

РЕДКИЕ СПОСОБЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Ю. П. Гангский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1413
ВЫХОДЫ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ	1415
ЯДЕРНАЯ СТРУКТУРА ОСКОЛКОВ	1422
РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ	1424
МНОЖЕСТВЕННАЯ ЭМИССИЯ НЕЙТРОНОВ ПОСЛЕ β -РАСПАДА	1427
ЭМИССИЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ	1432
ВОЗБУЖДЕНИЕ И РАСПАД ВЫСОКОСПИНОВЫХ ИЗОМЕРОВ В ОСКОЛКАХ	1434
ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОМЕРОВ ФОРМЫ ПРИ ДЕВОЗБУЖДЕНИИ ОСКОЛКОВ	1437
ВОЗБУЖДЕНИЕ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ	1440
β -РАСПАД В СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКИ	1443
РЕЗОНАНСНАЯ КОНВЕРСИЯ ПРИ γ -РАСПАДЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ ОСКОЛКОВ	1445
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1447
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1448

РЕДКИЕ СПОСОБЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Ю. П. Гангский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлен обзор экспериментальных данных о редких способах радиоактивного распада осколков деления. Эти способы распада вызываются большим избытком нейтронов и высокой энергией β -распада осколков. Они проявляются в запаздывающей эмиссии различных частиц после β -распада (нескольких нейтронов, α -частиц, тяжелых кластеров) и в возбуждении необычных состояний (гигантских мультипольных резонансов, изомеров формы). Рассматриваются β -распад и внутренняя конверсия γ -излучения в связанные состояния электронной оболочки атома и их влияние на вероятность эмиссии вторичных частиц. Обсуждаются возможности наблюдения распадов, еще не обнаруженных на опыте, но предсказываемых теорией, а также информация о ядерной структуре, получаемая при исследовании таких способов распада.

The review of experimental data on the rare modes of radioactive decay of the fission fragments is presented. These decay modes are induced by large neutron excess and high β -decay energy of fission fragments. They are developed in the delayed emission of different particles after β decay (several neutrons, α particle, heavy cluster), in the excitation of unusual states (multiple giant resonances, shape isomers). The β decay and internal conversion of γ radiation in the bound states of the atom electronic shells as well as their influence on the probability of secondary particles emission are considered. The chances of observation of yet unknown but predicted by theory decay modes and new information about fission fragment nuclear structure from the study of these decay modes are discussed.

PACS: 23.40.-s

ВВЕДЕНИЕ

В обзоре рассматриваются особенности радиоактивного распада осколков деления — сильнонейтроноизбыточных ядер в диапазоне атомных номеров $Z = 30-60$ и массовых чисел $A = 70-160$ [1, 2]. Деление — это одна из реакций, протекающих при взаимодействии практически любых частиц с тяжелыми ядрами. Поскольку эта реакция экзотермическая, с выделением большой энергии, она может протекать и самопроизвольно, без внешнего воздействия (спонтанное деление). В наиболее тяжелых ядрах этот способ распада является основным, и именно он определяет верхнюю границу ядерной стабильности.

Высокая энергия, выделяющаяся при делении ядер, приводит к большому разнообразию конечных продуктов деления — широкому набору в них чисел протонов и нейтронов в указанных диапазонах Z и A , включая большой

избыток нейтронов, а также к большому разбросу энергий возбуждения и угловых моментов. Все это, естественно, отражается и на самом процессе деления, и на свойствах образующихся осколков.

Деление является сложным ядерным процессом, в котором форма ядра меняется от сферической (или близкой к ней) до сильнодеформированной в момент разрыва на два осколка. При этом в ядре происходит неоднократное перераспределение внутренней энергии между различными степенями свободы, как коллективными, так и одночастичными. В результате этого при делении ядра обнаруживаются такие его свойства, которые практически не проявляются в других процессах. Примером может служить изомерия формы в ядрах [3], которая была открыта при исследовании ядерного деления и которая позволила установить сложную форму потенциальной поверхности ядер.

При исследовании реакций ядерного деления объектами изучения являются как механизм этого процесса, так и свойства образующихся при этом осколков, в первую очередь, характеристики их радиоактивного распада. В настоящее время радиоактивный распад является одним из основных источников информации о структуре атомных ядер, о силах взаимодействия между входящими в их состав нуклонами и о законах, управляющих этими силами. Первые сведения о строении атомных ядер были получены именно на основе исследования их радиоактивного распада. Хотя радиоактивный распад имеет определенные ограничения по сравнению с другими способами исследования ядер и по числу изучаемых объектов (только нестабильные ядра), и по энергии возбуждения (не выше энергии распада), и по набору возбужденных состояний, определяемых правилами отбора, он позволяет проводить измерения в более благоприятных условиях, при более низком фоне постороннего излучения, что в ряде случаев является решающим преимуществом.

Осколки деления испытывают целый ряд различных видов радиоактивного распада, в том числе и редких, практически не наблюдающихся или имеющих малую вероятность в ядрах, лежащих в долине β -стабильности. Поэтому изучение редких видов распада, присущих только осколкам деления или наиболее четко в них проявляющихся, позволит судить об особенностях их ядерной структуры и о ее изменении с ростом нейтронного избытка. При этом изучается распад не только из основных (или изомерных) состояний осколков, но также и из тех необычных состояний, которые возбуждаются при делении (например, изомеры формы). Все это существенно дополняет информацию о ядерной структуре осколков. Эксперименты и теоретические расчеты в этой области получают в последние годы все более широкое развитие. Эти эксперименты проводятся на пучках ускорителей различных заряженных частиц (электронов, протонов, тяжелых ионов) и на нейтронах атомных реакторов. В них применяется широкий набор различных устройств для выделения и идентификации (определения атомного номера и массового числа) изучаемых осколков деления, а также детекторов для измерения спектров

испускаемых из осколков электронов, γ -лучей, нейтронов. Область исследуемых осколков непрерывно расширяется из-за увеличения числа доступных для экспериментов делящихся ядер и вызывающих деление частиц. Получаемая в этих экспериментах информация используется для сравнения с теоретическими расчетами на основе различных моделей, описывающих изменение свойств ядер с ростом нейтронного избытка вплоть до границы нуклонной стабильности. Таким путем идет развитие наших представлений о структуре ядерной материи, и деление ядер играет в ней одну из основных ролей.

ВЫХОДЫ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Основная особенность осколков — большой избыток нейтронов — объясняется тем, что их относительная доля в ядре растет с увеличением атомного номера нуклида и сохраняется при его делении. Каждая реакция деления характеризуется своим набором осколков с определенными Z и A внутри указанного выше диапазона. Эти наборы существенно различны для разных реакций и зависят от свойств делящегося ядра (его Z и A , энергии возбуждения и углового момента). Поэтому для получения и исследования осколков с заданными Z и A необходимы детальные сведения о выходах осколков в различных реакциях.

При делении ядер в области Th–Cf ($Z = 90–98$) частицами низких энергий, например, тепловыми нейтронами, распределение выходов осколков по массовому числу имеет вид кривой с двумя максимумами (соответственно, легкий и тяжелый осколки) и глубоким провалом между ними [4–7]. Примеры таких распределений представлены на рис. 1, а их параметры (средние массовые числа легкого и тяжелого осколков \bar{A}_l и \bar{A}_t , полуширины пиков $W(0,5)_A$, отношения выходов в пике и в провале P/V и среднее число нейтронов, испускаемых из обоих осколков, ν) — в табл. 1. Одной из осо-

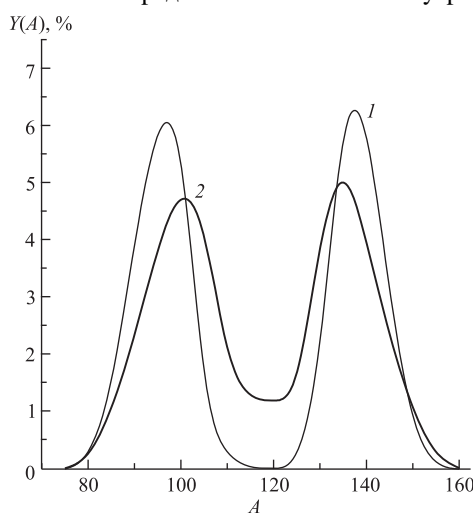


Рис. 1. Зависимость выхода осколка $Y(A)$, отнесенного к числу актов деления, от его массового числа A : 1 — при низких энергиях возбуждения в реакции $^{235}\text{U}(n, f)$, тепл.; 2 — в реакции $^{248}\text{Cm}(\gamma, f)$ при 25 МэВ

бенностей этих распределений является то, что положение тяжелого осколка остается неизменным во всем этом диапазоне Z ($A \sim 140$), а легкий осколок сдвигается к большим значениям A с ростом Z . Эта закономерность сохраняется и для более тяжелых ядер, и при $Z > 110$ легкий и тяжелый осколки меняются местами (уже для легкого осколка $\bar{A} \sim 140$, а для тяжелого $\bar{A} > 150$). Причиной стабильности положения этого осколка является его нуклонный состав: числа протонов и нейтронов близки к замкнутым оболочкам $Z = 50$ и $N = 82$.

Таблица 1. Параметры массовых распределений осколков деления при низких энергиях возбуждения

Реакция деления и энергия частиц	\bar{A}_l , а. е. м.	\bar{A}_m , а. е. м.	$W(0,5)_A$, а. е. м.	P/V	ν
$^{226}\text{Th}(n, f)$, т.	89,5	139,5	12	230	2,08
$^{232}\text{Th}(n, f)$, 2 МэВ	92	141	13	1600	2,20
$^{233}\text{U}(n, f)$, т.	95	139	14,4	780	2,477
$^{235}\text{U}(n, f)$, т.	97	139	15	650	2,408
$^{238}\text{U}(\gamma, f)$, 6 МэВ	99	139	15	55	2,55
$^{237}\text{Np}(n, f)$, т.	98	139	15	150	2,79
$^{239}\text{Pu}(n, f)$, т.	101	139	16	250	2,876
^{242}Pu , s. f.	104,5	137,5	16	500	2,134
$^{243}\text{Am}(n, f)$, т.	104	140	15	82	3,26
^{242}Cm , s. f.	103	139	12	> 800	2,54
$^{245}\text{Cm}(n, f)$, т.	105,5	140,5	16	155	3,42
^{252}Cf , s. f.	108,5	143,5	17	750	3,755
^{256}Cf , s. f.	112	144	18	4	3,84
^{256}Fm , s. f.	116	140	18	12	3,62
^{252}No , s. f.	118	139	20	1,5	4,15

Примечание. т — тепловые нейтроны; s. f. — спонтанное деление.

С ростом энергии возбуждения делящегося ядра происходит заполнение провала между максимумами и распределение осколков по Z и A трансформируется в одностороннюю кривую (рис. 2) [8]. Такое же распределение характерно и для ядер легче Th ($Z < 90$) при любых энергиях возбуждения, а также для наиболее тяжелых изотопов Fm ($Z = 100$), при делении которых образуются осколки Sn с магическим числом протонов ($Z = 50$) и числом нейтронов, близким к магическому ($N = 82$). В последнем случае распределение осколков по массовым числам является необычно узким [9].

Рассмотренные закономерности выходов важны для оптимизации условий получения осколков с заданными массовыми числами. Так, максимальный выход наиболее легких осколков (нейтроноизбыточных изотопов Ni, Cu и Zn)

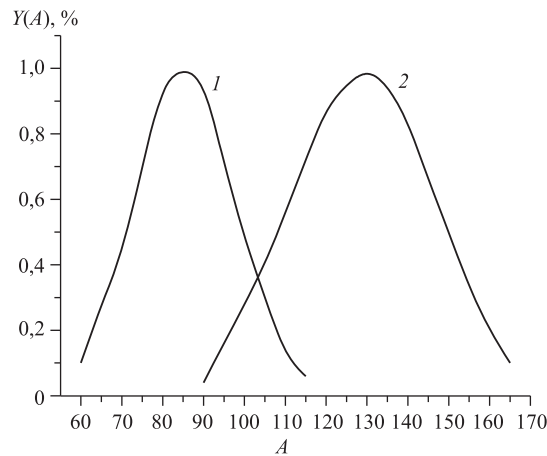


Рис. 2. Та же зависимость, что и на рис. 1, при высоких энергиях возбуждения в реакциях: 1 — $^{154}\text{Sm}(^{32}\text{S},f)$, 248 МэВ и 2 — $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar},f)$, 330 МэВ

будет происходить при делении ядер Th и U, а наиболее тяжелых (изотопов редкоземельных элементов) — при делении изотопов Cf. В то же время для осколков симметричного деления (изотопов Cd, In и Sn) выход быстро растет с ростом энергии возбуждения делящегося ядра.

