Уфа : УГАТУ, 2012 Вестник УГАТУ Т. 16, № 2 (47). С. 163–168

МАШИНОСТРОЕНИЕ

УДК 532.5+536

Ю. М. Ахметов, Р. Р. Калимуллин, С. Ю. Константинов, Р. Ф. Хакимов, Д. В. Целищев

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ВЫСОКОНАПОРНОГО МНОГОФАЗНОГО ВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Рассматриваются результаты численного моделирования течения двухфазной среды в вихревом теплогенераторе и причины роста температуры рабочей жидкости. Представлены современные численные модели кавитации и кавитационного массопереноса в пакетах вычислительной гидродинамики. Дан пример численного моделирования кавитации в вихревых теплогенераторах. *Кавитация*; *численные модели*; *двухфазная среда*; *число кавитации*; *моделирование*, *вихревой теплогенератор*, *вихревое течение*

Современные исследования показывают, что закрученные потоки привлекают к себе все более пристальный интерес как разработчиков, так и потребителей. Это обуславливается тем, что особые свойства закрученных течений имеют широкий диапазон технических приложений в энергетическом, теплообменном и технологическом оборудовании ядерной энергетики, аэрокосмической технике, химической и нефтеперерабатывающей промышленности, на транспорте, промышленной теплоэнергетике.

Одним из направлений деятельности кафедры прикладной гидромеханики ФГБОУ ВПО УГАТУ является исследование гидродинамических и тепловых процессов нестационарного течения несжимаемых жидкостей с целью разработки высокоэффективных принципов преобразования энергии.

Одним из наиболее эффективных и экологически безопасных устройств для преобразования энергии вихревого движения жидкости в тепло является вихревой теплогенератор (ВТГ) (рис. 1).

Принцип действия вихревого теплогенератора состоит в превращение механической энергии, затрачиваемой лопастным насосом на перемещение потока жидкости по замкнутому контуру в энергию теплового излучения.

В ходе проводимых в течение нескольких лет экспериментальных исследований вихревого теплогенератора за счет многочисленных конструктивных доработок и усовершенствований, удалось добиться нагрева рабочей жидкости объемом 0,02 м^3 до 100 °С за 11 минут.

Наиболее вероятным физическим процессом, который определяет изменение температуры, является гидродинамическая кавитация.

Контактная информация: 8(347)273-09-44

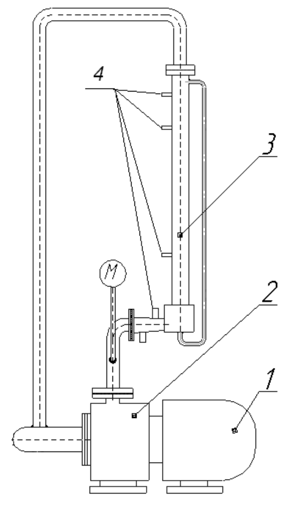

Рис. 1. Экспериментальная установка: *1* – электродвигатель; *2* – насос центробежный; *3* – вихревая труба; *4* – точки регистрации давления и температуры

В процессе кавитации происходит образование пузырьков пара, при схлопывании которых выделяется значительное количество тепловой энергии, способствующей стремительному нагреву жидкости.

1. КЛАССИФИКАЦИЯ ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЕЙ КАВИТАЦИИ

В современные пакеты вычислительной гидрогазодинамики (Star-CD, ANSYS CFX, ANSYS Fluent) включено множество математических моделей, в том числе и модели кавитации.

При моделировании кавитации следует выделять два понятия: модель кавитации и модель кавитационного массопереноса. Модель кавитации – это совокупность уравнений, описывающих кавитирующий поток и массоперенос в нем. Модель кавитационного массопереноса –

это модель механизма переноса массы при фазовом переходе или выделения газа при кавитации.

Численные модели кавитации можно поделить на три группы: «Условные», «Массовые», «Эйлера».

Модели «Условные» используют для расчета кавитации кавитационное число:

$$K = \frac{p - p_{\text{кр}}}{\frac{\rho v^2}{2}}, \quad (1)$$

где p – давление в ячейке; $p_{\text{кр}}$ – критическое давление, при котором возникает кавитация, обычно давление насыщенных паров; v – скорость потока в ячейке, ρ – плотность жидкости.

