

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В КОМПОЗИТНЫХ ТЕЛАХ, АРМИРОВАННЫХ ТРУБКАМИ С ЗАВИХРИТЕЛЯМИ, ПО КОТОРЫМ ПРОКАЧИВАЕТСЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ РЕЖИМЕ ЗАКРУЧЕННЫЙ ЖИДКИЙ ТЕПЛОНОСИТЕЛЬ. I. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Получена система уравнений, описывающих стационарный тепломассоперенос в композитных телах, пространственно армированных системой трубок с завихрителями, по которым в турбулентном режиме прокачивается закрученный несжимаемый жидкий теплоноситель. Для определения скоростных форм-параметров потоков в трубках использованы основные соотношения модели трансформации вихря в канале с завихрителями. Сформулирована соответствующая краевая задача. Показано, что система квазилинейных разрешающих уравнений имеет составной тип, причем траектории трубок совпадают с действительными характеристиками этой системы. Продемонстрировано, что кроме традиционных температурных и тепловых условий, задаваемых на границе теплообменника, необходимо дополнительно задавать температуры и значения скоростных форм-параметров закрученных потоков жидкостей на входе их в трубки. Эти входные температуры жидкости и форм-параметры потока позволяют управлять подводом или отводом тепла из теплообменника.

Ключевые слова: тепломассоперенос, композитные конструкции, армирование трубками, жидкий теплоноситель, структурная модель, турбулентное течение, каналы с завихрителями, модель трансформации вихря.

Многие современные инженерные изделия (элементы лазерных и энергетических установок, реактивных авиадвигателей и др.) подвергаются высокоинтенсивному тепловому воздействию [3, 5, 7, 9–11]. Для эффективного отвода тепла в таких конструкциях используют жидкий теплоноситель, прокачиваемый через пористую структуру материала [11] или по каналам, или трубкам [5, 7, 10], проточенным или уложенным в наиболее активно нагреваемых частях таких изделий. Однако изучение соответствующих тепловых процессов сводится, как правило, к теоретическим и экспериментальным исследованиям или анализу процессов тепломассопереноса в теплоносителе внутри отдельной трубы [3, 5, 7, 10]. Проблема переноса тепла в самом теплообменнике, в котором проточены каналы или уложены трубки, остается при этом вне поля зрения исследователей.

В работе [13] автором была предложена модель теплопереноса в композитных телах, армированных трубками с движущимся в ламинарном режиме жидким теплоносителем, а в [14] была построена аналогичная модель, когда по гладким трубкам прокачивается без закручивания жидкий теплоноситель в развитом турбулентном режиме. Сравнение результатов расчетов, проведенных в [13, 14], показывает, что при турбулентном режиме течения теплоносителя в трубках теплоотвод осуществляется значительно интенсивнее [3]. Однако в случаях использования гладких армирующих трубок добиться развитого турбулентного режима течения теплоносителя в них можно лишь за счет достаточно большого внутреннего диаметра трубок или большой скорости прокачивания теплоносителя по ним. (Так, в одном из примеров, рассмотренных в [14], воздух прокачивался со скоростью 16 м/с по трубкам с внутренним диаметром 1 см.) Как правило, трубки, используемые в качестве армирующих элементов композиционных конструкций, имеют малый внутренний диаметр [4], поэтому для интенсификации теплообмена между теплоносителем и стенками трубок необходимо принимать специальные меры. Одним из наиболее простых и широко распростра-

✉ yankovsky_ap@rambler.ru

ненных способов интенсификации теплообмена в трубках является закрутка потока теплоносителя. При этом весьма перспективным является использование закручивающих устройств (завихрителей), в небольшой степени перекрывающих проходное сечение трубок [7], что является наиболее подходящим для каналов малого диаметра.

В связи с вышеизложенным настоящая работа посвящена построению модели теплопереноса в композитных телах, армированных трубками с завихрителями, по которым в развитом турбулентном режиме прокачивается закрученный жидкий теплоноситель.

1. Постановка задачи. Рассматриваем твердое тело с уложенными в нем K семействами трубок, заполненных жидким движущимся теплоносителем. Так как установить реальное распределение температурного поля и тепловых потоков в теле, армированном в произвольных направлениях несколькими семействами трубок, теоретически затруднительно при выводе уравнений, описывающих теплоперенос в таких конструкциях и пригодных в инженерных приложениях, используем **допущения**, аналогичные принятым в [7, 13, 14].

1°. Трубки всех семейств имеют постоянные поперечные сечения кольцевой формы (с технологической точки зрения, это наиболее естественное допущение [4]).

2°. Размеры поперечных сечений трубок всех семейств много меньше характерного размера представительного элемента композиции. Под представительным элементом понимается репрезентативная ячейка, структура которой многократно и периодически повторяется (возможно, с малыми вариациями [1]) в конструкции. Представительная ячейка достаточно густо заполнена трубками и ее размер много меньше характерного размера конструкции (теплообменника). При этих условиях армированный трубками материал можно рассматривать в некотором осредненном смысле как макроскопически квазиоднородное анизотропное тело [1, 6].

3°. Основной материал композиции (связующее) в общем случае анизотропен и неоднороден (на макроуровне), материал трубок однороден и изотропен. Жидкость, заполняющая трубки, изотропна, однородна и несжимаема. Связь между вектором теплового потока и градиентом температуры во всех компонентах композиции подчиняется закону теплопроводности Фурье.

4°. Коэффициент теплопроводности материала трубок много больше коэффициента теплопроводности жидкости, их заполняющей.

5°. Внутренние поверхности трубок имеют завихрители, которые в малой степени перекрывают проходное сечение каналов. Режим течения жидкости в трубках всех семейств является развитым турбулентным. Жидкость подается в трубки с закручиванием. Теплопроводность жидкости в осевых направлениях трубок не учитывается. Для описания динамики изменения полей скоростей, давления и температуры жидкого теплоносителя в трубках с завихрителями используем модель трансформации вихря [7].

6°. На границах между связующим и трубками имеет место идеальный тепловой контакт. Теплообмен между жидкостью и стенками трубок и завихрителями осуществляется по закону Ньютона – Рихмана [3, 7].

7°. Осредненный тепловой поток через произвольно ориентированную элементарную площадку подсчитывается по правилу простой смеси тепловых потоков в компонентах композиции (пропорционально относительному объемному содержанию их в представительном элементе композиции).

