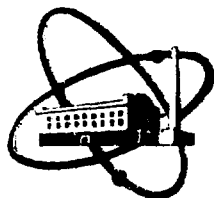


SUB702125



ФЭИ-1800

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

*А. П. СОРОКИН, А. В. ЖУКОВ, Ю. И. КОРНИЕНКО,
П. А. УШАКОВ*

Уравнения макропереноса в ТВС реакторов

(многофазные потоки)

УДК 621.039.534

А. П. Сорокин, А. В. Жуков, Ю. Н. Корниенко, П. А. Ушаков.

Уравнения макропереноса в ТВС реакторов (многофазные потоки).

ФЭИ-1800. Обнинск: ФЭИ, 1986. — 16 с.

В работе получена строгая формулировка уравнений макропереноса, лежащих в основе поканальной методики теплогидравлического расчета ТВС реакторов в рамках модели раздельного течения многофазного потока теплоносителя (в том числе с химическими реакциями) и описывающих широкий класс задач теплофизического обоснования ТВС реакторов. Это осуществлено путем осреднения уравнений переноса массы импульса и энтальпии по площади поперечного сечения каждой фазы в элементарном канале ТВС. Уравнение для поперечных перетечек получено осреднением уравнения переноса импульса в направлении, поперечном к границам между элементарными каналами. Взаимодействие фаз в этих уравнениях подчиняется условиям переноса на границе раздела. Взаимодействие фаз на границах каналов описано с использованием числа Стантона. Вывод проведен с использованием обобщенного уравнения переноса субстанции. Приведена формулировка поканального метода в рамках модели гомогенного потока.

ВЫВЕДЕНИЕ

Реакторная техника ставит на повестку дня широкий класс задач теплофизического обоснования реакторов, к которым, например, относится теплогидравлический анализ ненормальных и аварийных режимов работы ТВС (рис. 1): деформирование решетки под воздействием изгиба и распухания, стохастическое отклонение параметров, блокировка части проходного сечения ТВС, резкое падение расхода и т.д. [1, 2].

Решение этих задач потребовало исследования эффектов макропереноса массы, импульса и энергии, т.е. так называемого межканального обмена, что привело к созданию метода поканального теплогидравлического расчета и ТВС [3].

Поканальный метод расчета основан на рассмотрении укрупненных характеристик потока (средних для каналов значений скорости, давления, энтальпии или температуры) в отличие от макропереноса при рассмотрении локальных характеристик. Этот метод заключается в решении системы уравнений макропереноса массы, импульса и энтальпии, записанных для каждого из элементарных каналов ТВС.

Уравнения макропереноса в ранних работах, например, [4-6], получены из рассмотрения балансов массы, импульса и энтальпии для элементарных объемов каналов (ячеек) ТВС. В более поздних работах, таких как [7-9], вывод осуществляется из уравнений механики сплошной среды и сохранения энергии в интегральной форме. Обзор и детальный анализ большого количества работ, посвященных развитию поканального метода теплогидравлического расчета ТВС и расчетных программ для однофазных и двухфазных сред проведен в работах [10, 11]. В результате получена полная формулировка поканального метода применительно к однофазному теплоносителю [3, 10]. Также были проанализированы ряд формулировок поканального метода для описания двухфазных потоков в рамках моделей дрейфа (со скольжением) гомогенного потока двухфазной среды. В последнее время появилось ряд работ с описанием двухфазного потока в стержневых сборках с раздельным течением фаз [12-14].

Расчеты, проведенные по программам поканального теплогидравлического расчета ТЕМП и МЭФ [12,15], показали адекватность описания осредненных характеристик однофазного потока в стержневых сборках с энерговыделением. В то же время расчеты для двухфазных потоков показывают существенное различие между расчетом и экспериментом, например, [16-18].

Совершенно отсутствует описание многофазных потоков в ТВС в рамках поканальной методики (случаи диссоциирующего теплоносителя (N_2O_4), переноса твердой фазы в парожидкостных потоках), в частности при наличии химических реакций и т.д.

Различия в формулировках поканального метода для двухфазных систем, неполнота формулировок, неадекватность описания теплогидравлики в их рамках, отсутствие формулировки для многофазной среды требуют углубленного анализа поканального метода теплогидравлического расчета ТВС.

Анализируя многофазный (в общем случае) поток, последующем стандартному методу механики сплошной среды, рассматривая многофазный поток как поле, разделенное на области с движущимися границами между фазами (рис. 2). Уравнения сохранения в дифференциальной форме имеют место для каждой подобласти с граничными условиями на поверхностях раздела фаз.

Макроскопическое описание полей скорости и энтальпии получим при выполнении осреднения по элементарным объемам (площадям), которые включают различные фазы, но имеют намного меньший масштаб по сравнению со всей системой.

Рассмотрение осуществляется применительно к стержневой сборке. Исходные дифференциальные уравнения используем в формулировке Рейнольдса для турбулентного режима течения.

