

СЗУЗ е1

К-492

4859/2-76

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

6/11-76



P7 - 9994

Р.Клапиш, И.В.Кузнецов, Л.Лессар, Ю.Ц.Оганесян  
Ю.Э.Пенионжкевич, В.Рейсдорф, Л.Ремсберг, Э.Роекл,  
М.де Сен Симон, К.Тибо

МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ  
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР  
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

**1976**

P7 - 9994

Р.Клапиш,<sup>1</sup> И.В.Кузнецов, Л.Лессар,<sup>2</sup> Ю.Ц.Оганесян  
Ю.Э.Пенионжевич, В.Рейсдорф,<sup>3</sup> Л.Ремсберг,<sup>4</sup> Э.Роекл,<sup>3</sup>  
М.де Сен Симон,<sup>1</sup> К.Тибо<sup>1</sup>

МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ  
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР  
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

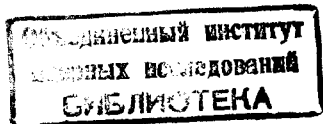
---

<sup>1</sup> Лаборатория Рене Бернаса, Орсе, Франция.

<sup>2</sup> Университет Монреаль, Канада.

<sup>3</sup> Общество по изучению тяжелых ионов, Дармштадт,  
ФРГ.

<sup>4</sup> Брукхевенская национальная лаборатория, США.



## ВВЕДЕНИЕ

Среди большого многообразия ядерных реакций с тяжелыми ионами наибольшее внимание экспериментаторов и теоретиков уделялось изучению реакций, идущих через стадию образования составного ядра. Большая энергия возбуждения и высокий угловой момент образующегося составного ядра, возможности получения сильно нейтронодефицитных ядер, синтез новых элементов и изотопов, возможность изучения новых типов радиоактивного распада /эмиссия протонов в области средних масс, запаздывающее деление в области тяжелых масс/, а также целый ряд других интересных явлений вполне объясняют повышенный интерес к изучению составных ядер в реакциях с тяжелыми ионами.

Распад высоковозбужденного, сильно вращающегося составного ядра характеризуется конкуренцией между процессами испускания нейтронов, заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов, а для составных ядер с  $A > 150$  добавляется еще один канал их распада - деление.

Проблеме образования и распада составных ядер в реакциях с тяжелыми ионами посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ, в которых, в частности, показано, что для ионов с  $A \leq 20$  при энергиях от кулоновского барьера до  $6-7$  МэВ/нуклон процесс полного слияния составляет основную часть полного сечения реакции. Однако с ростом энергии иона увеличивается вклад прямых реакций, конкурирующих с процессом образования составного ядра.

Для описания характеристик каналов распада составного ядра /вероятность испускания частиц, их энергетический спектр, угловое, массовое и зарядовое распределение осколков деления/ обычно используют статистические подходы, основанные на гипотезе об установлении термодинамического равновесия в образовавшемся ядре.

Большой интерес в настоящее время представляют не общие закономерности образования различных состояний ядер, а возможность получения и отбора состояний с экстремальными свойствами, например, состояния с очень высоким угловым моментом /сильно вращающиеся ядра/ <sup>1,2/</sup>, с небольшой энергией возбуждения /холодные ядра/ <sup>3/</sup> и т.д. Это послужило толчком к более детальному исследованию механизма взаимодействия сложных ядер. Наиболее прямой путь для выделения и изучения различных каналов ядерных реакций, связанных с вылетом нейтронов, протонов,  $\alpha$ -частиц или делением - наблюдение конечных продуктов реакций, что приводит к необходимости точной идентификации  $Z$  и  $A$  образующегося ядра. С этой целью в последнее время используются масс-спектрометры, обладающие быстродействием и химической селективностью /выделение  $Z$  продукта/ и, следовательно, представляющие наиболее удобный инструмент для изучения продуктов ядерных реакций.

В Орсе была разработана <sup>4/</sup> и успешно использована на пучках протонов высокой и средней энергии <sup>5/</sup> методика, основанная на применении масс-спектрометра для выделения с высокой селективностью щелочных элементов от Li до Fr. Уникальные возможности этой установки дали основания надеяться на ее эффективное использование при изучении реакций с тяжелыми ионами. Поэтому летом 1974 года французский масс-спектрометр был доставлен в Дубну и установлен на пучке циклотрона ЛЯР У-300. В совместных /Дубна-Орсэ/ экспериментах были изучены реакции полного слияния с образованием составных ядер рубидия и цезия, а также реакции деления составных ядер под действием тяжелых ионов.

