

Оптимизационные исследования реакторов на быстрых нейтронах

А. М. КУЗЬМИН, Ю. В. СИЛАЕВ, В. В. ОРЛОВ, В. В. ХРОМОВ

УДК 621.039.526

Выбор оптимальных характеристик ядерных реакторов связан с комплексным рассмотрением теплофизических, прочностных, гидравлических и других вопросов и представляет сложную многопараметрическую задачу. При большом числе искомых параметров (или управлений) успешное решение такой задачи для ядерных реакторов на быстрых нейтронах типа БН-350 [1] может быть получено с помощью расчетного оптимизационного комплекса для быстрых атомных реакторов [2].

Описание алгоритма программы. Оптимизационный комплекс включает нейтроннофизический, прочностной и теплотехнический расчеты реактора и позволяет решать задачи в следующей постановке. Найти такое значение вектора управлений $\mathbf{u} \{u_1; u_2; \dots u_q; \dots u_k\}$, удовлетворяющего требованию:

$$\mathbf{u}_{\min} \leq \mathbf{u} \leq \mathbf{u}_{\max}, \quad (1)$$

при котором какая-либо характеристика $F_0(\varphi, \mathbf{u})$ реактора достигает оптимального значения (в дальнейшем будет рассматриваться минимум F_0) и соблюдаются ограничения на другие величины $F_v(\varphi, \mathbf{u})$ вида

$$F_v(\varphi, \mathbf{u}) \leq A_v \quad (v=1, 2, \dots, p) \quad (2)$$

при условии, что переменные $\varphi(r) \{\varphi^{(1)}; \varphi^{(2)}; \dots \varphi^{(m)}\}^{(2)}$, описывающие состояние реактора (например, поток нейтронов, распределение температур и т. п.), подчиняются известным уравнениям, а величины $\mathbf{u}_{\min}$, $\mathbf{u}_{\max}$ и A_v считаются известными.

При этом предполагаются заданными и постоянными тепловая мощность реактора W , вид и свойства реакторных материалов (ядерного горючего, теплоносителя и т. п.), температура теплоносителя на выходе из реактора $T_{\text{вых}}$, параметры топливного цикла и эксплуатационные характеристики реактора (вре-

мя переработки горючего, коэффициент нагрузки реактора и т. п.).

В качестве компонент u_i вектора управлений $\mathbf{u}$ могут приниматься следующие параметры (индексом i помечены те из них, которые могут меняться при переходе от одной зоны реактора к другой): высота активной зоны реактора H , высота полости в твэле для сбора газообразных продуктов деления $H_{\text{г.п.}}$, толщины отдельных зон реактора ΔR_i , внешний диаметр топливного брикета $d_i^{(т)}$, толщина оболочки твэла $\Delta i^{об}$, относительный шаг треугольной решетки твэлов h_i , скорость теплоносителя в канале i -й зоны с максимальным тепловыделением v_i^0 , обогащение горючего x_i , относительная доля поглотителей для компенсации реактивности $\varepsilon_i^п$, объемная доля стенок кассет в реакторе $\varepsilon_{\text{ст.к.}}$.

В программе нейтроннофизический расчет проводится в двухгрупповом диффузионном приближении для одномерного цилиндрического реактора с усреднением сечений по характерному 18-групповому спектру нейтронов в каждой зоне реактора, а утечка нейтронов в торцы учитывается параметром $\kappa^2 = \left(\frac{\pi}{H+2\delta_{\text{эфф}}} \right)^2$. Усредненные микроскопические сечения и эффективная добавка торцового отражателя $\delta_{\text{эфф}}$ рассчитываются на основе двумерной программы 18-4RZ-15 [3].

Теплотехнический расчет ограничивается оценкой максимальных температур оболочек твэлов с учетом факторов перегрева и определением среднего подогрева теплоносителя в реакторе $\Delta T_{\text{т.н.}}$. Расчет проводится в предположении, что отсутствует перетечка тепла вдоль оси твэлов. Расчет оболочки твэла на прочность проводится для случая, когда в процессе распухания горючее не оказывает давления на оболочку [4]. Максимальное напряжение

σ_k , возникающее в стенке кассеты за счет перепада давлений Δp теплоносителя по высоте реактора, определяется в предположении, что толщина кассеты гораздо меньше ее размера под ключ.

