

2978

K-891

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

7 - 10848

КУЗНЕЦОВ  
Иван Васильевич

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ  
ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ЯДЕР  
НА ПУЧКЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1977

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций Объединённого института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук Ю.Ц.ОГАНЕСЯН.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук В.А.КАРНАУХОВ,

кандидат физико-математических наук Г.А.ОТРОЩЕНКО.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Радиальный институт им.Хлопина (г.Ленинград).

Защита диссертации состоится " " 1977 года  
в " " часов на заседании специализированного Учёного совета  
Д.047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории  
ядерных реакций Объединённого института ядерных исследований  
(г.Дубна).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.  
Отзывы и замечания отправлять по адресу: г.Дубна, Московской  
области, Объединённый институт ядерных исследований,  
ученому секретарю специализированного Ученого совета  
Д.047.01.05.

Автореферат разослан " " 1977 года.

Ученый секретарь Совета

кандидат физико-математических наук Ю.В.ТАРАН.

Актуальность проблемы. В последнее время всё больший интерес вызывают ядра, удалённые от полосы  $\beta$  - стабильности. Этот интерес обусловлен тем, что при изменении соотношения между числом нейтронов и числом протонов в ядре его свойства сильно меняются и для ядер вдали от полосы  $\beta$  - стабильности ожидается появление новых типов радиоактивного распада, новых областей деформации, новых состояний. Поэтому весьма актуальным становится вопрос о возможных методах синтеза таких ядер. Одним из способов получения ядер, обеднённых нейтронами, являются ядерные реакции, вызываемые ускоренными тяжёлыми ионами. Однако закономерности образования ядер с большим обогащением протонами в реакциях с тяжёлыми ионами исследовались недостаточно полно, особенно в области делящихся ядер  $Z > 85$ .

Целью работы являлось изучение закономерностей образования сильнонейтронодефицитных изотопов Rb, Cs и Fr в реакциях типа  $(HI, xn)$ . Изучались также и мало исследованные стороны процесса вынужденного деления составных ядер, касающиеся числа нейтронов деления и изотопных распределений осколков деления.

Научная новизна и практическая ценность работы следуют из того, что сечения образования сильнонейтронодефицитных изотопов Rb и Cs, а также выходы изотопов Fr и Rn измерены впервые в реакциях типа  $(HI, xn)$ . Из сопоставления экспериментальных результатов с результатами расчёта по статистической модели испарения нейтронов и протонов из возбуждённого составного ядра получены данные о температуре ядра и эффективной величине кулоновского барьера, определяющей вероятность эмиссии протона при девозбуждении. Эти данные практически могут быть использованы для расчёта сечений образования нуклидов с большим избытком протонов. Впервые измерены средние числа нейтронов в выделенном канале деления составных ядер  $^{180}\text{W}$  и  $^{222}\text{U}$ . Анализ всей совокупности экспериментальных результатов, полученных при изучении деления  $^{180}\text{W}$ , указывает на необычный характер процесса деления этого ядра. Результаты по исследованию деления  $^{238}\text{U}$  ионами  $\text{II V}$  и  $^{22}\text{Ne}$  могут служить отправной точкой при планировании экспериментов по исследованию деления под действием тяжёлых ионов.

Объединенный институт  
ядерной энергии  
Библиотека

## Содержание работы

Диссертация содержит введение и четыре главы.

**Глава I** посвящена краткому рассмотрению некоторых особенностей взаимодействия сложных ядер. Большое разнообразие ядерных реакций, протекающих при взаимодействии тяжёлых ионов с ядрами мишени, огромное количество доступных комбинаций ион-ядро мишени позволяют эффективно получать и исследовать изотопы известных элементов с избытком или недостатком нейтронов, увеличивать скачком заряд ядра и проникать в область тяжёлых и сверхтяжёлых элементов. В главе I содержится краткий обзор работ по закономерностям синтеза нуклидов, удалённых от полосы  $\beta$  - стабильности, в реакциях, вызываемых тяжёлыми ионами. Отмечается, что реакции типа  $(HI, \alpha n)$  наиболее перспективны для получения нуклидов с сильным дефицитом нейтронов. В настоящее время установлено, что сечение образования составного ядра составляет основную часть полного сечения реакции для ионов с  $A \sim 20$  и энергией  $< 10 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$ . Однако эмиссия заряженных частиц при девозбуждении составного ядра ограничивает возможности получения нуклидов с избытком протонов.

