

2002 年 FLUENT 中国用户年会
论文集

2002 FLUENT China Users' Conference
Proceedings

2002 年 11 月 11-12 日 中国 上海

November 11-12, 2002 Shanghai China



北京海基科技发展有限公司

Beijing Hi-key Technology Corporation Ltd.

目 录

FLUENT

1 采用 FLUENT 软件研究气固两相流动中颗粒受力问题	由长福 祁海鹰 徐旭常.....1
2 液固环流反应器内流动状况的数值模拟	汪 洋 高金森 徐春明 林世雄.....6
3 大型气体分布器初始分布的流场可视性研究	周海鹰 李鑫钢 张吕鸿.....11
4 H ₂ 燃料在超音速气流中燃烧性能数值模拟	武 渊 田维平 乐发仁.....15
5 旋流燃烧 NO 生成的 USM 湍流反应模型	王 方 周力行 张 健.....24
6 蓄热式加热炉烧嘴仿真研究与应用	陈冠军 王连尉 胡雄光 钱 凯 徐 纲.....31
7 首钢热风炉运行过程 CFD 模拟	王连尉 陈冠军 胡雄光 钱 凯 徐 刚.....36
8 乙烯裂解炉炉膛内燃烧传热的数值模拟研究	蓝兴英 高金森 徐春明.....42
9 超音速燃烧室流场的数值模拟研究	崔玉峰 徐 纲 黄伟光.....48
10 32sh-19 离心泵流场的全三维数值模拟	王彦辉 康志忠 徐 鸿 梁双印.....54
11 泵站出水流道三维不可压湍流场的数值模拟	刘小龙 施卫东 潘中永.....61
12 离心泵涡壳内部三维数值模拟	李维斌 朱荣生 潘中永 李 红 曹卫东.....67
13 泵三维流场研究	张忠利 仲伟聪.....73
14 FLUENT 在超音速蒸汽喷射真空泵中的应用	徐海涛 桑芝富 卓 震.....80
15 4-73 风机的模型建立与数值试验	蔡兆麟 吴振伟 段江南 李中云.....90
16 低速轴流压气机顶部微量喷气控制失速机理的数值模拟	徐 纲 聂超群 黄伟光 陈静宜.....94
17 低速轴流压气机旋转失速的二维数值模拟	蒋康涛 徐 纲 黄伟光 陈静宜.....100
18 多级轴流压气机三维气动设计的一种快速方法	陈乃兴 张宏武 徐燕骥 黄伟光.....106

19 斜流压气机的数值模拟	吴振伟 蔡兆麟 李中云	114
20 空气横掠波纹管束流动与传热性能	吴峰 王秋旺 罗来勤 陶文铨	118
21 螺旋折流板换热器内部流场的数值模拟	沈人杰 冯霄	122
22 间冷式冰箱风扇区域流场的 CFD 模拟和优化	苏秀平 陈江平 陈芝九	125
23 级间分离流场与柱爆器周围热流密度的数值预示	唐春昱 余贞勇 王锬	131
24 板式油冷却器内流体流动均匀性分析	秦荫 祁照岗 苏秀平 陈江平	136
25 FLUENT 传热计算应用一例	郑其辉 郭文	142
26 660KW 风力发电机转子流场温度场 CFD 分析	廖毅刚	151
27 太原热电厂 7# 炉最佳运行参数的数值试验研究	郭菁 康志忠 孙保明	158
28 栅格翼流体动力特性数值模拟	姚琰 毛鸿羽 罗金玲	166
29 双层 CBY 桨搅拌反应器内流场的数值模拟	贾志刚 高正明 黄雄斌 王英琛	176
30 高速列车交会瞬态压力波研究	王东屏 闫雪冬 兆文忠	182
31 应用 Fluent 软件模拟城市小区流场特性	魏建明 王晓云 金琰 董素艳	191

POLYFLOW

32 双螺杆挤出中粒子运动轨迹的模拟及其统计学分析	胡冬冬 陈晋南	196
----------------------------------	---------	-----

ICEPAK/AIRPAK

33 ICEPAK 在通信系统热分析中的应用	姜文武 张承烈	203
34 某大功率功放的热设计	李伟春 梁亚冲	210
35 用 Icepak4.0 分析某真空状态下的机箱	黄冬梅	215
36 不均衡热源对散热器形状影响的分析	谢军	222
37 大功率电源模块的散热设计	陈文鑫 景莘慧	227

38 Icepak 在电子设备热分析中的应用	
方志强 付桂翠 高泽溪.....	232
39 自然空气冷却情况下 Qfin 在功率器件散热器的优化设计的应用	
龙昊 付桂翠 高泽溪.....	238
40 40-Rack UPS 侧面通风可行性研究	
张敏.....	244

采用 FLUENT 软件研究 气固两相流动中颗粒受力问题

由长福，祁海鹰，徐旭常

(北京清华大学热能工程系，北京 100084)

Tel: 010-62781740 Email: youcf@te.tsinghua.edu.cn

摘要 颗粒受力规律是气固两相流动学科的基础研究问题。本文采用 FLUENT 软件对流经颗粒的流动进行了数值模拟，得到了颗粒所受到的曳力、Magnus 力，Saffman 力规律。为准确预报实际的气固两相流动问题奠定了基础。同时也说明了 FLUENT 软件在某些基础问题的研究中也起到了非常重要的作用。