«Условные» модели делятся на два вида в зависимости от условия применения: по значению кавитационного числа, по давлению насыщенных паров и местной скорости потока. Массоперенос в этом классе моделей не считается. При верном условии ячейка заполняется паром или исключается из расчета. Достоинства: быстрота получения решения. Недостатки: качество сетки влияет на точность полученного решения, сложность в задании кавитационного числа. Используются при начальных инженерных расчетах, в предположении, что кавитация начнется при заданном кавитационном числе. Не отменяет необходимость эксперимента по выяснению точного значения кавитационного числа.

Модели «Массовые» отличаются от моделей «Условных» рассчитываемым кавитационным массопереносом в зависимости от величины абсолютного давления, вычисленной решателем. Включение модели кавитационного массопереноса происходит при достижении уровня давления насыщенных паров жидкости или величины давления, указываемой пользователем. Основное отличие от «Условных» моделей – расчет величины массовой доли образовавшегося и сконденсировавшегося пара. Достоинства «массовых» моделей: способность моделировать кипение и кавитацию в низкоскоростных потоках жидкости, относительно небольшое время расчета. Недостатки: некачественное моделирование кавитации в высокоскоростных потоках жидкости. Модели используются для определения зон кавитации в лопастных машинах, моделирования кипения жидкости и пузырьковой кавитации. Для численного моделирования кавитации нет необходимости в проведении эксперимента с целью определения кавитационного числа. Данные модели присутствуют в ANSYS Fluent [1].

Модели «Эйлера» позволяют рассчитать характеристики пара и жидкости за счет добавления уравнений импульса для фазы пар. Достоинства: возможность моделирования гидродинамической кавитации в медленных и высокоскоростных потоках жидкости, развитой кавитации, нестационарных течений. К недостаткам моделей «Эйлера» следует отнести длительность расчета. Данные модели используются для моделирования кавитации в гидрооборудовании и быстроходных центробежных насосах. Также возможно моделирование кавитации в вихревых трубах с подключением термодинамических соотношений. Модели данного типа присутствуют в ANSYS Fluent [1] и ANSYS CFX [1].

Моделирование кавитационного потока в моделях кавитации основывается на фундаментальных законах механики жидкости и газов: 1) уравнения неразрывности; 2) уравнение импульса; 3) закона изменения турбулентной вязкости от скорости (модель турбулентности).

1.1. Уравнение неразрывности

Для некавитирующего потока уравнение неразрывности имеет вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho \vec{v}) = 0\,. \quad (2)$$

Его применение для кавитирующего потока недопустимо ввиду разрыва сплошности среды и образования двух фаз: пара и газа. Для того чтобы рассчитать кавитирующий поток, применяют искусственный прием разложения уравнения неразрывности на два уравнения баланса масс:

$$\begin{gathered} \frac{\partial \alpha\rho_\alpha}{\partial t} + div(\alpha\rho_\alpha \vec{v}) = -R; \\ \frac{\partial \beta\rho_\beta}{\partial t} + div(\beta\rho_\beta \vec{v}) = R, \end{gathered} \quad (3)$$

где α – объемная доля жидкости, %; β – объемная доля пара, %; ρ_α – плотность жидкости, кг/м^3; ρ_β – плотность пара, кг/м^3; R – источник или сток массы, кг/м^{3}с.

Чтобы перейти от уравнения баланса масс (3) к уравнению неразрывности потока (2) вводиться соотношение:

$$\alpha + \beta = 1. \quad (4)$$

Источники массы считаются из уравнений кавитационного массопереноса, описанных ниже.

1.2 Уравнение импульса

Классическое уравнение импульса имеет следующий вид:

$$\frac{\partial(\rho\vec{v})}{\partial t} + div(\rho\vec{v}\otimes\vec{v}) = -\nabla p + \nabla\tau + S_M\,, \quad (5)$$

где: ∇p – градиент нормальных давлений; $\nabla\tau$ – градиент касательных напряжений; S_M – источники сторонних импульсов.

С учетом уравнения баланса масс (3) уравнение импульсов приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial(\alpha\rho_\alpha\vec{v})}{\partial t} + div(\alpha\rho_\alpha\vec{v}\otimes\vec{v}) = -\alpha\nabla p + \alpha\nabla\tau - R\vec{v}, \\ &\frac{\partial(\beta\rho_\beta\vec{v})}{\partial t} + div(\beta\rho_\beta\vec{v}\otimes\vec{v}) = -\beta\nabla p + \beta\nabla\tau + R\vec{v}. \end{aligned} \quad (6)$$

Давление в точке считается по обобщенной гипотезе Стокса:

$$p = -\frac{1}{3}(p_{xx} + p_{yy} + p_{zz})\,. \quad (7)$$

Тензор касательных напряжений в жидкости считается следующим образом:

$$\tau = \mu(\nabla\vec{v} + (\nabla\vec{v})^T - \frac{2}{3}div(\vec{v}))\,. \quad (8)$$

Вязкость рассчитывается по уравнению:

$$\mu = \mu_0 + \mu_t\,. \quad (9)$$

Значение турбулентной вязкости μ_t рассчитывается по модели турбулентности.

