

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ КОЛЬЦЕВОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА (ОБ УСТОЙЧИВОСТИ КОЛЬЦЕВЫХ РЕАКТОРОВ)

Ю.В. Волков*, Г.Я. Румянцев**

**Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*

***ГНЦ РФ- Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск*



Рассматриваются математические модели ядерных реакторов в форме кольца. Исследуется влияние геометрических параметров конфигурации кольца на устойчивость нейтронного поля при возмущениях.

ВВЕДЕНИЕ

Традиционной формой ядерного реактора является цилиндрическая. Экзотическими формами назовем сферическую и прямоугольную (параллелепипед); такие реакторы тоже существуют. Кольцевую форму имеют некоторые химические реакторы - глубоко подкритические неуправляемые системы с коэффициентом размножения нейтронов $K < 0.95$ - в установках для переработки ядерных материалов [1]. Целесообразность создания кольцевых энергетических реакторов для АЭС требует специального расчетного обоснования, не говоря уже о необходимости решения ряда технических, технологических и экономических проблем. В данной статье аналитически исследуются только такие формальные характеристики нейтронного поля в реакторах кольцевой формы, которые непосредственно связаны с понятием его устойчивости, а именно, геометрические параметры собственных функций (будем говорить, «гармоник») линейной однородной, в общем случае нестационарной задачи о распределении нейтронов. Принципиальная связь этих характеристик с параметрами кольцевой конфигурации реактора прослеживается на простых математических моделях.

При возмущении стационарного (или, может быть, близкого к стационарному) нейтронного поля возбуждается множество высших гармоник распределения нейтронов. Чем быстрее по сравнению с первой (ведущей) эти гармоники исчезают при $t \rightarrow \infty$, т.е. устанавливается новое асимптотическое распределение, тем более реактор управляем. Таким образом, качественно под мерой устойчивости работы реактора здесь подразумевается относительная скорость спада высших гармоник. Чем она больше, тем устойчивее реактор к возмущениям. Для реакторов в виде параллелепипеда или цилиндра геометрические параметры гармоник известны (см. [2]), но для кольцевых реакторов исследования в этом направлении по-видимому не проводились.

ОПИСАНИЕ КОЛЬЦЕВОЙ МОДЕЛИ РЕАКТОРА

Свернем линейный (прямоугольный) реактор с размерами S, h, H (вдоль осей x, y, z соответственно, $S \gg h$) в кольцо с углом раскрытия φ_0 (рис.1). Это позволит в дальнейшем рассмотреть случаи, когда $\varphi_0 = 0$ и $\varphi_0 = \pi$, в рамках единого формализма. Понятно, что в первом случае кольцо замыкается, а во втором реактор становится полукольцом. Пусть

$$R = (R_1 + R_2)/2; S = (2\pi - \varphi_0)R; R_2 - R_1 = h.$$

Далее все реакторы (кольцо, полукольцо, линейный) сравниваются между собой при одинаковых значениях S и h , т.е. при одинаковой площади активной зоны «в плане» реактора, что фактически означает примерно одинаковую мощность реакторов. Такие реакторы далее называются эквивалентными.

Будем считать, что полость внутри кольца («остров» или «полуостров») заполнена поглотителем нейтронов так, что разные части реактора не могут обмениваться нейтронами через нее. Торцы неполного кольца по предположению тоже не могут обмениваться нейтронами, т.к. между ними размещены «черные» поглощающие материалы. В случае $\varphi_0 = 0$ теоретически интересны две идеализированные модели реактора:

- 1) в реакторе при $\varphi_0 = 0$ стоит тонкая, непроницаемая для нейтронов перегородка;
- 2) поглощающей перегородки нет, т.е. рассматривается полностью кольцевой реактор (кольцо замкнуто физически).

Первый вариант – предельный случай незамкнутого кольца. Рассмотрение этих двух случаев с общих позиций позволит лучше понять связь характеристик реактора в виде незамкнутого кольца с размером угла φ_0 .

