



中国热管理网

WWW.REGUANLI.COM

北京交通大学

BEIJING JIAOTONG UNIVERSITY

# 博士学位论文

DOCTORAL DISSERTATION

论文题目 微通道内气体流动换热的理论与实验研究

学科专业 载运工具运用工程

作者姓名 张田田

指导教师 贾力 教授

二零一零年十二月

北京交通大学

博士学位论文

微通道内气体流动换热的理论与实验研究

**Theoretical and Experimental Study on Gaseous Flow  
and Heat Transfer in Microchannels**

作者：张田田

导师：贾力

北京交通大学

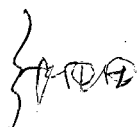
2010年12月

## 学位论文版权使用授权书

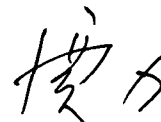
本学位论文作者完全了解北京交通大学有关保留、使用学位论文的规定。特授权北京交通大学可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索,提供阅览服务,并采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编以供查阅和借阅。同意学校向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘。

(保密的学位论文在解密后适用本授权说明)

学位论文作者签名:



导师签名:



签字日期: 2011年1月12日

签字日期: 2011年1月12日

中图分类号: V57  
UDC:

学校代码: 10004  
密级: 公开

# 北京交通大学

## 博士学位论文

微通道内气体流动换热的理论与实验研究

Theoretical and Experimental Study on Gaseous Flow and Heat  
Transfer in Microchannels

作者姓名: 张田田

学 号: 06116276

导师姓名: 贾 力

职 称: 教授

学位类别: 工 学

学位级别: 博 士

学科专业: 载运工具运用工程

研究方向: 载运工具运行环境及先进动力技术

北京交通大学

2010年12月

3

## 致谢

博士论文付梓之际，四年多的博士研究生生涯行将结束。整个博士阶段的学习科研分为两个阶段：前两年在北京交通大学完成，后两年在美国 Rutgers University（罗格斯大学）完成。在这些充满梦想和执着的岁月里，我尽心尽力。回首学术征程上的点点滴滴，我的每一步成长都离不开老师和亲友们的鞭策与帮助，衷心感谢你们！

感谢我的导师北京交通大学贾力教授。是您引领我步入传热传质领域的大门，鞭策我勇攀科学技术的高峰；是您一次次苦口婆心，不厌其烦地悉心指导与谆谆教诲，培养了我勤奋、严谨的治学态度：让我们学会了怎样做人，做什么样的人，如何做学问，做什么样的学问。您一次次对我阶段性工作提出的中肯意见，为我指明了进一步前进的方向，让我在科研道路上取得更大的进步。我所取得的每一点成绩都凝聚着您的心血，您虚怀若谷、厚德载物的人格魅力不断激励我奋勇向前。

感谢美方合作导师——美国罗格斯大学 Jaluria 教授。博士阶段在美国的两年学习科研离不开您在各方面对我的支持与帮助。您为我的科研工作创造了舒适的条件、良好的学习环境、充足的经费支持，以及许多锻炼和施展才华的机会。作为传热领域国际知名学者，您国际化的学术视野，前沿而精髓的学术造诣，严谨勤奋的治学风格，将深刻影响着我日后的工作和生活，让我永生难忘。

感谢杨立新副教授，您在许多方面都给予我很大的帮助。特别是在数值计算方面，您给予的热情指导，使我受益匪浅。您幽默风趣，乐于助人，充满活力。

感谢实验室张竹茜老师、杨晖师姐、李星、黄鹏、尹大燕、吴冬梅、齐巍、张涛、管鹏，和你们一起学习科研生活充满了快乐。谢谢你们给我的帮助和支持。实验室的团队精神、开放的学术氛围深刻影响着我、激励着我。感谢武力媛、王志成、李成文同学，你们年轻而富有活力，聪明而善于思考。还记得在你们毕设期间，我们共同思考，一起进步。

感谢罗格斯大学的张静茹、蒙建东、赵熙科，在美国的这两年的科研征程上离不开你们的帮助，特别是张静茹博士在实验工作上给予的无私帮助。感谢任毅如和许多罗格斯的同学，在美国的学习生活，因为有了你们而丰富多彩。在美期间实验段的加工处理有一部分是在普林斯顿大学完成的，感谢谭俊博士的热情帮助。

感谢机电学院的各位老师：张欣教授、徐宇工教授、李国岫教授、宁智教授，何伯述教授、陈梅倩副教授、姜志康老师、潘显钟老师，感谢你们给予我的悉心指导与无私帮助。

感谢亲爱的母校北京交通大学以及在美期间的罗格斯大学，美丽的校园，优雅的环境，伴随着我一步步的成长。那一草一木、一椅一石，是那般亲切与温馨。无论我将去何方，她永远是我心灵的家园。

感谢我的父母，你们是我永远的依靠。你们含辛茹苦，无怨无悔。儿子无以报答，唯有用一个又一个新的成绩回报你们。

感谢我的挚友巩静波，赵永椿和刘小伟，是你们在我最低潮时给予我鼓励，是你们在我获得成功时与我分享喜悦。我们互相帮助和鞭策，度过了永世难忘的时光。

感谢所有关心过我的老师、同学和朋友，你们给予我成长的动力与支持，我的生命因你们而精彩。

最后，感谢在百忙之中评阅论文的教授和所有参与答辩的各位老师。

张田田

2010年9月

## 中文摘要

摘要：本文以微通道热沉在航空航天运载工具热管理上的应用为背景，从微尺度流体流动与传热基础理论研究作为出发点，从数学模型的构建，关键因素的系统分析为前导，搭建单通道实验台系统分析流动特性；进一步提出新型微通道热沉的设计理念，并进行实验室加工制造，进而进行系列实验研究，验证其流动换热性能。系统的实现从基础理论研究，到数值分析，进一步提出高性能换热系统设计，最终实现实验系统的具体化。即实现了理论——设计——应用一体化。

本文对微尺度下描述流动换热的数学物理模型进行了深入研究，针对不同尺度下流动换热特性，提出了适合不同流区的数学模型，即在滑移流区，采用常规理论的 Navier-Stokes 方程配合 Maxwell 一阶滑移模型作为数学模型，可以精确的预测稀薄气体流动。在过渡流区，在合适的选取滑移系数的情况下，采用基于常规理论的 Navier-Stokes 方程配合二阶滑移模型作为数学模型，可以高效准确的预测稀薄气体流动。引入新的求解非线性方程的同伦分析法 (HAM) 首次对滑移区流动换热控制方程进行了解析求解，所得结果很好的支撑了所提出的观点。研究发现，在纳米尺度下，截面速度会出现“反转”现象，通过解析求解基于常规理论的 Navier-Stokes 方程配合二阶滑移模型，对上述现象进行了准确的预测。

基于得到的有关描述微尺度下流动换热的物理模型的研究结论，采用数值计算手段和解析求解的方法，系统分析了可压缩性效应、稀薄效应、入口效应和粘性加热效应。研究表明，可压缩性的影响在微通道中的影响不可忽略。常规的马赫数大于 0.3 是可压缩性判别条件的标准在微通道流动中不再适用，微通道内可压缩性影响用压力差描述优于用 Mach 数表述。常规通道的充分发展的概念在微通道中需要重新定义。在滑移流区，考虑可压缩性和稀薄效应的共同作用，针对流动阻力特性进行了专门研究，提出了无量纲滑移长度  $L_s/D_h$  这一新概念，用以描述滑移区摩擦特性，得到了该无量纲准则数与摩擦常数的关联式。该关联式对于滑移流动和非滑移流动以及可压缩流动或者不可压缩流动均适用。补充了滑移区考虑可压缩性条件下没有描述摩擦特性的无量纲数的空白，经过与实验数据的对比验证了其适用性。

研究发现矩形微通道中入口段速度分布明显不同于常规通道，截面速度最大值出现在近壁处。导致边界层发展滞后于常规尺寸通道，进而使微通道中入口段长度大于常规理论预测值。计算得到了无量纲流动入口段长度的关联式。微通道中热边界层发展滞后于常规尺寸通道，导致微通道中热入口段长度大于常规理论预测值。微通道入口区换热性能高于常规通道，充分发展区换热弱于常规通道。获得了描述微通道热入口段长度的定量关联式。

采用叠加原理,首次解析求解了考虑粘性加热、速度滑移和温度跳跃条件下的 Navier-Stokes 方程,针对等热流、上绝热下等热流和任意热流分布的情况进行了研究。粘性加热效应相当于一个内热源可使流体温度沿流动方向线性升高;并且对截面温度分布亦有很大影响,粘性加热效应使得近壁处温度最高,温度梯度加大,所有情况截面温度分布的二阶拐点在距壁面无量纲距离  $\eta = 1/\sqrt{3}$  处。发现对于上下壁面不对称加热边界条件,上下壁面热流密度相等其换热效果最好。

搭建了单微通道流动实验系统平台,并进行了系列实验。获得了摩擦常数与 Mach 数定量函数关系。实验结果表明,微通道内流动入口段长度大于常规理论预测值;充分发展段的摩擦常数低于常规理论预测值,论证了前述理论结果。还发现,在可压缩性效应的影响较低(Reynolds 很小)情况下,粘性加热效应可使流体温度线性增加,在定性上,与前面的理论解析解吻合的较好。

基于前述研究结论,设计了新型结构的高效微通道热沉散热装置。采用干式蚀刻方法在实验室加工了所设计的微通道热沉实验段。在此基础上,搭建了芯片级微通道热沉换热系统实验平台,对其流动与换热性能进行了系列实验研究。通过对多列直通道粘性加热效应的研究进一步论证了前面章节得到的关于粘性加热效应的结论,即流量小时、粘性加热效应占据主导、流体温度升高。随着流量增加,可压缩性效应的影响渐强,流体温度升高值下降。直至最后,可压缩性效应完全占据主导,导致流体温度下降。通过对两级通道 I 和两级通道 II(100 $\mu\text{m}$ -40 $\mu\text{m}$ ) 的实验研究,论证了本文提出的新型散热热沉结构的换热效果。实验结果表明,本文提出的新型散热装置不仅具有很好的换热性能同时压损小耗电少,可以作为高效散热装置应用到实际领域中。实际应用时,还需要要根据具体应用目标,考虑耗能等综合因素进行几何结构的优化设计,以达到强化换热性能和降低耗能的双重效果。

**关键词:** 航空航天运载工具热管理; 微通道; 同伦分析法; 速度滑移; 可压缩效应; 稀薄效应; 入口效应; 粘性加热效应; 微通道热沉

**分类号:** V57

## ABSTRACT

**ABSTRACT:**

The background of the current investigation is based on the application of micro channel heat sink in the thermal management of the aerospace craft operation system. The research starts from the basic theory of micro scale fluid flow and heat transfer. Then the mathematical models for governing fluid flow and heat transfer in micro scale are proposed. According to the established mathematical model, key factors, which affect flow and heat transfer characteristic, are systematically analyzed. The single micro-tube experiment platform is set up and a series of experiments have been done for flow characteristic analysis. Inspired by the obtained conclusions, the design concept of the new type micro channel heat sink is proposed and the experiment instruments are fabricated, which verifies a better heat transfer performance than conventional multiple straight micro channel heat sink.

The mathematical models for governing flow and heat transfer in microchannels are proposed for different flow regions. For slip flow region, Navier-Stokes equations, which are based on the conventional theory, with Maxwell slip model are used to describe the flow. Navier-Stokes equations with second-order slip boundary condition can accurately describe the flow in transit flow region by proper choosing of the slip coefficients in slip model. A powerful, easy-to-use analytic technique for non-linear problems, that is, the homotopy analysis method (HAM) was provided for solving these strong non-linear differential equations. By analyzing solutions and comparing with the results of other investigators, the above opinion has been validated. Meanwhile, recent researches show that, at the nano-scale level, an interesting phenomenon, namely "velocity inversion", is obtained by solving the molecular-based model. In the current paper, gas flow in nanochannels is also analytically investigated by using the homotopy analysis method (HAM). It is found that the inverted velocity profile can also be predicted by solving the conventional control equations, which are the Navier-Stokes equations, combined with high-order accurate slip boundary conditions.

Based on the conclusions obtained above about the mathematic models for micro flow and heat transfer, proper equations are chosen to describe the physical process in microchannels. Numerical and analytical analyses were provided to study the effects of compressibility, rarefaction, entrance region and viscous heating on fluid flow and heat

transfer characteristics in microchannels. It is indicated that the effect of compressibility can not be neglected in microchannels. The conventional criteria for compressibility effect, that is Mach number larger than 0.3, can not be used as a criteria in micro-scale. The pressure drop is better than Mach number to be used as criteria for compressibility effect. The “developed flow region”, which is defined in conventional theory, must be re-defined in microchannel as there is no so-called “developed flow region” in micro-scale. In slip flow region, a new non-dimensional parameter relative slip length  $L_s/D_h$  is found to be very useful to describe friction characteristic for compressible flow with slip in micro-scale. The correlation for  $fRe$  with this new non-dimensional parameter  $L_s/D_h$  is suggested. The suggested correlation for  $fRe$  with  $L_s/D_h$  is validated by comparing with experimental data. This correlation can be used for both slip and non-slip flow, and for both compressible and incompressible flow.

For entrance effect on fluid flow, it is found that the velocity profile in cross-section in microchannels is different from that in macrochannels, that is, maximum velocity occurs not in the channel core but near the walls due to the surface effect. Meanwhile, another feature of the velocity profiles is the presence of the very large velocity gradients near the walls. These phenomena result in the reduction of the thickness of hydrodynamic boundary layer. So the hydrodynamic entry length in microchannels is much larger than that in conventional channels. The correlation between  $L/D$  and Reynolds number and height-to-width ratio, which is useful for designing and optimizing the microchannel heat sinks and other microfluidic devices, is established. For entrance effect on heat transfer, it is found that the temperature gradient near the walls is very large. Thermal entry length in microchannels is much larger than that in conventional channels. Comparing with conventional channels, the heat transfer performance in microchannels is better in entry region and worse in the fully developed region. Also the effects of Reynolds number, hydrodynamic diameter, length diameter ratio, height-to-width ratio and wall temperature on thermal entry length were analyzed. The correlation among these parameters is established.

Based on the superposition principle, an analytical solution for steady convective heat transfer in a two-dimensional microchannel in the slip flow region is obtained, including the effects of velocity slip and temperature jump at the wall, which are the main characteristics of flow in the slip flow region, and viscous heating effects in the calculations. The cases of constant heat flux boundary conditions, one wall with adiabatic boundary and the other wall with constant heat flux input and non-symmetric

constant heat flux boundary condition are studied. The effect of viscous heating can be seen as a volume energy source, the temperature of fluid increase linearly along the flow direction. In addition, it is noted that the effect of viscous heating distorts the temperature distributions at the cross-sections. The velocity gradient is larger near walls, since the effect of viscous heating is more significant there. According to these calculations, it is found that the position in the inflexion of the temperature profiles does not change with  $Br$  and  $Kn$ . The position of the inflexion is a constant, given by  $\eta = 1/\sqrt{3}$ . For non-symmetric constant heat flux boundary condition, it is indicated that uniform heating will get better heat transfer performance.

The single micro-tube experiment platform is set up and a series of experiments have been done for flow characteristic analysis. It is found that the friction constant is the function of Mach number, and the correlation is obtained. By analyzing the experimental data, it can be concluded that the entrance length in microtube is larger than that predicted by conventional theory. Also, the value of friction constant in the developed region is smaller than that predicted by conventional theory. These agree with the conclusions obtained in numerical study part. Meanwhile, the theoretical prediction suggested can give reasonable prediction on temperature field under the effect of viscous heating for incompressible (low  $Re$  number) flow.

Inspired by the above conclusions, the new type micro channel heat sink with new structures is proposed. The test sections with these new structures are fabricated by using dry etching method. Then, the microchannel heat sink experimental system is established. A series of experiments have been conducted for flow and heat transfer performance analysis. The conclusion on the effect of viscous heating on flow and heat transfer characteristics, which is obtained above, is verified by experimentally investigation about the multiple straight microchannels. That is that temperature change is due to the viscous heating effect and compressibility effect. The relationship of these two effects is competitive. By experimental study on two new type microchannel heat sink—two stage microchannel heat sink I (250 $\mu\text{m}$ -100 $\mu\text{m}$ ) and two stage microchannel heat sink II (100 $\mu\text{m}$ -40 $\mu\text{m}$ ), it can be concluded that the new type microchannel heat sink proposed in this paper has better heat transfer performance and lower pressure lose. It can be used as a high efficiency heat exchanger to the real applications. In practice, the geometry parameters of this new type microchannel heat sink can be optimized according to the purpose of the heat exchanger to realize the maximum the heat transfer and minimum the pressure loss to save energy.

**KEYWORDS:** Thermal management on aircraft; microchannel; homotopy analysis method; compressibility effect; rarefaction effect; entrance effect; viscous heating; microchannel heat sink

**CLASSNO:** V57

## 目录

中文摘要 .....	iii
ABSTRACT .....	v
1 前言 .....	1
1.1 背景介绍 .....	1
1.1.1 应用背景 .....	1
1.1.2 研究背景 .....	4
1.2 微尺度气体流动换热研究进展及目前存在的科学问题 .....	6
1.2.1 尺度效应 .....	8
1.2.2 方程适用性及边界条件 .....	9
1.2.3 表面效应及界面作用 .....	11
1.2.4 可压缩性 .....	12
1.2.5 稀薄效应 .....	13
1.2.6 入口效应 .....	14
1.2.7 粘性加热效应 .....	15
1.2.8 速度反转现象 .....	17
1.2.9 实验研究 .....	18
1.3 全文主要内容 .....	18
1.3.1 研究内容 .....	19
1.3.2 研究目标 .....	19
2 微纳米尺度流动传热的同伦分析求解 .....	21
2.1 简介 .....	21
2.2 物理模型与数学模型 .....	21
2.2.1 滑移模型简介 .....	21
2.2.2 求解问题的物理数学模型 .....	22
2.3 求解方法简介 <sup>[148-149]</sup> .....	23
2.4 一阶、二阶滑移模型求解 .....	26
2.4.1 相似变换 .....	26
2.4.2 一阶模型的求解 .....	27
2.4.3 二阶模型的求解 .....	28
2.4.4 收敛性证明 .....	28
2.5 结果分析 .....	30

2.5.1 滑移流区.....	34
2.5.2 过渡流区.....	36
2.6 纳米通道中流动新现象——“速度反转”的预测.....	38
2.7 小结.....	41
3 微通道内气体流动与换热特性研究.....	43
3.1 可压缩性与稀薄效应.....	43
3.1.1 可压缩性效应.....	43
3.1.2 可压缩性与稀薄效应的竞争关系.....	51
3.1.3 新无量纲数——滑移长度的提出.....	57
3.1.4 小结.....	60
3.2 入口效应.....	61
3.2.1 入口效应对流动特性的影响.....	61
3.2.2 入口效应对换热特性的影响.....	70
3.3 粘性加热效应.....	79
3.3.1 概述.....	79
3.3.2 几种常见边界情况下粘性加热对流动换热的影响.....	79
3.3.3 任意热流边界情况下粘性加热对流动换热的影响.....	90
3.4 本章小结.....	98
4 单微通道内流动换热实验研究.....	101
4.1 实验系统的搭建.....	101
4.2 实验方法及数据处理.....	104
4.3 单微通道气体流动换热实验结果.....	105
4.3.1 管长对流动特性的影响.....	105
4.3.2 水力直径对流动特性的影响.....	108
4.3.3 稀薄效应对流动特性的影响.....	109
4.3.4 粘性加热效应对温度场的影响.....	110
4.4 相关结论的实验验证.....	114
4.4.1 入口效应的实验验证.....	114
4.4.2 粘性加热效应解析解的实验验证.....	115
4.5 本章小结.....	116
5 复杂微通道热沉系统的设计与实现.....	119
5.1 新型微通道热沉系统的提出.....	119
5.2 新型微通道热沉的实验室加工与封装.....	123
5.2.1 微通道热沉的实验室加工.....	123

5.2.2 实验段的封装 .....	131
5.3 实验系统的搭建及数据处理 .....	132
5.4 微通道热沉流动与换热特性实验研究 .....	134
5.4.1 直通道热沉流动换热特性 .....	134
5.4.2 新型多级复杂微通道热沉流动换热特性 .....	141
5.4.3 综合比较 .....	149
5.5 一种具有自适应功能的新型微通道热沉散热系统设计思想 .....	154
5.6 本章小结 .....	156
6 结论及展望 .....	157
6.1 本文主要结论 .....	157
6.2 本文创新点总结 .....	159
6.3 下一步工作展望 .....	160
参考文献 .....	161
作者简介 .....	171
独创性声明 .....	175
学位论文数据集 .....	177

# 1 前言

## 1.1 背景介绍

### 1.1.1 应用背景

二十世纪后半叶,特别是近三十年来,随着新能源、新材料、航空航天、电子信息、生物技术等前沿领域的发展,各类微尺度条件下的热质传递问题越来越突显其重要性。本研究的应用背景为航空航天运载工具的热管理和电子芯片冷却。下面针对这两方面的背景加以介绍。

随着科学技术的发展,设备的微型化对微小尺度系统的热管理提出了巨大挑战。在航空航天领域,随着各国在空间站、航天飞机和远距离探测飞船等载人航天领域的日益关注,航天器载重要求的增加与其空间有限性之间的矛盾日益突出,对航天器内各设备的热管理提出了更大的挑战。具体而言,无人航天装置需要合适的温控手段使得其所有设备均在所需温度范围内安全稳定运行,既不能过热损坏也不能过冷停机。而对于载人航天装置而言,为了获得舒适的人居环境,苛刻的温度要求就显得尤为重要。如何在很小的空间内实现有效地热管理,成为衡量一个国家载人航天技术水平的重要指标之一。有效的热控制系统需要具备以下 3 个基本功能,即吸收热量、传递热量和散失热量<sup>[1]</sup>。

早在 1965 年,美国航空航天局(NASA)就有专家指出了热沉或微尺度热沉在航空航天器或航天服上具有可能的应用前景<sup>[1]</sup>。

2003年,美国航空航天局Goddard空间飞行中心和喷气推进实验室联合资助了一项空间飞行器热管理项目。研究指出,许多未来的空间计划和任务的实施都需要非常精确和稳定的温度控制。而实现这一要求需要有新的热管理技术加以支持,这些技术必须质量轻、耗能少,并且具有很好的稳定性,以支持飞行器能够向更远的空间探索。他们的研究报告<sup>[2]</sup>指出了目前美国航天计划正在使用的一些热管理技术。美国在1998年就采用了以氮气作为冷却剂的飞行器热控制装置系统,整个散热器的大小仅有1英寸,换热过程全部在微小通道内由流体强制对流实现。1997年登陆火星的美国“火星探路者”号飞船,也是采用的单相流体冷却装置。可以发现,微小通道的单相换热在飞船的热管理上起着至关重要的作用。美国航空航天局的航天飞机飞船上用的热管理装置为CAPL3,同样,这个散热系统的基本组成部分

都是微细通道。微细通道里流体流动换热是实现散热的基本环节。上述这些应用在文献<sup>[3-5]</sup>中还有详细讨论。

2007年,美国航空航天局Glenn研究中心提出了一种新的热沉技术来应对未来航天器热管理的需要<sup>[6-8]</sup>。研究人员针对该新热沉进行了一系列的数值模拟和实验研究,水在微小通道里流动换热,在出口处变为蒸汽排到空间。结果表明这种基于微细通道热沉散热装置的换热性能很好,能满足未来航天器的热控制需要。

在美国航空航天局最新出版的研究报告中针对美国下一代登月计划“牵牛星计划”(Altair Constellation Project,如图 1-1)的一些项目风险和设计挑战进行了全面论述。其中美国航空航天局 Johnson 空间中心的研究人员 Ryan 教授针对“牵牛星”号飞船热控制系统和相关技术做了全面论述<sup>[9-11]</sup>。“牵牛星”号(Altair)太空船,即以往的月面着陆器(LSAM),是 NASA 的星座计划中的登月舱,宇航员计划在 2019 年乘坐此太空船在月球着陆。“牵牛星”号将同时用于奔月飞行和月球驻扎任务<sup>[11]</sup>。和“阿波罗”号的登月舱(LM)相同,“牵牛星”号也有两级,下降段储藏有大部分燃料、电能和供给宇航员的氧气及生命保障设备。上升段则存有上升所需燃料、生命保障设备及宇航员。“牵牛星”号成员舱也和“阿波罗”登月舱(LM)一样是圆筒形,但采用立式设计。与“阿波罗”登月仅能携带 2 名字航员、登月 3 天相比,“牵牛星”号登月时,4 名字航员可以全部登月,而将空的“猎户座”号飞船留在月球轨道,登月持续时间也将长达 7 天。整个过程中,装置的热控制将起着至关重要的作用。目前,美国航空航天局 Johnson 空间中心的研究人员提出了几种热控制技术。其中,前景最为可观的两种为:1,气/液复合物热交换装置(Air/Liquid Composite Heat Exchanger,如图 1-2)。这种装置主要采用碳基的高导热性能的合成物作为换热器材料,这种合成物具有质量轻,性能好等优点,能满足热管理要求。另一种最具前景的换热手段即为:微通道换热器(Microchannel Heat Exchanger,如图 1-3)。这项技术由美国航空航天局与美国太平洋西北国家实验室(Pacific Northwest National Laboratories, PNNL)合作开发。在“牵牛星”号上至少有三处热控制系统由该装置完成。这些微通道换热器总体积约为 311 立方厘米。这种微通道热控制装置已经在国际空间站研制的升力体(lifting body)再入(re-entry)式乘员返回载具的原型机 X-38 上取得了成功的应用。

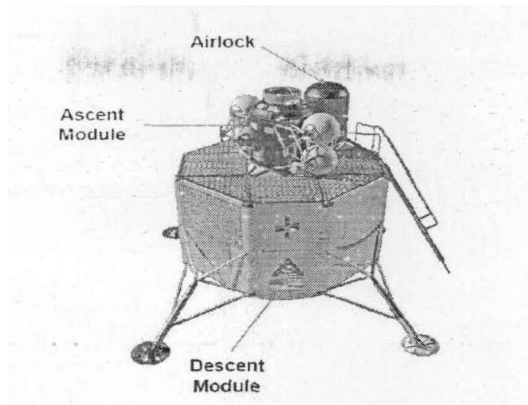


图 1-1 美国“牵牛星”号探月飞船着陆器示意图<sup>[10]</sup>  
Fig.1-1 Schematic diagram of LSAM<sup>[10]</sup>

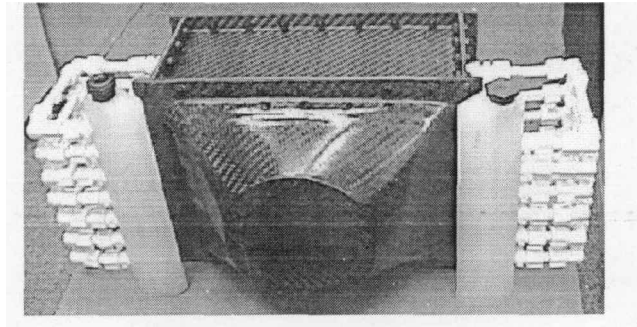


图1-2 气/液复合物热交换装置实物图<sup>[10]</sup>  
Fig.1-2 Picture of Air/Liquid Composite Heat Exchanger<sup>[10]</sup>

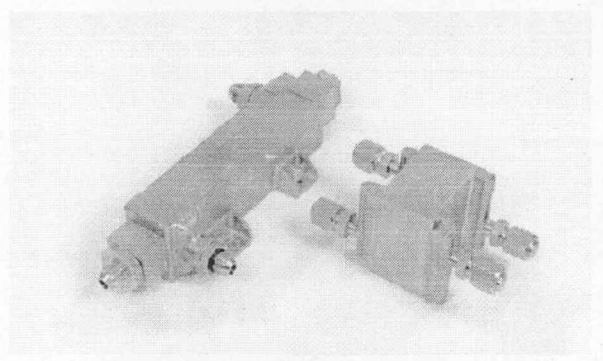


图1-3 微通道换热器实物图<sup>[10]</sup>  
Fig.1-3 Picture of Microchannel Heat Exchanger<sup>[10]</sup>

在半导体领域，各类电子器件精密程度不断升高，导致单位面积产热热流密度急剧增加，当前计算机芯片的功率密度已达到  $10^7 \text{W/m}^2$  甚至更高，几乎比现代商用轻水反应堆堆芯平均功率密度高出 2~3 个数量级。显然，提供有效的冷却手段已经成为维系电子技术发展和保障系统安全稳定运行的关键。

伴随着 MEMS(Micro Electro Mechanical Systems, 指可批量制作的、集微型机构、微型传感器、微型执行器以及信号处理和电路, 直至接口、通讯和电源等于一体的微型机电器件或系统)技术的进步和迅猛发展, 针对微纳米尺度的各学科的科学成为了国际科学与技术研究与发展的重要方向。MEMS 作为军民两用的交叉性高技术领域, 欧美以及日本等发达国家对此都投入了大量的人力物力

开展研究<sup>[12]</sup>。据美国国防部相关部门估计,进入 21 世纪以来,全球对 MEMS 的投资以近乎成倍的速度递增<sup>[13]</sup>。鉴于其巨大的应用前景和发展势头,甚至有人将 MEMS 称为“机械复兴”。而 NEMS(纳机电系统)是 90 年代末提出来的一个新概念,是继 MEMS 后在系统特征尺寸和效应上具有纳米技术特点的一类超小型机电一体的系统,一般指特征尺寸在亚纳米到数百纳米,以纳米级结构所产生的新效应(量子效应、界面效应和纳米尺度效应)为工作特征的器件和系统。由于他们具有体积小、重量轻、成本低、功耗低、新功能等传统器件所不具有的优点,在汽车、电子、家电、机电等行业和军事领域有着极为广阔的应用前景。近年来,国际上 MEMS 的专利数正呈指数规律增长, MEMS 技术全面发展和产业快速起步的阶段已经到来。MEMS/NEMS 中大量涉及到微细尺度下的流动和换热问题。由于其空间及时间尺度与常规传热流动不同,这些问题呈现出的特性还有待研究。同时,小型化、集成化成为现代机电系统的一个重要发展趋势,微换热器、微反应器、微混合器等新概念被相继提出,其中也都与流动及换热问题有着千丝万缕的联系。

可见,微尺度下流体的流动换热具有广阔的应用前景,其理论发展对以该项课题为背景的技术进步具有至关重要的意义。

### 1.1.2 研究背景

目前,微米、纳米科学已经成为最受关注的热门科学之一,21 世纪世界经济的基石很大程度上将建立在微小器件的基础之上,而对微细尺度流动和传热研究是微尺度科学中重要的学科分支之一,它具有广阔的工程应用背景,并备受众多领域专家的关注。它是交叉于热科学(如热物理、热力学、流体力学、热测试技术等)、物理(凝聚态物理、介观物理等)、电子(计算机、微电子、微/纳电子机械系统等)、器件、机械(微加工等)、材料(新材料制备、测量、热评价)、化工(微流体、微反应)、生物医学工程(微泵、微传感器、微医疗仪器)、仪表、生物信息与控制(生物芯片、培养皿)等诸多领域的一个新的增长点。正是由于其广阔的应用前景,微细尺度流动与传热学的研究正在国际上形成热潮。相关科学研究的进一步深入必将为高新技术的发展提供强有力的支持,并为众多高新技术的应用研究提供手段和保障。

所谓的“微尺度”实际上目前并没有一个确定的唯一标准,只是一个相对大小的概念<sup>[14,15]</sup>。随着研究对象的不同,出现微尺度效应的时空尺度范围也不同。一般认为,空间微尺度是从原子大小到微米级别的范围。在宏观尺度下研究流动和传热问题时,一个重要假设就是连续介质假设,当所研究的问题的特征尺寸远远大于流体分子的平均自由程时,将流体作为连续体对待,认为流体的分子结构和分

子的热运动只能通过统计规律展现的分子运动特性影响流体本身的热力学特性来间接影响流体的宏观运动，而当物质流动的特征尺寸进入到与分子自由程可以比拟的范围内后，分子运动的个性特征呈现出来，显然连续介质假设就不再适用。此时分子之间的内摩擦作用小，可以忽略分子之间的碰撞，而分子与通道壁面的碰撞占据主要地位。

对微/纳米流动的研究最早开始于美国，美国政府对此投入了巨大的财政支持。1992 年美国把“微米级和纳米级制造”列为“在经济繁荣和国防安全两方面都至关重要的技术”。美国国家科学基金会(NSF)把微米/纳米列为优先支持的领域。2001 年美国启动了名为“国家纳米科技创新计划”的科技项目，用来支持及协调各大学及研究单位在微纳米科技方面的研究活动和学术交叉。从 2000 年至今，NSF 已经在纳米技术研究领域投入了 16 亿美元，其中 6 亿投入在工程研究领域。此投入不但针对相关研究机构，也对高新技术企业进行了大量的资助以促进产业化进程。在微纳米尺度的流动和换热方向，主要由 NSF 的化学和运输部来负责，其研究领域包括电子系统热管理、生物分子学、化学传感器、催化及生物催化技术、纳米制造和纳米材料及处理等<sup>[16]</sup>。

日本早在 1991 年就开始启动了 2.5 亿美元的大型研究计划——“微机械十年计划”。日本资助纳米技术的三个主要政府机构是通产省、科技厅和文部省。每年投入的资金超过 1.2 亿美元。在欧洲，国家计划、欧洲合作网络和大公司共同为微纳米技术研究提供资金<sup>[17]</sup>。

在中国，2002 年“863”计划适时启动了“微机电系统重大专项”，确定了 MEMS 重大专项的总体目标：针对国际 MEMS 发展趋势和未来的产业化前景，结合我国社会经济发展的需要和核心技术发展战略，以支撑我国 MEMS 产业化发展的应用基础和关键技术为切入点，重点研究 MEMS 器件、集成系统、先进制造与测试技术及应用，逐步建立我国的 MEMS 研发体系和产业化基地。围绕医疗、环境、石化等行业，开发出若干小批量、多品种、高质量 MEMS 器件及微系统，推动 MEMS 可持续发展和未来产业化的形成。若干 MEMS 器件和微系统达到实用化水平，开始进入产业化阶段。MEMS 加速度传感器、特种压力传感器、人体腔道诊疗微系统、微型血液(生化)检测微系统、气象检测微系统等 MEMS 器件和微系统取得可喜的进展，基本达到实用化阶段，并积极开展多种方式的产业化工作。此外，在柔性传感器阵列、微型燃料电池、致冷器、透皮药物释放微系统等方面取得创新研究成果，为 MEMS 的可持续发展奠定了基础<sup>[18]</sup>。同时，微电子器件、光电子器件、纳米器件和集成技术基础研究是 973 项目中确立的十五后三年重点研究方向之一。2001 年科技部发布了《国家纳米科技发展纲要》，充分肯定了纳米科技对国民经济发展的重要地位，确定了以纳米材料及其应用为主要近期目标，以发展

纳米生物和医疗技术、纳米电子学和纳米器件为主要中、长期目标，在纳米尺度材料和器件的基本性质、基本方法和纳米技术及应用三个方面寻找突破，取得自主知识产权<sup>[19]</sup>。

在工业制造业领域，纳米加工、微型换热器和超微机械的设计、制造和运行对微/纳米尺度下热现象的研究提出迫切要求。在宇航技术领域，随着空间站、航天飞机和远距离探测飞船的功能不断扩展，使散热问题显得异常重要。在信息技术领域，芯片技术的发展也使得有效的冷却手段成为迫切需要解决的问题。美国 IEEE 每年召开的半导体器件的热测量和热管理会议以及美国 ASME 组织的电子系统中热现象系列会议的出现说明了微电子学界和产业界对此问题的重视。对高能耗体积比且对体积要求又极为苛刻的电子系统，如激光器、发光二极管阵列、雷达系统、高热流光学系统和超级计算机等来说，微通道热沉散热系统被认为是最有希望的散热技术。

很明显，进一步探索微尺度条件下传递过程的机理必将推动热科学理论的发展和实用技术的进步。可以预计，未来的十年中，该领域的研究将由于微纳米技术的提升而进入高潮，微纳米尺度传热机理将会得到更为完整的认识，所考察的对象也将进一步趋向复杂及多样化，相应的微纳米尺度传热理论则逐步趋于成熟，所有这些进程将促成传热传质基础理论和应用技术的创新<sup>[20,21]</sup>。

## 1.2 微尺度气体流动换热研究进展及目前存在的科学问题

对于气体微流动，气体动力学研究中已有将这两个特征尺度联系在一起的理论，早在 1909 年，Knudsen 就完成了稀薄气体动力学的先期实验工作，并提出了一个关键的无量纲数—努森数(Knudsen number)，将其定义为分子平均自由程和流动特征尺寸之比。当努森数( $Kn$ )增大时，气体稀薄效应将变的更加重要。 $Kn$  数也可视为马赫数( $Ma$ )与雷诺数( $Re$ )的函数。

$$Kn = \frac{\lambda}{D_h} = \sqrt{\frac{\pi\gamma}{2}} \frac{Ma}{Re}, \quad \lambda = \frac{\mu\sqrt{\pi}}{\sqrt{2RT\rho^2}}$$

其中  $\gamma$  为比热比， $Re$  为雷诺数， $Ma$  为局部马赫数， $\mu$  为线性系数， $R$  为气体常数， $T$  为流体局部温度， $\rho$  为流体局部密度。

Schaff<sup>[22]</sup>在其博士论文里指出，根据  $Kn$  数的大小可以对流场进行分类。图 1-4 给出了目前被普遍采用的以  $Kn$  数为依据的流动分区标准。对于  $Kn$  数不同的区域，往往需要采取不同的流动模型。根据  $Kn$  数的大小将气体在通道内的流动分区具体

如下:

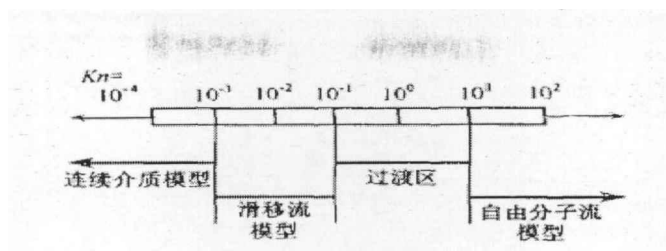


图 1-4 以  $Kn$  为依据的流动分区标准  
Fig.1-4 Flow regime in microscale based on  $Kn$

(1)连续流(continuum flow,  $Kn < 0.001$ ); 在此范围内, 气体分子间的距离相近, 气体分子相互碰撞频率比气体分子与壁面的碰撞频率高很多, 故在靠近壁面处的流体速度、温度均与边界相同, 也就是说在此区域内, 不必考虑速度滑移与温度阶跃边界条件, 故仍可利用 Navier-Stokes 方程式来描述流体分子的运动模式及传热模式。

(2)滑移流(slip flow,  $0.001 < Kn < 0.1$ ); 在此范围内, 由于通道尺寸减小, 造成通道内的气体分子数目减少, 相对的产生稀薄效应使得通道内分子与分子碰撞频率减小, 同时也造成在壁面处动量与能量交换不完全, 结果将会导致在管壁内的气体分子仍有部分动能、内能, 造成在壁面处流体分子的速度与温度并不会与壁面边界条件相同, 此种现象称为速度滑移(slip velocity)与温度阶跃(temperature jump)。在此范围内, 仍可利用 Navier-Stokes 方程式描述流场变化, 但必须搭配速度滑移与温度阶跃两个边界条件。

(3)过渡流(transition flow,  $0.1 < Kn < 10$ ): 气体分子相互碰撞频率与气体分子与壁面的碰撞频率大致相同, 相较于连续及滑移区, 在过渡流中分子与管壁及分子间的相互作用明显降低, 所以在此区域内要处理流动和传热问题较为复杂。有学者采用 Navier-Stokes (N-S) 方程搭配修正边界条件的方式求解流场与热场, 如 Beskok 和 Karniadakis<sup>[30]</sup>提出的单纯修改边界条件的方式, 来提高在过渡区计算滑移速度的精确度。还有学者认为 Navier-Stokes 方程不再适用, 应该转而发展基于分子的模型。

(4)自由分子流(free-molecular flow,  $Kn > 10$ ): 流场愈来愈稀薄, 分子几乎是以自由运动方式只和壁面碰撞, 极少有分子之间的碰撞。处理这类问题, 常利用直接蒙特卡罗法<sup>[23]</sup>(Direct Simulation Monte Carlo method, DSMC, Bird, 1994), 以统计学的方式计算气体分子在微管通道内物理量的变化。

微/纳米通道内单相流体的流动及换热特性的实验及数值研究是微通道研究中十分重要的领域。主要研究方向集中在流动换热基本形态、压力损失、流动及换热关联式的获取以及与常规流动的比较等方面。迄今为止公开发表的文献表明, 虽然已有不少的研究者对一些流体在微通道中的单相流动和传热特性进行了研

究，但由于通道的加工方法不同、所用基体材料的不同、工质的不同以及微尺度条件下参数测量的困难，不同作者针对某些相似或相同的实验工况，给出了定量甚至定性上相互矛盾的结果。微通道内流体与固体壁面边界直接相接触，施加在微通道壁面的热流量直接影响到流体的粘度和表面张力的大小，所以，微通道的表面粗糙度、流体的粘度和表面张力等因素对流动和传热特性有至关重要的影响。另外，微细尺度的流动和对流换热，特点是必须考虑流体尤其是气体的可压缩性、表面效应以及稀薄效应。下面具体给出微纳米尺度下流动换热研究现状。

### 1.2.1 尺度效应

在微纳米尺度下，流体的特征尺度与分子平均自由程相近甚至更小，在这种情形下，传统的热和流体理论将不再适宜描述或偏离所观测到的现象，即体现出强烈的尺度效应，那些广泛应用于连续介质体系中的宏观物理量，如“温度”、“压力”、“内能”、“熵”、“焓”乃至热物性如导热率、比热、粘度等，在微尺度水平上均可能需重新定义或解释。显然，全面了解在特定空间尺度内的流体运动与热行为，对于古老的流体力学以及传热学的纵深发展，以及新生的微纳米技术的发展，都是至关重要的环节。

在物理现象中表征作用力类型的基本特征量是长度尺度。作用于流体上的力主要为体积力和表面力，其中体积力依赖于特征尺度的三次幂，表面力如压力和粘滞力依据其定义式则依赖于特征尺度的一次或二次幂。随着尺度的减小，表面力的作用不断加强，在比毫米更小的尺度中，表面力将起主要作用。此外，由于尺度微小，表面积与体积之比值也很大，可达百万倍之大，这更加强化和突出了表面力和其它表面效应的作用。在微流动中，雷诺数通常都很小。在气体微流动中，由于流动特征尺寸接近于气体分子平均自由程，以致于对气体的粘性作用需加以修正，对于大雷诺数流动，其表面流动速度呈现滑移，使表面粘性剪切应力大为减小。

有关微尺度气体流动的研究，早在 20 世纪 70 年代就已开始，从目前已有研究工作报道看，微细通道或结构中的流动和换热研究出现了以下现象<sup>[24]</sup>：

(1) 微细通道流动阻力规律与常规尺寸条件下不同，不同作者的实验数据不仅在定量上，而且在定性上互相矛盾(有的认为微细通道中流动阻力大，有的则认为微细通道中流动阻力小)。

(2) 层流充分发展的  $fRe$  不等于常数，认为阻力因子与雷诺数的乘积不再是常数，它应是雷诺数的函数。

(3) 微细通道层流向湍流过渡的雷诺数发生变化，有的学者认为比常规尺度减

小,其转捩雷诺数可为 300-1000,相反,有的学者通过实验得出,微尺度下即使当雷诺数很大流动依然可以保持为层流。

(4)微细通道流的传热数据很分散,通道内充分发展层流的  $Nu$  不是常数,且是雷诺数的函数。

(5)微细通道湍流的  $Nu$  比常规情况高 5-7 倍。

理论上,微细尺度的流动和传热与常规尺度的流动和传热的不同的原因可以分为两大类:

(1)一类是连续介质的假定不再适用,当物体的特征尺寸缩小至与载体粒子(分子、原子、电子、光子等)的平均自由程同一量级时,基于连续介质概念的一些宏观概念和规律就不再适用,粘性系数、导热系数等概念要重新讨论,Navier-Stokes 方程和导热方程等也不再适用。

(2)一类则是各种作用力的相对重要性发生了变化,物体的特征尺寸远大于载体粒子的平均自由程,即连续介质的假定仍能成立,但是由于尺度的微细,使原来的各种影响因数的相对重要性发生了变化,从而导致流动和传热规律的变化。

### 1.2.2 方程适用性及边界条件

如何选用合适的方程来描述微/纳尺度下的流动和换热问题是在数学物理建模中首先需要解决的问题。对于连续介质,可以使用 Navier-Stokes 方程进行描述,而在连续介质和自由分子流之间的过渡区,尚没有被统一认可的方程进行描述。即便是对 Navier-Stokes 方程,也需要考虑边界条件的影响,例如边界滑移、热蠕动、粘性耗散等。

许多研究者认为稀薄效应的影响随着  $Kn$  数的增加会变得非常重要,最终使得连续介质假设失效,进而使基于连续介质假设的常规理论的 Navier-Stokes 方程不能用于微尺度滑移区流动特性的描述。理论上,Navier-Stokes 方程是  $Kn$  数的一阶精度方程。因此,这些学者认为 Navier-Stokes 方程不能配合二阶或高阶滑移模型来描述滑移区或过渡区流动问题。也就是说,传统的宏观动力学模型在这种尺度下会失效,必须采用 Boltzmann 方程、Burnett 方程以及基于分子的方法如“分子动力学”(MD)以及直接模拟“蒙特卡洛”方法(DSMC)<sup>[23]</sup>来进行分析或数值研究。直接模拟 DSMC<sup>[24,26]</sup> 是目前持这种观点的学者采用的最为广泛的方法,使用这种方法也能获得与实验较为吻合的结果,但是这种方法收敛慢,并且受到很多条件的制约。“格子波尔兹曼”方法(LBM)近年受到了流体力学研究者的广泛关注,是目前很有潜力的用于微尺度流动问题的方法<sup>[27-28]</sup>。采用这种方法获得的计算结果与实验结果也能有很好的吻合性。近来,Niu<sup>[29]</sup>提出了一种“热格子波尔兹曼”模型来模拟

微尺度流动换热。并且宣称采用这种方法获得的结果与采用直接模拟 DSMC, MD 方法以及 Maxwell 理论预测结果一致。

另一方面,有研究者<sup>[30,31]</sup>表示在滑移区甚至过渡区配合高阶滑移边界条件的 N-S 方程依然能用于描述流体的流动。Beskok and Karniadakis<sup>[30]</sup>提出了一种改进的二阶滑移模型,他们宣称用这种滑移模型配合 Navier-Stokes 方程可以很好的预测过渡区甚至自由分子区流体的流动。Nishanth<sup>[31]</sup>采用 Srekanth<sup>[32]</sup>提出的二阶滑移模型使用 Navier-Stokes 方程描述微流动问题,他们的研究表明,通过选择合适的滑移系数配合二阶滑移模型使用 Navier-Stokes 方程描述微流动问题能获得与实验吻合很好的结果,采用这种模型甚至可以描述  $Kn=5$  的微流动问题。Weng et al.<sup>[33]</sup>采用高阶滑移模型配合 Navier-Stokes 方程求解了微米和亚微米量级的气体流动,他们宣称这种模型可以用于描述小流速下的任意  $Kn$  数流动。

经典的描述稀薄气体流动边界的速度滑移模型是 Maxwell<sup>[34]</sup>早年提出的,也是目前使用最为广泛的一种模型。他认为流体为理想气体,并且假设与壁面作用时一部分分子镜面反射,另一部分是漫反射。基于这种理论,对应的滑移速度如下,

$$u_s - u_w = \lambda \frac{\partial u}{\partial y}$$

这里,  $u_s$  是滑移速度;  $u_w$  是壁面速度,  $\lambda=l(2-\sigma_v)/\sigma_v$ ,  $l$  是分子平均自由程;  $\sigma_v$  是切向动量调节系数。

基于 Maxwell 的一阶滑移模型, Thompson 发展了一种二阶滑移模型,

$$u_s - u_w = \frac{2-\sigma_v}{\sigma_v} \left( Kn \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{Kn^2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$

许多研究者报道这种模型不能用于描述高  $Kn$  数流动。因此, Beskok and Karniadakis<sup>[30]</sup>提出了一种改进的二阶滑移模型,

$$u_s - u_w = \frac{2-\sigma_v}{\sigma_v} \frac{Kn}{1-bKn} \frac{\partial u}{\partial y}$$

这里,  $b$  是经验参数,它的值由不同  $Kn$  数下的直接模拟蒙特卡洛方法(DSMC)获得。他们宣称采用这种滑移模型,在过渡区甚至在自由分子区都可以获得很好的结果。但是这种模型中可调参数过多,物理机理不明确。

为了有更广泛的应用, Srekanth<sup>[33]</sup>提出了一种通用型的二阶滑移模型,

$$u_s - u_w = C_1 l \frac{\partial u}{\partial y} + C_2 l^2 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

这里,  $C_1$  和  $C_2$  是两个独立的系数称为滑移系数。这是目前既有物理机制,又能准确描述微流动现象的一种高阶滑移模型。

可以发现,目前对于不同流区描述流体流动换热的数学模型的研究尚待进一步完善。针对不同流区建立相应的数学模型成为亟待解决的理论问题。

### 1.2.3 表面效应及界面作用

表面效应可分为表面效应和表面力效应。所谓表面效应主要是指粗糙度对微通道内流动阻力的影响。众多的综述性文章都指出,粗糙度对微纳尺度下流动影响巨大,也造成了许多研究结果无法相互符合、相互验证。表面力效应的内容包括微尺度下的表面张力、表面黏附力、表面摩擦力、表面吸附力和表面亲和力等。

在导热问题中,界面接触热阻是需要解决的一大问题。即便是在常规的导热问题中,界面接触热阻也必须在微纳尺度去考虑,采用 MD 方法等进行研究。在微纳通道单相流动中,对一些非常规现象的解释就是界面双电层(EDL)的存在,固体与流体之间的界面效应在微尺度下变得不能被忽视。在多相流动中,界面应力扮演着极为重要的角色,控制着流型的转变,质量的传递过程。

微通道中气体单相流动和换热的主要影响因素包括:可压缩性、粘性加热、稀薄效应和表面粗糙度<sup>[24]</sup>等。表面粗糙度的影响在微通道里是十分明显的,但是,由于表面粗糙度在实验研究中难以定量检测,而且在理论上表面粗糙度的建模也是一个很复杂的问题。这就给研究带来了很大的困难。目前,针对这一领域的研究主要还主要是集中在数值模拟上,即用假设的粗糙元代替真实粗糙度进行模拟研究。

针对表面粗糙度对流动换热的影响,许多科学家都做了探索性的研究:

Young 和 Vafai<sup>[35]</sup>实验研究了在固定粗糙元的微通道中  $Re$  在 800—1300 之间的强制对流换热,他们研究了通道高度和加热功率的影响,建立了经验关联式。Meinders et al<sup>[36]</sup>对上下壁面具有固定方形粗糙元微通道中的强制对流换热情况进行了实验研究。Schmitt et al<sup>[37]</sup>针对表面粗糙度对长直微通道中压降的影响进行了实验研究。

Abdelkader Korichi et al<sup>[38]</sup>对于具有固定粗糙元的矩形通道中的不可压缩流体的流动换热特性进行了二维数值研究,粗糙元的设置为上壁一个下壁两个,他发现如果通道上方设置粗糙元,当  $Re$  很低时就发生了流动转捩,并且随着  $Re$  的增加粗糙元之间温差减小。Garimella et al<sup>[39]</sup>实验研究了粗糙度对换热的影响,他发现随着通道高度与粗糙元高度比值的增加  $Nu$  减小。J.Koo et al<sup>[40]</sup>引入了数值求解微通道中表面粗糙度对摩擦因子影响的 PML 模型。J.Koo et al<sup>[41]</sup>利用这一模型针对表面粗糙度对微通道换热的影响进行了分析,他研究发现表面粗糙度对换热具有很大影响,但是在圆管通道内的影响小于在平行板通道的影响。Croce et al<sup>[42]</sup>对具有三角和矩形粗糙元的平行板微通道和圆管微通道中不可压缩流体的流动换热情况进行了数值模拟研究,他们研究发现表面粗糙度对摩擦因子的影响很大但对  $Nu$  的影响很小。A.S.Rawool et al<sup>[43]</sup>对具有固定粗糙元的蜿蜒的微通道的不可压缩

流体的流动进行了数值模拟，他们的研究发现粗糙元的几何形状以及粗糙元的间距对流动特性有重要影响。Kandlikar et al<sup>[44]</sup>将矩形微通道中的表面粗糙度简化为锯齿性粗糙元并以三个新的模型参数建立了表面粗糙度的模型。Yan Ji et al<sup>[45]</sup>在滑移区建立了二维模型，数值分析了微通道中表面粗糙度对气体流动换热的影响，得出的结论与 Croce et al<sup>[42]</sup>在连续区模拟得到的结论一致。

从已有的文献来看，学者们主要采用数值模拟进行研究，并且经过验证，模拟的方法具有可靠性。但是，目前的数值研究主要是针对不可压缩流体的二维流动在不考虑粘性加热的条件下进行求解的。众所周知，微通道中可压缩性和粘性加热的影响是十分显著的，它对流场会带来很大影响。另外，在对具有固定粗糙元的微通道进行数值模拟时，由于粗糙元附近会有涡产生，那么用二维模型计算也会产生很大误差。

#### 1.2.4 可压缩性

宏观尺度下的压缩性是惯性力和压力相互平衡的结果， $\Delta\rho/\rho \sim Ma^2$ ， $Ma$  为马赫数。微尺度下的可压缩性是由于粘性力和压力共同作用的结果，故有  $\Delta\rho/\rho \sim Ma^2/Re$ ， $\Delta\rho/\rho \sim Ma^2 Kn$ 。微尺度下，尽管流场中速度变化不大，但由于粘性作用的大大加强，为使流体能够顺利通过通道，入口处必须施加较大压力以抵抗壁面摩擦，因而导致速度梯度与壁面剪切应力提高，使得压力变化比宏观尺度下剧烈得多，从而导致沿程流体密度有明显的变化，所以即使是低速微管流，也必须考虑流体的压缩性。它不仅会形成加速压降，而且还将改变速度剖面。也就是说即使管子长度与管径比很大，流场和温度场也不会充分发展，它将使阻力有明显的增加和导致传热的强化，而且当尺度微细后使雷诺数很小时，衡量流体不可压缩性的判据将变化。在基于连续介质假设的流体力学中，通常将 Mach 数小于 0.3 作为流体可压缩性的判据。而在微纳米尺度下，如何对流体的可压缩性进行定义、对不同压缩性的流体采用不同的描述方法和研究手段都是需要解决的问题。

由于尺度的减小，宏观忽略不计的影响因素在微尺度下可能会起主导作用。如表面粗糙度、可压缩性、入口效应等的影响对实验研究的结果会产生很大影响，导致很大误差，这也是实验研究中同一问题不同学者会得到不同甚至截然相反的结果的原因。基于  $Kn$  数不同，上述几种主要影响因素的作用比例也不同。在连续流区( $Kn \leq 0.001$ )，可压缩性的作用居于主导，而在滑移流区，随着  $Kn$  数的增加，稀薄效应的影响逐渐增强。

Y.Asako<sup>[46,47]</sup>在忽略了稀薄效应的情况下研究了连续流区可压缩性对气体流动的影响。他们发现，对气体在微通道中的流动，可压缩性的影响十分明显。研究

得出了在准充分发展段摩擦因子与  $Re$  的乘积可以表示为  $Ma$  数的函数, 并且给出了微圆管中它们之间的表达式。B. Cao et al<sup>[48]</sup> 数值研究了梯形截面微通道中气体在充分发展段的流动与换热问题。研究中在忽略了可压缩效应前提下, 系统研究了速度滑移和温度跳跃对摩擦因子和换热的  $Nu$  数的影响规律。Croce<sup>[49]</sup> 对具有粗糙度的微圆管中气体层流流动问题进行了研究, 在考虑了速度滑移和可压缩性的条件下, 研究了滑移区换热特性。Vijayalakshmi<sup>[50]</sup> 实验研究了微通道中可压缩性在流动转捩中的作用。Rosa<sup>[51]</sup> 给出了单相微通道流动传热的实验和数值研究结果, 在模型中考虑了可压缩性, 他们指出在稀薄气体流动中可压缩性的影响不可忽略。

可以看出, 目前尚无同时综合考虑可压缩性和稀薄效应分析微尺度滑移流区摩擦特性的相关报道, 在滑移区提出新的用于关联摩擦特性的无量纲数变得十分迫切。

### 1.2.5 稀薄效应

宏观尺度下, 流动问题的壁面条件多采用速度无滑移条件。但在微尺度问题中, 几何尺寸的微小不能够保证充分高的分子与壁面的碰撞频率, 这就必然会产生稀薄效应,  $Kn$  数越大, 稀薄效应对流体的速度、压力、温度的影响越明显, 主要影响可分为四点:

(1) 壁面处发生的速度滑移现象使得滑移流的压降与壁面剪切应力均小于非滑移流状态, 因此, 摩擦常数较非滑移流低, 且摩擦常数会随着  $Kn$  数的增加而持续降低。由稀薄气体动力学知壁面滑移速度为:

$$u_0 = \frac{2-\sigma}{\sigma} \lambda \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_0 + \frac{3}{4} \frac{\mu}{\rho T} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_0$$

上式中,  $\sigma$  表示漫反射分子所占比例,  $1-\sigma$  表示镜面反射分子所占比例,  $\lambda$  是分子自由程。上式右边第一项反映了流体分子的微观运动直接影响了运动的宏观特性。右边第二项表明温度场与速度场更强的相互作用, 只存在温度梯度也将引起速度的滑移。

另外, 特征尺寸的微小化使得壁面的微观结构也成为一个重要因素参与影响流动特性。

(2)  $Kn$  数较高时, 稀薄效应会降低压缩效应对流场的影响。

(3) 稀薄效应越明显, 在壁面处温度跳跃现象越显著, 说明了气体在管壁处能量交换不完全, 导致传热性能不佳。

(4) 滑移速度越高, 稀薄效应越明显, 流速增加的幅度也越大, 所以相同压力边界下滑移流的质量流量会高于传统理论预测。

在研究中,模型的建立必须将稀薄效应的影响考虑进来,只有综合了该因素,得到的结果才能更为真实的反应其物理上的特征。

### 1.2.6 入口效应

微通道流动的入口效应未被重视,这也许是导致许多学者研究结论不一致的重要原因之一。Steinke<sup>[52]</sup>在总结了前人关于微通道单相流动的研究结果后发现,研究数据出现差异甚至矛盾是由于没有考虑流动处于发展阶段的入口效应和出口效应导致的。

Nonino<sup>[53]</sup>的研究指出,学者们主要关注了通道中流场和温度场的分布,忽略了速度边界层发展导致的流动入口效应,在微通道层流流动中,入口段长度可能与通道长度相当,因此对流动的影响是不可忽略的,有时甚至影响巨大。Lee<sup>[54]</sup>的研究也发现,在微通道中只有充分考虑了入口段效应的模拟研究与对应的实验研究才会有很好的吻合。在Lee<sup>[55]</sup>随后的研究中,他针对入口段效应进行了研究,并且得到了入口段内换热的关联式。Wen<sup>[56]</sup>实验研究了纳米通道中流体的流动。他的研究发现,在纳米尺度下入口效应的影响将会更加明显。Gamrat<sup>[57]</sup>数值研究了微通道热沉的流动换热情况,发现在考虑入口段影响的基础上得到的结果与实验结果非常一致。P. Cheng<sup>[58,59]</sup>的实验研究中,由于考虑了入口效应,使得到的结果与其它的结果就有很好的一致性。还要指出,Guo<sup>[60,61]</sup>的研究发现,微通道中由于可压缩性的影响,流动不可能达到充分发展,这个结论其实并不否认入口段的存在。研究发现,可压缩流中中心线速度变化也是经历一个陡然上升然后又平稳上升的过程,在这里陡然上升的过程就是入口效应的一个体现。所以,微通道中即使可压缩性的影响很明显,入口效应依然存在。上述研究表明,微通道中入口段效应十分显著,不能忽略。

现有研究对流动相关数据的处理基本按照以下两种办法:(1)直接忽略入口段影响。认为入口处已经充分发展,这种处理无疑会带来很大误差;(2)截取近入口处某截面作为入口。认为流动是充分发展,但是,这种做法也会有较大误差,因为截取长度是凭经验取值的,若取得过短,入口效应未完全消除,若取得过长,超过入口段长度则流场压力预测会出现偏差,对整个过程的流动特性的分析也会带来影响。因此,这两种处理方法都会带来很大误差,直接影响最后结论的准确性。精确给出入口段长度无疑成为解决上述问题的关键。

甘云华<sup>[62]</sup>以水和甲醇为工质,在三角形硅基微通道热沉中进行了层流流动与换热的实验研究,发现入口段效应对微流体的流动与换热的影响十分显著,流动入口段长度占总通道长度的百分比为12.5%-56.2%。Lin<sup>[63]</sup>针对水力直径在

133-146 $\mu\text{m}$  的微通道里液体流动进行了实验研究。他发现,微通道入口段长度与常规理论下预测的入口段长度有很大差别,微尺度下入口段长度大大减小。Robert<sup>[64,65]</sup>数值研究了过渡区速度滑移、 $Kn$  数对入口段长度的影响,并且建立了与上述因素相关的关联式。

前人关于微通道换热性能的研究结论存在一些相互矛盾,有的研究表明微通道里  $Nu$  数值高于常规通道<sup>[66-68]</sup>,有的认为低于常规通道<sup>[69-71]</sup>,还有的则认为他们基本一致<sup>[58,72,73]</sup>。通过本文研究发现,微通道里的入口效应也许可以解释这一现象。针对入口段换热特性也有学者进行了专门的研究。Metin<sup>[74,75]</sup>针对梯形截面微通道中入口段流动与换热在连续流区和滑移流区进行了专门研究,得到了入口段摩擦系数和  $Nu$  数与流动参数和几何参数的关联式等一系列重要结论。

现有文献对入口段长度的预测互相矛盾,有的认为入口段长度比常规尺度大,有的认为入口段长度比常规尺度小,并且没有专门系统地针对入口段长度这一重要参数进行定量研究。

另外,现有研究研究热入口段时都假定流动已经充分发展。事实上,热入口边界发展时流动边界并未充分发展,并且,流动边界的发展对热边界的发展也有影响,它们之间是相互作用的。因此,在考虑流动边界发展的情况下考虑热边界的发展也更具有现实意义。

### 1.2.7 粘性加热效应

通常,仅在流体粘度很大或流动速度很高的情况下才会考虑粘性加热的影响。而现有研究表明,在微尺度下,即使流体是气体(粘度很小)或流速很低的情况下,粘性加热的影响依然十分明显<sup>[76]</sup>。许多研究者<sup>[77-83]</sup>指出由于水力直径太小导致速度梯度加大,常规流体在  $Pr$  数很小的情况下粘性加热的影响也不能忽略。因此对粘性加热效应的深入研究有利于进一步揭示微尺度下流动换热机理。

Koo<sup>[76]</sup>给出了通过量纲分析得到的粘性加热对温度场的影响,然后分析得到了对摩擦因子的影响,并且通过实验验证了前面的计算。他们发现,在微通道中,粘性加热效应主要受到通道高宽比、 $Re$  数、 $Ec$  数、 $Pr$  数以及水力直径这些参数的影响。因此,在微通道忽略粘性加热效应会影响到流动模拟以及实验测量的精确性。他们的研究还指出,粘性加热效应随着通道水力直径的减小而增强,应该考虑为沿程添加了一个边界热源。随着尺度的减小,摩擦因子在粘性加热效应的影响下会增加。忽略粘性加热的影响会最终使得微通道流动阻力特性的测量产生偏差。所以,对于所有微通道实验或数值计算均应该考虑粘性加热效应的影响。

Tso and Mahulikar<sup>[82-84]</sup>系统研究了  $Br$  数对对流传热以及流动转捩的影响规

律。他们指出,由于粘性加热效应的存在,伴随着未来芯片尺寸的进一步减小,不能依靠无限制的减小微通道水力直径的办法来解决散热问题,因为由于尺度进一步减小导致的粘性加热效应产生的热量可能会极大减小微通道冷却装置的高传热系数。

Sun<sup>[85]</sup>数值研究了微圆管热入口段层流不可压缩稀薄气体的稳态流动特性与对流传热特性,在考虑了粘性加热效应影响的条件下,系统考察了常壁温、常热流以及壁面温度线性变化等多种边界条件。研究发现, $Kn$ 数对粘性加热效应的影响大小具有很重要的作用。从热入口段到热充分发展段,如果没有粘性加热的影响,系统会首先达到充分发展态,然后在某一点, $Nu$ 数跳跃至其最终值,随着 $Br$ 数的增加,这种跳跃发生在离入口越近的位置。

Giudice<sup>[86]</sup>报导了他们在热入口段和热充分发展段关于粘性加热效应影响的数值研究结果。研究结果表明,在长直微通道中很广的操作参数范围内,粘性加热效应影响不可忽略,其导致的温度变化使工质粘度的变化也不可忽略。

Coelho<sup>[87]</sup>在考虑粘性加热效应的影响下解析研究了同心圆环通道中充分发展层流对流换热问题。在定热流以及定热流比的条件下,给出了温度分布、混合温度、内外侧换热的 $Nu$ 数与 $Br$ 数内外径比的定量函数关系。

Tunc<sup>[88]</sup>在考虑粘性加热效应的影响下采用积分变换技术求解了微圆管中层流充分发展流动的对流换热问题。考虑了流体被加热以及被冷却两种情况。研究发现,随着 $Pr$ 数的增加,能提高 $Nu$ 数的温度跳跃现象明显减弱。

近年来,Aydin<sup>[89-94]</sup>针对宏观尺度和微尺度下粘性加热效应对流动和换热特性的影响进行了一系列的研究。

文献[89]针对常物性流体在宏观尺度的圆管中的层流强制对流在考虑粘性加热效应的情况下进行了解析研究。主要研究了流动和热充分发展段的情况。求得了温度分布和 $Nu$ 数作为 $Br$ 数的函数。

文献[90]针对常物性流体在宏观尺度的圆管中的热入口段层流强制对流在考虑粘性加热效应的情况下以及进行了解析研究。获得了入口发展段温度分布和局部 $Nu$ 数。结果表明入口发展段温度分布和局部 $Nu$ 数受到Brinkman数和壁面热边界条件的影响。在大Brinkman数情况下,粘性加热效应影响非常显著。

文献[91]针对Poiseuille层流对流换热进行了分析,考虑了流动和热充分发展的情况,提出了针对不同热边界条件下的几种不同定义的Brinkman数,在热充分发展段和热入口段均获得了温度分布和Nusselt数作为Brinkman数的函数。

文献[92]分析求解了平行平板间Couette-Poiseuille稳态层流对流换热问题。两平板间的进出口具有一定的压力梯度,上平板具有一定的运动速度。以能量平衡为依据,针对上平板沿 $z$ -方向的正向、反向以及在不同速度下的修正的Brinkman

数对 Nusselt 数的影响进行了详细讨论。

这些文献<sup>[89-92]</sup>系统总结研究了在宏观尺度下内流流动时,粘性加热效应对换热性能的影响。下面的两篇文献是他们针对微尺度下内流流动时,粘性加热效应的影响进行的探索研究。

文献[93]针对常物性流体在微圆管中的层流强制对流在考虑粘性加热效应的情况下进行了解析研究。解析地研究了 Brinkman 数和 Knudsen 数对 Nusselt 数的相互影响。

文献[94]针对微圆管中的流动和热充分发展的层流强制对流在考虑粘性加热效应的情况下进行了解析研究。详细地解析研究了 Brinkman 数和 Knudsen 数对 Nusselt 数的相互影响。Nusselt 数随 Brinkman 数的变化会有奇点的出现,这些奇点源于在粘性加热影响下壁面传热与粘性加热产生的热量平衡。在低 Brinkman 数下,随 Knudsen 数的增加,换热的 Nusselt 数减小。

但是正如一些文献<sup>[95-96]</sup>评论的那样,上述文献的分析求解过程有一些明显的矛盾点。特别是针对两平行平板间流动的分析,文献[94]中有错误,有些结果从物理上看是错误的。因为,在  $Kn=0$ ,  $Br=0$  的情况下,稀薄效应和粘性加热效应的影响均应不存在,此时换热性能应该与常规理论预测值一致。常规理论中,针对常热流和常壁温的情况,充分发展的换热的 Nusselt 数应该分别为 8.235 和 7.54<sup>[97]</sup>,而在文献[94]中分别为 4.118 和 3.78。因此,该文献的求解结果存在一些尚需解释的问题。

从上述文献的总结中可以发现,目前几乎没有针对微尺度下粘性加热效应对温度分布和换热性能影响的系统研究。正如上面提到的有些文献指出的那样,粘性加热效应的影响十分显著,针对这个问题需要有更系统深入的研究。

### 1.2.8 速度反转现象

理论上,在纳米通道里,目前数学物理模型的建立是最大的难点。在文献[98]中,有针对纳米通道流动问题的全面综述。国际上,微流体顶级实验室——德国汉诺威大学流体实验室 Einzel 教授等<sup>[99]</sup>早年通过计算获得了纳米级通道里界面速度分布的崭新现象,并且相关结果发表在了物理学界最权威杂志——《物理评论快报》(Physical Review Letters)。所谓的新现象即“速度反转”现象,即速度分布正好与常规预测相反,速度最大值出现在靠近壁面而非通道中心。紧随其后又有学者 Aoki et al.<sup>[100]</sup>和 Tibbs et al.<sup>[101]</sup>报道了与之一致的结论,对这一现象进行了论证。对于圆柱间稀薄气体的库埃特流动,学者 Lockerby et al.<sup>[102]</sup>, Sun et al.<sup>[103]</sup>以及 Myong et al.<sup>[104]</sup>也发现了此一现象。最近,学者 Jung<sup>[105]</sup>报导这种反常的“速度滑移”

现象与滑移的程度息息相关。上述研究均采用基于分子的模型求解，如分子动力学方法或蒙特卡罗方法等。由于分子模拟基于第一性原理，计算耗时，并且对计算机性能要求极高，目前只有极个别发达国家拥有相应计算能力。如何利用现有数学模型和现有计算条件，准确的获取纳米级通道内流动特征成为目前尚待解决的问题。

### 1.2.9 实验研究

微尺度下的流体流动换热，实验研究往往比较困难，所以绝大多数研究均集中在数值研究上，但是实验结果对于微尺度下的流体流动换热的研究起着至关重要的作用。因此，这里将这实验研究单列出来进行介绍。

在微尺度下，受加工制造技术的限制，实验装置难以加工，并且在极其微小的尺度下，测试手段也是重大制约因素，很难找到有效地测试手段来进行参数测量。目前，对于微通道流体流动换热的研究，采用实验方法的并不太多。

