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

**ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН ПРИ ТЕЧЕНИИ ДВУХФАЗНОГО
ПОТОКА В ОБОГРЕВАЕМОМ ВЕРТИКАЛЬНОМ МИНИ-КАНАЛЕ
ПРИ ВЫСОКИХ ПРИВЕДЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ¹**

© 2023 г. А. В. Беляев^a, *, **, Н. Е. Сидельников^a, А. В. Дедов^a

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

*e-mail: BeliaevAVL@mpei.ru

**e-mail: belyaevalek@yandex.ru

Поступила в редакцию 06.04.2023 г.

После доработки 08.06.2023 г.

Принята к публикации 27.06.2023 г.

Актуальность исследований гидродинамики и теплообмена в мини-каналах обусловлена повышенным интересом к энергетическим системам высокого давления и высокотехнологичным устройствам, в которых используются компактные и эффективные теплообменники с большой плотностью теплового потока. На сегодняшний день активно изучается возможность применять каналы малого диаметра в разных отраслях промышленности, в том числе при производстве теплообменных устройств, в которых в качестве теплоносителя могут использоваться различные диэлектрические жидкости и хладоны при умеренных и высоких значениях приведенных давлений. Тепловые потоки большой плотности целесообразно снимать с помощью процесса кипения как самого эффективного механизма отвода тепла. Для проектирования теплообменных аппаратов, в которых используется процесс кипения, требуются надежные методы расчета теплообмена и потерь давления в двухфазных потоках. Авторами проверена работоспособность известных и наиболее достоверных методов расчета потерь давления и коэффициента теплоотдачи, разработанных для обычных каналов и мини-каналов, в условиях повышенных приведенных давлений – до $p_r = p/p_{cr} = 0.7$. Представлен обзор наиболее известных методов, применимых для каналов различного диаметра (0.16–32 мм), проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными. Эксперименты выполнены при значениях приведенного давления 0.43, 0.56 и 0.70 в диапазоне массовых скоростей $G = 200–1000$ кг/(м²·с). Даны описание экспериментальной установки, рабочего участка и порядок проведения эксперимента. Исследования выполнялись с использованием фреона R125 в вертикальном круглом канале внутренним диаметром 1.1 мм и длиной обогреваемого участка 50 мм. При сравнении экспериментальных данных о теплоотдаче с результатами, полученными по рассмотренным в обзоре методам, отмечена хорошая работоспособность тех методов расчета, которые были разработаны для обычных каналов и для конкретных жидкостей в условиях близких к условиям проведенных экспериментов. Потери давления, рассчитанные по гомогенной модели при высоких приведенных давлениях, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Ключевые слова: каналы малого диаметра, высокие приведенные давления, пузырьковое кипение в потоке, двухфазный поток, гидродинамика, теплообмен, коэффициент теплоотдачи, конвекция

DOI: 10.56304/S0040363623120020

Большинство доступных методов расчета потерь давления и коэффициента теплоотдачи в каналах были разработаны для синтетических хладагентов при низких давлениях и температурах насыщения, применяемых в холодильных установках. Для мини- и микроканалов получены формулы, в которых учитываются малые значения приведенных давлений и результаты решения которых имеют хорошую сходимость с экспериментальными данными в

определенных диапазонах параметров потока, близких к условиям выполняемых исследований, таких как массовая скорость, приведенное давление, недогрев до температуры насыщения на входе в канал, свойства жидкости. Существуют методы расчета, разработанные только для конкретных жидкостей.

Следует отметить, что перечень технологий, в которых используется кипение в потоке при высоких значениях приведенных давлений, постоянно расширяется. Например, вызывает интерес

¹ Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-79-00065).

применение цикла Ренкина на синтетических хладагентах из-за возможности работы с низкопотенциальными источниками тепла, включая геотермальную и солнечную энергию, а также промышленное сбросное тепло [1]. Температуры таких источников находятся в области 100–250°C, что соответствует температурам испарения рабочих жидкостей в пределах 50–150°C, получаемых при средних и высоких значениях приведенного давления p_r .

Повышенный интерес вызывает использование в холодильных системах и тепловых насосах в качестве заменителя синтетических хладагентов диоксида углерода – нетоксичного, негорючего вещества, имеющего нулевой озоноразрушающий потенциал [2]. Благодаря низкой критической температуре ($t_{\text{крит}} = 31.1^\circ\text{C}$) CO_2 может работать при средневысоких приведенных давлениях даже в холодильных системах. В энергетических и холодильных системах возможно использование мини-канальных теплообменников, в которых специально подобранная рабочая жидкость будет находиться при высоком или умеренном приведенном давлении. В [3] оценивалось применение вынужденного потока CO_2 при кипении для охлаждения электроники.

В настоящее время количество экспериментальных данных о гидродинамике и теплообмене в мини-каналах, полученных при высоких приведенных давлениях, существенно меньше, чем при низких давлениях, что затрудняет разработку методов их расчета.

Двухфазные течения в мини-каналах – это отдельная область гидродинамики. Размер канала влияет на гидродинамику и теплообмен в двухфазном потоке, поскольку геометрические параметры потока (размер парового пузырька, диаметр жидкой капли и толщина пленки в дисперсно-кольцевом режиме течения) могут стать соизмеримыми с диаметром канала, что приведет к образованию множества различных режимов течения. В таких условиях необходимо учитывать каждый из этих режимов [4, 5] для построения методик расчета, которые становятся все более специализированными. Если увеличить приведенное давление жидкости, то появится возможность устранить влияние геометрических параметров канала, прежде всего диаметра, на характеристики течения и теплообмена. При высоких приведенных давлениях в мини-каналах характерные масштабы процессов, определяющих интенсивность теплообмена при кипении и потери давления на трение (в результате изменения режима течения [6]), будут значительно меньше линейных масштабов каналов. Для таких условий можно применить хорошо апробированные методики расчета теплоотдачи для обычных каналов. Однако при высоких значениях приведенных давлений из-за

увеличения плотности центров парообразования, связанного с уменьшением критического диаметра пузырьков, повышается коэффициент теплоотдачи и одновременно, в результате снижения энthalпии парообразования, может уменьшаться критический тепловой поток [7]. Вследствие этих факторов точность расчета с помощью методов, предложенных для малых значений приведенных давлений, может существенно снизиться [8].

Цель настоящей работы – экспериментально исследовать наиболее востребованные в технике режимы течения при кипении [массовая скорость 200–1000 кг/(м² · с)] в мини-канале при высоких значениях приведенных давлений. Необходимо получить данные о теплообмене и гидродинамике в диапазоне параметров потока и тепловых нагрузок, наиболее часто реализуемых в теплообменных устройствах, а также в области высоких приведенных давлений (до 0.7 по отношению к критическому), сведения о гидродинамике и теплообмене при которых в процессе кипения практически отсутствуют. Требуется протестировать известные и наиболее достоверные методы расчета потерь давления и коэффициента теплоотдачи, разработанные для обычных и мини-каналов, на собственных данных, полученных в мини-канале в условиях высоких приведенных давлений.

МЕТОДЫ РАСЧЕТА ТЕПЛООТДАЧИ

Существует множество методов расчета теплоотдачи при кипении потока насыщенной жидкости в различных каналах. Для больших каналов, гидравлический диаметр которых условно принято считать более 3 мм, расчет проводится в широком диапазоне параметров потока в основном по эмпирическим или полуэмпирическим формулам, успешно применяемым в инженерной практике [9–12].

С повышением интереса к миниатюрным теплообменным аппаратам возросло число исследований теплообмена и течения в мини-каналах, диаметр которых составляет 0.2–3.0 мм. Для таких каналов получены эмпирические формулы в основном для низких приведенных давлений в диапазоне массовых скоростей от 100 до 1500 кг/(м² · с). Режимы кипения в мини-каналах разделяют в зависимости от плотности теплового потока и массовой скорости. В работе [13] была предложена такая классификация режимов теплообмена и соответствующих методов расчета: доминирование теплоотдачи вследствие механизма пузырькового кипения; испарительный режим; пузырьковое кипение и испарительный режим вносят соизмеримый вклад в теплоотдачу. Далее будут рассмотрены методы, разработанные для режимов с преобладанием развитого пузырькового кипения, которые позволяют получить наибольшую плот-

ность теплового потока. Наиболее популярные из них представлены в [14–17].

Основной недостаток эмпирических формул заключается в том, что диапазон их применения ограничен условиями экспериментов, в процессе которых они были апробированы. Некоторые из них получены путем уточнения уже существующих эмпирических формул при проведении новой серии экспериментов, и таким образом немного расширен диапазон их использования. Несмотря на это, не прекращаются попытки разработать такие методы расчета, которые охватывали бы широкий диапазон параметров потока различных жидкостей в мини-каналах. В [18–22] представлены обзоры и обобщение методов расчета на большом массиве экспериментальных данных, полученных различными исследователями. Очевидно, что на основе известных эмпирических формул невозможно создать универсальный метод. К примеру, в работе [23] авторы показали несостоятельность применения методов расчета, базирующихся на определенном диапазоне параметров потока, для обобщения различных экспериментальных данных.

Для разработки и апробации методов расчета экспериментальные данные необходимо разделить по параметрам потока, хотя бы по приведенному давлению. В [24] с помощью известных методов было выполнено обобщение эмпирических формул с привлечением обширной базы данных о потерях давления, коэффициенте теплоотдачи и критическом тепловом потоке, полученных при высоких приведенных давлениях $p_r \geq 0.5$. Авторами был проведен статистический анализ, который показал, что, используя доступные методы, невозможно предсказать более чем в 60% случаев перепад давления и коэффициент теплопередачи с отклонением до 30%. Самое малое среднее абсолютное отклонение (mean absolute percentage error – MAPE) получено при определении коэффициента теплоотдачи по методике [25], и рассчитывается следующим образом:

$$MAPE = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{|\alpha_{\text{эксп}} - \alpha_{\text{расч}}|}{\alpha_{\text{эксп}}} \times 100\%,$$

где n – количество экспериментов; $\alpha_{\text{эксп}}$, $\alpha_{\text{расч}}$ – экспериментальный и расчетный коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² · К). Расчет по [26] предсказал наибольшую часть базы данных в диапазоне отклонения $\pm 30\%$. Авторы [24] отметили, что рассмотренные методы вычислений коэффициента теплоотдачи показали существенное увеличение отклонений с повышением приведенного давления.

