

Константин Олегович ПОНОМАРЕВ¹
Гений Владимирович КУЗНЕЦОВ²
Дмитрий Владимирович ФЕОКТИСТОВ³
Евгения Георгиевна ОРЛОВА⁴
Вячеслав Иванович МАКСИМОВ⁵

УДК 536.24

О МЕХАНИЗМЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В СЛОЕ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ НА НИЖНЕЙ КРЫШКЕ ЗАКРЫТОГО ДВУХФАЗНОГО ТЕРМОСИФОНА*

¹ аспирант, Инженерная школа энергетики,
Национальный исследовательский Томский политехнический университет
kor.tpu@gmail.com; ORCID: 0000-0003-4877-1536

² доктор физико-математических наук,
профессор, главный научный сотрудник,
Научно-образовательный центр И. Н. Бутакова,
Национальный исследовательский Томский политехнический университет
kuznetsovgv@tpu.ru

³ кандидат технических наук, доцент,
Исследовательская школа физики высокоэнергетических процессов,
Национальный исследовательский Томский политехнический университет
fdv@tpu.ru

⁴ кандидат физико-математических наук, ассистент,
Научно-образовательный центр И. Н. Бутакова,
Национальный исследовательский Томский политехнический университет
lafleur@tpu.ru

⁵ кандидат технических наук, доцент,
Научно-образовательный центр И. Н. Бутакова,
Национальный исследовательский Томский политехнический университет
elf@tpu.ru

* Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-38-90137.

Цитирование: Пономарев К. О. О механизме теплопереноса в слое теплоносителя на нижней крышке закрытого двухфазного термосифона / К. О. Пономарев, Г. В. Кузнецов, Д. В. Феоктистов, Е. Г. Орлова, В. И. Максимов // Вестник Тюменского государственного университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2020. Том 6. № 1 (21). С. 65-86.

DOI: 10.21684/2411-7978-2020-6-1-65-86

Аннотация

Выдвинута гипотеза о том, что интенсивность всех теплофизических и гидродинамических процессов в термосифоне зависит в первую очередь от интенсивности теплопереноса в слое теплоносителя на нижней крышке и на свободной поверхности этого слоя. По результатам анализа и обобщения, полученных при проведении экспериментальных исследований температурных полей в закрытом двухфазном термосифоне, сформулирована математическая модель теплопереноса в таких теплообменниках, отличающаяся от известных тем, что при моделировании основных характеристик работы термосифонов рассматриваются процессы кондукции и конвекции только в слое теплоносителя на нижней крышке термосифона, а также кондукции в испарительной части корпуса последнего. Сравнение результатов вычисления температур в характерных точках слоя теплоносителя с показаниями термопар показало их хорошее соответствие. Результаты численного моделирования дают основания для вывода о доминирующей роли термогравитационной конвекции в слое теплоносителя на нижней крышке в регулировании интенсивности теплопереноса в термосифоне.

Ключевые слова

Термосифон, теплоперенос, термогравитационная конвекция, скорость испарения, степень заполнения, тепловой поток.

DOI: 10.21684/2411-7978-2020-6-1-65-86

Введение

Тепловая защита поверхностей теплообмена элементов современных и перспективных технических систем, обеспечение регламентных температурных режимов работы устройств и приборов остаются приоритетными направлениями научных исследований в энергетике [8]. Охлаждение энергонасыщенного оборудования возможно как системами, работающими с использованием больших объемов жидкого или газообразного теплоносителя, так и аппаратами, работающими по замкнутому испарительно-конденсационному циклу — тепловыми трубами и термосифонами (ТС) [1]. Последние отличаются простотой, надежностью, обладают высокими теплопередающими характеристиками [1]. Высокая интенсивность теплопереноса в ТС, соответствующая минимальному термическому сопротивлению, объясняется фазовыми превращениями (испарением,

кипением и конденсацией) в таких устройствах. Но прогнозирование характеристик процессов теплопереноса (в результате теплопроводности и конвекции) в ТС затруднено из-за проблем регистрации температур, давлений, скоростей движения паров и конденсата во внутренней полости термосифона. Из-за сложности герметизации паровых каналов такие работы проводились редко [2].

Результаты численных исследований закономерностей теплопереноса в термосифонах получены с использованием сложных математических моделей [16] и с помощью специализированных пакетов моделирования (ANSYS Fluent и др.) [3]. Трудоемкость решения задач такого типа вызвана главным образом их сложной областью решения (замкнутый полый цилиндр со стенками конечной толщины, теплоноситель на нижней крышке термосифона, пленка жидкости на боковых стенках и на нижней границе верхней крышки ТС).

Одним из существенных недостатков основных используемых моделей (например, в [5, 6]) является допущение об отсутствии влияния теплоотвода в стенки термосифона. Известно, что высокая интенсивность теплопереноса в условиях фазовых переходов в термосифоне приводит к существенному повышению роли теплоотвода в стенки ТС [16].

Также многие теоретические следствия (к примеру, в [7]) проведены с учетом только процессов теплопроводности в слое теплоносителя на нижней крышке ТС. Но установленные в экспериментах [13, 14] численные значения температур в слое теплоносителя иллюстрируют высокую степень однородности температурных полей в этой области, которая не может быть следствием переноса теплоты только за счет теплопроводности. Вероятна интенсификация теплопереноса в результате термогравитационной конвекции, но до настоящего времени оценки влияния этого механизма переноса теплоты на температурные поля ТС не выполнены. Решение такой задачи в рамках общей постановки для всей системы термосифона (стенки — крышки — паровой канал — слой конденсата на вертикальных стенках и крышках) представляется очень сложным. В этой связи авторы статьи сформулировали базовую гипотезу о том, что характеристики теплопереноса в термосифоне могут быть достоверно рассчитаны при анализе процессов, протекающих в слое теплоносителя на нижней крышке и в стенках ТС. При этом возможно использование относительно простых моделей. Целесообразно также выполнение экспериментальных исследований характеристик процессов теплопереноса, протекающих в слое теплоносителя (воды) и паровом канале закрытого двухфазного термосифона, для верификации предлагаемой в статье математической модели.

Целью работы является математическое моделирование процессов теплопереноса (кондукции и конвекции) в слое теплоносителя на нижней крышке закрытого двухфазного термосифона и кондукции в испарительной части корпуса последнего.

Методика экспериментальных исследований

Экспериментальные исследования проводились на установке, схема которой представлена на рис. 1.

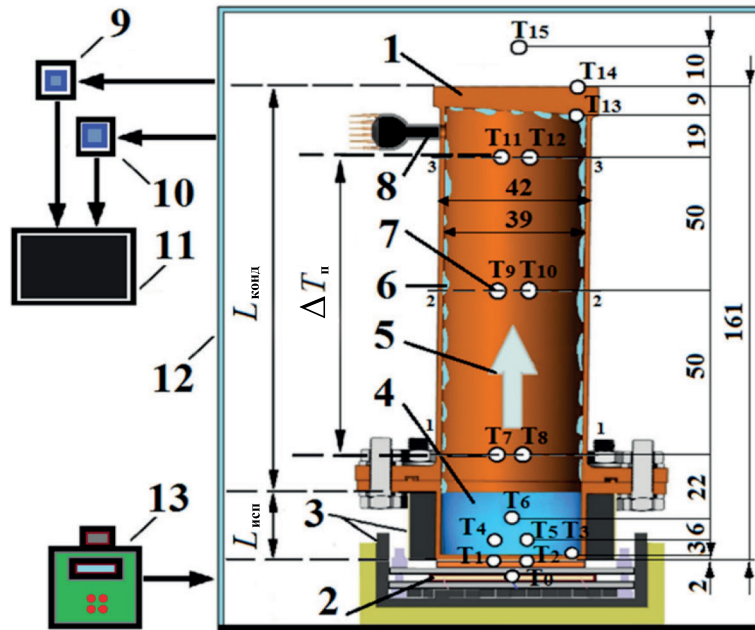


Рис. 1. Экспериментальная установка:
 1 — корпус термосифона,
 2 — нагреватель, 3 — тепловая изоляция, 4 — теплоноситель в жидком состоянии, 5 — паровой канал, 6 — пленка конденсата, 7 — термопары (T_0 - T_{15}), 8 — датчик давления, 9 — аналого-цифровой модульный преобразователь NI 9214, 10 — аналого-цифровой модульный преобразователь NI USB-6000, 11 — компьютер, 12 — стеклянный бокс, 13 — лабораторный автотрансформатор.
 $L_{исп}$ и $L_{конд}$ — высоты испарительной и конденсационных частей,
 $\Delta T_{п}$ — перепад температуры