Предполагается, что в рассматриваемых реакторах все нейтроны имеют одну скорость и перемещаются в объеме реактора по закону диффузии. Реакторы одинаковы по составу размножающей среды, без отражателей, гомогенные и отличаются только формой. Понятно, что исследование столь простых математических моделей может дать только оценочные результаты. Но даже такой подход позволяет раскрыть принципиальную связь фундаментальных характеристик нейтронного поля с геометрической формой реактора.

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ СТАТИКА

Поскольку в распределении нейтронов по оси z не предвидится особенностей по сравнению с распределением в прямоугольном или цилиндрическом реакторе (в простейших моделях оно описывается отдельным множителем вида $\sin(\pi z/H)$), будем рассматривать в полярных координатах распределение по радиусу r и углу φ .

В односкоростном диффузионном приближении гармоники функции $\Phi(r, \varphi)$ – плотности потока нейтронов – определяются как решения однородного уравнения Гельмгольца:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + B^2 \Phi = 0, \quad (1)$$

где B^2 – геометрический параметр гармоники. Уравнение (1) дополняется краевыми условиями:

$$\left. \begin{aligned} \Phi(R_1, \varphi) &= \Phi(R_2, \varphi) = 0, \\ \Phi(r, 0) &= \Phi(r, 2\pi - \varphi_0) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

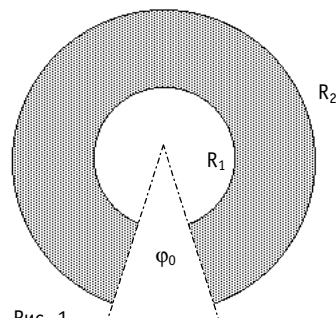


Рис. 1

В полностью кольцевом реакторе условие по аргументу φ задается в форме:

$$\Phi(r, 0) = \Phi(r, 2\pi). \quad (2')$$

В рамках упрощенной теории реактор будет критическим, а распределение нейтронов стационарным, если наименьшее из собственных чисел B^2 однородной краевой задачи удовлетворяет равенству $B^2 = B_M^2$, где

$$B_M^2 = \frac{1}{D} (v_f \Sigma_f - \Sigma_a^0) - \left(\frac{\pi}{H} \right)^2$$

– так называемый, материальный параметр реактора (в данном случае с учетом утечки нейтронов вдоль оси z). Сечение Σ_a в критическом реакторе отмечено индексом 0.

Далее для простоты будем считать, что высота H достаточно велика, тогда

$$B_M^2 \approx (K_\infty - 1) / L^2, \quad (3)$$

где $K_\infty = v_f \Sigma_f / \Sigma_a^0$ – коэффициент размножения нейтронов в бесконечной реакторной среде и $L^2 = D / \Sigma_a^0$ – квадрат длины диффузии нейтронов. Обозначения и понятия здесь общеприняты.

Разделением переменных r и φ краевая задача сводится к двум краевым задачам, соответственно для функций $U(r)$ и $V(\varphi)$:

$$\left. \begin{aligned} r^2 \frac{d^2 U}{dr^2} + r \frac{dU}{dr} + (B^2 r^2 - v^2) U &= 0, \\ U(R_1) &= U(R_2) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 V}{d\varphi^2} + v^2 V &= 0, \\ V(0) &= V(2\pi - \varphi_0) = 0, \text{ или } V(0) = V(2\pi). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Легко определить последовательность собственных чисел v и соответствующих ненулевых решений однородной краевой задачи (5). Для реактора с «зачерненными» торцами имеют смысл решения

$$V_n(\varphi) = \sin \frac{(n+1)\pi\varphi}{2\pi - \varphi_0} \equiv \sin v\varphi, \quad (6)$$

принадлежащие собственным числам

$$v = \frac{(n+1)\pi}{2\pi - \varphi_0}, \quad (n = \overline{0, \infty}). \quad (7)$$

В полукольце будем иметь $v = n+1$, а в кольце с «черной» перегородкой между торцами $v = (n+1)/2$.

