

УДК 532.5: 536.2

## Изучение вихревого течения конденсирующегося пара в коротких низкотемпературных тепловых трубах

Канд. физ.-мат. наук А. В. СЕРЯКОВ

seryakovav@yandex.ru

ООО «Рудетранссервис»

*Представлены результаты компьютерных исследований вихреобразования и изменения направления вращения парового вихря внутри коротких линейных тепловых труб (ТТ) с выполненным в виде сопла Лаваля паровым каналом. Впервые установлено, что паровой торoidalный вихрь, возникающий в результате взаимодействия потока влажного пара с нормально ориентированной плоской верхней крышкой ТТ может изменять направление своего вращательного движения. При небольшом температурном напоре на испаритель направление вращения парового вихря за счет эффекта Коанда и прилипания движущихся струй пара к стенкам происходит от периферии к продольной оси канала. При этом радиальное течение пленки конденсата по верхней крышке к расположенной на стенках канала капиллярно-пористой вставке и направление движения прилегающих слоев парового вихря оказываются встречными. Паровой вихрь за счет поверхностного трения замедляет течение пленки конденсата по верхней крышке ТТ и тем самым увеличивает ее эффективную толщину. При увеличении температурного напора на испаритель направление вращения парового вихря изменяется на противоположное, от продольной оси к периферии парового канала, и направления вращения прилегающих слоев пара и течения пленки жидкого конденсата становятся спутными, что приводит к резкому уменьшению эффективной толщины пленки. Экспериментальные результаты измерений толщины пленки жидкого конденсата, полученные с помощью емкостных датчиков, также показывают резкое уменьшение ее толщины при увеличении температурного напора на испаритель ТТ, что может быть косвенным подтверждением изменения направления вращения парового вихря.*

**Ключевые слова:** тепловые трубы, направление вращения парового вихря, напряжение сдвига пленки конденсата.

### Информация о статье:

Поступила в редакцию 24.06.2019, принята к печати 04.10.2019

DOI: 10.17586/1606-4313-2019-18-4-3-14

Язык статьи — русский

### Для цитирования:

Серяков А. В. Изучение вихревого течения конденсирующегося пара в коротких низкотемпературных тепловых трубах // Вестник Международной академии холода. 2019. № 4. С. 3–14.

## The study of condensable vapour vortex flow in short low temperature heat pipes

Ph. D. A. V. SERYAKOV

seryakovav@yandex.ru

LLC "Rudetransservice"

*The results of computer studies of the vortex formation and the rotation direction changes of the vapour vortex inside short linear heat pipes (HP) with a Laval nozzle-shaped vapour channel are presented. For the first time it was found that a vapour toroidal vortex arising as an interaction result of the moist vapour flow with a normally oriented flat upper cover of HP can change the rotational motion direction. With a small temperature head on the evaporator, the direction of the toroidal vapour vortex rotation due to the Coanda effect and the sticking moving vapour jets to the channel's walls comes from the periphery to the longitudinal axis of the channel. In this case, the radial flow of the condensate film along the upper cover to the capillary-porous insert located on the channel walls and the direction of motion of the adjacent layers of the vapour vortex are counterclockwise. The vapour vortex due to surface friction slows down the flow of the condensate film along the HP upper cover and thereby increases its effective thickness. With increasing the evaporator temperature head, the vapour vortex rotation direction changes to the opposite, from the longitudinal axis to the periphery of the vapour channel, and the direction of rotation of the adjacent layers of vapour and the of the liquid condensate film flow becomes tangled, which results in a sharp decrease of effective film thickness. The experimental results of the liquid condensate film thickness measurements obtained by capacitive sensors also show a sharp decrease in its thickness with an increase in the temperature head on the HP's evaporator, which can be an indirect confirmation of the vapour vortex rotation direction change.*

**Keywords:** heat pipes, vapour vortex rotation direction, condensate film thickness shear stress.

**Article info:**

Received 24/06/2019, accepted 04/10/2019

DOI: 10.17586/1606-4313-2019-18-4-3-14

Article in Russian

**For citation:**Seryakov A. V. The study of condensable vapour vortex flow in short low temperature heat pipes. *Vestnik Mezhdunarodnoi akademii kholoda*. 2019. No 4. p. 3-14.**Введение**

Короткие тепловые трубы (ТТ) — теплопередающие устройства, в настоящее время широко используемые практически во всех случаях охлаждения теплонапряженных узлов и конструкций космических аппаратов и спутников, военных и гражданских объектов, бытовых приборов и компьютеров. Коэффициент теплопередачи и эксплуатационная эффективность коротких линейных ТТ с паровым каналом, сформированным капиллярно-пористой вставкой в виде сопла Лавалья вдоль всей длины ТТ, определяются замкнутым циркуляционным движением рабочей жидкости, которая претерпевает фазовый переход жидкость — пар и поглощение тепла в области испарителя, перенос паровой фазы вдоль конвергентно-дивергентного парового канала, обратный фазовый переход пар-жидкость с выделением тепла в области конденсации и возврат жидкости в испаритель по системе продольных пор капиллярно-пористой вставки ТТ [1].

Наряду с широким практическим применением, короткие ТТ представляют собой очень важный объект для изучения неоднородных течений двухфазного конденсирующегося пара, возникновения пульсаций давления в паровом канале и образования паровых тороидальных вихрей вблизи охлаждаемой поверхности конденсации [2–8].

Исследования вихревых образований, представляющих собой тороидальный объем завихренного конденсирующегося пара, возникающих в выполненном в виде сопла Лавалья паровом канале в месте соударения паровых струй с плоской поверхностью верхней крышки ТТ, начаты сравнительно недавно и продолжаются в настоящей статье. Движение пара осесимметричное, вектор завихренности (ротор скорости) в торе направлен вдоль огибающих, соосных круговой оси тора. На поверхности тороидального вихря скорости набегающего парового потока и внутреннего течения вихря совпадают, что и определяет непрерывность поля скоростей конденсирующегося пара. Это позволяет применять уравнения Навье — Стокса для расчета скорости течения в области конденсации в выполненном в виде сопла Лавалья паровом канале ТТ.

Численный анализ потоков однокомпонентного двухфазного влажного пара в профилированном паровом канале показывает явное возникновение тороидальных вихревых образований вблизи охлаждаемой плоской поверхности верхней крышки ТТ [9–12]. Соударение паровой струи с плоской верхней крышкой приводит к образованию тороидального вихревого кольца [13–15], что и определяет увеличение коэффициента теплопередачи в коротких ТТ с выполненным в виде сопла Лавалья паровым каналом в отличие от таких же ТТ со стандартным цилиндрическим паровым каналом.

Неструктурированные (без вихревого образования) простые возвратные течения конденсирующегося пара, возникающие в этом случае вблизи плоской верхней крышки, аналогичной ТТ, но со стандартным цилиндрическим паровым каналом, приводят к иному распределению скорости (и меньшему перепаду давления) в канале и к меньшим значениям коэффициента теплопередачи  $K_{\text{ТТ}}$  при высоких тепловых нагрузках.

Эти вихри конденсирующегося пара представляют исключительный интерес, поскольку направление их тороидального вращения зависит от температурного напора на испарителе ТТ, и определяет толщину пленки конденсата рабочей жидкости, находящуюся под паровым вихревым кольцом.

Целью данного исследования явилось сопоставление результатов, ранее проведенного в работах [16–18] изучения толщины пленки конденсата диэтилового эфира, в зависимости от тепловой нагрузки на испаритель с полученными расчетными значениями и аналитическими оценками.

**Экспериментальная установка**

Оригинальные ТТ, оснащенные емкостными датчиками, были специально разработаны и изготовлены для всех измерений толщины пленки конденсата в зависимости от тепловой нагрузки.

Принципиальная схема экспериментальной установки, применяемая в данном исследовании, подробно описана в работе [19]. Были применены выполненные из нержавеющей стали ТТ с конфузочно-диффузорным паровым каналом, выполненным в виде сопла Лавалья с нелинейной зависимостью диаметра канала  $D_{\text{ТТ}}$  вдоль вертикальной продольной оси  $Oz$ , и с плоскими верхней и нижней крышками [2, 3, 8]. В верхней крышке установлены емкостные датчики для измерения толщины пленки конденсата рабочей жидкости. На нижней крышке размещен многослойный сеточный капиллярно-пористый испаритель с инжекторными каналами.

В качестве рабочей жидкости используется диэтиловый эфир  $\text{C}_4\text{H}_{10}\text{O}$ , который имеет температуру кипения при атмосферном давлении  $T_b = 308,65 \text{ K}$  ( $35,5 \text{ }^\circ\text{C}$ ), температуру замерзания  $T_f = 156,95 \text{ K}$  ( $-116,2 \text{ }^\circ\text{C}$ ) и критические параметры  $T_k = 466,55 \text{ K}$  ( $193,4 \text{ }^\circ\text{C}$ ),  $P_k = 3,61 \text{ МПа}$ . Масса диэтилового эфира в паровой системе металлической сетки капиллярно-пористой вставки и испарителя составляет не менее  $12,28 \cdot 10^{-3} \text{ кг}$ .