1、 引言

在多数能源过程中，流体流动均属于气固两相流动问题。典型的例子如煤粉锅炉内煤粉流动问题、流化床反应器内颗粒流动问题，等等。对该流动的研究有助于深入理解该设备内复杂的气固反应过程，并可通过对流动的控制来实现设备的优化设计与运行。由于实际工业设备的大型化与操作条件的复杂化，使得对其内部流动的分析很难采用试验测量的方法进行分析。如：煤粉锅炉内煤粉分布情况的研究对于预报和预防煤粉结渣等严重事故具有非常重要的意义。但是，由于实际锅炉内尺寸较大以及温度较高，很难实施测量方案。因此，对其进行数值预报就具有非常大的实际意义，即采用数值方法研究其内部的气固两相流动情况，从而得到煤粉颗粒的分布情况以及其它有用参数。

在很多气固两相流动数值计算中，两相间的相互作用是控制流体流动的主要因素。一般情况下，该相互作用主要体现为两相间受力的关系，诸如气固曳力、Magnus 升力、Saffman 升力、Basset 力，等等。因此，毫无疑问，对这些受力的准确描述可有效提高数值预报的准确度。目前，对这些作用力的研究主要采用实验研究与理论分析的形式进行。但是，采用实验方法测量颗粒的受力在现有的条件下是非常困难的，需要有较高分辨率的测量仪器才可能测准颗粒所受到的较小的作用力。也就是说，实验方法研究中测量精度是很难保证的。随着计算流体力学学科的发展，数值计算方法在一些领域内已经可以替代现有的实验测量。以颗粒受力问题为例。通过计算不同工况条件下的流体绕颗粒流动问题，就可以通过积分颗粒表面的粘性力与压力获得颗粒的受力情况。

本研究得到国家重点基础研究专项经费资助 (No. G19990222)

本文采用目前比较流行的 CFD 计算软件 FLUENT 并以此作为颗粒受力的“测量”仪器研究复杂条件下气固两相流动中颗粒受力的规律，其中主要考察颗粒所受到的曳力、颗粒旋转所产生的 Magnus 力以及来流剪切条件下颗粒所受到的 Saffman 力。

2、 数值计算

由于很多实际工业问题中颗粒的尺寸都比较小，因此本文计算中取颗粒的雷诺数 ($Re=U_{\infty}D\rho/\mu$ ，其中， U_{∞} 为来流平均速度， D 为颗粒直径， μ 为流体粘性系数以及 ρ 为流体密度) 均小于 100。以煤粉炉内颗粒为例：颗粒平均粒径为 $80\mu\text{m}$ ，流体速度量级为 10 m/s 左右。一般情况下， Re 均小于 100。在此条件下，当不考虑来流湍流对颗粒受力的影响时，该过程的控制方程为：

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{U} &= 0 \\ \nabla \cdot (\rho \vec{U} \vec{U}) &= -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{U} \end{aligned} \tag{1}$$

本文对颗粒所受到的三种常见的作用力进行了数值计算：曳力、Magnus 升力、Saffman 升力。对于不同的作用力计算域选取如图 1 所示。

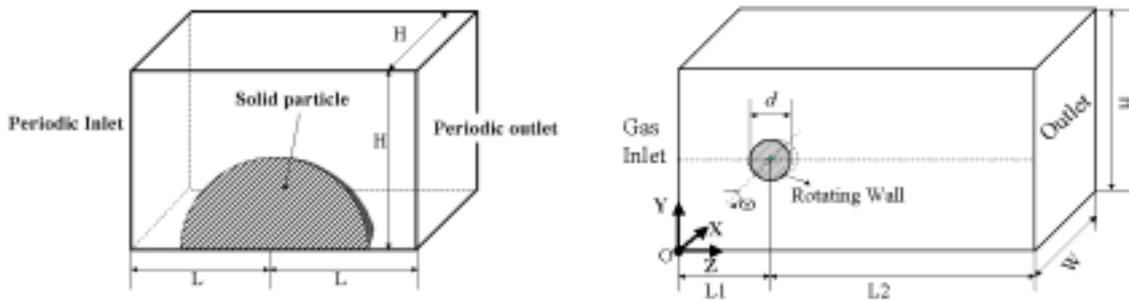


图 1 - a 多颗粒系统中单颗粒受力数值分析中所采用的计算域及边界条件

图 1 - b 单颗粒 Magnus 力数值分析中所采用的计算域及边界条件

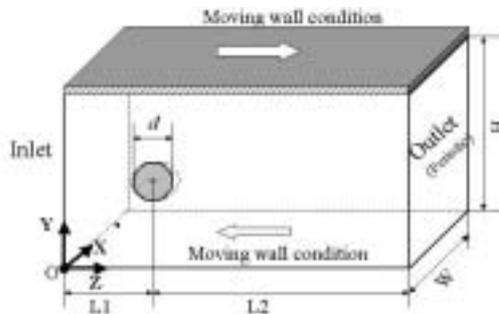


图 1 - c 单颗粒 Saffman 力数值分析中所采用的计算域及边界条件

对控制方程(1)采用 FLUENT 软件进行计算。空间离散采用 GAMBIT 进行, 并采用非结构化网格(四面体网格)。图 2 给出了其中对曳力进行计算时采用的网格。网格尺寸最小为 $5\mu\text{m}$, 最大为 $20\mu\text{m}$ 。为减小计算误差, 计算中平均网格数目取为 500,000, 并且采用了双精度以减小计算中的截断误差。在 PIII500 微机上计算时间平均为 30 小时。