1.3. Модель турбулентности

При расчете кавитации выбор модели турбулентности является наиболее сложным. Для расчета кавитации в местных гидравлических сопротивлениях наиболее приемлема модель $k - \varepsilon$, основанная на гипотезе Буссинеска.

Турбулентная вязкость в модели $k - \varepsilon$ рассчитывается через турбулентную кинетическую энергию k и скорости ее диссипации ε:

$$\mu_t = \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon}, \quad (10)$$

где C_μ – эмпирический коэффициент, равный 0,09 [2].

Турбулентная кинетическая энергия и скорость диссипации считаются по уравнениям:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho_\alpha k_\alpha) + \nabla\cdot(\alpha(\rho_\alpha\vec{v}k_\alpha - (\mu + \frac{\mu_{t\alpha}}{\sigma_k})\nabla k_\alpha)) = \\ &= \alpha(P_\alpha - \rho_\alpha\varepsilon_\alpha) + T_\alpha^{\ k}, \\ &\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho_\alpha\varepsilon_\alpha) + \nabla\cdot(\alpha(\rho_\alpha\vec{v}\varepsilon_\alpha - (\mu + \frac{\mu_{t\alpha}}{\sigma_k})\nabla\varepsilon_\alpha)) = \\ &= \alpha\frac{\varepsilon_\alpha}{k_\alpha}(C_{\varepsilon 1}P_\alpha - C_{\varepsilon 2}\rho_\alpha\varepsilon_\alpha) + T_\alpha^{\ \varepsilon}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $C_{\varepsilon 1}$ = 1,44, $C_{\varepsilon 2}$ = 1,92, σ_k = 1, σ_ε = 1,22.

Для гомогенной смеси турбулентность считается только для одной фазы – жидкость. В моделях кавитации возможен выбор и других моделей турбулентности, например – моделей турбулентности в напряжениях Ренольдса и т. д.

2. ЧИСЛЕННЫЕ МОДЕЛИ КАВИТАЦИОННОГО МАССОПЕРЕНОСА

При численном моделировании кавитации на первый план выходит модель кавитационного массопереноса, назначение которой заключается в расчете массы выделившегося и сконденсировавшегося пара.

Для расчета массы выделившегося и сконденсировавшегося пара необходимо учитывать динамику кавитационного пузырька. Для этого используется уравнение Релея-Плессета [1]:

$$R\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2}(\frac{dR}{dt})^2 + \frac{2\sigma}{\rho R} = \frac{p_{н} - p}{\rho}. \quad (12)$$

Поскольку решить данное уравнение в общем виде невозможно, его упрощают, пренебрегая вторым порядком и не учитывая поверхностное натяжение жидкости. В этом случае уравнение динамики пузырька примет вид [1]:

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3}(\frac{p_{н} - p}{\rho})}\,. \quad (13)$$

На основании упрощенного уравнения динамики кавитационного пузырька созданы три модели массопереноса: модель Singhal, модель Zwart-Gerber-Belamri, модель Schnerr – Sauer [1].

Модель Singhal является самой ранней моделью межфазного переноса и представляет собой следующие уравнения [1]:

$$p < p_{н},$$

$$m_e = F_{vap}\frac{\max(1,\sqrt{k})(1-f_v-f_g)}{\sigma}\rho_l\rho_{vap}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{p_{н}-p}{\rho_l}}, \quad (14)$$

$$p > p_{н},$$

$$m_c = F_{cond}\frac{\max(1,\sqrt{k})(f_v)}{\sigma}\rho_l\rho_{vap}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{p-p_{н}}{\rho_l}},$$

где f_v – массовая доля пара; f_g – массовая прочих (неконденсируемых) газов в жидкости; m_e – масса выделившегося пара; m_c – масса сконденсированого пара; Г – коэффициент диффузии жидкости в пар; F_{vap} = 0,02 – коэффициент парообразования; F_{cond} = 0,01 – коэффициент конденсации; k – коэффициент релаксации по давлению; ρ_{vap} – плотность пара; ρ_l – плотность жидкости. К достоинствам данной модели следует отнести: возможность учета несконденсированного газа (необходимо при моделировании течений нефти), высокую степень совпадения результатов численного моделирования течений в центробежных насосах с действительностью. Недостатком данной модели является плохая сходимость вследствие необходимости подбора k.

