

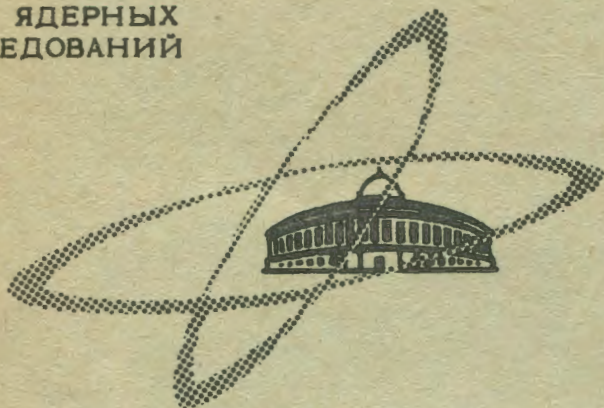
Б-865

12/XII-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

РЗ - 4110



С.Бочваров, Е.Дерменджиев, Н.Кашукеев

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

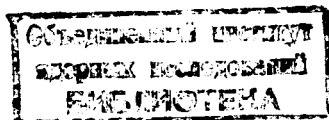
О ВАРИАЦИИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{235}U НЕЙТРОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ 0,006 - 20 ЭВ

1968

РЗ - 4110

С.Бочваров, Е.Дерменджиев, Н.Кашукеев

О ВАРИАЦИИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{235}U НЕЙТРОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ 0,006 - 20 ЭВ



В работе О. Бора^{/1/} высказано предположение о том, что при делении ^{235}U ν -нейтронами каналу деления со спином $J=3^-$ соответствует такая деформация делящегося ядра в седловой точке, для которой вероятность симметричного деления меньше, чем при делении составного ядра ^{236}U по каналу с $J=4^-$.

Рассматривая зависимость средней кинематической энергии \bar{E}_k осколков от J составного ядра ^{236}U и считая, что вариации в \bar{E}_k при переходе от одного канала деления к другому обусловлены в основном 30-40%-ным увеличением выхода осколков симметричных масс при делении со спином 4^- /2,3/, можно прийти к выводу о том, что изменения \bar{E}_k окажутся весьма малыми и трудноуловимыми при современном уровне техники эксперимента.

С другой стороны, Андреев^{/4/} указал, что способы распределения той части энергии возбуждения составного ядра, которая превышает высоту барьера нижнего канала деления, могут оказаться различными для каналов разной природы. Им была предсказана возможность изменения \bar{E}_k ($\Delta \bar{E}_k \approx 1$ Мэв) при небольших изменениях энергии бомбардирующих нейтронов E_n . В работе Блюмкиной и др.^{/5/} такое изменение \bar{E}_k при делении ^{238}U и ^{235}U ν - и p -нейтронами действительно было обнаружено и составило $\approx 0,6$ Мэв. Что касается деления ^{235}U резонансными ν -нейтронами, то пока трудно сказать что-либо определенное о том, каков по величине энергетический интервал между уровнями с $J=4^-$ ($K=1^-$) и уровнями с $J=3^-$ ($K=0^-, K=1^-$). По этой же причине трудно оценить и возможные вариации \bar{E}_k в резонансах. Изучение относительного изменения \bar{E}_k от резонанса к резонансу и изменение разности $\Delta \bar{E}_k$ для обеих групп резонансов с разными спинами

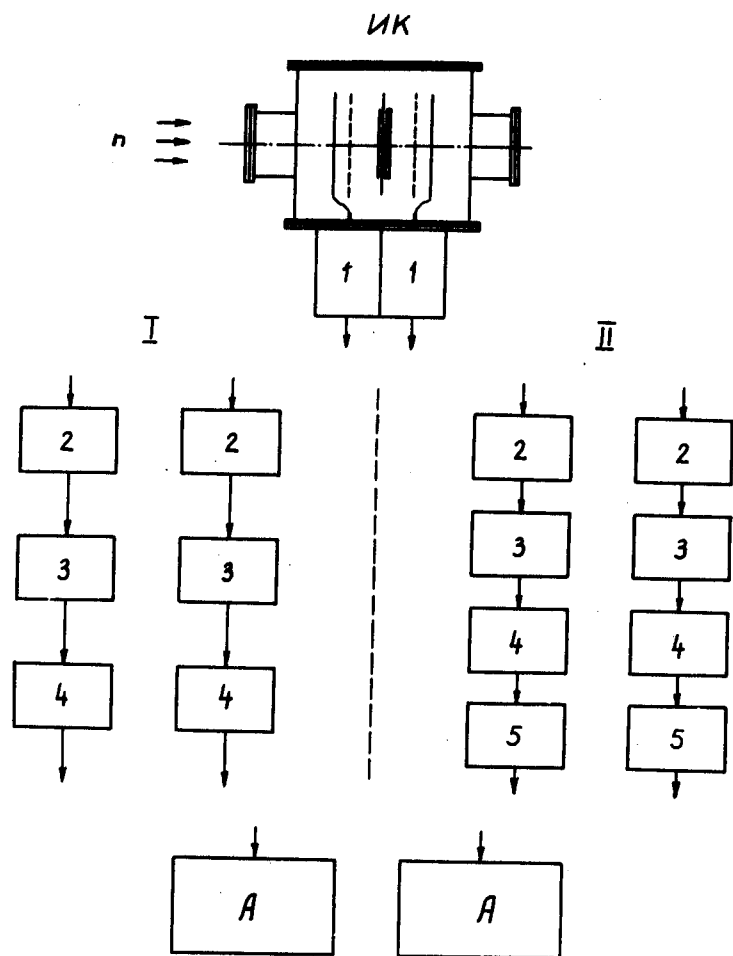


Рис.1. Блок-схема электронной аппаратуры: 1 - предусилители;
 I) 2 - усилители У-4 /12/; 3 - дискриминаторы ДО-7 /12/;
 4 - катодные повторители.
 II) 2 - усилители УСТ-1 /13/; 3 - фазоинверторы /13/; 4 - интегральные дискриминаторы; 5 - эмиттерные повторители /13/;
 А - многоканальные временные анализаторы.

облегчило бы оценку расстояния между энергетическими уровнями составного ядра ^{235}U .

Возможные изменения кинетической энергии осколков деления в нейтронных резонансах ^{235}U изучались в работе /6/. В настоящей работе приводятся результаты исследования изменения кинетической энергии осколков E_k при делении ^{235}U резонансными нейтронами в диапазоне энергий 0,006-20 эв. Расширение энергетического интервала в сторону малых E_n по сравнению с /6/ позволяет сопоставить возможные изменения E_k с довольно подробными радиохимическими исследованиями выхода масс при делении ^{235}U тепловыми и резонансными нейтронами /2,3,8/. С точки зрения предсказываемой теорией связи между J , типом деформации делящегося ядра и способом распределения избыточной над нижним барьером энергии возбуждения /5/ интересно сравнить данные Сэйлора /9/ о спинах первых трех резонансов ^{235}U , полученные пропусканием пучка поляризованных нейтронов через поляризованную мишень с возможными вариациями E_k в той же области энергий нейтронов.

Методика измерений

Исследование зависимости E_k от E_n осуществлялось путем сравнения относительных выходов осколков из двух мишеней разной толщины в одном и том же интервале энергий нейтронов /6,7/.

