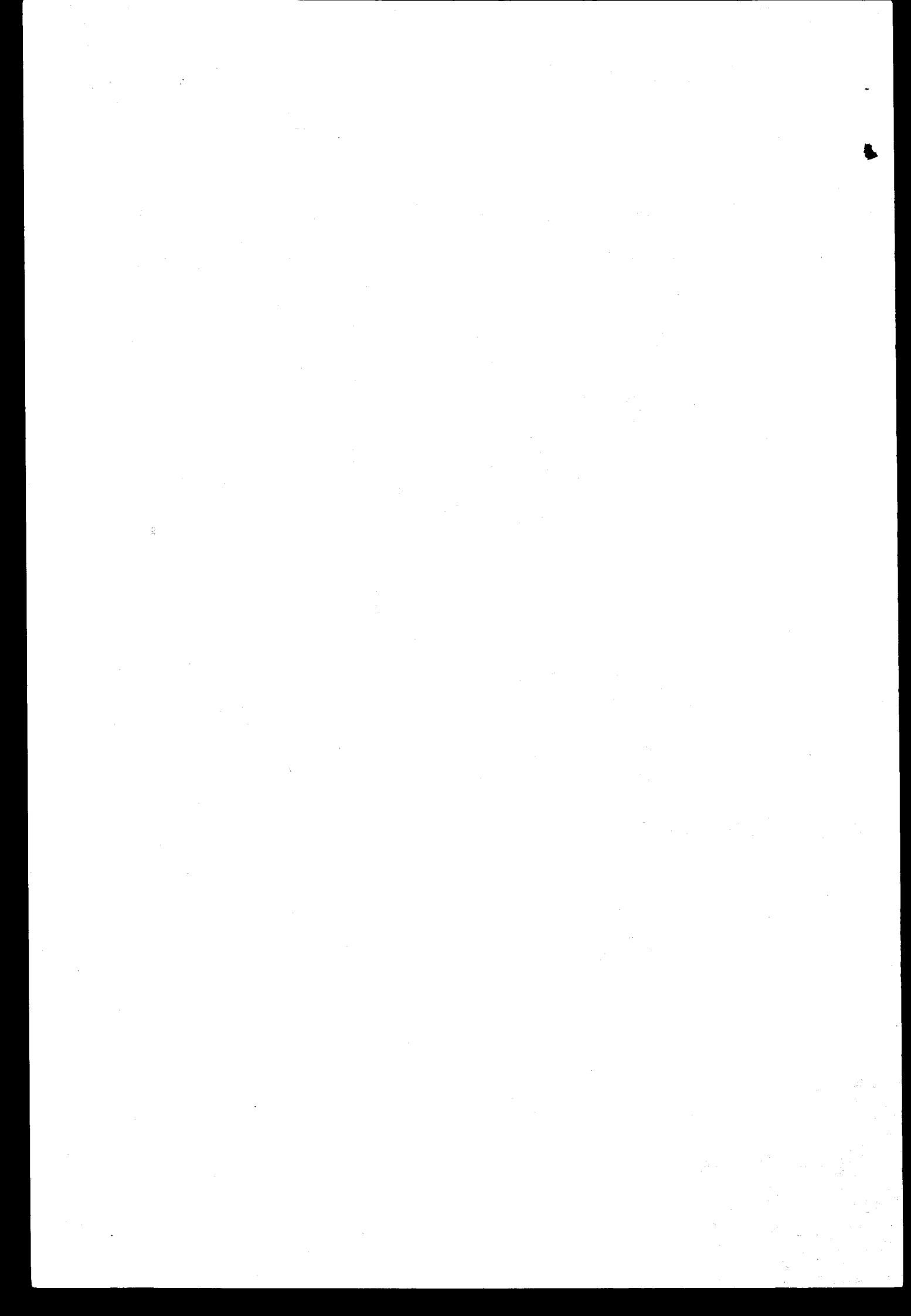


ВОПРОСЫ  
АТОМНОЙ  
НАУКИ  
И  
ТЕХНИКИ

СОВРЕМЕННЫЕ

Ядерные конструкции

БИБЛИОГРАФИЧЕСКАЯ



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР  
ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ И  
ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

## Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 1

### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

---

Москва

Издаётся с 1971 г.

1988

---

#### СОДЕРЖАНИЕ

Хассе Р.В.	
Новые достижения физики деления .....	3
Гённенвайн Ф.	
Диссипация энергии при спуске от седловой точки к точке разрыва в делении при низких энергиях возбуждения .....	14
Гусев Ю.И., Селиверстов Д.М.	
Экспериментальное исследование динамики деления ядер .....	24
Иткин М.Г., Окович В.Н., Смирекин Г.Н.	
О формировании массово-энергетических распределений осколков при делении холодных ядер легче радия .....	33
Остапенко Ю.Б., Растворин Е.М., Смирекин Г.Н.	
Новые аспекты описания делимости ядер в районе свинца .....	45
Адеев Г.Д., Пашкевич В.В., Писчаков Н.И., Сердюк О.И.	
Новые результаты по формированию распределений осколков деления в диффузационной модели .....	49
Солякин Г.Е.	
Коллективные движения в ядерной материи при низких и высоких энергиях .....	58
Хойзенга Дж.Р., Батлер М.А., Рознер Х., Вайл И.Л., Датта С.С., де Суза Р.Т., Хильшер Д., Шредер В.У., Токе И.	
Реакции с массивными тяжёлыми ионами .....	65
Мустафа М.Г.	
Теоретические предсказания и экспериментальная проверка барьеров деления горячих вращающихся ядер .....	75
Лукьянов А.А., Колесов В.В., Тощков С., Янева Н.	
Нейтронные сечения $^{239}\text{Pu}$ в области разрешенных резонансов .....	83
Титаренко Н.Н., Исаков А.Г., Руденская Е.О.	
Упругое и квазиупругое рассеяния нуклонов на ванадии .....	92
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИНДА .....	101

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом  
и Комиссией по ядерным данным

**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ**

**Главный редактор О.Д. КАЗАЧКОВСКИЙ**

**НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ**

**Зам. главного редактора Б.Д. КУЗЬМИНОВ**

С.С. Коваленко, В.Е. Колесов, В.Н. Манохин, Г.В. Мурадян, Ю.П. Попов,  
Г.Н. Смиренкин, В.А. Толстиков, Г.Я. Труханов, Г.Б. Яньков, В.П. Ярына

**КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА  
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ**

**Зам. главного редактора Ф.Е. ЧУКРЕЕВ**

В.В. Варламов, Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, В.В. Ежела, Б.В. Журавлев,  
Р.Б. Иванов, Б.С. Ишханов, В.М. Кулаков, В.Е. Сторижко, Н.П. Чижова

**ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ**

**Зам. главного редактора М.Н. НИКОЛАЕВ**

А.П. Васильев, А.А. Дубинин, В.А. Дулин, С.М. Зарицкий, А.В. Звонарев, В.Д. Ка-  
зарицкий, А.Н. Камышан, А.А. Лукьянов, В.Д. Марковский, Б.Г. Рязанов,  
Л.В. Трыков, В.В. Хромов, А.М. Цибуля, М.С. Юдкевич

**Ответственный секретарь В.В. Возяков**

© Центральный научно-исследовательский институт  
информации и технико-экономических исследований  
по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1988

**ТАЛОН ОБРАТНОЙ СВЯЗИ**  
 по оценке использования статей научно-  
 технического сборника "Вопросы атомной  
 науки и техники" серия Ядерные  
константы. 1988, вып. 1

№№	Наименование статей	Использована		Не использована		
		в разра- ботках	для об- щего оз- наком- ления	не соот- ветст- вует те- матике работ	не содер- жит но- вых прогрес- сивных решений	инфор- мация опоз- дала

Нейтронные константы и параметры

Хассе Р.В.

Новые достижения физики деления

Гённенвайн Ф.

Диссипация энергии при спуске с барьера  
для низких энергий возбуждения

Гусев Ю.И., Селиверстов Д.М.

Экспериментальное исследование динамики  
деления ядер

Иткис М.Г., Околович В.Н., Смирекин Г.Н.

О формировании массово-энергетических  
распределений осколков при делении  
холодных ядер легче радия

Остапенко Ю.Б., Растворин Е.М., Смирекин Г.Н.

Новые аспекты описания делительности ядер  
в районе свинца

Адеев Г.Д., Пашкевич В.В., Писчаков Н.И.,  
Сердюк О.И.

Новые результаты по формированию рас-  
пределений осколков деления в диффузи-  
онной модели

Солякин Г.Е.

Коллективные движения в ядерной материи  
при низких и высоких энергиях

Хойзенга Д.Р., Батлер М.А., Рознер Х.,

Вайл И.Л., Датта С.С., де Суза Р.Т.,

Хильшер Д., Шредер В.У., Токе Й.

Реакции с массивными тяжелыми ионами

Мустафа М.Г.

Теоретические предсказания и экспери-  
ментальная проверка барьеров деления  
горячих вращающихся ядер

Лукьянов А.А., Колесов В.В., Тонков С.

Янева Н.

Нейтронные сечения  $^{239}\text{Pu}$  в области  
разрешенных резонансов

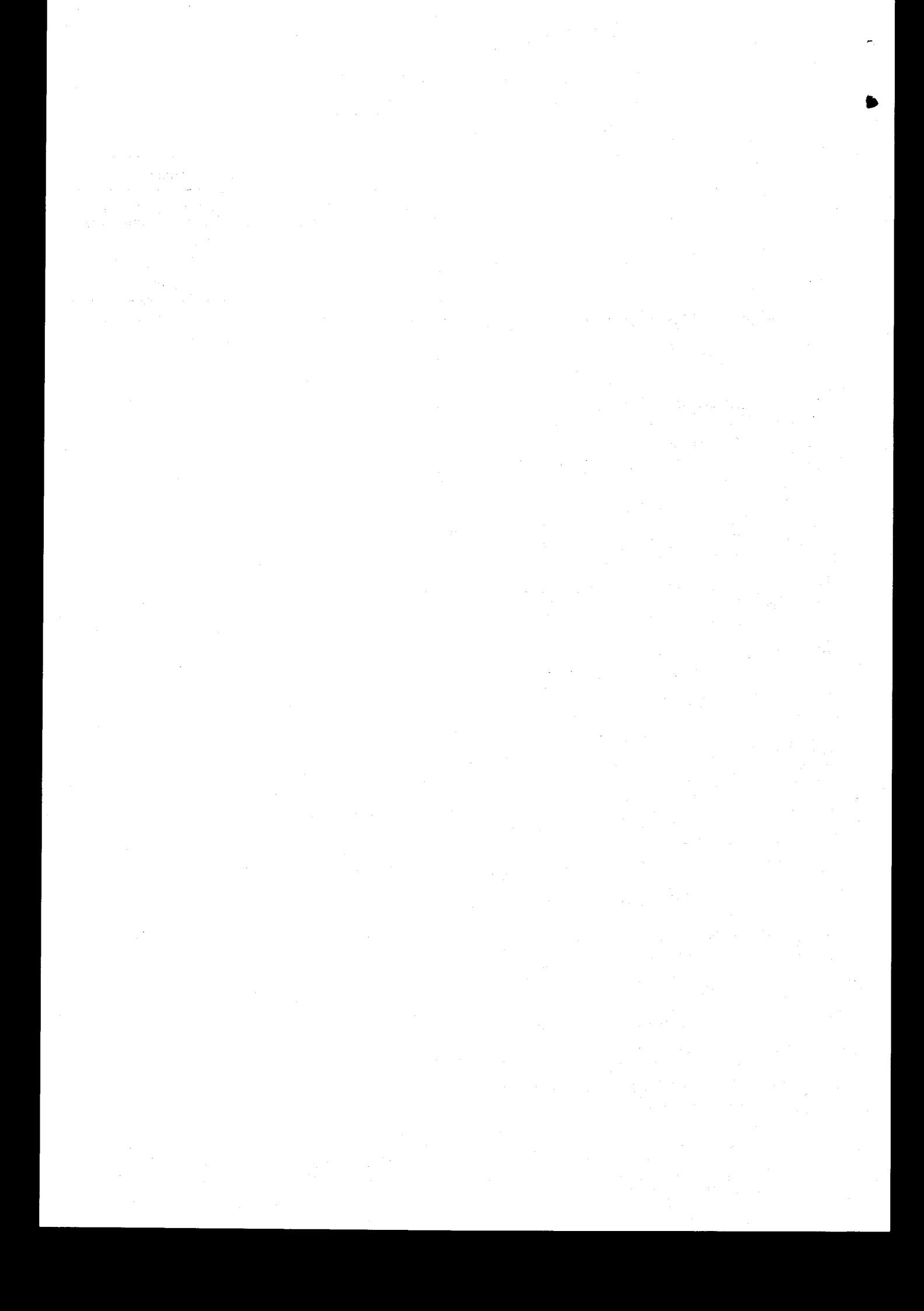
Титаренко Н.Н., Исаков А.Г., Руденская Е.О.

Упругое и квазиупругое рассеяния  
ну克лонов на ванадии

" " 1988 г.

Начальник ОНТИ

Примечание. Талон заполняется в 30-дневный срок после получения сборника и направляется в адрес ЦПИИагоминформа  
(127434, Москва, а/я 971)



Первые девять статей настоящего выпуска являются обзорными докладами, представленными на Всесоюзный симпозиум "Физика деления ядер", который состоялся 2-5 июня 1987 г. в г. Обнинске. Ряд обзорных докладов сотрудников ОИЯИ не включен в настоящий выпуск, чтобы избежать дублирования публикаций в изданиях ОИЯИ, г. Дубна.

УДК 539.173

## НОВЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ ФИЗИКИ ДЕЛЕНИЯ

Р. В. Хассе\*

NEW DEVELOPMENTS IN NUCLEAR FISSION. A few recently observed new effects in nuclear fission are reviewed from the experimental side and theoretical explanations are indicated: 1) The structures in the mass yields and in the maximum fragment kinetic energies in cold fission are due to Coulomb effects; 2) Mass-symmetric fission of even-even nuclei does not proceed by splitting the nucleus into two equal parts and the fragments are differently deformed; 3) The dip in the total fragment kinetic energy at symmetry is due to a different symmetric fission barrier; 4) In analogy to the cold compact fission events with highest kinetic energy, also those events of lowest kinetic energy but highest deformation are cold at the scission point; 5) Cold fission proceeds close to the saddle point.

Если такие аспекты ядерного деления, как распределение масс и кинетических энергий, рассматриваются в течение нескольких десятилетий, то редкие события физики деления стали предметом исследования недавно. Под редкими событиями подразумеваются такие, выход которых составляет около  $10^{-5}$  полного выхода: тройное деление, низкоэнергетическое симметричное деление, холодное компактное деление с наибольшей кинетической энергией и холодное деформированное деление с наименьшей кинетической энергией осколков. В экспериментах по спонтанному делению или по делению тепловыми нейтронами, проведенных на высокопоточных исследовательских реакторах, тем не менее, получено немалое число редких событий.

В настоящей статье рассмотрены некоторые результаты по редкому делению и дано, где это возможно, его теоретическое обоснование. В разделе 1, так называемый кулоновский эффект используется для объяснения структуры с периодом около 5 а.е. в распределениях полной кинетической энергии холодного деления, т.е. когда зарядовая асимметрия в осколках может увеличивать максимальные кинетические энергии. В разделе 2 показано, что масс-симметричное деление четно-четных ядер протекает в основном через фрагментации  $Z/2 \pm 1, N/2 \pm 1$ . Это подтверждается одновременными измерениями массы и зарядов осколков. Кроме того, из увеличенной ширины углового распределения  $\alpha$ -частиц тройного деления следует, что осколки должны быть деформированы по-разному. В разделе 3 описаны расчеты типа проведенных Струтинским, которые дают различные долины для перехода из седла в точку разрыва, определяемые оболочечными эффектами. Симметричные каналы соответствуют преимущественно сверхдлинным или сверхкоротким конфигурациям по сравнению со стандартным каналом, приводя тем самым к провалу в распределении кинетической энергии в симметричной области. В разделе 4 рассмотрены последние представления о холодном деформированном делении, т.е. о событиях, которым соответствует наименьшая кинетическая энергия, но наибольшая деформация. Так как явная структура здесь сохраняется, можно сделать вывод, что в точке разрыва эти события должны быть также холодными. В разделе 5 показано, что потенциальная энергия между седлом и разрывом довольно монотонна и даны некоторые предварительные результаты расчета холодного деления по квантовой модели, в рамках которой эти события интерпретируются как результат туннелирования крыла волновой функции через хребет, отделяющий стандартную долину деления от долины компактного слияния. В последнем разделе суммируются рассмотренные результаты и намечены предстоящие эксперименты.

I. Кулоновский эффект. В табл. I представлены данные о выходах для системы  $^{236}\text{U}$ , измеренных в работе [1] для нескольких пар изобарной фрагментации с одинаковыми значениями энергии реакции  $Q$ .

\* Общество исследований тяжелыми ионами. Дармштадт, ФРГ.

Увеличение массового выхода наблюдается для членов массовой цепочки с одинаковой энергией  $Q$ , когда зарядовая асимметрия данного способа деления увеличивается по сравнению с неизменным зарядовым распределением. Приведенные зарядовые и массовые распределения измерены для фиксированной кинетической энергии легкого осколка  $E_L$ , равной 108 МэВ. Это энергетическое окно соответствует полной кинетической энергии  $E_K$ , лежащей в среднем на 10 МэВ ниже линии максимальных значений  $Q$ . Например, для фрагментации  $^{91}/^{145}$  заряды  $Z_L$ , равные 36 и 37, соответствуют одной и той же величине  $Q = 187,5$  МэВ, однако заряд  $Z_L = 36$  имеет выход  $Y = 75,9\%$ , больший, чем  $Z'_L = 37$  ( $Y' = 19,7\%$ ). Для той же фрагментации в работе [2] показано, что при очень больших значениях  $E_K$  остается все-таки зарядовая пара  $Z_L/Z_H = 36/56$ . То же выполняется и для фрагментаций  $(Z_L/Z_H, N_L/N_H)$ , равных  $(36/56, 56/88)$  и  $(38/54, 54/90)$ , чьи значения  $Q$  составляют 189,8 и 189,3 МэВ соответственно.

Таблица I

Выходы  $Y$  и  $Y'$  двух зарядов  $Z_L$  и  $Z'_L$ , соответствующих очень близким значениям энергий  $Q$  и  $Q'$  реакции  $^{235}\text{U}(\text{n}_T, \text{f})$  [3]

$A_L$	$Z_L/Z_H$	$N_L/N_H$	$Z_L/Z_H$	$N_L/N_H$	$Q, \text{МэВ}$	$Q', \text{МэВ}$	$Y, \%$	$Y', \%$
103	40/52	63/81	42/50	61/83	199,9	199,6	$22,6 \pm 3,2$	$24,7 \pm 3,2$
101	39/53	62/82	41/51	60/84	198,3	197,4	$4,5 \pm 0,9$	$21,7 \pm 2,3$
99	39/53	60/84	40/52	59/85	196,6	196,0	$45,0 \pm 3,1$	$47,2 \pm 3,4$
98	38/54	60/84	40/52	58/86	196,3	195,8	$33,0 \pm 5,5$	$21,8 \pm 2,9$
97	38/54	59/85	39/53	58/86	194,0	194,0	$54,8 \pm 3,3$	$39,1 \pm 3,0$
95	37/55	58/86	39/53	56/88	190,4	189,8	$15,8 \pm 1,5$	$10,5 \pm 1,5$
93	37/55	56/88	38/54	55/89	189,6	189,2	$64,2 \pm 3,7$	$21,8 \pm 3,5$
92	36/56	56/88	38/54	54/90	189,8	189,3	$53,4 \pm 3,1$	$6,3 \pm 1,9$
91	36/56	55/89	37/55	54/90	187,5	187,5	$75,9 \pm 3,3$	$19,7 \pm 3,1$
89	35/57	54/90	37/55	52/92	184,3	183,7	$29,3 \pm 2,3$	$3,5 \pm 2,1$
87	35/47	52/92	36/51	51/93	184,2	183,6	$45,6 \pm 3,0$	$10,1 \pm 2,0$
85	34/48	51/93	35/57	50/94	182,9	182,3	$90,0 \pm 2,6$	$3,3 \pm 2,1$

П р и м е ч а н и е. Кинетические энергии легких осколков были фиксированы значением  $E_L = 108$  МэВ [1]. Линиями отделена область масс  $A_L = 91-97$ , для которой не должны проявляться оболочечные эффекты [3].

Похожий эффект наблюдается и в полных кинетических энергиях осколков, которые показаны на рис. I. Линия  $E_K$  с наклоном 2,5 МэВ/а.е. имеет хорошо выделенную ступеньку в области  $A_L = 90-93$ . Эта ступенька может быть интерпретирована следующим образом. В области  $A_L = 96-94$  максимальная энергия  $Q_{max}$  очень велика относительно всех остальных значений  $Q$ . Поэтому заряд  $Z_L = 38$ , соответствующий максимальным значениям  $Q$ , будет способствовать достижению  $E_K^{max}$ . Для  $A_L = 93$  заряд  $Z_L = 37$  имеет значение  $Q = 189,63$  МэВ, что примерно равно энергии для  $Z_L = 38$  ( $Q = 189,18$  МэВ). Тогда предпочтительным должен быть заряд  $Z_L = 37$ . Изменение  $Z_L$  от 38 до 37 при изменении  $A_L$  от 94 до 93 дает увеличение кинетической энергии относительно экстраполяции из области  $A_L = 96-94$ . Для  $A_L = 92$  заряд  $Z_L = 36$  будет стремиться достичь значения  $E_K^{max}$ , потому что он конкурирует с рядом  $Z_L = 38$ . Тогда изменение заряда  $Z_L$  с 37 на 36 при переходе  $A_L$  от значения 93 до 92 будет давать, как и ранее, относительное увеличение  $E_K$ , делая ступеньку более выраженной. Ступенька при  $A_L = 96-97$  может быть интерпретирована следующим образом. Для  $A_L = 97$  имеются фрагментации заряда  $Z_L$  (равного 38 и 39), для которых значения  $Q$  равны 194,0 МэВ. Заряд  $Z_L = 38$  предпочтителен. Для  $A_L = 96$  заряд  $Z_L = 38$ , для которого энергия  $Q$  составляет 195,5 МэВ, также предпочтителен по сравнению с зарядом  $Z_L = 39$  по величине  $Q$ . Поэтому для  $A_L = 96-97$  наибольшие энергии  $E_K$  будут соответствовать заряду  $Z_L = 38$  и их величины будут определяться значением  $Q$ , что и дает ступеньку. Этот эффект можно назвать кулоновским [3], потому, что он не относится к оболочечным эффектам, а просто связан с тем фактом, что более асимметричная конфигурация может увеличить кулоновскую энергию. В точке разрыва потенциальная энергия  $P$  системы двух осколков является суммой полной энергии деформации  $D$  и взаимной кулоновской энергии  $C$ . Легкий и тяжелый осколки могут иметь энергию внут-

ренного возбуждения  $U$  и предразрывную кинетическую энергию  $E_0$ . Пренебрегая оболочечной и парной энергиями, энергетический баланс в разрыве можно записать следующим образом:

$$Q = D + U + C + E_0 . \quad (I)$$

Более компактная разрывная конфигурация соответствует большей энергии кулоновского взаимодействия. Предполагается, что эта конфигурация состоит из осколков в основных состояниях без энергии возбуждения или предразрывной кинетической энергии. Поэтому уравнение (I) переходит в

$$Q = P_{max} = D + C . \quad (2)$$

Такой конфигурации соответствует максимальная величина потенциальной энергии  $P_{max}$ , которая, однако, не может быть больше, чем  $Q$ . Из уравнения (2) видно, что наибольшая возможная величина взаимной кулоновской энергии  $C_{max}$  соответствует наименьшей возможной энергии деформации  $D_{min}$ . Чтобы рассчитать наиболее компактную конфигурацию, необходимы энергии деформации и кулоновского взаимодействия как функции формы конфигурации. Мы рассчитали в рамках модели жидкой капли потенциальную энергию каждого осколка и величину  $C_{max}$  для двух зарядов  $Z_L$ ,  $Z_L - 1$  с наибольшей величиной  $Q$  для компаунд-ядра  $^{236}\text{U}$ , используя два эллипсоидных осколка с фиксированным расстоянием между их центрами (рис.2). Деформация определена как сумма отношений большой и малой полуосей осколков. Зарядовое отношение  $Z_L/Z_H$  равно 38/54 (сплошные кривые на рис.2). Если рассмотрим другую зарядовую фрагментацию  $(Z_L - I)/(Z_H + I) = 37/55$  (пунктирные кривые), имеющую ту же энергию  $Q$ , то получим полную кинетическую энергию  $E_{Z_L-1}$  выше энергии, соответствующей фрагментации  $E_{Z_L}$ .

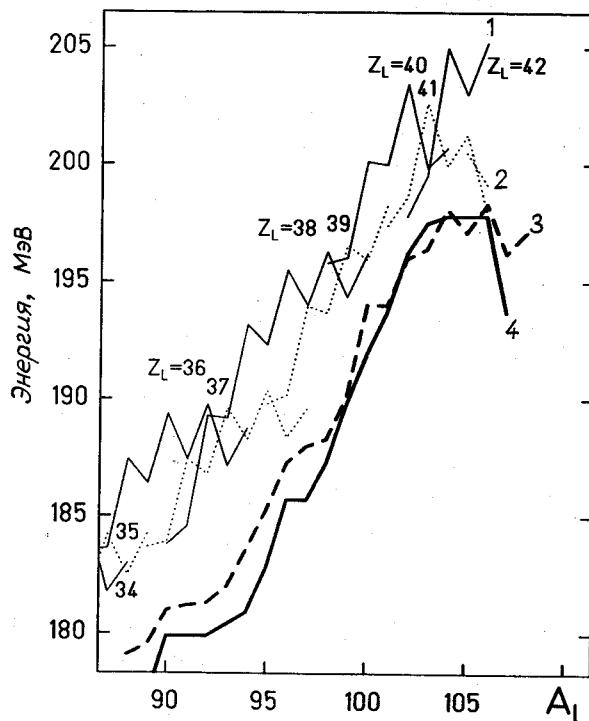


Рис.1

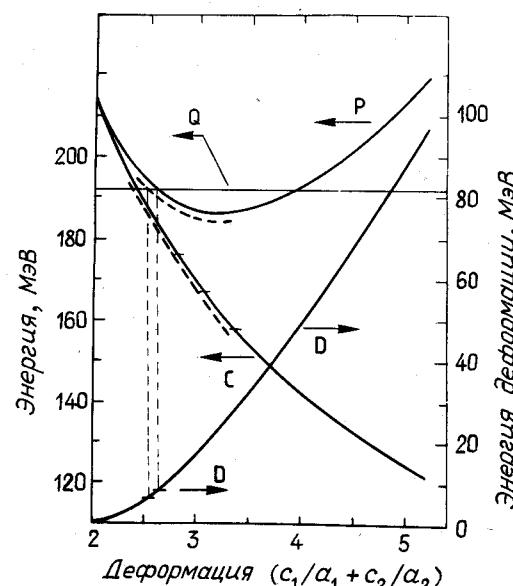


Рис.2

Рис.1. Реакция  $^{235}\text{U}(n_t, t)$ : 1,2 - наибольшие значения энергии реакции  $Q_{max}$ , для четных и нечетных фрагментов соответственно; 3 - расчетная максимальная величина кулоновского отталкивания  $C_{max}$  как функция массы легкого осколка  $A_L$ ; 4 - тенденции кривых равновероятного выхода для максимальной кинетической энергии  $E_k^{max}/327$  ( $E_k^{max}$  и  $C_{max}$  сдвинуты для наглядности на 5 МэВ)

Рис.2. Полная энергия деформации  $D$ , энергия кулоновского взаимодействия  $C$  и потенциальная энергия  $P$  разрывных конфигураций, ограниченные полной возможной энергией  $Q$  для фрагментации  $^{96}\text{Sr}/^{140}\text{Xe}$  [33]

Только когда два наибольших значения  $Q$  одинаковы,  $C_{max}$  соответствуют меньшему значению  $Z_L$ . Можно также видеть, что, когда меньшая величина  $Q$  соответствует меньшему  $Z_L$ , различие между наибольшими  $C_{max}$  значительное, чем различие между величинами  $Q$ . Энергия  $C_{max}$  соответствует максимальной величине кинетической энергии осколочной пары и энергия  $D$  трансформируется в энергию возбуждения осколков. Пусть  $Z_L/Z_H$  и  $(Z_L - I)/(Z_H + I)$  - зарядовые фрагментации для одного и того же отношения масс  $A_L/A_H$ . Если соответствующие разрывные конфигурации имеют одинаковые деформации, отношение соответствующих энергий  $C_{Z_L}/C_{Z_L-1} = Z_L Z_H / [(Z_L - 1)(Z_H + 1)]$ .

Энергия кулоновского взаимодействия в наиболее компактной разрывной конфигурации составляет около 200 МэВ. Для различия  $C_{Z_L} - C_{Z_L-1}$  имеем величину около 2 МэВ. На рис.2 кривые  $C$ , относящиеся к  $Z_L$  и  $Z_L-1$  соответственно, представлены схематически как функции осколочной деформации. Предположим, что энергия деформации и значения  $Q$  одинаковы для двух зарядовых фрагментаций. Можно видеть, что наименьшая величина энергии деформации  $D_{min}$  и наибольшая величина полной кинетической энергии  $E_k^{max}$  соответствуют более асимметричной зарядовой фрагментации. Меньший из двух зарядов легкого осколка с большей величиной  $E_k^{max}$  имеет больший выход, так как для него потенциальная энергия при данной деформации меньше. Следствием такого различия в выходах являются осцилляции в зависимости  $E_k^{max}$  от массы осколков. Похожие структуры в  $^{234}U$  могут быть объяснены теми же доводами [3].

2. Не является ли симметричное деление асимметричным? Результаты недавних одновременных измерений масс и зарядов осколков деления  $^{249}Cf$  тепловыми нейтронами показывают, что масс-симметричная разрывная конфигурация состоит из зарядово-асимметричной конфигурации осколков  $(Z, N) = (Z_f/2 \pm 1, (N_f/2 \mp 1) = (48, 77)$  или  $(50, 75)$ , где  $Z_f = 98$  и  $N_f = 152$  - числа протонов и нейтронов составного ядра [4] (рис.3). Следовательно, в симметричной области разорвана главным образом одна нейтронная пара и не разорвана ни одна протонная пара. Такой разрыв пары требует энергии  $2\Delta \approx 2$  МэВ.

Это означает, что или энергия спаривания нейтронов меньше энергии спаривания протонов, или энергия спаривания нейтронов частично компенсируется за счет потенциальной энергии конечной, асимметричной по заряду конфигурации.

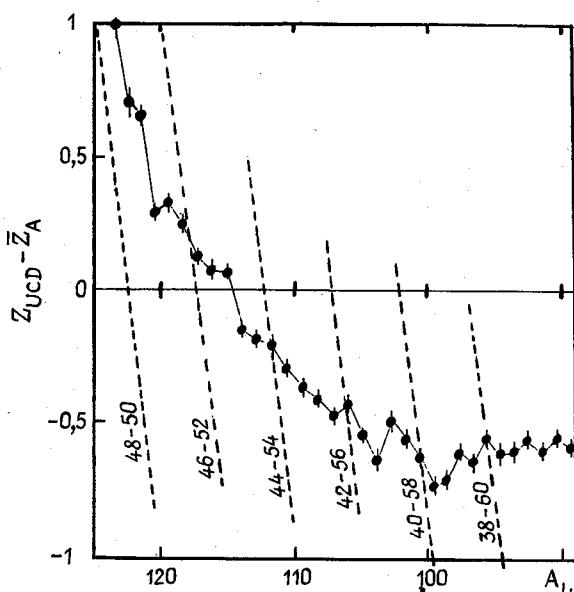


Рис.3. Отклонение числа протонов в осколке от неизменного зарядового распределения (UCD) при тепловом делении  $^{249}Cf$ . Пунктирные линии соответствуют фиксированным зарядам осколков [4]

Кроме того, имеются данные, что осколки деления при масс-симметричном способе деления деформированы различно, т.е. симметричное деление деформационно-асимметрично. Это доказывают эксперименты по делению с вылетом  $\alpha$ -частиц  $^{235}U$  тепловыми нейтронами [5-8]. Можно видеть из рис.4, что угол эмиссии  $\alpha$ -частицы достигает  $90^\circ$  и дисперсия  $Q_\alpha$  в области симметрии круто растет. Для асимметричной области, как видно из малой дисперсии  $Q_\alpha$ ,  $\alpha$ -частицы сильно сфокусированы, однако в районе симметрии фокусировка значительно ослаблена в результате сильных флуктуаций формы. Это может иметь различные объяснения. Если карта потенциальной поверхности для симметричного способа деления становится аномально гладкой, то допускаются большие флуктуации степени свободы, связанной с удлинением, для чего нет теоретических намеков. Если разрывная конфигурация состоит главным обра-

зом из одного примерно сферического и одного сильно деформированного осколков, то это должно означать, что компактный и деформированный каналы сливаются. Имеется экспериментальное подтверждение (см. далее рис.7), которое поддерживает такую гипотезу асимметрии.

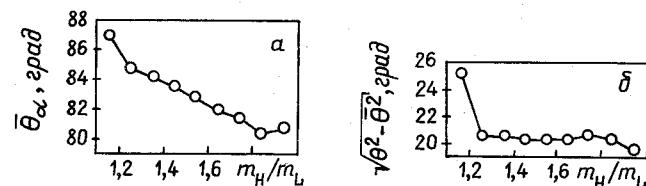


Рис.4. Наиболее вероятные углы между осями эмиссии  $\alpha$ -частицы и легкого осколка при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами (а) и их дисперсии (б) [6,8]

3. Различные траектории к разрыву. Недавно открытая аномалия в распределении кинетической энергии осколков  $^{258}\text{Fm}$  [9] может быть объяснена в рамках гипотезы о том, что кроме стандартного делительного канала, приводящего к асимметричному делению, существуют также другие, один из которых ведет к симметричным компактным разрывным конфигурациям. Это стимулировало детальные расчеты в рамках модели жидкой капли с учетом оболочечных эффектов [10-12]. Например, в работе [10] применина алгебраическая параметризация формы в цилиндрических координатах

$$\rho^2(z) = (\ell_h^2 - z^2)(z_0 + z_1 z + z_2 z^2) \quad (3)$$

(где  $z_0$  – половина длины системы;  $z_2$  – параметр поперечного сжатия\*), которая после устранения одного из параметров условием сохранения объема имеет два параметра для симметричных форм (половина полной длины  $\ell_h$  и комбинация  $z_0$  и  $z_2$ ) и один дополнительный для асимметричных форм ( $z_1$ ). Так как это семейство слишком ограниченное, то на поздних стадиях использована параметризация соприкасающихся сфероидов. Для ядра  $^{252}\text{Cf}$  обнаружены четыре хорошо выделенные долины (или канала), ведущие от седла к разрыву, которые перечислены в табл.2. Из дисперсии распределения кинетической энергии (рис.5) видно, что физика процессов может быть разделена на три части. Области между сплошной и пунктирной линиями могут быть связаны со стандартным асимметричным делением, происходящим вдоль средней стандартной долины. Внешние участки в районе пунктирных линий формируются событиями, возникающими в суперасимметричном канале с очень высокой энергией деформации и поэтому с экстремально низкой энергией отталкивания, которая в рассматриваемой модели предполагается равной кинетической энергии осколков. Наконец, небольшой участок в области симметрии, отделенный сплошными линиями, является результатом смеси супердлинного и менее отчетливого суперкороткого каналов. Так как супердлинный канал является подавляющим, то его энергия отталкивания меньше, чем в соседнем стандартном канале, и распределение кинетической энергии имеет провал. Подобные наблюдения сделаны при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами [14]. Для этой системы суперкороткого канала не существует, однако стандартный канал расщепляется на два, первый из которых более компактный и более асимметричный, чем второй. При подгонке массового распределения тремя гауссами с центрами в районе наиболее вероятных масс осколков, возникающих из этих каналов, автору удалось воспроизвести распределение кинетической энергии и ее дисперсию весьма точно (рис.6).

Таблица 2

Сравнение наблюдаемых средних значений полной кинетической энергии для выделенной области масс легких осколков  $\bar{A}_L$  с теоретическими значениями средней энергии кулоновского отталкивания касающихся осколков  $\bar{V}_s$  и соответствующие этим энергиям расстояния  $\bar{r}$  между центрами тяжести осколков [10]

$\bar{A}_L$	$E_K, \text{МэВ}$	$\bar{V}_s, \text{МэВ}$	$\bar{r}, \text{ fm}$	Конфигурация
~126	215-225(?)	229	14,0	Суперкомпактная симметричная
65	146	164	15,7	Суперасимметричная
109	185,8	190	18,3	Стандартная асимметричная
126	180	176	20,7	Супердеформированная симметричная

\*  $z_2 = 0$  соответствует разрыву.

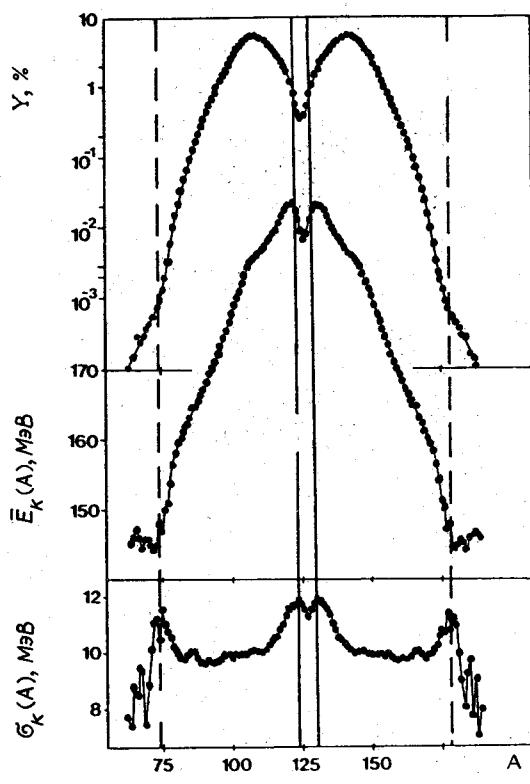


Рис.5. Измеренные выходы  $Y$ , средние кинетические энергии осколков  $E_k(A)$  и их дисперсии  $\sigma_k(A)$  как функции массового числа осколка  $A$  для спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  [13]

Проводятся также другие расчеты по этому направлению. В работе [11] применялось более широкое семейство форм – использовалась  $\beta_i$ -параметризация с включением мультиполей до  $i = 10$ , в результате чего выяснилось, что каналы могут заметно изменяться, если учесть высокие нечетные деформации.

4. Холодное деформированное деление. Обычно холодным делением называют процессы, которые не сопровождаются эмиссией нейтрона вследствие того, что осколки почти не имеют энергии внутреннего возбуждения и оказываются почти недеформированными в точке разрыва с полной кинетической энергией, близкой к энергии  $Q$  [15]. Выход таких процессов стремится к нулю. На рис.2 они соответствуют левому краю, где потенциальная энергия деформации минимальна, а кулоновская – максимальна. Однако подобная ситуация наблюдается и справа, где энергия деформации максимальна, а кулоновская энергия минимальна.

В экспериментах по реакции  $^{245}\text{Cm}(n,f)$  [16,17] внимание сфокусировано на районе массовых выходов с низкой кинетической энергией осколков (рис.7). В области симметрии оба отмеченных процесса накладываются друг на друга, подтверждая гипотезу о том (см.раздел 2), что симметричное деление может быть как компактным, так и сильно деформированным. В связи с этим возникает вопрос, являются ли рассматриваемые осколки холодными или горячими. Обычно принимается гипотеза горячего деления [18], но она пока не подтверждена экспериментальными данными. Собирая выходы в полосе шириной 2 МэВ вблизи верхней и нижней границ (см.рис.7), получим массовые спектры, указанные на рис.8. Подобные структуры в выходах наблюдаются в обеих областях, где максимумы для  $(A_L, A_H)$ , равные  $(83, 164)$ ,  $(90, 156)$ ,  $(100, 145)$ ,  $(106, 139)$ ,  $(112, 132)$ ,  $(123, 123)$  для холодного компактного деления и  $(79, 167)$ ,  $(91, 156)$ ,  $(106, 140)$ ,  $(123, 123)$  для холодного деформированного деления, в сумме дают массу компаунд-ядра.

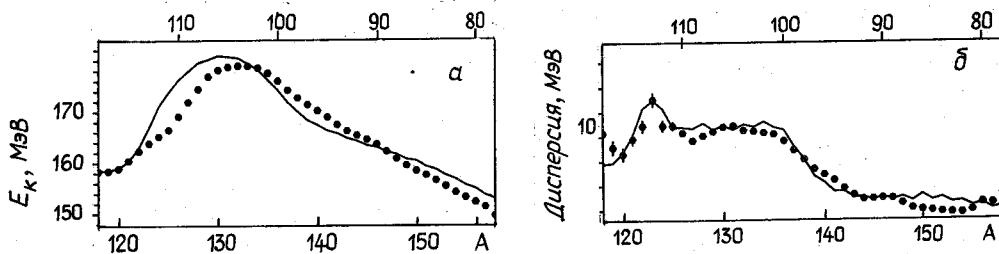


Рис.6. Измеренные средние кинетические энергии осколков (а) и их дисперсии (б) как функции массового числа при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейtronами (кружки) и результаты теоретических расчетов (кривая) [14]

Структуры в областях холодных компактного и деформированного делений примерно противоположны по фазе, а это означает, что кулоновский эффект создает дефицит выхода в одной области, когда имеется избыток в другой. Это подтверждает предположение, что в обоих случаях нейтроны не испускаются, и оправдывает термин "холодное деформированное деление". Согласно формуле (2), такие процессы должны иметь наименьшую возможную энергию кулоновского отталкивания и наибольшую энергию де-

формации. Эта гипотеза подтверждается надавными измерениями нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cr}$  [19], в которых показано, что числа нейтронов  $\nu$ , испущенных из осколков с кинетической энергией менее 135 МэВ и массой 78, 80, 87, 90, 98, 107, близки к нулю (рис.9). Этот результат, однако, оспаривается новыми измерениями [20].

Рис.7. Контурная карта выходов в зависимости от массы и кинетической энергии осколка для теплового деления  $^{245}\text{Cm}$ . Стрелками показано холодное компактное деление (а) и холодное деформированное деление (б) [16,17]

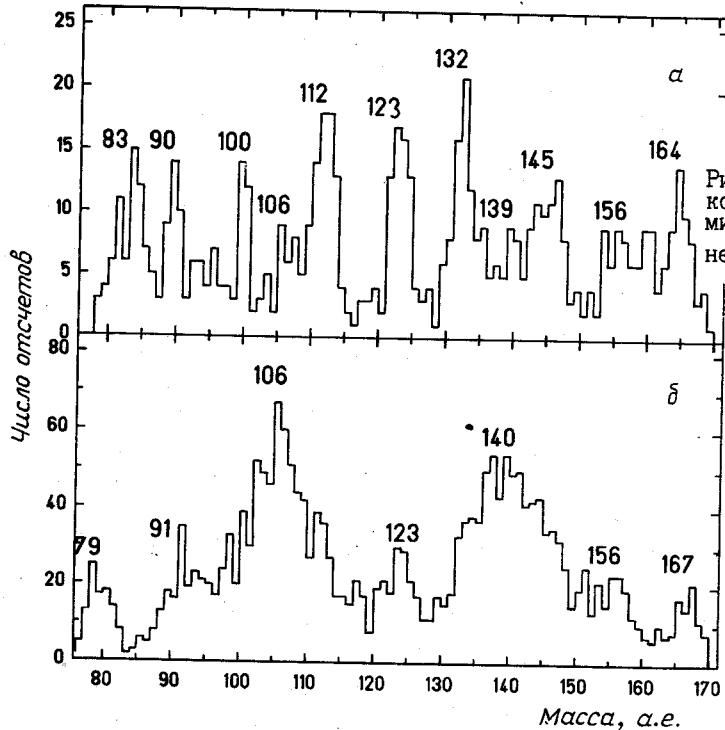
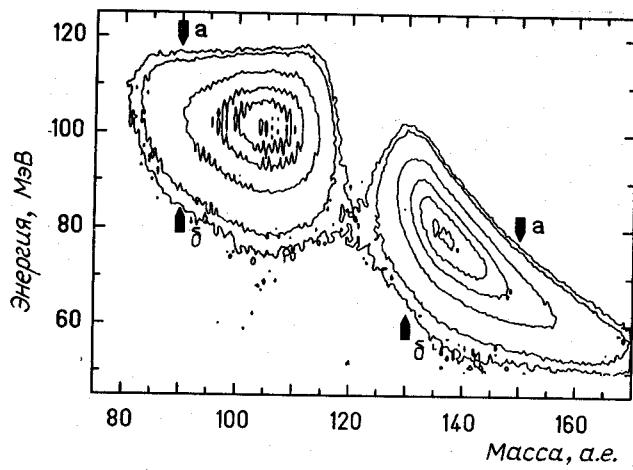


Рис.8. Массовые спектры холодного компактного (а) и холодного деформированного (б) делений тепловыми нейтронами  $^{245}\text{Cm}$  [16,17]

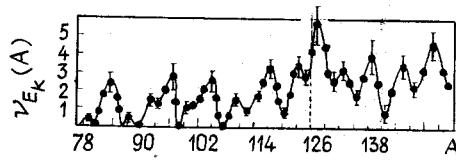


Рис.9. Число нейтронов, испущенных из осколков с наименьшей кинетической энергией (130-135 МэВ) в зависимости от масс осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cr}$  [19]

Тем не менее гипотеза подтверждается старыми результатами [21], которые показывают, что дисперсии средней энергии возбуждения осколков имеют тенденцию стремиться к нулю для заданной массовой фрагментации и высокой или низкой кинетической энергии. Это не оставляет простора для энергии внутреннего возбуждения. Поэтому предполагается, что большая энергия деформации холоднодеформированных осколков выделяется после разрыва только в  $\gamma$ -эмиссию, но не в нейтроны. Это представляется естественным, так как квадрупольная, гексацапольная и другие деформации могут просто переходить в  $\gamma$ -кванты соответствующей мультипольности, особенно, если учесть тот факт, что  $\gamma$ -мультипольность растет с уменьшением полной кинетической энергии осколков [22,23].

В дальнейшем данные по  $^{246}\text{Cm}$  были проанализированы [16] с помощью модифицированной модели [24] - модели ландшафта потенциальной энергии, который определяет статистическое распределение выходов (рис.10). При этом предполагались сфероидальные деформации осколков и принималось расстояние 1 fm между краями осколков. Как видно из рис.10, в области холодного компактного деления значения  $Q$  достигаются в области малой асимметрии, что согласуется с данными работы [15]. В области холодного деформированного деления также наблюдается хорошее согласие с теоретическими значениями.

ми  $Q$ . Однако для такого деления результаты расчетов очень сильно зависят от параметров модели жидкой капли, особенно от коэффициентов поверхностного натяжения и кривизны. Этой зависимости нет в случае холодного компактного деления. Изучая другие системы, можно таким способом исследовать потенциальную энергию и понять справедливость формулы масс для столь больших деформаций.

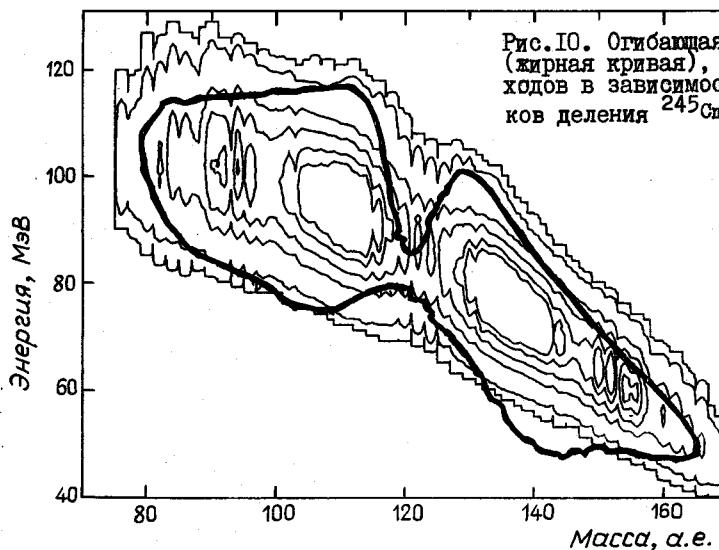


Рис.10. Огибающая экспериментальных выходов, равных  $10^{-5}$  (жирная кривая), и теоретические кривые равновероятных выходов в зависимости от массы и кинетической энергии осколков деления  $^{245}\text{Cm}$  тепловыми нейтронами [16]

##### 5. Квантовая модель холодного деления.

В простой модели жидкой капли, учитывающей лишь кулоновскую и поверхностную энергию, прирост потенциальной энергии между седлом и разрывом составляет примерно 25 МэВ. Поэтому трудно понять, почему при такой крутой поверхности потенциальной энергии возможны события холодного деления, которые не имеют вообще никакого внутреннего возбуждения.

Ввиду этого необходимо учесть следующую важную поправку к модели жидкой капли (пропорциональную  $A^{1/3}$ ), которая состоит из энергии кривизны и сжатия:

$$E_K = \alpha_K B_K A^{1/3}; \quad E_C = -\alpha_C B_S^2 A^{1/3}, \quad (4)$$

где  $\alpha_K, \alpha_C$  — коэффициенты энергий кривизны и сжатия;  $B_K, B_S$  отражают зависимость энергий от формы ядра [25]. Так как  $A$  — зависимость очень слабая, то нельзя найти коэффициенты подгонкой к экспериментальным массам. Однако в рамках квазиклассических методов их можно связать с хорошо известной плотностью ядерной материи  $\rho_0$ , константой ядерного радиуса  $r_0$ , поверхностным натяжением  $\sigma$ , сжимаемостью  $K$ , коэффициентом поверхностной энергии  $\alpha_S$  и коэффициентом Вайзекера  $\beta$  в обобщенной модели Томасса — Ферми [26]:

$$\alpha_K = \frac{3\sigma\beta}{\rho_0} + \frac{3\hbar^2\beta}{2mr_0^2}; \quad \alpha_C = 2 \frac{\alpha_S^2}{K}.$$

Для реалистических параметров получим  $\alpha_K = 10$  МэВ,  $\alpha_C = 2,5$  МэВ.

Эффектом учета (4) является существенное выполяживание поверхности потенциальной энергии, дающее в результате энергию между седлом и разрывом около 10 МэВ [26]. Эта поверхность при использовании квадрупольной  $Q_2$  и гексадекапольной  $Q_4$  деформаций как параметров формы показана на рис. II. Ординарная долина деления отделена хребтом от долины компактного слияния (не видной при такой параметризации), которая состоит из более или менее перекрывающихся или разделенных сфер. Точка, где две долины сливаются, называется точкой выхода, которая еще довольно компактна, так как расстояние между центрами масс  $\rho_{ц.m}$  и радиус шейки  $d$  соответствуют  $\rho_{ц.m} \approx 2,45 R_0$  и  $d \approx 1/3 R_0$  [27].

Сравнение экспериментальных массовых выходов и энергетических распределений осколков деления с предсказаниями статических моделей деления ставит важные вопросы, в особенности в холодной области, потому что статические модели не принимают во внимание эволюции различных степеней деформации на участке до точки разрыва, а также не учитывают флуктуации. В настоящее время развивается квантоводинамическая модель, которая основана на такой же (см. рис. II) карте потенциальной энергии [28, 29]. В этой модели процесс деления описывается распространением квантовомеханического волнового пакета в потенциале деформированного ядра. В качестве параметров деформации используются квадрупольная и гексадекапольная деформации (удлинение и поперечное сжатие). Деформация деля-

щегося ядра была исследована на всем пути между седловой точкой и линией разрыва. Из этой расчетной информации во временному масштабе процесса деления могут быть получены не только конфигурации осколков на линии разрыва, но может быть вычислено распределение осколков по кинетической энергии.

Эти расчеты особенно интересны для случая холодной фрагментации. Предполагается, что, возникшая вблизи седловой точки (рис. I2), волновой пакет будет в основном двигаться вдоль стандартной долины деления, однако малая его часть на крыльях с компактной стороны может туннелировать через барьер и скатываться в долину слияния, порождая события холодного компактного деления. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока не будет достигнута точка выхода, где поверхность становится настолько гладкой, что основная часть волнового пакета будет достигать линии разрыва. В области точки выхода процесс деления более или менее классический и события холодного деформированного деления могут быть связаны с хвостами волнового пакета в сверхдеформированном состоянии.

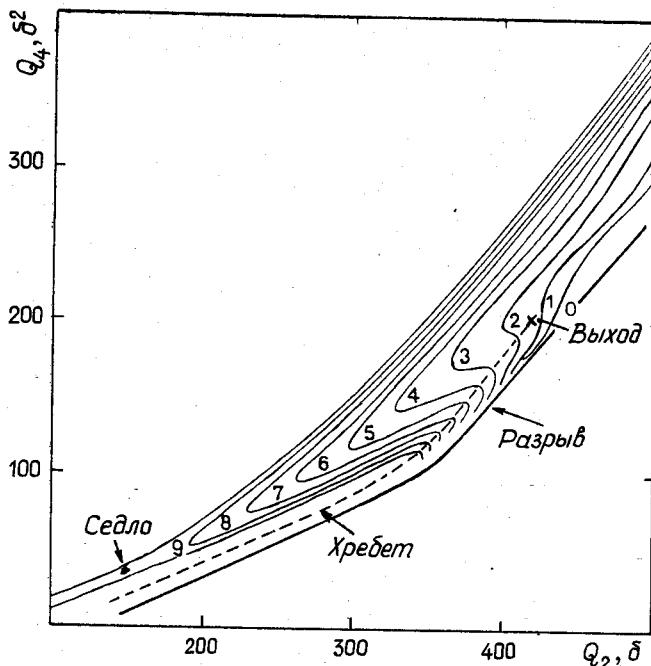


Рис. II

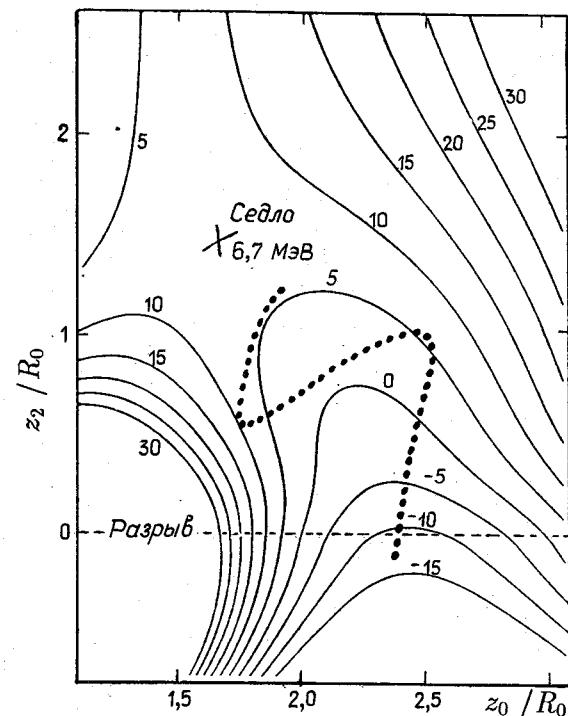


Рис. I2

Рис. II. Жидкокапельная поверхность потенциальной энергии ядра  $^{240}\text{Pu}$  с учетом энергий кривизны и сжатия для квадрупольной и гексадекапольной деформаций [26]

Рис. I2. Карта жидкокапельной потенциальной энергии  $^{250}\text{Cf}$  для деформаций типа удлинения ( $z_0$ ) и поперечного сжатия ( $z_2$ ), используемая в рамках квантовой модели. Точки обозначают ожидаемые координаты, получаемые решением уравнения Шредингера, для волнового пакета в различные моменты времени [28, 29].

Ниже представлены предварительные результаты решения временного уравнения Шредингера с двумя степенями свободы, включающего гидродинамический тензор инерции  $M_{ij}(z_0, z_2)$  [30]:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(z_0, z_2, t) = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{i,j=0,2} |M|^{-1/2} \frac{\partial}{\partial z_i} \frac{|M|^{1/2}}{M_{ij}} \frac{\partial}{\partial z_j} \Psi(z_0, z_2, t) + V(z_0, z_2) \Psi(z_0, z_2, t). \quad (5)$$

До сих пор рассматривались только симметричные формы. Поверхность потенциальной энергии вместе с ожидаемыми положениями центров волновых пакетов в различные моменты времени показана на рис. I2 (точки). Благодаря начальному условию волновой пакет осциллирует, потому что он вначале ударяется о высокий кулоновский барьер, от которого отражается на другой склон, где опять отражается. Наконец он достигает линии разрыва в свободной долине деления. Предразрывная кинетиче-

ская энергия (рис. I3) набирается в течение спуска из седла до точки разрыва. Она имеет резкий пик при  $z_0 = 18,7$  фм с шириной 1,1 фм вблизи минимума потенциала и широкий дополнительный максимум при  $z_0 = 16,1$  фм с шириной 2,9 фм на склоне холодного компактного деления (слева), так же, как маленький пик в области холодного деформированного деления (справа).

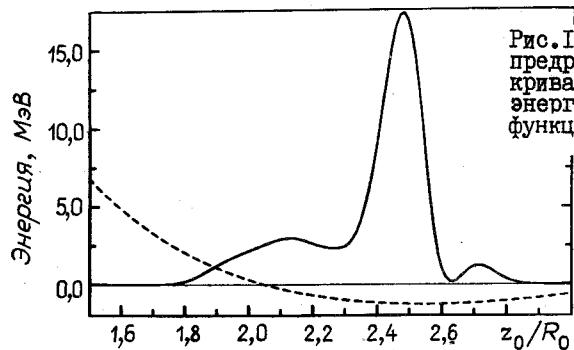


Рис. I3. Ожидаемые в квантовой модели значения предразрывной кинетической энергии (сплошная кривая) и уменьшенной в 10 раз потенциальной энергии на линии разрыва (пунктирная) как функции координаты  $z_0$  (в единицах  $R_0 = 7,6$  фм)

а также делении с вылетом  $\alpha$ -частиц. Ниже эта информация суммирована и дан список экспериментов, которые необходимо выполнить, чтобы дополнить понимание этих эффектов.

Показано, что кулоновский эффект может вызывать зарядовую асимметрию осколков благодаря выигрышу в кулоновской энергии, порождая структуры с периодом 5 а.е. в выходах и распределениях кинетической энергии. По-видимому, такие структуры существуют также в событиях холодного деформированного деления. Так как массовое разрешение в области низкой кинетической энергии обычно не такое хорошее, как в области высокой кинетической энергии, то помимо составного ядра  $^{246}\text{Cm}$  должны быть исследованы и другие системы.

Выдвинута гипотеза, что осколки холодного деформированного деления, т.е. осколки с экстремально низкой кинетической энергией не имеют энергии внутреннего возбуждения в точке разрыва. Это должно быть подтверждено измерением числа испущенных нейтронов для данных осколков кинетической энергии и, кроме того, одновременным измерением испущенных  $\gamma$ -квантов. Это непосредственно даст энергию возбуждения осколков при заданном отношении масс и фиксированной кинетической энергии, что также может дать больше информации о предразрывной кинетической энергии и диссипативных динамических эффектах. Кажется, что даже простые статические расчеты не согласуются с данными по холодному компактному делению, так как в модели Уилкинса осколки слишком мало деформированы. Здесь имеется возможность также изучить формулу масс для очень больших деформаций.

Кроме того, установлено, что для масс-симметричного расщепления наиболее вероятная конфигурация вовсе не симметричная – осколки зарядово-асимметричны и различно деформированы. Для подтверждения этой асимметрии необходимы одновременные измерения массы и заряда для таких систем, как  $^{242}\text{Pu}$ , которые должны симметрично расщепляться на нечетно-протонные осколки ( $Z_f/2; N_f/2 = (47, 74)$ , или как  $^{234}\text{U}$ , симметрично расщепляющийся на нечетно-нейтронные осколки (46, 71), или как ядро  $^{236}\text{U}$  (дважды четное по протонам и нейtronам), которое делится симметрично на четно-четные осколки (46, 72). Если для области симметрии наблюдается все же предпочтительный разрыв пар, несмотря на дополнительный расход энергии, то это является тестом для протонных и нейтронных энергий спаривания или больших флуктуаций степеней свободы, связанных с деформацией.