Разработанные емкостные датчики позволяют проводить измерения локальных характеристик толщины и температуры жидкой пленки конденсата без каких-либо серьезных возмущений в потоке. Диаметр ТТ выбран таким образом, чтобы можно было устанавливать два емкостных датчика на диаметральной линии для изме-

рения толщины и температуры пленки. Схема установки емкостных датчиков, выполненных из ковара 29НК, в верхнюю крышку ТТ, более подробно описана в работе [20].

Проведение измерений и обсуждение полученных результатов толщины пленки конденсата диэтилового эфира внутри ТТ, в зависимости от температурного напора на испаритель ТТ, детально приведены в [16–18].

### Математическая модель для численных расчетов

Рассмотрим турбулентный дозвуковой поток однокомпонентного двухфазного влажного пара в паровом канале ТТ в виде сопла Лавала при вертикальной ориентации. Схема натекания струй пара на плоскую поверхность верхней крышки тепловой трубы 1, образования пленки диэтилового эфира и движения пленки за счет капиллярных (всасывающих) сил в капиллярно-пористой вставку 4, показана на рис. 1. 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 (встречного) вихревого потока.

Структура вихревого образования на внутренней поверхности верхней крышки ТТ и большая площадь контактирования пара с движущейся в радиальном направлении, за счет капиллярного всасывания в пористую вставку пленкой конденсата диэтилового эфира, оказывают определяющее влияние на теплообмен в этой области взаимодействия струй пара с плоской торцевой крышкой (плоской стенкой). Характеристики теплопередачи неоднородны уже при малых значениях числа Рейнольдса пара  $Re_{vp} \sim 5 \cdot 10^2$ .

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 [9], а наименьшее значение  $Nu_{TT}$  наблюдается в зоне реверсирования 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 [10, 11]. Однако основной причиной изменения характеристик теплопередачи в области взаимодействия струй пара с плоской поверхностью верхней крышки внутри ТТ согласно [9], 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.

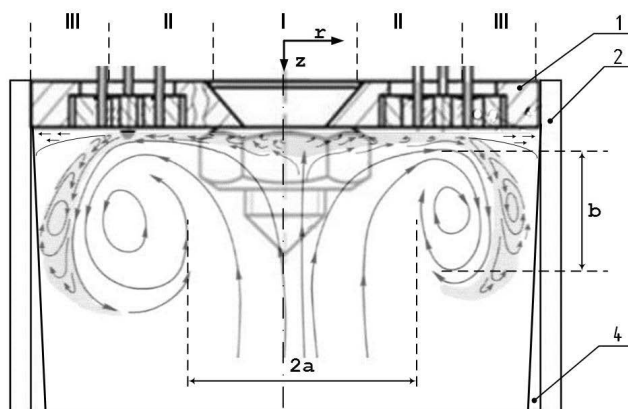


Рис. 1. Схема соударения паровых струй с плоской поверхностью верхней крышки ТТ: 1 — верхняя крышка; 2 — цилиндрический корпус ТТ; 4 — капиллярно-пористая вставка

Fig. 1. Collision of vapour steams with flat surface of HP upper cover: 1 — upper cover; 2 — HP cylindrical body; 4 — capillary-porous insert

Для описания потоков, возникающих при взаимодействии струй пара с плоской верхней крышкой ТТ, используются уравнения Навье — Стокса (усредненные по числу Рейнольдса), при решении которых проявляются недостатки различных моделей турбулентности. В случае возникновения тороидальных паровых вихрей возникает дополнительный источник генерации энергии турбулентности конденсирующегося пара из-за большой кривизны линий тока вблизи поверхности конденсации ТТ [21–23].

Математическая модель включает в себя систему нелинейных уравнений в частных производных передачи импульса, энергии, непрерывности, условий единственности и начальных и граничных условий. Расчет скорости течения конденсирующегося влажного пара в охлаждаемой части, выполненного в виде сопла Лавала парового канала, выполнен с использованием программного комплекса CFD design 10.0, версия 10.0–20090623 [24]. Разбиение внутреннего пространства для моделирования произведено на  $5 \cdot 10^5$  тетраэдрических элементов второго порядка точности и высокого качества, с десятью узлами на каждом элементе и достаточной точностью при моделировании. Решены уравнения Навье — Стокса и теплопередачи с измеренными граничными условиями, т. е. с использованием фиксированных значений температуры резистивного нагревателя  $T_{ev}$  и поверхности конденсации  $T_{cond}$ .

Уравнения Навье — Стокса, описывающие вихревой поток пара, выглядят стандартным образом:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = 0. \quad (1)$$

Уравнение (3) дополняется уравнением состояния идеального газа:

$$P_{vp} = (\gamma - 1) \rho_{vp}^{\max} \left[ e - \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} \right]. \quad (2)$$

Вектор консервативных переменных  $\mathbf{U}$  и векторы потоков  $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{G}$ ,  $\mathbf{H}$  имеют следующий вид:

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho_{vp}^{mix} \\ \rho_{vp}^{mix} u \\ \rho_{vp}^{mix} v \\ \rho_{vp}^{mix} w \\ \rho_{vp}^{mix} e \end{pmatrix}; \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho_{vp}^{mix} u \\ \rho_{vp}^{mix} uu + p - \tau_{xx} \\ \rho_{vp}^{mix} uv - \tau_{zx} \\ \rho_{vp}^{mix} uw - \tau_{zy} \\ (\rho_{vp}^{mix} e + p)u - u\tau_{xx} - v\tau_{xz} - w\tau_{xy} + q_x \end{pmatrix}. \quad (3)$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho_{vp}^{mix} v \\ \rho_{vp}^{mix} vu - \tau_{xz} \\ \rho_{vp}^{mix} vv + p - \tau_{yy} \\ \rho_{vp}^{mix} vw - \tau_{zy} \\ (\rho_{vp}^{mix} e + p)v - v\tau_{xx} - u\tau_{xz} - w\tau_{xy} + q_y \end{pmatrix};$$

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \rho_{vp}^{mix} w \\ \rho_{vp}^{mix} wu - \tau_{yz} \\ \rho_{vp}^{mix} wv - \tau_{yx} \\ \rho_{vp}^{mix} ww + p - \tau_{zz} \\ (\rho_{vp}^{mix} e + p)w - w\tau_{xx} - u\tau_{xz} - v\tau_{xy} + q_z \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Компоненты тензора вязких напряжений и компоненты вектора теплового потока записаны также стандартным способом:

$$\tau_{ij} = \mu_{eff} \left( \frac{\partial i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right); \quad q_i = -\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_i}. \quad (5)$$

При возникновении продольных пульсаций давления [25, 26] в, выполненном в виде сопла Лавалья, паровом канале коротких ТТ при движении влажного пара начинается коагуляция микрокапель в критическом сечении канала (диаметр  $d_{cr}=4$  мм) и их дальнейший конденсационный рост в диффузорной части парового канала ТТ. Конденсационный рост приводит к возникновению инерционного запаздывания капель относительно движущегося пара и, как следствие, к радиальному смещению капель к продольной оси парового канала.

Профиль скорости потока пара в диффузорной части канала ТТ является более острым, с заметным торможением на периферии вблизи стенок канала. Поэтому скорость течения пара как несущей среды на противоположных сторонах движущихся также вдоль оси  $Oz$  капель будет различной. Согласно уравнению Бернулли, статическое давление в потоке пара больше там, где скорость меньше, в результате разницы давлений приводит к появлению поперечной силы, действующей на микрокапли в направлении осевой линии парового канала ТТ, и которая называется силой Саффмана [27, 28]. Эффект инерционной фокусировки твердых и жидких частиц и капель под действием силы Саффмана в стационарных и колебательных сдвиговых потоках был отмечен ранее во многих работах [29–32]. Сила Саффмана, действующая на движущиеся капли (микрокапли) в паре диэтилового эфира при продольных пульсациях давления, приводит к небольшому радиальному смещению к центральной оси микрокапель при движении в диффузорной части парового канала ТТ, а также к появлению дополнительных радиальных пульсаций меньшей амплитуды на поверхности конденсированной пленки.

