{22} with the nuclei of Cu , Ta , W and U in the energy range of 74–145 MeV. There was observed about 13 γ -quanta with an energy of 0.7–1.1 MeV per decay of a compound nucleus. The effect of the excited nucleus spin on the decay mechanism is discussed.

В в е д е н и е

Составное ядро, образованное в реакциях с тяжелыми ионами, обладает специфической особенностью — большим моментом количества движения. При энергиях выше кулоновского барьера, в предположении, что любое соприкосновение ядерных поверхностей ведет к полному слиянию с образованием компаунд-ядра, максимальный момент количества движения может быть определен классически как:

$$i_{max} = \frac{R_1 + R_2}{h} [2M(E - V_c)]^{1/2},$$

где R_1, R_2 — радиусы ядер иона и мишени,
 M — приведенная масса,
 E — кинетическая энергия,
 V_c — кулоновский барьер в системе центра масс.

Так, например, для ионов Ne_{20} с энергией в лабораторной системе координат около 140 Мэв, бомбардирующих медную мишень, составное ядро иттрия будет иметь энергию возбуждения 110 Мэв и максимальный спин $i_{max} \approx 70h$.

Наличие столь высокого момента у составного ядра будет существенно сказываться на механизме его распада. Теоретические исследования в области распада вращающихся ядер весьма ограничены.

Общая картина испарения частиц из возбужденного ядра с высоким моментом в квазиклассическом статистическом приближении была рассмотрена В.М. Струтинским^{/1/}.

В работе получены выражения для средней кинетической энергии и момента испаряющихся нейтронов. Количественный анализ показывает, что в процессе распада компаунд-ядра нуклонами уносится практически вся энергия возбуждения и сравнительно небольшая часть начального момента количества движения. Предполагается, что остаточная энергия и угловой момент ядра после испарения нуклонов уносятся при каскадном испускании мягких γ -квантов.

Г.А. Пик-Пичаком^{/2/} в модели независимых частиц также рассматривается процесс испускания нуклонов. В случае большой энергии вращения составного ядра предсказывается "центробежный" механизм испускания нуклонов. Оценки, проведенные в рамках этой модели, также указывают на то, что после испускания нуклонов у ядра остается высокий угловой момент.

Экспериментальные исследования γ -излучения, возникающего при распаде составного ядра с высоким спином исследовались в работах^{/3/, /4/}.

В настоящей работе изучались γ -спектры при облучении Cu , Ta , W и U мишеней ионами O_{16} и Ne_{22} в интервале энергий от 74 до 145 Мэв.

Для реакции $Cu + Ne_{22}$ и $Ta + O_{16}$ определена верхняя граница времени каскадных γ -переходов.

Условия эксперимента

Опыты проводились на внутреннем пучке 300 см циклотрона Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Ионы O_{16}^{+3} и Ne_{22}^{+4} , ускоренные до энергий 4-9 Мэв/нуклон попадали на мишень, укрепленную на специальном пробнике. Интенсивность пучка в опытах составляла от 1 до 7 мка. Энергия ионов варьировалась помещением мишени на различный радиус ускорения и для фиксированного положения определялась экспериментально по торможению ионов в Al фольгах^{/5/} с точностью не менее 3%.

В качестве мишеней использовались Cu, Ta, W и U фольги естественного изотопного состава, укрепленные на охлаждаемой медной поверхности пробника.

В опытах использовались "толстые" мишени во избежание примеси фонового излучения с медной подложки; толщина мишеней в опытах была от 25 до 100 мк.

Схема опыта приведена на рис. 1.

Поток частиц, падающих на мишень, измерялся чувствительным регистратором^{/6/} и контролировался с помощью всеволнового нейтронного счетчика BF₃, помещенного вблизи циклотронной камеры.

γ -излучение в интервале энергий 0,05 - 3 Мэв регистрировалось однокристалльным сцинтилляционным спектрометром, удаленным на расстояние ~ 5 м от мишени вне ускорительной камеры. В измерениях использовался кристалл NaJ(Tl) размером $\varnothing = 40 \times 40$ мм. Импульсы с ФЭУ подавались на вход 100-канального амплитудного анализатора АИ-100/1. Градуировка спектрометра проводилась с помощью источников монохроматических γ -лучей: Hg²⁰³ (0,280 Мэв), Cs¹³⁷ (0,660 Мэв), Zn⁶⁵ (1,11 Мэв), Co⁶⁰ (1,13 Мэв и 1,33 Мэв), Na²⁴ (2,75 Мэв).

