

В табл. 2 приведены значения наиболее вероятного заряда Z_p , вычисленные в предположении, что параметр ширины зарядового распределения имеет одинаковое для всех изобарных цепочек значение ($\sigma = 0,59$) и без учета эффекта спаривания нуклонов, а также значения $\Delta Z_p = Z_p - Z_p^*$, где Z_p и Z_p^* — максимумы зарядовых распределений, оцененные соответственно для реакций фотоделения ^{239}Pu ($E_0 = 28$ МэВ) и деления ^{238}U нейтронами реакторного спектра [7], проходящими через составные ядра с одинаковым массовым числом. Можно отметить, что смещения ΔZ_p , различные для легких и тяжелых продуктов, наблюдались также для некоторых реакций нейтронного деления по отношению к делению ^{235}U тепловыми нейтронами [8].

Кривая массового распределения продуктов фотоделения ^{239}Pu показана на рисунке. Распределение имеет два широких пика с медианными значениями масс на полувысоте ($99,2 \pm 0,3$) и ($136,3 \pm 0,3$) а. е. м. и симметрично относительно $A_{\text{сим}} = 117,73 \pm 0,12$, что соответствует среднему числу нейтронов деления $\bar{\nu} = 3,54 \pm 0,17$. Максимумы пиков как легких, так и тяжелых продуктов смещены относительно медианных значений в сторону оси симметрии распределения,

т. е. осколки, группирующиеся в районе массовых чисел $A_L = 101 \div 102$ и $A_T = 134 \div 135$, имеют повышенную вероятность образования. Средняя ширина пиков на полувысоте около 15 а. е. м. Отношение пика к впадине при средней энергии возбуждения $\sim 13,6$ МэВ составляет $15,7 \pm 1,5$.

Авторы выражают благодарность Л. А. Громову за организацию облучения на линейном ускорителе и сотрудникам кафедры радиационного материаловедения ЛТИ им. Ленсовета С. Б. Захарину и С. Е. Грудачевой за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кондратько М. Я., Коринец В. П., Петряк К. А. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 1, с. 72.
2. Петряк К. А. и др. «Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы». 1977, вып. 24, с. 15.
3. Blachot J., Fiche Ch. «Atomic Data and Nuclear Data Tables», 1977, v. 20, N 3, p. 241.
4. Thierens H. e.a. «Nucl. Instrum. Methods», 1976, v. 134, p. 299.
5. Matumoto Z., Tamura T. «J. Phys. Soc. Japan», 1978, v. 44, N 4, p. 1062.
6. Lin C. «J. Inorg. Nucl. Chem.», 1976, v. 38, N 7, p. 1409.
7. Crouch E. «Atomic Data and Nucl. Data Tables», 1977, v. 19, N 5, p. 417.
8. Nethaway D. R., Mendoza B. «Phys. Rev.», 1972, v. C6, N 5, p. 1827.

Поступила в Редакцию 31.03.80

УДК 621.039.516.22

Расчетно-экспериментальный метод восстановления спектра нейтронов по продуктам деления

ЗАРИЦКАЯ Т. С., КОЛОБАШКИН В. М., РУБЦОВ П. М., РУДИК А. П., РУЖАНСКИЙ П. А., СИДОРЕНКО В. Д.

Достаточно точное знание спектра нейтронов необходимо как для расчета выгорания ядерного топлива и образования трансурановых нуклидов, так и для расчета накопления актиноидов в специально облучаемых в реакторе мишенях. Однако при эксплуатации ядерного реактора в лучшем случае известны теплотехнические характеристики (общая энергия, выделившаяся в данной кассете или твэле, и реке — временное изменение мощности), а спектр нейтронов приходится определять путем расчета. Ясно, что результаты подобных расчетов хорошо бы контролировать экспериментально. Цель настоящей работы — предложить один из методов определения спектра нейтронов, усредненного по времени облучения, по образованию продуктов деления. Разные нуклиды, образующиеся в процессе деления, имеют различную зависимость сечений захвата нейтронов от энергии, поэтому концентрация продуктов деления, вообще говоря, должна зависеть от энергетического спектра потока нейтронов, в котором

происходило выгорание ядерного топлива*. В дальнейшем намечаются подробные расчеты образования большого числа продуктов деления при различных спектрах нейтронов и различных типах ядерного топлива, для чего будет использована специальная программа.