Включение в программу алгоритмов теплофизического и прочностного расчетов позволяет решать оптимизационные задачи с учетом ограничений:

$$\begin{aligned} T_{\text{ц}}^{\text{макс}} &\leq T_{\text{ц}}^{\text{доп}}; & \xi_{\text{об}}^{\text{макс}} &\leq \xi_{\text{об}}^{\text{доп}}; \\ T_{\text{об}}^{\text{макс}} &\leq T_{\text{об}}^{\text{макс}}; & \sigma_k^{\text{макс}} &\leq \sigma_k^{\text{доп}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $T_{\text{ц}}^{\text{доп}}$, $T_{\text{об}}^{\text{доп}}$, $\xi_{\text{об}}^{\text{доп}}$, $\sigma_k^{\text{доп}}$ — соответственно допустимые значения максимальной температуры в центре твэла и на оболочке, относительной деформации оболочки и напряжений в кассете. В программе поиск оптимального варианта осуществляется автоматически с помощью итерационного метода, использующего теорию возмущений и линейное программирование.

Алгоритм метода описан в работе [5]. Допускается решение задач, в которых число ограничений типа (2) не превышает 36, а количество управляющих параметров не превышает 34. Это позволяет осуществить поиск оптимальных композиций четырех радиальных зон быстрого реактора с учетом их тепловых, прочностных и физических характеристик.

Программа позволяет рассматривать топливные циклы $U^8 - U^5$ и $U^8 - Pu^9$ и рассчитывать коэффициент воспроизводства с учетом высших изотопов, соответствующих так называемому среднеизотопному составу с концентрациями $\langle \rho^j \rangle_i$ делящихся элементов, определяемыми соотношением:

$$\langle \rho^j \rangle_i = \frac{1}{T_{a_i}} \int_0^{T_{a_i}} \rho_i^j(t) dt, \quad (4)$$