Каждому осколку с данным массовым числом соответствует несколько ядер-изобар (с разными Z), выходы которых описываются гауссовским распределением [10]:

$$P(Z) = \frac{K}{\sqrt{2\pi}(\sigma + 1/12)} \exp \left[-\frac{(Z - Z_P)^2}{2(\sigma + 1/12)^2} \right], \quad (1)$$

где Z_P , σ и K — параметры этого распределения (соответственно, наиболее вероятное значение заряда, дисперсия относительно него и нормирующий множитель, который определяет повышенный выход осколков с четными Z и пониженный — с нечетными). Слагаемое $1/12$, добавляемое к дисперсии σ , указывает на дискретный характер изменения заряда.

Из массового (рис. 1) и зарядового (1) распределений осколков можно получить зависимость выхода изотопов одного элемента от числа нейтронов (или массового числа), которую также обычно аппроксимируют гауссовским распределением с параметрами — средним массовым числом A_P и дисперсией σ :

$$Y(A) = k \exp \left[-\frac{(A - A_P)^2}{2\sigma^2} \right]. \quad (2)$$

Такие соотношения между Z и A осколков следуют из механизма их образования при делении ядер.

Формирование осколков деления (установление их Z и N) происходит в процессе изменения формы ядра (роста квадрупольной деформации) [11, 12]. Этот процесс является адиабатическим, так как период квадрупольных колебаний ($\sim 10^{-18}$ с) много больше характерного ядерного времени ($\sim 10^{-21}$ с), и нуклоны успевают многократно изменить свои конфигурации к моменту разрыва ядра. Так, при асимметричном массовом распределении в легком осколке отношение N/Z уменьшается, а в тяжелом — увеличивается по сравнению с начальным ядром. После разрыва ядра осколки оказываются возбужденными, и из них испаряются нейтроны. Таким образом устанавливается окончательный нуклонный состав осколков перед их радиоактивным распадом.

В результате этих двух процессов значение Z_P в выражении (1) и A_P в выражении (2) будут отличаться от соответствующих величин, которые следуют из неискаженного зарядового распределения, присущего начальному ядру:

$$\frac{A_0}{Z_0} = \frac{A_P + \nu_i}{Z_P}, \quad (3)$$

где Z_0 и A_0 относятся к делящемуся ядру; ν_i — среднее число нейтронов, вылетающих из каждого осколка. В этом случае наиболее вероятные значения Z и A каждого осколка включают в себя поправки ΔZ и ΔA к неискаженному зарядовому распределению:

$$Z_P = \frac{Z_0}{A_0 (A_P + \nu_i)} + \Delta Z, \quad (4)$$

$$A_P = A_0 - \nu_i \frac{Z_0}{Z_P} + \Delta A. \quad (5)$$

Эти поправки ΔZ и ΔA зависят от характеристик делящегося ядра и образующегося осколка. Например, в случае деления ^{235}U тепловыми нейтронами $\Delta Z = \pm 0,4$ и $\Delta A = \pm 1,0$ (для ΔZ знак «+» относится к тяжелому осколку, а знак «-» — к легкому; для ΔA ситуация противоположная). Для осколков в провале между пиками ΔZ и ΔA близки к нулю. Близкими значения ΔZ и ΔA оказываются и при делении ядер в диапазоне Th–Cf при низких (< 15 МэВ) энергиях возбуждения.

При описании массовых и зарядовых распределений осколков обычно различают два вида выходов:

1) непосредственно после деления и девозбуждения (эмиссии нейтронов и γ -квантов) — независимый выход;

2) после добавления к независимому выходу всех вкладов от β -распада предшествующих нуклидов — кумулятивный выход.

Таблица 2. Зарядовые распределения осколков деления в реакции $^{235}\text{U}(n, f)$

Z/A	Y(Z), 1/f					
	70	80	90	130	140	150
^{26}Fe	$3,0 \cdot 10^{-11}$					
^{27}Co	$2,2 \cdot 10^{-9}$					
^{28}Ni	$2,8 \cdot 10^{-8}$					
^{29}Cu	$6,5 \cdot 10^{-9}$	$7,7 \cdot 10^{-10}$				
^{30}Zn	$2,2 \cdot 10^{-10}$	$2,3 \cdot 10^{-6}$				
^{31}Ga	$1,3 \cdot 10^{-13}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$				
^{32}Ge	$8,5 \cdot 10^{-18}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$				
^{33}As		$1,4 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-8}$			
^{34}Se		$4,8 \cdot 10^{-6}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$			
^{35}Br		$6,5 \cdot 10^{-9}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$			
^{36}Kr		$6,2 \cdot 10^{-12}$	$4,5 \cdot 10^{-2}$			
^{37}Rb			$8,2 \cdot 10^{-3}$			
^{38}Sr			$2,7 \cdot 10^{-4}$			
^{39}Y			$9,5 \cdot 10^{-8}$			
^{40}Zr			$4,2 \cdot 10^{-12}$			
^{47}Ag				$4,5 \cdot 10^{-10}$		
^{48}Cd				$5,5 \cdot 10^{-6}$		
^{49}In				$6,2 \cdot 10^{-5}$		
^{50}Sn				$1,2 \cdot 10^{-2}$		
^{51}Sb				$5,3 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-10}$	
^{52}Te				$3,6 \cdot 10^{-4}$	$4,7 \cdot 10^{-6}$	
^{53}J				$2,4 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	
^{54}Xe				$3,6 \cdot 10^{-11}$	$3,7 \cdot 10^{-2}$	
^{55}Cs					$2,1 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-11}$
^{56}Ba					$2,6 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-7}$
^{57}Y					$4,8 \cdot 10^{-6}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$
^{58}Ce					$1,1 \cdot 10^{-9}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$
^{59}La						$2,1 \cdot 10^{-3}$
^{60}Nd						$3,2 \cdot 10^{-4}$
^{61}Pr						$3,1 \cdot 10^{-7}$
^{62}Nd						$1,4 \cdot 10^{-10}$

В выражениях (1) и (2) представлены независимые выходы. Пользуясь этими выражениями и подходящими для данных реакций параметрами Z_P и A_P , можно оценить выходы исследуемых осколков в этих реакциях деления и выбрать оптимальные условия для их получения. Ряд примеров распределений этих выходов представлен в табл. 2 (зарядовые распределения для

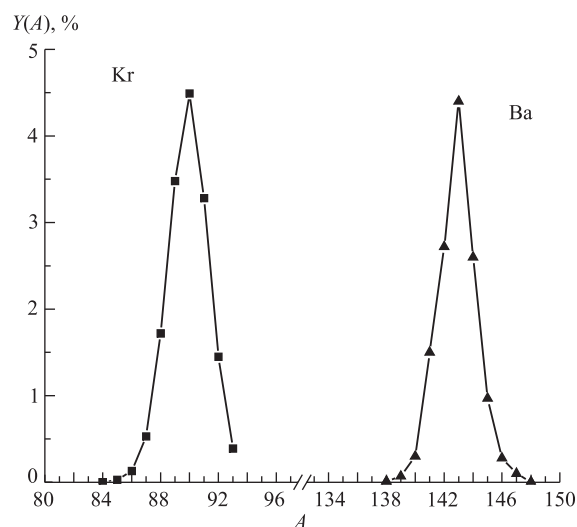


Рис. 3. Изотопные распределения осколков Кг ($Z = 36$) и Ва ($Z = 56$) при делении ^{235}U тепловыми нейтронами

выбранных значений A) и на рис. 3 (массовые распределения для элементов Кг и Ва). Использовались данные из обзора [6], полученные описанным выше методом.

Из рис. 3 можно видеть, что для осколков Кг и Ва среднее массовое число на 5 единиц больше, чем для наиболее тяжелых стабильных изотопов этих элементов. Такая же разница массовых чисел характерна и для других осколков деления. В случае же других реакций деления эта разница, естественно, другая. Она выше для делящихся ядер с большим избытком нейтронов, например, при делении ^{238}U быстрыми нейтронами или при спонтанном делении ^{252}Cf . В то же время эти осколки находятся еще далеко от границы нуклонной стабильности. Например, для изотопов Кг ядра, нестабильные по отношению к эмиссии нейтрона, начинаются с $A > 119$, а для изотопов Ва — с $A > 183$, т. е. граница нуклонной стабильности удалена на 30–40 массовых единиц от средних массовых чисел осколков.

Ситуация противоположна той, что наблюдается на стороне нейтрондефицитных ядер, где эта граница уже достигнута для целого ряда элементов. Очевидно, для достижения границы нуклонной стабильности нейтроноизбыточных ядер требуются принципиально новые подходы для их получения и особо чувствительные методы их идентификации.

В табл. 3 представлены примеры рассчитанных выходов осколков, необычных с точки зрения их ядерной структуры или радиоактивного распада («экзотические» осколки). Для сравнения использовались три реакции полу-

Таблица 3. Выходы «экзотических» осколков

Осколок	Особенность	Y, 1/f, %		
		$^{235}\text{U}(n, f)$	$^{238}\text{U}(\gamma, f)$	$^{252}\text{Cf, s.f.}$
^{78}Ni	Замкнутая протонная ($Z = 28$) и нейтронная ($N = 50$) оболочки	$4,0 \cdot 10^{-9}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$2,4 \cdot 10^{-10}$
^{79}Cu	Протон сверхзамкнутых оболочек ($Z = 28$ и $N = 50$)	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$7,8 \cdot 10^{-6}$	$4,3 \cdot 10^{-8}$
^{80}Zn	Замкнутая нейтронная оболочка ($N = 50$)	$2,3 \cdot 10^{-4}$	$6,1 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$
^{100}Rb	Эмиссия запаздывающей пары нейтронов	$3,9 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$3,1 \cdot 10^{-5}$
^{102}Mo	Граница области деформации с $N > 60$	$5,4 \cdot 10^{-1}$	$9,5 \cdot 10^{-1}$	1,9
^{104}Zr	Большая квадрупольная деформация	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$
^{129}Cd	Изомер с высоким спином, $I = 11/2^-$	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$3,8 \cdot 10^{-7}$	$4,3 \cdot 10^{-7}$
^{131}In	Замкнутая нейтронная оболочка ($N = 82$)	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
^{132}Sn	Замкнутая протонная ($Z = 50$) и нейтронная ($N = 82$) оболочки	$6,2 \cdot 10^{-1}$	1,3	$1,8 \cdot 10^{-1}$
^{134}In	Эмиссия трех запаздывающих нейтронов	$3,3 \cdot 10^{-8}$	$6,8 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$
^{135}Cs	Изомер с высоким спином, $I = 19/2^-$	$5,5 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$4,7 \cdot 10^{-5}$
^{136}Sb	Эмиссия запаздывающей пары нейтронов	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
^{140}J	Эмиссия запаздывающей α -частицы	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$
^{144}Cs	Граница области деформации с $N > 90$	$4,9 \cdot 10^{-1}$	$5,9 \cdot 10^{-1}$	$6,5 \cdot 10^{-1}$
^{150}Ce	Большая квадрупольная деформация	$3,7 \cdot 10^{-1}$	$4,8 \cdot 10^{-1}$	$9,7 \cdot 10^{-1}$

чения этих ядер: деление ^{235}U тепловыми нейтронами, деление ^{238}U тормозным излучением с граничной энергией, близкой к гигантскому дипольному резонансу (~ 15 МэВ), и спонтанное деление ядра ^{252}Cf . Видно существенное различие выходов для ряда осколков, особенно на краях распределений, что подтверждает важность выбора оптимальных условий для исследования каждого из «экзотических» осколков. Поэтому при планировании экспериментов для каждого из изучаемых осколков необходимо выбрать, пользуясь

отмеченными выше закономерностями, наиболее подходящее делящееся ядро и реакцию деления для получения максимального выхода.

ЯДЕРНАЯ СТРУКТУРА ОСКОЛКОВ

Исследования свойств осколков деления представляют большой интерес, так как они позволяют судить о том, как меняется ядерная структура с ростом нейтронного избытка. У ядер в том же диапазоне Z и N , что и у осколков деления, но лежащих в долине β -стабильности, происходит заполнение следующих нуклонных оболочек [13, 14]:

— в легком осколке: протоны — $2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}$, нейтроны — $2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}, 1g_{7/2}$,

— в тяжелом осколке: протоны — $2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}$, нейтроны — $2d_{3/2}, 3s_{1/2}, 1h_{11/2}$.

Нуклоны в этих оболочках определяют и основные свойства ядер (спектр уровней, их конфигурации, ядерные моменты), и характер их радиоактивного распада. Среди легких осколков имеются ядра с замкнутой нейтронной оболочкой ($N = 50$), например, ^{80}Zn , ^{82}Ge , ^{83}As , дважды магическое ядро ^{78}Ni , остров изомерии с $I = 9/2$, начало области деформации ($N > 60$). В тяжелых осколках — соответственно, ядра с замкнутой нейтронной оболочкой ($N = 82$), например, ^{130}Cd , ^{131}In , ^{133}Sb , а также дважды магическое ядро ^{132}Sn , остров изомерии с $I = 11/2$, начало области деформации с $N > 90$.

