

- [8] *В.Т.Грачев, Ю.И.Гусев, Д.М.Селиверстов.* // Ядерная физика, 1988. Т.47. С.622.
- [9] *Ю.И.Гусев, Д.М.Селиверстов.* // Вопросы атомной науки и техники, сер. ядерные константы, 1988. Т.1. С.24.
- [10] *М.Я.Борковский, Ю.И.Гусев, Ю.К.Залите, Д.М.Селиверстов.* Препринт ЛИЯФ-1540, Ленинград, 1989. 36с.

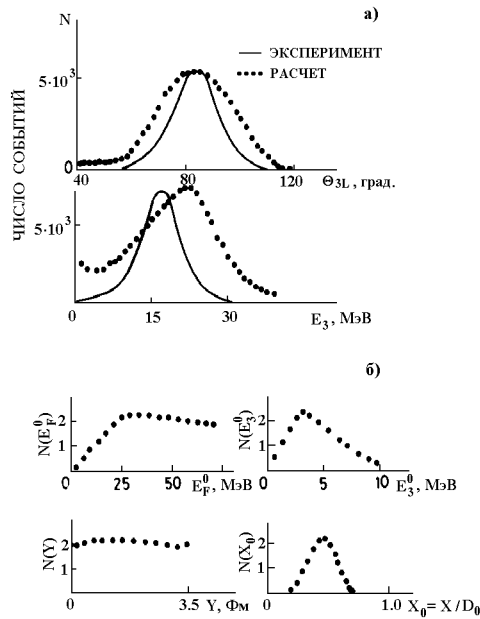


Рис.10. Результаты анализа методом равномерных распределений. а) Конечные угловые и энергетические распределения α -частиц. Сплошная линия — эксперимент, пунктир — расчет с равномерными распределениями E_F^0, E_3^0, Y, X_0 . б) Распределения E_F^0, E_3^0, Y, X_0 , приводящие к согласию с экспериментальными распределениями E_3 и Θ_{3L} .

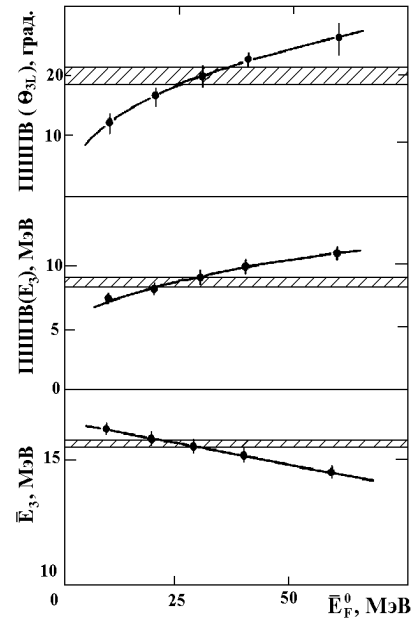


Рис.11. Зависимость параметров угловых и энергетических распределений α -частиц от величины предразрывной кинетической энергии осколков деления. Заштрихованные области представляют экспериментальные значения величин.

Список литературы

- [1] А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, А.П.Комар, И.А.Кондуоров, А.М.Никитин, Д.М.Селиверстов. // Атомная энергия, 1969. Т.27. С.31.
- [2] А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, И.А.Кондуоров, А.М.Никитин, Д.М.Селиверстов. // ЭЧАЯ, 1972. Т.2. С.941.
- [3] A.A.Vorobyov, D.M.Seliverstov, V.T.Grachov, I.A.Kondurov, A.M.Nikitin, A.I.Egorov, Yu.K.Zalite. // Phys. Lett., 1969. V.30B. P. 332.
- [4] A.A.Vorobyov, D.M.Seliverstov, V.T.Grachov, I.A.Kondurov, A.M.Nikitin, N.N.Smirnov and Yu.K.Zalite. // Phys. Lett., 1972. V.40B. P.102.
- [5] А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, И.А.Кондуоров, Ю.А.Мирошниченко, А.Н.Никитин, Д.М.Селиверстов, Н.Н.Смирнов. // Ядерная физика, 1974. Т.20. С.461.
- [6] А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, Ю.К.Залите, И.А.Кондуоров, А.М.Никитин, Д.М.Селиверстов. Препринт ФТИ-232, Ленинград, 1969. 24с.
- [7] В.Т.Грачев, Ю.И.Гусев, Д.М.Селиверстов, Н.Н.Смирнов. // Ядерная физика, 1980. Т.32. С.1186.

Здесь X и Y – координаты легкого ядра в направлениях по оси и перпендикулярно к оси, соединяющей центры осколков, соответственно. D_0 – расстояние между центрами осколков в начальный момент разлета. В каждом варианте расчета фиксировалось отношение масс осколков $R = M_H/M_L$ и величина полной кинетической энергии $E_T = E_F + E_3$. Отбор расчетных событий проводился заполнением каждой ячейки двумерной матрицы $E_3 - \Theta_{3L}$ до уровня, равного уровню экспериментальной матрицы. События, ведущие к превышению этого уровня, режестировались. В результате, исходные равномерные распределения модифицировались в распределения, показанные на рис.10. В данном случае приведены результаты анализа деления ^{240}Pu с эмиссией α -частиц. Уже из этого анализа видно, что предпочтительна большая величина начальной энергии осколков $E_F^0 \geq 25$ МэВ. При этом область $E_F^0 \leq 1$ МэВ, практически, исключается экспериментальными данными.

