



УДК 532.5:621.694

С.Ю. Антонов – старший преподаватель

А.В. Антонова – кандидат физико-математических наук, доцент

Казанский государственный энергетический университет (КГЭУ)

Я.Д. Золотонос – доктор технических наук, профессор

Казанский государственный архитектурно-строительный университет (КазГАСУ)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ ЧЕРЕЗ СТЕНКУ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГЛАДКИХ И ПРУЖИННО-ВИТЫХ КАНАЛОВ ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена перспективным направлениям модернизации теплообменного оборудования на базе пружинно-витых труб, определению коэффициентов теплопередачи через стенку эллиптического гладкого и пружинно-витого каналов и сравнению металлоемкости модернизированных аппаратов с известным гладкотрубным теплообменным оборудованием.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: Гидромеханика, теплообмен, пружинно-витой канал, коэффициент теплопередачи.

S.Yu. Antonov – senior lecturer

A.V. Antonova – candidate of physical-mathematical sciences, associate professor

Kazan State Energy University (KSEU)

Y.D. Zolotonosov – doctor of technical sciences, professor

Kazan State University of Architecture and Engineering (KSUAE)

DEFINITION OF FACTORS OF HEAT TRANSFER THROUGH WALL OF ELLIPTIC SMOOTH AND SPRING-CURLY CHANNELS OF HEAT EXCHANGE DEVICES

ABSTRACT

The work is devoted to perspectives of modernization of heat exchange equipment based on spring-curly pipes, to definition of factors of heat transfer through the wall elliptic smooth and spring-curly channels, and to comparison of metal consumption of modernized devices with the known smooth-pipe heat exchange equipment.

KEYWORDS: Hydromechanics, heat exchange, spring-curly channel, factor of heat transfer.

Введение

Одним из путей интенсификации процессов теплообмена является создание малогабаритной теплообменной аппаратуры большой единичной мощности на базе интенсифицированных тепловых элементов в виде дискретно-шероховатых каналов, выполненных в виде винтового оребрения с различной формой выступов, спиральных накаток, проволочной навивки и др. [1]. В каналах с указанными типами завихрителей реализуется закрученное течение теплоносителя, характеризующееся сложной трехмерной вихревой структурой потока, благоприятно влияющей на выравнивание температурных неоднородностей и усиление теплообменных процессов.

К конструкциям современного типа закручивающих устройств относятся и запатентованные нами [2] теплообменные элементы в виде пружинно-витых труб, обеспечивающих незатухающую закрутку потока при течении теплоносителя в проходном сечении канала и турбулизирующие среду в пристенной области.

Рассмотренные в данной работе каналы имеют эллиптическое сечение. За счет этой геометрической характеристики проточной части канала в процессе движения жидкости происходит перераспределение радиальных давлений по осям эллипса, вследствие чего возникают поперечные циркуляционные токи, вызывающие дополнительное перемешивание среды



в проточной части канала, что способствует интенсификации процесса теплообмена и, в конечном счете, приводит к тепловой стабилизации на более коротком участке.

Теоретическая часть

I. Рассмотрим эллиптический пружинно-витой канал.

Практическая реализация эллиптического пружинно-витого канала происходит путем плотной намотки проволоки эллиптического сечения на подложку, которая представляет собой эллиптический цилиндр. Считаем, что угол намотки $70^\circ \leq \alpha < 90^\circ$. В местах прилегания витков наматываемой проволоки друг к другу производится их жесткое сцепление с помощью микроплазменной или лазерной сварки (рис. 1). При такой технологии изготовления теплообменных элементов исключается явление наклепа, имеющего место в трубах с накаткой.



Рис. 1. Продольное сечение эллиптического пружинно-витого канала

После сварки подложка удаляется, и в результате получается эллиптический пружинно-витой канал в виде тугий пружины из проволоки эллиптического сечения. Поверхность таких теплообменных элементов является обобщением пружинно-витых каналов, изученных в [3, 4].

