

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА ВНУТРИ ТРУБ ТЕПЛОВОЗНЫХ РАДИАТОРНЫХ СЕКЦИЙ

В статье представлены расчет коэффициента теплоотдачи при конденсации пара, математическая модель распределения температуры в газовой и жидкой средах теплоносителя, модель формирования пленки конденсата на стенках труб.

*Ключевые слова:* конденсация пара внутри труб, коэффициент теплоотдачи, тепловой поток

В условиях развивающегося топливно-энергетического кризиса особое внимание на железнодорожном транспорте уделяется экономичности дизеля и его систем. Многолетний опыт судостроительных заводов доказал, что наиболее эффективными являются системы охлаждения (СО) дизелей, использующие фазовые переходы [1]. Уровень точности современного оборудования позволяет создавать подобные миниатюрные СО даже в масштабах легковых автомобилей, что с успехом доказано заводами BMW [2]. Очевидно, что СО с фазовыми переходами являются перспективным и могут быть применены в локомотивостроении [3]. При этом необходимо обеспечить замкнутый цикл, т. е. конденсацию пара, а для этого вполне реально использовать в качестве конденсаторов стандартные тепловозные радиаторные секции [4].

Количественной характеристикой теплопередачи в радиаторных секциях является коэффициент теплопередачи [5]:

$$K = \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_w}{\lambda_w}\right) \cdot \frac{F_2}{F_1} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (1)$$

где  $K$  – коэффициент теплопередачи;

$\alpha_1$  – коэффициент теплоотдачи от жидкости к внутренней стенке;

$\delta_w$  – толщина стенки;

$\lambda_w$  – коэффициент теплопроводности стенки;

$F_1, F_2$  – площади соответственно внутренней и наружной поверхностей;

$\alpha_2$  – коэффициент теплоотдачи от наружной стенки к воздуху.

Известно, что  $\alpha_1$  для воды составляет 4 650...6 400 Вт/(м<sup>2</sup>К), когда  $\alpha_2$  для воздуха составляет 58...175 Вт/(м<sup>2</sup>К). «Плоская» форма трубок радиатора является наиболее эффективной и экономичной с аэродинамической точки

зрения. При использовании радиаторных секций в качестве конденсаторов, необходимо рассчитывать  $\alpha_1$  для конденсации пара внутри «плоских» труб.

В данной работе рассмотрена задача теплообмена при пленочной конденсации насыщенного водяного пара в вертикальной трубе круглого и «плоского» (рис. 1) сечения. Вход пара сверху – направление движения пара совпадает с направлением силы тяжести и ускоряет движение пленки конденсата вследствие сил межфазного трения, что уменьшает толщину пленки и повышает коэффициент теплоотдачи. Режим процесса установившийся. Насыщенный пар с температурой  $t_s$  (равной температуре конденсации) движется со средней скоростью входа  $w_{D0}$  в трубе радиуса  $R$ . Стенка трубы имеет постоянную температуру  $t_w < t_s$  по всей длине.

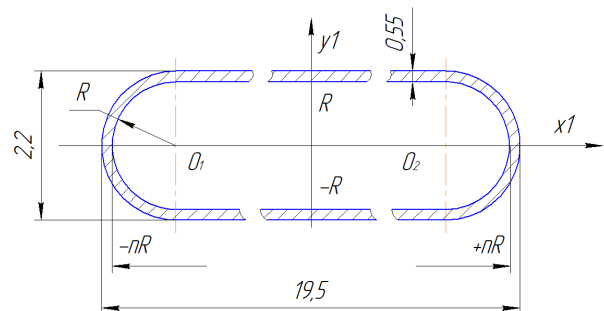


Рис. 1. Сечение «плоской» трубки радиатора тепловоза:  $O_1, O_2$  – центры полуокружностей;

$R$  – радиусы полуокружностей;

$n$  – отношение радиуса к половине ширины трубы

Теплообмену внутри труб посвящены многие труды известных ученых, таких как В. Нуссельт, В. П. Исаченко, Х. Хартманн, С. С. Кутателадзе, Ф. Крейт, У. Блэк и другие. Однако в данных математических моделях рассмотрены лишь трубы круглого сечения, а также зачастую ряд теоретических расчетов заменен экс-

периментальными коэффициентами. Представленные в данной статье вычисления базируются на трудах перечисленных ученых.

