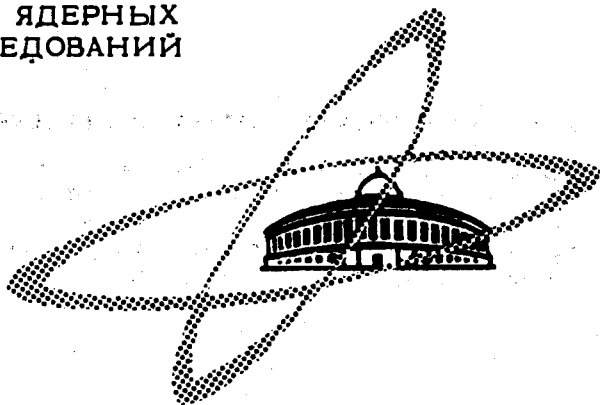


6523

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P7 - 6523

Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ИОНАМИ
КСЕНОНА, И ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СИНТЕЗУ
СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

P7 - 6523

Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян

**ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ИОНАМИ
КСЕНОНА, И ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СИНТЕЗУ
СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ**

Доклад, представленный на Всесоюзную конференцию по ядерным реакциям при высоких энергиях, Тбилиси, июнь 1972 г.

Ядерные реакции, вызываемые ионами ксенона, и эксперименты
по синтезу сверхтяжелых элементов

Дается краткий обзор экспериментальных исследований по изучению механизма взаимодействия сложных ядер на пучке ионов ксенона. Описана экспериментальная методика и приводятся результаты первых опытов по синтезу сверхтяжелых элементов.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1972

Nuclear Reactions Induced by Xenon Ions and
Experiments on Superheavy Element Synthesis

A short review of experimental studies of the mechanism of complex nucleus interactions with the xenon ions is presented. The technique is described and the results of the first experiments on superheavy element synthesis are presented.

The set up and the results of the fast experiments on the synthesis of superheavy elements are presented.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1972

Известно, что с ростом атомного номера ядер, начиная от урана, стабильность их относительно спонтанного деления на два осколка резко уменьшается. Если для ^{238}U парциальный период спонтанного деления составляет 10^{16} лет, то для курчатовия ($Z = 104$, $N = 156$) эта величина оказывается равной $\approx 0,1$ сек ^{/1/}.

Экстраполяция к более тяжелым элементам показывает, что при $Z = 110-112$ ядра будут иметь уже нулевой барьер деления. Возникает вопрос - является ли в действительности область $Z \approx 110$ пределом стабильности ядерной материи? Чтобы ответить на него, мы кратко остановимся на свойствах тяжелых ядер.

В течение многих лет все наши представления о свойствах делящихся ядер были основаны на предсказаниях модели жидкой капли. В основе этой модели лежит предположение о равномерном распределении частиц в ядре; модель содержит определенное число параметров, характеризующих основные свойства ядерной материи, с помощью которых, в частности в теории деления, рассчитывается энергия деформации ядра.

Между тем, хорошо известно, что в спектре одночастичных уровней, вблизи энергии Ферми для сферических ядер имеются значительные неоднородности, связанные с оболочечной структурой ядра. Эти эффекты, которые полностью игнорируются в жидкокапельной модели, могут играть важную роль при рассмотрении стабильности тяжелых ядер. Поскольку спонтанное деление является основным типом распада для ядер с $Z \geq 104$,

необходимо иметь представление о том, каким образом оболочечные эффекты будут проявляться при больших деформациях.

Как было показано в работах ^{/2,3/}, вблизи границы Ферми полная энергия ядра в процессе деформации может быть представлена в виде

$$W = \bar{W} + \Delta W = \bar{W} + \sum_{p,n} (\delta V + p),$$

где W — жидкокапельная энергия и ΔW — оболочечная поправка, учитывающая реальное квантовое распределение протонов и нейтронов в ядре, включая эффект спаривания нуклонов. Из расчетов следует, что величина

ΔW — является осциллирующей функцией деформации и числа нуклонов в ядре, что существенно меняет структуру барьеров деления ядер. Особенно важную роль оболочечные эффекты играют в области сверхтяжелых ядер, где жидкокапельный барьер деления практически равен нулю. Стабильность таких ядер будет целиком определяться их структурными особенностями, поэтому оболочечные эффекты явились предметом интенсивных теоретических исследований в последние годы. Не приводя детали расчетов, которые подробно представлены в оригинальных работах ^{/4-10/}, мы остановимся лишь на конечных результатах.

Из данных этих работ следует, что при $Z > 108$ должна существовать целая область стабильности; наиболее стабильным является "дважды магическое" ядро ²⁹⁸114 (114 — замкнутая протонная и 184 — замкнутая нейтронная оболочки), для которого высота барьера деления, согласно предсказаниям, составляет 10–12 Мэв (рис. 1). Время жизни такого ядра по отношению к спонтанному делению оказывается огромным и составляет $10^8 - 10^{13}$ лет, а это означает, что учет оболочечной поправки приводит к торможению спонтанного деления в $10^{30} - 10^{35}$ раз!

При столь больших периодах спонтанного деления стабильность ядер в этой области будет определяться временами их жизни по отношению к α — и β — распадам: последние могут быть оценены из расчетных

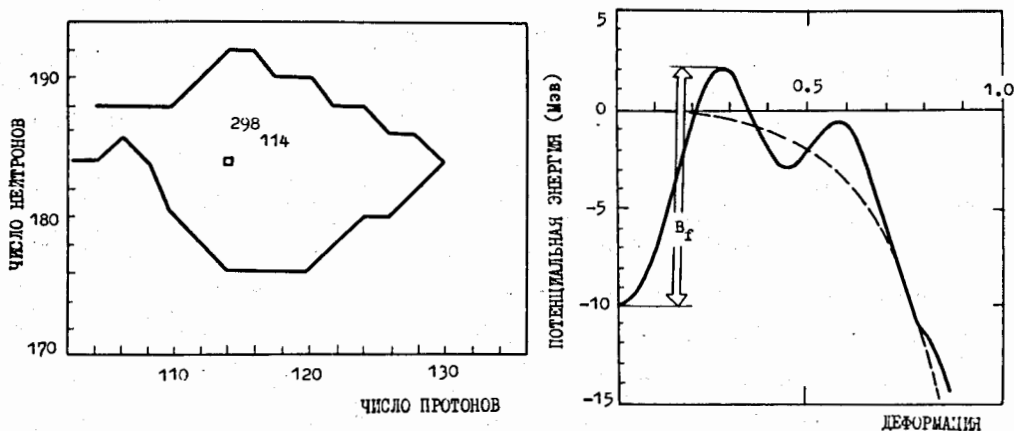


Рис. 1. Рисунок слева - область стабильности сверхтяжелых элементов по данным работы /5/. Справа - барьер деления ядра $^{298}_{114}$.

