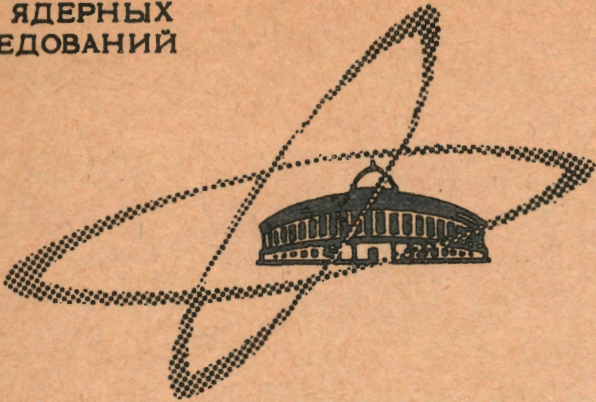


5112

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



РЗ - 5112

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

В.Н. Кононов , М.А. Куров, Е.Д. Полетаев ,  
Ю.С. Прокопец , Ю.В. Рябов, Со Дон Сик,  
Ю.Я. Стависский , Н. Чиков

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЙ  
РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА И ДЕЛЕНИЯ (  $\alpha$  )  
ДЛЯ ПЛУТОНИЯ-239 В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ  
НЕЙТРОНОВ 0,1 - 30 КЭВ

1970

РЗ - 5112

В.Н. Кононов\*, М.А. Куров, Е.Д. Полетаев\*,  
Ю.С. Прокопец\*, Ю.В. Рябов, Со Дон Сик,  
Ю.Я. Стависский\*, Н. Чиков

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЙ  
РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА И ДЕЛЕНИЯ ( $\alpha$ )  
ДЛЯ ПЛУТОНИЯ-239 В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ  
НЕЙТРОНОВ 0,1 - 30 КЭВ

Направлено в АЭ

---

\* Физико-энергетический институт ГК АЭ СССР

## 1. В в е д е н и е

Величина  $\alpha$  для  $^{239}\text{Pu}$  относится к числу ключевых констант, определяющих технические и экономические основы современного состояния ядерной энергетики. От величины  $\alpha$  в значительной мере зависит значение коэффициента воспроизводства ядерного топлива, поэтому детальная информация по  $\alpha$  имеет принципиальное значение при выборе оптимальных направлений создания промышленных реакторов на быстрых нейтронах. Экспериментальная точность определения величины  $\alpha$  для  $^{239}\text{Pu}$ , необходимая для расчетов мощных реакторов, анализировалась рядом авторов. В табл. 1 приводится результат анализа Гривлера и др. /1/.

Таблица 1

Энергия нейтронов (кэВ)	0,1	1	10	100	1000	10000
Требуемая точность	←———— 5% —→		←———— 3% —→		←———— 5% —→	
Имеющаяся точность	←———— 100-150% —→			←———— 12-20% —→		

В табл. 1 также дается оценка точности совокупности экспериментальных данных, которые были опубликованы до 1968 года.

В связи с неудовлетворительным состоянием экспериментальных данных о величине  $\alpha(E)$ , особенно для области энергий нейтронов  $0,1 + 30$  кэВ, в настоящей работе были предприняты измерения  $\alpha(E)$  для  $Pu-239$  в указанной энергетической области.

## 2. Экспериментальный метод

### А. Аппаратура

Измерения  $\alpha(E) = \sigma_{ny}(E) / \sigma_f(E)$  проводились методом времени пролета на пролетном расстоянии  $L = 250$  м с разрешением  $\approx 220$  нсек/м и  $\approx 15$  нсек/м. В качестве источника резонансных нейтронов в первом случае использовался импульсный быстрый реактор ОИЯИ, во втором – импульсный быстрый реактор с электронным инжектором – микротроном /2/.

