

621.039.5

ISSN 0205-4671

В74 РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

ФГУП “РФЯЦ - ВНИИЭФ”

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика

ядерных реакторов

ВЫПУСК

2004

1

621.039,5

В74

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР "КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

ФГУП "РФЯЦ - ВНИИЭФ"

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Издается с 1989 г.

ВЫПУСК 1

**ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ**

Москва – 2004

42322 НФ

Редакционная коллегия серии:

А.Ю. Гагаринский (главный редактор),
С.М. Зарицкий (зам. главного редактора),
В.Ф. Колесов, С.Д. Малкин, Т.П. Федосеева (отв. секретарь)

Редакционная коллегия выпуска:

В.Ф. Колесов (главный редактор), Е.В. Куличкова (отв. секретарь),
А.М. Войнов (зам. главного редактора), В.Г. Заграфов, М.И. Кувшинов,
С.А. Новиков, И.С. Погребов, В.М. Талызин, В.А. Терехин, В.И. Юферев

В серии "Физика ядерных реакторов" публикуются материалы по следующим вопросам:

- теория и методы расчета ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- проблемы обеспечения расчетных и экспериментальных исследований программами для ЭВМ; описания и аннотации программ, комплексов и систем программ;
- расчетные исследования по физике ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений; исследования отдельных аспектов развития ядерной энергетики;
- экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в перечисленных смежных областях;
- математические проблемы теории переноса и теории реакторов.

В выпусках "Импульсные реакторы и простые критические сборки" публикуются статьи, охватывающие следующие конкретные проблемы;

- кинетика и динамика импульсных реакторов и бустеров аperiodического действия;
- конструкции и физические характеристики действующих или проектируемых импульсных реакторов;
- опыт эксплуатации импульсных реакторов;
- методики и результаты проводимых с помощью импульсных реакторов экспериментов;
- критические и другие нейтронно-физические характеристики простых сборок из делящихся веществ;
- использование интегральных экспериментов на простых критических сборках для проверки многогрупповых нейтронных констант;
- ядерная безопасность импульсных реакторов и простых критических сборок.

Materials related to the topics described below are published in series "Nuclear Reactor Physics";

- theory and calculational methods for nuclear reactors, fusion reactor blankets, radiation shielding and radiation transport;
- codes for calculational and experimental investigations; descriptions and abstracts of codes, code complexes and systems;
- calculational analysis of reactor, blanket and shielding performances and radiation transport; calculational analysis of some nuclear energy development aspects;
- experimental methods and experimental analysis in field of nuclear reactor physics and other above mentioned items;
- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory,

Materials related to the concrete topics described below are published in issues "Pulse Reactors and Simple Critical Assemblies";

- kinetics and dynamics of pulse reactors and boosters of aperiodic action;
- designs and physical characteristics of working and projected pulse reactors;
- operational experience of pulse reactors;
- procedures and results of experiments performed with pulse reactors;
- critical and other neutron-physical characteristics of simple assemblies of fissile material;
- integral experiments as applied to simple critical assemblies to test multigroup neutron constants;
- nuclear safety of pulse reactors and simple critical assemblies.

РАСЧЕТЫ УДАРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ТОПЛИВНОГО РАСТВОРА НА КРЫШКУ КОРПУСА ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА

А. В. Лукин, Д. В. Хмельницкий

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл., а/я 245

Аналитически и с помощью численных расчетов исследованы особенности ударного воздействия жидкого топлива, разлетающегося после импульса делений, на крышку корпуса растворного реактора с цилиндрической активной зоной.

CALCULATIONS OF FUEL SOLUTION SHOCK EFFECT ONTO THE COVER OF THE PULSE REACTOR VESSEL / A. V. LUKIN, D. V. KHMEL'NITSKI // Analytically and by numerical calculations there were studied specific features of shock effect of liquid fuel, sprayed after the fission pulse occurs, onto the solution reactor vessel cover with a cylindrical core.

Введение

Основным фактором, ограничивающим энерговыделение в импульсном растворном реакторе, являются динамические напряжения в корпусе, обусловленные ростом давления в активной зоне (АЗ). Рассматривая воздействие топливного раствора на корпус реактора при генерировании импульса делений, можно выделить две стадии. Первая стадия соответствует импульсу мощности, который сопровождается импульсом давления в топливном растворе, максимальное значение которого определяется суммарным энерговыделением за импульс, длительностью импульса, конфигурацией АЗ. Для цилиндрического корпуса АЗ, в котором топливный раствор имеет одну свободную поверхность на границе с буферным газом, разлет АЗ во время импульса происходит в вертикальном направлении. Свободная поверхность топливного раствора, плоская в начальный момент времени, в течение импульса деформируется, приобретая неоднородный по радиусу профиль. Максимальное давление в топливном растворе во время импульса, как правило, достигается у дна корпуса АЗ в момент времени, приблизительно совпадающий с моментом максимума мощности. В следующие моменты времени по мере спада мощности максимум давления перемещается в области АЗ с наибольшей плотностью удельного энерговыделения, что обусловлено интенсивным выделением растворенного радиолитического газа и испарением воды в образующиеся на треках осколков делений парогазовые пузырьки в этих областях. В настоящее время параметры импульса делений (энерговыделение и его пространственное распределение, полуширина импульса, давление в топливном растворе и др.) удовлетворительно рассчитываются в рамках существующих физико-математических моделей [1-3].

Вторая стадия ударного воздействия на корпус АЗ обусловлена торможением топливного раствора после

импульса делений. Свободная поверхность АЗ после импульса – неплоская, поэтому мощный пик давления обусловлен адиабатическим сжатием буферного газа или ударом топливного раствора непосредственно на крышку корпуса. Часть топливного раствора, движущаяся с наибольшей скоростью, непосредственно взаимодействует с крышкой корпуса, отстающая часть взаимодействует с крышкой через буферный газ.

Первые расчеты давления у крышки корпуса растворного импульсного реактора при торможении разлетающегося топливного раствора буферным газом были выполнены А. Н. Сизовым и др. [2, 3]. Целью настоящей работы является дальнейшее исследование ударного воздействия топливного раствора на крышку корпуса с помощью оценок и численных расчетов.

1. Топливный раствор – несжимаемая жидкость

Рассматривается разлет топливного раствора после импульса делений как плоское одномерное движение идеальной несжимаемой жидкости в цилиндрическом корпусе, со стороны свободной границы которой находится буферный газ. Можно считать, что импульсы давления в жидкости и буферном газе разнесены по времени: импульс давления на дно корпуса по времени примерно совпадает с импульсом делений, пик давления у крышки корпуса возникает значительно позднее при подлете к ней топливного раствора. Пусть к моменту времени t_1 , когда импульс делений в системе закончился и давление на дно корпуса $P(t_1)$ мало по сравнению с максимальным реализованным, объем буферного газа равен V_1 , давление в нем – P_1 . Можно считать, что масса корпуса реактора намного превышает массу топливного раствора, давление буферного газа в момент времени t_1 мало, поэтому импульс несжимаемого топ-

ливного раствора в этот момент времени можно определить как

$$p(t_1) = S \int_0^{t_1} dt P(t),$$

где S – площадь сечения топливного раствора в корпусе.

Кинетическая энергия несжимаемого топливного раствора массой M составит

$$E_k(t_1) = \frac{p^2(t_1)}{2M}.$$

Кинетическая энергия топливного раствора $E_k(t_1)$ расходуется на адиабатическое сжатие идеального буферного газа. В момент t_{\max} полной остановки несжимаемого топливного раствора

$$E_k(t_1) = - \int_{V_1}^{V_{\min}} dVP(V) = \frac{PV_1}{\gamma-1} \left[\left(\frac{V_1}{V_{\min}} \right)^{\gamma-1} - 1 \right],$$

где V_{\min} – объем буферного газа в момент его максимального сжатия; $\gamma \approx 1,4$ – показатель адиабаты для воздуха. Максимальное давление буферного газа составит

$$P_{\max} = P_1 \left(\frac{V_1}{V_{\min}} \right)^{\gamma} = P_1 \left[1 + \frac{(\gamma-1)E_k(t_1)}{P_1 V_1} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \approx \approx P_0 \left[\frac{(\gamma-1)E_k(t_1)}{P_0 V_0} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad (1)$$

где P_0 и V_0 – начальные давление и объем буферного газа перед импульсом делений.

Согласно соотношению (1) для уменьшения максимального давления при ударе топливного раствора о крышку корпуса следует увеличивать массу буферного газа. Наиболее эффективно добиваться этого повышением начального давления буферного газа в корпусе [2]. Увеличение его объема, т. е. пространства над раствором, ведет к увеличению разгонной базы топливного раствора и, следовательно, его кинетической энергии и поэтому менее предпочтительно.

Корпус реактора можно считать неподвижным, поэтому импульс, переданный топливному раствору при ударе о крышку $2p(t_1)$, равен импульсу силы, обусловленной давлением буферного газа и длительностью Δt :

$$\Delta t \approx \frac{1}{P_{\max}} \int_0^{\infty} dt P(t) \approx \frac{2p(t_1)}{P_{\max} S}. \quad (2)$$

Согласно соотношению (2) длительность ударного воздействия на крышку корпуса обратно пропорциональна максимальному давлению буферного газа, произведение этих величин с точностью до постоянной равно импульсу корпуса реактора, обусловленному давлением топливного раствора на его дно в течение импульса делений. Параметры импульса делений сравнительно слабо зависят от начального объема и давления буферного газа, поэтому согласно (1), (2), увеличивая

начальное давление газа в корпусе, можно уменьшать пиковое давление на крышку, во столько же раз растягивая во времени этот процесс. Уменьшению максимального давления буферного газа также способствуют конструктивные особенности корпуса реактора, направленные на увеличение длительности процесса передачи импульса топливным раствором, например, в виде “лабиринта” в корпусе реактора ИГРИК [1, 3, 4].

Условие несжимаемости жидкости ограничивает область применимости формул (1), (2) небольшими импульсами топливного раствора $p(t_1)$ и не слишком малым начальным давлением буферного газа P_0 . Так, из формулы (1) следует, что при ограниченной кинетической энергии топливного раствора максимальное давление буферного газа может быть сколько угодно большим при $P_0 \rightarrow 0$. Реально ограничение этой величины обусловлено сжимаемостью топливного раствора.

2. Топливный раствор с учетом сжимаемости

Воздействие топливного раствора с учетом его сжимаемости на крышку корпуса исследуется на примере следующей модельной задачи. Идеальная сжимаемая жидкость движется вдоль оси Z с постоянной по объему начальной скоростью $u(z, t=0) = u_0$. Нижняя граница жидкости свободна $P(z=0, t) = 0$, на верхней границе в момент $t=0$ возникает контакт с упругой средой. В результате взаимодействия жидкости со средой на их границе действует давление $P(z=L, t) = k \Delta Z(L, t)$, где $\Delta Z(L, t) = Z(L, t) - L$ – смещение границы от своего начального положения $z=L$; k – коэффициент, определяющий упругие свойства среды. Уравнения движения жидкости в лагранжевых координатах (z) имеют вид [5]

$$\rho_0 \frac{du(z, t)}{dt} = - \frac{dP(z, t)}{dz}; \quad \rho_0 dz = \rho(z, t) dZ(z, t), \quad (3)$$

где $\rho(z, t)$ – плотность жидкости; ρ_0 – ее начальное значение.

Для уравнения состояния воды при постоянной температуре в виде [6]

$$P(v) = -a \frac{v - v_0}{v_0}, \quad (4)$$

где $a = 2,33 \cdot 10^4$ бар; $v_0 = \rho_0^{-1}$ и $v = \rho^{-1}$ – начальный и текущий удельный объем, комбинируя уравнения (3) и (4), можно получить уравнение для смещения

$$\frac{\partial^2 \Delta Z(z, t)}{\partial t^2} = \frac{a}{\rho_0} \frac{\partial^2 \Delta Z(z, t)}{\partial z^2} \quad (5)$$

с начальными и граничными условиями

$$\frac{\partial \Delta Z(0, t)}{\partial z} = 0; \quad \Delta Z(L, t) + \frac{a}{k} \frac{d \Delta Z(L, t)}{dz} = 0;$$

$$\Delta Z(z, 0) = 0; \quad \frac{d \Delta Z(z, 0)}{dt} = u_0. \quad (6)$$

Решение уравнений (5), (6) относительно давления на границе жидкости имеет вид

$$P(t) = k\Delta Z(L, t) = \rho_0 u_0 c \varphi(\chi, t/T);$$

$$\varphi(\chi, x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{1 + \chi + \chi^2 \omega_n^2} \frac{\sin(\omega_n x)}{dt}, \quad (7)$$

где $c = \sqrt{a/\rho_0}$ – скорость звука в жидкости; $T = L/c$;

$\chi = \frac{a}{kL}$; $\omega_n, n = 1, 2, 3, \dots$ – корни уравнения $\omega \operatorname{tg}(\omega) = \chi^{-1}$.

На рис. 1 для нескольких значений χ представлена зависимость функции $\varphi(\chi, x)$, рассчитанная по формуле (7). Зависимость максимального по переменной x значения этой функции $\varphi_{\max}(\chi)$ от параметра χ приведена на рис. 2.

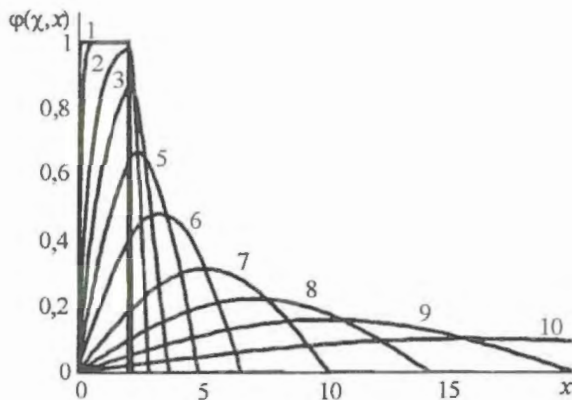


Рис. 1. Зависимость $\varphi(\chi, x)$ при $\chi = 0,01$ (1); $0,1$ (2); $0,5$ (3); $1,0$ (4); $2,0$ (5); $4,0$ (6); 10 (7); 20 (8); 40 (9); 100 (10)

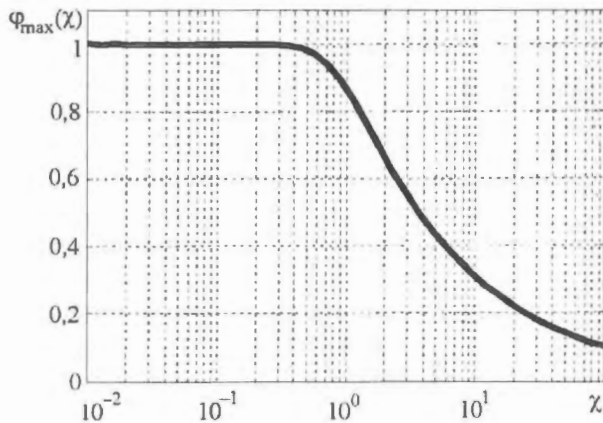


Рис. 2. Зависимость $\varphi_{\max}(\chi)$

При отсутствии буферного газа топливный раствор воздействует непосредственно на крышку корпуса, сжимаемостью материала которого по сравнению со сжимаемостью раствора можно пренебречь, поэтому $k \gg a/L$, $\chi \ll 1$, $\omega_n = \pi(n-0,5)$ и

$$\varphi(\chi, t/T) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin(\pi(n-0,5)t/T)}{\pi(n-0,5)} = \begin{cases} 1, & 0 < t < 2T, \\ 0, & t > 2T. \end{cases} \quad (8)$$

Согласно (7), (8) удар в крышку корпуса в этом случае представляет собой прямоугольный импульс давления с амплитудой $\rho_0 u_0 c$ и длительностью

$$\Delta t = 2T = 2L \sqrt{\frac{\rho_0}{a}}.$$

Другой предельный случай соответствует удару топливного раствора в крышку корпуса через буферный газ. Здесь сжимаемость жидкости много меньше сжимаемости упругой среды, поэтому $k \ll a/L$, $\chi \gg 1$, $\omega_1 \approx \chi^{-1/2}$, $\omega_n \approx \pi n$, $n = 2, 3, \dots$ и

$$\varphi(\chi, t/T) \approx \frac{1}{\sqrt{\chi}} \sin\left(\frac{1}{\sqrt{\chi}} \frac{t}{T}\right). \quad (9)$$

Максимум давления наблюдается в момент времени

$$t_{\max} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\rho_0 L}{k}} \text{ и составляет}$$

$$P(t_{\max}) = \rho_0 u_0 c \varphi(\chi, t_{\max}/T) \approx \frac{\rho_0 u_0 c}{\sqrt{\chi}} = u_0 \sqrt{\rho_0 k L}. \quad (10)$$

Таким образом, максимальное давление наблюдается при взаимодействии жидкости с жесткой стенкой, определяется только характеристиками жидкости (скорость, плотность и сжимаемость) и является предельным вне зависимости от свойств жесткой стенки. Для снижения максимального давления следует использовать более сжимаемые по сравнению с топливным раствором буферные среды. Топливный раствор можно считать несжимаемым, если максимальное давление значительно меньше предельно возможного, т.е.

$\frac{P_{\max}}{\rho_0 u_0 c} \approx \chi^{-1/2} \ll 1$. В противном случае необходимо

учитывать сжимаемость жидкости.

3. Расчеты ударного давления в буферном газе по программе DSPR

Более детальное по сравнению с разделом 1 исследование ударного давления в буферном газе проводилось с помощью численных расчетов по программе DSPR, одной из основных особенностей которой является приближение “крупных” областей при моделировании движения жидкости [1]. Расчеты проводились для цилиндрической АЗ с постоянным сечением топливного раствора и его одномерным плоским движением. Высота топливного раствора $L = 75$ см, буферный газ считался идеальным, его сжатие – адиабатическим. Расчеты для всех вариантов проводились с одними нейтронно-физическими характеристиками и одной начальной реактивностью. Высота объема над топливным раствором (H), занимаемого буферным газом, и начальное давление буферного газа P_0 варьировались.

Для всех вариантов было получено, что средняя плотность энерговыделения в топливном растворе $\varepsilon(t_1) \approx 1,1$ кДж/см³, полуширина импульса делений $\tau \approx 2,2$ мс, максимальное давление t на дно корпуса

$$P_{д \max} \approx 190 \text{ бар}, J_{д}(t_1) = \int_0^{t_1} dt P_{д}(t) \approx 0,39 \text{ бар} \cdot \text{с} \text{ при}$$

$t_1 = 7 \text{ мс}$. Максимальное ударное давление (на границе

$$\text{раствора) } P_{\max}, \text{ полуширина } \Delta t, \text{ интеграл } J_p = \int_{t_1}^{t_2} dt P(t),$$

где t_2 – момент времени, соответствующий окончанию расчета, приведены в табл. 1 для различных H и P_0 . Временная зависимость давления на дно корпуса для варианта 1 в табл. 1 показана на рис. 3. Временные зависимости давления буферного газа представлены на рис. 4. Опыт расчетов по программе DSPR, а также представленные данные позволяют сделать следующие выводы.

1. Пиковое давление буферного газа сильно зависит от энерговыделения в топливном растворе за импульс. В специальных расчетах было показано, что снижение плотности энерговыделения в топливном растворе, например, до 0,81 и 0,56 кДж/см³ приводит к снижению максимального давления в буферном газе соответственно до 2,8 и 0,31 кбар.

2. Как отмечалось в разделе 1, к снижению пика давления ведет повышение начального давления буферного газа (рис. 4). В области значений параметров, где раствор нельзя считать несжимаемым, эта зависимость не столь резкая, как это следует из формулы (1).

3. Интеграл от давления буферного газа по времени J_p (табл. 2), пропорциональный импульсу раствора после окончания импульса делений, практически не зависит от начального давления буферного газа в корпусе реактора. Несколько меньшие значения J_p для импульсов с $P_0 = 6$ и 8 бар (варианты 4 и 5 в табл. 1) обусловлены прекращением расчета до момента полного спада давления буферного газа в пике из-за потери устойчивости численной схемы.

4. Увеличение расстояния от свободной поверхности раствора до крышки корпуса при прочих равных условиях вызывает сдвиг пика давления буферного газа на позднее время и повышение его максимума за счет увеличения импульса (и кинетической энергии) топливного раствора во время разлета, обусловленного увеличением разгонной базы.

5. На сжатие буферного газа расходуется не вся кинетическая энергия движущегося топливного раствора. Так, для импульса делений с $H = 45 \text{ см}$, $P_0 = 1 \text{ бар}$ в момент времени $t_1 = 7 \text{ мс}$ кинетическая энергия и импульс топливного раствора составили $E_k(t_1) = 0,54 \text{ МДж}$ и $p(t_1) = 7,0 \cdot 10^3 \text{ (кг} \cdot \text{м)/с}$, а на сжатие буферного газа было затрачено 0,22 МДж при изменении импульса топливного раствора при отражении от крышки корпуса $\Delta p = 5,4 \cdot 10^3 \text{ (кг} \cdot \text{м)/с}$. Эти результаты свидетельствуют, что после пика давления буферного газа топливный раствор как целое продолжает двигать-

ся в направлении крышки, и спустя некоторое время после первого пика давления можно ожидать повторного, более слабого пика давления буферного газа.