Парциальные ширины для эмиссии нейтрона  $\Gamma_n$ , протона  $\Gamma_p$  и для деления  $\Gamma_f$  в предположении экспоненциальной зависимости плотности уровней ядра от энергии возбуждения  $\rho(E^*) \sim \exp \frac{E^*}{T}$  и при энергии возбуждения, существенно большей проговых энергий для эмиссии частиц и деления, определяются следующим образом:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \approx \frac{2TA^{2/3}}{K_0} \exp \left[ \frac{V_f - V_n}{T} \right], \quad (1)$$

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} \approx \frac{N}{Z} \exp \left[ \frac{V_p + K_p - V_n}{T} \right], \quad (2)$$

где  $T$  - температура ядра,  $K_0 = \frac{\hbar^2}{g m \gamma_0^2}$ ,  $m$  - масса нейтрона,  $g$  - статистический фактор,  $\gamma_0$  - параметр, определяющий радиус ядра в зависимости от массового числа,  $V_f$  - барьер деления,  $V_n$  - и  $V_p$  - энергии связи нейтрона и протона,  $K_p$  ( $K \leq 1$ ) - эффективная высота кулоновского барьера по отношению к вылету протона из возбуждённого ядра.

Таким образом, конкуренцию со стороны испарения нейтронов, протонов и деления экспериментально удобнее изучать в области масс ядер, для которых  $V_p, V_f \leq V_n$ . Это обстоятельство объясняет наш выбор для исследования составных ядер  $^{81}\text{Rb}$ ,  $^{125}\text{Cs}$  и  $^{211, 213}\text{Fr}$ .

**Глава II** посвящена описанию экспериментальной методики, выбранной для изучения ядерных реакций, являющихся целью настоящей работы. Короткие времена жизни исследуемых продуктов ядерных реакций и огромный фон от побочных продуктов реакции приводят к необходимости применения методики масс-сепарации, обладающей высокими быстродействием, селективностью и эффективностью. Использовались масс-сепаратор<sup>1/</sup> и масс-спектрометр на пучке тяжёлых ионов. Методика на основе масс-спектрометра для щелочных продуктов ядерных реакций разработана в Орсе (Франция) и на пучке тяжёлых ионов в настоящей работе использовалась впервые в совместном Дубна-Орсе эксперименте.<sup>2,3/</sup>

Общий вид масс-спектрометра на пучке тяжёлых ионов схематически показан на рис. I. Отклонение пучка тяжёлых ионов на мишень осуществлялось с помощью двух отклоняющих магнитов и трёх дублетов магнитных квадрупольных линз. Продукты ядерных реакций, выбитые из мишени, тормозились в тонких графитовых фольгах, расположенных внутри источника ионов. Внедрённые атомы диффундировали из графитовых поглотителей, нагретых до высокой температуры, и щелочные продукты ионизовались на поверхности нагретого графита. Ионы из источника вытягивались через тонкую щель, ускорялись до 10 кэВ и анализировались по массам секторным магнитом, имеющим средний радиус 35 см. Разрешающая способность масс-спектрометра составляла  $M/\Delta M = 500$ . В качестве детектора ионов использовался вторичный электронный умножитель. Предварительная обработка результатов и накопление информации осуществлялись с помощью ЭВМ типа PDP-15.

В качестве бомбардирующих частиц использовались ионы  $^{11}\text{B}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$ . Интенсивность пучка  $10^{11} - 10^{12}$   $\frac{\text{част}}{\text{сек}}$ , энергетический разброс  $\sim 2\%$ . Эффективность прохождения пучка до мишени составляла  $\sim 80\%$ . Энергия ионов, бомбардирующих мишень, изменялась с помощью тонких алюминиевых фольг. В опытах использовались тонкие мишени, которые могли размещаться либо внутри, либо вне источника ионов масс-спектрометра.

