

УФИ-4
5/67

INDC-187A

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В СССР

СБОРНИК АННОТАЦИЙ

Выпуск 4

информационный центр по ядерным данным

Обнинск 1967 г.

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В СССР

(Сборник аннотаций)

Выпуск 4

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

- А.Е.Савельев (Ответственный редактор, Физико-энергетический институт)
Г.З.Борухович (Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе АН СССР)
Ю.П.Попов (Объединенный институт ядерных исследований)
В.Г.Мадеев (Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова)
И.А.Корж (Институт физики АН УССР)
В.Н.Андреев (Институт теоретической и экспериментальной физики)
А.И.Обухов (Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

Обнинск, 1967 г.

В сборнике представлены аннотации работ, посвященных экспериментальному или теоретическому анализу ядерных реакций с участием частиц до энергий $\sim 20-30$ Мэв, а также работ, в которых изучается деление ядер.

Сборник охватывает исследования, проведенные в некоторых институтах Советского Союза во второй половине 1966 года.

Корректор Герасимова Н.П.

Заказ № 174 . Тираж 250 экземпляров

Отпечатано на роталпринте ФЭИ, май 1967 г.

П.лит. N103 от 13.5.67.

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

К СТАТИСТИЧЕСКОМУ ПОДХОДУ В ТЕОРИИ ДЕЛЕНИЯ.

А.В.Игнатюк, В.С.Ставинский, Д.Н.Шубин

На основе статистической теории ядерных реакций в ряде работ [1] были проведены расчеты выходов продуктов деления. Детальный анализ показал, что такие расчеты нельзя считать удовлетворительными, так как число подбираемых параметров теории равно числу объясняемых экспериментальных данных.

Используя метод перевала, можно получить приближенные выражения для выхода масс, средних кинетических энергий и дисперсий кинетических энергий осколков:

$$Y(A_1, A_2) = \text{const} \frac{\alpha}{\alpha_1 \alpha_2 (Q - \bar{E}_k - \Delta)} e^{-\psi(B - \bar{E}_k) + 2\sqrt{\alpha(Q - \bar{E}_k - \Delta)}} \quad (1)$$

$$\psi - \sqrt{\frac{\alpha}{Q - \bar{E}_k - \Delta}} \left(1 - \frac{1}{4} \frac{1}{\sqrt{\alpha(Q - \bar{E}_k - \Delta)}} \right) = 0,$$

$$\sigma_{\bar{E}_k}^2 = 2 \sqrt{\frac{(Q - \bar{E}_k - \Delta)^3}{\alpha}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\alpha(Q - \bar{E}_k - \Delta)}} \right)^{-1}$$

где α_1 и α_2 - параметры плотности уровней осколков; $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$;
 Δ - энергия спаривания;
 \bar{E}_k - средняя кинетическая энергия осколков;
 Q - энергия реакции;
 B - высота барьера и ψ - параметр крутизны барьера.

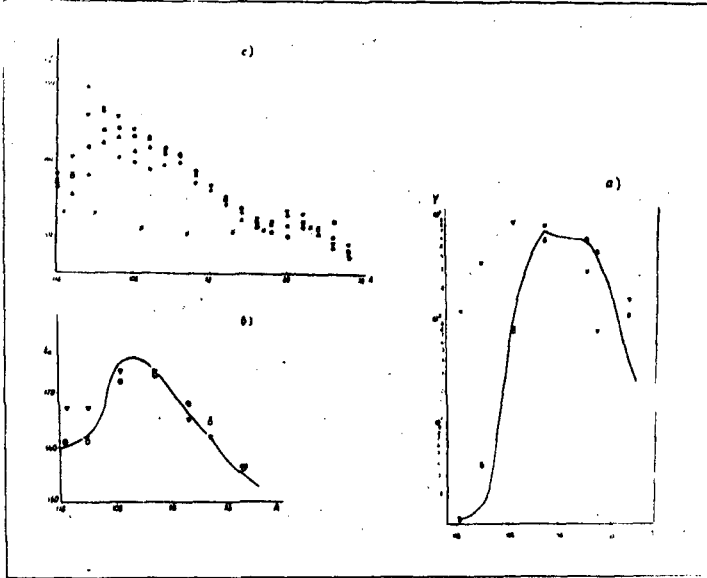
Эти соотношения дают простую связь параметров теории с экспериментально наблюдаемыми величинами и в то же время являются достаточно точными, совпадая с результатами расчетов выходов осколков на ЭВМ с точностью до нескольких процентов.

Из представленных на рисунке результатов расчетов видно, что совпадение расчетов с экспериментом обусловлено подбором Q и B для каждой массы осколка, но рассчитанные дисперсии не совпадают с экспериментом даже после такого подбора.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о слабой зависимости средней кинетической энергии осколков от энергии возбуждения делящегося ядра, позволяют сформулировать требование к поведению сечения обратного процесса. Так как средняя кинетическая энергия осколков определяется (1) положением максимума произведения сечения обратного процесса и плотности уровней осколков, то сечение обратного процесса должно зависеть от энергии возбуждения таким образом, чтобы скомпенсировать эту зависимость в плотности уровней. Ни в одном из случаев, когда мы выражаем сечение обратного процесса через проницаемость некоторого барьера, это требование не выполняется. Представление процесса слияния двух возбужденных осколков как прохождения системы через некоторый статический барьер, не меняющийся в процессе движения, является, по-видимому, слишком упрощенным. Поэтому учет специфики переходного состояния в сечении обратного процесса является существенно необходимым, и статистический подход к делению, наряду с рассмотрением фазового пространства, должен включать в себя характеристики переходного процесса.

ЛИТЕРАТУРА:

- I E. Erba, V. Facchini, E. Satta-Menichella, F. Tonolini,
 L. Tonolini *Svevignini Phys. Lett.* 6 (1962) 294.
 E. Erba, V. Facchini, E. Satta-Menichella,
 F. Tonolini *Phys. Lett.* 12 (1964) 109.
 E. Erba, V. Facchini, E. Satta-Menichella *Nucl. Phys.* 84 (1966) 595.



- а) Выход масс осколков;
 в) Средняя кинетическая энергия осколков : } $U^{235}(n, f)$
- экспериментальная кривая,
 x x результаты расчетов [1],
 o o результаты расчетов согласно (I) с параметрами, подобранными EFM в [1],
 ∇ ∇ результаты расчетов без подбора параметров.
- с) Дисперсия средних кинетических энергий осколков:
- | | | |
|-----|--------------------|---|
| o o | тепловые нейтроны, | } Экспериментальные данные взяты из работы Воробьева В.Г. и др. "Ядерная физика" 4, 325 (1966), |
| Δ Δ | $E_n = 5$ Мэв, | |
| □ □ | $E_n = 6$ Мэв, | |
| ∇ ∇ | $E_n = 7$ Мэв, | |
- x x расчеты согласно (I) с подобранными значениями параметров [1].

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И МАССОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ
 $U-235$ И $U-233$ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

П.П.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов, В.Б.Михайлов, В.Ф.Семенков,
 В.И.Сенченко, А.Н.Утжников

Направлено в журнал "Ядерная физика"

В работе выполнены измерения распределений осколков по массам и кинетическим энергиям при делении U^{233} нейтронами с энергией 430 кэв, 630 кэв и 1,1 Мэв и U^{235} нейтронами с энергией 100 кэв, 260 кэв, 700 кэв и 1,3 Мэв. Метод измерений заключался в одновременном измерении энергий парных осколков при помощи поверхностно-барьерных кремниевых детекторов.

На рис. 1 показаны выходы осколков для $U-233$ (а) и $U-235$ (б). Выходы осколков отчетливо проявляют тонкую структуру для всего диапазона энергий нейтронов, применявшихся в настоящей работе.

На рис. 2 представлены кинетические энергии осколков для различных способов деления при бомбардировке ядер $U-233$ (а) и $U-235$ (б) тепловыми нейтронами и их изменения $\Delta E_k(M_n) = E_k^b(M_n) - E_k^t(M_n)$ при делении быстрыми нейтронами. Отмечается, что измерения кинетической энергии зависят от масс осколков.

В таблице приведены значения изменений средней суммарной кинетической энергии осколков при делении тепловыми и быстрыми нейтронами ($\Delta \bar{E}_k = \bar{E}_k^b - \bar{E}_k^t$).

Изменения выходов и кинетических энергий осколков приписываются влиянию переходных состояний делящихся ядер.

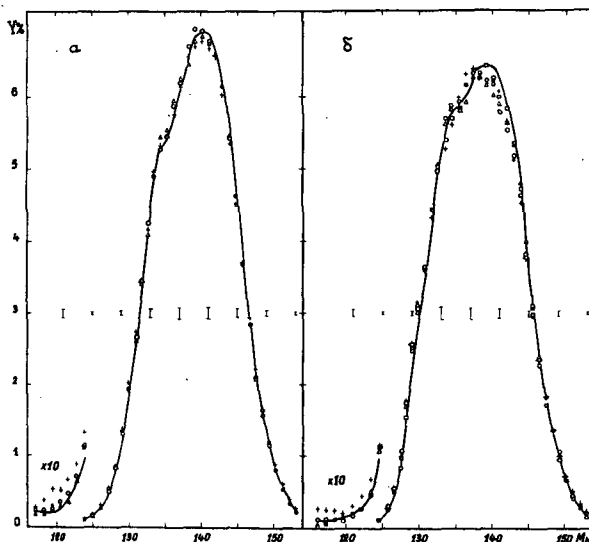


Рис. 1.

Выходы осколков при делении $U-233$ (а) тепловыми нейтронами (сплошная линия) и нейтронами с энергией 430 кэв (Δ), 630 кэв (\circ), 1,1 Мэв ($+$) и $U-235$ (б) тепловыми нейтронами (сплошная линия) и нейтронами с энергией 100 кэв (\square), 260 кэв (Δ), 700 кэв (\circ) и 1,3 Мэв ($+$).

Указаны типичные статистические ошибки при делении быстрыми нейтронами. Для тепловых нейтронов ошибки в 2 раза меньше.

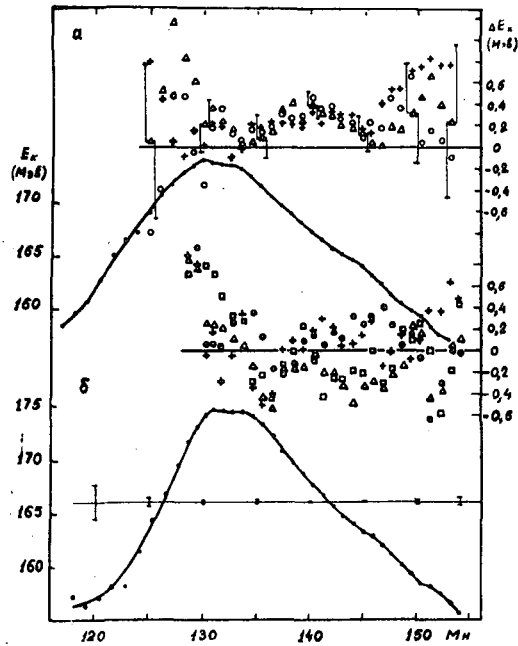


Рис. 2.

Кинетические энергии осколков при делении $U-233$ (а) и $U-235$ (б) тепловыми нейтронами (сплошная линия) и изменения кинетических энергий ΔE_k при делении быстрыми нейтронами (шкала справа):

$U-233$ - Δ - 430 кэВ, \circ - 630 кэВ, $+$ - 1,1 МэВ

$U-235$ - \square - 100 кэВ, Δ - 260 кэВ, \bullet - 700 кэВ, $+$ - 1,3 МэВ.

Указаны типичные статистические ошибки для E_k при делении тепловыми нейтронами и для ΔE_k при делении быстрыми нейтронами (при делении $U-235$ нейтронами с $E_n = 100$ кэВ и $E_n = 700$ кэВ ошибки для ΔE_k в два раза больше, чем указанные типичные ошибки).

Таблица

		Ядро-мишень						
		U -233			U -235			
ΔE_n МэВ		$0,43 \pm 0,06$	$0,63 \pm 0,06$	$1,1 \pm 0,1$	$0,1 \pm 0,08$	$0,26 \pm 0,06$	$0,7 \pm 0,06$	$1,3 \pm 0,1$
ΔE_k кэВ		300 ± 80	250 ± 80	215 ± 80	60 ± 160	-30 ± 80	140 ± 160	60 ± 80

ПРОСТОЕ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ СООТНОШЕНИЕ ДЛЯ УГЛОВОЙ АНИЗОТРОПИИ
ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ.

В.Г.Нестеров, Г.Н.Смиренкин, А.С.Тишин

Направлено в журнал "Ядерная физика"

Анализируется расхождение квантово-механических расчетов угловой анизотропии деления ядер нейтронами с известной квазиклассической формулой Халперна и Струтинского

$$A = \frac{l_{max}^2}{8 K_0^2} = \frac{5 E_n}{8 K_0^2} \quad (1)$$

Приводится простое полуэмпирическое соотношение для среднего квадрата углового момента ядра, основанное на классической зависимости $l_{max} = c \sqrt{E_n}$

$$l(l+1) = \frac{1}{2} (2,10 \sqrt{E_n} + 1)^2 \quad (2)$$

Использование соотношения (2) приводит к следующему выражению для A :

$$A = \frac{(l_{max}+1)^2}{8 K_0^2} = \frac{(2,10 \sqrt{E_n} + 1)^2}{8 K_0^2} \quad (3)$$

которое устраняет отмеченное выше расхождение.

На рисунке демонстрируется согласие вычислений K_0^2 по формуле (3) на основе экспериментальных данных об угловой анизотропии деления Pu^{239} нейтронами с результатами квантовых расчетов Гриффина и расхождение последних с вычислениями K_0^2 по формуле (1).

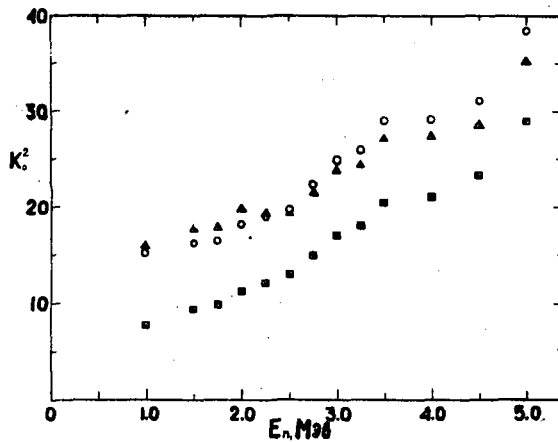


Рис. 1.

Значения K_0^2 при делении Pu^{239} нейтронами, полученные в квантово-механических расчетах Гриффина — ▲, по формуле (1) — ■ и по формуле (3) — ○.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ Th^{232} НЕЙТРОНАМИ.

С.Б.Ермагамбетов, В.Ф.Кузнецов, Л.Д.Смиренкина,
Г.Н.Смиренкин

Доклад на Парижской конференции по ядерным дан-
ным, 1966 г. "Ядерная физика" 5, 257 (1966)
Письма ЖЭТФ 5, №1 (1967)

Измерен относительный ход сечения деления Th^{232} быстрыми нейтронами от 0,6 до 3,0 Мэв. Опыт выполнен с помощью многослойной камеры деления, в которую было загружено около 6 г окси тория. Результаты измерений приведены на рис. 1. В ходе интегрального сечения σ_f от 0,6 до 1,2 Мэв, не изученного ранее, обнаружены нерегулярности, положение которых коррелирует с уровнями ядра Th^{232} , которые возбуждаются в результате неупругого рассеяния. Выполнена оценка $E_{шл} = 0,06 \pm 0,01$ Мэв, характеризующая кривизну барьера деления ядра Th^{232} .

Измерения дифференциальных сечений деления, иначе говоря, угловых распределений осколков, выполнены с помощью методики круглых стекол в диапазоне энергий нейтронов E_n от 1,0 до 2,5 Мэв. Результаты измерений для угловой анизотропии деления $\frac{W(\nu)}{W(90^\circ)}$ в виде сплошной кривой показаны на рис. 1. На рис. 2 приведено распределение $W(\nu)$ для $E_n = 1,60 \pm 0,02$ Мэв. Оно существенно отличается от результатов измерений Хенкеля и Бролли, ставших уже классической демонстрацией каналовых эффектов. Это изменило идентификацию преимущественного канала деления, ответственного за вид $W(\nu)$, с $K^{\pi} = 3/2^-$ на $3/2^+$ (или $5/2^+$). Более подробный анализ нижайших каналов деления, участвующих в делении Th^{232} нейтронами, привел к следующей последовательности K^{π} : $1/2^+$, $3/2^-$, $3/2^+$ и т.д.

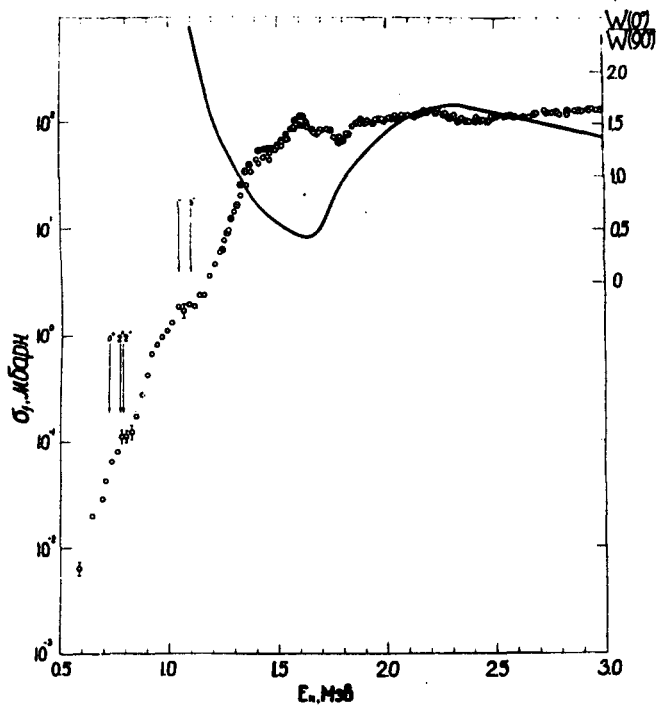


Рис. I.

Сечение σ_f и угловая анизотропия деления Th^{232} нейтронами.

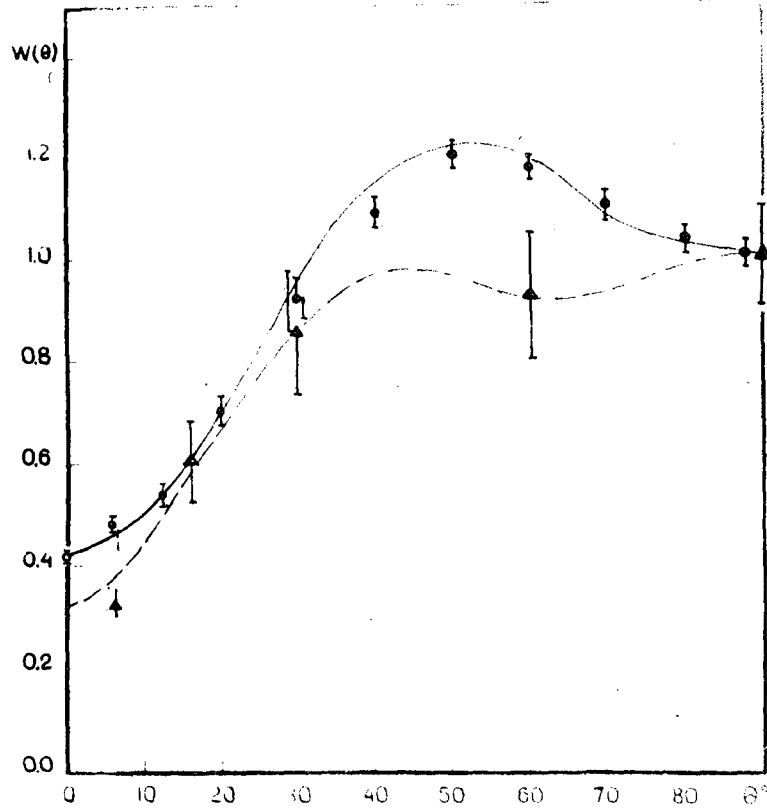


Рис. 2.

Угловое распределение осколков деления при $E_n = 1,6$ Мэв

- - результаты настоящих измерений,
- ▲ - данные Хенкеля и Бролли.

КАНАЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ $\bar{\nu}$ U^{235} И Th^{232} .

Л.И.Прохорова, Г.Н.Смиренкин, Д.Л.Шпак

Доклад на Парижской конференции по ядерным данным, 1966 г.

В докладе приводятся результаты измерений зависимости среднего числа вторичных нейтронов $\bar{\nu}$, от энергии нейтронов E_n , вызывающих деление U^{235} и Th^{232} . Измерения $\bar{\nu}$ проводились методикой отбора совпадений импульсов от $B^{10}F_3$ -счетчиков в парафиновом блоке и помещенной внутрь него многослойной камеры деления. Источником нейтронов была реакция $T(p,n)$ на ускорителе Ван-де-Граафа. Измерения $\bar{\nu}$ Th^{232} были выполнены в интервале энергий нейтронов от 1,6 Мэв до 3,2 Мэв.

Измерения $\bar{\nu}$ U^{235} - в интервале энергий от 0,4 Мэв до 3,2 Мэв. Точность значений $\bar{\nu}$ около 1% для U^{235} и около 2% для Th^{232} .

Проведено сравнение измеренного $\bar{\nu}$ со значениями, вычисленными из величины средней кинетической энергии осколков в этой же энергетической области.

В целом измеренная зависимость $\bar{\nu}$ от энергии нейтронов E_n , вызывающих деление U^{235} , представляет собой некую ступенчатую кривую. В частности, на участке энергий от 1 Мэв до 2 Мэв наклон $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n}$ составляет 0,085 Мэв⁻¹, в то время как при более высоких энергиях нейтронов $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n} \approx 0,16$ Мэв⁻¹.

Одним из возможных объяснений ступенчатой зависимости $\bar{\nu}$ от энергий нейтронов, вызывающих деление четно-четного компаунд-ядра U^{236} , могло бы быть наличие энергетической щели в спектре каналов деления U^{236} . Ступенчатая структура энергетической зависимости $\bar{\nu}$ качественно хорошо согласуется с заключениями работы Струтинского В.М. и Павлинчука В.А. о влиянии эффектов спаривания нуклонов на спектр внутреннего возбуждения делящихся ядер.

Пунктирные прямые на рис. I соответствуют следствиям этой теории о наличии двух участков энергии возбуждения, где $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n}$ отличается в 1,5 раза.

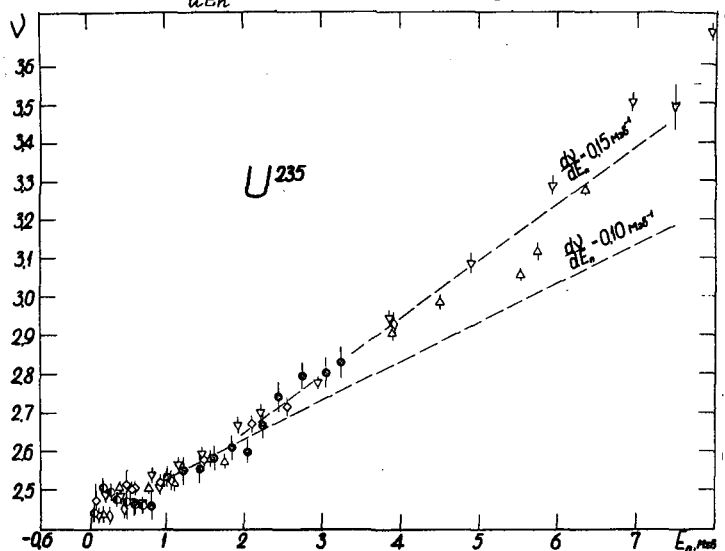


Рис. I.

Сравнение результатов данной работы \bullet с измерениями $\bar{\nu}$ U^{235} других авторов.

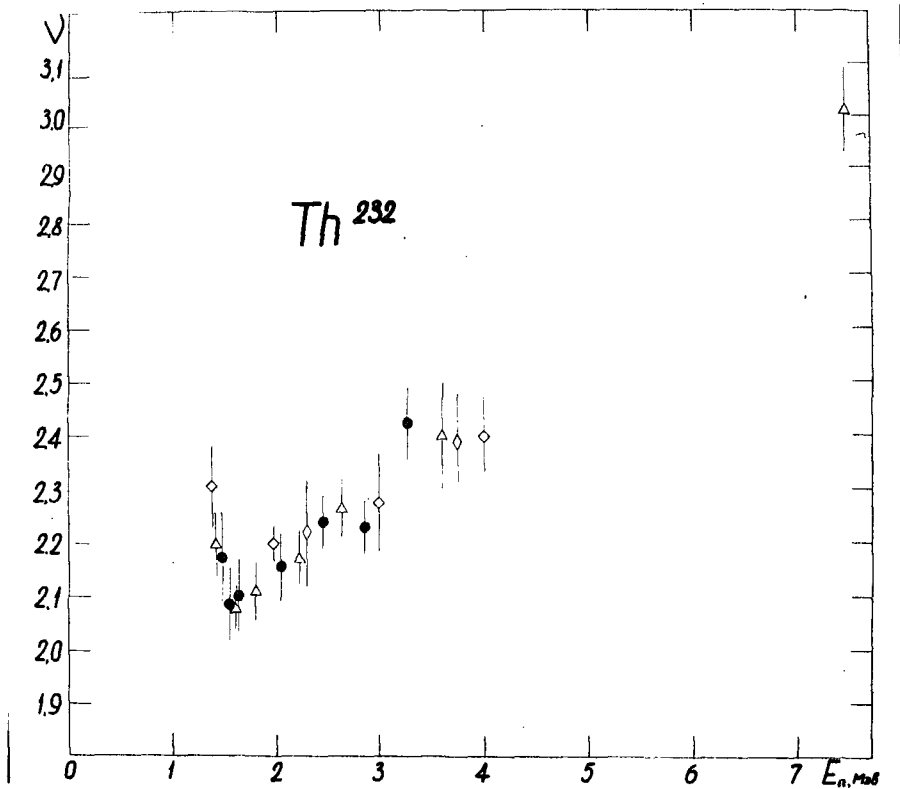


Рис. 2.
Сравнение результатов измерения ν Th^{232} данной работы \bullet
с результатами других авторов.

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ ВБЛИЗИ
ПОРОГА.

Н.С.Работнов, Г.Н.Смиренкин, А.С.Солдатов, Л.Н.Усачев
Физико-энергетический институт

С.П.Капица, Ю.М.Ципенюк
Институт физических проблем АН СССР им. С.И.Вавилова

Приводятся результаты измерений угловых распределений осколков $w(\nu)$ при фотоделении ряда ядер (Th^{232} , U^{238} , Pu^{240} , Pu^{242} , Pu^{239}) фотонами тормозного излучения с максимальной энергией $E_{max} = 5 + 8$ Мэв, выполненные за последнее время. Эксперимент был поставлен на микротроне ИФП АН СССР с использованием методики регистрации осколков стеклами. Угловые распределения представлены в виде $w(\nu) = a + b \sin^2 \nu + c \sin^2 2\nu$ с использованием нормировки $a + b = 1$. Выполнен анализ полученных результатов совместно с данными Каца и др.

о сечении деления σ_f в духе модели О.Бора о переходных состояниях делящегося ядра.

Связь между энергетическими зависимостями σ/a (E^*) и σ_f (E), где E - энергия γ -квантов, а E^* - средняя энергия возбуждения по сечению деления и тормозному спектру, зависит от способа, которым определенное преимущественное значение проекции полного углового момента составного ядра на ось ядра K выделяется в процессе деления. Возможны два варианта: а) K фиксируется в течение времени, значительно меньшего времени жизни составного ядра, но большего времени прохождения седловой точки и б) при энергиях возбуждения, близких к порогу деления, K сохраняется в состояниях компаунд-ядра, т.е. имеет определенное значение в течение всего времени жизни этих состояний.

Показано, что в случае а) точка $E_{крит}$, в которой анизотропия деления начинает уменьшаться от максимального значения к нулю, должна лежать на величину $\Delta E = E_f - T_f$ выше T_f (E_f - истинный порог деления, а T_f - значение энергии, при которой делительная ширина сравнивается с радиационной), а в предположении б) должно выполняться равенство $E_{крит} = T_f$. Экспериментальные данные (рис. I) согласуются с предположением б): $E_{крит} \approx T_f$ во всех случаях, в то время как в предположение а) $\Delta E \approx 600 - 500$ кэв. Анализ фотоделения Pu^{239} также подтверждает гипотезу о существовании приближенного закона сохранения K при умеренных энергиях возбуждения.