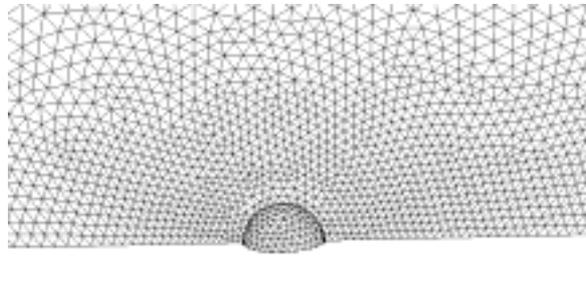


图 2 颗粒附近非结构化网格分布

颗粒受力可以直接通过 FLUENT 软件所提供的固壁表面压力与粘性力在不同方向上的积分获得。

3、 结果分析

通过 FLUENT 计算, 本文得到了各种因素对颗粒所受到的曳力、Magnus 力以及 Saffman 力影响规律。

图 3 给出了单个颗粒所受到的曳力计算结果与标准曳力曲线的对比。可以看到: 采用 FLUENT 软件完全可以得到准确的计算结果, 完全可以作为一种有效的手段对颗粒的受力进行研究。图 4 给出了在均匀分布的多颗粒系统中, Re 和颗粒孔隙率 ϵ_p 对颗粒曳力的影响。本文计算修正了长期以来一直被广泛采用的文献[4]中所得到的曳力关系。

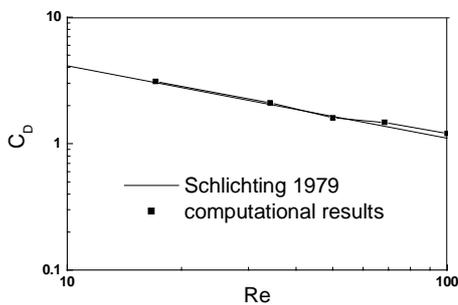


图 3 单颗粒曳力计算结果与标准曲线对比

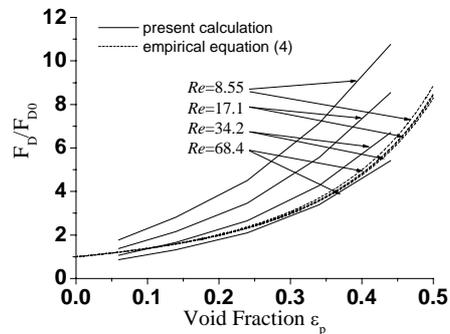


图 4 多颗粒系统中颗粒曳力计算结果

颗粒所受到的 Magnus 力规律也是目前气固两相流动研究中没有解决的一个问题。主要原因在于该作用力量级非常小，很难测得。通过采用 FLUENT 软件对流经旋转球形固体壁面流体的计算，本文得到了该作用力的结果，如图 5 所示。图 6 给出了本文计算结果与文献 [5] 实验结果的对比：实验数据比较分散，但总体上两者符合较好。

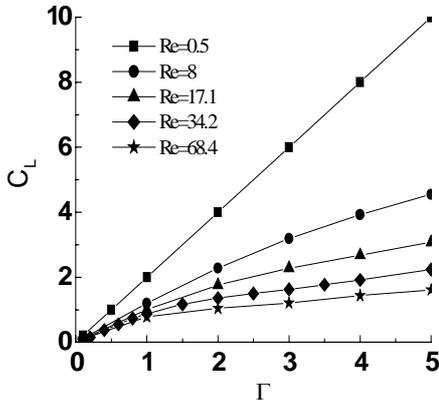


图 5 Re 以及颗粒转速 Γ 对 Magnus 力的影响

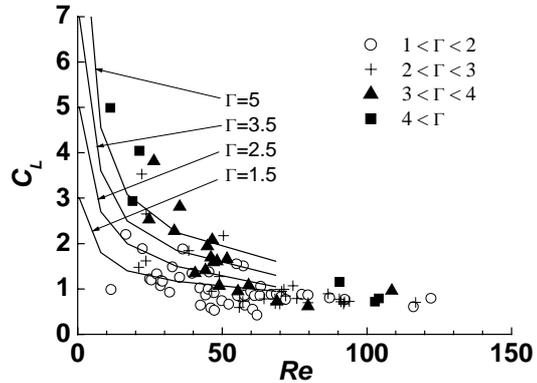


图 6 计算结果与实验结果（离散点）比较

图 7 给出了采用 FLUENT 软件对颗粒所受到的 Saffman 力的计算结果。以往气固两相流动计算中，大多采用 $Re \ll 1$ 情况下所得到的 Saffman 力规律进行计算。而本文的计算结果显示：随着 Re 的升高，Saffman 力是逐渐降低的，并且在 $Re=80$ 附近，该作用力的方向都发生了变化。该结论对于数值预报气固两相流动问题具有很重要的作用，纠正了人们对该作用力的认识。