Элемент такого канала представим как эллиптический тор, полученный вращением малого эллипса с полуосями a, b по большому эллипсу с полуосями $\frac{c}{\sin \alpha}, d$, где α – угол намотки, причем $c > d > a > b$. Эксцентриситеты большого и малого

эллипсов соответственно $\varepsilon_1 = \sqrt{1 - \left(\frac{d \sin \alpha}{c}\right)^2}$,

$\varepsilon_2 = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2}$. Для описания такого тора (витка

канала) выберем декартову систему координат $Oxuz$ (рис. 2) так, чтобы ось Oz совпала с осью симметрии канала, ось Oy направим по малой полуоси большого эллипса, при этом угол между осью Ox и большой осью

большого эллипса составит $\frac{\pi}{2} - \alpha$.

Рассмотрим установившийся теплообменный процесс, когда от более нагретой среды к стенке, через стенку и от стенки к менее нагретой среде за одинаковое время передается одно и то же количество тепла.

Количество тепла, передаваемого за время τ от пара к стенке, согласно закону теплоотдачи (закону охлаждения Ньютона) [5], равно $Q = \alpha_1 S_1 (t_1 - t_{c1}) n \tau$.

Количество тепла, проходящего через стенку, находим

из первого закона Фурье [5]: $Q = -\lambda S_{сеч.}(x) \frac{\partial t}{\partial \delta} n \tau$.

Количество тепла, передаваемое от стенки к жидкости, составляет $Q = \alpha_2 S_2 (t_{c2} - t_2) n \tau$,

где α_1, α_2 – коэффициенты теплоотдачи соответственно более и менее нагретых сред, t_1 – температура пара, t_{c1}, t_{c2} – температура стенки снаружи и внутри, t_2 – температура нагреваемой среды, n – количество витков, S_1, S_2 – площади внешней и внутренней стенок канала относительно одного витка.

Считаем, что толщина стенки как минимум на порядок меньше осей большого эллипса. Вследствие малости толщины стенки полагаем, что температурный фронт будет распространяться прямолинейно, перпендикулярно оси Oz . Тогда температурный градиент

$\frac{\partial t}{\partial \delta} = \frac{dt}{dx}$, а $S_{сеч.}(x)$ приближенно равна площади

наклонного эллиптического цилиндра, полученного перемещением хорды Δz (рис. 3) по тору параллельно оси Oz . Основанием такого эллиптического цилиндра

является эллипс с полуосями $\left(\frac{x}{\sin \alpha}, d - \frac{(c-x)}{\sin \alpha}\right)$,

где $x \in [c - a\sqrt{1 - \varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha}, c + a\sqrt{1 - \varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha}]$.

Для нахождения Δz из уравнения наклонного эллипса (рис. 3)

$$\frac{(x-c)^2 \sin^2 \alpha + z^2 \cos^2 \alpha + (x-c)z \sin 2\alpha}{a^2} + \frac{(x-c)^2 \cos^2 \alpha + z^2 \sin^2 \alpha - (x-c)z \sin 2\alpha}{b^2} = 1$$

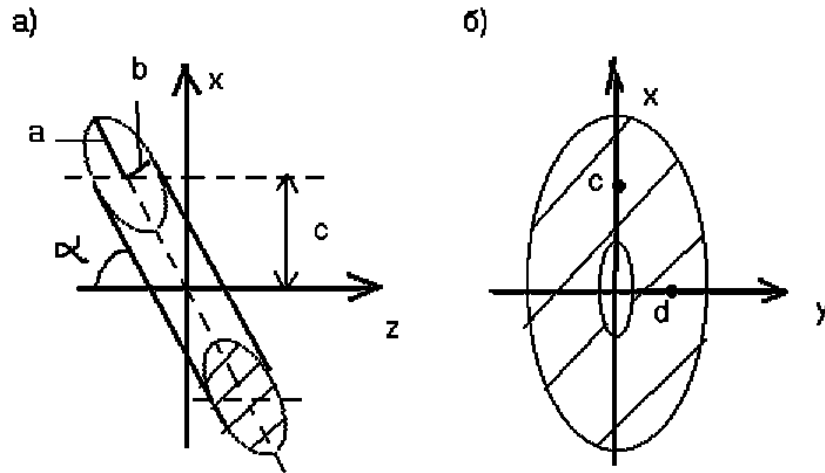


Рис. 2. Виток эллиптического пружинно-витого канала
 а) проекция продольного сечения тора на плоскость Oxz,
 б) проекция наклонно-поперечного сечения тора плоскостью, содержащей большой эллипс, на плоскость Oxy

