

在矩形通道内液体处于粘滞-重力 运动状况时的放热*

H. B. 查林柯
(南京工学院)

提 要

本文研究了在垂直与水平的狭直矩形断面的直通道中处于层流,粘滞重力状况时,冷却水对通道壁之放热实验研究的结果。

研究了热力因素、水力学因素和几何因素对热交换的影响。

获得了在热交换器热力计算和设计时用来确定放热系数的准则方程。

当存在着颇大的温差,低粘度液体在尺寸比较小的通道中作低速的受迫流动时($Re < Re_{cr}$),观察到层流、粘滞-重力的放热状况^[8]。

在矩形截面的通道内,处于这种运动状况下的换热问题还研究得比较少。但是,这种通道在工程上,特别是在紧凑的换热器结构中,采用得很广泛。

研究在矩形通道内流动液体的放热过程时,用分析法求解的可能性是有限制的,因此直接进行试验就很有必要。

关于液体在层流区内放热的研究,大家知道只有B. C. 彼都霍夫、Л. Л. 诺里台和E. A. 克拉斯诺谢柯夫所做的一次研究^[2],是在同一几何尺寸的通道中水和油被冷却的情况下进行的。

因为试验是在同一个通道内进行的,这就不能说明通道的几何尺寸对热交换过程的影响,因而就不可能获得综合的关系来阐明借以确定放热系数数值的主要因素,也不能获得探求加热面最合理的结构和布置的资料。

这项工作还必须加以扩充,在组合数 G, P ,数值更高的区域和在极为狭窄的通道中进行研究,这个组合数的增长趋势是现代化换热器的很大的特点,狭窄通道在实际上得到广泛的应用。

由于矩形通道内放热的试验资料为数不多,因此所得结果不能明确地断定各个个别因素对整个热交换的影响。

这种情况,以及该课题所具有的明显的理论意义启示了我们来完成这项研究,本文将阐明该项研究的结果。

试验设备系由一冷一热两条流程所组成。在两条流程交界处放置试验对象——一条没有稳定区段的矩形通道。试验设备的工作部分是一个管式热交换器(见图1)。试验通道的两端在布质电胶木制的法兰间夹紧。这种紧固装置在实际上免除了通道两端热量的

* 1959年1月26日收到。

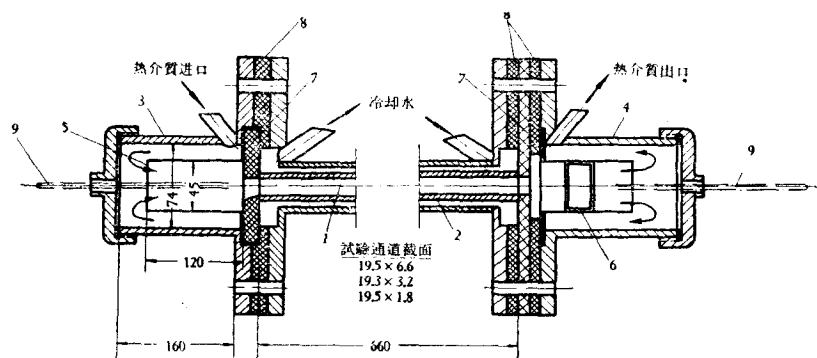


图 1

1—试验通道; 2—夹套; 3—进入室; 4—排出室; 5—稳流器;
6—混合器; 7—布质电胶木法兰; 8—橡皮磁垫; 9—热电偶

洩漏,同时也补偿了通道和外壳的热膨胀的差别。

试验系在三种通道内进行的,通道的特性如下。

通道编号	通道宽度 h (毫米)	通道高度 b (毫米)	通道长度 l (毫米)	当量直径 d_{eq} (毫米)	$\frac{b}{h}$	$\frac{l}{d_{\text{eq}}}$
1	1.8	19.5	660	3.3	10.86	200
2	3.2	19.3	660	5.49	6.04	120
3	6.6	19.5	661	9.88	2.95	70

沿封闭的热回路流动的循环水预热到给定的温度后进入热交换器的进室。

由于在收集箱中放置了二个电加热器,以及部分水被分出通过冷却器,使得进入热交换器的液体温度在试验期间保持不变。进入室具有特殊的构造,消除了流体在进入通道之前所发生的扰流现象。排出室内装有混合器,以获得液体的混合平均温度。