Методика эксперимента заключалась в сравнении счетов ионизационной делительной камеры, содержащей "тонкие" слои  $Pu-239$ , и большого жидкостного сцинтилляционного детектора, регистрирующего в зависимости от времени пролета  $\gamma$ -лучи из "толстого" образца  $Pu-239$ , возникающие в результате радиационного захвата и деления.

В опыте использовалась высокоэффективная ионизационная камера деления /3/, содержащая 120 мг  $^{239}Pu$ . Эффективность регистрации событий деления в камере составляла  $\approx 70\%$ . Высокая эффективность регистрации осколков деления в присутствии большого фона  $\alpha$ -частиц ( $3,2 \cdot 10^8$   $\alpha$ -частиц/сек) была достигнута благодаря значительному увеличению быстродействия ионизационной камеры. Длительность импульсов от камеры на выходе усилителя, определяющая уровень фона многократ-

ных наложений  $\alpha$ -частиц, составляла  $\leq 20$  нсек. Значительное увеличение быстродействия камеры было получено в результате непосредственного использования импульсов тока, возникающих в камере, и их последующего усиления и дискриминации с помощью широкополосных токовых устройств.

Детектор, использовавшийся для регистрации  $\gamma$ -лучей захвата и деления, представляет собой большой сцинтилляционный бак объемом 500 литров. Детектор имеет центральный канал, в котором располагался образец в геометрии, близкой к  $4\pi$ , и через который проходит пучок нейтронов. Для уменьшения фона от радиоактивности образца и космических лучей детектор разделен на две половины, включенные на совпадения. Для уменьшения фона, связанного с регистрацией рассеянных образцом нейтронов, в сцинтиллятор введен бор. Специальный опыт показал, что эффективность регистрации нейтронов, рассеянных образцом, не превышает 0,3%. Эффективный порог регистрации  $\gamma$ -лучей для обеих половин детектора составлял  $\approx 0,8$  мэВ. При этом эффективность регистрации захвата составляла  $\approx 20\%$ . Использование совпадений импульсов от двух половин детектора, которое позволило значительно уменьшить фон, приводит к заметному уменьшению эффективности регистрации событий, сопровождающихся испусканием только одного  $\gamma$ -кванта. Но это не влияет существенно на энергетическую зависимость эффективности при незначительных изменениях спектра  $\gamma$ -лучей радиационного захвата /4/.

Аппаратурные спектры, полученные с камерой деления и сцинтилляционным детектором для двух режимов измерений, представлены на рис. 1-4. На рисунках также показан уровень фона, который определялся экспериментально с помощью поглощающих резонансных фильтров ( $Na - 2,85$  кэВ,  $Mn - 0,337$  кэВ,  $Co - 0,132$  кэВ,  $Ag - 5,2$  эВ), которые исключали из пучка нейтроны с данной энергией. К сожалению, такую

В табл. 1 также дается оценка точности совокупности экспериментальных данных, которые были опубликованы до 1968 года.

В связи с неудовлетворительным состоянием экспериментальных данных о величине  $\alpha(E)$ , особенно для области энергий нейтронов 0,1 + 30 кэв, в настоящей работе были предприняты измерения  $\alpha(E)$  для  $Pu-239$  в указанной энергетической области.

## 2. Экспериментальный метод

### А. Аппаратура

Измерения  $\alpha(E) = \sigma_{n\gamma}(E) / \sigma_f(E)$  проводились методом времени пролета на пролетном расстоянии  $L = 250$  м с разрешением  $\approx 220$  нсек/м и  $\approx 15$  нсек/м. В качестве источника резонансных нейтронов в первом случае использовался импульсный быстрый реактор ОИЯИ, во втором - импульсный быстрый реактор с электронным инжектором - микротроном /2/.

Методика эксперимента заключалась в сравнении счетов ионизационной делительной камеры, содержащей "тонкие" слои  $Pu-239$ , и большого жидкостного сцинтилляционного детектора, регистрирующего в зависимости от времени пролета  $\gamma$ -лучи из "толстого" образца  $Pu-239$ , возникающие в результате радиационного захвата и деления.