Fig. 1. Experimental setup:
 1 — case of thermosyphon,
 2 — heater, 3 — heat insulation,
 4 — coolant in the liquid state,
 5 — vapor channel, 6 — condensate film,
 7 — thermocouples (T_0 - T_{15}), 8 — pressure sensor, 9 — analog-to-digital modular converter NI 9214, 10 — analog-to-digital modular converter NI USB-6000, 11 — computer, 12 — glass box, 13 — laboratory autotransformer.
 $L_{исп}$ and $L_{конд}$ — heights of evaporation and condensation sections,
 $\Delta T_{п}$ — the temperature difference in the vapor channel

Экспериментальная установка (рис. 1) представляет собой модель термосифона высотой $L = 161$ мм, с толщиной боковых стенок $\delta_{б.с.} = 1,5$ мм и нижней крышки $\delta_{н.с.} = 2$ мм, внутренним диаметром $d_{вн} = 39$ мм, изготовленную из меди марки М1 ГОСТ 859-2001. Рабочая область условно разделена на две части: испарительную (теплоизолированная вспененным каучуком часть термосифона, $L_{исп} = 21$ мм) и конденсационную (неизолированная часть термосифона, $L_{конд} = 140$ мм). Нижняя поверхность верхней крышки термосифона выполнена

под углом $4,4^\circ$ к горизонту и обеспечивает стекание конденсата преимущественно по одной стороне парового канала. Диаметр $d_{\text{вн}}$ и высота $L_{\text{исп}}$ испарительной части выбраны из условия [14] теплообмена в стесненных условиях, но максимально приближенного к условиям [14] кипения в большом объеме: $d_{\text{вн}}/L_{\text{исп}} = 0,039/0,021$. Теплоноситель — деаэрированная дистиллированная вода. Согласно рекомендациям [14], минимальная степень заполнения составляла 25% (6,3 мл) от объема испарительной части термосифона (22,7 мл). Степень заполнения испарительной части в проведенных экспериментах: 15% (3,8 мл), 25% (6,3 мл) и 35% (8,8 мл). Отвод теплоты от конденсационной части термосифона осуществляется за счет теплообмена с окружающей средой (воздухом) в условиях естественной конвекции.

Термосифон (1) (рис. 1) установлен на нагревателе (2), нижняя часть и боковые стороны которого теплоизолированы (3). Испарительная часть термосифона заполняется теплоносителем (4). Последний испаряется при подводе теплоты от нагревателя (2). Пары (5) поднимаются вверх и конденсируются на верхней крышке термосифона. Конденсат (6) под действием силы тяжести стекает в испарительную часть. Температуру теплоносителя в жидком и газообразном состоянии регистрировали термопарами (7). Герметичность термосифона оценивалась из показаний датчика давления (8). Аналого-цифровые модульные преобразователи National Instruments (9), (10) предназначены для передачи данных с термопар (7) и датчика давления (8) на компьютер (11). С целью исключения влияния вынужденной конвекции и даже незначительных потоков воздуха в лаборатории на условия охлаждения конденсационной части термосифона за счет естественной конвекции термосифон (1) размещен в стеклянном боксе (12). Подвод тепловой нагрузки осуществлялся лабораторным автотрансформатором (13). Погрешность определения мультиметром напряжения и тока не превышала 0,8 и 1,2% соответственно.

Входное напряжение, изменяющееся в диапазоне $U = 10 \div 70$ В, соответствовало диапазону плотностей теплового потока $q = 42 \div 2\,598$ Вт/м² (таблица 1). Напряжение повышалось на 10 В при достижении квазистационарного режима теплопереноса в термосифоне (условием являлось изменение температур, регистрируемых термопарами, не более чем на 0,1 °С в течении 10 минут).

Таблица 1

Подводимый тепловой поток

Table 1

Supplied heat fluxes

Напряжение U , В	Плотность теплового потока q , Вт/м ²
10	42
20	182
30	430
40	792
50	1 272
60	1 873
70	2 598

Положение термопары

На рис. 2 представлена схема парового канала, иллюстрирующая позиционирование термопар в нем.

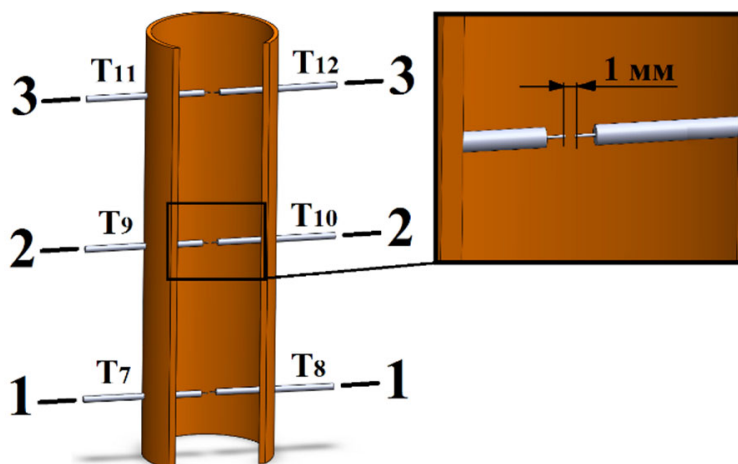


Рис. 2. Схема парового канала: 1-1, 2-2, 3-3 — характерные сечения, в которых расположены термопары (номера термопар (T_7 - T_{12}) соответствуют рис. 1)

Fig. 2. The scheme of the vapor channel: 1-1, 2-2, 3-3 are characteristic sections with installed thermocouples (numbers of thermocouples (T_7 - T_{12}) correspond to fig. 1)

В каждом из трех горизонтальных сечений (1-1, 2-2, 3-3, рис. 2) парового канала установлены две термопары на расстоянии не более 1 мм от оси ТС и друг от друга. Отклонения между дублирующими друг друга показаниями двух соседних термопар в каждом сечении не превышали 0,1 °С.

Перепад температур по высоте парового канала (рис. 2) определялся как:

$$\Delta T_{\text{п}} = T_{\text{п}}^{\text{н}} - T_{\text{п}}^{\text{в}} = \frac{T_7 + T_8}{2} - \frac{T_{11} + T_{12}}{2}, \quad (1)$$

где $T_{\text{п}}^{\text{н}}$ и $T_{\text{п}}^{\text{в}}$ — средние температуры в нижнем (1-1) и верхнем (3-3) сечениях парового канала, °С.

Измерения температуры проводились откалиброванными термопарами типа К (OMEGA 5ТС-ТТ-К-40-36), погрешность которых в диапазоне температур (25 ÷ 85 °С) составляла 0,1 °С. Сигнал с термопар поступал на аналоговый преобразователь National Instruments 9214 (NI 9214). Наименьшее изменение температуры, регистрируемое прибором NI 9214 для термопар типа К, составляло 0,01 °С, опрос датчика — 0,96 секунд. Систематическая погрешность системы измерений температур не превышала 0,1 °С.

Результаты экспериментов и обсуждение

На рис. 3 приведены зарегистрированные в проведенных экспериментах распределения температур по высоте термосифона при плотности теплового потока $q = 2\,598\text{ Вт/м}^2$.

