

**Государственная корпорация по атомной энергии «Росатом»
АО «ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ –
ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
имени А.И. ЛЕЙПУНСКОГО»**

ФЭИ-3273

Ю.М. Ашурко, М.В. Кащеев, А.П. Сорокин

**ИССЛЕДОВАНИЯ ТЯЖЕЛЫХ АВАРИЙ В БЫСТРЫХ РЕАКТОРАХ
С НАТРИЕВЫМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ**

Обнинск-2017

УДК 621.039.586

Ю.М. Ашурко, М.В. Кащеев, А.П. Сорокин

Исследования тяжелых аварий в быстрых реакторах с натриевым теплоносителем.

Препринт ФЭИ – 3273, Обнинск, 2017. – 19 с.

Предложена математическая модель удержания расплава в корпусе быстрого реактора в условиях тяжелой аварии. Модель реализована в программе БРУТ. Дано описание результатов верификации программы и результатов расчета возможности удержания расплавленного топлива в реакторах типа БН большой и малой мощности.

A mathematical model is suggested of containment of melt in the vessel of a fast reactor under conditions of severe accident. The model is implemented in the form of BRUT computer code. Code verification results and the results of calculation of the possibility to retain the melted fuel in BN-type high-and low-power reactors are described.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

A_z^0, A_r^0 – компоненты тензора объемного сопротивления, м^{-1} ;	S – площадь кольца теплообменников, м^2 ;
B – коэффициент анизотропии инерционных сил;	T – температура, К ;
c – относительная концентрация;	T_{out} – температура окружающей среды, К ;
c_p – изобарная теплоемкость, $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$;	v – скорость, $\text{м}/\text{с}$;
d – диаметр, м ;	$ v $ – модуль скорости, $\text{м}/\text{с}$;
g – ускорение свободного падения, $\text{м}/\text{с}^2$;	v_z, v_r – продольная и поперечная компоненты скорости, $\text{м}/\text{с}$;
h – толщина слоя, м ;	w – фильтрационная скорость теплоносителя, $\text{м}/\text{с}$;
K – коэффициент теплопередачи, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$;	z – продольная координата, м ;
L – теплота фазового перехода, $\text{Дж}/\text{кг}$;	α – коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$;
l – длина трубки, м ;	δ – доля осевших частиц;
M – масса частиц, кг ;	δ_0 – доля частиц, не попавших в слой;
N – нормаль;	ε – пористость;
p – давление, Па ;	ε_{eff} – приведенная степень черноты;
Q – источники (стоки) тепла при изменении агрегатного состояния компонент и стоки тепла в зоне с теплообменниками;	η – глубина проплавления конструкций и координата точек фронта плавления крупинки, м ;
Q_v – мощность источников тепла, $\text{Вт}/\text{м}^3$;	λ – коэффициент теплопроводности, $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$;
q_F – средняя плотность теплового потока с поверхности тепловыделяющего слоя, обусловленная переносом тепла паром, $\text{Вт}/\text{м}^2$;	μ – коэффициент динамической вязкости, $\text{Па} \cdot \text{с}$;
R – радиус, м ;	ρ – плотность, $\text{кг}/\text{м}^3$;
r – поперечная координата и радиус, м ;	σ_{SB} – постоянная Стефана-Больцмана, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$;
	τ – время, с ;
	$\Delta\tau$ – шаг по времени, с .

ИНДЕКСЫ

B – кипение;	mix – смесь;
con – стесненный;	sod – натрий;
eff – эффективный;	st – сталь;
f – жидкость;	t – трубка;
m – плавление;	0 – начальный.

ВВЕДЕНИЕ

В случае тяжелых запроектных аварий в быстрых реакторах с натриевым охлаждением возможно расплавление активной зоны. Если активная зона реактора полностью или частично расплавлена, дальнейшее развитие аварии может закончиться либо сохранением корпуса реактора или страховочного корпуса, либо проплавлением стенок. В данной работе исследуется возможность отвода остаточного энерговыделения в осколках разрушенных ТВЭЛов и удержания расплава в корпусе реактора.

Расплавление сборок приводит к образованию тепловыделяющего слоя, расположенного на нижней торцевой зоне воспроизводства. Сформировавшийся тепловыделяющий слой взаимодействует с нижней торцевой зоной воспроизводства и при ее расплавлении с нижележащими конструкциями.

Для удержания фрагментов разрушенной активной зоны и их охлаждения в реакторах типа БН разработано специальное устройство (поддон). Устройство выполнено в виде чаши, охватывающей всю напорную камеру реактора. Внутренняя поверхность чаши облицована листами из молибденового сплава.

Представленная ниже математическая модель [1, 2] создана для расчетного анализа тяжелых запроектных аварий в быстрых реакторах с натриевым охлаждением. Модель реализована в программе БРУТ.

Математическая модель удержания расплава в корпусе быстрого реактора в условиях тяжелой аварии

Расчетная область является многосвязной. Моделируются тепловыделяющий слой; слой натрия над тепловыделяющим слоем; нижняя торцевая зона воспроизводства; газовая полость; коллекторы; напорная камера; внутрикорпусная защита; теплообменники; слой, содержащий корпус реактора и страховочный корпус; опорный пояс; проводящий слой неразрушившихся ТВС боковой зоны воспроизводства, сборок стальной и борной защиты; устройство для сбора топлива; другие внутриреакторные конструкции.

Математическое моделирование подобластей как пористых тел осуществляется с использованием законов сохранения массы, импульса и энергии, записанных в виде уравнений неразрывности, движения и энергии в двухмерной цилиндрической системе координат, которые решаются с соответствующими краевыми условиями.

Исходная система уравнений сохранения массы, импульса и энергии представлена ниже [3].

Уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \rho v_r \varepsilon r + \frac{\partial}{\partial z} \rho v_z \varepsilon = 0.$$

Уравнения движения теплоносителя в пористом теле

$$\rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial \tau} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\rho g - \frac{\partial p}{\partial z} - A_z^0 \rho |v| v_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_{\text{eff}} r \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu_{\text{eff}} \left(2 \frac{\partial v_z}{\partial z} - \frac{2}{3} \text{div} \vec{V} \right) \right],$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial \tau} + b v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + b v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} - A_r^0 \rho |v| v_r + \frac{\partial}{\partial r} 2 \mu_{\text{eff}} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right] + \frac{1}{r} 2 \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \mu_{\text{eff}} \text{div} \vec{V}.$$

Уравнение энергии пористого тела

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + \epsilon \rho c_p \left(v_r \frac{\partial T}{\partial r} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_{\text{eff},r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\text{eff},z} \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q_v + Q.$$

Для твердых тел записывается уравнение нестационарной теплопроводности

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right).$$

Граничные условия традиционны для этой системы уравнений.

Нормальная компонента скорости на верхней поверхности теплоносителя равна нулю.

Для касательной компоненты скорости на верхней поверхности теплоносителя имеем условие скольжения.

На оси симметрии для скорости v_z выполняется условие симметрии, а скорость v_r равна нулю.

На твердых стенках, а также на поверхности фронта плавления накладывается условие прилипания.

Теплоотдача от верхней поверхности теплоносителя осуществляется излучением и естественной конвекцией газа

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha (T - T_{\text{out}}) + \epsilon_{\text{eff}} \sigma_{\text{SB}} (T^4 - T_{\text{out}}^4).$$

На внешних границах расчетной области также ставится граничное условие 3-го рода с учетом излучения, которое учитывается в k_{eff} :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial N} = k_{\text{eff}} (T - T_{\text{out}}).$$

На фронте плавления задается температура плавления стали и формулируется условие для определения положения фронта плавления в любой момент времени (условия Стефана)

$$T_1 = T_2 = T_{m,st}, \quad \epsilon_{st} \rho_{st} L_{m,eff} \frac{\partial \zeta}{\partial \tau} = \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n} - \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial n} \right) \Big|_{\zeta},$$

где $\zeta = f(r, z, t)$ – фронт плавления.

Индекс 1 используется для переменных, относящихся к области расплава, индекс 2 – для переменных, относящихся к плавящейся среде.

Эффективная теплота плавления определяется по формуле

$$L_{m,eff} = \frac{\sum_{i=1}^n (L \rho \epsilon)_i}{\sum_{i=1}^n (\rho \epsilon)_i},$$

где n – число компонент в зоне.

Заменив производные по направлению $\vec{n}$ через производные по координатам и направляющие косинусы, выражение для скорости движения фронта плавления примет вид

$$\epsilon_{st} \rho_{st} L_{m,eff} \frac{\partial \zeta}{\partial \tau} = \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} - \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \right) \Big|_{\zeta} \cdot \cos \alpha + \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} - \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) \Big|_{\zeta} \cdot \sin \alpha. \quad (1)$$

Уравнение (1) решается численно. За время $\Delta \tau$ точки фронта плавления смещаются на $\Delta \zeta_i$.

Из рис. 1 видно, что

$$\operatorname{tg} \alpha_i = \frac{\eta_{i-1}^k - \eta_{i+1}^k}{2 \Delta r},$$

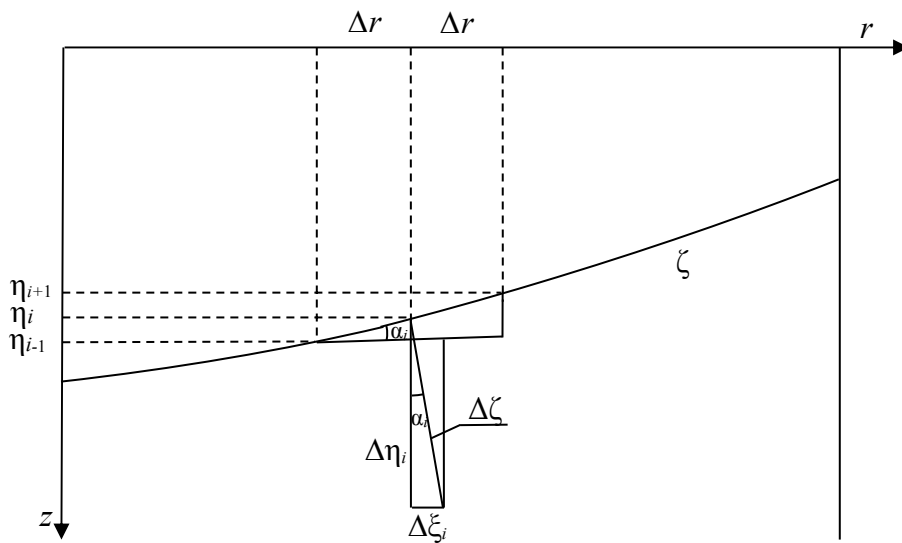


Рис. 1. К вопросу определения направляющих косинусов

и, следовательно,

$$\cos \alpha_i = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_i}}, \quad \sin \alpha_i = \frac{\operatorname{tg} \alpha_i}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_i}},$$

где η – глубина проплавления конструкций, которая вычисляется по формуле

$$\eta_i^{k+1} = \eta_i^k + \Delta \zeta_i^{k+1} \cos \alpha_i.$$

Моделирование тепловыделяющего слоя

Формирование тепловыделяющего слоя. Для определения объемной концентрации частиц топлива и стали в теплоносителе используется выражение

$$c = \frac{M(1 - \delta - \delta_0)}{\pi R^2 (H - h_0) \rho}.$$

При движении ансамбля частиц в жидкости отдельно взятая частица испытывает гидродинамическое воздействие со стороны соседних частиц. В этом случае говорят о стесненном движении частиц. Необходимо учитывать влияние стесненности на коэффициент сопротивления C_μ . В монографии [4] приведено выражение для коэффициента стесненности E

$$E = \frac{(1 - c)^{4,75} (18 + 0,61 \sqrt{\operatorname{Ar}})}{18 + 0,61 \sqrt{\operatorname{Ar}} (1 - c)^{4,75}},$$

где $\operatorname{Ar} = \frac{gd^3}{\nu_f^2} \left(\frac{\rho}{\rho_f} - 1 \right)$ – критерий Архимеда для частицы.