Рис. I иллюстрирует режим облучения. Облучение мишени тяжёлыми

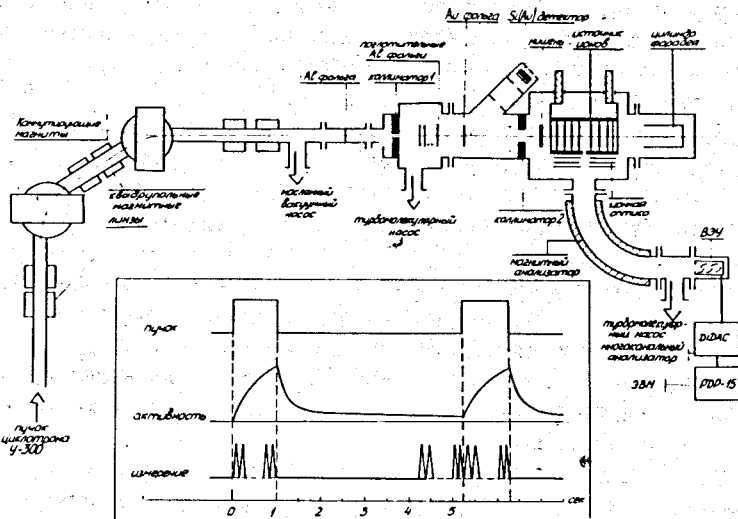


Рис. 1 Схема опытов с помощью масс-спектрометра на пучке тяжелых ионов.

ионами проводилось в течение 1 сек через каждые 4 сек. За время одного цикла облучения регистрировались два масс-спектра: спектр А регистрировался во время облучения, спектр Б — непосредственно перед началом следующего цикла облучения. Разница двух масс-спектров (А-Б) даёт относительные независимые выходы изотопов  $Rb$  и  $Cs$ , образующихся за время облучения. Эффективность масс-спектрометра составляла  $\sim 2\%$ . Методика позволяла регистрировать продукты ядерных реакций, образующиеся с сечением  $\sim 10^{-28} \text{ см}^2$ . В опытах использовался также и масс-сепаратор на пучке тяжёлых ионов, основное отличие которого от масс-спектрометра состоит в том, что при работе с масс-сепаратором регистрируется радиоактивное излучение от распада продуктов ядерных реакций после анализа по массам, а не непосредственно ионы, как в случае масс-спектрометра. В остальном принцип работы этих установок один и тот же.

Глава III посвящена изучению закономерностей образования нейтронодефицитных изотопов  $Rb$ ,  $Cs$  и  $Fz$ . Главное внимание уделялось реакциям типа  $(nI, xn)$ . Составные ядра  $^{81}Rb$  и  $^{125}Cs$  получались в

различных комбинациях ион+ядро мишени в широкой области энергий возбуждения (45 - 120 МэВ) и угловых моментов до  $\sim 40 + 60 \hbar$ . Изучены реакции  $^{32}Ge + ^{11}B$ ,  $^{63}Cu + ^{18}O$  и  $^{59}Co + ^{22}Ne$ , приводящие к составному ядру  $^{81}Rb$ .  $^{125}Cs$  получался в реакциях  $^{103}Rh + ^{22}Ne$  и  $^{107}Ag + ^{18}O$ . Сравнение функций возбуждения  $xn$ -реакций, измеренных в различных комбинациях, показывает, что сечение реакций типа  $(nI, xn)$  слабо зависит от углового момента составного ядра. На рис. 2 показаны функции возбуждения, измеренные в одной из комбинаций, при распаде составных ядер  $^{81}Rb$  и  $^{125}Cs$ . Для удобства наблюдения на рис. 2 через экспериментальные точки проведены сплошные линии. Пунктирные линии представляют суммарное сечение  $xn$ -реакций,  $\sigma_{\Sigma}$  — полное сечение реакции, рассчитанное по формуле

$$\sigma_{\Sigma} = \pi \tau_0^2 (A_1^{I/3} + A_2^{I/3}) (1 - \frac{V}{E}), \quad (3)$$

где  $A_1$ ,  $A_2$  — массовые числа ионов и ядра — мишени,  $V$  — кулоновский барьер,  $E$  — энергия иона,  $\tau_0 = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ .

При анализе экспериментальных функций возбуждения учитывалась эмиссия  $n, p, \alpha$  — частиц и предполагалось, что сечение реакции с вылетом  $xn$  — нейтронов определяется выражением

$$\sigma(xn) = \sigma_{\Sigma} P(E^*, xn) \Pi \left( \frac{I^{(n)}}{I} \right), \quad (4)$$

где  $P(E^*, xn)$  — функция, определяющая вероятность вылета  $x$  — нейтронов.

На основе соотношений (2), (3), (4) обнаружено, что экспериментальные результаты получают наилучшее согласие с расчётами при значениях температуры ядра  $T = 1,8$  и  $2,2$  МэВ соответственно для риббия и цезия. Величина  $K$ , определяющая эффективный кулоновский барьер, принимает при этом значения, равные 0,7 для  $Rb$  и 0,8 для  $Cs$ . Таким образом, из сравнения экспериментальных результатов с расчётными следует, что основным ограничением возможности получения сильнонейтронодефицитных нуклидов в области  $A \leq 120$  является эмиссия протонов при деовозбуждении составных ядер, поскольку известно, что вероятность вылета  $\alpha$  — частиц в этой области масс ядер составляет  $1/3$  от вероятности вылета протонов. Ситуация несколько сложнее в области делящихся составных ядер ( $A > 200$ ). На рис. 3 показаны относительные выходы изотопов  $Fz$  и  $Rn$ , измеренные нами <sup>4,5</sup> при облучении урановой мишени ионами  $^{20}Ne$  с энергией 200 МэВ. Этой энергии достаточно

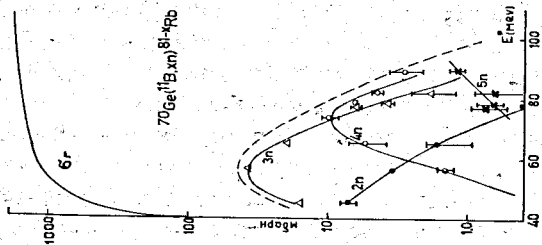
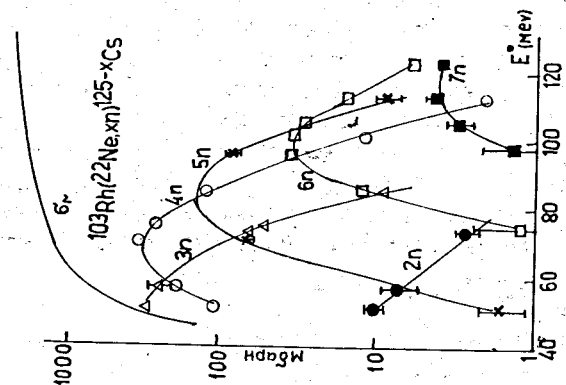
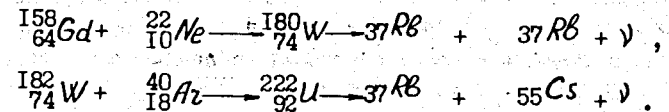


Рис. 2 функции возбуждения  $x_n$  - реакций.

