

Образование трансурановых нуклидов при комплексном использовании энергетических реакторов ВВЭР и РБМК

ЗАРИЦКАЯ Т. С., КРУГЛОВ А. К., РУДИК А. П.

Ранее [1] рассматривалось влияние обогащения ядерного топлива на образование трансурановых нуклидов в энергетических реакторах. В настоящей работе остановимся на вопросе комплексного использования топлива для реакторов типа ВВЭР и РБМК. Как известно [2], РБМК в стандартном режиме работают на урановом топливе, обогащенном ^{235}U до 1,8%. В то же время реакторы типа ВВЭР используют урановое топливо, обогащенное ^{235}U до 3—4%, при этом в отработавшем топливе ВВЭР остается заметное количество ^{235}U (~ 1,0—1,5%) и накапливается 5—10 кг/т смеси изотопов плутония. Поэтому после очистки от продуктов деления топливо ВВЭР обладает достаточной реактивностью, чтобы быть загруженным в РБМК.

Основная цель настоящей работы — оценка с физической точки зрения реальности такой возможности для реакторов, близких по своим характеристикам к ВВЭР и РБМК. Поэтому ограничимся приближенными значениями исходных данных, базирующимися на работах [2—4]. Рассматривались два варианта: вариант I — из отработавшего топлива ВВЭР извлекается плутоний и смешивается с обедненным ураном; новое топливо загружается в РБМК; вариант II — очищенное от продуктов деления топливо ВВЭР прямо загружается в РБМК. В варианте I считалось, что на 1 т загружаемого в РБМК топлива имеются 4 кг ^{235}U и 20 кг плутония изотопического состава: 60% ^{239}Pu , 24% ^{240}Pu , 11% ^{241}Pu , 4% ^{242}Pu . В варианте II плутоний не отделялся от урана при регенерации и в РБМК загружалось топливо, содержащее на 1 т 15 кг ^{235}U , 4,76 кг ^{236}U и 7 кг плутония указанного изотопического состава.

Коэффициенты размножения $K_{\text{эф}}(0)$, характеризующие свежее топливо, вычислялись с учетом поглощения нейтронов только в уране и плутонии, без учета утечки нейтронов из активной зоны, размножения на быстрых нейтронах и поглощения в конструкционных материалах, замедлителе и теплоносителе:

$$\bar{K}_{\text{эф}}(0) = \frac{\sum_i \nu_i \sigma_f^i \rho_i(0)}{\sum_k \hat{\sigma}_k \rho_k(0)} \varphi_s; \quad (1)$$

$$\hat{\sigma} = \sigma_T + \gamma I_{\text{бл}} \quad (2)$$

где σ_T — эффективное тепловое сечение; $I_{\text{бл}}$ — блокированный резонансный интеграл; γ — жесткость спектра [3]; $\rho_i(0)$ — концентрации нуклидов; прочие обозначения — общепринятые.

В числителе формулы (1) суммирование производится по делящимся нуклидам, в знаменателе — по ^{235}U и ^{238}U , тепловому поглощению в ^{238}U и изотопам плутония. Резонансное поглощение в ^{238}U учитывается множителем φ_s . Для РБМК существенно блокировка резонансных интегралов ^{240}Pu и ^{242}Pu .

В табл. 1 и 2 представлена зависимость резонансных интегралов от концентраций изотопов плутония (определена согласно [3]) в UO_2 или PuO_2 при диаметре твэлов 11,7 мм. Были рассчитаны по формуле (1) коэффициенты размножения при $\varphi_s = 0,89$ (табл. 3).

Из данных табл. 3 следует, что для вариантов I и II реактивность достаточно велика. Более подробно на этом вопросе останавливаться не будем, подчеркнем лишь, что, во-первых, для вариантов с плутонийсодержащим топливом (I и II) относительная роль вредных поглощений в конструкционных материалах меньше, чем для основного (уранового) варианта РБМК, и, во-вторых, если потребовать одинакового среднего $\bar{K}_{\text{эф}}$ за время нахождения твэла в реакторе, то для всех трех вариантов (см. табл. 3) глубина выгорания окажется ~ $20 \cdot 10^3$ МВт·сут/т U.

Расчет кинетики образования различных нуклидов проводили по методике, изложенной в работе [3]; блокировку резонансных интегралов учитывали только для ^{240}Pu и ^{242}Pu , для прочих нуклидов эта блокировка не существенна; использовали значения физических постоянных, заимствованные из работы [1, табл. 1].