В опыте использовалась высокоэффективная ионизационная камера деления /3/, содержащая 120 мг  $^{239}Pu$ . Эффективность регистрации событий деления в камере составляла  $\approx 70\%$ . Высокая эффективность регистрации осколков деления в присутствии большого фона  $\alpha$ -частиц ( $3,2 \cdot 10^8$   $\alpha$ -частиц/сек) была достигнута благодаря значительному увеличению быстродействия ионизационной камеры. Длительность импульсов от камеры на выходе усилителя, определяющая уровень фона многократ-

ных наложений  $\alpha$ -частиц, составляла  $\leq 20$  нсек. Значительное увеличение быстродействия камеры было получено в результате непосредственного использования импульсов тока, возникающих в камере, и их последующего усиления и дискриминации с помощью широкополосных токовых устройств.

Детектор, использовавшийся для регистрации  $\gamma$ -лучей захвата и деления, представляет собой большой сцинтилляционный бак объемом 500 литров. Детектор имеет центральный канал, в котором располагался образец в геометрии, близкой к  $4\pi$ , и через который проходит пучок нейтронов. Для уменьшения фона от радиоактивности образца и космических лучей детектор разделен на две половины, включенные на совпадения. Для уменьшения фона, связанного с регистрацией рассеянных образцов нейтронов, в сцинтиллятор введен бор. Специальный опыт показал, что эффективность регистрации нейтронов, рассеянных образцом, не превышает 0,3%. Эффективный порог регистрации  $\gamma$ -лучей для обеих половин детектора составлял  $\approx 0,8$  мэв. При этом эффективность регистрации захвата составляла  $\approx 20\%$ . Использование совпадений импульсов от двух половин детектора, которое позволило значительно уменьшить фон, приводит к заметному уменьшению эффективности регистрации событий, сопровождающихся испусканием только одного  $\gamma$ -кванта. Но это не влияет существенно на энергетическую зависимость эффективности при незначительных изменениях спектра  $\gamma$ -лучей радиационного захвата /4/.

Аппаратурные спектры, полученные с камерой деления и сцинтилляционным детектором для двух режимов измерений, представлены на рис. 1-4. На рисунках также показан уровень фона, который определялся экспериментально с помощью поглощающих резонансных фильтров ( $Na - 2,85$  кэв,  $Mn - 0,337$  кэв,  $Co - 0,132$  кэв,  $Ag - 5,2$  эв), которые исключали из пучка нейтроны с данной энергией. К сожалению, такую

процедуру измерения фона удалось надежно провести только до энергии нейтронов  $\approx 5$  кэВ. При более высоких энергиях нейтронов удобные для измерения фона фильтры отсутствуют, и экстраполяция фона проводилась с учетом провала в спектрах при  $E_0 = 35$  кэВ, связанного с фильтрацией нейтронов в алюминиевых заглушках нейтронвода. Однако энергетическое разрешение в настоящих опытах оказалось, по-видимому, недостаточным для надежного определения уровня фона по резонансу 35 кэВ в алюминии.

## 2. Обработка экспериментальных данных

Число отсчетов камеры деления и детектора  $\gamma$ -лучей в отдельном временном канале анализатора после исключения фона можно представить в виде

$$N_f = n_f^0 \epsilon_f,$$

$$N_\gamma = n_{\gamma} \epsilon_{\gamma} + n_f \epsilon_{\gamma f}.$$

Здесь  $n_f^0, n_f$  - число делений в камере и образце,  $n_{\gamma}$  - число событий радиационного захвата нейтронов в образце,  $\epsilon_f, \epsilon_{\gamma f}, \epsilon_{\gamma}$  - эффективности регистрации событий деления в камере и событий деления и радиационного захвата в образце.

