



# 管内核心流强化传热的机理与数值分析

刘伟\*, 杨昆

华中科技大学能源与动力工程学院, 武汉 430074

\* E-mail: w\_liu@hust.edu.cn

收稿日期: 2008-03-27; 接受日期: 2008-05-21

国家重点基础研究发展计划(“973”计划)(批准号: 2007CB206903)和国家自然科学基金(批准号: 50721005)资助项目

**摘要** 提出了管内核心流强化传热的方法, 其原理是通过在充分发展的管内层流核心流区域采取强化传热措施, 从而在管内壁附近形成一个等效的热边界层, 以加大壁面附近流体的温度梯度, 达到强化表面换热的目的, 但又不显著地增加流动阻力. 对空气和水 2 种流体的分析比较和计算结果说明: 管内核心流传热强化的原理和方法对指导高效-低阻热交换器的设计具有一定的意义.

**关键词**

管内层流  
核心流  
边界流  
强化传热

众所周知, 当流体外掠平板时, 强化换热的一个有效办法是提高流体速度, 以减薄流体的速度边界层和热边界层, 增加壁面附近流体的温度梯度. 但是, 在管内层流流动的充分发展段, 因整个管截面的速度和温度都发生了变化, 并不存在传统意义上的边界层, 且恒有  $Nu=4.364$ (常热流)及  $Nu=3.657$ (常壁温)<sup>[1]</sup>, 因此, 对于管内流动, 通过提高流体速度来强化换热已无意义.

Bejan 等人<sup>[2]</sup>将管流分为 2 个部分: 边界流(boundary flow)和核心流(core flow). 关于管内流动的传热强化, 通常采用的方法有<sup>[3]</sup>: 扰动流体边界层、扩展传热表面面积、改变换热表面的物理性质等. 由于这些方法均基于换热表面, 因而可称为边界流传热强化, 或表面传热强化<sup>[4]</sup>. 对于边界流传热强化, 尽管可以有效强化流体与边界表面间的换热, 但同时也会增加流动阻力, 若流动阻力成为矛盾的主要方面, 甚至可能会弱化换热.

在管内壁采取诸如扩展肋、涡发生器以及沟槽等强化传热措施后, 管内的流动阻力也会明显增加, 其原因是: 由于边界附近流体的速度梯度、粘性扩散以及动量耗散的增大, 使得流体与表面间的剪切力、摩

擦力以及流体的耗散功有不同程度的增加. 基于此, 文献[5]提出可以通过在管内构造一个等效热边界层来强化传热. 在此基础上, 本文则提出了一个管内传热强化的新概念——核心流传热强化, 即在不显著增加流动阻力的前提下, 通过在管内核心流区域采取各种有效措施, 实现管内的换热强化.

## 1 管内核心流传热强化的原理与模型

与传统的边界流强化传热的概念不同, 作者认为管内核心流是一个值得充分利用的传热强化区域, 而且可以将核心流与边界流作为一个相互耦合的整体, 实现综合传热强化. 最直接的方法是使管内核心流的温度尽可能均匀, 以便在管壁附近形成一个具有较大温度梯度的等效热边界层, 从而产生显著的传热强化效果. 与此同时, 还要尽可能减小管内的速度梯度, 避免产生过大的流体剪切力; 尽可能减少对管内水动力学边界的扰动, 避免产生过大的流体动量损失; 尽可能将连续的扩展面非连续化, 避免产生过大的表面摩擦阻力. 这样, 可将实现管内核心流强化传热的目标概括为: 1) 核心流的温度均匀; 2) 流场的速度梯度小; 3) 对边界流的扰动小; 4) 扩展表

面非连续.

### 1.1 数学模型

Mohamad等人<sup>[6]</sup>报道了在管内部分充填多孔材料的强化换热方法, 并讨论了多孔材料的填充比对管内传热与流动特性的影响. 也有学者研究在管内完全充填金属泡沫的强化传热方法, 并采用双方程多孔介质模型对金属泡沫传导和散出的热量进行了数值计算, 结论为金属泡沫管的强化换热效果十分明显, 但其流体压降远大于光管.

