

С 341.3В

К-212

ЯФ, 1967, т. 5, в. 5,
с. 959-965

12/I-67

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P7 - 3063



С.А. Карамян, И.В. Кузнецов,
Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ
НА ТРИ ОСКОЛКА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1966

P7 - 3063

С.А. Карамян, И.В. Кузнецов,
Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ
НА ТРИ ОСКОЛКА

Направлено в ЯФ

УЧЗ, № 1

Изучение деления на три осколка сравнимой массы представляет определенный интерес при исследовании механизма деления тяжелых ядер вблизи границы ды устойчивости. Теоретическое описание тройного деления связано с большими трудностями, поэтому работы, посвященные этому вопросу ^{/1,2/}, дают весьма условное представление о сущности этого процесса.

Попытки экспериментального наблюдения тройного деления предпринимались в основном при изучении деления U^{235} тепловыми нейтронами ^{/3-7/}, так как весьма низкое сечение этого процесса требует высокой чувствительности метода регистрации. К сожалению, в различных работах были получены противоречивые данные. В работе ^{/8,9/} было показано, что относительный вклад тройного деления при делении U^{235} тепловыми нейтронами и спонтанном делении Cf^{252} составил чрезвычайно малую величину $\sigma_{3F} / \sigma_{2F} \approx 10^{-8}$. Однако в дальнейшем радиохимические опыты по измерению выхода легких осколков, возникающих при тройном делении ^{/10,11/}, дали лишь верхнюю границу эффекта, лежащую значительно ниже $\sigma_{3F} / \sigma_{2F} < 10^{-10} - 10^{-8}$.

Поиски тройного деления при высокой энергии возбуждения начального ядра были предприняты недавно ^{/12/} при облучении U^{238} ионами He^3 и He^4 с энергией от 20 до 40 Мэв. Радиохимической методикой были измерены выходы изотопов Mg^{28} и S^{38} в заданном интервале энергий. К сожалению, из этих данных трудно сделать вывод, что единственным путем образования этих изотопов является деление ядер $Pu^{241-242}$ на три осколка.

Тройное деление U^{238} протонами с энергией 18 Гэв изучалось с помощью детекторов из слюды, где наблюдались "трехлучевые звезды", соответствующие трем тяжелым фрагментам ^{/13/}. Однако при столь высоких энергиях протекают весьма сложные прямые процессы, при которых не исключено образование тяжелого фрагмента с последующим делением возбужденного ядра.

С этой точки зрения определенные преимущества имеют ускоренные тяжелые ионы. Основным механизмом при взаимодействии тяжелой частицы с энергией вплоть до 10 Мэв/нукл. с ядром мишени является слияние ядер с образованием возбужденного составного ядра. Это обстоятельство позволяет однозначно определить состояние ядра до деления.

В работе /14/ изучалось деление на три осколка при облучении Th^{232} и U^{238} ионами Ar^{40} с энергией 10 Мэв/нукл. В качестве детектора осколков использовались слюдяные пластинки, содержащие материал мишени. Неожиданно сечение тройного деления оказалось высоким, достигая в ряде случаев величины более 3% от сечения деления на два осколка.

В настоящей работе с помощью полупроводниковых поверхностно-барьерных детекторов исследовалось деление на три осколка при облучении Au^{197} , Bi^{209} и U^{238} ионами Ne^{22} и Ar^{40} . В опытах производилось измерение энергии каждого осколка.

Э к с п е р и м е н т

Экспериментальная установка схематически представлена на рис. 1.

Диафрагмированный пучок ионов диаметром 4 мм попадал на мишень, расположенную в центре камеры. Максимальная энергия пучка ионов Ne^{22} составляла 185 Мэв, Ar^{40} - 320 Мэв. Изменение энергии производилось с помощью Al-поглотителей, расположенных на входе камеры. Мишени приготавливались распылением в вакууме металлического золота, висмута и UF_4 на никелевые подложки толщиной 40 мкг/см². Толщина мишеней составляла 200-300 мкг/см².

Для регистрации осколков тройного деления и измерения их энергии использовались три поверхностно-барьерных полупроводниковых детектора чувствительной площадью 1 см², приготовленные из кремния α -типа с удельным сопротивлением $\rho = 2500$ ом.см.

При напряжении смещения на детекторах 80 в глубина чувствительного слоя была около 200 мк. Такая глубина чувствительного слоя соответствует полному поглощению ионов Ne^{22} и Ar^{40} с максимальной энергией. Детекторы располагались на расстоянии 5 см от мишени в плоскости, перпендикулярной пучку. Азимутальный угол между счетчиками составлял 120°, а полярный угол детекторов относительно направления пучка был различен в зависимости от

комбинации мишень-частица. Полярный угол выбирался таким образом, что всегда соответствовал углу 90° в системе центра масс для осколков двойного деления. Различие в энергии осколков двойного и тройного деления не играло в этом случае существенной роли в связи со значительными угловыми размерами детекторов ($\approx 14^\circ$).