现有实验研究主要有以下几方面：(1)基于常规加工方式，在钢板或铜板上刻出通道，测试流体流动换热性能。在这类研究中，通道水力直径过大，不能称之为真正意义上的微通道研究；文献[35, 36, 56, 57, 58, 69, 72, 106-118]都属于这类研究。(2)单管实验。研究往往直接采用现有的具有小水力直径的圆管，或采用吹风方法加工得到的金属圆管作为实验段。这类研究存在的主要问题是通道材料导热性能不强，只能测试其内流动特性，或者加工容易导致其内粗糙度大，进而导致实验误差很大。文献[119-132]属于此类研究。文献[133]专门指出了这类实验存在着很大误差。

目前极少的实验研究采用了高换热性能的材料(如 Si, C 基材料)作为散热器材料，利用现有 MEMS 先进的加工技术加工出 10 微米级高精表面的微通道进行流动换热实验，现有文献[134-140]属于这类研究。这类实验研究也成为了目前实验研究的发展趋势。

## 1.3 全文主要内容

本论文以微通道热沉在航空航天运载工具热管理上的应用和电子芯片冷却为应用背景，以微尺度流体流动与传热为切入点，从数学模型的构建、关键因素的系统分析为前导，搭建单通道实验台系统分析流动特性；进一步提出新型微通道

热沉的设计理念, 并进行实验室加工制造并系统实验, 以期验证其流动换热性能。系统地实现从基础理论研究, 到数值系统分析, 提出高性能换热系统设计, 并最终实现实验系统的具体化。即理论——设计——应用一体化。

### 1.3.1 研究内容

具体研究内容为:

1. 考察在微尺度下 N-S 方程适用性及边界条件对求解结果的影响, 进行微尺度流动与换热理论分析与物理数学模型的研究, 从理论上深入分析微尺度下流动与热质传递机理; 在已有的关于微尺度流体流动换热模型的研究结论基础上, 进一步探讨不同尺度范围内描述流动换热的物理模型; 在已经获得的纳米尺度下微通道内速度分布新现象——“速度反转”的基础上, 深入探寻其物理机理, 从物理上清晰阐述这一新现象。

2. 建立描述微通道三维流动与换热的数学模型, 采用 CFD(计算流体力学)手段考察微尺度下主要影响因素, 如可压缩性、稀薄效应、表面效应及入口效应等对流动特性与热质传递过程的影响; 深入研究作用于微尺度流动换热特性的关键影响因素之间的内在作用机理, 探求各种影响因素共同作用下的微尺度流体流动换热规律, 为高效微通道换热器的设计与研制提供理论支持。

3. 建立相应的可视化单通道实验研究系统, 系统分析微尺度关键影响因素对流动与换热的作用机理并与之前相关理论研究结果进行对比。

4. 根据微尺度下流体流动与换热有别于常规尺度下的特性, 进行微通道换热器的设计与加工, 采用先进的加工方式加工出设计的新型微通道换热器。

5. 在优化设计的基础上, 搭建微通道换热器实验平台, 实现微通道换热器的研制; 进行系统的实验工作, 系统研究新型换热器的换热性能。

### 1.3.2 研究目标

1. 在了解微尺度单相流体流动与换热特性的基础上, 修正现有用于描述宏观流动换热的数学模型, 建立适用于微通道物理数学模型, 并获得理论解析解, 深化对微尺度流动换热物理本质的理解; 在已有的关于微尺度流体流动换热模型的研究结论基础上, 进一步探讨不同尺度范围内描述流动换热的物理模型; 在已经获得的纳米尺度下微通道内速度分布新现象——“速度反转”的基础上, 深入探寻其物理机理, 从物理上清晰阐述这一新现象。

2. 了解可压缩性、稀薄效应、表面效应及入口效应等主要因素对微尺度单相

流体流动与热质传递的影响机理；深入研究作用于微尺度流动换热特性的关键影响因素之间的内在作用机理，探求各种影响因素共同作用下的微尺度流体流动换热规律，为高效微通道换热器的设计与研制提供理论支持。

3. 搭建单微通道散热器实验台，获得关键影响因素对流动与换热的作用机理；验证之前获得的理论结果；为下一步高效复杂微通道换热器的实验积累经验。

4. 设计与加工高效的微通道换热器；搭建芯片级微通道散热器实验台，获得关键影响因素对流动与换热的作用机理，通过实验对比论证高效换热器的换热性能。

## 2 微纳米尺度流动传热的同伦分析求解

### 2.1 简介

如前言里介绍的那样，找到合适的描述微/纳尺度下流体流动换热的数学模型是研究微纳米尺度流动传热首先要解决的问题。对于连续介质，我们可以使用 Navier-Stokes(N-S)方程进行描述，而在连续介质和自由分子流之间的过渡区，尚没有被统一认可的方程进行描述。即便是对 N-S 方程，也需要考虑边界条件的影响，例如边界滑移，热蠕动，黏性耗散等。

本章的研究目的在于通过理论建模和解析求解技术探讨高 $Kn$ 下的流动是否可以采用N-S方程配合一阶或高阶滑移模型进行描述。下面将首先介绍本章所研究问题的物理数学模型包括目前主流的滑移模型及其适用范围；进而介绍本章采用的求解非线性问题的同伦分析法<sup>[141-147]</sup>的基本思想；接下来引入了新的相似变量将偏微分控制方程转化成了常微分方程，进一步采用同伦分析法进行了解析求解。最后针对求解的结果进行了系统的分析，得到了适用于不同流区的不同的数学模型。另外，在研究中还首次采用常规理论的N-S方程配合高阶滑移模型发现了在纳米尺度下，截面速度会出现“反转”现象，与基于分子建模得到的结果互相印证。

### 2.2 物理模型与数学模型

#### 2.2.1 滑移模型简介

传统而言，在动量方程中壁面采用非滑移边界条件，能量方程中壁面采用类似的无温度跳跃边界条件。严格来说，速度非滑移与温度无跳跃边界条件仅仅当紧贴表面的流体处于热力学平衡态时才成立。这就是说，需要流体分子与固体表面的碰撞频率无限大<sup>[24]</sup>。实践中，速度非滑移与温度无跳跃边界条件在 $Kn < 0.001$ 时能对物理现象有准确的预测。当 $Kn$ 数超越了这个范围，分子的平均自由程与器件的水力直径处于可比拟的范围，那么，流体分子与固体表面的碰撞频率就不足够大以保证紧贴表面的流体处于热力学平衡态，这时就会出现特定角度的切向速度滑移和温度跳跃。

经典的描述稀薄气体流动边界的速度滑移模型是 Maxwell<sup>[34]</sup>早年提出的，也是目前使用最为广泛的一种模型。他认为流体为理想气体，并且假设与壁面作用时

一部分分子镜面反射，另一部分是漫反射。这种假设就使得气体与壁面存在动量交换。基于这种理论，对应的滑移速度如下，

$$u_s - u_w = \lambda \frac{\partial u}{\partial y}$$

这里， $u_s$  是滑移速度； $u_w$  是壁面速度， $l = l(2 - \sigma_v) / \sigma_v$ 。 $l$  是分子平均自由程； $\sigma_v$  是切向动量调节系数。

基于 Maxwell 的一阶滑移模型, Thompson 发展了一种二阶滑移模型,

$$u_s - u_w = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} \left( Kn \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{Kn^2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$

许多研究者报道这种模型不能用于描述高  $Kn$  数流动。因此, Beskok 和 Karniadakis<sup>[30]</sup>提出了一种改进的二阶滑移模型,

$$u_s - u_w = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} \frac{Kn}{1 - bKn} \frac{\partial u}{\partial y}$$

这里,  $b$  是经验参数, 它的值由不同  $Kn$  数下的直接模拟蒙特卡洛方法(DSMC)获得。他们宣称采用这种滑移模型, 在过渡区甚至在自由分子区都可以获得很好的结果。但是这种模型中可调参数过多, 物理机理不明确。

为了有更广泛的应用, Srekanth<sup>[32]</sup> 提出了一种通用型的二阶滑移模型,

$$u_s - u_w = C_1 \lambda \frac{\partial u}{\partial y} + C_2 \lambda^2 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

这里,  $C_1$  和  $C_2$  是两个独立的系数称为滑移系数。这是目前既有物理机制, 又能准确描述微流动现象的高阶滑移模型之一。

在本章的研究中, 采用了 Maxwell 一阶滑移模型和 Srekanth 提出的通用二阶模型。

## 2.2.2 求解问题的物理数学模型

本文对二维无限大平行平板间滑移流动进行了研究。其简图如图 2-1 所示, 平板间距为  $2H$ , 给定进口速度, 出口压力设为大气压, 流体与壁面温度一致, 不考虑换热。由于流场关于平板中心线对称, 因此, 为简化计算将计算区域取对称的一半。

数学模型的建立还基于以下假设:

- (1) 基于存在壁面滑移的 N-S 方程能描述该物理问题;
- (2) 过程为二维稳态;

- (3) 流动为层流;  
 (4) 忽略体积力;  
 (5) 可压缩性和粘性加热效应不计。

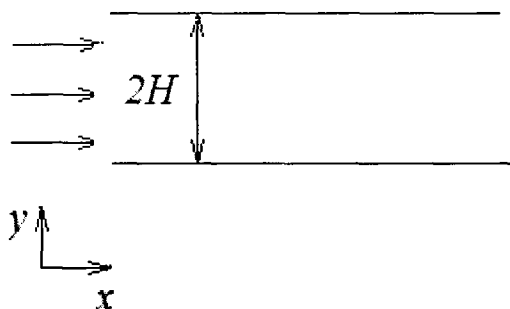


图 2-1 二维微通道模型简图

Fig.2-1 A schematic diagram of microchannel

根据上面的物理模型，建立对于不可压缩气体的控制方程。表达如下：  
 连续性方程

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2-1)$$

动量方程

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2-2)$$

边界条件:

壁面

$$\text{一阶滑移模型} \quad y = 0 \quad u = \lambda \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2-3a)$$

$$\text{二阶滑移模型} \quad y = 0 \quad u = C_1 \lambda \frac{\partial u}{\partial y} + C_2 \lambda^2 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2-3b)$$

$$\text{中心线} \quad y = H \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad v = 0 \quad (2-4)$$

本章的研究中， $\sigma_v = 1$ 。

## 2.3 求解方法简介<sup>[148-149]</sup>

非线性问题的求解比线性问题要困难得多，而非线性问题的解析法比其数值法更要困难。摄动方法是在分析中应用得很为广泛的一种技术，简而言之，摄动方法是应用摄动变量将一个非线性问题问题转化为无穷多个线性子问题，并用前几个线性子问题的解之和来逼近该非线性问题之解，由此求得许多较好的定性或定量的近似解。从这个意义上讲，摄动法对弱非线性问题的求解是成功的。但是，摄动方法是建立在小参数假设之上的，即：存在一个(或多个)小参数，且问题的解可以按这(些)小参数的级数展开。然而，这种小参数往往与弱非线性相联系，

对强非线性问题，解的级数收敛很慢，甚至根本不存在小参数准则，有些非线性问题，其在弱非线性下和在强非线性下具有完全不同的小参数。如，非线性水波问题，深水波与浅水波具有完全不同的小参数，因而，至今仅能用 Stokes 深水渡理论和椭圆余弦波理论来分别描述。摄动法的上述局限性，完全来源于其所依赖的小参数假设。因此，彻底抛弃小参数假设，发展一种完全不依赖于小参数的非线性分析方法，是很有必要的。

尽管数值计算机的迅猛发展使得非线性问题的数值求解日益容易，但给出非线性问题解的近似解析表达依然非常困难。目前，还不存在一种令人十分满意的非线性近似求解方法。1997 年，廖世俊博士提出了一种求解非线性常、偏微分方程的一种解析近似方法——同伦分析方法。同伦分析法建立在拓扑学中的同伦概念之上，是一种广义的 Taylor 级数方法，适用于不含小参数的问题。该方法基本思想不同于摄动展开方法，不仅克服了摄动方法依赖小参数的局限性，而且在逻辑上包含了其它非摄动方法，如 Lyapunov 人工小参数法、Adomian 分解法和  $\delta$  展开法。因此，应用范围广，更具一般性。与其它解析近似方法不同，该方法提供了一个简便的途径来调节和控制所得级数解的收敛区域和收敛速度，因此，适用于强非线性问题。

就其求解微分方程的基本思想，简而言之即将强非线性偏微分方程通过相似变换转换为非线性常微分方程，再运用同伦思想将非线性常微分方程的解通过形变映射到线性常微分方程的解的和，最后运用基本的高等数学的知识求解这些线性常微分方程从而得到最终解。下面具体介绍求解思路。

考虑某个非线性方程

$$N[u(t)] = 0 \quad (2-5)$$

其中  $N$  为非线性算子， $u(t)$  为所需求解的函数。为了运用同伦分析法，首先建立一个方程族<sup>[148]</sup>如下：

$$(1-q)L[F] = \hbar q H(t) N[F] \quad (2-6)$$

其中  $L$  为线性算子，该算子具有性质：若  $F(q,t) = 0$ ， $L[F(q,t)] = 0$ 。 $N$  为非线性算子。 $\hbar \neq 0$  为辅助参数， $H(t) \neq 0$  为辅助函数， $q \in [0,1]$  为嵌入变量<sup>[148]</sup>。由于对于不同的嵌入变量  $q$ ，上述方程不同，与其对应的解  $F$  也不同，因此， $F$  不仅是  $t$  的函数，也是嵌入变量  $q$  的函数。上述单参数微分方程族应该更准确的表示为：

$$(1-q)L[F(t,q)] = \hbar q H(t) N[F(t,q)] \quad (2-7)$$

若  $u_0(t)$  为初始猜测解，由方程(2-6)可得，当  $q=0$  时， $F(t,0) = u_0(t)$ ；当  $q=1$  时，方程(2-6)变为  $\hbar H(t) N[F(t,1)] = 0$ 。它就是原始非线性方程  $N[u(t)] = 0$ ，若

$$F(t,1) = u(t) \quad (2-8)$$

由于  $h \neq 0$ ,  $H(t) \neq 0$ , 且根据定义式(2-7),  $F(t, 1)$  即为方程(2-6)的解。

根据式(2-8), 当嵌入变量  $q$  从 0 增加到 1 时,  $F(t, q)$  从初始猜测解  $u_0(t)$  变化到精确解  $u(t)$ 。所以, 方程(2-7)的解  $F(t, q)$  构造了如下一个同伦:  $F(t, q): u_0(t) \sim u(t)$ 。拓扑理论中, 这种连续的变换称为变形。所以, 方程(2-7)通常称为零阶形变方程。

定义  $m$  阶形变导数

$$u_0^m(t) = \left. \frac{\partial^m \Phi(t, q)}{\partial q^m} \right|_{q=0} \quad (2-9)$$

应用泰勒展开定理,  $F(t, q)$  可展开为  $q$  的幂级数

$$\Phi(t, q) = u_0(t) + \sum_{m=1}^{+\infty} \frac{u_0^m(t)}{m!} q^m \quad (2-10)$$

$$\text{令} \quad u_m(t) = \frac{u_0^m(t)}{m!} = \frac{1}{m!} \left. \frac{\partial^m \Phi(t, q)}{\partial q^m} \right|_{q=0} \quad (2-11)$$

根据式(2-11),  $\Phi(\eta, q)$  的幂级数可以表达为

$$\Phi(\eta, q) = f_0(\eta) + \sum_{m=1}^{+\infty} f_m(\eta) q^m \quad (2-12)$$

根据廖世俊的同伦分析法思想,  $\Phi(\eta, q)$  的幂级数(2-12)在  $q=1$  时收敛, 根据式(2-8)、(2-12), 得到级数解

$$u(t) = u_0(t) + \sum_{m=1}^{+\infty} u_m(t) \quad (2-13)$$

根据微积分基础理论, 函数  $F(t, q)$  的泰勒级数(2-10)是唯一的。因此, 若零阶形变方程相同, 其解必相同, 对应的  $u_m(t)$  的方程也必然是唯一的。根据式(2-12), 廖世俊按下述途径得到  $u_m(t)$  的方程: 将零阶形变方程对嵌入变量  $q$  求  $m$  阶导数, 然后令  $q=0$ , 再除以  $m!$ , 即可得到如下  $m$  阶形变方程:

$$L[u_m(t) - \chi_m u_{m-1}(t)] = \hbar H(t) R_m(t) \quad (2-14)$$

其中,

$$\chi_m = \begin{cases} 0 & m \leq 1 \\ 1 & m \geq 2 \end{cases}$$

$$R_m(t) = \frac{1}{(m-1)!} \left. \frac{\partial^{m-1} N[\phi(t, q)]}{\partial q^{m-1}} \right|_{q=0} \quad (2-15)$$

采用相应的符号推导软件, 分别求解各阶形变方程的得到的级数解即为原非线性问题(2-5)的纯解析解。

这里需要指出, 初始猜测解、辅助线性算子和辅助函数的选取对求解过程至关重要。廖世俊提出了 3 个原则来指导初始猜测解、辅助线性算子和辅助函数的选取:

1)解表达原则: 初始猜测解、辅助线性算子和辅助函数的选取, 应该以保证高阶形变方程的解不违背所确定的解表达式为基本原则;

2)解存在原则: 初始猜测解、辅助线性算子和辅助函数的选取, 应该以保证所有高阶形变方程的解存在、且唯一为原则;

3)完备性(系数遍历性)原则: 解表达式中每一个基的系数值, 都可以在逐步求解过程中不断完善。

其它有关同伦分析的技术细节, 可以参阅廖世俊的相关专著或文献<sup>[148,149]</sup>。近年来, 该方法在许多非线性问题上取得了成功的应用。如Abbasbandy教授<sup>[150-151]</sup>利用该方法成功的解决了传热领域的一些非线性问题。Allan教授<sup>[152-153]</sup>针对混沌动力系统和非均相Blasius问题进行了研究。Hayat教授和Sajid教授<sup>[154-158]</sup>针对多种情况下的3维MHD流动问题继续了一系列研究。此外, 还有其他学者应用同伦分析法成功的求解了许多领域的非线性问题<sup>[159-167]</sup>。

## 2.4 一阶、二阶滑移模型求解

### 2.4.1 相似变换

从上述同伦分析法简介可知, 要求解本问题所描述的非线性偏微分方程必须先将其变为非线性常微分方程。因此, 本部分提出了新的相似变量, 试图将描述本章问题的非线性偏微分方程变为非线性常微分方程。

本文引入基于流函数  $\varphi(\eta)$  的相似变量如下:

$$\eta = \frac{y}{H}, \quad \varphi(\eta) = [A + B \frac{x^\sigma}{H}] f(\eta), \quad u = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (2-16)$$

定义:

$$\sigma = 1 \quad p = [Ax + \frac{B}{2H} x^2 + C]k \quad (2-17)$$

这里,  $A, B, C, K$  为常数。将式(2-16) (2-17)代入控制方程, 则控制该问题的控制方程装化为常微分形式, 表达如下,

$$v f''' + B f f'' - B (f')^2 = \frac{H^3}{\rho} k \quad (2-18)$$

$$\text{一阶滑移模型} \quad \lambda f''(0) - H f'(0) = 0 \quad (2-19a)$$

$$\text{二阶滑移模型} \quad H^2 f''(0) - C_2 l^2 f''(0) - C_1 l H f'(0) = 0 \quad (2-19b)$$

$$\text{以及} \quad f''(1) = 0 \quad f(1) = 0 \quad (2-20)$$

将  $Kn$  数的定义式  $Kn = \frac{l}{H}$  带入, 则边界条件简化为:

$$Kn f''(0) - f'(0) = 0 \quad (2-21a)$$

$$f'(0) - C_2 Kn^2 f''(0) - C_1 Kn f'''(0) = 0 \quad (2-21b)$$

到此为止，就将描述该问题的非线性偏微分方程变为了非线性常微分方程。即完成了前期准备工作，接下来就将运用同伦分析法对上述问题进行解析求解。

## 2.4.2 一阶模型的求解

运用同伦分析法求解非线性问题的具体思路已经在上面的部分做了详细介绍。下面具体针对本问题，介绍运用同伦分析法求解时的计算细节。

根据式(2-18)和(2-21a)，首先选取方程的初始猜测解，如下：

$$f_0(\eta) = \frac{1}{6}\eta^3 - \frac{1}{2}\eta^2 - Kn\eta + Kn + \frac{1}{3} \quad (2-22)$$

除此之外，选取

$$L[\Phi(\eta, q)] = \frac{\partial^3 \Phi(\eta, q)}{\partial \eta^3} \quad (2-23)$$

作为辅助线性算子，该算子具有性质若  $\Phi(\eta, q) = 0$ ,  $L[\Phi(\eta, q)] = 0$ 。基于方程(2-18)，定义非线性算子如下：

$$N[\Phi(\eta, q)] = \nu \frac{\partial^3 \Phi(\eta, q)}{\partial \eta^3} + B\Phi(\eta, q) \frac{\partial^2 \Phi(\eta, q)}{\partial \eta^2} - B \left[ \frac{\partial \Phi(\eta, q)}{\partial \eta} \right]^2 - \frac{H^3}{\rho} k \quad (2-24)$$

这里  $q \in [0, 1]$ ，为嵌入变量； $\Phi(\eta, q)$  为  $\eta$  和  $q$  的函数。根据同伦分析法的思想，构造零阶形变方程如下，

$$(1-q)[\Phi'''(\eta, q) - f_0'''(\eta)] = q\hbar N[\Phi(\eta, q)] \quad (2-25)$$

边界条件为，

$$Kn\Phi''(0, q) - \Phi'(0, q) = 0, \quad \Phi(0, q) = 0, \quad \Phi'(1, q) = 0 \quad (2-26)$$

显然有： $\Phi(\eta, 0) = f_0(\eta)$ ,  $\Phi(\eta, 1) = f(\eta)$ 。将零阶形变方程(2-25)对  $q$  求  $m$  次导数，再除以  $m!$  并令  $q=0$ ，就可以得到所谓的  $m$  阶形变方程，表达如下，

$$L[f_m(\eta) - \chi_m f_{m-1}(\eta)] = \hbar R_m(f_{m-1}) \quad (2-27)$$

边界条件，

$$Kn f_m''(0) - f_m'(0) = 0, \quad f_m(1) = 0, \quad f_m''(1) = 0 \quad (2-28)$$

$$\text{这里} \quad \chi_m = \begin{cases} 0 & m \leq 1 \\ 1 & m \geq 2 \end{cases} \quad (2-29)$$

$$R_m(f_{m-1}) = \nu f_{m-1}'''(\eta) - \frac{kH^3}{\rho} (1 - \chi_m) + \sum_{k=0}^{m-1} [B f_k(\eta) f_{m-1-k}''(\eta) - B f_{m-1-k}'(\eta) f_k'(\eta)] \quad (2-30)$$

将式(2-30) 带入式(2-27)，可以得到：

$$f_m'''(\eta) - \chi_m f_{m-1}'''(\eta) = \hbar \left\{ \nu f_{m-1}'''(\eta) - \frac{H^3 k}{\rho} (1 - \chi_m) + \sum_{k=0}^{m-1} [B f_k(\eta) f_{m-1-k}''(\eta) - B f_{m-1-k}'(\eta) f_k'(\eta)] \right\} \quad (2-31)$$

运用符号计算软件 Mathematica，对应求解各阶形变方程，可得对应解  $f_m(\eta)$ 。将求解的各阶结果相加即得到了本问题的解。

阶数越大, 表达式越复杂, 在此不详细列出。在求解时, 可以根据收敛特征, 在保证求解精度的前提下, 选取前几阶解作为近似解。这部分内容在后面再细加讨论。

### 2.4.3 二阶模型的求解

对于二阶模型, 根据控制方程的 (2-18)和 (2-21b), 满足同伦分析法的基本要求下, 选取初始猜测解如下:

$$f_0(\eta) = \frac{1}{6}\eta^3 - \frac{1}{2}\eta^2 + (C_1Kn + C_2Kn^2)\eta - C_2Kn^2 - C_1Kn + \frac{1}{3} \quad (2-32)$$

这里, 对于二阶滑移模型和一阶滑移模型, 它们的区别在于边界条件, 控制方程的其他内容均一致, 这样它们具有一致的辅助线性算子和非线性算子。并且递推公式和求解过程基本一致。在此就不再赘述。仅列出其不同点, 即边界条件。对于二阶滑移模型, 其边界条件表达如下,

$$f'_m(0) - C_2Kn^2 f''_m(0) - C_1Kn f'_m(0) = 0 \quad f_m(1) = 0 \quad f'_m(1) = 0 \quad (2-33)$$

运用符号计算软件 Mathematica, 对应求解各阶形变方程, 可得对应解  $f_m(\eta)$ 。将求解的各阶结果相加即得到了本问题的解。同样, 对于二阶滑移模型, 可以根据收敛特征, 在保证求解精度的前提下, 选取前几阶解作为近似解。这部分内容在后面再细加讨论。

### 2.4.4 收敛性证明

对于一阶滑移模型, 级数  $f(\eta) = f_0(\eta) + \sum_{m=1}^{+\infty} f_m(\eta)$  如果收敛, 那么即为控制方程 (2-18) 和 (2-21)的精确解。这里  $f_m(\eta)$  满足方程(2-25)、(2-26), 定义式 (2-28)、(2-29)为真。

证明:

级数  $\sum_{m=0}^{+\infty} f_m(\eta)$  收敛, 那么

$$\lim_{m \rightarrow \infty} f_m(\eta) = 0 \quad (2-34)$$

定义  $S(\eta) = \sum_{m=0}^{+\infty} f_m(\eta)$ .

根据式(2-29)关于  $\chi_m$  的定义, 有

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1}^n [f_m(\eta) - \chi_m f_{m-1}(\eta)] \\ &= f_1(\eta) + [f_2(\eta) - f_1(\eta)] + [f_3(\eta) - f_2(\eta)] + \cdots + [f_n(\eta) - f_{n-1}(\eta)] \\ &= f_n(\eta) \end{aligned}$$

那么,  $\sum_{m=1}^{+\infty} [f_m(\eta) - \chi_m f_{m-1}(\eta)] = \lim_{n \rightarrow \infty} f_n(\eta) = 0$

将辅助线性算子的定义式带到上述表达式中, 可得到,

$$\sum_{m=1}^{+\infty} L[f_m(\eta) - \chi_m f_{m-1}(\eta)] = L \sum_{m=1}^{+\infty} [f_m(\eta) - \chi_m f_{m-1}(\eta)] = 0$$

根据式(2-27),有

$$\sum_{m=1}^{+\infty} L[f_m(\eta) - \chi_m f_{m-1}(\eta)] = \hbar \sum_{m=1}^{+\infty} R_m(f_{m-1}) = 0$$

由于辅助参数  $\hbar$  非零参数, 那么

$$\sum_{m=1}^{+\infty} R_m(f_{m-1}) = 0 \quad (2-35)$$

根据式 (2-30), 我们能得到

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^{+\infty} R_m(f_{m-1}) &= \sum_{m=1}^{+\infty} \left\{ \nu f_{m-1}''(\eta) - \frac{kH^3}{\rho} (1 - \chi_m) + \sum_{k=0}^{m-1} [Bf_k(\eta) f_{m-1-k}''(\eta) - Bf_{m-1-k}'(\eta) f_k'(\eta)] \right\} \\ &= \nu \sum_{m=0}^{+\infty} f_m''(\eta) - \frac{kH^3}{\rho} + \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{k=0}^{m-1} [Bf_k(\eta) f_{m-1-k}''(\eta) - Bf_{m-1-k}'(\eta) f_k'(\eta)] \\ &= \nu \sum_{m=0}^{+\infty} f_m''(\eta) - \frac{kH^3}{\rho} + B \sum_{k=0}^{+\infty} \sum_{m=k+1}^{+\infty} [f_k(\eta) f_{m-1-k}''(\eta)] - B \sum_{k=0}^{+\infty} \sum_{m=k+1}^{+\infty} [f_k'(\eta) f_{m-1-k}'(\eta)] \\ &= \nu \sum_{m=0}^{+\infty} f_m''(\eta) - \frac{kH^3}{\rho} + B \sum_{k=0}^{+\infty} f_k(\eta) \sum_{i=0}^{+\infty} f_i''(\eta) - B \sum_{k=0}^{+\infty} f_k'(\eta) \sum_{i=0}^{+\infty} f_i'(\eta) \\ &= \nu S''(\eta) - \frac{kH^3}{\rho} + BS(\eta)S''(\eta) - BS'(\eta)S'(\eta) \\ &= \nu S''(\eta) + B\{S(\eta)S''(\eta) - [S'(\eta)]^2\} - \frac{kH^3}{\rho} \end{aligned} \quad (2-36)$$

因此, 进一步可得到

$$\nu S''(\eta) + B\{S(\eta)S''(\eta) - [S'(\eta)]^2\} - \frac{kH^3}{\rho} = 0 \quad (2-37)$$

除此之外, 运用式(2-19)和(2-20)所示的边界条件, 有

$$S''(1) = \sum_{m=0}^{+\infty} f_m''(1) = f_0''(1) + \sum_{m=1}^{+\infty} f_m''(1) = f_0''(1) + \left[ \sum_{m=0}^{+\infty} f_m(1) \right]'' = f_0''(1) = 0$$

$$S(1) = \sum_{m=0}^{+\infty} f_m(1) = f_0(1) + \sum_{m=1}^{+\infty} f_m(1) = f_0(1) = 0$$

$$\begin{aligned}
 KnS'(0) - S'(0) &= Kn \sum_{m=0}^{+\infty} f_m''(0) - \sum_{m=0}^{+\infty} f_m'(0) = Kn[f_0''(0) + \sum_{m=1}^{+\infty} f_m''(0)] - [f_0'(0) + \sum_{m=1}^{+\infty} f_m'(0)] \\
 &= Knf_0''(0) + Kn[\sum_{m=1}^{+\infty} f_m''(0)] - f_0'(0) - [\sum_{m=1}^{+\infty} f_m'(0)] \\
 &= Knf_0''(0) - f_0'(0) = 0
 \end{aligned}
 \tag{2-38}$$

从式(2-37)和(2-38)可以看出，控制方程的形式和边界条件均与所求解结果一致。因此，级数  $S(\eta) = \sum_{m=0}^{+\infty} f_m(\eta)$  必定为控制方程(2-18)和(2-21)的精确解。证毕。

对于二阶滑移模型，证明过程与一阶滑移模型证明过程基本一致，仅边界条件稍有区别，其它步骤一致。在此不再赘述。

## 2.5 结果分析

首先，为了展示本文解得收敛特性，在不同的  $Kn$  数下，检视了辅助参数  $\hbar$  和无量纲速度  $u/u_m$  的依变规律。图 2-2 至 2-5 展示了  $\eta=1$  时， $Kn$  分别等于 0, 0.01, 0.1, 1 时，无量纲速度  $u/u_m$  随辅助参数  $\hbar$  的变化曲线。可以清晰的看出，本文给出的解收敛。

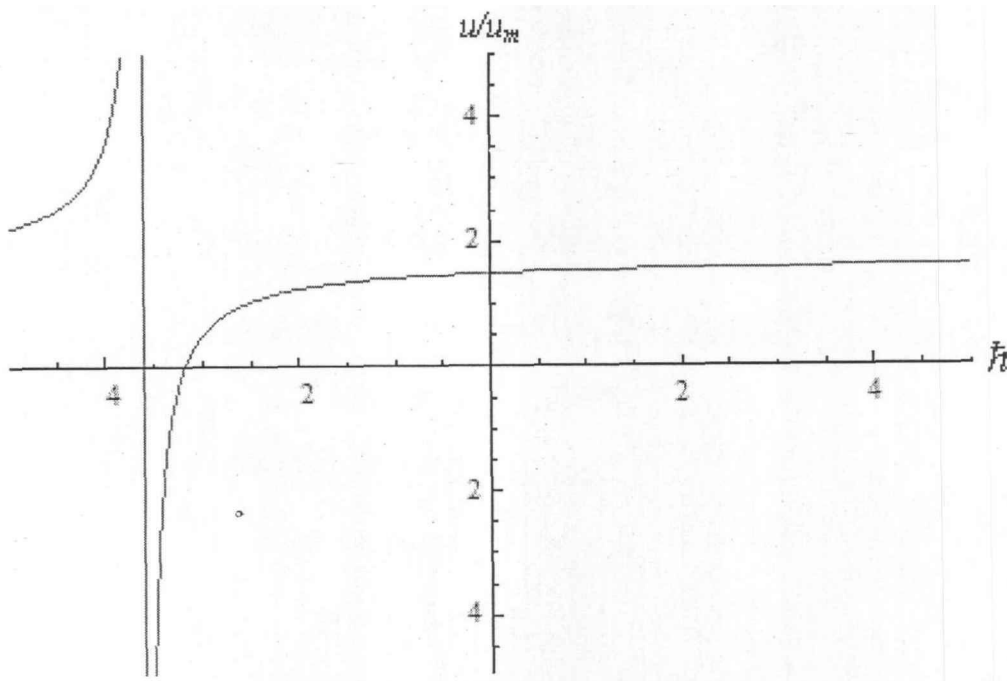


图 2-2 无量纲速度  $u/u_m$  随  $\hbar$  的变化曲线( $Kn=0, \eta=1$ )

Fig.2-2 Behaviour of  $u/u_m$  versus  $\hbar$  in the second order approximation for  $Kn = 0$  and  $\eta=1$

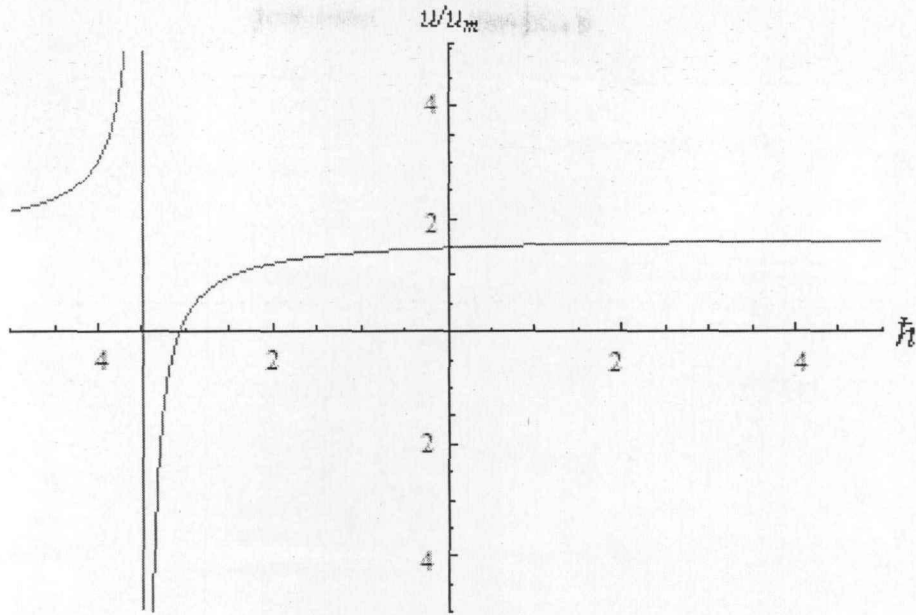


图 2-3 无量纲速度  $u/u_m$  随  $\hat{h}$  的变化曲线( $Kn=0.01, \eta=1$ )

Fig.2-3 Behaviour of  $u/u_m$  versus  $\hat{h}$  in the second order approximation for  $Kn = 0.01$  and  $\eta=1$

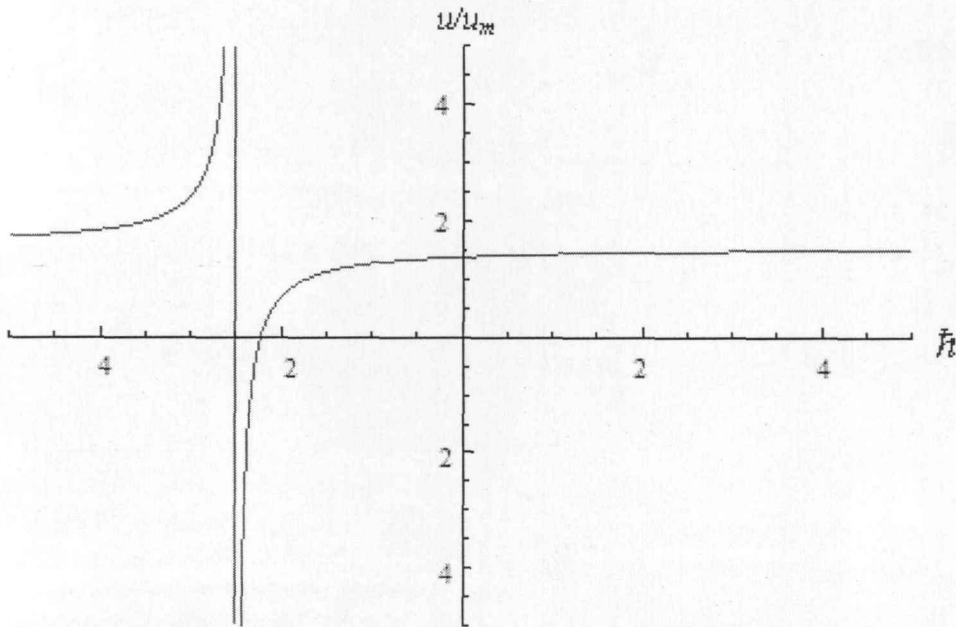


图 2-4 无量纲速度  $u/u_m$  随  $\hat{h}$  的变化曲线( $Kn=0.1, \eta=1$ )

Fig.2-4 Behaviour of  $u/u_m$  versus  $\hat{h}$  in the second order approximation for  $Kn = 0.1$  and  $\eta=1$

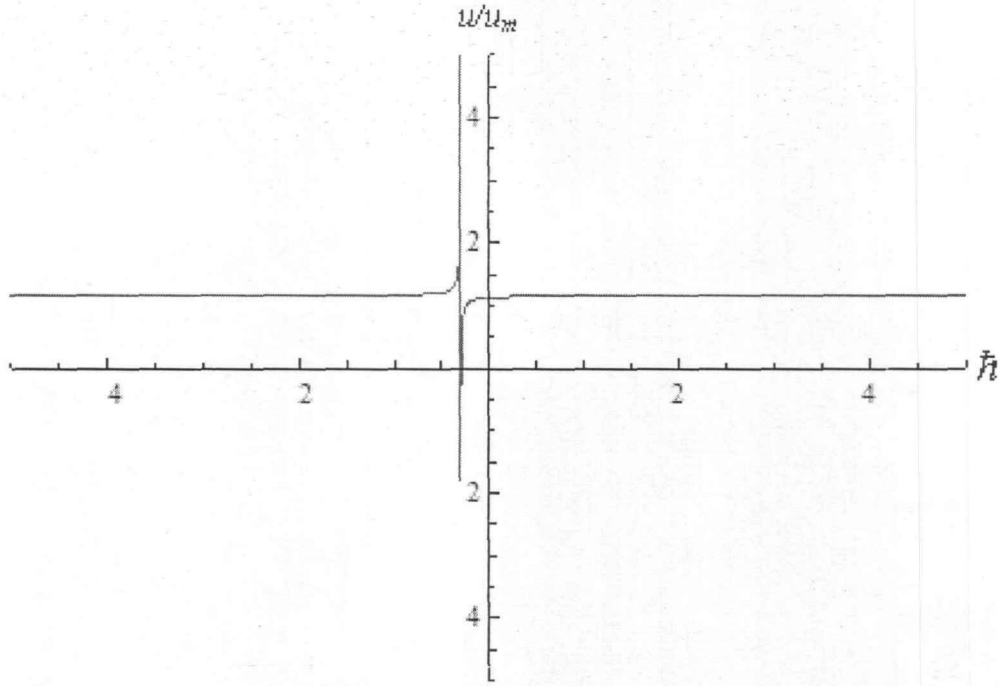


图 2-5 无量纲速度  $u/u_m$  随  $\hat{h}$  的变化曲线( $Kn=1, \eta=1$ )

Fig.2-5 Behaviour of  $u/u_m$  versus  $\hat{h}$  in the second order approximation for  $Kn = 1$  and  $\eta=1$

根据 Liao 的同伦分析理论<sup>[148]</sup>, 针对本文研究的问题, 为了调节级数解的收敛区域和收敛速度, 需要合适的选取辅助参数为  $\hat{h}$ 。

为了找到合适的辅助参数  $\hat{h}$  以加快解的收敛, 这里在不同的位置  $\eta$  下, 给出了  $\hat{h}-f$  曲线和  $\hat{h}-f'$  曲线。图 2-6 即为 7 阶近似解的  $\hat{h}-f$  曲线, 图 2-7 为 7 阶近似解的  $\hat{h}-f'$  曲线。从两张图中可以清楚的发现当  $\hat{h}$  处于 -1.5-1.5 之间时, 解的收敛特性很好, 根据 Liao 的同伦分析理论<sup>[148]</sup>中关于辅助参数选取的推荐, 本文选取

$$\hat{h} = 1 \tag{2-39}$$

作为本文求解时辅助参数  $\hat{h}$  的值。

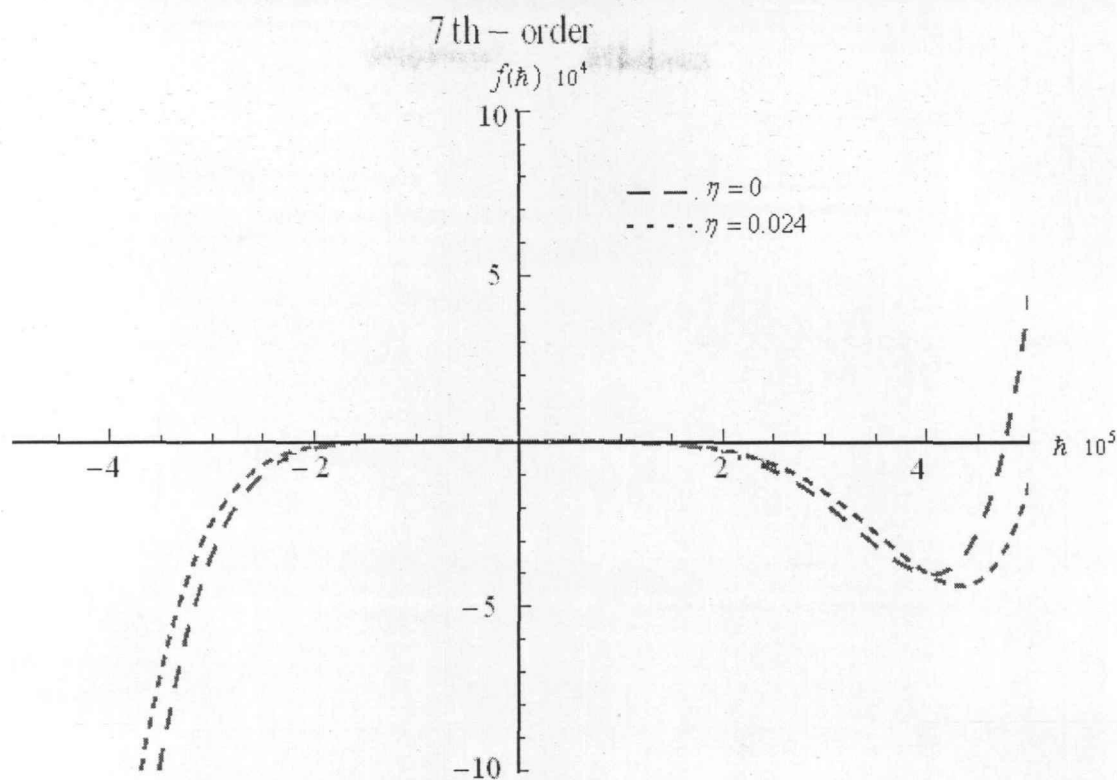


图 2-6 不同的位置  $\eta$  下 7 阶近似解的  $h-f$  曲线  
 Fig.2-6  $h-f$  curves for 7th order of approximation for different  $\eta$

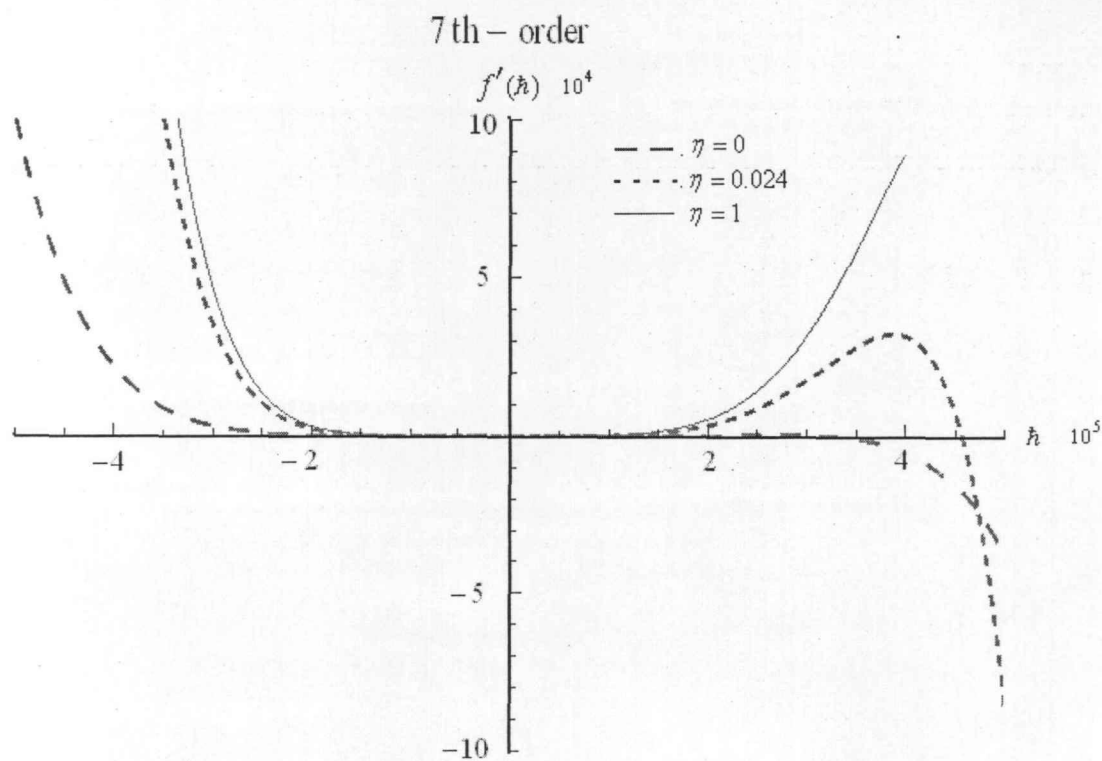


图 2-7 不同的位置  $\eta$  下 7 阶近似解的  $h-f'$  曲线  
 Fig.2-7  $h-f'$  curves for 7th order of approximation for different  $\eta$

### 2.5.1 滑移流区

在滑移流区,本文提出采用基于常规理论的N-S方程配合一阶滑移模型进行描述。下面具体介绍采用一阶滑移模型进行解析求解所得到的具体结果,以论证一阶模型对滑移区气体流动描述的合理性。

前文提到,在运用同伦分析法求解非线性方程时,得到的是纯解析的级数解。同伦分析法的一大优点就是收敛速度快,往往可以根据收敛特征,在保证求解精度的前提下,选取前几阶解作为近似解。表2-1展示了 $Kn=0.01$ 时, $f$ 的前几阶近似值。从表中可以看出,在阶数大于3阶以后, $f$ 的值已经非常小,对最终结果已经基本没有影响,可以忽略不计。因此,在一阶滑移模型求解时,保证了求解精度的前提下,采用三阶近似解 $f(\eta)=f_0(\eta)+f_1(\eta)+f_2(\eta)+f_3(\eta)$ 作为最终解。

表2-1 给定 $Kn$ 数下一阶滑移模型前几阶解对应的 $f$ 值  
Table 2-1  $f$  Value for first few orders at given  $Kn$  number for first slip model

	一阶滑移模型
$f_0$	0.267815
$f_1$	0.0678415
$f_2$	-0.000504084
$f_3$	3.43016E-06
$f_4$	-2.08621E-08
$f_5$	1.06355E-10
$f_6$	-3.6492E-13
$f_7$	-4.83781E-16

接下来讨论滑移效应对速度分布的影响规律。表 2-2 至表 2-4 为特定几种  $Kn$  数( $Kn=0,0.05,0.1$ )下,充分发展流无量纲流动速度的同伦分析解析解的前几阶近似解与 R. W. Barber 和 D. R. Emerson<sup>[64]</sup> 得到的数值解的对比。这里,解析求解模型中的相关参数取值如下

$$\rho = 1.123753392 \text{ kg/m}^3, \nu = 1.47882 \times 10^{-5}$$

此外,参数  $k$  和  $B$  根据数值解得到的压力分布计算得出,不同的压力分布下,参数  $k$  和  $B$  具有不同的取值。从表 2-2 至表 2-4 的数据中可以明显看出,本文所用的三阶近似解已经具有足够的精度。从解析解得到的无量纲速度与数值解的对比可以发现,本文的解析求解结果与数值结果吻合很好,所有情况下两者之间的误差均在 1%以内。

同时,从表 2-2 至表 2-4 还可以发现一些其他特征。首先,随着  $Kn$  数的增加,滑移速度增加,速度分布变得更加平坦。也就是说,滑移效应使得速度分布更加

平坦进而会减小流动阻力。此外,对于所有  $Kn$  数情况下,无量纲的速度分布均经过同一点,这一点的位置为(0.422649, 1),与 R. W. Barber 和 D. R. Emerson<sup>[64]</sup>得到的数值结果一致。

表 2-2  $Kn=0$  时充分发展流无量纲流动速度的解析解与数值解的对比

Table 2-2 Analytic results of non-dimensional velocity at different order of approximation compared with numerical results, when  $Kn = 0$

$\eta$	2 阶	3 阶	4 阶	5 阶	6 阶	数值解
0	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
0.2	0.538518	0.538528	0.538529	0.538529	0.538529	0.538530
0.4	0.957365	0.957384	0.957384	0.957384	0.957384	0.957390
0.423	0.99786	0.997879	0.997879	0.997879	0.997879	1.00000
0.6	1.25654	1.25657	1.25657	1.25657	1.25657	1.26025
0.8	1.43605	1.43608	1.43608	1.43608	1.43608	1.43491
1	1.49440	1.49443	1.49443	1.49443	1.49443	1.49443

表 2-3  $Kn=0.05$  时充分发展流无量纲流动速度的解析解与数值解的对比

Table 2-3 Analytic results of non-dimensional velocity at different order of approximation compared with numerical results, when  $Kn = 0.05$

$\eta$	2 阶	3 阶	4 阶	5 阶	6 阶	数值解
0	0.379105	0.379105	0.379105	0.379110	0.379110	0.379110
0.2	0.714388	0.714388	0.714388	0.714390	0.714390	0.714401
0.4	0.975164	0.975164	0.975164	0.975178	0.975178	0.975211
0.422649	0.99999	0.999999	0.999999	1.00000	1.00000	1.00000
0.6	1.16143	1.16143	1.16143	1.16145	1.16145	1.16181
0.8	1.27319	1.27319	1.27319	1.27321	1.27321	1.27342
1	1.31045	1.31045	1.31045	1.31047	1.31047	1.31062

表 2-4  $Kn=0.1$  时充分发展流无量纲流动速度的解析解与数值解的对比

Table 2-4 Analytic results of non-dimensional velocity at different order of approximation compared with numerical results, when  $Kn = 0.1$

$\eta$	2 阶	3 阶	4 阶	5 阶	6 阶	数值解
0	0.546442	0.546442	0.546442	0.546449	0.546449	0.546450
0.2	0.791363	0.791363	0.791363	0.791374	0.791374	0.791400
0.4	0.981858	0.981858	0.981858	0.981872	0.981872	0.981910
0.422649	0.999999	0.999999	0.999999	1.00000	1.00000	1.00000
0.6	1.11793	1.11793	1.11793	1.11794	1.11794	0.11801
0.8	1.19957	1.19957	1.19957	1.19958	1.19958	1.19971
1	1.22678	1.22678	1.22678	1.22680	1.22680	1.22681

图2-8为不同 $Kn$ 数下滑移区气体充分发展流截面无量纲速度分布图。实线为本文的解析解，离散点为数值结果。可以发现，本文结果与数值结果十分吻合。这也说明，采用常规理论的Navier-Stokes方程配合Maxwell一阶滑移模型可以精确的预测微纳米尺度在滑移流区的气体流动。

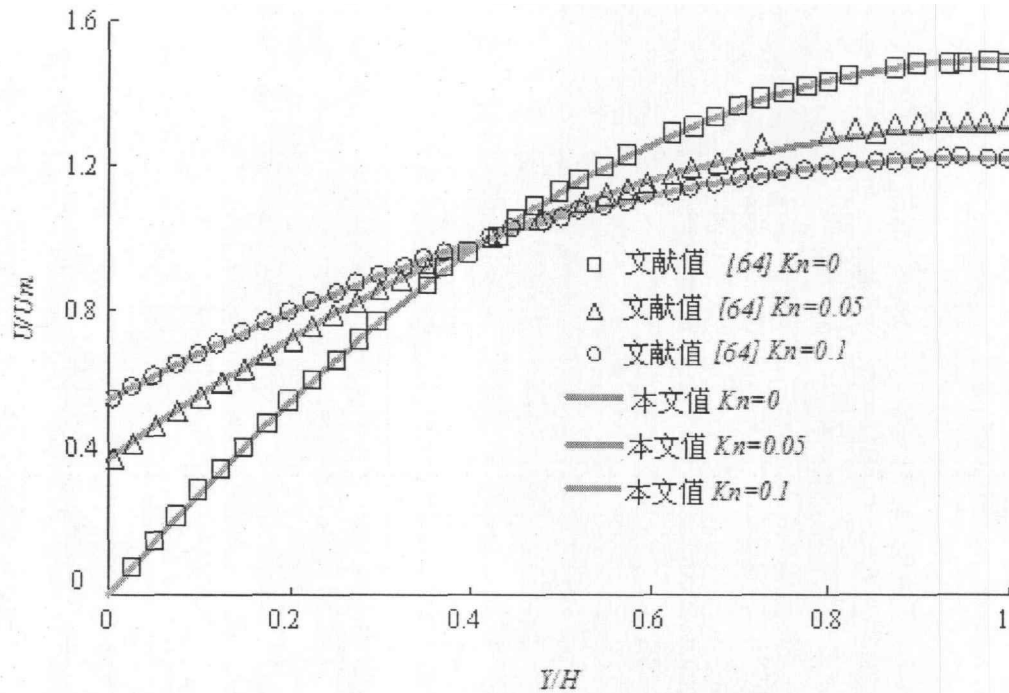


图 2-8 不同  $Kn$  数下滑移区气体充分发展流截面无量纲速度分布图

Fig.2-8 Fully-developed velocity profiles for slip flow between parallel plates

## 2.5.2 过渡流区

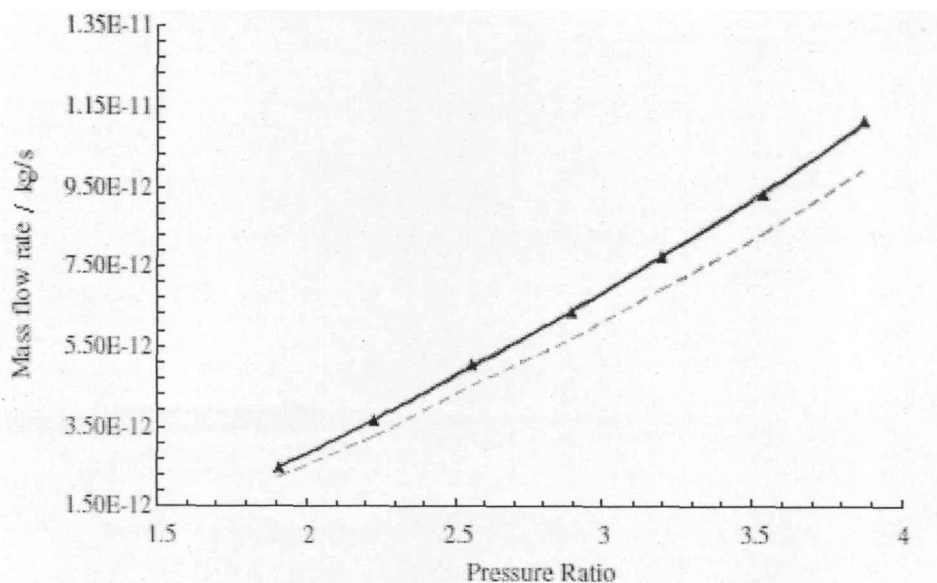
在过渡流区，本文提出采用基于常规理论的N-S方程配合通用二阶滑移模型进行描述。下面具体介绍采用二阶滑移模型进行解析求解所得到的具体结果，以论证二阶模型对过渡流区气体流动描述的合理性。

与一阶滑移模型的求解类似，根据收敛特征，在保证求解精度的前提下，可以选取前几阶解作为近似解。表2-5展示了 $Kn=0.1$ 时， $f$ 的前几阶近似值。从表中可以看出，与一阶滑移模型一致，在阶数大于3阶以后， $f$ 的值已经非常小，对最终结果已经基本没有影响，可以忽略不计。因此，在二阶滑移模型求解时，保证了求解精度的前提下，采用三阶近似解  $f(\eta) = f_0(\eta) + f_1(\eta) + f_2(\eta) + f_3(\eta)$  作为最终解。

表2-5 给定 $Kn$ 数下二阶滑移模型前几阶解对应的 $f$ 值Table 2-5  $f$  Value for first few orders at given  $Kn$  number for second slip model

	二阶滑移模型
$f_0$	0.238129
$f_1$	0.000136539
$f_2$	-2.02814E-09
$f_3$	2.75715E-14
$f_4$	-3.34292E-19
$f_5$	3.38E-24
$f_6$	-2.26555E-29
$f_7$	-7.67555E-35

为了检验描述过渡流区(高 $Kn$ 数,  $Kn > 0.1$ )的数学模型的适应性, 本文在高 $Kn$ 流情况下, 分别考察了一阶滑移模型和二阶滑移模型解, 以探求两种模型对流动描述的准确性。图2-9展示了高 $Kn$ 范围内, 流体的质量流量随进出口压力比的依变关系。图中虚线为一阶滑移模型解实线为二阶滑移模型解, 离散点为Arkilic<sup>[168]</sup>的实验结果。可以发现, 二阶滑移模型与实验结果吻合很好, 而一阶滑移模型存在较大偏差。这与Nishanth<sup>[31]</sup>得到的结论一致。由此, 我们可以得出, 一阶滑移模型对于过渡流区(高 $Kn$ 数,  $Kn > 0.1$ )的流动问题不再适用, 而二阶滑移模型能准确的预测高 $Kn$ 数流动压力—质量流率的关系。

图2-9 质量流量随进出口压力比的关系曲线( $C_1=1.466, C_2=0.9756^{[31]}$ )Fig.2-9 Mass flow rate variation with pressure ratio ( $C_1=1.466, C_2=0.9756^{[31]}$ )

为进一步说明二阶滑移模型在描述过渡流区(高 $Kn$ 数,  $Kn > 0.1$ )的流动的适用性, 接下来与Hsieh<sup>[129]</sup>的数据进行了对比。这里, 计算时数学模型里的参数 $A$ 、 $B$ 、 $C$ 和 $k$ 根据文献Hsieh<sup>[129]</sup>在不同 $Kn$ 下测得的沿通道的压力分布计算确定。此处,

与文献Hsieh<sup>[129]</sup>比较了本文解析求解所得的 $Re$ 数。表6展示的是本文采用的二阶滑移模型所求得的 $Re$ 的解析解与文献值的对比。需要说明的是，在本文研究的高 $Kn$ 范围内，根据二阶滑移模型提出者Srekanth<sup>[32]</sup>的建议，滑移系数的选取如下：

$$C_1=1.466, C_2=0.9756^{[32]}$$

从表中可以容易的得出与上面类似的结论。即在过渡流区(高 $Kn$ 数,  $Kn>0.1$ )的情况下，二阶滑移模型比一阶滑移模型能更准确的描述物理问题。通过对比，一阶滑移模型的预测误差基本在10%以上，也就是说，一阶滑移模型已经不能用于预测高 $Kn$ 区域的气体流动，而采用二阶滑移模型预测误差基本都在5%以内。可见采用基于常规理论的Navier–Stokes方程配合二阶滑移模型，在合适的选取滑移系数的情况下，能有效地、准确的预测高 $Kn$ 数过渡区气体流动问题。

表2-6 本文所求得的 $Re$ 数与Hsieh<sup>[129]</sup>所得结果对比( $C_1=1.466, C_2=0.9756^{[32]}$ )  
Table 2-6 Comparison of  $Re$  number obtained by Hsieh [129] with that obtained by us ( $C_1=1.466, C_2=0.9756^{[32]}$ )

$Re$			Error (%)	
实验数据 <sup>[129]</sup>	一阶解 <sup>[129]</sup>	同伦分析二阶解	一阶解 <sup>[33]</sup>	同伦分析二阶解
89.4	100.6	83.1818	12.52796	6.955481
67.4	76.4	68.7178	13.35312	1.95519
50.7	56.6	51.0757	11.63708	0.74103
32.4	35.8	30.8924	10.49383	4.653086
16.1	17.2	14.8053	6.832298	8.041615
5.7	6	5.6355	5.263158	1.131579
2.6	2.9	2.61855	11.53846	0.71346

综上所述，对于高 $Kn$ 数过渡区气体流动，在合适的选取滑移系数的情况下，采用基于常规理论的N-S方程配合二阶滑移模型作为数学模型能高效准确的预测物理问题。

## 2.6 纳米通道中流动新现象——“速度反转”的预测

近年来，有学者陆续指出，在纳米级通道流动中，会出现所谓的“速度反转”现象，即速度分布正好与常规预测相反，速度最大值出现在壁面而非通道中心。这一现象最先由学者Einzel et al.<sup>[99]</sup>在物理评论快报上报道，紧随其后又有学者Aoki et al.<sup>[100]</sup>和Tibbs et al.<sup>[101]</sup>对这一现象进行了论证。对于圆柱间稀薄气体的库埃特流动，学者Lockerby et al.<sup>[102]</sup>，Sun et al.<sup>[103]</sup>以及Myong et al.<sup>[104]</sup>也发现了此一现象。最近，学者Jung<sup>[105]</sup>报导这种反常的“速度滑移”现象与滑移的程度息息相关。上述研究基本均采用基于分子的模型求解，如分子动力学方法或蒙特卡诺方法等，本

文试图探究基于常规理论的N-S方程配合高阶滑移模型是否能对此一新现象进行预测。

这里求解的物理模型与上面的部分一致，控制方程表达如下：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2-40)$$

边界条件：

壁面

$$y = 0 \quad u = C_1 \lambda \frac{\partial u}{\partial y} + C_2 \lambda^2 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2-41)$$

中线

$$y = H \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad v = 0 \quad (2-42)$$

这里，引入与前文不一样的新的更具通用形式的相似变量，进行常微分化。

相似变量如下：

$$\eta = \frac{y}{H}, \quad \varphi(\eta) = ux f(\eta), \quad u = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad p = Ax^2 + B \quad (2-43)$$

这里  $A, B$  为常数,  $H$  是纳米通道高度的一半值。通过相似变换，原控制方程转化为下述常微分方程：

$$f''' + \text{Re}_H f f'' - \text{Re}_H (f')^2 - C = 0 \quad (2-44)$$

上述方程了一个无量纲的方程，并且，无量纲参数  $\text{Re}_H = \frac{uH}{\nu}$ ,  $C = \frac{2AH^3}{\mu u}$ 。

边界条件为：

$$f'(1) = 0, f(1) = 0, f'(0) - C_2 Kn^2 f''(0) - C_1 Kn f'(0) = 0 \quad (2-45)$$

接下来采用同伦分析法对上述非线性常微分方程进行解析求解。针对此问题，选取初始猜测解为：

$$f_0(\eta) = \frac{1}{6} \eta^3 - \frac{1}{2} \eta^2 + (C_1 Kn + C_2 Kn^2) \eta \quad (2-46)$$

此外，辅助线性算子选为

$$L[\Phi(\eta, q)] = \frac{\partial^3 \Phi(\eta, q)}{\partial \eta^3} \quad (2-47)$$

根据方程(2-42)和(2-45)，非线性算子定义为：

$$N[\Phi(\eta, q)] = \frac{\partial^3 \Phi(\eta, q)}{\partial \eta^3} + \text{Re}_H \Phi(\eta, q) \frac{\partial^2 \Phi(\eta, q)}{\partial \eta^2} - \text{Re}_H \left[ \frac{\partial \Phi(\eta, q)}{\partial \eta} \right]^2 - C \quad (2-48)$$

定义零阶形变方程表达式如下：

$$(1 - q)L[\Phi(\eta, q) - f_0(\eta)] = \hbar q N[\Phi(\eta, q)] \quad (2-49)$$

$\hbar$  为非零的辅助参数。由零阶形变方程可知，当  $q=0$  和  $q=1$ ，有  $\Phi(\eta, 0) = f_0(\eta)$  和  $\Phi(\eta, 1) = f(\eta)$ 。随着  $q$  从0增加到1，解  $\Phi(\eta, q)$  从初始猜测解  $f_0(\eta)$  渐进为  $f(\eta)$ 。由泰勒理论，有

$$f(\eta) = f_0(\eta) + \sum_{m=1}^{+\infty} f_m(\eta) \quad (2-50)$$

这里,  $f_m(\eta) = \frac{f_0^{[m]}(\eta)}{m!}$ 。给出下面的定义:

$$f_0^{[m]}(\eta) = \left. \frac{\partial^m \Phi(\eta, q)}{\partial q^m} \right|_{q=0} \quad (2-51)$$

将零阶形变方程对  $q$  求  $m$  次导数, 再除以  $m!$  并令  $q=0$ , 就可以得到所谓的  $m$  阶形变方程, 表达如下,

$$L[f_m(\eta) - \chi_m f_{m-1}(\eta)] = \hbar R_m(f_{m-1}) \quad (2-52)$$

此处有,

$$\chi_m = \begin{cases} 0 & m \leq 1 \\ 1 & m \geq 2 \end{cases} \quad (2-53)$$

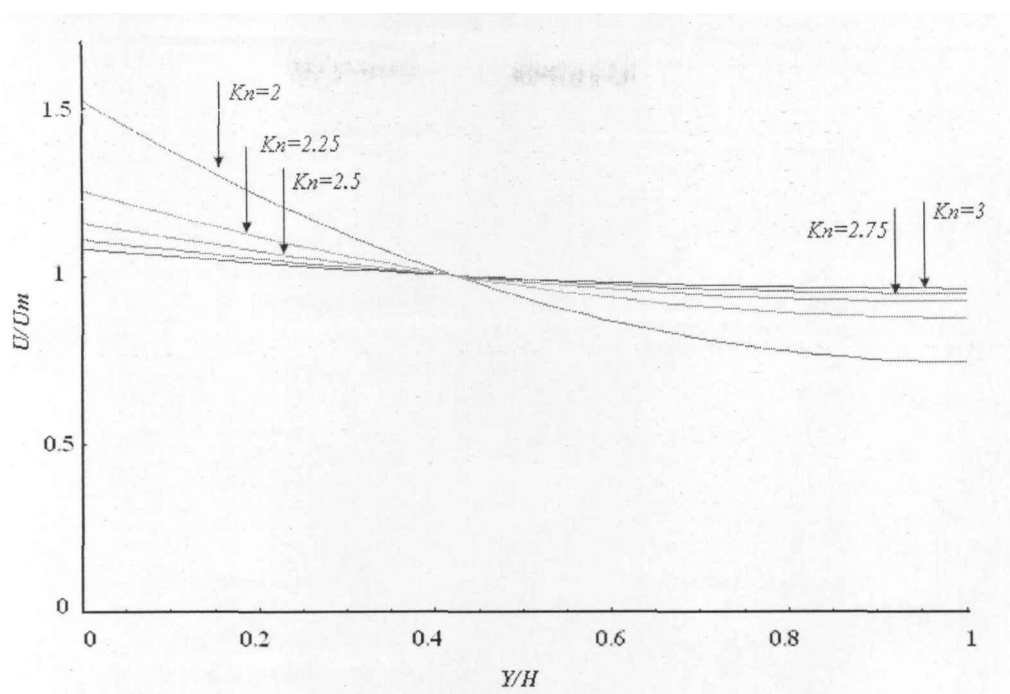
$$R_m(f_{m-1}) = f_{m-1}''(\eta) - C(1 - \chi_m) + \sum_{k=0}^{m-1} [\text{Re}_H f_k(\eta) f_{m-1-k}''(\eta) - \text{Re}_H f_{m-1-k}'(\eta) f_k'(\eta)] \quad (2-54)$$

将式 (2-54) 带入式 (2-52), 有

$$f_m''(\eta) - \chi_m f_{m-1}''(\eta) = \hbar \left\{ f_{m-1}''(\eta) - C(1 - \chi_m) + \sum_{k=0}^{m-1} [\text{Re}_H f_k(\eta) f_{m-1-k}''(\eta) - \text{Re}_H f_{m-1-k}'(\eta) f_k'(\eta)] \right\} \quad (2-55)$$

采用符号推导软件 Mathematica 对各阶形变方程进行求解。最终可以得到方程的精确解, 表达为,  $f(\eta) = f_0(\eta) + \sum_{m=1}^{+\infty} f_m(\eta)$ 。此处, 关于上述级数为原方程的精确解析解的严格数学推导与 2.4.4 部分的推导思路一致, 在此不再赘述。

图 2-10 给出了本文求解的不同  $Kn$  数下截面无量纲速度分布。从图中可以清晰发现, 在高  $Kn$  数流动, 对空气或氮气而言即纳米级通道中, 界面速度分布确实存在“速度反转”现象。这也是首次采用解析求解手段, 基于常规理论的 N-S 配合高阶滑移模型预测了此一新现象的存在。

图2-10 不同 $Kn$ 数下载面无量纲速度分布( $C_1=1.466, C_2=0.9756$ )Fig.2-10 Non-dimensional velocity profiles at different  $Kn$  number ( $C_1=1.466, C_2=0.9756$ )

## 2.7 小结

本章对微尺度下描述流动换热的物理模型进行了深入研究，针对不同尺度下流动换热特性，提出适合不同流区的数学模型。引入新的求解非线性方程的同伦分析法（HAM）首次对滑移区稀薄气体流动控制方程进行了解析求解，将本文的计算结果与前人所做的实验值及分析解进行了对比，发现吻合很好，表明所得的结果准确。所得主要结论如下：

1. 在速度滑移流区，采用常规理论的 Navier–Stokes 方程配合 Maxwell 一阶滑移模型作为数学模型，可以精确的预测稀薄气体流动；
2. 在过渡流区，在合适的选取滑移系数的情况下，采用基于常规理论的 Navier–Stokes 方程配合二阶滑移模型作为数学模型，可以高效准确的预测稀薄气体流动；
3. 纳米尺度下，截面速度会出现“反转”现象。采用基于常规理论的 Navier–Stokes 方程配合二阶滑移模型作为数学模型，也可以预测这一现象。

