

чения образцов из реактора, $U(t) = 0$; в) облучения потоком нейтронов $U(t) = U_0(t)$, соответствующим законам классического вариационного исчисления: $\partial \mathcal{H} / \partial U = \varphi = 0$.

2. Получено необходимое условие [равенство (13)] того, что облучение максимальным потоком нейтронов $U(t) = U_{\text{макс}}$ на участке $0 \leq t \leq T$ соответствует оптимальному режиму.

3. Рассмотрен пример нахождения изменения потока нейтронов со временем при опти-

мальности режима, соответствующего классическому вариационному исчислению.

Поступила в Редакцию 24/VII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Milsted, P. Fields, D. Metta. Nucl. Appl., 1/2, 136 (1965).
2. W. Burch, E. Arnold, A. Chetham-Strode. Nucl. Sci. and Engng, 17, 438 (1963).
3. Л. С. Понtryгин и др. Математическая теория оптимальных процессов. М., Физматгиз, 1961.

К систематике сечений деления тяжелых ядер на тепловых нейтронах

Ю. Ф. РОМАНОВ

УДК 539.173.84

В настоящее время фактически отсутствуют эмпирические корреляции, относящиеся к сечениям деления тяжелых ядер на тепловых нейтронах. О возможности деления того или иного ядра судят по разности между энергией связи нейтрона B_n в компаунд-ядре и энергией активации (барьера) деления E_f компаунд-ядра [1]. Считается, что четно-четные компаунд-ядра, т. е. ядра с четным Z и четным числом нейтронов N , делятся легче нечетных (нечетное A) и тем более нечетно-нечетных ядер. Это прежде всего связано с определением величины E_f , которая, как правило, сопоставляется с периодами спонтанного деления. Для описания E_f имеется несколько хорошо известных формул [1, 2]. В настоящей работе используется следующая формула [1]:

$$E_f = \left(18,4 - 0,36 \frac{Z^2}{A} + \epsilon \right) M_{эв},$$

где $\epsilon = 0$ для четно-четных ядер, $\epsilon = 0,4$ для нечетных и $\epsilon = 0,7$ для нечетно-нечетных ядер.

Так как энергия связи четных нейтронов всегда больше, чем нечетных в соседних ядрах, то присоединение нейтрона к ядру с нечетным N может с большей вероятностью вызвать деление, чем присоединение к ядру с четным N . Исходя из энергии связи нейтронов, следовало бы компаунд-ядра подразделить на две группы: 1) четно-четные и нечетно-четные (N четно), 2) четно-нечетные и нечетно-нечетные ядра (N нечетно). Если принять во внимание поправку ϵ в формуле для E_f , то можно было бы ввести четыре группы делящихся ядер.

Цель настоящей работы заключается в сопоставлении известных сечений деления на тепловых нейтронах с вычисленными величинами $B_n - E_f$ соответствующих компаунд-ядер. Для

удобства изложения нами принимается первый вариант группировки тяжелых ядер: ядра с четным числом нейтронов рассматриваются отдельно от ядер с нечетным числом нейтронов, причем при вычислении E_f поправка ϵ не учитывается. Отметим, что введение четырех групп ядер вместо двух принципиально не сказывается на обнаруженных корреляциях, что будет ясно из дальнейшего. Кроме того, использование других формул для вычисления E_f , хотя и приводит к несколько отличающимся величинам $B_n - E_f$, однако также не меняет основных выводов работы.

Вычисления энергий связи нейтронов производились по таблице масс ядер, составленной Маттаухом и др. [3].

Результаты расчета величин $B_n - E_f$ для ядер с четным N представлены в табл. 1, для ядер с нечетным N — в табл. 2. В таблицы включены все известные изотопы элементов от тория до менделевия. Данные для ядер с постоянным Z приводятся в отдельных строках таблиц, столбцами объединяются ядра, у которых $N - Z = \text{const}$, т. е. $\Delta Z = 2$ и $\Delta N = 2$. Из таблиц видно, что у рядов ядер с последовательным изменением Z на единицу и $N - Z$ также на единицу величины $B_n - E_f$ имеют сравнительно небольшой разброс около некоторых средних значений (см. диагональные направления, указанные стрелками). Как правило, разности $B_n - E_f$ у различных наборов ядер не перекрываются. Этот результат является неожиданным тем более, что признаком, по которому объединяются ядра, считается четность (или нечетность) числа нейтронов независимо от четности или нечетности Z . Интересно, что благодаря небольшому раз-

бросу $B_n - E_f$ для отмеченных рядов ядер можно предсказать $B_n - E_f$ для некоторых изотопов трансурановых элементов и, следовательно, найти B_n и массы неизученных нуклидов. Например, изотоп Cf^{254} располагается в ряду, где среднее значение разности $B_n - E_f$ равно $1,3$ Мэв (см. табл. 1). Вычислив $E_f = 4,5$ Мэв, получаем энергию связи последнего нейтрона в ядре $Cf^{254} - B_n = 4,5 + 1,3 = 5,8$ Мэв.

