

СЗ41.2 + СЗ41.3
Д-364

3 - 5359

Е. Дерменджиев

ПАРАМЕТРЫ УРОВНЕЙ ^{235}U И ^{239}Pu

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ
В РЕЗОНАНСАХ ^{235}U

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук профессор В.И. Мостовой,
кандидат физико-математических наук Б.Д. Кузьминов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Радиовый институт им. Хлопина.

Автореферат разослан " " 1970 года.

Защита диссертации состоится " " 1970 года
на заседании Объединенного Ученого совета лабораторий нейтронной физики и ядерных реакций.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Э.Н. Каржавина

I. ВВЕДЕНИЕ.

В канальной теории деления /1,2/ предполагается, что при делении тяжелых ядер нейтронами ряд характеристик процесса деления может зависеть от значений спина и четности J^π и проекции спина K на ось симметрии делящегося ядра в седловой точке.

Некоторые следствия канальной теории деления могут быть подвергнуты экспериментальной проверке. В частности, весьма важными для подтверждения теории являются поиски спиновой зависимости характеристик деления (делительные ширины, вероятности симметричного деления, значения средней кинетической энергии осколков и т.д.).

С другой стороны, получение информации о структуре спектра переходных состояний делящегося ядра (взаимное расположение каналов деления и значения энергетических интервалов между ними, величина "щели" и пр.) также представляет значительный интерес.

Для исследования упомянутых выше корреляций между некоторыми характеристиками процесса деления и значениями J^π, K наиболее подходящим является экспериментальное изучение взаимодействия резонансных нейтронов с делящимися ядрами. В случае S - нейтронов оно дает возможность наиболее четко и однозначно проследить связь между характеристиками деления и значениями спина

$J_{1,2} = I \pm 1/2$ для данных каналов деления..

Диссертация содержит результаты исследования параметров резонансных уровней ядер ^{235}U и ^{239}Pu и вариации кинетической энергии осколков в наиболее низлежащих резонансах ^{235}U .

Обсуждаются вопросы, связанные с существованием спиновой зависимости значений делительных ширин и средних кинетических энергий осколков в резонансах ^{235}U .

Измерения проводились на нейтронном спектрометре по времени пролета на базе импульсного реактора ИБР Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Глава I диссертации представляет обзор последних экспериментальных данных по взаимодействию резонансных нейтронов с ядрами ^{235}U и ^{239}Pu .

В главе II приводятся некоторые результаты исследования взаимодействия резонансных нейтронов с ядрами ^{235}U /3/ и ^{239}Pu /4/, которые были получены в 1963-1966 гг.

В главе III описаны эксперименты по исследованию вариации средней кинетической энергии осколков \bar{E}_k в первых, наиболее низкоэнергетических резонансах ^{235}U /5/. Вариация \bar{E}_k при делении ^{235}U быстрыми нейтронами в диапазоне энергий нейтронов $E_n = 0,15 - 1,68$ Мэв изучалась в работе /6/.

Методические вопросы, которые связаны с возможностью спектрометрирования осколков при помощи импульсной ионизационной камеры (ИИК) в условиях работы с мощным импульсным источником нейтронов, рассмотрены в работе /7/. Описание ИИК, технологии изготовления урановых мишеней и пр. приводится в работах /7-9/.

В главе IV диссертации приводятся результаты расчета энергетических спектров осколков и значений среднего числа нейтронов на акт деления ν для мишеней разной толщины /10/.

Работы /3,5,6/ докладывались на I и II симпозиумах по физике и химии деления в Зальцбурге (1965) и Вене (1969). Данные работы /3/ по резонансным параметрам уровней ^{235}U отражены в Атласе нейтронных сечений Брукхейвенской национальной лаборатории.

II. Параметры нейтронных резонансов ^{235}U и ^{239}Pu

Нейтронноскопические исследования ядер ^{235}U и ^{239}Pu проводились на нейтронном спектрометре по времени пролета ЛНФ ОИЯИ. Источником тепловых и резонансных нейтронов являлся импульсный реактор ИБР. Средняя мощность реактора $P \sim 3-6$ кВт, полуширина нейтронной вспышки ~ 40 мксек, частота повторения вспышек $f = 3 - 10 \text{ сек}^{-1}$.