设备的构造保证了在不影响设备正常工作的条件下,水平地或垂直地(旋转 180°)安装通道。

试验时对下列各项进行了测量:

1. 用铜康铜热电偶测量液体在通道进口处的温度。
2. 借五端点的差动热电偶测量试验通道前后之液体温差。
3. 一个通道中的壁温,用沿通道长度不均匀分布的六个热电偶(距进口截面 4.2; 90; 180; 300; 450; 656 毫米)来测定。有二个通道在其中应用了电阻温度计,目的在于独立地控制壁温测量的准确度和检查壁温测量的可靠程度。

采用热电偶时,用“艾塔隆”(“этало́н”)工厂的电位计和灵敏度为 10^{-9} 安的悬挂式微电流计来进行热电方法的测量。

在采用电阻温度计的情况下,用平衡电桥来作为测量仪表。

在试验前后,热电偶和电阻温度计都在恒温器中按照试验室的温度计来进行刻度以 0.1°C 来分度,这时测量系统、仪表、连接导线和触点均处在与试验条件相同的情况下。

4. 热回路液体的流量用秤重法确定。

除了基本的測量外,試驗的方法还提供了可能根据热的和冷的流程的热平衡知識来独立地檢查測量的准确性和可靠性。

在放热試驗中,平均誤差不超过 $\pm 6\%$ 。

按照相似原理的結論^[1],流过長的矩形通道的液体放热的研究在于确定下列关系式:

$$N_u = f\left(P_e, G_r, P_r, \frac{b}{h}\right).$$

决定相似准数 N_u , P_e , G_r 的方程中所包括的未知数乃是所測量的参数的函数。

$$N_u = \frac{3600 G C_p \delta t d_{\text{ср}}}{\Delta t F \lambda};$$

$$P_e = \frac{3600 G C_p d_{\text{ср}}}{\lambda f};$$

$$G_r = \beta \frac{g d_{\text{ср}}^3}{\nu^2} \Delta t.$$

准数 P_r 可根据水温由表上查到。

未知数——平均放热系数 α ——可由热平衡方程計算:

$$\alpha = \frac{3600 G C_p \delta t}{\Delta t F},$$

式中 G ——每秒的液体流量,公斤/秒; C_p ——水在定压下的比热,大卡/公斤度; δt ——通道进口和出口处水的温差,°C; Δt ——液体和壁的算术平均温差,°C; F ——换热面积,公尺², $d_{\text{ср}}$ ——通道的当量直径,米, $g=9.8$ 米/秒²。

$$d_{\text{ср}} = \frac{4f}{u},$$

其中 u ——通道周边長; f ——横断面。

試驗結果及其分析

初步整理試驗数据的結果示于对数坐标上,由此可以將热交换分为三个区域:层流区,过渡区和湍流区。这些区域的特点是具有不同的放热規律。在层流和过渡区内,实验所得各点分聚在各个曲綫的周圍,其中的每一条曲綫都相当于某一定的温差(通道进口处的液体温度)。

这种多值关系說明了自然对流对层流区内放热的强度有重大的影响,即有粘滯-重力的放热狀況存在。

只有当湍流程度很大时,自然对流在实际上才对过程的进行不再起明显的作用,这就反映在組合数 N_u 和 P_e 成單值关系。

在非等温过程中发生的自然对流对靠近通道壁处的流体动力学情况和热力情况具有直接的影响。

这种現象表现在自然对流可以改变靠壁处温度梯度和速度梯度的数值和性質(当 G_r , P_r 值很小时),而不改变以热傳导来傳热的机理。

当 G_r , P_r 数值很大时,自然对流借边界层的扰动而減小了边界层的热阻,并且沿徑向

將某些热量附加地轉移为分子热傳导。

在相同的 $G_r P_r$ 值下但强迫对流和自然对流的方向相互不同时, 与垂直通道中放热試驗数据的比較証实了这些見解。

在 $(G_r P_r)_m < 50 \cdot 10^3$, 流体的非等温程度不大的情况下, 受迫运动和自由运动方向一致时的换热强度大于兩者运动方向不一致时的换热强度, 这就很可能証明, 在第一种情况下, 靠壁的温度梯度較第二种情况下的温度梯度值大。

可以將所得結果与馬利亞莫夫(Марьямов)(矩形通道)及努塞尔(Нуссельт)(圓管)的理論解答相比較来証实这个結論。大家知道, 这些解的差別是在于所采取的速度分布不同。矩形通道中壁边的速度梯度大于圓管内的速度梯度。