Коэффициент сопротивления для стесненного движения частицы равен

$$C_{\mu, \text{con}} = C_\mu E^{-2}.$$

Моделирование зон тепловыделяющего слоя. Сформировавшийся слой пропитан натрием. В процессе выделения остаточного тепла в топливе слой будет разогреваться, а температура пропитывающего его натрия повышаться. В слое может возникнуть естественная конвекция, которая интенсифицирует процесс теплопередачи. Если тепловыделение превышает возможности теплоотвода, достигается температура кипения натрия и возникает зона кипящего натрия. По мере выкипания натрия появляется осушенная зона. Так как теплопроводность пористого слоя мала, его температура может достигать температуры плавления стали, а затем топлива, в результате образуется зона плавления. С течением времени сталь в слое может закипеть, что приводит к возникновению зоны кипения стали.

Плавление частиц стали и топлива учитывается путем моделирования стоков тепла в тепловыделяющем слое. Согласно работе [5], текущий размер (изме-

нение во времени) крупинки определяется в результате решения задачи Стефана для шара методом Лейбензона. Для затвердевания шара она решена в [6]. При плавлении стали время расплавления крупинки находится по формуле

$$\tau = \frac{L_{st}\rho_{st}(\eta - r_0)^2(2\eta + r_0)}{6\lambda_{mix}(T_{mix} - T_{m,st})r_0}.$$

Учет процессов кипения и конденсации

Кипение натрия учитывается следующим образом: предполагается, что тепло, которое расходовалось на нагрев натрия, после достижения температуры кипения натрия идет на кипение натрия. Если в расчетном узле (i, k) сетки температура $T_{i,k}$ на некотором шаге по времени превысит значение, равное температуре кипения натрия $T_{B,sod}$, то в узле (i, k) устанавливается температура кипения натрия, а также начинают действовать стоки тепла

$$q_{B,sod} = \frac{\rho_{i,k} c_{pi,k}}{\Delta\tau} (T_{i,k} - T_{B,sod}).$$

Таким образом, выполняется учет кипения натрия в тепловыделяющем слое, а также кипения натрия вне слоя. Отметим, что, рассчитав количество теплоты, которое идет на кипение жидкости на данном шаге по времени, можно найти массу испарившейся на шаге по времени жидкости.

Образовавшиеся пузыри пара натрия всплывают вверх и конденсируются в более холодном натрии. Для оценки толщины слоя натрия, в котором появляются источники тепла от конденсирующегося пара, необходимо решить задачу движения пузыря пара переменной массы. Ее решение приведено в работе [7].

В безразмерных переменных $U = \frac{w}{\sqrt{gr_0}}$, $R = \frac{r}{r_0}$, $\tau = \frac{\alpha t}{r_0^2}$ система дифференциальных уравнений с начальными условиями имеет вид

$$\frac{dU}{d\tau} + aU^2 = b, \quad (2)$$

$$\frac{dR}{d\tau} = \frac{Ja}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{3}{\tau} + c \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

$$U(0) = 0, \quad (4)$$

$$R(0) = 1, \quad (4')$$

$$\text{где } a = \frac{3C_\mu Pe}{8RE^2 \left(k + \frac{\rho''}{\rho} \right)}, \quad b = \frac{Pe}{k + \frac{\rho''}{\rho}} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho} \right), \quad Pe = \frac{\sqrt{gr_0} r_0}{\alpha}, \quad Ja = \frac{\rho c_p \Delta T}{\rho'' r_n}, \quad c = \frac{2PeU}{3R}.$$

Здесь w – скорость; t – время; ρ'' – плотность пара; ρ – плотность жидкости; k – коэффициент присоединенной массы, который для сферы равен $k = 0,5$; E – коэффициент стесненности; α и λ – коэффициент температуропроводности и коэффициент теплопроводности жидкости соответственно; $r_{\text{п}}$ – теплота парообразования.

Наиболее подходящим для решения данной системы является метод Рунге–Кутты четвертого порядка, алгоритм которого приведен в [7]. В то же время можно получить приближенное аналитическое решение.

Запишем систему дифференциальных уравнений (2) и (3) в квазистационарном приближении (явный метод)

$$\frac{dU_{k+1}}{d\tau} + a_k U_{k+1}^2 = b, \quad (5)$$

$$\frac{dR_{k+1}}{d\tau} = \frac{\text{Ja}}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{3}{\tau} + c_k \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

т. е. коэффициенты a_k и c_k для момента времени $\tau_{k+1} = \tau_k + \Delta\tau$ являются постоянными и вычисляются по результатам значений функций на предыдущем шаге при $\tau = \tau_k$.

Решением уравнения (5) с начальным условием (4) является выражение

$$U_{k+1} = \frac{b}{\sqrt{a_k b}} \text{th}(\sqrt{a_k b} \tau).$$

Решение уравнения (6) сводится к интегралу

$$R_{k+1} = \frac{\text{Ja}}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\tau} \tau'^{-\frac{1}{2}} (3 + c_k \tau')^{\frac{1}{2}} d\tau', \quad (7)$$

который относится к классу интегралов от дифференциального бинома. Как доказал П.Л. Чебышев (см., например, [8]), в зависимости от соотношения показателей степени у τ' и скобки (в нашем случае $m = -1/2$, $n = 1$, $p = 1/2$), только три типа интегралов вида (7) можно вычислить в квадратурах. Используя третью чебышевскую замену переменной интегрирования $\frac{3}{\tau'} + c_k = z^2$, находим с учетом условия (4')

$$R_{k+1} = 1 + \frac{\text{Ja}}{\sqrt{\pi}} \left(\left(3\tau + c_k \tau^2 \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{3}{2\sqrt{c_k}} \ln \left| \frac{\sqrt{3 + c_k \tau} + \sqrt{c_k \tau}}{\sqrt{3 + c_k \tau} - \sqrt{c_k \tau}} \right| \right). \quad (8)$$

Заметим, что функция (8) справедлива для уменьшения (увеличения) размера пузыря в зависимости от недогрева (перегрева) жидкости.

