

Значения  $\langle\sigma_c^{28}\rangle/\langle\sigma_f^{25}\rangle$  и  $\rho^{28}$ 

Таблица 5

Параметр	Экспериментальная система	Без воды	С водой
$\langle\sigma_c^{28}\rangle/\langle\sigma_f^{25}\rangle$	Сборка на ИРТ	$(7,50 \pm 0,13) \cdot 10^{-3}$	$(6,16 \pm 0,04) \cdot 10^{-3}$
	Сборка на Ф-1	$(7,23 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$	$(6,04 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$
$\rho^{28}$	Сборка на ИРТ	$0,670 \pm 0,025$	$0,441 \pm 0,009$

В заключение следует отметить повышенную достоверность представленных в настоящей работе результатов, поскольку они получены на системах разных размеров с использованием отличающихся методик и аппаратуры.

Поступила в Редакцию 16/VII 1975 г.  
В окончательной редакции 30/IV 1976 г.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бушуев А. В., Юрова Л. Н. «Атомная энергия», 1969, т. 27, вып. 4, с. 334.
2. Nishiyama Y. «J. Nucl. Sci and Techn.», 1973, v. 9, p. 629.
3. Юрова Л. Н. и др. «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 4, с. 245.
4. Watt D., Ramsden D. High Sensitivity Counting Techniques. Pergamon Press, 1964, p. 277.
5. BNL-325. 3 Ed. V. I. N. Y., 1973.
6. Юрова Л. Н. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 5, с. 412.
7. Сухоручкин С. И. «Атомная техника за рубежом», 1976, № 8, с. 34.
8. Юрова Л. Н. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 1, с. 51.
9. Юрова Л. Н. и др. «Атомная энергия», 1971, т. 34, вып. 6, с. 628.

УДК 621.039.51.12

## Двумерный кинетический расчет ядерного реактора методом конечных элементов

ИСАЕВ Н. В., СЛЕСАРЕВ И. С., ГОРБАТОВ Н. Е., ИВАНОВ А. П.

В практике расчетных исследований ядерных реакторов часто ставится задача о расчете нейтронно-физических характеристик для сред, состоящих из разнотипных областей сложной пространственной конфигурации. Известными расчетными моделями такого типа являются, в частности, двумерные системы, включающие в себя нерегулярный набор гексагональных кассет с различными физическими свойствами.

В последние годы разработаны методы и программы расчета ядерных реакторов, состоящих из шестигранных кассет, в диффузионном [1, 2] и кинетическом [3] приближении. Использование «кассетного» подхода чрезвычайно удобно для проектировщиков ядерных реакторов, так как позволяет получать необходимую информацию по каждой кассете в реакторе. Естественным путем уточнения расчета кассетных моделей реактора является усложнение представления функций потока нейтронов внутри кассеты (например, в виде разложения в ряд по некоторой системе полиномов) или переход к бо-

лее универсальной треугольной сетке, которая допускает дробление ячеек сетки.

В настоящей работе рассмотрен приближенный метод многогруппового кинетического расчета ядерных реакторов с использованием правильной треугольной сетки. В основу расчетной схемы положены идеи метода конечных элементов [4, 5]. Использование кинетического уравнения позволяет точно реализовать условия на внешней границе реактора. В отличие от работы [5] в настоящей статье рассмотрена несамосопряженная форма оператора уравнения Больцмана, которая является более удобной для реализации на ЭВМ. Использование правильной треугольной сетки позволяет получить простую трехточечную схему решения уравнения для реактора, состоящего из шестигранных кассет. Предложенный метод позволяет находить решение не только в узлах расчетной сетки, как это обычно делается в численных методах, но и в любой точке внутри кассеты, так как известна аппроксимирующая функция нейтронного потока внутри ячейки

сетки, а также производить прецизионные расчеты ядерных реакторов, состоящих из резко отличающихся по составу шестигранных касет.