В данной работе описывается методика и приведены результаты изучения реакций деления составных ядер в совместном /Дубна-Орсэ/ эксперименте.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Схема опыта представлена на *рис. 1*. Транспортировка пучка тяжелых ионов к мишени и его фокусировка осуществлялись с помощью двух отклоняющих магнитов и трех магнитных квадрупольных линз. Разделение вакуумных объемов канала пучка и спектрометра с помощью тонкой алюминиевой фольги позволяло снизить фон в области исследуемых масс Rb и Cs от высокомолекулярных фрагментов паров масла. Объем масс-спектрометра откачивался турбомолекулярными насосами, а объем циклотрона и ионопровода - диффузионными насосами. Снижение энергии бомбардирующих ионов осуществлялось при помощи тонких алюминиевых фольг. Энергия ионов, взаимодействующих с мишенью, контролировалась по рассеянным ионам на тонкой золотой фольге с помощью поверхностно-барьерного детектора Si(Au), расположенного под углом  $40^\circ$  к пучку.

Интенсивность пучка ускоренных тяжелых ионов, бомбардирующих мишень, измерялась с помощью цилиндра Фарадея и обычно составляла  $\sim 10^{11} - 10^{13}$  *част/с*. В качестве ускоренных частиц использовались ионы  $^{11}\text{B}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ . Энергия ионов, выведенных из циклотрона в зависимости от сорта ускоренной частицы, составляла 5,6 - 7,6 *МэВ/нуклон*, а энергетическое разрешение  $\sim 1\%$ .

Конструкция и действие масс-спектрометра на пучке протонов были описаны ранее в <sup>4,5/</sup>. Работа масс-спектрометра на пучке тяжелых ионов имела ряд особенностей. Во-первых, в экспериментах с тяжелыми ионами использовались относительно тонкие мишени  $\leq 1$  *мг/см<sup>2</sup>*. Во-вторых, как показали контрольные опыты по измерению фона от нейтронов и  $\gamma$ -излучения, вызываемых взаимодействием тяжелых ионов с ядром мишени, величина фона существенно меньше, чем при работе с

