

К-211

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P7 - 4024

С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич,  
Б.И.Пустыльник

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

ЗАРЯДОВЫЕ И ИЗОТОПНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР  
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

1968

P7 - 4024

С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич,  
Б.И.Пустыльник

ЗАРЯДОВЫЕ И ИЗОТОПНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР  
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ



Изучение механизма деления ядер является одним из важных направлений физики атомного ядра. Несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических исследований, посвященных различным аспектам проблемы деления, до настоящего времени нет единого теоретического описания этого сложного коллективного процесса. Для интерпретации различных экспериментальных данных вводятся некоторые модельные представления о структуре ядра и характере процесса (капельная модель, учет одночастичных и коллективных эффектов, статистическая теория и т.д.).

Однако области применения той или иной модели ограничены, и это является причиной того, что, например, хорошо известная кривая асимметричного массового распределения осколков деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами до сих пор не имеет однозначного объяснения.

Важными характеристиками процесса деления являются массовые и зарядовые распределения осколков. Однако имеются серьезные трудности в описании этих распределений вблизи порога, где на общие закономерности коллективного изменения формы ядра накладываются структурные факторы, связанные с неоднородностью в распределении нуклонов (оболочечные эффекты). Вместе с тем экспериментально установлено, что с увеличением энергии возбуждения ядра оболочечные эффекты быстро исчезают, и при энергии более 50 Мэв их вклад становится пренебрежимо малым. Можно предполагать поэтому, что изучение массовых и

зарядовых распределений при делении ядер из возбужденных состояний даст, по-видимому, более четкие представления о характере коллективного движения ядра от седловой точки до точки разрыва.

Отметим также, что при делении из возбужденных состояний область делящихся ядер значительно шире, чем при низкоэнергичном делении, где исследования ограничены узким кругом ядер от Th до Cf. Использование ускоренных тяжелых ионов позволяет исследовать деление практически всех ядер с  $\frac{Z^2}{A} > 25$ .

До последнего времени считалось, что деление возбужденных ядер достаточно хорошо описывается в рамках статистической модели деления <sup>/1/</sup>, основанной на следующих предположениях:

1. На всем пути от седловой точки до точки разрыва ядро находится в состоянии термодинамического равновесия, т.е. обмен энергией между различными степенями свободы происходит значительно быстрее, чем изменение формы ядра.

2. Конфигурация ядра в точке разрыва представляет собой два деформированных осколка, соединенных относительно тонкой шейкой <sup>x)</sup>.

Первое предположение основывается на оценке времени одноуклонного движения ( $\approx 10^{-22}$  сек) и времени движения от седловой точки до точки разрыва  $(2-5) \cdot 10^{-21}$  сек) <sup>/3/</sup>.

Если выполняется первое условие, то распределение осколков по заряду и массе может быть определено согласно положению статистической теории о том, что вероятность состояния пропорциональна числу возможных микросостояний системы, с помощью которых осуществляется данное состояние, или фазовому объему макросостояния в конфигурационном пространстве.

---

<sup>x)</sup> В некоторых работах рассматриваются просто два соприкасающихся осколка (нулевая толщина шейки). В работе <sup>/2/</sup> точка разрыва характеризуется максимальной деформацией, при которой условному экстремуму потенциальной энергии может соответствовать непрерывная фигура.

На основе второго предположения определяется жидко-капельная потенциальная энергия делящейся системы в момент разрыва, зависящая от массы осколков, их деформации и распределения заряда между ними.

Наиболее вероятными значениями массы, заряда и энергии возбуждения осколков будут значения, соответствующие минимуму потенциальной энергии системы по соответствующему параметру. Основные характеристики деления описываются при этом распределением Гаусса около наиболее вероятного значения

$$P(x) \approx \exp - \frac{(x - \bar{x})^2}{\langle \Delta x \rangle^2},$$

где  $\bar{x}$  - наиболее вероятное значение величины  $x$ , а  $\langle \Delta x \rangle^2 =$

$$= T \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} \right]_{x=\bar{x}}^{-1}, \quad T - \text{температура ядра,} \quad \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} - \text{вторая}$$

производная полной потенциальной энергии по координате  $x$  в точке разрыва.

Отметим, что статистическая теория достаточно хорошо описывала массовые и зарядовые распределения осколков при делении из возбужденных состояний легких ядер с  $\frac{Z^2}{A} = 31-36^{1/4}$ . Однако данные последних опытов по измерению массовых распределений для более тяжелых ядер с  $\frac{Z^2}{A} = 38-43,5^{1/5}$  находятся в сильном противоречии с предсказаниями теории. Так, ширина массового распределения при делении  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$  оказывается в 3-3,5 раза большей, чем следует из расчетов. Это различие не может быть исключено никакими разумными вариациями параметров расчета.

Возникает сомнение в справедливости основных предположений статистической модели деления. Далекое не очевидным является определение точки разрыва как фигуры из двух сформировавшихся осколков, соединенных очень тонкой или "нулевой" шейкой для всех делящихся ядер

с различными  $\frac{Z^2}{A}$ . Так же сомнительно существование термодинамического равновесия в точке разрыва, так как вблизи нее скорость изменения деформации ядра максимальна и, возможно, сравнима со скоростью одночастичного движения.

В связи с этим необходимо более детальное изучение механизма деления возбужденных ядер.

Ниже будет показано, что весьма важные данные для понимания механизма процесса деления могут быть получены при измерении величины дисперсии массы осколка с данным зарядом (изотопные распределения), либо дисперсии заряда для определенной массы осколка (изобарные распределения).

В статистической теории деления <sup>/1/</sup> изобарное распределение осколков описывается распределением Гаусса

$$W(Z - Z_p) \approx \exp - \frac{(Z - Z_p)^2}{\langle \Delta Z \rangle^2}, \quad (2)$$

где  $Z_p(A_f)$  — наиболее вероятное значение заряда для изобар с массой  $A_f$ , и  $\langle \Delta Z \rangle^2$  равно

$$\langle \Delta Z \rangle^2 = \frac{A_0 T}{16 \beta}, \quad (3)$$

где  $A_0$  и  $T$  — масса и температура делящегося ядра,  $\beta$  — коэффициент в массовой формуле (типа формулы Вайцеккера) при энергии симметрии ядра  $\epsilon_{\text{сим.}} = \beta \frac{(A - 2Z)^2}{A}$ .

Видно, что дисперсия заряда определяется лишь изменением изотопического члена энергии связи ядра при отклонении заряда осколков от наиболее вероятных значений и не зависит от изменений кулоновской энергии системы, так как

$$\frac{\partial^2 \epsilon_{\text{сим.}}}{\partial Z^2} \gg \frac{\partial^2 \epsilon_{\text{кул.}}}{\partial Z^2}.$$

Отсюда следует, что дисперсия заряда осколка  $\langle \Delta Z \rangle^2$  не должна зависеть от его массы, так как изменения формы разрывной фигуры и соответствующие изменения кулоновской и поверхностной энергий системы в данном случае несущественны.

Экспериментальные данные о зарядовом распределении осколков деления весьма ограничены.

Это связано с использованием в большинстве работ константы ширины зарядового распределения  $\sigma_z^2 = \langle \Delta Z \rangle^2$  лишь как некоего свободного параметра для наилучшего согласования экспериментальных данных по массовому распределению. При этом значение  $\sigma_z^2$  извлекается косвенным образом в предположении, что последнее является универсальной постоянной для всех масс осколков деления в данной реакции.

Необходимо учитывать, однако, что информация о зарядовом распределении осколков для понимания механизма деления не менее важна, чем измерение массовых распределений осколков деления. Непосредственное измерение зарядового распределения изобар является методически трудной задачей из-за очень резкого изменения периодов полураспада изобаров при изменении  $Z$  изобара на единицу.

Действительно, для построения изобарной кривой по 4-5 точкам необходимо измерить выходы осколков деления с периодами полураспада от долей секунды до десятков лет.

Это приводит к необходимости абсолютного определения выхода каждого изобара при помощи различной методики с последующим совмещением данных. Кроме того, для большинства короткоживущих изотопов не определены свойства радиоактивного распада, что дополнительно осложняет задачу.

В силу этих причин экспериментальные зарядовые распределения осколков оказываются весьма неопределенными. Даже в хорошо изученном случае деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами для константы заря-

дового распределения даются существенно отличающиеся друг от друга значения  $\sigma_n^2$ .