图1为本文分析和计算管内核心流传热强化的物理模型. 在管内的核心流区域部分充填具有高热导率、高孔隙度的多孔材料, 并以常热流或常壁温方式对流体加热.

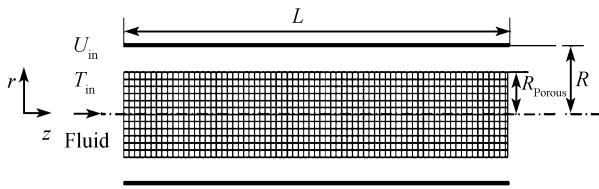


图1 管内核心流传热强化的计算模型

在计算中, 假定管内的传热和流动特性满足:

- 1) 管内充填的多孔介质均匀且各向同性;
- 2) 多孔介质刚性无胀缩;
- 3) 满足局部热平衡;
- 4) 管内流动为层流.

模型的数学描述为<sup>[7]</sup>:

连续性方程

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v) = 0, \quad (1)$$

多孔区动量方程

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\partial}{\partial z}(\rho u u) + \frac{1}{r \varepsilon^2} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v u) \\ &= -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\mu u}{K} - \frac{\rho F}{\sqrt{K}} \sqrt{u^2 + v^2} \cdot u \\ & \quad + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{r \varepsilon} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\partial}{\partial z}(\rho u v) + \frac{1}{r \varepsilon^2} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v v) \\ &= -\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\mu v}{K} - \frac{\rho F}{\sqrt{K}} \sqrt{u^2 + v^2} \cdot v \end{aligned}$$

$$+ \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{1}{r \varepsilon} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{\mu}{\varepsilon} \frac{v}{r^2}, \quad (3)$$

非多孔区动量方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z}(\rho u u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v u) \\ &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z}(\rho u v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v v) \\ &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \mu \frac{v}{r^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

多孔区能量方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z}(\rho c u T) + \frac{1}{r \varepsilon^2} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho c v T) \\ &= \frac{\partial}{\partial z} \left( k_{eff} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r k_{eff} \frac{\partial u}{\partial r} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

非多孔区能量方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z}(\rho c u T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho c v T) \\ &= \frac{\partial}{\partial z} \left( k_f \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r k_f \frac{\partial u}{\partial r} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

其中,  $K$  为渗透率,  $K = d_p^2 \varepsilon^3 / [150(1 - \varepsilon)^2]$ ;  $\varepsilon$  为多孔介质的孔隙度;  $k_{eff}$  为有效热导率,  $k_{eff} = (1 - \varepsilon)k_s + \varepsilon k_f$ ;  $k_s$  为多孔骨架的热导率;  $k_f$  为流体的热导率.

上述控制方程的边界条件如下.

$$z = 0: u = u_{in}, \quad v = 0, \quad T = T_{in}.$$

$$z = L: \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0.$$

$$r = 0: \frac{\partial u}{\partial r} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0.$$

$$r = R: u = 0, \quad v = 0, \quad -k_f \frac{\partial T}{\partial r} = q_w.$$

方程(1)~(7)采用 SIMPLE 方法求解. 求得管内介质的温度场后, 可求取对流换热系数  $h = q / (T_w - T_m)$ , 其中,  $T_w$  为管壁温度,  $T_m$  为管截面流体的平均温度. 流体的努谢尔特数为  $Nu = hR / k_f$ , 其中  $R$  为管内半径. 流体的阻力系数为:  $f = 4 \frac{dp}{dz} R / (\rho u_m^2)$ , 其中,  $\rho$  为流体密度,  $u_m$  为管截面流体的平均速度.