Метод параметризованных распределений

В этом варианте расчета начальные условия параметризовались с использованием определенных распределений. В качестве исходного выбран максвелловский спектр E_3 , характеризующийся параметром T . Распределение осколков по начальным кинетическим E_F^0 и кулоновским $V_C = Z_L Z_H / D_0$ энергиям фитировалось нормальными распределениями так, чтобы конечная ширина распределения по кинетическим энергиям осколков удовлетворяла экспериментальному значению. При этом значения ПШПВ(E_F^0) и ПШПВ(V_C) становятся параметрами расчета. Распределение по X_0 выбрано нормальным с центром в минимуме потенциальной энергии и шириной $X_0 = 0,27$ (эта величина следует из приведенного на рис.10б результата расчета). Распределение по начальному углу Θ_{3L} выбиралось изотропным. Распределение по Y бралось равномерным от 0 до Y_{max} . Таким образом, имелось 5 фитируемых параметров: $\bar{E}_F^0, T, Y_{max}, \text{ПШПВ}(E_F^0)$ и $\text{ПШПВ}(V_C)$.

В качестве примера приведем результаты анализа деления ^{240}Pu с эмиссией α -частиц. Из сравнения с экспериментом выбран следующий набор начальных условий:

E_3^0 – максвелловское распределение с $T = 1.4$ МэВ;

E_F^0 – нормальное распределение, $\bar{E}_F^0 = 30$ МэВ, ПШПВ(E_F^0) = 10 МэВ;

V_c – нормальное распределение с ПШПВ(V_c) = 16 МэВ;

X_0 – нормальное распределение с $\Delta X_0 = 0.27$, \bar{X}_0 – совпадает с минимумом потенциальной энергии;

Y – равномерное распределение в диапазоне $0 < Y < 3.5$ Фм;

Θ_{3L}^0 – изотропное распределение в диапазоне $0 < \Theta_{3L}^0 < 180^\circ$.

На рис.11 приведены расчетные значения $\bar{E}_3, \text{ПШПВ}(E_3), \text{ПШПВ}(\Theta_{3L})$ в зависимости от E_F^0 . Видно, что наилучшее согласие с экспериментом достигается при $E_F^0 = 30$ МэВ. Значения $E_F^0 \leq 1$ МэВ практически исключены. Этот вывод подтверждается и анализом деления с выходом других легких ядер и других делящихся ядер.

Таким образом, несмотря на известную ограниченность использованных методов анализа, можно с большой степенью уверенности утверждать, что осколки имеют значительную кинетическую энергию в момент разрыва шейки ядра ($E_F^0 \geq 20$ МэВ). Это означает, что статистическая модель (требующая $E_F^0 \simeq 1$ МэВ) не описывает адекватно процесс деления. Предпочтительной оказывается динамическая модель, предполагающая, что формирование осколков осуществляется на барьере с последующим быстрым спуском к точке разрыва без существенного перераспределения массы во время этого спуска.

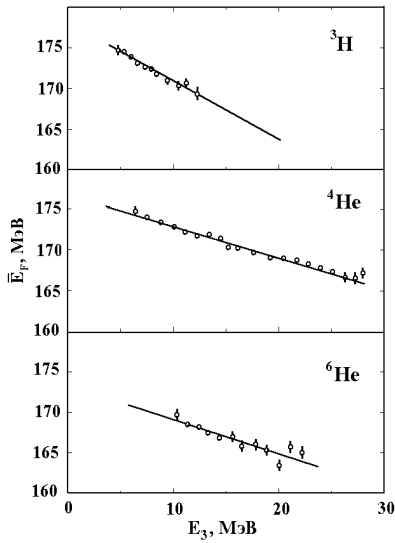


Рис.8. Зависимость средней суммарной кинетической энергии осколков деления \bar{E}_F от энергии легких ядер. Спонтанное деление ${}^{252}\text{Cf}$.

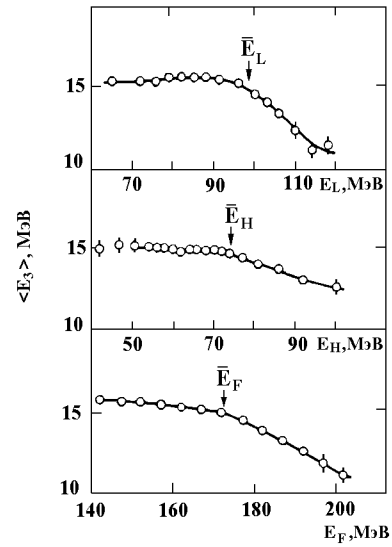


Рис.9. Зависимость наиболее вероятной энергии α -частиц от кинетической энергии легкого, тяжелого и суммарной энергии осколков E_F . Спонтанное деление.

Кинематический анализ тройного деления

Извлечение количественной информации о начальных условиях разлета осколков осуществляется обычно проведением траекторных расчетов движения трех тел в их взаимном кулоновском поле. Расчет начинается с момента разрыва шейки ядра, при этом считается, что ядерные силы между осколками уже не действуют. В этот момент задаются начальные условия – положение и скорости трех заряженных сферически симметричных тел. Затем решается задача разлета и определяются энергии и направления движения разлетевшихся осколков и легкого ядра. Для сравнения с экспериментом генерируются некоторые распределения начальных условий таким образом, чтобы достичь наилучшее согласие с измеренными распределениями. К сожалению, в таком статистическом анализе нет строго однозначного соответствия между конечными и начальными распределениями. Однако надежность восстановления начальных условий возрастает с вовлечением в анализ большего числа экспериментальных распределений.