Большинство результатов было получено в предположении, что  $\sigma_n^2$  не зависит от массы осколков, в то время как в работе /6/ для той же реакции показано чрезвычайно сильное и нерегулярное изменение дисперсии заряда осколков деления при изменении массы осколка от  $A = 132$  до  $A = 137$ .

Зависимость ширины зарядового распределения от энергии возбуждения делящегося ядра также не изучена, потому что в большинстве работ с заряженными частицами использовались толстые мишени.

В настоящей работе при облучении  $^{238}\text{U}$  ускоренными ионами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20,22}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$  измерялись изотопные распределения осколков деления и исследовались зависимости зарядовой дисперсии осколков  $\sigma_n^2$  от параметра  $\frac{Z^2}{A}$ , температуры и асимметрии деления возбужденного составного ядра.

Опыты проводились на 310-сантиметровом циклотроне тяжелых ионов Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

### Постановка опытов и обработка результатов

Выше показано, что измерение изобарных распределений осколков деления связано с серьезными экспериментальными трудностями.

Вместе с тем, с точки зрения механизма деления флюктуация заряда осколка при заданной его массе и флюктуация массы осколка при фиксированном заряде имеют одну и ту же физическую природу и могут быть легко связаны друг с другом. Изотопные распределения осколков могут быть измерены значительно надежнее, так как измеряется, во-первых, выход изотопов одного и того же элемента и нет необходимости в определении абсолютного химического выхода этого элемента; во-



вторых, для многих элементов можно найти минимум 5-6 изотопов с известными и удобными свойствами распада, выход которых можно определить в одном опыте с помощью одной и той же измерительной аппаратуры. Поэтому в описанных ниже экспериментах измерялись изотопные распределения осколков для различных  $Z_f$ , которые преобразовывались в зарядовые распределения для сравнения с известными экспериментальными данными.

Облучение урановых мишеней проводилось на внутреннем пучке циклотрона. Интенсивность падающего пучка составляла 5-7  $\mu\text{A}$  для ионов  $^{40}\text{Ar}$  и 50-60  $\mu\text{A}$  для ионов  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{12}\text{C}$ . Для изменения энергии частиц мишень помещалась на различные радиусы ускорения. В опытах использовались мишени из окиси урана ( $\text{U}_3\text{O}_8$ ) толщиной 10  $\text{мг}/\text{см}^2$  и 0,8  $\text{мг}/\text{см}^2$ . Последние изготавливались следующим образом.

На массивную медную подложку, охлаждаемую водой и покрытую слоем золота толщиной 7-10  $\text{мг}/\text{см}^2$ , электролитически наносился 20  $\mu$  слой меди, на который, в свою очередь, наносился слой  $\text{U}_3\text{O}_8$  толщиной 0,8  $\text{мг}/\text{см}^2$ . После облучения слой урана и меди (сборник осколков деления) растворялся и поступал в химическую обработку. В случае толстой мишени сборником осколков служил сам слой делящегося вещества. В дальнейшем из раствора радиохимическим методом выделялись теллур, барий, группа редкоземельных элементов, от La до Gd, и золото. Данные по более тяжелым элементам, от золота до астатина, были получены ранее в работе /7/.

Основные измерения проводились для элементов редкоземельной группы с одинаковыми химическими свойствами. Для элементного выделения этих изотопов использовался метод электрофореза /8/. Химическая процедура занимала около 2 часов.  $\gamma$ -радиоактивность отдельных элементов в энергетическом интервале 50-2500 кэВ измерялась с помощью  $\text{Ge(Li)}$   $\gamma$ -спектрометра в сочетании с 4096-канальным ампли-

тудным анализатором. Энергетическое разрешение спектрометра независимо от энергии  $\gamma$ -лучей составляло  $\approx 4-5$  кэв <sup>/9/</sup>. В дальнейшем по площади пика определялась интенсивность  $\gamma$ -переходов данной энергии с учетом временных поправок и эффективности спектрометра. Идентификация производилась по энергиям одного или нескольких  $\gamma$ -переходов и периодам полураспада, соответствующим известным изотопам данного элемента. С учетом квантовых выходов  $\gamma$ -лучей на акт распада, приведенных в работе <sup>/10/</sup>, определялся относительный выход изотопов. Полная погрешность в определении выходов изотопов не превышала 15%.

Из полученных данных были построены изотопные распределения первичных осколков (до испарения нейтронов). При этом предполагалось, что все нейтроны испускаются из осколков в количестве, пропорциональном массе осколка

$$A_f = \frac{A_f'}{1 - \frac{\nu}{A_0}}$$

где  $\nu$  - полное число нейтронов на акт деления,  $A_f'$  - масса изотопа после испускания нейтронов,  $A_0$  - масса составного ядра.

Так как некоторые изотопы имели кумулятивный выход, вводилась соответствующая поправка для определения их независимого выхода. Эта поправка зависит от зарядового распределения осколков деления, т.е. от функции, которую в конечном итоге требовалось получить. Поэтому был применен метод последовательных приближений в определении параметра ширины зарядового распределения  $\sigma_z^2$ . Для этого были сделаны обычные предположения относительно зарядового распределения осколков в заданной области масс.

Для данной массы  $A_f$  существует наиболее вероятное значение  $Z_p(A_f)$ , для которого выход изобара максимален. Выход изобаров с  $Z$ , отличным от  $Z_p$ , описывается распределением Гаусса

$$W(Z - Z_p) = \frac{1}{(\pi \sigma_z^2)^{1/2}} \exp - \frac{(Z - Z_p)^2}{\sigma_z^2}, \quad (4)$$

где  $\sigma_z^2$  - константа, определяющая ширину изобарного распределения для данного  $A_f$ . Зависимость  $Z_p(A_f)$  бралась по гипотезе равного смещения зарядов (см. /5/)

$$Z_p(A_f) = \frac{Z_0}{2} + \frac{Z_n(A_f) - Z_n(A_0 - A_f)}{2}, \quad (5)$$

где  $Z_0$ ,  $A_0$  - заряд и масса составного ядра,  $Z_n(A_f)$ ,  $Z_n(A_0 - A_f)$  рассчитывались с помощью формулы Вайцзеккера в варианте Грина /11/.

$Z_n(A)$  - заряд наиболее  $\beta$ -стабильного ядра с массой  $(A)$ . Если изобарное распределение записывается в виде формулы (4), то изотопное распределение элемента с числом протонов  $Z_f$  имеет вид:

$$W_{Z_f}(A_f - A_p) = P(A_f) \frac{1}{(\pi \sigma_A^2)^{1/2}} \exp - \frac{(A_f - A_p)^2}{\sigma_A^2}, \quad (6)$$

где  $A_p$  - наиболее вероятная масса изотопа при данном  $Z_f$ , которая определяется из условия  $Z_p(A_p) = Z_f$ ,  $P(A_f)$  - функция массового распределения, взятая из работы /5/, а

$$\sigma_A^2 = \sigma_z^2 \left[ \frac{\partial Z_p}{\partial A_f} \right]_{A_f = A_p}^{-2}. \quad (7)$$

В дальнейшем значения  $\sigma_x^2$  и  $\nu$  подбирались таким образом, чтобы все экспериментальные точки на кривой изотопного распределения давали наименьшее отклонение от распределения, записанного в формуле (6), причем  $\sigma_x^2$  не считалось универсальной постоянной для всех масс осколков в одной и той же реакции деления.

Отметим, что свободный параметр  $\nu$  (полное число нейтронов на акт деления) для определенной реакции деления оказывается одним и тем же при обработке всех изотопных распределений элементов от Te до Po и At. Это свидетельствует о хорошем согласии экспериментальных данных с гипотезой равного смещения заряда при расчете наиболее вероятных зарядов осколков  $Z_p(A_p)$ . Кроме того, полученные значения  $\nu$  хорошо согласуются с теоретическими оценками этой величины на основе расчета энергии возбуждения осколков деления в изученных реакциях.