8°. В пределах представительного элемента композиции траектории трубок каждого семейства приближенно считаются прямолинейными, т. е. из рассмотрения исключаются случаи, когда траектории армирования трубками существенно криволинейны в пределах представительного элемента, в частности, когда трубки в пределах репрезентативной ячейки представляют собой змеевики [3].

Повторяя рассуждения из [14] с использованием приведенных допущений, позволяющих применить принцип взаимопроникающих континуумов, при учете условия неразрывности жидкости в трубках в стационарном случае получим следующее уравнение теплового баланса для рассматриваемого композиционного материала:

$$\sum_k c_k \rho_k \omega_k \bar{u}_k \partial_k T_k - \nabla \cdot (a \mathbf{\Lambda} \cdot \nabla T) = A W_0 + \sum_k \Omega_k W_k, \quad (1)$$

где

$$A = 1 - \sum_k (\omega_k + \Omega_k), \quad a = 1 - \sum_k \omega_k = A + \sum_k \Omega_k, \quad \partial_k(\bullet) = \ell_k \cdot \nabla(\bullet), \quad (2)$$

$$1 \leq k \leq K,$$

$\rho_k = \text{const}$ – объемная плотность жидкости, заполняющей трубки k -го семейства; c_k – средняя по течению удельная теплоемкость (при постоянном давлении) той же жидкости; $\bar{u}_k = \text{const}$ – средняя по расходу скорость жидкости в трубках k -го семейства; T_k – среднекалориметрическая (средняя по энтальпии) температура той же жидкости [3, 7]; T – осредненная температура композиции «связующее – трубки»; $W_0(\mathbf{x})$, $W_k(\mathbf{x})$ – плотности мощностей внутренних источников тепла в связующем и трубках k -го семейства (источники тепла в жидкости отсутствуют); $\mathbf{x} = \{x_1, x_2, x_3\}$ – вектор места; x_1, x_2, x_3 – глобальные пространственные координаты; Ω_k , ω_k – относительное объемное содержание материала трубок k -го семейства и полостей в них в представительном элементе композиции; A – относительное объемное содержание связующего материала в представительном элементе композиции, причем выполняются физические ограничения

$$\omega_k \geq 0, \quad \Omega_k \geq 0, \quad k = 1, 2, \dots, K, \quad A > A_*, \quad (3)$$

A_* – наименьшее допустимое значение относительного объемного содержания связующего композиции (на практике обычно $A_* \approx 0.3$); $\mathbf{\Lambda}$ – тензор эффективных коэффициентов теплопроводности композиции «связующее – трубки», имеющий компоненты Λ_{ij} , $i, j = 1, 2, 3$; $\ell_k = \{\ell_1^{(k)}, \ell_2^{(k)}, \ell_3^{(k)}\}$ – единичный вектор вдоль траектории трубки k -го семейства; ∇ – набла-вектор (оператор Гамильтона); суммирование здесь и далее производится по указанному индексу от 1 до K , если не указаны пределы.

Если температуры жидкого теплоносителя T_k в трубках известны из каких-либо соображений, то уравнение (1) определяет температуру композиции «связующее – трубки» T , причем оно содержит высшие производные второго порядка от T по глобальным пространственным переменным x_i . Однако температуры T_k в общем случае заранее неизвестны, поэтому для замыкания уравнения (1) относительно неизвестных функций T , T_k , $1 \leq k \leq K$, необходимо добавить еще K уравнений. Эти уравнения получим из рассмотрения уравнений теплового баланса жидкостей, заполняющих трубки k -го семейства [7]:

$$c_k \rho_k \bar{u}_k F_k \partial_k T_k = \mathcal{A}_k (T - T_k), \quad 1 \leq k \leq K, \quad (4)$$

где

$$\mathcal{A}_k = \pi d_k (\bar{\alpha}_k \beta_k + \alpha_k (1 - \beta_k)), \quad \alpha_k = \frac{\lambda_k}{d_k} \text{Nu}_k,$$

$$\text{Nu}_k = 0.023 \text{Re}_{wk}^{0.8} \text{Pr}_k^{0.4},$$

$$\bar{\alpha}_k = \frac{\alpha_k}{\sqrt{\text{Bi}_k}} \frac{\sqrt{\text{Bi}_k} + \text{th}\left(\frac{2h_k}{b_k} \sqrt{\text{Bi}_k}\right)}{1 + \sqrt{\text{Bi}_k} \text{th}\left(\frac{2h_k}{b_k} \sqrt{\text{Bi}_k}\right)}, \quad \text{Bi}_k = \frac{\alpha_k b_k}{2\alpha_k}, \quad \text{Re}_{wk} = \frac{w_k^0 d_k^h}{v_k},$$

$$\beta_k = \frac{m_k b_k}{\pi d_k}, \quad w_k^0(s_k) = w_k(r_k, s_k), \quad w_k(r, s_k) = \sqrt{v_k^2(r, s_k) + u_k^2(r, s_k)},$$

$$d_k = 2r_k, \quad 0 \leq r \leq r_k, \quad (5)$$

u_k, v_k – осредненные по угловой координате φ продольная и тангенциальная (окружная) скорости жидкости в трубках; r – радиальная координата в канале трубки; s_k – естественная криволинейная координата вдоль траектории трубки k -го семейства, причем наряду с (2) имеет место выражение $\partial_k(\bullet) = d(\bullet)/ds_k$; F_k – площадь теплопередающей поверхности, причем $F_k = \pi r_k^2$ в области, где отсутствуют завихрители, и

$$F_k = \pi r_k^2 - \frac{m_k b_k h_k}{\cos \theta_k} \quad (6)$$

в области с завихрителями; θ_k – угол между продольным направлением канала ℓ_k и направлением закручивающих элементов (см. рис. 15 в [7]); r_k – внутренний радиус трубки k -го семейства; \mathcal{A}_k – приведенный коэффициент теплоотдачи от стенки трубки к жидкости, ее заполняющей; β_k – относительная часть периметра внутренней поверхности теплообмена в трубке k -го семейства, занятой закручивающими элементами; m_k – заходность спирального завихрителя в трубке того же семейства; $\alpha_k, \bar{\alpha}_k$ – коэффициенты теплоотдачи от теплоносителя к стенке трубки k -го семейства в неоребренной и оребренной зонах соответственно; v_k – кинематическая вязкость теплоносителя в трубках; b_k, h_k – толщина и высота завихрителя в трубках k -го семейства; d_k^h – гидравлический диаметр канала в трубках того же семейства (см. рис. 1 в [7]); λ_k, α_k – коэффициенты теплопроводности теплоносителя и материала трубок k -го семейства; $\text{Nu}_k, \text{Re}_{wk}, \text{Pr}_k, \text{Bi}_k$ – числа Нуссельта, Рейнольдса, Прандтля и Био для теплоносителя и трубок того же семейства.