В работе [27] предложено определять плотность теплового потока при кипении в условиях вынужденного течения насыщенной жидкости по формуле для расчета кипения в большом объеме, основанной на физической модели и впервые

представленной в [28]. Принимается, что конвективный теплообмен $q_{\text{кон}}$ действует так же, как в однофазном турбулентном потоке, тогда как теплообмен вследствие кипения $q_{\text{кип}}$ зависит от внутренних механизмов кипения. Следовательно, плотность теплового потока можно найти по формуле:

$$q = q_{\text{кон}} + q_{\text{кип}}, \quad (1)$$

$$q_{\text{кон}} = \frac{Nu \lambda_{\text{ж}}}{d_{\text{г}}} (T_{\text{ст}} - T_{\text{ж}}), \quad (2)$$

где $d_{\text{г}}$ – гидравлический диаметр канала, м; $\lambda_{\text{ж}}$ – теплопроводность жидкости Вт/(м · К); $T_{\text{ст}}$ и $T_{\text{ж}}$ – температура стенки и жидкости соответственно, К; число Нуссельта Nu можно рассчитать, например, по формуле Петухова с модификацией Gnielinski, применимой в диапазоне чисел Рейнольдса $2300 \leq Re \leq 10^6$ [29]:

$$Nu = \frac{(\xi/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7(\xi/8)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)}, \quad (3)$$

где коэффициент гидравлического сопротивления

$$\xi = (1.82 \lg Re - 1.64)^{-2}. \quad (4)$$

В работе [28] было отмечено, что интенсивное испарение жидкости по границам сухих пятен (центров парообразования) является определяющим механизмом пузырькового кипения и обуславливает чрезвычайно высокую интенсивность теплообмена, что делает его отличным от других типов однофазного конвективного теплообмена. В результате рассмотрения физической модели пузырькового кипения и обобщения экспериментальных данных была выведена аналитическая формула для расчета плотности теплового потока при кипении в большом объеме:

$$q_{\text{кип}} = \frac{\rho' \lambda_{\text{ж}}^2 \Delta T_s^3}{\mu' \sigma T_s} \left(1 + \frac{h_{LG} \Delta T_s}{2R_i T_s^2} \right) \times \left(1 + \sqrt{1 + 800B + 400B} \right) 3.43 \times 10^{-4}, \quad (5)$$

где

$$B = \frac{h_{LG} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \mu' \right)^{3/2}}{\sigma (\lambda_{\text{ж}} T_s)^{1/2}}; \quad (6)$$

$\Delta T_s = T_{\text{ст}} - T_s$ (все свойства определены при температуре насыщения T_s , К); R_i – удельная газовая постоянная, Дж/(кг · К); h_{LG} – теплота парообразования, Дж/кг; σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м; μ' – динамический коэффициент вязкости жидкости, Па · с; ρ'' и ρ' – плотность газа и жидкости, кг/м³.

В формуле (5) две константы (3.43×10^{-4} и 400) получены на основе обобщения большого числа данных о теплообмене при кипении 20 различных

жидкостей в широком диапазоне приведенных давлений. Приближенная теория [28] позволяет предсказать значения коэффициентов теплоотдачи при кипении в типичных для технических устройств условиях в 30%-ном диапазоне отклонений, но не учитывает специфику кипения на поверхностях с высокой степенью чистоты обработки или сильно текучих жидкостей, например различных фреонов. Чтобы повысить точность расчета по формуле (1), можно использовать эмпирические выражения для расчета $q_{\text{кип}}$ для конкретных жидкостей, как например, в [30]. Одна из часто применяемых эмпирических формул для кипения различных жидкостей, в том числе и фреонов, в большом объеме для широкого диапазона приведенных давлений ($p_r = 0.001-0.900$) была получена в работе [31]

$$\alpha_{\text{кип}} = 55 p_r^{0.12} (-0.4343 \lg p_r)^{-0.55} M^{-0.5} q_{\text{кип}}^{0.67}, \quad (7)$$

где M – молярная масса используемой жидкости в исследуемом диапазоне от 2 до 200 кг/кмоль.

В работах [32–34] представлены экспериментальные данные комплексного исследования течения в обогреваемых каналах азота в широком диапазоне изменения приведенного давления, недогрева жидкости до температуры насыщения, массовой скорости 100–802 кг/(м²·с) и теплового потока вплоть до кризиса теплообмена. На основании полученных результатов были предложены эмпирические формулы для расчета теплоотдачи. Авторы [34] провели исследование теплоотдачи при кипении азота в канале для высоких давлений – до $p = 23.2 \times 10^5$ Па ($p_r = 0.68$). Было отмечено, что степень влияния удельного теплового потока на интенсивность теплоотдачи при пузырьковом кипении азота является функцией, не зависящей от давления. Важно, что работы [10, 11] развивают подход к обобщению данных, предложенный в [32].

В табл. 1 представлены расчетные методики, которые были апробированы при кипении фреонов и отобраны для обобщения экспериментальных данных, в том числе в условиях высоких приведенных давлений [24].

РАСЧЕТ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРЕНИЯ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Потери давления в двухфазном потоке состоят из потерь на трение, ускорение, преодоление действия гравитации и изменение геометрических параметров канала:

$$\frac{dp}{dz} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{тр}} + \left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{уск}} + \left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{грав}} + \left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{геом}}. \quad (8)$$

Известно немало методов расчета потерь давления на трение при двухфазном течении. Большинство из них являются эмпирическими и ос-

новываются либо на гомогенной модели потока, либо на популярном методе Локкарта – Мартинелли обобщения данных.

В приближении гомогенной модели поток двухфазной смеси представляется сплошной средой, имеющей плотность $\rho_{\text{см}}$ и скорость $w_{\text{см}}$. Принимается, что скольжение фаз отсутствует, следовательно, скорость смеси и истинные скорости паровой и жидкой фаз одинаковы $w_{\text{см}} = w' = w''$. Тогда потери давления на трение в канале определяются, как для однофазного потока:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{тр}} = \xi_{\text{см}} \frac{\rho_{\text{см}} w_{\text{см}}^2}{2d_{\text{г}}}. \quad (9)$$

При условии, что скольжение фаз отсутствует, истинное объемное паросодержание ϕ можно определить как отношение площади, приходящейся на паровую фазу s'' , к площади сечения канала s :

$$\phi = s''/s,$$

а расходное объемное паросодержание – как отношение объемных расходов пара \dot{V}'' и всей смеси \dot{V} :

$$\beta = \dot{V}''/\dot{V}.$$

Тогда плотность смеси $\rho_{\text{см}}$ можно найти через расходную (гомогенную) плотность этой смеси ρ_{β} :

$$\rho_{\text{см}} = \rho_{\beta} = \rho'(1 - \beta) + \rho''\beta.$$

Скорость смеси можно представить как сумму объемных скоростей пара и жидкости, приведенных к площади сечения $w_{\text{см}} = (\dot{V}' + \dot{V}'')/s$, или вычислить по одному из следующих соотношений:

$$w_{\text{см}} = w_0 \left(1 + x \frac{\rho' - \rho''}{\rho''}\right); \quad w_{\text{см}}^* = \frac{w_0}{1 - \beta \frac{\rho' - \rho''}{\rho'}}$$

где $w_0 = G/\rho'$ – скорость циркуляции, м/с; G – массовая скорость, кг/(м²·с).

Для турбулентного потока коэффициент сопротивления смеси $\xi_{\text{см}}$ можно рассчитать, например, по формуле Филоненко (4), где $\text{Re}_{\text{см}}$ определяется как

$$\text{Re}_{\text{см}} = \frac{\rho_{\beta} w_{\text{см}} d_{\text{г}}}{\mu_{\text{см}}}.$$

Если использовать $w_{\text{см}}^*$, то

$$\text{Re}_{\text{см}} = \frac{G d_{\text{г}}}{\mu_{\text{см}}}.$$

Для квазигомогенных потоков принимается условие $\mu_{\text{см}} = \mu'$, которое обосновано тем, что в пузырьковом, снарядном и эмульсионном режимах на стенке всегда сохраняется жидкость и градиент скорости максимальный.

Таблица 1. Перечень методов расчета теплоотдачи с указанием экспериментальных условий, для которых они были разработаны

Автор(ы) [источник]	Формула	Условия
Shah [9]	<p style="text-align: center;"><i>Большие каналы</i></p> $\alpha = \psi \alpha_{\text{кон}};$ $\alpha_{\text{кон}} = 0.023 \left[\frac{G(1-x)d}{\mu'} \right]^{0.8} \text{Pr}_{\text{ж}}^{0.4} \frac{\lambda'}{d}$ <p>для $0.1 < N = \text{Co}N < 1.0$, $\text{Co}N = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.8} \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{0.5}$;</p> $\psi = F \text{Bo}^{0.5} \exp(2.74 \text{Co}^{-0.1});$ $F = \begin{cases} 14.7, & \text{Bo} > 11 \times 10^{-4}; \\ 15.43, & \text{Bo} < 11 \times 10^{-4}; \end{cases}$ $\text{Co} = \frac{\sqrt{\sigma/[g(\rho' - \rho'')]} }{d}$	<p>Вода, R12, R22, R113, циклогексан; $d = 6-25$ мм; $p_r = 0.004-0.15$; $G = 72-1383$ кг/(м² · с); $q = 1.26-787.5$ кВт/м²</p>
Gungor and Winterton [10]	$\alpha = F \alpha_{\text{кон}}, \alpha_{\text{кон}} = 0.023 \frac{\lambda'}{d} \text{Re}_{\text{ж}}^{0.8} \text{Pr}_{\text{ж}}^{0.4},$ $F = 1 + 24000 \text{Bo}^{1.16} + 1.37 \left(\frac{1}{\chi_{tt}} \right)^{0.86};$ $\chi_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu'}{\mu''} \right)^{0.1}.$ <p>Если канал горизонтальный и $\text{Fr} < 0.05$, то $F = \text{Fr}^{0.1-2\text{Fr}}$</p>	<p>Вода, R11, R12, R22, R113, R114; 3693 точки</p>
Kandlikar [11]	$\frac{\alpha}{\alpha_{\text{кон}}} = \begin{cases} 1.136 \text{Co}^{-0.9} (25\text{Fr})^c + 667.2 \text{Bo}^{0.7} F, & \text{Co} < 0.65; \\ 0.0683 \text{Co}^{-0.2} (25\text{Fr})^c + 1058 \text{Bo}^{0.7} F, & \text{Co} > 0.65. \end{cases}$ <p>Для воды $F = 1$, для фреона R-113 $F = 1.3$;</p> $\alpha_{\text{кон}} = 0.023 \frac{\lambda'}{d} \text{Re}_{\text{ж}}^{0.8} \text{Pr}_{\text{ж}}^{0.4},$ $c = \begin{cases} 0.3, & \text{горизонтальный}; \\ 0, & \text{горизонтальный или } \text{Fr}_{\text{ж}} > 0.04 \end{cases}$	<p>Вода, R12, R11, R114; $d = 4.6-25.0$ мм; $p = 0.06-6.40$ МПа; $G = 13-8179$ кг/(м² · с); $q = 0.3-2280$ кВт/м²; $x = 0-0.987$; 5246 точек</p>
Liu and Winterton [12]	$\alpha = \sqrt{(S \alpha_{\text{кип}})^2 + (F \alpha_{\text{кон}})^2};$ $\alpha_{\text{кон}} = 0.023 \frac{\lambda'}{d} \text{Re}_{\text{ж}}^{0.8} \text{Pr}_{\text{ж}}^{0.4},$ $\alpha_{\text{кип}} = 55 p_r^{0.12} [0.4343 \ln(p_r)]^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67};$ $F = \left[1 + x \text{Pr}_{\text{ж}} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]^{0.35};$ $S = \left(1 + 0.055 F^{0.1} \text{Re}_{\text{ж}}^{0.16} \right)^{-1}$	<p>Вода, R12, R22, R11, R113, R114, этиленгликоль, <i>n</i>-бутанол, этанол; $d = 2.95-32$ мм; $p_r = 0.002-0.895$; $G = 12.4-8179.3$ кг/(м² · с); $q = 348.9-2620$ кВт/м²; 4202 точки</p>