В целом с теоретической точки зрения холодное деление далеко от понимания. Показано, что оно происходит вблизи седловой точки путем туннелирования через барьер между долинами деления и слияния и что карта потенциальной энергии является весьма гладкой в районе седловой точки. В связи с этим очень желательны эксперименты по холодному делению, проведенные на нейтронах или протонах при очень низкой, но нетепловой энергии возбуждения. При изучении перехода от нулевой энергии возбуждения до примерно  $2\Delta \approx 2$  МэВ можно ожидать, что выход холодного деления сначала будет увеличиваться, так как не происходит внутренних возбуждений ниже  $2\Delta$ , а туннелирование через разделяющий хребет облегчается, затем, однако, выход резко уменьшится потому, что становится возможным нагревание ядра.

Автор благодарит Е.Акера, Дж.Бокуэта, Р.Брюсона, У.Броса, О.Энгельгарда, Ф.Гённенвайна, Ф.Гамбиша, Р.Кочона, М.Монтойа, Дж.Панике и Дж.Теобальда за представление неопубликованных данных.

## Список литературы

1. W. Lang, H.-G. Clerc, H. Wohlfarth, H. Schrader, Schmidt, K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. **A345** (1980) 34.
2. J. Trochon, G. Simon, J.W. Behrens, F. Brisard, C. Signarbieux, Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Basic and Applied Science, Santa Fe, USA, May 1985.
3. M. Montoya, R.W. Hasse, P. Koczon, Z. Physik **A325** (1986) 357.
4. J.P. Bocquet, R. Brissot et. al., Proc. Nuclear Physics Sections Spring Meeting, Groningen, The Netherlands, March 1987.
5. P. Koczon, M. Mutterer, J.P. Theobald, P. Geltenbord, F. Gönnenwein, A. Oed, M.S. Moore, G. Barreau, B. Ceroux, Darmstadt preprint IKDA86/26 (1986).
6. F.-J. Hambach, C. Budtz-Jørgensen, H.H. Knitter, M. Mutterer, J.P. Theobald, TH Darmstadt preprint, 1987.
7. J. Pannicke, M. Mutterer, J.P. Theobald, P. Heeg, K. Weingärtner, G. Barreau, B. Leroux, F. Gönnenwein, Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Basic and Applied Science, Santa Fe, USA, May 1985, Gordon and Breach, New York, 1986, p.381.
8. M. Mutterer, J.P. Theobald, private communication, 1987.
9. E.K. Hulet et. al., Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 313.
10. U. Brosa, S. Grossmann, A. Müller, Z. Naturf. **41a** (1986) 1341.
11. S. Ćwiok, P. Rozmaj, A. Sobczewski, unpublished.
12. P. Möller, J.R. Nix, W.J. Swiatecki, Los Alamos preprint LA-UR-86-3266 (1986).
13. C. Budtz-Jørgensen H.H. Knitter, Proc. 15th Int. Symp. on Nuclear Physics, Gaußing, 1985.
14. F.J. Hambach, Proc. Nuclear Physics Sections Spring Meeting, Groningen, The Netherlands, March 1987.
15. F.J. Gönnenwein, Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Basic and Applied Science, Santa Fe, USA, May 1985; Proc. Sem. on Fission, Château du Pont D'Oye, Haby-la-Neuve, Belgium, 1986.
16. P. Koczon, thesis, Darmstadt, 1987.
17. J.P. Theobald, Proc. Sem. on Fission, Château du Pont D'Oye, Haby-la-Neuve, Belgium, 1986 (TH Darmstadt preprint IKDA 86/6).
18. S. Bjørnholm, Phys. Scripta **10A** (1974) 110.
19. V.P. Zakharova, D.K. Ryazanov, Yad. Fiz. **30** (1979) 36 [Sov. J. Nucl. Phys. **30** (1979) 19].
20. C. Budtz-Jørgensen H.H. Knitter, Proc. Journée d' Études sur la Fission, Arcachon, France, 1986; Proc. Sem. on Fission, Château du Pont D'Oye, Haby-la-Neuve, Belgium, 1986 (SCK, Mol, 1986) p.91.
21. H. Nifenecker, C. Signarbieux, R. Babinet, J. Poitou, Proc. IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Rochester 1973 (IAEA, Vienna 1974), vol.II, p.117.
22. S.A.E. Johansson, Nucl. Phys. **60** (1964) 378.
23. F. Pleasonton, R.L. Ferguson, H.W. Schmitt, Phys. Rev. **C6** (1972) 1023.
24. B.D. Wilkins, E.P. Steinberg, R.R. Chasman Phys. Rev. **C14** (1976) 1832.
25. R.W. Hasse, Nucl. Phys. **A118** (1968) 577; Nucl. Phys. **A128** (1969) 609.
26. J. Treiner, R.W. Hasse P. Schuck, J. Physique Lett. **44** (1985) L733.
27. M. Asghar, R.W. Hasse, J. Physique Coll. **C6** (1984) 455.
28. E. Aker, thesis, Karlsruhe 1987.
29. E. Aker, R.W. Hasse, to be published.
30. E. Aker, H. Borgwaldt, U. Brosa, M. Faber, R.W. Hasse, to be published in Comp. Phys. Comm.
31. S. Liran, N. Zeldes, Atomic Data and Nuclear Data Tables **17** (1976) 411.
32. M. Montoya, Z. Physik **A319** (1984) 219.
33. T.D. Thomas, R. Vandebosch, Phys. Rev. **133** (1964) B976.

Статья поступила в редакцию 3 августа 1987 г.

ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ ПРИ СЛУЖЕ ОТ СЕДЛОВОЙ ТОЧКИ  
К ТОЧКЕ РАЗРЫВА В ДЕЛЕНИИ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Ф. Г ё н н е н в а й н<sup>\*</sup>

DISSIPATION OF ENERGY IN THE DESCENT FROM SADDLE TO SCISSION IN FISSION AT LOW EXCITATION ENERGY. Nuclear charge measurements of fragments in thermal neutron fission of actinides ranging from Th to Cf are reviewed. The proton odd-even effect of the fragments is evaluated to yield information on the energy dissipated in the course of fission between the saddle and the scission point. The dissipated energies found are rather small. They vary smoothly with  $Z^2/A$  of the compound nucleus and increase from 3 MeV for  $^{230}\text{Th}$  up to 11 MeV for  $^{250}\text{Cf}$ .

При делении ядер полное энерговыделение  $Q$  разделяется на кинетическую энергию осколков  $E_k$  и полную энергию их возбуждения  $U$ . Распределения этих величин изучались при возбуждении деления многими способами. Однако для более глубокого проникновения в суть механизма деления эти глобальные энергетические распределения, вероятно, не слишком полезны. Причина этого заключается в том, что вклад как в  $E_k$ , так и в  $U$  дают, по крайней мере, два слагаемых. Теоретически вычисляя кинетическую энергию осколков, необходимо складывать, с одной стороны, кулоновскую энергию  $E_c$  отталкивания в точке разрыва, с другой – кинетическую энергию  $\varepsilon$ , приобретенную осколками к моменту разрыва.

Аналогично итоговая энергия возбуждения осколков деления  $U$  складывается из энергии деформации в точке разрыва  $E_{def}$  и энергии  $U_{dis}$ , диссирировавшей и превратившейся в энергию возбуждения на этой стадии процесса деления. Сумма кулоновской и деформационной энергий представляет собой полную потенциальную энергию в точке разрыва  $E_{pot}^{Scis}$ . Предразрывная кинетическая энергия и энергия диссипации возникают благодаря энергии, набранной при прохождении ядра от начала процесса деления до момента разрыва. В случае вынужденного деления вблизи барьера набранную таким образом энергию можно наглядно представлять как разность потенциальной энергии  $\Delta E_{pot}$  между седловой точкой и точкой разрыва. Энергетические соотношения для этого частного случая представлены на рис. I. Сказанное выше можно записать в виде соотношения  $Q = E_k + U = (E_c + \varepsilon) + (E_{def} + U_{dis}) = (E_c + E_{def}) + (\varepsilon + U_{dis}) = E_{pot}^{Scis} + \Delta E_{pot}$ .

Интересной задачей физики деления, как теоретической, так и экспериментальной, является получение каждого из этих отдельных энергетических слагаемых в точке разрыва. Статическая поверхность потенциальной энергии делящегося ядра интенсивно изучалась и изучается до настоящего времени. Степень сложности расчетов возросла: от макроскопических (жидкая капля) перешли к полумикроскопическим (включающим учет оболочечных и спариваательных эффектов по методу Струтинского) или чисто микроскопическим подходам. Корреляция между тонкой структурой поверхности потенциальной энергии вблизи барьера деления и свойствами спонтанно делящихся изомеров хорошо известна. В последнее время структура энергетической поверхности за седловой точкой вновь оказалась в центре внимания [1, 2]. В то время как во всех моделях набранная энергия  $\Delta E_{pot}$  между седловой точкой и точкой разрыва увеличивается с ростом параметра делимости  $Z^2/A$  делящегося ядра, точные значения  $\Delta E_{pot}$  сильно зависят от выбора модели. В связи с изложенным важным моментом является правильное определение разрывной конфигурации, т.е. задание толщины шейки, при которой происходит ее внезапный разрыв [3]. В динамических расчетах пути деления важную роль будут играть также силы вязкости и инерции.

Расчеты динамического типа дают информацию о предразрывной кинетической энергии  $\varepsilon$  [4, 5]. Экспериментально оценить которую дает возможность изучение тройного деления. В процессе такой оценки измеренные угловые и энергетические распределения третьих частиц сравниваются с расчетами траекторий. Входным параметром в этих расчетах является предразрывная кинетическая энергия осколков. К сожалению, результаты исключительно чувствительны к другим параметрам модели, таким, как

\* Физический институт Тюбингенского университета, ФРГ.

механизм испускания легких частиц, размер осколков и величина ядерных сил. Разброс в значениях  $\varepsilon$ , которые только условно можно назвать экспериментальными, соответственно получается большим (10-50 MeV) [6-9]. Следовательно, положение нельзя считать удовлетворительным.

Энергия диссипации на пути от седловой точки к разрыву прямо связана с вязкостью ядерной материи. Этому вопросу были посвящены многочисленные теоретические исследования. В последние годы для рассмотрения ядерного трения предлагались одно- и двухтактные механизмы диссипации (обзор литературы по этому вопросу см. в работе [10]), а также микроскопические описания внутренних возбуждений делящегося ядра. Обзор последней проблемы содержится в работе [11].

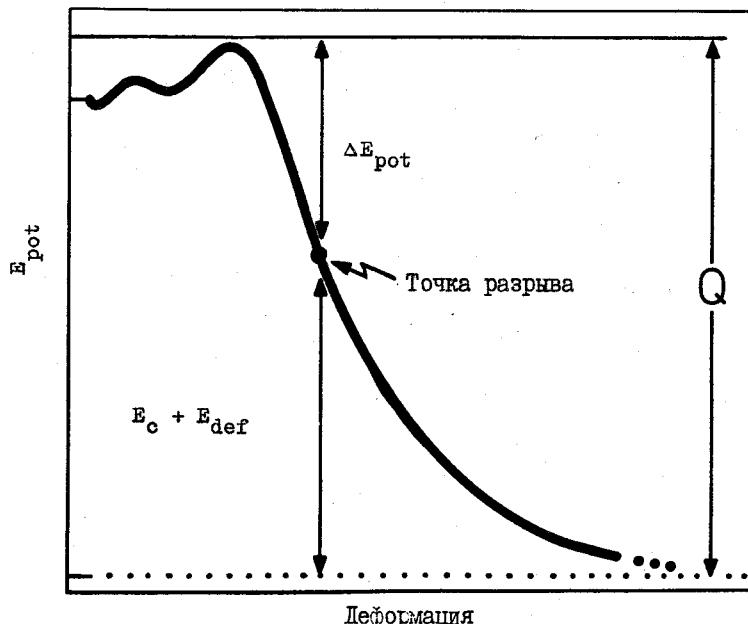


Рис. I. Схема распределения энергий в процессе деления ядер

В настоящей работе дан обзор имеющейся экспериментальной информации об энергии, диссирируемой между седловой точкой и точкой разрыва при делении с низкими энергиями возбуждения. До сих пор для этих целей привлекались эксперименты двух типов: изучение зависимости отношения выходов симметричного и асимметричного делений от энергии возбуждения составного ядра [12] и четно-нечетные эффекты в зарядовых распределениях осколков. В обоих случаях измеряемые величины необходимо было связывать с величиной  $U_{dis}$  в рамках некоторой модели.

Основная идея, в соответствии с которой  $U_{dis}$  можно получить из четно-нечетных протонных эффектов, заключается в следующем: если исходное делящееся ядро является четно-четным, то для получения любого нечетного заряда  $Z$  осколка необходимо в процессе деления разорвать хотя бы одну протонную пару. С другой стороны, пары разрываются в результате внутренней энергии возбуждения, которую делящееся ядро уже имеет в седловой точке и(или) накапливает во время спуска от седловой точки к разрыву. Следовательно, низкие выходы осколков с нечетным  $Z$  должны соответствовать низким внутренним энергиям возбуждения и наоборот.

Следует подчеркнуть, что с радиохимической точки зрения необходимую информацию несут только независимые выходы осколков, т.е. выходы осколков, первоначальные зарядовые распределения которых не искажены  $\beta$ -распадом. Эти зарядовые распределения поддаются экспериментальному исследованию. В отличие от числа протонов  $Z$  первичные четно-нечетные эффекты в числе нейтронов  $N$  (а следовательно, и в массовом числе  $A$ ) наблюдать трудно (если вообще возможно), поскольку нейтроны испаряются быстрее, чем срабатывает любая техника идентификации осколков.

Сосредоточимся далее на новых и частично неопубликованных результатах по четно-нечетным протонным эффектам для различных актиноидов, изучавшийся на высокопоточном реакторе тепловых нейтронов Института им. Ланжевена в Гренобле (Франция).

Методика эксперимента. Первые измерения зарядовых распределений осколков деления ядер выполнялись радиохимическими методами. Накоплен огромный объем данных по различным способам деле-

ния. Эти данные охватывают весь интервал ядерных зарядов (от минимальных до максимальных), наблюдавшихся в делении [13]. Масс-спектрометрия, измерение длин цепочек  $\beta$ -распада и рентгеновская спектроскопия также использовались при изучении этой проблемы, но гораздо реже.

Серия систематических измерений зарядовых распределений осколков была начата несколько лет назад на масс-сепараторе "Лоэнгрин", установленном на высокопоточном реакторе Института им. Лауз-Ланжевена в Гренобле. Делящаяся мишень помещалась вблизи активной зоны реактора и вылетающие осколки анализировались сепаратором по массовому числу A и кинетической энергии [14]. Для определения ядерного заряда в фокальной плоскости сепаратора был установлен специальный детектор. В первом варианте этого детектора энергетические потери осколков  $\Delta E$  в углеродной пленке определялись по методу времени пролета [15]. В более позднем варианте углеродный поглотитель был заменен париленовым, а остаточная энергия после прохождения поглотителя измерялась ионизационной камерой высокого разрешения [16, 17].

В последнее время на сепараторе "Лоэнгрин" была введена в действие ионизационная камера [18], с помощью которой определялись значения как  $\Delta E$ , так и  $E_{\text{rest}}$ . Этот метод дает весьма точные и надежные результаты. Некоторые зарядовые данные, о которых пойдет речь далее, были получены путем помещения этой ионизационной камеры перед делящейся мишенью, облучаемой тепловыми нейтронами [19]. Для таких реакций, как  $^{229}\text{Th}(n, f)$ , в которых наблюдаются хорошо выраженные четно-нечетные зарядовые эффекты, такой метод оказался полезным источником информации. Для измерения зарядов ядер использовался также спектрометр полной идентификации осколков деления Института им. Лауз-Ланжевена [20]. Эта установка служит хорошим дополнением к сепаратору "Лоэнгрин". На ней заряды определяются по пробегу осколков с известной массой и энергией в аксиальной ионизационной камере [21]. Первые результаты получены для реакции  $^{241}\text{Pu}(n, f)$  [22].

Разрешающая способность по заряду описанных выше физических методов ограничивается примерно значением  $Z/\Delta Z = 50$ . Это означает, что в отличие от радиохимических методов таким способом можно изучать лишь ядерные заряды легкой группы осколков. Однако, поскольку определение заряда физическими методами занимает лишь несколько микросекунд, помехи со стороны  $\beta$ -распада практически исключаются. Измеренные зарядовые числа принадлежат первичным осколкам, и сумма зарядов для двух дополнительных осколков двойного деления должна быть точно равна заряду делящегося ядра. Поэтому достаточно знать зарядовое распределение только легкой группы осколков. Другим достоинством физических методов является возможность изучать зарядовое распределение для заданной кинетической энергии осколков или заданной энергии их возбуждения. Этой более детальной информации настоящее рабочее не содержит, т.е. рассматриваются лишь зарядовые распределения, проинтегрированные по энергиям осколков.

Экспериментальные результаты. На рис. 2 приведены результаты по тепловому делению актиноидов при реакциях от  $^{229}\text{Th}(n, f)$  до  $^{249}\text{Cf}(n, f)$ , полученные в Институте им. Лауз-Ланжевена. Измеренные первичные распределения заряда осколков представлены в виде выходов зарядов тяжелой группы осколков, нормированных на 100% по группе. Очевидно, у легкого актиноида  $^{229}\text{Th}$  наблюдается отчетливый четно-нечетный эффект, из-за которого четные значения заряда Z гораздо вероятнее нечетных. По мере перехода к более тяжелым актиноидам этот эффект становится менее выраженным. Для самого тяжелого из изученных ядер ( $^{249}\text{Cf}$ ) он почти исчезает. Следует заметить, что все зарядовые распределения на рис. 2 получены усреднением по кинетическим энергиям осколков.

В качестве количественной характеристики нечетно-четного эффекта в выходах зарядов давно используется величина  $\delta = (Y_Z - Y_H) / (Y_Z + Y_H)$ , где  $Y_Z$  и  $Y_H$  – суммы выходов осколков с четными и нечетными зарядами соответственно. При таком определении предпочтительное испускание осколков с четными числами Z соответствует положительным значениям величины  $\delta$ , которая на рис. 3 изображена как функция  $Z^2/A$  делящегося ядра. Этот последний параметр пропорционален делимости. Представление о нем впервые введено в расчетах по модели жидкой капли. На рисунке приведены все данные, полученные при делении тепловыми нейтронами четно-четных составных ядер [16, 17, 19, 22].

Очевидно, существует тесная корреляция между четно-нечетным эффектом и делимостью. Возникает вопрос, можно ли найти еще один представляющий физический интерес параметр, который также менялся бы плавно в зависимости от делимости. Рассматривая различные теоретические подходы к описанию ядерного деления, от макроскопических моделей до микроскопических, можно подумать о высоте барьера деления  $B_f$ . Следует, однако, иметь в виду, что приходится иметь дело с делением, возбуждаемым тепловыми нейтронами. Следовательно, более важную роль должна играть энергия возбужде-

ния  $B_n$  (равная энергии связи нейтрона) над основным состоянием или превышение энергии возбуждения над седловой точкой ( $B_n - B_f$ ). Обе эти величины  $B_n$  и  $(B_n - B_f)$ , однако, не обнаруживают плавной зависимости от  $Z^2/A$ , и их привлекать не следует. Другой физической величиной, монотонно меняющейся с  $Z^2/A$  в области актиноидов, является разница потенциальной энергии  $\Delta E_{pot}$  между седловой точкой и точкой разрыва (см. рис.1). На рис.4 значения  $\Delta E_{pot}$ , полученные в расчетах по модели жидкой капли [24], отложены в зависимости от значения  $Z^2/A$ . Из рисунка следует, что  $\Delta E_{pot}$  плавно увеличивается с ростом этой величины.

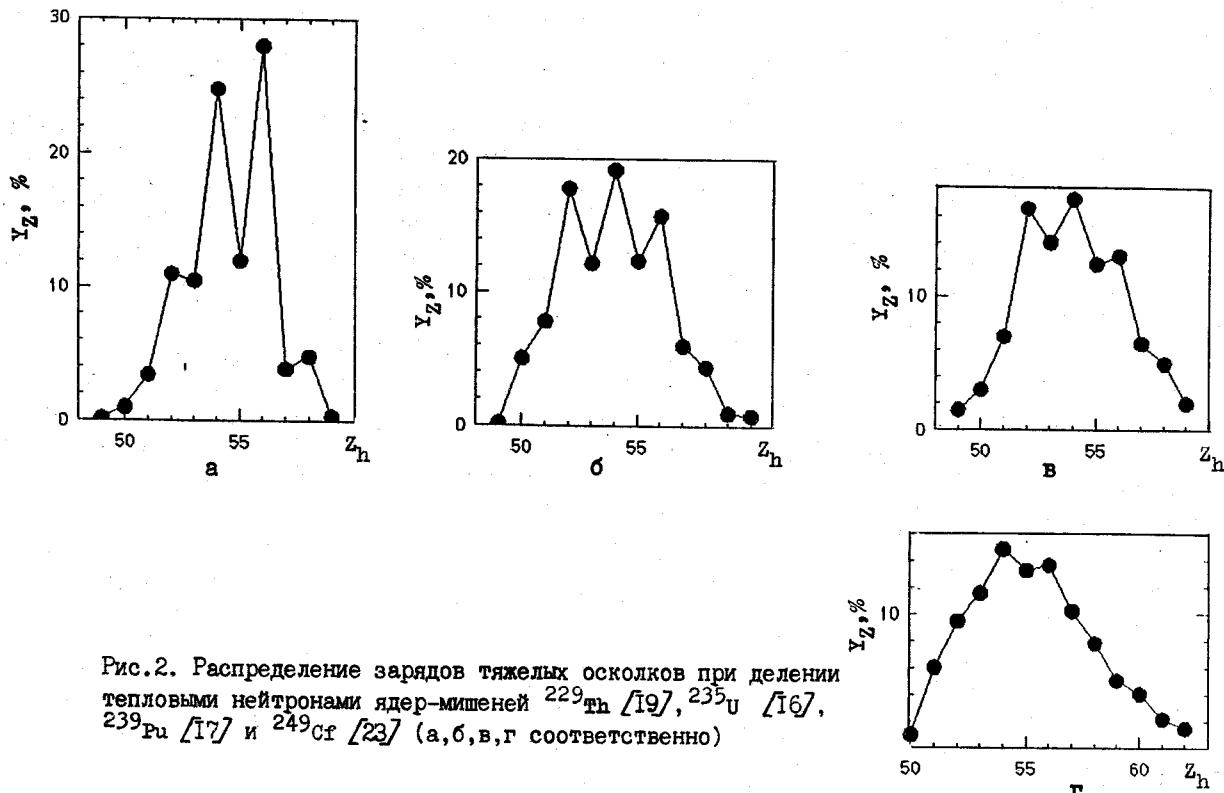


Рис.2. Распределение зарядов тяжелых осколков при делении тепловыми нейtronами ядер-мишеней  $^{229}\text{Th}$  [19],  $^{235}\text{U}$  [16],  $^{239}\text{Pu}$  [17] и  $^{249}\text{Cf}$  [23] (а, б, в, г соответственно)

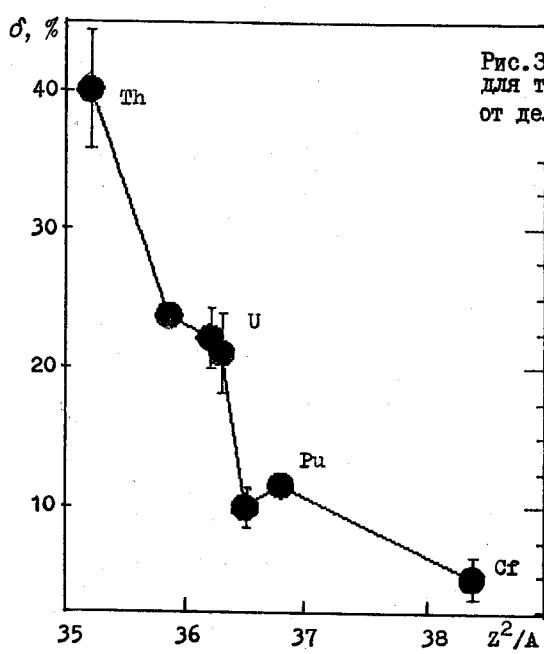


Рис.3. Протонный четно-нечетный эффект для тепловых нейтронов в зависимости от делимости составных ядер  $Z^2/A$

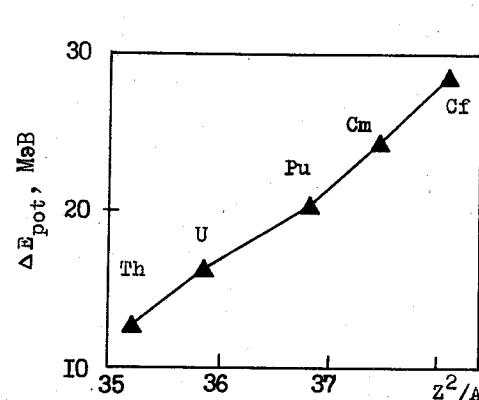


Рис.4. Прирост энергии  $\Delta E_{pot}$  между седловой точкой и точкой разрыва в зависимости от делимости ядра  $Z^2/A$

Такое поведение разницы  $\Delta E_{pot}$  интересно по следующей причине. Если в ядерной материи существует какая-то вязкость, энергия диссипации  $U_{dis}$  должна возникать благодаря величине  $\Delta E_{pot}$ . Следовательно, можно ожидать, что энергия  $U_{dis}$  в зависимости от  $Z^2/A$  будет вести себя подобно  $\Delta E_{pot}$ . Но если энергия диссипации увеличивается с ростом  $Z^2/A$ , это должно благоприятствовать разрыву пар тем сильнее, чем выше значения  $Z^2/A$ . Следовательно, четно-нечетный эффект должен уменьшаться с ростом  $Z^2/A$ . Именно это и наблюдается в эксперименте.

Далее следует исходить из предположения, что при делении ядер актиноидов тепловыми нейтронами большинство протонных (и нейтронных) пар разрывается в процессе спуска от седловой точки к разрыву.

Обсуждение данных. Качественные рассуждения, изложенные выше, указывают на корреляцию между протонным четно-нечетным эффектом  $\delta$  и энергией диссипации в делении. Их необходимо теперь дополнить количественным анализом. Как отмечалось, при делении четно-четного ядра регистрация осколка с нечетным  $Z$  означает, что были разорваны нейтронные пары. В принципе достаточно разорвать одну нейтронную пару и распределить эти два протона с равной вероятностью между двумя осколками, чтобы полностью компенсировать четно-нечетный эффект. Это свидетельствует о том, что этот эффект весьма чувствителен к разрыву пар.

На первом этапе оценки четно-нечетный эффект связывается с разрывом пар, что возможно только в рамках какой-нибудь модели. Было предложено несколько таких моделей. В весьма успешном варианте модели разрыва [25] четно-нечетный эффект связывается с величиной параметра спаривания нуклонов  $\Delta$  [12, 26]. Этот параметр зависит от внутренней температуры или энергии возбуждения. При высоких температурах он уменьшается, что облегчает разрыв пар. Следовательно, можно предсказать, что при высоких внутренних энергиях возбуждения четно-нечетный эффект стремится к нулю.

Другой подход, основанный на статистике квазичастичных возбуждений, был предложен в работе [27], выводы которой весьма похожи на изложенные выше. Подчеркнем, что в обеих моделях связь между разницей потенциальных энергий с энергией диссипации и четно-нечетным эффектом, с одной стороны, и делимостью  $Z^2/A$  - с другой, такая же, к которой пришел автор, обсуждая экспериментальные результаты в предыдущем разделе.

Для оценки представленных выше данных следует обратиться еще к одному описанию четно-нечетного эффекта  $\delta$ , поскольку он, как кажется автору, в меньшей степени зависит от деталей принятой физической модели. На основе чисто комбинаторного анализа разрыва пар получена [28] следующая формула для протонного четно-нечетного эффекта:

$$\delta = (1 - 2\rho\xi\eta)^{N_{max}}, \quad (1)$$

где  $N_{max}$  - максимально возможное число разорванных протонных и нейтронных пар;  $\eta$  - вероятность разрыва пары;  $\xi$  - вероятность, что данная пара протонная;  $\rho$  - вероятность одному из нуклонов пары оказаться в дополнительном осколке. Максимальное число разорванных пар зависит от энергии возбуждения, которая может диссирировать в процессе деления. С вероятностью  $\eta$  непосредственно связано среднее число разорванных пар  $\langle N \rangle = \eta N_{max}$ . Две оставшиеся вероятности  $\xi$  и  $\rho$  можно оценить на основе простых аргументов. Вероятность  $\xi$  разорванной пары оказаться протонной должна быть пропорциональна отношению числа протонов  $Z$  к полному числу нуклонов  $A$ :

$$\xi = Z/A \sim 0,39. \quad (2)$$

Для оценки вероятности  $\rho$  можно предположить, что два протона из разорванной пары имеют равную вероятность оказаться при бинарном делении в одном или в разных осколках. Такое предположение соответствует мнению, что разрыв пар происходит в процессе достаточно долгого движения от седла к точке разрыва. Таким образом, получим

$$\rho = 1/2. \quad (3)$$

Даже с учетом простых оценок (2) и (3) еще нельзя вычислить из измеренного четно-нечетного эффекта  $\delta$  число разорванных пар, если не известна главная вероятность  $\eta$ . Однако, к счастью, эта величина не является решающей в расчетах энергии диссипации, которая представляет конечный интерес. Энергия диссипации может быть вычислена из соотношения

$$U_{dis} = 2\Delta\langle N \rangle = 2\Delta\eta N_{max}, \quad (4)$$

если предположить, что на образование двухквазичастичного возбуждения из разорванной пары всегда затрачивается энергия  $2\Delta = \text{const}$ . Это достаточно грубое предположение, которое завышает оценку энергии диссипации. Для  $2\Delta$  приняты значения  $2\Delta = 1,7 \text{ МэВ}$ , рекомендованные в работе [29] для энергетической щели в седловой точке.

С помощью соотношений (1) и (4) из измеренного четно-нечетного эффекта можно получить энергию диссипации, рассматривая вероятность  $q$  как свободный параметр. Допуская изменения этого параметра между предельными значениями  $q = 0$  и  $q = 1$ , получим  $U_{\text{dis}} = -4,36 \ln \delta$  и  $U_{\text{dis}} = -3,44 \ln \delta$  соответственно. Очевидно, вычисленная энергия диссипации не очень чувствительна к точным значениям  $q$ . Следовательно, в качестве окончательной формулы для анализа можно использовать

$$U_{\text{dis}} = -4 \ln \delta, \quad (5)$$

что соответствует выбору  $q \approx 0,5$ .

Соотношение (5) показывает, что при полном отсутствии разрыва пар ( $\delta = 1$ ) нет какой-либо диссипации энергии ( $U_{\text{dis}} = 0$ ), но чем большее число пар разрывается ( $\delta \rightarrow 0$ ), тем большей становится энергия диссипации. Таким образом, с помощью формулы (5) можно определить энергию, диссирировавшие во внутренние возбуждения, для всех исследованных актиноидных ядер. Некоторые результаты приведены на рис. 5. Из сопоставления с полным приростом энергии  $\Delta E_{\text{pot}}$  (см. рис. 4) можно видеть, что энергия диссипации следует тем же тенденциям изменения с делимостью, что и  $\Delta E_{\text{pot}}$ . Более того, отношение  $U_{\text{dis}}/\Delta E_{\text{pot}}$  почти не изменяется. Из этого следует, что 30–40% имеющейся на спуске энергии переходит во внутренние возбуждения. Необходимо подчеркнуть, что приведенная величина диссирировавшей энергии, отражающая вязкость ядерного вещества, имеет большую погрешность. Это обусловлено, во-первых, значительными упрощениями, сделанными при выводе соотношения (5), и, во-вторых, неопределенностью расчетов прироста потенциальной энергии, которая сильно зависит от принятой модели деления.

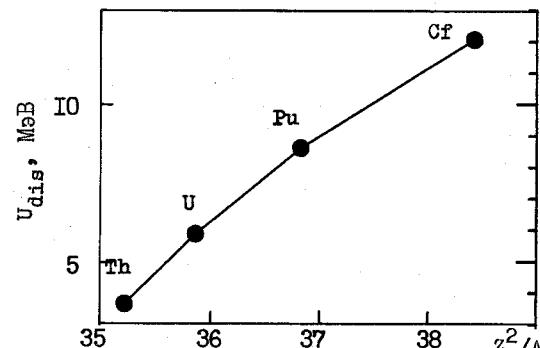


Рис. 5. Энергия диссипации при делении тепловыми нейтронами в зависимости от делимости ядра  $Z^2/A$

Следовательно, целесообразно поискать независимую проверку или даже калибровку для  $\delta$ -термометра ядерной вязкости. В принципе этого можно достичь при изменении энергии диссипации на известное значение и при одновременном измерении эффекта  $\delta$ . При делении под действием нейтронов действительно можно экспериментально контролируемым способом управлять энергией диссипации. Это подтверждают следующие аргументы. Для энергий налетающего нейтрона, не превышающих порог реакции  $(n, n_f)$ , энергия возбуждения делящегося составного ядра хорошо определена. Если предположить, что любая энергия, превышающая барьер деления  $B_f$ , остается в делящемся ядре в виде энергии внутреннего возбуждения, то величина такой энергии полностью контролируется кинетической энергией налетающего нейтрона. Используя настоящий подход, можно рассматривать такую энергию возбуждения и энергию диссипации на равных основаниях. Поэтому любые изменения в энергии нейтрона  $dE_n$  эквивалентны изменениям в энергии диссипации  $dU_{\text{dis}}$  в соотношении (5).

К сожалению, только на одном ядре-мишени  $^{235}\text{U}$  измерения ядерных зарядов были выполнены еще при двух различных энергиях нейтронов. Кроме измерений на тепловых нейтронах имеются радиохимические данные для  $E_n = 1,9 \text{ МэВ}$  [30] и  $E_n = 3,0 \text{ МэВ}$  [26]. Протонный четно-нечетный эффект, полученный из этих данных, представлен на рис. 6. Как и ожидается из приведенного выше обсуждения, эффект  $\delta$  быстро уменьшается с возрастанием энергии нейтронов или энергии внутреннего возбуждения. Однако погрешности в данных оказываются большими, и это препятствует более детальным выводам. Если, тем не менее, экспериментальные точки воспринимать всерьез, то можно увидеть, что они противоречат предсказаниям соотношения (5). С другой стороны, данные рис. 6 хорошо воспроизводятся соотношением

$$U_{dis} = -2 \ell n \delta. \quad (6)$$

Это может указывать на то, что энергии диссипации, вычисленные на основе соотношения (5) и представленные на рис.5, завышены в два раза. Так как при выводе (5) уже указывалось, что эта формула дает верхний предел величины  $U_{dis}$ , то полученный результат вовсе не удивителен. Для реалистической калибровки  $\delta$ -термометра все же нужны более аккуратные экспериментальные данные. Поэтому необходимо продолжать использовать соотношение (5) в последующем анализе.

Следует также помнить о некоторой несогласованности обсуждавшихся до сих пор данных. Уже отмечалось, что прирост энергии  $\Delta E_{pot}$  является разностью потенциальных энергий в седловой точке и точке разрыва и вычисляется согласно определенным моделям деления. Для беспристрастного сравнения с теорией энергию диссипации следовало бы получить как накопленную за счет вязкости при спуске от седла к разрыву. Обозначим такую энергию  $U_{dis}^*$ . Энергия диссипации, которая обсуждалась в связи с четно-нечетными эффектами, складывается из истинной энергии диссипации  $U_{dis}^*$  и энергии возбуждения ядра в седловой точке  $U_s$ , т.е.

$$U_{dis} = U_{dis}^* + U_s. \quad (7)$$

При делении тепловыми нейтронами энергия  $U_s$  много меньше, чем  $U_{dis}^*$ . Это значит, что данная выше интерпретация результатов для тепловых нейтронов является оправданной. Подобное приближение не остается справедливым для деления ядер быстрыми нейтронами, поэтому при обсуждении данных для быстрых нейтронов фактически подразумевалось использование соотношения (7), с помощью которого можно представить всю совокупность данных о протонном четно-нечетном эффекте, полученных как для тепловых, так и для быстрых нейтронов. Для этого из измеренных значений  $\delta$  вычислим энергию  $U_{dis}$  с помощью соотношения (5), а энергию  $U_s$  получим из соотношения  $U_s = B_n + E_n - B_f$ , где  $B_n$  и  $E_n$  - энергия связи и кинетическая энергия нейтронов соответственно.

Совокупность всех накопленных к настоящему времени данных об энергии диссипации  $U_{dis}^*$  приведена на рис.7. Так же, как и на рис. 5, достаточно хорошо проявляется плавная зависимость энергии  $U_{dis}^*$  от делимости ядра  $Z^2/A$ . Данные для тепловых и быстрых нейтронов согласуются вполне удовлетворительно. На рис.7 также представлены значения  $U_{dis}^*$ , полученные из радиохимических данных [12] по делению быстрыми нейтронами  $^{232}_{\text{Th}}$ ,  $^{235}_{\text{U}}$  и  $^{238}_{\text{U}}$ . Так как в этом случае приближения, использованные при выводе  $U_{dis}^*$ , существенно отличаются от рассмотренных выше, то близкое согласие результатов двух методов доставляет явное удовлетворение.

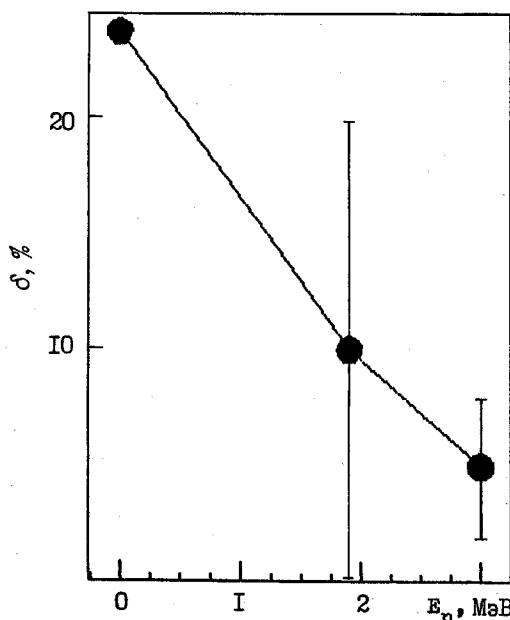


Рис.6. Протонный четно-нечетный эффект в зависимости от энергии налетающего нейтрона в реакции  $^{235}_{\text{U}}(n,f)$

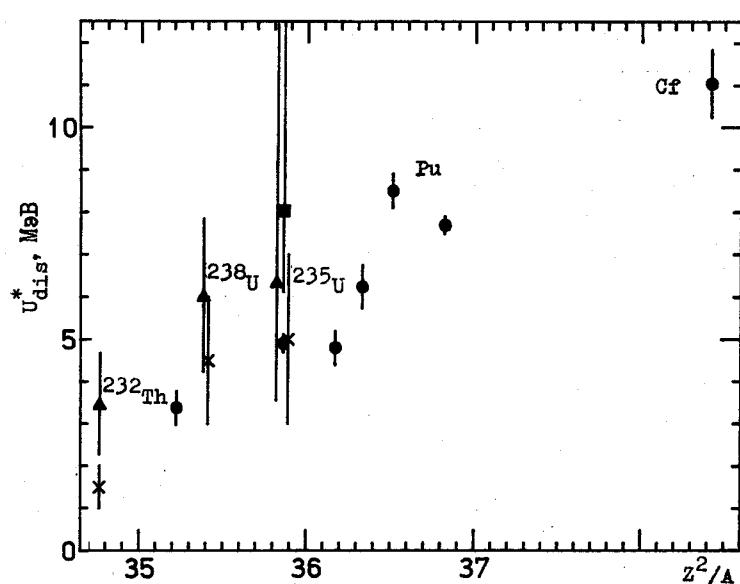


Рис.7. Энергия диссипации между седлом и точкой разрыва в зависимости от делимости ядра  $Z^2/A$ . Данные при делении нейтронами: ● - тепловыми [15-17, 19, 22, 23]; x - быстрыми [12]; ▲ - [30]; ■ - [26].

Из сравнения энергии диссипации  $U_{dis}^*$  (см.рис.7) с приростом энергии  $\Delta E_{pot}$ , имеющимся между седловой точкой и точкой разрыва (см.рис.4), можно заметить, что отношение  $U_{dis}^*/\Delta E_{pot}$  остается практически постоянным для всего диапазона исследованных значений  $Z^2/A$ . При определении  $U_{dis}^*$  с помощью соотношения (5) и использовании  $\Delta E_{pot}$  из работы [24] получим значение отношения  $U_{dis}^*/\Delta E_{pot} \approx 0,3$ . Трудно оценить погрешность этого результата, так как нельзя отклонить возможность двукратного завышения  $U_{dis}^*$  (см.соотношение (6)) и подобную неопределенность можно приписать также  $\Delta E_{pot}$ . Несмотря на неопределенность абсолютного значения  $U_{dis}^*/\Delta E_{pot}$ , постоянство этого отношения для изученных ядер кажется хорошо установленным, что позволяет принять простую параметризацию ядерной вязкости при делении ядер.

В работе показано, что измерения распределений ядерных зарядов осколков или, более конкретно, протонного четно-нечетного эффекта в осколках деления четно-четных составных ядер позволяют определить энергию диссипации  $U_{dis}^*$  перехода от седловой точки к разрыву. Основополагающая идея такого подхода связана с динамикой эволюции делящегося ядра: диссипативные силы должны приводить к внутренним возбуждениям ядра, которые возникают в результате разрыва нуклонных пар. Число разорванных пар служит мерой диссирировавшей энергии, с одной стороны, и управляет величиной наблюдаемых четно-нечетных эффектов, с другой стороны.

Обнаружено, что энергия диссипации  $U_{dis}^*$  плавно увеличивается с ростом делимости  $Z^2/A$  для всех изученных актиноидов от тория до калифорния. Такое поведение подобно изменениям разности потенциальных энергий  $\Delta E_{pot}$  седловой точки и точки разрыва, вычисленной в рамках имеющихся моделей деления. Близкую корреляцию между  $U_{dis}^*$  и  $\Delta E_{pot}$  можно рассматривать как доказательство предположения, что при движении от седловой точки к разрыву ядерная вязкость ответственна за разрыв нуклонных пар.

При делении быстрыми нейтронами необходимо учитывать разрывы пар, которые могут происходить уже в седловой точке. В рассмотренном подходе было использовано простейшее предположение, что энергия возбуждения в седловой точке может рассматриваться так же, как и энергия, возникающая при спуске с барьера. Показано, что при таком подходе энергии диссипации  $U_{dis}^*$ , найденные для тепловых и быстрых нейтронов, достаточно хорошо согласуются между собой. Необходимо подчеркнуть, что полученные величины энергии диссипации (см.рис.7) являются скорее верхним пределом, а реальные значения могут оказаться в два раза ниже.

В рамках представленного анализа типичные значения энергии диссипации для реакции  $^{235}\text{U}(n,f)$  составляют  $U_{dis}^* \approx 5 \text{ МэВ}$ . В теоретических расчетах [5,11] получены значения  $U_{dis}^* \approx 14 \text{ МэВ}$ . Очевидно, что расхождения достаточно велики (они оказываются еще большими, если экспериментальные значения рассматривать как верхний предел). Следует, однако, отметить, что в теоретических расчетах энергии диссипации наряду с конкретным выбором сил вязкости критичным является выбор точки разрыва. Указанные выше расхождения могут быть в значительной мере устранены, если в теоретических расчетах конфигурацию разрыва поместить при меньших деформациях. Это повлечет уменьшение как прироста энергии  $\Delta E_{pot}$ , так и энергии диссипации [5,11]. Следует отметить, что отношение  $U_{dis}^*/\Delta E_{pot}$ , вычисленное в работах [5,11], оказывается достаточно близким к значениям, найденным в настоящем анализе. Фактически энергии  $\Delta E_{pot}$ , приведенные в работе [24] и использованные в данной работе, оказываются примерно в два раза более низкими, чем полученные в работах [5,11]. Следовательно, видна возможность привести теоретические модели в согласие со значениями  $U_{dis}^*$ , найденными из экспериментов. В этой связи интересно отметить, что в работе [31] для реакции  $^{235}\text{U}(n,f)$  было получено значение  $U_{dis}^* = 8,2 \text{ МэВ}$  из полуэмпирического анализа экспериментальных данных совместно с расчетами потенциальных энергий разрывных конфигураций.

Следует подчеркнуть, что в процессе деления спаривание нуклонов, или сверхтекучесть, хотя и не полностью сохраняется, но диссипативные силы оказываются сравнительно небольшими и энергия диссипации при переходе от реакции  $^{229}\text{Th}(n,f)$  к  $^{249}\text{Cf}(n,f)$  изменяется от 3 до 11 МэВ.

Автор выражает признательность Дж.П.Бокету как за обсуждения, так и за разрешение использовать неопубликованные данные.

## Список литературы

1. P. Möller, J.R. Nix and W.J. Swiatecki,  
Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics,  
Dubna, USSR, 1986 and Nucl. Phys., to be published.
2. U. Brosa, S. Grossmann and A. Müller,  
Z. Naturforsch. 41a (1986) 1341.
3. K.T.R. Davies, R.A. Managan, J.R. Nix and A.J. Sierk,  
Phys. Rev. C 16 (1977) 1890.
4. A.J. Sierk and J.R. Nix, Phys. Rev. C 21 (1980) 982.
5. J. Moreau, J. Ryckebusch, K. Heyde and M. Waroquier,  
Journees d'Etudes sur la Fission, Arcachon, France 1986,  
to be published.
6. C. Guet, C. Signarbieux, P. Perrin, H. Nifenecker, M. Asghar,  
F. Caitucolli and B. Leroux, Nucl. Phys. A 314 (1979) 1.
7. H.M.A. Radi, J.O. Rasmussen, R. Donangelo, L.F. Canto and  
L.F. Oliveira, Phys. Rev. C 26 (1982) 2049.
8. G.A. Pik-Pichak, Sov. J. Nucl. Phys. 40 (1984) 215.
9. J.P. Theobald, Report IKDA 85/22, Techn. Hochschule Darmstadt  
1985, FRG.
10. J.R. Nix and A.J. Sierk, Int. School-Seminar on Heavy Ion  
Physics, Dubna, USSR, 1986, to be published.
11. G. Schütte, Phys. Rep. 80 (1981) 113.
12. J.E. Gindler, L.E. Glendenin and B.D. Wilkins, Proc. 4th  
IAEA Symp. Jülich 1979, Vienna 2 (1980) 111 and Lecture  
Notes Vol. 158 (1982) 145, Springer Verlag.
13. A.C. Wahl, Phys. Rev. C 32 (1985) 184.
14. E. Moll, H. Schrader, G. Siegert, H. Hammers, M. Asghar,  
J.P. Bocquet, P. Armbruster, H. Ewald and H. Wollnik,  
Kerntechnik 19 (1977) 374.
15. W. Lang, H.-G. Clerc, H. Wohlfahrth, H. Schrader and K.-H.  
Schmidt, Nucl. Phys. A 345 (1980) 34.
16. C. Schmitt, A. Guessous, J.P. Bocquet, H.-G. Clerc,  
R. Brissot, D. Engelhardt, H.R. Faust, F. Gönnenwein,

- M. Mutterer, H. Nifenecker, J. Pannicke, Ch. Ristori  
and J.P. Theobald, Nucl. Phys. A 430 (1984) 21.
17. H.-G. Clerc, W. Lang, M. Mutterer, C. Schmitt, J.P. Theobald,  
U. Quade, K. Rudolph, P. Armbruster, F. Gönnenwein, H.  
Schrader and D. Engelhardt, Nucl. Phys. A 452 (1986) 277.
  18. J.P. Bocquet, R. Brissot and H.R. Faust, to be published.
  19. M. Djebara, M. Asghar, J.P. Bocquet, R. Brissot, M. Maurel,  
H. Nifenecker and Ch. Ristori, Nucl. Phys. A 425 (1984) 120.
  20. A. Oed, P. Geltenbort, R. Brissot, F. Gönnenwein, P. Perrin,  
E. Aker and D. Engelhardt, Nucl. Instr. and Meth. 219 (1984) 569.
  21. A. Oed, P. Geltenbort and F. Gönnenwein, Nucl. Instr. and  
Meth. 205 (1983) 451.
  22. P. Schillebeeckx, private communication.
  23. J.P. Bocquet, R. Brissot, J. Crançon, H. Faust, Ch. Ristori  
E. Aker, D. Engelhardt, M. Djebara, M. Asghar, U. Quade,  
K. Rudolph and B. Wilkins, Verhandl. DPG (VI), Vol. 22  
(1987) IV, C-1.2 and Journees d'Etudes sur la Fission,  
Arcachon, France 1986, to be published.
  24. M. Asghar and R.W. Hasse, J. de Physique C 6 (1984) 455.
  25. B.D. Wilkins, E.P. Steinberg and R.P. Chasman, Phys. Rev.  
C 14 (1976) 1832.
  26. G. Mariolopoulos, Ch. Hamelin, H. Blachot, J.P. Bocquet,  
R. Brissot, J. Crançon, H. Nifenecker and C. Ristori, Nucl.  
Phys. A 361 (1981) 213.
  27. G. Mantzouranis and J.R. Nix, Phys. Rev. C 25 (1982) 918.
  28. H. Nifenecker, G. Mariolopoulos, J.P. Bocquet, R. Brissot,  
Ch. Hamelin, H. Crançon and C. Ristori, Z. Phys. A 308  
(1982) 39.
  29. H.C. Britt and J.R. Huizenga, Phys. Rev. C 9 (1974) 435.
  30. S. Amiel, H. Feldstein and T. Izak-Biran, Phys. Rev. C  
15 (1977) 2119.
  31. H. Schultheis and R. Schultheis, Phys. Rev. C 20 (1979) 403.

Статья поступила в редакцию 3 августа 1987 г.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Ю. И. Гусев, Д. М. Селиверстов

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF NUCLEAR FISSION DYNAMICS. The experimental results, obtained during the last years in the multi-parameter investigations of triple fission at low excitation energies, are reviewed. The trajectory calculations, performed on the basis of these data, are analysed with the aim of extracting an information on dynamic conditions in the moment of nuclear scission. The results of calculations are compared with various theoretical approaches to the description of fission process and first of all the precession kinetic energy of fission fragments.

Трудности определения динамических характеристик делящегося ядра на конечной стадии процесса обусловлены прежде всего отсутствием экспериментальной информации, чувствительной к тому или иному теоретическому описанию (микроскопическому или макроскопическому) механизма диссипации коллективной энергии во внутренне степени свободы. Исследуемое в теоретических расчетах (например, в работе [1]) поведение зависимости средней кинетической энергии осколков деления на "бесконечности" от параметра  $Z^2/A^{1/3}$  и ее сравнение с экспериментальными значениями в предположении применимости однотельной или двухтельной вязкости не позволяет сделать выбор между двумя механизмами диссипации, следовательно, однозначно определить величину предразрывной кинетической энергии осколков  $E_f^0$ , значения которой оказываются в пределах 0,5–24 МэВ. К тому же этот подход [1] применим к ядрам, испытывающим симметричное деление при больших энергиях возбуждения, когда не существенны оболочечные эффекты. Применяемый авторами [2,3] метод решения квантовых и классических кинетических уравнений диффузии ядерной материи за время движения от седла до точки разрыва – диссипативно-флюктуационная динамика – дает возможность сравнения ширин массовых и энергетических распределений  $\sigma(M)$ ,  $\sigma(E_f)$  и их зависимости от  $Z^2/A$  делящегося ядра с экспериментальными значениями. Такое сравнение показывает, что значения  $\sigma(M)$  и  $\sigma(E_f)$ , рассчитанные в статистическом пределе, значительно расходятся с измеренными величинами, особенно при больших значениях  $Z^2/A$ . Энергия  $E_f^0$ , оцениваемая по таким вычислениям, может достигать в случае деления  $^{252}\text{Cf}$  20 МэВ. В микроскопическом подходе на основе метода Хартри – Фока – Боголюбова авторами работы [4] сделана попытка определить динамические характеристики низкоэнергетического деления ( $^{240}\text{Pu}$ ) и в результате предсказано существование двух областей деформации осколков в точке разрыва: основной, приводящий к наиболее вероятному делению, и побочной с малой деформацией, которая может быть ответственна за "холодную" фрагментацию в делении [5]. Для этих двух областей деформации оценено значение  $E_f^0$  в 10 и 7 МэВ соответственно. Однако это сделано при некоторых предположениях и для одного значения  $R = M_T/M_L = 134/106$ . Приведенные примеры показывают сложность и сильную модельную зависимость процедуры извлечения динамических характеристик из данных по обычному делению.

Гораздо большее число экспериментально наблюдаемых величин и относительную простоту получения данных о скоростях и деформациях осколков деления в момент разрыва ядра представляет процесс деления, сопровождаемый эмиссией заряженных частиц. Основой получения информации в этом случае являются траекторные расчеты разлета трех тел в кулоновском и ядерном полях; расчеты не зависят от механизма диссипации, а, наоборот, служат для его определения при вполне физически обоснованных предположениях о механизме тройного деления: о сходстве процессов двойного и тройного делений, характере энергетических и угловых распределений частиц в момент их образования, параметризации форм осколков и др. Ниже показано, что имеющихся данных по тройному делению достаточно, чтобы критически оценить некоторые теоретические подходы к динамике деления.

---

Экспериментальные результаты по тройному делению ядер

Энергетические спектры заряженных частиц. Большинство выполненных экспериментальных работ по тройному делению является результатом измерения отдельных усредненных характеристик процесса: энергетических и угловых распределений частиц, массовых спектров осколков деления, выходов. Обзор этих ранних работ дан в работе [6]. В настоящее время представляют интерес многопараметриче-

ские измерения эмиссии заряженных частиц ( ${}^3\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$  и др.), выполняемые с высокой точностью, необходимой для сравнения с современными траекторными расчетами: не хуже  $1^\circ$  при определении угловых параметров,  $0,1\text{--}0,3$  МэВ при измерении энергии легких ядер,  $1$  МэВ при измерении осколков деления. Статистическая точность во многих случаях значительно превышает указанные значения. Такие измерения выполнены при тепловом делении  ${}^{235}\text{U}$  [7-9], главным образом с эмиссией  $\alpha$ -частиц. Для изучения механизма тройного деления в широком диапазоне чисел  $Z$  и  $A$  делящихся ядер, доступном для экспериментального изучения, необходимы измерения с одной и той же методикой, исключающей систематические ошибки. Такие измерения выполнены в ЛИЯФ при тепловом делении  ${}^{235}\text{U}$ ,  ${}^{239}\text{Pu}$  и спонтанном делении  ${}^{252}\text{Cf}$  с эмиссией ядер  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$ .

Основой детальных исследований тройного деления являются измерения энергетических спектров легких ядер в широком диапазоне углов вылета частиц по отношению к направлению движения одного из осколков (обычно легкого –  $\Theta_{3L}$ ) и изучение свойств этих спектров. Примеры таких спектров приведены на рис. I. Сплошными кривыми показаны нормальные распределения, фильтрующие эксперименталь-

ные данные, стрелками – нижние границы по  $E_3$  такого фита ( $\alpha$ -частицы). Видно, что при всех углах, кроме далеких от наиболее вероятного значения  $\langle \Theta_{3L} \rangle$  ( $83^\circ$  для  $\alpha$ -частиц), спектры хорошо аппроксимируются гауссианами с примерно одинаковой шириной и наиболее вероятной энергией  $\langle E_3 \rangle$ , имеющей четко выраженный минимум при  $\Theta_{3L} = \langle \Theta_{3L} \rangle$ . Это присуще всем изученным делящимся ядрам  ${}^{236}\text{U}$ ,  ${}^{240}\text{Pu}$ ,  ${}^{252}\text{Cf}$ , причем значения  $\langle E_3 \rangle$  для  $\alpha$ -частиц в этом минимуме совпадают:  $14,0$  МэВ с точностью  $0,1\text{--}0,2$  МэВ.

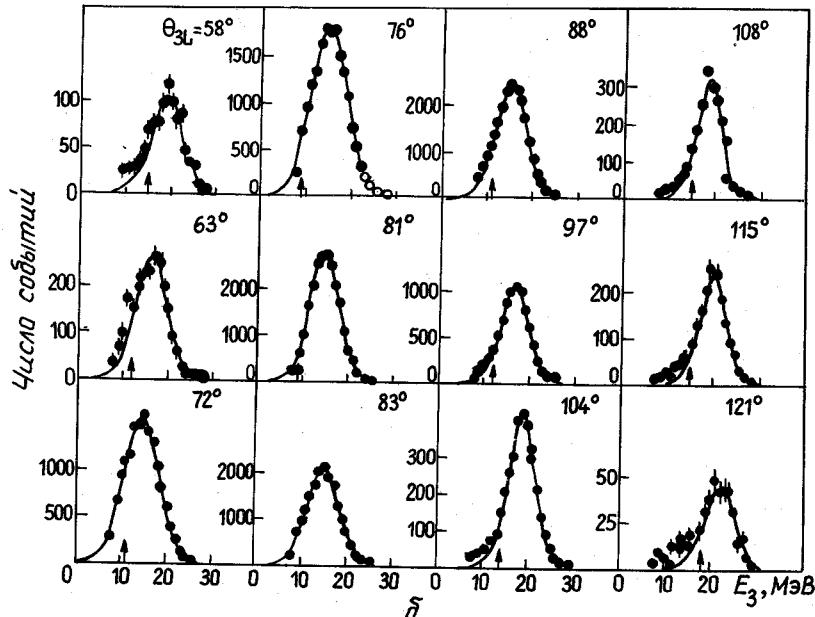
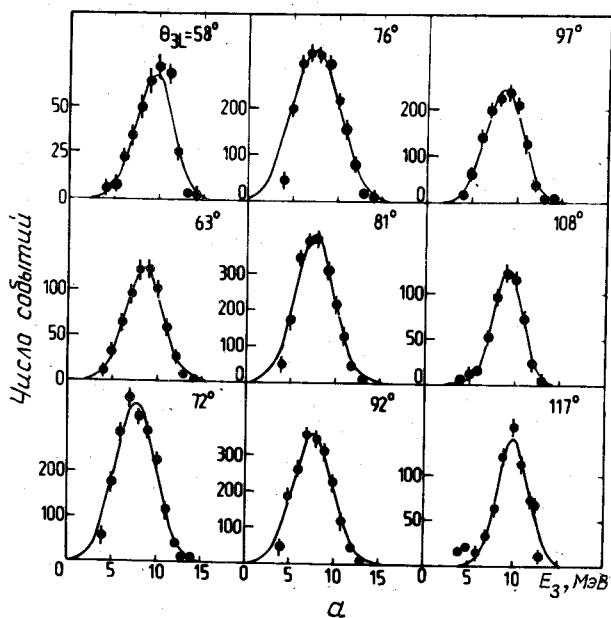


Рис. I. Энергетические спектры ядер  ${}^3\text{H}$  (а) и  ${}^4\text{He}$  (б), измеренные при различных значениях  $\Theta_{3L}$  (деление  ${}^{240}\text{Pu}$ )

Значения  $\langle E_3 \rangle$ , усредненные по углам вылета, массам и энергиям осколков деления, приведены в табл. I. При этом величины  $\langle E_3 \rangle$  и их дисперсии, точнее полуширина распределения на полувысоте (ПШВ) для  $^{236}\text{U}$  и  $^{240}\text{Pu}$  даны по результатам измерений на магнитно-пролетном спектрометре [12, 13]. Величины  $\langle E_3 \rangle$  в зависимости от кулоновского параметра  $Z^2/A^{1/3}$  показаны на рис. 2. Независимость наиболее вероятных энергий  $\alpha$ -частиц в широком диапазоне  $Z^2/A^{1/3}$  согласуется с предположением [13] о росте  $E_F^0$  с увеличением чисел  $Z$  и  $A$  делящегося ядра. Это подтверждается и макроскопическими расчетами [17], а также выполненными недавно полуклассическими вычислениями [18], дающими, правда, меньшие величины  $E_F^0$  (5–15 MeV) при переходе от  $^{232}\text{Th}$  к  $^{257}\text{Fm}$ . В то же время, как видно из рис. 2, средние энергии осколков в тройном делении меняются так же, как и в двойном делении, особенно, если не пользоваться линейной аппроксимацией в широком диапазоне  $Z^2/A^{1/3}$  [14], а рассматривать только кинетические энергии осколков при делении  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{252}\text{Cf}$ . Иными словами, постоянство значений  $\langle E_3 \rangle$  не может быть объяснено изменением конфигураций делящихся ядер в тройном делении по сравнению с двойным. Рост выходов частиц (линейный в случае эмиссии  $^4\text{He}$ ) может быть следствием двух факторов: увеличения  $E_F^0$ , с одной стороны, и энергии возбуждения, обусловленной деформацией осколков, – с другой (по мере роста кулоновской энергии в делении).

