

2114

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2114



Е.Д. Донец, В.А. Щеголев, В.А. Ермаков

РЕАКЦИИ ИСПАРЕНИЯ НЕСКОЛЬКИХ НЕЙТРОНОВ
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ УРАНА-238
УСКОРЕННЫМИ ИОНАМИ КИСЛОРОДА-18,
ФТОРА-19 И НЕОНА-22

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1963

P-2114

Е.Д.Донеп, В.А.Шеголев, В.А.Ермаков

РЕАКЦИИ ИСПАРЕНИЯ НЕСКОЛЬКИХ НЕЙТРОНОВ
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ УРАНА-238
УСКОРЕННЫМИ ИОНАМИ КИСЛОРОДА-18,
ФТОРА-19 И НЕОНА-22

Направлено в журнал "Ядерная физика"



I. Введение

Экспериментальное исследование реакций испарения нескольких нейтронов из составного ядра в области далеких трансурановых элементов интересно с двух точек зрения.

Во-первых, изучение таких реакций, вызываемых тяжелыми ионами, для составных ядер с $Z \geq 100$ дает возможность выбрать наиболее выгодный путь синтеза последующих элементов.

Во-вторых - это одна из немногих возможностей получения дополнительной информации о вероятности процесса деления при средних и высоких энергиях возбуждения для сильнодеформирующихся ядер, т.е. в тех случаях, когда составное ядро делится практически со 100%-ной вероятностью. Кроме того, в реакциях типа (I, xn) проявляется влияние большого углового момента на вид распада составного ядра.

В настоящее время в литературе имеется ряд работ^{/1-8/} по измерению сечений образования изотопов Cf, Fm и 102-го элемента в реакциях с тяжелыми ионами. Однако почти все эти работы посвящены исследованиям реакций $(I, 4n)$ и лишь две^{/2,4/} содержат данные о реакциях $(I, 5n)$ с образованием изотопов Cf. Реакции испарения четырех нейтронов идут в околобарьерной области энергий. В этой области энергий многие параметры реакций испарения в настоящее время точно не известны. Сюда следует отнести неопределенность в значении энергии возбуждения, углового момента и величины кулоновского барьера, а также неопределенность в ходе сечения образования составного ядра σ_c в околобарьерной области. Кроме того, всегда имеется неточность в значении энергии, связанная с экспериментальной техникой. Ясно, что анализ реакций $(I, 4n)$ оказывается в значительной мере затрудненным.

Это значит, что, с одной стороны, очень затруднительными являются экстраполяции величин сечений образования изотопов в область $Z > 102$ в реакциях типа (I, xn) , с другой стороны, величины Γ_n (нейтронная ширина) и Γ_f (делительная ширина) и их отношение (Γ_n / Γ_f) определяются с большими ошибками. Теоретический анализ полученных ранее экспериментальных результатов по сечениям реакций $(I, 4n)$ и

($I, 5n$), как отмечается в работах Халперна^{/9/}, Пик-Пичака^{/10/}, Юзенги и Ваяденбоша^{/11/} и др., не может дать ответа на многие вопросы, связанные с вероятностью деления ядер с низким порогом деления. Такими вопросами являются зависимости Γ_n , Γ_f и (Γ_n / Γ_f) от Z , A , от энергии возбуждения и от величины углового момента составного ядра. Ответ на эти вопросы в конечном счете должен дать знание закона распределения плотности уровней и его параметров для рассматриваемой области ядер при равновесных деформациях и вблизи седловой точки.

Данная работа предпринята с целью получения экспериментальных результатов, более поддающихся теоретической обработке, чем значения сечений реакций типа (1,4n)

Для этого исследованы реакции испарения типа (I, xn) в довольно широком диапазоне изменения X (в отдельном случае от 3 до 8) и для $Z = 100, 101, 102$.

II. Экспериментальная часть

1. Методика эксперимента

Реакции типа (I, xn) при облучении урана-238 исследовались по выходу продуктов, соответствующих испарению X нейтронов из составного ядра. В связи с тем, что эти продукты имеют различные времена жизни (от нескольких дней до нескольких секунд), применялось два вида методов: для долгоживущих изотопов ($T_{1/2} > 20$ мин) и короткоживущих ($T_{1/2} < 20$ мин).

