

## **ПРОБЛЕМЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ТЕЧЕНИЯХ ОДНОФАЗНЫХ СРЕД НА ЭТАПЕ УСПЕШНОГО РАЗВИТИЯ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ**

**Э.К. Калинин, И.Е. Лобанов**  
**Московский авиационный институт.**

Успехи уже достигнутые в развитии вычислительных технологий и техники открывают принципиально новые возможности, особенно перед исследователями теплообменных процессов в однофазных потоках. Конечно, при этом возникают и новые проблемы

При физическом моделировании, мы имеем дело, как правило, не с реальным физическим явлением, а с его физической моделью, воспроизводимой в экспериментальной установке с использованием методов теории подобия. Поэтому при физическом моделировании необходимо решить четыре главных проблемы:

1. Обосновать задачи конкретного физического моделирования и пути его реализации в экспериментальной установке. Для этого могут проводиться специальные как теоретические, так и экспериментальные исследования механизма явления и путей управления им.
2. Обеспечить воспроизводство в экспериментальной установке физического явления подобного исследуемому явлению, а если это не удастся полностью, то методы коррекции.
3. Разработать математическую модель исследуемого физического явления, которая замыкается на основе измерений параметров физического явления в процессе эксперимента, используется для обобщения результатов эксперимента и построения расчетных зависимостей. Математическая модель теплообменных процессов в однофазных потоках обычно строится на системе одномерных уравнений.
4. Создать систему измерений и регистрации параметров физического явления в процессе эксперимента, которая обеспечивает замыкание математической модели явления и не искажает само явление.

Исторический опыт показывает, что прикладные исследования, которым предшествовало глубокое изучение существа явлений и путей управления ими, давали значимые результаты.

Как раз сейчас в мае 2008 года исполняется 50 лет, когда было выполнено теоретическое исследование, которое позволило разработать принципиально новый подход к интенсификации теплообмена и обосновать большой комплекс экспериментальных его исследований [1-3]. В 1958 году Институт Двигателей Комитета по атомной энергии СССР совместно с НИИ по Атомным реакторам в Обнинске и ОКБ Атомных реакторов в Подольске по постановлению ЦК КПСС и СМ СССР работал над созданием Атомной газотурбинной Установки (АГТУ) замкнутого цикла на гелии для подводной лодки. Один из авторов доклада был тогда заведующим отделом теплообмена Института Двигателей. АГТУ имела два теплообменных аппарата (ТА) регенератор (газ-газ) и холодильник (газ — морская вода). Выполненная конструктивная проработка АГТУ показала, что при заданном к.п.д. АГТУ не может разместиться в отведенных отсеках подводной лодки из-за больших размеров ТА. Это

притом, что при конструктивной проработке ТА были использованы все известные тогда методы интенсификации теплообмена и технологические возможности изготовления ТА. Чтобы спасти проект, необходимо было при заданных расходах и потерях на прокачку теплоносителей найти пути уменьшить габариты ТА в 1.5 раза. Это можно было достичь только при разработке такого метода интенсификации теплообмена, при котором  $Nu/Nu_{г\text{л}} > \xi/\xi_{г\text{л}}$ . Однако господствовавшая тогда в подходах к интенсификации теплообмена гидродинамическая теория теплообмена утверждала, что возможно лишь обратное неравенство  $Nu/Nu_{г\text{л}} < \xi/\xi_{г\text{л}}$ . Все известные в то время методы интенсификации теплообмена, проверенные экспериментально подтверждали обратное неравенство. Более того, на базе гидродинамической теории теплообмена, основанной на предположении Рейнольдса об одинаковом механизме переноса тепла и количества движения в турбулентном потоке, считалось, что теплообмен можно увеличить только увеличением сопротивления трения, а увеличение сопротивления давления, связанное с вихреобразованием, на теплообмен не оказывает влияния.

Над проектом нависла угроза его остановки и закрытия. Это заставило одного из авторов доклада, тогда человека нового в теплообмене и не отягощенного общепринятыми традициями и подходами, критически проанализировать обоснованность теоретических посылок того времени, и обоснованность выбора методов интенсификации, известных в то время.