для испарения 9-10 нейтронов. Поэтому выходы нуклидов  $Fz$  ожидалось вплоть до изотопов с массовыми числами  $A=201-202$ . Однако, как видно из рис. 3,  $^{201}Fz$  и  $^{202}Fz$  не наблюдаются, а выходы близких к ним изотопов франция малы по сравнению с выходами соответствующих изотопов радона. Путём сопоставления экспериментальных результатов с результатами расчёта, учитывающего конкуренцию со стороны деления и эмиссии  $l$ -,  $p$ -,  $\alpha$ -частиц, обнаружено, что наилучшее согласие результатов расчёта и эксперимента наблюдается при  $K=0,6$  и  $T=1,8$  МэВ. Полученное значение  $K=0,6$  несколько ниже аналогичной величины ( $k=0,8$ ) для ядер в области  $A \leq 160$ . По-видимому, это различие можно объяснить, если учесть эмиссию  $\gamma$ -квантов на последнем этапе девозбуждения составного ядра. Таким образом, анализ экспериментальных отношений выходов изотопов  $Fz$  и  $Rn$ , с учётом делимости этих ядер, позволяет выявить важную роль эмиссии заряженных частиц и при девозбуждении тяжёлых ядер с  $A > 200$ . Это означает, что наряду с делимостью тяжёлых ядер эмиссия заряженных частиц является ещё одним фактором, ограничивающим возможности получения сильнонейтронодефицитных тяжёлых ядер.

Глава IV содержит результаты исследования некоторых вопросов деления ядер под действием тяжёлых ионов. Одна из проблем состояла в определении числа нейтронов  $\bar{\nu}$ , испускаемых из осколков в выделенном канале деления. Точное измерение числа  $\bar{\nu}$  весьма важно для понимания механизма девозбуждения осколков деления. В нашем случае число  $\bar{\nu}$  определялось путём измерения изотопных распределений дополнительных осколков.<sup>16</sup> Изучены следующие реакции, в которых различные комбинации изотопов рутидия и цезия являются дополнительными осколками:



Если пренебречь эмиссией заряженных частиц, то число  $\bar{\nu}$  определяется следующим выражением:

$$\bar{\nu} = A_c - (A_{S1} + A_{S2}), \quad (5)$$

где  $A_c$  - массовое число составного ядра,  $A_{S1}$  и  $A_{S2}$  - наиболее вероятные массы изотопных распределений дополнительных осколков.

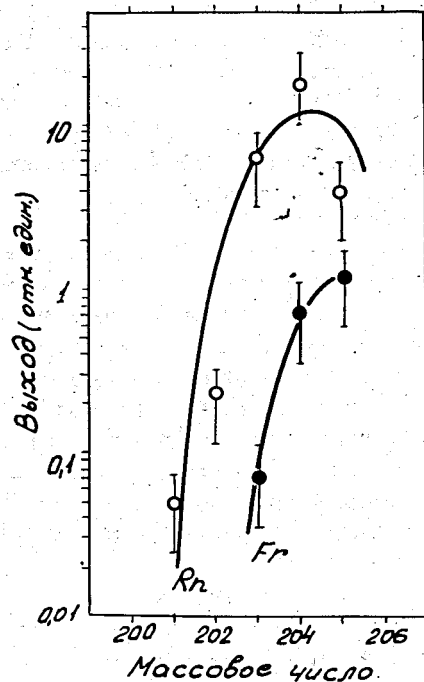


Рис. 3 Выходы изотопов франция и радона в реакции  $^{191,193}\text{Ir} + ^{20}\text{Ne}$ .

Изотопные распределения рублидия, измеренные при трёх энергиях бомбардирующих ионов неона, в реакции симметричного деления  $^{158}\text{Gd}(^{22}\text{Ne}, f)$  показаны на рис. 4. В таблице I приведены наиболее вероятные массы изотопных распределений и определённые с их помощью числа нейтронов  $\bar{\nu}$ . Из табл. I видно, что с ростом энергии возбуждения составного ядра  $E$  возрастает ширина изотопных распределений  $2\sigma_A^2$  и среднее число испускаемых нейтронов  $\bar{\nu}$ . Однако при изменении  $E$  на 34 МэВ число  $\bar{\nu}$  меняется не сильно ( $\sim 0,9$  нейтрона). Расчёты показывают, что до деления из составного ядра  $^{180}\text{W}$  испускается в среднем 0,5 нейтрона и эта величина почти не зависит от энергии возбуждения. Эмиссия заряженных частиц из составного ядра до деления составляет  $\sim 1\%$ .