Отметим также, что поправка, применяемая для восстановления независимого выхода некоторых изотопов, существенна лишь для изотопов с  $Z$ , близким к  $Z_p$ , и при  $|Z - Z_p| > 1,5$  она не превышает (10-15)%. Поэтому в ряде случаев грубую оценку величины  $\sigma_x^2$  можно сделать непосредственно на основе непоправленных экспериментальных данных. Таким образом, полученные в работе зависимости дисперсии заряда осколков могут быть качественно определены независимо от предположений, принятых при обработке результатов. Описанный способ обработки экспериментальных данных дает точность в определении величины  $\sigma_x^2 \approx 5-10\%$  при ошибке в определении относительных выходов изотопов  $\approx 15\%$ .

Энергия возбуждения делящегося ядра, образованного после слияния бомбардирующей частицы с ядром мишени, рассчитывалась следующим образом:

$$E^* = E_{\text{с.м.}} - Q_{\text{н}} - E_{\text{т}} - E_{\text{р}} \quad (7)$$

где  $E$  - энергия ионов в системе центра масс,  $Q_p$  - дефект массы  $^{12}/C.M.$ ,  $E_f$  - барьер деления  $^{12}/$ ,  $E_{rot}$  - вращательная энергия, определенная по известным формулам. При заданной энергии возбуждения температура ядра рассчитывалась из соотношения

$$E^* = \frac{A_0}{8} T^2 - T \quad (9)$$

Аналогичным образом можно было определить энергию возбуждения и температуру осколков и оценить среднее число нейтронов на акт деления в каждом конкретном случае.

#### Экспериментальные результаты

В табл.1 приведены данные измерений дисперсии, заряда  $\sigma_z^2$  и массы  $\sigma_A^2$  осколков редкоземельной группы от La до Gd при облучении  $^{288}U$  ионами  $^{12}C$ ,  $^{20}Ne$ ,  $^{22}Ne$  и  $^{40}Ar$ . В опытах с ионами  $^{22}Ne$  и  $^{40}Ar$  использовались толстые мишени, поэтому для энергии возбуждения делящегося ядра дано усредненное значение, определяемое подстановкой в (8) среднего значения энергии частиц ( $\bar{E}_p$ ).

$$\bar{E}_p = \frac{\int_{E_B}^{E_{max}} \sigma_f(E) E dE}{\int_{E_B}^{E_{max}} \sigma_f(E) dE}, \quad (10)$$

где  $\sigma_f(E)$  - зависимость сечения деления от энергии бомбардирующих частиц,  $E_{max}$ ,  $E_B$  - энергия налетающих частиц и кулоновский барьер слияния взаимодействующих ядер.

На рис.1 представлены изотопные распределения осколков деления в различных реакциях с тяжелыми ионами. Наблюдается, что с увеличением  $Z$  делящегося ядра изотопные распределения становятся все более широкими. Как следует из дальнейшего, дисперсия заряда осколка

Таблица 1

Экспериментальные данные, полученные при делении урана тяжелыми ионами. Значения  $\sigma_A^2$  и  $\sigma_Z^2$  определены для осколков редкоземельной группы элементов от лантана до гадолиния.

Реакция	Энергия падающего пучка $E_p$ (мэВ)	$\frac{Z^2}{A}$	Энергия возбуждения составного ядра $E$ (мэВ)	$\sigma_A^2$	полное число нейтронов на деление $\bar{\nu}$	$\sigma_Z^2$
$U^{238}(C, f)$	82	38,4	45	$11 \pm 1,0$	8	$1,6 \pm 0,15$
$U^{238}(Ne, f)$	195	40,3	115	$22 \pm 1,0$	13,5	$3,1 \pm 0,15$
	166		90	$20 \pm 1,0$	12,5	$2,8 \pm 0,15$
	141		70	$18,5 \pm 1,0$	10,5	$2,6 \pm 0,15$
	116		50	$16,5 \pm 1,5$	8	$2,3 \pm 0,15$
$U^{238}(Ne, f)^{*}$	173	40,0	75	$18,5 \pm 1,0$	12	$2,6 \pm 0,15$
$U^{238}(Ar, f)^{*}$	270	43,5	70	$20,8 \pm 1,5$	11	$2,85 \pm 0,20$

\*) - в опытах использовалась толстая мишень.

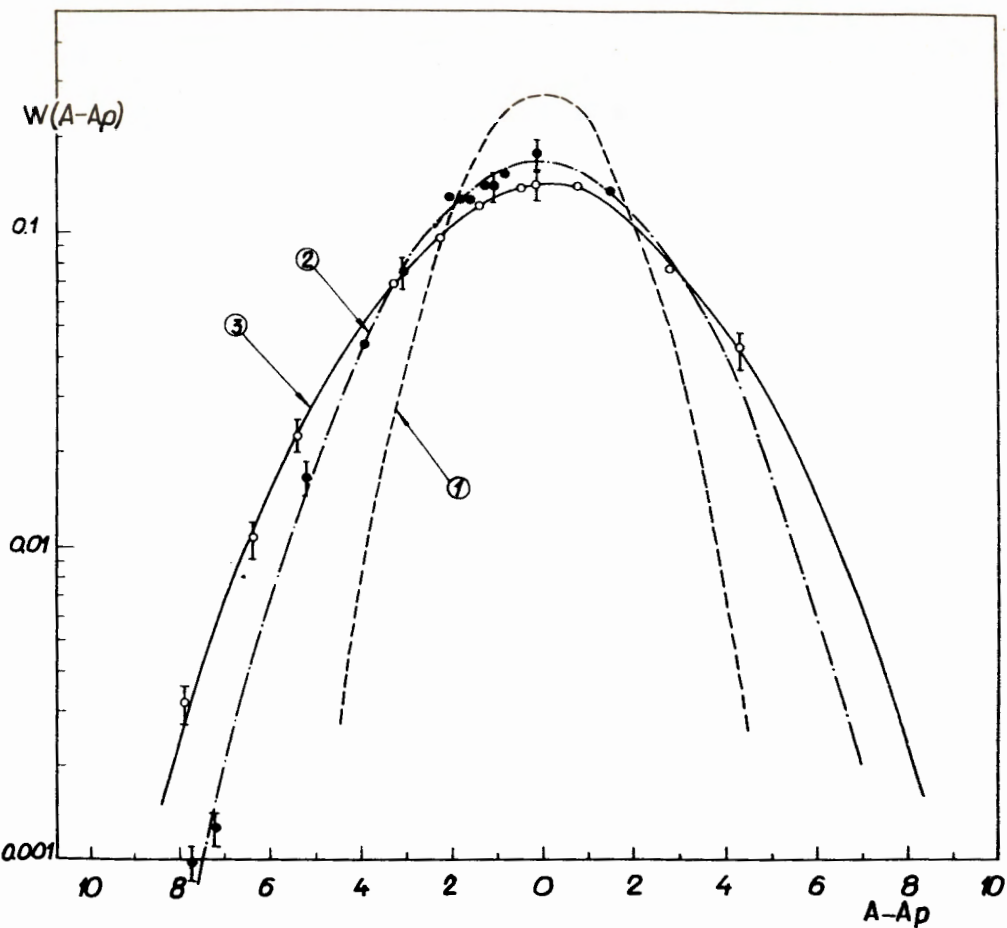


Рис.1. Изотопные распределения осколков симметричного деления

( $\frac{A_1}{A_{2197}} = 1$ ) для реакций:

- 1 -  $^{2197}\text{Au}(^{12}\text{C}, f)$ ,  $E^* = 105$  Мэв,  $^{13/}$
- 2 -  $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, f)$ ,  $E^* = 45$  Мэв,
- 3 -  $^{238}\text{U}(^{20}\text{Ne}, f)$ ,  $E^* = 50$  Мэв.

для данной массы зависит не только от  $\frac{Z^2}{A}$  делящегося ядра, но и от энергии возбуждения  $E^*$  его и от асимметрии разделения  $(\frac{A_1}{A_2})$ .

Поэтому, чтобы получить однозначную зависимость параметра ширины зарядового распределения  $\sigma_z^2$  от  $\frac{Z^2}{A}$ , требуется вводить поправки для приведения данных из различных реакций к одному значению  $E^*$  и  $(\frac{A_1}{A_2})$ .

На рис.2 показаны изотопные распределения осколков с разным  $Z_f$  в реакции  $^{238}\text{U} (^{20}\text{Ne}, f)$  при энергии возбуждения делящегося ядра  $\approx 90$  Мэв. Три кривых, присутствующих на рисунке, соответствуют изотопным распределениям теллура ( $\frac{A_1}{A_2} = 1,0$ ), группы редкоземельных элементов ( $\frac{A_1}{A_2} = 1,3 \div 1,5$ ) и группы тяжелых элементов от  $\text{Au}$  до  $\text{Bi}$  ( $\frac{A_1}{A_2} = 3,5 - 3,9$ ).

