

УДК 621.9: 536.24.08: 534.11

## Влияние температурного напора на течение пленки конденсата в тепловых трубах

Канд. физ.-мат. наук А. В. СЕРЯКОВ\*

ООО «Рудетранссервис»

\*E-mail: seryakovav@yandex.ru

*Представлены результаты численных исследований влияния температурного напора на режим течения пленки конденсата под тороидальным паровым вихрем конденсирующегося пара в коротких тепловых трубах (ТТ). Направление аксиального вращения тороидального вихря зависит от температурного напора, и меняется на противоположное при перегреве рабочей жидкости в испарителе относительно температуры ее кипения на величину  $\delta_{ev} \geq T_{ev} - T_B \sim 10$  К. Вихреобразование пара на поверхности радиально движущейся от центра к периферии по поверхности верхней крышки ТТ жидкостной пленки конденсата, приводит к торможению пленки при малых температурных напорах на испаритель, и к ускорению течения пленки при больших температурных напорах. Поверхность пленки конденсата под тороидальным паровым вихрем имеет вогнутый характер и непараллельна плоской поверхности верхней крышки вблизи стенок ТТ, и угол наклона поверхности пленки вблизи стенок достигает  $(14 \pm 1)^\circ$ , а ее толщина в месте контакта может достигнуть 3 мм.*

**Ключевые слова:** паровой канал в виде сопла Лавая, вихревое течение, конденсирующийся пар, форма поверхности пленки конденсата.

### Информация о статье:

Поступила в редакцию 03.03.2025, одобрена после рецензирования 15.05.2025, принята к печати 22.05.2025

DOI: 10.17586/1606-4313-2025-24-3-30-37

Язык статьи — русский

### Для цитирования:

Серяков А. В. Влияние температурного напора на течение пленки конденсата в тепловых трубах // Вестник Международной академии холода. 2025. № 3. С. 30–37. DOI: 10.17586/1606-4313-2025-24-3-30-37

## Temperature load influence on the condensate film flow in heat pipes

Ph. D. A. V. SERYAKOV\*

LLC Rudetransservice

\*E-mail: seryakovav@yandex.ru

*The article presents the results of numerical studies of the temperature load influence on flow regime of the condensate film under the toroidal vapour vortex of condensing vapour in short heat pipes (HP's). The direction of axial rotation of the toroidal vortex depends on the temperature load and is reversed when the working fluid in the evaporator is overheated relative to its boiling point by  $\delta_{ev} \geq T_{ev} - T_B \sim 10$  K. Vapour vortex formation on the surface of liquid condensate film, moving radially from the center to the periphery on the surface of the HP's upper cover, leads to film braking at small temperature loads on the evaporator, and to acceleration of film flow at large temperature load. The surface of the condensate film under the toroidal vapour vortex has a concave character and is not parallel to the flat surface of the top cover near the HP's walls, the angle of film surface inclination near the walls reaches  $(14 \pm 1)^\circ$ , and its thickness at the contact point can reach 3 mm.*

**Keywords:** Laval nozzle vapour channel, vortex flow, condensable vapour flow, condensate film surface shape.

### Article info:

Received 03/03/2025, approved after reviewing 15/05/2025, accepted 22/05/2025

DOI: 10.17586/1606-4313-2025-24-3-30-37

Article in Russian

### For citation:

Seryakov A. V. Temperature load influence on the condensate film flow in heat pipes. *Journal of International Academy of Refrigeration*. 2025. No 3. p. 30-37. DOI: 10.17586/1606-4313-2025-24-3-30-37

### Введение

Исследование внутреннего вихревого течения конденсирующегося пара в выполненном в виде сопла Ла-

вая паровом канале коротких линейных ТТ является важной научно-технической задачей. Анализ и решение такой сложной задачи влияет на все параметры разрабатываемых ТТ, в первую очередь на коэффициент тепло-

передачи  $K_{ТТ}$ , и на предельные параметры работающих ТТ, на интенсификацию теплообмена внутри парового канала и на толщину и форму поверхности пленки конденсата под тороидальным вихрем.

Короткокорпусные ТТ являются важными и широко используемыми испарительно-конденсационными теплопередающими устройствами, предназначенными в первую очередь для охлаждения космических аппаратов и спутников, длительное время работающих в ближнем и дальнем космическом пространстве. В Российской Федерации в рамках программы «Транспортно-энергетический модуль» (ТЭМ) Роскосмосом и Росатомом разработаны космические аппараты и спутники с ядерными энергетическими двигателями установками (ЯЭДУ). Для охлаждения теплонапряженных конструкций ЯЭДУ востребованы линейные испарительно-конденсационные теплообменные системы на основе коротких ТТ с паровым каналом в виде сопла Лавалья, с плоскими крышками и локализованными на них фазовыми переходами, с жестким регулированием взлетной массы и с излучением избыточного тепла, отводимого с помощью ТТ в окружающее пространство.

Теоретическое моделирование образующихся вихревых колец, в том числе тороидальных вихревых колец конденсирующегося пара в ТТ и образующихся под ними жидкостных пленок жидкого конденсата, было начато

давно, проводится в течение многих лет и результаты исследований представлены во многих статьях и учебниках [1]–[13], поскольку это явление представляет большой интерес как с точки зрения общей теории вихревого течения, так и с точки зрения интенсификации конденсации в паровых каналах ТТ.

Кольцевые тороидальные вихри образуются в различных ситуациях, например, при истечении импульсных импактных струй, при тушении пожаров в газовых и нефтяных скважинах [14], конденсации паров в ТТ с паровым каналом в виде сопла Лавалья [15]–[17] и во многих других случаях.

Применение коротких линейных ТТ оправдано в случае конструктивной невозможности размещения контурных ТТ, а также для повышения долговременной надежности и устойчивости работы испарительно-конденсационных систем охлаждения при сильном метеоритном воздействии и отсутствии распределенных напорных и возвратных труб контурных ТТ.