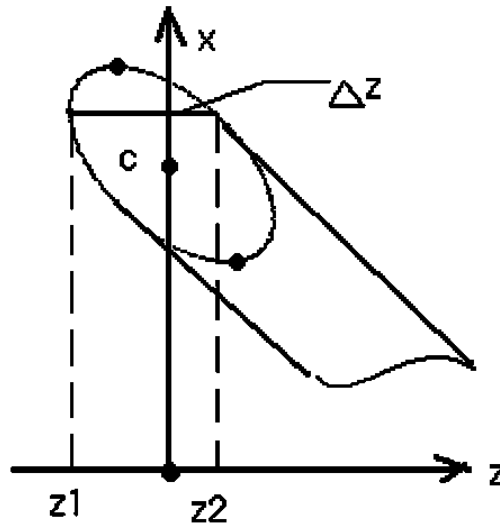


Рис. 3. Верхняя часть сечения витка эллиптического пружинно-витого канала

выразим $z_{1,2}$, тогда $\Delta z = z_2 - z_1 = \frac{2ab}{a^2 \sin^2 \alpha + b^2 \cos^2 \alpha}$

$$\begin{aligned} & \sqrt{(a^2 \sin^2 \alpha + b^2 \cos^2 \alpha) - (x - c)^2} = \\ & = \frac{2\sqrt{1 - e_2^2}}{1 - e_2^2 \cos^2 \alpha} \sqrt{a^2(1 - e_2^2 \cos^2 \alpha) - (x - c)^2}. \end{aligned}$$

В этом случае площадь сечения вычисляется по формуле: $S_{сеч.}(x) = \Delta z \cdot L_{np.}(x) =$

$$= \frac{8x\sqrt{1 - \varepsilon_2^2} E\left(\varepsilon_3, \frac{\pi}{2}\right)}{1 - \varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha} \cdot \sqrt{a^2(1 - \varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha) - (x - c)^2},$$

где $L_{np.}(x)$ – длина проекции основания цилиндра на

плоскость Oxy , $\varepsilon_3 = \sqrt{1 - \left(\frac{d - c + x}{x}\right)^2}$ – эксцентриситет

проекции, $E\left(\varepsilon_3, \frac{\pi}{2}\right) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - \varepsilon_3^2 \cos^2 \varphi} d\varphi$ –

эллиптический интеграл второго рода, для которого составлены подробные таблицы. Таким образом, количество тепла сквозь стенку составляет

$$Q = \frac{-\lambda 8x \sqrt{1 - \varepsilon_2^2} E(\varepsilon_3) \sqrt{a^2(1 - \varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha) - (x - c)^2}}{1 - \varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha} \frac{dt}{dx} n\pi. \quad (1)$$

Разделяя переменные в формуле (1) и интегрируя по области изменения переменных x и t , получаем:



$$\begin{aligned} & \int_{c-a\sqrt{1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha}}^{c+a\sqrt{1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha}} \frac{dx}{x\sqrt{a^2(1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha)-(x-c)^2}} E\left(\varepsilon_3, \frac{\pi}{2}\right) = \\ & = -\lambda \frac{8\sqrt{1-\varepsilon_2^2} n\tau}{Q(1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha)} \int_{t_{c1}}^{t_{c2}} dt. \quad (2) \end{aligned}$$

Правая часть формулы (2) равна

$$\lambda \frac{8\sqrt{1-\varepsilon_2^2} n\tau}{Q(1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha)} (t_{c1} - t_{c2}).$$

Для вычисления левой части (2) вследствие малости толщины стенки считаем, что эксцентриситет ε_3 не зависит от x и равен

$$\varepsilon_4 = \sqrt{1 - \left(\frac{d}{c}\right)^2}$$

эксцентриситету ε_4 эллипса, полученного проекцией большого эллипса на плоскость Oxy . Погрешность такой замены составит в среднем $\pm 6-8\%$, причем $\varepsilon_3(x) - \varepsilon_4 > 0$ при $x \in \left(c, c + a\sqrt{1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha}\right]$,

$$\varepsilon_3(x) - \varepsilon_4 < 0 \quad \text{при} \quad x \in \left[c - a\sqrt{1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha}, c\right).$$