本章所得到的关于描述微纳米尺度数学模型的结论是后面所有研究的基础。后面的研究，均以此部分关于数学模型的结论为基础，在不同的流区选取相应的数学模型进行描述。



### 3 微通道内气体流动与换热特性研究

上一章的研究已经得到了不同微尺度区域内描述流动换热的数学模型。本章将基于上述的研究结论,开展微通道内气体流动与换热特性研究。系统考察各种关键影响因素对微通道流动换热的影响,得到定量规律,为下一步高效微通道散热器的研制奠定理论基础。

本章将从可压缩性、稀薄效应、入口效应以及粘性加热效应等方面开展系统的研究。

#### 3.1 可压缩性与稀薄效应

如第一章所述,在微纳米尺度下,由于尺度的减小有可能使宏观尺度下忽略不计的影响因素起主导作用,如表面粗糙度、稀薄效应、可压缩性、入口效应等的影响对实验研究的结果会产生很大影响,或扮演更重要的角色,导致各种结果之间存在很大误差,这也可能是实验研究中同一问题不同学者会得到不同甚至截然相反的结果的原因。本节针对可压缩性和稀薄效应进行系统深入的数值分析,这样可以避免因微尺度实验测量误差和系统条件不同带来的影响,深入地考察不同参数范围。本节首先单独考察可压缩性的影响,在了解可压缩性影响规律后,再综合考虑可压缩性和稀薄效应的竞争关系,分析对流体流动换热的影响,最后在此基础上重点考察综合作用下流体流动阻力规律,首次在综合考虑可压缩性和稀薄效应的竞争关系情况下,提出了描述流体流动阻力的新的无量纲数——滑移长度,填补了滑移区无描述可压缩流体流动阻力的无量纲数的空白。

##### 3.1.1 可压缩性效应

###### ● 物理数学模型

本节对3种不同尺寸的矩形微通道进行了研究,通道模型如图3-1。通道横截面为正方形,边长为 $D_h$ ,通道长为 $L$ 。工质为氮气,比热容比 $\gamma=1.4$ 、气体常数 $R=287\text{J}/(\text{kgK})$ 。流动为稳态可压缩流。给定进口速度,出口压力为大气压,流体与壁面均为293K,并且壁面考虑为绝热。

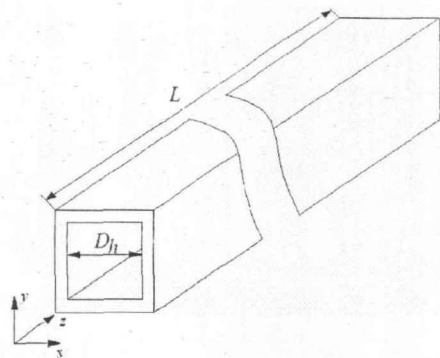


图 3-1 通道模型示意图

Fig.3-1 A schematic diagram of microchannel

模型的建立基于以下的假设：流动为三维稳态层流流动；忽略体力及粘性耗散。

对应的控制方程如下：

连续性方程

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (3-1)$$

动量方程

$$\text{div}(\rho u U) = \text{div}(\eta \text{grad} u) - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3-2)$$

$$\text{div}(\rho v U) = \text{div}(\eta \text{grad} v) - \frac{\partial p}{\partial y} \quad (3-3)$$

$$\text{div}(\rho w U) = \text{div}(\eta \text{grad} w) - \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3-4)$$

气体状态方程

$$p = \rho R T \quad (3-5)$$

边界条件：

入口： $u=v=0\text{m/s}$ ， $w$  为一定值

出口：静压  $p=0\text{Pa}$

壁面：绝热  $q_w=0$ ，无滑移  $U_{\text{wall}}=0\text{m/s}$

网格截面示意图如图 3-2 所示。为保证计算精度，使用结构化网格，壁面加密，总网格数 320000，经过多套网格对比计算发现，这样的网格密度可以足够保证计算精度。利用 CFX 软件对上述方程进行数值求解。

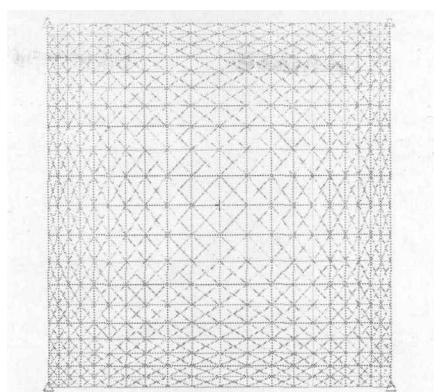
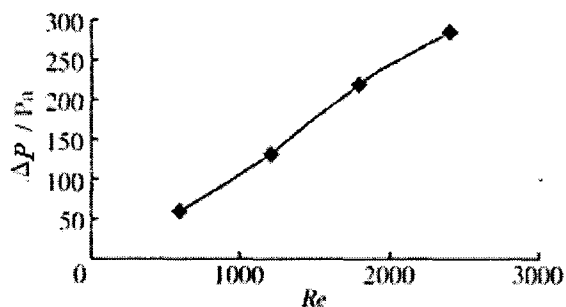
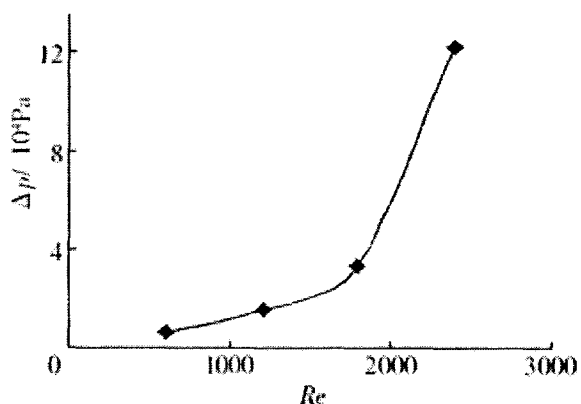


图 3-2 截面网格示意图

Fig.3-2 Details of the mesh used for simulation

### ● 结果与讨论

针对水力直径为 3mm 和 300  $\mu\text{m}$  的通道，计算了入口  $Re=600$ 、1200、1800 和 2400 的 4 种情况，雷诺数定义为  $Re = \rho U D_h / \mu$ 。图 3-3 为边长为 3mm 的正方形通道内进出口压差随  $Re$  数的变化情况，在一定  $Re$  数范围内可以发现通道内进出口压差随  $Re$  数呈线性变化， $Re$  越大压差越大，此现象与传统现象符合。从图 3-4 可以看出当水力直径为 300  $\mu\text{m}$  时， $Re$  较小时通道进出口压差随  $Re$  呈线性变化，但随  $Re$  增加，进出口压差随  $Re$  呈非线性变化，此现象和 Mala 和 Li<sup>[123]</sup> 的研究结果相符合。

图 3-3 3mm 通道进出口压差随  $Re$  的变化Fig.3-3 Pressure drop with  $Re$  variation in 3mm channel图 3-4 300  $\mu\text{m}$  通道进出口压差随  $Re$  的变化Fig.3-4 Pressure drop with  $Re$  variation in 300  $\mu\text{m}$  channel

达西摩擦系数  $f$  为:

$$f = \frac{2D_h \Delta p}{\rho U^2 L} \quad (3-6)$$

$U$  表示截面平均速度,  $\rho$  表示流体平均密度,  $D_h$  和  $L$  分别表示微通道的水力直径及长度。

摩擦系数与雷诺数的乘积通常被称作摩擦常数  $C$ 。

$$C = fRe \quad (3-7)$$

经典研究结果表明, 对特定截面形状, 通道内充分发展流动的摩擦系数  $C$  为常数, 本文通道充分发展层流的  $C=57$ 。

图 3-5 是水力直径为  $300 \mu\text{m}$  的通道中  $C$  随  $Re$  的变化关系图, 可以发现, 当  $Re$  大于 1200 时,  $fRe$  由平缓变化变为陡然上升, 说明此时流动发生转捩。图中实线为 Blasius 给出的湍流区  $f$  与  $Re$  的函数关系曲线, 形式为  $f=0.316Re^{-0.25}$ 。

当  $Re>1200$  时散点与实线吻合, 再次印证了此时流动已经进入湍流区, 而  $Re=900$  以前的点明显偏离湍流区所在的实线, 说明此时还是层流区, 据此推测  $300 \mu\text{m}$  的通道转捩  $Re$  在 1200 附近, 这与 Wu 和 Little<sup>[67]</sup> 的研究结果相符。

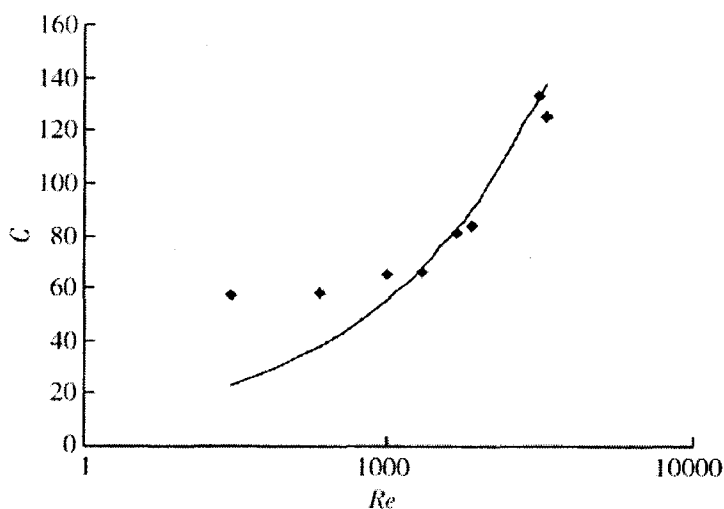
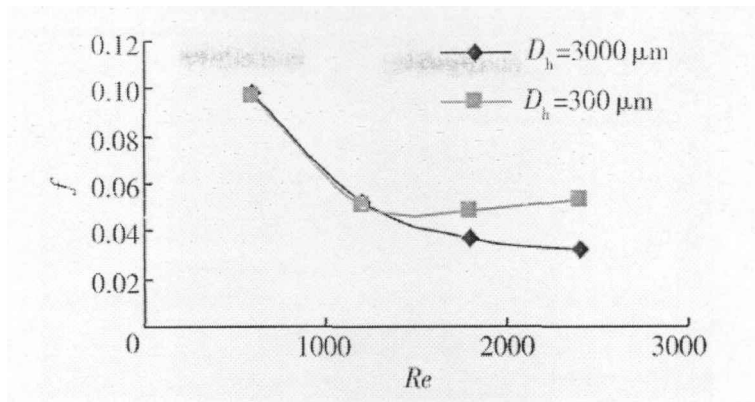


图 3-5  $300 \mu\text{m}$  通道  $C$  随  $Re$  的变化

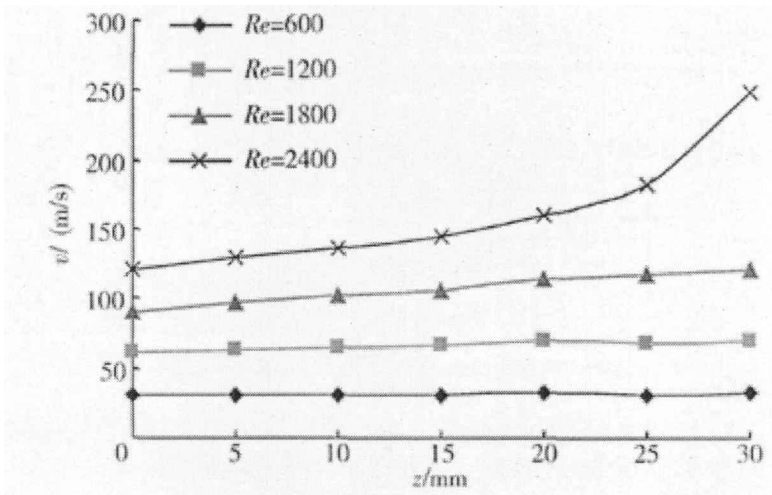
Fig.3-5 Friction constant with different  $Re$  in  $300 \mu\text{m}$  channel

图 3-6 是水力直径为  $3\text{mm}$ 、 $300 \mu\text{m}$  时,  $f$  在不同  $Re$  下的变化情况。可以发现, 层流区, 低马赫数情况下, 不同管径  $f$  值相同, 说明此时管径对  $f$  无显著影响。但  $Re$  增加时, 由于马赫数的增加导致可压缩性影响增强, 此时  $f$  值不再相等。

图 3-6 不同  $D_h$  下  $f$  随  $Re$  的变化Fig.3-6 Friction factor with  $Re$  at different  $D_h$ 

气体的分子间距离比较大, 压缩性也显著一些, 宏观尺度下, 由于速度较小, 可压缩性也很小, 因此, 一般忽略可压缩性的影响。但是在微尺度下, 可压缩性的影响会很显著地增强, 压强的剧烈变化使可压缩性变得很突出, 从图 3-3 和图 3-4 也可以看出尺度的变化导致的压强的剧烈变化。不考虑可压缩性的影响就会带来很大误差, 甚至导致结果的错误, 本文在计算建模时就考虑了可压缩性的影响。

图 3-7 是  $300 \mu\text{m}$  通道不同进口  $Re$  下沿程速度分布, 图 3-8 是平均马赫数。可以看出, 在平均马赫数为 0.1 左右时, 沿程速度基本没有明显变化, 也就是说此时可压缩性的影响可以忽略, 但当平均马赫数为 0.2 左右时, 此时沿程速度已经有变化, 此时可压缩性的影响已经不能忽略, 随着进口马赫数的增加, 沿程的速度变化会越来越明显, 即可压缩性的影响十分显著, 可以得出,  $300 \mu\text{m}$  时, 当马赫数为 0.2 左右时, 就需要考虑可压缩性的影响。

图 3-7  $300 \mu\text{m}$  通道沿程速度分布Fig.3-7 Velocity variation along channel with  $D_h=300 \mu\text{m}$

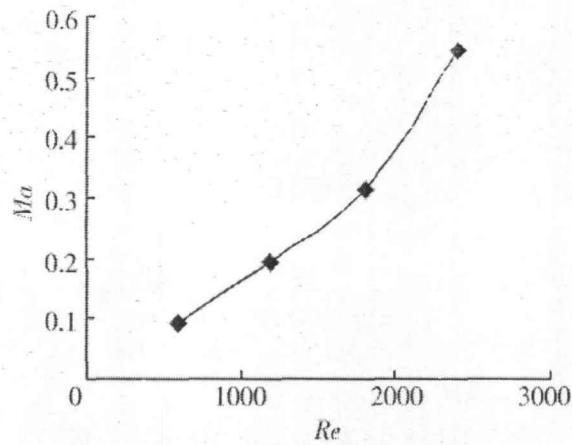
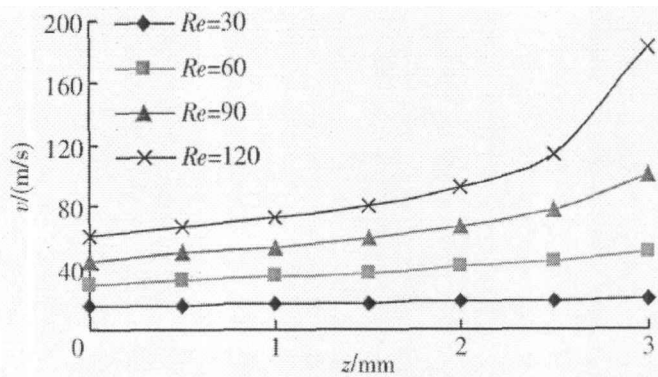
图 3-8 300  $\mu\text{m}$  通道平均马赫数随  $Re$  变化关系Fig.3-8 Average  $Ma$  with different  $Re$  with  $D_h=300 \mu\text{m}$ 

图 3-9 是 30  $\mu\text{m}$  通道不同进口  $Re$  下沿程速度分布, 图 3-10 是平均马赫数。可以看出, 在平均马赫数为 0.05 左右时, 沿程速度基本没有明显变化, 此时可压缩性的影响可以忽略, 但当平均马赫数为 0.12 左右时, 此时沿程速度已经有变化, 此时可压缩性的影响就已经不能忽略了, 随着马赫数的增加沿程的速度变化会越来越明显, 即可压缩性的影响十分显著, 由此可以发现 30  $\mu\text{m}$  时, 当平均马赫数为 0.12 左右时, 就需要考虑可压缩性的影响。这些与常规尺寸下马赫数大于 0.3 时才需要考虑可压缩性的影响有差异, 并且随着尺度的减小可压缩性的影响会更加显著, 尺度越小可压缩性的影响就会在更低的马赫数下很显著的表现出来。因此, 马赫数在微尺度下不再是可压与不可压的判据。

图 3-9 30  $\mu\text{m}$  通道沿程速度分布Fig.3-9 Velocity variation along channel with  $D_h=30 \mu\text{m}$

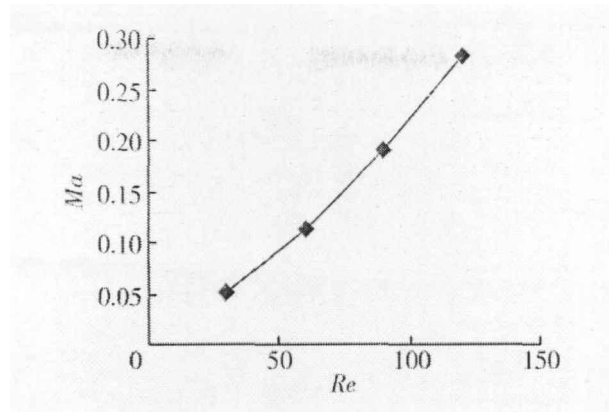


图 3-10 30  $\mu\text{m}$  通道平均马赫数随  $Re$  变化关系  
Fig.3-10 Average  $Ma$  with different  $Re$  with  $D_h=30 \mu\text{m}$

图 3-11 是进出口速度差随进出口压差的变化，进出口速度差是可压缩性的具体体现，进出口有明显速度差意味着可压缩性影响的发生。可以发现，当进出口压差大于 10kPa 时，进出口有了明显的速度差，也就是说可压缩性的影响就不可以忽略了，这意味着微通道内可压缩性影响用压力差描述比用 Mach 数好。可以认为进出口压差大于 10kPa 是微通道可压缩性的判定条件。

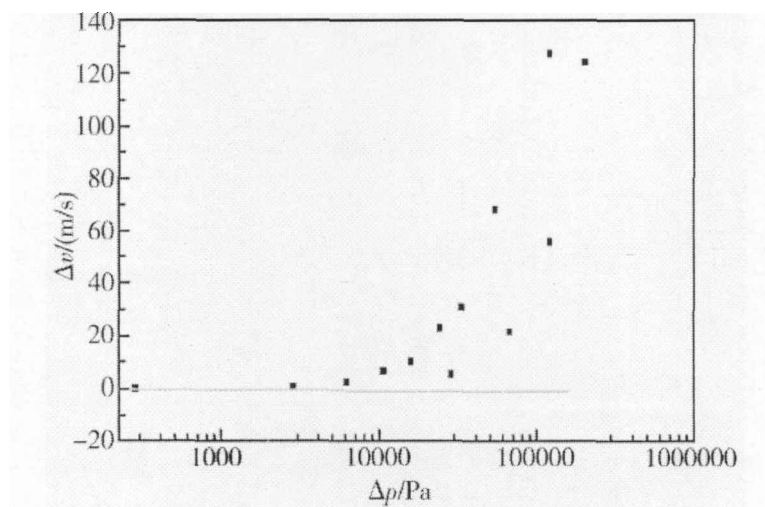


图 3-11 进出口速度差随进出口压差的变化  
Fig.3-11 Velocity variation between inlet and outlet with Pressure drop along channel

Asako et al<sup>[46]</sup>研究发现，在压力驱动的微通道中， $fRe$  是  $Ma$  的函数，他们的研究给出了关联式如下：

$$fRe=96-4.55Ma+274.8Ma^2$$

后来，研究发现这个关联式不够准确，Y.Asako<sup>[47]</sup>修正了上面的关系式，得到了圆管微通道  $fRe$  与  $Ma$  的关联式：

$$fRe=64-11.99Ma+263.7Ma^2$$

图 3-12 是水力直径为 300  $\mu\text{m}$  的通道中  $fRe$  随  $Ma$  的变化关系图，由图可发现，上述函数与本章的研究并不十分符合，分析其原因应有两点：一是所研究通道的截面形状不一致，本文采用矩形通道进行研究；二是驱动方式的不同，并且 Y.Asako

的研究采用的是压力驱动，而本文是速度驱动。因此，研究结果会有一些的偏差。

图 3-12 中的实线是本文得到的  $fRe$  与  $Ma$  的关联式，形式如下：

$$fRe=63.9-110.35Ma+543.5Ma^2$$

可以发现，所有计算的点偏差均在 5% 以内。

图 3-13 是实验数据与本文关联式的对比，可以发现所有点偏差都在 10% 以内，说明了关联式的可靠性。

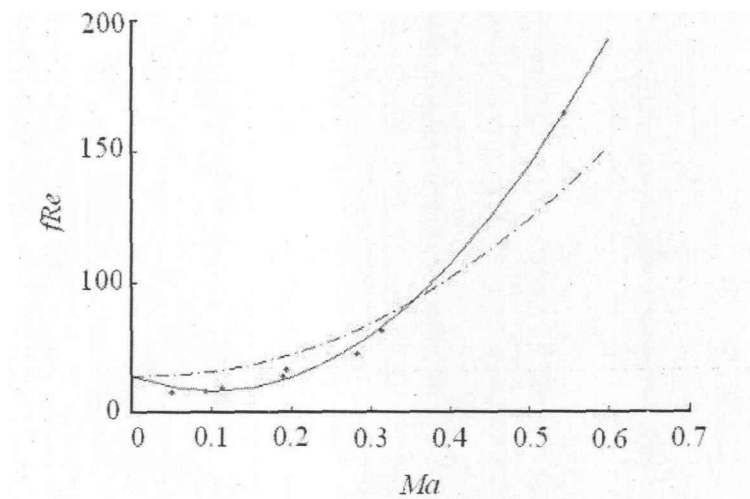


图3-12 数值分析得到的 $fRe$ 与 $Ma$ 关联式

Fig.3-12 Numerically obtained correlation for  $fRe$

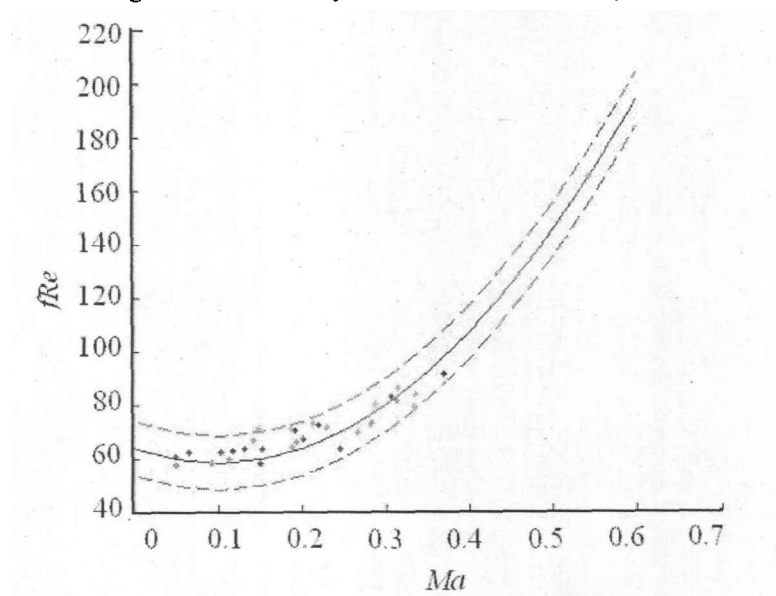


图3-13 与实验结果对比图

Fig.3-13 Compared correlation with experimental results of  $fRe$

## ● 小结

(1)水力直径为 3mm 的槽道并没有发生与常规理论相违背的现象，可以认为水力直径为 3mm 的槽道依然属于常规尺寸的槽道。

(2)微尺度下，进出口压差随  $Re$  呈非线性变化；转捩  $Re$  提前，对 300  $\mu m$  的通

道, 转捩  $Re$  在 1200 附近。

(3) 摩擦常数处于层流区时与传统值一致, 但在湍流区, 摩擦常数是  $Re$  的函数, 随  $Re$  的增加而增加; 对不可压缩流体的流动, 管径对达西摩擦因子  $f$  无显著影响。

(4) 可压缩性的影响在微通道中的影响不可忽略。常规的马赫数大于 0.3 是可压缩性判别条件的标准在微通道中不再适用, 当进出口压差大于 10kPa 时, 可压缩性的影响就不可以忽略了, 这意味着微通道内可压缩性影响用压力差描述比用 Mach 数好。

(5) 在连续流区, 考虑可压缩性情况下, 对于矩形截面通道得到了  $fRe$  与  $Ma$  的关联式, 形式如下:

$$fRe = 63.9 - 110.35Ma + 543.5Ma^2$$

经过与实验数据的对比, 验证了关联式的可靠性。

### 3.1.2 可压缩性与稀薄效应的竞争关系

对于微通道气体流动, 影响流动与换热特性的主要因素包括: 稀薄效应、粘性耗散、表面粗糙度以及可压缩性。在不同的 Knudsen 数下, 这些影响因素的重要性不尽相同。Beskok<sup>[30]</sup>将微通道中气体流动分为四个流动区域: 连续流区( $Kn \leq 0.001$ )、滑移流区( $0.001 < Kn \leq 0.1$ )、过渡流区( $0.1 < Kn \leq 10$ )以及自由分子流区( $Kn > 10$ )。在连续流区可压缩性的影响占主导地位。随着 Knudsen 数的增加, 稀薄效应的影响变得越来越重要。

目前很少有文献系统研究综合可压缩性和稀薄效应在内的气体滑移流动特性。众所周知, 可压缩性的影响使摩擦阻力增加, 而稀薄效应的作用正好相反。本文的目的就是综合可压缩性和稀薄效应的影响, 在较大范围的 Reynolds 数以及 Mach 数下, 对矩形微通道中的流动特性进行系统的研究。

#### ● 模型的建立与求解

这里所建立的物理数学模型与上节类似, 不同之处有两点: 第一, 考虑了壁面滑移效应, 即稀薄效应; 第二, 由于在考虑稀薄效应后, 粘性效应会发生改变, 这里对粘性进行了修正。具体而言, 考虑到稀薄效应的增强, 需要对气体的动力粘度进行修正, Fukui 和 Kaneko 采用 Boltzmann 方程在任意 Knudsen 数下推导了修正的 Reynolds 方程, 进而得到了动力粘度的修正方程。研究发现, 采用这种修正方程获得的结果与实验数据能很好的吻合。修正方程表达如下:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu}{1 + 9.638Kn^{1.159}} \quad (3-8)$$

本文的计算中, 动力粘度的修正采用上述形式。

此时控制方程中动量方程为:

$$\frac{\partial(\rho uu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu_{eff} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \frac{\mu_{eff}}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (3-9)$$

$$\frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu_{eff} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \frac{\mu_{eff}}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (3-10)$$

$$\frac{\partial(\rho wu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho wv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho ww)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu_{eff} \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \frac{\mu_{eff}}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (3-11)$$

考虑到通道的对称性, 仅对四分之一的通道进行了求解。在整个计算中, 仅考虑流动特性不考虑传热。边界条件表达如下,

$$\text{壁面, } y = \pm 0.5h, \quad U_s = U_w - \frac{2-\alpha}{\alpha} \lambda \left( \frac{\partial U}{\partial n} \right)_w \quad (3-12)$$

$$\text{入口, } x = 0, \quad u = 0, v = 0, w = w_{in} \quad (3-13)$$

$$\text{出口, } x = L, \quad p = p_{out} \quad (3-14)$$

这里  $\alpha$  是切向动量调节系数。它反映了气体分子与壁面碰撞后镜面反射与漫反射的比例。它取决于表面粗糙度、温度及气体种类。本文的研究中,  $\alpha$  取值范围为 0.1-1。

本节采用商业 CFD 软件 CFD-ACE 求解了控制方程及边界条件。采用全隐式二阶有限体积法及修正的迎风格式对控制方程及边界条件进行了离散求解。选用 CFD-ACE 下的 GEOM 模块进行网格划分, 生成的是结构化网格。为保证计算精度, 所有近壁处设置附面层, 入口出口附近网格加密。网格数量为  $20 \times 20 \times 200$ 。为了得到更加精确的计算结果, 先比较各种不同的网格划分对计算结果的影响。从表 3-1 中可以看出后 3 种网格划分计算出的摩擦因子之间的差值小于 1%。可以认为网格数  $20 \times 20 \times 200$  已经足够满足精度要求, 因此计算中选用该网格。在计算过程中, 当所有的参数的残差都小于  $10^{-10}$  时, 才认为达到了收敛。

表 3-1 不同网格划分对计算摩擦因子的影响  
Table 3-1 Grid size effect on friction factor

网格数	$10 \times 10 \times 200$	$15 \times 15 \times 200$	$18 \times 18 \times 200$	$20 \times 20 \times 180$	$20 \times 20 \times 200$	$20 \times 20 \times 220$	$22 \times 22 \times 200$
$f$	0.8598	0.8540	0.8402	0.8390	0.8350	0.83420	0.8330

接下来首先进行模型可靠性的验证。考虑平行平板间的流动, 采用本文的计算模型进行计算, 将本文计算的  $fRe$  值与理论解析出的精确解进行对比。表 3-2 比较了不同  $Kn$  数下, 本文计算的有粘度修正和无粘度修正模型的  $fRe$  值与精确解。发现带有粘度修正的计算结果更加合理。并且随着  $Kn$  数的增大, 采用粘度修正后的结果与精确解更吻合。从中可以得出的结论是对于滑移流动, 需要有更加精确的粘度值。这也表明对于高  $Kn$  数流动, 采用粘度修正是有必要的, 同时也验证了前面所

述的模型的可靠性。

表3-2 平行平板充分发展段摩擦常数

Table 3-2 Friction factors for fully developed flow between parallel plates

$Kn$	$fRe$				
	解析解	本文结果(不考虑粘度修正)	误差%	本文结果(考虑粘度修正)	误差%
0	24	23.84	0.67	23.84	0.67
0.005	22.64	22.45	0.84	22.53	0.49
0.01	21.43	21.21	1.03	21.34	0.42
0.025	18.46	18.23	1.25	18.39	0.38
0.05	15	14.74	1.17	14.96	0.27
0.1	10.91	10.61	2.75	10.89	0.18

### ● 结果与讨论

图3-14展示了在 $D_h=10\mu m$ 的通道中,  $Re_{in}=20$ 时可压与不可压流动沿程中心线速度分布与壁面滑移速度分布。对于可压缩流动中心线速度与壁面滑移速度均增加, 很明显是由于可压缩性的影响造成的。但是, 可以发现壁面滑移速度的增加梯度大于中心线速度的增加梯度, 由此可以估计应该有其它因素导致了壁面滑移速度的增加。下面具体分析。如图3-14, 对于不可压缩流动壁面滑移速度沿程也增加。这是由于沿程压力迅速减小, 作为压力的函数, 气体分子的平均自由程就会增加。根据 $Kn$ 数的定义: 分子的平均自由程与水力直径的比值, 那么 $Kn$ 数沿程增加。这就导致沿程稀薄效应的影响增加, 因此对不可压缩流动壁面滑移速度沿程依然增加。为了满足质量守恒, 不可压缩流动中心线速度沿程略有减小。因此, 稀薄效应的存在是使滑移速度沿程增加的另一重要因素。

在微通道中, 对于可压缩流动与不可压缩流动沿程速度分布均发生变化, 因此, 常规理论中的“充分发展”的概念在微尺度下需要重新定义。

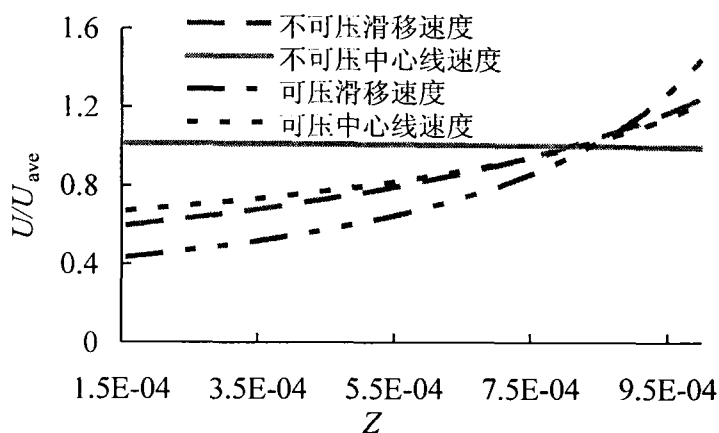
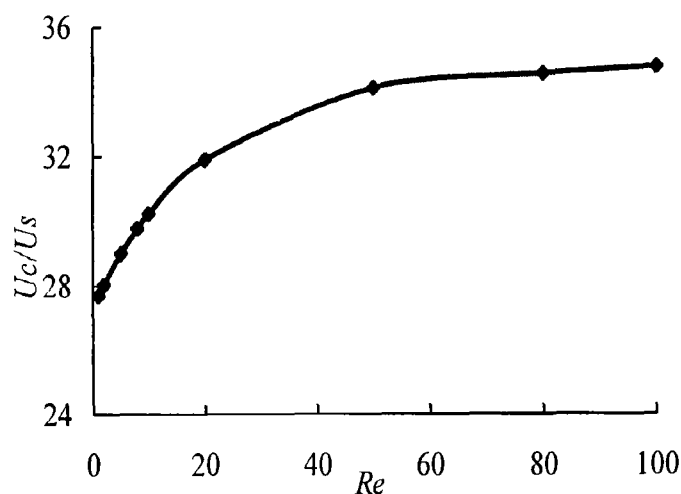


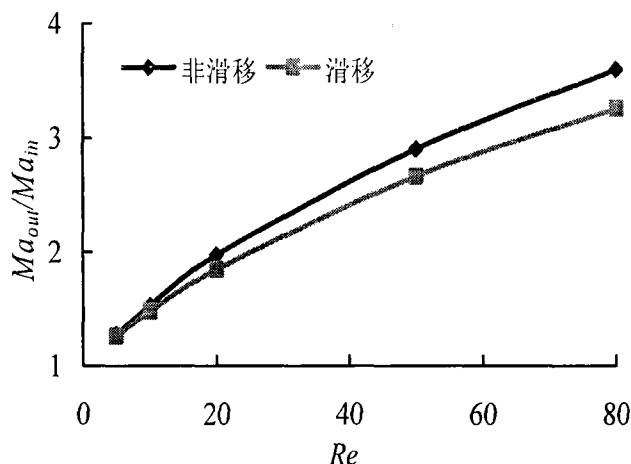
图3-14 沿流动方向速度分布

Fig.3-14 Velocity distribution along axial

现有研究表明,可压缩性和稀薄效应对流动的影响是相反的。稀薄效应的作用使得截面速度分布更加平坦,中心线速度与壁面滑移速度的比值随滑移的增强而减小,相应的摩擦常数随之减小。相反,可压缩性使得沿程的压力呈非线性变化并且使得摩擦常数变大。同时,可压缩性的影响也使得中心线速度和壁面滑移速度的比值变大。因此,中心线速度与壁面滑移速度的比值的大小表明了可压缩性和稀薄效应的综合影响。图3-15是 $D_h=10\mu\text{m}$ ,  $\alpha=0.8$ 时可压缩流动中心线速度与滑移速度的比值随着 $Re$ 的变化曲线。显然中心线速度 $U_c$ 与滑移速度 $U_s$ 的比值随着 $Re$ 的增加而非线性加大。这表明在管径相同的情况下,高 $Re$ 数流动中可压缩性的影响很重要,而在 $Re$ 较小时,稀薄效应的影响占主导。

图3-15  $U_c/U_s$ 随 $Re$ 变化图Fig.3-15 Variation of  $U_c/U_s$  with  $Re$ 

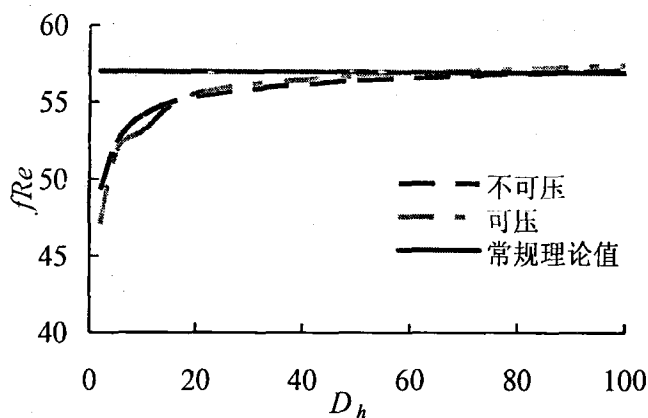
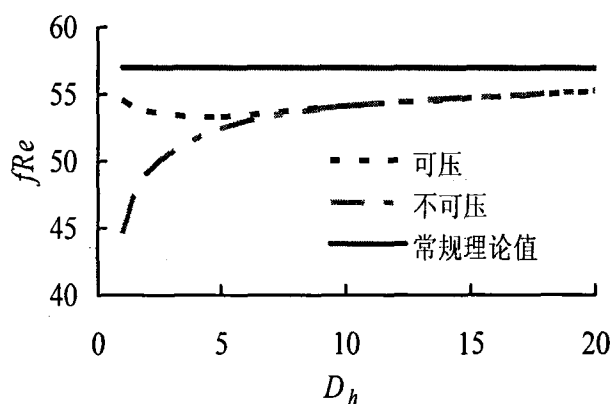
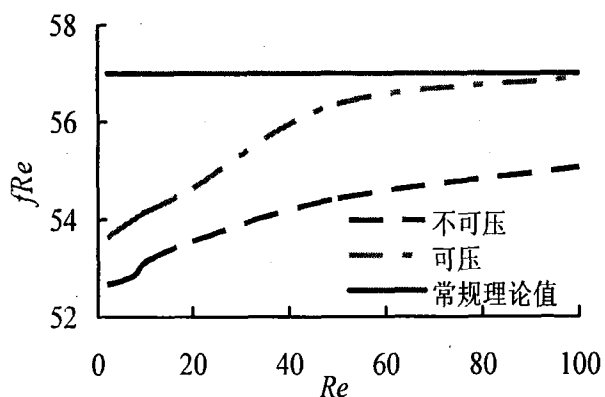
$Ma_{out}/Ma_{in}$  值的大小表明可压缩性的大小。可压缩性的影响导致沿程速度增加,也就是说, $Ma_{out}/Ma_{in}$  越大,可压缩性越强。为了分析稀薄效应导致的壁面滑移对可压缩性的影响,分析了滑移与非滑移壁面条件下可压缩流动  $Ma_{out}/Ma_{in}$  随  $Re$  数的变化关系。图 3-16 是  $D_h=10\mu\text{m}$  时可压缩流动  $Ma_{out}/Ma_{in}$  与  $Re$  数的关系曲线。可以看出, $Re$  数越大可压缩性的作用越明显,这是显然的。并且,非滑移流动的  $Ma_{out}/Ma_{in}$  值要大于滑移流动的值,并且当  $Re$  较大时,二者之间的差值更加显著。因而可以得出,稀薄效应的存在减小了流体的可压缩性。

图3-16  $Ma_{out}/Ma_{in}$ 随 $Re$ 变化图Fig.3-16 Variation of  $Ma_{out}/Ma_{in}$  with  $Re$ 

对微流动问题，摩擦阻力是研究流动特性时最被关注的。因此，下面详细分析了流动摩擦常数 $fRe$ 。

图3-17是在 $Ma_{in}=0.04$ ， $\alpha=0.8$ 时 $fRe$ 随通道水力直径的变化曲线。可以看出，对于可压缩或者不可压缩流动 $fRe$ 值基本相等，表明在 $Ma_{in}$ 较小的情况下，可压缩性对其影响不大。然而在小的水力直径下，对于可压缩和不可压缩流动 $fRe$ 值均明显低于常规预测值，这说明在小水力直径通道中，由于 $Kn$ 数较大，稀薄效应的影响占主导地位。图3-18是 $Re_{in}=10$ ， $\alpha=0.8$ 时 $fRe$ 随水力直径的变化，从图中不难看出，水力直径较小时，可压缩流动的摩擦常数明显大于不可压缩流动。这种现象可解释为在相同 $Re$ 条件下，水力直径越小，相应的马赫数越大，可压缩性的影响也越大，导致可压缩流动的摩擦常数大于不可压缩流动。综合图3-17与图3-18可以得出，稀薄效应与可压缩性的影响是“竞争性”的，在高 $Mach$ 数下，可压缩性的影响占主导，而低 $Mach$ 数下，稀薄效应逐渐增强。

图3-19为 $D_h=10\mu m$ ， $\alpha=0.8$ 时摩擦常数随入口 $Re$ 的变化曲线。从图中可以看出，对于可压缩流和不可压缩流，摩擦常数均随入口 $Re$ 的变大呈非线性增加。而在相同 $Re$ 数下，可压缩流动比不可压缩流动的摩擦常数要大，并且随着 $Re$ 的加大，摩擦常数间的差值也越来越大。究其原因，在水力直径不变的条件下， $Re$ 越大，相应的 $Ma$ 也越大，可压缩性对流动的影响也越大，因而导致上述现象。

图3-17 同 $Ma$ 数下 $fRe$ 随 $D_h$ 变化图( $Ma_{in}=0.04$ )Fig.3-17 Variation of  $fRe$  with  $D_h$  at the same  $Ma_{in} = 0.04$ 图3-18 同 $Re_{in}$ 数下 $fRe$ 随 $D_h$ 变化图( $Re_{in}=10$ )Fig.3-18 Variation of  $fRe$  with  $D_h$  at the same  $Re_{in} = 10$ 图3-19  $fRe$ 随 $Re_{in}$ 变化图Fig.3-19 Variation of  $fRe$  with  $Re_{in}$ 

动量调节系数 $\alpha$ 表明气体分子与壁面在碰撞过程中动量的切向分量损失,其变化范围从0(镜面反射)到1(漫反射)。 $\alpha=0$ ,表示镜面反射,在这种情况下分子与壁面碰撞之后没有动量损失,只是速度改变了方向。 $\alpha=1$ 表示漫反射。 $\alpha$ 的大小是气体温度、壁面上的速度、固体壁面的温度、化学状态和壁面粗糙度等因素综合影响的结果<sup>[169]</sup>。即使是低 $Kn$ 数流动,调节系数很小的降低也会导致壁面上滑移

速度的提高。因此在微通道滑移流动中必须考虑调节系数的影响。图3-20显示了  $D_h=10\ \mu\text{m}$ ,  $Re_m=10$  的情况下  $fRe$  随  $\alpha$  变化特性。从中可以看出当  $\alpha$  减小时, 由于壁面的滑移速度的增大, 摩擦常数会减小。

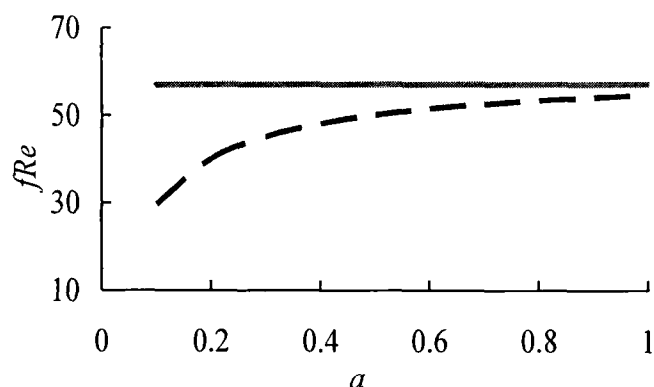


图3-20  $fRe$  随  $\alpha$  变化图

Fig.3-20 Variation of  $fRe$  with  $\alpha$

### 3.1.3 新无量纲数——滑移长度的提出

由以上分析可知, 滑移流区的摩擦常数受  $Re$ 、 $Ma$ 、 $D_h$  和  $\alpha$  等综合影响的结果, 而且这些影响因素之间又有相互作用, 因此很有必要找到一个新的无量纲参数对这些影响因子进行综合。许多学者致力于这一问题的研究, 也提出了一些用于关联摩擦阻力的无量纲数。在连续流区, Y. Asako 等人<sup>[46-47]</sup>认为  $fRe$  只是  $Ma$  的函数, 他们得出了二者之间的关联式。通过实验和数值模拟结果的验证表明这个关联式在连续流区是适用的。在滑移流区, 针对不可压缩流动, Yu 和 Ameel<sup>[170]</sup>提出了一个新的无量纲参数  $\chi_v Kn$  来关联  $fRe$ , 其中  $\chi_v = (2-\alpha)/\alpha$ , 该无量纲数在不可压缩流动中与摩擦常数有很好的关联。该无量纲数仅考虑了稀薄效应的影响, 没有考虑可压缩性的影响。这里, 我们运用这个无量纲数来关联本文不可压缩流动的摩擦常数。图3-21 显示了不可压缩流中  $fRe$  和  $\chi_v Kn$  的关系, 显然二者之间有固定的函数关系, 关联式可以表示为:

$$fRe = 56.43e^{-2.427\chi_v Kn} \quad (3-15)$$

这个关联式与数据能很好地吻合。说明  $\chi_v Kn$  适用于不可压缩流动, 但这个无量纲数对于可压缩流是否也适用目前还未知, 后面给出验证。图3-22为可压缩条件下的  $fRe$  和  $\chi_v Kn$  的关系曲线。从图中可以看出这些点排列不规则, 找不到一个确定的关联式去描述两个参数之间的关系。也就是说, 无量纲数  $\chi_v Kn$  可以用于描述不可压缩流动中与摩擦常数之间的关系, 而对于可压缩流, 该无量纲数不能用于摩擦常数的关联。对可压缩流动, 应该找到一个新的无量纲数去关联摩擦常数。通

过观察和计算,发现对于可压缩流,摩擦常数与 $\chi_v Kn$ 和 $Ma$ 都有关系,但是要想把这两个无量纲参数与摩擦常数关联上很困难,因此有必要提出一个新的无量纲参数作为替代。

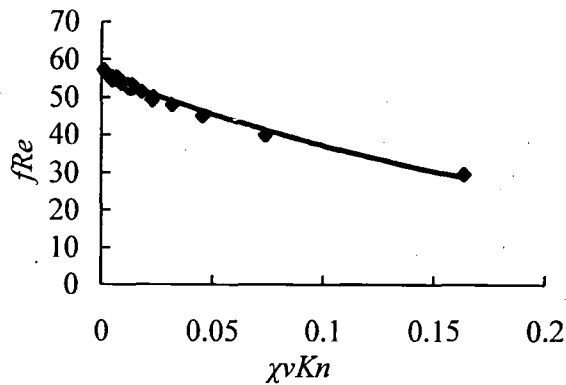


图3-21 不可压流动 $fRe$ 与 $\chi_v Kn$ 关系曲线

Fig.3-21 Correlation of  $fRe$  with  $\chi_v Kn$  for incompressible flow

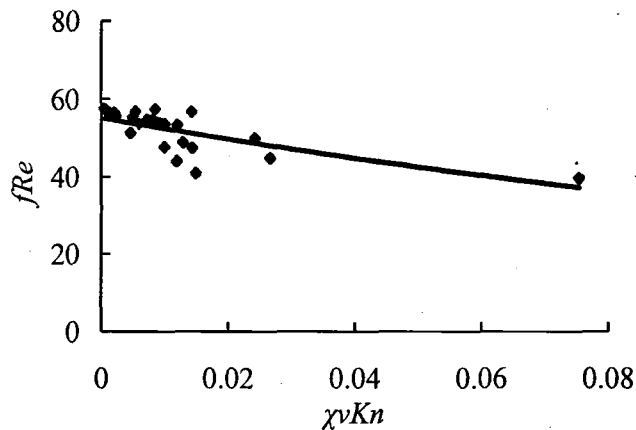


图3-22 可压流动 $fRe$ 与 $\chi_v Kn$ 关系曲线

Fig.3-22 Correlation of  $fRe$  with  $\chi_v Kn$  for compressible flow

本文提出了一个新的无量纲数——相对滑移长度,其定义为滑移长度与水力直径的比值,即 $L_s/D_h$ 。图3-23更好的说明了滑移长度的概念。如图所示,滑移长度是从实际壁面到假定的非滑移壁面的虚设距离。因此,对于非滑移边界滑移长度为零,而对于理论上的完全无粘性流,滑移长度无穷大,而对于滑移流 $0 < L_s < \infty$ 。在滑移流区,无量纲数 $L_s/D_h$ 代表了相对滑移长度,它的大小与 $U_s/(U_c - U_s)$ 成正比。前面已经阐述过, $U_c/U_s$ 是可压缩性与滑移效应的综合效果,它包含了可压缩性与稀薄效应两种因素的影响。滑移长度越大,表示稀薄效应的影响越显著。相反的,在相同的中心线速度 $U_c$ 下,可压缩性的影响将使相对滑移长度的值减小。因此,考虑了稀薄效应和可压缩性对滑移流的综合效应的新无量纲数相对滑移长度 $L_s/D_h$ 与 $fRe$ 值应该有一一对应的关系。也就是说, $L_s/D_h$ 与 $fRe$ 之间必定存在确定的函数关系。为此,接下来进行了针对性的研究。

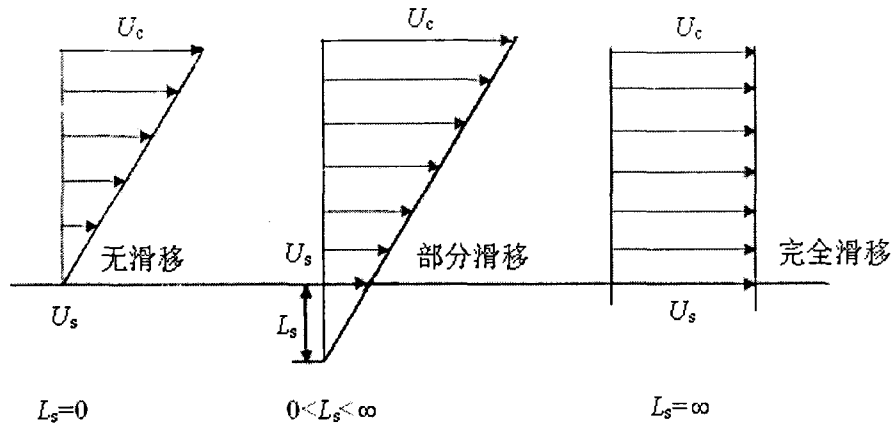


图3-23 滑移长度示意图

Fig.3-23 A schematic diagram of slip length

图3-24展示了 $fRe$ 随 $L_s/D_h$ 的变化关系，这些数据中既包含可压缩流动，也有不可压缩流动。从图中可以看出这两个无量纲参数之间存在一定的函数关系，这里就验证了作者上面提出的想法的正确性。图中的实线表明了 $fRe$ 和 $L_s/D_h$ 之间的函数关系，表达式如下：

$$fRe = 56.43e^{-2.427L_s/D_h} \quad (3-16)$$

上式既适用于不可压缩流，也适用于可压缩流。另外，对于非滑移流动，即 $L_s=0$ 时，代入上式可得 $fRe$ 的值为56.43，这与常规尺度理论吻合得很好。对于完全滑移流动， $L_s=\infty$ ， $fRe$ 取极限值0，与理论也是相符的。因此，上述关联式具有适用很广的范围。 $fRe$

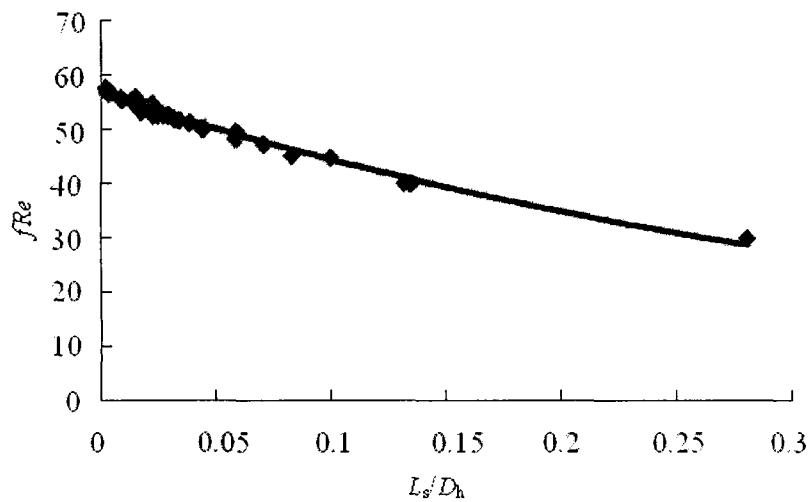


图3-24 可压与不可压流动 $fRe$ 与无量纲滑移长度关系曲线

Fig.3-24 Correlation of  $fRe$  with non-dimensional slip length both for compressible and incompressible flow

为了进一步说明上述关联式的可靠性，这里将本文的结果与S. E. Turner<sup>[171]</sup>的

实验结果进行了对比。需要指出，实验结果是在低 $Re$ 数低 $Ma$ 数的工况下得到的，因此，实验数据主要受稀薄效应的影响。实验结果显示摩擦因子 $f$ 与 $Kn$ 数和 $\alpha$ 的拟合曲线表达式如下：

$$\frac{f}{f_{theory}} = \frac{1}{1 + 6\left(\frac{2-\alpha}{\alpha}\right)Kn} \quad (3-17)$$

通常，对于表面粗糙度低的微通道中氮气流动时，动量调节系数 $\alpha$ 取值范围在0.35-0.75之间。根据文献[172]给出的工况，实验中用到的微通道表面粗糙度相对较小。因此，可以初步估计动量调节系数 $\alpha$ 取值0.5。图3-25对比了不同动量调节系数 $\alpha$ 取值下，实验数据与本文所得结果的对比。可以清楚的发现，在动量调节系数 $\alpha$ 取值范围内摩擦因子变化趋势一致，当动量调节系数 $\alpha$ 选取预估值0.5时，实验数据与本文所得的关联式能很好的吻合。这就进一步验证了本文所提出的新无量纲数——滑移长度，以及运用该无量纲数所得的摩擦因子的关联式的可靠性。

概括而言，本节基于新无量纲数——滑移长度建立的摩擦因子的关联式适用于综合考虑可压缩性和稀薄效应的微通道气体流动。

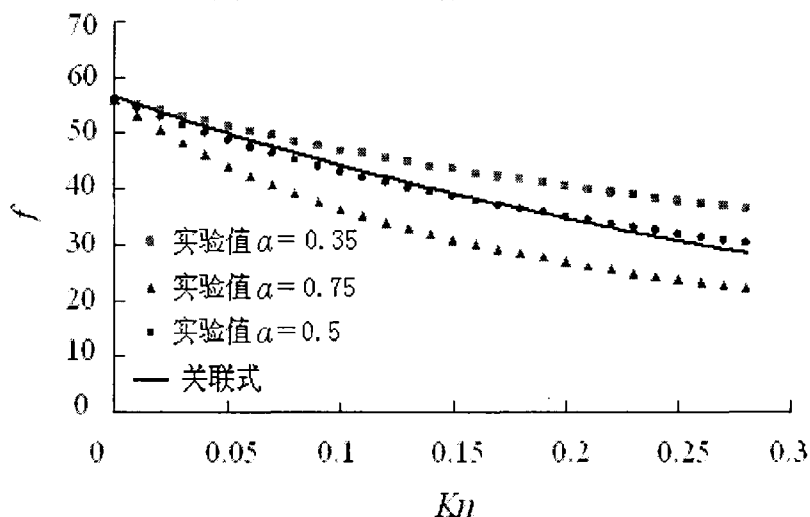


图3-25 实验数据与本文所得结果的对比  
Fig.3-25 Comparison correlation with experimental data

### 3.1.4 小结

(1) 对可压缩流动，沿程速度增加；对不可压缩流动，随着主流的发展，由于稀薄效应，壁面滑移速度也会增加，因此，常规通道的充分发展的概念在微通道中需要重新定义；

(2) 在高Mach数下，可压缩性的影响占主导，而低Mach数下，稀薄效应逐渐增强；壁面滑移的存在相较于无滑移的情况减弱了可压缩性的影响；

(3) 提出了一个新的无量纲准则数——相对滑移长度 $L_s/D_h$ ，该准则数能够很好地关联摩擦常数，该无量纲准则数与摩擦常数的关联式如下：

$$fRe = 56.43e^{-2.427L_s/D_h}$$

该关联式对于滑移流动和非滑移流动以及可压缩流动或者不可压缩流动均适用。

## 3.2 入口效应

### 3.2.1 入口效应对流动特性的影响

#### ● 概述

近年来，人们逐渐认识到微通道流动与换热的入口效应的重要性，入口段的影响也许是导致许多学者研究结论不一致的重要原因之一。Steinke<sup>[52]</sup>在总结了前人关于微通道单相流动的研究结果后发现，研究数据出现差异甚至矛盾是由于没有考虑流动处于发展阶段的入口效应和出口效应导致的。

本节建立了三维微通道几何模型与数学模型，利用CFX软件，使用全隐式多网格耦合求解技术，同时求解动量方程和连续性方程，进行了数值计算，定量研究微通道入口段长度，建立起微通道入口段长度的关联式，为深入研究入口段效应提供数值基础。

#### ● 计算描述

本节研究的通道模型与上节一致，通道横截面为矩形高为 $H$ ，宽为 $b$ ，高宽比范围为0.2-1，水力直径为 $D_h$ ，通道长为 $L_t$ ，长径比范围为60-150。工质为氮气理想气体，比热容比 $\gamma=1.4$ 、气体常数 $R=287\text{J}/(\text{kgK})$ 。假定流动为稳态不可压缩流。给定进口速度，出口压力设为大气压，流体与壁面温度均为293K，并且壁面考虑为绝热无滑移。

根据上面的物理模型，建立对于不可压缩气体的控制方程。表达如下：

包含连续性方程

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (3-18)$$

动量方程

$$\text{div}(\rho u U) = \text{div}(\eta \text{grad} u) + S_u - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3-19a)$$

$$\text{div}(\rho v U) = \text{div}(\eta \text{grad} v) + S_v - \frac{\partial p}{\partial y} \quad (3-19b)$$

$$\operatorname{div}(\rho w U) = \operatorname{div}(\eta \operatorname{grad} w) + S_w - \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3-19c)$$

计算中, 改变进口速度, 即改变入口  $Re$ 。

边界条件为入口处  $u=v=0\text{m/s}$ ,  $w$  为一定值, 出口处为背压  $p=0\text{Pa}$ , 同时认为出口处已达充分发展, 即  $\partial U/\partial z=0$ , 壁面处绝热  $q_w=0$ , 同时采用无滑移边界  $U_{\text{wall}}=0$ 。

为保证计算精度, 模型使用结构化网格, 总网格数 320000, 经计算发现进一步加密网格已经对速度和压力分布没有影响, 因此认为这样的网格密度可以足够保证计算精度。

采用有限体积法离散控制方程, 采用高阶迎风格式离散扩散项, QUICK 格式应用于对流项, 使用全隐式多网格耦合求解技术, 同时求解动量方程和连续性方程, 当计算残差小于  $10^{-6}$  时计算终止。采用商用 CFD 计算软件 CFX 用于上述方程的求解。

为了验证本文计算结果的可靠性, 将计算结果与文献[170]的结果进行了对比。这里计算的是  $Re=10$ , 高宽比为 1 时的情况。表 3-3 是本文计算结果与文献结果的对比表, 可以发现, 本文的结果与文献结果吻合很好, 说明了本文计算模型的可靠性。

表 3-3 本文结果与文献结果对比表

Table 3-3 Comparison of  $L/D$  at different  $Kn$  number

$Kn$	$L/D$	
	本文结果	文献[170]的结果
0.005	1.085	1.089
0.01	1.087	1.089
0.025	1.097	1.1037
0.05	1.115	1.1189

## ● 流动入口段的理论分析

当粘性流体在流入通道内时, 在壁面切应力的作用下近壁面会出现速度边界层, 并且沿流动方向边界层由零开始逐渐增厚, 最后汇合于通道中心线, 达到充分发展, 之后速度分布不再变化。入口段的流动是速度分布不断变化的非均匀流动, 它会影响整个流动过程的流动特性, 这种影响已经在本文前言中有所介绍。因此, 研究入口段长度的变化规律有助于对微通道内流体流动特性的深入研究。入口段长度取决于边界层的发展, 边界层的发展快慢决定了入口段的长度, 图 3-26 为水力直径  $100\mu\text{m}$ 、长  $10\text{mm}$  通道中  $Re=100$  时边界层发展与常规尺度通道中边界层发展的比较图, 可以发现, 微通道中边界层的发展速度明显低于常规通道中的发展速度, 这导致了入口段长度的增加。这种现象是由于微通道中占主导地位的表面效应导致的, 在微米量级的微通道中比表面积高达  $10^6$ , 是传统通道的百万倍以上, 高的比表面积显著影响到质量、动量与能量的传递, 这种表面的影响起

到了决定性的作用。

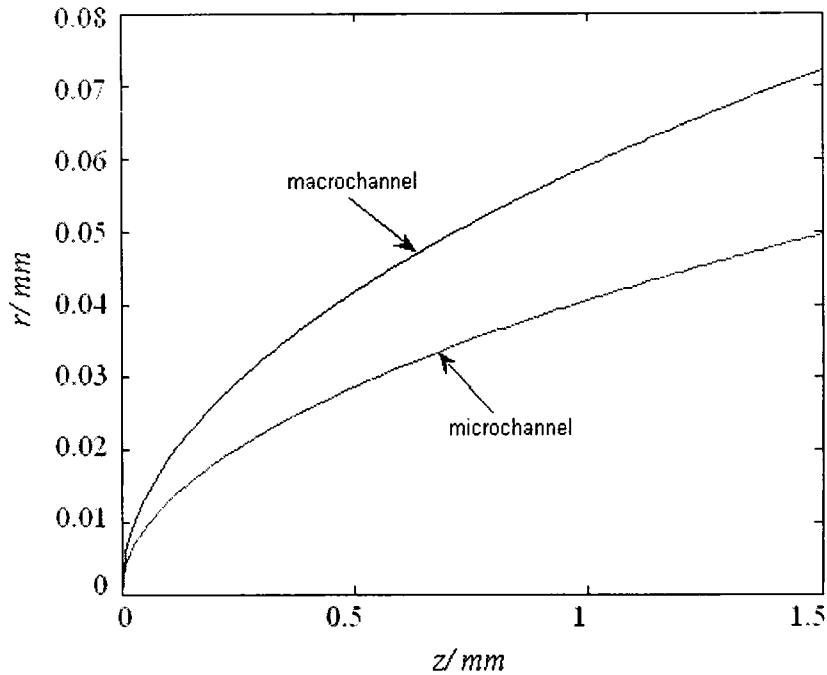


图 3-26 入口区域边界层分布

Fig.3-26 Boundary layer in entrance region

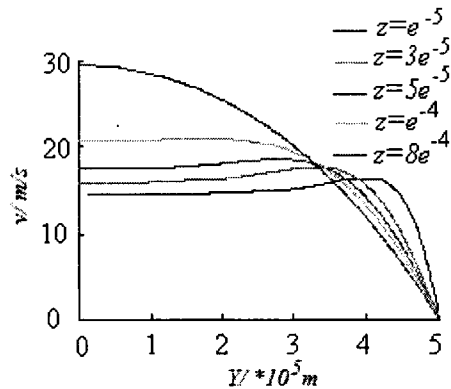


图 3-27 不同位置横截面速度分布

Fig.3-27 Velocity distribution in cross-section

### ● 微通道流动入口段特性分析

微通道流动入口段与常规尺寸通道中入口段流动的差异可以从入口段的速度流型的差异找到答案。图 3-27 所示为水力直径  $100\ \mu\text{m}$ 、长  $10\text{mm}$  通道中  $Re=100$  时，沿流动方向几个横截面的速度分布图，可以发现，管内的速度分布出现了与常规通道速度分布明显的区别，具体体现在近壁处速度梯度增大；截面的速度最大值出现在了近壁处而不是常规通道中的截面中心位置；同时，为了满足连续性方程，导致近入口处中心速度值低于进口给定速度值。为了更清晰的展示微通道入口段与常规通道入口段速度流型的差异，本文给出了入口段沿流动方向几个截面的三微速度分布。图 3-28 是沿流动方向几个横截面的三维速度分布图，从图中

可以更清楚的看出速度分布的异常。具体体现在入口段近壁处速度梯度相当大，近壁处速度高于中心速度，并且截面上速度最大值出现在了通道的角落，沿着流动方向，速度最大值逐渐向管中心推移，直至如图 3-28(c)所示通道中心速度最大，即回归到与常规通道速度分布一致；同时为了满足质量守恒，近入口处中心处速度甚至低于入口速度，在 Metin<sup>[74,75]</sup>的研究中也发现了上述类似的现象。这种速度分布的异常正是导致边界层减薄的原因，近壁处的高速度梯度和速度极值在近壁处的出现，一方面使主流速度降低，另一方面高速度梯度使近壁面速度迅速上升，这都使边界层厚度减薄。顺便指出，这种边界层的减薄也是微通道中摩擦常数高于常规通道的原因。

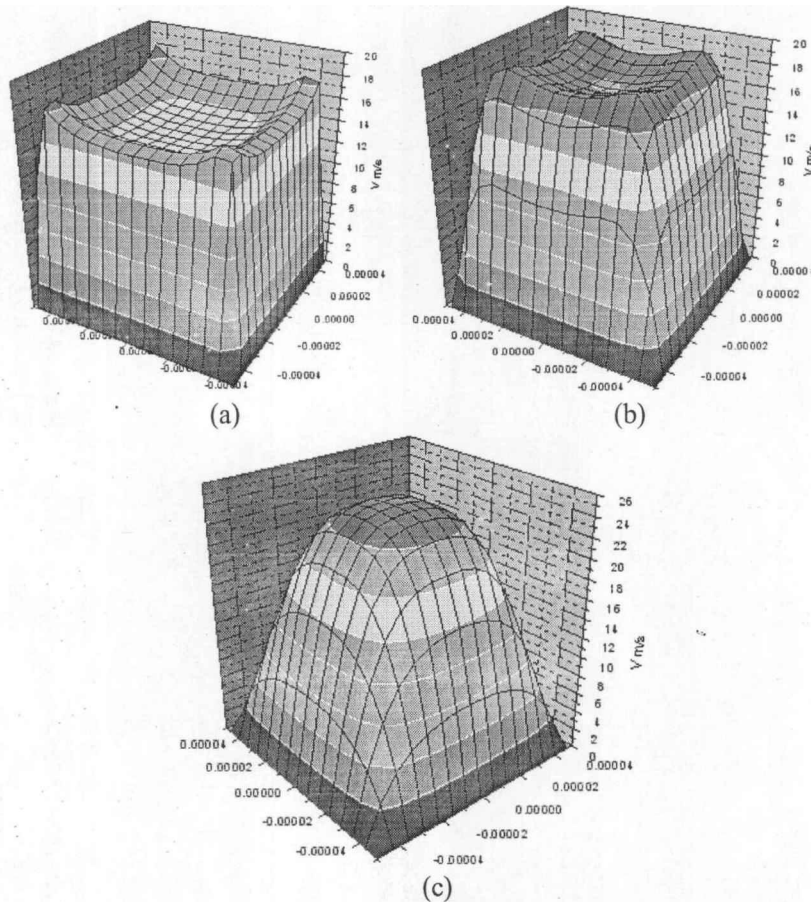


图 3-28 不同位置横截面 3 维速度分布  
(a) $z=10^{-5}$  m, (b) $z=5\times 10^{-5}$  m, (c) $z=2\times 10^{-4}$  m

Fig.3-28 3-D velocity distribution at different locations along axial:  
(a) $z=10^{-5}$  m, (b) $z=5\times 10^{-5}$  m, (c) $z=2\times 10^{-4}$  m

为了解释上述速度分布的异常，对应的截取了相应截面的速度矢量和压力分布。图 3-29(a)(b)(c)显示了与上面对应的几个截面的速度矢量图和压力分布云图，从图(a)的压力云图可以发现近入口处由于壁面的非滑移近壁处会出现很大的压力梯度，并且由于强烈的表面效应，使接触表面最大的通道角落具有最高的压力梯度，这种压力梯度的存在驱动流体向管中心流动同时还使流体沿流动方向流动，使得流体的流动出现如图(a)中速度矢量图所示的二次流，这里近壁面处特别是通

道角落处二次流的速度最大，这就解释了近进口处速度分布异常的原因；接下来图(b)压力云图中可以发现，由于壁面非滑移导致的异常的压力分布已经不存在，但是压力梯度依然存在，二次流的速度逐渐向通道中心扩散，使截面速度最大值逐渐向管中心推移；最后的图(c)中，压力梯度基本不存在，因此截面也基本没有二次流的存在，速度分布与常规一致，即速度最大值出现在了通道中心。这就解释了上面速度分布出现新分布的原因。

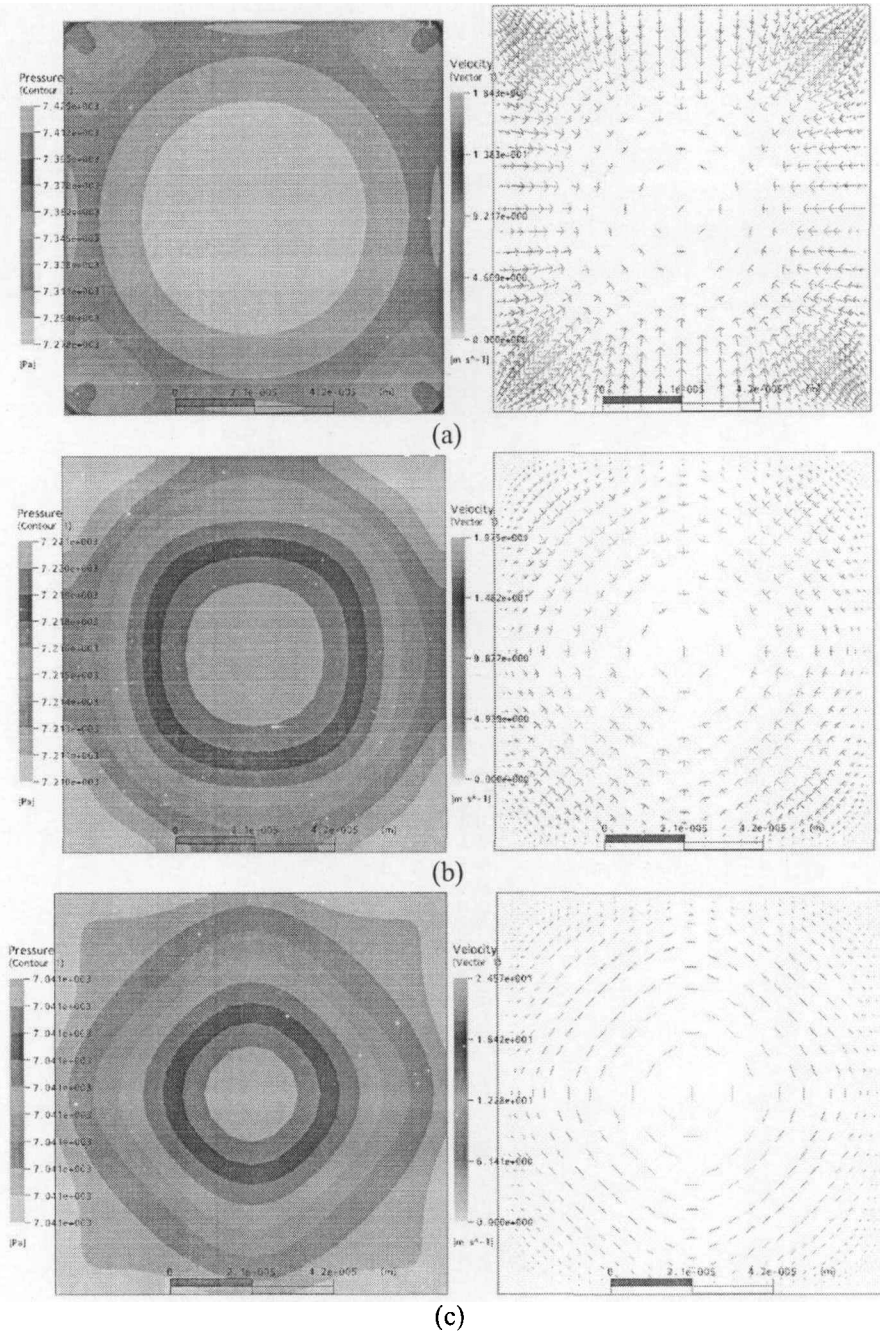


图 3-29 不同位置压力分布云图及相应速度矢量图  
(a) $z=10^{-5}\text{m}$ , (b) $z=5\times 10^{-5}\text{m}$ , (c) $z=2\times 10^{-4}\text{m}$