Для исключения фона комптоновского рассеяния на пути от мишени до кристалла пучок γ -квантов дважды диафрагмировался. Абсолютная эффективность спектрометра определялась с помощью сильных калиброванных γ -источников различной энергии, установленных на место расположения мишени, и составляла $4 \cdot 10^{-7}$. Особое внимание было обращено на источники фонового γ -излучения.

В процессе работы выяснилось, что существенная часть интенсивности фонового излучения во всем измеряемом диапазоне энергий γ -лучей обусловлена взаимодействием нейтронов с кристаллом NaJ.

Согласно экспериментальным данным из возбужденного составного ядра для исследуемых нами реакций будет испаряться в среднем 3-5 нейтронов, спектр которых имеет вид максвелловского распределения с энергией в максимуме ~ 2,5-3,0 Мэв.

Следует отметить, что во избежание искажения γ -спектра из-за комптоновского рассеяния на деталях камеры ускорителя γ -излучение регистрируется в узком телесном угле. Защита от рассеянных γ -лучей является "прозрачной" для нейтронов и соотношение интенсивностей γ -квантов и нейтронов может существенно отличаться от

ожидаемой величины. Сечение неупругого рассеяния для 2,5 Мэв нейтронов составляет 1,96 барна для иода и 0,47 барна для натрия. γ -излучение при неупругом рассеянии дает вклад, в основном, в мягкую часть γ -спектра ($E_\gamma \leq 0,6$ Мэв).

Сечение активации на иоде для энергии $E_n \approx 1-2$ Мэв невелико / $\sim 0,1$ барна/, но резко возрастает в области энергий $E_n \leq 1$ Кэв, достигая величины 50-100 барн. С другой стороны, известно, что на каждый акт захвата медленного нейтрона возбужденным ядром J^{128} испускается в среднем 3 γ -кванта с энергией 2,0-2,5 Мэв. Ввиду того, что в наших опытах регистратор удален на большое расстояние от мишени в кристалл могли попадать рассеянные нейтроны, спектр которых значительно мягче, чем непосредственно вблизи мишени.

В связи с этим была сконструирована защита, предохраняющая спектрометр от потока рассеянных нейтронов. Фотоумножитель помещался в свинцовую защиту /толщина стенки 50 мм/, которая, в свою очередь, была окружена 200 мм слоем 3% раствора борной кислоты в воде; дополнительно вокруг кристалла был расположен 5 мм слой порошка B_4C . Вся аппаратура помещалась за 1,0 м бетонной защитой, в которую был вмонтирован нацеленный на мишень коллиматор диаметром 100 мм. Контрольные опыты показали, что вклад фонового γ -излучения, обусловленного нейтронами, в нашем случае не превышает 7% от полной интенсивности γ -лучей, регистрируемых спектрометром. В области энергий $E_\gamma < 0,2$ Мэв наблюдался интенсивный счет γ -квантов, обязанный тормозному излучению электронов внутри вакуумной камеры циклотрона ^{/7/}.

Граница спектра тормозного излучения существенно зависит от амплитуды в.ч. напряжения на дуантах, поэтому при проведении опытов ставилась задача получения необходимого тока пучка на заданном радиусе ускорения при минимальном значении ускоряющего потенциала.

Активация мишени и элементов ускорительной камеры, не защищенных от пучка, в процессе облучения составляла не более 2% от полной скорости счета γ -квантов. Фон, обусловленный кулоновским возбуждением ядер мишени и тормозным излучением ионов, был пренебрежимо мал.

В ряде опытов одновременно с γ -излучением регистрировался выход нейтронов, возникающих при бомбардировке мишени пучком ионов. Для этих целей использовался фотоумножитель /ФЭУ 33/ со стильбеновым кристаллом, защищенный от камеры циклотрона 2-метровой бетонной стеной. Перед коллиматором помещалась 20 мм свинцовая пластина для снижения γ -фона ускорителя. Надежная дискриминация γ -лучей достигалась для нейтронов с энергией $E_n \geq 3$ Мэв.

Экспериментальные результаты

1. При интенсивности пучка 10^{12} част./сек скорость счета γ -квантов составляла 100-300 имп./сек, что позволило получить хорошую статистическую точность в аппаратурных спектрах импульсов. В основном все измерения проводились в положении γ -спектрометра под углом $\theta = 115^\circ$ к направлению падающего пучка. Обработка

аппаратурных спектров производилась с учетом приборной формы линий монохроматических γ -лучей и эффективности кристалла^{/8/}.

2. Для реакции $Cu + Ne_{22}$ были измерены спектры γ -лучей при энергии пучка, падающего на мишень 74, 94, 115 и 140 Мэв. Вид γ -спектра для двух значений энергий ионов 74 и 94 Мэв представлен на рис. 2.

По оси абсцисс отложена энергия γ -лучей, по оси ординат - относительное число квантов в единичном интервале энергий.