В качестве детектора осколков использовалась двойная импульсная ионизационная камера с сетками, одна половина которой регистрировала осколки, вылетающие из тонкой мишени, а вторая - осколки из толстой мишени. Толстая мишень имела площадь уранового слоя $S = 62 \text{ см}^2$ и представляла собою алюминиевую фольгу толщиной 20 мкм, на которую методом электрохимического замещения /10/ наносился слой урана в количестве $\rho \approx 1-4 \text{ мг/см}^2$. Тонкая мишень представляла позолоченную коллодиевую пленку, на которую электрораспылением из капилляра наносился слой уранилнитрата с количеством урана $\rho \approx 30-60 \text{ мкг/см}^2$. В отдельных случаях использовались мишени с $\rho \approx 300 \text{ мкг/см}^2$, кото-

рые изготовлялись таким же методом, как и толстые мишени. Мишени укреплялись по обе стороны центрального алюминиевого электрода камеры толщиной в 0,3 мм. Камера наполнялась смесью Ar и C_2H_2 . Концентрация C_2H_2 в смеси, общее давление, расстояния между электродами и напряжения, подаваемые на них, были такими же, как в /11/.

Электронные импульсы, возникающие на собирающих электродах камеры, усиливались предусилителями с к.у. ≈ 100 . Низкий уровень шумов предусилителей достигался благодаря тому, что во входных каскадах использовались лампы E88CC в каскодном соединении, а анодное напряжение на каждом триоде понижалось до $\approx 60\text{В}$. Дальнейшее усиление, дискриминация и формирование импульсов осуществлялись при помощи стандартных радиотехнических блоков на лампах /12/ или на транзисторах /13/. Блок-схема радиотехнической аппаратуры для лампового и транзисторного вариантов приводятся на рис. 1. Все напряжения (в том числе и напряжение накала предусилителей) стабилизировались. Далее по длинному кабелю ($\approx 700\text{ м}$) импульсы поступали в Измерительный центр ЛНФ ОИЯИ. Временные спектры, соответствующие делениям в каналах каждой из мишеней, измерялись при помощи многоканальных временных анализаторов с промежуточной памятью. Мертвое время промежуточной памяти составляло 1-3 мксек. Ширины каналов анализаторов в различных сериях измерений менялись в пределах 1-16 мксек, а число каналов - от 4096 до 1024.

В качестве источника тепловых и резонансных нейтронов использовался импульсный реактор ИБР ОИЯИ в режиме работы с микротроном (режим I) /14/. Ионизационная камера устанавливалась на расстоянии 16,5 м от активной зоны реактора. Разрешение нейтронного спектрометра для этой пролетной базы было $\approx 0,2$ мксек/м. В реакторном режиме (режим II) пролетная база $L=17\text{ м}$, а разрешение ≈ 3 мксек/м.

Для уменьшения фона от рассеянных нейтронов камера окружалась защитой из Cd , смеси парафина с B_4C и бетона. На рис. 2 показано общее расположение аппаратуры и защиты на нейтронном пучке ИБРа.

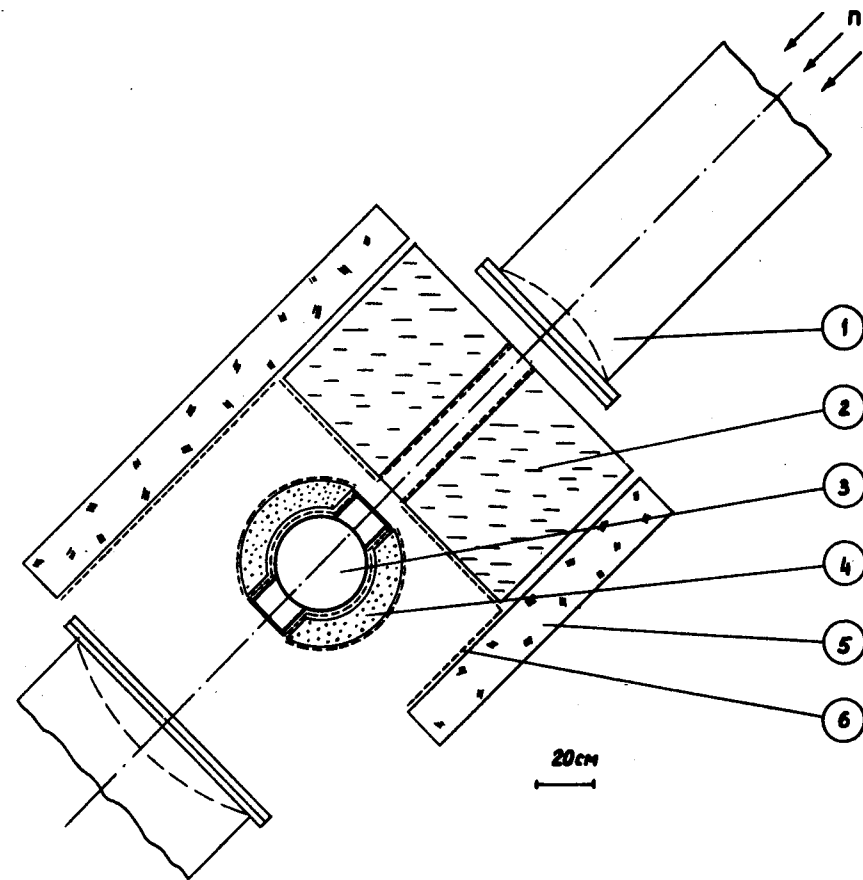


Рис.2. Расположение ионизационной камеры и защиты на нейтронном пучке ИБРа: 1 - пролетная труба; 2 - коллиматор нейтронов (бак, наполненный раствором борной кислоты в воде); 3 - ионизационная камера; 4 - защита из смеси B_4C с парафином; 5 - бетон; 6 - кадмий толщиной в 0,5 мм.

Измерения, обработка данных, результаты

В таблице I приводятся краткие данные об измерениях, выполненных в различных энергетических интервалах E_n , при разных режимах работы ИБРА и в различных условиях.

Общая для всех измерений процедура получения и обработки данных сводилась к следующему.

Для получения величин W , которые являются отношением числа зарегистрированных делений по каналам толстой и тонкой мишеней в соответствующих резонансах ^{235}U или интервалах E_n , необходимо было измерить временные спектры деления, учесть фон и внести соответствующие поправки (поправка на мертвое время анализатора, учет относительного сдвига каналов в обоих спектрах и проч.).

Во время измерений интегральный счет делений по обоим каналам контролировался каждые 4 часа, а каждые 4-10 часов информация с анализаторов передавалась на ЭВМ для дальнейшей обработки.

Фон во временных спектрах обусловлен импульсами от многократных наложений α -частиц, а также делениями от рассеянных, рециклических и запаздывающих нейтронов. Первая компонента фона определялась до начала работы реактора. Интегральный счет по каждому измерительному каналу не превышал 1-3 имп/мин. В области нескольких первых резонансов ^{235}U фон во временных спектрах для обоих каналов определялся при помощи резонансных фильтров из Cd , Rh , Ag и Vr , поставленных на пропускание. Для уменьшения ошибки в определении фона, вызванной ослаблением нейтронного потока фильтрами, уровень фона для каждой серии измерений определялся по соотношению площадей наиболее сильного резонанса при $E_n = 8,78$ эв в рабочей и фоновой сериях. В измерениях при работе ИБРА в режиме II фон определялся при помощи резонансных фильтров из Cd и Rh . В тепловой области ход фона экстраполировался прямой, уровень которой определялся при помощи кадмиевого фильтра в точке с $E_n = 0,175$ эв.

В режиме I для величины фона в спектре деления толстой мишени были получены следующие значения. В наиболее сильном резонансе при $E_n = 8,78$ эв фон составлял $\approx 1\%$ от суммы счетов под резонансом.