Fig.3-29 Velocity vectors and pressure contours at different locations along axial:  
(a) $z=10^{-5}\text{m}$ , (b) $z=5\times 10^{-5}\text{m}$ , (c) $z=2\times 10^{-4}\text{m}$

本文计算分析结果时，入口段长度的算法采用的是学术界广泛认同的做法，

即通道中心线速度达到充分发展段中心线速度的 99% 处距离入口所对应的长度就是入口段长度。

根据上面的分析，微通道的入口段长度应该大于常规理论的预测值。图 3-30 是  $100\ \mu\text{m}$  通道中不同  $Re$  下入口段长度与常规理论预测值的对比图，图中点表示的是  $100\ \mu\text{m}$  通道中不同  $Re$  下入口段长度值，实线是常规理论推导出的理论预测公式，表达式为  $L/D = 0.058Re$ 。可以发现， $100\ \mu\text{m}$  通道中所有  $Re$  对应的入口段长度均大于常规预测值，这正好映证了上面的理论分析。上面是微通道中入口段长度的定性分析，下面进行定量的分析。

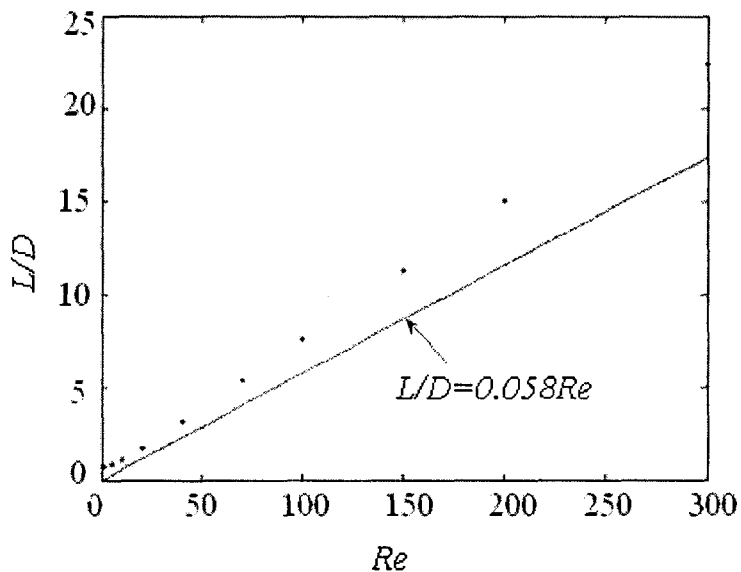


图 3-30  $100\ \mu\text{m}$  通道中  $L/D$  随  $Re$  数的变化曲线

Fig.3-30 Hydrodynamic entry length at different  $Re$  number in case of  $100\ \mu\text{m}$  microchannel

图 3-31 是入口段长度与水力直径的比值随  $Re$  在不同水力直径下的变化趋势图。可以发现，不同水力直径下，入口段长度与水力直径的比值均非常接近，并且在不同  $Re$  下，他们的比值仍然非常接近。通过对数据的分析发现，在不同  $Re$  下，三种尺寸通道中入口段长度与水力直径的比值波动均不超过 2%，可以认为，他们是相等的，也就是说，微通道中，尺度对入口段长度与水力直径的比没有影响，这与常规理论得到的结论有着一致性。另外，随着  $Re$  的增加，入口段长度会明显增加，这是显而易见的，并且这种增加看起来是线性的。通过对数据的分析发现，其实这种增长并不是线性的，图 3-32 给出了  $L/D$  随  $Re$  变化的局部放大图，从图中可以清楚看出  $L/D$  随  $Re$  的变化是经历一个平缓上升后再几乎线性上升的，也就是说并不是线性增加的。

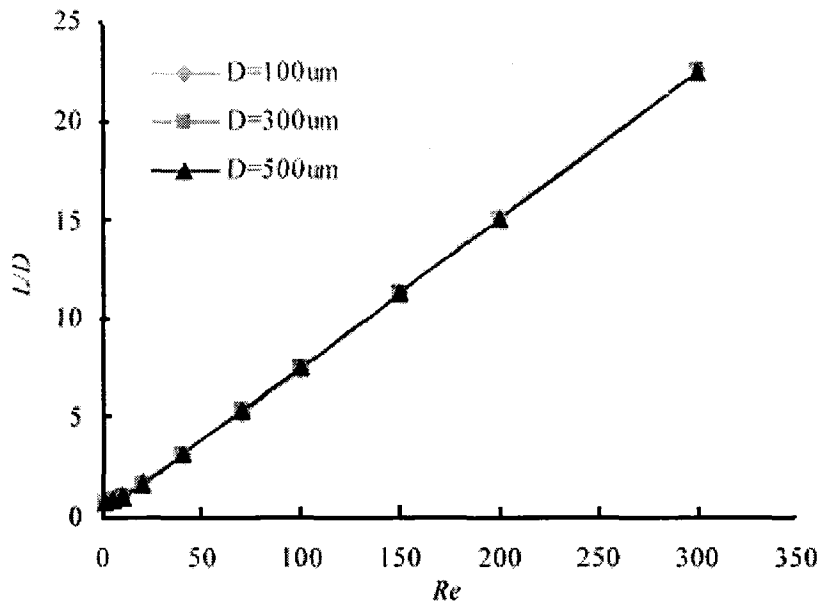


图 3-31  $L/D$  随  $Re$  数的变化曲线  
Fig.3-31 Variation of  $L/D$  with  $Re$

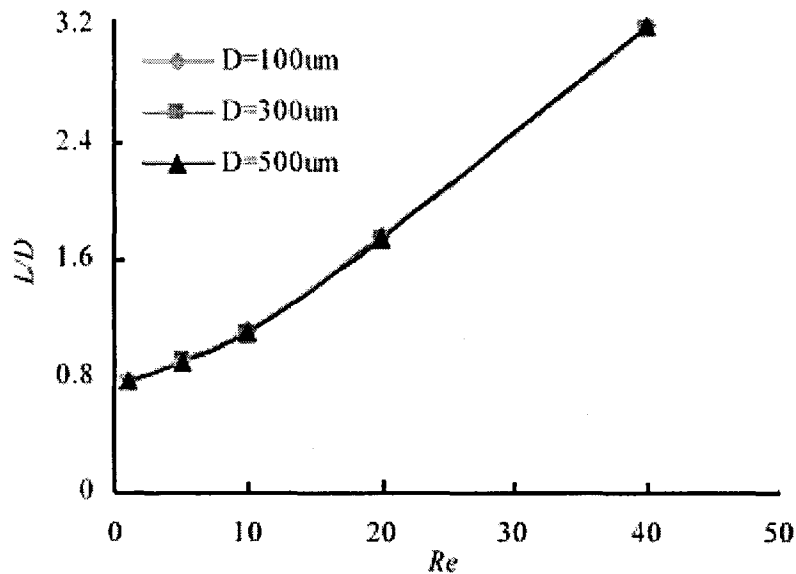


图 3-32  $L/D$  随  $Re$  数的变化曲线的局部放大图  
Fig.3-32 Enlarged view of variation of  $L/D$  with  $Re$

图 3-33 是  $Re=100$  时水力直径为  $100\mu\text{m}$  通道中不同高宽比  $\beta$  对微通道中  $L/D$  的影响趋势图。可以发现，入口段长度与水力直径的比随着高宽比呈非线性变化，随着高宽比  $\beta$  的增加  $L/D$  先增加后减小，也就是说，存在着某个特定高宽比值使  $L/D$  最大。这是由于不同的几何形状导致表面效应的作用不同，从而使得入口段长度有上面所述的变化。具体来说，表面效应导致的压力梯度影响着入口段长度，高宽比很小时，水力直径也很小，这时压力梯度大，但是压力梯度的作用范围小；随着高宽比的增加水力直径增加，压力梯度减小，但是此时由于截面几何形状的改变使压力梯度影响的范围更加广泛。那么，在压力梯度的大小和影响范围共同影响边界层发展时，应该存在某个高宽比值使压力梯度的大小和影响范围能最大

程度的减薄边界层,使入口段长度最大。本文研究结果显示高宽比  $\beta$  为 0.3 左右时,  $L/D$  达到最大。

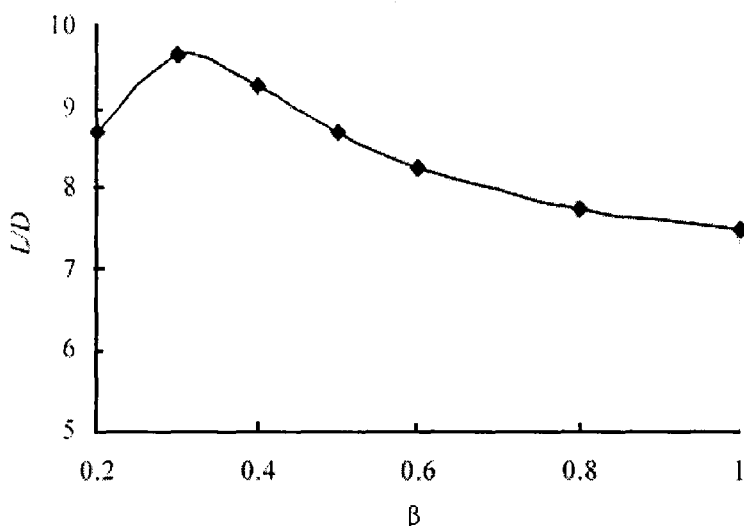


图 3-33 不同高宽比的微通道中  $L/D$  的变化趋势图  
Fig.3-33 Variation of  $L/D$  with height-to-width ratio

### ● 入口段长度关联式的建立

上面研究发现  $L/D$  随着  $Re$  和高宽比的变化而改变,接下来本文定量拟合了  $L/D$  随  $Re$  和高宽比变化关系。这里借鉴了 Friedmann<sup>[173]</sup>在其研究中所使用过的函数形式的修正形式来拟合本文  $L/D$  随  $Re$  变化关系,具体形式为:

$$L/D = \left( aRe + \frac{b}{c + dRe} \right) f(\beta) \quad (3-20)$$

其中,  $a, b, c, d$  均为常数。式中第一项为线性项,第二项为线性修正项。

通过对数据的拟合得到了微通道中入口段长度与水力直径比值和  $Re$  的变化关系式,表达式如下:

$$L/D = \left( 0.075Re + \frac{0.8273}{1.161 + 0.1032Re} \right) (-0.744 + 2.492\beta - 48.72\beta^2 + 3.315\beta^3 - 22.11\beta^4) \quad (3-21)$$

上式的适用范围是  $Re$  在 1-300 之间,宽高比  $\beta$  在 0.2-1 之间。将拟合曲线与计算数据对比,可以发现,拟合曲线与数据吻合很好,通过计算,所有数据与拟合曲线的偏差均在 15% 以内,说明了本文得到的关联式的可靠性。

另外需要指出,  $L/D$  随  $Re$  的变化趋势在  $Re$  较大的情况下线性度很好,只是在小  $Re$  下会出现明显偏离,为此本文针对这一现象,拟合了较大  $Re$  下  $L/D$  随  $Re$  的线性关联式。得到的关联式如下:

$$L/D = (0.075Re + 0.1537) (-0.744 + 2.492\beta - 48.72\beta^2 + 3.315\beta^3 - 22.11\beta^4) \quad (3-22)$$

图 3-34 为  $\beta=1$  时拟合曲线与数据对比图,可以发现,大  $Re$  下数据与线性拟合曲线吻合很好。图 3-35 为小  $Re$  下线性拟合曲线与数据对比局部放大图,图中可

以更清楚的反映差异, 当  $Re$  小于 20 时, 曲线与数据有较大偏差, 最大偏差可以达到 70%。但是, 当  $Re$  大于 20 时, 曲线与数据吻合很好, 最大偏差在 10% 以内。说明该公式适用范围是  $Re$  大于 20。

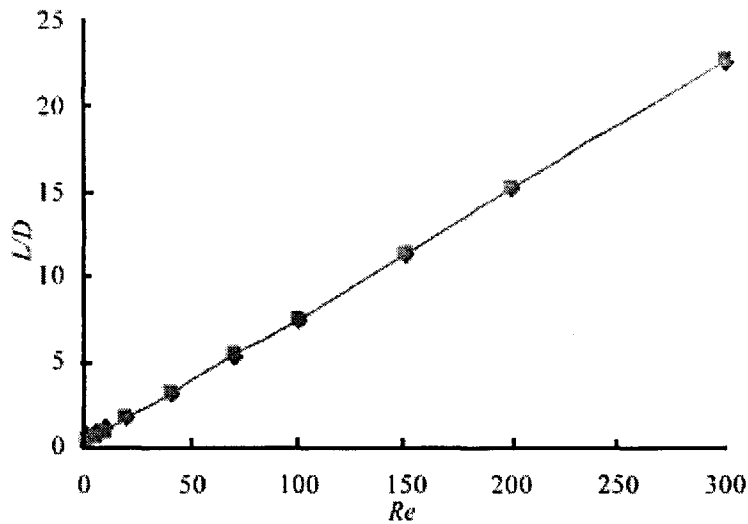


图 3-34  $\beta=1$  时拟合曲线与数据对比图

Fig.3-34 Compared linear correlation with available data

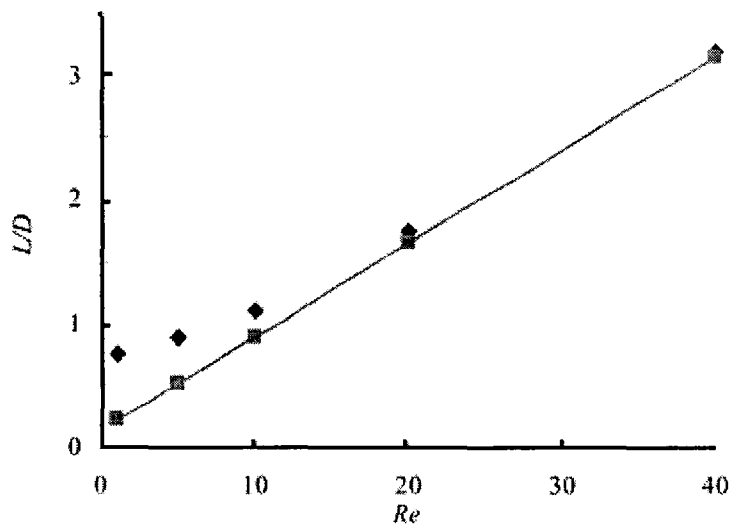


图 3-35 小  $Re$  下线性拟合曲线与数据对比局部放大图

Fig.3-35 Enlarged view of comparison of linear correlation with available data

### ● 小结

(1) 本文研究发现微通道中入口段速度分布明显不同于常规通道, 截面速度最大值出现在了近壁处; 导致边界层发展滞后于常规尺寸通道, 进而使微通道中入口段长度大于常规理论预测值;

(2) 数值研究发现, 入口段长度与水力直径的比值, 随着  $Re$  的增加而非线性增加, 随着高宽比的增加而先增加后减小;

(3) 分析计算得到了微通道中入口段长度的关联式:

$$L/D = (0.075Re + \frac{0.8273}{1.161 + 0.1032Re})(-0.744 + 2.492\beta - 48.72\beta^2 + 3.315\beta^3 - 22.11\beta^4)$$

该式适用范围为：连续流区  $Re$  在 1-300 之间，宽高比  $\beta$  在 0.2-1 之间的矩形截面通道，在较大  $Re$  ( $Re > 20$ ) 下，可以由简化的线性关联式计算入口段长度，形式如下：

$$L/D = (0.075Re + 0.1537)(-0.744 + 2.492\beta - 48.72\beta^2 + 3.315\beta^3 - 22.11\beta^4)$$

为今后研究微通道流动特性过程中数据的处理提供了依据。

### 3.2.2 入口效应对换热特性的影响

#### ● 概述

现有文献对入口段长度的预测互相矛盾，有的认为入口段长度比常规尺度大，有的认为入口段长度比常规尺度小。并且没有系统专门的针对入口段长度这一重要参数进行定量研究。

另外，现有研究讨论热入口段时都假定流动已经充分发展。事实上，热入口边界层发展时流动边界层并未充分发展，并且，流动边界层的发展对热边界层的发展也有影响，它们之间是相互作用的。因此，在考虑流动边界层发展的情况下考虑热边界层的发展也更具有现实意义。

本节在 3.2.1 部分的基础上，考虑了入口效应对换热的影响，建立了三维微通道几何模型与数学模型，利用 CFX 软件，使用全隐式多网格耦合求解技术，同时求解动量方程，能量方程和连续性方程，进行了数值计算，研究了入口区域的换热特性，在考虑流动边界的发展情况下定量研究微通道热入口段长度，建立起微通道热入口段长度的关联式，为深入研究入口段效应提供数值基础。为了简化模型，本文在计算时忽略了可压缩性的影响。

#### ● 数值计算描述

本节在 3.2.1 的基础上将换热的因素考虑进来。即在上节模型中加入能量方程：

$$\nabla \cdot (\rho U h) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) \quad (3-23)$$

计算中，改变进口速度，即改变入口  $Re$ 。

边界条件为入口处  $u=v=0\text{m/s}$ ， $w$  为一定值，出口处为背压  $p = 0\text{Pa}$ ，同时认为出口处已达充分发展，即  $\partial U / \partial z = 0$ ，壁面处等温加热  $T_w = \text{constant}$ ，同时采用无滑移边界  $U_{\text{wall}} = 0$ 。

为了进一步验证本文计算结果的可靠性，计算了与文献[174]实验中相同通道在  $Re=350$  时的流动情况，与相同状况下采用 MTV(分子标记测速技术)方法测试的结

果<sup>[174]</sup>进行了对比,图 3-36 是本文计算结果与实验测量结果在沿流动方向近入口处几个截面速度的对比,其中 $U(R)$ 见文献[174]中的定义,可以发现计算结果在细节上与实验测得的结果吻合很好,进一步确认了本文计算模型与求解方法的可靠性。

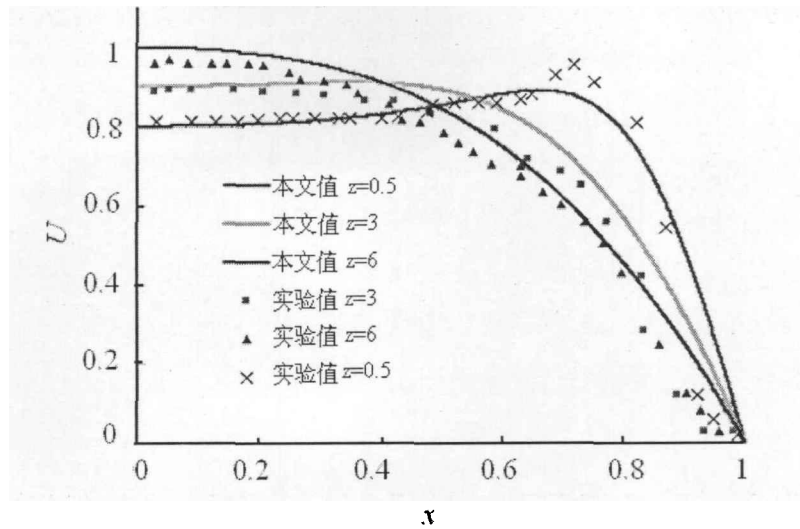


图 3-36 沿流动方向不同位置截面速度分布  
Fig.3-36 Axial velocity profiles along flow direction

### ● 微通道热入口段特性分析

本文给出了入口段沿流动方向几个截面的三维温度分布。图 3-37 是沿流动方向几个横截面的三维温度分布图,从图中可以更清楚的看出温度分布的异常。具体体现在入口段近壁处速度梯度相当大,如图 3-37(a);沿流动方向至图 3-37(b)所示,此时温度梯度向通道中心推移,但梯度值依然很大;直至图 3-37(c)所示,通道中心的温度也受到影响,换热接近充分发展段,通道中心温度梯度最大;最后到达如图 3-37(d)所示的截面,此时已经达到换热充分发展段,整个截面温度基本均匀。这种温度分布的异常正是导致边界层减薄的原因,近壁处的高温梯度的出现,使近壁面温度迅速上升,同时主流温度并未受到影响,根据热边界层的定义,这些影响都使热边界层厚度减薄,从而使热入口段长度增加。下面给出了微通道中入口段温度分布出现异常的解释。

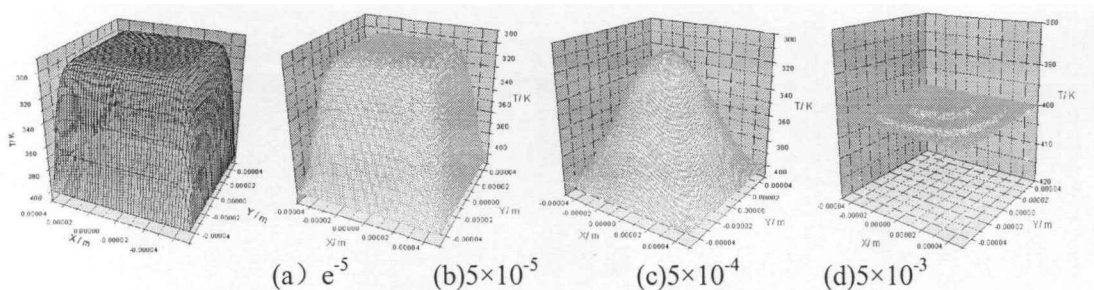


图 3-37 沿流动方向不同位置截面 3 维温度分布  
(a) $z=10^{-5}$  m, (b) $z=5\times 10^{-5}$  m, (c) $z=5\times 10^{-4}$  m, (d)  $z=5\times 10^{-3}$  m  
Fig.3-37 3-D temperature distribution at different locations along axial:  
(a) $z=10^{-5}$  m, (b) $z=5\times 10^{-5}$  m, (c) $z=5\times 10^{-4}$  m, (d)  $z=5\times 10^{-3}$  m

上述温度分布的异常是由于微通道入口段速度分布出现异常导致的。为了具体展现这些异常，对应的截取了相应截面的三维速度分布。图 3-38 是沿流动方向几个横截面的三维速度分布图，从图中可以更清楚的看出速度分布的异常。具体体现在入口段近壁处速度梯度相当大，近壁处速度高于中心速度，并且截面上速度最大值出现在了通道的角落，沿着流动方向，速度最大值逐渐向管中心推移，直至如图 3-38(c)(d)所示通道中心速度最大，即回归到与常规通道速度分布一致；同时为了满足质量守恒，近入口处中心处速度甚至低于入口速度，在其他学者的研究中也发现了上述类似的现象<sup>[74,75]</sup>。经过研究发现，这种速度分布的异常是由于入口段在壁面效应的影响下通道角落出现了径向压差导致了通道角落二次流的出现，而二次流的出现会显著的增强近壁处的对流换热，使近壁温度梯度增加，热边界层厚度减薄。这就解释了上面温度分布出现新分布的原因。

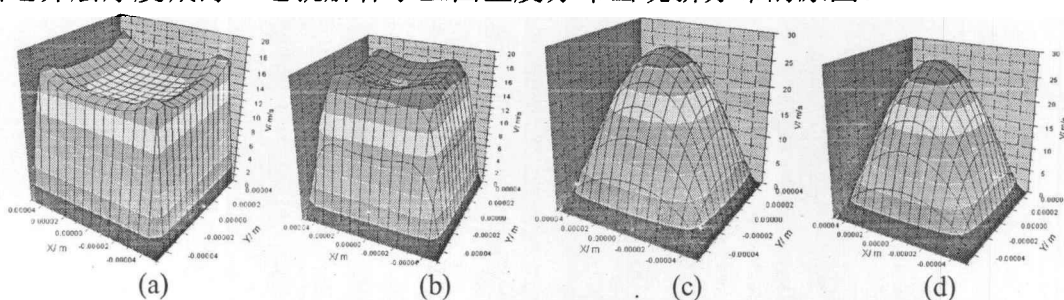


图 3-38 沿流动方向不同位置截面 3 维速度分布:

(a) $z=10^{-5}\text{m}$ , (b) $z=5\times 10^{-5}\text{m}$ , (c) $z=5\times 10^{-4}\text{m}$ , (d) $z=5\times 10^{-3}\text{m}$

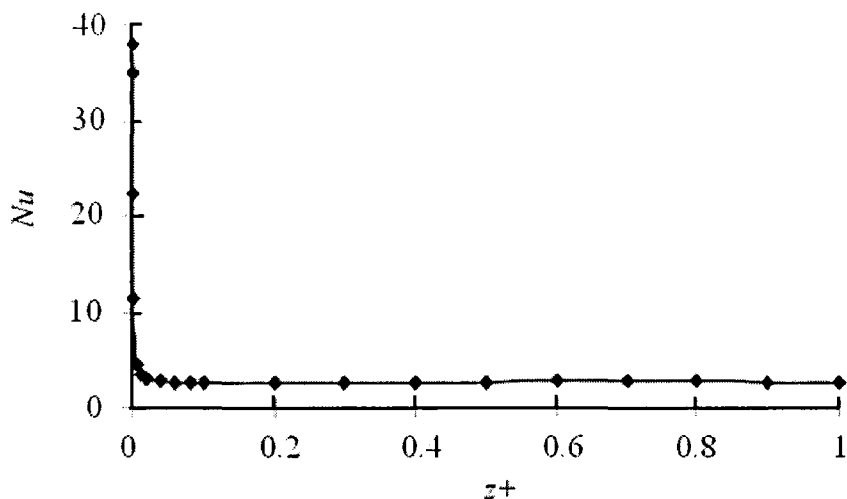
Fig.3-38 3-D velocity distribution at different locations along axial:

(a) $z=10^{-5}\text{m}$ , (b) $z=5\times 10^{-5}\text{m}$ , (c) $z=5\times 10^{-4}\text{m}$ , (d) $z=5\times 10^{-3}\text{m}$

前人关于微通道换热性能的研究结论相互矛盾，通过本文研究发现，微通道里的入口效应也许可以解释这一现象。图 3-39 (a)是沿程  $Nu$  分布，图 3-39(b)是图 3-39(a)的局部放大图。可以发现，从入口处  $Nu$  很大到充分发展段迅速降低至稳定值，这一现象与常规通道一致。但是他们的区别在于：微通道在入口段  $Nu$  相当大，比常规通道入口段换热要强的多，但是同时强烈的换热导致流体温度迅速上升，使充分发展段流体与壁面温差减小换热减弱，本文计算结果显示充分发展段  $Nu=2.67$ ，而常规通道充分发展段的  $Nu=2.98$ ，这里微通道充分发展段换热性能明显低于常规通道。因此，不能简单认为微通道换热性能好于常规通道或劣于常规通道，而只能得到微通道入口区换热性能高于常规通道，充分发展区换热弱于常规通道。

下面具体解释一下入口效应是如何导致前人研究结论相互矛盾的。针对前人的研究结论，认为微通道里  $Nu$  高于常规通道的，一般属于短通道，这时入口区的影响占主导地位，入口区换热增强的部分足以弥充分发展段换热减弱的部分，因此会得到换热增强的结论；认为微通道里  $Nu$  低于常规通道的，一般通道很长，足以使入口效应忽略，所以由于充分发展段换热弱于常规通道，就得出了换热减

弱的结论；如果通道长度取得正好使入口段换热增强的部分与充分发展段换热减弱的部分相抵消，这时就会得出换热性能与常规通道基本一致的结论。这里，根据入口段换热的特点就很好的解释了前人关于微通道换热性能得出的相互矛盾结论的原因。



(a) 通道沿程局部  $Nu$  数分布

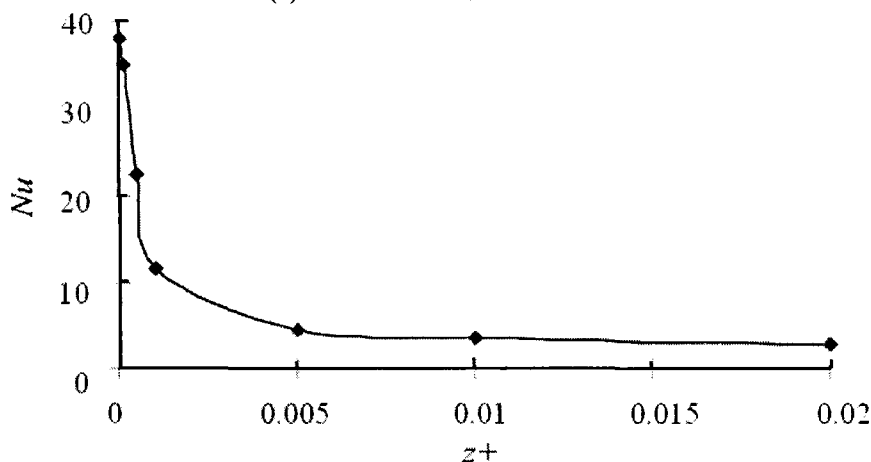


图 3-39 (b)通道沿程局部  $Nu$  数分布局部放大图

( $z^+ = z/(DRe)$ ,  $Re=100$ ,  $L/D=100$ )

Fig.3-39 (a) Local Nusselt number along the channel and (b) enlarged view of Local Nusselt number along the channel ( $z^+ = z/(DRe)$ ,  $Re=100$ ,  $L/D=100$ )

本节计算分析结果时，入口段长度的算法采用的是学术界广泛认同的做法，即通道中心线温度达到充分发展段中心线温度的 99%处距离入口所对应的长度就是热入口段长度。

当流体流入恒壁温通道内时，由于主流流体温度与壁面存在温差，在近壁的热边界层内会出现强烈的换热，在热边界层之外流体的温度梯度基本为零，热边界层沿流动方向由零开始逐渐增厚，最后汇合于通道中心线，达到充分发展，之后无量纲温度分布不再变化，热入口段的换热非常强烈，它会影响整个流动过程的换热特性，这种影响已经在本文前言中有所介绍。因此，研究热入口段长度的

变化规律有助于对微通道流体换热特性的深入研究。

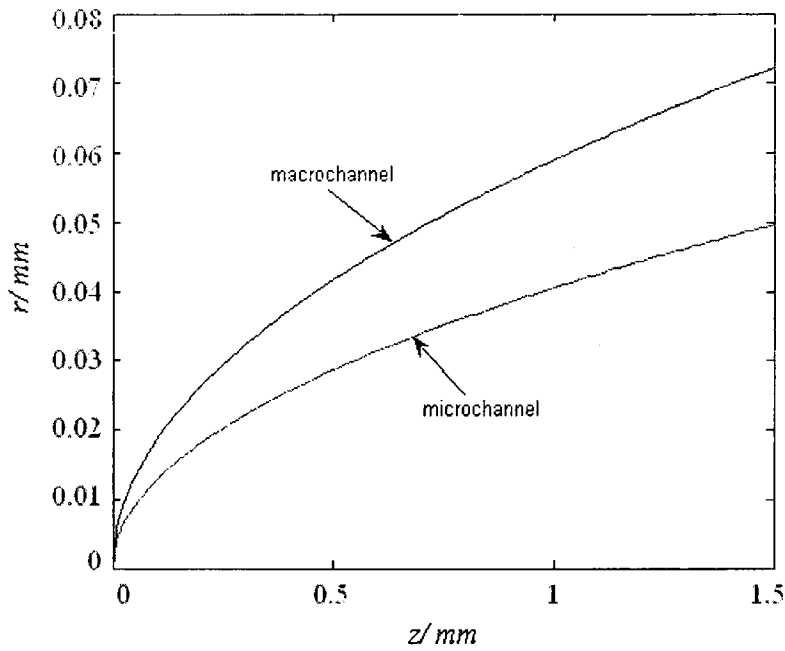


图 3-40 入口区域热边界层分布  
Fig.3-40 Thermal boundary layer in entrance region

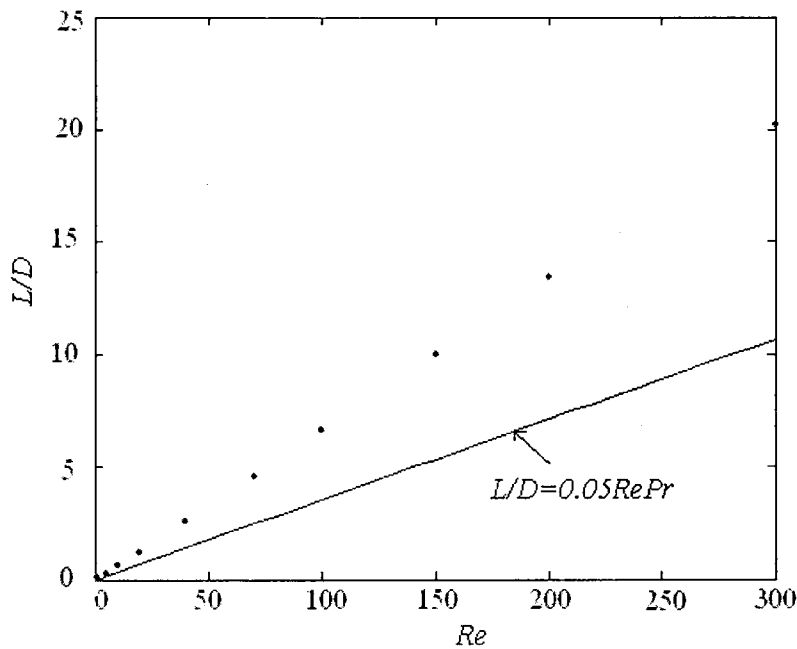


图 3-41 100  $\mu\text{m}$  通道中热入口段长度  $L/D$  随  $Re$  数的变化曲线  
Fig.3-41 Thermal entry length at different  $Re$  number in case of 100  $\mu\text{m}$  microchannel

入口段长度取决于边界层的发展，边界层的发展快慢决定了入口段的长度，图 3-40 为水力直径 100  $\mu\text{m}$ 、长 10mm 通道中  $Re=100$  时边界层发展与常规尺度通道中边界层发展的比较图，可以发现，微通道中边界层的发展速度明显低于常规通道中的发展速度，这导致了入口段长度的增加。这种现象是由于微通道中占主导地位的表面效应导致的，在微米量级的微通道中比表面积高达  $10^6$ ，是传统通道

的百万倍以上，高的比表面积显著影响到质量、动量与能量的传递，这种表面的影响起到了决定性的作用。

根据上面的分析，微通道的热入口段长度应该大于常规理论的预测值。图 3-41 是  $100\ \mu\text{m}$  通道中不同  $Re$  下入口段长度与常规理论预测值的对比图，图中点表示的是  $100\ \mu\text{m}$  通道中不同  $Re$  下入口段长度值，实线是常规理论推导出的理论预测公式，表达式为  $L/D=0.05RePr$ 。可以发现， $100\ \mu\text{m}$  通道中所有  $Re$  对应的入口段长度均大于常规预测值，这正好映证了上面的理论分析。这只是微通道中入口段长度的定性分析，下面进行定量的分析。

图 3-42 是入口段长度与水力直径的比值随  $Re$  在不同水力直径下的变化趋势图。可以发现，不同水力直径下，入口段长度与水力直径的比值均非常接近，并且在不同  $Re$  下，他们的比值仍然非常接近。通过对数据的分析发现，在不同  $Re$  下，三种尺寸通道中入口段长度与水力直径的比值波动均不超过 2%，可以认为，它们是相等的，也就是说，微通道中，尺度对热入口段长度与水力直径的比没有影响。

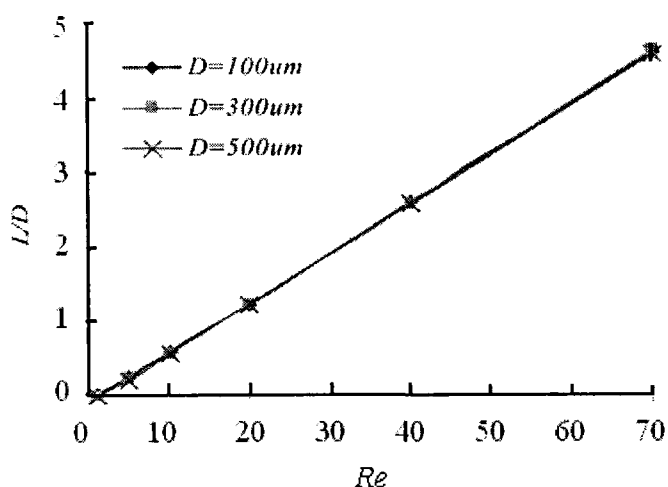


图 3-42  $L/D$  随  $Re$  变化趋势图

Fig.3-42 Variation of  $L/D$  with  $Re$  at different hydrodynamic diameter

图 3-43 是  $Re=100$  时不同高宽比的微通道中  $L/D$  的变化趋势图。可以发现，入口段长度与水力直径的比随着高宽比增加呈非线性增加趋势。并且随着高宽比的增加无量纲入口段长度趋于不变。宽高比对热入口段的影响是由通道角落与通道中心的距离所决定。具体的，由于微通道入口段速度分布的异常使近壁处温度梯度增加，并且这种高温梯度逐渐向管中心推移，这时，推移的距离决定了温度分布异常作用的时间，作用时间又直接决定了热入口段长度，宽高比越小通道角落与通道中心的距离越小，所以热入口段长度也越小，随着宽高比的增加通道角落与通道中心的距离增加，同时作用的范围也更加对称，使得热入口段长度逐渐增加并且趋于不变。

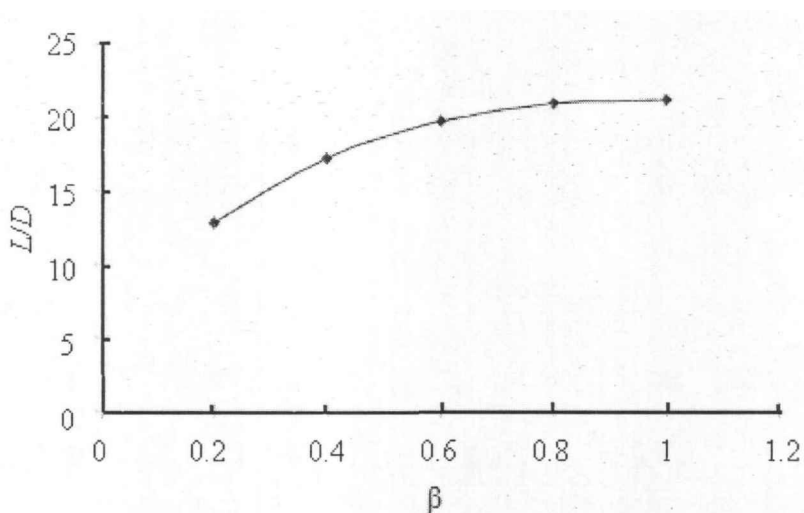


图 3-43 不同高宽比的微通道中  $L/D$  的变化趋势图  
Fig.3-43 Variation of  $L/D$  with height-to-width ratio

图 3-44 是  $L/D$  在不同壁温下随  $Re$  的变化趋势。可以发现，在不同壁温下， $L/D$  随  $Re$  增加均依然为线性增加，但是不同壁温下  $L/D$  值不同。 $L/D$  随壁温的增加而非线性增加， $L/D$  开始随着壁温的增加剧烈增加，但是增加的幅度随着壁温的增加逐渐减小，到一定温度时基本不再增加。这一现象可以由换热状况反向推导得到。众所周知，微通道中壁温的增加可以有效加强换热，并且壁温越高换热越强，但是同样随着温度的增加换热增加的幅度会减弱。反向推导，管内换热主要发生在边界层区域，边界层越薄换热越强，那么壁温的增加就会使边界层变薄，因而使热入口短长度增加，而这种增长随着壁温的增加幅度会减弱，所以就出现了图 3-44 所示的变化趋势。

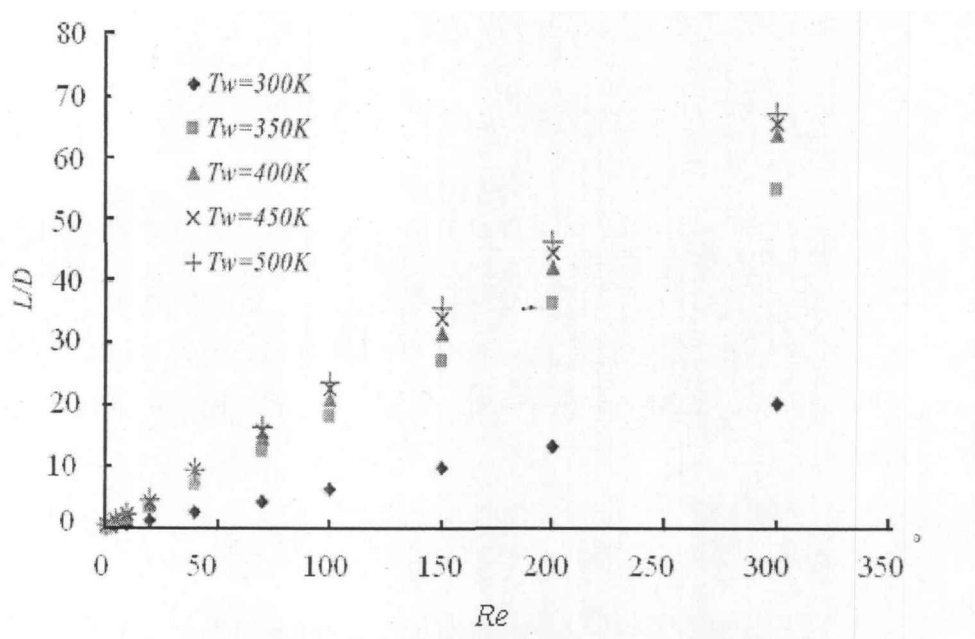


图 3-44  $L/D$  在不同壁温下随  $Re$  的变化趋势  
Fig.3-44 Variation of  $L/D$  with  $Re$  at different wall temperature

### ● 热入口段长度关系式的建立

上面研究发现  $L/D$  不随着尺度和长径比的改变而改变, 而只随着  $Re$  和壁温的改变而改变, 接下来本文定量拟合了  $L/D$  随  $Re$  与壁温的变化关系。

首先, 上文研究发现  $L/D$  随  $Re$  是呈线性变化的, 因此, 可以将  $L/D$  与  $Re$  写成线性表达式:

$$L/D = aRe + b \quad (3-24)$$

值得注意, 这里  $a$  和  $b$  不是常数, 因为在不同壁温下  $L/D$  随  $Re$  的变化处在不同的直线上, 因此,  $a$  和  $b$  应该是壁温  $T_w$  的函数。壁温对热入口段长度的影响是非线性的, 壁温越大对热入口段长度的影响越小, 为了简化分析, 将壁温无量纲化, 定义无量纲壁温为:

$$T^* = \frac{T_w - T_0}{T_0} \quad (3-25)$$

这里  $T_0=293\text{K}$ 。通过对数据的分析发现  $a$  和  $b$  随  $T^*$  的函数形式为:

$$a = P1 + P2T^*, \quad b = P3 \ln\left(\frac{T^* + P4}{P5}\right) \quad (3-26)$$

其中,  $P1$ 、 $P2$ 、 $P3$ 、 $P4$ 、 $P5$  为常数, 通过拟合求得  $P1=-0.18754$ ,  $P2=1.0674$ ,  $P3=0.02847$ ,  $P4=-0.02528$ ,  $P5=2.22\text{E-}4$ 。综合整理得到  $L/D$  与  $Re$  与  $T^*$  的关联式如下:

$$L/D = 0.02847Re \ln\left(\frac{T^* - 0.02528}{2.22 \times 10^{-4}}\right) + (-0.18754 + 1.0674T^*) \quad (3-27)$$

另外, 考虑高宽比  $\beta$  的影响, 给出  $L/D$  的形式为:

$$L/D = [0.02847Re \ln\left(\frac{T^* - 0.02528}{2.22 \times 10^{-4}}\right) + (-0.18754 + 1.0674T^*)]f(\beta) \quad (3-28)$$

通过对数据的分析发现, 本文  $f(\beta)$  应以对数形式表示。通过对数据的拟合得到了表达式如下:

$$L/D = [0.02847Re \ln\left(\frac{T^* - 0.02528}{2.22 \times 10^{-4}}\right) + (-0.18754 + 1.0674T^*)](0.2555 \ln(\beta) + 1.0343) \quad (3-29)$$

为了验证上式的可靠性, 将由上式得到的曲线与计算得到的数据进行了比较, 图 3-45 是  $\beta=1$  时关联式与计算数据的对比图, 可以发现, 关联式与计算数据吻合很好, 最大偏差在 5% 以内, 说明上述关联式是可靠的。

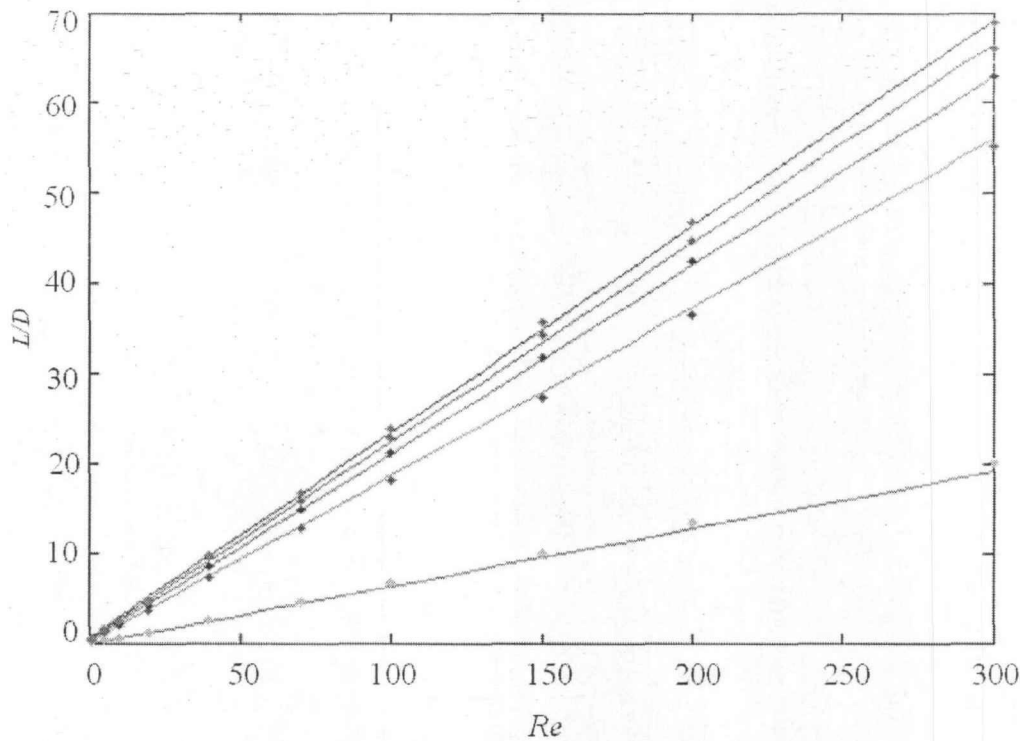


图 3-45  $\beta=1$  时关联式与计算数据的对比图

Fig.3-45 Numerically obtained correlation for  $L/D$  with  $Re$   
(from top to bottom  $T_w = 500K, 450K, 400K, 350K, 300K$ )

● 小结

(1)矩形截面微通道中入口段近壁温度梯度相当大，截面速度最大值出现在近壁处，这是由于入口段速度分布明显不同于常规通道所导致；热边界层发展滞后于常规尺寸通道，导致微通道中热入口段长度大于常规理论预测值；

(2)入口效应是导致前人关于微通道换热性能的研究结论相互矛盾的重要因素；不能简单认为微通道换热性能好于常规通道或劣于常规通道，而只能得到微通道入口区换热性能高于常规通道，充分发展区换热弱于常规通道；

(3)数值研究发现，无量纲热入口段长度不随尺度和长径比的改变而改变，无量纲热入口段长度随着  $Re$  的增加而线性增加，随着宽高比的增加而非线性增加，这种增加的趋势逐渐趋于平滑，而随着壁温的增加非线性增加，壁温越高热入口段长度增加越小；

(4)分析计算得到了微通道中热入口段长度的关联式：

$$L/D = [0.02847 Re \ln(\frac{T^* - 0.02528}{2.22 \times 10^{-4}}) + (-0.18754 + 1.0674 T^*)] (0.2555 \ln(\beta) + 1.0343)$$

该式适用范围为：连续流区  $Re$  在 1-300 之间，宽高比  $\beta$  在 0.2-1 之间的矩形截面通道。该式的建立为今后研究微通道流动特性过程中数据的处理提供了依据。

### 3.3 粘性加热效应

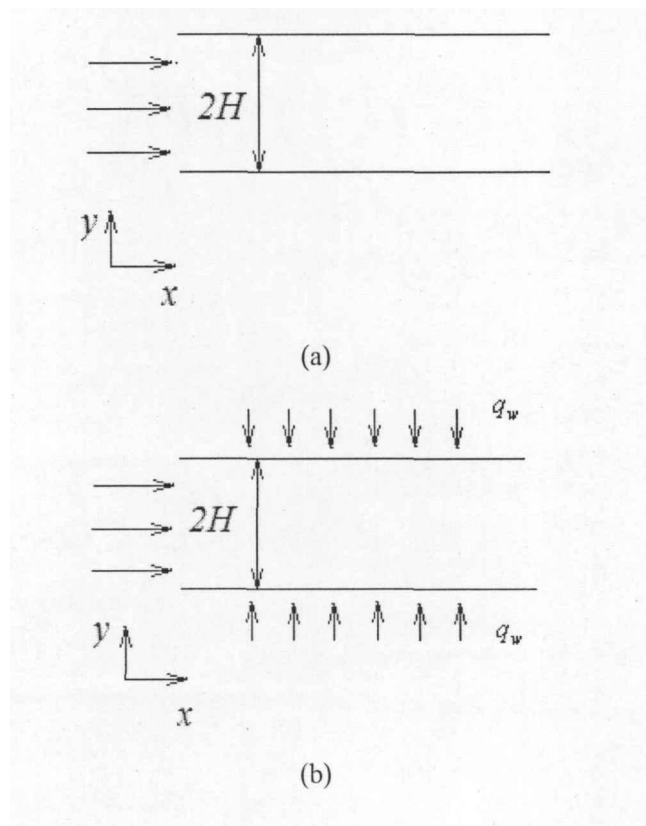
#### 3.3.1 概述

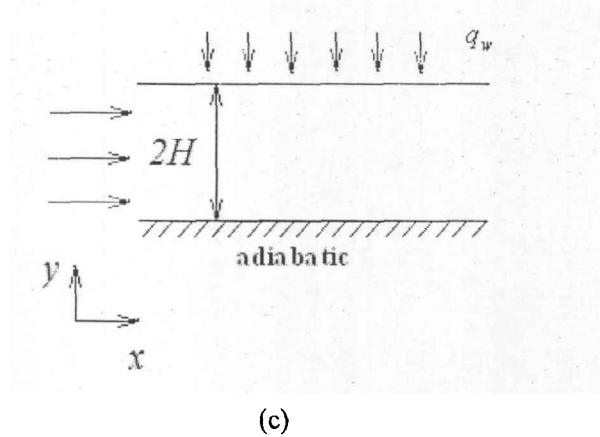
如前言中总结的那样，目前几乎没有针对微尺度下粘性加热效应对温度分布和换热性能影响的系统专门研究。特别是，未有采用解析求解定量获得各个物理量关系的研究。但是，正如上面提到的有些文献指出的那样，粘性加热效应的影响十分显著，针对这个问题需要有更系统深入的研究。

#### 3.3.2 几种常见边界情况下粘性加热对流动换热的影响

##### ● 模型的建立

本节计算求解的物理模型如图 3-46 所示。流动过程假定为二维稳态层流充分发展流，可压缩性和体力的影响忽略，流体物性为常物性。两板之间距离为  $2H$ 。





(c)  
 图 3-46 (a)计算模型示意图 (b)Case A 示意图 (c) Case B 示意图  
 Fig.3-46 (a) A schematic diagram of the microchannel, (b) a schematic diagram of Case A and (c) a schematic diagram of Case B.

众所周知，微通道中不可压缩的假设仅对沿程压降很小的情况适用。因此，在本节计算求解前有必要说明本节计算求解时采用的不可压缩假设的合理性。基于这个目的，本节首先采用数值计算的方法，在考虑速度滑移和粘性加热效应情况下，对某些工况进行分析，看是否存在可压缩性效应可以忽略的情况。

这里采用基于有限体积法的数值计算方法求解了考虑粘性加热和一阶速度滑移时的二维 N-S 方程，针对可压和不可压两种情况进行了分析。采用商用软件 CFD-ACE 数值求解了控制方程。计算中，壁面设为绝热。因此，温度的升高仅由粘性加热和可压缩性贡献。此处， $H$  取值范围为  $0.5-10 \mu m$ ，入口速度为  $0.1-20m/s$ 。我们重点考察对于可压和不可压两种情况下的进出口温升。定义进出口温升的相对差值  $Diff = \frac{T_{incom} - T_{com}}{T_{incom}}$ ， $T_{incom}$  为不可压情况下进出口温升， $T_{com}$  为可压情况下进

出口温升，如果两种情况下进出口温升的相对差值  $Diff$  在 5% 以内，则认为流动可以视为不可压。图 3-47 展示了  $Diff$  随  $H$  和  $v$  的变化趋势。该图采用基于径向基函数 (RBF) 的方法绘制，有关 RBF 的详细信息可以参阅 Lin<sup>[175]</sup> 的文献。从图中可以发现，随着  $H$  的增加和  $v$  的减小进出口温升的相对差值  $Diff$  随之减小。图 3-48 为图 3-47 的局部放大图。可以清楚的发现，在  $H$  处于  $1-10$  以及  $v$  处于  $0.1-1$  范围内时，进出口温升的相对差值  $Diff$  处于 5% 以内，因此可以认为，对于上述情况下，不可压缩的假设成立。

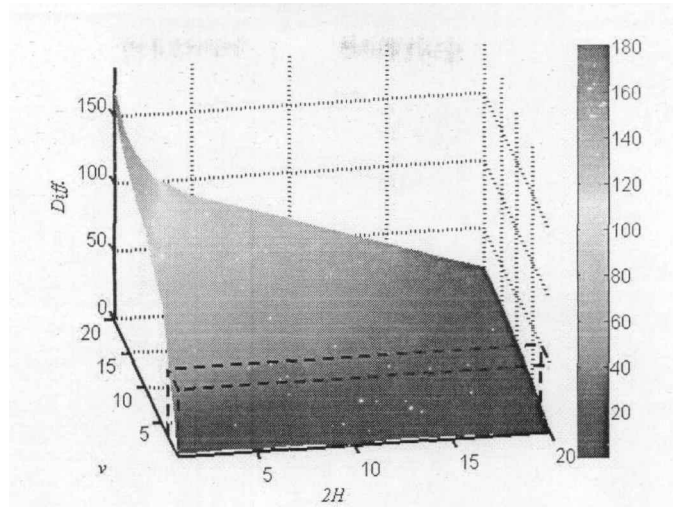


图 3-47 可压缩气体流动与不可压缩气体流动进出口温差百分比 Diff  
Fig.3-47 Percentage difference Diff in temperature rise between the inlet and the outlet of the microchannel between compressible and incompressible gas flow

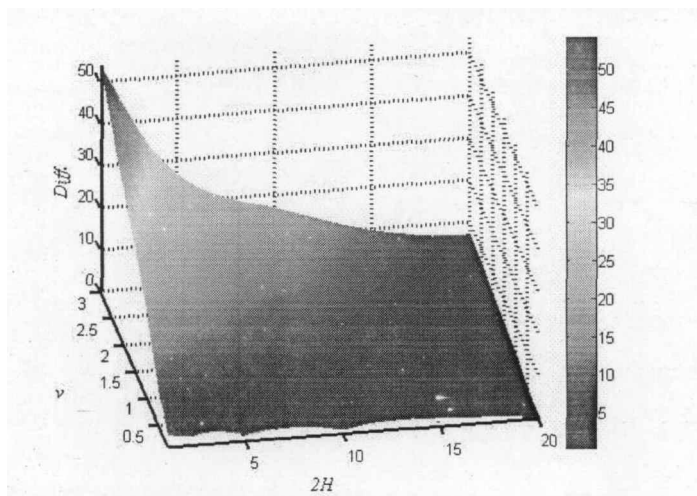


图 3-48 进口速度为 0.1-3 m/s 时图 3-47 的局部放大图  
Fig.3-48 Close-up of Fig. 3-47 for the inlet velocity range from 0.1 to 3 m/s

在滑移流区，由于稀薄效应的存在，壁面会存在速度滑移和温度跳跃。其表达式如下：

$$u_s - u_w = k_v \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=H}, \quad T_s - T_w = k_t \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=H} \quad (3-30)$$

这里,  $k_v = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} l$ ,  $k_t = \frac{2 - \sigma_t}{\sigma_t} l$ ,  $l$  是分子平均自由程;  $\sigma_v$  为切向动量调节系数;  $\sigma_t$  为热调节系数。计算中, 由于  $\sigma_v$  和  $\sigma_t$  的影响可以归入  $Kn$  数中, 因此, 假定  $\sigma_v = 1, \sigma_t = 1$ 。

对于平板间二维充分发展流, 在考虑速度滑移的情况下可以解析求解 N-S 方程获得其速度分布, 表达如下:

$$\frac{u}{u_m} = \frac{3}{2} \left( \frac{1 - \eta^2 + 4Kn}{1 + 6Kn} \right) \quad (3-31)$$

基于上述假设，在考虑粘性加热效应后，控制该问题的能量方程表达如下：

$$u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{v}{c_p} \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \quad (3-32a)$$

方程中  $\frac{v}{c_p} \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2$  这一项代表着粘性加热效应的影响。

本节中，对传热实践中的两种常用工况进行了分析：一种是，一个壁面绝热另一个壁面常热流 (case A)，另一种是两个壁面均为均一常热流输入(case B)。

对于上述两种工况，其边界条件如下：

Case A:

$$\text{壁面} \quad -\lambda \frac{\partial t}{\partial y} = q_w \quad y=H, \quad \frac{\partial t}{\partial y} = 0 \quad y=-H \quad (3-32b)$$

$$\text{中心} \quad \frac{\partial t}{\partial y} = 0 \quad y=0 \quad (3-32c)$$

Case B:

$$\text{壁面} \quad -\lambda \frac{\partial t}{\partial y} = q_w \quad y=H, \quad -\lambda \frac{\partial t}{\partial y} = q_w \quad y=-H \quad (3-32d)$$

$$\text{中心} \quad \frac{\partial t}{\partial y} = 0 \quad y=0 \quad (3-32e)$$

### ● 基于叠加原理的求解方法

本节的控制方程——考虑粘性加热效应的能量方程是具有多个非齐次项的线性微分方程，不能直接解析求解。本节采用基于叠加原理的方法对方程进行求解。叠加原理是一个很重要的求解微分方程的方法，并且在传热领域有着许多成功的运用<sup>[176]</sup>，它可以将含有多个非齐次项的线性微分方程分解为多个只含 1 个非齐次项的线性微分方程，将各部分方程分别求解，再将各部分解相加即得到了原方程的解。具体到本问题而言，首先将该问题分为两个部分，每个部分的控制方程里只含有一个非齐次项，这样就可以分别进行求解，最终该问题的结果就可以通过将两部分结果叠加而获得。拿 Case A 为例进行说明，对于 Case A，分为下列两部分：A(1)为绝热壁面，考虑粘性加热效应，A(2)为常热流边界但不考虑粘性加热效应。上述两部分的控制方程均只含有一个非齐次项，能够直接进行解析求解，将这两部分叠加即最终得到了对于 Case A 的结果。对于 Case B，分解为下列两部分：B(1)为绝热壁面，考虑粘性加热效应，B(2)为一个壁面绝热另一个壁面常热流，且不考虑粘性加热效应。这里 A(1)和 B(1)为相同的问题。求解计算的细节在下面的部分进行详细介绍。

## A(1), B(1)的求解

引入下述无量纲变量,

$$u^+ = \frac{u}{u_m}, \quad \eta = \frac{y}{H}, \quad x^+ = \frac{x\alpha}{u_m H^2}, \quad \theta_1 = \frac{T - T_c}{T_s - T_c}, \quad Br = \frac{\nu u_m^2}{\lambda(T_s - T_c)} \quad (3-33)$$

这里,  $Br$  为 Brinkman 数<sup>[82-84]</sup>, 常被用来描述粘性加热效应的影响。对于热充分发展流动, 有  $\frac{\partial t}{\partial x} = \frac{\partial t_m}{\partial x}$ 。将上述无量纲变量带入控制方程, 可以将原问题简化为常微分方程, 如下:

$$\frac{d^2\theta_1}{d\eta^2} = \frac{u^+}{T_c - T_s} \frac{dT_m}{dx^+} - Br \left( \frac{du^+}{d\eta} \right)^2 \quad (3-34a)$$

边界条件为

$$\frac{d\theta_1}{d\eta} = 0, \quad \eta=0 \quad (3-34b)$$

$$\frac{d\theta_1}{d\eta} = 0, \quad \eta=1 \quad (3-34c)$$

将充分发展的速度分布带入上述方程, 可得:

$$\frac{d^2\theta_1}{d\eta^2} = \frac{3(1-\eta^2+4Kn)}{2(1+6Kn)} \frac{1}{T_c - T_s} \frac{dT_m}{dx^+} - \frac{9Br\eta^2}{(1+6Kn)^2} \quad (3-35)$$

对  $\eta$  积分, 并且考虑边界条件, 可以得到:

$$\frac{d\theta_1}{d\eta} = \frac{3\eta - \eta^3 + 12Kn\eta}{2(1+6Kn)} \frac{1}{T_c - T_s} \frac{dT_m}{dx^+} - \frac{3Br\eta^3}{(1+6Kn)^2} \quad (3-36)$$

进一步对  $\eta$  积分, 并且考虑边界条件, 可以得到:

$$\theta_1 = \frac{9Br}{2(1+6Kn)^3} \left[ -\left(\frac{1}{4} + Kn\right)\eta^4 + \left(\frac{1}{2} + 2Kn\right)\eta^2 \right] \quad (3-37)$$

## A(2)的求解

引入下述无量纲变量,

$$u^+ = \frac{u}{u_m}, \quad \eta = \frac{y}{H}, \quad x^+ = \frac{x\alpha}{u_m H^2}, \quad \theta_2(\eta) = \frac{t_2 - t_{w,2} + lq_w / \lambda}{t_{c,2} - t_{w,2} + lq_w / \lambda} \quad (3-38)$$

将上述无量纲变量带入控制方程, 可以将原问题简化为常微分方程, 如下:

$$\frac{d^2\theta_2}{d\eta^2} = \frac{3}{2} \left( \frac{1-\eta^2+4Kn}{1+6Kn} \right) \frac{dt_{m,2}}{dx^+} \frac{1}{t_{c,2} - t_{w,2} + lq_w / \lambda} \quad (3-39a)$$

边界条件为

$$\theta_2'(0) = 0 \quad \eta=0 \quad (3-39b)$$

$$\theta_2(1) = 0, \quad \theta_2'(1) = \frac{Hq_w}{-\lambda} \frac{1}{t_{c,2} - t_{w,2} + lq_w / \lambda} \quad \eta=1 \quad (3-39c)$$

对  $\eta$  积分, 采用与 A(1) 求解类似的步骤, 可以得到

$$\theta_2 = \frac{1}{Kn-1} \left[ \frac{5+24Kn}{8(1+6Kn)} - \frac{3}{2} \left( \frac{1}{2} \frac{\eta^2 - \frac{1}{12} \eta^4 + 2Kn\eta^2}{1+6Kn} \right) \right] \quad (3-40)$$

B(2) 的求解

引入下述无量纲变量,

$$u^+ = \frac{u}{u_m}, \quad \eta = \frac{y}{H}, \quad x^+ = \frac{x\alpha}{u_m H^2}, \quad \theta_3(\eta) = \frac{t_3 - t_{w,3} + lq_w / \lambda}{t'_{w,3} - t_{w,3} + lq_w / \lambda} \quad (3-41)$$

这里,  $t'_{w,3}$  为绝热壁面的温度。将上述无量纲变量带入控制方程, 可以将原问题简化为常微分方程, 如下:

$$\frac{d^2 \theta_3}{d\eta^2} = \frac{3}{2} \left( \frac{1-\eta^2 + 4Kn}{1+6Kn} \right) \frac{dt_{m,3}}{dx^+} \frac{1}{t'_{w,3} - t_{w,3} + lq_w / \lambda} \quad (3-42a)$$

边界条件为

$$\theta_3'(-1) = 0 \quad \eta = -1 \quad (3-42b)$$

$$\theta_3(1) = 0 \quad \theta_3'(1) = \frac{Hq_w}{-\lambda} \frac{1}{t'_{w,3} - t_{w,3} + lq_w / \lambda} \quad \eta = 1 \quad (3-42c)$$

对  $\eta$  积分, 采用与 A(1) 求解类似的步骤, 可以得到

$$\theta_3 = \frac{-1}{4-4Kn} \left[ \frac{3}{2} \left( \frac{1}{2} \frac{\eta^2 - \frac{1}{12} \eta^4 + 2Kn\eta^2}{1+6Kn} + \eta - \frac{5Kn+24}{8(1+6Kn)} \right) \right] \quad (3-43)$$

Case A 的最终解

基于叠加原理, 对于 Case A 的最终解可以通过将 A(1) 和 A(2) 两部分的解叠加而获得, 即,

$$\theta(\eta) = \theta_1(\eta) + \theta_2(\eta) \quad (3-44)$$

进而, 可以获得描述传热特性的 Nusselt 数, 表达如下,

$$\begin{aligned} Nu &= \left| \frac{2q_w}{t_m - t_w} \right| = \left| \frac{-4H \frac{\partial t}{\partial y} \Big|_{y=H}}{t_m - t_w} \right| = \left| \frac{-4 \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} (t_c - t_w + lq_w / \lambda)}{t_m - t_w} \right| \\ &= 4\theta'(1) \frac{t_c - t_w + lq_w / \lambda}{(t_c - t_w + lq_w / \lambda) \int_0^1 u^+ \theta d\eta - lq_w / \lambda} \\ &= \frac{4\theta'(1)}{\int_0^1 u^+ \theta d\eta - 2Kn\theta'(1)} \end{aligned} \quad (3-45)$$

这里

$$t_m = \frac{\int_0^H u t dy}{u_m H} = (t_c - t_w + lq_w / \lambda) \int_0^1 u^+ \theta d\eta - lq_w / \lambda + t_w \quad (3-46)$$

Case B 的最终解

同样地，基于叠加原理，对于 Case B 的最终解可以通过将 B(1)和 B(2)两部分的解叠加而获得，即，

$$\theta(\eta) = \theta_1(\eta) + \theta_3(\eta) \quad (3-47)$$

进而，可以获得描述传热特性的 Nusselt 数，表达如下，

$$\begin{aligned} Nu &= \left| \frac{2q_w}{t_m - t_w} \right| = \left| \frac{-4H \frac{\partial t}{\partial y}}{t_m - t_w} \right| = \left| \frac{-4 \frac{\partial \theta}{\partial \eta} (t'_w - t_w + lq_w / \lambda)}{t_m - t_w} \right| \\ &= 4\theta'(1) \frac{t'_w - t_w + lq_w / \lambda}{\frac{(t'_w - t_w + lq_w / \lambda) \int_0^1 u^+ \theta d\eta}{2} - lq_w / \lambda} \\ &= \frac{4\theta'(1)}{\frac{\int_0^1 u^+ \theta d\eta}{2} - \frac{1}{1/Kn+1}} \end{aligned} \quad (3-48)$$

这里

$$t_m = \frac{\int_0^H u t dy}{u_m H} = \frac{(t'_w - t_w + lq_w / \lambda) \int_0^1 u^+ \theta d\eta}{2} - lq_w / \lambda + t_w \quad (3-49)$$

### ● 结果分析与讨论

对于两种工况，均在  $Kn=0$ ,  $Br=0$ ，即忽略微尺度效应的情况下进行了可靠性研究。 $Kn=0$ ,  $Br=0$  时，Nusselt 数应与常规理论预测值一致。表 3-4 列出了在  $Kn=0, Br=0$  时，本文计算结果与常规理论预测值的对比。可以发现，在忽略微尺度效应的情况下本文计算结果与常规理论预测值吻合很好，从而论证了本文求解过程的可靠性。

表 3-4  $Kn=0, Br=0$  时充分发展段的 Nusselt 数  
Table 3-4 The Nusselt number for fully developed flow at  $Kn=0, Br=0$

Case	case A		case B	
$Nu$	本文结果	理论值 <sup>[176]</sup>	本文结果	理论值 <sup>[176]</sup>
	8.2353	8.235	5.3846	5.385

首先,我们将关注粘性加热效应对温度分布的影响。分析在壁面绝热并且考虑粘性加热效应时的情况,即 A(1)或 B(1)。这种情况下,影响温度分布的只有粘性加热效应,若没有粘性加热效应时,温度应该均一,即各处温度一致。在考虑有粘性加热效应的影响下,粘性加热效应类似于体热源。它不仅使得沿流动方向温度逐渐升高,并且还使得横截面上的温度分布发生改变。图 3-51 展示了  $Br=0.001$  时不同  $Kn$  数下横截面无量纲温度分布。由于近壁处粘性作用最大,速度梯度也最大。如图 3-49 所见,在粘性加热效应的作用下,横截面上流体的无量纲温度分布,特别是近壁处温度显著上升。随着  $Kn$  数的增加这种效应的影响逐渐变小。在  $Kn=0.1$  时,壁面无量纲温度升高与  $Kn=0$  时的相比下降了 74.3%。可以得出,随着  $Kn$  数的增加,粘性加热效应对壁面温度的影响非线性的减弱。图 3-50 展示了  $Kn=0.1$  时不同 Brinkman 数下横截面无量纲温度分布。与  $Kn$  数影响不同的是,随着  $Br$  数的增加粘性加热效应线性增强。此外,需要指出,粘性加热效应使得横截面的温度分布发生改变,通过计算发现,该温度分布的拐点不随  $Br$  数以及  $Kn$  数的改变而改变,所有情况下,该拐点的位置为一场殊,即  $\eta=1/\sqrt{3}$ 。

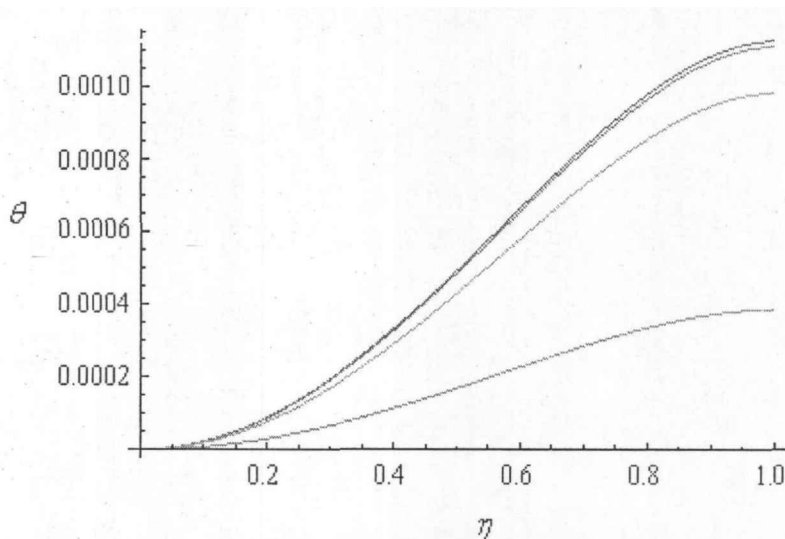


图 3-49  $Br=0.001$  时不同  $Kn$  数下横截面无量纲温度分布  
(从上至下  $Kn=0, 0.001, 0.01, 0.1$ )

Fig.3-49 The variation of the non-dimensional temperature profiles with  $\eta$  at different values of  $Kn$   
(from top  $Kn = 0, 0.001, 0.01, 0.1$ )

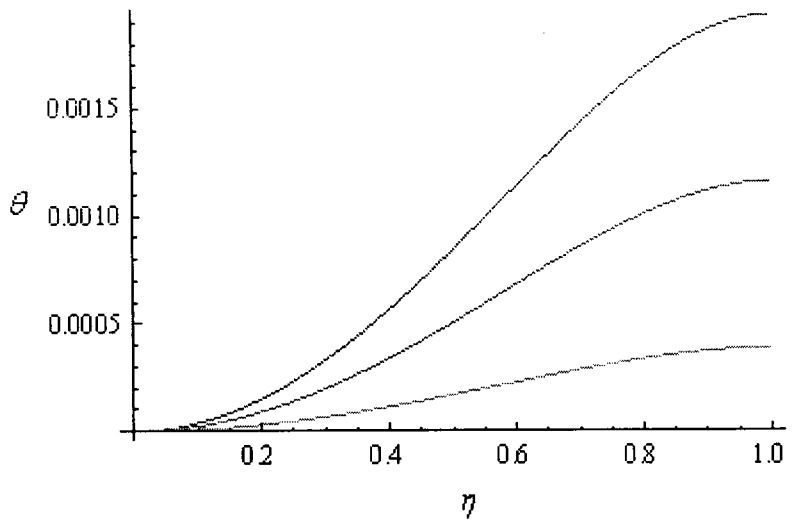


图 3-50  $Kn=0.1$  时不同  $Br$  数下横截面无量纲温度分布  
(从上至下  $Br=0.005, 0.003, 0.001$ )

Fig.3-50 The variation of the non-dimensional temperature profiles with  $\eta$  at different values of  $Br$   
(from top  $Br=0.005, 0.003, 0.001$ )

接下来针对常热流边界（即 Case A）时粘性加热效应对传热特性的影响进行分析。图 3-51 给出了 Case A 时不同 Brinkman 数下 Nusselt 数随 Knudsen 数的变化关系曲线。当  $Br=0$  时，粘性加热效应的影响不存在，因此充分发展流的 Nusselt 数随着 Knudsen 数的增加而减小。这里，Nusselt 数的减小是由稀薄效应导致的。随着 Knudsen 数的增加，会导致稀薄效应的增强进而壁面处的温度跳跃会加剧，而壁面温度跳跃直接导致换热的减弱。对于  $Br=-0.1$  以及  $-0.01$  时，壁面温度低于流体温度，即流体被冷却。由于粘性加热效应如同内部的体热源，整个流体特别是近壁处会被加热，那么就会导致流体与壁面的温差进一步加大，从而使得换热强化。这就是  $Br<0$  时， $Nu$  比不考虑粘性加热效应还要大的原因。并且，在考虑粘性加热效应的情况下，Knudsen 数对换热的 Nusselt 数有着更大的影响。对于  $Br=0.01$  以及  $0.1$  时，壁面温度高于流体温度，即流体被加热。粘性加热效应的影响导致流体温度升高，因此流体与壁面的温差会减小。那么，对于  $Br>0$  时换热的  $Nu$  数比无粘性加热效应时的更小。需要指出，这里的换热特性综合受到稀薄效应和粘性加热效应的影响。因此，当  $Br=0.1$  时，换热的  $Nu$  数随着  $Kn$  数的增加先增加而后减小。

图 3-52 为 Case A 不同 Knudsen 数下 Nusselt 数随 Brinkman 数的变化关系曲线。可以发现，在任何  $Kn$  数取值下， $Br$  数均存在奇点，这一现象与其他研究者<sup>[93,94]</sup>的结论一致。当由壁面传递的热量正好等于粘性加热效应带入的热量一致时，这一奇点就会出现。

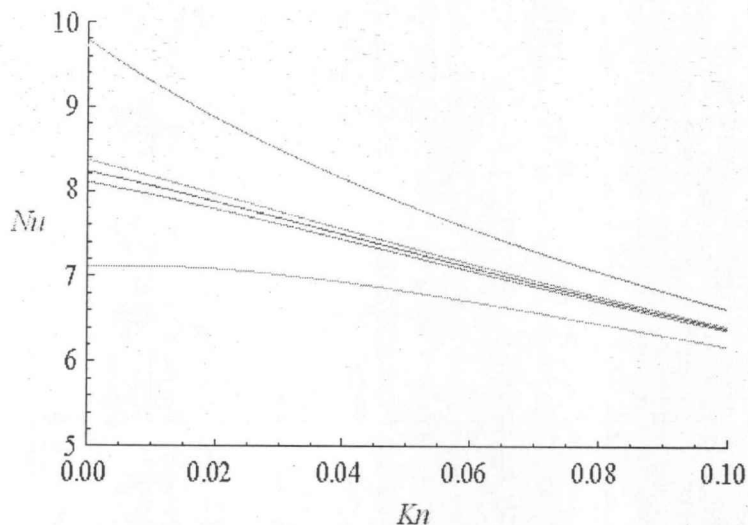


图 3-51 Case A 时不同 Brinkman 数下 Nusselt 数随 Knudsen 数的变化关系曲线  
(从上至下  $Br=-0.1, -0.01, 0, 0.01, 0.1$ )

Fig.3-51 The variation of the Nusselt number with the Knudsen number at different values of the Brinkman number for case A (from top  $Br=-0.1, -0.01, 0, 0.01, 0.1$ )

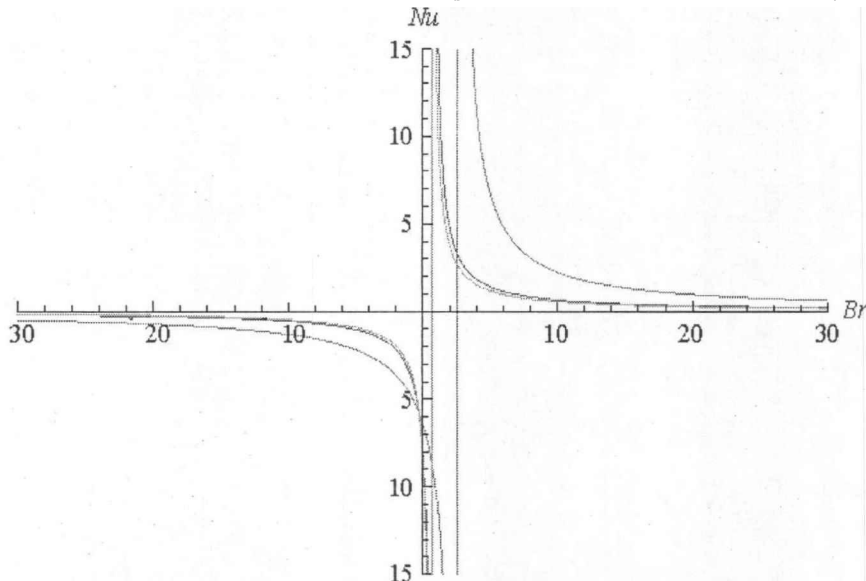


图 3-52 Case A 时不同 Knudsen 数下 Nusselt 数随 Brinkman 数的变化关系曲线  
(从上至下  $Kn=0, 0.01, 0.1$ )

Fig.3-52 The variation of the Nusselt number with the Brinkman number at different values of the Knudsen number for case A (from top  $Kn = 0, 0.01, 0.1$ ).