Таблица I

Параметры энергетических распределений легких ядер и осколков тройного деления

Делящееся ядро	Порог регистрации по $E_3$ , MeV	Наиболее вероятная энергия $\langle E_3 \rangle$ , MeV	ПШВ ( $E_3$ ), MeV	Наиболее вероятная энергия $\langle E_F \rangle$ , MeV	ПШВ ( $E_F$ ), MeV	$-dE_F/dE_3$	Литература
Деление с эмиссией $^3\text{H}$							
$^{236}\text{U}$	4,0	$8,2 \pm 0,15$	$6,5 \pm 0,2$	$157,7 \pm 0,1$	$20,9 \pm 0,2$	$0,71 \pm 0,04$	Данная работа
$^{240}\text{Pu}$	4,0	$8,4 \pm 0,1$	$7,0 \pm 0,15$	$163,2 \pm 0,1$	$23,8 \pm 0,2$	$0,71 \pm 0,03$	"
$^{252}\text{Cf}$	4,0	$8,3 \pm 0,1$	$7,0 \pm 0,1$	$172,4 \pm 0,1$	$24,7 \pm 0,2$	$0,64 \pm 0,03$	[10]
Деление с эмиссией $^4\text{He}$							
$^{236}\text{U}$	7,0	$15,9 \pm 0,1$	$9,8 \pm 0,1$	$158,7 \pm 0,1$	$20,9 \pm 0,1$	$0,53 \pm 0,01$	Данная работа
$^{240}\text{Pu}$	8,0	$15,8 \pm 0,1$	$10,3 \pm 0,15$	$162,5 \pm 0,1$	$24,2 \pm 0,2$	$0,54 \pm 0,01$	"
$^{252}\text{Cf}$	8,0	$15,8 \pm 0,1$	$10,2 \pm 0,1$	$172,3 \pm 0,1$	$26,0 \pm 0,1$	$0,50 \pm 0,01$	[10]
$^{252}\text{Cf}$	8,5	$16,08 \pm 0,02$	$9,9 \pm 0,7$	$169,8 \pm 0,04^*$	25,85	0,44	[11]
Деление с эмиссией $^6\text{He}$							
$^{236}\text{U}$	7,5	$11,3 \pm 0,15$	$10,8 \pm 0,4$	$154,6 \pm 0,2$	$21,1 \pm 0,3$	$0,40 \pm 0,06$	Данная работа
$^{240}\text{Pu}$	8,0	$10,8 \pm 0,15$	$10,9 \pm 0,2$	$158,7 \pm 0,2$	$24,2 \pm 0,5$	$0,12 \pm 0,03$	"
$^{252}\text{Cf}$	9,5	$11,4 \pm 0,3$	$10,6 \pm 0,3$	$167,6 \pm 0,1$	$25,1 \pm 0,3$	$0,38 \pm 0,03$	[10]

\* Среднее значение  $E_F$ . Указаны только статистические ошибки измерений.

Более чувствительными к выбору делящегося ядра оказываются характеристики спектров, измеренных при углах  $\theta_{3L}$  менее  $65^\circ$  и более  $100^\circ$ . Отклонения от нормальных распределений в низкоэнергетичных частях спектра обусловлены эффектами перерассеяния частиц на движущихся осколках [7, 8]; они сильнее выражены для  $\alpha$ -частиц ( $Z = 2$ ), чем для  $^3\text{H}$  ( $Z = 1$ ). Более наглядно это можно видеть на рис. 3, где показаны спектры  $\alpha$ -частиц при делении  $^{236}\text{U}$ , полученные при трех значениях  $\theta_{3L}$ :  $58^\circ$ ,  $63^\circ$ ,  $117^\circ$ . В этом случае распределения фитированы двумя гауссианами: для основной группы  $\alpha$ -частиц и для низкоэнергетической группы, образующейся в результате рассеяния на осколках. Рост энергии основной группы  $\alpha$ -частиц при переходе от  $\theta_{3L} = 63^\circ$  к  $\theta_{3L} = 58^\circ$  обусловлен увеличением кулоновской энергии при движении места образования к тяжелому осколку, в то время как энергия рассеянных частиц практически не меняется, что связано с движением  $\alpha$ -частиц в кулоновском поле легкого осколка, имеющего значительную скорость и слабо влияющего на движение частиц. Более высокое значение  $\langle E_3 \rangle^{\text{рас}}$  при  $\theta_{3L} = 117^\circ$  связано с большим зарядом и меньшей скоростью тяжелого осколка. Во всяком случае эти эффекты трудно объяснить в рамках статистической модели деления [19] при малых значениях  $E_F^0$  (0,5 MeV).

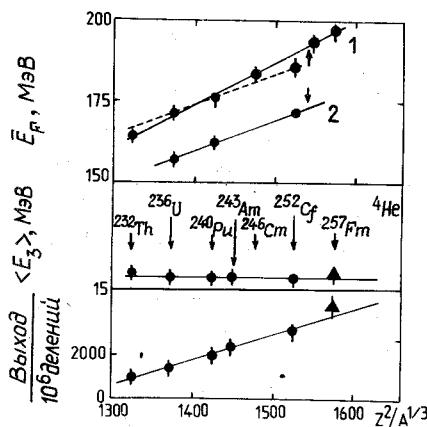


Рис.2. Зависимость средних кинетических энергий осколков двойного (кривые 1) и тройного (кривая 2) делений с эмиссией  $\alpha$ -частиц, наиболее вероятных энергий и выходов  $\alpha$ -частиц от параметра  $Z^2/A^{1/3}$ . Сплошной линией на верхней части рисунка показана линейная аппроксимация значений  $\bar{E}_F$  [14]. Пунктирная линия соединяет значения  $\bar{E}_F$  для  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{252}\text{Cf}$ . Данные работы: • - [15]; ▲ - [16]

Рис.3. Спектры, полученные путем вычитания из измеренных нормальных распределений ( $\alpha$ ) и энергетические распределения  $\alpha$ -частиц, полученные при различных значениях  $\theta_{3L}$  при делении  $^{236}\text{U}$  (б). Стрелками указаны наиболее вероятные энергии основного и разностного спектров

Интересную возможность для определения характера зависимости  $E_F^0$  от  $Z^2/A$  делящегося ядра представляет изучение зависимости величины эффекта перерассеяния от  $Z^2/A$  (рис.4). Видно, что доля рассеянных частиц в случае деления  $^{236}\text{U}$  заметно больше, чем при делении  $^{252}\text{Cf}$ . Это могло бы свидетельствовать о большей величине  $E_F^0$  ( $^{252}\text{Cf}$ ), поскольку энергии рассеянных частиц в этом случае были бы меньше и значительная часть их не регистрировалась бы в эксперименте из-за высокого порога - 9 МэВ для  $^{252}\text{Cf}$ . Справедливость сделанного предположения, однако, нуждается в дальнейшей экспериментальной проверке и в подтверждении соответствующими траекторными расчетами.

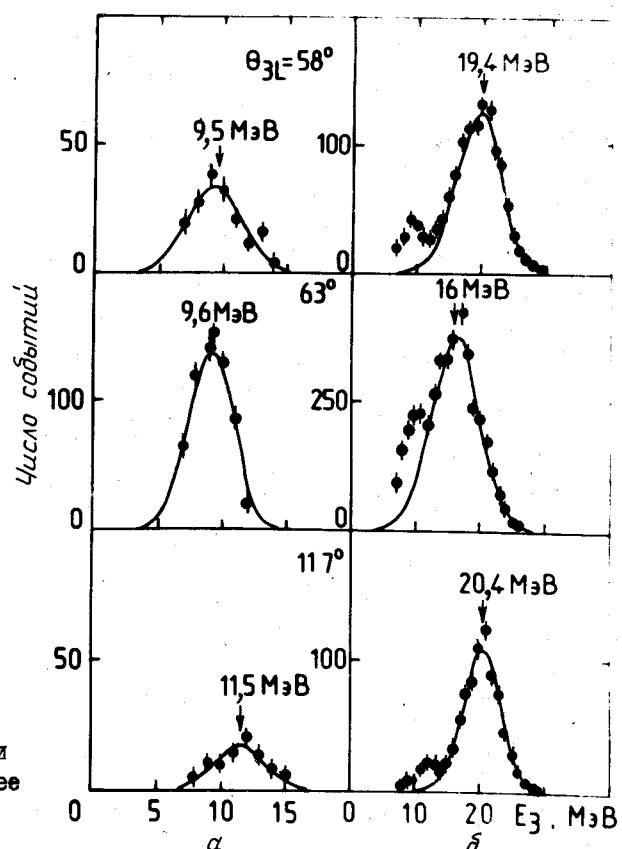
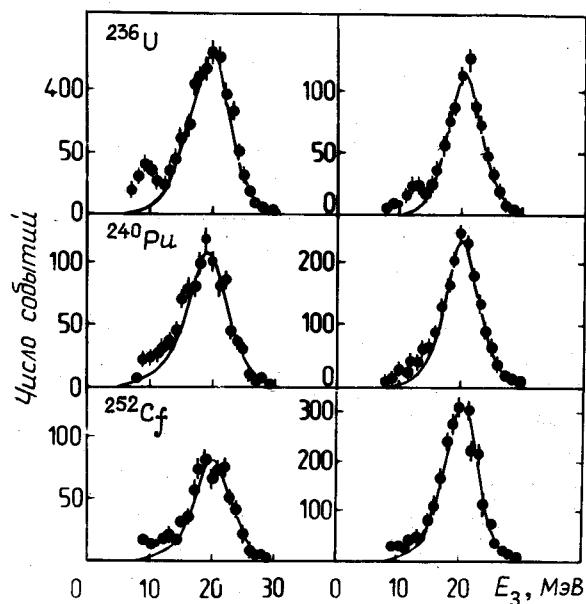


Рис.4 Энергетические распределения  $\alpha$ -частиц, измеренные при двух значениях  $\theta_{3L}$ , равных  $58^\circ$  (левая часть) и  $115^\circ$  (правая)



Корреляции между кинетическими энергиями осколков деления и заряженными частицами. Корреляция между средней кинетической энергией двух осколков  $\bar{E}_F$  и энергией третьей частицы  $E_3$ , количественно характеризуемая параметром корреляции  $\beta = -d\bar{E}_F/dE_3$ , уже в первых работах по систематике тройного деления [6] рассматривалась как один из критериев динамичности процесса. Предполагалось, что, чем больше параметр  $\beta$  отличается от  $-1$ , тем больше должны быть скорости осколков в момент разрыва ядра и, чем легче заряженная частица, тем меньше антикорреляция между  $\bar{E}_F$  и  $E_3$  ( $\beta \rightarrow 0$ ). Современные экспериментальные данные и имеющиеся траекторные расчеты, например в работе [20], не подтверждают этих предположений. Воспроизведение зависимостей  $\bar{E}_F(E_3)$  и  $\bar{E}_F(E_F)$ , чувствительных к выбору начальных условий [21-23], в траекторных расчетах является одной из наиболее трудных задач.

Вид таких корреляционных функций, показанных на рис.5, для всех изученных ядер является одинаковым для выбранного вида заряженных частиц. В совпадающих диапазонах по  $E_3$  для  $^3\text{H}$  и  $^4\text{He}$  значения  $\beta$  в обоих случаях оказываются близкими друг к другу. На рис.6 приведены корреляционные функции, определенные при делении  $^{236}\text{U}$  с эмиссией ядер  $^3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$  и  $^6\text{He}$ . В случае деления  $^{236}\text{U}$  показаны соответствующие энергетические распределения легких ядер. Из рис.6 видно, что общепринятая линейная аппроксимация зависимости  $\bar{E}_F(E_3)$  не является вполне удовлетворительной. Так, в случае деления  $^{252}\text{Cf}$  с эмиссией  $\alpha$ -частиц экспериментальные данные лучше фитируются двумя прямыми: при  $E_3 = 8-16$  МэВ  $\beta = -0,60 \pm 0,01$ , при  $E_3 = 16-26$  МэВ  $\beta = -0,40 \pm 0,02$ .

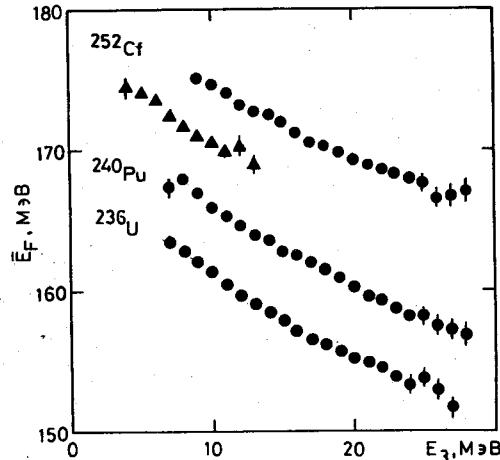


Рис.5. Зависимости  $\bar{E}_F$  от энергии ядер  $^3\text{H}$  (▲) и  $^4\text{He}$  (●), определенные для различных делящихся ядер

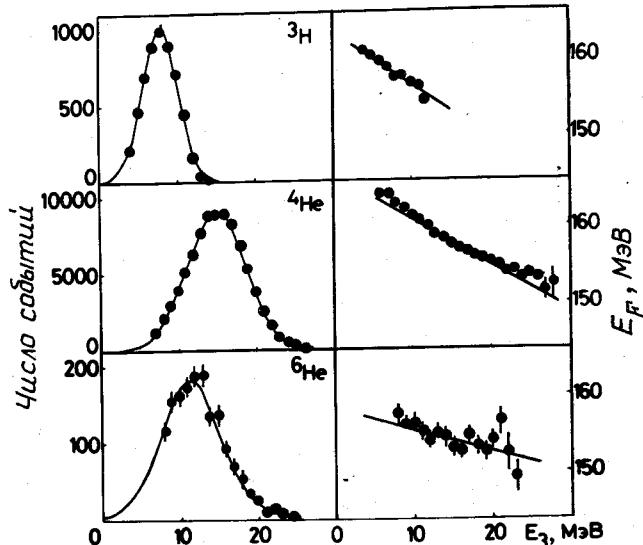


Рис.6. Зависимость средних кинетических энергий осколков деления  $^{236}\text{U}$  от энергии ядер  $^3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$  и энергетические распределения легких ядер. Сплошными кривыми показаны результаты аппроксимации экспериментальных данных линейными зависимостями и нормальными распределениями

Новым экспериментальным фактом является заметно более слабая корреляция  $\bar{E}_F(E_3)$  в случае деления с эмиссией  $^6\text{He}$  по сравнению с процессами эмиссии более легких ядер –  $^3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ . Значения параметра  $\beta$ , соответствующие эксперименту ( $\alpha$ -частицы), получаются в траекторных расчетах при значительной величине  $E_F^0$ . Более того, значения этого параметра возрастают, если считать, что распределение по конечным кинетическим энергиям целиком определяется распределением по  $E_F^0$  [20]. Если же предположить, что в процессе образования тяжелых частиц ( $^6\text{He}$ ) существенна роль энергии деформации осколков, то должна проявляться положительная корреляция между  $E_F$  и  $E_3$ . Большим значениям деформации и соответственно большим значениям расстояния между центрами осколков  $D$  будут соответствовать меньшие значения  $E_F$  и  $E_3$ . Таким образом можно объяснить уменьшение значений  $\beta$  для  $^6\text{He}$ . С другой стороны, при изучении деления  $^{252}\text{Cf}$  авторами обнаружено увеличение значения  $\beta$

до  $-1$  в делении с эмиссией изотопов  $^1\text{H}$  и  $^2\text{H}$ . В эксперименте не проводилось разделения этих изотопов и данные, публикуемые впервые, получены при энергии  $E_3$  до 7 МэВ. Это полностью противоречит результатам работы [24], где для протонов с энергией более 6 МэВ определено значение  $\beta = -0,04 \pm 0,2$ .

Следует отметить, что с энергией заряженной частицы ( $^4\text{He}$ ) антикоррелируют в основном легкие осколки (рис.7). В этом случае  $\beta_L = -0,35 \pm 0,005$ ,  $\beta_H = -0,19 \pm 0,01$ ,  $\beta_{L+H} = -0,54 \pm 0,01$ . Это подтверждает динамическую природу таких корреляций, когда на движение третьей частицы более сильное воздействие оказывает легкий осколок, движущийся с большей скоростью.

Значения наиболее вероятных энергий частиц ( $^4\text{He}$ ) в гораздо большей степени определяются кинетическими энергиями легких осколков, чем тяжелых (рис.8). Этот эффект проявляется для всех изученных делящихся ядер (рис.9). Большая статистика, набранная в наших экспериментах, позволила продвинуться в область больших кинетических энергий осколков, в которой в двойном делении проявляется явление "холодной" фрагментации. Здесь наблюдается положительная корреляция между  $E_3$  и  $E_F$ , что может быть объяснено наличием у осколков компактных форм. По данным работы [9], энергия возбуждения осколков тройного деления  $^{236}\text{U}$  с эмиссией  $\alpha$ -частиц примерно в два раза меньше, чем при двойном делении, поэтому холодная фрагментация происходит в тройном делении на более высоком уровне вероятности. Не исключено, что рост  $\langle E_3 \rangle$  при больших кинетических энергиях осколков обусловлен наличием области малых деформаций ядра в точке разрыва, как это уже обсуждалось выше [4]. Во всяком случае изучение этого эффекта, по нашему мнению, представляет значительный интерес, хотя оно и сопряжено с большими экспериментальными трудностями.

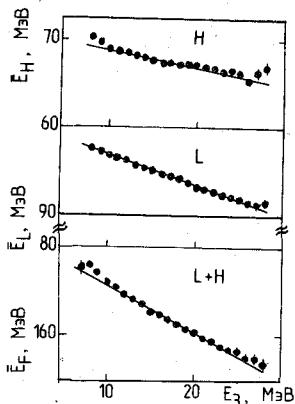


Рис. 7. Зависимость средних кинетических энергий тяжелой группы осколков (H), легкой (L) и суммы (L+H) от энергии  $\alpha$ -частиц (деление  $^{240}\text{Pu}$ )

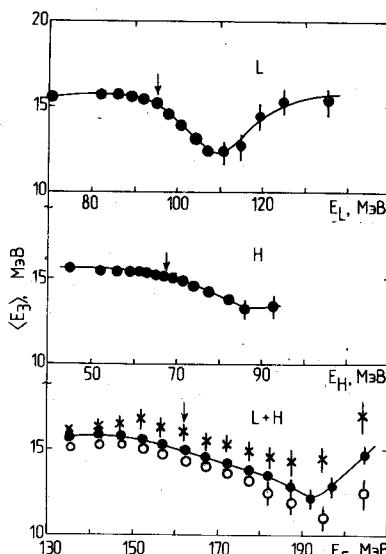


Рис. 8. Зависимость наиболее вероятной энергии  $\alpha$ -частиц от кинетической энергии легких, тяжелых осколков и их суммы. Стрелками указаны соответствующие средние значения  $E_L$ ,  $E_H$ ,  $E_F$ . Диапазон значений  $\theta_{3L}$ :  $\circ$  - 80-88°;  $x$  - 90-105°. Кривые проведены по экспериментальным (•) точкам (деление  $^{240}\text{Pu}$ )

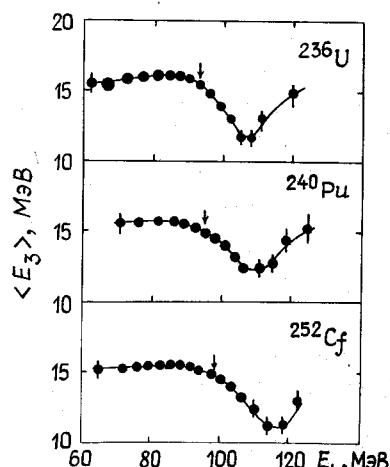


Рис. 9. Зависимость наиболее вероятной энергии  $\alpha$ -частиц от энергии легкого осколка (стрелками указаны средние значения этой энергии) для различных делящихся ядер

В работе [18] предсказывалось резкое увеличение предразрывной кинетической энергии до 20 МэВ в области массы магического ядра  $M_T = 132$  (отношение масс осколков деления  $^{240}\text{Pu}$   $R = 1,2$ ). Такой скачок в энергии  $E_F^0$  должен был бы отразиться на зависимости параметров энергетических спектров частиц от массового отношения  $R$  (рис.10). В области  $R = 1,2$ , никаких аномалий не наблюдается. С большой вероятностью можно было ожидать, по логике авторов [18], при больших кинетических энергиях осколков уменьшения  $\langle E_3 \rangle$  в области  $R = 1,2$ , чего мы тоже не наблюдали.

По нашему мнению, обсуждаемая модель, правильно описывающая зависимость кинетических энергий осколков от их массы, не является надежно подтвержденной в экспериментах по тройному делению.

Связь параметров угловых распределений частиц с энергиями и массами осколков деления. В рамках статистической модели деления [19] область масс осколков деления вблизи  $M=132$ , обладающих существенно меньшей деформацией по сравнению с соседними ядрами, должна проявляться и в угловых характеристиках тройного деления. Однако никаких особенностей в поведении  $\bar{\theta}_{3L}$  и  $\sigma(\theta_{3L})$  в зависимости от отношения  $R$  не наблюдается при делении как  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ , так и  $^{252}\text{Cf}$  (рис. II), для которого ожидалось, согласно данным [19], уменьшение  $\bar{\theta}_{3L}$  при  $M=132$  ( $R=1,2$ ).

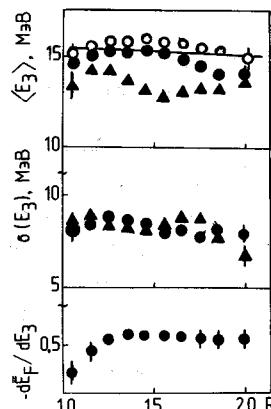


Рис. 10. Зависимость параметров энергетических спектров  $\alpha$ -частиц  $\langle E_3 \rangle$ ,  $\sigma(E_3)$ ,  $dE_F/dE_3$  от отношения масс осколков деления  $R$ . Диапазон  $E_F$ , МэВ: о - 140-150; • - 155-165; ▲ - 175-185. Сплошной линией показана усредненная по энергии  $E_F$  зависимость  $\langle E_3 \rangle$  от отношения  $R$  (деление  $^{240}\text{Pu}$ )

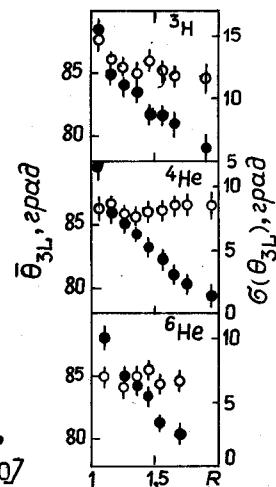


Рис. II. Зависимость параметров углового распределения  $\bar{\theta}_{3L}$  (•) и  $\sigma(\theta_{3L})$  (○) ядер  $^3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$  и  $^6\text{He}$  от отношения  $R$  (деление  $^{252}\text{Cf}$ ) [10]

Параметры угловых распределений для всех детально изученных делящихся ядер даны в табл. 2 и показаны на рис. 12. Рост значения  $\langle \theta_{3L} \rangle$  с  $Z^2/A$  делящихся ядер объясняется уменьшением степени асимметрии в средних значениях  $A$  и  $Z$  осколков деления. Постоянство же ширин угловых распределений при измерении  $Z^2/A$  можно понять как конкуренцию двух противоположных факторов: увеличения заряда осколков и соответственно улучшения фокусировки частиц, с одной стороны, и увеличения предразрывной кинетической энергии осколков и ухудшения фокусировки – с другой. Это, конечно, только качественные соображения, нуждающиеся в подтверждении в траекторных расчетах.

Параметры угловых распределений заряженных частиц в тройном делении

Таблица 2

Делящееся ядро	Заряженная частица	Порог регистрации по $E_3$ , МэВ	$\langle \theta_{3L} \rangle$ , град	ПШПВ( $\theta_{3L}$ ), град	Экстраполированное значение ПШПВ ( $\theta_{3L}$ ), град	Литература
$^{236}\text{U}$	$^3\text{H}$	4,0	$81,4 \pm 0,5$	$29,7 \pm 1,2$	$28,6 \pm 0,5$	Данная работа [10] [25]
$^{240}\text{Pu}$		4,0	$83,0 \pm 0,6$	$28,6 \pm 1,4$		
$^{252}\text{Cf}$		4,0	$83,7 \pm 0,2$	$30,1 \pm 0,5$		
$^{252}\text{Cf}$		6,5	$86,5 \pm 1,0$	$17,0 \pm 1,0$		
$^{236}\text{U}$	$^4\text{He}$	7,5	$81,3 \pm 0,4$	$18,5 \pm 0,8$	$19,0 \pm 0,9$	Данная работа [7] [26] Данная работа [26] Данная работа [25] [10]
$^{236}\text{U}$		7,0	$81,9 \pm 0,5$	$19,5 \pm 0,9$		
$^{240}\text{Pu}$		8,5	$84,0 \pm 0,7$	$24,0 \pm 0,7$		
$^{240}\text{Pu}$		8,0	$83,7 \pm 0,4$	$20,0 \pm 0,8$		
$^{252}\text{Cf}$		11,0	$84,3 \pm 0,7$	$18,5 \pm 1,0$		
$^{252}\text{Cf}$		8,5	$84,6 \pm 0,2$	$19,0 \pm 0,3$		
$^{236}\text{U}$	$^6\text{He}$	8,0	$81,3 \pm 0,4$	$16,6 \pm 1,0$	$16,1 \pm 1,0$	Данная работа [26] Данная работа [27] [10]
$^{240}\text{Pu}$		10,0	$86,0 \pm 3,0$	$23,0 \pm 3,0$		
$^{240}\text{Pu}$		9,0	$83,4 \pm 0,9$	$16,8 \pm 2,0$		
$^{252}\text{Cf}$		14,4	$86,0 \pm 1,0$	$13,0 \pm 3,0$		
$^{252}\text{Cf}$		10,0	$84,4 \pm 0,2$	$16,9 \pm 0,5$		

Влияние заряда эмиттируемой частицы на качество фокусировки частиц кулоновским полем показано на рис. I3. Интересным фактом является совпадение параметра  $\sigma(\theta_{3L})$  для  ${}^4\text{He}$  и  ${}^6\text{He}$  при заданной энергии  $E_3$ , а не при одинаковых скоростях, как представлялось первоначально. Плавная зависимость  $\sigma(\theta_{3L})$  от  $E_3$ , проведенная по экспериментальным точкам и экстраполированная к значению  $E_3 = 0$  как константа ниже порога регистрации, позволяет определить угловые характеристики для всего энергетического спектра частиц – так называемые экстраполированные значения ПШПВ ( $\theta_{3L}$ ). Это существенно для  ${}^6\text{He}$ , когда имеется довольно большое обрезание по энергии.

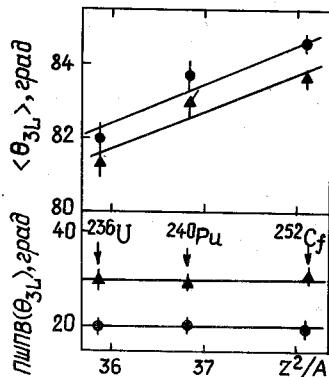
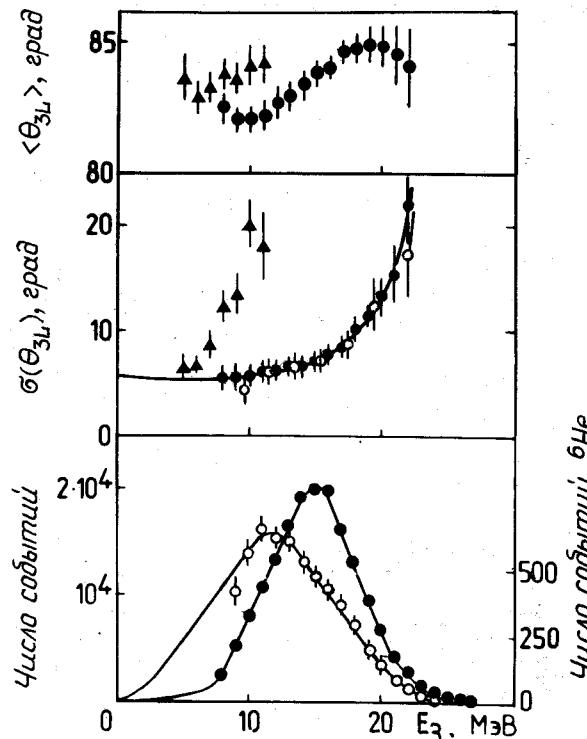


Рис. I2. Параметры  $\langle \theta_{3L} \rangle$  и ПШПВ ( $\theta_{3L}$ ) как функция  $Z^2/A$  для  ${}^3\text{H}$  ( $\blacktriangle$ ) и  ${}^4\text{He}$  ( $\bullet$ )

Рис. I3. Зависимость параметров  $\langle \theta_{3L} \rangle$  и  $\sigma(\theta_{3L})$  от энергии  ${}^3\text{H}$  ( $\blacktriangle$ ),  ${}^4\text{He}$  ( $\bullet$ ),  ${}^6\text{He}$  ( $\circ$ ). Внизу энергетические распределения  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$ , измеренные при совпадении с осколками деления  ${}^{239}\text{Pu}$  ( $n, f$ )



Воспроизводимости экспериментальных ширин угловых распределений ( $\alpha$ -частицы) в ранних траекторных расчетах придавалось большое значение, из такого анализа впервые была получена величина  $E_F^0 = 40$  МэВ [21]. В дальнейшем с уточнением экспериментальных значений ПШПВ ( $\theta_{3L}$ ) и с совершенствованием траекторных расчетов было показано, что угловые распределения не являются столь критичными к выбору  $E_F^0$  [9, 20, 23]. Более чувствительными к начальным условиям являются корреляции между  $\sigma(\theta_{3L})$  и  $E_3$ ,  $\sigma(\theta_3)$  и  $E_F$  (рис. I3, I4). Так, зависимость  $\sigma(\theta_{3L})$  от  $E_F$  при делении  ${}^{236}\text{U}$  позволила авторам работ [7, 20] обосновать гипотезу о существовании компактных форм ядер-осколков в момент разрыва ядра, обладающих предразрывной кинетической энергией в 8 МэВ. При этом считалось, что распределение по конечным энергиям осколков целиком определяется распределением по расстоянию  $D$ . Такой подход не является единственным возможным. В траекторных расчетах [28] этот же спад параметра  $\sigma(\theta_{3L})$  был получен при значении  $E_F^0 = 25$  МэВ и при предположении о существовании корреляции между  $E_F^0$  и  $D$ , что эквивалентно некоторому распределению значений коэффициента вязкости в диапазоне (0–0,06) ТР (терапуаз) на основе данных [17]. Если бы, согласно данным работы [20], рост  $E_F$  определялся только увеличением кулоновской энергии с уменьшением параметра  $D$ , то и в зависимости  $\sigma(E_3)$  от  $E_F$  должна бы наблюдаться такая же тенденция, как и в поведении  $\sigma(\theta_{3L})$ , чего на опыте не наблюдается. Правильное объяснение поведения параметров угловых и энергетических распределений частиц в зависимости от  $E_F$  в рамках единого траекторного расчета должно стать важным критерием при оценке величины  $E_F^0$ .

Траекторные расчеты на основе имеющихся экспериментальных данных не дают однозначного ответа на вопрос о скоростях осколков деления в момент разрыва. Степень такой неоднозначности можно видеть на рис.15. Тот факт, что расчет при  $E_F^0=25$  МэВ лучше согласуется с экспериментом, не свидетельствует о его большей надежности, поскольку в рамках этого подхода не воспроизводится зависимость  $\langle E_3 \rangle$  от  $E_F$  и применение его к делению с эмиссией ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^6\text{He}$  дает значительное расхождение с экспериментом. Можно надежно утверждать, что пределы изменения  $E_F^0$  в тройном делении составляют 8–25 МэВ. Проводимые в последнее время траекторные расчеты на новой основе с использованием всех экспериментальных данных [9] дают для большинства случаев деления с вылетом  $\alpha$ -частиц значение  $E_F^0 \approx 10$  МэВ. Можно надеяться, что воспроизведение в таких расчетах эффектов перерассеяния частиц на движущихся осколках и зависимости самого эффекта от делящегося ядра позволит установить величину  $E_F^0$  с большой точностью.

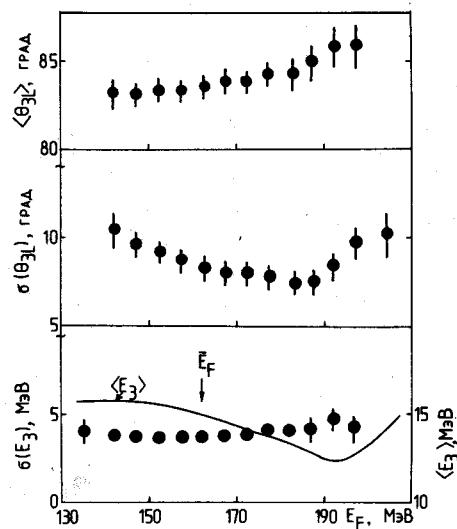


Рис.14. Зависимость параметров угловых и энергетических спектров  $\alpha$ -частиц от кинетической энергии осколков деления  ${}^{239}\text{Pu}(n,f)$

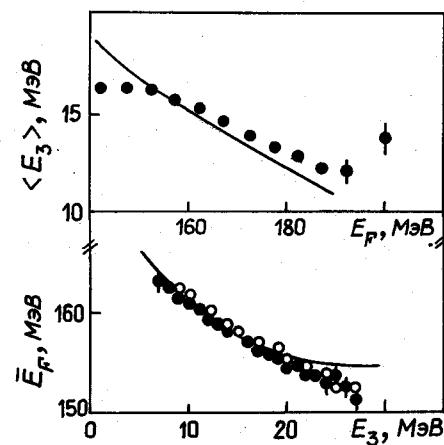


Рис.15. Сравнение экспериментальных (• – настоящая работа) и расчетных (— — [20]; ○ – [27]) зависимостей  $\langle E_3 \rangle = f(E_F)$  и  $E_F = f_2(E_3)$  при делении  ${}^{236}\text{U}$  с эмиссией  $\alpha$ -частиц

До сих пор в определении динамических условий при разрыве ядра не использовались данные о вероятностях образования легких ядер. Исключение составляет лишь работа [29]. В ней используется динамический подход, предполагающий обмен нуклонами между легкими и тяжелыми осколками на стадии спуска ядра к точке разрыва, который, будучи применен к двойному делению, дает правильный вид массового распределения осколков деления. Однако правильно описать зависимость выходов изотопов лития и бериллия от параметра  $Z^2/A$  такой расчет не в состоянии, хотя при некоторых значениях  $Z^2/A$  для лития имеется совпадение с экспериментом (рис.16). Тем не менее объяснение вероятностей образования заряженных частиц в тройном делении, основывающееся на той или иной физической модели процесса, должно всегда дополнять чисто кинематический расчет при определении динамических характеристик.

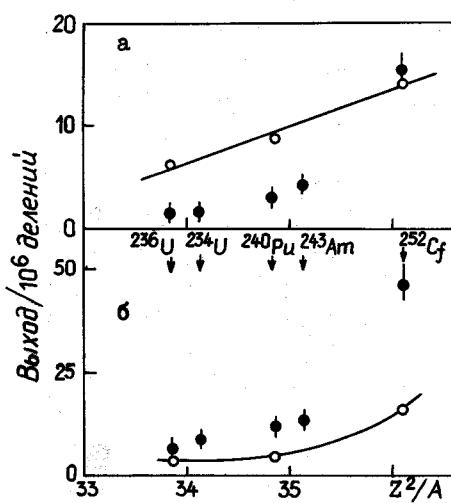


Рис.16. Выходы изотопов лития (а) и бериллия (б) в зависимости от параметра деления  $Z^2/A$ : • – эксперимент [10, 12, 13]; ○ – расчет [29] (кривые для наглядности проведены по точкам)

Список литературы

1. Negele J.W., Koonin S.E., Möller P. e.a. Phys.Rev., 1978, v.C17, p.1098.
2. Pomorski K., Hofmann H. J.Physique, 1981, v.42, p. 381.
3. Адеев Г.Д., Гончар П.И. Ядерная физика, 1984, т.40, с.869.
4. Berger J.F., Girod M., Gogny D. Nucl.Phys., 1984, v.A428, p.23C.
5. Signarbieux C., Montoya M. e.a. J.Phys.Letters, 1981, v.42, p.437; Montoya M. Z.Phys., 1984, Bd A319, S.219.
6. Halpern I. Annual Rev.Nucl.Sci., 1971, v.11, p.577.
7. Guet C. e.a. Nucl.Phys., 1979, v.A314, p.1.
8. Грачев В.Т., Гусев Ю.И., Селиверстов Д.М., Смирнов Н.Н. Ядерная физика, 1980, т.32, с.II86.
9. Teobald J.P. Proc.of the Seminar on fission. - Studiecent Kernenerg BLG, 1986, N 586, p.63.
- I0. Грачев В.Т., Гусев Ю.И., Селиверстов Д.М. Препринт ЛИЯФ-II83. Ленинград, 1986.
- II. Mehta G.K., Poitou J., Ribarg M., Signarbieux C. Phys.Rev., 1973, v.C7, p.373.
- I2. Vorobyov A.A., Seliverstov D.M. e.a. Phys.Letters, 1972, v.40B, p.102.
- I3. Воробьев А.А., Грачев В.Т. и др. Ядерная физика, 1974, т.20, с.46I.
- I4. Unik J.P. e.a. Proc. of the Third symp. on phys. and chem. of fission. Vienna: IAEA, 1974, v.2, p.19.
- I5. Verboven M. e.a. In: /9/, p.85.
- I6. Wild J.F. e.a. Phys.Rev., 1985, v.C32, p.488.
- I7. Davies K.T., Sierk A.J., Nix J.R. Phys.Rev., 1976, v.C13, p.2385.
- I8. Bonasera A. Phys.Rev., 1986, v.C34, p.740.
- I9. Fong P. Ibid., 1970, v.C2, p.735.
20. Guet C. e.a. Proc. of the Fourth symp. on phys. and chem. of fission. Vienna: IAEA, 1980, v.2, p.274.
21. Dench V., Freudenthal Z., Nehenzahl T. Phys.Rev., 1967, v.156, p.1305.

ТАЛОН ОБРАТНОЙ СВЯЗИ  
по оценке использования статей научно-технического сборника "Вопросы атомной науки и техники" серия Ядерные константы, 1988, вып. 1

№№	Наименование статей	Использована		Не использована	
		в разработках	для общего ознакомления	не соответствует тематике работ	не содержит новых прогрессивных решений

Нейтронные константы и параметры

Хассе Р.В.

Новые достижения физики деления

Гённенвайн Ф.

Диссипация энергии при спуске с барьера для низких энергий возбуждения

Гусев Ю.И., Селиверстов Д.М.

Экспериментальное исследование динамики деления ядер

Иткис М.Г., Околович В.Н., Смирекин Г.Н.

О формировании массово-энергетических распределений осколков при делении холодных ядер легче радия

Остапенко Ю.Б., Растопчин Е.М., Смирекин Г.Н.

Новые аспекты описания делимости ядер в районе свинца

Адеев Г.Д., Пашкевич В.В., Писчаков Н.И., Сердюк О.И.

Новые результаты по формированию распределений осколков деления в диффузионной модели

ям модели жидкой капли. В последние годы особый интерес представила новая область исследований, связанная с массово-энергетическими распределениями осколков при низкоэнергетическом делении ядер легче радия. В ней было установлено, что, во-первых, деление ядер в окрестности свинца /1-5/ не является чисто симметричным, так как содержит небольшую асимметричную компоненту, быстро убывающую с числами  $Z$  и  $A$  делящегося ядра и практически исчезающую при  $A = 200$ . Во-вторых, многие свойства деления этих ядер и ядер в районе радия оказались близкими. Общность этих свойств проявляется в специфике симметричного и асимметричного типов деления, обусловленной теоретически предсказанный "долинной структурой" барьера /6/.

Для обоснования указанной концепции за последние два года авторами выполнена на более высоком методическом уровне большая серия экспериментов по исследованию массово-энергетических распределений осколков деления ядер в районе свинца. В результате этих экспериментов:

- удалось детально изучить характеристики асимметричного деления и выявить его новое свойство - расщепление на две моды: основную компоненту, свойства которой укладываются в единую с тяжелыми ядрами картину деления, и узкую компоненту "тонкой структуры" при массе осколка  $M = 130-132$  с аномально высокой энергией осколков;

- оказалось возможным исследовать свойства симметричной долины деления и предсказания модели жидкой капли практически до самого порога деления.

Оба этих результата, а также выявленные ранее /7,8/ свойства процесса деления нагретых ядер легче радия позволяют всесторонне рассмотреть вопрос о роли седловой точки в механизме формирования распределений масс и энергий осколков для обсуждаемой области ядер.

#### Независимые моды деления

Результаты эксперимента. Развитие концепции специфических мод в делении фактически только началось, и в нем немало пробелов и вопросов, большинство из которых можно решить лишь экспериментальным путем. Одно из справедливых критических замечаний в адрес этой концепции состояло в том, что вывод о различных кинетических энергиях осколков симметричного и асимметричного типов деления основывался только на расчленении наблюдаемых массово-энергетических распределений ( $M, E_K$ ) на компоненты с помощью той или иной процедуры математической обработки экспериментальных данных. Возможность получения такой информации демонстрировалась для радия /9/, тория /10/, урана /11/ и в работах /4-5/ для окрестности свинца, но ни в одной из работ не был представлен статистически значимый результат, который бы являлся прямым экспериментальным доказательством существования независимых мод деления. И лишь совсем недавно авторы осуществили эксперименты с ядрами легче радия и ядрами в районе фермия /12/, а также выполнили теоретические расчеты /13/, на основе которых можно достаточно полно рассмотреть эту проблему.

На рис.1 для составных ядер  $^{213}\text{At}$ ,  $^{210}\text{Po}$  и  $^{205}\text{Bi}$ , образованных в реакциях  $(\alpha, f)$  и  $(p, f)$  при энергии возбуждения над барьером деления  $U = E - E_f \approx 9$  МэВ, приведены экспериментальные данные о массовом распределении осколков в виде зависимости логарифма выхода, нормированного к 200%:

$$Y(M) = \left[ \sum_{E_K} n(M, E_K) / \sum_M \sum_{E_K} n(M, E_K) \right] 200\%, \quad (I)$$

от параметра  $(M - A/2)^2$  и о первых моментах энергетического распределения  $E_K(M)$  и  $G_E^2(M)$  как функций масс осколков  $M$ . На рис.1,а пунктирными кривыми показана экстраполяция  $Y(M)$  в области  $M \geq 130$ , выполненная в соответствии с описанием выхода симметричной компоненты  $Y_S(M)$  по методу переходного состояния /14/. На вставках к рис.1 приведена асимметричная компонента массового распределения  $Y_A(M)$ , восстановленная из полного выхода  $Y(M)$  вычитанием экстраполяционной кривой для  $Y_S(M)$  (последняя также приводится на вставках). Сплошные кривые - разделение  $Y_A(M)$  на две составляющие: широкую, основную компоненту  $Y_{A0}(M)$  и компоненту "тонкой структуры"  $Y_{A1}(M)$  - в предположении, что каждая имеет гауссову форму /8/.

На рис.2 представлены наиболее интересные для последующего рассмотрения результаты, а именно сечения двумерной поверхности экспериментальных массово-энергетических распределений  $n(M, E_K)$ , выраженные в числах осколков, которые были зарегистрированы в интервалах массы и энергии шириной 1 а.е. и 2 МэВ соответственно. На рис.2,а дано полное массовое распределение (MP), показанное темными кружками, и его наиболее характерные части  $\sum_{E_K} n(M, E_K)$ , для каждой из которых использу-

ются свои светлые значки, одинаковые для всех ядер. На рис.2,б приводятся самые типичные энергетические распределения (ЭР): чисто симметричного типа деления для единичного массового интервала  $M$  и  $\sum_{\Delta M} n(M, E_k)$  для различных участков шкалы масс  $M$ , где происходит смешивание двух типов деления. На этом рисунке указаны пределы суммирования, кривые – результаты регрессионного описания данных суперпозицией гауссианов:

$$n(M, E_k) = \sum_i n_i(M) G_M^i(E_k);$$

$$G_M^i = [2\pi \sigma_{E_i}^2(M)]^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{[\bar{E}_k - E_k^i(M)]^2}{2\sigma_{E_i}^2(M)} \right\}, \quad (2)$$

где  $n_i(M) \approx \sum_{E_k} n_i(M, E_k)$  – выходы осколков с массой  $M$   $i$ -й моды.

В интервалах величины  $M$ , соответствующих окрестности максимума  $\sigma_E^2(M)$ , где компоненты симметричного и асимметричного пиков деления имеют сравнимую вероятность, что хорошо видно на вставках рис.1, ЭР имеют двух- или трехгорбую структуру. Максимумы ЭР для близких  $M$  соответствуют примерно одним и тем же значениям  $E_{K_i}$ .

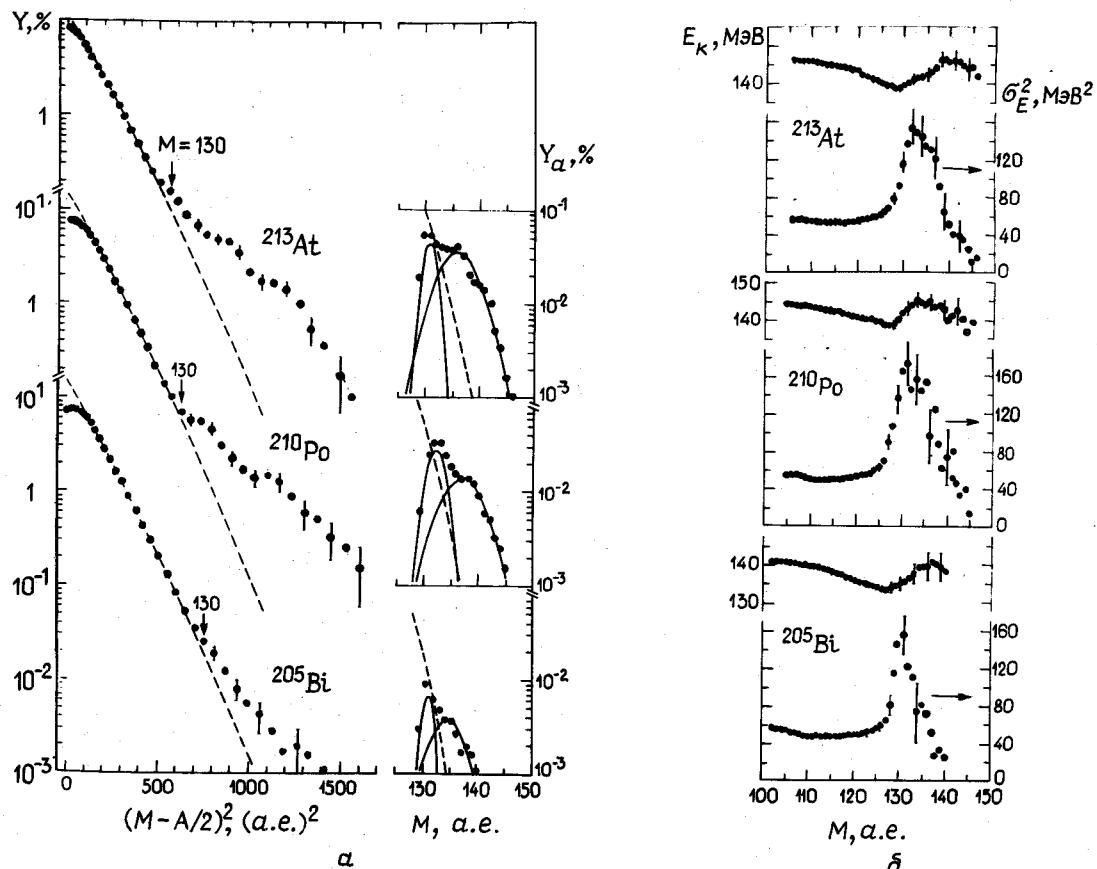


Рис.1. Массово-энергетические распределения осколков деления  $^{213}\text{At}$  ( $U = 8,7$  МэВ),  $^{210}\text{Po}$  ( $U = 9,5$  МэВ),  $^{205}\text{Bi}$  ( $U = 8,3$  МэВ): а – зависимость выхода масс  $Y$  от параметра  $(M-A/2)^2$ ; б – зависимость полной кинетической энергии осколков  $E_k$  и её дисперсии  $\sigma_E^2$  от массы осколков

Анализ экспериментальных данных. Физическую идентификацию полученных компонент проведем на примере  $^{213}\text{At}$ . На рис.2,б для  $M = 125$  (симметричное деление) энергетическое распределение хорошо описывается одним гауссианом, тогда как в области  $M > 130$ , где распределения двух типов пере-

крываются, ЭР имеет двух- или трехкомпонентную структуру. Наиболее четко все три компонента разделяются, если объединить массы I32 и I33, соответствующие в МР пику тонкой структуры асимметричной компоненты (см. вставку на рис.1).

Идентифицировать компоненты ЭР по типам деления легко. Убывающая с массой низкоэнергетическая составляющая ЭР связана с симметричным типом деления. Это следует из парциального МР (показанного на рис.2,а светлыми кружками), которое получено дискриминацией всех событий с  $E_k \geq 130$  МэВ. Так же разделяются и оставшиеся компоненты асимметричного типа. Квадратами показано МР, объединяющее события с  $E_k \geq 156$  МэВ, вследствие чего высокоенергетическая составляющая достаточно надежно отделяется от средней. Оно обрезает в МР наиболее асимметричные события и подчеркивает выход компоненты тонкой структуры. Соответственно вклад высокоенергетической составляющей ЭР на рис.2,б падает и исчезает по мере увеличения нижней границы рассматриваемого интервала масс. Если выделять события в "окне"  $142 \leq E_k \leq 152$  МэВ, связанные со средней составляющей ЭР, получим МР, показанное на рис.2,а треугольниками. В нем, напротив, подавлена тонкая структура и подчеркнута основная широкая часть асимметричной компоненты  $a_0$ , простирающаяся до крыльев полного распределения. Соответственно при дискриминации событий с  $M \leq 138$  в ЭР остается почти чистая средняя компонента. Заслуживает внимания ЭР для масс  $M = 132-137$ , в которых реализуются практически только две компоненты -  $s$  и  $a_0$ .

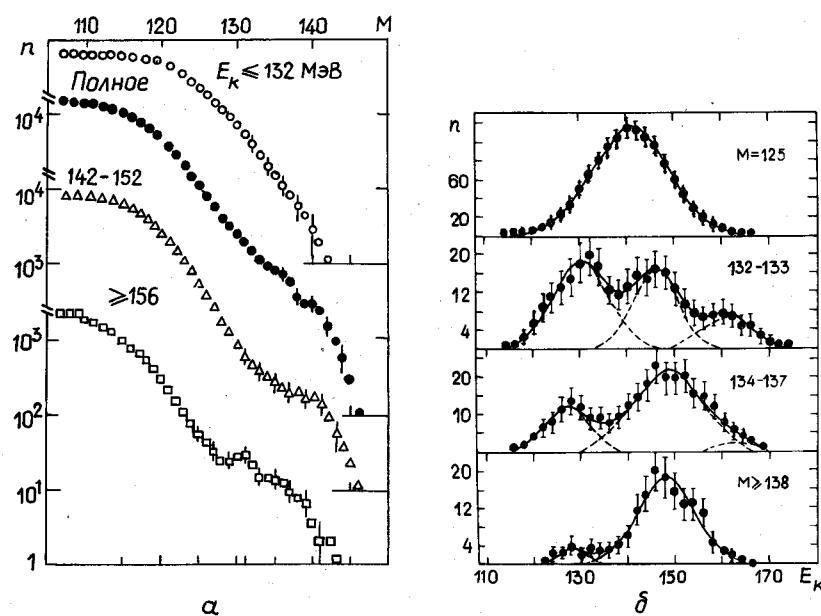


Рис.2. Распределения числа осколков  $n$  для  $^{213}\text{At}$  в зависимости от массы (а) и от полной кинетической энергии для выбранных диапазонов масс (б): — описание распределений одним, двумя или тремя гауссианами; - - - отдельные компоненты

Таким образом, компоненты ЭР в порядке возрастания средней кинетической энергии соответствуют симметричному типу деления ( $s$ ) и двум компонентам асимметричного типа ( $a_0$  и  $a_1$ ). Значит, в соотношении (2)  $i$  равно  $s$ ,  $a_0$ ,  $a_1$ .

Важно отметить, что для большинства рассматриваемых ЭР гипотеза о его однокомпонентном описании имеет уровень значимости  $P \leq 0,01$ , который меньше принимаемого при проверке гипотезы  $P_{min} = 0,05-0,03$  (гипотеза  $P \leq P_{min}$  отвергается). Иначе говоря, эксперимент отвергает возможность однокомпонентного описания, противопоставляемого представлениям о двух независимых типах деления, а для тех ЭР, где достаточно отчетливо проявляются три компоненты, не проходит и двухкомпонентная гипотеза, что свидетельствует о статистической обусловленности выделения тонкой структуры.

Обсуждение результатов эксперимента и анализа. Из описания компонент ЭР легко определить экспериментальный выход каждой из них:

$$\sum_{E_k} \sum_{\Delta M} n_i(M, E_k) \approx \int_{E_k} n_{i, \Delta M}(E_k) dE_k = n_{i, \Delta M}^0.$$

При этом, если идентификация компонент верна, то значения  $n_{i,\Delta M}^0$  должны количественно соответствовать выходам  $Y_i(M)$ , которые приведены на рис. I. На рис. 3 результаты анализа ЭР, показанные гистограммой  $n_{i,\Delta M}^0/\Delta M$ , сравниваются с кривыми  $Y_i(M)$ , которые для этого сопоставления перенормированы так, чтобы выполнялось равенство  $\sum Y_i(M) = n^0$  (а не 200%, как на рис. I). Видно, что сравниваемые величины хорошо согласуются.

Общий результат экспериментов и анализа ЭР и МР для доактиноидных ядер состоит в следующем. Сравниваемые величины представляют разные вероятности:  $Y(M)$  – вероятность прохождения по соответствующей долине деления через барьер с определенной масс-асимметричной деформацией,  $n_{i,\Delta M}^0/M$  – вероятность выхода системы из  $i$ -й долины деления в долину осколков, означающего с точки зрения представлений об энергетической поверхности делящегося ядра разделение его на осколки. Этот акт для каждой из мод деления происходит при разных удлинениях ядра (в среднем): симметричной долине соответствует самая вытянутая разрывная конфигурация, компоненте  $a_1$ , наоборот, – самая компактная конфигурация (в соответствии со средней кинетической энергией осколков  $E_k$ ). Вероятности эти близки, поэтому можно сделать вывод, что переходами между долинами деления на спуске с вершины барьера можно пренебречь, т.е. смешивания долин деления не происходит.

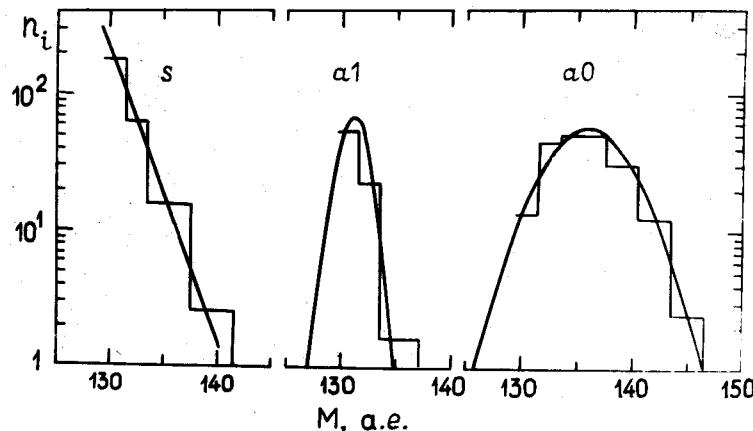


Рис. 3. Сравнение зависимостей числа осколков  $n_i$  отдельных компонент, полученных согласно описанию распределений масс на рис. I, с результатами анализа (гистограмма) энергетических распределений по интервалам масс для  $^{213}\text{At}$

Таким образом, процесс деления доактиноидов развивается в соответствии с теоретическим предсказанием [6], где на карте энергии деформации масс-симметричная и асимметричная долины разделены хребтом вплоть до точки разрыва, тогда как в работах [15, 16] они смешиваются в одну на стадии спуска. Более поздние расчеты [17, 18] показали, что симметричная и асимметричная долины различаются гексадекапольной деформацией, а в районе ради и деформаций, нарушающей аксиальную симметрию. Это также будет способствовать обоснованию соответствующих типов деления.

Количественное соответствие между ЭР и МР, как следует из рис. 3, выполняется для всех трех компонент  $S$ ,  $a_0$  и  $a_1$ . Тем не менее при решении вопроса о том, сколько же основных мод реализуется в процессе деления доактиноидных ядер, имеются достаточные основания считать, что их не три, а две:  $S$  и  $a = a_0 + a_1$ . Такая иерархия компонент вытекает из зависимости массово-энергетических распределений осколков от энергии делящегося ядра.

На рис. 4 показаны некоторые экспериментальные данные, характеризующие эту зависимость для наиболее подробно изученного ядра  $^{213}\text{At}$ . Все характеристики представлены как функции энергии возбуждения составного ядра  $E$ . Кривыми на рис. 4, б, в показаны результаты расчета по методу переходного состояния с барьерами  $E_f^S = 17,3$  МэВ и  $E_f^a = 19,8$  МэВ [11, 12]. Из рис. 4, а, б следует, что отношения  $Y_{a0}/Y_{a1}$  и  $Y_s/Y_a$  сильно отличаются энергетической зависимостью. В пределах погрешностей  $Y_{a0}/Y_{a1} \approx \text{const.}$

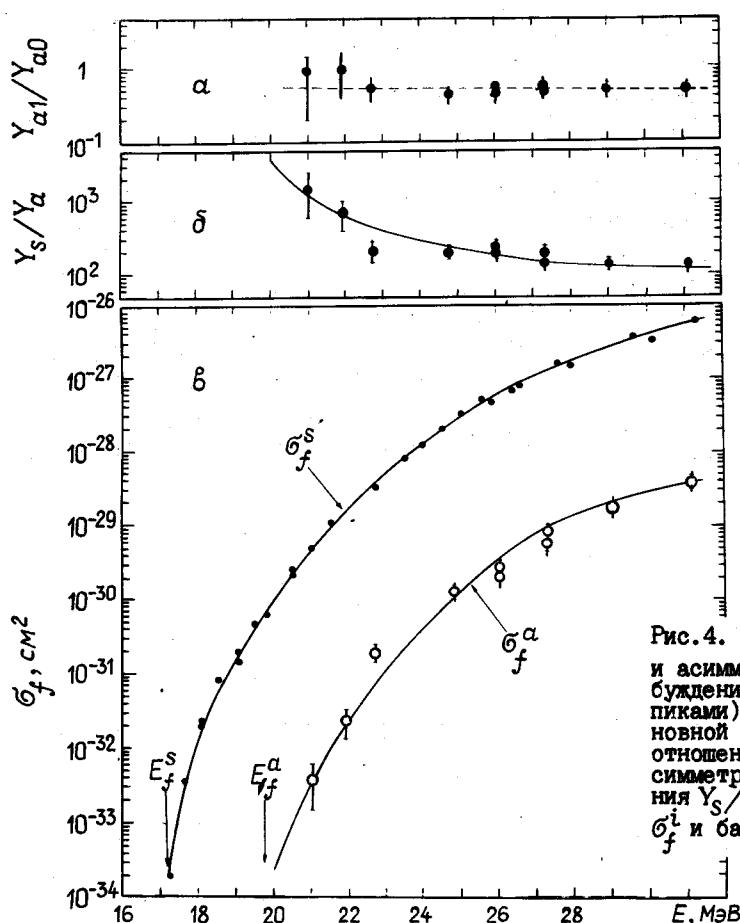


Рис. 4. Зависимость характеристик симметричного и асимметричного деления  $^{213}\text{At}$  от энергии возбуждения  $E$ : а - отношение выхода (площадей под пиками) для компоненты тонкой структуры и основной асимметричной компоненты  $Y_{\alpha 1}/Y_{\alpha 0}$ ; б - отношение выходов (площадей под пиками) для симметричного и асимметричного способов деления  $Y_s/Y_a/14$ , где  $Y_a = Y_{\alpha 0} + Y_{\alpha 1}$ ; в - сечения  $\sigma_f^i$  и барьеры  $E_f^i/14$  для этих способов деления

При рассматриваемых низких энергиях делящегося ядра скорости изменения с энергией отношения  $Y_i/Y_j$  могут служить мерой разности высот барьеров  $E_f^i - E_f^j$  и наоборот. Последнее означает, что в окрестности асимметричной седловой точки энергии деформации для компонент  $\alpha 0$  и  $\alpha 1$  различаются незначительно; это позволяет рассматривать их вместе как единый способ. Нарастание различий двух долин асимметричного деления происходит в процессе спуска с барьера. О принятой иерархии мод деления свидетельствует и тот факт, что компонента  $\alpha 1$  отдельно не наблюдается – исчезает при переходе от  $^{204}\text{Pb}$  и  $^{201}\text{Tl}$  вместе с компонентой  $\alpha 0$ .

