

УДК 536.24.08: 533.6.011.6: 533.697.4

Применение закрученного течения пара в коротких линейных тепловых трубах. Часть 1

Канд. физ.-мат. наук А. В. СЕРЯКОВ¹, А. В. КОНЬКИН, А. П. АЛЕКСЕЕВ

ООО «Рудетранссервис»

¹E-mail: seryakovav@yandex.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований коэффициента теплопередачи $K_{ТТ}$ коротких тепловых труб (ТТ) с выполненным в виде сопла Лавалья паровым каналом и с частично закрученным течением пара внутри канала. Частичная закрутка струйного парового потока создается с помощью наклонных инжекторных каналов диаметром 1 мм в плоском многослойном сеточном испарителе, с углом наклона φ относительно продольной оси в азимутальном направлении, против часовой стрелки, в диапазоне $0^\circ < \varphi < 60^\circ$. Анализ рекомендуемой формы парового канала, проведенный с помощью оценки числа Ричардсона Ri струйного потока пара над испарителем, позволил оценить величину безразмерного продольного радиуса кривизны δ/R_{conf} конфузорной части парового канала, который определяют из условия минимальных потерь на трение при течи влажного пара в пограничном слое δ по вогнутой стенке конфузорной части канала с продольным радиусом кривизны R_{conf} . Форма вогнутой диффузорной части парового канала определена из условия параллельности векторов скорости движущихся паровых струй продольной оси диффузорной части парового канала ТТ. Результаты численного моделирования коэффициентов гидравлического сопротивления ξ_{vp} закрытого плоскими крышками парового канала ТТ при частично закруженном струйном течении пара, полученные с помощью программы ANSYS, показывает снижение ξ_{vp} при высоких значениях температурного напора на испаритель в диапазоне скоростей течения пара $1 \text{ м/с} < u_z \leq 100 \text{ м/с}$ и в интервале углов закрутки $0^\circ < \varphi < 30^\circ$. При $\varphi > 30^\circ$ начинается резкий рост коэффициента гидравлического сопротивления ξ_{vp} . Проведенное систематическое исследование коэффициентов теплопередачи $K_{ТТ}$ с помощью набора тождественных ТТ с различными углами наклона инжекторных каналов в испарителях, с одинаковой массой заправки рабочей жидкостью ($\delta m/m \leq 0,1\%$), представляет собой экстремальную выпуклую функцию в зависимости от угла наклона φ инжекторных каналов, с максимумом при угле закрутки потока пара $\varphi = 26^\circ \pm 2^\circ$. Величина превышения $K_{ТТ}$ с закруженным потоком пара над аналогичными $K_{ТТ}$ с прямым потоком пара достигает 10 %.

Ключевые слова: тепловые трубы, гидравлическое сопротивление, паровой канал, коэффициент теплопередачи.

Информация о статье:

Поступила в редакцию 14.08.2023, одобрена после рецензирования 23.09.2023, принята к печати 18.01.2024

DOI: 10.17586/1606-4313-2024-23-1-92-102

Язык статьи — русский

Для цитирования:

Серяков А. В., Конькин А. В., Алексеев А. П. Применение закрученного течения пара в коротких линейных тепловых трубах. Часть 1. // Вестник Международной академии холода. 2024. № 1. С. 92–102. DOI: 10.17586/1606-4313-2024-23-1-92-102

Swirling vapour flow in short linear heat pipes. Part I

Ph. D. A. V. SERYAKOV¹, A. V. KONKIN, A. P. ALEKSEEV

LLC Rudetransservice

¹E-mail: seryakovav@yandex.ru

The article presents the results of the experimental studies of heat transfer coefficients K_{HP} for short linear heat pipes (HP's) with a Laval nozzle-liked vapour channel and with a partially swirled vapour flow inside the channel. A partial azimuthal swirling of the jet vapour stream is created using inclined injection channels of 1 mm diameter in a flat multilayer mech evaporator, with an inclination angle φ relative to the longitudinal axis in the azimuthal direction in the range of $0^\circ < \varphi < 60^\circ$. An analysis of the recommended vapour channel shape, carried out by the estimating of the Richardson number Ri of the vapour flow jets above the evaporator, allowed us to estimate the value of the dimensionless longitudinal radius of curvature δ/R_{conf} for the confuser part of the vapour channel, which is determined from the condition of minimal friction losses during the flow of moist vapour in the boundary layer δ along the concave wall of the confuser part in the vapour channel with a longitudinal radius of curvature R_{conf} . The concave diffuser part shape of the vapour channel is determined by the condition that the moving vapour jets' velocity vectors must be parallel to the longitudinal axis of the diffuser part of the HP's vapour channel. The results of the numerical simulation for the hydraulic resistance coefficients ξ_{vp} of the HP's vapour channel closed with flat lids at partially swirling jet vapour flow, obtained by using the ANSYS FLUENT software,

show a decrease in ξ_{vp} coefficients at high values of the evaporator temperature load, in the range of vapour flow velocities of $1 \text{ m/s} < u_z \leq 100 \text{ m/s}$, and in the range of swirling angles of $0^\circ < \varphi < 30^\circ$. With the increasing the swirling angles $\varphi > 30^\circ$, a sharp increase in the hydraulic resistance coefficient ξ_{vp} occurs. The heat transfer coefficients K_{HP} for a set of the identical HP's with a different inclination angles φ of the injection channels in the evaporators, with the same working fluid mass filling ($\delta m/m \leq 0.1\%$) represent an extreme convex function depending on the magnitude of inclination angle φ in the injection channels, with a maximum at the swirled angle of the vapour flow $\varphi = 26^\circ \pm 2^\circ$. The magnitude of the excess of the K_{HP} with a swirling vapour flow over the identical HP's with a direct vapour flow reaches 10 %.

Keywords: heat pipes, hydraulic resistance, vapour channel, heat transfer coefficient.

Article info:

Received 14/08/2023, approved after reviewing 23/09/2023, accepted 18/01/2024

DOI: 10.17586/1606-4313-2024-23-1-92-102

Article in Russian

For citation:

Seryakov A. V., Konkin A. V., Alekseev A. P. Swirling vapour flow in short linear heat pipes. Part I. *Journal of International Academy of Refrigeration*. 2024. No 1. p. 92–102. DOI: 10.17586/1606-4313-2024-23-1-92-102

Введение

Увеличение коэффициента теплопередачи тепловых труб (ТТ) — это сложная научная и технологическая задача, несколько вариантов решения которой были предложены и подробно рассмотрены многими авторами ранее [1]–[8].

Короткие линейные ТТ являются важными и широко используемыми теплопередающими устройствами, предназначенными прежде всего для космических систем охлаждения. В Российской Федерации Роскосмосом и Росатомом в рамках программы транспортно-энергетического модуля (ТЭМ) разработаны космические аппараты и спутники с ядерной энергодвигательной установкой (ЯЭДУ). Для охлаждения теплонапряженных конструкций ЯЭДУ оказываются востребованными и линейные теплопередающие системы на основе коротких ТТ, с выполненным в виде сопла Лавала паровым каналом, с плоскими крышками и локализованными на них фазовыми переходами, с жесткой регламентацией взлетной массы и с излучением избыточного тепла в окружающее пространство. Для дальнейшего повышения коэффициентов теплопередачи $K_{ТТ}$ таких ТТ, интенсификации внутренних процессов конденсации и испарения, применяют различные способы увеличения эффективности [1]–[5] и повышения теплопередачи ТТ [6]–[8]. Одним из предлагаемых способов является способ, основанный на закрутке потока пара над плоским испарителем в паровом канале коротких ТТ.

Частичное закручивание паровых струй над испарителем в выполненном в виде сопла Лавала паровом канале коротких ТТ, длиной 100 мм и диаметром 20 мм, при больших температурных напорах на испаритель, приводит к снижению коэффициента гидравлического сопротивления при движении влажного пара в паровом канале в определенном диапазоне углов закрутки.

Кроме того, частичное закручивание парового потока приводит к дополнительному азимутальному вращению образующегося тороидального парового вихря, и интенсификации конденсации пара при одновременном радиальном и азимутальном движении на плоской поверхности верхней крышки ТТ.

Дополнительное окружное вращение тороидально-го вихря увеличивает перепад давления в паровом кана-

ле между испарителем и центром вращающегося вихря, и как следствие, приводит к увеличению коэффициента теплопередачи $K_{ТТ}$. Для описания течения пара при высоких температурных напорах на испаритель необходимо учитывать все три составляющие скорости потока пара u по формуле:

$$u = \sqrt{u_z^2 + u_r^2 + u_\phi^2}. \tag{1}$$

Работа испарителя ТТ

Короткие ТТ с паровым каналом, выполненном в форме сопла Лавала, ранее были подробно представлены при публикации результатов различных исследований [4–6, 16, 17], и хорошо известны. Поэтому мы не будем повторять описания конструкции ТТ со всеми подробностями, касающимися измерительных датчиков и их калибровок, а сосредоточимся на детальном анализе и рассмотрении требуемой формы парового канала ТТ. Принципиальная схема экспериментальной испытательной установки подробно описана в работах [16, 17]. В верхней крышке установлены емкостные датчики для измерения толщины пленки конденсата и микротермистор.

