

管内流体振荡强化换热的机理探讨*

北京航空航天大学 曹玉璋 赵令德 朱谷君

摘 要

解析解、数值计算以及实验研究均得到一个一致的结论:管内流体的振荡可以大大地强化其轴向传热。本文说明,这种强化换热的根本原因是由于流体的振荡引起了导热面积和温度梯度骤增的结果。

一、概 述

六十年代,对于管内流体振荡强化轴向质量交换的研究得到了很大的发展^[1],这一研究结果,得到了生物医学工程学界的广泛重视,并应用于对人体的呼吸过程的研究^[2]。八十年代以来又进行了管内流体振荡时的换热研究^[3,4]。理论与实验的研究结果发现,管内流体振荡大大地强化了流体的轴向换热。例如在常压下,水在管内振荡时的轴向传热量可大于静止时轴向传热量的10⁴倍以上^[5]。相似分析^[6]以及更精确的理论解^[7,8,9]、数值计算^[10]与准稳态的实验研究工作^[8,11],均得到比较一致的结果,进一步证实了强化其轴向换热的影响因素是: $\Delta X/R$, $R\sqrt{\omega/\gamma}$ 和 Pr , 可将关系式表示成

$$(a_w/a) - 1 = (\Delta X/R)^2 \cdot f(W_{om}, Pr, \sigma, \mu, R) \quad (1)$$

对于内壁绝热情况,可将上式简化为

$$(a_w/a) - 1 = (\Delta X/R)^2 \cdot f(W_{om}, Pr) \quad (2)$$

其中 a 为工质导温系数, a_w 为当量导温系数, ΔX 为截面平均全振幅, R 及 R_1 为管内、外半径, 沃姆斯利数 $W_{om} = R\sqrt{\omega/\gamma}$, 普朗特数 $Pr = \gamma/a$, ω 为振荡角频率, γ 为工质运动粘性系数, $\sigma = a/a_w$, $\mu = \lambda/\lambda_w$, $R = R_1/R$, 下标 w 表示管壁量。这里应该指出的是,上述振荡管流换热研究,都是限于层流的情况下,而且振幅必须小于二分之一管长。那么,流体管内振荡为什么会如此剧烈地强化其轴向换热?到目前为止,尚未见到对其机理全面系统的分析。本文试图从分析管内流体振荡换热这一物理现象出发,揭示其换热过程的机理。

二、无因次振幅 ($\Delta X/R$) 对换热的影响

从管内振荡流体换热的解析解和数值计算中都可以看到:对于任一管截面,在一个振荡周期内通过的流体净质量流为零,而通过该截面的净热流却不为零。引起振荡管流轴向传热的结果,是由于管内流体在振荡过程中形成的速度分布和温度分布相互耦合所造成的。对于层流条件下管内流体振荡传热,显然不可能进行大规模的微团掺混。因此,可以认为热量轴向的传递,实质上是以导热方式进行的。

本文于1989年2月收到

* 国家自然科学基金资助项目。

如果管内流体上端与恒温热源 T_H 相接, 下端与恒温冷源 T_C 相接, 那么在管壁绝热情况下, 热量只有轴向传递, 在静止状态径向温度梯度为零。因此, 沿管长 L 任一与轴线垂直的截面均为等温面, 其法向温度梯度 $\text{grad}T_r = (T_H - T_C) / L$, 而导热面积为管截面 πR^2 。当管内流体振荡时, 流体自平衡位置向上振荡, 截面上的流体伸入到热侧取得热量, 当下振时, 这部分流体又伸入到冷侧, 流体作为载体将热量传给冷侧, 如此交替往复。在任一瞬时, 流体形成如图1的位移面和等温面。这时, 位移面上流体的法向温度梯度将大于静止时的法向温度梯度, 同时位移面的面积(导热面积)也将大于管截面面积。因此, 这时通过位移面的导热热流将比流体静止时的轴向导热热流大得多。对于振荡流体, 从平衡位置开始, 上下振荡一个周期回到原始平衡位置的最终结果表现为通过管截面的导热热流大大加强了。而且这种加强将随振幅的增加而增加。这里指出的纯导热的强化传热机理是建立在动坐标基础之上的。振荡本身只不过是保持持续地产生一个加大的换热面积和加大的温度梯度的手段。

