



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Н.И. Тарантин

P-786

АСИММЕТРИЯ И СИММЕТРИЯ
МАСС ОСКОЛКОВ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР
/Обзор/

Дубна 1961

Н.И. Тарантин

P-786

АСИММЕТРИЯ И СИММЕТРИЯ
МАСС ОСКОЛКОВ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР
/ О б з о р /

Направлено в УФН

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1220/5
178

1. Введение

Хотя со времени открытия деления тяжелых ядер прошло уже более двадцати лет и по вопросу деления выполнено большое число экспериментальных и теоретических работ, тем не менее интерес к дальнейшему изучению этого явления сохранился и по сей день. Этот интерес вызывается тем, что по мере изучения процесса деления открываются все новые особенности этого явления, которые показывают, что механизм деления далеко еще не понят.

В настоящем обзоре мы остановимся на некоторых экспериментальных работах, посвященных главному вопросу проблемы деления - вопросу о перемещении ядерного вещества в процессе деления и связанному с ним вопросу о характере распределения осколков деления по массам, и попытаемся проследить, как по мере накопления новых опытных данных изменялись наши представления о механизме деления. В статье мы ограничимся рассмотрением только новых результатов, относящихся к опытам по делению доториевых ядер, т.е. ядер с $z < 90$.

Интерес к результатам именно этих опытов определяется тем, что спектры масс осколков, образующихся при делении доториевых ядер, существенно отличаются от аналогичных хорошо известных спектров, наблюдаемых при делении более тяжелых ядер - ядер тория, урана, нептуния, плутония и более далеких трансурановых элементов.

Мы рассмотрим только случаи деления при низких и умеренных энергиях возбуждения. В этих случаях экспериментальные факты интерпретируются более определенно и представляют больший интерес в отличие, например, от случаев деления ядер при высоких энергиях бомбардирующих частиц, где процесс деления усложняется процессом каскадного выбивания нуклонов и где деление скорее похоже на "скалывание" больших фрагментов ядра.

Как известно, ядра тория и следующих за ним элементов при низких энергиях возбуждения делятся преимущественно асимметрично, т.е. на осколки, существенно не равные по массе. Это наглядно, например, проявля-

ется при делении U^{235} под действием тепловых нейтронов. Спектр масс осколков деления в этом случае имеет вид хорошо известной двугорбой кривой, которая отвечает наиболее вероятному способу деления с отношением масс осколков 3:2. Вероятность симметричного деления, т.е. деления на осколки примерно равной массы, при этом в несколько сот раз меньше. С ростом энергии возбуждения делящегося ядра вероятность симметричного деления растет и при энергии возбуждения ~ 50 Мэв транс-ториевые ядра приблизительно с одинаковой частотой делятся на осколки как равные, так и асимметричные по массе.

Ожидалось, что аналогичные распределения должны наблюдаться и в спектрах масс осколков при делении более легких, чем торий, ядер. Однако, как показали эксперименты, эти ожидания не оправдались. В опытах обнаружилось, что для доториевых ядер картина деления оказывается существенно отличной, более сложной и не единообразной для всей серии ядер. На результатах этих экспериментов мы и останавливаемся ниже.

2. Экспериментальные результаты

О спектрах масс осколков ядер более легких, чем торий, практически не было ничего известно вплоть до 1956 года. Этот пробел можно было объяснить тем, что, с одной стороны, все ядра Рс-Ас области сильно радиоактивны и поэтому крайне неудобны для экспериментов. С другой стороны, более легкие, чем полоний, ядра достаточно устойчивы по отношению к делению, при умеренных энергиях бомбардирующих частиц делятся с малыми сечениями и поэтому опыты с ними не очень просты.

Первые эксперименты по изучению деления доториевых ядер были выполнены Файрхоллом в 1956 году^{/1/}. В этих опытах изучался спектр масс осколков, образующихся при делении висмута дейтонами с энергией 22 Мэв. Методика эксперимента состояла в облучении тонкой мишени из металлического висмута и последующего радиохимического выделения продуктов деления. В этих опытах потребовалась мишень высокой степени чистоты / $\sim 99,99\%$, т.к. в противном случае небольшой эффект деле-

ния висмута маскировался бы фоном от облучения малейших примесей, присутствующих в мишени. /Сечение деления висмута под действием дейтронов с энергией 22 Мэв составляет всего 10 микробарн/.

Результаты опытов Файрхолла приведены на рис. 1. По оси ординат отложен выход различных продуктов деления, нормированный к полному выходу всех осколков деления, принятому за 200%. На оси абсцисс даются массовые числа /А/ осколков деления. На рисунке представлены так называемые незкранированные ядра, т.е. ядра, которые образуются как в результате деления, так и в результате β -распада других продуктов деления с той же массой. Выход каждого из таких ядер в случае деления висмута дейтронами средней энергии достаточно близок к полному выходу соответствующей массой цепочки и поэтому по представленным ядрам довольно хорошо можно судить о спектре масс осколков деления. На рис. 1 наряду с осколками, наблюдаемыми в эксперименте, представлены также и так называемые дополнительные осколки в предположении, что в каждом акте деления испускается 4 нейтрона / $\nu = 4$ /.

Из рисунка видно, что при облучении висмута дейтронами с энергией 22 Мэв имеет место симметричное деление с довольно узким разбросом масс осколков деления. Полуширина распределения, т.е. полная ширина пика на уровне 0,5 от максимума, составляет 17 единиц массы.

Полученный спектр масс осколков деления отражает, по существу, характер деления ядер $\text{Po}^{211}/\text{Bi}^{209} + \text{D} = \text{Po}^{211}/$, возбужденных до энергии ~ 27 Мэв. Вклад в деление ядер Po^{210} и Bi^{210} , образующихся по реакциям $\text{Bi}^{209} / \text{D}, \text{n} /$ и $\text{Bi}^{209} / \text{D}, \text{p} /$, как считает автор^{/1/}, очень незначителен.

Результаты первых опытов Файрхолла позднее были подтверждены экспериментами^{/2/}, где также изучалось деление ядер полония, но уже при облучении различных изотопов свинца / Pb^{204} , Pb^{206} - Pb^{208} / ионами гелия. И в этом случае кривая распределения осколков деления по массам представляла собою узкий одиночный пик.

Таким образом, опыты по делению ядер полония дали существенно новые результаты. Вместо асимметричного деления с характерным двугор-

бым спектром масс осколков, которое наблюдалось во всех известных ранее случаях деления при малых энергиях возбуждения, в этих опытах имело место только симметричное деление. Естественно, что в связи с этими новыми результатами представлялось интересным посмотреть деление других близких к полонию ядер.