Абсолютную интенсивность излучения мы будем выражать через параметр $\bar{\nu}$, численно равный среднему числу γ -квантов, отнесенных к распаду одного ядра. Величина $\bar{\nu}$ определялась как:

$$\bar{\nu} = \frac{N_{\gamma}}{n_0 \bar{\sigma}_c N_0}$$

где $N_{\gamma} = \int_0^{\infty} \frac{N_{\gamma}^i dE_{\gamma}}{\epsilon_0(E_{\gamma})}$ - полное число γ -квантов, возникающих в реакции;

n_0 - интенсивность пучка ионов;

$\bar{\sigma}_c$ - сечение образования составного ядра, усредненное по толщине мишени^{x/};

N_0 - число работающих ядер мишени;

ϵ_0 - абсолютная эффективность регистрации γ -спектрометра.

В каждом опыте определялась средняя энергия γ -спектра как:

$$\bar{E}_{\gamma} = \frac{\int E_{\gamma} N_{\gamma} dE_{\gamma}}{\int N_{\gamma} dE_{\gamma}}$$

Экспериментальные значения $\bar{\nu}$ и \bar{E}_{γ} для всех исследуемых реакций представлены в виде общей таблицы, в которую включены также основные характеристики составного ядра.

Ввиду того, что в оценке $\bar{\nu}$ используются расчетные значения сечения образования компаунд-ядра, точность абсолютного значения $\bar{\nu}$ трудно оценить. Полученные в опыте значения для $\bar{\nu}$ показывают рост среднего числа γ -лучей, испускаемых ядром с увеличением энергии бомбардирующих частиц. Эти данные нуждаются в дополнительной проверке, т.к. при энергиях вблизи кулоновского барьера реакции существующая монохроматичность пучка / $\frac{\Delta E}{E} \sim 3\%$ / может внести сильную погрешность при определении $\bar{\nu}$. В области энергий ионов $E_i > 6$ Мэв/нуклон существенная конкуренция будет наблюдаться со стороны прямых процессов, протекающих без образования составного ядра.

С этой целью для заданной энергии пучка наряду с измерением спектра γ -лучей

x/ При определении $\bar{\sigma}_c$ использовались теоретические данные Томаса^{/9/} по сечению образования составного ядра под действием тяжелых ионов.

определялся относительный выход нейтронов, возникающих в реакции. Ввиду того, что образование составного ядра является доминирующим процессом вплоть до энергий ~ 6 Мэв/нуклон, интенсивность нейтронов будет определяться в основном реакциями типа Ne_{22} , xn , где $x = x(E)$ — функция, возрастающая с энергией ионов. Тогда выход нейтронов с энергией будет расти несколько быстрее, чем сечение образования составного ядра.

Измерялось отношение интенсивностей нейтронного и γ -излучений в зависимости от энергии бомбардирующих ионов для реакции $\text{Cu} + \text{Ne}_{22}$ и $\text{Ta} + \text{O}_{16}$. Наблюдаемый рост отношения N_γ/N_n с увеличением энергии ионов также указывает на рост среднего числа γ -квантов, испускаемых составным ядром.

3. Определенный интерес представляет исследование γ -излучения при распаде магического составного ядра. Изотопы магических ядер свинца ($Z = 82$) могли быть получены нами при облучении W -мишени ионами O_{16} . Было проведено сравнение спектров γ -лучей при облучении Ta и W мишеней ионами O_{16} с энергией 100 Мэв.

Энергия ионов была выбрана вблизи кулоновского барьера для того, чтобы исключить процесс деления ядер^{/10/} и вместе с тем по возможности уменьшить вклад со стороны реакций с вылетом заряженных частиц^{/11/}, которые смогут существенно исказить ожидаемый эффект.

На рис. 3 представлены спектры γ -лучей реакций $\text{Ta} + \text{O}_{16}$ и $W + \text{O}_{16}$ при энергии ионов 100 Мэв в лабораторной системе координат. Для исключения ошибки, связанной с обработкой спектра, для сравнения на рис. 3 приведены также аппаратные распределения импульсов. Легко видеть, что для магических изотопов свинца энергия γ -спектра примерно в 1,2 раза больше чем для соседних ядер Tl , полученных в реакции $\text{Ta} + \text{O}_{16}$.

4. Используя собственную модуляцию пучка ионов в циклотроне, мы провели временной анализ γ -излучения, возникающего в реакциях $\text{Cu} + \text{Ne}_{22}$ и $\text{Ta} + \text{O}_{16}$. В этих опытах γ -лучи регистрировались быстрым сцинтилляционным счетчиком с выходом на временной анализатор, построенный по принципу время-амплитудного преобразователя^{/12/}. Разрешение схемы составляло $4,5 \cdot 10^{-10}$ сек, ширина канала была $2 \cdot 10^{-10}$ сек.