Внутри верхней крышки установлены емкостные датчики [4]–[6], два из которых предназначены для измерения толщины пленки конденсата, а третий с приваренным к его электродам микротермистором СТ3–19 предназначен для измерения температуры пленки.

Определение формы выполненного в виде сопла, близкого к соплу Лавала вогнутого парового канала коротких ТТ, предназначенных для использования при больших температурных напорах при работе в космических аппаратах и спутниках с ЯЭДУ, представляет собой важную практическую задачу.

Закрученный поток усиливает процессы переноса в пограничном слое в канале из-за увеличения градиентов скорости и увеличения турбулентного переноса в поле массовых сил. Закрученные течения, в том числе частично закрученные потоки влажного пара, относятся к классу пространственных пограничных слоев [7]–[12].

При анализе закрученного потока мы используем метод выпрямления линий тока и его аналоги, разработанный и подробно представленный в [9]–[13]. В этих

работах показано, что тепло- и массообмен и гидравлическое сопротивление при продольном и закрученном турбулентном течении в начальном сечении парового канала ТТ могут быть описаны одними и теми же функциональными зависимостями, используя так называемое эффективное число Рейнольдса:

$$\text{Re}_{eff} = \text{Re}\sqrt{1 + \text{tg}^2\varphi}; \text{Re} = \frac{u_{vp}^{mix} D}{\mu_{vp}^{mix}}, \quad (2)$$

где φ — угол закручивания потока пара, определяемый соотношением азимутальной и продольной составляющих скорости и задаваемый углом наклона инжекторных каналов диаметром 1 мм в многослойном сетчатом испарителе общей толщиной 3,5 мм к продольной оси ТТ. Составляющие скорости над испарителем определяются как значения скорости вблизи выходных отверстий инжекторных каналов в следующем виде: $u_z \sim u_\varphi \cos\varphi$ — продольная составляющая скорости пара над испарителем ТТ, м/с; $u_r \sim u_\varphi \sin\varphi$ — радиальная составляющая скорости пара над испарителем ТТ, м/с; u_φ — азимутальная составляющая скорости пара над испарителем в устье инжекторных каналов, м/с. Стандартные уравнения движения и энергии Навье — Стокса для пограничного слоя несжимаемого потока влажного пара над испарителем на начальном участке ТТ в цилиндрической системе координат записываются следующим образом [14, 15]:

$$\rho_{vp}^{mix} \left(u_r \frac{\partial r \cdot u_\varphi}{\partial r} + u_z \frac{\partial r \cdot u_\varphi}{\partial z} + \frac{u_\varphi}{r} \frac{\partial r \cdot u_\varphi}{\partial \varphi} \right) = \frac{\partial p}{\partial \varphi} \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r^2 \bar{u}'_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial [\mu r^3 \partial (u_\varphi / r) / \partial r]}{\partial r}. \quad (3)$$

$$\rho_{vp}^{mix} \left(u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_\varphi}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \varphi} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho_{vp}^{mix} r^2 \bar{u}'_z)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\mu r \partial u_z / \partial r)}{\partial r}. \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_{vp}^{mix} r u_r}{\partial r} + \frac{\partial \rho_{vp}^{mix} r u_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho_{vp}^{mix} r u_\varphi}{\partial \varphi} = 0. \quad (5)$$

$$\rho_{vp}^{mix} C_p^{mix} \left(u_r \frac{\partial T}{\partial r} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{u_\varphi}{r} \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) = - \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho_{vp}^{mix} C_p^{mix} r^2 \bar{u}'_T)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\lambda_{vp}^{mix} r \frac{\partial T}{\partial r})}{\partial r}. \quad (6)$$

Компоненты касательных напряжений и теплового потока в паровом канале могут быть записаны следующим образом:

$$\tau_{r\varphi} = -\rho_{vp}^{mix} \bar{u}'_r \frac{\partial (u_\varphi / r)}{\partial r} + \mu_{vp}^{mix} r \frac{\partial (u_\varphi / r)}{\partial r}. \quad (7)$$

$$\tau_{rz} = -\rho_{vp}^{mix} \bar{u}'_z \frac{\partial u_z}{\partial r} + \mu_{vp}^{mix} \frac{\partial u_z}{\partial r}. \quad (8)$$

$$q_r = -\rho_{vp}^{mix} C_p^{mix} \bar{u}'_T \frac{\partial T}{\partial r} + \lambda \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (9)$$

Уравнение для определения продольной компоненты теплового потока внутри парового канала вблизи поверхности конденсации ТТ, можно записать в следующем виде:

$$q_z = -\rho_{vp}^{mix} C_p^{mix} \bar{u}'_z \frac{\partial T}{\partial z} + \lambda_l \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (10)$$

Приведенные выше уравнения пограничного слоя (3)–(6), представленные здесь в цилиндрической системе координат, могут быть записаны в координатах закрученных линий тока на поверхности парового канала ТТ. Эти связанные с линией тока по поверхности парового сопла координаты, записывают в следующем виде:

$$u_\ell = \frac{u_z}{\cos\varphi}; \tau_{y\ell} = -\frac{\tau_{rz}}{\cos\varphi}; d\ell = \frac{dz}{\cos\varphi}; \varphi = \arctan \frac{u_\varphi}{u_z}. \quad (11)$$

где φ — угол закрутки между линией тока паровой струи и продольной осью z .

С помощью этих координат закрученных линий (11), для тонкого пограничного слоя $\delta/R \ll 1$ уравнения энергии и движения пограничного слоя [14], [15] записывают в следующем виде:

$$\rho_{vp}^{mix} u_y \frac{\partial u_\ell}{\partial y} + u_\ell \frac{\partial u_\ell}{\partial \ell} = -\frac{\partial P}{\partial \ell} + \frac{\partial \tau_{y\ell}}{\partial y}. \quad (12)$$

$$\frac{\partial \rho_{vp}^{mix} u_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho_{vp}^{mix} u_\ell}{\partial \ell} = 0. \quad (13)$$

$$\rho_{vp}^{mix} C_p^{mix} \left(u_y \frac{\partial T}{\partial y} + u_\ell \frac{\partial T}{\partial \ell} \right) = \frac{\partial q_y}{\partial y}. \quad (14)$$

Таким образом, определяющие уравнения движения и энергии пограничного слоя закрученного потока влажного пара, записанные в координатах, связанных с линией тока закрученных струй, полностью совпадают с уравнениями пограничного слоя для стандартного незакрученного течения над испарителем ТТ радиуса R_{ev} , с продольной координатой l и скоростью невозмущенного потока u_l .

Максимальное значение полной скорости испарения влажного потока пара над капиллярно-пористым испарителем (КПИ) определяется стандартным способом [20], [21]:

$$\dot{M} = G_{vp} + G_{dr} = \frac{Q_{ev}}{r(T_B)} = 3,3 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}. \quad (15)$$

Все подробности работы КПИ ТТ с инжекторными каналами приведены в [19]–[20].

Граничные условия для решения уравнений Навье — Стокса, энергии и массы, и движения пограничного слоя (4)–(15) в паровом канале ТТ приведены в [6, 7]. Для двухфазного потока влажного пара с плотностью ρ_{vp}^{mix} над внешней поверхностью полностью заполненного диэтиловым эфиром испарителя в начале испарения, теплопередача и безразмерные компоненты скорости пара, нормируемые на значения скорости непосредственно на поверхности выходных отверстий инжекторных каналов, u_{vp}/u_0 , записывают в следующем виде:

$$z = L_{ev}; \lambda_{ev} \frac{\partial T_{ev}}{\partial n_{\Omega_{ev}}} - \lambda_{ev} \frac{\partial T_{ev}}{\partial n_{\Omega_{ev}}} = G_{mix}; \quad (16)$$

$$u_z = \frac{u_{vp}}{u_{ev}}; u_r = \frac{v_{vp}}{v_{ev}}; u_\varphi = \frac{w_{vp}}{w_{ev}}; \rho = \rho_{vp}^{mix}.$$

На границе раздела пар — внутренняя поверхность вставки $\Omega(\bar{z})$ (условие прилипания):

$$x = y = \Omega(\bar{z}); z = \frac{z}{R^*}; u_z = 0, \quad (17)$$

$$u_r = 0, u_\varphi = 0; \frac{\partial \rho_{vp}^{mix}}{\partial y} = \frac{\partial \rho_{vp}^{mix}}{\partial x}; \gamma_{dr} = 0, 2.$$