### Вихревые образования

Встречное течение прилегающих слоев пара в тороидальном вихре и радиально движущейся пленки жидкого конденсата приводит к образованию волн на поверхности пленки и увеличению ее эффективной толщины. Изображенное на нижней части рис. 1 спутное движение

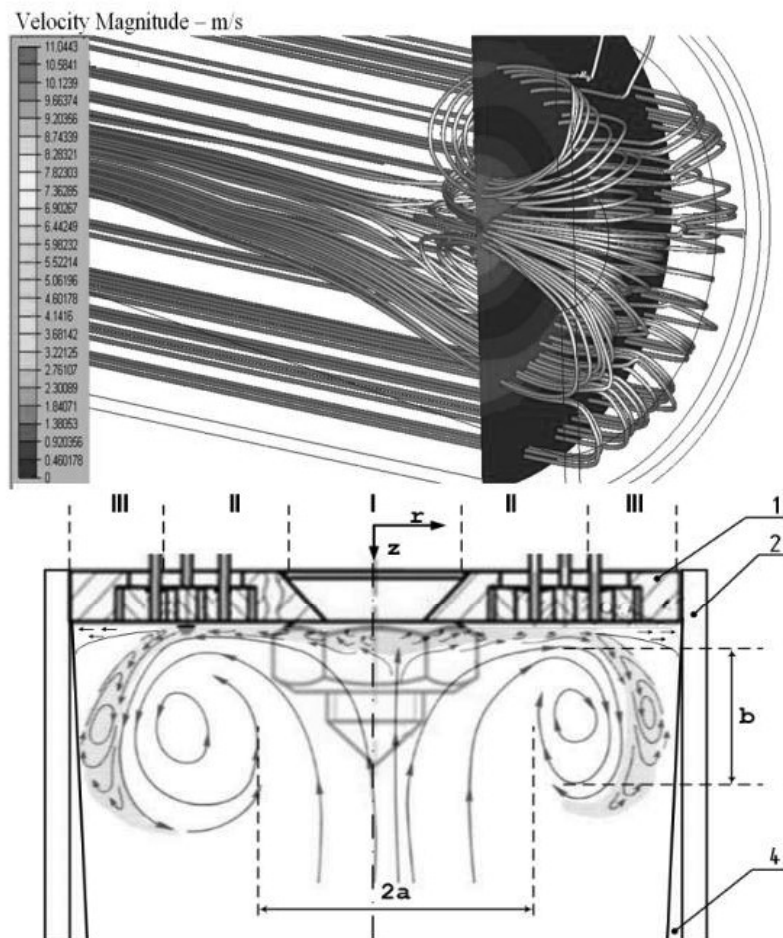


Рис. 1. Схема натекания струй пара на плоскую поверхность верхней крышки ТТ

Fig. 1. Steam jets flowing onto the flat surface of the upper cover of ТТ

прилегающих слоев пара в вихре и радиально движущейся пленки конденсата приводит к резкому уменьшению толщины пленки, которую буквально «сдувает» с поверхности верхней крышки. Измерение толщины пленки конденсата в зависимости от температурного напора на испаритель проводилось неоднократно [15]–[17]. Хорошо зафиксировано резкое уменьшение толщины пленки при возрастании температурного напора на диэтиловый эфир в испарителе ТТ, что является косвенным подтверждением изменения направления аксиального вращения парового вихря (см. рис. 1).

На верхней части рис. 1 представлен результат расчета с помощью уравнений Навье—Стокса [20, 21] скорости течения пара вблизи поверхности конденсации ТТ при небольшом температурном напоре,  $\delta T = T_{ev} - T_B = 8$  К. Решение уравнений Навье—Стокса дает примыкание паровых струй к стенке канала и образование неустойчивого тороидального вихря с закруткой от стенки к центральной оси. При этом движение пара в области центральной оси тороидального парового вихря оказывается встречным с набегающим паровым потоком, и вихрь оказывается неустойчивым. Причиной неустойчивости течения является присоединение струй пара к стенкам канала, проявление эффекта Коанда, влияние которого приводит к вращению струй тороидального парового вихря по направлению от стенок к центральной оси канала. На нижней части рисунка показано образование пленки конденсата, и ее движения за счет капиллярных сил в пористую вставку 4. I — область свободного движения натекающих струй пара. II — область образования пленки конденсата, установки емкостных датчиков и измерения толщины и температуры пленки. В этой области напряжения сдвига становятся доминирующими над нормальными напряжениями,  $\tau_s > \tau_n$ . III — область обратного вихревого течения. Число Рейнольдса пленки достигает  $Re_h \sim 570$ , режим ее течения турбулентно-волновой.

Радиальное движение образующейся пленки жидкого конденсата диэтилового эфира на гладкой поверхности верхней крышки ТТ обусловлено всасыванием в капиллярно-пористую вставку 4 (рис. 1), и далее происходит капиллярный перенос эфира в плоский капиллярно-пористый испаритель, подробно описанный ранее [16, 17].

При этом на поверхности радиально движущейся к стенкам пленки конденсата толщиной  $\sim 10^{-1}$  мм, с числом Рейнольдса  $Re_h \leq 140$ , за счет встречных касательных напряжений, затормаживающих течение, возникают сдвиговые волны длиной менее радиуса крышки  $R_0 = 10$  мм, фиксируемые емкостной аппаратурой в виде слабого шума с частотой до  $25 \pm 5$  Гц.

При этом направление течения пара в центральной части тороидального кольца оказывается встречным с набегающим потоком пара, а само вихревое образование неустойчивым. Одной из основных черт эффекта Коанда [18, 19] является возможность отклонения струи на большие углы, вплоть до отрыва от поверхности присоединения и перескок в более устойчивое состояние.