Построена математическая модель распределения теплового потока в двух средах: 1) газовая фаза (водяной пар в идеально-газовом состоянии), 2) жидкая фаза (пленка конденсата, вода). Формула (1) объединяет теплоотдачу  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  без расчета распределения теплового потока внутри стенки трубы. Очевидно, что температура теплоносителей является основным параметром, влияющим на величину теплоотдачи. Интерес представляет расчет теплопередачи на границе раздела фаз и в пристеночном слое конденсата. Характеристики слоя теплопередающего вещества и температура на границе рассматривались как начальные условия для решения уравнения Фурье [6].

Основное дифференциальное уравнение распределения температур в теплоносителях имеет вид:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (2)$$

где  $D$  – коэффициент температуропроводности;

$T$  – температура теплоносителя;

$t$  – время;

$Z$  – осевая координата;

$r$  – радиальная координата.

Далее, положив  $\rho = r/r_0$ ,  $z = Z/r_0$ ,  $u = \lambda T/qr_0$ ,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности;  $q$  – плотность теплового потока;  $r_0$  – половина линейного размера источника тепла (элементарного точечного параллелепипеда); уравнение (2) перепишем в виде:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{r_0^2}{D} \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (3)$$

Решение исходного уравнения должно удовлетворять граничным условиям

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial Z} = \begin{cases} -q, 0 \leq r \leq r_0 \\ 0, r > r_0 \end{cases} \text{ при } Z = 0$$

и условию на бесконечности  $T \rightarrow 0$  при  $\sqrt{r^2 + Z^2} \rightarrow \infty$ . Для переменной  $u$  эти условия записываются следующим образом:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \begin{cases} -1, 0 \leq \rho \leq 1 \\ 0, \rho > 1 \end{cases} \text{ при } z = 0$$

и  $u \rightarrow 0$  при  $\sqrt{\rho^2 + z^2} \rightarrow \infty$ .

Применив к дифференциальному уравнению преобразование Ханкеля по координате  $\rho$ , затем применив преобразование Лапласа по времени, с учетом начального условия  $u(t=0) = 0$ , получили выражение, определяющее температуру поверхности при переходных процессах:

$$u = \int_0^\infty \frac{J_0(\alpha \rho) J_1(\alpha)}{\alpha} \operatorname{erf}\left(\frac{\alpha}{r_0} \sqrt{Dt}\right) d\alpha, \quad (4)$$

где  $\alpha$  – переменная преобразования Ханкеля;

$$J_m(y) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(mt - y \sin(t)) dt \quad \text{– интегральная}$$

формула Бесселя для действительного аргумента;

$$m = 0, 1, 2, \dots; \text{ а } \operatorname{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp(-t^2) dt \quad \text{– функ}$$

ция ошибок.

Возвращаясь к исходным переменным, получили распределение температуры по координате  $y$  по времени (5):

$$T_{(y,t)} = \frac{qr_0}{\lambda} \int_0^\infty \frac{J_0(y\rho) J_1(y)}{y} \operatorname{erf}\left(\frac{y}{r_0} \sqrt{Dt}\right) dy$$

Интегралы определялись численно, методами Рунге-Куты и Симпсона. Функции Бесселя нулевого и первого порядка рассчитывались по интегральным формулам [7].

В результате численного решения уравнения Фурье были получены значения температур в каждой точке парового потока и пленки конденсата, и, соответственно, градиенты температур, необходимые для построения математической модели местного коэффициента теплоотдачи по длине трубы.