В конце 1957 года были опубликованы результаты опытов Тарантина, Герлита, Гусевой, Мясоедова, Филипповой и Флерова^{13/}, в которых было предпринято изучение спектра масс осколков деления ядер радона, образующихся при облучении золота ускоренными ионами азота:

$Au^{197} + N^{14} \rightarrow Rn \rightarrow$ деление. Опыты проводились в Лаборатории профессора Г.Н. Флерова - одной из немногих в то время лабораторий, где имелись достаточно интенсивные потоки ускоренных тяжелых ионов.

В экспериментах использовалась обычная методика радиохимического анализа продуктов деления, с помощью которой в облученной мишени было идентифицировано 26 различных осколков деления.

Выходы этих ядер в зависимости от массового числа представлены на рис. 2. На этом же рисунке приведена кривая распределения осколков деления по массам, полученная путем расчета с учетом выходов всех осколков деления - как обнаруженных в опыте, так стабильных и слабо радиоактивных ядер, недоступных для идентификации методами радиохимии.

Кривая распределения осколков деления по массам в области значений $A = 85 - 115$ имеет вид узкого пика с полушириной ~ 20 единиц массы и максимумом при $A \sim 100$. Этот участок спектра обусловлен симметричным делением.

В области массовых чисел $A < 85$ и $A > 115$ монотонный ход кривой нарушается; причем, выходы осколков деления в этой области массовых чисел оказываются несколько выше. Это, по-видимому, является отражением того обстоятельства, что в случае облучения золота ионами азота наряду с симметричным делением ядер имеет место другой, независимый способ деления на осколки асимметричные по массе. Как видно из рисунка, частота случаев асимметричного деления приблизительно на порядок ниже частоты случаев симметричного раскалывания ядра.

При облучении золота ионами азота в основной доле случаев происходит полное слияние сталкивающихся ядер, приводящее к образованию возбужденных ядер Rn^{211} . Дальнейшая судьба этих ядер зависит от конкуренции между различными процессами девозбуждения ядра, а главным образом от конкуренции между испарением нейтронов и делением. Сопоставление результатов экспериментов ^{/4,5/}, в которых измерялись сечения деления и сечения реакций испускания нейтронов при облучении Au^{197} ионами N^{14} , показывает, что на начальном этапе процесса девозбуждения ядер Rn^{211} идет преимущественное испарение нейтронов. Деление становится преобладающим лишь после испускания 5-6 нейтронов, т.е. для изотопов радона с более низким значением A и, следовательно, менее устойчивых по отношению к делению. Поэтому в экспериментах по облучению Au^{197} ионами N^{14} основной эффект деления обуславливается делением ядер Rn^{206} и Rn^{205} . Энергия возбуждения этих ядер, равная разности между начальной энергией возбуждения составного ядра и энергией, затраченной на испарение нейтронов, составляет около 25 Мэв. Это подтверждается и результатами других экспериментов, в частности, исследованиями угловой анизотропии направлений разлета осколков деления, которая, как известно, зависит от энергии возбуждения делящегося ядра. Опыты ^{/6/}, в которых изучалось распределение направлений разлета осколков, образующихся при делении Au^{197} ионами C^{12} с энергией 72-120 Мэв, показывают, что деление ядер аstatина $\text{Au}^{197} + \text{C}^{12} \rightarrow \text{At}$ происходит при энергии возбуждения 20-25 Мэв.

Узкий пик в спектре масс осколков деления с максимумом при $A = 100$, наблюдаемый в работе ^{/3/}, авторы объясняют как результат деления ядер Rn^{206} и Rn^{205} , возбужденных до энергии ~ 20 Мэв. Деление же этих ядер при меньших энергиях возбуждения, по-видимому, дает преимущественно асимметричные по массе осколки. Это приводит к дополнительному образованию осколков деления в области массовых чисел $A < 85$ и $A > 115$ и к нарушению монотонности распределения.

Более четко сочетание двух независимых способов деления - симметричного и асимметричного, наблюдалось в опытах Йенсена и Файрхолла ^{/7/},

опубликованных в 1958 году. В этих опытах исследовался спектр масс осколков, образующихся при делении ядер актиния. Облучался Ra^{226} протонами с энергией 11 Мэв. Из-за большой радиоактивности радия и для того, чтобы исключить возможные потери редкого элемента в химических операциях, в этих опытах использовалась не обычная процедура растворения облученной мишени и последующего химического анализа, а методика сбора осколков деления с помощью задерживающих фольг. Для этого тонкая мишень в виде карбоната радия на 1,5 микронной золотой фольге закрывалась сверху такой же предохранительной фольгой, зажималась между двумя алюминиевыми листочками и в таком виде облучалась протонами. Практически все осколки деления проходили через подложку и верхнюю предохранительную фольгу и задерживались в алюминиевых поглотителях. После облучения алюминиевые фольги отделялись от мишени и накопившиеся в них продукты деления извлекались обычными химическими методами.

Выходы различных продуктов деления, образующихся при облучении Ra^{226} протонами с энергией 11 Мэв, приведены на рис. 3. Как видно из рисунка, два возможных типа деления - симметричный и асимметричный, представлены здесь как два отдельные, независимые способы деления.

Центральный пик обусловлен симметричным делением ядер, два крайних - асимметричным. Максимум выхода группы тяжелых осколков деления лежит при $A \sim 135$. Это приблизительно согласуется с общим правилом, отмеченным для асимметричного деления трансурановых ядер, согласно которому положение максимума выхода тяжелых осколков остается постоянным в пределах $A = 138-146$ и не зависит от массового числа делящегося ядра. Полуширина каждого из пиков ~ 20 единиц массы.

Как считают авторы работы^{/7/}, симметричное деление - это деление составных ядер Ac^{227} при начальной энергии возбуждения ~ 16 Мэв. Асимметричные по массе осколки - результат деления, во-первых, ядер Ac^{226} с энергией возбуждения 7-8 Мэв, образующихся в результате испускания одного нейтрона из составного ядра, во-вторых, ядер Ac^{227} , которые наряду с симметричным в некоторой доле случаев испытывают и асимметричное деление.

Аналогичный спектр масс осколков наблюдался и в следующих опытах - экспериментах Даффильда, Шмитта и Шарпа^{/8/}. Авторы^{/8/}, используя такую же методику, как и в предыдущей работе^{/7/}, исследовали деление Ra^{226} под действием тормозных x -лучей с максимальной энергией 23 Мэв. Найденные значения выходов различных осколков деления в пределах ошибок эксперимента совпали с полученными ранее результатами^{/7/}.

