

С 343е

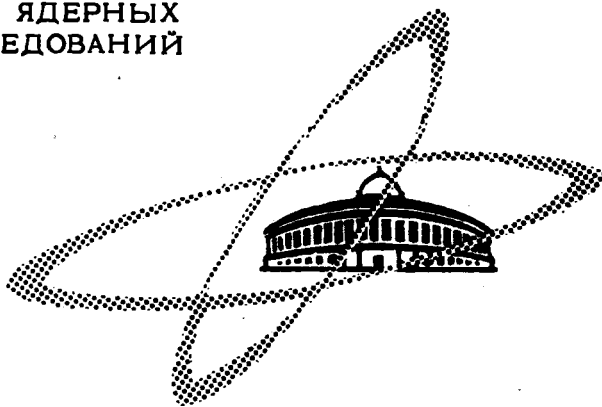
11/ix-69

0-361

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P7 - 4538



Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, А.О.Шамсутдинов,
Н.С.Мальцева, И.И.Чубуркова, З.Щегловский

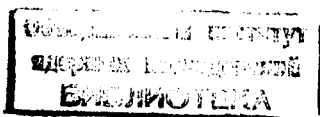
**ВОЗМОЖНОСТИ СИНТЕЗА ИЗОТОПОВ
В РЕАКЦИЯХ ДЕЛЕНИЯ**

P7 - 4538

**Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, А.О.Шамсутдинов,
Н.С.Мальцева, И.И.Чубуркова, З.Щегловский**

**ВОЗМОЖНОСТИ СИНТЕЗА ИЗОТОПОВ
В РЕАКЦИЯХ ДЕЛЕНИЯ**

Направлено в АЭ



4547/1 ср.

Исследователи ядерных свойств материи в последние годы большое внимание уделяют способам получения ядер, находящихся далеко от полосы стабильности. Некоторые представления о том, насколько далеко удалось продвинуться от линии стабильности и каковы принципиальные возможности дальнейшего синтеза изотопов, дает рис. 1. На этом рисунке представлена карта известных изотопов. Черные точки соответствуют стабильным ядрам ($T_{1/2} \geq 10^{16}$ лет). Сплошная линия ограничивает области известных изотопов, синтезированных в различных ядерных реакциях. Пунктирной линией показаны формальные границы стабильности ($B_n = 0, B_p = 0$), полученные путем теоретических экстраполяций. Видно, что число известных изотопов далеко не полностью исчерпывает принципиальные возможности синтеза. Естественно, что по мере удаления от области стабильности время жизни изотопов будет быстро уменьшаться. Тем не менее трудности в исследовании этих ядер связаны не столько со сложностью их идентификации и изу-

чения свойств (современная экспериментальная техника обладает большими возможностями по экспрессности выделения и скорости регистрации), сколько с ограниченностью самих методов синтеза далеких от области стабильности изотопов.

С другой стороны, число ядерных реакций чрезвычайно велико, и часто для конкретного ядра можно указать много возможных способов его получения. Подробный анализ различных способов получения нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных изотопов был проведен в работах /1,2,3,4/.

На основании этих работ, а также других литературных данных можно провести сравнение применимости тех или иных ядерных реакций для синтеза изотопов различных элементов.

В области ядер с $Z < 25$ наиболее эффективным методом синтеза изотопов являются реакции слияния с легкими частицами типа (p, xn) (α, xn). Этот тип реакций имеет относительно большие сечения и ряд преимуществ, связанных с простотой идентификации полученных изотопов. Ввиду того, что возбуждение ядра снимается, в основном, посредством вылета нейтронов, эти реакции оказываются весьма удобными для получения нейтронодефицитных изотопов. Однако с дальнейшим ростом Z для получения изотопов с большим дефицитом нейтронов предпочтительнее реакции с тяжелыми ионами, идущие также через составное ядро. В этом случае можно получать изотопы, отстоящие, например в области $Z = 65-85$, на 20-25 массовых единиц от стабильного ядра /5/.

Однако с ростом энергии и массы бомбардирующего иона сечение образования составного ядра заметно уменьшается из-за конкуренции со стороны прямых реакций, что является определенным ограничением в дальнейшем продвижении в сторону нейтронодефицитных ядер. В области тяжелых ядер с $Z > 75$ с процессом испарения нейтронов начинает сильно конкурировать деление, и это приводит к резкому уменьшению сечения.

Синтез нейтроноизбыточных изотопов, отстоящих далеко от области стабильности, оказывается более трудным. В области легких ядер ($Z = 25-30$) наиболее эффективным методом являются $(p, 2p)$ -реакции и реакции скалывания (spallation). Избыток нейтронов здесь составляет 5-7 массовых единиц.

Область ядер с $Z = 35$ до $Z = 55$ соответствует осколкам деления ^{235}U тепловыми нейтронами, и известное продвижение в сторону нейтроноизбыточных изотопов в указанной области ядер обусловлено использованием этой реакции. Из-за большого сечения деления ^{235}U тепловыми нейтронами можно получать изотопы с избытком нейтронов до 15 массовых единиц. В области же $Z > 65$ вероятность образования осколков резко уменьшается (граница массового распределения), в связи с чем единственными способами получения нейтроноизбыточных изотопов являлись до последнего времени $(p, 2p)$ -реакции и деление ^{238}U быстрыми протонами, хотя наибольшее сечение последней реакции и наибольшая массовая дисперсия изотопов соответствуют диапазону $45 < Z < 65$, однако, как было показано выше, в этой области Z нейтроноизбыточные ядра с большой вероятностью получают в реакции деления тяжелых ядер тепловыми нейтронами. При $Z > 60$ сечение деления и массовая дисперсия (p, f) -реакции падает. Это приводит к тому, что уже при $Z \approx 65$ максимальное продвижение в сторону нейтронного избытка составляет всего 7-10 единиц. А для $Z > 75$ нейтроноизбыточные ядра можно получать только в реакциях скалывания, если не считать реакций деления, о которых речь пойдет ниже. Избыток нейтронов при этом составляет всего 5-6 массовых единиц.

Рассмотрим теперь с точки зрения возможности получения нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных изотопов реакции обменного типа. Очевидно, что использование легких частиц не дает больших возможностей для синтеза изотопов, далеких от линии стабильности, с помощью

таких реакций, т.к. дисперсия продуктов по заряду и массе определяется количеством нуклонов, участвующих в реакции, которое в данном случае мало. Для тяжелых ионов положение существенно меняется, т.к. при взаимодействии двух сложных ядер возможен обмен большим комплексом нуклонов. Экспериментально установлено, что уже с ускоренными ионами ^{22}Ne сечения реакций многонуклонных передач (передача или срыв 10-15 нуклонов) оказываются достаточно высокими. Однако с точки зрения получения далеких от линии стабильности изотопов интерес представляет не полная массовая дисперсия, а соотношение протонов и нейтронов в передаваемом комплексе нуклонов. Сравнение экспериментальных данных по этим реакциям с другими методами синтеза нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных изотопов показывает, что реакции многонуклонных передач под действием ускоренных частиц с массой $A \leq 40$ не являются конкурентоспособными.

Как было показано выше, ядра с большим избытком нейтронов можно получать в реакциях деления. Уже первые опыты по изучению массовых и зарядовых распределений осколков при делении ^{235}U тепловыми нейтронами показали, что эта реакция может быть успешно использована для синтеза нейтроноизбыточных изотопов. Реакция имеет большое сечение, наиболее вероятная масса осколков соответствует нейтроноизбыточному изотопу, и дисперсия по массе относительно наиболее вероятного значения оказывается достаточно большой. Естественно, что деление может быть использовано для синтеза изотопов в области масс ядер, ограниченной массовым распределением осколков (примерно от $A = 75$ до $A = 155$).

Этот диапазон масс практически сохраняется при делении других ядер тепловыми нейтронами, т.к. в качестве материала мишени могут быть выбраны лишь элементы от урана до калифорния. Увеличение энергии возбуждения делящегося ядра в реакции с дейтронами и α -час-

тицами не дает заметного выигрыша как в полном массовом распределении, так и в зарядовой дисперсии осколков деления.

Однако при делении сильно возбужденных ядер с $Z/A^2 > 40$, как показано в работах /8,7/, массовое распределение осколков деления существенно расширяется и массовая дисперсия оказывается значительно большей, чем это имеет место в области $55 > Z > 35$. При делении возбужденного ядра $^{278}_{110}$ (полученного в реакции слияния ионов ^{40}Ar с ядром ^{238}U) можно с относительно большим сечением, как было показано в работе /8/, получать в качестве осколков деления такие тяжелые ядра, как астатин и полоний, которые соответствуют асимметричному делению с отношением масс осколков $A_1/A_2 = 3,5-4$.