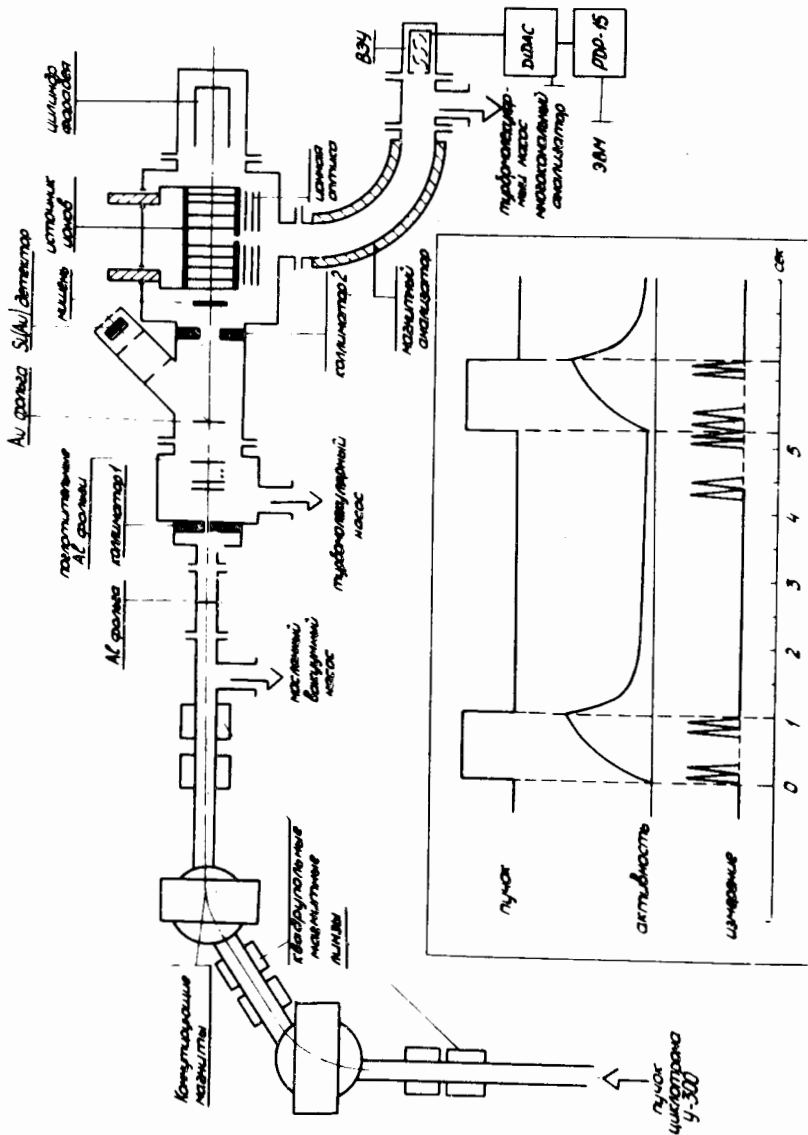


Рис. 1. Схема опыта.

протонами, что в значительной мере повышало надежность результатов. Однако взаимодействие тяжелых ионов с мишенью могло приводить к увеличению фона от естественных примесей Sr, Ba, Rb и Cs, которые присутствовали в небольших количествах в материалах источника. Метод учета фона от естественных примесей описывается ниже.

Полная эффективность масс-спектрометра при изучении изотопных распределений Rb и Cs составляла ~ 2%. Быстродействие спектрометра, определяемое диффузией атомов Rb и Cs из нагретого графита, позволяло измерять выходы изотопов этих элементов с временами жизни вплоть до 0,1 с. Источник ионов представлял собой тонкостенный графитовый цилиндр, нагреваемый электрическим током до температуры ~1500°. Продукты ядерных реакций, выбитые из мишени, тормозились стопкой тонких графитовых фольг, расположенных внутри источника ионов. Там же размещалась и мишень.

Ионы, отобранные из источника и ускоренные до энергии 10 кВ, разделялись по массам электромагнитом, магнитное поле которого фокусирует ионные пучки с радиусом центральной траектории 350 мм и углом отклонения 90°. Разрешение по массам  $\frac{M}{\Delta M} \sim 500$ . В качестве детектора ионов использовался вторичный электронный умножитель /ВЭУ/. С выхода ВЭУ импульсы через быстрый дискриминатор и формирователь подавались на многоканальный анализатор DIDAC, позволявший вести визуальный контроль за набором информации.

Измерения проводились следующим образом. Задавался определенный режим прерывного облучения и измерения /рис. 1/. Путем сканирования ускоряющего напряжения масс-спектрометра регистрировались два спектра изотопов /Rb или Cs/ в определенной области масс.

Первый спектр регистрировался во время облучения и непосредственно после его окончания. Этот спектр содержит независимые выходы Rb и Cs. Второй спектр регистрировался перед началом следующего цикла об-

лучения. В этом спектре содержалась медленно диффундирующая часть Rb и Cs, а также установившийся вклад от кумулятивных выходов и естественных примесей. Разница между двумя этими спектрами таким образом дала относительные независимые выходы Rb и Cs, образовавшихся за время облучения. После измерения относительных выходов изотопов рубидия и цезия в определенной области масс осуществлялся переход, посредством изменения магнитного поля спектрометра, к другой области масс. Для нормализации результатов различных измерений использовалась, по крайней мере, одна масса, общая для двух последовательных измерений.

Процедура получения информации при вычитании спектров двух измерений предполагала, что медленно диффундирующие продукты, а также вклады от кумулятивных выходов и естественных примесей исключаются. Однако, в некоторых случаях, такая процедура измерения оказалась непригодной. Наиболее тяжелые ионы, такие как  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{31}\text{P}$  значительно увеличивали выход естественных примесей во время бомбардировки мишени. Этот эффект измерялся в облучениях при энергии ионов ниже величины порога ядерных реакций. Хотя перед измерениями источник отжигался в вакууме при  $T \sim 1800^\circ\text{C}$  в течение длительного времени, все же оставалось опасное количество естественных примесей Rb, Sr, Cs, Ba. Необходимость вычитания вклада от естественных примесей из измерений при энергии ускоренного иона выше кулоновского барьера существенно увеличивала ошибки измерений. Нижний предел чувствительности определялся такими факторами, как толщина мишени, интенсивность пучка, эффективность масс-спектрометра, фон /в основном естественные примеси/ и составлял  $0,1$  мбарн.