Акты взаимодействия нейтронов с ядрами мишеней регистрировались при помощи высокоэффективного жидкостного сцинтилляционного детектора (ЖСД), который располагался на расстоянии $L = 1000$ м от активной зоны реактора. Принцип действия, конструкция и характеристики ЖСД подробно описаны в работе /II/.

Процедура получения и первичной обработки данных в экспериментах с ЖСД обычно была следующей. Электронные импульсы с ЖСД поступали в Лабораторный измерительный центр (ЛИЦ) ЛНФ, где анализировались при помощи многоканальных временных анализаторов с промежуточной памятью. В ряде случаев использовался многомерный анализатор с памятью на магнитной ленте.

Измерения временных спектров чередовались с измерениями фона. Уровень фона определялся при помощи резонансных фильтров из $\text{Ag}, \text{Br}, \text{Co}, \text{Mn}$, поставленных на пропускание.

После каждой серии измерений по каналу связи между ЛЦ ЛНФ и ЭВМ информация, накопленная в памяти анализаторов, передавалась и записывалась на магнитную ленту ЭВМ М-20.

Первичная обработка информации проводилась при помощи стандартных программ и включала в себя поканальное суммирование данных однотипных измерений, вычисление поправки на просчеты при данном значении мертвого времени анализатора, получение нарастающей суммы и т.д.

Анализ экспериментальных данных, необходимых для определения резонансных параметров, проводился методом площадей. При обработке сечений деления интерференция между уровнями не учитывалась. Предполагалось, что форма резонансов в сечениях описывается формулой Брейта-Вигнера для изолированного резонанса.

^{235}U . Измерения. Измерения парциальных сечений σ_f , σ_c и величин $\alpha = \sigma_c / \sigma_f$ проводились на ЖСД с использованием образцов ^{235}U толщиной $8 \cdot 10^{-5}$, $4 \cdot 10^{-4}$, $1 \cdot 10^{-3}$ и $2 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн. В измерениях пропускания в качестве детектора нейтронов использовался сцинтилляционный детектор на литиевых стеклах. Толщина образцов составляла $2 \cdot 10^{-3}$ и $2 \cdot 10^{-2}$ ядер/барн. Для измерения самоиндикации использовался канал регистрации делений ЖСД, который обладал низким фоном. Толщина образца в ЖСД была $2 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн. На пропускание ставились образцы толщиной в $4 \cdot 10^{-4}$ и $2 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн.

Фоновые условия в наших измерениях были таковы, что фон в канале делений не превышал $\sim 2\%$, а в канале регистрации

радиационного захвата $\sim 20\%$ от суммы счетов в сильных резонансах.

Эффективности регистрации делений ϵ_f и захватов ϵ_γ ЖСД в измерениях с ^{235}U выбирались в пределах 40-60% и 20-30% соответственно и при помощи специально разработанной методики тщательно калибровались.

В результате измерений было получено большое количество информации, обработка которой проводилась на ЭВМ М-20. Методика обработки экспериментальных данных подробно описана в главе III диссертации.

Были измерены значения резонансных параметров Γ , $g\Gamma_n$, Γ_f и величины $\alpha = \Gamma_\gamma / \Gamma_f$ для 78 резонансов ^{235}U в диапазоне энергий нейтронов до 50 эв. Полные радиационные ширины Γ_γ определены для 25 резонансов.

В области плохого разрешения вплоть до энергий нейтронов $E_n = 30$ кэв были измерены усредненные сечения $\bar{\sigma}_f$, $\bar{\sigma}_c$, $\bar{\sigma}_f + \bar{\sigma}_c$, а также величина $\bar{\alpha} = \bar{\sigma}_c / \bar{\sigma}_f$ для ^{235}U , которая представляет большой практический интерес. Однако обсуждение этих результатов выходит за рамки настоящей диссертации.

Обсуждение. Анализ экспериментальных распределений параметров $g\Gamma_n$, Γ_f и Γ_γ для резонансов ^{235}U показал, что они удовлетворительно описываются кривыми χ^2 -распределений с числом степеней свободы $\nu = 1$, 3-4 и ~ 40 соответственно.

Лучшего согласия между распределением приведенных нейтронных ширин $g\Gamma_n^\circ$ и кривой χ^2 - распределения с $\nu = 1$ можно добиться, если предположить, что в эксперименте было пропущено некоторое количество слабых уровней - примерно 20% от полного числа уровней в интервале E_H до 50 эв.