где T_{a_i} — кампания i -й зоны реактора. При

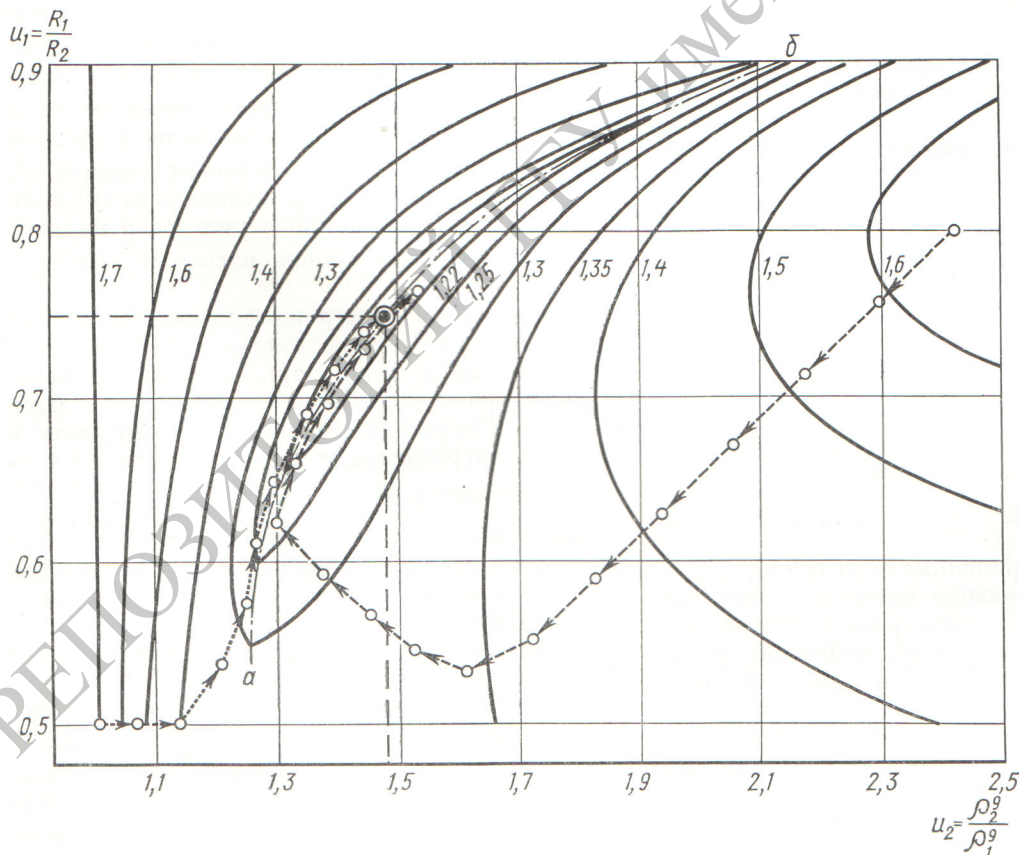


Рис. 1. Кривые $K_r = \text{const}$ и градиентный спуск в задаче о минимуме коэффициента неравномерности тепловыделения ($a - b$ — проекция гребня поверхности $K_r(u_1, u_2)$ на плоскость $u_1 - u_2$).

этом концентрации $\rho_i^j(t)$ находятся из решения уравнения выгорания в предположении, что одногрупповые микроскопические сечения захвата и деления элементов не меняются за время работы реактора. Изменение поля тепловыделения во время работы реактора между перегрузками оценивается по огибающей поля тепловыделений, рассчитанных для трех состояний реактора: до перегрузки, после перегрузки и в середине интервала между перегрузками. Из этих расчетов находится коэффициент k_T , характеризующий, во сколько раз надо увеличить расход теплоносителя через реактор, и принимаемый постоянным в процессе нескольких шагов поиска оптимума.

Задачи о наилучшем выравнивании поля тепловыделения. Положенный в основу программы РОКБАР итерационный алгоритм поиска оптимального варианта близок к идеям метода наискорейшего спуска [6]. Так же как в методе наискорейшего спуска, поиск оптимума осуществляется вдоль градиента функции. Это обстоятельство иллюстрирует рис. 1, где представлено решение задачи о минимуме коэффициента неравномерности тепловыделения K_r в одномерном цилиндрическом реакторе с двумя активными зонами, окруженными отражателем. В качестве управляющих параметров принимались: $u_1 = \frac{R_1}{R_2}$ и $u_2 = \frac{\rho_2^0}{\rho_1^0}$ и требовалось выполнение условий:

$$0,5 \leq u_1 \leq 0,9; \quad 1,0 \leq u_2 < \infty, \quad (5)$$

где R_i — радиус i -й зоны, а ρ_i^0 — концентрация делящегося материала в i -й зоне ($i = 1, 2$). На рис. 1 сплошные линии получены из условия $K_r = \text{const}$, а пунктирные линии соответствуют градиентному спуску с помощью программы РОКБАР из двух разных точек: 1) $u_1 = 0,5$; $u_2 = 1,0$ и 2) $u_1 = 0,8$; $u_2 = 2,4$. В обоих случаях программа на каждой итерации выбирала такой путь, чтобы наискорейшим образом попасть на гребень (а — б), а затем вдоль гребня спуститься в точку $u_1 = 0,75$; $u_2 = 1,47$, соответствующую наименьшему значению K_r .

Интересно, что в этой задаче минимум K_r достигается в точке, где первая производная от K_r по каждому из управлений терпит разрыв. В связи с этим не могут быть использованы классические методы вариационного исчисления, хотя оптимум лежит внутри рассматриваемой области (5) изменения управлений.