Приведённые в табл. I энергии возбуждения осколков рублидия определялись из выражения

$$\sum_{F=1}^2 E_F^* = E_{\text{с.м.}} - \langle \text{TKE} \rangle + Q_{gg}, \quad (6)$$

где  $Q_{gg}$  — величина  $Q$  для осколков, образовавшихся в основном состоянии,  $E_{\text{с.м.}}$  — энергия ионов в системе центра масс,  $\langle \text{TKE} \rangle$  — средняя кинетическая энергия осколков деления.

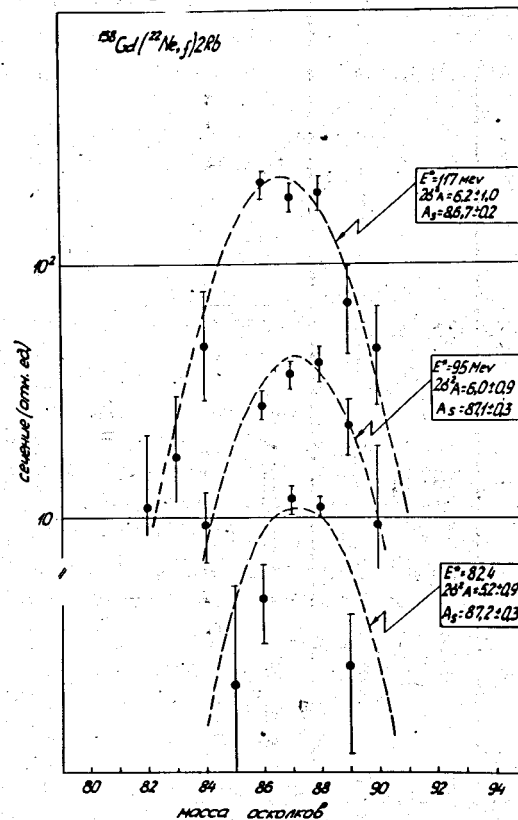


Рис. 4 Изотопные распределения рублидия в реакции  $^{158}\text{Gd}(^{22}\text{Ne}, f) \rightarrow \text{Rb}$ .

Таблица I

$E_{\text{лаб}}$ (МэВ)	A	$\bar{\nu}$	$2\sigma_A^2$	2% <sub>0</sub>	$\langle I_F \rangle$ h	$\langle I_{CN} \rangle$ h
127	87,2±0,24	5,6±0,5	5,2±0,9	6,16	18±3	51
141	87,11±0,19	5,8±0,4	6,0±0,9	7,62	22±3,5	58
166	86,7±0,16	6,5±0,3	6,2±1,0	9,34	30±2,5	68

$E_{\text{лаб}}$  - энергии ионов  $^{22}\text{Ne}$  в лабораторной системе.

Расчёты на основе полученных энергий возбуждения осколков показывают, что вероятность вылета заряженных частиц из осколков составляет незначительную часть: ~ 3%. Число нейтронов, испускаемых из осколков,  $2\nu_0$  (табл. I), вычислено в предположении нулевого собственного спина осколков. Видно, что расчёты предсказывают более сильное увеличение числа испускаемых нейтронов ( $2\nu_0$ ) по мере роста энергии возбуждения, чем наблюдается в эксперименте ( $\bar{\nu}$ ). Одно из возможных объяснений этого различия заключается в увеличении доли энергии возбуждения, которая уносится  $\gamma$ -квантами из осколков, по мере роста их энергии возбуждения. При этом оказывается, что осколки должны иметь высокие значения собственного спина. Так, при энергии иона 166 МэВ на  $\gamma$ -излучение приходится ~ 30 МэВ. Для снятия этой энергии возбуждения  $\gamma$ -излучением необходимо, чтобы спины осколков  $\langle I_F \rangle$  составляли 80% спина составного ядра  $\langle I_{CN} \rangle$ . Такое высокое значение спина осколков находится в противоречии с существующими оценками собственного спина осколков деления. Возможны и альтернативные объяснения малого числа нейтронов, испускаемых при делении  $^{180}\text{W}$ , например за счет предравновесных процессов, механизма деления, отличного от равновесного и др. Для выяснения действующего механизма деления можно поставить эксперименты по измерению множественности  $\gamma$ -квантов, испускаемых осколками, или по измерению вероятности эмиссии заряженных частиц в совпадении с осколками.