Перед детекторами помещалась тонкая никелевая фольга (150 мкг/см^2) для уменьшения загрузки счетчиков в мягкой части спектра.

Наряду с этим в камеру помещался четвертый детектор, находившийся точно в таких же условиях, что и остальные, с точки зрения электрических помех. Импульсы с него подавались на схему антисовпадений для исключения имитации актов тройного деления высокочастотными наводками.

Блок-схема электронной аппаратуры представлена на рис. 2.

Импульсы с детекторов усиливались зарядочувствительными транзисторными предусилителями и широкополосными усилителями до амплитуд от 3 до 10в.

Передний фронт импульсов на выходе усилителей составлял 200 нсек.

Импульсы с каждого из трех усилителей подавались на формирующие устройства, вырабатывающие стандартные импульсы длительностью 50 нсек, которые поступали на быструю схему тройных совпадений с разрешающим временем 50 нсек. В свою очередь импульсы с выхода схемы тройных совпадений и четвертого (фонового) канала поступали на схему антисовпадений.

Медленная схема четверных совпадений, на вход которой подавались импульсы с усилителей через формирователи с переменным порогом и импульсы со схемы антисовпадений, разрешала регистрацию спектрометрических сигналов.

Амплитудный анализ осуществлялся с помощью трехмерного 16000 канального анализатора.

Приведенная схема отбора тройных совпадений позволила получать хорошее разрешающее время схемы ≈ 50 нсек при 100% эффективности регистрации в широком диапазоне амплитуд без использования быстрых усилителей, обладающих, как правило, плохими спектрометрическими свойствами.

Линейность спектрометрического тракта и стабильность усиления в течение длительной работы были не хуже 1%.

Точность измерения энергии осколков деления с учетом всех влияющих факторов (неточность калибровки, загрузка детекторов β - и γ -излучениями,

шумы детектора и электроники, энергетические потери осколков в мишени и т.д.) по нашим оценкам была не хуже 5%. Энергетическая калибровка спектротрических трактов осуществлялась по энергии осколков двойного деления, образующихся в изучаемых реакциях и по α -частицам Am^{241} (более детально это представлено в работе /15/). Энергия осколков двойного деления рассчитывалась согласно (16).

Ввиду того, что облучение различных мишеней производилось пучками ионов Ne^{22} и Ar^{40} различной энергии, условия опыта в каждом случае были различными. Для максимальной энергии частиц основная загрузка детекторов была обусловлена регистрацией осколков деления. Единственным источником фона в этих условиях могли быть лишь случайные тройные совпадения осколков. Для оценки числа случайных тройных совпадений из всех зарегистрированных событий была проведена серия опытов для комбинации $\text{U}^{238} + \text{Ne}^{22}$, описанная ранее /15/. Было показано, что вклад случайных тройных совпадений не превышает 20% от наблюдаемого эффекта и может быть легко отделен по суммарной энергии трех осколков.

При уменьшении энергии бомбардирующих ионов резко возрастает вклад упругого рассеяния, которое приводит к дополнительной загрузке детекторов. Однако случайные тройные совпадения с участием рассеянных ионов удавалось легко выделить, так как энергия ионов была значительно выше энергии осколков.

Наблюдаемые в опыте тройные закономерные совпадения можно было интерпретировать следующим образом.

1. Совпадение двух осколков двойного деления и ядра отдачи, возникшего при рассеянии одного из осколков на ядре мишени.
2. Совпадение бомбардирующей частицы, претерпевшей неупругое соударение с ядром мишени и двух осколков деления этого ядра после неупругого процесса.
3. Регистрация актов деления возбужденного составного ядра на три осколка.

Рассмотрим эти случаи.

Суммарная кинетическая энергия трех фрагментов при рассеянии одного из осколков на ядре мишени не должна превышать суммарную кинетическую энергию осколков двойного деления.

Оценки с учетом сечения рассеяния осколков показали, что для выбранной геометрии опыта этот эффект может сказываться на уровне $\sigma_{3F} / \sigma_{2F} 10^{-6}$. Число тройных совпадений, наблюдаемых в опытах, примерно в 100 раз больше этой величины, а суммарная энергия трех осколков оказывается заметно выше того, что наблюдается при двойном делении (рис. 3).

Если имеет место тройное совпадение с регистрацией ядра-продукта много-нуклонной передачи, то необходимо, по нашим оценкам, чтобы ядро неона в процессе неупругого столкновения потеряло минимум 40 Мэв своей кинетической энергии и подхватило более 25 нуклонов из ядра мишени, а в случае аргона должна произойти потеря 160–170 Мэв кинетической энергии и подхват более 15 нуклонов.