В случае роста пузыря, зарождающегося на теплоотдающей поверхности, за начальный радиус r_0 принимается критический радиус пузыря [9].

Радиус пузыря увеличивается до значения отрывного радиуса. Пузырь отрывается и начинает перемещаться в жидкости. Время τ_k до конденсации пузыря пара натрия определяется условием $r=0$. Толщина слоя натрия, в котором появляются источники тепла от конденсирующегося пара, равна $l = \int_0^{\tau_k} w d\tau$.

Источники тепла при конденсации паров натрия составляют $q_v = \frac{q_F F}{V}$, где F – площадь верхней поверхности тепловыделяющего слоя; V – объем, в котором происходит конденсация паров.

Определение замыкающих коэффициентов и функций

Распределение температуры теплоносителя по длине трубки теплообменника в одномерном приближении описывается уравнением

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} + \chi w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + B(T^I - T). \quad (9)$$

Здесь T^I – температура теплоносителя первого контура, определяемая в результате совместного решения уравнений пористого тела с уравнением (9), w – фильтрационная скорость натрия в пористой среде; χ – отношение площади кольца теплообменников к суммарной площади проходных сечений трубок теплообменников; $B = \frac{2K}{R}$, где K – коэффициент теплопередачи, причем $\frac{1}{K} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_t}{\lambda_{st}} + \frac{1}{\alpha_2}$;

R – радиус трубки. Краевые условия имеют вид

$$T(z, 0) = T^0 \text{ при } 0 \leq z \leq l,$$

$$T(0, \tau) = T_0(\tau) \text{ при } \tau > 0,$$

$$\frac{\partial T(l, \tau)}{\partial z} + \frac{\alpha_{\text{eff}}}{\lambda} (T(l, \tau) - T_{\text{out}}) = 0 \text{ при } \tau > 0.$$

Если $G_2(\tau)$ – расход теплоносителя по второму контуру, то скорость w в уравнении (9) выражается как

$$w = \frac{NG_2}{\rho S},$$

где N – количество теплообменников, зависящее от мощности реактора.

Стоки тепла находятся для каждой ячейки.

Для решения задачи используется неявный метод решения уравнений Навье-Стокса в естественных переменных (метод В.К. Артемьева и Н.И. Булеева), разработанный в ГНЦ РФ – ФЭИ [10].

Программа БРУТ и ее верификация

Проведено сравнение результатов расчета по программе БРУТ с экспериментальными данными. Использованы результаты экспериментов серии *D*, выполненных в лаборатории Sandia в реакторных условиях [11].

Получено достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными при значениях недогрева натрия до температуры насыщения, характерных для условий при запроектной аварии с расплавлением активной зоны в быстром реакторе.

Выполнена верификация модуля расчета естественной конвекции кода БРУТ [12] на основе эксперимента СОРО [13]. Получено удовлетворительное совпадение результатов расчета с экспериментальными данными СОРО.

Важное значение имеет проверка правильности расчета плавления внутриреакторных конструкций [12]. В качестве тестовой задачи рассматривалась задача промерзания влажного грунта. Наблюдается хорошее совпадение результатов расчета глубины промерзания грунта по программе БРУТ с теоретическим решением Стефана. Разработан тест для верификации модуля «Расчет проплавления внутриреакторных конструкций» программы БРУТ. С помощью вычислительного эксперимента удалось установить интервал оптимальных шагов по времени.

Для проверки правильности расчета температурного поля в тепловыделяющем слое использовалось точное аналитическое решение задачи нестационарной теплопроводности ограниченного цилиндра радиуса R и длиной l с непрерывно действующими источниками тепла, помещенного в среду с переменной во времени температурой, с граничными условиями третьего рода на трех границах, полученное вторым автором методом конечных интегральных преобразований в работах [14, 15]. Сравнение результатов расчета по программе БРУТ с результатами расчета с использованием аналитического решения показало, что они практически совпадают.

Выполнена проверка моделирования движения паровых пузырей, конденсации и кипения с использованием экспериментальных данных по исследованию скорости роста паровых пузырей в воде, этаноле и изопропанолe при малых перегревах до $4,9^\circ\text{C}$ [16]. Решение [7] удовлетворительно описывает экспериментальные данные во всем интервале времен наблюдения. Получено подтверждение корректности решения задачи движения пузыря пара переменной массы в жидкости и моделирования кодом БРУТ движения паровых пузырей, конденсации и кипения.

Проведено сопоставление результатов расчетов по программе БРУТ с экспериментальными данными по исследованию условий развития естественной циркуляции в натриевых контурах энергоблока БН-600. Наблюдается удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных данных. Показана адекватность моделирования теплогидравлических процессов и явлений при расчете параметров контуров системы аварийного расхолаживания и второго контура.

Описание результатов расчета возможности удержания расплавленного топлива в реакторах типа БН различной мощности с помощью программы БРУТ

Выполнен расчет аварии УТОР для варианта активной зоны реактора БН большой мощности с нитридным топливом при исходной работе реактора на номинальном уровне мощности с помощью программы БРУТ.

В процессе аварии происходит расплавление ТВС в центре активной зоны. Расплавление сборок приводит к образованию тепловыделяющего слоя, находящегося на нижнем стальном экране.

Начальная температура данного слоя равна 1040 К.

