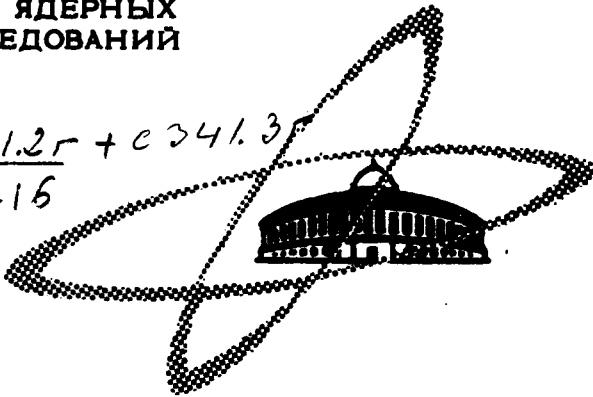


ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

СЗ41.2Г + СЗ41.3Г

Ф-716



*Nucl. Phys., 1971, v. A160 n1,
p. 181-192*

P7-5164

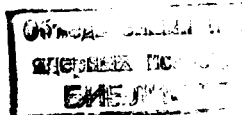
Г.Н. Флеров, Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов,
Ю.А. Лазарев, С.П. Третьякова, И.В. Колесов,
В.М. Плотко

СИНТЕЗ ЭЛЕМЕНТА 105
(СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ)

P7-5164

8610/124
Г.Н. Флеров, Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов,
Ю.А. Лазарев, С.П. Третьякова, И.В. Колесов,
В.М. Плотко

СИНТЕЗ ЭЛЕМЕНТА 105
(СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ)



Введение

В 1968 году в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ были проведены эксперименты по получению нового элемента с атомным номером $105^{1/}$.

При облучении ^{248}Am ускоренными ионами ^{22}Ne с очень малым сечением наблюдалось образование короткоживущих излучателей α -частиц с энергией $9,4 - 9,7$ Мэв. Однако на основании анализа схем распада известных α -радиоактивных ядер с нечётным числом нуклонов можно предполагать, что основная доля α -распада изотопов с $Z = 105$ приходится на возбужденные уровни дочерних ядер ($Z = 103$) и что наиболее интенсивные α -линии, принадлежащие изотопам $^{260,261}\text{105}$, нужно искать в более мягкой части α -спектра ($E_{\alpha} \leq 9,1$ Мэв). Не исключено также, что наблюдаемые α -линии принадлежат одному изотопу 105-го элемента, в то время как группа α -частиц с энергией около 9 Мэв будет соответствовать распаду другого, более долгоживущего изотопа. К сожалению, в интервал энергий $8,8 - 9,0$ Мэв попадают α -частицы изотопов ($Z < 92$), образующихся в результате ядерных реакций на микропримесях свинца в Am -мишени^{/2/}. Поэтому, несмотря на то, что была проведена большая работа по очистке мишени от свинца, анализ этой части спектра в работе^{/1/} был сильно затруднен.

Вместе с тем к синтезу 105-го элемента можно подойти с другой стороны.

Известно, что с ростом параметра делимости Z^2/A стабильность ядер по отношению к спонтанному делению резко уменьшается. Анализируя последние экспериментальные данные по изучению свойств ядер с $Z = 100, 102, 104$, можно получить представление о времени жизни изотопов 105-го элемента относительно спонтанного деления. Так, например, период полураспада $\tau_{\text{сп}}$ для изотопа $^{261}105$ составляет по нашим оценкам от 10^{-1} до 10^2 сек. (запрет, обусловленный нечетным числом протонов, $\sim 10^2 - 10^5$), в то время как ожидаемый период α -распада этого же ядра может находиться в пределах от 10^{-1} до 10 сек. Эти оценки, безусловно, являются весьма приближенными, однако они позволили предположить, что образующиеся в реакциях $^{248}\text{Am} (^{22}\text{Ne}, \text{хп})^{265-x}105$ изотопы нового элемента наряду с α -распадом могут испытывать спонтанное деление.

Метод наблюдения, основанный на регистрации осколков спонтанного деления, обладает значительно более высокой чувствительностью по сравнению с методами регистрации α -излучения. Условия относительно фона для спонтанного деления существенно лучше, поскольку из большинства побочных продуктов ядерных реакций лишь ограниченное число изотопов испытывает спонтанное деление.

Принимая во внимание все сказанное выше, мы в октябре 1969 года поставили эксперименты по поискам спонтанного деления изотопов 105-го элемента.

Методика эксперимента

Эксперименты проводились на установке, схематически показанной на рис. 1. Пучок ускоренных ионов фокусировался двумя парами квадрупольных линз и попадал на вход камеры, отделенной от вакуумного объ-

ма ускорителя алюминиевой фольгой толщиной 15 мкм. За входным окном камеры помещалась мишень, изготовленная в виде слоя толщиной $\approx 1 \text{ мг/см}^2$ и площадью $\approx 4,5 \text{ см}^2$, нанесенного на 7 мкм алюминиевую подложку. Мишень помещалась в медную кассету-решетку, охлаждаемую водой (прозрачность решетки 73%). Для дополнительного охлаждения мишени весь объем камеры заполнялся He до давления 40 тор. В опытах использовались мишени из ^{238}U (изотоп. состав: $^{238}\text{U} - 89,8\%$, $^{234}\text{U} - 1,3\%$), ^{239}Pu (99,6%), ^{243}Am (изотоп. состав: $^{243}\text{Am} - 97\%$, $^{241}\text{Am} - 3\%$) и ионы ^{16}O , ^{18}O , ^{20}Ne , ^{22}Ne с максимальными энергиями 135, 120, 192 и 175 Мэв соответственно. Энергия частиц варьировалась с помощью алюминиевых поглотителей, помещенных в специальной кассете между входной фольгой и мишенью. Энергетический разброс ионов в интервале энергий от 5 Мэв/нуклон до максимальной не превышал 2 Мэв. Угловая расходимость пучка была $\approx 1^\circ$. На входе камеры располагалось специальное устройство, контролирующее распределение плотности потока ионов, падающего на мишень. Интенсивность потока ионов, проходящего через мишень, составляла в среднем $5 \cdot 10^{12}$ частиц/сек.

В экспериментах с $^{20,22}\text{Ne}$, где требовалось точное значение интегрального потока частиц, последний определялся по наведенной γ -радиоактивности от распада ^{75}Se ($T_{1/2} = 120,4$ дня, $E_\gamma = 121, 136, 265, 280, 401$ кэв^{3/}), образующегося при взаимодействии ионов неона с никелевой лентой - сборником. Зависимость выхода ^{75}Se от энергии ионов измерялась в отдельном опыте (см. рис. 2).