Для наиболее слабых из исследованных резонансов 2,04 эв и 4,84 эв - фон составлял 4-6% и 15-20% соответственно. Величина фона для резонансов 1,14 эв и 0,29 эв составляла доли процента $\approx 0,8\%$ и $\approx 0,6\%$ соответственно. В режиме II фон в резонансе 1,14 эв возрастал до $\approx 4\%$. В области E_n 0,08-0,04 эв фон был порядка 0,3% от суммы счетов делений в каждом из энергетических интервалов. При энергиях $\approx (6-10) \cdot 10^{-3}$ эв фон в режиме I достигал 3-4% от суммы счетов в интервалах, в то время как в режиме II доля фона была $\approx 0,2-0,6\%$. Такое различие в величине фонов можно объяснить следующим. В режиме I замедлитель нейтронов содержал бор, и выход нейтронов тепловых энергий был в несколько раз меньше, чем в режиме II. Кроме того, число вспышек f ИБРА в 1 сек в режиме I было в 10 раз больше, чем в режиме II: $f(I) = 50 \text{ сек}^{-1}$, $f(II) = 5 \text{ сек}^{-1}$. На рис. 3 показаны временные спектры для тонкой и толстой мишеней. Там же показаны и фоновые кривые для временных спектров тонкой (пунктир) и толстой (сплошная линия) мишеней.

После введения поправок на мертвое время анализаторов и вычитания фона необходимо было учесть экранировку одной мишени делящимся слоем другой, а также ослабление нейтронного потока в слое толстой мишени. Последняя поправка даже для наиболее сильного резонанса 8,78 эв не превышала 1%. Поправка на вторичные деления, вызванные мгновенными нейтронами из осколков, не вводилась из-за своей малости.

При вычислении величин W в резонансах интервалы E_n во временных спектрах деления, по которым проводилось суммирование числа делений, обычно брались разными, и значения W для данного резонанса, которые соответствуют разным интервалам суммирования, усреднялись. В качестве примера на рис. 4 приводятся интервалы суммирования во временных спектрах деления одного из измерений для резонансов 3,14 эв и 3,60 эв и значения W , которые соответствуют каждому из интервалов E_n .

Результаты всех измерений сведены в таблицу II. Величины W приводятся со своими стандартными ошибками, которые определяются статистическими ошибками числа делений в одних и тех же интервалах E_n временных спектров толстой и тонкой мишеней и, кроме того, статистическими ошибками в величине фонов в обоих спектрах.

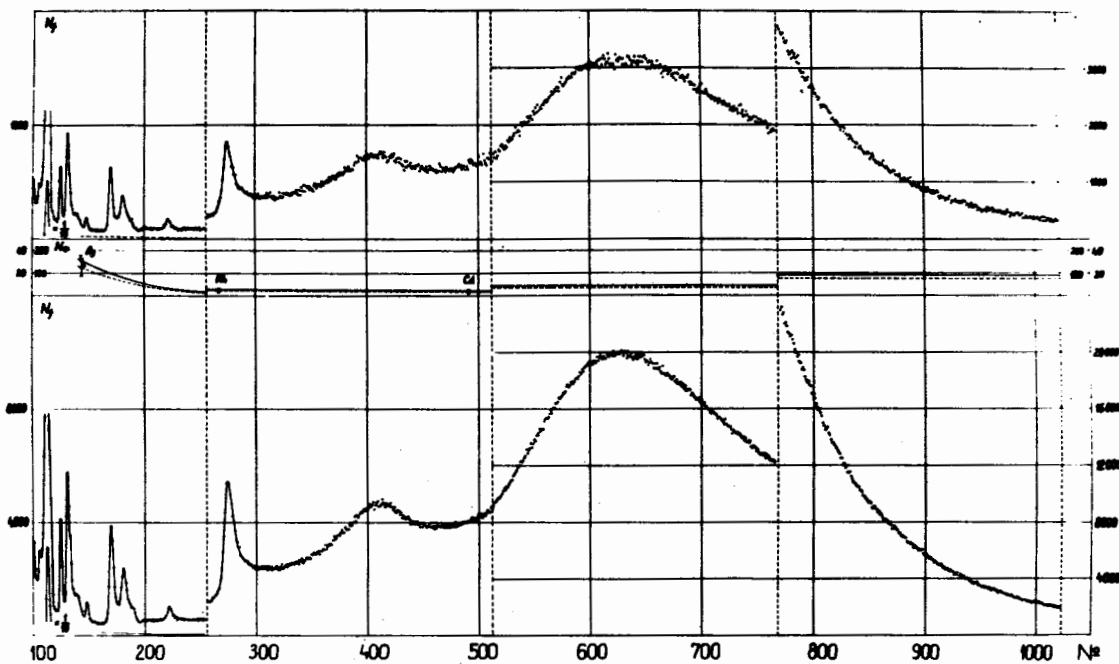


Рис.3. Временные спектры деления для тонкой и толстой мишеней в измерении 6. Время измерения - 67 час и 24 час; фон в спектрах тонкой и толстой мишеней обозначен пунктирной и сплошной линиями соответственно. Ширина каналов анализатора - 4, 8, 16 и 32 мксек, группами по 256 каналов.

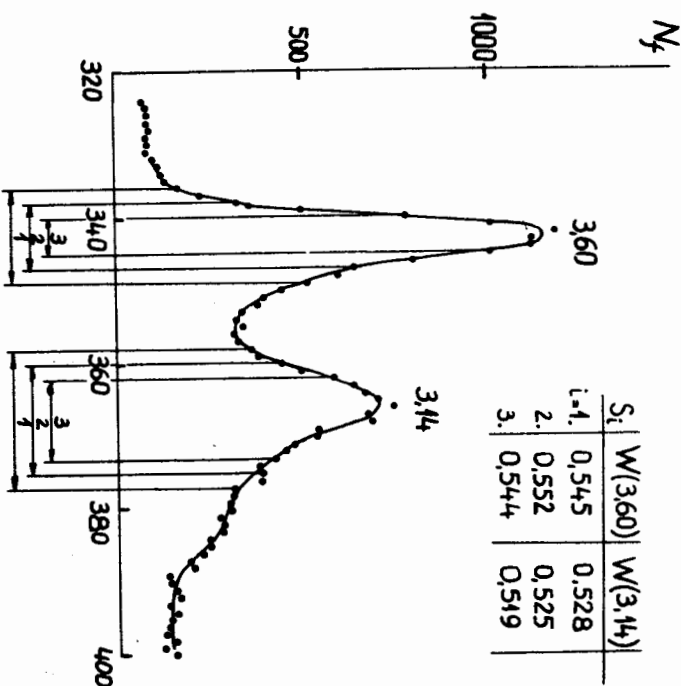


Рис.4. Интервалы суммирования для резонансов 3,14 эв и 3,60 эв. Зна-
 чения W , которые приводятся на рисунке, определены в соот-
 ветствующих интервалах суммирования.

В первой колонке приводятся значения W_1 , являющиеся средними по 4 сериям измерений, в которых пороги дискриминации в канале толстой мишени устанавливались на уровне $\approx 35-45$ Мэв^x). В измерении 2 облучение мишеней проводилось попеременно в двух положениях: тонкая мишень устанавливалась перед толстой и наоборот. Обработка спектров, соответствующих различному взаимному расположению мишеней, проводилась раздельно. Величины W_2 являются средними. Они нормировались на значение $W_1 = 1,041 \pm 0,007$ для резонанса 8,78 эв.