Дополнительно к области, моделирующей образовавшийся тепловыделяющий слой из компонентов разрушенных ТВС, вводится отдельная подобласть, проницаемая для натрия, которая моделирует неразрушенные ТВС активной зоны. Для границ этих зон формулируются соответствующие условия сопряжения. Плавление конструкций, находящихся под тепловыделяющим слоем, рассчитывается путем решения задачи Стефана.

В процессе аварии происходит разогрев образовавшегося тепловыделяющего слоя, что приводит к плавлению нижнего стального экрана и последующему плавлению стали газовых полостей твэлов и коллекторов, которое завершается к моменту времени 87380 с (~ 24,3 часа). Время проплавления стального экрана составляет 8530 с (2,4 часа).

На рис. 2 показано изменение во времени глубины проплавления металлических конструкций, находящихся под активной зоной.

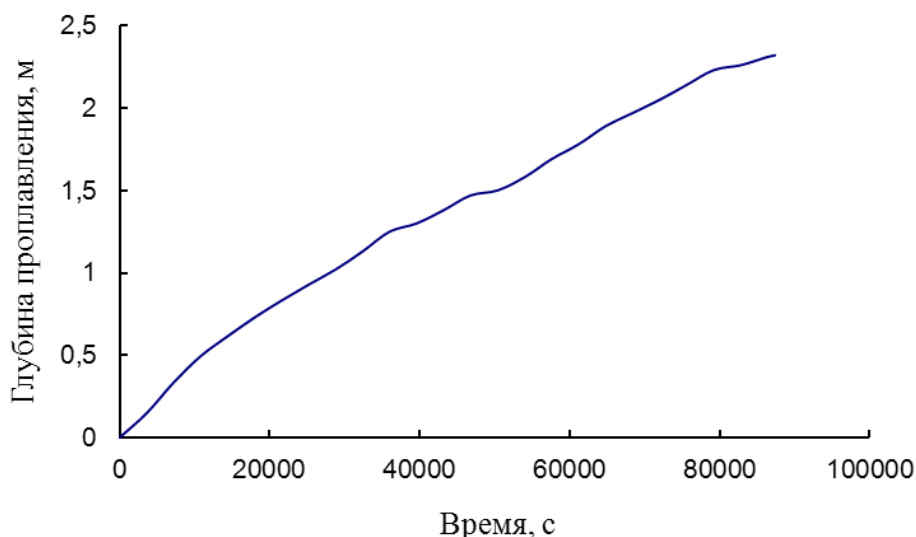


Рис. 2. Зависимость глубины проплавления конструкций от времени.

Авария УТОР, исходная работа реактора БН большой мощности
с нитридным топливом на номинальном уровне мощности

Поля температуры для моментов времени 3600 с (1 час), 7200 с (2 часа) и 28800 с (8 часов) представлены на рис. 3–5. Из сравнения рис. 3–5 видно, что происходит заметное продвижение тепловыделяющего слоя.

После проплавления коллекторов начинает плавиться верхняя плита напорной камеры. Затем тепловыделяющий слой перемещается на нижнюю плиту напорной камеры. В расчетах учитывались плавление и возможность механического разрушения плит. Учет прочностного аспекта приводит к ускорению разрушения плит напорной камеры.

После разрушения верхней и нижней плит напорной камеры тепловыделяющий слой перемещается на поддон, на котором происходит его последующее остывание.