Из этих соотношений можно получить величину  $a$ :

$$a = A \frac{N_\gamma}{N_f} - B,$$

где  $A = \frac{m^0}{m} \frac{\epsilon_f}{\epsilon_{\gamma}}$ ,  $B = \epsilon_{\gamma f} / \epsilon_{\gamma}$  ( $m$  и  $m^0$  - количество  $^{239}\text{Pu}$  в образце и камере) - константы, которые, очевидно, не зависят от энергии нейтронов, если предполагать, что  $\epsilon_{\gamma}$  слабо чувствительна к

возможным изменениям спектра  $\gamma$ -лучей радиационного захвата.

Для определения величин  $A$  и  $B$  были использованы значения  $a_0$  для хорошо разрешенных резонансов. Калибровка в сериях с лучшим разрешением производилась по 12 хорошо разделенным резонансам, а в сериях с худшим разрешением - по 7 резонансам. При калибровке учитывалась толщина образца с помощью известных параметров резонансов /5,6/.

Кроме величины  $a$ , в настоящем эксперименте были получены сечения деления  $^{239}\text{Pu}$  до энергий нейтронов 30 кэВ. Абсолютная нормировка сечений деления производилась согласно выражению

$$\sigma_f(E) = \frac{k N_f(E) E^{-a}}{\Delta E},$$

где  $\Delta E$  - энергетическая ширина временного канала,  $E^{-a}$  - относительный ход нейтронного потока, измеренный с помощью пропорционального счетчика с  $\text{BF}_3$ ,  $k$  - константа нормировки сечения, определяемая по известным значениям  $\frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma_f$  нескольких изолированных резонансов.

В настоящей работе были проведены 3 серии измерений с образцом, 1 серия с камерой деления в микротронном режиме и по одной серии с камерой и образцом в реакторном режиме. Вся обработка экспериментальных данных производилась на ЭВМ CDC 1604 A.

## 3. Результаты и обсуждение

А. Сечение деления. Для нормировки сечения деления были использованы значения  $\sigma_0 \Gamma_f$ , приведенные в работах /5,6,7/. Точность, с которой известен этот параметр для низколежащих резонансов, составляет 2%, но неопределенность в полученных в настоящем эксперимен-

Таблица 2

Средние сечения  $\langle \sigma_f(E) \rangle$   $Pu-239$ , полученные  
в сериях измерений с разрешением 15 нсек/м

Е, кэВ	$\langle \sigma_f(E) \rangle_{+15\%}$ , барн	(настоящая работа) $\langle \sigma_f(E) \rangle$ /10/ барн
20 - 29,6	2,05	1,57
10,1 - 20	2,09	1,71
9,1 - 10,1	2,22	2,06
8 - 9,1	2,32	2,25
7 - 8	2,55	2,14
6 - 7	2,13	2,19
5 - 6	2,36	2,50
4 - 5	2,65	2,45
3 - 4	3,65	2,95
2 - 3	3,61	3,07
1 - 2	5,56	3,85
0,9 - 1	10,93	
0,8 - 0,9	7,03	
0,7 - 0,8	6,57	
0,6 - 0,7	7,34	
0,5 - 0,6	18,33	
0,4 - 0,5	12,30	
0,3 - 0,4	7,30	
0,2 - 0,3	17,88	
0,1 - 0,2	21,63	

те сечениях деления обусловлена главным образом статистической ошибкой, которая составляла от 5% до 15% в пределах интервала усреднения. Полученные сечения деления приводятся в табл. 2. Наблюдается согласие в пределах ошибок со средними сечениями деления, рекомендованными Джеймсом и Патриком /10/, но во всем энергетическом интервале сечения, полученные в настоящей работе, систематически на 5+20% выше.

Б. Величина  $a(E)$ . При нормировке величины  $a$  были использованы значения  $a_0$  для 12 хорошо разрешенных резонансов, взятые из работ /5,6,8/. Погрешность в величине  $a_0$  для отдельных резонансов лежит в пределах от 10% до 40%. Поэтому для получения нормировочных значений А и В методом наименьших квадратов были использованы все известные данные по  $a_0$  с учетом их веса, величина которого принималась в соответствии с указанной авторами ошибкой.

