

С341.38

В-46

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

21/11-71

3953/2-71

P3 - 6026



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

И. Вильгельм, Ю. П. Попов

ИССЛЕДОВАНИЕ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ
 α - ЧАСТИЦ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ
 U^{235} В РЕЗОНАНСАХ

1971

P3 - 6026

И. Вильгельм, Ю. П. Попов

ИССЛЕДОВАНИЕ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ
 α - ЧАСТИЦ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ
 U^{235} В РЕЗОНАНСАХ

СОЮЗНЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

Введение

После обнаружения тройного деления тяжелых ядер с вылетом длиннопробежной α -частицы^{/1/} было выполнено несколько экспериментов с целью изучить характеристики этого процесса. Наиболее широкие исследования проведены при делении ядер тепловыми нейтронами^{/2,3,4/}. Установлено, что энергетический спектр α -частиц лучше всего можно описать кривой Гаусса со средней энергией α -частиц $\bar{E}_\alpha \approx 15$ Мэв и шириной на половине высоты $\Delta E \approx 9$ Мэв. Угловое распределение α -частиц имеет пик при угле $\theta \approx 80^\circ$ (с полушириной $\Delta\theta \approx 30^\circ$) относительно направления движения более легкого из двух тяжелых осколков. Распределение тяжелых осколков по массе^{/5/}, а также зависимость среднего числа нейтронов от массы осколка оказались такими же, как и при двойном делении. Измерения отношений выходов тройного деления к двойному N_T/N_D в зависимости от энергии нейтронов E_n в резонансной области^{/6,7/} не показывают серьезных вариаций, в пределах 15-20% они остаются постоянными.

На основе приведенных экспериментальных результатов можно сделать предположение, что с точки зрения механизма процесс тройного деления качественно аналогичен процессу двойного деления. Форма энергетического спектра и углового распределения α -частиц указывает на то, что α -частица испускается в момент, близкий к моменту разделения составного ядра на два тяжелых осколка. Если это предположение

справедливо, то изучение характеристик α -частиц тройного деления и их вариаций от резонанса к резонансу дает новую информацию о параметрах делящегося ядра в момент времени, который называется точкой разрыва.

Измерения отношений симметричного деления к асимметричному^{/8/} и вариаций кинетической энергии осколков^{/9,10/} в отдельных резонансах говорят в пользу предсказаний каналовой теории деления о влиянии разных каналов в отдельных резонансах. В связи с этим было решено посмотреть влияние каналов деления на форму энергетического спектра α -частиц тройного деления. Были выполнены эксперименты по измерению спектров α -частиц в отдельных резонансах ^{235}U в области E_n от 0,1 до 20 эв.

В связи с исследованиями^{/17/} было обращено внимание на высокоэнергетическую часть спектра α -частиц. В работе^{/17/} измерялись энергетические спектры α -частиц тройного деления ^{235}U тепловыми нейтронами под различными углами к направлению вылета легкого осколка в диапазоне углов $0-180^\circ$. Кроме основной группы α -частиц с максимумом при $\approx 82^\circ$ наблюдались еще 2 группы α -частиц под углами 0 и 180° с энергией ≈ 23 Мэв и суммарной интенсивностью около 5% от общей интенсивности. Авторы^{/17/} делают предположение, что эти α -частицы испускаются при делении из полюсов составного ядра.

Методика измерений и обработка результатов

Для измерений спектров α -частиц тройного деления ^{235}U использовалась двойная ионизационная цилиндрическая камера, представляющая собой три коаксиальных цилиндрических электрода диаметрами 150 мм, 140 мм и центрального электрода диаметром 10 мм (см. рис. 1). Электрод (3) служил коллектором, с которого снимался сигнал от осколков деления, г.н. f - тракт, и стержень (2) - коллектор, с которого снимался сигнал от всех заряженных частиц во внутреннем объеме цилиндра (1) - г.н. α -тракт.