В ПИЯФ был проведен кинематический анализ процесса тройного деления ${}^{236}\text{U}$, ${}^{240}\text{Pu}$, ${}^{252}\text{Cf}$ с использованием всей полученной информации из корреляционных измерений с ядрами ${}^3\text{H}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^{10}\text{Be}$. Использовались два метода расчета, отличающиеся способом генерации и отбора начальных условий.

Метод равномерных распределений

В этом случае начальные условия для каждого события выбирались методом Монте-Карло из равномерных распределений в широком диапазоне величин:

$$\begin{aligned} 0 < E_F^0 < 70 \text{ МэВ} & & 0 < E_3^0 < 10 \text{ МэВ} \\ 0 < Y < 3.5 \text{ Фм} & & 0 < \Theta_{3L} < 180^\circ \\ 0 < X_0 = X/D_0 < 1.0 & & N(\Theta_{3L}) = \text{const} \times \sin(\Theta_{3L}). \end{aligned}$$

Таблица 1

Сравнение средних значений масс осколков, образующихся в тройном и двойном делении ^{235}U тепловыми нейтронами

Легкое ядро	$\Delta\overline{M}_L^{BT}$	$\Delta\overline{M}_H^{BT}$
^3H	0.7 ± 0.15	1.9 ± 0.15
^4He	2.1 ± 0.1	1.5 ± 0.1
^6He	2.9 ± 0.3	2.4 ± 0.3
^{10}Be	5.2 ± 0.3	3.7 ± 0.3

рис. 9 представлены корреляции между наиболее вероятной энергией α -частиц, с одной стороны, и энергией двух групп осколков и их суммарной энергии с другой стороны.

В таблице 2 приведены параметры угловых распределений легких ядер. Угловые распределения ^4He в делении урана и калифорния хорошо совпадают с мировыми данными (Гренобль, Дармштадт), остальные результаты получены впервые.

Таблица 2

Параметры угловых распределений легких ядер

Делящееся ядро	^3H		^4He		^6He		^{10}Be	
	$\langle \Theta_{3L} \rangle$	$\sigma(\Theta_{3L})$	$\langle \Theta_{3L} \rangle$	$\sigma(\Theta_{3L})$	$\langle \Theta_{3L} \rangle$	$\sigma(\Theta_{3L})$	$\langle \Theta_{3L} \rangle$	$\sigma(\Theta_{3L})$
^{236}U	81.4 ± 0.5	12.6 ± 0.5	81.9 ± 0.5	8.1 ± 0.4	81.3 ± 0.4	6.8 ± 0.4	82.4 ± 0.8	4.7 ± 0.6
^{240}Pu	83.0 ± 0.6	12.2 ± 0.6	83.7 ± 0.4	8.2 ± 0.4	83.4 ± 0.9	6.8 ± 0.8	—	—
^{252}Cf	83.7 ± 0.2	12.2 ± 0.2	84.6 ± 0.2	7.7 ± 0.1	84.4 ± 0.2	6.7 ± 0.2	—	—

Примечание : Θ_{3L} и $\sigma(\Theta_{3L})$ – в градусах, в случае ^3He , ^4He и ^6He результаты даны для полных энергетических спектров частиц.

Угловые характеристики являются чувствительным критерием при определении E_F^0 на основе различных модельных вычислений. Например, З.Франкель получил значение $E_F^0 = 40$ МэВ, главным образом опираясь на величину $\sigma(\Theta_{3L})$ для α -частиц при делении ^{252}Cf . Кстати, он использовал $\sigma(\Theta_{3L}) = 13^\circ$, что существенно отличается от современных данных.

Зависимость средней кинетической энергии осколков тройного деления \overline{E}_F от величины R (рис. 6) повторяет ход зависимости \overline{E}_F от R в двойном делении, а также зависимость полного энергосвечения Q от R . Это в свое время явилось одним из основных аргументов в пользу тождественности двух видов деления, отличающихся только последней стадией разрыва шейки ядра.

Наиболее вероятные энергии частиц оказались нечувствительными к R (рис.6), это можно объяснить наличием у осколков в момент разрыва значительных скоростей, что нейтрализует различие в энергосвечении при разных величинах R .

Массовые распределения осколков тройного деления сходны между собой для всех изученных делящихся ядер. В качестве примера на рис.7 приведены спектры масс осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами. В таблице 1 приведена разность средних значений масс легких ($\Delta\overline{M}_L^{BT}$) и тяжелых ($\Delta\overline{M}_H^{BT}$) осколков, образующихся в двойном и тройном делении ^{235}U тепловыми нейтронами. Видно, что в делении с эмиссией четно-четных легких ядер оба осколка приблизительно одинаково участвуют в процессе их образования. В делении с вылетом ^3H вклад тяжелого осколка заметно выделен.