Подчеркнем следующий принципиальный момент. Если не накладывать никаких ограничений на вид спектра нейтронов, то сформулированная выше задача математически некорректна — существует, вообще говоря, много различных спектров нейтронов, которые обуславливают образование одного и того же конечного числа продуктов деления. Однако будем предполагать, что вид спектра нейтронов в каком-то смысле фиксирован и определен конечным числом постоянных.

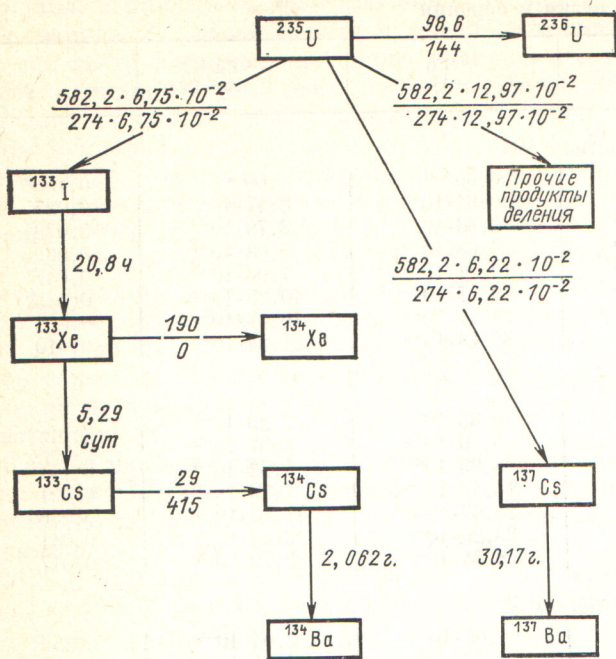
* Подчеркнем, что речь идет именно о влиянии спектра нейтронов на образование продуктов деления, обусловленное захватом нейтронов, а не о зависимости выхода продуктов деления от энергии нейтронов — последний эффект в интересующем нас интервале энергии нейтронов крайне мал.