В общем виде сечение образования данного изотопа в качестве осколка деления может быть представлено как

$$\sigma(A_f, Z_f) = 2\sigma_0 \cdot P(A'_f) W(Z_f - Z_p(A'_f)) V_{xn}(E_f^*) \prod_{i=1}^x \frac{\Gamma_{ni}}{\Gamma} \quad (1)$$

Здесь σ_0 - сечение образования составного ядра с энергией возбуждения E_f^* ; A_f и A'_f - масса осколка до и после испарения X -нейтронов; $P(A'_f)$ - вероятность образования массы A'_f , которая может быть получена из данных по массовому распределению осколков деления /8/; $W(Z_f - Z_p)$ - распределение, определяющее вероятность выхода различных изобар с массой A_f , полученное из данных по зарядовому распределению осколков /7/; $V_{xn} \prod_{i=1}^x \frac{\Gamma_{ni}}{\Gamma}$ определяет вероятность распада возбужденного осколка с массой A'_f и энергией возбуждения E_f^* посредством испарения X -нейтронов.

Для всех комбинаций мишень-частица в случае использования тяжелых ионов до ионов с массой 40 все члены, входящие в формулу (1), хорошо определены. Это позволяет достаточно точно рассчитать сечение образования изотопов, полученных при делении возбужденных ядер.

В данной работе были исследованы закономерности образования различных изотопов при делении ядер тяжелыми ионами. С этой целью были изучены реакции: $^{238}\text{U} (^{12}\text{C}, f)$; $^{238}\text{U} (^{20}\text{Ne}, f)$; $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, f)$; $^{238}\text{U} (^{40}\text{Ar}, f)$, которые сравнивались с реакциями деления ядер высокоэнергичными протонами и с реакциями скалывания.

Опыты проводились на внутреннем пучке 310-сантиметрового циклотрона тяжелых ионов Лаборатории ядерных реакций и на выведенном пучке протонов синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Постановка эксперимента и химическое выделение элементов

Ионами ^{12}C , ^{20}Ne , ^{22}Ne и ^{40}Ar производилось облучение урановых и висмутовой мишеней. Интенсивность пучка ионов составляла $\approx 80-100$ мка для ^{12}C , ≈ 30 мка для ^{22}Ne и ≈ 8 мка для ^{40}Ar . Для изменения энергии частиц мишень помещалась на различные радиусы ускорения.

В ряде случаев изучались реакции под действием протонов с интенсивностью $\approx 0,2$ мка, ускоренных до энергии 660 Мэв.

Методика приготовления мишеней, которые облучались тяжелыми ионами, была следующей.

На массивную медную подложку, охлаждаемую водой, электролизом осаждался слой меди толщиной ≈ 20 мк, на который наносилось вещество мишени. Слой меди служил сборником осколков деления. В качестве урановой мишени использовался слой окиси урана (U_3O_8) толщиной $2-10 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}$.

После облучения вещество мишени вместе с медным сборником растворялись в концентрированной азотной кислоте. В раствор добавлял-

ся носитель выделяемого элемента. В зависимости от того, какой элемент выделялся, применялись различные химические методы разделения, которые заключались в следующем.

Редкоземельные элементы выделялись совместно с фторидом лантана из 5 М азотной кислоты. Фториды растворялись в смеси азотной и борной кислот, переосаждались в виде гидроокисей, и вновь осаждался фторид лантана. В некоторых случаях производилось разделение редкоземельных элементов электромиграционным методом ^{19/}.

Молибден экстрагировался из 10 М соляной кислоты α -бензоилоксимом в этилацетате. Экстракция молибдена и реэкстракция его 4 М раствором аммиака проводилась дважды. Окончательно молибден выделялся в виде молибдата свинца.

Теллур восстанавливался до элементарного состояния в солянокислом растворе сернистым газом. Элементарный теллур растворялся в концентрированной соляной кислоте при пропускании хлора. Затем теллур сорбировался на ионообменной колонке с анионитом Дауэкс-1х8, где производилась дополнительная очистка от других продуктов ядерных реакций, в частности селена. Элюировали теллур 1М соляной кислотой, после чего он вновь восстанавливался до металла.

Иод экстрагировался четыреххлористым углеродом после окисления его до элементарного состояния нитратом натрия из 6М солянокислого раствора. Двукратная экстракция иода и реэкстракция его в 0,01М раствор NaHSO_3 обеспечивают достаточную радиохимическую чистоту. Окончательно иод выделялся в виде AgI .

Цезий осаждался из концентрированного солянокислого раствора с кремниевольфрамовой кислотой. После растворения осадка производилась экстракция цезия тетрафенилборатом в нитробензол.

Барий осаждался в виде сульфата (BaSO_4) , который переводился в карбонат. После двукратного переосаждения хлорида бария из

солянокислого раствора барий вновь осаждался в виде $BaSO_4$.

Золото выделялось восстановлением его до элементарного состояния нитратом натрия. Двукратное переосаждение нитратом натрия после растворения его в смеси соляной и азотной кислот дает достаточную чистоту продукта.

После выделения элементов измерялась γ -радиоактивность их изотопов. Измерение производилось с помощью двух $Ge(Li)$ γ -спектрометров в сочетании с 4096-канальными амплитудными анализаторами /11/. Эффективность регистрации обоих спектрометров показана на рис. 2. Энергетическое разрешение фотопика для γ -лучей в энергетическом интервале от 60 до 2000 кэВ было примерно одинаковым и составляло ≈ 4 кэВ. В качестве примера на рис. 3 показан спектр изотопов иода, образующихся в реакции $^{238}U(^{22}Ne, f)$, измеренный с помощью $Ge(Li)$ γ -спектрометра.

Интенсивность γ -переходов определялась по площади фотопика с учетом временных поправок на облучение, химическое выделение и измерение /10/ и по эффективности γ -спектрометра (рис. 2). Идентификация изотопов производилась по энергии их γ -квантов, периоду полураспада и соотношениям интенсивностей γ -переходов. Относительный выход того или иного изотопа определялся из интенсивности его γ -перехода с учетом выхода γ -лучей на один акт распада радиоактивного ядра /12/. Погрешность в определении относительных выходов изотопов составляла $\approx 15\%$.

Окончательный результат представлялся в виде изотопных распределений. Изотопные распределения элемента с числом протонов Z_f , как показано в работе /7/, хорошо описываются с помощью функции Гаусса в виде

$$W_{Z_f}(A_f - A_p) = P(A_f) \frac{1}{(\pi\sigma_A^2)^{1/2}} \exp - \frac{(A_f - A_p)^2}{\sigma_A^2},$$

где $P(A_f)$ - массовое распределение осколков деления, взятое из работы /6/; σ_A^2 - параметр ширины изотопного распределения; A_p - наиболее вероятная масса при данном Z_f , которое определяется из условия $Z_p(A_p) = Z_f$.

Наиболее вероятный заряд для данной массы $Z_p(A_f)$ находится из гипотезы равного смешения зарядов, согласно которой

$$Z_p = \frac{Z_c}{2} + \frac{Z_{A_f} - Z_{A_f}^*}{2}.$$

Здесь Z_c - заряд компаунд-ядра; Z_{A_f} и $Z_{A_f}^*$ - заряды наиболее β -стабильных ядер для масс легкого и тяжелого осколка соответственно, которые рассчитываются с помощью формулы Вайцзеккера в варианте Грина /13/

$$Z_A = \frac{a_4}{2\left(\frac{a_3}{A^{1/3}} + \frac{a_4}{A}\right)},$$

где $a_4 = 100$, $a_3 = 0,750$.

В связи с тем, что выходы осколков в большинстве случаев были кумулятивными, а интерес для изучения представляли лишь выходы первоначально образовавшихся ядер, вводилась соответствующая поправка на кумулятивность, которая рассчитывалась с помощью зарядового распределения осколков, имеющего вид:

$$W_{A_f}(Z_f - Z_p) = \frac{1}{(\pi\sigma_Z^2)^{1/2}} \exp - \frac{(Z_f - Z_p)^2}{\sigma_Z^2}.$$

Параметр ширины зарядового распределения σ_Z^2 был связан с параметром ширины изотопного распределения σ_A^2 соотношением

$$\sigma_A^2 = \sigma_Z^2 \left[\frac{\partial Z_p}{\partial A_f} \right]_{A_f=A_p}^{-2}.$$

Поправки рассчитывались с помощью вычислительной машины для разных значений σ_z^2 в зависимости от $(Z-Z_p)$ и показаны на рис. 4.