В конце 1960 года были опубликованы результаты опытов Йенсена и Файрхолла^{/9/}, в которых исследовалось деление Ra^{226} дейтонами и ионами гелия различных энергий. При облучении Ra^{226} дейтонами с энергией 14,5 Мэв была снова получена трехгорбая кривая распределения осколков деления по массам, подобная обнаруженной в опытах^{/7/}. При облучении дейтонами более высоких энергий центральный максимум становился больше и при энергии дейтонов 21,5 Мэв распределение осколков деления по массам имело вид, представленный на рис. 4.

Согласно интерпретации авторов^{/9/}, центральный пик объяснялся делением составных ядер Ac^{228} при начальной энергии возбуждения ~ 29 Мэв и в некоторой доле случаев - делением ядер Ac^{227} . Асимметричная часть спектра связана с делением ядер Ac^{226} и Ac^{225} при энергиях возбуждения меньше 10 Мэв.

При облучении Ra^{226} ионами гелия, где, по существу, имело место деление ядер тория, распределение осколков деления по массам и его изменение с ростом энергии бомбардирующих частиц были такими же, как и при делении тяжелых ядер. Так, выход осколков при делении Ra^{226} ионами гелия с энергией 23,5 Мэв описывался двугорбой кривой с отношением выходов в провале и на вершине пика $\sim 1 : 10$. С ростом энергии ионов гелия это отношение увеличивалось, и при энергии 43 Мэв впадина между горбами полностью заполнялась.

Аналогичное исследование динамики спектра масс было также принято Вольке^{/10/}, который облучал Ra^{226} протонами различной энергии. В работе определялись выходы двух осколков деления: Sr^{91} и Pd^{112} - наиболее вероятных продуктов асимметричного и, соответственно, симметричного способов деления. Было обнаружено, что вероятность симметрич-

ного деления растет быстрее, чем асимметричного при увеличении энергии бомбардирующих частиц. Выход Pd^{112} по отношению к выходу Sr^{91} возрастал приблизительно в два раза при увеличении энергии протонов от 11 до 22 Мэв.

Исследованию деления золота при облучении ионами C^{12} была посвящена работа Виола, Бланна и Томаса^{/11/}, доложенная на конференции по реакциям под действием тяжелых ионов в мае 1960 г. в городе Гатлинбурге /США/. В этих опытах, также как и в случаях^{/1-3/}, распределение осколков деления по массам оказалось симметричным, однако, с несколько большей полушириной / $\Delta A \sim 27$ единиц массы/.

В самое последнее время стало известно о работе Сагихара, Ройзмера и Мидоуса^{/12/}. Авторами изучалось деление висмута под действием протонов с энергией 36 и 58 Мэв. Было обнаружено, что при облучении висмута протонами с энергией 36 Мэв, в основном, наблюдается симметричное деление. Однако, приблизительно в 0,3% от всех случаев имеет место асимметричное деление, представленное в спектре масс группой легких осколков деления с максимумом при $A \sim 70$ и полушириной пика в 7 единиц массы. /Выход осколков тяжелой группы в опыте не определялся. Поэтому о положении второго пика ничего не известно/. При облучении же висмута протонами с энергией 58 Мэв в этих опытах отдельного пика асимметричных по массе осколков деления не наблюдалось.

Асимметричное деление было обнаружено при облучении тантала и рения ионами гелия^{/13/}. Этот способ деления является преобладающим, если энергия возбуждения не превышает 30 Мэв. При энергии ионов гелия выше 40 Мэв более вероятным становится симметричное деление.

Таков перечень основных работ, посвященных изучению спектров масс осколков деления доториевых ядер. Наряду с этим можно указать еще на ряд исследований, хотя и не направленных на непосредственное изучение спектров масс осколков, но тем не менее содержащих некоторые косвенные данные о характере деления исследуемых ядер. К таким работам можно отнести эксперименты по измерению кинетической энергии и пробегах осколков деления. Эти величины, как известно, зависят от того, каким образом делит-

ся ядро и характер их распределения поэтому отражает основные особенности распределения осколков деления по массам.

В опытах Нобля и Личмана /14/ с помощью ксенонового сцинтилляционного счетчика исследовалось распределение одиночных осколков деления в зависимости от величины кинетической энергии для случая $\text{Pa}^{226} + n$. Полученные результаты показали, что при малых энергиях нейтронов ~ 4 Мэв/ деление асимметрично. При больших энергиях нейтронов ~ 10 Мэв/ в спектре энергий осколков появляется компонента, отвечающая симметричному способу деления.

Аналогичные измерения, но с помощью пропорционального газоразрядного счетчика, были выполнены в опытах с тяжелыми ионами для деления ядер астатина / $\text{Au}^{197} + \text{C}^{12} \rightarrow \text{At} \rightarrow f$ /, франция / $\text{Au}^{197} + \text{O}^{16} \rightarrow \text{Fr} \rightarrow f$ /, актиния / $\text{Bi}^{209} + \text{C}^{12} \rightarrow \text{Ac} \rightarrow f$ / и протактиния / $\text{Bi}^{209} + \text{O}^{16} \rightarrow \text{Pa} \rightarrow f$ / /15,16/. Преобладающим способом деления в этих четырех реакциях явилось симметричное раскалывание ядра. Однако, не исключено, что в некоторой доле случаев, особенно для двух последних реакций, имеет место и асимметричное деление.

Спектр энергий осколков, наблюдаемых при делении золота ионами $\text{C}^{12}/^{17}/$, отвечает также симметричному способу деления ядра. Для измерения энергии осколков деления в этой работе использовались полупроводниковые детекторы заряженных частиц.

В работах /18,19/ характер симметрии деления ядер определялся с помощью методики ядерных фотоэмульсий по распределению пробегов осколков деления. Опыты показали, что при облучении Au^{197} , Pb^{208} и Bi^{209} ионами C^{12} , N^{14} , O^{16} и Ne^{20} происходит симметричное деление /18/.

Более точные дополнительные исследования реакций деления $\text{Pb}^{208} / \text{C}^{12}, f /$ и $\text{Bi}^{209} / \text{C}^{12}, f /$ /19/ позволили установить, что в этих случаях наряду с симметричным наблюдается и асимметричное деление.

Изложенные в обзоре сведения о делении различных ядер для большей наглядности собраны в одну таблицу. В таблице наряду с мишенями и бомбардирующими частицами указываются образующиеся при этом состав-

ные ядра, которые в большинстве случаев делятся без изменения z , испуская несколько нейтронов. В таблице также даны энергия бомбардирующей частицы и энергия возбуждения составного ядра. Последнюю следует рассматривать как верхнюю границу для энергии возбуждения делящегося ядра.

