

УДК 621.039.516.22

Оптимизация получения ^{238}Pu из ^{237}Np

ВОЛОВИК А. И.

Расчетам процесса получения ^{238}Pu из ^{237}Np посвящено большое число работ. В частности, рассчитан этот процесс для чисто теплового спектра нейтронов [1], учтено влияние резонансных нейтронов [2], проведен анализ зависимости результатов расчета от неточностей в исходных физических постоянных [3], определена роль временного профилирования нейтронного потока [4], учтено влияние обогащения исходного ядерного топлива [5].

В настоящей работе рассматривается проблема оптимизации этого процесса. Мишень с ^{237}Np можно помещать в различные точки ядерного реактора. Эти точки отличаются как величиной плотности потока тепловых нейтронов, так и энергетическим спектром нейтронов. При заданном времени облучения требуется найти такой временной режим перемещения мишени по объему реактора, чтобы получить максимальный суммарный выход изотопов ^{238}Np и ^{238}Pu .

Если $U(t)$ и $\omega(t)$ — потоки тепловых и резонансных нейтронов соответственно, а $x^{(1)}(t)$, $x^{(2)}(t)$, $x^{(3)}(t)$ — количество изотопов ^{237}Np , ^{238}Np и ^{238}Pu , то уравнения выгорания имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} dx^{(1)}/dt &= f^{(1)} = -(U\sigma_1 + \omega I_1) x^{(1)}; \\ dx^{(2)}/dt &= f^{(2)} = (U\sigma_1 + \omega I_1) x^{(1)} - \\ &\quad - [\lambda + (U\sigma_2 + \omega I_2)] x^{(2)}; \\ dx^{(3)}/dt &= f^{(3)} = \lambda x^{(2)} - (U\sigma_3 + \omega I_3) x^{(3)}. \end{aligned} \right\} (1)$$

Здесь σ_i — соответствующие тепловые сечения; I_i — резонансные интегралы; λ — постоянная распада ^{238}Np . Для простоты предполагается, что I_i не зависит от $x^{(i)}$. Время облучения T задано. На управления $U(t)$ и $\omega(t)$ наложены ограничения:

$$0 \leq U(t) \leq U_{\text{макс}}; \quad 0 \leq \omega(t) \leq \omega_{\text{макс}}. \quad (2)$$

Минимизируемый функционал

$$\begin{aligned} F(U, \omega) &= -[x^{(2)}(T) + x^{(3)}(T)] = \\ &= \int_0^T [-U(\sigma_1 x^{(1)} - \sigma_2 x^{(2)} - \sigma_3 x^{(3)}) - \\ &\quad - \omega(I_1 x^{(1)} - I_2 x^{(2)} - I_3 x^{(3)})] dt = \int_0^T f^{(0)} dt. \end{aligned} \quad (3)$$

В соответствии с принципом максимума [6] строится сопряженная к (1) система уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \psi_0 &= -1; \\ d\psi_1/dt &= (U\sigma_1 + \omega I_1)(\psi_0 + \psi_1 - \psi_2); \\ d\psi_2/dt &= (U\sigma_2 + \omega I_2)(-\psi_0 + \psi_2) + \lambda(\psi_2 - \psi_3); \\ d\psi_3/dt &= (U\sigma_3 + \omega I_3)(-\psi_0 + \psi_3). \end{aligned} \right\} (4)$$

В начале облучения при $t=0$ считается, что имеется чистый ^{237}Np , т. е. $x^{(1)}(0) = 1$, $x^{(2)}(0) = 0$, $x^{(3)}(0) = 0$. В конце облучения при $t=T$ из условий трансверсальности получаем $\psi_1(T) = \psi_2(T) = \psi_3(T) = 0$. Га-

мильтониан

$$\mathcal{H}^0 = \sum_{i=0}^3 f^{(i)} \psi_i = \varphi^0 U + \chi^0 \omega - \lambda(\psi_2 - \psi_3) \quad (5)$$

линеен по управлениям, так как функции переключения

$$\begin{aligned} \varphi^0 &= -\sigma_1(\psi_0 + \psi_1 - \psi_2) x^{(1)} + \sigma_2(\psi_0 - \psi_2) x^{(2)} + \\ &\quad + \sigma_3(\psi_0 - \psi_3) x^{(3)}; \\ \chi^0 &= -I_1(\psi_0 + \psi_1 - \psi_2) x^{(1)} - I_2(\psi_0 - \psi_2) x^{(2)} + \\ &\quad + I_3(\psi_0 - \psi_3) x^{(3)} \end{aligned} \quad (6)$$