Слой UO_2 (изотоп ^{235}U 95% обогащения, толщиной 500 мкг/см^2) был получен методом электрохимического замещения на алюминиевой подложке^{/13/} толщиной 7 мк. На четыре окна цилиндра (1), размером $100 \times 160 \text{ мм}^2$ наклеивались два слоя алюминиевой фольги, каждая толщиной

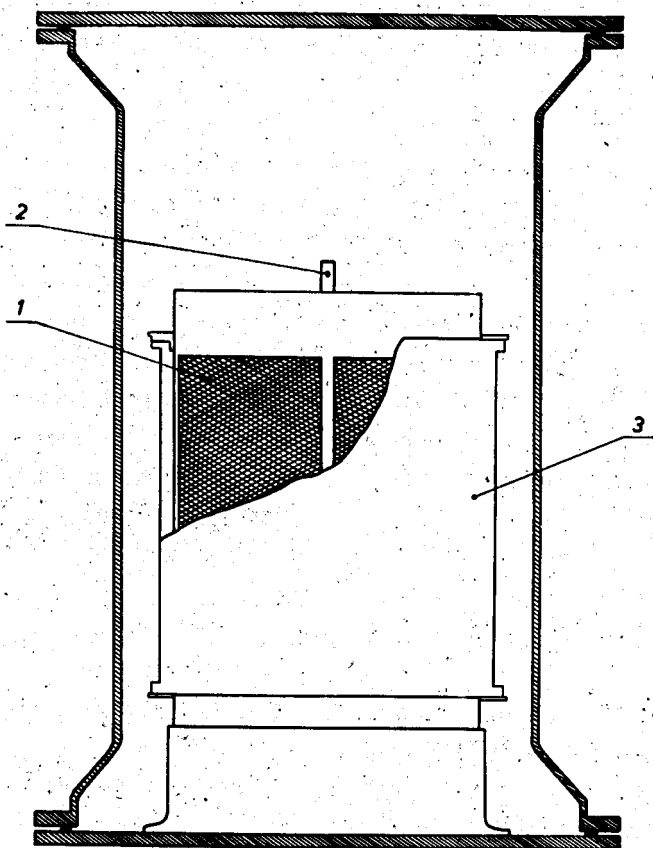


Рис. 1. Схема двойной цилиндрической камеры. 1 - общий электрод со слоем ^{235}U ; 2 - собирающий электрод *a*-тракта; 3 - собирающий электрод *f*-тракта.

7 мк, на которые с наружной стороны, в свою очередь, наклеивались мишени урана слоем наружу. Камера наполнялась смесью 95% аргона+5% метана до давления 4 атм. Измерения проводились на пучке нейтронов от реактора ИБР, работавшего в качестве бустера с линейным ускорителем электронов. Энергия нейтронов определялась по методу времени пролета. Пролетная база составляла 25 м, временное разрешение 0,16 мксек/м.

Сигналы с обоих трактов камеры усиливались и подавались на интегральные дискриминаторы, а затем на схему совпадений, которая управляла схемой пропускания. Сигнал с выхода усилителя α -тракта (см. рис.2) подавался (при наличии разрешающего импульса со схемы совпадений) через схему пропускания на многомерный анализатор с записью на магнитную ленту. Сигналы с выхода дискриминатора f -тракта регистрировались многоканальным временным анализатором. На рис. 3 представлен временной спектр α -частиц тройного деления ^{235}U и указаны интервалы, в которых анализировались амплитудные спектры отдельных резонансов.

В нашем эксперименте слой 21 мк алюминия полностью экранировал α -тракт от осколков деления и α -частиц естественного распада ^{235}U ($E_{\alpha} = 4,396$ МэВ). Отбор заряженных частиц в α -тракте по массе и заряду не производился, поскольку число протонов, дейтронов, тритонов и других легких ядер, которые также испускаются при тройном делении и попадают в наш рабочий энергетический диапазон, т.е. $5 \text{ МэВ} < E < 30 \text{ МэВ}$, оказывается меньше 1%/14/.

В связи с тем, что α -частица до регистрации должна пройти тот же слой алюминия, регистрируемая энергия отличается от первоначальной и зависит как от угла, под которым α -частица прошла алюминиевый слой, так и от значений ее первоначальной энергии.

Поскольку неискаженный спектр α -частиц тройного деления обычно описывается кривой Гаусса типа

$$N(E_{\alpha}) = K \cdot \exp\left(-\frac{(\bar{E}_{\alpha} - E_{\alpha})^2}{D^2}\right) \dots \dots \quad (A)$$

с помощью ЭВМ был использован следующий метод определения параметров кривых такого вида для спектров α -частиц в каждом исследуемом резонансе. Спектр, описанный кривой Гаусса с определенными значениями параметров (K , \bar{E}_{α} и D) в выражении (A), искажался расчётным

