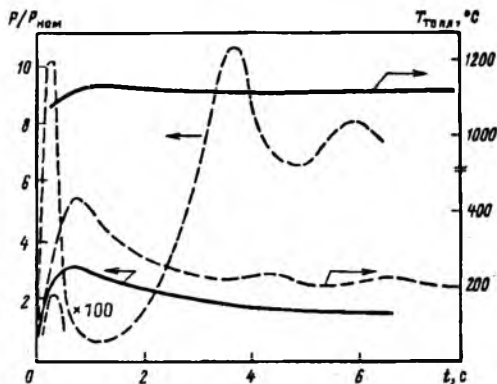


в номинальном режиме работы. С повышением графитоуранового отношения степень самозащищенности уменьшается, а уровень подкритичности в холодном состоянии существенно возрастает;

использование плутония приводит к смещению границы диапазона самозащищенных загрузок в область более высоких значений графитоуранового отношения;

наилучшими для безопасности являются смешанные загрузки с добавлением ^{235}U к плутонию, которые значительно снижают скачок температуры при аварии в рабочей точке и позволяют отработать полное извлечение органов регулирования в холодном состоянии (рис. 4).

Таким образом, соответствующим выбором топливной загрузки можно обеспечить высокую степень самозащищенности ВТГР от реактивных аварий. Возможность достижения полной самозащищенности ВТГР должна быть подтверждена расчетными исследованиями на полномасштабных динамических моделях с учетом экономических аспектов.



Р и с. 4. Зависимость мощности и температуры топлива от времени при аварии с полной потерей органов регулирования для смешанной уран-плутониевой загрузки 0,5/0,4/0,1, $C/U = 300$ в номинальном режиме работы (—) и холодном разотравленном состоянии (---)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Weisbrodt I. Inherent safety design features of the HTGR. — In: Proc. Conf. Nuclear Power Performance and Safety, Safety technology, 1988, v. 4, p. 545.
2. Мегреблиан Р., Холмс Д. Теория реакторов. М.: Госатомиздат, 1962.
3. Белоусов Н.И., Бычков С.А., Марчук Ю.В. и др. Использование программы GETERA в задачах оценки эффектов реактивности. — В кн.: Седьмой Всес. семинар по проблемам физики реакторов. Тезисы докл., М., ЦНИИатоминформ, 1991, с. 145.

Поступила 15.07.92

В окончательной редакции 29.09.94

УДК 621.039.58

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ФРАГМЕНТОВ ТОПЛИВА В ЖИДКОМ СВИНЦЕ ПРИ АНАЛИЗЕ АВАРИИ С РАЗРУШЕНИЕМ АКТИВНОЙ ЗОНЫ БЫСТРОГО РЕАКТОРА

*Лиханский В.В., Лобойко А.И. (ИБРАЭ РАН),
Гераскин Н.И., Новиков А.Е., Морин Д.В. (МИФИ),
Орлов В.В., Смирнов В.С., Филин А.И. (НИКИЭТ)*

Детерминированный подход к анализу безопасности ядерных реакторов требует изучать даже маловероятные аварии и их последствия. При разработке быстрого реактора [1, 2] предполагалось использовать жидкометаллический свинцовый теплоноситель, обладающий большим коэффициентом теплопроводности, малой вязкостью и высокой температурой кипения. Одной из наиболее опасных является авария, связанная с разрушением активной зоны. При анализе последствий такой аварии встает вопрос о динамике и возможных конфигурациях выпавших фрагментов топлива, а также достигаемой температуре.

После аварии немного более тяжелые, чем свинец, фрагменты топлива опускаются на дно реактора, где за счет тепловыделения в нем нагревается теплоноситель и возникают индуцированные конвективные течения. Структура конвективных потоков внутри корпуса реактора в свою очередь зависит от распределения топливных фрагментов и тепловыделения в них. Поскольку плотность жидкого свинца близка к плотности топлива, можно надеяться, что конвективные потоки свинца будут с высокой эффективностью переносить таблетки топлива по всему объему реактора, тем самым препятствуя образованию критической массы.