Образование изотопов цезия и европия

t , год	^{235}U	^{137}Cs $T_{1/2} = 30,17$ года	^{134}Cs $T_{1/2} = 2,06$ года	^{154}Eu $T_{1/2} = 16$ лет	^{155}Eu $T_{1/2} = 4,96$ года	
$\Phi_0 = 5,68 \cdot 10^{13}$, $\gamma_{(0)} = 0,1$						
0,0	1,000	0,00	0,00	0,00	0,00	0,100
0,1	0,871	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-5}$	$0,64 \cdot 10^{-5}$	$2,47 \cdot 10^{-5}$	0,087
0,2	0,741	$13,5 \cdot 10^{-3}$	$15,2 \cdot 10^{-5}$	$2,83 \cdot 10^{-5}$	$3,79 \cdot 10^{-5}$	0,073
0,3	0,612	$20,3 \cdot 10^{-3}$	$38,2 \cdot 10^{-5}$	$6,68 \cdot 10^{-5}$	$5,08 \cdot 10^{-5}$	0,061
0,4	0,484	$27,1 \cdot 10^{-3}$	$73,8 \cdot 10^{-5}$	$12,21 \cdot 10^{-5}$	$7,06 \cdot 10^{-5}$	0,047
0,5	0,355	$33,8 \cdot 10^{-3}$	$125,3 \cdot 10^{-5}$	$19,27 \cdot 10^{-5}$	$10,25 \cdot 10^{-5}$	0,035
0,6	0,227	$40,5 \cdot 10^{-3}$	$201,1 \cdot 10^{-5}$	$27,41 \cdot 10^{-5}$	$15,01 \cdot 10^{-5}$	0,022
0,7	0,099	$47,2 \cdot 10^{-3}$	$328,5 \cdot 10^{-5}$	$35,18 \cdot 10^{-5}$	$21,24 \cdot 10^{-5}$	0,010
$\Phi_0 = 5,43 \cdot 10^{13}$, $\gamma_{(0)} = 0,2$						
0,1	0,869	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-5}$	$0,85 \cdot 10^{-5}$	$2,23 \cdot 10^{-5}$	0,172
0,2	0,739	$13,5 \cdot 10^{-3}$	$22,3 \cdot 10^{-5}$	$3,79 \cdot 10^{-5}$	$3,37 \cdot 10^{-5}$	0,144
0,3	0,609	$20,3 \cdot 10^{-3}$	$54,9 \cdot 10^{-5}$	$8,95 \cdot 10^{-5}$	$4,82 \cdot 10^{-5}$	0,117
0,4	0,479	$27,0 \cdot 10^{-3}$	$103,4 \cdot 10^{-5}$	$16,13 \cdot 10^{-5}$	$7,29 \cdot 10^{-5}$	0,091
0,5	0,350	$33,8 \cdot 10^{-3}$	$170,3 \cdot 10^{-5}$	$24,67 \cdot 10^{-5}$	$11,19 \cdot 10^{-5}$	0,066
0,6	0,222	$40,5 \cdot 10^{-3}$	$262,3 \cdot 10^{-5}$	$33,26 \cdot 10^{-5}$	$16,65 \cdot 10^{-5}$	0,041
0,7	0,093	$47,1 \cdot 10^{-3}$	$402,4 \cdot 10^{-5}$	$38,84 \cdot 10^{-5}$	$22,79 \cdot 10^{-5}$	0,017
$\Phi_0 = 5,21 \cdot 10^{13}$, $\gamma_{(0)} = 0,3$						
0,1	0,868	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$5,7 \cdot 10^{-5}$	$1,05 \cdot 10^{-5}$	$2,04 \cdot 10^{-5}$	0,256
0,2	0,736	$13,6 \cdot 10^{-3}$	$28,8 \cdot 10^{-5}$	$4,73 \cdot 10^{-5}$	$3,11 \cdot 10^{-5}$	0,213
0,3	0,605	$20,3 \cdot 10^{-3}$	$70,3 \cdot 10^{-5}$	$11,18 \cdot 10^{-5}$	$4,74 \cdot 10^{-5}$	0,172
0,4	0,475	$27,1 \cdot 10^{-3}$	$130,6 \cdot 10^{-5}$	$19,88 \cdot 10^{-5}$	$7,63 \cdot 10^{-5}$	0,133
0,5	0,345	$33,8 \cdot 10^{-3}$	$211,5 \cdot 10^{-5}$	$29,60 \cdot 10^{-5}$	$12,04 \cdot 10^{-5}$	0,095
0,6	0,215	$40,5 \cdot 10^{-3}$	$318,1 \cdot 10^{-5}$	$38,16 \cdot 10^{-5}$	$17,90 \cdot 10^{-5}$	0,058
0,7	0,087	$47,2 \cdot 10^{-3}$	$469,8 \cdot 10^{-5}$	$41,16 \cdot 10^{-5}$	$23,69 \cdot 10^{-5}$	0,023
$\Phi_0 = 5 \cdot 10^{13}$, $\gamma_{(0)} = 0,4$						
0,1	0,867	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$6,9 \cdot 10^{-5}$	$1,23 \cdot 10^{-5}$	$1,90 \cdot 10^{-5}$	0,338
0,2	0,734	$13,6 \cdot 10^{-3}$	$34,8 \cdot 10^{-5}$	$5,61 \cdot 10^{-5}$	$2,93 \cdot 10^{-5}$	0,280
0,3	0,602	$20,3 \cdot 10^{-3}$	$84,1 \cdot 10^{-5}$	$13,25 \cdot 10^{-5}$	$4,75 \cdot 10^{-5}$	0,224
0,4	0,471	$27,0 \cdot 10^{-3}$	$154,9 \cdot 10^{-5}$	$23,29 \cdot 10^{-5}$	$7,95 \cdot 10^{-5}$	0,171
0,5	0,341	$33,8 \cdot 10^{-3}$	$248,1 \cdot 10^{-5}$	$33,89 \cdot 10^{-5}$	$12,71 \cdot 10^{-5}$	0,121
0,6	0,212	$40,5 \cdot 10^{-3}$	$367,3 \cdot 10^{-5}$	$42,12 \cdot 10^{-5}$	$18,76 \cdot 10^{-5}$	0,074
0,7	0,083	$47,2 \cdot 10^{-3}$	$527,7 \cdot 10^{-5}$	$42,53 \cdot 10^{-5}$	$24,08 \cdot 10^{-5}$	0,028
$\Phi_0 = 4,81 \cdot 10^{13}$, $\gamma_{(0)} = 0,5$						
0,1	0,865	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$8,0 \cdot 10^{-5}$	$1,41 \cdot 10^{-5}$	$1,78 \cdot 10^{-5}$	0,419
0,2	0,732	$13,6 \cdot 10^{-3}$	$40,2 \cdot 10^{-5}$	$6,46 \cdot 10^{-5}$	$2,81 \cdot 10^{-5}$	0,344
0,3	0,599	$20,3 \cdot 10^{-3}$	$96,9 \cdot 10^{-5}$	$15,22 \cdot 10^{-5}$	$4,80 \cdot 10^{-5}$	0,274
0,4	0,467	$27,0 \cdot 10^{-3}$	$177,4 \cdot 10^{-5}$	$26,43 \cdot 10^{-5}$	$8,25 \cdot 10^{-5}$	0,208
0,5	0,337	$33,8 \cdot 10^{-3}$	$281,8 \cdot 10^{-5}$	$37,70 \cdot 10^{-5}$	$13,27 \cdot 10^{-5}$	0,146
0,6	0,207	$40,5 \cdot 10^{-3}$	$412,3 \cdot 10^{-5}$	$45,40 \cdot 10^{-5}$	$19,39 \cdot 10^{-5}$	0,087
0,7	0,078	$47,2 \cdot 10^{-3}$	$580,2 \cdot 10^{-5}$	$43,20 \cdot 10^{-5}$	$24,02 \cdot 10^{-5}$	0,032