Поправки на кумулятивность для изотопов J, образованных в реакции деления тяжелых ядер протонами, брались из работы /14/. С учетом этих поправок строилось распределение выходов изотопов одного и того же элемента до испарения нейтронов.

Экспериментальные результаты

В табл. 1 представлены изотопы, полученные в данной работе, и сечение их образования в различных реакциях. Точность в определении независимых выходов изотопов $\approx 15\%$.

На рис. 5 представлены изотопные распределения иода для реакций деления урана протонами и ионами неона. Выбор этого элемента обусловлен тем, что большинство изотопов иода известно и обладает удобными для идентификации радиоактивными свойствами. Изотопное распределение иода, получаемого в реакции $^{139}\text{La}(P, \text{spallation})$, брались из работы /14/. Здесь же для сравнения дано изотопное распределение иода для реакции $^{133}\text{Cs}(^{22}\text{Ne}, -2p, xn)J$. Из рисунка видно, что для получения сильно нейтроноизбыточных изотопов иода могут быть использованы лишь реакции деления. Несмотря на то, что получение иода ($Z=53$) соответствует наиболее оптимальному случаю реакции $^{238}\text{U}(p, f)J$, деление возбужденного ядра $^{280}\text{102}$ позволяет синтезировать нейтроноизбыточные изотопы практически с тем же сечением. Дисперсия по массам изотопов иода, получаемых в этих двух реакциях, также почти одинакова.

На рис. 6 показаны изотопные распределения иода, полученные в реакции деления урана различными тяжелыми ионами ^{12}C , ^{22}Ne и

^{40}Ar . Видно, что ширина изотопных распределений с ростом массы иона значительно увеличивается.

На рис. 7 даются изотопные распределения редкоземельных элементов для разных энергий налетающего иона. Ширина изотопных распределений в этом случае незначительно увеличивается с увеличением энергии бомбардирующей частицы. На рис. 8 показаны изотопные распределения иода, образованные в реакции $\text{U}(p, f)J$ и $\text{La}(p, \text{spall})J$ для двух энергий протонов - 600 Мэв и 18 Гэв. Данные взяты из работы /14/.

С целью изучения возможностей образования изомеров в реакциях деления были определены выходы известных изотопов и изомеров теллура, образующихся в реакции $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)\text{Te}$, и построено изотопное распределение, представленное на рис. 9. В распределении присутствуют почти все известные изомеры теллура. В случае деления спектры начальных состояний осколков, близких по массе, оказываются практически одинаковыми, а закономерность образования осколков разной массы хорошо определена. Это дает возможность находить изомерное отношение даже в том случае, если вероятность образования ядер в основном состоянии в силу каких-либо причин не может быть измерена. Изомерные отношения для различных изотопов теллура, полученных в данной работе при делении ^{238}U ионами ^{22}Ne и протонами с энергией 660 Мэв, приведены в табл. 2. Из сравнения данных видно, что в большинстве случаев вероятность образования изомеров в осколках при делении тяжелыми ионами оказывается значительно большей по сравнению с тем, что наблюдается при делении быстрыми протонами. Этот факт объясняется тем, что составное ядро, образующееся при бомбардировке ядер тяжелыми ионами, обладает довольно большим средним угловым моментом ($\bar{J}_0 = 50-60\hbar$). Оценки показывают, что при делении средний угловой момент осколков может достигать значения 20-30 \hbar . Кроме этого, осколки образуются с большой энергией

возбуждения. Переход возбужденных осколков в основное состояние происходит путем испарения нейтронов, которые незначительно понижают начальный угловой момент осколка, и последующим каскадным γ -излучением. Ввиду того, что угловой момент ядра после испускания последнего нейтрона оказывается относительно высоким, будет, очевидно, происходить с повышенной вероятностью заселение уровней ядер с высоким спином, что может привести к увеличению вероятности образования ядер в изомерных состояниях.

Выше было показано, что уже в случае деления ядер урана ионами ^{22}Ne можно получать изотопы различных элементов с относительно большим избытком нейтронов. Для изотопов в области $50 \leq Z \leq 65$ нейтронообогащенные изотопы, отстоящие от стабильного ядра на 10 массовых единиц, образуются с достаточно большим сечением 0,1–0,3 миллибарн. С дальнейшим увеличением Z осколка сечение образования нейтроноизбыточных изотопов будет уменьшаться из-за уменьшения массового выхода и зависимости массовой дисперсии от асимметрии деления ^{/7/}. Однако, если в качестве бомбардирующих частиц используются более тяжелые ионы ($A > 40$), то положение существенно улучшается ввиду того, что с ростом массы составного ядра массовое распределение осколков деления смещается в сторону более тяжелых ядер и с ростом Z^2/A заметно увеличивается ширина изотопных распределений. На рис. 10 представлены изотопные распределения золота ($Z = 79$), полученные при делении ^{238}U ионами ^{20}Ne , ^{40}Ar и рассчитанные для ионов ^{136}Xe /15/.

Обсуждение результатов

На рис. 1, где схематически изображена карта изотопов, указаны и различные методы, с помощью которых можно получать изотопы мак-

симально удаленные от области стабильности. На основании результатов, полученных в этой работе, а также других литературных данных можно провести сравнение сечений образования этих изотопов с $Z > 60$ в тех или иных ядерных реакциях. Как уже указывалось выше, нейтронодефицитные ядра в этой области можно получать только в реакциях с тяжелыми ионами, идущими через составное ядро. Реакции скалывания в этой области являются неконкурентоспособными, ввиду меньшего сечения образования сильно нейтронодефицитных продуктов. Реакции передачи типа $(\text{HI}, \text{xp}, \text{yp})$, идущие с тяжелыми ионами в области $80 > Z > 50$, также, как это видно на рис. 5, не дают преимущества в сечении образования как нейтронодефицитных, так и нейтроноизбыточных ядер.

Нейтроноизбыточные ядра в области $55 < Z < 65$ получают с одинаковыми сечениями как в реакциях деления тяжелых ядер протонами, так и в реакциях деления их тяжелыми ионами. Однако необходимо отметить, что при выборе той или иной реакции сравнение разумно проводить по абсолютному выходу данного изотопа, поэтому, помимо сечения образования, необходимо иметь данные о максимально возможных интенсивностях потока частиц и количестве рабочего вещества, которое может быть получено в облучении.

Толщина мишени во всех случаях (за исключением реакций с тяжелыми ионами) взята равной 1 ммоль ($6 \cdot 10^{20}$ ядер/см²). В реакциях с тяжелыми ионами толщина мишени была выбрана равной 10 мг/см².

Для расчета выходов использовались следующие данные по интенсивностям частиц.

<u>Частица</u>	<u>Энергия</u>	<u>Интенсивность</u>
Дейтроны, α -частицы	до 100 Мэв	100 мка

Протоны	860 Мэв	2 мка
Тяжелые ионы от ^{10}B до ^{20}Ne	до 10 $\frac{\text{Мэв}}{\text{нуклон}}$	100 мка
Ионы ^{40}Ar	—, —	10 мка

Таким образом, с учетом абсолютного выхода изотопов реакция деления быстрыми протонами для области $65 > Z > 50$ является предпочтительной из-за возможности использовать большое количество вещества мишени. Однако уже для $Z \approx 65$ сечение образования нейтроноизбыточных изотопов в реакции $^{238}\text{U}(p, f)$ существенно уменьшается, в то время как для реакции $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)$ ввиду широкого массового распределения осколков ситуация мало отличается от того, что имело место для изотопов иода. С дальнейшим же увеличением Z осколка, как было показано выше (см. рис. 10), сечение образования нейтроноизбыточных изотопов будет уменьшаться, однако при использовании в качестве бомбардирующих частиц более тяжелых ионов ($A > 40$) можно ожидать значительного увеличения ширины изотопных распределений, а следовательно, и выхода нейтроноизбыточных изотопов с большой массовой дисперсией. Для реакции же деления быстрыми протонами единственная возможность увеличить массовую дисперсию — увеличить энергию протона, но как было показано выше, в оптимальных условиях (масса ядра-мишени выбирается такой, чтобы выход данного изотопа был максимальным) сечение реакции и массовая дисперсия слабо зависят от энергии протонов в интервале от 0,5 до 20 Гэв.

Таким образом, для области ядер с $Z > 65$ деление под действием тяжелых ионов является, по-видимому, единственным эффективным методом синтеза нейтроноизбыточных изотопов.