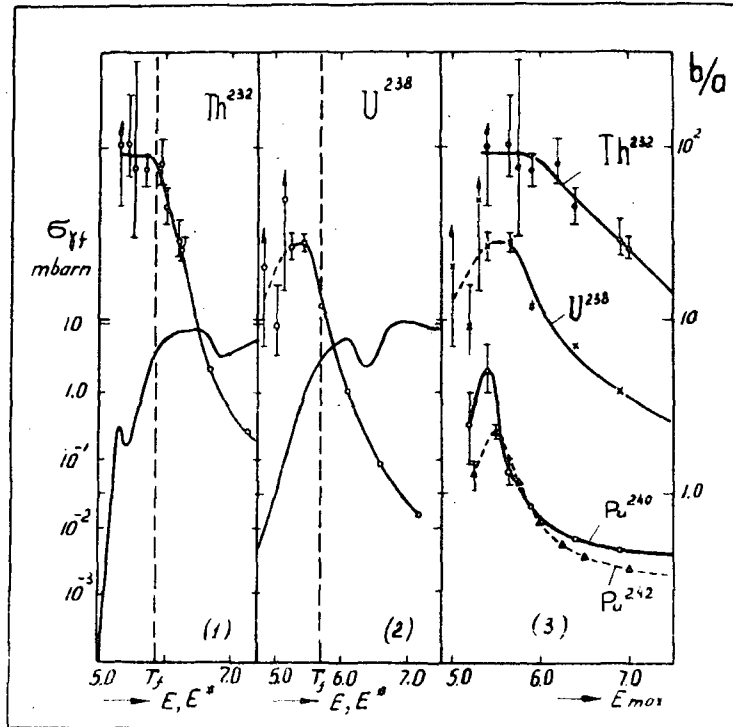


Рис. I .

ВЛИЯНИЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ЭНЕРГИЮ ЯДРА В ТОЧКЕ
РАЗРЫВА .

А.В.Игнатюк

В работе изучается распределение масс, заряда, кинетической энергии и деформации осколков на основе вычисления энергии делящегося ядра в момент разрыва шейки. Для описания конфигурации ядра использована модель разделенных сфероидов, энергия которых вычисляется с учетом влияния оболочечной структуры на их деформируемость. Показано, что минимум энергии соответствует асимметричному делению для тяжелых делящихся ядер, симметричному для легких и трехгорбой кривой выхода масс для промежуточной области. Полученные результаты достаточно хорошо описывают также распределение средних кинетических энергий и заряда осколков данной массы во всей области делящихся ядер.

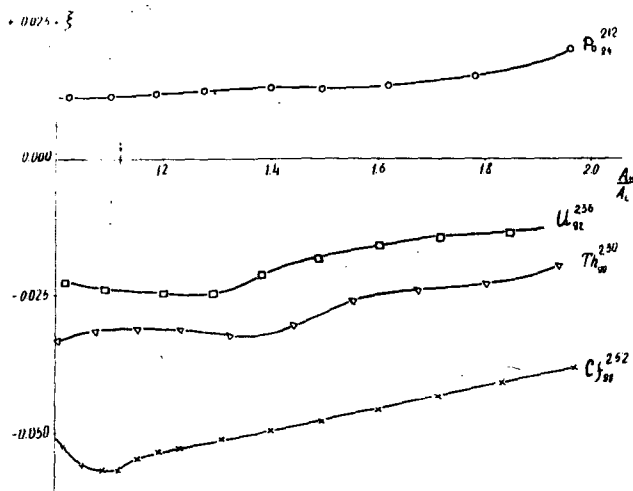


Рис. I

Энергия точки разрыва в зависимости от отношения масс осколков.
(ξ в единицах энергии поверхностного натяжения делящегося ядра)

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИИ И ВЫХОДЫ ОСКОЛКОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ УРАНА -233
И УРАНА-238 МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ НЕЙТРОНАМИ.

В.И.Сенченко, А.И.Сергачев, В.Б.Михайлов, В.Г.Воробьева,
М.З.Тараско, Б.Д.Кузьминов

Направлено в журнал "Ядерная физика"

В работе исследовались распределения осколков по массам и кинетическим энергиям при делении U^{233} тепловыми нейтронами и нейтронами с энергией 0,43 Мэв и 2,6 Мэв и U^{238} нейтронами с энергией 2,5 и 7 Мэв. Экспериментальный метод заключался в одновременном измерении энергий дополнительных осколков при помощи кремниевых полупроводниковых детекторов.

На рис. 1 показаны распределения осколков по массам при делении U^{233} тепловыми нейтронами и нейтронами с энергией 0,43 Мэв и 2,6 Мэв (а) и U^{238} нейтронами с энергией 2 Мэв, 5 Мэв и 7 Мэв (б).

На рис. 2 представлены изменения выходов осколков $\Delta Y = Y(E_n) - Y_0$, где в качестве Y_0 для U^{233} приняты выходы осколков при делении тепловыми нейтронами, а для U^{238} нейтронами с энергией 2 Мэв. Отмечается, что изменения выходов при делении U^{233} и U^{238} различны и обсуждается влияние различных факторов на эти изменения.

Средние кинетические энергии осколков деления при рассматриваемых энергиях возбуждения меняются очень мало. Изменения кинетической энергии симметричных осколков с увеличением энергии возбуждения не выходят за пределы статистических ошибок измерений.

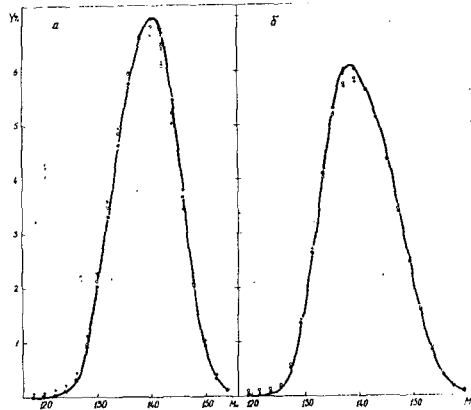


Рис. 1.

Распределения осколков по массам при делении:

- а - U^{233} тепловыми нейтронами (\odot), нейтронами с энергией 0,43 Мэв (\circ) и 2,6 Мэв ($+$);
- б - U^{238} нейтронами с энергией 2 Мэв (\odot), 5 Мэв (\circ) и 7 Мэв ($+$).

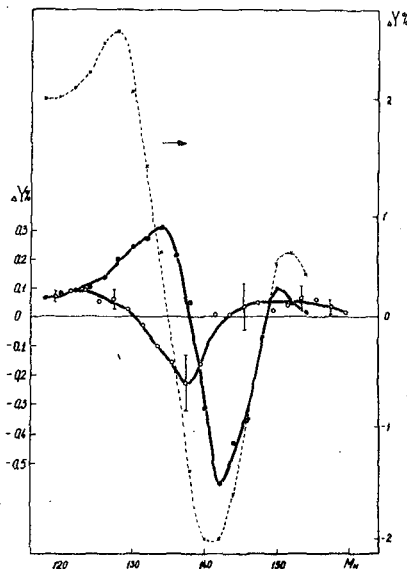


Рис. 2.

Изменения выходов осколков ΔY при делении U^{233} нейтронами с энергией 2,6 Мэв (\odot), $Th^{230} + \alpha$ 25,7 Мэв (\times) и U^{238} - 5 Мэв (\circ).

КОРРЕЛЯЦИИ РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР.

Е.В.Гай, Н.С.Работнов

В работе рассмотрены некоторые причины появления наблюдаемой корреляционной связи между разными случайными величинами, характеризующими нейтронные резонансы, и показано, что, зная коэффициент корреляции, можно оценить различие средних резонансных параметров для двух спиновых подсистем. Так, например, обычно предполагается, что средние значения величины $(2g\Gamma_{n_0})_i$ где $g = \frac{2J+1}{2(2I+1)}$ (J - спин резонансного уровня, I - спин ядра-мишени) от J не зависят. Проведенный расчет дает:

$$\frac{(2g\Gamma_{n_0})_1}{(2g\Gamma_{n_0})_2} = \left(1 - \frac{R(1+\delta\alpha)}{\sigma(1-\alpha)}\right) / \left(1 + \frac{R(1+\delta\alpha)}{1-\alpha}\right),$$

где

$$\alpha = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2}; \quad \delta = \frac{g_1}{g_2}; \quad R = \frac{\Gamma_f \cdot 2g\Gamma_{n_0}}{\Gamma_j \cdot 2g\Gamma_{n_0}} - 1,$$

усреднение в R проводится по всем резонансам без различия спина, т.е. R - непосредственно вычисляемая по экспериментальным данным величина. Однако о различии $(2g\Gamma_{n_0})_i$ можно с уверенностью судить лишь при отрицательном коэффициенте корреляции r , т.к. положительное значение r может быть следствием пропуска уровня. Последний эффект использован для определения доли пропущенных резонансов. В пределах статистической точности экспериментальных данных для оценок можно пользоваться "средней" кривой, проведенной на рисунке I пунктиром.

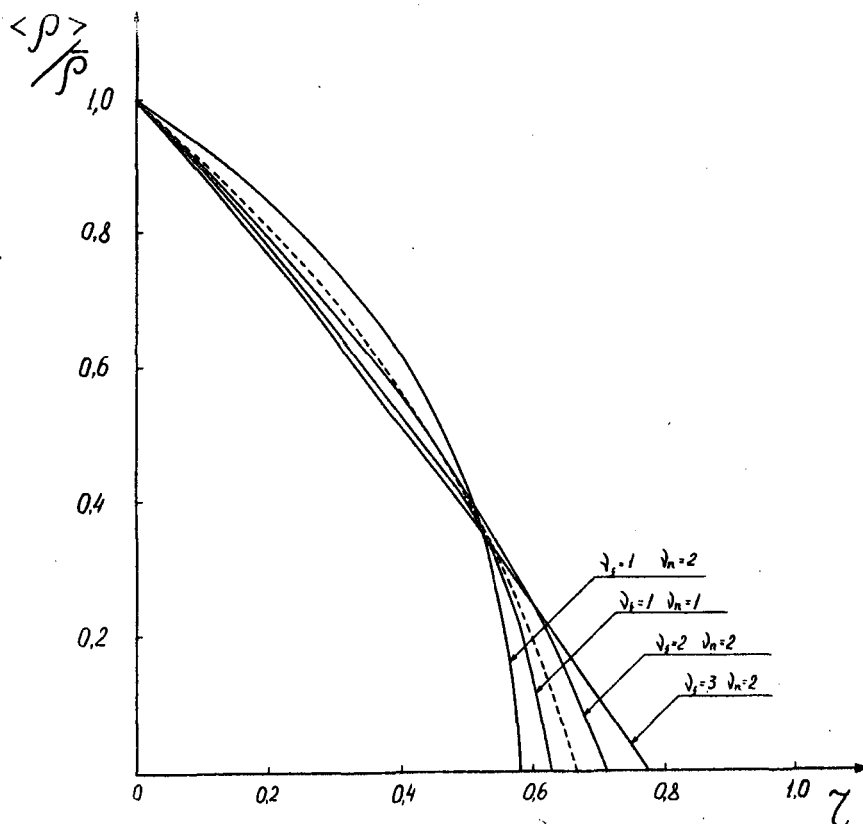


Рис. I.

Зависимость отношения наблюдаемой плотности уровней $\langle \rho \rangle$ к истинной плотности $\bar{\rho}$ от величины коэффициента корреляции ζ между приведенной нейтронной и делительной ширинами. ν_n - число степеней свободы, χ^2 - распределения нейтронных ширин, ν_f - то же для делительных ширин

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ И ЭФФЕКТЫ ПАРНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ НУКЛОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР.

Г.Н.Смиренкин, В.Г.Нестеров, А.С.Тишин

Направлено в журнал "Ядерная физика"

Сообщаются результаты анализа энергетической зависимости среднего квадрата проекции углового момента $\bar{K}^2 = K_0^2$ делящегося ядра на ось разделения осколков с использованием данных об угловой анизотропии разлета осколков деления Pu^{239} нейтронами и U^{233} α -частицами. Проведенный анализ зависимости $\bar{K}^2(E)$ позволил определить для ядра Pu^{240} в деформированном переходном состоянии критическую энергию фазового перехода $E_{кр.} = 9,5 \pm 3$ Мэв и величину энергетической щели в спектре внутренних возбуждений $2\Delta_0 = 1,5 \pm 0,3$ Мэв. Полученные значения существенно ниже последних данных об этих величинах. Показано, что масштаб отступлений K_0^2 от ферми-газовой зависимости, обусловленных эффектами парной корреляции нуклонов, значительно меньше, чем принималось ранее.

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СРЕДНЕГО ЧИСЛА НЕЙТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ ДЕЛЕНИИ U^{233} И U^{235} НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 0,08 - 1 МЭВ.

В.Ф.Кузнецов, Г.Н.Смиренкин

В работе исследовалась энергетическая зависимость отношения среднего числа вторичных нейтронов $\bar{\nu}$ при энергии нейтронов, вызывающих деление E_n к $\bar{\nu}$ при $E_n = 0,4$ Мэв. Методика измерений изложена в работе *Г.А. Влжкина et al, Nucl. Phys. 52,648 (1964)*. В качестве детектора вторичных нейтронов использовалась ионизационная камера со слоями Th^{232} .

Измерения проведены для U^{235} в диапазоне E_n от 0,08 до 1 Мэв при интервалах $\sim 0,1$ Мэв, для U^{233} максимальная энергия нейтронов составляла 0,8 Мэв. Неопределенность в энергии первичных нейтронов во всех опытах не превышала ± 60 кэв.

Излагается методика введения поправок в экспериментальные результаты. При рассмотрении поправок учитывались следующие эффекты: 1) зависимость коэффициента пропорциональности между полным числом делений в диске делящегося вещества и числом делений в тонких слоях на границах диска от энергии первичных нейтронов, возникающих вследствие взаимодействия первичных нейтронов с ядрами диска и пространственного удаления точек диска, лежащих в плоскости, перпендикулярной пучку падающих нейтронов, от источника нейтронов; 2) зависимость эффективности регистрации вторичных нейтронов от изменяющейся энергии возбуждения делящегося ядра; 3) влияние тройной пространственной корреляции первичный нейтрон-осколок деления - вторичный нейтрон на эффективность регистрации вторичных нейтронов; 4) влияние изменения плотности делений по радиусу и толщине диска на эффективность регистрации вторичных нейтронов; 5) вклад эффектов мультипликации в полное число импульсов, зарегистрированных детектором вторичных нейтронов.

Поправки для выбранных размеров системы оказались невелики (не более 0,3 %).

Результаты эксперимента с учетом поправок приведены на рис. 1 для U^{235} и рис. 2 для U^{233} . На рис. 1 треугольниками обозначены результаты, полученные ранее в работе *Г.А. Влжкина et al. Nucl. Phys. 52,648 (1964)*, кружками - данные настоящей работы. Обращается внимание на структуру в ходе $\frac{\bar{\nu}(E_n)}{\bar{\nu}(0,4 \text{ Мэв})}$, имеющую противоположный характер для того и другого изотопов.

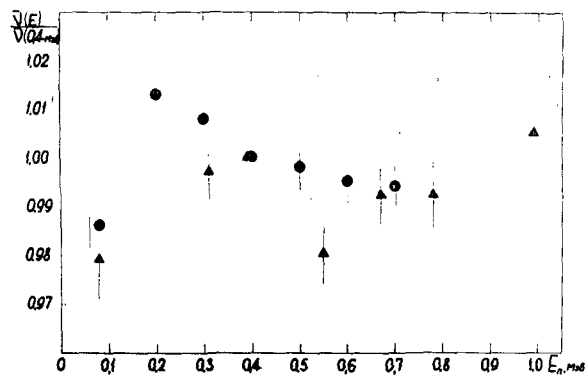


Рис. 1.

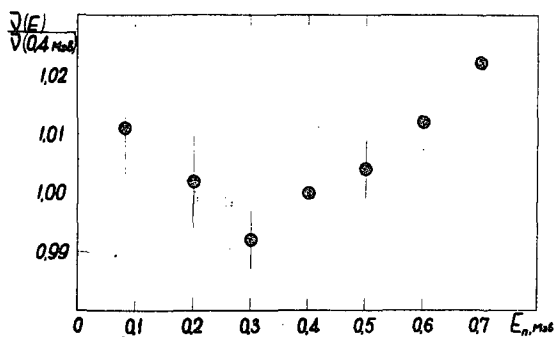


Рис. 2.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ \bar{v} И БАЛАНС РЕАЛИЗУЮЩЕЙСЯ ЭНЕРГИИ
ПРИ ДЕЛЕНИИ U^{233} И U^{235} НЕЙТРОНАМИ.

В.Ф.Кузнецов, Г.Н.Смиренкин

Настоящая работа посвящена исследованию вопроса о возможности абсолютизации результатов относительных измерений среднего числа вторичных нейтронов при делении U^{233} и U^{235} нейтронами с энергией $E_n \leq 1$ Мэв с помощью привлечения данных по средней кинетической энергии осколков деления \bar{E}_k . Анализируется энергетический баланс при возбуждении делящегося ядра тепловыми и быстрыми нейтронами с помощью привлечения данных относительных измерений $\bar{v}(E_n)$ и $\Delta \bar{E}_k(E_n) = \bar{E}_k(E_n) - \bar{E}_k^T$, где $E_k(E_n)$ и \bar{E}_k^T - средние кинетические энергии осколков соответственно при делении нейтронами с энергией E_n и тепловыми нейтронами. В предположении неизменности кривой выхода масс и зарядов $Y(M, Z)$ в диапазоне энергий нейтронов от 0 до 1 Мэв уравнение баланса энергии записывается в виде:

$\bar{v}(E_n) = \bar{v}_T + \alpha [E_n - \Delta \bar{E}_k(E_n)]$, где α - средняя энергия отделения нейтрона из осколков. Обычно считается, что $\alpha \approx 0,14$ Мэв⁻¹. Это уравнение можно связать с величиной $R = \bar{v}(E_n)/\bar{v}(\bar{E}_n)$, определяемой в относительных измерениях. (Кузнецов В.Ф., Смиренкин Г.Н. "Атомная энергия", вып. 5, 1967 г.): $R(E_n, \bar{E}_n) = \frac{\bar{v}_T}{\bar{v}(\bar{E}_n)} + \frac{\alpha}{\bar{v}(\bar{E}_n)} [E_n - \Delta \bar{E}_k(E_n)]$. Подставляя для одних и тех же E_n данные по $R(E_n, \bar{E}_n)$ и $\Delta \bar{E}_k(E_n)$, получаем систему уравнений с неизвестными коэффициентами $\frac{\bar{v}_T}{\bar{v}(\bar{E}_n)}$ и $\frac{\alpha}{\bar{v}(\bar{E}_n)}$, определяемыми методом наименьших квадратов. В результате определения этих коэффициентов получаем возможность по \bar{v}_T для U^{233} и U^{235} вычислить $\bar{v}(\bar{E}_n)$ - среднее число нейтронов деления при опорной энергии \bar{E}_n - необходимое для перевода относительных значений $\bar{v}(E_n)/\bar{v}(\bar{E}_n)$ в абсолютные значения. По определенным таким образом значениям $\bar{v}(E_n)$ и данным по $\Delta \bar{E}_k(E_n)$ производится проверка предположения о неизменности $Y(M, Z)$. В этом случае уравнение баланса энергии принимает вид: $\Delta Mc^2 = -[E_n - \Delta \bar{E}_k(E_n)] + \frac{\bar{v}(E_n) - \bar{v}}{\alpha}$, где ΔMc^2 - изменение кривой $Y(M, Z)$, выраженное в энергетических единицах. Анализ показал, что в случае U^{235} ΔMc^2 имеет среднее значение $\approx -0,3$ Мэв в диапазоне от 0,08 до 1 Мэв; для U^{233} до 0,5 Мэв $\Delta Mc^2 \approx 0$, при $E_n = 0,6$ и 0,7 Мэв ΔMc^2 заметно отклоняется от этого значения. Учет этих отклонений привел к значениям $\bar{v}(\bar{E}_n) = 2,494$ для U^{235} , что прекрасно согласуется с $\bar{v}(\bar{E}_n) = 2,491 \pm 0,007$ определенным прямым сравнением с \bar{v}_T в работе

Jn. A. Blymkin et al, Nucl. Phys. 52, 648 (1964).

Для U^{235} значение $\bar{V}(\bar{E}_n)$ оказалось равным 2,462. Анализируются возможные ошибки определения $\bar{V}(\bar{E}_n)$ с помощью изложенного метода абсолютизации.

Абсолютные значения $\bar{V}(E_n)$ сравниваются с данными других работ. Обсуждаются результаты измерений с точки зрения влияния каналовых эффектов на $\bar{V}(E_n)$ и $\Delta \bar{E}_k(E_n)$. В таблице приводятся значения $\bar{V}(E_n)$, полученные по результатам работы (В.Ф.Кузнецов, Г.Н.Смиренкин. "Атомная энергия", вып. 5, 1967 г.) и настоящей. В приводимые данные включено среднее число запаздывающих нейтронов 0,016 для U^{235} и 0,007 для U^{233} . Величина \bar{V} при пересчете данных относительных измерений принималась без ошибки, которую в необходимых случаях следует учитывать.

Таблица

Значения $\bar{V}(E_n)$ U^{233} и U^{235} , полученные абсолютизацией результатов относительных измерений (В.Ф.Кузнецов, Г.Н.Смиренкин. "Атомная энергия", вып. 5, 1967 г.)

E_n , Мэв	$\bar{V}(E_n)U^{233}$	$\bar{V}(E_n)U^{235}$
0,08	$2,489 \pm 0,030$	$2,456 \pm 0,022$ $2,439 \pm 0,024^*)$
0,20	$2,467 \pm 0,031$	$2,523 \pm 0,025$
0,30	$2,442 \pm 0,027$	$2,511 \pm 0,023$
0,31	-	$2,483 \pm 0,022^*)$
0,40	$2,462 \pm 0,025$	$2,491 \pm 0,017$
0,50	$2,472 \pm 0,027$	$2,486 \pm 0,022$
0,55	-	$2,441 \pm 0,022^*)$
0,60	$2,491 \pm 0,028$	$2,478 \pm 0,021$
0,67	-	$2,471 \pm 0,022^*)$
0,70	$2,516 \pm 0,029$	$2,476 \pm 0,022$
0,78	-	$2,471 \pm 0,025^*)$
0,99	-	$2,503 \pm 0,029^*)$

Звездочкой помечены результаты $\bar{V}(E_n)$, полученные с использованием сцинтилляционного детектора вторичных нейтронов (см. *Fr. A. Vlyzhina et al., Nucl. Phys. 52,648 (1964)*).

СПЕКТРЫ ЧАСТИЦ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ.

В.С.Ставинский

Вычислена форма спектра и ее характеристики для неупругого рассеяния нейтронов в случае, когда распределение частиц по энергии далеко от равновесного.

Состояния остаточного ядра классифицируются по числу возбужденных пар частица-дырка. Показано, что плотность уровней, отвечающая конфигурации с данным числом возбужденных пар выражается n -ым членом разложения функции $Sh(\beta \xi)$, где β - плотность одно-частичных состояний вблизи поверхности ферми, ξ - энергия возбуждения. Получены выражения для зависимости среднего числа возбужденных пар и дисперсии этой величины в зависимости от энергии возбуждения. Отклонения от среднего оказываются довольно большими и составляют, например, 40% для $\beta = 5$ и $\xi = 5$.

Очевидно, что при достаточно большом числе возбужденных частиц форма спектра определяется в основном функцией $Sh(\beta \xi)$, которая для больших аргументов $\sim e^{\beta \xi}$, т.е. напоминает равновесный спектр с постоянной "температурой" $T = \frac{1}{\beta}$. Для ядер промежуточного веса ($A \approx 100$) $T \approx 0,1$, что значительно меньше наблюдаемой температуры.

Приведенные расчеты показывают, что анализ только формы спектра неупруго рассеянных нейтронов недостаточен для оценки вклада прямых процессов в реакцию (n, n').

СПЕКТРЫ НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ
 Th^{232} , U^{235} и U^{238}

О.А.Сальников, Н.И.Фетисов, Г.Н.Ловчикова,
Г.В.Котельникова, В.Б.Ануфриенко, Б.В.Девкин

В работе измерялись спектры вторичных нейтронов, образующихся при взаимодействии нейтронов с энергией 14,1 Мэв с делящимися элементами, а именно Th^{232} , U^{235} и U^{238} . Измерения проводились на спектрометре по времени пролета в кольцевой геометрии. Угол рассеяния составлял 92° , пролетная база 2 м. Разрешение спектрометра 4 нсек/м.

Спектры вторичных нейтронов измерены в интервале энергий от 0,17 Мэв до 14 Мэв. Заметный вклад в них составляют нейтроны деления. Полученные после вычитания нейтронов деления спектры испарения позволяют определить ядерные температуры T и параметры плотности ядерных уровней, α_p для исследованных элементов. Результаты представлены в таблице.

Вычисленный по температурам параметр плотности ядерных уровней для U хорошо совпадает с данными работы А.В.Малышева (ЖЭТФ, 45, 316, 1963), где этот параметр определялся из анализа нейтронных резонансов. Данные по Th^{232} носят предварительный характер.

Таблица

Ядро	Th^{232}	U^{235}	U^{238}
T , Мэв	$0,82 \pm 0,05$	$0,86 \pm 0,06$	$0,71 \pm 0,03$
α_p Мэв ⁻¹	19,5	18,6	26,5

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ ПРИ СИНТЕЗЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ.

В.С.Шорин, С.П.Капчигашев, В.Е.Колесов

Направлено в журнал "Ядерная физика"

По современным представлениям образование тяжелых элементов связано с процессами радиационного захвата нейтронов с энергиями 10 - 100 кэв в звездах: медленным S -процессом на стадии красных гигантов и быстрым r -процессом при взрывах сверхновых звезд. Модель S -процесса предсказывает существование корреляции между сечениями захвата нейтронов $\sigma_{n\gamma}$ и распространенностью тяжелых элементов N_s . С целью проверки этого предсказания были получены величины $N_s \sigma_{n\gamma}$ для 22 "экранированных" ядер, т.е. образованных только в S -процессе. Для 9 ядер привлекались экспериментальные данные по сечениям радиационного захвата, полученные на спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце и с помощью детектора Моксон-Рэя. Для остальных ядер сечения захвата нейтронов считались по статистической теории ядерных реакций с использованием оптической модели для расчета нейтронных проницаемостей. Средние расстояния между уровнями D_0 вычислялись на основе параметра плотности уровней " α " с учетом группировки вырожденных одночастичных уровней.

Параметры, использованные при расчете сечений радиационного захвата приведены в таблице I. В таблице II приводятся сечения захвата нейтронов $\sigma_{n\gamma}$, распространенности N_s и величины $f = N_s \sigma_{n\gamma}$ для экранированных ядер. Величины N_s основаны на данных по химическому составу метеоритов. Полученные результаты подтверждают плавное поведение функции $f(A)$ и оказались в 2 - 3 раза ниже предполагавшихся ранее. Величины $N_s \sigma_{n\gamma}$ были взяты при энергии нейтронов 25 кэв ($3 \cdot 10^8$ $^\circ\text{K}$). Как показано на рис. I, выбранная температура приводит к хорошему согласию величин $N_s \sigma_{n\gamma}$ для соседних ядер Os^{186} и Os^{187} , поведения сечений захвата k -рых существенно отличаются из-за конкуренции радиационному захвату со стороны неупругого рассеяния на возбужденном уровне $3/2^-$ ядра Os^{187} с энергией 9,8 кэв. Исходя из плавного поведения функции $f(A)$ были выделены вклады S и r -процессов в распространенность ядер, образованных в смешанной цепи захватов. Полученные данные для r -процесса удовлетворительно описываются теоретической кривой Клейтона и Фаулера (*Annals of Physics*, 16 (1961) 51), однако относительный вклад r -процесса оказался более значительным.