Самосогласованная задача конвекции жидкого свинца с переносом тепловыделяющих таблеток решалась численно [3] в предположении заданного во времени и одинакового для всех таблеток тепловыделения (формула Вея—Вигнера). Такой подход был использован авторами при моделировании последствий аварии с разрушенной активной зоной в быстром реакторе со свинцовым теплоносителем и оправдан в случае, если образующиеся пространственные конфигурации топлива имеют эффективный коэффициент размножения нейтронов заметно меньше единицы ($k_{эф} < 1$), т.е. находятся в глубоком подкритическом состоянии. Однако предварительные расчеты показали, что при параметрах реактора [2] образующиеся конфигурации топлива на дне корпуса реактора могут иметь эффективный коэффициент размножения больше единицы. Это означает, что при $k_{эф}$, приближающемся к единице, нейтронно-физические процессы должны приводить к значительному дополнительному тепловыделению. Таким образом, для анализа постулированной аварии необходимо проводить самосогласованные расчеты совместной конвекции теплоносителя и фрагментов топлива с учетом нестационарных нейтронно-физических процессов.

Теплогидравлическая модель. Теплоноситель полагается вязкой несжимаемой теплопроводящей жидкостью. Динамика жидкости описывается уравнениями неразрывности и Навье—Стокса в приближении Буссинеска с учетом сил, действующих на жидкость со стороны топливных таблеток [4]:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \operatorname{div}(\varepsilon v) = 0, \quad (1)$$

$$\partial v / \partial t + v \operatorname{grad} v = g - \rho^{-1} \operatorname{grad} P + \varepsilon^{-1} \operatorname{div} \varepsilon v \operatorname{grad} v + (\varepsilon \rho)^{-1} F_v, \quad (2)$$

где ε — объемная доля теплоносителя; v , ρ , P — его скорость, плотность и давление соответственно; ν — кинематическая вязкость; F_v — член, описывающий обмен импульсом единичного объема теплоносителя с частицами топлива. Здесь $g = g_0 [1 - \beta_0 (T - T_0)]$, где g — ускорение свободного падения; β_0 — коэффициент объемного расширения теплоносителя.

Уравнение сохранения энергии используется в виде

$$\frac{\partial E}{\partial t} + v \operatorname{grad} E = \varepsilon^{-1} \operatorname{div}(\varepsilon \kappa \operatorname{grad} T) + \varepsilon^{-1} F_t, \quad (3)$$

где $E = c_v T$ — внутренняя энергия; c_v — теплосмкость единицы объема; T , v — температура и скорость движения теплоносителя; κ — коэффициент теплопроводности; F_t — член, описывающий теплообмен единичного объема теплоносителя с частицами топлива.

Движение каждой твердой частицы топлива описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{d}{dt} r_k = u_k; \quad (4)$$

$$m_k \frac{d}{dt} u_k = m_k g - \frac{m_k}{\rho^f} \text{grad} P + D_k (v - u_k); \quad (5)$$

$$c_v^f \frac{d}{dt} T_k^f = \xi^f (T - T_k^f) + Q_k, \quad k = 1, \dots, N_k, \quad (6)$$

где $r_k, u_k, m_k, \rho^f, T_k^f$ — положение, скорость, масса, плотность, температура k -й частицы топлива соответственно; ξ^f — коэффициент температурной релаксации топлива, зависящий от теплосмкости теплоносителя, отношения площади поверхности к объему топливной таблетки и локального числа Нуссельта [5]; P, v, T — давление, скорость и температура теплоносителя в r_k -й точке; D_k — коэффициент трения k -й частицы, зависящий в общем случае от размера, формы и плотности данной частицы топлива, а также локального числа Рейнольдса [6]. Здесь дифференцирование по времени есть лагранжева производная по траектории частицы. В уравнении (5) пренебрежено силой Бассета и дополнительным членом, связанным с присоединенной массой.

Тепловыделение Q_k в k -й топливной таблетке включает два компонента — нейтронный, который пропорционален плотности потока, и обусловленный остаточным тепловыделением. Коэффициент пропорциональности выбирается на основе параметров активной зоны реактора, работающего в номинальном режиме [2].

Нейтронно-физическая модель. Характерное гидродинамическое время значительно (в 100—1000 раз) больше характерного времени изменения поля нейтронов, поэтому при определении пространственно-временного распределения плотности потока нейтронов можно отделить пространственный шаг от временного. Так как наиболее компактные конфигурации топлива формируются в окрестности дна реактора [3], то на первом (пространственном) шаге определяется новое значение $k_{\text{эф}}$ для конфигурации топлива в придонной области. На втором (временном) шаге рассчитываются динамика источников запаздывающих нейтронов и нейтронный компонент мощности для полученного на первом шаге изменения реактивности.