Такие неупругие прямые процессы в реакциях с ионами Ne^{22} и Ar^{40} с энергией до 8 Мэв/нуклон должны иметь сечение, не превышающее $10^{-29} \frac{2}{17} \text{ см}^2$, что недостаточно для объяснения наблюдаемого эффекта. Таким образом, наблюдаемые тройные совпадения можно интерпретировать только как акты деления на три осколка возбужденных тяжелых компаунд-ядер.

Тройные совпадения следовали с частотой от 0,5 до 2 имп/час в зависимости от комбинации мишень-частица.

При облучении золота ионами Ne^{22} при максимальной энергии наблюдались только случайные тройные совпадений, поэтому для данной реакции может быть дана лишь верхняя граница сечений деления на три осколка.

Относительный ход сечения деления на три осколка в зависимости от комбинации мишень-частица может быть легко получен непосредственно из опытов, так как все опыты проводились в одних и тех же геометрических условиях. При расчете абсолютного значения $\sigma_{3F} / \sigma_{2F}$ необходимы определенные сведения о пространственной корреляции осколков при делении на три осколка.

В свою очередь, расчет пространственной корреляции может быть сделан лишь в том случае, когда известен механизм процесса деления на три осколка.

Расчет величины $\sigma_{3F} / \sigma_{2F}$ в двух крайних предположениях о пространственной корреляции осколков тройного деления:

- а) изотропное распределение,
- б) строгая корреляция, аналогичная двойному делению, дала величины, отличающиеся в 20 раз (15).

Поэтому были использованы данные, полученные Брандтом, Перелыгиным и др., которые повторили наши опыты по наблюдению тройных совпадений осколков в реакции $U^{238} + Ne^{22}$ методикой слюдяных детекторов, когда регистрировались все случаи деления на три осколка.

Опираясь на эту точку, мы рассчитали значения $\sigma_{3F} / \sigma_{2F}$, которые представлены в таблице 1.

Обсуждение результатов

Из экспериментальных данных, полученных в настоящей работе, следует, что при облучении U^{238} ионами Ar^{40} (делящееся ядро $z^2/A=43,5$) относительный вклад сечения деления на три осколка резко увеличивается с ростом энергии возбуждения составного ядра. Напротив, для ядра с $z^2/A=40,5$, которое было получено двумя путями $U^{238}(Ne^{22}, 3F)$ и $Bi^{209}(Ar^{40}, 3F)$, сечение деления на три осколка вплоть до энергии 120 Мэв слабо меняется от энергии возбуждения начального ядра.

Это обстоятельство трудно объяснить механизмом тройного деления, когда возбужденное ядро сразу делится на три осколка.

Действительно, согласно^{1,2/} барьер тройного деления должен уменьшаться с ростом z^2/A . Однако любые предположения об абсолютной величине барьера тройного деления должны приводить либо к одинаковой зависимости сечения от энергии возбуждения (если $E_V^{3F} \ll E_{воз}$), либо к более резкой зависимости с энергией для меньшего значения $z^2/A=40,5$ (если $E_V^{3F} \approx E_{воз}$).

Нам представляется, что в данном случае имеет место совершенно иной тип образования трех осколков, который был предложен нами ранее как механизм каскадного деления^{15/}.

Суть явления заключается в том, что возбужденное составное ядро испытывает в определенной доле случаев несимметричное деление, вклад которого быстро возрастает с увеличением энергии возбуждения. Если энергия возбуждения тяжелого осколка выше его барьера деления, то он может, в свою очередь, разделиться еще на два осколка. Такой процесс мы условно называем "каскадным делением".

Сечение каскадного деления зависит от массового распределения (выход тяжелых масс) на первой стадии деления и вероятности деления тяжелого осколка.

Вероятность деления на три осколка может быть представлена в виде:

$$P_{3F} = \sum P_m^E(A) W_{F_m}^E,$$

где $P_m^E(A) W_{F_m}^E$ - выход и вероятность деления массы m после асимметричного двойного деления ядра.

Расчеты σ_{3F}/σ_{2F} для реакций

$$U^{238}(Ar^{40}, 3F)(z^2/A=43,5) \text{ и } Pb^{208}(Ar^{40}, 3F)(z^2/A=40,5)$$

представлены на рис. 4 сплошными кривыми.

Экспериментальные точки, приведенные на этом рисунке, включают также данные опытов ^{14/}, где использовались пучки ионов Ar^{40} с энергией 414 Мэв.