значений масс ядер. Однозначно определить, какое ядро наиболее стабильно ко всем типам распада, весьма трудно, т.к. массы ядер и барьеры деления предсказываются недостаточно точно. Однако по данным различных авторов наибольшее время жизни ожидается для ядер с $Z = 110-114$ и $N = 184$.

Интересно отметить, что если ядра из этой области испытывают α -или β -распад (один или несколько), то конечными продуктами будут в большинстве случаев изотопы, испытывающие спонтанное деление.

В настоящее время нет прямых экспериментальных данных, указывающих на существование сверхтяжелых стабильных ядер. Вместе с тем, если время жизни наиболее стабильного ядра больше, чем 10^8 лет, то не исключено, что этот сверхтяжелый элемент присутствует в природных образцах. Исследования, предпринятые в ряде лабораторий, дают пока верхнюю границу содержания таких элементов в земных образцах на уровне $10^{13} - 10^{12}$ г/гр /11-14/.

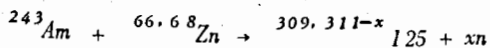
Эксперименты по исследованию тяжелой компоненты космического излучения ($Z > 100$) натолкнулись на ряд серьезных трудностей, связанных с идентификацией столь сложных релятивистских ядер, и могут дать, скорее всего, также лишь верхнюю границу на уровне 1 ядро/м^2 в сутки ^{/15/}. Столь низкая граница эффекта в этих двух направлениях исследований, возможно, указывает на то, что время жизни наиболее стабильных ядер существенно меньше ожидаемого, и тогда единственным возможным способом их получения является искусственный синтез.

Здесь, однако, имеется целый ряд особенностей, которые мы рассмотрим более подробно. Самый тяжелый элемент, который может быть использован в качестве мишени в настоящее время, — калифорний ($Z = 98$). Очевидно, что изотопы с $Z = 110-114$ могут быть получены только в реакциях с тяжелыми ионами.

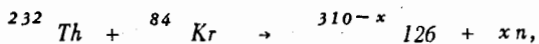
Вместе с тем для любой комбинации мишень + тяжелый ион составное ядро с $Z = 110-114$ оказывается далеко расположенным от замкнутой нейтронной оболочки $N = 184$, и это приводит к резкому уменьшению времени жизни синтезируемых ядер. Первая попытка синтезировать 114-й элемент в реакции ^{/16/}



не привела к успеху, и это неудивительно, т.к. если и образуется ядро ${}^{284}\text{114}$, оно удалено от оболочки $N = 184$ на 14 массовых единиц и предсказанный для него период спонтанного деления не превышает 10^{-15} сек. С другой стороны, если в реакции может быть получено ядро с $N = 184$, то атомный номер его оказывается выше 114 и нестабильность возникает уже из-за удаления от протонной оболочки. Из экспериментов, проведенных в Дубне ^{/17/}



и в Орсе ^{/18/}



можно получить пока только верхнюю границу эффекта.

Таким образом видно, что основные трудности синтеза сверхтяжелых элементов, образующихся в качестве составных ядер, связаны с большим нейтронным дефицитом (рис. 2а).

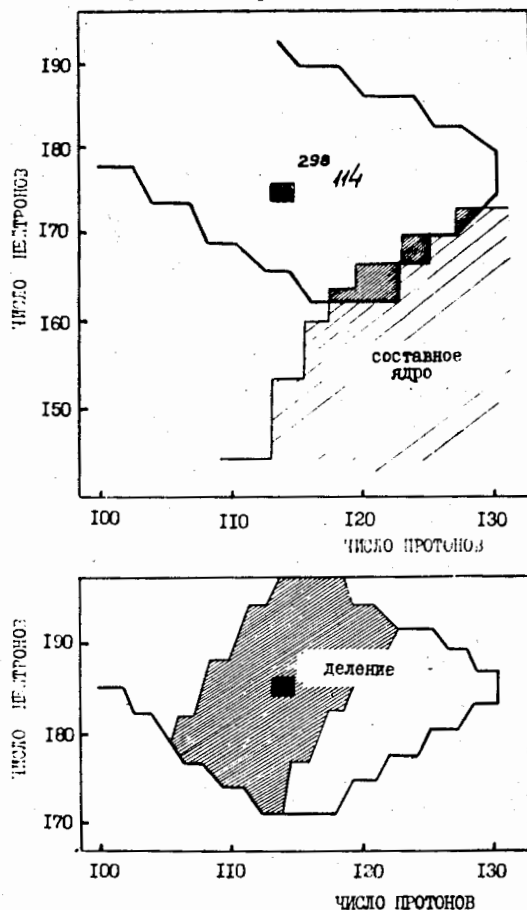


Рис. 2.

Тогда возникает вопрос: каким образом можно получать ядра, находящиеся в центре предсказанной области стабильности?

Обратим внимание на то обстоятельство, что одним из эффективных методов синтеза нейтронизбыточных изотопов в области средних масс ядер является деление урана.

Поскольку в процессе деления образуются осколки в широком интервале масс и зарядов, можно надеяться, что при слиянии двух тяжелых ядер (например, ядер урана) будут образовываться осколки с $Z = 110-114$ и $N = 184$ /19,20/.

В связи с этим в последние годы нами проводился ряд экспериментов по изучению деления урана ионами различной массы от ^{12}C до ^{40}Ar /21-23/.

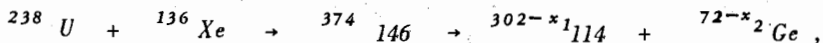
Представленные на рис. 3 распределения свидетельствуют о том, что по мере продвижения в область тяжелых ядер существенно увеличивается дисперсия осколков деления по массе, и положение максимума кривых смещается в область больших масс.

Аналогичная ситуация имеет место и для изотопных распределений (выход осколков с одинаковым атомным номером).

Во всех случаях, как и следовало ожидать, наиболее вероятная масса осколков при заданном Z , соответствует нейтроноизбыточному ядру /24/.

Экстраполируя эти данные в область более тяжелых ядер, можно показать, что при облучении урана ионами с атомным номером > 50 будут с заметной вероятностью образовываться осколки с $Z = 114$.

Одной из возможных реакций такого типа является облучение урана ионами ксенона:



где $x_1 + x_2 = \nu$ — полное число нейтронов, испускаемых при делении.

Область ядер, которые могут быть синтезированы в этой реакции, показана на рис. 26.

Отметим, что наиболее вероятное значение массы для $Z = 114$ ≈ 300 . Поэтому в реакции $\text{U} + \text{Xe}$ будут образовываться ядра как с $N < 184$, так и с $N > 184$.