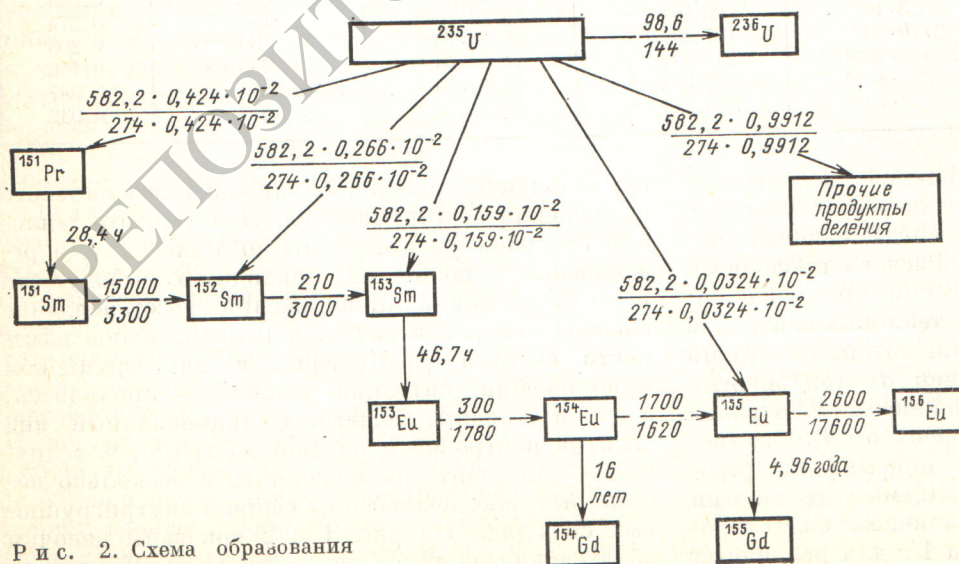
В настоящей работе ограничимся рассмотрением образования в простейших цепочках изотопов цезия и европия для случая, когда ядерным топливом является чистый ^{235}U . Расчеты проводятся в двухгрупповом энергетическом приближении: считается, что имеется поток тепловых нейтронов с плотностью Φ , взаимодействие которых с ядрами описывается тепловым сечением σ_0 при энергии $E_0 = 0,0253$ эВ, и поток резонансных нейтронов $\gamma\Phi$ (γ — жесткость спектра нейтронов), взаимодействие которых с ядрами описывается резонансным интегралом I , вычисляемым от энергии нейтронов $E_{\text{гп}} = 0,5$ эВ. Различный вид отклонения сечений $\sigma(E)$ от закона $1/v$ для различных

нуклидов и возможная блокировка резонансного поглощения не учитываются. Полагая, что тепловые нейтроны распределены по Максвеллу, а резонансные — по Ферми, приходим к выводу, что в двухгрупповом приближении восстановление спектра нейтронов сводится к нахождению жесткости спектра γ . Конечно, в многогрупповом приближении ситуация сложнее — приходится, с одной стороны, задавать функциональный вид спектра нейтронов в каждой из групп, а с другой — определять из эксперимента несколько постоянных, обеспечивающих сшивку внутригрупповых спектров. На рис. 1 и 2 показаны цепочки образования изотопов цезия, европия. Последняя