Таблица 1. Продолжение

Автор(ы) [источник]	Формула	Условия
<i>Мини-каналы</i>		
Lazarek and Black [14]	$\alpha = 30\text{Re}^{0.857}\text{Bo}^{0.714}\frac{\lambda'}{d},$ свойства при $T = T_s$	R113; $d = 3.1$ мм; $p_r = 0.04\text{--}0.12$; $G = 125\text{--}750$ кг/(м ² · с); $q = 14\text{--}380$ кВт/м ² ; 728 точек обобщения
Tran et al. [15]	$\alpha = 840(\text{Bo}^2\text{We}_j)^{0.3}\left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{-0.4}$	R12, R113; $d = 2.4\text{--}2.92$ мм; $p_r = 0.045\text{--}0.20$; $G = 44\text{--}832$ кг/(м ² · с); $q = 3.6\text{--}129$ кВт/м ² ; 296 точек
Sun and Mishima [16]	$\alpha = \frac{6\text{Re}^{1.05}\text{Bo}^{0.54}}{\text{We}_j^{0.191}}\frac{\lambda'}{\left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{0.142}d}$	Вода, R11, R12, R123, R134а, R141b, R22, R404А, R407С, R410А, CO ₂ ; $d = 0.21\text{--}6.5$ мм; $p_r = 0.005\text{--}0.61$; $G = 44\text{--}1500$ кг/(м ² · с); $q = 5\text{--}109$ кВт/м ² ; 2505 точек
Bertsch et al. [17]	$\alpha = S\alpha_{\text{кип}} + F\alpha_{\text{кон}}; F = 1 + 80(x^2 - x^6)e^{-0.6\text{Co}}; S = 1 - x;$ $\alpha_{\text{кип}} = 55p_r^{0.12-0.21\lg R_p}(0.4343\ln p_r)^{-0.55}M^{-0.5}q^{0.67};$ $\alpha_{\text{кон}} = \alpha_j(1 - x) + \alpha_{\text{пар}}x;$ $\alpha_{j(\text{пар})} = \left[3.66 + \frac{0.0668\text{Re}_j\text{Pr}_j\frac{d}{L}}{1 + 0.04\left(\text{Re}_j\text{Pr}_j\frac{d}{L}\right)^{2/3}} \right] \frac{\lambda'}{d}$	R134а, R113, R141b; $d = 0.16\text{--}2.92$ мм; $G = 20\text{--}3000$ кг/(м ² · с); $q = 0.4\text{--}154$ кВт/м ²
Saitoh et al. [25]	$\alpha = F\alpha_{\text{кон}} + S\alpha_{\text{кип}}; \alpha_{\text{кон}} = 0.023\frac{\lambda'}{d}\text{Re}_j^{0.8}\text{Pr}_j^{\frac{1}{3}};$ $\alpha_{\text{кип}} = 207\frac{\lambda'}{d}\left(\frac{qd_b}{\lambda'T_s}\right)^{0.745}\left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{0.581}\text{Pr}_j^{0.533};$ $d_b = 0.51\sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho' - \rho'')}};$ $F = 1 + \frac{X^{-1.05}}{1 + \text{We}''^{-0.4}}; S = \frac{1}{1 + 0.4(\text{Re}_{ip} \times 10^{-4})^{1.4}};$ $\text{Re}_{ip} = \text{Re}_j F^{1.25};$ $X = \begin{cases} X_{II} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9}\left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{0.5}\left(\frac{\mu'}{\mu''}\right)^{0.1}, & \text{Re}'' > 1000; \\ X_{II} = \frac{1}{18.7}\text{Re}''^{0.4}\left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9}\left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{0.5}\left(\frac{\mu'}{\mu''}\right)^{0.1}, & \text{Re}'' < 1000 \end{cases}$	R134а; $d = 0.5\text{--}10.9$ мм; 2224 точки

Таблица 1. Окончание

Автор(ы) [источник]	Формула	Условия
Kanizawa et al. [26]	$\alpha = F\alpha_{\text{кон}} + S\alpha_{\text{кип}}; \alpha_{\text{кон}} = 0.023 \left[\frac{G(1-x)d}{\mu'} \right]^{0.8} \text{Pr}_j^{\frac{1}{3}} \frac{\lambda'}{d};$ $\alpha_{\text{кип}} = 0.0546 \frac{\lambda'}{d_b} \left[\left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0.5} \frac{qd_b}{\lambda' T_s} \right]^{0.670} \times$ $\times \left(\frac{\rho' - \rho''}{\rho'} \right)^{-4.33} \left[h_{LG} d_b^2 \left(\frac{\rho' c_p'}{\lambda'} \right)^2 \right]^{0.248};$ $d_b = 0.51 \sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho' - \rho'')}};$ $F = 1 + \frac{2.50X^{-1.32}}{1 + \text{We}_{u_v}^{0.24}}; \text{We}_{u_v} = \frac{\rho'' u_v^2 d}{\sigma}; u_v = \frac{Gx}{\rho'' A};$ $A = \left[1 + 1.021 \text{Fr}_m^{-0.092} \left(\frac{\mu'}{\mu''} \right)^{-0.368} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{\frac{2}{3}} \right]^{-1};$ $\text{Fr}_m = \frac{G^2}{(\rho' - \rho'')^2 g d}; S = \frac{1.06 \text{Bd}^{-8 \times 10^{-3}}}{1 + 0.12 (\text{Re}_{2p, \text{mod}} / 10000)^{0.86}};$ $\text{Bd} = \frac{(\rho' - \rho'') d^2 g}{\sigma}; \text{Re}_{2p, \text{mod}} = \text{Re}_j F^{1.25}$	R134a, R245fa, R600a; $d = 0.38\text{--}2.6$ мм; $p_r = 0.04\text{--}0.27$; $G = 49\text{--}2200$ кг/(м ² · с); $q = 5\text{--}185$ кВт/м ²

Методика расчета по гомогенной модели (9) ограничена значением объемного паросодержания ϕ , при котором происходит переход к кольцевому режиму течения. В вертикальных каналах при подъемном течении условие формирования кольцевого режима определяется по критерию Кутателадзе:

$$\text{Ku} = \frac{\sqrt{\rho''} \beta w_{\text{см}}}{\sqrt[4]{\sigma g (\rho' - \rho'')}} \geq 3.1. \quad (10)$$

При высоких давлениях, как показано в [35], переход к кольцевому режиму происходит при меньших $\phi \geq 0.64\text{--}0.70$. Для расчета потерь давления на трение при кольцевом режиме течения можно использовать метод, предложенный в работе [36], который основан на физической модели кольцевого течения с разделением потоков жидкости и газа.

В [35] показано, что при высоких приведенных давлениях обнаруживается систематическое отклонение опытных точек вверх от рассчитанных по гомогенной модели и использование в (9) истинной плотности смеси ρ_ϕ вместо ρ_β заметно улучшает точность расчета пароводяных потоков при давлении выше 4.9 МПа:

$$\rho_{\text{см}} = \rho_\phi = \rho'(1 - \phi) + \rho''\phi.$$

Число Рейнольдса такой смеси определяется как

$$\text{Re}_{\text{см}} = \frac{\rho_\phi w_{\text{см}} d_\Gamma}{\mu'}.$$

Расчет истинного объемного паросодержания ϕ можно выполнить по модели из [37], в основе которой лежит кинематическая схема скольжения фаз:

$$\frac{\beta}{\phi} = C + \frac{\Delta w}{w_{\text{см}}},$$

где C — фактор неоднородного распределения скорости и объемного паросодержания по сечению канала. В области умеренных и высоких приведенных давлений $C = 1.1$.

Слагаемое $\frac{\Delta w}{w_{\text{см}}}$ учитывает локальное скольжение фаз, где параметр Δw вычисляется по формуле

$$\Delta w = \varepsilon u_\infty,$$

$$\varepsilon = 1.4 \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{\frac{1}{5}} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right)^5;$$

$$u_\infty = 0.35 \sqrt{gd (\rho' - \rho'') / \rho'};$$

здесь ε – безразмерный параметр, отражающий эффект взаимного увлечения пузырьков в поток; u_∞ – скорость всплытия крупных паровых пузырей в неподвижной жидкости.

На базе гомогенной модели (9) было получено множество эмпирических формул для определения вязкости смеси, например [38–41], и расчета потерь давления на трение [42–44], которые, однако, не имеют какого-либо теоретического обоснования. В табл. 2 представлены наиболее известные методы с указанием экспериментальных условий, при которых они были разработаны.