Таблица I

Статистические параметры, используемые при расчете сечений захвата

Ядро-мишень	Γ_f (мэв)	α (мэв ⁻¹)	U (мэв)	D_0 (эв)	$D_0 / 2\pi\Gamma_f$
Ru^{100}	170	14,2	5,31	1050	985
Pd^{104}	150	16,2	5,82	498	527
Cd^{110}	130	17,5	5,67	122	150
Xe^{128}	100	15,4	5,79	392	624
Xe^{130}	100	14,5	5,48	934	1480
Nd^{142}	80	14,7	4,87	2030	3200
Ga^{154}	95	21,5	5,54	29,7	49,8
Dy^{160}	95	21,1	5,87	21,5	36
Yb^{170}	75	19,1	6,00	32,6	49,3

Продолжение таблицы I

Ядро-мишень	Γ_{γ} (мэв)	α (Мэв ⁻¹)	U (Мэв)	D_0 (эв)	$D_0/2\pi\Gamma_{\gamma}$
Os^{186}	60	18,7	5,66	113	300
Os^{187}	60	18,7	6,17	56	149
Pt^{192}	80	18,8	5,40	161	320
Hg^{198}	150	14,0	6,01	1110	1180

Таблица 2

Распространенности N_s , экспериментальные и рассчитанные сечения радиационного захвата нейтронов σ_{nr} при 25 кэв и произведение ($N_s \sigma_{nr}$) для экранированных ядер

Ядра	Изотопный состав, %	N_s (атом/ 10^6 ат. Si)	σ_{nr} (25 кэв) мб	$N_s \sigma_{nr}$
Sr^{86}	9,86%	1,75	87 ± 17	152
Sr^{87}	7,02%	1,07	126 ± 25	135
Mo^{96}	16,5%	.416	100 ± 20	41,6
Ru^{101}	12,62%	.17	192	32,6
Pd^{104}	10,97%	.139	313	43,4
Cd^{110}	12,32%	$9,86 \cdot 10^{-3}$	727	7,2
Sn^{116}	14,30%	.187	116 ± 23	21,6
Te^{124}	4,74%	$2,94 \cdot 10^{-2}$	160 ± 32	4,7
Xe^{128}	1,919%	$3,07 \cdot 10^{-2}$	326	10
Xe^{130}	4,08 %	$6,53 \cdot 10^{-2}$	160	10,5
Nd^{142}	27,11%	.18	68	12,3
Sm^{148}	11,24%	$2,58 \cdot 10^{-2}$	293 ± 58	7,6
Sm^{150}	7,44%	$1,71 \cdot 10^{-2}$	420 ± 80	7,2
Gd^{154}	2,23%	$7,36 \cdot 10^{-3}$	1120	8,2
Dy^{160}	2,294%	$7,1 \cdot 10^{-3}$	1310	9,3
Yb^{170}	3,14%	$5,65 \cdot 10^{-3}$	945	5,3
Hf^{176}	5,20%	$9,51 \cdot 10^{-3}$	800 ± 160	7,6
Os^{186}	1,59%	$1,12 \cdot 10^{-2}$	400	4,5
Os^{187}	1,64%	$9,6 \cdot 10^{-3}$	460	4,4
Pt^{192}	0,78%	$6,24 \cdot 10^{-3}$	392	2,45
Hg^{198}	10,02%	$6,25 \cdot 10^{-3}$	176	1,1
Pb^{204}	1,37%	$(3,7-698)10^{-3}$	124 ± 25	$(4,6-87)10^{-1}$

Примечание: а) для экспериментальных величин сечений указаны ошибки ($\pm 20\%$); б) распространенности Sr^{87} , Hf^{176} и Os^{187} исправлены с учетом вкладов от радиоактивного распада изотопов Rb^{87} ($T_{\beta} = 4,6 \cdot 10^{10}$ лет), Lu^{176} ($T_{\beta} = 2,1 \cdot 10^{10}$ лет) и Re^{187} ($T_{\beta} = 4,3 \cdot 10^{10}$ лет)

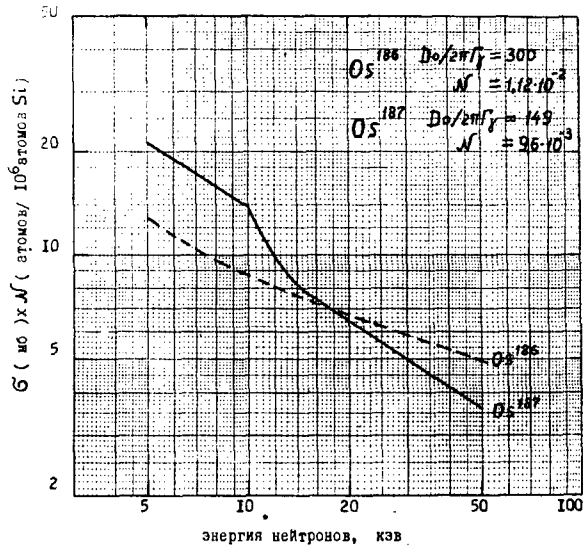


Рис. 1.

Произведение сечения захвата на распространенность для изотопов Os^{186} и Os^{187} в зависимости от энергии нейтронов.

ВЫХОДЫ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ
НА ЦИКЛОТРОНЕ.

П.П.Дмитриев, И.О.Константинов, Н.Н.Краснов

В процессе разработки методов получения радиоактивных изотопов на циклотроне ФЭИ измерены выходы 33-х изотопов, образующихся в реакциях с протонами, дейтонами и α -частицами. Ниже приведена таблица способов получения и выходов изотопов для $E_p = 22$ Мэв, $E_d = 21$ Мэв и $E_\alpha = 42$ Мэв. Погрешность в определении выходов составляет $\pm 15\%$ для всех изотопов, кроме Al^{26} и Mo^{93} , для которых она достигает $\pm 50\%$ вследствие трудностей, связанных с выделением и измерением очень малых активностей. Все значения выходов указаны для естественной смеси стабильных изотопов исходных элементов мишеней.

Таблица

Получаемый изотоп	Период полураспада	Метод получения	Тип реакции	Выход мкг/ч
Be^7	53 дня	$Li + p$	(pn)	185
		$Li + d$	$(dn), (d2n)$	60
Na^{22}	2,62 дня	$Mg + p$	$(p\alpha), (p2n)$	0,45
		$Mg + d$	$(d\alpha), (d2n)$	3,5
Al^{26}	$7,38 \cdot 10^5$ лет	$Al + p$	$(ppn), (p2n)$	$15 \cdot 10^{-6}$
		$Mg + d$	$(dn), (d2n)$	$2,3 \cdot 10^{-6}$
		$Mg + \alpha$	$(\alpha 2n), (\alpha 3n)$	$6,4 \cdot 10^{-6}$
		$Mg + p$	$(\alpha pn), (\alpha p2n), (pn)$	$5,7 \cdot 10^{-6}$
Ti^{44}	47,3 года	$Sc + p$	$(p2n)$	0,18
V^{48}	1,6 дней	$Ti + p$	$(pn), (p2n)$	570
		$Ti + \alpha$	$(dn), (d2n), (d3n)$	290
		$Ti + \alpha$	$(\alpha 2n), (\alpha 3n), (\alpha pn), (\alpha p2n)$	12,3
V^{49}	330 дней	$Ti + p$	$(pn), (p2n)$	3,2
		$Ti + d$	$(dn), (d2n), (d3n)$	8,3
Cr^{51}	27,8 дня	$V + p$	(pn)	520
		$V + d$	$(d2n)$	470
		$Cr + p$	$(p2n), (ppn)$	160
		$Cr + d$	$(dn), (d3n), (dp), (dt)$	19
Mn^{52}	5,7 дня	$Cr + p$	$(pn), (p2n), (p3n)$	465
		$Cr + d$	$(d2n), (d3n)$	460
		$V + \alpha$	$(\alpha 3n)$	78
		$Cr + \alpha$	(αpn)	12
Mn^{54}	313 дней	$Mn + d$	(dt)	2,7
		$Mn + p$	(ppn)	21
		$Cr + p$	(pn)	0,45
		$Cr + d$	$(dn), (d2n)$	1,9
		$Fe + d$	$(d2p), (d\alpha), (d\alpha n)$	2,8

Продолжение таблицы

Mn^{54}	313 дней	$V+d$	(d_n)	1,7
		$Cr+d$	(αn), ($\alpha p n$)	5,8
Fe^{55}	2,7 года	$Mn+p$	(p_n)	9
		$Mn+d$	($d_2 n$)	8,1
		$Cr+d$	(αn), ($\alpha_2 n$), ($\alpha_3 n$)	0,72
		$Ni+p$	(p_2)	0,3
Co^{56}	77,3 дня	$Fe+p$	(p_n), ($p_2 n$)	74
		$Fe+d$	($d_2 n$), ($d_3 n$)	42
		$Mn+d$	($\alpha_3 n$)	2,9
		$Fe+d$	($\alpha_2 n$), ($\alpha p n$)	2,4
Co^{57}	267 дней	$Ni+p$	($p_2 n$), (ppn), ($p_2 p$) (p_2)	35
		$Fe+d$	(d_n), ($d_2 n$)	12
		$Ni+d$	($\alpha \alpha n$), ($\alpha \alpha p$)	2,7
		$Fe+d$	(αn), ($\alpha_3 n$), (αp) ($\alpha p_2 n$)	2,1
Co^{58}	71,3 дня	$Co+p$	(ppn)	115
		$Fe+d$	($\alpha p n$), ($\alpha p_2 n$)	28,5
Zn^{65}	245 дней	$Cu+p$	(p_n)	15
		$Cu+d$	($d_2 n$)	18
		$Cu+d$	($\alpha_2 n$), ($\alpha p n$)	8,5
Ga^{67}	78 часов	$Zn+p$	(p_n), ($p_2 n$)	500
		$Zn+d$	(d_n), ($d_2 n$), ($d_3 n$)	330
		$Zn+d$	(αn), ($\alpha_3 n$), (αp) ($\alpha p_2 n$)	280
		$Cu+d$	($\alpha_2 n$)	160
Ge^{68}	280 дней	$Ga+p$	($p_2 n$)	15
		$Zn+d$	($\alpha_2 n$), ($\alpha_3 n$)	2,1

Продолжение таблицы

As^{73}	76 дней	$Ge+p$	$(pn), (p2n)$	33
		$Ge+d$	$(dn), (d2n), (d3n)$	26
As^{74}	18,0 дней	$Ge+p$	(pn)	170
		$Ge+d$	$(dn), (d2n)$	215
Se^{72}	8,6 дня	$Ge+\alpha$	$(\alpha 2n)$	19,5
Sz^{85}	64 дня	$Rb+p$	(pn)	50
		$Rb+d$	$(d2n)$	60
Y^{87}	80 часов	$Sz+p$	$(pn), (p2n)$	1750
		$Sz+d$	$(dn), (d2n)$	390
		$Rb+\alpha$	$(\alpha 2n)$	365
Y^{88}	105 дней	$Sz+p$	(pn)	70
		$Sz+d$	$(dn), (d2n)$	60
		$Zr+d$	$(d\alpha), (d\alpha n)$	1,6
Mo^{93}	2600 лет	$Nb+p$	(pn)	$4,1 \cdot 10^{-3}$
		$Nb+d$	$(d2n)$	$6 \cdot 10^{-6}$
Pd^{103}	17 дней	$Rh+p$	(pn)	245
		$Rh+d$	$(d2n)$	340
Cd^{109}	416 дней	$Ag+p$	(pn)	5,1
		$Ag+d$	$(d2n)$	6,6
		$Ag+\alpha$	$(\alpha 2n), (\alpha pn)$	2,2
Sn^{113}	118 дней	$Cd+\alpha$	$(\alpha n), (\alpha 2n)$	2,0
Ce^{139}	140 дней	$La+p$	(pn)	10,5
		$La+d$	$(d2n)$	38
Gd^{151}	120 дней	$Eu+p$	(pn)	3,4
		$Eu+d$	$(d2n)$	16,8
W^{181}	130 дней	$Ta+p$	(pn)	3,3
		$Ta+d$	$(d2n)$	12,4

Продолжение таблицы

Au^{195}	192 дня	$P_{\beta+\bar{\nu}}$	$(p\ n), (p\ 2n)$	4
		$P_{\beta+d}$	$(d\ n), (d\ 2n), (d\ 3n)$	5,8
		$P_{\beta+\alpha}$	$(\alpha\ 3n), (\alpha\ p\ 2n)$	1,9
Bi^{205}	15,3 дней	$P_{\beta+p}$	$(p\ 2n), (p\ 3n)$	90
		$P_{\beta+d}$	$(d\ n), (d\ 3n)$	35
Bi^{206}	6,24 дня	$P_{\beta+p}$	$(p\ n), (p\ 2n), (p\ 3n)$	230
		$P_{\beta+d}$	$(d\ 2n), (d\ 3n)$	215
Bi^{207}	28 лет	$P_{\beta+p}$	$(p\ n), (p\ 2n)$	0,20
		$P_{\beta+d}$	$(d\ n), (d\ 2n)$	
			$(d\ 3n)$	0,21

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

ПОЛНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ИЗОТОПА ${}_{90}\text{Th}^{230}$ В ОБЛАСТИ
ЭНЕРГИЙ (0,02 ± 50) эв.

С.М.Калевин, Р.Н.Иванов, П.Н.Палей, З.К.Каралова,
Г.М.Кукавадзе, В.И.Пижова, Н.П.Шибалева, Г.В.Руколайне

Для исследования полных нейтронных сечений химическим путем выделен и очищен от примесей изотоп Th^{230} в количестве 105 мгр. Чистота приготовленного образца установлена с помощью масс-спектрометрического анализа. Измерения нейтронных сечений выполнены на механическом прерывателе, подвешенном в магнитном поле. Результаты представлены на рис. 1, 2.

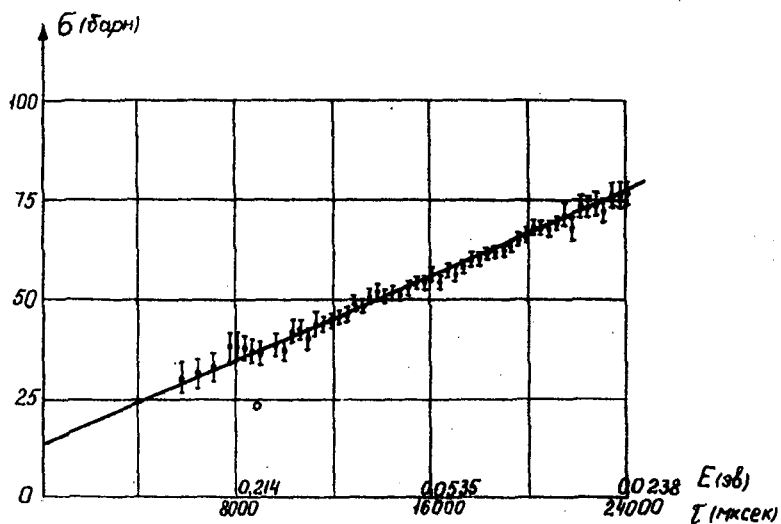


Рис. 1.

Полное нейтронное сечение тория-230 в тепловой области энергий.

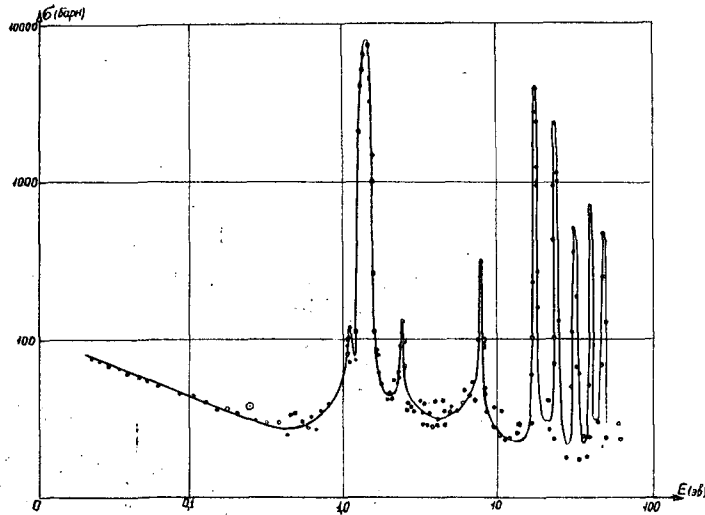


Рис. 2.

Полине нейтронные сечения тория-230 в области энергий (0,02 ÷ 50) эв. Толщина образца $n = 1,72 \cdot 10^{21}$ ат/см²

В исследуемой области энергий обнаружено 9 уровней (см. таблицу).

№	E эв	Γ_r (мб)	Γ_n (мб)	$\Gamma_n^0 \cdot 10^{-4}$	
1	$1,107 \pm 0,006$	$(28 \pm 2)^x$	$0,0018 \pm 0,0002$	$0,017 \pm 0,002$	p -резонанс
2	$1,431 \pm 0,007$	$27,8 \pm 2$	$0,190 \pm 0,005$	$1,59 \pm 0,05$	
3	$2,39 \pm 0,008$	(28 ± 2)	$0,0095 \pm 0,001$	$0,061 \pm 0,007$	p -резонанс
4	$7,80 \pm 0,05$	$26,4 \pm 4$	$1,55 \pm 0,05$	$5,5 \pm 0,1$	
5	$17,40 \pm 0,08$	$23,1 \pm 4$	$5,1 \pm 0,2$	$12,2 \pm 0,1$	
6	$24,0 \pm 0,12$	$26,8 \pm 8$	$4,60 \pm 0,12$	$9,4 \pm 0,2$	
7	$31,9 \pm 0,2$	$21,0 \pm 8$	$1,40 \pm 0,05$	$2,50 \pm 0,1$	
8	$39,2 \pm 0,3$	$27,0 \pm 10$	$3,2 \pm 0,2$	$5,1 \pm 0,3$	
9	$47,5 \pm 0,35$	$26,0 \pm 11$	$2,2 \pm 0,1$	$3,2 \pm 0,2$	

x) Значения Γ_r , взятые в скобки, не вычислялись, а были приняты.

Среднее расстояние между уровнями $D = (7,67 \pm 0,3)$ эв, силовая функция $S_0 = (0,74 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$. Полное нейтронное сечение в тепловой точке для ^{230}Th равно 70 ± 3 барна; сечение потенциального рассеяния равно 13 ± 3 барнам. Отмечается хорошее совпадение энергий уровней изотопа тория-230 с положением нейтронных уровней у гафния.

ИССЛЕДОВАНИЕ АСИММЕТРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЯДЕРНОГО
МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА β -АКТИВНЫХ ЯДЕР, ОБРАЗОВАННЫХ
ПРИ ЗАХВАТЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ.

А.Д.Гулько, С.С.Тростин, А.Худоклин

В работе описывается установка и приводятся результаты исследования асимметрии излучения и ЯМР поляризованных β -активных ядер. Поляризованные ядра образуются при облучении неполяризованной мишени поляризованными тепловыми нейтронами. Установка позволяет проводить исследования при различных температурах мишени вплоть до гелиевых. Подробно рассматривается физическая основа изучаемого явления и связь экспериментально наблюдаемой формы линии ЯМР с естественной, определяемой локальными полями.

1. Для ряда изотопов определена вероятность $W_{J_0 \pm 1/2}$ захвата теплового нейтрона ядром мишени с образованием возбужденного состояния со спином $J_0 \pm 1/2$ (J_0 - спин ядра мишени). Измерена поляризация P β -активных ядер в основном состоянии. Результаты представлены в таблице.

Таблица

	Li^8	F^{20}	Ag^{108}	Ag^{110}	Cu^{66}
$J_0 + 1/2$	2^-	1^+	1^-	1^-	2^-
$W_{J_0+1/2}, \%$	100	≥ 42	≥ 24	100 ^{x)}	≥ 28
$P, \%$	40	20	10	10	3

x) Сечение реакции $\text{Ag}^{109} + n$ в тепловой области полностью определяется резонансом 5,2 эв со спином 1^- .

2. Получены значения магнитных моментов основных состояний ядер Li^3 и F^{20} :

$$(\mu_{Li^3}) = 1,6530 \pm 0,0008 \text{ яд. магн.}$$

$$(\mu_{F^{20}}) = 2,0925 \pm 0,0009 \text{ яд. магн.}$$

3. Наблюдалось увеличение асимметрии β -излучения ядра F^{20} и изменение формы кривой ЯМР в монокристалле CaF_2 при понижении температуры образца до гелиевой.

4. Показано, что системы поляризованных β -активных ядер Ag^{108} и Ag^{110} в кристаллических образцах $AgCl$ состоят из двух подсистем - одной с большим временем релаксации, а другой с малым. Обсуждается механизм релаксации этих ядер.

ВОЗМОЖНОСТЬ ПРОТЕКАНИЯ (n, p)-РЕАКЦИЙ НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ
 ДЛЯ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ЯДЕР.

А.Ф. Дадакина, Л.А. Головач

Представлено на ХУП ежегодном совещании
 по ядерной спектроскопии и структуре ядра

В работе рассчитаны и приведены значения Q (n, p)-реакций. Рассчитаны и приведены также коэффициенты проницаемостей потенциальных барьеров для протонов из (n, p)-реакций. Расчет проницаемостей проведен в квазиклассическом приближении для переходов в основное состояние конечного ядра, с учетом центростремительного барьера и ядерного потенциала:

$$V(r) = \frac{-(53,8 - 0,33E)}{1 + \exp\left(\frac{L - 1,25 A^{1/3}}{0,65}\right)}$$

Значения Q (n, p)-реакций для нейтронодефицитных ядер превышают значения Q для стабильных ядер. Проницаемости барьеров для этих ядер значительно выше, чем для стабильных ядер, поэтому для нейтронодефицитных ядер можно ожидать повышенной вероятности вылета протонов из составного ядра при захвате теплового нейтрона.

На рисунке приведены значения натуральных логарифмов коэффициентов проницаемости в зависимости от массового числа ядра-мишени для нечетно-нечетных ядер-мишеней.

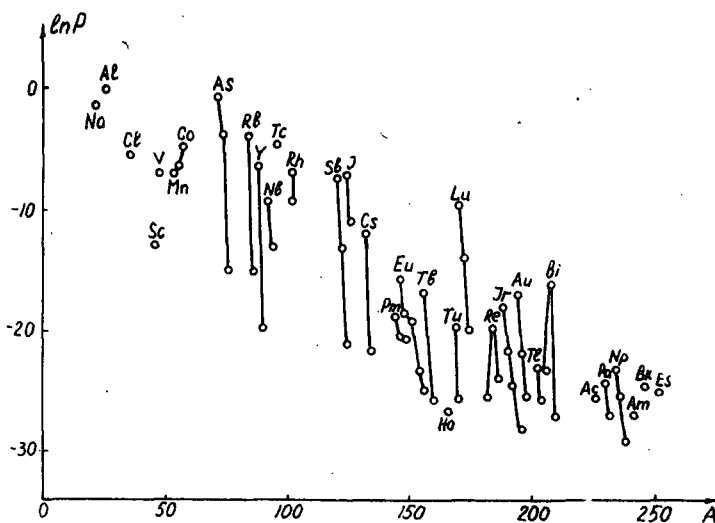


Рис. I.

УРОВНИ СОСТАВНЫХ ЯДЕР, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ЗАХВАТЕ МЕДЛЕННЫХ
НЕЙТРОНОВ ИЗОТОПАМИ ОСМИЯ 187, 188, 189.

В.П.Вертебный, М.Ф.Власов, А.Ф.Дадакина, Р.А.Зацерковский,
А.Л.Кирилук, М.В.Пасечник, Н.А.Трофимова

Представлено на ХУП ежегодном совеща-
нии по ядерной спектроскопии и структуре
ядра. Харьков, 1967 год.

С помощью механического прерывателя в интервале энергий 0,004 - 300 эв при разреше-
ниях 0,2 мксек/м и 6 мксек/м измерены пропускания образцов, обогащенных изотопами осмия 187,
188 и 189, и образца природного осмия. Установлена принадлежность уровней изотопам:

Os^{187}	Os^{188}	Os^{189}
(E_0 в эв)	(E_0 в эв)	(E_0 в эв)
9,45 ± 0,1	39,2 ± 1,4	6,7 ± 0,1
127 ± 0,3	83 ± 4	8,95 ± 0,15
20,3 ± 0,5 (?)		10,4 ± 0,2
24,0 ± 0,7		18,8 ± 0,5
25,5 ± 0,8 (?)		22 ± 0,6
39,2 ± 1,4		28 ± 1
44 ± 2		
50 ± 2		
65 ± 3		

СЕЧЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗОТОПАМИ
 Tl^{50} и V^{51}

Г.Г.Заикин, И.А.Корж, Н.Т.Скляр, И.А.Тоцкий

Направлено в журнал "Атомная Энергия."

Методом активации измерен энергетический ход сечения радиационного захвата быстрых
нейтронов изотопами Tl^{50} и V^{51} в интервале энергий 180 кэв - 2600 кэв. Сравнивались
активности образцов, облученных потоками быстрых и тепловых нейтронов. Опорными сечениями
были сечение деления $U-235$ быстрыми нейтронами, сечение активации изотопов Tl^{50} и V^{51}
тепловыми нейтронами и сечение деления $U-235$ тепловыми нейтронами.

В таблицах 1 и 2 представлены результаты измерений. В таблице 3 приведены используемые
сечения деления $U-235$.

Таблица I T_i^{50} .

E_n кэВ	180 \pm 73	285 \pm 65	510 \pm 60	1220 \pm 85	1425 \pm 85	1625 \pm 85	1830 \pm 90	2030 \pm 90
ба мб	0,89 \pm 0,09	0,63 \pm 0,07	0,70 \pm 0,07	0,65 \pm 0,05	0,78 \pm 0,07	0,48 \pm 0,06	0,51 \pm 0,06	0,37 \pm 0,04

Таблица 2 V^{51} .

E_n кэВ	187 \pm 67	293 \pm 57	409 \pm 53	520 \pm 50	806 \pm 86	1016 \pm 84	1220 \pm 85	1425 \pm 85
ба мб	7,11 \pm 0,45	4,92 \pm 0,31	3,18 \pm 0,20	2,11 \pm 0,13	1,65 \pm 0,12	1,56 \pm 0,10	1,39 \pm 0,08	1,35 \pm 0,09
E_n кэВ	1626 \pm 86	1830 \pm 90	2030 \pm 90	2220 \pm 90	2610 \pm 110			
ба мб	1,33 \pm 0,09	1,07 \pm 0,09	0,98 \pm 0,06	1,05 \pm 0,06	1,10 \pm 0,07			

Таблица 3

E_n кэВ	180	290	410	510	810	1020	1220	1420	1620	1830	2030	2220	2610
B_f барн	1,45	1,32	1,26	1,22	1,17	1,26	1,27	1,27	1,27	1,27	1,30	1,30	1,30

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1,5 Мэв НА ЯДРАХ
СРЕДНЕГО АТОМНОГО ВЕСА.

И.А.Корж, Н.М.Правдивый, В.А.Мищенко,
И.Е.Санжур, И.А.Топцкий

Направлено в "Украинский физический журнал"

На электростатическом ускорителе Института физики АН УССР проведены измерения дифференциальных сечений упруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 1,5 Мэв \pm 0,05 Мэв на ядрах титана, хрома, железа, кобальта, никеля и меди. Измерения дифференциальных сечений проведены для восьми углов рассеяния в диапазоне $30 \pm 140^\circ$. Из измерений угловых распределений упруго рассеянных нейтронов определены полные сечения упругого рассеяния, транспортные сечения и средние значения косинуса угла упругого рассеяния. Сечения упругого рассеяния в лабораторной системе координат представлены в форме:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \sum_{l=0}^4 A_l P_l(\cos\theta)$$

Численные значения вычисленных ядерно-физических констант и коэффициентов A_l , полученных подгонкой по методу наименьших квадратов дифференциальных сечений, исправленных на многократное рассеяние, приведены в таблице.

Измеренные угловые распределения упруго рассеянных нейтронов анализируются на основе шести параметрической оптической модели ядра. Подгонка теоретических кривых к экспериментальным проводилась по методу χ^2 . В работе обсуждается изменение параметров модели с изменением атомного веса ядра.

Таблица I

Численные результаты измерений рассеяния нейтронов на ядрах

Ядро	$\bar{\sigma}_t$ барн	σ_e барн	$\sigma_{t/e}$ барн	$\overline{\cos \theta}$	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4
Ti	3,20	2,765 ± 0,134	1,958 ± 0,170	0,292 ± 0,028	0,220	0,193	0,293	0,114	0,064
Cr	3,10	2,803 ± 0,149	1,870 ± 0,205	0,333 ± 0,039	0,223	0,223	0,337	0,131	0,061
Fe	2,80	1,885 ± 0,089	1,303 ± 0,117	0,309 ± 0,029	0,150	0,139	0,216	0,106	0,014
Co	3,30	2,438 ± 0,166	1,738 ± 0,214	0,287 ± 0,040	0,194	0,167	0,208	0,135	0,042
Ni	3,10	2,765 ± 0,105	1,919 ± 0,140	0,306 ± 0,023	0,220	0,202	0,272	0,158	0,048
Cu	3,10	1,973 ± 0,082	1,488 ± 0,100	0,246 ± 0,020	0,157	0,116	0,194	0,119	0,100

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ НЕКОТОРЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
ДЛЯ ТЕПЛОВЫХ И ЭПИТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ.