Ядра отдачи, образующиеся в реакции, попадали на сборник в виде "бесконечной" Ni - ленты длиной 8 м, шириной 25 мм и толщиной 0,05 мм, движущейся с постоянной скоростью. Вдоль ленты располагались 105 детекторов осколков деления, приготовленных из фосфатного стекла в виде пластинок размером 60 x 35 мм²; эффективность регистрации осколков деления составляет 95%^{4/}. Чувствительность методики

была такой, что появление одного трека на детекторах за время опыта (30–50 час.) соответствовало сечению образования спонтанно делящегося излучателя $\approx 2 \cdot 10^{-36}$ см². В связи с тем, что при облучении мишени возникает интенсивный поток нейтронов, в установке использовались материалы с минимальным содержанием урана и тория $\approx 10^{-8}$ г/г. В контрольных экспериментах было установлено, что уровень фона соответствует сечению $< 5 \cdot 10^{-36}$ см².

Таким образом, с помощью данной установки можно было надежно зарегистрировать осколки спонтанного деления изотопов 105-го элемента, образующихся в реакциях $^{243}\text{Am} (^{22}\text{Ne}, 4-5n)^{261,260}\text{105}$, если вероятность спонтанного деления для этих ядер по отношению к α -распаду $\geq 0,01$ и период полураспада $\tau_{1/2} \geq 0,05$ сек.

При исследовании закономерностей образования спонтанно делящихся изотопов в ядерных реакциях необходимо было, как это будет следовать из дальнейшего, определить зависимость сечения вынужденного деления ^{235}U и ^{243}Am от энергии ионов ^{22}Ne . Экспериментальное устройство для этих измерений схематически представлено на рис. 2.

Экспериментальные результаты

В первом опыте мишень из ^{243}Am облучалась в течение 70 час. ионами ^{22}Ne с энергией 114 Мэв. Скорость движения ленты была выбрана равной 78 см/сек, и это позволяло наблюдать осколки деления во временном диапазоне от 0,05 до 10 сек. Результаты эксперимента представлены на рис. 3. Короткоживущий излучатель осколков спонтанного деления с $\tau_{1/2} = 0,014$ сек является известным изомером ^{242m}Am , который образуется в реакции $^{243}\text{Am} (^{22}\text{Ne}, ^{23}\text{Ne}) ^{242m}\text{Am}$. Наряду с этим были зарегистрированы 58 случаев распада более долгоживущего изотопа, $\tau_{1/2} \approx 2$ сек. Выход новых спонтанно делящихся ядер соответствует сечению $\approx 2 \cdot 10^{-34}$ см².

Для идентификации атомного номера нового изотопа, испытывающего спонтанное деление с $\tau_{1/2} \approx 2$ сек, проводились эксперименты, необходимость постановки которых была обусловлена следующими обстоятельствами.

В настоящее время известно много спонтанно делящихся изомеров в области U–Сm с периодами полураспада от 10^{-8} до 10^{-2} сек^{1/5/}. В нашем случае такие ядра могут образовываться с относительно большой вероятностью в реакциях многонуклонного обмена^{1/6/} (см., например, выход ^{242m}Am , рис. 3). Необходимо выяснить, не является ли наблюдаемый новый излучатель осколков спонтанного деления представителем этой области ядер. Как будет показано ниже, ответ на этот вопрос может быть получен из угловых распределений ядер отдачи.

Нельзя было исключить также, что спонтанное деление с $\tau_{1/2} \approx 2$ сек испытывает неизвестный изотоп с атомным номером 102, 103 или 104, образующийся в реакции с вылетом заряженной частицы. В этом случае возможен иной метод анализа, основанный на изучении радиоактивных свойств изотопов этих элементов и механизма ядерных реакций, приводящих к их образованию.

Наконец, если спонтанное деление с $\tau_{1/2} \approx 2$ сек относится к одному из изотопов 105-го элемента, то последний при облучении ^{243}Am ионами ^{22}Ne может быть получен только в реакции полного слияния с образованием возбужденного составного ядра $^{265}\text{105}$ и последующим испарением нейтронов. Характерной особенностью этой реакции является зависимость выхода изотопа от энергии возбуждения составного ядра. Поэтому измерение функции возбуждения спонтанно делящегося продукта с $\tau_{1/2} \approx 2$ сек может служить дополнительным и независимым методом его идентификации.

Исследование закономерностей образования спонтанно
делящегося изотопа с $T_{1/2} \approx 2$ сек

1) Угловые распределения ядер отдачи

В реакциях с образованием компаунд-ядра и последующим испарением нейтронов угловое распределение ядер отдачи имеет острый максимум при малых углах ^{/7,8/}. В процессах многонуклонного обмена (квазиупругое рассеяние) ядра отдачи имеют значительную поперечную составляющую импульса, что приводит к существенному увеличению угловой дисперсии и смещению максимума углового распределения в сторону гораздо больших углов ^{/9/}. Эти обстоятельства могут быть использованы при идентификации нового изотопа, испытывающего спонтанное деление с $T_{1/2} \approx 2$ сек.

С помощью установки, представленной на рис. 1, можно измерять интегральные угловые распределения, изменяя степень коллимации вылетающих из мишени ядер отдачи. На рис. 4 показаны интегральные угловые распределения ядер отдачи для реакций с образованием составного ядра (сплошная кривая) и реакций многонуклонного обмена (заштрихованная область). Кривые построены на основе экспериментальных данных, полученных при облучении ¹⁹⁷Au, ²⁰⁸Pb, ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu, ²⁴²Pu ионами ¹⁸O и ²²Ne ^{/10,11/}.

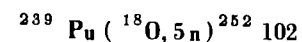
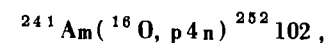
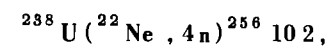
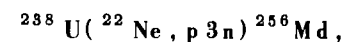
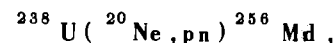
Аналогичные измерения были проведены нами для реакции ²⁴³Am + ²²Ne ^{/12/}. Между мишенью, заключенной в медную сетку, толщиной $\delta_0 = 1$ мм, с диаметром отверстий $d = 2$ мм ($k_0 = \frac{\delta_0}{d} = 0,5$), и сборником ядер отдачи помещался дополнительный коллиматор толщиной $\delta = 4$ мм ($k_1 = \frac{\delta_0 + \delta}{d} = 2,5$) и измерялся выход спонтанно делящихся продуктов для $k_0 = 0,5$ и $k_1 = 2,5$. Для изомера ^{242m}Am ($T_{1/2} = 0,014$ сек) отношение выходов $\frac{W_{k_1}}{W_{k_0}} = 0,18 \pm 0,02$, что хорошо согласуется с ожидаемым значением этой величины для реакции передачи нуклона ²⁴³Am (²²Ne, ²⁸Ne) ^{242m}Am (см. рис. 4).

Для изотопа с $T_{1/2} \approx 2$ сек была получена величина $\frac{W_{k_1}}{W_{k_0}} = 0,47 \pm 0,10$. Из этих результатов следует, что наблюдаемый излучатель осколков спонтанного деления с $T_{1/2} \approx 2$ сек не является продуктом реакций многонуклонных передач и поэтому не может быть отнесен к области спонтанно делящихся изомеров.