Плотность теплового потока пропорциональна градиенту температуры согласно закону Фурье [6]:

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \operatorname{grad}(T), \quad (6)$$

где  $\vec{q}$  – вектор плотности теплового потока;

$\lambda$  – коэффициент теплопроводности.

Для решения второй задачи (распределения теплового потока в жидкой фазе и определение коэффициента теплоотдачи от жидкости к стенке) необходимо также рассчитать толщину пленки конденсата.

Расчет толщины пленки проводился исходя из баланса массовых расходов для элементарного кольца слоя конденсата с толщиной  $dz$ . Если (рис. 2) обозначить проникающую в элементарное кольцо массу конденсата  $mk_1$ , выте-

кающую массу уже жидкого конденсата  $mk_2$  и конденсирующуюся в свободной поверхности массу  $mk_3$ , то [8]:

$$mk_1 + mk_3 = mk_2, \quad (7)$$

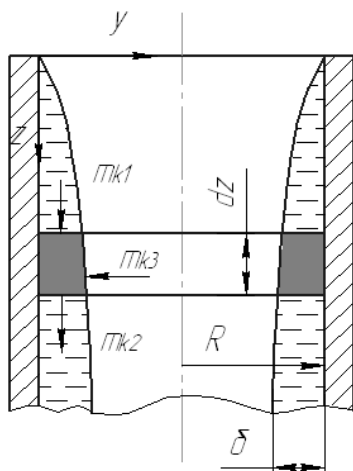


Рис. 2. Вертикальное осевое сечение трубки с указанием баланса массовых расходов:  $mk$  – массовые расходы;  $R$  – радиус;  $dz$  – элементарное кольцо слоя конденсата;  $\delta$  – толщина пленки конденсата

Для отдельных участвующих массовых расходов для круглого сечения (см. рис. 2) исходя из формул  $mk_1 = \rho_k \cdot w \cdot S_{\text{сеч}}$ ;  $mk_3 \cdot r = q \cdot S_{\text{пов}} = \frac{\lambda_k \Delta t}{\delta(z)} \cdot S_{\text{пов}}$  (где  $S_{\text{сеч}}$  – площадь сечения;  $S_{\text{пов}}$  – площадь поверхности конденсации;  $r$  – удельная теплота испарения;  $\delta$  – толщина пленки конденсата) рассчитаны отношения [8]:

$$mk_1 = 2\pi\rho_k \int_{y=0}^{y=\delta(z)} (R-y) \cdot w_k(y) dy, \quad (8)$$

$$mk_2 = mk_1 + \frac{dmk_1}{dz} dz, \quad (9)$$

$$mk_3 = 2\pi \frac{\lambda_k \Delta t}{r \cdot \delta} (R - \delta) dz, \quad (10)$$

где  $\rho_k$  – плотность конденсата;

$y$  – расстояние от стенки;

$w_k(y)$  – скорость конденсата;

$r$  – удельная теплота испарения.

Для «плоского» сечения трубы элементарную площадку разобьем на две составляющие (см. рис. 1):

(а) две полуокружности

$$x1 \in (-nR; -(n-1)R) \cup ((n-1)R; nR);$$

(б) прямоугольник  $x1 \in (-(n-1)R; +(n-1)R)$ ,

$$y1 \in (-R; R).$$

Для участка (а) массовые расходы определяются формулами (8), (9), (10).