Однако большой избыток нейтронов в осколках может заметно изменить указанный выше порядок заполнения нуклонных оболочек, что будет проявляться в возникновении новых магических чисел протонов и нейтронов, областей деформации, островов изомерии. Одним из примеров таких новых явлений могут служить сильнонейтроноизбыточные ядра Na и Mg с магическим числом нейтронов $N = 20$. Эти ядра вопреки общепринятым представлениям оказались сильнодеформированными (параметр деформации β достигал значения 0,4 [15, 16]). Получены указания на появление заметной деформации и у нейтроноизбыточных ядер со следующим магическим числом нейтронов $N = 28$. Не исключено, что подобные явления могут ожидать и в наиболее нейтроноизбыточных осколках. Поэтому было бы крайне интересно определить спектры уровней, нуклонные конфигурации, магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты у сильнонейтроноизбыточных ядер с более высокими магическими числами протонов и нейтронов, лежащих далеко от области β -стабильности, а также у представленных в табл. 3 «экзотических осколков».

Другое различие свойств проявляется на границе сферических и деформированных ядер. При $N = 90$ у ядер в долине стабильности квадрупольная деформация меняется скачком (например, у ^{150}Sm $\beta = 0,1931(21)$, а у ^{152}Sm

$\beta = 0,3064(27)$), а вне ее у нейтроноизбыточных ядер с теми же числами нейтронов — плавно (например, у ^{142}Ba с $N = 86$ $\beta = 0,1595(42)$, у ^{144}Ba $\beta = 0,194$ (6), а у ^{146}Ba с $N = 90$ $\beta = 0,2180$ (9) [17]). Эти изменения деформации в зависимости от числа нейтронов в ядре представлены на рис. 4.

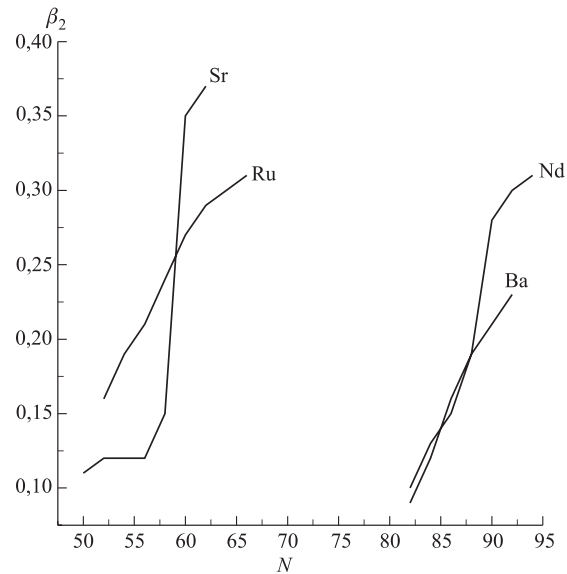


Рис. 4. Зависимость параметра квадрупольной деформации от числа нейтронов в осколках Sr, Ru, Ba и Nd

Противоположная картина и еще большее различие в поведении деформаций обнаружено на границе области деформации с $N > 60$. Ядра с числом нейтронов, близким к 60, в долине β -стабильности являются сферическими или слабдеформированными, но некоторые из них характеризуются большой амплитудой квадрупольных колебаний (изотопы Ru, Pd). В то же время нейтроноизбыточные осколки с $N > 60$ (изотопы Sr, Zr и Mo) сильно деформированы. Их параметр квадрупольной деформации β на границе меняется скачком и достигает 0,4 (см. рис. 4) [17].

Среди осколков имеются дважды магические ядра (с замкнутыми и протонными, и нейтронными оболочками). К ним относятся ^{78}Ni ($Z = 28$, $N = 50$) и ^{132}Sn ($Z = 50$, $N = 82$). В отличие от аналогичных ядер в долине β -стабильности, например, от самого тяжелого из них ^{208}Pb ($Z = 82$, $N = 126$), они характеризуются значительно большим нейтронным избытком, что, безусловно, найдет отражение в их ядерной структуре. В то же время осколки с числом протонов и нейтронов, отличным от магических, обладают рядом свойств, присущих дважды магическим ядрам. Например, у ядра ^{96}Zr

($Z = 40$, $N = 56$) аномально высокая энергия первого уровня 2^+ (1,75 МэВ) и необычно низкая приведенная вероятность электрического квадрупольного перехода в основное состояние 0^+ [17], что соответствует очень малому параметру квадрупольной деформации ($\beta_2 = 0,06$), меньшему, чем у изотопа того же элемента с замкнутой нейтронной оболочкой ^{90}Zr . В то же время ядро ^{96}Zr характеризуется большой октупольной деформацией ($\beta_3 = 0,19$) и сосуществованием различных форм: в нем наблюдается ротационная полоса, построенная на изомерном уровне 0^+ с $E = 1,594$ МэВ и с таким же параметром квадрупольной деформации, как и в нейтроноизбыточных изотопах ^{100}Zr , ^{102}Zr ($\beta_2 \approx 0,4$).

Большой избыток нейтронов может проявляться в целом ряде новых свойств ядер: резком увеличении квадрупольной деформации, появлении деформаций более высоких порядков (октупольной, гексадекапольной), заметном различии пространственных распределений протонов и нейтронов (концентраций нейтронов на периферии ядра).

Изменение порядка заполнения оболочек может особенно сильно отразиться на изомерных состояниях в осколках. Это может проявиться в сдвиге известных островов изомерии со спинами $9/2$ и $11/2$, появлении высокоспиновых изомеров и изомеров формы (состояний с большой квадрупольной деформацией), в усилении запретов для радиационных переходов при разрядке изомеров. Примером может служить изомерное состояние в ядре ^{135}Cs с энергией возбуждения 1,627 МэВ, спином и четностью $19/2^-$, формируемое при разрыве двух пар нейтронов. Подобные изомеры ожидаются и в других ядрах той же области, однако эти вопросы еще практически не изучены.

РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Практически все осколки деления испытывают β^- -распад из-за большого избытка нейтронов. Ближайшее стабильное ядро достигается лишь в результате цепочки из нескольких β -распадов (например, при делении ^{235}U тепловыми нейтронами их среднее число составляет 2,9 для легкого осколка и 3,1 для тяжелого, но в некоторых случаях оно может достигать 5–6). Ряд примеров таких цепочек для легких и тяжелых осколков с указанием их периодов полураспада (известных из опыта или рассчитанных) приведен на рис. 5 [4, 5]. Видно, что эти цепочки представляют собой обширное поле деятельности при исследовании ядерной структуры.

Среди осколков деления могут оказаться и такие, которые испытывают не β^- , а β^+ -распад или электронный захват. Причиной их появления может быть широкая дисперсия изотопного распределения осколков и высокая энергия возбуждения, при которой из ядра испаряется 4–6 нейтронов. С наибольшей вероятностью такие осколки образуются в реакциях с тяжелыми

$A =$	91	93	140	142
	Se 0,37 с			
	↓			
	Br 0,64 с	Br 0,1 с	J 0,86 с	J 0,2 с
	↓	↓	↓	↓
	Kr 8,6 с	Kr 1,3 с	Xe 14 с	Xe 1,2 с
	↓	↓	↓	↓
	Rb 58 с	Rb 5,8 с	Cs 64 с	Cs 1,8 с
	↓	↓	↓	↓
	Sr 9,5 ч	Sr 7,4 мин	Ba 13 сут	Ba 11 мин
	↓	↓	↓	↓
	Y 5,8 сут	Y 10,5 ч	La 40 ч	La 92 мин
	↓	↓	↓	↓
	Zr стаб.	Zr $1,5 \cdot 10^6$ лет	Ce стаб.	Ce стаб.

Рис. 5. Цепочки β -распадов осколков деления для массовых чисел $A = 91, 93, 140, 142$

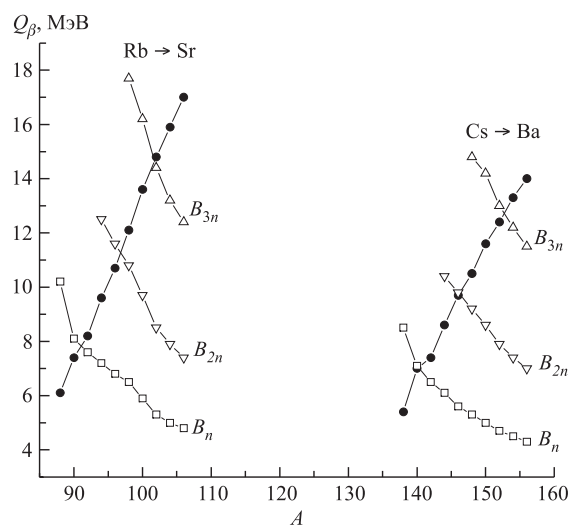


Рис. 6. Зависимость от массового числа энергии β -распада осколков и энергии связи двух и трех нейтронов в дочернем ядре для изотопов Rb и Cs

ионами или с протонами высоких энергий, но даже в этом случае выход их оказывается очень низким.

Особенностями радиоактивного распада осколков является большое энерговыделение (до 15 МэВ) и низкая энергия связи нейтрона в дочерних ядрах (как правило, ниже 5 МэВ). Ряд зависимостей энергии β -распада от массо-

вого числа осколков Rb и Cs представлен на рис. 6. Для сравнения показаны аналогичные зависимости для энергии связи одного, двух и трех нейтронов в дочерних ядрах. Видно, что с ростом массового числа (или числа нейтронов) становится энергетически возможной сначала эмиссия одного запаздывающего нейтрона, потом двух, а затем и трех нейтронов.

Столь большое энерговыделение может приводить не только к запаздывающей эмиссии нескольких нейтронов, но и к необычным видам радиоактивного распада, эмиссии запаздывающей α -частицы или нейтроноизбыточного тяжелого кластера — изотопов водорода или гелия, подобно тому, как это происходит при тройном делении ядер (все эти вопросы рассматриваются ниже).

Осколки деления могут испытывать формально и двойной β -распад, как с испусканием двух нейтрино, так и безнейтринный. При этом большая энергия, выделяющаяся при таком типе распада (до 25 МэВ в наиболее нейтроноизбыточных осколках), существенно укорачивает его время жизни (до миллионов лет). Однако этого укорочения еще явно недостаточно для конкуренции с обычным β -распадом осколков. Более благоприятной может оказаться ситуация лишь при каком-либо запрете для β -перехода, например, при высоком спине промежуточного нечетно-нечетного ядра.

Высокая энергия возбуждения ядра после β -распада может проявляться также в заселении различных состояний необычной природы — гигантских резонансов различной мультипольности, изомеров формы и т. д. Хотя все эти состояния заселяются, и нередко с большей вероятностью, и при разрядке возбужденных осколков, образующихся непосредственно после разрыва делящегося ядра, радиоактивный распад позволяет разделить во времени процессы их получения и изучения и тем самым существенно повысить чувствительность измерений. В особенности это преимущество проявляется при использовании излучателей спонтанного деления, когда излучение, инициирующее деление, практически полностью отсутствует и измерения проводятся в условиях значительно более низкого фона.

Возможности наблюдения и изучения указанных мод радиоактивного распада осколков во многом определяются вероятностью заселения высоковозбужденных уровней дочерних ядер. В случае разрешенных β -переходов вероятность заселения состояний с энергией возбуждения E в интервале энергий dE определяется следующим выражением [18, 19]:

$$W_{\beta}(E_0 - E) dE = \frac{G^2}{2\pi^2} |M|^2 \rho(E) F(Z, Q_{\beta} - E) dE, \quad (6)$$

где Q_{β} — полная энергия β -распада; G — универсальная постоянная β -распада; M — матричный элемент β -перехода на уровни с энергией возбуждения E ; $\rho(E)$ — плотность уровней при этой энергии возбуждения;

$F(Z, Q_\beta - E)$ — функция β -распада, определяющая зависимость вероятности β -перехода от его энергии и атомного номера ядра.

Из выражения (6) видно, что эта вероятность определяется кроме известной зависимости от энергии β -перехода произведением матричного элемента перехода на плотность уровней дочернего ядра $|M|^2 \rho(E)$ — силовой функцией β -распада S_β . В простейшем предположении используется соотношение (постоянное значение силовой функции β -распада):

$$S_\beta = |M|^2 \rho(E) = \text{const.} \quad (7)$$

В этом случае зависимость W_β от энергии и, следовательно, вероятность заселения уровней от их энергии возбуждения определяется поведением функции β -распада $F(Z, Q_\beta - E)$, которая быстро падает с ростом энергии возбуждения как $(Q_\beta - E)^5$. Такая зависимость вела бы к низкой вероятности заселения состояний с высокой энергией возбуждения в дочернем ядре и, следовательно, к малому выходу вторичных частиц (в первую очередь, нейтронов), что противоречит эксперименту.