При измерениях в тепловой области и в особенности в интервале E_n 0,08-0,04 эв, где загрузки по числу делений на вспышку реактора в канале толстой мишени максимальны, выбирались такие условия измерений, при которых поправками на потери импульсов от наложений в детекторной аппаратуре можно было пренебречь. В измерениях 3,4 и 5 (см. таблицу 1 и рис. 3) загрузки по каналу толстой мишени в интервале 0,08-0,04 эв были примерно одинаковы и равны ≈ 1 имп. за вспышку при ширине временного интервала $\approx 1,7$ сек. Соответствующие им значения W_3 , W_4 и W_5 (см. табл. II) в пределах ошибок согласуются с величинами W_6 контрольного измерения 6, для которого загрузки в канале толстой мишени были уменьшены примерно в 3,5 раза (за счет уменьшения рабочей поверхности мишени) по сравнению с измерениями 3, 4 и 5. Измерения 3 и 4 проделаны с разной радиотехнической аппаратурой /12,13/ и в разных режимах работы ИБРа (см. табл. 1). Далее в табл. II приводятся значения W_7 , W_8 и W_9 , которые получены из измерений 7, 8 и 9 с порогами в канале толстой мишени в 20, 55 и 80 Мэв соответственно. Калибровка порогов дискриминации проводилась по α -линиям ^{234}U и ^{235}U достаточно тонкого α -источника при помощи генератора точных амплитуд NZ-256. Величины \bar{W} являются средневзвешенными по значениям $W_1 - W_6$ и W_8 в соответствующих резонансах и интервалах E_n . На рис. 5 величины \bar{W} представлены графически. Можно отметить, что для резонансов 0,29 эв, 2,04 эв, 3,14 эв, 4,84 эв и 7,09 эв $\bar{W} \leq 1,00$, а для резонансов 1,14 эв, 3,60 эв, 6,40 эв, 8,78 эв,

x) Значения порогов дискриминации в этих измерениях оценивались по величине разности средних значений W для двух групп резонансов.

12,4 эв и 19,3 эв $\bar{W} \geq 1,01$. Возможность разделения резонансов на две группы по величине \bar{W} проверялась при помощи "нулевой" гипотезы о совпадении центров распределений /15/ обеих групп для значений W_1 , W_2 , W_8 и \bar{W} при уровнях значимости $\alpha = 0,01$ и 0,05.

Проверка показала, что для перечисленных выше измерений и средних по всем измерениям можно допустить существование двух групп величин W с центрами распределений $W(I)$ и $W(II)$. В разделах 1 и 2 таблицы III приводятся средневзвешенные и средние арифметические значения $W(I)$ и $W(II)$, а также разность $W(II) - W(I)$, характеризующая величину эффекта разделения резонансов на две группы. Можно отметить совпадение в пределах ошибок величин $W(I)$, $W(II)$ и $W(II) - W(I)$ из обоих разделов таблицы для каждого из измерений и для средних по всем измерениям. Сравнение величин $W(II) - W(I)$ для измерений 7-9 показывает, что при повышении порога дискриминации в канале толстой мишени наблюдается тенденция к увеличению эффекта разделения.

Между резонансами 0,29 эв и 1,14 эв значение \bar{W} близко к 1,00, возрастая до $\bar{W} \approx 1,01$ по мере приближения к резонансу 1,14 эв. Как видно из рис. 5, величина \bar{W} в интервале 0,02-0,2 эв имеет промежуточное по сравнению с \bar{W} в резонансах значение. Можно отметить, что в области 0,008-0,012 эв имеется небольшой подъем в значениях \bar{W} , который выходит за пределы ошибок. Подобная нерегулярность в значениях величины

$$R = \frac{Y(^{99}\text{Mo}) / Y(^{111}\text{Ag})}{[Y(^{99}\text{Mo}) / Y(^{111}\text{Ag})]_{\text{th}}}$$

характеризующей асимметрию деления ^{235}U , отмечалась и в работе /8/ примерно в том же диапазоне E_n .

На рис. 6 значения \bar{W} представлены вместе с W_7 , W_8 и W_9 . Видно, что характер расположения точек W_9 (при пороге в канале толстой мишени, равном 80 Мэв) для резонансов 1,14 эв, 2,04 эв, 6,40 эв, 7,09 эв, 8,78 эв, 12,4 эв, и 19,3 эв, в общем сохраняется и в пределах ошибок мало отличается от \bar{W} .

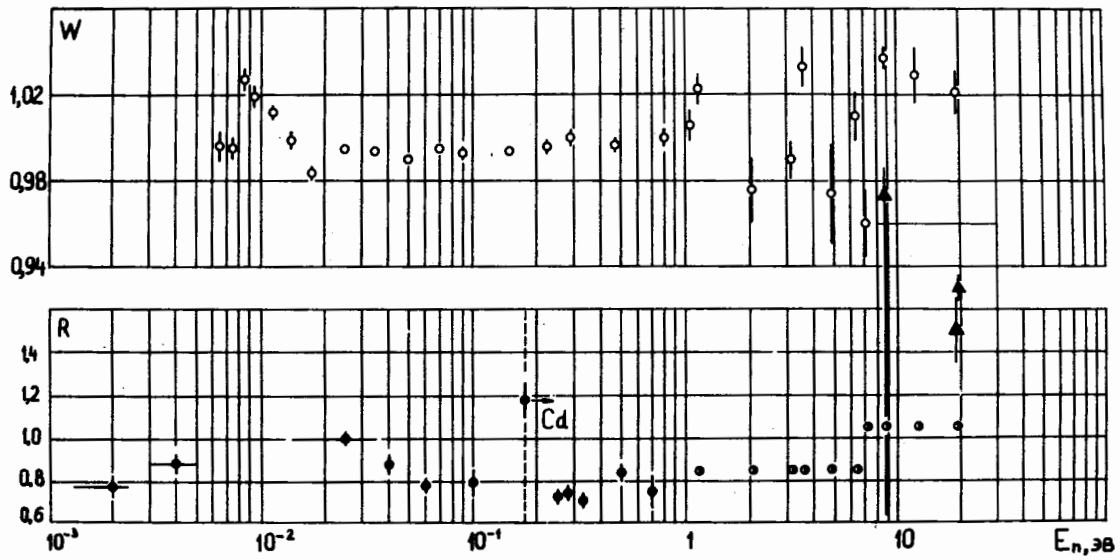


Рис.5. Зависимость \bar{W} и асимметрии деления R от энергии нейтронов E_n ; \circ - \bar{W} (см. таблицу II); \bullet - данные работы /8/; \blacktriangle - /3/.