### **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ ДЕЛЕНИЯ СОСТАВНЫХ ЯДЕР**

Быстродействие данной методики позволило успешно ее использовать при изучении изотопных распределений

осколков деления ядер. При этом практически исключался вклад в выход данного изотопа соседних изобар, что позволяло с достаточно большой точностью определять относительные независимые выходы изотопов и строить изотопные распределения.

Задача изучения реакций деления состоит из двух частей - первая - получение среднего числа нейтронов деления /на основе использования определяемых в эксперименте масс двух сопряженных осколков/ и вторая - изучение закономерностей образования осколков при делении тяжелых составных ядер.

#### ***а/ Определение среднего числа нейтронов при делении высоковозбужденного составного ядра***

Делящиеся составные ядра, образованные в реакциях с тяжелыми ионами, характеризуются большой энергией возбуждения /до  $100$  МэВ/ и высоким угловым моментом /несколько десятков единиц  $\hbar$ /. Известно, что высокий угловой момент делящегося составного ядра приводит к понижению барьера деления  $^{1/6}$ . Однако мало известно о поведении этого углового момента при движении делящейся системы от седловой точки к точке разрыва. В связи с этим было бы интересно получить экспериментальную информацию о перераспределении первоначального углового момента системы между собственными спинами осколков и угловым моментом их относительного орбитального движения. Высокие спины осколков деления должны приводить к уменьшению тепловой энергии возбуждения, снимаемой испарительными нейтронами. Поэтому, измеряя точно полное число испущенных нейтронов на акт деления, мы тем самым можем получить информацию о перераспределении полного углового момента делящейся системы.

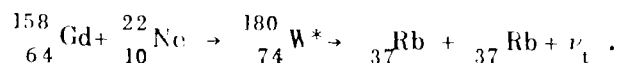
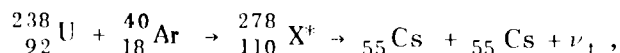
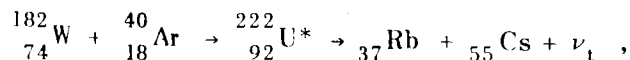
Полное число испускаемых на акт деления нейтронов может быть получено путем измерения изотопных распределений дополнительных осколков\*. Если пренебречь

\*Дополнительными осколками мы будем называть осколки, сумма зарядов которых равна заряду делящегося составного ядра.

эмиссией заряженных частиц в процессе девозбуждения, то полное число нейтронов деления определяется как

$$\nu_1 = A_c - (A_{S1} + A_{S2}),$$

где  $A_c$  - масса делящегося составного ядра,  $A_{S1}$  и  $A_{S2}$  - наиболее вероятная масса изотопных распределений дополнительных осколков. Ниже приводятся изученные реакции, для которых различные комбинации Rb и Cs являются дополнительными осколками:



Измеренные в эксперименте изотопные распределения Rb, образующегося в реакции  ${}^{158}\text{Gd} + {}^{22}\text{Ne}$  для трех значений бомбардирующей энергии, представлены на рис. 2. В табл. 1 даны наиболее вероятные массы изотопных распределений рубидия ( $A_S$ ) и определенные с их помощью числа нейтронов /см. табл. 1/.

Из таблицы видно, что несмотря на значительное увеличение энергии возбуждения составного ядра /34 МэВ/, полное число испущенных нейтронов меняется слабо. В этой же таблице даются средние энергии возбуждения осколков рубидия, рассчитанные по формуле:

$$\sum_{F=1}^2 E_F^* = E_b - \text{ТКЕ} + Q_0,$$

где  $Q_0$  определяется из таблиц работы /7/ в предположении, что осколки образуются в основных состояниях,  $E_b$  - энергия  ${}^{22}\text{Ne}$  в системе центра масс и ТКЕ - средняя полная кинетическая энергия осколков, которая рассчитывалась по полуэмпирической формуле /8/:

$$\text{ТКЕ} = 0,1071 Z_c^2 / A_c^{1/3} + 22 \text{ (МэВ)}.$$

Зная энергию возбуждения осколков, можно оценить число испарившихся из них нейтронов в предположении, что вся энергия возбуждения является тепловой.