受迫运动和自由运动一致时的放热强度实际上和馬利亞莫夫的曲綫相符合, 而兩者运动不一致时的热交換曲綫則比理論曲綫低得多。

这就証实温度梯度和上述兩种运动相一致的情况比較起来是減小了, 而这条曲綫和努塞尔的理論解相接近便証明了上述的見解。

当数值 $(G_r P_r)_m > 50 \cdot 10^3$ 时, 在自然对流作用下及自然对流和受迫运动相互作用下所造成的边界层的扰动对放热强度具有主要的影响, 特別是当流体中受迫运动的速度和自然对流的速度可以相比拟时更是如此。

初步整理的試驗資料表明: 以 $G_r P_r$ 值所表征的热交換的强化反映在 $N_u = f(R_e)$ 的曲綫上, 即当 $\Delta t (G_r P_r)$ 值增加时, 以对数坐标繪制的 $N_u = f(R_e)$ 曲綫处于更高的位置,

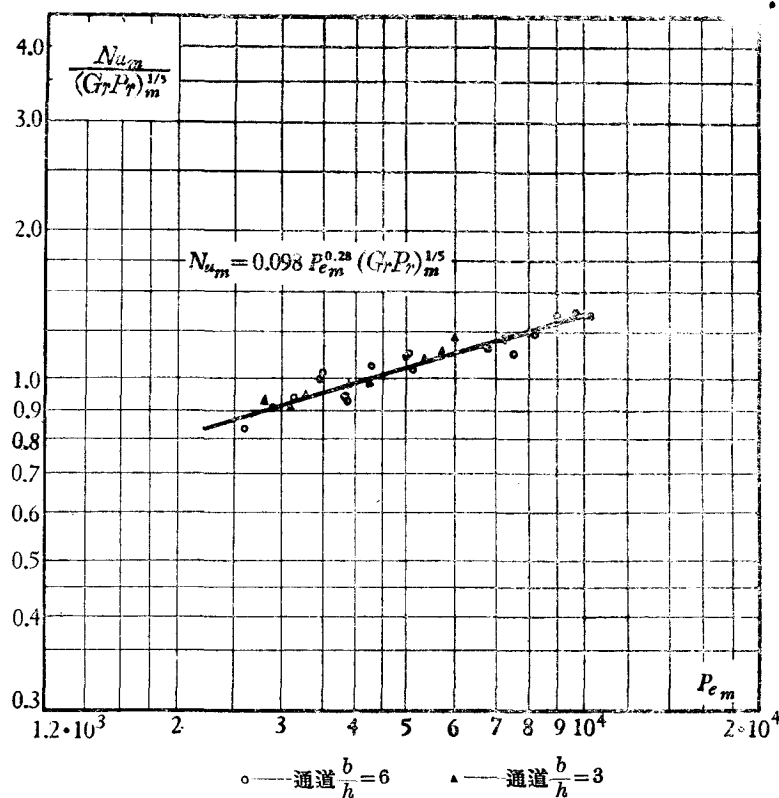


图 2

并且热交换的强化是由于液体强烈的混合降低了边界层的热阻而引起的。

曲线的陡峭性以及越过 $R_{e, \text{кр}}$ 的特征表明存在有湍流的边界层。这时, 混合愈强烈 ($G_r P_r$ 值愈大), 相应的曲线就愈陡峭, 向别的换热规律的过渡也就比较平滑。这个过渡是由于流动形式改变而引起的。

后一情况可以如此解释: 即在层流区域中边界层已经是湍流了, 所以流动形式改变所产生的附加湍流不能剧烈地改变规律的特性, 在 Б. С. 彼都霍夫、Л. Д. 诺里台和 Е. А. 克拉斯诺谢柯夫的研究中也观察到类似的通过 $R_{e, \text{кр}}$ 的特征。在该项研究工作中, 这种现象得到继续的发展。

必须指出: 在强迫对流和自然对流一致的情况下, 只有当 $G_r P_r$ 值较大而受迫运动速度不大时才显示出边界层湍流的显著影响, 这是由于边界层很薄因而在扰动上是稳定的缘故。

通过 $R_{e, \text{кр}}$ 放热规律的急剧过渡可以作为这些见解的证明。流动状况改变所引起的附加湍流剧烈地改变了流动的结构, 这个情况反映在表征液体过渡流动的直线是比较陡峭的。