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Локальные поля скорости, давления и энтальпии для m - фазного сжимаемого теплоносителя для нестационарного случая описываются следующей системой дифференциальных уравнений [19]:

неразрывности (переноса массы)

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\rho_k \vec{w}_k) = I_{v_k} \quad (1)$$

локальное изменение плотности во времени	конвектив- ный перенос массы	внутренние источники
---	------------------------------------	-------------------------

движения (переноса импульса)

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_k \vec{w}_k) + \nabla \cdot (\rho_k \vec{w}_k \vec{w}_k) = - \nabla \cdot p_k -$$

локальное изменение импульса в	конвектив- ный перенос импульса	сила давления на единицу объема
--------------------------------------	---------------------------------------	------------------------------------

$$- \nabla \cdot \tau_k + \rho_k \vec{F}_k + \mathcal{P}_{v_k}$$

изменение импульса за счет внутренне- го трения	действие внешних сил	обмен импульсом с другими фазами
---	----------------------------	-------------------------------------

энергии (переноса энтальпии)

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_k h_k) + \nabla \cdot (\rho_k h_k \vec{w}_k) = - \nabla \cdot \vec{q}_k + \quad (3)$$

локальное изменение энтальпии в единицу вре- мени	конвективный перенос энталь- пий	перенос тепла теплопроводностью
---	--	------------------------------------

$$+ \frac{\partial p_k}{\partial \tau} + \vec{w}_k \nabla p_k + \tau_k : \nabla \vec{w}_k + Q_{v_k}$$

работа сил давления	диссипация энергии дви- жения	Источники тепла
---------------------	-------------------------------------	--------------------

Внутренние источники массы характеризуют интенсивность образования k -ой компоненты

$$I_{v_k} = \sum_{j=1}^m I_{jk} \quad , \quad (I_{kk} = 0, I_{kj} = -I_{jk}) \quad (4)$$

Обмен импульсом с другими компонентами, соответственно, представляется в виде

$$P_{v_k} = \sum_{j=1}^m P_{jk} \quad , \quad (P_{kk} = 0, P_{kj} = -P_{jk}) \quad (5)$$

Выделение энергии за счет внутренних источников тепла описывается следующим соотношением

$$Q_{v_k} = \sum_{j=1}^m Q_{jk} + Q'_{v_k} \quad , \quad (Q_{kk} = 0, Q_{kj} = -Q_{jk}) \quad (6)$$

где Q_{v_k} - внутреннее энерговыделение за счет ядерной реакции.

Более подробные соотношения для I_{v_k} , P_{v_k} и Q_{v_k} представлены, например, для случая химически реагирующих газовых смесей в работах [20,21].

Для турбулентного режима течения в приближении Рейнольдса система уравнений (1)-(3) имеет вид:

$$\frac{\partial \bar{p}_k}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\bar{p}_k \vec{w}_k) = -\nabla \cdot \vec{j}_k^T + I_{v_k} \quad , \quad (7)$$

$$\frac{\partial (\bar{p}_k \vec{w}_k)}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\bar{p}_k \vec{w}_k \vec{w}_k) = -\nabla \bar{p}_k - \nabla \cdot (\vec{\tau}_k + \vec{\tau}_k^T) + \bar{p}_k \vec{F}_k + P_{v_k} \quad (8)$$

$$\frac{\partial (\bar{p}_k \tilde{h}_k)}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\bar{p}_k \vec{w}_k \tilde{h}_k) = -\nabla \cdot (\vec{q}_k^T + \vec{q}_k^T) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial \tau} + \vec{w}_k \cdot \nabla \bar{p}_k - (\vec{\tau}_k + \vec{\tau}_k^T) : \nabla \vec{w}_k + \bar{Q}_{v_k} \quad (9)$$

где

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta \tau} \int_{\tau_0}^{\tau_0 + \Delta \tau} \phi(\tau) d\tau, \quad \tilde{\phi} = \frac{\rho \phi}{\rho} \quad ,$$

$$\vec{j}_k^T = \overline{\rho'_k w'_k} \quad , \quad \vec{\tau}_k^T = \overline{\rho_k w'_k w'_k} + 2 \overline{w_k \rho'_k w'_k} \quad ,$$

$$\vec{q}_k^T = \overline{\rho_k w'_k h'_k} + \overline{h_k \rho'_k w'_k} + \overline{w_k \rho'_k h'_k} \quad ,$$

Составляющие $\overline{\rho'_k w'_k}$ и $\overline{\rho'_k h'_k}$ в первых членах уравнений (8) и (9) не учитываем.

Условия на границе раздела фаз имеют следующий вид:

массы

$$\sum_k \bar{\rho}_k \bar{n}_k (\vec{\tilde{w}}_k - \vec{w}_I) = \sum_k \dot{m}_k = 0, \quad (10)$$

где

$$\dot{m}_k = \bar{\rho}_k \bar{n}_k (\vec{\tilde{w}}_k - \vec{w}_I),$$

импульса

$$\sum_k \left\{ \dot{m}_k \vec{\tilde{w}}_k + [\bar{\rho}_k \delta + (\vec{\tau}_k + \vec{\tau}_k^T)] \bar{n}_k \right\} = \bar{n}_k \vec{\sigma} \bar{n}_k, \quad (11)$$

где $\vec{\sigma}$ - поверхностное натяжение,

энтальпии

$$\sum_k \left[\dot{m}_k \tilde{h}_k + \bar{n}_k (\vec{q}_k + \vec{q}_k^T) + \frac{\dot{m}_k}{2} \tilde{w}_k^2 + \bar{n}_k \cdot \vec{w}_I \cdot \bar{\rho}_k + \vec{\tilde{w}}_k (\vec{\tau}_k - \vec{\tau}_k^T) \cdot \bar{n}_k \right] = 0 \quad (12)$$

Уравнения макропереноса субстанции.

Рассмотрим процедуру вывода уравнений макропереноса на примере осреднения уравнения переноса субстанции.