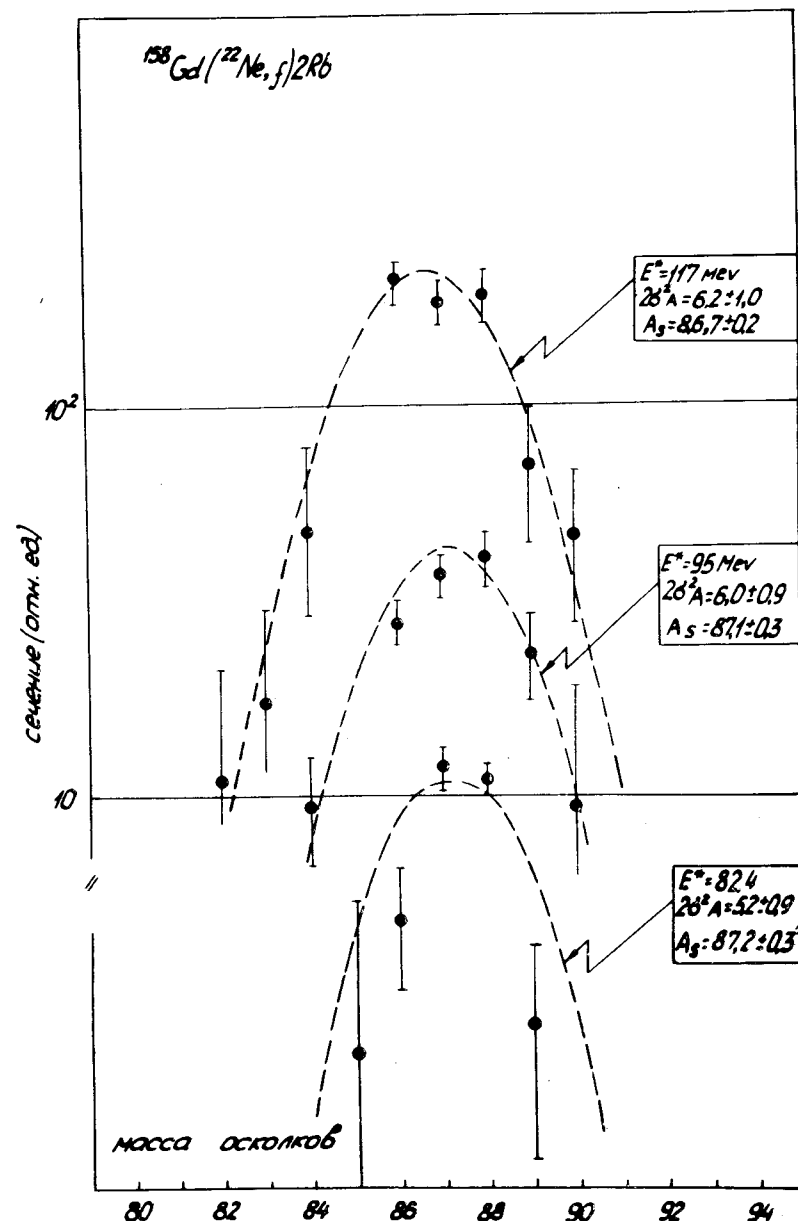


Рис. 2. Изотопные распределения рубидия, образованного в реакции деления  ${}^{158}\text{Gd} + {}^{22}\text{Ne} \rightarrow {}^{170}\text{W} \xrightarrow{\text{дел.}} 2\text{Rb}$  при трех значениях энергий бомбардирующих ионов.