не зависят явно от U и ω . Интегральные потоки заданы. Это налагает на управления, помимо (2), ограничения изопериметрического типа:

$$\int_0^T U(t) dt = C_1; \quad \int_0^T \omega(t) dt = C_2, \quad (7)$$

где $C_1, C_2 \geq 0$ — заданные константы. Увеличение размерности фазового вектора введением дополнительных переменных $x^{(4)}, x^{(5)}$, удовлетворяющих уравнениям

$$dx^{(4)}/dt = f^{(4)} = U; \quad dx^{(5)}/dt = f^{(5)} = \omega \quad (8)$$

с условиями на концах: $x^{(4)}(0) = x^{(5)}(0) = 0$, $x^{(4)}(T) = C_1$, $x^{(5)}(T) = C_2$, позволяет, как показано в [7], снять ограничения (7). Система, сопряженная с системой, которая получена присоединением к (1) уравнений (8), отличается от (4) присоединением уравнений

$$d\psi_4/dt = 0; \quad d\psi_5/dt = 0, \quad (9)$$

откуда $\psi_4 = \text{const} = v_1$; $\psi_5 = \text{const} = v_2$. В этой изопериметрической задаче гамильтониан

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \sum_{i=0}^5 f^{(i)} \psi_i = \mathcal{H}^0 + U v_1 + \omega v_2 = (\varphi^0 + v_1) U + \\ &+ (\chi^0 + v_2) \omega - \lambda(\psi_2 - \psi_3) = \varphi U + \chi \omega - \lambda(\psi_2 - \psi_3) \end{aligned} \quad (10)$$

имеет тот же вид, что и (5), а функции переключения $\varphi = \varphi^0 + v_1$ и $\chi = \chi^0 + v_2$ отличаются от (6) постоянными слагаемыми. Условия трансверсальности на правом конце для системы (2), (9) выполнены при $\psi_1(T) = \psi_2(T) = \psi_3(T) = 0$; $\psi_4(T) = v_1$; $\psi_5(T) = v_2$ с произвольными v_1, v_2 .

В основу численного решения задачи положен метод последовательных приближений [8], прямо использующий принцип максимума. На k -м шаге управления $U_{k+1}(t)$, $\omega_{k+1}(t)$ выбираются из условия

$$\mathcal{H}(x_k, \psi^k, U_{k+1}, \omega_{k+1}) = \max_{U, \omega} \mathcal{H}(x_k, \psi^k, U, \omega). \quad (11)$$

Максимум (11) в силу линейности гамильтониана (10) достигается при максимальных значениях управлений, если соответствующие функции переключения положительны, и при управлениях равных нулю, если эти функции отрицательны. На участках, где $\varphi(t)$ или $\chi(t)$ равны нулю, соответствующее управление считается постоянным и таким, чтобы выполнялось (7). На каждом шаге проводится поиск v_1 и v_2

Значения тепловых сечений и резонансных интегралов

<i>i</i>	Радионуклид	σ_i , б	I_i , б
1	^{237}Np	170	946
2	^{238}Np	2070	880
3	^{238}Pu	500	150

Таблица 1

Оптимальные управления в особых зонах при $U_{\text{макс}} = 6,0$, $\omega_{\text{макс}} = 0,6$

Таблица 3

<i>t</i> , год	$U_{\text{опт}}$	$\omega_{\text{опт}}$	<i>t</i> , год	$U_{\text{опт}}$	$\omega_{\text{опт}}$
0,00	2,874	0	0,26	1,452	0,016
0,02	2,094	0	0,28	0,910	0,222
0,04	1,776	0	0,30	0	0,454
0,06	1,938	0	0,32	0	0,438
0,08	1,701	0	0,34	0	0,448
0,10	1,794	0	0,36	0	0,463
0,12	1,617	0,002	0,38	0	0,465
0,14	1,539	0,008	0,40	0	0,476
0,16	1,647	0,008	0,42	0	0,462
0,18	1,521	0,008	0,44	0	0,465
0,20	1,410	0,008	0,46	0	0,484
0,22	1,389	0,008	0,48	0	0,553
0,24	1,335	0,008	—	0	—

как нулей функций $R_1(v) = \int_0^T U(t) dt - C_1$; $R_2(v) = \int_0^T \omega(t) dt - C_2$. Вычислительный процесс закан-

чивается, когда функционал (3) и оба управления стабилизируются с заданной точностью. Для решения задачи составлена оптимизационная программа на языке ФОРТРАН (Дубна).