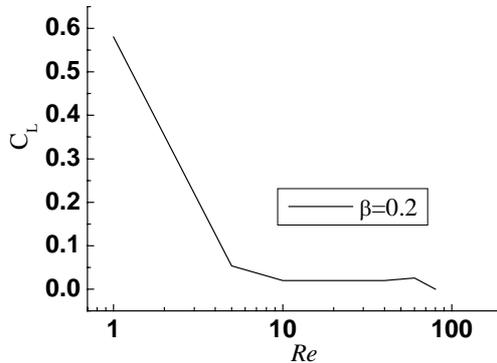


图 7 颗粒所受到的 Saffman 力计算结果

4、 结论

FLUENT 软件作为一种强有力的流体分析软件被用于研究气固两相流动中颗粒受力规律中，可以得到目前实验技术无法得到的“测量”结果。本文以该“测量”技术为手段，研究了不同情况下颗粒所受到的曳力、Magnus 升力、Saffman 升力。为深入准确分析与预报实际工业过程中的气固两相流动问题奠定了基础。同时，通过本文的研究也说明了 FLUENT 软件在基础研究中起到很大的作用。

参考文献

- [1] 由长福，祁海鹰，徐旭常. 煤粉颗粒所受 Magnus 力的数值模拟. 工程热物理学报, 2001, 22(5): 625-628
- [2] 由长福，祁海鹰，徐旭常. 稠密气固两相流动中单颗粒所受气动力的数值模拟. 工程热物理学报, 2002, 23(1): 103-106
- [3] 由长福，祁海鹰，徐旭常. 小雷诺数下颗粒所受 Saffman 力的研究. 工程热物理学会第十届年会多相流分会论文集，2001
- [4] Felice, R.D.: The voidage function for fluid-particle interaction systems. Int.J.Multiphase Flow, 1994, 20(1):153-159
- [5] Oesterle, B., Bui Dinh, T., Experiments on the lift of a spinning sphere in a range of intermediate Reynolds numbers, Experiments in Fluids, 1998, 25:16-22

液固环流反应器内流动状况的数值模拟

汪洋 高金森 徐春明 林世雄

(石油大学重质油加工国家重点实验室, 北京, 102249)

摘要: 本文用 Fluent 软件对液固环流反应器的流动状况进行了数值模拟, 得到了反应器内的液体、固体流速和固相组分浓度分布等详细情况, 并将模拟计算值和实验值进行了比较, 这为进一步对液固环流反应器进行模拟研究和为液固环流反应器的设计、操作提供有用的参考信息。

关键词: 液固环流反应器 数值模拟

前言

环流反应器因具有结构简单、流型规整、相分散效果良好、相对低的功耗及多相传递特性等优点而广泛应用于化学工业、生物及环境化学领域^[1,2]。目前对于传统的气升式环流反应器的比较系统、深入^[3,4], 而对于液固环流反应器的研究较少。本文利用 Fluent 软件对液固环流反应器内的流动状况进行数值模拟, 并和实验值进行比较, 为液固环流反应器的深入研究提供有用的参考信息。

1 模拟对象

本文的模拟对象为本实验室自行设计、建造的液固环流反应器冷态装置。其主要结构参数和实验主要操在条件如表 1 所示, 其流程图如图 1 所示。

表 1 反应器主要结构参数和实验操作条件

参数名称/单位	数值	参数名称/单位	数值
反应器高度/mm	1250	操作温度	常温
反应器直径/mm	192	操作压力	常压
导流筒高度/mm	95	辅助流化液流量/L/h	220
导流筒直径/mm	80	主流化液流量/L/h	500
喷嘴直径/mm	5	固体颗粒加入量/g	2500
固体颗粒密度/kg/m ³	2460	固体颗粒平均直径/mm	0.175

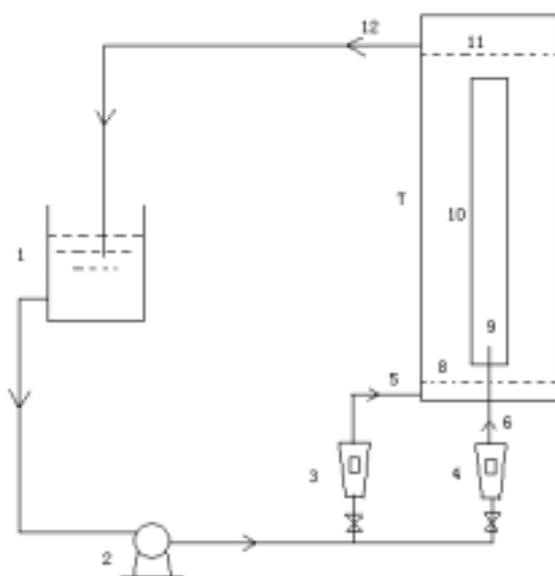


图 1 实验装置流程图

1 储槽 2 泵 3、4 转子流量计 5 辅助流化液入口 6 主流化液入口 7 反应器 8 分布板
9 喷嘴 10 导流筒 11 液固分离器 12 液体出口

储槽中的水通过泵经两路进入反应器，其中一路为辅助流化液，从反应器底部进入反应器，通过分布板起辅助流化作用。另一路为主流化液，深入导流筒底部，通过喷嘴喷射形成的卷吸作用带动固体颗粒向上运动。至反应器顶部，通过液固分离装置，液体流出反应器，固体回落到环隙中，在重力及环流液体的带动下回到反应器底部。

2 数学模型与计算方法

在 GAMBIT 2 上采用结构化网格技术对研究对象进行网格划分，对喷嘴附近的网格进行加密，最终网格数为 2884 个。采用 FLUENT 6 对液固环流反应器数学模型进行数值求解。