**Конечно-разностная сетка.** Рассмотрим двумерное кинетическое уравнение в виде [6]

$$\hat{L}\Phi^{(g)}(x, y, \mu, \varphi) = \frac{1}{K_{эфф}} \hat{Q}\Phi^{(g)}(x, y, \mu, \varphi), \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{L}\Phi^{(g)}(x, y, \mu, \varphi) = & \\ = \sqrt{1 - \mu^2} \left[ \cos \varphi \frac{\partial}{\partial x} + \sin \varphi \frac{\partial}{\partial y} + \Sigma_{tot}^{(g)} \right] \times & \\ \times \Phi^{(g)}(x, y, \mu, \varphi) - \frac{1}{4\pi} \sum_{p=1}^g \int_{-1}^{+1} d\mu' \int_0^{2\pi} d\varphi' \Sigma_d^{p \rightarrow g} \times & \\ \times (x, y, \mu, \varphi) \Phi^{(p)}(x, y, \mu', \varphi'); & \\ \hat{Q}\Phi^{(g)}(x, y, \mu, \varphi) = \frac{\chi^{(g)}}{4\pi} \sum_{p=1}^G \int_{-1}^{+1} d\mu' \int_0^{2\pi} d\varphi' \nu_f^{(p)} \Sigma_f^{(p)} \times & \\ \times (x, y) \Phi^{(p)}(x, y, \mu', \varphi'); & \end{aligned}$$

$\mu = \cos \omega$ ;  $\mu_0 = \cos \omega \cos \omega' + \sin \omega \sin \omega'$   
 $\cos(\varphi - \varphi')$ ;  $g = 1, 2, \dots, G$  — номер энергетической группы;  $\omega, \varphi$  — направления полета нейтронов;  $\Sigma_{tot}^{(g)}(x, y)$ ,  $\Sigma_f^{(g)}(x, y)$  — полное макроскопическое сечение и сечение деления для нейтронов  $g$ -й группы;  $\Sigma_d^{p \rightarrow g}(x, y, \mu_0)$  — макроскопическое сечение перевода нейтронов из группы  $p$  в  $g$ ;  $\nu_f^{(g)}$  — число вторичных нейтронов, образующихся при одном акте деления;  $\chi^{(g)}$  — доля спектра деления нейтронов  $g$ -й группы;  $K_{эфф}$  — эффективный коэффициент размножения нейтронов.

В качестве граничных условий для уравнения (1) используются условия равенства нулю потока втекающих в реактор нейтронов:

$$\Phi^{(g)}(x, y, \mu, \varphi)|_{\Gamma} = 0; \quad -1 \leq \mu \leq 0; \quad (2a)$$

$$-\frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2},$$

или условие отражения

$$\nabla \Phi^{(g)}(x, y, \mu, \varphi)|_{\Gamma} = 0, \quad (2б)$$

где  $\Gamma$  — внешняя поверхность реактора.

Рассмотрим реактор, конфигурацию которого можно описать с помощью правильных треугольников. Разобьем область определения переменных  $\mu$  и  $\varphi$  на равные интервалы  $\Delta\mu_j$  и  $\Delta\varphi_k$  и проинтегрируем уравнение (1) внутри этих интервалов. Тогда уравнение (1) можно переписать в виде

$$m[\partial\Psi(x, y)/\partial x] + n[\partial\Psi(x, y)/\partial y] + \Sigma(x, y)\Psi(x, y) = q(x, y), \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi(x, y) = & \int_{\Delta\mu_j} d\mu' \int_{\Delta\varphi_k} d\varphi' \Phi(x, y, \mu', \varphi'); * \\ q(x, y) = & \frac{1}{4\pi} \sum_{p=1}^g \int_{\Delta\mu_j} d\mu \int_{\Delta\varphi_k} d\varphi \int_{-1}^{+1} d\mu' \int_0^{2\pi} d\varphi' \Sigma_d^{p \rightarrow g} \times \\ & \times (x, y, \mu', \varphi') \Phi^{(p)}(x, y, \mu, \varphi) + \\ & + \frac{\chi^{(g)}}{4\pi} \sum_{p=1}^G \int_{\Delta\mu_j} d\mu \int_{\Delta\varphi_k} d\varphi \int_{-1}^{+1} d\mu' \int_0^{2\pi} d\varphi' \times \\ & \times \nu_f^{(p)} \Sigma_f^{(p)}(x, y) \Phi^{(p)}(x, y, \mu', \varphi'); \\ m = & \int_{\Delta\mu_j} d\mu \sqrt{1 - \mu^2} \int_{\Delta\varphi_k} \cos \varphi d\varphi/d; \\ n = & \int_{\Delta\mu_j} d\mu \sqrt{1 - \mu^2} \int_{\Delta\varphi_k} \sin \varphi d\varphi/d; \\ d = & \int_{\Delta\mu_j} d\mu \int_{\Delta\varphi_k} d\varphi. \end{aligned}$$