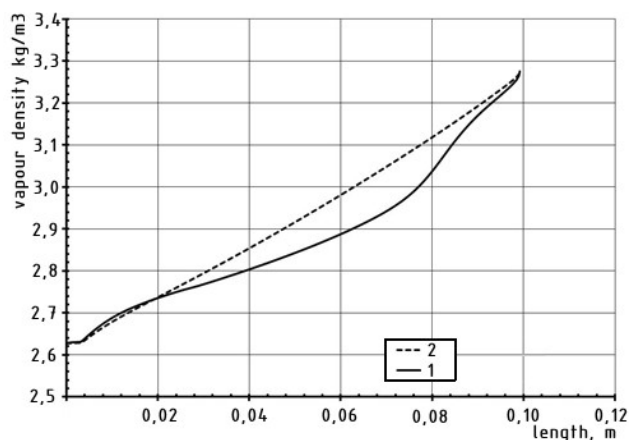


Рис. 2. Расчетные значения плотности пара  $\rho_{vp}^{mix}$  диэтилового эфира  $C_4H_{10}O$  в ТТ вдоль центральной оси  $Oz$  при температуре испарителя  $T_{ev} = 323,65 \pm 0,01$  K ( $50,5 \pm 0,01$  °C)

Fig. 2. Design values for density  $\rho_{vp}^{mix}$  of  $C_4H_{10}O$  diethyl ether in HP along centerline  $Oz$  at the temperature of evaporator  $T_{ev} = 323.65 \pm 0.01$  K ( $50.5 \pm 0.01$  °C)

Отношение частоты экспериментальных значений радиальных пульсаций  $f_{radial}$  (радиальной частоты) толщины пленки на поверхности конденсации ТТ к частоте пульсаций давления  $f_p$  в паровом канале (продольные пульсации возбуждения) оказывается пропорциональным коэффициенту влажности пара [33]:  $\gamma_{dr} \sim f_{radial}/f_p = (85-96)$  Гц / (400-500) Гц = 0,17 ÷ 0,24.

Перегрев испарителя, относительно температуры кипения диэтилового эфира, при атмосферном давлении задан равным 15 К, разница температур между испарителем и поверхностью конденсации равна 25 К. С учетом табличных значений [34, 35] давления пара диэтилового эфира в зависимости от температуры при величине среднего коэффициента влажности пара  $\gamma_{dr}=0,2$  и адiabатического индекса  $k=1,31$  расчетным образом с использованием уравнения (2) были получены значения плотности пара  $\rho_{vp}^{mix}$  диэтилового эфира в паровом канале ТТ, которые показаны на рис. 2. Температура поверхности конденсации ТТ в вихревом проточном калориметре составляет  $T_{cond}=295 \pm 0,03$  K ( $22 \pm 0,03$  °C). Кривая 1 на рис. 2, показывает плотность пара в, выполненном в виде сопла Лавалья, паровом канале при давлении  $P=6,13 \cdot 10^5$  Pa; кривая 2 — плотность пара в ТТ со стандартным цилиндрическим паровым каналом также при давлении  $P=6,13 \cdot 10^5$  Pa.

По мере продвижения в паровом канале к охлаждаемой поверхности верхней крышки ТТ, плотность пара возрастает от 2,62 кг/м<sup>3</sup> над испарителем до 3,28 кг/м<sup>3</sup> (на 25%) вблизи поверхности конденсации. В диффузорной части, выполненного в виде сопла Лавалья парового канала, плотность пара меньше, чем в ТТ со стандартным цилиндрическим паровым каналом на величину до 0,1 кг/м<sup>3</sup> (3,3%). Плотность пара диэтилового эфира  $C_4H_{10}O$  в конфузорной части парового канала ТТ превышает плотность пара в цилиндрическом канале ТТ за счет дополнительного сжатия в стесненных условиях. Величина сжатия пара невелика, превышение плотности составляет не более 0,55%. Вблизи поверхности конденсации

скорость роста плотности пара возрастает, что связано с появлением вихреобразования в диффузорной части парового канала.

### Результаты численного моделирования

Численное моделирование скорости вихревых течений, возникающих внутри выполненного в виде сопла Лавала парового канала коротких ТТ было проведено с помощью конечно-элементного моделирования в CFD 10.0 программном коде Fluent 6.3.26 [36–40]. Все расчеты скорости потока влажного пара переменной плотности с помощью уравнений Навье — Стокса проводились для парового канала ТТ длиной 95 мм, как показано на рис. 3, при этом число дискретных элементов для численного моделирования составляет более  $5 \cdot 10^5$ . Для расчетов вихреобразования вблизи поверхности конденсации ТТ были применены трехмерные уравнения Навье — Стокса в декартовой системе координат, с добавлением уравнений для расчета турбулентной вязкости и учета кривизны линий тока влажного пара. Температурный напор на ТТ задавали в виде перегрева испарителя относительно температуры кипения диэтилового эфира при атмосферном давлении,  $\delta T = T_{ev} - T_B$ . Полученные результаты подтверждают появление стабильного вихревого образования в слое взаимодействия струи пара с нормально ориентированной плоской крышкой ТТ.

При заданной величине перегрева испарителя  $\delta T = T_{ev} - T_B = 10$  К и разности температур между испарителем и поверхностью конденсации  $\delta T_{TT} = T_{ev} - T_{cond} = 20$  К, скорость вихревого потока пара у поверхности конденсации имеет вид, изображенный на рис. 3. Наблюдается возникновение тороидального вихревого кольца вблизи поверхности конденсации, внутри выполненного в виде сопла Лавала парового канала. При низких тепловых нагрузках, движущиеся струи пара прилипают к внутренним стенкам ТТ и направление закрутки парового вихря происходит от периферии к центру парового канала. Причиной неустойчивого течения и прилипания струй пара к стенкам канала является влияние эффекта Коанда [41, 42], что и приводит к возникновению вращения паровых струй от стенок к центральной оси канала и формированию тороидального вихревого кольца.

При увеличении температурного напора на испаритель ТТ до  $\delta T = T_{ev} - T_B = 20$  К и разности температур между испарителем и поверхностью конденсации  $\delta T_{TT} = T_{ev} - T_{cond} = 30$  К, вихревой поток пара у поверхности конденсации радикально изменяется и принимает вид, показанный на рис. 4. Направление вращения парового вихря меняется на противоположное от центральной оси к стенке канала.

### Верификация достоверности численных результатов

Образование вихревого тороидального кольца влажного пара, вблизи поверхности конденсации внутри выполненного в виде сопла Лавала парового канала коротких ТТ, приводит к довольно интересным результатам. Вихревое кольцо — высокоградиентная зона конденсирующегося влажного пара с противоположными направлениями скорости внутри и снаружи кольца при тороидальном вращении. Численный анализ распределения

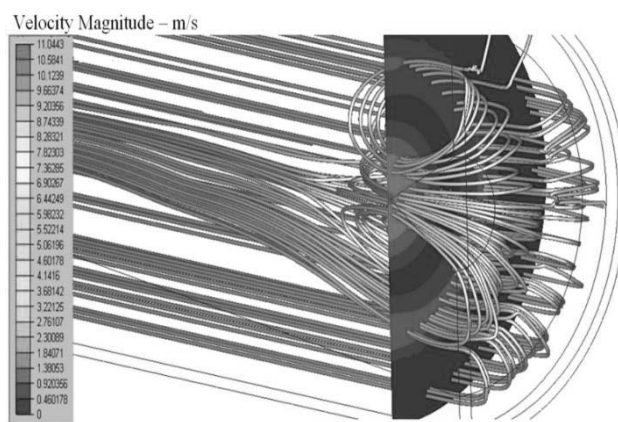


Рис. 3. Расчет скорости течения пара вблизи поверхности конденсации ТТ при низком температурном напоре  $\delta T = T_{ev} - T_B = 10$  К

Fig. 3. Calculation of vapor velocity near condensation surface of HP TT at low temperature head  $\delta T = T_{ev} - T_B = 10$  K

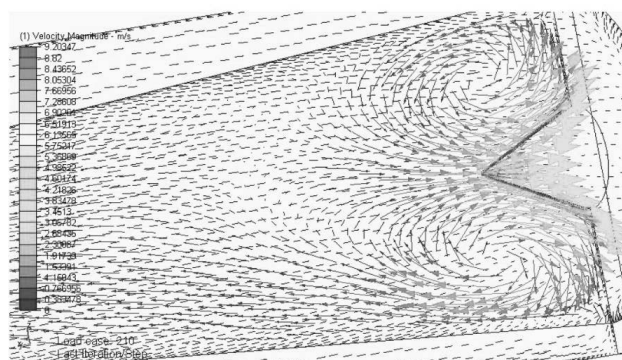


Рис. 4. Возникновение тороидального вихревого кольца, вблизи поверхности конденсации, внутри выполненного в виде сопла Лавала парового канала, при более высоких значениях температурного напора, поступающего в испаритель ТТ

Fig. 4. Arising of toroidal vortex near condensation surface inside Laval nozzle-shaped vapour channel at higher values of temperature head on evaporator of HP

осевой компоненты скорости в выполненном в виде сопла Лавала паровом канале, включая вихревое кольцо, показывает наличие двух положительных максимумов скорости, один из которых находится в критической области сопла, а другой — вблизи поверхности конденсации. В критической области сопла осевая составляющая скорости достигает 85 м/с, а у поверхности конденсации 33 м/с. На рис. 5 приведены результаты расчета распределения осевой компоненты скорости пара в выполненном в виде сопла Лавала паровом канале ТТ при перегреве испарителя  $\delta T = T_{ev} - T_B = 15$  К, разность температур между испарителем и поверхностью конденсации равна  $T_{ev} - T_{cond} = 25$  К. Верхняя часть рисунка показывает распределение осевой составляющей скорости в паровом канале, нижняя часть — половину поперечного сечения парового канала вдоль продольной оси Oz.