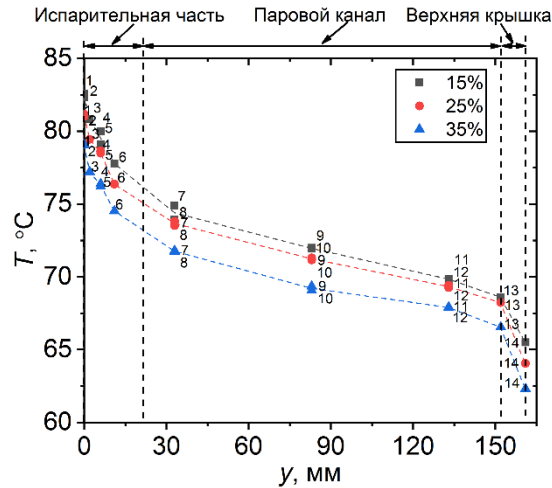


Рис. 3. Распределения температур по высоте ТС при $q = 2\,598\text{ Вт/м}^2$. Цифры 1-14 соответствуют номерам термопар (указаны на рис. 1)

Fig. 3. The temperature distribution over the height of the TPCT when $q = 2,598\text{ W/m}^2$. Numbers 1-14 correspond to the thermocouple numbers (shown in fig. 1)

Из приведенных распределений (рис. 3) видно, что с ростом степени заполнения испарительной части ТС (от 15 до 35%) происходит умеренное (от 2 до 3,6 °C) уменьшение температуры жидкого (I — $y = 2-21\text{ мм}$) теплоносителя и его паров (II — $y = 21-152\text{ мм}$), стенок нижней (I — $y = 0-2\text{ мм}$) и верхней (III — $y = 152-161\text{ мм}$) крышек. В результате при достаточно малой ($\varepsilon_{\text{н}} = 15\%$) степени заполнения отток пара от поверхности раздела фаз осуществлялся интенсивнее, чем при значениях $\varepsilon_{\text{н}}$, равных 25 и 35%, вследствие более быстрого прогрева слоя теплоносителя.

На рис. 4 представлены изменения температур (рис. 2, сечение 1-1) и (рис. 2, сечение 3-3) в паровом канале с ростом теплового потока.

При анализе результатов (рис. 4) экспериментов установлено, что перепады температур $\Delta T_{\text{п}}$ (рис. 1) по высоте парового канала не превышали 1 °C в диапазоне тепловых потоков $q = 42 \div 430\text{ Вт/м}^2$. Рост теплового потока (от 42 до 2 598 Вт/м²) сопровождался последовательным ростом температур теплоносителя в испарительной части ТС и паровом канале, скоростей испарения, движения пара и его конденсации. Но вследствие умеренных ($T_{\text{ж}} < 83\text{ °C}$) температур жидкой фазы теплоносителя скорости движения пара оставались относительно невысокими, что приводило к более значительным ($\Delta T_{\text{п}} = 1,1 \div 5,1\text{ °C}$) перепадам температур в паровом канале в диапазоне тепловых потоков $q = 430 \div 2\,598\text{ Вт/м}^2$.

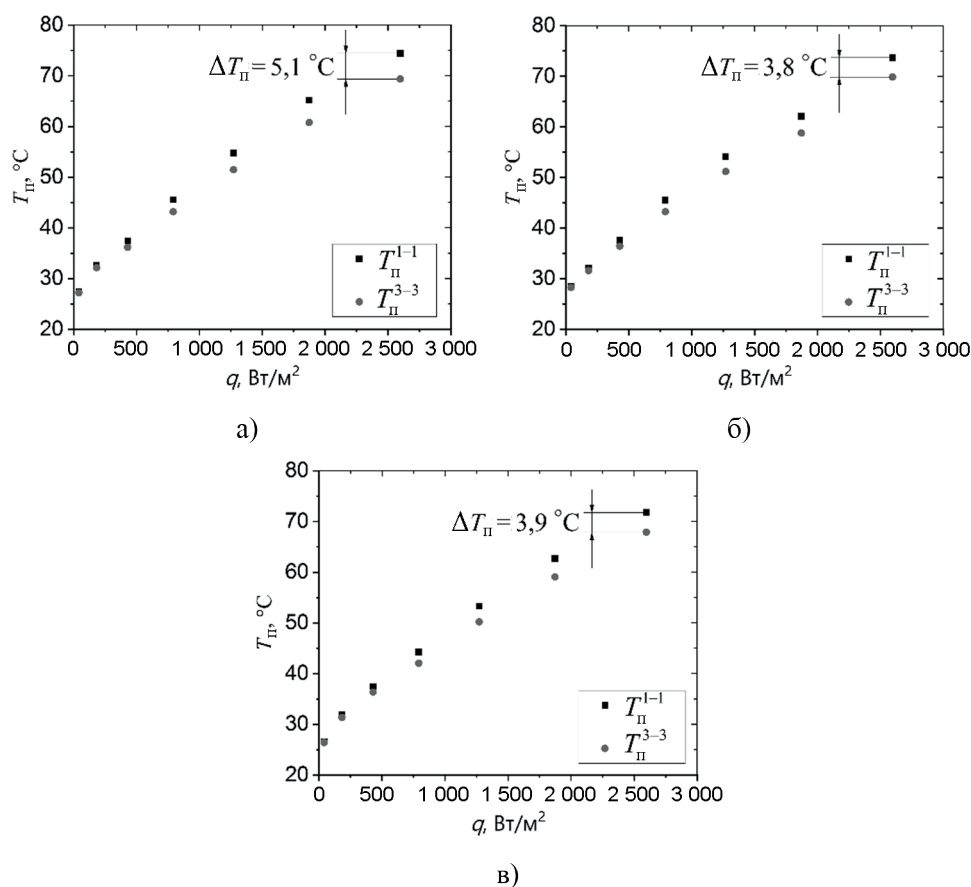


Рис. 4. Зависимости температуры в нижнем (1-1) и верхнем (3-3) сечениях (рис. 2) парового канала от плотности теплового потока. Степень заполнения испарительной части ТС: а — 15%, б — 25%, в — 35%

Fig. 4. The temperatures in the bottom (1-1) and top (3-3) cross sections (fig. 2) of the vapor channel vs heat flux density. Filling ratio of the evaporation section of the TPCT: а — 15%, б — 25%, в — 35%

На рис. 5 приведены зависимости термического сопротивления ТС от плотности теплового потока при трех степенях заполнения (15, 25, 35%). Термическое сопротивление термосифона рассчитывали по выражению $R_{\text{экс}} = \Delta T_{\text{п}}/q$, где перепад температур $\Delta T_{\text{п}}$ определялся по выражению (1).

На зависимостях $R_{\text{экс}} = f(q)$ (рис. 5), построенных по результатам экспериментов, выделено три диапазона тепловых потоков (I — $q = 42 \div 430$ Вт/м²; II — $q = 430 \div 792$ Вт/м²; III — $q = 792 \div 2\,598$ Вт/м²), соответствующих уменьшению (первый и третий диапазон) и росту (второй диапазон) термического сопротивления ТС.

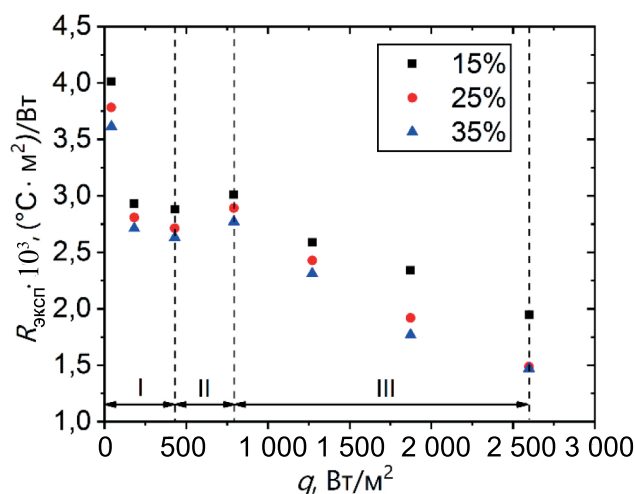


Рис. 5. Зависимости термического сопротивления ТС от плотности теплового потока при различных степенях заполнения испарительной части. I, II, III — диапазоны тепловых потоков

Fig. 5. Thermal resistance of the TPCT vs heat flux density at different filling ratios of the evaporation section. I, II, III — ranges of the heat fluxes

Видно (рис. 5), что максимальные значения термических сопротивлений достигались при тепловом потоке $q = 42 \text{ Вт/м}^2$, т. к. почти весь объем непрогретого ($T_{ж} < 30 \text{ °C}$) слоя теплоносителя находился в испарителе и испарялся очень медленно. Увеличение теплового потока почти в четыре раза (от 42 до 182 Вт/м²) привело к значительному (до 27%) снижению термического сопротивления в первом диапазоне (рис. 5), что обусловлено относительно быстрым прогревом слоя теплоносителя и более интенсивным его испарением. Дальнейший рост теплового потока до 430 Вт/м² (I диапазон, рис. 5) сопровождался умеренным (менее 3,5%) снижением термического сопротивления.