Представим решение уравнения внутри треугольной ячейки в виде плоскости [4]

$$\Psi(x, y) = a + bx + cy. \quad (4)$$

Рассмотрим треугольную ячейку сетки (рис. 1). Подставим в уравнение (4) значения координат точек 1, 2 и 3. Тогда получим

$$\begin{aligned} \Psi_1 = a - cl/2; \\ \Psi_2 = a + cl/2; \\ \Psi_3 = a + bl\sqrt{3}/2. \end{aligned} \quad (5)$$

Решая систему (5), находим

$$\begin{aligned} a = (\Psi_1 + \Psi_2)/2; \\ b = (2\Psi_3 - \Psi_1 - \Psi_2)/l\sqrt{3}; \\ c = (\Psi_2 - \Psi_1). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $\Psi_1$ ,  $\Psi_2$  и  $\Psi_3$  — значения потока нейтронов в точках 1, 2 и 3 соответственно. Подставляя коэффициенты (6) в уравнение (4), получаем

$$\Psi(x, y) = \Psi_1 A_1(x, y) + \Psi_2 A_2(x, y) + \Psi_3 A_3(x, y), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \text{где } A_1(x, y) = \frac{1}{2} - \frac{x}{l\sqrt{3}} - \frac{y}{l}; \quad A_2(x, y) = \frac{1}{2} - \\ - \frac{x}{l\sqrt{3}} + \frac{y}{l}; \quad A_3(x, y) = \frac{2x}{l\sqrt{3}}. \end{aligned}$$

\* Значок  $g$  здесь и ниже опускаем.

Подставим выражение (7) в уравнение (3) и проинтегрируем по площади треугольника с весом  $A_3(x, y)$ . Тогда имеем

$$\int_0^{l\sqrt{3}/2} dx \int_{-(l/2 - \sqrt{3}x/3)}^{l/2 - \sqrt{3}x/3} dy A_3(x, y) \{mb + nc + \Sigma_{tot}(x, y) [A_1(x, y) \Psi_1 + A_2(x, y) \Psi_2 + A_3(x, y) \Psi_3] - [q_1 A_1(x, y) + q_2 A_2(x, y) + q_3 A_3(x, y)]\} = 0, \quad (8)$$

где  $q_1, q_2$  и  $q_3$  — значения источников нейтронов  $q$  в точках 1, 2 и 3 соответственно. В результате интегрирования имеем

$$\Psi_3 = K_1(\Psi_1 + \Psi_2) + K_2(q_1 + q_2) + K_3 q_3, \quad (9)$$

где  $K_1 = (2m/l\sqrt{3} - \Sigma_{tot}/2)/K_4$ ;  $K_2 = 1/(2K_4)$ ;  $K_3 = 1/K_4$ ;  $K_4 = 4m/l\sqrt{3} + \Sigma_{tot}$ .

Если область изменения  $\varphi$  от 0 до  $2\pi$  разбита на шесть равных частей (что удобно для построения сетки и достижения точности, требуемой при расчете реакторов), то

$$m = \frac{3}{\pi} \int_{\Delta\mu_j} d\mu_i \sqrt{1 - \mu^2} \int_{\Delta\varphi_k} \cos \varphi d\varphi. \quad (10)$$

Таким образом можно построить вариационно-разностную схему, в которой по двум известным значениям потоков нейтронов в точках 1 и 2 определяется поток в точке 3.

Схему решения уравнения (9) удобно выполнить за шесть «прогонок» для реализации граничных условий на внешней поверхности реактора. При этом кассеты должны выбираться таким образом, чтобы в уравнении (9) в качестве точек 1 и 2 использовались значения, определенные из граничных условий или из результатов предыдущего шага вычислений.