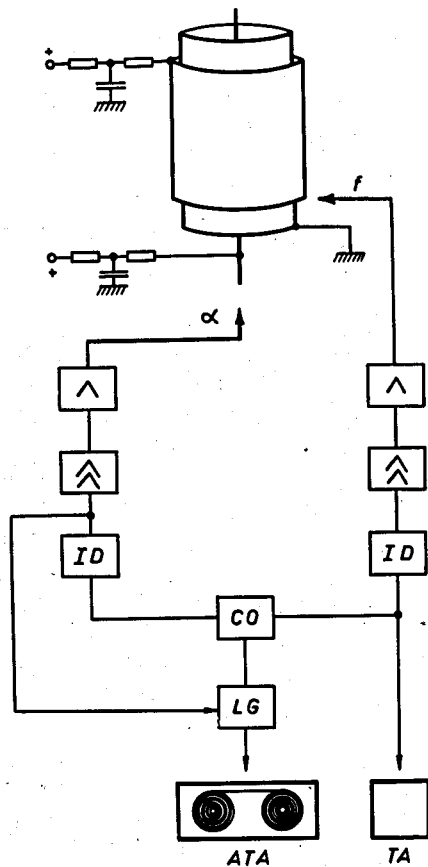


Рис. 2. Принципиальная схема эксперимента по измерению энергетических спектров α -частиц тройного деления ^{235}U .

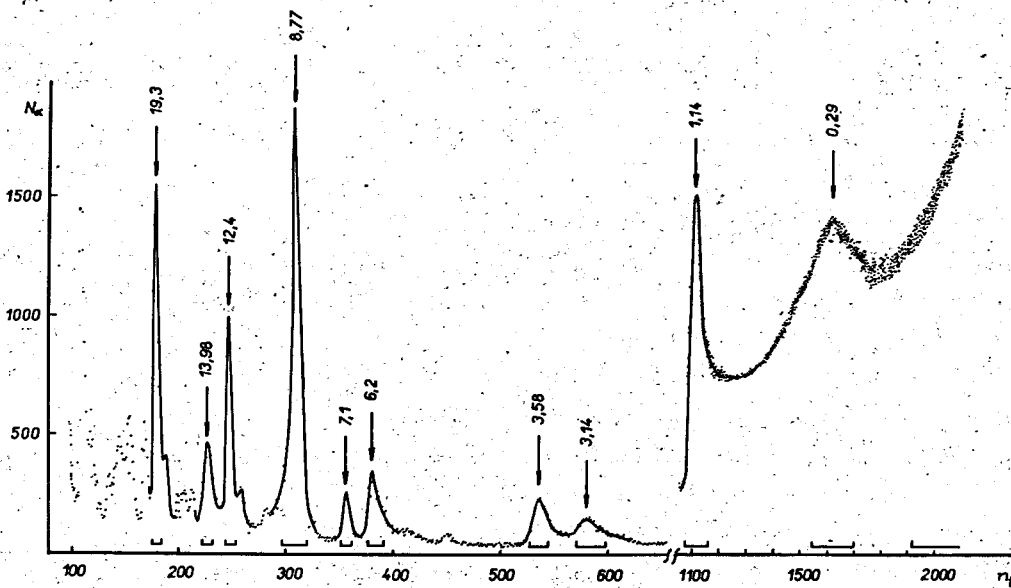


Рис. 3. Временной спектр α -частиц тройного деления ^{235}U . Указаны интервалы, в которых обрабатывались энергетические спектры.

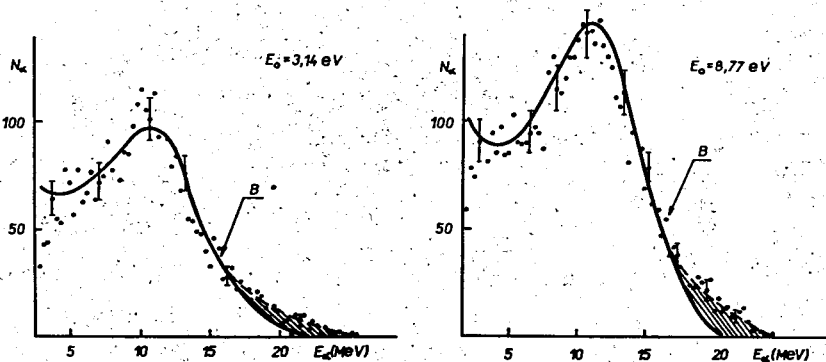


Рис. 4. Энергетические спектры α -частиц в резонансах с $E_0 = 3,14$ эв и $8,77$ эв.