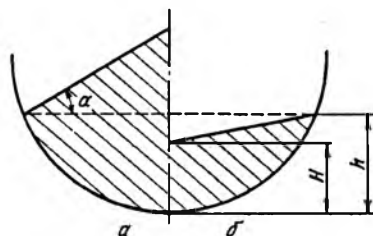
Для экономии машинного времени и ресурсов ЭВМ была построена параметризованная модель для $k_{\text{эф}}$. Предполагалось, что все множество компактных конфигураций топлива, формирующихся в придонной области, можно свести к сферическому сегменту, повторяющему форму дна корпуса реактора с выпуклым или вырезанным конусом (рис. 1). В этом случае в предположении однородности придонной конфигурации, т.е. при одинаковой и известной объемной доле топлива ε^f в конфигурации, $k_{\text{эф}}$ будет определяться массой выпавшего топлива M и геометрическим параметром ξ , характеризующим угол наклона образующей конуса.

С использованием известных положений математической теории планирования эксперимента [7] были подобраны коэффициенты корреляционной функции θ_j , обеспечивающие наименьшую дисперсию и минимизирующие сумму квадратичных отклонений:

$$S = \sum_i \left(k_{\text{эф},i} - \sum_j F_j(X_i) \theta_j \right)^2, \quad i = 1, \dots, N, \quad j = 1, \dots, L, \quad (7)$$

где N — число точек плана расчета $k_{\text{эф}}$; L — число базисных функций $F_j(X)$; X_i — координаты плана, которые были выбраны в соответствии с данными работы [7] для трех управляющих параметров.

Коэффициент размножения нейтронов $k_{\text{эф},i}$ определялся из расчета в многогрупповом диффузионном



Р и с. 1. Упрощенные конфигурации топливных таблеток в придонной области

приближении для многозонной расчетной модели, включающей придонную область с топливной конфигурацией, стальной корпус и свинцовый теплоноситель. Так как в настоящей задаче рассматривался один из вариантов быстрого реактора со свинцовым теплоносителем с толстым стальным корпусом, окруженным страховочным корпусом из металлических тубингов, были приняты нулевые граничные условия. Топливо, не участвующее в образовании придонной конфигурации, предполагалось равномерно распределенным по всему объему теплоносителя.

Корреляционная функция была выбрана в виде

$$k_{\text{эф}} = \theta_0 + \theta_1 X_1 + \theta_2 X_2 + \theta_3 X_3 + \theta_4 X_1^2 + \theta_5 X_2^2 + \theta_6 X_3^2 + \theta_7 X_1 X_2 + \theta_8 X_1 X_3 + \theta_9 X_2 X_3, \quad (8)$$

где $X_i = 2(Z_i - Z_{\text{av},i}) / (Z_{\text{max},i} - Z_{\text{min},i})$; $Z_{\text{av},i} = (Z_{\text{max},i} + Z_{\text{min},i}) / 2$; $Z_{\text{max},i} < Z_i < Z_{\text{min},i}$; $Z_{\text{max},i}$, $Z_{\text{min},i}$ — максимальный и минимальный i -й управляющий параметр соответственно.

Предварительные исследования показали, что следующий диапазон управляющих параметров достаточен для описания возникающих придонных конфигураций фрагментов топлива, где достигается минимум (7): $M_{\text{max}} = 16 \cdot 10^3$ кг, $M_{\text{min}} = 3 \cdot 10^3$ кг; $\epsilon_{\text{max}}^f = 0,6$, $\epsilon_{\text{min}}^f = 0,2$; $\zeta_{\text{max}} = 1$, $\zeta_{\text{min}} = 0$, где $\zeta = \text{tg } \alpha$ — тангенс угла наклона огибающей для конфигураций в форме сферического сегмента с выпуклым конусом (см. рис. 1,а). Для конфигураций в форме сферического сегмента с вырезанным конусом диапазон управляющих параметров был следующим: $M_{\text{max}} = 16 \cdot 10^3$ кг, $M_{\text{min}} = 7 \cdot 10^3$ кг; $\epsilon_{\text{max}}^f = 0,6$, $\epsilon_{\text{min}}^f = 0,2$; $\zeta_{\text{max}} = 0$, $\zeta_{\text{min}} = -1$, где $\zeta = H - h / H + h$ для обозначений на рис. 1,б. Для данных двух типов конфигураций были построены модели (8), каждая с соответствующим набором значений θ_j .