Величина $\nu = 3 - 4$ для распределения делительных ширин Γ_f согласуется с теоретическими представлениями о делении как о процессе, протекающем через малое число каналов.

В отличие от работы /12/ нами не обнаружено корреляции между значениями Γ_f и Γ_γ . По нашим данным, коэффициент корреляции $r(\Gamma_f, \Gamma_\gamma) = -0,08 \pm 0,27$.

Особо следует отметить характер экспериментальных распределений для α (см. рис.1) и Γ_f , в которых обнаруживаются две группы величин α и Γ_f . Мы предполагали, что наличие двух групп величин α и Γ_f связано с двумя возможными значениями спина: $J_{1,2} = I \pm 1/2$.

Для точного определения средних значений $\langle \Gamma_f \rangle (J_{1,2})$ необходимо знание спинов резонансов и разделение резонансов в группы по значениям J . Поскольку к моменту опубликования результатов наших измерений значения J для нейтронных резонансов ^{235}U не были известны ни для одного резонанса, то поэтому все резонансы были разделены на 2 группы по величине α для них. Для группы с $\alpha < 1$ средняя делительная ширина $\langle \Gamma_f \rangle (J_1) = 79$ мэв, а для группы с $\alpha > 1$ $\langle \Gamma_f \rangle (J_2) = 25$ мэв. Разумеется, предлагаемое нами разделение резонансов на 2 группы по значениям α является в какой-то мере условным,

Тем не менее сравнение величин $\langle \Gamma_f \rangle (J_{1,2})$ из нашей работы /3/ с расчетными величинами $\bar{\Gamma}_f (J_{1,2})$ (см. таблицу I), которые были получены Базазянц и Гордеевым /13/, свидетельствует об удовлетворительном согласии между ними, если предположить, что большая из величин $\langle \Gamma_f \rangle$ соответствует значению $J'' = 3^-$, а меньшая - значению $J'' = 4^-$.

Таблица I

Теория /13/	:	$\bar{\Gamma}_f(3^-) = 81$ мэв;	$\bar{\Gamma}_f(4^-) = 32$ мэв;
Дубна, 1965г. /3/	:	$\langle \Gamma_f \rangle (J_1) = 79$ мэв;	$\langle \Gamma_f \rangle (J_2) = 25$ мэв;
Гель, 1967г. /14/	:	$\langle \Gamma_f \rangle (J_1) = 100$ мэв;	$\langle \Gamma_f \rangle (J_2) = 27$ мэв.

В 1967г. были опубликованы результаты измерений параметров резонансов ^{235}U в интервале E_H до 150 эв, которые были выполнены в Геле, Бельгия /14/. Авторы работы /14/ отмечают хорошее согласие своих результатов с результатами нашей работы /3/. Полученные в работе /14/ распределения величин α и Γ_f также имеют по два максимума. Наличие двух групп величин α и Γ_f тоже интерпретируется, как проявление корреляции между значениями $\langle \Gamma_f \rangle_{1,2}$ (см. таблицу I) и значениями $J_{1,2}$.

Сходство работ /3/ и /14/, выполненных при помощи различной методики и в разных условиях измерений, дает основание полагать, что двугорбый характер распределений величин α и Γ_f не есть результат какого-либо аппаратного эффекта, но что, скорее всего, наблюдаются две группы величин Γ_f , средние значения которых $\langle \Gamma_f \rangle_{1,2}$ зависят от значений спина $J_{1,2}$ составного ядра ^{236}U .

239Pu . Измерения, результаты, обсуждения

Эксперименты по измерению параметров нейтронных резонансов ^{239}Pu /4/ во многом аналогичны описанным выше опытам с ^{235}U /3/. В качестве детектора делений и радиационного захвата нейтронов использовался ЖСД. Измерения парциальных сечений проводились с двумя металлическими образцами ^{239}Pu толщин $0,88 \cdot 10^{-3}$ и $1,3 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн.

Обработка экспериментальных данных проводилась методом площадей. Интерференция между уровнями в сечении деления не учитывалась.

Были определены параметры $g\Gamma_n$, Γ_f и отношения Γ_f/Γ для 31 уровня ^{239}Pu в интервале E_n до 90 эв.