Для десяти резонансов, использованных в калибровке, величина  $a_0$  лежит в интервале 0,22-1,66. Эта область значений представляет наибольший интерес, так как именно этому интервалу принадлежат  $a(E)$  для области энергий нейтронов 1+30 кэВ. Однако два резонанса с большой величиной  $a_0$  обладают наибольшим весом в определении наклона калибровочной прямой.

К сожалению, именно для этих резонансов величина  $a_0$  известна наименее точно. Величина погрешности в  $a(E)$ , обусловленная калибровкой и использованием данных табл. 3 и метода наименьших квадратов для вычисления коэффициентов А и В, указана в табл. 4.

Значения  $a$ , найденные в настоящей работе, приведены в табл. 5. В экспериментах использовался образец  $^{239}Pu$  толщиной  $0,7 \cdot 10^{21}$  ядер/см<sup>2</sup>. Результаты для микротронного режима получены путем усреднения по трем сериям измерений, а указанные ошибки характеризуют

Таблица 3

Значения  $\alpha_0$  разрешенных резонансов, использованные для калибровки

Лаборатория $E_0, \text{эв}$	Saclay /5/	ANL /8/	BNL /7/	Harwell /9/	ORNL-RPI /9/	ЛФФ - ОИЯИ /6/
7,83	0,85±0,09	0,98±0,10	1,04±0,09	1,0±0,1	0,85±0,02	0,87±0,07
10,97	0,38±0,08	0,22±0,10	0,32±0,08	0,36±0,08	0,27±0,05	0,27±0,04
11,91	1,75±0,25	1,86±0,35	1,86±0,20	1,59±0,20	1,56±0,10	1,52±0,10
14,36	0,51±0,14	0,66±0,16	0,82±0,20	0,67±0,13	0,55±0,02	0,67±0,10
14,75	1,25±0,07	1,21±0,18	1,32±0,25	1,31±0,13	1,13±0,05	1,11±0,08
17,69	1,15±0,04	0,84±0,21	1,0±0,2	1,15±0,10	1,14±0,05	0,92±0,13
22,33	0,71±0,07	0,46±0,24	0,59±0,14	0,76±0,07	0,64±0,01	0,71±0,06
26,31	0,84±0,17	1,07±0,21	1,22±0,26	1,21±0,15	0,91±0,03	0,68±0,21
44,6	9,28±0,40	9,61±0,91	7,3±1,7	8,5±0,5	9,52±1,00	4,6±2,5
47,92	0,31±0,10	0,13±0,05	0,16±0,07	0,36±0,08	0,32±0,06	0,11±0,06
50,18	3,5±0,4	1,20±0,33	1,27±0,23	2,08±0,30	-	1,51±0,43
52,8	5,25±0,20	4,40±0,66	4,6±1,2	4,99±0,49	-	4,1±0,9

Таблица 4

Значение $\alpha$	Ошибка, связанная с калибровкой
0,2	35%
0,5	14,8%
1	7,4%
1,5	4,9%

среднеквадратичный разброс данных этих серий. Неопределенность в  $\alpha$ , связанная со статистической ошибкой измерений отношения  $N_\gamma/N_f$  и учетом фона для каждой серии, составляет 20-50%. Окончательные данные для микротронного режима получены путем усреднения сечений деления и радиационного захвата по интервалам 0,1; 1; 20 кэВ. Для реакторного режима оценка точности результатов измерений, основанная на учете статистических ошибок в отношении  $N_\gamma/N_f$ , статистических ошибок определения уровня фона, ошибок, связанных с калибровкой, приводит к величине неопределенности в  $\alpha$ , равной  $\pm 15-20\%$ .