В обобщенной форме уравнения (7) и (9) представляются в виде уравнения переноса субстанции

$$\frac{\partial \Psi_k}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\Psi_k \vec{w}_k) = -\nabla \cdot \vec{j}_k^\Psi + I_{V_k}^\Psi \quad (13)$$

где Ψ_k - концентрация субстанции, \vec{j}_k^Ψ - поток субстанции,

$I_{V_k}^\Psi$ - удельная производительность источника субстанции

субстанция	Ψ_k	\vec{j}_k^Ψ	$I_{V_k}^\Psi$
масса	$\bar{\rho}_k$	\vec{j}_k^m	$I_{V_k}^m$
импульс	$\bar{\rho}_k \vec{w}_k$	$\bar{\rho}_k \delta + \vec{\tau}_k + \vec{\tau}_k^T$	$\bar{\rho}_k \vec{F}_k + \mathcal{Q}_{V_k}$
энтальпия	$\bar{\rho}_k \tilde{h}_k$	$\vec{q}_k + \vec{q}_k^T$	$\frac{\partial \bar{E}_k}{\partial \tau} + \vec{\tilde{w}}_k \nabla \bar{\rho}_k - (\vec{\tau}_k + \vec{\tau}_k^T) : \vec{\tilde{w}}_k + \mathcal{Q}_{V_k}$

Воспользуемся уравнением переноса субстанции в интегральной форме в виде

$$\iint_{\omega_k} \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} d\omega + \iint_{\omega_k} \nabla \cdot (\Psi_k \vec{w}_k) d\omega = -\iint_{\omega_k} \nabla \cdot \vec{j}_k^\Psi d\omega + \iint_{\omega_k} I_{V_k}^\Psi d\omega \quad (14)$$

Используем соотношения

$$\iint_{\omega_k} \frac{\partial \Psi_k}{\partial \tau} d\omega = \frac{\partial}{\partial \tau} (\omega_k \langle \Psi_k \rangle) - \sum_{\ell=e, I} \int_{S_{k\ell}} (\vec{w}_\ell \vec{n}_k) \Psi_k \frac{d\omega_{k\ell}}{dZ} \quad (15)$$

$$\iint_{\omega_k} \nabla \cdot (\Psi_k \vec{w}_k) = \frac{\partial}{\partial Z} (\omega_k \langle \Psi_k w_{kz} \rangle) + \sum_{\ell=e, I} \int_{S_{k\ell}} \Psi_k \vec{w}_k \vec{n}_k \frac{d\omega_{k\ell}}{dZ}, \quad (16)$$

где $\langle \Psi_k \rangle = \frac{1}{\omega_k} \iint_{\omega_k} \Psi_k(x, y, z, \tau) d\omega$. (17)

Здесь S_I означает периметр границы раздела фаз ($S_I = \sum_r S_{kr}$, r - фазы, граничащие с фазой k).

Уравнение (14) после перестановки некоторых чисел принимает

вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} (\omega_k \langle \Psi_k \rangle)_i + \frac{\partial}{\partial Z} (\omega_k \langle \Psi_k w_{kz} \rangle)_i = & - \sum_I \left[\int_{S_I} \Psi_k (\vec{w}_k - \vec{w}_I) \vec{n}_k \frac{d\omega}{dZ} \right]_i - \\ - \sum_e \left[\int_S \Psi_k \vec{w}_k \vec{n}_k \frac{d\omega_{ke}}{dZ} \right]_{ie} - \frac{\partial}{\partial Z} (\omega_k \langle j_z \Psi \rangle)_i - \sum_I \left[\int_{S_I} \vec{\Psi} \vec{n}_k \frac{d\omega_I}{dZ} \right]_i - & (18) \\ - \sum_e \left[\int_{S_{ke}} \vec{\Psi} \vec{n}_k \frac{d\omega_{ke}}{dZ} \right]_{ie} - \sum_w \left[\int_{S_{kw}} \vec{\Psi} \vec{n}_k \frac{d\omega_{kw}}{dZ} \right]_{iw} + (\omega_k \langle I_{vk} \rangle)_i \end{aligned}$$

Уравнение (18) показывает, что изменение субстанции во времени в канале i (первый член левой части) происходит за счет конвективного переноса субстанции (второй член левой части), обмена субстанцией на границе фаз (первый член правой части), конвективного обмена субстанцией через границы между каналами i и e (второй член), изменения диффузионного потока субстанции в продольном направлении (третий член), диффузионного потока субстанции на границе фаз (четвертый член), потока субстанции через поверхность твэлов (пятый член), диффузионного потока субстанции через границы между каналами i и e (шестой член), генерирования субстанции внутренними источниками (седьмой член).

Получены выражения для определения таких характеристик, как потоки субстанции между ячейками, потоки субстанции на границе фаз и т.д. Реализация этих выражений должна производиться с учетом структуры и физических свойств фаз.

Введем некоторые обозначения и осуществим аппроксимации, которые позволят упростить уравнения макропереноса и будут использованы в дальнейшем изложении.

Введем поправку на профили при осреднении параметров для конвективного переноса субстанции

$$\langle \Psi w_k \rangle = \beta^\Psi \langle w_k \rangle \langle \Psi \rangle \quad (19)$$

$$\int_{S_{ke}} \Psi \vec{w}_k \cdot \vec{n}_k \frac{dw_{ke}}{dz} = \beta_{ie}^\Psi \frac{\langle \Psi_{ie}^* \rangle}{\langle \rho_{ie}^* \rangle} \cdot W_{kie} \quad (20)$$

$$\text{где } \Psi_{ie} = \begin{cases} \Psi_i, & \text{если } W_{kie} > 0, \\ \Psi_e, & \text{если } W_{kie} < 0, \end{cases} \quad \rho_{ie} = \begin{cases} \rho_i, & \text{если } W_{kie} > 0, \\ \rho_e, & \text{если } W_{kie} < 0. \end{cases} \quad (21)$$

$$W_{kie} = \left(\int_{S_{ke}} \bar{\rho} \vec{w}_k \cdot \vec{n}_k \frac{dw_{ke}}{dz} \right)_{ie} \quad \text{-- поперечный расход } k\text{-ой фазы через единицу длины границы между каналами } l \text{ и } e \text{ (22).}$$

Поперечный диффузионный перенос субстанции через границы между смежными каналами опишем с использованием числа Стантона:

$$\int_{S_{ke}} \vec{j}_k \cdot \vec{n}_k \frac{dw_{ke}}{dz} = St_k^\Psi \tilde{w}_{kz} \left[\langle \Psi \rangle_l - \langle \Psi \rangle_e \right] \frac{dw_{ke}}{dz} \quad (23)$$

Уравнения макропереноса массы, импульса и энтальпии.