Р и с. 1. Схема образования изотопов цезия

цепочка несколько упрощена — не учтен мало-существенный переход $^{150}\text{Sm} + n \rightarrow ^{151}\text{Sm}$. Около стрелок, характеризующих переходы, в числителе приведено значение σ_0 , в знаменателе — I . Для распадов указаны значения $T_{1/2}$. Рассматривается выгорание чистого ^{235}U , начальная концентрация которого принята равной единице. Кроме того, считается, что в процессе работы реактора с данного начального количества ^{235}U все время снимается одна и та же мощность



Р и с. 2. Схема образования изотопов европия

$$W = E_f \sum_j (\sigma_j^f + \gamma I_j^f) \rho_j \Phi = \text{const} -$$

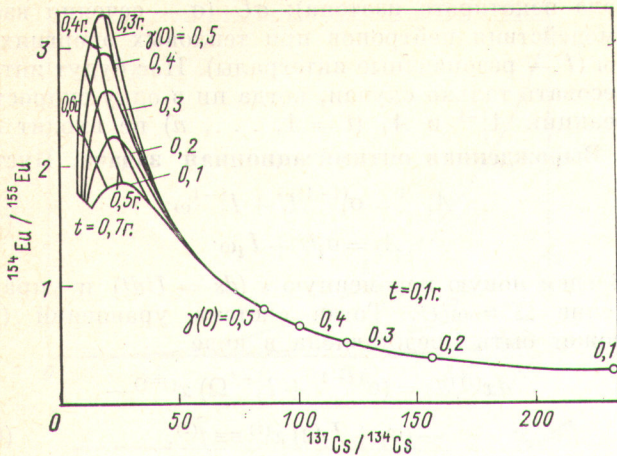
это означает, что в течение кампании меняется Φ , а произведение $\gamma\Phi$ остается постоянным. В сделанных выше предположениях, согласно книге А. К. Круглова и А. П. Рудика (Искусственные изотопы и методика расчета их образования в ядерных реакторах. М., Атомиздат, 1977), в двух-групповом приближении Φ и γ определяются формулами

$$\Phi = \frac{W}{E_f} \frac{1}{(\sigma_{235}^f)_0 \rho_{235}} \left(1 - \frac{v_{235}^f I_{235}^f \rho_{235}}{\xi \Sigma_s} \right);$$

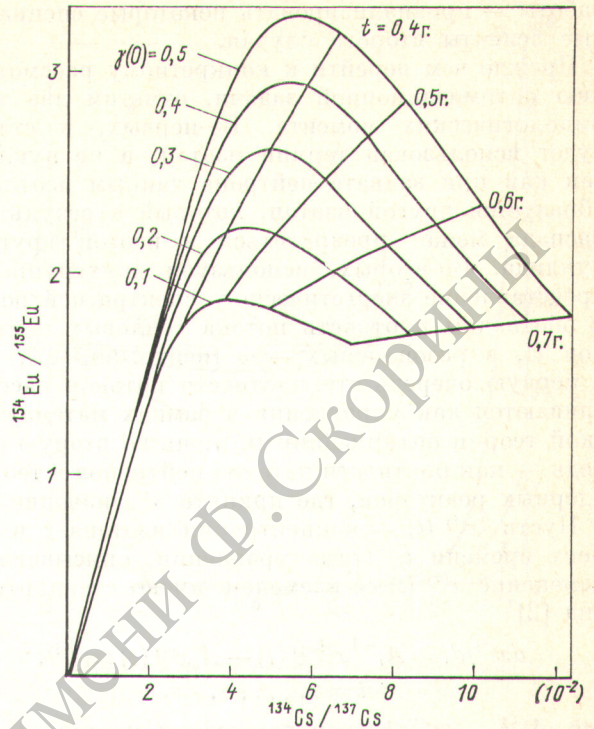
$$\gamma = \frac{v_{235}^f (\sigma_{235}^f)_0 \rho_{235}}{\xi \Sigma_s} \left(1 - \frac{v_{235}^f I_{235}^f \rho_{235}}{\xi \Sigma_s} \right)^{-1}.$$