Измерение сечений по долгоживущим продуктам сводилось к следующим операциям:

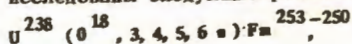
1. Облучение урановой мишени ≈ 1 мг/см² на внутреннем пучке ускорителя, причем осуществлялось собирание ядер отдачи, выбитых из мишени за счет импульса бомбардирующих частиц.

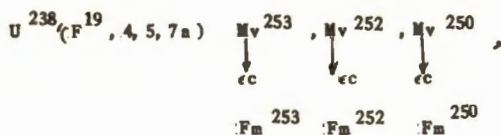
2. Химическое выделение элемента или группы элементов из сборника ядер отдачи с применением ионообменных методов.

3. Альфа-спектрометрия соответствующей химической фракции с целью идентификации α -излучения определенных изотопов и определения абсолютных количеств их атомов.

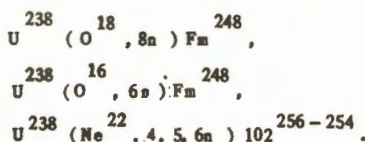
4. Математическая обработка результатов измерений.

Этим методом были исследованы следующие реакции:





Измерение сечений по короткоживущим продуктам производилось с применением методики регистрации и идентификации α -активных изотопов по их дочерним продуктам. Применявшаяся в этом случае экспериментальная техника и методы подробно описаны в нашей работе ^{18/}. Так, были исследованы следующие реакции:



Для того, чтобы согласовать результаты обеих методик, реакция $\text{U}^{238} (\text{O}^{18}, 6\text{a}) \text{Fm}^{250}$ была исследована дважды: непосредственно по Fm^{250} и второй методикой по дочернему изотопу Cf^{146} .

2. Результаты экспериментов

а) Реакция испарения нескольких нейтронов с образованием изотопов фермия

На рис. 1 представлены результаты исследования энергетических зависимостей сечений образования изотопов Fm^{252} , Fm^{251} , Fm^{250} , Fm^{248} в реакциях испарения 4, 5, 6 и 8 нейтронов из составного ядра Fm^{256} при облучении урана-238 ускоренными ионами кислорода-18.

Все зависимости имеют типично "испарительный" вид, причем полуширина кривых изменяется от 9-10 Мэв в реакции $(\text{O}^{18}, 4\text{a})$ до ~18 Мэв в реакции $(\text{O}^{18}, 8\text{a})$. Полуширина кривых, обусловленная немонотонностью пучка и толщиной мишени, составляет ~4 Мэв.

Ошибки на кривой $(\text{O}^{18}, 8\text{a})$ даны как статистические из числа отсчетов, на остальных кривых статистические ошибки близки к размерам точек, изображающих экспериментальные результаты.

Была предпринята попытка измерить функцию возбуждения реакции $\text{U}^{238} (\text{O}^{18}, 3\text{a}) \text{Fm}^{253}$, однако это не удалось из-за малого сечения. Был лишь произведен опыт по облучению толстой урановой мишени ионами O^{18} с выделением продуктов реакций из самой мишени. Общий выход Fm^{253} сравнивался с выходом Fm^{252} . Оказалось, что если считать, что вид функций возбуждения реакций $(\text{O}^{18}, 3\text{a})$ и $(\text{O}^{18}, 4\text{a})$ одинаков, то

сечение образования Fm^{253} в максимуме достигает лишь $3,5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$, что в 200 раз меньше сечения реакции (O, n) . Точка на рис. 1 и изображает этот результат. Конечно, при таком методе положение максимума (O, n) - реакции не определяется.

б) Реакции испарения нескольких нейтронов с образованием изотопов менделевия

На рис. 2 представлены результаты исследования энергетических зависимостей сечений реакции $U^{238} (F^{19}, xn) Mv$.

Изотопы $Mv^{253, 252, 250}$ перед постановкой данной работы не были известны. Оценка свойств их радиоактивного распада давала основания ожидать, что для всех этих изотопов период полураспада в отношении незапрещенного α -распада примерно равен периоду полураспада в отношении захвата орбитального электрона. Поскольку Mv^{252} и Mv^{250} являются нечетно-нечетными, а изотоп Mv^{253} - нечетно-четный, то следовало предположить, что из-за сильных запретов α -распада все эти изотопы будут в основном испытывать электронный захват с образованием соответственно изотопов Fm^{253} , Fm^{252} , Fm^{250} .