Равенства (1) и (4) образуют замкнутую систему уравнений относительно функций $T, T_k, 1 \leq k \leq K$. Однако, согласно (5), для использования соотношений (4) необходимо знать распределение скоростей теплоносителя u_k и v_k в трубках k -го семейства. Для определения этих функций, согласно допущению 5°, используем основные уравнения модели трансформации вихря в канале с завихрителями для стационарного потока несжимаемой жидкости [7]. При этом предполагаем [7], что можно пренебречь изменением импульса теплоносителя за счет диффузионного рассеяния вдоль трубки, а также членами, содержащими радиальную компоненту скорости жидкости $u_r^{(k)}$, величина которой по модулю значительно меньше других компонент скорости (см. (4.4) в [7, с. 162]):

$$|u_r^{(k)}| \ll \min(|u_k|, |v_k|) \quad \Rightarrow \quad u_r^{(k)} \approx 0, \quad 1 \leq k \leq K. \quad (7)$$

Упрощенные с учетом (7) уравнения трансформации вихря имеют следующий вид [7]:

$$\begin{aligned}
\rho_k \partial_k \int_0^{\eta_k} u_k v_k r^2 dr &= r_k^2 \tau_{r\phi}^{(k)}(r_k, s_k) + \int_{r_k - h_k}^{\eta_k} f_\phi^{(k)} r^2 dr, \\
\rho_k \partial_k \int_0^{\eta_k} u_k^2 r dr &= -\frac{r_k^2}{2} \partial_k \bar{p}_k + r_k \tau_{rz}^{(k)}(r_k, s_k) + \int_{r_k - h_k}^{\eta_k} f_z^{(k)} r dr, \\
\rho_k \partial_k \int_0^{\eta_k} \frac{v_k^2}{r} dr + \frac{\rho_k}{2} \partial_k u_k^2 \Big|_{r=0}^{r=\eta_k} &= \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau_{rz}^{(k)})}{\partial r} \right) \Big|_{r=0}^{r=\eta_k} + f_z^{(k)} \Big|_{r=\eta_k - h_k}^{r=\eta_k},
\end{aligned} \tag{8}$$

$1 \leq k \leq K,$

где

$$f_\phi^{(k)} = -k_{\phi z}^{(k)} u_k - k_{\phi\phi}^{(k)} v_k, \quad f_z^{(k)} = -k_{zz}^{(k)} u_k - k_{z\phi}^{(k)} v_k, \quad r_k - h_k \leq r \leq r_k, \tag{9}$$

$$\tau_{r\phi}^{(k)}(r, s_k) = \Lambda_k w_k v_k, \quad \tau_{rz}^{(k)}(r, s_k) = \Lambda_k w_k u_k,$$

$$\Lambda_k = \frac{\lambda_{\text{res}}^{(k)} \rho_k}{8}, \quad \lambda_{\text{res}}^{(k)} = \frac{0.316}{\text{Re}_{uk}^{0.25}}, \quad \text{Re}_{uk} = \frac{\bar{u}_k d_k}{\nu_k}, \tag{10}$$

r, ϕ, z – радиальное, окружное и продольное направления в трубке; $f_\phi^{(k)}, f_z^{(k)}$ – компоненты силы сопротивления, порожденные завихрителями в трубках k -го семейства, которые определяются феноменологическими соотношениями (9) (см. [7]); $k_{zz}^{(k)}, k_{z\phi}^{(k)} = k_{\phi z}^{(k)}, k_{\phi\phi}^{(k)}$ – компоненты тензора сопротивления, отличные от нуля только в области расположения завихрителей и зависящие от характеристик потока и завихрителей (подробнее см. ниже); $\tau_{r\phi}^{(k)}, \tau_{rz}^{(k)}$ – осредненные по угловой координате ϕ компоненты тензора вязких напряжений; \bar{p}_k – среднее по поперечному сечению трубки k -го семейства давление; $\lambda_{\text{res}}^{(k)}$ – коэффициент гидравлического сопротивления в тех же трубках.

Для определения напряжения $\tau_{rz}^{(k)}$ имеем исходное соотношение (см. (4.52) в [7])

$$\tau_{rz}^{(k)}(r, s_k) = \mu_{\text{ef}}^{(k)} \left(\partial_k u_r^{(k)} + \frac{\partial u_k}{\partial r} \right), \quad 0 \leq r \leq r_k, \quad 1 \leq k \leq K, \tag{11}$$

где $\mu_{\text{ef}}^{(k)}$ – эффективная вязкость теплоносителя в трубках k -го семейства. В силу предположения об осевой симметрии закрученного потока жидкости в трубках, имеем

$$u_r^{(k)} \Big|_{r=0} = 0, \quad \frac{\partial u_k}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad \frac{\partial \tau_{rz}^{(k)}}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad \tau_{rz}^{(k)} \Big|_{r=0} = 0, \quad 1 \leq k \leq K, \tag{12}$$

где последнее равенство является следствием (11) и двух первых соотношений (12).

Вычислим следующую величину, содержащуюся в правой части третьего из равенств (8):

$$\lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau_{rz}^{(k)})}{\partial r} = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{r} \left(\tau_{rz}^{(k)} + r \frac{\partial \tau_{rz}^{(k)}}{\partial r} \right) = \frac{0}{0} = \lim_{r \rightarrow 0} \left(2 \frac{\partial \tau_{rz}^{(k)}}{\partial r} + r \frac{\partial^2 \tau_{rz}^{(k)}}{\partial r^2} \right) = 0. \tag{13}$$

Здесь неопределенность $0/0$ раскрыта по правилу Лопиталья, и использовались два последних равенства (12).