Расщепление асимметричного типа деления на две компоненты – уникальное явление: по соседству в районе радиа также реализуются симметричный и асимметричный способы деления. Однако эффект, подобный компоненте  $\alpha 1$ , отсутствует. Это еще одно доказательство того, что главная общность доактиноидов – это формирование двух долин и соответствующих мод деления, одна из которых (масс-симметричная) обладает свойствами, близкими к предсказанию модели жидкокапли.

#### Свойства масс-симметричной долины

Из трех компонент  $Y_i(M)$  только кривая  $Y_s(M)$  на рис. 3 получена с помощью теоретического расчета по методу переходного состояния /14/

$$Y_s(M) = \int_0^{E - V_s(M)} \rho(U) dU \quad (3)$$

с энергией деформации

$$V_s(M) = \tilde{V}(A/2) + q/2(M - A/2)^2 - \delta W_g + \delta W(M), \quad (4)$$

которая отличается от жидкокапельной  $\tilde{V}(M) = V_s(M) - \delta W(M)$  на небольшую величину  $\delta W(M) \lesssim 1$  МэВ.

Напомним, что компонента  $Y_\alpha(M)$  для асимметричного типа деления находится как разность  $Y_\alpha(M) = Y_{\text{наб}}(M) - Y_S(M)$  и разделяется на составляющие  $\alpha 0$  и  $\alpha 1$  эмпирически (см. ранее).

В рассматриваемой области  $M \geq 130$  величина  $Y_S(M)$  меньше  $Y_\alpha(M)$ , причем неравенство быстро возрастает с увеличением  $M$ . Это значит, что ЭР является единственным источником экспериментальной информации о поведении  $Y_S(M)$  при больших масс-асимметричных деформациях ядер, способных делиться с заметной вероятностью асимметричным способом.

Важно отметить, что согласие кривой и гистограмм на рис.3 для симметричной компоненты не тривиально, а означает взаимосогласованность всей экспериментальной информации о свойствах масс-симметричной долины, которая получает единое описание согласно выражениям (3) и (4). В качестве примера рассмотрим одну из ее наиболее важных наблюдаемых характеристик – дисперсию массового распределения  $\tilde{\sigma}_M^2$ . Она непосредственно связана с устойчивостью (жесткостью) делящегося ядра к асимметричным вариациям формы  $q$ , для которой модель жидкой капли предсказывает сильную зависимость от параметра делимости  $X$  и основной делительной деформации [7,8]. Исследование такой зависимости позволило получить весьма веское доказательство того, что формирование массовых распределений осколков  $Y(M)$  при делении нагретых ядер от свинца до радия происходит в седловой точке, а не в точке разрыва. Здесь можно показать, что анализ энергетической зависимости  $\tilde{\sigma}_M^2$  дает независимое свидетельство в пользу седловой точки.

Исходя из решения задачи о распределении координат квантового осциллятора [19], распределение масс осколков  $\tilde{Y}(M)$  и его дисперсию  $\tilde{\sigma}_M^2$  можно описывать соотношениями

$$\left. \begin{aligned} \tilde{Y}(M) &= (2\pi\tilde{\sigma}_M^2)^{-1} \exp\left[\frac{(M-A/2)^2}{2\tilde{\sigma}_M^2}\right]; \\ \tilde{\sigma}_M^2 &= \frac{\hbar\omega}{2q} \operatorname{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2\theta}\right) = \left\{ \begin{array}{ll} \theta/q & \text{для } \theta \gg \hbar\omega; \\ \hbar\omega/2q & \text{для } \theta \ll \hbar\omega; \end{array} \right. ; \\ q &= \frac{16}{A^2} \left. \frac{d^2\tilde{V}}{d\eta^2} \right|_{\eta=0}; \quad \eta = \frac{4}{A} (M - A/2), \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где  $\theta, \hbar\omega, q$  – соответственно температура ядра, энергия колебаний и параметр жесткости [20].

Соотношения (5) справедливы, когда выполнено условие статистического равновесия в той фазе деления, где оно применяется: если это седловая точка, то все параметры относятся к  $\alpha = \alpha_{sp}$ , если статистическое равновесие реализуется на всей стадии спуска с вершины барьера, то параметры относятся к точке разрыва  $\alpha = \alpha_{sc}$ . Если энергии деформации  $\tilde{V}(\alpha_{sp}, 0)$  и  $\tilde{V}(\alpha_{sc}, 0)$  различаются достаточно, т.е. достаточно велика энергия спуска с вершины барьера  $\Delta V = \tilde{V}_{sp}^o - \tilde{V}_{sc}^o$ , то по температурной зависимости  $\tilde{\sigma}_M^2$  можно судить о месте формирования  $Y(M)$  [20].

На рис.5 для ядер от  $^{207}\text{Bi}$  до  $^{228}\text{Ac}$  представлены данные о зависимости квадрата дисперсии  $\tilde{\sigma}_M^4$  от энергии возбуждения  $E$ . Такая зависимость по сравнению с  $\tilde{\sigma}_M^2(\theta)$  в наибольшей степени избавлена от неопределенностей анализа, связанных с вычислением температуры ядра  $\theta$  и параметра  $\hbar\omega$ , и достаточно хорошо описывается линейной функцией  $\tilde{\sigma}_M^4 \approx C_1 E + C_2$ , где константы  $C_1$  и  $C_2$ , найденные по методу наименьших квадратов, выражаются как

$$C_1 = \frac{1}{q^2 \tilde{a}}; \quad C_2 = - \left[ \frac{\tilde{V}(\alpha, 0)}{q^2 \tilde{a}} + \frac{(\hbar\omega)^2}{6q^2} \right].$$

Точка пересечения прямых с осью абсцисс дает величину

$$E_0 = - \frac{C_2}{C_1} = \tilde{V}(\alpha, 0) + \delta - \frac{(\hbar\omega)^2}{6} \tilde{a},$$

которая вследствие примерного равенства значений  $\delta$  и  $[(\hbar\omega)^2/6] \tilde{a}$  равна искомой энергии деформации  $\tilde{V}(\alpha, 0)$ .

\* Как показано в работе [20], величина гауссовой дисперсии  $\tilde{\sigma}_M^2$  совпадает с наблюдаемой  $\tilde{\sigma}_M^2$  при высоких энергиях возбуждения и отличается от нее при низких возбуждениях, что практически полностью обусловлено влиянием оболочечных эффектов в окрестности  $M = A/2$ .

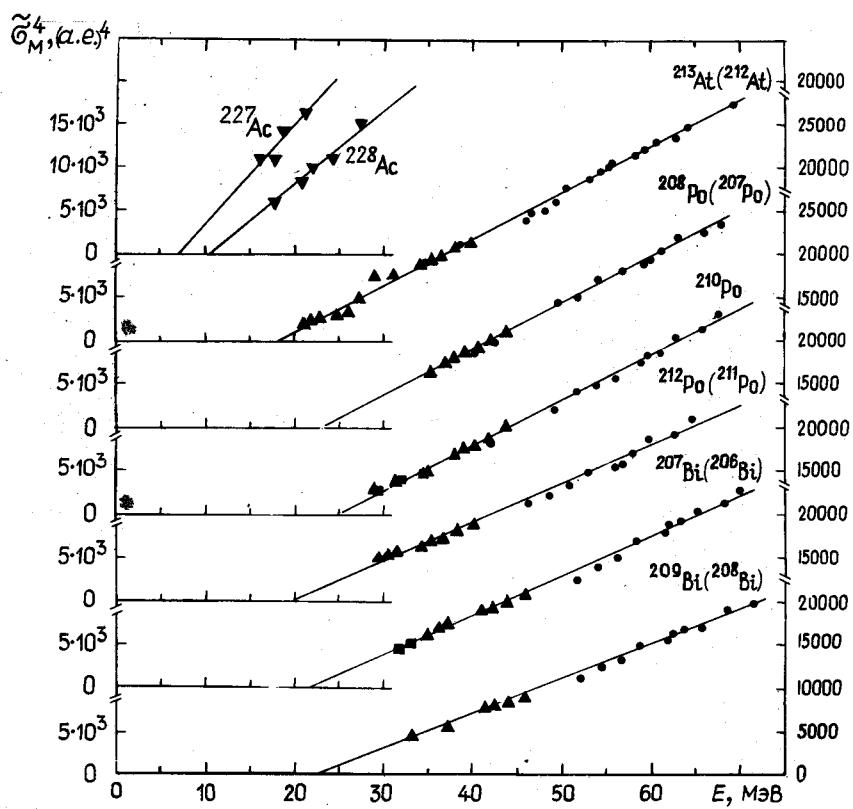


Рис.5. Зависимость экспериментальных значений  $\tilde{G}_M^4$  от энергии возбуждения составного ядра Е: — — описание по методу наименьших квадратов (данные работы [20])

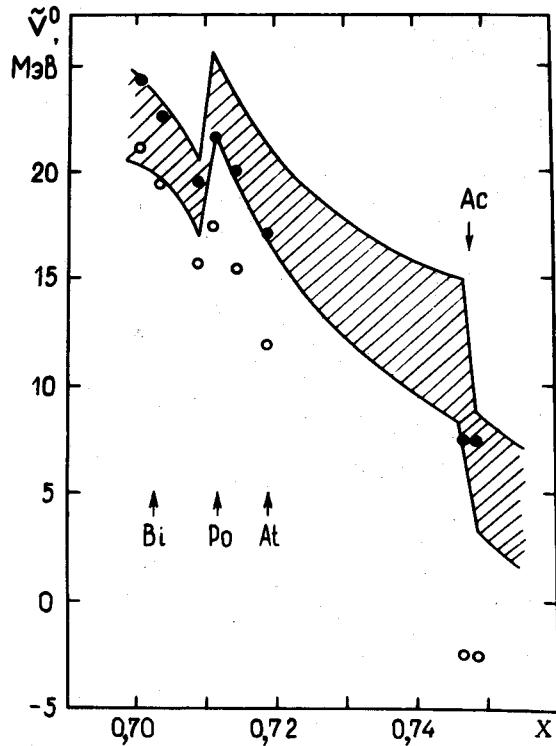


Рис.6. Зависимость потенциальной энергии  $\tilde{V}^0$  от параметра делимости Х: ●, ○ — расчетные значения  $\tilde{V}_{sp}^0$  и  $\tilde{V}_{sc}^0$  соответственно (данные работы [20])

Сравнение величин  $\tilde{V}_{exp} = E_0 - \delta + [(\hbar\omega)^2/6]$  с энергиями  $\tilde{V}_{sp}^0$  и  $\tilde{V}_{sc}^0$  приведено на рис.6, где точками показаны расчетные значения  $\tilde{V}_{sp}^0$  и  $\tilde{V}_{sc}^0$ , а заштрихованной областью — пределы для экспериментальных значений  $[\tilde{V}_{exp}^0(\hbar\omega=0) - \delta \tilde{V}_{exp}^0, \tilde{V}_{exp}^0(\hbar\omega = 1 \text{ МэВ}) + \delta \tilde{V}_{exp}^0]$ , где  $\delta \tilde{V}_{exp}^0$  — погрешность определения  $E_0$ . Из рис.6 видно, что расчетные значения  $\tilde{V}_{sp}^0$  находятся в пределах изменения  $\tilde{V}_{exp}^0$ , тогда как значения  $\tilde{V}_{sc}^0$  выходят за эти пределы тем сильнее, чем тяжелее ядро, т.е. чем больше  $\Delta V$  (см. подробнее в работе [20]).

Таким образом, изученные свойства масс-симметричной долины как нагретых, так и холодных легких ядер с  $Z \leq 90$  дают основание утверждать, что формирование массовых распределений происходит в окрестности седловой точки.

Следует отметить, что столь категоричный вывод часто вызывает возражение, суть которого состоит в следующем: поскольку для ядер в районе свинца – радиа седловая точка и точка разрыва близки, то обсуждаемая область ядер не критична к тестированию вопроса о месте формирования масс осколков. С точки зрения авторов, это возражение вполне обоснованно снимается как существующими расчетами энергии спуска ( $\Delta V \approx 3-5$  для ядер свинец – астат и  $\Delta V \approx 15$  МэВ для радиа), так и экспериментальными данными об энергетических распределениях осколков деления ядер, свойства которых (здесь нет разных мнений) определяются конфигурацией делящегося ядра в критический момент разрыва шейки (точкой разрыва). В этих экспериментах наглядно продемонстрировано, что, казалось бы, небольшая по величине энергия спуска  $\Delta V$  для ядер от свинца до астата, не говоря уже о районе радиа, оказывает существенное влияние на среднюю кинетическую энергию осколков и особенно ее дисперсию  $\sigma_E^2$  [21].

На рис.7 представлены данные о величинах  $\Delta \bar{E}_k$  (отклонения  $\bar{E}_k$  от линейной зависимости  $0,185 \cdot z_0^{-1} (1 + 1,2 \Gamma) Z^2/A^{1/3}$  для  $\Gamma = -0,1$  и  $z_0 = 1,2$  фм) и  $\sigma_E^2$  в зависимости от параметра  $Z^2/A^{1/3}$ . Видно, что в области  $Z^2/A^{1/3} < 1000$   $\Delta \bar{E}_k \approx 0$  и  $\sigma_E^2 = \text{const}$ , а с переходом через  $Z^2/A^{1/3} = 1000$  (осмий – платина) в область больших значений быстро растут величины  $\sigma_E^2$  и  $|\Delta \bar{E}_k|$ . На рис.7, в показаны результаты расчета по диффузионной модели для энергии спуска  $\Delta V$  и расстояния между центрами тяжести осколков  $d_{sc}$ . Все характеристики на рис.7 отчетливо коррелируют между собой. Эта корреляция свидетельствует о том, что указанные закономерности в величинах  $\bar{E}_k$  и  $\sigma_E^2$  тесно связаны со специфической ролью стадии спуска (динамикой процесса деления) [21].

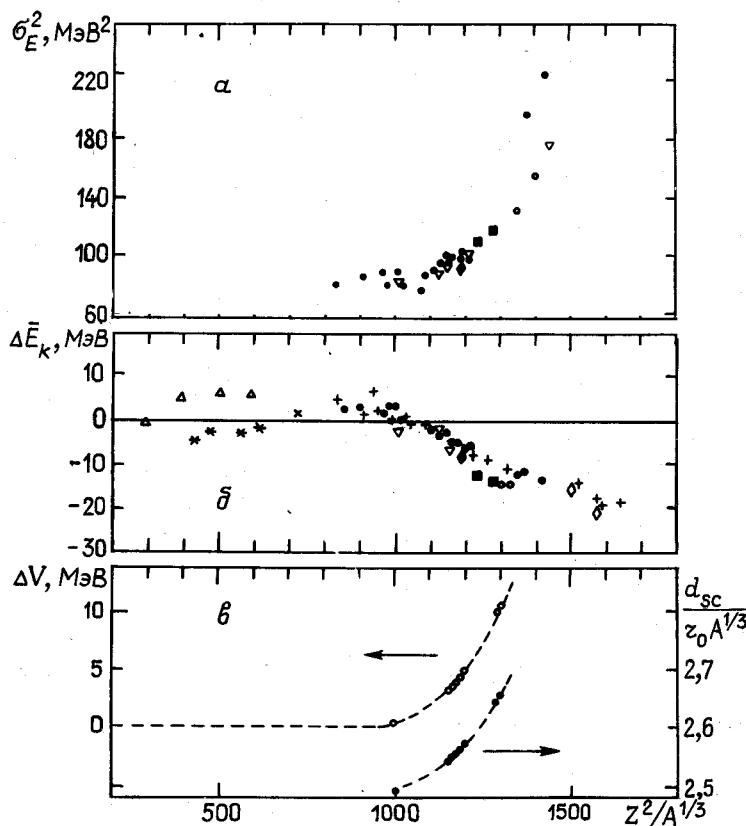


Рис.7. Зависимость  $\sigma_E^2$  (а),  $\Delta \bar{E}_k$  (б),  $\Delta V$  и  $d_{sc}/z_0 A^{1/3}$  (в) от параметра  $Z^2/A^{1/3}$ . Экспериментальные данные для  $\sigma_E^2$  и  $\Delta \bar{E}_k$  и результаты расчета  $\Delta V$  и  $d_{sc}$  взяты из работы [21].

### Свойства масс-асимметричной долины

Двухкомпонентность одного из двух типов деления – явление специфическое, но оно, как указывалось, присуще не только доактиноидам. Аналогичный эффект в МР и ЭР обнаружен для очень тяжелых актиноидов  $^{258}\text{Fm}$ ,  $^{259,260}\text{Md}$ ,  $^{258}\text{No}$  [12], при спонтанном делении которых, как и в исследованном нами случае, узкой компоненте МР соответствует высокогенергетическая компонента ЭР. Хотя два аналога сильно различаются по виду МР (симметричному в районе фермия и резко асимметричному в районе свинца), один из осколков "аномальной" моды в обоих случаях (тяжелый в последнем случае, одинаковые – в первом) имеет одну и ту же наиболее вероятную массу, примерно равную 130, и близок по составу к ядру  $^{132}\text{Sn}$  ( $Z \approx 50$ ,  $N \approx 82$ ). Можно заключить, что, несмотря на значительные различия свойств сопоставляемых делящихся ядер, к которым следует отнести и разницу в продолжительности стадии спуска, природа их общности заключена в специфике оболочечной структуры образующихся осколков.

На рис.8 в зависимости от параметра  $Z^2/A^{1/3}$  представлены экспериментальные данные о средней кинетической энергии осколков для отдельных мод деления [5, 12, 22–26]: кружками для компоненты  $\alpha_0$  и ее аналогов, крестиками для высокогенеретической компоненты  $\alpha_1$ . Треугольниками обозначены максимумы  $E_K(M)$ , которые соответствуют  $M \approx 132$  (через них проведена пунктирная кривая), штрихпунктирная кривая воспроизводит  $\bar{E}_K$  для симметричной компоненты, сплошная кривая – систематика [27].

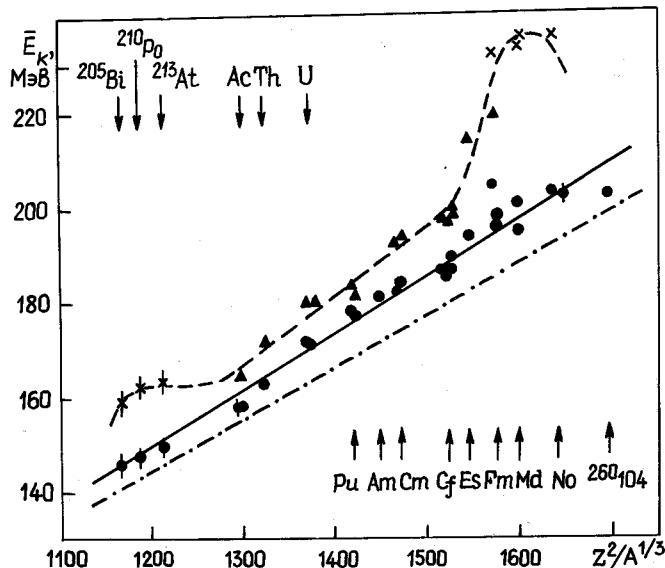


Рис.8. Средняя кинетическая энергия осколков в зависимости от параметра  $Z^2/A^{1/3}$  для отдельных мод деления

Из рис.8 видно, что пунктирная кривая для  $E_K(M = 132)$  имеет два максимума, соответствующих "сверхкомпактным" конфигурациям ( $\alpha_1$ ) с двумя осколками, близкими к магическим – в районе фермия и свинца. В промежуточной области  $Z$  и  $A$  компонента  $\alpha_1$  в полных массовых распределениях не проявляется.

Исследование нового явления, в основном спонтанного деления  $^{258}\text{Fm}$  на два равных осколка, близких к  $^{132}\text{Sn}$ , которое представляет собой наиболее совершенную физическую ситуацию, посвящено уже несколько теоретических работ [13]. В них приведены расчеты энергии деформации по методу Струтинского, объясняющие наблюдаемое явление. Таких расчетов для доактиноидов не сделано. Поэтому рассмотрим возможность качественной интерпретации совокупности данных о бимодальном делении оболочечного происхождения, т.е. исключая жидкокапельную симметричную компоненту деления легких ядер.

Характер предразрывной конфигурации и величина соответствующей потенциальной энергии делящегося ядра определяются зависимостью оболочечных поправок  $\delta W_{Z_i}$  и  $\delta W_{N_i}$  образующихся осколков от деформации и чисел нуклонов  $Z_i$  и  $N_i$  (здесь  $i$  для легкого или тяжелого осколков). У обсуждаемых ядер выделены магические числа с  $Z$ , равным 28 и 50, и  $N = 82$ , которым соответствуют сферические оболочки, наиболее устойчивые состояния ядер. Очевидно, что такие моды деления будут характеризоваться повышенными выходами в пределах небольшого интервала масс и наиболее компактными конфигурациями. У каких делящихся ядер следует ожидать в обсуждаемой области  $M \approx 130-132$  образования таких мод?

На рис.9 показана зависимость наиболее вероятных чисел для  $M_T = 130$  ( $T$ ,  $L$  – для тяжелых и легких осколков соответственно). Расчет их выполнен в предположении  $Z_i/M_i = Z/A$ . Для указанных на нем ядер от  $^{198}\text{Hg}$  до  $^{260}\text{Ku}$  это отношение варьируется в пределах 0,388-0,404 и эти вариации определяют разброс значений  $Z_i$  и  $N_i$  относительно прямых, соответствующих среднему значению  $Z/A = 0,396$ . Из рис.9 следует:

- тяжелый осколок для всех систем близок к дважды магическому ( $Z_T = 50$ ,  $N_T = 82$ );
- ситуация, в которой дополнительный осколок близок к магическому, возникает дважды: в районе фермия, что тривиально, и в районе свинца, где  $Z_L$  близко к 28, а увеличение числа  $A$  приближает систему к  $N_L = 50$ .

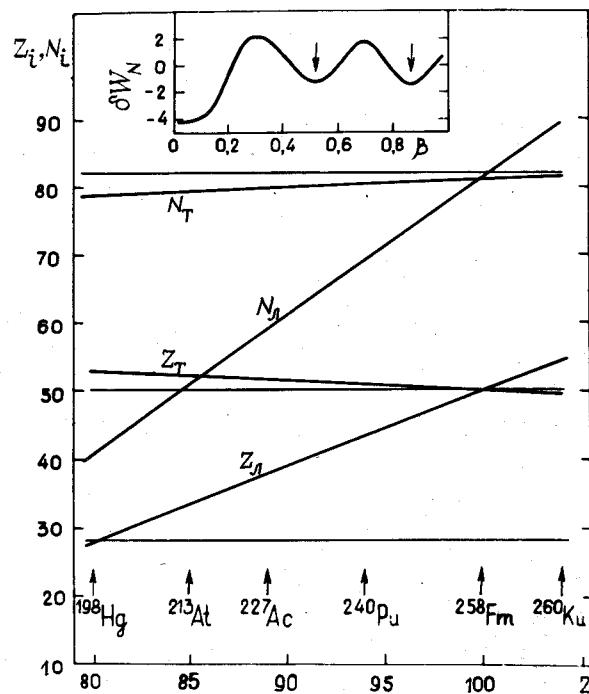


Рис.9. Зависимость наиболее вероятных чисел нуклонов  $Z_i$  и  $N_i$  в осколках в предположении  $Z_i/M_i = Z/A$  от числа  $Z$  делящегося ядра с  $M = 130$ .

Компонента  $a_0$ , преобладающая при асимметричном делении ядер в районе вблизи и тяжелее радиа, связана с состояниями ядер-осколков, которые соответствуют деформированным оболочкам. Пример их демонстрирует вставка рис.9, на которой приведена зависимость оболочечной поправки  $\delta W_N$  от квадрупольной деформации  $\beta$  для числа  $N = 80$ , близкого к магическому  $N = 82$  (согласно данным работы [28]). Величина  $\delta W_N$  осциллирует и имеет минимумы при  $\beta$ , равных 0; 0,5 и 0,85, первый из которых соответствует сферической оболочке, два других – деформированным. С последними можно связать широкую в МР и низкоэнергетическую в ЭР компоненту симметричного деления ядер в районе фермия.

Рассмотренный анализ отвергает связь широкой и низкоэнергетической компонент массово-энергетического распределения при спонтанном делении ядер от фермия до нобелия с масс-симметричной долиной, имеющей жидкокапельные свойства, что было предположено в работе [12]. С нашим выводом согласуются теоретические расчеты [13]. Можно предположить, что область ядер, в которой при низких энергиях возбуждения проявляется чисто симметричный тип деления в указанном смысле, ограничена сверху по числам  $Z$  и  $A$  ближайшей окрестностью свинца.

I. На основе детальных исследований массово-энергетических распределений осколков при низкоэнергетическом делении ядер в районе свинца установлена независимость формирования основных свойств симметричной и асимметричной мод деления, что присуще и ядрам в области радиа. Природа этого явления обусловлена существованием на энергетической поверхности долин, разделенных потенциальным барьером на всем пути от седловой точки до точки разрыва.

2. Обнаружена и исследована двухкомпонентная структура асимметричного типа деления ядер в районе свинца, имеющая общую природу с аналогичным эффектом при спонтанном делении ядер вблизи фермия и связанная, по-видимому, с возникновением обособленных долин на более поздних стадиях спуска с барьера к точке разрыва. Общность этих свойств имеет чисто оболочечное происхождение.

3. Исследования различных свойств масс-асимметричной долины деления позволяет утверждать, что определяющую роль в формировании масс осколков деления ядер легче тория играет седловая точка.

#### Список литературы

1. Грузинцев Е.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, с.449.
2. Itkis M.G., Okolovich V.N., Rusanov A.Ya., Smirenkin G.N. Z.Phys., 1985, Bd A320, S.433.
3. Иткис М.Г., Околович В.Н., Рusanov A.Ya., Смиренкин Г.Н. Ядерная физика, 1984, т.39, с.1349.
4. Там же, 1985, т.41, с.849.
5. Там же, с.1109.
6. Pashkevich V.V. Nucl.Phys., 1971, v.A169, p.275.
7. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. Ядерная физика, 1984, т.39, с.1336; Z.Phys., 1984, Bd A316, S.65.
8. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. Ядерная физика, 1986, т.43, с.1101.
9. Britt H.C., Wegner H.E., Gursky J.C. Phys.Rev., 1963, v.129, p.2239.
10. Pfeiffer E. Z.Phys., 1970, Bd 240, S.403.
- II. Müller R. e.a. Phys.Rev., 1984, v.C29, p.885.
12. Hullet E.K. e.a. Phys.Rev.Letters, 1986, v.56, p.313.
13. Möller P., Nix J.R., Swiatecki W.J. Preprint Los-Alamos nat.lab., 1986: LA-UR-86-3266; Pashkevich V.V., Sandulescu A. Краткие сообщения ОИЯИ:NU16-86, 1986, с.19.
14. Иткис М.Г. и др. Ядерная физика, 1986, т.43, с.1125; Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986, с.27: Д7-86-434.
15. Mustafa M.G., Mosel U., Schmitt H.W. Phys.Rev., 1973, v.C7, p.1519.
16. Möller P. Nucl.Phys., 1972, v.A192, p.529.
17. Пашкевич В.В. Международная школа по физике тяжелых ионов. (Алушта, 1983). Дубна, 1983, с.405: Д-7-83-644.
18. Britt H.C. Proc 4th IAEA Symp.phys.chem.fission (Jülich, 1979). Vienna, 1980, v.1, p.3.
19. Ландау Л.Д., Лившиц Е.П. Статистическая физика. М.: Наука, 1964, с.108.
20. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н. Ядерная физика, 1987, т.46, с.1604.
21. Грузинцев Е.Н. и др. Препринт II-87, Алма-Ата: ИЯФ АН Каз.ССР, 1987.
22. Unik J.P. e.a. Proc.3d IAEA Symp.phys.chem.fission (Rochester, 1973). Vienna: IAEA, 1974, v.2, p.19.
23. Konecny E., Specht H.J., Weber J. Ibid., p.3.
24. Asghar H. e.a. In: [18], v.2, p. 81.
25. Bemis C.E. e.a. Phys.Rev., 1977, v.C15, p.705.
26. John W. e.a. Phys.Rev.Letters, 1971, v.27, p.45.
27. Viola V.E., Kwiatkowski K., Walker H. Phys.Rev., 1985, v.C31, p.1550.
28. Wilkins D.D., Steinberg E.P., Chasman R.R. Ibid., 1976, v.C14, p.832.

Статья поступила в редакцию 8 июня 1987 г.

## НОВЫЕ АСПЕКТЫ ОПИСАНИЯ ДЕЛИМОСТИ ЯДЕР В РАЙОНЕ СВИНЦА

Ю. Б. Остапенко, Е. М. Растворчина, Г. Н. Смирекин

NEW ASPECTS OF THE NUCLEAR FISSION DESCRIPTION IN THE REGION OF LEAD. Attention is being drawn to the "chronic" difficulty in the description of nuclear fission in the region of lead. A possibility to overcome this difficulty is investigated in the framework of diffusion model. It has been shown, that a consistent interpretation can be achieved assuming an enhancement of the nuclear level density due to the existence of second minimum in deformation energy.

Статистическое описание и основанный на нем анализ вероятности деления (делимости)  $P_f(E)$  для тяжелых ядер-актиноидов сильно затруднены учетом вклада процессов с предварительной эмиссией нейтронов. С этой точки зрения гораздо благоприятнее доактиноиды, у которых эмиссионное деление подавлено благодаря низкой и быстро убывающей к порогу делимости. К сожалению, по этой же причине области порога в экспериментальном изучении  $P_f(E)$  удалось достичь лишь для небольшой группы сферических в основном состоянии ядер в районе свинца - от  $^{201}\text{Tl}$  до  $^{213}\text{At}$ . Эта экспериментальная информация очень цenna, так как позволяет надежно зафиксировать величину высоты барьера  $E_f$  - основного параметра, в значительной мере характеризующего неопределенности результатов анализа  $P_f(E)$  [1].

Несмотря на изложенное, наибольшие трудности в описании делимости доактиноидных ядер возникли именно в районе свинца. Кратко они состоят в том, что либо не удается воспроизвести экспериментальные данные в широкой области энергий, включая околовороговую область, либо это удается, но трудности "перекочевывают" в интерпретацию получаемых параметров. Казалось, их можно устранить, совершенствуя описание плотности уровней; и в этом направлении проведена значительная работа, которая, однако, не исчерпала проблему и показала, что потребуются и более радикальные изменения.

Более подробно состояние вопроса освещено в обзоре [1], результаты которого (см. также работы [2,3]) будут служить исходным моментом для дальнейшего анализа. Статистическое описание делимости

$$P_f(E) \approx \langle \Gamma_f^J(E) / \Gamma_n^J(E) \rangle \approx f(J) \Gamma_f^0(E) / \Gamma_n^0(E)$$

в работах [1-3] основывается на формуле Бора - Уилера для средней делительной ширины  $\Gamma_f^J(E)$  и теории Вайскопфа для аналогичной нейтронной ширины  $\Gamma_n^J(E)$  (см. соотношения (3) в работе [1]). Расчет [2,3] использует представление плотности уровней

$$\rho(U, J) = \rho_{\beta_H}(U, J) k_{\text{рот}}(U) k_{\text{вibр}}(U),$$

где  $\rho_{\beta_H}(U, J)$  - плотность внутренних квазичастичных возбуждений, для описания которых берется сверхтекучая модель, феноменологически учитывающая эффекты, связанные с перестройкой оболочек с энергией и фазовым переходом из сверхтекучего состояния в ферми-газовое;  $k_{\text{рот}}(U)$  и  $k_{\text{вibр}}(U)$  - коэффициенты ротационного и вибрационного увеличения плотности уровней [4].

Особую роль в описании вероятности деления ядер в районе свинца играет коэффициент ротационного увеличения, сильно зависящий от деформации:

$$k_{\text{рот}}(U) = \begin{cases} 1 & \text{для сферических ядер;} \\ \delta_1^2 = J_1 t & \text{для деформированных ядер,} \end{cases} \quad (1)$$

где  $\delta_1^2$  - параметр спиновой зависимости  $\rho(U, J)$ ;  $J_1$  - перпендикулярный момент инерции;  $t$  - температура ядра. Таким образом, плотности уровней в  $\Gamma_f^J(E)$  и  $\Gamma_n^J(E)$  для околоваражических сферических ядер различаются в  $\delta_1^2$  раз. Без учета этого фактора не удается непротиворечиво описать различия в делимости сферических и деформированных ядер в околовороговой области энергий  $E_f - E \approx 10-15$  МэВ. Однако устранение этой трудности с помощью выражения (1) порождает новую: при  $E - E_f > 10-15$  МэВ расчетная кривая начинает расходиться с экспериментальной зависимостью  $P_f(E)$ , опережая ее в ре-

сте с энергией, как видно из сравнения расчетной кривой 1 с экспериментальными данными рис.1. Это данные для делимости сферического ядра  $^{212}\text{Po}$ , из которых исключен вклад реакций с предварительным испусканием нейтронов (подробнее см. в работах [1,2]).

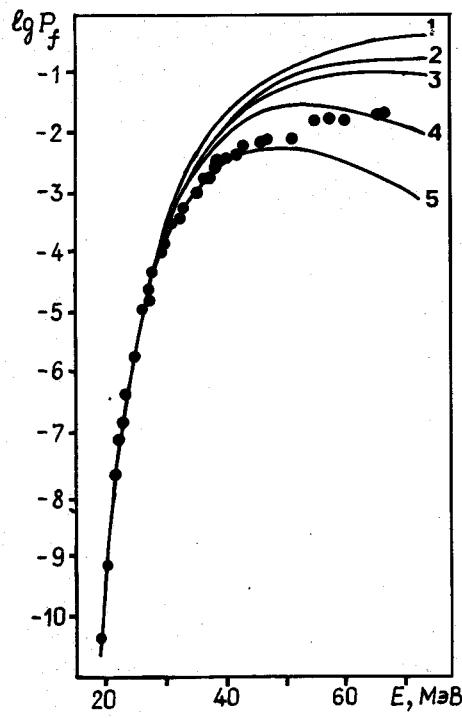


Рис.1. Зависимость вероятности деления  $^{212}\text{Po}$  от энергии возбуждения оставшегося ядра: • - данные работы [3]; 1 - статистическое описание по Бору - Уилеру с использованием соотношений и параметров работы [1]; 2-5 - расчет в диффузионной модели со значениями коэффициента ядерной вязкости  $\beta_1$ , соответственно равными 0,5; 0,3; 0,1; 0,05 ( $\times 10^2 \text{ с}^{-1}$ ), и параметрами из работы [8].

В работах [2,3] расхождение на рис.1, устранимое введением убывающей с энергией эмпирической функции  $q_{rf}(U) = [k_{\text{rot}}(U)/\beta_{1f}^2] \leq 1$ , мотивировалось неточностью адабатической оценки (1), игнорирующей затухание вклада ротационных мод в  $\rho(U, J)$  с энергией. Далее принималось, что функция  $q_n(U) = q_{rf}(U)$ , где  $n$  и  $f$  - индексы нейтронного и делительного каналов. В этом предположении благодаря выбору других параметров статистического описания удалось воспроизвести наблюдаемую зависимость  $P_f(E)$  для деформированных ядер.

Вопрос о затухании коэффициента  $k_{\text{rot}}(U)$  с энергией был теоретически рассмотрен в работе [5] для основных состояний деформированных ядер; результаты расчетов для коэффициента ротационного увеличения представлены в виде

$$k_{\text{rot}}(U) = [1 - f(U)] + f(U)\beta_1^2; \quad f(U) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{U - U_{1/2}}{d}\right) \right]^{-1}, \quad (2)$$

где  $U_{1/2}$  и  $d$  - параметры, определяющие соответственно эффективную энергию, при которой "включается" затухание  $f(U_{1/2}) = 1/2$ , и скорость, с которой оно происходит. Оба параметра существенно зависят от квадрупольной деформации ядра, что делает неоправданным предположение  $q_n(U) = q_{rf}(U)$ . Из выражения (2) можно видеть, что  $q(U) = f(U) + [1 - f(U)]\beta_1^{-2}$ .

На рис.2 эмпирически определенная [3] функция  $f(U)$  сравнивается с результатами расчетов для разных деформаций ядра, заданных отношением его полусей  $c/a$ . После сравнения кривых и с учетом того, что для седловой точки рассматриваемых ядер  $c/a \geq 2$ , следует усомниться в интерпретации расхождения расчета с экспериментом (см. кривую 1 на рис.1), изложенной в работах [2,3]. В обзоре [1] в качестве возможности, альтернативной введению эмпирической функции  $q(U)$  затухания ротационного увеличения плотности уровней, отмечался учет отступлений от традиционного описания конкуренции деления и эмиссии нейтронов, интенсивно обсуждаемых в последнее время в связи с теоретическими [6] и экспериментальными [7] работами, свидетельствующими об аномально высоком выходе нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами. Анализ такой возможности был выполнен в работе [8]. В настоящей работе остановимся только на природе эффекта и результатах работы [8].

Происхождение обсуждаемого эффекта связывается [6-8] с тем обстоятельством, что из-за нечестности ядерного трения требуется и конечное время для установления термодинамического равновесия между внутренними возбуждениями ядра и делительной степенью свободы. В отличие от традиционного описания Бора - Уилера это приводит к существованию переходного периода времени ( $\tau$ ), в течение которого делительная ширина  $\Gamma_f(t)$ , начиная расти от нуля в момент начала реакции, достигает своего стационарного значения  $\Gamma_f^{\infty}$ , зависящего, согласно данным работы [9], от коэффициента

ядерной вязкости. Если время  $\tau$  такого переходного процесса, определяемого в первую очередь коэффициентом вязкости  $\beta$ , заметно превышает время установления теплового равновесия по нуклонным степеням свободы компаунд-ядра, а значит, и время установления статистического значения нейтронной ширины  $\Gamma_n$ , то в течение всего переходного периода в делительном канале при конкуренции двух процессов (деления и испускания нейтронов) будет доминировать нейтронный канал. Грубо оценить этот эффект подавления вероятности деления можно с помощью соотношения [10]

$$P_f \approx \Gamma_f^k (\Gamma_f^k + \Gamma_n)^{-1} \exp(-\Gamma_n \tau / \hbar), \quad (3)$$

где экспоненциальный сомножитель дает число ядер, избежавших испускания нейтрона в течение времени  $\tau$ . Из-за быстрого роста нейтронной ширины  $\Gamma_n$  вероятность деления  $P_f$  с увеличением энергии все сильнее будет отставать от предсказаний традиционного статистического расчета, что находится в полном качественном согласии с обсуждавшимся выше поведением экспериментальных данных о делимости доактиоидных ядер.

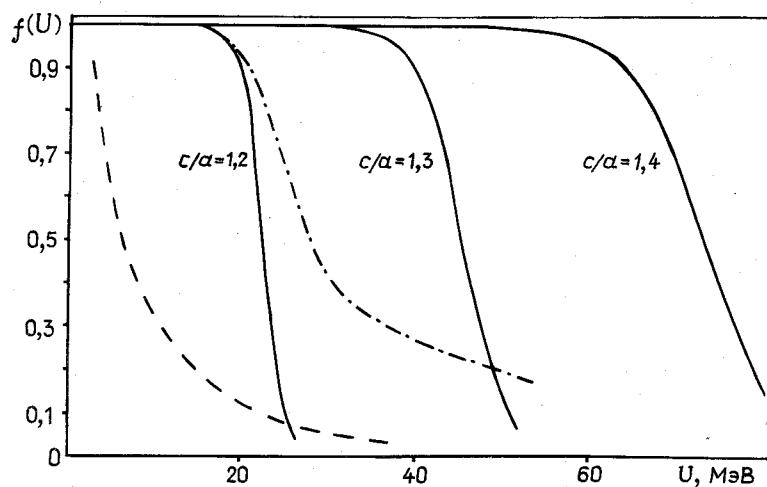


Рис. 2. Энергетическая зависимость функции  $f(U)$  из соотношений (2): — — — параметризованный расчет [5] для различных значений отношения полусосей ядра  $c/a$ ; - - - феноменологическая функция [3]; - · - · - функция  $f(U)$  из описания делимости в настоящей работе

При количественном рассмотрении задачи в этом подходе развитие процесса деления описывается эволюцией во времени функции распределения  $P(x, \tilde{p}; t)$  в двумерном фазовом пространстве  $(x, \tilde{p})$ , где делительная координата  $x$  рассматривается как классическая переменная с канонически сопряженным импульсом  $\tilde{p}$ . Предполагается, что функция  $P(x, \tilde{p}; t)$  подчиняется уравнению Фоккера – Планка и делительная ширина в этой модели определяется током диффузии через седловую точку. Отсылая за подробным описанием аппарата диффузационной модели и используемых приближений к работе [8], приведем в качестве примера лишь результаты расчетов вероятности деления ядра  $^{212}\text{Po}$ , показанные на рис. 1. Кривая I на этом рисунке соответствует традиционному статистическому описанию, подогнанному к экспериментальным данным в околопороговой области. Используя при описании в диффузационной модели те же самые значения параметров, фактически можно варьировать лишь величину одного коэффициента  $\beta$ . Из рис. 1 видно, что учет ядерного трения в процессе деления приводит к уменьшению расчетной делимости, однако масштаб этого эффекта при разумных значениях  $\beta$  ( $\beta > 0,1 \cdot 10^{21} \text{с}^{-1}$ ) становится сравнимым с наблюдаемым в опыте лишь при больших энергиях возбуждения – выше 40 МэВ над барьером в настоящем случае.

Как усилить конкуренцию эмиссии нейтронов в промежуточной области энергий  $E - E_f \approx 20-40$  МэВ? Одна из возможностей, которая анализировалась в данной работе (рис. 3), следует из результатов расчета для потенциальной энергии деформации ядер с  $Z = 80-90$  [11, 12].

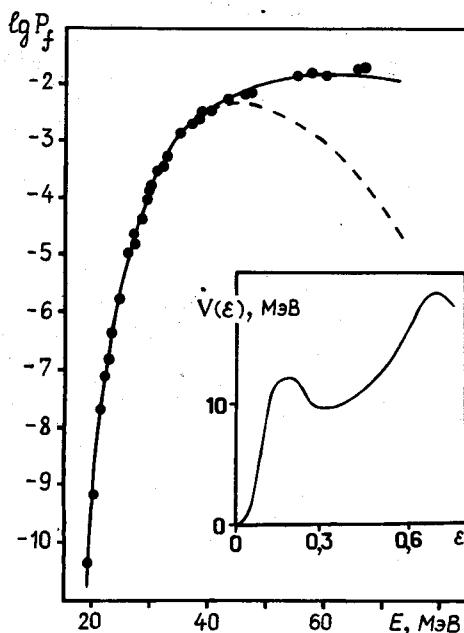


Рис.3. Результаты расчетов вероятности деления  $^{212}\text{Po}$  в диффузионной модели с учетом промежуточного минимума барьера деления (на вставке)

Энергия деформации  $V(\varepsilon)$  для ядер в районе свинца, согласно данным работы [11], кроме основного глубокого минимума, ответственного за равновесную сферическую форму, имеет при квадрупольных деформациях  $\varepsilon \approx 0,3$  ( $c/a \approx 1,3$ ) второй, более мелкий и расположенный примерно на 10 МэВ выше первого (см. вставку на рис.3). Можно ожидать, что плотности уровней в ямах I и II будут различаться в соответствии с выражением (1), а с увеличением энергии благодаря росту  $k_{\text{rot}}^{\text{II}} = \beta_1^2$  плотность  $\rho_{\text{II}}$  станет больше  $\rho_{\text{I}}$  и эмиссия нейтронов в яму II станет более вероятной, чем в яму I. В результате из-за увеличения  $\Gamma_n$  делимость, согласно выражению (3), уменьшится.

Расчеты вероятности  $P_f(E)$  ядра  $^{212}\text{Po}$  (см. рис.3) проводились так же, как и в модели двугорбого барьера (для ям, разделенных достаточно высоким горбом) [13] с параметрами остаточного ядра  $^{211}\text{Po}$ , взятыми из работ [12, 14]:  $\varepsilon_{\text{II}} = 0,35$ ;  $E_{\text{II}} = 11,5$  МэВ. Результаты превзошли ожидания. Благодаря экспоненциальной зависимости вероятности  $P_f$  от нейтронной ширины  $\Gamma_n$  в выражении (3) эффект оказался очень сильным, что демонстрирует пунктирная кривая рис.3, которая получена в расчете, не учитывающем затухание  $k_{\text{rot}}^{\text{II}}$ . Подгонкой функции затухания (штрих-пунктирная кривая рис.2) была получена идущая близко к экспериментальным точкам (данные работы [3]) кривая, показанная сплошной линией на рис.3. При этом не потребовалось аномально низких значений параметра вязкости  $\beta$ , как на рис.1. Кривые на рис.3 рассчитаны с  $\beta = 1 \cdot 10^{21} \text{с}^{-1}$ , что соответствует результатам анализа масово-энергетических распределений в диффузионной модели [15].

Несмотря на количественное согласие расчета с экспериментом на рис.3, авторы рассматривают полученные результаты прежде всего как весьма вероятную и физически интересную возможность объяснения энергетической зависимости делимости сферических ядер, которое долгое время не удается вывести из тупика. В частности, авторы понимают, что реальная ситуация будет отличаться от рассмотренной идеализированной статической модели. Однако остается надежда, что это не устранит главную предпосылку обсуждаемой интерпретации – усиление плотности уровней в сравнении с зависимостью  $\rho_{\text{I}}(U, J)$  при энергиях выше дна ямы II. Количественный эффект будет другим, но благодаря сильной зависимости описания  $P_f(E, \beta)$  в диффузионной модели от параметра вязкости  $\beta$  можно будет добиться согласия с экспериментом, не рискуя вступить в противоречие с анализом других данных [15], так как в нем величина  $\beta$  определена не лучше, чем с точностью до фактора 2.

#### Список литературы

1. Игнатюк А.В., Смирнин Г.Н., Итикс М.Г. и др. Элементарные частицы и атомное ядро. М.: Энергоатомиздат, 1985, т.16, с.709-772.
2. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смирнин Г.Н. Ядерная физика, 1979, т.30, с.1205; Игнатюк А.В., Истеков К.К., Околович В.Н., Смирнин Г.Н. In: Physics and chemistry of fission. Vienna: IAEA, 1980, v.1, p.421.
3. Игнатюк А.В., Итикс М.Г., Каменев И.А. и др. Ядерная физика, 1984, т.40, с.625 и 1404.
4. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смирнин Г.Н. Там же, 1979, т.29, с.875.
5. Hansen G., Jensen A.S. Nucl.Phys., 1983, v.A406, p.236.
6. Grange P., Li Jun-Qing, Weidenmüller H.A. Phys.Rev., 1983, v.C27, p.2063; Grange P. Nucl.Phys., 1984, v.A428, p.370.

7. Grange P., Hassani S., Weidenmüller H.A. e.a. Phys.Rev., 1986, v.C34, p.209.
8. Остапенко Ю.Б., Растопчин Е.М., Смирекин Г.Н. Препринт ФЭИ-1848. Обнинск, 1987.
9. Kramers H.A. Physica, 1940, v.7, p.284.
10. Hassani S., Grange P. Z.Phys., 1986, Bd A325, S.95.
- II. Пашкевич В.В. Препринт ОИЯИ Р4-4383. Дубна, 1969.
12. Пашкевич В.В. В кн.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна: ОИЯИ, 1983, с.405.
13. Bjornholm S., Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1969, v.A136, p.143.
14. Myers W.D., Swiatecki W.J. Ark.Fys., 1967, v.36, p.593.
15. Адеев Г.Д., Гончар М.И., Марченко Л.А., Пискасов Н.И. Ядерная физика, 1986, т.43, с.1137.

Статья поступила в редакцию 8 июня 1987 г.

УДК 539.173

## НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ФОРМИРОВАНИЮ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В ДИФФУЗИОННОЙ МОДЕЛИ

Г. Д. А д е е в , В. В. П а ш к е в и ч , Н. И. П и с ч а с о в , О. И. С е р д ю к

NEW RESULTS ON THE FORMATION OF FISSION FRAGMENT DISTRIBUTIONS IN THE DIFFUSION MODEL. The results of calculations of the mass-kinetic energy distributions of fission fragments are reviewed. The calculations are based on the Fokker-Planck equation for the distribution function of most important collective coordinates. The dependence of the model results and the values characterising the dynamics of descent of fissioning nucleus from the saddle point to the scission on the choice of the main dynamical coefficients is investigated. The influence of large angular momentum of the compound nucleus on the mass-kinetic energy distributions of fragments is considered.

В последнее время для описания динамики вынужденного деления используется /I-II/ подход, основанный на уравнении Фоккера - Планка для функции распределения коллективных переменных /I2/. Первые применения этого подхода (называемого либо диффузионной моделью /I,7,II/, либо флюктуационно-диссипативной динамикой /6,9/) для объяснения формирования наблюдаемых распределений осколков деления оказались довольно успешными. В частности, удалось воспроизвести большие по величине дисперсии массового и энергетического распределений, а также наблюданное значительное возрастание последних с ростом параметра делимости делящегося ядра. Эти характерные особенности наблюдаемых распределений не удавалось ранее объяснить в рамках известных моделей деления - статистической /I3,I4/ и динамической с нулевой вязкостью /I5/. Первые применения диффузионной модели к расчету параметров распределений осколков были сделаны в очень упрощенных /2-7/ вариантах, в которых коэффициенты уравнения Фоккера - Планка либо полагались константами, либо являлись варьируемыми параметрами. Кроме того, задача о формировании распределений решалась в ограниченном виде /2-7,9,II/: рассчитывались только первые и вторые моменты одномерных массового и энергетического распределений.

В настоящей работе представлены результаты расчета двумерного /I6/ массово-энергетического распределения осколков деления и всех его параметров в рамках варианта диффузионной модели, в котором учитывается зависимость от координат всех коэффициентов уравнения Фоккера - Планка. Коэффициентами динамического уравнения диффузионной модели являются производные от потенциальной энергии деформации по коллективным координатам, тензоры инерционных и трения коэффициентов. Потенциальная энергия делящегося ядра рассчитывалась как в модели жидкой капли (МЖК) с параметрами из работы /I7/, так и в модели малой капли /I8/. В работах /I9,20/ показано, что ландшафт поверхности потенциальной энергии в модели малой капли между седловой точкой и точкой разрыва

может существенно отличаться от жидкокапельного ландшафта при использовании наборов параметров модели малой капли [19,20]. В этом наборе параметров в отличие от "канонизированного" набора [18] коэффициент энергии кривизны достигает величины 10 МэВ. На основе этих результатов предполагалось [19,20], что характер динамики спуска делящегося ядра в МЖК и в модели малой капли будет неодинаков, следовательно, разными окажутся характеристики распределений осколков. Впервые важное значение, которое энергия кривизны может иметь для деления, проанализировал в 60-х годах Струтинский [21]. Тем не менее до сих пор нет однозначного мнения о величине вклада энергии кривизны в макроскопическую энергию ядра при делении. Сравнение предсказаний динамических подходов относительно параметров распределений осколков с соответствующими экспериментальными данными может явиться одним из важных критериев для решения вопроса о величине энергии кривизны при больших деформациях, характерных для деления.

В настоящей работе особое внимание уделено изучению влияния механизма и величины ядерной вязкости на характер динамики процесса и свойства наблюдаемых распределений осколков деления. Тензор трения коэффициентов рассчитывался в предположении двух механизмов ядерной вязкости: двухтельного [15] и "поверхностного" однотельного [22]. Изучено влияние большого углового момента составного ядра на параметры массово-энергетического распределения.

Массово-энергетическое распределение осколков деления. Метод и детали расчета двумерного массово-энергетического распределения осколков деления и всех его параметров подробно изложены в нашей работе [23]. Перед обсуждением результатов расчетов о формировании массово-энергетического распределения сначала остановимся на основных закономерностях динамики спуска делящегося ядра с седловой точки к разрыву, которые в значительной степени определяют характер наблюдаемых распределений.

Типичные траектории такого спуска делящегося ядра в  $(\rho, h)$ -плоскости [11,24] на энергетических поверхностях, рассчитанных в МЖК [17], модели малой капли [18] и МЖК с поверхностным натяжением, зависящим от кривизны поверхности [21], показаны на примере ядра  $^{235}\text{U}$  (рис.1) для двух использованных в расчетах механизмов ядерной вязкости. Сравнение энергетических поверхностей, представленных на этом рисунке, показывает, что они подобны в МЖК и модели малой капли. Разница энергий деформаций в седловой точке и точке разрыва  $\Delta E$  для одних и тех же ядер в этих моделях почти одинакова (см.таблицу).

В варианте МЖК, в котором энергия кривизны играет существенную роль, параметр энергии кривизны  $\Gamma = -0,1$ , что примерно соответствует  $a_{cav} = 10$  МэВ, как и полагалось [19,20]. Ландшафт энергетической поверхности между седлом и разрывом при этом существенно отличен от ландшафта, представленного на верхних двух энергетических поверхностях для моделей [17,18]. В первую очередь это отличие проявляется в величине разницы  $\Delta E$  (см.таблицу). С учетом вклада энергии кривизны в энергию деформации эта разница для всех делящихся ядер становится существенно меньшей. Другими словами, спуск делящейся системы с седла к разрыву более погодий на энергетической поверхности, рассчитанной в МЖК с учетом энергии кривизны. Уменьшение  $\Delta E$  эффективно приводит к уменьшению параметра делимости для данного ядра по сравнению с МЖК [17]. Из представленных энергетических поверхностей также видно, что дно долины деления [24] в модели малой капли и МЖК с учетом энергии кривизны лежит в области деформаций, где формы имеют менее ярко выраженную шейку, чем в МЖК.

Траектории спуска на энергетических поверхностях во всех трех моделях (при использовании двухтельного механизма ядерной вязкости) на большом протяжении вплоть до  $\rho \approx 1,0$  следуют близко к дну долины деления, а затем отклоняются от нее. Вследствие этого и положения дна долины деления разрывная конфигурация ядра в модели малой капли и МЖК с учетом энергии кривизны соответствует более вытянутым формам, чем в МЖК. Этот результат играет существенную роль при определении величин дисперсий распределений осколков. С увеличением коэффициента двухтельной вязкости  $\nu_0$  разрывные конфигурации становятся более вытянутыми. При переходе от легких к более тяжелым делящимся ядрам форма разрывных конфигураций также становится более вытянутой. Это сказывается на величине кулоновской энергии отталкивания будущих осколков в момент разрыва и на величине их предразрывной энергии. Для ядра бермия предразрывная кинетическая энергия может достигать значения в 20 МэВ, т.е. около 10%  $\bar{E}_k$  (рис.2).

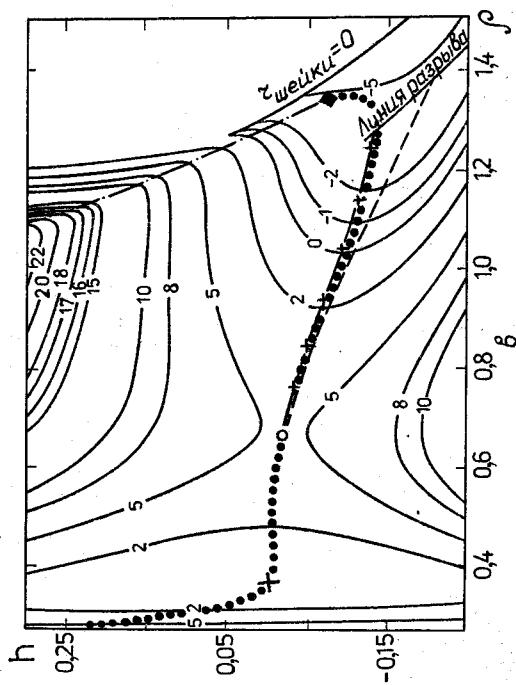
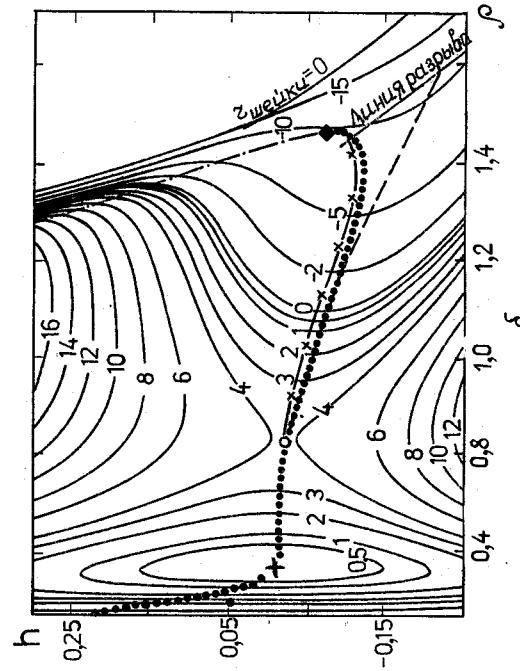
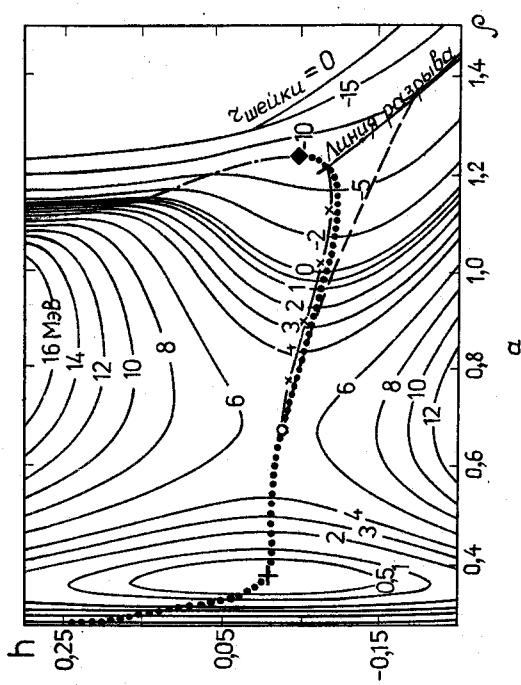


Рис. 1. Динамические траектории падающего ядра  $^{235}\text{U}$  на энергетической поверхности в МИК с параметрами Майерса – Святецкого (а), модели ма-  
лой капли (б) и МИК с учетом энергии кривизны  
(в) в  $(\rho, h)$ -плоскости: — — — траектория для  
двухтепного механизма (коэффициент вязкости  
 $\gamma_0 = 1,5 \cdot 10^{-23} \text{ МВс} \cdot \text{ fm}^{-3}$ ); — — — траекто-  
рия для поверхности одного механизма;  
— · · · — линия деления; — — — гребень  
между долиной и долиной разделенных  
осокорков; +, ◆ — соответственно основное  
состояние, седловая точка и точка исчезновения  
гребня. Цифры на линиях уровня указывают зна-  
чение энергии в мегазэлектронвольтах. Линии раз-  
рыва получены из условия равенства сил Кулонов-  
ского отталкивания и ядерного притяжения в мо-  
мент разрыва и условия обращения радиуса шейки  
в нуль

Перепад энергии деформации  $\Delta E$  (в мегаэлектронвольтах) в седловой точке и разрыве при двухтальном механизме ядерной вязкости и использовании разных моделей в качестве макроскопической модели

Модель по рис. 1	$^{211}\text{Po}$	$^{223}\text{Ra}$	$^{230}\text{Th}$	$^{240}\text{Pu}$	$^{252}\text{Cf}$	$^{258}\text{Fm}$
а	4,1	8,8	11,6	19,6	28,3	33,5
б	2,8	7,8	11,3	19,7	29,8	35,4
в	0,2	3,6	6,4	12,8	20,4	24,8

На рис.3 показана зависимость жесткости делящегося ядра относительно зеркально-асимметричных вариаций формы  $C_\alpha$  от времени при спуске ядра с седловой точки к разрыву. Обращает внимание заметно меньшее увеличение  $C_\alpha$  при спуске в модели малой капли по сравнению с МЖК. В МЖК с учетом энергии кривизны, напротив, видно значительное увеличение жесткости при спуске по сравнению с МЖК и моделью малой капли. Данное соотношение между величинами  $C_\alpha(t)$ , рассчитанными в разных макроскопических моделях, является одной из причин различия рассчитанных дисперсий массового распределения.