На оси симметрии сопла (условие симметрии):

$$x = 0, y = 0: \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial x} = 0; \frac{\partial \rho_{vp}^{mix}}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \quad (18)$$

На поверхности конденсации:

$$z = L_{TT} - \delta_{film}: \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \frac{\partial \rho_{vp}^{mix}}{\partial z} = 0. \quad (19)$$

Интегральные соотношения для пограничного слоя криволинейной системы координат можно получить, проведя интегрирование уравнений (12)–(14) по толщине пограничного слоя δ , применяя при этом стандартные преобразования [18, 19, 21]. При безградиентном обтекании поверхности стенки парового канала закрученным потоком пара, т. н. интегральные соотношения могут быть представлены обычным образом в виде коэффициента трения $C_{f\ell}$ и числа Стантона St_ℓ в следующем виде:

$$\frac{d\delta_\ell^{**}}{d\ell} = \frac{1}{2} C_{f\ell}. \quad (20)$$

$$\frac{d\delta_{\ell}^{**} \rho_{vp}^{mix} C_p^{mix} u_\ell \Delta T}{\rho_{vp}^{mix} C_p^{mix} u_\ell \Delta T d\ell} = St_\ell. \quad (21)$$

Интегральные параметры для уравнений (12)–(14) для потока влажного пара записывают в виде толщины δ_ℓ^{**} потери импульса и толщины δ_{ℓ}^{**} потери энергии продольного закрученного течения вдоль линий тока следующим образом:

$$\delta_\ell^{**} = \int_0^\delta \frac{\rho_{vp}^{mix} u_\ell}{\rho_{vp0}^{mix} u_{\ell0}} \left(1 - \frac{u_\ell}{u_{\ell0}}\right) dy. \quad (22)$$

$$\delta_{\ell}^{**} = \int_0^\delta \frac{\rho_{vp}^{mix} u_\ell}{\rho_{vp0}^{mix} u_{\ell0}} \left(1 - \frac{T - T_{wall}}{T_0 - T_{wall}}\right) dy. \quad (23)$$

При этом коэффициенты трения и теплообмена вдоль линий тока определяются по формулам:

$$\frac{1}{2} C_{f\ell} = \frac{\tau_{y\ell}}{\rho_0 u_{\ell0}^2}; St_\ell = \frac{q_{wall}}{\rho_{vp}^{mix} C_p^{mix} u_{\ell0} (T_0 - T_{wall})}. \quad (24)$$

В качестве определяющего параметра в коэффициенты трения и теплообмена закрученного потока влажного пара ТТ входит полная скорость u_{j0} на границе пограничного слоя.

Интегральные соотношения (20) и (21), определяющие коэффициент трения и теплообмена закрученного потока пара внутри ТТ, полностью изоструктурны соответствующим уравнениям для случая течения без закрутки [21, 22, 23]. Поэтому и решения уравнений (20) и (21) будут также подобны, если критерии течения влажного пара, входящие в них, вычислены с применением полной скорости u_{j0} и длины линии тока l .

Вводятся специальные числа Рейнольдса, первое, основанное на толщине потери импульса вдоль линии тока Re_ℓ^{**} и второе число Рейнольдса, основанное на толщине потери энергии вдоль линии тока Re_{ℓ}^{**} :

$$\frac{1}{2} C_{f\ell} = \frac{B}{2} (Re_\ell^{**})^{-0.25} \Psi_t \Psi_k; Re_\ell^{**} = \rho_{vp}^{mix} u_{\ell0} \delta_\ell^{**} / \mu_{vp0}^{mix}. \quad (25)$$

$$St_\ell = \frac{B}{2} (Re_{\ell}^{**})^{-0.25} Pr^{-0.75} \Psi_t \Psi_{kt}; Re_{\ell}^{**} = \rho_{vp}^{mix} u_{\ell0} \delta_{\ell}^{**} / \mu_{vp0}^{mix}. \quad (26)$$

Распределение параметров пограничного слоя закрученного потока пара при постоянных значениях тре-

ния и теплообмена в первом приближении по длине парового канала ТТ, можно определить следующим образом:

$$\delta_\ell^{**} = \left(\frac{B(1+m)}{2} \Psi_t \Psi_k \right)^{0.8} \ell Re_\ell^{-0.2}; Re_\ell^{**} = \rho_{vp}^{mix} u_\ell \ell / \mu_{vp}^{mix}. \quad (27)$$

$$\frac{1}{2} C_{f\ell} = \frac{\delta_\ell^{**}}{\ell(1+m)}; m = 0, 25. \quad (28)$$

Для теплового пограничного слоя при постоянном значении теплового потока $q_{wall} = \text{const}$ можно записать аналогичные функциональные зависимости параметров пограничного слоя:

$$\delta_{\ell}^{**} = \left(\frac{B}{2} \Psi_t \Psi_{kt} \right)^{0.8} Pr^{-0.6} \ell Re_\ell^{-0.2}; Re_\ell = \rho_{vp}^{mix} u_\ell \ell / \mu_{vp}^{mix}. \quad (29)$$

$$St_\ell = \frac{\delta_{\ell}^{**}}{\ell}. \quad (30)$$

Для анализа полученных уравнений (25)–(30), определяющих основные параметры пограничного слоя — его толщину, коэффициент трения и теплообмен закрученного потока пара в слое, их выражают через определяющие параметры незакрученного потока пара. Используем осевую составляющую скорости течения влажного пара на внешней границе пограничного слоя u_{z0} и продольную координату z осесимметричного парового канала. С учетом уравнений (24) получаем следующие выражения для толщины пограничного слоя и коэффициента трения:

$$\delta_\ell^{**} = \delta_{\ell}^{**} = \left(\frac{B(1+m)}{2} \Psi_t \Psi_k \right)^{0.8} Re_z^{-0.2} z \cos\varphi^{-0.6}. \quad (31)$$

$$\frac{1}{2} C_{fz} = \frac{C_{f\ell}}{2} \frac{1}{\cos\varphi} = \frac{1}{(1+m)^{0.2}} \left(\frac{B}{2} \Psi_t \Psi_k \right)^{0.8} Re_z^{-0.2} \cos\varphi^{-0.6}. \quad (32)$$

В уравнениях (31)–(32) число Рейнольдса и коэффициент трения определяют следующим образом:

$$Re_z = \rho_{vp}^{mix} u_{z0} z / \mu_{vp}^{mix}; \frac{1}{2} C_{fz} = (\tau_{yz})_{wall} / \rho_{vp}^{mix} u_{z0}^2. \quad (33)$$

Для оценки теплообмена на поверхности парового канала, выписываем уравнения толщины потери энергии при незакрученном течении аналогичным образом:

$$\delta_{\ell}^{**} = \left(\frac{B}{2} \Psi_t \Psi_{kt} \right)^{0.8} Pr^{-0.6} Re_z^{-0.2} z \cos\varphi^{-0.6}. \quad (34)$$

$$St = \frac{q_{wall}}{\rho_{vp}^{mix} C_p^{mix} u_z \Delta T} = \left(\frac{B}{2} \Psi_t \Psi_{kt} \right)^{0.8} Pr^{-0.6} Re_z^{-0.2} \cos\varphi^{-0.6}. \quad (35)$$

Таким образом, коэффициент теплообмена на стенке при течении частично закрученного потока влажного пара в паровом канале ТТ, и напряжение трения в осевом направлении также частично закрученного потока больше, чем в незакрученном, в $\cos\varphi^{-0.6}$ раз на одном и том же расстоянии от поверхности испарителя и одинаковой продольной составляющей скорости на границе пограничного слоя. При этом в первом приближении не учитываем дополнительное воздействие массовых сил за счет закрутки потока пара на турбулентный перенос, считаем относительные коэффициенты трения постоянными:

$$\Psi_t = \Psi_{kt} = 1. \quad (36)$$

Проведенный анализ уравнений пограничного слоя с использованием известного принципа спрямления ли-

ний тока [20, 21, 22, 23] показывает, что процессы тепло-массообмена и трения в закрученном потоке пара подобны, и величина трения потока влажного пара в осевом направлении возрастает подобно величине теплообмена, согласно (29) и (30). Однако результаты экспериментальных исследований [22, 23] показывают значительно большее увеличение гидравлического сопротивления в закрученном потоке по сравнению с увеличением теплообмена. Это связано с тем, что величину гидравлического сопротивления ξ_{vp} в этих исследованиях определяли по потере полного давления при течении в канале, которое складывается из потерь на трение при течении в продольном и азимутальном направлениях. Поскольку параметры пограничного слоя зависят от величины полного вектора скорости течения пара, а не только его продольной компоненты, поэтому мы проводим сопоставление толщины пограничных слоев течения с закруткой и без закрутки при одинаковом числе Рейнольдса, определяемом по величине полной скорости и по толщине потери импульса вдоль линии тока:

$$\text{Re}_l^{**} = \rho_{vp}^{mix} \frac{u_{l0} \delta^{**}}{\mu_{vp}^{mix}} = \text{Re}_z^{**} = \frac{\delta^{**} \rho_{vp}^{mix} u_{z0}}{\mu_{vp0}^{mix}}; \delta_l^{**} = \delta_z^{**}. \quad (37)$$