Следует отметить также ряд преимуществ этой реакции. Ввиду больших ионизационных потерь бомбардирующей тяжелой частицы оптимальная толщина рабочего слоя вещества мишени оказывается меньше

пробега осколков. Поэтому основная часть изотопов вылетает из мишени и может быть собрана на коллекторе. Это обстоятельство является весьма важным для последующего анализа короткоживущих продуктов, особенно в том случае, если используется быстрая массовая сепарация.

Кроме этого, как отмечалось выше, деление тяжелых возбужденных ядер открывает большие возможности для синтеза изомеров и изучения их свойств.

И наконец, с ростом массы бомбардирующей частицы этот метод, очевидно, явится одним из эффективных методов получения ядер в предполагаемой новой области стабильности ($Z > 110$), где является принципиальным вопрос получения значительного нейтронного избытка. Оценки сечения образования этих изотопов ^{/15/} в реакциях деления ядер урана ионами Xe были сделаны экстраполяцией полученных в настоящей работе данных в область тяжелых ядер. Согласно этим оценкам, сечение образования элемента $^{298}_{114}$ в реакции $^{238}\text{U}(^{136}\text{Xe}, f)^{298}_{114}$ должно составлять $5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$.

Авторы благодарны академику Г.Н. Флерову за внимание и ценные замечания при обсуждении опытных данных. Приносим благодарность нашим товарищам по работе С.А. Карамяну, Б.И. Пустыльнику за помощь в обработке результатов, А.В. Степанову, Т.П. Макаровой и Б.А. Гвоздеву за радиохимические разделения редкоземельных элементов, а также В.В. Гречишному и Со Ки Хвану за помощь в измерениях.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Н. Флеров. Препринт ОИЯИ, Р7-3617, Дубна, 1967.
2. Г.Н. Флеров. УФН, 95, вып. 1,25 (1968).

3. Г.Н. Флеров. Препринт ОИЯИ, Р7-4199, Дубна, 1968.
4. B.G.Rudstam. Arkiv för fysik. Band, 36, nr.39 (1966).
5. R.D.Macfarlane, A.Siivola. Phys. Rev.Lett., 14, 114 (1965).
6. С.А. Карамян, Ф. Нормуратов, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пеннионжкевич, Б.И. Пустыльник, Г.Н. Флеров. ЯФ, 9, вып. 690 (1968).
7. С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э.Пеннионжкевич, Б.И.Пустыльник. Препринт ОИЯИ, Р7-4024, Дубна, 1966.
8. И.В. Кузнецов, Н.С. Мальцева, Ю.Ц. Оганесян, А.М. Сухов, В.А.Щеглов. ЯФ, 9, 448 (1968).
9. Б.А. Гвоздев, З.А. Гритченко, Т.П. Макарова, Ю.Ц. Оганесян, А.В. Степанов. Препринт ОИЯИ, 6-4351, Дубна, 1969.
10. З.Г. Гритченко, Т.П. Макарова, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пеннионжкевич, А.В. Степанов. Препринт ОИЯИ, Р7-4387, Дубна, 1969.
11. Б.А. Гвоздев, С.А. Карамян, Н.С. Мальцева, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э.Пеннионжкевич, А.М. Сухов, Б.В. Фефилов, З. Щегловский. Препринт ОИЯИ, 13-3771, Дубна, 1968.
12. С.М.Lederer, I.M.Hollander, I.Perlman. Table of Isotopes. Sixth. Edit. John Willey and Sons, Inc. N.Y.-Lond.-Sidney (1967).
13. А.Е.Green. Phys. Rev., 95, 1006 (1954).
14. G.Rudstam, G.Sorensen. J. Inorg.Nucl.Chem., 28, 771 (1966).
15. С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Препринт ОИЯИ, Р7-4339, Дубна, 1969.
16. E.Hagebo. J.Inorg. Nucl. Chem., 29, 2515 (1967).
17. P.C.Stevensen, H.G.Hicks, W.E.Nervik and D.R.Nethaway. Phys. Rev., 111, 886 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 июня 1969 года.

Таблица 1. Сечения образования изотопов в реакциях с тяжелыми ионами

ЭЛЕМЕНТ	МАССА	$T_{1/2}$ (ЧАС)	E_{β} (КЭВ)	СЕЧЕНИЕ (МИЛЛИБАРАНЫ)			СЕЧЕНИЕ (МИЛЛИБАРАНЫ)						
				^{12}C (f)	^{20}Ne (f)	^{40}Ar (f)	^{12}C (f)	^{20}Ne (f)	^{40}Ar (f)				
Mo	90	37	237		0.07								
	93m	6.95	685		0.27								
	99	66.7	740										
Te	117	108	720			0.60							
	118	144	311		0.05	0.10							
	119	13.9	645		0.10	1.20							
	119m	112.3	133		0.085	0.44							
	121	408	508		0.10								
	121m	3696	212		0.85								
	123m	2608	159		2.70								
	129	1.4	485		1.50	1.25							
	129m	818	680		5.80								
	131	0.41	150		3.55	0.50							
131m	30	336		1.9	3.25								
132	77.7	230		4.4	2.15								
133m	0.83	432		2.8									
134	0.7	170		1.6	0.85								
Y	118	0.23	530			0.085							
	120	0.30	680		0.2	0.20							
	121	2.12	212		0.4	0.80							
	123	13.3	159		2.0	1.70							
	124	98.6	605	0.045	3.8	3.0							
	126	2.6	386	0.48	10.0	5.3							
	130	12.3	338	6.0	13.0	7.5							
	131	193.2	364	6.6	13.5	7.0							
	132	2.26	773	3.8	10.5	6.5							
	133	20.3	530	4.5	6.5	3.50							
134	0.87	830	2.9	4.1	3.5								
135	6.68	1140	1.45	2.5	2.0								
Cs	127	6.2	406										
	129	32.1	375	0.08	2.5	4.2							
	132	158	668	2.65	11.4	8.8							
	134	179.20	605	5.45	8.2	6.4							
	134m	2.89	128	2.1	4.4	4.4							
	136	329	818	10.5	13.5	9.0							
Ba	126	1.62	234			0.09							
	128	58.3	311		0.12	0.36							
	129	261	182		0.28	0.75							
	131	288	128	0.06	1.45	1.75							
	133m	38.9	276			1.95							
	135m	28.7	268			4.60							
139	1.38	166	10.2	12.5	8.70								
140	307	537	8.9	7.3	6.2								
La	140	40.2	487	2.05	9.4	10.5							
	141	3.9	145	3.25	6.8	9.2							
	142	1.34	650	8.85		6.2							
Ce	135	17.0	265		4.2	1.6							
	137m	34.4	235	0.02	2.60	1.0							
	137	9.0	446	0.07	8.8	4.0							
	139	33.60	165	1.25	12.5	7.8							
	141	7.80	145	3.8	12.0	12.0							
143	3.3	283	6.5	7.6	9.0								
144	681.6	134	6.9	6.0	8.4								
Dr	138	2.1	288	0.02	3.0	2.0							
	139	4.5	311	0.05	7.0	4.0							
	142	19.2	1372	1.0	12.0	10.0							
	145	6.0	675	3.1	9.0	10.5							
Nd	140	78.2	511		3.6	1.4							
	147	264	333	4.3	8.2	10.0							
	149	1.6	114	6.2	4.8	7.4							
Pm	144	8410	615	4.04	6.2	3.5							
	148	130	1465	2.0		14.0							
	148m	1009	630										
	149	53.1	286	2.0	10.0	12.5							
Sm	150	268	334	4.2	7.5	10.5							
	151	27.8	338	4.6	5.6	7.5							
	153	46.8	103	3.5	6.2	9.8							
Eu	156	2.4	204	2.8	1.4	3.2							
	148	1296	551		3.6								
Gd	150	12.6	334		7.2	4.6							
	153	158.50	103	2.8	6.7	10.0							
	156	370	646	4.8	4.7	8.6							
	157	15.1	413	2.3	3.1	6.6							
Au	147	35	229		0.4	0.28							
	148	228	150		0.74	1.2							
	159	18	363	2.4	3.5	4.0							
	192	41	318		0.4	0.36							
	193	13.8	180		0.22	0.32							
Do	194	38.5	328		0.48	1.70							
	196	148.3	356		0.34	1.30							
	196m	8.7	149		0.22	1.1							
	198	64.7	412		0.40	2.65							
	199	73.6	208		0.30	2.2							
At	200	0.81	368		0.12	1.5							
	204	3.6	538										
	206	241	322										
At	208	283	311										
	210	3321	331										
	205	0.44	590			0.008							
207	1.8	378			0.04								
209	5.5	565			0.13								
211	7.2	587			0.16								