液固两相流的模型选用 Eulerian 模型，湍流模型选用标准的 k-ε 双方程模型。采用 SIMPLE 算法求解压力 - 速度耦合，动量、能量、组分、湍动能和湍流耗散率的离散格式均取一阶迎风差分格式；壁面附近采用标准壁面函数方法处理。

3 计算结果与分析

在研究过程中，首先对模拟计算的结果进行环流反应器内的流动状况进行分

析，而后将模拟计算值和实验值进行比较

图 2、3、4 分别显示了反应器内静压、液体速度、固体速度的分布情况。

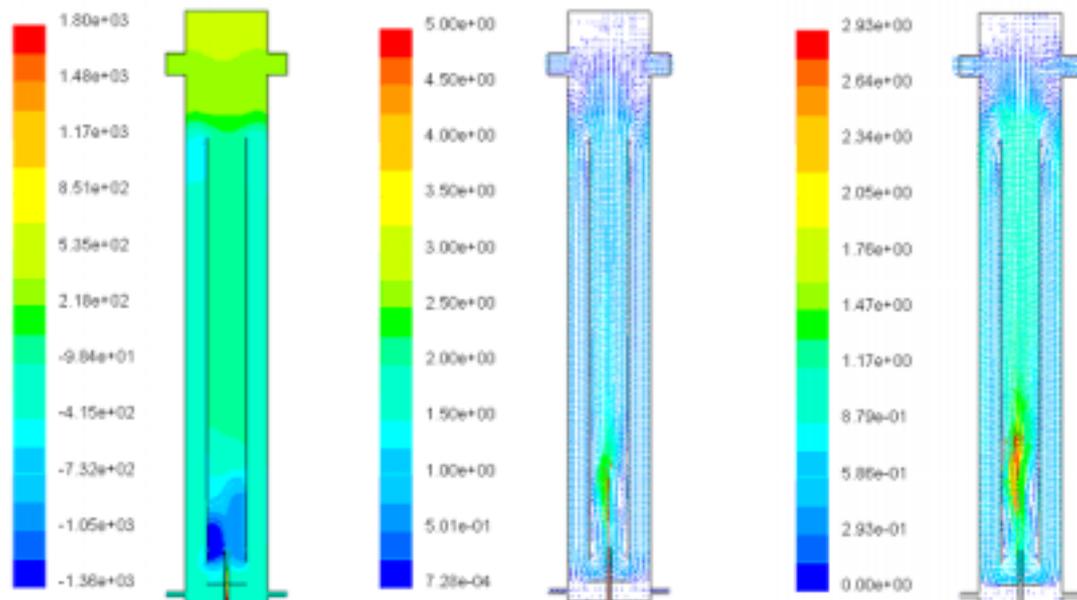


图 2 压力分布图

图 3 液体速度分布图

图 4 固体速度分布图

从图 2、3、4 中可以看出，由于在喷嘴处液体的喷射作用，所以液体和固体的最大速度都处于喷嘴附近。同时由喷嘴产生的液体喷射作用使得在喷嘴附近形成一个负压区，反应器固体颗粒在负压的带动下被吸入导流筒中，和喷射液体混合，液固混合物受液体推动力的影响沿导流筒向上运动。出导流筒后，部分液固混合物由出口处流出反应器；部分液固混合物由于重力的作用沿环隙向下流动。由此实现了液体在反应器内的环流流动。

由以上分析可见，通过数值模拟的方法，能较好的反映出液固环流反应器内的宏观流动状况，和实验中观察得到的反应器内的流动状况是一致的。说明前述数学模型的选取是较准确的，计算方法是可行的。

图 5 显示了在导流筒内不同的流动区域中，固体流动速度的分布情况。

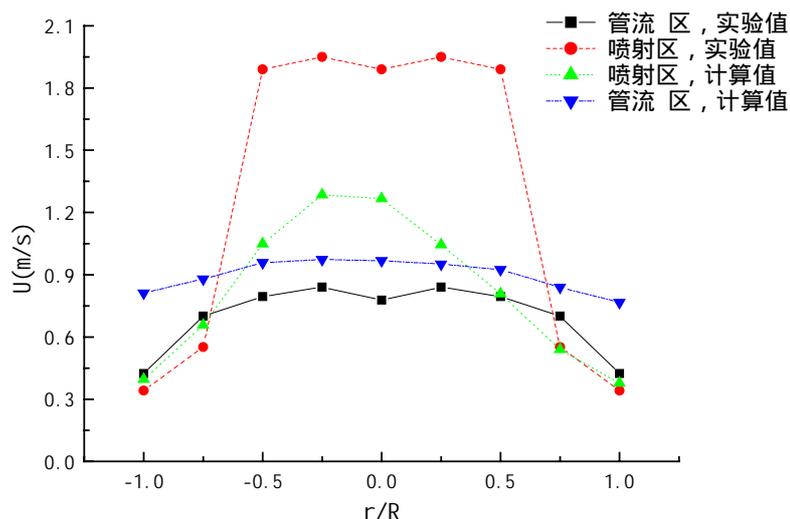


图 5 导流筒内固体速度的分布

从图 5 中可以看出，计算值和实验值相差较大。但实验值和计算值不论在管流区还是在喷射区，其固体速度的分布形式都差不多，都呈现出管中心处的流速比边壁处大的趋势。但实验值在导流筒中心处有一个局部最小值，计算值中并没反映出这一趋势。这说明，Fluent 所提供的数学模型在模拟计算液固环流反应器内流体流动状况时是可以使用的，但对特定的对象需要对所用的数学模型进行修正。