В опубликованных работах разных авторов весьма популярны эмпирические формулы расчета потерь давления двухфазного течения на основе методики Локкарта – Мартинелли [45], разработанной при обобщении данных о течении смеси воздуха с различными жидкостями в горизонтальном канале при давлениях близких к атмосферному. Эта методика представляет собой эмпирическую интерполяцию градиентов давления для однофазных потоков ($x = 0$ и $x = 1$) при течении в одном и том же канале:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{dp}{dz}\right)' = \frac{\xi' \rho' w_0'^2}{2 d_r}, \quad w_0' = \frac{G}{\rho'}; \\ \left(\frac{dp}{dz}\right)'' = \frac{\xi'' \rho'' w_0''^2}{2 d_r}, \quad w_0'' = \frac{G}{\rho''}; \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \Phi_{ж}^2 = \frac{dp/dz}{(dp/dz)'}; \\ \Phi_{газ}^2 = \frac{dp/dz}{(dp/dz)''}; \end{array} \right.$$

где $X^2 = \frac{\Phi_{газ}^2}{\Phi_{ж}^2}$ – параметр Мартинелли, $\Phi_{ж}^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$; $\Phi_{газ}^2 = 1 + CX + X^2$; $1 - \phi = \frac{X}{\sqrt{1 + 20X + X^2}}$.

Такая методика гарантирует хорошую сходимость с полученными экспериментальными значениями, что объясняет популярность как ее самой, так и ее модификаций. Вместе с тем в данной методике отсутствует какая-либо физическая модель, что может привести к большой погрешности результатов расчетов в сравнении с опытными данными, полученными в условиях, отличающихся от тех, в которых проводились эксперименты Мартинелли и его коллег. За последние десятилетия было выполнено немало работ, в которых уточнялась эта методика путем введения новых эмпирических функций. Естественно, ни одна эмпирическая формула не может претендовать на универсальность, что подтверждает анализ 29 различных формул, проведенный в работе [46]. Для этого анализа было использовано 3480 экспериментальных точек, из которых более 60% относятся к мини-каналам. В табл. 2 представлены некоторые известные методики расчета потерь давления для обычных труб и мини-каналов, базирующиеся на

методике Мартинелли [47–49], которые выбраны для обобщения данных, в том числе лучшая для мини-каналов [50] согласно результатам обзорной работы [46].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Схема экспериментального стенда представлена на рис. 1. Давление в контуре создавалось и поддерживалось с помощью термокомпрессора. Циркуляция рабочей жидкости обеспечивалась многоступенчатым центробежным насосом закрытого типа с магнитной муфтой, соединяющей двигатель с валом насоса. Для измерения объемного расхода использовался высокоточный кориолисовый расходомер. Давление потока на входе ($p_{вх}$) и выходе ($p_{вых}$) рабочего участка измерялось с помощью датчиков давления, отдельно дифференциальным манометром измерялись потери давления в рабочем участке (Δp). Температуры² потока на входе в рабочий участок ($t_{вх}$) и выходе из него ($t_{вых}$) определялись предварительно откалиброванными кабельными хромель-копелевыми термопарами (диаметр кабеля составлял 0.7 мм). Хладагент, прошедший весь контур, охлаждался водопроводной водой в рекуперативном теплообменнике.

В качестве теплоносителя использовался фреон R125. Его свойства представлены далее:

Температура кипения (при 1×10^5 Па), °С.....	–48.1
Плотность жидкости (при 25°С), кг/м ³	1190
Плотность пара (при температуре кипения), кг/м ³	6.7
Поверхностное натяжение (при 25°С), Н/м.....	0.014
Удельная теплоемкость жидкости, кДж/(кг · К).....	1.399
Теплота парообразования (при 25°С), кДж/кг.....	164
Теплопроводность жидкости (при 25°С), Вт/(м · К).....	0.062
Динамический коэффициент вязкости жидкости (при 25°С), мПа · с.....	0.141

Температура насыщения фреона при рабочих параметрах экспериментов находилась в пределах 30–45°С, что позволило снизить тепловые потери в окружающую среду при кипении в канале.

Рабочий участок, показанный на рис. 2, представляет собой трубку круглого сечения из нержавеющей стали, обогреваемая длина составляет 50 мм, внутренний диаметр – 1.1 мм. Конструкция имеет вертикальное положение и включает в себя предва-

² Далее температура выражена в градусах Цельсия и будет обозначаться строчной буквой t .

Таблица 2. Перечень методов расчета потерь давления на трение с указанием экспериментальных условий, при которых они были разработаны

Автор(ы) [источник]	Формула	Условия
<i>Модификации гомогенной модели и эмпирические формулы</i>		
Cicchitti et al. [38]	$\mu_{\text{см}} = x\mu'' + (1-x)\mu'$	Усреднение коэффициента динамической вязкости
Dukler et al. [39]	$\mu_{\text{см}} = \beta\mu'' + (1-\beta)\mu', \beta = \left[1 + \frac{(1-x)\rho''}{x\rho'}\right]^{-1}$	$d = 12.3-127$ мм
Akers et al. [40]	$\mu_{\text{см}} = \mu' \left[(1-x) + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{0.5} \right]^{-1}$	$d = 0.25$ мм
Beattie and Whalley [41]	$\mu_{\text{см}} = \mu'(1-\beta)(1+2.5\beta) + \mu''\beta$	Адиабатное течение, 13 510 точек
Yang and Webb [42]	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{см}} = \xi \frac{G_{\text{ЭКВ}}^2}{2\rho' d}; \frac{\xi}{\xi_{\text{ж}}} = 0.35 \text{Re}_{\text{ЭКВ}}^{0.12}$ $\text{Re}_{\text{ЭКВ}} = \frac{G_{\text{ЭКВ}} d}{\mu'}; G_{\text{ЭКВ}} = G \left[(1-x) + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{0.5} \right]$	R12; $d = 2.64, 1.56$ мм; $\text{Re} = 2500-23\ 000$; $G = 400-1400$ кг/(м ² · с); $x = 0.1-0.9$
Yan and Lin [43]	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{см}} = 0.22 \text{Re}_{\text{ЭКВ}}^{-0.1} \frac{G_{\text{ЭКВ}}^2}{2\rho' d};$ $\text{Re}_{\text{ЭКВ}} = \frac{G_{\text{ЭКВ}} d}{\mu'}; G_{\text{ЭКВ}} = G \left[(1-x) + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{0.5} \right]$	R134a; $d = 2$ мм; $x = 0.1-0.9$; $G = 50-200$ кг/(м ² · с)
Müller-Steinhagen and Heck [44]	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{см}} = M(1-x)^{\frac{1}{3}} + Bx^3;$ $M = A + 2(B-A)x;$ $A = \frac{\xi' G^2}{2\rho' d}; B = \frac{\xi'' G^2}{2\rho'' d}$	Адиабатное течение, вода, воздух/вода/карбоксиметилцеллюлоза, воздух/вода, углеводороды, аргон, воздух/масло, R11, R12, R22, азот, неон; $d = 4-392$ мм; 9313 точек
<i>Модификации подхода Локкарта – Мартинелли</i>		
Friedel [47]	$\Phi_{\text{ж}}^2 = E + \left(\frac{3.24FH}{\text{Fr}_{\text{см}}^{0.045} \text{We}_{\text{см}}^{0.035}} \right); E = (1-x)^2 + x^2 \frac{\rho' \xi''}{\rho'' \xi};$ $\text{Re}' = \frac{Gd}{\mu'}; \text{Re}'' = \frac{Gd}{\mu''}; \text{Fr}_{\text{см}} = \frac{G^2}{gd\rho_{\text{см}}^2}; \text{We}_{\text{см}} = \frac{G^2 d}{\sigma \rho_{\text{см}}};$ $\frac{1}{\rho_{\text{см}}} = \frac{x}{\rho''} + \frac{1-x}{\rho'};$ $H = \left(1 - \frac{\mu''}{\mu'} \right)^{0.7} \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{0.91} \left(\frac{\mu''}{\mu'} \right)^{0.19};$ $F = x^{0.78} (1-x)^{0.224}$	Воздух/вода, воздух/масло, R12; $d > 4$ мм; 25000 точек

Таблица 2. Окончание

Автор(ы) [источник]	Формула	Условия
Hwang and Kim [48]	$C = 0.227 \text{Re}_x^{-0.452} \text{Co}^{-0.82} X^{-0.32};$ $\text{Co} = \frac{\sqrt{\sigma/[g(\rho' - \rho'')]} }{d}$	Адиабатное течение, R134a; $d = 0.244, 0.430, 0.792$ мм; $G = 140\text{--}950$ кг/(м ² · с); $x = 0.1\text{--}0.95$
Pamitran et al. [49]	$C = 3 \times 10^{-3} \text{We}_{\text{см}}^{-0.433} \text{Re}_{\text{см}}^{1.23};$ $\text{We}_{\text{см}} = \frac{G^2 d}{\sigma \rho_{\text{ф}}}; \text{Re}_{\text{см}} = \frac{Gd}{\mu_{\text{см}}};$ $\mu_{\text{см}} \text{ предлагается считать по [38];}$ $\Phi = \frac{x}{\rho''} \left\{ \left[1 + 0.12(1-x) \right] \left[\frac{x}{\rho''} + \frac{(1-x)}{\rho'} \right] + \left(\frac{1.18}{G^2} \right) \left[\frac{(1-x)}{\sqrt{\rho'}} \right] [g\sigma(\rho' + \rho'')]^{0.25} \right\}^{-1} \quad [51]$	R22, R134a, R410A, R290, R744; $d = 0.5, 1.5$ и 3.0 мм; $q = 5\text{--}40$ кВт/м ² ; $G = 50\text{--}600$ кг/(м ² · с); $x = 0\text{--}1$; $t_s = 0\text{--}15^\circ\text{C}$
Sun and Mishima [50]	Для турбулентного течения $\Phi_{\text{ж}}^2 = 1 + \frac{C}{X^{1.19}} + \frac{1}{X^2}; \quad C = 1.79 \left(\frac{\text{Re}''}{\text{Re}'} \right)^{0.4} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.5};$ $\text{Re}'' = \frac{Gxd}{\mu''}; \quad \text{Re}' = \frac{G(1-x)d}{\mu'}$	Воздух/вода, CO ₂ , R123, R134a, R22, R236ea, R245fa, R404A, R407C, R410A, R507; $d = 0.506\text{--}12$ мм; 2092 точки

рительный нагреватель для поддержания необходимой температуры жидкости на входе. Нагрев осуществляется переменным током. На рисунке отмечены места подключения датчиков давления, размещения кабельных хромель-копелевых термопар для измерения температуры потока на входе в нагреватель ($t_{\text{вх}1}$) и рабочий участок ($t_{\text{вх}2}$) и координаты крепления пяти хромель-копелевых термопар на стенке (Т1–Т5). Провода термопар приварены к стенке лазерной сваркой в одном сечении противоположно один другому. Температура внутренней поверхности стенки рассчитывалась по уравнению теплопроводности для цилиндрической стенки. Рабочий участок покрыт теплоизоляционным кожухом для уменьшения тепловых потерь, обусловленных свободной конвекцией воздуха.