Таблица 1

Реакция	$E_b$ (МэВ)	$E_c^*$ (МэВ)	$E_f^*$ (МэВ)	$A_s$	$\sigma_A^2$	$\nu_t$	$\nu_0$
	127	82,4	32,3	$87,2 \pm 0,3$	5,2	$5,6 \pm 0,6$	6
$^{158}_{64}\text{Gd} + ^{22}\text{Ne}, \text{Rb}$	141	94,7	38,4	$87,1 \pm 0,3$	6,0	$5,8 \pm 0,6$	8
	166	116,7	49,4	$86,7 \pm 0,2$	6,2	$6,5 \pm 0,4$	9

Полученное таким образом число нейтронов  $\nu_0$  также представлено в табл. 1. Эти величины  $\nu_0$  значительно отличаются от экспериментальных. Нам представляется, что этот факт указывает на наличие у осколков больших собственных спинов, обуславливающих снятие большей части энергии возбуждения за счет эмиссии гамма-квантов. Было бы интересно получить прямое подтверждение этому путем измерения гамма-излучения осколков деления.

Важной характеристикой процесса деления, измеряемой в эксперименте, является ширина изотопного распределения.

На рис. 2 через экспериментальные точки проведены расчетные гауссовские кривые вида:

$$W(A - A_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_A^2}} \exp - \frac{(A - A_s)^2}{2\sigma_A^2}$$

в соответствии со статистической моделью деления. Видно неплохое согласие расчета и эксперимента. В табл. 1 даны значения ширин ( $\sigma_A^2$ ). Из таблицы видно, что ширина изотопного распределения  $\sigma_A^2$  в пределах точности эксперимента возрастает пропорционально увеличению температуры составного ядра, что также согласуется с предсказаниями статистической модели деления. На рис. 3 показаны изотопные распределения Rb и Cs, образующихся в реакции  $^{182}\text{W} + ^{40}\text{Ar}$ . Полное число испущенных нейтронов  $\nu_1 = 7$  получено на основе измеренных изотопных распределений рубидия и цезия. Большие экспериментальные ошибки, показанные на рис. 3, были обусловлены повышенной диффузией естественных примесей, вызываемой такими тяжелыми частицами, как аргон, что отмечалось выше в экспериментальной части. Этот же эффект, к сожалению, не позволил с достаточной точностью получить в эксперименте изотопное распределение цезия в реакции  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ .



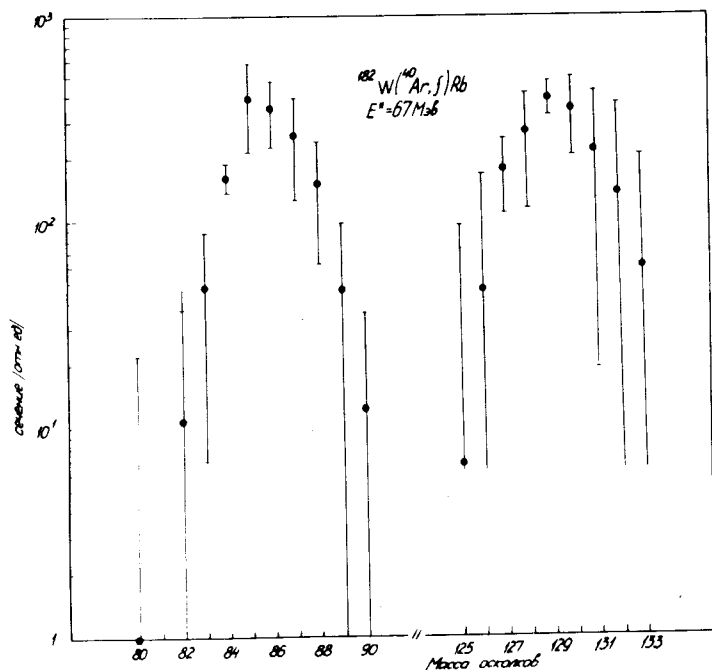


Рис. 3. Изотопные распределения рубидия и цезия, образованных в реакции деления  $^{182}\text{W} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{222}\text{U} + \text{Дел.} \rightarrow \text{Rb} + \text{Cs}$ .

б/ Изучение изотопных распределений рубидия и цезия, образующихся в реакции деления  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{11}\text{B}$  и  $^{22}\text{Ne}$

Изучению изотопных распределений осколков деления урана тяжелыми ионами был посвящен целый ряд экспериментальных работ, большинство из которых выполнялось на основе радиохимических методик. Установлено, что основные характеристики деления составных ядер с  $Z^2/A \leq 38$  с хорошей точностью описываются в рамках статистической модели. Однако с дальнейшим ростом

параметра делимости  $Z^2/A$  наблюдалось заметное отличие от предсказаний статистической модели /например, изменение ширин изотопных распределений осколков деления в зависимости от  $Z^2/A$ , энергии возбуждения и асимметрии деления/ [9]. В связи с этим представляло интерес использование вышеописанной методики для изучения тяжелых делящихся систем.