Из рис.2 видно, что с увеличением асимметрии деления изотопные распределения существенно сужаются.

Зависимость дисперсии заряда осколков от  $\frac{A_1}{A_2}$  представлена на рис.3, который включает данные рис.2 и результаты по измерению изотопных распределений ядер-осколков: бария, группы редких земель и группы тяжелых элементов /7/ в реакции  $^{238}\text{U} (^{40}\text{Ar}, f)$  при энергии возбуждения начального ядра  $E = 70$  Мэв.

Кривые а, b, c - данные расчета по статистической теории с использованием различных массовых формул.

На рис.4 даются изотопные распределения осколков группы редкоземельных элементов в реакции  $^{238}\text{U} (^{20}\text{Ne}, f)$  для энергий возбуждения 50 Мэв и 115 Мэв. Зависимость  $\sigma_z^2$  от энергии возбуждения представлена на рис.5.

Используя зависимость величины  $\sigma_z^2$  от энергии возбуждения и асимметрии деления, можно получить данные об изменении дисперсии



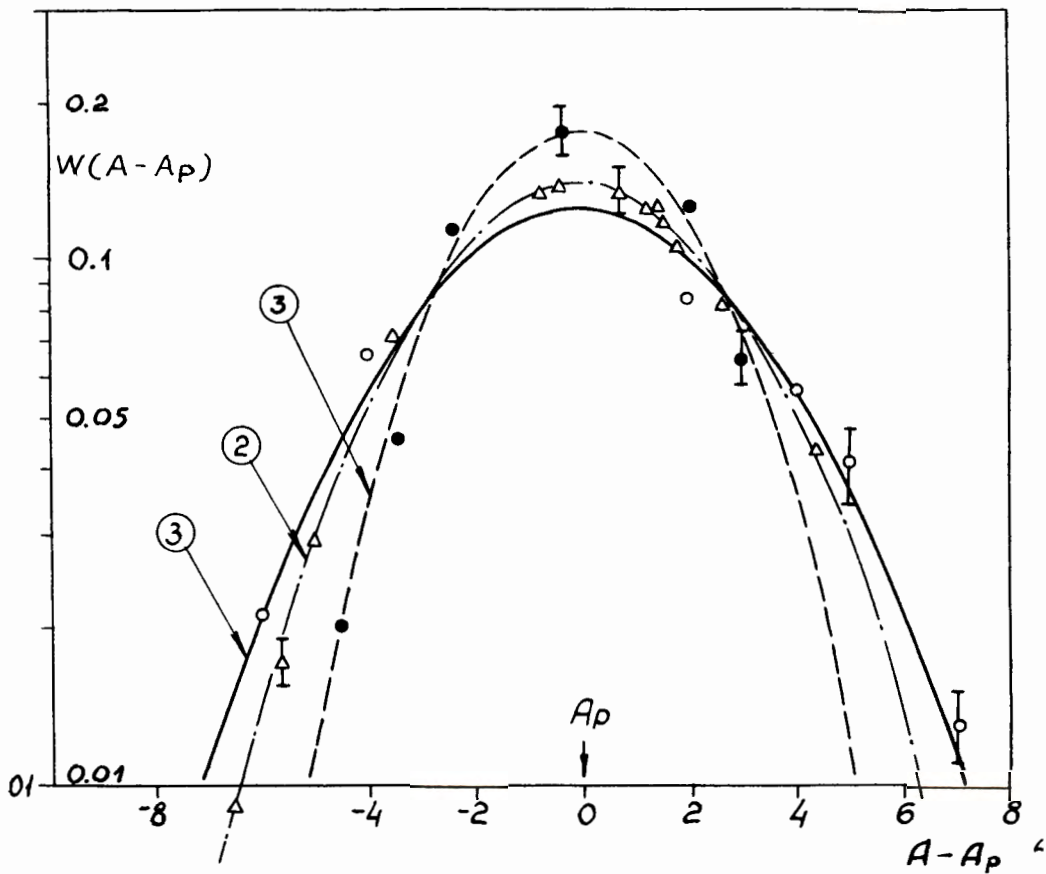


Рис.2. Изотопные распределения осколков разной массы при делении  $^{235}\text{U}$  ионами  $^{20}\text{Ne}$  с энергией 195 МэВ.

1. Изотопы  $\text{Te}$ ,  $\frac{A_1}{A_2} = 1,0$ .
2. Изотопы редкоземельных элементов от  $\text{La}$  до  $\text{Gd}$ ,  
 $\frac{A_1}{A_2} = 1,3 - 1,5$ .
3. Изотопы тяжелых осколков от  $\text{Lu}$  до  $\text{Bi}$ ,  
 $\frac{A_1}{A_2} = 3,5 - 3,9$ .

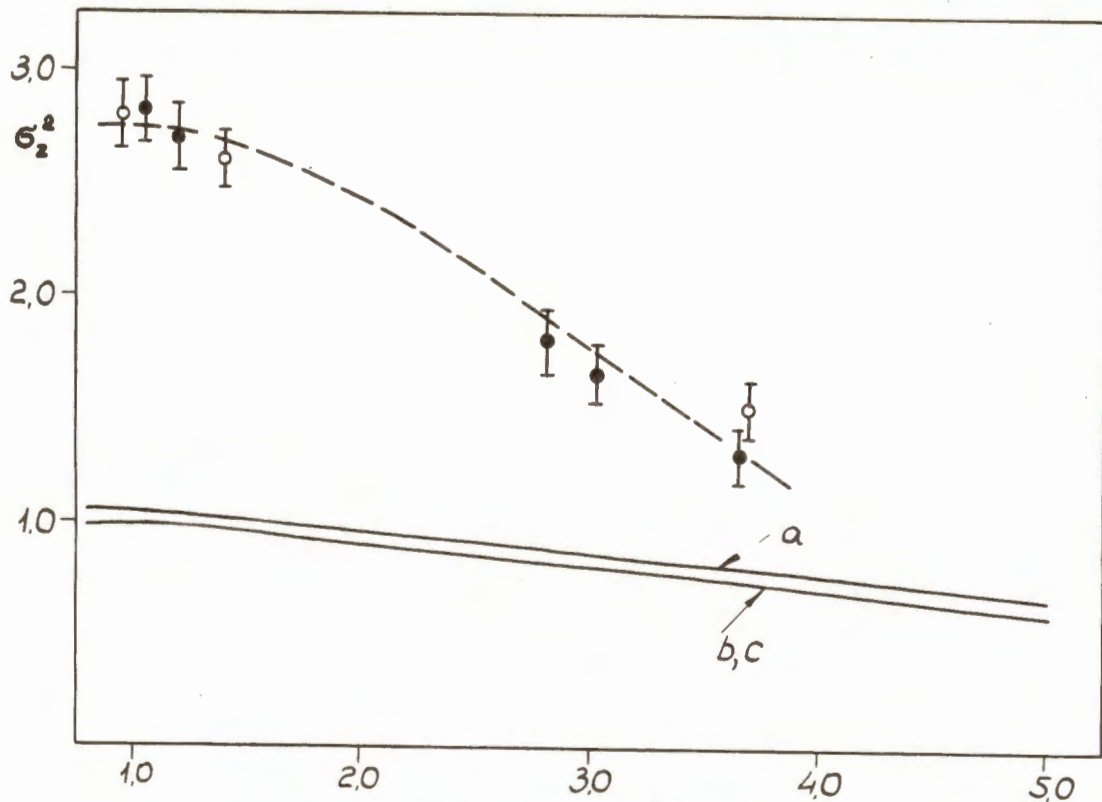


Рис.3. Зависимость дисперсии заряда осколков -  $\sigma_z^2$  от асимметрии деления ( $\frac{A_1}{A_2}$ ) в реакциях  $^{288}\text{U}(^{20}\text{Ne}, f)$  при энергии  $^{20}\text{Ne}$ -195 Мэв (светлые точки) и  $^{288}\text{U}(^{40}\text{Ar}, f)$  при энергии  $^{40}\text{Ar}$ -270 Мэв (темные точки). Кривые а, б, с - расчет по статистической теории с использованием различных формул для масс ядер: а - формула Камерона /18/, б - формула Грина /11/, с - Майерса и Святецкого /12/.