При расчетах использовали следующие физические величины: $\lambda = 169,1$ год⁻¹; $T = 0,5$ года; $C_1 =$

Расположение особых зон и эффект оптимизации

Таблица 2

$U_{\text{макс}}$	$\omega_{\text{макс}}$	$U(t)$		$\omega(t)$		Эффект оптимизации
		t_1 , год	t_2 , год	t_1 , год	t_2 , год	
10 ¹⁴ нейтр./см ² ·с ⁻¹						
2,00	0,20	0,22	0,29	—	—	9,60
2,00	0,40	0,21	0,27	0,25	0,25	22,90
2,00	0,60	0,02	0,34	0,25	0,43	24,38
2,00	0,80	0,01	0,38	0,25	0,50	25,61
2,00	1,00	0,01	0,41	0,28	0,50	23,41
4,00	0,20	0,08	0,19	—	—	13,10
4,00	0,40	0,00	0,27	0,13	0,39	22,88
4,00	0,60	0,00	0,33	0,15	0,50	24,37
4,00	0,80	0,00	0,35	0,19	0,50	25,62
4,00	1,00	0,00	0,34	0,22	0,50	23,47
6,00	0,20	0,02	0,15	—	—	13,94
6,00	0,40	0,00	0,26	0,09	0,47	22,38
6,00	0,60	0,00	0,28	0,13	0,50	23,70
6,00	0,80	0,00	0,32	0,16	0,50	25,00
6,00	1,00	0,00	0,34	0,16	0,50	22,95
8,00	0,20	0,01	0,15	—	—	13,95
8,00	0,40	0,00	0,25	0,07	0,49	22,28
8,00	0,60	0,00	0,28	0,12	0,50	23,77
8,00	0,80	0,00	0,31	0,14	0,50	25,03
8,00	1,00	0,00	0,34	0,14	0,50	22,88
10,00	0,20	0,00	0,15	—	—	13,82
10,00	0,40	0,00	0,24	0,06	0,49	22,12
10,00	0,60	0,00	0,28	0,11	0,50	23,94
10,00	0,80	0,00	0,31	0,13	0,50	25,03
10,00	1,00	0,00	0,34	0,14	0,50	23,04

Примечание. При $\omega_{\text{макс}} = 0,20$ допустимое управление единственно.

$= 0,5 \cdot 3,1556926 \cdot 10^{-3}$ нейтр. · б⁻¹; $C_2 = 0,1 \cdot 3,1556926 \cdot 10^{-3}$ нейтр. · б⁻¹. Значения тепловых сечений и резонансных интегралов приведены в табл. 1.

Для оптимального управления отрезок $[0, T]$ делится на три зоны точками t_1 и t_2 : $0 \leq t_1 \leq t_2 \leq T$. Расположение и размеры этих зон показаны в табл. 2.

В начальной зоне оптимальное $U = U_{\text{опт}}$ равно $U_{\text{макс}}$ в конечной зоне $U_{\text{опт}}(t) = 0$. Оптимальное $\omega = \omega_{\text{опт}}(t)$, наоборот, равно 0 в начальной и $\omega_{\text{макс}}$ в конечной зоне. Средние участки (t_1, t_2) являются зонами особого управления как для U , так и для ω . Функции переключения обращаются в этих зонах в нуль с точностью до погрешностей счета. С увеличением максимальных значений управлений средняя зона расширяется в основном за счет зоны с управлением, равным максимальному, вплоть до полного поглощения последней. Изменение оптимальных управлений в своих особых зонах имеет почти монотонный вид вблизи нулевых значений управлений, а затем, после резкого перепада, приобретает скачкообразный характер.

Усреднение по парам рядом стоящих интервалов времени обнаруживает тенденцию к спуску от наибольшего значения для $U_{\text{опт}}(t)$ и к подъему до наибольшего значения для $\omega_{\text{опт}}(t)$ (в трехзонной компоновке наибольшие значения оптимальных управлений совпадают с $U_{\text{макс}}$ или $\omega_{\text{макс}}$). Моменты указанных перепадов для $U_{\text{опт}}(t)$ и $\omega_{\text{опт}}(t)$ совпадают с точностью до шага Δt по времени. В правой графе табл. 2 приведен полученный эффект от оптимизации, равный $(F_{\text{ср}} - F_{\text{опт}}) / F_{\text{ср}} \cdot 100\%$, где $F_{\text{опт}}$ — значение функционала (3) при оптимальных управлениях, а $F_{\text{ср}}$ — при равномерном облучении мишени как тепловыми, так и резонансными нейтронами. Распределение (попарно усредненных) значений оптимальных управлений в особых зонах для типичного случая приведено в табл. 3, где значения t соответствуют началу промежутков постоянства управлений.

Автор приносит глубокую благодарность А. П. Рудуку за постановку задачи и руководство.

Поступило в Редакцию 6/IV 1977 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бак М. А. и др. «Атомная энергия», 1967, т. 23, вып. 6, с. 561.
2. Галанин А. Д. и др. «Атомная энергия», 1971, т. 31, вып. 3, с. 277.
3. Немировская С. А., Рудик А. П. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 5, с. 428.