Суть метода заключалась в следующем:

Если при облучении мишени время излучения меньше длительности токового импульса, то распределение γ -лучей, зарегистрированных анализатором, должно полностью повторять временные характеристики внутреннего пучка ионов на данном радиусе.

На рис. 4 представлено временное распределение импульсов, полученное для реакции $\text{Cu} + \text{Ne}_{22}$.

Измерения, проведенные в различных участках резонансной кривой^{/13/}, показали, что положение максимумов и ширина пиков распределения γ -лучей в точности соответствуют фазовым характеристикам внутреннего пучка ионов. Наиболее узкий пик имеет ширину $\sim 2-3 \cdot 10^{-9}$ сек, поэтому верхняя граница времени каскадного γ -излучения оценивается как $\tau \leq 10^{-9}$ сек.

5. Для изучения характеристик мгновенного γ -излучения при делении тяжелых ядер с большим моментом количества движения урановая мишень бомбардировалась пучком ускоренных ионов кислорода с энергией 145 Мэв. Измеренный γ -спектр сравнивался со спектром γ -излучения при делении U^{235} тепловыми нейтронами. Согласно данным ^{/14/}, на каждый акт деления при захвате теплового нейтрона наблюдается испускание 8 ± 2 квантов, которые уносят в среднем энергию 7 ± 1 Мэв. Аналогичные данные были получены Личманом и др. ^{/15/} при спонтанном делении Cf^{252} .

На рис. 5 экспериментальные точки представляют γ -спектр деления U^{238} ускоренными ионами кислорода, сплошная кривая соответствует спектру мгновенного излучения, полученного при делении U^{235} тепловыми нейтронами. Расчет среднего числа γ -квантов на компаунд-ядро может быть сделан в данном случае с большей точностью, чем в предыдущих опытах, т.к. сечение деления урана на тяжелых ионах хорошо известно ^{/16/}, а конкурирующие с делением процессы пренебрежимо малы. Из наших данных следует, что при делении $U^{238} + O^{16}$ наблюдается испускание $\nu = 10 \pm 2$ квантов.

Обсуждение результатов

Из данных, полученных в настоящей работе ^{x/} следует, что при облучении различных мишеней ускоренными тяжелыми ионами наблюдается мгновенное γ -излучение $\tau < 10^{-9}$ сек/, состоящее из большого числа γ -квантов со средней энергией 0,7 - 1,1 Мэв.

Средняя энергия γ -квантов, полученная нами для реакций $Cu + Ne_{22}$ и $Ta + O_{16}$, примерно на 20% меньше, чем в опытах Молленауэра, где измерялись γ -спектры для реакций $Ho + C_{12}$, $V + C_{12}$ при энергии ионов ~ 110 Мэв. Это разногласие может быть устранено, если учесть вклад двойных наложений, которые могли иметь место в работе ^{/4/} из-за относительно высокой эффективности регистрации γ -каскада.

Прежде чем сделать предположение относительно механизма каскадного γ -излучения, сравним полученный нами γ -спектр возбужденного ядра Y /в реакции $Cu + Ne_{22}$ / со спектром γ -лучей при радиационном захвате теплового нейтрона ядром Rh^{103} /близкого к ядру Y /.

Из рис. 6 отчетливо видно качественное различие в спектрах: γ -излучение, возникающее в реакции $Cu + Ne_{22}$, существенно мягче, чем при радиационном захвате теплового нейтрона. Нам представляется, что, согласно гипотезе Струтинского ^{/1/}, это различие вызвано тем, что при распаде вращающегося ядра излучение γ -квантов происходит из состояний с большим моментом количества движения.

x/ Характеристики γ -излучения в реакциях $Cu + Ne_{22}$ и $Ta + O_{16}$, полученные в настоящей работе, несколько отличаются от предварительных данных, опубликованных в ^{/17/}. Необходимость в коррекции первоначальных результатов возникла в связи с дополнительными экспериментами, из которых были получены более точные значения уровня нейтронного фона и абсолютной эффективности регистрации γ -спектрометра.