В связи с этими соображениями были поставлены эксперименты по определению сечений образования изотопов $Fm^{253, 252, 250}$ при облучении U^{238} ускоренными ионами F^{19} . Непосредственное образование изотопов Fm в реакции $g^2U + g^9F$ мало вероятно, поскольку в этом случае происходит испарение протонов ^{12}p . Можно было ожидать, что изотопы Fm будут получаться в основном в результате электронного захвата соответствующих изотопов Mv .

Измерение энергетических зависимостей подтвердило эти ожидания. Оказалось, что изотопы Fm^{252} и Fm^{250} образуются в реакциях, для которых ход сечения аналогичен ходу сечения $(5n)$ и $(7n)$ -реакций. Это следует из сравнения с соответствующими реакциями $U^{238} (O, xn) Fm^{253}$. Для Fm^{253} было получено лишь одно значение сечения образования при $E_{F^{19}} = 96 \text{ МэВ}$.

Кроме энергетических характеристик реакций образования изотопов Fm , свидетельствующих о том, что эти изотопы являются продуктами электронного захвата соответствующих изотопов менделевия, было получено еще одно несомненное подтверждение этого. Эксперимент состоял в следующем. При электронном захвате с энергией $E_{e_0} \approx 3,5 \text{ МэВ}$, каким является распад Mv^{252} в $Fm^{252}/13$, возможная отдача ядра-продукта $\approx 20 \text{ эВ}$. Можно ожидать, что распад $Mv^{252} \rightarrow Fm^{252} + e^-$ возможно исследовать аналогично α -распаду ^{18}F , если только связь Mv^{252} с поверхностью, на которой он находится, не слишком велика. Оказалось, что действительно, некоторая часть продуктов электронного захвата попадает на сборник ядер отдачи, если эксперимент поставлен аналогично экспериментам по сбору продуктов α -распада. Такое собирание идет значительно менее эффективно (лишь в 15% актов электронного захвата при 100% в случае

α -распада). Это, однако, дало возможность доказать, что ${}^{252}\text{Fm}$, действительно, является продуктом электронного захвата ${}^{252}\text{Mv}$, и даже измерить период полураспада (рис. 3). Оказалось, что ${}^{252}\text{Mv}$ испытывает электронный захват с периодом $T_{1/2} = 8$ мни. Для других изотопов ${}^{252}\text{Mv}$ такие эксперименты также возможны.

в) Реакции испарения нескольких нейтронов с образованием изотопов 102 элемента

На рис. 4 представлены результаты исследования энергетических зависимостей сечений образования изотопов ${}^{102}_{238}\text{U}$, ${}^{102}_{255}\text{U}$ и ${}^{102}_{254}\text{U}$ в реакциях испарения 4, 5 и 6 нейтронов при облучении ${}^{252}\text{Fm}$ ускоренными ионами ${}^{22}\text{Ne}$.

Все измерения выполнены по соответствующим дочерним продуктам ${}^{252}\text{Fm}$, ${}^{251}\text{Fm}$ и ${}^{250}\text{Fm}$. Из-за того, что ${}^{251}\text{Fm}$ испытывает α -распад лишь в 1% случаев, не удалось получить с достаточно малыми ошибками кривую σ_{6n} . Однако эффект был обнаружен. Проведенная кривая на рис. 4, конечно, имеет ориентировочный характер, и сечение в максимуме может отличаться на 50%.

Другие кривые $4n$ и $5n$ получены вполне уверенно.

III. Обсуждение экспериментальных результатов

Экспериментальные результаты по исследованию энергетических зависимостей сечений (I, xn) реакций дают возможность выявить некоторые закономерности распада составных ядер с $Z \geq 100$. Сюда, в первую очередь, относятся зависимость величины максимума сечения реакции $(I, 5n)$ от Z составного ядра и зависимость отношения вероятности испарения нейтрона к вероятности деления от энергии возбуждения составного ядра.

Анализ экспериментального материала основан на том, что вероятность процесса, приводящего к некоторому ядру-продукту, получающемуся из составного ядра путем испарения X нейтронов, может быть определена из следующего соотношения:

$$\sigma_{xn} = \sigma_c P_{xn} \prod_{i=1}^x \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_i} \right)_i, \quad (1)$$

где σ_{xn} - сечение реакции (I, xn) ; σ_c - сечение образования составного ядра; P_{xn} - вероятность испарения точно X нейтронов, пронормированная следующим образом: $\sum_{x=1}^{\infty} P_{xn} = 1$;

Γ_n - энергетическая ширина, соответствующая испарению нейтрона; Γ - полная ширина. Для сильноделющихся ядер $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_f$, где Γ_f - делительная ширина.