Это распределение скоростей, показанное на рис. 5, подтверждает тот факт, что вихревое кольцо имеет про-

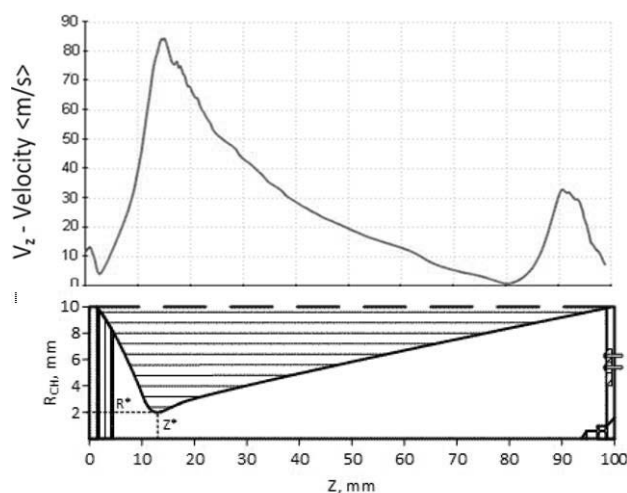


Рис. 5. Распределение осевой компоненты скорости пара в выполненном в виде сопла Лаваля паровом канале ТТ при перегреве испарителя

Fig. 5. Distribution of vapour velocity centerline component in Laval nozzle-shaped vapour channel of HP at evaporator overheating

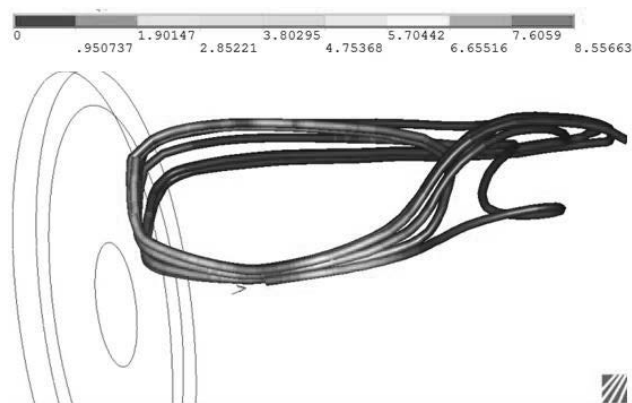


Рис. 6. Расчетный профиль поперечного сечения торoidalно-го парового вихря вблизи охлаждаемой в проточном калориметре верхней крышки ТТ, скорость в м/с

Fig. 6. Design profile for cross-section of vapour toroidal vortex near upper cover of HP cooled in continuous flow calorimeter; velocity in m/s

странственный характер и является зоной резких градиентов скорости (и давления). В своей центральной части вихревое кольцо вместе с натекающей струей пара имеет заметное положительное динамическое давление, а в периферийной части вблизи стенок парового канала — отрицательное динамическое давление из-за встречного направления течения. Это означает, что в центральной части вихревого кольца возникает пониженное статическое давление  $-\delta P_v$ , что приводит к дополнительному всасыванию влажного пара в канал шириной  $2a$  (см. рис. 1) и в приповерхностную зону конденсации вблизи плоской верхней крышки, по сравнению с ТТ со стандартным цилиндрическим паровым каналом.

Возникновение вихрей является решающим фактором, который изменяет продольные компоненты скорости (и давления) в области конденсации в выполненном в виде сопла Лаваля паровом канале с плоской ортогональной крышкой и объясняет экспериментальный факт увеличения коэффициента теплопередачи  $K_{ТТ}$  по сравнению с аналогичными ТТ со стандартным цилиндрическим паровым каналом при равных габаритных размерах и одинаковой массе заправки диэтилового эфира, и при больших тепловых нагрузках.

Возникающие в цилиндрическом паровом канале ТТ, вблизи плоской поверхности верхней крышки (поверхности конденсации), простые возвратные течения конденсирующегося пара не создают дополнительного разрежения и всасывания пара, как в случае возникновения вихревого кольца. Появление вихревого кольца пара вблизи плоской поверхности конденсации приводит к увеличению перепада давления  $\delta P_v$  в паровом канале ТТ между испарителем и плоской поверхностью конденсации, что и определяет увеличение коэффициента теплопередачи  $K_{ТТ}$ .

В центре торoidalного вихревого кольца возникает разрежение ( $-\delta P_v$ ), величина которого составляет около  $|\delta P_v| \sim 2 \cdot 10^3$  Па (рис. 5), или 0,5% от давления кон-

денсации  $4,3 \cdot 10^5$  Па в охлаждаемой части выполненного в виде сопла Лаваля парового канала ТТ. Встречное течение (отрицательное значение скорости) на внешней поверхности парового вихревого кольца создает отрицательное динамическое давление порядка  $2 \cdot 10^3$  Па, и суммарная разность давления на вихре достигает величины  $4 \cdot 10^3$  Па, или порядка 1% давления конденсации пара диэтилового эфира при температуре воды в проточном калориметре. Градиент давления внутри парового вихря не менее чем  $4 \cdot 10^5$  Па/м, и этого достаточно для интенсификации конденсации.

В качестве дополнения следует отметить, что максимальное значение скорости обычно достигается на поверхности одиночного торoidalного вихря, в то время как в нашем случае, когда происходит взаимодействие натекающей струи пара, нормально ориентированной к ней плоской поверхности верхней крышки и сформированного вихревого кольца, максимальная скорость достигается в центре вихря, на продольной оси парового канала. Поперечное сечение парового вихревого кольца при перегреве испарителя ТТ, относительно температуры кипения диэтилового эфира при атмосферном давлении  $\delta T = T_{ev} - T_B = 15$  К, и при разности температур между испарителем и поверхностью конденсации  $T_{ev} - T_{cond} = 25$  К показано на рис. 6. Торoidalный вихрь имеет большую поверхность контакта с подстилающей жидкой пленкой диэтилового эфира и за счет поверхностного трения  $c_f = 10^{-2} \div 10^{-3}$  влияет на скорость движущейся в радиальном направлении к расположенной на стенках капиллярно-пористой вставке пленке.

Поперечное сечение вихревых колец некруглое, вытянутое вдоль продольной оси парового канала и изменяется в зависимости от температурного напора на испаритель ТТ. Энергия движения паровой струи частично диссипирует при формировании вихря прежде всего за счет трения о поверхность движущейся в радиальном направлении жидкой пленки диэтилового эфира, и им-

пульс струи не полностью трансформируется в импульс вихревого кольца.

При движении в радиальном направлении по крышке к капиллярно-пористой вставке, за счет капиллярных сил, на внешнюю поверхность пленки диэтилового эфира дополнительно воздействует вращающееся вихревое паровое кольцо, направление вращения которого меняется. Если направление тороидального вращения парового вихря, вследствие эффекта Коанда, происходит от периферии к продольной оси выполненного в виде сопла Лаваля парового канала ТТ, как показано на рис. 3, то прилегающая к движущейся в направлении капиллярно-пористой вставки пленке диэтилового эфира поверхность вихря оказывается движущейся во встречном направлении и тормозит движение пленки, в результате чего ее толщина  $\delta_{fcond}$  оказывается увеличенной, и это приводит к росту теплового сопротивления и снижению коэффициента теплопередачи ТТ.

При пленочной конденсации движущегося в паровом канале ТТ пара, возникают тангенциальные напряжения на внешней поверхности радиально движущейся пленки диэтилового эфира, обусловленные межфазным трением и переносом импульса частиц конденсирующегося пара, которые присоединяются к пленке конденсата и вызывают изменение толщины пленки и скорости ее течения.

С увеличением величины температурного напора на испарителе ТТ (тепловой мощности), направление вращения парового тороидального вихря изменяется в противоположную сторону, от продольной оси к периферии парового канала, как показано на рис. 4, и прилегающая к пленке вихревая поверхность и пленка жидкого конденсата начинают двигаться в одном направлении. Это приводит к утончению пленки конденсата, поскольку вращающийся в том же направлении паровой вихрь начинает буквально сдвигать пленку по направлению к капиллярно-пористой вставке, и далее происходят снижение теплового сопротивления и увеличение коэффициента теплопередачи ТТ.

Погрешность расчета скорости потока пара в паровом канале ТТ не превышает 1%.

### Аналитические оценки

Взаимодействие струй пара с плоской крышкой ТТ можно описать следующим образом. Начало системы координат  $Oz$  установлено на центральной оси в точке пересечения парового канала с плоской крышкой ТТ, координата  $z$  задана в противоположном направлении к направлению натекающей струи пара. В зоне торможения парового потока на верхней крышке ТТ вблизи центральной оси ( $r=0$ ) скорость паровых струй значительно снижается, в области поворота и вихреобразования они сильно искривлены. Характерный параметр толщины вихря  $b$ . В пристенном слое сдвиговые напряжения  $\tau_s$  становятся доминирующими по сравнению с нормальными  $\tau_n$ .