Рассмотренные случаи показывают, что способ деления ядра - на симметричные или асимметричные по массе осколки, зависит, как от энергии возбуждения, так и от того, какое ядро делится. При низких энергиях возбуждения $E^* < 30$ Мэв/ деление ядер в области $z = 75-77$ асимметрично /№№ 1,2/. С ростом энергии возбуждения преобладающим для этих ядер становится симметричное деление. Аналогичный переход от асимметричного к симметричному делению с увеличением энергии возбуждения делящегося ядра наблюдается и для ядер с $z \geq 80$.

Для ядер с $z = 84 - 87$ /№№ 3-10/ закономерности несколько иные. Здесь при малых энергиях возбуждения для ядер с нормальным соотношением нейтронов и протонов обычным способом деления является симметричное деление с узким распределением осколков деления по массам. Для нейтроно-дефицитных изотопов, т.е. менее устойчивых по отношению к делению ядер /в силу большей величины параметра неустойчивости z^2/A /, по-видимому, характерно асимметричное деление.

Делению именно таких ядер, вероятно, обязано появление компоненты асимметричных по массе осколков в спектрах масс осколков деления ядер полония и радона /№№ 4 и 9/. Очевидно, этим же эффектом можно объяснить расширение симметричных спектров, которое наблюдалось в реакциях №№ 6-8,10. По-видимому, за асимметричное деление здесь ответственны изотопы Po, At, Rn и Fr с массовыми числами 205, 206, образующиеся в результате испускания 5-7 нейтронов из составного ядра.

Следует иметь в виду, что в некоторых случаях возможно расширение спектров масс осколков деления за счет увеличения статистических флуктуаций, если деление происходит из сильновозбужденного состояния. Этот эффект проявляется для ядер с $z \geq 87$ при делении энергичными частицами, где деление успешно конкурирует с испусканием нейтронов в самом начале каскада испарения и, следовательно, происходит из состояния с практически начальной энергией возбуждения.

Таблица I.

№ пп	Мишень	Бомбард. частица	Составн. ядро	Энергия бомб. частиц (Мэв)	Энергия возб. состав. ядра (Мэв)	Деление x)	Литература
I	2	3	4	5	6	7	8
I.	^{181}Ta	^4He	^{185}Re	33 40	30 37	асимметрич. симметричн.	[13]
2.	$^{185,187}\text{Re}$	^4He	$^{189,191}\text{Ir}$	33 40	30 37	асимметрич. симметричн.	[13]
3.	$^{204-208}\text{Pb}$	^4He	$^{208-212}\text{Po}$	25-42	20-37	симметричн.	[2]
4.	^{209}Bi	^1H	^{210}Po	36	41	симметричн. + асимметрич.	[12]
5.	^{209}Bi	^2H	^{211}Po	22	27	симметричн.	[1]
6.	^{197}Au	^{12}C	^{209}At	126	109	симметричн.	[16]
7.	^{197}Au	^{12}C	^{209}At	93	77	симметричн.	[17]
8.	^{197}Au	^{12}C	^{209}At	112	95	симметричн.	[11]
9.	^{197}Au	^{14}N	^{211}Rn	≤ 105	≤ 81	симметричн. + асимметричн.	[3]
10.	^{197}Au	^{16}O	^{213}Fr	168	126	симметричн.	[5, 16]
11.	^{226}Ra	X-лучи	^{226}Ra	≤ 23	≤ 23	асимметричн. + симметричн.	[8]
12.	^{226}Ra	n	^{227}Ra	4-21	9-26	асимметричн. + симметричн.	[14]
13.	^{208}Pb	^{12}C	^{220}Ra	61	28	симметричн. + асимметричн.	[19]
14.	^{209}Bi	^{12}C	^{221}Ac	126	87	симметричное	[16]
15.	^{209}Bi	^{12}C	^{221}Ac	61	25	симметричн. + асимметричн.	[19]
16.	^{226}Ra	^1H	^{227}Ac	11	16	симметричн. + асимметричн.	[7]
17.	^{226}Ra	^1H	^{227}Ac	11-22	16-27	симметричн. + асимметричн.	[10]
18.	^{226}Ra	^2H	^{228}Ac	14,5 21,5	22 29	асимметр+симм. симметр.+асимм.	[9]
19.	^{226}Ra	^4He	^{230}Th	23,5 31 43	19 26 38	асимметричн. асиммет.+симмет симмет.+ассим.	[9]

x) Первым указывается более вероятный способ деления.

Для ядер с $z \sim 88-89$ при низких энергиях возбуждения приблизительно равновероятны оба способа деления. При увеличении энергии возбуждения начинает преобладать симметричное деление.

Таким образом, известные до недавнего времени экспериментальные факты относительно деления тяжелых ядер подчинялись единому правилу: при малых энергиях возбуждения деление было асимметричным. Результаты опытов по делению доториевых ядер выпали из этого правила. Было обнаружено, что характер низкоэнергичного деления в этой области ядер может быть различным и зависит от конкретных свойств делящегося ядра. В результате этого к еще неразрешенному вопросу об асимметрии деления тяжелых ядер прибавились новые трудности объяснения изменения характера деления при переходе от одной группы ядер к другой.

3. Теория деления

Процесс деления, связанный с деформациями ядра как целого, обычно рассматривается в рамках жидкокапельной модели. В этой модели предполагается, что поведение ядра в процессе деления аналогично поведению капли несжимаемой равномерно заряженной жидкости. Деление в этом случае представляется как удлинение капли, приводящее в конечном итоге к ее раздвоению.

Деформация ядра связана с изменением его потенциальной энергии, которая складывается, в основном, из энергии поверхностного натяжения и электростатического отталкивания. Потенциальная энергия при увеличении деформации ядра растет, достигает максимума, а затем падает. Разность между энергией ядра в максимуме и энергией начального состояния представляет собою потенциальный барьер. Энергию, равную величине этого барьера, необходимо внести в ядро, чтобы вызвать его деление. Высота барьера для деления оказывается различной в зависимости от того, каким образом деформируется ядро. При делении с наибольшей вероятностью осуществляется такая деформация, для которой требуется минимальная энергия. Поэтому вопрос о наиболее вероятном способе деления сводится, по существу, к вопросу о нахождении деформации с минимальной высотой барьера.

Форму ядра в процессе деформации описывают с помощью разложения радиуса-вектора R поверхности капли в ряд по шаровым функциям:

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda \mu} a_{\lambda \mu} Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi) \right], \quad /1/$$

где R_0 - радиус сферы равного объема,

θ и ϕ - полярные углы, определяющие направление радиуса-вектора R .