Для устранения недостатков модели Singhal была создана модель Zwart-Gerber-Belamri. В модель Zwart-Gerber-Belamri были внесены упрощения: плотность жидкости и плотность жидкости с пузырьками считаются одинаковыми, в жидкости отсутствует несконденсированный газ. Уравнения массопереноса для модели Zwart-Gerber-Belamri [1]:

$$\begin{aligned} &p < p_{н}, m_e = F_{vap}\frac{3\alpha_{nuc}(1-\alpha)\rho_{vap}}{R_0}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{p_{н}-p}{\rho_l}},\\ &p > p_{н}, m_c = F_{cond}\frac{3\alpha\rho_{vap}}{R_0}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{p-p_{н}}{\rho_l}}, \end{aligned} \quad (15)$$

где F_{vap} = 50; F_{cond} = 0,01; α_{nuc}= $5\cdot10^{-4}$ – коэффициент связи объемной доли с массовой; R_0 = = 10^{-6}м – начальный радиус пузырька. К достоинствам модели Zwart-Gerber-Belamri относится хорошая сходимость; возможность изменения коэффициентов. Однако она считается менее точной, чем модель Singhal.

Модель Schnerr–Sauer является следующей модификацией модели Singhal. Для повышения сходимости в ней было модифицировано уравнение массопереноса для фазы пар. Массоперенос пара в модели Schnerr–Sauer считается в зависимости от объемной концентрации пара, которая находится методами математической статистики из количества кавитационных пузырьков n:

$$\alpha = \frac{n\cdot\frac{4}{3}\pi R_0^{\,3}}{1+n\cdot\frac{4}{3}\pi R_0^{\,3}}. \quad (16)$$

Уравнения массопереноса для модели Schnerr–Sauer [1]:

$$\begin{aligned} &p < p_{н}, m_e = \frac{\rho_{vap}\rho_l}{\rho}\alpha(1-\alpha)\frac{3}{R_0}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{p_{н}-p}{\rho_l}},\\ &p > p_{н}, m_c = \frac{\rho_{vap}\rho_l}{\rho}\alpha(1-\alpha)\frac{3}{R_0}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{p-p_{н}}{\rho_l}}. \end{aligned} \quad (17)$$

Достоинство данной модели заключается в пропорциональном массопереносе при парообразовании и конденсации, что автоматически обеспечивает хорошую сходимость.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ВИХРЕВОМ ТЕПЛОГЕНЕРАТОРЕ С УЧЕТОМ КАВИТАЦИИ

Численное моделирование проводилось в программном комплексе «ANSYS CFX», сочетающем уникальные возможности анализа гидрогазодинамических процессов, многофазных потоков, химической кинетики, горения, радиационного теплообмена и т. д.

На рис. 2 представлена твердотельная модель проточной части вихревого теплогенератора (ВТГ).

При моделировании двухфазного кавитационного течения (вода и водяной пар) в ВТГ использовались следующие модели и условия на входе:

1. Модель кавитации: «Эйлера»;
2. Модель кавитационного массопереноса: Zwart-Gerber-Belamri;
3. Модель турбулентности: k–ε.

Условия на входе:

1. Объемная доля воды – 100%;
2. Температура (статическая) – 25,6°С;
3. Статическое давление – $7{,}7\cdot10^5$ Па ;

Условия на выходе:

1. Статическое давление – $2{,}02\cdot10^5$ Па;
2. Давление насыщенных паров: 2350 Па.

Дискретизация по пространству осуществлена построением в расчетной области сетки, состоящей из 2,1 млн ячеек.

Рис. 2. Проточная часть вихревого теплогенератора

Сетка имеет адаптацию ячеек в наиболее интересных для изучения участках вихревого теплогенератора: камера завихрения, вихревая камера, крестовина. В результате численного моделирования получены характеристики движения жидкости по тракту ВТГ.

Статическое давление по линии тока в вихревой камере изменяется: на периферии трубы давление выше, чем вдоль оси (рис. 3), так как на вихревой поток действуют центробежные силы, направленные от центра к внешней стенке трубы.