В реакции  $^{182}_{74}\text{W}(^{40}_{18}\text{Ar}, f) ^{142}_{56}\text{Ba}$ , Cs-изотопные распределения рубидия и цезия были измерены при одной энергии ионов аргона. Энергия возбуждения составного ядра  $^{222}\text{U}$  составляла при этом 67,5±7 МэВ. Экспериментальное значение среднего числа нейтронов деления равнялось:  $\bar{\nu} = 6,7 \pm 0,6$  нейтрона. Расчётное число нейтронов ( $\nu_0 = 7$ ) хорошо согласуется с экспериментальным значением  $\bar{\nu}$ . Вычисленные при этом значения спинов осколков  $\langle I_{F_1} \rangle + \langle I_{F_2} \rangle = 15$  согласуются с существующими оценками.

Большинство работ, посвящённых исследованию изотопных распределений осколков при делении урана тяжёлыми ионами, было выполнено на основе радиохимической методики. В связи с этим представляло интерес использовать методику на основе масс-спектрометра для изучения изотопных распределений осколков рубидия и цезия, образующихся при делении урана ионами бора и неона.<sup>/8/</sup> Результаты опытов приведены на рис. 5, где показаны изотопные распределения



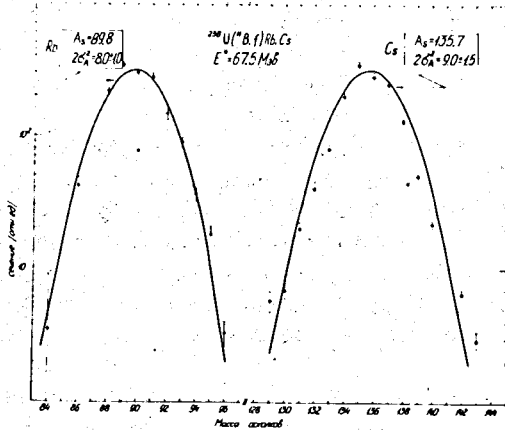
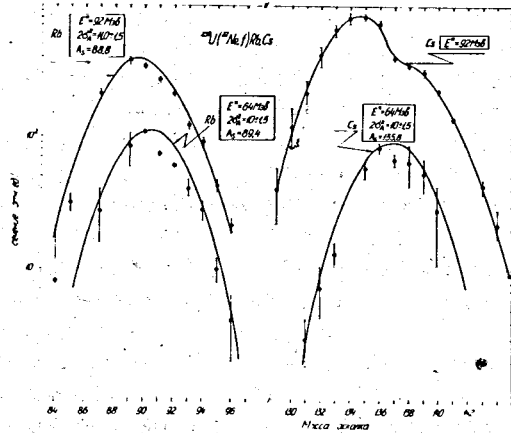


Рис. 5. Изотопные распределения рубидия и цезия при делении  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{11}\text{B}$  и  $^{22}\text{Ne}$ .

$\text{Rb}$  и  $\text{Cs}$ , измеренные при делении  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{11}\text{B}$  с энергией 85 МэВ и ионами  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 132 и 165 МэВ. Анализ изотопных распределений показывает, что данные, полученные с помощью масс-спектрометра, согласуются с результатами, полученными ранее на основе радиохимической методики.