$A_1/A_2$

заряда осколка от параметра делимости  $\frac{Z^2}{A}$  начального ядра. Эта зависимость представлена на рис.6 при  $E^* = 100$  МэВ и  $\frac{A_1}{A_2} = 1$ . Наряду с результатами наших измерений приведены экспериментальные значения  $\sigma_n^2$  для реакции  $^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, f)$  из работы /13/, а также данные, полученные нами ранее косвенным путем при измерении массовых распределений в реакциях  $^{238}\text{U}(^{16}\text{O}, f)$ ,  $^{209}\text{Bi}(^{20}\text{Ne}, f)$  и  $^{209}\text{Bi}(^{40}\text{Ar}, f)$ .

Рассмотрим теперь вклад побочных эффектов, которые могут привести к некоторым систематическим погрешностям экспериментальных результатов в данной постановке опыта.

### Анализ экспериментальных результатов

При изучении массовых и зарядовых распределений необходимо однозначно идентифицировать делящееся ядро и определить энергию возбужденного состояния, из которого происходит деление.

Основным процессом при взаимодействии тяжелой частицы  $(Z_1 A_1)$  с ядром мишени  $(Z_2 A_2)$  при энергии  $< 10 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$  является полное слияние с образованием составного ядра  $(Z_0 = Z_1 + Z_2 ; A_0 = A_1 + A_2)$ , энергия возбуждения которого может быть легко рассчитана.

Однако, если мишенью в опытах служит ядро с низким барьером деления, например уран, то реакции неполного слияния также могут приводить к делению.

Вклад подобных реакций может быть хорошо определен на основании измерений угловых корреляций осколков деления.

При облучении тяжелыми частицами составное ядро имеет большой и строго определенный по величине и направлению импульс вперед, поэтому угол между направлениями разлета пары осколков будет заметно меньше  $180^\circ$  и может быть рассчитан.

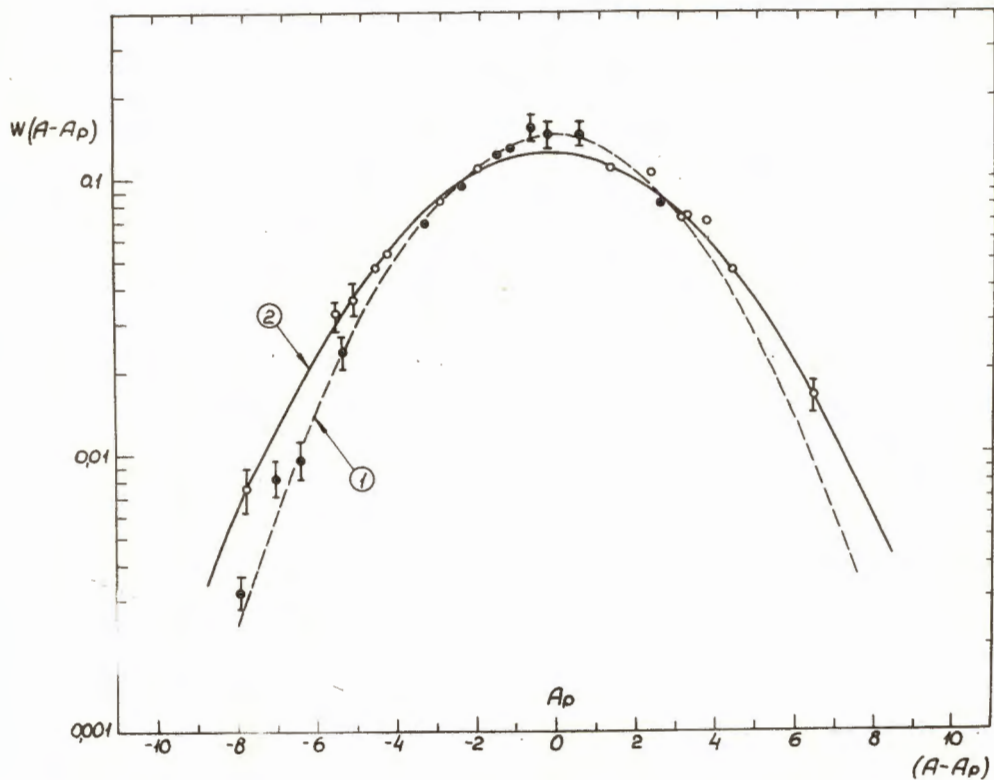


Рис.4. Изотопные распределения осколков редкоземельной группы элементов в реакции  $^{238}\text{U}(^{20}\text{Ne}, f)$  при энергии возбуждения 50 Мэв (кривая 1) и 115 Мэв (кривая 2).

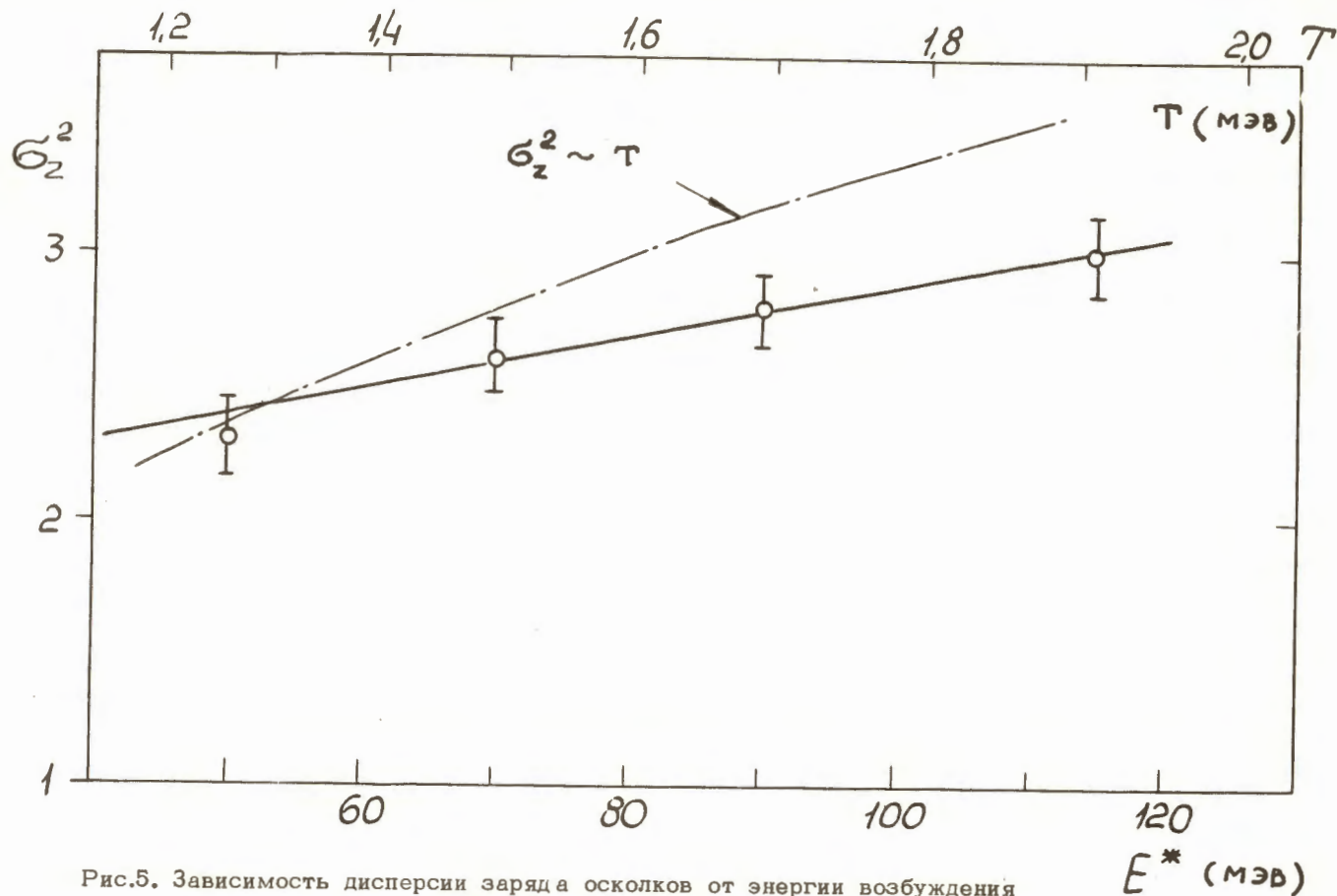


Рис.5. Зависимость дисперсии заряда осколков от энергии возбуждения делящегося ядра в реакции  $^{288}\text{U}(^{40}\text{Ne}, f)$ . На верхней шкале дана температура ядра.