путем так, как он должен искажаться при прохождении α -частицами слоя 21 мк алюминия с учётом цилиндрической геометрии. Затем искаженный спектр сравнивался с экспериментальными точками и методом наименьших квадратов находились поправки для всех параметров так, чтобы χ^2 -критерий был наименьшим. Оказалось, что согласие экспериментального спектра с кривой Гаусса получается не в полном диапазоне энергий, а только без учёта высокоэнергетической области (рис. 4). При этом χ^2 -критерий заметно отличался от допустимого значения. Граница, до которой экспериментальный спектр хорошо описывался кривой (А) (на рис. 4 обозначенная как "В"), находилась следующим образом. С помощью выше описанной процедуры во всем диапазоне энергий мы получили некоторые значения параметров K , \bar{E}_α и D и значение χ^2 . Затем такая же процедура повторялась, только без учёта последней точки экспериментального спектра. Получились новые значения параметров K , \bar{E}_α и D и т.д. Уменьшение таким образом количества экспериментальных точек производилось до тех пор, пока новые значения параметров отличались от предыдущих меньше, чем на 0,5%. Тогда обработка заканчивалась и последние значения параметров брались как значения, описывающие энергетическую форму спектра. Таким образом были определены параметры (средняя энергия \bar{E}_α и полная ширина на половине высоты ΔE) кривых (А) в 11-ти резонансах ^{235}U с $E_0 = 19,3; 13,98; 12,4; 8,77; 7,095; 6,2; 3,58; 3,14; 1,14; 0,29$ эв и в области энергии нейтронов ниже 0,2 эв. Поскольку одновременно измерялась и интенсивность двойного деления в отдельных резонансах, определялось и отношение N_T/N_B .

Результаты измерений

Полученные таким методом значения параметров \bar{E}_α и ΔE приведены в таблице 1 и на рис. 5 и 6. Как следует из рис. 5, значения полных ширин в отдельных резонансах разделяются на две группы со средними значениями $(8,0 \pm 0,2)$ Мэв и $(8,6 \pm 0,3)$ Мэв. В первую группу попадают ширины резонансов с $E_0 = 13,98; 7,095; 3,58; 1,14; 0,29$ эв и области ниже 0,2 эв. Во вторую группу - ширины резонансов с $E_0 = 19,3; 12,39; 8,77; 6,2; и 3,14$ эв. Обоснованность такого разделения ширин на две

Таблица I

E_0 (eV)	\bar{E}_α (MeV)	ΔE (MeV)	N_H/N_G (%)
19,3	15,61 \pm 0,10	8,77 \pm 0,18	2,69 \pm 0,30
13,98	15,28 \pm 0,12	7,95 \pm 0,16	3,78 \pm 0,35
12,4	15,20 \pm 0,12	8,61 \pm 0,22	3,08 \pm 0,36
8,77	15,70 \pm 0,10	8,47 \pm 0,14	3,98 \pm 0,31
7,095	15,64 \pm 0,10	8,16 \pm 0,16	3,98 \pm 0,43
6,20	15,74 \pm 0,10	8,41 \pm 0,13	2,84 \pm 0,21
3,58	15,67 \pm 0,10	7,91 \pm 0,14	3,90 \pm 0,31
3,14	15,70 \pm 0,10	8,73 \pm 0,13	2,55 \pm 0,20
1,14	15,42 \pm 0,12	7,98 \pm 0,11	3,79 \pm 0,17
0,29	15,61 \pm 0,10	8,00 \pm 0,10	3,20 \pm 0,17
< 0,2	15,68 \pm 0,10	8,18 \pm 0,11	