反映传热增强量与流阻增加量之间相对关系的性能评价系数取为

$$PEC = \frac{Nu / Nu_{free}}{(f / f_{free})^{1/3}}, \quad (8)$$

式中,  $Nu_{free}$  和  $f_{free}$  分别表示管内无多孔材料充填时的努谢尔特数和阻力系数。

### 1.2 计算结果与分析

根据上述模型的数值计算结果被示于图 2~11. 计算中取: 雷诺数  $Re=500$ ; 多孔材料热导率  $k_s=200 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{C})$ ; 流体分别为空气和水这 2 种常见的介质。

图 2 和 3 分别为圆管内充分发展段的无因次速度分布和无因次温度分布, 其中, 流体介质取为空气, 多孔介质孔隙率  $\varepsilon=0.98$ . 图 2 和 3 中,  $R_{rad}$  为多孔介质填充比:  $R_{rad}=R_{porous}/R$ ;  $\theta$  为无量纲温度:  $\theta=(T_w - T)/(T_w - T_m)$ . 图 2 和 3 中可见, 在高填充比下( $R_{rad}=0.8\sim 0.96$ ), 管内

速度梯度的增加并不十分明显, 但管内核心流区域的温度非常均匀, 而且在管壁附近形成了具有较高温度的等效热边界层。

图 4 和 5 分别为流体介质为空气时, 管内充分发展段的  $Nu$  数和阻力系数  $f$  随填充比  $R_{rad}$  的变化. 图 4 和 5 中可见: 提高多孔介质孔隙度不利于强化换热, 但有利于减少流动阻力, 孔隙度对换热的影响明显小于对流动阻力的影响. 动量方程(2)和(3)中的 Darcy 阻力表示多孔骨架对流体的粘性阻力, 而 Forchheimer 惯性阻力则与流体速度的平方成正比. 当多孔介质的孔隙率增大时, 多孔介质的比表面积将减小, 使得多孔骨架对流体的粘性阻力减小, 然而, 由于流体速度的提高, 将使惯性阻力也随之增大, 但总的来说, 随着孔隙率的增大, Darcy 阻力减少的幅度要大于惯性阻力增大的幅度. 此外, 提高多孔介质填充比既强化了换热, 也增加了流动阻力, 但若同时提高孔隙度和填

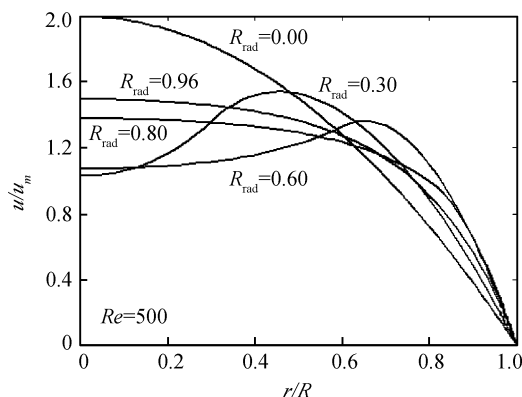


图 2 充分发展段内的无因次速度分布(空气)

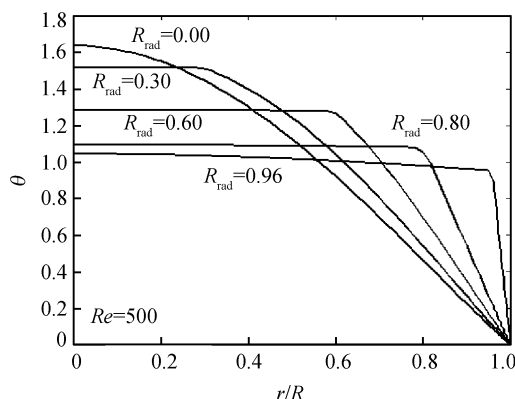


图 3 充分发展段内的无因次温度分布(空气)

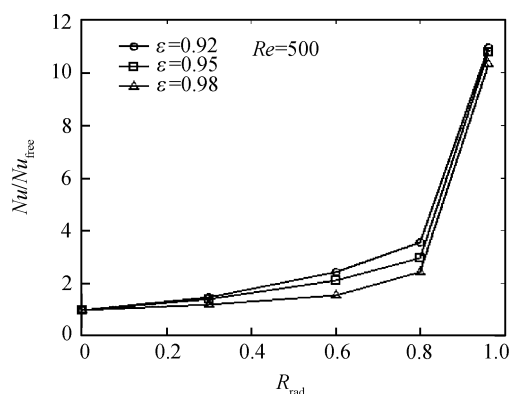


图 4 管内充分发展段的  $Nu$  数(空气)