Таблица 1

Расчетные параметры импульсов делений

Номер варианта	H , см	P_0 , бар	P_{\max} , кбар	Δt , мс	J_p , бар·с
1	45	1	7,1	0,031	0,30
2	45	2	4,6	0,045	0,30
3	45	4	2,1	0,099	0,30
4	45	6	1,2	0,173	0,28
5	45	8	8,5	~ 0,27	~ 0,26
6	25	1	4,7	0,036	0,21
7	35	1	6,1	0,033	0,26
8	55	1	8,0	0,031	0,33

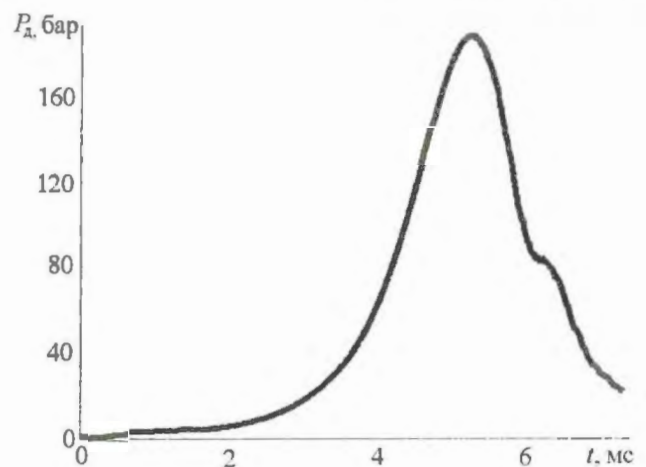


Рис. 3. Зависимость давления топливного раствора на дно корпуса $P_{д}(t)$ от времени t для импульса делений с $P_0 = 1 \text{ бар}$, $H = 45 \text{ см}$

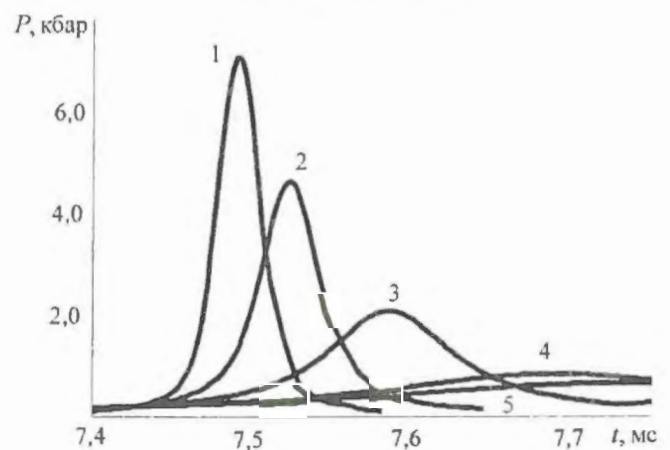


Рис. 4. Зависимость давления буферного газа $P(t)$ от времени t импульсов с $H = 45 \text{ см}$ при значениях P_0 (бар) = 1 (1); 2 (2); 4 (3); 6 (4); 8 (5)

6. Согласно данным табл. 1 наибольшее расчетное значение давления буферного газа $P_{\max} = 7,1 \text{ кбар}$, полученное для импульса с $H = 45 \text{ см}$, $P_{00} = 1 \text{ бар}$ (вариант 1 в табл. 1), в два раза превышает аналитическую

оценку максимального давления при ударе раствора о неподвижную жесткую крышку корпуса $P_{\max}(\chi \rightarrow 0) = (u\sqrt{\rho_0 a})_{\max} \sim 3,5$ кбар. Это обстоятельство свидетельствует о том, что модель "крупных" областей [1] не применима для расчетного исследования достаточно сильного удара топливного раствора о крышку корпуса из-за невозможности моделирования возникающих в таком процессе ударных волн.

4. Численное моделирование взаимодействия разлетающегося топливного раствора с крышкой корпуса

Численное моделирование взаимодействия разлетающегося после импульса делений топливного раствора с крышкой корпуса, учитывающее распространение ударных волн (сильных разрывов параметров), проводилось с использованием следующих приближений:

– движение топливного раствора, моделирующее удар в крышку корпуса, рассматривалось при временах $t \geq t_1$, существенно превышающих время энерговыделения в течение времени импульса делений;

– в качестве начальных распределений по высоте топливного раствора скорости движения вещества, давления, плотности и объемной доли газовой фазы принимались результаты расчета по программе DSPR на момент времени t_1 ;

– рассматривалось одномерное плоское движение топливного раствора как идеально сжимаемой жидкости в лагранжевых координатах;

– температура жидкой и газообразной фаз топливного раствора полагалась одинаковой и неизменной, парообразованием и процессами растворения или выделения радиолитического газа пренебрегалось.

В рамках описанной модели поведение системы, состоящей из топливного раствора, буферного газа и жесткой крышки корпуса, описывалось уравнениями состояния и движения. Уравнения состояния для жидкой фазы топливного раствора в виде (4) и идеального газа для парогазовых пузырьков, используемые в программе DSPR, были преобразованы к виду

$$P(t) = P_1 - a \left[\frac{v(t) - v_1}{v_0} + g_1 \left(1 - \frac{P_1}{P(t)} \right) \right], \quad (11)$$

где удельный объем раствора $v_1 = v(z, t_1)$, давление $P_1 = P(z, t_1)$ и объемная (по отношению к начальному объему АЗ) доля газовой фазы в растворе $g_1 = g(z, t_1)$ соответствуют моменту времени t_1 окончания по программе DSPR.

Уравнения движения идеальной жидкости сформулированы в лагранжевых координатах z , которые соответствуют в рассматриваемом случае координатам в момент времени t_1 . Для решения уравнений движения использовался конечно-разностный метод Мейдера [5] с однородной консервативной схемой с псевдовязко-

стью, позволяющий рассчитывать течения жидкости с ударными волнами, а также с контактными разрывами и границами с динамическими граничными условиями.

При построении пространственно-временной сетки высота АЗ, равная L , равномерно разбивается на N ячеек ($\Delta z = L/N$). Нумерация ячеек с 1 до N , нумерация узлов от 0 (нижний) до N (верхний). Нижняя и верхняя фиктивные ячейки имеют индексы 0 и $N+1$ соответственно. Разностная сетка по времени определяется совокупностью целых t_j и полуцелых $t_{j+1/2}$ временных слоев. На такой сетке эйлерова координата $Z_{i,j}$ определяется в узлах z_i и на целых временных слоях t_j ; скорость $u_{i,j}$ – в узлах z_i и на полуцелых временных слоях $\bar{t}_j = (t_{j-1} + t_j)/2$; давление $P_{i,j}$ и плотность $\rho_{i,j}$ (удельный объем $v_{i,j}$) – в центрах ячеек $\bar{z}_i = (z_{i-1} + z_i)/2$ на целых временных слоях t_j ; псевдовязкость $q_{i,j}$ – в центрах ячеек \bar{z}_j на полуцелых слоях \bar{t}_j .

Группа узлов начального временного слоя $t_{j=0}$ и ближайшего к нему полуцелого слоя $\bar{t}_{j=0}$ предназначена для задания начальных условий: $Z_{i,j=0} = z_i$, $u_{i,j=0} = u_{0i}$; $\rho_{i,j=0} = \rho_{0i}$, $P_{i,j=0} = P(\rho_{0i})$, $q_{i,j} = q(\rho_{0i}, u_{0i})$, $i = 1, \dots, N$. Условие на нижней границе $u_{i=0,j} = 0$. В верхней фиктивной ячейке задается давление буферного газа

$$P_{i=N+1,j} = P = P_0 \left(\frac{H_0}{H_0 + L - Z_{i=N+1,j}} \right)^{\gamma}.$$

При моделировании удара топливного раствора непосредственно о жесткую крышку корпуса верхняя граница топливного раствора считается неподвижной, в качестве граничного условия задается равенство нулю скорости движения верхней границы раствора $u_{i=N,j} = 0$. Скорость на новом временном слое \bar{t}_{j+1} находится из уравнения

$$u_{i,j+1} = u_{i,j} + \frac{\Delta t_j (P_{i,j} + q_{i,j}) - (P_{i+1,j} + q_{i+1,j})}{\Delta z \cdot 0,5 \cdot (\rho_{0i} + \rho_{0i+1})}, \quad (12)$$

где в зависимости от условия на верхней границе $i = 1, \dots, N$, если задано давление буферного газа, либо $i = 1, \dots, (N-1)$ при неподвижной границе. Сеточная функция комбинированной псевдовязкости задается выражением [5]

$$q_{i,j} = \begin{cases} 0, & u_{i+1,j} \geq u_{i,j}, \\ -\lambda_n \rho_{i,j} c_{i,j} (u_{i+1,j} - u_{i,j}) + \lambda_k \rho_{i,j} (u_{i+1,j} - u_{i,j})^2, & u_{i+1,j} < u_{i,j}, \end{cases} \quad (13)$$

в котором $\lambda_n = 0,5$ и $\lambda_k = 1$ – коэффициенты линейной и квадратичной псевдовязкости; $c_{i,j}$ – местная ско-

рость звука, выраженная с учетом явного вида уравнения состояния по формуле

$$c_{i,j} = \sqrt{\left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_{\bar{z}, \bar{t}_j}} = \frac{1}{\rho_{i,j}} \sqrt{\frac{a\rho_0}{1 + \frac{ag_1(\bar{z}_j)P_1(\bar{z}_j)}{P_{i,j}^2}}} \quad (14)$$

Значения эйлеровых координат

$$Z_{i,j+1} = Z_{i,j} + \Delta t_j u_{i,j+1}, \quad i = 0, \dots, N \quad (15)$$

используются при расчете плотности из уравнения непрерывности и давления из уравнения состояния в каждой ячейке на новом временном \bar{t}_{j+1} слое

$$\rho_{i,j+1} = \rho_{0i} \frac{\Delta z}{Z_{i,j+1} - Z_{i-1,j+1}}, \quad P_{i,j+1} = P(\rho_{i,j+1}),$$

$$i = 1, \dots, N. \quad (16)$$

Рассматриваемая разностная схема является явной, поэтому для обеспечения сходимости накладывалось ограничение на выбор шага по времени при переходе на новый временной слой (условие устойчивости Куранта [5])

$$\Delta t_j = \bar{t}_{j+1} - \bar{t}_j = t_{j+1} - t_j \leq \min_{1 \leq i \leq N} \left(Kr \frac{\rho_{0i} \Delta z}{\rho_{i,j} c_{i,j}} \right), \quad (17)$$

в котором число Куранта выбиралось равным $Kr = 0,1$.

Тестирование конечно-разностной схемы проводилось на примере модельной задачи об ударе жидкости о жесткую неподвижную стенку при $\chi \rightarrow 0$ (см. разд. 2). На рис. 5 представлены зависимости функции $\varphi(0, x)$ от времени в относительных единицах $x = t/T$, полученные численно и с использованием выражения (7). При хорошем согласии результатов небольшое "размытие" формы импульса давления связано с введением в разностные уравнения движения псевдовязкости.

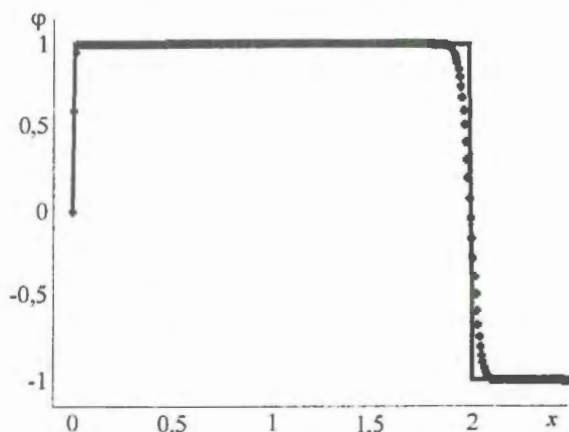


Рис. 5. Функция $\varphi(0, x)$: линия – расчет по формуле (7); точки – численное решение уравнений (3)

Значение характеристик топливного раствора на момент времени t_1 после окончания импульса деления (скорость движения вещества, давление, плотность и объемная доля газовой фазы) были получены с исполь-

зованием программы DSPR для АЗ, описанной в разделе 3. Импульс для АЗ с $H = 45$ см, $P_0 = 1$ бар считался базовым, варьировались начальные давления буферного газа P_0 и расстояние от поверхности раствора до крышки корпуса H . Момент t_1 соответствовал времени, при котором в процессе расчета по программе DSPR давление на верхней границе топливного раствора, равное давлению буферного газа, составляло 95 % от среднего давления по последней, 15-й "крупной" области.

На рис. 6 представлены распределения давления, плотности, объемной доли газовой фазы и скорости движения вещества по высоте АЗ в момент времени t_1 для вариантов, отличающихся значением P_0 . Точки – результаты расчета по программе DSPR, линии – их интерполяция кубическими сплайнами. Согласно данным на рис. 6 начальное давление буферного газа слабо влияет на распределение этих величин в приграничных со свободной поверхностью областях раствора.

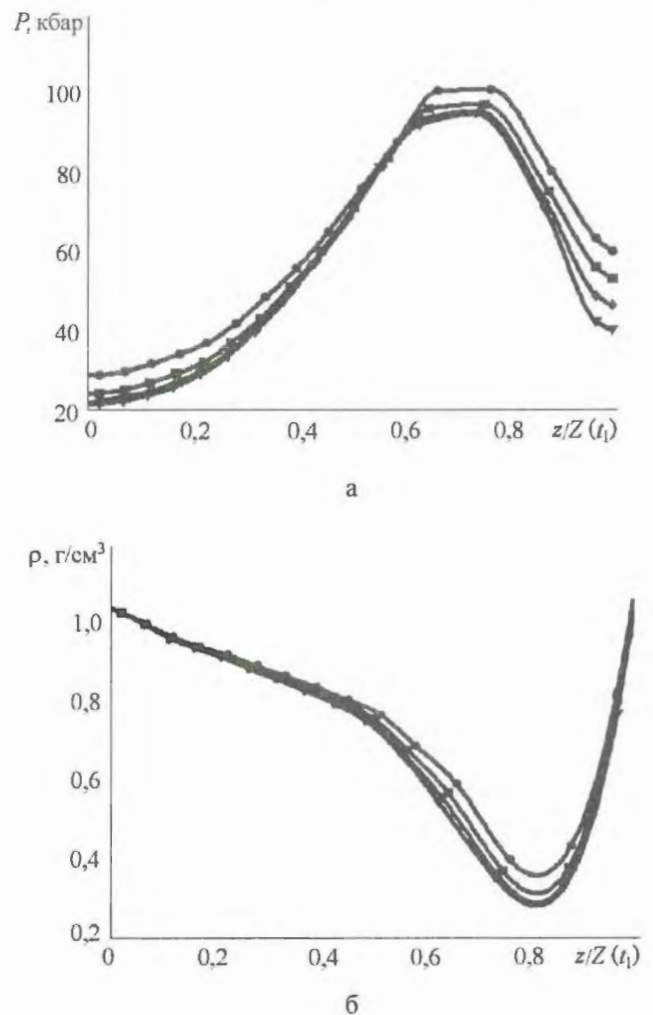


Рис. 6. Распределение давления P (а), плотности ρ (б), объемной доли газовой фазы по отношению к начальному объему раствора g (в) и скорости в U (г) по высоте топливного раствора в отн. ед. $z/Z(t_1)$ в момент времени t_1 при $H = 45$ и P_0 (бар) = 1 (▼); 2 (■); 4 (◆); 8 (●). Окончание рисунка см. на с. 9

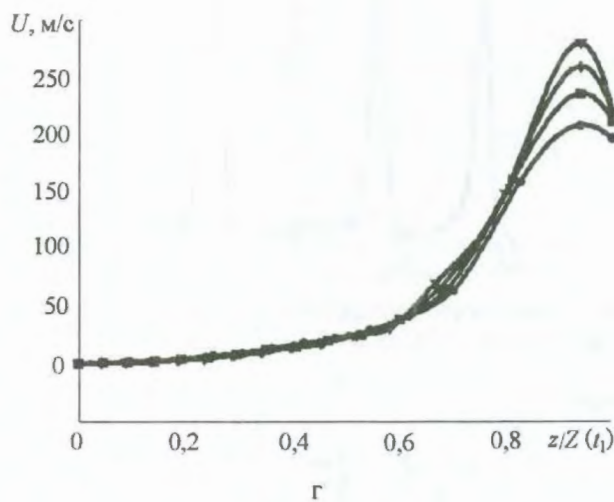
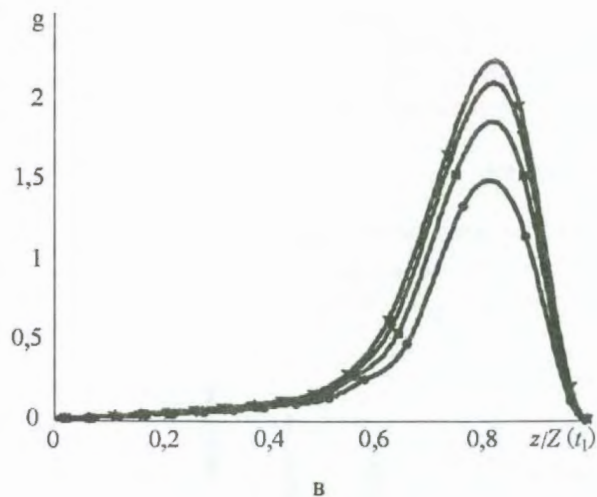


Рис. 6. Окончание

Более сильное влияние на последние два параметра проявляется лишь в областях раствора с повышенной плотностью энерговыделения (максимум достигался в области 60–65 см). Расчеты по программе DSPR пока-

зали, что варьирование H сильнее сказывается на характеристиках раствора в момент t_1 , хотя и в этом случае их изменение на свободной границе топливного раствора мало. Исключение составляет скорость движения вещества, значения которой изменяются от 150 до 250 м/с при изменении H от 25 до 55 см.

Расчеты параметров импульса давления при торможении топливного раствора у крышки корпуса проводились по программе CSAW, созданной с использованием пакета прикладных программ Borland Pascal 7.0 и реализующей численное решение системы конечно-разностных уравнений (12)–(17). Начальный объем раствора – объем раствора на момент времени t_1 – разбивался равномерно на $N = 300$ ячеек. Временной шаг, через который производилась выдача результатов о характеристиках раствора, составлял $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6}$ с. В качестве результатов расчета на каждом шаге в файл записывались значения давления и плотности каждой из N ячеек, а также скорости движения вещества в каждом из $N + 1$ узлов.

Результаты расчетов при различных H и P_0 приведены в табл. 2 и на рис. 7–10. Обозначения величин в табл. 2 такие же, как в табл. 1; дополнительно в табл. 2 приведены значения следующих параметров в момент t_1 : $Z(t_1)$ – координата верхней границы раствора; $P(t_1)$ – давление на этой границе (равно давлению буферного газа в момент t_1); $p(t_1)$ – импульс топливного раствора на единицу площади поперечного сечения; $\epsilon_k(t_1)$ – удельная кинетическая энергия топливного

раствора. Величина $J_p = \int_{t_1}^{t_2} dt P(t)$ соответствует моменту времени $t_2 = 8,7$ мс.

На рис. 7 показаны распределения давления и скорости по высоте раствора в разные моменты времени для удара в крышку при $P_0 = 1$ бар и $H = 45$ см. Жир-

Таблица 2

Расчетные параметры давления при торможении раствора

Номер варианта	H , см	P_0 , бар	t_1 , мс	$Z(t_1)$, см	$P(t_1)$, бар	$p(t_1)$, бар·с	$\epsilon_k(t_1)$, Дж/г	P_{\max} , кбар	Δt , мс	J_p , бар·с
1	45	1	7,324	116,82	41	0,41	4,9	3,52	0,080	0,45
2	25	1	6,492	98,18	39	0,37	2,6	2,42	0,080	0,49
3	35	1	6,946	107,53	41	0,39	3,7	3,05	0,079	0,48
4	55	1	7,656	126,08	40	0,43	6,1	3,90	0,082	0,45
5	45	2	7,286	115,28	47	0,40	4,5	2,95	0,098	0,45
6	45	4	7,224	112,96	54	0,39	3,9	2,03	0,148	0,49
7	45	8	7,116	109,40	61	0,38	3,3	1,10	0,304	0,52
8	25	0	6,554	100	1,0	0,37	2,7	2,53	0,037	0,49
9	35	0	6,996	110	1,0	0,40	3,8	3,10	0,036	0,46
10	45	0	7,384	120	1,0	0,41	4,9	3,56	0,036	0,44
11	55	0	7,728	130	1,0	0,42	6,1	3,95	0,036	0,42

ная штрих-пунктирная линия соответствует распределению в момент времени t_1 ; остальные линии соответствуют распределению с момента достижения максимума давления буферного газа с интервалом 0,3 мс; сплошные линии – до момента отражения ударной волны от дна корпуса, штриховые – после отражения. Максимум давления буферного газа соответствует полному торможению верхней границы раствора и достигается в момент $t_{\max} = 7,469$ мс (расстояние от верхней границы раствора до стенки в этот момент составляет $\sim 0,1$ см). После этого момента времени по раствору вниз распространяется ударная волна (сильный разрыв), амплитуда и скорость которой уменьшаются в областях раствора с большим содержанием газовой фазы (средние области) и возрастают в областях, где содержание газа и пара мало (в нижней части АЗ).

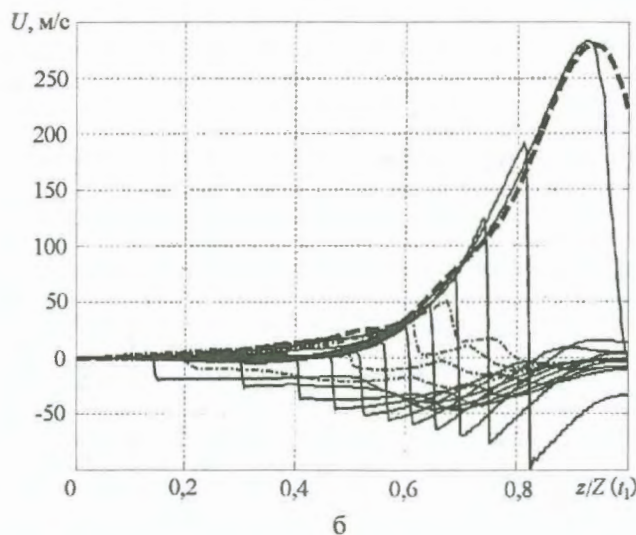
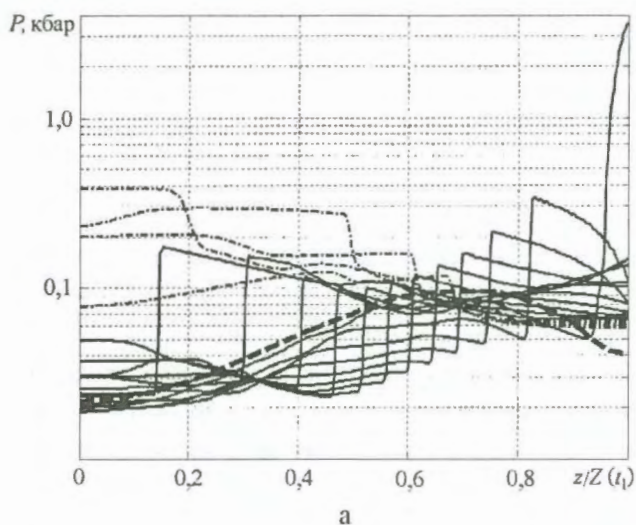


Рис. 7. Распределения давления P (а) и скорости U (б) по высоте раствора в отн. ед. $z/Z(t_1)$ в различные моменты времени при $H = 45$ см, $P_0 = 1$ бар

На рис. 8 показаны временные формы импульсов давления буферного газа при различных значениях H . Можно заметить, что максимальное давление пропорционально скорости границы раствора: при увеличении

скорости от 150 до 250 м/с давление возрастает от 2,4 до 3,9 кбар (варианты 1–4 в табл. 2). При этом рассчитанные значения хорошо (отличие менее 3 %) согласуются с аналитической оценкой по формуле

$$P_{\max} = u(z_N) \sqrt{\frac{a}{v_0}} \quad (\text{см. разд. 2}).$$

Такое согласие означает, что при начальном давлении $P_0 = 1$ бар наличие буферного газа не влияет на максимальное давление при торможении раствора у крышки корпуса.