Учитывая (10) и (13), вычислим первое слагаемое в правой части последнего из равенств (8):

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau_{rz}^{(k)})}{\partial r} \right) \Big|_{r=0}^{r=\eta_k} &= \left(\tau_{rz}^{(k)} + r \frac{\partial\tau_{rz}^{(k)}}{\partial r} \right) \Big|_{r=\eta_k} = \frac{\partial\tau_{rz}^{(k)}}{\partial r} \Big|_{r=\eta_k} + \tau_{rz}^{(k)}(\eta_k, s_k) = \\ &= \Lambda_k \left[\frac{\partial u_k w_k}{\partial r} \Big|_{r=\eta_k} + (u_k w_k) \Big|_{r=\eta_k} \right], \quad 1 \leq k \leq K. \end{aligned} \quad (14)$$

Для удобства дальнейшего изложения введем безразмерную радиальную координату в каналах трубок k -го семейства [7]:

$$R = \frac{r}{r_k}, \quad 0 \leq R \leq 1, \quad H_k = \frac{h_k}{r_k} \ll 1, \quad 1 \leq k \leq K. \quad (15)$$

Уравнения (8) при учете (9), (10), (14) и (15) примут вид

$$\begin{aligned} \rho_k \partial_k \int_0^1 u_k v_k R^2 dR &= \frac{\Lambda_k}{r_k} (v_k w_k) \Big|_{R=1} - \int_{1-H_k}^1 (k_{\varphi z}^{(k)} u_k + k_{\varphi\varphi}^{(k)} v_k) R^2 dR, \\ \rho_k \partial_k \int_0^1 u_k^2 R dR &= -\frac{1}{2} \partial_k \bar{p}_k + \frac{\Lambda_k}{r_k} (u_k w_k) \Big|_{R=1} - \int_{1-H_k}^1 (k_{zz}^{(k)} u_k + k_{z\varphi}^{(k)} v_k) R dR, \\ \rho_k \partial_k \int_0^1 \frac{v_k^2}{R} dR + \frac{\rho_k}{2} \partial_k \left(u_k^2 \Big|_{R=1} - u_k^2 \Big|_{R=0} \right) &= \frac{\Lambda_k}{r_k} \left[\frac{\partial u_k w_k}{\partial R} \Big|_{R=1} + (u_k w_k) \Big|_{R=1} \right] - \\ &\quad - (k_{zz}^{(k)} u_k + k_{z\varphi}^{(k)} v_k) \Big|_{R=1} + (k_{zz}^{(k)} u_k + k_{z\varphi}^{(k)} v_k) \Big|_{R=1-H_k}, \end{aligned} \quad (16)$$

Аппроксимируем скорости потока u_k , v_k по переменной R следующим образом [7]:

$$\begin{aligned} v_k(R, s_k) &= v_k^0(s_k) \{ f_1(R) + q[v_k^0(s_k)] f_2(R) \}, \\ u_k(R, s_k) &= \bar{u}_k f_4^{(k)}(R) + D_k(s_k) f_3^{(k)}(R), \quad 0 \leq R \leq 1, \quad 1 \leq k \leq K, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} f_1(R) &\equiv \frac{1}{n-m} [(n+1)R^m - (m+1)R^n], \\ f_2(R) &\equiv \frac{1}{n-m} [(n-m)R - (n-1)R^m + (m-1)R^n], \quad m=2, \quad n=2.9, \\ q[v_k^0(s_k)] &\equiv \frac{1}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4\bar{u}_k^2}{v_k^{02}(s_k)}} \right] = \frac{1}{2v_k^0(s_k)} \left[v_k^0(s_k) + \sqrt{v_k^{02}(s_k) + 4\bar{u}_k^2} \right], \\ f_3^{(k)}(R) &\equiv (7 - 3Q_k) - 6(5 - Q_k)R^2 + 20R^3, \\ f_4^{(k)}(R) &\equiv 1 + Q_k(1 - 2R^2), \quad Q_k \equiv 3.48 \sqrt{\frac{\lambda_{\text{res}}^{(k)}}{8}}, \end{aligned} \quad (18)$$

где v_k^0 – экстраполированная тангенциальная скорость на стенке трубки k -го семейства или значение тангенциальной компоненты осредненной по угловой координате φ скорости потока на стенке, соответствующее профилю скорости со скольжением; D_k – амплитуда неравномерности продоль-

ной скорости по радиусу канала той же трубки. Функции v_k^0 и D_k – подлежащие определению скоростные форм-параметры потока теплоносителя.

Подставим выражения (17) в соотношения (16) и учтем (10) и (18). Тогда после элементарных преобразований окончательно получим следующие уравнения модели трансформации вихря:

$$\begin{aligned}
& \partial_k \left\{ I_{11}^{(k)} v_k^0(s_k) + I_{12}^{(k)} \left[v_k^0(s_k) + \sqrt{v_k^{02}(s_k) + 4\bar{u}_k^2} \right] + I_{13}^{(k)} v_k^0(s_k) D_k(s_k) + \right. \\
& \quad \left. + I_{14}^{(k)} \left[v_k^0(s_k) + \sqrt{v_k^{02}(s_k) + 4\bar{u}_k^2} \right] D_k(s_k) \right\} = \\
& = \frac{\Lambda_k}{r_k} v_k^0(s_k) \left[v_k^{02}(s_k) + (1 - Q_k)^2 (\bar{u}_k - 3D_k(s_k))^2 \right]^{1/2} - \\
& \quad - I_{15}^{(k)} k_{\varphi z}^{(k)}(s_k) - I_{16}^{(k)} k_{\varphi z}^{(k)}(s_k) D_k(s_k) - I_{17}^{(k)} k_{\varphi\varphi}^{(k)}(s_k) v_k^0(s_k) - \\
& \quad - I_{18}^{(k)} k_{\varphi\varphi}^{(k)}(s_k) \left[v_k^0(s_k) + \sqrt{v_k^{02}(s_k) + 4\bar{u}_k^2} \right], \\
& \partial_k \left\{ I_{31}^{(k)} v_k^{02}(s_k) + I_{32}^{(k)} v_k^0(s_k) \left[v_k^0(s_k) + \sqrt{v_k^{02}(s_k) + 4\bar{u}_k^2} \right] + \right. \\
& \quad \left. + I_{33}^{(k)} \left[v_k^0(s_k) + \sqrt{v_k^{02}(s_k) + 4\bar{u}_k^2} \right]^2 \right\} + \frac{\rho_k}{2} \partial_k \left\{ (1 - Q_k)^2 \times \right. \\
& \quad \left. \times (\bar{u}_k - 3D_k(s_k))^2 - [(1 + Q_k)\bar{u}_k + (7 - 3Q_k)D_k(s_k)]^2 \right\} = \\
& = \frac{\Lambda_k}{r_k} \left\{ (1 - Q_k)(\bar{u}_k - 3D_k(s_k)) \left[v_k^{02}(s_k) + \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + (1 - Q_k)^2 (\bar{u}_k - 3D_k(s_k))^2 \right]^{1/2} - (\bar{u}_k - 3D_k(s_k)) \times \right. \\
& \quad \left. \times \left[v_k^{02}(s_k) + (1 - Q_k)^2 (\bar{u}_k - 3D_k(s_k))^2 \right]^{-1/2} \left[(1 + 3Q_k)v_k^{02}(s_k) + \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + 8Q_k(1 - Q_k)^2 (\bar{u}_k - 3D_k(s_k))^2 \right] \right\} - (1 - Q_k)(\bar{u}_k - 3D_k(s_k)) \times \\
& \quad \times k_{zz}^{(k)}(s_k) - v_k^0(s_k) k_{z\varphi}^{(k)}(s_k) + \bar{u}_k [1 + Q_k(1 - 2(1 - H_k)^2)] k_{zz}^{(k)}(s_k) + \\
& \quad + f_3^{(k)}(1 - H_k) D_k(s_k) k_{zz}^{(k)}(s_k) + f_1(1 - H_k) v_k^0(s_k) k_{z\varphi}^{(k)}(s_k) + \\
& \quad + \frac{1}{2} f_2(1 - H_k) \left[v_k^0(s_k) + \sqrt{v_k^{02}(s_k) + 4\bar{u}_k^2} \right] k_{z\varphi}^{(k)}(s_k), \quad (19)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} \partial_k \bar{D}_k = & - \partial_k \left\{ I_{21}^{(k)} + I_{22}^{(k)} D_k(s_k) + I_{23}^{(k)} D_k^2(s_k) \right\} + \frac{\Lambda_k}{r_k} (1 - Q_k) \times \\
& \times (\bar{u}_k - 3D_k(s_k)) \left[v_k^{02}(s_k) + (1 - Q_k)^2 (\bar{u}_k - 3D_k(s_k))^2 \right]^{1/2} - \\
& - I_{24}^{(k)} k_{zz}^{(k)}(s_k) - I_{25}^{(k)} k_{zz}^{(k)}(s_k) D_k(s_k) - I_{26}^{(k)} k_{z\varphi}^{(k)}(s_k) v_k^0(s_k) - \\
& - I_{27}^{(k)} k_{z\varphi}^{(k)}(s_k) \left[v_k^0(s_k) + \sqrt{v_k^{02}(s_k) + 4\bar{u}_k^2} \right], \quad 1 \leq k \leq K, \quad (20)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
I_{11}^{(k)} &\equiv \rho_k \bar{u}_k \int_0^1 f_1(R) f_4^{(k)}(R) R^2 dR, & I_{12}^{(k)} &\equiv \frac{\rho_k \bar{u}_k}{2} \int_0^1 f_2(R) f_4^{(k)}(R) R^2 dR, \\
I_{13}^{(k)} &\equiv \rho_k \int_0^1 f_1(R) f_3^{(k)}(R) R^2 dR, & I_{14}^{(k)} &\equiv \frac{\rho_k}{2} \int_0^1 f_2(R) f_3^{(k)}(R) R^2 dR, \\
I_{15}^{(k)} &\equiv \bar{u}_k \int_{1-H_k}^1 f_4^{(k)}(R) R^2 dR, & I_{16}^{(k)} &\equiv \int_{1-H_k}^1 f_3^{(k)}(R) R^2 dR, \\
I_{17}^{(k)} &\equiv \int_{1-H_k}^1 f_1(R) R^2 dR, & I_{18}^{(k)} &\equiv \frac{1}{2} \int_{1-H_k}^1 f_2(R) R^2 dR, \\
I_{21}^{(k)} &\equiv \rho_k \bar{u}_k^2 \int_0^1 (f_4^{(k)}(R))^2 R dR, & I_{22}^{(k)} &\equiv 2\rho_k \bar{u}_k \int_0^1 f_4^{(k)}(R) f_3^{(k)}(R) R dR, \\
I_{23}^{(k)} &\equiv \rho_k \int_0^1 (f_3^{(k)}(R))^2 R dR, & I_{24}^{(k)} &\equiv \bar{u}_k \int_{1-H_k}^1 f_4^{(k)}(R) R dR, \\
I_{25}^{(k)} &\equiv \int_{1-H_k}^1 f_3^{(k)}(R) R dR, & I_{26}^{(k)} &\equiv \int_{1-H_k}^1 f_1(R) R dR, \\
I_{27}^{(k)} &\equiv \frac{1}{2} \int_{1-H_k}^1 f_2(R) R dR, & I_{31}^{(k)} &\equiv \rho_k \int_0^1 \frac{f_1^2(R)}{R} dR = \frac{\rho_k}{(n-m)^2} \times \\
&& & \times \int_0^1 [(n+1)^2 R^{2m-1} - 2(n+1)(m+1)R^{m+n-1} + (m+1)^2 R^{2n-1}] dR, \\
I_{32}^{(k)} &\equiv \rho_k \int_0^1 \frac{f_1(R) f_2(R)}{R} dR = \frac{\rho_k}{n-m} \int_0^1 f_2(R) [(n+1)R^{m-1} - (m+1)R^{n-1}] dR, \\
I_{33}^{(k)} &\equiv \frac{\rho_k}{4} \int_0^1 \frac{f_2^2(R)}{R} dR = \frac{\rho_k}{4(n-m)^2} \int_0^1 [(n-m)^2 R + (n-1)^2 R^{2m-1} + \\
&& + (m-1)^2 R^{2n-1} - 2(n-m)(n-1)R^m + \\
&& + 2(n-m)(m-1)R^n - 2(n-1)(m-1)R^{m+n-1}] dR. \quad (21)
\end{aligned}$$

Интегралы в (21) могут быть вычислены аналитически или численно с любой наперед заданной точностью.