Обычно ограничиваются рассмотрением только аксиально-симметричных деформаций. В этом случае R меняется только при изменении θ угла между направлениями радиуса-вектора и оси симметрии:

$$R(\theta) = R_0 \left[1 + \sum_n P_n a_n(\cos \theta) \right]. \quad /2/$$

Здесь $P_n(\cos \theta)$ - полином Лежандра n -го порядка. Из условия сохранения объема следует $a_0 = 0$. Параметру a_1 отвечает смещение всего ядра как целого, поэтому в разложении /2/ при рассмотрении деформаций используются лишь члены с $n \geq 2$. Максимальное значение n из-за конечности числа нуклонов в ядре ограничено величиной $A^{1/3}$. Четным значениям n соответствует зеркально-симметричная форма ядра по отношению к плоскости, перпендикулярной к оси симметрии; нечетным - зеркально-асимметричная форма. Так, при квадрупольной деформации / $n = 2$ / ядро имеет форму гантели; при октупольной / $n = 3$ / - форму груши.

Впервые некоторые вопросы теории деления были рассмотрены Бором и Уилером в 1939 г. В первой работе /20/ отмечалось, что минимальный барьер для деления ожидается для квадрупольной деформации ядра, которая должна приводить к делению на осколки равной массы.

Более детально вопрос о барьерах деления рассматривался в работах Презента, Книппа и Рейниса /21-23/. В этих работах энергия деформации ядра определялась с учетом членов $a_2 P_2$, $a_3 P_3$, $a_4 P_4$ и $a_5 P_5$.

Оценки проводились для ядер с $x = \frac{z^2/A}{(z^2/A)_{\text{пред}}} > 0,80$ /параметр (z^2/A) пред. относится к абсолютно неустойчивому по отношению к делению ядру и равен приблизительно 48-49/. И в этом случае оказалось, что критическая форма ядра, т.е. форма ядра в максимуме энергии деформации, симметрична и, следовательно, должна приводить к симметричному делению.

Аналогичный результат был получен в работе Франкеля и Метрополиса^{/24/}. С помощью электронной счетной машины авторы вычислили высоту барьера для деления при различных деформациях ядра, описываемых первыми десятью полиномами Лежандра. Расчеты подтвердили основной результат жидкокапельной модели, указывающий на преобладание симметричного деления для тяжелых ядер. Однако, для более устойчивых ядер $x < 0,65$ / намечалась тенденция к снижению барьера для асимметричного деления.

Указание на то, что для ядер с малым x наименьший барьер имеет место при асимметричной деформации ядра, было получено также и в работе Святецкого^{/25/} при качественном рассмотрении процесса в рамках жидкокапельной модели.

Тенденцию к асимметричному делению при уменьшении x нетрудно понять с точки зрения модели жидкой капли.

По мере уменьшения z критическая форма делящегося ядра становится более вытянутой и все в большей степени определяется поверхностной энергией. В предельном случае $z = 0$ / критическая форма отвечает двум касающимся сферам и энергия деформации зависит только от поверхностного натяжения. Легко видеть, что в этом предельном случае поверхностная энергия максимальна, если сферы одинаковы, и снижается по мере увеличения разницы в радиусах сфер.

Таким образом, результаты расчетов показывают, что простая жидкокапельная модель оказывается неспособной объяснить основные экспериментальные факты: асимметричное деление для тяжелых ядер и симметричное - для более устойчивых. Это, как будет видно из дальнейшего, связано с тем, что не все факторы, существенные для деформации ядра, учитываются в жидкокапельной модели.

Попытки модернизировать жидкокапельную модель предпринимались несколькими авторами.

В работах Носова^{/26/}, а также Бусинаро и Галлона^{/27,28/} была сделана попытка учесть поведение ядра на последнем этапе деления. Авторы показали, что при определенной величине квадрупольной деформации a_2

/после прохождения вершины барьера, но до отделения одного осколка от другого/ ядро становится неустойчивым по отношению к грушевидной деформации a_3 . Эта неустойчивость является абсолютной, т.е. деформация не ограничивается каким-либо конечным значением a_3 . По мнению авторов, развитие этой деформации на последнем этапе деления может привести к изменению формы деформирующегося ядра и к преимущественному делению на осколки разной массы.

Однако, как отмечается в работах ^{/29,30/}, проявление неустойчивости ядра по отношению к октапольной деформации в этом случае очень маловероятно. Поэтому вряд ли симметричная на начальном этапе деления форма ядра существенно изменится в конце процесса.

Гейликманом ^{/29/} была сделана попытка рассмотреть влияние замкнутых оболочек на характер деления ядер. В рамках жидкокапельной модели, но с учетом оболочечных эффектов образующихся осколков автором была вычислена энергия ядра перед разрывом шейки, стягивающей два будущих осколка деления. Вычисления показали, что энергия деформации в момент разрыва шейки для тяжелых ядер / U 236, Pu 240 Cm 242,

Cf ^{244/} минимальна при отношении масс осколков, не равном единице. Этим фактором автор объясняет асимметричное деление тяжелых ядер при малых энергиях возбуждения. Аналогичное объяснение дается и для асимметричной компоненты в спектрах масс осколков, образующихся при облучении золота ионами N 14 ^{/3/} и радия протонами ^{/7/}.

В работе Гейликмана ^{/29/}, как и в работах ^{/26-28/}, асимметрия деления связывается с тем, что после прохождения вершины барьера энергетически более выгодной становится асимметричная деформация a_3 . Однако, вместо абсолютной неустойчивости по отношению к деформации a_3 , отмечаемой в работах ^{/26-28/}, согласно ^{/29/}, ядро имеет положение устойчивого равновесия около некоторого значения a_3 , определяемого минимумом потенциальной энергии. В этом случае возникновение асимметричной деформации ядра представляется более естественным. Если обратиться к квантово-механическому рассмотрению, ψ -функция, описывающая состояние ядра, должна иметь в этом случае максимум в минимуме потенциаль-

ной энергии. В случае абсолютной неустойчивости можно ожидать лишь расплывание начального /при $a_3 = 0$ / максимума ψ -функции, которое в этом случае не столь сильно велико.

Следует отметить, что из-за неточности полуэмпирической формулы, используемой для вычисления энергии осколков деления, результаты работы /29/ можно, по-видимому, рассматривать лишь как качественное объяснение экспериментальных фактов.