В полностью «замкнутом» кольце $v = n$, т.е. $v = 0, 1, 2, \dots$ и т.д., причем числам $v \neq 0$ соответствуют функции $V_n(\varphi) = C_1 \sin n\varphi + C_2 \cos n\varphi$, где C_1 и C_2 – произвольные коэффициенты. Последнее обстоятельство является весьма существенным отличием полностью замкнутого кольца от кольца с «черной» перегородкой.

Решениями краевой задачи (4) являются функции Бесселя и Неймана [3, 4] порядка v от аргумента $\xi = Br$, т.е. функции вида:

$$U_n(r) = A_1 J_v(Br) + A_2 N_v(Br), \quad (8)$$

удовлетворяющие граничным условиям

$$U_n(R_1) = U_n(R_2) = 0. \quad (9)$$

Выполняя условие $U_n(R_1) = 0$, сразу же можем положить

$$U_n(r) = A [N_v(BR_1)J_v(Br) - J_v(BR_1)N_v(Br)], \quad (10)$$

где A – нормирующий коэффициент, значение B пока неизвестно. Потребуем также, чтобы $U_n(R_2) = 0$, где $R_2 = kR_1$, $k > 1$. Подставляя kR_1 вместо r , получаем уравнение

$$N_v(\xi)J_v(k\xi) - J_v(\xi)N_v(k\xi) = 0 \quad (11)$$

с параметром k , где $\xi = Br_1$. Корнями этого уравнения будут числа $\xi_{v,j}(k)$, $j = 1, 2, 3, \dots$. Таблицы значений величины $\sigma_{v,j}(k) = (k-1)\xi_{v,j}(k)$ при различных v, j и k приведены в [4] (с. 242-243). На рис. 2 показана для иллюстрации зависимость величин $\sigma_{v,1}$ от k в виде графиков. Далее схема вычислений может быть построена двояко:

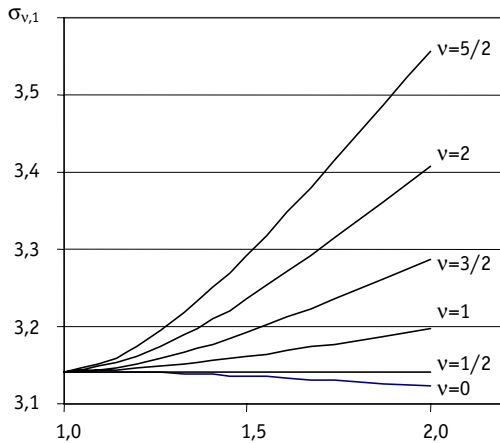


Рис. 2

а) если радиусы R_1 и R_2 заданы, то $k = R_2/R_1$, $\xi_{v,j}(k) = B_{n,j}R_1$ и $(k-1)R_1 = h$, следовательно,

$$B_{n,j} = \sigma_{v,j}(k) / h; \quad (12)$$

б) если задано наименьшее значение B , а именно

$$B_{0,1} = B_m,$$

то радиус R_2 будет искомым внешним радиусом критического реактора (с заданным внутренним радиусом R_1), тогда расчет начинается с вычисления коэффициента k , который определяется требованием

$$\sigma_{v,1}(k) = (k-1)B_mR_1 \quad (13)$$

при наименьшем (для данной конфигурации кольца) значении индекса v . Получаем $R_2 = kR_1$. Далее при том же k могут быть найдены числа $\sigma_{v,j}(k)$ с другими индексами или корни $\xi_{v,j}(k)$, равные $B_{n,j}R_1$, и числа $B_{n,j}$. В итоге решения $U_n(r)$ краевой задачи (4) приобретают еще один индекс. Теперь будем обозначать их как $U_{n,j}(r)$.