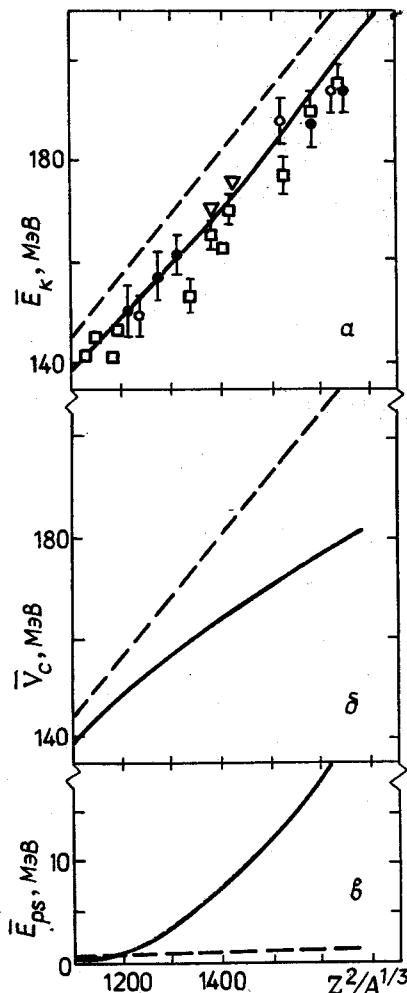


Рис.2. Зависимости средней кинетической энергии (а), кулоновской энергии отталкивания (б), предразрывной кинетической энергии осколков (в) от параметра  $Z^2/A^{1/3}$ : — для двухтального механизма ( $\nu_0=1,5 \cdot 10^{-23} \text{ MeV} \cdot \text{с} \cdot \text{fm}^{-3}$ ); - - - то же для "поверхностного" однотального механизма. Экспериментальные значения для  $E_k$  взяты из работы [25]

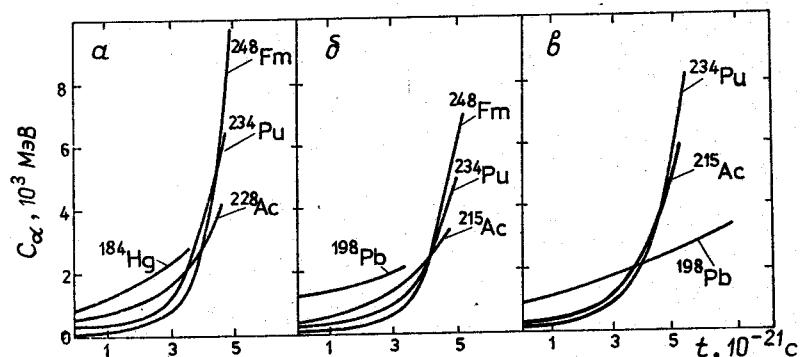


Рис.3. Зависимости коэффициентов жесткости относительно масс-асимметричной координаты от времени при спуске ядра с седловой точки к разрыву, рассчитанные в предположении двухтального механизма вязкости (температура состояния ядра  $T_{sd}=1,5 \text{ MeV}$ , коэффициент вязкости  $\nu_0=1,5 \cdot 10^{-23} \text{ MeV} \cdot \text{с} \cdot \text{fm}^{-3}$ ) и с использованием МЖК (а), модели малой капли (б) и МЖК с учетом энергии кривизны (в)

Обратимся теперь к обсуждению зависимостей дисперсий массового  $\sigma_M^2$  и энергетического  $\sigma_{E_k}^2$  распределений осколков от параметра  $Z^2/A$ , рассчитанных с использованием двухтального механизма вязкости и различных макроскопических моделей, и к сравнению их с экспериментальными данными (рис.4). Видно, что диффузионная модель качественно неплохо воспроизводит значительное возрастание дисперсий массово-энергетического распределения с утяжелением делящегося ядра при использовании всех трех моделей. Причины роста дисперсий массово-энергетического распределения с увеличением параметра  $Z^2/A$  подробно обсуждались для случая двухтального механизма вязкости [9, II]. Рост величины  $\sigma_M^2$  обусловлен "памятью" делящейся системы о своей предыстории при ее спуске с седла к разрыву [9]; возрастание  $\sigma_{E_k}^2$  обусловлено увеличением флуктуаций коллективных координат, а также более кроткой зависимостью кулоновской энергии от координат в районе разрыва для более тяжелых делящихся ядер [II].

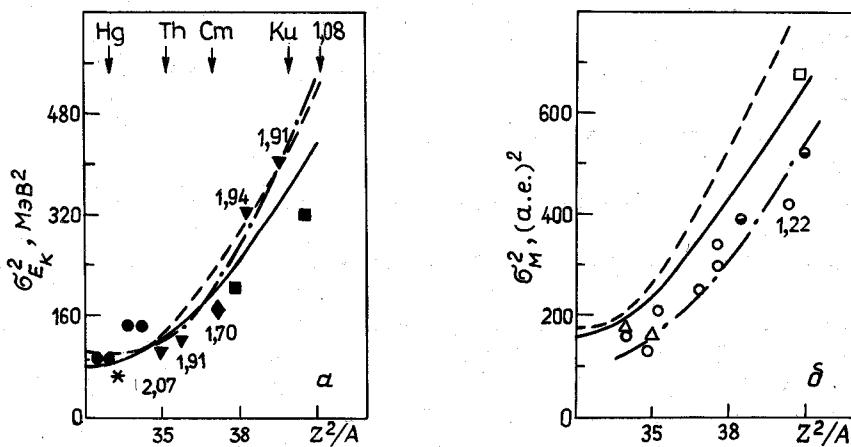


Рис.4. Зависимости дисперсий усредненных энергетического (а) и массового (б) распределений осколков от параметра  $Z^2/A$ , рассчитанные в диффузионной модели при  $T_{sd} = 1,5$  МэВ и  $V_0 = 1,5 \cdot 10^{-23}$  МэВ·с· fm<sup>-3</sup>: — — — рассчитанные значения дисперсий при использовании МЖК; - - - модели малой капли; - · - - МЖК с учетом энергии кривизны; экспериментальные точки ●, ■, \*, ▽, ◇ взяты из работ [34-38], ○, Δ, Θ, □ — из работ [39-42] соответственно; цифры при некоторых экспериментальных точках — значение температуры  $T_{sd}$  (в мегазэлектронвольтах), при которой были получены эти данные, если она существенно отличается от 1,5 МэВ

Сравнивая рассчитанные значения  $\sigma_{E_k}^2(Z^2/A)$  с использованием различных макроскопических моделей, надо иметь в виду, что при двухтальном механизме вязкости разрывные конфигурации для данного ядра в модели малой капли являются более вытянутыми по сравнению с конфигурациями в обоих вариантах МЖК [17, 21]. Более вытянутая форма разрывных конфигураций "эффективно" соответствует переходу к более тяжелому делящемуся ядру и возрастанию дисперсии энергетического распределения. Это и объясняет систематическое превышение рассчитанных значений  $\sigma_{E_k}^2(Z^2/A)$  в модели малой капли [18] и в МЖК с учетом энергии кривизны [21] по сравнению с соответствующими значениями в МЖК [17].

Для дисперсий массового распределения в модели малой капли [18] наблюдается точно такое же систематическое превышение рассчитанных значений по сравнению с соответствующими значениями в обоих вариантах МЖК. Здесь оно обусловлено двумя причинами: степенью роста жесткостей  $C_\alpha(t)$  при спуске с седла к разрыву и формами разрывных конфигураций. Форма разрывных конфигураций в трех моделях обсуждена выше. Что касается зависимости  $C_\alpha(t)$  при спуске, то наиболее сильно, как уже отмечалось, она возрастает в МЖК с учетом энергии кривизны (см.рис.3). Оказалось, что эта причина является решающей при формировании массового распределения. Поэтому значения  $\sigma_M^2(Z^2/A)$ , рассчитанные с использованием МЖК с учетом энергии кривизны, оказываются меньшими по сравнению с соответствующими значениями в МЖК [17] и в модели малой капли, где  $C_\alpha(t)$  при спуске возрастает особенно слабо.

Из рис.4 видно, что наилучшее согласие рассчитанных дисперсий массово-энергетических распределений с экспериментальными данными достигнуто в МЖК с учетом энергии кривизны [21]. Конечно, при таком сравнении результатов расчетов при двухтельном механизме вязкости с данными надо иметь в виду, что предсказания диффузионной модели изменяются при варьировании свободного параметра данного механизма вязкости - коэффициента  $\nu_0$  [9,11]. В данных расчетах значение  $\nu_0 = 1,5 \cdot 10^{-23}$  МэВ·с· fm<sup>-3</sup> выбрано из условия достаточно хорошего описания моментов массово-энергетического распределения для ядер с  $Z^2/A^{1/3} = 1500$  и является средним значением в ранее определенном [25,26] для него интервале  $(0,6-2,5) \cdot 10^{-23}$  МэВ·с· fm<sup>-3</sup>.

Влияние механизма ядерной вязкости на формирование распределений осколков. Механизм ядерной вязкости и достаточно надежная оценка ее величины при делении - по существу невыясненные вопросы. В работах [25,26] для этого использовалось описание экспериментальных данных по средней кинетической энергии в широком интервале параметра  $Z^2/A^{1/3}$ . Расчеты были выполнены с использованием двухтельного, однотельного [27] и недавно предложенного "поверхностного" однотельного [22] механизмов вязкости. Оказалось, что описание данных по зависимости  $\bar{E}_k(Z^2/A^{1/3})$  удается достичь при всех механизмах вязкости. Поэтому для выяснения механизма ядерной вязкости при делении представляют определенный интерес данные о дисперсиях массово-энергетического распределения, которые не менее чувствительны [9,11] к величине вязкости, чем энергия  $\bar{E}_k$ . Наряду с двухтельным механизмом вязкости в расчетах параметров массово-энергетического распределения использовался "поверхностный" однотельный механизм [22] со значением его параметра  $k_s = 0,27$ .

При "поверхностном" однотельном механизме ядерной вязкости траектория спуска на энергетических поверхностях, рассчитанных в трех макроскопических моделях [17,18,21], на всем своем протяжении буквально следует дну долины деления, повторяя даже его поворот в сторону больших значений  $h$  незадолго до точки разрыва (см.рис.1). Вследствие такого характера динамики спуска разрывные конфигурации всех делящихся ядер от платины до фермия практически остаются одинаковыми, как это следует из расчетов в МЖК с нулевой вязкостью [24]. Поэтому кулоновская энергия отталкивания будущих осколков пропорциональна параметру  $Z^2/A^{1/3}$  и из-за большой величины ядерной вязкости при этом механизме составляет практически всю величину  $\bar{E}_k$ , так как предразрывная кинетическая энергия при этом пренебрежимо мала (см.рис.2). Однако тщательный анализ экспериментальных данных по средним кинетическим энергиям [25] показывает, что зависимость  $\bar{E}_k(Z^2/A^{1/3})$  не является прямой линией (как это предполагает аппроксимация Виолы [28]), а отклоняется от нее в районе доактиноидных и актиноидных ядер. Это отклонение от линейной зависимости качественно описывается в расчетах с использованием двухтельного механизма вязкости.

При "поверхностном" однотельном механизме ядерной вязкости, как видно из рис.2, зависимость  $\bar{E}_k(Z^2/A^{1/3})$  - прямая линия. Отметим, что этот результат (почти одинаковая форма разрывных конфигураций для ядер от платины до фермия) не изменится, если в уравнении Фоккера - Планка вместо МЖК использовать модель малой капли. Наблюдается лишь небольшое различие в значениях координат точки разрыва:  $\rho_{sc} = 1,22$ ,  $h_{sc} = -0,09$  в МЖК [17] и  $\rho_{sc} = 1,26$ ,  $h_{sc} = -0,12$  в модели малой капли. Изменив линию разрыва в расчетах с однотельной вязкостью, можно устранить заметное превышение теоретических значений средней кинетической энергии над экспериментальными, но линейный характер зависимости  $\bar{E}_k(Z^2/A^{1/3})$  при этом не изменится. Возможно, использование большего числа коллективных координат приведет при этом механизме вязкости к заметному отклонению рассчитываемой зависимости  $\bar{E}_k(Z^2/A^{1/3})$  от прямой.

Рассчитанные дисперсии массового и энергетического распределений при использовании в расчетах "поверхностного" однотельного механизма ядерной вязкости значительно возрастают с утяжелением делящегося ядра, находясь в хорошем качественном согласии с экспериментальными данными. Для этого механизма вязкости дисперсии  $\sigma_E^2$  на 5-10%, а  $\sigma_M^2$  на 10-20% отличаются от значений для соответствующих ядер, рассчитанных при использовании двухтельного механизма вязкости. Однако причина больших величин дисперсий и их отличия от статистических значений иная, чем в случае двухтельного механизма вязкости. Поскольку спуск при однотельном механизме является более медленным, то масс-асимметричная мода почти успевает "забыть" свою историю и эффекты "памяти" не играют в формировании массового распределения столь решающей роли, как при двухтельном механизме вязкости. Но при "поверхностном" однотельном механизме значительно возрастают флуктуации коллективных переменных (тем больше, чем тяжелее ядро и длиннее спуск). Это определяет большую величи-

ну дисперсий и их рост с увеличением параметра  $Z^2/A$ . Таким образом, вторые моменты массово-энергетического распределения, так же, как и энергия  $\bar{E}_k$ , не являются чувствительными к типу используемого в расчетах механизма вязкости.

Существующее различие в формах разрывных конфигураций для двух механизмов вязкости могло бы привести к различным величинам дисперсий зарядового распределения  $b_z^2$ , которые определяются значениями энергий изовекторных дипольных колебаний плотности в делящемся ядре непосредственно перед разрывом. Энергия изовекторных колебаний довольно чувствительна к форме делящегося ядра [29]. Поэтому можно было ожидать, что при различных механизмах вязкости будет существенно различной зависимость  $b_z^2$  от массового числа  $A$  делящегося ядра. Однако это не так.

В случае "поверхностного" однотельного механизма, при котором форма разрывных конфигураций почти одинакова для всех делящихся ядер, величина  $b_z^2$  с ростом  $A$  обнаруживает слабую зависимость типа  $A^{2/3}$ , отражающую зависимость энергии изовекторных дипольных колебаний и жесткости делящегося ядра относительно этих колебаний от числа  $A$ . Для двухтельного механизма форма разрывных конфигураций значительно меняется таким образом, что изменение координат  $\rho_{sc}$  и  $h_{sc}$  приводит примерно к такой же слабой зависимости  $b_z^2$  от числа  $A$ , как и в случае однотельного механизма.

Характеристиками, очень критичными к используемому механизму вязкости, являются величины, связанные с динамикой спуска: предразрывная кинетическая энергия и время спуска с седловой точки к разрыву  $t_{sc}$ . Анализ экспериментальных данных по множественности нейтронов [30] приводит к величинам времени спуска порядка  $(20-30) \cdot 10^{-21}$  с. Наши расчеты при "поверхностном" однотельном механизме вязкости приводят к таким же значениям  $t_{sc}$  для тяжелых ядер. Времена спуска при использовании такого механизма возрастают по сравнению с двухтельным механизмом в 5-8 раз. Это возрастание обусловлено существенно большей величиной вязкости в первом случае. Например, диагональный компонент трения тензора, соответствующий делительной координате, примерно на порядок больше соответствующей величины для двухтельного механизма с коэффициентом  $\nu_0 = 1,5 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{ fm}^{-3}$ .

Таким образом, оказалось, что большинство параметров распределений осколков некритично по отношению к используемому в расчетах механизму ядерной вязкости и только величины, непосредственно обусловленные скоростью спуска ( $\bar{E}_k, E_{ps}, t_{sc}$ ), существенно зависят от выбора механизма вязкости. К сожалению, параметры  $E_{ps}$  и  $t_{sc}$  являются величинами лишь косвенно измеряемыми.

Влияние углового момента составного ядра на параметры распределений осколков. Составные ядра, образованные в реакциях с частицами достаточно больших энергий, а также в реакциях с тяжелыми ионами, имеют значительный угловой момент. В настоящее время изучение взаимодействия тяжелых ионов с ядрами при больших значениях углового момента - один из интереснейших вопросов физики тяжелых ионов [31]. Но и при более низких угловых моментах, когда происходит образование компаунд-ядра, влияние углового момента на параметры распределений осколков изучено плохо [31]. До сих пор нет даже согласованного мнения о самом характере эффекта углового момента на распределения осколков для различных делящихся ядер, не говоря уже о зависимостях параметров массово-энергетического распределения от углового момента.

В настоящей работе влияние углового момента на параметры двумерного массово-энергетического распределения изучено в модели, описанной в работе [23]. Естественно, было учтено влияние энергии вращения на энергию деформации делящегося ядра и в кинетической энергии осколков учитывался вклад энергии их относительного вращения.

На рис.5 представлены контурные карты линий уровня массово-энергетического распределения для ядер  $^{182}\text{Pt}$  и  $^{252}\text{Cf}$  с температурой составного ядра и средним угловым моментом, которые там указаны. Видно, что одновременное увеличение этих параметров для ядра  $^{182}\text{Pt}$  приводит к очень заметному уширению массово-энергетического распределения осколков. Эффект изменения распределения при увеличении только одного углового момента для  $^{252}\text{Cf}$  визуально на этих диаграммах почти незаметен, хотя, как будет показано ниже, он присутствует. Таким образом, эффекты влияния углового момента на параметры массово-энергетического распределения при не очень больших значениях углового момента ( $\ell \leq 60\hbar$ ) довольно незначительны.

Зависимость дисперсий массового и энергетического распределений от величины углового момента может быть неодинаковой для разных делящихся ядер (рис.6). При  $Z^2/A > 33$  дисперсии распределений возрастают с ростом углового момента. Этот результат находится в согласии с ранее полученным ре-

зультатом для массового распределения [32]. Для ядер в районе платины зависимость дисперсий массового и энергетического распределений от углового момента носит более сложный характер, причем  $G_M^2$  в широком диапазоне величины  $\ell$  почти постоянна; причины такой зависимости для ядер в районе платины подробно обсуждены в работе [32].

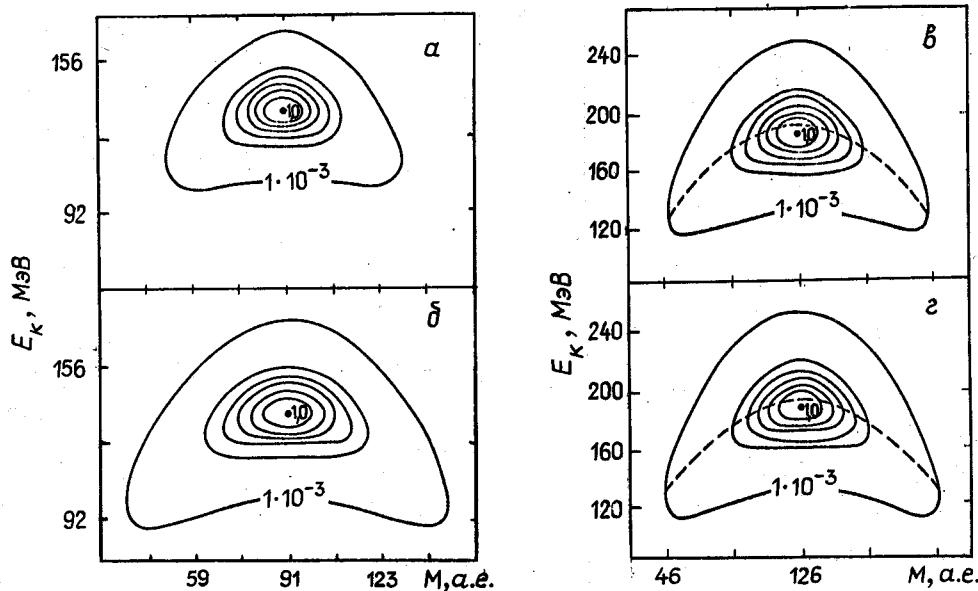


Рис.5. Контурные карты линий уровня массово-энергетического распределения осколков деления, рассчитанные в диффузионной модели при  $\nu_0 = 1,5 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{ fm}^{-3}$  для составного ядра  $^{182}\text{Pt}$  при различных значениях  $T_{sd}$  (1,8 и 2,2 МэВ) и  $\ell$  (27 и  $64\hbar$ ) (а, б соответственно) и для составного ядра  $^{252}\text{Cf}$  при одинаковых значениях  $T_{sd}$  (1,5 МэВ), но разных  $\ell$  (10 и  $50\hbar$ ) (в, г соответственно). Точка в центре рассчитанных диаграмм соответствует максимальному значению распределения, принятому за единицу; — — — зависимость  $E_K$  от массы осколка. Самая внешняя линия соответствует 0,001 максимального значения распределения, остальные линии проведены для значений распределений, отличающихся друг от друга на величину, равную 0,0143 максимального значения распределения

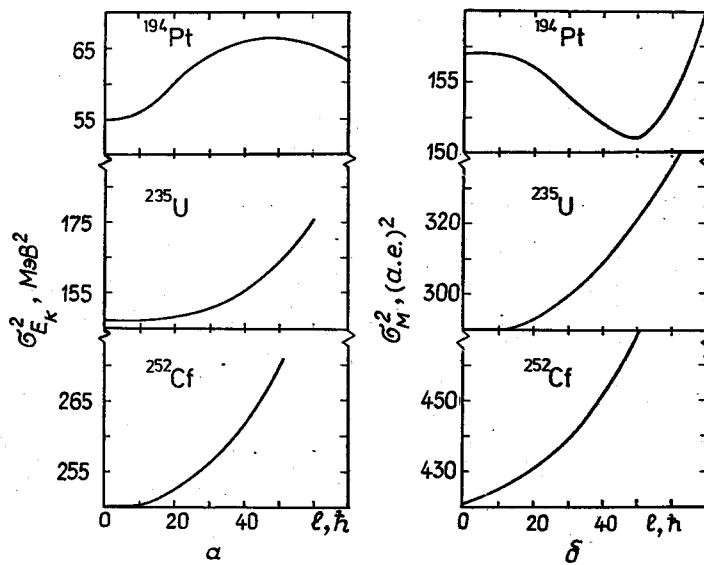


Рис.6. Зависимости дисперсий усредненных энергетического (а) и массового (б) распределений составных ядер  $^{194}\text{Pt}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{252}\text{Cf}$  от величины углового момента, рассчитанные в диффузионной модели в предположении двухтельной ядерной вязкости ( $\nu_0 = 1,5 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{ fm}^{-3}$ ) и с использованием МЖК

Количественно указанные зависимости для ядер с  $Z^2/A > 33$  можно проанализировать, принимая простейшую гипотезу [33] о линейной зависимости  $\bar{b}_M^2$  и  $\bar{b}_{E_k}^2$  от  $\bar{\ell}$ . Из результатов расчетов и данных, подобных представленным на рис.6, были оценены величины  $\partial\bar{b}_M^2/\partial\bar{\ell}^2$  и  $\partial\bar{b}_{E_k}^2/\partial\bar{\ell}^2$ . Их значения лежат при переходе от ядер свинца до калифорния в интервале (0,01-0,02)  $(a.e.m)^2/\hbar^2$  для  $\partial\bar{b}_M^2/\partial\bar{\ell}^2$  и в интервале (0,003-0,01)  $M_eV^2/\hbar^2$  для  $\partial\bar{b}_{E_k}^2/\partial\bar{\ell}^2$ . Эти значения находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [33]. Значения  $\bar{E}_k$  растут с ростом  $\bar{\ell}^2$  приблизительно линейно; из наших расчетов следует оценка  $\partial\bar{E}_k/\partial\bar{\ell}^2 = (0,001-0,002) M_eV/\hbar^2$ .

Итак, рассмотрение влияния углового момента составного ядра на параметры массово-энергетического распределения осколков в диффузационной модели показывает, что в расчетах предсказывается увеличение первых и вторых моментов распределений с ростом углового момента при  $Z^2/A > 33$  и что значения  $\partial\bar{E}_k/\partial\bar{\ell}^2$ ,  $\partial\bar{b}_{E_k}^2/\partial\bar{\ell}^2$  и  $\partial\bar{b}_M^2/\partial\bar{\ell}^2$  находятся в разумном согласии с экспериментальными данными.

В представленной работе проведены расчеты массово-энергетического распределения и всех его параметров для большой совокупности возбужденных составных ядер в широком интервале параметра делимости в рамках диффузационной модели, основанной на уравнении Фоккера - Планка для функции распределения коллективных переменных. Расчеты выполнены в предположении двух механизмов ядерной вязкости: двухтального и "поверхностного" однотельного.

Совместный расчет параметров распределения  $\bar{E}_k$ ,  $\bar{b}_{E_k}^2$  и  $\bar{b}_M^2$ , проведенный на основе двумерного массово-энергетического распределения, показывает, что диффузационная модель процесса деления достаточно хорошо воспроизводит как все эти характеристики, так и наблюдаемые зависимости характеристик распределений от различных параметров составного ядра. Сравнение предсказаний диффузационной модели с экспериментальными данными по распределениям осколков может быть полезным при определении величины и механизма ядерной вязкости, а также параметров массовых формул для больших деформаций при делении.

#### Список литературы

1. Grangé P., Pauli H.C., Weidenmüller H.A. Phys. Letters, 1979, v.88B, p.9.
2. Pomorski K., Hofmann H. J.Phys. (Paris), 1981, v.42, p.381.
3. Grégoire C., Scheuter F. Z.Phys., 1981, Bd A303, S.337.
4. Samaddar S.K. e.a. Phys. Scr., 1982, v.25, p.517.
5. Scheuter F., Hofmann H. Nucl.Phys., 1983, v.A394, p.477.
6. Адеев Г.Д., Гончар И.И. Ядерная физика, 1983, т.37, с.III3; 1984, т.40, с.869.
7. Адеев Г.Д., Gonchar I.I. Z.Phys., 1985, Bd A322, S.479.
8. Scheuter F. e.a. Phys.Letters, 1984, v.149B, p.303.
9. Адеев Г.Д. и др. Ядерная физика, 1986, т.43, с.II37.
10. Адеев Г.Д., Пискасов Н.И. Там же, 1986, т.44, с.897.
11. Адеев Г.Д. и др. Сообщение ОИЯИ Р4-86-552. Дубна, 1986.
12. Kramers H.A. Physica, 1940, v.7, p.284.
13. Fong P. Stat. Theory of nucl. fission. N.-Y.: Gordon and Breach, 1969.
14. Игнатюк А.В. Ядерная физика, 1969, т.9, с.357; Игнатюк А.В., Крайнов В.П. Актуальные вопросы физики деления. М.: МИФИ, 1983, с.3.
15. Mix J.R., Swiatecki W.J. Nucl. Phys., 1965, v.71, p.1; Mix J.R. Ibid., 1969, v.A130, p.241.
16. Plasil F. e.a. Phys.Rev., 1966, v.142, p.696.
17. Myers W.D., Swiatecki W.J. Ark. Fys., 1967, Bd 36, S.343.
18. Myers W.D., Swiatecki W.J. Ann.Phys., 1974, v.84, p.186; Myers W.D. Droplet Model Atomic Nuclei. N.-Y.: IFI/Plenum, 1977.
19. Hasse R.W. Ann.Phys., 1971, v.68, p.377.
20. Treiner J., Hasse R.W., Schuck P. J.Phys. Letters (Paris), 1983, v.44, p.2733.
21. Струтинский В.М. Ж.эксперим. и теор. физ., 1963, т.45, с.1891; Ядерная физика, 1965, т.1, с.605.
22. Mix J.R., Sierk A.J. Preprint LA-UR-86-698. Los-Alamos, 1986.
23. Сердюк О.И. и др. Ядерная физика, 1987, т.46, с.646.

24. Brack M. e.a. Rev. Mod. Phys., 1972, v.44, p.320.
25. Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. Phys.Rev., 1976, v.C13, p.2385.
26. Davies K.T.R. e.a. Ibid., 1977, v.C16, p.1890.
27. Blocki J. e.a. Ann.Phys., 1978, v.113, p.330; Randrup J., Swiatecki W.J. Ibid., 1980, v.125, p. 193.
28. Viola V.E., Kwiatkowski K., Walker M. Phys.Rev., 1985, v.C31, p.1550.
29. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Марченко Л.А. Ядерная физика, 1985, т.42, с.42.
30. Hinde D.J. e.a. Nucl.Phys., 1986, v.A452, p.550.
31. Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A. In: Heavy Ion Science (D.A.Bromley, ed.). N.-Y.: Plenum Press, 1985, v.4, p.1.
32. Адеев Г.Д. и др. Сообщения ОИЯИ, Р4-86-247. Дубна, 1986.
33. Грузинцев Е.Н. и др. Ядерная физика, 1984, т.40, с.616.
34. Грузинцев Е.Н. и др. Там же, т.39, с.1336.
35. Bock R. e.a. Nucl. Phys., 1982, v.A388, p.334.
36. Glagola B.G., Back B.B., Betts R.R. Phys.Rev., 1984, v.C29, p.486.
37. Viola V.E., Sikkeland T. Ibid., 1963, v.130, p.2044.
38. Plasil F., Schmitt H.W. Ibid., 1972, v.C5, p.528.
39. Sahm C.-C. e.a. Z.Phys., 1980, Bd A297, S.241.
40. Gabot C. e.a. Nucl.Phys., 1975, v.A244, p.134.
41. Ferguson R. e.a. Phys.Rev., 1973, v.C8, p.1104.
42. Kalpakchieva R. e.a. Phys. Letters, 1977, v.69B, p.287.

Статья поступила в редакцию 27 мая 1987 г.

УДК 539.173

## КОЛЛЕКТИВНЫЕ ДВИЖЕНИЯ В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ ПРИ НИЗКИХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Г. Е. С о л я к и н

COLLECTIVE MOTION IN NUCLEAR MATTER AT LOW AND HIGH ENERGIES. A comparison of the kinematic characteristics of the collective motions in nuclear matter at low and high energies has been performed. The experimental data used in analysis are comprised of the nuclear fission at low energies and the deep spallation of heavy nuclei induced by relativistic particles at high energies. The connection between the collective processes at low and high energies is discussed. It is shown that final result of the collective intranuclear motion for both cases consist in forming of stable or unstable massive fragments. The existence of the latter is confirmed by the results of independent experimental investigations.

В работе [1] отмечалось, что изучение процесса ядерного деления в течение некоторого времени велось изолированно от остальной ядерной физики. "Лишь постепенно, по мере общего прогресса в понимании структуры ядра, возрождалось ощущение того, что деление не стоит особняком – оно служит лишь наиболее ярким примером коллективного движения в квантовой системе с сильным взаимодействием", – такой вывод был сделан С.Т.Беляевым и В.Г.Зелевинским в работе [2]. Авторы имели в виду процесс традиционного деления тяжелых ядер при низких энергиях возбуждения, когда ядерная материя заведомо имеет нуклонную структуру.

Известно, что процесс деления остается весьма вероятным в тяжелых ядрах и при высоких энергиях возбуждения. Однако с процессом деления начинают конкурировать многочисленные процессы ядерных расщеплений. Как было показано экспериментально, в некоторых из этих процессов также проявляется коллективное движение участвующего в ядерной реакции адронного вещества [3], которое может состоять не только из одних нуклонов.

В возбужденной ядерной материи происходит специфический процесс мультифрагментации, интенсивно изучаемый как экспериментально [4], так и теоретически [5]. Этот процесс является результатом возбуждения ядер до энергий, сравнимых с полной энергией связи нуклонов в этом ядре. По своему значению для протекания ядерных реакций он не уступает хорошо известным главным механизмам распада возбужденных ядер, таким, как последовательное испускание (испарение) частиц и деление остаточного ядра.

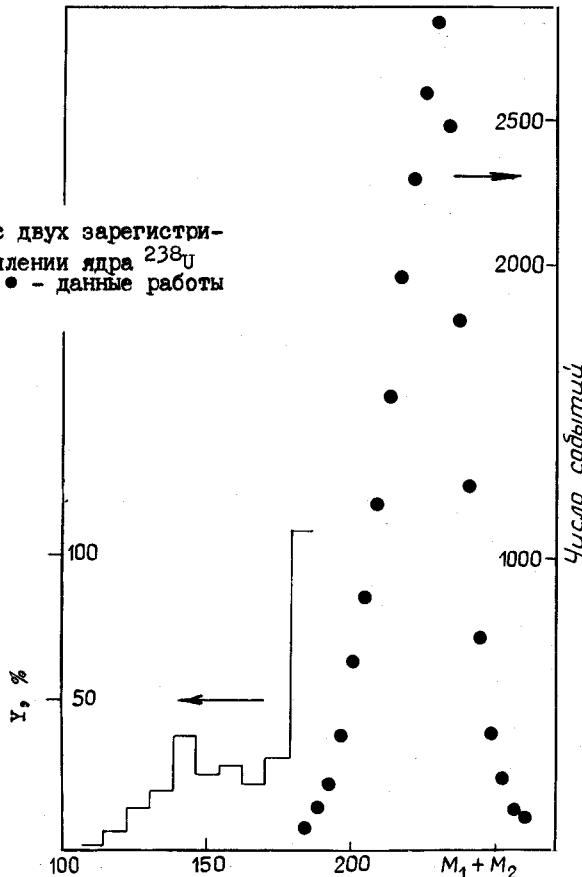
Цель настоящего сообщения – обсуждение экспериментальных данных, содержащих доказательства существования весьма похожих на деление процессов, в результате которых образуются массивные осколки, испытывающие вместо хорошо известного процесса испарения частиц процесс мультифрагментации, т.е. процесс полного или неполного разрыва ядра с появлением большого количества относительно мелких осколков. Появление массивных ядерно-нестабильных осколков представляет собой одну из разновидностей коллективных движений в ядерной материи при высоких энергиях возбуждения [3]. Подобные ядерные превращения оказываются возможными только при облучении ядер релятивистскими частицами, способными передать ядрам мишени и образующимся осколкам необходимую энергию. Представляет также интерес провести сравнение кинематических характеристик процесса ядерного деления при низких энергиях и коллективного движения образующихся ядерно-нестабильных массивных осколков при релятивистских энергиях.

Процесс расщепления тяжелых ядер с образованием двух массивных осколков и большими нуклонными потерями. Новые выводы обычно следуют из экспериментальных данных, полученных с использованием более совершенных методических разработок. Для физики деления одной из таких методических разработок является двухплечевой спектрометр, измеряющий по времени пролета одновременно кинетические энергии ( $E_1, E_2$ ) и времена пролета ( $T_1, T_2$ ) образующихся дополнительных осколков. В экспериментах по изучению процесса деления ядер протонами с энергией  $E_p = 1 \text{ ГэВ}$  такой прибор использовался с 1976 г. [6-8]. С помощью этого прибора находились массы  $M^{(i)} \sim E^{(i)} T^{(i)2}$  и импульсы  $p^{(i)} \sim E^{(i)} T^{(i)}$  дополнительных массивных осколков, зарегистрированных в эксперименте. Разность между массой ядра мишени и суммой масс зарегистрированных осколков определяла величину нуклонных потерь, которая служила в качестве основного критерия анализа экспериментальных событий:  $\Delta M = A - [M^{(1)} + M^{(2)}]$ .

Рис. I. Спектр суммарных масс двух зарегистрированных осколков при расщеплении ядра  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 1 ГэВ: • – данные работы [9]

Эксперимент проводился в коллинеарной геометрии при расположении баз пролета осколков перпендикулярно направлению пучка протонов. Хотя в качестве мишней использовался набор ядер от урана до самария, в настоящем докладе будут обсуждаться лишь экспериментальные данные для  $^{238}\text{U}$ .

На рис. I изображено распределение событий по суммарной массе обоих коллинеарно разлетающихся осколков. Большинство зарегистрированных событий происходит на основе двойного деления с наи-



более вероятными нуклонными потерями  $\Delta M = (17 \pm 2)$  а.е.м. Однако в некоторых событиях осколки сопровождались нуклонными потерями, намного превышающими наиболее вероятное значение. Иногда они достигали значений  $\Delta M$  вблизи 100 а.е.м. Доля таких событий для ядра мишени  $^{238}\text{U}$  составляла 1% их общего числа. Следует отметить, что подобные события наблюдались в коллинеарной геометрии эксперимента также для расщепления ядер мишеней  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  и  $^{197}\text{Au}$ . Кроме того, экстремально большие нуклонные потери наблюдались в экспериментах с неколлинеарной геометрией для ядер-мишней  $^{238}\text{U}$  и  $^{209}\text{Bi}$ , причем угол неколлинеарности равнялся  $10^\circ$ . В контрольных измерениях с источником осколков от спонтанно-делящегося изотопа  $^{252}\text{Cf}$  событий с большими нуклонными потерями зарегистрировано не было. Процесс расщепления ядра  $^{238}\text{U}$  с образованием двух массивных осколков и большими нуклонными потерями был обнаружен при энергии протонов 11,5 ГэВ [10]. При этом вероятность появления событий с большими нуклонными потерями в несколько раз превышала аналогичную вероятность для протонов с энергией 1 ГэВ. Весьма существенным представляется наблюдение событий с большими нуклонными потерями при облучении ядер  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{12}\text{C}$  с энергией 85 МэВ/нуклон [11]. Радиохимическая методика [11] ставила одной из своих целей проверку предыдущих результатов [9, 10]. Авторы работы [11] пришли к выводу, что зарегистрированные ими осколки  $^{46}\text{Sc}$  и  $^{64}\text{Gd}$  являются дополнительными, а их угловые распределения позволяют предположить, что они возникают благодаря новому механизму реакции при промежуточных энергиях, который приводит к большим нуклонным потерям ( $\Delta M = 58$  а.е.м.).

Таким образом, все три выполненных эксперимента [9-11] свидетельствуют о наличии процесса, существование которого ранее никем не предполагалось. При внесении в ядро значительной энергии происходит процесс расщепления, в котором возникают два массивных осколка с суммой масс намного меньше суммарной массы ядра-мишени и налетающей частицы, так что нуклонные потери по величине массы получаются сравнимыми с каждым из зарегистрированных осколков. Свообразие обнаруженного ядерного процесса позволило присвоить ему особое название "Violent fission" [4].

Детальное изучение [8, 12] кинематики разлета обоих массивных осколков, возникающих в процессе "Violent fission", приводит к выводу о наличии значительного переданного импульса у остаточного ядра, делящегося на два осколка. Этот вывод был получен благодаря проведению полного кинематического анализа импульсов обоих возникающих осколков с помощью двухплечевого спектрометра (рис. 2). Мозаики из полупроводниковых детекторов в обоих плечах прибора, отнесенные на расстояния 70 см от мишени, а также устройство "нуля времени", которое не показано на рисунке, позволяли по измеренным импульсам  $P^{(1)}$  и  $P^{(2)}$  двух зарегистрированных осколков восстановить импульс  $P^{(3)}$  недостающей массы, представляющей собой нуклонные потери в процессе ядерного расщепления.

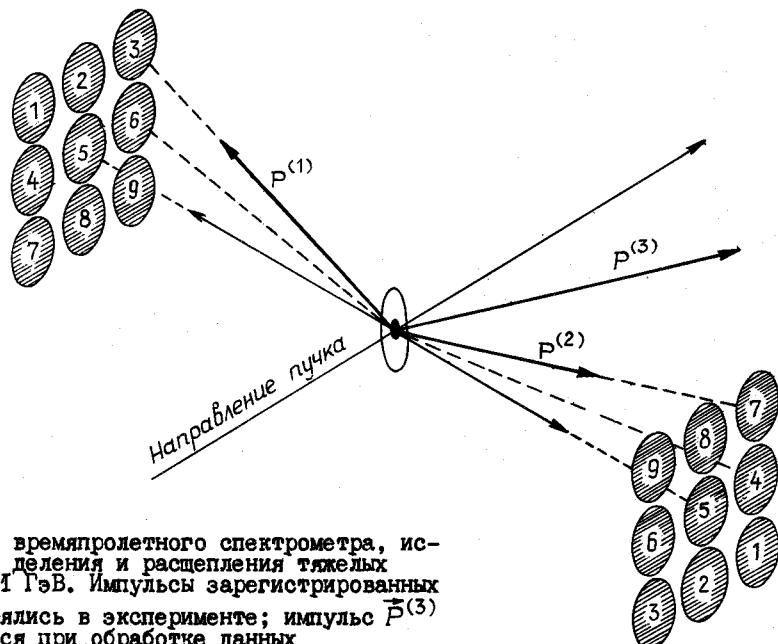


Рис. 2. Схема двухплечевого времяпролетного спектрометра, использованного для изучения деления и расщепления тяжелых ядер протонами с энергией 1 ГэВ. Импульсы зарегистрированных осколков  $P^{(1)}$  и  $P^{(2)}$  измерялись в эксперименте; импульс  $P^{(3)}$  недостающей массы вычислялся при обработке данных

Большой импульс отдачи может возникать лишь в случае переносного движения большой группы нуклонов как единого образования. Количественной характеристикой этого переносного движения, которое представляет собой разновидность коллективного движения в ядерной материи при высокой энергии, служит величина средней поперечной скорости недостающей массы  $M^{(3)} = \Delta M$ :

$$\langle V_L^{(3)} \rangle = \langle P_L^{(3)} \rangle / M^{(3)}.$$

Зависимость ее от величины нуклонных потерь  $\Delta M = M^{(3)}$  изображена на рис.3. Рисунок демонстрирует, что до нуклонных потерь  $\Delta M = (45 \pm 5)$  а.е.м. экспериментальные данные (точки) практически совпадают с результатом расчета отдачи, возникающей при изотропном случайному разлете соответствующего количества нуклонов (пунктирная кривая). Этот расчет проводился на основе метода случайных блужданий [13]. Начиная с пороговой величины  $\Delta M = (45 \pm 5)$  а.е.м. экспериментальные величины средних поперечных скоростей недостающей массы всегда больше расчетных. Это может быть только в том случае, если вся недостающая масса двигалась как единое целое, т.е. совершила переносное движение. Сразу же возникающая гипотеза о делении ядра на три сравнимых по массе стабильных осколка не находит подтверждения как в более ранних [14], так и в недавно выполненных [15] экспериментах. Интересный результат работы [15] состоит в том, что при расщеплении ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией  $E_P = 7$  ГэВ события, которые можно трактовать по наличию трех наблюдаемых треков как тройное деление, имеют следующие особенности: 1) длина одного из треков не превышает 0,2 длины сравнимых треков двух его напарников и 2) короткий трек всегда направлен в сторону первичного пучка. Эти наблюдения свидетельствуют о кинематическом неравнopravии возникающих осколков и легко объясняются ядерной нестабильностью третьего осколка. Такой вывод подтверждается при сравнении энергетических распределений осколков  $M^{(1)}$  и  $M^{(2)}$ , зарегистрированных двухплечевым спектрометром при расщеплении ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией  $E_P = 1$  ГэВ, с энергетическим распределением третьего осколка, представляющего недостающую массу  $\Delta M = M^{(3)}$ .

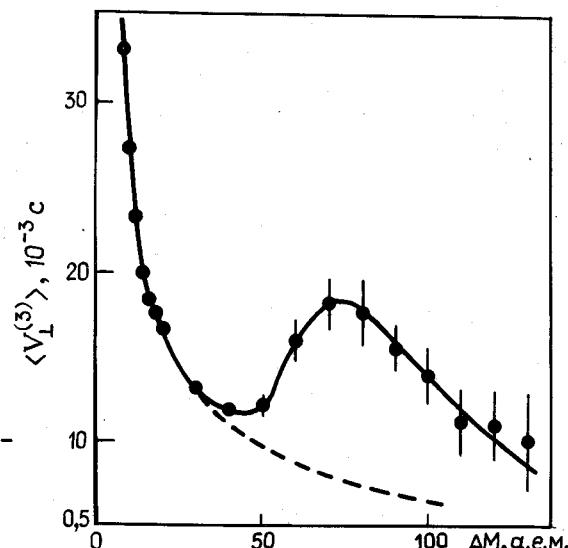


Рис.3. Зависимость величины средней поперечной скорости недостающей массы от нуклонных потерь для событий расщепления ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 1 ГэВ

Таким образом, в событиях расщепления тяжелых ядер релятивистскими частицами с образованием двух массивных осколков и большими нуклонными потерями на начальной стадии ядерной реакции существует еще один массивный, но в отличие от своих напарников ядерно-нестабильный осколок.

Процесс расщепления тяжелых ядер с образованием одного массивного осколка и большими нуклонными потерями. Коллективное движение в ядерной материи при высоких энергиях проявляется не только в процессе "Violent fission". Нестабильный массивный осколок может иметь в качестве своего напарника единственный стабильный массивный фрагмент. Такой процесс расщепления тяжелого ядра релятивистскими протонами носит название глубокого расщепления. Идентификация этого фрагмента и измерение его импульсного распределения позволяют продвинуться как в изучении природы коллективного движения, так и в понимании механизма процесса глубокого расщепления тяжелых ядер.

Наиболее интересные результаты [16] были получены при изучении угловых и импульсных распределений ядер изотопов бария в процессе расщепления ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией в диапазоне 0,8–400 ГэВ. Интересующий нас процесс образования нестабильного массивного осколка связан с проявлением особенностей в импульсных распределениях ядер  $^{128}\text{Ba}$  и  $^{131}\text{Ba}$  при изменении энергии налетающего протона. Импульсное распределение осколков  $^{128}\text{Ba}$ , полученное в расщеплении ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 11,5 ГэВ, показано на рис. 4. Оно изучено вплоть до небольших импульсов отдачи, что позволяет установить наличие максимума, приходящегося на значение, близкое к 2000 МэВ/с. Более тщательная обработка экспериментальных данных может быть проведена с помощью выражения, полученного в работе [17]:  $W(P)dP = 4\alpha^{3/2} \pi^{-1/2} P^2 \exp(-\alpha P^2) dP$ .

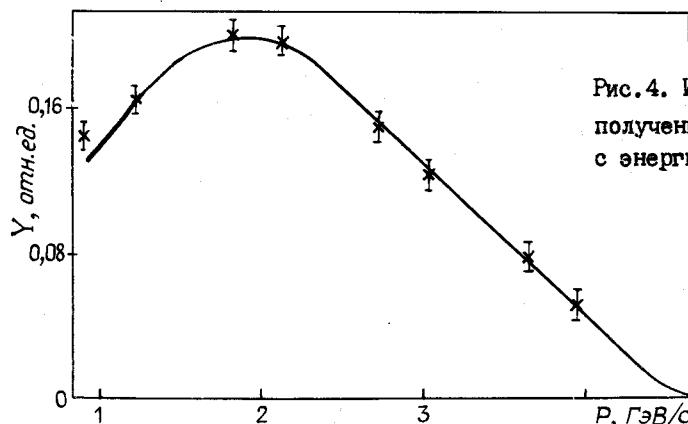


Рис. 4. Импульсное распределение осколков  $^{128}\text{Ba}$ , полученное при расщеплении ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 11,5 ГэВ: x – данные работы [16]

Так как для зарегистрированного осколка  $^{128}\text{Ba}$  недостающая масса составляет 111 а.е.м., для случайного изотропного разлёта этой массы в виде отдельных нуклонов и легчайших ядер наиболее вероятный импульс отдачи остаточного ядра  $^{128}\text{Ba}$  должен соответствовать значению  $\alpha^{-1/2} = \sqrt{2/3N_0} q_0$ , где  $N = 111$ , а  $q_0 = (125 \pm 5)$  МэВ/с [12]. При этих условиях величина наиболее вероятного импульса отдачи оказывается всего  $(1075 \pm 43)$  МэВ/с, что значительно меньше наблюдаемой экспериментально. Значит, импульс отдачи возникает в результате движения всей совокупности 111 нуклонов как единого целого, составляющего ядро  $^{37}\text{Rb}_{74}$ , которое появляется в реакции  $^{92}\text{U}_{146} + p$  (11,5 ГэВ)  $\rightarrow$   $^{56}\text{Ba}_{72} + ^{37}\text{Rb}_{74}$ .

При этом осколок  $^{56}\text{Ba}_{72}$  оказывается ядерно-стабильным, а осколок  $^{37}\text{Rb}_{74}$  – ядерно-нестабильным. Предположение о нестабильности дополнительного к ядру  $^{128}\text{Ba}$  напарника находит свое подтверждение в безуспешности экспериментальных попыток обнаружить массивный стабильный дополнительный осколок в опытах по делению ядер [18]. Об этом же свидетельствует характер изменения импульсного распределения ядер  $^{128}\text{Ba}$  при переходе от энергии протонного пучка 0,8 ГэВ к большим энергиям [16]. Резкое смещение импульсного распределения в сторону малых импульсов является свидетельством неполного перехода потенциальной энергии кулоновского отталкивания в кинетическую энергию разлетающихся осколков. Такой эффект объясняется ядерной нестабильностью одного из массивных осколков, распадающегося до полного ускорения в результате кулоновского взаимодействия.

Таким образом, если подходить к процессу глубокого расщепления как к делению ядра на два осколка, из которых один является ядерно-нестабильным, то из импульсного распределения (см. рис. 4) можно определить параметр распределения  $\alpha$ , имеющий при делении ядра на два осколка, согласно данным работы [17], выражение  $\alpha^{-1} = 2/3(N_1 N_2 / N_0) q_0^2$ , где  $N_1$  и  $N_2$  – количество нуклонов в каждом из осколков;  $N_0 = N_1 + N_2$  – полное количество нуклонов делящейся системы;  $q_0^2$  – среднеквадратичный импульс коллективного внутриядерного движения, приводящего к образованию осколков. Из обработки экспериментальных данных следует  $\alpha = (0,276 \pm 0,010)$  (ГэВ/с) $^{-2}$ , что соответствует наиболее вероятному импульсу  $\alpha^{-1/2} = (1900 \pm 35)$  МэВ/с и величине  $q_0 = (302 \pm 6)$  МэВ/с. Последняя представляет собой характеристику коллективного движения в ядерной материи при взаимодействии релятивистского протона с тяжелым ядром  $^{238}\text{U}$  в условиях конкретного эксперимента [16].

Процесс полного расщепления сталкивающихся ядер с выделением двухтельной кинематики ядерной реакции. Существенной особенностью интерпретации экспериментальных данных, относящихся к процессам деления и глубокого расщепления, сопровождающимся экстремально большими нуклонными потерями, оказалась большая вероятность образования массивного ядерно-нестабильного осколка. Эта нестабильность предполагает значительную величину запасенной внутренней энергии, сравнимой по величине с энергией связи всех нуклонов массивного осколка. Интересным представляется вопрос, как велика может быть эта энергия. Обсуждавшиеся выше экспериментальные примеры свидетельствовали о том, что вносимое в тяжелое ядро возбуждение не распространялось на весь его объем, а сосредотачивалось на ограниченном, хотя и весьма значительном, количестве нуклонов.

Можно привести примеры, когда возбуждение передавалось двум взаимодействующим ядрам, которые продолжали движение как устойчивые объекты. Их последующий распад на отдельные фрагменты позволял, тем не менее, выделить двухтельную кинематику и установить переносные скорости ядерно-нестабильных массивных объектов, а также запасенную в них энергию возбуждения. Такие примеры были найдены [19] среди событий полного расщепления, характеризовавшихся большой множественностью фрагментов, налетающих на ядра фотоэмиссии релятивистских ядер  $^{238}\text{U}$ , имевших энергию 0,85 ГэВ/нуклон. Примененный способ обработки позволял убедиться, что столкновение происходило с тяжелыми ядрами фотоэмиссии серебра или брома. Анализ кинематики разлетавшихся фрагментов приводил к выводу о возможности установления плоскости двухтельной реакции и определения полярных углов вылета возбужденных ядерно-нестабильных массивных образований согласно реакции  $^{238}\text{U} + ^{94}\text{At} \rightarrow ^{238}\text{U}^* + ^{94}\text{At}^*$ .

Символ астата подразумевает усредненное ядро фотоэмиссии серебра (брома), с которым происходило столкновение и которое имело среднюю массу  $A = 94$  а.е.м. и средний заряд  $Z = 41$ . Количество обработанных событий составляло 49 из общего числа 748 наблюденных в эксперименте неупругих взаимодействий ускоренных релятивистских ионов  $^{238}\text{U}$  с ядрами фотоэмиссии. При обработке экспериментальных данных установлено, что средний полярный угол отклонения налетающего ядра  $^{238}\text{U}$  составлял  $\bar{\theta}_{PF} = 2,35^\circ \pm 0,20^\circ$ , а средний угол отдачи поконвившегося ядра  $\bar{\theta}_{TF} = 47,1^\circ \pm 2,1^\circ$ . Подобная кинематика соответствует неупругому соударению двух тел с передачей среднего поперечного импульса, имеющего величину  $P_t \approx 15$  ГэВ/с, и средней энергии возбуждения каждого ядра  $E^* \approx 5,8$  ГэВ. Подобная величина запасенной в ядре энергии является максимальной среди всех известных или подразумеваемых случаев возникновения массивных ядерно-нестабильных образований.

Сравнение кинематических характеристик коллективных движений в ядерной материи при низких и высоких энергиях. Обсуждавшиеся выше экспериментальные данные были использованы, чтобы продемонстрировать возникновение коллективного движения в ядерной материи, приводящего, как и при низких энергиях, к образованию массивных осколков. Однако, как правило, один из этих осколков, а в последнем рассмотренном случае оба оказались результатом ядерно-нестабильных образований. Отвлекаясь от этой несомненно существенной особенности, следует, однако, попытаться сравнить кинематические характеристики коллективных движений в ядерной материи, возникающих при разных условиях.

Для коллективного движения при низких энергиях, примером экспериментального проявления которого является деление ядер, можно оценить характерную среднюю кинетическую энергию из данных по полным кинетическим энергиям разлета образовавшихся осколков. Эта энергия  $E_{\eta}$  состоит из искомой энергии внутреннего коллективного движения  $\varepsilon_0$  и энергии  $E_c$  последующего кулоновского отталкивания между зарядами разделившихся осколков, причем  $\langle E_{\eta} \rangle = \langle \varepsilon_0 \rangle + \langle E_c \rangle$ . Для фиксированного делящегося ядра оказывается невозможным разделить измеренную величину  $\langle E_{\eta} \rangle$  на две составляющие  $\langle \varepsilon_0 \rangle$  и  $\langle E_c \rangle$ . Однако, если величина  $\langle \varepsilon_0 \rangle$  мало меняется для целой группы делящихся ядер, то ее можно определить путем экстраполяции зависимости значений измеренных полных кинетических энергий осколков от кулоновского параметра делящегося ядра в область обращения этого параметра в нуль. Подобная экстраполяция зависимости экспериментальных данных от кулоновского параметра, в качестве которого была выбрана величина  $Z^2 A^{-1/3}$  для делящегося ядра, проводилась регулярно по мере накопления экспериментальных данных. Зависимость полной измеренной кинетической энергии осколков деления от параметра  $Z^2 A^{-1/3}$  носит название систематики Виолы. Для нее средняя величина  $\langle E_{\eta} \rangle$  аппроксимируется выражением

$$\langle E_{\eta} \rangle = \alpha Z^2 A^{-1/3} + \beta. \quad (1)$$

Как следует из последней работы по изучению систематики Виолы /20/, экспериментальные данные в широком диапазоне изменения параметра  $Z^2 A^{-1/3}$  представимы в виде линейной зависимости (I). Это означает, что предположение о возможном постоянстве энергии  $\langle \varepsilon_0 \rangle$  для различных делящихся ядер находит подтверждение в эксперименте. При этом естественно отождествить экспериментально определяемый параметр  $b$  с величиной средней кинетической энергии коллективного движения.

Для выполнения указанной выше программы были использованы экспериментальные данные /21/ о полных кинетических энергиях осколков деления ядер  $^{238}_{\text{U}}$ ,  $^{232}_{\text{Th}}$ ,  $^{197}_{\text{Au}}$ ,  $^{184}_{\text{W}}$  и  $^{150}_{\text{Sm}}$ , полученные с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра на протонном пучке с энергией 1 ГэВ (табл.1).

Полная кинетическая энергия  
осколков деления некоторых ядер

Таблица 1

Параметр	Мишень				
	$^{150}_{\text{Sm}}$	$^{184}_{\text{W}}$	$^{197}_{\text{Au}}$	$^{232}_{\text{Th}}$	$^{238}_{\text{U}}$
$Z^2 A^{-1/3}$	723	963	1073	1318	1366
$\langle E_{\pi} \rangle$ , МэВ	$96 \pm 4$	$128 \pm 3$	$141 \pm 2$	$167 \pm 2$	$174 \pm 2$

Несмотря на значительную энергию налетающих частиц, использование в качестве критерия отбора величины нуклонных потерь  $\Delta M = A_0 - (M_1 + M_2)$  позволило получить значения полных кинетических энергий осколков при  $\Delta M = 0$  для всех мишеней.

Кроме того, использовались также данные для более тяжелых ядер, приведенные в работе /20/ (табл.2).

Полная кинетическая энергия  
осколков деления тяжелых ядер

Таблица 2

Параметр	Ядро					
	$^{265}$	$^{286}$	$^{283}$	$^{286}$	$^{296}$	$^{302}$
	I05	II2	II3	II4	II8	I20
$Z^2 A^{-1/3}$	1716	1904	1945	1973	2089	2146
$\langle E_{\pi} \rangle$ , МэВ	$214 \pm 4$	$237 \pm 4$	$244 \pm 4$	$246 \pm 4$	$254 \pm 5$	$263 \pm 4$

П р и м е ч а н и е. Числитель – относительная атомная масса, знаменатель – заряд ядра.

Обработка с помощью выражения (I) экспериментальных данных, содержащихся в табл.1,2, привела к определению постоянных  $a$  и  $b$ :

$$E_{\pi} = (0,1166 \pm 0,0024) Z^2 A^{-1/3} + (14,1 \pm 3,5) \text{ МэВ.}$$

Таким образом, величина средней кинетической энергии коллективного движения, характерного для процесса деления тяжелых ядер, оказалась равной  $\langle \varepsilon_0 \rangle = (14,1 \pm 3,5)$  МэВ, что соответствует характерному импульсу коллективного движения при низких энергиях  $q_0 = (162 \pm 20)$  МэВ/с, сравнение которого с определенной ранее величиной  $q_0 = (302 \pm 6)$  МэВ/с для коллективного движения при высоких энергиях свидетельствует на первый взгляд о почти двукратном различии характерных импульсов. Однако подобный вывод был бы преждевременным, так как при обсуждении результатов при высоких энергиях полностью игнорировался вклад в импульсное распределение от кулоновского взаимодействия стабильного и нестабильного осколков. Учет его не может быть проведен однозначно. Ясно, что учет кулоновского взаимодействия приведет к уменьшению характерного импульса  $q_0$  для коллективного движения при высоких энергиях. Малое отличие экспериментальных значений характерных импульсов  $q_0$  для коллективных движений (как при низкой, так и при высокой энергиях) от расчетного значения /17/ для ферми-движения нуклонов  $q_0 = (201 \pm 4)$  МэВ/с позволяет утверждать, что коллективные движения в ядерной материи являются следствием хаотического движения нуклонов в ограниченном пространстве.