2) Анализ реакций с испусканием заряженных частиц

Известно, что наряду с реакциями, идущими через составное ядро, возможны также прямые процессы типа (²²Ne, pxn), (²²Ne, α xn), (²²Ne; α , pxn), в результате которых будут образовываться изотопы 104-го, 103-го и 102-го элементов. Эти два класса реакций не могут быть достаточно надежно разделены с помощью коллимационного метода, основанного на различии интегральных угловых распределений ядер отдачи. Поэтому мы рассмотрим более подробно свойства изотопов с $Z < 105$ и вероятность их образования при облучении ²⁴³Am ионами ²²Ne.

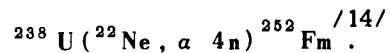
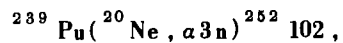
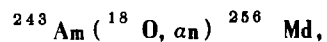
Из экспериментальных данных, полученных нами ^{/11,12/}, и результатов работы ^{/13/} по исследованию реакций



следует, что отношение сечений $\frac{\sigma(\text{HI}, \text{pxn})}{\sigma(\text{HI}, 4-5\text{n})} < 0,02$ при всех значениях $x \geq 1$, если энергия бомбардирующих частиц соответствует максимуму функций возбуждения реакций (HI, 4-5n). Следует отметить также, что при облучении ²⁴³Am ионами ²²Ne не наблюдалось

образования курчатовия с известным периодом полураспада $\tau_{1/2} = 0,1 \text{ сек}$ /11/. Это позволило оценить сечения реакций $^{248}\text{Am} [^{22}\text{Ne}, p(3-4)n]^{259,260}\text{104}$: они меньше чем $5 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2$.

Вероятность процессов с испусканием α -частиц исследовалась нами, а также в работе /14/ на примерах реакций



Из сопоставления этих результатов с данными по сечениям соответствующих реакций ($\text{HI}, 5n$) можно сделать следующий вывод. Отношение

$\frac{\sigma(\text{HI}, \alpha 4n)}{\sigma(\text{HI}, 5n)}$ в максимумах функций возбуждения равно ≈ 10 ; измеренная нами величина $\frac{\sigma(\text{HI}, \alpha 3n)}{\sigma(\text{HI}, 5n)}$ близка к единице, а для реакций ($\text{HI}, \alpha n$) подобное отношение уже меньше чем 10^{-3} .

Таким образом, с относительно большой вероятностью идут реакции типа ($^{22}\text{Ne}, \alpha xn$) при $x = 3, 4, 5$. Они приводят к образованию изотопов 103-го элемента, спонтанное деление которых не исследовалось. В связи с этим нами были поставлены прямые эксперименты по определению парциальных периодов полураспада для спонтанного деления изотопов $^{256}\text{103}$ и $^{257}\text{103}$. При облучении ^{248}Am ионами ^{18}O с энергией 95 Мэв можно было одновременно исследовать спонтанное деление двух изотопов, образующихся в реакциях $^{248}\text{Am} (^{18}\text{O}, 4-5n) ^{257,256}\text{103}$. Сечения этих реакций известны и составляют $\approx 3 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$ /15/. В течение 15-часового облучения не было зарегистрировано ни одного осколка спонтанного деления, и это означает, что $\sigma_{s.f.} < 10^{-35} \text{ см}^2$. Принимая во внимание известные значения времени жизни этих изотопов относительно α -распада ($\tau_{1/2} \approx 35$ сек для обоих изотопов), можно ука-

зать нижнюю границу периода полураспада по отношению к спонтанному делению, $\tau_{s.f.} > 10^5$ сек для $^{256,257}\text{103}$. Реакции $^{248}\text{Am} [^{22}\text{Ne}, \alpha(2-3)n]$ будут приводить к образованию более тяжелых изотопов 103-го элемента с массовыми числами 258 и 259, свойства которых неизвестны. Однако трудно предполагать, что нечетно-нечетный изотоп $^{258}\text{103}$ будет испытывать спонтанное деление с периодом полураспада ≈ 2 сек. Маловероятно также, что при добавлении двух нейтронов к ядру $^{257}\text{103}$ период спонтанного деления может измениться более чем в 10^5 раз. К тому же вероятность реакции $^{248}\text{Am} (^{22}\text{Ne}, \alpha 2n) ^{259}\text{103}$, как указывалось выше, очень мала.

Таким образом, наблюдаемый нами новый излучатель осколков спонтанного деления с $\tau_{1/2} \approx 2$ сек не может быть изотопом 103-го элемента.

При энергии ионов ^{22}Ne - 115 Мэв сечения реакций ($^{22}\text{Ne}, \alpha pxn$) чрезвычайно малы. К тому же при всех $x > 2$ образуются хорошо изученные изотопы 102-го элемента, ни одним из которых не может быть объяснено наблюдаемое спонтанное деление.

Рассматривая в совокупности полученные данные, мы приходим к заключению о том, что наблюдаемый в реакции $^{248}\text{Am} + ^{22}\text{Ne}$ продукт, испытывающий спонтанное деление с периодом полураспада около двух секунд, является изотопом 105-го элемента.

3) Измерение функции возбуждения

В реакции полного слияния, согласно статистической модели, зависимость вероятности образования изотопа с данным массовым числом от энергии возбуждения составного ядра имеет характерный вид, близкий к распределению Гаусса /16/. Заряд, масса и энергия возбуждения составного ядра хорошо определены, поэтому положение максимума и ширина кривой возбуждения свидетельствуют о количестве испарившихся нейтронов, α , следовательно, и о массовом числе конечного продукта. Такая

ситуация имеет место для неделящихся ядер. В нашем случае из-за высокого кулоновского барьера реакции и большой делимости составного ядра ($\Gamma_n / \Gamma_f \ll 1$) функции возбуждения могут быть значительно искажены.

Сечение реакции с испарением x нейтронов имеет вид

$$\sigma_{xn} = \sigma_o(E) P_x(E) \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)_E^x,$$

где $\sigma_o(E)$ - сечение образования составного ядра, $P_x(E)$ - вероятность испарения x нейтронов ядром с начальной энергией возбуждения E , $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)$ - отношение нейтронной и делительной ширин, усредненное по нейтронному каскаду.

Для тяжелых ядер ($\Gamma_n / \Gamma_f \approx 0,01$) сечение образования составного ядра практически совпадает с сечением деления $\sigma_f(E) = \sigma_o(E)^{1/17}$, величина $P_x(E)$ может быть получена расчётным путем, если известны температура ядра и энергии связи нейтронов. Отношение $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ в области тяжелых ядер, как было показано в работе ^{/17/}, слабо зависит от энергии возбуждения и с удовлетворительной степенью точности может быть определено на основе известных экспериментальных данных.