Для реакции $U^{238}(Ar^{40}, 3F)$ опытные данные хорошо объясняются механизмом каскадного деления. Это в равной степени относится к реакции $Pb^{208}(Ar^{40}, 3F)$ при максимальной энергии возбуждения 200 Мэв. Исключение составляют две точки $U^{238}(Ne^{22}, 3F)$ и $Bi^{209}(Ar^{40}, 3F)$, где возбужденные ядра имеют близкие значения z^2/A и для которых сечение деления на три осколка оказалось заметно выше, чем это следует из каскадного деления.

Это различие, по-видимому, может быть обусловлено истинным тройным делением начального ядра (деление сразу на три осколка без промежуточной ступени), которое проявилось при относительно малой энергии возбуждения, где вклад каскадного деления резко уменьшается.

Имея дело с двумя механизмами деления на три осколка, необходимо найти характеристики явления, которые были бы максимально чувствительны к тому или иному механизму. К сожалению, такие данные как энергетические спектры и массовое распределение осколков мало пригодны для этих целей, так как для самого механизма истинного тройного деления приходится делать весьма грубые предположения. Более определенные сведения можно было получить из пространственной корреляции трех осколков, однако сечение тройного деления настолько мало, что измерение пространственной корреляции представляет в настоящее время большие экспериментальные трудности. Поэтому наиболее четким аргументом пока остается зависимость сечения деления на три осколка от энергии возбуждения и зависимость от z^2/A при одинаковой энергии возбуждения.

На рис. 5 представлена зависимость сечения тройного деления от z^2/A для ядер, полученных из реакции $Au^{197}(Ne^{22}, 3F)$, $Bi^{209}(Ar^{40}, 3F)$, $U^{238}(Ar^{22}, 3F)$, $U^{238}(Ar^{40}, 3F)$.

Энергия возбуждения ядер для всех выбранных точек практически одинакова; для U^{238} ($Ar^{40}, 3F$) значение $\sigma_{3F} / \sigma_{2F}$ взято при минимальной энергии возбуждения и может служить лишь верхней границей истинного тройного деления при $z^2 / A = 49,5$.

Пунктирная кривая показывает относительный ход зависимости от z^2 / A для каскадного деления при том же значении энергии возбуждения начальных ядер.

Таким образом, из полученных данных следует, что при облучении тяжелых ядер все более тяжелыми частицами сечение деления на три осколка быстро растет.

Основной вклад деления на три осколка для $z^2 / A > 40$ объясняется механизмом последовательного или каскадного деления, вклад которого быстро растет с увеличением энергии возбуждения ядра и z^2 / A .

Сечение истинного тройного деления также растет с увеличением z^2 / A , составляя, однако, незначительную долю ($\approx 10^{-4}$) от двойного деления вплоть до значений $z^2 / A = 44$.

Мы благодарны Ю.П. Харитонову и В.Ф. Кушняируку за изготовление детекторов осколков деления, А.Г. Пилькову за изготовление деталей реакционной камеры, Ю.А. Музычке и Б.И. Пустыльнику за трудоемкие теоретические расчеты сечения каскадного деления, Б.А. Загеру и И.А. Шелаеву за большой труд по получению выведенного пучка ионов аргона.

Нам приятно поблагодарить проф. В.М. Струтинского и Ю.А. Пик-Пичака за интересные полезные дискуссии.

Особую благодарность авторы выражают проф. Г.Н. Флерову за постановку задачи и постоянный интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. W. J. Swiatecki. U. N. Second Geneva Conference, p. 651, Pergamon Press, Ltd. London 1960.
2. В.М. Струтинский. Препринт ИАЭ, 408 (1963).
3. L. Rosen, A. M. Hudson. Phys. Rev., 78, 533 (1950).
4. Taiten San Tsiang, Ho Zah Wei, R. Vigneron, L. Chastel. Nature 404, 9, 773 (1947).
5. Н.А. Перфилов. Физика деления атомных ядер. Атомиздат, 1951. Приложение к журналу "Атомная энергия".
6. J. Catala, J. Casanova, V. Domingo, Nature 184, 1058 (1959).
7. M. K. Juric. Bull. Boris Kidrich Inst. Nucl. Sci. 15, 217 (1964).
8. M. L. Muga. Phys. Rev. Lett. II, 129 (1963).
9. M. L. Muga in Proceedings of the Symposium of the Physics and Chemistry of Fission 1965 (International Atomic Agency Vienna 1965).
10. R. W. Stoenner, M. Hillman. Phys. Rev. 142, 716 (1966).
11. J. C. Roy Can. Journ. of Physics 39, 315 (1961).
12. R. H. Iyer, J. W. Cobble. Phys. Rev. Lett. 17, N 10, 5 Sept. 1966.
13. R. Brandt, F. Carbonara, E. Gieslak, M. Domovski, E. Sassi, I. Jarstorff, H. Plekazz, J. Plekazz, W. Riealer, R. Rinzuillo, M. Sowinski, J. Zakrzewski. Proceedings of the Sixth International Conference from Corpuscular Photography. Florencia 19-23 July 1966.
14. R. L. Fleisher, P. B. Price, R. M. Walker. Phys. Rev. 143, 943 (1965).
15. Г.Н. Флеров, С.А. Карамян, И.В. Кузнецов, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенюкж-кевич. Препринт ОИЯИ Е7-2924, Дубна 1966.
16. V. Viola, T. Sikkeland. Phys. Rev. 130, N 5, 2044 (1963).
17. W. Grochulski, T. Kwiecinska, Lian-Go-Chan, Lozynsky, J. Maly, L. Tarasov, V. V. Volkov. Proceedings of the Third Conference on Reaction between Complex Nuclei University of California Press 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 декабря 1966 г.