В.П.Вертебный, Н.Л.Гнидак, В.В.Колотый, Е.А.Павленко

Направлено в "Украинский физический журнал"

В 4π -геометрии для нейтронов с энергией 0,02 - 1 эв с помощью механического прерывателя нейтронов на атомном реакторе ВВР-М ИФАН УССР измерены полные сечения рассеяния ядер диспрозия, гольмия и лютеция. Применялись образцы в виде окисей Dy_2O_3 , Ho_2O_3 и Lu_2O_3 , причем $n\sigma_t \leq 0,13$. Временное разрешение в экспериментах приблизительно 12 и 3 мксек/м. Измерения велись относительно ванадия [1, 2].

На рис. 1 приведена энергетическая зависимость полного сечения рассеяния лютеция и гольмия для того, чтобы проиллюстрировать эффект магнитного рассеяния. Эффективный магнитный момент иона Ho^{+++} эфф равен $10,65 M_B$, тогда как для Lu^{+++} эфф = 0. Ho_2O_3 и Lu_2O_3 имеют почти одинаковые параметры решетки. Систематические ошибки в определении магнитного рассеяния Ho^{+++} могут быть порядка 15 - 20%.

В таблице 1 приводятся численные значения сечений рассеяния для лютеция и гольмия.

В таблице 2 эти же данные для диспрозия с учетом магнитного рассеяния.

Приведенные значения получались по следующей формуле:

$$\sigma_s^x = 1/2 \sigma_s \text{ окиси} - 3/2 \sigma_s \text{ кислорода.}$$

Л И Т Е Р А Т У Р А

- 1 Атлас нейтронных сечений BNL - 325.
- 2 И.В.Гордеев, Д.А.Кардашев, А.В.Мальшев. "Ядерно-физические константы", Госатомиздат 1963.

Таблица I

Полные сечения рассеяния $\bar{\sigma}_s^x$ в барнах для лютеция и гольмия
(без вычитания магнитного рассеяния)

Энергия в эв	Лютеций $\bar{\sigma}_s$ в барнах	Гольмий $\bar{\sigma}_s^x$ в барнах
1,00	6,10 \pm 0,10	9,6 \pm 0,2
0,80	6,30 \pm 0,10	9,5 \pm 0,2
0,40	6,30 \pm 0,10	10,5 \pm 0,2
0,30	6,10 \pm 0,10	11,5
0,20	6,10 \pm 0,12	12,6
0,10	5,50 \pm 0,15	18,0
0,08	5,90 \pm 0,15	20,0
0,06	6,00 \pm 0,20	23,0
0,05	6,00 \pm 0,20	25,3
0,04	5,60 \pm 0,20	26,0
0,03	6,00 \pm 0,25	32,0
0,02	5,00 \pm 0,40	36,8
0,01	6,10 \pm 0,40	46,0

Таблица 2

Полные сечения рассеяния природного диспрозия
(с вычетом и без вычета магнитного рассеяния)

Энергия в эв	σ_s^x в барнах	$\bar{\sigma}_s = \sigma_s^x - \sigma_m$ в барнах
1,01	50,5 ± 2,0	50,5 ± 2,0
0,75	58,4 ± 2,0	58,4 ± 2,0
0,57	64,4 ± 2,0	64,4 ± 2,0
0,45	68,1 ± 2,0	66,5 ± 2,0
0,37	69,6 ± 2,0	67,7 ± 2,0
0,30	72,6 ± 2,0	70,4 ± 2,0
0,25	74,4 ± 2,0	71,8 ± 2,0
0,20	78,0 ± 2,0	74,9 ± 2,0
0,15	79,0 ± 2,0	75,3 ± 2,0
0,10	81,5 ± 2,0	75,2 ± 2,0
0,05	90,6 ± 2,0	77,5 ± 2,5
0,04	94,3 ± 3,0	78,7 ± 3,0
0,03	98,7 ± 3,0	79,2 ± 3,0
0,025	100,7 ± 3,0	77,5 ± 3,0

σ_m - полное сечение магнитного рассеяния.

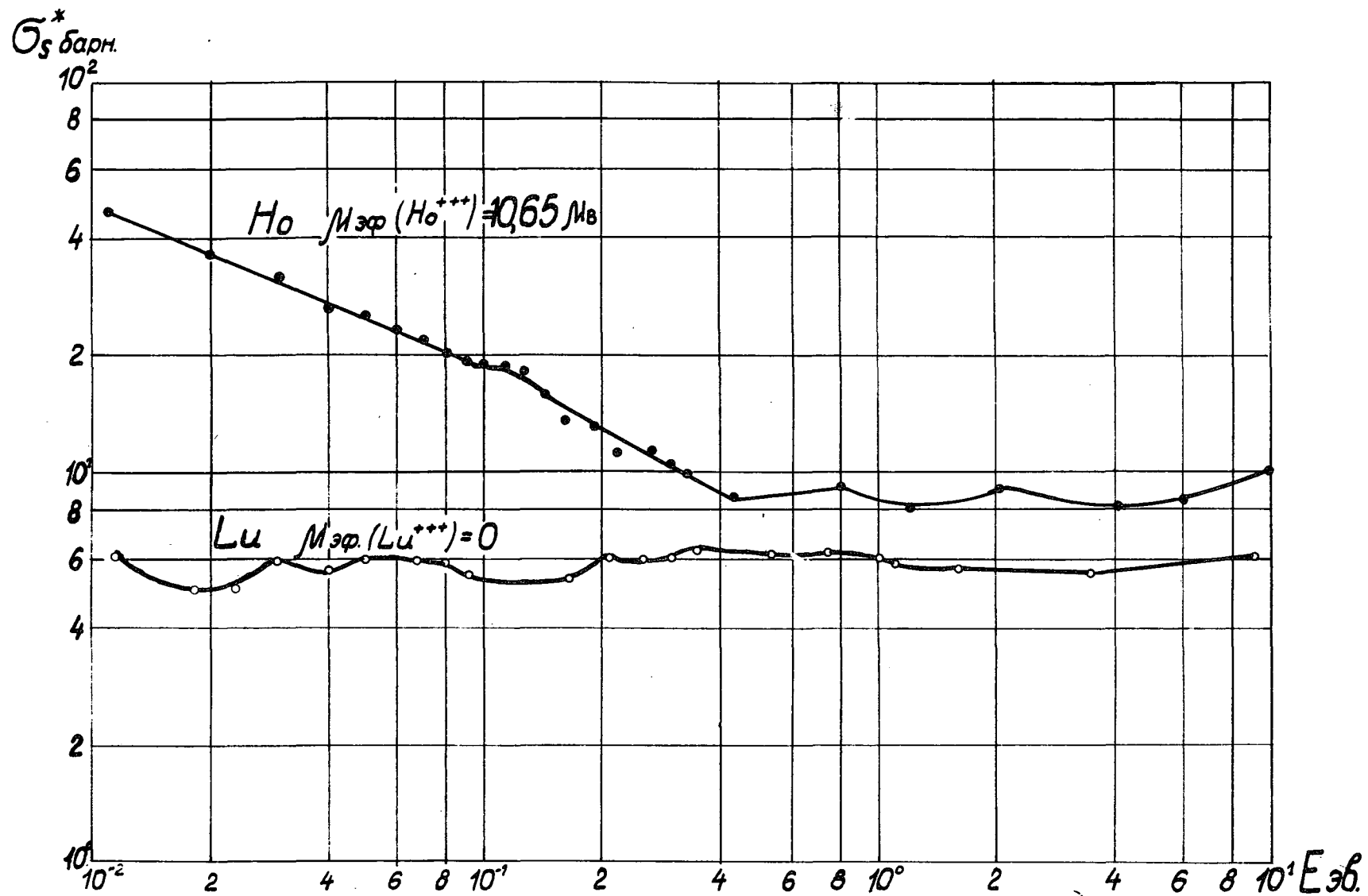


Рис. I.

УРОВНИ ДИСПРОЗИЯ I56

В.П.Вертебный, Н.А.Гнидак, А.И.Кальченко,
В.В.Колотный, Е.А.Павленко, М.В.Пасечник,
Ж.И.Писанко, В.Г.Рудишин

На атомном реакторе ИФАН УССР измерены пропускания редких изотопов диспрозия I56, I58 и I60 (распространенность в природном соответственно 0,05, 0,09 и 2,3 %) для нейтронов с энергией от 0,01 до 1000 эв. Максимальное разрешение 0,05 мксек/м. Наиболее сильные уровни, принадлежащие диспрозию I56, имеют энергии:

$3,21 \pm 0,01$; $8,09 \pm 0,04$; $9,18 \pm 0,04$; $15,2 \pm 0,09$;
 $19,65 \pm 0,14$; $24,6 \pm 0,2$; $29,4 \pm 0,25$; $69,1 \pm 0,9$;
 $91,6 \pm 1,5$; 125 ± 2 .

Энергия указана в электрон-вольтах.

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А. Ф. ИОФЕ

АН СССР

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ Pu^{239} ТЕПЛОВЫМИ
И РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Г.З.Борухович, Д.М.Каминкер, Г.А.Петров

С помощью двух поверхностно-барьерных счетчиков \emptyset 32 мм измерялись кинетические энергии парных осколков деления Pu^{239} .

В качестве резонансных нейтронов использовались нейтроны, прошедшие самариевый фильтр, что позволило выделить резонанс 0,297 эв. Получено примерно 30% уменьшение выхода осколков деления в симметричной области при делении резонансными нейтронами (в сравнении с делением тепловыми нейтронами).

В таблице I (T -деление тепловыми нейтронами, Sm -прошедшими самариевый фильтр) представлено распределение суммарных кинетических энергий симметричных осколков деления Pu^{239} ; выход дан в относительных единицах.

Зависимость суммарной кинетической энергии от отношения масс осколков, а также полуширины кривых суммарной кинетической энергии, как функции отношения масс, представлены в таблице II.

Таблица I.

Распределение суммарных кинетических энергий
симметричных осколков деления Pu^{239} .

Ек Мэв	Отн. ед. "Т"	Отн. ед. "Sm"
129	105	120
133	195	170
137	270	255
140	340	300
145	370	380
150	420	405
153	440	440
158	395	415
162	425	355
166	260	270
170	170	200
173	110	130

Таблица 2

Суммарная кинетическая энергия и полуширины кривых суммарной кинетической энергии как функции отношения масс

Мт/Мл	E_k , Мэв	ΔE , Мэв
1,0	151	32,5
1,1	168	29
1,2	172	28
1,3	174	28
1,4	172	24,5
1,5	167	24
1,6	163	23
1,7	159	20
1,8	157	18
1,9	155	19
2,0	151	-

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ Pu^{241}
ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ.

Г.З.Борухович, Г.А.Петров

В работе определена суммарная кинетическая энергия симметричных осколков деления, а также изучено поведение суммарной кинетической энергии парных осколков деления Pu^{241} как функция отношения масс. Измерения проводились с помощью двух поверхностно-барьерных счетчиков площадью 8 см², мишень содержала 1 мкг Pu^{241} , источником нейтронов служил горизонтальный канал реактора ВВР-М ФТИ им. А.Ф.Иоффе АН СССР.

Получены следующие результаты:

величины наиболее вероятных значений кинетических энергий:

$$E_L = 98,5 \pm 1 \text{ Мэв}$$

$$E_T = 71,0 \pm 1 \text{ Мэв}$$

Значения суммарной кинетической энергии для различных отношений масс осколков представлены в таблице:

Таблица

<u>Мг/Мл</u>	<u>Е_к, Мэв</u>
1,0	151 ± 2
1,1	163 ± 2
1,2	174 ± 2
1,3	174 ± 2
1,4	170 ± 2
1,5	166 ± 2
1,6	162 ± 2
1,7	160 ± 2
1,8	158 ± 3
1,9	157 ± 3

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ,
ДУБНА, 1966

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ИЗОТОПОВ ЭРБИЯ.

Э.Н.Каржавина, А.Б.Попов, Д.С.Язвичий

На нейтронном спектрометре ЛНФ ОИЯИ с разрешением от 80 нсек/м до 6 нсек/м проведены измерения пропускания и выхода γ -лучей от захвата нейтронов для образцов из естественного эрбия и образцов, обогащенных изотопами Er^{164} , Er^{166} , Er^{167} , Er^{168} , Er^{170} . Эти измерения позволили провести изотопическую идентификацию и определить параметры нейтронных резонансов для Er^{164} и Er^{167} в области до 300 эв, для Er^{166} - до 1500 эв, а для Er^{168} и Er^{170} в области до 4000 эв (см. таблицы). Это дало возможность получить для данных изотопов значения среднего расстояния между уровнями \mathcal{D} , силовой функции S_0 и радиационной ширины Γ_r :

Er^{164}	$\mathcal{D} = 23 \pm 4$ эв	$S_0 = (1,2^{+0,9}_{-0,4}) \cdot 10^{-4}$	
Er^{166}	$\mathcal{D} = 52 \pm 7$ эв	$S_0 = (1,8^{+0,9}_{-0,4}) \cdot 10^{-4}$	$\Gamma_r = 87 \pm 13$ мэв
Er^{167}	$\mathcal{D} = 4,6 \pm 0,7$ эв	$S_0 = (1,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$	$\Gamma_r = 92 \pm 3$ мэв
Er^{168}	$\mathcal{D} = 110 \pm 16$ эв	$S_0 = (1,5^{+1,0}_{-0,5}) \cdot 10^{-4}$	$\Gamma_r = 80 \pm 10$ мэв
Er^{170}	$\mathcal{D} = 170 \pm 24$ эв	$S_0 = (1,3^{+0,8}_{-0,5}) \cdot 10^{-4}$	

Анализ совокупности известных данных о силовых функциях в области $140 < A < 200$ подтверждает существование дополнительного максимума в S_0 при $A \sim 160$, предсказанного Немировским с сотрудниками.

Таблица I

Параметры резонансов Er^{164}

№ № п/п	E_0 , эв	Γ_n , мэв	Γ_n^0
1	2	3	4
1	$7,80 \pm 0,05$	$0,6 \pm 0,1$	$0,21 \pm 0,04$
2	$30,5 \pm 0,1$	$3,4 \pm 0,3$	$0,62 \pm 0,05$
3	$49,5 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,5$	$0,41 \pm 0,07$
4	$56,8 \pm 0,2$	$6,0 \pm 0,6$	$0,81 \pm 0,08$
5	$109,0 \pm 0,4$	50 ± 10	5 ± 1
6	$131 \pm 0,5$	100 ± 30	9 ± 3
7	$137 \pm 0,5$	20 ± 5	$1,7 \pm 0,4$
8	$161,5 \pm 0,7$	60 ± 20	$4,7 \pm 1,6$

Продолжение таблицы I

I	2	3	4
9	195,5 ± 0,9	80 ± 25	5,7 ± 1,8
10	226 ± 1	85 ± 15	5,6 ± 1,0
11	302 ± 2	170 ± 70	9,8 ± 4,0
12	317 ± 2	240 ± 80	13,5 ± 4,5
13	422 ± 2,5	250 ± 70	12 ± 3
14	606 ± 3,5	300 ± 100	12 ± 4

Таблица 2

Параметры нейтронных резонансов E_r^{166}

№ № п/п	E_0 , эВ	Γ , мэВ	Γ_n , мэВ	Γ_f , мэВ	Γ_n°
1	2	3	4	5	6
1	15,6 ± 0,1	108 ± 11	1,9 ± 0,1	106 ± 11	0,48 ± 0,02
2	73,9 ± 0,3	155 ± 11	85 ± 5	70 ± 12	9,9 ± 0,6
3	82,0 ± 0,3	80 ± 20	10 ± 1	70 ± 20	1,1 ± 0,1
4	154,9 ± 0,6		7 ± 1		0,56 ± 0,08
5	171,8 ± 0,8	750 ± 150	470 ± 70	280 ± 160	36 ± 5
6	302 ± 2	300 ± 100	230 ± 40	70 ± 110	13 ± 2
7	317 ± 2		270 ± 40		15 ± 2
8	354 ± 2		55 ± 10		2,9 ± 0,5
9	389 ± 2,5		320 ± 80		16 ± 4
10	511 ± 3		66 ± 22		2,9 ± 0,9
11	537 ± 3		46 ± 11		2,0 ± 0,5
12	598 ± 3		800 ± 150		33 ± 6
13	644 ± 3,5		180 ± 80		7 ± 3
14	751 ± 4		130 ± 40		4,9 ± 1,6
15	776 ± 4		52 ± 15		1,9 ± 0,5
16	800 ± 4		70 ± 16		2,5 ± 0,6
17	852 ± 5		1000 ± 150		35 ± 5
18	911 ± 5,5		670 ± 140		22 ± 5
19	1030 ± 6		170 ± 50		5,3 ± 1,5
20	1060 ± 6		200 ± 60		6 ± 2
21	1176 ± 7		250 ± 70		7 ± 2
22	1190 ± 7		300 ± 80		9 ± 2
23	1260 ± 8		320 ± 100		9 ± 3
24	1370 ± 9		1000 ± 200		27 ± 6

Таблица 3

Параметры нейтронных резонансов E_r^{167}

№ № п/п	$E_0, \text{эВ}$	$\Gamma, \text{мэВ}$	$g/n, \text{мэВ}$	$\Gamma_r, \text{мэВ}$	$2g\Gamma_n^\circ$
1	2	3	4	5	6
1	$5,96 \pm 0,05$	108 ± 10	$7,5 \pm 0,6$	93 ± 11	$6,1 \pm 0,5$
2	$7,90 \pm 0,05$		$0,07 \pm 0,01$		$0,050 \pm 0,007$
3	$9,33 \pm 0,08$	83 ± 11	$3,5 \pm 0,3$	76 ± 11	$2,3 \pm 0,2$
4	$20,2 \pm 0,1$	100 ± 10	$2,3 \pm 0,1$	96 ± 10	$1,02 \pm 0,04$
5	$26,3 \pm 0,1$	187 ± 6	$41,8 \pm 1,6$	92 ± 7	$18,7 \pm 0,8$
6	$27,4 \pm 0,1$	100 ± 30	$7,0 \pm 0,5$	85 ± 30	$2,7 \pm 0,2$
7	$32,9 \pm 0,1$	95 ± 17	$3,7 \pm 0,2$	88 ± 17	$1,29 \pm 0,07$
8	$37,7 \pm 0,2$	90 ± 17	$3,7 \pm 0,3$	83 ± 17	$1,2 \pm 0,1$
9	$39,5 \pm 0,2$	110 ± 24	$3,7 \pm 0,3$	103 ± 24	$1,18 \pm 0,09$
10	$42,2 \pm 0,2$	197 ± 160	$1,5 \pm 0,2$		$0,46 \pm 0,06$
11	$50,3 \pm 0,2$	110 ± 30	$4,2 \pm 0,3$	100 ± 30	$1,18 \pm 0,08$
12	$53,6 \pm 0,2$	160 ± 12	$25,6 \pm 1,6$	114 ± 13	$6,3 \pm 0,4$
13	$60,1 \pm 0,2$	103 ± 21	$6,1 \pm 0,4$	91 ± 21	$1,6 \pm 0,1$
14	$61,1 \pm 0,2$		(0,10)		(0,02)
15	$62,2 \pm 0,2$		$2,9 \pm 0,3$		$0,74 \pm 0,08$
16	$62,9 \pm 0,2$		$3,1 \pm 0,3$		$0,78 \pm 0,08$
17	$69,6 \pm 0,3$		$1,4 \pm 0,2$		$0,34 \pm 0,05$
18	$74,7 \pm 0,3$		$3,7 \pm 0,3$		$0,86 \pm 0,07$
19	$76,0 \pm 0,3$		$0,73 \pm 0,14$		$0,17 \pm 0,03$
20	$79,4 \pm 0,3$		$5,9 \pm 0,5$		$1,3 \pm 0,1$
21	$85,4 \pm 0,3$		$1,5 \pm 0,2$		$0,32 \pm 0,04$
22	$91,6 \pm 0,4$		$2,0 \pm 0,2$		$0,42 \pm 0,04$
23	$97,9 \pm 0,4$		(0,5)		(0,1)
24	$108,0 \pm 0,4$	107 ± 50	28 ± 3	50 ± 50	$5,4 \pm 0,6$
25	$113,3 \pm 0,4$		$1,0 \pm 0,3$		$0,19 \pm 0,06$
26	$115,8 \pm 0,5$		$1,9 \pm 0,4$		$0,35 \pm 0,06$
27	$132,0 \pm 0,5$	250 ± 50	80 ± 10	90 ± 50	$14,0 \pm 1,7$
28	$142,9 \pm 0,5$		9 ± 1		$1,5 \pm 0,2$
29	$158,0 \pm 0,6$	174 ± 80	27 ± 3	120 ± 80	$4,3 \pm 0,5$
30	$159,7 \pm 0,7$		$2,7 \pm 0,8$		$0,43 \pm 0,13$
31	$162,7 \pm 0,7$		$12 \pm 1,6$		$1,9 \pm 0,2$
32	$165,8 \pm 0,7$		(9,5)		(1,5)
33	$167,5 \pm 0,7$		(18)		(2,8)
34	$169,0 \pm 0,8$		(15)		(2,3)
35	$177,5 \pm 0,9$		$3,5 \pm 0,5$		$0,53 \pm 0,07$
36	$179,0 \pm 0,9$		14 ± 2		$2,1 \pm 0,3$
37	$185,2 \pm 0,9$		7 ± 1		$1,0 \pm 0,15$
38	$192,1 \pm 0,9$		12 ± 2		$1,7 \pm 0,3$
39	$196,7 \pm 0,9$		34 ± 5		$4,8 \pm 0,7$
40	204 ± 1		$0,25 \pm 0,09$		$0,03 \pm 0,01$
41	211 ± 1	120 ± 20	18 ± 2	84 ± 20	$2,5 \pm 0,3$
42	218 ± 1		$5,1 \pm 1,7$		$0,7 \pm 0,2$

Продолжение таблицы III

I	2	3	4	5	6
43	224 ± I		2,6 ± 0,9		0,35 ± 0,12
44	230 ± I		21 ± 4		2,8 ± 0,5
45	231 ± I				0,03
46	236 ± I,5		16 ± 3		2,1 ± 0,4
47	238 ± I,5		17 ± 3		2,2 ± 0,4
48	248 ± I,5		(8,2)		(1,0)
49	250 ± I,5		(6,5)		(0,8)
50	259 ± I,5		28 ± 4		3,5 ± 0,5
51	264 ± I,5		13 ± 2		1,6 ± 0,2
52	275 ± I,5		9 ± 2		1,1 ± 0,2
53	281 ± I,5		40 ± 4		4,8 ± 0,5
54	284 ± I,5		42 ± 4		5,0 ± 0,5
55	290 ± I,5		4 ± I		0,5 ± 0,1
56	311 ± 2		10 ± 2		1,1 ± 0,2
57	321 ± 2		14 ± 2		1,6 ± 0,4

Таблица 4

Параметры резонансов E_r^{168}

№ № п/п	E_0 , эВ	Γ , мэВ	Γ_n , мэВ	Γ_r , мэВ	Γ_n°
I	7,31 ± 0,05		0,01 ± 0,002		0,004 ± 0,0008
2	80,0 ± 0,3	137 ± 9	56 ± 3	81 ± 10	6,2 ± 0,3
3	189,3 ± 0,9	154 ± 55	78 ± 10	76 ± 55	5,7 ± 0,7
4	245 ± I	800 ± 150	550 ± 60	250 ± 160	35 ± 4
5	314 ± 2		155 ± 30		9 ± 2
6	529 ± 3	1000 ± 200	900 ± 100	100 ± 250	39 ± 4
7	764 ± 4		86 ± 28		3 ± I
8	831 ± 5		1100 ± 330		38 ± II
9	1009 ± 6		600 ± 200		19 ± 6
10	1098 ± 7		1150 ± 350		34 ± 10
11	1135 ± 7				5
12	1355 ± 8		550 ± 200		15 ± 5
13	1455 ± 9		1500 ± 500		39 ± 13
14	1820 ± 12				
15	1905 ± 12				
16	1950 ± 12				
17	2210 ± 13				
18	2380 ± 14				
19	2690 ± 16				

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6
20	3120 ± 19				
21	3320 ± 20				
22	3715 ± 22				
23	4150 ± 25				
24	4360 ± 34				

Таблица 5

Параметры резонансов E_r^{no}

№ № п/п	E_0 , эв	Γ , мэв	Γ_n , мэв	Γ_n^0
1	7,40 ± 0,05		0,007 ± 0,001	0,0026 ± 0,0004
2	95,3 ± 0,4	1000 ± 200	800 ± 100	82 ± 10
3	285 ± 1,5	800 ± 300	800 ± 200	47 ± 12
4	498 ± 3		600 ± 150	27 ± 7
5	750 ± 4		120 ± 50	4,4 ± 1,8
6	939 ± 5		1600 ± 300	52 ± 10
7	1098 ± 6		700 ± 200	21 ± 6
8	1224 ± 7			2
9	1390 ± 8		1400 ± 500	37 ± 13
10	1534 ± 10			2
11	2010 ± 12		720 ± 200	16 ± 4
12	2103 ± 13		930 ± 300	20 ± 7
13	2250 ± 13		1400 ± 500	29 ± 10
14	2380 ± 14		680 ± 230	14 ± 5
15	2840 ± 17		3000 ± 1000	56 ± 18
16	3315 ± 20			
17	3890 ± 23			
18	4200 ± 25			
19	4730 ± 30			

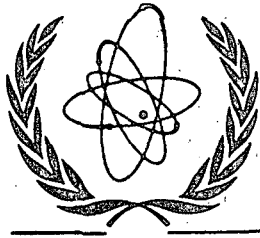
Таблица 6

Ядро - мишень	Спин- мишени	E Мэв	$P(z)$ Мэв	$P(n)$ Мэв	U Мэв	$2\rho_{набл}$	β	$\alpha(\frac{1}{Мэв})$
	0	6,60	0,62	0	5,98	$(8,7 \pm 1,5) \cdot 10^4$	5,46	$20,8 \pm 0,4$
	0	6,46	0,62	0	5,84	$(3,84 \pm 0,44) \cdot 10^4$	5,37	$19,6 \pm 0,4$
	7/2	7,76	0,62	0,61	6,53	$(4,4 \pm 0,6) \cdot 10^5$	5,48	$18,9 \pm 0,4$
	0	5,97	0,62	0	5,35	$(1,81 \pm 0,26) \cdot 10^4$	5,25	$19,6 \pm 0,4$
	0	5,70	0,62	0	5,08	$(1,20 \pm 0,16) \cdot 10^4$	5,23	$19,6 \pm 0,4$

Здесь E - энергия возбуждения; $P(z)$ и $P(n)$ - энергии спаривания протонов и нейтронов соответственно; $U = E - P(z) - P(n)$ - эффективная энергия возбуждения; $\rho_{набл}$ - плотность состояний ядра с заданной энергией возбуждения U ; β и α - параметры плотности уровней.