*) ВЫХОД ИЗОТОПА ПРИНЯТ РАВНЫМ -10

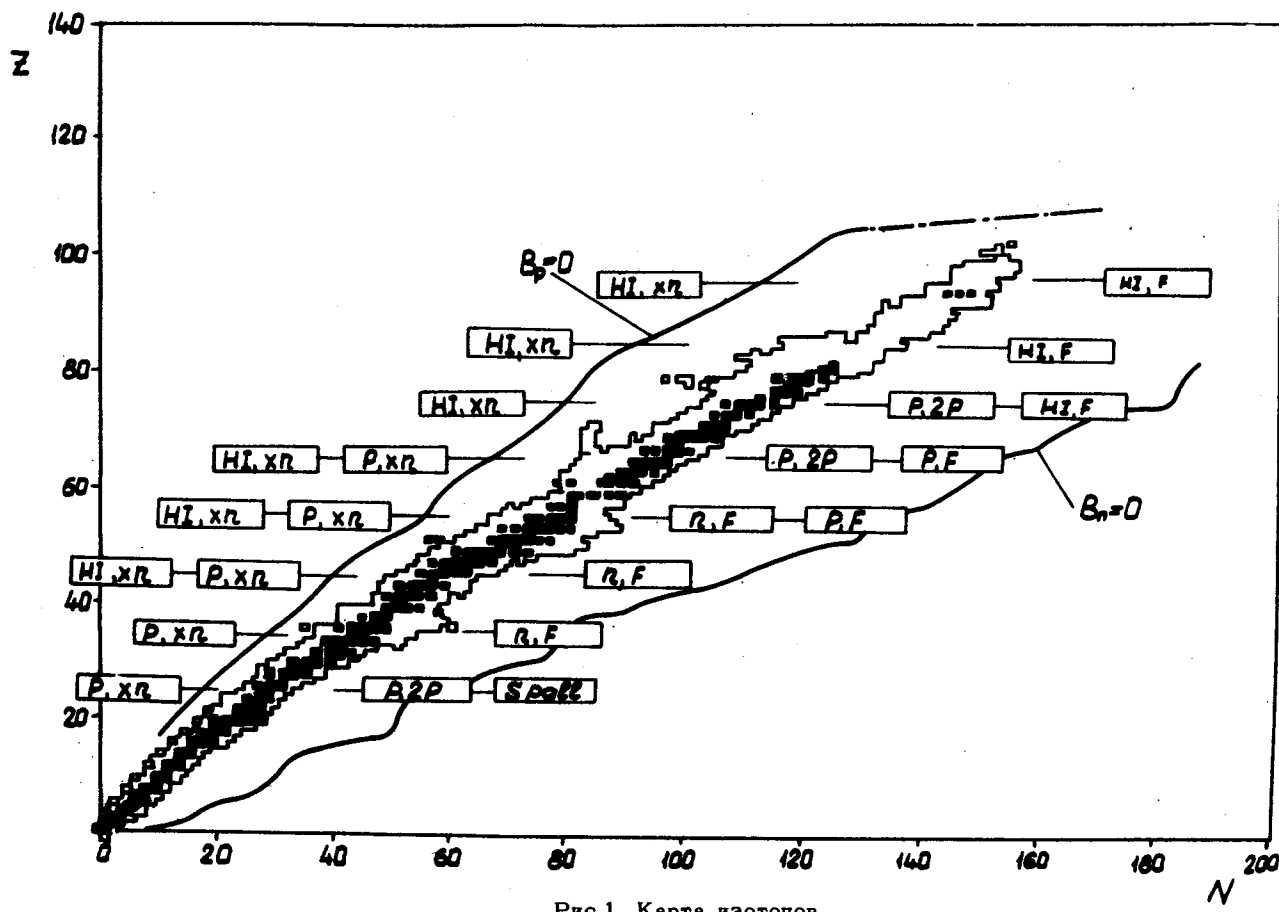
ЭНЕРГИЯ ИОНОВ.

^{12}C - 82 МЭВ
 ^{20}Ne - 190 МЭВ
 ^{40}Ar - 290 МЭВ

Таблица 2. Изомерные отношения изотопов Te, полученные в реакциях $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)\text{Te}$ и $^{238}\text{U}(p, f)\text{Te}$.

Ядро	Изомерный переход	$^{238}\text{U} + p(660 \text{ МэВ})$	$^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}(170 \text{ МэВ})$
$^{119\text{m}}\text{Te}$	$\frac{11^-}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$	4.8 ± 0.7	0.8 ± 0.1
$^{121\text{m}}\text{Te}$	$\frac{11^-}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$	1.65 ± 0.25	≥ 10
$^{123\text{m}}\text{Te}$	$\frac{11^-}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$	0.65 ± 0.10	> 10
$^{129\text{m}}\text{Te}$	$\frac{11^-}{2} \rightarrow \frac{3^+}{2}$	1.3 ± 0.2	3.6 ± 0.5
$^{131\text{m}}\text{Te}$	$\frac{11^-}{2} \rightarrow \frac{3^+}{2}$	0.47 ± 0.07	0.54 ± 0.07
$^{133\text{m}}\text{Te}$	$\frac{11^-}{2} \rightarrow \frac{3^+}{2}$	1.10 ± 0.15	> 10

20



21

Рис.1. Карта изотопов.

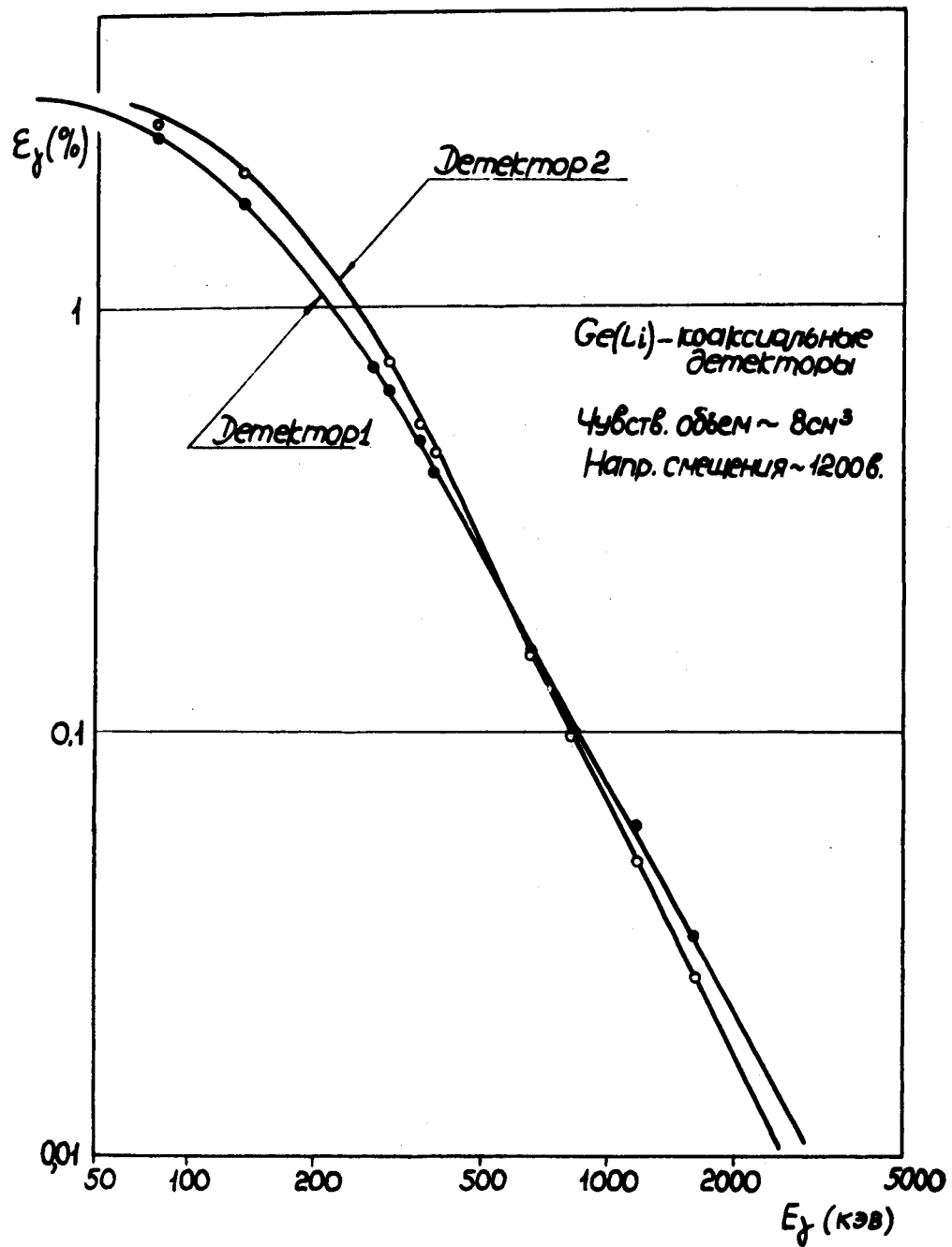


Рис.2. Эффективность двух Ge(Li) детекторов в зависимости от энергии γ -квантов.