Для сравнения экспериментальных и расчётных зависимостей $\sigma_{xn}(E)$ была измерена функция возбуждения реакции $^{235}\text{U}(^{22}\text{Ne}; 5n)^{252}\text{102}$. Свойства изотопа $^{252}\text{102}$ хорошо известны: согласно ^{/11,18/} он имеет период полураспада $2,4 \pm 0,2$ сек и примерно в 1/3 доле случаев распадается испытывает спонтанное деление. Измеренная функция возбуждения представлена на рис. 5. На этом же рисунке показана энергетическая зависимость сечения деления ^{235}U ионами ^{22}Ne . Функция $\sigma_f(E)$ находится в хорошем согласии с известными расчётами ^{/19/} и экспериментальными данными работы ^{/20/}. Экспериментальные результаты, полученные для реакции $^{235}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)^{252}\text{102}$, так же хорошо согласуются с расчётной функцией возбуждения (пунктирная кривая). Максимум

функции возбуждения находится при энергии ионов 117 Мэв и смещен относительно кулоновского барьера реакции ^{x/} на 14 Мэв. Сечение в максимуме составляет $(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$ для ветви спонтанного деления. Ширина кривой на полувысоте равна 11 Мэв.

В последующих экспериментах ^{/21/} была измерена энергетическая зависимость сечения реакции, приводящей к образованию нового спонтанно делящегося изотопа с $\tau_{1/2} \approx 2$ сек. Скорость движения ленты, как и в предыдущем опыте, была выбрана равной 28 см/сек, что позволяло регистрировать осколки деления во временном интервале от 0,15 до 28 сек. Экспериментальные данные представлены на рис. 6. Пунктирными линиями показаны расчётные кривые, соответствующие испарению 4 и 5 нейтронов из возбужденного составного ядра $^{265}\text{105}$. Здесь также показана зависимость сечения деления ^{243}Am от энергии ионов ^{22}Ne . Максимум функции возбуждения для изотопа с $\tau_{1/2} \approx 2$ сек находится при энергии ионов 117 Мэв и смещен относительно кулоновского барьера реакции на 11 Мэв. Ширина кривой на полувысоте составляет 8 Мэв.

Характер функции возбуждения (рис. 6) свидетельствует о том, что наблюдаемый новый излучатель осколков спонтанного деления образуется через составное ядро с последующим испарением нейтронов и, следовательно, имеет атомный номер 105. В реакции $^{243}\text{Am}(^{22}\text{Ne}, xn)^{265-x}\text{105}$ с наибольшей вероятностью будут образовываться изотопы с массой 260 и 261 (испарение из составного ядра пяти или четырех нейтронов). Для определения массового числа изотопа ($\tau_{1/2} \approx 2$ сек) необходимо иметь точные значения энергий связи испаряющихся нейтронов, так как положения максимумов функций возбуждения для реакций $(^{22}\text{Ne}; 4-5n)$ отличаются на величину ≈ 5 Мэв. Отсутствие точных

^{x/} Величина кулоновского барьера реакции соответствует энергии ионов ^{22}Ne , при которой сечение деления равно 0,01 барна.

значений масс ядер с $Z = 105$ неизбежно приводит к некоторой неопределенности при идентификации массового числа изотопа. Вместе с тем, если принять расчётные значения масс ядер $^{22,23}/$, то на основе анализа экспериментальных данных (положение максимума функции возбуждения относительно кулоновского барьера реакции, ширина кривой возбуждения) можно предполагать, что спонтанное деление с $\tau_{1/2} \approx 2$ сек относится к изотопу с массой 261.

Выход изотопа в максимуме функции возбуждения соответствует сечению $(5,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$, в то время как ожидаемое сечение реакции $^{243}\text{Am} (^{22}\text{Ne}, 4n) ^{261}105$ составляет, по нашим оценкам, $\approx 2 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$. Естественно предположить, что основным типом распада этого изотопа является α -распад ($\tau_{1/2\alpha} \approx 2$ сек), а парциальный период полураспада для спонтанного деления в несколько раз больше.

Общее число осколков, зарегистрированных при измерении функции возбуждения, более 300, их временное распределение представлено на рис. 7. Период полураспада изотопа 105-го элемента равен $\tau_{1/2} = 1,8 \pm 0,6$ сек.

Как следует из рис. 7, наряду с изотопом, имеющим $\tau_{1/2} = 2$ сек, наблюдается образование изотопа, испытывающего спонтанное деление с $\tau_{1/2} > 20$ сек. Зависимость сечения образования изотопа с $\tau_{1/2} > 20$ сек от энергии ионов ^{22}Ne , как видно из рис. 8, отлична от функции возбуждения реакции, протекающей с образованием составного ядра. Поэтому естественно принять, что спонтанное деление с $\tau_{1/2} > 20$ сек испытывает изотоп с $Z < 105$. Поскольку реакции $(^{22}\text{Ne}, p\alpha n)$ и $(^{22}\text{Ne}, \alpha p n)$ маловероятны, а свойства $^{256,257}103$ известны, можно предположить, что $\tau_{1/2} > 20$ сек относится к изотопу $^{258}103$, который образуется в реакции $^{243}\text{Am} (^{22}\text{Ne}, \alpha 3n) ^{258}103$. Характер измеренной нами функции возбуждения реакции $^{239}\text{Pu} (^{20}\text{Ne}, \alpha 3n) ^{252}102$ является дополнительным подтверждением этого предположения.

Наблюдаемый период полураспада $\tau_{1/2} > 20$ сек должен быть отнесен скорее всего, к α -распаду изотопа $^{258}103$, и это не противоречит систематике радиоактивных свойств ядер с $Z = 103^{/24/}$. Вместе с тем $^{258}103$ наряду с α -распадом в определенной доле случаев может испытывать электронный захват ($Q_{\beta} = -2,4 \text{ МэВ}^{/24/}$), переходя в изотоп $^{258}102$, который спонтанно делится.

Выводы

Из экспериментальных данных, полученных в настоящей работе, можно сделать следующие выводы:

1. При облучении ^{243}Am ионами ^{22}Ne образуется спонтанно делящийся изотоп с периодом полураспада $\tau_{1/2} = 1,8 \pm 0,6$ сек.
2. Из данных по угловому распределению ядер отдачи и анализа результатов контрольных экспериментов следует, что спонтанно делящийся изотоп с $\tau_{1/2} \approx 2$ сек имеет атомный номер 105.
3. Характер функции возбуждения свидетельствует о том, что наблюдаемый излучатель осколков спонтанного деления ($\tau_{1/2} \approx 2$ сек) образуется через составное ядро с последующим испарением нейтронов. Это является независимым подтверждением того, что в реакции $^{243}\text{Am} + ^{22}\text{Ne}$ синтезирован элемент с $Z = 105$. Наиболее вероятное массовое число изотопа нового элемента 261.
4. Выход спонтанно делящегося изотопа 105-го элемента соответствует сечению $5,10^{-34} \text{ см}^2$. Можно предполагать, что этот изотоп преимущественно испытывает α -распад.
5. Для изотопов 103-го элемента с массовыми числами 256 и 257 период полураспада для спонтанного деления $\tau_{s,d} > 10^5$ сек.
6. Спонтанное деление с $\tau_{1/2} > 20$ сек, по всей вероятности, может быть объяснено образованием изотопа $^{258}103$ в реакции $^{243}\text{Am} (^{22}\text{Ne}, \alpha 3n) ^{258}103$.