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
1. К статистическому подходу в теории деления	3
2. Энергетические и массовые распределения осколков при делении U^{235} и U^{233} быстрыми нейтронами	5
3. Простое квазиклассическое соотношение для угловой анизотропии деления ядер нейтронами	7
4. Интегральные и дифференциальные сечения деления Th^{232} нейтронами...	8
5. Каналовые эффекты в энергетической зависимости \bar{v} U^{235} и Th^{232}	II
6. Угловые распределения осколков фотоделения вблизи порога.....	12
7. Влияние оболочечных эффектов на энергию ядра в точке разрыва.....	14
8. Кинетические энергии и выходы осколков при делении урана-233 и урана-238 моноэнергетическими нейтронами	14
9. Корреляции резонансных параметров делящихся ядер.....	16
10. Угловая анизотропия и эффекты парной корреляции нуклонов при делении ядер.....	17
11. Относительные измерения среднего числа нейтронов, испускаемых при делении U^{233} и U^{235} нейтронами с энергией 0,08 - 1 Мэв.....	18
12. Энергетическая зависимость \bar{v} и баланс реализующейся энергии при делении U^{233} и U^{235} нейтронами	19
13. Спектры частиц при неупругом рассеянии.....	21
14. Спектры неупруго рассеянных нейтронов на ядрах Th^{232} , U^{235} и U^{238}	21
15. Радиационный захват нейтронов при синтезе тяжелых элементов.....	22
16. Выходы радиоактивных изотопов в ядерных реакциях на циклотроне.....	24
17. Полные нейтронные сечения изотопа $_{90}Th^{230}$ в области энергий (0,02+50) эв	29
18. Исследование асимметрии излучения и ядерного магнитного резонанса β - активных ядер, образованных при захвате поляризованных тепловых нейтронов	31
19. Возможность протекания (n, p) -реакций на тепловых нейтронах для нейтронодефицитных ядер	33
20. Уровни составных ядер, возникающих при захвате медленных нейтронов изотопами осмия 187, 188, 189	34
21. Сечение радиационного захвата быстрых нейтронов изотопами $_{50}Ti$ и $_{51}V$	34
22. Упругое рассеяние нейтронов с энергией 1,5 Мэв на ядрах среднего атомного веса.....	36
23. Определение сечений рассеяния некоторых редкоземельных элементов для тепловых и эпитепловых нейтронов.....	38
24. Уровни диспрозия 156.....	42
25. Кинетические энергии осколков деления Pu^{239} тепловыми и резонансными нейтронами.....	43
26. Кинетические энергии осколков деления Pu^{241} тепловыми нейтронами..	44
27. Нейтронные резонансы изотопов эрбия	47



International Atomic Energy Agency

INDC/187 ⁸
ENGLISH

USSR STATE COMMITTEE ON THE USE OF ATOMIC ENERGY
NUCLEAR DATA INFORMATION CENTRE

Nuclear Physics Research in the USSR
(Volume of Abstracts)

No.4

Obninsk 1967

67-4005
Translation from Russian

Editorial Board

A.E. Savelev (Chief Editor, Institute of Physics and Energetics)
G.Z. Borukhovich (A.F. Joffe Physico-Technical Institute USSR
Academy of Sciences)
Yu.P. Popov (Joint Institute for Nuclear Research)
V.G. Madeev (I.V. Kuchatov Institute of Atomic Energy)
I.A. Korzh (Institute of Physics, Ukrainian Academy of Sciences)
V.N. Andreev (Institute of Theoretical and Experimental Physics)
A.I. Obukhov (V.G. Khlopin Radium Institute)

English translation edited by K. Ekberg

~~SECRET~~

This volume presents the abstracts of work on the experimental or theoretical analysis of nuclear reactions induced by neutrons of energies up to 20-30 MeV, and also of work on the fission of nuclei. It covers investigations carried out in certain institutes in the Soviet Union in the second half of 1966.

Institute of Physics and Energetics

THE STATISTICAL APPROACH IN THE THEORY OF FISSION

A.V. Ignatyuk, V.S. Stavinsky and Yu. N. Shubin

A number of studies [1] use a statistical model of nuclear reactions for making calculations of fission products yield. Detailed analysis has shown that these calculations cannot be accepted as satisfactory, since the number of theoretical parameters that can be selected is equal to the number of experimental results to be explained.

If we use the saddle-point method, we can obtain approximate expressions for the mass yield, the mean kinetic energies and the variance of the kinetic energies of the fragments:

$$Y(A_1, A_2) = \text{const} \frac{a}{a_1 a_2 (a - \bar{E}_K - \Delta)} e^{-\varphi(B - E_K) + 2\sqrt{a(Q - E_K - \Delta)}}$$

$$\varphi - \sqrt{\frac{a}{a - \bar{E}_K - \Delta}} \left(1 - \frac{1}{4} \frac{1}{\sqrt{a(Q - E_K - \Delta)}} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\sigma_{E_K}^2 = 2 \sqrt{\frac{a(Q - E_K - \Delta)^3}{a}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{a(Q - E_K - \Delta)}} \right)^{-1}$$

where a_1 and a_2 are the level density parameters of the fragments;

$$a = a_1 + a_2;$$

Δ is the pairing energy;

\bar{E}_K is the mean kinetic energy of the fragments;

Q is the reaction energy;

B is the barrier height; and

φ is a parameter denoting the steepness of the barrier.

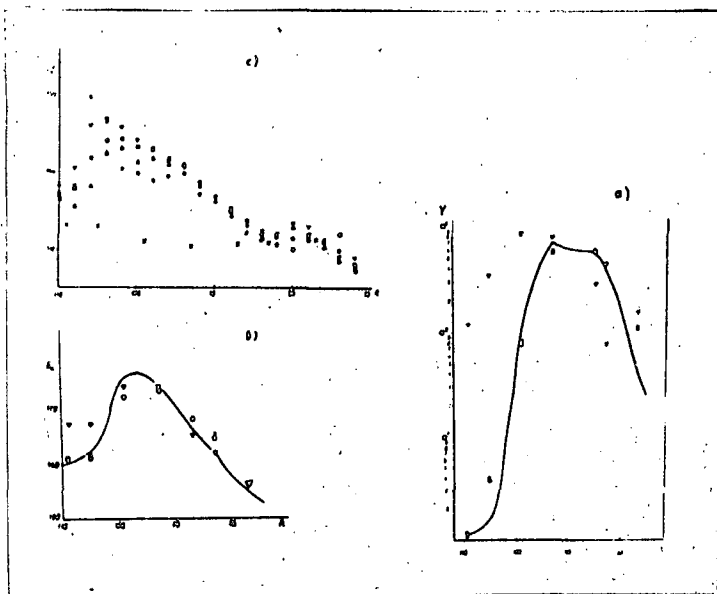
These correlations provide a simple link between the theoretical parameters and the values observed experimentally, and are at the same time sufficiently precise. They agree to within a few per cent with the results of computer calculations of fragment yields.

The results of the calculations given in the figure show that the agreement with the experimental values is due to the selection of Q and B for each fragment mass, but the calculations of dispersion do not agree with experiment even with this selection.

On the basis of experimental data now available for the weak dependence of the mean kinetic energy of the fragments on the excitation energy of the fissionable nucleus, we can formulate a requirement for the behaviour of the cross-section of the inverse process. As the mean kinetic energy of the fragments is determined (1) by the position of the maximum of the product of the cross-section for the inverse process and the level density of the fragments, the cross-section of the inverse process must depend on the excitation energy in such a manner as to compensate for this dependence in the level density. This requirement is not fulfilled in any one of the cases in which we express the cross-section for the inverse process in terms of the penetrability of some barrier. To represent the process of the amalgamation of two excited fragments as the passage of a system through some static barrier which remains invariable during the process of motion, is obviously an oversimplification. Accordingly, it is of fundamental importance that allowance be made for the specific characteristics of the transitional state in the cross-section for the inverse process, and the statistical approach to fission must, besides considering phase space, deal with the characteristics of the transitional process.

REFERENCES

- [1] E. Erba, U. Facchini, E. Saetta-Menichella, F. Tonolini,
L. Tonolini Severgnini Phys. Lett. 6(1963)294.
E. Erba, U. Facchini, E. Saetta-Menichella,
F. Tonolini Phys. Lett. 12(1964)109.
E. Erba, U. Facchini, E. Saetta-Menichella Nucl. Phys. 84(1966)595.



- a) Mass yield of fragments; } $^{235}\text{U} (n_t, f)$
 b) Mean kinetic energy of the fragments; }
 _____ experimental curve,
 x x calculated results [1],
 o o calculated results according to (1) with parameters
 selected by Erba, Facchini, and Saetta-Menichella in [1],
 ▽ ▽ calculated results without selection of parameters.
 c) Dispersion of the mean kinetic energies of the fragments:
 o o thermal neutrons, }
 Δ Δ $E_n = 5 \text{ MeV},$ } Experimental data taken
 □ □ $E_n = 6 \text{ MeV},$ } from VOROBYEVA, V.G. et al.,
 ▽ ▽ $E_n = 7 \text{ MeV},$ } Jadernaja fizika 4(1966)325
 x x calculations according to (1) with selected values
 for parameters [1].

ENERGY AND MASS DISTRIBUTIONS OF FRAGMENTS IN THE
FISSION OF ^{235}U AND ^{233}U BY FAST NEUTRONS

P.P. Dyachenko, B.D. Kuzminov, V.B. Mikhailov, V.F. Semenov
V.I. Senchenko and A.N. Utyushkov

(Submitted to *Jadernaja fizika*)

In this study measurements were made of the mass and kinetic-energy distributions of the fragments in the fission of ^{233}U by 430 keV, 630 keV and 1.1 MeV neutrons, and of ^{235}U by 100 keV, 260 keV, 700 keV and 1.3 MeV neutrons. The method used consisted in the simultaneous measurements of the energies of paired fragments, by means of surface-barrier silicon detectors.

Fig. 1 shows the fragment yields for ^{233}U (a) and ^{235}U (b). The fragment yields clearly show a fine structure for the entire range of neutron energies used in the present work.

Fig. 2 represents the kinetic energies of the fragments for various modes of fission in the bombardment of ^{233}U (a) and ^{235}U (b) nuclei by thermal neutrons and their variations $\Delta E_K(M_H) = E_K^\delta(M_H) - E_K^m(M_H)$ in fission by fast neutrons. It will be noted that the measured values of kinetic energy are a function of the fragment masses.

The table gives values for the variations in the average total kinetic energy of the fragments in fission by thermal and fast neutrons ($\Delta E_K = \bar{E}_K^\delta - \bar{E}_K^m$).

The variations in the yields and kinetic energies of the fragments are attributed to the influence of the transitional states of the fissionable nuclei.

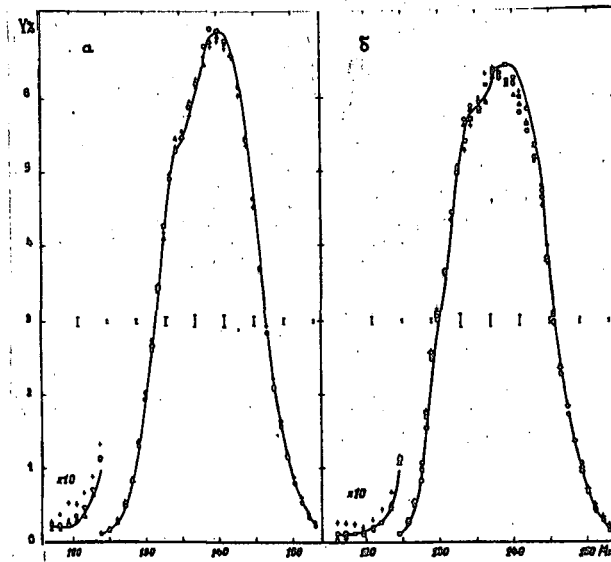


Fig. 1

Fragment yields in the fission of ²³³U (a) by thermal neutrons (solid line) and 430 keV neutrons (Δ), 630 keV (O), 1.1 MeV (+), and of ²³⁵U (b) by thermal neutrons (solid line) and by 100 keV (□), 260 keV (Δ), 700 keV (O) and 1.3 MeV (+) neutrons.

Typical statistical errors in fission by fast neutrons are pointed out. The error in the case of thermal neutrons is half as great.

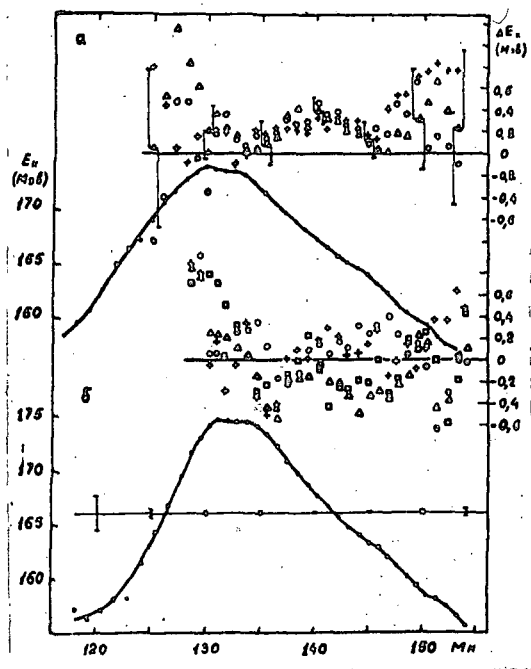


Fig. 2

Kinetic energies of fragments in the fission of ^{233}U (a) and ^{235}U (b) by thermal neutrons (solid line) and variations in the kinetic energies ΔE_K in fission by fast neutrons (right-hand scale):

^{233}U - Δ - 430 keV, \circ - 630 keV, $+$ - 1.1 MeV

^{235}U - \square - 100 keV, Δ - 260 keV, \odot - 700 keV, $+$ - 1.3 MeV

Typical statistical errors for E_K in fission by thermal neutrons and for ΔE_K in fission by fast neutrons are pointed out (in fission of ^{235}U by 100 keV and 700 keV neutrons, the error in the case of ΔE_K is twice that of the typical errors indicated).

Table

		Target-nucleus						
		^{233}U			^{235}U			
ΔE_n								
MeV		0.43 ± 0.06	0.63 ± 0.06	1.1 ± 0.1	0.1 ± 0.08	0.26 ± 0.06	0.7 ± 0.06	1.3 ± 0.1
ΔE_K								
keV		300 ± 80	250 ± 80	215 ± 80	60 ± 160	-30 ± 80	140 ± 160	60 ± 80

A SIMPLE QUASI-CLASSICAL CORRELATION FOR THE ANGULAR ANISOTROPY OF NUCLEAR FISSION BY NEUTRONS

V.G. Nesterov, G.N. Smirenkin and A.S. Tishin

(Submitted to Jadernaja fizika)

The authors analyse the discrepancy between quantum mechanics calculations of the angular anisotropy of nuclear fission by neutrons and the well-known quasi-classical formula of Halpern and Strutinsky

$$A = \frac{l_{\max}^2}{8 K_0^2} = \frac{5 E_n}{8 K_0^2} \quad (1)$$

They give a simple, semi-empirical relation for the mean square of the angular momentum of the nucleus, based on the classical dependence

$$l_{\max} = C \sqrt{E_n}$$

$$\overline{l(l+1)} = \frac{1}{2} (2.10 \sqrt{E_n} + 1)^2 \quad (2)$$

The use of relation (2) leads to the following expression for A:

$$A = \frac{(l_{\max} + 1)^2}{8 K_0^2} = \frac{(2.10 \sqrt{E_n} + 1)^2}{8 K_0^2} \quad (3)$$

which eliminates the above-mentioned discrepancy.

From the figure we can see how the calculations of K_0^2 according to formula (3), on the basis of experimental data on the angular anisotropy of the fission of ^{239}Pu by neutrons, agree with the results of the quantum calculations of Griffin and how the latter are at variance with the calculations of K_0^2 according to formula (1).

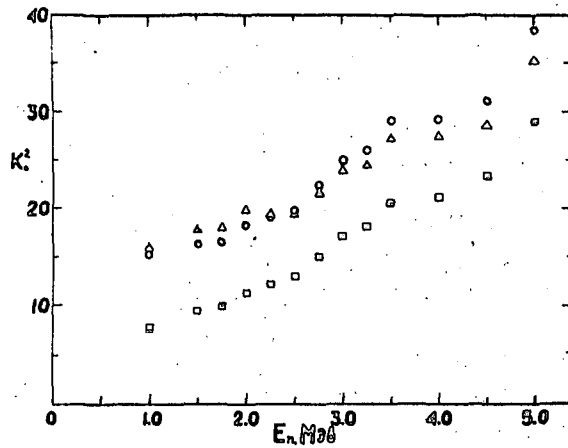


Fig. 1

The values of K_0^2 in the fission of ^{239}Pu by neutrons, as obtained in the quantum-mechanics calculations of Griffin, indicated by Δ ; according to formula (1), by \square , and according to formula (3), by \circ .

INTEGRAL AND DIFFERENTIAL CROSS-SECTIONS FOR THE
FISSION OF ^{232}Th BY NEUTRONS

S.B. Ermagambetov, V.F. Kuznetsov, L.D. Smirenkina
and G.N. Smirenkin

(Paper for Paris Conference on
Nuclear Data, 1966*.
Jadernaja fizika 5, 257 (1966)
Letter ZhETF 5, No. 1 (1967))

The authors measured the relative trend of the cross-section of ^{232}Th for fission by fast neutrons ranging from 0.6 to 3.0 MeV. The experiment was carried out with a multi-layer fission chamber containing a charge of about 6 g of thorium oxide. The results of the measurements are given on Fig. 1. In the shape of the integral cross-section σ_f from 0.6 to 1.2 MeV, previously uninvestigated, they found irregularities whose position can be correlated with levels of the ^{232}Th nucleus which are excited as a result of inelastic scattering. E_{curv} , characterizing the curvature of the barrier for fission of the ^{233}Th nucleus, was estimated at 0.06 ± 0.01 MeV.

Measurements of the differential fission cross-sections, i.e. of the angular distributions of fragments, were carried out by the round glass method in the 1.0 to 2.5 MeV neutron energy range. The results of measurements for the angular anisotropy of the fission of $\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)}$ are shown in Fig. 1 in the form of a solid curve. Fig. 2 gives the distribution $W(\gamma)$ for $E_n = 1.60 \pm 0.02$ MeV. It differs substantially from the measurement results of Henkel and Brolly, which by now have become the classical demonstration of channel effects. This changed the identification of the primary fission channel responsible for the form $W(\gamma)$, $CK^K = 3/2^-$ to $3/2^+$ (or $5/2^+$). A more detailed analysis of the lowest fission channels taking part in the fission of ^{232}Th by neutrons led to the following sequence K^K : $1/2^+$, $3/2^-$, $3/2^+$ etc.

* Nuclear Data for Reactors, Vol. 2, IAEA, Vienna (1967). 146.

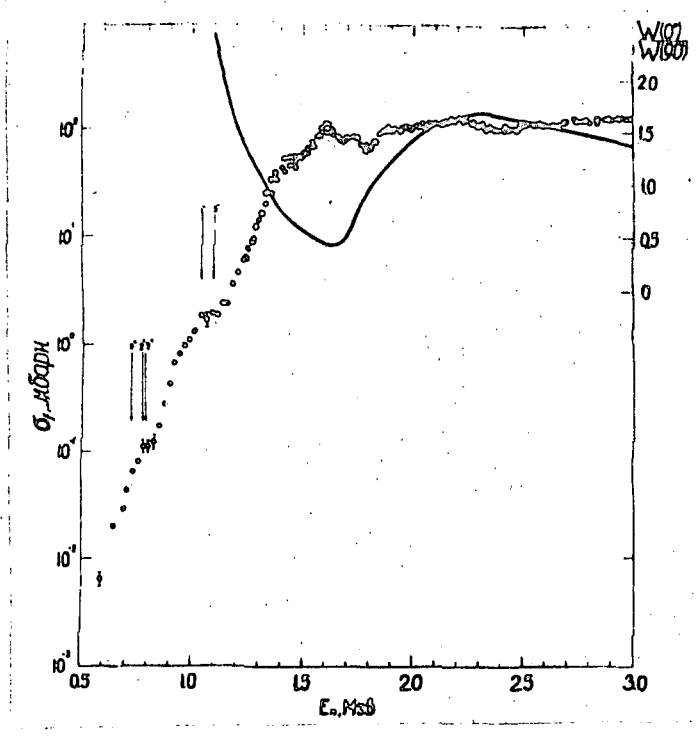


Fig. 1.

Cross-section σ_f and angular anisotropy
of the fission of ^{232}Th by neutrons

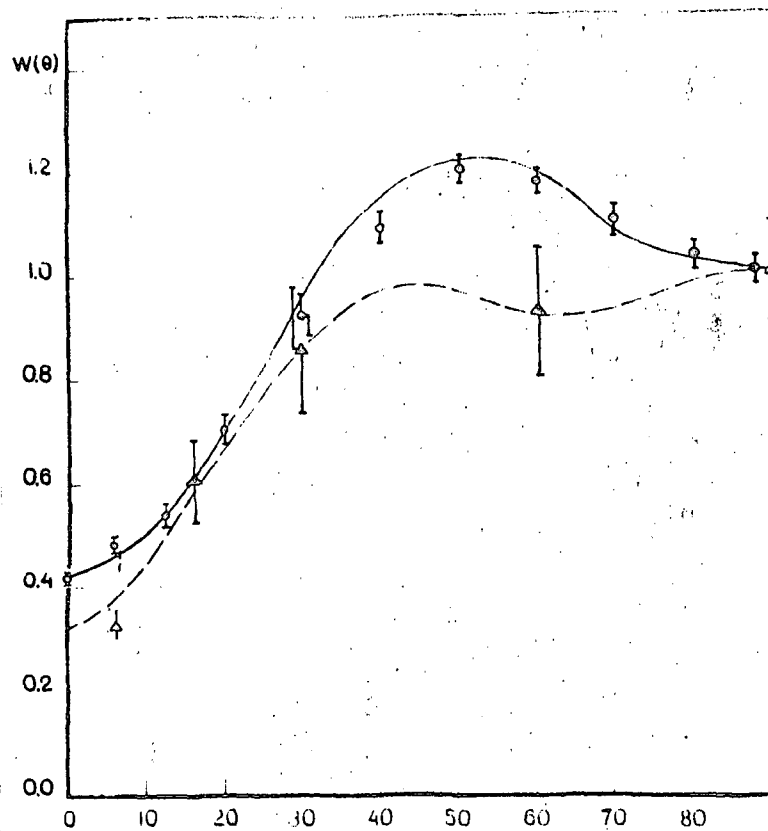


Fig. 2.

Angular distribution of fission fragments for $E_n = 1.6$ MeV

- - results of our measurements
- △ - findings of Henkel and Brolley

CHANNELLING EFFECTS IN THE ENERGY DEPENDENCE OF $\bar{\nu}$ FOR ^{235}U AND ^{232}Th

L.I. Prokhorova, G.N. Smirenkin and D.L. Shpak

(Paper for the Conference on
Nuclear Data, Paris 1966*.)

The paper gives the results of measurements of the relationship between the mean number of secondary neutrons $\bar{\nu}$ and the energy of the neutrons E_n inducing the fission of ^{235}U and ^{232}Th .

Measurement of $\bar{\nu}$ was performed by the method consisting of selecting pulse coincidences from $^{10}\text{Bf}_3$ counters in a paraffin block, inside which was located a multi-layer fission chamber. The method has been described in detail in numerous studies.

The neutron source was the $T(p,n)$ reaction, obtained with a Van de Graaff accelerator.

The measurements of $\bar{\nu}$ for ^{232}Th were performed in the neutron energy range from 1.6 to 3.2 MeV, and those of $\bar{\nu}$ for ^{235}U in the range from 0.4 to 3.2 MeV; the energy step was ~ 0.2 MeV and the energy resolution ~ 0.06 MeV. The accuracy of the $\bar{\nu}$ -values was about 1% for ^{235}U and about 2% for ^{232}Th .

The measured values for $\bar{\nu}$ were compared with those calculated from the mean kinetic energy of the fission fragments in the same energy range.

In general, the measured dependence of $\bar{\nu}$ on the energy of the neutrons E_n inducing ^{235}U fission takes the form of a somewhat stepped curve. In particular, in the energy region from 1 to 2 MeV the slope $d\bar{\nu}/dE_n$ represents 0.06 MeV^{-1} , whereas at higher neutron energies $d\bar{\nu}/dE_n \sim 0.15 \text{ MeV}^{-1}$.

One of the possible explanations of the stepped dependence of $\bar{\nu}$ on the energy of neutrons inducing fission of the even-even compound nuclei ^{236}U could be the existence of an energy gap in the ^{236}U fission channel spectrum. The stepped form of the energy dependence of $\bar{\nu}$ is in good qualitative agreement with the conclusions of V.M. Strutinsky and V.A. Pavlinchuk regarding the effect of nucleon pairing on the internal excitation spectrum of fissionable nuclei.

* Nuclear Data for Reactors, Vol. 2, IAEA, Vienna (1967) 67.

The dotted lines on Fig. 1 correspond to the conclusions of this theory concerning the existence of two excitation energy regions where $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n}$ differs by a factor of 1.5.

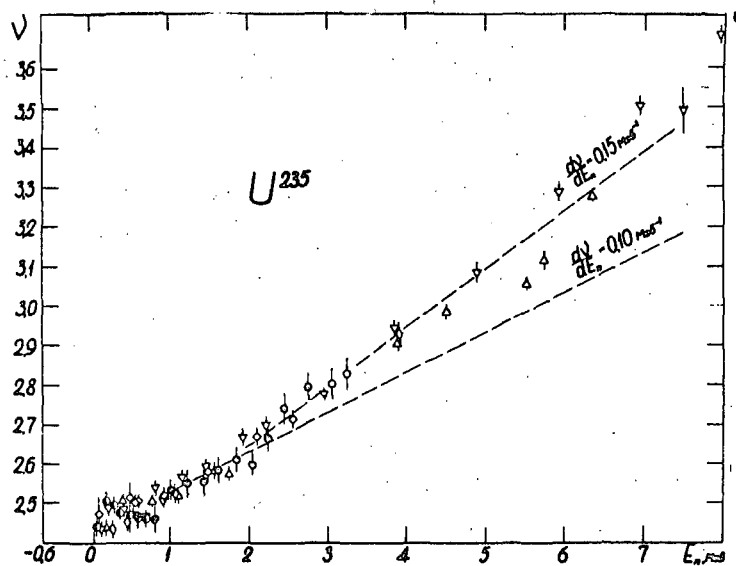


Fig. 1.

Comparison of the results of the present study \odot with the measurements of $\bar{\nu}$ for ^{235}U by other authors

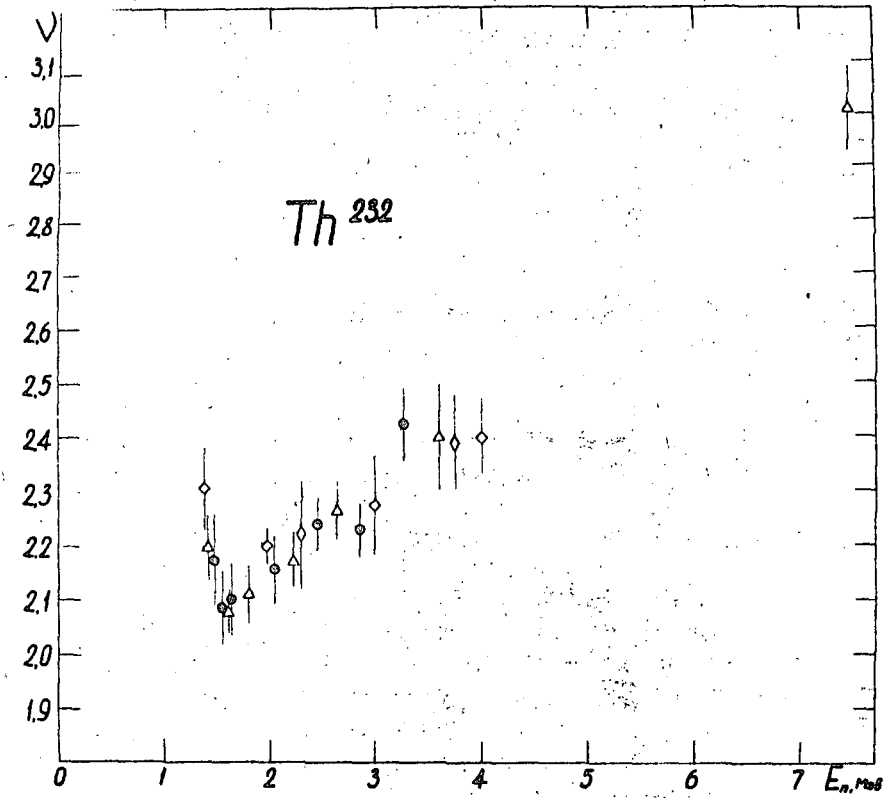


Fig. 2.

Comparison of the results of measurements of $\bar{\nu}$ for ^{232}Th in the present study ϕ with the results of other authors

THE ANGULAR DISTRIBUTIONS OF PHOTOFISSION FRAGMENTS
CLOSE TO THE THRESHOLD

N.S. Rabotnov, G.N. Smirenkin, A.S. Soldatov
and L.N. Usachev

(Institute for Physics and Energetics)

S.P. Kapitsa and Yu.M. Tsipenyuk

(S.I. Vavilov Institute for Physical Problems,
USSR Academy of Sciences)

The authors give the results of recent measurements of the angular distributions of fragments $w(\nu)$ in the photofission of a number of nuclei (^{232}Th , ^{238}U , ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{239}Pu) by bremsstrahlung photons having a maximum energy of between 5 and 8 MeV. The experiment was run on the microtron of the Institute for Physical Problems of the USSR Academy of Sciences, in accordance with the method of recording fragments by glass detectors. The angular distributions are represented in the form $w(\nu) = a + b \sin^2 \nu + c \sin^2 2\nu$, with the normalization $a + b = 1$. An analysis was made of the results obtained together with the data of Katz et al. on the fission cross-section σ_f along the lines of A. Bohr's model for transitional states of the fissionable nucleus.