Эксперименты проводились по следующей схеме. На вход рабочего участка подавалась жидкость при определенных расходе, давлении и температуре близкой к температуре насыщения. При фиксированном объемном расходе осуществлялся поэтапный нагрев рабочего участка переменным током с прохождением режимов теплообмена при конвекции и кипении до наступления кризиса теплообмена, который определялся по резкому росту температуры стенки в сечении Т5. На каждом этапе при установлении стационарного режима и стабилизации показаний термопар на стенке проводилась запись показаний датчи-

ков давления, температуры, расходомера, тока и напряжения с помощью автоматизированной системы сбора данных. Плотность теплового потока была принята одинаковой по всей обогреваемой длине канала и определялась как отношение электрической мощности нагрева (с учетом тепловых потерь) к площади внутренней поверхности канала. Тепловые потери вычислялись по тепловому балансу в конвективных режимах теплообмена при каждом расходе жидкости. Таким образом были выведены экспериментальные зависимости тепловых потерь от температуры жидкости. При оценке неопределенности измерений были получены следующие значения:

Ток, %.....	±0.9
Напряжение, мВ.....	±0.5
Расход жидкости, %.....	±0.2
Температура на входе и выходе, °С.....	±0.1
Температура стенки, %.....	±0.8
Давление в контуре, %.....	±1.0
Перепад давления, %.....	±0.2
Диаметр трубки, мм.....	±0.05

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ТЕСТИРОВАНИЯ РАСЧЕТНЫХ МЕТОДИК

Эксперименты выполнялись при вынужденном подъемном течении фреона R125 в верти-

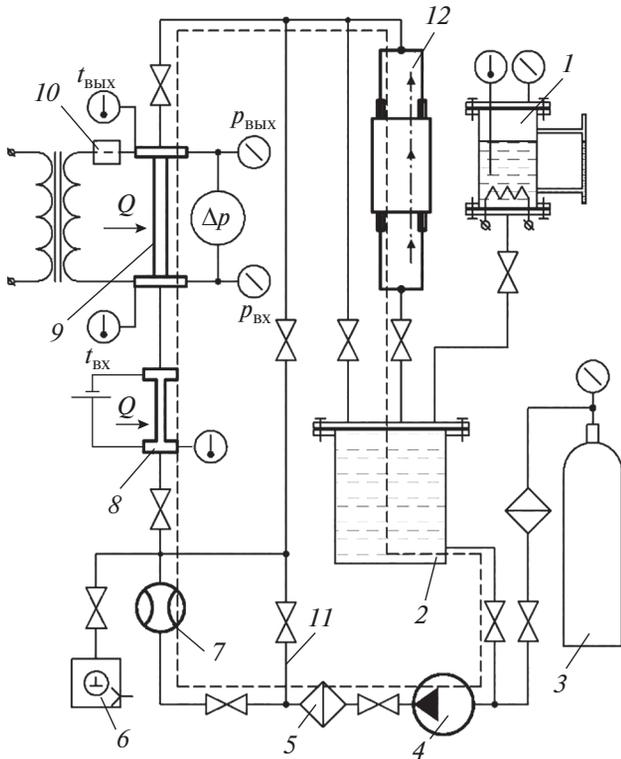


Рис. 1. Схема экспериментального стенда.
 1 – термодомпессор; 2 – основной резервуар; 3 – баллон с хладагентом; 4 – многоступенчатый центробежный насос; 5 – фильтры; 6 – форвакуумный насос; 7 – расходомер; 8 – предварительный нагреватель; 9 – рабочий участок; 10 – измеритель переменного тока; 11 – байпасная линия; 12 – рекуперативный теплообменник

кальном канале при трех значениях приведенного давления $p_r = 0.43, 0.56$ и 0.70 и температуре насыщения $t_s = 30, 40, 50^\circ\text{C}$. В каждом эксперименте с фиксированным расходом и поэтапным увеличением теплового потока получены режимы теплообмена при конвекции и кипении. Массовый расход теплоносителя изменялся в диапазоне $G = 200\text{--}1000$ кг/(м² · с). Температура потока на входе в рабочий участок была близка к температуре насыщения. В ходе экспериментов

измерялись значения температуры на входе и выходе, температуры стенки в пяти сечениях по длине рабочего участка, давление, перепад давления и объемный расход. Значения теплового потока находились в диапазоне $q = 4\text{--}322$ кВт/м². Массовое расходное паросодержание $x = m''/m$ (где m'' и m – массовые расходы паровой и жидкой фазы) определялось по тепловому балансу:

$$x = \frac{h_{\text{вх}} + Q - h'}{h_{LG}},$$

где Q – удельное тепло, подведенное на рабочем участке, Дж/кг; $h_{\text{вх}}$ и h' – энтальпии жидкости на входе и при температуре насыщения, Дж/кг.

Диапазон значений x на входе в рабочий участок составил от -0.2 до -0.05 , а на выходе – от 0.05 до 0.75 в зависимости от теплового потока и массовой скорости.

Обобщение данных о теплообмене

Получены первичные данные о температуре потока на входе в рабочий участок и выходе из него, температуре стенки в пяти сечениях по длине канала и плотности теплового потока при различных массовых скоростях и давлениях. Для обобщения данных о температуре стенки были использованы только показания термопар в сечениях Т2, Т3 и Т4, чтобы исключить влияние краевых эффектов, связанных с тепловыми потерями и перестройкой режима течения на входе и выходе обогреваемой области канала. На рис. 3 показан пример первичных данных о температуре стенки в сечениях Т2, Т3, Т4 в зависимости от плотности теплового потока (максимальное значение ограничено критическим тепловым потоком), хорошо видны режимы конвективного теплообмена и кипения.

На основе полученных данных были построены кривые кипения и рассчитаны коэффициенты теплоотдачи для режимов конвективного теплообмена и кипения: $\alpha_{\text{кон}} = q/(t_{\text{ст}} - t_{\text{ж}})$, $\alpha_{\text{кип}} = q/(t_{\text{ст}} - t_s)$. Верификация экспериментальных данных была выполнена путем сравнения $\alpha_{\text{кон}}$ с рассчитанной по

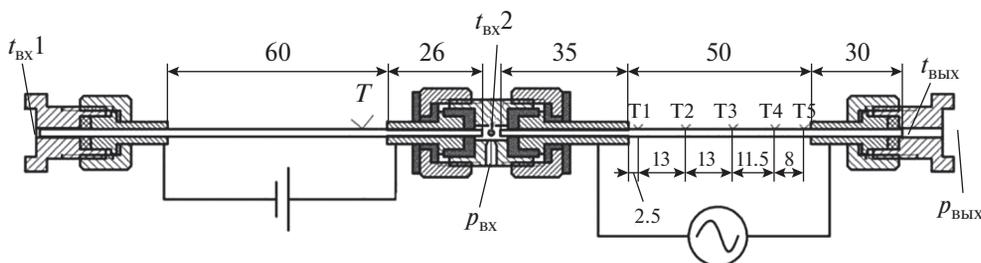


Рис. 2. Конструкция рабочего участка

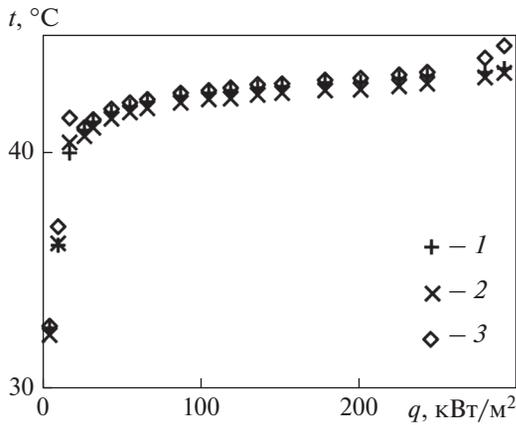


Рис. 3. Зависимость температуры t стенки от плотности теплового потока q в сечениях Т2 (1), Т3 (2), Т4 (3) при $p_r = 0.56$, $G = 600 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$

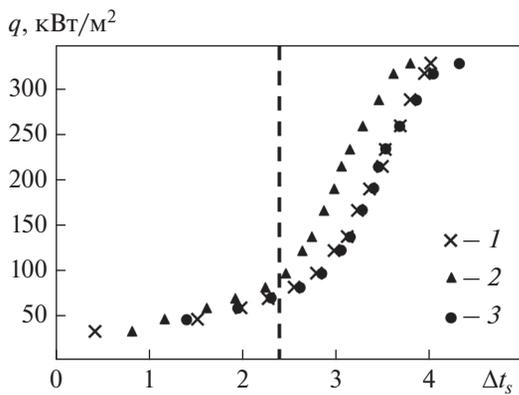


Рис. 4. Кривые кипения $q_{\text{кип}}$ для сечений Т2 (1), Т3 (2), Т4 (3) при $p_r = 0.56$, $G = 1000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$

формуле (3), которое показало удовлетворительное соответствие в диапазоне отклонений 6%. На рис. 4 представлен пример кривых кипения для сечений Т2, Т3, Т4. По полученным кривым кипения были отобраны данные для обобщения, соответствующие развитому кипению (область на рис. 4 справа от штриховой линии) и значению $x > 0$ [для методов расчета [14, 15], а также по методике (1) с расчетом $q_{\text{кип}}$ по формулам (5) и (7), обобщение проводилось во всем диапазоне значений x].