Для участка (б) массовые расходы рассчитывались по следующим формулам:

$$mk_1 = \rho_k \int_0^{\delta(z)} (R-y) \cdot w_k(y) dy \cdot 4(n-1)R, \quad (11)$$

$$mk_2 = mk_1 + \frac{dmk_1}{dz} dz, \quad (12)$$

$$mk_3 = \frac{\lambda_k \Delta t}{r \cdot \delta} (4(n-1)R) dz, \quad (13)$$

Из формул (8), (9), (10) для круглого сечения трубы следует отношение [8]:

$$\frac{\lambda_k \cdot \Delta t}{r \rho_k} \cdot \frac{R - \delta}{\delta} = \frac{d}{dz} \cdot \int_{y=0}^{y=\delta(z)} (R-y) w_k(y) dy, \quad (14)$$

Для «плоского» сечения трубы, для участка (а) использовалась формула (14), для (б) получена формула:

$$\frac{\lambda_k \cdot \Delta t}{r \rho_k \delta} = \frac{d}{dz} \cdot \int_0^{\delta(z)} (R-y) w_k(y) dy, \quad (15)$$

Еще неизвестное распределение скорости  $w_k(y)$  было представлено в виде кубической параболы [8]:

$$w_k(y) = a + by + cy^2 + dy^3, \quad (16)$$

Коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  определяются граничными условиями [8]:

$$y = 0 \quad w_k(y) = 0, \quad (17)$$

$$y = 0 \quad \left( \frac{\partial w_k}{\partial y} \right)_0 = \frac{\tau_w}{\eta_k}, \quad (18)$$

$$y = 0 \quad \left( \frac{\partial^2 w_k}{\partial^2 y} \right)_0 = \frac{1}{\eta_k} \left( \frac{dp}{dz} - g \rho_k \right), \quad (19)$$

$$y = \delta \quad \left( \frac{\partial w_k}{\partial y} \right)_\delta = \frac{\tau_\delta}{\eta_k}, \quad (20)$$

где  $\tau_w$  – напряжение на границе конденсата и стенки,

$\tau_\delta$  – напряжение на поверхности пленки вследствие трения пара,

$\frac{dp}{dz}$  – падение давления в направлении течения пара:

$$-\frac{dp}{dz} = \zeta \frac{1}{2R} \frac{\rho_d w_d^2}{2}, \quad (21)$$

где  $\zeta = 0,184 \text{Re}_d^{-0,2}$ ;

$\text{Re}_d$  – критерий Рейнольдса для пара.

Согласно равенствам  $mD_0 = \rho_d \cdot w_{d0} \cdot S_{\text{сеч}}$  и  $mD = mD_0 - mk_1$  (где  $mD_0$  и  $mD$  – массовые расходы пара в начальном и текущем сечении) из формул (8), (9), (10) для круглого сечения следует отношение [8]:

$$w_d = \frac{R^2 w_{d0}}{(R-\delta)^2} - \frac{2\rho_k}{(R-\delta)^2 \rho_d} \times \int_{y=0}^{y=\delta(z)} (R-y)w_k(y)dy, \quad (22)$$

Для «плоского» сечения трубы, для участка (а) использовалась формула (22), для (б) получена формула

$$w_d = \frac{w_{d0}R}{(R-\delta)} - \frac{\rho_k}{\rho_d(R-\delta)} \int_0^{\delta(z)} (R-y)w_k(y)dy, \quad (23)$$

В итоге для круглой трубы была получена система уравнений (14) и (22), а для «плоской» трубы – система из четырех уравнений (14), (15), (22), (23); в обоих случаях  $w_k(y)$  определялось уравнением (16). Далее для определения толщины пленки конденсата  $\delta(z)$  были численно решены полученные системы уравнений с начальными условиями (17)...(21) а также (24)

$$\begin{aligned} z=0 \quad \delta(0) &= 0 \\ z=0 \quad w_d(0) &= w_{d0}, \end{aligned} \quad (24)$$

Решение уравнений (14), (15) проводилось методом Рунге-Кутты; интегралы (22) и (23) были решены методом Симпсона. Далее для заданного шага интегрирования была получена таблица рассчитанных значений толщины пленки конденсата. После аппроксимации полученных значений кубической параболой (и сплайном для точности) – была получена модель образования пленки конденсата по длине трубы для круглого и «плоского» сечения.