Представляется целесообразным сравнить результаты итерационного решения задач по программе РОКБАР и аналитического решения на основе принципа максимума Л. С. Понтрягина [7]. Такое сравнение было проведено на примере решения задачи о максимуме мощности цилиндрического реактора с газовым охлаждением, в котором мог варьироваться диаметр $d(r)$ топливного канала. Решение этой задачи на основе принципа максимума Л. С. Понтрягина для положительного материального параметра решетки твэлов было получено в работе [8]. Нетрудно видеть, что постановка задачи в этой работе равносильна следующей. Найти (в относительных единицах) такие толшины зон ΔR_i и диаметры твэлов d_i в них, чтобы функционал

$$F_0 = \frac{\Phi_0}{\int_0^{2,405} d(r) \Phi(r) dr}$$

достигал минимального значения и выполнялись условия:

$$0 \leq \Delta R_i \leq 2,405; \quad 0,776 \leq d_i \leq 1,118, \quad (6)$$

где $\Phi(r)$ — одногрупповой поток нейтронов в точке r реактора.

По программе РОКБАР задача решалась для двух-, трех- и четырехзонных компоновок реактора и при различном числе узлов конечно-разностной сетки разбиения N , использован-

Результаты решения задачи о максимуме мощности реактора

Таблица 1

Параметры	Компоновка				Результаты работы [8]
	2-зонная	3-зонная	4-зонная	3-зонная	
F_0	0,6711	0,6653	0,6652	0,6653	—
ΔR_1	1,297	1,274	0,733	1,271	1,26
ΔR_2	1,108	0,793	0,538		0,78
ΔR_3	—	0,338	0,785		0,365
ΔR_4	—	—	0,349		—
d_1	1,118	1,118	1,118	1,118	1,118
d_2	0,776	0,776	1,118	0,776	0,776
d_3	—	1,118	0,776	1,118	1,118
d_4	—	—	1,118	—	—
N		45		65	—

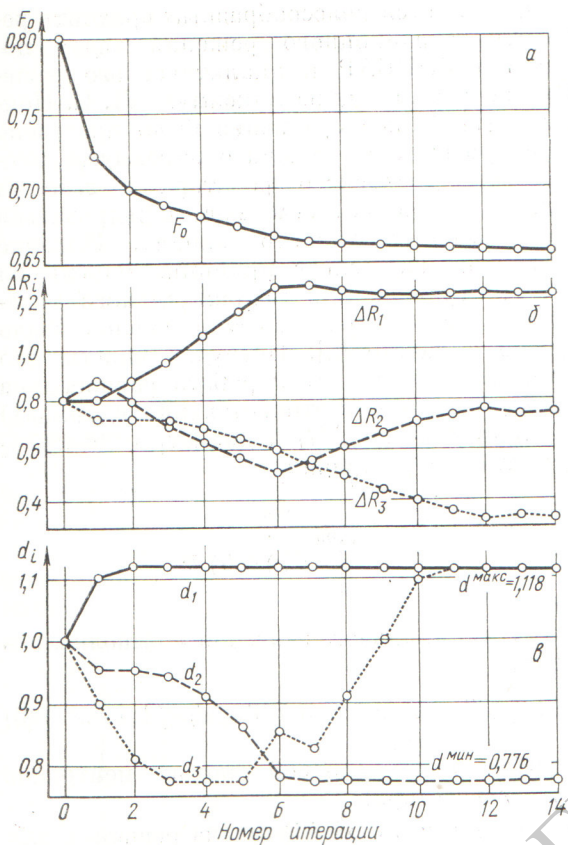


Рис. 2. Сходимость итерационного процесса в задаче о максимуме мощности трехзонного быстрого реактора: а — изменение минимизируемого функционала F_0 в процессе итераций; б — итерационное изменение толщин ΔR_i зон реактора; в — изменение диаметров d_i твэлов в процессе итераций.

ном при определении потоков и ценностей нейтронов. Результаты сравнения представлены в табл. 1, а сходимость итерационного поиска оптимума для трехзонной компоновки реактора — на рис. 2.

Из анализа результатов, приведенных в таблице 1, можно сделать следующие выводы:

1) как и в работе [8], оптимальной оказалась трехзонная компоновка реактора; выбранная вначале четырехзонная компоновка в процессе итераций перешла фактически в трехзонную;

2) с увеличением числа узлов N конечно-разностной сетки разбиения точность численного решения задачи возрастает и приближается к аналитическому решению задачи на основе принципа максимума Л. С. Понтрягина.