Отобранные экспериментальные данные были сопоставлены с результатами расчетов по методикам, приведенным в табл. 1, а также по формулам (1) + (5) и (1) + (7). Получены осредненные показатели для каждого давления: МАРЕ и $\delta_{10\%}$, $\delta_{20\%}$, $\delta_{30\%}$ – количество точек, для которых отклонение меньше либо равно 10, 20 и 30% соответственно. Результаты представлены в табл. 3. Всего посчитано 470 точек, из них 297 получены при $x > 0$.

Как показал анализ данных табл. 3, для всех методик с ростом приведенного давления от 0.43 до 0.56 не наблюдается значительного изменения результатов расчета. При высоком приведенном давлении 0.70 значения МАРЕ получились противоречивыми, для большинства методик разброс увеличился, а для некоторых уменьшился. Это можно обосновать следующим фактом. При повышении приведенного давления от 0.56 до 0.70 перегрев стенки относительно температуры насыщения снизился в среднем на 1–1.5°C и составил 1.5–3°C. Поскольку кипение является вероятностным процессом, снижение перегрева привело к увеличению разброса значений темпе-

Таблица 3. Результаты тестирования методов расчета теплоотдачи

Методика	$p_r = 0.43$				$p_r = 0.56$				$p_r = 0.70$			
	МАРЕ	$\delta_{10\%}$	$\delta_{20\%}$	$\delta_{30\%}$	МАРЕ	$\delta_{10\%}$	$\delta_{20\%}$	$\delta_{30\%}$	МАРЕ	$\delta_{10\%}$	$\delta_{20\%}$	$\delta_{30\%}$
<i>Обычные каналы</i>												
Shah [9]	45	3	11	24	42	0	5	22	42	4	10	24
Gungor and Winterton [10]	22	24	39	58	25	2	24	75	24	13	39	64
Kandlikar [11]	29	11	28	46	29	2	16	57	28	11	30	56
Liu and Winterton [12]	26	13	27	50	26	3	21	72	19	28	52	78
(1) с использованием (5)	45	9	15	25	33	10	23	41	62	9	18	26
(1) с использованием (7)	13	39	75	95	8	64	100	100	23	25	55	71
<i>Мини-каналы</i>												
Lazarek and Black [14]	26	12	38	58	26	0	27	73	35	10	20	42
Tran et al. [15]	16	26	64	95	9	60	94	100	34	15	43	56
Sun and Mishima [16]	33	6	17	42	38	0	1	13	37	1	10	24
Bertsch et al. [17]	21	20	45	72	19	20	52	83	17	34	66	84
Saitoh et al. [25]	30	12	16	38	33	7	16	40	27	15	37	65
Kanizawa et al. [26]	41	0	5	15	43	0	0	4	36	7	25	48

ратуры стенки по длине канала и, следовательно, коэффициента теплоотдачи. Надежность рассмотренных расчетных методов лучше оценивать на данных обобщения для значений приведенного давления 0.43 и 0.56.

Для всех методик расчетные значения, не попавшие в диапазон отклонений $\delta_{30\%}$, получились меньше экспериментальных. Скорее всего, это связано со свойствами использованного фреона R125, в большей степени – с его динамическим коэффициентом вязкости. Расчет по методике, основанной на формулах (1) и (7), почти не показал занижение по отношению к эксперименту и имел лучший результат, особенно для приведенного давления 0.56 (рис. 5). Такая точность расчета, очевидно, обусловлена тем, что формула (7) была получена эмпирически специально для подобных фреонов. Подход (1) + (7) разрабатывался не для мини-каналов и может использоваться для расчета теплоотдачи в обычных каналах.

Близкие по точности результаты показала методика [15]. Возможно, это связано с тем, что в экспериментах были получены режимы течения, схожие с работой [15], где использовались фреоны подобные R125 при аналогичных параметрах потока, но при низких давлениях. Среди остальных методик для мини-каналов наиболее удовлетворительный результат показал расчет по [17]. Расчет по всем методикам, кроме [15], не дал увеличения отклонений с ростом давления, как это было отмечено в [24]. Результаты вычислений для обычных каналов по методам [10–12] хорошо согласуются с экспериментальными данными и могут быть использованы для оценки теплоотдачи в мини-каналах в широком диапазоне высоких приведенных давлений.

Основываясь на результатах обобщения, можно сделать вывод, что теплоотдача при кипении в условиях вынужденного течения насыщенной жидкости в мини-канале вычисляется с учетом тепловых потоков вследствие конвекции и кипения как независимых механизмов передачи тепла.

Обобщение данных о потерях давления

В каждом режиме были получены данные о потерях давления на рабочем участке, включающие потери давления на необогреваемых участках трубки и потери давления на входе и выходе из нее в результате сужения и расширения потока в подводящих трубках, диаметр которых был равен 4 мм. На рис. 6 представлен пример первичных данных о потерях давления в зависимости от электрической мощности нагрева при постоянном расходе жидкости для одного экспериментального режима. Область конвективного теплообмена находится слева от штриховой линии. Для обобщения данных были отобраны только

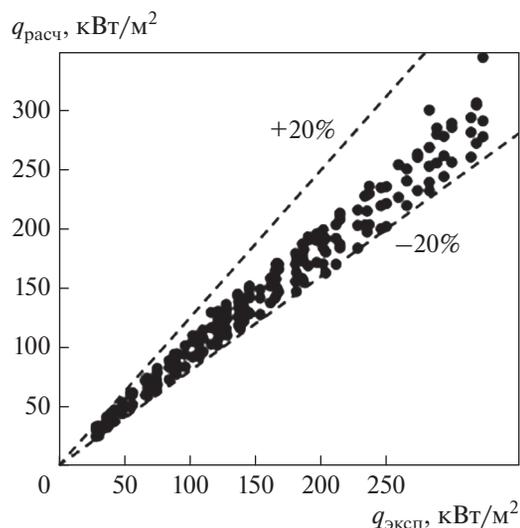


Рис. 5. Сопоставление опытных данных ($q_{\text{эксп}}$) с расчетными ($q_{\text{расч}}$) по методике (1) с использованием формулы (7) для $p_r = 0.56$

те значения, которые соответствуют двухфазному течению при развитом пузырьковом кипении (значительный рост Δp), и находятся справа от штриховой линии. При высоких тепловых потоках наблюдалось снижение скорости роста Δp . Как показали оценки по критерию Кутателадзе (10), это скорее всего связано с переходом к кольцевому режиму течения. В исследованных режимах течения эта область была представлена малым количеством точек и почти не влияла на результаты обобщения.

Расчет потерь давления на рабочем участке выполнялся по формуле:

$$\frac{dp}{dz} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{тр}} + \left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{уск}} + \left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{геом}}$$

Потери давления на преодоление действия гравитации не рассчитывались, так как общие экспериментальные значения потерь давления измерялись с помощью дифференциального манометра, измерительная система которого находилась на одном уровне и не измеряла $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{грав}}$.

Потери давления на необогреваемых частях мини-канала рассчитывались, как для однофазного потока, по формуле (9). Предполагалось, что паровая фаза на выходе из обогреваемой части быстро конденсировалась из-за малой теплоемкости фреона и значительного теплоотвода в массивное металлическое выходное соединение. Для расчета потерь давления на сужение и расширение на входе и выходе мини-канала использовались соответствующие методики расчета [52]. Суммарные потери давления на входе и выходе

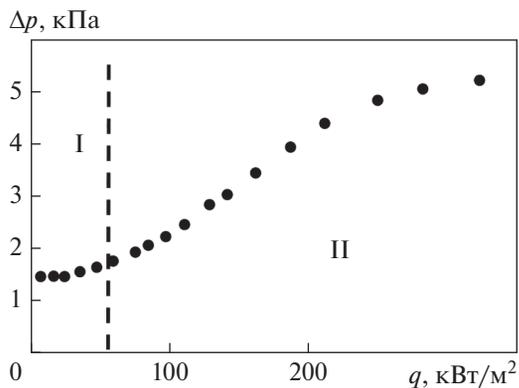


Рис. 6. Первичные данные о потерях давления Δp при $p_r = 0.56$, $G = 800 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Область: I – конвективная; II – развитого пузырькового кипения

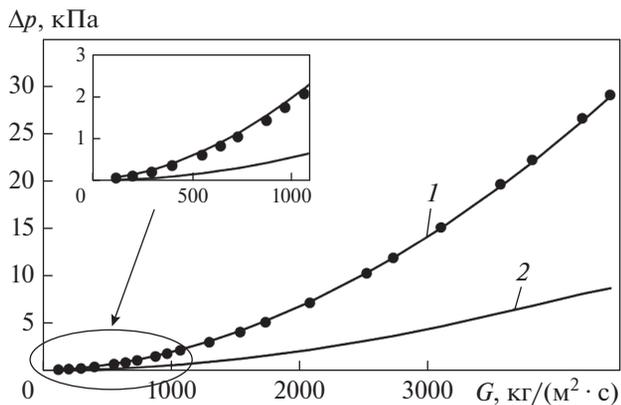


Рис. 7. Зависимость потерь давления Δp на всем рабочем участке от массовой скорости G . Точки – экспериментальные данные; линии – расчетные зависимости: 1 – с учетом геометрии входа и выхода, 2 – только обогреваемый участок

$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{геом}}$ с учетом необогреваемых участков были рассчитаны следующим образом:

$$\Delta p_{\text{вх}} = \left[\left(0.5 \frac{(1 - d_{\text{п.у}}^2)}{D^2} \right)^{3/4} + \xi \frac{L_{\text{вх}}}{d_{\text{п.у}}} \right] \frac{G^2}{2\rho'};$$

$$\Delta p_{\text{вых}} = \left[\left(1 - \frac{d_{\text{п.у}}^2}{D^2} \right)^2 + \xi \frac{L_{\text{вых}}}{d_{\text{п.у}}} \right] \frac{G^2}{2\rho'},$$

где $L_{\text{вх}}$, $L_{\text{вых}}$ – длина входного и выходного необогреваемых участков, м; $d_{\text{п.у}}$ – диаметр рабочего участка, м; D – диаметр подводящих трубок, м.

Для верификации метода расчета $\Delta p_{\text{вх}}$ и $\Delta p_{\text{вых}}$ были использованы экспериментальные данные

о потерях давления однофазного течения без нагрева в зависимости от расхода (рис. 7). Расчет потерь давления на исследуемой длине трубки был выполнен для однофазного течения по формуле (9). Как видно на графике, потери давления $\Delta p_{\text{вх}}$ и $\Delta p_{\text{вых}}$ рассчитаны верно.