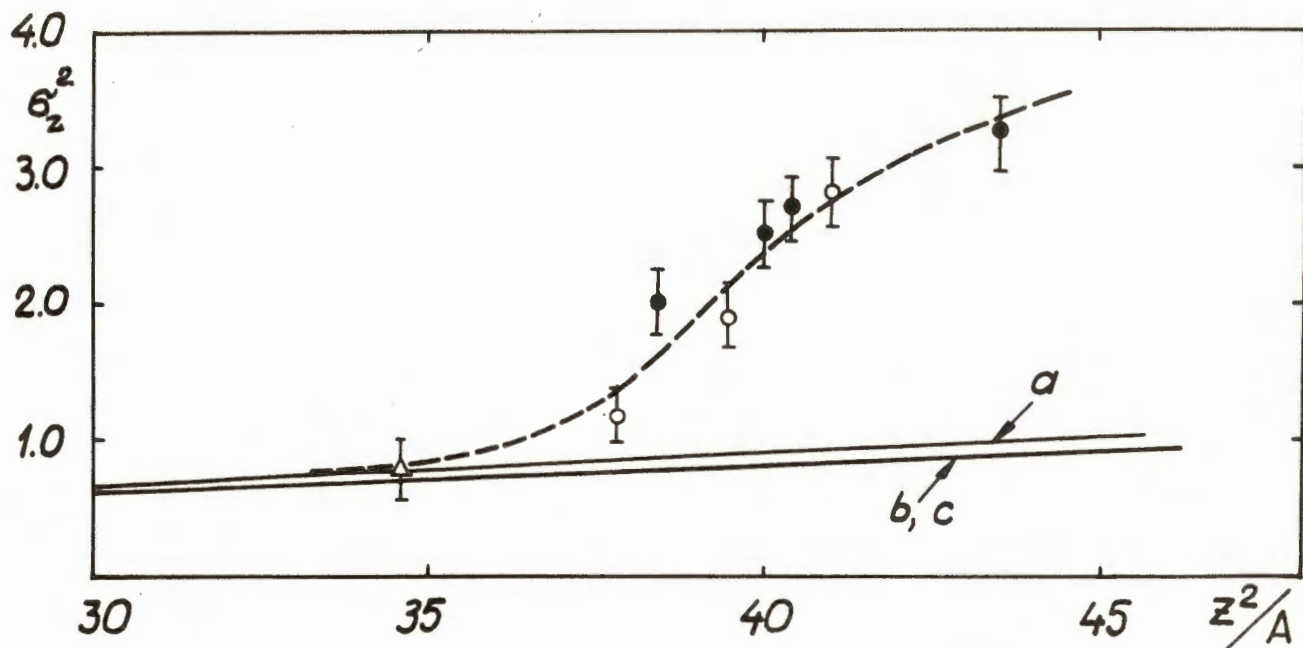


Рис.8. Зависимость  $\sigma_z^2$  от параметра делимости  $\frac{z^2}{A}$  составного ядра при энергии возбуждения  $\approx 100$  Мэв для симметричного деления ( $\frac{A_1}{A_2} = 1$ ). Черные точки - результат настоящей работы, открытые кружки - данные, полученные косвенным путем при измерении массовых распределений осколков деления <sup>15/</sup>, треугольник - данные работы <sup>18/</sup>, кривые a, b, c - расчет по статистической теории (см. рис.8).

В реакции неполного слияния ядро отдачи вылетает под некоторым углом к направлению пучка и обладает импульсом меньшим, чем в случае образования составного ядра, что значительно меняет величину угла между направлениями разлета осколков.

Типичная корреляционная кривая осколков при делении  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$ , измеренная нами, представлена на рис.7.

Результаты наших опытов находятся в хорошем согласии с данными /14/ и дают возможность оценить вклад в деление реакций неполного слияния для всех исследуемых нами случаев (табл.2).

Отметим, что деление при неполном слиянии обусловлено в основном передачей  $\alpha$ -частицы ядру мишени, что соответствует малому максимуму корреляционной кривой.

На рис.8 представлены массовые праспределения осколков деления урана нейтронами и  $\alpha$ -частицами с энергией 42 Мэв, которые сравниваются с реакцией  $^{238}\text{U} (^{40}\text{Ar}, f)$ . Видно, что для осколков с массой  $> 140$  вклад реакций неполного слияния пренебрежимо мал и может лишь незначительно исказить изотопные распределения осколков в области  $A=120-140$ .

Вместе с тем при образовании составного ядра необходимо учитывать возможную конкуренцию между делением и испарением нейтронов из возбужденного состояния. Однако для всех исследуемых реакций величина  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$  весьма мала: от 0,005 до 0,1. Кроме того, ширина изотопных распределений практически не изменяется (рис.5) при уменьшении энергии возбуждения составного ядра на 10-15 Мэв (вылет 1-2 нейтронов).

Таким образом, для всех исследуемых нами реакций можно считать, что измеренные изотопные распределения соответствуют делению составного ядра, энергия возбуждения которого может быть однозначно определена.

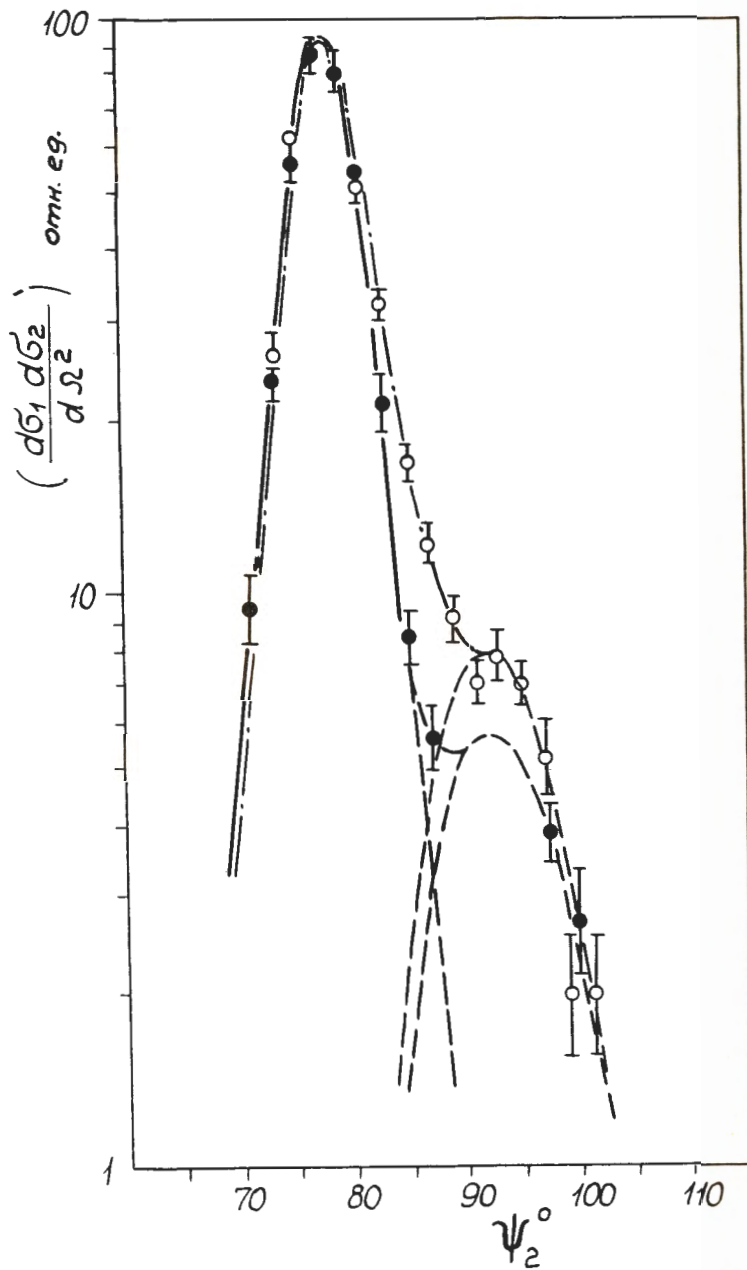


Рис.7. Угловые корреляции осколков деления. Черные точки -  $^{238}\text{U}(^{20}\text{Ne}, f)$  при энергии ионов  $^{20}\text{Ne}$  - 140 Мэв. Положение неподвижного детектора соответствует углу  $\psi_1 = 75^\circ$ . Открытые кружки -  $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, f)$  при энергии  $^{40}\text{Ar}$  - 260 Мэв,  $\psi_1 = 57^\circ$ .