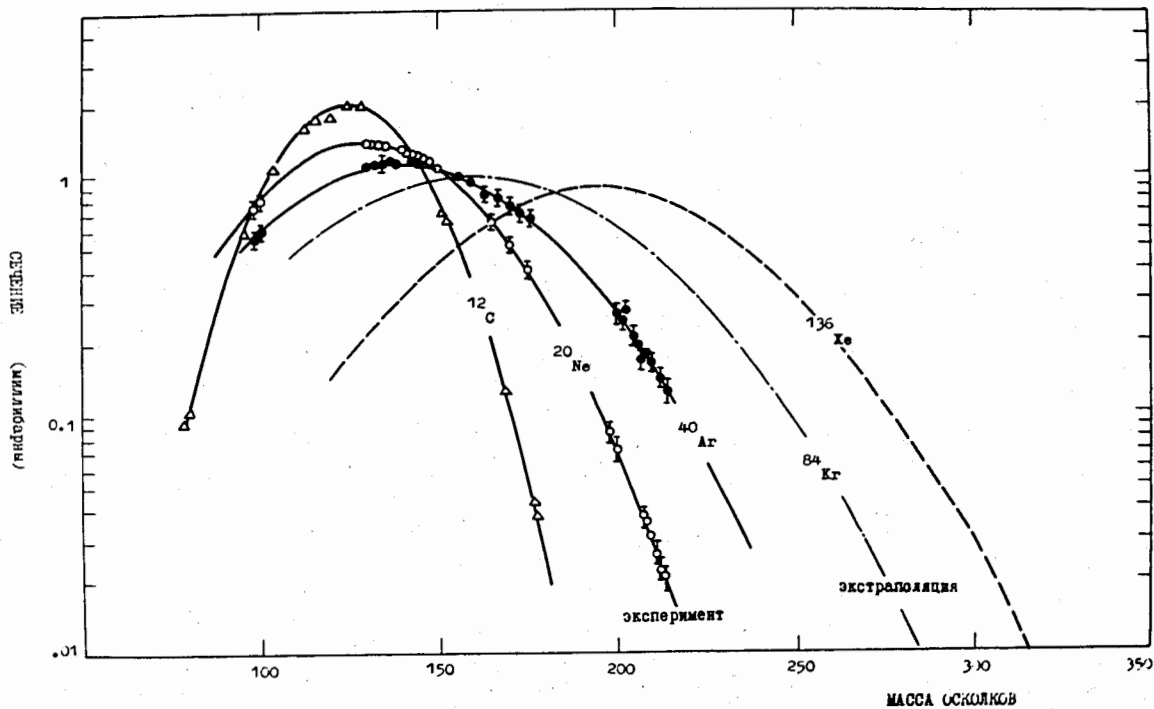


Рис. 3. Массовые распределения осколков деления до испускания нейтронов при облучении ^{238}U ионами ^{12}C , ^{20}Ne , ^{40}Ar (эксперимент) и ^{84}Kr , ^{136}Xe (экстраполяционный расчет).

Выше мы показали принципиальную возможность получения ядер вблизи вершины острова "стабильности".

Однако при детальном анализе возникает много вопросов:

1. Каким образом могут быть получены пучки ускоренных ионов ксенона с энергией ≈ 1 Гэв?

2. Какова вероятность слияния двух столь тяжелых ядер как ксенон и уран и как велика энергия возбуждения составного ядра с $Z = 146$.

3. Насколько справедливы наши предсказания о способе деления этого ядра; какова вероятность образования тяжелого осколка и как велика его энергия возбуждения?

4. Наконец, весьма важно знать, в какой степени предположения о повышенной стабильности сверхтяжелых элементов с $Z = 110-114$ применимы к ядру, находящемуся в возбужденном состоянии, которое в начальной стадии образуется в качестве деформированного осколка.

Основные исследования, проводимые в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в течение последнего года, были направлены на получение ответов на эти вопросы.

1. Ускорение ионов ксенона

Кулоновский барьер реакции $^{238}\text{U} + ^{136}\text{Xe}$ в лабораторной системе координат составляет 0,7 Гэв. На циклотронах тяжелых ионов Лаборатории ядерных реакций с диаметром полюсов 310 и 200 см эта энергия может быть достигнута только для ионов ксенона с зарядом $Z_i > 22$.

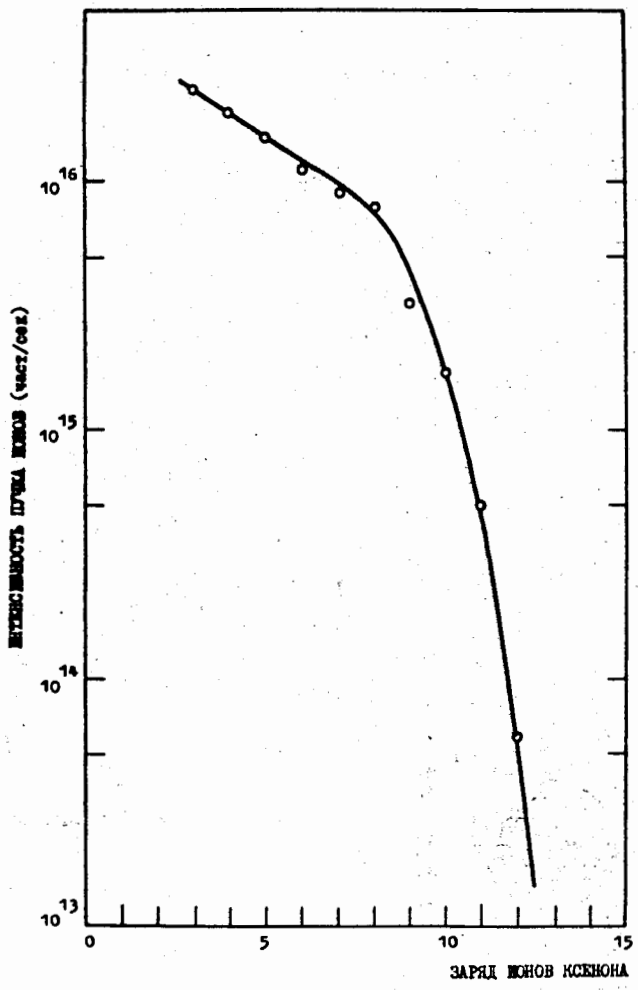


Рис. 4. Зависимость интенсивности пучка ионов ксенона от заряда.