Распространяясь в радиальном и тангенциальном направлениях, струя пара теряет импульс движения, толщина пограничного слоя, толщина пленки конденсата  $\delta_{fcond}$  и статическое давление увеличиваются. Результаты расчетов показывают устойчивое возникновение большого вихревого кольца, образующегося в слое сме-

шения паровой струи с плоской поверхностью крышки ТТ. Число Рейнольдса пульсационной скорости в области критического сечения парового канала [43, 44] достигает величины  $Re_{vp} = (1,5-1,65) \cdot 10^5$ , число Прандтля —  $Pr=0,77$ .

На рис. 7, 8 показана упрощенная схема движения потока конденсирующегося пара, полностью входящего во внутреннее отверстие тороидального вихревого кольца радиуса  $r_v$ , с температурой  $T_v$ , осевой составляющей скорости  $u_v$  и тангенциальной составляющей скорости  $v_v$ , поскольку окружная (тангенциальная) составляющая скорости потока пара в выполненном в виде сопла Лаваля паровом канале не равна нулю.

Статическое давление на входе в паровое тороидальное вихревое кольцо равно  $P_v$ , для упрощения аналитических оценок используется цилиндрическая система координат. В качестве основного варианта модели для упрощения анализа рассматриваем стационарный поток пленки жидкого конденсата диэтилового эфира между находящимся в стационарном состоянии паровым тороидальным кольцевым вихрем и плоской поверхностью верхней крышки ТТ. Тороидальное паровое вихревое кольцо и пленка жидкого конденсата движутся в радиальном и тангенциальном направлениях, и необходимо оценить толщину  $\delta_{fcond}$  пленки диэтилового эфира под тороидальным кольцевым вихрем.

В предлагаемой математической модели используем принцип Кармана и Польгаузена [45, 46], основной идеей которого является разрешимость системы дифференциальных уравнений Навье — Стокса по средней толщине пограничного слоя  $\delta$ , в качестве которой рассматривается толщина пленки жидкого конденсата  $\delta_{fcond}$ . Основной особенностью рассматриваемой задачи является соизмеримость продольной и тангенциальной составляющих скорости пара в области конденсации парового канала. Поэтому, теорема импульсов применяется дважды: для радиального и тангенциального направлений скорости течения потока пара.

Для радиального направления уравнение сохранения импульса для течения пленки конденсата выглядит следующим образом:

$$\frac{d}{dr} \left( \rho_{vp}^{mix} (u_v^2 - u_f^2) r \delta_r^{**} \right) + \rho_{vp}^{mix} r u_f \frac{d(u_v - u_f)}{dr} \delta_r^* - \rho_{vp}^{mix} (v_v - v_f)^2 \delta_\phi^{**} - 2 \rho_{vp}^{mix} v_f (v - v_f) \delta_\phi^* = r \tau_{rs}. \quad (6)$$

Уравнение сохранения импульса для тангенциального (окружного) направления течения пленки конденсата записывают в виде:

$$\frac{d}{dr} \left( \rho_{vp}^{mix} u r^2 (v - v_f) \delta_{r\phi}^{**} \right) = r^2 \tau_{\phi s}. \quad (7)$$

Толщину пленки жидкого конденсата  $\delta^*$  и  $\delta^{**}$  определяют стандартным образом [47]:

$$\delta_r^* = \int_0^{\delta} \left( 1 - \frac{\rho_1 u_f}{\rho_v u_v} \right) dz; \quad \delta_r^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho_1 u_f}{\rho_v u_v} \left( 1 - \frac{\rho_1 u_f}{\rho_v u_v} \right) dz. \\ \delta_\phi^* = \int_0^{\delta} \left( 1 - \frac{\rho_1 v_f}{\rho_v v_v} \right) dz; \quad \delta_\phi^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho_1 v_f^2}{\rho_v v_v^2} dz; \quad \delta_{r\phi}^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho_1 u_f}{\rho_v u_v} \left( 1 - \frac{\rho_1 v_f}{\rho_v v_v} \right) dz. \quad (8)$$

Уравнения (6) и (7) содержат более двух неизвестных, поэтому необходимы дополнительные физически обоснованные связывающие уравнения. Вектор скорости

движущегося пара в канале переменного сечения отклоняется от геометрического радиального направления, и степень отклонения в ядре потока и вблизи поверхности пленки жидкого конденсата различна. Тангенциальную (окружную) компоненту скорости пара  $v$  в ядре потока в профилированном канале ТТ мы можем определить самым простым способом:

$$v_v r_v^m = v_{vp}^m.$$

Из условия непрерывности потока пара в интегральной форме и с учетом размера вихря получаем следующее уравнение:

$$\rho_v u_v r_v^2 = \rho_{vp}^{\text{mix}} u r (b - \delta_r^*).$$

Соотношение между давлением, плотностью и температурой конденсирующегося пара может быть задано уравнением состояния идеального газа в следующем виде:

$$\rho_{vp}^{\text{mix}} = \frac{P}{RT}; \quad T = T_v \left( \frac{P}{P_v} \right)^{(k-1)/k}; \quad \frac{\rho_{vp}^{\text{mix}}}{\rho_v} = \left( \frac{P}{P_v} \right)^{1/k}. \quad (9)$$

После интегрирования дифференциального уравнения (6) для центральной части потока пара в сопле Лавала по радиусу  $r$  и с учетом уравнения состояния (2), (9) получаем уравнение для оценки распределения давления по радиусу  $r$  в центральной части парового канала:

$$\frac{P}{P_v} = \left[ 1 + \frac{(k-1)}{k} \frac{1}{RT_v} \left( \frac{u^2 - u_v^2}{2} + \frac{v^2 - v_v^2}{2m} \right) \right]^{k/(k-1)}. \quad (10)$$

Из этого соотношения, с учетом плотности  $\rho_{vp}^{\text{mix}}$  влажного пара, из выражения (9) выведено уравнение для расчета радиальной скорости в центральной части потока на входе в паровое тороидальное вихревое кольцо:

$$u = \frac{u_v r_v^2}{r(b - \delta_r^*)} \left[ 1 + \frac{(k-1)}{k} \frac{1}{RT_v} \left( \frac{u^2 - u_v^2}{2} + \frac{v^2 - v_v^2}{2m} \right) \right]^{k/(k-1)}. \quad (11)$$

В общем случае поток пара в выполненном в виде сопла Лавала паровом канале представляет собой закрученный поток, что обусловлено как неравномерным струйным характером работы капиллярно-пористого испарителя с инъекционными каналами, так и переменной площадью проходного сечения ТТ. Для закрученных потоков пара параметр угла закрутки является определяющим параметром течения в паровом канале, характеризующим соотношение между тангенциальной (окружной) и продольной (осевой) составляющими скорости пара внутри канала. Для определения локальной закрутки переходящего в жидкую конденсирующуюся фазу потока пара через внешнюю поверхность пленки конденсата диэтилового эфира (пограничного слоя) используется параметр локального угла закрутки [48, 49]:

$$\text{tg}\varphi = \frac{v_v}{u_v} = \varepsilon(r, z). \quad (12)$$

В пределах переменной толщины пленки жидкого конденсата под паровым тороидальным вихревым кольцом параметр локальной закрутки  $\text{tg}\varphi$  зависит от радиуса плоской поверхности конденсации ТТ (радиуса  $r$  верхней крышки) и линейного параметра толщины пленки  $z$ . В ядре потока пара в диффузорной части канала параметр

$\text{tg}\varphi_0$  характеризует степень отклонения потока от радиального направления:

$$\text{tg}\varphi_0 = \frac{v}{u} = \varepsilon(r)_0. \quad (13)$$

Пленка жидкого конденсата, образующаяся под паровым тороидальным кольцевым вихрем, помимо исходного радиального движения в капиллярно-пористую вставку, вызванного действием капиллярных сил, дополнительно за счет сил поверхностного межфазного трения увлекается вихрем и движется в радиальном и тангенциальном направлениях по гладкой поверхности верхней крышки ТТ (поверхности конденсации), причем напряжение сдвига на поверхности крышки  $\tau_w \sim 10^2$  Па [47] считается одинаковым для всех направлений и учитывается во всех расчетах.