Исходя из уравнения (14) с использованием соотношений (15)-(16), получаем уравнения макропереноса.

Макроперенос массы

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\varphi_k \omega \langle \bar{\rho} \rangle)_i + \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_k \omega \langle \bar{\rho} \tilde{w}_{kz} \rangle)_i = -\Gamma_{ki} - \sum_e W_{kie} - \sum_w \left[\int_{S_{kw}} \vec{j}_k \cdot \vec{n}_k \frac{dw_{kw}}{dz} \right]_i - \sum_e St_k^\rho \tilde{w}_{kz} \left[\langle \bar{\rho} \rangle_i - \langle \bar{\rho} \rangle_e \right] \frac{dw_{ke}}{dz} + (\varphi_k \omega \langle \bar{v}_k \rangle)_i \left[\frac{\partial}{\partial z} (\int_{S_{kw}} \varphi_k \omega) \right]_i \quad (24)$$

$$\text{где } \Gamma_{ki} = \sum_l \left\{ \int_{S_l} [\bar{\rho}_k (\tilde{w}_k - \tilde{w}_l) + \vec{j}_k] \cdot \vec{n}_k \frac{dw_l}{dz} \right\}_i \quad (25)$$

$$St_k^\rho = \left(\int_{S_{ke}} \vec{j}_k \cdot \vec{n}_k \frac{dw_{ke}}{dz} \right) / \left\{ \tilde{w}_{kz} \left[\langle \bar{\rho} \rangle_i - \langle \bar{\rho} \rangle_e \right] \frac{dw_{ke}}{dz} \right\} \quad (26)$$

Макроперенос импульса (по координате z)

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\varphi_k \omega \langle \bar{\rho} \tilde{w}_k \rangle)_i + \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_k \omega \beta_k^w \langle \tilde{w}_{kz} \rangle \langle \bar{\rho} \tilde{w}_{kz} \rangle)_i =$$

$$= -\frac{\partial}{\partial z} (\varphi_K \omega \bar{p}_K)_i - \sum_w S_{Kw} \tau_{Kw} + \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_K \omega \bar{m}_K \frac{\partial \tilde{W}_{Kz}}{\partial z})_i - \sum_e St_K^w \tilde{W}_{Kz} [(\langle \bar{p}_K \tilde{W}_{Kz} \rangle)_i - (\langle \bar{p}_K \tilde{W}_{Kz} \rangle)_e] \frac{d\omega_{Ke}}{dz} - \quad (27)$$

$$- \sum_e \beta_{Kie} \tilde{W}_{Kz}^* w_{Kie} - M_{Kl} + (\varphi_K \omega \langle \bar{p}_K \tilde{F}_{Kz} \rangle)_i, \quad \text{где} \quad \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_K \omega \bar{m}_K \frac{\partial \tilde{W}_{Kz}}{\partial z})_i = -\frac{\partial}{\partial z} [\varphi_K \omega \langle (\bar{\tau}_{Kzz} + \tau_{Kzz}^T) \rangle]_i \quad (28)$$

$$St_K^w = \left(\int_{S_{Ke}} (\bar{\tau}_{Kz} + \tau_{Kz}^T) \bar{n}_K \frac{d\omega_{Ke}}{dz} \right) / (\tilde{W}_{Kz} [(\langle \bar{p}_K \tilde{W}_{Kz} \rangle)_i - (\langle \bar{p}_K \tilde{W}_{Kz} \rangle)_e]) \frac{d\omega_{Ke}}{dz} \quad (29)$$

$$M_{Kl} = \sum_I \left\{ \int_{S_I} [\bar{p}_K (\tilde{W}_K - \bar{W}_I) \cdot \bar{n}_K \tilde{W}_K + (\bar{p}_K \delta + (\bar{\tau}_{Kz} + \tau_{Kz}^T) \cdot \bar{n}_K)] \frac{d\omega_I}{dz} \right. \quad (30)$$

$$\left. \left(\int_{S_{Kw}} \tau_{Kzn} \frac{d\omega_{Kw}}{dz} \right)_i = S_{Kw} \tau_{Kw} \quad (31) \right.$$

Заметим, что в предположении о доминировании продольного течения теплоносителя и слабо изменяющегося давления в поперечном сечении пучка, имеет место

$$\sum_{l=e,i,w} \int_{S_l} \bar{p}_K \bar{k} \cdot \bar{n}_K \frac{d\omega_{Ke}}{dz} \approx -\bar{p}_K \frac{d\omega_K}{dz} \quad (32)$$

Уравнение (27), с учетом (32), имеет вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_K \omega \langle \bar{p}_K \tilde{W}_{Kz} \rangle)_i + \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_K \omega \beta_K^w \langle \tilde{W}_{Kz} \rangle \langle \bar{p}_K \tilde{W}_{Kz} \rangle)_i = \\ & = -(\varphi_K \omega \frac{d\bar{p}_K}{dz})_i - \sum_w S_{Kw} \tau_{Kw} + \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_K \omega \bar{m}_K \frac{\partial \tilde{W}_{Kz}}{\partial z})_i - \\ & - \sum_e St_K^w \tilde{W}_{Kz} [(\langle \bar{p}_K \tilde{W}_{Kz} \rangle)_i - (\langle \bar{p}_K \tilde{W}_{Kz} \rangle)_e] \frac{d\omega_{Ke}}{dz} - \quad (33) \\ & - \sum_e \beta_{Kie} \tilde{W}_{Kz}^* w_{Kie} - M'_{Kl} + (\varphi_K \omega \langle \bar{p}_K \tilde{F}_{Kz} \rangle), \end{aligned}$$

$$\text{где} \quad M'_{Kl} = \sum_I \left\{ [\bar{p}_K (\tilde{W}_K - \bar{W}_I) \tilde{W}_{Kz} + (\bar{\tau}_{Kz} + \tau_{Kz}^T) \cdot \bar{n}_K] \frac{d\omega_I}{dz} \right\}_l \quad (34)$$