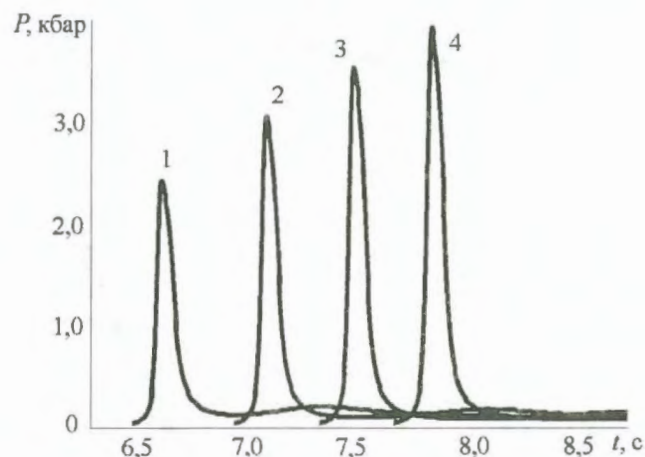


Рис. 8. Зависимость давления буферного газа P от времени t при $P_0 = 1$ бар и H (см) = 25 (1); 35 (2); 45 (3) и 55 (4)

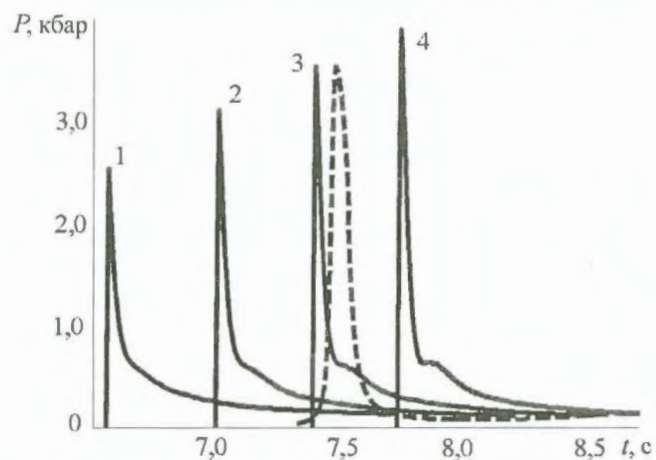


Рис. 9. Зависимость давления на верхней границе раствора P от времени t в отсутствие буферного газа при H (см) = 25 (1); 35 (2); 45 (3) и 55 (4)

На рис. 9 показаны временные формы импульсов давления при ударе топливного раствора непосредственно в крышку корпуса в отсутствие буферного газа при различных значениях H (варианты 8–11 в табл. 2). Здесь же штриховой линией для сравнения показан импульс давления буферного газа при $P_0 = 1$ бар, $H = 45$ см. Согласно представленным данным при всех значениях H пиковое давление при ударе топливного раствора непосредственно в крышку и через буферный газ практически совпадают (варианты 1–4 и 8–11 в табл. 2). Следует отметить лишь различие во временной форме импульсов: при ударе раствора непосредственно в

крышку корпуса (рис. 9) полуширина импульсов давления наименьшая, но наиболее выражены сравнительно долговременные "хвосты" (варианты 8–11 в табл. 2). При ударе раствора в крышку корпуса через буферный газ (рис. 8) полуширина импульсов давления больше, долговременные "хвосты" менее выражены (варианты 1–4 в табл. 2). Следует отметить, что в том и другом случае полный импульс, передаваемый стенке J_p (площадь под соответствующими кривыми на рис. 8, 9), одинаковый, практически не зависит от начального давления буферного газа и определяется кинетической энергией топливного раствора спустя продолжительное время t_1 после импульса делений.

На рис. 10 показаны временные формы давления буферного газа при ударе раствора в крышку корпуса для различных значений P_0 . Штриховой линией обозначены части кривых для моментов времени, когда импульс раствора – величина отрицательная. Заметная зависимость пикового давления буферного газа в момент торможения раствора у крышки корпуса от его начального давления проявляется при $P_0 \gg 1$ бар (варианты 5–7 в табл. 2). Существенное (в несколько раз) снижение максимума давления достигается при увеличении начального давления буферного газа свыше 4 бар, когда топливный раствор можно считать несжимаемым. Увеличение значения P_0 от 1 до 8 бар уменьшает амплитуду пика давления и увеличивает его длительность, причем импульс J_p , переданный крышке корпуса к моменту времени $t_2 = 8,7$ мс, возрастает на ~ 15 %.

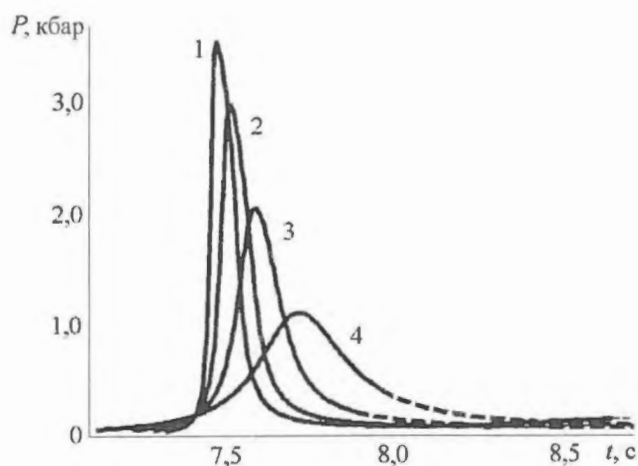


Рис. 10. Зависимость давления буферного газа P от времени t при $H = 45$ см и P_1 (бар) = 1 (1); 2 (2); 4 (3) и 8 (4)

Повышение начального давления буферного газа в корпусе реактора слабо влияет на характер движения топливного раствора практически на всей стадии его разлета за исключением небольшого промежутка времени при интенсивном торможении у крышки корпуса, когда объем буферного газа становится очень малым. Поэтому если профиль свободной поверхности топливного раствора при разлете неоднородный, что харак-

терно для растворных импульсных реакторов, то возможна ситуация, при которой часть раствора достигает крышки в момент времени, когда давление буферного газа еще не достаточно велико, чтобы оказывать влияние на процесс торможения раствора. В этом случае реализуется удар раствора непосредственно в крышку корпуса, и возникающий при этом пик давления на границе раствора, как уже было показано, определяется лишь характеристиками раствора, которые, в свою очередь, слабо зависят от начального давления буферного газа (по крайней мере, при давлении до ~ 10 бар, см. рис. 6). Таким образом, можно утверждать, что при торможении разлетающегося топливного раствора всегда происходит его удар непосредственно о крышку корпуса. Максимальное давление, так же как и переданный корпусу реактора импульс, при этом определяется в основном скоростью раствора в момент удара и практически не зависит от начального давления буферного газа. Увеличение расстояния от поверхности раствора до крышки корпуса при прочих равных условиях ведет к увеличению скорости свободной поверхности топливного раствора в момент удара и, следовательно, максимального давления на крышку корпуса, хотя переданный корпусу импульс изменяется при этом незначительно (см. табл. 2).

В заключение следует обсудить влияние неоднородности скорости движения раствора по его свободной поверхности. Учет этой неоднородности может привести к следующей картине взаимодействия разлетающегося топливного раствора с крышкой корпуса:

– во-первых, различные участки свободной поверхности раствора в разное время будут достигать крышки корпуса, причем участки поверхности раствора, первыми достигающие крышки корпуса (участки со средними значениями радиуса), будут взаимодействовать непосредственно с крышкой (без буферного газа);

– во-вторых, участки свободной поверхности раствора, достигающие крышки корпуса последними, будут взаимодействовать с крышкой корпуса через буферный газ, причем над этими участками будет собран весь буферный газ, первоначально находившийся в корпусе реактора, что эквивалентно повышению его начального давления в одномерных расчетах (пропорционально отношению площадей соответствующих поверхностей).

Таким образом, воздействие разлетающегося топливного раствора на крышку корпуса следует считать распределенным во времени и по поверхности крышки корпуса. Пусть также усилия в элементах крепления крышки корпуса слабо зависят от координат места локального воздействия части топливного раствора, т. е. определяются в каждый момент времени усредненным по поверхности крышки давлением (естественно, что этот тезис следует проверить в специальных расчетах). В этом случае временное распределение среднего (по поверхности) давления на крышку корпуса окажется сильно растянутым во времени по сравнению с импульсами, показанными на рис. 8–10. Так, для рассмотренных АЗ согласно расчетам по программе DSPR макси-

мальное (по поверхности) различие в высоте топливного раствора при его подлете к крышке равно $\Delta H \sim 10$ см. Скорость движения участков свободной поверхности раствора, последними достигающих крышки корпуса, равна $\sim U_{\min} \leq 250$ м/с. Оценка длительности ударного воздействия разлетающегося раствора на крышку в этом случае дает $\Delta t \geq \frac{\Delta H}{U_{\min}} \sim$

$\sim \frac{10 \text{ см}}{250 \text{ м/с}} \sim 0,4$ мс. Для варианта с начальным давлением

буферного газа $P_0 = 1$ бар при учете сохранения импульса, переданного крышке корпуса, и данных рис. 10 такая длительность соответствовала бы максимальному давлению в пике не более 1 кбар.

Заключение

Выполненные исследования ударного воздействия топливного раствора на крышку корпуса показали следующее.

1. Интеграл по времени давления на крышку корпуса не превышает интеграла по времени давления на дно корпуса.

2. Максимальное возможное давление на крышку корпуса равно $\rho u c$, где ρ – плотность топливного раствора на свободной поверхности, u – скорость движения свободной поверхности в момент удара, c – скорость звука в топливном растворе, и не зависит от характеристик буферного газа.

3. Если максимальное давление много меньше, чем оценка по формуле $p = \rho u c$, то оно определяется параметрами буферного газа.

4. Для существенного уменьшения максимального давления на крышку корпуса при ударе требуется существенно увеличить характерное время удара.

Список литературы

1. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П. и др. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ / Под ред. А. В. Лукина. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002.

2. Сизов А. Н., Колесов В. Ф., Соловьев Г. Г. Динамика гомогенных водных импульсных реакторов. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 22–31.

3. Колесов В. Ф. Аперриодические импульсные реакторы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.

4. Таскин В. Б., Чернов А. Н., Кедров А. В. и др. Результаты измерений инерциального давления в реакторе ИГРИК. – Изв. вузов. Сер. Ядерная энергетика, 1995, № 1, с. 39–41.

5. Бабкин А. В., Колпаков В. И., Охитин В. Н., Селиванов В. В. Численные методы в задачах физики взрыва и удара. – М.: Изд-во МГТУ, 2000.

6. Лукин А. В., Хмельницкий Д. В. Оценка интегральных параметров импульсов делений в растворных реакторах. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 32–36.

Статья поступила в редакцию 22.03.2004 г.

ПРОДОЛЖЕНИЕ ПОИСКА ВАРИАНТОВ РЕАКТОРА С ФОРСИРОВАННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ИМПУЛЬСОВ

В. Ф. Колесов, В. Х. Хоружий, С. В. Воронцов, В. В. Евдокимов

РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607190, г. Саров Нижегородской обл.

Продолжен расчетный поиск возможных реализаций быстрых импульсных реакторов, способных генерировать импульсы делений длительностью меньше 20 мкс или создавать высокие флюенсы n -, γ -излучений во внутренних полостях и на выходящих потоках.

A CONTINUED SEARCH FOR VARIANTS OF REACTOR WITH FORCED PULSES PARAMETERS/V. F. KOLESOV, V. Kh. KHORUZHII, S. V. VORONTSOV, V. V. YEVDOKIMOV // There was continued a calculation search for possible realizations of fast pulsed reactors capable of generating fission pulses of duration less than 20 μ s or developing high fluences of n -, γ -rays in the inner cavities and on the output fluxes.

Введение

Продолжен расчетный поиск возможных реализаций быстрых импульсных реакторов, способных генерировать импульсы делений длительностью меньше 20 мкс или создавать высокие флюенсы n -, γ -излучений во внутренних полостях и на выходящих потоках. Ряд вариантов установок этого типа был обсужден ранее в работах [1, 2]. В работе [1] рассмотрены варианты импульсного реактора в форме кругового цилиндра с осевой полостью. В качестве материала активной зоны (АЗ) предполагали использовать уран-молибденовый сплав и композитное уран-графитовое топливо – материалы, положительные свойства которых надежно засвидетельствованы их практическим применением в действующих импульсных реакторах. Поиск приемлемых конфигураций реактора с коротким импульсом n -, γ -излучений осуществляли на базе систем с АЗ из уран-молибденового сплава, а мощного реактора с большой внутренней полостью – на базе систем с уран-графитовой АЗ.

Варианты реакторов, представленные в работе [1], отличаются большими полостями для облучения испытываемых образцов, а также высокими уровнями флюенса нейтронов и дозы γ -излучения за импульс. Однако длительность генерируемых в них импульсов – от 150 до 200 мкс в реакторе с уран-молибденовой АЗ и 2 мс в уран-графитовом реакторе – не вполне удовлетворяет поставленным выше требованиям. Желательно, чтобы каждая из установок, несмотря на большой объем их полостей, обеспечивала, в частности, возможность генерирования импульсов с шириной на половине высоты от 20 до 100 мкс.

Как продолжение поиска вариантов реактора, по возможности более полно удовлетворяющих постав-

ленным выше требованиям, в работе [2] рассмотрены одинарные (односекционные) реакторы с АЗ из нептуний-галлиевого или уран-молибденового сплава, а также связанные двухсекционные системы в составе одинарного импульсного реактора и ведомой им подкритической сборки. В итоге расчетов в качестве быстрого реактора с коротким импульсом рекомендована установка с АЗ из нептуний-галлиевого сплава с большой (диаметром 30 см) внутренней полостью. Был также прорисован облик мощного быстрого импульсного реактора с еще большей внутренней полостью, представляющий собой двухсекционный импульсный реактор каскадного типа. Эта система составлена указанным выше одинарным нептуний-галлиевым аperiodическим импульсным реактором (АИР) без отражателя нейтронов и подкритической сборкой из уран-графитового материала с отражателем из железа. Конфигурация подкритической сборки – полусфера или полуцилиндр с большой полостью, имеющей вид полусферической или полуцилиндрической ниши диаметром 50 см.

И та и другая система отличаются высокими параметрами импульса излучений. В первой системе (одинарный реактор) это достигается благодаря использованию нептуния, во второй – благодаря использованию концепции реакторов каскадного типа и нептуния в одном из каскадов. Первая система, кроме того, характеризуется очень низкой чувствительностью к воздействию на ее кинетику со стороны окружающих предметов и загруженных в полость объектов.

Вместе с тем указанным системам свойствен и существенный недостаток – они требуют слишком большого количества нептуний-галлиевого сплава (от 700 до 900 кг) и урана (до 700 кг). Ввиду этого было принято целесообразным ради снижения массы топлива в АЗ и

сопутствующего укорочения длительности импульса провести расчеты реактора с цилиндрической или сфероцилиндрической АЗ из нептуний-галлиевого сплава или нелегированного нептуния без полости или с небольшой полостью, а также выполнить расчетный поиск вариантов реактора, способного обеспечить требуемые уровни флюенсов n -, γ -излучений на выходящих потоках.

Настоящая статья посвящена результатам расчетного поиска этого рода. Прежде всего были определены нейтронные характеристики вариантов реактора с цилиндрической АЗ без полости и с полостью диаметром 5 см. В качестве материала этих реакторов служили металлические нептуний-галлиевый сплав или нелегированный нептуний. Далее был прорисован облик реакторной системы, не требующей новых технологических разработок, но, тем не менее, способной создавать импульсные поля n -, γ -излучений короткой длительности с достаточными для многих целей уровнями флюенсов нейтронов и γ -лучей. Эта система составлена двумя идентичными АИР, расположенными на некотором расстоянии один от другого, работающими в режиме связанного реактора, аналогичного реактору БАРС-5 ВНИИТФ [3]. Каждый АИР представляет собой реактор с профилированным железным отражателем (или без него) и цилиндрической АЗ, собранной из полых уранмолибденовых дисков. Основной облучательный объем в системе – пространство между боковыми поверхностями АИР.

Расчеты нейтронных характеристик каждой из рассмотренных систем выполняли с помощью программы С-95 [4], основанной на методе Монте-Карло. В целях определения коэффициентов гашения реактивности и механических напряжений в деталях АЗ отработан также алгоритм многогруппового расчета (с помощью программы САТУРН-3 [5]) функции возмущений реактивности, получены или уточнены аналитические решения динамических задач термоупругости для сферы и диска. Аналитическое решение для диска использовано и в расчетах амплитуд напряжения в деталях рассмотренных АИР. Результаты таких расчетов для двух вариантов АИР сравнены с данными прежних расчетов, выполненных с помощью программы “Методика Д” [6].

1. Цилиндрические варианты быстрого реактора с коротким импульсом делений

Были выполнены расчеты вариантов реактора, которые или не имеют полости, или имеют полость небольшого размера. Геометрическая форма этих вариантов реактора цилиндрическая, материал – металлические нептуний-галлиевый сплав или нелегированный нептуний. Предполагали, что некоторые из рассмотренных вариантов имеют силовой корпус из стали. Назначение силового корпуса – противодействие динамическому тепловому удару.

Как показали расчеты, системы с АЗ из нелегированного нептуния отличаются очень малой длительностью импульса. Однако малая длительность импульса

имеет следствием очень высокий уровень динамического напряжения в деталях АЗ.

1.1. Варианты цилиндрического реактора с АЗ из нептуний-галлиевого сплава

Первоначальные расчеты реакторов с малой полостью или без полости относили к вариантам АИР с цилиндрической дисковой АЗ, изготовленной из нептуний-галлиевого сплава. Предполагали, что реактор с полостью имеет геометрию, представленную на рис. 1, без полости – на рис. 2.

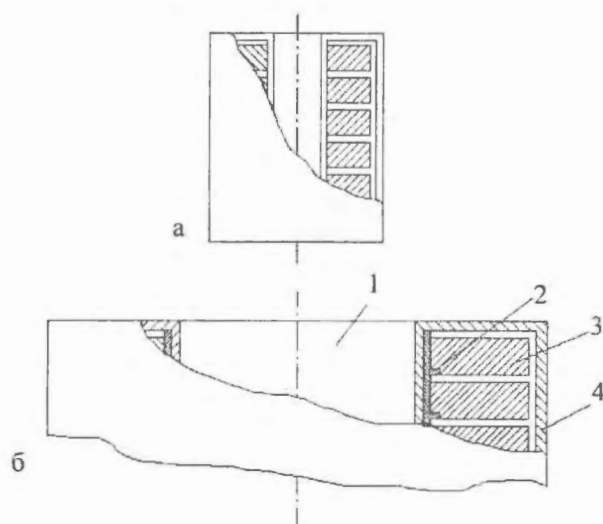


Рис. 1. Геометрия импульсного реактора с полостью в АЗ: а – вид АИР в осевом сечении; б – схема подвески дисков; 1 – осевая полость; 2 – гильзы-уступы вокруг внутренней трубы корпуса; 3 – диски АЗ; 4 – корпус АЗ

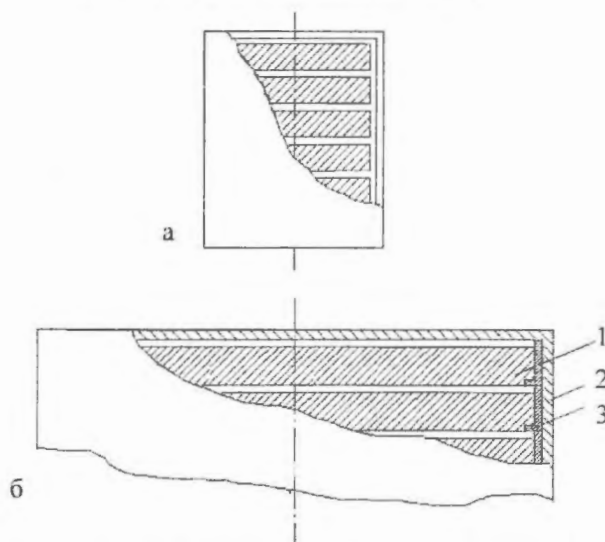


Рис. 2. Геометрия импульсного реактора без полости в АЗ: а – вид АИР в осевом сечении; б – схема подвески дисков; 1 – диски АЗ; 2 – корпус АЗ; 3 – гильзы-уступы около внешней цилиндрической стенки корпуса

С помощью расчетов по программе Монте-Карло С-95 [4] получены размеры, критические массы и время жизни мгновенных нейтронов для реакторов с указанными геометриями в виде равновеликих цилиндров с защитным корпусом из железа толщиной 0,5 см. При-

нято, что материалом АЗ является сплав нептуния-237 с галлием (массовое содержание галлия 9%) со средней, при учете зазоров между дисками, плотностью 14,5 г/см³. Результаты расчетов представлены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры реакторов с АЗ из нептуний-галлиевого сплава

Параметр	Реактор	
	с полостью диаметром 5 см	без полости
Диаметр АЗ (по топливу), см:		
внутренний	6	-
внешний	31,6	29,8
Высота АЗ (по топливу), см	31,6	29,8
Масса сплава, кг	310,6	270,2
Время жизни мгновенных нейтронов, нс	5,7	5,4

Как видно из табл. 1, размеры АЗ и критическая масса нептуний-галлиевого сплава в реакторе с небольшой по объему полостью и даже без полости остаются значительными. Хотя загрузка топлива в этих реакторах в сравнении с АИР, рассмотренными в работе [1], снижена примерно втрое, она, тем не менее, все еще слишком велика. Таким образом, представленные здесь варианты реактора проблему радикального снижения критической загрузки топлива полностью не решили. По этой причине расчеты параметров импульсов в этих системах не проводили.