对于一个壁面绝热另一个壁面有常热流输入的情况(即 Case B), 图 3-53 展示了不同 Brinkman 数下 Nusselt 数随 Knudsen 数的变化关系曲线。这里对于 Case B 有着与 Case A 一致的趋势。对于 Case B, 当  $Br=0.1$  时,  $Nu$  增加的比 Case A 时的更大。图 3-54 为 Case B 时不同 Knudsen 数下 Nusselt 数随 Brinkman 数的变化关系曲线。同样的, 在任何  $Kn$  数取值下,  $Br$  数均存在奇点。A 对于不同的  $Kn$  数取值, 当  $Br \rightarrow \pm\infty, Nu$  达到相同的渐近值。

通过比较 Case A 和 Case B, 还可以发现另一个特征, 即在微尺度下两种情况下的  $Nu$  数的差值要小于常规尺度下两者的差值。具体的, 常规尺度下(即忽略微

尺度效应), 不考虑粘性加热效应时, 对于 Case A 和 Case B 换热的  $Nu$  数分别为 8.2353 和 5.3846, 两者将近 1.53 倍。而在微尺度下, 两者间仅有 1.39 倍。并且, 随着  $Kn$  数的增加, 对于 Case A 和 Case B 均有  $Nu$  数趋于一个常数。

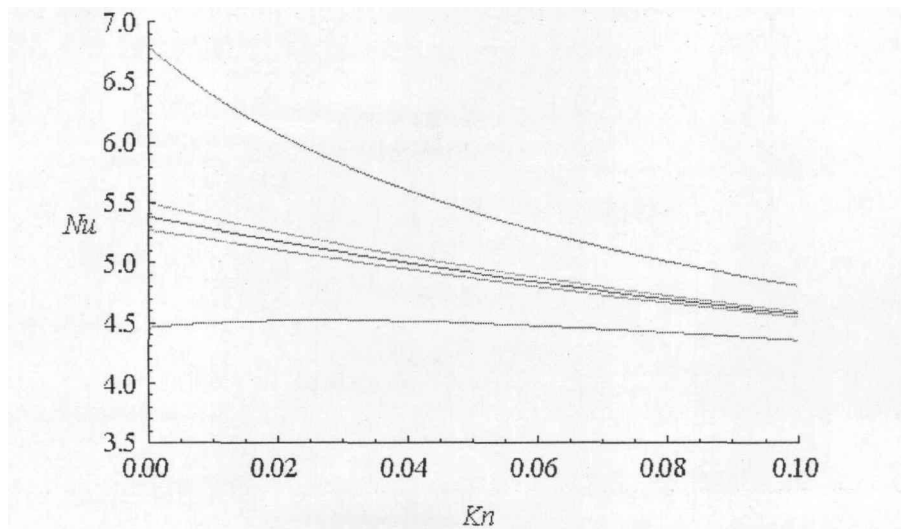


图 3-53 Case B 时不同 Brinkman 数下 Nusselt 数随 Knudsen 数的变化关系曲线  
(从上至下  $Br=-0.1, -0.01, 0, 0.01, 0.1$ )

Fig.3-53 The variation of the Nusselt number with the Knudsen number at different values of the Brinkman number for case B (from top  $Br=-0.1, -0.01, 0, 0.01, 0.1$ )

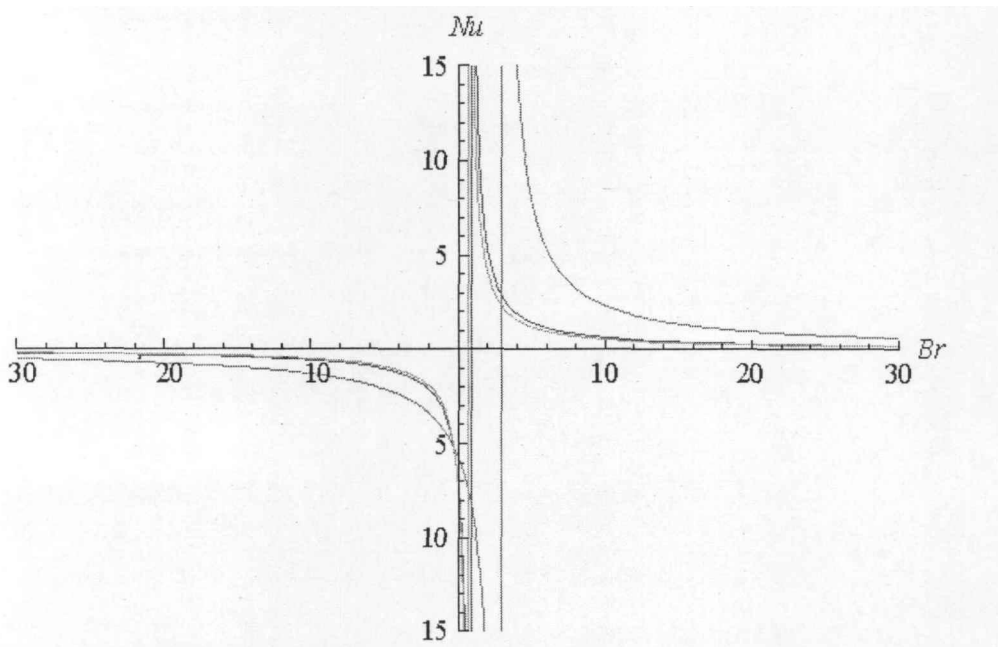


图 3-54 Case B 时不同 Knudsen 数下 Nusselt 数随 Brinkman 数的变化关系曲线  
(从上至下  $Kn=0, 0.01, 0.1$ )

Fig.3-54 The variation of the Nusselt number with the Brinkman number at different values of the Knudsen number for case B (from top  $Kn = 0, 0.01, 0.1$ ).

## ● 小结

粘性加热效应相当于一个内热源可使流体温度沿流动方向线性升高; 并且对

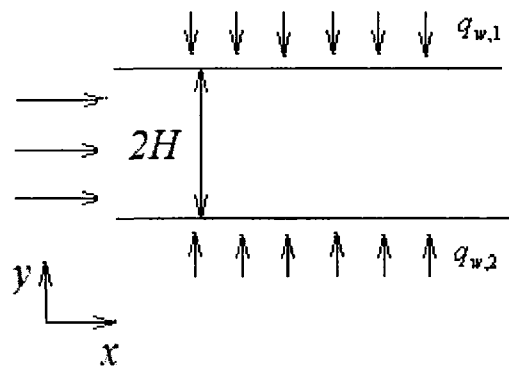
截面温度分布亦有很大影响，粘性加热效应使得近壁处温度最高，温度梯度加大，所有情况截面温度分布的二阶拐点在  $\eta=1/\sqrt{3}$  处。粘性加热效应随着 Brinkman 数的增加线性增加，而随 Knudsen 数的增加非线性的减弱。对于两种情况 Nusselt 数均随着 Knudsen 数的增加减小。对于高 Knudsen 数情况下，当  $Br=0.1$  时， $Nu$  数是先增加后减小。对于冷壁面，粘性加热效应增强换热；对于热壁面，粘性加热效应降低换热。Nusselt 数随 Brinkman 数的变化会有奇点的出现，这些奇点源于在粘性加热影响下壁面传热与粘性加热产生的热量平衡导致。在 Brinkman 数趋于正负无穷时，Nusselt 数趋于基本不变。

### 3.3.3 任意热流边界情况下粘性加热对流动换热的影响

上面针对实践中常遇到的两种工况进行了解析求解和分析，接下来为了得到更为通用、适用面更广的结果，针对非均匀加热的问题在考虑粘性加热条件下进行了解析求解。下面将具体介绍求解过程和结果分析。

#### ● 模型的建立

本节求解的任意热流边界的物理模型如图 3-55 所示。针对非均匀加热的问题在考虑粘性加热条件下进行解析求解。将此问题转化成两个部分：粘性加热，上下壁面绝热 Case A，如图 3-55 (b) 所示；上下壁面常热流，不考虑粘性加热 Case B，如图 3-55 (c) 所示。对两个部分分别求解，即可获得最终解。



(a)

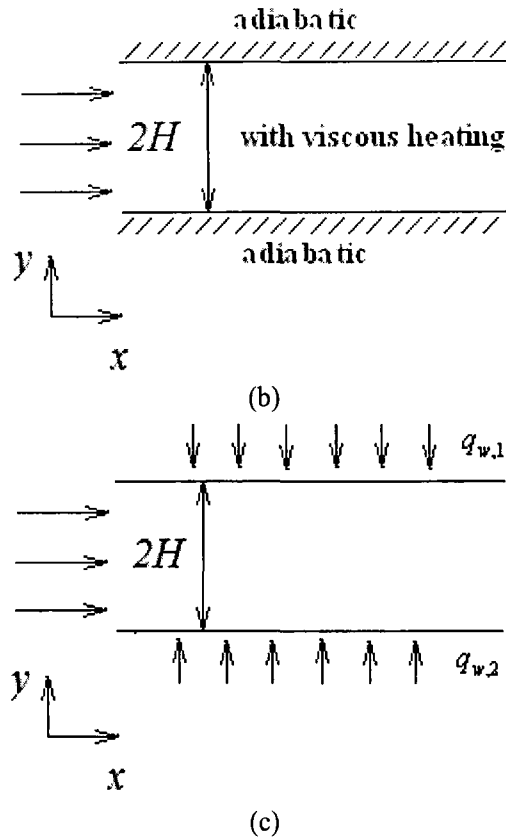


图 3-55(a) 求解问题的示意图 (b) Case A 示意图 (c) Case B 示意图  
Fig.3-55 (a) A schematic diagram of microchannel. (b) A schematic diagram of case A. (c)  
A schematic diagram of case B

此问题的控制方程与上节一致，仅边界条件不同。本问题的边界条件如下：

$$-\lambda \frac{\partial t}{\partial y} = q_{w,1} \quad y=H, \quad -\lambda \frac{\partial t}{\partial y} = q_{w,2} \quad y=-H \quad (3-50)$$

$q_{w,1}$  和  $q_{w,2}$  分别表示上下壁面所加热流值。

### ● 基于叠加原理的求解方法

对于该问题亦采用基于叠加原理的方法进行解析求解。原理与上节一致。具体而言，将此问题转化成两个部分：粘性加热，上下壁面绝热 Case A，如图 3-55(b) 所示；上下壁面常热流，不考虑粘性加热 Case B，如图 3-55(c) 所示。对两个部分分别求解，即可获得最终解。

对于 Case A，引入下列无量纲变量，

$$u^+ = \frac{u}{u_m}, \quad \eta = \frac{y}{H}, \quad x^+ = \frac{x\alpha}{u_m H^2} \quad (3-51)$$

对于热充分发展流动有  $\frac{\partial t_a}{\partial x} = \frac{\partial t_{m,a}}{\partial x}$ 。此时，该问题的控制方程可以简化为常微分方程，如下，

$$\frac{d^2 t_a}{d\eta^2} = \frac{3}{2} \left( \frac{1-\eta^2+4Kn}{1+6Kn} \right) \frac{dt_{m,a}}{dx^+} - \frac{\mu}{\lambda} u_m^2 \left( \frac{du^+}{d\eta} \right)^2 \quad (3-52a)$$

对于 A,  $q_{w,1} = q_{w,2} = 0$ , 该问题为对称的问题。

边界条件为:

$$\frac{dt}{d\eta} = 0 \quad \eta=0 \quad (3-52b)$$

$$\frac{dt}{d\eta} = 0 \quad \eta=1 \quad (3-52c)$$

$$t_a = t_{w,a} \quad \eta=1 \quad (3-52d)$$

对  $\eta$  积分, 可以得到:

$$\frac{dt_a}{d\eta} = \frac{3}{2} \frac{\eta - \frac{1}{3}\eta^3 + 4Kn\eta}{(1+6Kn)} \frac{dt_{m,a}}{dx^+} - \frac{\mu}{\lambda} u_m^2 \frac{3\eta^3}{(1+6Kn)^2} + C_1 \quad (3-53)$$

考虑边界条件, 可以得到  $C_1 = 0$ , 有,

$$\frac{dt_{m,a}}{dx^+} = \frac{3}{(1+6Kn)^2} \frac{\mu}{\lambda} u_m^2 \quad (3-54)$$

再次对  $\eta$  积分, 运用边界条件, 可以得到,

$$t_a - t_{w,a} = \left[ \frac{9}{2} \frac{\frac{1}{2}\eta^2 - \frac{1}{12}\eta^4 + 2Kn\eta^2}{(1+6Kn)} - \frac{3}{4} \frac{\eta^4}{(1+6Kn)^2} - \frac{9(1+4Kn)}{8(1+6Kn)^3} \right] \frac{\mu}{\lambda} u_m^2 \quad (3-55)$$

将  $\eta$  从 0 至 1 积分, 可以得到,

$$t_{m,a} - t_{w,a} = \frac{9(1+4Kn)(3+14Kn)}{35(1+6Kn)^4} \frac{\mu}{\lambda} u_m^2 \quad (3-56)$$

对于 Case B, 控制方程退化为,

$$u \frac{dt_{m,b}}{dx} = \alpha \frac{\partial^2 t_b}{\partial y^2} \quad (3-57a)$$

边界条件为,

$$\lambda \frac{\partial t_b}{\partial y} = q_{w,2} \quad \text{or} \quad t_b - t_{b,2} = l \frac{\partial t_b}{\partial y} \quad y=-H \quad (3-57b)$$

$$-\lambda \frac{\partial t_b}{\partial y} = q_{w,1} \quad \text{or} \quad t_b - t_{b,1} = -l \frac{\partial t_b}{\partial y} \quad y=H \quad (3-57c)$$

引入下列无量纲变量,

$$u^+ = \frac{u}{u_m}, \quad \eta = \frac{y}{H}, \quad x^+ = \frac{x\alpha}{u_m H^2}, \quad \theta_b(\eta) = \frac{t_b - t_{b,1}}{Hq_{w,1}/\lambda} \quad (3-58)$$

这里,  $t_{a,1}$  为绝热壁面的温度。此时, 该问题的控制方程可以简化为常微分方程, 如下,

$$\frac{d^2 \theta_b}{d\eta^2} = \frac{3}{2} \left( \frac{1-\eta^2+4Kn}{1+6Kn} \right) \frac{dt_{m,b}}{dx^+} \frac{1}{Hq_{w,1}/\lambda} \quad (3-59a)$$

边界条件为:

$$\theta_b'(1) = -1, \theta_b(1) = -2Kn, \theta_b'(-1) = -q^* \quad (3-59b)$$

这里,  $q^* = \frac{q_{w2}}{q_{w1}}$ 。

对  $\eta$  积分:

$$\frac{d\theta_b}{d\eta} = \frac{3}{2} \left( \frac{\eta - \frac{1}{3}\eta^3 + 4Kn\eta}{1+6Kn} \right) \frac{dt_{m,b}}{dx^+} \frac{1}{Hq_{w,1}/\lambda} + C_3 \quad (3-60)$$

运用  $\theta_b'(-1) = q^*$ , 可得

$$\frac{d\theta_b}{d\eta} = \left[ \frac{3}{2} \left( \frac{\eta - \frac{1}{3}\eta^3 + 4Kn\eta}{1+6Kn} \right) + 1 \right] \frac{dt_{m,b}}{dx^+} \frac{1}{Hq_{w,1}/\lambda} + q^* \quad (3-61)$$

由于  $\theta_b'(1) = -1$ , 因此,

$$\frac{dt_{m,b}}{dx^+} \frac{1}{Hq_w/\lambda} = -\frac{q^* + 1}{2} \quad (3-62)$$

进而,

$$\frac{d\theta_b}{d\eta} = -\left[ \frac{3}{2} \left( \frac{\eta - \frac{1}{3}\eta^3 + 4Kn\eta}{1+6Kn} \right) + 1 \right] \frac{(q^* + 1)}{2} + q^* \quad (3-63)$$

再次对  $\eta$  积分, 有:

$$\theta_b = -\frac{1+q^*}{2} \left[ \frac{3}{2} \left( \frac{\frac{1}{2}\eta^2 - \frac{1}{12}\eta^4 + 2Kn\eta^2}{1+6Kn} \right) + \eta \right] + q^*\eta + C_4 \quad (3-64)$$

由于  $\theta_b(1) = -2Kn$ , 有,

$$\theta_b = -\frac{1+q^*}{2} \left[ \frac{3}{2} \left( \frac{\frac{1}{2}\eta^2 - \frac{1}{12}\eta^4 + 2Kn\eta^2}{1+6Kn} \right) + \eta - \frac{72Kn+13}{8(1+6Kn)} \right] + q^*\eta - q^* - 2Kn \quad (3-65)$$

整个问题的最终解可以通过上述两部分叠加而获得。对于该问题, 流体平均温度与壁面温度的差值为,

$$t_m - t_1 = (t_{m,b} - t_{1,b}) + (t_{m,a} - t_{1,a}) = \frac{Hq_w}{\lambda} \int_0^1 u^+ \theta_a d\eta + \frac{9(1+4Kn)(3+14Kn)}{35(1+6Kn)^4} \frac{\mu}{\lambda} u_m^2 \quad (3-66)$$

这里,

$$t_m = \frac{\int_0^H utdy}{u_m H} = \frac{(t_w' - t_w + lq_w/\lambda) \int_0^1 u^+ \theta d\eta}{2} - lq_w/\lambda + t_w \quad (3-67)$$

将上式进一步简化,

$$\frac{(t_m - t_1)\lambda}{Hq_w} = \int_0^1 u^+ \theta_a d\eta + \frac{9(1+4Kn)(3+14Kn)}{35(1+6Kn)^4} \frac{\mu u_m^2}{Hq_w} \quad (3-68)$$

Brinkman 数定义为:

$$Br = \frac{\mu u_m^2}{\lambda(T_s - T_c)} \quad (3-69)$$

进而可以得到,

$$\frac{2}{Nu} = \int_0^1 u^+ \theta_a d\eta + Br \frac{9(1+4Kn)(3+14Kn)}{35(1+6Kn)^4} \quad (3-70)$$

## ● 结果分析与讨论

对于本问题,影响换热特性的主要参数为上下热流密度比值 $q^*$ , Knudsen 数和 Brinkman 数。接下来,详细讨论这些量之间的相互作用关系。

对于本节的求解方法,在 $q^*=0$ 和 $q^*=1$ 时,在忽略微尺度效应( $Kn=0, Br=0$ )时的情况下进行了可靠性研究。表 3-5 列出了在 $Kn=0, Br=0$ 时,本文计算结果与常规理论预测值的对比。可以发现,在忽略微尺度效应的情况下本文计算结果与常规理论预测值吻合很好,从而论证了本文求解过程的可靠性。

表 3-5  $Kn=0, Br=0$  时充分发展段 Nusselt 数  
Table 3-5 The fully developed Nusselt number for  $Kn=0, Br=0$

Case	$q^*=1$		$q^*=0$	
	本文结果	理论值 <sup>[176]</sup>	本文结果	理论值 <sup>[176]</sup>
$Nu$	8.2353	8.235	5.3846	5.385

下面分析当 $q^*=0.5$ 时,粘性加热效应对传热性能的影响。图 3-56 展示了 $q^*=0.5$ 时不同 Brinkman 数下 Nusselt 数随 Knudsen 数的变化关系曲线。当 $Br=0$ 时,粘性加热效应的影响不存在,充分发展流的 Nusselt 数随着 Knudsen 数的增加而减小。这种趋势是由稀薄效应导致的。随着 Knudsen 数的增加,稀薄效应会增强进而壁面处的温度跳跃会加剧,而壁面温度跳跃直接导致换热的减弱。对于 $Br=-0.1$ 以及 $-0.01$ 时,壁面温度低于流体温度,即流体被冷却。由于粘性加热效应如同内部的体热源,整个流体特别是近壁处会被加热,那么就会导致流体与壁面的温差进一步加大,从而使得换热强化。这就是 $Br<0$ 时, $Nu$ 比不考虑粘性加热效应还要大的原因。并且,在考虑粘性加热效应的情况下,Knudsen 数对换热的 Nusselt 数有着更大的影响。对于 $Br=0.01$ 以及 $0.1$ 时,壁面温度高于流体温度,即流体被加热。粘性加热效应的影响导致流体温度升高,因此流体与壁面的温差会减小。那么,对于 $Br>0$ 时换热的 $Nu$ 数比无粘性加热效应时的更小。需要指出,这里的换热特性综合受到稀薄效应和粘性加热效应的影响。因此,当 $Br=0.1$ 时,换热的 $Nu$ 数随着 $Kn$ 数的增加先增加而后减小。通过分析,当 $q^*$ 从 0 变化到 1 的范围内,即覆盖了所有情况下非均匀热流边界条件时,Nusselt 数随 Knudsen 数的变化趋势基本一致。

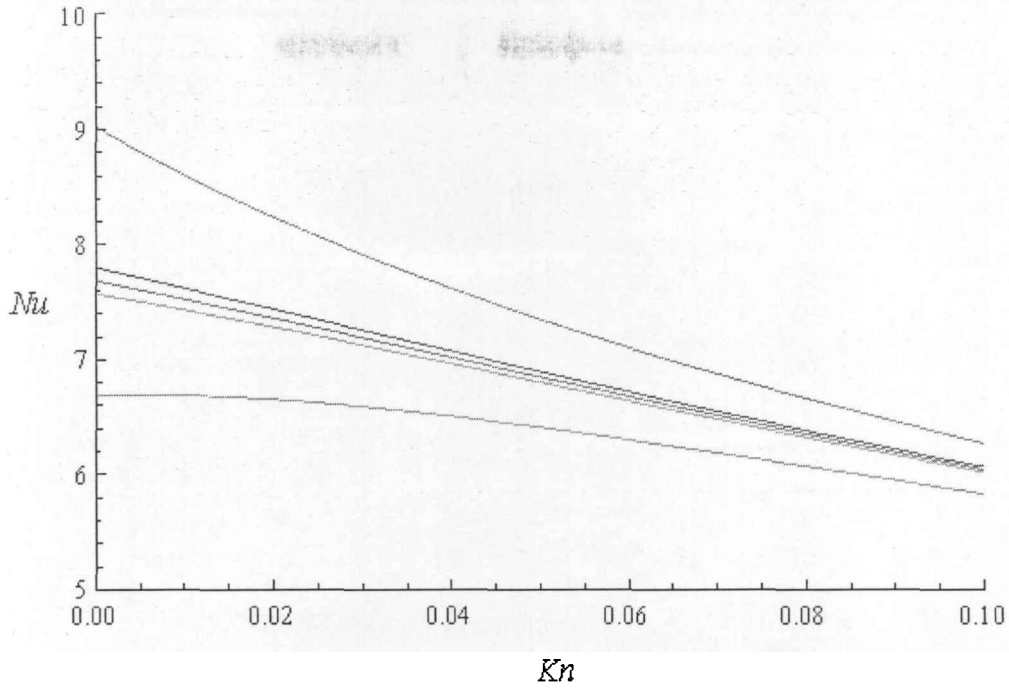
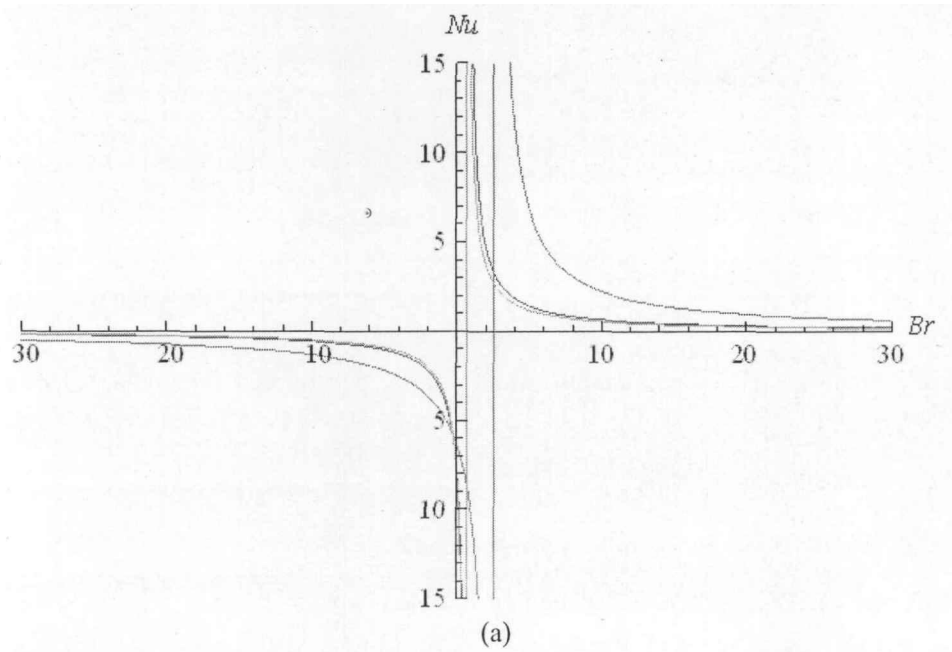


图 3-56  $q^*=0.5$  时不同 Brinkman 数下 Nusselt 数随 Knudsen 数的变化关系曲线  
(从上至下  $Br=-0.1, -0.01, 0, 0.01, 0.1$ )

Fig.3-56 The variation of the Nusselt number with the Knudsen number at different values of the Brinkman number for  $q^*=0.5$  (from top to bottom  $Br = -0.1, -0.01, 0, 0.01, 0.1$ )

图 3-57 为  $q^*=1, 0.5, 0$  时不同 Knudsen 数下 Nusselt 数随 Brinkman 数的变化关系曲线。可以发现, 在任何  $Kn$  数取值下,  $Br$  数均存在奇点。当由壁面传递的热量正好等于粘性加热效应带入的热量一致时, 这一奇点就会出现。随着  $q^*$  的减小, 奇点位置会进一步偏离原点位置。



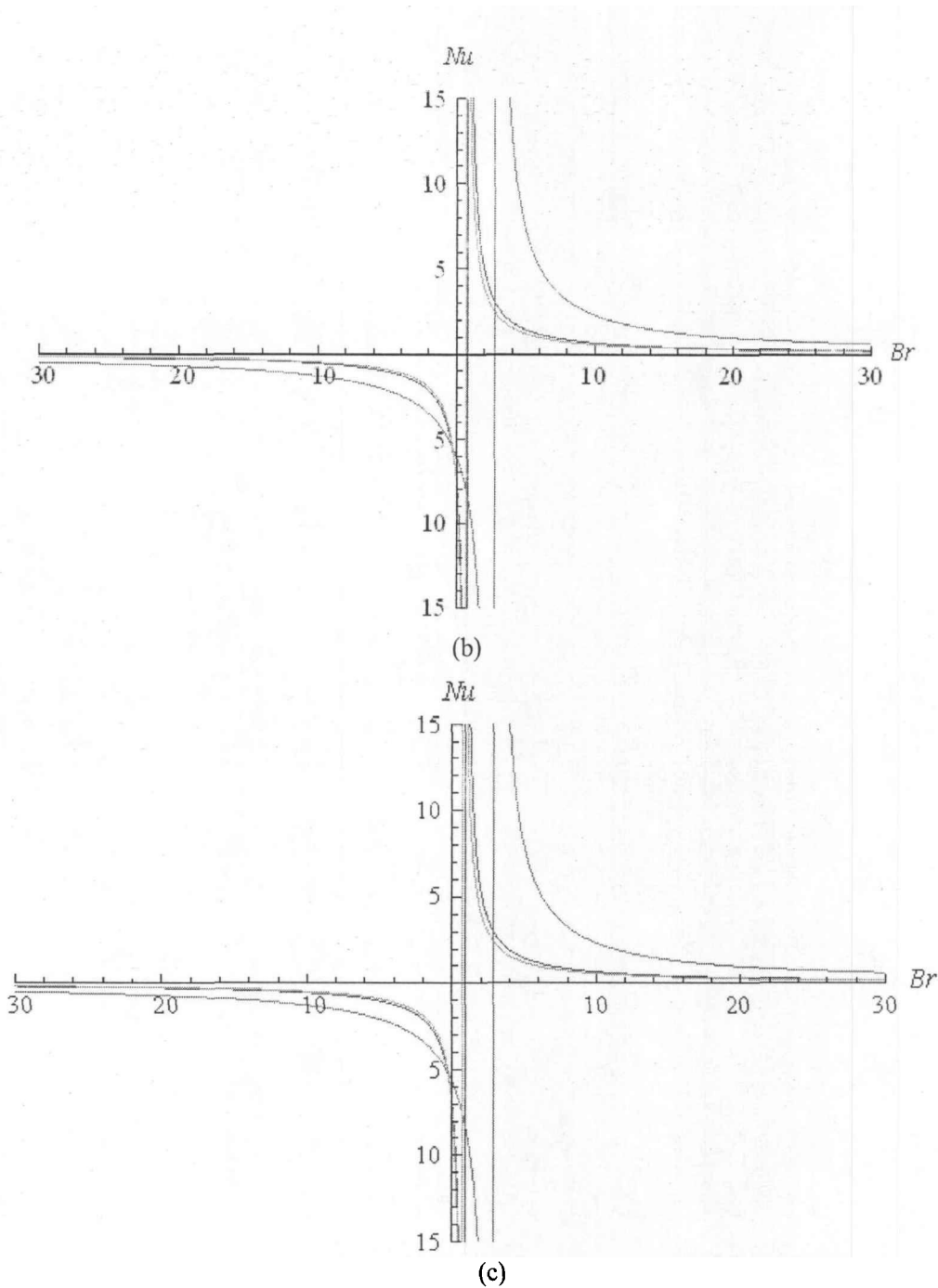


图 3-57 不同 Knudsen 数下 Nusselt 数随 Brinkman 数的变化关系曲线  
(a)  $q^*=1$  (b)  $q^*=0.5$  (c)  $q^*=0$  (从上至下  $Kn=0, 0.01, 0.1$ )

Fig.3-57 The variation of the Nusselt number with the Brinkman number at different values of the Knudsen number for (a)  $q^*=1$  (b)  $q^*=0.5$  (c)  $q^*=0$  (from top to bottom  $Kn=0, 0.01, 0.1$ ).

图 3-58 展示了不同 Brinkman 数下 Nusselt 数随  $q^*$  的变化关系曲线(a)为  $Kn=0.01$ , (b)为  $Kn=0.1$ 。可以发现,  $Nu$  数随着  $q^*$  的增加几乎呈线性增加的趋势。可以得出, 上下板加热越均匀换热性能会越好的结论。在整个滑移区 ( $0.001 \leq Kn \leq 0.1$ ), 随着  $Kn$  数的增加,  $q^*$  对传热的影响逐渐减弱。在本节研究的  $q^*$  的范围内,  $q^*$  的增加导致  $Nu$  数有 12% 的变化。当  $Kn=0.01$  时,  $Br$  数对  $Nu$  数的影响很显著。从图 3-60(a)可以看出, 当  $Br$  数从 -0.1 增加到 0.1,  $Nu$  数的相对变化

可以达到 21%。但是, 当  $Kn=0.1$  时,  $Br$  数对  $Nu$  数的影响就比较微弱, 当  $Br$  数从 -0.1 增加到 0.1,  $Nu$  数的相对变化只有 7%。可以得出,  $Kn$  数越高,  $Br$  数对传热性能的影响越微弱。

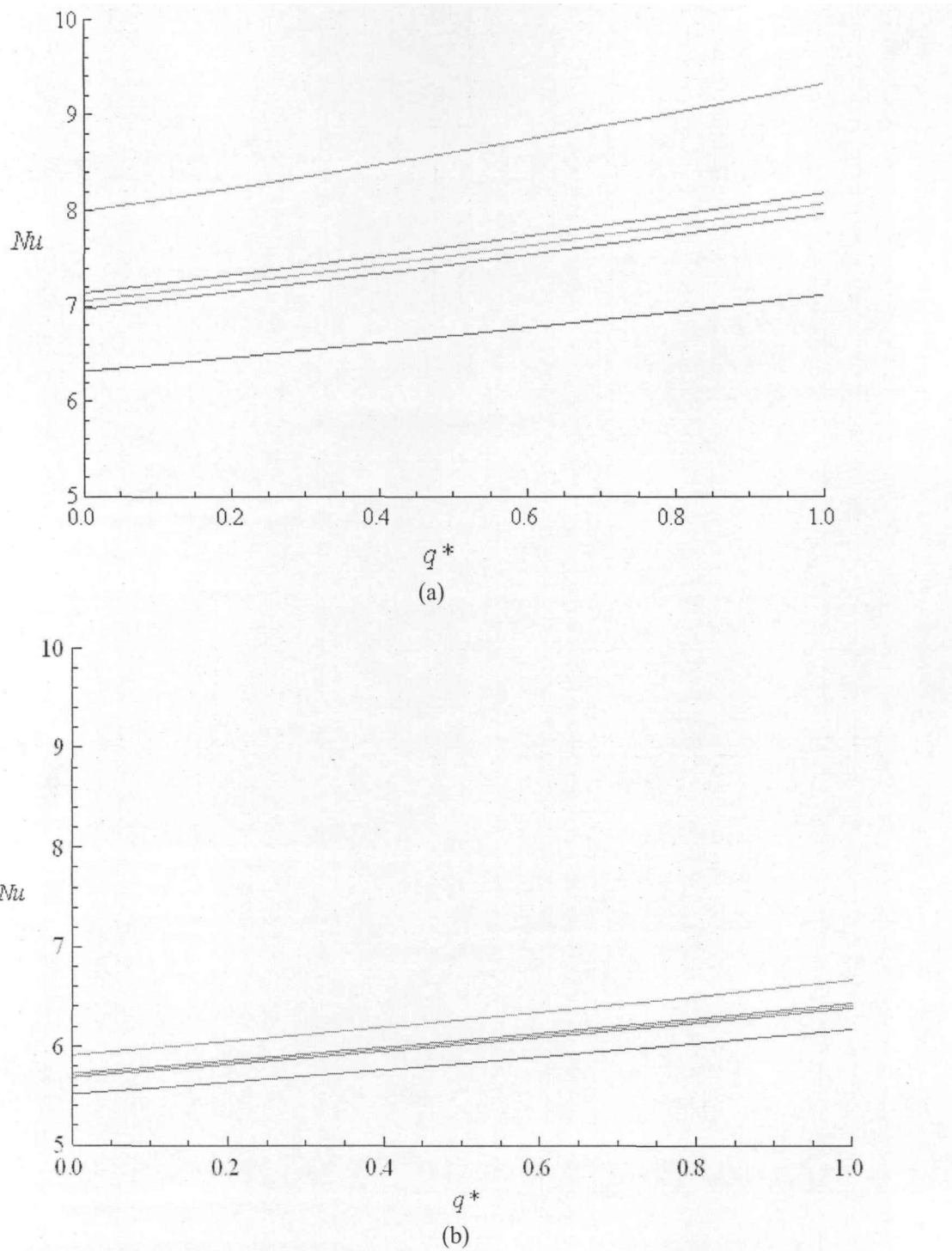


图 3-58 不同 Brinkman 数下 Nusselt 数随  $q^*$  的变化关系曲线

(a)  $Kn=0.01$ , (b)  $Kn=0.1$  (从上至下  $Br=-0.1, -0.01, 0, 0.01, 0.1$ )

Fig.3-58 The variation of the Nusselt number with  $q^*$  at different values of the Brinkman number for (a)  $Kn=0.01$ , (b)  $Kn=0.1$  (from top to bottom  $Br = -0.1, -0.01, 0, 0.01, 0.1$ )

## ● 小结

(1)在不考虑可压缩性情况下,粘性加热效应相当于一个内热源可使流体温度线性升高;粘性加热效应使流体温度沿流动方向线性增加。

(2)对于冷壁面,粘性加热效应增强换热;对于热壁面,粘性加热效应降低换热。

(3)上下壁面热流密度相等其换热效果最好; $Kn$ 数越大, $Br$ 数对换热的影响越小。

(4)充分发展段的 $Nu$ 数随 $Kn$ 数增加而减小。当 $Kn$ 数比较大时,当 $Br=0.1$ 时, $Nu$ 数是先增加后减小。在 $q^*$ 在0-1范围内 $Nu$ 数随 $Kn$ 数的变化趋势几乎是一致的。

## 3.4 本章小结

本章研究了各主要影响因素对微通道中流体流动换热特性的影响规律。通过这些基础研究,得到了一系列有益的结论。特别是得出的一些关于如何减小流动阻力和强化换热的结果将对后面高效微通道换热器的设计研制提供理论基础和设计指导。

本章的主要研究结论分列为各个影响因素,扼要总结如下:

### ● 可压缩性

可压缩性的影响在微通道中的影响不可忽略。常规的马赫数大于0.3是可压缩性判别条件的标准在微通道中不再适用,当进出口压差大于10kPa时,可压缩性的影响就不可以忽略了,这意味着微通道内可压缩性影响用压力差描述比用Mach数好。微尺度下,进出口压差随 $Re$ 呈非线性变化;转捩 $Re$ 提前,对300 $\mu\text{m}$ 的通道,转捩 $Re$ 在1200附近。摩擦常数处于层流区时与传统值一致,但在湍流区,摩擦常数是 $Re$ 的函数,随 $Re$ 的增加而增加;对不可压缩流体的流动,管径对达西摩擦因子 $f$ 无显著影响。

### ● 可压缩性和稀薄效应

对可压缩流动,沿程速度增加;对不可压缩流动,随着主流的发展,由于稀薄效应,壁面滑移速度也会增加,因此,常规通道的充分发展的概念在微通道中需要重新定义。在高Mach数下,可压缩性的影响占主导,而低Mach数下,稀薄效应逐渐增强;壁面滑移的存在相较于无滑移的情况减弱了可压缩性的影响;提出了一个新的无量纲准则数——相对滑移长度 $L_s/D_h$ ,该准则数能够很好地关联摩

擦常数, 该无量纲准则数与摩擦常数的关联式如下:

$$fRe = 56.43e^{-2.427L_s/D_h}$$

该关联式对于滑移流动和非滑移流动以及可压缩流动或者不可压缩流动均适用。

## ● 入口效应

### ➤ 关于流动入口段有:

研究发现微通道中入口段速度分布明显不同于常规通道, 截面速度最大值出现在了近壁处。导致边界层发展滞后于常规尺寸通道, 进而使微通道中入口段长度大于常规理论预测值。入口段长度与水力直径的比值随着  $Re$  的增加而非线性增加, 随着高宽比的增加而先增加后减小。分析计算得到了微通道中入口段长度的关联式:

$$L/D = (0.075 Re + \frac{0.8273}{1.161 + 0.1032 Re}) (-0.744 + 2.492\beta - 48.72\beta^2 + 3.315\beta^3 - 22.11\beta^4)$$

该式适用范围为: 连续流区  $Re$  在 1-300 之间, 宽高比  $\beta$  在 0.2-1 之间的矩形截面通道。

### ➤ 关于热入口段有:

微通道中入口段近壁温度梯度相当大, 这是由于入口段速度分布明显不同于常规通道导致的。具体的, 截面速度最大值出现在了近壁处, 进而导致了该现象的出现。因此, 热边界层发展滞后于常规尺寸通道, 导致微通道中热入口段长度大于常规理论预测值。入口效应是导致前人关于微通道换热性能的研究结论相互矛盾的重要因素。不能简单认为微通道换热性能好于常规通道或劣于常规通道, 而只能得到微通道入口区换热性能高于常规通道, 充分发展区换热弱于常规通道。无量纲热入口段长度随着  $Re$  的增加而线性增加; 随着宽高比的增加而非线性增加, 这种增加的趋势逐渐趋于平滑; 而随着壁温的增加非线性增加, 壁温越高热入口段长度增加越小。分析计算得到了微通道中热入口段长度的关联式:

$$L/D = [0.02847 Re \ln(\frac{T^* - 0.02528}{2.22 \cdot 10^{-4}}) + (-0.18754 + 1.0674T^*)] (0.2555 \ln(\beta) + 1.0343)$$

该式适用范围为: 连续流区  $Re$  在 1-300 之间, 高宽比  $\beta$  在 0.2-1 之间的矩形截面通道。有关入口效应对流动换热的影响规律, 将为今后设计高效微通道散热器提供重要设计依据。

## ● 粘性加热效应

粘性加热效应相当于一个内热源可使流体温度沿流动方向线性升高; 并且对截面温度分布亦有很大影响, 粘性加热效应使得近壁处温度最高, 温度梯度加大, 所有情况截面温度分布的二阶拐点在  $\eta=1/\sqrt{3}$  处。粘性加热效应随着 Brinkman 数

的增加线性增加, 而随 Knudsen 的增加非线性的减弱。对于两种情况 Nusselt 数均随着 Knudsen 数的增加减小。对于高 Knudsen 数情况下, 当  $Br=0.1$  时,  $Nu$  数是先增加后减小。对于冷壁面, 粘性加热效应增强换热; 对于热壁面, 粘性加热效应降低换热。Nusselt 数随 Brinkman 数的变化会有奇点的出现, 这些奇点源于在粘性加热影响下壁面传热与粘性加热产生的热量平衡导致。在 Brinkman 数趋于正负无穷时, Nusselt 数趋于基本不变。

对于上下壁面不对称加热边界条件, 通过系统分析  $Br$  数、 $q^*$  和  $Kn$  数对  $Nu$  数影响。上下壁面热流密度相等其换热效果最好;  $Kn$  数越大,  $Br$  数对换热的影响越小。充分发展段的  $Nu$  数随  $Kn$  数增加而减小。当  $Kn$  数比较大时, 当  $Br=0.1$  时,  $Nu$  数是先增加后减小。在  $q^*$  在 0-1 范围内  $Nu$  数随  $Kn$  数的变化趋势几乎是一致的。

## 4 单微通道内流动换热实验研究

前面进行了一系列的理论研究,获得了一系列有益结论。在此基础上,搭建单微通道流动实验平台。一则验证前面得到的相关结论;二则积累搭建微通道实验台经验,为下一步设计加工搭建高效复杂微通道散热器打下基础。

关于单微通道气体流动实验,已有学者进行过前期研究。Ho 等<sup>[20]</sup>指出微通道中流体流动换热研究已成为目前热科学领域的研究热点与焦点。尺度微小后,通道中流体流动与换热会出现许多与常规尺度下流体流动换热不同的现象,这些现象在 Stone 等<sup>[21]</sup>和 Gad-el-Hak 等<sup>[24]</sup>的综述论文里有详细的介绍。

现有实验或模拟研究得到的结论存在很大差异,一些甚至截然相反。许多研究者认为粗糙效应是影响这些结果相互差异的主要原因。通过文献调研,发现单是粗糙效应还不能完全解释现有结果的不一致。作者前期通过数值手段进行了研究,指出入口效应以及充分发展段的流动特性与常规尺度的差异可能是影响微尺度下气体流动特性的又一关键因素,本文采用实验方法论证此结论。此外,针对粘性加热效应的影响,利用实验结果对前文的结论予以论证。

### 4.1 实验系统的搭建

本文搭建的单通道微通道实验台实验系统如图 4-1 所示。由三部分组成:①实验进气系统:该系统由气瓶、二级减压阀、过滤器组成;②实验段:由微通道实验段及相应的压力、温度传感器组成;③实验排气系统:由流量计和过滤器组成。实验所用设备总结在表 1 中。整个实验过程如下:氮气贮存在高压气瓶(1)中,通过气瓶上的二级减压阀(2, Swagelok EN837-1)和压力精调阀(3, Swagelok SS-SS4)控制流动压力。然后,经过压力控制的气体流进过滤器(4, Swagelok SS-4F-05),以防止可能出现的杂质堵塞实验段微通道。接下来,气体流经一个四通(10),四通一段为气体入口,一段联接实验段,另外两个通道联接压力传感器(5, JM-624U)和温度传感器(6, KLP-800),测量进口压力和温度,其量程分别为 0-4 MPa 以及 0-80 摄氏度。实验段为聚醚醚酮高分子微管(7, Cole-Parmer EK-02006-20),实验中采用不同长度不同水力直径的微管进行研究,详细参数在下文介绍。气体流经实验段后再次进入一个四通(11),与入口四通类似,在四通处联接压力和温度传感器,以测量出口处的压力和温度。然后,气体流经另一个过滤器(12, Swagelok

SS-4F-05)以防止可能的污染堵塞流量计的通道,进而影响流量的测量。最后,气体流经一个流量计(13, Cole-Parmer 32908-69)直接排向大气。实验段进出口的压降以及温差通过温度和压力传感器 5, 6, 8, 9 进行测量。根据这些测得的数据还可以计算出流体进出口密度。接下来的实验,通过改变不同入口 Reynolds 数进行系统研究。入口 Reynolds 数的控制通过控制入口压力,即调节 2,3 来实现。所有实验数据通过数据采集仪联接到电脑贮存,以进行后续的计算分析。

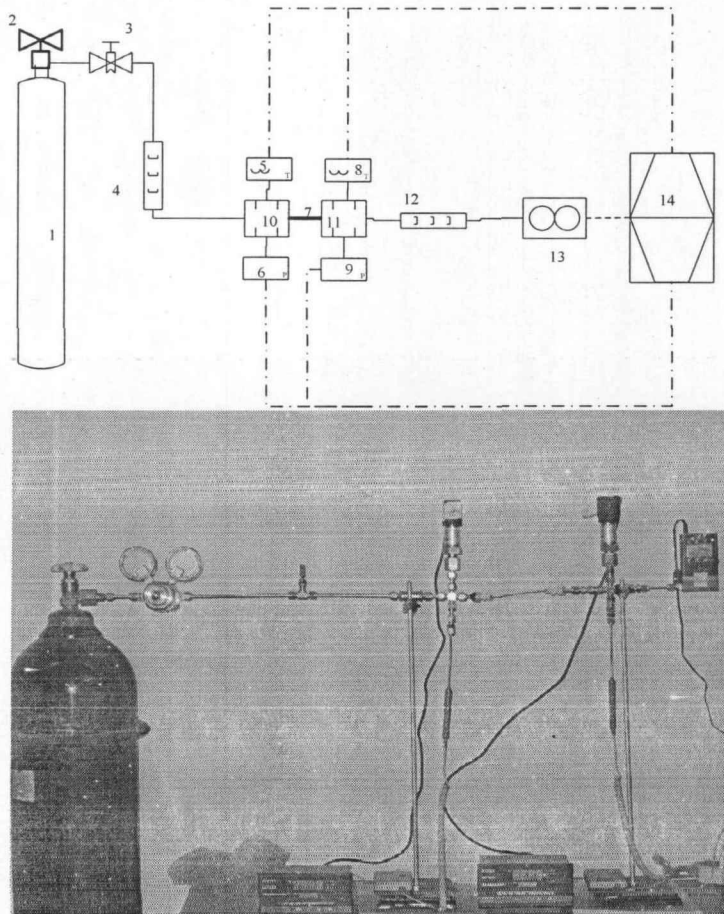


图 4-1 实验系统图及实物图

Fig.4-1 Schematic of experimental system

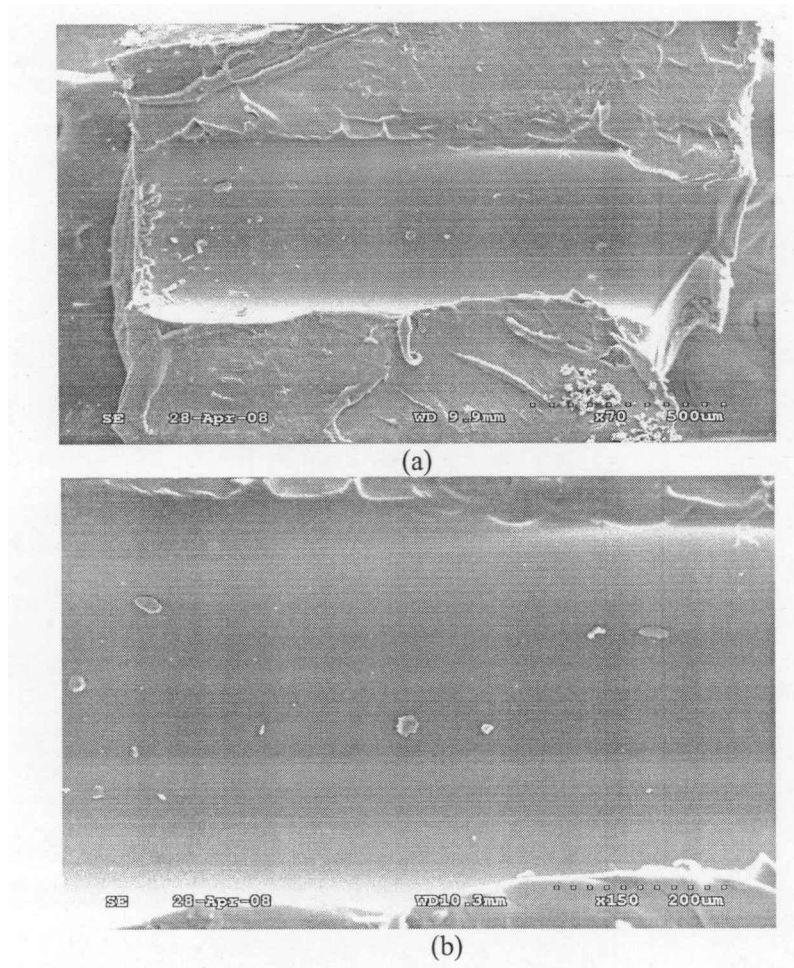
表4-1 实验设备表

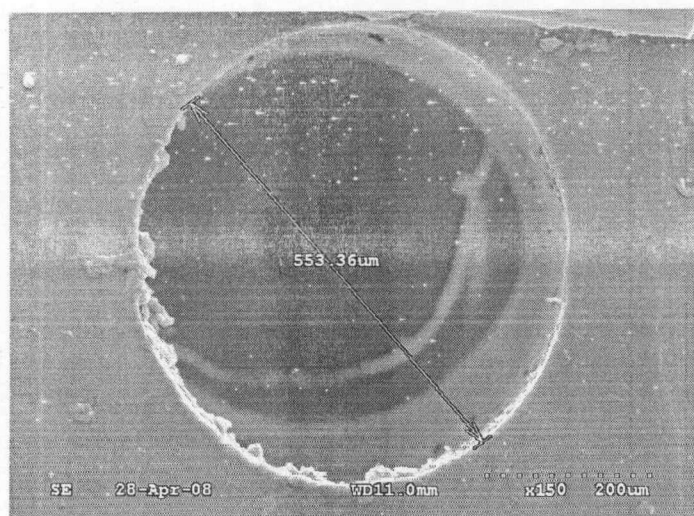
Table 4-1 Experimental equipment list

序号	名称	厂家/型号	量程	精度
1	氮气瓶	北京元吕气体实用公司	0-15MPa	
2	压力粗调节器	Swagelok/EN837-1	0-40MPa	±2MPa
3	压力精密调节器	Swagelok/SS-SS4	0-4MPa	±0.2MPa
4、12	过滤器	Swagelok/SS-4F-05		
5、8	温度传感器	天津今明/JM-624U	0-80	±0.1
6、9	压力传感器	昆仑自动化/KLP-800	0-4MPa	±1000KPa
10、11	四通	Longchuang		
7	实验段	Cole-Parmer/EK-02006-20		
13	流量计	Cole-Parmer/32908-69	0-5.000L/min	±0.001L/min

本实验研究选用实验段是内径为  $553.36\mu\text{m}$  和  $225\mu\text{m}$ ，外径为  $1.6\text{mm}$  聚醚醚酮高分子微管（PEEK）。其具有以下性能：(1)耐高温性能(2)优异的机械性能(3)阻燃性和低发烟性(4)耐化学药品性(5)自润滑性和耐磨性(6)耐水解性(7)尺寸稳定性(8)电性能和绝缘性能(9)高纯度、低挥发性和无毒性。在通常环境下，其物性参数不变，可以认为在工况下实验段性能是稳定的。

由于实验段内壁的表面粗糙度大小对流动及换热有很的重要影响，为此，对实验段横截面及剖面图进行了电镜扫描。图 4-2 为实验段截面的电镜图，图 4-2(a) 是剖面图，图 4-2(b) 是放大的内壁面图，其中用黑线圈起的凸点是由于剖割截面散落的内壁的杂质，实验段内壁是比较光滑的。且比较图 4-2(a) 与图 4-2(b)，其内壁的粗糙程度比通道剖面的粗糙度小。图 4-2(c) 是实验段的截面图，内壁的粗糙高度均小于  $h=2\mu\text{m}$ ，通过相对粗糙度公式  $e=h/D$  计算得内壁的相对粗糙度不大于  $0.36\%$ ，在一般情况下，粗糙度小于  $1\%$ ，即可认为粗糙度对摩擦常数影响十分小。因此认为表面粗糙度影响可忽略。因此后面的分析中，都将实验段作为光滑圆管处理。





(c)

图 4-2 实验段截面电镜图

Fig.4-2 SEM pictures of test section

## 4.2 实验方法及数据处理

实验系统建立之后，首先要验证系统气密性。具体方法为：将流量计出口封闭，使得整个实验系统处于封闭状态。然后放出气瓶一部分气体，使通路中保持一定压力。待20分钟稳定后，记录压力传感器的示数。过24小时后，观察压力传感器示数，发现与之前的示数变化在1%以内，认为实验系统气密性是良好的。经过气密性实验发现，本实验系统的气密性符合上述要求，气密性良好。

通过扫描电镜分析得到其表面粗糙度小于 0.1%，其对流动阻力影响很小。因此，可通过改变实验段管长，系统分析入口段效应对摩擦特性的影响。观察摩擦常数  $C=Re*f$  的变化规律， $Re$  和  $f$  表达式如下：

$$Re = \frac{uD\rho}{\mu} \quad (4-1)$$

$$f = \frac{2\Delta p D}{Lu^2\rho} \quad (4-2)$$

将公式(4-1)、(4-2)相乘得到摩擦常数

$$C = f Re = \frac{Dp\pi D^4}{2L\mu Q_v} \quad (4-3)$$

对于关联式  $y=f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ ，其误差表达式为：

$$\partial y = \left[ \left( \frac{\delta y}{\delta x_1} \partial x_1 \right)^2 + \left( \frac{\delta y}{\delta x_2} \partial x_2 \right)^2 + \dots + \left( \frac{\delta y}{\delta x_n} \partial x_n \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4-4)$$

因此相应的摩擦常数的不确定度表达式如下（各传感器的精度可以参见表 4-1）：

$$\Delta C = \sqrt{\left(\frac{\delta C}{\delta p_1} \times \partial p_1\right)^2 + \left(\frac{\delta C}{\delta p_2} \times \partial p_2\right)^2 + \left(\frac{\delta C}{\delta D} \times \partial D\right)^2 + \left(\frac{\delta P}{\delta L} \times \partial L\right)^2 + \left(\frac{\delta P}{\delta \mu} \times \partial \mu\right)^2 + \left(\frac{\delta P}{\delta Q_c} \times \partial Q_c\right)^2} \quad (4-5)$$

数据处理时均采用上式计算不确定度。

本章中，可压缩效应和粘性耗散效应对沿程温度的变化起主要作用。分析温差随  $Re$  及  $Ma$  数的变化，其中的误差主要取决于温度传感器的精度，由实验仪器表 4-1 知温度传感器精度为  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ ；

针对微尺度圆管内部流体流动特性，Asako 等人<sup>[46]</sup>进行了系统的数值研究，得到了描述微圆管内流体摩擦常数与流动  $Ma$  的函数关系，如下式：

$$fRe = 263.7Ma^2 - 11.99Ma + 64 \quad (4-6)$$

图 4-3 是本文实验数据 ( $L=1.524\text{m}$ ) 点与 Asako 等人<sup>[46]</sup>提出的上述关联式的对比。从图中可以发现，本文的实验数据与其吻合较好(误差均在 10%以内)，与其研究结果得到了互相印证。

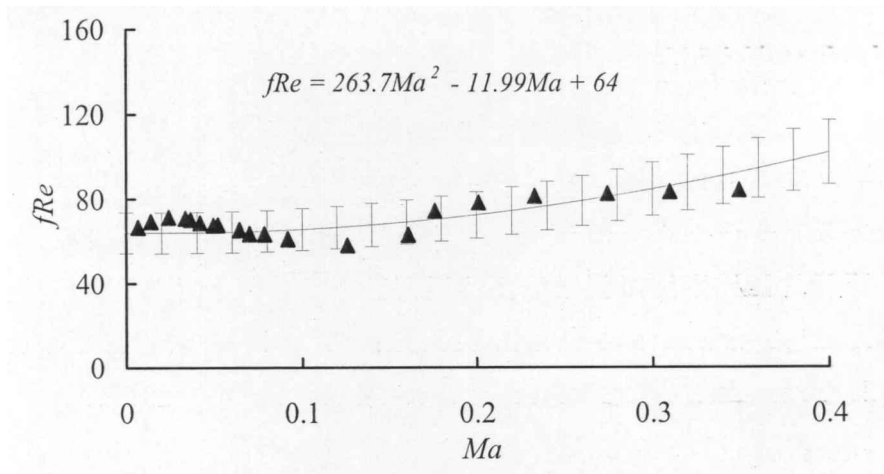


图 4-3 摩擦常数与  $Ma$  关系图  
Fig4-3 Relationship between  $fRe$  and  $Ma$

### 4.3 单微通道气体流动换热实验结果

本实验针对不同长度，不同水力直径，在改变入口  $Re$  的情况下，进行了系统的实验研究。

#### 4.3.1 管长对流动特性的影响

图 4-4 为气体流经  $L=0.1\text{m}$  微圆管摩擦常数随  $Re$  数变化曲线。图中散点为实验数据，实线为常规理论预测值。可以发现，摩擦常数随  $Re$  数的增加呈线性增加的趋势，在  $Re$  数大于 1000 时，摩擦常数开始比理论预测值高，且上升比理论预测值快。其原因可以用入口效应来解释：入口段的摩擦较大，且入口段长度是随

$Re$  数增加而增加。由于此时管长较短，入口段长度占整个管长很大比例，甚至  $Re$  大到一定值，通道完全处于入口段，因此入口段效应导致通道的摩擦常数较高，使得整个大  $Re$  数区域摩擦常数高于理论预测值，其本质是此时的摩擦系数并不是单纯的充分发展层流的数值，还包含了入口段的贡献在里面。

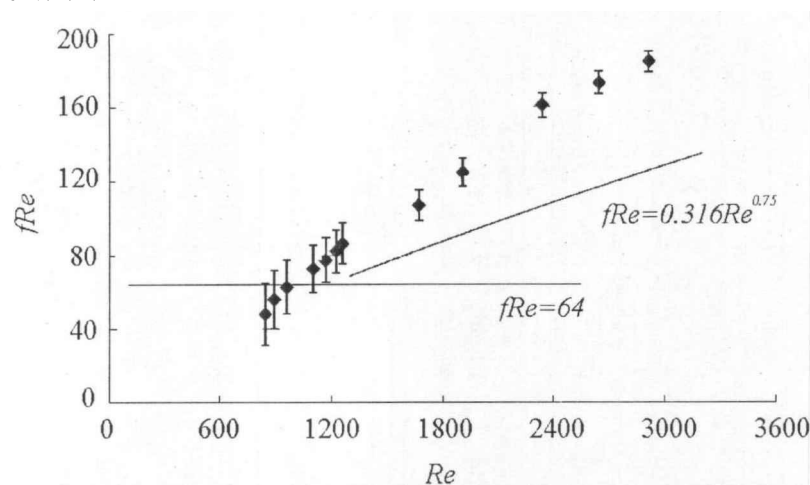


图 4-4  $L=0.1m$  时摩擦常数随  $Re$  数变化曲线  
Fig.4-4 Variation of  $fRe$  with  $Re$  when  $L=0.1m$

图 4-5 为气体流经  $L=0.2m$  的微圆管时，摩擦常数随  $Re$  数变化曲线。在低  $Re$  数区域，即在  $Re$  数小于 1000 左右时，摩擦常数和层流的理论预测值基本相符。当  $Re>1000$  以后，摩擦常数比湍流理论预测值稍高，此时随  $Re$  数增加，入口段长度也在增加，入口段效应导致平均的摩擦常数升高。当  $Re$  数在 1200-2000 范围内，可发现摩擦常数脱离层流区，可认为此处为层流到湍流转捩。

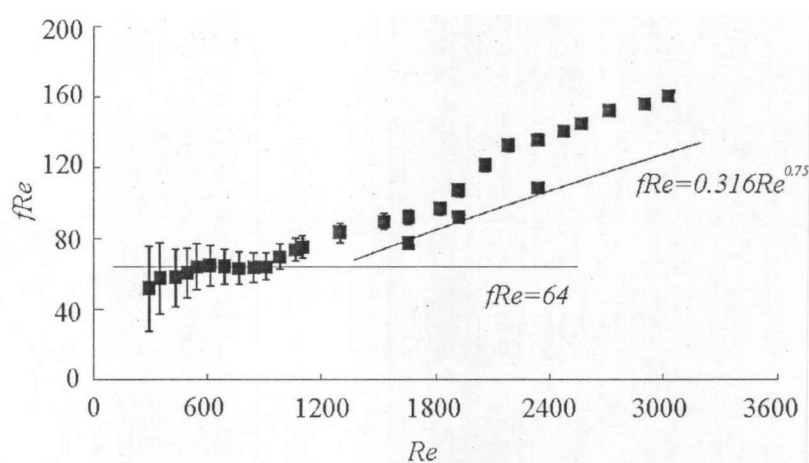


图 4-5  $L=0.2m$  时摩擦常数随  $Re$  数变化曲线  
Fig.4-5 Variation of  $fRe$  with  $Re$  when  $L=0.2m$