## Список литературы

1. Grant I.S. Reports Progr. Phys., 1976, v.39, p.955.
2. Беляев С.Т., Зелевинский В.Г. Успехи физ. наук, 1985, т.147, с.210.
3. Солякин Г.Е. Материалы XX Зимней школы ЛИЯФ. Ленинград, 1985, т.3, с.212.
4. Hufner J. Phys. Rev., 1985, v.125, p.129.
5. Ботвина А.С., Ильинов А.С., Мишустин И.Н. Ядерная физика, 1985, т.42, с.1127.
6. Андроненко М.Н., Синогеев И.Н., Солякин Г.Е. и др. Препринт ЛИЯФ № 237. Ленинград, 1976.
7. Андроненко М.Н., Синогеев И.Н., Солякин Г.Е. и др. Приборы и техника эксперимента, 1977, т.4, с.51.
8. Горшков Б.Л., Ильин А.И., Соколовский Б.Ю. и др. Труды Совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982, с.61.
9. Chestov Yu.A., Gorshkov B.L., Iljin A.I. e.a. Contr. 035 to the 9<sup>th</sup> ICHEPANS. Versailles, France, 1981, p.572.
10. Wilkins B.D., Kaufman S.B., Steinberg E.P. e.a. Phys.Rev. Letters, 1979, v.43, p.1080.
11. Aleklett K., Loveland W., Lund T. e.a. Phys.Rev., 1986, v.C33, p.885.
12. Честнов Ю.А., Горшков Б.Л., Ильин А.И. и др. Препринт ЛИЯФ № 941, Ленинград, 1984.
13. Chandrasekhar S. Rev. Mod. Phys., 1943, v.15, p.1.
14. Hudis J., Katcoff S. Phys.Rev., 1976, v.C13, p.1961.
15. Khan H.A., Khan N.A. Ibid., 1984, v.C29, p.2199.
16. Pandian S., Porile N.T. Ibid., 1981, v.C23, p.427.
17. Солякин Г.Е. Препринт ЛИЯФ № 1275. Ленинград, 1987.
18. Remsberg L.P., Plasil F., Cumming J.B., Perlman M.L. Phys.Rev., 1969, v.187, p.1597; Ibid., 1970, v.C1, p.265.
19. Heckman H.H., Karant Y.J., Friedlander E.M. Ibid., 1986, v.C34, p.1333.
20. Viola V.E., Kwiatkowski K., Walker M. Ibid., 1985, v.C31, p.1550.
21. Честнов Ю.А., Кравцов А.В., Соколовский Б.Ю., Солякин Г.Е. Ядерная физика, 1987, т.45, с.19.

Статья поступила в редакцию 2 июня 1987 г.

УДК 539.173

## РЕАКЦИИ С МАССИВНЫМИ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Дж. Р. Хойзенгай\*, М. А. Батлер, Х. Рознер, И. Л. Вайл,  
С. С. Датта, Р. Т. де Суза, Д. Хильшер, В. У. Шрёдер, И. Токе

MASSIVE HEAVY-ION REACTIONS. This lecture describes selected topics associated with massive heavy-ion reactions. Included are discussions of energy dissipation and equilibration of fragments in damaged reactions, angular distributions of fragments in fusion-fission reactions, and intermediate-type reactions with partial relaxation of the mass-asymmetry degree of freedom.

В работе рассмотрены три аспекта реакций под действием тяжелых ионов большой массы:

- диссипация энергии и достижение равновесия фрагментов в глубоконеупругих столкновениях;
- угловые распределения осколков в реакциях слияние – деление;
- реакции промежуточного типа, соответствующие частичной релаксации асимметричной по массам степени свободы.

Перечисленные выше типы реакций с массивными тяжелыми ионами можно качественно характеризовать особенностями, приведенными далее.

\* Отделение химии и ядерной структуры исследовательской лаборатории Рочестерского университета. Нью Йорк, США.

Глубоконеупругие столкновения:

- распределение масс и зарядов является двугорбым, при этом центры распределений соответствуют массам и зарядам налетающего иона и ядра-мишени;
- происходит диссипация значительной части кинетической энергии радиального и орбитального движения;
- угловые распределения демонстрируют характерные черты прямых реакций, указывающие, что время взаимодействия соответствует частичному повороту двойной ядерной системы.

Реакции слияние - деление:

- кинетические энергии осколков соответствуют систематикам энергий осколков деления ядер;
- распределения масс оказываются симметричными;
- угловые распределения симметричны относительно угла  $90^\circ$  для каждой массы.

Реакции промежуточного типа:

- кинетические энергии осколков полностью релаксированы (как в реакции слияние - деление);
- угловые распределения проявляют черты прямых реакций (как в глубоконеупругих столкновениях);
- распределение масс является промежуточным по отношению к глубоконеупрятому рассеянию и реакции слияние - деление.

На рис.1 показана временная релаксация энергии для реакции глубоконеупрятого столкновения. По оси ординат отложено отношение средней потери энергии ко всей имеющейся над кулоновским барьером энергии, а по оси абсцисс - время реакции в единицах  $10^{-22}$  с, которое соответствует указанной потери энергии.

Сплошной кривой обозначена аппроксимация данных соотношением  $\langle E_{\text{п}} \rangle / E_{\text{п.в.}} = 1 - \exp(-t/t_E)$ , где  $E_{\text{п.в.}}$  - энергия потерь;  $E_{\text{п.в.}}$  - энергия возможных потерь;  $t_E = 4 \cdot 10^{-22}$  с - характерное время релаксации энергии. Начальная скорость потерь энергии соответствует примерно  $5 \cdot 10^{23}$  МэВ/с, что эквивалентно 80 ГВт.

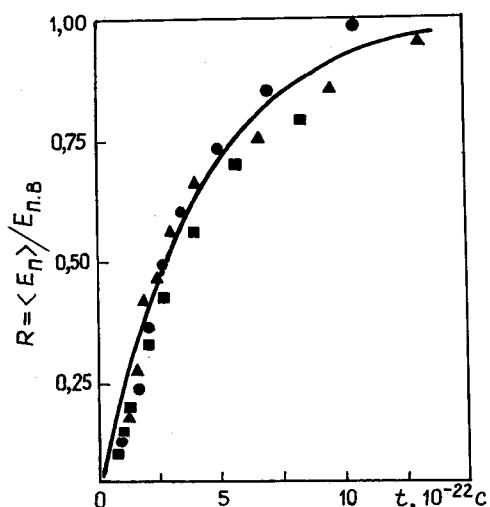


Рис.1. Релаксация энергии для глубоконеупрятых столкновений:  
 $\blacktriangle$  -  $209\text{Bi} + 136\text{Xe}$ ; ● -  $209\text{Bi} + 84\text{Kr}$ ; ■ -  $165\text{Ho} + 85\text{Kr}$  (с энергией 1130, 712, 714 МэВ соответственно)

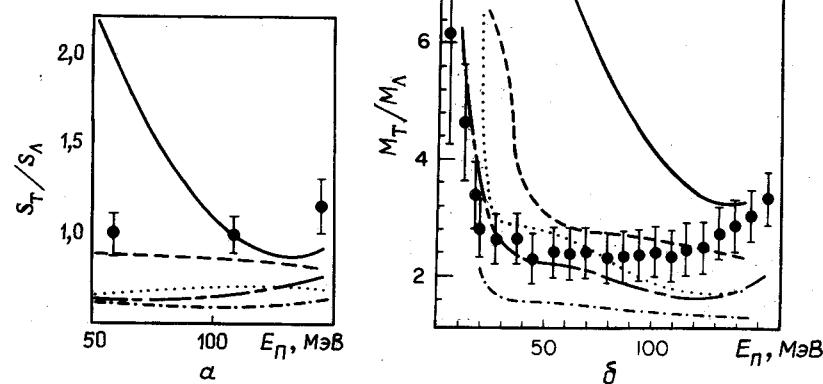
Особый интерес в реакциях глубоконеупрятых столкновений представляют температуры, энергии и степень достижения теплового равновесия во взаимодействующих фрагментах [1]. Нуклон-обменный механизм диссипации энергии [2,3] предсказывает одинаковые потоки частиц в каждом направлении. Следовательно, результирующие температуры  $T$  двух взаимодействующих ядер в асимметричной системе могут существенно различаться, особенно для небольших потерь полной кинетической энергии, если теплопроводность зоны взаимодействия достаточно мала. Это качественное предсказание подтверждается на примере разделения полной энергии возбуждения в глубоконеупрятых столкновениях. С другой стороны, энергетические спектры нейтронов из двух фрагментов довольно похожи, даже для асимметричных систем с относительно малыми потерями энергии. Этот результат иногда интерпретируется как свидетельство теплового равновесия фрагментов. Рис.2 и табл.1 приведены, чтобы разрешить это явное противоречие.

Для получившихся после глубоконеупрятого столкновения остаточных продуктов испарительные спектры нейтронов аппроксимируются обычно формулой

$$dN/dE \sim E^S \exp(-E/S), \quad (1)$$

где  $E$  - энергия нейтрона в системе центра масс;  $S$  - параметр наклона спектра. Параметры наклона соответствуют эффективной температуре остаточных ядер после испарения частиц, не не температуре первичных фрагментов.

Рис.2. Отношения наклонов нейтронных спектров (а) и множественности нейтронов (б) для гольмий- и железоподобного фрагментов в зависимости от потери энергии (теоретические кривые определены в табл. I) [16]



Набор входных параметров рис.2, использованных в расчетах по программе PACE [4]

Таблица 1

Кривые рис.2	$E_L/(E_L + E_T)^*$	$E_L/E_T$	$E_T/E_L$
Сплошная	0,253	0,339	2,95
Пунктирная	0,333	0,500	2,00
Точечная	0,413	0,704	1,42
Штрих-пунктирная	0,493	0,972	1,03
Длинная штрих-пунктирная	Энергии возбуждения $E_L$ и $E_T$ получены в рамках модели нуклонного обмена		

\*  $E_L$  и  $E_T$  - энергии возбуждения легких и тяжелых фрагментов, подобных железу и гольмию соответственно.

Данные, приведенные на рис.2, а, б, относятся к фрагментам из реакции  $^{165}\text{Ho} + ^{56}\text{Fe}$  ( $E_{\text{лаб}} = 476 \text{ MeV}$ ); экспериментальные точки приведены в сравнении с результатами модельных расчетов по программе PACE [4]. Распределения энергии в первичных фрагментах, необходимые для вычисления по этой программе, генерировались двумя способами. В первом методе первый и второй моменты распределения энергий вычислялись в рамках однотельного механизма обмена [2,3], во втором - оба момента находились по экспериментальным распределениям, поправленным на эмиссию нейтронов. Спектры частиц и множественности рассчитывались программой для каждого ядра и затем интегрировались по распределению энергий первичных фрагментов, чтобы получить суммарные энергетические спектры и множественности нейтронов, относящиеся к каждому начальному фрагменту. Далее энергетический спектр аппроксимировался формулой (1), чтобы найти параметр наклона спектра.

Расчеты проведены для пяти различных способов разделения полной энергии возбуждения между фрагментами, близкими к железу и гольмию (см. табл. 1). Эти расчеты свидетельствуют, что широко распространенная интерпретация наклона спектра в терминах ядерной температуры эмиттера плохо обоснована. Детальное сравнение, проведенное для двух различных распределений энергий первичных фрагментов, показывает, что разделение энергии между взаимодействующими фрагментами зависит от потери энергии и для малых потерь энергии далеко от теплового равновесия. Для  $E_{\text{л}}$  менее 50 MeV отношение энергий железоподобных фрагментов к энергиям гольмийподобных более 0,7, а для  $E_{\text{л}}$ , равных 150 MeV, это отношение примерно равно 56/165. Экспериментальные данные довольно хорошо согласуются с моделью нуклонного обмена, однако наблюдается некоторое несоответствие в описании данных по множественности при больших потерях энергии. Отношение теоретических параметров наклона как функция потерь энергии имеет склонную с экспериментальными данными форму, хотя расчетные значения слишком низки.

Перейдем теперь к обсуждению угловых распределений осколков в реакциях слияние – деление для тяжелых систем. Целесообразно рассмотреть два случая: когда барьер деления превышает ядерную температуру ( $B_f > T$ ) и когда меньше ядерной температуры ( $B_f < T$ ).

### I. Случай $B_f > T$

1. При расчете делительной ширины  $\Gamma_f$  и угловых распределений обычно предполагают существование равновесного переходного состояния (РПС) ядра и применяют статистические методы описания фазового пространства. При расчете угловых распределений в модели переходных состояний предполагается, что проекция  $K$  спина  $J$  на ось симметрии формируется в седловой точке и не изменяется силами Кориолиса при спуске от седловой точки к точке разрыва. Предполагается, что фактор Больцмана для деформированного переходного состояния определяется выражением  $\rho(E, J, K) \sim \exp[-E - E_{\text{rot}}(J, K)]$ .

Такая модель имеет определенный успех в описании низкоэнергетических угловых распределений, что иллюстрируется сплошной кривой рис.3. Используемые значения  $K_0^2$  (темные кружки) извлечены из данных по делению ядер ионами  ${}^4\text{He}$  с энергией 42,8 МэВ [6]. Максимальное значение спина для таких реакций  $J = 20\hbar$ .

2. Объяснение наблюдаемых в этом случае распределений масс и кинетических энергий до сих пор еще полностью не достигнуто, несмотря на почти 50-летнюю историю физики деления. Прогресс в изучении симметричного деления нагретых ядер является темой специального доклада на данной конференции [6].

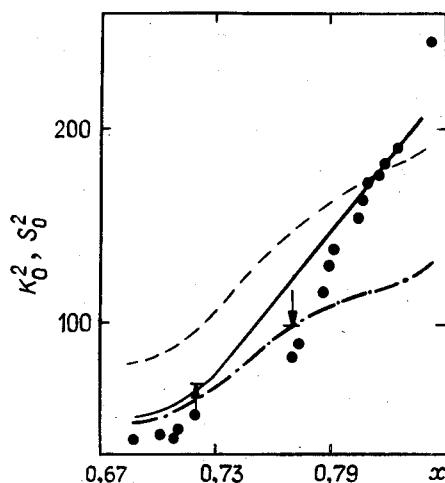


Рис.3. Экспериментальные (точки) и теоретические дисперсии в зависимости от параметра делительности  $x$ : — предсказания  $K_0^2$  в модели равновесного переходного состояния (РПС); - - - то же в модели равновесной точки разрыва (РПР) для  $c/a = 1,0$ ; - · - то же для  $c/a = 1,5$

### II. Случай $B_f < T$

1. Для очень больших энергий возбуждения  $E^*$  и больших угловых моментов  $J$  методы фазового пространства могут быть неприемлемы. Деление является сложным, многотельным процессом и требует конечного времени для эволюции составного ядра к разрывной конфигурации даже при  $B_f = 0$ . Например, из данных по множественности предразрывных нейтронов найдено [7], что время между образованием и распадом составного ядра в реакции  ${}^{141}\text{Pr} + {}^{40}\text{Ar}$  при  $E^* = 164$  МэВ и  $J = 100\hbar$  больше  $10^{-20}$  с. Следовательно, деление – это медленный процесс даже при  $B_f = 0$ , поэтому термин "быстрое деление" некорректен. Важную роль в разделении вязкой ядерной жидкости играет динамика.

2. Распределения кинетических энергий и масс осколков, кинетические энергии осколков полностью демпфированы (см. случай I). Как отмечено, время от образования составного ядра до точки разрыва велико и следует ожидать, что ширина симметричного массового распределения такая же, как и в случае I. Требуется больше измерений этих распределений, так же, как и теоретических расчетов.

3. Угловые распределения, для  $B_f < T$  модель переходного состояния непригодна. На каком участке движения к точке разрыва устанавливается распределение  $K$  и устанавливается ли оно? Может быть, при  $B_f = 0$  система проходит динамическую эволюцию таким образом, что эмиссия осколков происходит преимущественно в плоскости, перпендикулярной орбитальному угловому моменту во входном канале, и это соответствует угловому распределению  $1/\sin\theta$ ? К данному вопросу мы вернемся далее.

В работах [8,9] интерпретированы угловые распределения в реакциях деления под действием очень тяжелых ионов в предположении существования двух компонентов: деления компаунд-ядра, следующего за полным слиянием при  $\ell \leq \ell_{c,y}$  (где  $\ell_{c,y}$  – угловой момент составного ядра), для которого модель переходного состояния предполагается справедливой, и квазиделения, для которого делаются некоторые дополнительные предположения о времени релаксации степеней свободы, связанных с проекцией  $K$ . Доля каждого компонента в общей реакции деления служила параметром подгонки. Например, для реакции  $^{208}\text{Pb} + ^{28}\text{Si}$  величина  $\ell_{c,y}$  менялась от 24 до 96  $\hbar$  при изменении энергии налетающих ядер в лабораторной системе от 160 до 260 MeV [8]. Важно отметить, что такой подход требует значений углового момента, участвующих в образовании составного ядра, значительно превышающих максимальные значения  $\ell_{RLD}$  модели жидкой капли, при которых исчезает делительный барьер. С другой стороны, подход работы [9] требует, чтобы большая доля сечения деления для малых значений  $\ell < \ell_{RLD}$  соответствовала квазиделению. Ни один из этих постулатов не кажется удовлетворительным. Более того, имея подгоночный параметр, в каждой из моделей довольно легко добиться согласия с экспериментом. Поэтому при существовании таких подгоночных параметров почти ничего нельзя узнать о релаксации степеней свободы, связанных с наклоном углового момента. Для случая II интересно проверить, согласуется ли с экспериментальными угловыми распределениями экстремальная статистическая модель, в которой предполагается установление теплового равновесия в точке разрыва для всех степеней свободы, связанных с угловым моментом. Такая модель использует хорошо определенные предельные конфигурации.

Для фиксированной энергии возбуждения угловые распределения в модели равновесной точки разрыва (PTP) описываются формулой [10], напоминающей аналогичную формулу модели РПС [11]:

$$W(\theta) \approx \sum_{J_{min}}^{J_{max}} \frac{(2J+1) T_J}{(2J+1) T_J} \frac{\sum_{m=-J}^J (2J+1) |D_{M=0,m}^J(\theta)|^2 \exp(-m^2/2S_0^2)}{2 \sum_{m=-J}^J \exp(-m^2/2S_0^2)}. \quad (2)$$

Дисперсия  $S_0^2$  для двух сферических осколков, центры масс которых находятся на расстоянии  $R_c = 1,438 Z_1 Z_2 / E_k$ , определяется соотношением

$$S_0^2 = \frac{2\mathcal{F}_T}{\hbar^2} \frac{2\mathcal{F}_0 + \mu R_c^2}{\mu R_c^2},$$

где  $\mathcal{F}_0$  и  $T$  – момент инерции и температура каждого из симметричных осколков деления.

В случае деформированных осколков выражение для  $S_0^2$  несколько сложнее:

$$S_0^2 = \frac{2\mathcal{F}_{||} T}{\hbar^2} \frac{2\mathcal{F}_1 + \mu R_c^2}{\mu R_c^2 + 2\mathcal{F}_1 - 2\mathcal{F}_{||}}.$$

Структура этих соотношений такая же, как и для дисперсии в модели РПС:

$$K_0^2 = \frac{\mathcal{F}_{||} T}{\hbar^2} \frac{\mathcal{F}_1}{\mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_{||}},$$

где моменты инерции взяты для деформаций переходного состояния делящегося ядра. Как видно из рис.3, модель PTP не воспроизводит наблюдаемую зависимость дисперсии от параметра делимости. Это следовало, конечно, ожидать для систем с параметром делимости  $x < 0,79$ , относящихся к случаю I, если кориолисовы силы слишком слабы, чтобы изменить распределение проекции  $K$  в течение спуска от седловой точки к точке разрыва. Для ядер с  $x > 0,79$  модели РПС и PTP дают примерно одинаковые предсказания.

На рис.4 представлено сравнение экспериментальных и теоретических угловых распределений осколков из реакции  $^{208}\text{Pb}(^{28}\text{Si},\nu)$  для семи значений энергий налетающих ионов. Сплошными кривыми показаны угловые распределения, вычисленные по формуле (2) с дисперсией  $S_0^2$ , полученной путем подгонки к эксперименту. Угловые распределения, вычисленные в рамках модели PTP с учетом и без учета эмиссии пред- и послеразрывных нейтронов, показаны соответственно длинными и короткими пунктирными кривыми.

Более прямое сравнение экспериментальных и теоретических дисперсий показано на рис.5. Как видно из рисунка, модель РТР предсказывает слишком слабую зависимость  $S_0^2$  от энергии. В частности, заметно заниженными оказываются теоретические значения  $S_0^2$  в области высоких энергий. Это означает, что релаксация моды, связанной с проекцией углового момента на направление разлета осколков, превышает предсказание модели РТР и угловая анизотропия для малых углов оказывается значительно меньшей, чем для распределения  $1/\sin\theta$ . Для выстроенных деформированных осколков деления модель РТР дает еще меньшие дисперсии, чем для сферических осколков. Эти результаты противоречат моделям, в которых предполагается, что угловые распределения осколков при  $B_f = 0$  следуют в основном закону  $1/\sin\theta$ .

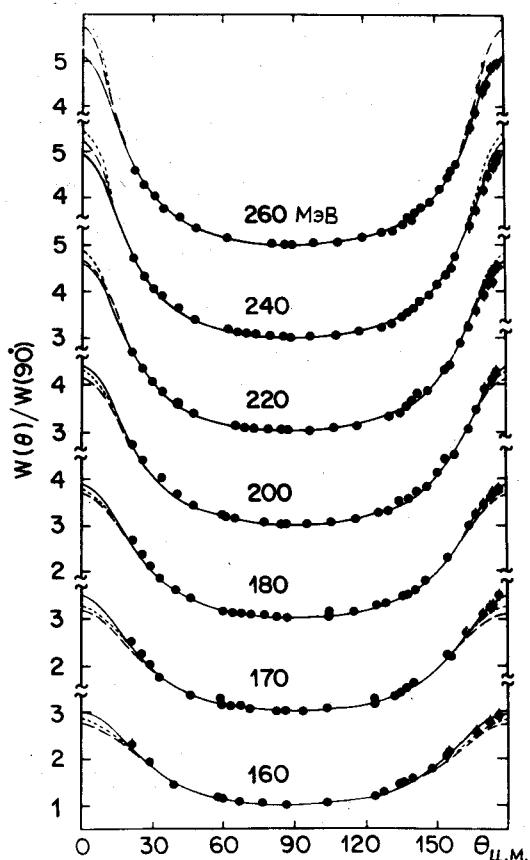


Рис.4. Экспериментальные (точки) и теоретические угловые распределения осколков из реакции  $^{208}\text{Pb}(^{28}\text{Si}, f)$  при семи начальных энергиях

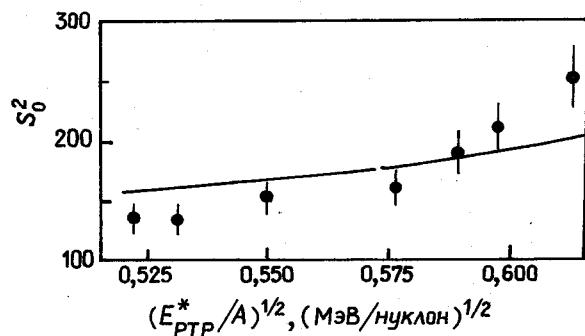


Рис.5. Экспериментальные (точки) и теоретические дисперсии угловых распределений осколков

Как видно из рис.4, важными для экспериментального исследования областями являются интервалы углов в пределах  $15^\circ$  в направлениях вперед и назад. Тот факт, что экспериментальные дисперсии оказываются столь большими, указывает на значительную релаксацию моды, связанной с наклоном углового момента, даже при  $B_f = 0$ . Этот эффект не является неожиданным, потому что, как отмечалось выше, время развития системы от образования составного ядра до точки разрыва сравнительно велико. Хотя предсказания угловых распределений в модели РТР находятся в разумном согласии с экспериментом на очень тяжелых ионах, следует все же сделать вывод, что остается еще много нерешенных вопросов о роли динамики в эволюции системы от составного ядра до разрыва. Экспериментальные угловые распределения могут отражать память о некоторых промежуточных конфигурациях, существовавших до разрыва.

Целесообразно кратко обсудить тип реакции, которая является промежуточной между глубоконеупругим столкновением и реакцией слияния - деление. Примером могут служить исследования реакции  $^{58}\text{Ni} + ^{165}\text{Ho}$  при энергиях 5,9 и 6,5 MeV/нуклон с обратимой кинематикой [12]. Совпадающие осколки регистрировались двумя позиционно-чувствительными детекторами. В этой реакции большие орбитальные угловые моменты во входном канале ведут к глубоконеупругим столкновениям, в то время как малые угловые моменты ведут к реакции слияние - деление. Однако корреляции между энергией, массой

и углом показывают, что небольшая часть событий может иметь энергию, полностью релаксированные, но для масс осколков, лежащих между массой налетающего ядра (или ядра-мишени) и массой симметричной фрагментации, угловые распределения обладают хорошо выраженной асимметрией. Именно эти события будут анализироваться.

На рис.6 масс-угловые корреляции осколков, наблюдавшиеся в реакции  $^{58}\text{Ni} + ^{165}\text{Ho}$ , показаны на двумерной диаграмме как линии с постоянным значением  $\bar{\sigma}(A, \theta_{\text{ц.м}})$ . Под передними и задними углами наблюдается увеличенная интенсивность осколков с массами, промежуточными между массой налетающего ядра (или ядра-мишени) и массой симметричного деления /13/. Большинство осколков, однако, может быть отнесено либо к глубоконеупругому рассеянию (такие события регистрируются с низкой эффективностью из-за конкретной геометрии данного эксперимента), либо к процессу слияние - деление.

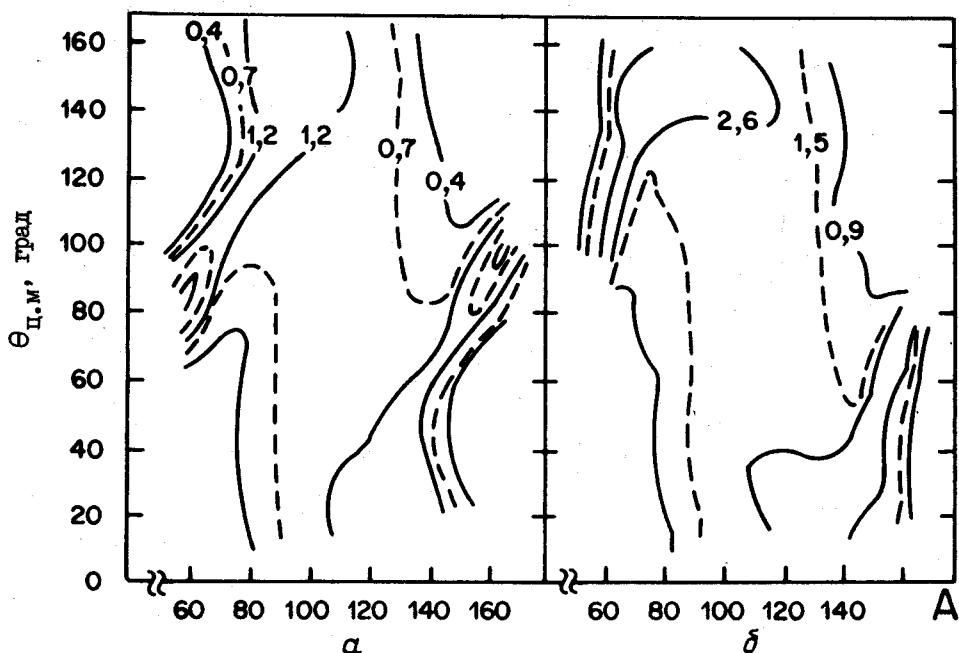


Рис.6. Контурные диаграммы дважды дифференциального сечения  $\bar{\sigma}(A, \theta_{\text{ц.м}})$  в единицах  $\text{мб}/(\text{М} \cdot \text{рад})$  для реакции  $^{58}\text{Ni} + ^{165}\text{Ho}$  в зависимости от угла  $\theta_{\text{ц.м}}$  и массового числа  $A$  для энергий 970 МэВ (а) и 1075 МэВ (б).

Чтобы определить сечение компонента слияние - деление, дважды дифференциальные сечения, показанные на рис.6, были разбиты на шесть угловых интервалов шириной  $25^\circ$  каждый. Проекция этих данных на ось масс дает спектры  $\bar{\sigma}(A)$  в зависимости от массы  $A$ , приведенные на рис.7. Для каждой начальной энергии к экспериментальным данным в отдельных угловых интервалах подгонялся компонент реакции слияние - деление с массовым распределением, симметричным относительно  $(A_p + A_t)/2$ , с шириной распределения 59 массовых единиц и изотропным угловым распределением. Хотя симметричный по массе компонент вместе с компонентом глубоконеупругих столкновений определяют большую часть сечения в угловом интервале около  $90^\circ$ , компонент промежуточной массы хорошо виден под передними и задними углами (см. рис.7).

Зависимость угловых распределений от массы осколка иллюстрируется рис.8, где построено усредненное по массе сечение  $d\bar{\sigma}/d\theta$  в зависимости от угла для разных интервалов масс. Угловые распределения осколков для этих интервалов масс имеют выраженную асимметрию относительно передних и задних углов. Для масс, более близких к симметричному делению, сечение  $d\bar{\sigma}/d\theta_{\text{ц.м}}$  не зависит от угла в интервале  $15^\circ$ - $165^\circ$ .

На рис.9 дифференциальное сечение  $\bar{\sigma}(A)$  реакции  $^{58}\text{Ni} + ^{165}\text{Ho}$  при энергии 6,5 МэВ/нуклон построено в зависимости от масс осколков. Сечение для каждой массы проинтегрировано по углам в интервале  $20^\circ$ - $160^\circ$ . Экспериментальные данные анализировались двумя способами. На рис.9, б показан

симметричный по массам компонент, полученный интегрированием по углу приведенных на рис.7 распределений. Показаны также сечения событий с частичной релаксацией масс-асимметричной моды. Интегральное сечение таких событий в угловом диапазоне  $20^\circ$ - $160^\circ$  около 80 (20) мб для начальной энергии 6,5 (5,9) МэВ/нуклон. Возможная альтернативная интерпретация этих данных иллюстрируется рис.9,а [13]. Здесь предполагается постоянная эволюция смещения масс по направлению к симметрии с уменьшением углового момента.

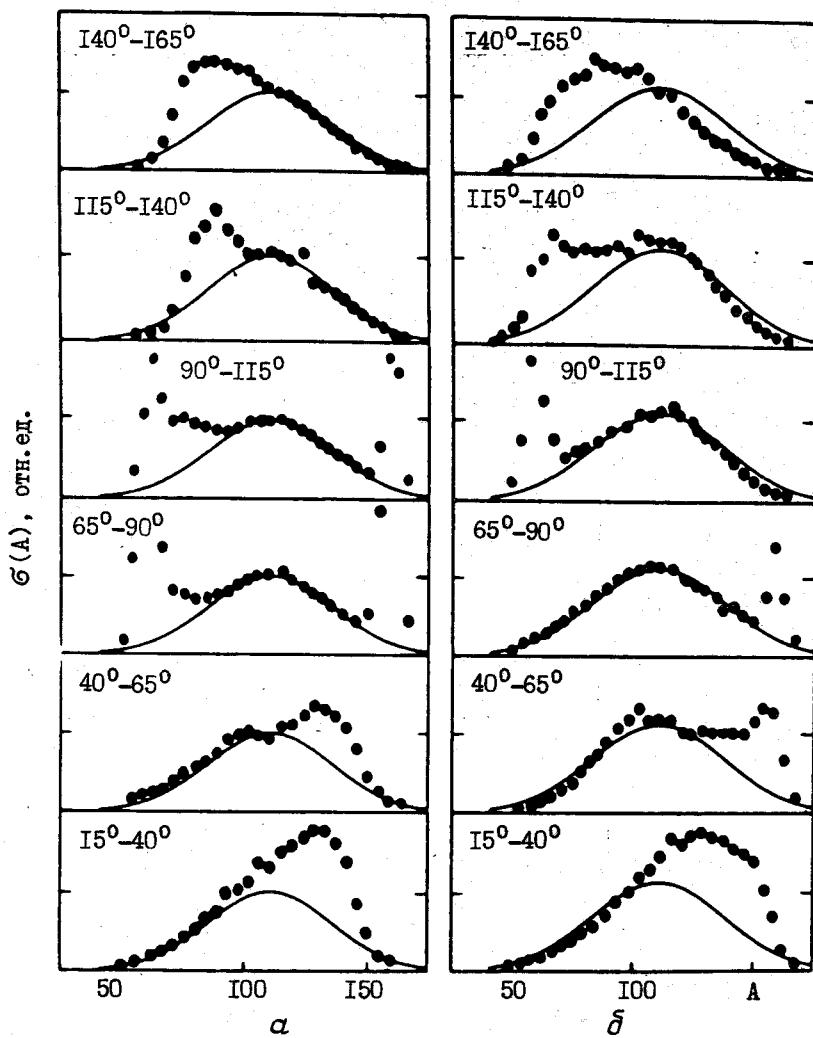


Рис.7. Дифференциальные сечения реакции  $^{58}\text{Ni} + ^{165}\text{Ho}$  в шести угловых интервалах. Энергии в лабораторной системе равны 5,9 МэВ/нуклон (а) и 6,5 МэВ/нуклон (б). Сплошными кривыми показаны гауссова распределения масс равной интенсивности для каждого углового интервала. Этот компонент отнесен к реакции слияние – деление. В некоторых угловых интервалах пик сечения глубоконеупругих столкновений выходит за пределы рисунка

Суммируя обсуждение имеющихся экспериментальных данных, можно сделать вывод, что значительная часть происходящих процессов ассоциируется с реакцией слияние – деление, в которой масс-асимметричная степень свободы полностью релаксирована, т.е. массовое распределение имеет максимум на оси симметрии и угловые распределения для каждой массы симметричны относительно  $90^\circ$ . Однако наблюдаются и добавочные события с полностью диссоциированными кинетическими энергиями, но лишь частично релаксированной масс-асимметричной степенью свободы и асимметричными относительно направлений вперед – назад угловыми распределениями. Если предположить, что последние события связаны

с начальными орбитальными угловыми моментами, промежуточными между моментами, ведущими к реакциям слияния - деление и глубоконеупругим столкновениям, то из данных по сечениям можно оценить соответствующие интервалы угловых моментов. Для модели резко ограниченных распределений  $\ell$  эти интервалы угловых моментов вместе с другими параметрами приведены в табл. 2. Необходимо подчеркнуть, что значения  $\ell$ , извлеченные из данных по сечениям, приведены только с иллюстративной целью, так как следует ожидать, что реальные ядерные процессы имеют размытые границы в пространстве  $\ell$ .

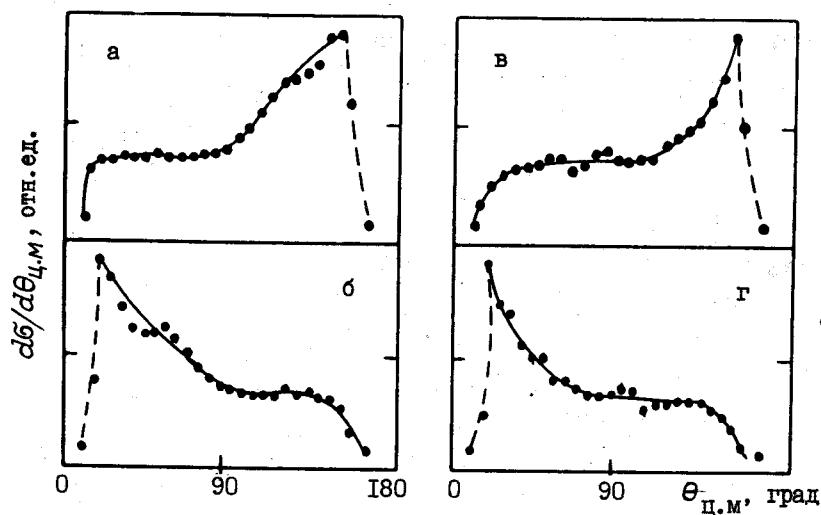


Рис. 8. Угловые распределения осколков в двух различных интервалах масс:  $A = 80-90$  (а, в),  $A = 133-143$  (б, г). Измерения выполнены в интервале углов  $20^\circ-160^\circ$ . Энергии те же, что на рис. 7

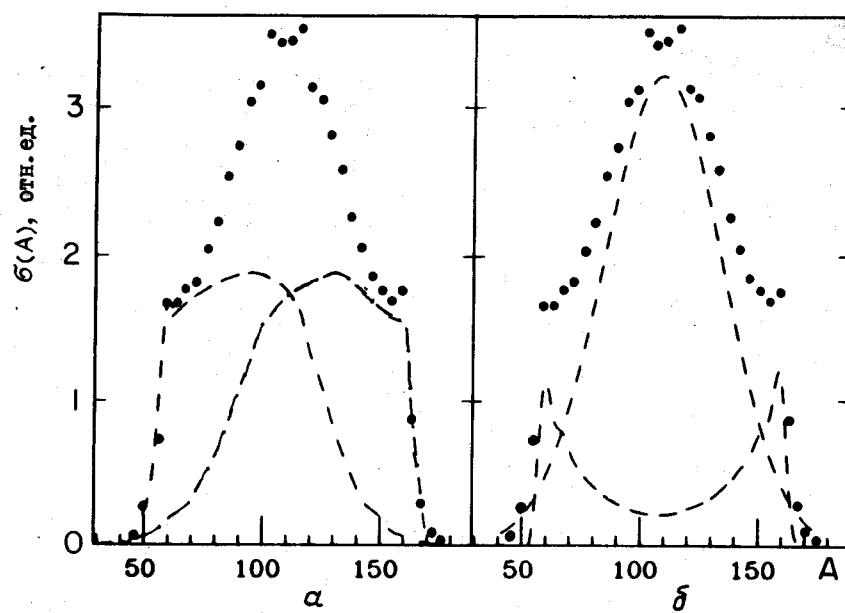


Рис. 9. Дифференциальные сечения реакции  $^{58}\text{Ni} + ^{165}\text{Ho}$  при начальной энергии 6,5 МэВ/нуклон в зависимости от массы. Составляющие компоненты (пунктирные кривые) получены в предположении, что: а - дрейф массы непрерывно увеличивается с уменьшением параметра взаимодействия; б - симметричный по массе компонент связан с реакцией слияние - деление

Таблица 2

Основные параметры реакции  $^{58}\text{Ni} + ^{165}\text{Ho}$  /  $Z^2/A = 40,5$ ,  
 $(Z^2/A)_{\text{эфф}} = 37,8$

Параметр	$E_{\text{лаб}}(^{165}\text{Ho})$ , МэВ	
	970	1075
$E_{\text{лаб}}/\text{нуклон}$ , МэВ/нуклон	5,88	6,52
$(E_{\text{Ц.М.}} - V_{\text{кул}})/\mu$ , МэВ/нуклон	1,14	1,78
$\Theta_{\text{Ц.М.}}$ , град	88,0°	69,9°
$b_z$ , мб	970±100	1570±150
$\ell_{\text{max}}$ , $\hbar$	127	169
$\sigma_{\text{слияние}}$ , мб	139±17	317±35
$\ell_{\text{слияние}}$ , $\hbar$	0-48	0-76
$b^*$ пром., мб	20	80
$\ell^*$ пром., $\hbar$	49-51	77-85

\* Сечения и интервал угловых моментов, характеризующие реакцию промежуточного типа с полностью релаксированной кинетической энергией, частично релаксированной массовой асимметрией и сохранившейся асимметрией угловых распределений. Данные получены для диапазона углов 20°-160°.

Как видно из рис.8, угловые распределения, относящиеся к событиям с частичной релаксацией масс-асимметричной степени свободы, подобны угловым распределениям, наблюдаемым для глубоконеупругих столкновений аналогичных систем [3], т.е. пик осколка, подобного налетающему ядру, расположен под углом 0°, а пик осколка, подобного ядру-мишени, - под углом 180°. Если использовать методы, применявшиеся ранее для определения времени глубоконеупругих столкновений как функции диссипации кинетической энергии [14], то для времени релаксации масс-асимметричного компонента получим значение в несколько единиц  $10^{-21}$  с, которое находится в качественном согласии с другими оценками [15].

На основе наблюдаемых масс-угловых корреляций осколков можно сделать качественное утверждение, что промежуточная составная система, из которой возникают осколки, никогда не проходит стадию моноядра. Так как сохраняется память о начальной асимметрии масс и пространственной ориентации, то можно заключить, что промежуточная составная система сохраняет двухцентровую форму в течение всего времени протекания реакции. Для количественной интерпретации наблюдаемых масс-угловых распределений необходимо улучшать расчеты траекторного типа [2,3], а также развивать модели, учитывающие динамические возбуждения мод, связанных с флуктуациями ориентации углового момента системы.

#### Список литературы

1. Wile J.L., Schröder W.U., Huizenga J.R. and Hilscher D. Phys.Rev., 1987, v.C35, p.1608.
2. Randrup J. Nucl.Phys., 1978, v.A307, p.319; 1979, v.A327, p.490.
3. Schröder W.U. and Huizenga J.R. Treatise on Heavy-Ion Science, edited by D.Allan Bromley. New York: Plenum, 1984, v.2, p.113-726.
4. Gavron A. (private communication). Phys.Rev., 1980, v.C21, p.230.
5. Reising R.F., Bate G.L. and Huizenga J.R. Phys.Rev., 1966, v.C141, p.1161.
6. Adejev C.D. e.a. Proceedings of this conference.
7. Zank W.P., Hilscher D., Ingold G., Jahnke U., Lehmann M. and Rossner H. Phys. Rev., 1986, v.C33, p.519.
8. Back B.B. Phys.Rev., 1985, v.C31, p.2104.
9. Ramamurthy V.S. and Kapoor S.S. Phys.Rev. Lett., 1985, v.54, p.178.

10. Rossner H., Huizenga J.R. and Schröder W.U. Phys.Rev., 1986, v.C33, p.560.
11. Vandenbosch R. and Huizenga J.R. Nuclear Fission. New York: Academic Press, 1973.
12. Butler M.A., Datta S.S., de Souza R.T., Huizenga J.R., Schröder W.U., Töke J. and Wile J.L. Phys.Rev., 1986, v.C34, p.2016.
13. Töke J. e.a. Nucl.Phys., 1985, v.A440, p.327.
14. Bondorf J.P., Huizenga J.R., Sobel M.I. and Sperber D. Phys.Rev., 1975, v.C11, p.1265; Schröder W.U. e.a. ibid, 1977, v.16, p.623.
15. Björnholm S. Nucl.Phys., 1986, v.A447, p.117C.
16. Hilscher D. e.a. Phys.Rev., 1979, v.C20, p.576.

Статья поступила в редакцию 25 мая 1987 г.

УДК 539.173

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСКАЗАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА БАРЬЕРОВ ДЕЛЕНИЯ ГОРЯЧИХ ВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР

М. Г. Мустафа\*

THEORETICAL PREDICTIONS AND EXPERIMENTAL TESTS OF FISSION BARRIERS OF HOT ROTATING NUCLEI. Recent theoretical developments in calculating fission barriers of hot rotating nuclei and their experimental tests are reviewed. The discussions are limited to macroscopic fission models (no shell effects), since experimental tests come primarily from heavy-ion induced reactions involving large angular momenta and internal excitation energies. The physics of the rotating finite range models with temperature is emphasized and the predictions of our model are compared with those of other macroscopic models and with statistically deduced experimental results. The difficulties associated with the statistical model analysis at high temperatures are discussed.

Возрастающая доступность пучков высоконергетических тяжелых ионов делает возможными исследования свойств ядерного вещества при высоких температурах и больших угловых моментах. Недавние экспериментальные данные ЦЕРНа о достижимых температурах перед развалом составной ядерной системы путем мультифрагментации [1] резко увеличили интерес как к экспериментальным [2-7], так и к теоретическим [8-11] исследованиям свойств горячего ядерного вещества. В частности, в настоящее время внимание сосредоточено на поисках фазового перехода жидкость - газ при температуре, близкой к 5 MeV. Так как большинство экспериментов проводится в реакциях с тяжелыми ионами, важную роль в развале образующейся в этих реакциях составной ядерной системы должен играть угловой момент. В последнее десятилетие интенсивно исследовалось влияние углового момента. Главные теоретические и экспериментальные результаты проведенных исследований будут приведены в данной работе.

Температурные эффекты теоретически изучались во многих работах [8-20]. В настоящей работе полученные результаты будут обсуждены вместе с моделью вращающегося ядра, учитывающей конечный радиус эффективных ядерных сил [21,22]. Такая модель должна применяться при достаточно больших энергиях возбуждения ( $E^* > 30$  MeV), когда исчезают оболочечные и спаривательные эффекты. Эта макроскопическая модель используется для расчетов барьеров деления  $^{178}W$  при различных значениях температуры и углового момента. Затем следует обсудить вопрос о применении этих барьеров для предсказаний в рамках статистического подхода сечений деления ядер в реакциях с тяжелыми ионами.

---

\* Национальная лаборатория им. Лоуренса в Ливерморе, шт. Калифорния, США.

Макроскопические модели. Значительное число теоретических и экспериментальных работ было посвящено изучению свойств вращающихся ядер: изменениям равновесных форм, энергиям ираст-линии, а также барьерам деления. В ранних теоретических исследованиях использовалась модель вращающейся жидкой капли (ВЖК) [23], в более поздних – модель вращающейся капли с учетом конечного радиуса ядерных сил (ВЖКРС) [21-24]. Из-за своей простоты модель ВЖК широко используется для интерпретации данных, полученных в самых разных экспериментах с тяжелыми ионами. Однако не следует ожидать, что модель ВЖК будет справедливой для форм с хорошо выраженной шейкой, которые соответствуют барьерам деления легких ядер. Заметим, что шейка седловых конфигураций становится все уже и уже по мере уменьшения массового числа и в конечном счете исчезает, когда переходная конфигурация соответствует двум касающимся сфероидам или сферам. Модель ВЖКРС учитывает влияние конечного радиуса ядерных сил и диффузности ядерной поверхности на энергию конфигураций с выраженной шейкой. Различия между двумя формулировками модели ВЖКРС [21, 22, 24] обусловлены разными параметризациями ядерной поверхности и частично используемыми методами вычислений. Мустафа и др. использовали двухцентровую параметризацию форм с учетом четвертого [21] и шестого [22] порядков сглаживания поверхности гантелеобразных трехаксиальных форм, тогда как в работе [24] использовалась параметризация в виде трех плавно сопряженных квадратичных поверхностей вращения, которые затем аппроксимировались ограниченным разложением по полиномам Лежандра.

Во всех указанных моделях равновесные формы и барьеры деления определялись из условий экстремальности поверхности потенциальной энергии по всем переменным  $\alpha$ , характеризующим форму капли при заданном значении углового момента  $J$ . При этом энергия записывалась в виде

$$E(\alpha, J) = E_s(\alpha) + E_c(\alpha) + [J(J+1)\hbar^2]/2\mathcal{F}(\alpha),$$

где  $E_s$  – поверхностная и  $E_c$  – кулоновская энергии; третий член определяет энергию вращения капли;  $\mathcal{F}$  соответствует моменту инерции.

Детали вычислений можно найти в соответствующих литературных ссылках. Следует отметить лишь наиболее важные особенности. В модели ВЖКРС поверхностная энергия рассчитывалась с помощью свертывающих потенциалов типа Йкавы и экспоненциального потенциала [25] с параметрами из работы [26]. Кулоновская энергия и энергия вращения вычислялись с учетом диффузности поверхности ядра. Следует особо подчеркнуть, что когда радиус свертывающего потенциала и параметр, определяющий диффузность поверхности, обращаются в нуль, то модель ВЖКРС для фиксированной формы капли дает ту же энергию, что и модель ВЖК.

Заметим также, что в модели ВЖКРС используется пять параметров, тогда как в модели ВЖК – только три. Параметрами ВЖКРС являются: параметр радиуса ядра  $r_0 = 1,16 \text{ fm}$ , параметр свертывающего потенциала  $a = 0,68 \text{ fm}$ , параметр диффузности поверхности  $b = 0,99 \text{ fm}$ , константа поверхностной энергии  $a_s = 21,13 \text{ MeV}$ , константа изоспиновой асимметрии поверхностной энергии  $\chi_s = 2,3$ . Параметрами модели ВЖК [27] являются:  $r_0 = 1,2249 \text{ fm}$ ,  $a_s = 17,9439 \text{ MeV}$  и  $\chi_s = 1,7826$ .

Предсказания макроскопических моделей. Обсудим главные результаты применения описанных выше моделей к ядрам, лежащим в долине  $\beta$ -стабильности:

1. Рассмотрим сначала роль конечного радиуса ядерных сил, моделируемых с помощью свертывающего потенциала типа Йкавы и экспоненциального потенциала. Соответствующие результаты представлены на рис. I-4. На рис. I показано сравнение барьеров деления, предсказываемых моделями ВЖК [23] и ВЖКРС [22, 28] при  $J = 0$ . Конечный радиус ядерных сил приводит к существенному понижению барьеров деления, которое нарастает с уменьшением массового числа и может достигать 18 MeV.

2. Влияние диффузности поверхности на величину момента инерции демонстрирует рис. 2 [21]. При учете диффузности барьеры деления несколько повышаются (см. две нижние кривые). Это обусловлено изменениями энергий вращения ядра в основном состоянии и в седловой точке при различных значениях углового момента. Для сравнения показаны также результаты модели ВЖК.

3. Одним из наиболее важных предсказаний макроскопических моделей вращающегося ядра является значение критического углового момента, при котором исчезает барьер деления. Результаты моде-

лей ВИК [23] и ВИКРС [21] представлены на рис.3. Максимально возможный угловой момент  $J_c^{max} \approx 100\hbar$  относится к области массовых чисел 130-150. Значения  $J_c$  уменьшаются как при переходе к более легким ядрам (в результате уменьшения центробежных сил), так и при увеличении массовых чисел (в результате увеличения кулоновских сил). Две нижние кривые на рис.3 определяют угловой момент, который необходим для понижения барьеров деления до значений  $B_f = 8$  МэВ. Эти кривые дают величину углового момента, который еще может удерживаться составным ядром и при котором еще возможно деление без добавочного девозбуждения путем эмиссии частиц. Максимальный угловой момент  $J_{max} = 75\hbar$  в модели ВИКРС попадает в область  $A = 150$ . Модель ВИК дает  $J_{max} = 77\hbar$  при  $A = 140$ . Различие в предсказаниях двух моделей невелико. Однако относительные различия предсказуемых моментов возрастают как для небольших, так и для больших  $A$ . В области  $30 < A < 220$  эти различия могут достигать 30%. Результаты, показанные на рис.2 и 3, получены при использовании четвертого порядка сглаживания поверхностей с развитой шейкой [21]. При использовании шестого порядка сглаживания [22] изменяются только результаты вблизи массового числа 200, где седловые формы наиболее вытянуты.

4. Равновесные формы основных состояний показаны на рис.4. Начиная со значений  $J = 0$ , для которых равновесная форма является сферической, равновесные формы с ростом спина  $J$  становятся все более сплюснутыми. При еще больших  $J$  предпочтительными становятся трехаксиальные конфигурации, а затем вытянутые конфигурации, для которых окончательно исчезает барьер деления. Две нижние кривые на рис.4 определяют линии перехода, где равновесные формы изменяются от сплюснутых (пунктирная кривая) к трехаксиальным (сплошная кривая) деформациям. На рис.4 также приведены критические значения угловых моментов, для которых барьер деления обращается в нуль как в модели ВИК, так и ВИКРС.

5. На рис.5 представлено сравнение зависимостей барьеров деления от углового момента, полученных для ядра  $^{153}\text{Tb}$  в различных вариантах модели ВИКРС. Как уже упоминалось, различие между данными работ [21] и [22] связано с различиями в описании шейки, а различия между подходом Мустасы и др. [21,22] и Сирка с Дэвисом [24] связано с разными параметризациями формы ядер, а также различиями методов вычислений. Детальный анализ, проведенный в рамках статистической модели [29], позволяет сделать вывод, что барьеры деления, соответствующие двум нижним кривым рис.5, согласуются с данными по сечениям деления ядер в реакциях с тяжелыми ионами. Малые различия двух кривых не могут быть дискриминированы при имеющихся погрешностях анализа и экспериментальных данных.

Результаты работы по данному вопросу можно суммировать следующим образом. Модель вращающейся капли с учетом конечного радиуса ядерных сил предсказывает существенно более низкие барьеры деления, чем простая модель вращающейся жидкой капли, при всех значениях углового момента. Различие предсказаний возрастает с уменьшением массового числа и может достигать значений до 18 МэВ. Понижение барьеров обусловлено притягивающей составляющей ядерных сил, выявляющейся для конфигураций с хорошо выраженной шейкой.

Экспериментальная проверка предсказуемых барьеров. Экспериментальная проверка предсказаний макроскопических моделей вращающегося ядра была начата в работах [30], которые показали, что для согласия с наблюдаемой в реакциях с тяжелыми ионами делимостью ядер необходимо уменьшить барьеры, полученные в ВИК. За этой работой последовали другие измерения [12,29,31-36].

Барьеры деления определяются из описания в рамках статистической модели наблюдаемых сечений деления и продуктов испарительного девозбуждения составных ядер, если последние измеряются. Обычно для описания данных подбираются два параметра: 1) отношение ферми-газовых параметров плотности уровней  $a_f/a_n$  для седловой конфигурации и нейтронного канала распада; 2) барьер деления, зависящий от углового момента. Некоторые группы также варьируют распределение спинов во входном канале [34] и вводят определенные уточнения в описание плотности уровней [33]. Однако расширение свободы описания делает более трудными конкретные заключения о барьерах деления.

На рис.6 показано описание данных австралийской группы [34] для шести различных ядер с барьерами, предсказуемыми моделями ВИК и ВИКРС. Эти результаты так же, как и результаты работ [29-32], подтверждают необходимость уменьшения барьеров модели ВИК. Пониженные барьеры в целом согласуются с предсказаниями модели ВИКРС. Необходимо, однако, отметить, что не все согласны с этим заключением [33] и недавние результаты исследований в Дубне и Обнинске [35-37] указывают на некоторые расхождения с предсказаниями модели ВИКРС.

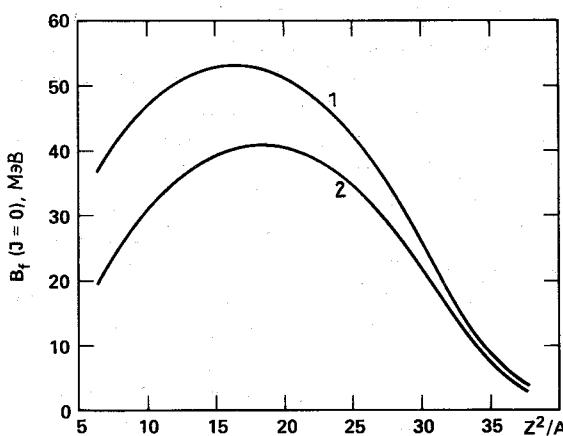


Рис. 1. Зависимость барьеров деления не врачающихся ядер от параметра делимости  $Z^2/A$ : 1 - результаты расчетов в модели ВЖК с параметрами [27]; 2 - то же в модели ВЖКРС [22, 28]. В обоих вариантах расчетов использовалась двухцентровая параметризация формы седловых конфигураций ядер

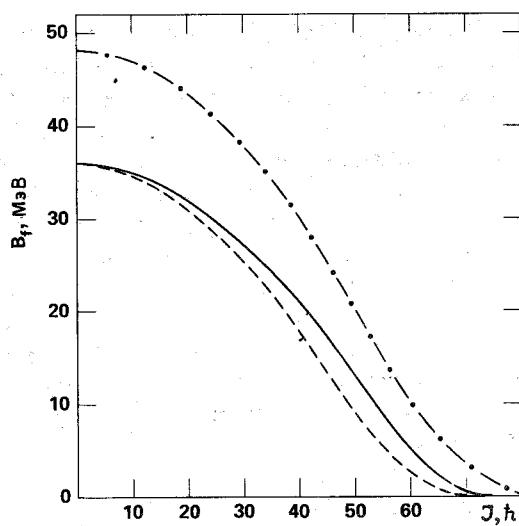


Рис. 2. Зависимость барьеров деления ядра  $^{27}\text{Rh}$  от углового момента: сплошная кривая - предсказания модели ВЖКРС с учетом влияния диффузности ядерной поверхности ( $\delta = 0,99$ ) на моменты инерции; пунктирная кривая - то же без учета влияния диффузности ( $\delta = 0$ ); штрих-пунктирная кривая - предсказания модели ВЖК [23]

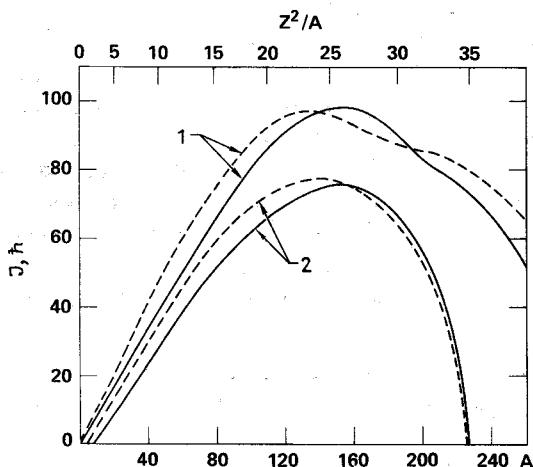


Рис. 3. Угловой момент, необходимый для понижения барьеров деления  $\beta$ -стабильных ядер до значений  $B_f = 0$  (кривые 1) и  $B_f = 8$  МэВ (кривые 2): сплошная кривая - предсказания модели ВЖКРС; пунктирная кривая - предсказания модели ВЖК. В этих расчетах заряды ядер округлены до ближайшего целого числа

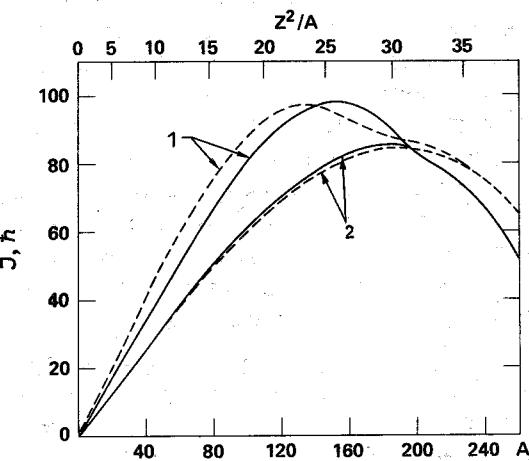


Рис. 4. Угловые моменты, определяющие переход равновесных деформаций ядер от сплюснутых к трехосиальным. Обозначения те же, что на рис. 3

Тем не менее в настоящее время можно сделать вывод, что модель ВЖКРС является более физической, чем простая модель ВЖК, и она должна лучше согласоваться с экспериментальными данными. Однако универсальный выбор параметров модели ВЖКРС, возможно, еще не достигнут. В частности, плохо известен параметр изоспиновой асимметрии поверхностной энергии  $\chi_s$  и необходима дальнейшая работа по уточнению этого параметра.

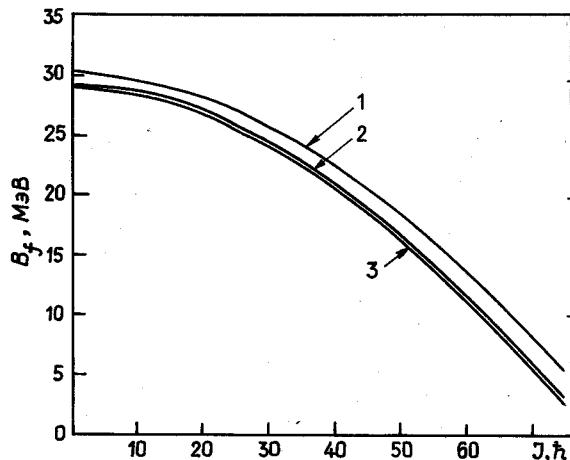


Рис.5. Зависимость от углового момента барьеров деления ядра  $^{153}\text{Tb}$ , полученная в рамках различных вариантов модели ВККРС. Данные работ: 1 - [21]; 2 - [22]; 3 - [24]

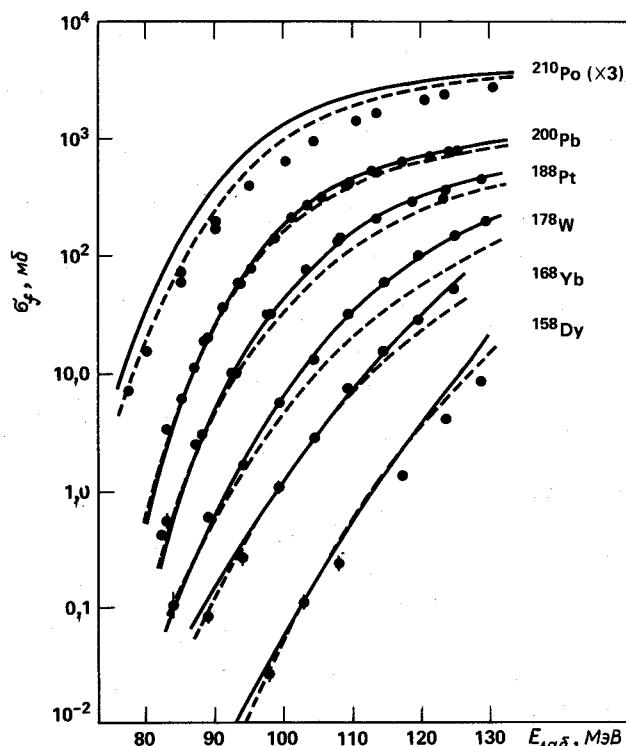


Рис.6. Описание в рамках статистической модели энергетической зависимости сечений деления с барьерами моделей BMK (пунктирные кривые) и ВККРС (сплошные кривые)

#### Свойства горячих вращающихся ядер

**Общие замечания.** При обсуждении делительных свойств горячих вращающихся ядер особое внимание следует уделить поверхностной энергии деформированного ядра при конечных температурах. Представим модель, которая объединяет физические представления модели вращающейся капли с учетом конечного радиуса ядерных сил, рассмотренной в предыдущем разделе, с явлениями в нагретых ядрах. Будет рассмотрена зависимость барьеров деления как от температуры возбужденного ядра, так и от углового момента. Обсудим также применение этих барьеров в статистических расчетах сечений деления ядер.