Паровой вихрь при таком режиме течения неустойчив, направление набегающего потока пара и направле-

ние внутреннего течения в тороидальном вихре оказываются встречными, что приводит к неустойчивости всего тороидального вихревого образования. При увеличении температурного напора на испаритель ТТ до  $\delta T_{ev} = 15$  К, скорость течения в паровом канале ТТ возрастает, в т. ч. внутри парового тороидального кольца. Это приводит к формированию значительно более устойчивой пространственной вихревой структуры, в которой набегающий паровой поток попадает внутрь тороидального вихревого кольца конденсирующегося пара.

При увеличении температурного напора на испаритель до  $\delta T_{ev} = 15$  К, происходит снижение статического давления в центре вихря, его трансформация, и паровая струя в канале небольшого диаметра перескакивает из положения присоединения к стенке в положение втекания в центральное отверстие тороидального вихревого кольца, и поток пара у поверхности конденсации изменяет направление вращения тороидального вихря, который становится значительно более устойчивым, рис. 1, нижняя часть [16, 17].

Направление вращения парового вихря меняется на противоположное, от центра к периферии канала. На поверхности радиально движущейся пленки конденсата толщиной  $\sim 10^{-2}$  мм и меньше, за счет спутных касательных напряжений  $\tau_{rs}$ , ускоряющих течение, возникают турбулентные сдвиговые волны с числом Рейнольдса до  $Re_h \leq 570$ , интенсифицирующие поверхность конденсации пара, и теплопередачу из-за уменьшения толщины пленки во впадинах между пиками волн. Оценка расходов влажного пара при течи в центральное отверстие тороидального вихря  $r=0$  и в тонкий слой вблизи стенки на радиусе  $r=R_0$  показывает близкие значения:

$$G_{r=0} = \rho_{vp}^{mix} u_{r=0} \frac{\pi d^2}{4} \sim 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}; \quad (1)$$

$$G_{r=R_0} = \rho_{vp}^{mix} \delta_{vp} u_{r=R_0} \pi d \sim 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}.$$

Скорость течения пара в критическом сечении сопла:

$$u_{r=0} = \frac{2,5 \cdot 10^{-3}}{2,7 \cdot 1,256 \cdot 10^{-5}} = 74 \text{ м/с}. \quad (2)$$

Число Нуссельта  $Nu_{TT}$  на внешней поверхности верхней крышки ТТ имеет характерный максимум в точке торможения потока пара ( $r=0$ ) внутри ТТ в зоне I, (см. рис. 1), а наименьшее значение  $Nu_{TT}$  наблюдается при реверсировании потока в зоне III. Обоснование изменения характеристик теплообмена в точке взаимодействия струй пара ( $r=0$ ) с плоской поверхностью верхней крышки внутри ТТ и возникновения локального максимума числа Нуссельта  $Nu_{TT}$  на наружной поверхности, объясняется ламинарно-турбулентным переходом в пограничном слое верхней крышки и увеличением кинетической энергии турбулентности в пристенном слое паровой струи внутри ТТ [16, 17]. Однако основной причиной изменения теплопередачи в области взаимодействия струй пара с плоской поверхностью верхней крышки ТТ, согласно [17], является образование крупномасштабных вихревых структур.

Формирование и управление вихревыми структурами на поверхности конденсации, путем их усиления или разрушения с помощью профилирования парового канала, открывает большие возможности для интенсификации

процессов переноса и теплопередачи в коротких ТТ. Измерения температуры и толщины пленки жидкого конденсата на плоской внутренней поверхности верхней крышки проводятся во II области, где толщина пленки  $\delta_{film}$  уже стационарна и еще не увеличивается как вблизи стенок, рис. 1.

**Форма поверхности пленки конденсата**

Поскольку тороидальный характер парового вихря в выполненном в виде сопла Лаваля паровом канале сохраняется, то его влияние на форму поверхности пленки конденсата под вихрем в первом приближении можно считать определяющим и неизменным. Форма поверхности пленки определяется паровым вихрем и в определенной степени зависит от геометрических размеров вихря. Рассматривается стационарное движение тонкого горизонтального слоя вязкой несжимаемой жидкости с поверхностью, обтекаемой тороидальным вихрем конденсирующегося пара, причем движение слоя происходит за счет всасывания в капиллярно-пористую вставку, расположенную на внутренних стенках корпуса ТТ, и дополнительного воздействия поверхностного трения — напряжения сдвига  $\tau_{gs}$  вихря конденсирующегося пара.

Скорость потока конденсирующегося пара оценивается как функция толщины и числа Рейнольдса радиально движущейся пленки конденсата диэтилового эфира. На поверхности пленки, обращенной к вихрю, выполняется условие равенства вязкого напряжения  $\tau_{gs}$  и поверхностной силы, конденсации и всасывания в капиллярно-пористую вставку. Уравнения Навье—Стокса, уравнения неразрывности и теплопроводности в цилиндрической системе координат (3) в двумерном стационарном случае записываются стандартным образом [1]–[3]:

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} &= -\rho_l \frac{\partial P_s}{\partial z} + \nu \nabla^2 u; \\ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(ur)}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} &= 0; \\ u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial z} &= a_l \nabla^2 T. \end{aligned} \tag{3}$$

Граничные условия на двух поверхностях (внутренней и внешней) ламинарно движущейся пленки жидкого конденсата, при полном отсутствии волн на внешней поверхности, запишем в виде очевидного равенства:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0} &= \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=h} = 0; \\ u|_{z=0} &= v|_{z=0} = 0. \end{aligned} \tag{4}$$