Тогда относительные коэффициенты теплообмена и трения для закрученного потока пара можно выразить в следующем виде:

$$\Psi = \left(\frac{C_{fz}}{C_{f0}} \right) \text{Re}_l^{**} = \left(\frac{St}{St_0} \right) \text{Re}_z^{**} = \frac{1}{\cos \varphi}. \quad (38)$$

Таким образом, можно считать установленным, что законы теплообмена и трения в закрученном потоке влажного пара внутри ТТ, полученные с помощью применения принципа спрямления линий тока [20]–[23], совпадают с этими же зависимостями, полученными с помощью гипотезы Прандтля [22, 23] для пространственного пограничного слоя, и позволяют применить частично закрученный поток в паровом канале для повышения коэффициентов теплопередачи K_{TT} коротких ТТ.

Многослойный сеточный капиллярно-пористый испаритель (КПИ) представляет собой приваренный контактной точечной сваркой к внутренней поверхности плоской нижней крышки ТТ набор блоков-заготовок суммарной толщиной 3,5 мм, каждый из блоков выполнен из 10 слоев металлической сетки толщиной 0,07 мм с размером ячеек 0,04 мм. На рис. 1 показан один из таких блоков с инжекторными каналами. Хорошо видны четыре инжекторных канала диаметром 1 мм для выхода и образования струй пара, проникающих через круглые заготовки с 10 слоями сетки в каждом. Итоговый испаритель толщиной 3,5 мм позволяет надежно формировать тангенциальный угол наклона инжекторных каналов в диапазоне $\varphi = 0^\circ - 60^\circ$.

Для частичного закручивания и перегрева закрученного потока пара в плоском испарителе используются четыре наклонных инжекторных канала диаметром 1 мм, выходные отверстия которых расположены на диаметре $2r_4$, внутри диаметра сопла критического сечения d_{cr} , $2r_4 \leq d_{cr}$. Интегральный параметр завихрения определяют стандартным образом [40]–[42] по формуле:

$$S = \frac{M_{z\varphi}}{M_z r_4}. \quad (39)$$

Небольшое ослабление закрутки потока пара из-за трения увеличивает статическое давление в осевой части канала, что повышает степень турбулентности потока и коэффициент теплопередачи K_{TT} наших ТТ. На рис. 2–6 показан режим течения влажного пара с коэффициентом влажности $\gamma_{dr} = 0,2$ из испарителя со сквозными инжекторными каналами диаметром 1 мм во всем диапазоне углов наклона $\varphi = 0^\circ - 60^\circ$. На рис. 2–6 перегрев испарителя, относительно температуры кипения диэтилового эфира, устанавливается равным $\delta T = T_{ev} - T_B = 15$ К, скорость пара в м/с.

Капиллярно-пористый испаритель (КПИ) и капиллярно-пористая вставка (КПВ) соединены контактной сваркой и образуют единую гидравлическую систему для подачи диэтилового эфира из КПВ в КПИ. Наклонные инжекторные каналы позволяют создавать частично закрученный поток пара над плоским испарителем ТТ. Большие значения скорости перегретого пара над инжекторными каналами сопровождаются большими значениями динамического давления P_{dyn} в них и приводят к снижению статического давления P_{stat} в каналах и горизонтальному потоку диэтилового эфира в зазорах вдоль слоев металлической сетки КПИ в инжекторные каналы из КПВ, окружающие КПИ. Теплопередача a_{ev} при кипении диэтилового эфира в многослойном КПИ [16, 17, 24] оценивается по формуле:

$$\alpha_{ev} \sim A q_{ev}^{2/3}. \quad (40)$$

Проведенные исследования на наших ТТ дают следующие значения: $A \sim 1$; $\alpha_{ev} = 2,3 \cdot 10^4$ Вт/(К 2) при напоре $\delta T = T_{ev} - T_B = 20$ К. Уравнение нагрева КПИ:

$$q_{ev} - G_{vp} r(T_B) \frac{dx_{ev}}{dz} L_{ev} - G_{vp} (1 - x_{ev}) C_p^{mix} \frac{dT_{fev}}{dz} L_{ev} - \lambda_{sc} (1 - \Pi) \frac{d^2 T_{sc}}{dz^2} F_{ev}(z) L_{ev} = 0. \quad (41)$$

Расход пара над испарителем можно оценить по межфазному массопереносу, получаемому в случае небольших отклонений от равновесия по уравнению Герца — Кнудсена [16, 17]:

$$G_{vp} = \frac{2\zeta}{2 - \zeta} \left(\frac{M}{2\pi R} \right)^{1/2} \left(\frac{P_{ev}}{\sqrt{T_{fev}}} - \frac{P_{cond}}{\sqrt{T_{fcond}}} \right); \zeta \leq 1. \quad (42)$$

Уравнение энтальпии работающего испарителя в стационарном состоянии выглядит следующим образом:

$$H_{ev} = G_{vp} r(T_B) + G_{vp} C_{vp} (T_{ev} - T_{sc}) + G_l C_{pl} (T_{ev} - \bar{T}_{fev}). \quad (43)$$

Измерения, проведенные при максимальном нагреве и средней температуре $\bar{T}_{TT} = 320,45$ К (47,3 °С) внешней поверхности ТТ, электрической мощности и температуре резистивного нагревателя $T_H = 353,15$ К (80 °С), дают следующие значения вклада: $G_{vp} = 2,5 \cdot 10^{-3}$ кг/с; нагрев жидкого диэтилового эфира $G_l C_{pl} (T_{ev} - \bar{T}_{fev}) \sim 75,1$ Вт (или 10 %), перегрев пара $G_{vp} C_{vp} (T_{ev} - T_{sc}) \sim 15$ Вт (или 2 %) от поступающей тепловой мощности $Q_{ev} = 750$ Вт. Все детали анализа работы испарителя и оценка эффективности членов равнений (40), (41) для коротких ТТ с инжекторными каналами приведены в [16, 17, 24].

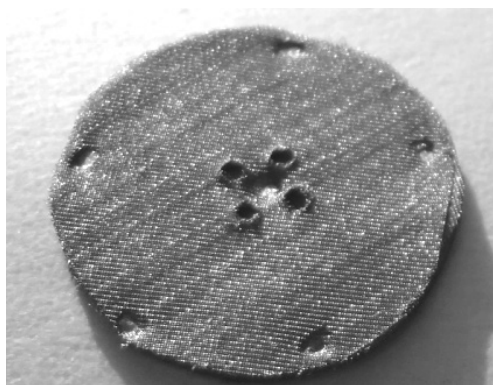


Рис. 1. Изображение одной из заготовок многослойного капиллярно-пористого испарителя ТТ с размером ячейки 0,04 мм
 Fig. 1. A billet for multilayer capillary-porous evaporator of heat pipes with the cell of 0.04 mm

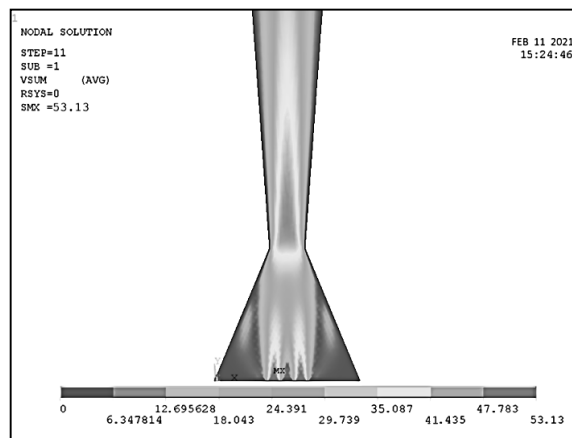


Рис. 2. Прямое направление инжекционных каналов в испарителе, угол наклона к продольной оси $\varphi = 0^\circ$
 Fig. 2. Straight direction of the injection channels in the evaporator; inclination angle to longitudinal axis $\varphi = 0^\circ$