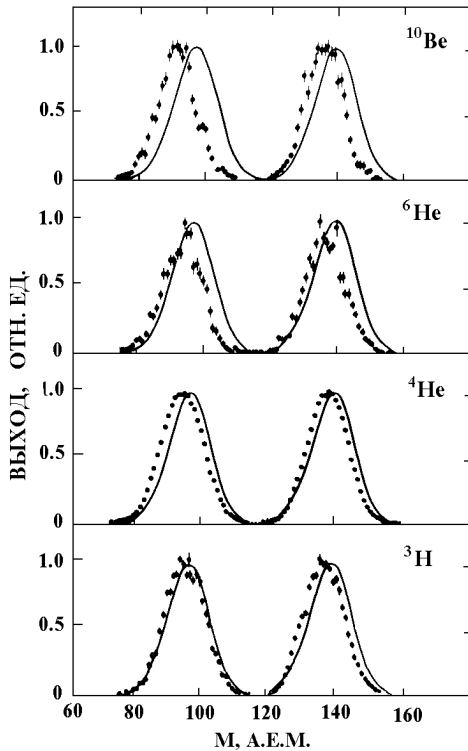


Рис.7. Спектры масс осколков в делении ^{235}U тепловыми нейтронами с эмиссией ядер ^3H , ^4He , ^6He , ^{10}Be . Кривые – фит спектров масс двойного деления нормальными распределениями.

Весьма важным для понимания механизма тройного деления и характера динамики являются корреляции между кинетическими энергиями осколков и легких ядер. Эти корреляции количественно характеризуются параметром антикорреляции $\beta = -d\overline{E}_F/dE_3$, обычно определяемым аппроксимацией экспериментальных данных линейной зависимостью (рис. 8). Отличие β от -1 трактуется как результат влияния начальных скоростей осколков. До наших измерений были определены значения β для α -частиц, лежащие в пределах $\beta = (0.4 \div 0.45)$. Данные, приведенные на рис. 8, характеризуются следующими значениями β : $\beta = -0.64 \pm 0.03$ (^3H), $\beta = -0.50 \pm 0.01$ (^4He) и $\beta = -0.38 \pm 0.03$ (^6He). На

ионизационной камеры с сеткой ($10 \times 10 \text{ см}^2$) для измерения $\Delta E/\Delta x$, мозаики из полупроводниковых детекторов (каждый $3 \times 3 \text{ см}^2$) для измерения E и двух мозаик по 4 ППД в каждой для измерения энергии осколков деления. Конечная точность определения угла Θ_{3L} для α -частиц составляла ± 1 град., диапазон измеряемых одновременно углов — $(60 \div 120)^\circ$. Пример энергетических спектров α -частиц из спонтанного деления ^{252}Cf показан на рис. 5, результаты корреляционных измерений для всех изученных делящихся ядер опубликованы в [7-9].

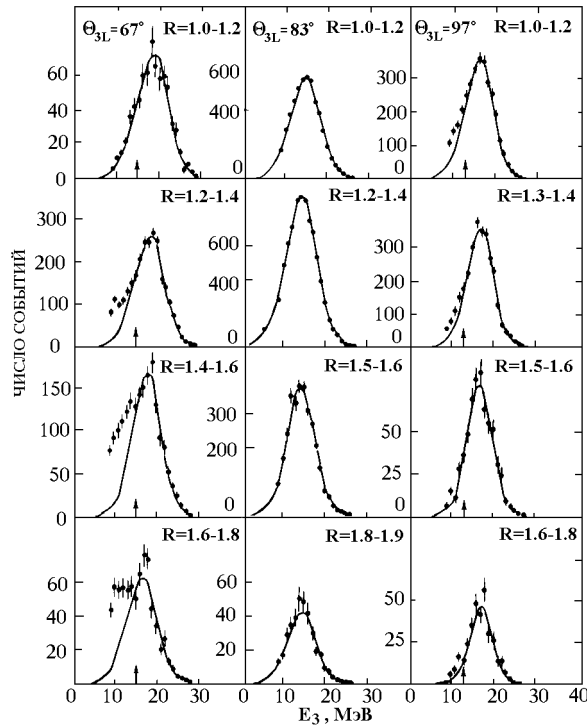


Рис.5. Энергетические спектры α -частиц при различных значениях $R = M_H/M_L$ и Θ_{3L} . Кривые – нормальные распределения, стрелками указаны нижние границы фита.

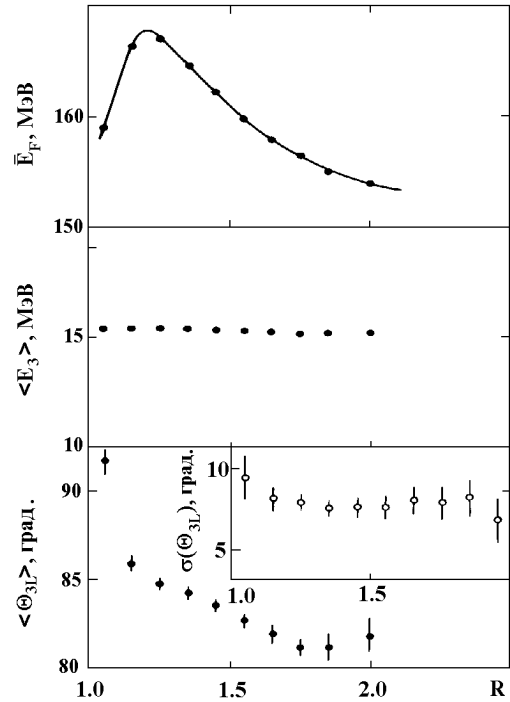


Рис.6. \bar{E}_F , $\langle E_3 \rangle$, $\langle \Theta_{3L} \rangle$, $\sigma(\Theta_{3L})$ как функция R для деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами с эмиссией α -частиц. Кривая проведена по экспериментальным точкам.

