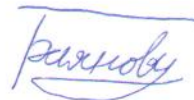


На правах рукописи



Баянов Ринат Ильмирович

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПАРОГАЗОКАПЕЛЬНЫХ  
ПОТОКОВ НА ОСНОВЕ ВОДЯНОГО ПАРА И НА ОСНОВЕ МЕТАНА  
В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

Специальность 01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата технических наук

Казань – 2016

Работа выполнена лаборатории механики сплошной среды ФГБУН Института механики и машиностроения Казанского научного центра Российской академии наук и на кафедре теплотехники и энергетического машиностроения ФГБОУ ВО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева - КАИ»

**Научный руководитель:** доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник ФГБОУ ВО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева - КАИ» Тукмаков Алексей Львович.

**Официальные оппоненты:** Николаев Андрей Николаевич, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой пищевых производств ФГБОУ ВПО «Казанский национальный исследовательский технологический университет»;

Мусакаев Наиль Габсалямович, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, заведующий лабораторией гидродинамики многофазных сред Тюменского филиала ФГБУН «Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича» Сибирского отделения Российской академии наук, г. Тюмень.

**Ведущая организация:** ФГБОУ ВПО «Уфимский государственный нефтяной технический университет», г. Уфа.

Защита состоится «\_\_» \_\_\_\_\_ 2016 г. в \_\_ часов на заседании диссертационного совета Д212.079.02 при ФГБОУ ВО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева - КАИ» по адресу: 4201 11, г. Казань, ул. К. Маркса, д. 10.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБОУ ВО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева - КАИ» и на сайте <http://www.kai.ru/science/disscr/index.phlml>.

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2016 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 212.079.02  
кандидат технических наук, доцент

А.Г.Каримова

**Актуальность.** Исследование динамики многофазных сред связано с решением практических задач, возникающих в различных отраслях экономики: в энергетике, в химической, нефтехимической и пищевой промышленности, в двигателестроении, авиакосмической отрасли, в медицине. С динамикой парогазокапельных систем связаны работы Х.А.Рахматуллина, позволившие сформулировать концепцию взаимопроникающих континуумов, лежащую в основе эйлеровых подходов к описанию динамики газозвесей, аэрозолей, эмульсий, движения жидкостей и газов в пористых средах. Фундаментальные основы физических и механических процессов в многофазных средах с фазовыми переходами содержатся в работах Р.И.Нигматулина, М.Е.Дейча, Г.А.Филиппова, Г.А.Салтанова, Л.Е.Стернина, Д.А.Лабунцова, В.В.Ягова, Н.А.Фукса, С.Соу. Также широко известны в этой области работы В.А.Акуличева, В.Е.Накорякова, Б.Г.Покусаева, И.Р.Шрайбера, А.Н.Крайко, Б.С.Когарко и многих других исследователей.

Подготовка сжиженного природного газа к использованию требует разработки технологий регазификации для доставки конечным потребителям, к которым относятся объекты коммунального хозяйства, транспортные и энергетические системы. Важным условием использования сжиженного природного газа на транспорте является малая инерционность процесса перевода метана, из которого в основном состоит природный газ, из жидкого состояния в газообразное. Существенной характеристикой является уровень потерь, связанных с испарением сжиженного газа в криостатических емкостях в процессе транспортировки и хранения. В связи с этим возникает необходимость в разработке методов моделирования технологий регазификации, позволяющих одновременно с газификацией, охлаждать сжиженный природный газ в емкости-хранилище, снижая интенсивность испарения и потери метана при хранении и транспортировке.

Перспективные технологии газификации криогенных топлив основаны на адиабатическом расширении потоков в каналах переменного сечения. В качестве парогенератора в устройствах, реализующих такой процесс, используются сопла Лавалья, в которых происходит переход от течения капельной жидкости в конфузоре к течению вскипающей жидкости в окрестности минимального сечения сопла и переход к парокапельному течению вследствие инверсии структуры потока. Далее осуществляется разделение несущей и дисперсной фазы в инерционном сепараторе. Несущая среда – газообразный метан – отделяется от дисперсной фазы и направляется в теплообменник-нагреватель, где температура газа повышается до значения, необходимого для работы энергетической установки. Дисперсная фаза, состоящая из капель метана и из твердых частиц, образующихся в случае снижения температуры потока ниже температуры тройной точки, направляется в емкость-хранилище. Поскольку температура дисперсной фазы ниже температуры метана в хранилище, то при перемешивании достигается охлаждение, снижение интенсивности испарения и связанных с испарением потерь. Все эти процессы требуют детальных исследований. В частности, необходимо теоретически описать процессы течения парогазокапельных сред в соплах Лавалья, являющихся парогенерирующими устройствами в газификаторах на основе адиабатического расширения газа в

каналах переменного сечения. Требуется изучить процессы, связанные с акустическим воздействием на парокапельный поток, поступающий с выхода сопла-парогенератора на вход инерционного сепаратора с целью улучшения эффективности его работы за счет изменения дисперсности потока и смещения функции распределения частиц по размерам в сторону их укрупнения. Исследования в рамках данной проблемы предполагают построение математических моделей динамики парогазокапельной смеси в каналах переменного сечения с фазовыми переходами, а также моделей, описывающих воздействие нелинейных волновых полей на полидисперсные газовзвеси.

Таким образом, указанная выше проблематика исследований определяет **цель данной работы**: построение теоретической модели поведения парогазокапельной среды в каналах переменного сечения с использованием моделей равновесного и неравновесного фазового перехода и исследование на основе этой модели режимов течения двухфазной парокапельной смеси при воздействии на поток нелинейного волнового поля.

В связи с поставленной целью решены следующие **задачи**:

- моделирование динамики водяной парогазокапельной смеси с учетом фазовых переходов при внешнем акустическом воздействии на поток;
- моделирование динамики коагулирующей полидисперсной газовзвеси при акустическом воздействии на поток;
- моделирование динамики парокапельных потоков на основе водяного пара и на основе метана в канале переменного сечения с использованием моделей равновесного и неравновесного фазового перехода.

**Научная новизна** исследований заключается в следующем:

- построена новая модификация схемы равновесного фазового перехода, позволяющая описать взаимодействие фаз в широком диапазоне скоростей потока;
- разработана математическая модель и получены численные решения задачи динамики водяной парогазокапельной смеси с фазовыми переходами, инициированными акустическим воздействием на поток;
- разработана математическая модель и получены численные решения задачи динамики парокапельной смеси метана в канале переменного сечения на основе схемы равновесного и неравновесного фазового перехода.