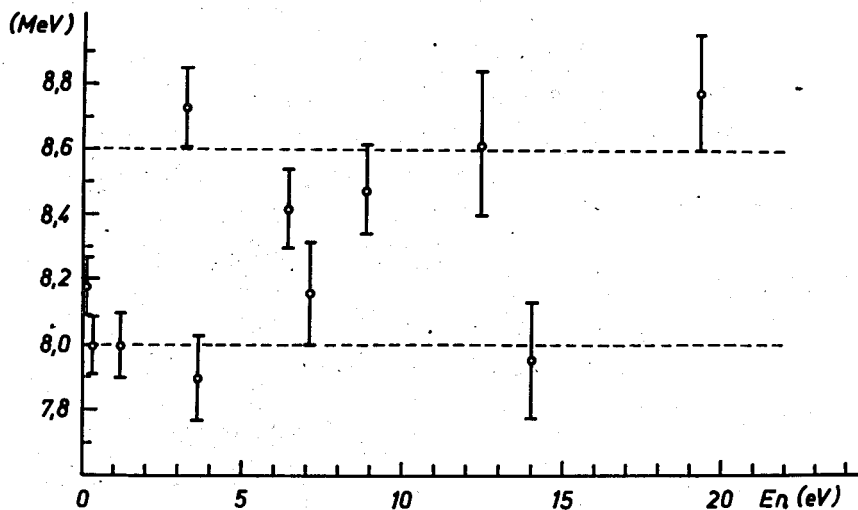


Рис. 5. Значения полных ширин (ΔE) в отдельных резонансах.

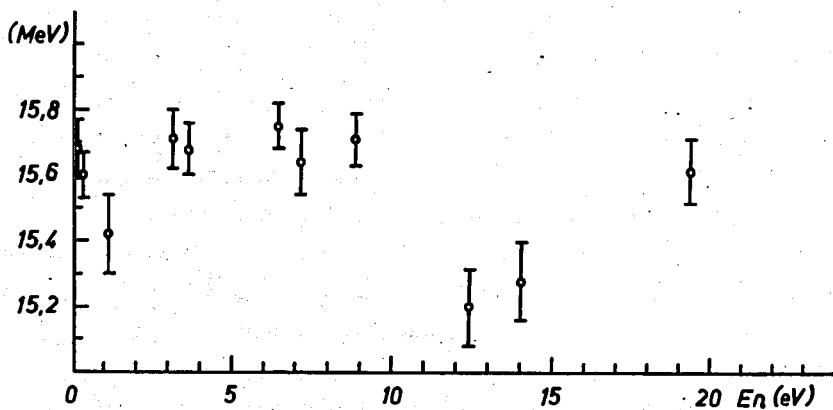


Рис. 6. Значения средних энергий (\bar{E}_α) в отдельных резонансах.

группы проверялась методом согласия гипотезы^{/15/}. Оказалось, что вероятность такого разделения достигает величины 40-60%. Значения \bar{E}_α и N_T / N_B (рис. 7) в пределах точности наших измерений такого разделения на две группы не дают. На рис. 8 показаны значения N_H / N_C - отношений интенсивностей высокоэнергетических частей спектров (часть спектра, не совпадающая с кривой Гаусса на рис. 4 заштрихована) к полным интенсивностям α -частиц. С вероятностью 60-80% эти значения группируются около двух средних значений (2,8 \pm 0,2)% (резонансы с $E_0 = 19,3; 12,39; 6,2; 3,14$ эв) и (3,8 \pm 0,2)% (резонансы с $E_0 = 13,98; 8,77; 7,095; 3,58$ и $1,14$ эв).

Обсуждение

После захвата s -нейтрона ядром ^{235}U образуются возбужденные состояния ^{236}U с $I^\pi = 3^-$ или 4^- . Поскольку каналовая теория деления предсказывает зависимость барьеров деления в отдельных резонансах от спина ядра I и его проекции на ось деления K ^{/19/}, то отдельные параметры процесса деления, изменение которых связано с изменением барьера, могут заметно флуктуировать от резонанса к резонансу, коррелируя со значениями I и K .

В настоящее время теоретические расчёты таких вариаций для параметров тройного деления ввиду своей сложности пока не делались. Тем не менее, для конкретных случаев были сделаны попытки решать в некотором смысле обратную задачу, а именно, численным методом интегрировать уравнения движения двух тяжелых осколков и α -частицы во взаимном кулоновском поле^{/16/}. Согласие с экспериментальными значениями (энергетическое и угловое распределение α -частиц) можно получить лишь при определенных значениях первоначальных параметров, полностью описывающих динамическое состояние всей системы во время $t=0$, т.е. в точке разрыва. Трудности такого расчёта очевидны, если иметь в виду целый набор начальных параметров, которые надо подбирать.