Эффективный резонансный интеграл ^{240}Pu

Таблица 1

ρ^{240}	$I_{\text{бл}}^{240}$	ρ^{240}	$I_{\text{бл}}^{240}$	ρ^{240}	$I_{\text{бл}}^{240}$	ρ^{240}	$I_{\text{бл}}^{240}$
0	8430	0,007	1694	0,004	2242	0,011	1353
0,001	4577	0,008	1582	0,005	2006	0,012	1295
0,002	3203	0,009	1493	0,006	1829		
0,003	2613	0,010	1420				

Эффективный резонансный интеграл ^{242}Pu

Таблица 2

ρ^{242}	$I_{\text{бл}}^{242}$	ρ^{242}	$I_{\text{бл}}^{242}$	ρ^{242}	$I_{\text{бл}}^{242}$	ρ^{242}	$I_{\text{бл}}^{242}$
0	1220	0,0024	770	0,0012	936	0,0036	637
0,0004	1110	0,0028	723	0,0016	869	0,0040	611
0,0008	1018	0,0032	677	0,0020	812		

Эффективные коэффициенты размножения

Таблица 3

Режим	$\bar{K}_{\text{эф}}(0)$
Стационарный РБМК	1,473
Вариант I	1,379
Вариант II	1,398

Трансурановые нуклиды в стандартном режиме РБМК, кг/т

Таблица 4

Характеристика режима	E, 10 ³ МВт·сут/т					
	0	4	8	12	16	20
Время, лет	0	0,376	0,752	1,128	1,504	1,880
Жесткость спектра γ	0,1650	0,1639	0,1497	0,1308	0,1110	0,0934
²³⁵ U*	17,8	13,3	9,63	6,70	4,37	2,63
²³⁶ U	0	0,76	1,34	1,78	2,10	2,30
²³⁷ Np	0	0,01	0,04	0,08	0,13	0,18
²³⁸ Pu	0	5,2·10 ⁻⁴	3,8·10 ⁻³	1,2·10 ⁻²	2,5·10 ⁻²	4,4·10 ⁻²
²³⁸ U	982,2	979,9	977,4	974,8	971,8	968,5
²³⁹ Pu	0	1,55	2,18	2,36	2,31	2,17
²⁴⁰ Pu	0	0,21	0,61	1,04	1,46	1,83
²⁴¹ Pu	0	0,04	0,18	0,33	0,45	0,52
²⁴² Pu	0	2,4·10 ⁻³	2,5·10 ⁻²	8,5·10 ⁻²	0,192	0,344
²⁴³ Am	0	4,9·10 ⁻⁵	1,1·10 ⁻³	5,6·10 ⁻³	1,7·10 ⁻²	3,9·10 ⁻²
²⁴⁴ Cm	0	1,5·10 ⁻⁶	7,0·10 ⁻⁵	5,0·10 ⁻⁴	2,6·10 ⁻³	7,9·10 ⁻³
Продукты деления ²³⁵ U	0	3,8	6,8	9,2	11,2	12,6
Продукты деления Pu	0	0,5	1,8	3,6	6,0	8,9

* Здесь и в табл. 5 и 6 соответствующими химическими символами обозначены концентрации нуклидов.

В табл. 4—6 приведены результаты расчета образования нуклидов в различных режимах работы РБМК. Здесь же приведены концентрации продуктов деления ²³⁵U и делящихся изотопов плутония; время рассчитано при плотности потока нейтронов 3,5·10¹³ нейтр./(см²·с);

облучение проводится при постоянной мощности, снимаемой с 1 т топлива.

Выявляющиеся при анализе данных табл. 4—6 качественные закономерности носят вполне естественный характер. В цепочке образования нуклидов, начи-

Трансурановые нуклиды при загрузке в РБМК смеси обедненного урана с плутонием (вариант I), кг/т

Таблица 5

Характеристика режима	E, 10 ³ МВт·сут/т					
	0	4	8	12	16	20
Время, лет	0	0,1652	0,3304	0,4956	0,6608	0,8260
Жесткость спектра γ	0,4400	0,3546	0,2808	0,2187	0,1689	0,1316
²³⁵ U	4,0	3,40	2,80	2,21	1,64	1,13
²³⁶ U	0	0,11	0,22	0,31	0,40	0,47
²³⁷ Np	0	1,8·10 ⁻³	6,9·10 ⁻³	1,5·10 ⁻²	2,4·10 ⁻²	3,5·10 ⁻²
²³⁸ Pu	0	6,5·10 ⁻⁵	5,1·10 ⁻⁴	1,7·10 ⁻³	3,9·10 ⁻³	7,3·10 ⁻³
²³⁸ U	976,0	974,1	972,1	969,9	967,4	964,6
²³⁹ Pu	22,0	9,26	6,94	5,11	3,77	2,90
²⁴⁰ Pu	4,80	5,31	5,57	5,60	5,41	5,04
²⁴¹ Pu	2,20	2,30	2,29	2,15	1,91	1,62
²⁴² Pu	0,80	0,97	1,18	1,44	1,74	2,06
²⁴³ Am	0	6,8·10 ⁻²	13,7·10 ⁻²	20,8·10 ⁻²	28,3·10 ⁻²	36,2·10 ⁻²
²⁴⁴ Cm	0	5,8·10 ⁻³	2,3·10 ⁻²	5,3·10 ⁻²	9,5·10 ⁻²	15·10 ⁻²
Продукты деления ²³⁵ U	0	0,48	0,97	1,46	1,93	2,36
Продукты деления Pu	0	3,79	7,58	11,37	15,17	19,02