Т а б л и ц а 1

Значение сечений процесса деления на три осколка в различных реакциях.
х) данные из работы /14/.

Реакция	Энергия ионов (МэВ)	Z^2/A	σ_{3f}/σ_{2f}
$Au^{197} + Ne^{22}$	185	36	$< 7 \cdot 10^{-6}$
$U^{238} + Ne^{22}$	185	40	$(7,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-5}$
$Bi^{209} + Ar^{40}$	310	41	$(1,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$
$Pb + Ar^{40}$	414	40,4	$(5 \pm 2) \cdot 10^{-3}$ *)
$U^{238} + Ar^{40}$	270	43,4	$(2 \pm 1) \cdot 10^{-4}$
$U^{238} + Ar^{40}$	310	43,4	$(1,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$
$Th^{232} + Ar^{40}$	414	43,5	$3,3 \cdot 10^{-2}$ *)

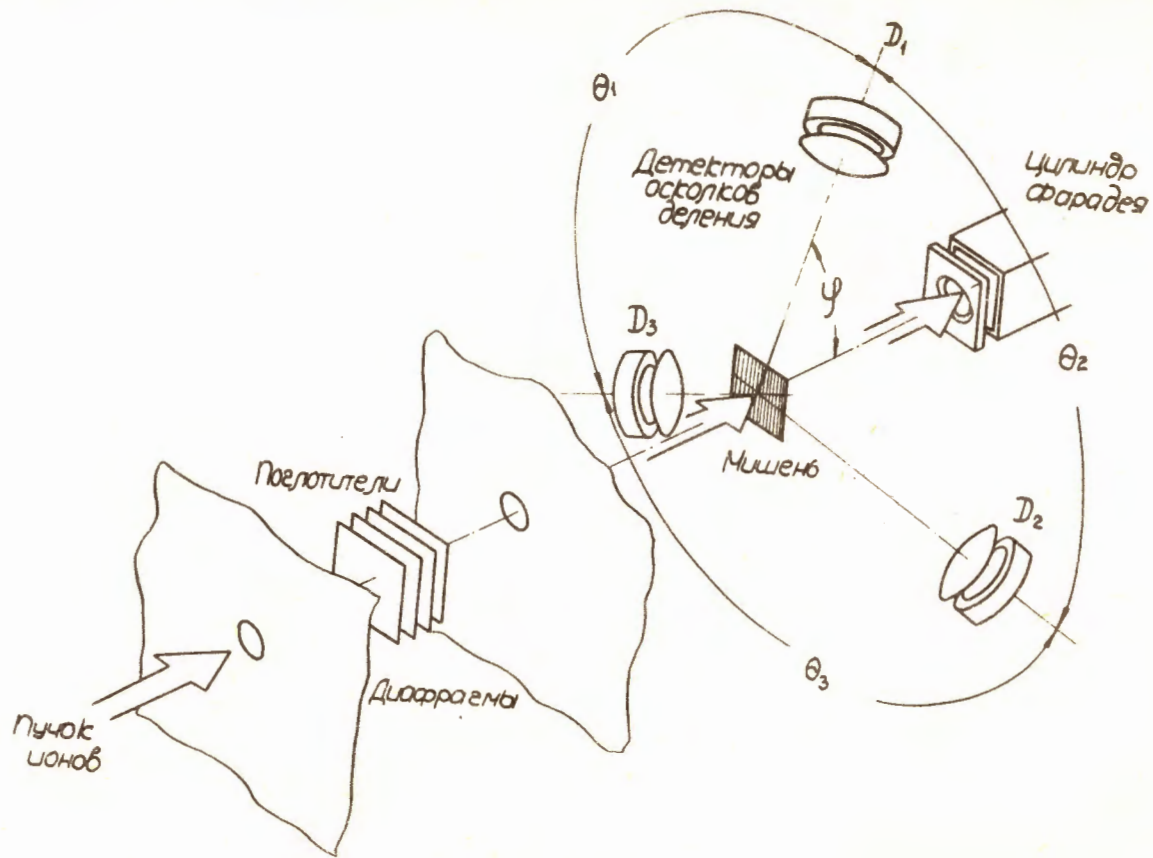


Рис. 1. Схема опыта.