Однако реальная картина β -распада осколков деления заметно отличается от такой упрощенной [20, 21]. Силовая функция β -распада не является постоянной, а зависит от структуры уровней дочернего ядра, в первую очередь, от коллективных состояний. Основную роль среди этих состояний играет гамов-теллеровский резонанс, расположенный вблизи изобар-аналоговых состояний. Высоколежащие изобар-аналоговые состояния заметно фрагментируют за счет влияния многочастичных конфигураций, что приводит к их уширению. Этот процесс фрагментации в значительной степени определяется взаимодействием квазичастиц с фононами, которое приводит к эффективному смешиванию конфигураций, различающихся на один фонон или две квазичастицы, т. е. к заметному усложнению волновой функции, описывающей эти состояния [22, 23]. В результате всего этого значительная доля β -переходов идет в область энергий возбуждения, где расположены изобар-аналоговые состояния, и на гладкой зависимости $W(E)$ появляется хорошо выраженный максимум в области энергий возбуждения 6–10 МэВ с шириной в несколько МэВ. Этот максимум может существенно изменять вероятности редких мод распада в сторону их увеличения и во многих случаях делает их доступными для наблюдения и изучения. Таким образом, появляется новый источник информации о структуре высоковозбужденных состояний ядер.

МНОЖЕСТВЕННАЯ ЭМИССИЯ НЕЙТРОНОВ ПОСЛЕ β -РАСПАДА

Как уже отмечалось выше, низкая энергия связи нейтрона в осколках приводит к заметной вероятности их эмиссии после β -распада (запаздывающие нейтроны). Это явление было обнаружено в 1939 г. [24], еще раньше

наблюдения мгновенных нейтронов деления, и было объяснено Н. Бором и Д. Уилером на основе известного механизма формирования осколков [25]. К настоящему времени известно более 70 ядер, у которых наблюдается этот эффект. Данные об этих ядрах систематизированы в обзорах [26, 27]. Запаздывающие нейтроны имеют важное значение в атомной энергетике, так как с их помощью регулируется работа атомных реакторов — поддерживается уровень их мощности, и этим объясняется повышенное к ним внимание.

Вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов определяется долей β -переходов на уровни выше энергии связи нейтрона. Считается, что у этих уровней нейтронная ширина выше радиационной, поэтому разрядка этих состояний происходит путем эмиссии нейтрона, а не γ -кванта.

Запаздывающие нейтроны группируются в области массовых чисел 79–99 (легкие осколки) и 127–146 (тяжелые осколки), где эти условия выполняются для целого ряда ядер. Зависимость их выхода от Z и A делящегося ядра определяется эмпирическим соотношением [27]:

$$Y_{d,n} = 10^{-2} \exp(16,698 - 1,1444Z + 0,377A). \quad (8)$$

Наибольший выход запаздывающих нейтронов наблюдается при делении ^{232}Th быстрыми нейтронами — 5,27% от числа актов деления. Он связан, очевидно, с β -распадом осколков, наиболее удаленных от долины β -стабильности.

В целом ряде осколков деления энергия β -распада выше порога эмиссии пары нейтронов [28] (см. рис. 6). При делении тяжелых ядер (например, тория или урана нейтронами или γ -квантами низких энергий) выход этих осколков достигает 10^{-3} от числа актов деления. Близкие значения выходов ожидалось и в случае других ядер, делящихся под действием нейтронов или γ -квантов. Такие выходы доступны для наблюдения и изучения эффекта множественной эмиссии запаздывающих нейтронов, поэтому был выполнен ряд успешных экспериментов по его поиску.

В работе [29] выход пар запаздывающих нейтронов измерялся в реакции деления ^{235}U тепловыми нейтронами реактора. К детекторам нейтронов направлялись осколки с выделенным массовым числом (для этого использовался сепаратор с источником замедленных осколков). Эффект наблюдался при значениях массовых чисел $A = 98$ и $A = 100$ и был приписан изотопам Rb с указанными числами A (их выходы составляли, соответственно, 0,016 и 0,00018% от числа актов деления). Полученные на основе измеренных значений выходов вероятности эмиссии запаздывающих пар нейтронов составляли, соответственно, 0,38 (6) и 2,7 (7)%, что сравнимо с аналогичными выходами для легких элементов (изотопов Li, Be, B, Na), измеренными в тех же условиях. Для некоторых из этих легких ядер наблюдалась также и эмиссия трех и четырех запаздывающих нейтронов.

Эксперимент по определению интегрального выхода запаздывающих пар нейтронов (суммарного по всем осколкам) был проведен на электронном ускорителе (микротроне) Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ [30]. Мишень из ^{238}U , находящаяся в камере, наполненной азотом при давлении 2 атм, облучалась тормозным излучением электронов с граничной энергией 10,5 МэВ. Все осколки, вылетевшие из мишени, останавливались в газе, адсорбировались на аэрозолях (микрочастицы соли KBr) и переносились газовым потоком по капилляру к детекторам нейтронов, которые находились в помещении, защищенном от излучения микротрона. Длина капилляра составляла 7 м, время переноса не превышало 0,2 с, поэтому значительная часть осколков оказывалась доступной для наблюдения.

Система регистрации нейтронов представляла собой сплошную цилиндрическую пятислойную сборку из 61 пропорционального счетчика, заполненного газом ^3He до давления 7 атм и окруженного замедлителем нейтронов из полиэтилена [31]. Внутри детектора находилось свернутое в спираль продолжение капилляра длиной до 30 м, что соответствовало времени нахождения осколков внутри сборки до 2,5 с. Изменяя длины капилляра и спирали, можно было регулировать времена задержки и регистрации нейтронов и таким образом судить о периоде полураспада детектируемой нейтронной активности. Изменялись совпадения нейтронов (одновременная их регистрация двумя счетчиками в пределах 64 мкс). Наблюдение таких совпадений, заметно превышающих уровень фона, свидетельствовало об эмиссии пары нейтронов после β -распада осколков. Период полураспада наблюдаемой активности лежал в пределах 0,2–1 с, а значение выхода составляло $\sim 10^{-2}$ от числа одиночных запаздывающих нейтронов. Это значение выхода соответствовало $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ от числа актов деления.

Такое заметное превышение измеренного интегрального выхода над отмеченными выше выходами для изотопов Rb означало, что эмиссия пар запаздывающих нейтронов должна происходить для еще целого ряда осколков с выходами, большими, чем для исследованных изотопов Rb.

Для проверки этого предположения были оценены выходы осколков, испытывающих распад с эмиссией запаздывающих пар нейтронов. Выход осколков с таким типом распада можно представить в виде

$$W_{2n} = Y_A P_{2n}, \quad (9)$$

где Y_A — выход осколков с заданным массовым числом A и атомным номером Z ; P_{2n} — вероятность эмиссии пары нейтронов из этого осколка. Эти значения W_{2n} получены на основе оценок выходов заданных осколков Y_A описанным выше методом и расчетов вероятностей эмиссии пары нейтронов при данных энергиях β -распада и энергии связи нейтрона (результаты этих расчетов представлены в работе [32]). Анализ этих данных позволил

предположить, что наибольшим выход запаздывающих пар нейтронов может оказаться для ядра ^{136}Sb . Это ядро имеет энергию β -распада 10,59 МэВ, энергия связи пары нейтронов дочернего ядра ^{136}Te составляет 8,34 МэВ, что приводит к значению $P_{2n} \sim 10\%$. Выход его при делении ^{232}Th или ^{238}U нейтронами или γ -квантами низкой энергии, как видно из табл. 3, превышает 10^{-4} от полного числа осколков, поэтому $W_{2n} > 10^{-5}$, что соответствует приведенным выше оценкам выходов запаздывающих пар нейтронов.

Подобный анализ позволил заключить, что возможна и эмиссия трех и более нейтронов после β -распада осколков. Такой эффект, как уже отмечалось выше, наблюдался в легких сильнонейтроноизбыточных ядрах, например, эмиссия трех запаздывающих нейтронов в ^{11}Li , ^{14}Be , ^{15}B , а четырех — в ^{17}B [33–36].

В случае осколков деления также можно ожидать множественной эмиссии запаздывающих нейтронов, но с отсчетами от числа актов деления значительно меньшими, чем для отмеченных легких ядер. Вероятность эмиссии x нейтронов после β -распада определяется выражением

$$P_{xn} = \int_{B_{xn}}^{Q_\beta} \int_0^{Q_\beta - B_{xn}} I_\beta(U) W_n(U, E) dU dE, \quad (10)$$

где $I_\beta(U)$ — вероятность заселения изобар-аналогового состояния с энергией U в дочернем ядре; Q_β — энергия β -распада; B_{xn} — энергия связи x нейтронов в дочернем ядре. В качестве грубой оценки P_{xn} при $x \geq 2$ можно использовать выражение

$$P_{xn} \approx 0,125 \left(\frac{Q_{x\beta}}{Q_\beta} \right). \quad (11)$$

В табл. 4 представлены некоторые характеристики излучателей двух и трех запаздывающих нейтронов — их энергии β -распада, энергии связи двух и трех нейтронов в дочерних ядрах, выходы при делении ^{235}U тепловыми нейтронами и спонтанном делении ^{252}Cf , а также вероятности эмиссии двух и трех запаздывающих нейтронов для наиболее вероятных кандидатов на такой тип распада — осколков вблизи магических чисел нейтронов $N = 50$ и $N = 82$.

Эти значения P_{xn} были рассчитаны при использовании реальной, известной из экспериментов, схемы уровней в дочерних ядрах [32]. При отсутствии этих данных применялась такая схема уровней, которая удовлетворительно описывала другие ядерные свойства: массы и параметры деформации ядер. Вероятность эмиссии трех запаздывающих нейтронов оценивалась также с использованием выражения (11). Оба способа расчета приводят к близким результатам. Например, для осколка ^{91}As эта вероятность составляет $\sim 0,01$.

Таблица 4. Излучатели двух и трех запаздывающих нейтронов

Осколок	Y, 1/f		Q _β , МэВ	B _{2n} , МэВ	B _{3n} , МэВ	P _{2n} , %	P _{3n} , %
	²³⁵ U(n, f)	²⁵² Cf, s.f.					
⁸⁶ As	3,9 · 10 ⁻²	3,2 · 10 ⁻³	11,98	10,67	18,68	0,02	
⁸⁸ As	1,2 · 10 ⁻³	1,8 · 10 ⁻⁴	13,28	9,13	15,60	0,51	
⁹⁰ As	2,5 · 10 ⁻⁶	1,3 · 10 ⁻⁶	14,68	8,42	14,25	2,65	
⁹¹ As	5,6 · 10 ⁻⁸	4,8 · 10 ⁻⁸	13,09	7,89	10,95	3,21	0,6
⁹² Br	2,3 · 10 ⁻²	4,1 · 10 ⁻³	12,13	10,36	16,93	0,01	
⁹⁴ Br	9,0 · 10 ⁻⁵	8,6 · 10 ⁻⁵	13,28	9,55	15,92	3,12	
⁹⁶ Br	5,0 · 10 ⁻⁷	2,8 · 10 ⁻⁷	14,66	8,99	14,04	5,85	0,4
⁹⁸ Rb	2,0 · 10 ⁻³	3,1 · 10 ⁻³	12,13	10,85	17,74	0,23	
¹⁰⁰ Rb	3,9 · 10 ⁻⁶	3,0 · 10 ⁻⁵	13,65	9,71	15,20	0,89	
¹⁰² Rb	8,7 · 10 ⁻¹⁰	2,9 · 10 ⁻⁸	14,83	8,56	14,45	2,25	0,01
¹³² In	4,4 · 10 ⁻³	1,9 · 10 ⁻³	13,09	12,01	14,70	0,01	
¹³⁴ In	2,7 · 10 ⁻⁶	5,9 · 10 ⁻⁶	14,47	6,95	13,85	99	0,03
¹³⁶ Sb	1,6 · 10 ⁻²	1,2 · 10 ⁻²	10,59	8,37	15,86	10,6	
¹³⁸ Sb	5,0 · 10 ⁻⁵	1,4 · 10 ⁻⁴	12,22	6,92	11,90	2,0	
¹⁴⁰ Sb	2,0 · 10 ⁻⁸	2,1 · 10 ⁻⁷	12,51	6,08	10,49	16,4	0,07
¹⁴⁰ J	1,6 · 10 ⁻¹	1,3 · 10 ⁻¹	9,61	8,29	13,63	0,01	
¹⁴² J	1,2 · 10 ⁻³	2,7 · 10 ⁻³	10,87	8,61	13,91	0,76	
¹⁴⁴ J	1,2 · 10 ⁻⁶	1,1 · 10 ⁻⁵	11,68	7,97	13,28	1,99	
¹⁴⁶ J	1,1 · 10 ⁻¹⁰	2,2 · 10 ⁻⁹	12,60	7,70	12,07	2,27	0,01

Из табл. 4 можно видеть, что выходы целого ряда излучателей двух и трех запаздывающих нейтронов и вероятности такого типа эмиссии достаточны для проведения экспериментов.