На рис. 4 показаны изотопные распределения Rb и Cs, образованных в реакции деления урана ионами бора с энергией 85 МэВ. Кривая, проведенная через экспериментальные точки, является гауссовской кривой с шириной, рассчитанной на основе статистической модели деления. Как видно из рисунка, имеется неплохое согласие между экспериментальными точками и расчетными значениями. Наиболее вероятная масса осколка, вычисленная на основе гипотезы равного смещения зарядов,

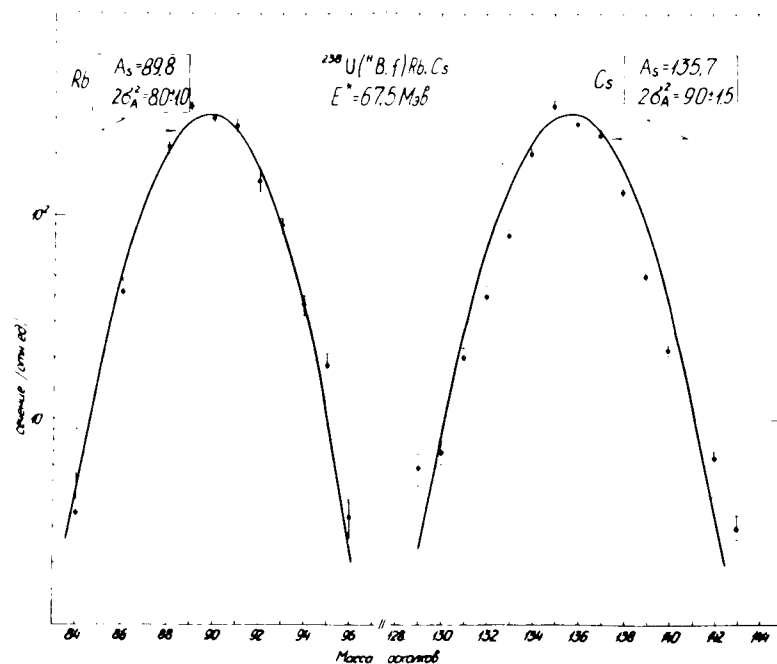


Рис. 4. Изотопные распределения рубидия и цезия, образованных в реакции деления урана ионами  $^{11}\text{B}$ .

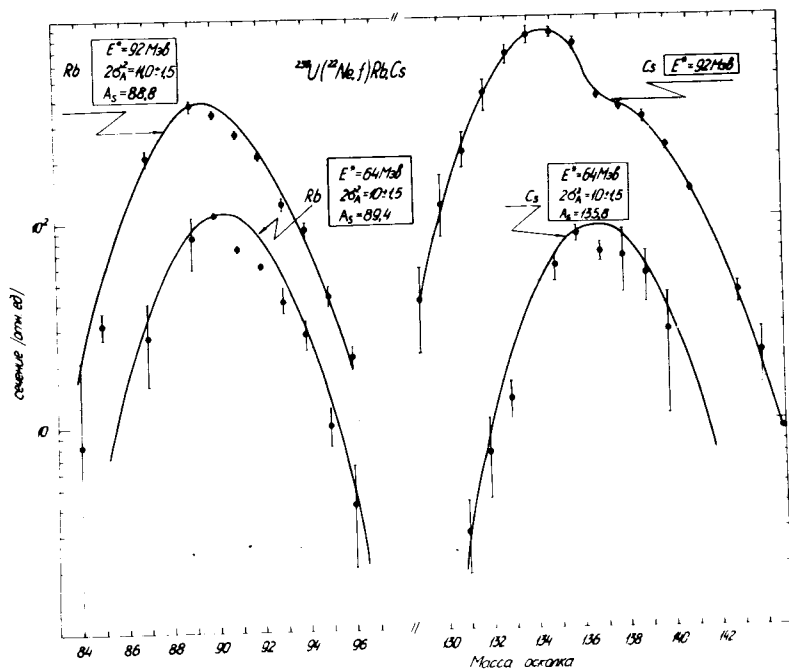


Рис. 5. Изотопные распределения рубидия и цезия, образованных в реакции деления урана ионами  $^{22}\text{Ne}$  при двух значениях энергий бомбардирующих ионов.