图 4-6 为气体流经  $L=0.4m$  微圆管时，摩擦常数随  $Re$  数变化曲线。可以发现，在本文研究的整个  $Re$  数范围内，实验值与宏观理论预测值极为相似，可以认为此时入口段效应对摩擦常数的影响很小，说明在实验段中入口段所占比例较小。当

$Re$  数在 1600-2000 范围内，摩擦常数有陡然的升高趋势，可认为此处发生了层流到湍流转捩。

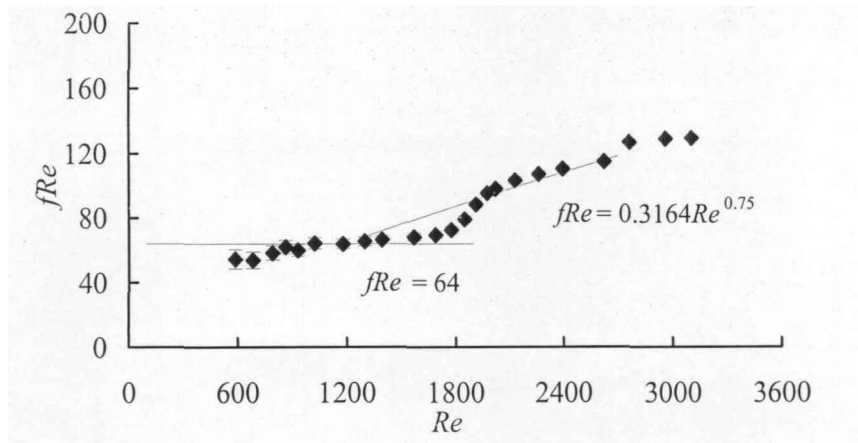


图 4-6  $L=0.4\text{m}$  时摩擦常数随  $Re$  数变化曲线  
Fig.4-6 Variation of  $fRe$  with  $Re$  when  $L=0.4\text{m}$

图 4-7 为气体流经  $L=0.8\text{m}$  微圆管时，摩擦常数随  $Re$  数变化曲线。层流区域依然是实验值与宏观理论预测值极为相符；而在湍流区摩擦常数与宏观的理论预测值相比，反而更小。这也是前面的章节提到的入口效应的综合效果导致的。由于在同样的管径和  $Re$  数下，入口段长度不随管长变化，因此对这种长通道，入口段效应对摩擦常数的影响变得更小，同时由于微尺度下，充分发展段的摩擦常数比理论预测值要小，综合使得整体摩擦常数变小。

当  $Re$  数在 1600-2000 范围内，摩擦常数有陡然的升高趋势，可认为在此范围内发生了层流到湍流转捩。

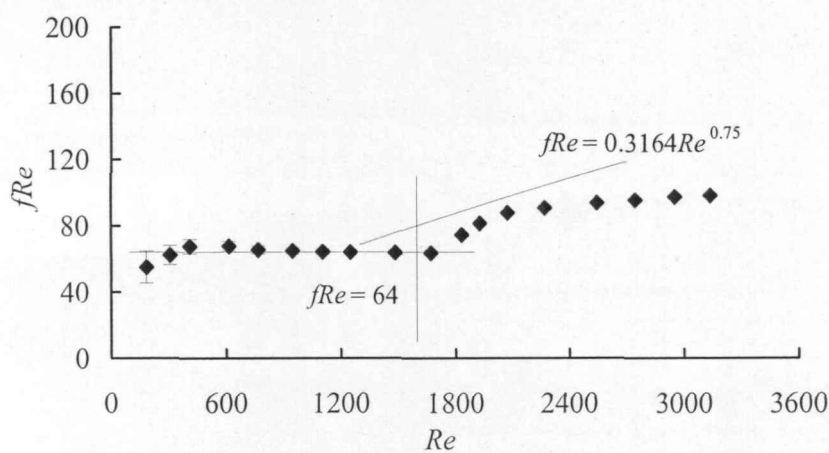


图 4-7  $L=0.8\text{m}$  的摩擦常数随  $Re$  数变化曲线  
Fig.4-7 Variation of  $fRe$  with  $Re$  when  $L=0.8\text{m}$

图 4-8 为气体流经  $L=1.418\text{m}$ 、 $1.524\text{m}$  微圆管时，摩擦常数随  $Re$  数变化曲线。从此图能进一步论证上文的结果，即入口段摩擦常数高于常规理论预测值，而充分发展段摩擦常数很难过数低于常规理论预测值，整体的摩擦常数由两者的主导关

系决定。即如果入口效应占主导则摩擦常数会高于常规理论预测值，反之则低于常规理论预测值。

此外，当  $Re$  数在 1600-2000 范围内，摩擦常数有陡然的升高趋势，可认为此处为层流到湍流转捩。

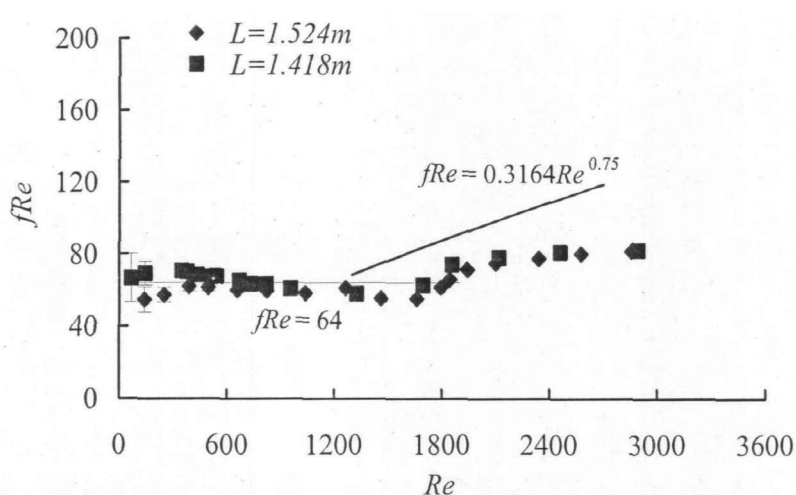


图 4-8  $L=1.418\text{m}$ 、 $1.524\text{m}$  时摩擦常数随  $Re$  数变化曲线  
Fig.4-8 Variation of  $fRe$  with  $Re$  when  $L=1.418\text{m}$ 、 $1.524\text{m}$

### 4.3.2 水力直径对流动特性的影响

下面研究水力直径对流动特性的影响。众所周知，随着水力直径的减小可压缩性的影响增强而同时稀薄效应的影响也会增强。可压缩性和稀薄效应对流动阻力的影响正好相反。可压缩性效应使得流动阻力增加；稀薄效应导致壁面速度出现滑移进而使得流动阻力减小。正如前文所述，在水力直径减小的情况下，流动阻力的变化取决于可压缩性和稀薄效应的竞争关系。如果可压缩性效应占主导，则流动阻力增加；若稀薄效应占主导，则流的阻力减小。

图 4-9 和图 4-10 展示了长度分别为 0.1m 和 0.8m 的两种不同水力直径的微圆管摩擦常数随  $Re$  数变化曲线。可以发现，稀薄效应确实使得摩擦阻力减小，对于管径为 0.225mm 的小管径微圆管的摩擦阻力小于管径为 0.553mm 的微圆管内流动阻力。并且随着  $Re$  的增加，可压缩效应的影响进一步增强，对于小水力直径的通道，同  $Re$  下速度更高，可压缩性效应增加的更加明显，随着可压缩性效应的增强，全管的稀薄效应也会增加，即对于小管径通道而言，随着  $Re$  的增加可压缩性效应和稀薄效应的影响均加强，两种效应的综合作用决定了其摩擦阻力特性。实验结果表明，随着  $Re$  的增加，大小管径通道的摩擦阻力均增加，但是大管径通道的摩擦阻力增加的更加剧烈，使得两者的偏离进一步加大。

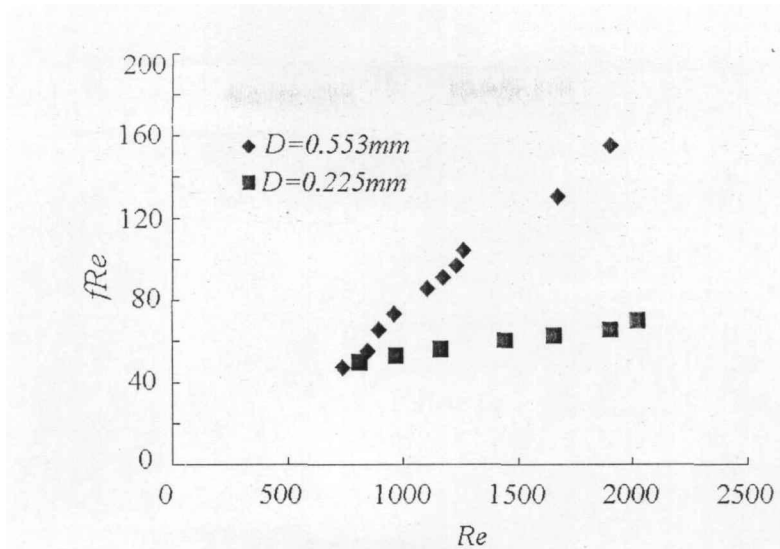


图 4-9  $L=0.1\text{m}$  时摩擦常数随  $Re$  数变化曲线  
Fig.4-9 Variation of  $fRe$  with  $Re$  when  $L=0.1\text{m}$

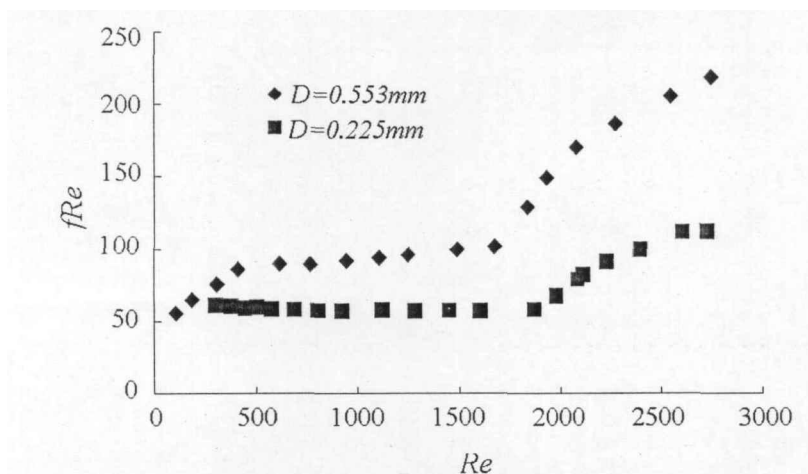


图 4-10  $L=0.8\text{m}$  时摩擦常数随  $Re$  数变化曲线  
Fig.4-10 Variation of  $fRe$  with  $Re$  when  $L=0.8\text{m}$

### 4.3.3 稀薄效应对流动特性的影响

为了单独研究稀薄效应对流动特性的影响，在同样工况下比较了两种具有不同分子平均自由程气体的流动特性。工况相同，则其它效应的影响应该一致，不同之处仅在于两种气体分子平均自由程不同，会导致其  $Kn$  数不同，即稀薄效应的影响不同。这时，两种的区别就是由于稀薄效应的影响导致。

分别采用氮气和氦气作为工作流体，因为，氦气的分子平均自由程是氮气的三倍，这时，根据  $Kn$  数的定义，同样工况下，氦气作为工作流体的情况下管内  $Kn$  数即为氮气的三倍，那么必定稀薄效应的影响会比氮气的更加明显。图 4-11 展示了  $L=0.8\text{m}$  时，在水力直径为  $0.553\text{mm}$  微圆管内摩擦常数随  $Re$  数变化曲线。可以发现，就如前面理论分析的那样，由于氦气的分子平均自由程大，稀薄效应的

影响更明显，稀薄效应使得摩擦阻力变小，所以整个区域氦气的流动阻力小于氮气的流动阻力。特别是在大  $Re$  区域，由于此时可压缩性效应的增强，使得这一趋势更加明显。

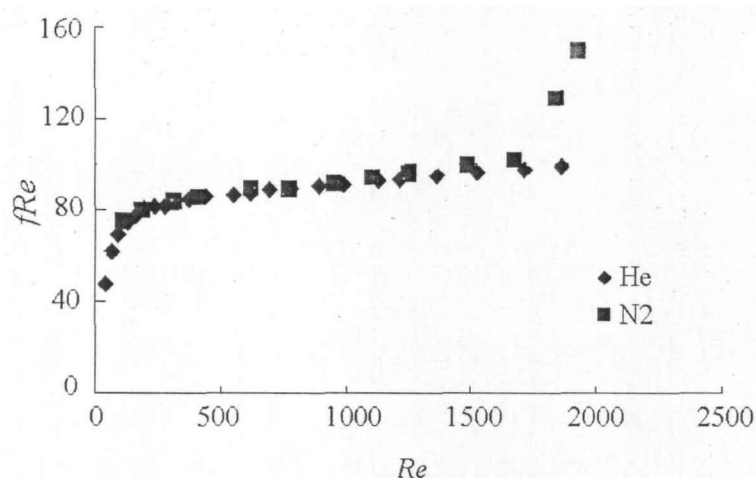


图 4-11  $L=0.8\text{m}$  时摩擦常数随  $Re$  数变化曲线  
Fig.4-11 Variation of  $fRe$  with  $Re$  when  $L=0.8\text{m}$

#### 4.3.4 粘性加热效应对温度场的影响

如前文所述，粘性加热效应对微尺度流体流动换热具有重要影响。在存在换热的情况下，一般不好定量分析粘性加热效应的影响。而本实验系统的实验段无外加热源，并且实验段材料导热系数极低，基本可以认为与外界无热量交换，那么此时温度场的变化仅能由粘性加热效应和可压缩效应导致，粘性加热效应如同内热源，使得整个区域温度升高，而可压缩效应使得流体速度逐渐增加，考虑能量守恒必然导致流体温度下降。两者的竞争关系决定了整个区域的温度场变化。这样再来分析探讨温度场的变化就可以系统分析粘性加热效应和可压缩对温度场的影响规律。

图 4-12 是管长为  $L=0.1\text{m}$  的微圆管进出口温差随  $Re$  数的变化曲线。进出口温差是一个先上升后达到一个稳定值的趋势。这是由粘性加热效应和可压缩性共同作用引起的。在  $Re$  数较低时，速度非常小，其相应  $Ma$  数也较小，气体的压缩效应对温度场影响很小，这时粘性加热作用相比可压缩效应是较大的，对温度场影响较大的是粘性加热作用，而此时速度很小，其速度梯度也很小，粘性加热效应作为一个小内热源对温度场影响也有限，因此温度差值也不是很大；随着  $Re$  数增大，粘性加热效应和压缩效应都将上升，在上升区间，一直是粘性加热效应占主导地位，直到峰值，这时粘性加热效应减去压缩效应得出的差值最大。

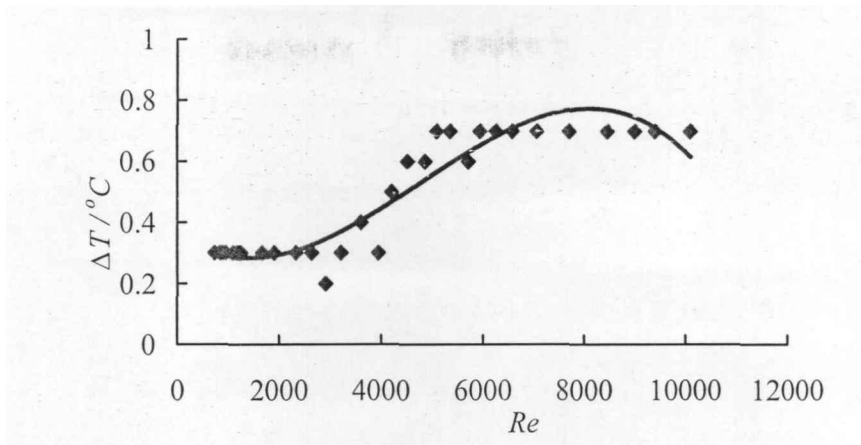
图 4-12  $L=0.1\text{m}$  微圆管进出口温差随  $Re$  数的变化曲线Fig.4-12 Variation of temperature difference between inlet and outlet with  $Re$  when  $L=0.1\text{m}$ 

图 4-13 是管长为  $L=0.2\text{m}$  的微圆管进出口温差随  $Re$  数的变化曲线。可清晰发现进出口温差是一个先上升后下降的趋势，在  $Re \approx 5000$ 、 $Ma \approx 0.6$  附近，进出口温差达到一个峰值，之后再下降。如前面解释的那样，随着  $Re$  数增大，粘性加热效应和压缩效应都将上升，在上升区间，一直是粘性加热效应占主导地位，直到峰值，这时粘性加热效应减去压缩效应得出的余值最大。此后，粘性加热和压缩效应对温度场影响一直在增大，但是压缩效应相对于粘性加热效应对温度场的影响在上升，因此会从峰值跌下。

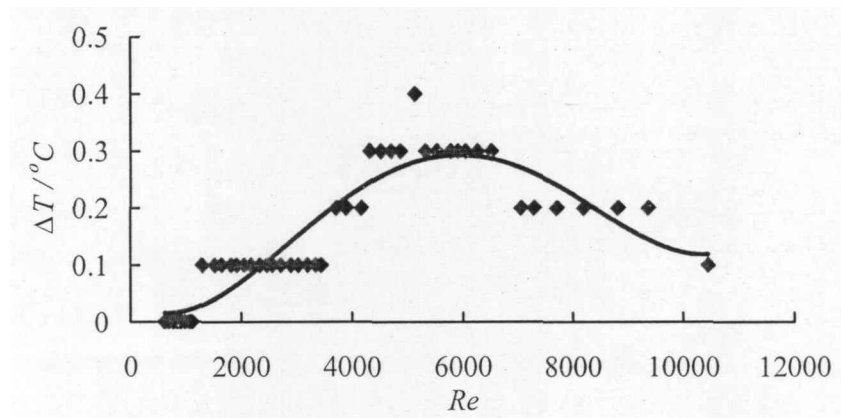
图 4-13  $L=0.2\text{m}$  微圆管进出口温差随  $Re$  数的变化曲线Fig.4-13 Variation of temperature difference between inlet and outlet with  $Re$  when  $L=0.2\text{m}$ 

图 4-14 管长为  $L=0.8\text{m}$  的微圆管进出口温差随  $Re$  数、 $Ma$  数的变化曲线。可以发现，进出口温差与上图趋势基本一致，在可压缩效应和粘性加热效应的共同作用下，进出口温差先升高再下降。

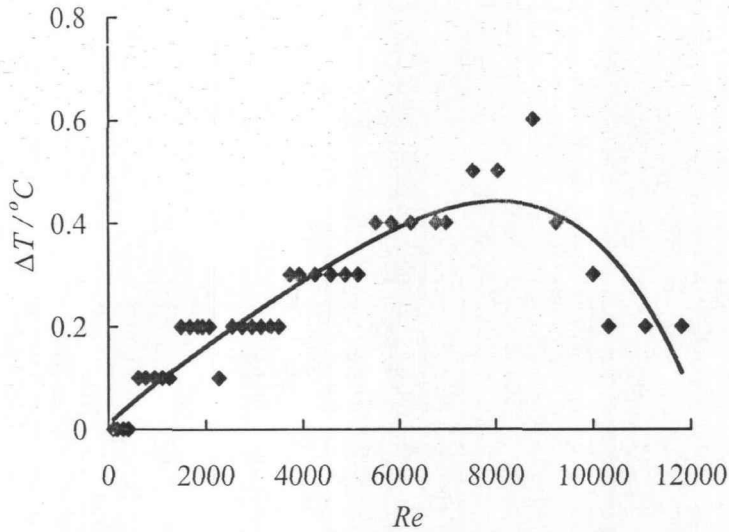


图 4-14  $L=0.8\text{m}$  微圆管进出口温差随  $Re$  数的变化曲线

Fig.4-14 Variation of temperature difference between inlet and outlet with  $Re$  when  $L=0.8\text{m}$

图 4-15 表示最大进出口温差随通道长度的变化曲线，可以发现，曲线走势是先下降然后再升高。在管长较短时，入口段长度占总管长较大比例，由于入口段的摩擦阻力较大，速度梯度也较大，此处的粘性加热效应是很明显的，因此最大温度差值会很高，随通道长度增加，其入口段效应的影响在减弱，最大温差开始降低；当入口段效应被弱化后，随着通道长度增加，其沿程的压力损失急剧增加，速度变化梯度越来越大，因此粘性加热效应表现更强烈，最大温差会升高。总体而言，进出口温差的极大值随管长先减小后增加。对本实验而言，最大温差大约为 0.7 摄氏度。因此，粘性加热效应在微尺度流动换热中不可忽略。

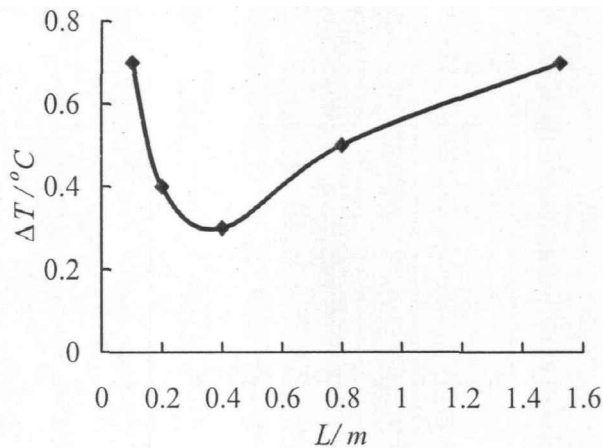


图 4-15 最大进出口温差随通道长度的变化曲线

Fig.4-15 Variation of Max temperature difference between inlet and outlet with  $L$

图 4-16 表示不同管长下最大温差发生时的  $Ma$  数随通道长度的变化曲线，可看出其最大温差均发生在  $Ma$  数在 0.5-0.9 范围内。随通道长度增加， $Ma$  数有一个先增后降的趋势，当  $L=0.8\text{m}$  左右，达到了一个最大值。在管长很短时， $Ma$  数在

0.5 左右, 进出口温差就最大, 随管长增加, 进出口温差达到最大值时的  $Ma$  数在逐步增加; 达到峰值, 而后随管长增加, 温差达到最大值时的  $Ma$  数开始下降。

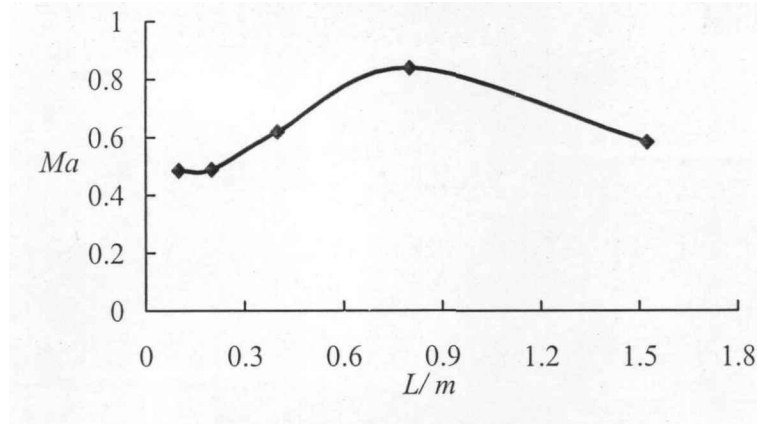


图 4-16 最大温差发生时的  $Ma$  数随通道长度的变化曲线

Fig.4-16 Variation of  $Ma$  with  $L$  when temperature difference between inlet and outlet reach max

图 4-17 比较了相同管长下两种不同水力直径通道内进出口温差随  $Re$  变化趋势图。需要指出, 对于水力直径小的通道, 在相同  $Re$  下具有更高的  $Ma$  数。也就是说, 这时可压缩性的影响会更加明显。同时, 由于尺度的减小粘性加热效应的影响也会进一步增强。因此, 对于水力直径为 0.25mm 的通道, 可压缩性效应和粘性加热效应的影响都会增强。从图中可以发现, 对于小  $Re$  数时, 0.25mm 通道的进出口温差要比 0.553mm 通道的进出口温差大。也就是说, 在此时  $Re$  数较小的范围内, 粘性加热效应相较可压缩性效应占据主要地位, 使得此时进出口温差较大。随着  $Re$  数的增加, 相对于粘性加热效应, 可压缩性效应的影响逐渐增强, 因此, 导致进出口温差在两种不同水力直径通道的差值逐渐变小。当  $Re$  数达到接近 10000 时, 两种不同水力直径通道进出口温差基本一致。

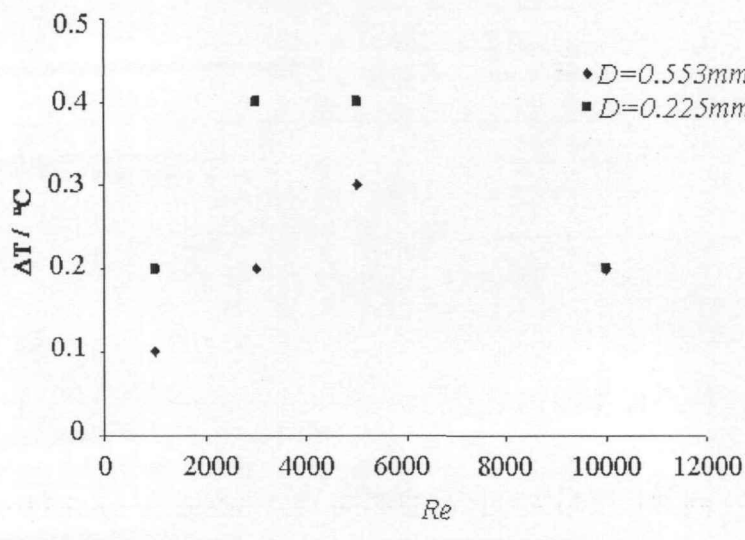


图 4-17 进出口温差随  $Re$  变化曲线

Fig.4-17 Variation of temperature difference between inlet and outlet with  $Re$

## 4.4 相关结论的实验验证

### 4.4.1 入口效应的实验验证

图 4-18 为不同管长下摩擦常数随  $Re$  数变化曲线。可明显发现,当  $Re$  数  $>1200$  时,随管长增加,在同  $Re$  数下,摩擦常数随管长增加在不断的降低。在相同  $Re$  数下,入口段长度不随管长变化而变化。因此,在  $Re$  数相同时,对于不同管长工况来说入口段长度是个定值。在通道长度比较短的情况下,其入口段长度占整个通道长度是比较大的,因此对摩擦常数的影响也比较大。在入口段区域,由于入口段的阻力要比充分发展段的阻力高得多,其摩擦常数也较充分发展区高,因此入口段提升了整个微圆管的摩擦常数。随管长的增加,充分发展段在增加,入口段长度占整个微圆管长度的比重在降低,因此入口段效应在减弱,摩擦常数也在降低。同时也证明,微尺度下充分发展段的摩擦常数比常规尺度下要低。

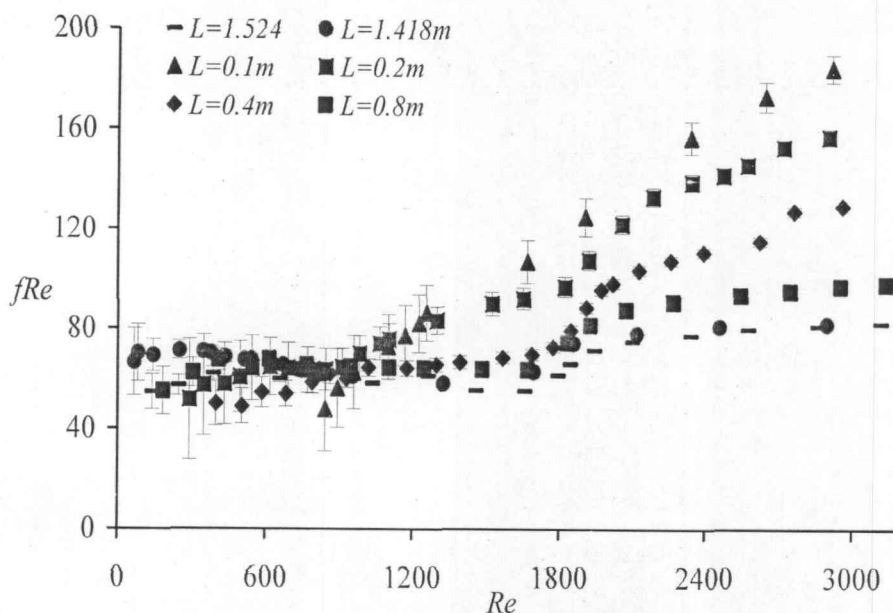


图 4-18 不同管长下摩擦常数随  $Re$  数变化曲线  
Fig.4-18 Variation of  $fRe$  with  $Re$  at different  $L$

气体流经  $L=0.1m$  和  $L=0.2m$  微圆管时,  $Re$  数大于 1000 后,摩擦常数开始比理论预测值高,且上升比理论预测值快。按照常规理论的预测不应该有此现象,因为常规理论预测的入口段长度其影响比重不足以使摩擦常数明显升高。对于气体流经  $L=0.4m$  和  $L=0.8m$  微圆管摩擦常数随  $Re$  数变化曲线。在  $Re$  数  $<3000$  范围内可发现,实验得到的测量值与经典理论预测值极为相似,认为此时入口段效应对摩擦常数的影响很小。当  $Re$  数在 1600-2000 范围内,摩擦常数有陡然的升高趋

势, 可认为此处发生了层流到湍流转换。这里由于 0.4m 管长时, 入口段长度所占比重比 0.8m 管长所占比重大, 因此在高  $Re$  区, 0.4m 管内摩擦常数高于 0.8m 管长。对于  $L=1.418\text{m}$ 、 $1.524\text{m}$ , 摩擦常数随  $Re$  数变化曲线基本重合。说明在本文研究的  $Re$  范围内, 入口段影响已经不大。

对于大长径比的情况, 此时由于长径比很大(大于 2500), 可以忽略入口效应影响。可以发现, 高  $Re$  下摩擦常数比理论预测值低很多, 可能是由于微尺度下充分发展段摩擦常数低于常规理论预测导致, 为了进一步验证这一想法, 采用截管法, 对不同管长数据进行分析。

在同  $Re$  数下, 假设密度不变, 不论通道长度是多少, 其体积流量是一样的。运用截管法, 用长管径的压力损失减去短管长的压力损失, 经过数据处理得到摩擦常数随  $Re$  变化曲线。

图 4-19 是截管法处理后的实验数据。不同管长的长管减掉短管得出的摩擦常数随  $Re$  变化曲线与  $L=1.418\text{m}$ 、 $1.524\text{m}$  的数据点的对比。从上往下曲线依次代表为  $L=0.2\text{m}$  剪掉  $L=0.1\text{m}$ 、 $L=0.4\text{m}$  剪掉  $L=0.1\text{m}$ 、 $L=0.8\text{m}$  剪掉  $L=0.1\text{m}$ 、 $L=0.8$  剪掉  $L=0.2\text{m}$  的工况。可发现除  $L=0.2$  剪掉  $L=0.1\text{m}$  得出的摩擦曲线比较高之外, 其它曲线均都能和  $L=1.418\text{m}$ 、 $L=1.524\text{m}$  的数据点的趋势吻合较好。这就进一步充分说明在没有入口效应的充分发展段的摩擦常数较之常规理论预测值要低。与前章所得结论一致。

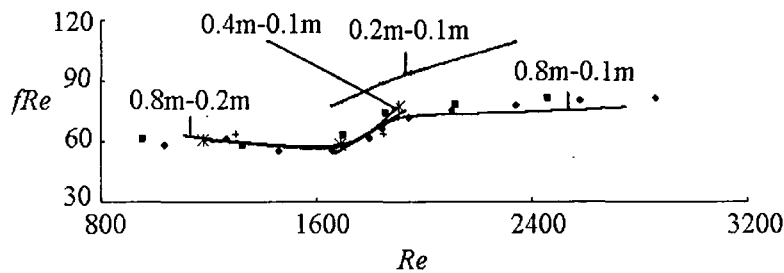


图 4-19 截管法处理后的摩擦常数随  $Re$  变化曲线  
Fig.4-19 Variation of  $fRe$  with  $Re$

#### 4.4.2 粘性加热效应解析解的实验验证

对实验结论和理论解析部分进行比较。在不考虑可压缩性的条件下, 解析求解得出的结论是粘性加热效应可使充分发展段的流体温度线性增加, 并且得到了相关表达式。对于管长为  $L=0.8\text{m}$  的通道, 可以认为入口段效应影响很小, 充分发展区占管长的绝大部分。同时若在低  $Re$  数下, 可压缩效应也较小, 可以忽略。那么此时, 对温度的影响仅有粘性加热效应, 实验数据与理论解具有可比性。图 4-20 为  $L=0.8\text{m}$  的进出口温差随  $Re$  数变化曲线。可以发现,  $Re$  数较低时, 可认为可压

缩效应可以忽略, 进出口温差仅受粘性加热效应的影响, 此时, 进出口温差随  $Re$  数线性增加, 理论解析解与实验数据吻合较好。与前章给出的粘性加热效应对温度场影响的解析解互相印证。但是, 正如所预计的那样, 解析解不能用于预测高  $Re$  数下的温度变化。这时由于随着  $Re$  的增加, 可压缩性效应增加, 由可压缩性效应导致的温度降低逐渐增强。从图中也可以发现, 当  $Re$  数达到一定程度后, 进出口温差会由于可压缩性效应的增强而逐渐降低。

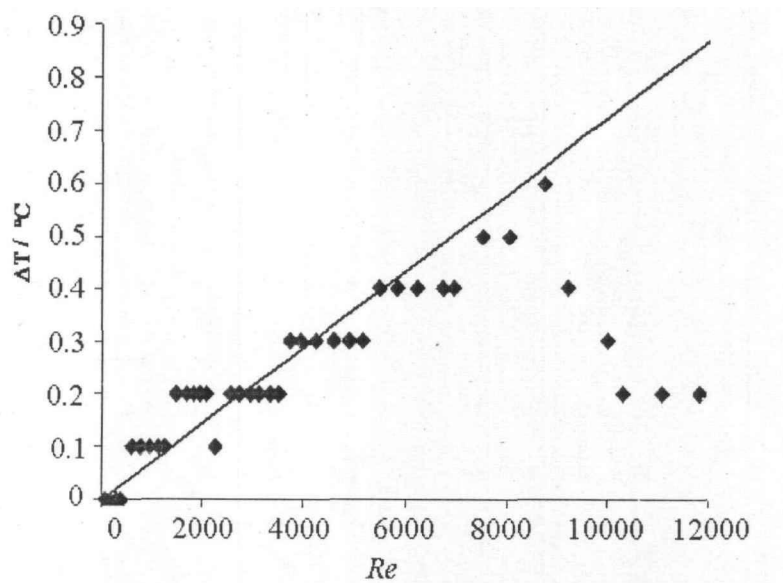


图4-20 进出口温差随 $Re$ 数变化曲线( $D_h=0.553\text{mm}$   $L=0.8\text{m}$ )

Fig.4-20 Variation of temperature difference between inlet and outlet with  $Re$  when  $D_h=0.553\text{mm}$   $L=0.8\text{m}$

## 4.5 本章小结

本章搭建了单微通道流动换热实验的实验平台, 进行了一系列实验, 得到了相关参数对流动换热特性的影响规律, 同时, 对前面章节得出的相关结论予以了实验验证。具体结论如下:

(1) 摩擦常数与  $Ma$  有定量函数关系, 其关系表达式可用如下关联式表示;

$$f Re = 263.7 Ma^2 - 11.99 Ma + 64$$

(2) 对于本文研究的微圆管, 转捩  $Re$  数在 1600-2000 范围内;

(3) 微尺度下, 通道内流入口段长度大于常规理论预测值; 充分发展段的摩擦常数低于常规理论预测值。

(4) 粘性加热效应和可压缩性效应共同对流体温度影响, 随  $Ma$  数、 $Re$  数升高, 温度差有一个上升然后再下降的趋势。

(5) 不同管长下的最大温差随长度增加先下降然后在上升; 最大温差发生在

$Re=5000-9000$ 之间,且随管长有先增加后减小的趋势。

通过与前面的章节的结论对比,下面两点理论结果得到了实验验证:

(1)微尺度下,通道内流入口段长度大于常规理论预测值;充分发展段的摩擦常数低于常规理论预测值,与前文的理论结果一致。

(2)在可压缩性效应的影响较低( $Re$ 很小)情况下,粘性加热效应可使流体温度线性增加,在定性上,与前面的理论解析解吻合的较好。



## 5 复杂微通道热沉系统的设计与实现

前面分别针对微尺度流动换热特性进行了理论研究和数值研究,得到了关于几何结构、流动参数以及各种关键影响因素对流动换热影响规律的结论。基于前面章节的理论与实验结果,以最大程度的强化传热和减小流动阻力为目标,进行了高效复杂微通道热沉系统的设计与实验工作。并且,基于前面搭建单微通道实验台的经验,建立了复杂微通道热沉系统的实验平台。

本章将首先介绍高效复杂微通道热沉系统的设计思想的提出和设计;接下来针对实验中最关键的环节——实验段的加工进行详细的介绍;最后针对整个实验系统的搭建进行系统的介绍,以及对实验中的技术细节和数据处理方式进行阐述。

### 5.1 新型微通道热沉系统的提出

目前,微小尺度下高效散热方式(包括处于实验室正在研究阶段)主要有以下几种:自然对流冷却,这种方式散热功率低,一般在  $1\text{W}/\text{cm}^2$  量级,显然,已经远不能满足现代散热需求;热沉强制对流散热,这种冷却方式是当前计算机芯片散热的主要方式,这种方式散热量可以达到  $100\text{W}/\text{cm}^2$ ,但是这种冷却方式震动(噪音)大,并且目前市场上 CPU 散热量已接近或超过  $100\text{W}/\text{cm}^2$ ,因此,急需更高效的散热方式;微通道热沉冷却,由各种形式的微流道组成,靠工作流体携带热量实现冷却,是目前最有应用前景的冷却方式之一。

在微通道热沉冷却系统里,高效换热的微通道热沉结构和工作流体的驱动力是两大关键环节。目前普遍采用的微通道热沉结构未能充分地实现换热最大化以及降低换热经济性,即降低换热与泵功率的比值。在进一步加强换热能力和降低外加驱动力方面尚有很大的进步空间。

本节基于前面的研究结果,提出一种新型微通道热沉结构。具体而言,热沉由水力直径不一(水力直径范围在  $1\text{-}1000$  微米范围)的  $N(N$  大于或等于  $2$ )种微通道通过  $N$  级组合而成,这种结构利用了微尺度条件下换热的入口段效应,实现高效换热,同时由于热沉由多级不同水力直径微通道构成,比单纯采用极小直接微通道热沉压损小、换热强度高、经济性好。微通道热沉系统通过热沉的封装以及进出口管线的连接接入整个系统。

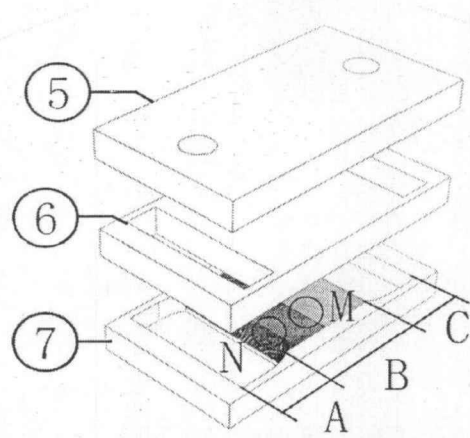


图 5-1 单侧三级微通道热沉系统装配图  
Fig.5-1 Schematic of unilateral three-stage heat sink

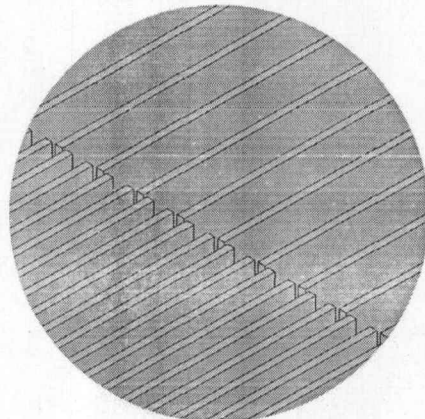


图 5-2 微通道热沉结构局部 M 放大图  
Fig.5-2 Close-up view of M of local heat sink structure

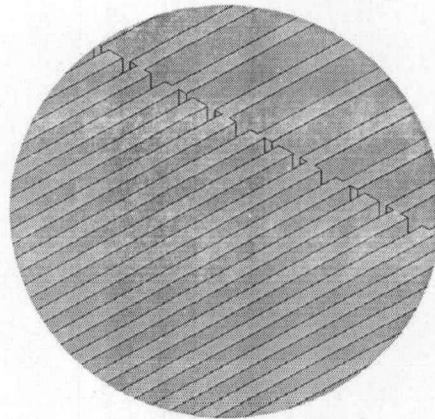


图 5-3 微通道热沉结构局部 N 放大图  
Fig.5-3 Close-up view of N of local heat sink structure

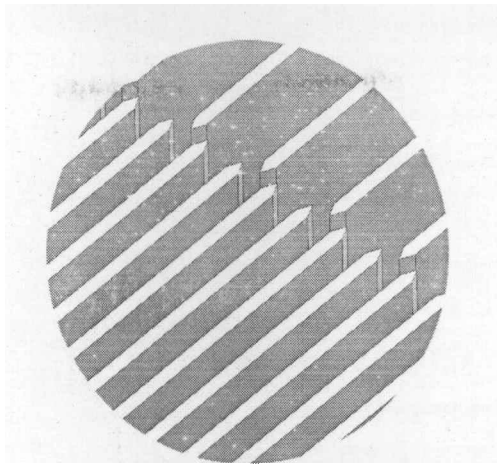


图 5-4 常用的几种微通道热沉结构局部放大图  
Fig.5-4 Close-up view of general local heat sink sturcture

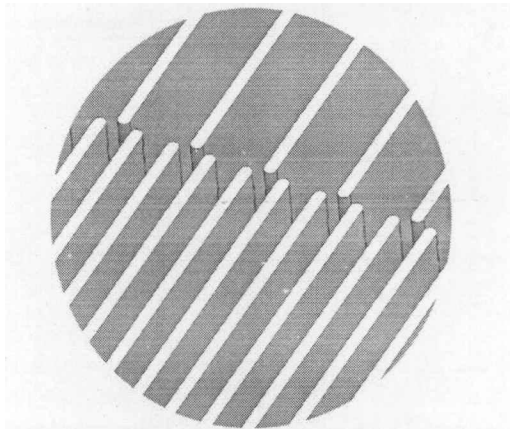


图 5-5 常用的几种微通道热沉结构局部放大图  
Fig.5-5 Close-up view of general local heat sink sturcture

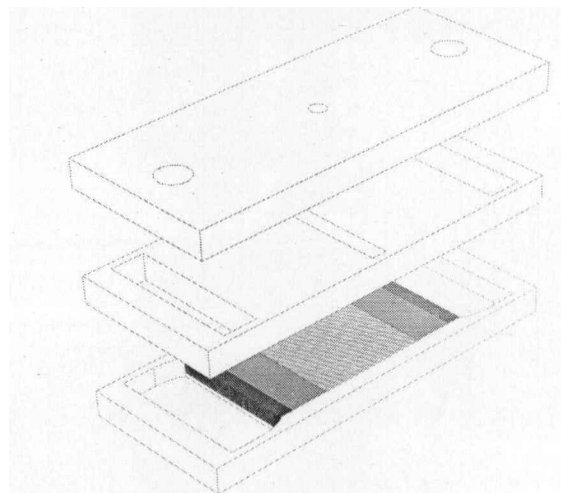


图 5-6 两侧三级微通道热沉系统装配图  
Fig.5-6 Schematic of two-sides three-stage heat sink

下面结合附图对本装置的系统、局部结构和技术细节作进一步详细说明。

本散热系统所设计的新型微通道热沉结构由顶盖板、引流板和热沉板封装而成。图 5-1 是根据本系统设计思想设计的一种三级微通道热沉系统装配图。顶盖板由导热性能优越的金属板或硅板制成，上表面开圆孔以便和管路联接，构成回路，下表面打通成矩形与引流板上矩形孔联通。引流板介于顶盖板和热沉板之间，由

在导热性能优越的金属板或硅板上加工出矩形通孔实现工作流体的引流。热沉板由在导热性能优越的金属板或硅板上蚀刻、光刻或采用其他加工方式加工出的水力直径不一的多种微通道通过多级组合而成。微通道水力直径范围在 1-1000 微米范围。如图中所示，热沉板又分入口导流区 A，出口导流区 C 和散热区 B，入口导流区 A 的宽度逐渐减小，出口导流区 C 宽度逐渐增大，这种布置可以减小局部压力损失，使流动更均匀。图 5-2、图 5-3 是微通道热沉结构局部放大图，图 5-4、图 5-5 是常用的几种微通道热沉结构局部放大图。

下面从理论上详细说明本系统中热沉结构的优越性。众所周知，内流换热入口段换热强度最大，随着边界层的发展，换热减弱，因此高效利用入口段和破坏边界层的发展成为提高换热强度的关键。本系统提出了一种新型微通道热沉结构，这种结构充分利用了微尺度条件下换热的入口段效应。具体而言，流体在入口导流区 A 中流向散热区 B，由于导流区 A 相对于散热区 B 属于大尺寸，因此，流向散热区 B 的各个微小通道入口的工作流体可以认为是均匀入口速度。此时在刚进入散热区 B 的部分散热最强，随后流体流动与换热均进入发展阶段，由于入口段换热强度最大，本系统设计的各中水力直径的微通道中流体流动换热均处于入口段，为保障该关键点的实现，设计各级长度时，采用下面公式<sup>[177-178]</sup>进行计算：

$$L/D = [0.02847 Re \ln(\frac{T^* - 0.02528}{2.22 \times 10^{-4}}) + (-0.18754 + 1.0674 T^*)] (0.2555 \ln(\beta) + 1.0343) \quad (5-1)$$

式中， $L$  为某级长度， $D$  为该级水力直径， $Re$  为该级入口 Reynolds 数， $T^*$  为无量纲温度，定义为： $T^* = (T_w - T_0) / T_0$ ，式中  $T_w$  为热沉部分固体温度， $T_0$  为工作流体入口温度； $\beta$  为通道截面高宽比。

当工作流体在第一级通道中还处于高换热的入口段并且未进入充分发展阶段时，工作流体即进入下一级通道，这时上一级的边界层切断，流体进入下一级的主流区，工作流体的流动和换热重新发展，即相当于重新进入新的流道，使得新的一级里流动和换热依旧处于入口段。并且，这里流体流动被下一级通道固壁扰动，也会强化传热，由于流体进入新一级通道时通道壁与流动方向平行，压力损失也很小。上述原理解释了本系统实现换热最大化以及降低换热经济性的原因。本系统中的微通道热沉系统的结构可以由  $N$  级构成，图 5-1 所示的是根据本设计思想设计的一种单侧三级微通道热沉系统。根据本系统还可以设计出由各种不同水力直径组合成的不同级数的散热结构。需要指出的是，不是级数越多或各级通道水力直径越小散热效果越好，需要根据实际散热要求和换热经济性进行合理配置。此外，本系统还可以布置成多侧多级，这种布置方式适合于待冷却部件面积较大，散热强度很大的情况，图 5-6 给出了其中一种两侧三级微通道热沉系统的装配图。根据散热实际，在布置方便的前提下，可以选择合适的侧数与级数。

## 5.2 新型微通道热沉的实验室加工与封装

### 5.2.1 微通道热沉的实验室加工

实验段，即微通道热沉的加工制造和封装，是整个实验系统建立的第一步，也是至关重要的一步。本实验的实验段加工主要在 Rutgers 大学和 Princeton 大学完成。加工前，在考虑微通道热沉的材料时，有下列几种备选：钻石、铁、钢、不锈钢、铝、硅等等。最终我们选择单晶硅作为微通道热沉的材料，这是由于我们已经得到了单晶硅的电学性质，同时其具有极好的机械性能。由于其高精度、高强度和高可靠性，绝大部分微加工技术的发展都是基于单晶硅的材料<sup>[179]</sup>。本文选择 4 英寸的硅片作为基底，这是目前 Rutgers 大学和 Princeton 大学洁净室最常用的硅片尺寸，它能适用于绝大部分微加工设备。整个加工过程在硅片上进行，硅基的厚度取决于硅片的强度，对于 4 英寸的硅片，其厚度为 525 微米。目前，基于硅片的微加工主要是蚀刻技术(etching)，蚀刻技术包含多种方式，本文加工时主要采用了腐蚀蚀刻和干式蚀刻这两种加工方式，这两种加工方式有其各自显而易见的优缺点，接下来分别介绍。

#### ● 腐蚀蚀刻

腐蚀蚀刻通常是各向同性的，沿一定的晶体方向的腐蚀速度比其它方向高出许多，由此根据设计结构实现硅片上硅的去除，从而获得所需要的微结构。相比干式蚀刻，腐蚀蚀刻相对经济，所需化学混合物更容易准备。与干式蚀刻的可控性相比，腐蚀蚀刻过程中，硅片被腐蚀一侧的蚀刻控制比较困难，是整个腐蚀蚀刻控制中关键的一环，下面针对腐蚀蚀刻的工艺进行详细介绍。

腐蚀蚀刻的加工工艺主要流程如图 5-7 所示，具体为：硅片的准备、氧化硅/氮化硅的沉积、光刻过程、氢氟酸蚀刻氧化硅/氮化硅、光刻胶的移除、氢氧化钾蚀刻。

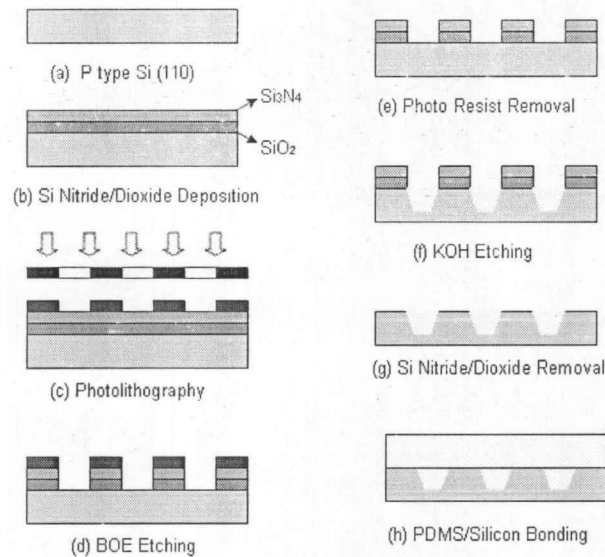


图 5-7 腐蚀蚀刻加工工艺流程图  
Fig.5-7 Schematic of fabrication process

## 硅片的准备

硅片表面的清洗和准备是整个加工过程的第一步，也是最重要的步骤之一。腐蚀蚀刻和干式蚀刻的清洗过程基本一致。该过程的主要目标是除掉硅片表面污染物以及控制表面的化学氧化。硅片表面污染物主要包含以下几种：

颗粒，包含灰尘、花粉、衣物碎屑、细菌等。直径为 0.1-20 微米的颗粒为主要清除对象；

无机污染物，包括盐、正负离子、重金属原子。硅片表面的无机污染物通常采用特殊的溶液在水再循环系统中加以去除；

有机污染物，包括烟雾、皮肤油脂、润滑剂、溶剂蒸汽以及其他能沉积在硅片表面的有机污染物。针对有机污染物通常采用强氧化剂、气体或液体去除。

新开封的硅片表面被预处理为具有轻疏水性。但是为了后面的旋涂工艺，硅片表面需要具有强疏水性或强亲水性。这种表面可以通过清洗技术实现。在微加工领域，RCA-1 清洗是可以实现上述目的、被广泛采用的清洗技术。采用 RCA-1 这种清洗技术还可以有效地去除硅片表面有机污染物、金属污染物和颗粒污染物。

实验中，首先用丙酮(acetone)清洗硅片表面，然后使用异丙醇(IPA)冲洗，接下来采用去离子水，再次用异丙醇冲洗表面，最后用氮气枪将硅片表面吹干。接下来进行 RCA-1 清洗。RCA-1 的清洗剂由下列试剂配成：4 份的水、一份 27%的 NH<sub>4</sub>OH 和一份 30%双氧水(H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>)。配置过程为：(1)将 260ml 的去离子水放入烧杯中；(2)加入体积为 65ml 的 27%NH<sub>4</sub>OH；(3)加入加入体积为 65ml 的 30%双氧水；(4)将烧杯放置加热板顶部，直到加热板顶部的温度达到 85 摄氏度，当烧杯中的试剂沸腾并伴随着气泡的剧烈运动，表示此时溶剂可以使用；(5)将硅片放入烧杯中，

在有气泡剧烈运动的溶液中浸泡 15 分钟；(6)将硅片从试剂中取出，放入盛有去离子水的烧杯中浸泡；(7)将硅片取出，用去离子水冲洗以去除残留试剂，用氮气枪吹干待用。

在 RCA-1 处理过程中，硅片表面将被氧化，在其表面形成一层很薄的氧化层。因此，需要将硅片浸入氢氟酸溶液中去除氧化层。同时，由于氢氟酸反应很迅速，所以将硅片放入 7:1 的氢氟酸中反应，时间不超过 2 分钟。然后取出硅片，用去离子水冲洗，此时硅片具有疏水性。实验中可以在硅片上滴 2 滴去离子水以测试其疏水性能，若滴上的水滴能直接划过硅片表面而不留下痕迹，则表示硅片表面疏水性能很好。

### 氧化硅/氮化硅的沉积

本实验中，腐蚀蚀刻工艺采用氢氧化钾(KOH)作为蚀刻剂，氮化硅沉积在硅片表面上作为沉浸在氢氧化钾溶液时的掩膜，因为光刻胶将在氢氧化钾溶液中分解。硅片表面氮化硅下方的氧化硅薄层还能有效地缓解蚀刻过程中的热应力。硅片底部也会沉积氮化硅以保护硅片表面不受蚀刻剂的腐蚀。

氧化硅/氮化硅的沉积在 790 Unaxis PECVD(Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition)系统中完成，过程完成后会在硅表面上沉积一层厚度为 2000 埃的氧化硅和厚度为 2500 埃的氮化硅<sup>[180]</sup>。实验系统使用气体为  $\text{SiH}_4$  ( $200 \text{ m}^3/\text{min}$ )， $\text{NH}_3$  ( $47 \text{ m}^3/\text{min}$ ) 和  $\text{N}_2$  ( $900 \text{ m}^3/\text{min}$ )。对于氧化硅的沉积，系统运行温度、压力和无线电频率分别为 300 摄氏度、900mTorr 和 19W。沉积率为每 3 分钟 1000 埃。对于氮化硅的沉积，采用  $\text{SiH}_4$  ( $160 \text{ m}^3/\text{min}$ )和  $\text{N}_2\text{O}$ ( $720 \text{ m}^3/\text{min}$ )两种气体。系统运行温度、压力和无线电频率分别为 250 摄氏度、900mTorr 和 25W。沉积率为每分钟 100 埃。

### 光刻过程

在作为掩膜使用的氧化硅/氮化硅的沉积过程完成之后，在旋涂机器上给硅表面上一层薄光刻胶，本实验中选取的光刻胶为 AZ5214。具体的光刻工艺过程如下：

(1)在硅片上表面上光刻胶：

- 将硅片放入旋涂机内，按真空按钮以实现硅片的固定；
- 设定旋涂机的运行程序为：第一步 500rpm 运行 5 秒，第二部 3000-4000rpm 运行 40 秒，加速度为 15；
- 将 AZ5214 光刻胶均匀的滴在硅片表面，以覆盖整个表面为标准，然后运行旋涂机；

- 运行完成后取出硅片，立即清洗旋涂机。

#### (2)软烘焙(20 分钟)

将硅片放入 90 摄氏度的恒温炉中烘焙 20 分钟。软烘焙在整个干刻工艺中起着至关重要的作用。硅片表面的光刻胶层只有在软烘焙之后才具有光敏性或可成像性。过度的软烘焙会降低光刻胶的感光性，而不充分的软烘焙会导致在旋涂层上残留试剂，从而使得下面的曝光过程不充分，进而影响整个蚀刻过程。

#### (3)掩模对准和曝光

使用掩模对准和曝光机器进行该工艺过程。本实验选择通道 2 进行曝光过程，UV 光作为曝光用光源，曝光时间为 7 秒。

#### (4)冲洗

- 将硅片放在干的硅片架上
- 准备好冲洗剂 AZ327，将硅片放入冲洗剂中 40-90 秒，显影
- 快速将硅片从冲洗剂中取出，用去离子水低速冲洗 30 秒，用氮气枪吹干
- 在显微镜下观测硅片表面显影质量，若满足要求，则待用，否则将硅片放入冲洗剂 AZ327 中，待完全洗净后，重复冲洗过程

#### (5)曝光后的烘焙

曝光后的烘焙也叫做应烘焙，是整个光刻工艺的最后一步，这一步是为了使光刻胶硬化以及使增强光刻胶在硅片表面的附着。将恒温炉温度设置为 130 摄氏度，将硅片放入该恒温炉中，烘焙 20 分钟以完成该过程。

### 氢氟酸蚀刻氧化硅/氮化硅

在聚乙烯烧杯中倒入 7:1 氢氟酸试剂，放入硅片，使其腐蚀 8 分钟，将硅片取出放入盛有去离子水的烧杯中静置 5 分钟，取出硅片，用去离子水清洗 3 次，用空气枪将其吹干，将吹干后的硅片置入显微镜下，观测其颜色以判断曝光区域的氧化硅/氮化硅是否去除干净。判断标准为：若曝光区域呈银白色，则表示去除干净；若曝光区域呈灰色或暗色，则表示未去除干净，则需要再次腐蚀。

### 光刻胶的移除

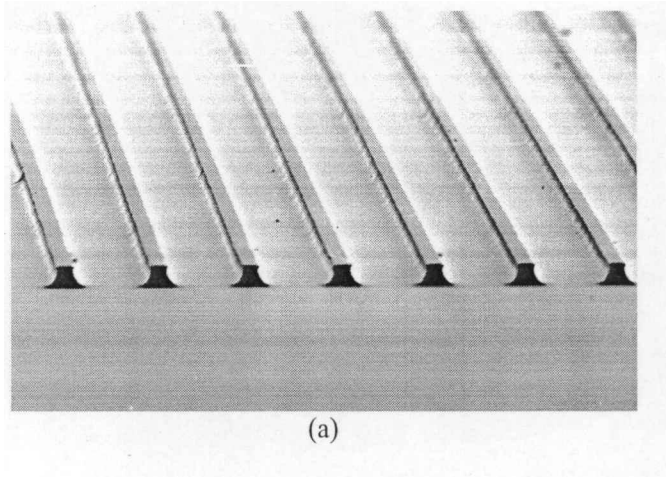
将盛有 AZ400T 玻璃烧杯置于加热板上，加热至 80 摄氏度，将硅片放入其中，30 分钟后，取出待用，此时光刻胶已完全清除。

## 氢氧化钾蚀刻

氢氧化钾蚀刻在恒温水浴中完成，具体步骤为：

- 水浴中装满水，将盛有氢氧化钾试剂的烧杯置入其中，在烧杯上添加玻璃盖板，以防试剂挥发。本实验采用 30%氢氧化钾溶液，在溶液中加入 10%-15%的 IPA 溶液，恒温水浴温度设定为 75 摄氏度，将硅片放入烧杯中。现有实验结果表明，在氢氧化钾溶液中添加 IPA 试剂虽然降低了总体的硅的蚀刻速度，但是极大程度上可以降低蚀刻的粗糙度。本实验工况下的蚀刻速度约为 1 微米/分钟。根据蚀刻速度和设计的通道深度即可确定蚀刻所需时间。
- 当所需时刻时间过半时，将硅片从蚀刻溶液中取出，放入盛有去离子水的烧杯中 2 分钟，取出，用去离子水冲洗 1 分钟，用氮气枪吹干，然后在显微镜下进行检查，测量已蚀刻的结构，估算蚀刻速度。根据新的蚀刻速度计算还需蚀刻时间。
- 将硅片放回蚀刻溶液中继续进行蚀刻。重复上述步骤，直至蚀刻深度达到所要求。

经过上述过程后即可得到具有设计形状的微通道热沉，即实验段。图 5-8 为采用腐蚀蚀刻方式加工出的微通道热沉扫描电镜图。可以发现，采用腐蚀蚀刻方式加工出的微通道形状规则度不高，粗糙度大，若将其表面视为光滑表面则实验结果会有较大偏差。



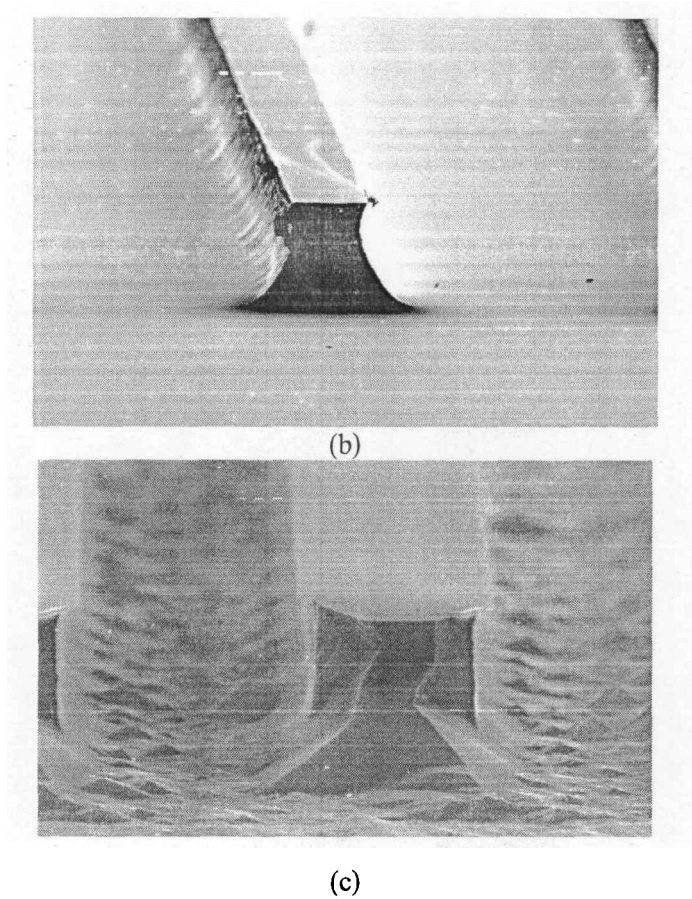


图 5-8 腐蚀蚀刻方式加工出的微通道热沉扫描电镜图  
Fig.5-8 SEM picture of heat sink fabricated by wet etching

### ● 干式蚀刻

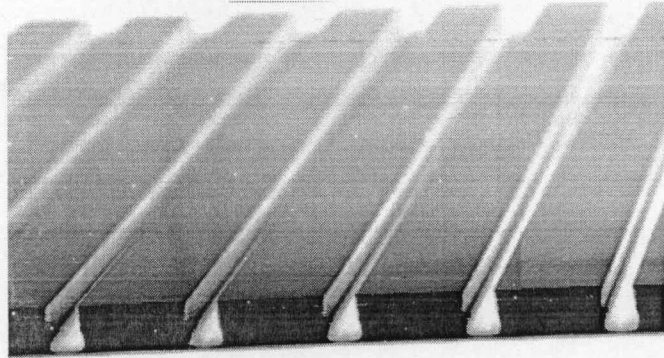
干式蚀刻有多种加工技术。本实验采用等离子体刻蚀技术以获得复杂结构的微通道结构。

对于等离子体刻蚀，硅片的准备阶段要更加容易，步骤也较少。在进行与腐蚀蚀刻相同的清洁工序后直接进行光刻工艺，加工过程不需要进行沉积步骤。光刻工艺与腐蚀蚀刻的光刻工艺一致，只是对于本实验的等离子体刻蚀光刻胶选为 AZ1518。本研究的干式蚀刻实验在 Princeton 大学的洁净室进行，等离子体刻蚀过程在 SAMCO International 公司的 RIE800iPB 机器上进行，机器如图 5-9 所示。具体操作步骤和仪器使用规程可以参阅 Princeton 大学微纳加工实验室主页<sup>[181]</sup>。

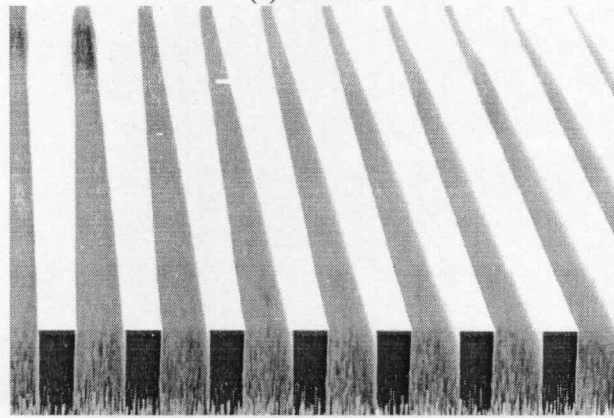
利用该仪器完成整个加工过程，本实验分别加工出了直通道热沉，2 级微通道热沉和 3 级微通道热沉，其扫描电镜图分别如图 5-10(a)-(f)所示。对比图 5-8 和图 5-10，可以清晰的发现，利用等离子体刻蚀技术加工的微通道表面精度高，因此，选用等离子体刻蚀技术作为本文实验段的加工方法。



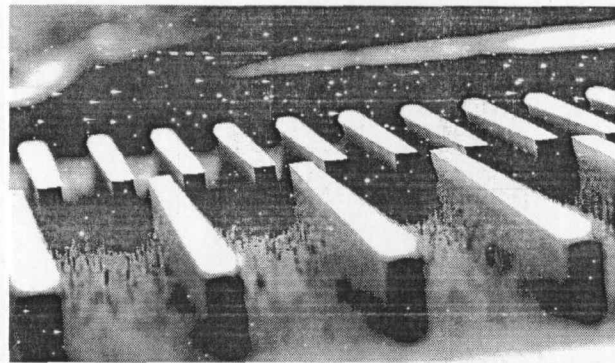
图 5-9 SAMCO International RIE800iPB 等离子体蚀刻机  
Fig.5-9 SAMCO International RIE800iPB Plasma etching machine



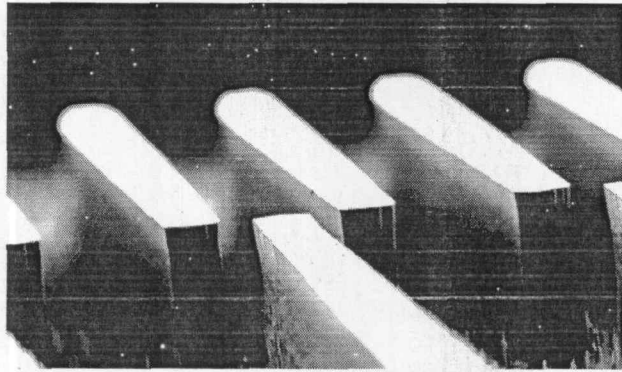
(a) 直通道



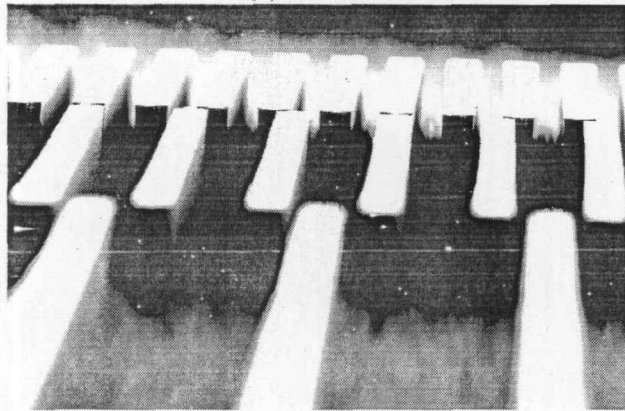
(b) 直通道



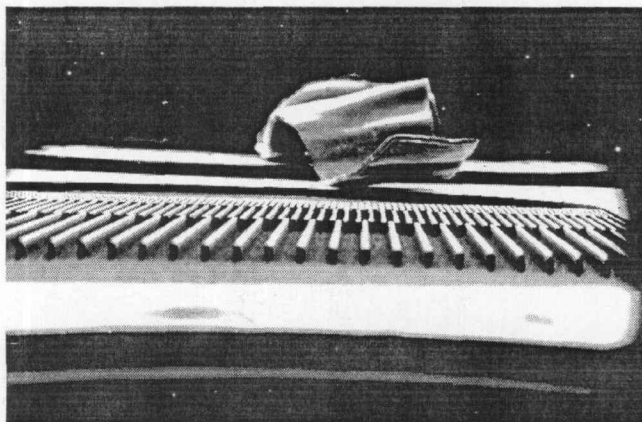
(c)两级通道



(d)两级通道



(e)三级通道



(f)三级通道

图 5-10 干式蚀刻方式加工出的微通道热沉扫描电镜图

Fig.5-10 SEM pictures of heat sink fabricated by dry etching(a)straight channel (b)two-stage channel (c) two-stage channel (d) two-stage channel (e) three-stage channel (f) three-stage channel

### 5.2.2 实验段的封装

PDMS(聚二甲基硅氧烷)<sup>[182]</sup>是微流体系统中封装时常用的聚合物材料。本实验采用 PDMS 作为微通道热沉的封装材料基于其本身具有的优点：因为 PDMS 为透明材料，易于观察；作为封装材料，PDMS 本身的弹性使其易于进出口的连接；PDMS 还有快速成型的优点。

利用 PDMS 进行封装首先需要根据封装结构设计相应模具以使 PDMS 成型后具有需要的设计形式。本实验模具其结构形式如图 5-11 所示，其加工在聚合物快速成型机上完成。

PDMS 成形工艺如下：

- 1.将称重盘放置在数字天平上；
- 2.利用数字天平将 PDMS 和固化剂按重量比为 10:1 混合；
- 3.使用搅拌装置将其混合均匀；
- 4.将混合物缓慢倒入已加工好的模具中；
- 5.将模具放入真空系统中约 20 分钟以消除混合过程中产生的气泡；
- 6.取出模具，用铝箔纸覆盖，并置于 70 摄氏度的恒温炉中约 1 小时；
- 7.将 PDMS 从模具中取出并存放在一个干净的培养皿中。

对成形的 PDMS 和硅片先采用氧等离子体进行预处理，等离子体能够通过清除表面污染物和引入化学反应基团提高 PDMS 和硅片的粘附力。特别是 PDMS 中的  $-O-Si(CH_3)_2$  基团可以被转换为  $(-OH)$  基团从而使 PDMS 表面由亲水性变为疏水性。本实验中，将 PDMS 放入等离子体发生器中，用 200w 氧等离子体预处理 15 秒，处理后硅-PDMS 的封装质量会得到明显提高。图 5-12 为封装后的实验段的照片。