В предположении полного статистического равновесия получены характеристики γ -излучения ядер с высоким спином ^{/19/}. Учет высокого момента количества движения составного ядра дал некоторое смягчение спектра γ -излучения, однако, полученные результаты не могли объяснить экспериментальные данные. Причина разногласия объясняется тем, что в процессе каскадного γ -излучения "тепловая" компонента энергии возбуждения уменьшается значительно быстрее, чем вращательная. Вследствие этого в процессе каскадного γ -излучения относительный вклад энергии вращения возрастает и надежность квазиклассического статистического рассмотрения становится сомнительной. Для детального рассмотрения необходимы неизвестные в настоящее время сведения о структуре уровней ядер с высоким спином при энергии возбуждения несколько Мэв. В частном случае для деформированных четно-четных ядер энергия последних квантов, будет, по-видимому, определяться γ -переходами ротационной полосы, что подтверждается опытами Моринага ^{/20/} с α -частицами.

В реакции $Cu + Ne_{22}$ с увеличением углового момента составного ядра наблюдается рост полной энергии γ -излучения. Эти результаты количественно объясняют характерный сдвиг максимумов функций возбуждения в сторону больших энергий при испарении нейтронов из возбужденного ядра в реакциях с тяжелыми ионами ^{/21/}.

При облучении Ta и W -мишеней ионами O_{16} с энергией 80-100 Мэв было установлено, что средняя энергия γ -лучей в реакции $W + O_{16}$ примерно в 1,2 раза больше, чем в случае $Ta + O_{16}$. Это различие представляет интерес, т.к. энергия возбуждения и средний угловой момент составных ядер в этих реакциях практически тождественны. Контрольные опыты по измерению спектров γ -излучения соседних ядер в "перекрестных" реакциях показали, что наблюдаемый эффект не может быть объяснен различной четностью ядер, образующихся при облучении Ta и W ионами кислорода. Нам представляется, что различие в характере спектров связано с проявлением магической структуры составного ядра Pb .

Опыты по измерению спектра γ -лучей из реакции $U + O_{16}$ были проведены с целью определить, как реализуется начальный угловой момент компаунд-ядра в процессе деления. При делении начальный момент количества движения будет проявляться в относительном движении осколков, что приведет к анизотропии в угловом распределении продуктов деления.

Изучению угловых распределений осколков деления под действием тяжелых ионов посвящен ряд работ ^{/22/}. Определить из этих опытов долю момента, переходящего в относительное движение осколков деления, не представляется возможным. Неопределенность таких параметров ядра как температура, момент инерции в седловой точке и др. не позволяет установить количественную связь между коэффициентом анизотропии и угловым моментом возбужденного состояния. В то же время из данных, полученных на неделящихся ядрах, следует, что вид γ -спектра и среднее число излучаемых квантов зависят от момента составного ядра.

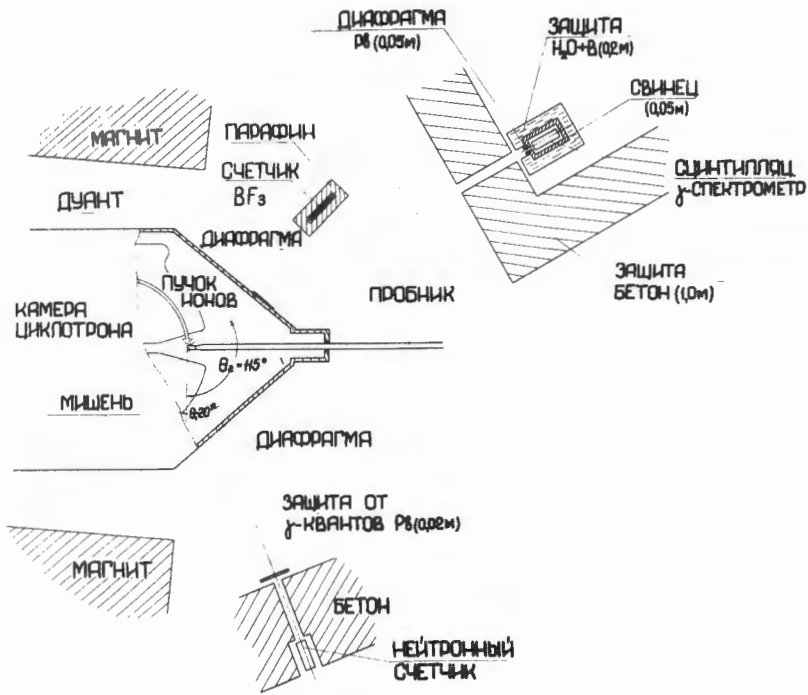
При облучении U^{238} ионами O^{16} мы получили хорошее согласие в форме спектра и в среднем числе γ -квантов с опытами при делении U^{238} медленными нейтронами и

спонтанном делении Cf^{252} . Это указывает, по-видимому, на то, что при делении ядер тяжелыми ионами основная часть углового момента переходит в относительное движение двух осколков. Авторы благодарны В.М. Струтинскому, В.В. Бабинову и В.А. Карнаузову за полезные дискуссии.