1.2. Варианты цилиндрического реактора с АЗ из нелегированного металлического нептуния

Более значительное снижение критической массы делящегося вещества, времени жизни мгновенных нейтронов и, следовательно, длительности импульсов делений достигнуто в системах из нелегированного нептуния. Рассмотрены три цилиндрических варианта реактора этого типа: с полостью диаметром 5 см (рис. 1); без полости (рис. 2); без полости со стальным силовым корпусом толщиной 1,5 см (геометрия этого варианта АИР представлена на рис. 3). В первом и втором вариантах реактора, как и в ранее рассмотренных, имеется защитный (несиловой) корпус из стали толщиной 0,5 см.

Расчеты критических размеров и времени жизни мгновенных нейтронов в указанных системах по программе С-95 проводили с использованием нейтронных констант ENDF/B-V. Распределение плотности нейтронов в объеме АЗ и функцию возмущений реактивности определяли с помощью программы САТУРН-3 [5] и 8-групповых нейтронных констант. На основании этих данных, а также аналитических решений задач термоупругости для диска, приведенных в 4-м разделе статьи, находили коэффициенты гашения реактивности в АЗ. Смещения материала АЗ в результате разогрева в этом случае выражались через функции Бесселя. Последние рассчитывали с помощью разложения по многочленам Чебышева [7].

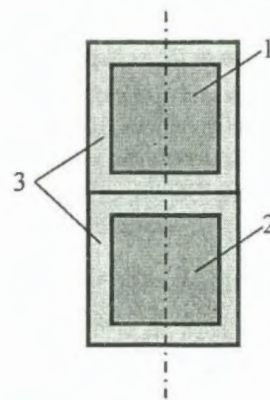


Рис. 3. Геометрия АИР с силовым корпусом из стали: 1, 2 – верхняя и нижняя половины АЗ; 3 – силовой корпус

После определения кинетических характеристик реактора рассчитывали параметры импульсов делений с помощью численного решения уравнений точечной кинетики [8]. Параметры запаздывающих нейтронов для ²³⁷Np брали из работы [9], механические и теплофизические характеристики металлического ²³⁷Np – из работы [10] ($\rho = 20,45 \text{ г/см}^3$, $E = 180 \text{ ГПа}$, $\nu = 0,224$, $K = 27,5 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ (смысл обозначений параметров пояснен в разд. 4). Данные этих расчетов приведены ниже.

1.2.1. Активная зона с полостью. Рассмотрен реактор, активная зона которого имеет полость диаметром 5 см и окружена стальным чехлом толщиной 0,5 см (см. рис. 1). Высота АЗ составляет 20,6 см, внутренний и внешний радиусы АЗ (по топливу) равны соответственно 3 и 10,3 см, масса АЗ равна 115,6 кг. Среднее время жизни мгновенных нейтронов $\tau = 3,61 \text{ нс}$, эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{\text{эф}} = 0,00162$.

В табл. 2 представлены параметры импульсов делений в системе в зависимости от максимальной температуры АЗ в конце импульса. В таблице приведены максимальная температура АЗ в конце импульса θ , начальный обратный период реактора α , полное энерговыделение за импульс Y и ширина импульса на половине высоты T .

Таблица 2

Параметры импульсов делений в реакторе с полостью АЗ

$\theta, \text{ }^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{ мкс}^{-1}$	$Y, \text{ МДж}$	$T, \text{ мкс}$
200	0,116	1,98	23,1
300	0,1405	3,08	18,9
400	0,1601	4,18	16,7
500	0,1765	5,30	15,1
600	0,1905	6,39	13,9
700	0,2025	7,48	13,1

При нагреве АЗ до 500 °С ($Y = 5,3 \text{ МДж}$) флюенс нейтронов в середине боковой поверхности реактора равен $2,9 \cdot 10^{14} \text{ нейтр./см}^2$, а в центре полости $10^{15} \text{ нейтр./см}^2$.

1.2.2. Активная зона без полости. Рассмотрен реактор с АЗ без полости. АЗ окружена стальным чехлом диаметром 0,5 см (см. рис. 2). Высота АЗ составляет

18 см, радиус – 9 см, масса АЗ равна 84,3 кг. Среднее время жизни мгновенных нейтронов $\tau = 3,21$ нс, эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{эф} = 0,00162$.

В табл. 3 приведены параметры импульсов делений в системе в зависимости от максимальной температуры АЗ в конце импульса. Обозначения те же, что и в табл. 2.

Таблица 3

Параметры импульсов делений в реакторе со сплошной АЗ

$\theta, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{мкс}^{-1}$	$Y, \text{МДж}$	$T, \text{мкс}$
200	0,127	1,20	20,7
300	0,151	1,86	17,4
400	0,1692	2,52	15,4
500	0,1845	3,19	14,3
600	0,1982	3,87	13,2
700	0,2096	4,53	12,4

При нагреве АЗ до 500 °С ($Y = 3,19$ МДж) флюенс нейтронов в середине боковой поверхности реактора равен $2,2 \cdot 10^{14}$ нейтр./см².

1.2.3. Активная зона с силовым корпусом. Рассмотрен реактор с АЗ без полости, но со стальным силовым корпусом (см. рис. 3). АЗ в этом случае состоит из двух блоков в виде дисков, образующих цилиндр. Каждый из дисков окружен прилегающим стальным корпусом толщиной 1,5 см. Высота диска АЗ равна 9 см, радиус 9 см, масса всей АЗ равна 93,7 кг. Среднее время жизни мгновенных нейтронов $\tau = 3,47$ нс, эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{эф} = 0,00162$. Коэффициенты гашения реактивности и параметры импульсов делений для этой системы не рассчитывали.

1.2.4. Механическое напряжение в активных зонах и корпусе при максимальной температуре нагрева 500 °С. В области быстрых импульсных реакторов очень важна информация об уровне механического напряжения в деталях АЗ. От уровня этого напряжения, возникающего в результате динамического теплового удара, зависит целостность структур реактора. Для определения механического напряжения использовали:

1) аналитические решения динамических задач термоупругости для различных объектов с простыми геометрическими формами (см. разд. 4);

2) версию численной программы "Методика Д" [6], специально ориентированную на быстрые АИР.

Было рассчитано, в частности, напряжение в АЗ трех рассмотренных в настоящем разделе реакторов в предположении максимальной температуры нагрева 500 °С. Расчет напряжений в АЗ, заключенной в стальной силовой корпус толщиной 1,5 см, преследовал цель определить сдерживающие свойства корпуса и его влияние на характер расширения АЗ и параметры импульса делений. Предполагали, что корпус выполнен из стали марки 12Х18Н10Т.

Расчеты механического напряжения для первого и второго вариантов реактора проводили с помощью как аналитических решений, так и численно, для третьего варианта – лишь численно. Результаты расчета пред-

ставлены в табл. 4. Приведены значения максимального растягивающего напряжения в дисках (и корпусе) АЗ в зависимости от варианта АЗ при толщине дисков в первом и втором вариантах 3 см. Указанные в табл. 4 значения длительности импульсов делений (расчеты выполняли при этих длительностях) несколько меньше приведенных в табл. 2, 3. Они соответствуют ранним расчетам кинетики реакторов, проводимым с функцией возмущений реактивности, рассчитанной в одногрупповом приближении. Длительность импульса в третьем варианте принята такой же, как во втором. Получено разумное согласие напряжения, определенного из аналитических решений и численно.

Таблица 4

Максимальное растягивающее напряжение в дисках (и корпусе) АЗ из нелегированного нептуния

Номер варианта АЗ	Ширина импульса делений на половине высоты, мкс	Напряжение, ГПа	
		Численное решение	Аналитическое решение
1	16,3	2,96	3,24
2	13,4	2,35	2,56
3	13,4	3,56 (АЗ) 1,05 (корпус)	- -

Представленные в настоящем подразделе данные свидетельствуют о снижении до вполне приемлемого уровня (84–116 кг) критических масс топлива в реакторах с цилиндрической АЗ из нелегированного нептуния. Как видно из табл. 2, 3, и импульсы делений в них характеризуются довольно малой длительностью. При реалистичных температурах АЗ в этих вариантах реактора можно достичь длительностей импульса делений на уровне от 15 до 18 мкс. Однако механическое напряжение в нептуниевых дисках, как видно из табл. 4, устанавливается при этом слишком высоким, заведомо превосходящим предел прочности этого материала.

Указанный результат означает, что для сохранения целостности деталей АЗ и корпуса требуется дальнейшая модернизация конструкции рассматриваемого реактора.

2. Варианты быстрого реактора, ориентированные на облучение больших образцов

Выполнен расчетный поиск новых вариантов реактора, способного создавать значительные уровни флюенсов n -, γ -излучений в больших экспериментальных объемах. Ранее исследованные варианты такого реактора требуют слишком серьезных затрат нептуния и урана. В целях снижения затрат топлива здесь рассмотрены варианты системы, составленной двумя идентичными АЗ, расположенными на некотором расстоянии одна от другой, работающими в режиме связанного реактора, аналогичного реактору БАРС-5 ВНИИТФ [3]. Идея связанных импульсных реакторов была выдвинута во ВНИИЭФ в начале 70-х годов прошлого столетия, и тогда же была развита их теория [11]. Но во ВНИИЭФ

эта идея получила лишь экспериментальное подтверждение [12], а в действующих установках не была реализована. Материальное воплощение (очень успешное) в виде действующих установок она получила во ВНИИТФ и ФЭИ [3, 13].

Расчеты выполнены для четырех вариантов двухзонной связанной системы: для двух АИР с профилированным железным отражателем (рис. 4) и для двух – без отражателя (рис. 5). АЗ всех четырех вариантов двухзонной системы имеют защитный стальной корпус толщиной 0,5 см. В расчетах использованы следующие значения теплофизических и механических параметров уран-молибденовых сплавов [14]:

– сплав урана с молибденом (массовое содержание молибдена 3 %): $\rho = 18,2 \text{ г/см}^3$; $E = 135 \text{ ГПа}$; $\nu = 0,28$; $K = 16,9 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$;

– сплав урана с молибденом (массовое содержание молибдена 10 %): $\rho = 17,2 \text{ г/см}^3$; $E = 79,4 \text{ ГПа}$; $\nu = 0,37$; $K = 12,6 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.

Параметры импульсов делений в рассматриваемых системах определяли с помощью численного решения уравнений двухзонной кинетики [15].

Первый вариант двухзонного АИР. Каждый из двух идентичных компонентов этой системы имеет АЗ из сплава урана 90 %-ного обогащения с молибденом (массовое содержание молибдена 10 %) и профилированный железный отражатель нейтронов (рис. 4). В критическом состоянии всей системы (на расстоянии 60 см) внутренний и внешний радиусы АЗ (по топливу) 10,5 и 16,5 см, высота 30 см, масса уран-молибденового сплава во всей системе 444 кг. Нейтронные характеристики системы в зависимости от Δ – расстояния между боковыми поверхностями двух АЗ – представлены в табл. 5. Приведены значения k_{12} – коэффициент нейтронной связи двух АЗ; τ – время жизни мгновенных нейтронов в каждой из АЗ; Y – интеграл делений в каждой из АЗ за импульс; T – ширина импульса делений на половине высоты и Φ – флюенс нейтронов за импульс. Характеристики импульса делений относятся к импульсу, в конце которого максимальная температура АЗ равна 600 °С (повышение температуры за импульс 580 °С).

Максимальное растягивающее напряжение в дисках первого варианта двухзонной системы, возникающее в течение указанного импульса делений, равно 0,432 ГПа.

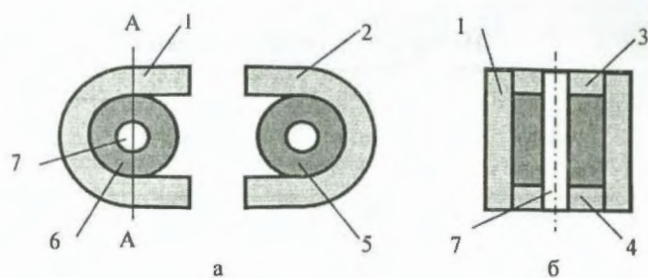


Рис. 4. Конфигурация двухзонной системы с профилированными железными отражателями: а – горизонтальное сечение; б – осевое сечение по линии АА; (1–4) – отражатели нейтронов; 5, 6 – активные зоны; 7 – полость

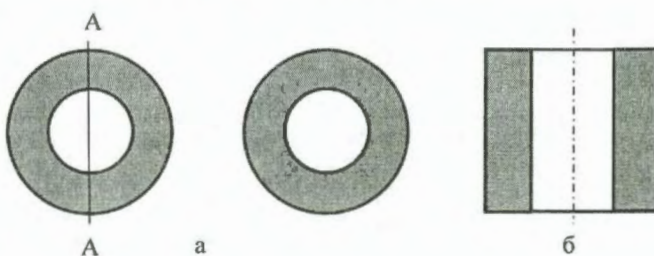


Рис. 5. Конфигурация двухзонной системы без отражателей: а – горизонтальное сечение; б – осевое сечение по линии АА

Второй вариант двухзонного АИР. Каждый компонент этой системы имеет АЗ из сплава урана 90 %-ного обогащения с молибденом (массовое содержание молибдена 10 %) и профилированный железный отражатель нейтронов (см. рис. 4). Отличие АЗ этой системы от АЗ предыдущей заключается в меньшем диаметре полости. В критическом состоянии всей системы (на расстоянии 60 см) внутренний и внешний радиусы АЗ (по топливу) 5,5 и 11,5 см, высота 25 см, масса уран-молибденового сплава во всей системе 248 кг. Нейтронные характеристики второй системы в зависимости от Δ – расстояния между боковыми поверхностями двух АЗ – представлены в табл. 6. Характеристики импульса делений в табл. 6 относятся к импульсу, в конце которого максимальная температура АЗ равна 600 °С (повышение температуры за импульс 580 °С).

Максимальное растягивающее напряжение в дисках второго варианта двухзонной системы, возникающее в течение указанного импульса делений, равно 0,455 ГПа.

Таблица 5

Нейтронные характеристики первого варианта двухзонной системы в зависимости от Δ

Δ , см	k_{12}	τ , нс	Параметры импульса делений с повышением температуры АЗ до 600 °С			
			Y , МДж	T , мкс	Φ , 10^{14} нейтр./см ²	
					Центр полости	Середина промежутка между АЗ
10	0,0619	17,2	16	128	8,8	5,9
20	0,0373	16,9	16	126	8,8	3,36
40	0,0185	16,7	16	125	8,8	1,58
60	0,0108	16,6	16	125	8,8	0,98

42322 нФ

Таблица 6

Нейтронные характеристики второго варианта двухзонной системы в зависимости от Δ

Δ , см	k_{12}	τ , нс	Параметры импульса делений с повышением температуры АЗ до 600 °С			
			Y , МДж	T , мкс	Φ , 10^{14} нейтр./см ²	
					Центр полости	Середина промежутка между АЗ
10	0,0579	14,6	8,4	85,2	10	4,6
20	0,0335	14,2	8,4	84,0	10	2,52
40	0,0153	14,0	8,4	83,6	10	1,12
60	0,00876	14,0	8,4	83,3	10	0,73

Таблица 7

Нейтронные характеристики третьего варианта двухзонной системы в зависимости от Δ

Δ , см	k_{12}	τ , нс	Параметры импульса делений с повышением температуры АЗ до 600 °С			
			Y , МДж	T , мкс	Φ , 10^{14} нейтр./см ²	
					Центр полости	Середина промежутка между АЗ
10	0,0450	12,4	19,6	82,1	8,5	6,1
20	0,0265	12,3	19,6	81,9	8,5	3,2
40	0,0125	12,2	19,6	81,5	8,5	1,4
60	0,00734	12,2	19,6	81,5	8,5	0,85

Таблица 8

Нейтронные характеристики четвертого варианта двухзонной системы в зависимости от Δ

Δ , см	k_{12}	τ , нс	Параметры импульса делений с повышением температуры АЗ до 600 °С			
			Y , МДж	T , мкс	Φ , 10^{14} нейтр./см ²	
					Центр полости	Середина промежутка между АЗ
10	0,0430	10,5	15,6	39,6	7,03	5,28
20	0,0246	10,4	15,6	39,4	7,03	2,77
40	0,0114	10,4	15,6	39,4	7,03	1,23
60	0,00659	10,4	15,6	39,3	7,03	0,70

Третий вариант двухзонного АИР. Каждый компонент этой системы имеет АЗ из сплава урана 90 %-ного обогащения с молибденом (массовое содержание молибдена 10 %) и не имеет отражателя (см. рис. 5). В критическом состоянии всей системы (на расстоянии 60 см) внутренний и внешний радиусы АЗ (по топливу) 10,5 и 17,43 см, высота 34 см, масса уран-молибденового сплава во всей системе 640 кг. Нейтронные характеристики третьей системы представлены в табл. 7. Характеристики импульса делений относятся к импульсу, в конце которого максимальная температура АЗ равна 600 °С.

Максимальное растягивающее напряжение в дисках третьего варианта двухзонной системы, возникающее в течение указанного импульса делений, равно 0,547 ГПа.

Четвертый вариант двухзонного АИР. Каждый компонент этой системы имеет АЗ из сплава урана 90 %-ного обогащения с молибденом (массовое содержание молибдена 3 %) и не имеет отражателя (см. рис. 5). Отличие этой системы от предыдущей заключается в меньшем содержании молибдена в уран-молибденовом сплаве. В критическом состоянии всей системы (на расстоянии 60 см) внутренний и внешний радиусы АЗ равны 10,5 и 16,9 см, высота АЗ равна 30 см. Масса уран-

молибденового сплава во всей системе 540 кг. Нейтронные характеристики четвертой системы представлены в табл. 8. Характеристики импульса делений относятся к импульсу, в конце которого максимальная температура АЗ равна 600 °С.

Максимальное растягивающее напряжение в дисках четвертого варианта двухзонной системы, возникающее в течение указанного импульса делений, равно 1,42 ГПа.

Сопоставление представленных здесь параметров различных вариантов двухзонной системы приводит к заключению, что наибольшего внимания, по всей видимости, заслуживают второй и четвертый варианты. Второй вариант отличается сравнительно небольшой критической массой топлива (248 кг) и невысоким уровнем максимального напряжения в дисках (0,455 ГПа), четвертый – малой длительностью импульса делений (~ 40 мкс) при значительном объеме полости в АЗ. Минимальный уровень флюенса нейтронов в промежутке между АЗ при расстоянии между ними, например, 20 см составляет в этих вариантах двухзонной системы 2,5 и $2,8 \cdot 10^{14}$ нейтр./см² соответственно, а в полостях АЗ диаметром соответственно 10 и 20 см – 1 и $0,7 \cdot 10^{15}$ нейтр./см². Неблагоприятными особенностями четвер-

того варианта двухзонной системы являются большая критическая масса уран-молибденового сплава в АЗ (540 кг) и очень значительный уровень механического напряжения в дисках (1,42 ГПа). Указанные уровни критической загрузки топлива и механического напряжения являются серьезным противовесом замечательным нейтронным характеристикам этого варианта двухзонной системы.

3. Методика многогруппового расчета плотности энерговыделения и возмущений реактивности

В АИР с металлической АЗ реактивная обратная связь осуществляется лишь посредством теплового расширения структурных элементов реактора. Связь изменений коэффициента размножения нейтронов $k_{эф}$ с деформациями среды АЗ и реактора в целом задается с помощью функционала [16]

$$\Delta k_{эф}(t) = \int_V \bar{u}(\bar{r}, t) grad W(\bar{r}) d\bar{r},$$

в котором $\bar{u}(\bar{r}, t)$ – вектор термоупругих смещений, $W(\bar{r})$ – функция возмущений реактивности, определяемая как изменение $k_{эф}$ при внесении внутрь реактора в точку \bar{r} небольшого образца из материала реактора в этой точке, отнесенное к объему образца.

Наиболее часто используемыми здесь геометрическими фигурами элементов АЗ являются шар и диск. Методы определения термоупругих смещений $\bar{u}(\bar{r}, t)$ для этих фигур представлены в разделе 4. Функцию $W(\bar{r})$ для быстрых АИР ранее рассчитывали преимущественно в одnogрупповом приближении [16]. Здесь в этих целях применены двумерные многогрупповые расчеты. Настоящий раздел содержит описание многогруппового расчета $W(\bar{r})$, а также плотности энерговыделения $F(\bar{r})$, определяющей распределение температуры в объеме АЗ.