Задачи о минимуме затрат плутония для обеспечения заданного темпа развития ядерной энергетики. В качестве более сложного примера рассмотрим задачу о минимуме затрат плутония при ограничениях (3). Расчет затрат плутония G для получения 1 Мвт электроэнергии при заданном темпе развития T_0 ядерной энергетики проводился по формуле

$$G = \frac{P_f}{W_{эл}} \left(1 + \frac{T_{па}}{T_a} \right) \left(1 - \frac{T_0}{T_2} \right), \quad (7)$$

где P_f — критическая масса реактора; $W_{эл}$ — его электрическая мощность; T_a — кампания твэлов; $T_{па}$ — время химической переработки твэлов активной зоны; T_2 — время удвоения системы одновременно работающих бридеров. Время удвоения рассчитывалось по формуле, полученной из общего выражения, предложенного Л. Н. Усачевым в работе [9]. Задача решалась для цилиндрического натриевого реактора (состоящего из двух активных зон, окруженных экранами), в котором в качестве горючего использовалась смесь $UO_2 + PuO_2$ с пористостью 15% и максимально допустимым выгоранием $100 \text{ кг}_{оск}/\text{м}_{топл}$. Конструкционным материалом и материалом оболочек твэлов служила нержавеющая сталь. Время химической переработки твэлов экранов ($T_{п.э}$) принималось равным 1 году, а для твэлов активной зоны $T_{п.а} = 0,5$ года при 2%-ной потери горючего. Теплопроводность горючего принималась равной $1,8 \text{ ккал}/\text{м} \cdot \text{ч} \cdot \text{°C}$. Прочностные и теплофизические свойства стали, натрия и горючего были в основном такими же, как для реактора БН-350 [1]. Область изменения управляющих параметров выбрана следующей:

$$\left. \begin{aligned} 0,01 \text{ м} &\leq H_{ч.п} \leq 2,0 \text{ м}; \\ 0,2 \text{ м} &\leq H \leq 2,0 \text{ м}; \quad 0,0^3 1 \leq \epsilon_{ст.к} \leq 0,2; \\ 0,1 \text{ м} &\leq \Delta R_i < \infty; \quad 0,0^2 3 \text{ м} \leq d_i^T < \infty; \\ 1,15 &\leq h_i < \infty; \\ 0 &\leq v_i \leq 10 \text{ м/сек}; \quad 0,0^2 1 \leq x_i \leq 1,0; \\ (i &= 1, 2). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Размеры твэлов и относительный шаг решетки по технологическим соображениям принимались одинаковыми для обеих активных зон, причем $\Delta_i^{об} = 0,4 \text{ мм}$. Полость для сбора газообразных продуктов деления была расположена за нижним торцовым экраном, где температура теплоносителя минимальна. Предельные температуры центра (T_n) и оболочки твэ-

лов ($T_{об}$), а также предельные напряжения в стенке кассеты (σ_K) и максимально допустимая относительная деформация оболочки твэлов ($\xi_{об}$) принимались равными:

$$T_{ц}^{доп} = 2450^\circ \text{C}; \quad \sigma_K^{доп} = 18 \text{ кг/мм}^2;$$

$$T_{об}^{доп} = 725^\circ \text{C}; \quad \xi_{об}^{доп} = 0,2\%.$$

Задача решалась для реактора с тепловой мощностью активной зоны $W = 2250 \text{ Мвт}$ ($W_{эл} = 1000 \text{ Мвт}$) и с температурой теплоносителя на выходе $T_{вых} = 560^\circ \text{C}$ при различных темпах развития ядерной энергетики. Одновременно для такого же реактора была решена задача на минимум периода удвоения.

При минимизации G и T_2 коэффициент k_T , характеризующий изменение поля тепловыделения, принимался равным 1,15, а коэффициенты воспроизводства активной зоны (КВА) и реактора (КВ) рассчитывались без учета высших изотопов. Результаты расчетов представлены в табл. 2.