Сравнение полученных результатов с имеющимися в настоящее время экспериментальными данными (рис. 5) показывает удовлетворительное согласие с результатами работы Гвина и др. /9/, а также выходящие за пределы ошибки расхождения с результатами работы /11/ в области энергий 2+5 кэВ и работы /12/ в области энергий 2+30 кэВ. Следует отметить хорошее согласие во всей области энергий с последними измерениями, выполненными в Дубне при разрешении 60 нсек/м /14/. Вместе с тем можно отметить, что в тех случаях, когда энергетическое разрешение спектрометров оказывается достаточно высоким (область энергий ниже 1 кэВ), данные различных работ о структуре величины  $\alpha(E)$ , определяемой флуктуациями делительных ширин, хорошо согласуются.



Таблица 5  
 Усредненная величина  $\langle a \rangle$  для  $^{239}\text{Pu}$ ,  
 полученная в сериях измерений с разрешением 15 нсек/м  
 (1) и 220 нсек/м (2)

Интервал усреднения, E, кэВ	$\langle a \rangle$ (1)	$\langle a \rangle$ (2)
10,1 - 29,5	0,48±0,10	0,36±0,08
9,1 - 10,1	0,43±0,06	0,46±0,09
8 - 9,1	0,49±0,06	0,43±0,08
7 - 8	0,46±0,07	0,44±0,08
6 - 7	0,97±0,08	0,59±0,10
5 - 6	0,90±0,05	0,65±0,09
4 - 5	0,95±0,08	0,71±0,08
3 - 4	0,67±0,08	0,77±0,11
2 - 3	0,89±0,14	0,83±0,14
1 - 2	0,65±0,14	0,78±0,13
0,9 - 1	0,48±0,11	0,65±0,15
0,8 - 0,9	0,68±0,14	0,63±0,14
0,7 - 0,9	1,03±0,07	0,70±0,16
0,6 - 0,7	0,75±0,13	0,92±0,21
0,6 - 0,6	0,68±0,10	0,70±0,10
0,4 - 0,5	0,48±0,16	0,60±0,12
0,3 - 0,4	1,71±0,28	0,82±0,23
0,2 - 0,3	1,31±0,23	0,72±0,16
0,1 - 0,2	0,71±0,07	0,73±0,05

Значительное расхождение результатов измерений величины  $a(E)$ , полученных в разных лабораториях, в диапазоне энергий нейтронов 1-30 кэВ, видимо, нельзя объяснить только недостаточной точностью значений резонансных параметров, которые выбираются для калибровки. Вероятной причиной этих расхождений, скорее всего, является неадекватность процедуры измерения уровня фона методом резонансных фильтров. Это особенно относится к экспериментам на линейных ускорителях, где используются небольшие пролетные базы (25-35 м), так как переменная составляющая фона, связанная с нейтронами, рассеянными в измерительное помещение, при временах пролета меньше 200 мксек может оказаться значительной. Поэтому для получения более надежных данных по величине  $a$  в диапазоне энергий нейтронов 1-30 кэВ кажется более целесообразным применение спектрометров с большими пролетными базами. Перспективным также может оказаться распространение в область более низких энергий нейтронов экспериментов на импульсных ускорителях Ван-де-Граафа путем использования в качестве источника нейтронов реакции  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  под большими углами или  $(p, n)$ -реакций на тяжелых ядрах (V, Se).

В заключение авторы выражают глубокую признательность А.И. Лейпунскому, Ф.Л. Шапиро, Л.Н. Усачеву за постоянный интерес к работе, Л.Б. Пикельнеру за предоставленную возможность проведения измерений на сцинтилляционном  $(n, \gamma)$ -детекторе, Л.Н. Седлаковой, Ц. Пантелееву, Ю. Колгину за помощь при обработке результатов на ЭВМ и измерениях.