Температура теплоносителя достигала почти 50 °C при тепловых потоках $q \approx 0,8 \text{ кВт/м}^2$. Известно, что многие свойства (теплопроводность, поверхностное натяжение и др.) воды в диапазоне температур теплоносителя 40 ÷ 60 °C переходят через «критическую точку» (резко меняются) [11]. Такие изменения характеристик воды могли повлиять на теплоотвод в результате теплопроводности теплоносителя и слабой естественной конвекции, что привело к умеренному (до 6,5 %) росту термического сопротивления во втором диапазоне (рис. 5) тепловых потоков.

Процессы испарения воды происходили интенсивнее при увеличении теплового потока в третьем диапазоне (рис. 5) в результате роста скорости оттока пара с межфазной границы теплоносителя. Последнее привело к снижению

термического сопротивления (III диапазон, рис. 5) с ростом теплового потока (от 792 до 2 598 Вт/м²). Отметим, что при тепловом потоке $q = 2\,598$ Вт/м² наблюдалось наименьшее различие между термическими сопротивлениями для коэффициентов заполнения 25 и 35%. Можно предположить, что при тепловых потоках выше $q = 2\,598$ Вт/м² степень заполнения испарительной части ТС слабее (до 1% при $\epsilon_n \geq 25\%$) влияет на термическое сопротивление.

Результаты проведенных экспериментальных исследований дали возможность сформулировать математическую модель процессов теплопереноса, протекающих в двухфазном термосифоне, отличающуюся от известных [9, 19] выделением для описания основных характеристик рассматриваемых процессов области существенно меньших размеров по сравнению с термосифоном.

Математическая модель

Базовой гипотезой, на основании которой сформулирована используемая в дальнейшем математическая модель, является предположение о том, что интенсивность всех теплофизических и гидродинамических процессов в термосифоне определяется скоростью испарения ($W_{\text{исп}}$) теплоносителя с поверхности слоя, расположенного на нижней крышке ТС (рис. 6). Ее величина в условиях интенсивного фазового перехода определяется в первую очередь температурой свободной поверхности ($T_{\text{пов}}$) слоя теплоносителя (рис. 6).

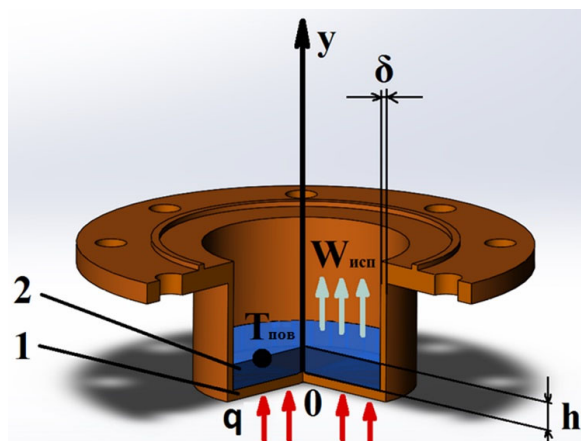


Рис. 6. 3D-модель испарительной части термосифона: 1 — нижняя крышка, 2 — слой теплоносителя

Fig. 6. A 3D-model of the evaporation section of the TPCT: 1 — bottom cover, 2 — coolant layer

Эта характеристика процесса зависит прежде всего от интенсивности теплопереноса в слое теплоносителя на нижней крышке и на свободной поверхности этого слоя (рис. 6). Анализ зарегистрированных в проведенных экспериментах температур жидкого теплоносителя показал, что такой интенсивный прогрев,

как в экспериментах, невозможно обеспечить только за счет теплопроводности. Доминирующим в рассматриваемом случае, скорее всего, является перенос теплоты в результате термогравитационной конвекции, и этот процесс необходимо учитывать при постановке задачи.

По результатам анализа и обобщения выполненных экспериментов сформулирована физическая модель процессов теплопереноса, протекающих в слое теплоносителя на нижней крышке ТС. Принято, что температурное поле в этой области формируется за счет теплопроводности и свободной конвекции в условиях постоянного теплового потока на нижней границе ($y = 0$) слоя теплоносителя, а также испарения на его верхней границе ($y = h$) и теплоотвода в стенки испарительной части термосифона (рис. 6).

Анализ результатов выполненных экспериментов позволяет сделать ряд допущений при постановке задачи:

- 1) теплофизические свойства теплоносителя в жидком и газообразном состоянии не зависят от температуры;
- 2) влиянием движения границы раздела фаз на теплоперенос можно пренебречь;
- 3) возможность кипения теплоносителя не рассматривалась, т. к. средняя по толщине температура теплоносителя в экспериментах при максимальном тепловом потоке ($q = 2\,598 \text{ Вт/м}^2$) не превышала $T_{\text{ж}} = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ (давление в ТС в экспериментах изменялось в диапазоне от 1 до 2 атмосфер);
- 4) процессы теплопереноса одномерны.

Моделирование термогравитационной конвекции жидкости в слое на нижней крышке ТС в общем случае возможно с использованием математических моделей типа [9], применявшихся при анализе процессов в паровом канале термосифона, в виде системы уравнений Навье — Стокса и энергии. Но такой подход существенно усложняет процесс решения задачи, и представляется целесообразным упрощение постановки в части описания процессов естественной конвекции путем введения в уравнение энергии для слоя теплоносителя на нижней крышке конвективного слагаемого (по аналогии с задачами тепловой защиты [17] при движении нагретых газов через пористый каркас теплозащитных материалов в условиях высоких температур). При такой постановке важнейшей характеристикой процесса является характерная скорость в конвективном течении ($V_{\text{ж}}$) в слое теплоносителя в диапазоне температур до $T_{\text{ж}} = 100 \text{ }^\circ\text{C}$. Значения $V_{\text{ж}}$ для условий, аналогичных рассматриваемым, рассчитаны авторами работы [15].

Кроме термогравитационной конвекции важный вклад в формирование температурного поля слоя теплоносителя на нижней крышке вносит процесс испарения со свободной поверхности жидкости. Для его описания использовался достаточно широко применяющийся в последнее время (например, при решении задач испарения с поверхности капель разных жидкостей [10]) подход моделирования процесса испарения с использованием математического выражения закона Герца — Кнудсена — Ленгмюра.

В такой постановке температурное поле в слое теплоносителя на нижней крышке описывается уравнением энергии следующего вида:

$$c_{\text{ж}} \cdot \rho_{\text{ж}} \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda_{\text{ж}} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - K \cdot c_{\text{ж}} \cdot \rho_{\text{ж}} \cdot V_{\text{ж}} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{\lambda_{\text{м}}}{\delta_{\text{м}}^2} \cdot \Delta T_{\text{м}}, \quad (2)$$

$$0 \leq y \leq h,$$

где c — теплоемкость, Дж/(кг · К); ρ — плотность, кг/м³; λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м · К); T — температура, К; τ — время, с; y — координата, м; $V_{\text{ж}}$ — характерная скорость в конвективном течении, м/с; δ — толщина стенки, м; ΔT — перепад температур по толщине стенки, К; K — коэффициент, который учитывает долю поднимающейся от верхней границы нижней крышки ТС горячей воды к опускающейся вниз; индексы: ж — жидкость (вода), м — медь.