The connection between the energy relationships $b/a(E^*)$ and $\sigma_f(E)$, where E is the energy of the γ quanta, and E^* is the mean excitation energy for the fission cross-section and the bremsstrahlung spectrum, depends on the manner in which a specified preferred value of the projection of the total angular momentum of the compound nucleus on the axis of the nucleus K evolves in the fission process. There are two possible variants: (a) K is fixed during a period considerably shorter than the lifetime of a compound nucleus but longer than the time of passage of the saddle point, and (b) at excitation energies close to the fission threshold K is conserved in compound nucleus states, i.e. it has a definite value during the entire lifetime of these states.

It is shown that for the case of (a), the point E_{crit} , in which the anisotropy of fission begins to decrease from its maximum value to zero, must lie at a value $\Delta E = E_f - T_f$ higher than T_f (E_f is the true fission threshold, and T_f is the energy value at which the fission width becomes equal to the radiation width), while for assumption (b) the equality $E_{\text{crit}} = T_f$ must be fulfilled. The experimental data (Fig.1) agree with the assumption (b): $E_{\text{crit}} \approx T_f$ in all cases, whereas in assumption (a) $\Delta E \approx 600 - 500$ keV.

Analysis of the photofission of ^{239}Pu provides further confirmation of the hypothesis concerning the existence of an approximate law for the conservation of K at moderate excitation energies.

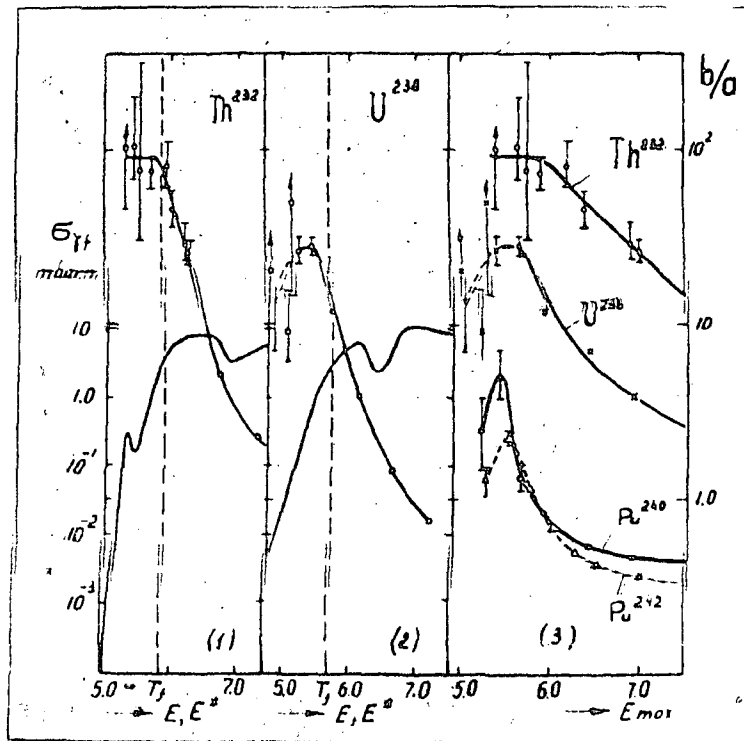


Fig. 1

THE INFLUENCE OF SHELL EFFECTS ON THE ENERGY
OF THE NUCLEUS AT THE SCISSION POINT

A.V. Ignatyuk

In this paper a study is made of the mass distribution, charge, kinetic energy and deformation of fragments. The study is based on calculations of the energy of a fissionable nucleus at the moment of the breaking up of the neck. The configuration of the nucleus is described in terms of a model of divided spheroids, whose energy was calculated with due allowance for influence of shell structure on their deformability. It is shown that the energy minimum corresponds to asymmetric fission in the case of heavy fissionable nuclei, to symmetric fission in that of light nuclei and to a three-humped mass-yield curve in that of nuclei in the intermediate region. The results obtained also give a fairly good description of the distribution of the mean kinetic energies and charge of fragments of a given mass over the entire region of fissionable nuclei.

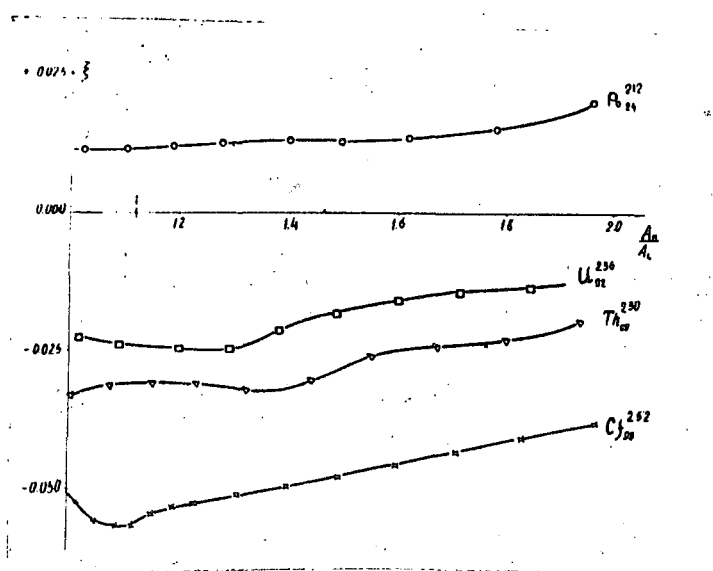


Fig. 1

The energy of the scission point as a function of fragment mass ratio (ξ in units of surface-tension energy of the fissionable nucleus)

KINETIC ENERGIES AND FRAGMENT YIELDS IN THE FISSION
OF ^{233}U and ^{238}U BY MONOENERGETIC NEUTRONS

V.I. Senchenko, A.I. Sergachev, V.B. Mikhailov,
V.G. Vorobyeva, M.Z. Tarasko and B.D. Kuzminov

(Submitted to *Jadernaja fizika*)

The authors study fragment distributions in terms of mass and kinetic energies for the case of the fission of ^{233}U by thermal neutrons and 0.43 MeV and 2.6 MeV neutrons, and of ^{238}U by 2.5 and 7 MeV neutrons. The experimental method consisted in making simultaneous measurements of the energies of complementary fragments by means of silicon semiconductor detectors.

Fig.1 shows the fragment distributions in terms of mass for the fission of ^{233}U by thermal neutrons and 0.43 MeV and 2.6 MeV neutrons (a), and of ^{238}U by 2 MeV, 5 MeV and 7 MeV neutrons (b).

Fig.2 shows the variations in fragment yields where Y_0 is represented by the fragment yields for fission by thermal neutrons $\Delta Y = Y(E_n) - Y_0$, in the case of ^{233}U , and by the yields for fission by 2 MeV neutrons in that of ^{238}U . It is pointed out that the variations in yields in the fission of ^{233}U and ^{238}U are not the same and the effect of different factors on these variations is considered.

The mean kinetic energies of the fission fragments for the excitation energies investigated show very little variation. The variations in the kinetic energy of symmetrical fragments with increasing excitation energy do not exceed the limits of statistical measuring errors.

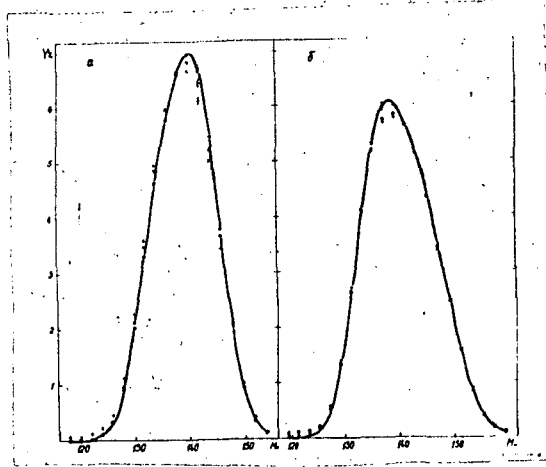


Fig. 1

Fragment distribution in terms of mass, in the fission of:

- (a) ^{233}U by thermal (\odot), 0.43 MeV (\circ) and 2.6 MeV ($+$) neutrons;
- (b) ^{238}U by 2 MeV (\odot), 5 MeV (\circ), and 7 MeV ($+$) neutrons.

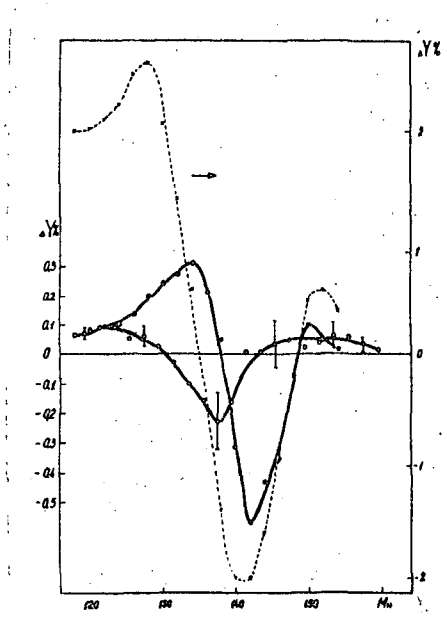


Fig. 2

Variations in fragment yield of ΔY in the fission of ^{233}U by 2.6 MeV neutrons (\odot), of ^{230}Th by 25.7 MeV α particles (X) and of ^{238}U by 5 MeV neutrons (\circ).

CORRELATIONS OF THE RESONANCE PARAMETERS
OF FISSIONABLE NUCLEI

E.V. Gai and N.S. Rabotnov

The authors discuss some of the causes of the correlation found to obtain between various random magnitudes characteristic of neutron resonances and show that if the correlation factor is known, the difference between the mean resonance parameters for two spin subsystems can be estimated. For example, it is generally assumed that the mean values of the magnitude $(2g\Gamma n_0)_i$ where $g = \frac{2J + 1}{2(2I + 1)}$ (J is the spin of the resonance level, I is the spin of the target nucleus) do not depend on J . The calculation performed gives:

$$\frac{\overline{(2g\Gamma n_0)}_1}{\overline{(2g\Gamma n_0)}_2} = \left(1 - \frac{R(1 + \delta\alpha)}{\delta(1 - \alpha)}\right) / \left(1 + \frac{R(1 + \delta\alpha)}{1 - \alpha}\right),$$

where

$$\alpha = \frac{\overline{\Gamma}_{f1}}{\overline{\Gamma}_{f2}}; \quad \delta = \frac{\xi_1}{\xi_2}; \quad R = \frac{\overline{\Gamma}_f \cdot \overline{2g\Gamma n_0}}{\overline{\Gamma}_f \cdot \overline{2g\Gamma n_0}} - 1,$$

R is averaged over all resonances regardless of spin, i.e. R is calculated directly from the experimental data on the magnitude. However, the difference of $(2g\Gamma n_0)$ can be assessed with certainty only in the case of a negative correlation coefficient r , since a positive value of r could be a consequence of level transmission. The latter effect was utilized in determining the shares of the transmitted resonances. Within the limits of statistical accuracy for the experimental data, we can use the "mean" curve, shown in Fig.1 by the dotted line for making estimates.

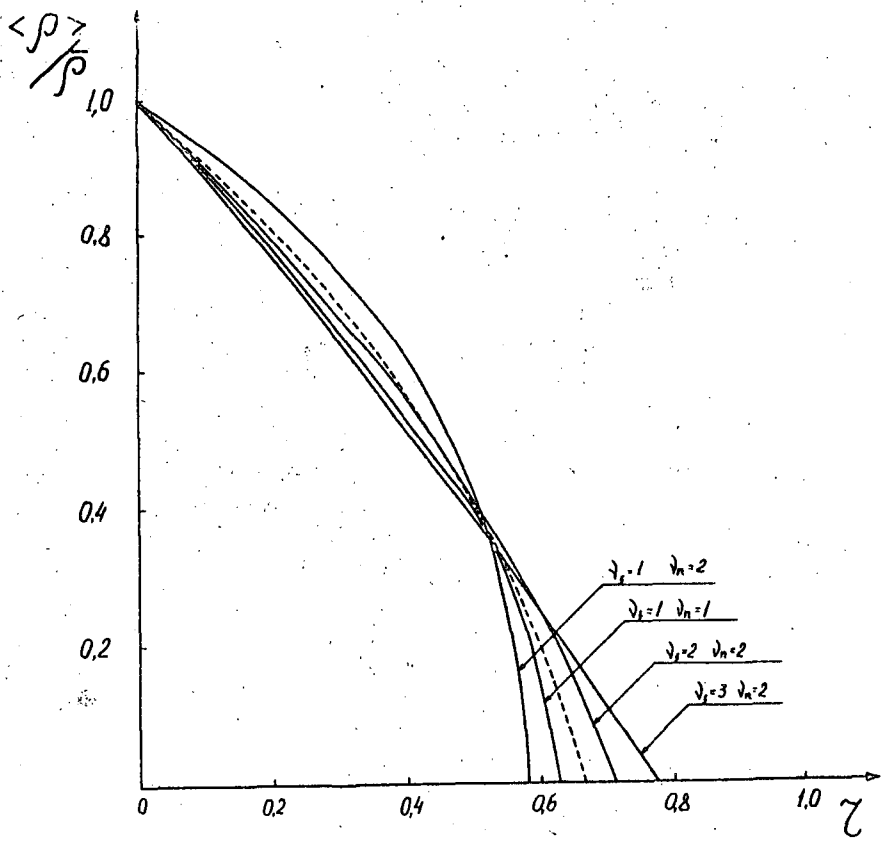


Fig.1

The ratio of the observed level density $\langle \rho \rangle$ to the true density $\bar{\rho}$, as a function of the correlation factor r between the reduced neutron and the fission widths. ν_n is the number of degrees of freedom, χ^2 is the distribution of neutron widths, ν_f is the distribution of fission widths.

ANGULAR ANISOTROPY AND THE EFFECTS OF NUCLEON PAIR
CORRELATION IN NUCLEAR FISSION

G.N. Smirenkin, V.G. Nesterov and A.S. Tishin

(Submitted to Jadernaja fizika)

The authors give the results of an analysis of the energy dependence of the mean square of the projection of the angular momentum $\overline{K}^2 = K_0^2$ of a fissionable nucleus on the axis of fragment separation, with use made of data on the angular anisotropy of the divergence of fragments from the fission of ^{239}Pu by neutrons, and of ^{233}U by α -particles. From an analysis of the relationship $\overline{K}^2(E)$ it was possible, in the case of the ^{240}Pu nucleus in a deformed transitional state, to determine the critical energy of the phase transition $E_{cr} = 9.5 \pm 3$ MeV and the size of the energy gap in the spectrum of the internal excitations $2\Delta_0 = 1.5 \pm 0.3$ MeV. The values obtained are substantially lower than those found in recent data. It is shown that the scale of the deviations of K_0^2 from the Fermi-gas dependence which are due to the effects of nucleon pair correlation, is considerably smaller than was assumed previously.

RELATIVE MEASUREMENTS OF THE AVERAGE NUMBER OF NEUTRONS EMITTED
IN THE FISSION OF ^{233}U AND ^{235}U BY 0.08-1 MeV NEUTRONS

V.F. Kuznetsov and G.N. Smirenkin

The authors studied the energy dependence of the ratio of the average number of secondary neutrons $\bar{\nu}$ for fission-inducing neutron energies to $\bar{\nu}$ for neutron energies of 0.4 MeV. The method of measurement is discussed in the paper of Yu.A. Blyumkina et al., Nucl. Phys. 52 (1964) 648. The detector of secondary neutrons used was an ionization chamber with layers of ^{232}Th .

Measurements were carried out for ^{235}U in the neutron energy range from 0.08 to 1 MeV at intervals of ~ 0.1 MeV; for ^{235}U , the maximum neutron energy was 0.8 MeV. The uncertainty with respect to the energy of the primary neutrons did not exceed ± 60 keV in any of the experiments.

A method is given for applying corrections to the experimental results. In the discussion of the corrections the following effects were taken into account: (1) the dependence of the proportionality coefficient between the total number of fissions in the disc of the fissionable material and the number of fissions in the thin layers at the boundaries of the disc, on the energy of the primary neutrons formed as a result of the interaction of the primary neutrons with the nuclei of the disc and on the spatial remoteness from the neutron source or the points of the disc lying in a plane perpendicular to the beam of incident neutrons; (2) the dependence of secondary neutron recording efficiency on variations in the excitation energy of the fissionable nucleus; (3) the effect of the triple correlation primary neutron - fission fragment - secondary neutron on secondary neutron recording efficiency; (4) the effect of variations in fission density with respect to disc radius and thickness on secondary neutron recording efficiency; (5) the contribution of multiplication effects to the total number of pulses recorded by the secondary neutron detector.

The corrections for the chosen dimensions of the system were not great (not more than 0.3%).

The results of the experiment, with allowance for corrections, are shown in Fig. 1 (^{235}U) and Fig. 2 (^{233}U). In Fig. 1 the results previously obtained by Yu.A. Blyumkina et al. are indicated by triangles and those of the present study by small circles. Attention is drawn to the structure in the shape of the curve $\frac{\bar{v}(E_n)}{\bar{v}(0.4 \text{ MeV})}$ which is of opposite character for the two isotopes.

REFERENCE

KUZNETSOV, V.F. and SMIRENKIN, G.N., Bulletin of the Information Centre on Nuclear Data, INDC-152 (English translation), IAEA, Vienna (1967) 51.

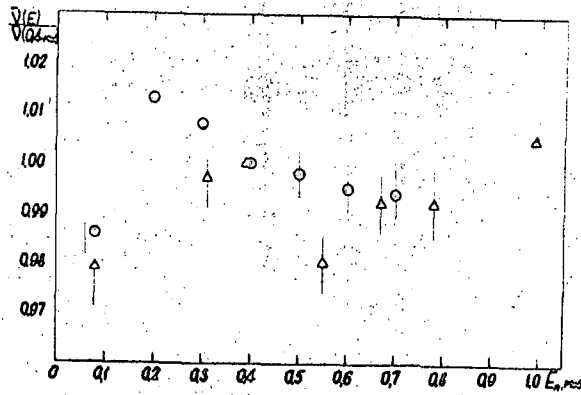


Fig. 1

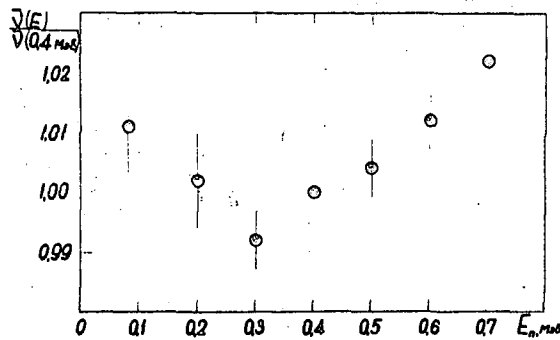


Fig. 2

THE ENERGY DEPENDENCE OF $\bar{\nu}$ AND THE ENERGY BALANCE IN THE
FISSION OF ^{233}U AND ^{235}U BY NEUTRONS

V.F. Kuznetsov and G.N. Smirenkin

This study deals with the possibility of giving an absolute value to the results of relative measurements of the average number of secondary neutrons arising in the fission of ^{233}U and ^{235}U by neutrons of energy ≤ 1 MeV, with use made of data on the mean kinetic energy of the fission fragments \bar{E}_k . The energy balance is analysed for the case of excitation of a fissionable nucleus by thermal and fast neutrons, with reference to data on relative measurements of $\bar{\nu}(E_n)$ and $\Delta\bar{E}_k(E_n) = \bar{E}_k(E_n) - \bar{E}_k^T$, where $E_k(E_n)$ and \bar{E}_k^T are, respectively, the mean kinetic energies of the fragments in fission by neutrons of energy E_n and by thermal neutrons. On the assumption of the invariability of the curve for mass yield and charges $Y(M, Z)$ in the 0 to 1 MeV neutron energy range, the energy balance equation is written in the form:
 $\bar{\nu}(E_n) = \bar{\nu}_t + a[\bar{E}_n - \Delta\bar{E}_k(E_n)]$, where a is the mean energy of the separation of the neutron from the fragments. It is generally considered that $a \approx 0.14 \text{ MeV}^{-1}$. This equation can be related to the value $R = \bar{\nu}(E_n)/\bar{\nu}(\bar{E}_n)$, as determined in relative measurements (Kuznetsov, V.F., Smirenkin, G.N., Atomnaja energija 5 (1967):

By substituting for the same E_n values the data on $R(E_n, \bar{E}_n)$ and $\Delta\bar{E}_k(E_n)$, we obtain a system of equations with the unknown coefficients $\frac{\bar{\nu}_t}{\bar{\nu}(\bar{E}_n)}$ and $\frac{a}{\bar{\nu}(\bar{E}_n)}$, which can be solved by the method of least squares. By determining these coefficients we get the possibility, with respect to $\bar{\nu}_t$ for ^{233}U and ^{235}U , of calculating $\bar{\nu}(\bar{E}_n)$ - the mean number of fission neutrons at the reference energy \bar{E}_n - which is required for converting the relative values $\bar{\nu}(E_n)/\bar{\nu}(\bar{E}_n)$ into absolute values. From the values of $\bar{\nu}(E_n)$ thus determined and from the data on $\Delta\bar{E}_k(E_n)$ we can verify the assumption concerning the invariability of $Y(M, Z)$. In this case the energy balance equation takes the form: $\Delta Mc^2 = -[\bar{E}_n - \Delta\bar{E}_k(E_n)] + \frac{\bar{\nu}(E_n) - \bar{\nu}}{a}$, where ΔMc^2 is the variation in the $Y(M, Z)$ curve expressed in energy units. Analysis showed that in the case of ^{235}U , ΔMc^2 has a mean value of ≈ -0.3 MeV in the range from 0.08 to 1 MeV; in the case of ^{233}U , $\Delta Mc^2 \approx 0$ up to 0.5 MeV, while for $E_n = 0.6$ and 0.7 MeV, ΔMc^2 diverges markedly from this value. Calculation of these divergences

resulted in $\bar{\nu}(\tilde{E}_n)$ values of 2.494 for ^{235}U , which is in excellent agreement with $\bar{\nu}(E_n) = 2.491 \pm 0.007$ as determined by direct comparison with $\bar{\nu}_T$ in the study of Yu.A. Blyumkina et al., Nucl. Phys. 52 (1964) 648.

For ^{233}U the value of $\bar{\nu}(\tilde{E}_n)$ was 2.462. Possible errors in the determination of $\bar{\nu}(\tilde{E}_n)$ were analysed in accordance with the above-mentioned method for assigning absolute values.

The absolute values of $\bar{\nu}(E_n)$ were compared with data in other studies. The measurement results were evaluated from the point of view of the influence of channel effects on $\bar{\nu}(E_n)$ and $\Delta\bar{E}_k(E_n)$. The table gives the values of $\bar{\nu}(E_n)$ obtained in the study of V.F. Kuznetsov and G.N. Smirenkin, Atomnaja energija 5 (1967), and in the present study. Included in the data is also the average number of delayed neutrons: 0.016 for ^{235}U and 0.007 for ^{233}U . The value of $\bar{\nu}_T$ in the conversion of the relative measurement data was assumed to be free of error, which would have to be taken into account where necessary.

REFERENCE

KUZNETSOV, V.F. and SMIRENKIN, G.N., Bulletin of the Information Centre on Nuclear Data, INDC-152 (English translation) IAEA, Vienna (1967) 51.

Table

The values of $\bar{\nu}(E_n)$ for ^{233}U and ^{235}U obtained by giving absolute values to the results of relative measurements (V.F. Kuznetsov, G.N. Smirenkin, Atomnaja energija 5 (1967))

E_n , MeV	$\bar{\nu}(E_n)$ ^{233}U	$\bar{\nu}(E_n)$ ^{235}U
0.08	2.489 ± 0.030	$2.456 \pm 0.022^*$ 2.439 ± 0.024
0.20	2.467 ± 0.031	2.523 ± 0.025
0.30	2.442 ± 0.027	$2.511 \pm 0.023^*$
0.31		2.483 ± 0.022
0.40	2.462 ± 0.025	2.491 ± 0.017
0.50	2.472 ± 0.027	$2.486 \pm 0.022^*$
0.55	-	2.441 ± 0.022
0.60	2.491 ± 0.028	$2.478 \pm 0.021^*$
0.67	-	2.471 ± 0.022
0.70	2.516 ± 0.029	$2.476 \pm 0.022^*$
0.78	-	$2.471 \pm 0.025^*$
0.99	-	2.503 ± 0.029

The results for $\bar{\nu}(E_n)$, obtained with a scintillation detector of secondary neutrons (see Yu.A. Blyumkina et al., Nucl. Phys. 52 (1964) 648) are indicated by asterisk.

PARTICLE SPECTRA IN INELASTIC SCATTERING

V.S. Stavinsky

The shape and characteristics of the spectrum for the inelastic scattering of neutrons is calculated for the case when the energy distribution of the particles is far from the equilibrium distribution.

The states of the residual nucleus are classified according to the number of excited particle-hole pairs. It is shown that the level density corresponding to a configuration with a given number of excited pairs is expressed by the n th term of the expansion of the function $\text{Sh}(\beta\xi)$, where β is the density of single-particle states near the Fermi surface and ξ is the excitation energy. Expressions were obtained for the dependence of the mean number of excited pairs and the dispersion of this magnitude as a function of excitation energy. Deviations from the mean are fairly large, amounting, for example, to 40% in the case of $\beta = 5$ and $\xi = 5$.

It is obvious that with a sufficiently large number of excited particles the shape of the spectrum will be determined mainly by the function $\text{Sh}(\beta\xi)$, which will be $\sim e^{\beta\xi}$ for large arguments, i.e. it will resemble an equilibrium spectrum with a constant "temperature" $T = \frac{1}{\beta}$. For nuclei of intermediate weight ($A \approx 100$), $T \approx 0.1$, which is considerably less than the temperature observed.

The calculations performed show that an analysis limited to the shape of the spectrum of inelastically scattered neutrons is insufficient for estimating the contribution of the direct processes to the (n,n') reaction.

THE SPECTRA OF NEUTRONS INELASTICALLY SCATTERED BY THE
NUCLEI ^{232}Th , ^{235}U AND ^{238}U

O.A. Salnikov, N.I. Fetisov, G.N. Lovchikova,
G.V. Kotelnikova, V.B. Anufrienko and B.V. Devkin

In this study measurements were made of spectra of secondary neutrons formed by the interaction of 14.1-MeV neutrons with fissionable elements, and in particular, ^{232}Th , ^{235}U and ^{238}U . The measurements were made on a time-of-flight spectrometer in an annular geometry. The scattering angle was 92° , the path length 2 m. The resolving power of the spectrometer was 4 ns/m.

The secondary neutron spectra were measured in the 0.17-14 MeV energy range. A considerable contribution was made to them by fission neutrons. With the boil-off spectra obtained after the subtraction of the fission neutrons, it was possible to determine the nuclear temperatures T and the nuclear level density parameters $A\rho$ for the elements under study. The results are shown in the table.

The nuclear level density parameter for U calculated on the basis of temperatures is in good agreement with the data given by A.V. Malyshev (ZhETF 45 (1963) 316), where this parameter was determined by analysis of neutron resonances. The data for ^{232}Th are of a preliminary nature.

Table

Nucleus	^{232}Th	^{235}U	^{238}U
T , MeV	0.82 ± 0.05	0.86 ± 0.06	0.71 ± 0.03
$A\rho$ MeV $^{-1}$	19.5	18.6	26.5

RADIATIVE CAPTURE OF NEUTRONS BY THE FUSION OF
HEAVY ELEMENTS

V.S. Shorin, S.P. Kapchigashev
and V.E. Kolesov

(Submitted to *Jadernaja fizika*)

According to the present view, the formation of heavy elements is associated with processes of radiative capture of neutrons with energies of 10 to 100 keV in stars: by the slow S-process in the red giant stage, and by the fast Γ process in the bursts of supernova stars. The model of the S process predicts the existence of a correlation between the cross-sections for neutron capture $\sigma_{n\gamma}$ and the abundance of heavy elements N_s . To verify this prediction, the authors obtained the $N_s \sigma_{n\gamma}$ values for 22 "screened" nuclei, i.e. those formed only in the S process. For nine of the nuclei they made use of experimental data on cross-sections for radiative capture, obtained spectrometrically for the slowing-down time of neutrons in lead and with the aid of a Moxon-Rae detector. For the remaining nuclei the neutron capture cross-sections were calculated according to the statistical theory of nuclear reactions, in conjunction with an optical model for calculation of neutron penetrability. The mean distances between levels D_0 were calculated on the basis of the level density parameter "a" with allowance for the grouping of degenerated single-particle levels.