Движение пленки конденсата по горизонтальной плоской поверхности верхней крышки ТТ происходит в основном за счет всасывания в капиллярно-пористую вставку, расположенную на стенках корпуса. Далее жидкость перемещается в испаритель, где происходит очередной цикл парообразования при испарительно-конденсационном превращении рабочей жидкости, которой в нашем случае является диэтиловый эфир. В области впитывания пленки диэтилового эфира в капиллярно-пористую вставку имеет место следующее равенство давлений, действующих на движущуюся пленку:

$$\begin{aligned} \Delta P_s &= P_s - P_{cap} \pm \tau_{rs} + \frac{d\sigma_l}{dr}; \\ P_{cap} &= \frac{2\sigma_l}{r_0}; \quad \frac{d\sigma_l}{dr} = -\frac{d\sigma_l}{dT} \cdot \frac{\Delta T}{R_0}. \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь  $d\sigma_l/dr$  — радиальный градиент поверхностного натяжения пленки диэтилового эфира, обусловленный разностью температур  $\Delta T$ , между горячим центром с конденсирующимся паром и всасывающей поверхностью капиллярно-пористой вставки, находящейся на расстоянии  $R_0$ , на поверхности охлаждаемых стенок, и вызывающий небольшое влияние эффекта Марангони, ускоряющего течение пленки конденсата к стенкам;  $\tau_{rs}$  — напряжение сдвига на поверхности пленки, Па; знак (–) ставится при совпадении направления течения пленки и соседних слоев тороидального вихря конденсирующегося пара, знак (+) ставится при противоположном направлении течения пленок конденсата и пара.

Толщина пленки конденсата диэтилового эфира на поверхности горизонтальной плоской верхней крышки ТТ нелинейно увеличивается от центра к периферии — к границам капиллярно-пористой вставки, всасывающей диэтиловый эфир и нагнетающей его с помощью капиллярного давления в плоский испаритель. Рассмотрим основные уравнения, описывающие движение пленки жидкого конденсата на горизонтальной поверхности в отсутствие силы тяжести. Нелинейный профиль радиальной составляющей скорости течения пленки конденсата  $u$  в двумерном случае и в безразмерном виде представим в виде квадратичного полинома, на основе автомодельного профиля скорости Шкадова [24]–[26], удовлетворяющего граничным условиям на поверхности крышки и на поверхности пленки:

$$\begin{aligned} \frac{u}{u_s} &= (2-A)\xi + (A-1)\xi^2; \\ \xi &= \frac{z}{h}; \quad A = \frac{\tau_{rs} h}{\mu_l \mu_v}. \end{aligned} \tag{6}$$

Считаем, что отношение толщины пограничного слоя движущегося пара к толщине пленки мало, т. е.  $\rho_{vp}^{mix} \mu_{vp}^{mix} / \rho_l \mu_l \ll 1$ , и пленочное течение можно рассматривать независимо от парового. Влияние движущегося потока влажного пара на пленку учитывается через нормально ориентированный поток массы при конденсации, а также через нормальное  $\tau_n$  и касательное  $\tau_s$  напряжения сдвига на границе раздела. Вкладом реактивной силы, вызванной фазовым переходом, в нормальное напряжение пренебрегаем.

Напряжение сдвига  $\tau_{rs}$  на поверхности пленки представляется как сумма вкладов [17]:

$$\begin{aligned} \tau_{rs} &= \tau_{vp} + J_h (u_v + u_s); \\ \tau_{vp} &= C_f \rho_{vp}^{mix} \frac{u_s^2}{2}, \end{aligned} \tag{7}$$

где  $\tau_{vp}$  — вклад в напряжение сдвига, обусловленный трением движущегося влажного пара в вихревой области конденсирующегося пара, прилегающего к пленке жидкого конденсата; коэффициент трения  $C_f$  и плотность влажного пара определены ранее [16, 17].

Средняя скорость течения пленки равна:

$$\bar{u} = \frac{1}{h} \int_0^h u dz; \quad \left( \frac{du}{dz} \right)_{z=0} = \frac{3\bar{u}}{h}. \quad (8)$$

Уравнение массопереноса при конденсации движущегося пара в пленку ( $J_h$ , кг/с), и всасывании пленки конденсата ( $J_s$ , кг/с) в капиллярно-пористую вставку записывается в виде:

$$J_h \equiv \frac{Q_{ev} - h_{fr} - k_{TT}^{sh} (\bar{T}_{TT} - T_{shel})}{r} \cong 2\pi\rho_l R_0 h^* \sqrt{\frac{\sigma_l}{r_0\rho_l}} \equiv J_l. \quad (9)$$

Уравнение сохранения массового потока импульса движущейся пленки конденсата, движущейся в радиальном направлении по горизонтальной поверхности верхней крышки ТТ при заданном перегреве испарителя  $\delta T_{ev}$ , записывается в следующем виде:

$$d(J_h u_h) = dF_h + dF_v. \quad (10)$$

В цилиндрической системе координат на поверхности верхней крышки ТТ дифференциал изменения массопереноса  $J_h$  в пленке толщиной  $h$  при конденсации и всасывании в капиллярно-пористую вставку, записывается как сумма всех внешних воздействий, определяемых на основе модели Бенджамина—Майлса [25, 26] в следующем виде:

$$\frac{1}{r} d(J_h r) = \frac{1}{r\rho_l} d(rhP_s) + \frac{\sigma_l}{\rho_l r} d\left(rh \frac{\partial h}{\partial r}\right) + K_2 \frac{3\tau_{rs}}{2\rho_l} - K_1 \frac{3q_l v_l}{h^2}. \quad (11)$$

После дифференцирования и перестановки слагаемых это уравнение можно представить в виде нескольких вкладов: вклада с производной, связанного с цилиндрической геометрией  $dr/r$ , вкладов с изменением толщины пленки  $dh$  и давления  $dP_s$ , напряжения сдвига  $d\tau_{rs}$  и безмассовой скорости движения потока в пленке  $dq_l$ :

$$dJ_h = \left( \frac{hP_s}{\rho_l} + \frac{h\sigma_l}{\rho_l} \frac{\partial h}{\partial r} - J_h \right) \frac{dr}{r} + \frac{P_s}{\rho_l} dh + \frac{h}{\rho_l} dP_s + \frac{h\sigma_l}{\rho_l r} \frac{\partial^2 h}{\partial r^2} + K_2 \frac{3}{2\rho_l} d\tau_{rs} - K_1 \frac{3v_l}{h^2} dq_l, \quad (12)$$

где  $P_s \sim P_v$  — давление пара над поверхностью пленки, Па;  $K_1, K_2$  — константы модели.