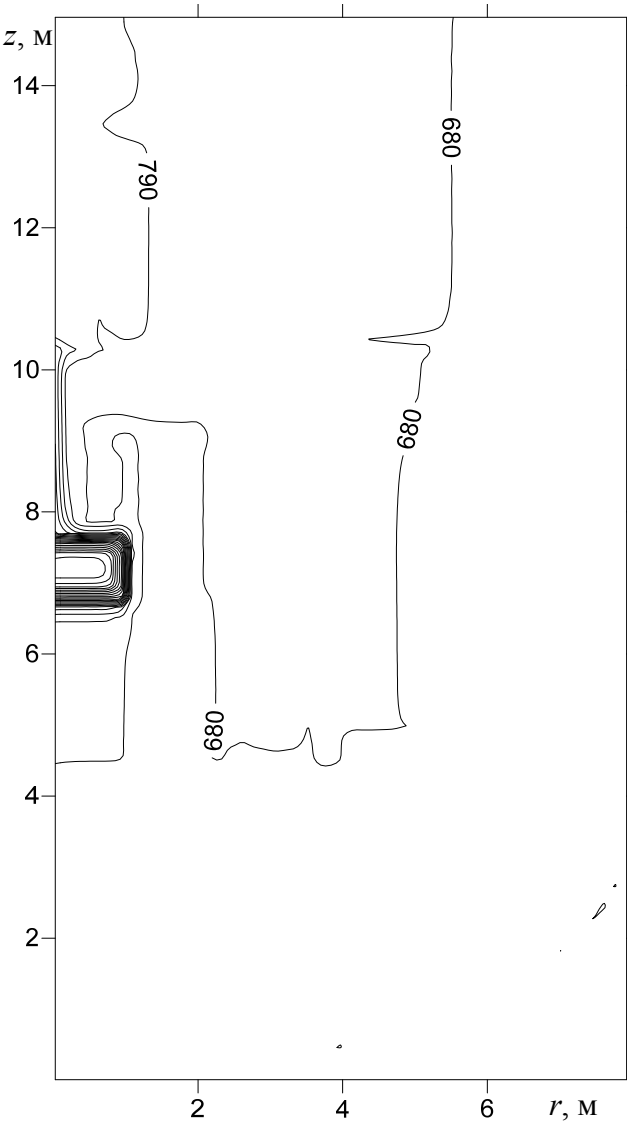


Рис. 3. Поле температуры в момент времени $\tau = 3600$ с

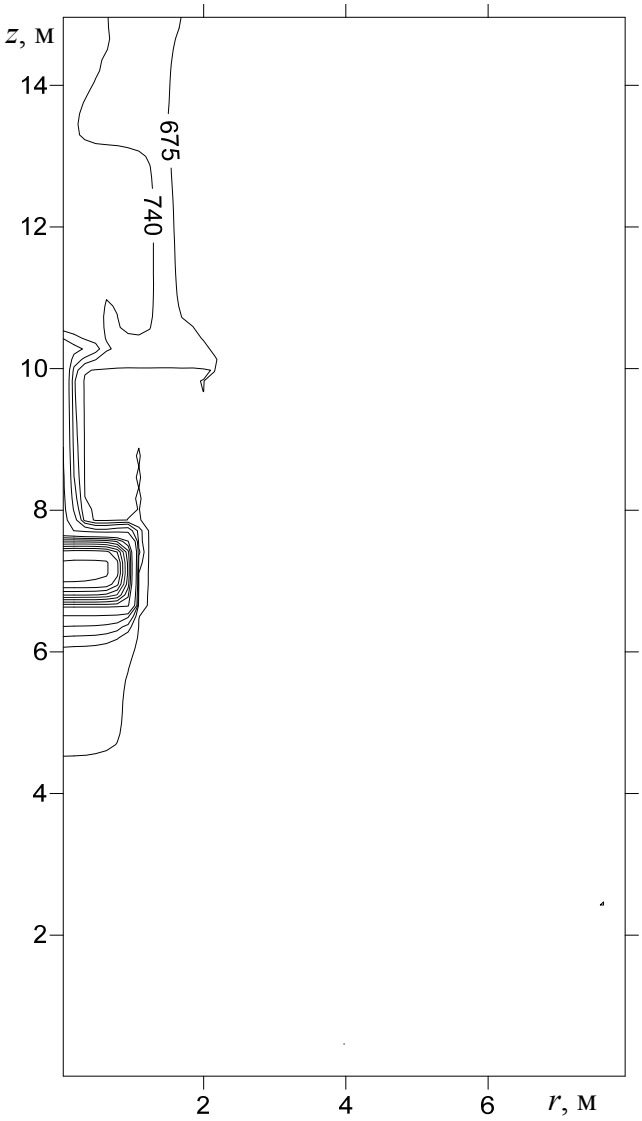


Рис. 4. Поле температуры в момент времени $\tau = 7200$ с

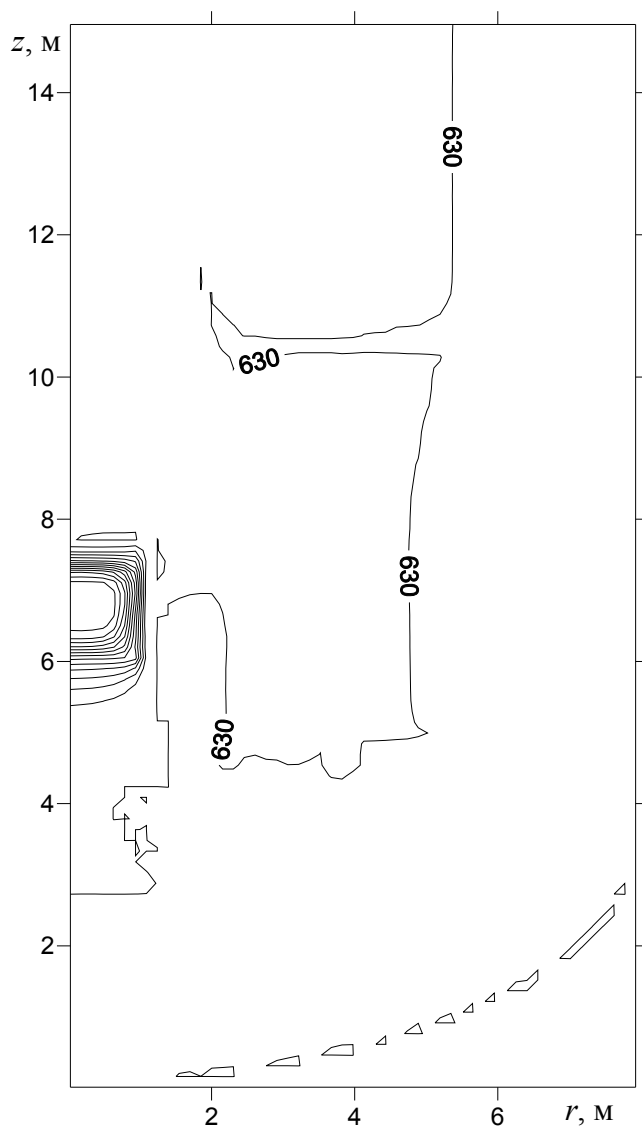


Рис. 5. Поле температуры в момент времени $\tau = 28800$ с

Результаты расчета по программе БРУТ показывают, что облицовка поддона не плавится. Сталь поддона под облицовкой также не плавится. Таким образом, можно утверждать, что в аварии УТОР частично разрушенная активная зона удерживается в корпусе реактора.

Аналогичный расчет проведен для случая аварии УТОР в реакторе БН большой мощности с нитридным топливом, сопровождающейся стадией расширения. В данном случае также происходит расплавление ТВС в центре активной зоны с образованием тепловыделяющего слоя на нижнем стальном экране.

На рис. 6 показана зависимость от времени глубины проплавления конструкций, находящихся ниже активной зоны, в аварии УТОР, сопровождающейся стадией расширения.

Как и в предыдущем варианте, после проплавления внутриреакторных конструкций расплав попадает на поддон, который, как показали расчеты, не плавится.