Если $K = 1$, то второе слагаемое в правой части уравнения (2) описывает процесс течения жидкости в канале (в трубе), когда вся масса жидкости уходит через границу $y = h$. Вода в слое жидкости на нижней крышке термосифона циркулирует в конвективных ячейках (возвращается от свободной поверхности слоя к нижней крышке ТС), а значит, не всё тепло переносится вверх из области с высокой температурой в область с низкой температурой. Коэффициент K характеризует ту долю теплоты, которая передается вследствие конвекции к внешней границе слоя и отводится от нее за счет испарения, теплопроводности и оттока паров. Этот коэффициент введен на основании анализа и обобщения результатов экспериментов.

Начальное условие:

$$T_i = T_0, \quad \tau = 0. \quad (3)$$

Краевые условия:

$$-\lambda_{\text{ж}} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = q, \quad \tau > 0, \quad (4)$$

$$-\lambda_{\text{ж}} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=h} = Q_{\text{исп}} \cdot W_{\text{исп}} + c_{\text{п}} \cdot W_{\text{исп}} \cdot (T_{\text{пов}} - T_{\text{п}}) + \frac{\lambda_{\text{п}} \cdot (T_{\text{пов}} - T_{\text{п}})}{H_{\text{п}}} + c_{\text{к}} \cdot W_{\text{конд}} \cdot (T_{\text{пов}} - T_{\text{п}}), \quad \tau > 0, \quad (5)$$

где q — плотность теплового потока на нижней границе теплоносителя, Вт/м²; Q — теплота фазового перехода (испарения), Дж/кг; W — массовая скорость, кг/(м² · с); H — расстояние от границы раздела фаз до сечения 1-1 (рис. 1) в паровом канале ТС, м; индексы: исп — испарение, конд — конденсация, п — пар, пов — свободная поверхность слоя теплоносителя, к — конденсат.

Первое слагаемое в правой части уравнения (5) учитывает теплоту, отводимую от свободной поверхности за счет испарения. Второе слагаемое учиты-

вает теплоту, которую уносят пары, оттекающие от свободной поверхности слоя жидкости. Третье слагаемое учитывает теплоту, отводимую от свободной поверхности за счет теплопроводности пара. Четвертое слагаемое учитывает теплоту, приносимую конденсатом, стекающим в зону испарения.

Процесс конвекции в паре над свободной поверхностью отсутствовал в связи с наличием оттока пара (второе слагаемое в правой части уравнения (5)), т. е. вдув пара оттеснял все газы вверх.

Для расчета массовой скорости испарения использовалось уравнение Герца — Кнудсена:

$$W_{\text{исп}} = \frac{A \cdot (P_{\text{п}} - P^*)}{\sqrt{\frac{2 \cdot \pi \cdot R \cdot T_{\text{пов}}}{\mu_{\text{ж}}}}} \quad (6)$$

где A — коэффициент аккомодации; $P_{\text{п}}$ — равновесное давление пара при температуре поверхности слоя теплоносителя $T_{\text{пов}}$, Па; P^* — эквивалентное давление пара при температуре поверхности слоя теплоносителя $T_{\text{пов}}$, Па; $\mu_{\text{ж}}$ — молярная масса жидкости (воды), кг/моль; R — универсальная газовая постоянная, Дж/(моль · К).

Давление пара $P_{\text{п}}$ при температуре $T_{\text{пов}}$ выражалось уравнением Клаузиуса — Клапейрона [4] в экспоненциальной форме:

$$P_{\text{п}}(T_{\text{пов}}) = P_0 \cdot \exp\left(\frac{Q_{\text{исп}} \cdot \mu_{\text{ж}}}{R} \cdot \left(\frac{1}{T_{\text{кип}}} - \frac{1}{T_{\text{пов}}}\right)\right), \quad (7)$$

где P_0 — атмосферное давление, Па; $T_{\text{кип}}$ — температура кипения жидкости при давлении P_0 , К.

Дифференциальное уравнение теплопереноса (2) с соответствующими начальным (3) и краевыми (4)-(5) условиями решено методом конечных разностей. Разностные уравнения решены методом прогонки с использованием неявной четырехточечной схемы.

При решении системы (2)-(7) основным параметром, описывающим процесс термогравитационной конвекции в слое теплоносителя на нижней крышке термосифона, является скорость $V_{\text{ж}}$. Ее значение необходимо определить экспериментально.

При анализе [15] основных закономерностей испарения теплоносителя (воды, поверхность которой была покрыта монослоем поверхностно-активного вещества, не препятствующего процессу испарения) в условиях термогравитационной конвекции зарегистрированы скорости на глубине 5 мм от поверхности раздела фаз во времени (до $\tau = 500$ сек.) в диапазоне температур жидкости $T_{\text{ж}} = 32 \div 38$ °С. В [15] установлено, что скорости перемещения теплоносителя по вертикальной координате в результате конвекции в теплоносителе изменяются в диапазоне $V_{\text{ж}} = -2 \div 5$ мм/с.

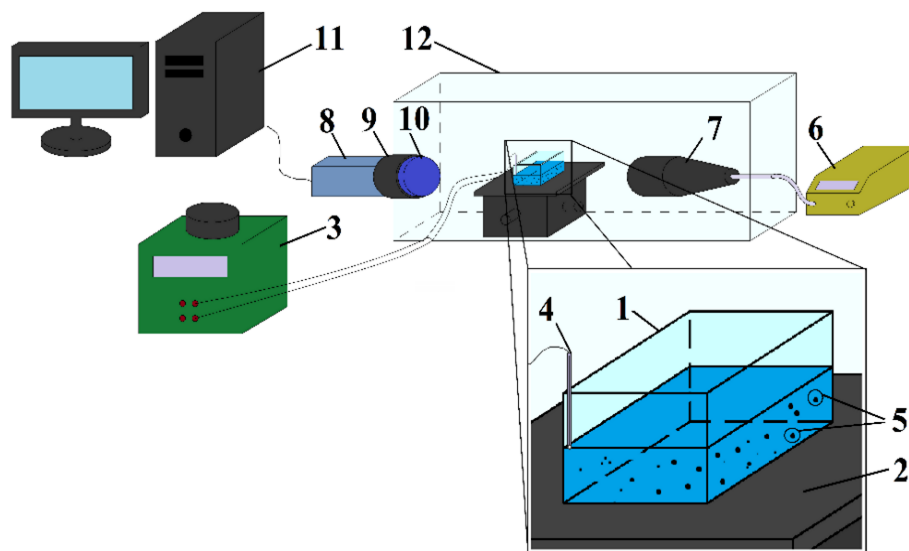


Рис. 7. Принципиальная схема экспериментальной установки:
 1 — кювета с дистиллированной водой,
 2 — нагреватель, 3 — лабораторный автотрансформатор, 4 — термопара,
 5 — трассеры, 6 — источник света,
 7 — телецентрический объектив,
 8 — видеокамера, 9 — макрообъектив,
 10 — оптический полосовой фильтр,
 11 — ПК, 12 — стеклянный бокс

Fig. 7. Schematic representation of the experimental setup:
 1 — cuvette with distilled water,
 2 — heater, 3 — laboratory autotransformer, 4 — thermocouple,
 5 — tracers, 6 — light source,
 7 — telecentric tube, 8 — video camera,
 9 — macro lens, 10 — optical bandpass filter, 11 — PC, 12 — glass box

В математической модели (2)-(7) характерная скорость в конвективном течении принята как функция температуры нижней границы слоя теплоносителя. Для определения этой функции в исследуемом диапазоне ($T_{\text{ж}} = 25 \div 85 \text{ } ^\circ\text{C}$) температур жидкости проведены специальные эксперименты на установке, принципиальная схема которой приведена на рис. 7.

Дистиллированная вода в кювете (1) (рис. 7) из кварцевого стекла в форме прямоугольного параллелепипеда с основанием $55 \times 30 \text{ мм}$ и высотой 30 мм (толщина стенок $\delta = 2 \text{ мм}$) подогревалась снизу при подводе теплоты от нагревателя (2), подключенного к лабораторному автотрансформатору (3). Температура жидкости вблизи поверхности испарения регистрировалась термопарой (4) у ребра кюветы. При таком расположении термопары можно пренебречь ее влиянием на процесс термогравитационной конвекции в кювете. В объем жидкости добавлялись трассеры (5) оксида железа III (Fe_2O_3), которые не вступают в химические реакции с водой. Размеры трассеров находились в диапазоне $10 \div 100 \text{ нм}$, объемная концентрация не превышала 2%.