The parameters used in calculating the radiative capture cross-section are given in Table 1. Table 2 gives the neutron capture cross-sections $\sigma_{n\gamma}$, the abundances N_s and the $f = N_s \sigma_{n\gamma}$ values for the screened nuclei. The values for N_s are based on data on the chemical composition of meteorites. The results obtained confirmed the smooth behaviour of the function $f(A)$, and were between two and three times lower than was assumed earlier. The values of $N_s \sigma_{n\gamma}$ were taken for a neutron energy of 25 keV (3.10^8 °K). As shown in Fig. 1, the temperature chosen leads to a good agreement between the values of $N_s \sigma_{n\gamma}$ for the neighbouring nuclei ^{186}Os and ^{187}Os , whose capture cross-sections differ considerably in behaviour because of the competition with radiative capture from inelastic scattering on the excited $3/2^-$ level of the ^{187}Os nucleus with energy 9.8 keV.

On the basis of the smooth behaviour of the function $f(A)$, the authors separated the contributions of the S and Γ processes to the abundance of nuclei formed in a mixed chain of captures. The data obtained for the Γ process are satisfactorily described by the theoretical curve of Clayton and Fowler (Annals of Physics 16 (1961) 51); however, the relative contribution of the Γ process was more important.

Table 1

Statistical parameters used in calculating
the capture cross-sections

Target nucleus	$\Gamma\gamma$ (MeV)	$a(\text{MeV}^{-1})$	$U(\text{MeV})$	D_0 (eV)	$D_0/2\pi\Gamma\gamma$
Ru^{100}	170	14,2	5,31	1050	985
Pd^{104}	150	16,2	5,82	498	527
Cd^{110}	130	17,5	5,67	122	150
Xe^{128}	100	15,4	5,79	392	624
Xe^{130}	100	14,5	5,48	934	1480
Nd^{142}	80	14,7	4,87	2030	3200
Gd^{154}	95	21,5	5,54	29,7	49,8
Dy^{160}	95	21,1	5,87	21,5	36
Yb^{170}	75	19,1	6,00	32,6	49,3
Os^{186}	60	18,7	5,66	113	300
Os^{187}	60	18,7	6,17	56	149
Pt^{192}	80	18,8	5,40	161	320
Hg^{198}	150	14,0	6,01	1110	1180

Table 2

Abundances (N_s), experimental and calculated cross-sections for the radiative capture of neutrons (σ_{ny}) at 25 keV and the product ($N_s \sigma_{ny}$) in the case of screened nuclei

Nuclei	Isotopic composition, %	N_s (atom/ 10^6 at.Si)	σ_{ny} (25 keV) mb	$N_s \sigma_{ny}$
Sr^{16}	9,86%	1,75	87 ± 17	152
Sr^{87}	7,02%	1,07	126 ± 25	135
Mo^{96}	16,5%	.416	100 ± 20	41,6
Ru^{100}	12,62%	.17	192	32,6
Pd^{104}	10,97%	.139	313	43,4
Cd^{110}	12,32%	$9,86 \cdot 10^{-3}$	727	7,2
Sr^{116}	14,30%	.187	116 ± 23	21,6
Te^{124}	4,74%	$2,94 \cdot 10^{-2}$	160 ± 32	4,7
Xe^{128}	1,919%	$3,07 \cdot 10^{-2}$	326	10
Xe^{130}	4,08 %	$6,53 \cdot 10^{-2}$	160	10,5
Nd^{142}	27,11%	.18	68	12,3
Sm^{148}	11,24%	$2,58 \cdot 10^{-2}$	293 ± 58	7,6
Sm^{150}	7,44%	$1,71 \cdot 10^{-2}$	420 ± 80	7,2
Gd^{154}	2,23%	$7,36 \cdot 10^{-3}$	1120	8,2
Dy^{160}	2,294%	$7,1 \cdot 10^{-3}$	1310	9,3
Yb^{170}	3,14%	$5,65 \cdot 10^{-3}$	945	5,3
Hf^{176}	5,20%	$9,51 \cdot 10^{-3}$	800 ± 160	7,6
Os^{186}	1,59%	$1,12 \cdot 10^{-2}$	400	4,5
Os^{187}	1,64%	$9,6 \cdot 10^{-3}$	460	4,4
Pt^{192}	0,78%	$6,24 \cdot 10^{-3}$	392	2,45
Hg^{198}	10,02%	$6,25 \cdot 10^{-3}$	176	1,1
Pb^{204}	1,37%	$(3,7-698) \cdot 10^{-3}$	124 ± 25	$(4,6-87) \cdot 10^{-1}$

Note: (a) for the experimental cross-section values errors of $\pm 20\%$ are indicated;

(b) The abundances for ^{87}Sr , ^{176}Hf and ^{197}Os are corrected by making allowance for contributions from the radioactive decay of the isotopes ^{87}Rb ($\tau = 4.6 \times 10^{10}$ years), ^{176}Lu ($\tau_{\beta} = 2.1 \times 10^{10}$ years)^B and ^{187}Re ($\tau_{\beta} = 4.3 \times 10^{10}$ years).

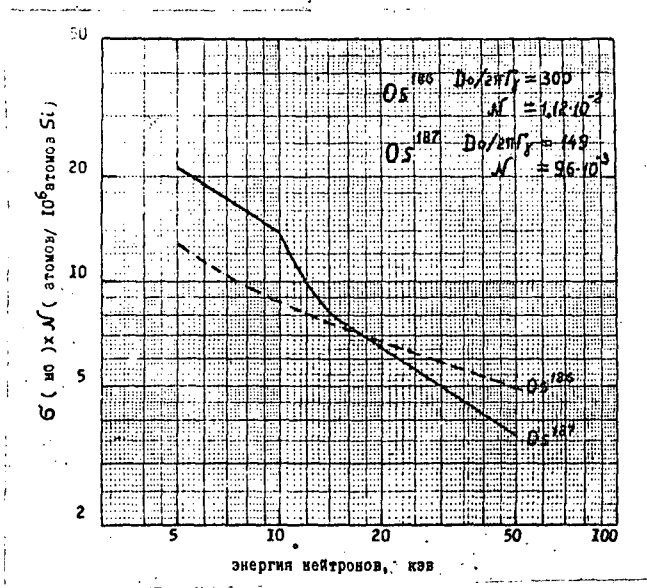


Fig. 1.

The product of the capture cross-section and the abundance for the isotopes ^{186}Os and ^{187}Os , as a function of neutron energy

RADIOISOTOPE YIELDS IN CYCLOTRON NUCLEAR REACTIONS

P.P. Dmitriev, I.O. Konstantinov
and N.N. Krasnov

In the development of methods for producing radioisotopes in the cyclotron of the Institute for Physics and Energetics (Obninsk), measurements were made of the yields of 33 isotopes, formed in reactions with protons, deuterons and α -particles. The Table below lists the production methods used and the isotope yields for $E_p = 22$ MeV, $E_d = 21$ MeV and $E_\alpha = 42$ MeV. The error in determining the yields was $\pm 15\%$ for all the isotopes except ^{26}Al and ^{23}Mo , for which it was $\pm 50\%$, owing to difficulties connected with the separation and measurement of very small activities. All the yield values indicated are for a natural mixture of stable isotopes of the original target elements.

Table

Isotope produced	Half-life	Method of production	Type of reaction	Yield $\mu\text{Ci}/\mu\text{A}/\text{h}$
^7Be	53 days	$\text{Li} + \text{p}$	(pn)	185
		$\text{Li} + \text{d}$	(dn), (d2n)	60
^{22}Na	2.62 days	$\text{Mg} + \text{p}$	(p α), (p α n)	0,45
		$\text{Mg} + \text{d}$	(d α), (d α n)	3,5
^{26}Al	7.38×10^5 years	$\text{Al} + \text{p}$	(ppn), (p2n)	$15 \cdot 10^{-6}$
		$\text{Mg} + \text{d}$	(dn), (d2n)	$2,3 \cdot 10^{-6}$
		$\text{Mg} + \alpha$	(α 2n), (α 3n)	$6,4 \cdot 10^{-6}$
		$\text{Mg} + \text{p}$	(α pn), (α p2n) (pn)	$5,7 \cdot 10^{-6}$
^{44}Ti	47.3 years	$\text{Sc} + \text{p}$	(p2n)	0,18
^{48}V	1.6 days	$\text{Ti} + \text{p}$	(pn), (p2n)	570
		$\text{Ti} + \text{d}$	(dn), (d2n), (d3n)	290
^{49}V	330 days	$\text{Ti} + \alpha$	(α 2n), (α 3n) (α pn), (α p2n)	12,3
		$\text{Ti} + \text{p}$	(pn), (p2n)	3,2
^{49}V	330 days	$\text{Ti} + \text{d}$	(dn), (d2n), (d3n)	8,3
		$\text{V} + \text{p}$	(pn)	520
^{51}Cr	27.8 days	$\text{V} + \text{d}$	(d2n)	470
		$\text{Cr} + \text{p}$	(p2n), (ppn)	160
		$\text{Cr} + \text{d}$	(dn), (d3n)	
			(dp), (dt)	19
^{52}Mn	5.7 days	$\text{Cr} + \text{p}$	(pn), (p2n), (p3n)	465
		$\text{Cr} + \text{d}$	(d2n), (d3n)	460
		$\text{V} + \alpha$	(α 3n)	78
		$\text{Cr} + \alpha$	(α pn)	12
^{54}Mn	313 days	$\text{Mn} + \text{d}$	(dt)	2,7
		$\text{Mn} + \text{p}$	(ppn)	21
		$\text{Cr} + \text{p}$	(pn)	0,45
		$\text{Cr} + \text{d}$	(dn), (d2n)	1,9
		$\text{Fe} + \text{d}$	(d2p), (d α), (d α n)	2,8

Isotope produced	Half-life	Method of production	Type of reaction	Yield $\mu\text{Ci}/\mu\text{A/h}$
^{54}Mn	313 days	V + α	(αn)	1,7
		Cr + α	(αpn), ($\alpha p 2n$)	5,8
^{55}Fe	2.7 years	Mn + p	(pn)	9
		Mn + d	(d2n)	8,1
		Cr + α	(αn), ($\alpha 2n$), ($\alpha 3n$)	0,72
		Ni + p	(p α)	0,3
^{56}Co	77.3 days	Fe + p	(pn), (p2n)	74
		Fe + d	(d2n), (d3n)	42
		Mn + α	($\alpha 3n$)	2,9
		Fe + α	($\alpha 2n$), (αpn)	2,4
^{57}Co	267 days	Ni + p	(p2n), (ppn), (p2p) (p α)	35
		Fe + d	(dn), (d2n)	12
		Ni + α	(αn), ($\alpha \alpha p$)	2,7
		Fe + α	(αn), ($\alpha 3n$), (αp) ($\alpha p 2n$)	2,1
^{58}Co	71.3 days	Co + p	(ppn)	115
		Fe + α	(αpn), ($\alpha p 2n$)	28,5
^{65}Zn	245 days	Cu + p	(pn)	15
		Cu + d	(d2n)	18
		Cu + α	($\alpha 2n$), (αpn)	8,5
^{67}Ga	78 hours	Zn + p	(pn), (p2n)	500
		Zn + d	(dn), (d2n), (d3n)	330
		Zn + α	(αn), ($\alpha 3n$), (αp) ($\alpha p 2n$)	280
		Cu + α	($\alpha 2n$)	160
^{68}Ge	280 days	Ga + p	(p2n)	15
		Zn + α	($\alpha 2n$), ($\alpha 3n$)	2,1

Isotope produced	Half-life	Method of production	Type of reaction	Yield $\mu\text{Ci}/\mu\text{A}/\text{h}$
^{73}As	76 days	Ge+p	(pn), (p2n)	33
		Ge+d	(dn), (d2n), (d3n)	26
^{74}As	18.0 days	Ge+p	(pn)	170
		Ge+d	(dn), (d2n)	215
^{72}Se	8.6 days	Ge+d	(d2n)	19,5
^{85}Sr	64 days	Rb+p	(pn)	50
		Rb+d	(d2n)	60
^{87}Y	80 hours	Sr+p	(pn), (p2n)	1750
		Sr+d	(dn), (d2n)	390
		Rb+d	(d2n)	365
^{88}Y	105 days	Sr+p	(pn)	70
		Sr+d	(dn), (d2n)	60
		Zr+d	(d2), (d2n)	1,6
^{93}Mo	2600 years	Nb+p	(pn)	$4,1 \cdot 10^{-3}$
		Nb+d	(d2n)	$6 \cdot 10^{-6}$
^{103}Pd	17 days	Rh+p	(pn)	245
		Rh+d	(d2n)	340
^{109}Cd	416 days	Ag+p	(pn)	5,1
		Ag+d	(d2n)	6,6
		Ag+d	(d2n), (d3n)	2,2
^{113}Sn	118 days	Cd+d	(dn), (d2n)	2,0
^{139}Ce	140 days	La+p	(pn)	10,5
		La+d	(d2n)	38
^{151}Gd	120 days	Eu+p	(pn)	3,4
		Eu+d	(d2n)	16,8
^{181}W	130 days	Ta+p	(pn)	3,3
		Ta+d	(d2n)	12,4

Isotope produced	Half-life	Method of production	Type of reaction	Yield $\mu\text{Ci}/\mu\text{A}/\text{h}$
^{195}Au	192 days	$Pt+p$	$(pn), (p2n)$	4
		$Pt+d$	$(dn), (d2n), (d3n)$	5,8
		$Pt+\alpha$	$(\alpha3n), (\alpha p2n)$	1,9
^{205}Bi	15.3 days	$Pb+p$	$(p2n), (p3n)$	90
		$Pb+d$	$(dn), (d3n)$	35
^{206}Bi	6.24 days	$Pb+p$	$(pn), (p2n), (p3n)$	230
		$Pb+d$	$(d2n), (d3n)$	215
^{207}Bi	28 years	$Pb+p$	$(pn), (p2n)$	0,20
		$Pb+d$	$(dn), (d2n), (d3n)$	0,21

Institute of Theoretical and Experimental Physics

TOTAL NEUTRON CROSS-SECTION FOR ^{230}Th
IN THE (0.02-50) eV ENERGY REGION

S.M. Kalebin, R.N. Ivanov, P.N. Palei, Z.K. Karalova,
G.M. Kukavadze, V.I. Pyzhova, N.P. Shibaeva,
and G.V. Rukolaine

(Paper for the Conference on
Nuclear Data, Paris 1966*.)

In connection with a study of total neutron cross-sections by chemical means, 105 mg of the isotope ^{230}Th were separated and purified. The purity of the prepared sample was established by mass-spectroscopy analysis. The measurements of the neutron cross-sections were made with a mechanical chopper suspended in a magnetic field. The results are given in Figs. 1 and 2.

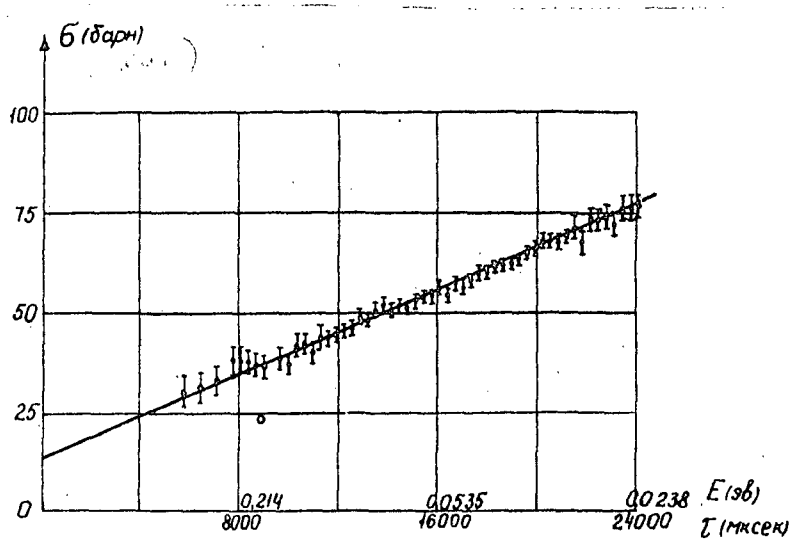


Fig. 1

Total neutron cross-section of ^{230}Th in the thermal energy region

* Nuclear Data for Reactors, Vol. 1, IAEA, Vienna (1967) 71.

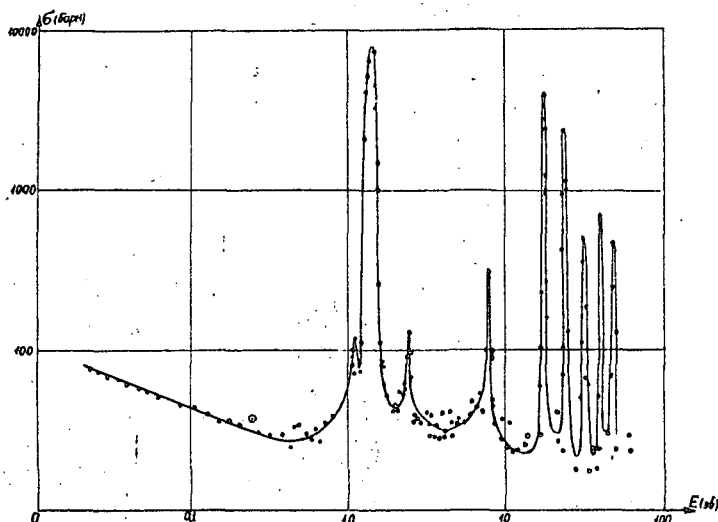


Fig. 2

Total neutron cross-sections for ^{230}Th in the (0.02-50) eV energy region. Sample thickness $n = 1.72 \times 10^{21}$ at/cm².

In the energy region studied, nine levels were detected (see Table).

No.	E eV	Γ_γ (MV)	Γ_n (MV)	$\Gamma_n^0 \cdot 10^{-4}$	
1	1.107 ± 0.006	$(28 \pm 2)^*$	0.0018 ± 0.0002	0.017 ± 0.002	p-resonance
2	1.431 ± 0.007	27.8 ± 2	0.190 ± 0.005	1.59 ± 0.05	
3	2.39 ± 0.008	(28 ± 2)	0.0095 ± 0.001	0.061 ± 0.007	p-resonance
4	7.80 ± 0.05	26.4 ± 4	1.55 ± 0.05	5.5 ± 0.1	
5	17.40 ± 0.08	23.1 ± 4	5.1 ± 0.2	12.2 ± 0.1	
6	24.0 ± 0.12	26.8 ± 8	4.60 ± 0.12	9.4 ± 0.2	
7	31.9 ± 0.2	21.0 ± 8	1.40 ± 0.05	2.50 ± 0.1	
8	39.2 ± 0.3	27.0 ± 10	3.2 ± 0.2	5.1 ± 0.3	
9	47.5 ± 0.35	26.0 ± 11	2.2 ± 0.1	3.2 ± 0.2	

*/ The values of Γ_γ given in brackets were adopted without calculation.

The mean distance between the levels $\mathcal{D} = (7.67 \pm 0.3)$ eV, the strength function $S_0 = (0.74 \pm 0.05) \times 10^{-4}$. The total neutron cross-section at thermal energy for ^{230}Th is 70 ± 3 b. There was good agreement between the level energies of ^{230}Th and the position of the neutron levels in hafnium.

A STUDY OF THE ASYMMETRY OF THE RADIATION AND NUCLEAR
MAGNETIC RESONANCE OF BETA-ACTIVE NUCLEI FORMED IN THE
CAPTURE OF POLARIZED THERMAL NEUTRONS

A.D. Gulko, S.S. Trostin and A. Khudoklin

In this study the authors describe the installation used and the results obtained in a study of the asymmetry of the radiation and nuclear magnetic resonance of polarized beta-active nuclei. The polarized nuclei are formed in the irradiation of a non-polarized target by polarized thermal neutrons. The installation can be used for experiments at various target temperatures, down to helium temperatures. There is a detailed discussion of the physical basis of the phenomena under study and of the relation between the experimentally observed line form of the nuclear magnetic resonance and the natural one, as determined by local fields.

1. For a number of isotopes they determine the probability $W_{J_0 \pm 1/2}$ of thermal neutron capture by the target nucleus with formation of an excited state of spin $J_0 \pm 1/2$ (J_0 being the spin of the target nucleus). The polarization P of beta-active nuclei in the ground state was measured. The results are shown in the Table.

Table

	^8Li	^{20}F	^{108}Ag	^{110}Ag	^{66}Cu
$J_0 + 1/2$	2^-	1^+	1^-	1^-	2^-
$W_{J_0 + 1/2}, \%$	100	≥ 42	≥ 24	$100^{*/}$	≥ 28
$P, \%$	40	20	10	10	3

*/ The cross-section for the $^{109}\text{Ag} + n$ reaction in the thermal region is determined entirely by the 5.2 eV resonance with spin 1^- .

2. Values were obtained for the magnetic moments of the ground states of the nuclei ^8Li and ^{20}F :

$$(M^8\text{Li}) = 1.6530 \pm 0.0008 \text{ nucl. mag.}$$

$$(M^{20}\text{F}) = 2.0925 \pm 0.0009 \text{ nucl. mag.}$$

3. An increase was found in the asymmetry of the beta-irradiation of the nucleus ^{20}F and variations in the shape of the nuclear magnetic resonance curve in the single-crystal CaF_2 on lowering the temperature of the sample to the temperature of helium.

4. It is shown that the systems of the polarized beta-active nuclei ^{108}Ag and ^{110}Ag in crystalline samples of Ag Cl consist of two sub-systems: one with a large relaxation time and the other with a small one. The relaxation mechanism of these nuclei is discussed.

Institute of Physics, Academy of Sciences of the Ukrainian SSR

THE POSSIBILITY OF THE (n,p) REACTION OCCURRING WITH THERMAL
NEUTRONS IN THE CASE OF NEUTRON-DEFICIENT NUCLEI

A.F. Dadakina and L.A. Golovach

(Presented at the XVII Annual
Conference for Nuclear Spectro-
scopy and Structure of the
Nucleus, Kharkov, 1967)

In this study the authors present the Q values which they calculated for the (n,p) reaction and also the potential barrier penetration factor for protons originating with (n,p) reactions. The penetration calculation is made in a quasi-classical approximation for transitions to the ground state of the final nucleus, with allowance for a centrifugal barrier and a nuclear potential:

$$V(r) = \frac{-(53.8 - 0.33 E)}{1 + \exp \frac{r - 1.25 A^{\frac{1}{3}}}{0.65}}$$

The Q values for (n,p) reactions in the case of neutron-deficient nuclei exceed the Q values for stable nuclei. The barrier penetrability for these nuclei is considerably higher than for stable nuclei, and therefore one can expect for neutron-deficient nuclei a higher probability of escape of protons from the compound nucleus upon capture by thermal neutrons.

In the Figure the natural logarithms of the penetration factors are plotted as a function of the mass number of the target nucleus for odd-odd target nuclei.

REFERENCE

DADAKINA, A.F., Bulletin of the Information Centre on Nuclear Data, INDC-152 (English translation) IAEA, Vienna (1967) 226.

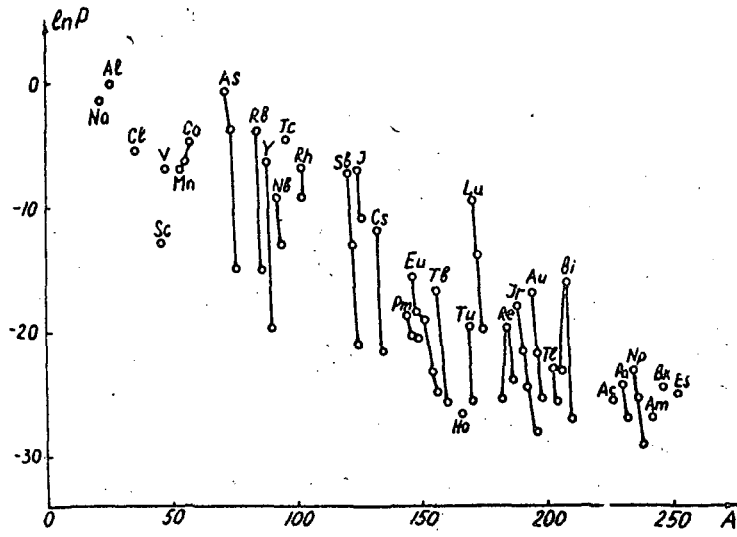


Fig. 1

THE LEVELS OF COMPOUND NUCLEI FORMED UPON THE CAPTURE OF
SLOW NEUTRONS BY THE ISOTOPES ^{187}Os , ^{188}Os AND ^{189}Os

V.P. Vertebny, M.F. Vlasov, A.F. Dadakina, R.A. Zatserkovsky,
A.L. Kirilyuk, M.V. Pasechnik and N.A. Trofimova

(Presented at the XVII Annual
Conference for Nuclear Spectro-
scopy and Structure of the
Nucleus, Kharkov, 1967)

Using a mechanical chopper and working in the 0.004–300 eV energy range with resolutions of 0.2 $\mu\text{s/m}$ and 6 $\mu\text{s/m}$, the authors measured the transmission of samples enriched in the isotopes ^{187}Os , ^{188}Os and ^{189}Os , and also of a sample of natural osmium. The following level assignments were made:

^{187}Os (E_0 in eV)	^{188}Os (E_0 in eV)	^{189}Os (E_0 in eV)
9.45 \pm 0.1	39.2 \pm 1.4	6.7 \pm 0.1
127 \pm 0.3	83 \pm 4	8.95 \pm 0.15
20.3 \pm 0.5 (?)		10.4 \pm 0.2
24.0 \pm 0.7		18.8 \pm 0.5
25.5 \pm 0.8 (?)		22 \pm 0.6
39.2 \pm 1.4		28 \pm 1
44 \pm 2		
50 \pm 2		
65 \pm 3		

THE CROSS-SECTION FOR THE RADIATIVE CAPTURE OF FAST
NEUTRONS BY THE ISOTOPES ^{50}Ti AND ^{51}V

G.G. Zaikin, I.A. Korzh, N.T. Sklyar and I.A. Totsky

(Submitted to Atomnaja Energiya)

The activation method was used to measure the energy dependence of the cross-section for the radiative capture of fast neutrons by the isotopes ^{50}Ti and ^{51}V in the 180 keV-2600 keV energy range. The activities of samples irradiated by fluxes of fast and thermal neutrons were compared. The reference cross-sections were those for the fission of ^{235}U by fast neutrons, for the activation of the isotopes ^{50}Ti and ^{51}V by thermal neutrons and for the fission of ^{235}U by thermal neutrons.

Tables 1 and 2 give the measurement results. Table 3 shows the ^{235}U fission cross-sections used.

Table 1

^{50}Ti

E_n keV	180 ± 73	285 ± 65	510 ± 60	1220 ± 85	1425 ± 85	1625 ± 85	1830 ± 90	2030 ± 90
σ_a μb	0.89 ± 0.09	0.63 ± 0.07	0.70 ± 0.07	0.65 ± 0.05	0.78 ± 0.07	0.48 ± 0.06	0.51 ± 0.06	0.37 ± 0.04

Table 2

^{51}V

E_n keV	187 ± 67	293 ± 57	409 ± 53	520 ± 50	806 ± 86	1016 ± 84	1220 ± 85	1425 ± 85
σ_a μb	7.11 ± 0.45	4.92 ± 0.31	3.18 ± 0.20	2.11 ± 0.13	1.65 ± 0.12	1.56 ± 0.10	1.39 ± 0.08	1.35 ± 0.09
E_n keV	1626 ± 86	1830 ± 90	2030 ± 90	2220 ± 90	2610 ± 110			
σ_a μb	1.33 ± 0.09	1.07 ± 0.09	0.98 ± 0.06	1.05 ± 0.06	1.10 ± 0.07			

Table 3

E_n keV	180	290	410	510	810	1020	1220	1420	1620	1830	2030	2220	2610
σ_f b	1.45	1.32	1.26	1.22	1.17	1.26	1.27	1.27	1.27	1.27	1.30	1.30	1.30

ELASTIC SCATTERING OF 1.5 MeV NEUTRONS ON
NUCLEI OF INTERMEDIATE ATOMIC WEIGHT

I.A. Korzh, N.M. Pravdivy, V.A. Mishchenko,
I.E. Sanzhur and I.A. Totsky

(Submitted to Ukrainsky Fizichesky
Zhurnal (Ukrainian Journal of Physics))

Measurements were carried out on the electrostatic accelerator of the Institute of Physics of the Academy of Sciences of the Ukrainian SSR to determine the differential cross-sections of elastically scattered neutrons with an initial energy of $1.5 \text{ MeV} \pm 0.05 \text{ MeV}$ on nuclei of titanium, chromium, iron, cobalt, nickel and copper. Differential cross-section measurements were made for eight scattering angles in the range 30 to 140° . The measurements of the angular distributions of the elastically scattered neutrons were used to determine the total cross-sections for elastic scattering, the transport cross-sections and the average values for the cosine of the angle of elastic scattering. The elastic scattering cross-section in the laboratory system of co-ordinates takes the form:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \sum_{i=0}^4 A_i P_i(\cos \vartheta)$$

The numerical values of the calculated nuclear physical constants and coefficients A_i , obtained by a least squares fit of the differential cross-sections and corrected by repeated scattering are given in the Table.