Модельные расчёты

Важным предположением о преимущественно продольном движении теплоносителя и учитываем, что в рассматриваемых условиях работы пучка не наблюдаются неустойчивости (раскачка) и расслоение теплоносителя.

значительно меньше по сравнению с тепловым потоком, получаем

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau} (\varphi_{\kappa} \omega \langle \bar{p}_{\kappa} \tilde{h}_{\kappa} \rangle)_i + \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_{\kappa} \omega \beta_{\kappa}^h \langle \tilde{w}_{\kappa z} \rangle \langle \bar{p}_{\kappa} \tilde{h}_{\kappa} \rangle)_i = \\ & = \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_{\kappa} \omega \frac{\bar{\lambda}_{\kappa} + \lambda_{\kappa}^T}{\bar{\rho}_{\kappa} \bar{c}_{p\kappa}} \frac{\partial \langle \bar{p}_{\kappa} \tilde{h}_{\kappa} \rangle}{\partial z})_i + \frac{\partial}{\partial \tau} (\varphi_{\kappa} \omega \langle \bar{p}_{\kappa} \rangle)_i + \langle \tilde{w}_{\kappa z} \rangle \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_{\kappa} \omega \langle \bar{p}_{\kappa} \rangle)_i + \\ & + \sum_w (\langle \tilde{w}_{\kappa z} \rangle S_{\kappa w} \tilde{c}_{\kappa w})_i - \sum_w S_{\kappa w} \bar{q}_{\kappa w} - \sum_e \beta_{\kappa i e}^h h_{\kappa i e}^* W_{\kappa i e} - \sum_e St_{\kappa}^h \tilde{w}_{\kappa z} \cdot \\ & \cdot [(\langle \bar{p}_{\kappa} \tilde{h}_{\kappa} \rangle)_i - (\langle \bar{p}_{\kappa} \tilde{h}_{\kappa} \rangle)_e] \frac{d\omega_{\kappa e}}{dz} - H_{\kappa i} + (\langle \bar{q}_{\kappa v} \rangle \varphi_{\kappa} \omega)_i, \end{aligned} \quad (35)$$

$$\text{где } H_{\kappa i} = \sum_I \left\{ \int_{S_I} [m_{\kappa} \tilde{h}_{\kappa} + (\bar{q}_{\kappa} + \bar{q}_{\kappa}^T)] \cdot \vec{n}_{\kappa} \frac{d\omega_{\kappa I}}{dz} \right\}, \quad (36)$$

$$St_{\kappa}^h = \left\{ \int_{S_{\kappa e}} (\bar{q}_{\kappa} + \bar{q}_{\kappa}^T) \cdot \vec{n}_{\kappa} \frac{d\omega_{\kappa e}}{dz} \right\} / \left\{ \tilde{w}_{\kappa z} [(\langle \bar{p}_{\kappa} \tilde{h}_{\kappa} \rangle)_i - (\langle \bar{p}_{\kappa} \tilde{h}_{\kappa} \rangle)_e] \frac{d\omega_{\kappa e}}{dz} \right\} \quad (37)$$

Поперечный перенос импульса

Поперечные расходы на границах между каналами, необходимые для замыкания системы уравнений макропереноса (24), (27), (35), могут быть получены с использованием уравнения поперечного баланса импульса

Проинтегрируем уравнение (8) по отрезку S_{κ} в направлении y , нормальном границе между каналами i и e (рис.1). Используем соотношения

$$\int_{S_{\kappa}} \frac{\partial \Psi_{\kappa}}{\partial \tau} dy = \frac{\partial}{\partial \tau} \int_{S_{\kappa}} \Psi_{\kappa} dy - \sum_{l=e,i} (\vec{w}_l \vec{n}_{\kappa}) \Psi_{\kappa} \frac{d\omega_{\kappa l}}{dx dz}, \quad (38)$$

$$\int_{S_{\kappa}} \nabla \cdot \vec{F}_{\kappa} dy = \frac{\partial}{\partial z} \int_{S_{\kappa}} F_{\kappa} dy + \frac{\partial}{\partial x} \int_{S_{\kappa}} F_{\kappa} dy + \sum_{l=e,i} \vec{F}_{\kappa} \vec{n}_{\kappa} \frac{d\omega_{\kappa l}}{dz}, \quad (39)$$

получаем следующее уравнение

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (W_{\kappa i e}) + \frac{\partial}{\partial x} (W_{\kappa i e}^2 / \rho_{\kappa}^* S_{\kappa}) + \frac{\partial}{\partial z} (W_{\kappa i e} W_{\kappa z}^*) =$$

$$= S_K \frac{\bar{p}_i - \bar{p}_e}{\Delta X_{Kie}} - \left(\bar{\tau}_{Kxz} \frac{d\omega_K}{dx dz} \right)_{ie} - \left[\left(\bar{\tau}_{Kxz} + \bar{\tau}_{Kxz}^T + \bar{p}_K \bar{W}_{Kz} \bar{W}_{Kx} \right) \frac{d\omega_{Kz}}{dx dz} \right]_{ie} - \left[\left(\delta \bar{p} + \bar{\tau}_{Kz} + \bar{\tau}_{Kz}^T \right) \bar{n}_K + \bar{p}_K \left(\bar{W}_K - \bar{W}_z \right) \bar{n}_K \bar{W}_{Kz} \right] \frac{d\omega_z}{dx dz} + \left(\bar{p}_K S_K \bar{F}_{Kx} \right)_{ie} \quad (40)$$