**Реализация метода.** Описанный метод реализован в виде программы ТР1, написанной на языке АЛГОЛ-60 (транслятор АН ГДР) для ЭВМ типа БЭСМ-6. Программа ТР1 позволяет рассчитывать  $K_{эфф}$  реактора, поля нейтронов и тепловыделения, коэффициент неравномерности, скорости процессов и интегралы от них. Программа реализует граничные условия типа (2а) или (2б) на любой из сторон треугольника. С помощью программы можно рассчитывать: 1/6 и 1/2 симметричного реактора; треугольную ячейку ядерного реактора; реактор произвольной формы (граничные условия ставятся на внешних границах треугольника). Число узловых точек треугольной сетки может достигать 3000, число энергетических групп 26. Максимальное число используемых в расчете энергетических групп  $G_{max}$  может быть определено из неравенства  $(G_{max} + 3) \leq 32000$ . Программа ТР1 имеет блок подготовки макросечений, связанный с 26-групповым нейтронным каталогом БНАБ-70. Время  $\tau$ , затрачиваемое программой ТР1 для расчета реактора на ЭВМ БЭСМ-6, определяется из эмпирической формулы  $\tau = 1,3 \cdot 10^{-3} n_{ит} n_k$  с, где  $n_{ит}$  — полное число внутренних итераций во всех энергетических группах;  $n_k$  — число треугольных ячеек сетки.

**Результаты расчетов.** Расчетные исследования данного метода были направлены на изучение

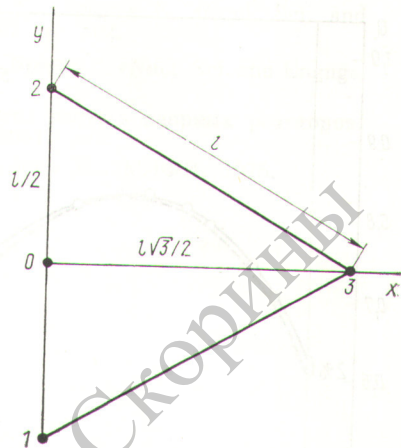


Рис. 1. Нумерация точек в треугольной ячейке

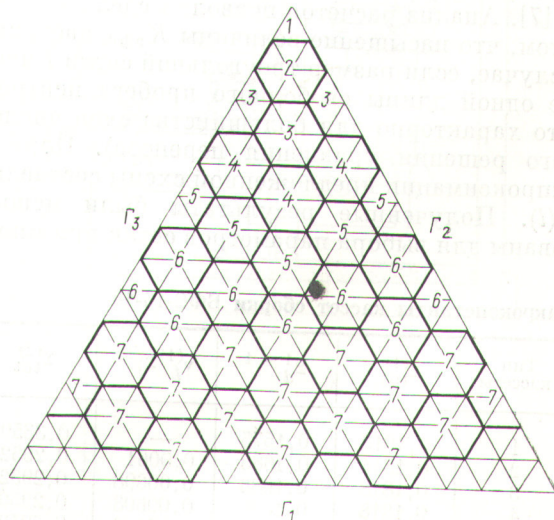
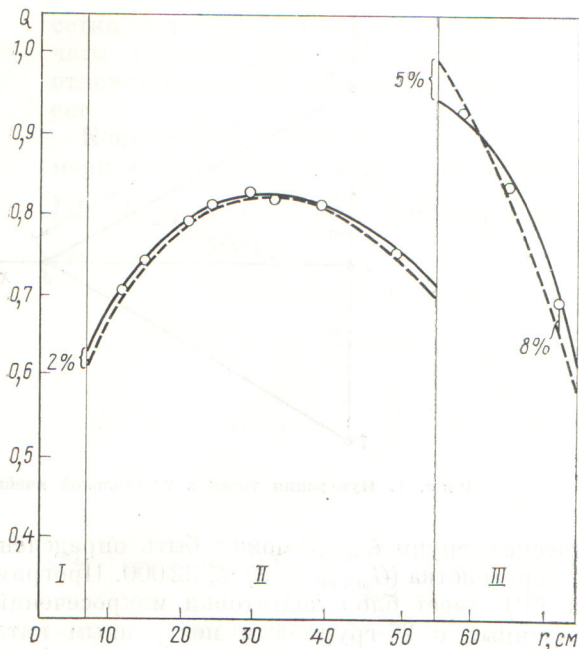


Рис. 2. Кассетная модель сборки БФС-16-10 (1/6). Размер шестигранной кассеты «под ключ» 13,5 см: 1 — компенсирующий поглотитель; 2—5 — зоны малого обогащения; 6 — зона большого обогащения; 7 — боковой экран