В предстоящих экспериментах предполагается более подробно исследовать механизм эмиссии нескольких запаздывающих нейтронов после β-распада осколков. В первую очередь, было бы важно определить, испускаются ли эти нейтроны последовательно или одновременно в виде связанного мультинейтрона с последующим его развалом уже за пределами ядра. Такие данные позволили бы судить о нейтрон-нейтронных взаимодействиях в выделенных квантовых состояниях ядер. Для этого необходимы измерения энергетических и угловых распределений запаздывающих нейтронов и идентификация квантовых состояний, откуда эти нейтроны испускаются. При этом желательно исследовать как можно больше таких состояний с различными квантовыми числами.

ЭМИССИЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Высокая энергия β -распада осколков (до 15 МэВ) сравнима с энергией возбуждения составного ядра в реакциях с частицами низких энергий (протонами, нейтронами, α -частицами). Поэтому можно ожидать тех же каналов распада, что и в этих реакциях, в которых наряду с нейтронами испускаются и заряженные частицы. Однако особенности ядерной структуры осколков приводят к существенно различным вероятностям этих каналов распада. Одним из таких различий является высокая энергия связи протона, растущая с ростом числа нейтронов в ядре. Хотя энергия β -распада осколка также растет, при этом она, как правило, остается ниже энергии связи протона в дочернем ядре. Эти закономерности характерны для всех осколков, и легких, и тяжелых, и для всех делящихся ядер.

Кроме того, для эмиссии протона из осколка необходимо преодоление кулоновского барьера. Его высота для легких осколков составляет 6–8 МэВ, а для тяжелого — 10–12 МэВ. Это практически полностью исключает эмиссию запаздывающих протонов из осколков в отличие от нейтронодефицитных ядер, где этот эффект наблюдался с заметной вероятностью для целого ряда ядер.

Подобная же ситуация имеет место и для эмиссии дейтронов или тритонов после β -распада осколков. Их энергия связи в осколке того же порядка, что и энергия β -распада материнского ядра, и они могут испускаться из осколков с очень низкой кинетической энергией, много ниже кулоновского барьера. Поэтому эмиссия запаздывающих дейтронов или тритонов так же маловероятна, как и протонов. Следовательно, наблюдение их требует очень интенсивных источников осколков и особо чувствительной методики.

В случае запаздывающих α -частиц картина более сложная. Энергия связи α -частицы существенно зависит от структуры ядра. Для некоторых четно-четных ядер, содержащих несколько протонов и (или) нейтронов сверх замкнутых оболочек, она становится положительной (как для ядер, испытывающих α -распад). В первую очередь это относится к тяжелым осколкам вблизи дважды магического ядра ^{132}Sn (изотопы Te, Xe и Ba, образующиеся после β -распада, соответственно, в Sb, J и Cs). Зависимости суммы энергии β -распада этих ядер и энергии связи α -частицы в дочернем ядре от числа нейтронов представлены на рис. 7. В отличие от отмеченных выше аналогичных зависимостей для протонов, дейтронов и тритонов данная зависимость не является гладкой, а имеет максимум при $N = 84–86$. Высота кулоновского барьера для α -частиц в этих ядрах составляет 14–15 МэВ. Из рис. 7 можно видеть, что для некоторых осколков сумма энергий β - и α -распадов достигает 0,7 от высоты кулоновского барьера для α -частиц, что делает их эмиссию после β -распада достаточно вероятной, сравнимой с вероятностью в реакциях (n, α) на тепловых или резонансных нейтронах [37]. К тому же выход таких

осколков достаточно высок. Например, для осколков Sb с $A = 136-140$ при делении ^{235}U тепловыми нейтронами или при фотоделении ^{238}U он достигает процента от числа актов деления. Поэтому эксперименты по поиску и измерению спектров запаздывающих α -частиц из осколков деления представляются достаточно перспективными.

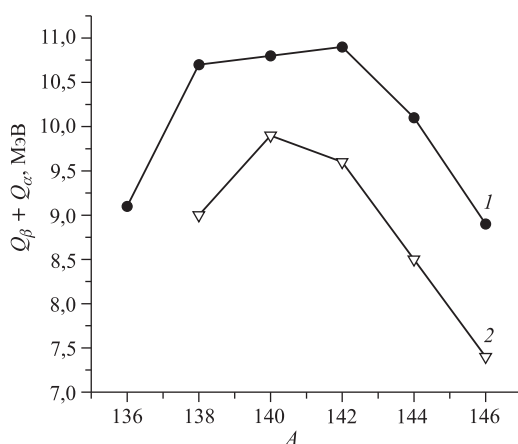


Рис. 7. Зависимости суммы энергий α - и β -распадов от числа нейтронов в ядре для распадов $\text{Sb} \rightarrow \text{Te}$ (1), $\text{J} \rightarrow \text{Xe}$ (2)

Эксперименты по поиску такого эффекта при фотоделении ^{238}U дали указание на его существование [38]. В этих экспериментах использовалась та же методика транспортировки осколков, что и при детектировании пар нейтронов после β -распада осколков, а регистрация α -частиц производилась диэлектрическими детекторами, на которых α -частицы с энергией выше 10 МэВ после соответствующей обработки в щелочной среде оставляли характерные треки [39]. К сожалению, в таких экспериментах не фиксируется момент попадания частицы в детектор и не определяется энергия α -частиц, что, естественно, затрудняет корректный учет фонового излучения. Источником этого фона являются реакции (n, α) на легких элементах (углероде, кислороде), входящих в состав детекторов. После учета этого фона наблюдаемые треки соответствовали выходу запаздывающих α -частиц — $\sim 10^{-9}$ от числа актов деления.

Энергетически возможна и эмиссия запаздывающих тяжелых кластеров (подобных тем, что испускаются при тройном делении ядер или при спонтанном распаде ряда тяжелых элементов [40]). К ним относятся нейтроноизбыточные изотопы легких элементов (от гелия до неона). Расчеты с использованием известных значений масс осколков и этих кластеров показывают,

что вероятная кинетическая энергия кластеров (сумма энергий β -распада и кластерного распада) может достигать 0,7 от высоты кулоновского барьера, что лишь немного выше их энергий при спонтанном распаде тяжелых ядер. Такая энергия кластеров соответствует достаточно большим временам жизни по отношению к данному виду распада, поэтому ожидаемая вероятность их эмиссии не превышает 10^{-12} от полного выхода осколков, что лежит за пределами чувствительности приборов. Значительно большей вероятности можно ожидать в случае изомерных состояний, так как большой угловой момент слабо влияет на эмиссию таких тяжелых частиц. Таким образом, эмиссия большинства запаздывающих заряженных частиц из осколков деления сильно подавлена из-за сравнительно малой энергии их распада и высокого кулоновского барьера. Поэтому она крайне маловероятна и пока еще реально не исследовалась. Опыты по ее обнаружению и изучению требуют использования реакций деления с высокими выходами наиболее нейтроноизбыточных осколков, а также высокочувствительной и низкофоновой методики, основанной на регистрации совпадений электрона и запаздывающей тяжелой частицы с измерениями их энергий.

ВОЗБУЖДЕНИЕ И РАСПАД ВЫСОКОСПИНОВЫХ ИЗОМЕРОВ В ОСКОЛКАХ

Как и в ядрах, лежащих в долине β -стабильности, в осколках деления наблюдаются острова изомерии с $I = 9/2$ (легкие осколки) и $I = 11/2$ (тяжелые осколки). Особенностью этих изомеров является большая вероятность β^- -распада, который успешно конкурирует с эмиссией γ -излучения с изомерных уровней. Кроме этих изомеров в осколках проявляются и состояния с большими значениями спина ($I > 10$). Примером может служить изомерное состояние ядра ^{135}Cs ($I^\pi = 19/2^-$, $E = 1,627$ МэВ). Эти изомеры являются многочастичными, и большое значение спина связано с разрывом одной или нескольких пар нуклонов, при этом нуклоны должны находиться в состояниях с большим спином. Появление таких изомеров связано с некоторыми особенностями нуклон-нуклонных взаимодействий, в результате которых при разрыве пары нуклонов состояние с максимальным спином оказывалось бы самым низким.

Согласно расчетам энергия таких изомерных состояний может достигать 3–4 МэВ, что нередко выше энергии связи одного или пары нейтронов [41–43]. Однако эти состояния не распадаются мгновенно, как в случае рассмотренных выше излучателей запаздывающих нейтронов, так как большой спин изомера приводит к появлению центробежного барьера, который вызывает задержку эмиссии нейтрона. Эта задержка увеличивается за счет структурного фактора — различного вклада компонент волновых функций

изомерного и основного состояний (в случае изомера однейтронная компонента значительно меньше).

Из этих расчетов следует, что в осколках ^{121}Zr и ^{123}Mo могут быть трехквартичные изомерные состояния со спином $25/2^-$ (их нуклонные конфигурации обязаны разрыву пары протонов в состоянии $g_{9/2}$ и нейтронной дырке $h_{11/2}$) и энергиями выше энергии связи нейтрона. Из-за центробежного барьера и структурного фактора времена жизни этих изомеров могут составлять по отношению к эмиссии нейтрона несколько секунд, а по отношению к эмиссии γ -квантов — еще больше. Таким образом, эти состояния можно рассматривать как нейтронные изомеры.

Однако выходы указанных осколков ^{121}Zr и ^{123}Mo крайне малы. Согласно расчетам, аналогичным тем, что были выполнены для приведенных в табл. 3 «экзотических» осколков, они ниже 10^{-12} от полного числа осколков в любых реакциях деления. Столь низкие выходы практически недоступны для наблюдения. В то же время нельзя исключить образования изомеров с такими же высокими спинами и не в столь нейтроноизбыточных осколках, например, в изотопах Zr и Mo с $A \cong 110-114$ или в изотопах Pd и Cd с $A = 120-124$. Эти осколки образуются со значительно большими выходами, и их исследование оказывается уже возможным.

Возбуждение высокоспиновых изомеров маловероятно при β -распаде осколков из-за большой разницы спинов изомера и основного состояния начального ядра. Прямой β -распад в изомерное состояние запрещен правилами отбора, и изомер может образоваться лишь при β -переходах в высоковозбужденные состояния конечного ядра и каскаде γ -квантов с этих состояний на изомер. Однако конкуренция с γ -переходами на другие уровни осколка, связанными с меньшим изменением спина, существенно снижает вероятность заселения изомера. Более благоприятной оказывается ситуация при β -распаде осколков изомерных состояний, например, из отмеченных выше состояний с $I^\pi = 9/2^-$ и $11/2^-$. В этих случаях β -переходы на изомер или на другие высокоспиновые уровни связаны с меньшими изменениями спина.

Гораздо вероятнее путь заселения таких изомеров в осколках непосредственно после деления ядра. Образующиеся при делении ядра осколки могут приобрести большие угловые моменты как в результате их коллективного движения (вращения или колебаний), так и разрыва нуклонных пар [44]. Большие моменты образующихся осколков благоприятствуют заселению в них высокоспиновых изомеров, что было подтверждено результатами экспериментов по измерениям изомерных отношений (отношений независимых выходов осколков в изомерном и основном состояниях).

Эти измерения были проведены для целого ряда изомеров из группы тяжелых осколков (изотопы Sn, Sb, Te, J и Xe) в реакциях деления ядер U и Pu тепловыми нейтронами и U γ -квантами [45, 46]. В таких реакциях в делящееся ядро вносился малый угловой момент ($l = 1/2\hbar$ для нейтронов и

Таблица 5. Изомерные отношения в осколках деления

Осколок	E_{is} , кэВ	I_{is}^{π}	I_{gr}^{π}	Y_{is}/Y_{gr}		
				$^{235}\text{U}(n, f)$	$^{238}\text{U}(\gamma, f)$	$^{239}\text{Pu}(n, f)$
^{129}Sn		$11/2^{-}$	$1/2^{+}$		11,8(1)	
^{131}Sn		$11/2^{-}$	$1/2^{+}$	0,76(2)	0,45(7)	
^{130}Sb		8^{-}	5^{+}	0,81(31)	1,81(8)	1,2(2)
^{132}Sb	182	8^{-}	4^{+}	0,25(5)	0,40(8)	0,44(12)
^{133}Te	334	$11/2^{-}$	$3/2^{+}$	1,55(20)	2,4(6)	1,6(2)
^{136}J		6^{-}	2^{-}	1,9(3)	2,8(4)	
^{133}Xe	233	$11/2^{-}$	$3/2^{+}$	2,8(5)		1,5(2)
^{135}Xe	526	$11/2^{-}$	$3/2^{+}$	1,77(29)		1,41(16)

Таблица 6. Изомерные отношения и угловые моменты осколка ^{135}Xe при фотоделении ядер

Параметр	$^{232}\text{Th}(\gamma, f)$	$^{238}\text{U}(\gamma, f)$	$^{237}\text{Np}(\gamma, f)$	$^{243}\text{Am}(\gamma, f)$	$^{248}\text{Cm}(\gamma, f)$
$Y(^{135}\text{Xe}), 1/f$	0,0012(8)	0,0033(8)	0,023(3)	0,015(2)	0,024(5)
ν	1,0(3)	1,3(3)	1,5(4)	1,8(4)	2,5(5)
σ_{is}/σ_{gr}	0,75(10)	0,76(12)	1,41(18)	2,73(35)	2,68(35)
I, \hbar	4,6(1,0)	4,9(6)	5,6(8)	7,5(1,0)	7,3(1,0)

$l = 1\hbar$ для γ -квантов), и большой спин изомера формировался при разрыве ядра и эмиссии нейтронов и γ -квантов из осколков. Полученные значения изомерных отношений вместе со спинами изомерного и основного состояний представлены в табл. 5. Видно, что изомерные отношения необычно большие, они заметно выше подобных отношений для изомеров с близкими значениями спинов в реакциях с частицами, где в ядро вносится малый угловой момент.