Процесс анализа скоростей движения трассеров теневым методом с использованием системы визуализации (галогеновый источник света Edmunds Optics (6) с телецентрическим объективом (7), видеокамера FastVideo-500M (8) с макрообъективом Sigma 105 mm f/2.8G IF-ED AF-S (9)) при малой интенсивности света затруднен, т. к. на полученных в результате экспериментов видеокдрах присутствовал темно-серый фон, на котором тени трассеров (5) видны плохо. С ростом интенсивности света увеличивалась яркость изображения и падала его контрастность, при этом пиковая длина волны в диапазоне чувствительных длин волн датчика видеокамеры (8) смещалась в сторону более коротких волн. Поэтому при освещении кюветы (1) светом большей интенсивности видеокамера (8) не смогла зарегистрировать трассеры (5) (Fe_2O_3). Для решения этой проблемы (по аналогии с методом корреляции цифровых изображений поля деформации образцов при высоких температурах [12]) применен оптический полосовой фильтр (10), который пропускает свет в диапазоне длин волн (400 ÷ 450 нм) и препятствует его прохождению в длинноволновом спектре. Таким образом, на полученных при большей интенсивности света видеокдрах удалось зарегистрировать совокупности наноразмерных трассеров (характерные размеры: 0,03 ÷ 0,3 мкм). Такие размеры трассеров незначительно влияют на процесс термогравитационной конвекции и допустимы в экспериментах по определению скорости движения жидкости.

Видеосъемка проводилась с пространственным разрешением 1280×1024 пикселей и частотой 30 кадров в секунду. Аналогично алгоритмам [18], с использованием специального программного обеспечения в поле съемки вычислялись расстояния, пройденные трассерами (от 3 до 5) с размерами меньше 0,1 мкм в пикселях за установленное время, а затем с применением масштабного коэффициента ($S = 0,015$ мм/пиксель) выполнялся их пересчет в миллиметры.

Можно отметить, что полученный по результатам эксперимента диапазон изменения характерных скоростей в конвективном течении ($|V_{\text{ж}}| = 0,95 \div 3$ мм/с) соответствует диапазону, полученному авторами работы [15].

При проведении численного моделирования (система (2)-(7)) принято, что тепловой поток изменялся в диапазоне $q = 42 \div 2\,598$ Вт/м² при атмосферном давлении $P_0 = 101\,325$ Па и температуре $T_0 = 25$ °С. Для остальных параметров, характеризующих систему, приняты следующие значения: $c_{\text{ж}} = 4\,182$ Дж/(кг · К); $\rho_{\text{ж}} = 997 \cdot 10^{-3}$ кг/м³; $\lambda_{\text{ж}} = 611 \cdot 10^{-3}$ Вт/(м · К); $c_{\text{п}} = 2\,351$ Дж/(кг · К); $\rho_{\text{п}} = 727 \cdot 10^{-3}$ кг/м³; $\lambda_{\text{п}} = 18 \cdot 10^{-3}$ Вт/(м · К); $\lambda_{\text{м}} = 390$ Вт/(м · К); $\delta_{\text{м}} = 1,5 \cdot 10^{-3}$ м; $A = 36 \cdot 10^{-3}$; $Q_{\text{исп}} = 2,26 \cdot 10^6$ Дж/кг; $\mu_{\text{ж}} = 18 \cdot 10^{-3}$ кг/моль; $R = 8,31$ Дж/(моль · К).

На рис. 8 представлены зависимости средних (по показаниям термопар (4) и (5) (рис. 1)) в экспериментах и рассчитанных на той же высоте ($y = 3$ мм) температур жидкости (воды) от теплового потока, а также распределение температуры теплоносителя по вертикальной координате в слое теплоносителя ($\epsilon_{\text{н}} = 35\%$, $\tau = 600$ сек.).

Приведенные на рис. 8а зависимости $T = f(q)$ иллюстрируют удовлетворительное соответствие результатов математического моделирования и экспери-

ментальных данных. Анализируя полученные результаты (рис. 8б), можно сделать вывод о достаточно больших ($\Delta T_{\text{ж}} \approx 30 \text{ }^\circ\text{C}$) перепадах температур в слое теплоносителя при высоких тепловых потоках ($q \approx 2,5 \text{ кВт/м}^2$). Это связано с тем, что с ростом интенсивности нагрева увеличивается роль термогравитационной конвекции в слое теплоносителя. При этом следует отметить хорошее соответствие средней (по показаниям термопар (4) и (5) (рис. 1)) температуры в характерном сечении ($y = 3 \text{ мм}$) слоя воды в эксперименте и температуры теплоносителя, полученной в результате численного решения задачи, в этой точке (рис. 8б).

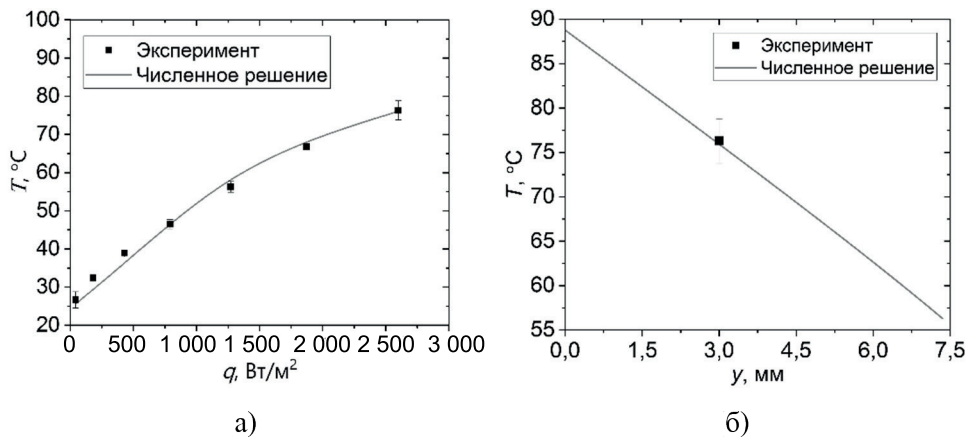


Рис. 8. Зависимости средней по толщине температуры слоя теплоносителя ($\varepsilon_{\text{н}} = 35\%$) от теплового потока (а); распределение температуры в слое теплоносителя ($\varepsilon_{\text{н}} = 35\%$) по y при плотности теплового потока $2,598 \text{ Вт/м}^2$ (б)

Fig. 8. The average through the thickness temperature of water layer ($\varepsilon_{\text{н}} = 35\%$) versus heat flux density (а); temperature distribution in the coolant layer ($\varepsilon_{\text{н}} = 35\%$) along y when the heat flux density is $2,598 \text{ W/m}^2$ (б)

На рис. 9 представлены зависимости скорости испарения теплоносителя от плотности теплового потока ($\varepsilon_{\text{н}} = 15\%$, $\tau = 600 \text{ сек.}$).

В экспериментальных исследованиях при заполнении испарительной части ТС на 15% термопары (4), (5) (рис. 1) регистрировали температуру теплоносителя вблизи (глубина расположения спаев термопар не превышала $(0,2 \pm 0,1) \text{ мм}$ от границы раздела фаз) его поверхности испарения. В связи с этим экспериментальные значения скоростей испарения ($W_{\text{исп}}$) теплоносителя с поверхности слоя, расположенного на нижней крышке ТС, определены (рис. 9) при следующем допущении: $T_{\text{пов}} \approx T_{\text{ж}}$. Сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными показало, что численный расчет дает удовлетворительное согласование с экспериментами. Анализ результатов (рис. 9) позволяет сделать вывод, что сформулированная в статье математическая модель, отличающаяся от известных [3, 9, 16, 19] своей относительной простотой, дает

возможность адекватно описывать процессы теплопереноса, протекающие в слое теплоносителя на нижней крышке ТС и рассчитывать основную характеристику работы термосифона — скорость испарения теплоносителя.