Очевидно, что все члены формулы (1) содержат в качестве независимой переменной величины E энергию бомбардирующей частицы и, следовательно, величину углового момента.

Кроме того, значок i содержит сведения о массе ядра на всех ступенях нейтронного каскада.

Часто вместо такой формулы применяется формула, в которой используются усредненные по нейтронному каскаду величины $\overline{\Gamma_n}$ и $\overline{\Gamma_f}$.

$$\sigma_{xn} = \sigma_0 P_{xn} \left(\frac{\overline{\Gamma_n}}{\overline{\Gamma_n} + \overline{\Gamma_f}} \right)^x, \quad (2)$$

где
$$\left(\frac{\overline{\Gamma_n}}{\overline{\Gamma_n} + \overline{\Gamma_f}} \right) = \sqrt[x]{\prod_{i=1}^x \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right)_i}.$$

При анализе экспериментальных результатов зависимость сечения образования составного ядра от энергии налетающих частиц бралась из работы /14/. На рис. 1 дана кривая, изображающая эту зависимость для системы $U^{238} + O^{18}$.

Вид кривых P_{xn} получается из экспериментальных σ_{xn} .

а) Зависимость величины (Γ_n / Γ_f) от энергии возбуждения составного ядра

Экспериментальные результаты допускают простую обработку с точки зрения нахождения зависимости (Γ_n / Γ_f) от энергии возбуждения, если допустить, что 1) нет зависимости (Γ_n / Γ_f) от A , 2) нет зависимости (Γ_n / Γ_f) от углового момента. В этом случае при известных значениях σ_{xn} , σ_c , P_{xn} просто находятся значения $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f})_i$ и, следовательно, $(\overline{\Gamma_n} / \overline{\Gamma_f}) = (\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f}) / 1 - (\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f})$.

Ясно, что полученные таким образом значения в случае разных $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ относятся к различным средним энергиям возбуждения. Если считать, что после испускания последнего нейтрона ядро остается со средним возбуждением $= 5$ Мэв, то эксперименты показывают, что $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$, вычисленное по (1,4п) - реакции, относится к энергии возбуждения $= 25$ Мэв,

по (1,5п) - реакции - 30 Мэв,

по (1,6п) - реакции - 35 Мэв,

по (1,7п) - реакции - 40 Мэв,

по (1,8п) - реакции - 45 Мэв.

Таким образом, в случае реакций $U^{238}(O^{18})_{Fm}$ мы можем получить данные об изменении $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ в интервале энергий возбуждения 25-45 Мэв.

Кроме того, сравнение $\sigma_{\text{эл}}$ и $\sigma_{(x+1)n}$ дает сведения о величине $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ при энергии возбуждения, соответствующей испарению $(X+1)$ нейтронов. Например, сравнение сечений реакций $(1,6n)$ и $(1,5n)$ дает значение $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ при энергии возбуждения ≈ 65 Мэв, а сравнение сечений реакций $(1,6n)$ и $(1,8n)$ — усредненное по двум каскадам значение $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ при энергии возбуждения ≈ 75 Мэв.

Такие расчеты были выполнены для всех реакций. Данные и результаты сосредоточены в таблицах 1-3. На рис. 5 светлыми кружками показаны полученные таким образом значения (Γ_n / Γ_f) при различных энергиях возбуждения для составного ядра фермия. Видно, что имеется резкий рост $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ с ростом энергии возбуждения от 0,072 при $E^* = 25$ Мэв, до 0,3 при $E^* = 70$ Мэв.

Ясно, однако, что принятое лишь для удобства рассмотрения допущение, что $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}) \neq f(A)$, не является правильным. Известно, что делимость ядра тем больше, чем меньше A . Эту зависимость следует внести в полученную нами картину.

При рассмотрении различных $(O^{18}, \text{эл})$ реакций массы средних ядер изменяются при изменениях X . Так, для составных ядер фермия при рассмотрении

$(O^{18}, 4n)$ — реакции $A = 254$;

$(O^{18}, 5n)$ — реакции $A = 253, 5$;

$(O^{18}, 6n)$ — реакции $A = 253$;

$(O^{18}, 8n)$ реакции $A = 252$.