下面详细地分析这个过程。考虑图1中的流体截面 $o-o$, 在静止时, 如图1(a)粗实线所示, 这时流体截面 $o-o$ 与截面 $o'-o'$ 重合, (b)、(c)、和(d)分别表示 $1/4$ 、 $1/2$ 和 1 个周期时的流体位移示意图。对于在管内振荡的流体, 其速度分布^[12]为

$$u(r, t) = -i(K/\omega)e^{i\omega t} \left\{ 1 - [J_0(r\sqrt{-i\omega/\gamma})/J_0(R\sqrt{-i\omega/\gamma})] \right\} \quad (3)$$

其中 J_0 为第一类零阶贝赛尔函数, $i = \sqrt{-1}$, $K = \text{常数}$ 。当 ω_{∞} 很小时, 可从上式得到流体管内振荡的位移表达式为

$$X = (K/4\gamma\omega)(R^2 - r^2)\sin\omega t = X_0[1 - (r/R)^2] \quad (4)$$

X_0 为 $r=0$ 时的位移, 是时间的正弦函数, 可表示为

$$X_0 = X_{\max}\sin\omega t \quad (5)$$

$X_{\max}$ 正比于截面平均全振幅 ΔX 。由(4)式可以看到, 当 ω_{∞} 很小时, 振荡流体的位移面是一个如图2所示的旋转抛物面。

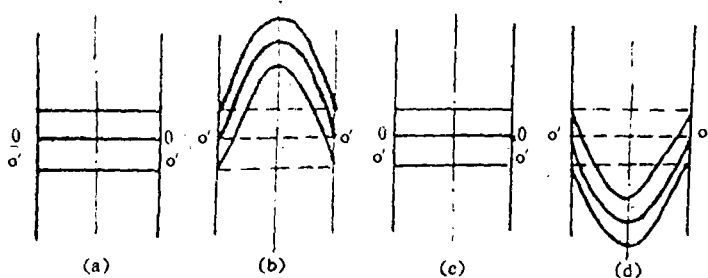


图1 管内流体轴向振荡的位移示意图

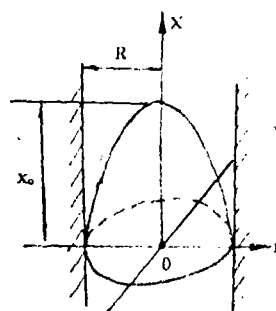


图2 低 ω_{∞} 时的流体位移型面

根据付立叶定律, 一个周期内通过流体 $o-o$ 位移面的导热热量 Q 为

$$Q = \int_0^{2\pi} \int_A -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} dA dt \quad (6)$$

其中 $dA = 2\pi r \sqrt{1 + (X'_r)^2} dr$, $\partial T / \partial n = \sqrt{1 + (X'_r)^2} \partial T / \partial x$,

$$X'_r = -(2X_0/R^2) r$$

可以认为 $\partial T / \partial x = \text{const}$ (参见图3)^[10], 并将上述诸式代入(6)式, 可以得到

$$Q = -\lambda\pi R^2 \frac{\partial T}{\partial x} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2X_o}{R} \right)^2 \right] dt \quad (7)$$

静止流体在与上述周期相同的时间内通过 $o'-o'$ 截面的导热量 Q_o 为

$$Q_o = -\lambda\pi R^2 (\partial T / \partial x) (2\pi / \omega) \quad (8)$$

因此, 振荡流体与静止流体通过 $o'-o'$ 截面的导热量之比为

$$\frac{Q}{Q_o} = \frac{\omega}{2\pi} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2X_o}{R} \right)^2 \right] dt \quad (9)$$

由 (5) 和 (9) 式不难导出

$$Q/Q_o - 1 \sim (\Delta X/R)^2$$

定义 $\alpha_s = \lambda_s / \rho c = 1 / \rho c [QL / \pi R^2 (T_H - T_C)]$

所以 $Q/Q_o - 1 = (\lambda_s / \lambda) - 1 = (\alpha_s / \alpha) - 1 \sim (\Delta X/R)^2 \quad (10)$