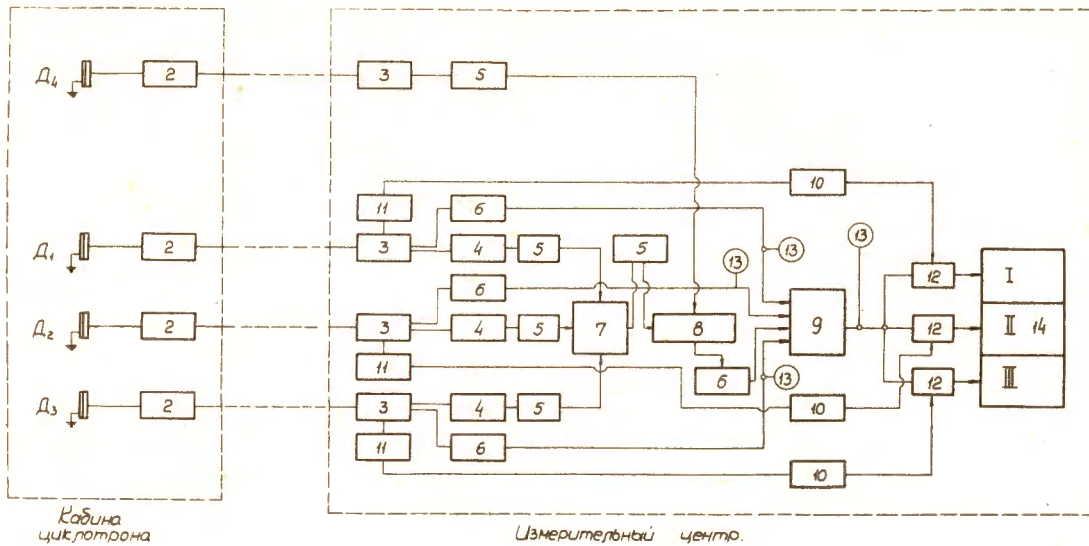


Рис. 2. Блок-схема радиоэлектронной аппаратуры. 1. Детектор. 2. Предварительный усилитель. 3. Усилитель. 4. Насыщенный усилитель с переменным порогом. 5. Быстрый формирователь с переменным порогом. 6. Формирователь с переменным порогом. 7. Быстрая схема тройных совпадений. 8. Схема антисовпадений. 9. Медленная схема четверных совпадений. 10. Эмиттерный повторитель. 11. Линейный фазоинвертор. 12. Линейная схема ворот. 13. Пересчетная схема. 14. Трехмерный амплитудный анализатор.