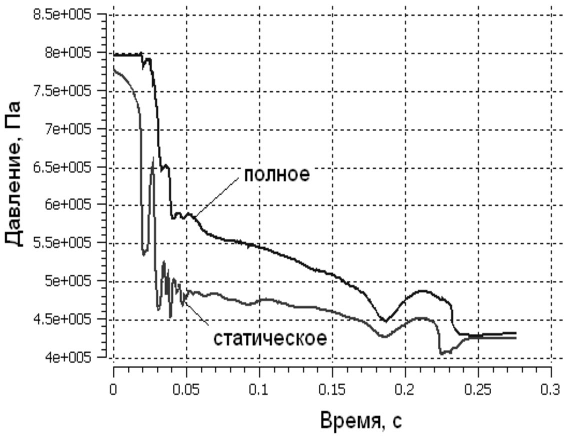

Рис. 3. Перепад полного и статического давления в теплогенераторе по времени движении жидкости вдоль линии тока

Центробежные силы закрученного потока создают разрежение в осевой области камеры завихрения.

Изменение температуры имеет возрастающий характер по всему тракту ВТГ. При прохождении жидкости за один цикл разность температур между входной точкой и точкой на выходе из теплогенератора (без учета насоса) составила ΔT = 0,1 °С (рис. 4).

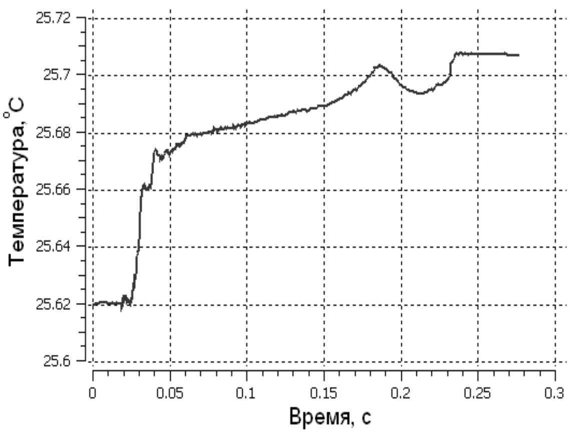

Рис. 4. Рост температуры жидкости в теплогенераторе за один цикл

Интенсивный рост температуры отмечен на участках «камера завихрения» и «вихревая камера», это обуславливается увеличением интенсивности закручивания потока и его разгоном. Также отмечен резкий скачок температуры на крестовине, поскольку оно является местным сопротивлением, источником местных потерь давления. После крестовины происходит разделение потока: часть потока поступает потребителю, а часть через байпас возвращается в вихревую трубу для дополнительного подогрева (рис. 5).

Подогретая байпасная струя «пробивает» более холодный вихревой поток в камере завихрения (рис. 6, 7). Такой характер изменения температуры подтверждает существование дополнительной положительной обратной связи через байпас [3].

Моделирования кавитации внутри ВГТ показало, что имеется две зоны кавитации: 1) в области камеры завихрения; 2) в области входа потока в крестовину. Визуализация зон кавитации представлена на рис. 8.

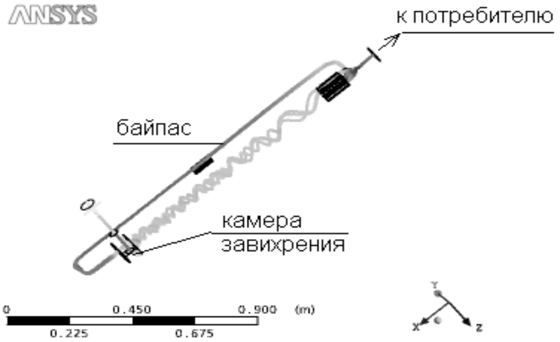

Рис. 5. Линия тока (дважды проходящую байпасную линию) движения жидкости в вихревом теплогенераторе по времени движении жидкости вдоль линии тока

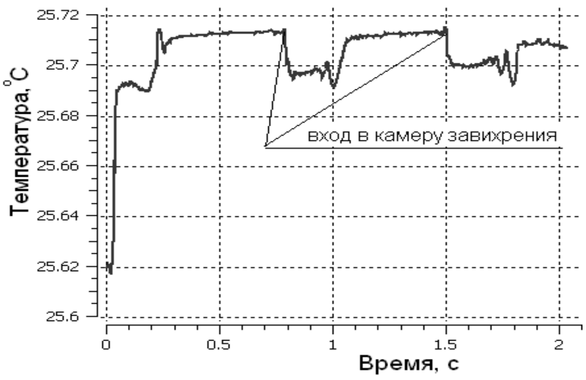

Рис. 6. Рост температуры жидкости в теплогенераторе по времени движении жидкости вдоль линии тока при повторном проходе через байпасную линию