此外, 在后一种情况下, 流体湍流的延迟 ($R_{e, \text{кр}} = 2700$) 说明边界层的稳定性。

当强迫对流和自然对流不相一致时, 由一种流动形式到另一种形式的过渡是在较低的数值 $R_{e, \text{кр}} = 2100$ 下表现出来。这一事实说明边界层剧烈地扰乱, 所以是极不稳定的。同样的这种过渡的特性也可以在水平通道中观察到。

在垂直通道中强迫对流和自然对流方向相符时 (图 2), 在 $\frac{b}{h} = 3-6$ 和 $h > 3.2$ 的范围内放热试验的结果表明试验的各点与下列关系式的曲线很好符合:

$$N_{um} = 0.098 P_{em}^{0.28} (G_r P_r)_m^{1/5}$$

此式可在 $2500 < P_{em} < 8000$, $1.5 \times 10^5 < (G_r P_r)_m < 2 \times 10^6$ 的条件下应用。

受迫运动和自由运动不相符时 (图 3), 所得到的放热试验数据可以很好的用下式来表示:

$$N_{um} = 0.21 \cdot 10^{-2} P_{em}^{0.5} (G_r P_r)_m^{1/3}$$

这个关系式是在以下的变化范围内得到的:

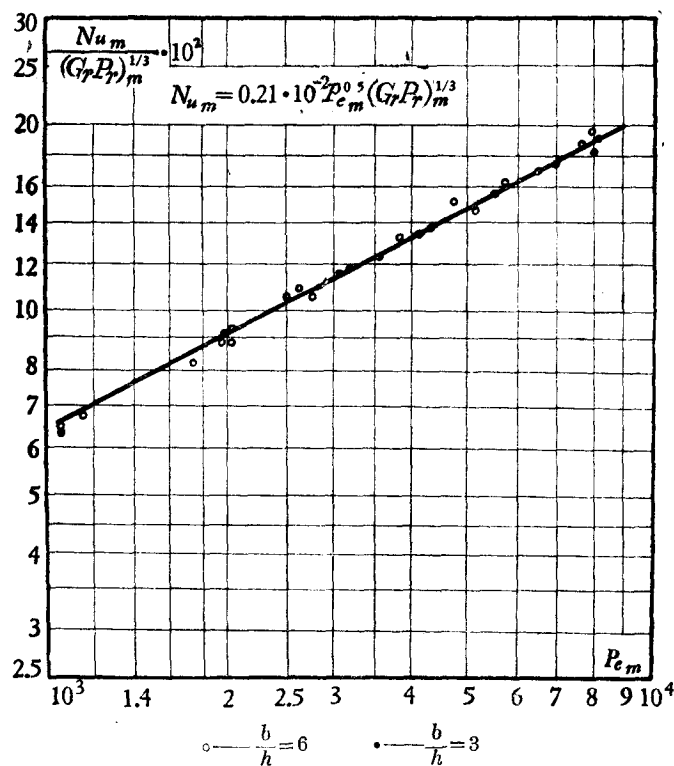


图 3

$$1.8 \cdot 10^3 < P_{em} < 8 \cdot 10^3;$$

$$5 \cdot 10^3 < (G_r P_r)_m < 2.6 \cdot 10^6;$$

$$3.2 < h < 6.6.$$

流经狭窄的水平通道¹⁾的液体放热系数的综合关系式

$$\frac{N_{um}}{(G_r P_r)_m^{0.1}} = f(P_{em})$$

以对数坐标示于图 4.