Трансурановые нуклиды при загрузке в РБМК отработавшего топлива из ВВЭР (вариант II), кг/т

Таблица 6

Характеристика режима	E, 10 ³ МВт·сут/т					
	0	4	8	12	16	20
Время, лет	0	0,24	0,48	0,72	0,96	1,20
Жесткость спектра γ	0,2810	0,2429	0,2067	0,1731	0,1428	0,1169
²³⁵ U	15,10	12,44	9,53	7,17	5,41	3,39
²³⁶ U	4,76	5,11	5,40	5,63	5,79	5,87
²³⁷ Np	0	0,15	0,29	0,42	0,54	0,64
²³⁸ Pu	0	0,008	0,033	0,072	0,123	0,181
²³⁸ U	973,3	971,3	969,1	966,8	964,2	961,4
²³⁹ Pu	4,20	3,81	3,43	3,07	2,74	2,44
²⁴⁰ Pu	1,68	1,91	2,11	2,27	2,42	2,53
²⁴¹ Pu	0,770	0,876	0,924	0,925	0,890	0,832
²⁴² Pu	0,280	0,371	0,484	0,620	0,775	0,950
²⁴³ Am	0	0,027	0,057	0,092	0,132	0,178
²⁴⁴ Cm	0	2,2·10 ⁻⁴	9,2·10 ⁻³	2,2·10 ⁻²	4,1·10 ⁻²	6,8·10 ⁻²
Продукты деления ²³⁵ U	0	2,35	4,51	6,46	8,17	9,60
Продукты деления Pu	0	1,95	4,08	6,42	9,00	11,86

находящейся в ²³⁵U, сравнительно со стандартным режимом РБМК в варианте I существенно снижены выходы ²³⁷Np и ²³⁸Pu, так как снижена загрузка ²³⁵U, а в варианте II, хотя и осталась практически прежняя загрузка ²³⁵U, выходы ²³⁷Np и ²³⁸Pu резко выросли за счет первоначальной загрузки ²³⁶U. В цепочке образования нуклидов, начинающейся нормально с ²³⁸U, сравнительно со стандартным режимом РБМК в вариантах I и II выросли выходы ²⁴³Am и ²⁴⁴Cm, что обусловлено использованием в качестве топлива изотопов плутония. Приведенные в табл. 4—6 количественные результаты могут быть полезными при обсуждении вопроса о целесообразности использования в РБМК различных сортов топлива с добавкой плутония.

Авторы выражают глубокую признательность А. К. Калугину и Е. П. Кунегину за полезные обсуждения рассмотренных в настоящей работе вопросов. Поступило в Редакцию 3.IV.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зарицкая Т. С., Круглов А. К., Рудик А. П. «Атомная энергия», 1976, т. 41, вып. 5, с. 321.
2. Атомной энергетике — XX лет. М., Атомиздат, 1974.
3. Круглов А. К., Рудик А. П. Искусственные изотопы и методика расчёта их образования в ядерных реакторах. М., Атомиздат, 1977.
4. Атомная наука и техника в СССР. М., Атомиздат, 1977.

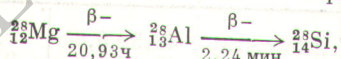
УДК 539.172.12

Выходы ²⁸Mg при облучении магния и алюминия альфа-частицами

ДМИТРИЕВ П. П., МОЛИН Г. А.

Единственным радионуклидом магния, имеющим удобный для применения период полураспада, является ²⁸Mg (T_{1/2} = 20,93 ч), который широко используется в различных исследованиях.

При распаде ²⁸Mg образуется изобарная цепочка:



т. е. ²⁸Mg является генератором ²⁸Al. В табл. 1 приведены наиболее интенсивные γ-линии, сопровождающие распад ²⁸Mg в равновесии с ²⁸Al (данные взяты из работы [1]).

Функции возбуждения реакций ²⁸Mg (α2p) ²⁸Mg и ²⁷Al (α3p) ²⁸Mg измеряли в работах [2—5], в рабо-

те [4] измерены также функции возбуждения реакций ²⁶Mg (tp) ²⁸Mg и ²⁷Al (t2p) ²⁸Mg. При облучении алюминия ²⁸Mg получается «без носителя», что весьма важно при использовании ²⁸Mg в медицинских исследованиях. Было выполнено интегрирование по пробегу указанных функций возбуждения, и получены кривые выхода ²⁸Mg в зависимости от энергии бомбардирующих частиц (см. рисунок). В табл. 2 приведены значения выходов ²⁸Mg при максимальной энергии частиц и при меньших значениях энергии, общих для этих работ.

В настоящей работе измерены кривые выхода ²⁸Mg при облучении толстых мишеней магния и алюминия α-частицами. На отклоненном пучке 1,5-м циклотрона ФЭИ облучали толстые образцы металлического маг-