Вместе с тем, как видно из рис. 4, для ксенона при $Z_i > 8$ выход ионов из мощного дугового источника начинает резко уменьшаться и интенсивность пучка ^{222}Xe будет пренебрежимо малой [26]. Поэтому нами был выбран метод последовательного ускорения, суть которого заключается в следующем.

Из ионного источника, расположенного в центре 310-сантиметрового классического циклотрона, вытягиваются ионы $^{222}\text{Xe}^{+9}$, которые ускоряются до энергии 150 Мэв. После вывода из ускорительной камеры интенсивность пучка составляет $2 \cdot 10^{12}$ част/сек. С помощью 5 поворотных магнитов, трех корректирующих магнитов и 7 пар квадрупольных линз 70% этого пучка транспортируется к 200-сантиметровому циклотрону, расположенному от первого на расстоянии 70 метров (см. рис. 5).

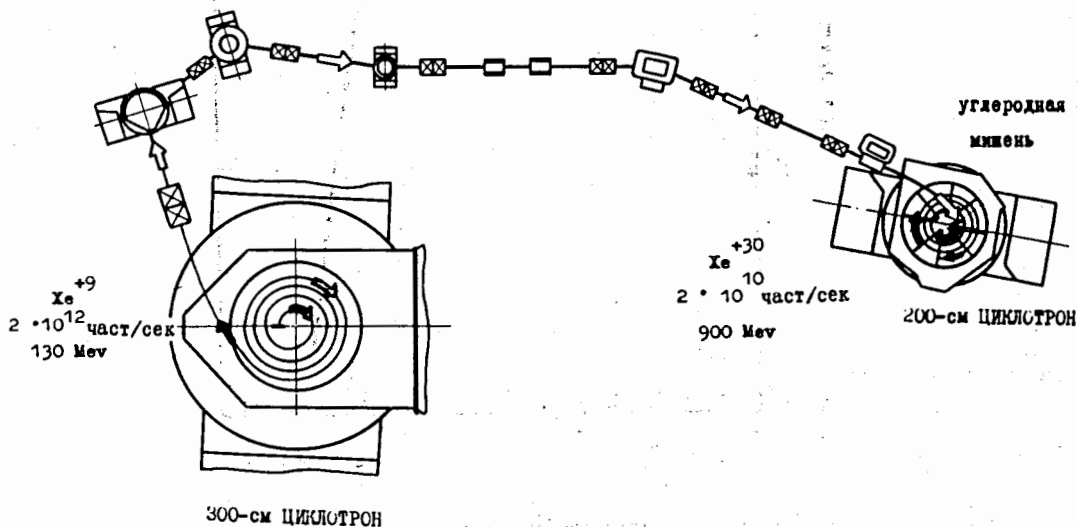


Рис. 5. Схема тандем-циклотронов ЛЯР ОИЯИ в режиме ускорения ионов ксенона.

Затем пучок ^{+9}Xe вводится в ускорительную камеру 200-сантиметрового изохронного циклотрона и попадает на вращающуюся углеродную мишень толщиной около 40 мкг/см^2 , расположенную на расстоянии 32 см от центра магнита.

После прохождения мишени заряд ионов резко повышается (точнее, после "обдирки" электронов имеется целый спектр зарядов). Радиальное и азимутальное положения мишени, а также угол входа начального пучка выбираются таким образом, чтобы после прохождения мишени центр орбиты Xe^{+30} совпадал с центром ускорительной камеры. Ионы Xe^{+30} захватываются в режим ускорения и на конечном радиусе 200-сантиметрового циклотрона энергия пучка достигает 0,9 Гэв, а интенсивность $2 \cdot 10^{10}$ част/сек.

Более детальное описание метода и возможности ускорения других ионов на тандем-циклотроне можно найти в работах И.А. Шелаева, В.С. Алфеева и др. /27,28/.

2. Взаимодействие ионов ^{136}Xe с ядрами.

Образование составного ядра

К настоящему времени ядерные реакции под действием тяжелых частиц от ^{10}B до ^{40}Ar достаточно хорошо изучены.

Однако реакции слияния ксенона с ядром мишени имеют ряд особенностей. Простой расчет баланса энергии показывает, что при энергии ионов ксенона, близких к кулоновскому барьеру реакции, энергия возбуждения составного ядра быстро уменьшается с ростом его массы и для области $A_c \approx 300$ приближается к нулевой (рис. 6).

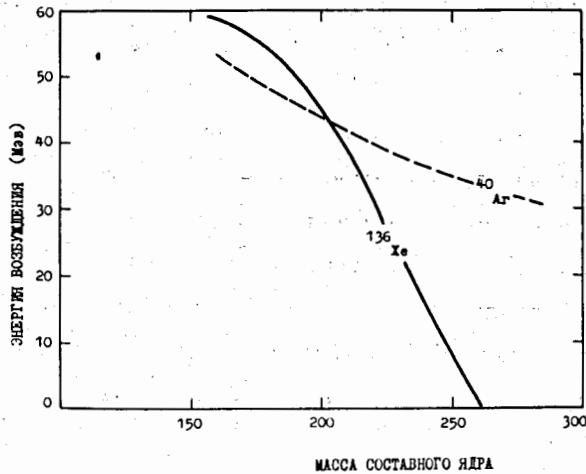
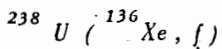
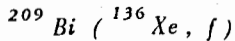
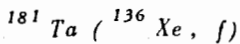
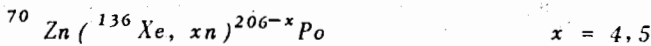
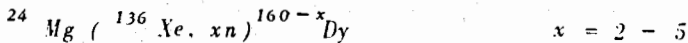


Рис. 6. Энергии возбуждения составных ядер, полученных при облучении различных мишеней ионами ^{136}Xe . Энергия ионов ^{136}Xe выбрана равной кулоновскому барьеру реакции.

Поэтому для понимания механизма реакции слияния желательно экспериментально определить сечение образования составного ядра в широком диапазоне масс. С этой целью исследовались реакции [29].



С точки зрения образования составного ядра ^{160}Dy первая реакция аналогична обратной реакции $^{136}\text{Xe} (^{24}\text{Mg}, xn) ^{160-x}\text{Dy}$. Последняя может быть рассчитана на основе большого количества экспериментальных данных, полученных в реакциях с ионами ^{20}Ne , ^{28}Si , ^{31}P , ^{32}S и т.д. Поэтому не удивительно, что полученные нами значения сечений реакций $\sigma(3n) = 50$ мб и $\sigma(5n) = 350$ мб оказались близкими к расчетным.

При облучении ^{70}Zn ионами ^{136}Xe сечение реакций с вылетом 4-5 нейтронов оказалось равным соответственно 30 и 55 мб. Принимая во внимание, что с нейтронным каскадом конкурирует деление ^{130}Zn , можно определить сечение образования составного ядра ^{206}Po , которое, по нашим оценкам, составляет ≈ 400 мб.