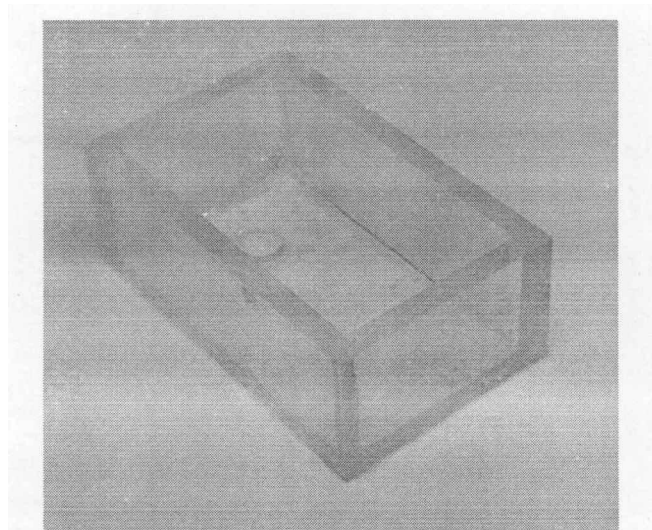


图 5-11 模具照片  
Fig.5-11 Picture of mold

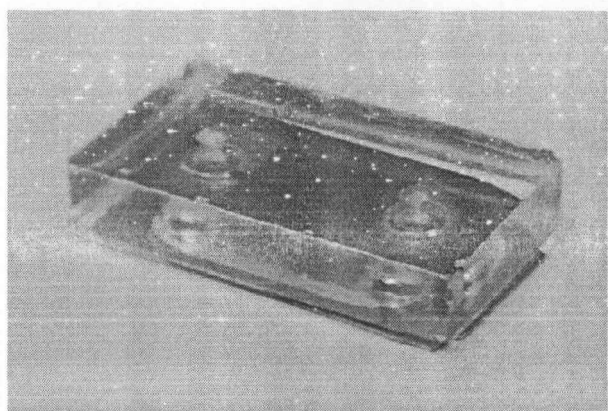


图 5-12 封装后的实验段照片  
Fig.5-12 Picture of test section after package

### 5.3 实验系统的搭建及数据处理

本文搭建了芯片级微通道热沉散热系统实验平台，实验系统如图 5-13 所示。选取  $N_2$  为工作流体。整个实验系统由三大部分组成，分别为进气系统、实验段系统和排气系统。系统流程描述如下：工作流体( $N_2$ )由气瓶流出，首先流经二级减压阀，以初步调整其压力，接下来流经的一个压力精调阀对工作流体的压力实现精确控制，紧接着工作流体流经一个过滤器，以防止其中含有的固体颗粒堵塞热沉通道，然后工作流体流入微通道散热热沉(即实验段)进行换热，微通道热沉底部与电加热片(Kapton heater HK5573 R15.7L12F from Minco)接触，电加热片与 DC 电源相连，通过给定电源的输入电压来实现热输入的精确控制，采用压力传感器测量实验段进出口压力，同时在实验段的相应位置布置多个热电偶测量温度以计算其换热性能，最后工作流体流经流量计，在测得其流量后直接排入环境大气中。

上一节我们已经对实验段的结构进行了详细的描述。在实验中，为了保证实验段的密封性能，硅基微通道顶部由 PDMS 覆盖。加热片用高换热性能的硅胶粘贴在硅基微通道底部以实现均匀热输入。实验中分别在硅基微通道底部和加热片顶部布置四个 T 型热电偶以测量对应位置的温度，热电偶的布置位置如图 5-14 所示。所有的热电偶均在六个不同温度点的恒温水浴中进行校准。由于工作温度在  $0^{\circ}\text{C}$ - $100^{\circ}\text{C}$ ，因此所有的校准点均选在上述温度范围之内，整个校准过程利用 Labview 软件实现。通过对已知温度进行测量发现校准后的 T 型热电偶具有  $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$  的偏差，说明本文采用的 T 型热电偶的精度是  $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$ 。整个实验段由固定槽固定在底座上，其结构如图 15 所示。

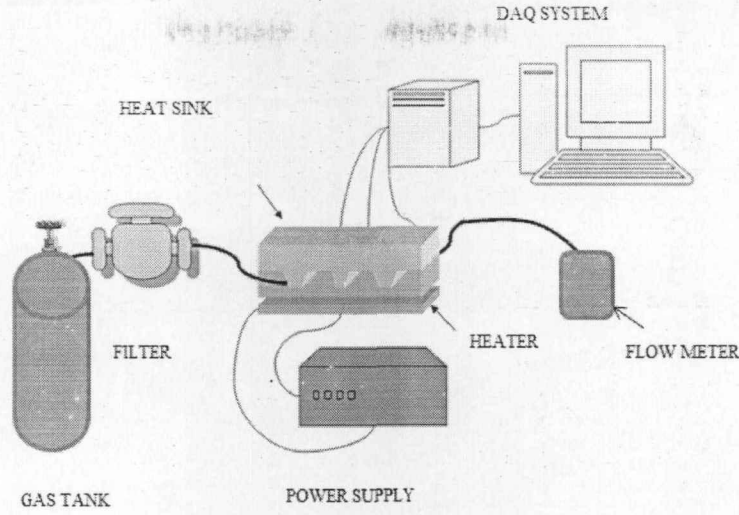


图 5-13 实验系统图

Fig.5-13 Schematic of experimental system

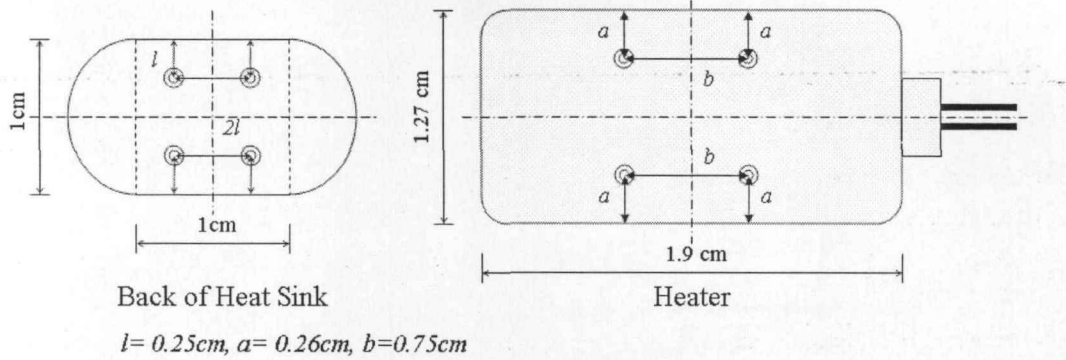
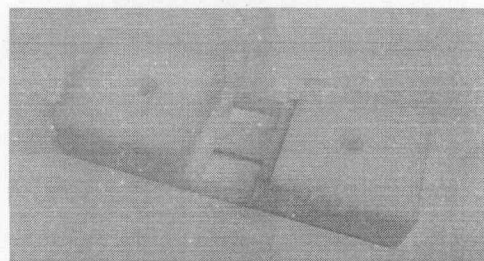
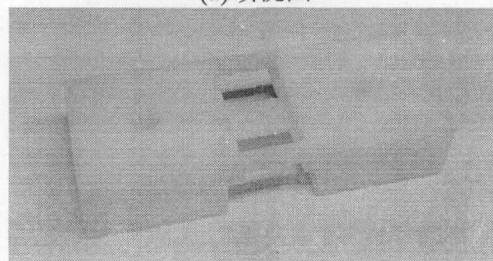


图 5-14 热电偶布点示意图

Fig.5-14 Location of thermal couple distribution



(a)顶视图



(b)底视图

图 5-15 实验段固定槽照片

Fig.5-15 Picture of fixed slot for test section (a)top view (b)bottom view

实验过程中，所有测量数据均由数据采集系统进行采集，本文应用的数据采集系统包含 SCXI 系统，有多个数据通道用于记录温度和压力数据，接下来 SCXI

系统与 National Instruments 公司出品的 PCI-6040E DAQ 数据采集卡相连以实现测量信号与计算机的连接,在计算机系统中通过 Labview 软件实现数据的采集。所有实验数据通过数据采集仪联接到电脑贮存,以进行后续的计算分析。

密封性能对本实验系统而言至关重要,在进行实验之前首先进行了密封性能的测试,具体步骤为:在入口处给定一定的压力,接下来关闭进出口以使得整个系统内维持一定的压力,观察 24 小时,之后通过压力传感器测试的数据判断其密封性能,若 24 小时前后压力数据无明显变化,则认为其密封性能优越,满足实验要求。经测试,本实验系统在经过 24 小时的观测发现压力变化在 5%以内,说明本实验系统足以满足实验要求。

实验过程中,通过改变热输入和工作流体流量进行系列研究,热输入和流体流量分别由 DC 电源和压力精调阀实现精确控制。

## 5.4 微通道热沉流动与换热特性实验研究

前面介绍了本文提出的新型散热热沉系统以及加工方式,搭建了芯片级微通道热沉实验系统。为了考察新型热沉的换热性能,下面将讨论多列直通道热沉和本文提出的新型散热热沉的实验结果。重点讨论直通道热沉的流动换热特性和新型换热热沉的流动换热特性,并对两者进行比较,分析两者的换热性能对比。

本章实验研究的参数变化范围为:气体流量  $q_m$  从 20ml/min-200ml/min,加热片输入电压范围从 0-4.5V,即输入热流密度从 0-6665W/m<sup>2</sup>。针对不同的实验段,分别改变气体流量、输入热流密度来研究各种实验段里流体粘性加热效应,流动换热特性以及换热性能对比。

### 5.4.1 直通道热沉流动换热特性

#### ● 粘性加热效应

在研究流动换热特性前,有必要针对粘性加热效应的影响做专门分析,以讨论此处粘性加热效应影响程度。这里,为了单独分析粘性加热效应的影响,底面加热量为 0。此时,沿程温度的影响仅受粘性加热效应和可压缩性效应的影响。这里需要指出,本实验中采用的  $T$  型热电偶具有很高的灵敏度,短时间内会出现温度波动,特别是对于温度变化范围较小时,这种波动非常明显,在实验数据处理分析时,需要在一段短的时间范围内对温度取平均值,这样才能反映过程的真实物理现象。

接下来, 针对水力直径为 100 微米的多列直通道热沉研究粘性加热的影响。图 5-16 展示了气体流量为 20ml/min 时, 进出口温度差随时间变化曲线。可以发现, 在流量较小时, 进出口温度差随时间增加。这时, 由于流量较小, 可压缩性效应的影响还较小, 粘性加热效应占主导。因此, 随时间增加进出口温差逐渐增加至稳定。对本工况而言, 最终温度升高 0.175 摄氏度。

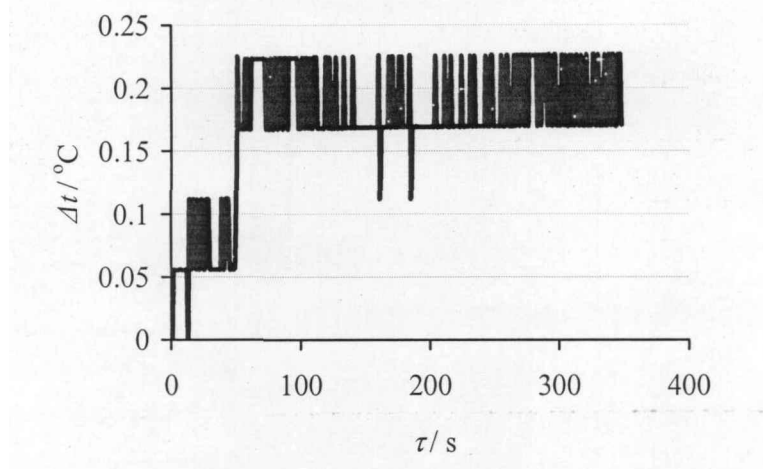


图 5-16 进出口温度差随时间变化曲线( $q_m=20$  ml/min)

Fig.5-16 Variation of temperature difference between inlet and outlet with time( $q_m=20$  ml/min)

图 5-17 展示了气体流量为 39.5ml/min 时, 进出口温度差随时间变化曲线。随着流量增加, 可压缩性效应的影响逐渐增强, 但是此时, 粘性加热效应仍然占主导。因此, 随时间增加进出口温差还是逐渐增加至稳定。但是, 由于速度越大, 可压缩性效应越明显, 从温度增加的绝对值来看, 显然流量大的情况下, 进出口温差增加的绝对值要小于流量小时的情况。对本工况而言, 温度最终升高值为 0.08 摄氏度。

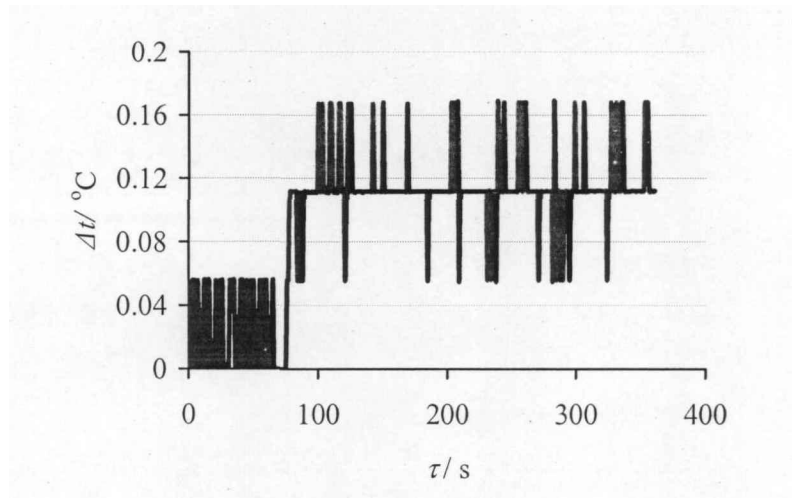


图 5-17 进出口温度差随时间变化曲线( $q_m=39.5$  ml/min)

Fig.5-17 Variation of temperature difference between inlet and outlet with time( $q_m=39.5$  ml/min)

图 5-18 展示了气体流量为 59.8ml/min 时, 进出口温度差随时间变化曲线。随

着流量进一步增加,相较于粘性加热效应,可压缩性效应的影响逐渐占据主导。由于速度越大,可压缩性效应越明显,为满足动能的增加必须有部分热能转化动能以满足能量平衡。因此,随时间增加进出口温差开始逐渐降低至稳定。最终,温度降低了 0.11 摄氏度。

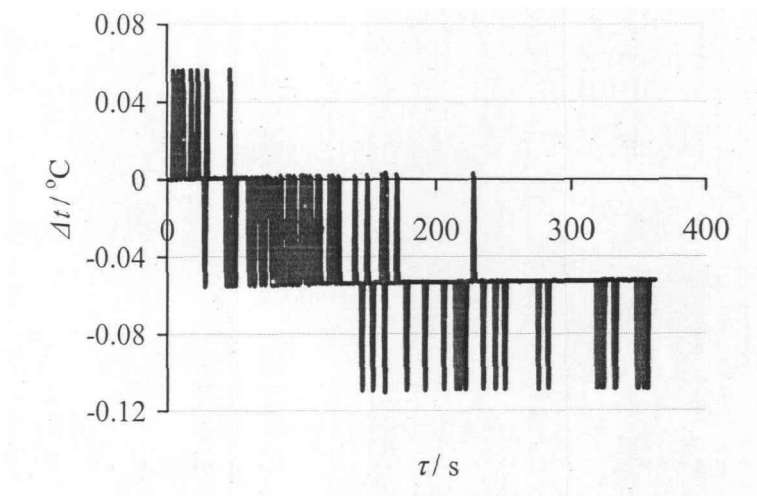


图 5-18 进出口温度差随时间变化曲线( $q_m=59.8$  ml/min)

Fig.5-18 Variation of temperature difference between inlet and outlet with time( $q_m=59.8$  ml/min)

上面所展示的结果,与前面的章节的研究结论一致。即流量小时,粘性加热效应占据主导,流体温度升高。随着流量增加,可压缩性效应的影响渐强,流体温度升高值下降。直至最后,可压缩性效应完全占据主导,导致流体温度下降。

## ● 流动特性

研究微通道热沉的流动特性最终目标是降低达到所需换热性能时的泵功率。对于本文的多列微通道和多级微通道,其所需泵功率直接与其进出口压力损失相关,因此,本文对流动特性的研究重点是关注压力损失的变化。压力损失大则代表所需泵功率大,压力损失小则所需耗能小。

图 5-19 为加热功率  $q=1286\text{W/m}^2$  时,多列直通道的压力损失随入口  $Re$  的变化曲线。可以发现,对多列直通道而言,其压力损失随入口  $Re$  的增加而增加。众所周知,随着入口  $Re$  的增加,对于热沉而言,其换热性能也会提高。也就是说,对多列直通道而言,要依靠增加入口  $Re$  来提高其换热性能,会导致其消耗的泵功率快速增加。

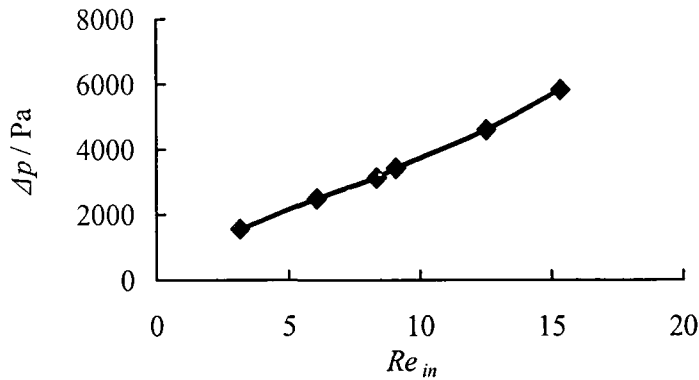
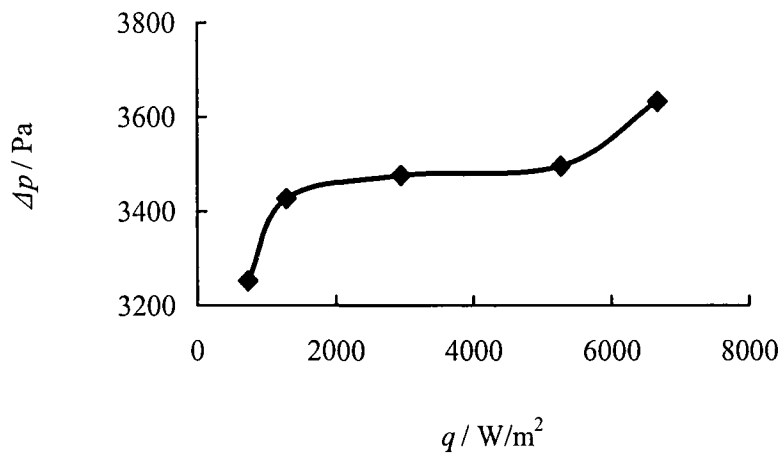
图 5-19 压力损失随入口  $Re$  变化曲线(加热功率  $q=1286W/m^2$ )Fig.5-19 Variation of pressure loss with  $Re_{in}$  ( $q=1286W/m^2$ )

图 5-20 为气体流量  $q_m=60ml/min$  时，多列直通道压力损失随加热功率变化曲线。从图中可以看出，在给定的气体流量下，多列直通道进出口压力损失随着加热功率提高，呈非线性增加的趋势。这是由于，随着加热功率的提高，热沉的整体温度会提高。随着温度的提高会导致气体膨胀，进而使其密度降低，加剧可压缩性效应，导致了压力损失的增加。

图 5-20 压力损失随加热功率变化曲线( $q_m=60ml/min$ )Fig.5-20 Variation of pressure loss with heat input ( $q_m=60ml/min$ )

### ● 换热特性

针对微通道热沉的换热性，根据其应用对象的不同，衡量标准也不尽相同。针对以散热功率为目标的应用而言，热阻是一个重要的衡量指标；对于类似于芯片散热一类的应用而言，维持器件在一定的温度范围内的运行是其主要目标，这时器件的运行温度是其换热特性所需关注的指标。在本文对换热特性的研究中，将以热阻和器件运行温度即热沉底部稳定运行时的温度作为分析对象。

图 5-21 和图 5-22 分别为加热功率为  $1286W/m^2$ ，气体流量  $q_m=20.8ml/min$  和

$q_m=40\text{ml/min}$  时, 热沉各处的温度随时间变化曲线。对于不同入口  $Re$  时, 热沉各处温度变化趋势基本一致, 即进口温度基本不变, 出口温度和热沉底部平均温度在给定加热功率后一定时间内增加至稳定温度。其达到稳态温度时所需时间不尽相同, 有关其时间响应特性将在下文专门予以讨论。

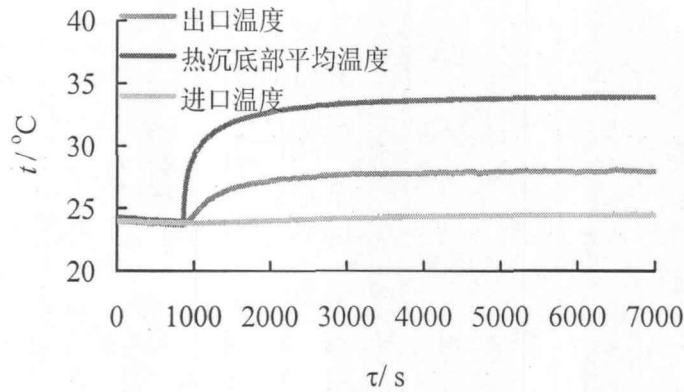


图 5-21  $q_m=20.8\text{ml/min}$ , 加热功率为  $1286\text{W/m}^2$  时各处温度变化曲线

Fig.5-21 Variation of temperature with time at different location ( $q_m=20.8\text{ml/min}$ ,  $q=1286\text{W/m}^2$ )

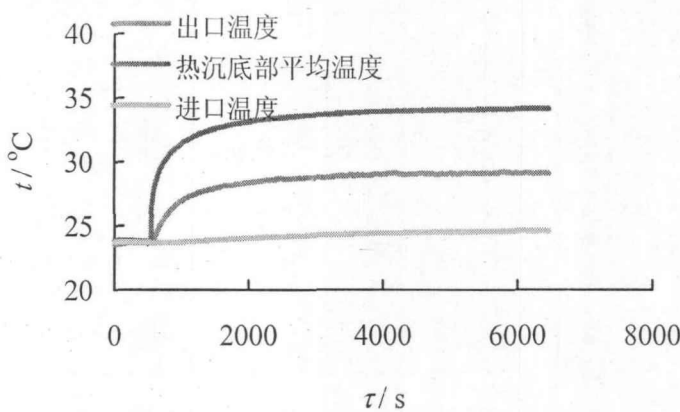


图 5-22  $q_m=40\text{ml/min}$ , 加热功率为  $1286\text{W/m}^2$  时各处温度变化曲线

Fig.5-22 Variation of temperature with time at different location ( $q_m=40\text{ml/min}$ ,  $q=1286\text{W/m}^2$ )

接下来以稳定运行时, 器件的运行温度为研究对象进行分析, 前面已经介绍过本文热电偶的布置点, 此处将布置在热沉底部的四个热电偶的平均温度作为器件的运行温度进行分析。图 5-23 为加热功率  $q=1286\text{W/m}^2$ , 稳态时热沉底部平均温度随流量变化曲线。从图中可以发现, 随着入口  $Re$  的增加, 稳态时热沉底部平均温度呈非线性递减趋势。这是由于随着入口  $Re$  的增加, 热沉的整体换热性能提高, 换热强度增加, 使得器件的运行温度降低。并且, 此处流量对换热性能的影响是一种非线性关系, 导致了图示的变化趋势。

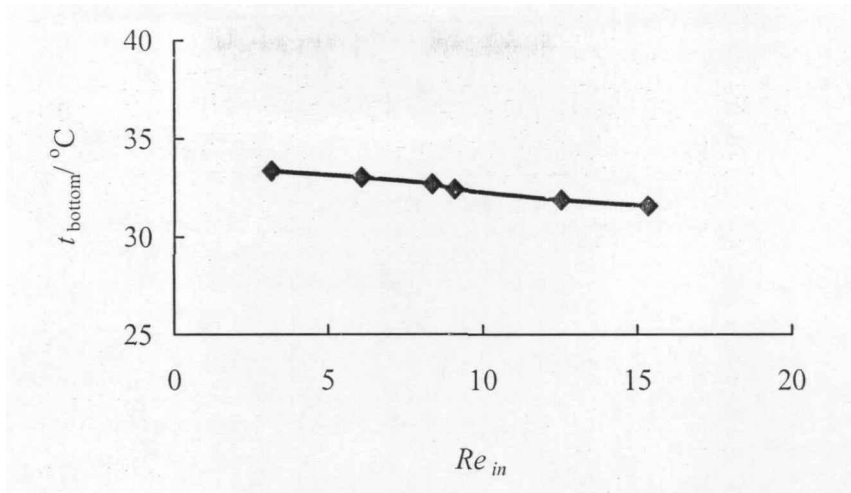


图 5-23 稳态时热沉底部平均温度随入口  $Re$  变化曲线( $q=1286W/m^2$ )  
Fig.5-23 Variation of  $T_{bottom}$  with  $Re_{in}$  at steady state( $q=1286W/m^2$ )

图 5-24 为气体流量  $q_m=60ml/min$ ，稳态时热沉底部平均温度随加热功率变化曲线。从图中可以清楚地发现，随着加热功率的提高，热沉底部平均温度呈线性递增趋势。可见，热沉底部稳态平均温度与加热功率存在线性关系。

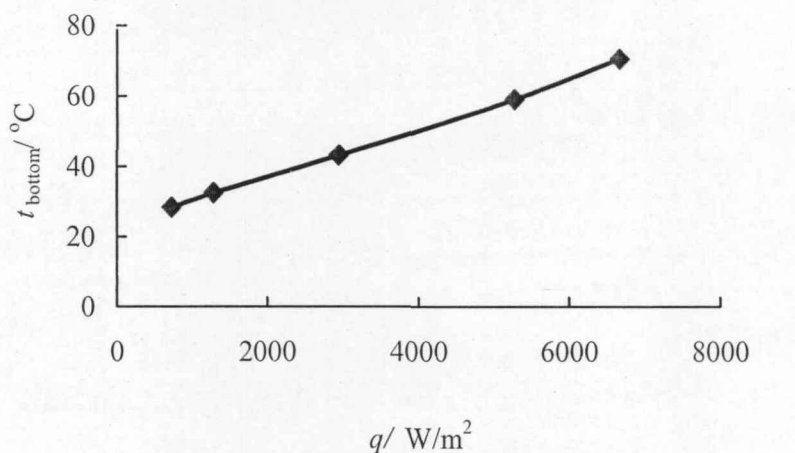


图 5-24 稳态时热沉底部平均温度随加热功率变化曲线( $q_m=60ml/min$ )  
Fig.5-24 Variation of  $T_{bottom}$  with heat input at steady state( $q_m=60ml/min$ )

下面以热阻为研究对象展开分析。本文的热阻定义为  $R_t=(\Delta T \cdot A)/q$ ， $\Delta T$  为稳定运行时热沉底部平均温度与进口温度的差， $A$  为换热面积， $q$  为加热功率。对于多列直通道，通道深度为  $175\mu m$ ，通道宽度为  $100\mu m$ ，通道长度为  $1cm$ ，通道壁宽  $80\mu m$ ，通道数为 56。其换热面积  $A_1$  计算如下：

$$A_1 = (2 \times 175 \times 1 + 100 \times 1) \times 56 \times 10^{-8} = 2.52 \times 10^{-4} m^2$$

图 5-25 为加热功率为  $q=1286W/m^2$  时，热沉整体热阻随入口  $Re$  变化曲线。可以发现，在给定加热功率情况下，随着入口  $Re$  的增加，热沉整体热阻呈略减趋势。图 5-26 为气体流量  $q_m=60ml/min$  时，热沉整体热阻随加热功率变化曲线。从图中可以看出，在给定气体流量时，随着加热功率增加，热沉整体热阻呈略增趋势。

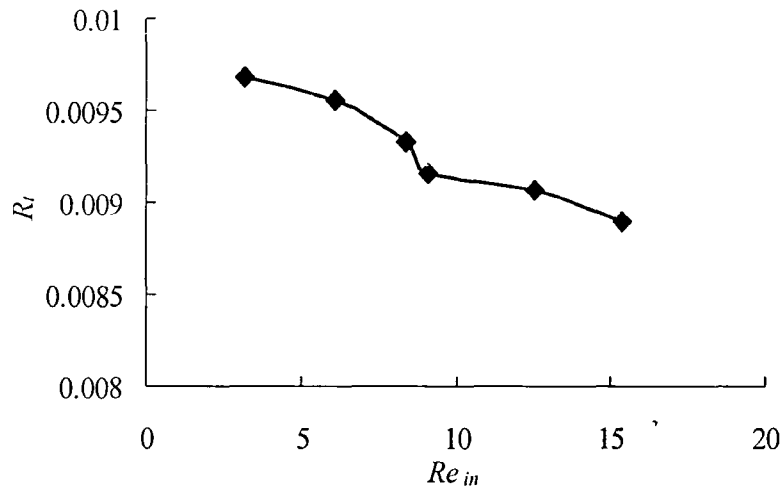


图 5-25 热沉整体热阻随入口  $Re$  变化曲线( $q=1286W/m^2$ )  
Fig.5-25 Variation of heat resistance with heat sink with  $Re_{in}(q=1286W/m^2)$

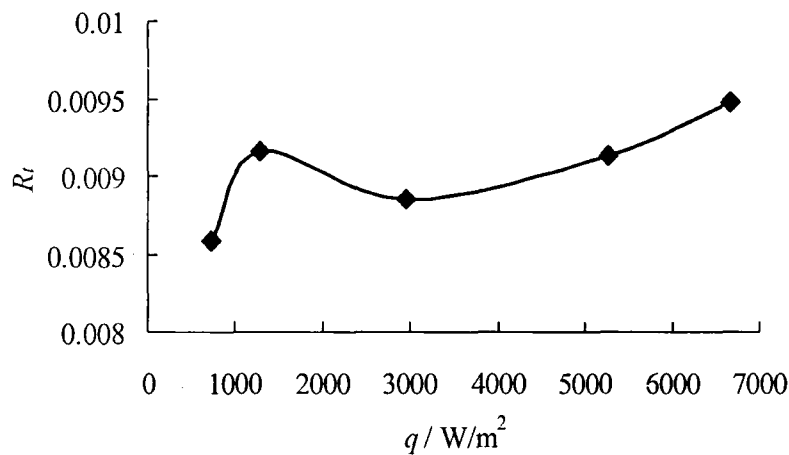


图 5-26 热沉整体热阻随加热功率变化曲线( $q_m=60ml/min$ )  
Fig.5-26 Variation of heat resistance with heat input( $q_m=60ml/min$ )

● 响应特性

微通道热沉的时间响应特性也是衡量其性能的重要指标之一。这里的响应特性就是指微通道热沉的响应时间，即器件平均温度从加载加热功率时起至达到响应温度所需时间。这里的响应温度  $T_r$  采用传热学里通常对瞬态响应时间的定义，即：

$$\frac{T_r - T_i}{T_s - T_i} = e$$

这里， $T_s$  为器件稳态平均温度， $T_i$  为初始温度。由上式可以计算出响应温度，进而根据器件平均温度随时间的变化可以确定出微通道热沉的响应时间。后文的分析中，响应时间均按上式计算。

图 5-27 为加热功率  $q=1286\text{W/m}^2$  时, 热沉整体响应时间随入口  $Re$  变化曲线。可以看出, 加热功率一定的情况下, 入口  $Re$  越大, 热沉整体响应时间越短。也就是说, 器件的平均温度会在更短的时间内达到响应温度。这是因为入口  $Re$  越大, 其换热强度越大, 所以器件平均温度升高更快。图 5-28 为气体流量  $q_m=60\text{ml/min}$  时, 热沉整体响应时间随加热功率变化曲线。当气体流量一定时, 热沉整体响应时间随加热功率增加呈非线性递减趋势。

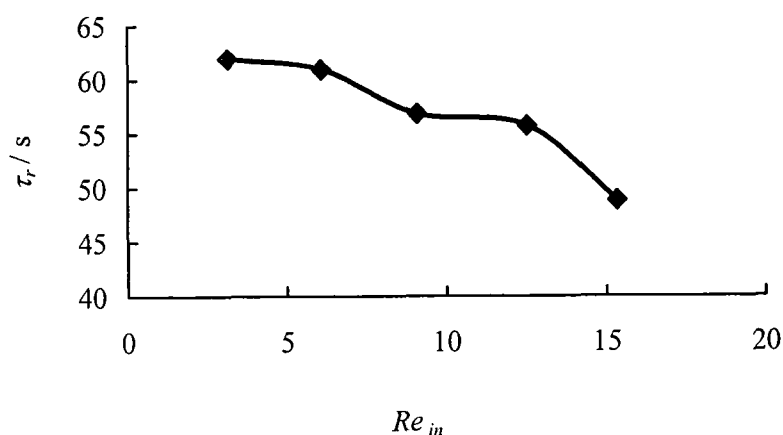


图 5-27 热沉整体响应时间随入口  $Re$  变化曲线( $q=1286\text{W/m}^2$ )  
Fig.5-27 Variation of response time with  $Re_{in}(q=1286\text{W/m}^2)$

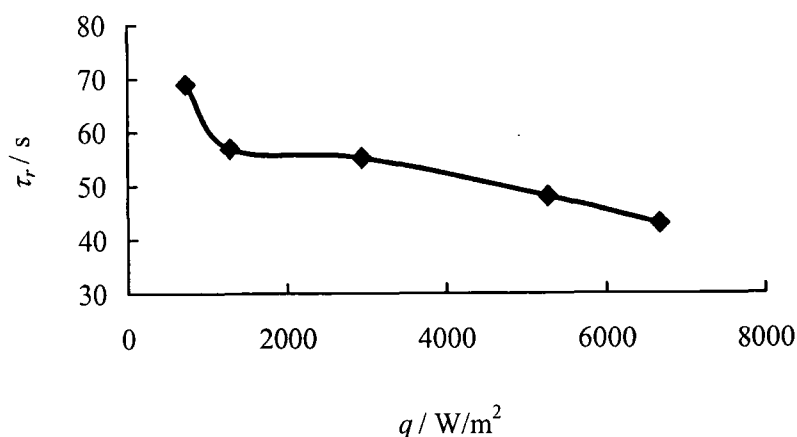


图 5-28 热沉整体响应时间随加热功率变化曲线( $q_m=60\text{ml/min}$ )  
Fig.5-28 Variation of response time with heat input( $q_m=60\text{ml/min}$ )

#### 5.4.2 新型多级复杂微通道热沉流动换热特性

##### ➤ 两级热沉 I (250 $\mu\text{m}$ -100 $\mu\text{m}$ )

该两级热沉第一级由宽为 250 微米多列直通道组成, 第二级由宽为 100 微米多列直通道组成, 所有通道深度均为 175 微米, 整个两级热沉长度为 1 厘米, 通道第一级和第二级的长度比值为 3:2。下面具体分析其流动换热性能。

## ● 流动特性

图 5-29 为不同加热功率( $q=1286\text{W/m}^2$  和  $q=5270\text{W/m}^2$ )时, 两级热沉 I 的压力损失随入口  $Re$  的变化曲线。可以发现, 与多列直通道类似, 两级热沉 I 压力损失随入口  $Re$  的增加也呈类似线性增加的趋势, 并且加热功率的增加使得可压缩效应增强, 会导致相同入口  $Re$  时加热功率越高, 压损越大。这里, 对两级热沉 I 而言, 要依靠增加入口  $Re$  来提高其换热性能, 也会导致其消耗的泵功率呈类似线性增加。

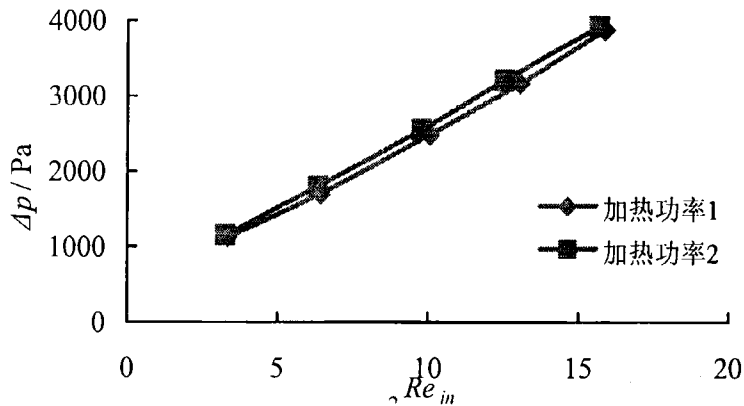


图 5-29 压力损失随入口  $Re$  变化曲线(加热功率 1= $1286\text{W/m}^2$ , 加热功率 2= $5270\text{W/m}^2$ )

Fig.5-29 Variation of pressure loss with  $Re_{in}$  ( $q_1=1286\text{W/m}^2$ ,  $q_2=5270\text{W/m}^2$ )

图 5-30 为气体流量  $q_m=60\text{ml/min}$  时, 两级热沉 I 压力损失随加热功率变化曲线。从图中可以看出, 在给定的气体流量下, 两级热沉 I 进出口压力损失随着加热功率提高, 先剧烈增加, 然后几乎呈线性增加的趋势。由此可以发现, 对两级热沉 I 而言, 加热功率提高导致的可压缩性的增强对压损的影响受两级热沉 I 结构的影响, 使得压损不再呈线性变化趋势。

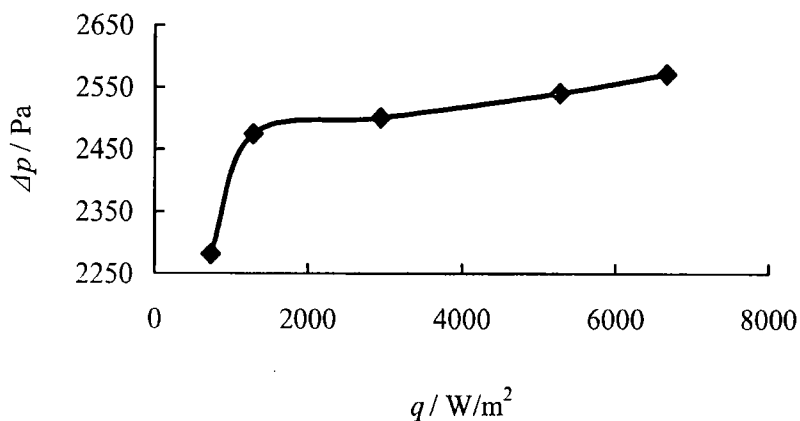


图 5-30 压力损失随加热功率变化曲线( $q_m=60\text{ml/min}$ )

Fig.5-30 Variation of pressure loss with heat input ( $q_m=60\text{ml/min}$ )

● 换热性能

接下来首先分析稳态时器件的平均运行温度。图 5-31 为不同加热功率 ( $q=1286\text{W/m}^2$  和  $q=5270\text{W/m}^2$ ) 时热沉底部稳态平均温度随入口  $Re$  变化曲线。从图中可以发现, 随着入口  $Re$  的增加, 稳态时热沉底部平均温度呈略微递减趋势。由于本文研究的入口  $Re$  较小, 且变化范围不大, 对于如两级热沉 I 这种具有高换热性能的热沉而言, 其底部稳态平均温度变化较小。

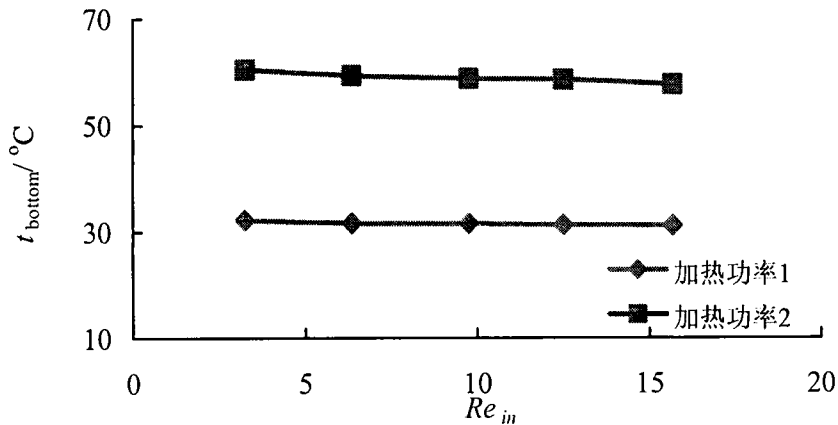


图 5-31 稳态时热沉底部平均温度随入口  $Re$  变化曲线  
(加热功率 1=1286  $W/m^2$ , 加热功率 2=5270  $W/m^2$ )

Fig.5-31 Variation of  $T_{bottom}$  with  $Re_{in}$  at steady state ( $q_1=1286 W/m^2$ ,  $q_2=5270 W/m^2$ )

图 5-32 为气体流量  $q_m=60\text{ml/min}$ , 两级热沉 I 稳态时热沉底部平均温度随加热功率变化曲线。从图中可以清楚地发现, 与多列直通道内的变化趋势一致, 随着加热功率的提高, 两级热沉 I 热沉底部平均温度呈线性递增。

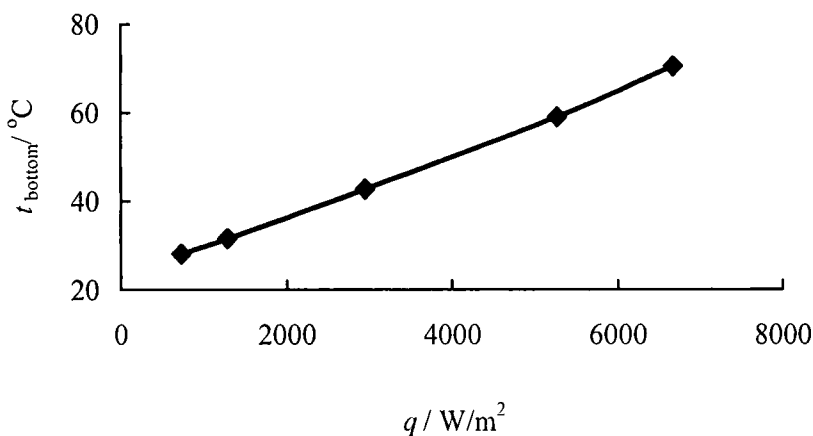


图 5-32 稳态时热沉底部平均温度随加热功率变化曲线 ( $q_m=60\text{ml/min}$ )

Fig.5-32 Variation of  $T_{bottom}$  with heat input at steady state ( $q_m=60\text{ml/min}$ )

下面分析两级热沉 I 热阻。对于两级热沉 I, 第一级通道深度为  $175\mu\text{m}$ , 通道宽度为  $250\mu\text{m}$ , 通道长度为  $0.6\text{cm}$ , 通道壁宽  $50\mu\text{m}$ , 通道数为 34。第二级通道

深度为  $175\mu\text{m}$ ，通道宽度为  $100\mu\text{m}$ ，通道长度为  $0.4\text{cm}$ ，通道壁宽  $50\mu\text{m}$ ，通道数为 67。其总换热面积  $A_2$  计算如下：

$$A_2 = (2 \times 175 \times 0.6 + 250 \times 0.6) \times 34 \times 10^{-8} + (2 \times 175 \times 0.4 + 100 \times 0.4) \times 67 \times 10^{-8} \\ = 2.43 \times 10^{-4} \text{m}^2$$

总热阻计算公式与多列直通道热阻计算公式一致。图 5-33 为加热功率为  $q=1286\text{W/m}^2$  时，两级热沉 I 整体热阻随入口  $Re$  变化曲线。可以发现，在给定加热功率情况下，随着入口  $Re$  的增加，热沉整体热阻呈略减趋势。图 5-34 为气体流量  $q_m=60\text{ml/min}$  时，热沉整体热阻随加热功率变化曲线。在给定气体流量时，随着加热功率增加，热沉整体热阻呈略增趋势。可见，对于多列直通道热沉和两级热沉 I，加热功率和气体流量对热阻的影响趋势一致。

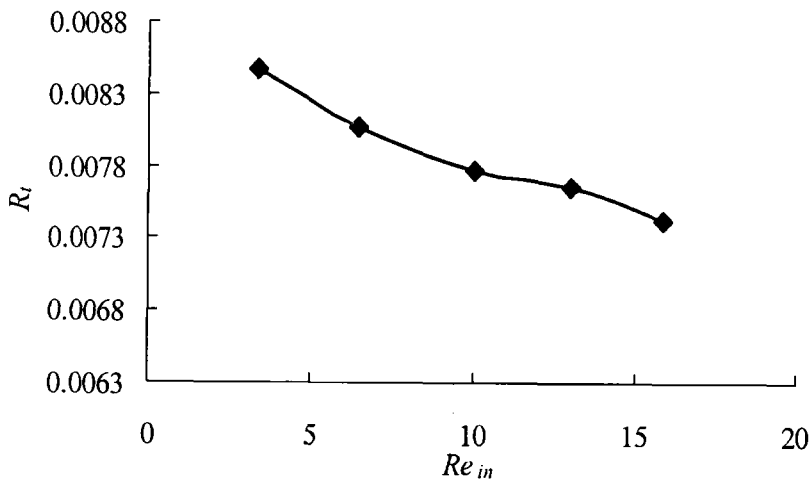


图 5-33 热沉整体热阻随入口  $Re$  变化曲线( $q=1286\text{W/m}^2$ )  
Fig.5-33 Variation of heat resistance with heat sink with  $Re_{in}(q=1286\text{W/m}^2)$

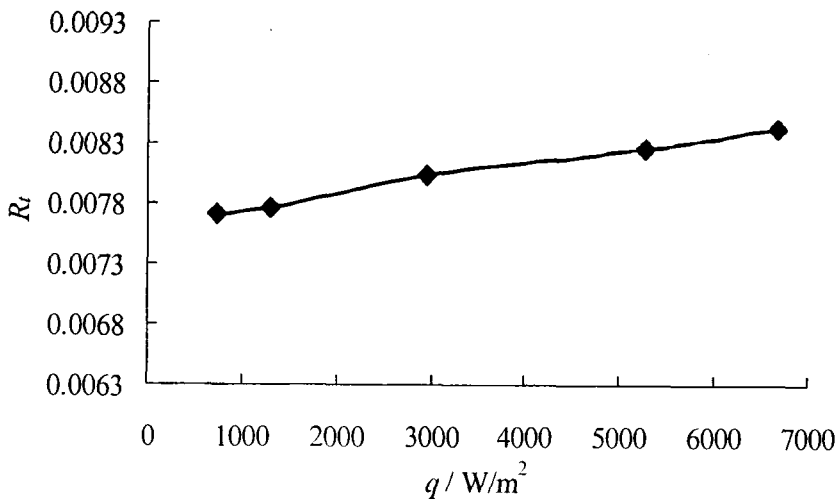


图 5-34 热沉整体热阻随加热功率变化曲线( $q_m=60\text{ml/min}$ )  
Fig.5-34 Variation of heat resistance with heat input( $q_m=60\text{ml/min}$ )

● 响应特性

图 5-35 为加热功率  $q=1286\text{W/m}^2$  时, 两级热沉 I 整体响应时间随流量变化曲线。可以看出, 加热功率一定的情况下, 热沉整体响应时间随入口  $Re$  增加呈非线性减小趋势。也就是说, 对于两级热沉 I 而言, 入口  $Re$  的增加, 会使得其换热强度增加, 并且这种增加是非线性的, 所以器件平均温度升高所需时间也非线性减小。图 5-36 为气体流量  $q_m=60\text{ml/min}$  时, 热沉整体响应时间随加热功率变化曲线。当气体流量一定时, 热沉整体响应时间随加热功率增加先减小后呈非线性递增趋势。

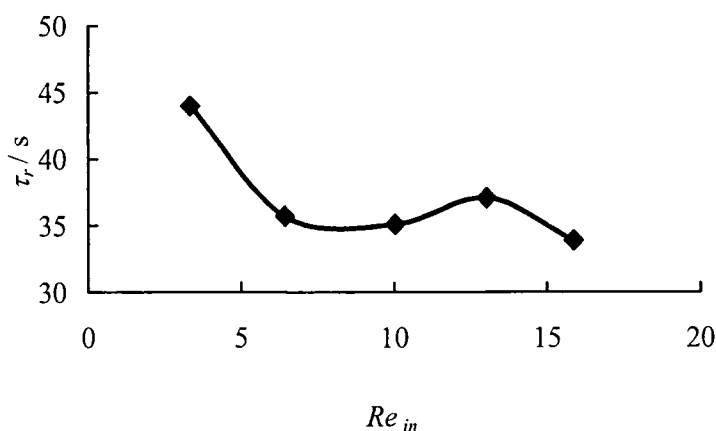


图 5-35 热沉整体响应时间随入口  $Re$  变化曲线( $q=1286\text{W/m}^2$ )  
Fig.5-35 Variation of response time with  $Re_{in}(q=1286\text{w/m}^2)$

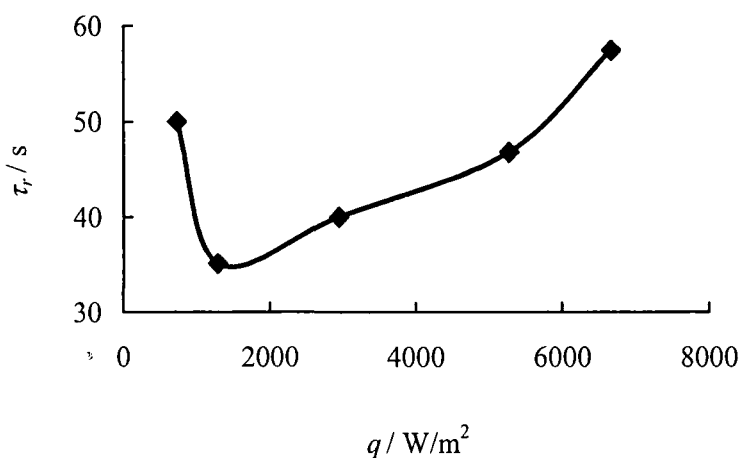


图 5-36 热沉整体响应时间随加热功率变化曲线( $q_m=60\text{ml/min}$ )  
Fig.5-36 Variation of response time with heat input( $q_m=60\text{ml/min}$ )

➤ 两级热沉 II ( $100\mu\text{m}-40\mu\text{m}$ )

该两级热沉第一级由宽为 100 微米多列直通道组成，第二级由宽为 40 微米多列直通道组成，第一级和第二级的长度比值为 3:2。下面具体分析其流动换热性能。

● 流动特性

图 5-37 为不同加热功率( $q=1286\text{W/m}^2$  和  $q=5270\text{W/m}^2$ )时，两级热沉 II 的压力损失随入口  $Re$  的变化曲线。可以发现，与前面 2 种微通道热沉相类似，两级热沉 II 压力损失随入口  $Re$  的增加也呈线性增加的趋势。对于两级热沉 II 而言，加热功率越高，压损随入口  $Re$  增加的线性斜率越大。也就是说加热功率越大，入口  $Re$  对压损的影响越剧烈。

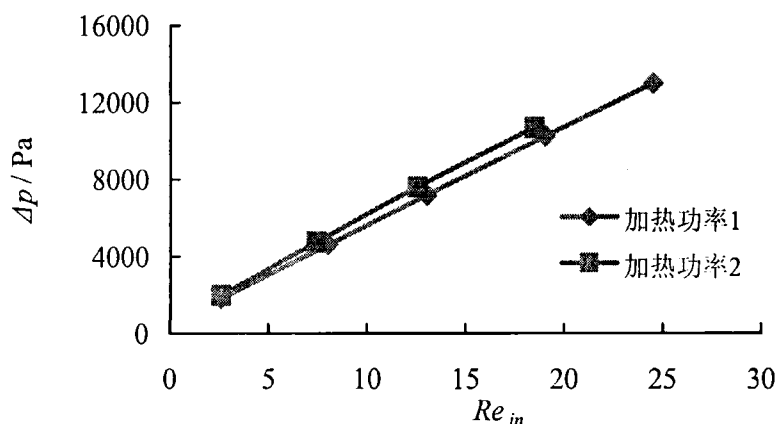


图 5-37 压力损失随入口  $Re$  变化曲线(加热功率 1= $1286\text{W/m}^2$ ，加热功率 2= $5270\text{W/m}^2$ )  
Fig.5-37 Variation of pressure loss with  $Re_{in}(q_1=1286\text{W/m}^2, q_2=5270\text{W/m}^2)$

图 5-38 为气体流量  $q_m=60\text{ml/min}$  时，两级热沉 II 压力损失随加热功率变化曲线。从图中可以看出，在给定气体流量时，两级热沉 II 进出口压力损失随着加热功率提高，呈略微增长的趋势。与两级热沉 I 和多列直通道相比，压损随着加热功率的变化较为平缓。

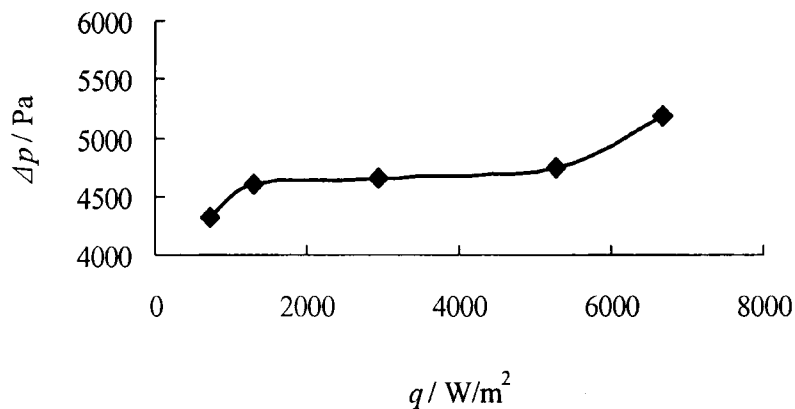


图 5-38 压力损失随加热功率变化曲线( $q_m=60\text{ml/min}$ )  
Fig.5-38 Variation of pressure loss with heat input ( $q_m=60\text{ml/min}$ )

● 换热性能

接下来首先分析稳态时器件的平均运行温度。图 5-39 为不同加热功率 ( $q=1286\text{W/m}^2$  和  $q=5270\text{W/m}^2$ ) 时两级热沉 II 底部稳态平均温度随入口  $Re$  变化曲线。从图中可以发现, 随着入口  $Re$  的增加, 稳态时热沉底部平均温度呈略微递减趋势。其原因与两级热沉 I 相同, 并且当加热功率较高时, 入口  $Re$  对热沉底部稳态平均温度影响更为剧烈。换句话说, 当加热功率较高时, 热沉底部稳态平均温度随入口  $Re$  线性减小的斜率越大。

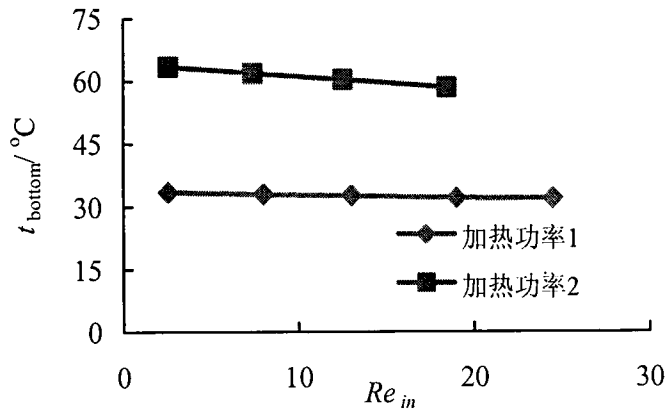


图 5-39 稳态时热沉底部平均温度随入口  $Re$  变化曲线  
(加热功率 1= $1286\text{W/m}^2$ , 加热功率 2= $5270\text{W/m}^2$ )

Fig.5-39 Variation of  $T_{\text{bottom}}$  with  $Re_{\text{in}}$  at steady state ( $q_1=1286\text{W/m}^2$ ,  $q_2=5270\text{W/m}^2$ )

图 5-40 为气体流量  $q_m=60\text{ml/min}$ , 两级热沉 II 稳态时热沉底部平均温度随加热功率变化曲线。从图中可以清楚地发现, 与两级热沉 I 和多列直通道内的变化趋势一致, 随着加热功率的提高, 两级热沉 II 热沉底部平均温度呈线性递增。

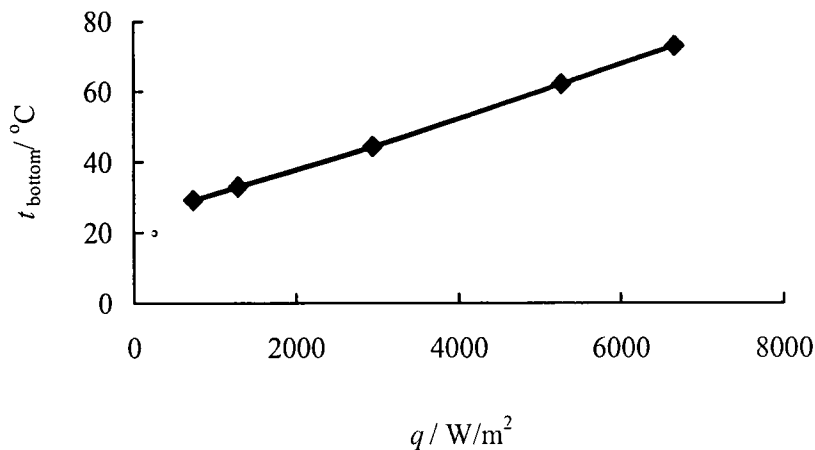


图 5-40 稳态时热沉底部平均温度随加热功率变化曲线 ( $q_m=60\text{ml/min}$ )

Fig.5-40 Variation of  $T_{\text{bottom}}$  with heat input at steady state ( $q_m=60\text{ml/min}$ )

下面分析两级热沉 II 热阻。对于两级热沉 II, 第一级通道深度为  $175\text{m}$ , 通

道宽度为  $100\mu\text{m}$ ，通道长度为  $0.6\text{cm}$ ，通道壁宽  $50\mu\text{m}$ ，通道数为  $67$ 。第二级通道深度为  $175\mu\text{m}$ ，通道宽度为  $40\mu\text{m}$ ，通道长度为  $0.4\text{cm}$ ，通道壁宽  $50\mu\text{m}$ ，通道数为  $110$ 。其总换热面积  $A_3$  计算如下：

$$\begin{aligned} A_3 &= (2 \times 175 \times 0.6 + 100 \times 0.6) \times 67 \times 10^{-8} + (2 \times 175 \times 0.4 + 40 \times 0.4) \times 110 \times 10^{-8} \\ &= 3.525 \times 10^{-4} \text{m}^2 \end{aligned}$$

总热阻计算公式与两级热沉 I 和多列直通道热阻计算公式相同。图 5-41 为加热功率为  $q=1286\text{W/m}^2$  时，两级热沉 II 整体热阻随入口  $Re$  变化曲线。可以发现，在给定加热功率情况下，随着入口  $Re$  的增加，热沉整体热阻呈几乎线性递减趋势。图 5-42 为气体流量  $q_m=60\text{ml/min}$  时，热沉整体热阻随加热功率变化曲线。在给定气体流量时，随着加热功率增加，热沉整体热阻变化较小，无明显趋势。

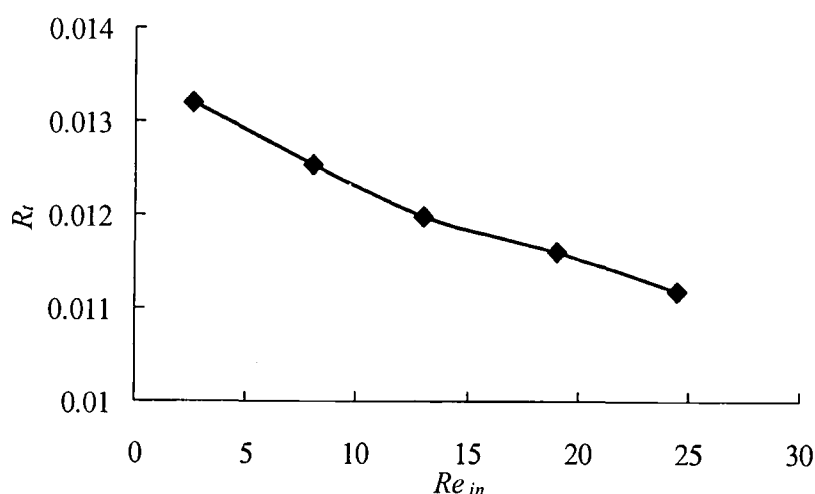


图 5-41 热沉整体热阻随入口  $Re$  变化曲线( $q=1286\text{W/m}^2$ )

Fig.5-41 Variation of heat resistance with heat sink with  $Re_{in}(q=1286\text{W/m}^2)$

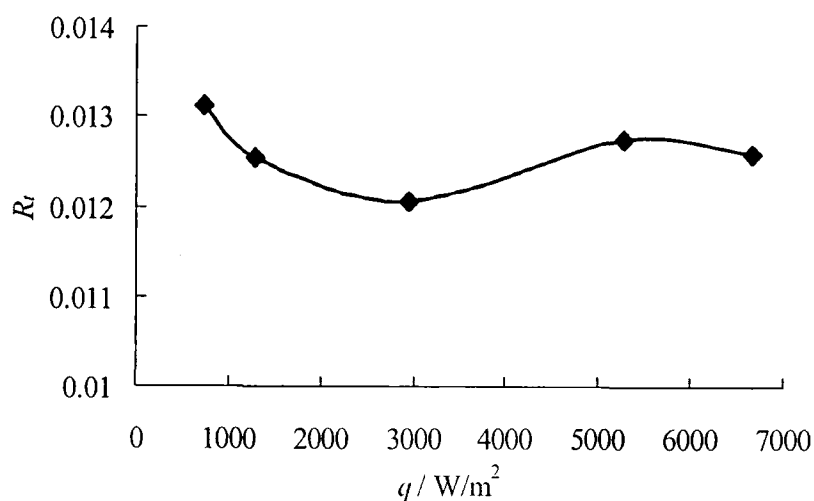


图 5-42 热沉整体热阻随加热功率变化曲线( $q_m=60\text{ml/min}$ )

Fig.5-42 Variation of heat resistance with heat input( $q_m=60\text{ml/min}$ )

## ● 响应特性

图 5-43 为加热功率  $q=1286\text{W/m}^2$  时, 两级热沉 II 整体响应时间随入口  $Re$  变化曲线。可以看出, 加热功率一定的情况下, 热沉整体响应时间随入口  $Re$  增加总体呈减小趋势。图 5-44 为气体流量  $q_m=60\text{ml/min}$  时, 热沉整体响应时间随加热功率变化曲线。与两级热沉 I 类似, 当气体流量一定时, 两级热沉 II 整体响应时间随加热功率增加先减小后呈非线性递增趋势。

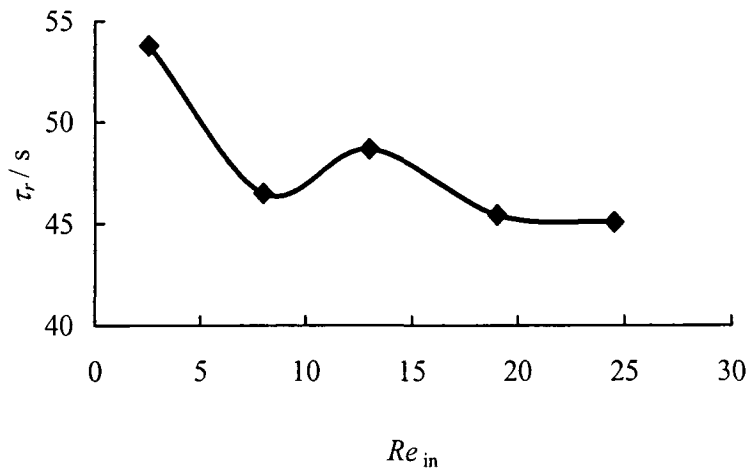


图 5-43 热沉整体热响应时间随入口  $Re$  变化曲线( $q=1286\text{W/m}^2$ )  
Fig.5-43 Variation of response time with  $Re_{in}(q=1286\text{w/m}^2)$

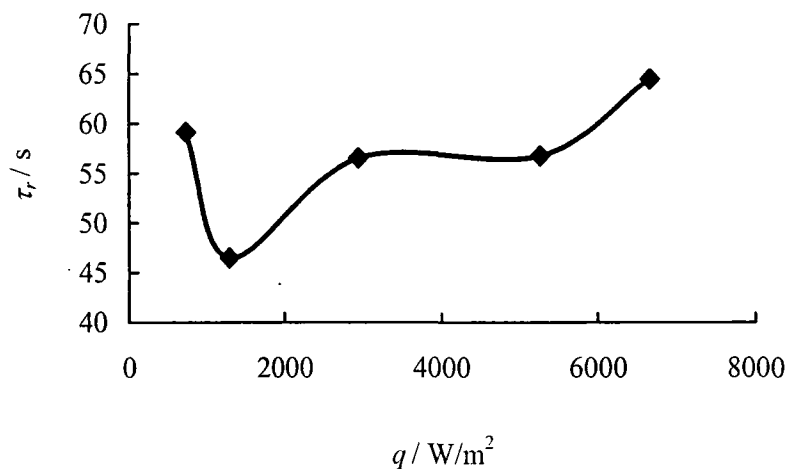


图 5-44 热沉整体热响应时间随加热功率变化曲线( $q_m=60\text{ml/min}$ )  
Fig.5-44 Variation of response time with heat input( $q_m=60\text{ml/min}$ )

### 5.4.3 综合比较

这里将上述三种微通道热沉: 多列直通道热沉、两级热沉 I 和两级热沉 II 的综合流动换热性能进行比较, 为了最大限度地降低流动阻力, 即压力损失, 和强化换热为目标进行了对比分析, 进而论证本文提出的新型微通道热沉结构的优越性能。

## ● 流动损失

首先对三种微通道热沉的流动阻力特性进行比较。如前文所述，对于微通道热沉，进出口压差，即压力损失，是衡量热沉流动阻力的重要指标。在流动特性方面，微通道热沉结构优化设计的目标就是降低流动阻力，即减小压力损失。

图 5-45 和图 5-46 分别为三种微通道热沉压力损失随入口  $Re$  和加热功率的变化曲线。可以发现，对于三种微通道热沉，其压力损失随入口  $Re$  和加热功率的变化趋势基本一致，压力损失随入口  $Re$  的增加几乎线性增加，随加热功率的增加也呈整体增加趋势。对比三种微通道热沉的压力损失，可以清楚地发现，本文设计的新型微通道热沉结构两级热沉 I 由于其通道宽度介于 100—250 微米之间，在三种热沉中，通道宽度最大，虽然有两级微通道连接处的局部压力损失，但是就其总体流动阻力而言，在不同入口  $Re$  和加热功率情况下，其压力损失最小。对于多列直通道，其通道宽度为 100 微米，明显大于两级热沉 II 的当量通道宽度，并且对于两级热沉 II，在两级通道连接处还存在局部压力损失，因此多列直通道的压力损失要小于两级热沉 II。

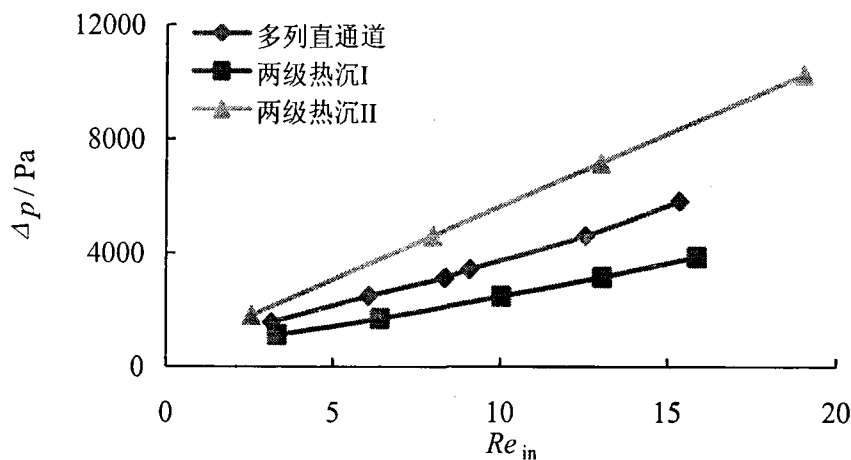


图 5-45 压力损失随入口  $Re$  变化曲线( $q=1286W/m^2$ )  
Fig.5-45 Variation of pressure loss with  $Re_{in}$  ( $q=1286W/m^2$ )

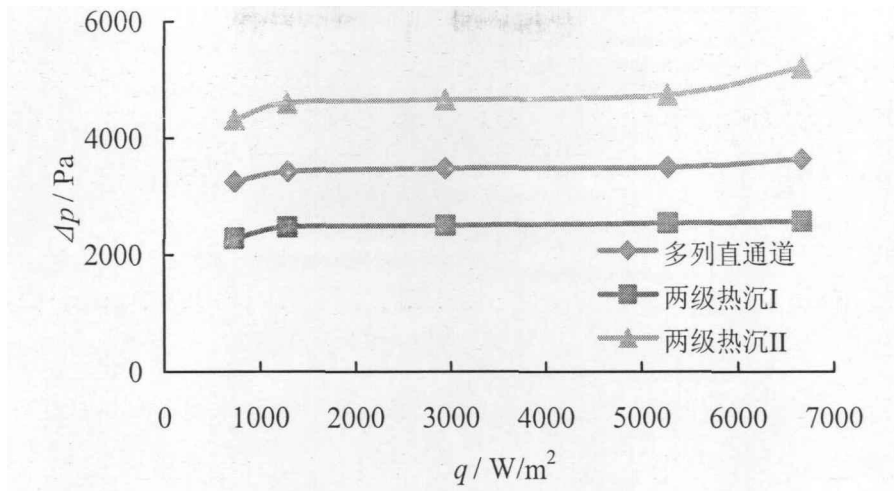
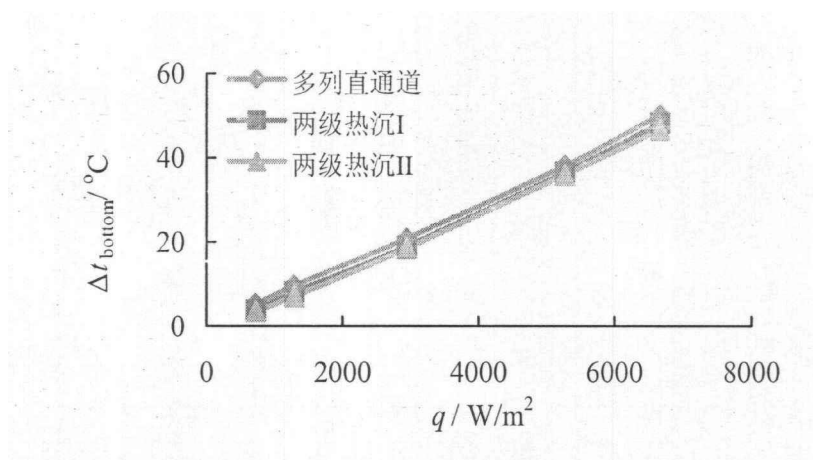
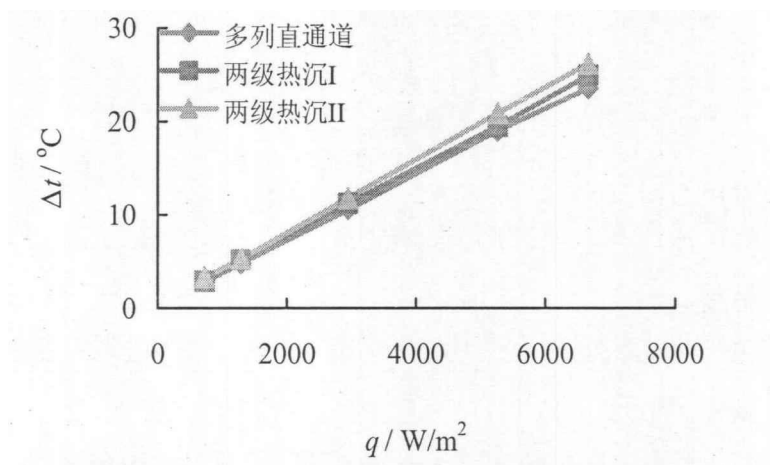