图 6 和图 7 显示了在反应器中不同流动区域内固体相含率的分布情况，其中图 6 是实验值，图 7 是计算值。

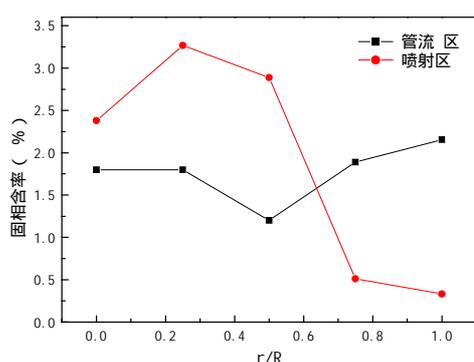


图 6 导流筒内固含率的分布（实验值）

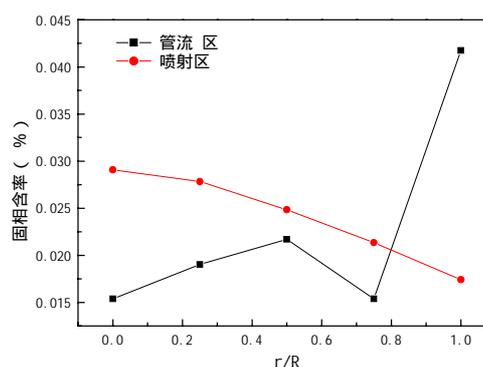


图 7 导流筒内固含率的分布（计算值）

从图 6、7 中可以看出，实验值和计算值相差很大，几乎是相差了两个数量级。对管流区而言，其固含率分布的形式差别不大；但对喷射区而言，其固含率分布的形式差别很大。其原因在于，在实验中，由于在出口处设置了筛网，使得固体颗粒不能随着液体流出，固体颗粒在反应器内的量是不变的；而在计算中时，由于在出口处未设置相应的筛网结构，以至于在计算过程中，固体颗粒随流

体的流动从出口处离开了反应器,固体颗粒在反应器内的量是不断减少的。因此,在进一步的计算中,需要在出口处增加一个类似筛网的结构,使固体颗粒不随液体流出反应器。

4 结论

本文用 Fluent 软件对液固环流反应器内的流动状况进行了数值模拟,得到了反应器内静压力、液体流速、固体流速和固相相含率分布等详细情况,并将计算值和实验值进行了比较。说明用 Fluent 软件可以较好的模拟反应器内液固流动状况,但对特定的对象还需对所提供的数学模型进行必要的修正,使利用该软件对液固环流反应器内流体流动的模拟所得出的计算值和实验值相符。

参考文献

- [1] Blenke H, Advanced Biochemical Engineering[J],1979,13:121~131
- [2] 范镇,高峰,鲁波等,化学反应工程与工艺[J],1985,11(1~2):70~89
- [3] 卢泽民,吴守一,朱金华,江苏理工大学学报[J],1999,20(1):8~11
- [4] Smith B. C.,Skjmore D. R.,Biotech Bioeng, 1990,35:483~491

大型气体分布器初始分布的流场可视性研究

周海鹰^[1], 李鑫钢^[1,2], 张吕鸿^[1,2]

(天津大学化工学院化工研究所^[1] 天津 300072)

(精馏技术国家工程研究中心^[2] 天津 300072)

[国家九五攻关项目-超大型填料塔技术改进]

摘要 针对的填料塔双切向气体分布器的初始分布,在现有的经验参数基础上,我们利用商业计算软件 FLUENT 对特定条件下对塔内气体的流场进行数值模拟计算,所得结果基本符合实验情况。

关键词 双切向气体分布器;数值模拟;分布性能

1 前言

随着高空隙率、低阻力的各种新形填料日益广泛的应用于大直径、浅填料层的精馏塔,塔内气体的均匀分布问题已逐渐引起研究人员的重视。而在炼油、化工行业中大型精馏塔进口气流的初始分布、液沫夹带等性能,对精馏塔的分离效率和产品质量、收率都有重大的影响。

目前,国内大型气体分布器的研究和开发,还处于摸索和起步阶段,很多性能优良的分器都是从国外专利中,模仿和借鉴出来的,具体关键设计数据还属保密资料,自己开发出来的分器都是从需求出发,凭经验设计出来的,大型分布器的制造和性能测试都得需要大量的人力和物力。

为了设计出性能优越的气体分布器,就必须了解其中的气液运动规律,探索其合理结构,构想出最佳均布性能的分器内部布局。现在,我们可以借助专业流体计算软件 FLUENT 5.5 的对分器进行气体初始分布模拟,直接改变结构设计来优化分布性能,为以后的分器优化设计提供一条既节省大量财力又具说服力的便捷之径。