Экспериментальное распределение приведенных нейтронных ширин $g\Gamma_n^0$ хорошо описывается кривой χ^2 -распределения с $\nu = 1$. В отличие от распределения величин $g\Gamma_n^0$ для ^{235}U /3/, в случае ^{239}Pu нет индикации на пропуск заметного числа уровней.

Значения силовой функции $S_0 = (1,24 \pm 0,17) \cdot 10^{-4}$ и среднего расстояния между уровнями $\langle D \rangle = 2,4 \pm 0,3$ эв хорошо согласуются с более поздними и точными значениями для S_0 и $\langle D \rangle$ из работы Дерриена и др. /15/.

Распределение величин Γ_f может быть описано кривой χ^2 -распределения с $\nu \sim 2$. Такое значение для ν предполагает возбуждение малого числа каналов деления для составного ядра ^{240}Pu в седловой точке.

Анализ делительных ширин для обеих спиновых групп (значения Γ были взяты из работы /16/) показал, что величина $\langle \Gamma_f \rangle (0^+)$ больше $\langle \Gamma_f \rangle (1^+)$ в несколько раз. Этот, в принципе правильный, вывод был уточнен Дерриеном и др. /15/, которые показали, что величина $\langle \Gamma_f \rangle (0^+)$ более чем на порядок превосходит $\langle \Gamma_f \rangle (1^+)$.

III. О вариации кинетической энергии при делении ^{235}U нейтронами с энергией 0,006 - 20 эв и 0,15 - 1,68 Мэв

Глава III диссертации посвящена описанию экспериментов и обсуждению результатов исследования вариации кинетической энергии осколков при делении ^{235}U резонансными /5/ и быстрыми нейтронами /6/.

Андреевым /17/ было отмечено, что способы распределения той части энергии возбуждения составного ядра, которая превышает высоту барьера для соответствующего канала деления, могут оказаться различными для каналов разной природы. Им была предсказана возможность изменения средней кинетической энергии осколков \bar{E}_k на величину $\Delta \bar{E}_k \sim 1$ Мэв при небольших изменениях энергии бомбардирующих нейтронов.

В работе /5/ нами изучалась вариация \bar{E}_k осколков при делении ^{235}U нейтронами с $E_n = 0,006 - 20$ эв. Расширение энергетического интервала в сторону малых E_n позволяет сопоставить возможные изменения \bar{E}_k в резонансах с наиболее надежными данными Сэйлора /18/ и Даббса /19/ о спинах первых нейтронных резонансов ^{235}U , которые были получены при помощи поляризационной техники.

Измерения. Метод измерений, который использовался нами, заключался в оценке вариации \overline{E}_K в резонансах урана по изменению относительного выхода осколков W из двух мишеней разной толщины /20/. Детектором осколков служила двойная импульсная ионизационная камера (ИИК).

Важным преимуществом данного метода является то, что при определенных условиях эффект изменения величин W может быть в несколько раз больше эффекта изменения \overline{E}_K (см. главы III и IV диссертации), а толщина тонкой мишени может значительно превосходить толщину спектрометрических мишеней, которые используются при прямом измерении \overline{E}_K осколков.

В качестве источника тепловых и резонансных нейтронов использовался импульсный реактор ИБР ОЯЯИ. При работе ИБРа совместно с микротроном ИИК устанавливалась на расстоянии $L = 16,5$ м от активной зоны реактора.

Особое внимание было уделено вопросу об использовании ИИК для спектрометрии осколков деления в условиях работы с мощным импульсным источником нейтронов - реактором ИБР. Было показано, что через сравнительно небольшой промежуток времени после вспышки ИБРа спектрометрические свойства ИИК полностью восстанавливаются. Более подробно этот вопрос обсуждается в работе /7/ и главе III диссертации.

Временные спектры деления для толстой и тонкой мишеней измерялись при помощи многоканальных временных анализаторов с промежуточной памятью.

Фон во временных спектрах деления определялся при помощи резонансных фильтров (Cd, Rh, Ag, Br), поставленных на пропускание. Уровень фона был достаточно низким и, например, для резонанса при $E_H = 8,78$ эв не превышал 1% от суммы счетов в резонансе.

Измерения временных спектров проводились короткими сериями с периодической передачей информации на ЭВМ. Последующая обработка экспериментальной информации проводилась на ЭВМ М-20.