Более детальные измерения изомерных отношений были выполнены для осколка ^{135}Xe ($I_{is} = 11/2^{-}$, $I_{gr} = 3/2^{+}$) в реакциях фотоделения ядер от ^{232}Th до ^{248}Cm [47]. Характеристики этих реакций (выходы осколков ^{135}Xe и среднее число испускаемых из них нейтронов) и полученные значения изомерных отношений представлены в табл. 6. Изомер ^{135}Xe может быть получен и в простых реакциях (с тепловыми нейтронами или квантами), для них также были измерены изомерные отношения:

$$^{134}\text{Xe}(n, \gamma)^{135}\text{Xe}, \quad \sigma_{is}/\sigma_{gr} = 0,013 \quad (2),$$

$$^{136}\text{Xe}(\gamma, n)^{135}\text{Xe}, \quad \sigma_{is}/\sigma_{gr} = 0,110 \quad (9).$$

Видно, что в этих реакциях изомерные отношения значительно ниже, чем в тех же осколках при делении тяжелых ядер.

Измеренные значения изомерных отношений позволяют оценить средний угловой момент образующегося при делении осколка ^{135}Xe . Для этого использовался расчет распределений ядер по их энергии возбуждения и угловому моменту на каждой ступени девозбуждения осколка: разрыв ядра, эмиссия нейтронов и каскад γ -квантов вплоть до последнего перехода в изомерное или основное состояние (подобный метод расчета описан в работе [48]). Особенностью реакций деления является широкое распределение начального углового момента и энергии возбуждения осколка в момент его образования. Для получения значений параметров, описывающих распределение уровней осколка по энергии возбуждения и спину, была выполнена та же процедура расчета изомерных отношений в указанных реакциях (n, γ) и (γ, n) , где начальные значения угловых моментов известны. С использованием этих значений параметров были рассчитаны указанным выше способом средние угловые моменты осколков в момент их образования при разрыве ядра (они представлены в табл. 6). Виден их слабый рост с увеличением атомного номера и массового числа делящегося ядра, а их значения достаточно велики и соответствуют расчетным [44].

ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОМЕРОВ ФОРМЫ ПРИ ДЕВОЗБУЖДЕНИИ ОСКОЛКОВ

Атомное ядро является такой системой, которая характеризуется большой жесткостью по отношению к изменению своего объема и малой — к изменению формы. Подтверждением этого является наличие у ядра даже с одним нечетным нуклоном квадрупольного момента Q , определяющего отклонение формы ядра от сферической. Целый ряд ядер можно представить в виде вытянутого или сплюснутого эллипсоида. В этом случае

$$Q = \frac{3}{\sqrt{5}\pi} Z R^2 \beta_2 (1 + 0,36\beta_2), \quad (12)$$

где R — средний радиус ядра; β — параметр квадрупольной деформации:

$$\beta_2 = 1,04 \frac{a - b}{\sqrt[3]{ab^2}}. \quad (13)$$

Здесь a и b — соответственно, большая и малая оси эллипсоида.

С ростом числа нуклонов сверх заполненных оболочек эти отклонения растут, и при их достаточно большом числе ядра приобретают форму вытянутого или сплюснутого эллипсоида с отношением большой и малой осей $a/b \sim 1,3$ или $\beta \sim 0,3$. Таким образом, появляются области деформированных ядер.

Отклонение от сферы (или значения описывающего ее параметра деформации) зависит также и от квантовых характеристик нечетных нуклонов. Это приводит к появлению деформации у сферических ядер в некоторых возбужденных состояниях (эффект сосуществования форм в ядре) [49]. В ряде ядер наблюдается целая система уровней с деформацией, отличной от равновесной (ротационные полосы). Самый нижний из этих уровней обычно является изомерным (изомер формы) из-за запрета для γ -переходов при его разрядке. В целом ряде сферических ядер известны возбужденные состояния с параметрами деформации $\beta \sim 0,3$. Примерами могут служить состояния с аномально большими квадрупольными моментами в ядрах ^{42}Ca , ^{45}Sc , ^{45}Ti , ^{115}In [50, 51]. На этих состояниях построены ротационные полосы с существенно повышенными (в десятки раз) приведенными вероятностями электрических квадрупольных переходов, характерные для деформированных ядер.

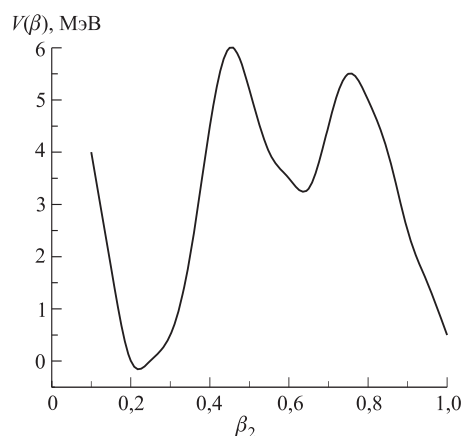


Рис. 8. Зависимость потенциальной энергии ядра $V(\beta)$ от его квадрупольной деформации β_2

В деформированных ядрах актинидных элементов (U–Cm) наблюдаются необычные изомерные состояния со значением параметра $\beta \sim 0,6$. Эти состояния распадаются преимущественно путем спонтанного деления (спонтанно делящиеся изомеры) [52]. Такие изомеры обычно отделены потенциальным барьером от основных состояний, образуя вторую потенциальную яму в зависимости энергии ядра от его квадрупольной деформации. Эта зависимость имеет характерный вид с двумя минимумами при большой и малой квадрупольной деформации (рис. 8) [53].

Барьер, разделяющий потенциальные ямы, приводит к запрету для радиационных переходов между состояниями с различными деформациями. Величина запрета зависит от характеристик барьера (его высоты и ширины) и от амплитуды нулевых колебаний ядра, поэтому она меняется в широких пределах [54]. Например, для спонтанно делящихся изомеров запрет для γ -переходов с изомерного состояния в основное достигает 10^6 . В то же время для указанных выше сферических ядер (Sc, Ti, Ca) он не превышает 10^2 . Запрет также заметно снижается, если состояния с большой деформацией заселяются с уровней, лежащих выше потенциального барьера. Поэтому основной путь получения ядер в состояниях с большой деформацией — это реакции с различными бомбардирующими ча-

стицами, в которых энергия возбуждения оказывается выше потенциального барьера. В случае осколков деления эти состояния могут заселяться и при их девозбуждении путем каскада γ -квантов, если энергия возбуждения достаточно высока. Большая деформация осколков сразу же после разрыва ядра может благоприятствовать заселению таких деформированных состояний из-за отсутствия запрета для γ -переходов, сопровождающихся изменением формы ядра.

Указание на существование таких состояний в осколках деления получено в работе [55], где измерялись спектры конверсионных электронов из первичных осколков, образующихся при делении ядра ^{235}U тепловыми нейтронами реактора. Для спектрометрии электронов использовался Si(Li)-детектор, и в совпадениях с электронами измерялись кинетические энергии обоих осколков. Таким образом можно было измерять спектры электронов непосредственно после разрыва ядра, определять массовое число осколка (из отношения кинетических энергий обоих осколков) и оценивать время жизни уровня, с которого эти электроны испускаются. В этом эксперименте в осколках с $A = 87-88$ при их девозбуждении были обнаружены конверсионные электроны с аномально низкой энергией и повышенной вероятностью электрических квадрупольных переходов. Энергия радиационного перехода составляет 47 кэВ, время жизни уровня $\tau = 2(1)$ нс, отношение мультипольностей $M1$ - и $E2$ -переходов $\delta^2 = 0,034_{-0,01}^{+0,02}$. Это соответствует значениям приведенных вероятностей переходов $B(E2) = 300_{-150}^{+560}$, $B(M1) = 1,8_{-0,7}^{+2} \cdot 10^{-2}$ одночастичных единиц, а также внутреннего квадрупольного момента $Q_0 = 4,8_{-1,5}^{+3}$ б, $\beta_2 = 0,3_{-0,1}^{+0,2}$. Такие значения $B(E2)$ и $B(M1)$ указывают на возможность существования в осколках с $A = 87-88$ (число нейтронов близко к магическому $N = 50$) ротационных полос, характерных для деформированных ядер. Эти полосы построены, очевидно, на изомерных состояниях, так как ядра в основных состояниях с указанными массовыми числами (изотопы Se, Br, Kr) являются сферическими. Такие свойства радиационных переходов характерны для ротационных полос в деформированных ядрах, но, как уже отмечалось выше, они наблюдаются и в целом ряде сферических ядер, построенных на изомерных состояниях [49]. Хотя при других массовых числах осколков и в других реакциях деления каких-либо аномалий в спектрах конверсионных электронов не обнаружено, большое разнообразие их ядерной структуры позволяет надеяться, что указанный случай возможной изомерии формы не является единственным.

Эти деформированные (или супердеформированные состояния) могут заселяться и при β -распаде осколков деления, хотя этот процесс представляется менее вероятным. Начальные ядра являются сферическими или слабodeформированными, и если энергия β -распада ниже потенциального барьера, то

будут проявляться запреты для переходов с изменением деформации ядра (этот запрет может достигать нескольких порядков). Однако при большой энергии β -распада возможны β -переходы на возбужденные уровни, лежащие выше потенциального барьера, разделяющего основное и изомерное состояния, поэтому влияние запретов может значительно снизиться и исследование этих необычных состояний будет проходить в более благоприятных условиях (в отсутствие фона от вызывающего деление излучения).

ВОЗБУЖДЕНИЕ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ

После эмиссии нейтронов из осколков, когда энергия возбуждения ядра оказывается меньше их энергии связи, происходит испускание каскада γ -квантов, которые и уносят всю оставшуюся энергию возбуждения. Можно ожидать, что в среднем полная энергия γ -излучения из каждого осколка будет близка к половине энергии связи нейтрона в осколке (эта величина, как уже отмечалось выше, составляет 3–4 МэВ). Однако наблюдаемая на опыте полная энергия γ -излучения составляет 6,5–7 МэВ на одно деление при числе γ -квантов в каскаде 7–8. Это заметно больше, чем следовало ожидать по аналогии со спектрами γ -излучения, испускаемого при захвате тепловых нейтронов, где проявляются практически те же энергии возбуждения. Такую разницу обычно объясняют наличием углового момента осколков, который приводит к некоторой задержке в испускании нейтронов, в результате чего оказывается возможной эмиссия γ -квантов из состояний выше энергии связи нейтронов, которые и уносят оставшийся угловой момент.

Однако возможен и еще один источник повышенного выхода γ -квантов из осколков деления. Он связан с возбуждением и разрядкой гигантских резонансов [56, 57], в первую очередь дипольного, которые наблюдаются в ядрах. Коллективный характер этих резонансов приводит к усилению вероятностей радиационных переходов с них, что позволяет γ -излучению конкурировать с эмиссией нейтронов. Энергия гигантского дипольного резонанса в осколках деления составляет 12–15 МэВ. В деформированных ядрах резонанс расщепляется на две компоненты, соответствующие колебаниям вдоль большой и малой осей эллипсоида (их длины составляют, соответственно, a и b). Отношение энергий этих компонент

$$\frac{E_1}{E_2} = 0,922 \frac{a}{b} + 0,089. \quad (14)$$

Это отношение позволяет определить квадрупольный момент ядра:

$$Q = \frac{2}{5} Z (a^2 - b^2), \quad (15)$$

и тем самым судить о его равновесной форме.

Используются три пути возбуждения гигантских резонансов.

1. Поглощение γ -квантов ядрами. Зависимость сечения этой реакции от энергии γ -излучения обнаруживает отчетливые максимумы, которые и отражают существование резонансов в ядрах.

2. Неупругое рассеяние заряженных частиц на ядрах. В спектрах рассеяния частиц наблюдаются максимумы, соответствующие энергиям гигантских резонансов.