В табл. 3 приводятся сечения деления на тепловых нейтронах для различных ядер с нечетным N [1, 4]. Расположение того или иного нуклида в таблице связывается с величинами $(B_n - E_f)_{ср}$ и $N - Z$. Можно отметить общую тенденцию к увеличению сечений по мере возрастания $(B_n - E_f)_{ср}$ вплоть до $1,7$ Мэв. Более отчетливо это проявляется у ядер, находящихся в отдельных столбцах и имеющих постоянную разность $N - Z$. Формально структурное различие таких ядер обусловлено избытком или недостатком α -частиц. В пределах одного столбца сечения увеличиваются с ростом $(B_n - E_f)_{ср}$, максимальная величина сечения достигается при $(B_n - E_f)_{ср} = 1,7$ Мэв (исключе-

ние составляет лишь Pu^{237}), однако при $(B_n - E_f) = 2,1$ Мэв сечения деления падают. На основании указанной корреляции можно ожидать, что сечение деления Bk^{248} превышает 2000 барн. Подобным образом устанавливаются верхние пределы сечений деления многих ядер; $Th^{231} < 580$ барн, $U^{237} < 1000$ барн, $Np^{240} < 2000$ барн, $Cf^{253} < 100$ барн, $Es^{256} < 1000$ барн, $Am^{240} < 2800$ барн, $Bk^{246} < 2500$ барн, $Md^{258} < 2700$ барн, $Pu^{235} < 400$ барн, $Am^{238} < 900$ барн и т. д.

По образцу табл. 3 построена табл. 4, в которой приведены сечения деления ядер, имеющих четное число нейтронов N . Из-за недостатка экспериментальных данных возрастание сечений при увеличении $B_n - E_f$ прослеживается менее отчетливо. По-видимому, максимальные сечения для ядер, находящихся в отдельных столбцах, соответствуют $(B_n - E_f)_{ср} = 0,9$ Мэв. Однако какие-либо предельные значения сечений установить трудно.

Закономерности изменения полных сечений $(\sigma_f + \sigma_c)$ имеют аналогичный вид, т. е. полные сечения ядер с нечетным N максимальны вбли-

Сечения деления (в барнах) для ядер с нечетным N

Таблица 3

$(B_n - E_f)_{ср}$, Мэв	$N - Z$ исходного ядра													
	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57	58	59	
0,5							Th ²³³ 15	Pa ²³⁶ —	U ²³⁹ 14					
0,9					Th ²³¹ —	Pa ²³⁴ < 500	U ²³⁷ —	Np ²⁴⁰ —	Pu ²⁴³ 200					
1,3			Th ²²⁹ 30	Pa ²³² 700	U ²³⁵ 577	Np ²³⁸ 1600	Pu ²⁴¹ 1025	Am ²⁴⁴ 2000	Cm ²⁴⁷ 200	Bk ²⁵⁰ 2000	Cf ²⁵³ —	Es ²⁵⁶ —	Fm ²⁵⁹ 50	
1,7	Th ²²⁷ 1500	Pa ²³⁰ 1500	U ²³³ 525	Np ²³⁶ 2800	Pu ²³⁹ 746	Am ²⁴² 2500	Cm ²⁴⁵ 1800	Bk ²⁴⁸ —	Cf ²⁵¹ 3300	Es ²⁵⁴ 2700	Fm ²⁵⁷ 100	Md ²⁶⁰ 1000		
2,1	U ²³¹ 400	Np ²³⁴ 900	Pu ²³⁷ 2000	Am ²⁴⁰ —	Cm ²⁴³ 700	Bk ²⁴⁶ —	Cf ²⁴⁹ 630	Es ²⁵² —	Fm ²⁵⁵ 100	Md ²⁵⁸				
2,6	Pu ²³⁵ —	Am ²³⁸ —	Cm ²⁴¹ —	Bk ²⁴⁴ —	Cf ²⁴⁷ —	Es ²⁵⁰ —	Fm ²⁵³ —	Md ²⁵⁶ —	102 ²⁵⁹ —					

зи $(B_n - E_f)_{cp} = 1,7$ Мэв. Проявляющееся здесь размытие, возможно, обусловлено большими ошибками экспериментальных данных.