这一结果与解析解、数值解以及实验结果完全一致。因此, 上述分析基本上揭示了振荡管流换热的机理。

三、 W_{om} 数和 P_r 数对换热的影响

上面的讨论是在假设 W_{om} 数很小的情况下进行的。随着 W_{om} 的增加, 管内振荡流体的速度分布不再符合抛物面。可将 $W_{om} = R \sqrt{\omega / \gamma}$ 改写成 $W_{om} = [(\pi R^2 / \gamma) / (\pi / \omega)]^{1/2}$, 它实际上是反映了管壁上的粘性扰动传递到管心所需时间与振荡半周期之比, 或者说, 是边界上粘性扰动传递深度的量度。因此 W_{om} 是直接影响振荡管流速度分布的主要因素。图 4 表示了 $W_{om} = 5$ 时的速度分布, 可见这时速度分布呈现出更为复杂的性质。在 W_{om} 小于某一临界值范围内, 由于振荡周期足够长, 传递深度大于半径, 粘性扰动有足够时间波及整个管截面。这时, 随着 W_{om} 数的加大, 速度分布偏离抛物面, 在不同半径处的流体运动产生相位差。速度分布和位移面变形, 使得在同样 $\Delta X/R$ 条件下的换热面积增长和温度梯度增长变得更加显著 (图 5)。因此振荡管流强化换热的效果将随 W_{om} 的增加而显著增强。

当 W_{om} 大于该临界值时, 粘性扰动穿透深度小于半径, 随着 W_{om} 的不断增大, 管中心区的速度分布和位移面将出现较为平直的部分。大 W_{om} 时的速度分布表达式^[12]为

$$u(r, t) = \frac{k}{\omega} \left\{ \sin \omega t - \sqrt{\frac{R}{r}} \exp \left[-\sqrt{\frac{\omega}{2\gamma}} (R-r) \right] \sin \left[\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2\gamma}} (R-r) \right] \right\} \quad (11)$$

当 $(R-r)$ 很大时, 上式可简化为

$$u = (k/\omega) \sin \omega t \quad (12)$$

这时速度分布已与半径无关, 管中心区域的速度分布和位移面近似为一平面 (见图 5), 并且该平直区随 W_{om} 的增大而增大。这样, 在同样 $\Delta X/R$ 条件下, 其位移面的面积随 W_{om} 增加而增加的

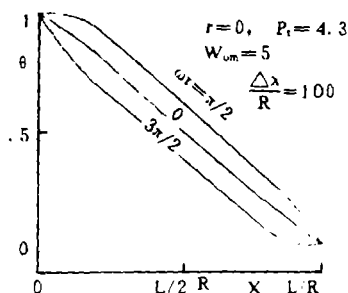


图3 沿管长的无因次温度分布

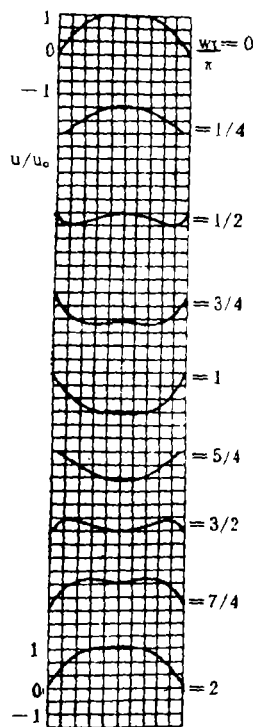


图4 $W_{om}=5$ 时的无因次速度型

趋势将减弱。虽然部分法向温度梯度有所增加,但中心区的温度梯度未增加,因此,总的换热强化作用会削弱。这就是低 W_{um} 数区 W_{um} 对换热强化效果影响明显、而在高 W_{um} 数区 W_{um} 对换热强化效果影响减弱的原因。

实际上,以上的讨论中假设等温面与位移面是一致的。但由于流体导热存在,等温面与位移面可能不会重合。因此,用 $W_{um} \cdot \sqrt{Pr}$ 来讨论问题会更方便些。由于 $W_{um} \cdot \sqrt{Pr} = R \sqrt{\omega/a}$,它是流体温度分布的影响因素,它反映了管中心的热扰动传递到管壁上的时间与振荡半周期之比;因此也是温度穿透深度的量度, $R \sqrt{\omega/a}$ 越小,径向温度分布就越均匀,即温度梯度就越小;所以加大 $R \sqrt{\omega/a}$ 有利于造成较大的温度梯度,从而会增强等温面的法向导热,其结果最终表现为强化了管内振荡流体的轴向换热能力。