3. Спектры γ -лучей от разрядки гигантских резонансов. Эти измерения обычно проводились в реакциях, протекающих через образование составного ядра, и в них проявлялись резонансы, построенные не только на основном, но и на возбужденных состояниях ядра.

В случае осколков деления обычно используется третий путь изучения резонансов — заселение их при разрядке высоковозбужденных состояний осколков непосредственно после разрыва ядра и выделение их по каким-либо способам разрядки, например, по γ -линии, соответствующей энергии возбужденного уровня, или по каскаду γ -квантов. При этом проявляются резонансы, основанные на широком спектре возбужденных состояний осколков.

В многочисленных измерениях спектров γ -излучения при разрядке возбужденных ядер были обнаружены заметные нерегулярности в области энергий 10–20 МэВ — отступление от гладкой зависимости (обратно пропорциональной кубу энергий γ -квантов, что характерно для дипольного излучения). После вычета фона в этих спектрах наблюдается отчетливый максимум, по форме напоминающий гигантский дипольный резонанс. Во многих случаях этот максимум можно было описать суммой двух лоренцевских кривых, что указывает на расщепление гигантского резонанса. Такие особенности γ -спектров указывают на проявление гигантских дипольных резонансов в возбужденных ядрах. В большинстве случаев эти резонансы построены не на основном, а на каком-либо возбужденном состоянии ядра. Характеристики этого возбужденного состояния (нуклонная конфигурация, угловой момент, квадрупольная деформация) могут быть совсем другими, чем в основном состоянии, и это, естественно, находит отражение в форме гигантского резонанса.

Примером может служить гигантский дипольный резонанс в ядре ^{212}Rn , возбуждаемый в реакции $^{196}\text{Pb}(^{18}\text{O}, 4n)$ при энергии ионов 96 МэВ [58]. Этот резонанс построен на изомерном состоянии со временем жизни 154 нс и со спином $I = 30\hbar$ (идентификация этого изомера проводилась по регистрации каскада γ -квантов с известной энергией, испускаемых при его разрядке). Из расщепления резонанса на основе выражения (14) было определено отношение осей эллипсоида для ядра ^{212}Rn , которое соответствовало параметру квадрупольной деформации $\beta \cong 0,5$. Такое же расщепление гигантского дипольного резонанса, построенного на изомерном состоянии, можно

было наблюдать и в соседнем ядре ^{211}Rn , получаемом в аналогичной реакции $^{196}\text{Pb}(^{18}\text{O}, 5n)$. Эти примеры указывают на существенный рост деформации ядра с повышением его энергии возбуждения и углового момента.

К настоящему времени уже накоплена достаточно богатая информация о гигантских дипольных резонансах, построенных на возбужденных состояниях (они систематизированы в обзоре [59]). В табл. 7 представлены характеристики таких состояний (энергия возбуждения, угловой момент, параметр квадрупольной деформации) для ядер тех же элементов, что и осколки деления, но не столь нейтронодефицитных [60–63]. Эти состояния выделялись по длинному каскаду γ -квантов, испускаемых при их разрядке. Выяснилось, что для многих ядер, считающихся сферическими или слабдеформированными, резонансы оказываются достаточно широкими, и их можно разложить на две компоненты, параметры которых соответствуют большим значениям квадрупольной деформации ($\beta \cong 0,3$), как и в известных деформированных ядрах.

Таблица 7. Характеристики гигантских дипольных резонансов в возбужденных ядрах

Ядро	Реакция	$E_{\text{возб.}}$, МэВ	I, \hbar	β	Лит-ра
^{90}Zr	$^{72}\text{Ge} + ^{18}\text{O}$	75	22	0,22(2)	[60]
^{100}Mo	$^{82}\text{Se} + ^{18}\text{O}$	80	24	0,28(3)	[61]
^{110}Sn	$^{70}\text{Ge} + ^{40}\text{Ar}$	130	60	0,26(3)	[62]
^{150}Gd	$^{124}\text{Sn} + ^{40}\text{Ar}$	45	27	0,08(1)	[63]
^{150}Gd	$^{124}\text{Sn} + ^{40}\text{Ar}$	90	55	0,35(5)	[63]

При таком подходе доступными для изучения оказываются состояния, на которых построены гигантские дипольные состояния, с очень малыми временами жизни. Изучаемые состояния можно выделять по свойствам их распада (нейтроны, протоны, каскад мягких γ -квантов, характеристическое рентгеновское излучение). Это значительно расширяет набор исследуемых состояний в ядрах.

Гигантские резонансы могут заселяться и при β -распаде наиболее нейтроноизбыточных осколков, у которых энергия распада превышает 15 МэВ. В этом случае исследование их проходило бы в более благоприятных условиях, так как можно было бы разделить во времени процессы деления и измерения запаздывающих γ -спектров из осколков и проводить эти измерения при значительно более низком уровне фона. Однако при этом необходима масс-сепарация осколков — выделение первичных осколков заданных элементов с большой (> 10 МэВ) энергией β -распада.

Такие исследования позволили бы получить уникальную информацию о свойствах гигантского дипольного резонанса и других коллективных возбуждений (в особенности о резонансах других мультиполей) в ядрах и проследить за изменением этих свойств с ростом избытка нейтронов, энергии возбуждения и углового момента. Подобную информацию практически невозможно получить другим путем, однако исследования в этом направлении еще только начинаются.

β -РАСПАД В СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКИ

Если в электронной оболочке атома имеются вакансии (атом полностью или частично ионизован), то образующийся при β -распаде электрон может занять эту вакансию, а всю энергию β -распада унесет нейтрино. При этом энергия β -распада увеличивается на величину энергии связи электрона в соответствующей оболочке, что приводит к уменьшению времени жизни ядра. В случае вакансий в K -оболочке в тяжелых ядрах этот выигрыш в энергии достигает сотен кэВ, и при малой энергии β -распада уменьшение их времени жизни оказывается существенным. Это уменьшение становится особенно заметным в тех случаях, когда с увеличением энергии β -распада открываются новые каналы распада, которые характеризуются меньшей разницей спинов начального и конечного состояний и, следовательно, более низкими значениями сравнительных периодов полураспада $f\tau$.

Подобный эффект наблюдался при β -распаде полностью ионизованных атомов с ядрами ^{187}Re и ^{129}J , характеризующихся очень низкой энергией β -распада. Наблюдаемое на опыте уменьшение времени жизни таких ядер достигало нескольких порядков [64, 65]. Например, энергия β -распада ядра ^{187}Re составляет всего 2,64 кэВ, а энергия связи K -электрона в дочернем ядре ^{187}Os — 73,871 кэВ. При β -распаде в связанное состояние K -оболочки энергия β -распада увеличивается на эту величину, что приводит к сокращению времени жизни полностью ионизованного атома с $7 \cdot 10^3$ лет до 32,9 лет, т. е. в 210 раз.

Этот эффект может играть заметную роль при радиоактивном распаде осколков деления. При разрыве ядра на два осколка разрывается и электронная оболочка атома. Образующиеся атомы осколков оказываются возбужденными и при девозбуждении путем эмиссии оже-электронов становятся частично ионизованными (их заряд может доходить до 20–25, в том числе и с вакансией на K -оболочке). Таким образом, в осколках создаются условия для β -распада в связанные состояния электронной оболочки.

Однако при наличии оставшихся электронов в атоме образующиеся вакансии на K -оболочке заполняются за очень короткое время (от 10^{-18} с

в случае электронов на L -оболочке до 10^{-8} с с электронами на внешних оболочках атома). Поэтому β -распад не может конкурировать со столь быстрым процессом, и для его наблюдения необходимо поддерживать сильно ионизованные атомы достаточно долгое время (до долей секунды). Это достигается с помощью различного рода накопительных колец или электромагнитных ловушек, где в условиях высокого вакуума изучаемые ионы удерживаются необходимое для измерений время. Подобным способом и удалось наблюдать эффекты ускорения β -распада в отмеченных выше ядрах ^{187}Re и ^{129}J .

Как уже отмечалось выше, энергия β -распада, особенно в случае первичных осколков, достаточно велика. Поэтому выигрыш в энергии при β -переходе в связанное состояние электронной оболочки оказывается несущественным и практически не сказывается на полном времени жизни ядра. Однако для β -переходов на высоковозбужденные уровни дочернего ядра, с которых и происходит эмиссия вторичных частиц, ситуация может оказаться иной. Эти β -переходы имеют низкую энергию, и добавка к ним энергии связи электрона, особенно в случае K -оболочки, существенно увеличивает энергию перехода, а следовательно, заметно изменяет и вероятность распада в связанное состояние. Например, в случае β -распада осколка ^{146}Cs энергия β -распада 9,690 МэВ всего на 260 кэВ превышает энергию связи пары нейтронов в дочернем ядре ^{146}Ba (9,430 МэВ). Поэтому вероятность эмиссии пары запаздывающих нейтронов очень мала — всего 0,01%. β -распад в связанное состояние K -оболочки увеличивает энергию распада на 260 кэВ, что повышает вероятность эмиссии пары запаздывающих нейтронов на 15%. При еще меньшей разнице энергий β -распада и порога эмиссии пары нейтронов повышение вероятности этого процесса будет еще значительнее.

Существенного увеличения вероятности можно ожидать и в случае запаздывающих заряженных частиц. Если их энергия ниже кулоновского барьера, то добавка энергии связи электрона на K -оболочке заметно повышает вероятность их эмиссии.

Наиболее же заметным влияние β -распада в связанные состояния электронной оболочки может быть для тех частиц, порог эмиссии которых лежит выше граничной энергии β -распада, и поэтому их эмиссия невозможна. В этом случае добавка энергии связи электрона увеличивает энергию β -распада до значений выше порога, и эффект становится наблюдаемым.

Таким образом, ионизация осколков деления может привести к росту вероятности эмиссии вторичных частиц после β -распада, например, множественной эмиссии запаздывающих нейтронов. Подобный эффект может иметь и практическое значение. Как отмечалось в работе [66], ионизация атомов ядерного топлива может увеличить выход запаздывающих нейтронов и повлиять на режим работы атомного реактора.

РЕЗОНАНСНАЯ КОНВЕРСИЯ ПРИ γ -РАСПАДЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ ОСКОЛКОВ

Внутренняя конверсия γ -излучения является одним из процессов взаимодействия электронной оболочки с ядром. В этом процессе энергия возбужденного ядра уносится не γ -квантом, а передается одному из атомных электронов, что приводит к ионизации атома. При энергии ядерного перехода ниже энергии связи электрона на данной оболочке возможен другой, резонансный, канал этого процесса, при котором электрон переходит в возбужденное состояние атома [67, 68]. В результате этого вместо возбужденного ядра образуется возбужденный атом, разрядка которого происходит путем эмиссии характеристического рентгеновского излучения или оже-электронов. Как и при всяких резонансных процессах, можно ожидать значительного увеличения его вероятности по сравнению с обычной конверсией, что может существенно изменить характер распада возбужденного ядра.

Резонанс возможен при совпадении энергий переходов в ядре и электронной оболочке атома. При переходах между нижними уровнями ядра в нейтральном атоме это крайне маловероятно. В этом случае расстояние между нижними уровнями ядра достаточно велико, а атомные уровни расположены в узком диапазоне энергий (несколько эВ) вблизи порога ионизации, и поэтому радиационные переходы в атоме характеризуются низкой дисперсией.

Более благоприятная ситуация оказывается в двух случаях.

1. В ионе с высокой кратностью ионизации, когда много свободных вакансий в электронной оболочке. В этом случае набор энергий переходов между уровнями существенно увеличивается, а сами уровни становятся более широкими. Все это резко увеличивает вероятность резонанса, и такой эффект наблюдался в ядре ^{125}Te [69]. В эксперименте с этим ядром последовательно увеличивали степень ионизации ядра и измеряли выход рентгеновского излучения, соответствующего распаду изомера. С ростом ионизации происходило увеличение энергии связи электрона на K -оболочке, и при числе электронов в атоме менее 45 эта энергия становилась ниже энергии радиационного перехода. Однако ожидаемого увеличения времени жизни изомера не наблюдалось, что указывало на то, что процесс внутренней конверсии не прекратился, а приобрел подпороговый характер, т. е. электрон переходил с K -оболочки не в континуум, а на один из освободившихся уровней верхних оболочек иона. Можно ожидать, что такой процесс будет наиболее эффективен в случае водородоподобных ионов, когда единственный электрон находится на K -оболочке, а все остальные уровни свободны, и появляется широкий набор радиационных переходов, в том числе и близких по энергии к переходам между ядерными уровнями [70].