Известно, что для компактных однородных зон быстрых реакторов применима точечная модель нейтронной кинетики [8]. Для описания временного изменения нейтронного потока каждому k -му фрагменту топлива приписывались источники запаздывающих нейтронов, кинетика которых определялась положением данного фрагмента. Считалось, что при фиксированном распределении топливных фрагментов реализуется случай с максимальным $k_{\text{эф}}^{\text{max}}$. Тогда система уравнений нейтронной кинетики с шестью группами запаздывающих нейтронов выглядит следующим образом:

$$\dot{C}_{m,k} = -\lambda_m C_{m,k} + \beta_m W_k / \tau; \quad m = 1, \dots, 6; \quad k = 1, \dots, N_k; \quad (9)$$

$$\dot{W} = \left((k_{\text{эф}}^{\text{max}} - 1) / k_{\text{эф}}^{\text{max}} - \beta \right) W / \tau + \sum_{m,k} \lambda_m C_{m,k}, \quad (10)$$

где τ — время жизни мгновенных нейтронов; $C_{m,k}$ — эффективная концентрация ядер-излучателей запаздывающих нейтронов m -й группы для k -го фрагмента топлива; λ_m — постоянная распада этих ядер; β_m — относительный выход запаздывающих нейтронов в результате акта деления; $\beta = \sum \beta_m$. Заметим, что в уравнении (10) суммирование ведется только по фрагментам топлива внутри конфигурации с максимальным значением $k_{\text{эф}}^{\text{max}}$, W — мощность, выделяемая внутри этой конфигурации за счет нейтронно-физических процессов. Тогда в уравнении (9) $W_k = W m_k / M_w$ для фрагментов топлива, располагающихся внутри объема конфигурации с $k_{\text{эф}}^{\text{max}}$, и $W_k = 0$ для фрагментов топлива вне объема конфигурации с $k_{\text{эф}}^{\text{max}}$. Здесь m_k — масса k -го фрагмента топлива; M_w — полная масса топлива внутри объема конфигурации с $k_{\text{эф}}^{\text{max}}$.

В расчетах использовались параметры нейтронной кинетики для состава активной зоны реактора БРЕСТ [2]. В настоящей работе влияние температуры на реактивность

учитывалось введением коэффициента $\partial k_{\text{эф}}/\partial T$, описывающего плотностный и доплеровский механизмы изменения реактивности. При расчетах обратной связи $k_{\text{эф}}^{\text{max}}$ использовалась усредненная температура для топлива и свинца внутри рассматриваемого объема.

Метод расчета. Метод численного решения поставленной задачи состоит из комбинации эйлерового метода расчета движения жидкости (свинцовый теплоноситель на прямоугольной неравномерной разнесенной сетке, когда давление и другие скалярные величины определяются в центрах вычислительных ячеек, а компоненты скорости относятся к их граням, и лагранжевого метода расчета движения частиц (осколки топлива). Кратко опишем алгоритм перехода с одного временного слоя t^n на другой t^{n+1} , который основан на методе расщепления [9] и состоит из нескольких шагов.

1) На первом шаге интегрируются уравнения движения (4) — (6) по явному методу Эйлера, что даст новые значения параметров твердых частиц в момент времени t^{n+1} . При этом используется линейная интерполяция всех необходимых параметров теплоносителя с эйлеровой сетки в точку, где расположена лагранжева частица. Зная положения частиц в этот момент времени, объемная доля теплоносителя ε_{ij}^{n+1} в каждой вычислительной ячейке V_{ij} находится как $\varepsilon_{ij}^{n+1} = 1 - (\rho V_{ij})^{-1} \sum_k m_k$, где суммирование ведется по всем частицам в данной вычислительной ячейке.