где * - осреднение параметров на границе ie , ΔX_{Kie} - "эффективное расстояние"

Балансы на границе фаз имеют вид

$$\sum_K \langle m_K \rangle = 0, \quad (41)$$

$$\sum_K \langle [\dot{m}_K \bar{W}_K + (\bar{p}_K \delta + \bar{\tau}_{Kz} + \bar{\tau}_{Kz}^T) \bar{n}_K] \rangle = \langle \nabla \bar{n} \otimes \bar{n} \rangle, \quad (42)$$

$$\sum_K \langle [\dot{m}_K \bar{h}_K + \bar{n}_K (\bar{q}_{Kz} + \bar{q}_{Kz}^T)] \rangle = 0, \quad (43)$$

где $\langle \phi \rangle = \frac{1}{S} \int_S \phi ds$. (44)

Для случая двухфазного потока теплоносителя (пароводяного) значения чисел Стантона получены экспериментально в рамках модели раздельного течения в работах [22, 23].

Списание межфазного взаимодействия является самостоятельной задачей и для двухфазного потока выполнено, например, в работах [14, 24].

Методика расчета β_K^h дана в работе [25].

Модель гомогенной среды

В гомогенной среде компоненты равномерно размещены и взаимодействуют на молекулярном уровне и атомарном уровне. Скорости относительного движения компонент малы и их следует учитывать лишь в связи с определением концентрации компонент. В то же время можно пренебречь диффузионными и инерционными эффектами диффузионных скоростей $(\bar{W}_K - \bar{W})$.

В результате исходная система дифференциальных уравнений, описывающая поведение гомогенной среды в диффузионном приближении, имеет вид

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\rho_k \vec{w}) = -\nabla \cdot \vec{j}_k + I_{vk}, \quad (45)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\rho \vec{w}) = 0, \quad (46)$$

$$\frac{\partial (\rho \vec{w})}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\rho \vec{w} \vec{w}) = \nabla \cdot p - \nabla \cdot \vec{\tau} + \sum_k \rho_k F_k, \quad (47)$$

$$\frac{\partial (\rho h)}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\rho h \vec{w}) = -\nabla \cdot (\vec{q} + \sum_k \vec{j}_k h_k +$$

$$+ \frac{\partial p}{\partial \tau} + \vec{w} \cdot \nabla p - \vec{\tau} : \nabla \vec{w} + Q_v,$$

где $\rho = \sum_k \rho_k$, $\rho \vec{w} = \sum_k \rho_k \vec{w}_k$, $\rho h = \sum_k \rho_k h_k$, $p = \sum_k p_k$, $\vec{\tau} = \sum_k \vec{\tau}_k$,
 $\vec{q} = \sum_k \vec{q}_k$ - параметры, характеризующие смесь в целом.

Выполнив преобразования, аналогичные рассмотренным выше для случая раздельного течения фаз, получим уравнения макропереноса в приближении гомогенной среды в виде:

макроперенос массы

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\varphi_k \omega \langle \bar{\rho}_k \rangle)_i + \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_k \omega_k \langle \bar{\rho}_k \tilde{w}_z \rangle)_i = -\sum_e w_{ie} - \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_k \omega \langle \vec{j}_{kz} \rangle)_i -$$

$$- \sum_e st_k^p \tilde{w}_z [\langle \bar{\rho}_k \rangle_i - \langle \bar{\rho}_k \rangle_e] \frac{dw_{ke}}{dz} + (\varphi_k \omega \langle I_k \rangle)_i, \quad (49)$$

макроперенос импульса (продольный)

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\omega \langle \bar{\rho} \tilde{w}_z \rangle)_i + \frac{\partial}{\partial z} (\omega \beta^w \langle \tilde{w}_z \rangle \langle \bar{\rho} \tilde{w}_z \rangle)_i = -\frac{\partial}{\partial z} (\omega \bar{p})_i - \sum_w s_w \tau_w +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial z} (\omega \bar{m}_z \frac{\partial w_z}{\partial z})_i - \sum_e st^w \tilde{w}_z [\langle \bar{\rho} \tilde{w}_z \rangle_i - \langle \bar{\rho} \tilde{w}_z \rangle_e] \frac{dw_z}{dz} -$$

$$- \sum_e \beta_{ie}^w \tilde{w}_{z ie}^* w_{ie} + (\omega \langle \bar{p} \tilde{F}_z \rangle)_i, \quad (50)$$

макроперенос энтальпии

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\omega \langle \bar{\rho} \tilde{h} \rangle)_i + \frac{\partial}{\partial z} (\omega \beta^h \langle \tilde{w}_z \rangle \langle \bar{\rho} \tilde{h} \rangle)_i = \frac{\partial}{\partial z} (\omega \frac{\bar{\lambda} + \lambda^T}{\bar{\rho} c_p} \frac{\partial \langle \bar{\rho} \tilde{h} \rangle}{\partial z})_i +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial \tau} (\omega \langle \bar{p} \rangle)_i + [\langle \tilde{w}_z \rangle \frac{\partial}{\partial z} (\omega \langle \bar{p} \rangle)]_i + \sum_w \langle \tilde{w}_z \rangle s_w \tau_w)_i -$$

$$- \sum_w s_w (\vec{q}_w + \sum_k \vec{j}_k \tilde{h}_k)_i - \sum_e \beta_{ie}^h h_{ie}^* w_{ie} - \frac{\partial}{\partial z} (\omega \sum_k \vec{j}_{kz} \tilde{h}_k)_i, \quad (51)$$