Этот анализ [4] показал:

1. Необходимо найти способ управления структурой турбулентности в трубе (канале), который позволит увеличить турбулентность только в пристенном

слое толщиной порядка  $y^+ = \frac{y}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = 60 \div 160$  или  $(0.05 \div 0.1)$  радиуса (на

примере течения воздуха). В этом слое среднее значение коэффициента турбулентной теплопроводности  $a_t$  не превышает 10% максимального при данном числе Рейнольдса и в нем срабатывается  $(60 \div 70)\%$  располагаемого температурного напора.

2. Создание вихревых зон является наиболее простым и эффективным способом управления структурой турбулентности в канале. Но эти вихри должны располагаться периодически и близко к стенке так, чтобы вырабатываемая на их верхних границах турбулентность переносилась потоком вдоль стенки, частично затухая до следующего вихря и практически не турбулизируя ядро потока. Тогда гидравлические потери на турбулизацию пристенного слоя будут не велики, а рост теплоотдачи значительным, что и обеспечит неравенство  $Nu/Nu_{г\text{л}} > \xi/\xi_{г\text{л}}$ . Обработка имевшихся тогда экспериментальных данных по сопротивлению и локальной теплоотдаче за одиночными диафрагмами в трубе показала, что даже при шаге диафрагм  $t/D=1.4$  и  $d/D=0.9$  можно получить  $Nu/Nu_{г\text{л}} > \xi/\xi_{г\text{л}}$  и обеспечить создание метода интенсификации теплообмена, который обеспечит сокращение габаритов ТА в  $1.5 \div 2$  раза.

3. Анализ допущений, при которых была получена гидродинамическая теория теплообмена, показал, что она неприменима для течений с вихревыми зонами.

Этот анализ проблемы, которая в то время считалась тупиковой, не только определил пути ее решения и возможность спокойно продолжить работу над проектом АГТУ, но и обосновал направление и задачи экспериментальных исследований. Более того, он позволил при подготовке первых же экспериментальных исследований выбрать наиболее эффективную форму и

размеры периодически располагаемых турбулизаторов в трубе и межтрубном пространстве проектируемых ТА. Это были плавно очерченные выступы в трубе и канавки на ее внешней поверхности. Технологически это достигалось накаткой труб винтовыми роликами, которая практически не уменьшала прочности трубок, надежности ТА и технологичности их сборки. Результаты первых же экспериментов по исследованию интенсификации теплообмена в трубе и межтрубном пространстве подтвердили возможность сокращения габаритов проектируемых ТА в 1,5÷2 раза.

В последующем был выполнен большой комплекс экспериментальных исследований интенсификации теплообмена и разработки методов его расчета для различных приложений.

Факт теоретического обоснования и экспериментального подтверждения неравенства  $Nu/Nu_{гл} > \xi / \xi_{гл}$ , явился предметом научного открытия:

«Закономерность изменения теплоотдачи на стенках каналов с дискретной турбулизацией потока при вынужденной конвекции». зарегистрированного 12 марта 1981 г. Госкомитетом СССР по делам изобретений и открытий под № 242.

В последующем мы всегда практиковали глубокое изучение существа явлений, способов управления ими и обобщения экспериментальных данных перед началом разработки принципиально новых направлений исследований, например таких как:

«Захолаживание криогенных ракетных двигателей», включавшее изучение различных видов пленочного, переходного, пузырькового кипения в каналах, управление ими, разработку методов их интенсификации и в результате методику расчета процесса захолаживания.

«Нестационарный теплообмен применительно к атомным реакторам с газовым охлаждением», включающий тепловую и гидродинамическую нестационарность.

И именно такие предварительные исследования обеспечивали большой успех экспериментальных исследований и решение проблем в целом, включая получение принципиально новых научных результатов.

При использовании математического моделирования предварительные исследования для обоснования постановки задачи исследования также необходимы. Уже сейчас не редко можно встретить математическое моделирование, в котором выбор объекта никак не обосновывается, а отрицательный результат легко предсказуем из простого качественного анализа.

**Однако принципиальное отличие физического и математического моделирования** заключается в том, что при физическом моделировании мы создаем экспериментальную установку, в которой воспроизводим и изучаем реальное физическое явление, подобное исследуемому явлению. При математическом моделировании мы создаем математическую модель реального физического явления и решаем ее численно с использованием ЭВМ и вычислительных технологий. Поэтому при математическом моделировании приходится решать принципиально иные проблемы:

**1. При разработке математической модели изучаемого физического явления необходимо убедиться, что она достоверно его описывает и может быть замкнута.**

При изучении однофазных потоков в каналах, математические модели являются частными случаями общей системы уравнений для модели вязкой жидкости сплошной среды. Напомним последовательность получения этой системы уравнений и основные допущения, принимаемые при ее получении, включая определения сплошной среды и ее модели вязкой жидкости.