Таблица 2

Относительный вклад осколков деления из реакций неполного слияния

Реакция	Энергия частицы мэв/нуклон	Относительный вклад деления после неполного слияния ядер
$\text{U}^{238}(\text{C}, f)$	7.0	~ 1%
$\text{U}^{238}(\text{Ne}, f)$	7.0	5%
	10.0	16%
$\text{U}^{238}(\text{Ar}, f)$	6.5	12%
	7.5	25%



Рассмотрим теперь еще один эффект, который может оказать влияние на измеренные величины дисперсии массы и заряда осколков. При построении изотопных распределений предполагалось, что число нейтронов, испускаемых возбужденным осколком заданной массы, является фиксированной величиной. Очевидно, что если число нейтронов, испускаемых осколком заданной массы, имеет определенную дисперсию, то она переводится в дисперсию конечной массы осколка. Естественно, что это обстоятельство приведет также к дополнительной дисперсии заряда осколка для данной массы, т.е. даст свой вклад  $(\sigma_z^2)_\nu$  в измеряемую величину  $\sigma_z^2$ . Дисперсия числа нейтронов, испускаемых осколком, возникает по двум причинам. Во-первых, существует дисперсия энергии возбуждения осколка деления данной массы, и, во-вторых, даже при фиксированной энергии возбуждения число испущенных нейтронов будет иметь дисперсию из-за статистического характера испарительного процесса.

Первый эффект значительно сильнее второго, поэтому, пренебрегая последним, оценим величину дисперсии заряда  $(\sigma_z^2)_\nu$ .

Известно, что кинетическая энергия осколка деления данной массы в реакциях с тяжелыми ионами описывается гауссовским распределением с шириной на полувысоте  $\approx 20-25$  Мэв, которая не сильно зависит от энергии возбуждения делящегося ядра и от параметра  $\frac{Z^2}{A} / 4,15/$ . Такую же дисперсию будет иметь и энергия возбуждения осколка деления фиксированной массы. Отсюда нетрудно определить, что величина  $(\sigma_z^2)_\nu = 0,2-0,25$  и не будет сильно меняться от одной реакции деления к другой.

Это значение  $(\sigma_z^2)_\nu$  много меньше экспериментально измеренных величин  $\sigma_z^2$  для всех изученных реакций, поэтому в обсуждении результатов вклад  $(\sigma_z^2)_\nu$  можно не учитывать.

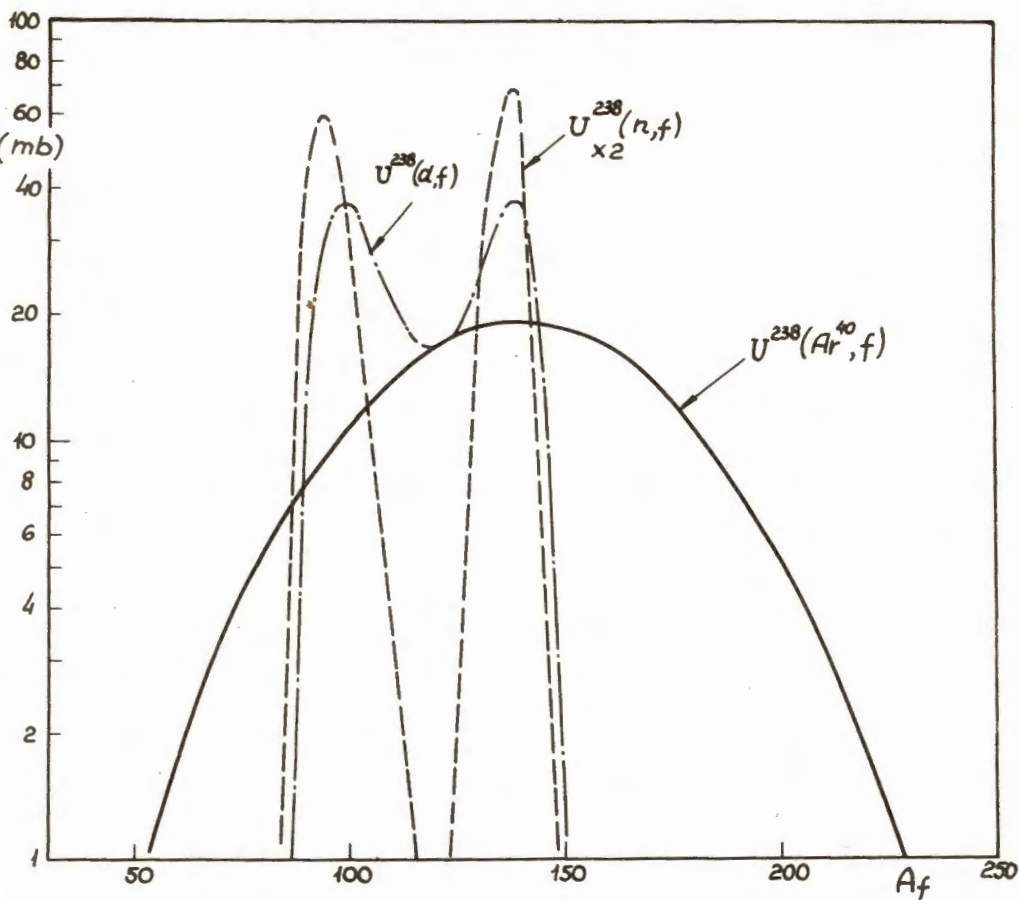


Рис.8. Массовые распределения осколков при делении урана нейтронами,  $\alpha$ -частицами с энергией  $\approx 40$  Мэв и ионами  $^{40}Ar$ .

Экспериментальные данные для всех изученных нами реакций свидетельствуют о том, что зависимость наиболее вероятного заряда осколков деления от их массы  $Z_p(A_f)$  хорошо согласуется с гипотезой равного смещения заряда (РСЗ) (формула 5). Это обстоятельство противоречит обычно принятым предположениям (например, /16/) о том, что при высоких энергиях возбуждения делящегося ядра заряд должен распределяться пропорционально массе осколка. Последнее утверждение всегда основывалось на том, что отличие функции  $Z_p(A_f)$  от  $Z_p(A_f) = \frac{Z_0}{A_0} A_f$  для низкоэнергичного деления связано с застройкой оболочечной структуры осколков в процессе разделения ядра.

Гипотеза РСЗ является, с нашей точки зрения, одной из простейших формулировок гипотезы распределения заряда из условия минимума потенциальной энергии (МПЭ) системы разделяющихся осколков. Только отличие  $Z_p(A_f)$  от расчетных по гипотезам РСЗ и МПЭ может связываться с влиянием оболочек в осколках.

Согласие же экспериментальных данных с гипотезами РСЗ и МПЭ свидетельствует, по-видимому, лишь о том, что для достаточно вытянутых форм делящегося ядра существует термодинамическое равновесие в делящейся системе, так что последняя успевает "почувствовать" имеющийся минимум ее потенциальной энергии в зависимости от распределения заряда между будущими осколками. Причем совершенно не обязательно, чтобы термодинамическое равновесие существовало именно в точке разрыва. Достаточно, чтобы оно выполнялось для вытянутой фигуры даже с весьма толстой шейкой. Распределение заряда пропорционально массе осколка может возникнуть только в том случае, если делящееся ядро проходит путь от эллипсоидальной формы к разрывной форме настолько быстро, что равная плотность заряда по всему ядру не успе-

ваает претерпеть изменений, требуемых минимумом потенциальной энергии.

Перейдем к обсуждению параметра ширины зарядового распределения  $\sigma_{\pm}^2$  в зависимости от  $\frac{Z^2}{A}$ ,  $E^*$  и параметра асимметрии деления  $(\frac{A_1}{A_2})$ .