Обсуждение. Значения относительных выходов осколков W были измерены для II резонансов ^{235}U в интервале $E_H = 0,006 - 20$ эв. Величины \overline{W} , которые являются средними по нескольким измерениям с разными энергетическими порогами (вплоть до 80 Мэв) в канале регистрации осколков деления из толстой мишени, представлены на рис.2. Все исследованные резонансы были разделены на 2 группы по значениям \overline{W} ($\overline{W} \geq 1,01$, $\overline{W} \leq 1,00$). Возможность такого разделения проверялась при помощи "нулевой" гипотезы о совпадении центров распределений /2I/ обеих групп значений \overline{W} при уровнях значимости $q = 0,05$ и $0,01$. Проверка подтвердила наличие двух групп значений \overline{W} .

В работе /20/ предполагалось, что при не слишком высоких порогах регистрации осколков из толстой мишени значения $W \sim \overline{E}_K$. Для выяснения вопроса о существовании спиновой зависимости величины \overline{E}_K в резонансах наше разбиение резонансов по величине \overline{W} сравнивалось с данными других авторов о спинах резонансов ^{235}U /18,19,22-25/. Отметим лишь идентичность нашего разделения резонансов с разби-

ением первых резонансов ^{235}U по спинам (на основе измерений \mathcal{J}), которое было проведено Сэйлором и др. /18/.

Сопоставляя величины \bar{W} в резонансах с данными по асимметрии деления работ /26,27/, мы предположили, что большей асимметрии деления соответствует большее значение \bar{E}_k и наоборот. По каналовой теории деления /2/ большая асимметрия при делении составного ядра ^{236}U присуща состоянию с $\mathcal{J}^\pi = 3^-$. Тогда из наших данных следует, что $\bar{E}_k(3^-) > \bar{E}_k(4^-)$. Такое предположение, по нашему мнению, нуждается в дальнейшем подтверждении. В частности, необходимо устранить противоречие между значениями \mathcal{J} для резонансов ^{235}U , которые были определены в работе /18/, и противоположными значениями \mathcal{J} , которые следуют из совокупности данных работ /19,22-24/.

По величине эффекта разделения резонансов ^{235}U на две группы было оценено изменение средней суммарной кинетической энергии парных осколков, которое оказалось равным $0,74 \pm 0,32$ Мэв. Более точные расчеты (см. работу /10/ и главу IV диссертации) дали значение 0,65 Мэв. Оба результата близки к величине энергетического интервала между каналами деления с $\mathcal{J}^\pi = 3^-$ и $\mathcal{J}^\pi = 4^-$, которая по оценке Линна /28/ составляет $\sim 0,8$ Мэв.

Область $E_n = 0,15 - 1,68$ Мэв. Измерения и результаты.

Для проверки предположения об одинаковом характере изменения величин W и \bar{E}_k нами были измерены относительные выходы осколков W при делении ^{235}U нейтронами с $E_n = 0,15 - 1,68$

Мэв /6/. Методика измерений и условия эксперимента были такими же, как и в работе /5/.

Значения \bar{W} вместе с данными работ /29,30/ представлены на рис.3. При $E_n > 0,5$ Мэв величины \bar{W} довольно хорошо воспроизводят ход зависимости \bar{E}_k от E_n , а при $E_n < 0,5$ Мэв зависимость \bar{W} от E_n лучше согласуется с данными об изменении \bar{E}_k из работы /30/, чем с измерениями авторов работы /29/. Последние данные /31/ подтверждают корректность наших измерений величин \bar{W} при $E_n < 0,5$ Мэв.

Что касается количественной оценки изменения $\bar{E}_k(E_n)$ по сравнению с $\bar{E}_{k\text{TEПЛ}}$ (в тепловой точке), то, по нашим данным, в районе $E_n \sim 0,7 - 0,8$ Мэв разность $\bar{E}_k - \bar{E}_{k\text{TEПЛ}}$ составляет $\sim 0,4$ Мэв и близка к значению $0,33 \pm 0,32$ Мэв из работы /29/.