**Механика сплошной среды основана на гипотезе**, что плотность и скорость материи непрерывно зависят от координат и времени. Для сплошной среды рассматриваются два основных типа сил:

**Массовые (объемные) силы**, действующие на массы внутри элементарного объема  $dv$  сплошной среды  $d\vec{F} = \vec{f}\rho dv$ , где  $\vec{f}$  плотность массовых сил.

**Поверхностные силы**, которые могут быть **внешними**, действующими на выделенной границе сплошной среды и **внутренними**, которые действуют на любой поверхности, проходящей через внутреннюю точку сплошной среды. Поверхностные силы зависят от времени, координаты точки и ориентации поверхности в данной точке. Ориентация поверхности в пространстве определяется внешней нормалью  $\vec{n}$  касательной плоскости к поверхности в данной точке.

Поверхностная сила, отнесенная к единице поверхности, называется **поверхностным напряжением**  $\vec{P}_n = (t, \vec{r}, \vec{n})$ , действующим в момент времени  $t$  в точке  $M$  с координатой  $\vec{r}$  на площадку с внешней нормалью  $\vec{n}$ .

**Напряженное состояние** в любой точке  $M(x_1, x_2, x_3)$  на любой площадке с нормалью  $\vec{n}$  полностью определяется тензором напряжений второго ранга:

$$\vec{P}_{ij} = |P_{ij}| = \begin{vmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} \\ P_{31} & P_{32} & P_{33} \end{vmatrix}$$

$P_{ij}$  – совокупность девяти напряжений на трех взаимно перпендикулярных площадках в точке  $M(x_1, x_2, x_3)$ . Три из них ( $i=j$ ) нормальны к площадкам, а шесть ( $i \neq j$ ) – касательные напряжения.

Тензор напряжений – симметричный тензор, т.е.  $P_{ij} = P_{ji}$ . В силу однородности и изотропности пространства сам тензор инвариантен к преобразованию системы координат. Все тензоры, которые входят как слагаемые в запись уравнений физических законов, должны быть тензорами одного и того же ранга.

Теперь можно получить уравнение движения сплошной среды:

$$\rho \frac{dw_i}{dt} = F_i \rho + \frac{\partial P_{ij}}{\partial x_j} \quad (i=1,2,3,) \quad (1)$$

и уравнение неразрывности сплошной однородной среды:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{w} = 0. \quad (2)$$

Уравнение движения бессодержательно пока не определен тензор напряжений  $\vec{P}_{ij}$ . **Частные модели сплошной среды** (идеальная жидкость, **вязкая жидкость** и т.п.) отличаются различными гипотезами, позволяющими установить функциональные зависимости тензора напряжений от характеристик деформаций сплошной среды, учитывающие основные закономерности различных классов явлений.

Используя гипотезу локального равновесия неравновесной термодинамики (бесконечно малый объем сплошной среды имеет столь малое время релаксации, что

его всегда можно рассматривать как равновесную систему) можно получить закон сохранения энергии для сплошной среды (**уравнение энергии**) в виде:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{\text{div}\vec{q}}{\rho} + \frac{1}{\rho} P_{ij} \frac{\partial w_i}{\partial x_j} \quad (3)$$

Оно бессодержательно, пока неизвестны функциональные зависимости для внутренней энергии –  $u$ , теплового потока –  $q$  и компоненты тензора напряжений –  $P_{ij}$ .

### Модель сплошной среды – вязкая жидкость.

Определение вязкой жидкости должно устанавливать однозначную функциональную зависимость тензора напряжений от характеристик деформации среды для определенного класса движений реальной среды (большинство обычных «ньютоновских» жидкостей и газов).