Наибольший интерес представляют реакции с тяжелыми ядрами. Однако в этом случае составное ядро абсолютно нестабильно к делению, поэтому сечение его образования может быть определено, как будет показано ниже, только из массового распределения осколков деления и составляет, по нашим оценкам, ≈ 150 мб ^{x/}.

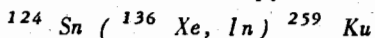
Отметим, что приведенные выше значения сечений находятся в неплохом согласии с расчетными данными, полученными путем экстраполяции результатов по определению критического углового момента составного ядра, образующегося с ионами от ^{12}C до ^{40}Ar ^{/31/}.

Теперь вернемся к вопросу об энергии возбуждения составного ядра.

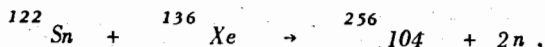
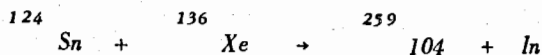
^{x/} Это составляет 1/10 часть от полного (геометрического) сечения ядерного взаимодействия ^{136}Xe с ^{181}Ta .

Образование слабозбужденных (холодных) ядер представляет самостоятельный интерес. Это особенно касается области трансформированных элементов, где имеет место сильная конкуренция со стороны деления в процессе испарения нейтронов возбужденным составным ядром.

Действительно, если, например, сечение реакции $^{242}\text{Pu} (^{22}\text{Ne} , 5n) ^{259}\text{Ku}$ составляет всего лишь $2 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2 / 32 /$ вследствие высокой энергии возбуждения составного ядра ^{264}Ku , то в случае получения того же изотопа другим способом:



можно ожидать увеличение сечения в $10^4 - 10^5$ раз. Однако эксперименты по измерению сечений реакций, проведенные А.А. Плеве и др.



дали лишь верхние границы: $\sigma(1n) \leq 5 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$ и $\sigma(2n) \leq 3 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$, что существенно меньше ожидаемых значений.

Поскольку массы ядер здесь хорошо известны, можно предположить, что это противоречие возникает из-за неправильного определения кулоновского барьера реакции, а, следовательно, и энергии возбуждения составного ядра.

Действительно, процесс слияния двух ядер, таких как ^{124}Sn и ^{136}Xe , очень похож на процесс, обратный делению, с той лишь разницей, что ядра, в отличие от осколков, не имеют продольной деформации. Однако как и в делении задача эта не является одномерной и определение кулоновского барьера по аналогии с легкими частицами является слишком грубым приближением. Строго говоря, потенциальная энергия системы двух ядер в момент сближения и последующего слияния должна

быть рассчитана с учетом динамики процесса по всем коллективным степеням свободы /33,34/. Это обстоятельство может привести к заметной коррекции барьера слияния, т.к. абсолютное значение энергии ионов достаточно велико. Укажем, что даже незначительная поперечная деформация ядер перед слиянием окажется достаточной для того, чтобы повысить барьер на несколько десятков Мэв /35,37/. Опыты по измерению функций возбуждения в реакции $^{116}\text{Cd} + ^{84}\text{Kr}$ свидетельствуют об увеличении кулоновского барьера на величину ≈ 50 Мэв /38/.

При таком положении вещей абсолютная величина барьера реакции должна определяться в каждом конкретном случае с учетом индивидуальных свойств взаимодействующих ядер. Эти сведения могут быть получены из измерений функций возбуждения составных ядер, а также из данных по упругому рассеянию ионов ксенона на различных ядрах-мишенях.

3. Деление сверхтяжелых возбужденных ядер

Оценки сечения образования осколков с $Z = 110-114$ и $N = 184$ были сделаны нами на основе предположения, что при образовании составного ядра $^{378}146$ или его соседей механизм деления аналогичен тому, что имело место при делении урана ионами ^{20}Ne или ^{40}Ar .

Для проверки этого предположения были поставлены опыты по измерению массовых и изотопных распределений осколков деления ^{181}Ta и ^{238}U ионами ^{136}Xe .

При идентификации продуктов реакции использовались различные методики радиохимического выделения с последующим измерением спектров γ -излучения и α -частиц /39/.

Значительная часть ядер, образующихся в мишени, была обусловлена реакциями многонуклонного обмена, которые, однако, могли быть отделены от осколков деления.

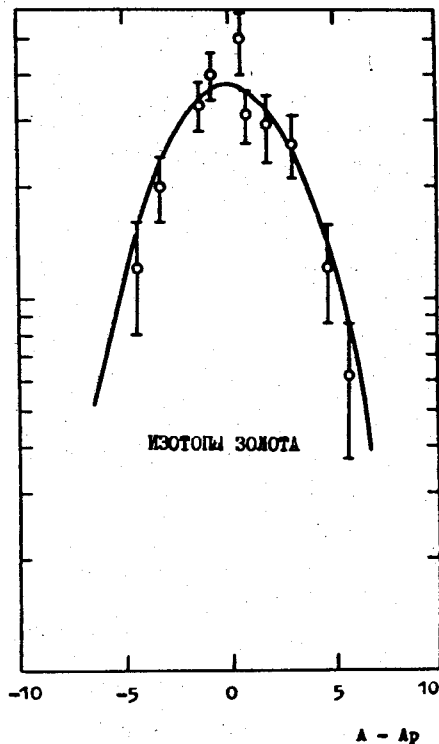
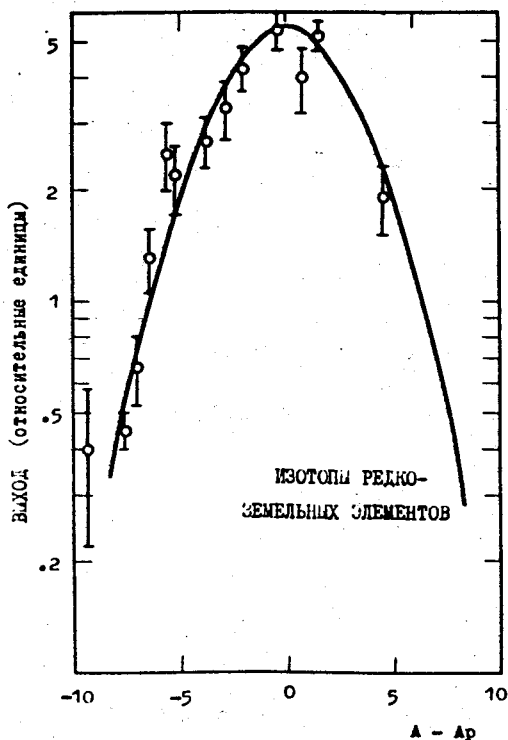


Рис. 7. Изотопные распределения осколков деления, полученные при облучении ^{181}Ta ионами ^{136}Xe .