Свойства нагретого ядерного вещества изучались многими авторами [8-11, 13-20]. Тем не менее число работ по делению горячих ядер достаточно ограничено [14-16, 38], а число работ по делению вращающихся горячих ядер ограничено еще больше [16, 39]. Это не слишком неожиданно, так как температура вносит дополнительное усложнение задачи. Таким образом, необходимо наряду со всеми параметрами деформации нормального холодного деления рассматривать еще температуру и угловой момент.

В большинстве проведенных исследований в качестве аналога потенциальной энергии при конечных температурах используется свободная энергия, определяемая соотношением [40]  $F(\alpha, T) = E(\alpha) - TS$ , где  $S$  – энтропия;  $T$  – температура;  $\alpha$  – деформация. В процессе деления температура, однако, не сохраняется. Например, при делении под действием тяжелых ионов составное ядро образуется с заданной энергией возбуждения и угловым моментом. При разделении на осколки часть этой энергии возбуждения переходит в энергию деформации, следовательно, на различных этапах деформации температура оказывается разной. Более подходящим для описания процесса деления может быть полная энергия системы при фиксированной энтропии, которая связана со свободной энергией соотношением  $(\partial F / \partial \alpha)_T =$

$= \partial E / \partial \alpha$ )<sub>S</sub>. В данной работе ограничились рассмотрением свободной энергии при фиксированной температуре. Упрощенный характер такого рассмотрения не следует упускать из виду, и для более детального анализа возможных различий термодинамических функций можно обратиться к работам [16, 39].

Эффективная потенциальная энергия и барьеры деления. Как уже отмечалось, эффективной потенциальной энергией нагретых вращающихся ядер в процессе деления может служить свободная энергия, определяемая соотношением

$$F(\alpha, T, J) = F(\alpha, T) + J(J+1)\hbar^2/2\mathcal{F}(\alpha, T),$$

где первое слагаемое – свободная энергия невращающегося деформированного ядра; второе слагаемое – энергия вращения;  $\mathcal{F}(\alpha, T)$  – момент инерции деформированного ядра при заданной температуре.

Свободная энергия  $F(\alpha, T)$  может быть записана в виде суммы

$$F(\alpha, T) = F_S(\alpha, T=0)f_S(T) + F_C(\alpha, T=0)f_C(T),$$

где  $E_S(\alpha, T=0)$  и  $E_C(\alpha, T=0)$  – поверхностная и кулоновская энергии холодного ядра;  $f_S(T)$  и  $f_C(T)$  – функции, определяющие температурные изменения соответствующих компонентов свободной энергии. Аналогично можно представить также момент инерции  $\mathcal{F}(\alpha, T) = \mathcal{F}(\alpha, T=0)f_Z(T)$ . Температурные зависимости кулоновской энергии и момента инерции достаточно слабые, и их можно аппроксимировать соотношениями  $f_C(T) = 1 - 10^{-3}T^2$ ;  $f_Z(T) = 1 + (2 \cdot 10^{-3})T^2$ . Функция  $f_S(T)$  является наиболее важной величиной в описании свойств нагретых ядер. Она была исследована как в приближении Томаса – Ферми [8, 13, 14, 18], так и в приближении Хартри – Фока [15, 19, 20]. Основной результат всех этих исследований состоит в том, что при некоторой критической температуре  $T_c$  поверхностная энергия обращается в нуль и ядро не может более существовать. Таким образом, главной задачей становится определение функции  $f_S(T)$ , описывающей температурную зависимость поверхностной энергии и соответствующую критическую температуру. В таблице суммированы выражения для  $f_S(T)$  и значения  $T_c$ , предложенные различными авторами. Графическое представление этих функций показано на рис. 7. Видно, что при высоких температурах имеются значительные расхождения в поведении предложенных функций и нет достаточно надежного теоретического предсказания значений  $T_c$ . Тем не менее при низких температурах ( $T < 5$  МэВ) использование любой из предложенных функций может быть оправдано для изучения температурных эффектов в делении ядер.

Описанная выше модель основана на жидкокапельном описании процесса деления. Таблица также соответствует статистической модели горячих ядер. Для изучения свойств горячих ядер привлекались также динамические модели, простирающиеся от гидродинамики до зависящего от времени приближения Хартри – Фока. Однако обсуждение этих моделей выходит за рамки данной работы.

Температурная зависимость поверхностного компонента свободной энергии при низких температурах ( $T < 5$  МэВ)

Функциональная зависимость $f_S(T)$	$T_c$ , МэВ	Литература
Приближение Томаса – Ферми		
$1 - T^2/T_c^2$	12,9	[18]
$1 - T^2/T_c^2$	10,4	[13, 14]
$(1 + 1,5 T/T_c)(1 - T/T_c)^{3/2}$	17,2	[8]
Приближение Хартри – Фока		
$1 - T^2/T_c^2$	11,6	[20]
$1 - T^2/T_c^2$	12,6	[15]

В настоящих расчетах деформации ядер описывались в рамках симметричной двухцентровой модели с учетом четвертого [21] и шестого порядков сглаживания форм с выраженной шейкой [22]. Для функции  $f_S(T)$  были использованы результаты работы [20]. Барьеры деления, полученные из расчетов многочленной поверхности потенциальной энергии, показаны на рис. 8. Барьеры представлены как функции углового момента при фиксированных значениях температуры. Барьеры уменьшаются как при увеличении углового момента, так и при росте температуры, а при больших температурах или угловых моментах барьеры исчезают. Очевидно, что предельная температура, при которой исчезает барьер, зависит от углового момента и наоборот.

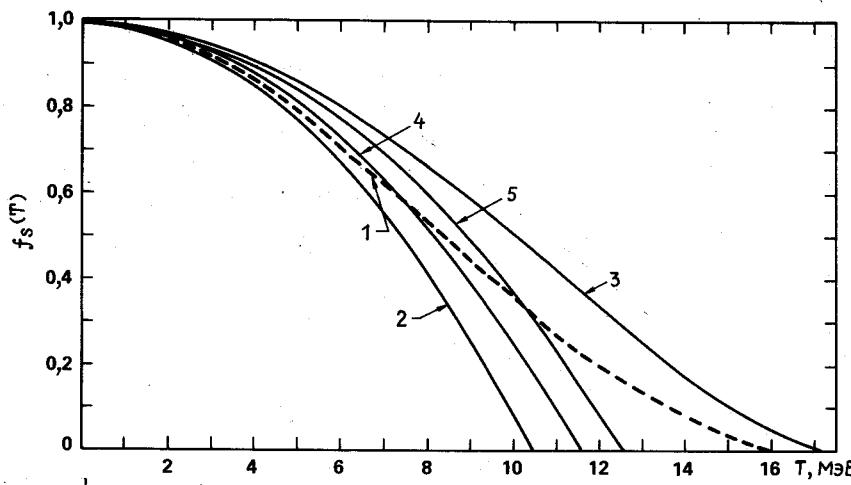


Рис. 7. Температурная зависимость функции  $f_s(T)$  согласно определениям различных авторов: 1 - [18]; 2 - [13, 14]; 3 - [8]; 4 - [20]; 5 - [15]

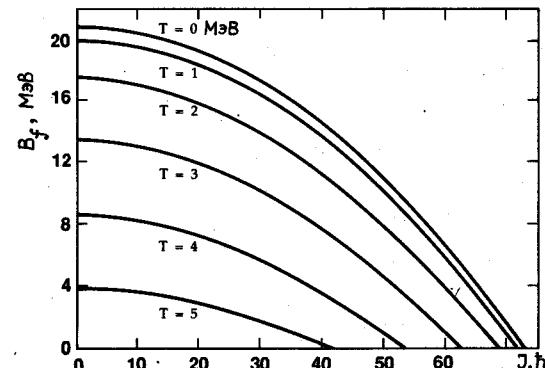


Рис. 8. Зависимость барьеров деления ядра  $^{178}\text{W}$  от углового момента при фиксированных температурах. Расчеты выполнены в рамках модели ВКИРС, обобщенной на конечные температуры

Анализ в рамках статистической модели температурных изменений сечений деления. Как отмечено выше, информацию о барьерах деления получают из экспериментальных данных по сечениям деления. Величина сечений определяется статистической конкуренцией между делением и эмиссией частиц. На основе этого приближения в работах [29–32, 34] показано, что барьеры деления, предсказываемые при  $T = 0$  моделью вращающейся капли с учетом конечного радиуса ядерных сил, адекватно описывают наблюдаемые делимости для широкого круга ядер.

Из рис. 8 видно, что барьеры деления значительно уменьшаются с ростом температуры. Чтобы исследовать влияние такого уменьшения барьера на энергетическую зависимость сечений деления, автор сделал статистические расчеты сечений для реакции  $^{19}\text{F} + ^{159}\text{Tb}$ . Была использована программа RACE [41] с версией статистической модели Монте-Карло. Наблюдаемые сечения деления для системы  $^{19}\text{F} + ^{159}\text{Tb}$  вполне удовлетворительно воспроизводятся статистическими расчетами с барьерами деления, предсказываемыми моделью ВКИРС для нулевой температуры, и стандартными значениями других параметров, хотя описание экспериментальных данных не столь хорошее, как найденное в работе [34]. Чтобы исследовать влияние температурных изменений барьера, автор вычислил сечения деления для данной системы с учетом температурных уменьшений барьера. Все другие параметры в этих расчетах оставались такими же, как при использовании барьера холодных ядер. Полученные в этих расчетах сечения деления оказались значительно большими, чем экспериментальные. Это означает, что согласованный учет температурных изменений всех используемых в расчетах параметров должен быть сделан для достижения удовлетворительного описания наблюдаемых сечений деления. Важный критический ком-

понент такого описания – температурные изменения параметров плотности уровней [42, 43]. Если настоящие предсказания температурных изменений барьеров деления являются достаточно корректными, то можно понять причины, которые приводят к успехам расчетов с барьерами холодных ядер. Именно на этих вопросах сосредоточены текущие исследования автора.

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Модель БЖК была использована [23] для предсказания свойств быстро вращающихся ядер, и ее результаты широко привлекаются для многих расчетов. Однако в свете более фундаментальных вычислений и недавних анализов сечений деления ядер в реакциях с тяжелыми ионами применимость модели БЖК для области масс  $A < 200$  оказывается под вопросом.

2. Модель БЖКС более правильно отражает эффекты, обусловленные ядерными взаимодействиями и диффузностью поверхности ядра. Эти эффекты приводят к уменьшению барьеров деления  $B_f(J)$  по сравнению с предсказаниями модели БЖК. Величина уменьшения нарастает с уменьшением  $A$ .

3. Анализ в рамках статистической модели, использующий  $B_f(J)$  из предсказаний БЖКС, демонстрирует адекватное согласие измеренных и рассчитанных энергетических изменений сечений деления ядер в реакциях с тяжелыми ионами. Однако результаты статистических анализов, проведенных различными группами, обычно не согласуются между собой. Это указывает на необходимость уточнения используемых в анализе аппроксимаций, в частности описания плотности уровней и распределения спинов во входном канале.

4. Теория предсказывает понижение барьеров деления с увеличением энергии возбуждения или температуры составного ядра. Однако экспериментальной информации о таких эффектах очень мало. Была начата программа анализа функций возбуждения для легких ядер, которые имеют достаточно высокие барьеры деления и для которых статистическая модель должна быть справедливой при сравнительно высоких температурах. Решающим компонентом такого анализа оказывается температурная зависимость параметра плотности ядерных уровней.

5. Экспериментальные данные о предельных температурах, достижимых в горячем ядре перед его распадом путем мультифрагментации, в настоящее время следует воспринимать с определенной осторожностью. В анализ этих данных не включены многие физические эффекты, связанные с механизмами реакций под действием тяжелых ионов.

6. Полностью открытым является вопрос, как анализировать распад ядерных составных систем при больших угловых моментах и высоких температурах, для которых исчезает барьер деления.

#### Список литературы

1. Song S. e.a. Phys.Lett., 1983, v.130B, p.14.
2. Grégoire C., Tamain B. Ann. Phys., 1986, Fr.11, p.323.
3. Klotz-Engmann C. e.a. Phys. Lett., 1987, v.187, p.245.
4. Pe'ter J. In: Proc. Int. school-seminar on heavy ion physics. Dubna, USSR (september 1986).
5. Fabris D. e.a. Preprint from cyclotron Institute. Texas A&M University, USA, april 1987.
6. Pochodzalla J. e.a. Phys. Rev. Lett., 1985, v.55, p.177; Phys. Lett., 1985, v.161B, p.275.
7. Charity R.J. e.a. Rep. LBL-22447. Lawrence Berkeley Laboratory, 1987 (Submitted to Nucl. Phys. A).
8. Levit S., Bonche P. Nucl. Phys., 1985, v.A437, p.426.
9. Bondorf J., Donangelo R., Mishustin I.N., Schulz H. Ibid., v.A444, p.460.
10. Gross D.H.E., Xiao-ze Z., Shu-yan X. Phys. Rev. Lett., 1986, v.56, p.1544.
11. Alhassid Y., Levit S., Zingman J. Ibid., v.57, p.539.
12. Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A. Treatise on heavy-ion science. N.Y.: Ed. D.A.Bromley, Plenum Press, 1985, v.4, p.3.
13. Stocker W., Burzlaff J. Nucl. Phys., 1973, v.A202, p.265.
14. Hasse R.W., Stocker W. Phys. Lett., 1973, v.44B, p.26.
15. Sauer G., Chandra H., Mosel U. Nucl. Phys., 1976, v.A264, p.221.
16. Diebel M., Albrecht K., Hasse R.W. Ibid., 1981, v.A355, p.66.
17. Ignatyuk A.V., Mikhailov I.N., Molina L.H. e.a. Ibid., 1980, v.A346, p.191.
18. Ravenhall D.G., Pethick C.J., Lattimer J.M. Ibid., 1983, v.A407, p.571.

19. Bonche P., Levit S., Vautherin D. *Ibid.*, 1984, v.A427, p.278; 1985, v.A436, p.265.
20. Brack M., Guet C., Hakansson H.B. *Phys. Rep.*, 1985, v.123, p.275.
21. Mustafa M.G., Baisden P.A., Chandra H. *Phys. Rev.*, 1982, v. C25, p.2524.
22. Mustafa M.G. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1984, v.29, p.756.
23. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. *Ann.Phys. (N.Y.)*, 1974, v.82, p.557.
24. Davies K.T.R., Sierk A.J. *Phys. Rev.*, 1985, v. C 31, p.915; Sierk A.J. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, v.55, p.582.
25. Krappe H.J., Nix J.R., Sierk A.J. *Phys. Rev.*, 1979, v. C 20, p.992.
26. Möller P., Nix J.R. *Nucl. Phys.*, 1981, v. A361, p.117.
27. Myers W.D., Swiatecki W.J. *Ark. Fys.*, 1967, v. 36, p.343.
28. McMahan M.A., Moretto L.G., Padgett M.L. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, v.54, p.1995.
29. Plasil F., Awes T.C., Cheynis B. e.a. *Phys. Rev.*, 1984, v.C29, p.1145.
30. Beckerman M., Blann M. *Phys. Lett.*, 1977, v. 68B, p.31; *Phys. Rev.*, 1978, v. C 17, p.1615.
31. Blann M., Komoto T. *Phys. Rev.*, 1982, v.C 26, p.472; Blann M. *Ibid.*, 1986, v. C 34, p.2215.
32. Plasil F. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v.45, p.333; Van der Plicht J. e.a. *Phys. Rev.*, 1983, v. C 28, p.2022.
33. Karwowski H.J., Vigdor S.E. *Phys. Rev.*, 1984, v.C 29, p.872; 1982, v.C 26, p.1068.
34. Charity R.J., Leigh J.R., Bokhorst J.J.M. e.a. *Nucl. Phys.*, 1986, v.A457, p.441; Charity R.J., Leigh J.R. *Private communications*.
35. Ignatyuk A.V. e.a. *Fiz. Elem. Chastits At. Yadra*, 1985, v. 16, p.709.
36. Lazarev Yu.A., Oganesian Yu. Ts., Shirokovsky I.V. e.a. DUBNA preprint E7-87-50. 1987 (submitted to "Europhys Letters").
37. Lazarev Yu. A. Discussion in this symposium.
38. Campi I., Stringari S. *Z. Phys.*, 1983, Bd A 309, S.239.
39. Dalili D., Ne'meth J., Ngô C. *Ibid.*, 1985, v. A 321, p.335.
40. Bohr A., Mottelson B.R. *Nuclear Structure*, 1975, v.11, p.371.
41. Gavron A. *Phys. Rev.*, 1980, v.C21, p.230.
42. Surraud E., Schuck P., Hasse R.W. Grenoble preprint. July 1985.
43. Ignatyuk A.V. Discussions in this symposium .

Статья поступила в редакцию 25 мая 1987 г.

УДК 539.170

## НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ $^{239}\text{Pu}$ В ОБЛАСТИ РАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

А. А. Лукьянов, В. В. Колесов, С. Томков\*, Н. Янева\*

$^{239}\text{Pu}$  NEUTRON CROSS-SECTION IN THE RESOLVED RESONANCE REGION.  
 The multilevel parameters for the description of total and fission cross-sections for  $^{239}\text{Pu}$  in the resolved resonance region up to 500 eV have been determined. The method for the constructions of the elastic scattering and radiative capture resonance cross-sections using these parameters have been developed. Group averaged cross-sections for experimental and evaluated data have been calculated in the considered energy interval.

**Многоуровневый анализ полного сечения и деления.** При большом объеме экспериментальной информации об энергетической структуре нейтронных сечений  $^{239}\text{Pu}$  в резонансной области лишь некоторые из имеющихся наборов данных могут быть практически использованы в задаче многоуровневой параметризации этой структуры. Здесь помимо хорошего экспериментального разрешения в относительно широком интервале энергий необходима и высокая точность измерений сечений, особенно в области интерферен-

\* Институт ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской Академии наук, София.

ционных минимумов, важных, в частности, для многоуровневого описания энергетической структуры сечения деления. Библиотеки оцененных данных для представления резонансных сечений  $^{239}\text{Pu}$  используют в настоящее время, как правило, результаты измерений Блонса, Дерриена и Гвина [1-6] с последующими коррекциями по появляющимся новым данным для средних по энергии сечений [7-9]. Эти данные в области ниже 500 эВ, где резонансы можно считать относительно хорошо разрешенными, анализируются в данной работе.

Многоуровневое описание сечений делящихся ядер, в частности  $^{239}\text{Pu}$ , проводилось в нескольких работах с использованием различных схем теории резонансных реакций [10]. Так, в работах [11-15] для этого использовался формализм  $R$ -матричной теории, а в работах [16-19] – так называемая схема Адлеров, представляющая собой упрощенный вариант  $S$ -матричной параметризации. В данной работе также используется схема Адлеров для определения согласованного набора соответствующих резонансных параметров при совместном анализе полного сечения и сечения деления во всей области разрешенных уровней вплоть до 500 эВ. Построенные с использованием найденных нами параметров резонансные сечения воспроизводят все наблюдаемые особенности энергетической структуры сечений в рассматриваемой области [20].

Для описания энергетической зависимости сечений в разрешенной области используется общее выражение для элементов матрицы столкновений  $S^J(E)$  с заданным значением полного момента  $J$  и четности:

$$S_{nc}^J(E) = \exp(-i\varphi_n) \left( \delta_{nc} + i \sum_k \frac{\Gamma_{kn}^{1/2} \Gamma_{kc}^{1/2}}{E_k - E} \right) \exp(-i\varphi_c). \quad (1)$$

Комплексные параметры  $E_k = \mu_k - i\nu_k$  и  $\Gamma_{kc}^{1/2}$  предполагаются не зависящими от энергии, кроме  $\Gamma_{kn} \approx \sqrt{E}$  [10, 16]. Полное сечение и сечение деления выражаются через элементы  $S^J$ -матрицы:

$$\sigma(E) = 2\pi\lambda^2 \sum_J g_J [1 - \operatorname{Re} S_{nn}^J(E)]; \quad (2)$$

$$\sigma_f(E) = \pi\lambda^2 \sum_J g_J \sum_{c(f)} |S_{nc}^J(E)|^2,$$

где  $g_J$  – спиновый фактор, а сумма по  $c(f)$  учитывает возможность нескольких каналов для процесса деления [10]. Подставляя выражение (1) в (2) и учитывая эффективное уширение резонансов за счет теплового движения ядер среды и конечности экспериментального разрешения, приходим к известным формулам Адлеров для многоуровневого представления наблюдаемых резонансных сечений [10, 16]:

$$\sigma(E) = \sigma_p + \pi\lambda^2 \sqrt{E} \sum_K \left[ \frac{G_k^T}{\nu_k} \psi \left( \frac{\mu_k - E}{\nu_k}, \frac{\nu_k}{\Delta} \right) - \frac{H_k^T}{\nu_k} \chi \left( \frac{\mu_k - E}{\nu_k}, \frac{\nu_k}{\Delta} \right) \right]; \quad (3)$$

$$\sigma_f(E) = \pi\lambda^2 \sqrt{E} \sum_K \left[ \frac{G_k^F}{\nu_k} \psi \left( \frac{\mu_k - E}{\nu_k}, \frac{\nu_k}{\Delta} \right) - \frac{H_k^F}{\nu_k} \chi \left( \frac{\mu_k - E}{\nu_k}, \frac{\nu_k}{\Delta} \right) \right]. \quad (4)$$

Здесь

$$\sigma_p = 4\pi\lambda^2 \sin^2 \varphi_n \quad (5)$$

потенциальное сечение (фазы  $\varphi_n$  предполагаются не зависящими от  $J$ );  $\psi$  и  $\chi$  – функции формы резонансов с учетом усреднения по распределению Гаусса:  $\Delta^2 = \Delta_R^2 + \Delta_T^2$ , где  $\Delta_R$  – ширина (дисперсия) функции экспериментального разрешения;  $\Delta_T$  – доплеровская ширина [10]. Параметрами в анализе экспериментальных данных являются общие для всех сечений данного элемента значения  $\mu_k$  и  $\nu_k$ , а также

$$G_k^T - iH_k^T = 2g_J \exp(-2i\varphi_n) \Gamma_{kn} / \sqrt{E}; \quad (6)$$

$$G_k^F - iH_k^F = \frac{2g_J}{\sqrt{E}} \sum_{c(f)} \sum_{k'(J)} (\Gamma_{kn} \Gamma_{k'n}^* \Gamma_{kc} \Gamma_{k'c}^*)^{1/2} / (E_{k'}^* - E_k), \quad (7)$$

причем сумма по  $k'(J)$  относится здесь к резонансам одного значения спина и четности (в случае  $^{239}\text{Pu}$  разрешенной области соответствуют резонансы  $s$ -волны с  $J$ , равным I и 0).

Для определения параметров схемы по имеющимся экспериментальным данным о резонансных сечениях  $^{239}\text{Pu}$  авторами построена программа нелинейного поиска с последовательным расширением энергетического интервала, используемого в анализе [21]. В результате удалось получить согласованный набор параметров  $\mu_k$ ,  $G_k^T$ ,  $G_k^F$ ,  $H_k^T$ ,  $H_k^F$ ,  $\nu_k$  (табл. I), позволяющий при соответствующем выборе  $\Delta$  воспроизводить по формулам (3) и (4) практически все наблюдаемые особенности энергетической зависимости  $\sigma(E)$  и  $\bar{\sigma}_f(E)$  вплоть до 500 эВ [20].

Таблица I

Параметры совместного многоуровневого анализа сечений  $^{239}\text{Pu}$

$\mu$ , эВ	$G^T \cdot 10^6$ , эВ $^{1/2}$	$G^F \cdot 10^6$ , эВ $^{1/2}$	$H^T \cdot 10^6$ , эВ $^{1/2}$	$H^F \cdot 10^6$ , эВ $^{1/2}$	$\nu$ , мэВ	$J$
-0,260	0,0	0,0	41,454	31,960	100,0	0
0,260	10,340	3,595	0,0	0,0	100,0	0
0,299	214,292	129,318	6,072	3,458	47,I	I
I,580	50,107	22,188	57,415	20,490	2250,0	0
7,807	414,603	230,186	-7,488	-6,594	42,9	I
10,920	830,202	623,722	50,632	51,270	88,9	II
II,880	418,I44	164,613	-32,102	-33,351	33,I	I
I4,30I	258,094	161,463	-32,148	-37,153	53,2	II
I4,66I	736,000	325,263	50,260	39,075	36,4	II
I5,417	282,151	253,136	-17,961	-25,966	404,6	I
I7,633	638,244	290,233	I,877	-5,705	38,2	I
22,239	815,360	477,964	22,730	II,524	52,4	II
23,880	28,235	14,379	-4,255	-4,516	45,8	II
26,230	448,817	225,867	2,595	-4,404	43,0	II
27,236	39,225	4,699	2,150	-0,267	24,5	I
32,289	72,670	52,741	2,051	I,990	83,0	I
35,426	58,293	6,110	0,057	-0,107	19,4	I
41,375	884,634	71,400	33,879	6,636	22,5	II
41,626	299,937	I39,449	-12,232	-8,862	50,6	II
44,436	I345,951	I20,529	37,864	-2,660	25,8	II
47,559	369,974	324,595	26,475	15,687	I40,6	0
49,648	240,744	239,689	I9,544	II,758	366,5	0
50,037	629,376	I38,103	10,879	-4,730	26,8	II
52,536	2000,650	270,773	71,993	4,660	28,8	II
55,580	305,015	I15,950	-0,403	-14,768	28,5	II
57,415	1492,228	I372,241	622,323	522,352	465,9	II
59,155	902,246	655,852	30,723	-2,483	69,3	II
63,031	III3,379	71,339	0,065	-1,884	49,4	II
63,603	977,862	948,770	-II80,160	-948,770	3510,9	0
65,454	715,369	538,243	210,550	318,910	I95,6	0
65,704	I666,989	593,210	I95,543	-22,514	33,6	II
74,028	569,493	263,456	-71,893	-82,425	38,9	II
74,901	3414,305	2234,634	281,817	102,635	93,0	II
78,940	10,682	0,224	2,283	-0,369	62,6	II
81,129	255,698	I99,741	398,051	399,482	835,4	II
82,663	56,367	3,380	I,155	-2,870	24,4	II
85,424	2832,952	2592,610	-344,838	-470,815	II65,0	0
85,488	I239,922	236,121	40,291	-18,186	38,2	II
90,722	I746,850	269,058	86,667	-6,340	30,I	I
92,969	100,498	9,284	-I,110	-6,841	20,7	I
95,374	296,672	88,270	27,172	-5,397	38,9	I
96,653	528,546	489,585	-II5,832	-105,788	731,9	0
98,867	I538,524	I248,382	I48,611	499,353	4652,0	0
I03,012	228,421	47,755	10,271	-3,827	24,9	I
I05,313	652,249	69,742	29,431	-1,963	29,9	I
I06,687	I253,704	465,199	62,790	-30,667	36,4	I
I10,415	63,145	26,277	2,044	-4,658	29,8	I
I13,960	20,989	I9,974	93,752	85,156	919,I	I
I15,284	I8,394	0,562	-I9,604	-20,007	85,8	I
I16,062	475,961	369,520	54,245	-7,643	I22,2	I
I18,840	2212,866	906,462	93,086	-46,784	40,8	I
I19,221	61,349	30,132	-22,110	27,758	405,0	I
I21,020	302,898	I46,495	-7,022	-22,402	23,9	I
I23,484	68,572	37,761	-0,356	-15,620	40,4	I
I26,234	208,270	46,890	I2,535	-1,894	19,8	I
I27,568	62,813	I7,917	-I,585	-8,640	18,5	I
I32,037	I102,696	I064,889	-I01,929	-238,700	I574,8	I
I33,803	634,738	82,396	18,510	-3,487	22,2	I
I35,230	I055,161	379,508	-672,458	-149,806	7505,9	0

Продолжение табл. I

$\mu, \text{ эВ}$	$G^T \cdot 10^6, \text{ эВ}^{1/2}$	$G^F \cdot 10^6, \text{ эВ}^{1/2}$	$H^T \cdot 10^6, \text{ эВ}^{1/2}$	$H^F \cdot 10^6, \text{ эВ}^{1/2}$	$\nu, \text{ мэВ}$	$J$
I36,788	410,I32	279,598	I0,999	-31,8II	50,3	I
I39,2I3	6,820	2,996	5,I35	0,999	25,0	I
I42,96I	372,204	242,I85	-8,405	-26,500	40,5	I
I43,476	508,I34	222,585	52,049	-3,239	42,0	I
I46,136	I42,303	71,500	52,I88	61,162	406,I	O
I46,266	650,I92	I07,874	71,286	-27,690	15,0	O
I48,293	42,915	24,470	-9,543	-20,200	47,2	O
I48,929	292,252	I59,793	-I03,458	26,965	2402,4	O
I49,453	166,72I	61,38I	I6,506	-15,310	26,2	O
I56,989	208,3I0	I73,355	97,770	-92,532	80,4	O
I57,095	I188,507	599,223	-21,580	46,766	442,6	O
I62,070	I3,630	2,650	-5,316	-10,245	75,0	O
I64,566	3076,663	3I9,585	I90,575	-I4,709	40,8	O
I65,400	903,623	574,255	-290,138	79,896	8836,3	O
I67,136	681,940	385,750	29,29I	-34,049	49,2	O
I70,532	70,762	57,526	-15,050	0,282	100,0	O
I71,100	237,479	94,866	-7,234	-II2,354	I500,0	O
I76,008	232,770	95,944	I2,430	-4,509	37,2	O
I77,252	380,248	53,809	22,398	-0,052	21,4	O
I78,935	I33,438	35,279	7,033	I,274	25,I	O
I83,673	I73,243	63,I90	II,528	-I,255	20,0	O
I85,182	742,568	544,294	-49,505	-83,7I7	I0II,0	O
I88,3I3	68,354	20,4I8	0,652	0,852	29,3	O
I90,665	I70,560	46,8I0	I3,438	3,995	26,3	O
I95,359	2020,036	I677,826	I78,217	99,27I	24I,5	O
I96,719	427,629	I62,895	55,I00	I9,705	40,4	O
I99,443	968,621	523,756	43,033	-0,432	63,I	O
203,380	I44,977	6,872	I02,762	28,169	46,I	O
203,964	2208,579	I697,9I9	-I24,10I	-I49,806	275,4	O
207,4I3	676,514	75,326	44,263	-2,785	15,6	O
207,880	I44,2I7	93,25I	-II4,844	-85,307	I000,0	O
211,063	525,339	299,6I2	I83,027	I70,578	II54,9	O
213,235	38,633	I9,705	21,069	10,477	I04,3	O
216,582	620,049	86,743	27,964	-5,994	33,6	O
219,55I	305,125	I00,204	-29,604	-I7,499	I5,0	O
220,273	797,542	207,043	-8,579	-23,243	59,3	O
223,2I6	304,975	37,923	2,752	-2,742	15,7	O
224,930	I42,677	35,859	I0,406	9,473	I7,5	O
227,770	I308,645	9I8,809	46,334	99,37I	4500,0	O
227,940	I62,189	67,825	I2,578	8,217	33,5	O
231,433	I089,052	II7,7I0	97,968	9,714	23,2	O
232,588	24,720	22,195	I8,175	I4,38I	24,7	O
234,357	909,505	I83,572	80,982	0,183	35,2	O
239,090	492,II6	I03,74I	27,288	-10,124	32,0	O
240,650	323,762	254,669	-265,443	-I84,942	4078,5	O
242,922	603,007	36I,628	44,873	I,619	58,2	O
247,637	I24,322	87,623	-33,352	-II,060	257,4	O
248,90I	I386,733	I37,637	79,992	II,2II	40,2	O
251,272	2479,667	383,373	I80,962	-2,267	47,9	O
254,644	265,924	I16,2I2	9,19I	5,374	42,I	O
256,151	56I,266	I51,094	56,995	19,687	5I,9	O
259,040	3,I62	I3,126	-8,466	-25,920	242,0	O
262,4I0	3708,40I	337I,56I	66,986	4,632	3514,7	O
262,748	23I,9II	50,39I	57,06I	23,959	46,7	O
269,150	I33,592	55,590	7,93I	I,186	73,3	O
269,589	365,756	I64,232	27,802	6,967	30,5	O
272,686	238I,697	889,886	I18,980	-6I,892	6I,2	O
274,840	I2I3,695	I149,870	35I,354	227,133	630,2	O
275,63I	I950,245	946,435	I06,315	-I9,II5	73,5	O
277,270	343,058	I59,793	456,694	483,000	2650,0	O
279,609	668,058	285,427	53,I39	-I,I38	43,3	O
282,970	2I79,I24	223,384	I73,084	-I6,473	42,7	O
288,040	895,686	769,570	94,448	38,435	3500,0	O
292,4II	33I,724	I58,439	I0,45I	-20,753	63,9	O
296,538	28I,038	III,00I	I4,979	-2,228	52,0	O
298,655	846,3I4	253,40I	79,983	I4,666	44,9	O
30I,888	I537,87I	70I,985	I22,368	-24,662	58,6	O
308,3I6	279,I29	22I,80I	-29,583	-37,89I	97,7	O
309,068	II2I,458	324,33I	I40,592	56,II6	47,4	O
3II,228	68,9I2	34,665	0,732	9,729	40I,0	O
3I3,692	I087,16I	I87,798	89,560	I,52I	39,9	O
3I6,729	428,225	I59,II3	46,I09	-0,937	59,9	O
32I,850	326,689	325,577	-I7,502	I06,909	4406,9	O
323,447	I569,544	369,287	92,275	I,024	84,0	O
325,38I	679,309	25I,202	53,42I	-2,260	65,4	O

Продолжение табл. I

$\mu$ , эВ	$G^T \cdot 10^6$ , эВ $^{1/2}$	$G^F \cdot 10^6$ , эВ $^{1/2}$	$H^T \cdot 10^6$ , эВ $^{1/2}$	$H^F \cdot 10^6$ , эВ $^{1/2}$	$\nu$ , мэВ	$J$
329,750	337,838	I92,732	-41,404	-30,643	2109,5	0
333,990	417,463	71,703	36,020	8,396	41,3	1
336,014	II39,586	262,749	83,993	2,520	45,4	1
338,037	611,051	I02,853	41,524	-4,982	42,0	1
339,336	266,902	I05,494	10,560	-6,492	59,2	1
343,266	II86,898	356,127	97,851	-17,427	54,0	1
346,557	391,278	316,354	40,551	44,942	75,5	1
350,399	I592,396	630,963	I32,353	-22,217	59,3	1
352,915	305,720	96,456	20,029	-0,630	54,5	1
355,050	33,I84	I9,542	-6,347	-8,859	81,3	1
357,970	256,I02	I91,942	-151,272	-32,094	3000,0	0
360,115	96,438	50,938	-7,812	-II,204	93,5	0
361,380	26,896	I7,551	-3,625	-5,551	107,2	0
366,100	246,359	242,685	-296,442	-I30,503	2500,0	0
368,609	64,I85	24,968	-46,867	-14,609	378,5	0
370,457	I81,275	I4,241	-21,504	-I0,288	45,3	1
371,820	I260,358	979,401	-44,539	-I64,041	2289,8	0
375,109	204,I62	41,003	24,646	6,634	38,7	0
377,182	I76,681	79,96	25,030	8,703	I02,4	0
378,072	74,899	I0,278	31,576	I6,798	79,0	0
382,593	I9,250	4,994	-6,445	-2,760	15,4	1
383,765	9II,057	I79,767	-37,266	-2,397	4298,2	1
384,351	423,823	238,627	45,546	2,771	65,6	1
389,595	I02,657	I9,853	I6,682	8,806	49,0	1
391,605	71,686	33,475	II,957	-0,999	76,3	1
394,543	466,683	241,416	21,I74	-29,451	65,6	1
397,029	167,681	I08,91	7,350	-14,729	85,9	1
401,250	I81,453	39,948	-I26,897	-69,909	I000,0	0
401,690	I322,665	994,248	I81,938	-40,956	I10,0	0
404,320	I509,881	827,773	212,415	-53,521	77,5	0
404,900	323,351	I79,844	I9,207	I39,908	I000,0	0
406,140	II3,904	I5,439	67,224	31,224	I60,0	0
407,027	45,149	37,951	38,328	0,999	I65,0	0
408,830	87,982	25,445	25,815	II,365	75,0	1
412,410	6I7,522	8I4,554	68,540	-14,432	72,5	0
415,780	228,999	37,934	I5,165	-5,I60	76,0	1
417,720	I26,458	56,457	9,774	-25,467	I35,5	1
419,940	4I7,865	225,072	21,I74	-33,521	69,5	1
425,700	II,079	2,497	I2,820	-1,725	71,0	1
426,450	600,500	499,353	-3I3,370	-33I,570	3500,0	0
429,720	276,725	26I,II3	-0,710	-30,017	390,0	0
431,370	588,787	518,783	-38,039	-33,438	I750,0	0
432,810	57,I24	20,063	43,019	36,675	I70,0	0
437,885	I81,I26	44,723	-I2,400	-0,999	41,6	1
438,964	2I7,983	38,423	-44,663	-I0,278	69,1	1
439,895	I75,720	29,961	60,446	36,952	957,2	0
442,515	509,571	406,513	75,II8	20,646	238,3	0
450,011	75,508	47,178	-33,090	-34,716	I25,3	0
451,483	864,368	70,400	54,916	-8,514	55,1	1
455,736	9,901	8,988	I889,750	II26,220	201,5	0
455,764	I840,286	II78,472	-I863,532	-I292,055	320,0	0
457,497	588,666	499,353	-5,184	-I2,284	215,8	1
458,906	352,704	I74,561	68,I07	57,332	98,4	1
461,454	237,534	I66,685	-I6,390	-31,653	I99,9	0
462,509	74,004	52,809	89,626	63,245	302,1	0
468,344	370,695	320,447	-43,263	-I26,399	I067,3	0
469,534	903,427	901,831	30I,955	359,534	2848,9	0
473,249	269,603	46,589	I0,416	-24,968	38,0	1
475,422	288,454	259,663	47,675	86,691	389,6	1
477,050	I04,803	7,571	34,003	47,938	I002,2	0
479,609	I3,564	9,987	-9,002	-I2,234	127,4	0
484,301	I73,I76	34,858	9,649	2,999	63,6	1
487,440	I27,087	I24,838	-44,781	-80,590	I76,2	0
487,984	353,918	3I0,238	45,536	63,283	293,9	0
490,874	94I,824	684,II3	42,960	49,935	II48,9	0
494,263	334,I09	22I,658	I5,378	I2,753	97,4	0
495,794	48,980	5,789	6,I38	9,987	I02,5	0
500,677	25I,773	I39,819	2,578	8,533	60,8	1
502,994	7II,075	438,036	II3,969	72,282	98,3	1
506,131	I7,497	4,494	-I7,I00	-4,994	98,6	0
508,370	2,963	2,896	-28,790	28,348	346,3	0
509,890	3469,086	599,223	28I,464	-30,398	I30,7	0
511,670	689,847	47I,675	-339,987	-257,939	I700,0	0
515,310	74,628	52,871	-I8,I59	-I,014	241,2	0

Окончание табл. I

$\mu, \text{ эВ}$	$G^T \cdot 10^6, \text{ эВ}^{1/2}$	$G^F \cdot 10^6, \text{ эВ}^{1/2}$	$H^T \cdot 10^6, \text{ эВ}^{1/2}$	$H^F \cdot 10^6, \text{ эВ}^{1/2}$	$\nu, \text{ мэВ}$	$J$
516,720	35,653	35,454	-3,159	1,997	160,9	0
518,130	72,807	17,940	-4,661	16,650	218,8	0
520,401	906,819	362,349	46,014	-38,381	83,2	0
524,360	2053,283	382,787	257,619	8,948	45,5	1
525,642	6139,813	4993,523	-351,683	-588,712	5583,2	0
526,150	33,011	9,987	36,569	85,822	47,2	1
527,530	34,663	9,987	31,493	51,007	33,9	1
530,730	3081,960	756,912	133,752	-200,268	77,2	0
596,859	119,267	113,829	541,737	285,164	1374,8	0
596,905	2017,571	1355,805	-1824,245	-635,841	7527,8	0

Параметры сечений упругого рассеяния и радиационного захвата. Анализ полного сечения (3) при определенной идентификации резонансов по спину позволяет найти не только параметры  $G_k^T$  и  $H_k^T$ , но и нейтронные ширины  $\Gamma_{kn}$  (6). Используя эти значения, можно непосредственно построить еще два сечения, определяемые диагональными элементами  $S^J$ -матрицы (1). Это сечение поглощения нейtronов

$$\begin{aligned} \sigma_a(E) = & \pi \lambda^2 \sum_J g_J [1 - |S_{nn}^J(E)|^2] = \\ & = \pi \lambda^2 \sqrt{E} \sum_K \left[ \frac{G_k^a}{\nu_k} \psi \left( \frac{\mu_k - E}{\nu_k}, \frac{\nu_k}{\Delta} \right) - \frac{H_k^a}{\nu_k} \chi \left( \frac{\mu_k - E}{\nu_k}, \frac{\nu_k}{\Delta} \right) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} G_k^a - i H_k^a = & (G_k^T - i H_k^T) \exp(2i\varphi_n) - \\ & - i \frac{\sqrt{E}}{2g_J} \sum_{K'(J)} \frac{(G_{k'}^T G_{k'}^T + H_{k'}^T H_{k'}^T) - i(H_{k'}^T G_{k'}^T - H_{k'}^T G_{k'}^T)}{\mu_{k'} - \mu_k + i(\nu_k + \nu_{k'})} \end{aligned} \quad (9)$$

и сечение упругого рассеяния

$$\sigma_n(E) = \sigma(E) - \sigma_a(E). \quad (10)$$

Используя найденные значения параметров  $G_k^T$  и  $H_k^T$  (см. табл. I) для каждого из возможных значений спинов  $J$ , можно найти параметры сечения поглощения  $G_k^a$  и  $H_k^a$  (9) и построить сечения  $\sigma_a(E)$  (8) для  $\Delta$ , соответствующего результатам измерений работы [3].

Для сечения упругого рассеяния нейtronов  $\sigma_n(E)$  (10) прямой экспериментальной информации об энергетической зависимости в резонансной области практически нет, и мы приводим лишь расчетную зависимость  $\sigma_n(E)$  для  $T=300$  К. Таким образом, воспроизведенные по параметрам полного сечения  $\sigma_a(E)$  и  $\sigma_n(E)$  содержат все характерные особенности резонансной структуры в рассматриваемой области, причем погрешности воспроизведения этих особенностей такого же порядка, как и для измеряемых с наилучшим разрешением полных сечений [19].

Очевидно, построив сечение поглощения и имея надежные по сечению деления  $\sigma_f(E)$ , можно определить с соответствующей точностью и резонансную зависимость сечения радиационного захвата:

$$\sigma_c(E) = \sigma_a(E) - \sigma_f(E) = \pi \lambda^2 \sqrt{E} \sum_K \left[ \frac{G_k^c}{\nu_k} \psi \left( \frac{\mu_k - E}{\nu_k}, \frac{\nu_k}{\Delta} \right) - \frac{H_k^c}{\nu_k} \chi \left( \frac{\mu_k - E}{\nu_k}, \frac{\nu_k}{\Delta} \right) \right] \quad (11)$$

с  $G_k^c = G_k^a - G_k^F$ ,  $H_k^c = H_k^a - H_k^F$  [22, 23]. Имеющиеся экспериментальные данные [3] качественно согласуются с результатами нашего расчета  $\sigma_c(E)$  (11). Важно, что при таком способе построения возникают возможности для коррекции параметров полного сечения и сечения деления (см. табл. I) и

более надежного определения спинов резонансов. Наиболее интересны области вблизи некоторых интерференционных минимумов, где при использовании недостаточно точных данных по полному сечению и сечению деления возможно рассогласование результатов для нашей схемы (II). Это может служить указанием на характер погрешностей экспериментальных данных.

Сравнение с интегральными данными. Приведенные в табл. I резонансные параметры для сечения деления нормировались на последнюю оценку  $\bar{\sigma}_f = 748,1 \text{ б}$  при  $0,0253 \text{ эВ}$  ( $\bar{\sigma}_c = 269,3 \text{ б}$ ) [24]. Сравнение средних по группам сечений деления радиационного захвата нейтронов и  $\alpha = \bar{\sigma}_c / \bar{\sigma}_f$  проводилось с имеющимися экспериментальными данными [3, 7-9] и современными оценками (табл. 2-4). При этом нормировка сечения деления была принята такой же, как и в работе [3].

Значения средних сечений деления  $^{239}\text{Pu}$  в отдельных интервалах

Энергия, эВ	$\bar{\sigma}_f = \frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} \bar{\sigma}_f(E) dE$						
	Гвин, 1976 г. [3]	Гвин, 1984 г. [7]	Вестон, 1984 г. 1980 г. [8]	Вагеманс, 1980 г. [9]	ENDF/B-IV <sup>*</sup>	Коньшин, 1982 г. [5] <sup>*</sup>	Настоящая работа
6-9	60,7	59,6±0,6	-	60,6	60,9	61,4	59,8
9-12,6	137,5	140,1±1,3	-	138,4	139,7	135,9	137,5
12,6-20	73,4	70,7±0,7	-	73,8	73,9	66,7	72,5
20-24,7	47,7	46,2±0,6	-	47,5	47,7	43,9	46,6
50-100	56,96	-	56,56	57,4	56,9	60,75	55,7
100-200	17,96±0,04	-	17,98±0,03	18,9	18,4	19,22	18,7
200-300	17,90±0,05	-	17,23±0,04	17,9	17,7	17,69	17,9
300-400	8,48±0,03	-	8,064±0,022	-	-	9,43	9,1
0,0253	741,6	-	741,7	741,9	741,7	741,7	741,6

\* Расчет по файлу.

Значения средних сечений радиационного захвата нейтронов  $^{239}\text{Pu}$  в отдельных интервалах

Энергия, эВ	$\bar{\sigma}_c = \frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} \bar{\sigma}_c(E) dE$			
	Гвин, 1976 г. [3]	ENDF/B-IV <sup>*</sup>	Коньшин, 1982 г. [5] <sup>*</sup>	Настоящая работа
6-9	51,3	51,0	44,7	45,2
9-12,6	75,3	75,8	67,0	74,7
12,6-20	61,7	58,1	58,1	59,1
20-24,7	37,4	32,0	30,8	30,6
50-100	35,88	36,3	35,25	36,7
100-200	15,70	17,1	15,02	16,3
200-300	16,79	17,5	14,48	16,1
300-400	9,83	-	8,54	9,5
0,0253	271,3	270,2	271,3	271,3

\* Расчет по файлу.

Таблица 4

Средние значения  $\bar{\alpha} = \bar{\sigma}_c / \bar{\sigma}_f$  для  $^{239}\text{Pu}$  в отдельных интервалах

Энергия, эВ	$\bar{\alpha} = \bar{\sigma}_c / \bar{\sigma}_f$			
	Гвин, 1976 г. [3]	ENDF/B-IV <sup>*</sup>	Коньшин, 1982 г. [5]*	Настоящая работа
6-9	0,85	0,83	0,73	0,76
9-12,6	0,55	0,54	0,49	0,54
12,6-20	0,84	0,79	0,87	0,82
20-24,7	0,78	0,67	0,70	0,66
50-100	0,63	0,64	0,58	0,66
100-200	0,87±0,015	0,93	0,78	0,87
200-300	0,94±0,01	0,99	0,82	0,90
300-400	1,16±0,014	-	0,91	1,04

\* Расчет по файлу.

Детальный согласованный анализ всего набора резонансных сечений  $^{239}\text{Pu}$  в предположенной схеме многоуровневой параметризации позволяет сделать определенные выводы о степени точности и согласованности между собой имеющихся экспериментальных данных. Расхождения с экспериментом, а также возможная несогласованность различных экспериментов между собой указывают, очевидно, на необходимость дополнительных исследований сечений как в прямых измерениях, так и в измерениях пропусканий и сечений самоиндикации на относительно толстых образцах [25]. Уточнение этих данных с расширением диапазона используемых толщин мишеней позволит провести дальнейшую корректировку резонансных параметров (в основном  $H_k^F$  и  $H_k^T$ ), чувствительных к минимумам в сечениях.

Единый подход к описанию всех сечений в разрешенной области, использующий непосредственно свойство унитарности  $S^J$ -матрицы (1), дает полезную взаимосвязь между параметрами различных сечений, позволяющую в конечном счете решить проблему однозначного описания резонансных сечений. Схема может быть применена к другим делящимся ядрам с определенными спинами резонансов.

#### Список литературы

- Blons J. High resolution measurements of neutron-induced fission cross-sections for  $^{239}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{241}\text{Pu}$  below 30 keV. - Nucl.Sci. and Engng, 1973, v.51, N 2, p.130-147.
- Derrien H., Blons J., Eggermann C. e.a. Sections efficaces totale et de fission du  $^{239}\text{Pu}$ . - Etude statistique des paramètres de résonances. - In: Proc. of the IAEA conf. on nucl. data for reactors (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, v.11, p.195-210.
- Gwin R., Silver E.G., Ingle R.W., Weaver H. Measurement of the neutron capture and fission cross-sections of  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{235}\text{U}$ , 0,02 eV to 200 keV, the neutron capture cross-sections of  $^{197}\text{Au}$ , 10 to 50 keV, and neutron fission cross-sections of  $^{233}\text{U}$ , 5 to 200 keV. - Nucl. Sci. and Engng, 1976, v.59, N 2, p.79-105.
- Callen D.E., Schwere O. Comparison of uranium and plutonium group averaged cross-sections and staircase plots. - In: Proc of the IAEA Consultants meeting on uranium and plutonium isotopes (Vienna, 1981). Vienna: IAEA, 1981, p.197-217.
- Анцилов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. и др. Ядерные константы для изотопов плутония. Минск: Наука и техника, 1982, с.168.
- Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.

7. Gwin R., Spencer R.R., Ingle R.W. e.a. Measurement of the neutron fission cross-sections of  $^{235}\text{U}$  ( $E_n = 0,01 \text{ eV}$  to  $30 \text{ keV}$ ) and  $^{239}\text{Pu}$  ( $E_n = 0,01$  to  $60 \text{ eV}$ ). - Nucl. Sci. and Engng, 1984, v.88, N 1, p.37-55.
8. Weston L.W., Todd J.H. Subthreshold fission cross-section of  $^{240}\text{Pu}$  and the fission cross-sections of  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$ . - Ibid., N 4, p.567-578.
9. Wagemans G., Coddens G. Measurement of the  $^{239}\text{Pu}(n,f)$  cross-sections from thermal up to  $30 \text{ keV}$  neutron energy. - Annual Nucl. Energy, 1980, v.7, N 9, p.495-503.
10. Лукьянин А.А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
- II. Reich C.W., Moore M.S. Multilevel formula for the fission process. - Phys. Rev., 1958, v.111, N 3, p.929-933.
12. Vogt E. Resonance theory of neutron cross-sections of fissionable nuclei. - Ibid., v.112, N 1, p.203-214.
13. Кирпичников И.В., Игнатьев К.Г., Сухоручкин С.И. Интерференционные эффекты в сечениях деления. - Атомная энергия, 1964, т.16, вып.3, с.211-218.
14. Farrell J.A. Multilevel analysis of the  $^{239}\text{Pu}$ , fission cross-section from 14 to 90 eV. - Phys. Rev., 1968, v.165, N 4, p.1371-1374.
15. Derrien H., Blons J., Michaudon A. Analyse simultanee de 5,7 à 160 eV des sections efficaces totale et de fission du plutonium-239 par un formalisme multiniveaux. - In: Proc. of the IAEA Conf. on nucl. data for reactors (Helsinki, 1970). - Vienna: IAEA, 1970, v.1, p.481-493.
16. Adler F.T., Adler D.B. Interpretation of the correlated analysis of fission, total and capture cross-section data. - In: Proc. of the Conf. on neutron cross-section technology (Washington, 1966). Washington, 1966, p.967-974.
17. Lambropoulos P. Multilevel parameters for the  $^{239}\text{Pu}$  fission cross-section from 40 to 100 eV. - Nucl. Sci. and Engng, 1970, v.40, N 2, p.342-346.
18. Томков С. Многоуровневый анализ сечения деления  $^{239}\text{Pu}$ . - Автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. физ. наук. София, 1980.
19. Kolesov V.V., Lukyanov A.A. Simultaneous multi-level analysis of the total and fission cross-sections of  $^{239}\text{Pu}$  up to 160 eV: INDC(CCCP) - 211/L. Translation from Nucl. Constants 2 (46), 3 (1982). Vienna: IAEA, 1983.
20. Колесов В.В., Лукьянин А.А. Параметры многоуровневого анализа сечений  $^{239}\text{Pu}$  в резонансной области. - Препринт ФЭИ-1404. Обнинск, 1983.
21. Колесов В.В. Программа многоуровневого анализа резонансных сечений. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.3(38), с.17-20.
22. Колесов В.В., Лукьянин А.А. Сечение поглощения нейтронов  $^{239}\text{Pu}$  в области разрешенных резонансов. - Атомная энергия, 1985, т.58, вып.3, с.197-198.
23. Kolesov V.V., Lukyanov A.A., Toshkov S., Janeva N. Multilevel analysis of  $^{239}\text{Pu}$  neutron cross-sections in the resolved resonance region. - In: Proc. of the Intern. conf. on nucl. data for basic and applied sci. (Santa Fe, 1985). USA, 1986, v.2, p.1619-1622.
24. Divadeenam M., Stehn J.R. A Least squares fit of thermal data for fissile nuclei. - In: Proc. of an advisory group meeting on nucl. standard reference data (Geel, 1984). - Vienna: IAEA, 1985, p.238-241.
25. Bakalov T., Ilchev G., Ukrantsev V.F. e.a. Transmission cross-sections in the low keV energy region. - In: Proc. of the Intern. conf. on nucl. cross-sections for technology (Knoxville, 1979): NBS Spec. Publ. N 594. Washington, 1980, p.692-694.

Статья поступила в редакцию 1 июля 1986 г.

## УПРУГОЕ И КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЯ НУКЛОНов НА ВАНАДИИ

Н. Н. Титаренко, А. Г. Исаков, Е. О. Руденская

ELASTIC AND QUASIELASTIC NUCLEON SCATTERINGS ON VANADIUM. A unified set of parameters of the neutron optical potential for the  $^{51}\text{V}$  nucleus is searched in the energy range 10 keV - 32 MeV so as to obtain a good agreement with all the available data. These include neutron strength function and elastic scattering data, as well as the neutron total cross-sections and  $(p,n)$  isobaric analog state quasielastic scattering data.

**О**птическая модель (ОМ) применяется для анализа упругого рассеяния простых и составных частиц на ядрах в широком диапазоне энергий и служит основой для многих подходов, описывающих более сложные процессы: неупругое рассеяние, перезарядку, срыв, подхват и т.д. [1]. Велико практическое значение ОМ в оценках ядерных данных для реакторно-физических расчетов.

Сопоставление нейтронных и протонных экспериментальных данных представляет фундаментальный интерес для параметризации потенциала ОМ. Параметры нейтронного оптического потенциала (ОП) при низких энергиях можно найти с использованием экспериментальных значений силовых функций  $S$ - и  $p$ -нейtronов, радиусов потенциального рассеяния  $R'$  и полных нейтронных сечений  $b_t$ . Параметры протонного ОП обычно находятся из экспериментальных распределений при энергиях протонов выше кулоновского барьера с использованием дифференциальных сечений и анализирующей способности в упругом рассеянии. В области энергий вблизи кулоновского барьера и ниже ситуация усложнена тем, что для поиска параметров ОП используются либо опытные данные по полным сечениям реакции  $(p,n)$ , либо привлекаются относительно малоинформационные дифференциальные сечения. С этой точки зрения упругое рассеяние нейтронов при низких энергиях является более тонким элементом исследования ядерного поля.

Согласно модели Лейна [2-5], оптический потенциал упругого рассеяния нуклонов на ядрах с нейтронным избытком содержит изовекторную составляющую; его можно записать в зарядово-инвариантной форме

$$U(z) = U_0(z) + 4U_1(z)(\vec{t} \cdot \vec{T})/A, \quad (1)$$

где  $U_0, U_1$  - амплитуды изоскалярного и изовекторного компонентов взаимодействия;  $\vec{t}, \vec{T}$  - изоспин рассеиваемой частицы и ядра-мишени соответственно. В рамках этой модели сечение упругого рассеяния нейтронов и протонов на ядре будет определяться потенциалами

$$U_{nA} = U_0(z) - U'_0(E_n) + \varepsilon U_1(E_n); \quad (2)$$

$$U_{pA} = U_0(z) - U'_0(E_p) - \varepsilon U_1(E_p) + \Delta U_c. \quad (3)$$

Здесь  $\varepsilon = (N-Z)/A$  - коэффициент изотопической симметрии ядра, где  $N, Z$  - число нейтронов и протонов ядра-мишени,  $A = N+Z$ . Протонный ОП (3) отличается от нейтронного (2) не только величиной и знаком изовекторного компонента, но и наличием кулоновской поправки  $\Delta U_c$  к ОП, обусловленной энергетической зависимостью ядерного потенциала в присутствии электростатического поля.

Нуклон - ядерный ОП в зарядово-обменной форме (1) - дает простую интерпретацию реакции  $(p,n)$ , идущей с возбуждением основного изобаро-аналогового состояния  $((p,n) \text{ ИАС})$ , рассматривает ее как процесс квазиупругого рассеяния. Предполагается, что в реакции  $(p,n)$  ИАС происходит прямая замена нейтрона ядра-мишени протоном, ядро-остаток является изобарическим аналогом ядра-мишени. Сечение квазиупругого рассеяния определяется в модели Лейна изовекторным компонентом ОП  $U_{pn}(z) = 4U_1(\vec{t} \cdot \vec{T})/A = 2U_1\sqrt{N-Z}/A$ .

В итоге ОП в форме (1) без введения дополнительных параметров на единой основе описывает упругое рассеяние протонов и нейтронов на ядрах, а также реакцию  $(p,n)$  ИАС.

Изовекторную часть  $U_1(z)$  ОП можно определить по разности нейтронного (2) и протонного (3) потенциалов. Однако применять на практике этот подход для извлечения информации об энергетической зависимости изовекторной части ОП очень трудно. Наиболее прямой путь исследования величины  $U_1(z)$  - анализ реакции  $(p,n)$  ИАС [5-7]. Сравнение расчетов этой реакции с экспериментальными данными по-

казало [8-14], что независимо от типа взаимодействия лучшее согласие с опытом достигается для комплексного потенциала  $U_1$  с действительным объемным и мнимым поверхностным форм-фактором. Сечение реакции ( $p, n$ ) ИАС весьма чувствительно к выбору параметров мнимого компонента взаимодействия.

В настоящей работе проводится поиск параметров нуклонного потенциала для ядра  $^{51}\text{V}$ , которое является магическим по числу нейтронов, что обеспечивает законность применения сферической оптики. Для этого изотопа имеется много экспериментальной информации по реакции ( $p, n$ ) ИАС [8, 9], упругому рассеянию протонов [15, 16] и нейтронов [17-23]. Цель работы состоит в поиске параметров нуклонного ОП для  $^{51}\text{V}$  и в проверке достоверности описания в рамках последовательной модели Лейна экспериментальных данных в широком кинематическом диапазоне.