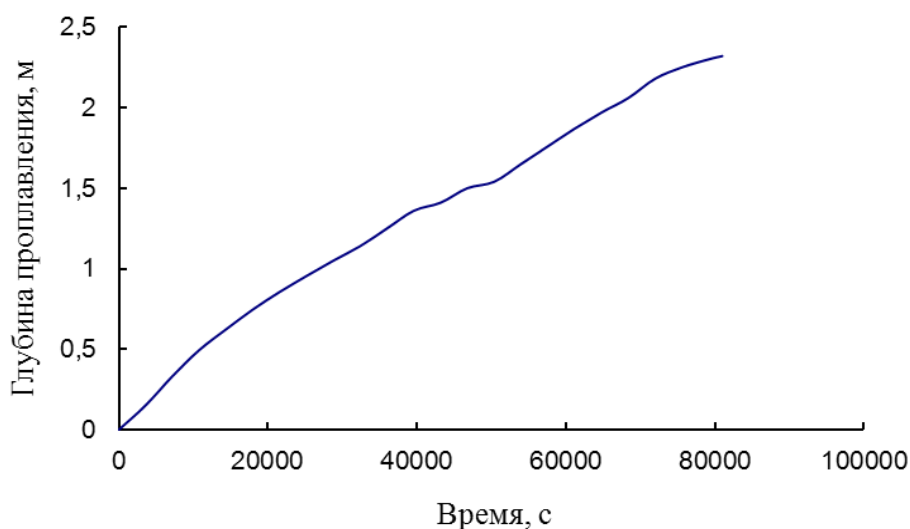


Рис. 6. Зависимость глубины проплавления конструкций от времени.
Авария UTOP реактора БН большой мощности с нитридным топливом,
сопровождающаяся стадией расширения

Выполнен расчет аварии UTOP для варианта активной зоны реактора БН большой мощности с МОХ-топливом при исходной работе установки на номинальном уровне мощности.

Расплавление сборок приводит к образованию тепловыделяющего слоя, находящегося на нижней торцевой зоне воспроизводства. Начальная температура слоя равна 1180 К.

На рис. 7 показано изменение во времени глубины проплавления металлических конструкций, находящихся под активной зоной.

В данном варианте также не происходит плавление поддона.

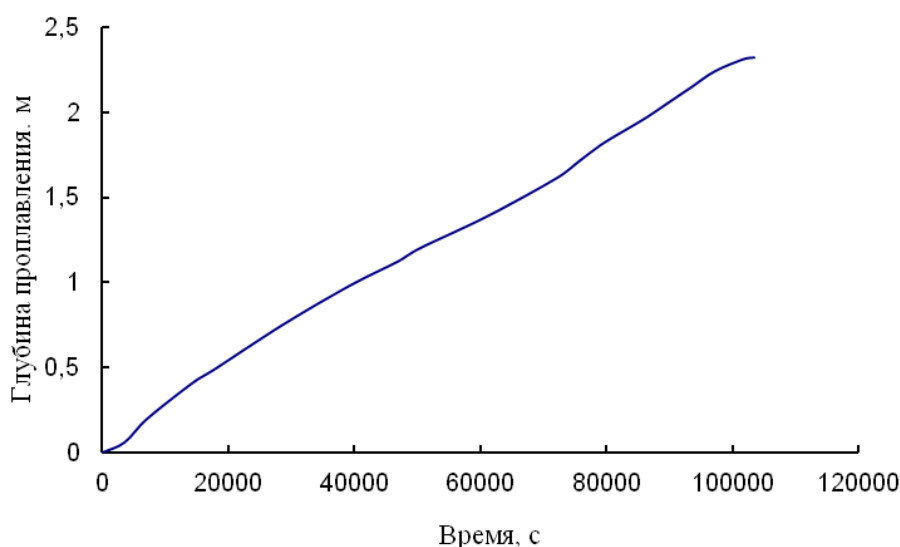


Рис. 7. Зависимость глубины проплавления конструкций от времени.
Авария UTOP, исходная работа реактора БН большой мощности
с МОХ-топливом на номинальном уровне мощности

Проведена оценка возможности удержания расплава внутри корпуса реактора для случая аварии УТОР в реакторе БН большой мощности с МОХ-топливом при исходной работе установки на минимальном контролируемом уровне мощности.

При рассматриваемой аварии сначала происходит плавление НТЗВ, которое затем прекращается. Максимальная глубина проплавления НТЗВ составляет 0,37 м. Незначительная глубина проплавления объясняется двухсторонним охлаждением и малым теплосодержанием слоя ($q_v \cdot V$).

На рис. 8 показана зависимость от времени глубины проплавления металлических конструкций, находящихся под активной зоной.

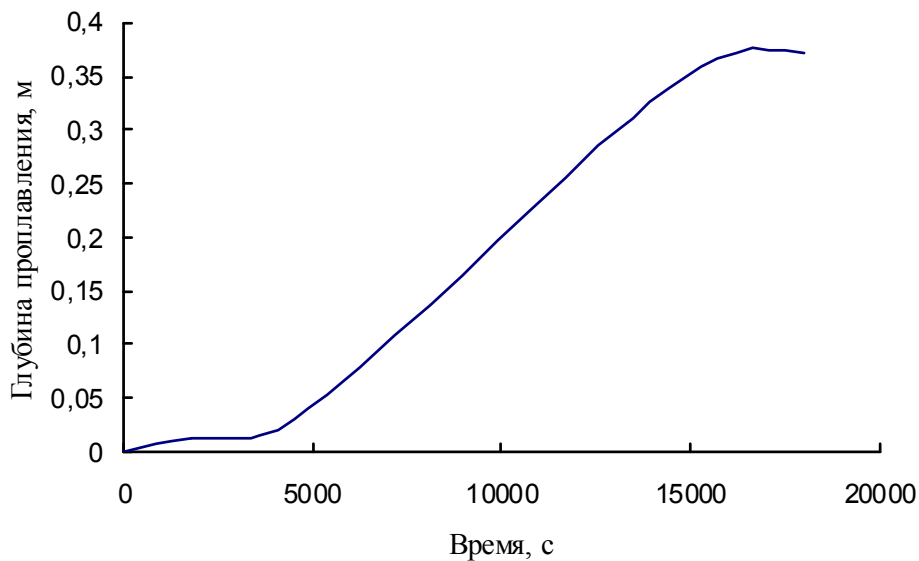


Рис. 8. Зависимость глубины проплавления конструкций от времени.