Итак, в реакторе кольцевой формы множество собственных значений параметра B^2 однородной краевой задачи (1)-(2) представляется совокупностью чисел $B_{n,j}^2$; $n=0, 1, 2, \dots$; $j=1, 2, 3, \dots$. Элементом этого множества соответствуют функции

$$\Phi_{n,j}(r, \varphi) = U_{n,j}(r)V_n(\varphi). \quad (14)$$

Иначе говоря, гармоники пространственного распределения потока нейтронов, удовлетворяющие заданным в кольце граничным условиям, представляются в виде произведений $Y_v(B_{n,j}r)Z(v\varphi)$, где $Y_v(\xi)$ – *бесселева функция порядка $v(n)$* , а $Z(\varphi)$ – *тригонометрическая функция*. Будем иметь:

- 1) в полностью кольцевом реакторе $v = 0, 1, 2, 3, \dots$;
- 2) в кольцевом реакторе с поглощающей перегородкой $v = 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2, \dots$;
- 3) в реакторе-полукольце $v = 1, 2, 3, \dots$.

Тогда, например, при $k=3$ получим собственные значения, соответственно

$$1) B_{0,1} = \frac{3.097}{h}; \quad 2) B_{0,1} = \frac{\pi}{h}; \quad 3) B_{0,1} = \frac{3.271}{h};$$

в то время как в цилиндрическом реакторе ($k = \infty$, $h = R_2$) $B_{0,1} = 2,405/h$. При относительном «утошении» колец, т.е. при $k \rightarrow 1$, числа σ в равенствах типа $B_{0,1} = \sigma/h$ приближаются к числу π .

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ДИНАМИКА

Оценить качественно свойство устойчивости пространственного распределения нейтронов по отношению к возмущениям можно в рамках следующей простой динамической модели. Предположим, что в критическом реакторе с параметрами D , $\nu_f \Sigma_f$ и Σ_a^0 в момент времени $t = 0$ действием системы регулирования произведено глушение реактора. Поэтому будем считать, что при $t > 0$ в нашей модели $\Sigma_a = \Sigma_a^0 + \delta \Sigma_a$.

В диффузионном приближении (без учета утечки нейтронов вдоль оси z) функция распределения $F(r, \varphi, t)$ нестационарного потока нейтронов описывается уравнением

$$D \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial F}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right] + (\nu_f \Sigma_f - \Sigma_a) F = \frac{1}{v} \frac{\partial F}{\partial t}, \quad (15)$$

где v – скорость нейтронов (существование запаздывающих нейтронов можно учесть введением вместо v эффективной скорости $v_{ef} = 1/\Sigma_a T_{ef}$). Уравнение дополняется условиями вида (2) на границах реактора и начальным условием

$$F(r, \varphi, 0) = \Phi_0(r, \varphi). \quad (16)$$

Решение $F(r, \varphi, t)$ нестационарной задачи разыскивается как сумма частных решений, представляемых в форме:

$$f(r, \varphi, t) = \exp(-\alpha t) \Phi(r, \varphi). \quad (17)$$

Уравнение (15) сводится при этом к уравнению (1) с параметром

$$B^2 = \left(\frac{\alpha}{v} + \nu_f \Sigma_f - \Sigma_a^0 - \delta \Sigma_a \right) / D \quad (18)$$

и с теми же условиями на границах для функций $\Phi(r, \varphi)$.

Собственные значения $B_{n,j}^2$ параметра B^2 и соответствующие собственные функции $\Phi_{n,j}(r, \varphi)$ уже описаны выше. При подстановке $B_{n,j}^2$ в формулу (18) получаем значения $\alpha_{n,j}$ для гармоник $F_{n,j}(r, \varphi, t)$ нестационарного распределения нейтронов. Функция $F(r, \varphi, t)$ представляется выражением вида:

$$F(r, \varphi, t) = \sum_{n,j} A_{n,j} \exp(-\alpha_{n,j} t) \Phi_{n,j}(r, \varphi) \quad (19)$$

с коэффициентами, которые определяются начальным условием (16).