Основные параметры реакторов, оптимальных по затратам плутония (G) и времени удвоения (T_2)

Таблица 2

T_0 , год	Минимум по затратам плутония			Минимум по времени удвоения
	0	2,5	6,0	
G , кг/Мвт	1,83	1,49	0,92	—
T_2 , год	13,8	12,5	11,4	10,2
$\bar{Q}$, кет/л	930	880	800	550
P_f , кг	1065	1150	1290	1820
$P_f \left(1 + \frac{T_{па}}{T_0}\right)$	1830	1860	1930	2390
K_r	1,29	1,27	1,28	1,25
КВА	0,518	0,564	0,625	0,802
КВ	1,23	1,25	1,27	1,32
$\varepsilon_{ст.к}$	0,105	0,107	0,110	0,103
$H_{г.п.}$, м	0,256	0,288	0,300	0,571
H , м	0,798	0,787	0,764	0,950
ΔR_1 , м	0,548	0,594	0,621	0,731
ΔR_2 , м	0,435	0,422	0,461	0,442
d_T , мм	3,0	3,32	3,76	5,22
h	1,26	1,23	1,19	1,16
x_1	0,169	0,158	0,147	0,121
x_2	0,206	0,194	0,176	0,146
$v_{1,2}^0$, м/сек	10,0	10,0	10,0	8,77

Из выражения (7) видно, что при большом по сравнению с T_0 временем удвоения T_2 оптимум по затратам плутония G определяется оптимумом произведения $P_f \left(1 + \frac{T_{па}}{T_0}\right)$, которое характеризует количество горючего в топ-

ливном цикле (реактор и перерабатывающая установка). При темпах развития, сравнимых по величине с временем удвоения, оптимум по G определяется выражением $1 - \frac{T_0}{T_2}$ и параметры таких реакторов не должны сильно отличаться от параметров, полученных при оптимизации по T_2 .

Анализ результатов расчета позволяет сделать следующие выводы.

1. Требование минимума затрат плутония приводит к развитию реакторов с большой теплонапряженностью. При этом максимальные температуры в центре и на оболочке твэла и максимальные напряжения в стенке кассеты достигают предельных значений, а допустимая деформация оболочки твэла близка к предельной. Средний подогрев теплоносителя равен $\Delta T_{т.н} = 185-190^\circ \text{C}$.

2. Как и следовало ожидать, с увеличением T_0 характеристики оптимального реактора приближаются к характеристикам реактора, оптимального по периоду удвоения. При этом происходят уменьшение средней энергонапряженности $\bar{Q}$, повышение коэффициента воспроизводства и критической массы $\bar{P}_f$ и возрастание диаметра твэлов при уменьшении обогащения и объемной доли теплоносителя.

Интересно отметить, что в данной задаче наблюдается весьма пологий оптимум величины затрат плутония G от управлений. Это подтверждается пересчетом величины G при фиксированном темпе развития T_0 на другие значения T_0 .

Решение рассмотренных задач, а также задач, опубликованных в работе [10], показало, что программа РОКБАР является надежным и эффективным инструментом для поиска оптимальных композиций быстрых реакторов.

В заключение авторы выражают большую благодарность А. П. Рудику за полезные советы и замечания, которые были учтены при выполнении работы.

Поступила в Редакцию 22/VII 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Лейпунский и др. «Атомная энергия», 25, 380 (1968).
2. В. В. Хромов и др. В сб. «Физика ядерных реакторов». Вып. 2. М., Атомиздат, 1970, стр. 3.
3. А. М. Кузьмин, В. В. Хромов. В сб. «Инженерно-физические вопросы ядерных реакторов». Под редакцией Л. Н. Юровой. М., Атомиздат, 1966, стр. 33.

4. Ю. И. Лихачев, В. В. Вахромеева. В сб. «Состояние и перспективы работ по созданию АЭС с реакторами на быстрых нейтронах» (Материалы симпозиума СЭВ). Т. II. Обнинск, 1968, стр. 508.
5. В. В. Хромов и др. «Атомная энергия», 27, 186 (1969).
6. Г. Келли. В сб. «Методы оптимизации с приложениями к механике космического полета». М., «Наука», 1965, стр. 244.