Параметр  $\text{tg}\varphi_{\text{max}}$  представляет собой предельный (поверхностный) тангенс угла закрутки образующейся пленки диэтилового эфира, и равен отношению поверхностных сдвиговых напряжений трения в тангенциальном и радиальном направлениях на поверхности пленки переменной толщины и может быть записан следующим образом:

$$\text{tg}\varphi_{\text{max}} = \varepsilon(r)_{\text{max}} = \frac{\tau_{\varphi s}}{\tau_{rs}}. \quad (14)$$

Для оценки тангенциальной составляющей скорости в турбулентной пленке жидкого конденсата диэтилового эфира под паровым тороидальным кольцевым вихрем в соответствии с результатами экспериментов Никурадзе [47], можно представить следующее семейство парабол:

$$\frac{v_f}{v_v} = \left( \frac{z}{\delta_{fcond}} \right)^n, \quad (15)$$

здесь показатель степени парабол  $n$  зависит от числа Рейнольдса  $\text{Re}_{vp}$  потока пара и изменяется в интервале  $1/6 \dots 1/10$  (0,17–0,1).

Радиальная составляющая скорости течения  $u_f$  пленки жидкого конденсата под паровым тороидальным вихревым кольцом может быть определена следующим образом:

$$\frac{u_f}{u_v} = \frac{\text{tg}\varphi}{\chi} \cdot \frac{(v_v - v_f)}{v_v} = \frac{\text{tg}\varphi}{\chi} \cdot \left( \frac{z}{\delta_{fcond}} \right)^n. \quad (16)$$

Параметр закрутки  $\text{tg}\varphi$  уменьшается в пределах толщины пленки конденсата  $z$ , и это уменьшение в соответствии с квадратичным законом параболы [47] записывают в виде:

$$\text{tg}\varphi = \varepsilon - (\varepsilon - \chi) \left( 2 - \frac{z}{\delta_{fcond}} \right) \frac{z}{\delta_{fcond}}. \quad (17)$$

В уравнениях сохранения импульса движения пара и пленки конденсата (6) и (7) должна быть определена проекция радиального и тангенциального напряжений трения  $\tau_s$  на поверхности пленки конденсата. Для этого используем гипотезу Прандтля [48] двухслойной модели течения, включающей конденсацию двухфазного пара, вводим критерий устойчивости течения жидкой пленки конденсата  $\beta$  под паровым тороидальным вихревым кольцом в виде двумерного вектора с величиной напряжения сдвига  $\tau_s$  (с компонентами  $\tau_{\varphi s}$ ,  $\tau_{rs}$ ) на поверхности пленки следующим образом:



$$\beta = \sqrt{\frac{\tau_s}{\rho_1} \cdot \frac{\delta_{fcond}}{\nu_1}} = 11,65; \quad \tau_s = \sqrt{\tau_{\phi s}^2 + \tau_{rs}^2}. \quad (18)$$

Предельное значение толщины пленки диэтилового эфира  $\delta_{fcond}$  под тороидальным вихревым кольцом можно определить из условия равенства скоростей наружной поверхности пленки и прилегающих слоев парового тороидального вихревого кольца. Учитывая, что радиальная составляющая скорости потока пленки конденсата обеспечивает прилипание на внутренней поверхности верхней крышки ( $u_f=0$ ) и может быть представлена в виде линейной функции:

$$u_f = \frac{\tau_{rs}}{\mu_1} z, \quad (19)$$

поэтому оценка расхода пленки диэтилового эфира может быть осуществлена по формуле:

$$\frac{\tau_{rs}}{\mu_1} \delta_{fcond} = u_f + (u_v - u_f) \left( \frac{\delta_{fcond}}{\delta} \right)^n. \quad (20)$$

Решение уравнения (20) с учетом динамического коэффициента вязкости  $\mu_1$  диэтилового эфира выглядит следующим образом:

$$\delta_{fcond} = \left( \frac{u_v - u_f}{\delta^n} \cdot \frac{\mu_1}{\tau_{rs}} \right)^{1/(1-n)}. \quad (21)$$

После подстановки предельного значения толщины пленки  $\delta_{fcond}$  в выражение (18) можно получить уравнение для радиальной составляющей касательного напряжения сдвига на поверхности пленки диэтилового эфира  $\tau_{rs}$  следующим образом:

$$\tau_{rs} = \beta^{\frac{2(n-1)}{n+1}} \rho_{vp} u_v^2 \text{Re}_{\delta}^{\frac{2n}{n+1}} (1 + \varepsilon^2)^{-0,5}; \quad \text{Re}_{\delta} = \frac{u_v \delta_{fcond}}{\nu}. \quad (22)$$

где число Рейнольдса  $\text{Re}_{\delta}$  оценивают по толщине пленки  $\delta_{fcond}$ . Выражение для вычисления радиального касательного напряжения трения на межфазной поверхности пленка — тороидальный паровой вихрь определяется стандартным образом с использованием коэффициента Блазиуса:

$$\tau_{rs} = c_f \rho_{vp} \frac{u_v^2}{2}; \quad c_f = \frac{0,664}{(u_v z / \nu_1)^{1/2}} \sim 10^{-2}. \quad (23)$$

Когда конденсация пара в пленку происходит на горизонтальной поверхности плоской верхней крышки ТТ, проекция силы тяжести на движения пленки равна нулю, а обеспечение сдвигового течения (движения) пленки происходит только за счет капиллярного давления вставки и динамических эффектов тороидального движения потока пара по наружной поверхности пленки. Движение в тонкой пленке можно считать безинерционным.

Измерения толщины пленки диэтилового эфира на поверхности конденсации в ТТ проводились ранее в работах [16, 17, 43, 44], результаты измерений в зависимости от температурного напора на испаритель ТТ показаны на рис. 7. Резко нелинейные и убывающие значения толщины пленки диэтилового эфира в полулогарифмической шкале на охлаждаемой гладкой поверхности верхней крышки при увеличении перегрева испарителя ТТ по сравнению с температурой кипения диэтилового эфира при атмосферном давлении  $\delta T = T_{ev} - T_B$ . При малых температурных напорах в испаритель ТТ направление

вращения возникающего парового вихря имеет место от стенок к продольной оси парового канала, в результате чего движущаяся по направлению к капиллярно — пористой вставке в радиальном направлении по поверхности верхней крышки за счет сил капиллярного давления пленка жидкого конденсата и прилегающая к ее поверхности вращающаяся область тороидального вихря оказываются в противотоке. За счет поверхностного трения это приводит к торможению движения пленки и эффективному увеличению ее толщины.

При увеличении температурного напора в испаритель ТТ направление вращения парового тороидального вихря изменяется на противоположное, от оси к стенкам парового канала и движущаяся по направлению к капиллярно — пористой вставке в радиальном направлении по поверхности верхней крышки пленка жидкого конденсата и прилегающая к ее поверхности вращающаяся область тороидального вихря оказываются в спутном направлении. Внешним результатом этого совпадения направлений является резкое уменьшение толщины жидкой пленки диэтилового эфира при повышении величины температурного напора на испаритель ТТ.

Результаты косвенного (непрямого) экспериментального подтверждения изменения направления вращения парового вихря в выполненном в виде сопла Лаваля канале вблизи плоской поверхности конденсации ТТ показаны на рис. 7.

Стандартная среднеквадратичная погрешность измерения толщины пленки составляет  $\sim 1,5 \cdot 10^{-3}$  мм, но начинает существенно возрастать со значения перегрева испарителя  $\delta T = T_{ev} - T_B = (11 \div 12)$  К, при котором в капиллярно-пористом испарителе начинается процесс кипения и образуется двухфазный влажный пар. Конденсация влажного пара и приводит к увеличению экспериментального разброса измерений с помощью емкостных датчиков толщины пленки диэтилового эфира на охлаждаемой поверхности конденсации.

Число Рейнольдса движущейся пленки диэтилового эфира толщиной  $\delta_{fcond} = 10^{-2}$  мм, при величине коэффициента вязкости  $\nu_1 = 0,032 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с, числе Прандтля  $\text{Pr} = 0,77$ , при одинаковой скорости вихря (30 м/с) и пленки равно:

$$\text{Re}_{\delta} = \frac{u_v \delta_{fcond}}{\nu} = \frac{30 \frac{\text{м}}{\text{с}} \cdot 10^{-5} \text{ м}}{0,032 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 / \text{с}} = 0,94 \cdot 10^2. \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \tau_{rs} &= \beta^{\frac{2(n-1)}{n+1}} \rho_{vp} u_v^2 \text{Re}_{\delta}^{\frac{2n}{n+1}} (1 + \varepsilon^2)^{-0,5} = \\ &= 2,59 \cdot 10^2 \text{ Па}; u_f \sim \sqrt{\frac{\tau_{rs}}{\rho_1}} \sim 0,1 \div 10 \text{ м/с}. \end{aligned} \quad (25)$$

Расчетные значения толщины пленки находятся в диапазоне  $\delta_{calc} = 10^{-2} \div 10^{-4}$  мм при значении коэффициента трения  $c_f = 10^{-2} \div 10^{-3}$ , числе Рейнольдса конденсирующегося пара  $\text{Re}_{vp} = 10^3 \div 10^4$  и скорости вихревого течения пара до 30 м/с. Это близко к экспериментально полученным значениям толщины пленки конденсата диэтилового эфира [40, 41].