Уравнения (19) определяют функции скоростных форм-параметров потока $v_k^0(s_k)$ и $D_k(s_k)$ в трубках k -го семейства, а равенство (20) – среднее по поперечному сечению давление в теплоносителе $\bar{p}_k(s_k)$. В этих уравнениях осталось определить компоненты тензора сопротивления $k_{zz}^{(k)}$, $k_{z\varphi}^{(k)} = k_{\varphi z}^{(k)}$ и $k_{\varphi\varphi}^{(k)}$, которые выражаются через главные значения этого тензора $k_{\xi\xi}^{(k)}$ и $k_{\eta\eta}^{(k)}$ – компоненты сопротивления при поперечном и продольном обтекании завихрителей соответственно [7]. Для наиболее распространенных

турбулентных режимов течения теплоносителя (с числами Рейнольдса $Re = 10^4 \div 2 \cdot 10^5$) величина компоненты $k_{\eta\eta}^{(k)}$ на 2–3 порядка меньше $k_{\xi\xi}^{(k)}$ для завихрителей, которые имеют в поперечном сечении плохообтекаемую форму, поэтому при неполном перекрытии канала трубки завихрителями (см. допущение 5°) вклад продольного сопротивления завихрителей (учет $k_{\eta\eta}^{(k)}$) практически не влияет на точность расчетов температур [7]. На основании этого далее полагаем $k_{\eta\eta}^{(k)} \approx 0$, а величины $k_{zz}^{(k)}$, $k_{z\varphi}^{(k)} = k_{\varphi z}^{(k)}$ и $k_{\varphi\varphi}^{(k)}$ выражаем только через $k_{\xi\xi}^{(k)}$ по формулам [7]:

$$k_{\varphi\varphi}^{(k)} = k_{\xi\xi}^{(k)} \cos^2 \theta_k, \quad k_{z\varphi}^{(k)} = k_{\varphi z}^{(k)} = -k_{\xi\xi}^{(k)} \sin \theta_k \cos \theta_k, \quad k_{zz}^{(k)} = k_{\xi\xi}^{(k)} \sin^2 \theta_k, \\ 1 \leq k \leq K, \quad (22)$$

где

$$k_{\xi\xi}^{(k)} = C_d^{(k)} (Re_{tk}) \Psi_1(\varepsilon_k) \Psi_2^{(k)}(t_0^{(k)}) \frac{\rho_k \bar{w}_k}{2\pi d_{sw}^{(k)} \bar{\zeta}_k \cos \theta_k}, \\ d_{sw}^{(k)} = \frac{d_k + (d_k - 2h_k)}{2} = d_k - h_k, \quad \bar{\zeta}_k \approx 1 - \frac{h_k^2 m_k}{4 \cos \theta_k [r_k^2 - (r_k - h_k)^2]}, \\ Re_{tk} \approx \frac{\bar{u}_k d_k}{\nu_k} \frac{\sqrt{\lambda_{res}^{(k)} / 8}}{1 - \varepsilon_k^2}, \quad \varepsilon_k = \frac{h_k}{r_k}, \quad \Psi_1(\varepsilon_k) = \frac{1}{(1 - \varepsilon_k^2)(1 - \varepsilon_k)^{0.4}}, \\ \Psi_2^{(k)}(t_0^{(k)}) = 1 - 5 \frac{1 - C_1^{(k)} / C_d^{(k)} (Re_{tk})}{4 + t_0^{(k)} / h_k}, \quad t_0^{(k)} = \frac{S_k \sin \theta_k}{m_k}, \quad S_k = \frac{\pi d_k}{\operatorname{tg} \theta_k}, \\ \bar{w}_k(s_k) = \frac{2}{r_k^2 - (r_k - h_k)^2} \int_{r_k - h_k}^{r_k} w_k r dr = w_k(r_k^*, s_k), \\ r_k - h_k < r_k^* < r_k, \quad r_k^* \approx \frac{(r_k - h_k) + r_k}{2} = r_k - \frac{h_k}{2}, \quad (23)$$

\bar{w}_k – среднее значение полной скорости потока в области расположения спирали (завихрителя) в трубках k -го семейства; $d_{sw}^{(k)}$ – диаметр навивки спирали; $\bar{\zeta}_k$ – средняя пористость в объеме кольцевого слоя $r_k - h_k \leq r \leq r_k$, занятого завихрителями в трубках k -го семейства; $C_d^{(k)}$ – коэффициент сопротивления закручивающего элемента в стесненном потоке теплоносителя, зависящий от турбулентного числа Рейнольдса Re_{tk} (справочные данные о величине коэффициента профильного сопротивления $C_d^{(k)}$ различных тел приведены в Приложении 1 в [7]); $\varepsilon_k \equiv H_k$ – степень загромождения проходного сечения канала в трубках k -го семейства; Ψ_1 – функция, учитывающая влияние загромождения канала; $\Psi_2^{(k)}$ – функция, учитывающая экранирование витков спирали в ряду; S_k – шаг навивки спирали в осевом направлении s_k ; $t_0^{(k)}$ – расстояние по нормали между спиральными элементами в трубках k -го семейства; $C_1^{(k)}$ – коэффициент сопротивления одного витка в плотном ряду; остальные величины имеют тот же смысл, что и

в (5), (6), (10). При плотной упаковке тел в большом продольном ряду $C_1^{(k)}$ одного тела стремится к малому значению, обусловленному в основном сопротивлением трения, так как, смыкаясь, тела образуют сплошную поверхность с рельефом, определенным формой обтекаемых профилей [7]. В приведенных выше соотношениях предполагалось, что поперечное сечение завихрителя – прямоугольник с размерами $h_k \times b_k$, поэтому при плотной упаковке получается цилиндрическая поверхность, а значит, $C_1^{(k)}$ становится пренебрежимо малым и его влияние можно не учитывать по тем же соображениям, по которым ранее было принято $k_{\eta\eta}^{(k)} \approx 0$. Следовательно, далее принимаем $1 - C_1^{(k)}/C_d^{(k)}(\text{Re}_{tk}) \approx 1$. Кроме того, в силу сильного неравенства (15) значения τ_k^* , $1 \leq k \leq K$, с приемлемой для практических приложений точностью можно определить по последней формуле (23).

В случае пространственного армирования композитного тела [9, 15], согласно (2), в прямоугольной декартовой системе координат дифференциальный оператор ∂_k имеет следующий вид:

$$\partial_k(\bullet) \equiv \frac{\partial(\bullet)}{\partial s_k} = \frac{\partial(\bullet)}{\partial x_1^{(k)}} = \sum_{i=1}^3 \ell_i^{(k)} \frac{\partial(\bullet)}{\partial x_i}, \quad 1 \leq k \leq K, \quad (24)$$

где $\ell_i^{(k)}$ – направляющие косинусы вектора ℓ_k (см. (2)), которые можно задать через углы сферической системы координат ψ_k и φ_k (см. рис. 1) по формулам

$$\ell_1^{(k)} = \sin \psi_k \cos \varphi_k, \quad \ell_2^{(k)} = \sin \psi_k \sin \varphi_k, \quad \ell_3^{(k)} = \cos \psi_k, \quad 1 \leq k \leq K. \quad (25)$$

Таким образом, система $4K + 1$ уравнений (1), (4), (19) и (20) при учете выражений (24) и (25) замкнута относительно функций T , T_k , v_k^0 , D_k , \bar{p}_k , $1 \leq k \leq K$, и определяет решение задачи теплопереноса в композитном теле, армированном трубками с завихрителями, по которым прокачивается закрученный жидкий теплоноситель в развитом турбулентном режиме. Рассматриваемая задача является физически существенно нелинейной [7].