7. Л. С. Понтрягин и др. Математическая теория оптимальных процессов. М., Физматгиз, 1961.
8. Т. С. Зарицкая, А. П. Рудик. «Атомная энергия», 23, 218 (1967).
9. А. И. Лейпунский и др. Доклад № Р/369, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
10. А. М. Кузьмин и др. В сб. «Физика ядерных реакторов». Вып. 2. М., Атомиздат, 1970, стр. 17.

Рефераты статей, опубликованных в номере

УДК 621.039.526

Оптимизационные исследования реакторов на быстрых нейтронах. А. М. Кузьмин, Ю. В. Силаев, В. В. Орлов, В. В. Хромов. «Атомная энергия», 31, 83 (1971).

Описывается комплекс программ для оптимизационных исследований реакторов на быстрых нейтронах с учетом тепловых прочностных и физических взаимосвязей между искомыми параметрами реактора. Рассматривается применение комплекса к решению задач о выравнивании поля тепловыделения и минимуме затрат плутония на обеспечение заданного темпа развития ядерной энергетики. На примере задачи о максимуме мощности реактора дается сравнение полученных по программе результатов с аналитическим решением на основе принципа максимума Понтрягина. (2 рис., 2 табл., 10 библиографических ссылок.)

УДК 621.039.514:621.039.524.44

Некоторые особенности автоколебательных режимов кипящего реактора. Б. В. Кебадзе, В. И. Плутинский. «Атомная энергия», 31, 89 (1971).

Приведены результаты экспериментального и расчетного исследования автоколебательных режимов кипящего реактора с естественной циркуляцией. Характер зависимости амплитуды колебаний от мощности, давления и других параметров реакторной установки требует тщательного рассмотрения предполагаемых режимов работы и переходных процессов при нахождении вблизи границы устойчивости. Анализ динамики установившегося в частотной области иллюстрирует дестабилизирующее влияние автоколебаний на низкочастотные процессы, что приводит к циклическому изменению амплитуды колебаний и медленно меняющихся параметров установки. (4 рис., 5 библиографических ссылок.)

УДК 541.451:541.132

Диссоциация окислов урана. И. С. Куликов. «Атомная энергия», 31, 93 (1971).

Уран образует следующие окислы: UO , UO_2 , U_2O_3 , U_3O_8 и UO_3 . Термодинамический анализ на основе наиболее надежных современных данных показывает, что монооксид урана в конденсированном состоянии стабилен лишь при температурах ниже $877^\circ K$.

Двуокись урана является единственным конгруэнтным химическим соединением. Температура кипения двуокиси урана в соответствии с расчетом равна $3600^\circ K$. Суммарное давление газообразных компонентов над системой $U-UO_2$ достигает 1 атм при $3510^\circ K$.

Оксид U_2O_3 при температурах выше $1500^\circ K$ образует непрерывный ряд растворов с двуокисью урана. Температура кипения растворов UO_2 — U_2O_3 изменяется от 2570 до $3600^\circ K$. Оксид U_2O_3 разлагается на U_3O_8 и кислород (1 атм) при $1726^\circ K$. Но температура кипения может быть и выше указанной в связи с образованием растворов между U_3O_8 и U_4O_9 . Оксид UO_3 разлагается на U_2O_3 и кислород (1 атм) при $1037^\circ K$. Газовая фаза над конденсированной двуокисью урана содержит UO_2 , UO и UO_3 , в то время как над системой $U-UO_2$ газовая фаза в основном состоит из монооксида урана. Над высшими оксидами урана основным компонентом газовой фазы является молекулярный кислород. (1 рис., 5 табл., 10 библиографических ссылок.)

УДК 621.384.01

О динамике столкновения заряженных густков в связи с ударным механизмом ускорения. А. Г. Бонч-Осмоловский. «Атомная энергия», 30, 127 (1971).