## Выводы

1. Впервые расчетным методом отмечена возможность изменения направления вращения тороидальных

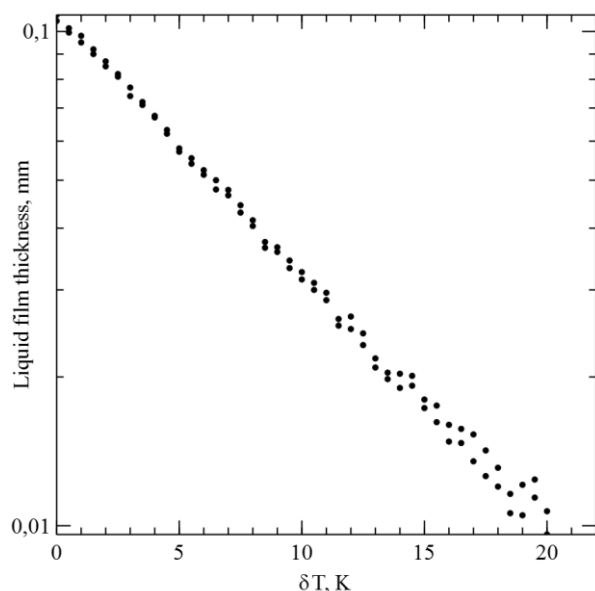


Рис. 7. Значения толщины пленки диэтилового эфира  $\delta_{fcond}$  на охлаждаемой в калориметре поверхности верхней крышки ТТ, в зависимости от величины температурного напора (величины перегрева) испарителя ТТ, относительно температуры кипения диэтилового эфира при атмосферном давлении,  $\delta T = T_{ev} - T_B$ , K

Fig. 7. Values of diethyl ether film thickness  $\delta_{fcond}$  on the surface of HP upper cover cooled in calorimeter depending on the temperature head (overheat) of HP evaporator with respect to boiling temperature of diethyl ether at atmospheric pressure,  $\delta T = T_{ev} - T_B$ , K

вихрей конденсирующегося пара вблизи охлаждаемой поверхности конденсации внутри ТТ с выполненным в виде сопла Лавали паровым каналом. При малых значениях температурного напора на испарителе, тороидальное вращение парового вихря за счет эффекта Коанда происходит от периферии к продольной оси  $Oz$  парового канала. При этом направление радиального течения пленки конденсата по верхней крышке к капиллярно пористой вставке и направление движения приповерхностных слоев тороидального парового вихря оказываются встречными, и за счет поверхностного трения течение пленки замедляется и ее эффективная толщина оказывается увеличенной.

2. С увеличением температурного напора тороидальное направление вращения парового вихря изменяется на противоположное, от оси  $Oz$  к стенкам парового канала и за счет трения о внешнюю поверхность движущейся к капиллярно-пористой вставке пленки конденсата, радиальная скорость течения пленки увеличивается, и ее толщина резко уменьшается. Тороидальный паровой вихрь дополнительно «сдувает» пленку конденсата к капиллярно пористой вставке по поверхности верхней крышки ТТ.

3. Результаты экспериментальных измерений толщины пленки конденсата диэтилового эфира в зависимости от температурного напора на испарителе ТТ (перегрев испарителя относительно температуры кипения диэтилового эфира при атмосферном давлении) свидетельствуют о резком уменьшении толщины пленки с увеличением температурного напора. Такая зависимость

толщины пленки от температурного напора косвенно подтверждает изменение тороидального направления вращения парового вихря в ТТ. Увеличение толщины пленки (и высокое тепловое сопротивление ТТ) при низких температурных напорах и резкое уменьшение толщины пленки (и значительное снижение теплового сопротивления ТТ) с увеличением температурного напора могут быть связаны с изменением направления тороидального вращения парового вихря.

### Условные обозначения

- $2a$  — характерный поперечный размер струи пара, м;
- $b$  — продольная толщина парового тороидального вихревого кольца, м;
- $e$  — полная энергия на единицу массы влажного пара, кДж/кг;
- $k=1,31$  — показатель адиабаты пара диэтилового эфира;
- $K_{TT}$  — коэффициент теплопередачи через поперечное сечение парового канала ТТ, Вт/ (м<sup>2</sup>·К);
- $Nu_{hp}$  — число Нуссельта;
- $P$  — давление, Па;
- $P_v$  — давление внутри парового тороидального вихря, Па;
- $r$  — радиальная координата на поверхности верхней крышки ТТ, м;
- $r_v$  — внутренний радиус тороидального парового вихря, м;
- $r_{vp}$  — внутренний радиус парового канала, м;
- $R=8,3144$  Дж/ (моль·К) — универсальная газовая постоянная;
- $Re_\delta$  — число Рейнольдса, рассчитанное по радиальной скорости  $u_f$  и толщине  $\delta_{fcond}$  движущейся пленки конденсата диэтилового эфира на внутренней поверхности верхней крышки ТТ;
- $R^*$  — радиус критического сечения сопла парового канала ТТ, м;
- $t$  — время, с;
- $tg\phi$  — параметр локального угла закрутки парового потока;
- $tg\phi_0$  — параметр, определяющий степень отклонения направления движения пара в диффузорной части парового канала ТТ от радиального направления;
- $tg\phi_{max}$  — предельный (поверхностный) тангенс угла закрутки пленки жидкого конденсата под паровым вихрем;
- $T_B$  — температура кипения (насыщения) диэтилового эфира, К;
- $T_{cond}$  — средняя температура пленки конденсата диэтилового эфира, К;
- $T_{ev}$  — средняя температура капиллярно-пористого испарителя, К;
- $T_v$  — температура внутри парового тороидального вихря, К;
- $T_{vp}$  — температура пара в канале ТТ, К;
- $u$  — средняя скорость паровой фазы в координатном направлении  $z$  в канале ТТ, м/с;
- $u_f$  — радиальная скорость движения пленки конденсата под паровым вихрем, м/с;
- $u_{vp}$  — средняя скорость паровой фазы в канале ТТ, м/с;

$v$  — компонента скорости потока пара в координатном направлении  $x$  в канале ТТ, м/с;

$v_f$  — тангенциальная компонента скорости движения пленки конденсата под паровым вихрем, м/с;

$v_v$  — средняя тангенциальная компонента скорости пара в паровом вихре, м/с;

$w$  — компонента скорости потока пара в координатном направлении  $y$  в канале ТТ, м/с;

$Z$  — осевая координата вдоль парового канала ТТ, м;

$Z^*$  — продольная координата критического сечения парового канала, м;

$\beta$  — критерий стабильности течения конденсата пленки диэтилового эфира под тороидальным кольцевым паровым вихрем;

$\gamma_{dr}$  — степень влажности потока пара с учетом фазового скольжения;

$\delta$  — толщина пленки конденсата диэтилового эфира при неподвижном паре, м;

$\delta_{fcond}$  — средняя толщина пленки диэтилового эфира на поверхности конденсации, м;

$\delta_r^{**}$  — толщина потери импульса движущейся пленки диэтилового эфира за счет трения в радиальном направлении, м;

$\delta_\phi^{**}$  — толщина потери импульса движущейся пленки диэтилового эфира за счет трения в тангенциальном направлении, м;

$\delta_{r\phi}^{**}$  — толщина потери импульса движущейся пленки диэтилового эфира за счет трения в радиальном и тангенциальном направлениях, м;

$\epsilon$  — тангенс предельного (поверхностного) угла закрутки движущейся в радиальном и тангенциальном направлениях пленки диэтилового эфира под паровым тороидальным вихрем;

$\lambda_{eff}$  — эффективная теплопроводность ТТ, Вт/(м·К);

$\mu_{eff}$  — эффективная вязкость, как сумма молекулярной  $\mu$  и турбулентной  $\mu_t$  вязкости, Па·с;

$\rho_{vp}^{mix}$  — плотность влажного пара внутри парового канала, кг/м<sup>3</sup>;

$\tau_{rs} = \mu (du_v/dz)z = \delta_f$  — радиальное напряжение трения сдвига на наружной поверхности пленки диэтилового эфира под паровым вихревым кольцом, Па;

$\tau_{\phi s} = \mu (dv_v/dz)z = \delta_f$  — касательное напряжение трения сдвига на наружной поверхности пленки диэтилового эфира под паровым вихревым кольцом, Па.