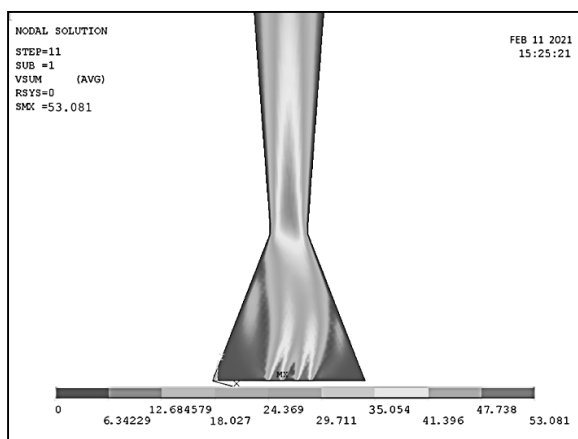


Рис. 3. Режим течения влажного пара. Угол наклона инжекционных паровых каналов к продольной оси в азимутальном направлении составляет $\varphi = 15^\circ$
 Fig. 3. Wet vapour flow mode. Inclination angle of the injection vapour channels to longitudinal axis in the azimuthal direction $\varphi = 15^\circ$

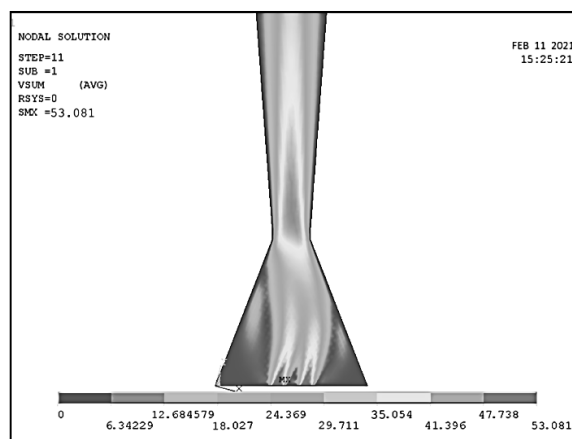


Рис. 4. Режим течения влажного пара. Угол наклона инжекционных паровых каналов к продольной оси в азимутальном направлении составляет $\varphi = 30^\circ$
 Fig. 4. Wet vapour flow mode. Inclination angle of the injection vapour channels to longitudinal axis in the azimuthal direction $\varphi = 30^\circ$

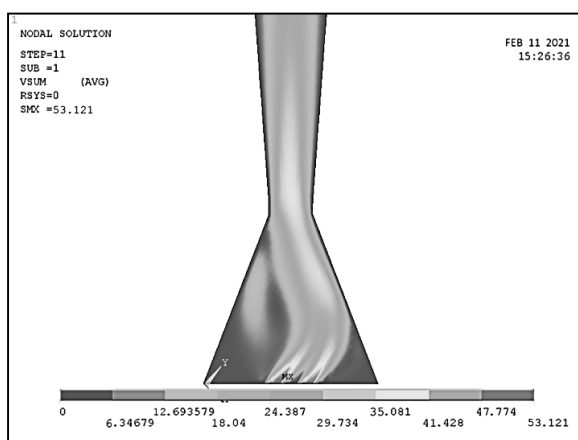


Рис. 5. Режим течения влажного пара. Угол наклона инжекционных паровых каналов к продольной оси в азимутальном направлении составляет $\varphi = 45^\circ$
 Fig. 5. Wet vapour flow mode. Inclination angle of the injection vapour channels to longitudinal axis in the azimuthal direction $\varphi = 45^\circ$

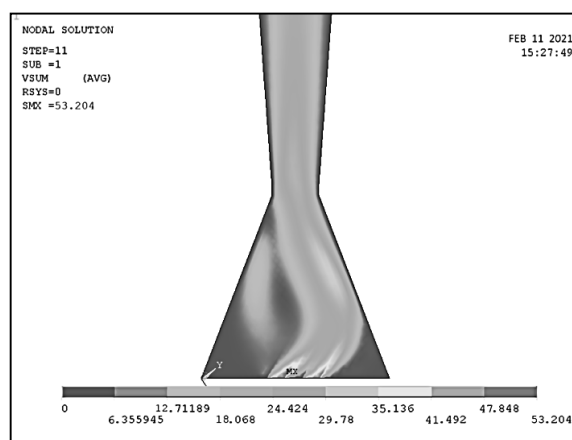


Рис. 6. Режим течения влажного пара. Угол наклона инжекционных паровых каналов к продольной оси в азимутальном направлении составляет $\varphi = 55^\circ$
 Fig. 6. Wet vapour flow mode. Inclination angle of the injection vapour channels to longitudinal axis in the azimuthal direction $\varphi = 55^\circ$

Форма парового канала

Форма парового канала коротких ТТ выбрана в виде закрытого сопла, близкого к соплу Лавалья, с плоскими верхней и нижней крышками. Конфузорная часть закрытого сопла, работающая в режиме ускорения потока влажного пара, испаряющегося через инжекторные каналы плоского многослойного сетчатого испарителя, ограничена областью дозвуковых скоростей потока влажного пара и малыми значениями числа Ричардсона Ri . Форму парового канала ТТ следует определять исходя из условия минимальных потерь энергии на трение при дозвуковом обтекании стенок канала влажным паром, в первую очередь внутри пограничного слоя как в конфузорной, так и в диффузорной частях парового канала. Необходимо указать форму канала и радиусы продольной кривизны в конфузорной R_{conf} и диффузорной R_{diff} частях сопла с дозвуковым потоком влажного пара, принимая во внимание трехмерную траекторию потока

Конфузорная часть парового канала

Для анализа и оценки формы поверхности вогнутого участка конфузора, выполненного в виде фрагмента закрытого сопла, близкого к соплу Лавалья, и анализа сложных потоков пара в нем, мы применим число Ричардсона Ri [18]–[20]:

$$Ri = 2u / \frac{\partial(ur)}{\partial r}. \quad (44)$$

Многие авторы модернизировали и совершенствовали этот параметр, например, являющийся отношением силы плавучести в поле тяжести Земли g к инерции движения плотной среды; отношением расслоения плотной среды, например, влажного пара также в поле тяжести g в вертикально ориентированном паровом канале ТТ, к влиянию продольного градиента скорости течения вдоль вертикальной оси z ; было также предложено турбулентное число Ричардсона, с учетом кинетической энергии турбулентности k и скорости диссипации турбулентности ε в паровом канале радиуса r в следующем виде:

$$Ri = -\frac{g}{\rho_{vp}^{mix}} \cdot \frac{\partial \rho_{vp}^{mix}}{\partial r} / \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2; Ri = \frac{k^2}{\varepsilon^2} \frac{u}{r^2} \frac{\partial(ur)}{\partial r}. \quad (45)$$

Этот параметр, турбулентное число Ричардсона, определяет отношение выработки турбулентной энергии массовыми силами к выработке турбулентной энергии тангенциальными напряжениями во время прохождения влажного пара над испарителем внутри конфузорной части закрытого сопла, позволит нам оценить форму поверхности конфузорной части сопла ТТ. В этом случае массовые силы могут быть вызваны не только градиентом циркуляции потока пара, но и градиентом плотности этого потока в пограничном слое на внутренней поверхности конфузорной части закрытого парового канала ТТ, и число Ричардсона записывается и вычисляется с использованием более общей формулы:

$$Ri = \left[2 \frac{u}{r^2} \frac{\partial(ur)}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{u^2}{r} \right] / \left[\frac{1}{r} \frac{\partial(ur)}{\partial r} \right]^2. \quad (46)$$

Число Ричардсона является локальной характеристикой потока пара вдоль вогнутой поверхности конфузора, и его значение изменяется по толщине погранич-

ного слоя, от нуля на поверхности стенки до наибольшего значения на внешней границе слоя. Для течения в пограничном слое на криволинейной поверхности с постоянной плотностью влажного пара $\rho_{vp}^{mix} = \text{const}$, выражение (45) значительно упрощается и совпадает со стандартной формой числа Ричардсона (44) [19, 20]. Профиль конфузорной части сопла ТТ должен быть сконструирован с учетом требования минимальных потерь энергии влажного пара при перемещении внутри вогнутой поверхности конфузорной части закрытого парового канала ТТ, и ниже будет предпринята попытка кратко оценить его радиус. Тепловые потери в стенку сопла ослабляют влияние продольного радиуса кривизны канала R_{ch} на процесс концентрации турбулентного потока пара и его абсолютную величину $G_{vp} = \rho_{vp}^{mix} u$, и вблизи вогнутой поверхности конфузорного участка канала значение потерь записывается следующим образом:

$$q_{wall} = C_p^{mix} \rho_{vp}^{mix} T u_r = \frac{C_p^{mix} \rho_{vp}^{mix} \ell_0^2 \frac{\partial T}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial(ur)}{\partial r} \right]}{\sqrt{1 - (y/\ell_0)^2} Ri}. \quad (47)$$