После вычисления массовых расходов, распределения температуры в средах и толщины пленки конденсата, был определен местный коэффициент теплоотдачи  $a_1$  согласно переданному количеству теплоты:

$$\alpha_{1i} = \frac{r \cdot mk_3 + \Delta t \cdot c_k mk_2}{F \Delta t}, \quad (25)$$

где  $c_k$  – теплоемкость конденсата;

$F$  – площадь поверхности трубы.

Средний по длине трубы коэффициент теплоотдачи был определен согласно формуле:

$$\alpha_{1cp} = \frac{\sum \alpha_{1i}}{z/h}, \quad (26)$$

где  $z$  – длина трубы;

$h$  – шаг интегрирования.

Все вычисления проводились в автоматическом режиме в специально написанных программах.

По результатам расчетов было проведено сравнение  $\alpha_{1cp}$  (рис. 3), полученных для круглых и «плоских» труб, с усредненными результатами [9], полученными для круглых труб по расчетным зависимостям других ученых: Хартмана Х. [8], Исаченко В. П. [10], Уонга Х. [11], Михеева М. А. и Михеевой И. М. [12].

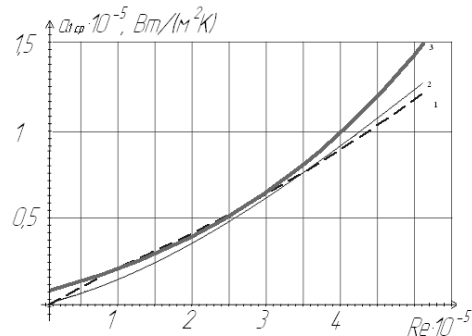


Рис. 3. График зависимости среднего коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{1cp}$  при конденсации пара внутри

труб от критерия Рейнольдса пара  $\text{Re}_d$ :

1 – усредненные результаты для круглых труб, полученными по расчетным зависимостям других ученых (искусственно наложены на результаты программ для наглядности); 2 – результаты вычисления для трубы круглого сечения; 3 – результаты вычисления для трубы «плоского» сечения

В расчетах было принято значение внутреннего диаметра трубы  $d = 0,01$  м (10 мм). Температура конденсации  $t_s = 100$  °С, температура стенки  $t_w = 98$  °С. Значение массового расхода пара  $G_0$  на входе в трубу было задано в диапазоне  $1 \cdot 10^{-5} \dots 0,05$  кг/с, что соответствует в данном случае значению числа Рейнольдса  $\text{Re}_d = 106,5 \dots 5,3 \cdot 10^5$  для пара. Представленные на графике (см. рис. 3) результаты расчетов для трубы «плоского» сечения соответствуют трубе с аналогичным  $\text{Re}_d$ , но со значениями  $R = 4$  мм и  $n = 10$ . При этих условиях ( $R \geq 3,8$  мм) [13] отсутствует перераспределение пленки конденсата по поверхности трубы под воздействием сил поверхностного натяжения. При этом значения  $a_1$ , полученные для круглых труб, должны совпадать с  $a_1$  для «плоских», что явно прослеживается на графике.

В результате применения принципов конфигурационного управления процессом теплоотдачи