Характер энергетических спектров α -частиц, полученных при различных значениях угла эмиссии Θ_{3L} и параметра $R = M_H/M_L$ (рис. 5), может свидетельствовать о значительной величине E_F^0 . Как видно из рис. 5, спектры α -частиц, вылетающих под наиболее вероятным углом ($\Theta_{3L} = 83^\circ$) и в сторону более тяжелого осколка ($\Theta_{3L} = 97^\circ$), мало чувствительны к массам осколков. В противоположность этому, при движении α -частиц в сторону легкого осколка ($\Theta_{3L} = 67^\circ$), вид спектров существенно зависит от R . Это объясняется эффектом перерассеяния частиц на движущемся тяжелом осколке, что приводит к обогащению низкоэнергетической части спектра и тем больше, чем тяжелее рассеивающий центр. Уменьшение энергии рассеянных частиц по сравнению с энергией основной компоненты возможно в случае быстрого разлета осколков сразу после разделения ядра. Этот эффект наиболее заметно проявляется при эмиссии более тяжелых кластеров, таких как ^6He и ^{10}Be .

Спектры масс легких ядер характеризуются преимущественным выходом четных по M и Z изотопов (${}^4, {}^6\text{He}$, ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{14}\text{C}$, ${}^{20}\text{O}$) с N/Z близким к N/Z делящегося ядра и поразительно малым выходом легчайших изотопов (${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$). Выходы растут с увеличением Z^2/A , и тем сильнее, чем больше M (${}^6\text{He}$, ${}^{10}\text{Be}$).

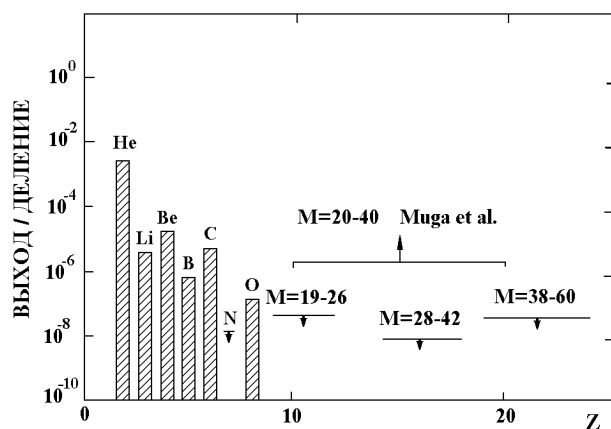


Рис.4. Выходы легких ядер в делении ${}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами. Данные М.Муга и др. являются нижним пределом.

Наиболее тяжелым идентифицированным в нашем эксперименте ядром был ${}^{20}\text{O}$, с выходом $Y=(8\div 16) \cdot 10^{-8}$ 1/дел. Позднее, в 1989 году Ф.Гённелвайн и др. наблюдали образование ${}^{24}\text{Ne}$ на уровне 10^{-8} 1/дел. В 1967 году появилось сообщение М.Муга и др. об обнаружении "истинного" тройного деления ядра на три сравнимых по массе осколка на уровне 10^{-6} 1/дел. и более (рис. 4). Наши измерения, выполненные на значительно более высоком уровне чувствительности, не подтвердили эти результаты (рис.4). К аналогичному выводу пришли в 1989 году И.Теобальд и М.Муттерер, изучавшие спонтанное деление ${}^{252}\text{Cf}$. Таким образом, можно утверждать, что не существует «истинного» тройного деления ядер при низких энергиях возбуждения, по крайней мере, на уровне 10^{-8} 1/дел.

В специальном эксперименте с мишенью ${}^{235}\text{U}$ был осуществлен поиск ядерностабильного изотопа ${}^{10}\text{He}$ [6]. Удалось установить наиболее низкий предел на вероятность образования этого ядра на уровне $< 2 \cdot 10^{-10}$ 1/дел., что можно было интерпретировать как отсутствие в природе ядерностабильного ${}^{10}\text{He}$. Предварительно разработанный авторами метод нелинейной экстраполяции [6] для определения энергии отрыва одного и двух нейтронов давал в случае ${}^{10}\text{He}$: $E_n = +0.6$ МэВ, $E_{2n} = -1.2$ МэВ. Столь малая нестабильность (-1.2 МэВ) требовала экспериментальной проверки и мотивировала постановку нашего эксперимента.

Энергетические и угловые распределения легких ядер в корреляционных экспериментах

В корреляционных экспериментах измерялась энергия легких ядер при различных углах вылета относительно направления движения легкого осколка Θ_{3L} , а также энергии осколков E_L и E_H . В большинстве выполненных ранее экспериментов (К.Ге, ${}^{235}\text{U}$, 1979, Гренобль; М.Муттерер, ${}^{252}\text{Cf}$, 1989, Дармштадт) третьей частицей была α -частица. В наших экспериментах изучалось деление ${}^{233}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$ тепловыми нейтронами и спонтанное деление ${}^{252}\text{Cf}$ с эмиссией ядер ${}^3\text{H}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$ и ${}^{10}\text{Be}$. Корреляционные измерения проводились с помощью многосчетчиковой спектрометрической установки, состоящей из плоской

Результаты измерений

Все измеренные энергетические спектры легких ядер сходны между собой по форме. Пример энергетических и массовых распределений легких ядер, образующихся в делении ^{239}Pu тепловыми нейтронами, приведен на рис.2. Данные по другим делящимся ядрам приведены в [3-6]. Данные по $\langle E_3 \rangle$ и выходам Y для ядер, образующихся с наибольшим выходом (^3H , ^4He), согласуются с измерениями других авторов, а для большинства остальных изотопов получены впервые.