Основные результаты диссертации можно сформулировать следующим образом:

1. Выполнены работы по введению в эксплуатацию впервые на пучке тяжёлых ионов масс-спектрометра с непосредственной регистрацией ионов с помощью вторичного электронного умножителя. Проведены работы по усовершенствованию электромагнитного масс-сепаратора на пучке тяжёлых ионов. Подготовленные методики позволили провести исследования некоторых закономерностей ядерных реакций, вызываемых ускоренными тяжёлыми ионами.
2. Исследованы закономерности образования сильнонейтронодефицитных изотопов  $\text{Rb}$ ,  $\text{Cs}$  и  $\text{Fr}$  в реакциях типа  $(\text{HI}, \text{xI})$ . Экспериментальные результаты сопоставлены с расчётом по статистической модели испарения нейтронов, протонов и  $\alpha$ -частиц из возбуждённого составного ядра. В результате сопоставления получены данные о температуре ядра и эффективной величине кулоновского барьера, определяющей вероятность эмиссии протона при девозбуждении составного ядра. Обнаружено, что эмиссия заряженных частиц из составного ядра сильно ограничивает возможности получения нуклидов с большим избытком протонов.
3. Измерены с высокой точностью относительные выходы изотопов  $\text{Rb}$  и  $\text{Cs}$ , различные комбинации которых являются дополнительными осколками при делении составных ядер  $^{180}\text{W}$  и  $^{222}\text{U}$ . На основе этих измерений определены средние числа  $\bar{\nu}$  нейтронов, испускаемых в выделенном канале деления. Проведён анализ экспериментальных результатов и показано, что данные опытов свидетельствуют о необычном характере процесса деления ядра  $^{180}\text{W}$ .
4. Измерены изотопные распределения  $\text{Rb}$  и  $\text{Cs}$  при делении  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{11}\text{B}$  и  $^{22}\text{Ne}$ . Анализ экспериментальных результатов показывает, что ширины изотопных распределений описываются статистической теорией деления. Изотопное распределение цезия, измеренное при энергии ионов  $^{22}\text{Ne}$   $E_{\text{д.л.б}} = 165$  МэВ, свидетельст-

вует о двух механизмах деления  $^{238}\text{U}$ , т.е. о делении после полного и неполного слияния бомбардирующей частицы и ядра-мишени. Результаты опытов, выполненных с помощью масс-спектрометра, согласуются с радиохимическими исследованиями.

Работы, вошедшие в диссертацию.

1. N.I.Tarantin, A.P.Kabachenko, I.V.Kuznetsov, Om Zai Khun, Yu.A.Dyachikhin, N.S.Ivanov. Proc.Intern.Conf.Electromagn. Isotope Separators. Marburg, p.59 (1970).
2. R.Klapisch, W.Reisdorf, M.de Saint-Simon, L.Lessard, L.Remsberg, C.Thibault, E.Roeckl, I.V.Kuznetsov, Yu.Ts.Oganessian, Yu.E.Penionshkevitch, Intern. School-seminar on reactions of heavy ions with nuclei and synthesis of new elements. D7-9734, Dubna, 1975.
3. Р.Кланиш, И.В.Кузнецов, Л.Лессар, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионшкевич, В.Рейсдорф, Л.Ремсберг, Э.Роекл, М.де Сен-симон, К.Тибо, Сообщение ОИЯИ Р7-9994, Дубна, 1976.
4. А.И. Кабаченко, И.В.Кузнецов, Ли Ген Су, Н.И.Тарантин, № 25, 249 (1977).
5. А.И. Кабаченко, И.В.Кузнецов, Ли Ген Су, Н.И.Тарантин, Тезисы XXVI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Баку. Наука, Л., 1976, стр. 132.
6. W.Reisdorf, M.de Saint-Simon, L.Lessard, L.Remsberg, C.Thibault, E.Roeckl, R.Klapisch, I.V.Kuznetsov, Yu.Ts.Oganessian, Yu.E.Penionshkevitch. Phys.Lett. 62B, 33 (1976).
7. С.А.Карамян, И.В.Кузнецов. Препринт ОИЯИ Р7-10009, Дубна, 1976.
8. M.de Saint-Simon, L.Lessard, W.Reisdorf, L.Remsberg, C.Thibault, E.Roeckl, R.Klapisch, I.V.Kuznetsov, Yu.Ts.Oganessian, Yu.E.Penionshkevitch. Phys.Rev. C14, 2185 (1976).

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 июля 1977 года.