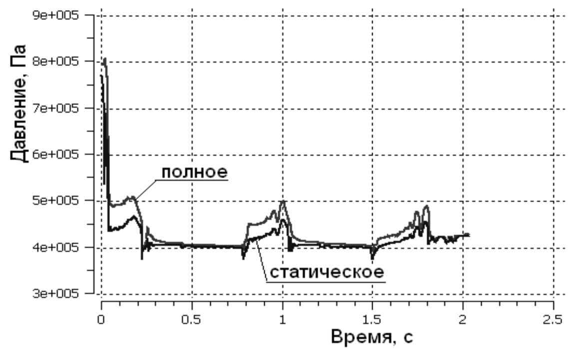

Рис. 7. Изменение статического и полного давлений по тракту теплогенератора по времени движении жидкости вдоль линии тока при многократном прохождении через байпасную линию

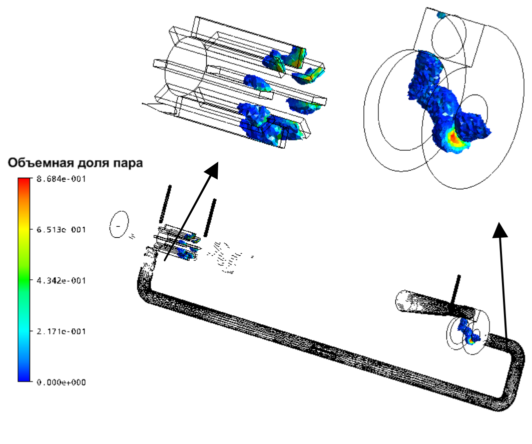

Рис. 8. Визуализация зон кавитации в ВТГ

Зоны кавитации, полученные в результате численного моделирования, совпадают с зонами локального нагрева ВТГ, полученными в результате экспериментальных исследований [3].

ВЫВОДЫ

Разработана и решена в программном комплексе «ANSYS CFX» система уравнений имитационной математической моделью процесса в ВТГ в трехмерной постановке, с использованием стандартной k-ε модели турбулентности, уравнения нагрева жидкости, модели кавитации. Результаты вычисления показали наличие поля температур, подтверждающее возможность теплообмена и возникновения кавитационных эффектов в области камеры завихрения и входа потока в крестовину.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ANSYS FLUENT 12.0 Theory Guide. April 2009. ANSYS Inc.

2. **Газизов Р. К., Лукащук С. Ю., Соловьев А. А.** Основы компьютерного моделирования технических систем: учеб. пособие; Уфимск. гос. авиац. техн. ун-т. УГАТУ, 2008. 143 с.

3. **Ахметов Ю. М., Калимуллин Р. Р., Целищев В. А.** Численное и физическое моделирование течения жидкости в вихревом теплогенераторе // Вестник УГАТУ. 2010. Т. 14, № 4(39). С. 42–49.

ОБ АВТОРАХ

Ахметов Юрий Мавлютович, доц. каф. прикл. гидромеханики, зам ген. директора НИИТ. Дипл. инженер-механик по авиац. двигателям (УАИ 1959). Канд. техн. наук по тепл. двигателям (МАИ, 1978). Иссл. в обл. газогидравлическ. течений и систем упр. энергетическ. установок.

Калимуллин Радик Рифкатович, асс. той же каф. Дипл. инженер техники и технологии по энергомашиностроению (УГАТУ, 2008). Иссл. в обл. высоконапорн. многофаз. течения жидкости.

Константинов Сергей Юрьевич, магистрант той же каф. Дипл. бакалавр вакуумн. и компресс. техники (УГАТУ, 2010) Иссл. в обл. матем. моделирования кавитационных течений.

Хакимов Рустем Фанилевич, магистрант той же каф. Дипл. бакалавр вакуумн. и компресс. техники (УГАТУ, 2009). Иссл. в обл. высоконапорн. многофазн. течения жидкости.

Целищев Дмитрий Владимирович, доц. той же каф. Дипл. магистр по энергомашиностр. (УГАТУ, 2006). Канд. техн. наук по гидравлическ. машинам (УГАТУ, 2010). Иссл. в обл. электрогидравл. рулевых приводов для систем упр-я летательн. аппаратами.