Для отдельных гармоник соотношение (18) представляется так:

$$DB_{n,j}^2 = \frac{\alpha_{n,j}}{v} + DB_M^2 - \delta \Sigma_a.$$

Величина B_M^2 введена здесь как материальный параметр *критического* реактора, т.е. $B_M^2 = B_{0,1}^2$. Следовательно, при отклонении от критичности будем иметь $\alpha_{0,1} = v \delta \Sigma_a$ и

$$\alpha_{n,j} = v D (B_{n,j}^2 - B_{0,1}^2) + \alpha_{0,1}. \quad (20)$$

Значение $\alpha_{0,1}$ в штатных режимах допускается если ненулевым, то достаточно близким к нулю, так что все другие числа $\alpha_{n,j}$ положительны. Предметом данного исследования является выяснение того, насколько далеки они от нуля (точнее, от $\alpha_{0,1}$) в реакторах разной формы.

Соотношение пропорциональности между разностями $(\alpha_{n,j} - \alpha_{0,1})$ и $(B_{n,j}^2 - B_{0,1}^2)$ позволяет перейти в качественном анализе непосредственно к сравнению последних величин. Более того, имеет смысл рассматривать отличие чисел $B_{n,j}^2$ от ведущего числа $B_{0,1}^2$ только при ближайших к нулю и единице значениях n и j , причем в реакторах с

одинаковым значением h сравнивать величины $\sigma_{v,j}^2$ вместо $B_{n,j}^2$ в силу равенства (12). Имея в виду указанную выше связь между индексами v и n , перейдем для удобства к обозначению σ_{nj} . При постоянном n (т.е. в конкретном реакторе при постоянном $v(n)$) и увеличении индекса j числа σ_{nj} возрастают весьма быстро. В частности, $\sigma_{0,2}$ отличается от $\sigma_{0,1}$ примерно в два раза (см. таблицы в [4]). Большой интерес представляет расположение чисел σ_{nj} с фиксированным значением j . Наименьшее ненулевое отличие чисел α_{nj} от $\alpha_{0,1}$ определяется, по существу, разностью $\sigma_{1,1}^2 - \sigma_{0,1}^2$.

Принимая далее число π в качестве «единицы измерения» чисел $\sigma_{n,1}$, положим $\sigma_{n,1} = a_n \pi$. Реакторы кольцевой формы сравниваются с эквивалентными линейными при одинаковых значениях h и S . Тогда, в предположении, что все они критические,

$$\alpha_{0,1} = 0, \quad a_0^2 (\pi/h)^2 = B_m^2, \quad a_0^2 (\pi/h)^2 L^2 = K_\infty - 1. \quad (21)$$

Это значит, что в сравниваемых реакторах размножающая способность реакторной среды, необходимая для достижения критичности, характеризуется величиной a_0^2 , а устойчивость поля нейтронов - величиной $b = a_1^2 - a_0^2$. Указанные величины при разных значениях $k = R_2/R_1$ приведены в табл. 1.

При $k = \infty$ полное кольцо вырождается в обычный цилиндрический реактор, кольцо с перегородкой – в цилиндрический реактор с радиальной поглощающей перегородкой и полукольцо – в реактор в виде половины цилиндра, отрезанной по диаметру вдоль оси z .

При $k = 1$ все реакторы становятся, по существу, эквивалентными линейным реакторам бесконечной длины с шириной h . В этом предельном случае стационарное поле нейтронов в высшей мере неустойчиво вследствие непрерывного по n спектра чисел $B_{n,1}^2$ в области $B_{n,1} > B_{0,1}$.