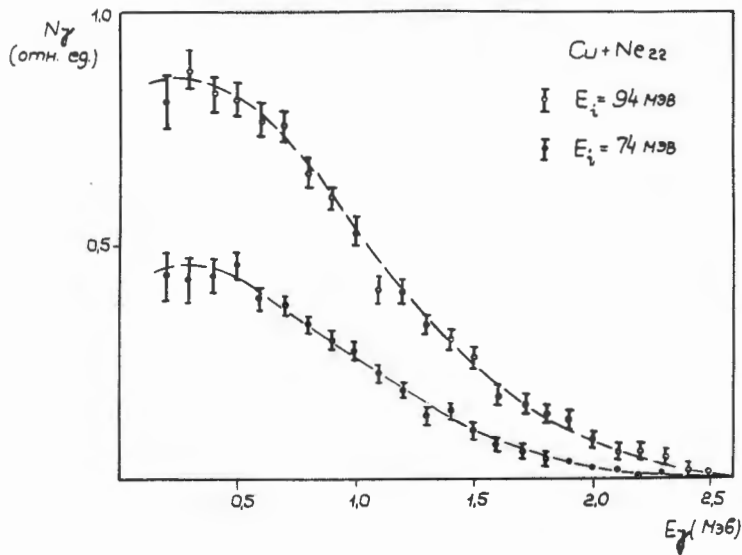
Л и т е р а т у р а

1. В.М. Струтинский. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Издан. АН СССР, 1958 г.
2. Г.А. Пик-Пичак, ЖЭТФ, 38, 768, 1960.
3. В.А. Карнаузов, Ю.Ц. Оганесян. ЖЭТФ, 38, 1339, 1960.
4. I.E.Mollenauer, University of California Radiation Laboratory, Report UCRL - 9724, June (1961).
5. L.C.Northcliffe, Phys. Rev. 120, 1744, (1960).
6. А.А. Курашов, А.Ф. Лиев. ПТЭ, 2, 70, 1957.
7. Г. Индреаш, Ю.В. Лобанов, А.Ф. Лиев, Б.Н. Марков, Ю.Ц. Оганесян. Препринт ОИЯИ, Р-873, 1962.
8. И.Е. Константинов. Некоторые вопросы инженерной физики. Изд. МИФИ, 3, 32, 1958.
9. T.D.Thomas, Phys. Rev. 120, 703, (1959).
10. Г.А. Пик-Пичак. Диссертация, Москва, 1961.
11. В.А. Карнаузов. ЖЭТФ, 36, 1933, 1959.
12. А.Ф. Лиев. Диссертация, Дубна, 1962 г.
13. Ю.Ц. Оганесян, А.П. Кабаченко, А.Ф. Лиев. В печати /ОИЯИ/.
14. F.C.Maienshein, et al. Proceeding of the Second U.N. International Conf. on the Reaceful uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol 15, p. 366.
15. Р.Б. Личман. Труды второй международной Конференции по мирному использованию атомной энергии. Избранные доклады иностранных ученых, т. 2. Нейтронная физика. Атомиздат, 1959 г., стр. 282.
16. С.М. Поликанов, В.А. Друин. ЖЭТФ, 36, 744, 1959 г.
17. Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, Б.Н. Марков, Г.Н. Флеров. Препринт ОИЯИ, Р-282, 1962 г.
18. Л.В. Грошев, А.М. Демидов и др. Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. Атомиздат, 1958 г.
19. В.В. Бабинов. ЖЭТФ, 42, 1647, 1962 г.
20. I.Morinaga. Частное сообщение.
21. А.С. Карамян, А.А. Плевел, ЖЭТФ, 37, 654, 1959 г.
22. а/ I.I.Griffin, Phys. Rev. 116, 107, (1959).
б/ H.C.Britt, Phys. Rev. 120, 1768, (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
12 ноября 1962 г.