Для любого векторного поля (в частности для поля скорости  $\vec{w}$ ) характеристикой его изменения в данной точке будет тензор второго ранга:

$$\text{grad}\vec{w} = \begin{vmatrix} \frac{\partial w_1}{\partial x_1} & \frac{\partial w_1}{\partial x_2} & \frac{\partial w_1}{\partial x_3} \\ \frac{\partial w_2}{\partial x_1} & \frac{\partial w_2}{\partial x_2} & \frac{\partial w_2}{\partial x_3} \\ \frac{\partial w_3}{\partial x_1} & \frac{\partial w_3}{\partial x_2} & \frac{\partial w_3}{\partial x_3} \end{vmatrix} \quad (4)$$

Он характеризует скорость деформации сплошной среды в данной точке, которая может быть следствием перемещения среды как абсолютно твердого тела и ее чистой деформацией.

Любой тензор второго ранга  $\vec{T}_{ij}$  можно представить как сумму симметричного тензора  $\vec{T}_c = \frac{1}{2}(\vec{T}_{ij} + \vec{T}_{ji})$  и антисимметричного  $\vec{T}_A = \frac{1}{2}(\vec{T}_{ij} - \vec{T}_{ji})$ . Тензоры  $\vec{T}_{ij}$  и  $\vec{T}_{ji}$  называются сопряженными и получаются один из другого заменой строк на столбцы (транспонированием матрицы). Тогда компоненты тензора  $\text{grad}\vec{w}$  (4) можно представить как сумму компонент симметричного тензора  $\vec{\varepsilon}_{ij}$ :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial w_i}{\partial x_j} + \frac{\partial w_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

и антисимметричного тензора  $\vec{\omega}_{ij}$ :

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial w_i}{\partial x_j} - \frac{\partial w_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

В виде:

$$\text{grad } \vec{w} = \begin{vmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 0 & \omega_{12} & \omega_{13} \\ \omega_{21} & 0 & \omega_{23} \\ \omega_{31} & \omega_{32} & 0 \end{vmatrix} = \vec{\varepsilon}_{ij} + \vec{\omega}_{ij}.$$

Отличные от нуля компоненты антисимметричного тензора (6) определяют вектор  $\vec{\omega}(\omega_{32}, \omega_{13}, \omega_{21}) = \frac{1}{2} \text{rot } \vec{W}$ .  $\vec{\omega}$  - есть мгновенная угловая скорость при вращении частицы сплошной среды как твердого тела вокруг данной точки. Следовательно, антисимметричный тензор определяет поле скоростей частицы при ее вращении вокруг данной точки как абсолютно твердого тела, а симметричный тензор определяет поле скоростей частицы в окрестности данной точки только за счет ее деформации и называется **тензором скоростей деформации**  $\vec{\varepsilon}_{ij}$ . Теперь можно привести определение вязкой жидкости.

**Вязкая жидкость** – это сплошная среда, удовлетворяющая трем гипотезам:

1. **Гипотеза линейности: Тензор вязких напряжений**

$$\vec{\tau}_{ij} = \vec{P}_{ij} + p\vec{\delta}_{ij} \quad (7)$$

есть линейная функция тензора скоростей деформации  $\vec{\varepsilon}_{ij}$ .

В (7)  $\vec{P}_{ij}$  - тензор напряжений,  $p$  – давление идеальной жидкости. Под идеальной жидкостью в гидродинамике понимается сплошная среда, в которой напряжение на любой площадке с внешней нормалью  $\vec{n}$  направлено в противоположную сторону нормали т.е.:

$$\vec{p}_n = p_{nn} \vec{n} = -p\vec{n} \quad (8)$$

$$\vec{\delta}_{ij} = \{1 \text{ при } i=j \text{ и } 0 \text{ при } i \neq j\} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \text{ - единичный тензор.}$$

2. **Гипотеза однородности. Вид линейной зависимости тензора вязких напряжений  $\vec{\tau}_{ij}$  от тензора скоростей деформаций  $\vec{\varepsilon}_{ij}$  одинаков для всех точек пространства.** Например, двухфазная сплошная среда не удовлетворяет этой гипотезе.
3. **Гипотеза изотропности. Свойства вязкой жидкости по любому направлению в данной точке одинаковы, т.е. вязкая жидкость изотропна.**

В гидродинамике на основании трех этих гипотез устанавливается общий вид искомой линейной связи:

$$\tau_{ij} = \left(\zeta - \frac{2}{3}\mu\right)\delta_{ij} \text{div } \vec{W} + 2\mu\varepsilon_{ij} \text{ или с учетом (7)}$$

$$P_{ij} = -p\delta_{ij} + \left(\zeta - \frac{2}{3}\mu\right)\delta_{ij}div\vec{W} + 2\mu\varepsilon_{ij} \quad (9)$$

Это и есть математическое определение вязкой жидкости.