Если взять ядро $^{254}_{100}\text{Fm}$ за основное, то $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$, полученные для других масс, должны быть исправлены с учетом разницы масс, а лишь после этого из зависимостей $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ от энергии возбуждения будет исключена зависимость от A .

Из экспериментов по облучению различных изотопов плутония α -частицами ^{11/} для зависимости $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ от A следует, что

$$(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_A = 0,8 (\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_{A+1}. \quad (3)$$

Можно было ожидать, что это соотношение изменится при переходе к тяжелым ионам. Поэтому была изучена реакция $U^{238} (O^{16}, 6n) Fm^{248}$. Вместе с реакцией $U^{238} (O^{18}, 6n) Fm^{250}$ мы получаем пару, которая дает возможность показать, что

$$(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_{A=251} = 0,72 (\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_{A=253}.$$

Отсюда следует, что

$$(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_A = 0,85 (\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_{A+1}. \quad (4)$$

Из-за того, что точность определения в соотношении (4) около 7%, для введения поправок на разницу масс в зависимость (Γ_n / Γ_f) от E^* использовалось соотношение (3).

Л и т е р а т у р а

1. В.В.Волков и др. ЖЭТФ, 36, 762 (1959).
2. Н.И.Тарантин и др. ЖЭТФ, 38, 250 (1960).
3. Л.И.Гусева и др. ЖЭТФ, 37, 973 (1959).
4. T.Sikkeland et al. Phys. Rev., 112, 543 (1958).
5. A.Ghiorso et al. Phys. Rev. Lett., 1, 18 (1958).
6. A.Ghiorso et al. Phys. Rev. Lett., 6, 473 (1961).
7. Е.Д.Донец, В.А.Карнауков, Г.Кумф, Б.А.Гвоздев, Ю.Т.Чубурков. ЖЭТФ, 49, 11, (1962).
8. Е.Д.Донец, В.А.Шеголев, В.А.Ермаков. Атомная энергия, 16, 195 (1964).
9. И.Халперн. Деление ядер, Физматгиз, 1962.
10. Г.А.Пик-Пичак. Сб. "Физика деления атомных ядер", стр. 166, Госатомиздат, 1962.
11. Дж. Р.Юзенга, Р.Валденбош. Сб. "Ядерные реакции", т. II стр. 51. Атомиздат, 1964.
12. В.А.Друян. Препринт ОИЯИ, Р-874, Дубна (1962).
13. А.Г.Самогов. Can. Jour. Phys., 35, 102 (1957).
14. T.D.Thomas. Phys. Rev., 116, 703 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 апреля 1965 г.