У эквивалентных реакторов в виде кольца и полукольца конечные числа k связаны соотношением

$$\tilde{k} = 1 + \frac{2(\bar{k} - 1)}{3 + \bar{k}}, \quad (22)$$

где \bar{k} и \tilde{k} - значения k для кольца и полукольца соответственно. Поэтому реакторы в виде кольца и полукольца необходимо сравнивать при различных значениях k . Например, если кольцевой реактор имеет $k = 1.2$, то его следует сравнивать с полукольцом при $k = 1.095$. Соотношение (22) назовем условием эквивалентности реакторов в виде кольца и полукольца.

Значения чисел $(a_0)^2$ и $b = (a_1)^2 - (a_0)^2$

Таблица 1

k	ФОРМА РЕАКТОРА									
	Полное кольцо		Кольцо с перегородкой		Полукольцо		Линейный, эквивалентный кольцу с перегородкой		Линейный, эквивалентный полукольцу	
∞	0.586	0.902	1.0000	0.488	1.4876	1.185	1.1013	0.3040	1.4053	1.2158
2.0	0.9882	0.0471	1.0000	0.0353	1.0353	0.1407	1.0113	0.0338	1.0450	0.1351
1.5	0.9959	0.0165	1.0000	0.0123	1.0123	0.0494	1.0041	0.0122	1.0162	0.0486
1.2	0.9992	0.0033	1.0000	0.0025	1.0025	0.0101	1.0008	0.0025	1.0033	0.0100
1.0	1.0000	0.0000	1.0000	0.0000	1.0000	0.0000	1.0000		1.0000	

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты аналитического исследования простейших математических моделей реакторов показывают, что

1) существенным параметром конфигурации кольцевого реактора является число $k = R_2/R_1$;

2) сворачивание длинного линейного реактора в кольцо (или полукольцо) позволяет в проекте оптимизировать его устойчивость к возмущениям варьированием конфигурации кольца с учетом зависимости устойчивости от коэффициента k и величины $b(\pi/h)^2$;

3) при $k \geq 1.2$ кольцевые реакторы имеют несколько большую величину b и, следовательно, более устойчивы, чем эквивалентные линейные реакторы;

4) полукольцо устойчивее полного кольца и кольца с перегородкой при одном и том же значении k (но при этом его длина и, соответственно, площадь активной зоны в два раза меньше), однако оценки показали, что при соблюдении условия эквивалентности (22) полукольцо менее устойчиво, чем полное кольцо и более устойчиво, чем кольцо с перегородкой;

5) чем тоньше кольцо (k ближе к единице), тем меньше величины b и тем меньше их отличие друг от друга в реакторах разной формы.

Следует также заметить, что рассмотренные нами математические модели реакторов не столь примитивны, как может показаться на первый взгляд. Диффузионная теория вполне применима к реакторам больших размеров. Нулевые граничные условия для функции распределения нейтронов следует считать заданными на *экстраполированных* границах. А это значит, что в принципе допускается существование вокруг и внутри кольца отражателей или поглощающих материалов с ненулевым альбедо.

Расчетные исследования моделей с высоким уровнем адекватности позволили бы более глубоко и всесторонне исследовать идею создания кольцевых ядерных реакторов для АЭС. В данной работе показано лишь то, что нет оснований ожидать при переходе к кольцевой геометрии ухудшения свойства управляемости реакторов.

Кроме того, уже сейчас, т.е. на основании изучения приведенных простых моделей, можно сделать ряд практических выводов относительно технической реализации реакторов кольцевой формы. Например, на основании сравнения вариантов полного кольца и кольца с перегородкой (табл.1) можно сделать следующий вывод: оставление в кольце узкого «прохода» для каких-нибудь технологических целей может ухудшить свойство устойчивости реактора.

Авторы благодарят профессора В.В. Коробейникова за интерес к данной работе и полезное обсуждение ее результатов.