3.1. Формулы для плотности энерговыделения и возмущений реактивности

Уравнение для плотности потока нейтронов N в многогрупповом приближении можно записать в виде [17]:

$$\left[\bar{\Omega} \bar{V} + \left(\sigma_i^j + \frac{\lambda}{v_i} \right) \right] N_i(\bar{r}, \bar{\Omega}) = Q_i(\bar{r}, \bar{\Omega}),$$

где

$$Q_i(\bar{r}, \bar{\Omega}) = \sum_j \int d\bar{\Omega}' M_{ij}(\bar{r}, \bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega}') N_j(\bar{r}, \bar{\Omega}').$$

В уравнении для сопряженной функции $N_i^+(\bar{r}, \bar{\Omega})$

$Q_i \rightarrow Q_i^+$; в Q_i^+ матрица $M \rightarrow M^T$. Нормированная на 1 плотность энерговыделения

$$F(\bar{r}) = \frac{\sum_i \int d\bar{\Omega} \sigma_f^i(\bar{r}) N_i(\bar{r}, \bar{\Omega})}{\sum_{i, V} \int d\bar{r} \int d\bar{\Omega} \sigma_f^i(\bar{r}) N_i(\bar{r}, \bar{\Omega})}.$$

Функция возмущения реактивности

$$W(\bar{r}) = \frac{\sum_i \int d\bar{\Omega} N_i^+(\bar{r}, -\bar{\Omega}) \left[Q_i(\bar{r}, \bar{\Omega}) - \sigma_i^j(\bar{r}) N_i(\bar{r}, \bar{\Omega}) \right]}{\sum_{i, V} \int d\bar{r} \int d\bar{\Omega} N_i^+(\bar{r}, -\bar{\Omega}) Q_{fi}(\bar{r}, \bar{\Omega})}.$$

Здесь σ_f^j – сечение деления; σ_i^j – полное сечение; Q_{fi} – член в Q_i , соответствующий делению.

Расчет функций $F(\bar{r})$, $W(\bar{r})$ был реализован в рамках комплекса САТУРН-3 для двумерной цилиндрической геометрии [18].

3.2. О расчете задач по комплексу программ САТУРН-3

Комплекс программ САТУРН-3 [5] предназначен для численного решения следующих классов стационарных и нестационарных многомерных задач:

- двумерных и трехмерных нестационарных многогрупповых задач переноса нейтронов с учетом кинетики нейтронно-ядерного взаимодействия и энерговыделения (двумерные и трехмерные задачи ТУ);
- двумерных нестационарных нелинейных многогрупповых задач переноса энергии тепловым излучением (двумерные задачи ФО);
- стационарных многогрупповых задач расчета критических параметров (двумерные и трехмерные задачи ЛОМА).

Для численного моделирования процессов переноса в комплексе САТУРН-3 используются различные физико-математические приближения.

Перенос нейтронов:

- многогрупповое кинетическое приближение для 2D и 3D задач энерговыделения;
- многогрупповое диффузионное приближение для 3D задач кинетики ядерных энергетических установок.

Перенос фотонов:

- многогрупповое кинетическое приближение для 2D задач переноса неравновесного рентгеновского излучения;
- многогрупповое диффузионное приближение для 2D задач переноса неравновесного изотропного излучения;
- приближение теплопроводности для переноса равновесного излучения.

Основные принципы численного моделирования:

- разбиение системы на счетные (математические) области;
- расщепление по физическим процессам;
- применение внутри каждой математической области своих разностных сеток;
- учет взаимного влияния математических областей посредством обмена внутренними граничными условиями;

– учет в каждой математической области своего набора физических процессов;

– возможность применения различных математических приближений для одного физического процесса.

3.2.1. Уравнения переноса, решаемые в комплексе САТУРН-3, методы аппроксимации и численного решения. 2D и 3D задачи переноса нейтронов решаются в групповом кинетическом приближении с учетом анизотропии рассеяния вторичных нейтронов.

Система групповых уравнений переноса нейтронов, записанных в цилиндрической системе координат, имеет вид:

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N_i}{\rho v_i} \right) + \frac{\partial}{r \partial r} \left(r \sqrt{1-\mu^2} \cdot \cos \Phi N_i \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} (\mu N_i) + \frac{\partial}{\partial \Phi} \left(\frac{\sqrt{1-\mu^2}}{r} \cdot \sin \Phi N_i \right) - \\ & - \frac{\partial}{\partial \Phi} \left(\frac{\sqrt{1-\mu^2}}{r} \cdot \sin \Phi N_i \right) + \rho \sum_k \varphi^{(k)} \sum_{n \in (\gamma, f, \varepsilon, s)} \sigma_i^{kn} N_i = \\ & = \rho \sum_j \sum_k \varphi^{(k)} \sum_{n \in (f, \varepsilon, s)} \sigma_j^{kn} v_j^{kn} \xi_{ji}^{kn} \times \\ & \times \int_{-1}^1 \int_0^\pi N_j f(\mu_0) d\mu' + \rho \frac{Q_i}{2\pi}, \end{aligned}$$

где i, j – номера энергетической группы нейтронов; k – номер изотопа; n – номер реакции (рассматриваются реакции четырех типов: γ (захват), f (деление), ε ($n \rightarrow \varepsilon n$) и s (рассеяние); t – время; r, z, Φ – цилиндрические координаты положения частицы; r – расстояние от точки нахождения частицы до оси Z ; z – координата частицы вдоль оси Z ; Φ – угол между плоскостью (сечением), проходящей через ось Z и содержащей частицу, и некоторым заданным сечением, угол отсчитывается от заданного сечения в направлении против часовой стрелки; $\vec{\Omega} = \vec{\Omega}(\mu, \Phi)$ – единичный вектор в направлении полета нейтрона; $\mu = \cos \theta$, θ – угол между вектором $\vec{\Omega}$ и осью Z ; φ – угол между проекцией вектора $\vec{\Omega}$ на плоскость, проходящую через точку (r, z, Φ) перпендикулярно оси Z , и вектором в этой плоскости, направленным из точки оси Z к рассматриваемой точке (r, z, Φ) (рис. 6); $-1 < \mu < 1$, $0 < \varphi < 2\pi$; v_i – скорость нейтронов группы i ; $N_i = N_i(t, r, z, \Phi, \mu, \varphi)$ – поток нейтронов группы i , летящих в направлении (μ, φ) ; $\varphi^{(k)}(t, r, z, \Phi)$ – концентрации ядер изотопа с номером “ k ”; σ_j^{kn} – сечение нейтронно-ядерной реакции, номер n на веществе “ k ” для нейтрона группы j ; v_j^{kn} – число вторичных нейтронов; ξ_{ji}^{kn} – доли разбрасывания вторичных нейтронов из группы j в группу i ; $Q_i = Q_i(t, r, z, \Phi)$ – независимый источник нейтронов; $f(\mu_0)$ – плотность вероятности разбрасывания по углу вторичных нейтронов.

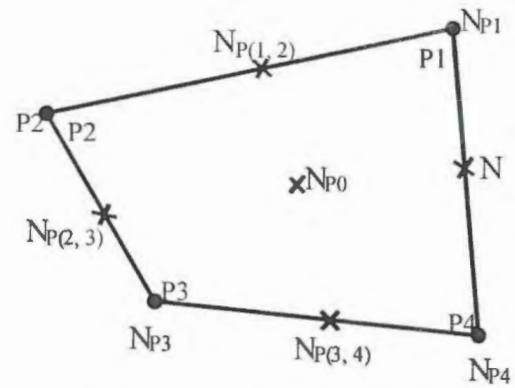


Рис. 6. Организация комплекса САТУРН-3

Аппроксимация многогрупповых кинетических уравнений:

– по времени: неявная схема с весовыми множителями;

– по угловым переменным: метод дискретных ординат (S_n -квадратуры);

– по пространственным переменным: на расширенном шаблоне [18] для неортогональных пространственных сеток;

Свойства схемы с расширенным шаблоном:

– консервативна;

– сходимость к решению уравнения переноса со

вторым порядком точности на произвольных неортогональных пространственных сетках;

– выполнение условия диффузионного предела в оптически плотных средах;

– использует квадратуры DS n -метода для аппроксимации уравнения переноса по угловым переменным.

3.2.2. Модификации комплекса программ САТУРН-3. Основным результатом решения задач в данной работе является расчет функционалов, в который входят функции углового распределения прямого и сопряженного потоков, а также функции источников деления нейтронов. Для проведения расчетов был взят набор программ комплекса САТУРН-3 решения стационарных пространственно двумерных задач на поле функций нестационарного решения (тип задачи ТУ 113). При расчете в комплексе стандартно используется неразделенная матрица образования вторичных нейтронов.

Для расчета результирующих функционалов в комплексе САТУРН-3 реализованы следующие модификации:

– написана программа расчета функционалов;

– реализован отдельный расчет матриц деления и рассеяния нейтронов. Матрица деления сохраняется в модульном динамическом массиве и добавляется к матрице рассеяния для сохранения неизменной основной счетной части комплекса;

– реализован двухшаговый расчет задачи. На первом шаге решается сопряженная задача. Для этого матрицы деления и рассеяния нейтронов, а также матрица коэффициентов разложения и матрица рассеяния по гармоникам транспонируются относительно групп налетевших и вторичных нейтронов;

– после расчета первого шага функции углового распределения и концентрации нейтронов сохраняются в модульных динамических массивах;

– на втором шаге выполняется расчет прямой задачи без транспонирования матриц вторичных нейтронов. По окончании расчета второго шага производится расчет результирующих функционалов.

Во всех расчетах по комплексу САТУРН-3 использовалась угловая квадратура 10-го порядка. Точность сведения итераций – 10^{-6} .

4. Решение динамических задач термоупругости для шара и диска

Для расчета коэффициентов гашения реактивности быстрых АИР иногда и механического напряжения в их активных зонах требуются аналитические решения динамических задач термоупругости применительно к составляющим АЗ деталям. Имеются в виду при этом задачи термоупругости не с какими-то упрощенными, а с любыми пространственным и временным распределениями температуры в пределах рассматриваемой структурной единицы АЗ. Если механическое напряжение в АЗ может быть определено также с помощью двумерных и трехмерных численных программ, то для расчета динамических коэффициентов гашения реактивности требуются именно аналитические решения. Только такие коэффициенты гашения реактивности можно адекватно встроить в уравнения динамики быстрых АИР [16].

Здесь приведены решения динамических задач термоупругости для шара, заключенного в силовой корпус, и для тонкого диска. Решения для шара без силового корпуса и для диска были получены ранее, еще в 60-х годах [19, 20], а приближенное решение для шара в силовом корпусе получено здесь. Следует отметить, что приведенные в работах [19, 20] решения для шара и диска, правильные по содержанию, были не до конца отшлифованы по форме. Стремление позднее придать им более компактный вид привело по недосмотру к неточности их записи [21]. Здесь эта неточность устранена.

4.1. Решение динамической задачи термоупругости для шара в силовом корпусе

Динамическая задача термоупругости для сплошного шара в тонкой оболочке (силовом корпусе) записывается в виде уравнения [19, 21]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2}{r^2} u - \frac{\beta^{(0)}}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\rho}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (1)$$

при начальном условии

$$u(r, 0) = 0 \quad (2)$$

и граничных условиях

$$u(0, t) = 0; \quad (3)$$

$$\hat{r}r = -h^{(1)}\rho^{(1)} \frac{\partial^2 u(R)}{\partial t^2} - \frac{2h^{(1)}E^{(1)}}{(1-\nu^{(1)})R^2} u(R), \quad (4)$$

где r, t – радиус и время; R – радиус шара без оболочки; $u(r, t)$ – термоупругое смещение в точке r шара в момент t ; $\theta(r, t) = \theta_0(r)q(t)$ – температура шара, отсчитываемая от начального значения; $q(t)$ – энерговыделение в импульсе в зависимости от t ($q(0) = 0$); $\beta^{(0)} =$

$$= (3\lambda + 2\mu)K; \quad \lambda = \frac{Ev}{(1+\nu)(1-2\nu)}; \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)}; \quad E, \nu -$$

модуль Юнга и коэффициент Пуассона материала шара; K, ρ – линейный коэффициент температурного расширения и плотность материала шара; $h^{(1)}, \rho^{(1)}, E^{(1)}, \nu^{(1)}$ – толщина и другие материальные характеристики оболочки; $\hat{r}r = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2\lambda}{r} u - \beta^{(0)}\theta(r, t)$ – радиальное напряжение в шаре.

Ниже потребуются также обозначения $\hat{\varphi}\varphi = \lambda \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2(\lambda + \mu)}{r} u - \beta^{(0)}\theta(r, t)$ – тангенциальное на-

пряжение в шаре и $\hat{\varphi}\varphi_0 = \frac{E^{(1)}}{(1-\nu^{(1)})R} u(r)$ – тангенци-

альное напряжение в оболочке.

Применить метод разложения по собственным функциям непосредственно к этой задаче не удалось из-за присутствия в граничном условии (4) производной по времени (слагаемое с производной по времени в условии (4) представляет инерционное противодействие оболочки ускоренному движению граничной области шара). Поэтому решали видоизмененную приближенную задачу, в которой масса оболочки включена в массив основного шара путем соответствующего увеличения его плотности. Видоизмененное уравнение и граничное условие имеют следующий вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2}{r^2} u - \frac{\beta^{(0)}}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\rho^*}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}; \quad (5)$$

$$\hat{r}r|_{r=R} = -\frac{2h^{(1)}E^{(1)}}{(1-\nu^{(1)})R^2} u(R), \quad (6)$$

где ρ^* – эффективная плотность шара с включенной в него массой оболочки.

Начальное условие (2) и граничное условие (3) не изменились. Граничное условие (6) можно записать как

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2}{\lambda + 2\mu} \left[\frac{\lambda}{r} + \frac{h^{(1)}E^{(1)}}{(1-\nu^{(1)})R^2} \right] u - \frac{\beta^{(0)}}{\lambda + 2\mu} \theta(r, t) = 0|_{r=R}. \quad (7)$$

Чтобы сделать граничное условие (7) однородным, введена замена переменных

$$u(r, t) = v(r, t) + \frac{\beta^{(0)}\theta(R, t)}{3\lambda + 2\mu + \frac{2h^{(1)}E^{(1)}}{(1-\nu^{(1)})R}},$$

в которой $v(r, t)$ определяется уравнением

$$\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{r^2} v - f(r, t) = \frac{\rho^*}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \quad (8)$$

$$f(r, t) = \frac{\beta^{(0)}}{\lambda + 2\mu} \left[\frac{\partial \theta(r, t)}{\partial r} + \frac{\rho^* r}{3\lambda + 2\mu + \frac{2h^{(1)} E^{(1)}}{(1-\nu^{(1)})R}} \frac{d^2 \theta(R, t)}{dt^2} \right]$$

при нулевом начальном условии и граничных условиях

$$v(r, 0) = 0;$$

$$v(r, t)|_{r=0} = 0;$$

$$\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{2}{\lambda + 2\mu} \left[\frac{\lambda}{r} + \frac{h^{(1)} E^{(1)}}{(1-\nu^{(1)})R^2} \right] v|_{r=R} = 0.$$

Уравнение (8) решено методом разложения по собственным функциям. Окончательное решение имеет вид:

$$u(r, t) = Arq(t) + \sum_{j=1}^{\infty} [\beta^{(0)} D_j \Phi_j(t) - A \mathcal{E}_j q(t)] v_j(r);$$

$$\begin{aligned} \widehat{rr}(r, t) &= (3\lambda + 2\mu) Aq(t) - \beta^{(0)} \theta_0(r) q(t) + \\ &+ \sum_{j=1}^{\infty} [\beta^{(0)} D_j \Phi_j(t) - A \mathcal{E}_j q(t)] \left[(\lambda + 2\mu) \frac{dv_j}{dr} + \frac{2\lambda}{r} v_j \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \widehat{\varphi\varphi}(r, t) &= (3\lambda + 2\mu) Aq(t) - \beta^{(0)} \theta_0(r) q(t) + \\ &+ \sum_{j=1}^{\infty} [\beta^{(0)} D_j \Phi_j(t) - A \mathcal{E}_j q(t)] \left[\lambda \frac{dv_j}{dr} + \frac{2(\lambda + \mu)}{r} v_j \right]; \end{aligned}$$

тангенциальные напряжения в объеме оболочки

$$\widehat{\varphi\varphi}_0(t) = \frac{E^{(1)}}{(1-\nu^{(1)})R} u(R, t);$$

$$A = \frac{\beta^{(0)} \theta_0(R)}{3\lambda + 2\mu + \frac{2h^{(1)} E^{(1)}}{(1-\nu^{(1)})R}}; \quad \mathcal{E}_j = \frac{\int_0^R r^3 v_j(r) dr}{\int_0^R r^2 v_j^2(r) dr};$$

$$D_j = \omega_j \left[\frac{A \mathcal{E}_j}{\beta^{(0)}} \frac{\theta_0(R) R^2 v_j(R) + h_j^2 \int_0^R r \theta_0(r) \sinh_j r dr}{(\lambda + 2\mu) h_j^2 \int_0^R r^2 v_j^2(r) dr} \right];$$

$$v_j(r) = \frac{h_j \cosh_j r}{r} - \frac{\sinh_j r}{r^2} \quad (j = 1, 2, 3, \dots) - \text{собственные функции};$$

h_j - корни трансцендентного уравнения:

$$\left(1 + \frac{h^2 R^2}{BR - 2} \right) \text{tgh} R = hR; \quad B = \frac{2}{R(\lambda + 2\mu)} \left[\lambda + \frac{h^{(1)} E^{(1)}}{(1-\nu^{(1)})R} \right];$$

$$\Phi_j(t) = \int_0^t q(\xi) \sin \omega_j(t - \xi) d\xi; \quad \omega_j = h_j \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho^*}}.$$

Полученное здесь решение применимо лишь в случае очень тонкой силовой оболочки.

4.2. Решение динамической задачи термоупругости для диска

Уравнение динамической термоупругости для тонкого кольцеобразного диска с внутренним и внешним радиусами a и b имеет вид [20, 21]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} - K(1+\nu) \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{(1-\nu^2)\rho}{E} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}; \quad (9)$$

$$\theta(r, t) = \theta_0(r) q(t)$$

при нулевых начальных условиях и при граничных условиях

$$\widehat{rr}(a, t) = \widehat{rr}(b, t) = 0;$$

$$\widehat{rr}(r, t) = \frac{E}{1-\nu^2} \left[\frac{\partial u}{\partial r} + \nu \frac{u}{r} - (1+\nu) K \theta(r, t) \right]; \quad (10)$$

$$\widehat{\varphi\varphi}(r, t) = \frac{E}{1-\nu^2} \left[\nu \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} - (1+\nu) K \theta(r, t) \right]. \quad (11)$$

Решение задачи (9-11) записывается как

$$\begin{aligned} u(r, t) &= \left\{ G_1 \left[1 - \sum_{j=1}^{\infty} L_1^{(j)} \mathcal{E}_1(\lambda_j r) \right] + \right. \\ &+ G_2 \left[r - \sum_{j=1}^{\infty} L_2^{(j)} \mathcal{E}_1(\lambda_j r) \right] \left. \right\} q(t) + \sum_{j=1}^{\infty} K D_0^{(j)} \mathcal{E}_1(\lambda_j r) \Phi_j(t); \\ \widehat{rr}(r, t) &= \frac{E}{1-\nu^2} \left\{ -G_1 \sum_{j=1}^{\infty} L_1^{(j)} \left[\lambda_j \mathcal{E}_0(\lambda_j r) - \frac{1}{r} \mathcal{E}_1(\lambda_j r) \right] + \right. \\ &+ G_2 \left[1 - \sum_{j=1}^{\infty} L_2^{(j)} \left(\lambda_j \mathcal{E}_0(\lambda_j r) - \frac{1}{r} \mathcal{E}_1(\lambda_j r) \right) \right] + \\ &+ \frac{\nu G_1}{r} \left[1 - \sum_{j=1}^{\infty} L_1^{(j)} \mathcal{E}_1(\lambda_j r) \right] + \\ &+ \frac{\nu G_2}{r} \left[r - \sum_{j=1}^{\infty} L_2^{(j)} \mathcal{E}_1(\lambda_j r) \right] \left. \right\} q(t) + \\ &+ \frac{E}{1-\nu^2} \sum_{j=1}^{\infty} \lambda_j K D_0^{(j)} \left[\mathcal{E}_0(\lambda_j r) - \frac{1-\nu}{\lambda_j r} \mathcal{E}_1(\lambda_j r) \right] \Phi_j(t) - \\ &- \frac{EK}{1-\nu} \theta_0(r) q(t); \end{aligned}$$

$$\hat{\varphi}(r, t) = \frac{E}{1-v^2} \left\{ -vG_1 \sum_{j=1}^{\infty} L_1^{(j)} \left[\lambda_j \varepsilon_0(\lambda_j r) - \frac{1}{r} \varepsilon_1(\lambda_j r) \right] + \right. \\ \left. + vG_2 \left[1 - \sum_{j=1}^{\infty} L_2^{(j)} \left(\lambda_j \varepsilon_0(\lambda_j r) - \frac{1}{r} \varepsilon_1(\lambda_j r) \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{G_1}{r} \left[1 - \sum_{j=1}^{\infty} L_1^{(j)} \varepsilon_1(\lambda_j r) \right] + \frac{G_2}{r} \left[r - \sum_{j=1}^{\infty} L_2^{(j)} \varepsilon_1(\lambda_j r) \right] \right\} q(t) + \\ + \frac{E}{1-v^2} \sum_{j=1}^{\infty} \lambda_j K D_0^{(j)} \left[v \varepsilon_0(\lambda_j r) - \frac{1-v}{\lambda_j r} \varepsilon_1(\lambda_j r) \right] \Phi_j(t) - \\ - \frac{EK}{1-v} \theta_0(r) q(t);$$

$$G_1 = \frac{abK(1+v)(\theta_2^0 - \theta_1^0)}{v(a-b)}; \quad G_2 = \frac{K(a\theta_1^0 - b\theta_2^0)}{a-b};$$

$$D_0^{(j)} =$$

$$= \omega_j \left\{ \frac{1}{b-a} \left[\frac{ab(1+v)}{v} (\theta_1^0 - \theta_2^0) L_1^{(j)} - (a\theta_1^0 - b\theta_2^0) L_2^{(j)} \right] - \right. \\ \left. - \frac{1+v}{\lambda_j^2} \left[\frac{ab(\theta_2^0 - \theta_1^0) L_{-1}^{(j)}}{v(a-b)} + M^{(j)} \right] \right\};$$

$$L_K^{(j)} = \int_a^b r^K \varepsilon_1(\lambda_j r) dr \Big/ \int_a^b r \varepsilon_1^2(\lambda_j r) dr;$$

$$M^{(j)} = \left[b \varepsilon_1(\lambda_j b) \theta_2^0 - a \varepsilon_1(\lambda_j a) \theta_1^0 - \right. \\ \left. - \lambda_j \int_a^b r \theta_0(r) \varepsilon_0(\lambda_j r) dr \right] \Big/ \int_a^b r \varepsilon_1^2(\lambda_j r) dr;$$

$$\omega_j = \lambda_j \sqrt{\frac{E}{(1-v^2)\rho}}; \quad \theta_1^0 = \theta_0(a); \quad \theta_2^0 = \theta_0(b);$$

$\varepsilon_0, \varepsilon_1$ – комбинация функций Бесселя:

$$\varepsilon_0(\lambda_j r) = J_0(\lambda_j r) + A_j Y_0(\lambda_j r);$$

$$\varepsilon_1(\lambda_j r) = J_1(\lambda_j r) + A_j Y_1(\lambda_j r);$$

$$A_j = \frac{(1-v)J_1(\lambda_j b) - \lambda_j b J_0(\lambda_j b)}{\lambda_j b Y_0(\lambda_j b) - (1-v)Y_1(\lambda_j b)};$$

λ_j – корни уравнения:

$$\frac{(1-v)J_1(\lambda a) - \lambda a J_0(\lambda a)}{\lambda a Y_0(\lambda a) - (1-v)Y_1(\lambda a)} = \frac{(1-v)J_1(\lambda b) - \lambda b J_0(\lambda b)}{\lambda b Y_0(\lambda b) - (1-v)Y_1(\lambda b)}.$$

Заключение

Выполнен расчетный поиск вариантов реактора с очень коротким импульсом делений и реактора, способного создавать на выходящих потоках значительные

флюенсы нейтронов для облучения больших образцов. АЗ вариантов реактора с коротким импульсом не имеет полости или имеет полость небольшого диаметра. Материалом ее является нептуний-галлиевый сплав или нелегированный нептуний. Отражатель нейтронов в этом реакторе отсутствует. Варианты реактора для облучения больших образцов составлены двумя идентичными АЗ, расположенными на некотором расстоянии одна от другой, действующими в режиме связанной реакторной системы. Материалом АЗ является уран-молибденовый сплав с массовым содержанием молибдена 10 или 3%. Варианты этого типа реактора или не имеют отражателя, или имеют профилированный отражатель.