Этот изотоп наряду с α -распадом может испытывать электронный захват, что приводит к образованию спонтанно делящегося ядра $^{258}102$.

Авторы благодарны В.А. Друину и А.Г. Демину за ценные замечания, К.А. Гаврилову за приготовление мишеней, Ю.В. Полубояринову за большую помощь при наладке аппаратуры и проведении опытов.

Мы благодарны группе эксплуатации ускорителя под руководством Б.А. Загера, а также Т.И. Рыбаковой, К.И. Меркиной, А.В. Сергеевой и Г.Г. Банковой за большой труд по просмотру детекторов осколков деления.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Н. Флеров, В.А. Друин, А.Г. Демин, Ю.В. Лобанов, Н.К. Скобелев, Г.Н. Акапьев, Б.В. Фефилов, И.В. Колесов, К.А. Гаврилов, Ю.П. Харитонов, Л.П. Челноков. Препринт ОИЯИ, Р7-3808, Дубна, 1968.
2. Г.Н. Акапьев, В.А. Друин, В.И. Рудь, Г.Я. Сун Цзин-ян. Препринт ОИЯИ, Р7-4772, Дубна, 1970.
3. С.М. Lederer, А.М. Hollander, I. Perlman. Table of Isotopes. Sixth Edition, John Wiley and Sons, New York, 1967.
4. А. Капусцик, В.П. Перельгин, С.П. Третьякова. ПТЭ, 5, 72 (1964).
5. S.M. Polikanov, G. Sletten. Physics and Chemistry of Fission Symposium, Vienna, 1969; N.L. Lark, G. Sletten, J. Pedersen and S. Bjornholm. Nucl.Phys., A139, 481 (1969).
6. Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич, Со Ки Хван, А.С. Шамсутдинов, Н.С. Мальцева, И.И. Чубуркова. Препринт ОИЯИ, Р7-4637, Дубна, 1969.
7. В.А. Друин, С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян. Препринт ОИЯИ, 1670, Дубна, 1964.
8. G.N. Simonoff and J.M. Alexander. Report UCRL-10099, 1962.
9. Г. Кумпф, Е.Д. Донец. ЖЭТФ, 44, 798 (1963).

10. В.А. Друин, Ю.В. Лобанов, Ю.П. Харитонов. Препринт ОИЯИ, Р7-4681, Дубна, 1969.
11. Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, С.П. Третьякова, Ю.А. Лазарев, И.В. Колесов, К.А. Гаврилов, В.М. Плотко, Ю.В. Полубояринов. АЭ, 28, 393 (1970).
12. Г.Н. Флеров, Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, Ю.А. Лазарев, С.П. Третьякова. Сообщение ОИЯИ, Р7-4932, Дубна, февраль 1970.
13. В.А. Друин. Препринт ОИЯИ, Р-874, Дубна, 1962.
14. Е.Д. Донец, В.А. Шеголев, В.А. Ермаков. АЭ, 16, 195 (1964).
15. E.D. Donets, V.A. Druin, V.L. Mikheev. Ann. Phys., 3, 331 (1968); Е.Д. Донец, В.А. Шеголев, В.А. Ермаков. АЭ, 19, 109 (1965).
16. J.D. Jackson. Canad. J. Phys., 34, 767 (1956).
17. T. Sikkeland. Arkiv för Fisik, 36, 539 (1966).
18. A. Chiorso, T. Sikkeland, M.J. Nurmi. Phys.Rev.Lett., 18, 401 (1967).
19. T.D. Thomas. Phys.Rev., 116, 703 (1959).
20. V. Viola, T. Sikkeland. Phys.Rev., 128, 767 (1962).
21. Г.Н. Флеров, Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, Ю.А. Лазарев, В.И. Кузнецов, С.П. Третьякова. Сообщение ОИЯИ, Р7-5108, Дубна, май 1970.
22. A.G.W. Cameron. Canad. J. Phys., 35, 1021 (1957).
23. W.D. Myers, W.J. Swiatecki. Nucl.Phys., 81, 1 (1966).
24. V.E. Viola, G.T. Seaborg, J. Inorg.Nucl.Chem., 28, 697 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июня 1970 года.

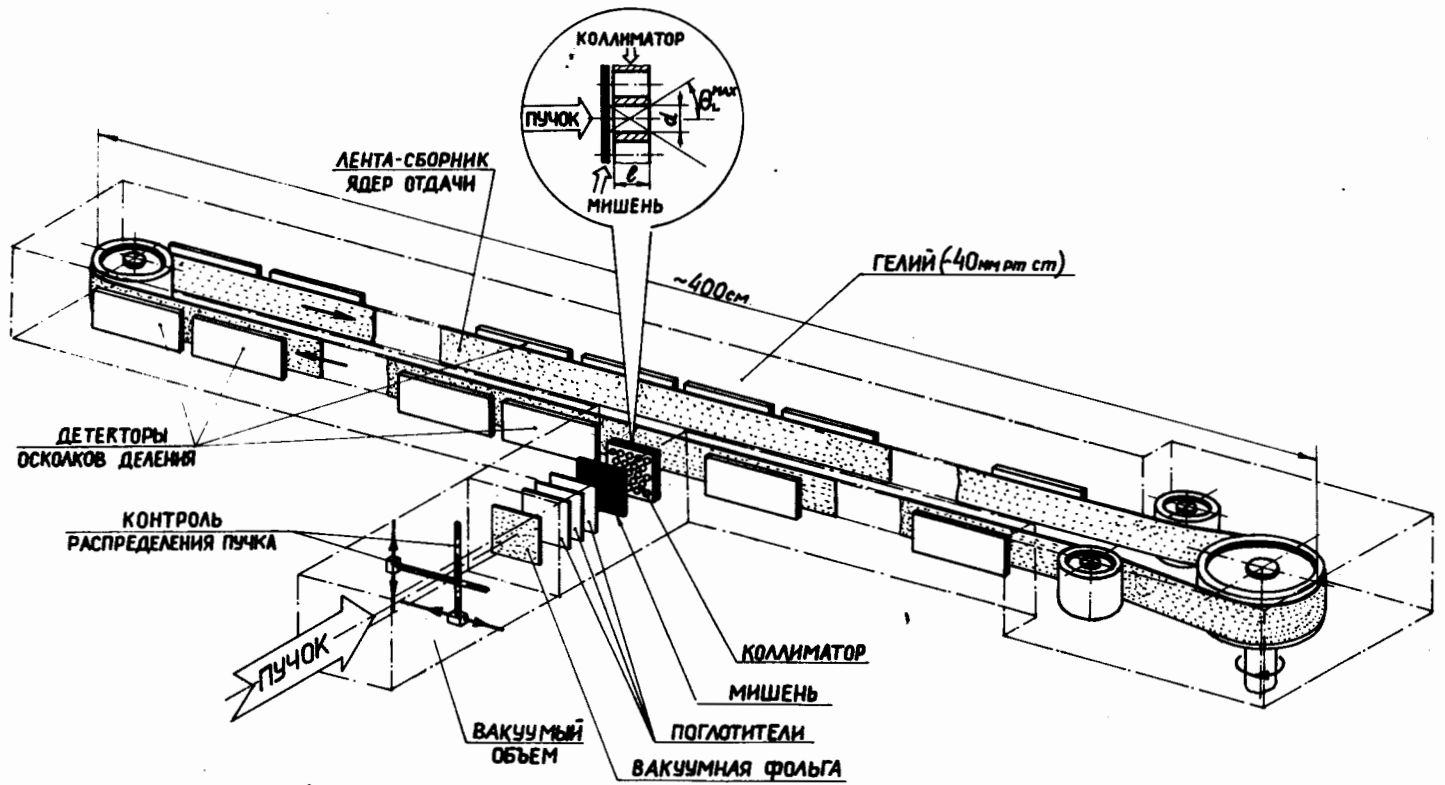


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для регистрации короткоживущих спонтанно делящихся ядер.