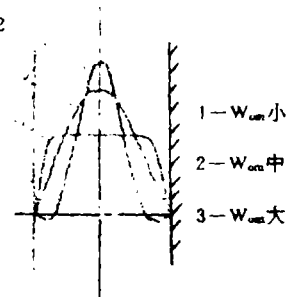


图5 不同 W_{um} 时的位移型示意图

四、管壁性质对换热的影响

管壁的导热性也加强了振荡管流的轴向换热,其作用有二:其一是管壁本身的导热作用,这一作用的大小,取决于管长壁厚及其材料;其二是管壁的蓄热体作用。

这里着重讨论第二个作用,流体下振时流体温度高于壁温,所以流体除直接向下传热外,还将一部分热量传给壁面(图6)。而流体上振时,壁温高于流体温度,故壁除直接向下传递热量外,还将热量传给流体。这样,固壁就相当一个蓄热体,进一步帮助了流体向下的热量传递。

由于壁的导热是不稳定导热过程,故可有 $F_0 = \alpha/\delta^2$ 来进行讨论。当壁厚 δ 增加时, F_0 下降,这时,内壁面上的热扰动向外传递的深度变小,壁外层不能有效地参与蓄热,所以管的外内径之比 R_i/R 达到一定值以后,再增加壁厚,对传热的强化作用明显减弱(图7)。同时,这一

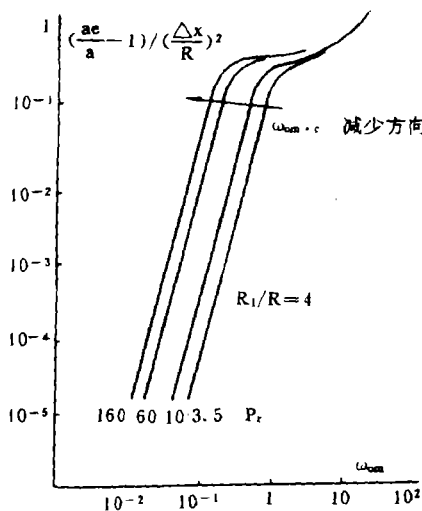


图8 Pr 数对 W_{um} 的影响

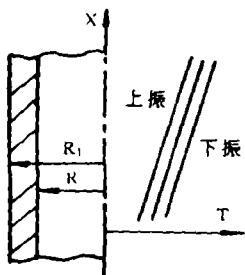


图6 管壁的蓄热作用示意图

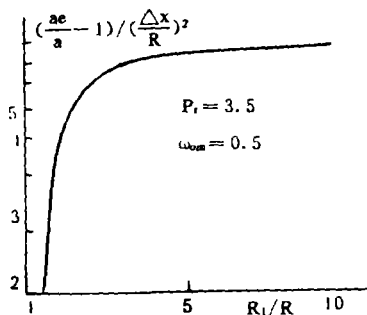


图7 R_i/R 对强化换热的影响

效果也随 W_{ms} 的增大而减弱,以至消失。这是因为随着 W_{ms} 增加, $R\sqrt{\omega/a}$ 增大,热扰动深度减少,当 $R\sqrt{\omega/a}$ 增加到一定值 $(R\sqrt{\omega/a})_c$ 时,管中心的热扰动已没有足够时间传递到内壁面上,自然管壁厚度对换热的影响也消失。把这时的 W_{ms} 记为 W_{mc} , 因为 $(R\sqrt{\omega/a})_c = W_{mc}\sqrt{Pr}$, 所以 W_{mc} 将随着 Pr 的增加而减小(见图 8)。

五、结 论

1. 振荡管流强化轴向传热的根本原因是由于通过振荡流体等温面导热大大增加了的结果。这种增加是因为流体管内振荡引起了等温面面积及其法向温度梯度的增加所致。因此,强化换热的倍数与 $(\Delta X/R)^2$ 成正比。

2. W_{ms} 数是振荡管流的流动判据,它反映了管壁上的粘性扰动传递到管中心所需的时间与振荡半周期之比,它直接影响着管内流体运动的速度型和位移型。不同范围的 W_{ms} 数,使流体有不同类型的速度型,因此 W_{ms} 对强化换热的影响程度也不同。在低 W_{ms} 区,影响显著,在高 W_{ms} 区影响减弱。

3. $W_{ms} \cdot \sqrt{Pr} = R\sqrt{\omega/a}$ 实际上是付立叶数倒数的平方根,反映了管中心的热扰动传递到管壁上的时间与振荡半周期之比。所以加大 $R\sqrt{\omega/a}$ 有利于造成较大温度梯度,最终导致强化轴向传热。