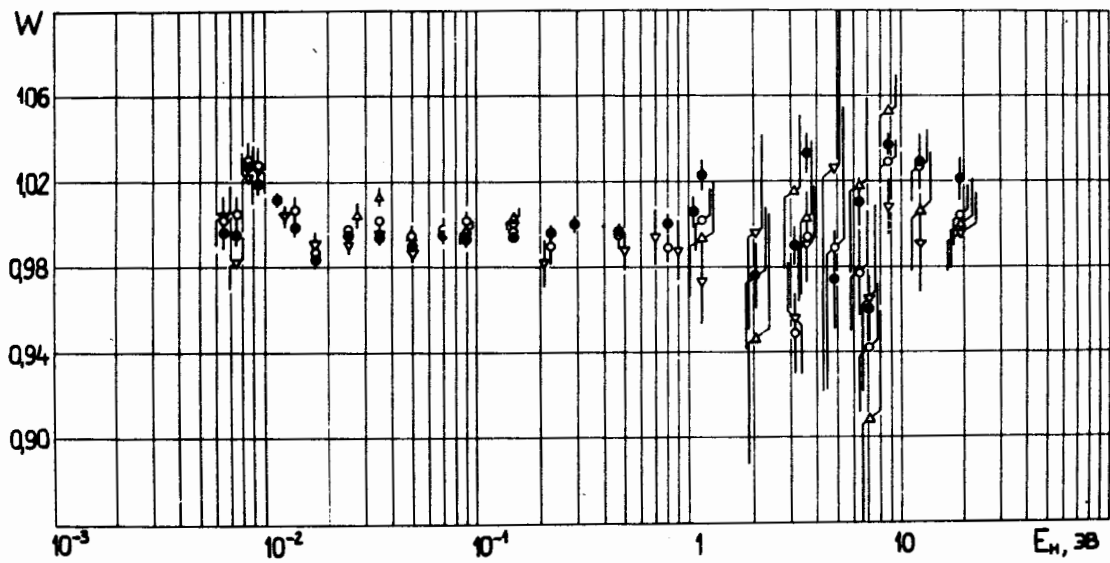


Рис.6. Зависимость \bar{W} , W_7 , W_8 и W_9 от E_n

- \bullet - \bar{W} ;
- \blacktriangledown - W_7 ;
- \circ - W_8 ;
- \triangle - W_9 .

Для резонансов первой группы (с меньшими \bar{W}) средневзвешенные значения $2g\Gamma_n^0$ и $\bar{\Gamma}_r$, вычисленные на основе значений $2g\Gamma_n^0$ и Γ_r работы ^{/16/} получились равными $0,030 \pm 0,018$ мэв и 37 ± 12 мэв соответственно. Для резонансов 1,14 эв, 3,60 эв, 6,40 эв и 8,78 эв они равны $0,190 \pm 0,135$ мэв и 52 ± 18 мэв. Такая большая разница в значениях $2g\Gamma_n^0$ для обеих групп резонансов согласуется с оценками величин $2g\Gamma_n^0$, которые сделаны в работе ^{/17/}, но поскольку число исследованных резонансов мало, то какие-либо выводы здесь, по-видимому, могут оказаться преждевременными.

Обсуждение

1. О вариации E_k . Как известно, в силу ряда особенностей ядра ^{235}U определение для него спинов нейтронных резонансов является весьма трудной задачей. К настоящему времени при помощи поляризационной техники, которая, несомненно, является наиболее надежным прямым методом определения спинов, исследованы лишь первые 3 резонанса ^{235}U ^{/9/}. Однако имеется ряд работ, в которых на основании предполагаемой зависимости некоторых экспериментальных данных от J (таких, например, как выходы осколков симметричного деления ^{/2,3/}, значения $\alpha = \Gamma_\gamma / \Gamma_r$ в резонансах ^{/16/}, интерференционный анализ сечений ^{/18/}, множественность γ -лучей радиационного захвата в резонансах ^{/29/} и пр.) делается попытка разделения резонансов на две группы, соответствующие двум разным значениям J .

Наблюдаемые в настоящей работе вариации значений \bar{W} в нейтронных резонансах ^{235}U и разделение резонансов на две группы по величине \bar{W} можно сопоставить как со значениями J , определенными в работах ^{/9,20/}, так и с условными разделениями резонансов на две группы, которые проводились авторами работ ^{/2,3,6,16,18,19,29/}, хотя трудность такого сопоставления очевидна из-за отсутствия полной и достаточно надежной информации о спинах резонансов ^{235}U .

В таблице IV для резонансов, которые исследовались в настоящей работе, приводятся величины J , условные значения спина или данные, на основе которых проводилось разделение резонансов на две груп-

пы. Полученные нами значения \bar{W} для первых трех резонансов согласуются с выводами авторов ^{/9,18/} о том, что спины резонансов 0,29 эв и 2,04 должны отличаться от спина резонанса 1,14 эв. С результатами Даббса ^{/19/} наше распределение по значениям \bar{W} для резонансов 0,29 эв, 1,14 эв и 8,78 эв также совпадает. Наиболее полно (за исключением резонанса 6,40 эв) наши результаты согласуются со спиновой идентификацией, проведенной Кирпичниковым и др. ^{/18/} на основании результатов интерференционного анализа сечений. С данными других работ ^{/2,3,6,16,20,29/} наши результаты согласуются частично.

На рис. 5 вместе с результатами Фалера и Тромпа ^{/8/} по асимметрии деления ^{235}U приводятся данные работы ^{/2/} и более поздние данные тех же авторов ^{/3/} для сильных резонансов 8,78 эв и 19,3 эв. Можно отметить, что для них большей величине \bar{W} соответствует существенно большая по сравнению с тепловой точкой асимметрия деления R . В работе ^{/8/} обнаружено, что выход осколков симметричного деления в резонансе 0,29 эв в $\approx 1,3$ раза больше, чем при делении нейтронами тепловых энергий. По значению \bar{W} резонанс 0,29 эв попадает в группу резонансов с меньшими \bar{W} . Хотя число резонансов, для которых \bar{W} сравниваются с асимметрией R , к сожалению, мало, сопоставление этих величин наводит на мысль о том, что резонансам с пониженным по сравнению с тепловой точкой выходом осколков симметричного деления соответствуют большие значения \bar{W} и, соответственно, большие E_k осколков, и наоборот. Каналовая теория деления предсказывает, что деление составного ядра ^{236}U по каналу с $J=3^-$ является более асимметричным, чем при делении по каналу с $J=4^-$ ^{/21/}. На основе этого предположения и отмеченной выше связи между значениями величин \bar{W} и асимметрией деления можно было бы считать вероятным, что в резонансах ^{235}U с $J=3^-$ E_k в среднем больше, чем в резонансах с $J=4^-$. Для выяснения вопроса о том, какая из величин больше $-E_k(3^-)$ или $E_k(4^-)$ - очевидно, необходимо провести исследования относительных выходов осколков W для большего числа резонансов и при более высоких E_n . С другой стороны, необходимо устранить противоречие между значениями спинов для резонансов 0,29 эв ($J=3^-$) и 1,14 эв ($J=4^-$),

определенными Сэйлором /9/ и противоположными значениями

J для них, которые следуют из совокупности данных работ /19,20,29/.

2. О количественной оценке изменения E_k в нейтронных резонансах ^{235}U . Хотя статистическая точность измерений, ограниченная условиями опыта, и является относительно невысокой, тем не менее можно пытаться количественно оценить изменение E_k от одной группы резонансов (с большим \bar{W}) к другой (с меньшим \bar{W}) следующим образом.