Рис. 2. Экспериментальное устройство для измерения сечений вынужденного деления тяжелыми ионами. Мониторирование пучка осуществлялось по выходу радиоактивного изотопа ^{24}Na .

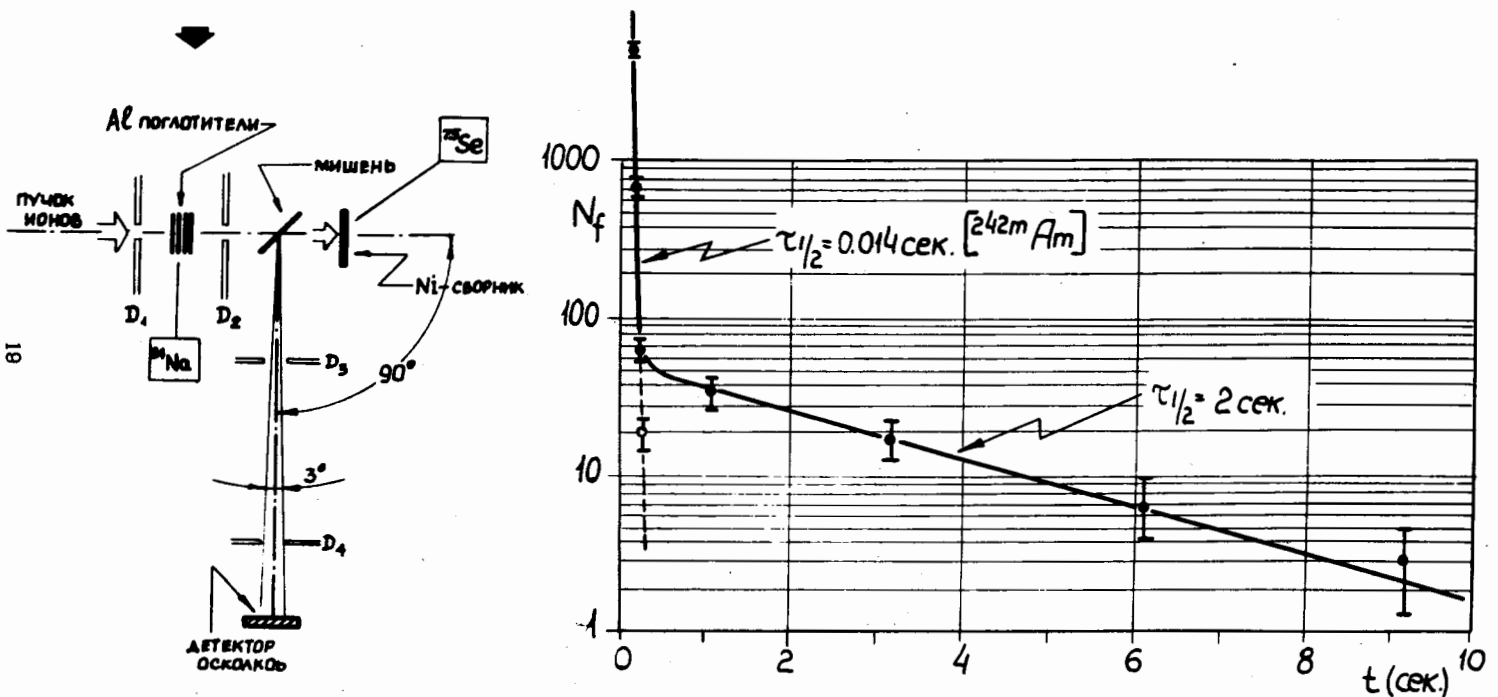


Рис. 3. Распределение по времени осколков спонтанного деления ядер, образующихся в реакции $^{243}\text{Am} + ^{22}\text{Ne}$ при энергии ионов 114 Мэв.

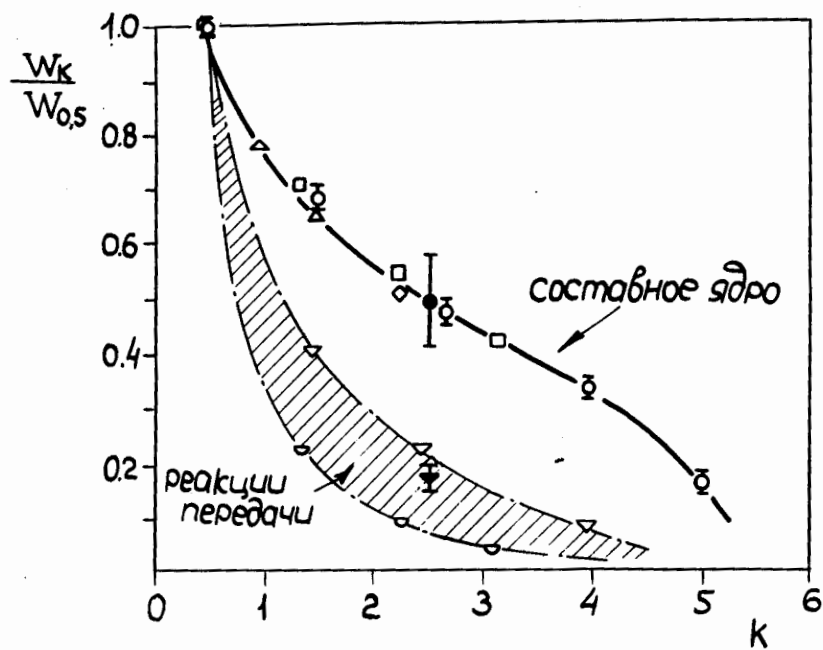


Рис. 4. Интегральные угловые распределения ядер отдачи, образующихся в реакциях полного слияния:

- - $^{197}\text{Au} (^{22}\text{Ne}, 4-5n) ^{213,214}\text{Ac}$,
- ◇ - $^{238}\text{U} (^{16}\text{O}, 6n) ^{248}\text{Fm}$,
- △ - $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, 4n) ^{256}\text{102}$,
- - $^{239}\text{Pu} (^{18}\text{O}, 5n) ^{252}\text{102}$,

и в реакциях многонуклонных передач:

- ▽ - $^{208}\text{Pb} (^{22}\text{Ne}, ^{18}\text{O}) ^{212m}\text{Po}$,
- ◐ - $^{242}\text{Pu} (^{22}\text{Ne}, ^{22}\text{F}) ^{242mf}\text{Am}$;

k - степень коллимации ядер отдачи, $\frac{W_k}{W_{0.5}}$ - относительные выходы продуктов реакций для различных значений k . Черные точки - экспериментальные данные для продуктов реакции $^{243}\text{Am} + ^{22}\text{Ne}$. (▼ - для изомера ^{242m}Am , ● - для спонтанно делящегося изотопа с $t_{1/2} \approx 2$ сек).