Здесь  $div\vec{W} = \varepsilon_{ii} = \frac{\partial W_i}{\partial x_i}$ ,  $\mu$  - первый коэффициент вязкости, или коэффициент

динамической вязкости, а  $\zeta$  - второй коэффициент вязкости или коэффициент объемной вязкости. Это физические свойства, которые должны определяться для каждой конкретной вязкой жидкости из эксперимента или молекулярно-кинетической теории.  $\mu$  - связан с процессом распределения энергии по поступательным степеням свободы движения молекул, а  $\zeta$  - по колебательным. Из (9) следует, что  $\zeta div\vec{W}$  есть избыточное давление, которое при сжатии ( $div\vec{W} < 0$ ) добавляется к статическому давлению, а при расширении вычитается из него. Для жидкостей  $\zeta > \mu$ , а для газов меньше.

**Уравнение движения вязкой жидкости (Навье – Стокса).**

Подставляя значения  $P_{ij}$  по (9) в уравнение движения сплошной среды

(1) получаем уравнение движения вязкой жидкости в проекциях на оси координат (i=1,2,3):

$$\rho \frac{dW_i}{dt} = f_i\rho - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left(\zeta - \frac{2}{3}\mu\right)div\vec{W} \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \mu \left( \frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (10)$$

Или в векторном виде:

$$\rho \frac{d\vec{W}}{dt} = \vec{f}\rho - grad p + grad \left[ \left(\zeta - \frac{2}{3}\mu\right)div\vec{W} \right] + 2div(\mu\varepsilon_{ij}) \quad (11)$$

**Уравнение неразрывности однородной вязкой жидкости** и сплошной среды совпадают  $\frac{d\rho}{dt} + \rho div\vec{w} = 0$ . (2)

**Уравнение энергии вязкой жидкости**

$$\frac{du}{dt} = -\frac{div\vec{q}}{\rho} - p \frac{dv}{dt} + \frac{1}{\rho} \left[ \zeta \left( \frac{\partial W_i}{\partial x_i} \right)^2 + \phi \right] \quad (12)$$

где 
$$\phi = \frac{\mu}{2} \left( \frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{2}{3} \mu \left( \frac{\partial W_i}{\partial x_i} \right)^2 \quad (13)$$

называется **диссипативной функцией**. Последние два члена уравнения энергии (12) в квадратных скобках – это та часть мощности внутренних поверхностных сил, которая необратимо за счет вязкого трения превращается в тепло и увеличивает энтропию жидкости. Их иногда обозначают как  $\phi_1$ .

**Получение замкнутой системы уравнений конкретной вязкой жидкости.**

Основные три уравнения системы (11), (2) и (12) содержат восемь неизвестных:  $\rho$ ,  $\vec{W}$ ,  $\vec{f}$ ,  $p$ ,  $\mu$ ,  $\zeta$ ,  $u$ ,  $\vec{q}$ . Чтобы замкнуть систему, необходимо использовать сведения о свойствах и физических закономерностях конкретной вязкой жидкости и получить недостающие уравнения, добавить к ним начальные и типичные для вязких жидкостей граничные условия. В результате мы получаем математическую модель интересующего нас физического явления.

Если мы убеждены, что это физическое явление может быть **описано моделью вязкой жидкости и при получении замкнутой системы уравнений все приведенные выше допущения выполняются**, то мы можем приступить к численному решению системы, т.е. к математическому моделированию данного физического явления. Его успех будет определяться возможностями доступной вычислительной техники и вычислительной технологии. Во многих приложениях используются частные случаи общей системы уравнения для вязкой жидкости, полученной для нестационарных и трехмерных течений. **Поэтому в каждом конкретном приложении необходимо очень тщательно проанализировать справедливость применения этих частных случаев (стационарность, двумерность, исключение  $\zeta$ , постоянство физических свойств и т.п.).**

**2. Общая математическая модель вязкой жидкости, основанная на уравнениях (11), (2) и (12) при ее замыкании для любой среды, для которой справедлива модель вязкой жидкости, описывает в зависимости от конкретных граничных условий как ламинарное, так и переходное и турбулентное течение этой среды.**