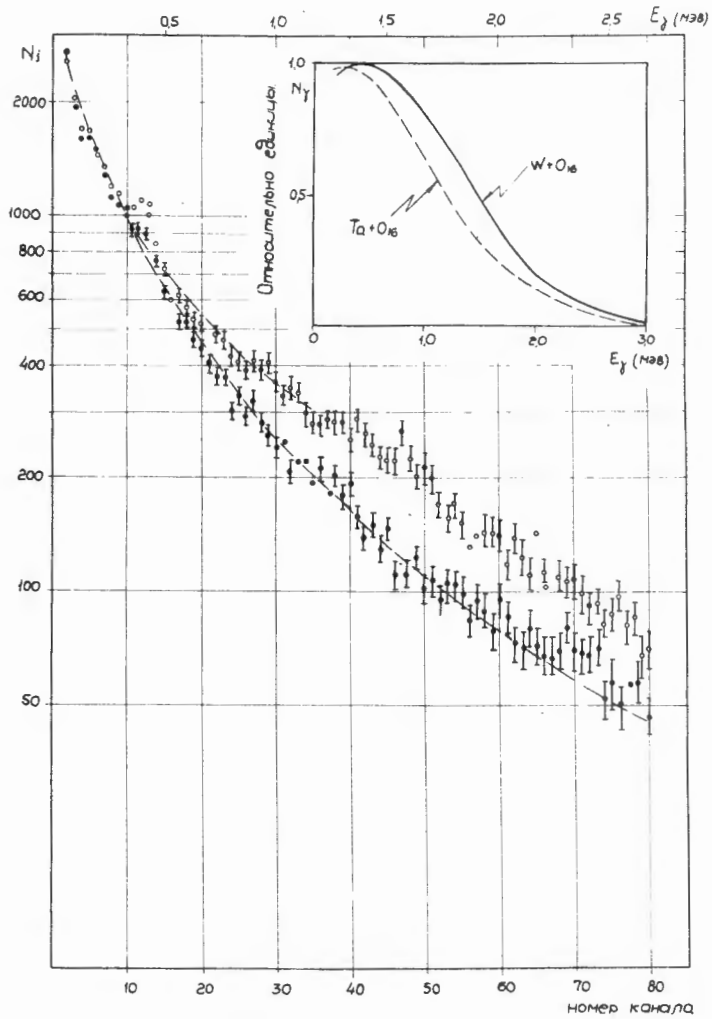


Р и с. 1. Схема опыта.

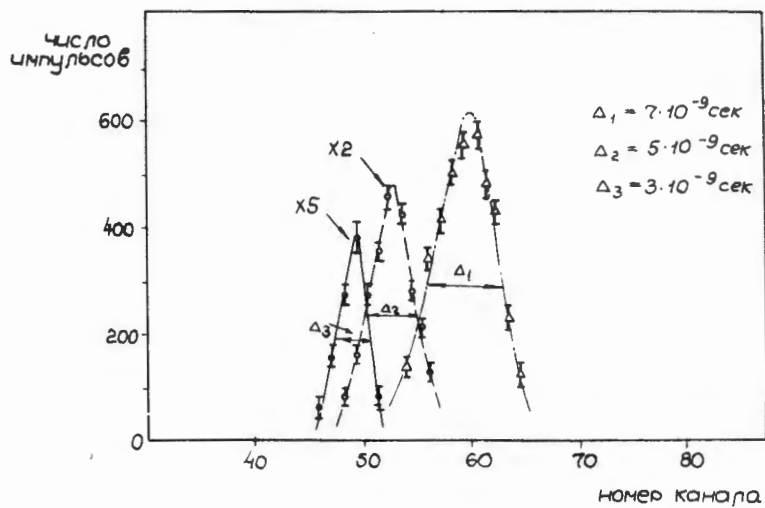


Р и с. 2.

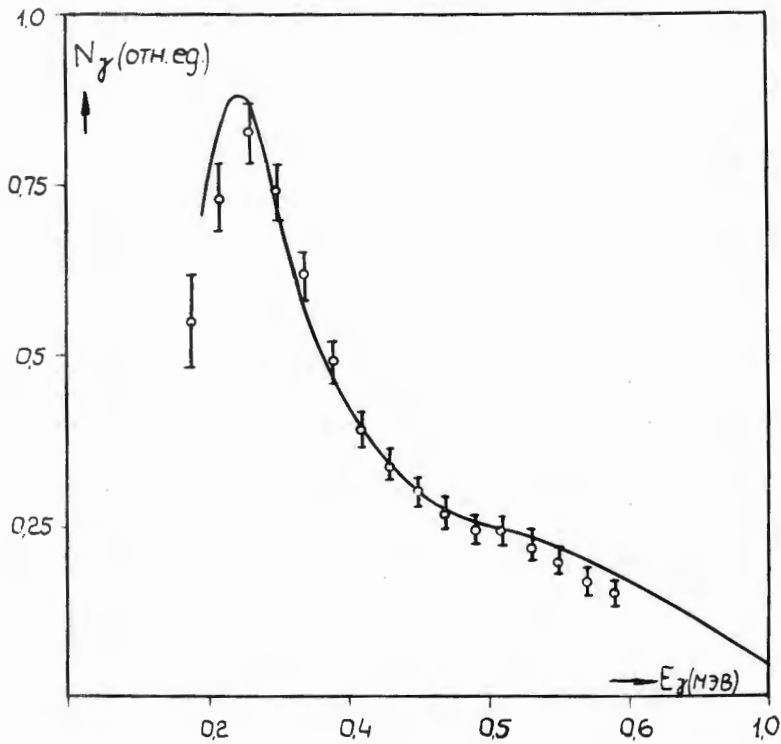
Спектры γ -излучения из реакции $Cu + Ne_{22}$, измеренные для энергии пучка $E_{Ne_{22}} = 74$ и 94 МэВ.