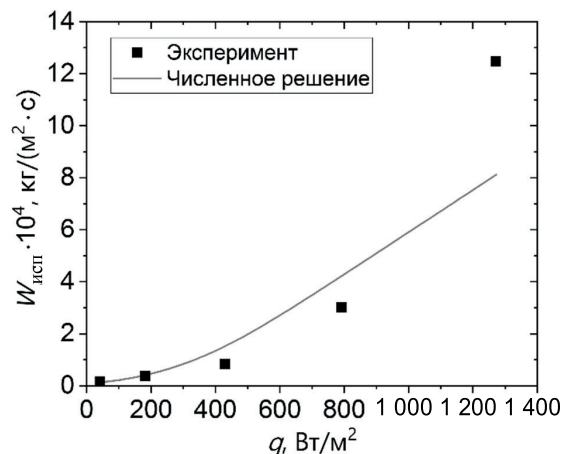


Рис. 9. Зависимости скорости испарения теплоносителя ($\epsilon_n = 15\%$) от плотности теплового потока

Fig. 9. The evaporation rate of the coolant ($\epsilon_n = 15\%$) vs heat flux density

Заключение

На основании проведенных экспериментальных исследований температурных полей в закрытом двухфазном термосифоне разработан новый подход к моделированию процессов теплопереноса (кондукции и конвекции) в слое теплоносителя на нижней крышке такого теплообменника. На основе результатов экспериментальных исследований выдвинута гипотеза о том, что интенсивность всех теплофизических и гидродинамических процессов в термосифоне зависит в первую очередь от интенсивности теплопереноса в слое теплоносителя на нижней крышке и на свободной поверхности этого слоя.

Сформулирована математическая модель теплопереноса в термосифоне, отличающаяся от известных тем, что при своей относительной простоте она описывает естественную конвекцию и теплопроводность в слое теплоносителя, кондукцию в вертикальных стенках испарительной части ТС и позволяет оценить с хорошей достоверностью основные характеристики теплопереноса в термосифоне без использования специализированных пакетов моделирования (ANSYS Fluent и др.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Безродный М. К. Процессы переноса в двухфазных термосифонных системах. Теория и практика / М. К. Безродный, И. Л. Пиоро, Т. О. Костюк. Киев: Факт, 2005. 704 с.

2. Asirvatham L. G. Heat transfer performance of a glass thermosyphon using graphene-acetone nanofluid / L. G. Asirvatham, S. Wongwises, J. Babu // *Journal of Heat Transfer*. 2015. Vol. 137. № 11. P. 111502. DOI: 10.1115/1.4030479
3. Bouhal T. Performance optimization of a two-phase closed thermosyphon through CFD numerical simulations / T. Bouhal, Y. Agrouaz, T. Kousksou, T. El Rhafiki, Y. Zeraoui // *Applied Thermal Engineering*. 2018. Vol. 128. Pp. 551-563. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2017.09.049
4. Colinet P. Interfacial nonequilibrium and Benard-Marangoni instability of a liquid-vapor system / P. Colinet, G. Lebon, C. S. Iorio, J. C. Legros // *Physical Review E*. 2003. Vol. 68. P. 041601. DOI: 10.1103/PhysRevE.68.041601
5. Fadhl B. Numerical modelling of the temperature distribution in a two-phase closed thermosyphon / B. Fadhl, L. C. Wrobel, H. Jouhara // *Applied Thermal Engineering*. 2013. Vol. 60. Pp. 122-131. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2013.06.044
6. Guichet V. Condensation, evaporation and boiling of falling films in wickless heat pipes (two-phase closed thermosyphons): a critical review of correlations / V. Guichet, H. Jouhara // *International Journal of Thermofluids*. 2019. P. 100001. DOI: 10.1016/j.ijft.2019.100001
7. Jafari D. Unsteady experimental and numerical analysis of a two-phase closed thermosyphon at different filling ratios / D. Jafari, S. Filippeschi, A. Franco, P. Di Marco // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2017. Vol. 81. Pp. 164-174. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2016.10.022
8. Kabov O. A. Vapor-gas mixture condensation in a two-chamber vertical thermosyphon / O. A. Kabov, E. A. Chinnov // *Journal of Enhanced Heat Transfer*. 2002. Vol. 9. № 2. Pp. 57-67. DOI: 10.1615/JEnhHeatTransf.v9.i2.10
9. Kuznetsov G. V. Numerical analysis of convective heat transfer in a closed two-phase thermosyphon / G. V. Kuznetsov, M. A. Al-Ani, M. A. Sheremet // *Journal of Engineering Thermophysics*. 2011. Vol. 20. № 2. Pp. 201-210. DOI: 10.1134/S1810232811020081
10. Kuznetsov G. V. Numerical investigation of the influence of convection in a mixture of combustion products on the integral characteristics of the evaporation of a finely atomized water drop / G. V. Kuznetsov, P. A. Strizhak // *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. 2014. Vol. 87. № 1. Pp. 103-111. DOI: 10.1007/s10891-014-0990-8
11. Maestro L. M. On the existence of two states in liquid water: impact on biological and nanoscopic systems / L. M. Maestro, M. I. Marqués, E. Camarillo, D. Jaque, J. G. Solé, J. A. Gonzalo, H. E. Stanley // *International Journal of Nanotechnology*. 2016. Vol. 13. № 8-9. Pp. 667-677. DOI: 10.1504/ijnt.2016.079670
12. Pan B. High-temperature digital image correlation method for full-field deformation measurement at 1 200 °C / B. Pan, D. Wu, Z. Wang, Y. Xia // *Measurement Science and Technology*. 2010. Vol. 22. № 1. P. 015701. DOI: 10.1088/0957-0233/22/1/015701
13. Ponomarev K. Experimental modelling of evaporation and boiling processes in a two-phase thermosyphon / K. Ponomarev, S. R. Gupta, E. Orlova, D. Feoktistov // *MATEC Web of Conferences*. 2017. Vol. 141. P. 01011. DOI: 10.1051/mateconf/201714101011
14. Ponomarev K. O. Critical heat flux density in diphasic thermosyphons / K. O. Ponomarev, E. G. Orlova, A. E. Nurpeiis // *MATEC Web of Conferences*. 2017. Vol. 110. P. 01064. DOI: 10.1051/mateconf/201711001064

15. Saylor J. R. The correlation between surface temperature and subsurface velocity during evaporative convection / J. R. Saylor, K. A. Flack, M. P. Schultz, G. B. Smith // *Experiments in Fluids*. 2002. Vol. 32. № 5. Pp. 570-579. DOI: 10.1007/s00348-001-0400-9
16. Sheremet M. A. The influence of cross effects on the characteristics of heat and mass transfer in the conditions of conjugate natural convection / M. A. Sheremet // *Journal of Engineering Thermophysics*. 2010. Vol. 19. № 3. Pp. 119-127. DOI: 10.1134/S1810232810030021
17. Strakhov V. L. Mathematical simulation of thermophysical and thermochemical processes during combustion of intumescent fire-protective coatings / V. L. Strakhov, A. N. Garashchenko, G. V. Kuznetsov, V. P. Rudzinskii // *Combustion, Explosion, and Shock Waves*. 2001. Vol. 37. № 2. Pp. 178-186. DOI: 10.1023/A:1017557726294
18. Volkov R. S. Experimental study of liquid drop surface transformation in air within a group of successive deformation cycles / R. S. Volkov, G. V. Kuznetsov, P. A. Strizhak, P. A. Kuibin // *Chemical and Petroleum Engineering*. 2017. Vol. 52. № 9-10. Pp. 662-668. DOI: 10.1007/s10556-017-0249-2
19. Xu Z. Heat performances of a thermosyphon as affected by evaporator wettability and filling ratio / Z. Xu, Y. Zhang, B. Li, C. C. Wang, Q. Ma // *Applied Thermal Engineering*. 2018. Vol. 129. Pp. 665-673. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2017.10.073