удалось получить зависимость коэффициента теплоотдачи от входных параметров для различных сечений трубы. Численное решение уравнения Фурье позволяет моделировать тепловой поток аппроксимируемыми многочленами адекватно реальному. Численные результаты расчета теплоотдачи для трубы круглого и «плоского» сечения, полученные нами, совпадают с результатами других исследователей с достаточно малой интегральной погрешностью. Это подтверждает правильность выбранного подхода.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Селиверстов, В. М. Утилизация тепла в судовых дизельных установках [Текст] / В. М. Селиверстов. – Л. : Судостроение, 1973. – 256 с.
2. Синтезгаз. Паровой двигатель на BMW 5-ой серии [Электрон. ресурс] – 2011. – Режим доступа: <http://sintezgaz.org.ua/energonovosti/173/parovoi-dvigatel-na-bmw-5-i-serii>
3. Могила, В. И. The prospects of increasing the effectiveness of the cooling device of a diesel locomotive [Текст] / В. И. Могила, Я. К. Склифус // ТЕКА Commission of Motorization and Power industry in agriculture. – Lublin, 2010. – Т. X С. – С. 198-203.
4. Могила, В. И. The cooling devise of locomotive with vaporizing coolant [Текст] / В. И. Могила, Н. И. Горбунов, Я. К. Склифус // ТЕКА Commission of Motorization and Power industry in agriculture. – Lublin, 2011. – Т. XI А. – С. 169-176.
5. Камаев, А. А. Конструкция, расчет и проектирование локомотивов [Текст]: учебник для вузов / А. А. Камаев, Н. Г. Апанович, В. А. Камаев и др. / под ред. А. А. Камаева. – М. : Машиностроение, 1981. – 351 с.
6. Куликов, Ю. А. Системы охлаждения силовых установок тепловозов [Текст] / Ю. А. Куликов. – М., Машиностроение, 1988. – 280 с.
7. Корн, Г. Справочник по математике (для научных работников и инженеров) [Текст] / Г. Корн, Т. Корн. – М., 1974. – 832 с.
8. Hartmann, H. Wärmeübergang bei der Kondensation strömender Sattedämpfe in senkrechten Rohren [Текст] / H. Hartmann // «Chemie – Ingenieur – Technik». – 1961. Bd. 33, volume 5. – 521 с.
9. Могила, В. И. Анализ погрешности расчетов коэффициента теплоотдачи при конденсации пара в трубах [Текст] / В. И. Могила, Я. К. Склифус // Вісник Східноукраїн. нац. ун-ту ім. В. Даля. – Луганск, 2011. – Ч. 1. – № 4 (158). – С. 136-142.
10. Исаченко, В. П. Теплообмен при конденсации [Текст] / В. П. Исаченко. – М. : Энергия, 1977. – 240 с.
11. Уонг, Х. Основные формулы и данные по теплообмену для инженеров [Текст] : Справочник / Х. Уонг ; пер. с англ. – М. : Атомиздат, 1979. – 216 с.
12. Михеев М. А., Основы теплопередачи [Текст] / М. А. Михеев, И. М. Михеева. Изд. 2-е. – М., «Энергия», 1977. – 344 с.
13. Химическая энциклопедия [Текст] : в 5 т. : т. 2 : Даффа-Меди / редкол. : И. Л. Кнунянц (гл. ред.) и др. – М. : Сов. энцикл., 1990. – 671 с.

Поступила в редколлегию 20.03.2012.

Принята к печати 20.04.2012.

Я. К. СКЛІФУС, В. І. МОГИЛА

## ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ТЕПЛОВІДДАЧІ ПРИ КОНДЕНСАЦІЇ ПАРИ ВСЕРЕДИНІ ТРУБ ТЕПЛОВОЗНИХ РАДІАТОРНИХ СЕКЦІЙ

У статті представлені розрахунок коефіцієнта тепловіддачі при конденсації пари, математична модель розподілу температури в газовій і рідкій середовищах теплоносія, модель формування плівки конденсату на стінках труб.

*Ключові слова:* конденсація пари усередині труб, коефіцієнт тепловіддачі, тепловий потік

Y. K. SKLIFUS, V. I. MOGILA

## DETERMINATION OF HEAT TRANSFER COEFFICIENT WITH VAPOR CONDENSATION INSIDE THE TUBES DIESEL'S RADIATOR SECTIONS

The article presents the calculation of heat transfer coefficient during condensation of steam, the mathematical model of temperature distribution in the gas and liquid phases of the coolant and the model of the formation of the condensate film on the walls of the tubes.

*Keywords:* condensation of steam inside the pipes, the heat transfer coefficient, heat flux