Рассмотрены некоторые вопросы динамики столкновения заряженных релятивистских густков частиц при ударном ускорении, предложенном В. И. Векслером. Оценены эффекты излучения и изменения параметров густков в процессе столкновения на больших по сравнению с характерными размерами густков расстояниях. Установлены условия, необходимые для эффективного ускорения легкого густка электронов, содержащего ионы. (6 библиографических ссылок.)

УДК 539.173:543.53

Радиохимическое определение абсолютных выходов осколков деления Pu^{241} и Pu^{239} медленными нейтронами. А. В. Сорокина, Н. В. Сковородкин, С. С. Бугорков, А. С. Кривохатский, Р. А. Петряжак. «Атомная энергия», 31, 99 (1971).

Радиохимическим методом были получены абсолютные кумулятивные выходы Mo^{99} , Ba^{140} , Ce^{141} и Ce^{144} при делении Pu^{239} и Pu^{241} медленными нейтронами. Количество делений в образце было определено непосредственно по количеству делений в небольшой аликвоте делящегося вещества, нанесенного на слюдяной детектор и облученного одновременно с основным образцом в том же потоке нейтронов. Абсолютную активность исследуемых радионуклидов измеряли в $4\pi\beta$ -счетчике. Выходы Mo^{99} , Ce^{141} и Ce^{144} при делении Pu^{239} составили $6,17 \pm 0,19$, $5,18 \pm 0,13$ и $3,85 \pm 0,09\%$ соответственно, а выходы Mo^{99} , Ba^{140} , Ce^{141} и Ce^{144} при делении Pu^{241} — $6,15 \pm 0,16$, $5,64 \pm 0,11$, $4,81 \pm 0,14$ и $4,08 \pm 0,14\%$ соответственно. Ошибки определения выходов перечисленных элементов не превышали $\pm 5\%$. Измеренные выходы сравниваются с литературными значениями. Используя ранее определенные кумулятивные выходы 17 редкоземельных элементов и Y^{91} относительно кумулятивного выхода Ce^{144} , рассчитали абсолютные выходы этих элементов при делении Pu^{239} и Pu^{241} медленными нейтронами. (2 рис., 2 табл., 21 библиографическая ссылка.)

УДК 539.125.5.164.07

Измерение сечений деления U^{235} и Pu^{239} на нейтронном спектрометре по времени замедления. А. Е. Самсонов, Ю. Я. Ставиский, В. А. Толстиков, В. В. Челноков. «Атомная энергия», 31, 103 (1971).

На нейтронном спектрометре по времени замедления в свинце измерены сечения деления U^{235} и Pu^{239} для нейтронов с энергией в диапазоне $0,1-4 \cdot 10^4 \text{ эв}$. Нормировка сечений измерения в графитовой призмке, придаваемой к основной призмке свинцового замедлителя. По результатам измерений построено отношение сечений деления Pu^{239} и U^{235} . Проведено сравнение с работами других авторов. (3 рис., 2 табл., 19 библиографических ссылок.)

УДК 621.039.55

Экспериментальное изучение возможностей увеличения мощности индий-галлиевых контуров. Г. И. Кикнадзе, В. С. Беденов, Р. Б. Людвигов, Л. Г. Шаримова. «Атомная энергия», 31, 113 (1971).

Исследуется распределение нейтронных потоков, составляющих утечку из активной зоны ядерного реактора в различных гетерогенных индий-графитовых сборках — моделях генератора активности радиационных контуров.

Показано, что удельная и общая мощность радиационного контура может быть увеличена при создании генераторов активности в виде многослойных систем, состоящих из тонких слоев γ -носителя ($\Sigma_{ad} \ll 1$), размещенных с определенным шагом в замедлителе.

В экспериментах на пяти моделях генератора активности радиационного контура показано, что для толстых блоков индиевого поглотителя величина радиационной мощности γ -носителя обусловлена в основном тепловыми нейтронами, и только при толщине слоя γ -носителя $\lambda_{a/16}$ и меньше в величину наведенной радиоактивности внесли существенный вклад нейтроны резонансных энергий. (3 рис., 1 табл., 10 библиографических ссылок.)