Дальнейшее уточнение модели деления было предпринято Юханссоном /30/. Автором исследовалась возможность октупольных деформаций ядра на основе обобщенной модели. В работе /30/ вычислялась энергия деформированного ядра с учетом деформации остова и изменения энергии одночастичных состояний для нуклонов, расположенных сверх замкнутых оболочек. Энергия ядра рассчитывалась как функция параметра октупольной деформации / a_3 / при различных значениях параметра квадрупольной деформации. При расчете энергии остова использовалась жидкокапельная модель с учетом членов $a_2 P_2$ и $a_3 P_3$ вплоть до второго порядка. Энергия одночастичных состояний вычислялась на основе теории возмущений. В качестве невозмущенных значений энергии нуклонов брались значения энергии одночастичных уровней, полученные Нильссоном /31/ на основе модели гармонического анизотропного осциллятора с учетом орбитального движения нуклона и спин-орбитального взаимодействия. В качестве возмущения рассматривалось добавочное взаимодействие нуклона с остовом ядра, обусловленное отклонением формы остова от формы эллипсоида вращения в случае грушевидной деформации. Наличие этого возмущения приводит к понижению энергий уровня нуклона, если вблизи этого уровня имеется другой незаполненный уровень противоположной четности.

На это обстоятельство впервые было указано Струтинским /32/ при рассмотрении вопроса об устойчивости грушевидной формы ядра. Им было отмечено, что при $\frac{|M_{ab}|^2}{E_b - E_a} > \frac{1}{2} C$ ядро может иметь устойчивую октупольную деформацию. Здесь M_{ab} - матричный элемент возмущения: E_a и E_b - энергия основного и ближайшего возбужденного уровня с противоположной четностью; C - константа, связывающая изменение потенциальной энергии остова с параметром октупольной деформации: $\Delta E = \frac{1}{2} C a_3^2$.

В этой же работе ^{/32/} указывалось, что эта тенденция к грушевидной деформации может быть одним из факторов, приводящих к асимметрии в распределении масс осколков.

Кстати заметим, что аналогичное качественное замечание, основанное на анализе состояний отдельных нуклонов в ядре, было сделано Владимирским ^{/33/}. Им отмечалось, что эллипсоидальное удлинение формы ядра должно приводить к сильному увеличению энергии нуклонов с большим значением проекции момента количества движения на ось симметрии /из-за увеличения энергии вращения нуклона/. Поэтому энергетически более выгодной при делении ожидается грушевидная деформация; в этом случае локализация нуклонов с большой проекцией момента в широкой части ядра не вызывает столь сильного увеличения энергии их вращения.

Детальные расчеты Юханссона показали, в каких именно случаях возможна асимметричная деформация. На рис. 5, взятом из работы ^{/30/}, приводятся кривые изменения потенциальной энергии ядра Cf^{250} в зависимости от величины октупольной деформации α_3 при различных значениях параметра вытянутости ядра γ , равного отношению большой полуоси эллипсоида к малой.

Из рисунка видно, что по мере развития квадрупольной деформации - роста параметра γ , положение устойчивого равновесия, определяемое минимумом потенциальной энергии, смещается в сторону больших значений α_3 . Значит, по мере вытягивания ядра его форма все в большей степени становится грушевидной. Естественно, что разрыв такого ядра на две части должен приводить к асимметричным по массе осколкам деления. При этом асимметрия деления будет зависеть от того в какой мере ядро успевает принять грушевидную форму к времени его раздвоения.

Указать именно в какой момент деформации происходит реальное распределение массы делящегося ядра между парой осколков трудно. Одни считают, что это имеет место на вершине потенциального барьера, другие - в момент разрыва ядра на две части.

Юханссон нашел, что экспериментальная величина асимметрии масс осколков деления $\frac{A_{тяж.оск.}}{A_{легк.оск.}}$ для тория, урана, плутония и более тяже-

ных ядер пропорциональна величине октапольной деформации ядра на вершине барьера. Поэтому для дальнейшего рассмотрения им было принято, что асимметрия или симметрия масс осколков определяется формой ядра на вершине барьера.

Кривые на рис. 5 дают достаточно наглядное объяснение асимметрии масс осколков при делении тяжелых ядер. Для этих ядер вершина потенциального барьера лежит при заметной октапольной деформации; поэтому деление в этом случае дает осколки неравной массы.

При увеличении z ядра делятся при все меньших начальных деформациях, т.е. при более низких значениях γ , т.к. с ростом z уменьшается устойчивость ядра по отношению к делению. При этом, как видно из рисунка, форма ядра на вершине барьера становится более симметричной и, следовательно, более симметричным должно быть деление. Этот вывод из расчетов Юханссона согласуется с хорошо известным эмпирическим правилом, отмеченным Святецким /34/ при анализе опытных данных по асимметрии деления тяжелых ядер. Согласно этому правилу степень асимметрии, определяемая разностью A тяж. оск. - A легк. оск., где A тяж. оск. и A легк. оск. - массовые числа наиболее вероятных осколков деления тяжелой и легкой группы, пропорциональна z^2/A и уменьшается с ростом z^2/A .

Согласно расчетам Юханссона для сравнительно устойчивых ядер должно наблюдаться симметричное деление. Это связано с тем, что при большой вытянутости ядра /при $\gamma > 2,5$ / положение одночастичных уровней меняется так, что влияние нуклонов вне замкнутых оболочек уменьшается и наиболее выгодной, согласно жидкокапельной модели, становится симметричная, квадрупольная деформация. Значение $\gamma = 2,5$ в седловой точке имеют ядра с $z^2/A = 34,3$. Поэтому для ядер с $z^2/A < 34,3$ следует ожидать симметричное деление, в отличие от ядер с $z^2/A > 34,3$, для которых должен наблюдаться асимметричный спектр масс осколков. Из экспериментов известно, что для ядер с $z^2/A > 35,2$ [Th²³⁰ /см № 19, Табл.1/ и более тяжелые ядра] наблюдается асимметричное деление при малых энергиях возбуждения; симметричное деление имеет место при $z^2/A < 33,8$

/ P₀ 208-212, № № 3-5, табл. 1/. В переходной области ядра делятся как симметрично, так и асимметрично. Как видно, согласие экспериментальных данных с результатами расчета достаточно хорошее.

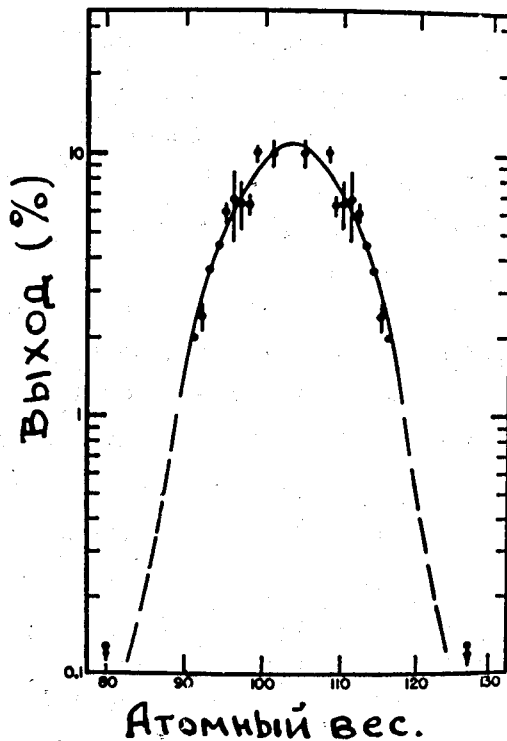
Для ядер более устойчивых, чем висмут, количественные оценки, как отмечает Юханссон, трудны. Вершина барьера для таких ядер лежит при больших деформациях и при этом положение одночастичных уровней очень неопределенно. Однако, качественное рассмотрение диаграммы уровней в этой области деформаций показывает, что более легкие, чем висмут, ядра снова должны делиться асимметрично. Наибольшая тенденция к асимметрии деления ожидается для ядра с $Z = 72$. По-видимому, именно в силу этого обстоятельства деление ядер рения и иридия /№ 1,2, табл. 1/ сопровождается асимметричным распределением масс осколков.