**Поэтому, учитывая рост быстродействия ЭВМ, целесообразно математическое моделирование переходного и турбулентного течений вязкой жидкости строить на базе уравнений (11), (2) и (12) и соответствующим образом разрабатывать вычислительные технологии.**

Исторический опыт показывает, что серьезным препятствием построения математических моделей для турбулентных течений на основе уравнений (11), (2) и (12) могут быть не вычислительные трудности, а сложившиеся традиции строить математические модели для турбулентных течений на основе предварительного осреднения уравнений (11), (2) и (12) или их частных случаев (заметим, что это осреднение проводится в предположении, что уравнения (11), (2) и (12) справедливы для турбулентных течений). Это имело смысл для обобщения экспериментов при физическом моделировании турбулентных течений, но вряд ли целесообразно при математическом их моделировании. Напомним, что только осреднение уравнения движения Навье-Стокса (11) и получение на этой основе осредненного уравнения Рейнольдса даже для несжимаемой жидкости с постоянной вязкостью приводит к появлению шести новых неизвестных – напряжений Рейнольдса  $-\rho \overline{W_i' W_j'}$  или  $\mu_{Tij}$ .

Современная теория турбулентности не позволяет в общем случае найти конечное число уравнений для их определения и построить замкнутую систему уравнений. Обычно используют различные полуэмпирические теории и экспериментальные данные для частных случаев турбулентных течений, что мы и наблюдаем в существующих вычислительных технологиях.

Добавим, что при осреднении уравнения энергии даже для несжимаемой жидкости и без учета объемной вязкости появляется 12 новых неизвестных. В теплообменных процессах после оценки их величин обычно оставляют три коэффициента турбулентного переноса тепла  $a_{Tj}$  в направлении координатных осей, которые в двумерной постановке сводятся к одному  $a_T$  по нормали к стенке.

Из сделанного анализа следует, что математическое моделирование теплообменных и иных процессов при турбулентных течениях в каналах, особенно в случаях трехмерной и нестационарной постановки целесообразно развивать на основе исходных уравнений движения (11), неразрывности (2) и энергии (12). Возникающие на этом пути технические трудности при разработке вычислительных технологий и обобщения результатов с учетом быстрого роста быстродействия ЭВМ представляются разрешимыми. Решение тех же задач на основе осредненных уравнений представляется мало перспективным.

В качестве иллюстрации этого был выполнен численный расчет линий тока в вихревых структурах между прямоугольными турбулизаторами при течении воздуха в трубе и  $Re=10^4 \div 10^5$ . Эта форма турбулизаторов для интенсификации теплообмена не целесообразна. При ее использовании гидравлические потери значительно больше, чем, например, у плавно очерченных турбулизаторов при равном росте теплоотдачи. Однако она была выбрана потому, что для сравнения имелись экспериментальные исследования структуры потока для прямоугольных турбулизаторов и уступов. Расчет выполнялся при допущениях, что среда несжимаемая, течение двумерное, стационарное и гидравлически стабилизированное, физические свойства постоянные, гравитация отсутствует. Замыкание и решение полученной при этих допущениях системы уравнений Рейнольдса и неразрывности достигалось численно решением конечно-объемным методом с использованием модели переноса сдвиговых напряжений Ментера [4,5] и каталога двухпараметрических дифференциальных моделей турбулентности [6,7] на разномасштабных пересекающихся структурированных сетках. Этот метод был успешно апробирован в диссертации И.Е.Лобанова [8].

Результаты расчета линий тока, характеризующие течение воздуха между турбулизаторами и возникающие при этом вихревые структуры при  $Re=10^4$  были рассмотрены в порядке возрастания шага  $t/h$  расположения турбулизаторов от 5 до 33 ( $t$  — расстояние между турбулизаторами,  $h$  — их высота) и сопоставлены с экспериментами, описанными в [1] (рис. 1—2).



Рис. 1. Расчетные линии тока для трубы с турбулизаторами при  $Re=10^4$ ;  $d/D=0.94$ ;  $t/h=16$  для воздуха.  $D$ -диаметр трубы,  $d$ -диаметр выступов.