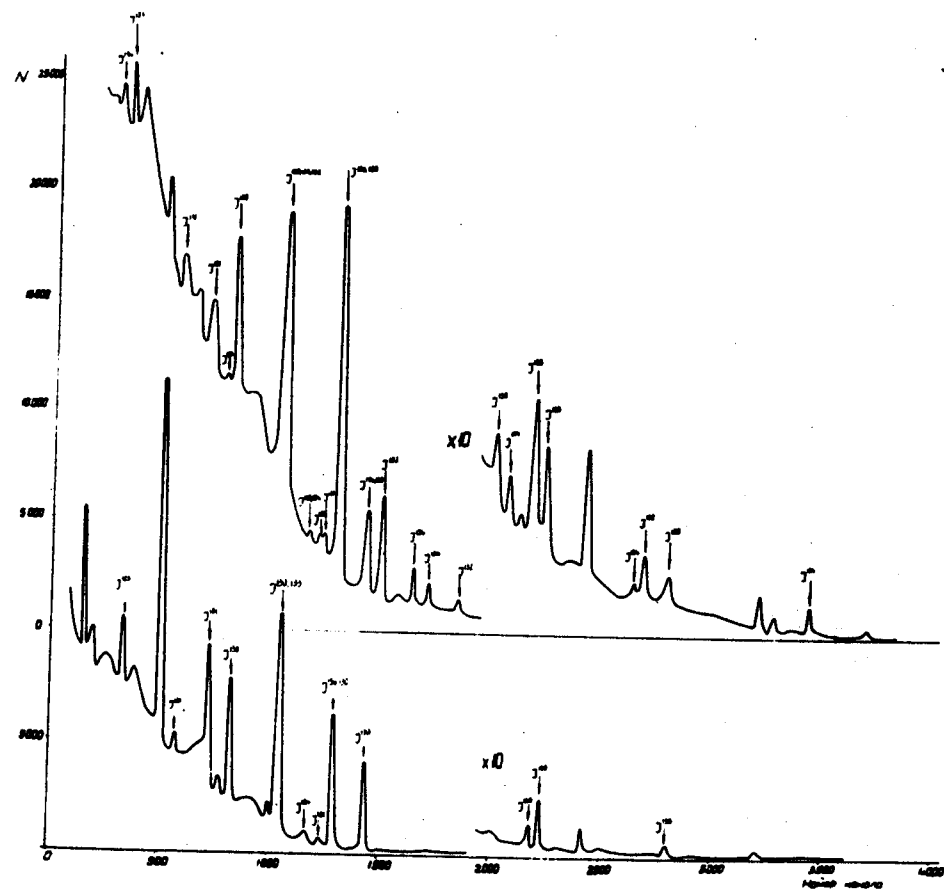


Рис.3. γ -спектр фракции вода из реакции $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)$ (внизу тот же спектр, измеренный через сутки).

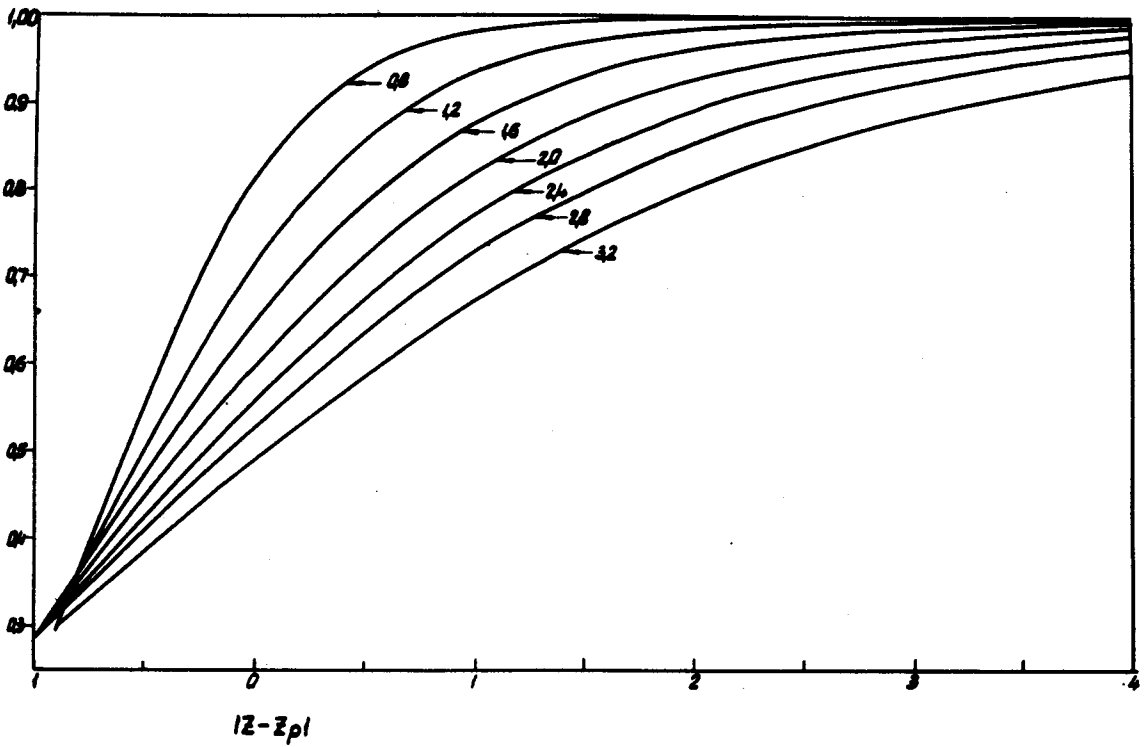


Рис.4. Поправки на кумулятивность в зависимости от $|Z - Z_p|$ изотопа для значений $0,8 < \sigma_z^2 \leq 3,2$. Поправка берется справа от $|Z - Z_p| = 0$, если $Z_i^0 > Z_i > Z_p$ или $Z_i^0 < Z_i < Z_p$, (слева - если $Z_i^0 > Z_p > Z_i$ или $Z_i^0 < Z_p < Z_i$, (Z_i^0 - начальный заряд осколка, Z_i - заряд наблюдаемого кумулятивного продукта).