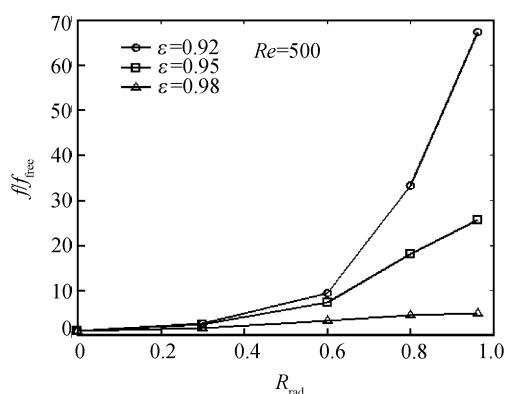


图 5 管内充分发展段的阻力系数(空气)

充比, 可减少流动阻力的增幅.

图 6 和 7 分别为圆管内充分发展段的无因次速度分布和无因次温度分布, 其中, 流体介质取为水, 多孔介质孔隙率  $\varepsilon=0.98$ . 与流体为空气的计算结果相比, 由于流体为水时管内核心流的速度均匀程度降低, 因此, 管壁附近流体的速度梯度也有所下降, 这与充填多孔介质后的流-固等效热导率  $k_{eff}$  与纯流体热导率  $k_f$  之间的差值有关, 差值越大传热强化的效果越好, 同时, 也说明低  $Pr$  数流体管内核心流传热强化的效果较好.

图 8 和 9 分别为流体介质为水时, 管内充分发展段的  $Nu$  数和阻力系数  $f$  随填充比  $R_{rad}$  的变化. 图 8 和 9 中可见, 随着多孔介质填充比的增加, 流体的换热和阻力均大幅度增加, 但在高填充比和高孔隙度下, 不仅换热得以强化, 而且流动阻力的增幅也大为降低. 这与图 4 和 5 中得到的结果是大大一致的.

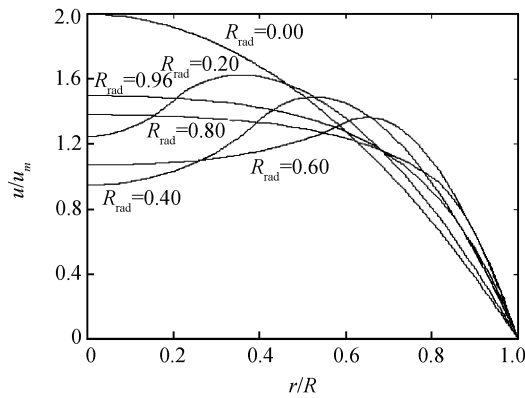


图 6 充分发展段内的无因次速度分布(水)

图 10 和 11 分别为流体介质为空气和水时, 在不同的多孔介质填充比下性能评价系数  $PEC$  值的变化. 图 10 和 11 中显见, 若多孔介质的孔隙度和填充比越大, 则传热增强量与流阻增加量的比值越大.

尽管图 2~11 中的图线是针对管内充分发展段的计算获得的, 但是, 本文提出的核心流传热强化的原理也同样适用于管内进口段, 因为在管流进口段充填多孔介质, 同样也会使得大部分区域的核心流温度趋于均匀, 起到强化传热的效果. 另外, 从工程应用的角度来看, 尽管加工高孔隙度和高填充比的烧结型或发泡型金属多孔材料具有一定的难度, 且成本也较高, 但是, 在工程中采用孔隙度  $\varepsilon=0.92$  和填充比  $R_{rad}=0.95$  左右, 且成本相对较低的多孔材料是完全可能的. 例如, 金属绕花丝及高目数金属丝网就是典型的多孔介质, 在石化炼油设备空冷器等热交换器管道中充填这样的介质不会有积灰、结垢等问题.