### Литература/References

1. Сераков А. В., Конькин А. В., Белоусов В. К. Применение струйного парового сопла в тепловых трубах среднетемпературного диапазона // Вестник сибирского государственного аэрокосмического университета им. академика М. Ф. Решетнева. 2012. № 1. с. 142–146. [Seryakov A. V., Konkin A. V., Belousov V. K. Application of steam jet nozzle in heat pipes of mean temperature range. *Bulletin of the Siberian state aerospace University named after academician M. F. Reshetnev*. 2012. No. 1. p. 142–146. (in Russian)]
2. Seryakov A. V. Velocity measurements in the vapour channel of low temperature range heat pipes. *International Journal of Engineering Research & Technology*. v. 2, N 8, pp. 1595–1603, 2013.
3. Seryakov A. V., Konkin A. V., Belousov V. K. The intensification of heat-transfer characteristic of heat pipes. *Proceedings of the VIII Minsk International Seminar of Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators, Power Sources*. Minsk, Belarus, 12–15 September 2011. V. 2. p. 59–65.
4. Akachi H. Structure of Heat Pipe. US patent No 4921041. 1990.
5. Zhang Y. and Faghri A. Advances and unsolved issues in pulsating heat pipes. *Heat Transfer Engineering*. 2008, v. 29 (1), pp. 20–44.
6. Qu W., Ma H. B. Theoretical Analysis of Startup of a Pulsating Heat Pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2007. v. 50, pp 2309–2316.
7. 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.
8. Seryakov A. V. Pulsation flow in the vapour channel of short low temperature range heat pipes. *International Journal on Heat and Mass Transfer Theory and Application*. 2014. v. 2, N 2, pp. 40–49.
9. Chung Y. M., Luo K. H., Sandham N. D. Numerical study of momentum and heat transfer in unsteady impinging jets. *International Journal of Heat Fluid Flow*. 2002. v. 23, N 5. pp. 592–600.
10. Behnia M., Parneix S., Durbin P. A. Prediction of heat transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1998. v. 41, N 13. pp. 1845–1855.
11. Baughn J., Hechanova A., Yan X. An experimental study of entrainment effects on the heat transfer from a flat surface to a heated circular impinging jet. *Journal of Heat Transfer* 1991. v. 113. pp. 1023–1025.
12. Gharib M, Rambod E, Shariff K A universal time scale for vortex ring formation. *Journal of Fluid Mechanics*. 1998. v. 360. P. 121–140.
13. Glezer A. The formation of vortex rings. *Physics of Fluids*. 1988. v. 31. pp. 3532–3542.
14. Saffman P. G. Vortex Dynamics. Cambridge University Press. 1992. 311 p.
15. Lim T. T., Nickels T. B. Vortex rings In *Vortices in Fluid Flows* (ed. By S. I. Green) Kluwer. 1995.
16. Seryakov A. V. The application of capacitance transducer for measuring Local Thickness of Condensate Film in Low-Temperature Range Heat Pipes. *International Journal on Heat and Mass Transfer Theory and Application*. 2016. v. 4, N 1, pp. 1–13.
17. Seryakov A. V. The study of condensation processes in the low-temperature short heat pipes with a nozzle-shaped vapour channel. *Engineering*. 2017. v. 9, pp. 190–240.
18. 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.
19. Сераков А. В. Исследование коротких низкотемпературных тепловых труб. Часть 1. Экспериментальные и численные исследования // Вестник Международной академии холода. 2014. № 4, С. 38–43. [Seryakov A. V. Study of short low temperature range heat pipes. Part 1. Experimental and numerical studies. *Vestnik Mezhdunarodnoi akademii kholoda*. 2014. No 4. p. 38–43. (in Russian)]
20. Сераков А. В., Михайлов Ю. Е., Шакишин С. Л. Измерение толщины пленки конденсата рабочей жидкости с помощью емкостных датчиков в низкотемпературных тепловых трубах. // Вестник сибирского государственного аэрокосмического университета им. академика М. Ф. Решетнева. 2014. № 4, с. 142–146.

- ского университета им. академика М. Ф. Решетнева. 2016. № 2, с. 444–457. [Seryakov A. V., Mikhailov Yu. E., Shakshin S. L. The measurement of the condensate film thickness of the working fluid by means of the capacitive sensors in the low-temperature range heat pipes. *Bulletin of the Siberian state aerospace University named after academician M. F. Reshetnev*. 2016. No. 2. p. 444–457. (in Russian)]
21. Craft T. J., Iacovides H., Yoon J. H. Progress in the use of non-linear two-equation models in the computation of convective heat-transfer in impinging and separated flows. *Flow, Turbulence and Combustion*. 2000. v. 63, N 1/4, pp. 59–80.
  22. Lytle D., Webb B. Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacing's. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1994. v. 37., N 2, pp. 1687–1697.
  23. Behnia M., Parneix S., Durbin P. A. Prediction of heat transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1998. v. 41, N, 13, pp. 1845–1855.
  24. CFXdesign 10.0 2009. Version 10.0–20090623. User's Guide.
  25. Seryakov A. V. Pulsation flow in the vapour channel of low temperature range heat pipes. *Direct Research Journal of Engineering and Information Technology*, 2014. v. 2 (1), pp. 1–10.
  26. Seryakov A. V. Pulsed vortex flow in medium temperature range heat pipes. *International Journal of Engineering Research & Technology*, 2014. v. 3, No 2, pp. 2929–2938.
  27. Saffman P. G. The lift on a small sphere in a slow shear flow. *Journal of Fluid. Mechanics*, 1965. v. 22, pp. 385–400.
  28. Saffman P. G. Corrigendum to the «The lift on a small sphere in a slow shear flow». *Journal of Fluid. Mechanics*. 1968. V. 31. pp. 624.
  29. Marble F. E. Dynamics of Dusty Gases. *Annual Review of Fluid Mechanics. Palo Alto*. 1970. v. 2, pp. 397–446.
  30. Fernandez de la Mora J, Riesco-Chueca P. Aerodynamic focusing of particles in carrier gas. *Journal of Fluid Mechanics*, 1988. v. 195, pp. 1–21.
  31. Sazhin S., Shakked T., Katoshevski D, Sobolev V. Particle grouping in oscillating flows. *European Journal of Mechanics B/Fluids*. 2008. v. 27. pp. 131–149.
  32. Katoshevski D., Shakked T., Sazhin S. S., Crua C., Heikal M. R. Grouping and trapping of evaporating droplets in an oscillating gas flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2008. v. 29, pp. 415–427.
  33. Seryakov A. V, Shakshin S. L., Alekseev And. P. The droplets condensate centering in the vapour channel of short low temperature heat pipes at high heat loads. *Journal of Physics: Conference Series* 891 012123, 2017.
  34. Kaye G. W., Laby T. M. Tables of Physical and chemical constants. London 1962. 248 p.
  35. Thermophysical Properties of Fluid Systems. NIST Chemistry WebBook, SRD 69. National Institute of Standards and Technology. NIST Standard Reference Data.
  36. Durbin P. A. On the  $k - \epsilon$  stagnation point anomaly. *International Journal of Heat Fluid Flow*, 1996. v. 17, N 1, pp. 89–90.
  37. Craft T. J., Iacovides H., Yoon J. H. Progress in the use of non-linear two equation models in the computation of convective heat transfer in impinging and separated flows. *Flow, Turbulence and Combustion*. 2000. v. 63, N. 1/4, pp. 59–80.
  38. Amano R., Sugiyama S. Investigation on turbulent heat transfer of an axisymmetric jet impinging on a flat plate. *Bulletin JSME*. 1983. v. 28, N. 235, pp. 74–79.
  39. Vieser W., Esch T., Menter F. Heat transfer prediction using advanced two equation turbulence models: *CFX Validation; N CFX-VAL 10/0602*. London. 2002.
  40. Fluent User's Manual, Version 6.0. November 2001.
  41. Trancossi M. An Overview of Scientific and Technical Literature on Coanda Effect Applied to Nozzles, SAE Technical Paper. 2011-01-2591, 2011, doi: 10.4271/2011-01-2591
  42. 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.
  43. Seryakov A. V., Ananiev V. I., Orlov A. V. Condensation research in the short low-temperature range heat pipes. *Proceedings of the 9<sup>th</sup> Minsk International Seminar of Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators, Power Sources. Minsk, Belarus*, 7–10 September 2015, v 2. p. 168–176.
  44. Seryakov A. V., Ananiev V. I. Condensation research in the short low-temperature range heat pipes. *Proceedings of the VIII International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer. Sarajevo, Bosnia and Herzegovina*, September 15–18, 2015. Begell House Inc. pp. 693–696.
  45. V. Karman Th. Uber laminare und turbulente reibung. *Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Mechanik*, 1921. v. 1, pp. 233–252.
  46. Pohlhausen K. Zur naherungweisen integration der differential-oleichung, der laminaren reibungsschicht *Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Mechanik*, 1921. v. 1. pp. 252–268.
  47. Schlichting G. Theory of boundary layer. Mc Graw Hill Book Company. 1979. 712 p.
  48. Prandtl L. Gesamelte abhandlungen. *Berlin, Springer-Verlag*. 1961, Bd 2, p. 798–811.
  49. 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.

### Сведения об авторе

**Серяков Аркадий Владимирович**

к. ф.-м. н., ООО «Рудетранссервис»,  
173021, Великий Новгород, ул. Нехинская 55,  
seryakovav@yandex.ru

### Information about author

**Seryakov Arkady Vladimirovich**

Ph. D., LLC «Rudetransservice»,  
Nechinskaya str. 55, Veliky Novgorod, 173021, Russia,  
seryakovav@yandex.ru