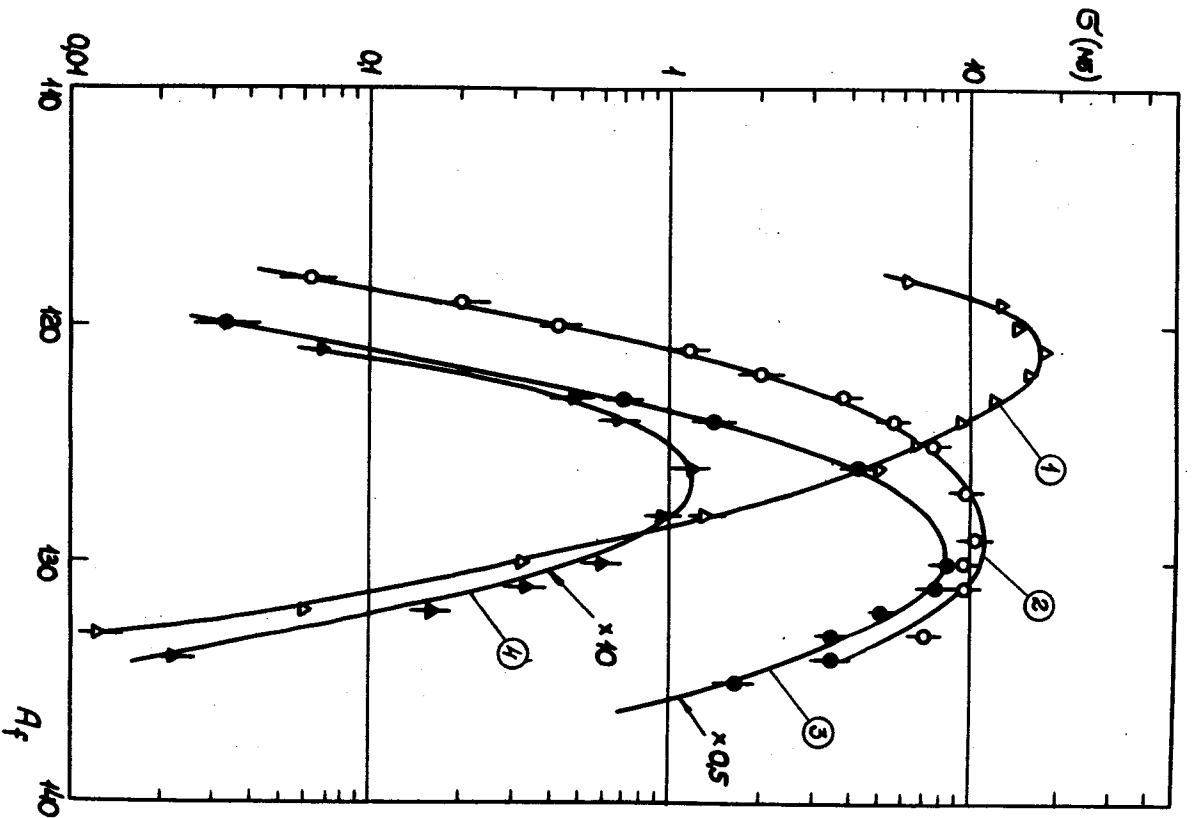


Рис.5. Изотопные распределения ионов, образованного в различных ядерных реакциях:

1. ^{138}La (p, spallation) J (E_p = 680 MeV)
 2. ^{238}U (p, f) J (E_p = 680 MeV)
 3. ^{238}U ($^{22}\text{Ne}, f$) J (E_p = 175 MeV)
 4. ^{138}Os ($^{22}\text{Ne}, -2p, \alpha n$) (E_p = 175 MeV)
- (Выходы изотопов в 3 реакции уменьшены в 2 раза, а в последней увеличены в 10 раз).

сечения (мб) $\times 0,5$

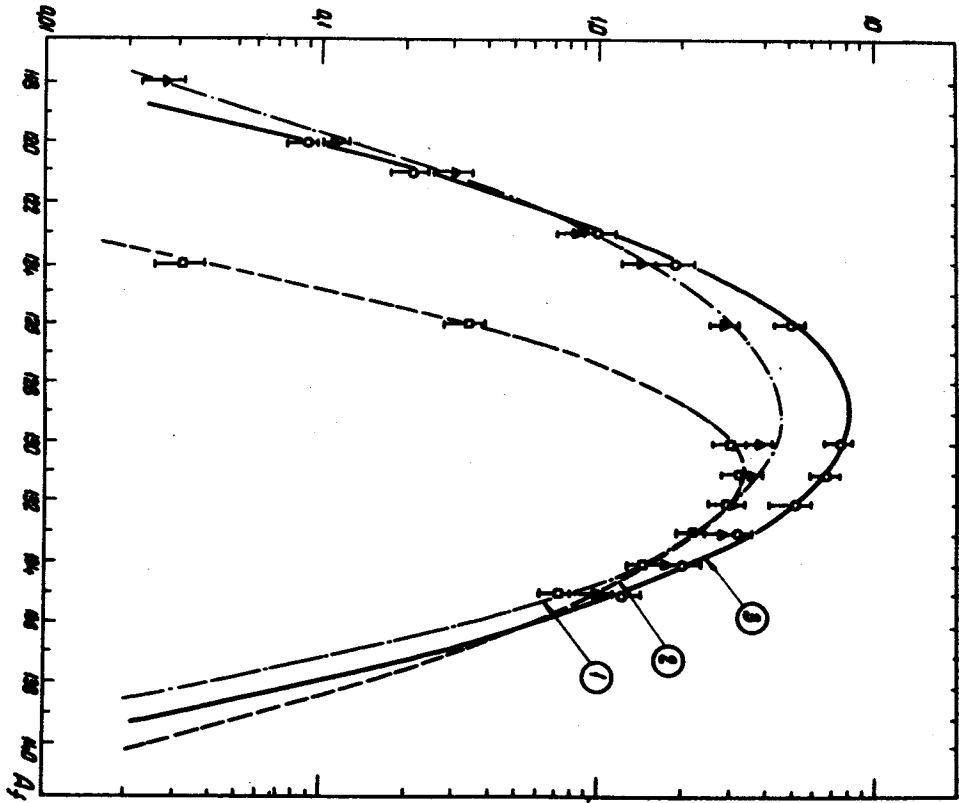


Рис.6. Изотопные распределения в воде, получаемого в реакциях:
 1. $^{235}\text{U}(\text{C}, \text{f})$ ($E^* = 50$ Мэв).
 2. $^{235}\text{U}(\text{Ne}, \text{f})$ ($E^* = 100$ Мэв).
 3. $^{235}\text{U}(\text{Ar}, \text{f})$ ($E^* = 100$ Мэв).

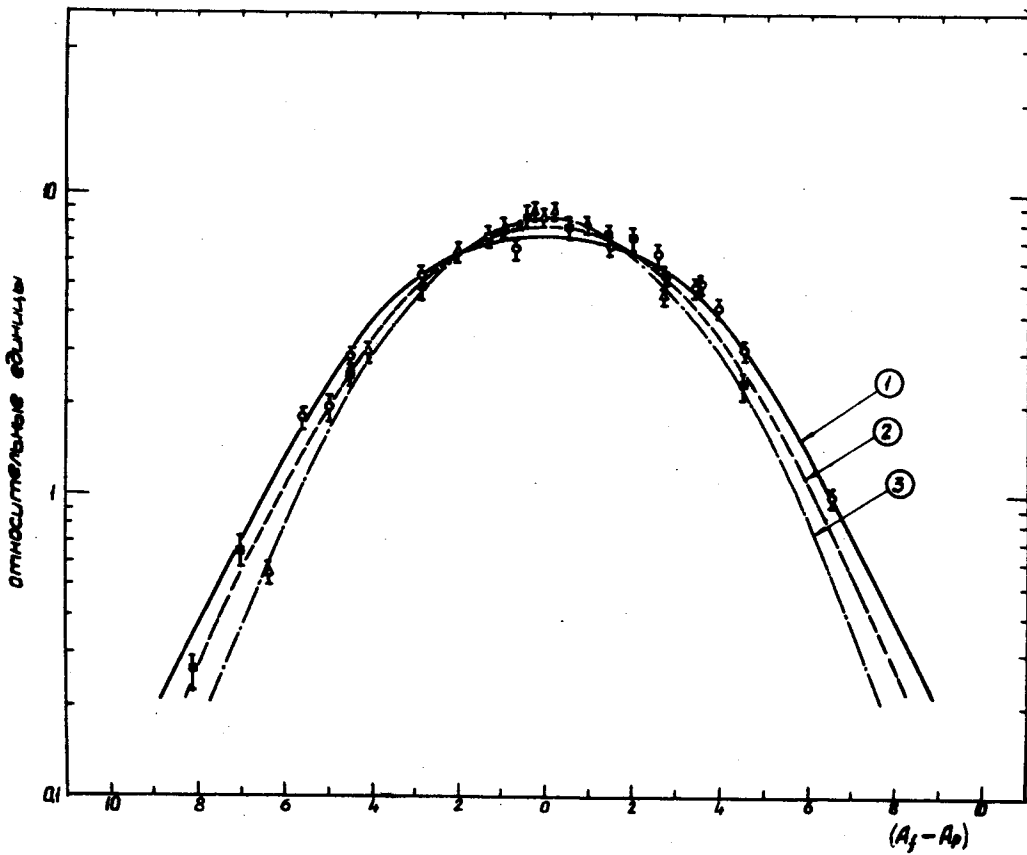


Рис.7. Изотопные распределения редкоземельных элементов для разных энергий налетающего иона ^{20}Ne . 1. $E^* = 115$ Мэв. 2. $E^* = 70$ Мэв. 3. $E^* = 50$ Мэв.