## Л и т е р а т у р а

1. P. Gribler et al. Nucl. Application, No.5, 297 (1968).
2. В.Л. Ананьев, П.С. Анцупов, С.П. Капица и др. Атомная энергия, 20, 106 (1966).
3. В.Н. Кононов, А.А. Метлев, Е.Д. Полетаев, Ю.С. Прокопец. ПТЭ, 6, стр. 51 (1969).
4. Ю.А. Александров, Ю.В. Рябов, Г.С. Самосват. Препринт ОИЯИ, Р-2014, Дубна, 1965.
5. H. Darrien et al. Nucl. Data for Reactors. II, p.195, IAEA, Vienna, 1967.
6. Ю.В. Рябов, Ван-Юн-чан и др. Ядерная физика, 5, вып. 5, стр. 925 (1967).
7. BNL-325, Suppl. 2 (1965).
8. Л. Баллинггер и др. Труды II Международной конференции по мирному использованию атомн. энергии, 2, стр. 123. Атомиздат, 1960.
9. Материалы Совещания экспертов МАГАТЭ по  $\alpha$  (Pu-239), 30 июня 1969. Винфрит (Англия), 1969.
10. G.D. James, В.Н. Patrick. AERE - M 2068 (1968).
11. Ю.В. Рябов и др. Атомная энергия, 4, 351 (1968).
12. M.G. Sowerby et al. Fast Reactor Phys., 1, 289, IAEA, Vienna, 1968.
13. G. de Saussure et al. Nucl. Data for Reactors, 11, 233, IAEA, Vienna, 1967.
14. М.А. Куров, Ю.В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков. Препринт ОИЯИ, РЗ-5013, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел

13 мая 1970 года.

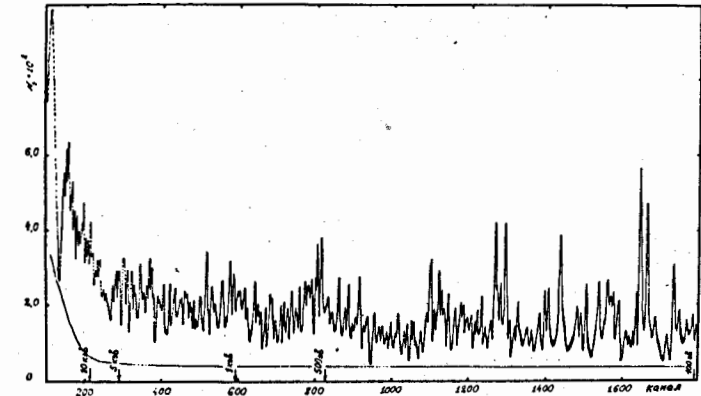


Рис. 1. Временной спектр импульсов от камеры деления. Разрешение 15 нсек/м.

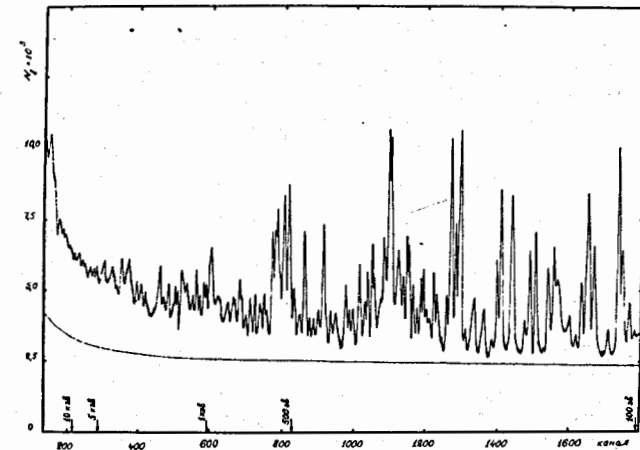


Рис. 2. Временной спектр импульсов от детектора  $\gamma$ -лучей радиационного захвата и деления в образце  $^{239}\text{Pu}$ . Разрешение 15 нсек/м.