Тогда

$$\begin{aligned} & \int_{c-a\sqrt{1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha}}^{c+a\sqrt{1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha}} \frac{dx}{x\sqrt{a^2(1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha)-(x-c)^2}} E\left(\varepsilon_3, \frac{\pi}{2}\right) = \\ & = \frac{1}{E\left(\varepsilon_4, \frac{\pi}{2}\right)} \int_{c-a\sqrt{1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha}}^{c+a\sqrt{1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha}} \frac{dx}{x\sqrt{a^2(1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha)-(x-c)^2}} = \\ & = \frac{\arcsin\left(\frac{\frac{1}{x}(c^2 - c - a^2(1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha))}{a\sqrt{1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha}}\right) \Big|_{c-a\sqrt{1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha}}^{c+a\sqrt{1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha}}}{E\left(\varepsilon_4, \frac{\pi}{2}\right)} = \\ & = \frac{\pi}{E\left(\varepsilon_4, \frac{\pi}{2}\right) \sqrt{c^2 - a^2(1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha)}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & = \frac{4\pi}{L_{np} \sqrt{1 - \left(\frac{a}{c}\right)^2 (1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha)}} = \\ & = \frac{4\pi}{L_{np} \sqrt{1 - \beta^2 (1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha)}}, \end{aligned}$$

где L_{np} – длина проекции большого эллипса на плоскость Oxy , $\beta = \frac{a}{c}$. Таким образом, количество тепла через стенку вычисляется по формуле:

$$Q = \lambda \frac{4L_{np} \sqrt{1-\varepsilon_2^2} \sqrt{1-\beta^2(1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha)}}{\pi(1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha)} (t_{c1} - t_{c2}) n\tau.$$

Запишем частные температурные напоры из формул для количества тепла:

$$(t_1 - t_{c1}) = \frac{Q}{\alpha_1 S_1 n\tau};$$

$$(t_{c1} - t_{c2}) = \frac{Q \pi (1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha)}{\lambda 4L_{np} \sqrt{1-\varepsilon_2^2} \sqrt{1-\beta^2(1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha)} n\tau}$$

$$(t_{c2} - t_2) = \frac{Q}{\alpha_2 S_2 n\tau}.$$

Находя общий температурный напор сложением частных напоров и выражая из него количество тепла,

получаем: $Q = K \cdot \frac{S}{2} \cdot (t_1 - t_2) n\tau$, где K – коэффициент теплопередачи пружинно-витого канала, для которого справедливо равенство:

$$\frac{1}{K} = \frac{S}{2S_1 \alpha_1} + \frac{\pi(1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha) S}{\lambda 4L_{np} \sqrt{1-\varepsilon_2^2} \sqrt{1-\beta^2(1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \alpha)}} + \frac{S}{2S_2 \alpha_2}, \quad (3)$$

S – площадь тора, которая вычисляется по формуле: $S = L \cdot l + \sigma$, где L, l – длины соответственно большого и малого эллипсов,

$$\sigma = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1} (2n-1)!!}{2^n n!} \iint_P \sqrt{G_1 G_2} \alpha^n (\varphi, \psi) d\varphi d\psi,$$

$$G_1 = \frac{b^2 \sin^2 \varphi + b^2 (1-\varepsilon_1^2)^2 \cos^2 \varphi}{(1-\varepsilon_1^2 \cos^2 \varphi)^3};$$

$$G_2 = \frac{a^2 \sin^2 \psi + a^2 (1-\varepsilon_2^2)^2 \cos^2 \psi}{(1-\varepsilon_2^2 \cos^2 \psi)^3};$$



$$\alpha(\varphi, \psi) = (r_2^2 \cos^2 \psi + 2r_1 r_2 \cos \psi) G_1^{-1} -$$

$$\frac{\varepsilon_1^4 \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi}{\sin^2 \varphi + (1 - \varepsilon_1^2)^2 \cos^2 \varphi} \cdot \frac{\sin^2 \psi}{\sin^2 \psi + (1 - \varepsilon_2^2)^2 \cos^2 \psi};$$