Р и с. 3. Распределение полей тепловыделения по радиусу сборки БФС-16-10:

— — — — диффузионный расчет; О — эксперимент; — — — — кинетический расчет; I — компенсирующий поглотитель; II и III — зоны малого и большого обогащения

ние зависимости  $K_{эфф}$  реактора от размера шага используемой треугольной сетки. Результаты этих исследований подробно описаны в работе [7]. Анализ расчетов позволил сделать вывод о том, что насыщение величины  $K_{эфф}$  наступает в случае, если размер треугольной сетки  $l$  меньше одной длины свободного пробега нейтрона (что характерно для большинства схем численного решения уравнения переноса). Порядок аппроксимации предложенной схемы составляет  $O(l)$ . Полученные результаты были использованы для выбора параметров сетки при много-

групповых расчетах сложных кассетных моделей ядерных быстрых реакторов.

На рис. 2 представлена кассетная модель быстрой критической сборки БФС-16-10, предназначенной для исследований физики реактора БН-350. В таблице приведены двухгрупповые макроскопические константы этих типов кассет, полученные из многогруппового расчета в  $P_1$ -приближении [2]. В результате расчета этой критической сборки найдено, что  $K_{эфф} = 1,0023$  и хорошо (до 0,2%) согласуется с экспериментальными данными. Время расчета сборки БФС-16-10 на ЭВМ БЭСМ-6 составляет 4 мин.

На рис. 3 приведены расчетное значение энерговыделения по радиусу сборки БФС-16-10 (по левой грани треугольника, показанного на рис. 2) и для сравнения экспериментальные значения энерговыделения в активной зоне сборки, полученные с помощью камеры деления, а также расчетные распределения, рассчитанные по двухгрупповой диффузионной программе ГЕКС [1]. Энерговыделения нормированы на интеграл делений в активной зоне сборки. Различия в расчетных значениях энерговыделений вблизи раздела зон с различными свойствами достигают 2—8%. Кинетический расчет отличается от эксперимента не более чем на 3%.

На этом примере продемонстрирована применимость предложенного метода для обсчета экспериментов, проводимых на быстрых физических сборках. Следует отметить, что метод может быть использован для прецизионных расчетов ядерных реакторов с любым спектром. Однако ограничения на выбор размера треугольной сетки, присущие схеме численного решения уравнения Больцмана, приводят к тому, что предложенный метод наиболее эффективен для расчета быстрых реакторов.

Поступила в Редакцию 4/III 1975 г.  
В окончательной редакции 26/XII 1975 г.

Макроконстанты кассет сборки БФС-16-10

Тип кассеты	$\Sigma_{tot}^{(1)}$	$\Sigma_d^{1 \rightarrow 1}$	$\nu_f^{(1)} \Sigma_f^{(1)}$	$\Sigma_{tot}^{(2)}$	$\Sigma_d^{2 \rightarrow 2}$	$\nu_f^{(2)} \Sigma_f^{(2)}$	$\Sigma_d^{1 \rightarrow 2}$
1	0,1913	0,1575	—	0,3359	0,2968	—	0,0266
2	0,1814	0,1683	0,0061	0,2952	0,2877	0,0077	0,00877
3	0,1818	0,1686	0,00608	0,2952	0,2877	0,0077	0,00887
4	0,1818	0,1686	0,00608	0,2950	0,2877	0,0077	0,00887
5	0,1811	0,1680	0,00613	0,2942	0,2868	0,00764	0,0087
6	0,1759	0,1621	0,00843	0,2894	0,2800	0,0118	0,00842
7	0,2126	0,1967	0,00255	0,3324	0,3267	0,00327	0,0128

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акимов И. С., Минашин М. Е., Шарапов В. Н. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 6, с. 427.
2. Матвеев В. И. и др. Препринт ФЭИ-499. Обнинск, 1974.
3. Исаев Н. В., Слесарев И. С., Горбатов Н. Е. «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 3, с. 164.
4. Semenza L., Lewis E., Rossow E. «Nucl. Sci. and Engng», 1972, v. 47, p. 302.
5. Miller W., Lewis E., Rossow E. «Nucl. Sci. and Engng», 1973, v. 51, p. 148.
6. Марчук Г. И. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
7. Исаев Н. В. Канд. дис. М., МИФИ, 1975.