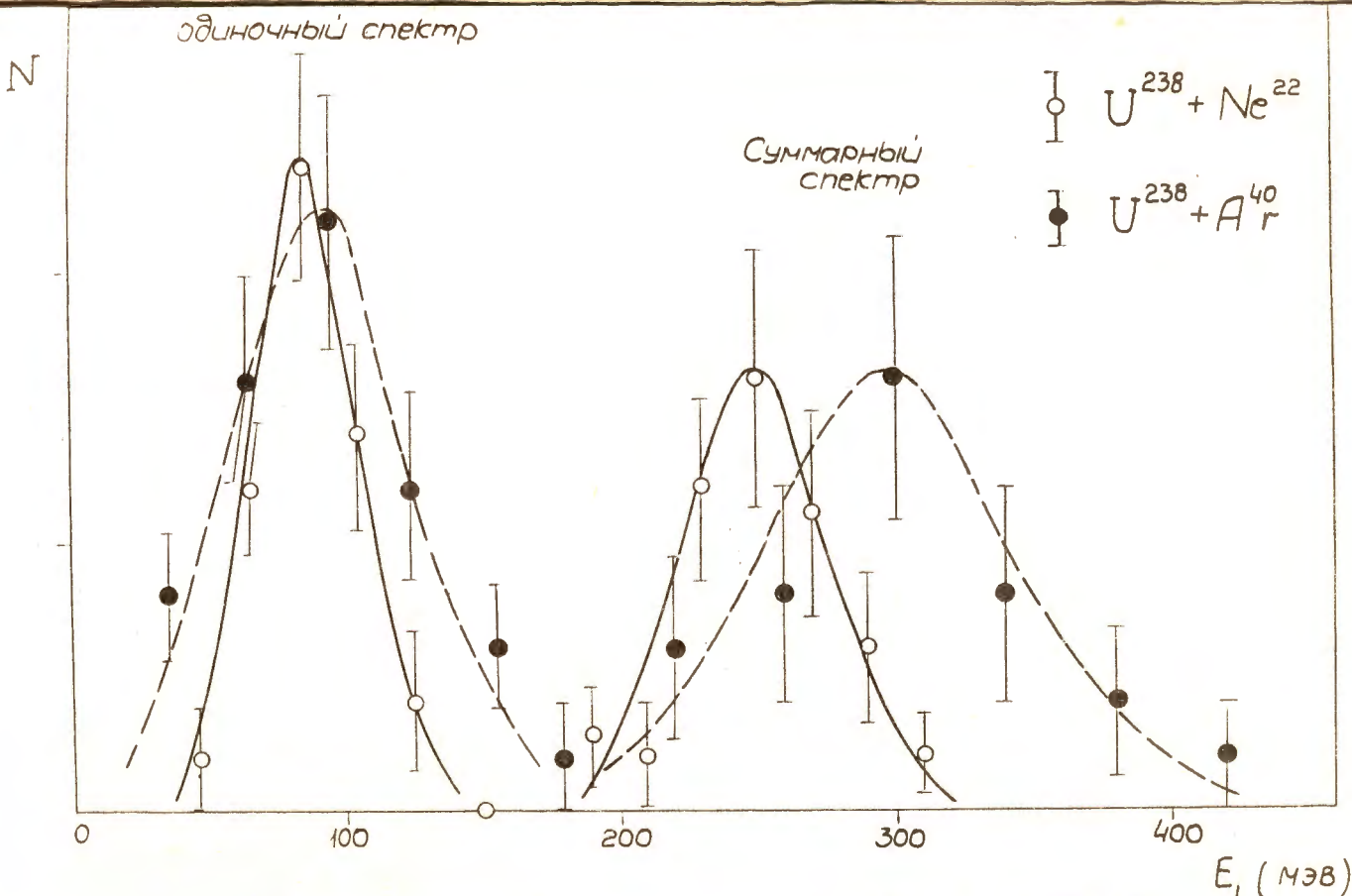


Рис. 3. Спектры осколков тройного деления в реакциях $U^{238} + Ne^{22}$ и $U^{238} + Ar^{40}$ при энергии частиц 8,0 Мэв/нуклон.