Из изложенного ясно, что учет поправки ε в формуле для E_f приведет к четырем группам ядер и к изменению величин $B_n - E_f$, но фактически не нарушит отмеченных закономерностей. По-видимому, поправка ε , связанная с периодами спонтанного деления, не является строгим критерием, определяющим вероятность вынужденного деления. На это косвенно указывают величины $(B_n - E_f)_{cp}$ (см. табл. 1 и 2) и сечения деления ядер с нечетным Z , которые по крайней мере не меньше сечений деления ядер с четным Z . Поскольку сечения деления ядер второй группы меньше сечений деления ядер первой группы, то для ядер второй группы можно было бы ввести некоторую поправку в барьеры деления.

В одной из работ по систематике периодов спонтанного деления [5] отмечалось, что логарифмы отношений периодов спонтанного деления к периодам α -распада изменяются линейно от параметра Z^2/A для совокупности четно-

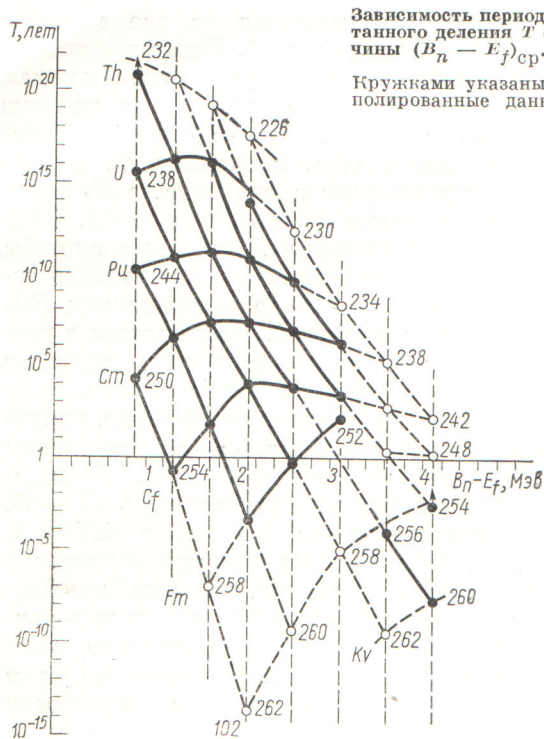
четных ядер, отличающихся на две единицы по Z и на шесть единиц по A . Легко убедиться, что в построенном семействе прямых каждая прямая объединяет ядра с одним и тем же $(B_n - E_f)_{cp}$. Величина $B_n - E_f$ является мерой устойчивости ядра, поскольку B_n характеризует энергию отрыва нейтрона, а E_f определяет возможность спонтанного деления. Если бы B_n было постоянным, то следовало бы ожидать уменьшения периодов спонтанного деления с ростом $B_n - E_f$ (с уменьшением E_f). Так как в общем случае B_n уменьшается с увеличением масс ядер, то изменение периодов от $B_n - E_f$ должно быть более резким.

На рисунке представлена зависимость периодов спонтанного деления T от величины $(B_n - E_f)_{cp}$ для четно-четных ядер. Периоды ядер, имеющих постоянную разность $N - Z$, т. е. отличающихся на $\Delta Z = 2$ и $\Delta N = 2$, укладываются на плавные кривые (исключение составляет Fm^{252}). Очевидно, что подобная формальная корреляция не может обеспечить точное предсказание периодов спонтанного деления неисследованных ядер. Проведенные нами экстраполяции основываются на плавности