Потери давления на ускорение потока из-за нагрева $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{уск}}$ были определены исходя из приближения гомогенного течения смеси. Как показано в [35], оценить роль ускорения потока в этом случае можно по формуле

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{уск}} = \frac{G(\rho' - \rho'') \Pi q}{\rho' \rho'' s h_{LG}},$$

где Π – смоченный периметр канала, м.

Потери давления на трение для обогреваемого участка мини-канала, где поток оставался еще недогретым до температуры насыщения ($x < 0$), найдены, как для однофазного течения по формуле (9). Для участка с $x \geq 0$ потери давления на трение $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{тр}}$ определялись по гомогенной модели и методикам, представленным в табл. 2.

Для расчета обогреваемая область была разделена на 50 отрезков. Результаты сравнения экспериментальных данных с расчетными представлены в табл. 4 в виде осредненных показателей. Всего посчитано 115 точек.

В области высоких приведенных давлений $p_r > 0.5$ классическая гомогенная модель показала хорошую сходимость данных и вполне может быть использована в инженерных расчетах. Немного более точный результат получен по гомогенной модели с расчетом истинного объемного паросодержания по методике, представленной в работе [37]. Остальные модификации гомогенной модели дали схожие результаты. При расчете по эмпирическим формулам для мини-каналов, выведенным в [42, 43] на основе гомогенного подхода, получено самое большое отклонение от экспериментальных значений. Но по формуле из работы [44] для обычных труб диаметром $d = 4\text{--}392 \text{ мм}$, схожей с подходом Локкарта – Мартинелли, результаты оказались идентичными результатам расчета по гомогенной модели. Для умеренного приведенного давления 0.43 точность расчетов на основе гомогенного подхода снизилась примерно в 3 раза. Это значит, что при значениях приведенного давления $p_r < 0.5$ структура двухфазного потока при кипении заметно отличается от гомогенной.

Среди эмпирических методов расчета, основанных на подходе Локкарта – Мартинелли, лучший результат показала формула, полученная в ра-

Таблица 4. Результаты тестирования методов расчета потерь давления на трение

Методика	$p_r = 0.43$				$p_r = 0.56$				$p_r = 0.70$			
	MAPE	$\delta_{10\%}$	$\delta_{20\%}$	$\delta_{30\%}$	MAPE	$\delta_{10\%}$	$\delta_{20\%}$	$\delta_{30\%}$	MAPE	$\delta_{10\%}$	$\delta_{20\%}$	$\delta_{30\%}$
Гомогенная модель	29	0	25	50	10	50	98	100	11	54	81	100
$\rho_{см} = \rho_\varphi$, Лабунцов [37]	24	13	47	59	8	63	100	100	12	56	80	96
Cicchitti et al. [38]	30	0	6	50	11	45	91	100	10	60	84	100
Dukler et al. [39]	34	0	0	38	13	42	75	75	11	58	85	100
Akers et al. [40]	34	0	0	41	12	46	81	100	11	56	84	100
Beattie and Whalley [41]	30	0	9	50	10	50	94	100	10	56	88	100
Yang and Webb [42]	50	0	0	0	25	17	33	58	23	24	52	72
Yan and Lin [43]	86	0	0	0	58	2	8	17	56	8	16	20
Müller-Steinhagen and Heck [44]	30	0	13	50	10	50	94	100	11	56	84	100
<i>Подход Локкарта – Мартинелли</i>												
Friedel [47]	19	38	56	75	7	77	100	100	14	44	80	92
Hwang and Kim [48]	79	13	22	44	76	4	31	44	160	4	20	32
Pamitran et al. [49]	31	25	41	66	51	0	4	8	86	4	8	16
Sun and Mishima [50]	58	3	3	6	36	8	21	29	26	19	31	58

боте [47] для обычных каналов диаметром $d > 4$ мм. Остальные методы, разработанные для каналов меньшего диаметра, оказались неработоспособными. Можно сделать вывод, что режимы вынужденного течения при кипении в круглом мини-канале диаметром 1.1 мм в исследованном диапазоне приведенных давлений не отличаются от тех, что наблюдаются в обычных каналах. Стоит отметить, что эмпирическая методика расчета [47] оказалась самой точной среди всех рассмотренных в области умеренного приведенного давления, равного 0.43, и высокого приведенного давления (0.56), средние отклонения экспериментальных данных от результатов расчетов составили 19 и 7% соответственно.

ВЫВОДЫ

1. В результате проведенных экспериментов по изучению теплоотдачи и гидродинамики при течениях фреона R125 в канале внутренним диаметром 1.1 мм и длиной 50 мм в диапазоне приведенных давлений $p_r = 0.43-0.70$, массовых скоростей $G = 200-1000$ кг/(м² · с) и тепловых потоков $q = 4-322$ кВт/м² получено 470 значений температуры стенки и 115 значений потерь давления при изменении теплового потока.

2. Отобраны методы расчета теплоотдачи и потерь давления, которые были протестированы на экспериментальных данных, и для каждого метода расчета определены средние абсолютные отклонения.

3. Лучший результат расчета теплоотдачи при вынужденном течении в мини-канале был получен по методике (1) с использованием формулы (7), разработанной специально для кипения фреонов в большом объеме в широком диапазоне приведенных давлений. Таким образом, теплоотдачу при кипении в условиях вынужденного течения насыщенной жидкости в мини-канале можно определить сложением результатов расчетов конвекции и кипения как независимых механизмов передачи тепла. Такой подход может быть использован и для расчета теплоотдачи в обычных каналах. Близкие по точности результаты показала методика из [15], вероятно, потому, что условия ее применения близки к условиям проведенных экспериментов. Методы расчета для обычных каналов, представленные в [10–12], показали хорошие результаты и могут быть использованы для оценки теплоотдачи в мини-каналах в широком диапазоне высоких приведенных давлений.

4. Чтобы рассчитать потери давления с высокой точностью в области высоких приведенных давлений $p_r > 0.5$, достаточно использовать классическую гомогенную модель. Различные модификации гомогенной модели показали схожие результаты. Эмпирическая методика, полученная в работе [47] для обычных каналов диаметрами $d > 4$ мм, оказалась самой точной среди всех рассмотренных методов расчета в области умеренного приведенного давления 0.43. Ее можно рекомендовать для оценки потерь давления вне области применения гомогенного подхода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Assessment** of working fluids, thermal resources and cooling utilities for organic Rankine cycles: State-of-the-art comparison, challenges, commercial status, and future prospects / M.A. Qyyum, A. Khan, S. Ali, M.S. Khurram, N. Mao, A. Naquash, A.A. Noon, T. He, M. Lee // *Energy Convers. Manage.* 2022. V. 252. P. 115055.
<https://doi.org/10.1016/j.enconman.2021.115055>
2. **Hellenschmidt D., Petagna P.** Effects of saturation temperature on the boiling properties of carbon dioxide in small diameter pipes at low vapour quality: Heat transfer coefficient // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2021. V. 172. P. 121094.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121094>
3. **Cheng L., Thome J.R.** Cooling of microprocessors using flow boiling of CO₂ in a micro-evaporator: Preliminary analysis and performance comparison // *Appl. Therm. Eng.* 2009. V. 29. No. 11–12. P. 2426–2432.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2008.12.019>
4. **Characterization** and prediction of two-phase flow regimes in miniature tubes / E. Rahim, R. Revellin, J. Thome, A. Bar-Cohen // *Int. J. Multiphase Flow.* 2011. V. 37. No. 1. P. 12–23.
<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2010.09.002>
5. **Ong C.L., Thome J.R.** Macro-to-microchannel transition in two-phase flow. Part 1: Two-phase flow patterns and film thickness measurements // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2011. V. 35. No. 1. P. 37–47.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2010.08.004>
6. **Forced** flow boiling of carbon dioxide in horizontal minichannel / M. Ozawa, T. Ami, H. Umekawa, R. Matsumoto, T. Hara // *Int. J. Therm. Sci.* 2011. V. 50. No. 3. P. 296–308.
<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2010.04.017>
7. **Critical** heat flux at flow boiling of refrigerants in minichannels at high reduced pressure / A.V. Belyaev, A.N. Varava, A.V. Dedov, A.T. Komov // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2018. V. 122. P. 732–739.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.02.027>
8. **Charnay R., Revellin R., Bonjour J.** Discussion on the validity of prediction tools for two-phase flow pressure drops from experimental data obtained at high saturation temperatures // *Int. J. Refrig.* 2015. V. 54. P. 98–125.
<https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2015.02.014>
9. **Shah M.M.** Chart correlation for saturated boiling heat transfer: equations and further study // *ASHRAE Trans.* 1982. V. 88. No. 1. P. 185–196.
10. **Gungor K.E., Winterton R.H.S.** A general correlation for flow boiling in tubes and annuli // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1986. V. 29. No. 3. P. 315–358.
[https://doi.org/10.1016/0017-9310\(86\)90205-X](https://doi.org/10.1016/0017-9310(86)90205-X)
11. **Kandlikar S.G.** A general correlation for two-phase flow boiling heat transfer coefficient inside horizontal and vertical tubes // *J. Heat Transfer.* 1990. V. 102. No. 1. P. 219–228.
<https://doi.org/10.1115/1.2910348>
12. **Liu Z., Winterton R.H.S.** A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli based on a nucleate pool boiling equation // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1991. V. 34. No. 11. P. 2759–2766.
[https://doi.org/10.1016/0017-9310\(91\)90234-6](https://doi.org/10.1016/0017-9310(91)90234-6)
13. **Charnay R., Revellin R., Bonjour J.** Flow boiling heat transfer in minichannels at high saturation temperatures. Part I: Experimental investigation and analysis of the heat transfer mechanisms // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2015. V. 87. P. 636–652.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.03.081>
14. **Lazarek G.M., Black S.H.** Evaporative heat transfer, pressure drop and critical heat flux in a small vertical tube with R-113 // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1982. V. 25. No. 7. P. 945–960.
[https://doi.org/10.1016/0017-9310\(82\)90070-9](https://doi.org/10.1016/0017-9310(82)90070-9)
15. **Tran T.N., Wambsganss M.W., France D.M.** Small circular- and rectangular- channel boiling with two refrigerants // *Int. J. Multiphase Flow.* 1996. V. 22. No. 3. P. 485–498.
[https://doi.org/10.1016/0301-9322\(96\)00002-X](https://doi.org/10.1016/0301-9322(96)00002-X)
16. **Sun L., Mishima K.** An evaluation of prediction methods for saturated flow boiling heat transfer in minichannels // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2009. V. 52. P. 5323–5329.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.06.041>
17. **Bertsch S.S., Groll E.A., Garimella, S.V.** A composite heat transfer correlation for saturated flow boiling in small channels // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2009. V. 52. No. 7–8. P. 2110–2118.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.10.022>
18. **Bertsch S.S., Groll E.A., Garimella S.V.** Review and comparative analysis of studies on saturated flow boiling in small channels // *Nanoscale Microscale Thermophys. Eng.* 2008. V. 12. No. 3. P. 187–227.
<https://doi.org/10.1080/15567260802317357>
19. **Kandlikar S.G.** History, advances, and challenges in liquid flow and flow boiling heat transfer in microchannels: A critical review // *J. Heat Transfer.* 2012. V. 134. No. 3. P. 034001.
<https://doi.org/10.1115/1.4005126>
20. **Mahmoud M.M., Karayiannis T.G.** Heat transfer correlation for flow boiling in small to micro tubes // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2013. V. 66. P. 553–574.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.07.042>
21. **Ribatski G.** A critical overview on the recent literature concerning flow boiling and two-phase flows inside micro-scale channels // *Exp. Heat Transfer.* 2013. V. 26. No. 2–3. P. 198–246.
<https://doi.org/10.1080/08916152.2012.737189>
22. **Saturated** flow boiling heat transfer: review and assessment of prediction methods / X. Fang, F. Zhuang, C. Chen, Q. Wu, Y. Chen, Y. Chen, Y. He // *Heat Mass Transfer.* 2019. V. 55. No. 1. P. 197–222.
<https://doi.org/10.1007/s00231-018-2432-1>
23. **Kim S.-M., Mudawar I.** Review of databases and predictive methods for heat transfer in condensing and boiling mini/micro-channel flows // *Int. J. Heat Mass*