Принято, что в начале облучения $\Phi = 5 \times 10^{13}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ соответствует $\gamma = 0,4$. С учетом постоянства мощности определены $\xi \Sigma_s$ в приведенной формуле и значения γ при других Φ . В таблице приведены рассчитанные концентрации ^{235}U [принято, что $\rho_{235}(0) = 1$], ^{134}Cs , ^{137}Cs , ^{154}Eu , ^{155}Eu и значения γ . Если обозначить через $X = \frac{^{137}\text{Cs}}{^{134}\text{Cs}}$ и $Y = \frac{^{154}\text{Eu}}{^{155}\text{Eu}}$, то по экспериментальным значениям можно восстановить Φ и γ в начале облучения. [Существенно при этом, что не надо знать глубину выгорания ^{235}U или снятую с кассеты (твэла) энергию и что используются только экспериментальные отношения концентраций продуктов деления, а не абсолютные значения.] При больших значениях X следует воспользоваться рис. 3, а при малых — рис. 4. Для рассматриваемого примера спектр нейтронов, т. е. значения Φ и γ в начале облучения, определяются с хорошей точностью, за исключением области малых выгораний (при $X \rightarrow \infty$). В последнем случае, как это следует из рис. 3,

кривые для различных γ практически сливаются, и выяснить вопрос о том, какому именно значению γ соответствует экспериментальная точка в плоскости $X - Y$, можно лишь при знании общей энергии, снятой с образца. На рис. 3 в области $X \approx 100$ нанесены точки, соответствующие $t = 0,1$ и различным γ , — эти точки лежат при существенно различных X . При попытках практически использовать результаты настоящей работы необходимо дополнительно убедиться в том, что входящие в цепочки рис. 1 и 2 физические постоян-



Р и с. 3. Влияние жесткости спектра на зависимость $^{154}\text{Eu} / ^{155}\text{Eu}$ от $^{137}\text{Cs} / ^{134}\text{Cs}$



Р и с. 4. Влияние жесткости спектра на зависимость $^{154}\text{Eu} / ^{155}\text{Eu}$ от $^{134}\text{Cs} / ^{137}\text{Cs}$

ные определены с достаточной точностью и используемые в теоретическом анализе нуклиды могут быть экспериментально идентифицированы. Впрочем, по-видимому, более рационально не требовать высокой экспериментальной точности в каждой исходной физической постоянной, а проводить глобальную корректировку по реперному эксперименту специально для конкретно рассматриваемого энергетического ядерного реактора.

Авторы надеются, что по расчетам процессов образования большого числа различных продуктов деления можно будет восстановить спектр нейтронов и для нескольких делящихся нуклидов в различных теплотехнических режимах эксплуатации ядерных реакторов.

Поступила в Редакцию 15.04.8)

ПРИМЕЧАНИЕ

В журнале «Атомная энергия» (1980, т. 48, вып. 5, с. 204) появилась статья Б. А. Бибичева и др. «Полуэмпирический метод расчета изотопного состава урана и плутона

в облученном топливе ВВЭР», в которой с помощью формул из книги А. К. Круглова и А. П. Рудика «Искусственные изотопы и методика расчета их образования в ядерных реакторах» по абсолютным экспериментальным значениям концентрации ^{134}Cs и ^{137}Cs и по известному начальному количеству ядерного топлива и истории облучения восстановлена начальная жесткость спектра $\gamma(0)$ и плотность потока тепловых нейтронов $\Phi(0)$ и с их помощью рассчитаны концентрации актиноидов. Очень хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных в работе Б. А. Бибичева и других вселяет надежду и на перспективность предлагаемого нами расчетно-экспериментального метода определения $\gamma(0)$, согласно которому измеряются только относительные концентрации продуктов деления и нет необходимости знать историю облучения и количество облученного ядерного топлива

сентябрь 1980 г.

УДК 621.039

Вырожденные оптимальные режимы облучения изотопов

ГЕРАСИМОВ А. С., РУДИК А. П.

В общем случае оптимальный процесс может существовать лишь тогда, когда имеются по крайней мере два эффекта, конкурирующие между собой. Применительно к оптимальным режимам облучения изотопов [1] это может быть конкуренция между распадом и выгоранием изотопов, если энергетическая зависимость сечений примерно одинакова для различных изотопов, и между выгора-

нием и образованием изотопов в различных областях энергетического спектра нейтронов, если энергетическая зависимость сечений существенно различна для различных изотопов*.

Первый случай в общем плане достаточно подробно разобран в работе [1]; цель настоящей

* Конечно, и во втором случае может быть конкуренция между распадом и выгоранием изотопов.