Используя уравнения (4), из (1), (19) и (20) можно исключить производные $\partial_k T_k$, после чего уравнения (19) и (20) вообще не будут содержать производных от температуры, а в равенстве (1) останется только дифференциальный оператор эллиптического типа относительно функции T . Следовательно, система разрешающих уравнений (1), (4), (19) и (20) является системой квазилинейных уравнений составного типа [2], имеющей K действительных трехкратных характеристик, совпадающих с траекториями трубок k -го семейства. Поэтому для однозначного интегрирования системы (1), (4), (19) и (20) на поверхности S , ограничивающей тело, необходимо задать традиционные температурные или тепловые граничные условия (I, II или III рода) для температуры композиции T [3, 11]. Кроме того, на поверхностях $S_k^0 \subset S$, где теплоноситель втекает в трубки k -го семейства, должны быть заданы дополнительные краевые условия

$$T_k(\mathbf{x}) = T_k^*(\mathbf{x}), \quad v_k^0(\mathbf{x}) = v_k^*(\mathbf{x}), \quad D_k(\mathbf{x}) = D_k^*(\mathbf{x}), \quad \bar{p}_k(\mathbf{x}) = \bar{p}_k^*(\mathbf{x}), \\ \mathbf{x} \in S_k^0, \quad 1 \leq k \leq K, \quad (26)$$

где T_k^* – заданная среднекалориметрическая температура на входе в трубки k -го семейства; \bar{p}_k^* – заданное на входе в канал среднее по поперечному сечению трубки давление; v_k^* , D_k^* – заданные на входе трубок k -го се-

мейства значения скоростных форм-параметров потока v_k^0 и D_k .

Для вычисления эффективных коэффициентов теплопроводности композиции «связующее – трубки» Λ_{ij} , $i, j = 1, 2, 3$ (компонентов тензора Λ в (1)), в общем случае пространственного армирования [15] можно использовать структурные соотношения, полученные в [12], где, согласно (1) и (2), под плотностями армирования волокнами k -го семейства (которые в [12] обозначены как ω_k) нужно понимать отношения Ω_k/a , а под относительным объемным содержанием связующего (которое в [12] обозначено как ω_0) следует понимать отношение A/a .

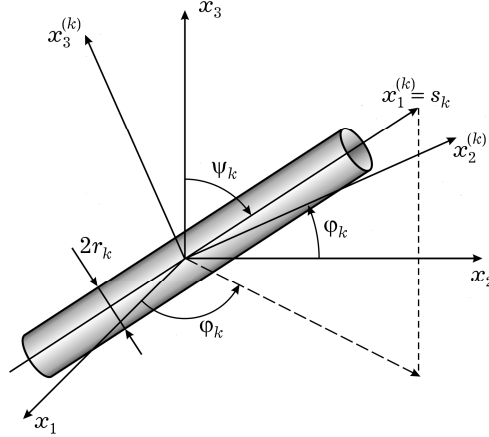


Рис. 1. Локальная система координат, связанная с трубкой k -го семейства.

В случае перекрестного армирования трубками тонкостенных конструкций типа пластин и оболочек по траекториям, эквидистантным некоторой отсчетной поверхности ($\psi_k = \pi/2$, $1 \leq k \leq K$, см. рис. 1), выражения для Λ_{ij} были ранее получены в [8] для случая изотропных материалов связующего и трубок (см. (25)):

$$\Lambda_{ij} = \sum_k \frac{\Omega_k}{\Omega} \left\{ \ell_i^{(k)} \ell_j^{(k)} \frac{1}{a} [(\alpha_k - \alpha_0)\Omega + a\alpha_0] + (-1)^{i+j} \ell_p^{(k)} \ell_r^{(k)} a \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\Omega}{\alpha_k} + \frac{A}{\alpha_0} \right)^{-1} \right\}, \quad p = 3 - i, \quad r = 3 - j, \quad i, j = 1, 2, \\ \Lambda_{33} = a \left(\sum_k \frac{\Omega_k}{\alpha_k} + \frac{A}{\alpha_0} \right)^{-1}, \quad \Omega = \sum_k \Omega_k, \quad (27)$$

где α_0 – коэффициенты теплопроводности связующего. (При выполнении физических ограничений (3) величины Λ_{ij} , определенные по формулам (27), образуют коэффициенты положительно определенной квадратичной формы, т. е. согласуются с постулатом Онзагера [3].)

Так как рассматриваемая задача является физически существенно нелинейной (даже в случае, когда материалы связующего и трубок всех семейств нетермочувствительны), для ее решения необходимо организовать итерационный процесс [7]. Если на некоторой итерации известны приближения температур теплоносителей в трубках всех семейств, то, интегрируя систему уравнений (19) при учете второго и третьего краевых условий (26), можем определить новые приближения функций скоростных форм-параметров потоков v_k^0 и D_k . Затем, проинтегрировав уравнение (20) при учете

последнего условия (26), получим новое приближение для среднего давления жидкости \bar{p}_k в трубках k -го семейства. Далее, за счет интегрирования системы (1) и (4) при учете первого краевого условия (26) и тепловых граничных условий для функции T определим следующие приближения температур T и T_k , $1 \leq k \leq K$, и т.д., пока итерационный процесс не сойдется с требуемой точностью. Отметим, что даже при использовании такого итерационного процесса, уравнения (19) являются нелинейными. Для начала предложенной итерационной процедуры распределение температур жидкостей в трубках можно задать равными их значениям на входе в каналы (см. первое из равенств (26)).

Заключение. Предложенная структурная модель стационарного тепло-массопереноса в композитных телах, армированных трубками с завихрителями, по которым прокачивается несжимаемый закрученный жидкий теплоноситель в турбулентном режиме течения, позволяет определять все параметры течения жидкости в армирующих трубках и температурные поля в таких конструкциях. Варьирование структуры армирования теплообменника трубками, изменение значений температур и скоростных форм-параметров потоков жидкостей на входе их в трубки, а также изменение направления прокачивания жидкости по трубкам позволяет управлять температурным полем в теплообменнике.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2017–2020 годы (проект 23.4.1 – Механика деформирования и разрушения материалов, сред при механических нагрузках, воздействии физических полей и химически активных сред).