Согласно работе /22/, зависимость между пробегом R и энергией E осколка деления дается полуэмпирическим выражением

$$R = \beta E^a, \quad (1)$$

где обе величины β и a зависят от вида осколков и вещества, в котором происходит торможение осколков. Для осколков с одной и той же энергией E доля осколков A, которые выходят из мишени с толщиной $\rho \leq R$, находится по формуле

$$A = \frac{N}{N_0} = 1 - \frac{\rho}{2R}. \quad (2)$$

Для $\rho \geq R$ имеем

$$A = \frac{N}{N_0} = \frac{R}{2\rho}. \quad (2')$$

Наличие некоторого энергетического порога E_1 при регистрации осколков можно рассматривать как сокращение R осколков:

$$R_1 = R - \Delta = R \left[1 - \left(\frac{E_1}{E} \right)^a \right]. \quad (3)$$

Тогда при пороге E_1 вместо (2) имеем:

$$A_1 = \left(\frac{N}{N_0} \right)_{E_1} = 1 - \frac{\rho}{2R_1} \quad \text{для} \quad R_1 \geq \rho. \quad (4)$$

Из (1), (3) и (4) можно получить следующую формулу:

$$x_1 = \left(\frac{dN/N}{dE/E} \right)_{E_1} = \frac{1 - A_1}{A_1} \cdot \frac{a}{1 - \left(\frac{E_1}{E} \right)^a}. \quad (5)$$

В работе /23/, авторы которой рассчитывали энергетические спектры осколков из урановых слоев разной толщины, показано, что расчеты средней остаточной энергии осколков, доли осколков, вышедших из мишени и пр. в предположении некоторого среднего пробега \bar{R} и средней энергии осколков \bar{E} для всех осколков по формулам типа (2) и (2') хорошо согласуются с более строгими расчетами этих же величин с учетом действительного энергетического распределения начальных энергий осколков. Поэтому далее, как и в работе /23/, для простоты полагалось, что $R = \bar{R} = 7,4 \text{ мг/см}^2$ для UO_2 и $E = \bar{E} = 84 \text{ Мэв}$ при делении ^{235}U тепловыми нейтронами /24/. Величины A_1 , необходимые для вычисления x_1 при разных E_1 и ρ , определялись из данных работы /23/. На рис. 7 приводятся кривые $A_1 = f(\rho, E_1)$.

Для того, чтобы удовлетворить условию $\rho \leq R_1$, толстая мишень, которая использовалась в измерениях 7-9, имела относительно малую толщину ($\approx 1 \text{ мг/см}^2$). Неоднородность слоя мишени может привести к тому, что в действительности доля осколков, выходящих из мишени, будет отличаться от A_1 для значения $\bar{\rho}$. Поэтому нами определялась "эффективная" толщина $\rho_{\text{эфф}}$ мишени, которая соответствует действительной величине A_1 . Зная $\bar{\rho}$ толстой и тонкой мишеней, можно определить соотношение между полным числом делений в тонкой мишени $N_{t_0}^{(1)}$ и полным числом делений в толстой мишени $N_{t_0}^{(2)}$ в одном и том же участке обоих временных спектров деления и за одно и то же время измерений:

$$N_{t_0}^{(2)} = \frac{\bar{\rho}_2 \cdot S_2}{\bar{\rho}_1 \cdot S_1} N_{t_0}^{(1)}, \quad (6)$$

где S_2 и S_1 - площади соответствующих мишеней. Далее измеряли временные спектры, из которых определяли $N_{t_0}^{(1)}$ и число зарегистрированных делений в толстой мишени $N_{t_1}^{(2)}$, и вычисляли A_1 :

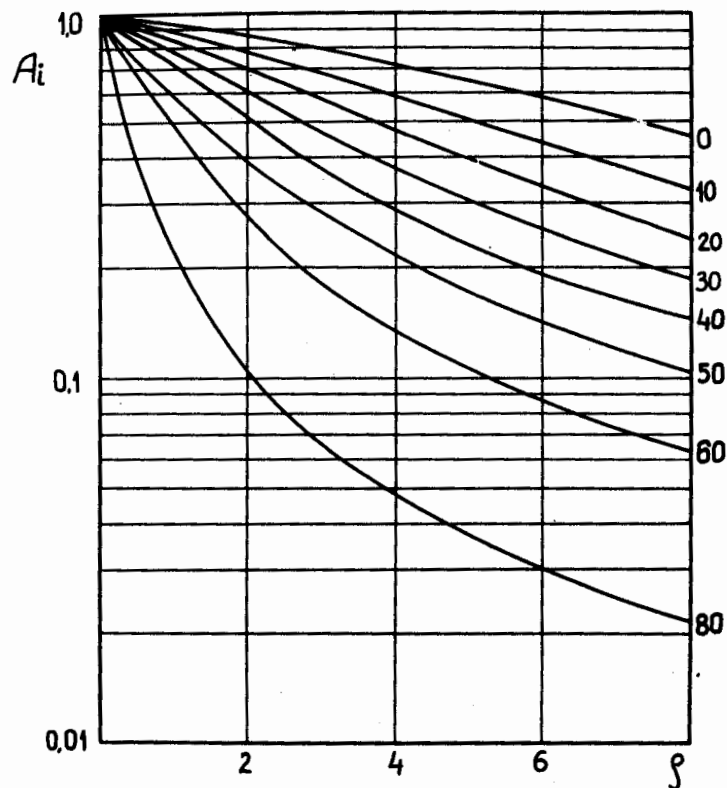


Рис.7. Кривые $A_i = f(\rho, E_1)$. Справа против каждой кривой даны пороги E_1 в Мэв. Толщина слоя ρ в $\text{мг}/\text{см}^2$.

$$A_1 = \frac{N_{f1}^{(2)}}{N_{fo}^{(2)}} = \frac{N_{f1}^{(2)}}{N_{fo}^{(1)}} \cdot \frac{\bar{\rho}_1 \cdot S_1}{\bar{\rho}_2 \cdot S_2} \quad (7)$$

Измерения проводились при порогах 20, 30, 40, 50, 60 и 80 Мэв в канале толстой мишени. Из данных, полученных при указанных выше E_1 и при помощи кривых $A_i = f(\rho, E_1)$, было определено значение $\bar{\rho}_{\text{эфф.}} = 1,8 \pm 0,15 \text{ мг}/\text{см}^2$.

В таблице III приводятся средневзвешенные и средние арифметические значения $\bar{w}(I)$ и $\bar{w}(II)$ для измерений 7 и 8 с $E_1 = 20$ Мэв и 55 Мэв.

Переходя к конечным приращениям ΔN и ΔE в (5), величину $\frac{\Delta N}{N}$ из (5) можно вычислить по формуле:

$$\frac{\Delta N}{N} \approx \frac{\bar{w}(II) - \bar{w}(I)}{\bar{w}(II)} \quad (8)$$

Изменение средней кинетической энергии осколков $\Delta \bar{E}$ или средней суммарной кинетической энергии $2\Delta \bar{E}$ определяем по формуле (5), пользуясь значениями $\frac{\Delta N}{N}$ из (8) и $\bar{E} = 84$ Мэв и определяя $x_1(E_1)$ из рис. 8 для $\bar{\rho}_{\text{эфф.}} = 1,8 \pm 0,15 \text{ мг}/\text{см}^2$. Для $E_1 = 20$ Мэв $\bar{w}(I)$ и $\bar{w}(II)$ практически одинаковы. По разностям средневзвешенных и средних арифметических $\bar{w}(II)$ и $\bar{w}(I)$ (таблица III) для $E_1 = 55$ Мэв получаем $(2\Delta \bar{E})_{\text{ср.взв.}} = 0,74 \pm 0,32$ Мэв и $(2\Delta \bar{E})_{\text{ср.арифм.}} = 1,22 \pm 0,66$ Мэв соответственно. В ошибки этих величин входят погрешности в определении $\bar{\rho}_{\text{эфф.}}$ и ошибки разности $\Delta \bar{w}$. Сопоставим более точную из величин $(2\Delta \bar{E})_{\text{ср.взв.}} = 0,74 \pm 0,32$ Мэв с оценками энергетической щели между полосами с $K = 0^-$ и $K = 1^-$ для составного ядра ^{236}U в седловой точке. В последних работах /25,26/ величина щели оценивается в $\approx 0,45$ Мэв /25/, а в /26/ приводятся две существенно отличающиеся по величине оценки: $\approx 0,8$ Мэв и $0,3$ Мэв. Наше значение несколько выше величины $0,45$ Мэв, хотя и согласуется с нею в пределах ошибок. Обе величины $-(2\Delta \bar{E})_{\text{ср.взв.}}$ и $(2\Delta \bar{E})_{\text{ср.арифм.}}$ лучше согласуются со значением $\approx 0,8$ Мэв из работы /26/.