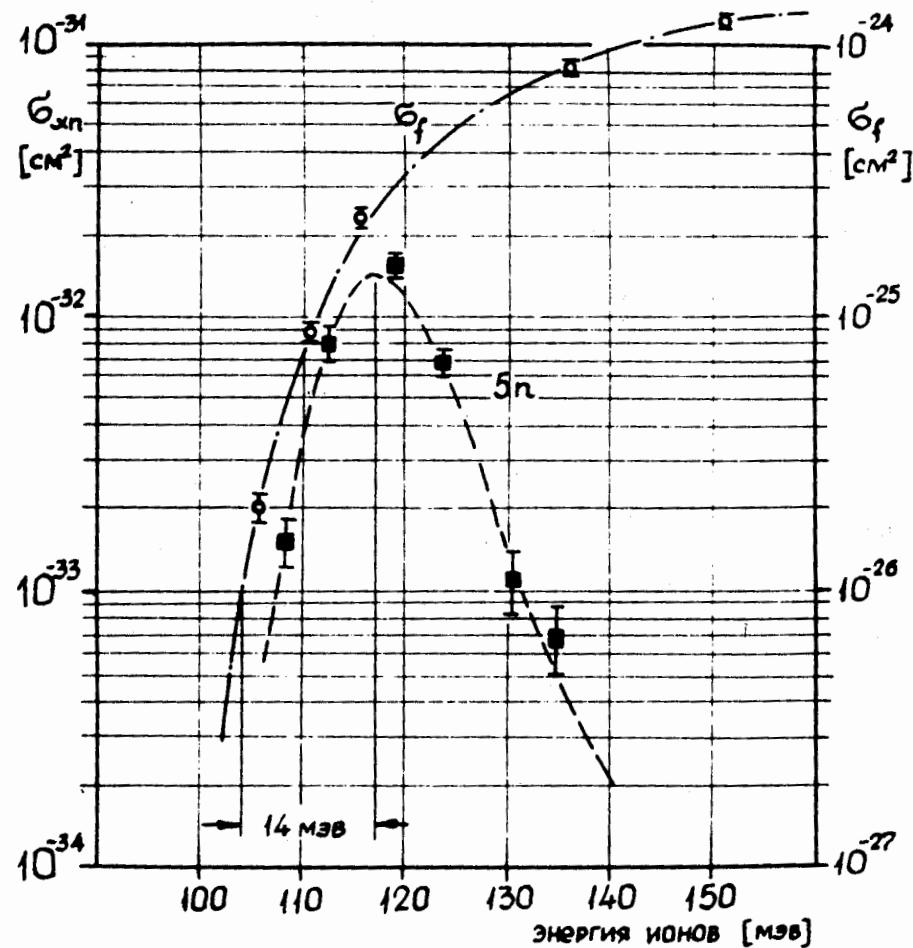


Рис. 5. Зависимость сечения образования изотопа $^{252}\text{102}$ от энергии ионов ^{22}Ne . Пунктирная кривая - расчётная функция возбуждения реакции $^{235}\text{U} (^{22}\text{Ne}, 5n) ^{252}\text{102}$, ■ - экспериментальные значения. Штрих-пунктирная кривая (правая шкала) - расчётная зависимость сечения деления ^{235}U от энергии ионов ^{22}Ne ; ○ - экспериментальные значения.

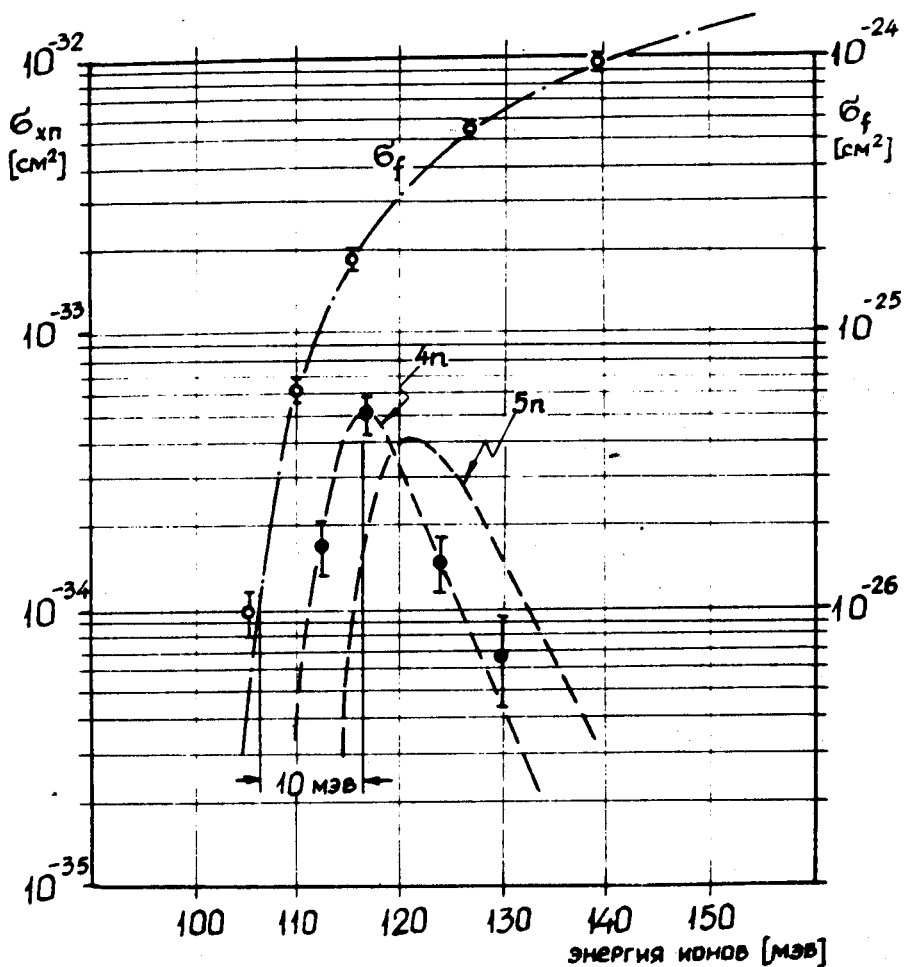


Рис. 6. Зависимость сечения образования спонтанно делящегося изотопа с $\tau_{1/2} \approx 2$ сек от энергии ионов ^{22}Ne . Пунктирные кривые - расчётные функции возбуждения реакций $^{248}\text{Am}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{261}105$ и $^{248}\text{Am}(^{22}\text{Ne}, 5n)^{260}105$; ● - экспериментальные значения. Штрихпунктирная кривая (правая шкала) - расчётная зависимость сечения деления ^{248}Am от энергии ионов ^{22}Ne ; ○ - экспериментальные значения.