На рис. 7 представлены изотопные распределения редкоземельных элементов ($61 \leq Z_f \leq 67$) и ядер золота, образующихся в качестве осколков деления $^{40}/$. Массовое распределение осколков деления ^{181}Ta ионами ^{136}Xe приведено на рис. 8. Неплохое согласие между экспериментальными точками и расчетными кривыми свидетельствует о том, что образование осколков действительно обусловлено делением очень тяжелых ядер. Если предположить, что в реакции $^{181}\text{Ta} + ^{136}\text{Xe}$ выход осколков целиком определяется делением составного ядра $^{317}_{127}$, то сечение его образования составляет ~ 150 мб.

4. Образование тяжелых осколков

При облучении ^{181}Ta , ^{209}Bi и ^{238}U ионами ^{136}Xe выход осколков с $Z \geq 88$ (изотопы Ra , Ac , Th и U) оказался существенно меньшим того, что ожидалось из массовой кривой, а для изотопов Cf была получена лишь верхняя граница сечения.

Это объясняется тем, что столь тяжелые ядра уже сами нестабильны к делению, а энергия возбуждения их оказывается достаточно высокой. Явление это, названное нами "каскадным делением", было обнаружено ранее при облучении ^{238}U и ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 300-400 Мэв, где наряду с обычным делением на две части в (1-3)% доле случаев наблюдалось образование трех осколков примерно равной массы /41-42/.

При таком положении вещей выход тяжелого осколка определяется не только вероятностью его образования в результате асимметричного деления начального ядра, но также в значительной степени его собственной делимостью. В свою очередь, делимость тяжелого осколка зависит от его барьера деления, энергии возбуждения и, строго говоря, от его начальной деформации. Последнее обстоятельство может играть важную роль для ядер в области $Z = 110-114$, где несмотря на высокий барьер деления, седловой точке соответствует малая деформация ядра ($\beta \approx 0,3$).

На выход осколков в области Ac-U начальная деформация ядра практически не влияет, что следует из сравнения экспериментальных значений сечений их образования с расчетом, проведенным в предположении, что делимость определяется только барьером деления и энергией возбуждения тяжелого осколка.

Объясняется это тем, что деформация осколков в момент разрыва даже при симметричном делении невелика $\beta \approx 0,2$, а для тяжелого осколка она будет, по-видимому, еще меньше /43/. Это относится

также к ядрам с $Z = 110-114$, хотя не исключено, что эффект начальной деформации здесь будет проявляться сильнее, что приведет к уменьшению сечения их образования в основном состоянии.

Таким образом можно предполагать, что резкое уменьшение выхода с ростом массы осколков объясняется понижением их барьеров деления.

Однако для дважды магических сверхтяжелых ядер расчетная высота барьера составляет $\sim 10-12$ Мэв и если это справедливо, то можно ожидать существенного увеличения сечения образования этих ядер по сравнению с соседними (рис. 9).

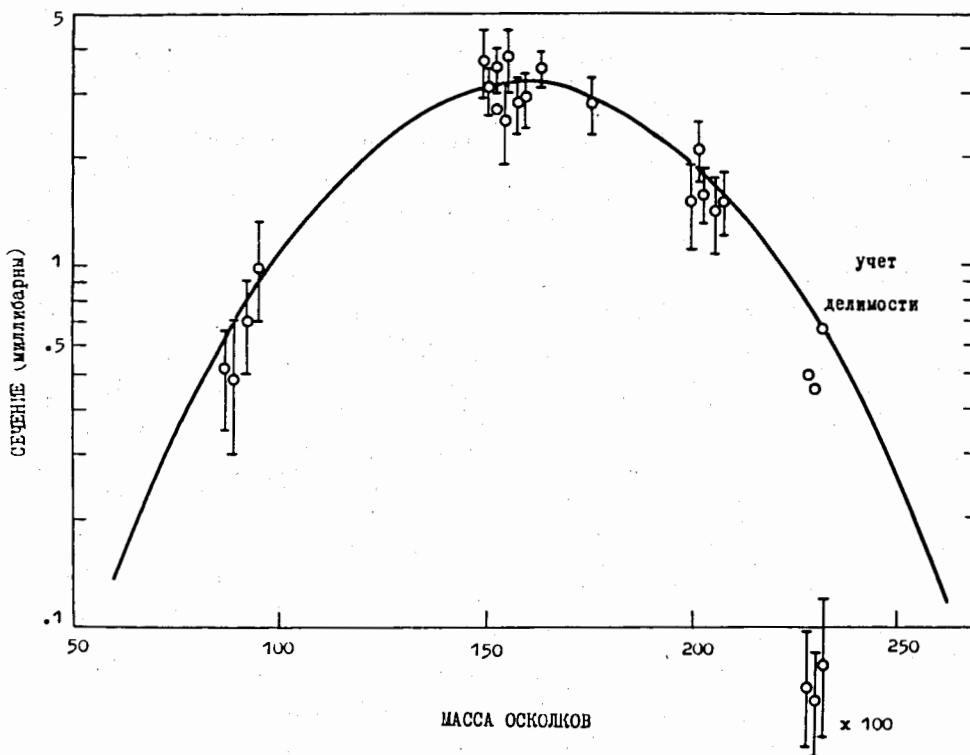


Рис. 8. Массовое распределение осколков деления до испарения нейтронов в реакции $^{181}\text{Ta} + ^{136}\text{Xe}$.

ТАБЛИЦА I

Ядро	Z	N	B_f /МЭВ/	$B_f + \Delta B_f$ x) /МЭВ/	ЭКСП. B_f /МЭВ/
$^{208}_{\text{Hg}}$	80	118	18,8	22,2	21,6
$^{201}_{\text{Tl}}$	81	120	17,4	22,4	22,5
$^{207}_{\text{Bi}}$	83	124	14,9	22,1	21,5
$^{209}_{\text{Bi}}$	83	126	15,4	23,9	23,0
$^{210}_{\text{Po}}$	84	126	13,8	21,0	20,5
$^{212}_{\text{Po}}$	84	128	14,2	19,1	18,8
$^{213}_{\text{At}}$	85	128	12,7	16,2	16,8

x/ ΔB_f - оболочечная поправка к барьеру деления, рассчитанному в модели жидкой капли.

Вместе с тем, как указывалось выше, барьер деления здесь целиком определяется оболочечной поправкой. Поэтому необходимо иметь представление о том, как меняется эффект оболочек с ростом энергии возбуждения ядра.