一般来说,定量的衡量一种分器的参数主要看均布性能,雾沫夹带量以及压降大小的情况。清华大学的潘国昌⁽¹⁾曾经对经常用的几种气体分器在直径为 800mm 的模型塔进行过对比试验。结果表明,双切向环流式和轴径向式两种在不均匀度和压降的对比中,互有长短,而在总体上又比其他分器要好的多。值得提出的是,这七种气体分器的对比是在小塔里进行的,而在塔器日益大型化的过程中,这种对比就不一定能反映出真实情况,这个时候的对比实验是很难进行的。而用计算流体力学模拟流场的研究,国内还较少,张吕鸿⁽²⁾曾用有限元数值方法模拟过轴径向式气体分器的流场,但只还是二维的计算,没涉及立体三维的模拟。

所以,本次模拟研究就是在大型塔(D6400mm)中通过考察三维立体双切向环流式气体分器的速度流场,来试图了解气体在经过分器的过程中的流动规律。

2 建立模型和数值计算

模拟对象为一个装有双切向分器的简化分离塔内的气体流动过程,图 1、图 2 分别是计算域网格和分器外观。其中,塔径为 6.4m,分器内径为 2.5m,入口直径为 1.295m。进口速度为 40m/s 的空气,在经过分器分散后,向上发展为比较充分的湍流出口,分器的挡液板近似为直角挡板,以便生成网格质量较高。计算域体积为 340.27m³,最小网格体积为 4.219 × 10⁻⁶ m³,最大网格体积为 1.538 × 10⁻² m³,共生成 10.8801 个混合网格。网格采用 GAMBIT1.3 软件生成。

由于气体流动的雷诺数较大(可达到 80,000),本次计算是采用单相湍流模型,我们选择

第一作者:周海鹰,男,26岁,硕士研究生

First author: ZHOU Haiying E-mail: eaglejoan@sina.com

联系人:李鑫钢,男,41岁,教授。

Corresponding author: LI Xingang E-mail: xingli@tju.edu.cn

(RNG) $k-\epsilon$ 双方程湍流模型封闭雷诺时均方程，此方程能较好的模拟曲率较高的回流区流动，壁面区域我们采用标准壁函数。

模拟采用定常稳态运算，对流项采用一阶迎风格式便于计算，PISO 算法来耦合压力速度，加快收敛速度，节省运算量。选用 FLUENT5.5 软件经奔腾 4 处理器迭代 2500 次收敛。



图 1. 计算网格轮廓

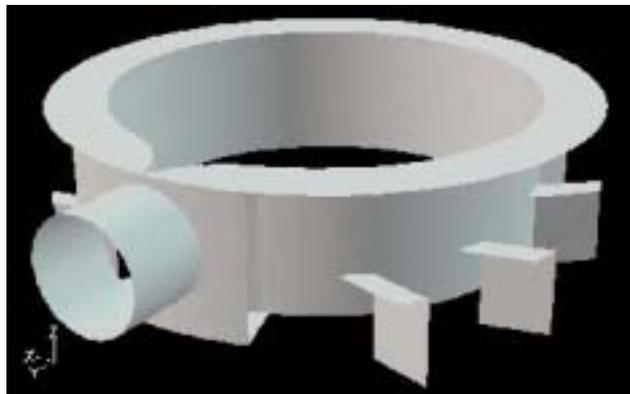


图 2. 分布器轮廓

3. 结果与分析

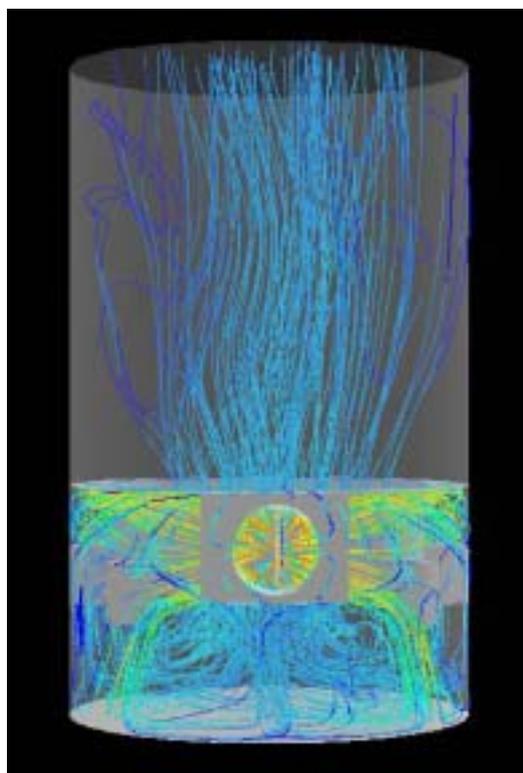
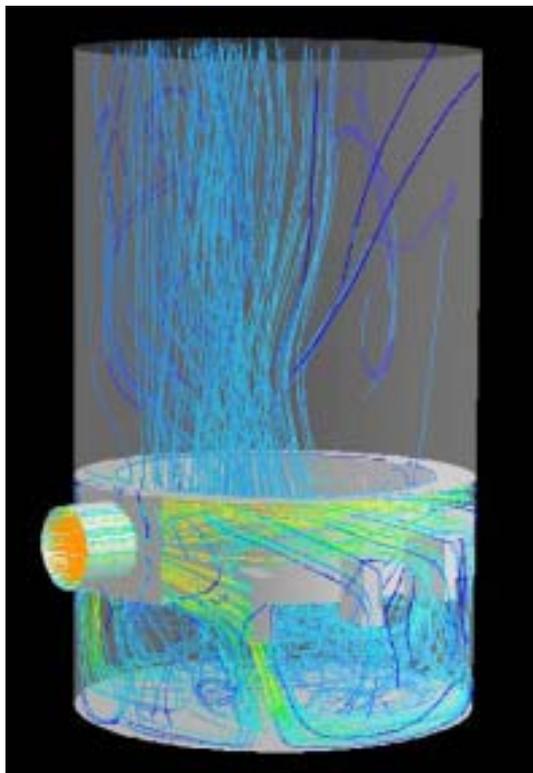