IV. Расчеты энергетических спектров осколков деления и значений γ для мишеней разной толщины.

В главе IV диссертации приводятся результаты расчетов энергетических спектров осколков ^{235}U для мишеней разной толщины /10/. Расчеты проводились по программам авторов работы /10/ на ЭВМ БЭСМ-6. Определены эффекты изменения площадей расчетных спектров (над заданным энергетическим порогом) при изменении средней суммарной кинетической энергии парных осколков в пределах 0,4 - 1,4 Мэв по сравнению со спектрами, для которых это изменение равно нулю.

Вычисленные эффекты сравниваются с экспериментальными из работы /5/. Из совокупности результатов расчета и данных эксперимента для изменения суммарной \bar{E}_k парных осколков получено значение 0,65 Мэв, которое согласуется со значением $0,74 \pm 0,32$ Мэв из нашей работы /5/.

Была составлена математическая программа для расчета значений \checkmark при разных толщинах мишени, разных порогах регистрации осколков деления и пр.

Учет эффектов изменения \checkmark (по спектру зарегистрированных осколков) при изменении суммарной \bar{E}_k парных осколков на величину 1,4 Мэв не снимает противоречия между данными дубненской группы /32/ и данными Вайнштейна и др. /33/ по значениям \checkmark в резонансах ^{239}Pu .

У. Заключение

Основные результаты исследований, описанных в диссертации, сводятся к следующему:

1. Проведены измерения параметров Γ , $g\Gamma_n$, Γ_f , Γ_x для 78 резонансных уровней ^{235}U в интервале $E_n = 2-50$ эв.

Обнаружено, что для исследованных резонансов ^{235}U имеется две группы значений $\alpha = \Gamma_x/\Gamma_f$, которые, по-видимому, соответствуют двум группам делительных ширин для обоих состояний спина со средними по группам $\langle \Gamma_f \rangle (3^-) = 79$ мэв и $\langle \Gamma_f \rangle (4^-) = 25$ мэв.

2. Измерены величины $g\Gamma_n$ и Γ_f для 31 резонанса ^{239}Pu в диапазоне E_n до ~ 100 эв. Показано, что при делении составного ядра ^{240}Pu возбуждается небольшое число каналов деления, близкое к 2.

3. Исследована и показана возможность спектрометрирования осколков деления при помощи ИИК в условиях работы с мощным импульсным источником нейтронов.

4. Проведены измерения вариации кинетической энергии осколков в II резонансах ^{235}U в интервале $E_n = 0,006 - 20$ эв. Показано, что по значению \bar{E}_k резонансы разбиваются на 2 группы, которые, видимо, можно связать с двумя значениями спина составного ядра ^{236}U .

Установлено, что для обеих групп резонансов средняя суммарная кинетическая энергия парных осколков отличается на величину $0,74 \pm 0,32$ Мэв.

В результате измерения вариации \bar{E}_k осколков при делении ^{235}U быстрыми нейтронами в диапазоне $E_n = 0,15 - 1,68$ Мэв установлено, что при значениях $E_n < 0,5$ Мэв изменение \bar{E}_k по сравнению с $\bar{E}_{k\text{теп}}$ заметно меньше, чем это определено в работе /29/.

5. Рассчитаны энергетические спектры осколков для мишени разной толщины и значения \checkmark по спектрам зарегистрированных осколков.

Экспериментальные эффекты изменения площадей резонансов, причиной которых может быть разная для обеих групп резонансов величина $\bar{E}_{k1,2}(\gamma_{1,2})$, были промоделированы на ЭВМ. Из совокупности расчетных и экспериментальных данных получено, что изменение суммарной \bar{E}_k парных осколков составляет 0,65 Мэв.

Выполнены расчеты изменения величин $\bar{\nu}$ по спектрам зарегистрированных осколков при малом изменении \bar{E}_k осколков. Показано, что учет аппаратного эффекта, связанного с выходами осколков из относительно толстых мишеней, не снимает противоречия между данными дубненской группы /32/ и данными работы /33/ по значениям $\bar{\nu}$ в резонансах ^{239}Pu .