В определенной степени ответ на вопрос можно получить из экспериментальных данных по измерению барьеров деления ядер вблизи ^{208}Pb , для которых высота барьера в значительной степени обусловлена "оболочечной добавкой" к жидкокапельной энергии деформации (табл. 1). Эти значения барьеров деления практически полностью сохраняются при достаточно высоких энергиях возбуждения, что следует непосредственно из экспериментальных значений G_l / G_f , полученных для широкой области ядер /44,45/.

Эксперименты по синтезу сверхтяжелых элементов

Наряду с опытами по изучению механизма взаимодействия сложных ядер был проведен ряд облучений ^{238}U ионами ^{136}Xe с целью обнаружения долгоживущих ядер, испытывающих спонтанное деление. Суть экспериментов заключается в следующем. После каждого опыта производилось групповое химическое разделение продуктов реакции на две фракции:

I -элементы актинидного ряда ($89 \leq z \leq 103$);

II -элементы тяжелых металлов от Os до Bi ; ($76 \leq z \leq 83$).

Предполагается, что если в реакции образуются сверхтяжелые элементы с ($109 \leq z \leq 115$) и свойства их подобны свойствам их химических аналогов, то эти элементы должны также присутствовать в группе тяжелых металлов. Вся химическая процедура предусматривала тщательную очистку образцов от урана (содержание урана в образцах контролировалось по спектру α -излучения и делению на тепловых нейтронах).

Измерение спонтанного деления производилось с помощью стеклянных детекторов. В элементах первой группы наиболее вероятным спонтанно делящимся излучателем является ^{254}Cf ($T_{1/2} = 60$ дн., $s. f. \approx 99\%$), в то время как в образце второй группы появление осколков может быть обусловлено лишь распадом сверхтяжелых элементов. В течение длительной экспозиции наблюдались лишь один трек осколка в первой фракции и 8 треков - во второй.

Столь редкие события не могут быть надежным доказательством образования сверхтяжелых ядер и это связано, главным образом, с тем, что само спонтанное деление в данной постановке опытов мало информативно.

Кроме факта распада ядра мы не имеем, по-существу, никаких аргументов, указывающих на его свойства.

Поэтому в настоящее время методика регистрации изменена с целью получения дополнительной информации.

После химического разделения вещество наносится в виде тонкого слоя ($\approx 0,5$ мг/см²) на стеклянную пластинку площадью ≈ 15 см² и помещается в ионизационную камеру так, что напротив образца находится вторая пластинка из стекла, покрытая тонким слоем золота. Таким образом, если произошло спонтанное деление, один из осколков оказывается вбитым в стекло-подложку, другой проходит через слой золота и останавливается в стеклянном детекторе № 2 (рис. 9). Одновременно с этим сама камера вырабатывает электрический импульс, свидетельствующий об образовании осколка деления.

После каждого появления импульса детектор № 2 может быть извлечен из камеры с целью наблюдения трека осколка в стекле. Вокруг камеры расположены 16 счетчиков (наполненных ^3He при давлении 6 атм.), помещенных в замедлитель из плексигласа для регистрации нейтронов, возникающих при делении /46/.

Рис. 9

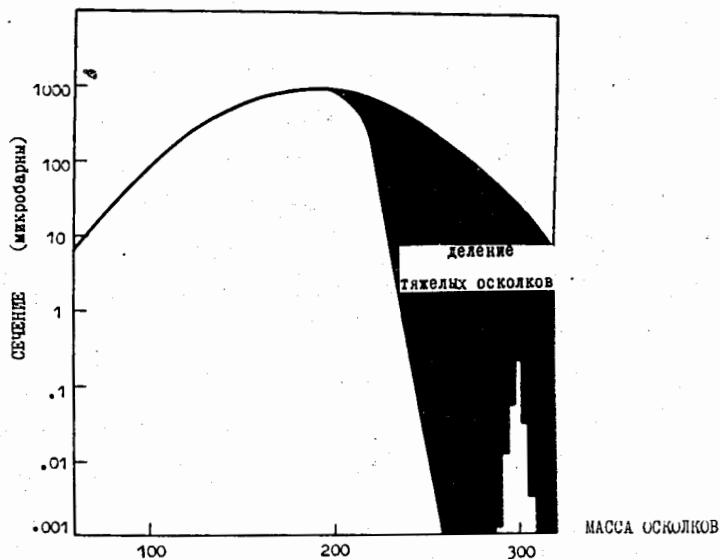
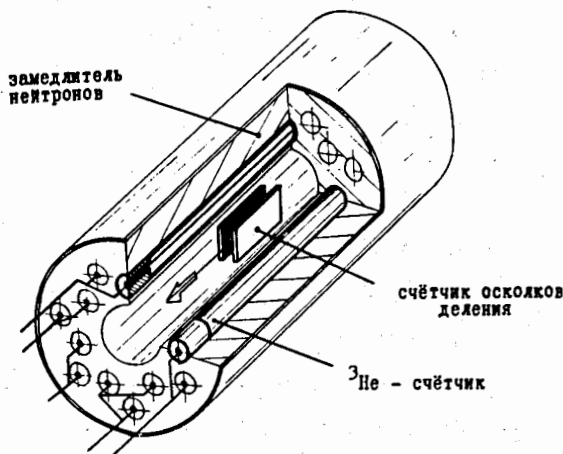


Рис. 10



Такая система имеет эффективность регистрации к нейтронам деления превышающую 30%.

Все счетчики разбиты на отдельные группы и это дает возможность определить вероятность одновременной регистрации одного, двух, трех и т.д. нейтронов. Таким образом, для каждого акта деления определяется число нейтронов, зарегистрированных нейтронным счетчиком. Вероятность появления 0,1,2 ... нейтронов в совпадении с осколком при заданной эффективности системы зависит только от $\bar{\nu}$ (среднего числа нейтронов на акт деления).

Если спонтанное деление ядер в области $Z = 110-114$ сопровождается испусканием большого числа нейтронов, как это следует из теоретических предсказаний /47/, то подобная установка позволит существенно повысить избирательность метода и даст возможность идентифицировать сверхтяжелые ядра по отдельным случаям их распада.

Возвращаясь к полученным результатам, следует отметить, что отсутствие спонтанного деления в актинидной фракции от ^{254}Cf объясняется высокой делимостью этого ядра /44/. Верхняя граница сечения его образования составляет $\approx 2 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$, что не противоречит нашим представлениям о механизме образования тяжелых осколков (см. выше).

С другой стороны, низкое сечение $\approx 10^{-33} \text{ см}^2$ образования сверхтяжелых спонтанно делящихся ядер может быть обусловлено целым рядом обстоятельств:

а) Не исключено, что по химическим свойствам Eka Pb не является точным химическим аналогом Pb , а в сложной процедуре химического выделения и очистки от урана мы не можем учесть этой разницы свойств.