Члены в правой части уравнения учитывают действующую силу от потока пара, силу трения, градиент давления пара вдоль крышки и силу всасывания в капиллярно-пористой вставке. Обе константы модели Бенджамина — Майлса  $K_1$  и  $K_2$  имеют порядок единицы. В первом приближении можно выделить и не учитывать геометрический цилиндрический фактор  $dr/r$  при постоянных значениях давления, толщины пленки и массового потока — член в скобках, а также небольшой член со второй производной толщины пленки по радиусу, который определяет неустойчивость формы и появление волн на поверхности пленки. Остальные вклады определяют изменение массового потока импульса пленки в радиальном направлении в плоскости крышки, и перпендикулярно ей вдоль оси  $z$ . Изменение массового потока импульса в плоскости крышки на радиусе  $R_0$ , вблизи поверхности всасывания в капиллярно-пористую вставку, оценивается по формуле (13):

$$d(J_h u_h) = d(u_h^2 2\pi R_0 h \rho_l) = d(2\pi R_0 \text{Re}_h^2 v_l^2 \rho_l \bar{h}) = 2\pi R_0^2 v_l^2 \rho_l (\text{Re}_h^2 d\bar{h} + 2\bar{h} \text{Re}_h d\text{Re}_h), \quad (13)$$

где  $R_0$  — радиус верхней крышки, равный  $1 \cdot 10^{-2}$  м;  $\text{Re}_h = \bar{u}h/v_l$  — число Рейнольдса пленки, движущейся со средней скоростью  $\bar{u}$ ;  $\bar{r} = r/R_0$  — безразмерный радиус течения;  $\bar{h} = h(r)/R_0$  — безразмерная текущая толщина пленки.

Уравнение движущей силы пленки переменной толщины  $h(r)$ , обусловленной капиллярным всасыванием в пористую вставку, воздействием давления насыщения  $P_s$  и ускорением или замедлением ее движения за счет поверхностного напряжения сдвига паровым вихрем, записывается в виде:

$$dF_h = 2\pi rh(r) dP_h = 2\pi rh(r) d(P_s - P_{cap} \pm \tau_{rs}) = 2\pi R_0^2 v_l^2 \rho_l \bar{h} d\bar{P}, \quad (14)$$

где величина безразмерного давления определяется следующим образом:

$$\bar{P} = \frac{(P_s - P_{cap} \pm \tau_{rs}) R_0^2}{v_l^2 \rho_l}. \quad (15)$$

Небольшая дополнительная сила внешнего трения, обусловленная конденсацией пара, в первом приближении не учитывается. Сила внутреннего трения при ламинарном движении жидкой пленки рассчитывается обычным способом:

$$dF_v = v_l \rho_l \left( \frac{du}{dz} \right)_{z=0} 2\pi r dr. \quad (16)$$

Среднее значение скорости течения пленки рассчитывается следующим образом:

$$\bar{u} = \frac{1}{h} \int_0^h u dz; \quad \left( \frac{du}{dz} \right)_{z=0} = \frac{3\bar{u}}{h}. \quad (17)$$

И можно записать выражение для силы трения, исходя из средней скорости:

$$dF_v = \frac{3v_l \rho_l \bar{u}}{h} 2\pi r dr = \frac{6\pi v_l^2 \rho_l}{h^2} \text{Re}_h \bar{r} d\bar{r}. \quad (18)$$

Подставив полученные выражения в (24), получим уравнение для связи между безразмерным давлением, числом Рейнольдса движущейся пленки и ее толщиной:

$$\frac{d\bar{P}}{d\bar{r}} = \text{Re}_h^2 \left( \frac{2}{\text{Re}_h} \cdot \frac{d\text{Re}_h}{d\bar{r}} + \frac{1}{h} \frac{dh}{d\bar{r}} \right) + \frac{6\pi \text{Re}_h}{h^2}. \quad (19)$$

Таким образом, уравнение изменения импульса радиального движения пленки жидкого конденсата вдоль горизонтальной поверхности верхней крышки ТТ радиусом  $R_0$  за счет всасывания в капиллярно-пористую вставку, притока пара и трения записывается в виде (29):

$$d(J_h u_h) = 2\pi R_0^2 v_l^2 \rho_l (\text{Re}_h^2 d\bar{h} + 2\bar{h} \text{Re}_h d\text{Re}_h). \quad (20)$$

Уравнение для расчета изменения перпендикулярной  $z$  — составляющей импульса движущейся по верхней крышке ТТ пленки жидкого конденсата, обусловленной перпендикулярной составляющей скорости пленки  $v_h$ , возникающей вследствие конденсации паров диэтилового эфира с нормальной составляющей скорости  $v_{vp}$ , приводящей к увеличению толщины пленки  $h$ , а также обу-

словенной действием сил давления, поверхностного натяжения и ускорения **свободного падения**  $g$ , запишем в следующем виде:

$$d(J_h v_h) = dF_h \cos \varphi + dF_\sigma \cos \varphi + g \rho_l h(r). \quad (21)$$

где  $v_h$  — составляющая скорости течения жидкостной пленки, направленная вдоль оси  $z$ , м/с;  $\varphi$  — угол между касательной к внешней поверхности пленки и горизонтальной поверхностью верхней крышки ТТ.