По мнению авторов статьи, из рассмотренных реакторов с коротким импульсом наиболее достойны внимания АИР с АЗ из нелегированного нептуния. Ширина импульса на половине высоты в таких АИР меньше 20 мкс, полная масса нептуния в АЗ равна 80–120 кг. Недостатком этих реакторов является слишком высокий уровень механических напряжений в деталях АЗ. В целях снижения указанного напряжения требуется дальнейшая модернизация этих систем.

Из реакторов, предназначенных для облучения больших образцов, в качестве наиболее заслуживающих внимания выделены два варианта двухзонных АИР:

– АИР с профилированными железными отражателями нейтронов, с цилиндрическими АЗ из сплава урана с 10% молибдена. Ширина импульса на половине высоты в этом АИР составляет 85 мкс; флюенс нейтронов в полости диаметром 10 см $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см²; минимальный флюенс в промежутке между АЗ при расстояниях 10, 20, 40, 60 см соответственно $4,6 \cdot 10^{14}$, $2,52 \cdot 10^{14}$, $1,12 \cdot 10^{14}$ и $0,73 \cdot 10^{14}$ нейтр./см²; полная масса сплава в АЗ 248 кг;

– АИР без отражателя, с цилиндрическими АЗ из сплава урана с 3% молибдена. Ширина импульса на половине высоты в этом АИР составляет 40 мкс; флюенс нейтронов в полости диаметром 20 см $0,7 \cdot 10^{15}$ нейтр./см²; минимальный флюенс в промежутке между АЗ при расстоянии 10, 20, 40, 60 см соответственно $5,28 \cdot 10^{14}$, $2,77 \cdot 10^{14}$, $1,23 \cdot 10^{14}$ и $0,70 \cdot 10^{14}$ нейтр./см²; полная масса сплава в АЗ 540 кг.

В целях определения коэффициентов гашения реактивности и механического напряжения в рассмотренных АИР отработан метод многогруппового расчета функции возмущений реактивности, уточнены ранее полученные и найдены новые аналитические решения динамических задач термоупругости для сферы и диска.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность А. П. Ботовой за помощь в расчетах по программе С-95.

Список литературы

1. Колесов В. Ф., Воронцов С. В., Кувшинов М. И., Хоружий В. Х. Варианты модернизации БИР и БИГР в целях увеличения их внутренних полостей. – Атомная энергия, 2003, т. 94, вып. 3, с. 175–184.

2. Колесов В. Ф., Хоружий В. Х. Варианты аperiodических импульсных реакторов с форсированными параметрами импульсов. – Атомная энергия, 2004, т. 96, вып. 2, с. 89–98.
3. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П. и др. Импульсные ядерные реакторы. РФЯЦ-ВНИИТФ. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002.
4. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Моделирование совместного переноса нейтронов и γ -квантов методом Монте-Карло. – ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 2000, вып. 2, с. 49–52.
5. Шагалиев Р. М., Шумилин В. А., Алексеев А. В. и др. Математическое моделирование и методики решения многомерных задач переноса частиц и энергии, реализованные в комплексе САТУРН-3. – Там же, 1999, вып. 4, с. 20–26.
6. Софронов И. Д., Делов В. И., Дмитриева Л. В. и др. Методика Д для расчета многомерных задач механики сплошной среды в переменных Лагранжа на регулярной сетке. – Там же, 1999, вып. 4, с. 42–50.
7. Люк Ю. Специальные математические функции и их аппроксимации. – М.: Мир, 1980.
8. Хоружий В. Х., Кошелев А. С., Колесов В. Ф. Интегрирование уравнений кинетики импульсного реактора на быстрых нейтронах жестко-устойчивыми методами Гира. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 1, с. 8–14.
9. Малинкин А. А., Безруков А. А., Козлов А. Н. и др. Измерение выходов запаздывающих нейтронов ^{236}U , ^{237}Np , ^{240}Pu и ^{243}Am на спектре реактора БР-1. – Там же, вып. 3, с. 37–40.
10. Конев В. Н. Нептуний-237. Свойства, структура сплавов и соединений: Препринт № 11(68). М.: ВНИИНМ, 1981.
11. Колесов В. Ф., Петров Ю. В., Штарев С. К. Кинетика системы связанных импульсных реакторов. – Атомная энергия, 1975, т. 39, вып. 6, с. 392–396.
12. Кувшинов М. И., Чередник П. Ф., Игнатов И. И. и др. Экспериментальные исследования связанных систем, содержащих импульсный реактор БИР и подкритическую сборку. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 2, с. 3–15.
13. Дьяченко П. П., Еловский О. А., Прохоров Ю. А. и др. Реакторно-лазерный комплекс “Стенд Б”. – Атомная энергия, 2000, т. 88, вып. 5, с. 337–342.
14. Сергеев Г. Я., Титова В. В., Борисов К. А. Металловедение урана и некоторых реакторных материалов. – М.: Госатомиздат, 1960.
15. Хоружий В. Х., Колесов В. Ф. Решение уравнений многозонной реакторной кинетики с автоматическим выбором шага счета. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1997, вып. 2, с. 22–24.
16. Колесов В. Ф. Аperiodические импульсные реакторы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.
17. Белл Д., Глесстон С. Теория ядерных реакторов/Пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1974.
18. Плетенева Н. П., Шагалиев Р. М. Аппроксимация двумерного уравнения переноса на четырехугольных и многоугольных пространственных сетках по разностной схеме с расширенным шаблоном. – ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1989, вып. 3, с. 34–40.
19. Колесов В. Ф. К динамике сферически-симметричного быстрого импульсного реактора. – Атомная энергия, 1963, т. 14, вып. 3, с. 273–280.
20. Колесов В. Ф. Нестационарные задачи термоупругости для пластины и цилиндрической оболочки. – Инженерно-физический журнал, 1964, т. 7, № 9, с. 64–70.
21. Колесов В. Ф. Импульсные реакторы самогасящегося действия и методы их расчета. Ч. 2. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1986, вып. 1, с. 41–78.

Статья поступила в редакцию 29.04.2004 г.

АНОМАЛИИ КРИТИЧНОСТИ СБОРОК С КОМПОЗИЦИОННЫМИ ОТРАЖАТЕЛЯМИ

Ю. И. Чернухин, В. А. Терехин, С. И. Стрельцов

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл., а/я 245

На основании расчетов, проведенных методом Монте-Карло, получены рекомендации для экспериментального поиска и исследования аномалий критичности сборок высокообогащенного урана, низкообогащенного урана и плутония с различными композиционными гетерогенными отражателями нейтронов. Отмечено, что такие исследования могут представлять интерес для специалистов по ядерной безопасности и верификации существующих библиотек ядерных данных.

ANOMALIES OF CRITICALITY OF ASSEMBLIES WITH COMPOSITE REFLECTORS / Yu. I. CHERNUKHIN, V. A. TEREKHIN, S. I. STREL'TSOV // On the basis of calculations made by Monte-Carlo method, recommendations were obtained for experimental search and study of anomalies of assembly criticality out of highly enriched uranium, low enriched uranium and plutonium with various composition, heterogeneous reflectors of neutrons. It was noted that such studies could present interest for the specialists of nuclear safety and verifications of existing libraries of nuclear data.

В настоящее время накоплено большое количество расчетных и экспериментальных данных о критичности разнообразныхборок с делящимися материалами (ДМ), изучены основные закономерности этого явления (см., например, [1–3]). Однако проведенный в работе [4] анализ показал, что в проблеме критичности существует множество, на первый взгляд, парадоксальных эффектов. Они получили название аномалий критичности. Безусловно, парадоксальность всех выявленных аномалий критичности носит кажущийся характер и всегда имеет строгое объяснение. Обычно они связаны с тем, что условия достижения критичности ($K_{эф} = 1$) сложным образом зависят от большого числа разнообразных факторов: размеров и пространственного распределения составных частей системы; плотности, химического и изотопного состава ДМ; разбавления ДМ инертными материалами; наличия, химсостава и плотности отражателей нейтронов; в случае группыборок из ДМ – от нейтронного взаимодействия между ними и т. п. Отмеченные факторы дополняются не менее сложной энергоугловой зависимостью сечений взаимодействия нейтронов с веществами, входящими в состав сборки, в силу чего аномалии критичности часто обязаны спектральным особенностям этих сечений.

Последнее обстоятельство может быть использовано для дополнительной спектрально-чувствительной апробации существующих библиотек нейтронно-физических констант, что имеет важное фундаментальное значение. Кроме того, поиск и изучение аномалий критичности представляют несомненный прикладной интерес, прежде всего для специалистов по ядерной безопасности (ЯБ) в их повседневной практике по предотвращению неожиданных ядерных инцидентов, ведущих, как правило, к тяжелым последствиям. В этом плане

одной из наиболее интересных и наименее исследованных аномалий является аномалия критичностиборок с композиционными или гетерогенными отражателями нейтронов, состоящими из двух или более слоев. Суть ее заключается в том, что при некоторых условиях эффективность композиционного отражателя с полной толщиной T оказывается выше, чем у любого однородного отражателя той же толщины (T) из материалов, входящих в состав композиционного отражателя (по принципу “лучше лучшего”).

Заметим, что эффективность гомогенных (однослойных) отражателей нейтронов в проблеме критичности изучена хорошо. Казалось бы, этого вполне достаточно для решения вопросов ЯБ и в случае окружения ДМ композиционными отражателями, состоящими из нескольких слоев разных веществ, если композиционный отражатель в оценках критичности заменить на соответствующий однородный отражатель из вещества с наилучшими (для конкретной композиции) отражательными свойствами. Как правило, такая оценка критичности будет мажорирующей сверху, но не всегда!

Эксперименты с псевдосферами из гидрида высокообогащенного урана, окруженными двухслойным отражателем из никеля (Ni) и природного урана ($U_{ест}$), показали, что такой композиционный отражатель из слоя Ni толщиной ~ 1,27 см и следующего за ним толстого слоя $U_{ест}$ приводит к меньшей критической массе, чем каждый из этих отражателей в отдельности [5]. Эта работа явилась первым указанием на существование аномалий критичностиборок с композиционными отражателями.

В работе [6] в результате проведенного целенаправленного поиска была расчетно обнаружена, а затем экспериментально подтверждена аномалия критичности

сборки из высокообогащенного металлического урана с двухслойным отражателем, состоящим из полиэтилена и бериллия. Было показано, что эффективность такого отражателя может быть выше, чем у бериллия и тем более полиэтилена при той же толщине T , что и у композиционного отражателя. Для рассмотренныхборок с $\text{CH}_2 - \text{Be}$ отражателем отмеченный эффект имеет место при $T > 4$ см, при этом оптимальная толщина прилегающего к ДМ слоя полиэтилена в композите составляет ≈ 1 см. Для рассмотренныхборок с $\text{Be} - \text{CH}_2$ отражателем указанная аномалия возникает при $8 \text{ см} < T < 20 \text{ см}$, при этом оптимальная толщина внешнего слоя полиэтилена в композите составляет 3–4 см.

Здесь и далее в обозначении состава композиционного отражателя на первом месте указывается слой вещества, примыкающего к ДМ.

Целью данной работы является дальнейший поиск и изучение аномалий критичностиборок с двухслойными композиционными отражателями. Исследование было проведено с помощью расчетов методом Монте-Карло. Учитывая поисковый характер работы, в расчетах определялась зависимость эффективного коэффициента размножения нейтронов ($K_{\text{эф}}$) в идеализированных сферически-симметричных системах от толщины одного из слоев композита (t) при фиксированных значениях радиуса сборки из ДМ (R_0) и суммарной толщины композиционного отражателя (T). При этом радиус R_0 подбирался таким образом, чтобы система с одним из однородных отражателей, входящих в состав компо-

зита, при толщине T находилась примерно в критическом состоянии ($K_{\text{эф}}|_{R_0, T} \approx 1$). Тогда признаком аномалии будет наличие максимума в зависимости $K_{\text{эф}}(t)$ при $0 < t < T$.

Вычисления функций $K_{\text{эф}}(t)$ были проведены для $\text{CH}_2 - \text{Be}$, $\text{Be} - \text{CH}_2$; $\text{H}_2\text{O} - \text{Be}$, $\text{Be} - \text{H}_2\text{O}$; $\text{ZrH}_{1,6} - \text{Be}$, $\text{Be} - \text{ZrH}_{1,6}$; $\text{CH}_2 - \text{BeO}$, $\text{BeO} - \text{CH}_2$; $\text{Be} - {}^{238}\text{U}$; $\text{Be} - \text{Ni}$; $\text{H}_2\text{O} - {}^{238}\text{U}$, ${}^{238}\text{U} - \text{H}_2\text{O}$; $\text{CH}_2 - {}^{238}\text{U}$; $\text{CH}_2 - \text{Fe}$ композиционных отражателей при суммарной толщине композитов $T = 12$ см и нескольких составах ДМ:

– металлического плутония (Pu) – ${}^{239}\text{Pu}_{0,05}$, $\rho = 19,5 \text{ г/см}^3$;

– металлического высокообогащенного урана (ВОУ) – ${}^{235}\text{U}_{1,0}$, $\rho = 18,7 \text{ г/см}^3$;

– металлического низкообогащенного урана с обогащением $\epsilon \approx 20\%$ (НОУ1) – ${}^{235}\text{U}_{0,2} {}^{238}\text{U}_{0,8}$, $\rho = 18,7 \text{ г/см}^3$;

– металлического низкообогащенного урана с обогащением $\epsilon \approx 10\%$ (НОУ2) – ${}^{235}\text{U}_{0,1} {}^{238}\text{U}_{0,9}$, $\rho = 18,7 \text{ г/см}^3$;

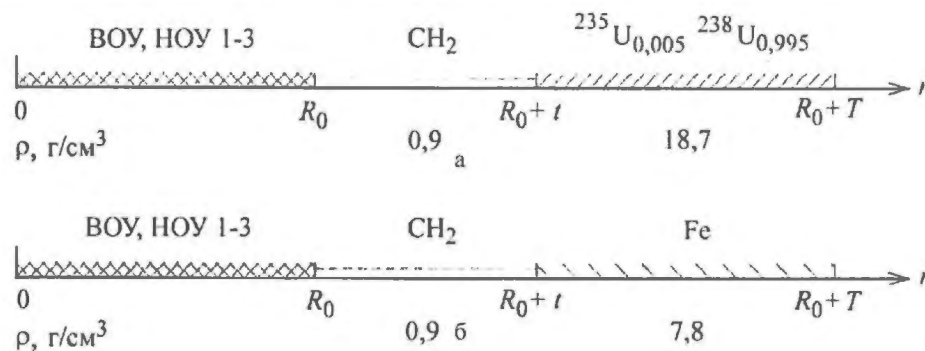
– низкообогащенного урана с обогащением $\epsilon \approx 4,4\%$ (НОУ3) в гомогенной смеси с составом, характерным для затопленных тепловыделяющихборок реакторов ВВЭР-1000 – ${}^{235}\text{U}_{0,044} {}^{238}\text{U}_{0,956} \text{O}_{4,93} \text{H}_{5,86} \text{Zr}_{0,83}$, $\rho = 4,32 \text{ г/см}^3$.

В табл. 1 в качестве примера приведены результаты расчетов для системы (см. также рисунок) с $\text{CH}_2 - {}^{238}\text{U}$ и $\text{CH}_2 - \text{Fe}$ композиционными отражателями.

Таблица 1

Зависимость $K_{\text{эф}}(t)$ для систем с $\text{CH}_2 - {}^{238}\text{U}$, $\text{CH}_2 - \text{Fe}$ композиционными отражателями при $T = 12$ см

t , см	$K_{\text{эф}} (1\sigma < 0,1\%)$							
	$\text{CH}_2 - {}^{238}\text{U}$				$\text{CH}_2 - \text{Fe}$			
	ВОУ	НОУ1	НОУ2	НОУ3	ВОУ	НОУ1	НОУ2	НОУ3
0	0,997	0,997	0,998	1,000	0,889	0,925	0,973	0,975
1	1,010	1,022	1,018	1,028	0,945	0,990	1,009	0,995
2	1,020	1,057	1,048	1,042	0,968	1,017	1,027	0,999
3	1,021	1,071	1,063	1,040	0,971	1,021	1,028	0,995
4	1,014	1,068	1,065	1,031	0,967	1,017	1,025	0,992
6	0,986	1,043	1,045	1,010	0,956	1,012	1,023	0,991
12	0,950	1,005	1,021	0,986	0,950	1,005	1,021	0,986



Расчетная схема систем с $\text{CH}_2 - {}^{238}\text{U}$ (а) и $\text{CH}_2 - \text{Fe}$ (б) композиционными отражателями: ВОУ – $R_0 = 6$ см; НОУ1 – $R_0 = 16,5$ см; НОУ2 – $R_0 = 31$ см; НОУ3 – $R_0 = 23,3$ см; $T = 12$ см

Аналогичные результаты были получены и для систем с другими рассмотренными композиционными отражателями. Обобщенно они представлены в табл. 2, где

$$\Delta K_{эф} = K_{эф}(t_m) - K_{эф} m > 0.$$

Здесь t_m – толщина примыкающего к ДМ слоя в композите, при которой наблюдается максимум в зависимости $K_{эф}(t)$ при фиксированных значениях суммарной толщины композиционного отражателя T и радиуса сборки R_0 ; $K_{эф} m = \max \{K_{эф1}, K_{эф2}\}$, а $K_{эф1}, K_{эф2}$ – значения эффективных коэффициентов размножения нейтронов для той же сборки с радиусом R_0 с гомогенными отражателями толщиной T , входящими в состав двухслойных композиционных отражателей, соответственно.

Анализ этих данных показывает, что аномалии критичности ДМ с композиционными отражателями наблюдаются для большинства рассмотренных систем. При этом превышение эффективного коэффициента

Как отмечено ранее, экспериментально была подтверждена и аномалия критичности системы, состоящей из сборки ВОУ с CH_2 –Ве композиционным отражателем [6]. В этой работе на установке ФКБН-М с комплектом деталей РОМБ исследованы цилиндрические сборки из металлического высокообогащенного урана (диаметром 20 см) с чисто бериллиевым торцевым отражателем с одной стороны и с CH_2 –Ве композиционным отражателем толщиной T с другой. Активная зона вдоль оси симметрии сборок разбивалась на две примерно равные части с зазором h между ними. При измерениях определялась зависимость критического зазора ($h_{кр}$) от толщины CH_2 слоя (t_{CH_2}) в композиционном отражателе при его фиксированной суммарной толщине T . Результаты измерений при нескольких значениях T приведены в табл. 3. Из таблицы видно, что для исследованных сборок из ВОУ с CH_2 –Ве компози-

Таблица 2

Значения $\Delta K_{эф}$ и t_m для сборок с ВОУ, НОУ1 – 3, Ру с композиционными отражателями при $T = 12$ см

Композиционный отражатель	t_m (см) / $\Delta K_{эф}$ (%)				
	Ру	ВОУ	НОУ1	НОУ2	НОУ3
CH_2 –Ве	–	~ 0,5–1/~ 0,5	~ 1–1,5/~ 3	–	–
Ве– CH_2	~ 9/~ 1	~ 9/~ 1,5	~ 9/~ 3	–	–
H_2O –Ве	–	~ 0,5/~ 0,5	~ 1–1,5/~ 3	–	–
Ве– H_2O	~ 9–10/~ 0,5	~ 9/~ 0,5	~ 9/~ 1,5	–	–
ZrH _{1,6} –Ве	–	~ 0,5–1,5/~ 0,5	~ 1,5/~ 4	–	–
Ве–ZrH _{1,6}	~ 8–9/~ 0,5	~ 9/~ 1	~ 8–9/~ 1,5	–	–
CH_2 –ВеО	–	~ 0,5/~ 1	~ 1–1,5/~ 4,5	–	–
ВеО– CH_2	~ 8/~ 1,5	~ 8–9/~ 1,5	~ 8–9/~ 3	–	–
Ве–Ni	~ 10/~ 0,5	~ 9–10/~ 1	~ 10/~ 0,5	–	–
H_2O – ²³⁸ U	–	~ 2–3/~ 1	~ 3–4/~ 7	~ 4/~ 4	~ 2–3/~ 3,5
CH_2 – ²³⁸ U	–	~ 2–3/~ 2,5	~ 3/~ 6,5	~ 3–4/~ 4,5	~ 2–3/~ 4
CH_2 –Fe	–	~ 3/~ 2	~ 3/~ 1,5	~ 3/~ 0,5	~ 2/~ 1,5

размножения нейтронов $\Delta K_{эф}$ в системах с двухслойными композиционными отражателями при оптимальном соотношении толщин слоев, входящих в их состав, над эффективными коэффициентами размножения нейтронов в системах с соответствующими гомогенными отражателями той же толщины (T) может быть достаточно большим.