2) Образующаяся на новом временном шаге конфигурация топливных таблеток пересекается набором прямых линий под разными углами. Каждая такая наклонная линия образует с днищем корпуса сферический сегмент с выпуклым или вырезанным конусом (см. рис. 1). Зная положение каждой частицы топлива, легко рассчитать массу и среднюю объемную долю топлива под образующей и, следовательно, $k_{\text{эф}}$ по формуле (8). Далее предполагается, что из всех значений $k_{\text{эф}}$ реализуется $k_{\text{эф}}^{\text{max}}$. Следует отметить, что число наклонных линий должно быть достаточно большим, чтобы охватить как можно шире спектр возможных управляющих параметров и тем самым устранить немонотонность в определении $k_{\text{эф}}^{\text{max}}$ на каждом временном шаге, связанную с перемещением лагранжевых частиц. После численного интегрирования системы (9) — (10) определяется тепловыделение в топливных таблетках на слое t^{n+1} .

3) На третьем шаге проводится расщепление уравнения (2):

$$\frac{v^* - v^n}{\Delta t} = A(v^n) + B(v^n) + C(v^n); \quad (11)$$

$$\frac{v^{n+1} - v^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} p^{n+1}, \quad (12)$$

где $A(v^n)$, $B(v^n)$ и $C(v^n)$ — разностные аппроксимации конвективных, диссипативных и силовых членов уравнения (2) по явной схеме; $\Delta t = t^{n+1} - t^n$. Далее из уравнения (11) находится промежуточная скорость v^* .

4) На данном шаге уравнение (12) умножается на ε^{n+1} и берется дивергенция от обеих частей полученного уравнения:

$$\frac{\text{div}(\varepsilon^{n+1} v^{n+1}) - \text{div}(\varepsilon^{n+1} v^*)}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \text{div}(\varepsilon^{n+1} \text{grad} p^{n+1}).$$

Используя уравнения неразрывности (1), окончательно для давления p^{n+1} получаем уравнение Пуассона

$$\operatorname{div}(\epsilon^{n+1} \operatorname{grad} P^{n+1}) = -\frac{\rho}{\Delta t} \left(\frac{\epsilon^{n+1} - \epsilon^n}{\Delta t} + \operatorname{div}(\epsilon^{n+1} \mathbf{v}^*) \right) \quad (13)$$

с однородными граничными условиями Неймана

$$\partial P^{n+1} / \partial n = 0, \quad (14)$$

вытекающими из уравнения (12), если положить нулю нормальный компонент скорости на границе. Здесь P^{n+1} — численное значение давления, отличающееся от фактического на величину первого порядка малости по временному шагу. Для решения уравнения (13) с граничным условием (14) используется метод неполного разложения Холесского с последующим уточнением методом сопряженных градиентов [10].

5) На пятом шаге корректируется поле скоростей: $\mathbf{v}^{n+1} = \mathbf{v}^* - (\Delta t / \rho) \operatorname{grad} P^{n+1}$.

6) На последнем шаге решается уравнение энергии (3), и на этом заканчивается переход на новый временной слой t^{n+1} .

В расчетах течение полагается двумерным осесимметричным, при моделировании использовалась эйлерова сетка размером 21×55 ячеек и 4100 лагранжевых частиц в одном радиане. Следует отметить, что каждая «вычислительная» частица представляет собой совокупность топливных таблеток, параметры которых в пределах одной вычислительной частицы считаются одинаковыми. Поэтому уравнения (4)–(6) могут быть применены для описания движения и теплообмена вычислительной частицы с эффективной массой $\tilde{m}_k = n_k m_k$ и эффективным коэффициентом трения $\bar{D}_k = n_k D_k$, где n_k — число топливных таблеток, приписанных к k -й частице. В данных расчетах каждая вычислительная частица содержит от 10 до 15 топливных таблеток, если считать топливные таблетки сферами радиусом 1 см. Для частицы, «лежащей» на дне корпуса, в уравнение (5) вводится эффективная сила, зависящая от угла наклона касательной ко дну в данной точке. Таким образом, частица может соскальзывать по дну реактора к его центру.

Из многочисленных экспериментов известно, что при свободной засыпке выделенного объема твердыми сферами одинакового размера пористость составляет $\sim 0,4$ [11]. Поэтому в расчетах предполагается, что объемная доля теплоносителя ϵ может изменяться в пределах $0,4 < \epsilon < 1$. Чтобы удовлетворить упомянутое ограничение, отслеживается возможность перехода каждой частицы из одной вычислительной ячейки в другую при интегрировании уравнений движения. Если после перехода частицы объемная доля теплоносителя в данной ячейке ϵ_{ij} становится меньше $\epsilon_{\min}$, то такой переход считается невозможным и частица останавливается.