Угол  $\varphi(r)$  наклона внешней поверхности вогнутой пленки конденсата равен нулю на оси крышки при  $r=0$  и увеличивается к стенкам капиллярно-пористой вставки,  $\varphi = \varphi(r)$ . В первом приближении будем считать, что скорость пленки в направлении  $z$  постоянна, а изменение импульса движения пленки в направлении  $z$  можно представить в виде нормальной составляющей скорости конденсирующегося пара  $v_{vp}$  и записать в следующем виде:

$$v_{vp} dJ_h = dF_h \cos \varphi + dF_\sigma \cos \varphi + g \rho_l h(r). \quad (22)$$

Осевая компонента скорость пара в канале ТТ связана с изменением массового потока в пленке:

$$v_{vp} = \frac{1}{2\pi r \rho_{vp}^{mix}} \frac{dJ_h}{dr}; \quad (23)$$

$$J_h = 2\pi R_0 \rho_l \bar{u} h(r) = Re_h 2\pi \bar{r} R_0 \rho_l v_l.$$

Величина потока массы связана с числом Рейнольдса пленки следующим образом:

$$\frac{dJ_h}{dr} = \left( \frac{dRe_h}{dr} \bar{h} + Re_h \frac{d\bar{h}}{dr} \right) 2\pi \bar{r} v_l \rho_l. \quad (24)$$

Это же уравнение в безразмерной форме выглядит следующим образом:

$$\frac{dJ_h}{dr} = \left( \frac{dRe_h}{dr} \bar{h} + Re_h \frac{d\bar{h}}{dr} \right) 2\pi R_0 v_l \rho_l. \quad (25)$$

Изменение импульса пленки вдоль оси  $z$  при конденсации пара, когда жидкая пленка движется вдоль горизонтальной поверхности верхней крышки к стенкам корпуса ТТ, запишем в виде:

$$v_{vp} dJ_h = \left( \frac{dRe_h}{dr} \bar{h} + Re_h \frac{d\bar{h}}{dr} \right) \frac{\rho_l^2 v_l^2}{\rho_{vp}^{mix}} 2\pi \bar{r} R_0^2 d\bar{r}. \quad (26)$$

Изменение сил давления, действующих на пленку конденсата, записывают в следующем виде:

$$dF_p = (P_s - P_{cap} \pm \tau_{rs}) 2\pi \bar{r} R_0^2 \frac{d\bar{r}}{\cos \varphi}. \quad (27)$$

Угол наклона  $\varphi$  определяем как касательную к поверхности жидкой пленки конденсата, движущуюся вдоль горизонтальной плоскости верхней крышки ТТ, в виде производной толщины пленки по радиусу верхней крышки от центральной оси, и записываем в безразмерном виде следующим образом:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{d\bar{h}}{d\bar{r}};$$

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \frac{d\bar{h}}{d\bar{r}} \right)^2}}. \quad (28)$$

Учитывая, что значение производной толщины пленки определено нами в уравнениях (25) и (26), подставляем это значение в выражения (26) и (27), получим уравнение, связывающее осевую скорость пара и число Рейнольдса движущейся пленки конденсата, в следующем виде:

$$v_{vp} = \left( \frac{dRe_h}{dr} \bar{h} + Re_h \frac{d\bar{h}}{dr} \right) \frac{v_l \rho_l}{R_0 \rho_{vp}^{mix}}. \quad (29)$$

Подставив выражение для  $\cos \varphi$  в (28), получим уравнение для оценки угла  $\varphi$  наклона пленки конденсата у поверхности капиллярно-пористой вставки на радиусе  $R_0$  в следующем виде:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{Re_h} \left( \frac{R_0 \rho_{vp}^{mix}}{v_l \rho_l} - \frac{dRe_h}{dr} \bar{h} \right). \quad (30)$$

При максимальном значении числа Рейнольдса, достигаемого движущейся пленкой  $Re_h \sim 570$ , значение  $\operatorname{tg} \varphi$  на поверхности капиллярно-пористой вставки в точке контакта с пленкой определяется следующим образом [27]–[29]:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{5,69 \cdot 10^2} \left( \frac{3,3 \cdot 10^{-2}}{0,29 \cdot 10^{-6} \cdot 6,2 \cdot 10^2} - \frac{5,69 \cdot 10^2}{5 \cdot 10^{-4}} \cdot 10^{-5} \right) \sim 0,26. \quad (31)$$

Величина максимального угла  $\varphi$  равна:

$$\varphi \sim 14,5^\circ \pm 1^\circ. \quad (32)$$

Таким образом, режим течения жидкой пленки конденсата по поверхности плоской верхней крышки ТТ приводит к формированию вогнутой поверхности пленки. Форма поверхности представляет собой плавную кривую с увеличением угла наклона касательной  $\varphi$ , как показано на нижней части рис. 1, с увеличением радиуса крышки  $r$ . В точке контакта пленки с капиллярно-пористой вставкой 4, при большом температурном напоре и при числе Рейнольдса радиального движения пленки  $Re_h \sim 570$ , угол наклона касательной к поверхности пленки достигает  $(14,5 \pm 1)^\circ$ . Увеличение толщины пленки в точке ее контакта с капиллярно-пористой вставкой 4 на внутренней поверхности стенок ТТ до  $h^* = 3$  мм увеличивает поток жидкого конденсата в капиллярно-пористую вставку ТТ и повышает коэффициент теплопередачи  $K_{ТТ}$  коротких ТТ с выполненным в виде сопла Лавала паровым каналом при большом температурном напоре  $\delta T_{ev} = 20$  К.