图 5-46 压力损失随加热功率变化曲线( $q_m=60\text{ml/min}$ )  
Fig.5-46 Variation of pressure loss with heat input ( $q_m=60\text{ml/min}$ )

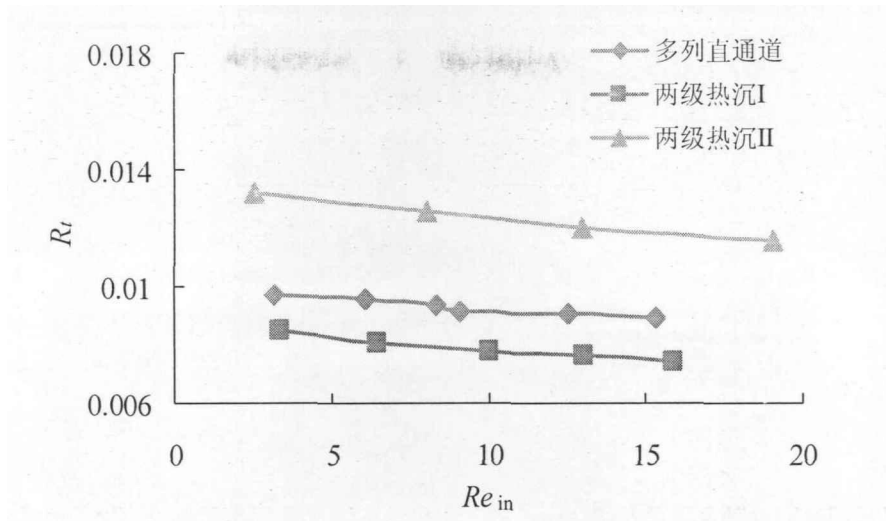
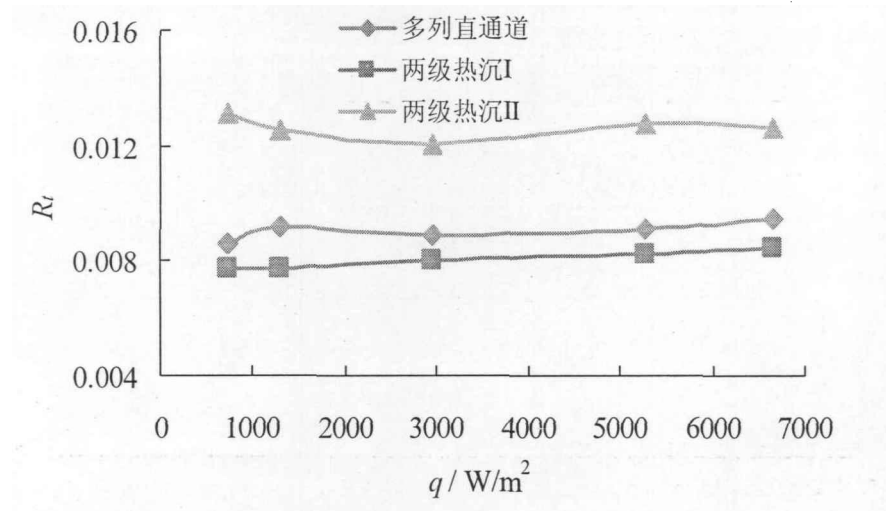
### ● 换热性能

与前文分析类似，在考虑微通道热沉的换热性能时，分两个方面加以分析。第一部分以稳态时，器件平均运行温度为研究对象，能尽量保证器件在较低的平均运行温度下运行，则说明热沉的换热性能好；第二部分以热阻为分析对象，热阻越低则说明热沉的换热性能越好。

图 5-47 为气体流量  $q_m=60\text{ml/min}$ ，三种微通道热沉在稳态时热沉底部平均温度升高随加热功率变化曲线。可以发现，以平均温度为换热性能的评价指标来分析，两级热沉 II 的换热性能最好，两级热沉 I 次之，多列直通道最差。从对微通道热沉的进出口温差的分析也能得到类似结论。图 5-48 为气体流量  $q_m=60\text{ml/min}$ ，三种微通道热沉在稳态时热沉进出口温差随加热功率变化曲线。与从图 5-47 得到的结论一致，对于两级热沉 II，其进出口温差最大，代表流体携带的热量最大，即散热最强，而两级热沉 I 次之，多列直通道最差。由此，论证了前文所提出的新型微通道热沉结构优越的换热性能，特别是，对于两级热沉 I，不仅其换热性能优于比其水力直径小的多列直通道，并且其压力损失也小于多列直通道。实现了降低流通损失和强化换热的双重目标。

图 5-47 稳态时热沉底部平均温度升高随加热功率变化曲线( $q_m=60\text{ml/min}$ )Fig.5-47 Variation of  $T_{\text{bottom}}$  with  $Re_{\text{in}}$  at steady state( $q_m=60\text{ml/min}$ )图 5-48 稳态时热沉进出口温差随加热功率变化曲线( $q_m=60\text{ml/min}$ )Fig.5-48 Variation of temperature difference between inlet and outlet with  $Re_{\text{in}}$  at steady state( $q_m=60\text{ml/min}$ )

下面以热阻为评价指标分析三种微通道热沉的换热性能。这里热阻作为评价指标，主要考察了单位换热表面积的换热性能。图 5-49 为加热功率  $q=1286\text{W/m}^2$  时，三种微通道热沉整体热阻随入口  $Re$  变化曲线。图 5-50 为气体流量  $q_m=60\text{ml/min}$  时，三种热沉整体热阻随加热功率变化曲线。从这两个图中，可以清晰地发现，两级热沉 I 热阻最小，单位面积的换热性能最高，多列直通道次之，两级热沉 II 最差。针对本文所研究的三种微通道热沉而言，若同时以降低压力损失和强化传热性能为目标，则具有本文提出的新型结构的两级热沉 I 满足上述要求。通过上述讨论，综合分析可以发现，针对本文所提出的新型结构的微通道热沉，要根据其具体应用场合综合考虑流动阻力特性和换热性能来对新型微通道热沉的级数以及各种几何参数进行优化设计，以满足具体应用目标所需要的特性。

图 5-49 热沉整体热阻随入口  $Re$  变化曲线( $q=1286W/m^2$ )Fig.5-49 Variation of heat resistance with heat sink with  $Re_{in}(q=1286W/m^2)$ 图 5-50 热沉整体热阻随加热功率变化曲线( $q_m=60ml/min$ )Fig.5-50 Variation of heat resistance with heat input( $q_m=60ml/min$ )

### ● 响应特性

本节对比了三种微通道热沉的时间响应特性，图 5-51 为加热功率为  $q=1286W/m^2$  时，三种微通道热沉整体热响应时间随入口  $Re$  变化曲线。显然，在本文研究的工况范围内，两级热沉 I 的响应时间最短，两级热沉 II 次之，多列直通道热沉所需时间最长。实际应用中，往往要求响应时间尽量短以实现温度的及时控制，这里显然具有本文提出的新型结构的两级热沉 I 性能最为优越。图 5-52 为气体流量  $q_m=60ml/min$  时，三种微通道热沉整体热响应时间随加热功率变化曲线。总体来看，在本文所研究的加热功率范围内依然是两级热沉 I 的响应时间最短。另外还可以从图中发现，对于多列直通道热沉，其相应时间随加热功率的增加呈递减趋势。

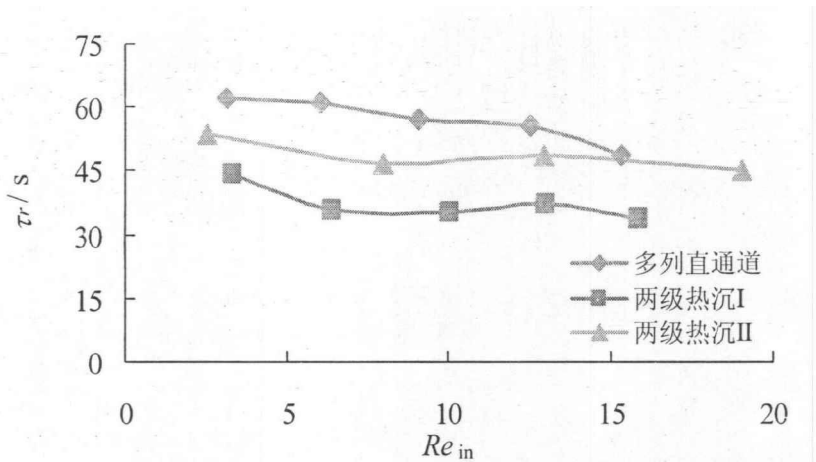


图 5-51 热沉整体热响应时间随入口  $Re$  变化曲线( $q=1286\text{W/m}^2$ )  
Fig.5-51 Variation of response time with  $Re_{in}$ ( $q=1286\text{W/m}^2$ )

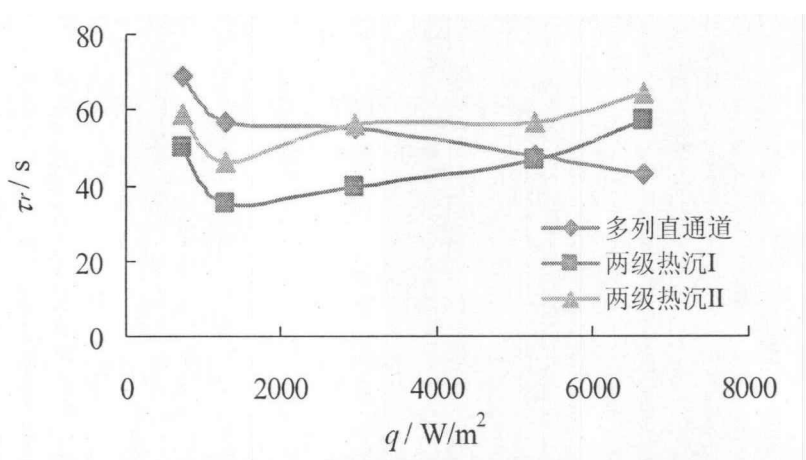


图 5-52 热沉整体热响应时间随加热功率变化曲线( $q_m=60\text{ml/min}$ )  
Fig.5-52 Variation of response time with heat input( $q_m=60\text{ml/min}$ )

## 5.5 一种具有自适应功能的新型微通道热沉散热系统设计思想

基于上述研究结果，提出了一种具有自适应特性、高换热强度的散热装置的设计思想，其整体系统示意图如图 5-53 所示。此装置由下列部分构成：微通道热沉系统，驱动系统和动力补给系统。具体而言，

微通道热沉系统，即上文提出的新型结构的微通道热沉系统，通过上面的实验已经对其高效的散热性能予以了验证。需要指出的是，不是级数越多，侧数多或各级通道水力直径越小散热效果越好，需要根据实际散热要求和换热经济性进行合理配置。

驱动系统，包含微泵和相应供电电路。微泵提供工作流体驱动力，供电电路有外加电源和动力补给系统并入的电源，通过串联电路共同为微泵提供电源。

动力补给系统使得整个散热装置具有自适应功能。核心部件为高性能热电材料。动力补给系统利用散热后的高温工作流体与热电材料冷端的温差，产生能源，

并入驱动系统，从而使得本系统具有自适应功能，即根据被散热部件的温度高低，能产生大小不同的额外能源，提供给工作流体驱动装置——微泵，实现自动调节功能。

整个散热系统由微通道热沉系统 1，微泵装置 2，动力补给系统 3 和供电电路 4 组成自循环系统。工作流体在微通道散热系统 1 中冷却发热部件，高温的工作流体从微通道散热系统 1 中流出后进入动力补给系统 3 通过热电材料利用工作流体与环境温差产生电能，辅助供电电路给微泵装置 2 提供能源，整个系统中工作流体的驱动力来自微泵装置 2。工作流体可以是空气、氮气、水或各种制冷剂，它们都能实现本系统的高效散热的目的。

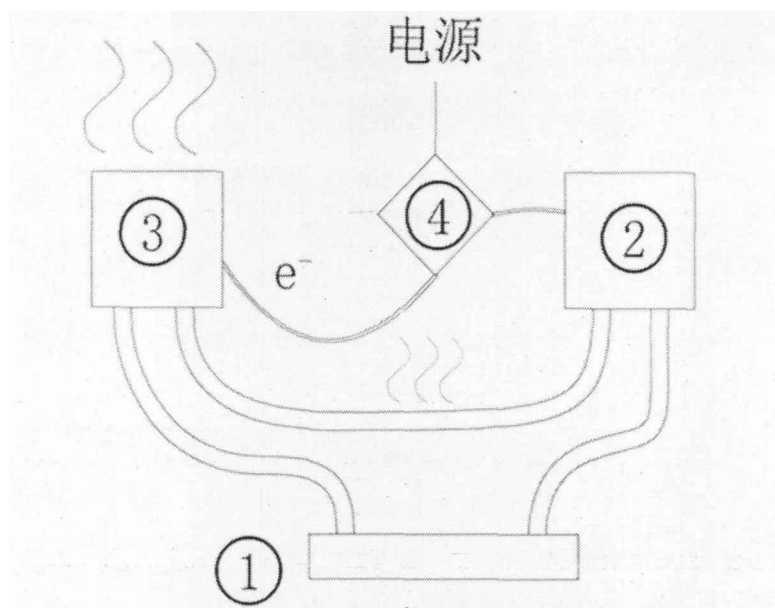


图 5-53 本系统的系统原理示意图

Fig.5-53 Schematic diagram of principle of systems

本系统的自适应功能主要由动力补给系统 3 实现。动力补给系统 3 的核心部件为高性能热电材料，热电材料的热端由从微通道热沉系统 1 流出的高温工作流体提供余热，冷端与环境大气或者与低温或极低温流体如冰水、液氮等接触，利用散热后的高温工作流体与冷端的温差，产生电能，再将此处产生的电能通过电路与外加电源串联，并入驱动系统，提供微泵装置 2 动力，使得本系统具有自适应功能。具体而言，如果被散热部件的温度高，从微通道热沉系统 1 流出的工作流体温度就高，与热电材料冷端的温差就大，产生的额外能源就多，提供给微泵的动力就大，流体循环动力就强，那么整个散热系统的散热能力就会提高，从而实现自动调节功能。

## 5.6 本章小结

本章基于前述研究结论,设计了新型结构的微通道热沉散热装置。采用干式蚀刻方法在实验室加工了所设计的微通道热沉实验段。针对3种不同结构形式的实验段进行了实验研究。3种不同结构的实验段分别为:多列直通道,两级通道 I(250 $\mu\text{m}$ -100 $\mu\text{m}$ ),新型两级通道 II(100 $\mu\text{m}$ -40 $\mu\text{m}$ )。通过一系列的实验研究,得到的结论主要有:

1. 通过对多列直通道粘性加热效应的研究进一步论证了前面章节得到的关于粘性加热效应的结论。即流量小时,粘性加热效应占据主导,流体温度升高。随着流量增加,可压缩性效应的影响渐强,流体温度升高值下降。直至最后,可压缩性效应完全占据主导,导致流体温度下降。

2. 对于两级通道 I(250 $\mu\text{m}$ -100 $\mu\text{m}$ ),该结构的水力直径明显大于多列直通道,但是换热性能却明显优于多列直通道,并且压力损失也最小。此处,论证了本文提出的新型散热热沉结构的换热效果。

3. 对于两级通道 II(100 $\mu\text{m}$ -40 $\mu\text{m}$ ),该结构的水力直径最小,若以降低器件运行温度为衡量指标,其换热性能在三种微通道热沉结构中最优,但是压力损失亦最大。

4. 从响应时间角度分析,也可以发现,在给定小加热功率时,两级通道 I 响应时间最短,两级通道 II 次之,多列直通道响应时间最长。但是,随着加热功率的增加,多列直通道热沉响应时间明显减小。

5. 本文提出的新型两级通道的换热性能明显高于常规直通道。针对具体的实际应用,提出了具有自适应功能的新型结构的微通道热沉散热系统的设计思想,为下一步的具体应用奠定了基础。

## 6 结论及展望

### 6.1 本文主要结论

全文以微通道热沉在航空航天运载工具热管理上的应用为应用背景，以微尺度流体流动与传热为切入点，从数学模型的构建，关键因素的系统分析为前导，搭建单通道实验台系统分析流动特性；进一步提出新型微通道热沉的设计理念，并进行实验室加工制造，进而进行系统实验，验证其流动换热性能。系统的实现从基础理论研究，到数值分析，进一步提出高性能换热系统设计方案，最终实现实验系统的具体化。即实现了理论——设计——应用一体化。主要结论有：

1. 在速度滑移流区，采用常规理论的 Navier–Stokes 方程配合 Maxwell 一阶滑移模型作为数学模型，可以精确的预测稀薄气体流动。在过渡流区，在合适的选取滑移系数的情况下，采用基于常规理论的 Navier–Stokes 方程配合二阶滑移模型作为数学模型，可以高效准确的预测稀薄气体流动。纳米尺度下，通道中流体流动截面速度会出现“反转”现象。采用基于常规理论的 Navier–Stokes 方程配合二阶滑移模型作为数学模型，也可以预测这一现象。

2. 可压缩性的影响在微通道中的影响不可忽略。常规的马赫数大于 0.3 是可压缩性判别条件的标准在微通道中不再适用，微通道内可压缩性影响用压力差描述比用 Mach 数好。对可压缩流动，沿程速度增加；对不可压缩流动，随着主流的发展，由于稀薄效应，壁面滑移速度也会增加，因此，常规通道的充分发展的概念在微通道中需要重新定义。在高 Mach 数下，可压缩性的影响占主导，而低 Mach 数下，稀薄效应逐渐增强；壁面滑移的存在相较于无滑移的情况减弱了可压缩性的影响；提出了一个新的无量纲准则数——相对滑移长度  $L_s/D_h$ ，该准则数能够很好地关联摩擦常数，该无量纲准则数与摩擦常数的关联式如下：

$$fRe = 56.43e^{-2.427L_s/D_h}$$

该关联式对于滑移流动和非滑移流动以及可压缩流动或者不可压缩流动均适用。

3. 研究发现微通道中入口段速度分布明显不同于常规通道，截面速度最大值出现在了近壁处。导致边界层发展滞后于常规尺寸通道，进而使微通道中入口段长度大于常规理论预测值。计算无量纲流动入口段长度的关联式为：

$$L/D = (0.075Re + \frac{0.8273}{1.161 + 0.1032Re})(-0.744 + 2.492\beta - 48.72\beta^2 + 3.315\beta^3 - 22.11\beta^4)$$

微通道中热边界层发展滞后于常规尺寸通道，导致微通道中热入口段长度大

于常规理论预测值。入口效应是导致前人关于微通道换热性能的研究结论相互矛盾的重要因素。不能简单认为微通道换热性能好于常规通道或劣于常规通道，而只能得到微通道入口区换热性能高于常规通道，充分发展区换热弱于常规通道。无量纲热入口段长度的关联式为：

$$L/D = [0.02847 Re \ln(\frac{T^* - 0.02528}{2.22 \times 10^{-4}}) + (-0.18754 + 1.0674T^*)](0.2555 \ln(\beta) + 1.0343)$$

流动入口段长度和热入口段长度的适用范围均为：连续流区  $Re$  在 1-300 之间，宽高比  $\beta$  在 0.2-1 之间的矩形截面通道。

4. 粘性加热效应相当于一个内热源可使流体温度沿流动方向线性升高；并且对截面温度分布亦有很大影响，粘性加热效应使得近壁处温度最高，温度梯度加大，所有情况截面温度分布的二阶拐点在  $\eta = 1/\sqrt{3}$  处。粘性加热效应随着 Brinkman 数的增加线性增加，而随 Knudsen 的增加非线性的减弱。对于冷壁面，粘性加热效应增强换热；对于热壁面，粘性加热效应降低换热。Nusselt 数随 Brinkman 数的变化会有奇点的出现，这些奇点源于在粘性加热影响下壁面传热与粘性加热产生的热量平衡导致。在 Brinkman 数趋于正负无穷时，Nusselt 数趋于基本不变。对于上下壁面不对称加热边界条件，上下壁面热流密度相等其换热效果最好； $Kn$  数越大， $Br$  数对换热的影响越小。充分发展段的  $Nu$  数随  $Kn$  数增加而减小。当  $Kn$  数比较大时，当  $Br=0.1$  时， $Nu$  数是先增加后减小。在  $q^*$  在 0-1 范围内  $Nu$  数随  $Kn$  数的变化趋势几乎是一致的。

5. 对于单微通道流动实验发现摩擦常数与  $Ma$  有定量函数关系，其关系表达式可用如下关联式表示；

$$f Re = 263.7 Ma^2 - 11.99 Ma + 64$$

微尺度下，通道内流入口段长度大于常规理论预测值；充分发展段的摩擦常数低于常规理论预测值，论证了前述理论结果。粘性加热效应和可压缩性效应共同对流体温度影响，随  $Ma$  数、 $Re$  数升高，温度差有一个上升然后再下降的趋势。在可压缩性效应的影响较低( $Re$  很小)情况下，粘性加热效应可使流体温度线性增加，在定性上，与前面的理论解析解吻合的较好。

6. 基于前述研究结论，设计了新型结构的微通道热沉散热装置。采用干式蚀刻方法在实验室加工了所设计的微通道热沉实验段。通过对多列直通通道粘性加热效应的研究进一步论证了前面章节得到的关于粘性加热效应的结论。即流量小时，粘性加热效应占据主导，流体温度升高。随着流量增加，可压缩性效应的影响渐强，流体温度升高值下降。直至最后，可压缩性效应完全占据主导，导致流体温度下降。通过对两级通道 I(250 $\mu$ m-100 $\mu$ m)和两级通道 II(100 $\mu$ m-40 $\mu$ m)的实验研究，论证了本文提出的新型散热热沉结构的换热效果。对于两级通道 I(250 $\mu$ m-100 $\mu$ m)，

该结构的水力直径明显大于多列直通道,但是换热性能却明显优于多列直通道,并且压力损失也最小。对于两级通道 II(100 $\mu\text{m}$ -40 $\mu\text{m}$ ),该结构的水力直径最小,若以降低器件运行温度为衡量指标,其换热性能在三种微通道热沉结构中最优,但是压力损失亦最大。从热阻角度出发分析换热性能,则两级通道 I 热阻最小,多列直通道次之,两级通道 II 热阻最大。从响应时间角度分析,也可以发现,在给定小加热功率时,两级通道 I 响应时间最短,两级通道 II 次之,多列直通道响应时间最长。本文提出的新型两级通道的换热性能明显高于常规直通道。实际应用时,还需要要根据具体应用目标,考虑耗能等综合因素进行几何结构的优化设计,以达到强化换热性能和降低耗能的双重效果。

## 6.2 本文创新点总结

1. 对微尺度下描述流动换热的物理模型进行了深入研究,针对不同尺度下流动换热特性,提出适合不同流区的数学模型,即在滑移流区,采用常规理论的 Navier-Stokes 方程配合 Maxwell 一阶滑移模型作为数学模型,可以精确的预测稀薄气体流动。在过渡流区,在合适的选取滑移系数的情况下,采用基于常规理论的 Navier-Stokes 方程配合二阶滑移模型作为数学模型,可以高效准确的预测稀薄气体流动。引入新的求解非线性方程的同伦分析法(HAM)首次对滑移区流动换热控制方程进行了解析求解,所得结果很好的支撑了所提出的观点。

2. 对纳米尺度下的流动控制方程进行了解析求解;通过解析求解基于常规理论的数学模型对纳米尺度下截面速度会的“反转”现象进行了准确预测。

3. 在滑移流区,考虑可压缩性和稀薄效应的共同作用,针对流动阻力特性进行了专门研究,提出了无量纲滑移长度这一新概念,用以描述滑移区摩擦特性,补充了滑移区考虑可压缩性条件下没有描述摩擦特性的无量纲数的空白,经过与实验数据的对比验证了其适用性。

4. 针对矩形微通道,发现入口段速度的“马鞍状”分布是导致其影响流动换热的关键作用机理。提出了描述流动入口段长度的关联式。另外,指出入口段温度分布的异常是导致现有文献结果出现差异甚至矛盾的主要原因之一,即微通道入口区换热性能高于常规通道,充分发展区换热弱于常规通道。获得了描述微通道热入口段长度的定量关联式。

5. 采用叠加原理,解析求解了考虑粘性加热,速度滑移和温度跳跃条件下的 N-S 方程,针对等热流、上绝热下等热流和任意热流分布的情况进行了研究,发现对于上下壁面不对称加热边界条件,上下壁面热流密度相等其换热效果最好。

6. 设计了高效的微通道换热器结构,并且进行了实验室加工。针对提出的新

型散热热沉进行了换热性能实验研究,实验结果表明,本文提出的新型散热装置不仅具有很好的换热性能同时压损小耗功少,可以作为高效散热装置应用到实际领域中。

### 6.3 下一步工作展望

展望下一步,主要有下列工作需要开展:

1. 进一步协同各种影响微尺度流动换热特性的因素,深入研究作用于微尺度流动换热特性的关键影响因素之间的内在作用机理,探求各种影响因素共同作用下的微尺度流体流动换热规律。
2. 在已有的关于微尺度流体流动换热模型的研究结论基础上,进一步探讨不同尺度范围内描述流动换热的物理模型。
3. 进一步开展更多本文提出新型结构散热器的实验,获取更多实验数据,以实验数据为依据,将换热性能最大化和耗能最小化作为优化目标,采用有效地优化方法进行优化,以获得理想的新型换热器几何结构尺寸。

## 参考文献

- [1] A. P. Shlosinger, W. Woo, Feasibility study of integral heat sink space suit concept, NASA Report, NSL 65-87-2.
- [2] T. D. Swanson, G. C. Birur, NASA Thermal Control Technologies for Robotic Spacecraft, NASA-20030031332, 2003.
- [3] T. Swanson, NASA/Goddard thermal control technology roadmap-2002, 13th Annual Spacecraft Thermal Control Workshop, Aerospace Corporation, El Segundo, CA, 2002.
- [4] G. Birur, JPL advanced thermal control technology roadmap, 13th Annual Spacecraft Thermal Control Workshop, Aerospace Corporation, El Segundo, CA, 2002.
- [5] T. D. Swanson, G. C. Birur, NASA thermal control technologies for robotic spacecraft, Applied Thermal Engineering, 2003, 23(9): 1055-1065.
- [6] Gollhofer, L. Eric, Development of the Compact Flash Evaporator System for Exploration. SAE Technical Paper No. 2007-01-3204, 2007.
- [7] Gollhofer, L. Eric, Zivich, P. Chad, S. C. Yao, Exploration of Unsteady Spray Cooling for High Power Electronics at Microgravity Using NASA Glenn's Drop Tower. ASME Summer Heat Transfer Conference, HT2005-72123, 2005.
- [8] C. Lomax, B. W. Webbon, A Direct-Interface, Fusible Heat Sink for Astronaut Cooling, NASA Technical Memorandum-102835.
- [9] R. A. Stephan, Overview of the Altair Lunar Lander Thermal Control System Design, NASA REPORT JSC-CN-20210.
- [10] R. A. Stephan, Overview of Altair's Thermal Control System and the Associated Technology Development Efforts, NASA REPORT JSC-CN-19249.
- [11] R. A. Stephan, Lunar Orbit Insertion Targeting and Associated Outbound Mission Design for Lunar Sortie Missions. NASA, 2010
- [12] 王立鼎, 刘冲. 微机电系统科学与发展趋势, 大连理工大学学报, 2000, 40: 508—511.
- [13] M. Adrian Michalicek. Introduction to Microelectromechanical Systems. Report in MEMS short course. 18 May 2000.
- [14] 王祯安, 王立鼎, 关于微尺度理论, 光学精密工程, 2001, 9(6): 493-498,
- [15] 陶然, 权晓波, 徐建中, 微尺度流动研究中的几个问题, 工程热物理学报, 2001, 22(5):575-577.
- [16] 美国国家科学基金 (NSF) 纳米项目大纲, <http://www.nsf.gov/pubs/2004/nsf04043/nsf04043.htm#toc#toc>
- [17] 美国国家科学技术委员会报告《世界纳米结构科学与技术的研究》
- [18] 微机电系统: 从能看到能用, 863 报告 [http://www.863.gov.cn/863\\_105/item/item\\_manuf&auto/200602150019.html](http://www.863.gov.cn/863_105/item/item_manuf&auto/200602150019.html)
- [19] 国家纳米科技发展纲要, 2001—2010, 科技部, 2001
- [20] C. M. Ho, Y. C. Tai, Micro-Electro-Mechanical-Systems(MEMS) and Fluid Flows, Annual Review of Fluid Mechanics, 1998, 30:579-612.
- [21] H.A. Stone, A.D. Stroock and A. Ajdari, Engineering Flows in Small Devices:

Microfluidics Toward a Lab-on-a-Chip, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2004, 36:381-411.

[22] S.A. Schaff and P.L. Chambre, *Flow of Rarefied Gases*, Princeton University Press, Princeton, NJ (1961).

[23] G. A. Birds, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows* (Oxford Engineering Science Series), Oxford University Press, USA, 1994.

[24] G. H. Mohamed, The Fluid Mechanics of Microdevices, *Journal of Fluids Engineering*, 1999, **121**: 5-33.

[25] F. Higuera, S. Succi, R. Benzi, Lattice gas dynamics with enhanced collision, *Europhysics Letter*, 1989, **9**: 345-351.

[26] R. Benzi, S. Succi, M. Vergassola, The lattice Boltzmann equation: theory and applications, *Physics Reports*, 1992, **222**: 145-152.

[27] Y. H. Qian, D. Humieres, P. Lallemand, Lattice BGK models for the Navier-Stokes equation, *Europhysics Letter*, 1992, **17**: 479-485.

[28] S. Chen, G. D. Doolen, Lattice Boltzmann method for fluid flows, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1998, 30: 329-338.

[29] X. D. Niu, C. Shu, Y. T. Chew, A thermal lattice Boltzmann model with diffuse scattering boundary condition for micro thermal flows, *Computers and Fluids*, 2007, **36**: 273-281.

[30] A. Beskok, G. E. Karniadakis, A model for flows in channels, pipes, and ducts at micro and nano scales, *Microscale Thermophysical Engineering*, 1999, **3**: 43-77.

[31] N. Dongari, A. Agrawal, A. Agrawal, Analytical solution of gaseous slip flow in long microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer* **50** (2007) 3411-3421.

[32] A. K. Srekanth, Slip flow through long circular tubes, *Proc. the sixth international symposium on Rarefied Gas Dynamics*, Academic Press, 1969, pp. 667-680.

[33] C. I. Weng, W. L. Li, C. C. Hwang, Gaseous flow in microtubes at arbitrary Knudsen numbers, *Nanotechnology*, 1999, **10**: 373-379.

[34] J.C. Maxwell, On stresses in rarefied gases arising from inequalities of temperature, *Philosophical Transactions A*, 1879, **170**(Part 1): 231-256.

[35] T. J. Young, K. Vafai, Experimental and numerical investigation of forced convective characteristics of array of channel mounted obstacles, *ASME Journal Heat Transfer*, 1999, **121**:34-42,.

[36] E. R. Meinders, K. Hanjalic, Experimental heat transfer from in-line and staggered configurations of two wall-mounted cubes, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2002, **45**:465-482.

[37] D. J. Schmitt, S. G. Kandlikar, Effects of repeating microstructures on pressure drop in rectangular minichannels, In *Proceedings of 3rd international conference on microchannels and minichannels*, 2005, Toronto, Canada, ASME Paper No. ICMM200511.

[38] A. Korichi, L. Oufer, Numerical heat transfer in a rectangular channel with mounted obstacles on upper and lower walls, *International Journal of Thermal Sciences*, 2005, **44**: 644-655,.

[39] S.V. Garimella, P.A. Eibeck, Heat transfer characteristics of an array of protruding elements in single phase forced convection, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 1990, **33**: 2659-2669.

[40] C. Kleinstreuer, J. Koo, Computational analysis of wall roughness effects for liquid flow in micro-conduits, *Journal of Fluids Engineering*, 2004, **126**: 1-9.

- [41] J. Koo, C. Kleinstreuer, Analysis of surface roughness effects on heat transfer in micro-conduits, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2005, 48: 2625-2634.
- [42] G. Croce, P. D. Agaro, Numerical analysis of roughness effect on microtube heat transfer, *Superlattices and Microstructures*, 2004, 35: 601-616.
- [43] A. S. Rawool, Sushanta K. Mitra, S. G. Kandlikar, Numerical simulation of flow through microchannels with designed roughness, *Microfluid Nanofluid*, 2005, 2(3): 215-221.
- [44] S. G. Kandlikar, D.J. Schmitt, A.L. Carrano, J.B. Taylor, Characterization of surface roughness effects on pressure drop in single-phase flow in minichannels, *Physic of Fluids*, 2005, 17, 100606, pp.1-11.
- [45] Y. Ji, K. Yuan, J.N. Chung, Numerical simulation of wall roughness on gaseous flow and heat transfer in a microchannel, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2006, 49: 1329-1339.
- [46] Y. Asako, K. Nakayama, T. Shinozuka, Effect of compressibility on gaseous flows in a micro-tube, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2005, 48: 4985-4994.
- [47] Y. Asako, T. Pi, S. E. Turner, M. Faghri, Effect of compressibility on gaseous flows in micro-channels, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2003, 46: 3041-3050.
- [48] B. Cao, G. W. Chen, Q. Yuan, Fully developed laminar flow and heat transfer in smooth trapezoidal microchannel, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2005, 32: 1211-1220.
- [49] G. Croce, P. D'Agaro, Compressibility and rarefaction effect on heat transfer in rough microchannels, *International Journal of Thermal Sciences*, 2009, 48(2): 252-260.
- [50] K. Vijayalakshmi, K.B. Anoop, H.E. Patel, P.V. Harikrishna, T. Sundararajan, S. K. Das, Effects of compressibility and transition to turbulence on flow through microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009, 52(9-10):2196-2204.
- [51] P. Rosa, T.G. Karayiannis, M.W. Collins, Single-phase heat transfer in microchannels: The importance of scaling effects, *Applied Thermal Engineering*, 2009, 29(17-18): 3447-3468.
- [52] M. E. Steinke, S. G. Kandlikar, Single-phase liquid friction factors in microchannels, *International Journal of Thermal Sciences*, 2006, 45(11): 1073-1083.
- [53] C. Nonino, S. D. Giudice, S. Savino, Temperature dependent viscosity effects on laminar forced convection in the entrance region of straight ducts, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2006, 49:4469-4481.
- [54] P.S. Lee, S.V. Garimella, D. Liu, Investigation of heat transfer in rectangular microchannels, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2005, 48:1688-1704.
- [55] P. Lee, S. V. Garimella, Thermally developing flow and heat transfer in rectangular microchannels of different aspect ratios, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2006, 49:3060-3067.
- [56] D. Wen, Y. Ding, Experimental investigation into convective heat transfer of nanofluids at the entrance region under laminar flow conditions, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004, 47:5181-5188.
- [57] G. Gamrat, M. F. Marinet, D. Asendrych, Conduction and entrance effects on laminar liquid flow and heat transfer in rectangular microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2005, 48: 2943-2954.
- [58] H. Wu, P. Cheng, An experimental study of convective heat transfer in silicon

microchannels with different surface conditions, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2003, **46**:2547-2556.

[59] H.Wu, P. Cheng, Friction factors in smooth trapezoidal silicon microchannels with different aspect ratios, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2003, **46**:2519-2525.

[60] Z.Y Guo, Z.X. Li, Size effect on microscale single-phase flow and heat transfer. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2003, **46**:149-159.

[61]Z.Y Guo, Z.X. Li, Size effect on single-phase channel flow and heat transfer at microscale. *International Journal of Heat Fluid Flow*, 2003, **24**:284-298.

[62] 甘云华, 徐进良, 水和甲醇在硅基微通道中换热特性的实验研究, *自然科学进展*, 2005, **15**:1498-1503.

[63] Z. Lin, Flow visualization and velocity measurements in liquid microchannel[D], 2004, National Zhongshan University, Taiwan.

[64] R. W. Barber, D. R. Emerson, A numerical investigation of low Reynolds number gaseous slip flow at the entrance of circular and parallel plate micro-channels, *Proc. ECCOMAS Computational Fluid Dynamics Conference*, 2001, UK.pp.1-20.

[65] R.W. Barber, D. R. Emerson, The influence of Knudsen number on the hydrodynamic development length within parallel plate micro-channels, *Advances in Fluid Mechanics IV*, WIT Press, UK, 2002. pp. 207-216.

[66] G.P. Celata, M. Cumo, M. Guglielmi, G. Zummo, Experimental investigation of hydraulic and single phase heat transfer in 0.130 mm capillary tube, in: G.P. Celata, et al. (Eds.), *Proceedings of International Conference on Heat Transfer and Transport Phenomena in Microscale*, Begell House, New York, USA, 2000, pp. 108-113.

[67] P. Wu, W.A. Little, Measurement of the heat transfer characteristics of gas flow in fine channel heat exchangers used for microminiature refrigerators, *Cryogenics*, 1984, **24**: 415-420.

[68] M.M. Rahman, Measurements of heat transfer in microchannel heat sinks, *International Communications of Heat Mass Transfer*, 2000, **27**: 495-506.

[69] X.F. Peng, B.X. Wang, G.P. Peterson, H.B. Ma, Experimental investigation of heat transfer in flat plates with rectangular microchannels, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 1995, **38**: 127-137.

[70] X.F. Peng, G.P. Peterson, B.X. Wang, Frictional flow characteristics of water flowing through rectangular microchannels, *J. Exp. Heat Transfer*, 1995, **7**: 249-264.

[71] X.F. Peng, G.P. Peterson, Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannel structures, *International Journal of Heat Mass Transfer* 1996, **39**: 2599-2608.

[72] W. Qu, I. Mudawar, Experimental and numerical study of pressure drop and heat transfer in a single-phase micro-channel heat sink, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2002, **45**: 2549-2565.

[73] T.M. Adams, M.F. Dowling, S.I. Abdel-Khalik, S.M. Jeter, Applicability of traditional turbulent single phase forced convection correlations to non-circular microchannels, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 1999, **42**: 4411-4415.

[74] M. Renksizbulut, H. Niazmand, Laminar flow and heat transfer in the entrance region of trapezoidal channels with constant wall temperature, *Journal of Heat Transfer*, 2006, **128**:63-73.

[75] M. Renksizbulut , H. Niazmand, G. Tercan, Slip-flow and heat transfer in rectangular

microchannels with constant wall temperature, *International Journal of Thermal Science*, 2006, 45:870-881.

[76] J. Koo, C. Kleinstreuer, Viscous dissipation effects in microtubes and microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004, 47: 3159-3169.

[77] G. L. Morini, Viscous dissipation as scaling effect for liquid flows in microchannels, In: *Proc. of the 3rd ICMM*, 2005, Toronto, Canada.

[78] G. L. Morini, Viscous heating in liquid flows in microchannels, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2005, 48: 3637-3647.

[79] P. Shen, S. K. Liabadi, J. Bedi, A review of single-phase liquid flow and heat transfer in microchannels. In: *Proc. of the 2nd ICMM*, 2004, Rochester (NY), pp.213-220.

[80] J. Koo, C. Kleinstreuer, Liquid flow in microchannels: experimental observations and computational analyses of microfluids effects, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 2003, 13: 568-579.

[81] H. Herwig, O. Hausner, Critical view on new results in microfluid mechanics: an example, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2003, 46: 935-937.

[82] C. Tso, S. Mahulikar, The use of the Brinkman number for single phase forced convective heat transfer in microchannels, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 1998, 41: 1759-1769.

[83] C. Tso, S. Mahulikar, The role of the Brinkman number in analysing flow transitions in microchannels, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 1999, 42: 1813-1833.

[84] C. Tso, S. Mahulikar, Experimental verification of the role of Brinkman number in microchannels using local parameters, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2000, 43: 1837-1849.

[85] W. Sun, S. Kakac, A. G. Yazicioglu, A numerical study of single-phase convective heat transfer in microtubes for slip flow, *International Journal of Thermal Sciences*, 2007, 46: 1084-1094.

[86] S. D. Giudice, C. Nonino, S. Savino, Effects of viscous dissipation and temperature dependent viscosity in thermally and simultaneously developing laminar flows in microchannels, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2007, 28: 15-27.

[87] P. M. Coelho, F. T. Pinho, Fully-developed heat transfer in annuli with viscous dissipation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2006, 49: 3349-3359.

[88] G. Tunc, Y. Bayazitoglu, Heat transfer in microtubes with viscous dissipation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2001, 44: 2395-2403.

[89] O. Aydin, Effects of viscous dissipation on the heat transfer in forced pipe flow. Part 1: both hydrodynamically and thermally fully developed flow, *Energy Conversion and Management*, 2005, 46: 757-769.

[90] O. Aydin, Effects of viscous dissipation on the heat transfer in a forced pipe flow. Part 2: Thermally developing flow, *Energy Conversion and Management*, 2005, 46: 3091-3102.

[91] O. Aydin, M. Avci, Viscous-dissipation effects on the heat transfer in a Poiseuille flow, *Applied Energy*, 2006, 83: 495-512.

[92] O. Aydin, M. Avci, Laminar forced convection with viscous dissipation in a Couette-Poiseuille flow between parallel plates, *Applied Energy*, 2006, 83: 856-867.

[93] O. Aydin, M. Avci, Analysis of laminar heat transfer in micro-Poiseuille flow, *International Journal of Thermal Sciences*, 2007, 46: 30-37.

- [94] O. Aydın, M. Avci, Heat and fluid flow characteristics of gases in micropipes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2006, 49: 1723-1730.
- [95] K. Hooman, Comments on “Viscous-dissipation effects on the heat transfer in a Poiseuille flow” by O. Aydın and M. Avci, *Applied Energy*, 2008, 85: 70-72.
- [96] D.A. Nield, K. Hooman, Comments on “Effects of viscous dissipation on the heat transfer in forced pipe flow. Part 1: Both hydrodynamically and thermally fully developed flow [Energy Conv. Manage. 2005; 46; 757–769] and Part 2: Thermally developing flow [Energy Conv. Manage. 2005; 3091–3102]” by Orhan Aydın, *Energy Conversion and Management*, 2006, 47: 3501-3503.
- [97] W. M. Kays, A. L. London, *Compact Heat Exchangers*, 3rd. Ed., McGraw Hill, New York, 1984.
- [98] R. B. Schoch, J. Han, P. Renaud, Transport phenomena in nanofluidics, *Review of Modern Physics*, 2008, (80): 839-884.
- [99] D. Einzel, P. Panzer, and M. Liu, Boundary condition for fluid flow: Curved or rough surfaces, *Physic Review Letters*, 1990, (64): 2269-2272.
- [100] K. Aoki, H. Yoshida, T. Nakanishi, and A. L. Garcia, Inverted velocity profile in the cylindrical Couette flow of a rarefied gas, *Physic Review E*, 2003, (68): 016302.
- [101] K. W. Tibbs, F. Baras, and A. L. Garcia, Anomalous flow profile due to the curvature effect on slip length, *Physic Review E*, 1997 (56): 2282-2283.
- [102] D. A. Lockerby, J. M. Reese, D. R. Emerson, and R. W. Barber, Velocity boundary condition at solid walls in rarefied gas calculations, *Physic Review E*, 2004, (70): 017303.
- [103] S. Yuhong, R. W. Barber, and D. R. Emerson, Inverted velocity profiles in rarefied cylindrical Couette gas flow and the impact of the accommodation coefficient, *Physic of Fluids*, 2005, (17): 047102.
- [104] R. S. Myong, J. M. Reese, R. W. Barber, and D. R. Emerson, Velocity slip in microscale cylindrical Couette flow: The Langmuir model, *Physic of Fluids*, 2005, (17): 087105.
- [105] Y. Jung, Velocity inversion in nanochannel flow, *Physic Review E*, 2007, (75): 051203.
- [106] S. P. Jang, S. J. Kim, K. W. Paik, Experimental investigation of thermal characteristics for a microchannel heat sink subject to an impinging jet, using a micro-thermal sensor array, *Sensors and Actuators A*, 2003, 105: 211-224.
- [107] M. K. Sung, I. Mudawar, Experimental and numerical investigation of single-phase heat transfer using a hybrid jet-impingement/micro-channel cooling scheme, *International journal of heat and mass transfer*, 2006, 49: 682-694.
- [108] Y. Mishan, A. Mosyak, E. Pogrebnyak, G. Hetsroni, Effect of developing flow and thermal regime on momentum and heat transfer in micro-scale heat sink, *International journal of heat and mass transfer*, 2007, 50: 3100-3114.
- [109] Y. Wang, G. Ding, S. Fu, Highly efficient manifold microchannel heatsink, *Electronics letters*, 2007, 43(18): 978-980.
- [110] Y. Wang, G. Ding, Experimental investigation of heat transfer performance for a novel microchannel heat sink, *Journal of micromechanics and microengineering*, 2008, 18, 035021.
- [111] P. Hrnjak, X. Tu, Single phase pressure drop in microchannels, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2007, 28: 2-14.
- [112] P. R. Parida, F. Mei, J. Jiang, W. J. Meng, S. V. Ekkad, Experimental Investigation of

Cooling Performance of Metal-Based Microchannels, *Heat Transfer Engineering*, 2010, 31(6): 485-494.

[113] J. Chu, J. Teng, R. Greif, Experimental and numerical study on the flow characteristics in curved rectangular microchannels, *Applied Thermal Engineering*, 2010, 30(13): 1558-1566.

[114] C. J. Ho, L. C. Wei, Z. W. Li, An experimental investigation of forced convective cooling performance of a microchannel heat sink with  $\text{Al}_2\text{O}_3$ /water nanofluid, *Applied Thermal Engineering*, 2010, 30(2-3): 96-103.

[115] T. Ahmad, I. Hassan, Experimental Analysis of Microchannel Entrance Length Characteristics Using Microparticle Image Velocimetry, *Journal of Fluids Engineering*, 2010, 132(4): 041102.

[116] D. Liu, S. V. Garimella, Investigation of liquid flow in microchannels, in: *Proceeding of 8th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*, June 2002, St. Louis, Missouri, AIAA 2002-2776.

[117] I. Papautsky, B. K. Gale, S. Mohanty, T. A. Ameel, A. B. Frazier, Effects of rectangular microchannel aspect ratio on laminar friction constant, in: *Proceedings of the Society of Photo-optical Instrumentation Engineers (SPIE)*, vol. 3877, 1999, pp. 147-158.

[118] P. X. Jiang, M. H. Fan, G. S. Si, Z. P. Ren, Thermal-hydraulic performance of small scale micro-channel and porous-media heatexchangers, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2001, 44: 1039-1051.

[119] G. L. Morini, M. Lorenzini, S. Salvigni, Friction characteristics of compressible gas flows in microtubes, *Experimental thermal and fluid science*, 2006, 30: 733-744.

[120] P. Wu, W. A. Little, Measurement of friction factors for the flow of gases in very fine channel heat exchangers used for microminiature Joule-Thomson refrigerators, *Cryogenics*, 1983, 23: 273-277.

[121] S. B. Choi, R. F. Barron, R. O. Warrington, Fluid flow and heat transfer in micro-tubes, micromechanical sensors, *Actuators and Systems*, 1991, 32: 123-134.

[122] M. Richter, P. Woias, D. Weib, Microchannels for applications in liquid dosing and flow-rate measurement, *Sensors and Actuators A*, 1997, 62: 480-483.

[123] G. M. Mala, D. Q. Li, Flow characteristics of water in microtubes, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 1999, 20: 142-148.

[124] W. L. Qu, G. M. Mala, D. Q. Li, Pressure-driven water flows in trapezoidal silicon microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2000, 43: 353-364.

[125] J. Judy, D. Maynes, B. W. Webb, Characterization of frictional pressure drop for liquid flows through microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2002, 45: 3477-3489.

[126] D. Lelea, S. Nishio, K. Takano, The experimental research on microtube heat transfer and fluid flow of distilled water, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004, 47: 2817-2830.

[127] R. Revellin, B. Agostini, T. Ursenbacher, J. R. Thome, Experimental investigation of velocity and length of elongated bubbles for flow of R-134a in a 0.5 mm microchannel, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2008, 32(3): 870-881.

[128] G. H. Tang, Z. Li, Y. L. He, W. Q. Tao, Experimental study of compressibility, roughness and rarefaction influences on microchannel flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2007, 50: 2282-2295.

- [129] S. S. Hsieh, H. H. Tsai, C. Y. Lin, C. F. Huang, C. M. Chien, Gas flow in long microchannel, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004, 47: 3877-3887.
- [130] D. Lelea, Effects of inlet geometry on heat transfer and fluid flow of tangential micro-heat sink, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2010, 53: 3562-3569.
- [131] J. Koo, C. Kleinstreuer, Liquid flow in microchannels: experimental observations and computational analyses of microfluidics effects, *Journal of micromechanics and microengineering*, 2003, 13(5): 568-579.
- [132] S. Lin, C.C.K. Kwok, R.Y. Li, Z.H. Chen, Z.Y. Chen, Local frictional pressure drop during vaporization through capillary tubes, *International Journal of Multiphase Flow*, 1991, 17: 95-102.
- [133] M. Lorenzini, G. L. Morini, T. Henning, J. Brandner, Experimental uncertainties analysis as a tool for friction factor determination in microchannels, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*, 2008, 222: 817-827.
- [134] E. G. Colgan, B. Furman, M. Gaynes, N. Labianca, J. Magerlein, R. Polastre, R. Choudhary, K. Marston, H. Toy, J. A. Wakil, R. Schmidt, Silicon Microchannel cooling for high power chips, *HVAC&R Research*, 12(4): 1031-1045.
- [135] S. E. Turner, Y. Asako, M. Faghri, Convection heat transfer in microchannels with high speed gas flow, *Journal of heat transfer*, 2007, 129: 319-328.
- [136] Y. Chen, P. Cheng, An experimental investigation on the thermal efficiency of fractal tree-like microchannel nets, *International communications in heat and mass transfer*, 2005, 32: 931-938.
- [137] S. E. Turner, L. C. Lam, M. Faghri, O. J. Gregory, Experimental investigation of gas flow in microchannels, *Journal of heat transfer*, 2004, 126: 753-762.
- [138] H. S. Park, J. Punch, Friction factor and heat transfer in multiple microchannels with uniform flow distribution, *International journal of heat and mass transfer*, 2008, 51: 4535-4543.
- [139] M. J. Kohl, S. I. Abdel-Khalik, S. M. Jeter, D. L. Sadowski, An experimental investigation of microchannel flow with internal pressure measurements, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2005, 48: 1518-1533.
- [140] Y. Chen, S. Kang, W. Tuh. T. Hsiao, Experimental Investigation of Fluid Flow and Heat Transfer in Microchannels, *Tamkang Journal of Science and Engineering*, 2004, 7(1): 11-16.
- [141] S.J. Liao, The proposed homotopy analysis technique for the solution of nonlinear problems, PhD thesis, Shanghai Jiao Tong University, 1992.
- [142] S.J. Liao, An approximate solution technique which does not depend upon small parameters: a special example, *International Journal of Nonlinear Mechanics*, 1995, 30: 371-380.
- [143] S.J. Liao, An approximate solution technique which does not depend upon small parameters (Part 2): an application in fluid mechanics, *International Journal of Nonlinear Mechanics*, 1997, 32(5): 815-822.
- [144] S.J. Liao, An explicit, totally analytic approximation of Blasius' viscous flow problems, *International Journal of Non-Linear Mechanics*, 1999, 34(4): 759-778.
- [145] S. J. Liao, On the homotopy analysis method for nonlinear problems, *Applied Mathematics and Computation*, 2004, 147(2): 499-513.
- [146] S.J. Liao, A new branch of solutions of boundary-layer flows over an impermeable

stretched plate, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2005, 48: 2529-2539.

[147] S.J. Liao, An analytic solution of unsteady boundary-layer flows caused by an impulsively stretching plate, *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, 2006, 11(3): 326-339.

[148] Shijun Liao, *Beyond Perturbation: Introduction to the Homotopy Analysis Method*, Chapman & Hall/CRC, Boca Raton, 2003.

[149] 廖世俊, “超越摄动: 同伦分析方法及其应用”, 《力学进展》, 第 153 卷第一期, 1-34 页, 2008 年.

[150] S. Abbasbandy, The application of the homotopy analysis method to nonlinear equations arising in heat transfer, *Physics Letters A*, 2006, 360: 109-113.

[151] S. Abbasbandy, The application of homotopy analysis method to solve a generalized Hirota-Satsuma coupled KdV equation, *Physics Letters A*, 2007, 361: 478-483.

[152] Allan, F.M. and Syam, M.I., On the analytic solution of non-homogeneous Blasius problem, *J. Computational and Applied Mathematics*, 2005, 182: 362-371.

[153] F.M. Allan, Construction of analytic solution to chaotic dynamical systems using the homotopy analysis method, *Chaos Soliton. Fract.*, 39(4), pp. 1744-1752, 2009.

[154] T. Hayat, T. Javed, On analytic solution for generalized three-dimensional MHD flow over a porous stretching sheet, *Phys. Lett. A*, 370, pp. 243-250, 2007.

[155] M. Sajid, A.M. Siddiqui, T. Hayat, Wire coating analysis using MHD Oldroyd 8-constant fluid, *International Journal of Eng. Sci.*, 45, pp. 381-392, 2007.

[156] T. Hayat, M. Sajid, Analytic solution for axisymmetric flow and heat transfer of a second grade fluid past a stretching sheet, *International Journal of Heat Mass Tran.*, 50, pp. 75-84, 2007.

[157] T. Hayat, N. Ahmed, M. Sajid, S. Asghar, On the MHD flow of a second grade fluid in a porous channel, *Comput. Math. Appl.*, 54, pp. 407-414, 2007.

[158] T. Hayat, M. Sajid, M. Ayub, A note on series solution for generalized Couette flow, *Commun. Nonlinear Sci.*, 12, pp. 1481-1487, 2007.

[159] X. J. Ran, Q.Y. Zhu, Y. Li, An explicit series solution of the squeezing flow between two infinite plates by means of the homotopy analysis method, *Commun. Nonlinear Sci.*, 14(1), pp. 119-132, 2009.

[160] Y. Bouremel, Explicit series solution for the Glauert-jet problem by means of the homotopy analysis method, *Commun. Nonlinear Sci.*, 12, pp. 714-724, 2007.

[161] M.M. Rashidi, G. Domairry, S. Dinarvand, Approximate solutions for the Burger and regularized long wave equations by means of the homotopy analysis method, *Commun. Nonlinear Sci.*, 14(3), pp. 708-717, 2009.

[162] Z. Ziabakhsh, G. Domairry, Solution of the laminar viscous flow in a semi-porous channel in the presence of a uniform magnetic field by using the homotopy analysis method, *Commun. Nonlinear Sci.*, 14(4), 1284-1294, 2009.

[163] B. Ghanbari, Approximate explicit solutions of nonlinear BBMB equations by homotopy analysis method and comparison with the exact solution, *Physics Letters A*, 2010, 374(30): 3099-3100.

[164] Y.J. Li, B.T. Nohara, S.J. Liao, Series solutions of coupled Van der Pol equation by means of homotopy analysis method, *Journal of Mathematical Physics*, 2010, 51(6): 063517.

- [165] S. Dinarvand, M.M. Rashidi, A reliable treatment of a homotopy analysis method for two-dimensional viscous flow in a rectangular domain bounded by two moving porous walls, *Nonlinear Analysis-Real World*, 2010, 11(3): 1502-1512.
- [166] Q. Wang, Application of Homotopy Analysis Method to Solve Relativistic Toda Lattice System, *Communications in Theoretical Physics*, 2010, 53(6): 1111-1116.
- [167] H.Q. Zhu, H.Z. Shu, M.Y. Ding, Numerical solutions of partial differential equations by discrete homotopy analysis method, *Applied Mathematics and Computation*, 2010, 216(12): 3592-3605.
- [168] E. B. Arkilic, M. A. Schmidt, K. S. Breuer, Gaseous slip flow in long micro-channels, *Journal of Microelectromechanical System* 6 (1997) 167-178.
- [169] L. Thomas, Accommodation of molecules on controlled surfaces: Experimental derivation at University of Missouri, 1940-1980, *Rarefied Gas Dynamics* S. Fischer Ed., New York: AIAA. 1981.
- [170] S. Yu, T.A. Ameel, Slip-flow heat transfer in rectangular microchannels, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2001, 44: 4225-4234.
- [171] S.E. Turner. Gas flow and heat transfer in microchannels: An Experimental investigation of compressibility, rarefaction and surface roughness. PhD thesis, University of Rhode Island, 2003.
- [172] L. Thomas, Accommodation of molecules on controlled surfaces: Experimental derivation at University of Missouri, 1940-1980, *Rarefied Gas Dynamics* S. Fischer Ed., New York: AIAA. 1981.
- [173] M. Friedmann, J. Gillis, N. Liron, Laminar flow in a pipe at low and moderate Reynolds numbers, *Applied Scientific Research*, 1968, 19: 426-438.
- [174] B.R. Thompson, D. Maynes, B.W. Webb, Characterization of the Re-Entrant developing flow in a microtube using MTV, *Journal of Fluid Engineering*, 2005, 127(5) : 1003-1012.
- [175] P. T. Lin, Y. Jaluria and H. C. Gea, Parametric modeling and optimization of chemical vapor deposition process, *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, 2009, 131: 011011.
- [176] V. Arpaci, *Conduction heat transfer*, Addison-Wesley, 1966.
- [177] T. T. Zhang, L. Jia, X. Li, Numerical research on entrance effect on internal flow characteristics in micro-scale, *Progress in Computational Fluid Dynamics*, 2009, 9(2): 67-76.
- [178] T. T. Zhang, L. Jia, L. X. Yang, Laminar heat transfer characteristics in entry region in micro-channels, *Progress in Computational Fluid Dynamics*, 2010, 10(3): 177-185.
- [179] K. E. Petersen, Silicon as a Mechanical Material, *Proceedings of the IEEE*, 1982, 70(5): 420-457.
- [180] V.K. Dwivedi, R. Gopal, S. Ahmad, Fabrication of very smooth walls and bottoms of silicon microchannels for heat dissipation of semiconductor devices, *Microelectronics Journal*, 2000, 31: 405-410.
- [181] Manual of SAMCO RIE800iPB Inductively coupled plasma etching , <http://www.princeton.edu/mnfl/the-tool-list/samco-rie800ipb/>
- [182] J. C. McDonald, D. C. Duffy, J. R. Anderson, D. T. Chiu, H. Wu, J. A. Schueller, G. M. Whitesides, Fabrication of microfluidic systems in poly(dimethylsiloxane), *Electrophoresis*, 2000, 21: 27-40.

## 作者简历

张田田, 男, 1981年9月出生, 出生于湖北省松滋市

### 教育经历

1999-2003, 华中科技大学能源与动力工程学院热能与动力工程专业学习, 获得工学学士学位

2000-2003, 华中科技大学法学院辅修经济法第二学士学位, 获得法学学士学位

2004-2006, 北京交通大学, 机械与电子控制工程学院工程热物理专业攻读硕士学位(提前攻博)

2006-2010 北京交通大学机械与电子控制工程学院, 美国 Rutgers University (2008-2010) 联合培养博士

### 科研项目:

1. 国家自然科学基金面上项目, 含湿混合气体对流冷凝传热机理研究 No.50576002 主要参加人

2. 国家自然科学基金面上项目, 有害工艺气体高温反应-分解机理与传热特性 No.50276002 主要参加人

3. 教育部重点项目, No.107113 主要参加人

4. 国家自然科学基金面上项目, 毛细管管内复杂气液相变现象及界面传递行为的研究 No.50776006 主要参加人

5. 国家高技术研究发展计划(863计划), 蓄热式燃烧冷凝型天然气锅炉技术 No.2006AA05Z228 主要参加人

6.“北京交通大学博士生创新基金”项目号: No.48013, 主持人

7. 2008 国家留学基金委全额资助博士生联合培养项目

8. 国家自然科学基金面上项目, 电磁场驱动纳米管线旋转的实验及数值模拟研究 No.50876006 主要参加人

### 攻读博士学位期间取得的研究成果

共计发表论文 26 篇, 其中第一作者 16 篇。SCI/EI/ISTP 检索 25 篇。其中, 两篇国际期刊论文被美国著名科技媒体 VerticalNews 进行了专门报道, 一篇论文被加拿大科技媒体 Vital Signs Report 收录进 2009 年 5 篇微通道科技文献之一。发表 SCI 检索文章中最多单篇 SCI 它引 11 次。申请中国发明专利一项, 目前正在公示中。2010 年 1 月受邀参加哈佛大学主办的 CEA10 国际会议, 并做大会特邀报告(Plenary Lecture)。2010 年 2 月受美国 Rutgers University (罗格斯大学) 机械与航空工程学院邀请做相关学术报告。2009 年完成相关项目获得教育部科技成果完成者证书(第二完成者)。

### 发明专利:

1. 张田田, 贾力等, 一种散热装置, 受理编号:201010033632.X

## 发表论文:

1. Zhang Tiantian, Jia Li, Wang Zhicheng. Validation of Navier–Stokes equations for slip flow analysis within transition region, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2008, 51(25-26): 6323-6327. SCI EI (IF: 1.947)
2. Zhang Tiantian, Jia Li, Wang Zhicheng. Analytic solution for steady slip flow between parallel plates with micro-scale spacing, *Chinese Physics Letters*, 2008, 25(1): 180-183. SCI (IF: 0.972)
3. Zhang Tiantian, Jia Li, Wang Zhicheng. A new non-dimensional number for friction characteristic of flow in micro-channel with slip, *Modern Physics Letters B*, 2008, 22(15): 1455-1461. SCI (IF: 0.512)
4. Zhang Tiantian, Jia Li, Wang Zhicheng, Li Xing. The application of homotopy analysis method for 2-dimensional steady slip flow in microchannels, *Physics Letters A*, 2008, 372: 3223–3227. (also selected by VerticalNews as **Physics Week—Physics**, Titled as “**Reports from Beijing Jiaotong University advance knowledge in physics**” June 2008). SCI (IF: 2.174)
5. Zhang Tiantian, Jia Li, Li Xing. Numerical research on entrance effect on internal flow characteristics in micro-scale, *Progress in Computational Fluid Dynamics*, 2009, 9(2): 67-76. (also selected by VerticalNews as **Computer Weekly News—Computational Fluid Dynamics**, Titled as “**Study results from Beijing Jiaotong University provide new insights into computational fluid dynamics**” April 30th, 2009; and reported by **Vital Signs Report in Topic: Microchannel**, as **one of the five most important papers**). SCI EI (IF: 0.51)
6. Zhang Tiantian, Jia Li, Wang Zhicheng, Li Chengwen, Yogesh Jaluria. Fluid heat transfer characteristics with viscous heating in the slip flow region, *Europhysics Letters*, 2009, 85: 40006. SCI (IF: 2.893)
7. Zhang Tiantian, Jia Li, Wang Zhicheng, Li Chengwen. Slip flow characteristics of compressible gaseous in microchannels, *Energy Conversion and Management*, 2009, 50(7), 1676-1681. SCI EI (IF: 1.944)
8. Zhang Tiantian, Jia Li, Yang Lixin. Laminar heat transfer characteristics in entry region in micro-channels, *Progress in Computational Fluid Dynamics*, 2010, 10(3): 177-185. (also selected by VerticalNews as **Computer Business Week—Computational Fluid Dynamics**, Titled as “**Research from Beijing Jiaotong University provides new data about computational fluid dynamics**” July 22nd, 2010). SCI EI (IF: 0.51)
9. Zhang Tiantian, Jia Li, Yang Lixin, Yogesh Jaluria. Effect of viscous heating on heat transfer performance in microchannel slip flow region, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2010, 53(21-22):4927-4934. SCI EI (IF: 1.947)
10. 张田田, 贾力, 武利媛. 微通道气体单相流动特性的数值分析, *航空动力学报*, 2007, 22(9):1405-1411. EI
11. 张田田, 贾力, 王志成. 微流动的同伦分析法解析求解, *工程热物理学报*, 2009, 30(1): 132-134. EI
12. 张田田, 贾力, 李成文. 微尺度气体流动特性实验研究, *工程热物理学报*, 2009, 30(5):854-856. EI
13. Zhang Tiantian, Jia Li. Numerical Simulation of Roughness Effect on Gaseous Flow and

Heat Transfer in Microchannels, *Proc. IEEE-Nano/Micro Engineered and Molecular Systems Conference*, 2007, Thailand. EI ISTP

14. **Zhang Tiantian**, Jia Li, Wang Zhicheng, Li Xing. Analytic solution of gaseous internal slip flow in micro-scale, *Proc. 2nd ASME-Micro/Nano Conference*, 2008, Hong Kong. EI ISTP

15. **Zhang Tiantian**, Jia Li, Li Chengwen, Yogesh Jaluria. Experimental Study on the Effect of Viscous Heating on the Temperature Field in Microchannel Gas Flow, *Proceedings of ASME-HT2009* July 19-23, San Francisco, US EI ISTP

16. **Zhang Tiantian**, Jia Li, Zhang Jingru, Yogesh Jaluria, Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in U-shape microchannels, *Proceedings of ASME-IMECE2010* November 12-18, 2010, Vancouver, British Columbia. EI ISTP

17. Li Yan, Jia Li, **Zhang Tiantian**. Research on Heat Transfer Characteristic of Pulsating Heat Pipe, *Proc. 2nd ASME-Micro/Nano Conference*, 2008, Hong Kong. EI ISTP

18. 贾力,张涛,张田田,齐巍.平板单面扩散模型的一种近似计算方法, *热科学与技术*, 2008,7(1):1-4.

19. 贾力,齐巍,吴冬梅,张田田,张涛.含湿混合气体水平管外对流冷凝换热实验研究, *热科学与技术*, 2007,6(4):300-303.

20. 李燕,贾力,张田田,脉动热管实验研究, *工程热物理学报*, 2009, 30(11): 1901-1903. EI

21. Li Xing, Jia Li, **Zhang Tiantian**. Numerical Study on High Temperature Air Combustion in U-Type Tube, *Proc.ASME 2008 Heat Transfer Summer Conference*, 2008, FL, USA. EI

22. Li Chengwen, Jia Li, **Zhang Tiantian**, Li Xing. Experimental investigation of nitrogen flow in long microtubes, *ASME-HT2009* July 19-23, San Francisco, US. EI ISTP

23. Li Chengwen, Jia Li, **Zhang Tiantian**. The Entrance Effect on Gases Flow Characteristics in Micro-tube, *Journal of thermal science*, 2009, 18(4): 353-357. SCI EI

24. 李星,贾力,张田田,杨立新,天然气高温空气燃烧特性数值研究, *中国电机工程学报*, 2009, 29(32): 37-44. EI

25. Zhang Jingru, Yogesh Jaluria, **Zhang Tiantian**, Jia Li. Combined Experimental and Numerical study for Design Optimization of Multiple Microchannel Heat Transfer System, *Proceedings of IHTC14*, Washington DC, US. EI ISTP

26. Zhang Jingru, Yogesh Jaluria, **Zhang Tiantian**, Experimental and numerical study of transient electronic chip cooling by liquid flow in microchannel heat sink, *Proceedings of ASME-IMECE2010* November 12-18, 2010, Vancouver, British Columbia. EI ISTP

博士期间获奖情况:

- |                            |                   |
|----------------------------|-------------------|
| 1. 2006.7 优秀共产党员           | 北京交通大学            |
| 2. 2006.8 优秀学术论文奖          | 中国机械工程学会          |
| 3. 2006.9 三好研究生            | 北京交通大学            |
| 4. 2006-2007 优秀研究生(研究生最高奖) | 北京交通大学            |
| 5. 2007.12 优秀论文一等奖         | 北京交通大学机电学院第二届博士论坛 |
| 6. 2007.3 优秀博士生科技创新基金获得者   | 北京交通大学            |
| 7. 2008.5 优秀论文三等奖          | 北京交通大学慧光杯学术节      |
| 8. 2007-2008 三好研究生         | 北京交通大学            |

9. 2007-2008 智瑾奖学金获得者 北京交通大学
10. 2009 第二届“爱立信”杯全国热创新设计大赛三等奖
11. 2009 教育部科技成果完成者证书（第二完成者） 中华人民共和国教育部

## 独创性声明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作和取得的研究成果，除了文中特别加以标注和致谢之处外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得北京交通大学或其它教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了谢意。

学位论文作者签名：



签字日期：

2011 年 1 月 12 日



## 学位论文数据集

表 1.1: 数据集页

关键词*	密级*	中图分类号*	UDC	论文资助
航空航天载运工具热管理; 微通道; 同伦分析法; 速度滑移; 可压缩效应; 稀薄效应; 入口效应; 粘性加热效应; 微通道热沉	公开	V57		
学位授予单位名称*		学位授予单位代码*	学位类别*	学位级别*
北京交通大学		10004	工学	博士
论文题名*		并列题名		论文语种*
微通道内气体流动换热的理论与实验研究				中文
作者姓名*	张田田		学号*	06116276
培养单位名称*		培养单位代码*	培养单位地址	邮编
北京交通大学		10004	北京市海淀区西直门外上园村 3 号	100044
学科专业*		研究方向*	学制*	学位授予年*
载运工具运用工程		载运工具运行环境及先进动力技术	4 年	2010 年
论文提交日期*	2010 年 10 月 08 日			
导师姓名*	贾力		职称*	教授
评阅人	答辩委员会主席*		答辩委员会成员	
	张欣欣			
电子版论文提交格式 文本 ( ) 图像 ( ) 视频 ( ) 音频 ( ) 多媒体 ( ) 其他 ( ) 推荐格式: application/msword; application/pdf				
电子版论文出版 (发布) 者		电子版论文出版 (发布) 地		权限声明
论文总页数*	179			
共 33 项, 其中带*为必填数据, 为 22 项。				