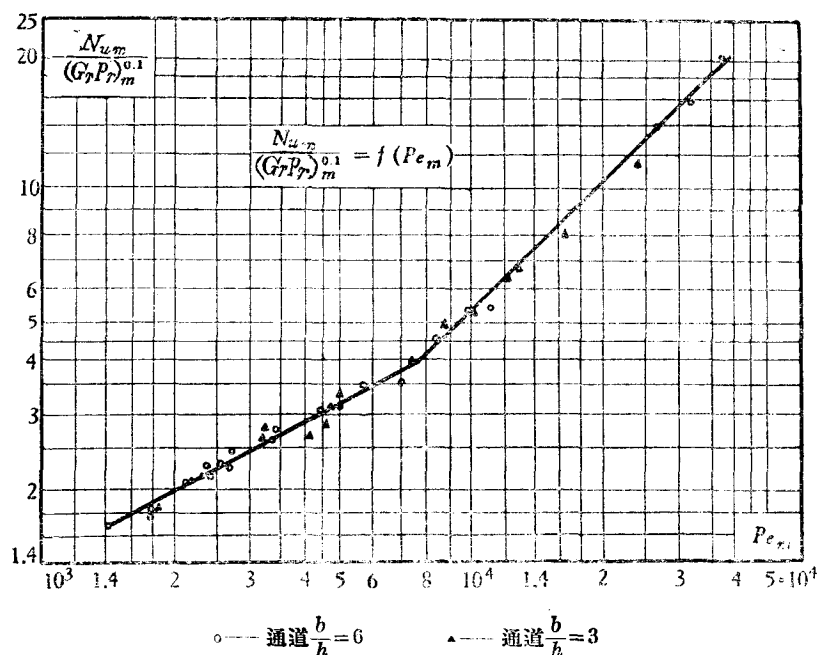


图 4

在层流区中,变化范围为 $1.8 \cdot 10^3 < P_{em} < 8 \cdot 10^3$; $50 \cdot 10^3 < (G_r P_r)_m < 2 \cdot 10^6$, 试验的各点可用以下公式表示:

$$N_{um} = 4.5 \cdot 10^{-2} P_{em}^{0.5} (G_r P_r)_m^{0.1}.$$

在所有的方程中,选择壁和液体(边界层)的算术平均温度作为定性温度。根据苏联科学院动力研究所(ЭНИИ АН СССР)和莫斯科动力学院的研究,这样的处理方式可使这些关系式在两种热流方向下均能应用。

采用当量直径 $d_{эк.} = \frac{4f}{u}$ 作为定性几何尺寸。

根据定性几何尺寸综合整理矩形通道放热试验数据而在准则方程中没有引入特殊的形状因素 $\frac{b}{h}$ 或 $\frac{h}{b}$, 这就表明,在这种情况下,放热强度和通道的相对宽度无关。

后者说明,在层流区域内, $(G_r P_r)_m > 50 \cdot 10^3$ 时,所研究的通道的形状对热交换没有显著的影响。这是因为低粘度液体流不等温性较高时,主要的热阻转移在边界层中。因此,

1) 矩形的长边是垂直的。

以通道形状表示的整个断面,其速度分布和温度分布实际上并不影响放热强度。

在 $\frac{l}{d_{\text{KB}}} = 70-120$ 的情况下进行试验,并没有发现通道相对长度对平均放热系数的影响,这就证实流体内的速度场和温度场实际上是稳定的。

但是在非常狭窄的通道中 ($h=1.8$ 毫米, $\frac{b}{h}=10.8$) 表现出通道形状对放热系数是有影响的。

由图 5 可见,在非常狭窄的通道中,放热强度和 $G, P,$ 及通道在空间中的位置无关。显然,后者是由于在狭窄通道中靠近壁而使得对流的上升和下降受到妨碍,并使得自然对流的进行停滞。

这就证明与仅是由受迫运动造成的热交换比较起来,在热交换中,自然对流以及自然对流与受迫运动相结合的作用并不很大。

在这些通道中在 $2000 < P_{em} < 4500$ 范围内的放热写成下列方程式:

$$Nu_m = 0.1 P_{em}^{0.5}$$

该方程式在 $h \leq 1.8$ 时是正确的。

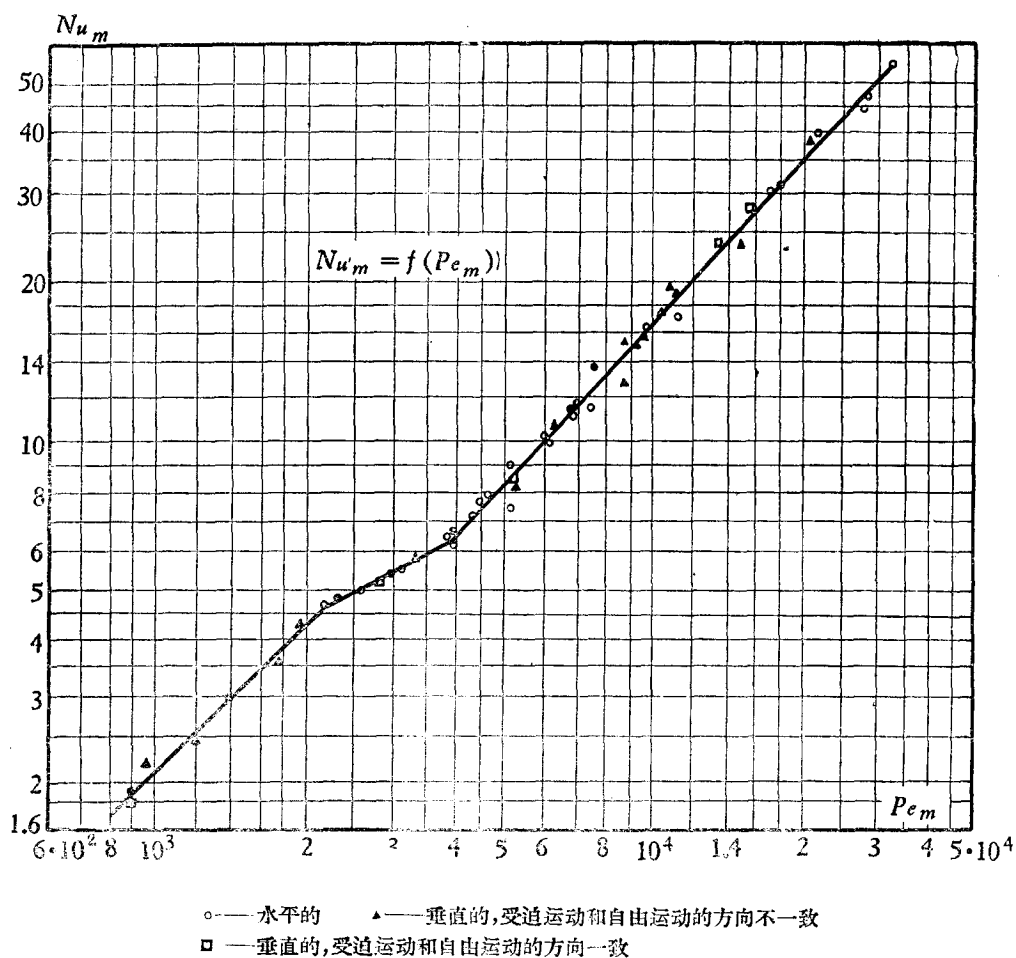


图 5

結 論

1. 得到了流过水平和垂直通道时, 低粘度液体在层流区域中的放热关系。
2. 闡明: 在 $(G_r P_r)_m < 50 \cdot 10^3$ 时, 通道中液体的运动是粘滞状况, 而在 $(G_r P_r)_m > 50 \cdot 10^3$ 时开始出现运动的粘滞-重力状况, 当垂直通道内强迫对流和自然对流方向一致时, 在更大的 $(G_r P_r)_m$ 数值下约大于 $1.5 \cdot 10^5$ 出现粘滞重力状况。
3. 試驗証明, 低粘度液体流的不等温程度很大时 $(G_r P_r)_m > 1.5 \cdot 10^5$, 通道的形状对热交换强度无影响。
4. 确立了通道宽度对放热的影响。在非常狭窄的通道中 ($h = 1.8$ 毫米), 在試驗的范围内放热与温度差无关。

[南京工学院工业热能教研组译]

参 考 文 献

- [1] Михеев, М. А., Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, 1949 г.
- [2] Петухов, Б. С., Нольде, Л. Д., Краснощеков, Е. А., Экспериментальное исследование теплоотдачи при движении воды, легкого дизельного топлива и масла М. К. по трубам прямоугольного сечения. Научный отчет МЭИ, 1947г.
- [3] Петухов, Б. С. Опытное изучение процессов теплопередачи, изд. 1952г.

ТЕПЛОТДАЧА ПРИ ВЯЗКОСТНО-ГРАВИТАЦИОННОМ РЕЖИМЕ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ПРЯМОУГОЛЬНЫХ КАНАЛАХ

Н. В. ЦАРЕНКО

Резюме

В статье рассматриваются результаты экспериментального исследования теплоотдачи от охлаждающей воды к стенке в прямых вертикальных и горизонтальных узких каналах прямоугольного сечения при ламинарном вязкостно-гравитационном режиме.

Рассмотрено влияние тепловых, гидродинамических, геометрических факторов на теплообмен.

Получены критериальные уравнения, могущие быть использованы для определения средних коэффициентов теплоотдачи при тепловом расчете и конструировании теплообменников.