### Обозначения, применяемые в статье:

$2a$  — характерный поперечный размер потока в паровом канале ТТ, м;

$a_l$  — коэффициент теплопроводности диэтилового эфира,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;

$b$  — продольная толщина тороидального вихря конденсирующегося пара, м;

$dF_h$  — суммарная движущая сила, действующая на пленку жидкого конденсата, Н;

$dF_v$  — суммарная сила трения, возникающая при движении пленки, Н;

$g$  — ускорение свободного падения,  $\text{м}/\text{с}^2$ ;

$h^*$  — увеличенная толщина пленки вблизи пористой вставки, м;

$h_{fr}$  — потери энергии пара за счет внутреннего трения в ТТ, Вт;

$K_{\text{ТТ}}$  — коэффициент теплопередачи ТТ, Вт/К;  
 $P_v$  — давление пара в вихре, Па;  
 $P_{\text{cap}}$  — капиллярное давление в ТТ, Па;  
 $q_l$  — безмассовый поток диэтилового эфира в радиальном направлении, м<sup>2</sup>/с;  
 $Q_{\text{ev}}$  — тепловая мощность, выделяемая в испарителе ТТ, Вт;  
 $r$  — радиус-вектор элемента пара в тороидальном вихре, м;  
 $r_0$  — минимальный межслойный зазор между слоями металлической сетки, образующей капиллярно-пористую вставку, м;  
 $Re$  — число Рейнольдса продольного потока влажного пара в паровом канале ТТ;  
 $Re_h$  — число Рейнольдса течения пленки жидкого конденсата в ТТ;  
 $T_B$  — температура кипения диэтилового эфира при атмосферном давлении, К;

$T_{\text{ev}}$  — температура жидкого диэтилового эфира в испарителе, К;  
 $u, v$  — радиальная и тангенциальная компоненты скорости в плоскости движущейся пленки, м/с, соответственно;  
 $u_s$  — поверхностная скорость пленки конденсата, м/с;  
 $z$  — координата, перпендикулярная плоскости движущейся пленки, м.  
 $\mu_l$  — коэффициент динамической вязкости диэтилового эфира, Па·с;  
 $\nu_l$  — коэффициент кинематической вязкости диэтилового эфира, м<sup>2</sup>/с;  
 $\rho_l$  — плотность диэтилового эфира, кг/м<sup>3</sup>;  
 $\rho_{\text{vp}}^{\text{mix}}$  — плотность влажного конденсирующегося пара, кг/м<sup>3</sup>;  
 $\sigma_l$  — поверхностное натяжение диэтилового эфира, Н/м.

## Литература

1. Ламб Г. Гидродинамика. М.-Л.: ОГИЗ, 1947. 929 с.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика в 10 томах. Т. 6. Гидродинамика. М: Наука, 1986. 736 с.
3. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. 6 Изд. 6, исп. и доп 1987. 840 с.
4. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. Часть 1. М.: Физматгиз, 1963, 584 с.
5. Френкель Л. Э. Примеры устойчивых вихревых колец малого поперечного сечения в идеальной жидкости // Механика жидкости и газа. 1972. т. 51, с. 119–135.
6. Saffman P. G. The velocity of viscous vortex rings. // *Studies in Applied Mathematics*. 1970. v. 49, N 4. pp. 371–380.
7. Saffman P. G. On the formation of vortex rings. // *Studies in Applied Mathematics*. 1975. v. 54, N 3, pp. 261–268.
8. Saffman P. G. The number of waves on unstable vortex rings. // *Journal of Fluid Mechanics*. 1978. v. 84, pp. 625–639.
9. Akhmetov D. G. Vortex Rings. Springer 2009. 154 p.
10. Maxworthy T. Turbulent vortex rings. // *Journal of Fluid Mechanics*. 1974. v. 64, pt 2. pp. 227–241.
11. Луговцов Б. А., Луговцов А. А., Тарасов В. Ф. О движении турбулентного вихревого кольца. // *Динамика сплошной среды*. Институт Гидродинамики им. Лаврентьева 1969. № 3, с. 50–60.
12. Тарасов В. Ф. Оценка некоторых параметров турбулентного вихревого кольца. // *Динамика сплошной среды*. Институт Гидродинамики им. Лаврентьева, 1973. т. 14, с. 120–127.
13. Alekseenko S. V., Kuibin P. A., Okulov V. L. Theory of Concentrated Vortices: An Introduction. Springer, Heidelberg 2007. 494 p.
14. Batchelor G. K. Axial flow in a trailing vortices. // *Journal of Fluid Mechanics*. 1964. Vol. 20, N 4. pp. 645–658.
15. Seryakov A. V. Computer modelling of the vapour vortex orientation changes in the short low temperature heat pipes. // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2019. v. 140. No 8. pp. 243–259. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.04.123
16. Seryakov A. V. The Study of Condensation Processes in the Low-Temperature Short Heat Pipes with a Nozzle-Shaped Channel. // *Engineering*. 2017. v. 9, pp. 190–240. DOI: 10.4236/eng.2017.9210

## References

1. Lamb G. Hydrodynamics. Moscow: OGIЗ, 1947. 929 p. (in Russian)
2. Landau L. D., Lifshits E. M. Theoretical physics in 10 volumes. Vol. 6. Hydrodynamics. Moscow: Nauka Publ., 1986. 736 p. (in Russian)
3. Loitsyansky L. G. Mechanics of liquid and gas. 6 Ed. 6, Spanish and additional 1987. 840 p. (in Russian)
4. Kochin N. E., Kibel I. A., Rose N. V. Theoretical hydromechanics. Part 1. Moscow: Fizmatgiz, 1963, 584 p. (in Russian)
5. Frenkel L. E. Examples of stable vortex rings of small cross-section in an ideal liquid. *Mechanics of liquid and gas*. 1972. vol. 51, pp. 119–135. (in Russian)
6. Saffman P. G. The velocity of viscous vortex rings. *Studies in Applied Mathematics*. 1970. v. 49, N 4. pp. 371–380.
7. Saffman P. G. On the formation of vortex rings. *Studies in Applied Mathematics*. 1975. v. 54, N 3, pp. 261–268.
8. Saffman P. G. The number of waves on unstable vortex rings. *Journal of Fluid Mechanics*. 1978. v. 84, pp. 625–639.
9. Akhmetov D. G. Vortex Rings. Springer 2009. 154 p.
10. Maxworthy T. Turbulent vortex rings. *Journal of Fluid Mechanics*. 1974. v. 64, pt 2. pp. 227–241.
11. Lugovtsov B. A., Lugovtsov A. A., Tarasov V. F. On the motion of a turbulent vortex ring. *Dynamics of a continuous medium*. Institute of Hydrodynamics named after Lavrentieva 1969. No. 3, pp. 50–60. (in Russian)
12. Tarasov V. F. Estimation of some parameters of a turbulent vortex ring. *Dynamics of a continuous medium*. Institute of Hydrodynamics named after Lavrentieva, 1973. vol. 14, pp. 120–127. (in Russian)
13. Alekseenko S. V., Kuibin P. A., Okulov V. L. Theory of Concentrated Vortices: An Introduction. Springer, Heidelberg 2007. 494 p.
14. Batchelor G. K. Axial flow in a trailing vortices. *Journal of Fluid Mechanics*. 1964. Vol. 20, N 4. pp. 645–658.
15. Seryakov A. V. Computer modelling of the vapour vortex orientation changes in the short low temperature heat pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2019. v. 140. No 8. pp. 243–259. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.04.123
16. Seryakov A. V. The Study of Condensation Processes in the Low-Temperature Short Heat Pipes with a Nozzle-Shaped