Это, однако, может быть легко проверено в опытах без химического разделения, если принимать во внимание что ^{254}Cf образуется с очень малым сечением и тем самым фон спонтанного деления от побочных продуктов реакции практически отсутствует.

б) В данной постановке опытов имеется относительная высокая избирательность по периоду полураспада синтезируемых ядер ($1 < T_{1/2} = \leq 100$ дн.) и не исключено, что время их жизни либо существенно больше, либо меньше этой величины.

в) Наконец, не исключено, что сечение образования сверхтяжелых элементов меньше ожидаемого, и тогда необходимо существенным образом повысить чувствительность метода. Последнее может быть достигнуто в основном за счет увеличения интенсивности пучка ионов ксенона.

Экспериментальные исследования с помощью ускоренных ионов ксенона, представленные в настоящем докладе, проводились большим коллективом физиков и химиков Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ: А.А. Плеве, С.А. Карамяном, А.Г. Деминим, Ю.Э. Пенионжкевичем, Нгуен Так Анем, С.П. Третьяковой, К.А. Гавриловым, Г.М. Тер-Акопяном, Ю.С. Короткиным, А.Г. Попеко, О.А. Орловой, Г.В. Буклановым, Ким Де Еном.

Литература

1. Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, С.П. Третьякова и др. АЭ 28 393 (1970).
2. W.D.Myers, W.J.Swiatecki Nucl.Phys. 81, 1, (1966).
3. В.М. Струтинский. ЯФ, 3, 614, (1966); 95A, 420 (1967).
4. В.М. Струтинский, Ю.А. Музыка. Труды международной конференции по физике тяжелых ионов, Дубна, 1966, вып. 2.
5. Ю.А. Музыка, В.В. Пашкевич, В.М. Струтинский, ЯФ, 8, 716 (1968).
3. Ю.А. Музыка.
ЯФ, 11, 105 (1970).
7. S.G.Nilsson et al. Nucl. Phys. A115, 545 (1968).
8. M.Bolsterly, E.O. Fiset, J.R.Nixetal Phys. Rev. C5, 1050 (1972).
9. Г.Д. Адеев, И.А. Гамалы, И.А. Чердынцев, ЯФ, 13, 1180 (1971).
10. M.G.Mosel, H.W.Schmitt Phys. Rev. C4, 2185 (1971).
11. Г.Н. Флеров, И. Звара. Препринт ОИЯИ Д7-6013, Дубна, 1972.
12. M.Sowinski, C. Stephan et al. Proc. of the 7th Intern. Coll. an Corpuscular Photography an yisual solid detectors, Barcelona 1970.
13. P.V.Pvice, R.L.Fleischer Phys. Lett 30B No. 4, 246 (1970).
14. О. Отгонсурен, В.П. Перельгин и др. АЭ 32, 4, 344 (1972).
15. P.H.Fowler et al. Proc. Roy. Soc. 1 318A , 1 (1970).
16. S.G.Thompson et al. Phys. Lett. 28B, 458 (1969).

17. А.Г. Демин и др. Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов, Дубна, 1966, вып. 2, стр. 169.
18. M.Lefort, Riev, C.Jacmart Ann. de Physique 5, 355 (1970).
19. G.N.Flerov, V.A.Karnaukhov C.R. du Congres International de Physique Nucleaire 1964, Paris 1, 373.
20. G.N.Flerov J. Phys. Soc. Jap. Suppl. 24, 237 (1968).
21. Vu.Tz.Oganessian Nuclear Structure, IAEA Vienna 1968, p 489.
22. С.А. Карамян, Ф. Нормуратов, Ю.Ц. Оганесян и др. ЯФ, 8, 690 (1968).
23. С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян и др. ЯФ, 9, 715 (1969).
24. Vu. Tz.Oganessian, Vu.Penionshkevich Journ. de Phys. 31, 259 (1970).
25. С.А. Карамян, Ю. Ц. Оганесян. Препринт ОИЯИ Р7-4339 (1969).
26. А.С. Пасюк, В. Б. Кутнер. Препринт ОИЯИ Р7-4289 (1969).
27. И.А. Шелаев, В.С. Алфеев и др. Препринт ОИЯИ Р9-6062 (1971).
28. И.А. Шелаев, В.С. Алфеев и др. Препринт, ОИЯИ Р9-6166 (1971).
29. Г. Н. Флеров, С.А. Карамян и др. Препринт ОИЯИ Р7-6262 (1972).
30. T.Sikkeland et al. Phys. Rev. C1, 1564 (1970).
31. J.V.Natowitz Phys. Rev. 1, 2157 (1970).
32. Г.Н. Флеров, Ю. А. Лазарев и др. Международная конференция по физике тяжелых ионов, Дубна, 1971.
33. W.J.Swiatecki Proc. Int. Conf. Nucl. React. Induced by Heavy Ions, Heidelberg 1969 p. 729 Amsterdam, North-Holland 821 pp.
34. J.R.Nix LA-DC-72-335 report (1972).
35. L.Wilets, E.Guth, J.S.Tenn. Phys. Rev. 156, 1349 (1967).
36. C.J.Wong. Nucl. Phys. A103, 635 (1967).
37. P.W.Risefeld, T.D.Thomas. Phys. Rev. C2 711, 2448 (1970).
38. H.Gauvin, Y.Le Beyec, M.Lefort, C.Deprun Phys. Rev. Lett 28, 697 (1972).

39. Ю.Ц. Оганесян, С.А. Карамян, Б.А. Гвоздев и др. ПТЭ, 3, 33 (1969).
Препринт ОИЯИ Р7-4538, Дубна (1968).
40. Ю.Ц. Оганесян, О.А. Орлова и др. Препринт ОИЯИ Р7-6300, Д (1972).
41. R.R.L.Flisher, P.V.Price et al. Phys.Rev. 143,943 (1966).
42. С.А. Карамян, И.В. Кузнецов, Ю.Ц. Оганесян и др. ЯФ, 5, 959 (1967).
43. В. М. Струминский. ЖЭТФ, 45, 1891, 1900 (1963).
44. T.Sikkeland.Arkiv for Fysik 36,539 (1966).
45. S.G.Thompson. Arkiv for Fysik 36,276 (1966).
46. Г.М. Тер-Акопьян, М.П. Иванов, А.Г. Попека и др. Сообщение ОИЯИ, Р13-5391, Дубна (1970).
47. J.R.Nix. Phys.Lett. 30B, 1 (1969), E.Cheifetz, H. man et al. Annual Report LNL 1970, 160 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июня 1972 года.