Как следует из табл. 2, наиболее сильно рассматриваемый эффект аномалии критичности проявляется для сборок с низкообогащенным ураном. Для них в случае H_2O –²³⁸U и CH_2 –²³⁸U композиционных отражателей с суммарной толщиной слоев $T = 12$ см значения $\Delta K_{эф}$ могут достигать 4–7 %. В работе [7] получены экспериментальные данные, подтверждающие наличие этой аномалии для сборок в виде водозаполненных решеток из диоксида низкообогащенного урана с H_2O –²³⁸U и H_2O –Fe композиционными отражателями.

ционным отражателем аномалии критичности проявляются при $T \geq 4$ см и толщине CH_2 слоя $t \cong 1$ –1,5 см.

Таблица 3

Зависимость $h_{кр}$ (t_{CH_2}) для сборок из ВОУ с CH_2 –Ве композиционным отражателем [6]

t_{CH_2} , см	$h_{кр}$, мм			
	$T = 2$ см	$T = 4$ см	$T = 8$ см	$T = 15$ см
0	8,8	12,9	8,7	3,2
0,5	8,7	13,4	9,7	4,0
1,0	8,5	13,4	10,1	4,5
1,5	8,1	13,3	10,1	4,5
2,0	7,7	13,0	9,9	4,3
2,5	–	12,9	9,6	3,9
3,5	–	–	8,6	3,0

Заключение

Проведенные расчеты для более чем 250 сферически-симметричных сборок из высокообогащенного урана, низкообогащенного урана (с обогащением изотопом ^{235}U $\epsilon \leq 20\%$) и плутония с толстыми ($T = 12$ см) двухслойными композиционными отражателями ($\text{CH}_2\text{-Be}$, Be-CH_2 ; $\text{H}_2\text{O-Be}$, $\text{Be-H}_2\text{O}$; $\text{ZrH}_{1.6}\text{-Be}$, $\text{Be-ZrH}_{1.6}$; $\text{CH}_2\text{-BeO}$, BeO-CH_2 ; $\text{Be-}^{238}\text{U}$; Be-Ni ; $\text{H}_2\text{O-}^{238}\text{U}$, $^{238}\text{U-H}_2\text{O}$; $\text{CH}_2\text{-}^{238}\text{U}$; $\text{CH}_2\text{-Fe}$; здесь на первом месте указан слой, примыкающий к делящемуся материалу) показали, что при определенном соотношении толщин слоев в композиционном отражателе толщиной T для большинства из них эффективность выше, чем для однородных (однослойных) отражателей той же толщины (T) из материалов, входящих в состав композиционного отражателя. Наиболее сильно этот эффект проявляется для сборок с низкообогащенным ураном. В литературе он получил название аномалии критичности и ранее был отмечен только в трех работах [3, 6, 8].

Результаты настоящей работы демонстрируют, что аномалии критичности сборок с композиционными отражателями относятся к числу не исключительных, а, скорее, достаточно распространенных явлений и поэтому заслуживают тщательного исследования. Интерес к таким исследованиям вызывается прежде всего тем, что они, во-первых, могут дать дополнительную, спектрально-чувствительную информацию для совершенствования константного обеспечения нейтронно-физических расчетов, поскольку рассмотренные аномалии в значительной степени обусловлены спектральными особенностями сечений взаимодействия нейтронов с материалами, входящими в состав сборок с композиционными отражателями. И во-вторых, исследования аномалий критичности сборок с композиционными отра-

жателями имеют важное прикладное значение для решения задач обеспечения ядерной безопасности при обращении с делящимися материалами.

Список литературы

1. Дубовский Б. Г. и др. Критические параметры систем с делящимися веществами и ядерная безопасность. Справочник. – М.: Атомиздат, 1966.
2. Диев Л. В., Рязанов Б. Г., Мурашов А. П. и др. Критические параметры делящихся материалов и ядерная безопасность. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Paxton H. C., Pruvost N. L. Critical Dimension of Systems Containing ^{235}U , ^{239}Pu , ^{233}U . Report LA-10860-MS. – LANL, 1987.
4. Clayton E. D. Anomalies of Criticality. – Nucl. Techn., 1974, vol. 23, p. 14.
5. Linenberger G. A., Orndoff J. D., Paxton H. C. Enriched-Uranium Hydride Critical Assemblies. – Nucl. Sci. And Eng., 1960, vol. 7, p. 44.
6. Chemukhin Yu. I., Perezhogin V. D., Teryokhin V. A. Et al. Composite Polyethylene-Beryllium Neutron Reflector. Anomaly of Criticality. – Proceedings of the Fifth International Conference of Nuclear Criticality Safety. Albuquerque. – USA. 1995, vol. II, p. 12.30.
7. Bierman S. R., Clayton E. D. Criticality Experiments with Subcritical Cluster of 2.35 and 4.31 wt % U^{235} Enriched UO_2 Rods in Water with Steel Reflecting Wale. – Nucl. Technol., 1981, vol. 54, p. 131.
8. Coonfield D. C., Tuck G., Clark H. E., Ernst B. B. Critical Mass Irregularity of Steel-Moderated Enriched Uranium Metal Assemblies with Composite Steel-Oil Reflectors. – Nucl. Sci. and Eng. 1970, vol. 39, p. 320–328.

Статья поступила в редакцию 22.03.2004 г.

К ОЦЕНКЕ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ВОСПРОИЗВОДСТВА ^{233}U ИЗ ^{232}Th В КВС

Г. А. Иванов, А. В. Лукин, Д. В. Хмельницкий

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл., а/я 245

Определены оптимальные условия воспроизводства ^{233}U из ^{232}Th в котле внутреннего сгорания. Согласно оценкам требуется расположение blankets вблизи от источника нейтронов, обеспечение в blankets достаточно жесткого энергетического спектра нейтронов и выгорания ^{232}Th до ~ 50 %. В этом случае потенциально достижимый выход ^{233}U может составить ~ 25 % от первоначального числа ядер ^{232}Th .

ON ASSESSMENT OF OPTIMAL CONDITIONS OF REPRODUCTION OF ^{233}U FROM ^{232}Th IN INTERNAL COMBUSTION REACTOR / G. A. IVANOV, A. V. LUKIN, D. V. KHMEL'NITSKI // Optimal conditions of reproduction of ^{233}U from ^{232}Th in the internal combustion reactor are determined. According to the assessments there should be positioned a blanket near the neutron source, supplied a hard energy neutron spectrum and burnt-out of ^{232}Th up to ~ 50 % in the blanket. In this case the potentially achievable yield of ^{233}U can be ~ 25 % from the initial ^{232}Th nuclei number.

Одним из важных вопросов разработки замкнутого топливного цикла взрывной дейтериевой энергетики [1] является обеспечение конверсии ^{232}Th в ^{233}U .

Оценки оптимальных условий такой конверсии выполнены в предположении, что blanket из ^{232}Th установлен в непосредственной близости от взрывного устройства и попадающие в blanket нейтроны имеют одинаковую энергию. В этом случае концентрации ^{232}Th и ^{233}Th соответственно $N_2(\bar{r}, t)$ и $N_3(\bar{r}, t)$ в точке \bar{r} в момент времени t удовлетворяют уравнениям

$$\frac{dN_2(\bar{r}, t)}{dt} = -\varphi(\bar{r}, t)\sigma_2 N_2(\bar{r}, t); \quad (1)$$

$$\frac{dN_3(\bar{r}, t)}{dt} = \varphi(\bar{r}, t)\sigma_2 N_2(\bar{r}, t) - \varphi(\bar{r}, t)\sigma_3 N_3(\bar{r}, t);$$

$$N_2(\bar{r}, t=0) = N_{20}; \quad N_3(\bar{r}, t=0) = 0.$$

Здесь σ_2 – микроскопическое сечение $^{232}\text{Th}(n, \gamma)$ -реакции; σ_3 – сумма микроскопических сечений поглощения нейтронов ядрами ^{233}Th в (n, γ) - и (n, f) -реакциях [2]; $\varphi(\bar{r}, t)$ – плотность потока нейтронов в точке \bar{r} в момент времени t .

Для оценки условий, при выполнении которых в blankets достигается максимальный выход ^{233}Th за время работы термоядерного источника нейтронов, определяется соотношение между концентрациями $N_2(\bar{r}, t)$ и $N_3(\bar{r}, t)$ в произвольный момент времени. Деление каждого из уравнений (1) на N_{20} – первоначальную концентрацию ^{232}Th , и почленное деление второго уравнения на первое дают

$$\frac{dy}{dx} = -1 + k \frac{y}{x}; \quad (2)$$

$$y(x=1) = 0.$$

Здесь $x = \frac{N_2(\bar{r}, t)}{N_{20}}$ – доля ядер ^{232}Th (от их первоначального числа) в точке \bar{r} , не испытавших ядерного превращения к моменту t ; $y = \frac{N_3(\bar{r}, t)}{N_{20}}$ – доля ядер ^{232}Th (от их первоначального числа) в точке \bar{r} , превратившихся в результате нейтронных реакций в ядра ^{233}Th , но не участвовавших в других ядерных превращениях, т. е. потенциальный выход ядер ^{233}U в единицах N_{20} к моменту t ; $k = \sigma_3 / \sigma_2$ – отношение микроскопических сечений захвата нейтронов ядрами ^{233}Th и ^{232}Th .

Решение уравнения (2) имеет вид

$$y = \frac{x}{k-1} (1 - x^{k-1}). \quad (3)$$

При заданном значении параметра k максимальное значение $y = y_{\max}$ достигается при значении $x = x_{\max}$, соответствующем оптимальному выгоранию ^{232}Th , равному $1 - x_{\max}$:

$$x_{\max} = \left(\frac{1}{k}\right)^{\frac{1}{k-1}}; \quad y_{\max} = \frac{x_{\max}}{k} = \left(\frac{1}{k}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (4)$$

Из последних соотношений следует, что максимальный выход ^{233}Th в blankets y_{\max} и соответ-

вующее выгорание сырьевого изотопа $1-x_{\max}$ однозначно определяются отношением сечений нейтронных реакций $k = \sigma_3 / \sigma_2$, в которых выгорает (σ_3) и образуется (σ_2) ^{233}Th . Следует отметить, что это утверждение справедливо для любой точки бланкета в любой момент времени при произвольном режиме облучения в условиях короткого нейтронного импульса. Максимальное значение $y_{\max} \approx 0,368$ достигается при значении параметра $k = 1$, при этом выгорание ^{232}Th должно составлять $1-x_{\max} \approx 0,632$.

Анализ зависимости сечений $^{232}\text{Th}(n, \gamma)$ -, $^{233}\text{Th}(n, \gamma)$ - и $^{233}\text{Th}(n, f)$ - реакций показал, что наименьшее значение параметра $k = \sigma_3 / \sigma_2$, равное ~ 2 , достигается в области энергий нейтронов $40-200 \text{ эВ} \leq E \leq 2 \text{ МэВ}$ [2]. Из формул (4) следует, что при $k \approx 2$ значения $x_{\max} \approx 0,5$ и $y_{\max} \approx 0,25$. Таким образом, конструкция бланкета должна обеспечивать энергетический спектр нейтронов с максимумом в области выше $\sim 200 \text{ эВ}$ и выгорание сырьевого изотопа (^{232}Th) до $\sim 50\%$. В этом случае оценка предсказывает потенциально возможный выход ^{233}Th до $\sim 25\%$ от первоначального числа ядер ^{232}Th .

При сечении $^{232}\text{Th}(n, \gamma)$ -реакции $\sigma_2 \sim 5$ барн для достижения выгорания $1-x_{\max} \sim 0,5$ требуется флюенс нейтронов $\varphi \sim (1-x_{\max}) / \sigma_2 \sim 0,5 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$. При взрыве устройства КВС (котел внутреннего сгорания) с

энерговыведением 25 кт ТНТ и выходом $S \sim 3 \cdot 10^{25}$ нейтронов [1] требуемый флюенс обеспечивается на расстоянии $R \approx \sqrt{\frac{S}{4\pi\varphi}} \sim 5 \text{ см}$. Следовательно, близкие к

оптимальным выгорание сырьевого изотопа и выход ядерного горючего в условиях КВС возможны. Безусловно, эти значения получены с помощью довольно грубых оценок и подлежат уточнению.

Таким образом, в результате оценок определены оптимальные условия воспроизводства ядерного горючего в условиях КВС. Согласно оценкам эти условия выполняются при возможно близком расположении от источника нейтронов, обеспечении в бланкете достаточно жесткого энергетического спектра нейтронов (с энергиями $40-200 \text{ эВ} \leq E \leq 2 \text{ МэВ}$) и выгорании сырьевого изотопа (^{232}Th) до $\sim 50\%$. Потенциально достижимый выход ^{233}Th при этом может составить до $\sim 25\%$ от первоначального числа ядер сырьевого изотопа.

Список литературы

1. Иванов Г. А., Волошин Н. П., Ганеев А. С. и др. Взрывная дейтериевая энергетика. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 1996.
2. Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Бондаренко И. И., Николаев М. Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1964.

Статья поступила в редакцию 22.03.2004 г.

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ СТЕПЕНИ ЗАЩИЩЕННОСТИ ПОДЗЕМНЫХ ВОД ОТ ЗАГРЯЗНЕНИЯ В РАЙОНАХ СКЛАДИРОВАНИЯ ОТХОДОВ АТОМНОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

В. И. Сергеев, Т. Г. Шимко, М. Л. Кулешова, Е. В. Петрова, Н. Ю. Степанова

ГУ НИМЦ Министерства образования РФ "Базис", г. Москва

Методика основана на использовании грунтовой толщи зоны аэрации в качестве геохимического барьера на пути распространения радиоактивных элементов. На основании комплекса лабораторных исследований разработан способ количественной оценки предельно допустимой техногенной нагрузки на грунтовую толщу в зоне аэрации.

TECHNIQUE OF AN ESTIMATION OF A DEGREE OF SECURITY OF UNDERGROUND WATERS FROM POLLUTION IN THE AREAS OF DUMPING OF WASTE OF THE NUCLEAR INDUSTRY / V. I. SERGEEV, T. G. SHIMKO, M. L. KULESHOVA, E. V. PETROVA, N. Yu. STEPANOVA // The technique offered by authors is based on using of foundation layer in aeration zone as a geochemical barrier to the downward migration of radioactive elements. On the basis of a complex of laboratory works the method of a quantitative estimation of maximum-permissible technogenic load on foundation layer in aeration zone is developed.

Введение

Участки складирования радиоактивных отходов (РАО) оказывают отрицательное воздействие на окружающую среду, в том числе на один из ее важнейших компонентов – подземные воды [1, 2, 3], являющиеся во многих районах страны источником питьевого водоснабжения. В результате инфильтрации жидкой фазы отходов, содержащих радиоактивные элементы, через грунтовое основание происходит загрязнение подземных вод.

Предлагаемая методика ставит своей целью использование накопленного опыта по решению проблем защиты подземных природных вод от загрязнения в местах складирования промышленных отходов, содержащих радиоактивные элементы – загрязнители подземных вод. Неоднократно апробированный предлагаемый способ защиты основан на использовании грунтовой толщи зоны аэрации в основании места складирования отходов в качестве естественного геохимического барьера для загрязнителей подземных вод [4]. Под зоной аэрации понимается верхняя зона земной оболочки между дневной поверхностью и поверхностью грунтовых вод.

Комплекс теоретических и экспериментальных исследований, выполненный инженерами-геологами, грунтоведами, гидрогеологами, геохимиками, химиками, математиками, позволяет осуществлять обоснованный выбор места складирования отходов и обеспечивать в отношении подземных вод экологическую безопасность места их складирования. Такой выбор базируется на количественной оценке степени защищенности подземных вод от загрязнения в пределах всей площади проектируемого места складирования и отдельных его участков. Количественная оценка включает расчет пре-

дельно допустимого времени эксплуатации места складирования (при заданной техногенной нагрузке). Под предельно допустимым временем эксплуатации понимается время, в течение которого исключено загрязнение подземных вод любым из выявленных радиоактивных элементов.

При оценке степени защищенности подземных вод от загрязнения учитывается поглощающая способность всех литологических разностей, слагающих грунтовую толщу зоны аэрации, а также искусственного глинистого экрана, если он предусмотрен, в отношении выявленных загрязнителей и миграционные параметры последних.

Необходимые инженерно-геологические материалы при оценке грунтовой толщи зоны аэрации в качестве геохимического барьера

Грунтовая толща зоны аэрации на территории действующего или проектируемого места складирования РАО должна быть подразделена на квазиоднородные участки – по генезису, набору литологических разностей, составу и строению. В пределах выделенного участка слагающие его литологические разности зоны аэрации могут отличаться только мощностью. Для выполнения такой работы необходимо прежде всего иметь литологическую и топологическую карты, а также карту четвертичных отложений масштаба не менее 1:5000. При отсутствии таких карт в пределах территории действующего или проектируемого места складирования РАО выполняется соответствующая съемка. Геологическая, гидрогеологическая и карта четвертичных отложений должны сопровождаться разрезами.

Перечисленные материалы являются основой для выбора количества разведочных скважин на территории проектируемого места складирования РАО. Количество скважин определяется необходимостью решения следующих задач:

- в зоне аэрации на территории проектируемого места складирования РАО должны быть выявлены все литологические разности, слагающие ее;

- по каждой литологической разности необходимо иметь данные об изменении ее мощности в пределах территории проектируемого места складирования

- из всех литологических разностей должны быть отобраны образцы грунта для специальных исследований, выполнению которых предшествует определение минерального и гранулометрического состава.

На основании полученных материалов строится карта специального инженерно-геологического районирования, на которой выделяются квазиоднородные участки.

Моделирование процесса миграции радиоактивных элементов (теоретические основы)

Решение прогнозных задач по оценке работы грунтовой толщи зоны аэрации в качестве геохимического барьера на пути распространения радиоактивных элементов базируется на комплексе лабораторных работ, позволяющих получить данные для расчета миграционных параметров загрязнителей, и математическом моделировании процесса распространения элементов-загрязнителей в пределах этого барьера.

Однослойная грунтовая толща. Математическое моделирование процесса миграции загрязнителей в грунтовой толще зоны аэрации в основании места складирования отходов основано на использовании модели микродисперсии [5, 6]. Для описания этой модели используется следующая система дифференциальных уравнений и граничных условий:

$$n \frac{dc(x,t)}{dt} = D \frac{d^2c(x,t)}{dx^2} - v \frac{dc(x,t)}{dx}, \quad (1)$$

где t – время; $t > 0$; x – расстояние вдоль пути фильтрации $0 < x < \infty$.

Начальное условие:

$$c(x, 0) = c^0 - \text{фооновая концентрация.}$$

Граничные условия:

$$c(0, t) = c_0 - \text{исходная концентрация в точке } x = 0;$$

$$c(\infty, t) = c^0 - \text{исходная концентрация в точке } x = \infty,$$

где n – эффективная пористость; D – коэффициент микродисперсии; v – скорость фильтрации.

Для решения данной системы используется интегральное преобразование Лапласа – Карсона, которое задается в виде

$$c = p \int_0^{\infty} c(t) \exp(-pt) dt, \quad (2)$$

где p – параметр преобразования. Решение имеет вид:

$$c(x, t) = \frac{c(x, t) - c_0}{c^0 - c_0} = \frac{1}{2} \left(\operatorname{erfc} \xi + \exp(Pe) \operatorname{erfc} \sqrt{\xi^2 + Pe} \right), \quad (3)$$

где $\xi = \frac{nx - vt}{2\sqrt{Dnt}}$; $Pe = \frac{vx}{D}$ – число Пекле; $c(x, t)$ – относительная концентрация;

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-x^2) dx.$$

В грунтовой толще зоны аэрации, представленной суглинистыми отложениями мощностью 1 м и более, формируются три области относительных концентраций загрязнителя: 1) $c = 1$; 2) $0 < c < 1$; 3) $c = 0$. В этом случае второе слагаемое уравнения (3) стремится к 0, и имеет место приближенное решение

$$c(x, t) = \frac{c(x, t) - c_0}{c^0 - c_0} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}(\xi). \quad (4)$$

Это решение при известных миграционных параметрах позволяет определять концентрацию загрязнителя в любой момент времени в любой точке порового пространства грунтовой толщи, через которую фильтруется жидкая фаза отходов.

Реализация решения (4) определяется возможностью получения миграционных параметров выявленных элементов-загрязнителей в жидкой фазе отходов.

Для получения миграционных параметров (n и D) и расчета поглощающей способности (N) грунта в отношении того или иного радиоактивного элемента необходимо получить “выходную кривую”.

“Выходная кривая” – есть изменение относительной концентрации загрязнителя во времени $c = f(t)$, которое наблюдается в ходе фильтрации жидкой фазы отходов при постоянной скорости через образец грунта, рассматриваемого в качестве геохимического барьера. Зависимость $c = f(t)$ определяется в лабораторных условиях на образцах грунта, отобранного в основании проектируемого места складирования отходов.

Имея “выходную кривую” в виде точек $c(t)$, необходимо каждому значению концентрации поставить в соответствие значение ξ

$$\xi = \inf \operatorname{erfc}(2c),$$

где $\inf \operatorname{erfc}$ – функция, обратная erfc . Преобразуя выражение для ξ , получаем уравнение прямой линии

$$\xi \frac{\sqrt{t}}{x} = \frac{n}{2\sqrt{Dn}} - \frac{v}{2\sqrt{Dn}} \cdot \frac{t}{x} \quad \text{или} \quad y = A - B \frac{t}{x}.$$

Определив, например, методом наименьших квадратов параметры прямой, проходящей через экспериментальные точки в координатах $\frac{\xi \sqrt{t}}{x}, \frac{t}{x}$, можно вычислить

искомые значения миграционных параметров

$$n = \frac{Av}{B}; D = \frac{n}{4A^2}.$$

В естественных условиях зона аэрации часто бывает представлена несколькими слоями грунта, отличающимися по составу и структуре. Каждый такой слой может характеризоваться присущими ему миграционными параметрами. Причем эти параметры могут довольно значительно отличаться для разных грунтов, слагающих данную толщу.