Таковы основные результаты модели деления Юханссона, в которой без каких-либо дополнительных допущений и предположений достаточно хорошо объясняются все известные экспериментальные факты об асимметрии и симметрии деления ядер при малых энергиях возбуждения. При увеличении энергии возбуждения оболочечная структура ядра разрушается и положение нуклона в ядре не определяется больше каким-либо определенным уровнем. В этом случае поведение ядра в процессе деления должно описываться простой жидкокапельной моделью, согласно которой тяжелые ядра должны делиться симметрично. По-видимому, именно этим можно объяснить симметричную часть спектров масс осколков деления, появляющуюся при увеличении энергии возбуждения делящегося ядра.

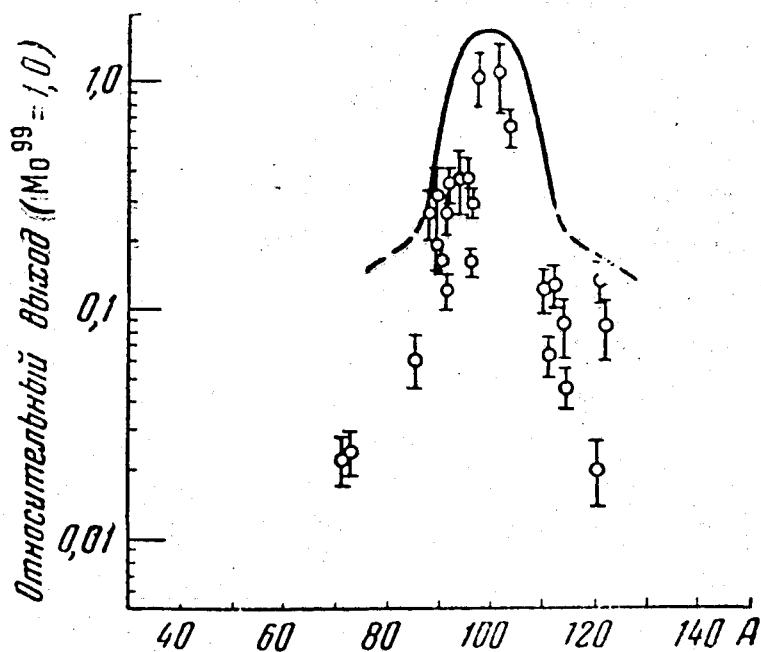
Таким образом, в основной вопрос проблемы деления тяжелых ядер - вопрос о симметрии или асимметрии деления, в настоящее время внесена определенная ясность. Этот результат следует рассматривать как совместный успех теории и эксперимента. Действительно, накопление в последние пять лет новых данных по делению доториевых ядер показало, что деление при малых энергиях возбуждения весьма многообразно и не исчерпывается классической картиной асимметричного распределения масс осколков, наблюдаемой ранее при делении урана и более тяжелых ядер. Как мы видели выше, здесь и чисто симметричное деление, и сочетание симмет-

ричного с асимметричным и, наконец, снова асимметричное деление. Такое многообразие форм деления для ядер, лишь немного отличающихся одно от другого, указывало, что простая жидкокапельная модель деления, где усредняются индивидуальные особенности ядер, вряд ли способна успешно объяснить переход от одного типа деления к другому. Становилось очевидным, что для этого нужна новая модель деления, где бы учитывались конкретные свойства данного ядра.

Попытка учесть индивидуальные особенности осколков, образующихся при делении ^{29/}, привела лишь к качественному объяснению. И только рассмотрение на основе последних результатов теории ядра - на основе обобщенной модели и с привлечением остаточных сил, позволило Юханссону ^{30/} более полно и последовательно объяснить картину деления всех исследованных ядер.

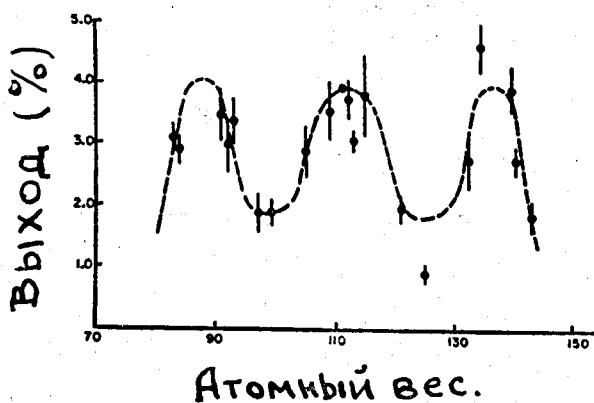


Р и с. 1. Распределение по массам осколков деления, образующихся при облучении Bi^{209} дейтонами с энергией 22 Мэв. Деление ядер Po^{211} , возбужденных до энергии ~ 27 Мэв.

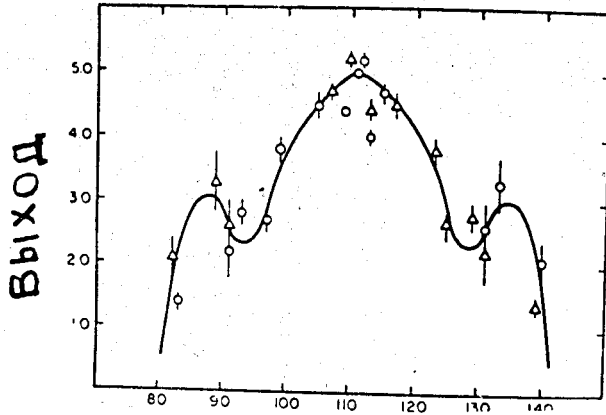


Р и с. 2. Распределение по массам осколков деления, образующихся при облучении Au^{197} ионами N^{14} с энергией 105 Мэв. Деление ядер Pn^{206} и Pn^{205} при энергии возбуждения ~ 20 Мэв.