4. Рудик А. П. Препринт ИТЭФ-65, М., 1975.
5. Зарицкая Т. С., Круглов А. Р., Рудик А. П. «Атомная энергия», 1976, т. 41, вып. 5, с. 321.
6. Понтрягин Л. С. и др. Математическая теория оптимальных процессов. М., «Наука», 1961.
7. Моисеев Н. Н. Элементы теории оптимальных систем. М., «Наука», 1975.
8. Крылов И. А., Черноусько Ф. Л. «Журн. вычисл. мат. и мат. физ.», 1972, т. 12, № 1, с. 14.

УДК 621. 039.59:66.012

Аппаратура дистанционного радиометрического контроля процессов экстракционного извлечения трансураниевых элементов

ПЕВЦОВ В. В., ШИПИЛОВ В. И., КОРОТКОВ В. Г., ФИЛИПШОВ А. Н.

Описана многоканальная измерительная аппаратура, используемая с погружными полупроводниковыми детекторами в области дистанционного радиометрического контроля процессов экстракционного извлечения трансураниевых элементов. Приведены диаграммы непрерывного контроля процесса разделения плутония от трансплутониевых элементов.

Для непрерывного технологического контроля процессов экстракционного извлечения трансураниевых элементов применяются радиометрические методы с использованием полупроводниковых детекторов погружного типа [1—3]. В целях получения наиболее полной информации о ходе работы экстракционных аппаратов радиометрический контроль растворов обычно осуществляется в нескольких точках технологических линий. Это приводит к необходимости создания простой и надежной многоканальной измерительной аппаратуры. На рис. 1 приведен один из вариантов построения шестиканальной измерительной установки на основе функциональных блоков системы «Щегол-1».

В настоящее время такого типа шестиканальные измерительные установки используются для радиометрического контроля экстракционных процессов извлечения трансураниевых элементов в условиях «горячих» радиохимических камер. В качестве примера на рис. 2 приведены диаграммы контроля процесса экстракционного разделения плутония от трансплутониевых элементов. Контроль осуществлялся по непрерывному измерению удельных α -активностей растворов

погружными детекторами, установленными в проточных кюветках технологических линий соответствующих фракций.

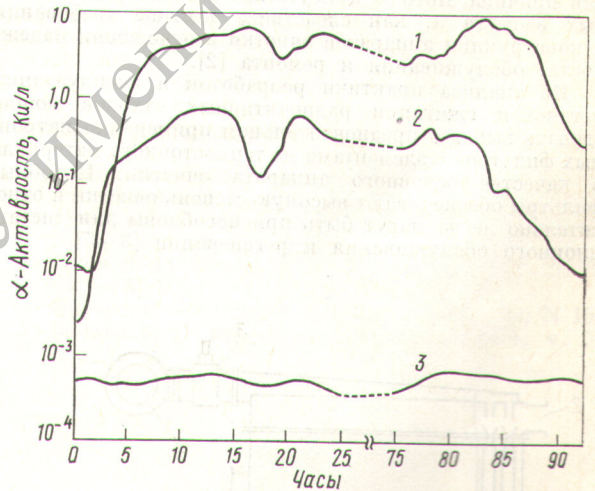


Рис. 2. Диаграммы непрерывного дистанционного контроля α -активности растворов в процессе экстракционного разделения плутония и трансплутониевых элементов: 1 — реактрат ТПЭ; 2 — реактрат Рц; 3 — сбросная водная фаза

Непрерывная эксплуатация в течение года описанной измерительной аппаратуры в комплекте с блоками проточных полупроводниковых детекторов показала, что по таким параметрам, как надежность, стабильность и точность измерений, она значительно превосходит аналогичные системы с разделными трактами регистрации. В сочетании со стандартным каналом для α -спектрометрических измерений она дает возможность осуществлять дистанционный многоточечный радиометрический контроль процессов извлечения трансураниевых элементов по экстракционной технологии.

Поступило в Редакцию 12/IV 1977 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Быченнов А. И., Малафеев М. П., Сиротинин А. Н. «Приборы и техника эксперимента», 1975, т. 4, с. 39.
2. Певцов В. В. Там же, 1976, т. 4, с. 78.
3. Певцов В. В., Краюхина В. В. Там же, с. 80.

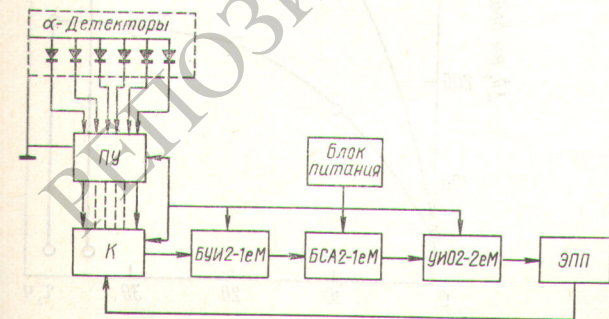


Рис. 1. Структурная схема шестиканальной измерительной установки