17. 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. DOI: 10.11648/j. ajmp. 20180701.16
18. Trancossi M. An overview of scientific and technical literature on Coanda effect applied to nozzles. SAE Technical Papers N. 2011 (01):2591. DOI: 10.4271/2011-01-2591
19. Das S. S., Abdollahzadeh M., Pascoa J. C., Dumas A., Trancossi M. Numerical modeling of Coanda effect in a novel propulsive system. // *The International Journal of Multiphysics*. 2014. v. 8 (2), pp. 181–201. DOI: 10.1260/1750–9548.8.2.181
20. CFdesign 10.02009. Version 10.0–20090623.
21. User's Guide. Fluent User's Manual, Version 6.0. November 2001.
22. Серяков А. В., Алексеев А. П. Решение обратной задачи теплопроводности для исследования коротких линейных тепловых труб. // *Вестник Международной академии Холода* 2022. № 1. с. 83–97. DOI: 10.17586/1606-4313-2022-21-1-83-97
23. Seryakov A. V. The increasing of the heat transfer coefficient of short linear heat pipes. // *American Journal of Modern Physics*. 2023, v. 12, N 3, pp. 30–46. DOI: 0.11648/j. ajmp. 20231203.11
24. Шкадов В. Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести // *Известия АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1967. № 1. с. 43–51.
25. Ахметов В. К., Шкадов В. Я. Численное моделирование вязких вихревых потоков для технических приложений. МГСУ. М., 2009. 176 с.
26. Шкадов В. Я. Вопросы нелинейной гидродинамической устойчивости слоев вязкой жидкости, капиллярных струй и внутренних течений. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. МГУ имени М. В. Ломоносова. М., 1973. 300 с.
27. Mackay D., Shiu W., Ma K., Lee S. Handbook of Physical-Chemical Properties and Environmental Fate for Organic Chemicals. 2006. DOI: 10.1201/9781420044393
28. Таблицы физических величин. Справочник под ред. Кикоина И. К. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
29. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Издательство физико-математической литературы, 1972. 721 с.
- Vapour Channel. *Engineering*. 2017. v. 9, pp. 190–240. DOI: 10.4236/eng. 2017.92010
17. 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. DOI: 10.11648/j. ajmp. 20180701.16
18. Trancossi M. An overview of scientific and technical literature on Coanda effect applied to nozzles. SAE Technical Papers N. 2011 (01):2591. DOI: 10.4271/2011-01-2591
19. Das S. S., Abdollahzadeh M., Pascoa J. C., Dumas A., Trancossi M. Numerical modeling of Coanda effect in a novel propulsive system. *The International Journal of Multiphysics*. 2014. v. 8 (2), pp. 181–201. DOI: 10.1260/1750–9548.8.2.181
20. CFdesign 10.02009. Version 10.0–20090623.
21. User's Guide. Fluent User's Manual, Version 6.0. November 2001.
22. 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. DOI: 10.17586/1606-4313-2022-21-1-83-97 (in Russian)
23. Seryakov A. V. The increasing of the heat transfer coefficient of short linear heat pipes. *American Journal of Modern Physics*. 2023, v. 12, N 3, pp. 30–46. DOI: 0.11648/j. ajmp. 20231203.11
24. Shkadov V. Ya. Wave flow modes of a thin layer of viscous liquid under the influence of gravity. *News of the USSR Academy of Sciences. Mechanics of liquid and gas*. 1967. No. 1. pp. 43–51. (in Russian)
25. Akhmetov V. K., Shkadov V. Ya. Numerical modeling of viscous vortex flows for technical applications. MGSU, Moscow, 2009. 176 p. (in Russian)
26. Shkadov V. Ya. Issues of nonlinear hydrodynamic stability of viscous liquid layers, capillary jets and internal flows. Dissertation for the degree of Doctor of Physico-mathematical Sciences. Lomonosov Moscow State University, Moscow, 1973. 300 p. (in Russian)
27. Mackay D., Shiu W., Ma K., Lee S. Handbook of Physical-Chemical Properties and Environmental Fate for Organic Chemicals. 2006. DOI: 10.1201/9781420044393
28. Tables of physical quantities. The Handbook is edited by. Kikoina I. K. M.: Atomizdat, 1976. 1008 p. (in Russian)
29. Vargaftik N. B. Handbook of thermophysical properties of gases and liquids. Moscow: Publishing House of Physical and Mathematical Literature, 1972. 721 p. (in Russian)

### Сведения об авторе

Серяков Аркадий Владимирович

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

### Information about author

Seryakov Arkady V.

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



Статья доступна по лицензии  
Creative Commons «Attribution-NonCommercial»