Konstantin O. PONOMAREV¹
Geniy V. KUZNETSOV²
Dmitry V. FEOKTISTOV³
Evgenia G. ORLOVA⁴
Vyacheslav I. MAKSIMOV⁵

UDC 536.24

**ON HEAT TRANSFER MECHANISM IN COOLANT LAYER
ON BOTTOM COVER OF A TWO-PHASE
CLOSED THERMOSYPHON***

¹ Postgraduate Student, School of Energy and Power Engineering,
National Research Tomsk Polytechnic University
kop.tpu@gmail.com; ORCID: 0000-0003-4877-1536

² Dr. Sci. (Phys. -Math.), Professor, Chief Researcher, Butakov Research Center,
National Research Tomsk Polytechnic University
kuznetsovgv@tpu.ru

³ Cand. Sci. (Tech.), Associate Professor, Research School of Physics,
National Research Tomsk Polytechnic University
fdv@tpu.ru

⁴ Cand. Sci. (Phys.-Math.), Assistant, Butakov Research Center,
National Research Tomsk Polytechnic University
lafleur@tpu.ru

⁵ Cand. Sci. (Tech.), Associate Professor, Butakov Research Center,
National Research Tomsk Polytechnic University
elf@tpu.ru

* The reported study was funded by RFBR, project No. 19-38-90137.

Citation: Ponomarev K. O., Kuznetsov G. V., Feoktistov D. V., Orlova E. G., Maksimov V. I.
2020. "On heat transfer mechanism in coolant layer on bottom cover of a two-phase closed
thermosyphon". Tyumen State University Herald. Physical and Mathematical Modeling. Oil,
Gas, Energy, vol. 6, no. 1 (21), pp. 65-86.
DOI: 10.21684/2411-7978-2020-6-1-65-86

Abstract

The authors hypothesize that the intensity of all thermophysical and hydrodynamic processes in a thermosyphon depends, first of all, on the intensity of heat transfer in the coolant layer on the bottom cover and on the free surface of this layer. Based on the experimentally obtained temperature fields in a two phase closed thermosyphon, the authors have formulated a mathematical model of heat transfer in such heat exchangers which differs from the known models by accounting for conduction and convection only in the coolant layer on the bottom cover and conduction in the evaporation section of the thermosyphon. The calculated temperatures in characteristic points of the coolant layer comply with the readings of thermocouples. The results of numerical simulation provide grounds for concluding that the thermogravitational convection in the coolant layer on the bottom cover plays a dominant role in controlling the intensity of heat transfer in the thermosyphon.

Keywords

Thermosyphon, heat transfer, thermogravitational convection, evaporation rate, filling ratio, heat flux.

DOI: 10.21684/2411-7978-2020-6-1-65-86

REFERENCES

1. Bezrodny M. K., Piore I. L., Kostyuk T. O. 2005. *Transfer Processes in Two-Phase Thermosiphon Systems. Theory and Practice*. Kii: Fakt. 704 pp. [In Russian]
2. Asirvatham L. G., Wongwises S., Babu J. 2015. "Heat transfer performance of a glass thermosyphon using graphene-acetone nanofluid". *Journal of Heat Transfer*, vol. 137, no. 11, art. 111502. DOI: 10.1115/1.4030479
3. Bouhal T., Agrouaz Y., Kousksou T., El Rhafiki T., Zeraoui Y. 2018. "Performance optimization of a two-phase closed thermosyphon through CFD numerical simulations". *Applied Thermal Engineering*, vol. 128, pp. 551-563. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2017.09.049
4. Colinet P., Lebon G., Iorio C. S., Legros J. C. 2003. "Interfacial nonequilibrium and Benard-Marangoni instability of a liquid-vapor system". *Physical Review E*, vol. 68, art. 041601. DOI: 10.1103/PhysRevE.68.041601
5. Fadhl B., Wrobel L. C., Jouhara H. 2013. "Numerical modelling of the temperature distribution in a two-phase closed thermosyphon". *Applied Thermal Engineering*, vol. 60, pp. 122-131. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2013.06.044
6. Guichet V., Jouhara H. 2019. "Condensation, evaporation and boiling of falling films in wickless heat pipes (two-phase closed thermosiphons): a critical review of correlations". *International Journal of Thermofluids*, art. 100001. DOI: 10.1016/j.ijft.2019.100001
7. Jafari D., Filippeschi S., Franco A., Di Marco P. 2017. "Unsteady experimental and numerical analysis of a two-phase closed thermosyphon at different filling ratios". *Experimental thermal and fluid science*, vol. 81, pp. 164-174. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2016.10.022

8. Kabov O. A., Chinnov E. A. 2002. "Vapor-gas mixture condensation in a two-chamber vertical thermosyphon". *Journal of Enhanced Heat Transfer*, vol. 9, no. 2, pp. 57-67. DOI: 10.1615/JEnhHeatTransf.v9.i2.10
9. Kuznetsov G. V., Al-Ani M. A., Sheremet M. A. 2011. "Numerical analysis of convective heat transfer in a closed two-phase thermosyphon". *Journal of Engineering Thermophysics*, vol. 20, no. 2, pp. 201-210. DOI: 10.1134/S1810232811020081
10. Kuznetsov G. V., Strizhak P. A. 2014. "Numerical investigation of the influence of convection in a mixture of combustion products on the integral characteristics of the evaporation of a finely atomized water drop". *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, vol. 87, no. 1, pp. 103-111. DOI: 10.1007/s10891-014-0990-8
11. Maestro L. M., Marqués M. I., Camarillo E., Jaque D., Solé J. G., Gonzalo J. A., Stanley H. E. 2016. "On the existence of two states in liquid water: impact on biological and nanoscopic systems". *International Journal of Nanotechnology*, vol. 13, no. 8-9, pp. 667-677. DOI: 10.1504/ijnt.2016.079670
12. Pan B., Wu D., Wang Z., Xia Y. 2010. "High-temperature digital image correlation method for full-field deformation measurement at 1,200 °C". *Measurement science and technology*, vol. 22, no. 1, art. 015701. DOI: 10.1088/0957-0233/22/1/015701
13. Ponomarev K., Gupta S. R., Orlova E., Feoktistov D. 2017. "Experimental modelling of evaporation and boiling processes in a two-phase thermosyphon". *MATEC Web of Conferences*, vol. 141, art. 01011. DOI: 10.1051/mateconf/201714101011
14. Ponomarev K. O., Orlova E. G., Nurpeiis A. E. 2017. "Critical heat flux density in diphasic thermosyphons". *MATEC Web of Conferences*, vol. 110, art. 01064. DOI: 10.1051/mateconf/201711001064
15. Saylor J. R., Flack K. A., Schultz M. P., Smith G. B. 2002. "The correlation between surface temperature and subsurface velocity during evaporative convection". *Experiments in Fluids*, vol. 32, no. 5, pp. 570-579. DOI: 10.1007/s00348-001-0400-9
16. Sheremet M. A. 2010. "The influence of cross effects on the characteristics of heat and mass transfer in the conditions of conjugate natural convection". *Journal of Engineering Thermophysics*, vol. 19, no. 3, pp. 119-127. DOI: 10.1134/S1810232810030021
17. Strakhov V. L., Garashchenko A. N., Kuznetsov G. V., Rudzinskii V. P. 2001. "Mathematical simulation of thermophysical and thermochemical processes during combustion of intumescent fire-protective coatings". *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, vol. 37, no. 2, pp. 178-186. DOI: 10.1023/A:1017557726294
18. Volkov R. S., Kuznetsov G. V., Strizhak P. A., Kuibin P. A. 2017. "Experimental study of liquid drop surface transformation in air within a group of successive deformation cycles". *Chemical and Petroleum Engineering*, vol. 52, no. 9-10, pp. 662-668. DOI: 10.1007/s10556-017-0249-2
19. Xu Z., Zhang Y., Li B., Wang C. C., Ma Q. 2018. "Heat performances of a thermosyphon as affected by evaporator wettability and filling ratio". *Applied Thermal Engineering*, 2018, vol. 129, pp. 665-673. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2017.10.073