2. В ядрах с высокой энергией возбуждения, которые проявляются при β - и γ -распаде осколков деления. При высокой плотности уровней между

ними возможен большой набор радиационных переходов малой энергии (вплоть до нескольких кэВ) и низкой мультипольности, а в электронной оболочке много переходов с такими энергиями, поэтому вероятность резонанса значительно повышается. Подобная ситуация, по-видимому, уже наблюдалась при α -распаде нейтронных резонансов, когда были обнаружены α -частицы из состояний со спинами, которые не могли получиться после захвата резонансных нейтронов [37]. Возможным объяснением таких α -частиц являлись γ -переходы между резонансами, которые приводили бы к изменению спина или четности резонанса, причем резонансная конверсия увеличивает вероятность таких переходов.

Обе эти ситуации могут проявляться при радиоактивном распаде осколков деления. Как уже отмечалось выше, после разрыва ядра осколки оказываются ионизованными и имеют большую энергию возбуждения, при которой плотность уровней достаточно высока. Это значительно увеличивает вероятность совпадения энергий радиационных переходов в атоме (или ионе) и в ядре, т. е. проявления резонансной конверсии.

Резонансные переходы ведут к заселению новых состояний и, следовательно, увеличению набора квантовых характеристик уровней, что приводит к заселению состояний, на которых β - или γ -распад подавлен из-за правил отбора. Это может заметно повысить вероятность редких способов распада осколков, для которых они существенны.

Таким образом, резонансная конверсия, как и β -распад в связанные состояния электронной оболочки, может существенно повысить вероятность эмиссии вторичных частиц после β -распада осколков деления. Однако для этого необходимо создание вакансий в электронной оболочке атома или иона. При этом место этих вакансий существенно разное для обоих процессов. Для β -распада желательна вакансия в K -оболочке, так как при этом увеличение энергии распада наибольшее, а для резонансной конверсии нужны вакансии в верхних оболочках, куда и переходит электрон с K -оболочки. Например, в отмеченном выше случае наблюдаемой резонансной конверсии в ядре ^{125}Te электрон переходил на свободную вакансию в M -оболочке.

В случае резонансной конверсии возможно внешнее воздействие на этот процесс — подстройка энергий одного из атомных переходов под резонанс с помощью лазерного излучения [71]. Это воздействие основано на смещении уровней атома или иона в поле достаточно интенсивного лазерного излучения. Если в электронной оболочке имеется пара близко расположенных уровней противоположной четности (таких, чтобы между ними был возможен $E1$ -переход), то в поле лазерного излучения появляется спутный уровень, сдвинутый относительно основного на величину энергии лазерного кванта. Энергию этого спутного уровня можно регулировать, изменяя длину волны лазерного излучения, и тем самым приближаться к резонансу.

В случае резонанса возможен и обратный процесс — передача энергии ядру с возбуждением ядерных уровней при заполнении вакансий и переходами между уровнями в электронной оболочке. Тем самым увеличивается набор возбужденных состояний ядра, проявляющихся при радиоактивном распаде. Эти новые состояния могут иметь совсем другие характеристики и повышенную вероятность по отношению к некоторым редким способам радиоактивного распада осколков. Для этого, естественно, необходимо создать условия для его осуществления — ионизацию атомов и подстройку под резонанс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Осколки деления являются важным источником информации о межнуклонных взаимодействиях в атомных ядрах. Эта информация может быть получена как на основе исследования их ядерных свойств, так и из характеристик их радиоактивного распада. Особенность осколков состоит в том, что при их распаде достигаются такие энергии возбуждения, которые проявляются лишь в ядерных реакциях. В то же время при делении могут быть получены и исследованы те ядра, которые практически недоступны в ядерных реакциях. В этом уникальность ядерного деления и объяснение повышенного к нему интереса.

Редкие способы распада осколков и необычные состояния, возбуждаемые при делении, позволяют получить информацию о таких свойствах ядер, которые почти не проявляются в других ядерных процессах, или для ее получения необходимы значительно более сложные методики и трудоемкие эксперименты. К этим направлениям исследований и источникам новой информации можно отнести следующие.

1. Изучение эмиссии запаздывающих пар нейтронов с измерением энергий и угловых корреляций нейтронов и с идентификацией состояний (установлением их спинов, четностей и нуклонных конфигураций), из которых они испускаются. Все это позволило бы получить новые данные о нейтрон-нейтронных взаимодействиях при определенных энергиях и угловых моментах. Подобная информация, получаемая в реакциях взаимодействия нейтронов с ядрами, значительно менее определена.

2. Измерения выходов запаздывающих α -частиц, вылетающих из осколков деления. В настоящее время такие данные известны в основном для нейтронодефицитных ядер, которые имеют близкие значения чисел протонов и нейтронов и достаточно высокую энергию α -распада. Получение подобных данных и для осколков деления позволило бы судить о формировании α -частиц из нуклонов, находящихся в существенно разных конфигурациях.

3. Высокоспиновые изомеры в осколках деления с энергией возбуждения выше энергии связи одного или двух нейтронов. Их обнаружение привело

бы к новому классу изомеров, а их времена жизни позволили бы судить о влиянии углового момента на нейтронную ширину уровня.

4. Поиски гигантских резонансов в осколках деления. Обнаружение и определение их параметров позволило бы установить влияние нейтронного избытка в ядре на его жесткость по отношению к дипольным колебаниям электрического заряда, а из расщепления гигантского резонанса можно было бы определить квадрупольную деформацию ядра и таким образом судить о его форме.

5. β -распад в связанные состояния электронной оболочки и резонансная конверсия γ -излучения в осколках деления. Наблюдение их позволило бы более детально изучить эти редкие процессы, так как они практически не наблюдаются в ядрах, лежащих в долине β -стабильности. Интерес к ним связан с тем, что они позволяют более углубленно судить о взаимодействии ядра с электронной оболочкой, например, о возможном вкладе в них слабых взаимодействий. Кроме того, эти процессы ведут к ускорению радиоактивного распада ядер, поэтому они могли бы найти целый ряд важных практических применений, например, в трансмутации радиоактивных отходов.

6. Изомеры формы в осколках деления. К настоящему времени такие состояния, у которых изменение формы ядра (в первую очередь, его квадрупольной деформации) вызывает большую задержку радиационных переходов, исследованы лишь в ядрах актинидных элементов (от U до Cm). Их обнаружение в осколках деления, идентификация и определение параметров позволили бы получить детальную картину потенциальной поверхности ядер с большим избытком нейтронов.

К этому необходимо добавить, что и традиционные спектрометрические исследования осколков деления, которые уже проводятся многие годы, принесут еще большой объем новой информации о схемах радиоактивного распада сильнонейтроноизбыточных ядер, об их массах, равновесной форме, мультипольных моментах, конфигурациях уровней, и в этой новой информации, несомненно, могут проявиться неизвестные ранее явления, которые расширят наши представления о структуре ядерной материи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Халтерн И. Деление ядер: Пер. с англ. М.: Физматгиз, 1962. 154 с.
2. Vandebosch R., Huizenga J. Nuclear Fission. N. Y.; London: Acad. Press, 1973. 422 p.
3. Поликанов С. М. Изомерия формы атомных ядер. М.: Атомиздат, 1977. 197 с.
4. Гангровский Ю. П., Далхсурен Б., Марков Б. Н. Осколки деления ядер. М.: Энергоатомиздат, 1986. 172 с.
5. Зысин Ю. А., Лбов А. А., Сельченков Л. И. Выходы продуктов деления и их распределение по массам. М.: Госатомиздат, 1963. 119 с.

6. *Crouch E. A. C.* // ADNDT. 1977. V. 19. P. 417.
7. *Wahl A. C.* // ADNDT. 1988. V. 39. P. 1.
8. *Croall I. E., Gunningham G.* // Nucl. Phys. A. 1969. V. 125. P. 402.
9. *Hoffman D.* // Proc. of the 4th Intern. Symp. on the Phys. and Chem. of Fission. 1979. V. 2. P. 275.
10. *Wahl A. C. et al.* // Phys. Rev. 1962. V. 126. P. 1112.
11. *Fong P.* // Phys. Rev. 1956. V. 102. P. 434.
12. *Wilkins B. D. et al.* // Phys. Rev. C. 1976. V. 14. P. 832.
13. *Немировский П. Э.* Современные модели атомного ядра. М.: Атомиздат, 1960. 302 с.
14. *Соловьев В. Г.* Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971. 559 с.
15. *Huber G. et al.* // Phys. Rev. C. 1978. V. 18. P. 2242.
16. *Gillemaud-Mueller D. et al.* // Nucl. Phys. A. 1984. V. 476. P. 37.
17. *Raman S. et al.* // ADNDT. 2001. V. 78. P. 31.
18. *Ву И. С., Мошковский С. А.* Бета-распад. М.: Атомиздат, 1970. 380 с.
19. *Джелепов Б. С., Зырянова Л. К., Суслов Ю. П.* Бета-процессы, функции для анализа бета-спектров. М.: Наука, 1972. 290 с.
20. *Карнаухов В. А., Петров Л. А.* Ядра, удаленные от линии бета-стабильности. М.: Энергоиздат, 1981. 199 с.
21. *Лютостанский Ю. С.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 834.
22. *Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С.* // ЯФ. 1974. Т. 19. С. 62.
23. *Takahashi K. A.* // Progr. Theor. Phys. 1972. V. 47. P. 1500.
24. *Roberts R. et al.* // Phys. Rev. 1939. V. 55. P. 510.
25. *Bohr N., Wheeler J.* // Ibid. 1939. V. 56. P. 426.
26. *Tomlison L.* // Nucl. Data Tables. 1973. V. 12. P. 179.
27. *Rudstam G. et al.* // ADNDT. 1992. V. 51. P. 243.
28. *Wapstra A. H. et al.* // ADNDT. 1988. V. 39. P. 281.
29. *Reeder P. L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 94. P. 483.
30. *Гангрский Ю. П. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. С. 629.
31. *Sokol E. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 400. P. 96.
32. *Moller P. et al.* // ADNDT. 1997. V. 69. P. 340.
33. *Azuma R. E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 43. P. 1652.
34. *Detraz C. et al.* // Phys. Lett. B. 1980. V. 94. P. 307.
35. *Ajsenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1990. V. 506. P. 1.
36. *Ajsenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1993. V. 564. P. 1.
37. *Kochler P. E. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 015803.
38. *Gangrsky Yu. P. et al.* // 50th Nat. Conf. on Nucl. Phys.: Book of Abstr. SPb., 2005. P. 342.
39. *Флейшер Р. Л., Прайс П. Б., Уокер Р. М.* Треки заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат, 1981. 357 с.
40. *Poenaru D. et al.* // ADNDT. 1991. V. 48. P. 231.

41. *Peker L. K. et al.* // Phys. Lett. B. 1971. V. 36. P. 547.
42. *Гольданский В. И., Пекер Л. К.* // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. С. 575.
43. *Гольданский В. И.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 497.
44. *Rasmussen J. O. et al.* // Nucl. Phys. A. 1969. V. 136. P. 465.
45. *Naik H. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 014304.
46. *De Frenne D. et al.* // Phys. Rev. C. 1982. V. 21. P. 1356.
47. *Гангрский Ю. П. и др.* ОИЯИ, P15-2005-210. Дубна, 2005.
48. *Колесников Н. Н., Губин В. Б.* // Изв. вузов. Физика. 1984. № 8. С. 77.
49. *Пекер Л. К.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1974. Т. 38. С. 807.
50. *Styczen J. et al.* // Nucl. Phys. A. 1976. V. 262. P. 317.
51. *Cole J. D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 1185.
52. *Поликанов С. М.* // УФН. 1972. Т. 107. С. 685.
53. *Strutinsky V. M.* // Nucl. Phys. A. 1967. V. 95. P. 420.
54. *Гангрский Ю. П.* // ЭЧАЯ. 1978. Т. 9. С. 383.
55. *Журавлев О. К. и др.* // ЯФ. 1991. Т. 54. С. 635.
56. *Ишханов Б. С., Капитонов И. М.* Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1979. 290 с.
57. *Эндт П. М., Смит П. В.* Ядерные реакции: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1964. 263 с.
58. *Stoik A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1989. V. 205. P. 241.
59. *Мазур В. М., Мельникова Л. М.* // ЭЧАЯ. 2006. Т. 37. С. 1745.
60. *Gundlach B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 65. P. 2523.
61. *Kichinska-Habior M. et al.* // Phys. Rev. 1992. V. 45. P. 569.
62. *Bracco A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 2280.
63. *Fibaltse S. et al.* // Nucl. Phys. A. 1991. V. 531. P. 205.
64. *Jung M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 2164.
65. *Bosh F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 5190.
66. *Рухадзе А. А. и др.* // ЯФ. 2005. Т. 69. С. 620.
67. *Karpeshin F. F.* // Нур. Interact. 2002. V. 143. P. 79.
68. *Карпешин Ф. Ф.* // ЭЧАЯ. 2006. Т. 37. С. 521.
69. *Attallah F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1711.
70. *Гангрский Ю. П. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. С. 149.
71. *Карпешин Ф. Ф. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т. 58. С. 49.