
**ТЕПЛО- И МАССООБМЕН,
СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ**

**CFD-МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБЪЕМНОЙ КОНДЕНСАЦИИ
С УЧЕТОМ КОНЕЧНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ
МЕЖФАЗНОГО ТЕПЛООБМЕНА¹**

© 2025 г. А. А. Сидоров^а, *, А. К. Ястребов^а

^аНациональный исследовательский университет “Московский энергетический институт”,
Красноказарменная ул., д. 14, Москва, 111250 Россия

*e-mail: AlexSid-MPEI@yandex.ru

Поступила в редакцию 27.06.2024 г.

После доработки 13.09.2024 г.

Принята к публикации 25.09.2024 г.

Работа посвящена моделированию объемной конденсации при сверхзвуковом истечении парогазовой смеси через сопло Лавала с учетом конечной интенсивности межфазного теплообмена. Рассмотрены расчетные методы определения температуры капель на базе модернизированных моделей многофазности VOF (Volume of Fluid) и Eulerian. Показано, что модель VOF обеспечивает получение более точных результатов по сравнению с известными экспериментальными данными, при этом она менее чувствительна с точки зрения устойчивости численного решения к высокой интенсивности источниковых членов, в отличие от модели Eulerian. При сопоставлении расчетных данных с экспериментальными значениями сторонних авторов было установлено, что двухтемпературная модель более точно, чем однотемпературная, описывает течение с объемной конденсацией в потоке. Применение однотемпературного приближения оправдано при содержании примеси в смеси не более 2% (по массе), так как зона локализации начала активного процесса конденсации оказывается существенно смещена по сравнению с двухтемпературным приближением. При этом рекомендуется использовать однотемпературную постановку только для определения общего уровня тепловыделения, что может быть полезно, например, для быстрой оценки влияния объемной конденсации на характеристики турбинной ступени. Известные ранее оценки показывали применимость однотемпературной постановки при содержании примеси до 5% (по массе), однако рассмотрение задачи в трехмерном виде позволило эти оценки уточнить. Выявлено, что предположение об однородности потока по высоте канала (как одно из допущений для одномерных расчетов) при объемной конденсации в щелевом сопле Лавала не оправдано при переходе к трехмерной двухтемпературной постановке: на границе раздела фаз сохраняется пересыщение, вследствие чего процесс роста капель продолжается на периферии потока.

Ключевые слова: объемная конденсация, многофазный поток, модель многофазности, конечно-объемное моделирование, расчетный CFD-пакет, кинетическое уравнение

DOI: 10.56304/S0040363624700668

Настоящее исследование является прямым продолжением работ [1, 2], которые посвящены моделированию объемной конденсации в проточной части машин и аппаратов криогенной техники, происходящей при расширении смесового потока. Объемная конденсация является весьма актуальной проблемой для специалистов в области науки и техники. Например, при расширении парогазовых или паровых потоков в турбинах возможно возникновение капель, воздействие которых на элементы проточной части вызывает их ослабление либо, как предельный случай, разрушение вследствие капельной эрозии. Рассмат-

риваемой проблеме посвящены исследования [3–10], однако зачастую формулируемые физические модели и их применение направлены на изучение одномерных потоков в каналах простой формы. Результаты таких исследований могут быть успешно использованы в качестве первого приближения при проектировании, например, сопловых аппаратов турбодетандерных агрегатов, однако не позволяют всесторонне изучить влияние объемной конденсации на характеристики потока в каналах сложной формы при двух- или трехмерных постановках.

В связи с этим авторы предлагают физическую модель и инструмент в виде специального расчетного модуля “Объемная конденсация” [11], инте-

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-29-00540 от 19.01.2023).



Рис. 1. Схема течения парогазовой смеси в щелевом сопле Лавала

грируемого в расчетный CFD-пакет, который дает возможность исследовать объемную конденсацию в смесевых потоках в каналах сложной формы в пространственно неоднородной, стационарной или нестационарной постановке. С помощью расчетного модуля можно учитывать явление объемной конденсации на ранних этапах проектирования машин и аппаратов, что исключает необходимость проведения дорогостоящих итерационных натурных испытаний для определения условий возникновения, локализации областей и вероятных последствий фазового перехода.

Ранее авторы работ [12, 13] при многофазном и многокомпонентном моделировании процессов расширения и конденсации примеси в потоке применяли модель объема жидкости VOF [14], которая имеет существенный недостаток: теплообмен между компонентами² напрямую не учитывается, так как рабочее тело представляется в виде смеси с одинаковыми параметрами, вследствие чего использовались только однотемпературная и односкоростная постановки задачи, т.е. температуры газовой фазы и капель, а также их скорости принимались равными. Такая постановка накладывает существенное ограничение: доля конденсирующейся примеси не должна превышать 5% (по массе) [8]. Основная цель настоящей работы заключается в переходе к двухтемпературной постановке в разработанной ранее модели объемной конденсации.

При решении поставленной задачи следует рассмотреть два подхода. Первый подход базируется на модификации метода VOF путем добавления второго уравнения энергии для образующихся вследствие конденсации частиц, второй подход заключается в переходе к другой модели многофазности. В качестве возможной альтернативы модели VOF предлагается использовать модель многофазности Эйлера (Eulerian) [15], главное отличие которой от модели VOF заключается в том, что в ней используется свой набор уравнений энергии и движения для каждого компонента смеси.

² В рамках CFD-терминологии моделей VOF и Eulerian под "фазой" понимается компонент потока, а не его агрегатное состояние. В настоящей работе авторы придерживаются классической терминологии: неконденсирующийся газ-носитель, пар и капли — это компоненты потока, а парогазовая смесь (она же газовая фаза) и жидкие капли — это фазы.

Учет межфазного теплообмена и температур образующихся и растущих капель, а также их вклад в термогазодинамику потока очень важны, например, при моделировании течений с объемной конденсацией в расширительных машинах турбинного типа. Переход к более сложным и строгим моделям позволяет более тонко отслеживать влияние тепловыделения на термогазодинамические характеристики устройств и их эффективность.

При анализе современного состояния исследований не удалось обнаружить прямых аналогов предлагаемого авторами способа моделирования объемной конденсации в двух- и трехмерном виде для сложных каналов с учетом двухтемпературной постановки и турбулентности. Однако известны работы, в которых применяются более простые физические и расчетные модели, либо не учитывающие рост капель, либо основанные на уравнении Клапейрона — Клаузиуса [16–18]. В настоящей работе такие модели не описываются.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе рассматривается сверхзвуковое истечение парогазовой смеси, состоящей из неконденсирующегося газа-носителя и конденсирующегося пара, в сверхзвуковой части сопла Лавала. Для подтверждения работоспособности разработанной физической модели и ее реализации проводится верификация путем сравнения результатов расчетов с известными экспериментальными данными других авторов [19–23]. Схема рассматриваемой задачи представлена на рис. 1.

Математическое описание

В модели VOF уравнения движения и энергии записываются для смеси, в то время как в модели Eulerian они записываются для каждого компонента потока. Таким образом, при переходе к новой модели многофазности (по сравнению с ранними работами [2, 12]) в систему уравнений включаются уравнения неразрывности, движения, энергии и состояния для каждого компонента. В настоящей работе для компонентов парогазовой смеси используется уравнение состояния идеального газа, однако возможно также применение уравнений состояния реальных газов (на-

пример, Редлиха – Квонга и его модификаций, а также Пенга – Робинсона либо напрямую данных из баз CoolProp и NIST).

Уравнение сохранения массы для каждого q -го компонента смеси выглядит следующим образом [24]:

$$\frac{1}{\rho_q} \left[\frac{\partial}{\partial t} (C_q \rho_q) + \nabla (C_q \rho_q \vec{u}_q) \right] = S_{mq} + \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}), \quad (1)$$

где ρ_q , C_q – плотность, кг/м³, и объемная доля q -го компонента смеси; t – время, с; \vec{u}_q – вектор скорости q -го компонента, м/с; S_{mq} – объемный источник массы q -го компонента, кг/(м³ · с); \dot{m}_{pq} – поток массы между компонентами p и q , кг/(м³ · с); \dot{m}_{qp} – поток массы между компонентами q и p , кг/(м³ · с).

В качестве объемного источника массы, например, может выступать поток массы конденсирующегося пара или, наоборот, испаряющейся жидкости. Очевидно, что сумма объемных долей компонентов должна быть равна единице:

$$\sum_{q=1}^n C_q = 1. \quad (2)$$

Уравнение сохранения импульса компонента q при условии, что турбулентность не рассматривается³, записывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (C_q \rho_q \vec{u}_q) + \nabla (C_q \rho_q \vec{u}_q \vec{u}_q) = -C_q \nabla p + \\ + C_q \rho_q \vec{g} + \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} \vec{u}_{pq} - \dot{m}_{qp} \vec{u}_{qp}), \end{aligned} \quad (3)$$

где p – давление смеси, Па; \vec{g} – ускорение свободного падения, м/с²; \vec{u}_{pq} , \vec{u}_{qp} – векторы межфазной скорости, м/с.

Уравнение сохранения энергии для модели Eulerian можно представить в общем виде для компонента q

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[C_q \rho_q \left(e_q + \frac{\vec{u}_q^2}{2} \right) \right] + \nabla \left[C_q \rho_q \vec{u}_q \left(h_q + \frac{\vec{u}_q^2}{2} \right) \right] = \\ = \nabla \left(C_q \lambda_q \nabla T_q - \sum_j h_{j,q} \vec{j}_{j,q} \right) + \\ + \sum_{p=1}^n (Q_{pq} + \dot{m}_{pq} L_{pq} - \dot{m}_{qp} L_{qp}) + p \frac{\partial C_q}{\partial t} + S_{eq}, \end{aligned} \quad (4)$$

где e_q – внутренняя энергия фазы q , Дж/кг; h_q – энтальпия фазы q , Дж/кг; λ_q – теплопроводность

фазы q , Вт/(м · К); T_q – температура фазы q , К; $h_{j,q}$ – энтальпия компонента j в фазе q , Дж/кг; $\vec{j}_{j,q}$ – диффузионный поток компонента j в фазе q , кг/(м² · с); Q_{pq} – тепловой поток между фазами p и q , Вт/м³; L_{pq} , L_{qp} – теплота фазового перехода, Дж/кг; S_{eq} – источниковый член, Вт/м³, который включает в себя источники энергии, например, в результате фазового перехода.

Для корректного описания теплообмена между фазами должно выполняться балансовое соотношение $Q_{pq} = -Q_{qp}$ (здесь Q_{qp} – тепловой поток между фазами q и p).

Входящая в уравнение сохранения энергии энтальпия фазы определяется умножением энтальпии компонентов фазы $h_{j,q}$ на их массовую долю $C_{j,q}$ для идеального газа $h_q = \sum_j C_{j,q} h_{j,q}$ и с учетом работы сил давления $h_q = \sum_j C_{j,q} h_{j,q} + \frac{p}{\rho_q}$ для несжимаемой среды.

Термическая энтальпия компонентов рассчитывается по соотношению

$$h_{j,q} = \int_{T_{ref}}^T c_{p,j,q} dT, \quad (5)$$

где c_p – изобарная теплоемкость q -го компонента, Дж/(кг · К); T_{ref} – температура начальной точки отсчета, К.

Внутренняя энергия фазы e_q для сжимаемой и несжимаемой среды выражается с помощью энтальпии

$$e_q = h_q - \frac{p_{op} + p}{\rho_q}, \quad (6)$$

где p_{op} – опорное давление, задаваемое в расчетном пакете в качестве точки отсчета избыточного давления, т.е. $p = p_{abs} + p_{op}$ (здесь p_{abs} – абсолютное давление).

Описание кинетики конденсации

Для исследования процесса объемной конденсации к указанной ранее системе уравнений движения, энергии, состояния и пр. необходимо добавить учет кинетики конденсации. В основе описания этого процесса лежит кинетическое уравнение для функции распределения капель по размерам [25]

$$\frac{\partial f_r}{\partial t} + \vec{u} \nabla f_r + \frac{\partial}{\partial r} (\dot{r} f_r) = \frac{I}{\rho} \delta(r - r_{cr}), \quad (7)$$

где f_r – функция распределения капель по размерам, нормированная на количество капель в единице массы; \vec{u} – скорость, м/с; r – радиус

³ В настоящей работе моделируется ламинарный поток: число Рейнольдса Re вдоль центральной линии рассматриваемого сопла на различных режимах не превышает 600.

капли, м; \dot{r} – скорость роста капель, м/с; I – скорость нуклеации, $1/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$; ρ – плотность смеси, $\text{кг}/\text{м}^3$; δ – дельта-функция Дирака; r_{cr} – критический радиус капель, м.

Иногда используется также функция распределения частиц по размерам f , нормированная на количество капель в единице объема:

$$f = \rho f_r. \quad (8)$$

Для решения уравнения (4) существует несколько подходов, однако в настоящей работе применяется метод моментов, реализация которого в качестве отдельного расчетного модуля позволяет интегрироваться в уже готовые и известные расчетные CFD-пакеты. Это, в свою очередь, дает возможность рассматривать задачи, например, об объемной конденсации в машинах и аппаратах криогенной техники. Более подробно причины выбора проанализированы в [2].

В основе указанного метода лежит понятие момента функции распределения Ω_n – интеграла от произведения радиуса капли в степени n и функции распределения по радиусам:

$$\Omega_n = \int_{r_{cr}}^{\infty} r^n f dr. \quad (9)$$

Если считать, что скорость роста капли не зависит от ее радиуса, то после умножения правой и левой частей основного кинетического уравнения для функции распределения капель по размерам (7) на r^n и интегрирования полученного выражения по радиусу r в пределах от r_{cr} до бесконечности можно получить систему моментных уравнений в общем виде

$$\frac{\partial \Omega_n}{\partial t} = n \dot{r} \Omega_{n-1} + I r_{cr}^n - \nabla \bar{u} \Omega_n. \quad (10)$$

Аналогичную систему моментных уравнений можно записать и для моментов функции распределения, нормированной на количество капель в единице массы. Важно отметить, что при таком подходе фактически не используется сама функция распределения капель по размерам, однако при необходимости она может быть восстановлена. Физический смысл имеют только первые четыре момента ($n = 0-3$), на базе которых можно получить основные характеристики конденсационного аэрозоля. Так, нулевому моменту соответствует количество образовавшихся капель в единице массы или объема в зависимости от нормирования функции распределения, отношение первого момента к нулевому дает средний радиус капель, второй момент характеризует общую площадь поверхности капель, а третий, соответственно, их объем.

Помимо кинетического уравнения, описание кинетики конденсации включает в себя также не-

которые важные параметры, которым следует дать определение. Так, необходимым условием для возникновения фазового перехода является пересыщение, возникающее, например, при резком расширении при истечении смеси через сопло. Такое состояние характеризуется безразмерной степенью пересыщения $s = p_v/p_s(T)$, где p_v – давление пара; p_s – давление насыщения; T – температура. Для возникновения конденсации необходимо, чтобы степень пересыщения превысила единицу.

В пересыщенном паре капля растет, если ее радиус больше критического. Критическим радиусом является такой размер конгломерата молекул, при котором эта структура становится стабильной, т.е., если размер капли меньше критического радиуса, она может испаряться, а если выше, то расти. В настоящей работе для определения критического радиуса используется классическая формула Томпсона

$$r_{cr} = \frac{2\sigma(T_d, \bar{r}_d)}{\rho_l(T) R_l T \ln s}, \quad (11)$$

где $\sigma(T_d, \bar{r}_d)$ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м; T_d – температура капель, К; ρ_l – плотность конденсата, $\text{кг}/\text{м}^3$; R_l – индивидуальная газовая постоянная, Дж/(кг · К); \bar{r}_d – средний радиус капель, м.

Одной из важнейших характеристик процесса конденсации является скорость нуклеации – количество образующихся капель радиусом равным критическому в единице объема в единицу времени. Существует несколько исторически сложившихся методик для определения скорости нуклеации. В настоящей работе используется классическая теория нуклеации Френкеля – Зельдовича, основанная во многом на работах Фольмера и Вебера, а также Беккера и Деринга [26, 27].

В рамках классической теории нуклеации скорость зародышеобразования, или нуклеации, I в общем виде вычисляется по формуле

$$I = \left(\frac{1}{\rho_l} \right) \left(\frac{p_v}{RT} \right)^2 \sqrt{\frac{2\mu_v \sigma(T_d, \bar{r}_d) N_A^3}{\pi}} \times \exp \left\{ - \frac{16\pi N_A \left[\frac{\sigma(T_d, \bar{r}_d)}{R} \right]^3 \left(\frac{\mu_v}{\rho_l} \right)^2}{3T^3 (\ln s)^2} \right\}, \quad (12)$$

где μ_v – молярная масса пара, кг/моль; N_A – постоянная Авогадро.

Согласно [28] в настоящей работе, как и в [29], применяется поправка, учитывающая неизотермичность процесса нуклеации. Таким образом,

скорректированная величина определяется как $I_{\text{неиз}}$:

$$I_{\text{неиз}} = I \left[1 + \frac{L(T_d)^2}{R_v T^2 c_{pv} \left(1 + \frac{n_g c_{pg}}{n_v c_{pv}} \sqrt{\frac{m_g}{m_v}} \right)} \right], \quad (13)$$

где $L(T_d)$ – теплота фазового перехода в зависимости от температуры капель, кДж/кг; I – скорость нуклеации без учета неизотермичности, $1/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$; R_v – газовая постоянная для пара, Дж/(кг · К); c_{pv} , c_{pg} – удельная теплоемкость пара и газа соответственно, Дж/(кг · К); n_g , n_v – числовая плотность молекул газа и пара, $1/\text{м}^3$; m_g , m_v – масса молекул газа и пара, кг.

В уравнения для критического радиуса и скорости нуклеации входит коэффициент поверхностного натяжения σ , который, если учитывать малый размер капель, должен зависеть от радиуса образующихся и растущих частиц. Существует несколько способов учета этой зависимости, однако в настоящей работе принимается способ, описанный в [30–32]. Выражение для коэффициента поверхностного натяжения для наноразмерных капель можно представить в виде

$$\begin{aligned} \sigma(T_d, \bar{r}_d) &= 0.0756\sigma(T_d)\bar{r}_d \times \\ &\times \frac{\exp[1.6439\text{arctg}(1.2166\bar{r}_d/\delta + 0.8775)]}{(\bar{r}_d + 0.5575\delta)^{0.4424}} \times \\ &\times \frac{1}{(\bar{r}_d^2 + 1.4425\delta\bar{r}_d + 1.1958\delta^2)^{0.2788}}, \end{aligned} \quad (14)$$

где $\sigma(T_d)$ – коэффициент поверхностного натяжения в зависимости от температуры капель, Н/м; δ – здесь и далее параметр Толмана [30], для воды принимается равным 0.11×10^{-9} м [33].

Когда размер частиц конденсата становится много больше параметра Толмана ($\bar{r}_d \gg \delta$), можно применять классическую формулу, имеющую вид

$$\sigma(T_d, \bar{r}_d) = \frac{\sigma(T_d)}{1 \pm \frac{2\delta}{\bar{r}_d}}. \quad (15)$$

Также важно учитывать зависимость давления насыщения от кривизны капли, для этого применяется следующая поправка:

$$p_s(T, \bar{r}_d) = p_s(T) \exp\left[\frac{2\sigma(T_d, \bar{r}_d)}{\bar{r}_d \rho_l R_v T}\right]. \quad (16)$$

В настоящей работе рассматривается только один механизм увеличения размера капель – вследствие конденсации пара на их поверхности,

рост за счет соударений (коагуляция) не учитывается, при этом для определения скорости роста капель используется формула Герца – Кнудсена для двухтемпературной постановки

$$\dot{r} = \frac{1}{\rho_l} \left[\frac{p_v}{\sqrt{2\pi R_v T}} - \frac{p_s(T_d, \bar{r}_d)}{\sqrt{2\pi R_v T_d}} \right], \quad (17)$$

где $p_s(T_d)$ – давление насыщения пара при температуре капель, Па.

Программная реализация

Моделирование объемной конденсации осуществляется с применением CFD-пакета и специального расчетного модуля “Объемная конденсация”, который интегрируется в пакет и обменивается с ним данными. Подробное описание работы модуля можно найти в работах [1, 2].

Представленная ранее система моментных уравнений не может быть использована для интеграции в расчетный пакет в первоначальном виде вследствие особенностей работы пакета, ввиду чего предлагается адаптированная система, которая базируется на представлении каждого уравнения для момента функции распределения в виде закона сохранения, что позволяет применять пользовательские скаляры UDS (user defined scalar):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho \Omega_0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (F_i \Omega_0) &= S_{\Omega_0}; \\ \frac{\partial \rho \Omega_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (F_i \Omega_1) &= S_{\Omega_1}; \\ \frac{\partial \rho \Omega_2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (F_i \Omega_2) &= S_{\Omega_2}; \\ \frac{\partial \rho \Omega_3}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (F_i \Omega_3) &= S_{\Omega_3}, \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

где ρ – плотность, кг/м³; $\Omega_0 - \Omega_3$ – моменты функции распределения частиц по размерам; x_i – координата; F_i – массовый поток, кг/(с · м²); $S_{\Omega_0} - S_{\Omega_3}$ – источниковые члены.

Левая часть системы уравнений разрешается расчетным пакетом штатно, однако для этого необходимо предварительно определить источниковые члены и передать эти данные в пакет. Источниковые члены для скаляров (правая часть) выглядят следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} S_{\Omega_0} &= I; \\ S_{\Omega_1} &= I r_{cr} + \dot{r} \rho \Omega_0; \\ S_{\Omega_2} &= I r_{cr}^2 + 2\dot{r} \rho \Omega_1; \\ S_{\Omega_3} &= I r_{cr}^3 + 3\dot{r} \rho \Omega_2. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Объемные источники массы и энергии

Принимая во внимание нормирование функции распределения, можно ввести обозначение объемного момента Ω_{2V} (на примере Ω_2):

$$\Omega_{2V} = \rho \Omega_2. \quad (20)$$

В однотемпературной постановке объемные источники массы и энергии записываются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} S_{ml} &= \frac{4}{3} \pi r_c^3 \rho_l I + 4 \pi \rho_l \dot{r} \Omega_{2V}; \\ S_{mv} &= -S_{ml}; \\ S_e &= S_{ml} L(T), \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

где S_{ml} — объемный источник массы жидкого компонента смеси, кг/(м³ · с); S_{mv} — объемный источник — сток массы парового компонента, кг/(м³ · с).

При переходе к двухтемпературной постановке задачи претерпевают изменения только объемные источники энергии, в то время как массовые источники определяются аналогично. В новой постановке они записываются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} S_{el} &= [L(T_d) - c_{pv}(T_d - T)] S_{ml} - 4 \pi \Omega_{2V} q; \\ S_{eg} &= 4 \pi \Omega_{2V} q, \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

где S_{el} , S_{eg} — объемный источник энергии для жидкого и газового компонентов смеси, Дж/(м³ · с).

В свою очередь, межфазный тепловой поток q , Вт/м², определяется так [8]:

$$q = 2p \sqrt{\frac{R_g T}{2\pi}} \frac{T_d - T}{T} + 2\alpha p_s(T_d) \sqrt{\frac{R_v T_d}{2\pi}} - 2p_v \sqrt{\frac{R_v T}{2\pi}} - \frac{5}{4} [\alpha p_s(T_d) + p_v] \frac{-2\dot{r} \rho_l R_v}{\frac{p_v}{T} + \frac{p_s(T_d)}{T_d}}, \quad (23)$$

где R_g — индивидуальная газовая постоянная для газа-носителя, Дж/(кг · К); α — коэффициент конденсации, в настоящей работе принимается равным единице.

Стоит отметить, что формула (23) применима только в свободномолекулярном режиме роста капель, когда их размер много меньше средней длины свободного пробега молекул газовой фазы. Такое же ограничение имеет и формула Герца — Кнудсена (17), используемая для расчета скорости роста капель.

ПАРАМЕТРЫ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

Далее приведены данные по свойствам компонентов смеси в виде зависимостей параметров от температуры, определены характеристики геометрических моделей сопла, а также указаны на-

чальные условия, при которых производились термогазодинамические расчеты.

Свойства компонентов смеси

Ввиду того что проводится сравнение результатов расчета с экспериментальными данными сторонних авторов [20–22], в парогазовой смеси в качестве газа-носителя принят азот N₂, а в качестве конденсирующейся примеси — пары тяжелой воды D₂O.

Одна из важнейших характеристик, необходимых для моделирования объемной конденсации, — зависимость давления конденсирующегося компонента смеси от температуры на линии насыщения. В настоящей работе, поскольку характеристики потока определяются в области низких температур, ее заменяет кривая сублимации. Несмотря на то что свойства тяжелой воды хорошо изучены и она активно применяется в атомной промышленности, кривые насыщения в литературе представлены скудно. В данной работе используется зависимость следующего вида [34]:

$$\ln[p_s(T)] = A + BT^{-1} + C \ln(T) + DT, \quad (24)$$

где A , B , C , D — коэффициенты ($A = 95.700020$; $B = -8439.470752$; $C = -13.486506$; $D = 0.012010$).

Точность представления кривой насыщения оказывает сильное влияние на результаты расчетов, так как давление насыщения конденсирующегося компонента смеси входит в определение степени пересыщения, от которой, в свою очередь, экспоненциально зависит скорость нуклеации.

Геометрическая модель сопла

В настоящей работе рассматривается канал (сопло Tanimura), представляющий собой щелевое сопло Лавалья, характеристики которого соответствуют экспериментальным работам [20–22] и уже ранее использовались авторами при рассмотрении однотемпературной постановки аналогичной задачи [2].

Сеточная модель

Совокупность элементарных объемов или элементов, на которые разбивается геометрическая модель, представляет собой расчетную сетку, в узловых точках которой решается указанная ранее система уравнений. В данной работе проводили разбиение геометрической модели на элементы четырехугольной формы (hexa-элементы), при этом сетка дополнительно не сгущалась в пристеночной области. Отсутствие сгущения базируется на исследовании сеточной сходимости решения, при выполнении которого рассматривались различные типы элементов, их значение и

количество и в результате которого не было выявлено влияния пристеночного слоя на характеристики потока. При этом следует отметить, что максимальное число Рейнольдса Re в расчетной области существенно меньше критического значения. Однако важно понимать, что при изменении геометрической модели или значительном изменении начальных и/или граничных условий такое сгущение может стать оправданным.

Граничные и начальные условия

В качестве граничного условия на входе в расчетную область принимается *pressure-inlet* (давление на входе), для чего задаются начальное полное давление смеси p_0 , температура T_0 и массовая доля пара C_v , жидкость на входе отсутствует. На выходной границе задается условие *pressure-outlet* (давление на выходе), истечение в вакуум. Подразумевается, что за срезом сопла имитируется вакуумная камера, что соответствует экспериментальным данным, которые были выбраны в качестве ориентира [20–22].

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В настоящем исследовании были получены распределения относительного давления p/p_0 , температуры газовой фазы T и капель T_d , степени пересыщения s , скорости роста капель \dot{r} , межфаз-

ного теплового потока q , а также массовой доли образовавшегося конденсата как вдоль центральной оси по ее длине x , так и на плоскости, ограниченной контуром расчетной области.

Сравнение расчетных показателей с экспериментальными данными для сопла Tanimura

На рис. 2–4 представлено распределение расчетных и экспериментальных параметров парогазовой смеси при ее истечении через плоское щелевое сопло с учетом объемной конденсации. Приводятся данные для температуры, степени пересыщения, относительного давления, числовой плотности капель и массовой доли конденсата.

Как видно на рисунках, получено хорошее качественное и количественное согласование расчетных и экспериментальных данных [20–22], особенно в области активной конденсации. При этом максимальное отклонение, например, для температуры, давления и степени пересыщения не превышает 5%, а для числовой плотности и массовой доли капель – 10%. Заметное отличие расчетных данных от экспериментальных для количества капель в единице массы вызвано тем, что при расчете не учитывается коагуляция капель, которая приводит к снижению их количества после прекращения нуклеации. Исходя из полученных распределений и уровня согласования, можно сделать вывод, что переход к двухтем-

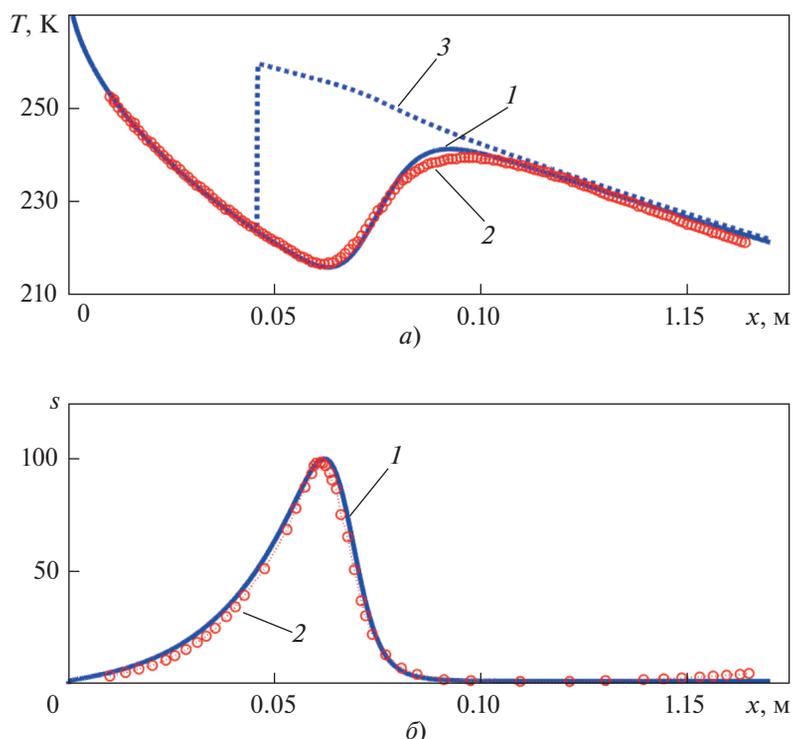
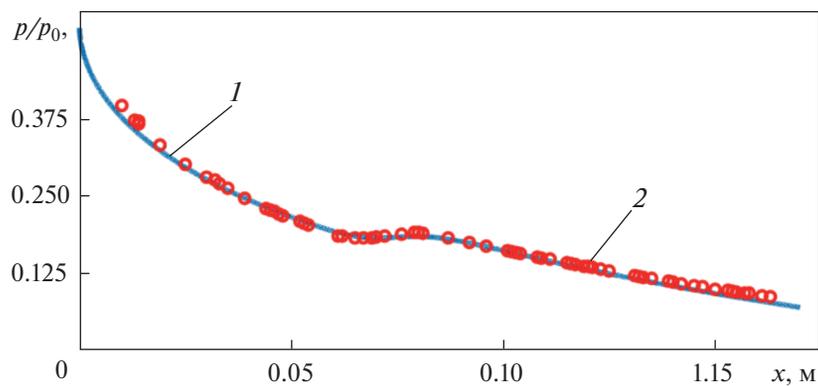
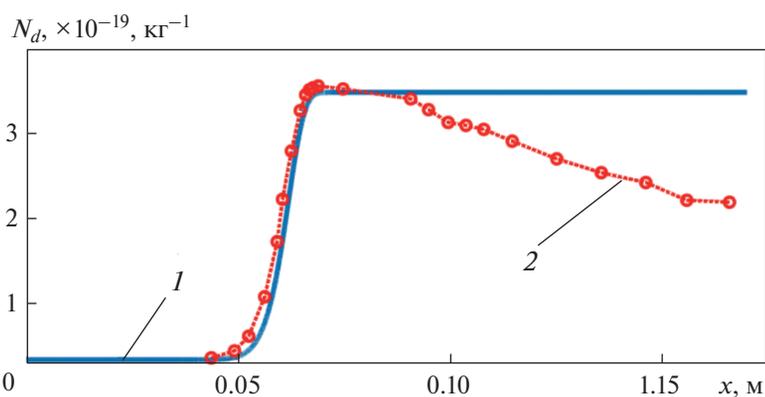


Рис. 2. Распределение температур T (а) и степени пересыщения s (б) вдоль осевой линии сопла x . 1, 3 – расчетные данные для температуры газовой фазы и капель; 2 – экспериментальные точки [20–22]



а)



б)

Рис. 3. Распределение относительного давления p/p_0 (а) и числовой плотности капель N_d (б) вдоль осевой линии сопла. 1 – расчетные данные; 2 – экспериментальные точки [20–22]

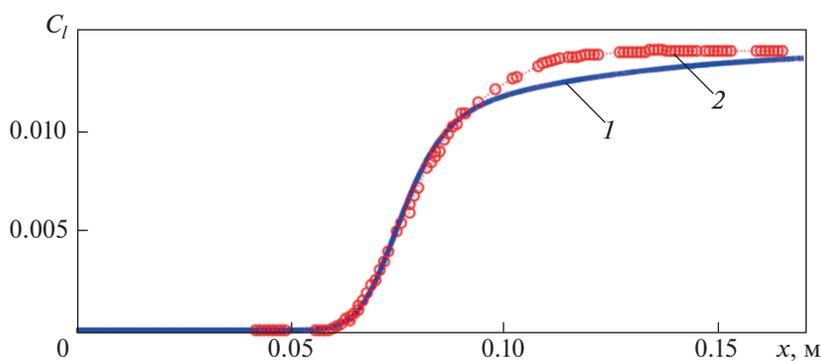


Рис. 4. Распределение массовой доли капель C_l вдоль осевой линии сопла. 1 – расчетные данные; 2 – экспериментальные точки [20–22]

пературной постановке не внес дополнительной неопределенности и при малом содержании примеси могут быть получены адекватные результаты. Важно отметить, что массовое содержание конденсирующейся примеси соответствует [20–22] и равно 1.82%.

На рис. 5 представлены экспериментальные, а также расчетные данные по температуре для од-

нотемпературной (1Т) и двухтемпературной (2Т) постановок. Относительная температура, например, для определения разности между постановками 1Т и 2Т рассчитывается по формуле $\Delta T = (1 - T^{1T}/T^{2T}) \times 100\%$.

Видно, что достигнуто качественное и количественное согласование данных, однако, как

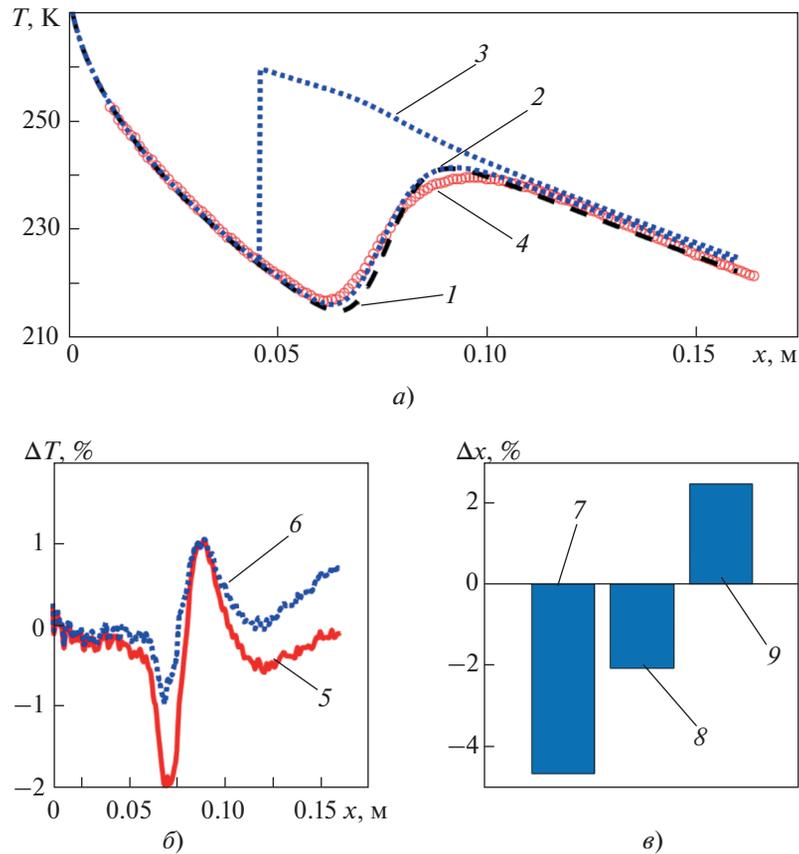


Рис. 5. Распределение температуры парогазовой смеси T (а) и относительная разность координат начала конденсации Δx (в). 1, 2, 3 – температура смеси в постановке 1Т, 2Т и капель; 4 – экспериментальные данные [20–22]; 5, 6 – относительная температура в постановке 1Т, 2Т; 7, 8, 9 – относительная разность координат начала процесса конденсации между экспериментальными данными и 1Т, между экспериментальными данными и 2Т, между 1Т и 2Т

показано на рис. 5, б, относительное отклонение расчетных данных от экспериментальных для постановки 2Т меньше, что свидетельствует о лучшей сходимости. Помимо согласования по уровню температур особенный интерес вызывает согласование по локализации начала процесса конденсации, что иллюстрирует рис. 5, в. Так, видно, что при постановке 1Т различие составляет примерно 5%, в то время как при постановке 2Т – примерно 2%, при этом различие между постановками 1Т и 2Т оказывается на уровне 2.2–2.5%. Подобное сравнение проводилось также для иных экспериментальных данных, например для истечения смеси азота и н-нонана [20–22], смеси воздуха и паров воды [23], при этом уровень отклонения для постановок 1Т и 2Т не увеличивался. В настоящей работе эти результаты не приводятся ввиду их малого отличия от уже представленных.

Сравнение моделей VOF и Eulerian

Как было отмечено ранее, существует несколько способов реализации учета двухтемпе-

ратурного приближения: введение дополнительного уравнения энергии в систему уравнений, разрешаемых с применением модели многофазности VOF, подобного уравнениям моментов (т.е. пользовательского скаляра), либо учет источников члена для компонента в модели многофазности Eulerian. На рис. 6, 7 представлены распределения температуры, межфазного теплового потока, степени пересыщения и скорости роста частиц вдоль центральной линии сопла.

На рис. 6 видно, что относительная разность температур в области активной конденсации не превышает 2%. Различия в температуре капель в области резкого скачка объясняются особенностями реализации модели. Так, до тех пор пока массовая доля образовавшихся капель не превышает заранее выбранный порог чувствительности, температура капель приравнивается к температуре газового потока. Реализация с применением стандартных методов одинакового порога чувствительности для моделей Eulerian и VOF в настоящий момент не представляется возможной. Несмотря на это, очевидно, что обе модели могут использоваться для исследования объемной конденсации

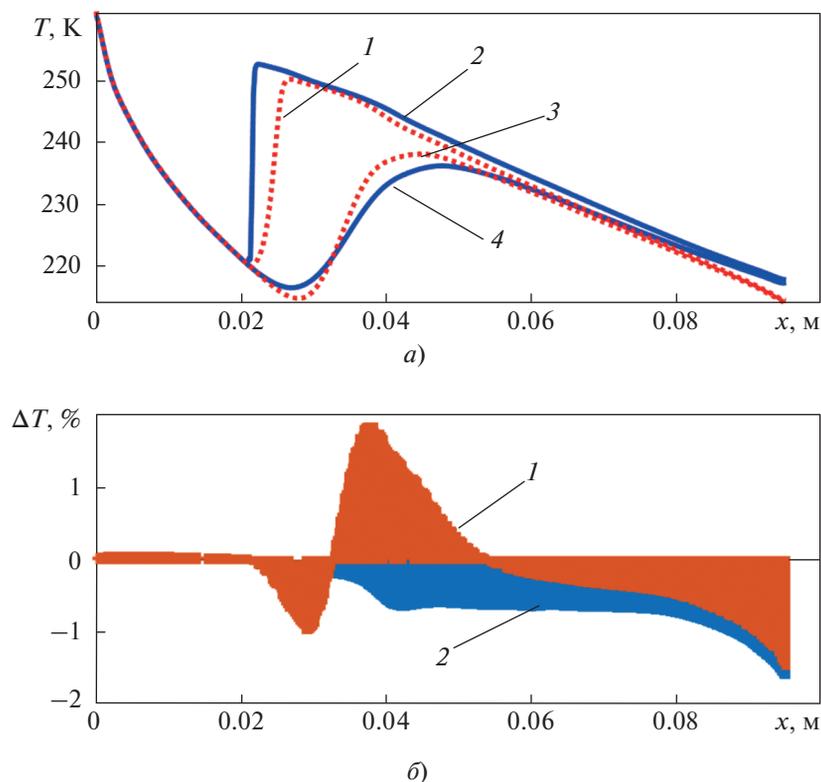


Рис. 6. Распределение температуры (а) и относительной разности температур (б) вдоль осевой линии сопла. 1, 2 – температура капель по моделям Eulerian и VOF; 3, 4 – температура газового потока по моделям Eulerian и VOF

в двухтемпературной постановке. При этом важно отметить, что модель многофазности Eulerian с точки зрения устойчивости решения очень чувствительна к интенсивности протекающих процессов. Так, для обеспечения устойчивости при решении поставленной задачи сильно занижались коэффициенты релаксации (Under Relaxation Factors), что, в свою очередь, повлекло за собой кратное увеличение времени расчетов. Модифицированная модель VOF при этом показала меньшую чувствительность к значениям источников членов, ввиду чего предлагается использовать именно ее в дальнейшей работе.

Различия, полученные при сравнении двух моделей, могут быть объяснены тем, что теплообмен между фазами для модели VOF моделируется через дополнительно встраиваемое и более сложное уравнение энергии, в то время как для модели Eulerian используется штатно разрешаемое уравнение энергии, для которого приняты отдельные допущения [15].

Для дальнейшего развития специального расчетного модуля “Объемная конденсация” [11] и его применения при расчете холодильных и криогенных турбомашин более актуальной является модернизированная модель VOF, так как она может быть использована для циклосимметричных постановок при работе в турбомодулях CFD.

Сравнение постановок 1Т и 2Т при различной массовой доле примеси

Ранее выдвигалась гипотеза о применимости однотемпературной постановки при условии малости массовой доли примеси в основном потоке. На этом предположении, в частности, построены работы [1, 2, 12, 16–18, 29]. Чтобы оценить вклад дополнительного уравнения энергии для образующихся и растущих капель, была выполнена серия расчетов при содержании примесей от 2.5 до 30.0% (по массе). Оценку проводили по относительной разности между температурами в постановках 1Т и 2Т для двух локализаций: в начале процесса конденсации ΔT_{\min} и при достижении максимальной интенсивности тепловыделения при конденсации ΔT_{\max} , т.е. при максимальной температуре газового потока. Также оценивали относительное отклонение координат начала процесса конденсации Δx_{\min} и достижения максимальной интенсивности Δx_{\max} . Полученные результаты приведены на рис. 8.

По показанным на рис. 8 отклонениям видно, что по общему уровню тепловыделения (в части достижения максимальной интенсивности) разница не превышает 4.5%, однако для оценки локализации начала фазового перехода применение однотемпературной модели не вполне оправдано: при массовом содержании конденсирующейся

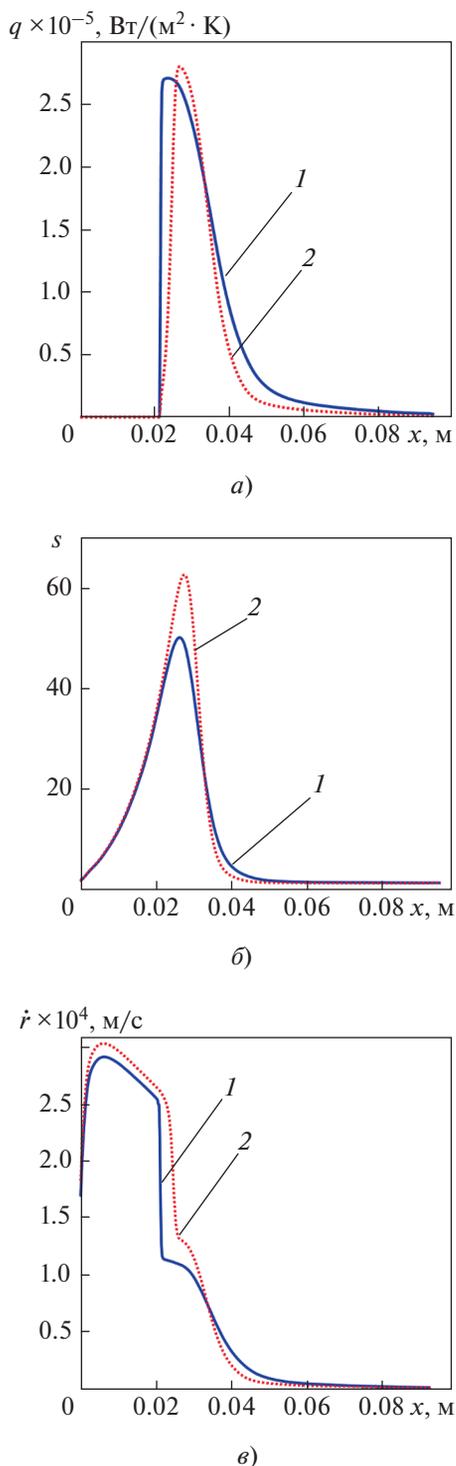


Рис. 7. Распределение удельного межфазного теплового потока q (а), степени пересыщения s (б), скорости роста капель \dot{r} (в) вдоль осевой линии сопла по модели Eulerian (1) и модели VOF (2)

примеси на уровне 2.5% отличие от постановки 2Т оказывается существенным и превышает 6%. С ростом массовой доли примеси отличие значительно возрастает.

Отдельно был рассмотрен интервал массовой доли примеси от 0.5 до 2.0% (рис. 9).

Ввиду рассмотренных отклонений, в том числе показанных на рис. 9, однотемпературное приближение при содержании примесей свыше 2.0% (по массе) рекомендуется применять только для определения общего уровня тепловыделения, что может быть полезно, например, для быстрой оценки влияния объемной конденсации на характеристики турбинной ступени. Известные ранее оценки показывали применимость однотемпературного приближения при содержании примесей до 5%, однако рассмотренные задачи в трехмерном виде позволило эти оценки уточнить.

На рис. 10 представлены распределения, не публиковавшиеся в предыдущих работах, однако достаточно наглядно показывающие процесс объемной конденсации.

Важно отметить, что, например, одномерное решение, на котором основано большое число известных работ, не позволяет учесть теплообмен на границе раздела фаз на периферии канала после завершения активного роста, что иллюстрируется на рис. 10, д. Видно, что межфазный тепловой поток сохраняется в области пересыщения (см. рис. 10, е), так как там уже не образуются новые капли, но все еще растут образовавшиеся ранее (см. рис. 10, з). Это позволяет наглядно оценить области, в которых капли образуются или растут. В рамках одномерного приближения принимается, что параметры потока изменяются только вдоль центральной линии канала, но при этом постоянны по сечению, однако при двухтемпературной и пространственно-трехмерной постановках это допущение оказывается неоправданным.

ВЫВОДЫ

1. Модернизированная модель многофазности VOF дает более точные результаты по сравнению с известными экспериментальными данными, при этом менее чувствительна с точки зрения устойчивости численного решения к высокой интенсивности источников членов, в отличие от модели Eulerian.

2. При сравнении расчетных данных с экспериментальными значениями сторонних авторов, а также при анализе отклонений максимальных и минимальных температур и областей локализации начала активного процесса конденсации и максимума интенсивности тепловыделения показано, что двухтемпературная модель более точно описывает течение с объемной конденсацией в потоке, нежели однотемпературная.

3. Применение однотемпературного приближения оправдано при массовом содержании при-

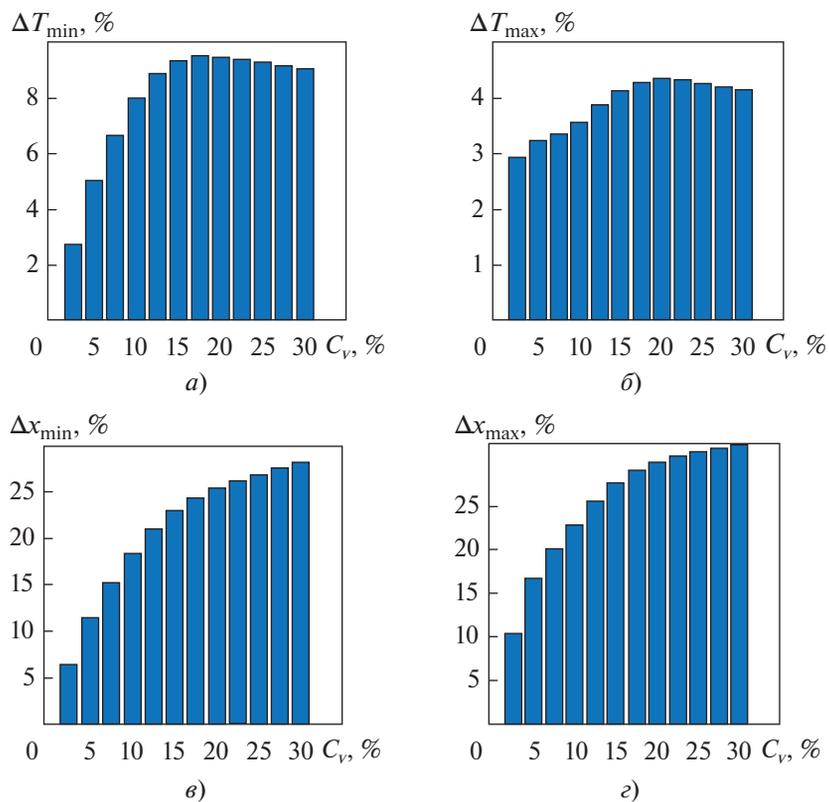


Рис. 8. Распределение относительных отклонений температур ΔT_{\min} (а), ΔT_{\max} (б) и координат Δx_{\min} (в), Δx_{\max} (г) для постановок 1Т и 2Т в зависимости от массовой доли примеси C_v

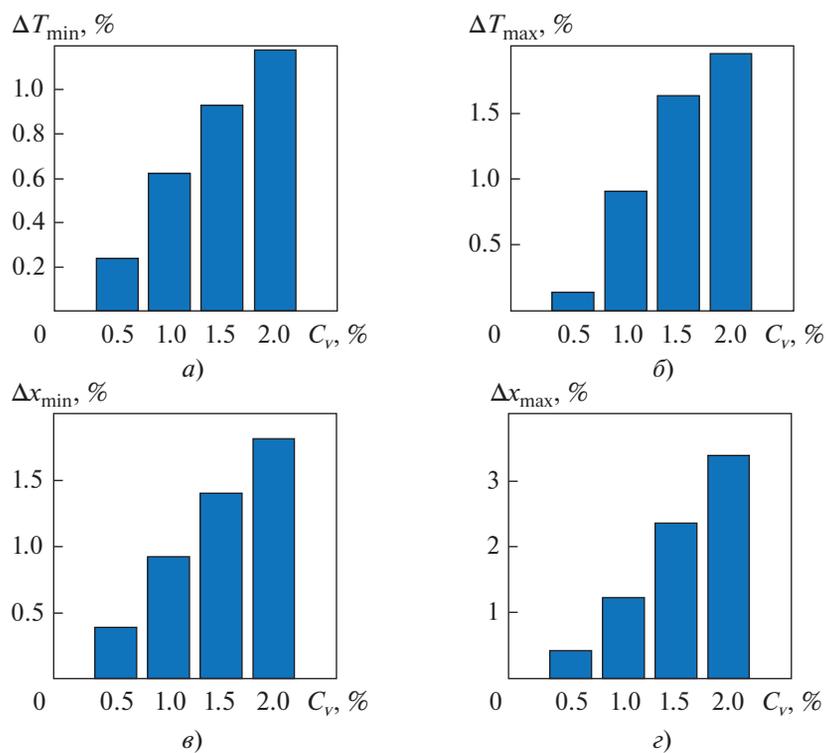


Рис. 9. Распределение относительных отклонений температур (а, б) и координат (в, г) для постановок 1Т и 2Т при массовой доле примеси от 0.5 до 2.0%

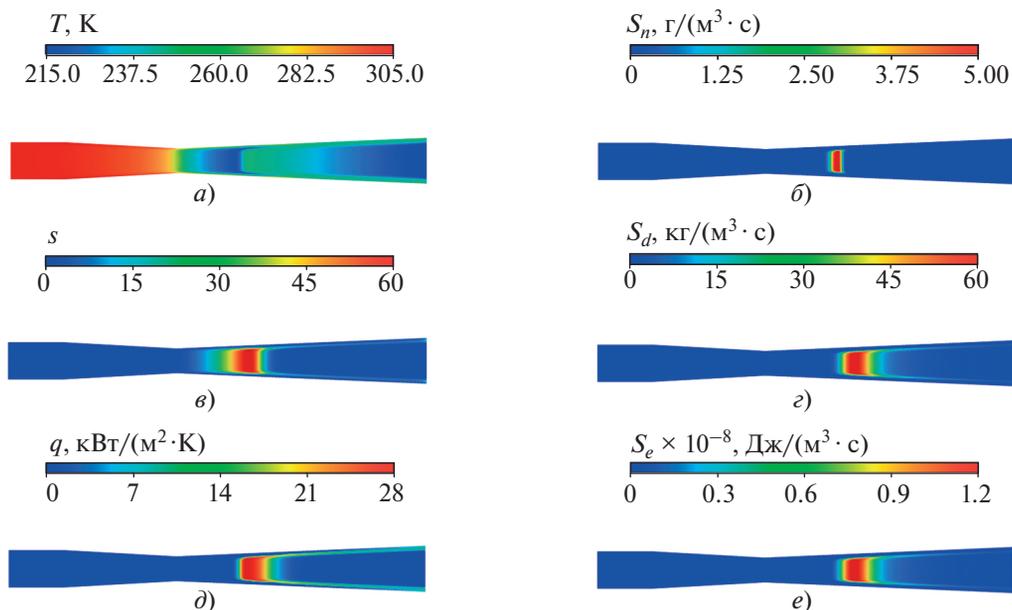


Рис. 10. Контурные распределения температуры капель T (а), источника массы, образующейся за счет нуклеации S_n (б), степени пересыщения s (в), источника массы, образующейся вследствие роста капель S_d (г), удельного межфазного теплового потока q (д), источника энергии к газовой фазе S_e (е)

меси не более 2%, так как зона локализации начала активного процесса конденсации оказывается существенно смещена по сравнению с двухтемпературной постановкой. При этом рекомендуется использовать однетемпературное приближение только для определения общего уровня тепловыделения, что может быть полезно, например, для быстрой оценки влияния объемной конденсации на характеристики турбинной ступени. Согласно известным оценкам, однетемпературную постановку можно применять при содержании примесей в смеси менее 5%, однако рассмотрение задачи в трехмерном виде позволило эти оценки уточнить.

4. Предположение об однородности потока по высоте канала (как одно из допущений для одномерных расчетов) при объемной конденсации в щелевом сопле Лавала не оправдывается при переходе к трехмерной двухтемпературной постановке: на границе раздела фаз сохраняется пересыщение, вследствие чего процесс роста капель продолжается на периферии потока.

5. В дальнейшем следует рассмотреть решение задачи с учетом коагуляции капель, являющейся еще одним механизмом роста капель – не только за счет объемной конденсации, но и вследствие соударений, а также переход к двухскоростной модели: капли могут вырастать до больших размеров, что приводит к отклонению их от линий тока. Это особенно важно учитывать при моделировании объемной конденсации в турбомашинах, так как капельная эрозия является существенной проблемой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сидоров А.А., Ястребов А.К. Интеграция модуля численного решения кинетического уравнения в CFD-пакет для задачи объемной конденсации при истечении парогазовой смеси через сопло // Вестник Дагестан. гос. техн. ун-та. Техн. науки. 2021. Т. 48. № 1. С. 65–75. <https://doi.org/10.21822/2073-6185-2021-48-1-65-75>
2. Сидоров А.А., Ястребов А.К. Моделирование процесса объемной конденсации при истечении парогазовой смеси через сопло методами CFD с применением специального расчетного модуля // Теплоэнергетика. 2023. № 4. С. 65–77. <https://doi.org/10.56304/S0040363623040070>
3. Numerical study of heterogeneous condensation in the de Laval nozzle to guide the compressor performance optimization in a compressed air energy storage system / G. Zhang, Y. Yang, J. Chen, Z. Jin, S. Dykas // Appl. Energy. 2024. V. 356. P. 122361. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2023.122361>
4. Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Двухфазные течения в элементах теплоэнергетического оборудования. М.: Энергоатомиздат, 1987.
5. Lv X., Bai B. A multi-fluid model for non-equilibrium condensation in gaseous carrier flows // Appl. Therm. Eng. 2014. V. 65. No. 1–2. P. 24–33. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2013.12.060>
6. Корценштейн Н.М., Самуйлов Е.В., Ястребов А.К. Новый метод моделирования объемной конденсации пересыщенного пара // ТВТ. 2009. Т. 49. Вып. 1. С. 89–100. <https://doi.org/10.1134/S0018151X09010118>
7. Kortsenshteyn N.M., Samuilov E.V. Heat and mass transfer in processes of condensation relaxation of supersaturated vapor // Heat Transfer Res. 2007. V. 38.

- Is. 6. P. 541–552.
<https://doi.org/10.1615/HeatTransRes.v38.i6.60>
8. **Kortsenshteyn N.M., Yastrebov A.K.** Interphase heat transfer during bulk condensation in the flow of vapor–gas mixture // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2012. V. 55. Is. 4. P. 1133–1140.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.09.059>
 9. **Жуховицкий Д.И., Храпак А.Г., Якубов И.Т.** Кинетика конденсации шлама в канале МГД-генератора. Квазистационарная конденсация // *ТВТ*. 1983. Т. 21. Is. 6. С. 1197–1205. <https://www.mathnet.ru/rus/tvt/v21/i6/p1197>
 10. **Гидаспов В.Ю.** Математическое моделирование высокоскоростных многофазных течений с физико-химическими превращениями: дис. ... докт. техн. наук. М., 2019.
 11. **Свид. РФ № 2022660181** о гос. регистрации программы для ЭВМ. Специальный расчетный модуль “Объемная конденсация” / А.А. Сидоров, А.К. Ястребов. Оpubл. 31.05.2022.
 12. **Сидоров А.А., Ястребов А.К.** Моделирование объемной конденсации при расширении парогазовой смеси в проточной части ступени турбодетандерного агрегата // *Теплоэнергетика*. 2022. № 10. С. 94–104.
<https://doi.org/10.56304/S0040363622090065>
 13. **Сидоров А.А., Ястребов А.К.** Численное моделирование процесса детандирования в турбоагрегате расширительного типа методом конечных объемов // *Теплоэнергетика*. 2021. № 8. С. 17–25.
<https://doi.org/10.1134/S0040363621070043>
 14. **Hirt C.W., Nichols B.D.** Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries // *J. Comput. Phys*. 1981. V. 39. Is. 1. P. 201–225.
[https://doi.org/10.1016/0021-9991\(81\)90145-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(81)90145-5)
 15. **ANSYS Fluent Theory Guide**. ANSYS Inc., 275 Technology Drive Canonsburg, Pensilvaniya, 2013. [Электрон. ресурс.] <https://www.ansys.com/Products/Fluids/ANSYS-Fluent>
 16. **Lee W.H.** A pressure iteration scheme for two-phase flow modeling: Technical Report LA-UR 79-975. Los Alamos, New Mexico, Los Alamos Scientific Laboratory, 1979.
 17. **Charton H., Perret C., Phan H.T.** Analysis of supersonic flows inside a steam ejector with liquid–vapor phase change using CFD simulations // *Thermo*. 2024. V. 4. P. 1–15.
<https://doi.org/10.3390/thermo4010001>
 18. **Моделирование** процессов конденсации хладона R113 в горизонтальной трубе методом VOF / Г.Г. Яньков, О.О. Мильман, К.Б. Минко, В.И. Артемов // *Теплоэнергетика*. 2023. № 1. С. 26–41.
<https://doi.org/10.56304/S0040363623110139>
 19. **Temperature** and gas-phase composition measurements in supersonic flows using tunable diode laser absorption spectroscopy: The effect of condensation on the boundary-layer thickness / S. Tanimura, Y. Zvinevich, B.E. Wyslouzil, M. Zahniser, J. Shorter, D. Nelson, J. Barry McManus // *J. Chem. Phys*. 2005. V. 122. Is. 19. P. 194304.
<https://doi.org/10.1063/1.1900084>
 20. **Laksmono H., Tanimura S., Wyslouzil B.E.** Methanol nucleation in a supersonic nozzle // *J. Chem. Phys*. 2011. V. 135. Is. 7. P. 074305.
<https://doi.org/10.1063/1.3624756>
 21. **Monomer**, clusters, liquid: an integrated spectroscopic study of methanol condensation / H. Laksmono, S. Tanimura, H.C. Allen, G. Wilemski, M.S. Zahniser, J.H. Shorter, D.D. Nelson, J. Barry McManus, B.E. Wyslouzil // *Phys. Chem. Chem. Phys*. 2011. V. 13. Is. 14. P. 5855–5871.
<https://doi.org/10.1039/C0CP02485F>
 22. **Nonisothermal** droplet growth in the free molecular regime / H. Pathak, K. Mullick, S. Tanimura, B.E. Wyslouzil // *Aerosol Sci. Technol*. 2013. V. 47. Is. 12. P. 1310–1324.
<https://doi.org/10.1080/02786826.2013.839980>
 23. **Lamanna G.** On nucleation and droplet growth in condensing nozzle flows: Phd Thesis. Technische Universiteit Eindhoven, 2000.
<https://doi.org/10.6100/IR539104>
 24. **Лабунцов Д.А., Ягов В.В.** Механика двухфазных систем: учеб. пособие для вузов. М.: Изд-во МЭИ, 2000.
 25. **Стернин Л.Е.** Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974.
 26. **Volmer M., Weber A.** Keimbildung in übersättigten gebilden // *Z. Phys. Chem., Stoechiom. Verwandtschaftsl.* 1926. Bd. 119. Nr. 3–4. S. 277–301.
 27. **Becker R., Döring W.** Kinetische Behandlung der keimbildung in übersättigten Dämpfen // *Ann. Phys*. 1935. Nr. 24. S. 719.
 28. **Куни Ф.М., Щекин А.К., Копейкин К.В.** Эффекты теплоты перехода в кинетике конденсации. Стационарный поток и стационарное распределение околоскритических капель // *Коллоид. журн*. 1984. Т. 46. С. 682–690.
 29. **Корценштейн Н.М., Петров Л.В.** Численное моделирование объемной конденсации при истечении парогазовой смеси через сопло // *Коллоид. журн*. 2017. Т. 79. № 3. С. 276–283.
 30. **Tolman R.C.** The effect of droplet size on surface tension // *J. Chem. Phys*. 1949. V. 17. Is. 3. P. 333–337.
<https://doi.org/10.1063/1.1747247>
 31. **Размерные зависимости** теплофизических свойств наночастиц. Поверхностное натяжение / А.Г. Кузмишев, М.А. Шебзухова, К.Ч. Бжихатлов, А.А. Шебзухов // *ТВТ*. 2022. Т. 60. № 3. С. 343–349.
<https://doi.org/10.31857/S0040364422030103>
 32. **Шебзухов З.А., Шебзухова М.А., Шебзухов А.А.** Межфазное натяжение на границах с положительной кривизной в однокомпонентных системах // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. 2009. № 11. С. 102–106.
 33. **Шебзухов З.А.** Размерная зависимость поверхностного натяжения и поверхностной энергии металлических наночастиц на границах жидкость – пар и твердое – жидкость: дис. ... канд. физ.-мат. наук. Нальчик, 2014.
 34. **Crabtree A.** Thermophysical properties of saturated light and heavy water for advanced neutron source applications. Washington: Oak Ridge National Laboratory, 1993.

CFD-Simulation of Bulk Condensation Considering the Finite Rate of Interphase Heat Transfer

A. A. Sidorov^{a, *} and A. K. Yastrebov^a

^a National Research University Moscow Power Engineering Institute, Moscow, 111250 Russia

*e-mail: AlexSid-MPEI@yandex.ru

Abstract—The work is devoted to simulation of the bulk condensation in a supersonic flow of a vapor-gas mixture through the Laval nozzle considering the finite rate of the interphase heat transfer. Numerical methods are examined for predicting the temperature of droplets using the improved VOF (Volume of Fluid) and Eulerian multiphase models. It has been demonstrated that, compared to the Eulerian model, the VOF model more accurately predicts the known experimental data and provides the numerical solution whose stability is less susceptible to the effect of high intensity source terms. Comparison of the predictions with the experimental data of other authors has revealed that the two-temperature model more accurately describes the flow with bulk condensation than the single-temperature model does. The application of a single-temperature approximation is justified when the impurity content in the mixture does not exceed 2% (by weight) since the zone of the active condensation onset is relocated considerably compared to its relocation in the case of the two-temperature approximation. However, the single-temperature approximation is recommended only for calculating the overall heat release level that could be beneficial, for example, for quick assessment of the effect of bulk condensation on turbine stage performance. The previously obtained estimates confirmed the applicability of the single-temperature formulation at an impurity content as high as 5 wt %, but solving this problem in 3D formulation improved the accuracy of these estimates. It has been revealed that the assumption about the flow homogeneity along the channel height (as one of the assumptions employed in one-dimensional calculations) during bulk condensation in a slot-type Laval nozzle is not valid on changing-over to a three-dimensional two-temperature formulation: supersaturation persists at the phase boundary, as a result of which the droplet growth process continues at the circumference of the flow.

Keywords: bulk condensation, multiphase flow, multiphase model, finite volume simulation, CFD-software package, kinetic equation