Литература

1. Диев Л.В., Рязанов Б.Г., Мурашов А.П. и др. Критические параметры делящихся материалов и ядерная безопасность: Справочник – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 176 с.
2. Мегреблиан Р., Холмс Д. Теория реакторов. – М.: Госатомиздат, 1962.
3. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. – М.: Наука, 1976.
4. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. – М.: Наука, 1968.

Поступила в редакцию 25.12.2003

Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 4 pages, 4 illustration, 1 table. – References 4 titles.

Ultrasonic converters developed for the automated device for the control of taps pipelines 300-800 millimeters in diameter submitted in the given work. The ultrasonic converters prisms design allows to fix a direction of irradiation of a reference reflector of control sample. The layer of attenuation fluctuations provides an optimum combination of a signal/handicap ratio and resolution. The method of transition matrixes is applied for account of the attenuation fluctuations and intermediate layer.

УДК 502.3

Results of Radioecological Expedition on Territory 30-Kilometer Zone of Chernobyl Nuclear Power Plant and Twelve Regions of Russia, Ukraine and Byelorussia in August 1986 \V.K. Oleynik, I.I. Kryshev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 7 pages, 4 tables. – References 12 titles.

The results of radioecological expedition on territory 30-kilometer zone of Chernobyl Nuclear Power Plant and twelve regions of Russia, Ukraine and Byelorussia in August 1986 are presented. The experimental data are given on content of artificial radionuclides (Cs-137, Cs-134, Ru-103, Ru-106, Zr-95, Ce-144, Ce-141) and natural radionuclide K-40 in components aquatic and terrestrial ecosystem: algae, mollusca, fish, water, bottom sediments, mosses, needle of pine, grass and soil. The estimates of dose rates to components of natural biota are performed on the base of obtained experimental data.

УДК 621.039.5.001.57

Method for Description of Fission Fragments by Two Pseudo-Fission Fragments. Theoretical Model \Yu.V. Volkov, O.B. Duginov; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 7 pages, 3 illustration, 2 tables. – References 6 titles.

The model for description of neutron-fission fragments interactions by two pseudo-fission fragments is developed. The methods for ranking of isotopes according to their impact to the neutron balance and determination of the pseudo-fission fragments parameters has been proposed.

УДК 621.039.5.001.57

Elementary Theory of the Ring Nuclear Reactor (Stability of the Ring Reactor) \Yu.V. Volkov, G.Ya. Rumiantsev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 7 pages, 2 illustration, 1 table. – References 4 titles.

Simulators of the ring nuclear reactors are considered in this paper. Influence of geometric parameters of ring configuration on stability of neutron field under distortion is investigated.

УДК 621.039.51

Simulation of Slow Neutron's Transport for TRIGA Reactor \Yu.A. Korovin, A.A. Travleev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 7 pages, 4 illustration, 1 table. – References 10 titles.

The utilization of TRIGA fuel type reactor within a TRADE project requires a detailed analysis of neutron-physics characteristics of the TRIGA core. One of important features of TRIGA fuel – a presence of a moderator – hydrogen in the fuel meat leads to strong negative reactivity feedback. A hydrogen is in the form of zirconium hydride, and a neutron spectrum in the fuel is affected strongly by chemical binding of hydrogen and neighboring atoms in zirconium hydride.

Calculations of multiplication coefficient performed in this work with the help of MCNP code show the importance of taking into account binding effects for some materials used in TRIGA core. Recent evaluations of thermal data for hydrogen in water and in zirconium hydride are reviewed. Some differences in cross-sections from different evaluations are discovered, and an impact of these differences to the multiplication coefficient are displayed.

УДК 621.039.5.001.4

On Possibility of Production ^{242m}Am in the Special Installations \A.L. Kochetkov, Yu.A. Kazansky, V.A. Levchenko, I.P. Matveenko; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 8 pages, 6 illustration, 2 tables. – References 8 titles.