$$r_1 = \frac{d}{\sqrt{1 - \varepsilon_1^2 \cos^2 \varphi}}; \quad r_2 = \frac{a}{\sqrt{1 - \varepsilon_2^2 \cos^2 \psi}};$$

$$P = [0, 2\pi] \times [0, 2\pi], \quad (2n - 1)!! = 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (2n - 1),$$

$$S_1 = \frac{S}{2} + 2\pi ab, \quad S_2 = \frac{S}{2} - 2\pi ab.$$

В частности, если считать $\frac{S}{2} = S_1 = S_2$, а угол

намотки $\alpha \rightarrow \frac{\pi}{2}$, то $\varepsilon_4 \rightarrow \varepsilon_1$, и тогда равенство (3)

примет вид:
$$\frac{1}{K} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\pi l}{4\lambda \sqrt{1 - \varepsilon_2^2} \sqrt{1 - \beta^2}} + \frac{1}{\alpha_2},$$
 где

l – длина малого эллипса.

Заметим, что формула (3) является обобщением формул для вычисления коэффициента теплопередачи, полученных в работах [3, 4] для круглого пружинно-витого канала из проволоки круглого и эллиптического сечений соответственно.

II. Рассмотрим теперь прямой гладкий канал эллиптического сечения длины D . Чтобы частично сохранить обозначения первой части статьи и иметь возможность сравнить гладкий канал с пружинно-витым с углом намотки $\alpha = \frac{\pi}{2}$, обозначим максимальную толщину стенки канала $2a$ (рис. 4).

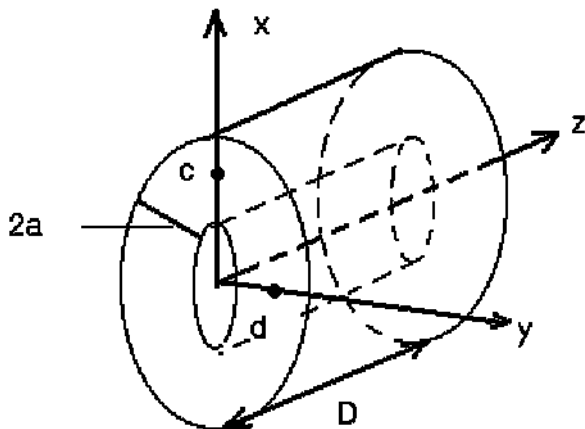


Рис. 4. Гладкий эллиптический канал

При установившемся теплообменном процессе количество тепла, передаваемого за время t от пара к стенке, согласно закону теплоотдачи [5] равно:

$$Q = \alpha_1 S_1 (t_1 - t_{c1}) \tau = 4\alpha_1 D (c - a) E \left(\varepsilon_5, \frac{\pi}{2} \right) (t_1 - t_{c1}) \tau.$$

Количество тепла, проходящего сквозь стенку, находим из первого закона Фурье [5]:

$$Q = -\lambda S_{сеч.}(x) \frac{\partial t}{\partial \delta} \tau.$$

Количество тепла, передаваемое от стенки к жидкости, составляет

$$Q = \alpha_2 S_2 (t_{c2} - t_2) \tau = 4\alpha_2 D (c + a) E \left(\varepsilon_6, \frac{\pi}{2} \right) (t_{c2} - t_2) \tau,$$

где α_1, α_2 – коэффициенты теплоотдачи соответственно более и менее нагретых сред, S_1, S_2 – площади внешней и внутренней поверхности канала, t_1 – температура пара, t_{c1}, t_{c2} – температура стенки внутри и снаружи, t_2 – температура нагреваемой

среды, $\varepsilon_5 = \sqrt{1 - \left(\frac{d-a}{c-a} \right)^2}$, $\varepsilon_6 = \sqrt{1 - \left(\frac{d+a}{c+a} \right)^2}$ – эксцентриситеты внутреннего и внешнего эллипсов соответственно.