Для скорости теплоносителя ставились условия скольжения на оси симметрии и прилипания на остальной части границы. Граничные условия для температуры таковы: отсутствие потока тепла на оси симметрии $\partial T / \partial n = 0$ и радиационное охлаждение остальной части границы $\partial T / \partial n = \sigma T^4$, где σ — постоянная Стефана—Больцмана. Теплопроводность корпуса реактора не учитывалась.

Результаты расчета. Расчеты проводили для следующей геометрии корпуса реактора: высота $H = 15$ м, диаметр цилиндра и полусферического днища $d = 5$ м. Неразрушенная активная зона с массой топлива 16 т располагалась на высоте 3 м от нижней точки дна реактора. Диаметр активной зоны составлял $d_a = 4$ м, объемная доля топлива в активной зоне 25%, номинальная тепловая мощность полагалась равной 700 МВт.

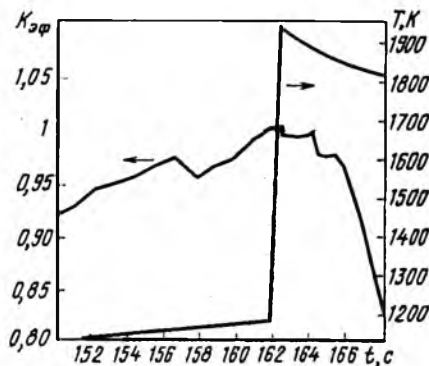
Был рассмотрен гипотетический сценарий аварии, при котором произошли остановка насосов и резкий выброс реактивности, приведшие к неоднородному повышению температуры в активной зоне. Предположим, что в результате перегрева разрушение активной зоны идет от центра к периферии. Для определенности будем считать, что длительность процесса 120 с и неразрушенной остается третья часть (по массе) зоны.

В начальный момент времени распределение температуры и конвективных потоков соответствовало стационарной картине тепловой конвекции при неразрушенной активной зоне. Динамика таблеток и формирование объемной конфигурации топлива на дне корпуса реактора определяется превышением плотности топлива относительно плотности теплоносителя $\Delta\rho/\rho = (\rho^f - \rho)/\rho$. При одинаковой плотности $\Delta\rho = 0$ таблетки будут эффективно перемешиваться по всему объему реактора, при значительном различии — группироваться на дне корпуса. Поэтому должно быть критическое значение $\Delta\rho/\rho$, до достижения которого возможно установление квазистационарного режима конвекции без образования вторичной критической массы топлива в придонных областях. Если после аварии образуется квазистационарная картина течения, то можно ожидать, что сформированное течение будет определяться в основном конфигурацией и массой выпавшего топлива и слабо зависеть от сценария аварии. Поэтому цель работы состояла в выяснении принципиальной возможности разрушения вторичной критической массы топлива под воздействием естественной циркуляции теплоносителя, а не в исследовании поведения реактора при различных сценариях аварий. Когда параметр $k_{эф}^{\max}$ был далек от критического, шаг интегрирования по времени находили из условия устойчивости разностной схемы гидродинамики. Однако при нейтронной вспышке, когда $k_{эф} \sim 1 + \beta$, шаг интегрирования по времени определялся характерным временем нейтронного процесса.

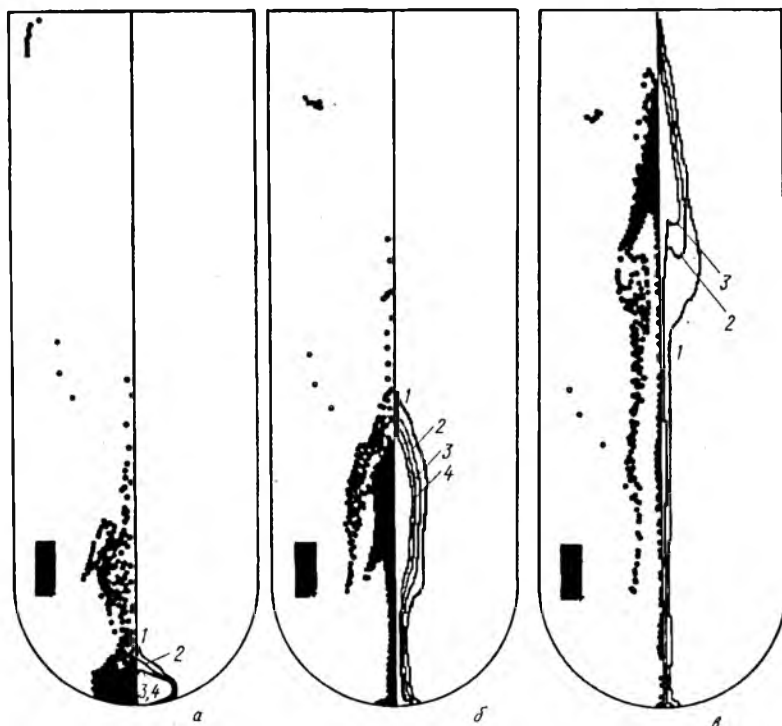
Динамика процесса изучалась при двух значениях плотности топлива $\rho^f = 13,5 \text{ г/см}^3$ и $\rho^f = 11,4 \text{ г/см}^3$; $\rho = 10,5 \text{ г/см}^3$. Тогда $\Delta\rho/\rho$ составляет 0,286 и 0,086 соответственно.