Ванадий представляет собой материал, важный для термоядерных исследований. Он входит в состав конструкционных материалов атомных реакторов. С этой точки зрения необходимо знать точное взаимодействие нуклонов с этим элементом.

ОМ упругого рассеяния частиц с произвольным спином и зарядом. Рассеяние частицы с массой  $\tilde{m}_\alpha$ , зарядом  $z_\alpha$ , спином  $s_\alpha$  и энергией  $E_L$  на сферическом бессpinовом ядре с массой  $M$  и зарядом  $Z$  будем описывать в рамках ОМ посредством комплексного локального ОП  $V_{lj}(z)$ . После разделения переменных в полном уравнении Шредингера получается радиальное уравнение для каждого значения орбитального момента  $\ell$  и полного спина частицы  $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}_\alpha$  [1, 24-27]:

$$\left[ -\frac{d^2}{dz^2} - \ell(\ell+1)/z^2 + k^2 - \frac{2\tilde{\mu}}{\hbar^2} V_{lj}(z) \right] \chi_{lj}(z) = 0. \quad (4)$$

Здесь  $k = \sqrt{2\tilde{\mu}E/\hbar^2}$  – волновое число, где  $\tilde{\mu} = \tilde{m}_0 M / (\tilde{m}_0 + M)$  – приведенная масса частицы;  $E = E_L M \times \tilde{m}_\alpha + M$  – энергия частицы в системе центра масс;  $E_L$  – энергия частицы в лабораторной системе. Радиальная волновая функция  $\chi_{lj}(z)$  удовлетворяет граничным условиям

$$\begin{aligned} \chi_{lj}(z) &\xrightarrow[z \rightarrow 0]{} \rho^{\ell+1} \quad (\text{при } \rho = kz); \\ \chi_{lj}(z) &\xrightarrow[z \rightarrow \infty]{} \frac{i}{2} \left\{ G_\ell(\rho) - iF_\ell(\rho) - s_{lj} [G_\ell(\rho) + iF_\ell(\rho)] \right\} \exp[i(\beta_\ell - \beta_0)], \end{aligned} \quad (5)$$

где функции  $G_\ell(\rho)$  и  $F_\ell(\rho)$  – соответственно нерегулярное и регулярное решения однородного уравнения Шредингера для кулоновского потенциала в отсутствии ядерного взаимодействия (кулоновские функции,  $\beta_\ell$  – их фаза). В случае рассеяния нейтронов эти функции связаны простыми соотношениями со сферическими функциями Бесселя и Неймана полуцелого индекса [28].

В расчетах по ОМ наиболее часто используется сферически-симметричный комплексный потенциал  $V_{lj}(z)$  общего вида:

$$V_{lj}(z) = V_C(z) - V_R f_R(z) + 2j V_{S0} \frac{1}{z} \frac{d}{dz} f_{S0}(z) - i \left[ W_v f_v(z) - 4a_d W_d \frac{d}{dz} f_d(z) \right], \quad (6)$$

где  $j = [j(j+1) - \ell(\ell+1) - s_\alpha(s_\alpha+1)]$ ,  $f_i(z) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{z-R_i}{a_i}\right) \right]^{-1}$ , (7)

и все динамические параметры ( $V_R$ ,  $V_{S0}$ ,  $W_v$ ,  $W_d$ ) положительны. Потенциал  $V_C(z)$  кулоновского взаимодействия рассеиваемой частицы с ядром аппроксимируется потенциалом равномерно заряженной сферы с радиусом  $R_C$ .

При низких энергиях рассеиваемых нейтронов в качестве основной экспериментальной информации служат сечения полного взаимодействия нейтронов  $\sigma_t$  во всем энергетическом диапазоне, силовые функции  $S$ - и  $p$ -нейтронов ( $S_0, S_1$ ), а также радиус  $R'$  потенциального рассеяния, определяемые при низких энергиях рассеяния нейтронов (менее 100 кэВ). Радиус потенциального рассеяния связан с интегральным сечением потенциального упругого рассеяния соотношением  $\sigma_t = 4\pi R'^2$ .

Для поиска параметров ОП чаще всего используется процедура их автоматического поиска по экспериментальным данным с использованием  $\chi^2$ -критерия:

$$\chi^2 = \frac{1}{N_x} \sum_{i=1}^{N_x} \left( \frac{\sigma_T^i - \sigma_{exp}^i}{\Delta \sigma_{exp}^i} \right)^2, \quad (8)$$

где  $N_x$  - число экспериментальных данных, по которым проводится поиск;  $\sigma_T^i$ ,  $\sigma_{exp}^i$ ,  $\Delta \sigma_{exp}^i$  - теоретическое, экспериментальное значения сечений и ошибка эксперимента соответственно. Путем минимизации функционала  $\chi^2$  относительно варьируемых параметров модели определяется их оптимальный набор.

Практические расчеты по ОМ показали, что восстановление потенциала по экспериментальным данным не является однозначной задачей. Одно и то же сечение можно описать несколькими потенциалами, параметры которых между собой могут существенно различаться. Как было показано в рамках модели свертки  $\Gamma$ , дополнительными критериями по отбору параметров являются значения объемных интегралов по потенциальному на нуклон ядра и среднеквадратичные радиусы.

Если радиальную зависимость форм-факторов объемного и поверхностного потенциалов взять в форме Вудса - Саксона (6), (7), тогда взаимосвязь динамических и геометрических параметров для действительного и мнимого компонентов ОП определяется величинами

$$(I/A)_R = (4\pi/3) z_R^3 V_R [1 + (\pi a_R / R_R)^2];$$

$$(I/A)_d = (16\pi R_d^2 / A) a_d W_d [1 + \frac{1}{3} (\pi a_d / R_d)^2],$$

где  $R_i = z_i A^{1/3}$ . Наборы параметров ОМ с одинаковыми значениями интегралов  $(I/A)_R$  и  $(I/A)_d$  дают практически эквивалентное описание экспериментальных данных. Среднеквадратичные радиусы указанных компонентов потенциала будут определяться величинами  $\langle z_R^2 \rangle = \frac{3}{5} (R_R^2 + \frac{7}{3} \pi^2 a_R^2)$ ;  $\langle z_d^2 \rangle = R_d^2 + \frac{5}{3} \pi^2 a_d^2$ .

Описание квазиупругого рассеяния по методу искаженных волн. Расчет дифференциальных и интегральных сечений реакции  $^{51}\text{V}(p,n)$  с возбуждением основного аналогового состояния ядра  $^{51}\text{Cr}$  осуществлялся в первом борновском приближении метода искаженных волн по программе ВАР-82 [26], в которой для расчета сечения процесса в общем случае используется соотношение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{2J_B+1}{4\pi E_\alpha E_\beta (2s_\alpha+1)(2J_A+1)} \left( \frac{k_B}{k_A} \right) \left( \frac{\tilde{M}_B}{\tilde{M}_A} \right)^2 \sum_{J_m, \mu_\alpha, \mu_\beta} \left| \sum_{LS} \tilde{\beta}_{m\mu_\alpha\mu_\beta}^{LSJ}(\theta) \right|^2. \quad (9)$$

Здесь приведенная парциальная амплитуда определяется выражением

$$\tilde{\beta}_{m\mu_\alpha\mu_\beta}^{LSJ}(\theta) = \sum_{L_\alpha J_\alpha L_\beta J_\beta} \Gamma_{L_\alpha J_\alpha L_\beta J_\beta}^{LSJ m\mu_\alpha\mu_\beta} P_{Lm}(\cos\theta) \tilde{f}_{L_\alpha J_\alpha L_\beta J_\beta}^{LSJ} (-1)^{2s_\alpha + 2s_\beta + S - J_\alpha - J_\beta - J}, \quad (10)$$

и введено обозначение радиального интеграла

$$\tilde{f}_{L_\alpha J_\alpha L_\beta J_\beta}^{LSJ} = \int_0^\infty \chi_{L_\alpha J_\alpha}(k_\alpha z) G_{LSJ}^T(z) \chi_{L_\beta J_\beta}(k_\beta \frac{\tilde{M}_A}{\tilde{M}_B} z) dz. \quad (11)$$

Определение матрицы алгебраических коэффициентов  $\Gamma$  приведено в работе [26]. В соотношениях (9) - (11)  $m_\alpha$ ,  $z_\alpha$ ,  $s_\alpha$ ,  $t_\alpha$  - соответственно масса, заряд, спин, изоспин рассеиваемой частицы;  $M_A$ ,  $Z_A$ ,  $J_A$ ,  $T_A$  - соответствующие характеристики ядра-мишени. Конечное состояние системы характеризуется аналогичными параметрами  $\tilde{m}_\beta$ ,  $z_\beta$ ,  $s_\beta$ ,  $t_\beta$ ,  $\tilde{M}_B$ ,  $z_B$ ,  $J_B$ ,  $T_B$ . В программе используется мультипольное разложение потенциала взаимодействия  $V$  по переданным ядру полному спину  $J$ , изоспину  $T$ , орбитальному моменту  $L$  и спину  $S$ :

$$\vec{J} = \vec{J}_B - \vec{J}_A; \quad \vec{S} = \vec{s}_\alpha - \vec{s}_\beta; \quad \vec{L} = \vec{J} - \vec{S}; \quad \vec{T} = \vec{T}_B - \vec{T}_A. \quad (12)$$

Процедура расчета амплитуды и сечения реакции в рамках метода искаженных волн состоит в следующем. Взаимодействие начальных и конечных частиц с ядрами описывается в рамках ОМ упругого рассеяния на комплексном потенциале общего вида (5). Для входного и выходного потенциалов численным решением радиального уравнения Шредингера (4) находятся парциальные искаженные волны  $\chi_{L_\alpha J_\alpha}(k_\alpha z)$

и  $\chi_{L_B T_B} [k_B \gamma (\tilde{M}_A / \tilde{M}_B)]$ , необходимые для расчета радиального интеграла (II). При его расчете необходимо знать структуру форм-фактора взаимодействия  $G_{LSJ}^T(z)$ . В работе [26] показано, что при квазиупругом рассеянии все квантовые числа системы, кроме проекции изоспина, остаются при перезарядке неизменными и форм-фактор взаимодействия можно записать в виде

$$G_{LSJ}^T(z) = G_{000}^1(z) = -4 \sqrt{\pi(2s_a + 1)(N - Z)} U_1(z)/A. \quad (13)$$

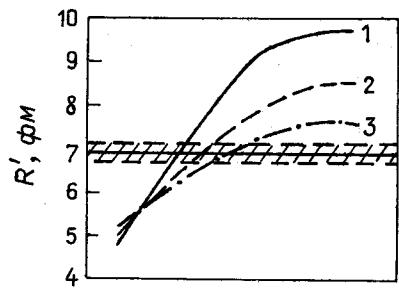
Поиск параметров нейтронного ОП. При выборе геометрии ОП в качестве стартовых значений были взяты параметры из глобальных систематик [29-31] и т.д. Предварительный анализ экспериментальных данных показал, что они наилучшим образом воспроизводятся с геометрией ОП работы [30]. Она и была в дальнейшем принята в качестве базовой при поиске параметров нейтронного ОП для  $^{51}\text{V}$ .

Процедура поиска параметров ОП осуществлялась в несколько этапов. На первом определены параметры нейтронного потенциала при  $E_n = 100$  кэВ. В качестве экспериментальной информации служили оцененные значения силовой функции  $S$ -нейтронов, а также радиус потенциального рассеяния  $R'$  [17]. Их значения с ошибками приведены на рис. I и в табл. I. Чтобы одновременно описать экспериментальные значения силовой функции и радиуса потенциального рассеяния, необходимо выбрать значения  $V_R = 52$  МэВ, а  $W_d = 3$  МэВ (см. рис. I).

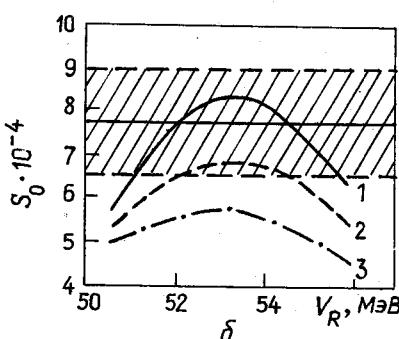
Таблица I

Силовые функции  $s$ - и  $p$ -нейтронов, а также радиус потенциального рассеяния для  $^{51}\text{V}$ , рассчитанные при различных значениях глубины потенциала ( $W_d = 3$  МэВ).

Оценка и расчет	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	$R'$ , фм
Оценка [18]	$7,7 \pm 1,2$	-	$6,9 \pm 0,2$
Расчет при глубинах $V_R$ , равных, МэВ:			
51	6,28	0,50	5,31
52	7,60	0,46	6,81
53	8,27	0,43	8,24



а



б

Рис. I. Влияние изменения параметров ОП на расчет радиуса потенциального рассеяния  $^{51}\text{V}$  (а) и силовой функции  $s$ -нейтронов (б) ядра  $^{51}\text{V}$ . Кривые 1-3 – значения параметра  $W_d$ , равного соответственно 3, 4, 5 МэВ. Оцененные данные по  $R'$  и  $S_0$  [17] изображены сплошными горизонтальными линиями, а их ошибка указана заштрихованной областью.

На втором этапе в предположении разумной энергетической зависимости глубин потенциала определяется нейтронный потенциал по низкоэнергетическому участку полных нейтронных сечений. Для ядра  $^{51}\text{V}$  ситуация в этом случае сложная, так как экспериментальные данные [19, 20] на участке до 1 МэВ осциллируют от 1 до 6,5 б, а в области 1-2 МэВ – от 2,5 до 4,5 б. Чтобы уловить тенденцию в поведении экспериментальных значений  $b_t$ , они были усреднены по интервалу 25 кэВ (рис. 2) и 100 кэВ (рис. 3). Из рис. 2 видно, что изменение глубины ОП на 2% приводит к изменению полного сечения в среднем на 10% при энергиях нейтронов около 0,4 МэВ. Усреднение экспериментальных данных на этом участке спектра по интервалу 25 кэВ по-прежнему не позволяет уловить тенденцию в энергетической зависимости полных нейтронных сечений. Ситуация улучшается при анализе полного сечения в более широком диапазоне энергий и с усреднением по интервалу 100 кэВ (см. рис. 3).

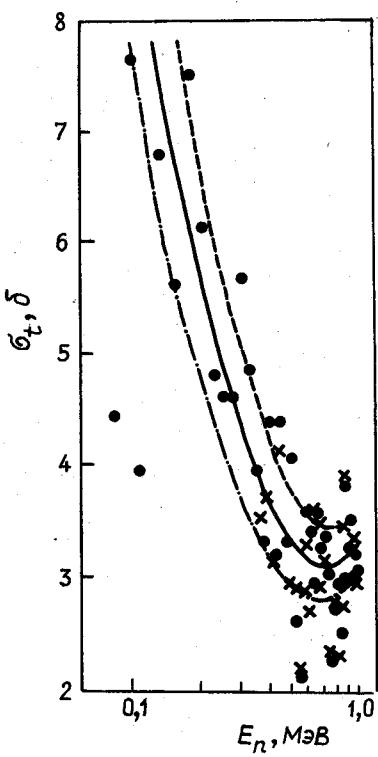


Рис.2. Чувствительность рассчитанных сечений  $\sigma_t$  ядра  $^{51}\text{V}$  к изменению глубины потенциала  $V_R$  при  $W_d = 3$  МэВ.  
•, x - экспериментальные данные работ [19, 20] соответственно (усреднены по интервалу 25 кэВ). Кривые вычислены для  $V_R$ , МэВ: — — 51; — 52; - - - 53

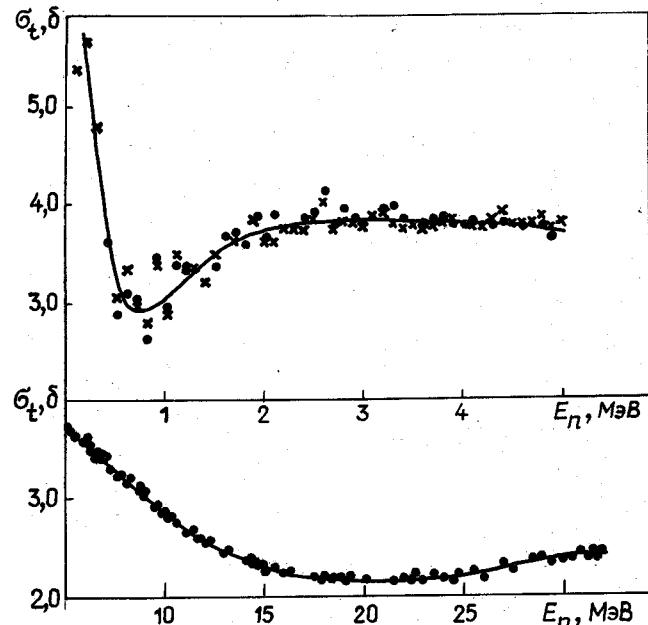


Рис.3. Экспериментальные данные (•, x соответствуют работам [19, 20]) и результаты расчета с ОП (14) полных нейтронных сечений для  $^{51}\text{V}$ . Опытные данные в диапазоне до 5 МэВ (вверху) усреднены по интервалу 100 кэВ

В результате описанной процедуры получен следующий набор параметров нейтронного ОП для  $^{51}\text{V}$ , обеспечивающий хорошее взаимосогласованное воспроизведение всех имеющихся экспериментальных данных в диапазоне энергий до 32 МэВ:

$$V_R = \begin{cases} 52 - 0,5E & (E \leq 8 \text{ МэВ}), \\ 50,64 - 0,33E & (E \geq 8 \text{ МэВ}); \end{cases} z_R = 1,198; \alpha_R = 0,663; V_{S0} = 6,2; z_{S0} = 1,01; \alpha_{S0} = 0,75;$$

$$W_v = \begin{cases} 0 & (E \leq 15 \text{ МэВ}), \\ -1,5 + 0,1E & (E > 15 \text{ МэВ}); \end{cases} W_d = \begin{cases} 3 + 1,38E & (E \leq 2 \text{ МэВ}); \\ 5,76 & (2 < E \leq 8 \text{ МэВ}); \\ 6,64 - 0,11E & (E > 8 \text{ МэВ}); \end{cases} z_d = z_v = 1,295; \alpha_d = \alpha_v = 0,588, \quad (14)$$

где все динамические параметры заданы в мегаэлектронвольтах, а геометрические – в фемтometрах.

Вычисленные с набором параметров (14) значения объемных интегралов на нуклон показаны на рис.4 совместно с расчетами в рамках известных глобальных систематик ОП. Обращает на себя внимание малая величина и сильная энергетическая зависимость мнимого компонента ОП в области энергий до 2 МэВ. Только таким способом удается описать наблюдаемые нерегулярности нейтронных сечений в низкоэнергетической части спектра.

С набором параметров (14) нейтронного ОП были также рассчитаны угловые распределения упругого рассеяния нейтронов в области энергий, в которой можно пренебречь вкладом механизма составного ядра. Сравнение расчетов с экспериментальными данными показано на рис.5. Здесь же приведены расчеты с индивидуальными наборами ОП, полученным для каждой энергии рассеиваемого нейтрона пу-

тем автоматического их поиска по экспериментальным дифференциальным сечениям. С использованием критерия  $\chi^2$  (8) варьировались четыре параметра ОП:  $V_R$ ,  $z_R$ ,  $W_d$ ,  $z_d$  – при фиксированных значениях остальных параметров из набора (14). Окончательные результаты такой индивидуальной подгонки вместе с другими параметрами приведены в табл. 2.

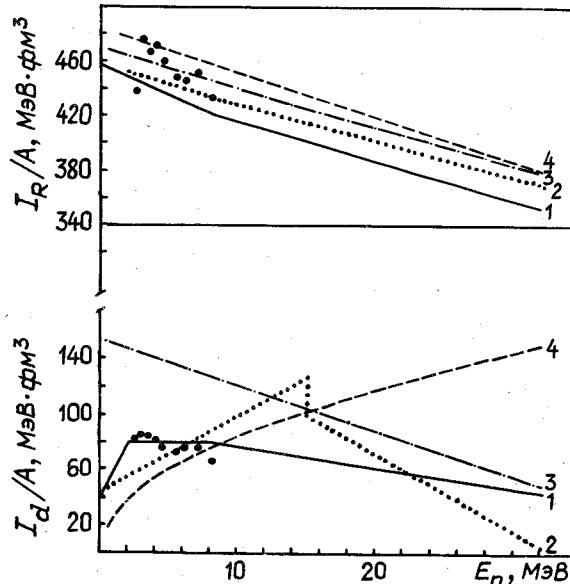


Рис. 4. Энергетическая зависимость  $I_R/A$  и  $I_d/A$  для различных наборов параметров ОП: 1 – (14); 2 – 230; 3 – 229; 4 – 231; • – расчет с параметрами ОП из работы [18]

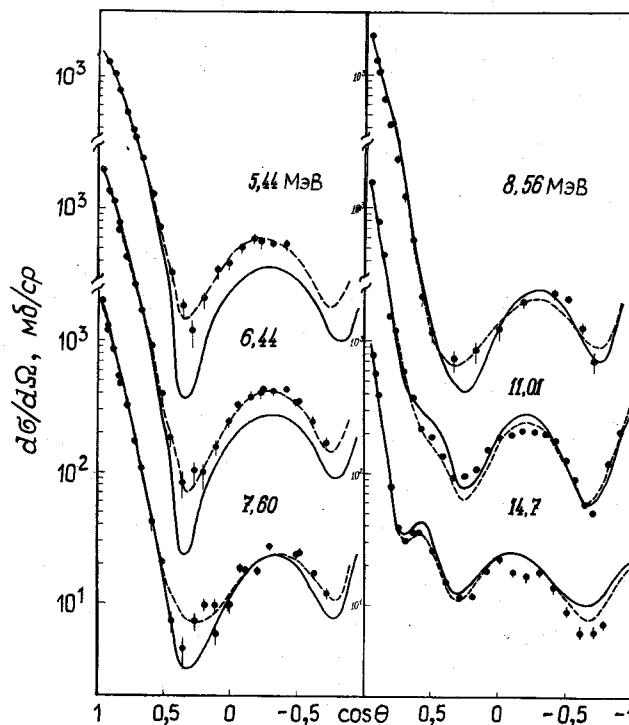


Рис. 5. Сравнение с экспериментом [21-23] дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов с энергиями 5,44–14,7 МэВ ядром  $^{51}\text{V}$ . Кривые вычислены с ОП на основе: — – выражений (14); - - - – табл. 2

Индивидуальные наборы параметров нейтронного ОП для  $^{51}\text{V}$  в диапазоне энергий нейтронов 5,44–14,7 МэВ

Параметр	5,44	6,44	7,60	8,56	11,01	14,7
$V_R$ , МэВ	57,26	48,20	41,83	45,67	49,63	55,47
$z_R$ , фм	1,12	1,22	1,29	1,25	1,17	1,09
$W_d$ , МэВ	4,45	4,16	6,16	6,34	6,21	6,58
$z_d$ , фм	1,19	1,35	1,12	1,14	1,24	1,20
$\chi^2$	0,30	1,85	3,34	1,42	17,9	9,21
$G_t, b$	3,47	3,66	3,36	3,17	2,69	2,28
$G_t^{exp}, b$	3,60	3,42	3,22	3,08	2,63	2,30
$I_R/A$ , МэВ·фм <sup>3</sup>	426	441	451	449	410	383
$I_d/A$ , МэВ·фм <sup>3</sup>	53	63	65	70	80	79
$\langle z_R^2 \rangle^{1/2}$	4,06	4,28	4,46	4,36	4,17	3,99
$\langle z_d^2 \rangle^{1/2}$	5,01	5,53	4,78	4,86	5,19	5,04

Представленные выше результаты расчетов позволяют сделать следующие выводы. В рамках набора (14) нейтронных ОП, полученного путем спивки потенциалов с различной энергетической зависимостью глубин, удается в среднем удовлетворительно описать всю совокупность экспериментальных данных по

рассеянию нейтронов на  $^{51}\text{V}$  в диапазоне энергий 10 кэВ - 32 МэВ. Отличительная особенность набора (14) - значительно более сильная энергетическая зависимость его динамических параметров в низкоэнергетической части спектра, чем в высокоенергетической.

Аномально-сильная энергетическая зависимость параметров ОП при низких энергиях (менее 3 МэВ) рассеиваемых нейтронов на ядрах диапазона  $A \approx 40-80$  обсуждается во многих работах [32, 33]. По некоторым причинам могут возникнуть ярко выраженные нерегулярности в поведении параметров ОП для  $^{51}\text{V}$  в указанном кинематическом диапазоне.

Во-первых, в низкоэнергетической области спектра может не выполняться основное условие применимости ОМ, а именно требование, чтобы в реакции возбуждалось много компаунд-состояний, усреднение которых сглаживает особенности рассматриваемого ядра [27]. Если энергетический разброс рассеиваемых частиц существенно больше среднего расстояния между уровнями составного ядра, то эти требования почти всегда выполняются и ОМ применима. Но это заранее не очевидно при рассеянии нейтронов с энергией менее 3 МэВ на  $^{51}\text{V}$ , у которого невелика плотность уровней.

Во-вторых, в этом кинематическом диапазоне может быть заметно влияние входных состояний на формирование наблюдаемых распределений. Здесь также могут быть значительными эффекты закрытых каналов и околопороговые явления.

В-третьих, при низких энергиях рассеяния нейтронов на ядрах с  $A \approx 40-60$  велика вероятность проявления эффектов коллективно-одиночечистичной фрагментации, что может также сказываться на формировании мнимой части ОП [32].

Параметры изовекторного компонента нуклонного ОП. На следующем этапе поиска параметров нуклонного ОП проанализированы экспериментальные данные по реакции  $^{51}\text{V}(\text{p},\text{n})^{51}\text{Cr}$  (ИАС) в диапазоне энергий протонов 17,7-40 МэВ. Была организована следующая процедура поиска параметров изовекторного компонента ОП. Предполагалось, что в квазиупругом рассеянии форм-фактор взаимодействия определяется действительным объемным и мнимым поверхностным компонентами. Геометрические параметры нейтронного потенциала были положены в основу протонного потенциала и форм-фактора взаимодействия. На основе стартовых значений параметров  $V_1^R$  и  $W_1^d$  изовекторного компонента и на базе нейтронного ОП (14) сформирован изоскалярный компонент нуклонного потенциала. После этого параметры протонного ОП были получены согласно определению (3). Далее по программе BAP-82 [26] с учетом соотношений (9)-(13) рассчитывались сечения квазиупругого рассеяния протонов на  $^{51}\text{V}$ . Вычисленные при разных значениях энергии рассеиваемых протонов угловые и интегральные характеристики перезарядки сопоставлялись с имеющимися экспериментальными данными [8, 9]. Далее изменялись начальные значения  $V_1^R$  и  $W_1^d$  и расчеты повторялись снова. Таким образом была определена чувствительность угловых и интегральных сечений в реакции  $^{51}\text{V}(\text{p},\text{n})^{51}\text{Cr}$  (ИАС) к вариации динамических компонентов изовекторного потенциала. Кроме того, для каждой энергии рассеиваемого протона найдены индивидуальные наборы параметров изовекторного компонента, позволяющие описать экспериментальные данные наилучшим образом. Окончательные результаты этой итерационной процедуры приведены в табл. 3 и на рис. 6.

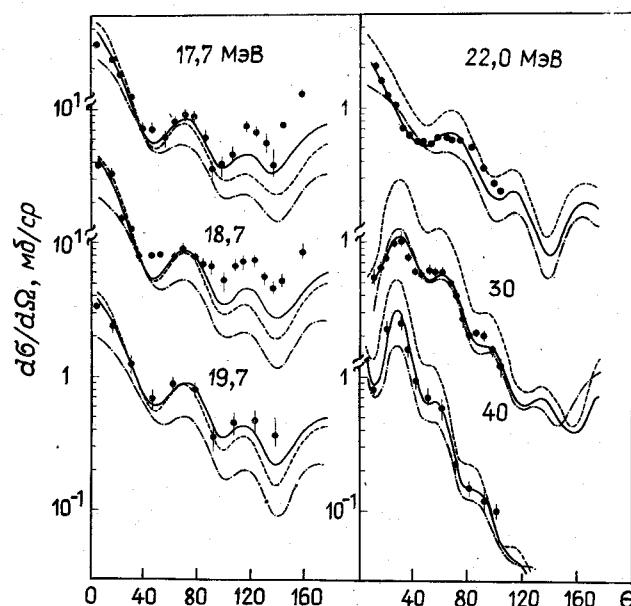
Таблица 3

Интегральные сечения реакции  $^{51}\text{V}(\text{p},\text{n})^{51}\text{Cr}$  (ИАС),  
рассчитанные с различными наборами ОП, мб

Параметр	Энергия протонов, МэВ					
	17,7	18,7	19,7	22,0	26,0	30,0
$\sigma_{pn}^{exp}$ [8]	10,0	9,4	8,1	7,4	6,3	-
$\sigma_{pn}^T$ [29]	7,40	7,47	7,53	7,64	7,79	8,04
$\sigma_{pn}^T$ [30]	5,31	5,03	4,77	4,18	3,83	3,70
$\sigma_{pn}$ , настоящая работа	9,50	9,21	8,61	7,30	6,52	6,08
$V_1^R$ , "	16,62	14,31	14,21	12,5	10,37	8,91
$W_1^d$ , "	11,83	10,06	10,0	7,31	6,21	6,01

П р и м е ч а н и е. В последних двух строках приведены значения параметров изовекторного компонента ОП, наилучшим образом описывающие эксперимент с базовым потенциалом (14). Расчетные ( $T$ ) и экспериментальные (expr) сечения даны в миллибарнах,  $V_1^R$  и  $W_1^d$  - в мегазлектронвольтах.

Рис.6. Дифференциальные сечения реакции  $^{51}\text{V}(\text{p},\text{n})^{51}\text{Cr}$  (ИАС) при энергиях протонов от 17,7 до 40 МэВ: ● - экспериментальные данные [8,9]; - - - расчет на базе протонной и нейтронной глобальных систематик Бечетти и Гринлиса [29]; - · - · - расчет в рамках самосогласованной модели Лейна с потенциалом [30] и (14), табл.3 соответственно



Анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы. Наблюдается явная зависимость параметров изовекторного компонента от энергии рассеиваемого протона – уменьшение  $V_1^R$  и  $W_1^d$  с ростом  $E_p$ . Такая же тенденция в изменении изовекторного компонента с ростом энергии протона была обнаружена и в других работах [12–14] по исследованию квазиупругого рассеяния на основе систематики Бечетти и Гринлиса. Новым в наших результатах является то, что на базе нейтронного ОП (14) и на основе последовательного самосогласованного подхода Лейна удается в основном объяснить аномальное поведение интегральных сечений в области порога реакции ( $p,n$ ) (ИАС).

Окончательный поиск параметров нуклонного ОП для ядра  $^{51}\text{V}$  не заканчивается анализом данных по квазиупругому рассеянию. Очень важно найти такой оптимальный набор параметров ОП, который бы самосогласованным образом описывал совокупность всех доступных экспериментальных данных по рассеянию нейтронов и протонов в широком интервале энергий. Для этого необходимо определить параметры изовекторного компонента при энергиях ниже порога реакции  $^{51}\text{V}(\text{p},\text{n})^{51}\text{Cr}$  ( $q=8, 146$  МэВ) и описать наблюдаемые распределения по упругому и неупругому рассеянию нуклонов в подкулоновской области энергий, где заметный вклад в сечение вносит процесс рассеяния через составное ядро. Однако эта непростая ситуация требует тщательного исследования [34].

#### Список литературы

1. Satchler G.R. Direct nuclear reactions. Oxford University Press, 1983.
2. The ( $\text{p},\text{n}$ )-reaction and the nucleon-nucleon force. New York – London; Plenum Press, 1980.
3. Satchler G.R. Isospin in nuclear physics. Amsterdam, 1969.
4. Lane A.M. Isobaric spin dependence of the optical potential and quasielastic ( $\text{p},\text{n}$ )-reactions. – Nucl.Phys., 1962, v.35, p.676–685.
5. Satchler G.R., Drisco R.H. Bassel R.H. Optical-model analysis of quasielastic ( $\text{p},\text{n}$ )-reactions. – Phys.Rev., 1964, v.B136, p.637–647.
6. Batty C.J., Friedman E. and Greenless G.W. An analysis of quasielastic ( $\text{p},\text{n}$ )-reactions using a reformulated optical model. – Nucl.Phys., 1969, v.A127, p.368–378.
7. Wong C., Anderson J.D., McClure J.W. e.a. Measurements and optical-model analysis of quasielastic ( $\text{p},\text{n}$ )-reactions. – Phys.Rev., 1972, v.C5, p.158–163.
8. Wong C., Anderson J.D., Davis J.C., Grimes S.M. Energy dependence of the  $^{51}\text{V}$  ( $\text{p},\text{n}$ ) $^{51}\text{Cr}$  analog transition between 16 and 26 MeV. – Ibid., 1973, v.C7, p.1895–1900.
9. Jolly R.K., Amos T.M., Galonsky A. e.a. ( $\text{p},\text{n}$ )-Isobaric analog transitions in targets of  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{51}\text{V}$  and  $^{90}\text{Zr}$  at 22, 30 and 40 MeV. – Ibid., p.1903–1913.

- I0. Carlson J.D., Zafiratos C.D., Lind D.A. Optical model analysis of quasielastic ( $p,n$ )-reactions at 22,8 MeV. - Nucl. Phys., 1975, v.A249, p.29-62.
- II. Schery S.D., Lind D.A., Fielding H.W., Zafiratos C.D. The ( $p,n$ )-reaction to the isobaric analogue state of high-Z elements at 25,8 MeV. - Ibid., 1974, v.A234, p.109-129.
- I2. Grimes S.M., Poppe C.H., Anderson J.D. e.a. Energy dependence of the ( $p,n$ ) analog cross-sections of the molybdenum isotopes between 16 and 26 MeV. - Phys.Rev., 1975, v. C11, p.158-170.
- I3. Patterson D.M., Doering R.R., Galonsky A. An energy dependent Lane-model nucleon-nucleus optical potential. - Nucl.Phys., 1976, v.A263, p.261-275.
- I4. Fitzgerald D.H., Greenlees G.W., Lilley Y.S. e.a. Energy dependence of the  $^{119}\text{Sn}(p,n)$   $^{119}\text{Sb}$ (IAS)-reaction. - Phys.Rev., 1977, v.C16, p.2181-2192.
- I5. Perey G.M., Perey F.G., Dickens J.K., Silva R.J. 11-MeV proton optical-model analysis. - Phys.Rev., 1968, v.175, p.1460-1475.
- I6. Freedman B.M., Gruhn C.R., Kuo T.Y.T., Maggiore G.J. 40-MeV proton inelastic scattering on  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{51}\text{V}$  and  $^{52}\text{Cr}$  and microscopic description. - Ibid., 1970, v.C2, p.166-186.
- I7. Mughabghab S.F., Garber G.I. Rep. BNL-325, 3th ed: EANDC(US)-183-L, INDC (USA)-58/L, 1973.
- I8. Holmqvist B., Johansson S.G., Lofdén G., Wiedling T. Neutron scattering from vanadium at 1,5 to 8 MeV. - Nucl.Phys., 1970, v.A146, p.321-336.
- I9. Cierjacks S., Forti P., Kopsch D. e.a. High resolution total neutron cross-sections for Na, Cl, K, V, Mn and Co between 0,5 and 30 MeV: KFK-1000. Karlsruhe, 1971.
20. Cabe J., Cance M. Measurements of the neutron total cross-sections of Be,  $^{11}\text{B}$ , C, Al, Si, S, Ti, V, Ni,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  between 100 keV and 6 MeV: Rep. CEA-R-4524, EANDC (E)-150, 1981.
21. Perey F.G., Kinney W.E. V neutron elastic and inelastic scattering cross-sections from 4,19 to 8,56 MeV: Rep. ORNL-4551. USA, 1974.
22. Ferrer J.C., Carlson J.D., Rapaport J. Nucleon elastic scattering at 11 MeV and the isospin dependence of the neutron-nucleus potential. - Nucl.Phys., 1977, v.A275, p.325-341.
23. Western G.T., Gibbons F.L., Williams J.R., Carter H.G. Elastic and nonelastic neutron scattering in niobium, vanadium and carbon: Rep. AFWL-TR-65-216, 1983.
24. Титаренко Н.Н. Комплекс программ расчета сечений двухчастичных реакций. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. Т. 1. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, с. II6-I20.
25. Титаренко Н.Н. Программа РОМ-78. Расчет сечений упругого рассеяния частиц на атомных ядрах в рамках оптической модели: Препринт ФЭИ-1230. Обнинск, 1981.
26. Титаренко Н.Н. Программа ВАР-82. Расчет сечений ядерных реакций в рамках метода искаженных волн. I. Общее описание. Коллективные модели: Препринт ФЭИ-1331. Обнинск, 1982.
27. Ходгсон П.Е. Оптическая модель упругого рассеяния. М.: Атомиздат, 1966.
28. Абрамович М.А., Стиган Н. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и таблицами. М.: Наука, 1979.
29. Bechetti F.D., Greenlees G.W. Nucleon-nucleus optical-model parameters,  $A > 40$ ,  $E < 50$  MeV. - Phys.Rev., 1969, v.182, p.1190-1209.
30. Rapaport J., Kulkarni V., Finlay R.W. A global optical-model analysis of neutron elastic scattering data. - Nucl.Phys., 1979, v.A330, p.15-28.
31. Tanaka S. Analysis of neutron cross-sections using the coupled - channel theory: Rep. JAERI-5984, 1975.
32. Федоров М.Б. Вопросы оптико-статистического описания нейтронных сечений сферических ядер при низких и средних энергиях. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 2-6 октября 1983 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, т.3, с.129-133.
33. Ефросинин В.П., Мусаелян Р.М., Попов В.И. Промежуточная структура сечений неупругого рассеяния нейтронов низкой энергии в области  $A=70-80$ . - Ядерная физика, 1979, т.29, вып.3, с.631-643.
34. Романовский Е.А. Протонный оптический потенциал для  $^{51}\text{V}$  при околобарьерных энергиях. - Там же, 1985, т.41, вып.3, с.607-616.

Статья поступила в редакцию 4 февраля 1987 г.

Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске  
в Международной системе СИНДА

Element		Quan-	Labo-	Work-	Energy (eV)		Page	Comments
S	A				min	max		
PT	182	FRS	DUB	THEO	+7		49	ADEEV + MASS-E-DISTR OF FRAG, GRPH, CFD
PT	194	FRS	DUB	THEO	+7		49	ADEEV + MASS-E-DISTR OF FRAG, GRPH, CFD
PO	211	NF	FEI	THEO	+6	7.0+7	45	OSTAPENKO + FISS YLD VS E, GRPH, CFD
U	234	NFY	LIN	REVW	+6	+7	24	GUSEV + YLD LI,BE,CALC CDF EXPT, GRPH
U	235	FRS	DUB	THEO	-2	+7	49	ADEEV + MASS-E-DISTR OF FRAG, GRPH, CFD
U	235	FRS	KFK	REVW	2.5	-2	3	HASSE. MASS-E-DISTR OF FRAG, GRPH, CFD
U	236	FRS	LIN	REVW	+6	+7	24	GUSEV + E-DIST OF FRAG, H3, HE4, HE6, TBL
PU	239	NFY	LIN	REVW	-2		24	GUSEV + E-DISTR OF H3, HE4, HE6, GRPH
PU	240	FRS	LIN	REVW	+6	+7	24	GUSEV + E-DIST OF FRAG, H3, HE4, HE6, TBL
AM	243	NEY	LIN	REVW	+6	+7	24	GUSEV + YLD LI, BE, CALC CFD EXPT, GRPH
CM	245	FRS	KFK	REVW	2.5	-2	3	HASSE. MASS-E-DISTR OF FRAG, GRPH, CFD
CF	249	FRS	KFK	REVW	2.5	-2	3	HASSE. MASS-E-DISTR OF FRAG, GRPH, CFD
CF	252	FRS	KFK	REVW	SPON		3	HASSE. MASS-E-DISTR OF FRAG, GRPH, CFD
CF	252	FRS	DUB	THEO	SPON		49	ADEEV + MASS-E-DISTR OF FRAG, GRPH, CFD
CF	252	FRS	LIN	REVW	SPON		24	GUSEV + E-DIST OF FRAG, H3, HE4, HE6, TBL
MANY		FRS	FEI	REVW	+7		33	ITKIS + MASS-E-DISTR OF FRAG, GRPH, CFD

Редактор Г.В.Зубова

Технический редактор С.И.Халиллулина

Корректор Е.М.Спиридонова

---

Подписано в печать 21.03.88. Т-10526. Формат 60x84 I/8.  
Печать офсетная. Печ.л. 13,5. Уч.-изд.л. 12,0. Тираж 350 экз.  
Индекс 3645. II статей. Заказ № 468

Отпечатано в ЦНИИatomинформе  
127434, Москва, аб/ящ 971

УДК 539.173

НОВЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ ФИЗИКИ ДЕЛЕНИЯ/Р.В.Хассе. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып. I, с. 3-13.

Рассмотрены некоторые новые экспериментально обнаруженные эффекты в делении ядер и их возможная теоретическая интерпретация. Показано, что: 1) структура в массовых выходах и максимальных кинетических энергиях осколков холодного деления обязана кулоновским эффектам; 2) масс-симметричное деление четно-четных ядер не происходит путем разрыва ядра на две одинаковые части - осколки имеют разные деформации; 3) провал в полной кинетической энергии осколков симметричной области определяется различными долинами спуска с барьера деления; 4) аналогично событиям холодного компактного деления с наибольшей кинетической энергией являются холодными в точке разрыва и конфигурации с наименьшей кинетической энергией, но наибольшей деформацией; 5) холодное деление близко к седловой точке (рис.13, табл.2, список лит. - 33 назв.).

УДК 539.173

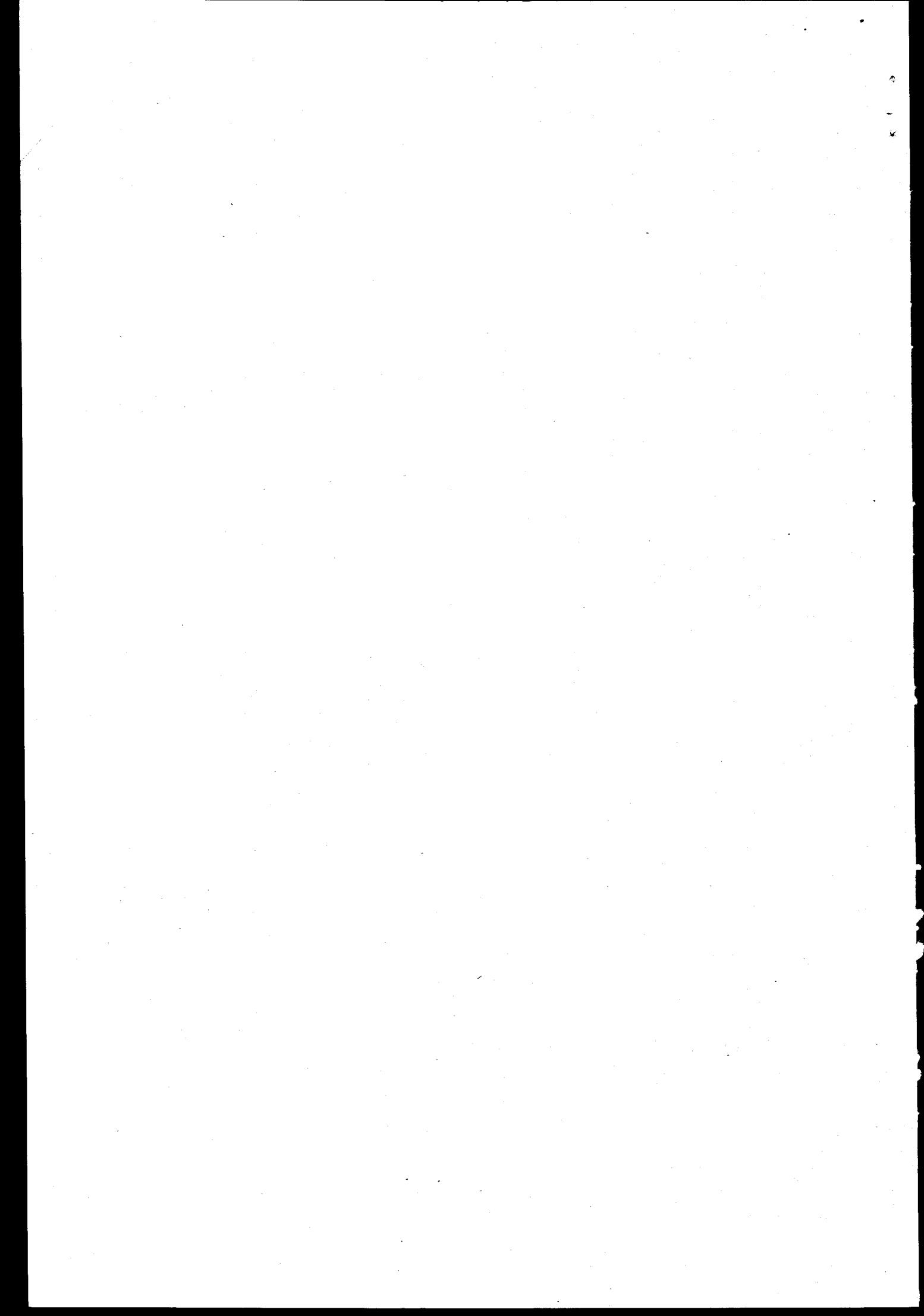
ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ ПРИ СПУСКЕ ОТ СЕДЛОВОЙ ТОЧКИ К ТОЧКЕ РАЗРЫВА В ДЕЛЕНИИ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ/Ф.Гённенвайн. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып. I, с. 14-23.

Приведен обзор измерений ядерного заряда осколков при делении тепловыми нейтронами ядер актиноидов от тория до калифорния. Оценивается влияние четности числа протонов в осколке в целях получения информации об энергии диссипации на пути от седловой точки к точке разрыва. Показано, что эти энергии довольно малы. Они плавно меняются в зависимости от  $Z^2/A$  составного ядра, увеличиваясь от 3 МэВ для  $^{230}\text{Th}$  до 11 МэВ для  $^{250}\text{Cf}$  (рис.7, список лит. - 31 назв.).

УДК 539.173

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР/Ю.И.Гусев, Д.М.Селиверстов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып. I, с.24-33.

Дан обзор основных экспериментальных результатов, полученных в последние годы по многопараметрическому исследованию тройного деления ядер при низких энергиях возбуждения. Проведенные на основе этих данных траекторные расчеты анализируются в целях извлечения информации о динамических условиях в момент разрыва ядра и результаты расчетов сравниваются с различными теоретическими микро- и макроскопическими подходами по определению характеристик процесса деления, главным образом предразрывной кинетической энергией осколков деления (рис.1б, табл.2, список лит. - 29 назв.).



УДК 539.173

О ФОРМИРОВАНИИ МАССОВО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ХОЛОДНЫХ ЯДЕР ЛЕГЧЕ РАДИЯ/М.Г.Иткис, В.Н.Околович, Г.Н.Смирнин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып. I, с.33-44.

Проведен анализ детальных экспериментальных исследований распределений масс и кинетических энергий осколков деления ядер легче радия в диапазоне энергий возбуждения от порога реакции до 60 МэВ. Рассмотрено влияние структуры энергетической поверхности в окрестности седловой точки на механизм формирования основных свойств осколков (рис.9, список лит. - 28 назв.).

УДК 539.173

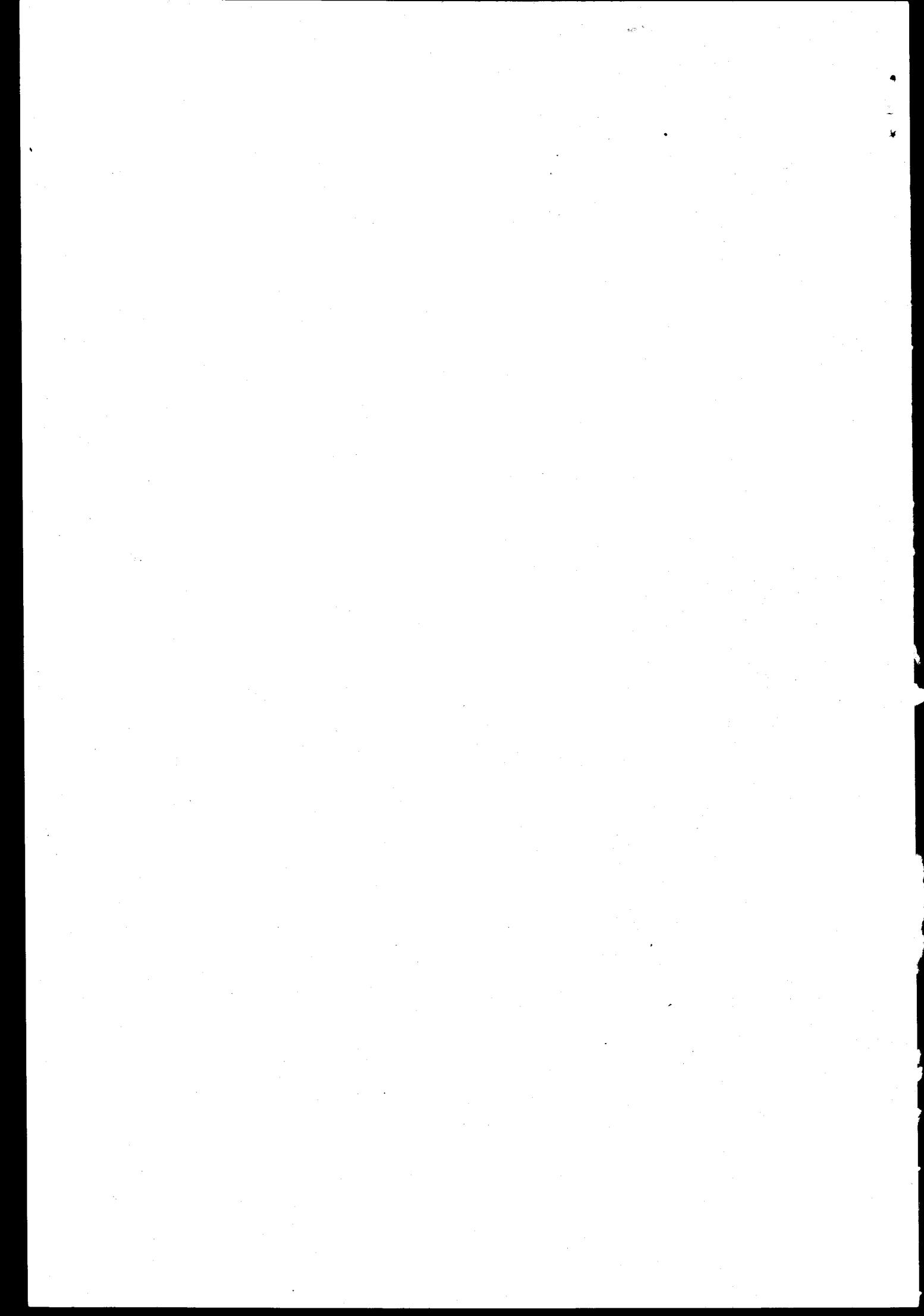
НОВЫЕ АСПЕКТЫ ОПИСАНИЯ ДЕЛИМОСТИ ЯДЕР В РАЙОНЕ СВИНЦА/Ю.Б.Остапенко, Е.М.Растопчин, Г.Н.Смирнин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып. I, с.45-49.

Обращается внимание на "хроническую" трудность описания делимости сферических ядер в районе свинца. Исследована возможность преодоления этой трудности в рамках диффузионной модели. Показано, что можно получить непротиворечивую интерпретацию, если допустить увеличение плотности уровней, связанное с существованием второго минимума энергии деформации (рис.3, список лит. - 15 назв.).

УДК 539.173

НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ФОРМИРОВАНИЮ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В ДИФФУЗИОННОЙ МОДЕЛИ/Г.Д.Адеев, В.В.Пашкевич, Н.И.Писчаков, О.И.Сердюк. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып. I, с.49-58.

Представлен обзор результатов расчетов массово-энергетического распределения осколков деления, проведенных в рамках диффузионной модели, в которой учитывается зависимость от координат всех коэффициентов уравнения Фоккера - Планка. Исследуется зависимость предсказуемых диффузионной моделью распределений осколков, а также величин, характеризующих динамику спуска с седла к разрыву, от выбора коэффициентов динамического уравнения. Рассмотрено влияние большого углового момента составного ядра на параметры массово-энергетического распределения осколков (рис.6, список лит. - 42 назв.).



УДК 539.173

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ДВИЖЕНИЯ В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ ПРИ НИЗКИХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ/Г.Е.Солякин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып. I, с. 58-65.

Проведено сравнение кинематических характеристик коллективных движений в ядерной материи при низких и высоких энергиях. В качестве экспериментального материала при низких энергиях использовались данные о процессе ядерного деления, при высоких энергиях - данные о процессах глубокого расщепления тяжелых ядер релятивистскими частицами. Установлена связь между процессами при низких и высоких энергиях. Показано, что конечным итогом коллективных внутриядерных движений является образование ядерно-стабильных и ядерно-неустойчивых массивных осколков. Существование последних подтверждается результатами независимых экспериментальных исследований (рис.4, табл.2, список лит. - 21 назв.).

УДК 539.173

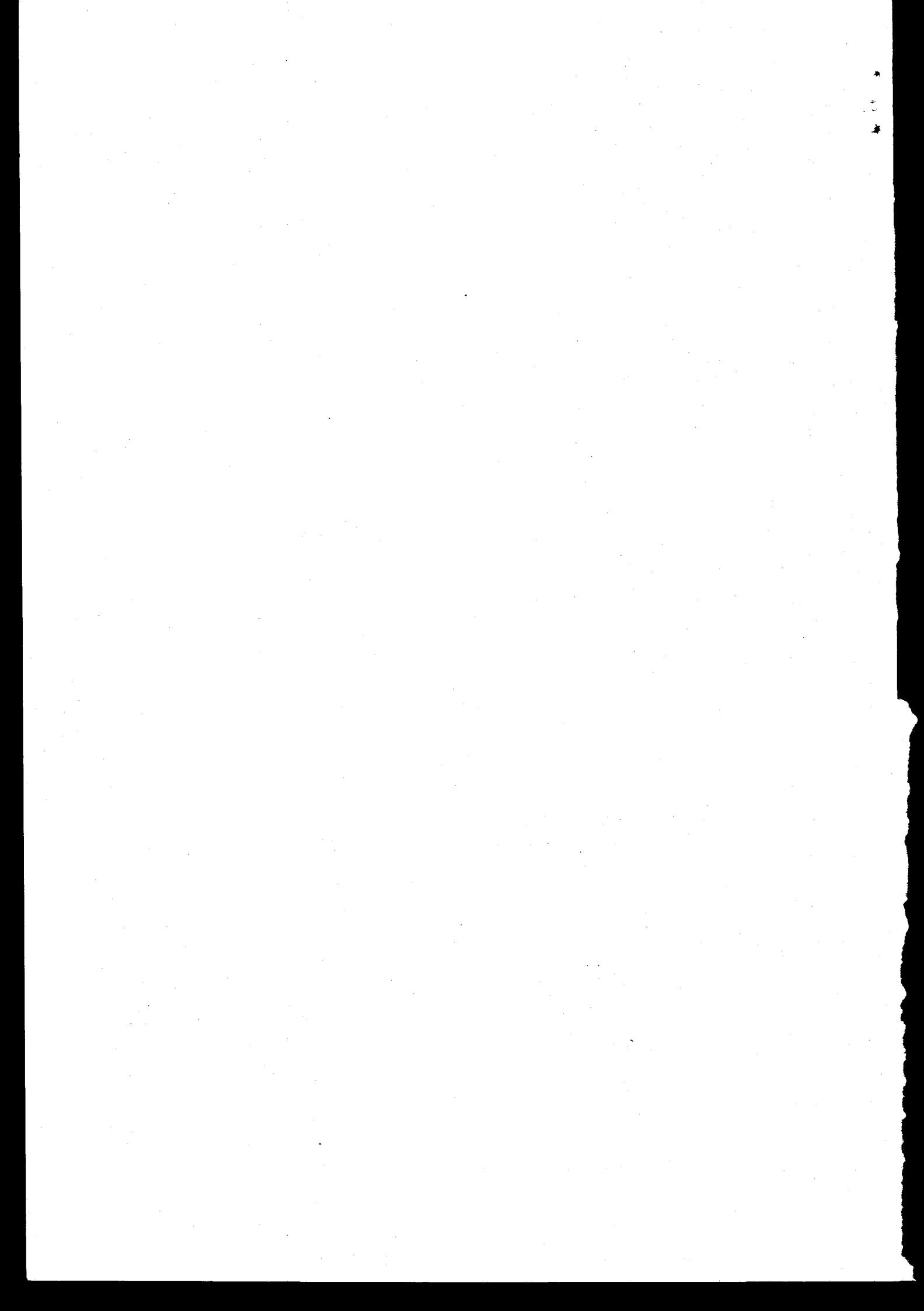
РЕАКЦИИ С МАССИВНЫМИ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ/Дж.Р.Хойзенга, М.А.Батлер, Х.Рознер, И.Л.Вайл, С.С.Датта, Р.Т. де Суза, Д.Хильшер, В.У.Шредер, И.Токе. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып. I, с. 65-75.

Обсуждаются некоторые актуальные проблемы взаимодействия тяжелых ионов с большой массой с атомными ядрами. Рассмотрены диссипация энергии и установление равновесных состояний фрагментов в реакциях глубоконеупругих столкновений, угловые распределения осколков в реакциях слияния - деление, а также реакции промежуточного типа с частичной релаксацией асимметричной по массе степени свободы (рис.9, табл.2, список лит.-16 назв.).

УДК 539.173

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСКАЗАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА БАРЬЕРОВ ДЕЛЕНИЯ ГОРЯЧИХ ВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР/М.Г.Мустафа. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып. I, с. 75-83.

Приведен обзор последних теоретических достижений в расчетах барьеров деления горячих вращающихся ядер и в их экспериментальной проверке. Рассмотрение ограничено макроскопическими моделями деления, не учитывавшими оболочечные эффекты, так как экспериментальная проверка осуществляется в первую очередь в реакциях с тяжелыми ионами, которые протекают при больших угловых моментах и значительных энергиях возбуждения. Обсуждены физические вопросы, зависящие от температуры модели вращающейся капли с учетом конечного радиуса ядерных сил, и предсказания данной модели сопоставлены с предсказаниями других макроскопических моделей и экспериментальными данными, полученными в рамках статистического описания сечений. Описаны трудности статистического анализа сечений для высоких температур (рис.8, табл.1, список лит. - 43 назв.).



УДК 539.170

НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ  $^{239}\text{Pu}$  В ОБЛАСТИ РАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ  
А.А.Лукьянов, В.В.Колесов, С.Тошков, Н.Янева. - Вопросы атомной на-  
уки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып. I, с. 83-91.

Определены параметры многоуровневого описания энергетической структуры полного сечения и сечения деления  $^{239}\text{Pu}$  в области разрешенных резонансов до 500 эВ. Разработан метод построения резонансных сечений упругого рассеяния и радиационного захвата по параметрам полного сечения и деления. Проведена нормировка резонансных параметров по имеющимся экспериментальным и оцененным данным для средних по энергетическим группам сечений (табл.4, список лит. - 25 назв.).

УДК 539.171

УПРУГОЕ И КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЯ НУКЛОНОВ НА ВАНАДИИ/Н.Н.Титаренко, А.Г.Исаков, Е.О.Руденская. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып. I, с. 92-100.

Приведены основные соотношения для расчета на ЭВМ характеристик упругого и квазиупрого рассеяний частиц с произвольным зарядом и спином на ядрах. Проведен поиск единого набора параметров нейтронного оптического потенциала для ядра  $^{51}\text{V}$  в диапазоне энергий от 10 кэВ до 32 МэВ, который хорошо воспроизводит совокупность экспериментальных данных и объясняет поведение сечения реакции

$^{51}\text{V}(\text{p},\text{n})^{51}\text{Cr}$ , идущей с возбуждением основного изобарического аналогового состояния (рис.6, табл.3, список лит. - 34 назв.).