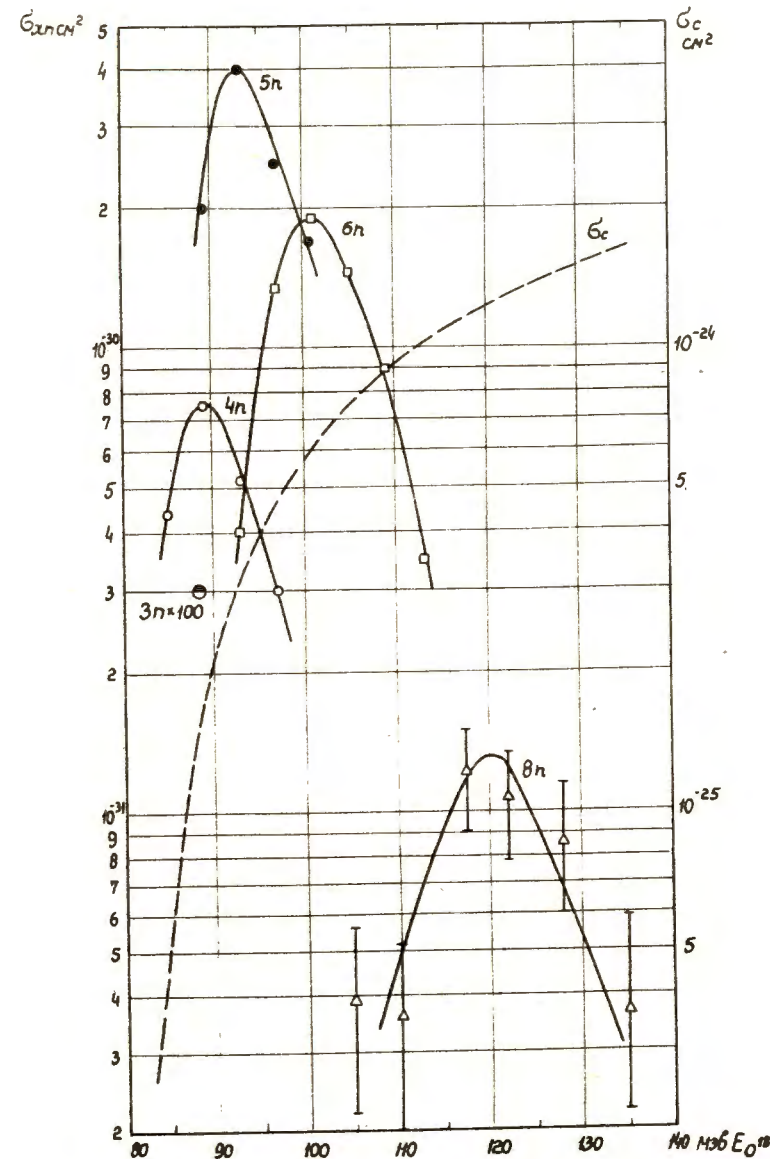


Рис. 1. Зависимость сечений реакций $U^{238}(O^{18}, \alpha)Fm$ от энергии бомбардирующей частицы (лаб. система). Дан ход сечения образования составного ядра из работы [147].

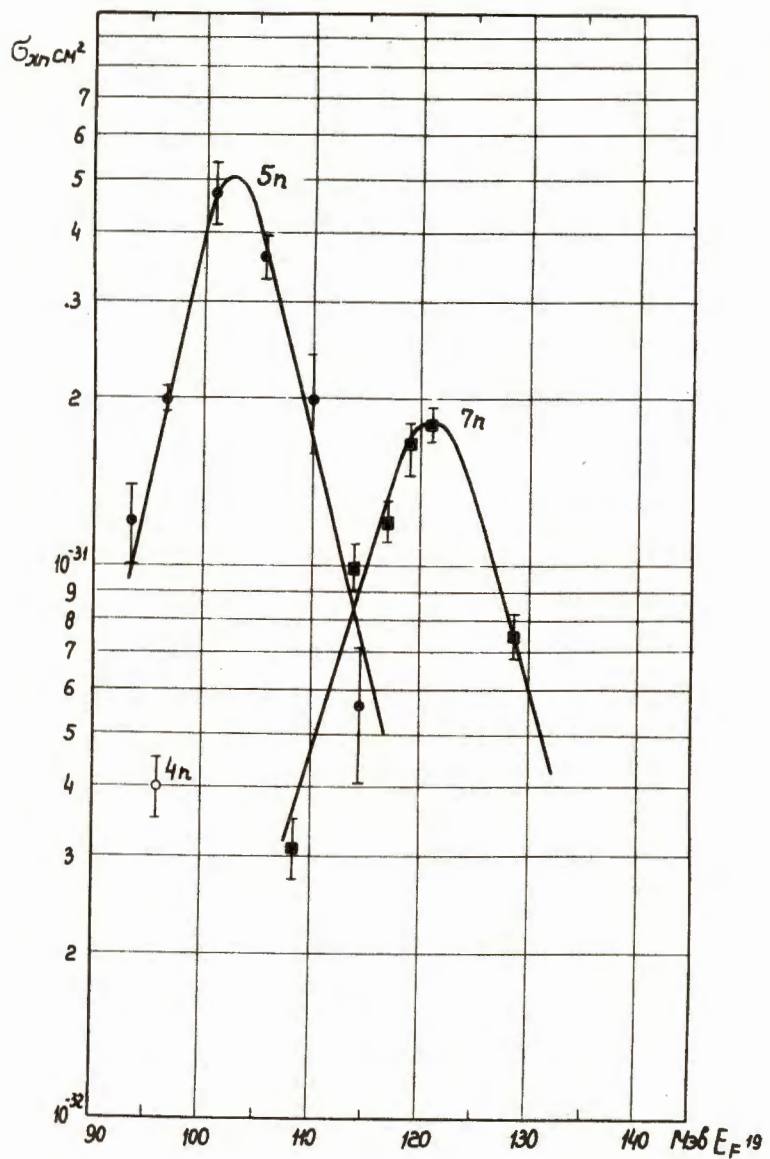


Рис. 2. Зависимости сечений реакций $U^{238}(F^{19}, xn)Mv$ от энергии бомбардирующей частицы (лаб. сист.).

