

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

ДАННЫЕ О СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ ТЯЖЁЛЫХ ЯДЕР

После открытия советскими физиками Г. Н. Флёровым и К. А. Петряком¹ спонтанного деления урана было найдено, что спонтанное деление наблюдается и для других тяжёлых ядер, в том числе для ядер искусственно синтезированных трансурановых элементов.

В недавно появившейся заметке Г. Сиборга² приводится сводка данных о полупериодах спонтанного деления и предлагаются некоторые гипотезы, обобщающие эти данные. Сводка данных приводится в таблице и иллюстрируется графически (см. рис.).

Сводка данных о скорости спонтанного деления различных ядер

Ядро	Число делений в 1 грамме за 1 час	Полупериод спонтанного деления (лет)
${}_{90}^{230}\text{Th}_{140}$	$\leq 1,4$	$\geq 1,5 \cdot 10^{17}$
${}_{90}^{232}\text{Th}_{142}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,15 \\ 1,2 \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} 1,4 \cdot 10^{18} \\ 1,7 \cdot 10^{17} \end{array}$
${}_{91}^{231}\text{Pa}_{140}$	≤ 20	$\geq 10^{16}$
${}_{92}^{232}\text{U}_{140}$	≤ 25	$\geq 8 \cdot 10^{12}$
${}_{92}^{233}\text{U}_{141}$	$< 0,7$	$> 3 \cdot 10^{17}$
${}_{92}^{234}\text{U}_{142}$	< 30	$> 7 \cdot 10^{15}$
${}_{92}^{235}\text{U}_{143}$	1,2	$1,9 \cdot 10^{17}$
${}_{92}^{238}\text{U}_{146}$	$24,8 \pm 0,9$	$8,0 \cdot 10^{15}$
${}_{93}^{237}\text{Np}_{144}$	≤ 5	$\geq 4 \cdot 10^{16}$
${}_{93}^{239}\text{Np}_{146}$	≤ 40	$\geq 5 \cdot 10^{12}$
${}_{94}^{238}\text{Pu}_{144}$	$5,1 \cdot 10^6$	$5,4 \cdot 10^{10}$
${}_{94}^{239}\text{Pu}_{145}$	36	$5,5 \cdot 10^{15}$
${}_{95}^{241}\text{Am}_{146}$	≤ 14	$\geq 1,4 \cdot 10^{13}$
${}_{96}^{242}\text{Cm}_{146}$	$2,7 \cdot 10^{10}$	$7,2 \cdot 10^6$

Индексы у символов ядер обозначают атомные номера (слева), массовые числа (справа вверху) и числа нейтронов (справа внизу).

На графике зависимости полупериодов спонтанного деления от величины параметра деления $\frac{Z^2}{A}$ обнаруживается, что для чётно-чётных ядер логарифм полупериодов является линейно убывающей функцией $\frac{Z^2}{A}$.

Таким образом, зависимость $T_{\frac{1}{2}} = f\left(\frac{Z^2}{A}\right)$ может быть представлена для чётно-чётных ядер в виде аналогичного больцмановскому распределению закона: $T_{\frac{1}{2}} = Me^{-B\frac{Z^2}{A}}$ или $T_{\frac{1}{2}} = Me^{+C\frac{A}{Z^2}}$, где M , B и C —

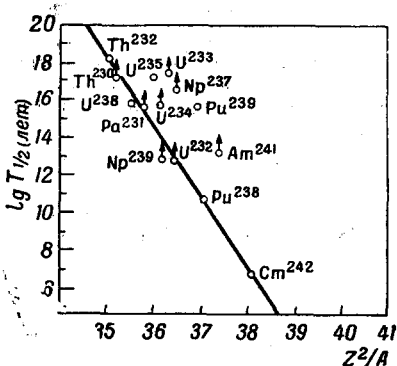


Рис. 1.

Спонтанное деление соседних с чётно-чётными ядрами чётно-нечётных и нечётно-чётных ядер происходит гораздо медленнее (например, U^{238} , U^{234} и U^{235} или Np^{239} , Pu^{238} , Pu^{239}). Поскольку параметр $\frac{Z^2}{A}$ есть, в

сущности, переписанное в предположении $r \sim A^{\frac{1}{3}}$ (где r — радиус ядра) соотношение $\frac{Z^2}{r^2}$, уменьшение скорости спонтанного деления ядер с нечётным числом нуклонов может быть связано с более высокими значениями радиусов таких ядер по сравнению с радиусами чётно-чётных ядер.

Поскольку зависимость $T_{\frac{1}{2}}$ спонтанного деления от радиусов ядер

весьма сильная $\left(T_{\frac{1}{2}} \sim e^{-\frac{BZ^2}{r^2}}\right)$, максимальное отклонение на графике

от линейной зависимости, полученной для чётно-чётных ядер, соответствует увеличению радиуса для нечётных ядер всего на 1%. По мнению автора², дополнительным фактором, влияющим в сторону уменьшения скорости спонтанного деления, может явиться различие в нулевых уровнях колебаний, приводящих к делению ядер с различными радиусами.

константы. Развивая дальше аналогию с больцмановским распределением в кинетике химических реакций, можно сказать, что «энергия активации» спонтанного деления пропорциональна $\frac{Z^2}{A}$. Интересно, что экстраполяция вышеприведённого соотношения на область немедленного спонтанного деления ($T_{\frac{1}{2}} \sim 10^{-20}$ сек.) даёт значение $\frac{Z^2}{A} \cong 47$, т. е. близкое

к критическому параметру деления, приводимому в теоретической работе Бора и Уилера.

Г. Сиборг указывает, что различие между чётно-чётными и нечётными ядрами проявляется и в делении тепловыми нейтронами. Так, сечение деления ${}_{96}\text{Ср}_{146}^{242}$ тепловыми нейтронами меньше $5 \cdot 10^{-24}$ см², хотя критическая энергия деления для ${}_{96}\text{Ср}_{147}^{243}$ должна быть порядка 4 Мэв, а энергия связи нейтрона, выделяющаяся при образовании последнего ядра из Ср^{242} , порядка 6 Мэв. Повидимому, в тех случаях, когда промежуточное ядро при делении не является чётно-чётным (как ${}_{92}\text{U}_{144}^{236}$ или ${}_{94}\text{Рс}_{146}^{240}$), с делением успешно конкурируют γ -процессы. С этим, быть может, связаны и более высокие пороги фотоделения для нечётных ядер U^{235} , U^{233} и Рс^{239} по сравнению с чётно-чётным ядром ${}_{92}\text{U}_{146}^{238}$.

В заключение Г. Сиборг обращает внимание на возможность особенно малого полупериода спонтанного деления ядер вроде 100^{248} с заполненными подболочками из 100 протонов и 148 нейтронов, поскольку заполнение подболочек связано с некоторым уменьшением радиуса ядра. Именно с этим связано, быть может, значительное сечение деления тепловыми нейтронами двух изомеров америция — Am^{242} ($6 \cdot 10^{-21}$ см²) и Am^{242m} ($2 \cdot 10^{-21}$ см²)³ при малом сечении деления изотопа Am^{241} ($3 \cdot 10^{-24}$ см²); в самом деле, в промежуточном ядре ${}_{95}\text{Am}_{148}^{243}$ содержится 148 нейтронов, т. е. заполнена подболочка.

Г. И.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Петржак и Г. Н. Флёров, ДАН 28, 500 (1940).
2. G. T. Seaborg, Phys. Rev. 85, 157 (1952).
3. K. Street, A. Ghiorso, S. Thompson, Phys. Rev. 85, 135 (1952).