Тепловой поток в вогнутую поверхность тесно связан с распределением турбулентных касательных напряжений, и величина этого напряжения τ_{zx} по толщине криволинейного пограничного слоя на вогнутой поверхности конфузора записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \tau_{zx} &= \rho_{vp}^{mix} u' u_{ro} \sqrt{1 - (y/\ell_0)^2} Ri = \\ &= \rho_{vp}^{mix} \ell_0^2 \left[\frac{1}{r} \frac{\partial(ur)}{\partial r} \right]^2 \sqrt{1 - (y/\ell_0)^2} Ri. \end{aligned} \quad (48)$$

Таким образом, применяя соотношения (45), (46) и (47), можно учесть влияние кривизны на тепло- и массоперенос и трение при турбулентном обтекании вогнутых и выпуклых поверхностей. Прандтль [19] был одним из первых, кто предложил формулу для оценки турбулентного трения, основанную на числе Ричардсона [19]–[23], используя теорию длины пути перемешивания, в результате величина трения оценивается следующим образом:

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \sqrt{1 - 0,5 Ri}; Ri = \frac{2u}{\partial(ur)/\partial r}. \quad (49)$$

Чтобы оценить величину эффектов, вызванных кривизной линий тока пара, коэффициент динамической вязкости влажного пара умножается на функцию демпфирования, связанную с числом Ричардсона потока [21]–[23] следующим образом:

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_{vp} f(Ri); f(Ri) = \sqrt{1 - \xi Ri}; \\ \xi &\sim 0,1; \mu = 0,93 \mu_{vp} = 7,5 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}. \end{aligned} \quad (50)$$

Оценка тепло- и массообмена влажного пара, движущегося по вогнутой поверхности конфузора с плотностью пара ρ_{vp}^{mix} , проявляется через изменение гидродинамической картины течения, а именно в виде уменьшения поперечной (радиальной) пульсационной скорости пара u' . Если число Прандтля меньше единицы, как, например, в случае паров диэтилового эфира, $Pr = 0,77$, и скорость потока над испарителем больше $u > 20$ м/с, а динамический пограничный слой тоньше теплового пограничного слоя $\delta < \delta_t$, то влияние массовых сил, воз-

действующих на процесс переноса, будут действовать только в области динамического пограничного слоя. В этом случае мы можем записать форму функции f [22, 23, 25, 26] для определения массовых сил для вогнутой поверхности конфузурной части парового канала ТТ в следующем виде:

$$f = \sqrt{1 - \left(\frac{y}{\ell_t}\right)^2} \left(\frac{\delta_t}{\delta_0}\right)^2 \text{Ri}. \quad (51)$$

где δ_t — характерная толщина теплового пограничного слоя вогнутой поверхности конфузурной части канала, м; δ — характерная толщина динамического пограничного слоя вогнутой поверхности конфузурной части канала, м; δ_0 — характерная толщина динамического пограничного слоя для плоского потока. Полученные аппроксимационные уравнения основаны на числе Ричардсона, которое является локальной характеристикой потока влажного пара вдоль изогнутой поверхности конфузурной части парового канала ТТ, и значение которого изменяется по толщине пограничного слоя от нуля на поверхности стенки до наибольшего значения на поверхности внешней границы пограничного слоя δ . Число Ричардсона позволяет нам оценить требуемую форму поверхности и ее радиус. Основным параметром, называемым интегральным и характеризующим влияние кривизны на тепло- и массообмен и трение при обтекании по криволинейной поверхности канала, является отношение толщины пограничного слоя δ к продольному радиусу канала R_{ch} .

Чтобы определить этот параметр, характеризующий влияние массовых сил, теплообмена и трения на стенку конфузора, мы представляем выражение (52) в безразмерном виде, используя относительное значение плотности пара и учитывая тонкие пограничные слои $\delta/R_{ch} \ll 1$:

$$\text{Ri} = \frac{\delta}{R_{ch}} \left(2\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} + \frac{1}{\rho_{vp}^{mix}} \frac{\partial \tilde{\rho}_{vp}^{mix}}{\partial \xi} \Phi^2 \right) \left/ \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)^2 \right. \quad (52)$$

где $\Phi = u_r/u_0 (R_{ch} - \delta)$ — безразмерная скорость циркуляции потока пара. Поскольку плотность пара обратно пропорциональна температуре, значение относительной плотности в канале может быть записано как отношение экспериментальных значений температуры следующим образом:

$$\tilde{\rho}_{vp}^{mix} = \frac{\rho_{vp}^{mix}}{\rho_{vp0}^{mix}} \approx \frac{T_0}{T}. \quad (53)$$

Температурная зависимость уравнения для построения числа Ричардсона (52), с помощью относительной температуры из выражения (53) получается такой:

$$\text{Ri} = \frac{\delta}{R_{ch}} \left(2\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} + \Phi^2 \frac{\psi - 1}{\psi + \theta(1 - \psi)} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) \left/ \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)^2 \right. \quad (54)$$

Здесь безразмерные значения температуры поверхности стенки конфузора ψ , или коэффициента неизотермичности, и значение температурного напора θ (или температурного профиля) представлены с помощью выражения:

$$\psi = \frac{T_{wall}}{T_0}; \theta = \frac{T - T_{wall}}{T_0 - T_{wall}}. \quad (55)$$

Поскольку температурные профили и безразмерная циркуляция скорости потока влажного пара в вогнутом

канале подобны, $\Psi \sim \theta$, что подтверждается результатами многочисленных экспериментальных исследований потоков в различных криволинейных каналах [27]–[29], их можно приравнять друг к другу и представить в виде разложения по величине безразмерного параметра высоты $\xi = y/\delta$ внутри пограничного слоя:

$$\Phi = \theta = \xi^n. \quad (56)$$

После выполнения преобразований с учетом предложенного разложения, выражение для вычисления числа Ричардсона из (52) запишем в следующем виде:

$$\text{Ri} = \frac{\delta}{R_{ch}} \left(\frac{2\xi}{n} + \frac{\xi}{n} \frac{\psi - 1}{\psi - \theta - (\psi - 1)} \right). \quad (57)$$

Показатель степени n в профиле циркуляции скорости пара в (56) является величиной, определенной на основе экспериментальных данных и зависящей от δ/R_{ch} . В первом приближении [26, 30, 31] обычно принимается $n \sim 1/7$ из результатов расчетов турбулентного тепло- и массообмена и трения на вогнутой поверхности с продольным радиусом кривизны R_{ch} конфузурной части парового канала ТТ в условиях адиабатической теплоизоляции и отсутствии тепловых потерь в вакуумном адиабатическом калориметре в ограниченном диапазоне безразмерной толщины пограничного слоя δ :

$$0 \leq \frac{\delta}{R_{ch}} \leq 0,03 \quad (58)$$

позволяет упростить выражение для вычисления числа Ричардсона (57) следующим образом:

$$\text{Ri} = \frac{2\delta\xi}{R_{ch}} \frac{(1+n)(1+2n)}{n^2}. \quad (59)$$

При ограниченном значении скорости и малом значении числа Ричардсона для потока пара в конфузурной части парового канала, можно получить значение эффективного радиуса кривизны R_{ef} конфузурной части канала, которое может быть оценено следующим образом. Соотношение эффективного R_{ef} и геометрического радиусов кривизны R_{ch} конфузурной части парового канала позволяет нам оценить требуемый геометрический радиус следующим образом [28]:

$$d \left(\frac{1}{R_{eff}} \right) / dz \sim \frac{1}{10\delta} \left(\frac{1}{R_{ch}} - \frac{1}{R_{eff}} \right). \quad (60)$$

Для небольших продольных длин s изогнутой вогнутой поверхности конфузурной части парового канала ТТ над испарителем уравнение (60) может быть упрощено, а геометрический радиус R_{ch} может быть оценен по формуле (61):

$$\frac{1}{R_{eff}} = \frac{1}{R_{ch}} \left[1 - \exp \left(-\frac{s}{10\delta} \right) \right]. \quad (61)$$

Оценка числа Рейнольдса [16, 17], основанная на полученных значениях максимальной средней скорости потока влажного пара между поверхностью испарителя и критическим сечением парового сопла ТТ $u_{vp} \sim (30 + 100)/2 \sim 65$ м/с; характерный диаметр испарителя $D_{ev} = 2 \cdot 10^{-2}$ м, табличные значения плотности влажного пара $\rho_{vp}^{mix} \sim 3$ кг/м³; коэффициент динамической вязкости влажного пара диэтилового эфира $\eta_{mix} \sim 8 \cdot 10^{-6}$ Па·с, не превышает следующего значения числа Рейнольдса:

$$\text{Re} = \frac{\rho_{vp}^{mix} u_{vp} D_{ev}}{\eta_{mix}} \leq 4,9 \cdot 10^5. \quad (62)$$