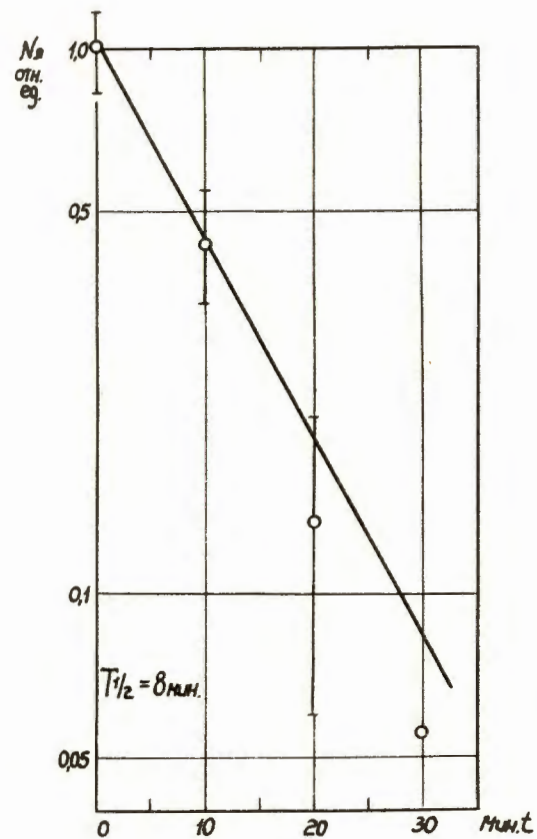


Рис. 3. Кривая распада Mv^{252} .

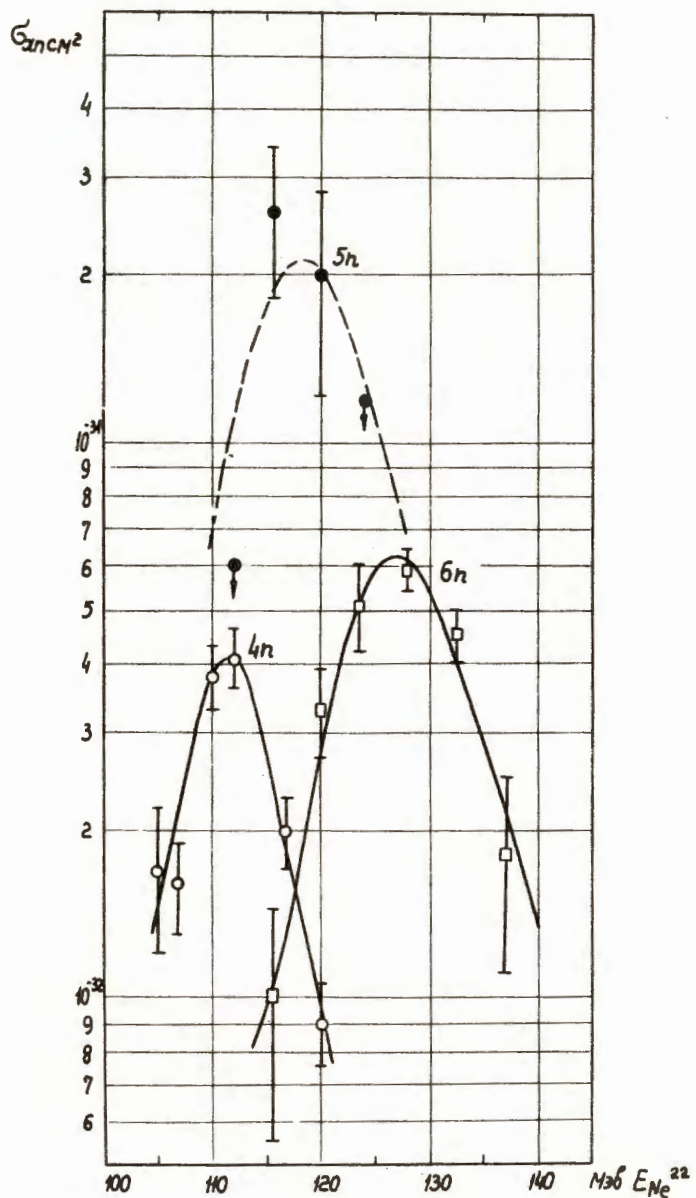


Рис. 4. Зависимости сечений реакций $U^{238} (Ne^{22}, xn) 102$ от энергии бомбардирующей частицы (лаб. сист.)