хорошо согласуется с экспериментальными значениями для изотопов рубидия и цезия в предположении, что из осколков испаряется полное число нейтронов  $\nu = 11$ .

Изотопные распределения рубидия и цезия, измеренные в реакции  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)$  при двух энергиях бомбардирующих ионов 132 и 165 МэВ, показаны на рис. 5. Как видно из рисунка, изотопные распределения рубидия, а также цезия при меньшей энергии описываются гауссовской кривой с шириной большей, чем в случае деления урана ионами бора. Однако при большой энергии в изотопном распределении цезия проявляется некоторая структура, что, по-видимому, указывает на присутствие двух механизмов образования осколков деления цезия:

- 1/ деление составного ядра после полного слияния;
- 2/ деление тяжелого ядра, образующегося в реакции передачи.

Ранее <sup>/10/</sup> в реакции  $^{238}\text{U}(^{20}\text{Ne}, f)$  с энергией бомбардирующей частицы 10 МэВ/нуклон было показано путем измерения угловых корреляций осколков деления, что вклад в деление процессов неполного слияния составляет 16% от сечения деления составного ядра. Таким образом, вклад реакций неполного слияния может привести к искажению формы изотопного распределения в области масс  $A = 120-140$ . Однако разложение кривой изотопного распределения на две части, соответствующих делению после полного и неполного слияния, является проблематичным из-за большого числа каналов реакций передачи. Поэтому для изучения изотопных распределений в области больших  $Z^2/A$  следует использовать ядра мишени со сравнительно высоким барьером деления.

В заключение группа авторов благодарит дирекцию ОИЯИ за предоставление возможности проведения данного эксперимента в Дубне и широкое гостеприимство. Мы благодарны также академику Г.Н.Флерову за большое внимание к данной работе и ценные замечания в процессе ее выполнения. Мы выражаем глубокую признательность сотрудникам Лаборатории им. Р.Бернаса Р.Фержо, М.Жакотэну и Ж.Ф.Кепанскому за техническое обеспечение эксперимента, сотрудникам группы эксплуатации циклотрона ЛЯР У-300 за получение интенсивных пучков тяжелых ионов, а также всем сотрудникам различных служб Лаборатории им. Р.Бернаса и Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, внесшим свой вклад в успешное проведение совместного эксперимента.

#### Литература

1. К.Неергард, В.В.Пашкевич. Препринт ОИЯИ, Р4-8947, Дубна, 1975.
2. G. B. Hagemann, R. Broda, B. Uerskind, M. Ishikara, S. Ogaza, U. Ryde. Nucl. Phys., A245, 166 (1975).
3. Yu. Ts. Oganessian, A. G. Demin, A. S. Iljinov, S. P. Tretiakova, A. A. Pleve, Yu. E. Penionshkevich, M. P. Ivanov, Yu. P. Tretiakov.

- Nucl. Phys.*, A239, 353 (1975).
4. R.Klapisch, J.Chaumont, C.Philippe, I.Amarel, R.Fergeau, M.Salome, R.Bernas. *Nucl. Instr. Meth.*, 53, 216 (1967).
  5. B.L.Tracy, J.Chaumont, R.Klapisch, J.M.Nitschke, A.M.Poskanzer, E.Roeckl, C.Thibaut. *Phys. Rev.*, C5, 222 (1972).
  6. S.Cohen, F.Plasil, W.J.Swiatecki. *Ann. of Phys.*, 82, 557 (1974).
  7. A.H.Wapstra, N.E.Gove. *Nucl. Data Tables A9*, 267 (1971).
  8. V.E.Viola Jr. *Nucl. Data.*, 1, 391 (1966).
  9. Yu.Oganessian, Yu.Penionshkevich. *Ze Journal de Phys.*, 31, 259 (1970).
  10. С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Б.И.Пустыльник. *ЯФ*, 4, 715 /1969/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 июля 1976 года.