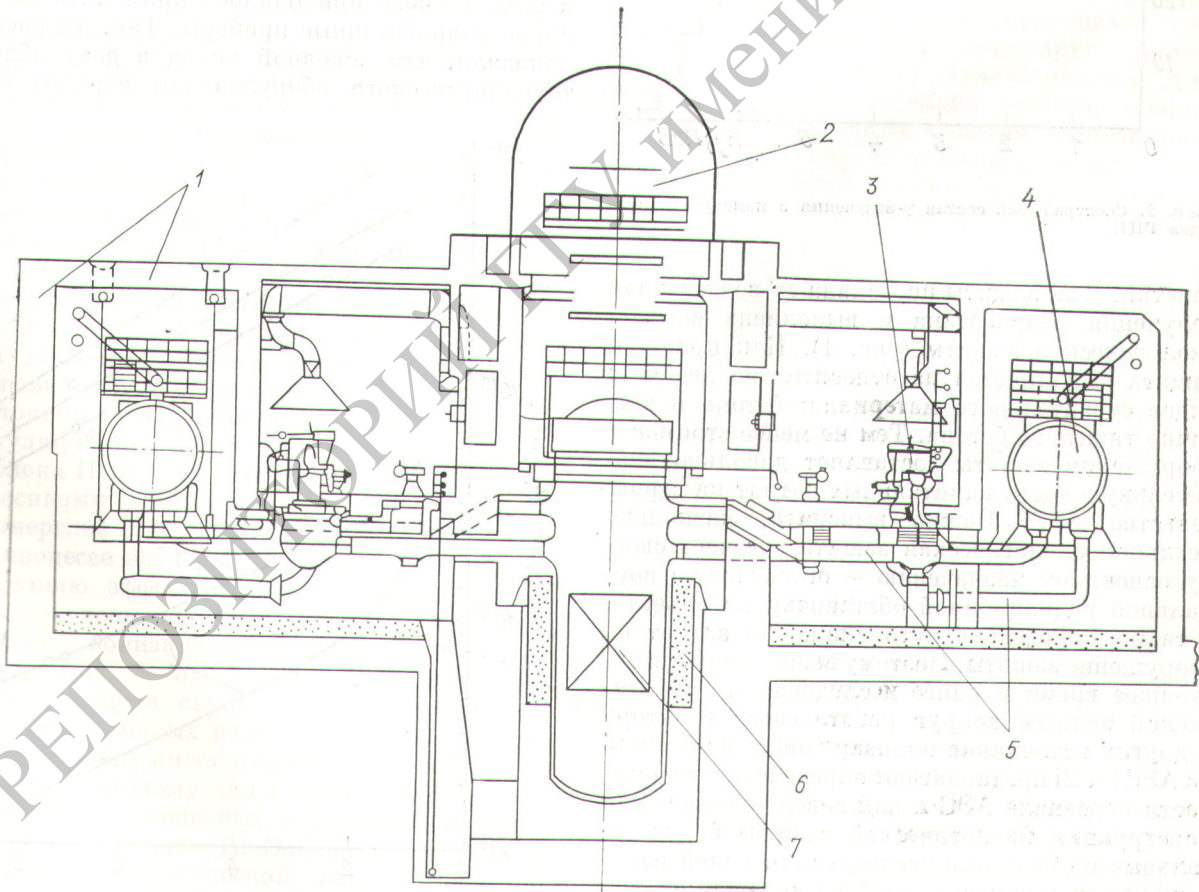
УДК 621.039.584:621.039.538.7

Пусковые испытания эффективности биологической защиты АЭС с ВВЭР

ИЗЬЮРОВ А. С., КУЖИЛЬ А. С., МИРОНОВ В. Н., РЫМАРЕНКО А. И., ЦЫПИН С. Г.

Основными источниками ядерных излучений на атомных электростанциях с водо-водяными энергетическими реакторами являются актив-

ная зона реактора, хранилище отработанного топлива, трубопроводы первого контура с активным теплоносителем, установки спецводо-



Р и с. 1. Компонента биологической защиты ВВЭР-440:

1 — бетонная защита; 2 — защитный кофак; 3 — главный циркуляционный насос; 4 — парогенератор; 5 — магистральные трубопроводы Ду-500; 6 — кольцевой бак с водой; 7 — активная зона реактора