поперечный перенос импульса

$$\frac{\partial}{\partial t}(w_{ie}) + \frac{\partial}{\partial x}(w_{ie}^2/\rho^*S) + \frac{\partial}{\partial z}(w_{ie}w_z^*) = S \frac{\bar{P}_i - \bar{P}_e}{\Delta X_{ie}} - (\bar{c}_{xz} \frac{dw_w}{dx dz})_{ie} -$$

$$- [(\bar{c}_{xz}^T + \bar{c}_{xz}^T) - \bar{\rho} \tilde{w}_z \tilde{w}_x \frac{dw_e}{dx dz}]_{ie} + (\bar{\rho} S \tilde{F}_x)_{ie} . \quad (52)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа получена система уравнений макропереноса массы, импульса и энтальпии, описывающая движение каждой фазы в многофазном потоке теплоносителя с учетом химических реакций в многостержневой ТВС реакторов в рамках моделей раздельного течения и гомогенного потока.

На основе описанного подхода получены выражения, позволяющие представить структуру и возможные способы теоретического и экспериментального определения макроскопических параметров (макроскопические напряжения в фазах, межфазные и межканальные взаимодействия и тд.).

Полученные формулировки поканального метода позволяют решать широкий класс задач теплофизического обоснования ТВС реакторов.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

c_p - удельная теплоемкость; j - диффузный поток; F - массовая сила; h - удельная энтальпия; p - давление; q - удельный тепловой поток; S - граница, периметр вдоль границы; W - скорость; x, y, z - координатная система; n - нормаль; Φ - доля площади потока; занятая k -й фазой; ω - площадь поперечного сечения; τ - время; касательное напряжения; λ - коэффициент теплопроводности.

ИНДЕКСЫ

e - граница между взаимодействующими каналами; I - граница раздела между фазами; i, e - каналы i и e ; K - k -я фаза; x, z - направления вдоль оси x, z , соответственно; W - поверхность твэлов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жуков А.В., Сорокин А.П., Матюхин Н.М. Теплоъем в активных зонах быстрых реакторов. - Атомная Энергия, 1985, т. 58, вып. 4, с. 226-232.
2. Жуков А.В., Кириллов П.Л., Матюхин Н.М. и др. Теплогидравлический расчет ТВС быстрых реакторов с жидкометаллическим охлаждением. - М., Энергоатомиздат, 1985.
3. Жуков А.В., Сорокин А.П., Ушаков П.А., Юрьев Ю.С. Поканальный теплогидравлический расчет сборок твэлов ядерных реакторов. - Атомная Энергия, 1981, т. 51, вып. 5, с. 307-311.
4. Zernick W., Currin H.B., Previti G. THINC - A Thermal Hydraulic Interaction Code for a Semi-Open or Closed Channel. - WCAP-3704, 1962.
5. Bowring R.W. HAMBO - A Computer Programme for Subchannel Analysis of the Hydraulic and Burnout Characteristics of Rod Bundles (Part I), General Description. - AEEW - R524, 1967.
6. Wheeler C.L., Mak G.C., Kolesar P.C. COBRA-IIA: A Program for Thermal-Hydraulic Analysis in very Large Bundles of Fuel Pins. - BNWL-1422, 1970.
7. Жуков А.В., Мужанов А.Б., Сорокин А.П. и др. Межканальное взаимодействие теплоносителя в решетках цилиндрических стержней. - Препринт ФЭИ-413, Обнинск, 1973.
8. Khan E., Todreas N. Review of Recent Analytical and Experimental Studies Applicable to LMFBR Fuel and Blanket Assembly Design, COO-2245-4, 1973.
9. Делае Дж., Гю М., Ритмоллер М. Теплообмен и гидродинамика в атомной и тепловой энергетике. - Под редакцией П.Л. Кириллова. - М., Энергоатомиздат, 1984.
10. Жуков А.В., Корниенко Ю.Н., Сорокин А.П. и др. Методы и программы поканального теплогидравлического расчета сборок твэлов с учетом межканального взаимодействия теплоносителя. - Аналитический обзор ОБ-107, ФЭИ, Обнинск, 1980.
11. Селиванов В.М., Корниенко Ю.Н., Сорокин А.П. Методы и программы поканального теплогидравлического анализа сборок твэлов, охлаждаемых кипящим теплоносителем. - Обзорная информация ОБ-110, ОИТИ ФЭИ, Обнинск, 1980.
12. Chawla T.C., Ishii M. Two-Fluid Model of Two-Phase Flow in a Pin Bundle of a Nuclear Reactor. - International Journal of Heat and Mass Transfer, 1980, v. 23, no 7, pp. 991-1001.