- Transfer. 2014. V. 77. P. 74–97.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.04.035>
24. **A state-of-the-art** review on flow boiling at high reduced pressures / D.B. Marchetto, D.C. Moreira, R. Revellin, G. Ribatski // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2022. V. 193. P. 122951.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.122951>
25. **Saitoh S., Daiguji H., Hihara E.** Correlation for boiling heat transfer of R-134a in horizontal tubes including effect of tube diameter // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2007. V. 50. No. 25–26. P. 5215–5225.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.06.019>
26. **Kanizawa F.T., Tibirićá C.B., Ribatski G.** Heat transfer during convective boiling inside microchannels // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2016. V. 93. P. 566–583.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.09.083>
27. **An experimental** study of flow boiling in minichannels at high reduced pressure / A.V. Belyaev, A.N. Varava, A.V. Dedov, A.T. Komov // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2017. V. 110. P. 360–373.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.03.045>
28. **Ягов В.В.** Теплообмен при развитии пузырькового кипения // *Теплоэнергетика*. 1988. № 2. С. 4–9.
29. **Gnielinski V.** New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow // *Int. Chem. Eng.* 1976. V. 16. No. 2. P. 359–368.
30. **Stephan K., Abdelsalam M.** Heat-transfer correlations for natural convection boiling // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1980. V. 23. No. 1. P. 73–87.
[https://doi.org/10.1016/0017-9310\(80\)90140-4](https://doi.org/10.1016/0017-9310(80)90140-4)
31. **Cooper M.G.** Heat flow rates in saturated nucleate pool boiling – A wide-ranging examination using reduced properties // *Adv. Heat Transfer*. 1984. V. 16. P. 157–239.
[https://doi.org/10.1016/S0065-2717\(08\)70205-3](https://doi.org/10.1016/S0065-2717(08)70205-3)
32. **Klimenko V.V.** Heat transfer intensity at forced flow boiling of cryogenic liquids in tubes // *Cryogenics*. 1982. V. 22. No. 11. P. 569–576.
[https://doi.org/10.1016/0011-2275\(82\)90003-0](https://doi.org/10.1016/0011-2275(82)90003-0)
33. **Klimenko V.V., Sudarchikov A.M.** Investigation of forced flow boiling of nitrogen in a long vertical tube // *Cryogenics*. 1983. V. 23. No. 7. P. 379–385.
[https://doi.org/10.1016/0011-2275\(83\)90092-9](https://doi.org/10.1016/0011-2275(83)90092-9)
34. **Клименко А.В., Сударчиков А.М., Клименко В.В.** Экспериментальное исследование кризиса кипения вынужденного потока азота в канале при высоких давлениях // *Вестник МЭИ*. 2005. № 6. С. 135–139.
35. **Лабунцов Д.А., Ягов В.В.** Механика двухфазных систем. М.: Издательский дом МЭИ, 2007.
36. **Расчет** сопротивления трения двухфазных потоков низкого давления на основе приближенных аналитических моделей / Н.О. Зубов, О.Н. Кабаньков, В.В. Ягов, Л.А. Сукомел // *Теплоэнергетика*. 2017. № 12. С. 43–57.
<https://doi.org/10.1134/S0040363617120116>
37. **Лабунцов Д.А.** Физические основы энергетики: Избранные труды по теплообмену, гидродинамике, термодинамике. М.: Изд-во МЭИ, 2000.
38. **Two-phase** cooling experiments-pressure drop, heat transfer and burnout measurements / A. Cicchitti, C. Lombardi, M. Silvestri, G. Soldaini, R. Zavatarelli // *Energy Nucl.* 1960. V. 7. No. 6. P. 407–425.
39. **Dukler A.E., Wicks M., Cleveland R.G.** Friction pressure drop in two-phase flow // *AIChE J.* 1964. V. 10. P. 38–43.
<https://doi.org/10.1002/aic.690100117>
40. **Akers W.W., Deans H.A., Crosser O.K.** Condensing heat transfer within horizontal tubes // *Chem. Eng. Prog.* 1958. V. 54. P. 89–90.
41. **Beattie D.R.H., Whalley P.B.** A simple two-phase frictional pressure drop calculation method // *Int. J. Multiphase Flow*. 1982. V. 8. No. 1. P. 83–87.
42. **Yang C.Y., Webb R.L.** Friction pressure drop of R12 in small hydraulic diameter extruded aluminum tubes with and without micro-fins // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1996. V. 39. No. 4. P. 801–809.
43. **Yan Y.Y., Lin T.F.** Evaporation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-134a in a small pipe // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1998. V. 41. No. 24. P. 4183–4194.
[https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(98\)00127-6](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(98)00127-6)
44. **Müller-Steinhagen H., Heck K.** A simple friction pressure drop correlation for two-phase flow in pipes // *Chem. Eng. Process.* 1986. V. 20. No. 6. P. 297–308.
[https://doi.org/10.1016/0255-2701\(86\)80008-3](https://doi.org/10.1016/0255-2701(86)80008-3)
45. **Lockhart R.W., Martinelli R.C.** Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes // *Chem. Eng. Prog.* 1949. V. 45. No. 1. P. 39–48.
46. **Evaluation** of frictional pressure drop correlations for two-phase flow in pipes / Yu Xu, X. Fang, S. Xianghui, Z. Zhanru, C. Weiwei // *Nucl. Eng. Des.* 2012. V. 253. P. 86–97.
<https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2012.08.007>
47. **Friedel L.** Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow // *European Two-Phase Group Meet. Ispra, Italy, 1979. Paper E2.*
48. **Hwang Y.W., Kim M.S.** The pressure drops in microtubes and the correlation development // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2006. V. 49. No. 11. P. 1804–1812.
49. **Characteristics** of two-phase flow pattern transitions and pressure drop of five refrigerants in horizontal circular small tubes / A.S. Pamitran, K.I. Choi, J.T. Oh, P. Hrnjak // *Int. J. Refrig.* 2010. V. 33. No. 3. P. 578–588.
<https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2009.12.009>
50. **Sun L., Mishima K.** Evaluation analysis of prediction methods for two phase flow pressure drop in mini-channels // *Int. J. Multiphase Flow*. 2009. V. 35. P. 47–54.
<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2008.08.003>
51. **Steiner D.** Heat transfer to boiling saturated liquids // *VDI-Wärmeatlas (VDI Heat Atlas), Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GCV), Düsseldorf, Germany, 1993.*
52. **Идельчик И.Е.** Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975.

Hydrodynamics and Heat Transfer for a Two-Phase Flow in a Heated Vertical Minichannel at High Reduced Pressures

A. V. Belyaev^{a, *, **}, N. E. Sidel'nikov^a, and A. V. Dedov^a

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

*e-mail: BelyaevAVL@mpei.ru

**e-mail: belyaevalek@yandex.ru

Abstract—The relevance of studies into hydrodynamics and heat transfer in minichannels is driven by the increased interest in high-pressure power systems and high-tech devices that employ compact and efficient heat exchangers with a high heat flux. The potential for application of small-diameter channels in various industries, including production of heat exchangers, in which various dielectric liquids or freons can be used as a coolant at moderate and high reduced pressures, is being actively investigated today. High heat fluxes should be removed by boiling as the most efficient heat removal mechanism. Proper designing of heat exchangers employing the boiling process requires reliable methods for calculating heat transfer and pressure drop in two-phase flows. The authors have tested the applicability of the known and most reliable methods for calculating pressure drops and heat-transfer coefficient, which have been developed for conventional channels and minichannels, under conditions of increased reduced pressures as high as $p_r = p/p_{cr} = 0.7$. A review of the best-known methods applicable to various diameter (0.16–32 mm) channels is presented, and the predictions by these methods are compared with experimental data. The experiments were performed at a reduced pressure of 0.43, 0.56, and 0.70 in the mass velocity range of $G = 200–1000 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$. The experimental setup, the test section, and the experimental procedure are described. The studies were done with R125 refrigerant in a 1.1 mm ID vertical round channel with a heated length of 50 mm. The comparison of the experimental data with predictions by the reviewed procedures demonstrated good performance of calculation methods that had been developed for conventional channels. The best results yielded formulas developed for specific liquids and conditions close to the conditions of the performed experiments.

Keywords: small diameter channels, high reduced pressures, flow nucleate boiling, two-phase flow, hydrodynamics, heat transfer, heat-transfer coefficient, convection