В работе^{/16/} было тоже показано, что при изменении первоначального (в момент разлета) положения α -частицы относительно оси деления с нуля до $3 \cdot 10^{-13}$ см (при неизменных остальных параметрах) \bar{E}_α

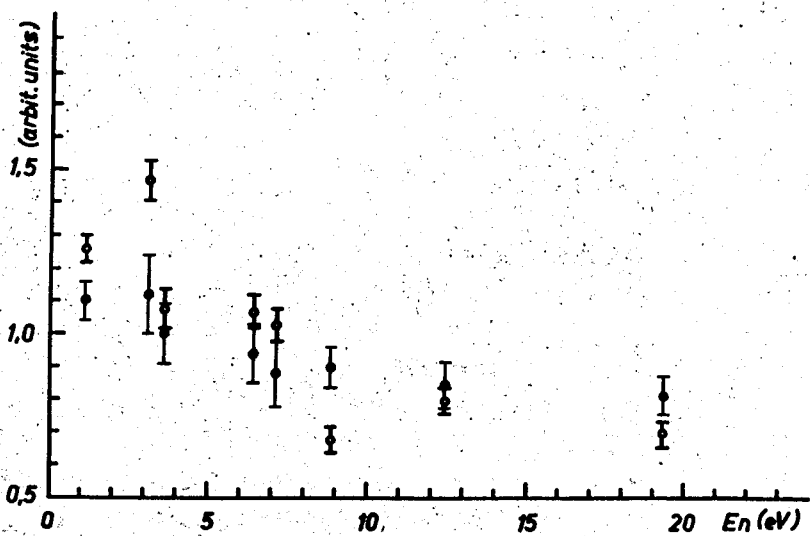


Рис. 7. Значения отношений N_T/N_B в отдельных резонансах: ○ - данные нашей работы, ● - данные работы [7].

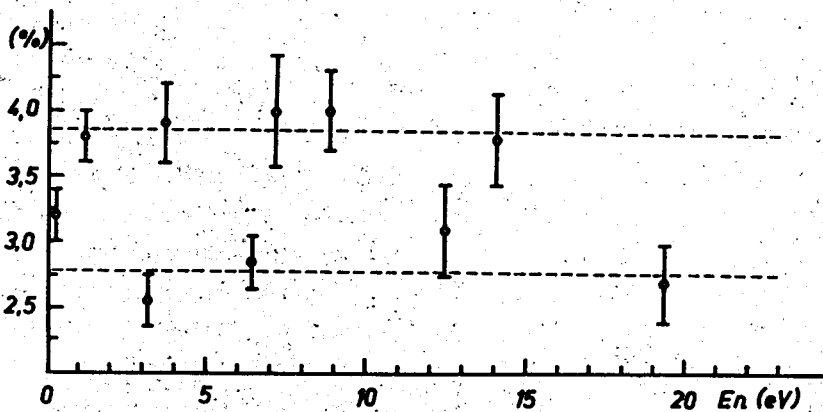


Рис. 8. Значения отношений N_H/N_C в отдельных резонаторах.

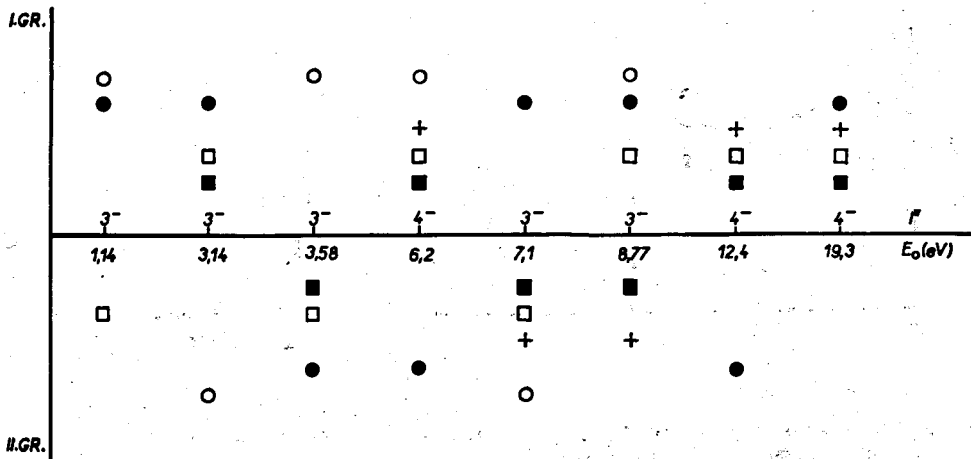


Рис. 9. Сравнение наших данных с данными других работ: \blacksquare - данные нашей работы по N_H/N_G , \square - данные нашей работы по ΔE ; $+$ - данные работы ¹¹/, \bullet - данные работы ¹²/, \circ - данные работы ¹⁰/, значения спинов взяты из работы ¹⁸/.