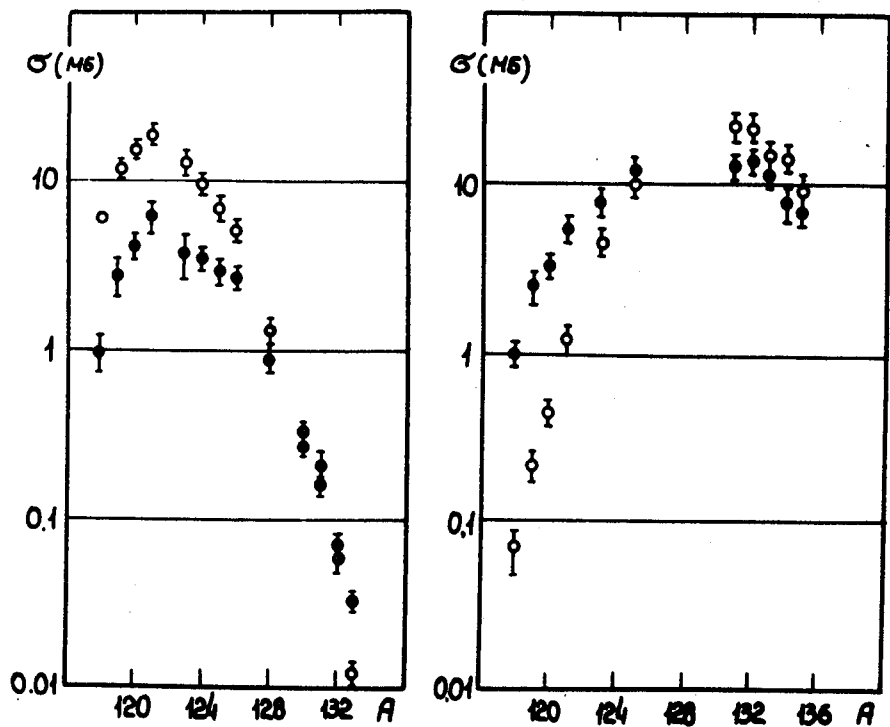


Рис.8. Выходы различных изотопов иода в реакции скалывания (spallation) при облучении ^{139}La быстрыми протонами - левый график и в реакции деления $^{235}\text{U}(p, f)$ - правый рисунок /14/. Черные точки соответствуют реакциям с энергией протонов 580 Мэв, открытые кружки - с энергией 18 Гэв.

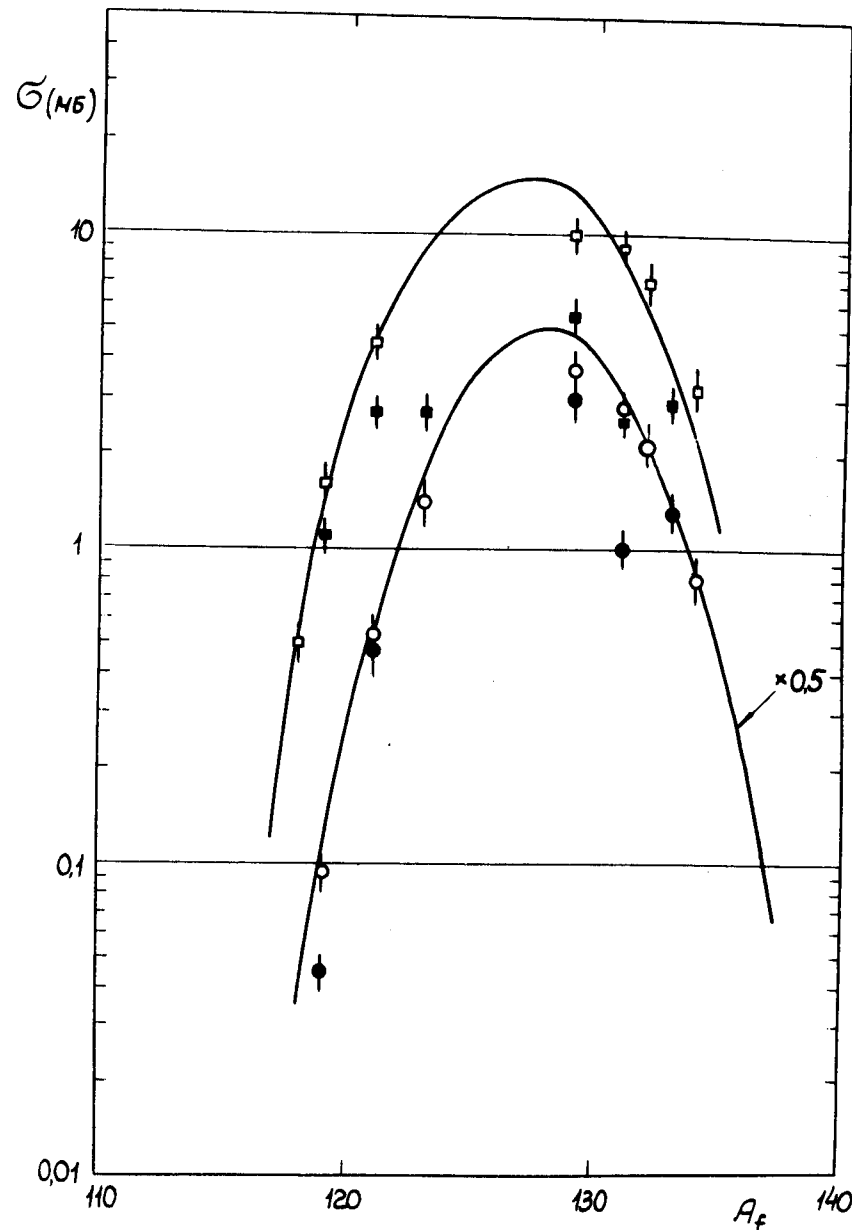


Рис.9. Изотопное распределение Te в реакции, 1. $^{238}\text{U}(p, f)\text{Te}$, 2. $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)\text{Te}$ (выходы изотопов уменьшены в 2 раза). Черными точками и квадратами показаны изомерные состояния, светлыми - основные.

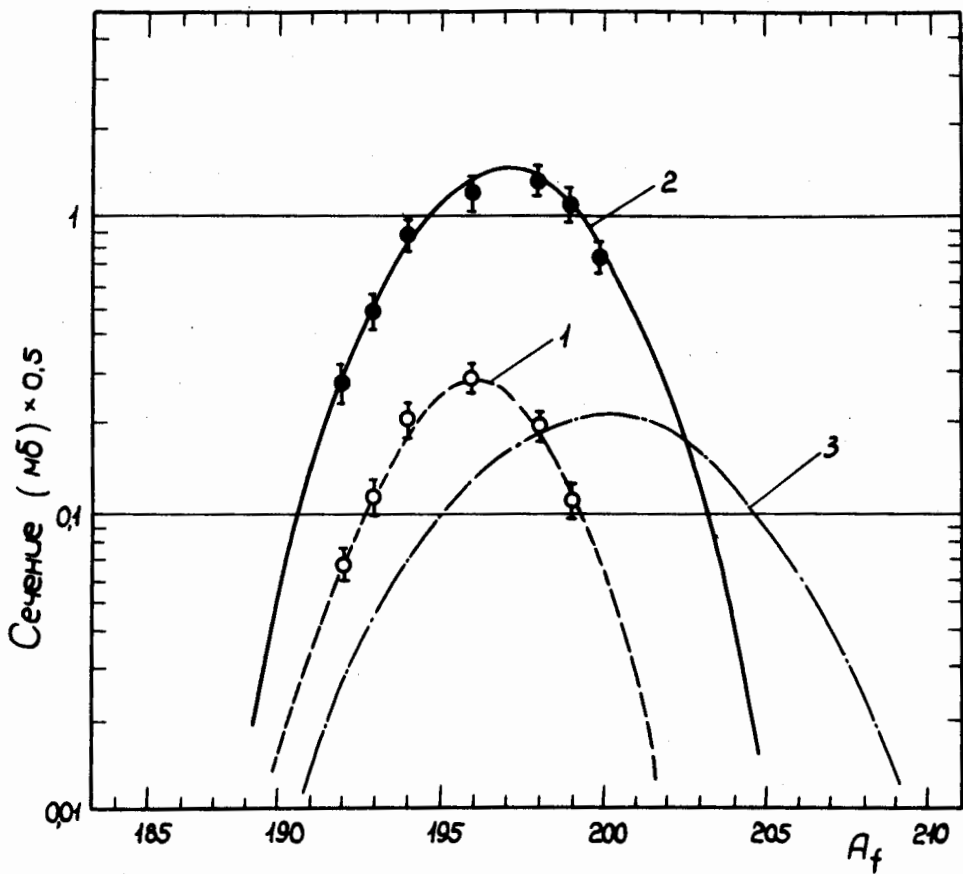


Рис.10. Изотопные распределения золота, полученные при делении ^{238}U ионами ^{20}Ne - 1, ^{40}Ar - 2 и рассчитанные для ^{136}Xe - 3.