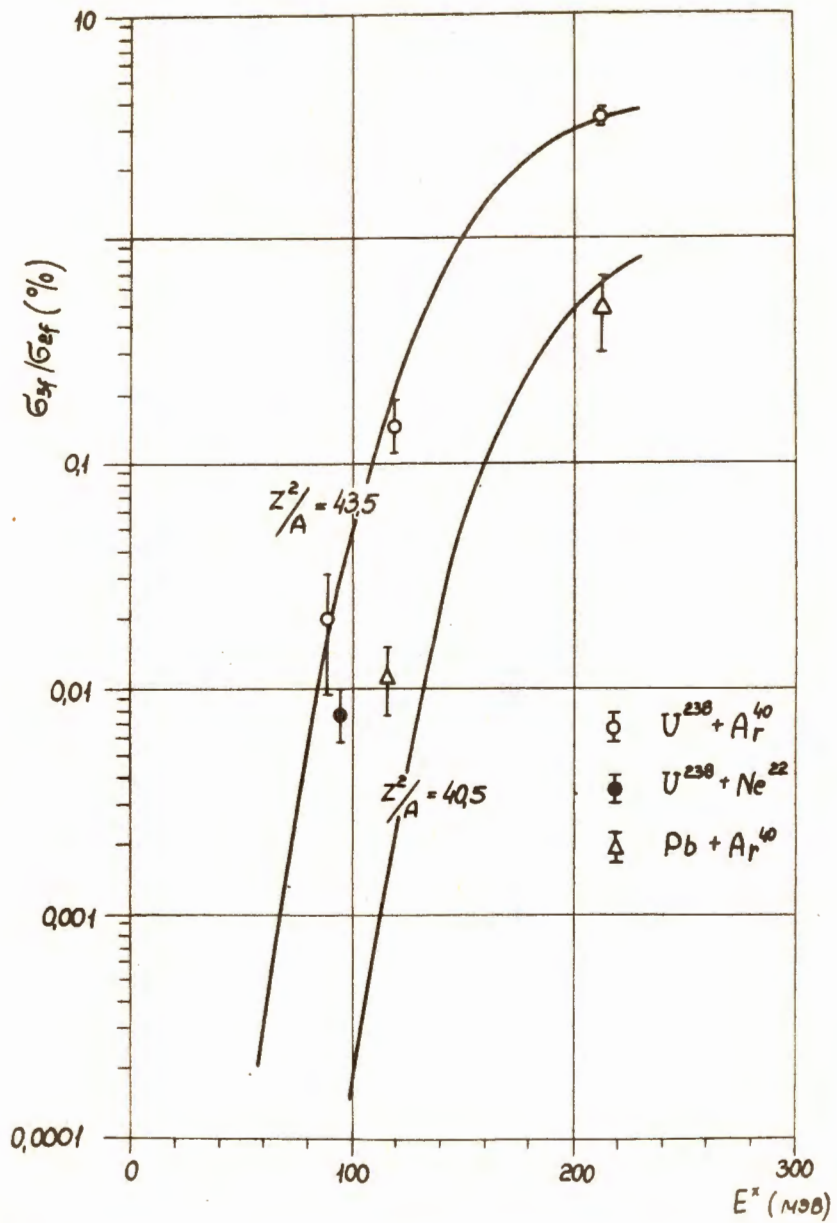


Рис. 4. Зависимость сечения деления на три осколка от энергии возбуждения делящегося ядра.

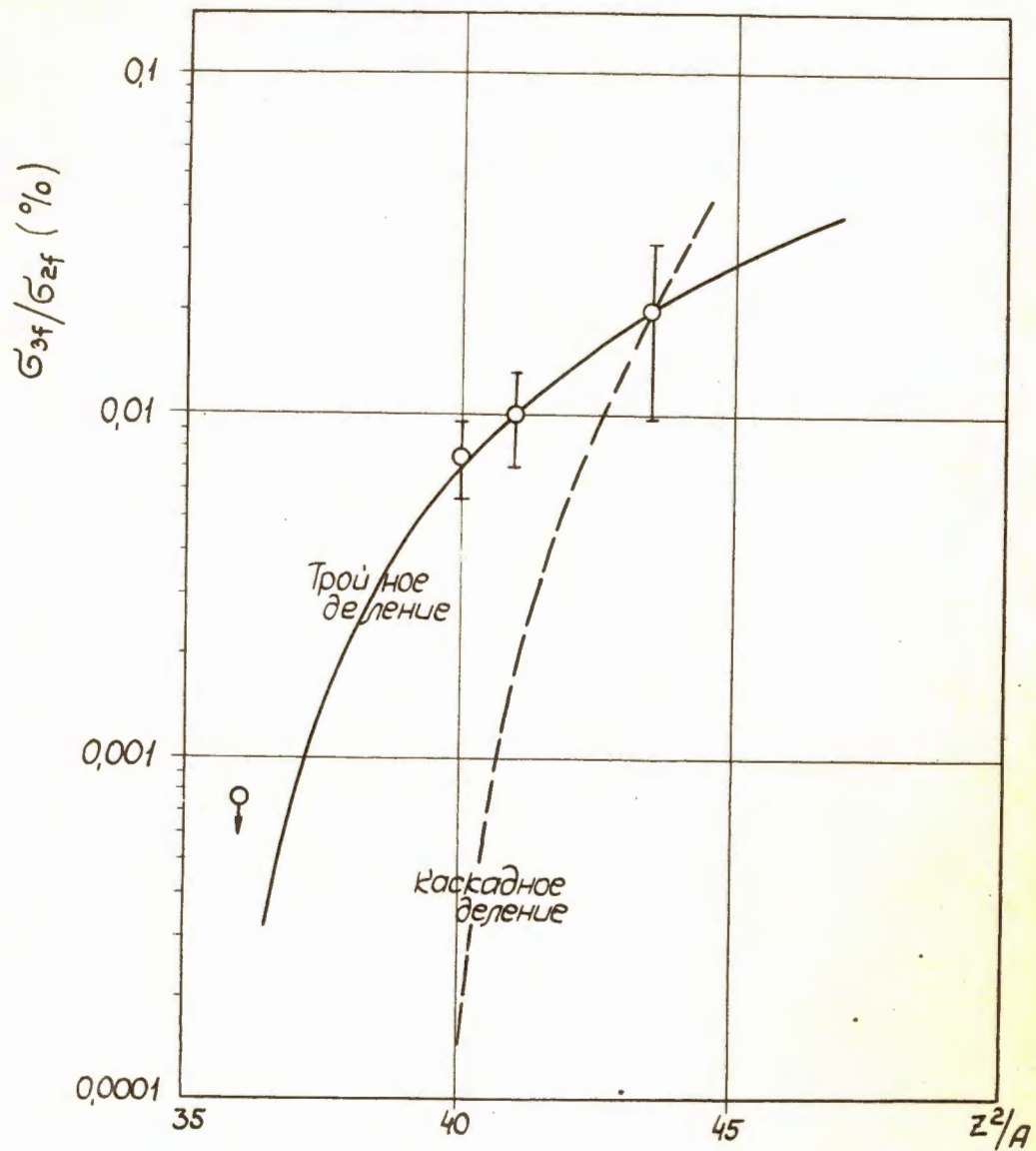


Рис. 5. Зависимость сечения тройного деления от параметра Z^2/A при энергии возбуждения делящегося ядра 110 Мэв.