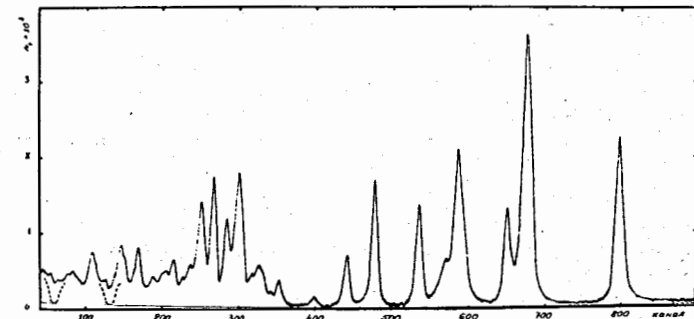


Рис. 3. Временной спектр импульсов от камеры деления. Разрешение 220 нсек/м.

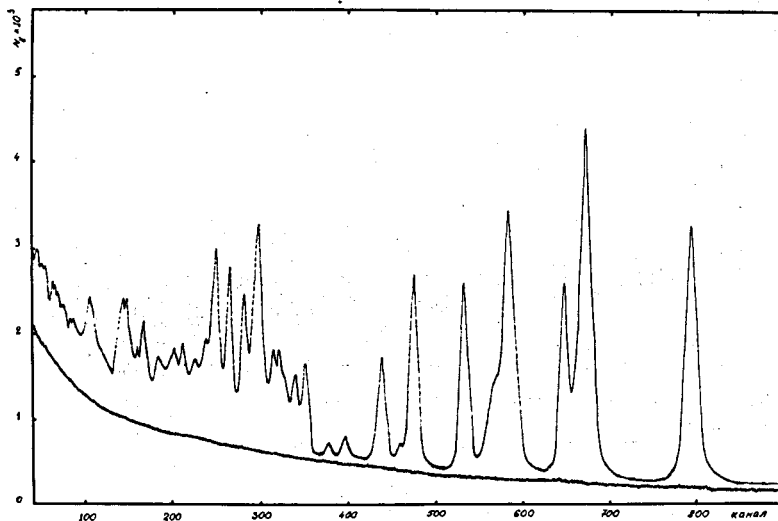


Рис. 4. Временной спектр импульсов от детектора  $\gamma$ -лучей радиационного захвата и деления в образце  $^{238}\text{Pu}$ . Разрешение 220 нсек/м.

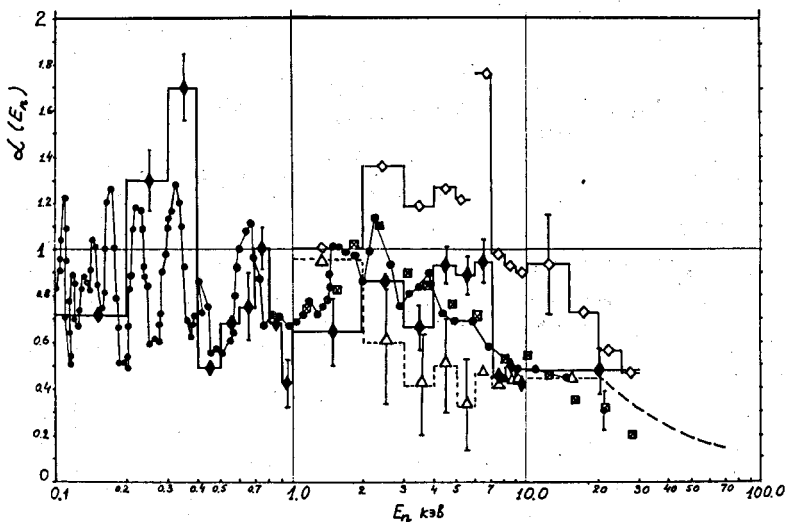


Рис. 5. Результаты измерений величины  $\alpha$  в интервале 0,1-100 кэВ.

- - настоящая работа, разрешение 220 нсек/м.
- ◆- - настоящая работа, разрешение 15 нсек/м (образец  $0,7 \cdot 10^{21}$  ядер/см<sup>2</sup>).
- ⊠ - работа /9/.
- △- - работа /11/.
- ◇- - работа /12/ (приводится средний результат по нескольким сериям измерений).
- - - - работа /13/.