**Теоретическая и практическая значимость.** Полученные результаты имеют широкий спектр практических приложений и могут быть использованы при разработке теоретических основ технологий, основанных на фазовых переходах в парогазокапельных системах: в технологиях газификации криогенных топлив на основе сжиженного природного газа и на основе водорода, в технологиях очистки и опреснения воды, в энергомашиностроении.

**Методология и методы исследования.** Методология исследований основана на использовании теоретических моделей динамики многофазных систем применительно к парогазокапельной среде и многоскоростной многотемпературной полидисперсной газовзвеси. В качестве численного метода решения уравнений выбрана явная схема Мак-Кормака с расщеплением пространственного оператора и нелинейной схемой коррекции.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Расчетная методика моделирования нестационарного течения парогазокапельной смеси с равновесной и неравновесной моделями фазовых переходов.

2. Результаты численных исследований динамики парогазокапельной смеси с фазовыми переходами под действием нелинейных волн в акустическом резонаторе и в потоке.

3. Результаты расчетов динамики потока паракапельной смеси с фазовыми переходами на основе воды и на основе метана в каналах переменного сечения.

**Достоверность** результатов диссертации обеспечивается строгим соблюдением фундаментальных принципов механики сплошной среды и условий применимости ее законов. Полученные результаты согласуются с результатами теоретических и экспериментальных исследований, известных из литературы.

### **Апробация работы.**

Основные результаты работы были представлены на следующих конференциях и научных школах:

- Международная молодежная научная конференция «XXI Туполевские чтения (школа молодых ученых)», 19-21 ноября 2013 г., Казань;

- XVII Международная конференция по методам аэрофизических исследований. 30 июня - 06 июля 2014 года, Академгородок, Новосибирск, Россия;

- IX Школа-семинар молодых ученых и специалистов академика РАН В.Е.Алемасова, 10-12 сентября 2014 г., г.Казань, Россия;

- Российская национальная конференция по теплообмену, 27-31 октября 2014 года, г.Москва;

- XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики. 20-24 августа 2015 года, г.Казань.

Результаты работы использованы при работе над проектом Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы» (соглашение о субсидии N14.577.21.0151 от 28.11.2014, идентификатор проекта RFMEFI57714X0151).

Содержание работы докладывалось на семинарах лаборатории механики сплошной среды Института механики и машиностроения КазНЦ РАН

По материалам диссертации опубликованы 8 научных работ, в том числе три статьи в рецензируемых журналах по списку ВАК, которые опубликованы в переводе в зарубежных изданиях, входящих в базу данных Scopus.

### **Основное содержание работы**

**В первой главе** представлен обзор научной литературы по теоретическим моделям динамики парогазокапельных систем, описана теоретическая модель, используемая в исследованиях, а также рассмотрен численный метод решения системы уравнений. Представлены результаты верификации расчетной методики путем сравнения результатов численного моделирования с экспериментальными данными и аналитическими решениями.

Литературный обзор посвящен анализу схем равновесного и неравновесного фазового перехода при различных условиях скольжения фаз, а также при акустическом воздействии на двухфазную смесь.

Представлена математическая модель динамики парогасокапельной смеси, используемая в исследованиях, которая построена на следующих допущениях. Смесь состоит из газа, пара и жидких капель. Радиус капель мал, что позволяет считать смесь гомогенной средой с плотностью  $\rho = \rho_1 + \rho_2 + \rho_3$ , температурой  $T$ , давлением  $p$ . Массовые концентрации газа, пара и капель ( $i = 1, 2, 3$ , соответственно) определяются через парциальные плотности:

$$C_1 = \frac{\rho_1}{\rho}, C_2 = \frac{\rho_2}{\rho}, C_3 = \frac{\rho_3}{\rho}. \quad (1)$$

Удельные теплоемкости смеси при постоянном объеме и при постоянном давлении в рамках однотемпературной модели выражаются через удельные теплоемкости компонент в виде:

$$c_v = c_{v1}C_1 + c_{v2}C_2 + c_{v3}C_3, c_p = c_{p1}C_1 + c_{p2}C_2 + c_{p3}C_3. \quad (2)$$

Удельная внутренняя энергия смеси и полная энергия единицы объема смеси представлены как

$$i_e = c_v T, e = \rho(i_e + (u^2 + v^2)/2). \quad (3)$$

Давление смеси рассматривается как сумма давлений газа и пара:

$$p = \rho T((\gamma_1 - 1)c_{v1}C_1 + (\gamma_2 - 1)c_{v2}C_2)/(1 - \rho_3/\rho_3^0), \quad (4)$$

где  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  – отношения теплоемкостей для газа и пара. Здесь учитывается, что часть объема  $\rho_3/\rho_3^0$  в смеси занимают капли ( $\rho_3^0$  – истинная плотность жидкости в каплях). В рамках диффузионного приближения в двумерном представлении записаны уравнения неразрывности для смеси, газа и капель, а также уравнения импульсов и энергии для смеси в виде:

$$\frac{\partial \vec{q}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial x} + \frac{\partial \vec{Q}}{\partial y} = \vec{H}, \quad (5)$$

где

$$\vec{q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho_1 \\ \rho_3 \\ e \end{bmatrix}, \vec{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \frac{4}{3}(m + m_i) \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial v}{\partial y} \\ \rho uv - \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \rho_1 u - \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial C_1}{\partial x} \\ \rho_3 u - \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial C_3}{\partial x} \\ (e + p)u - \left( \frac{4}{3} \mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) u + \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) v + \frac{c_p m_i}{Pr_i} \frac{\partial T}{\partial x} \end{bmatrix},$$

$$\vec{Q} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv + \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \rho v^2 + p - \frac{4}{3} \mu \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u}{\partial x} \\ \rho_1 v - \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial C_1}{\partial y} \\ \rho_3 v - \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial C_3}{\partial y} \\ (e+p)v - \left( \frac{4}{3} \mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) v + \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) u + \frac{c_p m_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial y} \end{bmatrix}, \vec{H} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ J \\ J \end{bmatrix}.$$

В исследованиях использовались схемы равновесного и неравновесного фазового перехода.

Схема равновесного перехода реализована путем расчета интенсивности фазового перехода  $J$  в рамках следующих предположений. Конденсация пара происходит при достижении парциальным давлением пара  $p_v$  значения давления насыщения  $p_s(T)$ . Испарение капель происходит при уменьшении парциального давления пара  $p_v$  ниже давления насыщения  $p_s(T)$ . Для реализации данного алгоритма предлагается следующая схема. В результате конвективного и диффузионного переноса вещества, импульса и энергии в объеме  $dV$  изменяется парциальное давление пара  $p_v$ . Возможны два различных значения этого давления по отношению к давлению насыщенного пара: 1)  $p_v(T) > p_s(T)$  и 2)  $p_v(T) < p_s(T)$ .

В первом случае избыточная масса пара  $\delta m_v$  конденсируется, и значение  $p_v$  возвращается на кривую насыщения. При этом температура смеси в объеме  $dV$  возрастает на величину  $\delta T'$  за счет выделения энергии при конденсации  $\delta Q = l \delta m_v$ . Значение  $\delta T'$  равно разности температур до и после конденсации  $\delta T' = T' - T$ . Значение температуры  $T'$  определяется решением уравнения

$$p_v(T') = p_s(T'). \quad (7)$$

Масса конденсировавшегося пара вычисляется из условия теплового баланса  $l \delta m_v = \rho dV c_p \delta T'$  как

$$\delta m = \rho dV c_p \delta T' / l. \quad (8)$$

Следовательно, интенсивность фазового перехода равна

$$J = \frac{\delta m}{dt dV} = \frac{\rho c_p \delta T'}{l dt}. \quad (9)$$

Во втором случае, когда  $p_v < p_s$ , при наличии капель происходит их испарение по той же схеме за исключением того, что температура снижается ( $\delta T'' < 0$ ). В этом случае изменение массы (8) и интенсивность фазового перехода (9) будут отрицательными:  $\delta m < 0$ ,  $J < 0$ .

При решении уравнения (7) давления  $p_v$  и  $p_s$  выражаются через температуру:

$$p_* \exp(-T_*/T') = (\gamma_2 - 1) c_{v2} \rho_2' T' / (1 - \rho_3' / \rho_3^0). \quad (10)$$

Здесь  $p_*$  и  $T_*$  - эмпирические параметры. В это уравнение входят новые значения парциальных плотностей пара и капель  $\rho_2', \rho_3'$ , рассчитанные с учетом фазового перехода:

$$\rho_2' = \rho_2 - \rho c_p (T' - T) / l \text{ и } \rho_3' = \rho_3 + \rho c_p (T' - T) / l. \quad (11)$$

Здесь значения  $\rho_2$ ,  $\rho_3$  и  $T$  - до фазового перехода. Таким образом, неизвестной величиной в уравнении (10) является новое значение температуры  $T'$ , которое достигается после фазового перехода. Это уравнение с учетом (11) решается методом половинного деления. По найденным значениям парциальных плотностей и температуры определяются новые значения массовых концентраций пара и капель  $C_2, C_3$ , а также давления смеси  $p$ . Таким образом определяется интенсивность фазового перехода (9).

Схема неравновесного перехода представлена тремя уравнениями кинетики, описывающими фазовые превращения и рост капель:

$$\frac{\partial \rho \Omega_l}{\partial t} + \nabla^k (\rho v^k \Omega_l) = \rho \omega_l, \quad (l = 0, 1, 2) \quad (12)$$

где  $\omega_l = l \frac{dr}{dt} \Omega_{l-1} + \frac{J}{\rho} r_*^l$ , ( $l = 0, 1, 2$ ),  $\Omega_l = \int_{R_*}^{\infty} r^l f(r) dr$ . Скорость фазовых превращений определяется как  $I = -\rho \omega$ , где

$$\omega = 4\pi \rho_2 \left( \frac{dr}{dt} \Omega_2 + \frac{J}{3\rho} r_*^3 \right). \quad (13)$$

где  $r_*$  - критический радиус капли,  $\rho$  - плотность смеси,  $\rho_2$  - плотность жидкости,  $r$  - радиус капли,  $f(r)$  - функция распределения капель по размеру. Скорость ядрообразования  $J$  находится по формуле Френкеля-Зельдовича:

$$J = \left( \frac{p}{kT} \right)^2 \frac{1}{\rho_2} \sqrt{\frac{2\mu\sigma}{\pi N_A}} \exp\left( -\gamma \frac{4\pi\sigma r_*^2}{3kT} \right), \quad (14)$$

где  $N_A$  - число Авогадро,  $\mu$  - молекулярный вес,  $\sigma$  - коэффициент поверхностного натяжения,  $k$  - постоянная Больцмана.

Предполагается, что скорость роста капель не зависит от радиуса и определяется соотношением Герца-Кнудсена:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\alpha}{\rho_2} \frac{p}{\sqrt{2\pi R}} \left( \frac{1}{\sqrt{T}} - \frac{1}{\sqrt{T_s(p)}} \right). \quad (15)$$

Здесь  $\alpha$  - коэффициент аккомодации,  $T_s$  - температура насыщения при текущем давлении пара. Известно, что рассматриваемая модель конденсации является полуэмпирической с двумя константами  $\alpha$  и  $\gamma$ , которые при расчетах подбираются из условия наилучшего соответствия между экспериментальными и расчетными распределениями давлений.



В качестве численного метода решения системы уравнений (5) выбрана явная схема Мак-Кормака для системы уравнений Навье-Стокса в обобщенных криволинейных координатах с расщеплением пространственного оператора и схемой нелинейной коррекции. Верификация расчетной методики основана на сравнении результатов расчетов с результатами экспериментов по поперечному обтеканию цилиндра (Швец А.И. Швец И.Т. Газодинамика ближнего следа. – Киев, Наукова думка, –1976, –380 с.), где найдено распределение давления на поверхности цилиндра в зависимости от угловой координаты (рис.1). В установившемся потоке, скорость которого  $v_{in}=0.32M$ , разность между результатами расчета и данными эксперимента не превышает 5% (рис.1 а). При увеличении невозмущенной скорости потока до  $v_{in}=0.44M$ , в передней части цилиндра ( $\eta < 90^\circ$ ) расчетные значения давления и данные эксперимента совпадают с точностью до 2%, а в донной области ( $\eta > 90^\circ$ ) в пределах 8%. (Рис.1б).

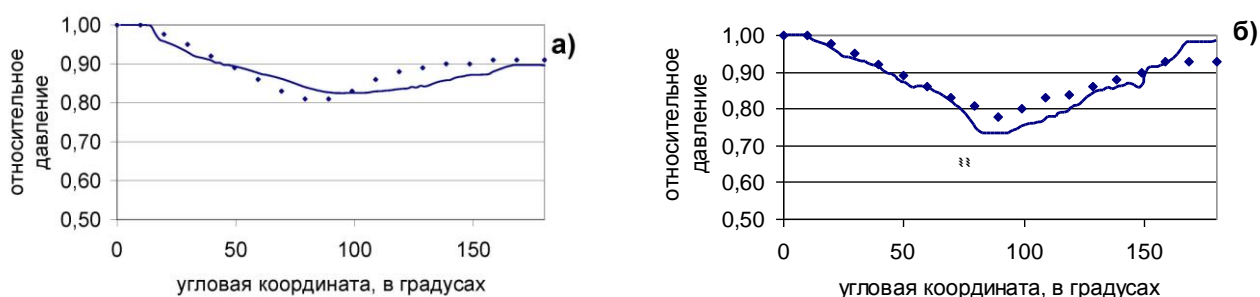


Рис.1. Распределение давления на поверхности цилиндра для скорости входного потока  $v_0 = 0.32M$  (а) и  $v_0 = 0.44M$  (б), сплошная линия – расчетная кривая, точки – результаты измерения.

Численные расчеты для верификации схемы фазового перехода выполнены для задачи о диффузионном перемешивании парогазокапельных сред, которое сопровождается конденсацией и испарением. Аналитическое решение задачи о перемешивании холодного ( $T=300K$ ) газа с горячим паром ( $T=373K$ ) в виде распределения парциальной плотности капель  $\rho_3$  сравнивается с численным решением. В начальной стадии ( $t < 0.02$  с) перемешивание можно считать диффузионным, так как скорость конвективного движения не превышает 0.1 м/с во всей расчетной области. В результате перемешивания образуется промежуточный слой между холодным газом и горячим паром, в котором происходит конденсация и образуется парогазокапельная смесь (рис.2). Сначала производится сравнение значений координаты граничных точек парогазокапельного слоя. При численном расчете найдены координаты границ  $x_1 = -0.54$  м, и  $x_2 = 0$  м, при аналитическом решении –  $x_1 = -0.53$  м,  $x_2 = 0$  м. Отличие не превышает шага численного расчета 0.01 м, что составляет 2%. Затем производится сравнение профилей распределения, полученных в ходе численных расчетов и аналитически. Они отличаются не более чем на  $\pm 5\%$  при  $x < -0.04$  м. Далее пиковые значения кривых отличаются более чем на 10%. Это вызвано

влиянием конвективного переноса при численном решении, который приводит к размыванию вершины распределения. Данный участок не удовлетворяет условию чистого диффузионного движения, которое принято при аналитическом решении и не используется для сравнения.

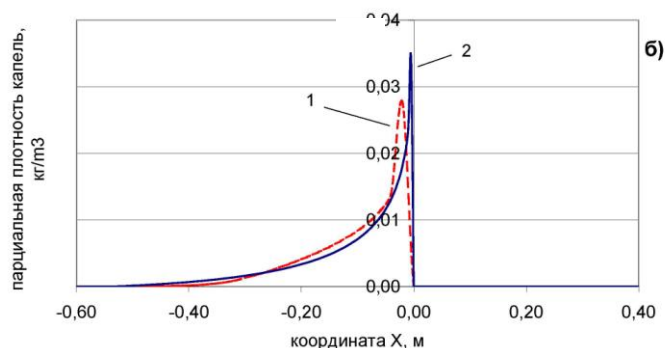


Рис.2. Распределение парциальной плотности капель при диффузионном перемешивании парогазокапельных сред в момент времени  $t = 0.02$  с: 1 – численный расчет, 2 – аналитическое решение

Таким образом, верификация схемы фазового перехода путем сопоставления с аналитическим решением позволяет утверждать, что данная схема адекватно описывает процессы конденсации и испарения.

С помощью построенной численной схемы получено решение задачи обтекания цилиндра парогазокапельной смесью и получены поля распределения скорости, давления, температуры и парциальной плотности жидкой фазы.

**Во второй главе** представлены результаты численного моделирования динамики парогазокапельной смеси при акустическом воздействии на поток. На первом этапе была изучена роль акустического воздействия на интенсивность фазовых переходов. Для этого решалась задача о нелинейных колебаниях парогазокапельной смеси, генерируемых в акустическом резонаторе- закрытом плоском канале и сопровождающихся фазовыми переходами. На втором этапе изучена роль коагуляции при течении парогазокапельной смеси полидисперсного состава в плоском канале, в котором генерируются резонансные акустические колебания, направленные поперек потока.

Акустическое воздействие на парогазокапельную смесь создается в закрытом плоском канале с заданной геометрией. Левая стенка канала образована подвижным поршнем, колебания которого задаются гармонической функцией  $x_{\text{п}} = a \sin(\omega t)$ , где  $a$  – амплитуда колебаний,  $\omega$  – циклическая частота, совпадающая с первой собственной частотой колебаний газового столба в продольном направлении  $\omega = \frac{\pi c}{L}$ . Здесь  $c$  – скорость звука,  $L$  – длина канала.

Метод описания динамики парогазокапельной смеси с учетом акустического воздействия основан на численном решении системы уравнений, состоящей из уравнений сохранения массы смеси и ее компонент, уравнений сохранения импульса и энергии смеси с учетом обмена массой, импульсом и энергией между жидкостью и ее паром в процессе фазовых переходов.

На начальном этапе в крайних точках ( $x = 0; x = L$ ), соответствующих пучности стоячей волны поля скорости, амплитуда колебаний давления растет и достигает максимума, определяемого установлением равновесия между диссипацией энергии вследствие вязкого трения и вкладом энергии колебаний поршня. При установившихся колебаниях в полупериод роста давления смеси, соответствующий сжатию среды, температура смеси растет, что приводит к экспоненциальному росту давления насыщения

$$p_s = p_* \exp(-T_*/T), \quad (16)$$

где  $p_*$  и  $T_*$  – эмпирические параметры. В результате этого парциальное давление пара  $p_2$  оказывается ниже давления насыщения  $p_s$ , что приводит к выполнению условия испарения капель. В полупериод снижения давления смеси, соответствующий разрежению среды, температура смеси снижается, что вызывает экспоненциальное падение  $p_s$ . Это приводит к выполнению условия конденсации пара вследствие того, что давление смеси больше давления насыщения  $p_2 > p_s$ .

Рассмотрены две задачи о динамике парогазокапельной смеси при акустическом воздействии. В первом случае начальное состояние смеси, включающей в себя мелкие капли воды, водяной пар и воздух характеризуется средней плотностью жидкой фазы  $\rho_{3,0} = 1 \text{ г/м}^3$ , температурой  $T_0 = 290 \text{ К}$ , давлением  $p_0 = 10^5 \text{ Па}$ . Для выбранной длины канала  $L = 1 \text{ м}$  циклическая частота, соответствующая первой собственной частоте газового столба, состоящего из сухого воздуха равна  $\omega_0 = 2\pi\nu \approx 1071.81 \text{ рад/с}$  ( $\nu_0 \approx 170.58 \text{ Гц}$ ). Относительно низкое значение частоты акустического воздействия позволяет использовать равновесную схему фазового перехода в модели парогазокапельной системы. Значение  $\rho_{3,0}$  выбрано небольшим по сравнению с суммарной плотностью смеси для того, чтобы резонансная частота, определяемая скоростью звука в смеси, была близка к резонансной частоте воздуха. В процессе колебаний меняется температура смеси и из-за экспоненциальной зависимости (16) давления насыщения от температуры, амплитуда изменения давления насыщенного пара намного превышает амплитуду изменения давления пара  $p_2$ . Если учесть механизм фазовых переходов, то давление пара  $p_2$  в любой момент времени совпадает с равновесным  $p_s$ . Это происходит за счет конденсации пара на фазе разрежения среды вследствие адиабатического охлаждения смеси и за счет испарения капель жидкости на фазе сжатия вследствие адиабатического нагревания.

Такой переход вещества из жидкости в пар и обратно приводит к демпфированию колебаний давления и температуры, что подтверждается результатами численных экспериментов, полученных без учета и с учетом фазовых переходов.

Несмотря на резонансный характер колебаний, амплитуды колебаний давления и температуры, полученные с учетом механизма фазовых переходов  $p_{\max,1} \approx 444 \text{ Па}$  и  $T_{\max,1} \approx 0.3 \text{ К}$ , намного меньше, чем величины, полученные без учета фазовых переходов  $p_{\max,2} \approx 13287 \text{ Па}$  и  $T_{\max,2} \approx 10.6 \text{ К}$ .

Во второй задаче рассмотрена смесь, которая в начальном состоянии не содержит жидких капель ( $\rho_{3,0} = 0$ ). Тогда начальная влажность пара  $\varphi_0$  может быть задана в пределах от 0% до 100%. Изучена динамика процесса конденсации пара в парогазовой смеси, находящейся в периодическом волновом поле, в зависимости от начальной влажности.

В первом численном эксперименте парогазовая смесь имеет начальную влажность  $\varphi_0 = 100\%$ . В течение первого полупериода колебаний происходит сжатие смеси и связанное с этим повышение температуры. В результате экспоненциального увеличения давления насыщения происходит падение влажности ниже начального значения, что обеспечивает выполнение условия испарения капель. Но в отсутствие капель испарение не происходит. Следовательно, колебания в среде происходят без фазовых переходов в режиме резонанса без демпфирования и сопровождаются ростом давления пара. В течение этапа разрежения температура снижается, и достигается условие конденсации ( $p_2 > p_s$ ). Тогда образуются капли, что влечет за собой выделение тепла, в результате чего падение температуры и давления снижается. Таким образом, мы получаем асимметричные колебания давления пара и температуры. В моменты образования капель значения парциального давления пара  $p_2$  и давления насыщения  $p_s$  совпадают.

Дальнейший поиск возможных режимов резонансных колебаний парогазовой смеси связан с понижением начального значения влажности  $\varphi_0 < 100\%$  ниже критического уровня  $\varphi_{0,кр}$ , когда установившиеся колебания давления и температуры смеси не достигают условий насыщения. Расчет критического значения начальной влажности  $\varphi_{0,кр}$  проведен для трех различных значений амплитуды колебаний поршня  $a = 1, 3, 5$  мм, которым соответствуют амплитуды установившихся резонансных колебаний давления смеси  $\Delta p_0 = 13.14$  кПа, 23.96 кПа и 32.02 кПа. Для  $\Delta p_0 = 13.14$  кПа начальное значение  $\varphi_0 = \varphi_{0,кр} = 67\%$  является критическим. На рис.3 представлена диаграмма режимов колебаний, которая отражает зависимость максимально возможной влажности  $\varphi_{max}$  в парогазовой смеси при установившихся колебаниях от начального значения влажности  $\varphi_0$  для различных значений амплитуды колебаний давления. Для трех указанных значений амплитуды колебаний давления найдены критические значения начальной влажности  $\varphi_{0,кр} = 67, 47, 37\%$ , соответственно, ниже которых никогда не наступает конденсации пара в парогазовой смеси при установившихся резонансных колебаниях. Следует отметить, что чем выше амплитуда резонансных колебаний  $\Delta p_0$  тем меньше необходимо выбирать начальное значение влажности, чтобы точка росы не наступала при развитии колебаний.

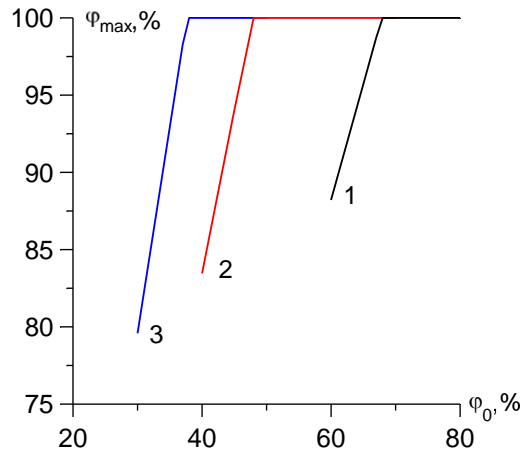


Рис.3. Зависимость максимально возможной влажности  $\varphi_{\max}$  в установившихся колебаниях парогазовой смеси от начального значения влажности  $\varphi_0$  для трех значений амплитуды резонансных колебаний давления  $\Delta p_0 = 13.14$  кПа – 1, 23.96 кПа – 2 и 32.02 кПа – 3.

Процессы, связанные с акустическим воздействием на парокапельный поток и с изменения его дисперсности описываются при помощи модели коагулирующей полидисперсной газозвеси, учитывающей скоростную и температурную неравновесность фаз и фракций дисперсной фазы относительно несущей среды. В предположении о коагуляции частиц во всех случаях соприкосновения, уравнения для эволюции характеристик дисперсности газозвеси, таких, как масса, концентрация, импульс и температура могут быть скорректированы следующим образом.

Масса  $i$ -ой ( $i=2, \dots, n$ ) частицы  $m_i$  возрастает за счет поглощения более мелких  $j$ -ых частиц с массой  $m_j$  ( $j = 1, 2, \dots, i-1$ ):

$$\frac{dm_i}{d\tau} = \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} n_j m_j,$$

где  $k_{ij} = \frac{\pi}{4} (d_i + d_j)^2 \left[ u_i \cos(\alpha) + v_i \sin(\alpha) - \sqrt{u_j^2 + v_j^2} \right]$  - константа коагуляции,

$\alpha = \arctg(v_j/u_j)$ ,  $d_i$  - диаметр частиц,  $i$  - фракции,  $d_i > d_j$ . Новое значение массы частиц  $i$ -ой фракции в текущем узле конечно-разностной сетки позволяет определить новое значение радиуса частицы  $r_i$ . Уменьшение концентрации  $i$ -ых частиц вследствие поглощения их более крупными  $j$ -ыми ( $j = i+1, i+2, \dots, n$ ) описывается уравнением:

$$\frac{dn_i}{d\tau} = -n_i \sum_{j=i+1}^n k_{ij} n_j, \quad (i=1, 2, \dots, n-1).$$

Новое значение объемного содержания  $i$ -ой фракции, изменившейся вследствие коагуляции определяется как  $\alpha_i = (4/3)\pi r_i^3 n_i$ . Концентрация  $n_i$  определяется через среднюю плотность и радиус  $i$ -той фракции на каждом шаге вычислений.

Слияние мелких капель с более крупными приводит к изменению скорости частиц:

$$\frac{dw_i}{d\tau} = \frac{1}{m_i} \sum_{j=i}^{i-1} k_{ij} (w_j - w_i) n_j m_j.$$

Температура частицы  $i$ -ой фракции после коагуляции с частицами более мелких фракций находилась из соотношения

$$T = \frac{1}{Cm} \left( \sum_{j=i}^{i-1} k_{ij} n_j C_j m_j T_j + C_i m_i T_i \right),$$

где  $T$ ,  $C$ ,  $m$  – температура, удельная массовая теплоемкость и масса частицы  $i$ -ой фракции после коагуляции,  $T_i$ ,  $C_i$ ,  $m_i$  – те же параметры до коагуляции. Связанные с коагуляцией изменения скорости и температуры дисперсной фазы учитывались на каждом временном шаге основного алгоритма.

В начальный момент времени газовзвесь, состоящая из конечного числа фракций с заданными радиусами частиц, движется со скоростью  $u_0$ , равномерно заполняя плоский канал и находясь во взвешенном состоянии. В приведенных ниже результатах расчетов рассматривалась дисперсная фаза, состоящая из пяти фракций с радиусами частиц  $r_{10} = 1 \text{ мкм}$ ,  $r_{20} = 5 \text{ мкм}$ ,  $r_{30} = 10 \text{ мкм}$ ,  $r_{40} = 15 \text{ мкм}$ ,  $r_{50} = 20 \text{ мкм}$ , с плотностью вещества частиц  $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$  и с начальной средней плотностью дисперсных фракций  $\rho_1 = \rho_2 = \rho_3 = \rho_4 = \rho_5 = 0,000025 \text{ кг/м}^3$ . Задавались температуры несущей и дисперсной фазы в начальный момент времени, а также удельная теплоемкость вещества дисперсной фракции.

На рис.4 приведены функции, описывающие изменения дисперсности газовзвеси с течением времени вследствие коагуляции. Средняя плотность фракции с радиусом частиц 1 мкм с течением времени монотонно убывает и к моменту времени  $t = 0,04 \text{ с}$  становится близка к нулю. Средняя плотность более крупных фракций (5, 10, 15 мкм) сначала достигает наибольшего значения, после чего монотонно убывает. В то же время средняя плотность самой крупной фракции с течением времени растет монотонно.

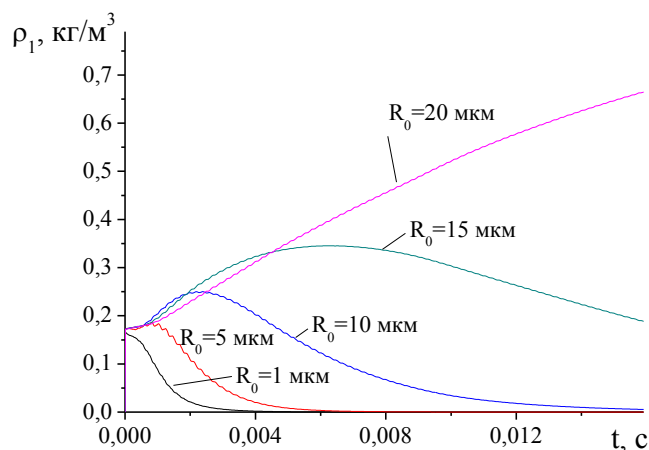


Рис.4. Зависимость от времени и средней плотности фракций в точке ( $x=L/2$ ,  $y=d/2$ )

Таким образом, воздействие на поток коагулирующей газовзвеси резонансными волновыми полями позволяет эффективно уменьшить концентрацию мелкодисперсных фракций, что может быть использовано в

качестве предварительного этапа для повышения эффективности разделения фаз в сепараторах инерционного типа.

**В третьей главе** приведены результаты численного моделирования динамики парокапельной смеси в канале переменного сечения и сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными. Особенность постановки задачи состоит в том, что смесь состоит из двух компонент – пара и капель. Расчеты проведены с двумя различными парокапельными системами – на основе водяного пара и на основе метана. Численные эксперименты с водяным паром проведены для верификации расчетной методики путем сравнения с известными в научной литературе экспериментальными данными.

Постановка задачи определяется условиями эксперимента, в котором канал имеет плоскую форму. Образующая стенок канала имеет вид дуги с радиусом кривизны  $R = 598$  мм. Ширина наиболее узкой части канала (горла) составляет 60 мм. Согласно условиям физического эксперимента, во входное сечение канала поступает чистый перегретый пар. По этой причине в данной смеси парциальная плотность газа равна нулю. Значения параметров пара на входе в канал в экспериментах заданы следующим образом: температура смеси  $T_{in} > 373$  К и давление  $p_{in} = 10^5$  Па. Разность давления на входе и выходе канала  $\Delta p_b = p_{in} - p_{out} = 78390$  Па формирует поле скоростей. Так как скорость потока при данных условиях может достигать околосвуковых значений, для описания процесса фазового перехода выбрана неравновесная схема.

В условиях физического эксперимента при различных значениях температуры пара на входе в канал  $T_{in}$  измерено распределение давления вдоль оси канала в области диффузора длиной 100 мм, начиная с наиболее узкой части. При превышении значения  $T_{in}$  величины  $127^\circ\text{C}$  в исследуемой области пар не конденсируется, и давление смеси снижается монотонно от входа к выходу. При значениях  $T_{in}$  ниже  $127^\circ\text{C}$  наблюдается конденсация и испарение капель, что приводит к локальному скачку давления на величину 5-10% от входного давления.

В численных экспериментах, результаты которых представлены ниже, ставилось целью также найти распределение давления смеси вдоль оси канала при различных значениях  $T_{in}$ .

Первый численный эксперимент проведен с парогазокапельной смесью, температура которой на входе в канал выбрана выше  $127^\circ\text{C}$ , чтобы исключить фазовые переходы:  $T_{in} = 137^\circ\text{C} = 410$  К. Значение времени установления разности давления на входе и выходы выбрано  $\Delta t_p = 4$  мс. В результате расчетов получено распределение давления после установления близкого к стационарному режима течения в момент времени  $t \approx 5$  мс.

Следующая серия численных экспериментов проведена для значений температуры смеси на входе в канал  $T_{in} = 112^\circ\text{C}$ ,  $115^\circ\text{C}$  и  $120^\circ\text{C}$ . При данных температурах в диффузоре наблюдается скачок давления на некотором расстоянии от наиболее узкой части канала (например, для  $T_{in} = 115^\circ\text{C}$  см. рис.5, б). В монотонной части кривой наблюдается отклонение расчетных точек от экспериментальной кривой на 3%, что несколько больше, чем при отсутствии

конденсации. Это объясняется ростом флуктуаций при интенсивной конденсации пара. Отклонение вдоль координаты  $x$  значения максимума скачка давления не превышает величину шага сетки вдоль оси  $Ox$   $h_x = 0.0025$  м.

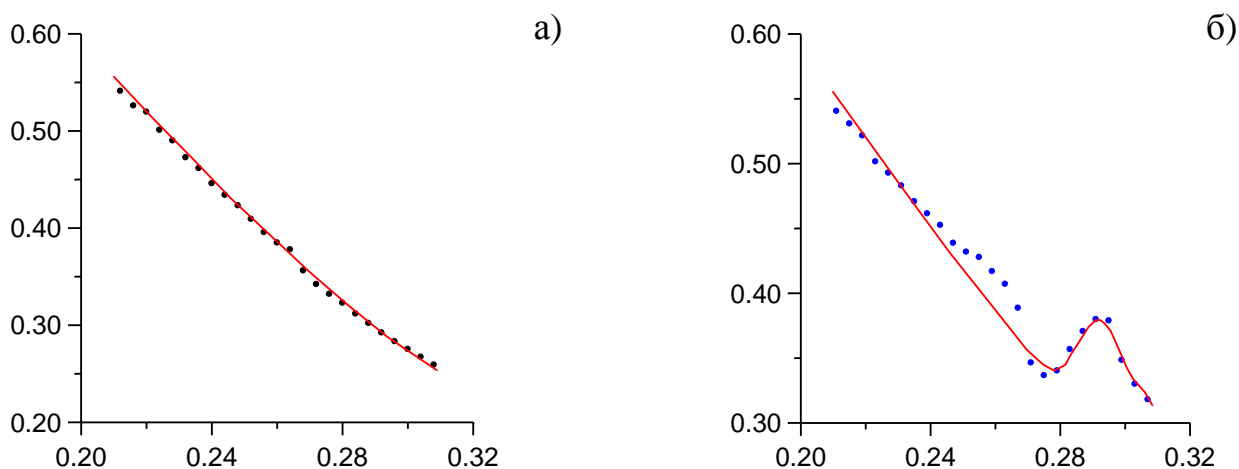


Рис.5. Распределение давления вдоль оси канала в области диффузора при  $T_{in} = 115^\circ\text{C}$ : а) без учета фазового перехода, б) с учетом фазового перехода. Значение  $x = 0.21$  м соответствует координате горла канала, линии – эксперимент, точки – расчета. Значения давления нормированы к входному значению.

С помощью верифицированной расчетной методики проведены численные исследования динамики потока парок капельной смеси метана в канале той же конфигурации. Исследовано поведение потока при значениях температуры на входе в канал  $T_{in}$  в диапазоне от 115 К до 130 К. Разность давлений на входе и выходе канала варьировалась от 60 кПа до 78390 кПа. В качестве параметров, характеризующих уровень конденсации, рассматривается парциальная плотность жидкой фазы  $\rho_2$  и расход жидкой фазы  $q_2$  на выходе канала. Значение  $\rho_2$  фиксируется на оси канала в выходном сечении с координатами  $x = L$ ,  $y = a/2$ , где  $L$  – длина канала,  $a$  – высота канала на выходе. Массовый расход конденсата на выходном сечении определяется интегралом  $q_2 = \int_0^a u(L, y) \rho_2(L, y) dy$ . Так как задача решается в двумерной постановке, расход находится в расчете на единицу толщины канала и измеряется в кг/(м·с).

В ходе численных экспериментов получены распределения параметров потока в расчетной области и найден интегральный параметр – массовый расход жидкой фазы на выходе канала в зависимости от температуры потока на входе в канал (рис. б). Массовый расход рассчитан с использованием схемы равновесного и неравновесного фазового перехода.



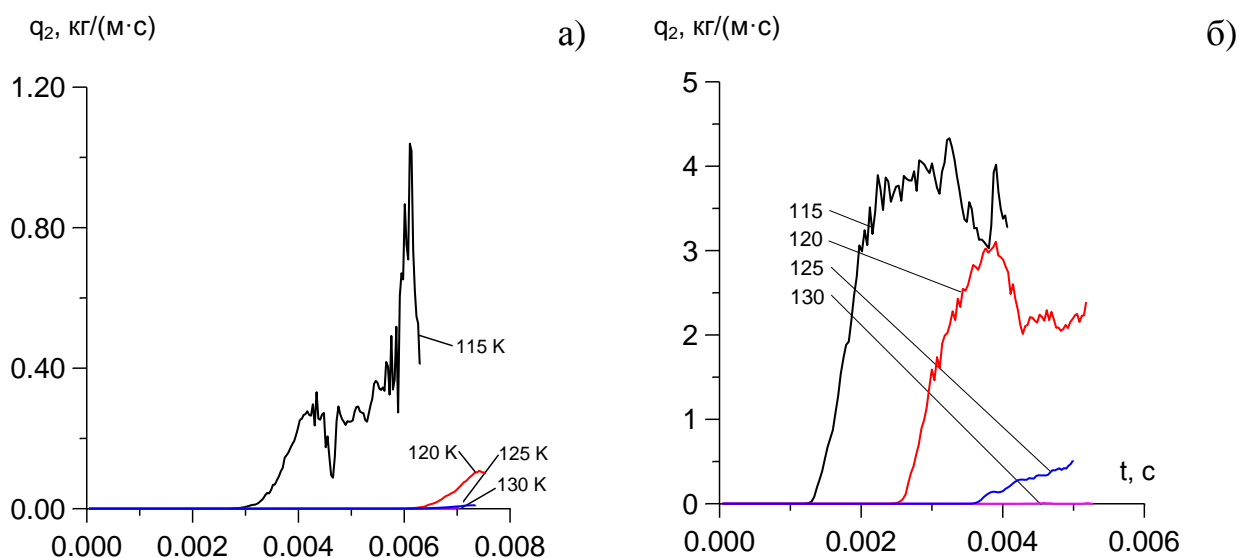


Рис.6. Зависимость массового расхода от температуры потока на входе в канал в расчетах с использованием схемы неравновесного (а) и равновесного (б) фазового перехода.

Так как модель равновесного фазового перехода не учитывает запаздывание процесса конденсации, вызванное образованием ядер конденсации и скоростью роста капель, эффективный выход конденсата, выраженный в массовом расходе жидкой фазы на выходном сечении канала, приблизительно на порядок выше (рис.6, б), чем в расчетах на основе модели неравновесного фазового перехода.

Таким образом, в данной главе проведено численное исследование поведения парогазовой смеси в рамках модели равновесного и неравновесного фазового перехода. При сравнении результатов расчетов с экспериментальными данными получено совпадение с погрешностью  $\pm 3\%$ , что позволило использовать численную модель для расчетов поведения парокапельного потока метана при температурах, близких к точке конденсации. Значительное снижение температуры смеси при адиабатическом расширении в диффузоре позволяет использовать жидкую фазу после сепарации для охлаждения метана в емкости-хранилище с целью снижения потерь на испарение в технологической схеме газификатора.

### **Заключение.**

В данной работе представлены результаты теоретических исследований динамики парогазокапельной смеси на основе односкоростной и многоскоростной моделей с применением схем равновесного и неравновесного фазового перехода.

В работе получены следующие результаты:

1. Построена теоретическая модель движения парогазокапельной среды в каналах с различной конфигурацией с использованием новой модификации схемы равновесного фазового перехода и схемы неравновесного фазового перехода.

2. Решена задача о внешнем обтекании цилиндра парогазокапельной смесью на основе однотемпературной, односкоростной модели. Проведена верификация расчетной методики путем сравнения распределения давления на поверхности цилиндра, полученного в численном эксперименте, с экспериментальными значениями. Расхождение результатов не превышает 8%.

3. Представлены результаты верификации схемы фазового перехода путем сравнения результатов расчетов с аналитическими решениями и установлено совпадение с погрешностью, не превышающей 5%.

4. Получено решение задачи о движении парогазокапельной смеси при акустическом воздействии в закрытом канале. Установлено, что интенсивное испарение и конденсация капель в смеси в полупериоды разрежения и сжатия приводят к демпфированию колебаний давления и температуры, т.е. к уменьшению их амплитуды на порядок по сравнению с амплитудой колебаний газа при равных условиях.

5. Построена карта режимов колебаний парогазокапельной смеси в зависимости от начальных значений паросодержания и амплитуды колебаний давления и найдены критические значения начальной влажности смеси, ниже которых конденсация пара в волновом поле не происходит.

6. Построена модель динамики полидисперсной многоскоростной многотемпературной газозвеси с учетом скоростного скольжения фаз и коагуляции частиц различных фракций в нелинейном волновом поле. Установлены характерные времена изменения дисперсного состава газозвеси при коагуляции под акустическим воздействием, которые составляют 8-12 мс для заданной конфигурации канала.

7. Решена задача о динамике потока парокапельной смеси водяного пара в канале переменного сечения с использованием схем равновесного и неравновесного фазового перехода. Рассчитаны режимы течения с локальным возрастанием давления в потоке, которые обнаружены в известных из литературы экспериментах. Получено совпадение расчетных значений давления на оси канала с экспериментальными данными с погрешностью  $\pm 3\%$ .

8. Проведено численное моделирование динамики потока парокапельной смеси метана в канале переменного сечения, сопровождающееся фазовыми переходами. Найдены различные режимы течения с охлаждением и конденсацией метана в установке газификатора при входном значении температуры 115-130 К и перепаде давления 60-78 кПа. Получены характерные времена установления режимов течения, которые составляют 4-8 мс для заданной конфигурации канала.

Основные положения диссертации опубликованы в работах:

Научные статьи, опубликованные в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК:

1. Баянов Р.И., Тукмаков А.Л. Численная модель динамики односкоростной парогасокапельной среды. // Известия вузов. Авиационная техника, 2015, N1, с.19-25
2. Баянов Р.И., Тукмаков А.Л. Численное описание акустических колебаний парогасокапельной смеси в закрытом канале на основе односкоростной однотемпературной модели // Инженерно-физический журнал, 2015, Т.88, N3, с.570-576
3. Тукмаков А.Л., Баянов Р.И., Тукмаков Д.А. Течение полидисперсной газозвеси в канале, сопровождающееся коагуляцией в нелинейном волновом поле. // Теплофизика и аэромеханика, 2015, N3, с.319-325

Работы, опубликованные в других изданиях:

1. Баянов Р.И., Тукмаков А.Л. Численная модель динамики односкоростной парогасокапельной среды. // Материалы Международной молодежной научной конференции «XXI Туполевские чтения» (школа молодых ученых), 19-21 ноября 2013 г., г. Казань, Т.1, С.18-19.
2. Баянов Р.И., Тукмаков А.Л., Численное решение задачи акустических колебаний парогасокапельной смеси в закрытом канале. // Аннотации докладов XVII Международной конференции по методам аэрофизических исследований. 30 июня - 06 июля 2014 года, Академгородок, г. Новосибирск, Россия, С.12-13.
3. Баянов Р.И., Тукмаков А.Л., Численное решение задачи акустических колебаний парогасокапельной смеси в закрытом канале. // IX Школа-семинар молодых ученых и специалистов академика РАН В.Е.Алемасова. Материалы докладов «Проблемы тепломассообмена и гидродинамики в энергомашиностроении», 10-12 сентября 2014 г., г.Казань, С.55-59.
4. Баянов Р.И., Тукмаков А.Л. Численная модель динамики односкоростной парогасокапельной среды. // Тезисы докладов Российской национальной конференции по теплообмену. 27-31 октября 2014 года, НИУ МЭИ, г.Москва, Т.2, с.179-180.
5. Баянов Р.И., Тукмаков А.Л. Численное моделирование динамики двухфазного потока в каналах переменного сечения. // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: сборник трудов. –Казань: Издательство Казанского (Приволжского) федерального университета, 2015. С. 400-402.