Сравнивая энергетические спектры и выходы легких ядер (рис. 3), следует прежде всего отметить независимость наиболее вероятных энергий $\langle E_3 \rangle$ ядер ^3H , ^4He , ^6He от Z^2/A делящегося ядра. В случае ^{10}Be наблюдается даже уменьшение $\langle E_3 \rangle$ с ростом Z^2/A .

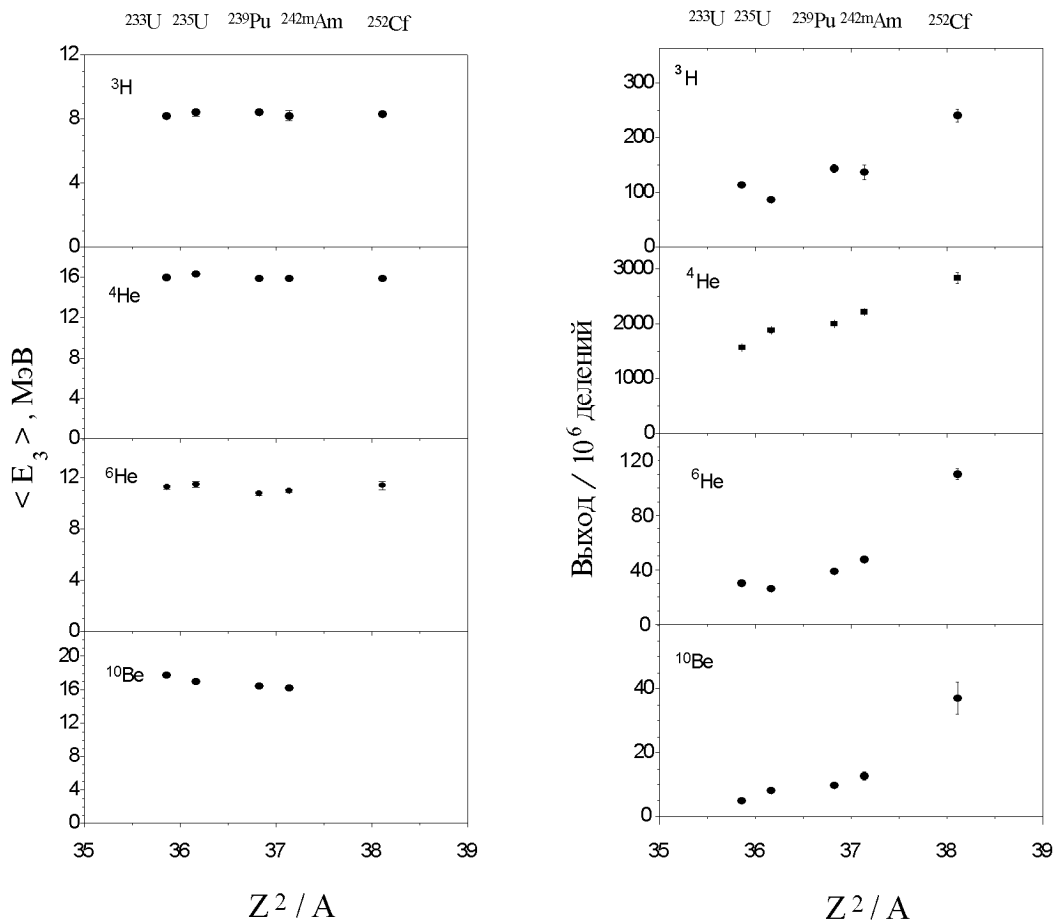


Рис.3. Зависимость наиболее вероятных энергий (а) и выходов (б) легких ядер от Z^2/A делящихся ядер.

Объяснение указанных свойств энергетических спектров было дано нами в рамках динамической модели деления [4], предполагающей наличие у осколков деления в момент разрыва ядра значительной кинетической энергии E_F^0 и ее рост с увеличением Z и A делящегося ядра. Двигаясь в быстро меняющемся во времени кулоновском поле, частицы не успевают полностью реализовать растущую с Z^2/A потенциальную энергию в кинетическую.