При таком числе Рейнольдса и соответствующей толщине пограничного слоя $\delta \sim 1$ мм (10^{-3} м) геометрический радиус кривизны конфузурной части парового канала не превышает $R_{ch} \sim (0,8 \div 1) \cdot 10^{-2}$ м. Полученный результат расчета и характерный геометрический радиус R_{ch} , который определяет форму поверхности конфузурной части парового канала ТТ для закрытого сопла с двумя торцевыми плоскими крышками, близки к реальному максимальному радиусу парового канала наших коротких ТТ, $R_{ch} = 1 \cdot 10^{-2}$ м. Расширяющийся (диффузорный) фрагмент сопла Лавала, работающий в режиме конденсации потока пара в коротких низкотемпературных ТТ, также ограничен областью дозвуковых скоростей потока влажного пара и малыми значениями числа Ричардсона Ri . Разработанные методы [32]–[35] позволяют заменить сложный расчет криволинейного контура диффузорной части сопла на близкую к параболической форму поверхности сопла, сохраняя при этом параллельность векторов скорости потока пара в диффузорной части парового канала и продольной оси канала. Это позволяет значительно упростить все работы по изготовлению оправок, необходимых для формования многослойных сетчатых пористых вставок с внутренним каналом, выполненных наподобие диффузорной секции сопла Лавала:

$$\Omega(\bar{z}) = (\bar{R}(z) + 1) \sqrt{1 - (\bar{R}(z))^2}; \bar{z} = \frac{z}{R^*}; 1 \leq \bar{z} \leq 44. \quad (63)$$

Радиус парового канала в безразмерной форме $R(z)$ в диффузорной части сопла от критического сечения $R^* = 2$ мм до верхней крышки ТТ рассчитывается обычным способом по стандартной формуле:

$$\bar{R}(z) = \frac{R_{ch}(z)}{R^*}; R_{ch}(z) = \sqrt{\frac{1}{2}(x^2 + y^2)}. \quad (64)$$

где z — продольная координата внутри парового канала, м.

Профили канала, подобного паровому соплу, могут быть выполнены в соответствии с формулой (63) и уравнениями, приведенными в книге [32]. Таким образом, паровое сопло наших коротких линейных ТТ состоит из двух вогнутых секций, форма поверхности которых описывается выражениями (61) и (63).

Окончание статьи в следующем выпуске журнала «Вестник Международной академии холода», № 2, 2024.

Благодарности

Авторы выражают свою благодарность академику А. А. Халатову за инициирование данной работы по изучению влияния закрученных потоков в выполненном в виде сопла Лавала паровом канале коротких ТТ на величину коэффициента теплопередачи $K_{ТТ}$.

Обозначения, применяемые в статье

C_p^{mix} — теплоемкость влажного пара, Дж/(кг·К);
 D — диаметр парового канала ТТ, м;
 $F(\bar{z})$ — площадь поперечного сечения канала ТТ, м²;
 h_{fr} — потери энергии на трение внутри ТТ, Вт;
 $k_{ТТ}^0$ — коэффициент теплообмена поверхности ТТ, Вт/К;

l_0 — длина пути смешения потока пара без закрутки, м;
 l — длина пути смешения с закруткой потока пара, м;
 $L_{ТТ}$ — длина ТТ, м;
 L_{ev} — толщина испарителя, м;
 P_{ev} — давление пара над испарителем, Па;
 q_{ev} — тепловая мощность, поступающая в испаритель, Вт;
 q_{cond} — тепловая мощность, выделяющаяся при конденсации пара, Вт;
 r — координата вдоль радиуса канала ТТ, м;
 $r(T_B)$ — удельная теплота испарения diethyl ether, кДж/кг;
 $R(z)$ — радиус парового канала ТТ, м;
 R_{ch} — продольный радиус конфузурного парового канала, м;
 $R_{ТТ}(t)$ — тепловое сопротивление ТТ, К/Вт;
 Re_{eff} — эффективное число Рейнольдса в паровом канале;
 Re^{**} — число Рейнольдса, вычисленное по толщине потери импульса потока пара δ^{**} ;
 Ri — число Ричардсона влажного пара;
 $\text{tg}\varphi$ — угол закрутки парового потока;
 T_0 — средняя температура пара на границе пограничного слоя, К;
 T — температура влажного пара, К;
 T_B — температура кипения диэтилового эфира, К;
 T_{cond} — температура поверхности конденсации ТТ, К;
 T_{ev} — температура испарителя, К;
 T_{sc} — температура сеточного остова испарителя, К;
 T_{wall} — температура стенки парового канала, К;
 T' — температура пульсаций влажного пара, К;
 u — скорость течения влажного пара в зоне конденсации, м/с;
 u_{z0} — среднее значение скорости пара в канале, м/с;
 u_z — продольная компонента скорости пара в канале, м/с;
 u_r — радиальная компонента скорости пара, м/с;
 u'_r — пульсационная компонента радиальной скорости пара, м/с;
 z, y — координаты вдоль и поперек пограничного слоя δ по потоку, м;
 x_{ev} — степень сухости пара в испарителе;
 β — безразмерная постоянная;
 δ — толщина пограничного слоя потока влажного пара, м;
 δ^{**} — толщина динамической потери импульса потока влажного пара в канале ТТ, м;
 δ^{**}/R — продольная кривизна поверхности канала;
 $\lambda(t)$ — коэффициент теплопроводности ТТ, Вт/(м·К);
 ρ_{vp}^{mix} — плотность влажного пара внутри ТТ, кг/м³;
 $\tilde{\rho}_{vp}^{mix}$ — относительная плотность влажного пара;
 ρ_{vpev}^{mix} — плотность влажного пара в испарителе, кг/м³.

Литература/References

1. Герасимов Ю. Ф., Майданик Ю. Ф., Щеголев Г. Т., Филиппов Г. А., Стариков Л. Г., Кисеев В. М., Долгирев Ю. Е. Низкотемпературные тепловые трубы с отдельными каналами для пара и жидкости. // Инженерно-физический журнал. 1975. т. 28. № 6. с. 957–960. [Gerasimov Yu. F., Maidanik Yu. F., Shchegolev G. T., Filippov G. A., Starikov L. G., Kiselev V. M., Dolgirev Yu. E. Low-temperature heat pipes with separate channels for steam and liquid. *Engineering Physics Journal*. 1975. vol. 28. No. 6. pp. 957–960. (in Russian)]
2. Tong B. Y., Wong T. N., Ooi K. T. Closed-loop pulsating heat pipe. *Applied Thermal Engineering*. 2001. v. 21, no 18. pp. 1845–1862.
3. Akachi H. Structure of Heat Pipe. US patent 4921041. 1990.