13. Ishii M., Mishima K. Two-Fluid Model and Hydrodynamic Constitutive Relations. - Nuclear Engineering and Design, 1984, № 1-3, p 107-126.
14. Schor A.L., Kazimi M.S., Todreas N.E. Advanced in Two-Phase Flow Modeling for LMFBR Applications. - Nuclear Engineering and Design, 1984, № 1-3, p. 127-155.
15. Сорокин А.Л., Ушаков П.А., Юрьев Ю.С. Влияние межканального обмена на выравнивание полей скорости и температуры в кассетах твэлов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1984, вып. 4(41), с. 63-69.
16. Bartzic J.G., Kravinski J.L., Shan V.L., et al. Comparison of the COMMIX-2 Two-Phase Flow-Model with Experimental Data. - Transactions of the American Nuclear Society, 1980, vol 35, p. 669-670.
17. Коштылек А., Свитак Ф. Сравнение результатов расчетов тепло-гидравлических характеристик пучка стержней по методу ячеек с опытными данными. - Jaderna Energie, 1979, vol. 25, № 1, p. 25-32.
18. Rowe D.S. A Thermal-Hydraulic Subchannel Analysis for Rod Bundle Nuclear Fuel Elements. - Report on the Fourth International Heat Transfer Conference, 1970, Paris-Versailles, France, "Heat Transfer", vol. 3, pp. Fe-7, Amsterdam, 1970.
19. Нигматулин Р.Н. Основы механики гетерогенных сред. М., 1978.
20. Суслов О.Н., Тирский Г.А., Щенников В.В. Описание химически равновесных течений многокомпонентных ионизированных смесей в рамках уравнений Навье-Стокса и Прандтля. - Журнал прикладной механики и технической физики. М., Наука, 1971, т. 12, № 1, с. 73-89.
21. Далин Е.В., Никиткина О.А., Поспелов В.А. и др. Численное моделирование внутренних течений вязких химически реагирующих газовых смесей. - Вопр. атомной науки и техники. Серия "Механика скорости и газа", М., ВНИИТ, 1985, т. 19, с. 43.
22. Singh K., Pierr C.C. St Two-Phase Mixing for Annular Flow in Simulated Rod Bundle Geometries. - Nuclear Science and Engineering, 1973, vol. 50, № 3, p. 382-401.

23. Слуцнер В.П., Болонев Е.П., Тарасова Н.В. Экспериментальное исследование интенсивности турбулентного поперечного переноса в каналах сложной формы. - Теплоэнергетика, 1983, №2, с.25-28.

24. Kelly J.E., Kazimi M.S. Development of the Two-Fluid Multi Dimensional Code THERMIT for LWR Analysis. - AIChE Simp. Ser., 1980, vol.76, №199, p. 149 - 162.

25. Корниенко Д.Н., Кузеванов В.С. Оценка коэффициентов осреднения для одномерной модели двухфазного потока. Уравнение энергии. - Препринт ФЭИ-1522, Обнинск, 1984.

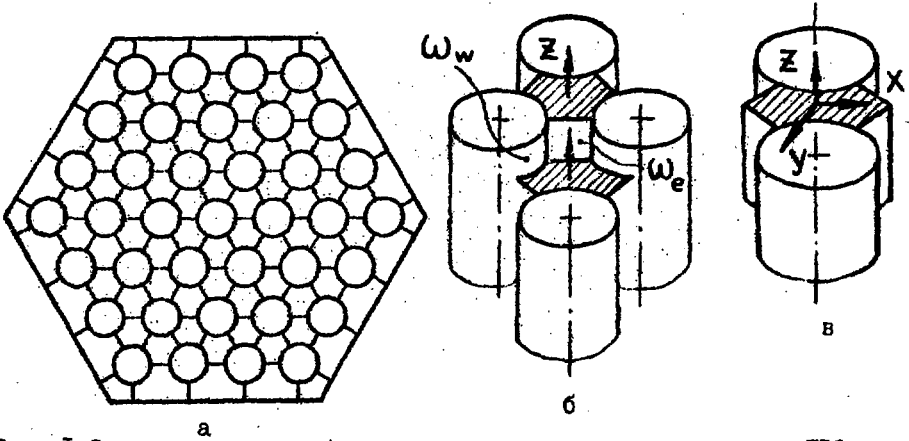


Рис. 1. Схематическое изображение поперечного сечения модели ТВС реактора (а), двух смежных каналов (б), области границы между двумя смежными каналами (в)

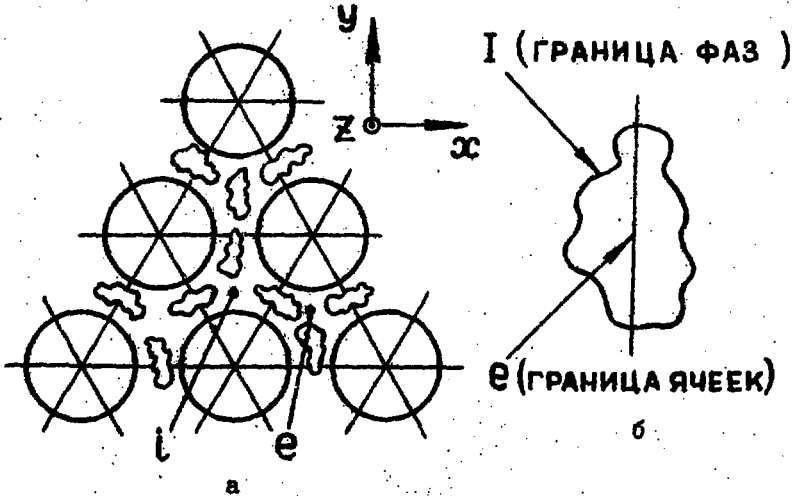


Рис. 2. Схематическое изображение поперечного сечения потока в группе взаимодействующих каналов (а) и области границы между каналами (б)

Технический редактор **Н. П. Герасимова**

Подписано к печати 18.09.1986 г.	Т-16844	Бумага № 1	
Формат 60×90 ¹ / ₁₆	Усл. п. л. 1	Уч.-изд. л. 0,7	Тираж 90 экз.
Цена 11 коп.	Индекс 3624	ФЭИ-1800	

Отпечатано на ротапинтере.
249020, г. Обнинск, Калужской обл., ФЭИ

11 коп.

Индекс 3624

Уравнения макропереноса в ТВС реакторов (многофазные потоки).
ФЗИ-1800, 1986, 1-16.

We regret that some of the pages in the microfilm copy of this report may not be up to the proper legibility standards even though the best possible copy was used for preparing the master fiche.