Независимо от плотности топлива динамика формирования тепловыделяющих фрагментов топлива на дне реактора после аварии и возникающая структура течения теплоносителя качественно схожи. На начальной стадии топливные таблетки опускаются на дно корпуса, увлекая за собой теплоноситель и формируя течение, которое направлено вниз, в приосевой области. При достижении таблетками дна реактора образуется скопление топлива, разогревающее теплоноситель в придонной области за счет остаточного тепловыделения, и структура течения меняется — происходит разворот потока и формирование конфигурации топлива, имеющей форму, близкую к форме шарового сегмента с выпуклым конусом. На этом этапе $k_{эф} < 1$ и остаточного тепловыделения недостаточно для выноса фрагментов из компактной конфигурации. Поэтому за счет прихода других фрагментов топлива из разрушенной активной зоны происходит дальнейшее увеличение массы скопления, а также уплотнение топлива внутри конфигурации за счет потока теплоносителя, направленного от периферии к центру. При дальнейшем увеличении $k_{эф} > 1 + \beta$ происходит быстрый разогрев ("нейтронная вспышка") фрагментов топлива до тех пор, пока не сработают обратные связи по температуре и не снизят $k_{эф}$ до критического значения. При этом вспышка мощности происходит за время, которое намного меньше времени передачи тепла от топлива к теплоносителю. Очевидно, что чем больше параметр $\Delta\rho/\rho$, тем быстрее идет осаждение топлива на дно реактора (вводится реактивность) и, следовательно, большее число таких вспышек может произойти за время, пока интенсивное тепловыделение не приведет к разрушению компактной конфигурации топливных фрагментов за счет развития конвекции.

Для случая $\Delta\rho/\rho = 0,086$ изменение во времени $k_{эф}^{\max}$ и средней температуры топлива внутри конфигурации с $k_{эф}^{\max}$ показано на рис. 2. Хорошо за-



Р и с. 2. Расчетные зависимости $k_{эф}$ и средней температуры топлива в придонной области от времени



Р и с. 3. Динамика фрагментов топлива разрушенной части активной зоны и изотермы теплоносителя на моменты времени 163,2 (а), 174 (б), 181,9 с (в) при температуре 1100 (1), 1200 (2), 1300 (3), 1400 К (4)

местен медленный разогрев скопления топлива на дне реактора до $t = 161,9$ с, связанный с остаточным тепловыделением в топливных таблетках, и быстрый рост температуры за время $\sim 0,5$ с из-за последовательности нейтронных всплесков. Дальнейшее снижение средней температуры обусловлено интенсивным охлаждением топливных фрагментов конвективными потоками теплоносителя. Следует отметить, что в этом варианте расчета не происходило роста температуры теплоносителя выше температуры кипения, а температуры фрагментов топлива выше температуры плавления. Динамика фрагментов топлива и температура теплоносителя во время выноса фрагментов конвективным потоком теплоносителя показаны на рис. 3. В дальнейшем образующиеся сложные вихревые структуры теплоносителя приводили к эффективному перемешиванию топлива по всему объему реактора. В связи с этим аккумуляция топлива на дне шла менее интенсивно, чем в начальный момент времени после аварии, поэтому повторная вспышка и вынос топлива были менее интенсивными. Отсюда можно сделать предварительный вывод о возможном выходе такой системы на квазистационарный режим.