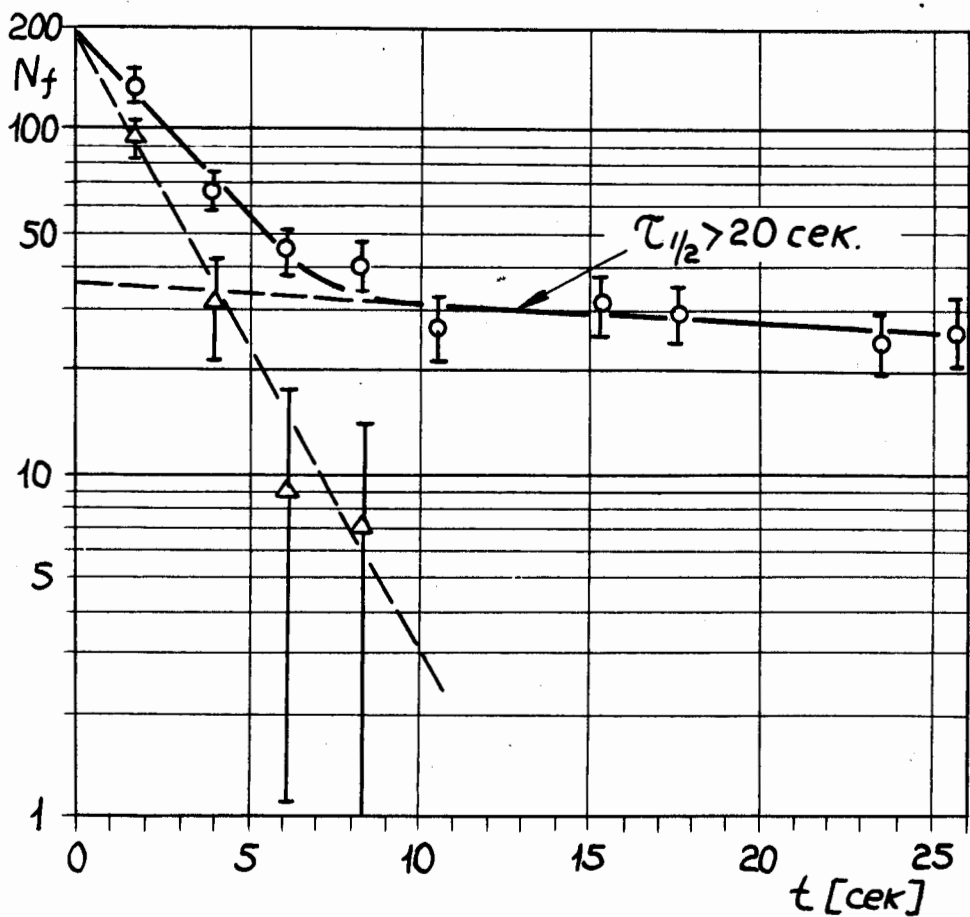


Рис. 7. Распределение по времени осколков спонтанного деления ядер, образующихся в реакции $^{243}\text{Am} + ^{22}\text{Ne}$. Представлены суммарные данные опытов, проведенных при различных энергиях ионов ^{22}Ne .

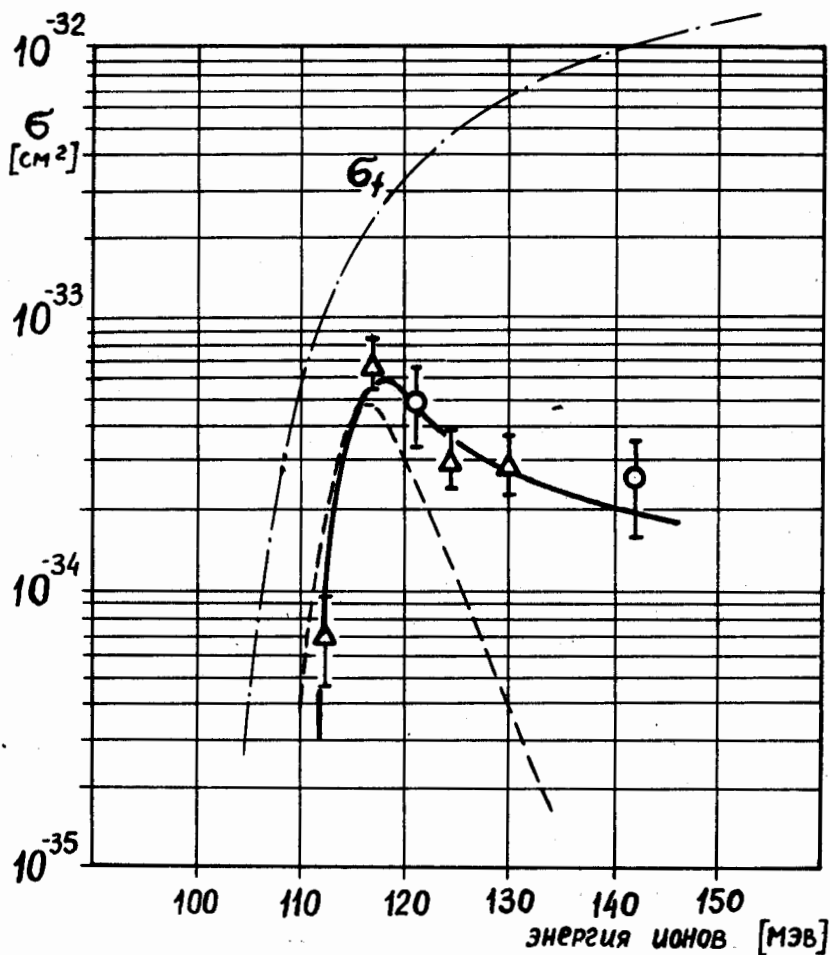


Рис. 8. Энергетическая зависимость выхода изотопа с $t_{1/2} > 20$ сек (определенная по спонтанному делению) от энергии ионов $^{22}_{10}\text{Ne}$. Пунктирная кривая - функция возбуждения реакции $^{248}_{95}\text{Am}(^{22}_{10}\text{Ne}, 4n)^{261}_{105}\text{Am}$; штрих-пунктирная кривая - сечение вынужденного деления $^{248}_{95}\text{Am}$ ионами $^{22}_{10}\text{Ne}$. Δ - экспериментальные значения выхода спонтанно делящегося изотопа ($t_{1/2} > 20$ сек); \circ - данные для изотопа $^{252}_{102}\text{Pu}$, образующегося в реакции $^{289}_{94}\text{Pu}(^{20}_{10}\text{Ne}, \alpha 3n)^{252}_{102}\text{Pu}$.