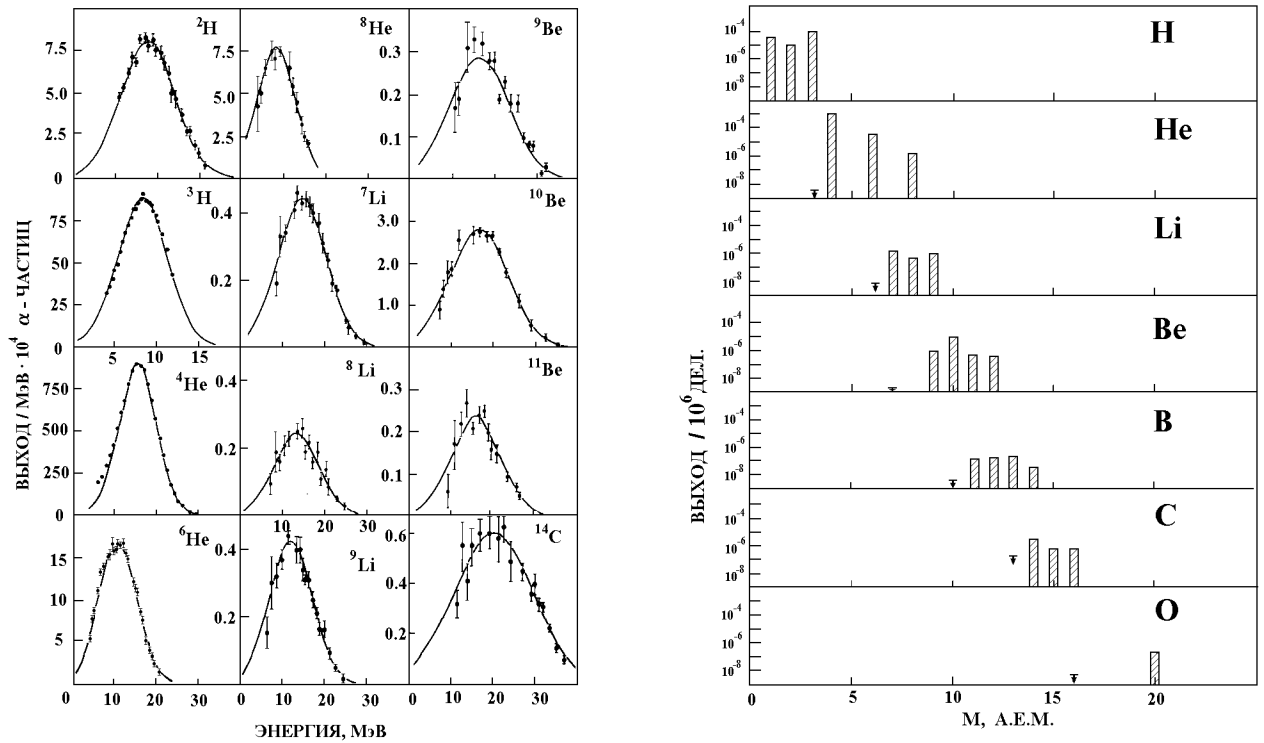


Рис.2. Энергетические и массовые распределения легких ядер, полученных в делении ^{239}Pu тепловыми нейтронами. Данные аппроксимированы нормальными распределениями. Стрелками указаны верхние пределы выходов легчайших изотопов ^3He , ^6Li , ^7Be , ^{10}B , ^{12}C , ^{16}O .

Идентификация заряженных частиц по массе и заряду проводилась посредством одновременных измерений магнитной жесткости частиц $B\rho$, энергии E , удельной ионизации $\Delta E/\Delta x$ и времени пролета T на базе L_2 . Диапазон идентифицируемых изотопов составлял по $Z = 1 \div 8$, по $M = 1 \div 20$, причем верхняя граница определялась реальным выходом легких ядер. В диапазоне энергий легких ядер ($5 \div 30$) МэВ разрешение по массе $\Delta M/M = (1 \div 2)\%$. Расположение мишени вблизи активной зоны, использование коллиматоров, исключаяющих прямую видимость мишени, применение магнитной фокусирующей системы с промежуточным фокусом позволили получить высокую чувствительность при регистрации легких ядер – $(10^{-9} \div 10^{-8})$ 1/дел. Измерения проводились в различных режимах: двух- и трехпараметрическом. В двухпараметрическом режиме при фиксированном $B\rho$ измерялся энергетический спектр изотопов ^1H , ^2H , ^3H , ^4He , ^6He . В трехпараметрическом режиме при $B\rho = \text{const}$ измерялись E , T и $\Delta E/\Delta x$. Калибровка спектрометра выполнялась с использованием реперных α -частиц ^{244}Cm и продуктов реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$: $E_\alpha = 2.05$ МэВ, $E_t = 2.73$ МэВ. Постоянство телесного угла спектрометра сохранялось во всем диапазоне измеряемых импульсов. При регистрации частиц учитывалась неэффективность спектрометра, обусловленная кулоновским рассеянием и перезарядкой ионов во вторичноэмиссионном детекторе «нуля» отсчета времени пролета (Al_2O_3 пленка толщиной $(5 \div 10)$ мкг/см 2), и порогом регистрации в этом детекторе. Точность определения эффективности в случае детектирования, например, ядер ^{10}Be в диапазоне $(4 \div 40)$ МэВ была не хуже 10%.

С помощью этого спектрометра, во-первых, удалось существенно расширить спектр детектируемых легких ядер: ${}^2,{}^3\text{H}$, ${}^4,{}^6,{}^8\text{He}$, ${}^7,{}^8,{}^9\text{Li}$, ${}^9,{}^{10},{}^{11}\text{Be}$, ${}^{11},{}^{12},{}^{13},{}^{14}\text{B}$, ${}^{14},{}^{15},{}^{16}\text{C}$, ${}^{20}\text{O}$. Во-вторых, удалось измерить энергетические спектры легких ядер вплоть до малых энергий и, тем самым, надежно установить форму спектров. Наконец, измерения были выполнены с различными делящимися при захвате тепловых нейтронов ядрами: ${}^{233}\text{U}$, ${}^{236}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{242m}\text{Am}$. Следующим этапом было проведение корреляционных экспериментов с помощью специальной установки, позволяющей одновременно измерять параметры тяжелых осколков и легких ядер ${}^3\text{H}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^{10}\text{Be}$. Было детально исследовано деление ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{239}\text{Pu}$ тепловыми нейтронами, а также спонтанное деление ${}^{252}\text{Cf}$.

В результате проведенных исследований был получен обширный экспериментальный материал, составивший основу для детального кинематического анализа с целью определения начальных условий разлета осколков. Такой анализ был выполнен нашей группой. Основным результатом анализа было подтверждение достаточно высокой величины начальной энергии осколков ($E_F^0 \approx 30 \text{ МэВ}$), что исключает статистическую модель деления ядер. Описание этого процесса следует искать на пути развития динамической модели.