The measured angular distributions of the elastically scattered neutrons are analysed on the basis of a six-parameter optical model of the nucleus. The theoretical curves were fitted to the experimental curves by the χ^2 method. Variation in the model parameters with variation in the atomic weight of the nucleus is discussed.

Table 1

Numerical results of measurements of scattering of neutrons by nuclei

Nucleus	$\bar{\sigma}_t$ barn	σ_e barn	σ_{tu} barn	$\overline{\cos \theta}$	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4
Ti	3.20	2.765 ± 0.134	1.958 ± 0.170	0.292 ± 0.028	0.220	0.193	0.293	0.114	0.064
Cr	3.10	2.803 ± 0.149	1.870 ± 0.205	0.333 ± 0.039	0.223	0.223	0.337	0.131	0.061
Fe	2.80	1.885 ± 0.089	1.303 ± 0.117	0.309 ± 0.029	0.150	0.139	0.216	0.106	0.014
Co	3.30	2.438 ± 0.166	1.738 ± 0.214	0.287 ± 0.040	0.194	0.167	0.208	0.135	0.042
Ni	3.10	2.765 ± 0.105	1.919 ± 0.140	0.306 ± 0.023	0.220	0.202	0.272	0.158	0.048
Cu	3.10	1.973 ± 0.082	1.488 ± 0.100	0.246 ± 0.020	0.157	0.116	0.194	0.119	0.100

DETERMINATION OF THE SCATTERING CROSS-SECTIONS OF SOME
RARE-EARTH ELEMENTS FOR THERMAL AND EPITHERMAL NEUTRONS

V.P. Vertebny, N.L. Gnidak, V.V. Koloty and E.A. Pavlenko

(Submitted to the Ukrainsky
Fizichesky Zhurnal)

The total scattering cross-section for dysprosium, holmium and lutecium nuclei were measured in a 4π -geometry for neutrons in the energy range 0.02 to 1 eV by means of a fast chopper in the VVR-M (BBP-M) reactor of the Institute of Physics of the Ukrainian Academy of Sciences. The samples used were the oxides Dy_2O_3 , Ho_2O_3 , Lu_2O_3 , where $n\sigma_t \leq 0.13$. The time resolution in the experiment was approximately 12 and 3 $\mu s/m$. The measurements were made with reference to vanadium [1,2].

Fig. 1 shows the energy dependency of the total scattering cross-section of lutecium and holmium, illustrating the effect of magnetic scattering. The effective magnetic moment M_{eff} for the Ho^{+++} ion is $10.65 M\sigma$ and for Lu^{+++} is 0.

Ho_2O_3 and Lu_2O_3 have almost identical lattice parameters. Systematic errors in determining the magnetic scattering of Ho^{+++} can be of the order of 15-20%.

Table 1 gives numerical values for the scattering cross-sections of lutecium and holmium.

Table 2 gives the same information for dysprosium corrected for magnetic scattering.

The values given were obtained on the following formula:

$$\sigma_s^x = 1/2 \sigma_s \text{ oxide} - 3/2 \sigma_s \text{ oxygen}$$

REFERENCES

1. Atlas of Neutron Cross-Sections, BNL-325.
2. I.V. Gordeev, D.A. Kardashev and A.V. Malyshev. Jaderno-Fizičeskie Konstanty (Nuclear Physics Constants), Gosatomizdat (1963).

Table 1

Total scattering cross-sections σ_S^x in barns for lutecium and holmium
(with and without subtraction of magnetic scattering)

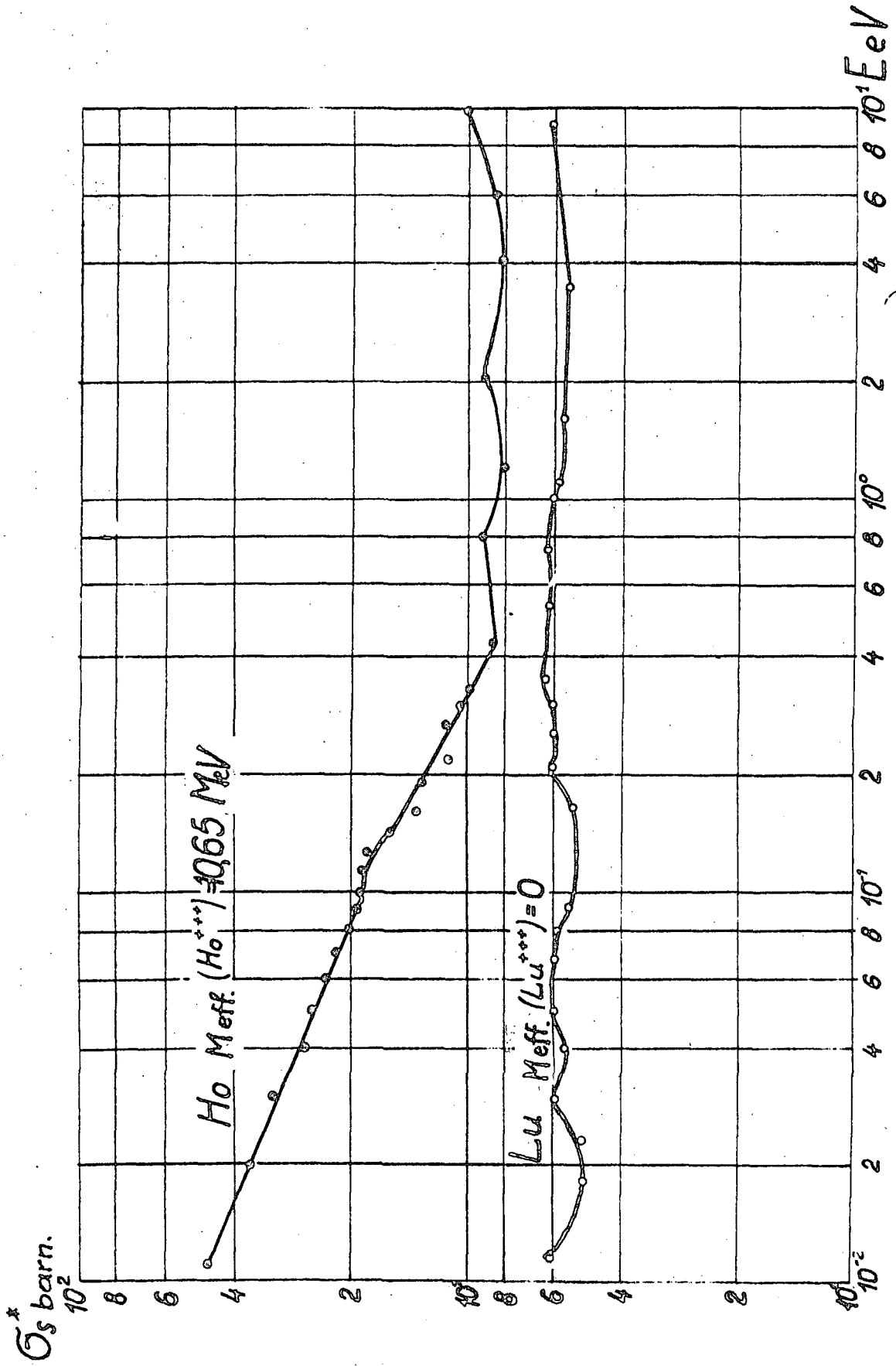
Energy (eV)	Lutecium	Holmium
	$\bar{\sigma}_S$ (barn)	σ_S^x (barn)
1.00	6.10 \pm 0.10	9.6 \pm 0.2
0.80	6.30 \pm 0.10	9.5 \pm 0.2
0.40	6.30 \pm 0.10	10.5 \pm 0.2
0.30	6.10 \pm 0.10	11.5
0.20	6.10 \pm 0.12	12.6
0.10	5.50 \pm 0.15	18.0
0.08	5.90 \pm 0.15	20.0
0.06	6.00 \pm 0.20	23.0
0.05	6.00 \pm 0.20	25.3
0.04	5.60 \pm 0.20	26.0
0.03	6.00 \pm 0.25	32.0
0.02	5.00 \pm 0.40	36.8
0.01	6.10 \pm 0.40	46.0

Table 2

Total scattering cross-sections for natural dysprosium
(with and without subtraction of magnetic scattering)

Energy (eV)	σ_s^x (barn)	$\bar{\sigma}_s = \sigma_s^x - \sigma_M$ (barn)
1.01	50.5 ± 2.0	50.5 ± 2.0
0.75	58.4 ± 2.0	58.4 ± 2.0
0.57	64.4 ± 2.0	64.4 ± 2.0
0.45	68.1 ± 2.0	66.5 ± 2.0
0.37	69.6 ± 2.0	67.7 ± 2.0
0.30	72.6 ± 2.0	70.4 ± 2.0
0.25	74.4 ± 2.0	71.8 ± 2.0
0.20	78.0 ± 2.0	74.9 ± 2.0
0.15	79.0 ± 2.0	75.3 ± 2.0
0.10	81.5 ± 2.0	75.2 ± 2.0
0.05	90.6 ± 2.0	77.5 ± 2.5
0.04	94.3 ± 3.0	78.7 ± 3.0
0.03	98.7 ± 3.0	79.2 ± 3.0
0.025	100.7 ± 3.0	77.5 ± 3.0

σ_M = total magnetic scattering cross-section.



LEVELS OF DYSPROSIUM-156

V.P. Vertebny, N.A. Gnidak, A.I. Kalchenko,
V.V. Koloty, E.A. Pavlenko, N.V. Pasechnik,
Zh.I. Pisanko and V.G. Rudyshin

Transmissions of the rare isotopes ^{156}Dy , ^{158}Dy and ^{160}Dy (natural abundance: 0.05, 0.09 and 2.3%, respectively) were measured in the reactor of the Institute of Physics of the Ukrainian Academy of Sciences, for neutrons in the 0.01 to 1000 eV energy range. The maximum resolution was 0.05 $\mu\text{s/m}$. The strongest levels of dysprosium-156 have the following energies (in eV):

3.21 ± 0.01 ; 8.09 ± 0.04 ; 9.18 ± 0.04 ; 15.2 ± 0.09 ; 19.65 ± 0.14 ;
 24.6 ± 0.2 ; 29.4 ± 0.25 ; 69.1 ± 0.9 ; 91.6 ± 1.5 ; 125 ± 2 .

A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology,
USSR Academy of Sciences

KINETIC ENERGIES OF PARTICLES RESULTING FROM ^{239}Pu FISSION
BY THERMAL AND RESONANCE NEUTRONS

G.Z. Borukhovich, D.M. Kaminker and G.A. Petrov

The authors measured the kinetic energies of paired fission fragments of ^{239}Pu using two surface-barrier counters of diameter 32 mm.

Neutrons passed through a samarium filter to isolate the 0.297 eV resonance were used as resonance neutrons. About a 30% decrease in the fission fragment yield was obtained in the symmetrical region for fission by the resonance neutrons (as compared with fission by thermal neutrons).

Table 1 (where T = fission by thermal neutrons, S_m = fission by filtered neutrons) shows the distribution of total kinetic energies of symmetrical ^{239}Pu fission fragments; the yield is given in relative units.

The dependence of the total kinetic energy on the fragment mass ratio and also the half-width of the total kinetic energy curves, as a function of the mass ratio, are shown in Table 2.

Table 1

Distribution of total kinetic energies of symmetrical ^{239}Pu fission fragments

E_K (MeV)	T (rel. units)	S_m (rel. units)
129	105	120
133	195	170
137	270	255
140	340	300
145	370	380
150	420	405
153	440	440
158	395	415
162	425	355
166	260	270
170	170	200
173	110	130

Table 2

Total kinetic energy and half-width of the total kinetic energy curves as a function of mass ratio

$M_{\text{heavy}}/M_{\text{light}}$	E_K (MeV)	ΔE (MeV)
1.0	151	32.5
1.1	168	29
1.2	172	28
1.3	174	28
1.4	172	24.5
1.5	167	24
1.6	163	23
1.7	159	20
1.8	157	18
1.9	155	19
2.0	151	-

KINETIC ENERGIES OF PARTICLES RESULTING FROM ^{241}Pu FISSION
BY THERMAL NEUTRONS

G.Z. Borukhovich and G.A. Petrov

The authors determined the total kinetic energy of the symmetrical fission fragments and studied the behaviour of the total kinetic energy of the paired ^{241}Pu fission fragments as a function of mass ratio. The measurements were made by means of two surface-barrier counters of 8 cm^2 area: the target contained one μg of ^{241}Pu : the horizontal channel of the WWR-M reactor of the A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology of the USSR Academy of Sciences was used as the neutron source.

The following results were obtained.

The most probable kinetic energy values are:

$$E_{\text{light}} = 98.5 \pm 1 \text{ MeV}$$

$$E_{\text{heavy}} = 71.0 \pm 1 \text{ MeV}$$

The figures for the total kinetic energy for various fragment mass ratios are given in the table.

Table

$M_{\text{heavy}}/M_{\text{light}}$	E_K (MeV)
1.0	151 ± 2
1.1	163 ± 2
1.2	174 ± 2
1.3	174 ± 2
1.4	170 ± 2
1.5	166 ± 2
1.6	162 ± 2
1.7	160 ± 2
1.8	158 ± 3
1.9	157 ± 3

Joint Institute for Nuclear Research (J.I.N.R.), Dubna, 1966

NEUTRON RESONANCE OF ERBIUM ISOTOPEs

E.N. Karzhavina, A.B. Popov and Yu.S. Iazvitsky

Using the LNF neutron spectrometer of the J.I.N.R. (with a resolution of from 80 ns/m to 6 ns/m), the authors measured γ transmission and yield from neutron capture for samples of natural erbium and samples enriched in the isotopes ^{164}Er , ^{166}Er , ^{167}Er , ^{168}Er and ^{170}Er . On the basis of these measurements the isotopes could be identified and the neutron resonance parameters determined for ^{164}Er and ^{167}Er in an energy range up to 300 eV, for ^{166}Er up to 1500 eV, and for ^{168}Er and ^{170}Er up to 4000 eV (see table). This made it possible to obtain for the given isotopes the mean distance values between levels \mathcal{D} , the strength function S_0 and the radiation width Γ_γ :

^{164}Er	$\mathcal{D} = 23 \pm 4 \text{ eV}$	$S_0 = (1.2 \begin{smallmatrix} +0.9 \\ -0.4 \end{smallmatrix}) \times 10^{-4}$	
^{166}Er	$\mathcal{D} = 52 \pm 7 \text{ eV}$	$S_0 = (1.8 \begin{smallmatrix} +0.9 \\ -0.4 \end{smallmatrix}) \times 10^{-4}$	$\Gamma_\gamma = 87 \pm 13 \text{ MeV}$
^{167}Er	$\mathcal{D} = 4.6 \pm 0.7 \text{ eV}$	$S_0 = (1.8 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	$\Gamma_\gamma = 92 \pm 3 \text{ MeV}$
^{168}Er	$\mathcal{D} = 110 \pm 16 \text{ eV}$	$S_0 = (1.5 \begin{smallmatrix} +1.0 \\ -0.5 \end{smallmatrix}) \times 10^{-4}$	$\Gamma_\gamma = 80 \pm 10 \text{ MeV}$
^{170}Er	$\mathcal{D} = 170 \pm 24 \text{ eV}$	$S_0 = (1.3 \begin{smallmatrix} +0.8 \\ -0.5 \end{smallmatrix}) \times 10^{-4}$	

Analysis of all the known data for strength functions in the energy range $140 < A < 200$ confirms the existence of an additional maximum in S_0 at $A \sim 160$, as predicted by Nemirovsky et al.

Table 1
Resonance parameters of ^{164}Er

No.	E_0 (eV)	Γ_n (MeV)	Γ_n^0
1	2	3	4
I	7,80 ± 0,05	0,6 ± 0,1	0,21 ± 0,04
2	30,5 ± 0,1	3,4 ± 0,3	0,62 ± 0,05
3	49,5 ± 0,2	2,9 ± 0,5	0,41 ± 0,07
4	56,8 ± 0,2	6,0 ± 0,6	0,81 ± 0,08
5	109,0 ± 0,4	50 ± 10	5 ± 1
6	131 ± 0,5	100 ± 30	9 ± 3
7	137 ± 0,5	20 ± 5	1,7 ± 0,4
8	161,5 ± 0,7	60 ± 20	4,7 ± 1,6
9	195,5 ± 0,9	80 ± 25	5,7 ± 1,8
10	226 ± 1	85 ± 15	5,6 ± 1,0
11	302 ± 2	170 ± 70	9,8 ± 4,0
12	317 ± 2	240 ± 80	13,5 ± 4,5
13	422 ± 2,5	250 ± 70	12 ± 3
14	606 ± 3,5	300 ± 100	12 ± 4

Table 2
Neutron resonance parameters of ^{166}Er

No.	E_0 (eV)	Γ (MeV)	Γ_n (MeV)	Γ_γ (MeV)	Γ_n^0
1	2	3	4	5	6
I	15,6 ± 0,1	108 ± 11	1,9 ± 0,1	106 ± 11	0,48 ± 0,02
2	73,9 ± 0,3	155 ± 11	85 ± 5	70 ± 12	9,9 ± 0,6
3	82,0 ± 0,3	80 ± 20	10 ± 5	70 ± 20	1,1 ± 0,1
4	154,9 ± 0,6		7 ± 1		0,56 ± 0,08
5	171,8 ± 0,8	750 ± 150	470 ± 70	280 ± 160	36 ± 5
6	302 ± 2	300 ± 100	230 ± 40	70 ± 110	13 ± 2
7	317 ± 2		270 ± 40		15 ± 2
8	354 ± 2		55 ± 10		2,9 ± 0,5
9	389 ± 2,5		320 ± 80		16 ± 4
10	511 ± 3		66 ± 22		2,9 ± 0,9
11	537 ± 3		46 ± 11		2,0 ± 0,5
12	598 ± 3		800 ± 150		33 ± 6
13	644 ± 3,5		180 ± 80		7 ± 3
14	751 ± 4		130 ± 40		4,9 ± 1,6
15	776 ± 4		52 ± 15		1,9 ± 0,5
16	800 ± 4		70 ± 16		2,5 ± 0,6
17	852 ± 5		1000 ± 150		35 ± 5
18	911 ± 5,5		670 ± 140		22 ± 5
19	1030 ± 6		170 ± 50		5,3 ± 1,5
20	1060 ± 6		200 ± 60		6 ± 2
21	1176 ± 7		250 ± 70		7 ± 2
22	1190 ± 7		300 ± 80		9 ± 2
23	1260 ± 8		320 ± 100		9 ± 3
24	1370 ± 9		1000 ± 200		27 ± 6

Table 3
Neutron resonance parameters of ^{167}Er

No.	E_0 (eV)	Γ (MeV)	$g\Gamma_n$ (MeV)	Γ_γ (MeV)	$2g\Gamma_n^0$
1	2	3	4	5	6
1	5,96 ± 0,05	108 ± 10	7,5 ± 0,6	93 ± 11	6,1 ± 0,5
2	7,90 ± 0,05		0,07 ± 0,01		0,050 ± 0,007
3	9,33 ± 0,08	83 ± 11	3,5 ± 0,3	76 ± 11	2,3 ± 0,2
4	20,2 ± 0,1	100 ± 10	2,3 ± 0,1	96 ± 10	1,02 ± 0,04
5	26,3 ± 0,1	187 ± 6	41,8 ± 1,6	92 ± 7 $\gamma=3$	18,7 ± 0,8
6	27,4 ± 0,1	100 ± 30	7,0 ± 0,5	85 ± 30	2,7 ± 0,2
7	32,9 ± 0,1	95 ± 17	3,7 ± 0,2	88 ± 17	1,29 ± 0,07
8	37,7 ± 0,2	90 ± 17	3,7 ± 0,3	83 ± 17	1,2 ± 0,1
9	39,5 ± 0,2	110 ± 24	3,7 ± 0,3	103 ± 24	1,18 ± 0,09
10	42,2 ± 0,2	197 ± 160	1,5 ± 0,2		0,46 ± 0,06
11	50,3 ± 0,2	110 ± 30	4,2 ± 0,3	100 ± 30	1,18 ± 0,08
12	53,6 ± 0,2	160 ± 12	25,6 ± 1,6	114 ± 13 $\gamma=4$	6,3 ± 0,4
13	60,1 ± 0,2	103 ± 21	6,1 ± 0,4	91 ± 21	1,6 ± 0,1
14	61,1 ± 0,2		(0,10)		(0,02)
15	62,2 ± 0,2		2,9 ± 0,3		0,74 ± 0,08
16	62,9 ± 0,2		3,1 ± 0,3		0,78 ± 0,08
17	69,6 ± 0,3		1,4 ± 0,2		0,34 ± 0,05
18	74,7 ± 0,3		3,7 ± 0,3		0,86 ± 0,07
19	76,0 ± 0,3		0,73 ± 0,14		0,17 ± 0,03
20	79,4 ± 0,3		5,9 ± 0,5		1,3 ± 0,1
21	85,4 ± 0,3		1,5 ± 0,2		0,32 ± 0,04
22	91,6 ± 0,4		2,0 ± 0,2		0,42 ± 0,04
23	97,9 ± 0,4		(0,5)		(0,1)
24	108,0 ± 0,4	107 ± 50	28 ± 3	50 ± 50	5,4 ± 0,6
25	113,3 ± 0,4		1,0 ± 0,3		0,19 ± 0,06
26	115,8 ± 0,5		1,9 ± 0,4		0,35 ± 0,06
27	132,0 ± 0,5	250 ± 50	80 ± 10	90 ± 50	14,0 ± 1,7
28	142,9 ± 0,5		9 ± 1		1,5 ± 0,2
29	158,0 ± 0,6	174 ± 80	27 ± 3	120 ± 80	4,3 ± 0,5
30	159,7 ± 0,7		2,7 ± 0,8		0,43 ± 0,13
31	162,7 ± 0,7		12 ± 1,6		1,9 ± 0,2
32	165,8 ± 0,7		(9,5)		(1,5)
33	167,5 ± 0,7		(18)		(2,8)
34	169,0 ± 0,8		(15)		(2,3)
35	177,5 ± 0,9		3,5 ± 0,5		0,53 ± 0,07
36	179,0 ± 0,9		14 ± 2		2,1 ± 0,3
37	185,2 ± 0,9		7 ± 1		1,0 ± 0,15
38	192,1 ± 0,9		12 ± 2		1,7 ± 0,3
39	196,7 ± 0,9		34 ± 5		4,8 ± 0,7
40	204 ± 1		0,25 ± 0,09		0,03 ± 0,01
41	211 ± 1	120 ± 20	18 ± 2	84 ± 20	2,5 ± 0,3
42	218 ± 1		5,1 ± 1,7		0,7 ± 0,2

1	2	3	4	5	6
43	224 ± 1		2,6 ± 0,9		0,35 ± 0,12
44	230 ± 1		21 ± 4		2,8 ± 0,5
45	231 ± 1				0,03
46	236 ± 1,5		16 ± 3		2,1 ± 0,4
47	238 ± 1,5		17 ± 3		2,2 ± 0,4
48	248 ± 1,5		(8,2)		(1,0)
49	250 ± 1,5		(6,5)		(0,8)
50	259 ± 1,5		28 ± 4		3,5 ± 0,5
51	264 ± 1,5		13 ± 2		1,6 ± 0,2
52	275 ± 1,5		9 ± 2		1,1 ± 0,2
53	281 ± 1,5		40 ± 4		4,8 ± 0,5
54	284 ± 1,5		42 ± 4		5,0 ± 0,5
55	290 ± 1,5		4 ± 1		0,5 ± 0,1
56	311 ± 2		10 ± 2		1,1 ± 0,2
57	321 ± 2		14 ± 2		1,6 ± 0,4

Table 4
Resonance parameters of ^{168}Er

No.	E_0 (eV)	Γ (MeV)	Γ_n (MeV)	Γ_γ (MeV)	Γ_n^0
1	2	3	4	5	6
I	7,31 ± 0,05		0,01 ± 0,002		0,004 ± 0,0008
2	80,0 ± 0,3	137 ± 9	56 ± 3	81 ± 10	6,2 ± 0,3
3	189,3 ± 0,9	154 ± 55	78 ± 10	76 ± 55	5,7 ± 0,7
4	245 ± 1	800 ± 150	550 ± 60	250 ± 160	35 ± 4
5	314 ± 2		155 ± 30		9 ± 2
6	529 ± 3	1000 ± 200	900 ± 100	100 ± 250	39 ± 4
7	764 ± 4		86 ± 28		3 ± 1
8	831 ± 5		1100 ± 330		38 ± 11
9	1009 ± 6		600 ± 200		19 ± 6
10	1098 ± 7		1150 ± 350		34 ± 10
11	1135 ± 7				5
12	1355 ± 8		550 ± 200		15 ± 5
13	1455 ± 9		1500 ± 500		39 ± 13
14	1820 ± 12				
15	1905 ± 12				
16	1950 ± 12				
17	2210 ± 13				
18	2380 ± 14				
19	2690 ± 16				

1	2	3	4	5	6
20	3120 ± 19				
21	3320 ± 20				
22	3715 ± 22				
23	4150 ± 25				
24	4360 ± 34				

Table 5
Resonance parameters of ^{170}Er

No.	E_0 (eV)	Γ (MeV)	Γ_n (MeV)	Γ_n^0
1	7,40 ± 0,05		0,007 ± 0,001	0,0026 ± 0,0004
2	95,3 ± 0,4	1000 ± 200	800 ± 100	82 ± 10
3	285 ± 1,5	800 ± 300	800 ± 200	47 ± 12
4	498 ± 3		600 ± 150	27 ± 7
5	750 ± 4		120 ± 50	4,4 ± 1,8
6	939 ± 5		1600 ± 300	52 ± 10
7	1098 ± 6		700 ± 200	21 ± 6
8	1224 ± 7			2
9	1390 ± 8		1400 ± 500	37 ± 13
10	1534 ± 10			2
11	2010 ± 12		720 ± 200	16 ± 4
12	2103 ± 13		930 ± 300	20 ± 7
13	2250 ± 13		1400 ± 500	29 ± 10
14	2380 ± 14		680 ± 230	14 ± 5
15	2840 ± 17		3000 ± 1000	56 ± 18
16	3315 ± 20			
17	3890 ± 23			
18	4200 ± 25			
19	4730 ± 30			

Table 6

Target nucleus	Target spin	E (MeV)	P(Z) (MeV)	P(N) (MeV)	U (MeV)	2q obs.	σ	a (MeV) ⁻¹
	0	6,60	0,62	0	5,98	(8,7 \pm 1,5).10 ⁴	5,46	20,8 \pm 0,4
	0	6,46	0,62	0	5,84	(3,84 \pm 0,44).10 ⁴	5,37	19,6 \pm 0,4
	7/2	7,76	0,62	0,61	6,53	(4,4 \pm 0,6).10 ⁵	5,48	18,9 \pm 0,4
	0	5,97	0,62	0	5,35	(1,81 \pm 0,26).10 ⁴	5,25	19,6 \pm 0,4
	0	5,70	0,62	0	5,08	(1,20 \pm 0,16).10 ⁴	5,23	19,6 \pm 0,4

Here, E = excitation energy

P(Z) = proton pairing energy

P(N) = neutron pairing energy

U = E - P(Z) - P(N) = effective excitation energy

q obs. = density of nuclear states with given excitation energy

U, σ , a are level density parameters.