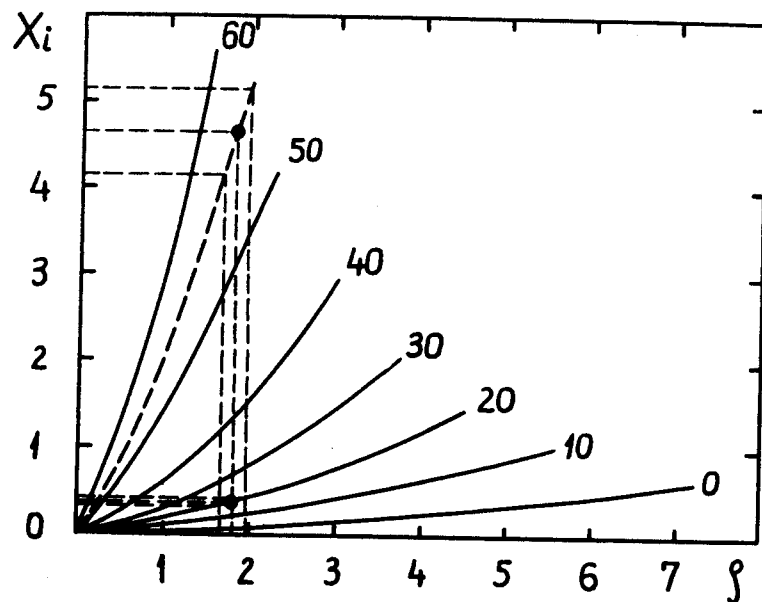


Рис.8. Кривые $\chi_i(\rho)$ при различных порогах. Пороги E_1 в Мэв. Пунктирная кривая соответствует $E_1 = 55$ Мэв. Толщина слоя ρ в $\text{мг}/\text{см}^2$.

Можно указать на некоторые факторы, которые могут вызвать дополнительное возрастание разности $\Delta \bar{w}$. По данным работ [2,3,27] выход осколков симметричного деления меняется в резонансах ^{235}U на 15-40%. Однако гораздо более существенным могло бы оказаться даже малое изменение выхода наиболее вероятных (и в среднем наиболее высокоэнергетических) осколков деления. Маловероятными, но в принципе возможными могут оказаться ($n, \gamma f$) -реакция [28] и наличие p -резонансов в группе с меньшими w .

В заключение авторы выражают благодарность Ф.Л. Шапиро, В.И. Московскому, Л.Б. Пикельнеру за обсуждения и полезные советы и Н. Чикову за участие в наладке аппаратуры.

Л и т е р а т у р а

1. О. Бор. "Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955г.)" т. 2, стр. 175.
2. G.A.Cowan et al., Phys. Rev., 122, 1286 (1961).
3. G.A.Cowan et al. Phys. Rev., 130, 2380 (1963).
4. В.Н. Андреев. "Тезисы докладов совещания по делению ядер". Ленинград, 1961, Изд. АН СССР.
5. J.A.Blyumkina et al., Nucl. Phys., 52, 648 (1964).
6. E.Melkonian and G.K.Mehta." Physics and Chemistry of Fission" (IAEA, Vienna, 1965), vol. II, p.355.
7. G.K.Mehta, Ph.D., thesis, Columbia University, 1963.
8. K.T.Faler and R.L.Tromp, Phys. Rev., 131, 1746 (1963).
9. V.L.Sailor et al., Bull. Am. Phys., Soc., 11, 29 (1966).
10. И. Брандштетер и др. Препринт 997, ОИЯИ, 1961.
11. Н. Янева, Е. Дерменджиев, И. Иванов. Доклады БАН, 19, №8 (1966).
12. Г.П. Жуков и др. Препринт Р-602, ОИЯИ, 1960.
13. В.Г. Субботин, Б.В. Фефилов. Препринт 13-3111, ОИЯИ, 1967.
14. В.Д. Ананьев и др. Препринт Р-2313, ОИЯИ, 1965.
15. Н.В. Смирнов, И.В. Дунин-Барковский. "Краткий курс математической статистики". М., Физматгиз, 1959.

16. Ван Ши-ди, Ван Юн-чан, Е. Дерменджиев, Ю.В. Рябов. "Physics and Chemistry of Fission" (IAEA, Vienna, 1965) vol.I, p. 287.
17. П.Е. Воронников. ЯФ, 6, 765 (1967).
18. И.В. Кирпичников, К.Г. Игнатьев, С.И. Сухоручкин. "Атомная энергия", 16, 216 (1964).
19. J.W.T. Dabbs et al., "Physics and Chemistry of Fission" (IAEA, Vienna, 1965), vol.I, p.39.
20. F. Poortmans et al. Докл. CN-23/79, конференция по ядерным данным для реакторов. Париж (1966).
21. J. Wheller, Physica, 22, 1103 (1956).
22. J.M. Alexander and M.F. Gazdik, Phys. Rev., 120, 874 (1960).
23. S. Kahn, R. Harman, V. Forgue, Nucl. Sci. Engineering, 23, 8 (1965) (1965).
24. J.C.D. Milton and J.S. Fraser, Can. J. Phys., 40, 1626 (1962).
25. H.C. Britt and F.A. Rickey, Bull. Amer. Phys. Soc., 13, 36 (1968).
26. J.E. Lynn, Nuclear Data for Reactors (IAEA, Vienna, 1967), vol. II, p.89.
27. L.V. Roeland, L.M. Bollinger, G.E. Tomas, Proc. UN Int. Conf. PUAE 15, 440 (1958).
28. V. Stavinsky and M.O. Shaker, Nucl. Phys., 62, 667 (1965).
29. M. Asghar et al., Physics Letters, 26B, 11, 664 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 октября 1968 года.

Таблица I

№ измерения	E_n эВ	Режим работы ИБРа	Мощность ИБРа кВт	Электронные блоки
1.	0,1 - 10	I	0,4	/I2/
2.	3 - 20	"	"	"
3.	0,0058 - 1,5	"	"	"
4.	0,0058 - 1,5	II	3	/I3/
5.	0,006 - 5	I	I	"
6.	0,006 - 5	"	"	"
7.	0,006 - 20	"	0,6	"
8.	0,006 - 20	"	"	"
9.	0,025 - 20	"	"	"

Пояснения к таблице I:

I - совместная работа ИБРа с микротроном при числе вспышек $\dot{t} = 50 \text{ сек}^{-1}$;

II - реакторный режим работы ИБРа ($\dot{t} = 5 \text{ сек}^{-1}$).