1. Бахвалов Н. С., Панасенко Г. П. Осреднение процессов в периодических средах. Математические задачи механики композиционных материалов. – Москва: Наука, 1984. – 352 с.
2. Джурев А. Системы уравнений составного типа. – Москва: Наука, 1972. – 228 с.
3. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. – Москва: Энергия, 1975. – 488 с.
4. Композиционные материалы: Справочник / Под ред. В. В. Васильева, Ю. М. Тарнопольского. – Москва: Машиностроение, 1990. – 512 с.
5. Лаптев А. Г., Николаев Н. А., Башаров М. М. Методы интенсификации и моделирования теплообменных процессов. – Москва: Теплотехник, 2011. – 288 с.
6. Малмейстер А. К., Тамуж В. П., Тетерс Г. А. Сопротивление полимерных и композитных материалов. – Рига: Зинатне, 1980. – 572 с.
7. Митрофанова О. В. Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно-энергетических установок. – Москва: Физматлит, 2010. – 288 с.
8. Немировский Ю. В., Янковский А. П. Теплопроводность конструкций с системой капиллярных трубок // Мат. методы та физ.-мех. поля. – 1999. – **42**, № 1. – С. 139–155.
9. Тарнопольский Ю. М., Жигун И. Г., Поляков В. А. Пространственно-армированные композиционные материалы: Справочник. – Москва: Машиностроение, 1987. – 224 с.
10. Теплообмен: Избранные работы чл.-корр. РАН Б. С. Петухова и его учеников. – Москва: Изд-во Шанс, 2012. – 209 с.
11. Формалев В. Ф., Кузнецова Е. Л. Теплообмен в анизотропных телах при аэродинамическом нагреве. – Москва: Изд-во МАИ-Принт, 2010. – 308 с.
12. Янковский А. П. Моделирование процессов теплопроводности в пространственно-армированных композитах с произвольной ориентацией волокон // Прикл. физика. – 2011. – № 3. – С. 32–38.
13. Янковский А. П. Уточненная модель стационарного теплопереноса в композитных телах, армированных трубками с жидким теплоносителем, движущимся в ламинарном режиме. 1. Постановка задачи // Механика композит. материалов. – 2014. – **50**, № 1. – С. 115–132.

То же: Yankovskii A. P. A refined model of stationary heat transfer in composite bodies reinforced with pipes containing a heat-transfer fluid moving in laminar flow conditions // Mech. Compos. Mater. – 2014. – **50**, No. 1. – P. 83–94.

– <https://doi.org/10.1007/s11029-014-9395-1>.

14. Янковский А. П. Уточненная модель теплопереноса в композитных телах, армированных трубками с движущимся в развитом турбулентном режиме жидким теплоносителем // Инж.-физ. журн. – 2015. – 88, № 4. – С. 935–944.
То же: Yankovskii A. P. Refined model of stationary heat transfer in composite bodies reinforced with tubes with a liquid heat-transfer agent moving in a developed turbulent regime // J. Eng. Phys. Thermophys. – 2015. – 50, No. 1. – P. 968–977. – <https://doi.org/10.1007/s10891-015-1272-9>.
15. Schuster J., Heider D., Sharp K., Glowania M. Measuring and modeling the thermal conductivities of three-dimensionally woven fabric composites // Mech. Compos. Mater. – 2009. – 45, No. 2. – P. 165–174. – <https://doi.org/10.1007/s11029-009-9072-y>

МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОПЕРЕНОСЕННЯ В КОМПЗИТНИХ ТІЛАХ, АРМОВАНИХ ТРУБКАМИ З ЗАВИХРЮВАЧАМИ, ПО ЯКИХ ПРОКАЧУЄТЬСЯ У ТУРБУЛЕНТНОМУ РЕЖИМІ ЗАКРУЧЕНИЙ РІДКИЙ ТЕПЛОНОСІЙ. I. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Отримано систему рівнянь для опису стаціонарного тепломасоперенесення у композитних тілах, просторово армованих системою трубок з завихрювачами, по яких в турбулентному режимі прокачується закручений нестисливий рідкий теплоносій. Для визначення швидкісних форм-параметрів потоків у трубках використано основні співвідношення моделі трансформації вихору в каналі з завихрювачами. Сформульовано відповідну крайову задачу. Показано, що система квазілінійних розв'язувальних рівнянь є складного типу, причому траєкторії трубок співпадають з дійсними характеристиками цієї системи. Продемонстровано, що крім традиційних температурних і теплових умов, які задаються на границі теплообмінника, необхідно додатково задавати температури і значення швидкісних форм-параметрів закручених потоків рідини на вході в трубки. Ці входні температури рідини і форм-параметри потоку дозволяють управляти відводом чи відводом тепла з теплообмінника.

Ключевые слова: теплоперенесення, композитні конструкції, армовані трубки, рідкий теплоносій, структурна модель, турбулентна течія, канали з завихрювачами, модель трансформації вихору.

MODELING OF HEAT TRANSFER IN COMPOSITE BODIES REINFORCED WITH TUBES WITH SWIRLERS THROUGH WHICH THE TWISTED LIQUID HEAT-TRANSFER AGENT MOVES IN TURBULENT REGIME. I. STATEMENT OF THE PROBLEM

The system of equations is obtained to describe the stationary heat and mass transfer in composite bodies, spatially reinforced with a system of tubes with swirlers through which the twisted incompressible liquid heat-transfer agent is pumped in turbulent regime. The basic relations of the vortex transformation model in the channel with vortices are used to determine the velocity parameters of the flows in the tubes. The corresponding boundary value problem is formulated. It is shown that the system of quasilinear resolving equations has a composite type. Moreover the trajectories of the tubes coincide with the actual characteristics of this system. It is demonstrated that in addition to the traditional temperature and thermal conditions given at the heat exchanger boundary, it is necessary to give additionally the temperatures and velocity values of the form-parameters of the twisted flows of liquid at their inlet into the tubes. These inlet fluid temperatures and flow form-parameters allow one to control the supply or removal of heat from the heat exchanger.

Keywords: heat and mass transfer, composite structures, reinforcement with tubes, liquid heat-transfer agent, structural model, turbulent flow, channels with swirlers, model of vortex transformation.

Ин-т теорет. и прикл. механики
им. С. А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия

Получено
01.02.20