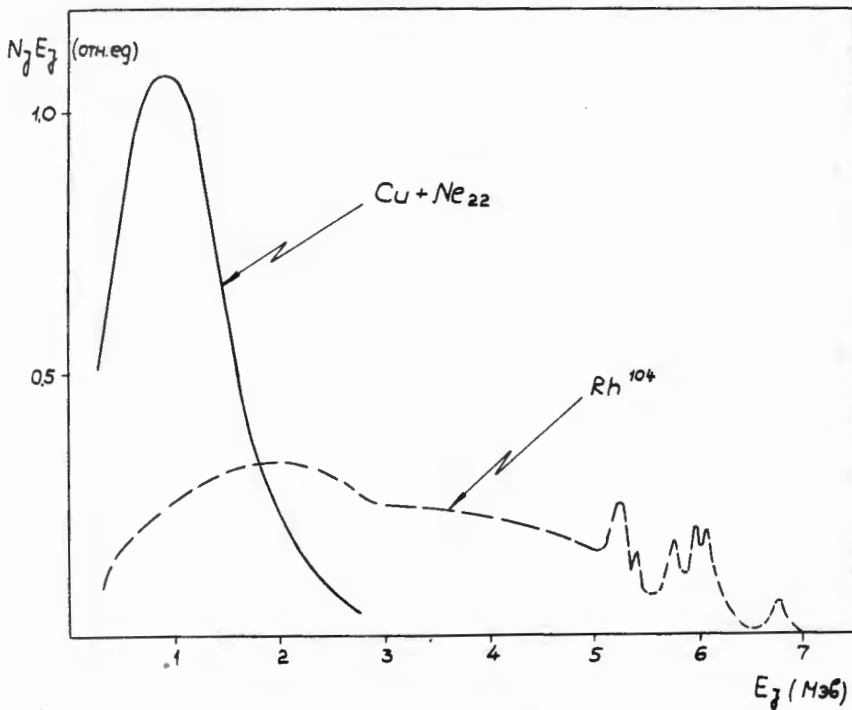
Р и с. 3. Аппаратурные спектры из реакций $Ta + O_{16}$ /точки/ и $W + O_{16}$ /кружки/, измеренные для энергии $E_{O_{16}} = 100$ Мэв ; сверху - исправленные γ -спектры.



Р и с. 4. Временной спектр импульсов из реакции $Cu + Ne_{22}$ / $E_{Ne_{22}} = 120$ Мэв/, измеренный в различных участках резонансной кривой тока пучка.



Р и с. 5. Спектры γ -лучей при делении урана ионами O_{16} с энергией 145 Мэв /экспериментальные точки/. Сплошная кривая представляет спектр мгновенных γ -лучей деления U^{235} тепловыми нейтронами.



Р и с. 6. Спектры γ -излучения, представленные в виде $N_{\gamma} \cdot E_{\gamma} = f(E_{\gamma})$ из реакций $Cu + Ne_{22}$, $Rh^{103}(n, \gamma)Rh^{104}$.

Т а б л и ц а

Реакция	Макс. энергия ионов E_{max} /Мэв/	Сечение /барн/ $\bar{\sigma}_c$	Энергия возбуждения \bar{E}^* /Мэв/	Средний угловой момент $\bar{l}(\hbar)$	Среднее число γ -квантов на ядро $\bar{\nu}$ /эксп./	\bar{E}_γ /Мэв/	Суммарная энергия γ -излучения $\bar{\nu} \bar{E}_\gamma$ /Мэв/
$Cu + Ne_{22}$	74	0,36	56	19	6	0,80	5
	94	0,71	66	25	10	0,75	7
	115	0,92	75	29	13	0,70	9
	140	1,06	86	35	11	0,70	8
$Ta + O_{16}$	85	0,27	49	17	7	0,85	6
	100	0,47	61	25	9	0,80	7
$W + O_{16}$	85	0,27	50	16	7	1,05	8
	100	0,47	62	24	8	1,00	8
$U + O_{16}$	145	1,13	78	45	10 ± 2	-	-

13
П.27



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В.Л. Перельгин, С.П. Третьякова

P - 1118

РАДИОГРАФИЯ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР
ТДЭ, 1963, №5, с 73-74.

Дубна 1962 г.