Температурный фронт распространяется перпендикулярно оси Oz с поверхностями уровня, являющимися эллиптическими цилиндрами. Тогда

температурный градиент $\frac{\partial t}{\partial \delta} = \frac{dt}{dx}$, а площадь поверхности уровня в некотором сечении, отвечающем текущей абсциссе x , составляет

$$S_{сеч.}(x) = l(x) D = 4xE \left(\varepsilon_3, \frac{\pi}{2} \right) D, \quad \text{где } l(x) \text{ – длина}$$

основания цилиндра, которое является эллипсом с полуосями $(x, d-c+x)$ и эксцентриситетом

$$\varepsilon_3 = \sqrt{1 - \left(\frac{d-c+x}{x} \right)^2}, \quad \text{где } x \in [c-a, c+a].$$

Таким образом, количество тепла через стенку составит

$$Q = -\lambda 4xE \left(\varepsilon_3, \frac{\pi}{2} \right) \frac{dt}{dx} \tau.$$

Разделяя переменные и интегрируя по области изменения переменных x и t , получим:

$$\int_{c-a}^{c+a} \frac{dx}{xE \left(\varepsilon_3, \frac{\pi}{2} \right)} = -\lambda \frac{4D\tau}{Q} \int_{t_{c1}}^{t_2} dt \quad (4)$$



Правая часть формулы (4) равна $\lambda \frac{4D\tau}{Q} (t_{c1} - t_{c2})$.

Для вычисления левой части формулы (4) вследствие малости толщины стенки канала считаем, что ε_3 не зависит от x и совпадает с эксцентриситетом

$\varepsilon_4 = \sqrt{1 - \frac{d^2}{c^2}}$ среднего эллипса, тогда

$$\int_{c-a}^{c+a} \frac{dx}{xE\left(\varepsilon_3, \frac{\pi}{2}\right)} = \frac{\ln x \Big|_{c-a}^{c+a}}{E\left(\varepsilon_4, \frac{\pi}{2}\right)} = \frac{\ln\left(\frac{c+a}{c-a}\right)}{E\left(\varepsilon_4, \frac{\pi}{2}\right)} = \frac{2 \operatorname{Arth} \beta}{E\left(\varepsilon_4, \frac{\pi}{2}\right)}$$

Таким образом, количество тепла через стенку вычисляется по формуле:

$$Q = \lambda \frac{2D\tau E\left(\varepsilon_4, \frac{\pi}{2}\right)}{\operatorname{Arth} \beta} (t_{c1} - t_{c2}).$$

Запишем частные температурные напоры из формул для количества тепла, осредняя вследствие малости толщины стенки канала эксцентриситеты в этих формулах до эксцентриситета ε_4 (заметим, что $\varepsilon_5 > \varepsilon_4 > \varepsilon_6$, причем разница между ними в среднем составляет 3-5 %):

$$(t_1 - t_{c1}) = \frac{Q}{\alpha_1 4D(c-a)E\left(\varepsilon_4, \frac{\pi}{2}\right)\tau};$$

$$(t_{c1} - t_{c2}) = \frac{Q \operatorname{Arth} \beta}{\lambda 2DE\left(\varepsilon_4, \frac{\pi}{2}\right)\tau};$$

$$(t_{c2} - t_2) = \frac{Q}{\alpha_2 4D(c+a)E\left(\varepsilon_4, \frac{\pi}{2}\right)\tau}.$$

Складывая частные температурные напоры, получаем общий температурный напор:

$$t_1 - t_2 = \frac{Q}{4DcE\left(\varepsilon_4, \frac{\pi}{2}\right)\tau} \left(\frac{1}{\alpha_1(1-\beta)} + \frac{2c \operatorname{Arth} \beta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2(1+\beta)} \right).$$

Выражая количество тепла, получаем:

$$Q = \frac{4DcE\left(\varepsilon_4, \frac{\pi}{2}\right)(t_1 - t_2)\tau}{\frac{1}{\alpha_1(1-\beta)} + \frac{2c \operatorname{Arth} \beta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2(1+\beta)}},$$

или $Q = K \cdot S_{\text{сред.}} \cdot (t_1 - t_2)\tau$, где $S_{\text{сред.}}$ – площадь среднего цилиндра, K – коэффициент теплопередачи гладкого эллиптического канала, для которого справедливо равенство:

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{\alpha_1(1-\beta)} + \frac{2c \operatorname{Arth} \beta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2(1+\beta)}. \quad (5)$$

Заметим, что формула (5) для вычисления коэффициента теплопередачи гладкой эллиптической стенки совпадает с формулой для вычисления коэффициента теплопередачи круглой гладкой стенки с внутренним радиусом $(c-a)$ и внешним радиусом $(c+a)$ [6].