4. Seryakov A. V. Intensification of heat transfer processes in the low temperature short heat pipes with Laval nozzle formed vapour channel. *American Journal of Modern Physics*. 2018. v. 7, no 1, pp. 48–61.
5. Seryakov A. V. Computer modeling of the vapour vortex orientation changes in the short low temperature heat pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2019. v. 140. pp. 243–259.
6. Seryakov A. V. Resonant vibration heat transfer coefficient increase of short low-temperature heat pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2020. v. 158. pp. 1–22.
7. Гольдшттик М. А. Вихревые потоки. Новосибирск: Наука, 1981. 336 с. [Goldstick M. A. Vortex flow. Novosibirsk: Nauka, 1981. 336 p. (in Russian)]
8. Алексеенко С. В., Куйбин П. А., Окулов В. Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Институт Теплофизики 2003, 504 с. [Alekseenko S. V., Kuibin P. A., Okulov V. L. Introduction to the theory of concentrated vortices. Novosibirsk: Institute of Thermophysics 2003, 504 p.]
9. Халатов А. А. Теория и практика закрученных потоков. Киев: Наукова Думка 1989. 192 с. [Khalatov A. A. Theory and practice of swirling flows. Kiev: Naukova Dumka 1989. 192 p. (in Russian)]
10. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с. [Gupta A., Lilly D., Sayred N. Swirled Flows. Moscow: Mir, 1987. 588 p. (in Russian)]
11. Щукин В. К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. М.: Машиностроение, 1980. 240 с. [Shchukin V. K. Heat exchange and hydrodynamics of internal flows in the fields of mass forces. M.: Mashinostroenie, 1980. 240 p. (in Russian)]
12. Щукин В. К. Халатов А. А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. М.: Машиностроение, 1982. 200 с. [Shchukin V. K., Khalatov A. A. Heat transfer, mass transfer and hydrodynamics of twisted flows in axisymmetric channels. M.: Mashinostroenie, 1982. 200 p. (in Russian)]
13. Холодкова О. Ю., Фафулин А. В. Экспериментальное исследование теплоотдачи в цилиндрическом канале при наличии начальной закрутки и вдуве различных газов. В книге Теплообмен в двигателях летательных аппаратов. Труды КАИ. Казань, 1974, вып. 178, с. 20–27. [Kholodkova O. Yu., Fafurin A. V. Experimental study of heat transfer in a cylindrical channel in the presence of initial swirling and blowing of various gases. In the book Heat and Mass Exchange in Aircraft Engines. Proceedings of KAI. Kazan, 1974, v. 178, pp. 20–27. (in Russian)]
14. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. 7-е изд. М: 2003. 840 с. [Loiytsyansky L. G. Mechanics of liquid and gas. 7th ed. M: 2003. 840 p. (in Russian)]
15. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика в 10 томах. Том 6. Гидродинамика. М: Наука, 1986. 736 с. [Landau L. D., Lifshits E. M. Theoretical Physics in 10 volumes. Volume 6. Hydrodynamics. M: Nauka, 1986. 736 p. (in Russian)]
16. Seryakov A. V. The solving of the inverse thermal conductivity problem for study the short linear heat pipes. *Engineering*. 2022. v. 14, pp. 1–32.
17. Сераков А. В., Алексеев А. П. Решение обратной задачи теплопроводности для исследования коротких линейных тепловых труб // Вестник Международной академии холода. 2022. № 1. с. 83–97. [Seryakov A. V., Alekseev A. P. A solution of inverse heat conduction problem for investigating short liner heat pipes. *Journal of International Academy of Refrigeration*. 2022. No 1. p. 83–97. (in Russian)]
18. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия. 1972. 376 с. [Kutateladze S. S., Leontiev A. I. Heat and Mass Exchange and Friction in Turbulent Boundary Layer. M.: Energia. 1972. 376 p. (in Russian)]
19. Prandtl L. *Gesamelte Abhandlungen*. Berlin u. a. Springer-Verlag, 1961, Bd. 2, pp. 798–811.
20. Bradshaw P. The analogy between streamline curvature and buoyancy in turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*. 1969. v. 36, pt. 1, pp. 177–191.
21. Кутателадзе С. С., Волчков Э. П., Терехов В. И. Аэродинамика и теплообмен в ограниченных вихревых потоках. Новосибирск: ИТ СО АН СССР. 1987, 282 с. [Kutateladze S. S., Volchkov E. P., Terekhov V. I. Aerodynamics and Heat and Mass Transfer in Limited Vortex Flows. Novosibirsk: IT SB AN USSR. 1987, 282 p. (in Russian)]
22. Гостинцев Ю. А. Теплообмен и гидравлическое сопротивление при течении по трубе вращающейся жидкости // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1968. № 5. с. 115–119. [Gostintsev Yu. A. Heat and mass transfer and hydraulic resistance in the course of a rotating liquid flow through a pipe. *Izvestiya AN USSR Mekhanika Zhidkosti i Gaza*. 1968, no 5, pp. 115–119. (in Russian)]
23. Мугай В. К., Голубев Л. К. Трение и теплообмен в турбулентном закрученном потоке с переменной круткой в трубе // Известия АН СССР. Энергетика и Транспорт. 1969, № 4, с. 141–145. [Migai V. K., Golubev L. K. Friction and heat exchange in a turbulent swirled flow with variable torsion in a pipe. *Izvestiya AN USSR Energetika i Transport*. 1969, No. 4, pp. 141–145. (in Russian)]
24. Seryakov A. V., Alekseev A. P. A Study of the Short Heat Pipes by the Monotonic Heating Method. *Journal of Physics: Conference Series*. 2020. 1683 022051.
25. Corino E. R., Brodkey R. S. A visual investigation of the wall region in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*. 1969. v. 37. no 1, pp. 1–30.
26. Щукин А. В. Турбулентный пограничный слой на криволинейной поверхности // Известия вузов. Авиационная техника. 1978. № 3. с. 113–120. [Shchukin A. V. Turbulent boundary layer on a curvilinear surface. *Izvestiya Vuzov. Aviation Engineering*. 1978, no 3, pp. 113–120. (in Russian)]
27. Устименко Б. П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях. Алма-Ата: Наука. 1977. 228 с. [Ustimenko B. P. Turbulent transfer processes in rotating flows. Alma-Ata: Nauka. 1977. 228 p. (in Russian)]
28. Gillis J. C., Johnston J. P., Kays W. M., Moffat R. J. Turbulent boundary layer on a convex, curved surface: Report NHMT-31. Stanford University. 1980. 295 p.
29. Bradshaw P. Review. Complex turbulent flows. *Transactions ASME*. Ser. I, 1975, v. 97, № 2, pp. 146–154.
30. Wattendorf F. H. A study of effect of curvature on fully developed flow. Proceedings of the Royal Society, London. Ser. A. 1935, v. 148, pp. 565–597.
31. Mayle R. E., Blair M. E., Kopper F. C. Turbulent boundary layer heat transfer on curved surfaces. *Transactions ASME. Journal of Heat transfer*. 1979. v. 101, no 3. pp. 521–525.
32. Васильев А. П., Кудрявцев В. М., Кузнецов В. А. и др. Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей.

- В 2-х книгах. М: Высш. шк., 3-е изд., 1993. [Vasiliev A. P.; Kudryavtsev V. M.; Kuznetsov V. A. et al. Fundamentals of theory and calculation of liquid rocket engines. In 2 books. M: Vyshaya shkola 3rd ed., 1993. (in Russian)]
33. Brassard D., Ferchichi M. Transformation of polynomial for a contraction wall profile. *Journal of Fluids Engineering*. 2005. v. 127. pp. 183–185.
34. Kurokava J., Kajigaya A., Matusi J., Imamura H. Supression of swirl in a conical diffuser by use of J-groove, in: Proc. 20th IAHR Symposium on hydraulic machinery and systems. Charlotte, North Carolina, USA, DY-01. 2000.
35. Doolan C. J. Numerical evaluation of contemporary low-speed wind tunnel contraction designs. *Journal of Fluids Engineering*. 2007. v. 129. pp. 1241–1244.

Сведения об авторах

Серяков Аркадий Владимирович

К. ф.-м. н., ООО «Рудетранссервис», 173003, г. Великий Новгород, ул. Большая Санкт-Петербургская, 64, seryakovav@yandex.ru

Конькин Александр Владимирович

Ведущий инженер, ООО «Рудетранссервис», 173003, г. Великий Новгород, ул. Большая Санкт-Петербургская, 64

Алексеев Андрей Петрович

Член совета директоров, ООО «Рудетранссервис», 173003, г. Великий Новгород, ул. Большая Санкт-Петербургская, 64

Information about authors

Seryakov Arkady V.

Ph. D., LLC «Rudetransservice», Sankt-Petersburg Str. 64, Veliky Novgorod, 173003, Russia, seryakovav@yandex.ru

Konkin Aleksandr V.

Leading engineer, LLC «Rudetransservice», Sankt-Petersburg Str. 64, Veliky Novgorod, 173003, Russia

Alekseev Andrey P.

BoD member, LLC «Rudetransservice», Sankt-Petersburg Str. 64, Veliky Novgorod, 173003, Russia



Статья доступна по лицензии
Creative Commons «Attribution-NonCommercial»



Международная академия холода проводит конкурсный прием

18 апреля 2024 г.

состоится 31-е Общее годовое собрание МАХ

по адресу: Санкт-Петербург, ул. Ломоносова, 9 (Университет ИТМО)

Согласно Уставу МАХ, право выдвижения кандидатов на участие в конкурсе предоставляется: президиумам национальных и региональных отделений МАХ, представительствам МАХ, международным организациям, высшим учебным заведениям, ученым и специалистам.

Кандидаты представляют в Секретариат МАХ следующие документы:

Для индивидуальных членов:

- заявление на имя Президента МАХ академика И.В. БАРАНОВА об участии в конкурсе с указанием: искомого академического звания и секции МАХ; места работы и занимаемой должности; гражданства; даты рождения (число, месяц, год); служебного и домашнего адресов; телефона, факса (с кодом страны и города), e-mail и сайта организации;
- ходатайство о приеме от действующего члена МАХ; три фотографии размером 3×4 см;
- краткая информация о научно-производственной деятельности кандидата, перечень основных научных трудов, предполагаемое направление личного участия в деятельности МАХ.

Для юридических лиц (коллективные члены):

- заявление руководителя организации на имя Президента МАХ академика И.В. БАРАНОВА с просьбой о вступлении;
- краткая характеристика основных направлений деятельности организации;
- почтовый адрес, телефон, факс, e-mail и сайт организации.

Документы подаются в разделе «Стать членом МАХ» на сайте Международной академии холода:

<https://www.maxiar.spb.ru/vznosy>