4. 可以把管壁视为一个蓄热体,它有助于加强轴向传热。但这种加强作用随 R_i/R 及 $(R\sqrt{\omega/a})$ 的增加而减弱,直至消失。

参 考 文 献

- [1] Oberg, P. A., "Studies of Blood Pressure Regulation" Acta. Physiol. Scand., 75: 276—286, 1969.
- [2] 赵令德、曹玉璋、朱谷君, "振荡管流传热及其在呼吸问题上的应用", 中国工程热物理学报 Vol. 9, No. 3, 1988.
- [3] Kurzweg, U. H., Zhao Lingde, "Heat Transfer by High-Frequency Oscillations: A New Hydrodynamic Technique for Achieving Large Effective Thermal Conductivities", Phys. Fluids 27 (11) 1984.
- [4] Kurzweg, U. H., Zhao Lingde, "流体在高频振荡下的换热加强现象的实验研究", 清华大学学报 Vol. 25, No. 1, 1985.
- [5] 赵令德、曹玉璋、朱谷君、汪铸, "高 Womersley 数时振荡管流换热的实验研究" 中国工程热物理学会学术讨论会, 1985.
- [6] 赵令德、曹玉璋 "振荡管流换热的影响因素", 航空动力学报, Vol. 1, No. 1, 1986.
- [7] 赵令德、朱谷君、曹玉璋, "振荡管流换热的理论解", 中国工程热物理学会, 传热传质学术讨论会, 1987.
- [8] 王相峰, "振荡管流传热研究", 北京航空航天大学硕士论文, 1988.
- [9] 赵令德、朱谷君、曹玉璋, "振荡管流传热的理论解(二)", 中国工程热物理学会学术讨论会, 1988.
- [10] 朱谷君、赵令德、曹玉璋, "管内流体的振荡传热分析", 航空动力学报, Vol. 2, No. 2, 1988.
- [11] 王相峰、高红岩、朱定国、赵全德、曹玉璋, "振荡强化传热的实验研究", 中国工程热物理学报 Vol. 10, No. 1, 1987.
- [12] Schlichting, H., "Boundary-Layer Theory", Seventh Ed., McGraw-Hill, 1979.

ON MECHANISM OF ENHANCED HEAT TRANSFER OF FLUIDS WITHIN PIPES BY OSCILLATION

Cao Yuzhang, Zhao Lingde, Zhu Gujun

(Beijing University of Aeronautics and Astronautics)

ABSTRACT Theoretical and experimental studies show that axial oscillation of a fluid within pipes can lead to enhancing heat transfer of the fluid. The enhancement multiple of heat transfer is a function of $(\Delta x/R)^2$, Womersley number (Wom) and Prandtl number (Pr). Under laminar conditions, intensive mixture of fluid lumps is impossible. It can be considered that the heat transfer of the oscillated fluid is completed in form of conduction. In the case of lower Womersley number, the velocity and displacement profiles of the fluid are paraboloids. Normal temperature gradient on the displacement profile for the oscillated fluid is greater than that for the static fluid. Also, the effective conduction area of the oscillated fluid is greater than that of the static fluid. Therefore, the conductive heat transfer rate of the oscillated fluid is obviously greater than that of the static fluid. The oscillation is only the means to make a enhanced area of heat transfer and enhanced temperature gradient continuously. According to this mechanism, the relation of $(a_s/a) - 1 \propto (\Delta x/R)^2$ is derived. Also, the effects of Womersley number, Prandtl number and wall of the pipe on the enhanced heat transfer are elaborated in this paper.

APPLICATION OF THE BOUNDARY ELEMENT METHOD TO UNSTEADY HEAT TRANSFER PROBLEMS

Ding Jing

(Northwestern Institute of Architectural Engineering)

ABSTRACT The boundary element method is applied to analyzing temperature field transient distribution on aeroengine turbine blades. It is possible to calculate the thermal stresses and life span of the blade and to check the blade strength according to the temperature field determined by this method. The temperature distributions on a set of different sections in a turbine blade at several instants have been calculated.

MODELLING FOR EXHAUST POLLUTION PERFORMANCES OF A SINGLE OR A VAPORISER TUBE COMBUSTOR

Li Huiying, Liu Lin, Tang Ming, Wang Hongji

(Northwestern Polytechnical University)

ABSTRACT On the basis of experimental study on exhaust emissions in a single tube combustor and a vaporiser tube combustor, a theoretical analysis and mathematical modelling are made