Для случая $\Delta\rho/\rho = 0,286$ скорость осаждения топлива высока и учтенные обратные связи в реактивности не могли воспрепятствовать взрывному нарастанию мощности. При этом температура топлива успевала превысить температуру плавления, в то время как гидродинамика не успевала отреагировать на выброс мощности. При такой высокой температуре топлива дальнейшее проведение расчетов является некорректным, поскольку следовало бы учитывать многие дополнительные физические явления, например, возможность фазовых переходов.

Заключение. Основные результаты работы состоят в разработке самосогласованного описания конвективных течений жидкометаллического теплоносителя, содержащего тепловыделяющие твердые фрагменты реакторного топлива. Перенос топливных таблеток и формирование различных конфигураций топлива в объеме реактора определяются конвективными потоками. В свою очередь конвекция зависит от динамики частиц, распределения топлива и источников тепла. Развита нестационарная нейт-

ронно-физическая модель позволяет учитывать вклад нейтронной составляющей мощности в тепловыделение при формировании конфигураций топлива, близких к критическим.

Предварительные численные исследования аварии, связанной с разрушением активной зоны быстрого реактора со свинцовым теплоносителем, показали, что естественная конвекция теплоносителя может быть тем механизмом обратной связи, который препятствует тяжелому протеканию рассмотренной аварии. При этом развитые конвективные потоки эффективно разрушают компактные конфигурации топлива при небольшой разнице между плотностью топлива и плотностью теплоносителя. Однако при проведении более полного анализа необходимо учесть конструкционные особенности реактора при определении коэффициентов параметризованной зависимости $k_{эф}$, уточнить характер и коэффициенты обратной температурной связи для реактивности.

Авторы благодарят А.М. Дыхне, Л.А. Большова и О.В. Хоружего за внимание к работе и плодотворное обсуждение. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 94-02-03566).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Adamov E.O., Orlov V.V. Requirements to a nuclear technology for the large-scale power industry. — In: Proc. Intern. Topical Meeting on Advanced Reactor Safety (ARS-94), Pittsburgh, USA, 1994, v. 1, p. 636—642.
2. Adamov E.O., Orlov V.V., Smirnov V.S. et al. Progress in lead-cooled fast reactor design. — In: Proc. Intern. Conf. on Design and Safety of Advanced Nuclear Power Plants, Tokyo, 1992, v. 2.
3. Likhanskij V.V., Loboiko A.I. Investigation of two-phase convection of liquid lead containing solid fragments of heat-generating fuel. — In: Proc. VI Intern. Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Grenoble, France, 1993, v. 1, p. 385—392.
4. Dukowicz J.K. A particle-fluid numerical model for liquid sprays. — J. Comput. Phys., 1980, v. 35, p. 229—253.
5. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. Т. 1. М.: Наука, 1987.
6. Clift R., Grace J., Weber M. Bubbles, Drops and Particles. NY: Academic Press, 1978.
7. Федоров В.В. Теория оптимального эксперимента. М.: Наука, 1971.
8. Хетрик Д.Л. Динамика ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1975.
9. Peyret R., Teylor T. Computational Methods for Fluid Flow. Berlin: Springer, 1983.
10. Kershaw D. The incomplete cholesky conjugate gradient method for the iterative solution of system of linear equations. — J. Comput. Phys., 1978, v. 26, p. 43—65.
11. Дулынев Г.Н., Заричняк Ю.П. Теплопроводность смесей и композитных материалов. Л.: Энергия, 1974.

Поступила в Редакцию 12.07.94

УДК 621.039.588+532.501.34

ДИСПЕРСНЫЙ СОСТАВ ЧАСТИЦ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КАПЛИ РАСПЛАВЛЕННОГО ТОПЛИВА С ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ

Афремов Д.А., Сироткин В.К. (МИФИ)

Одним из основных аспектов взаимодействия расплавленного ядерного топлива с теплоносителем является диспергирование расплава. Существенное значение дисперсный состав частиц топлива имеет при расчете их выноса в окружающую среду и оценке интенсивности парового взрыва.

В настоящее время рассматриваются два основных механизма дробления капель расплава. Первый связан с тангенциальной неустойчивостью поверхности капли, развивающейся при ее движении через теплоноситель. Этот механизм хорошо описывает как экспериментальные данные о дроблении капель жидкости в газовом потоке [1],