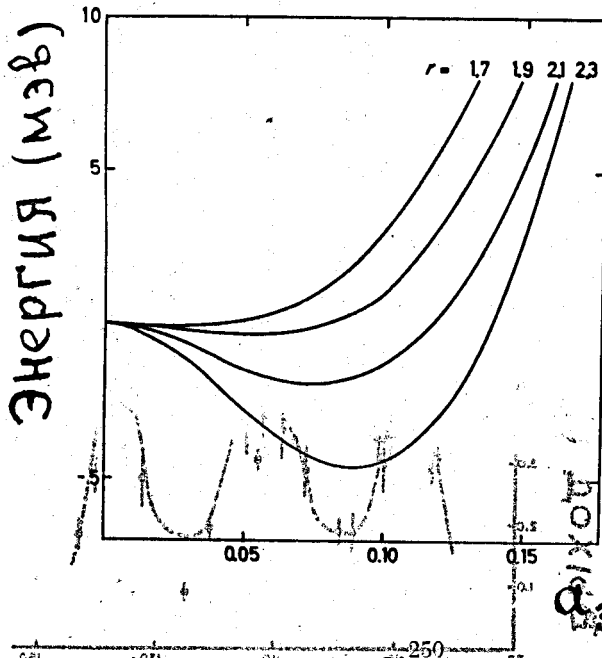
0 - экспериментальные значения выходов ядер. Кривая - расчет с учетом выходов неидентифицированных в опытах ядер.



Р и с. 3. Распределение по массам осколков деления, образующихся при облучении Ra^{226} протонами с энергией 11 Мэв. Деление ядер Ac^{227} и Ac^{226} при энергиях возбуждения ~ 16 и 7-8 Мэв соответственно.



Р и с. 4. Распределение по массам осколков деления, образующихся при облучении ^{226}Pa дейтонами с энергией 21,5 Мэв. Деление ядер $^{228}\text{Ac} - ^{225}\text{Ac}$ при энергиях возбуждения менее 29 Мэв.



Р и с. 5. Энергия деформации ядра Cf в зависимости от величины оскульной деформации, r при различных значениях параметра вытянутости ядра r , равного отношению большой оскульной полуоси эллипсоида вращения к малой. Распределение энергии деформации в зависимости от параметра вытянутости ядра r при различных значениях параметра r . Энергия деформации ядра ^{250}Cf в зависимости от параметра вытянутости ядра r при различных значениях параметра r . Энергия деформации ядра ^{250}Cf в зависимости от параметра вытянутости ядра r при различных значениях параметра r .

Л и т е р а т у р а

1. A.W.Fairhall. Phys.Rev. 102, 1335 (1956).
2. A.W.Fairhall, R.C.Jensen, E.F.Neuzil. Proceed. Second Intern. Conference Peac. Uses Atomic Energy Vol. 15, 452 p. (1958).
3. Н.И. Тарантин, Ю.Б. Герлит, Л.И. Гусева, Б.Ф. Мясоедов, К.В. Филиппова, Г.Н. Флеров. ЖЭТФ, 34, 316 /1958/ и "Ядерные реакции при малых и средних энергиях" /труды конференции/. Ноябрь 1957 г. Изд. АН СССР, М., 1958.
4. В.А. Друин, С.М. Поликанов, Г.Н. Флеров. ЖЭТФ, 32, 1298 /1957/.
5. С.А. Барабошкин, А.С. Карамян, Г.Н. Флеров. ЖЭТФ, 32, 1294 /1957/.
6. G.E.Gordon, A.E.Larsh, T.Sikkeland, G.T.Seaborg. Phys.Rev. 120, 1341 (1960).
7. R.C.Jensen, A.W.Fairhall. Phys.Rev. 109 942 (1958).
8. R.B.Duffied, R.A.Schmitt, R.A.Sharp. Proceed. Second Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy. Vol. 15, 452 (1958).
9. R.C.Jensen, A.W.Fairhall. Phys.Rev. 118, 771 (1960).
10. R.L.Wolke. Phys.Rev. 120, 543 (1960).
11. V.E.Viola, H.M.Blann, T.D.Thomas. Proceed. Second Conf. Reactions between Complex Nuclei. Gatlinburg. p.244 (1960).
12. T.T.Sugihara, J.Roesmer, J.W.Meadows. Phys.Rev. 121 1179 (1961).
13. R.D.Griffioen, J.W.Cobble. Phys. Rev. Letters. 5, 83 (1960).
14. R.A.Nobles, R.A.Leachman. Nucl.Phys. 5, 211 (1958).
15. A.R.Quinton, H.C.Britt, W.J.Knox, C.E.Anderson. Nucl.Phys. 17, 74 (1960).
16. H.C.Britt, A.R.Quinton. Phys. Rev. 120, 1768 (1960).
17. A.E.Larsh, G.E.Gordon, T.Sikkeland, J.R.Walton. Proceed. Second Conf. Reactions between Complex Nuclei. Gatlinburg p.208, (1960).
18. E.Goldberg, H.L.Reynolds, D.D.Kerlee. Proceed. Second Conf. Reactions between Complex Nuclei. Gatlinburg. p. 230 (1960).
19. K.M.Clarke. Proceed Second Conf. Reactions Between Complex Nuclei. Gatlinburg p. 216 (1960).

20. N.Bohr, J.A.Wheeler. Phys.Rev. 56, 426 (1939).
21. R.Present, J.Knipp. Phys. Rev. 57, 751 (1940).
22. R.Present, J.Knipp. Phys. Rev. 57, 1188 (1940).
23. R.Present, J.Knipp, F.Reines. Phys. Rev. 70, 557 (1946).
24. S.Frankel, N.Metropolis. Phys. Rev. 72, 914 (1947).
25. W.Swiatecki. Phys. Rev. 101, 651 (1956).
26. В.Г. Носов. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии / Женева, 1955 г./, том 2. стр. 234. М. 1958 .
27. U.L.Businaro, S.Gallone. Nuovo Cimento. 1, 629 (1955).
28. U.L.Businaro, S.Gallone. Nuovo Cimento. 1, 1277 (1955).
29. Б.Т. Гейликман. Атомная энергия 6, 290 (1959).
30. S.A.E. Johansson. Nucl.Phys. 22, 529 (1961).
31. S.G.Nilsson. Kgl. Dan. Mat. - Fys. Medd 29, N16 (1955).
32. В.М. Струтинский. Атомная энергия, 4, 150 /1956/.
33. В.В. Владимирский. ЖЭТФ, 32, 822 /1957/.
34. W.Swiatecki. Phys. Rev. 100, 936 (1955).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 августа 1961 года.