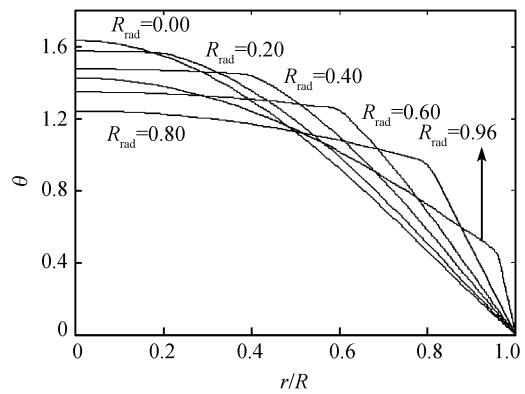


图 7 充分发展段内的无因次温度分布(水)

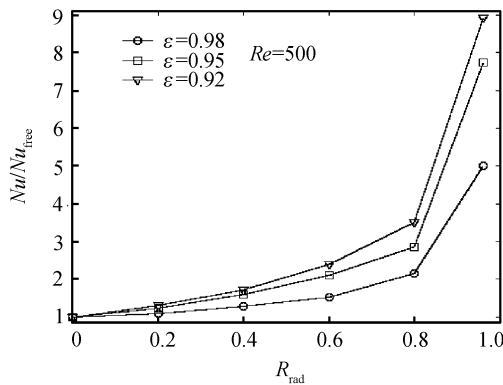


图 8 管内充分发展段的  $Nu$  数(水)

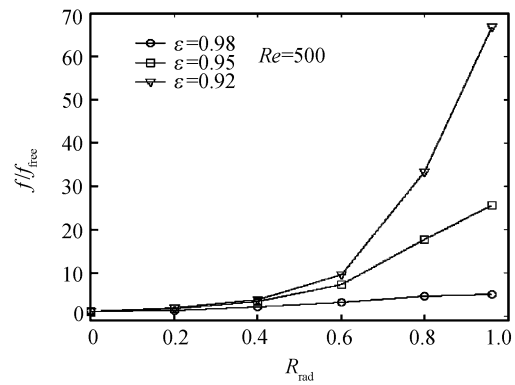


图 9 管内充分发展段的阻力系数(水)

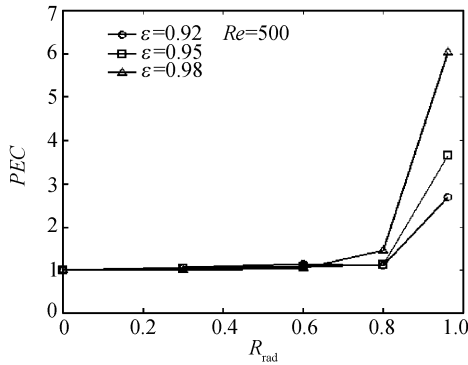


图 10 不同填充比下的 PEC 数(空气)

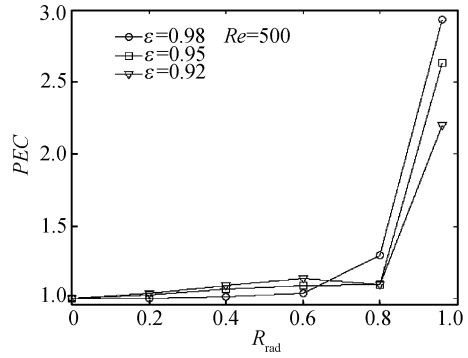


图 11 不同填充比下的 PEC 数(水)

## 2 场协同分析

根据单相流体层流换热的场协同理论<sup>[8,9]</sup>, 在管截面对能量方程积分有

$$\frac{1}{R} \int_0^R r \rho c_p (\mathbf{U} \cdot \nabla T) dr = -k_f \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_w = q_w, \quad (9)$$

上式可表达为如下无因次形式

$$Nu = RePr \int_0^1 r (\mathbf{U} \cdot \nabla T) dr, \quad (10)$$

式中, 温度梯度和速度矢量之间的夹角  $\alpha$  被称为协同角, 且有

$$\cos \alpha = \frac{\mathbf{U} \cdot \nabla T}{|\mathbf{U}| \cdot |\nabla T|}, \quad (11)$$

由(10)和(11)两式可见, 若协同角  $\alpha$  增大, 则点积  $\mathbf{U} \cdot \nabla T$  增大,  $Nu$  数也随之增大. 因此, 根据协同角的大小, 可对管内核心流强化传热的效果进行评估.