Как видно из рис.6, удовлетворительное согласие экспериментальных точек с расчетами по статистической теории деления, наблюдаемое для узкой области легких ядер в области  $\frac{Z^2}{A} < 38$ , сменяется резким расхождением при больших  $\frac{Z^2}{A}$ . Ранее было показано, что учет всех побочных факторов эксперимента не может сколько-нибудь существенно изменить измеренные значения, чтобы улучшить это согласие. В то же время никакое изменение параметров теории в разумных пределах не может привести к согласованию теории и эксперимента.

Эти результаты так же, как и данные по массовым распределениям осколков деления /5/, требуют более внимательного рассмотрения основных предположений статистической теории.

Заметим, что неточности определения форм разрывных фигур, которые, безусловно, присутствуют в каждом конкретном расчете, не могут существенно отразиться на вычислении величины  $\sigma_{\pm}^2$ , потому что, как показано выше, в статистической теории величина дисперсии заряда практически не зависит от изменения формы делящейся системы, а связана только с энергией симметрии делящегося ядра.

Как известно, предположение о наличии термодинамического равновесия в делящейся системе на всем ее пути от седла до точки разрыва включительно является не очевидным и даже, скорее, сомнительным для самой точки разрыва. Более подробно этот вопрос обсуждался в работе /17/.

Обратим внимание на то, что в статистической теории не учитывается еще одна из важных сторон процесса деления, которая может ока-

зять существенное влияние на дисперсию заряда осколков деления независимо от наличия или отсутствия термодинамического равновесия в точке разрыва.

Даже при наличии термодинамического равновесия для разрывной фигуры сам разрыв шейки существенно нестационарен. Поэтому нуклоны, находящиеся в шейке в районе плоскости разрыва, будут распределяться между осколками случайным образом. Из-за случайности этого распределения возможны отклонения зарядов осколков от наиболее вероятных значений. Влияние этого эффекта на полное массовое распределение осколков пренебрежимо мало из-за очень большой дисперсии массы осколков, однако для дисперсии заряда осколков при заданной массе оно может быть очень существенным, и тем большим, чем толще рвущаяся шейка. Если распределение заряда за счет этого процесса имеет вид распределения Гаусса, то из-за независимости процесса температурной флюктуации плотности заряда в объеме ядра и процесса случайного распределения протонов между осколками на линии разрыва суммарная дисперсия заряда будет равна

$$\sigma_z^2 = (\sigma_z^2)_T + (\sigma_z^2)_P .$$

Рассмотрим вопрос о толщине шейки для разрывной фигуры. Очевидно, что если диаметр шейки меньше или равен диаметру нуклона, то о существовании такой фигуры говорить бессмысленно. В то же время линейные размеры самых тяжелых ядер всего лишь в шесть раз превышают размеры нуклона, и поэтому в жидко-капельном рассмотрении шейка диаметром, близким к размерам нуклона, еще достаточно толста. Если точкой разрыва считать такую форму делящейся системы, для которой кулоновские силы отталкивания двух будущих осколков равны силе поверхностного натяжения в сечении разрыва, то для ядер с большим  $Z$  из-за возрастания кулоновских сил сечение разрыва должно увеличиваться.

Иными словами, более тяжелые ядра будут иметь разрывные фигуры с более толстой шейкой.

Легко показать, что в первом приближении при условии постоянства коэффициента поверхностного натяжения с изменением  $Z_0$  делящегося ядра радиус шейки разрывной фигуры будет пропорционален  $\frac{Z_0^2}{A_0^{2/3}}$ .

Увеличение толщины рвущейся шейки с ростом  $Z_0$  должно приводить, как указывалось выше, к увеличению дисперсии заряда осколков деления  $(\sigma_x^2)_p$ . Зависимость радиуса шейки от заряда делящегося ядра достаточно сильная функция, поэтому, возможно, таким образом удастся объяснить сильное уширение зарядового распределения осколков деления при  $\frac{Z^2}{A} > 38$ .

Что дает подобное рассмотрение для зависимости дисперсии заряда осколков фиксированной массы от асимметрии разделения?

Из-за того, что силы кулоновского отталкивания осколков уменьшаются с увеличением  $\frac{A_1}{A_2}$ , должно наблюдаться уменьшение толщины рвущейся шейки и уменьшение дисперсии заряда  $(\sigma_x^2)_p$  с увеличением параметра асимметрии разделения.

Это находится в качественном согласии с экспериментальными данными, представленными на рис.3.

На рис.5 приводится зависимость параметра ширины зарядового распределения осколков деления от энергии возбуждения делящегося ядра для реакции  $^{238}\text{U} (^{20}\text{Ne}, f)$ . Видно, что изменение  $\sigma_x^2$  с температурой делящегося ядра является более слабой функцией, чем  $\sigma_x^2 \approx T$ , которую предсказывает статистическая теория деления.

Составляющая дисперсии заряда, связанная с флуктуацией нуклонов на линии разрыва, по-видимому, должна очень слабо зависеть от температуры ядра, если с изменением температуры ядра не меняется разрывная форма и толщина рвущейся шейки. Поэтому полная дисперсия заряда осколков, включающая в себя и член  $(\sigma_x^2)_T$ , возникающий за

счет температурной флюктуации объемной плотности заряда, должна быть более слабой функцией температуры, чем  $\sigma_x^2 \approx T$ , что наблюдается в опыте.

Нами даны качественные объяснения экспериментальных данных.

Более детальное обсуждение требует количественного теоретического рассмотрения затронутых вопросов.

Авторы благодарны проф. Г.Н.Флерову за большое внимание, поддержку и ценные замечания в процессе проведения опытов и обсуждения результатов.

Мы благодарны радиохимикам Б.А.Гвоздеву, З.Г.Гритченко, Т.Н.Макаровой и А.В.Степанову за проведение химического выделения элементов и приготовление мишеней; физикам-теоретикам Ю.А.Музычке - за проведение расчетов по статистической теории деления и д-ру Р.Никсу - за полезные дискуссии. Мы признательны А.Шамсутдинову за помощь в измерениях, сотрудникам группы эксплуатации циклотрона под руководством Б.А.Загера за большую работу по получению интенсивных пучков тяжелых ионов.

## Л и т е р а т у р а

1. Г.А.Пик-Пичак, В.М.Струтинский. Физика деления атомных ядер. Госатомиздат, Москва, 12, 1962.
2. В.М.Струтинский. ЯФ, 2, 821 (1965).
3. J.R.Nix Contributions of International Conference on Nuclear Structure. Токио, 1967.
4. F.Plasil, D.S.Burnett, H.C.Britt, S.G.Thompson. Phys. Rev., 142, 696 (1966).
5. С.А.Карамян, Ф.Нормуратов, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич, Б.И.Пустыльник, Г.Н.Флеров. Препринт ОИЯИ, Р7-3732, Дубна, 1968.
6. E.Konecny, H. Opower, H.Gunther, H.Gobel Proceedings of a Symposium Physics and Chemistry of Fission IAEA Vienna, 1965, v.1, p.401.
7. И.В.Кузнецов, Н.С.Мальцева, Ю.Ц.Оганесян, А.М.Сухов, В.А.Шеголев. Препринт ОИЯИ, Р7-3710, Дубна, 1968.
8. В.П.Шведов, А.В.Степанов. Радиохимия, т. II, 65 (1960).
9. Б.А.Гвоздев, С.А.Карамян, Н.С.Мальцева, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, А.М.Сухов, Б.В.Фефилов, З.Шегловский. Препринт ОИЯИ, 13-3771, Дубна, 1968.
10. С.М.Lederer, I.M.Hollander, I.Pearlman. Table of Isotopes Sixth Edit. John Willey and Sons Inc. N.Y. -Lond. -Sydney (1967).
11. A.E.S.Green. Phys. Rev., 95, 1006 (1954).
12. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. Report UCRL-11980 (1965).
13. H.M.Blann. Phys. Rev., 123, 1356 (1961).
14. T.Sikkeland, E.L.Haines, V.E.Viola. Phys. Rev., 125, 1350 (1962).
15. E.L.Haines., S.G.Thompson. Phys. Rev., 131, 2169 (1963).
16. А.И.Обухов, Н.А.Перфилов, УФН, 92, 621 (1967).
17. Yu.Tz.Oganessian. Preprint, E2-3942, Dubna, 1968.
18. Q.G.Cameron. Canad.J.Phys., 435, 1021 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел

7 августа 1968 года.