Энергетические спектры и выходы легких ядер.

Инклюзивные эксперименты

Экспериментальный метод

Измерение энергетических спектров и выходов легких ядер, образующихся в делении ${}^{233}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{242m}\text{Am}$ при захвате тепловых нейтронов, осуществлялось с помощью магнитно-пролетного масс-спектрометра [1,2], установленного на реакторе ВВР-М. Схема спектрометра приведена на рис. 1.

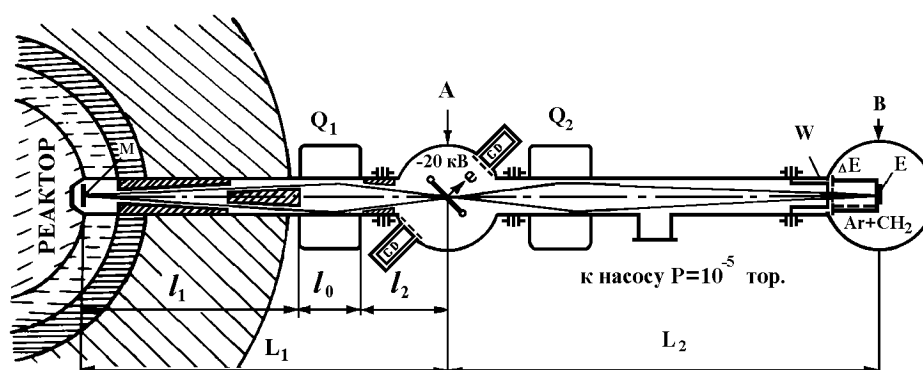


Рис.1. Схема магнитно-пролетного масс-спектрометра. М – мишень из делящегося вещества, Q_1 и Q_2 – дублеты квадрупольных линз, CD – сцинтилляционный детектор электронов вторичной эмиссии, W – вакуумноплотное окно толщиной 50 мкг/см^2 , E – полупроводниковый детектор. ΔE – ионизационная камера с сеткой при давлении $(50 \div 200) \text{ Тор}$. $l_1 = 3.5 \text{ м}$, $l_0 = 0.8 \text{ м}$, $l_2 = 1.7 \text{ м}$, $L_1 = 6 \text{ м}$, $L_2 = 7.5 \text{ м}$.

ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

А.А.Воробьев, Д.М.Селиверстов

Введение

В этой статье мы расскажем кратко о цикле работ по тройному делению ядер, проводившихся на реакторе ВВР-М в период с 1966 по 1987 годы. В шестидесятые годы широко обсуждались два альтернативных подхода к описанию процесса деления ядер. В рамках статистической модели деления (П.Фонг, 1956) предполагалось, что спуск с седловой точки проходит адиабатически медленно (большая вязкость ядерного вещества) так, что формирование осколков происходит непосредственно перед стадией разделения ядра. Наоборот, в динамической модели деления (И.Халперн, 1963) считалось, что формирование осколков реализуется на барьере, спуск же с седловой точки проходит так быстро (малая вязкость ядерного вещества), что в процессе спуска уже не происходит существенного перераспределения масс осколков. Различить эти гипотезы можно было бы, измерив кинетические энергии осколков E_F^0 непосредственно в момент разделения ядра на осколки ($E_F^0 \sim 1$ МэВ в статистической модели и $E_F^0 \geq 20$ МэВ в динамической модели). К сожалению, величину E_F^0 нельзя определить в двойном делении, поскольку измеряемая энергия осколков есть сумма $E_F = E_F^0 + V_c$, где V_c – потенциальная кулоновская энергия осколков в момент разделения. Отдельно эти слагаемые не измеряются. В этом отношении перспективным казалось привлечение к рассмотрению тройного деления с эмиссией α -частиц и других легких ядер, поскольку параметры энергетических и угловых распределений частиц должны зависеть от начальных скоростей разлета трех тел.

Деление с испусканием α -частиц, открытое Л.Альваресом в 1944 году, в 60-ые годы интенсивно изучалось фотоэмульсионными методами (З.И.Соловьева и Р.А.Филов) и электроническими (С.С.Коваленко и др.) в Радиовом институте. Первая работа, в которой было показано, что в процессе тройного деления образуются не только α -частицы, но и другие легкие ядра, появилась в 1967 году (С.Коспер и др.). Первые кинематические расчеты тройного деления были выполнены Б.Т.Гейликманом и Г.И.Хлебниковым в 1965 году. Значительно более усовершенствованные расчеты были выполнены З.Франкелем и др. в 1967 году для описания корреляционных данных по α -эмиссии в делении ^{252}Cf . Из этих расчетов следовало, что лучшее согласие с экспериментальными данными достигается в предположении большой величины $E_F^0 \approx 40$ МэВ. Однако это заключение не было окончательным вследствие неполноты и невысокой точности экспериментальных данных, а также вследствие возможной модельной зависимости результатов расчета.

В 1966 году наша группа разработала и установила на канале реактора ВВР-М многопараметрический спектрометр для измерения инклюзивных спектров легких ядер, образующихся в тройном делении. Отличительными особенностями спектрометра были:

- Высокая чувствительность — регистрировались легкие ядра с выходом до 10^{-9} /дел.
- Высокое разрешение по массам легких ядер — $\Delta M/M = (1 \div 2)\%$.
- Низкий энергетический порог регистрации — на пути частиц практически не было поглощающих материалов.