图 12 和 13 分别为流体介质为空气和水时的管截面协同角分布. 与管内无填充介质的光管相比, 管内填充多孔介质后, 管截面的局部协同角减小, 使得管

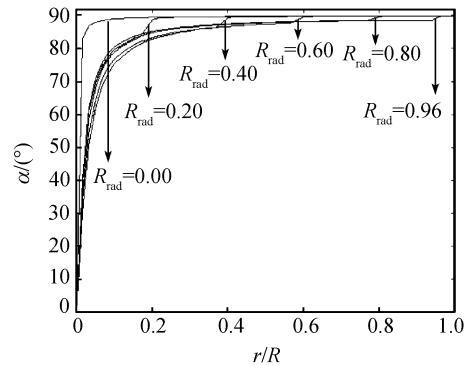


图 13 充分发展段管截面的协同角分布(水)

内核心流的温度均匀性提高, 管壁与流体换热的  $Nu$  数增加, 因而传热得以强化. 图中可见多孔介质的填充比越大, 管截面的平均协同角越小; 同时, 因空气介质的热导率和  $Pr$  数均较小, 其管内核心流强化传热的效果要明显优于水介质.

## 3 结论

本文提出了管内核心流强化传热的原理和方法, 可应用于低  $Pr$  数流体管内层流换热器的设计, 也可推广至低  $Pr$  数流体管束间层流的应用场合. 实现管内核心流传热强化应遵循的原则是: 核心流的温度保持均匀; 边界流的动量耗散和摩擦损失较小; 管截面的流体速度梯度不大. 文中计算结果显示: 管内填充的多孔介质应具备高导热率、高孔隙度和高填充比的性质; 对于导热率为  $200 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{°C})$ 、孔隙度为 0.92、填充比为 0.96 的多孔填充物, 流体为空气时的  $PEC$  值接近 3, 流体为水时的  $PEC$  值接近 2.5. 根据本文方法, 也可在管内核心流中设置类似于多孔介质的其它填充物来实现传热强化.

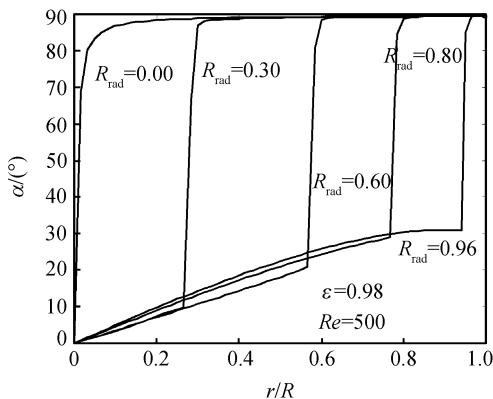


图 12 充分发展段管截面的协同角分布(空气)

## 参考文献

- 1 Holman J P. Heat Transfer. New York: McGraw-Hill, 1997
- 2 Bejan A, Kraus A D. Heat Transfer Handbook. New Jersey: John Wiley & Sons, 2003
- 3 Webb R L. Principles of Enhanced Heat Transfer. New York: John Wiley, 1994
- 4 Bergles A E. ExHFT for fourth generation heat transfer technology. Exp Therm Fluid Sci, 2002, 26(2-4): 335—344
- 5 杨昆, 刘伟. 管内层流充分发展段等效热边界层的构造及其场协同分析. 工程热物理学报, 2007, 28(2): 283—285
- 6 Mohamad A A. Heat transfer enhancements in heat exchangers fitted with porous media Part I: Constant wall temperature. Int J Therm Sci, 2003, 42(4): 385—395
- 7 Nield D A, Bejan A. Convection in Porous Media. New York: Springer-Verlag, 1992
- 8 Guo Z Y, Tao W Q, Shah R K. The field synergy (coordination): Principle and its applications in enhancing single phase convective heat transfer. Int J Heat Mass transfer, 2005, 48(9): 1797—1807
- 9 过增元, 黄素逸. 场协同原理与强化传热新技术. 北京: 中国电力出版社, 2004