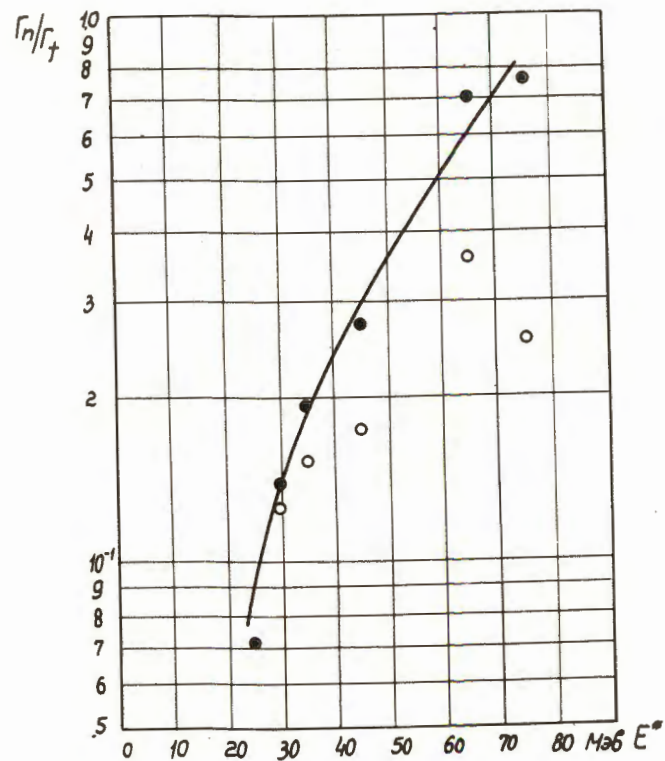


Рис. 5. Зависимость величины (Γ_n/Γ_f) от энергии возбуждения составного ядра Fm (0 - без поправки на разницу Δ , ● - приведенные к $A=254$).

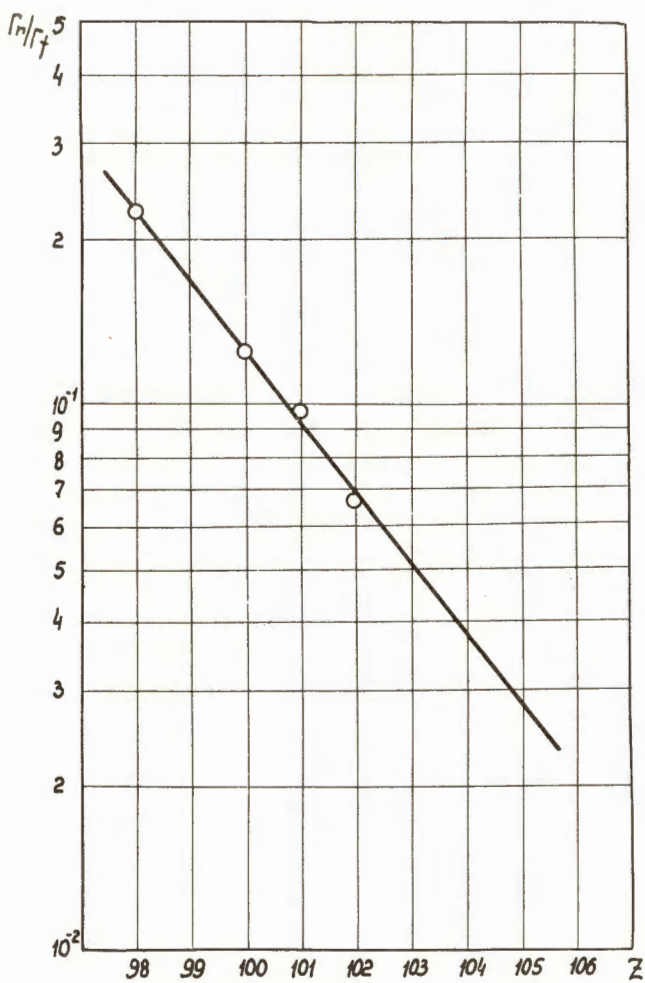


Рис. 6. Зависимость величины (Γ_n/Γ_γ) , найденной из $(I, 5n)$ -реакций, от Z составного ядра.