Авария УТОР, исходная «холодная» активная зона реактора БН большой мощности с МОХ-топливом

Фронт плавления останавливается и тепловыделяющий слой начинает остывать. В данном случае обеспечивается удержание частично разрушенной активной зоны в корпусе реактора.

Таким образом, во всех вариантах расплав удерживается в корпусе реактора.

По программе БРУТ выполнен расчет аварии ULOF, при которой происходит разрушение 18 ТВС первого и второго рядов активной зоны в реакторе МБИР. Разрушение сборок приводит к образованию тепловыделяющего слоя, находящегося на нижней зоне воспроизводства. Начальная температура данного слоя равна 770 К.

При разрушении 18 ТВС сначала происходит плавление нижнего торцевого экрана, которое затем прекращается. Максимальная глубина проплавления НТЭ составляет 0,17 м. Достаточно малая глубина проплавления объясняется двухсторонним охлаждением и малым тепловым потенциалом слоя ($q_v \cdot V$).

Фронт плавления останавливается, и тепловыделяющий слой начинает остывать. Таким образом, и в данном случае расплав удерживается в корпусе реактора.

По программе БРУТ рассчитаны объем и геометрические характеристики тепловыделяющего слоя, массы и объемные доли его компонент, температурное поле в слое и вне его. Эти результаты использовались для расчета эффективного коэффициента размножения на рассматриваемой стадии аварии.

Полученные результаты нейтронно-физического расчета свидетельствуют об отсутствии условий образований критических конфигураций на стадии проплавления конструкций и удержания расплава.

Программа БРУТ использовалась для расчета постулированной тяжелой аварии, при которой происходит полное разрушение ТВС во всей активной зоне реактора МБИР. Образовавшийся тепловыделяющий слой содержит топливо, воспроизводящий материал верхнего торцевого экрана и сталь.

После проплавления нижнего торцевого экрана, слоя с хвостовиками ТВЭЛов и переходниками ТВС, разрушения верхней и нижней решеток камеры высокого давления расплав перемещается на поддон, на котором происходит его последующее остывание.

В соответствии с результатами расчета по программе БРУТ облицовка поддона не плавится. Сталь поддона под облицовкой также не плавится. Максимальная температура стальной чаши поддона не превышает 1520 К, средняя температура стальной чаши не превышает 1280 К.

Заключение

Впервые разработана достаточно полная математическая модель для расчетного анализа тяжелых запроектных аварий в быстрых реакторах с натриевым охлаждением, которая реализована в программе БРУТ. В соответствии с результатами расчетного анализа по программе БРУТ при рассмотренных в данной работе авариях расплавленное топливо удерживается в корпусе реактора.

Список литературы

1. Кашеев М.В., Кузнецов И.А. Математическое моделирование удержания расплавленного топлива в корпусе быстрого реактора при тяжелой аварии. Математическая модель // ТВТ. – 2009. – Т. 47. – № 4. – С. 627–632.
2. Кашеев М.В., Ашурко Ю.М. Исследование возможности удержания расплавленного топлива в быстром реакторе при тяжелой аварии // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2014. – № 1. – С. 88–98.
3. Субботин В.И. и др. Решение задач реакторной теплофизики на ЭВМ. – М.: Атомиздат, 1979. – 144 с.

4. Горбис З.Р. Теплообмен и гидромеханика дисперсных сквозных потоков. – М.: Энергия, 1970. – 424 с.
5. Кащеев М.В. Моделирование стратификации компонент кориума при тяжелой аварии // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2002. – № 3. – С. 3–13.
6. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
7. Кащеев М.В. Движение парового пузыря переменной массы в жидкости: Препринт № 3246. Обнинск: ФЭИ, 2014. 10 с.
8. Фихтенгольц Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. – М.: Наука, 1969. – Т. 2. – 800 с.
9. Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика двухфазных систем: Учебное пособие для вузов. – М.: Издательство МЭИ, 2000. – 374 с.
10. Артемьев В.К. Вариант неявного метода для решения системы уравнений Навье-Стокса в естественных переменных: Препринт ФЭИ № 1962. Обнинск: ФЭИ, 1989. 22 с.
11. Lipinski R.J., Gronager J.E., Schwarz M. Particle bed heat removal with subcooled sodium: D-4 results and analysis // Nuclear Technology. – 1982. – Vol. 58. – № 3. – P. 369–378.
12. Кащеев М.В., Кузнецов И.А. Математическое моделирование удержания расплавленного топлива в корпусе быстрого реактора при тяжелой аварии. Результаты расчета по программе БРУТ // ТВТ. – 2009. – Т. 47. – № 5. – С. 765–770.
13. Kymalainen O. et. al. Heat Flux Distribution from a Volumetrically Heated Pool with High Rayleigh Number // Proceedings of 6th International Topical Meeting on Reactor Thermal-Hydraulics. Grenoble, France: 5–8 Oct. 1993. – Vol. 1. – P. 47–53.
14. Кащеев М.В. Решение задачи теплопроводности для кольцевого цилиндра конечных размеров с внутренними источниками тепла // Теплоэнергетика. – 2011. – № 2. – С. 71–73.
15. Кащеев М.В. Пять тестовых задач: Препринт ФЭИ № 3150. Обнинск: ФЭИ, 2009. 25 с.
16. Florschuetz L.W., Henry C.L. and Khan A. Rashid. Growth rates of free vapor bubbles in liquids at uniform superheats under normal and zero gravity conditions // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1969. – Vol. 12. – № 11. – P. 1465–1489.

Подписано к печати 21.11.2017 г.
Формат 60×84 ¹/₁₆. Усл. п. л. 0,6. Уч.-изд. л. 0,8.
Тираж 35 экз. Заказ № 316

Отпечатано в ОНТИ методом прямого репродуцирования с оригинала авторов.
249033, Обнинск Калужской обл., пл. Бондаренко, 1.
ГНЦ РФ – Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского.