

УДК 621.565.83

РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ КОНДЕНСАЦИИ В УСЛОВИЯХ НЕВЕСОМОСТИ И ПРИ НАЛИЧИИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ ДЛЯ МИНИАТЮРНЫХ КОНТУРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

© 2023 г. А. А. Великанов*, Д. Н. Ильмов**,
С. Б. Кудряков***, О. А. Нагорнова, В. В. Соболев ****

АО ГНЦ “Центр Келдыша”, Москва, Россия

*E-mail: velikanov_a@bk.ru

**E-mail: ilmovdn@mail.ru

***E-mail: kudryakov@kerc.msk.ru

****E-mail: sobolev@kerc.msk.ru

Поступила в редакцию 19.10.2021 г.

После доработки 24.10.2022 г.

Принята к публикации 06.12.2022 г.

Разработана физико-математическая модель конденсации при кольцевом режиме течения, когда влияние силы тяжести пренебрежимо мало. Модель конденсации основана на вычислении потерь давления на трение с помощью методики Сана и Мишима, разработанной для миниканалов. Учитывается восстановление давления вследствие уменьшения скорости пара. В предположении, что конденсат двигается в виде ламинарной пленки с распределением скорости по закону Хагена–Пуазейля, вычисляются ее толщина и истинное паросодержание. Для наземных условий разработан способ сопряжения модели кольцевого течения с моделью расслоенного течения, которое может реализовываться на конечном участке конденсации при уменьшении скорости пара и доминировании силы тяжести. Благодаря этому расчетные результаты по определению среднего коэффициента теплоотдачи и длины участка конденсации при наличии силы тяжести хорошо согласуются с экспериментальными результатами, полученными в миниатюрной аммиачной контурной тепловой трубе в климатической камере.

DOI: 10.31857/S0040364423010118

ВВЕДЕНИЕ

Развитие космической техники и современной микроэлектроники в целом требует создания миниатюрных, экономичных и надежных систем теплового регулирования. В качестве теплопередающих устройств в них широко применяются тепловые трубы (ТТ) и, в частности, миниатюрные контурные тепловые трубы (КТТ). Контурные ТТ обладают всеми преимуществами “классических” ТТ, имеют более высокую теплопроводящую способность и менее чувствительны к ориентации в пространстве в наземных условиях (при наличии силы тяжести). Это достигается благодаря тому, что для прокачки теплоносителя используются более мелкопористые капиллярные структуры, расположенные непосредственно в зоне теплоподвода, а испаритель и конденсатор соединены гибкими трубками диаметром 1–3 мм, предназначенными для раздельного переноса теплоносителя в паровой и жидкой фазах [1]. Конденсация обычно происходит в гладкой охлаждаемой плавно изогнутой трубке, как правило, такого же диаметра. Для КТТ космического назначения в

качестве теплоносителя обычно используется аммиак (аммиак особой чистоты с содержанием аммиака 99.9999%, ТУ 2114-005-16422443-2003) или пропилен. Далее считается, что теплоносителем является аммиак особой чистоты, поэтому рассматривается конденсация чистого пара. Миниатюрные аммиачные КТТ работают при температурах от -50 до $+50$ °С и обычно передают от 5 до 60 Вт тепла.

Одним из критических моментов при разработке расчетных методик, моделирующих функционирование КТТ, является расчет теплообменных процессов с фазовыми переходами в испарителе и конденсаторе КТТ. Настоящая работа посвящена конденсации.

Термическое сопротивление при конденсации чистого пара связано с пленкой конденсата, образующейся на охлаждаемой поверхности [2]. Чем тоньше пленка, тем выше коэффициент теплоотдачи при прочих равных условиях. При одинаковой толщине медленно движущаяся ламинарная пленка обладает большим термическим сопротивлением, чем быстро движущаяся турбулентная.

При конденсации в горизонтальных трубах [2] для потоков с большой скоростью пара возникающий конденсат сначала образует кольцевую пленку. Часть конденсата уносится в виде капель с потоком пара (дисперсно-кольцевой режим течения). Далее вдоль трубы скорость пара падает вследствие конденсации, что приводит к снижению динамического воздействия пара. Это уменьшает унос, так как сдвигающее усилие, отрывающее капли, ослабляется. Далее может возникать асимметрия пленки, вызванная тем, что действие силы тяжести становится преобладающим. Такой режим течения называется “расслоенным”.

На сегодняшний день имеется достаточно большое количество работ по экспериментальным исследованиям конденсации в КТТ. Работа [3] посвящена визуализации функционирования плоского испарителя и плоского конденсатора высокоэффективной водяной КТТ с максимальной тепловой нагрузкой до 550 Вт. Конденсатор принудительно охлаждался водой комнатной температуры. Рассматривалось влияние силы тяжести, так как испаритель был расположен ниже конденсатора. При конденсации с увеличением тепловой нагрузки наблюдались различные режимы течения: пузырьковый, снарядный, эмульсионный, волнообразно-кольцевой и дисперсно-кольцевой, когда значительное количество жидкости разбрызгивалось и уносилось паром в виде тумана.

В [4] проводились визуализационные исследования конденсации в криогенной КТТ с пропиленом в качестве теплоносителя при относительно низких температурах (153–283 К). Испытания проходили в вакуумной камере. Конденсатор имел квадратное сечение $2.5 \times 2.5 \text{ мм}^2$. Особенности конденсации была низкая скорость потока, соответствующая тепловой мощности 20 Вт, и высокая вязкость жидкости. В основном наблюдались волнообразно-кольцевой режим течения конденсата и расслоенный. В случае расслоенного режима течения, который наблюдался при относительно высоких температурах, для коэффициента теплоотдачи достаточно хорошо удалось подобрать корреляционную зависимость Чато [5], а для кольцевого режима при относительно низких температурах — корреляцию Акерса [6].

Работа [7] посвящена визуализации конденсации чистой воды в канале квадратного сечения $2 \times 2 \text{ мм}^2$ при тепловой нагрузке 100–400 Вт. Конденсатор охлаждался проточной термостатированной водой с температурой 70–95°C. Наблюдался кольцевой режим течения во всем диапазоне параметров эксперимента. Существовала четкая граница в виде мениска между зоной конденсации и зоной, занятой жидкостью ниже по течению. Были оценены локальные и средние коэффициенты теплоотдачи при конденсации, которые имели значения 10000–55000 Вт/(м² К). Показано,

что безразмерные зависимости средней интенсивности теплоотдачи при пленочной конденсации внутри труб от скорости потока пара на входе в канал, предложенные Каваллини [8], Бойко [9], Шахом [10], согласуются с экспериментом достаточно плохо, можно сказать — только по порядку величины. В [7] отмечено, что разработчики КТТ сталкиваются с проблемой отсутствия достоверных моделей конденсации в трубах малого диаметра.

Действительно, автор работы [11], в которой представлен анализ наиболее известных полуэмпирических соотношений для расчета основных характеристик двухфазного потока конденсации в горизонтальной трубе, приходит к выводу, что результаты расчетов, полученные с использованием соотношений различных исследований, могут сильно различаться. Это связано с тем, что большинство зависимостей было получено при обобщении экспериментальных данных для узкого диапазона исследуемых параметров и конкретных жидкостей. За пределами этого диапазона и для других жидкостей такие соотношения либо оказываются недействительными в целом, либо могут использоваться в качестве оценочных с высокой степенью погрешности.

На фоне этой проблемы представляют интерес исследования Б.Н. Буза и др. [12], в ходе которых были разработаны универсальные теоретические модели, позволяющие проводить расчеты локального теплообмена при различных сочетаниях режимов потока пара и пленки жидкости — турбулентно-турбулентном, турбулентно-ламинарном и т.д., во время полной конденсации пара в горизонтальных трубах. Именно знакомство с исследованиями [12] явилось отправной точкой настоящей работы. Однако в [12] не учитывались такие эффекты, как волнообразование на межфазной поверхности, “восстановление” давления при уменьшении скорости двухфазного потока вследствие конденсации. Также остается открытым вопрос о критическом числе Рейнольдса пленки, при котором осуществляется переход к турбулентному режиму течения жидкости. В [12] критическое число Рейнольдса принято равным 50. В известном справочнике [2] автор соответствующей главы предупреждает читателей, что надежные данные по критическому числу Рейнольдса отсутствуют. Согласно [2], критическое число Рейнольдса, равное 50, является предельным случаем при существенном доминировании сил трения вследствие больших скоростей пара, причем, вероятно, для труб большого диаметра. Для микрочаналов диаметром 1–3 мм, согласно [13], переход к турбулентному режиму наблюдается при числах Рейнольдса жидкости, равных или больших 2000. Из-за малого размера канала не только затягивается переход к турбулентному режиму течения, но также затрудняется переход к расслоенному режиму [13].

В настоящей работе предлагается модель конденсации, основанная на вычислении потерь давления на трение с помощью методики Сана и Мишима [14]. Она представляет собой модификацию методики Локхарта–Мартинелли, разработана путем обобщения статистических данных по двухфазному течению в миниканалах. Модель конденсации учитывает восстановление давления вследствие уменьшения скорости пара. В предположении, что конденсат двигается в виде ламинарной пленки с распределением скорости по закону Хагена–Пуазейля [15], вычисляются толщина этой пленки и истинное паросодержание. Благодаря тому, что в предлагаемой модели заложено ограниченное количество эмпирических зависимостей, ее можно считать физически обоснованной для расчета конденсации в условиях невесомости. При наличии силы тяжести для миниканалов предложен способ сопряжения кольцевого режима и расслоенного. Показано, что благодаря использованию данного способа сопряжения результаты расчета и эксперимента по конденсации в конденсаторе миниатюрной контурной тепловой трубы хорошо согласуются.

КОНДЕНСАЦИЯ ПРИ ОТСУТСТВИИ СИЛ ТЯЖЕСТИ

Расчет градиента давления двухфазного потока.

Касательное напряжение на границе раздела фаз и толщина пленки конденсата связаны с градиентом давления при движении двухфазного потока в канале. При отсутствии силы тяжести и в горизонтальных трубах на градиент давления влияют сила вязкого трения и инерция потока [13]:

$$\frac{dp}{dz} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{FR} + \left(\frac{dp}{dz}\right)_{INER},$$

где z – продольная координата, м.

Изменение давления за счет сил инерции следует из закона сохранения количества движения. В канале постоянного диаметра D оно происходит вследствие фазового перехода, т.е. вследствие изменения плотности и скорости двухфазного потока:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{INER} = -\frac{d}{dz}(\rho_M u_M^2).$$

При конденсации $\frac{d}{dz}(\rho_M u_M^2) < 0$, $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{INER} > 0$.

Таким образом происходит восстановление давления. Во всех проведенных ниже расчетах учет инерционной составляющей приводит к уменьшению среднего коэффициента теплоотдачи и увеличению длины участка конденсации на 11–19%.

Для объемного и массового расходов справедливы соотношения

$$V = V_V + V_L, \quad G = G_V + G_L = \text{const.}$$

Скорость смеси

$$u_M = \frac{V}{S} = \frac{G}{\rho_M S},$$

плотность смеси

$$\begin{aligned} \rho_M &= \frac{G}{V} = \frac{G_V + G_L}{V} = \\ &= \frac{V_V \rho_V + V_L \rho_L}{V} = \varepsilon \rho_V + (1 - \varepsilon) \rho_L, \end{aligned}$$

где $\varepsilon = V_V/V$ – объемное паросодержание; S – площадь сечения канала, м²; ρ – плотность, кг/м³; индексы M , L , V обозначают двухфазную смесь, жидкость и пар. Кроме объемного паросодержания, используется еще массовое паросодержание $x = G_V/G$.

В итоге изменение давления за счет сил инерции можно записать в виде выражений

$$\begin{aligned} \left(\frac{dp}{dz}\right)_{INER} &= -\frac{d}{dz} \left(\rho_M \left(\frac{G}{\rho_M S} \right)^2 \right) = \\ &= -\frac{G^2}{S^2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\rho_M} \right) = \frac{G^2}{S^2} \frac{\rho_V - \rho_L}{(\varepsilon \rho_V + (1 - \varepsilon) \rho_L)^2} \frac{d\varepsilon}{dz}. \end{aligned} \quad (1)$$

Составляющая градиента давления за счет вязкого трения сначала рассчитывалась по классической методике Локхарта–Мартинелли в изложении [2]. Идея заключается в том, чтобы связать потери давления на трение для двухфазного потока с потерями давления для газовой и жидкой фазы в условиях движения в канале только одной фазы. Определим числа Рейнольдса для пара и жидкости так, как если бы двигался только пар или только жидкость:

$$\text{Re}_V = \frac{G_V D}{\mu_V S}, \quad \text{Re}_L = \frac{G_L D}{\mu_L S}.$$

По стандартным зависимостям определяется коэффициент сопротивления однофазного потока:

$$\begin{aligned} \text{при } \text{Re} \leq 2000, \quad \xi &= 64/\text{Re}, \\ \text{при } \text{Re} \geq 5000, \quad \xi &= 0.316/\text{Re}^{0.25}, \\ \text{при } 2000 < \text{Re} < 5000, \quad \xi &= \xi_{2000} + \\ &+ \frac{\xi_{5000} - \xi_{2000}}{5000 - 2000} (\text{Re} - 2000) \end{aligned} \quad (2)$$

где ξ_{2000} и ξ_{5000} – коэффициенты сопротивления трения при $\text{Re} = 2000$ и 5000 соответственно.

Определим потери давления однофазного потока пара и жидкости:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_V = \xi(\text{Re}_V) \frac{\rho_V u_V^2}{2D}, \quad \left(\frac{dp}{dz}\right)_L = \xi(\text{Re}_L) \frac{\rho_L u_L^2}{2D},$$

где $u_V = G_V/(\rho_V S)$, $u_L = G_L/(\rho_L S)$.

Параметр Мартинелли рассчитывается как

$$X = \sqrt{\frac{(dp/dz)_L}{(dp/dz)_V}}$$

Множитель трения двухфазного потока:

$$\Phi^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$$

Для ламинарно-ламинарного потока ($Re_L < 2000$, $Re_V < 2000$) $C = 5$, для ламинарно-турбулентного потока ($Re_L < 2000$, $Re_V > 5000$) $C = 12$. В промежуточном случае ($Re_L < 2000$, $2000 < Re_V < 5000$) применена линейная интерполяция параметра C , аналогично расчету коэффициента сопротивления (2).

В результате определяются потери давления на трение в двухфазном потоке

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{FR} = \Phi^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_L$$

Начиная с 1949 г., методика Локхарта–Мартинелли постоянно дополнялась и совершенствовалась. Для лучшего согласования расчетных результатов с результатами проведенных экспериментов больше подходит современная методика Сана и Мишима [14], разработанная специально для миниканалов. Она предполагает, что

$$\Phi^2 = 1 + \frac{C}{X^{1.19}} + \frac{1}{X^2},$$

$$C = 1.79 \left(\frac{Re_V}{Re_L}\right)^{0.4} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.5},$$

где C – параметр режима течения.

По сравнению с методикой Локхарта–Мартинелли методика Сана и Мишима приводит к средним значениям коэффициента теплоотдачи, на 14–20% большим. В представленных ниже результатах расчетов использована методика Сана и Мишима.

Для вычисления градиента давления с учетом инерционной составляющей необходимо знать объемное паросодержание. Предположим, что конденсат движется в виде ламинарной пленки с распределением скорости по закону Хагена–Пуазейля [15]

$$u = \frac{1}{4\mu_L} (r^2 - R^2) \frac{dp}{dz}$$

Здесь $\frac{dp}{dz} < 0$; R – радиус канала, м; r – радиальная координата, м; μ – коэффициент динамической вязкости, Па·с. Точка $r = R$ соответствует “стенке”, точка $r = 0$ – центру канала, а точка $r = R - \delta$ скорости жидкости на границе раздела фаз:

$$u_\delta = \frac{\delta(\delta - 2R)}{4\mu_L} \frac{dp}{dz}$$

Массовый расход жидкости в ламинарной пленке равен

$$G_L = \int_{R-\delta}^R 2\pi r \rho_L u dr = -\frac{\pi \rho_L \delta^2 (D - \delta)^2}{8\mu_L} \frac{dp}{dz} \quad (3)$$

Разработанный расчетный алгоритм предполагает, что, задавшись G_L и $\frac{dp}{dz}$, можно вычислить толщину пленки по (3)

$$\delta = \frac{D}{2} - \frac{\sqrt{D^2 - 4\sqrt{A}}}{2}, \quad A = -\frac{8\mu_L G_L}{\pi \rho_L \frac{dp}{dz}} \quad (4)$$

Определив δ , вычисляем объемный расход жидкости и объемное паросодержание:

$$V_L = \int_{R-\delta}^R 2\pi r u dr = -\frac{\pi \delta^2 (D - \delta)^2}{8\mu_L} \frac{dp}{dz} \quad (5)$$

$$\varepsilon = \frac{V - V_L}{V} = \frac{\frac{G}{V_L} - \rho_L}{\frac{G}{V_L} - \rho_L + \rho_V} \quad (6)$$

Расчет локального коэффициента теплоотдачи.

Для расчета локального коэффициента теплоотдачи ламинарной пленки используются соотношения из справочника [2], предложенные в [16]. В [2] эти соотношения рекомендованы для конденсации и на вертикальных, и на горизонтальных поверхностях. Их можно записать в виде

$$\alpha = 1.41 Re_L^{-1/2} \frac{\lambda_L \rho_L^{1/2}}{\mu_L} \tau_I^{1/2} \quad (7)$$

$$\tau_I = \frac{D - 2\delta}{4} \frac{dp}{dz} \quad (8)$$

Здесь λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(К·м); τ – касательное напряжение, Па.

Для вычисления коэффициента теплоотдачи можно воспользоваться более простым подходом:

$$\alpha = \frac{K}{\frac{D}{2\lambda_L} \ln\left(\frac{D}{D - 2\delta}\right)} \quad (9)$$

Т.е. при коэффициенте волновой интенсификации теплообмена $K = 1$ коэффициент теплоотдачи определяется термическим сопротивлением пленки конденсата. Для учета интенсификации теплообмена за счет волн при $Re_L > 30.41$ можно ввести поправочный коэффициент, предложенный Кутателадзе [2, 17]:

$$K = 0.8 \left(\frac{Re_L}{4}\right)^{0.11}$$

Отметим, что, когда в приведенных ниже расчетах Re_L достигал максимального значения 180, K составлял 1.22.

Ниже показано, что формулы (7) и (9) приводят практически к идентичным результатам.

Количество тепла, отдаваемого паром стенке трубы на участке длиной dz :

$$dQ = \alpha \pi D dz \Delta T,$$

где $\Delta T = T_{SAT}(p) - T_w$ – температурный напор; индексы SAT , W соответствуют насыщению и стенке.

Уравнения материального баланса:

$$\frac{dG_L}{dz} = \frac{1}{\psi} \frac{dQ}{dz}, \quad G_V = G - G_L,$$

где G – общий массовый расход пара и жидкости, равный начальному расходу пара; ψ – теплота фазового перехода, Дж/кг.

Решая предложенную систему уравнений от входного сечения, в котором $G_L = 0$, до некоторого сечения смыкания пленки, можно получить распределения всех параметров вдоль канала.

Вычислительный алгоритм. Участок конденсации разбивается на небольшие отрезки длиной Δz . В расчетах начальный пространственный шаг задан $\Delta z = 0.1$ мм. Предполагается, что в точке z_i все параметры потока известны. Для определения параметров в точке z_{i+1} выполняется следующая последовательность действий.

1. На участке от z_i до z_{i+1} задается изменение массового расхода пара ΔG_V . Средний расход пара на этом участке $G_V = G_{Vi} - \Delta G_V/2$, расход жидкости $G_L = G_{Li} + \Delta G_V/2$, массовое паросодержание $x = G_V/G$.

2. При известных массовых расходах вычисляется $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{FR}$ по методике Сана и Мишима.

3. Задается градиент давления $\frac{dp}{dz}$. При извест-

ных массовых расходах и $\frac{dp}{dz}$ рассчитываются толщина пленки δ , объемный расход пара V и объемное паросодержание ϵ по (4)–(6). Вычисляется

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{INER} \text{ по (1).}$$

4. Проводится проверка, выполняется ли условие $\frac{dp}{dz} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{FR} + \left(\frac{dp}{dz}\right)_{INER}$. Если условие не вы-

полняется, то задается другой градиент $\frac{dp}{dz}$. Подбор проводится методом деления отрезка пополам. Ес-

ли подобрать $\frac{dp}{dz}$ не удастся, задается другое значение ΔG_V .

5. При известных $\frac{dp}{dz}$ и толщине пленки δ вычисляются касательное напряжение на границе раздела фаз τ_l по (8), коэффициент теплоотдачи α – по (7).

6. Проводится проверка выполнения условия $\Delta G_V = \frac{\pi D \alpha \Delta T \Delta z}{\Psi}$. Если условие не выполняется, задается другое значение ΔG_V . Подбор проводится методом деления отрезка пополам. В том случае, если решение подобрать не удастся на конечном участке конденсации, пространственный шаг уменьшается вдвое. В расчетах этот прием позволяет получить почти полное смыкание пленки. Задано, что решение прекращается, когда $\delta/R > 0.999$, при этом массовое паросодержание уменьшается до величин порядка 10^{-7} .

7. Вычисляются параметры в точке z_{i+1} :

$$G_{Vi+1} = G_{Vi} - \Delta G_V, \quad G_{Li+1} = G_{Li} + \Delta G_V, \\ p_{i+1} = p_i - \frac{dp}{dz} \Delta z, \quad T_{i+1} = f(p_{i+1}) \text{ и т.д.}$$

8. Осуществляется переход к следующему пространственному шагу.

Расчет конденсации при отсутствии сил тяжести. Теплофизические свойства аммиака приняты согласно данным [18]. На рис. 1 приведены распределения основных параметров при конденсации аммиака в трубке диаметром 1.5 мм при общем тепловом потоке 60.6 Вт. Температура пара на входе задана равной $t_{V0} = 11.5^\circ\text{C}$, температура стенки $t_w = 3.4^\circ\text{C}$. Конденсация происходила в условиях невесомости. Общая длина участка конденсации составила $z_c = 529.2$ мм. Вычислялся средний по длине коэффициент теплоотдачи $\bar{\alpha} = \frac{1}{z_c} \int_0^{z_c} \alpha dz = 2995 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$. Отметим, что с хорошей точностью

$$\bar{\alpha} \approx \frac{Q}{\pi D z_c (T_{V0} - T_w)},$$

поскольку текущая температура пара отличается от T_{V0} крайне незначительно.

На рис. 1а представлена динамика изменения давления вдоль канала. Штриховой линией показано, как менялось бы давление при движении чистого пара без конденсации. На рис. 1б по левой шкале приведена скорость пара u_V , если бы только пар занимал весь канал, а также действительная расходная скорость пара:

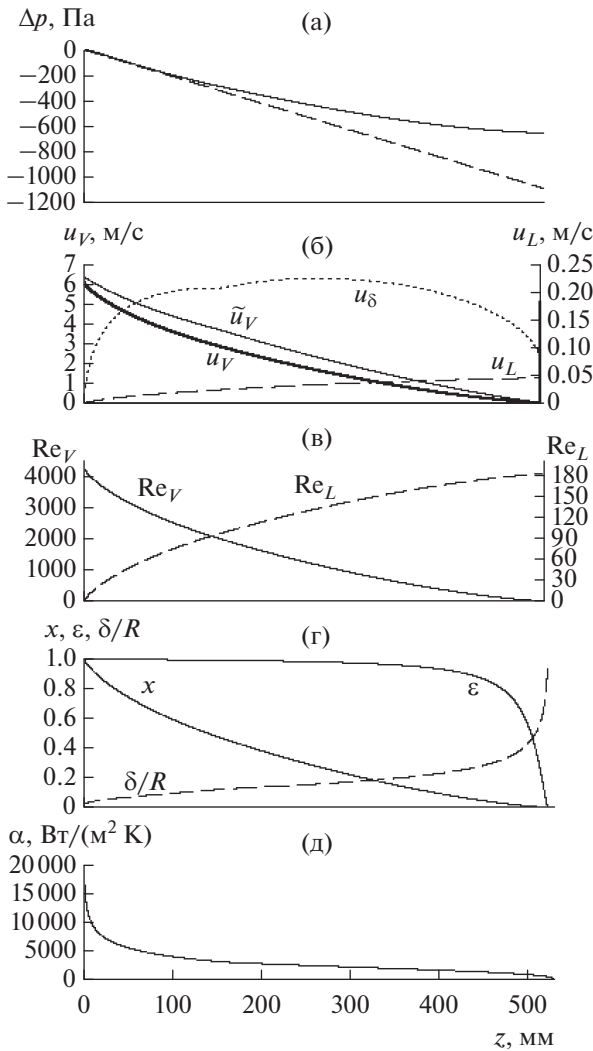


Рис. 1. Изменение вдоль канала при $D = 1.5$ мм, $t_{V0} = 11.5^\circ\text{C}$, $t_W = 3.4^\circ\text{C}$, $Q = 60.6$ Вт (невесомость, аммиак): (а) – давления (сплошная кривая) и изменения давления при движении чистого пара без конденсации (штриховая кривая); (б) – скоростей пара и жидкости; (в) – чисел Рейнольдса пара и жидкости; (г) – массового и объемного паросодержания, относительной толщины пленки конденсата; (д) – локального коэффициента теплоотдачи.

$$\tilde{u}_V = \frac{4G_V}{\pi(D - 2\delta)^2 \rho_V}$$

На рис. 1б по правой шкале приведены скорость жидкости u_L и скорость жидкости на межфазной границе u_δ . На рис. 1в – числа Рейнольдса пара и конденсата (по правой шкале). Большую часть участка конденсации (около 3/4) пар движется при ламинарном режиме течения. На рис. 1г показано массовое и объемное паросодержание, а также относительная толщина конденсатной пленки. Отметим сильную нелинейность процесса:

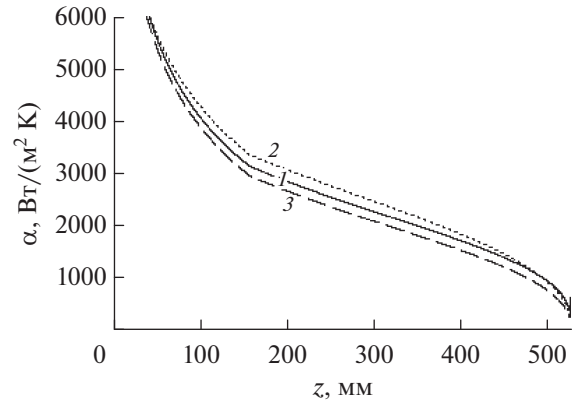


Рис. 2. Изменение вдоль канала локального коэффициента теплоотдачи: 1 – расчет по (7), 2 – (9), 3 – (9) при $K = 1$.

сначала толщина пленки медленно нарастает, а объемное паросодержание медленно уменьшается, затем на конечном участке конденсации объемное паросодержание быстро падает, а толщина пленки быстро растет. Наблюдается как бы «захлопывание» парового канала. На рис. 1д приведена зависимость коэффициента теплоотдачи. В начале процесса он почти достигает $20000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$, но затем быстро уменьшается. На рис. 2 коэффициент теплоотдачи приведен в увеличенном масштабе. Хорошее согласование результатов, полученных по (7) и (9), подтверждает обоснованность обоих способов расчета.

Для сравнения на рис. 3, аналогично рис. 1, приведены распределения основных параметров конденсации пара при общем тепловом потоке 20.0 Вт (в 3 раза меньше), температуре пара $t_{V0} = 12.0^\circ\text{C}$, температуре стенки $t_W = 0^\circ\text{C}$. Общая длина участка конденсации составила $z_c = 134.9$ мм; средний коэффициент теплоотдачи $\bar{\alpha} \approx 2622 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$.

КОНДЕНСАЦИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ МИНИКАНАЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

В обычных каналах по мере конденсации пара его скорость и динамическое воздействие на жидкостную пленку уменьшаются, а роль силы тяжести становится доминирующей. Возникает асимметрия пленки. Конденсация начинается в так называемом расслоенном режиме течения. В пределе практически неподвижный пар конденсируется в верхней части сечения трубы и стекает по стенкам вниз. При расслоенном режиме течения для определения среднего по периметру коэффициента теплоотдачи используем подход Чато [19]:

$$\alpha_{STR} = \Omega^4 \sqrt{\frac{g \Psi \rho_L (\rho_L - \rho_V) \lambda_L^3}{\mu_L D \Delta T}}$$

где g – ускорение свободного падения. В [20] показано, что параметр расслоенного режима двухфазного течения Ω можно достаточно просто связать с объемным паросодержанием ε :

$$\Omega = 0.728\varepsilon^{3/4}.$$

Далее коэффициент теплоотдачи при отсутствии силы тяжести, т.е. при кольцевом режиме течения, обозначен α_A . Коэффициент теплоотдачи при расслоенном течении α_{STR} достаточно высокий по сравнению с α_A на конечном участке конденсации при большой толщине конденсатной пленки.

Сравнение результатов расчета с экспериментом показало, что критерий перехода от кольцевого к расслоенному течению [2, 20] оказался непригоден. Это связано с тем, что, как выше упоминалось, в миниканалах переход к расслоенному режиму затруднен. Однако экспериментальные значения коэффициента теплоотдачи все же оказываются выше, чем значения, рассчитанные при отсутствии силы тяжести. Поэтому переход от кольцевого режима к расслоенному режиму течения все-таки происходит. В рамках гипотезы для миниканалов в качестве критерия перехода предлагается использовать отношение динамического напора пара $\rho_V \tilde{u}_V^2 / 2$ к силе тяжести в предположении кольцевой пленки:

$$\Gamma = \frac{\rho_V \tilde{u}_V^2}{2(\rho - \rho_V) g \delta}.$$

Очевидно, что если $\Gamma \gg 1$, то режим течения кольцевой, силой тяжести можно пренебречь, коэффициент теплоотдачи $\alpha \approx \alpha_A$. Если $\Gamma \ll 1$, то режим течения расслоенный и $\alpha \approx \alpha_{STR}$. Принимаем:

$$\text{если } \Gamma > 2, \text{ то } \alpha = \alpha_A; \quad (10)$$

$$\text{если } \Gamma < \frac{1}{2}, \text{ то } \alpha = \alpha_{STR}; \quad (11)$$

$$\text{если } \frac{1}{2} \leq \Gamma \leq 2, \quad (12)$$

$$\text{то } \alpha = \alpha_{STR} - (\alpha_{STR} - \alpha_A) \frac{\Gamma - 0.5}{1.5}.$$

При расчете конденсации в условиях с наличием силы тяжести в разработанную ранее модель вводится коэффициент теплоотдачи, определяемый согласно (10)–(12).

Распределения параметров вдоль трубы при наличии силы тяжести для случая с тепловым потоком 60.6 Вт приведены на рис. 4. Сравнивая рис. 1 и 4, можно отметить, что на конечном участке конденсации, когда скорость пара мала, происходит резкий рост коэффициента теплоотдачи. Такая картина является типичной для тепловых нагрузок от 20 до 60 Вт. По-видимому, термическое сопротивление толстой симметричной

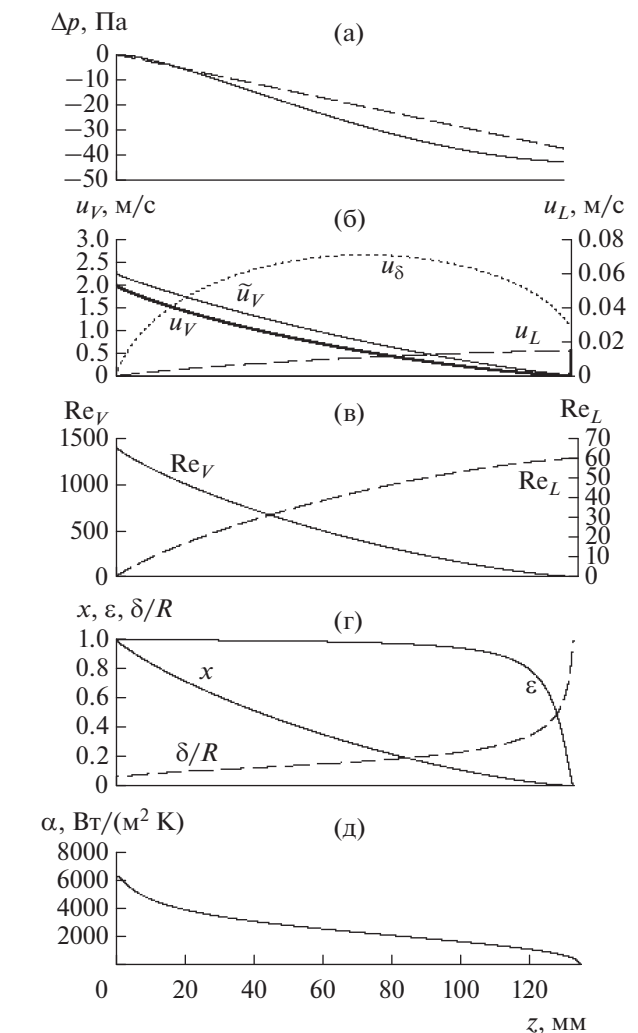


Рис. 3. Изменение вдоль канала при $D = 1.5$ мм, $t_{V0} = 12^\circ\text{C}$, $t_W = 0^\circ\text{C}$, $Q = 20$ Вт (аммиак невесомость): (а) – давления (сплошная кривая) и изменения давления при движении чистого пара без конденсации (штриховая кривая); (б) – скоростей пара и жидкости; (в) – чисел Рейнольдса пара и жидкости; (г) – массового и объемного паросодержания, относительной толщины пленки конденсата; (д) – локального коэффициента теплоотдачи.

кольцевой пленки на конечном участке конденсации при отсутствии силы тяжести значительно выше, чем термическое сопротивление в случае расслоенного течения, когда пар конденсируется в верхней части сечения трубы и конденсат стекает по стенкам вниз. Сила тяжести, которая вызывает асимметрию конденсатной пленки, здесь является фактором интенсификации теплообмена. В результате средний по длине коэффициент теплоотдачи увеличивается с 2995 до 3700 Вт/(м² К), т.е. на 23.5%, длина участка конденсации при наличии силы тяжести сокращается на столько же.

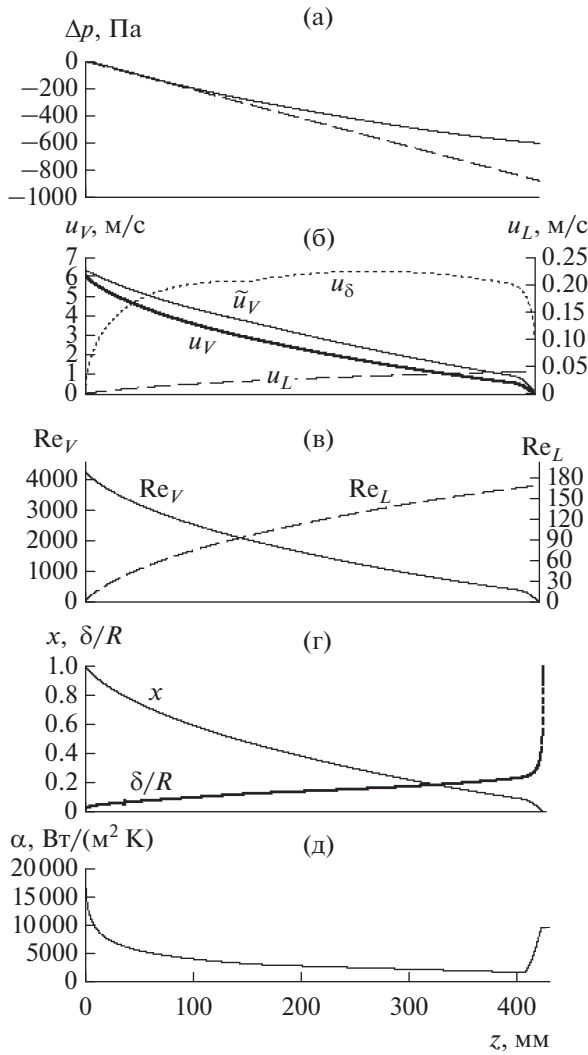


Рис. 4. Изменение вдоль канала при $D = 1.5$ мм, $t_{V0} = 11.5^\circ\text{C}$, $t_W = 3.4^\circ\text{C}$, $Q = 60.6$ Вт, наличии силы тяжести (аммиак): (а) – давления (сплошная кривая) и изменения давления при движении чистого пара без конденсации (штриховая кривая); (б) – скоростей пара и жидкости; (в) – чисел Рейнольдса пара и жидкости; (г) – массового паросодержания, относительной толщины пленки конденсата; (д) – локального коэффициента теплоотдачи.

Конечный участок конденсации, где появляются расслоенное течение и рост теплоотдачи, достаточно короткий. “Захлопывание” парового канала наиболее ярко выражено.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

На рис. 5 приведена схема экспериментальной КТТ. Она представляет собой замкнутый контур, состоящий из капиллярного насоса-испарителя с компенсационной полостью, конденсатора, кон-

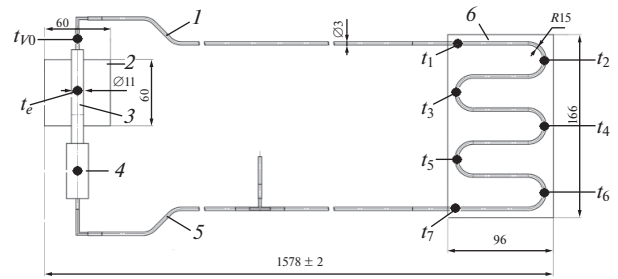


Рис. 5. Экспериментальная контурная тепловая труба: 1 – паропровод, 2 – термоплата испарителя, 3 – испаритель, 4 – компенсационная полость, 5 – конденсаторопровод, 6 – радиатор; кружки – размещение термопар в контрольных точках.

денсаторопровода и паропровода. Термоплата испарителя – это алюминиевая пластина толщиной 6.5 мм, на которую устанавливается тепловыделяющее оборудование. Конденсатор выполнен в виде змеевика из стальной трубки с внешним диаметром 2 мм и толщиной стенки 0.25 мм, впаянный в алюминиевую пластину длиной 165 мм, шириной 96 мм и толщиной 3 мм. Конденсатор и пластина представляют собой радиатор КТТ. В экспериментах к радиаторной пластине прикреплялся прямоугольный П-образный жидкостный теплообменный аппарат для ее охлаждения. Из-за большой толщины пластины радиатора и высокой теплопроводности алюминия считается, что она имеет однородную по пространству температуру t_W . Температура испарителя t_e является главной функциональной характеристикой КТТ, которая близка температуре пара, выходящего из него t_{V0} . К поверхности трубки конденсатора приклеено семь датчиков температуры $t_1 - t_7$ на расстоянии 8, 98, 195, 292, 389, 486 и 576 мм вдоль трубки конденсатора от ее начала. Использовались миниатюрные платиновые термометры сопротивления ТМ-344, погрешность которых не выше $\pm 0.1^\circ\text{C}$.

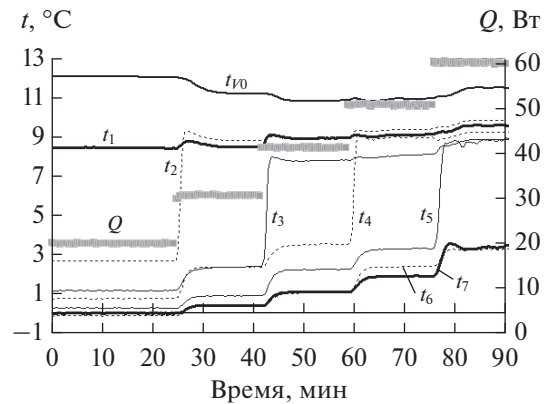


Рис. 6. Тепловая нагрузка на испаритель КТТ и температурно-временная зависимость при изменении тепловых нагрузок.

Длина участка конденсации и средний коэффициент теплоотдачи при экспериментальных значениях t_{V0} , t_W , Q в невесомости и в наземных условиях

Q , Вт	t_{V0} , °С	t_W , °С	Невесомость		Наземные условия	
			z_C , мм	α , Вт/(м ² К)	z_C , мм	α , Вт/(м ² К)
20.0	12.0	0.0	135	2622	86	4108
30.6	11.2	0.4	223	2629	161	3740
41.2	10.8	1.1	321	2803	246	3659
50.6	10.9	2.2	424	2909	335	3676
60.6	11.5	3.4	529	2995	429	3694

В ходе испытаний ступенчато задавалась тепловая нагрузка на испаритель Q примерно от 20 до 60 Вт (см. таблицу, рис. 6) с шагом около 10 Вт и выдержкой 15–20 мин. За это время параметры устанавливались. Условия охлаждения конденсатора строго не контролировались. При увеличении тепловой нагрузки до максимального значения его температура повысилась примерно от 0°С до 3°С. Температура испарителя и температура пара t_{V0} в процессе эксперимента мало изменялись (от 11 до 12°С) из-за саморегуляции КТТ, которая работала в режиме переменной тепловой проводимости. Испытания проводились в климатической камере. Температура окружающей среды поддерживалась на уровне 10–12°С и была близка к температуре испарителя. Поэтому можно считать, что пар при движении по паропроводу не перегревался и не начинал конденсироваться. Начальная температура пара принята по показаниям датчика t_{V0} . Температура радиатора t_W установлена по средним показаниям двух последних термопар t_6 и t_7 : $t_W = t_6/2 + t_7/2$. Отметим, что датчики температуры t_1 – t_7 показывают не температуру среды, движущейся в трубке, а температуру поверхности трубки. Поэтому температура t_1 оказывается несколько ниже, чем t_{V0} из-за теплопроводности. На рис. 6 показано изменение температур t_{V0} и t_1 – t_7 в течение эксперимента. Видно, как с каждой ступенькой увеличения тепловой нагрузки показания датчиков t_2 – t_5 поочередно возрастают.

С использованием представленной выше модели конденсации при наличии силы тяжести проведены расчеты для пяти установившихся режимов с различной тепловой нагрузкой. Задавались экспериментальные значения параметров t_{V0} , t_W , Q . В таблице приведены результаты данных расчетов: длина участка конденсации z_C и средний коэффициент теплоотдачи $\bar{\alpha}$. В таблице приведены также результаты расчетов для конденсации в отсутствие сил тяжести при таких же условиях. В невесомости с увеличением мощности средний коэффициент теплоотдачи посте-

пенно возрастал с 2622 до 2995 Вт/(м² К). При наличии силы тяжести, наоборот, максимальный коэффициент теплоотдачи соответствует случаю

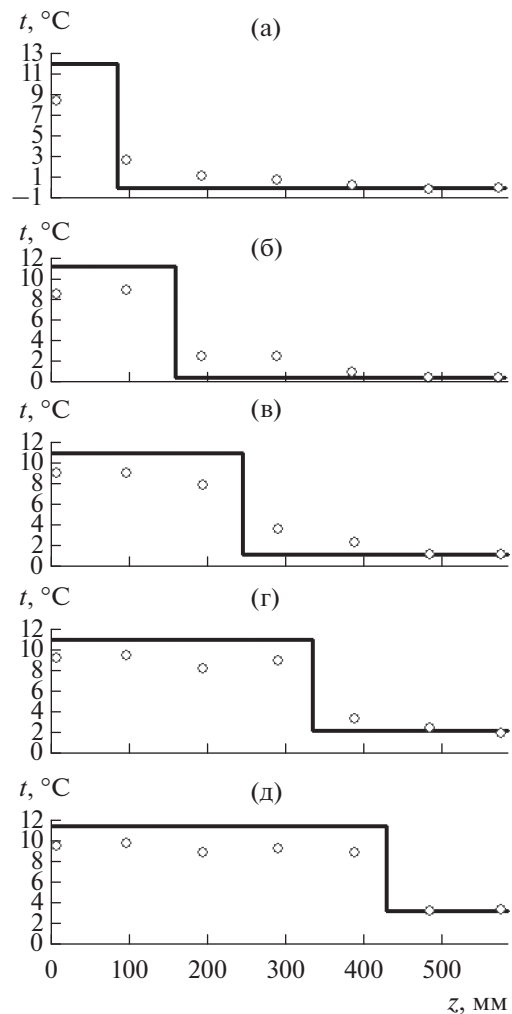


Рис. 7. Экспериментальное и расчетное распределение температур вдоль трубки конденсатора при установившихся режимах: кружки – показания датчиков температуры t_1 – t_7 ; (а) – $Q = 20$ Вт, (б) – 30.6, (в) – 41.2, (г) – 50.6, (д) – 60.6.

с минимальной мощностью. Примерно при 40 Вт коэффициент теплоотдачи достигает минимума и начинает немного возрастать при 50 и 60 Вт. В диапазоне от 30 до 60 Вт можно считать коэффициент теплоотдачи при наличии силы тяжести примерно равным $3700 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$. В этом диапазоне он почти на 30% выше, чем в невесомости. Таким образом, наличие силы тяжести является фактором, усиливающим теплообмен, что необходимо учитывать при проектировании КТТ космического назначения.

На рис. 7 представлено распределение температур по длине конденсаторной трубки для пяти установившихся режимов по показаниям датчиков t_1-t_7 . По положению наибольшего градиента температуры по длине конденсаторной трубки можно определить положение границы окончания конденсации. На рис. 7 также отображены расчетные результаты таблицы для наземных условий. Расчетное распределение температуры строится несколько условно. На отрезке от нуля до z_c (где происходит конденсация до смыкания пленки) принято, что температура равна t_{V0} , а затем скачком температура падает до t_w . Рис. 7 показывает хорошее согласование результатов расчета и эксперимента по определению длины участка конденсации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана физико-математическая модель конденсации при кольцевом режиме течения, когда влияние силы тяжести пренебрежимо мало. Модель конденсации основана на вычислении потерь давления на трение с помощью методики Сана и Мишима, разработанной для миниканалов. Учтено восстановление давления вследствие уменьшения скорости пара. В предположении, что конденсат движется в виде ламинарной пленки с распределением скорости по закону Хагена–Пуазейля, вычисляются ее толщина и истинное паросодержание. Показано, что локальный коэффициент теплоотдачи можно вычислять по эмпирической формуле, а также как термическое сопротивление пленки конденсата. Предложен метод сопряжения данной модели с моделью конденсации при расщепленном течении жидкости, когда сила тяжести начинает играть доминирующую роль.

2. Расчетные результаты по определению среднего коэффициента теплоотдачи и длины участка конденсации при наличии силы тяжести хорошо согласуются с экспериментальными результатами, полученными в миниатюрной аммиачной контурной тепловой трубе в климатической камере.

3. Наличие силы тяжести является фактором, усиливающим теплообмен и увеличивающим средний коэффициент теплоотдачи. Это необходимо учитывать при проектировании КТТ космического назначения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Майданик Ю.Ф., Ферштатер Ф.Г., Пастухов В.Г. Контурные тепловые трубы: разработка, исследование, элементы инженерного расчета. Свердловск: УрО АН СССР, 1989. 52 с.
2. Справочник по теплообменникам. В 2-х т. Т. 1 / Пер. с англ. Под ред. Петухова Б.С., Шикова В.К. М.: Энергоатомиздат, 1987. 560 с.
3. Guohui Zhou, Ji Li. Two-phase Flow Characteristics of a High Performance Loop Heat Pipe with Flat Evaporator under Gravity // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 117. P. 1063.
4. Kaifen Yan, Nanxi Li, Runze Zhao et al. Visualization Study on the Condensation in a Propylene Loop Heat Pipe Operating at Condenser Temperatures between 153 and 283 K // Appl. Thermal Eng. 2021. V. 185. 116349.
5. Dobson M.K., Chato J.C. Condensation in Smooth Horizontal Tubes // Heat Transfer. 1998. V. 120. P. 193.
6. Akers W.W., Deans H.A., Crosser O.K. Condensing Heat Transfer within Horizontal Tubes // Chem. Eng. Prog. Symp. Ser. 1959. V. 55. P. 171.
7. Chernysheva M.A., Vershinin S.V., Maydanik Yu.F. Heat Transfer During Condensation of Moving Steam in a Narrow Channel // Int. J. Heat Mass Transfer. 2009. V. 52. P. 2437.
8. Cavallini A., Zecchin R. Heat Transfer and Pressure Drop in Forced Convection Condensation Inside Tubes // Proc. I.I.R. Joint Meeting of Commissions B1 and B2. Freudenstadt, Germany, 1972. P. 139.
9. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. М.: Энергия, 1975. С. 263.
10. Shah M.M. A General Correlation for Heat Transfer During Film Condensation Inside Pipes // Int. J. Heat Mass Transfer. 1979. V. 22. P. 547.
11. Mishkinis D., Ochterbeck J.M. Analysis of Tubeside Condensation in Microgravity and Earth-normal Gravity // Proc. 5th Minsk Int. Seminar "Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators", Minsk, Belarus, 2003. P. 36.
12. Буз В.Н., Горин В.В., Гоголь Н.И. Моделирование полной конденсации пара внутри трубы // IV Рос. нац. конф. по теплообмену. 2006. С. 57.
13. Ховалыг Д., Бараненко А.В. Методы расчета градиента давления двухфазного потока при течении в малых каналах // Вестник Международной академии холода. 2012. № 1. С. 3.
14. Sun L., Mishima K.A. Evaluation Analysis of Prediction Methods for Two-phase Flow Pressure Drop in Minichannels // Int. J. Multiphase Flow. 2009. V. 35. № 1. P. 47.
15. Попов Д.Н., Панаиотти С.С., Рябинин М.В. Гидромеханика. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. 383 с.
16. Butterworth D. Simplified Methods for Condensation on a Vertical Surface with Vapour Shear. UKAEA Rept. AERE-R9683, 1981.
17. Кутамеладзе С.С. Основы теории теплообмена. М.: Машгиз, 1962. 460 с.
18. Варафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
19. Chato J.C. Laminar Condensation Inside Horizontal and Inclined Tubes // ASHRAE J. 1962. V. 4. № 2. P. 52.
20. Jaster H., Kosky P.G. Condensation Heat Transfer in a Mixed Flow Regime // Int. J. Heat Mass Transfer. 1976. V. 19. P. 95.