Случай двухслойной среды. Исходя из предположения, что в каждом слое многослойной грунтовой толщи процесс миграции происходит аналогично этому процессу в однослойной толще (например, по модели микродисперсии), математическое описание моделирования процесса миграции в двухслойной грунтовой толще может быть представлено в форме

$$n_1 \frac{dc_1(x,t)}{dt} = D_1 \frac{d^2c_1(x,t)}{dx^2} - v_1 \frac{dc_1(x,t)}{dx}, t > 0, 0 < x < r;$$

$$n_2 \frac{dc_2(x,t)}{dt} = D_2 \frac{d^2c_2(x,t)}{dx^2} - v_2 \frac{dc_2(x,t)}{dx}, t > 0, r < x < \infty.$$

Начальное условие:

$$c_1(x, 0) = c_2(x, 0) = c^0 - \text{фоновая концентрация.}$$

Граничные условия:

$$c_1(0, t) = c_0 - \text{исходная концентрация;}$$

$$c_1(r, t) = c_2(r, t);$$

$$c_2(\infty, t) = c^0,$$

где n_1 и n_2 – эффективные пористости 1-го и 2-го слоя; D_1 и D_2 – коэффициенты диффузии 1-го и 2-го слоя; v_1 и v_2 – скорости фильтрации в 1-м и 2-м слое.

Для решения данной системы вводятся новые осредненные переменные для каждого слоя, которые записываются как

$$c_1(x, t) = \frac{c_1(x, t) - c^0}{c^0 - c_0};$$

$$c_2(x, t) = \frac{c_2(x, t) - c^0}{c^0 - c_0}.$$

Тогда исходная система принимает вид

$$n_1 \frac{dc_1(x,t)}{dt} = D_1 \frac{d^2c_1(x,t)}{dx^2} - v_1 \frac{dc_1(x,t)}{dx}, t > 0, 0 < x < r;$$

$$n_2 \frac{dc_2(x,t)}{dt} = D_2 \frac{d^2c_2(x,t)}{dx^2} - v_2 \frac{dc_2(x,t)}{dx}, t > 0, r < x < \infty.$$

Начальное условие:

$$c_1(x, 0) = c_2(x, 0) = 0.$$

Граничные условия:

$$c_1(0, t) = 1;$$

$$c_1(r, t) = c_2(r, t);$$

$$c_2(\infty, t) = 0.$$

На первой стадии процесса миграции распространение загрязнителя происходит в первом слое. Первая стадия длится до тех пор, пока загрязнитель не достигнет границы между слоями ($x = r$), т. е. $c_1(r, t) = c_2(r, t) = 0$. В этом случае решение можно представить в виде решения микродисперсной модели в однослойной толще:

$$c_1(x, t) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{n_1 x - v_1 t}{2\sqrt{D_1 n_1 t}} \right), 0 < t < t_0;$$

$$c_2(x, t) = 0.$$

Для нахождения решения на следующих стадиях процесса миграции загрязнителя: $0 < c_1(x, t) < 1$, $0 < c_2(x, t) < 1$ (2); $c_1(x, t) = 1$, $0 < c_2(x, t) < 1$ (3); $c_1(x, t) = 1$, $c_2(x, t) = 1$ (4) переформулируем задачу. Введем предположение, что решение в первом слое таково, как если бы слой продолжался до бесконечности, т. е.

$$c_1(x, t) = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erfc} \left(\frac{n_1 x - v_1 t}{2\sqrt{D_1 n_1 t}} \right) + \exp \left(\frac{v_1}{D_1} x \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{n_1 x + v_1 t}{2\sqrt{D_1 n_1 t}} \right) \right\},$$

тогда на границе первого и второго слоя концентрация вычисляется как

$$c_1(r, t) = c_2(r, t) = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erfc} \left(\frac{n_1 r - v_1 t}{2\sqrt{D_1 n_1 t}} \right) + \exp \left(\frac{v_1}{D_1} r \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{n_1 r + v_1 t}{2\sqrt{D_1 n_1 t}} \right) \right\}.$$

В этом случае моделирование процесса миграции во втором слое описывается следующей системой дифференциальных уравнений и граничных условий:

$$n_2 \frac{dc_2(x,t)}{dt} = D_2 \frac{d^2c_2(x,t)}{dx^2} - v_2 \frac{dc_2(x,t)}{dx}, r < x < \infty, t > 0;$$

$$c_2(r, t) = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erfc} \left(\frac{n_1 r - v_1 t}{2\sqrt{D_1 n_1 t}} \right) + \exp \left(\frac{v_1}{D_1} r \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{n_1 r + v_1 t}{2\sqrt{D_1 n_1 t}} \right) \right\} -$$

граничное условие в точке $x = r$;

$$c_2(\infty, t) = 0 - \text{граничное условие в точке } x = \infty;$$

$$c_2(x, 0) = 0 - \text{начальное условие.}$$

Применяем преобразование Лапласа

$$c(x, s) = \int_0^{\infty} c(x, t) \exp(-st) dt,$$

где s – параметр преобразования и формулы операционного исчисления, и получаем решение в виде

$$c_2(x, t) = \int_0^t \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erfc} \left(\frac{n_2(x-r) - v_2 Q}{2\sqrt{D_2 n_2 Q}} \right) + \right.$$

$$+ \exp\left(\frac{v_2}{D_2}(x-r)\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{n_2(x-r)+v_2Q}{2\sqrt{D_2n_2Q}}\right);$$

$$\frac{r}{2(t-Q)} \sqrt{\frac{n_1}{\pi D_1(t-Q)}} \exp\left(-\left(\frac{n_1r-v_1(t-Q)}{2\sqrt{D_1n_1(t-Q)}}\right)^2\right) dQ.$$

При продолжении процесса массопереноса, т. е. $t \gg 0$ можно использовать следующее приближенное решение:

$$c_2(x,t) = \frac{1}{2} \int_0^t \frac{r}{2(t-Q)} \sqrt{\frac{n_1}{\pi D_1(t-Q)}} \times$$

$$\times \exp\left(-\left(\frac{n_1r-v_1(t-Q)}{2\sqrt{D_1n_1(t-Q)}}\right)^2\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{n_2(x-r)-v_2Q}{2\sqrt{D_2n_2Q}}\right) dQ. \quad (5)$$

Случай трехслойной среды. Аналогично случаю двухслойной среды математическое описание моделирования процесса миграции в случае трехслойной грунтовой толщи будет иметь вид

$$n_1 \frac{dc_1(x,t)}{dt} = D_1 \frac{d^2c_1(x,t)}{dx^2} - v_1 \frac{dc_1(x,t)}{dx}, \quad t > 0, 0 < x < \eta;$$

$$n_2 \frac{dc_2(x,t)}{dt} = D_2 \frac{d^2c_2(x,t)}{dx^2} - v_2 \frac{dc_2(x,t)}{dx},$$

$$t > 0, \eta < x < r_2;$$

$$n_3 \frac{dc_3(x,t)}{dt} = D_3 \frac{d^2c_3(x,t)}{dx^2} - v_3 \frac{dc_3(x,t)}{dx}, \quad t > 0, r_2 < x < \infty.$$

Начальное условие:

$$c_1(x,0) = c_2(x,0) = c_3(x,0) = c^0.$$

Граничные условия:

$$c_1(0,t) = c_0;$$

$$c_1(\eta t) = c_2(\eta t);$$

$$c_2(r_2 t) = c_3(r_2 t);$$

$$c_3(\infty, t) = c^0.$$

После осреднения система принимает вид:

$$n_1 \frac{dc_1(x,t)}{dt} = D_1 \frac{d^2c_1(x,t)}{dx^2} - v_1 \frac{dc_1(x,t)}{dx}, \quad t > 0, 0 < x < \eta;$$

$$n_2 \frac{dc_2(x,t)}{dt} = D_2 \frac{d^2c_2(x,t)}{dx^2} - v_2 \frac{dc_2(x,t)}{dx},$$

$$t > 0, \eta < x < r_2;$$

$$n_3 \frac{dc_3(x,t)}{dt} = D_3 \frac{d^2c_3(x,t)}{dx^2} - v_3 \frac{dc_3(x,t)}{dx}, \quad t > 0, r_2 < x < \infty.$$

Начальное условие:

$$c_1(x,0) = c_2(x,0) = c_3(x,0) = 0.$$

Граничные условия:

$$c_1(0,t) = 1;$$

$$c_1(\eta t) = c_2(\eta t);$$

$$c_2(r_2 t) = c_3(r_2 t);$$

$$c_3(\infty, t) = 0.$$

Рассмотрим стадии развития процесса миграции в случае трехслойной грунтовой толщи и соответствующие им решения.

Первая стадия процесса миграции – перенос происходит в первом слое грунтовой толщи до тех пор, пока не достигнет границы между первым и вторым слоями. Решение в данном случае фактически определяется первым слоем и имеет вид

$$c_1(x,t) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{n_1x-v_1t}{2\sqrt{D_1n_1t}}\right);$$

$$c_2(x,t) = 0;$$

$$c_3(x,t) = 0.$$

Вторая стадия процесса миграции – перенос загрязнителя происходит в первом и втором слоях до тех пор, пока не достигнет границы между вторым и третьим слоями. Решение в этом случае фактически аналогично решению двухслойной среды:

$$c_1(x,t) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{n_1x-v_1t}{2\sqrt{D_1n_1t}}\right);$$

$$c_2(x,t) = \frac{1}{2} \int_0^t \frac{\eta}{2(t-Q)} \sqrt{\frac{n_1}{\pi D_1(t-Q)}} \times$$

$$\times \exp\left(-\left(\frac{n_1\eta-v_1(t-Q)}{2\sqrt{D_1n_1(t-Q)}}\right)^2\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{n_2(x-\eta)-v_2Q}{2\sqrt{D_2n_2Q}}\right) dQ;$$

$$c_3(x,t) = 0.$$

Третья стадия процесса – миграция загрязнителя в трех слоях. Для нахождения решения в этом случае переформулируем задачу. Будем считать, что приближенно решение во втором слое таково, как если бы слой продолжался на ∞ , тогда в точке $x = r_2$ будем иметь следующее граничное условие:

$$c_2(r_2,t) = \frac{1}{2} \int_0^t \left\{ \operatorname{erfc}\left(\frac{n_2(r_2-\eta)-v_2Q}{2\sqrt{D_2n_2Q}}\right) + \right.$$

$$\left. + \exp\left(\frac{v_2}{D_2}(r_2-\eta)\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{n_2(r_2-\eta)+v_2Q}{2\sqrt{D_2n_2Q}}\right) \right\} \times$$

$$\times \frac{\eta}{2(t-Q)} \sqrt{\frac{n_1}{\pi D_1(t-Q)}} \exp\left(-\left(\frac{n_1\eta-v_1(t-Q)}{2\sqrt{D_1n_1(t-Q)}}\right)^2\right) dQ.$$

В этом случае задачу для третьего слоя можно переформулировать как

$$\begin{aligned}
 c_3(x, t) = & \frac{1}{2} \int_0^t \left[\frac{(x-r_2)}{(t-Q_2)} \sqrt{\frac{n_3}{\pi D_3 (t-Q_2)}} \times \right. \\
 & \times \exp \left[- \left(\frac{n_3(x-r_2) - v_3(t-Q_2)}{2\sqrt{D_3 n_3 (t-Q_2)}} \right)^2 \right] \times \\
 & \times \int_0^{Q_2} \left\{ \frac{\eta}{2(Q_2-Q_1)} \sqrt{\frac{n_1}{\pi D_1 (Q_2-Q_1)}} \right\} \times \\
 & \times \exp \left[- \left(\frac{\eta \eta - v_1(Q_2-Q_1)}{2\sqrt{D_1 n_1 (Q_2-Q_1)}} \right)^2 \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{n_2(r_2-\eta) - v_2 Q_1}{2\sqrt{D_2 n_2 Q_1}} \right) \times \\
 & \times dQ_1 dQ_2.
 \end{aligned} \quad (6)$$

Расчет предельно допустимого времени эксплуатации участка складирования РАО

Данные о распределении концентрации выявленных загрязнителей по глубине в пределах грунтовой толщи зоны аэрации на заданный период эксплуатации участка складирования РАО позволяют перейти к расчету предельно допустимого времени ($T_{пр}$) использования рассматриваемого участка.

Принцип оценки основан на исключении возможности попадания любого из загрязнителей в первый от поверхности водоносный горизонт. Нам необходимо определить время ($T_{пр}$), в течение которого грунтовая толща зоны аэрации будет полностью поглощать все загрязнители и ни один из них не попадет в водоносный горизонт, т. е. определить допустимое время эксплуатации места складирования. Это означает, что необходимо определить время, когда концентрация самого активного загрязнителя на верхней границе грунтовых вод будет меньше ПДК.

Расчет $T_{пр}$ для однослойной грунтовой толщи, перекрывающей водоносный горизонт, проводится по формуле

$$T_{пр} = \frac{m}{v^2} \left(2\xi^2 D + mv - 2\xi \sqrt{\xi^2 D + Dvm} \right), \quad (7)$$

где m – мощность грунтовой толщи, перекрывающей водоносный горизонт; ξ – осредненное значение предельно допустимой концентрации загрязнителя на верхней границе водоносного горизонта:

$$\xi = \inf \operatorname{erfc} (2 \text{ ПДК}_{эл} / c_0),$$

(ПДК – предельно допустимая концентрация элемента; c_0 – исходная концентрация данного элемента на верхней границе зоны аэрации).

Для грунтовой толщи как многослойной среды целесообразно использовать итерационный метод вычис-

лительной математики. Использование формул (4), (5) и (6) и итерационного метода позволяет рассчитывать $T_{пр}$, при котором исключается возможность выхода за пределы грунтовой толщи зоны аэрации любого из выявленных загрязнителей.

Оценка степени защищенности подземных вод от загрязнения

В районах складирования отходов степень защищенности подземных вод от загрязнения определяется поглощающими свойствами грунтовой толщи, перекрывающей первый водоносный горизонт.

Поглощаемость загрязнителей определяет три категории участков по степени защищенности:

1) защищенные участки, где грунтовая толща, перекрывающая первый от поверхности водоносный горизонт, на протяжении всего периода эксплуатации места складирования полностью поглощает все загрязнители, присутствующие в фильтрующей жидкой фазе отходов;

2) условно защищенные участки, где грунтовая толща, перекрывающая первый водоносный горизонт, способна поглощать загрязнители не на весь период эксплуатации места складирования РАО, а в течение более короткого времени;

3) незащищенные участки, где грунтовая толща, перекрывающая первый водоносный горизонт, не обладает поглощающими свойствами в отношении загрязнителей, присутствующих в фильтрующей жидкой фазе отходов.

Оценка степени защищенности выполняется в пределах каждого из выделенных участков территории проектируемого места складирования РАО. С этой целью по всем разведочным скважинам на территории рассматриваемого участка определяется минимальная мощность каждой из литологических разностей, слагающих грунтовую толщу, перекрывающую водоносный горизонт. Далее строится условный разрез по участку с минимальными мощностями литологических разностей и рассчитывается $T_{пр}$. Если $T_{пр}$ больше проектного времени эксплуатации места складирования, анализируемый участок следует отнести к категории защищенных. При $T_{пр}$ меньше проектируемого периода эксплуатации места складирования необходимо выполнить более детальный анализ по расчету степени защищенности подземных вод. С этой целью следует определить $T_{пр}$ по всем разрезам, построенным при бурении разведочных скважин. Полученные данные являются основой для выделения в пределах рассматриваемой территории участков защищенных и условно защищенных. Выделение незащищенных участков осуществляется в пределах территории проектируемого места складирования там, где ни одна из литологических разностей, слагающих грунтовую толщу зоны аэрации, не обладает поглощающей способностью в отношении всех выявленных загрязнителей. Этот факт

легко устанавливается в лабораторных условиях при получении "выходных кривых". Грунт не обладает поглощающей способностью в отношении того или иного загрязнителя, если первая точка "выходной кривой" имеет значение относительной концентрации, близкое к 1.

Расчет минимально необходимой мощности искусственного сорбирующего экрана из местных глин

При оценке защищенности подземных вод от загрязнения в пределах территории проектируемого места складирования РАО может быть выявлен участок, где отсутствуют литологические разности, поглощающие выявленные загрязнители. При небольшой площади такого участка решение проблемы может заключаться в создании искусственного поглощающего экрана из местных глинистых материалов. Аналогичное решение может рассматриваться, если поглощающая способность грунтов зоны аэрации в пределах проектируемого места складирования или отдельных его участков недостаточна и не позволяет эксплуатировать места складирования на протяжении необходимого периода времени.

Возможность создания искусственного глинистого экрана в значительной степени определяется его стоимостью и наличием дисперсного материала (глина, суглинок, супесь), способного поглощать выявленные загрязнители. Стоимость такого экрана будет определяться стоимостью добычи, транспортировки и укладки материала. В этой связи требуется определение минимальной (необходимой и достаточной) мощности экрана, который будет служить надежным геохимическим барьером для загрязнителей на протяжении всего периода эксплуатации места складирования.

Расчет минимальной мощности экрана M_{\min} , когда грунтовая толща в основании проектируемого места складирования не обладает поглощающей способностью, осуществляется по формуле

$$M_{\min} = \frac{1}{n} (vT_{\text{пр}} + 2\xi\sqrt{DnT_{\text{пр}}}), \quad (8)$$

где $T_{\text{пр}}$ – заданное время эксплуатации экрана, при котором не будет происходить загрязнения подземных вод.

В том случае, когда грунтовая толща зоны аэрации обладает поглощающей способностью, но не достаточна для защиты подземных вод в течение требуемого времени, минимальная необходимая мощность искус-

ственного экрана, являющегося здесь дополнением к природной защитной способности грунтов, рассчитывается с использованием одного из итерационных методов вычислительной математики и приведенных выше решений (4), (5) и (6).

Расчет минимальной мощности экрана должен производиться после определения миграционных параметров загрязнителей в глинистом материале, который планируется использовать для создания искусственного экрана.

Заключение

Предлагаемая методика позволяет на основании несложных лабораторных работ получать количественную оценку степени защищенности подземных вод от загрязнения радиоактивными элементами для действующего или проектируемого участка захоронения отходов атомной промышленности.

Список литературы

1. Дашко Р. Э., Еремеева А. А., Дверницкий Б. Г. Проблемы загрязнения подземных вод радионуклидами. – Экологические проблемы гидрогеологии. 8-е Толстихинские чтения. Материалы научн.-мет. конф., 1999.
2. Мироненко В. А., Румынин В. Г. Проблемы изучения загрязнения подземных вод радионуклидами, особенности описания процессов и примеры анализа загрязнения. – Экологические проблемы гидрогеологии. 8-е Толстихинские чтения. Материалы научн.-мет. конф., 1999.
3. Румынин В. Г., Мироненко В. А. Опыт исследования процессов загрязнения подземных вод на участках поверхностного складирования радиоактивных отходов. – Геоэкология, 1999, № 5.
4. Сергеев В. И. Методика оценки свойств грунта как геохимического барьера для тяжелых металлов. // Third CODATA Conference Geomathematics and Geostatistics, June 7–11, 1993, Netherlands.
5. Сквалецкий М. Е., Кулешова М. Л. Оценка грунтовой толщи как естественного барьера на пути миграции токсичных загрязнителей. – География. Программа "Университеты России". – М.: Изд-во МГУ, 1993.
6. Сергеев В. И. Methods for estimating the properties of soils as geochemical barriers for heavy metals. – ITC Journal, 1994, vol. 1, p. 29–33.

Статья поступила в редакцию 22.04.2004 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Лукин А. В., Хмельницкий Д. В. Расчеты ударного воздействия топливного раствора на крышку корпуса импульсного реактора	3
Колесов В. Ф., Хоружий В. Х., Воронцов С. В., Евдокимов В. В. Продолжение поиска вариантов реактора с форсированными параметрами импульсов	13
Чернухин Ю. И., Терехин В. А., Стрельцов С. И. Аномалии критичности сборок с композиционными отражателями	25
Иванов Г. А., Лукин А. В., Хмельницкий Д. В. К оценке оптимальных условий воспроизводства ^{233}U из ^{232}Th в КВС	29
Сергеев В. И., Шимко Т. Г., Кулешова М. Л., Петрова Е. В., Степанова Н. Ю. Методика оценки степени защищенности подземных вод от загрязнения в районах складирования отходов атомной промышленности	31

CONTENTS

Lukin A. V., Khmel'nitski D. V. Calculations of fuel solution shock effect onto the cover of the pulse reactor vessel	3
Kolesov V. F., Khoruzhi V. Kh., Vorontsov S. V., Yevdokimov V. V. A continued search for variants of reactor with forced pulses parameters	13
Chernukhin Yu. I., Terekhin V. A., Strel'tsov S. I. Anomalies of criticality of assemblies with composite reflectors	25
Ivanov G. A., Lukin A. V., Khmel'nitski D. V. On assessment of optimal conditions of reproduction of ^{233}U from ^{232}Th in internal combustion reactor	29
Sergeev V. I., Shimko T. G., Kuleshova M. L., Petrova E. V., Stepanova N. Yu. Technique of an estimation of a degree of security of underground waters from pollution in the areas of dumping of waste of the nuclear industry	31

Ответственный за выпуск В. Ф. Колесов

Редактор В. М. Тагирова

Корректор М. В. Кривова

Компьютерная подготовка оригинал-макета М. С. Мещерякова

Подписано в печать 30.08.2004

Формат 60x84/8

Офсетн. печ

Усл. печ. л. 4,5

Уч.-изд. л. ~ 5

Тираж 150

Зак. тип. 811-2004

Индекс 3646

5 статей

Отпечатано в ИПК ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ"

607190, г. Саров Нижегородской обл.

ПД № 00568 от 22.05.2000

ISSN 0205-4671. Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 1, 1-37

Индекс 3646

Л.Ф. Цурикова