Сечения деления (в барнах) для ядер с четным N

Таблица 4

$(B_n - E_f)_{cp}$, Мэв	$N - Z$ исходного ядра										
	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56
-0,7							Th ²³² 6·10 ⁻⁵	Pa ²³⁵ —	U ²³⁸ 5·10 ⁻⁴	Np ²⁴¹ —	Pu ²⁴⁴ 0
0					Th ²³⁰ ≤ 0,001	Pa ²³³ < 0,1	U ²³⁶ 0	Np ²³⁹ < 1	Pu ²⁴² < 0,2	Am ²⁴⁵ —	Cm ²⁴⁸ 0
0,4			Th ²²⁸ ≤ 0,3	Pa ²³¹ 0,01	U ²³⁴ ≤ 0,65	Np ²³⁷ 0,019	Pa ²⁴⁰ 0,03	Am ²⁴³ < 0,072	Cm ²⁴⁶ 0	Bk ²⁴⁹ 0	Cf ²⁵² 0
0,9		Pa ²²⁹ —	U ²³² 77	Np ²³⁵ —	Pu ²³⁸ 16,8	Am ²⁴¹ 3,1	Cm ²⁴⁴ < 2	Bk ²⁴⁷ —	Cf ²⁵⁰ —	Es ²⁵³ —	
1,3	U ²³⁰ 25	Np ²³³ —	Pu ²³⁶ 170	Am ²³⁹ —	Cm ²⁴² < 5	Bk ²⁴⁵ —	Cf ²⁴⁸ —	Es ²⁵¹ —	Fm ²⁵⁴ 0		
1,8	Pu ²³⁴ —	Am ²³⁷ —	Cm ²⁴⁰ —	Bk ²⁴³ —	Cf ²⁴⁶ —	Es ²⁴⁹ —	Fm ²⁵² —	Md ²⁵⁵ —	102 ²⁵⁸ —		



Зависимость периодов спонтанного деления T от величины $(B_n - E_f)_{\text{ср}}$.

Кружками указаны экстраполированные данные.

кривых, соответствующих изотопам одного и того же элемента, на выбранных величинах $(B_n - E_f)_{\text{ср}}$ и на плавности кривых, относящихся к ядрам с $\Delta Z = 2$ и $\Delta N = 2$. Экстраполированные значения периодов спонтанного деления некоторых ядер указываются на рисунке светлыми кружками.

Автор благодарен профессорам К. А. Петржаку и А. Н. Мурину за интерес, проявленный к настоящей работе, и полезные дискуссии.

Поступила в Редакцию 11/III 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Гольданский. Новые элементы в периодической системе Д. И. Менделеева. М., Атомиздат, 1964.
2. W. Swiatecki. Phys. Rev., **101**, 97 (1955).
3. В. А. Кравцов. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат, 1965.
4. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Ядерно-физические константы. М., Атомиздат, 1963.
5. M. Studier, J. Huizenga. Phys. Rev., **96**, 545 (1954).

О возможности получения монохроматических γ -квантов методом аннигиляции позитронов на лету в циклических ускорителях

А. Н. ДИДЕНКО, В. С. ТАЛАНКИН, С. А. ВОРОБЬЕВ, В. Н. КРУЗЬМИН

УДК 621.384.01:539.122:539.124.6

В последнее время большое внимание уделяется изучению возможностей получения пучков монохроматических γ -квантов. Исследования показывают, что наиболее перспективным методом получения таких пучков является метод аннигиляции позитронов на лету. К настоящему времени на линейных ускорителях с помощью данного метода получены пучки монохроматических γ -квантов, успешно использующиеся при проведении экспериментов по фотоядерным реакциям [1—5]. Более эффективным должно быть предложенное Тзарой и Девонсом [6], а также А. М. Будкером и Л. Е. Лазаревой применение метода аннигиляции в циклических ускорителях и накопительных кольцах, так как при этом возможно использование многократного прохождения позитронов через мишень и получение импульсов излучения большей длительности. Расчеты и оценке эффективности применения метода

аннигиляции в циклических ускорителях и посвящается настоящая статья.

При двухфотонной аннигиляции зависимость энергии γ -кванта k от энергии позитрона E и угла θ между направлениями движения позитрона и γ -кванта имеет следующий вид:

$$k = \frac{1}{1 - \sqrt{\frac{E-1}{E+1}} \cos \theta} \quad (1)$$

Здесь и в дальнейшем энергия измеряется в единицах $m_e c^2$.

Из формулы (1) видно, что при аннигиляции монохроматических и мононаправленных позитронов можно получать монохроматические γ -кванты, вырезая их в малом телесном угле. Получаемое излучение можно характеризовать среднеквадратичным разбросом аннигиляционных γ -квантов по энергии (ширина линии), числом аннигиляционных γ -квантов (интенсивность линии) и отношением интенсивности