Заметим также, что для труб с тонкими стенками при условии $\gamma = \frac{a}{d-a} < 0.3$ расчет теплопередачи

можно вести приближенно, пренебрегая кривизной стенки и сводя задачу к расчету коэффициента теплопередачи плоской стенки, имеющей толщину $2a$. При $\gamma > 0.3$ расчет ведется по формулам (5).

III. Металлоемкость эллиптических гладкого и пружинно-витого каналов

Сравнить теоретически полученные формулы (3, 5) для коэффициентов теплопередачи эллиптического пружинно-витого и гладкого каналов не представляется возможным ввиду отсутствия, в частности, универсальных формул вычисления коэффициентов теплоотдачи α_1, α_2 таких каналов. Поэтому ограничимся сравнением металлоемкости этих каналов.

Чтобы эллиптический пружинно-витой канал имел стенку постоянной толщины $2a$, необходимо взять угол

намотки равным $\frac{\pi}{2}$. Считаем, что толщина гладкого

канала равна $2a$, длина равна $2b$. Тогда массы элементов

каналов вычисляются по формулам: $M_{\text{гладкого}} = \rho L 4ab$, $M_{\text{витого}} = \rho L \pi ab$, где ρ – плотность материала.

Сравнение массы гладкого и витого каналов показывает, что их отношение равно

$$\frac{M_{\text{гладкого}}}{M_{\text{витого}}} = \frac{4}{\pi} = 1,27. \quad \text{Это говорит о том, что}$$

потребность металла для витой трубы как минимум на 27 % меньше потребности для гладкой трубы.

Заключение

На основании вышеизложенного заключаем, что при замене гладкотрубных теплообменных элементов на пружинно-витые каналы произойдут следующие положительные изменения характеристик теплообменных аппаратов:



- 1) Наличие спиральных выступов на поверхностях теплообмена пружинно-витой трубы обеспечивает “эффект оребрения”, что увеличивает площадь теплообменной поверхности по сравнению с гладкой трубой в среднем в 1,5-1,7 раза;
 - 2) Существенным образом увеличивается коэффициент теплопередачи (в среднем в 2-2,5 раза) [3, 4];
 - 3) Снижается металлоемкость конструкции теплообменного элемента в среднем на 27 %;
 - 4) Двусторонний эффект интенсификации процессов теплообмена позволит снизить длину проточной части канала теплообменных аппаратов;
 - 5) Снижается скорость солеотложения и накипи на поверхностях пружинно-витого канала.
2. Золотоносов А.Я., Золотоносов Я.Д. Теплообменный элемент: Патент 64750 на пол. мод. Рос. Федерация. № 2007107173; заявл. 26.02.07; опубл. 10.07.07, Бюл. № 19. – 3 с.
 3. Евсеев Е.С., Золотоносов А.Я., Золотоносов Я.Д. Высокоэффективные теплообменные аппараты на базе теплообменных элементов в виде пружинно-витых труб // Труды Академэнерго, 2008, № 4. – С. 18-33.
 4. Долгов А.Н., Золотоносов А.Я., Золотоносов Я.Д. Определение коэффициентов теплопередачи через стенку пружинно-витых каналов теплообменных аппаратов // Труды Академэнерго, 2008, № 3. – С. 13-28.
 5. Вейник А.И. Техническая термодинамика и основы теплопередачи. – М.: Металлургия, 1965. – 375 с.
 6. Касаткин А.Г. Основные процессы и аппараты химической технологии. – М.: Альянс, 2006. – 743 с.

Литература

1. Назмеев Ю.Г. Теплообмен при ламинарном течении жидкости в дискретно-шероховатых каналах. – М.: Энергоатомиздат, 1998. – 371 с.