Литература

1. О. Бор. Материалы Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т.2, стр. 176, Физматгиз.
2. J. Wheller. *Physica*, 22 (1956), 1103.
3. Ван Ши-ди, Ван Ин-чан, Е. Дерменджи́ев, Д.В. Рябов. *Physics and Chemistry of Fission* (IAEA, Vienna, 1965), vol.1, p.287; Препринт ОИЯИ, P-2024 (1965).
4. Д.В. Рябов, Ван Ин-чан, Е. Дерменджи́ев, Чжан Пэй-шу. *ЯФ*, 5 (1967) 92; Препринт ОИЯИ, P-2713 (1966).
5. С. Бочваров, Е. Дерменджи́ев, Н. Кашукеев. *Physics and Chemistry of Fission* (IAEA, Vienna, 1969), p. 465; Препринт ОИЯИ, P3-4110 (1968).
6. Е. дерменджи́ев, Н. Кашукеев, Ц. Пантелеев, Тянь Сан Хак. *Physics and Chemistry of Fission* (IAEA, Vienna, 1969), p. 934, Препринт ОИЯИ, P3-4873 (1969).
7. Д.К. Акимов, Н. Антонова, С. Бочваров, Е. Дерменджи́ев и др. *Сообщения ОИЯИ*, 13-4403 (1969).
8. Е. Дерменджи́ев, М. Делчев. *ПТЭ*, №4 (1963), 170.
9. V.Z. Mikhailova and E.G. Dermendjiev. *Nucl. Instr. & Methods*, 66 (1968), 25.
10. Е. Дерменджи́ев, Ц. Пантелеев. *Сообщения ОИЯИ*, P3-5081 (1970).
11. Ван Ши-ди, Д.В. Рябов. Препринт ОИЯИ, 1685 (1964).
12. A. Michaudon et al.. *Nucl. Phys.*, 69 (1965), 545.
13. Н.О. Базазянц, И.В. Гордеев. *Атомная энергия*, 13 (1962), 321.
14. M.G. Sao et al. *J. Nucl. Energy*, 22 (1968), 211.
15. H. Derrien et al. *Nuclear Data for Reactors*, (IAEA, Vienna, 1967), vol.I, p.205.
16. S.D. Sauter, C.D. Bowman. *Phys.Rev.Letters*, 15(1965), 761.

17. В.Н. Андреев. Тезисы докладов совещания по физике деления атомных ядер. Ленинград, 1961 (изд. АН СССР).
18. R. Sohermer et al. Phys.Rev., 167 (1968), 1121.
19. J.W.T. Dabbs et al. Physics and Chemistry of Fission (IAEA, Vienna, 1965), vol. I, p.39.
20. E. Melkonian and G.K. Mehta. Physics and Chemistry of Fission (IAEA, Vienna, 1965), vol.II, p.355.
21. Н.В. Смирнов, И.В. Дунин-Барковский. Краткий курс математической статистики, М., Физматгиз, 1959.
22. И.В. Кирпичников и др. Атомная энергия, 16 (1964), 216.
23. F. Poortmans et al. Nuclear Data for Reactors (IAEA, Vienna, 1967), vol.II, p.215.
24. M. Asghar et al. Physics Letters, 26B (1968), 664.
25. L.Q.Miller, M.S.Moore. Phys.Rev., 157 (1967), 1055.
26. K.T. Faler, R.L. Tromp. Phys.Rev., 131 (1963), 1746.
27. G.A. Cowan et al. Phys.Rev., 122 (1961), 1286; 130(1963)2380.
28. J.E. Lynn. Nuclear Data for Reactors (IAEA, Vienna, 1967), vol. II, p.89.
29. J.A. Blyumkina et al. Nucl.Phys., 52 (1964), 648.
30. Б.Д. Кузьминов и др. ЯФ, 8 (1968), 286.
31. В.Д. Кузьминов et al. Phys.Letters, 31B (1970) 122.
32. Д.В. Рябов и др. Сообщ. Международного симпозиума по структуре ядра, Дубна, 1968, стр. 88.
33. S. Weinstein et al. Phys.Rev.Letters, 22 (1969), 195.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 сентября 1970 года.