изменяется примерно на 1%, а величина ΔE на $\approx 10\%$. Таким образом, не исключено, что один из возможных способов толкования экспериментальных вариаций величин ΔE и постоянства величины \bar{E}_α состоит в изменении места вылета α -частицы относительно оси деления. Однако следует отметить, что для полного обоснования заключения о разбиении величин ΔE на две группы количество исследованных резонансов еще мало.

Что касается высокоэнергетической части спектра α -частиц тройного деления, не укладывающейся в распределение Гаусса, то возможно, что она вызвана несколько иным механизмом испускания α -частиц при делении. Поскольку в нашем эксперименте нет никакого отбора по углам при регистрации α -частиц (эффективность регистрации осколков в f -тракте $\approx 99,9\%$), то вариации интенсивности N_H (рис. 8), вероятно, могут быть обусловлены α -частицами, которые испускаются при делении из полюсов составного ядра. Однако прямых доказательств этого пока нет.

К настоящему времени имеется несколько работ, где измерялись отдельные параметры, значения которых меняются от резонанса к резонансу. На рис. 9 сопоставлены результаты нашей работы с вариациями средней кинетической энергии^{/10/} и отношений $\bar{v}_1 / \langle \bar{v} \rangle$ ^{/11,12/}. Полная корреляция имеется при сравнении значений N_H / N_G с данными работы^{/11/}. При сравнении вариаций величин ΔE с данными^{/11/} наблюдается то же согласие, за исключением резонанса с $E_0 = 8,77$ эв. В сравнении наших данных с данными работ^{/10,12/} наблюдается частичное согласие.

В заключение следует отметить, что результаты нашей работы, так же как и работ^{/10-12/}, имеют статистический характер в том смысле, что существует определенная вероятность такого отклонения измеряемого значения параметра от средней величины, что он попадает в другую группу значений. Авторы хотят подчеркнуть еще раз, что для получения надежных заключений о влиянии барьера деления необходимо увеличить статистический набор резонансов, а также поднять точность измерения отдельных параметров. Представляет интерес проверить наличие вариаций ΔE и N_H / N_G в резонансах при тройном делении других ядер, в первую очередь, ^{239}Pu .

Литература

1. Tsien San-Tsiang, J.Phys.Radium, 9, 6 (1948).
2. Deruytter A.I., et al. Conf. of Nucl.Phys., Paris, v.2. 1115, (1964).
3. А.А. Воробьев и др. АЭ, 27, 31 (1969).
4. Carles C., et al. Phys. and Chem. of Fission, Vienna, 119,(1969).
5. Schmitt H., et al. Phys.Rev.Lett., 9, 427 (1962).
6. И. Квитек, Ю.П. Попов, Ю.В. Рябов. Phys. and Chem. of Fission, Salzburg, vol.2, 439 (1965).
7. Michadon A., et al. Conf. of Nucl. Phys., Paris, v.2, 1117(1964).
8. Cowan G.A., et al. Phys.Rev., 122, 1286 (1961); Phys.Rev., 130, 2380 (1963).
9. Melkonian E., Metha G.K. Phys. and Chem. of Fission, Salzburg, vol. 2, 355 (1965).
10. С.П. Бочваров и др. Phys. and Chem. of Fission, Vienna, 465, (1969).
11. Weinstein S. et al. Phys. and Chem. of Fission, Vienna, 477, (1969).
12. Ю.В. Рябов и др. Препринт ОИЯИ РЗ-5297, Дубна, 1970.
13. М. Брандштегг и др. Препринт ОИЯИ 997 (1962).
14. В.Н. Андреев, С.М. Сироткин. ЖЭТФ, 19, 797 (1964).
15. Н.В. Смирнов, М.В. Душин-Барковский. "Курс теории вероятностей и мат. статистика", Москва, "Наука", 1965 г.
16. Nardi E., et al. Phys. and Chem. of Fission, Vienna, 143, (1969).
17. Piasecki E., Dakowski M., et al. Phys.Rev.Lett., 33B, 568, (1970).
18. Asghar M., et al. Phys.Lett., 26B, 664 (1968).
19. В.Н. Андреев. Тезисы докладов совещания по физике деления атомн. ядер. Ленинград, Изд. АН СССР (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел.

7 сентября 1971 года.