Таблица II

$E, \text{эВ}$	W_1	W_2	W_3	W_4	W_5
0,006-0,007			I,010±0,029	I,000±0,018	0,986±0,015
0,007-0,008			I,016±0,027	I,012±0,017	0,985±0,010
0,008-0,009			I,049±0,027	I,024±0,017	I,016±0,010
0,009-0,010			0,994±0,025	I,011±0,018	I,012±0,009
0,010-0,0135			I,010±0,013	0,994±0,009	I,011±0,005
0,0135-0,0150			0,996±0,020	0,987±0,015	0,995±0,007
0,015-0,020			0,979±0,010	0,999±0,007	0,985±0,003
0,02-0,03			0,992±0,007	I,002±0,005	0,998±0,002
0,03-0,04			0,987±0,007	0,991±0,006	0,991±0,002
0,04-0,06			0,986±0,006	0,987±0,005	0,991±0,002
0,06-0,08			I,008±0,007	0,989±0,007	0,997±0,002
0,08-0,10			0,998±0,010	0,998±0,009	0,994±0,003
0,10-0,20	0,984±0,002		I,016±0,008	I,018±0,006	I,004±0,003
0,20-0,25	0,998±0,005		I,025±0,020	0,992±0,023	0,999±0,005
0,25-0,29	I,000±0,005		I,000±0,017	I,000±0,022	I,000±0,011
0,35-0,60	0,997±0,003		I,015±0,015	0,966±0,020	I,001±0,005
0,6-1,0	0,990±0,006		I,048±0,023	I,024±0,031	I,009±0,009
1,0-1,1	I,005±0,011				I,015±0,014
1,03-1,28			I,029±0,032		
0,94-1,20				I,029±0,040	
1,1-1,2	I,022±0,012				I,038±0,017
2,04	0,974±0,021				0,974±0,038
3,14	I,013±0,016	0,995±0,024			I,007±0,025
3,58	I,033±0,016	I,017±0,025			I,049±0,023
4,84	0,937±0,035	0,986±0,056			0,999±0,059
6,40	I,036±0,017	I,010±0,025			
7,09	0,947±0,025	I,006±0,031			
8,78	I,041±0,007	I,041±0,010			
12,4		I,034±0,019			
19,3		I,045±0,016			

Таблица II (продолжение)

W_6	W_7	W_8	W_9	\bar{W}
0,986±0,015	I,004±0,014	I,002±0,011		0,996±0,007
0,982±0,010	0,982±0,012	I,005±0,008		0,995±0,005
I,031±0,010	I,022±0,012	I,030±0,008		I,027±0,005
I,019±0,009	I,026±0,011	I,028±0,008		I,019±0,005
I,016±0,005	I,013±0,006	I,013±0,004		I,012±0,002
0,994±0,007	0,991±0,009	I,007±0,006		0,999±0,004
0,985±0,003	0,991±0,005	0,987±0,004		0,984±0,002
0,980±0,002	0,991±0,004	0,998±0,003	I,004±0,006	0,995±0,001
0,995±0,002	0,995±0,004	I,002±0,003	I,013±0,004	0,994±0,001
0,986±0,002	0,987±0,004	0,995±0,002	0,995±0,004	0,990±0,001
0,990±0,002	0,990±0,004	0,998±0,003	0,995±0,004	0,995±0,001
0,987±0,003	0,995±0,005	I,002±0,004	0,997±0,006	0,993±0,002
0,995±0,003	I,000±0,004	0,997±0,003	I,003±0,005	0,994±0,001
0,994±0,005	0,982±0,011	0,990±0,008		0,996±0,003
I,000±0,011	I,000±0,009	I,000±0,007	I,000±0,008	I,000±0,003
I,003±0,005	0,988±0,009	0,995±0,006		0,997±0,002
I,025±0,009	0,991±0,009	0,989±0,007		I,000±0,004
I,006±0,014				I,006±0,007
	0,973±0,019		0,993±0,027	I,023±0,007
I,033±0,017		I,002±0,015		
0,976±0,038	0,996±0,046	0,975±0,033	0,947±0,059	0,976±0,015
0,989±0,025	0,956±0,026	0,949±0,019	I,015±0,036	0,990±0,009
I,028±0,024	0,991±0,027	0,994±0,021	I,003±0,036	I,033±0,009
I,023±0,060	I,026±0,104	0,989±0,066	I,178±0,122	0,974±0,023
	0,978±0,028	0,977±0,020	I,018±0,041	I,010±0,011
	0,965±0,044	0,942±0,030	0,909±0,050	0,960±0,016
	I,029±0,013	I,053±0,017	I,037±0,017	I,037±0,005
	0,991±0,023	I,027±0,017	I,006±0,028	I,029±0,013
	0,996±0,019	I,004±0,014	I,000±0,021	I,021±0,010

Таблица III

Измерение	I		2	
	$\frac{W(I)}{W(II)}$	$W(II) - W(I)$	$\frac{W(I)}{W(II)}$	$W(II) - W(I)$
I	$0,997 \pm 0,005$ $1,036 \pm 0,005$	$0,039 \pm 0,007$	$0,974 \pm 0,011$ $1,033 \pm 0,008$	$0,059 \pm 0,014$
2	$0,997 \pm 0,018$ $1,036 \pm 0,007$	$0,039 \pm 0,019$	$0,993 \pm 0,028$ $1,028 \pm 0,010$	$0,035 \pm 0,030$
5	$0,999 \pm 0,010$ $1,041 \pm 0,014$	$0,042 \pm 0,017$	$0,995 \pm 0,019$ $1,043 \pm 0,020$	$0,048 \pm 0,028$
6	$0,997 \pm 0,010$ $1,031 \pm 0,014$	$0,034 \pm 0,017$	$0,997 \pm 0,022$ $1,030 \pm 0,021$	$0,033 \pm 0,031$
7	$0,995 \pm 0,008$ $0,993 \pm 0,008$	$-0,002 \pm 0,011$	$0,989 \pm 0,025$ $0,989 \pm 0,009$	0
8	$0,992 \pm 0,007$ $1,013 \pm 0,006$	$0,021 \pm 0,009$	$0,971 \pm 0,017$ $1,005 \pm 0,007$	$0,034 \pm 0,018$
9	$0,997 \pm 0,009^{x)}$ $1,019 \pm 0,010$	$0,022 \pm 0,014$	$0,968 \pm 0,025^{x)}$ $1,012 \pm 0,013$	$0,044 \pm 0,028$
Среднее по всем измер.	$0,997 \pm 0,003$ $1,029 \pm 0,003$	$0,032 \pm 0,004$	$0,980 \pm 0,008$ $1,025 \pm 0,005$	$0,045 \pm 0,010$

x) — $W(I)$ для измерения 9 сосчитаны без резонанса 4,84 эв.

Таблица IV

E, эв	Настоящая работа		/2,3/ Выход симметричного деления (Ag^{III}/Mo^{99}), $\cdot 10^{-3}$	/9/ 7	/20/ 7	/19/ 7	/18/ 7	/29/ R		/16/ Γ_j		/6/ π) E_K	
	меньше	больше						(3 ⁻)	(4 ⁻)	(3 ⁻)	(4 ⁻)	меньше	больше
0,29	+		1,175	3		7 ₂	7 ₂			+			
1,14		+	"	4		7 ₁	7 ₁	+		+			
2,04	+		"	3			7 ₂		+			+	
3,14	+		"				7 ₂	+		+			
3,60		+	"				7 ₁	+		+			
4,84	+		"				7 ₂		+			+	
6,40		+	"				7 ₂		+			+	
7,09	+		0,95				7 ₂	+				+	
8,78		+	0,95 (0,47 ± 72%)		3	7 ₁		+		+			+
12,4		+	0,95		4				+			+	
19,3		+	0,95 (0,67 ± 10%) (0,59 ± 3%)						+		+		+

ж) — данные взяты из таблицы I работы ¹⁶⁾.