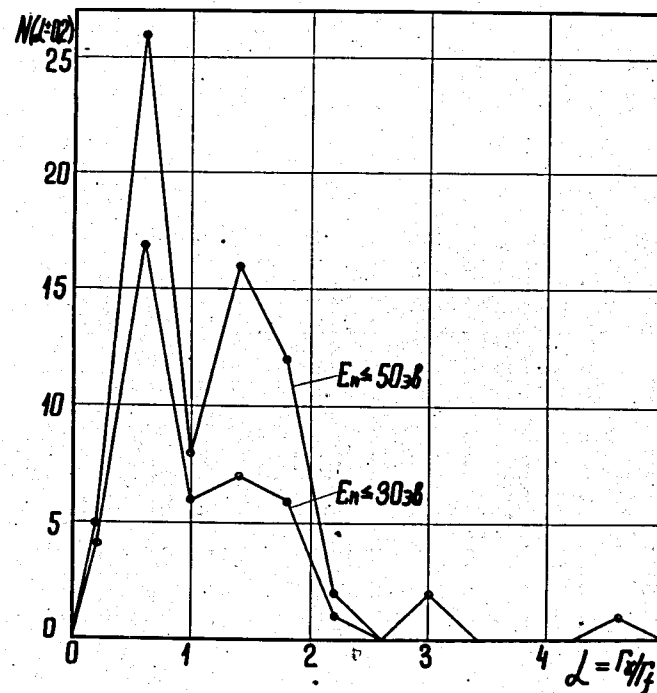


Рис. I. Распределение величин α для указанных на рисунке энергетических участков.

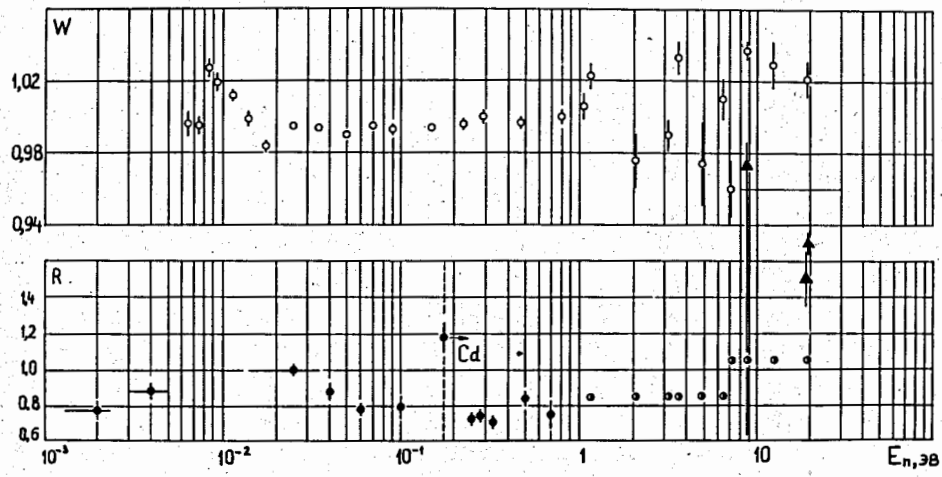


Рис. 2. Зависимость \bar{W} и асимметрии деления R от E_H :
 ● - данные работы /26/ ; ○, Δ - /27/ ; ○ - \bar{W} /5/.

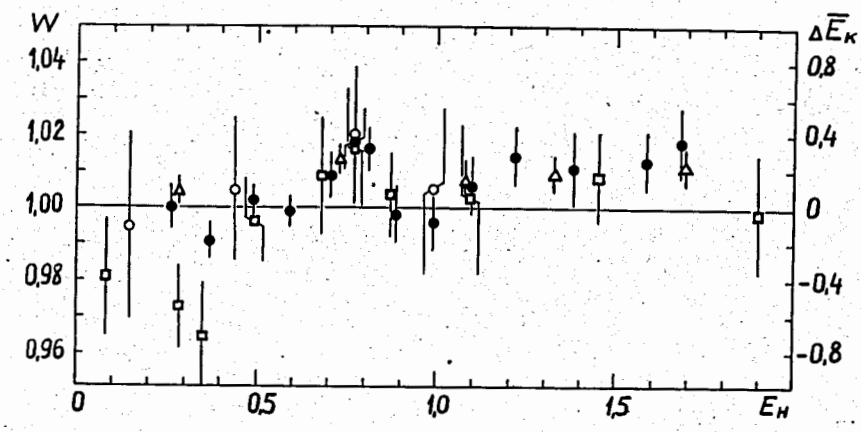


Рис. 3. Зависимость \bar{W} и $\Delta \bar{E}_k$ от E_H ; значения E_H и $\Delta \bar{E}_k$ даны в Мэв.
 □ и Δ - данные работ /29/ и /30/ ;
 ○ и ● - значения \bar{W} и \bar{W} из работы /6/.