· 动态 ·

## “光学科学与技术前沿”技术科学论坛

由中国科学院信息技术科学部、中国科学院技术科学部和山西省科技厅主办的技术科学论坛于2009年3月24~25日在山西省太原市召开。山西大学和南开大学共同承办了本次以“光学科学与技术前沿”为主题的技术科学论坛活动。来自信息技术科学部和技术科学部的39位院士和29位相关领域的中青年专家出席了本次盛会。14位中青年专家在论坛上作了专题学术报告。

在光学测量和光学加工方面,论坛报告涵盖了从天文望远镜到微纳加工等研究领域。来自南京天文台的崔向群研究员介绍了我国自行建造的大口径大视场光学望远镜(LAMOST)的情况,该望远镜是目前世界上光谱获取率最高、最大口径的大视场望远镜,将会在天文学的若干重大课题方面发挥重要作用;上海光机所的刘立人研究员介绍了合成孔径激光成像雷达(SAIL)技术,特别是SAIL光学系统的设计以及相关的一些关键技术;浙江大学的刘旭教授介绍了三维显示技术的发展,并展示了他们在真三维显示方面的研究工作;国防科学技术大学的于起峰教授介绍了干涉条纹图等值线窗口滤波与等值线相关干涉法等系列条纹图处理的理论和方法;北京师范大学的刘大禾教授介绍了利用受激布里渊散射的特性,可以大幅度提高激光雷达的探测深度和精度;中科院成都光电所的张雨东研究员报告了自适应光学在若干新领域的研究进展,包括在空间高速、扩展目标的高分辨成像等领域的应用成果。

在光学加工方面,中国科学院长春光机所的张学军研究员介绍了1.5 m量级大口径SiC离轴非球面反射镜制造技术的最新进展;吉林大学的孙洪波教授介绍了利用不同材料进行微纳结构加工方面的工作;中国科学院半导体研究所

的黄永箴研究员介绍了他们在回音壁型微腔模式特性和微腔激光器及双稳激光器方面的研究成果。

超快和超强激光一直是国际研究的一个热点。中国科学院物理所的魏志义研究员介绍了飞秒脉冲激光及光场操控方面的研究工作,利用锁模掺钛蓝宝石激光器能够把光波振荡压缩到1~2个周期,从而获得极高的幅度;北京大学的龚旗煌教授介绍了利用复合聚合物分子材料获得超快时间响应和超大非线性系数的最新结果。

量子光学和量子信息技术是最近几年人们关注的一个重要方面,是基础光学科学和技术的前沿课题之一。清华大学的龙桂鲁教授介绍了在量子算法、量子通信方面的研究成果;山西大学的张天才教授介绍了在单原子冷却与俘获、微光学腔以及单光子测量方面取得的最新进展。此外,中科院上海技术物理所的李宁研究员介绍了从长波到1.5 μm InP单光子探测器以及量子点红外探测器、红外-近红外上转换探测器等方面的进展。

会议期间还组织了光学领域院士召开“中国光学名词审定讨论会”。论坛筹备召集组的母国光、刘盛纲和彭堃堃等院士表示,此次论坛得到了山西省政府和有关领导的高度重视和大力支持,通过论坛的学术交流,院士们了解了年轻专家在光学有关领域取得的显著成就,年轻专家也相互得到了有益的启发,论坛也为学部对我国光学领域的发展战略的咨询工作起到了收集资料的作用,同时对地方的科学教育和科技发展起到了重要的促进作用。

张天才,山西大学  
傅敏,中国科学院院士工作局