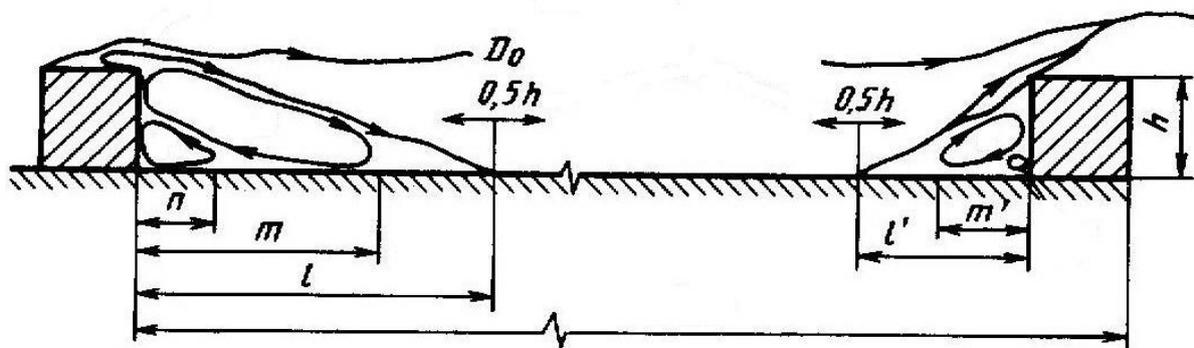


Рис. 2. Схема структуры вихревых зон между турбулизаторами в безградиентном пограничном слое воды при  $t/h=16$  [1].

Сопоставление результатов этого расчета с экспериментами показало:

1. Результаты расчетов качественно удовлетворительно описывают основные особенности вихревых структур, наблюдавшихся в экспериментах при обтекании прямоугольных турбулизаторов и уступов. Они позволяют качественно оценить влияние формы турбулизаторов на теплообмен и гидравлические потери в канале.

2. Вихревые структуры, наблюдавшиеся в экспериментах существенно нестационарны и трехмерны.

Эти результаты подтверждают, что дальнейшее развитие математического моделирования теплообменных процессов в каналах при возможности возникновения в них вихревых структур должно проводиться в трехмерной и нестационарной постановке.

#### **Выводы:**

1. При математическом моделировании предварительные исследования для обоснования постановки задачи конкретного моделирования также важны, как и при физическом моделировании.
2. Создавая математическую модель изучаемого физического явления необходимо убедиться, что она достоверно его описывает и может быть замкнута. Для этого следует убедиться, что в данном конкретном случае все допущения, использованные при выводе данной математической модели, выполняются и все понятия, появившиеся в процессе вывода могут быть определены в процессе замыкания и решения системы уравнений.
3. Дальнейшее развитие вычислительных технологий и совершенствование математического моделирования для исследования трехмерных и нестационарных теплообменных процессов при переходном и турбулентном течениях однофазных потоков целесообразно проводить на основе уравнений движения (11), неразрывности (2) и энергии (12) для вязкой жидкости.

#### **Литература**

- 1 Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Интенсификация теплообмена в каналах. Машиностроение, Москва, 1990.
- 2 Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Копп М.З., Микочин А.С. Эффективные поверхности теплообмена. Энергоатомиздат, Москва, 1998.
- 3 Kalinin E.K., Dreitser G.A., Kopp I.Z., Myakochin A.S. Efficient Surfaces for Heat Exchangers Fundamentals and Design. Begell hous, inc. New York, Wallingford, 2002
- 4 Михайлов А.И., Борисов В.В., Калинин Э.К. Газотурбинные установки замкнутого цикла. АН СССР, 1962. 148 с.
- 5 Menter F.R. Zonal two equation  $k-\omega$  turbulence models for aerodynamic flows. AIAA Paper. 1993. # 93-2906.
- 6 Menter F.R. Zonal two equation  $k-\epsilon$  turbulence models for aerodynamic flows. AIAA J. 1994. Vol. 32. pp. 1598-1605.
- 7 Ермишин А.В. и Исаев С.А. Управление обтеканием тел с вихревыми ячейками в приложении к летательным аппаратам интегральной компоновки (численное и физическое моделирование). М. СПб. 2001.
8. Лобанов И.Е. Математическое моделирование интенсифицированного теплообмена при турбулентном течении в каналах: Дисс. на соиск. уч. ст. докт. техн. наук. М., 2005. 632 с.