图 3. 分布器流动跟踪图

图 4. 分布器流动跟踪图

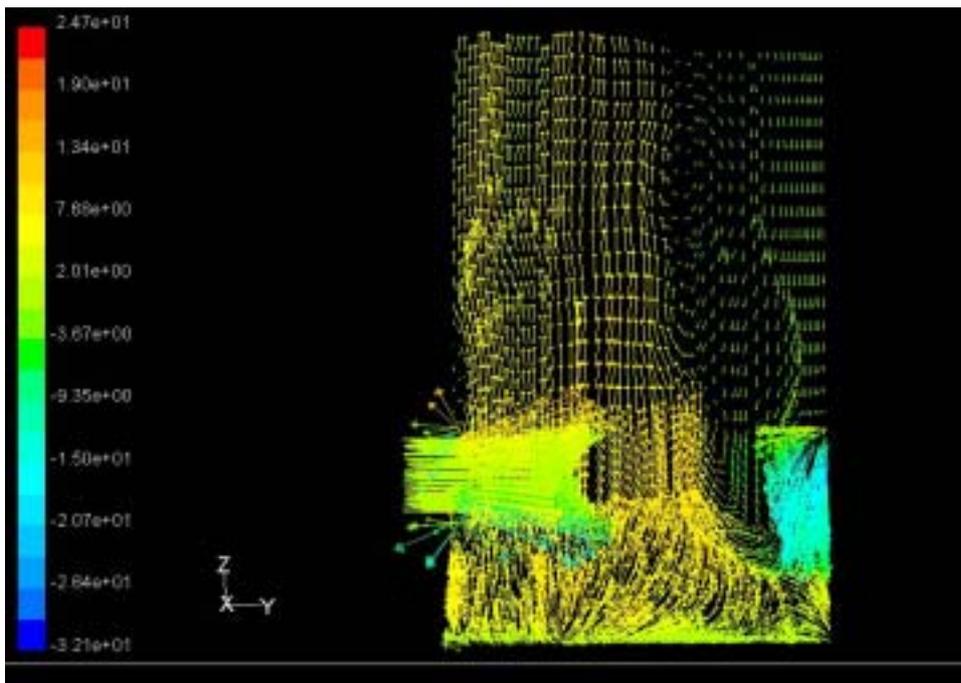


图 5. 沿入口剖面气体速度矢量图

通过观察图 3，图 4 可以发现，气体经过分布器向下、又折返向上的过程，并不是从塔中央顺利向上发展，而是从与入口相对的方向从底部向入口方向流动，从而造成在分布器上端一段空间形成较大向下回流（如图 5 所示），大大影响了气体的均匀分布，使得在分布器上方的局部速度增大，而在远离入口方向的区域速度偏低，甚至向下回流。究其原因，应该是由于第一块挡液板阻挡的气体量大，较大的 y 向速度分量的气体沿着环形塔内壁流到对面，相互混合撞击，再折返向上流动，大量的这种流动就影响了整个塔底的流场，造成如图 3、4 所示的对向流，这样通过描绘塔内的流场分布，加深了人们对分布器效果的认识，对优化分布器的结构设计很有指导作用。

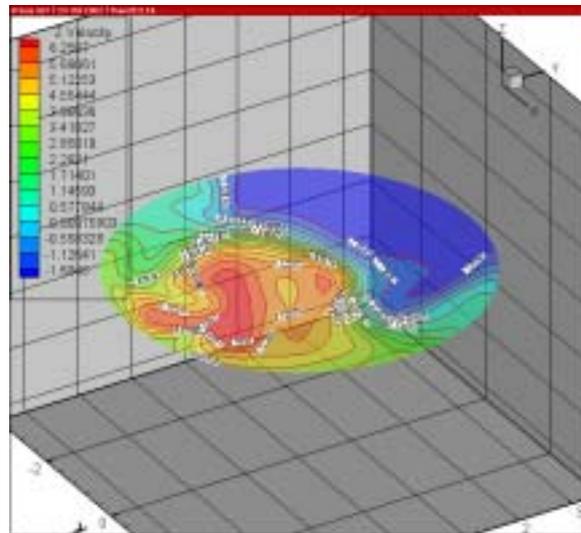


图 6. 分布器 above 2.1m 气速分布图

从图 6、7、8 的流场比较可以看出，由于湍流的发展，气速的最大值从下到上逐渐变小，但是速度剧烈区都集中靠近入口端，而对面都是回流区速度很小，甚至为负，这都是我们在模拟前没有想到的；但是由于流动的发展，不同截面的速度分布接近区明显扩大了，均匀性好多了(如表 1 所示)。

表 1. 截面流动均布性能比较

	Above2.1m	Above3.1m	Above4.1m	平均值
截面气速 m/s	1.3841	1.4701	1.5317	1.63
不均匀度%	15	9.8	6.03	

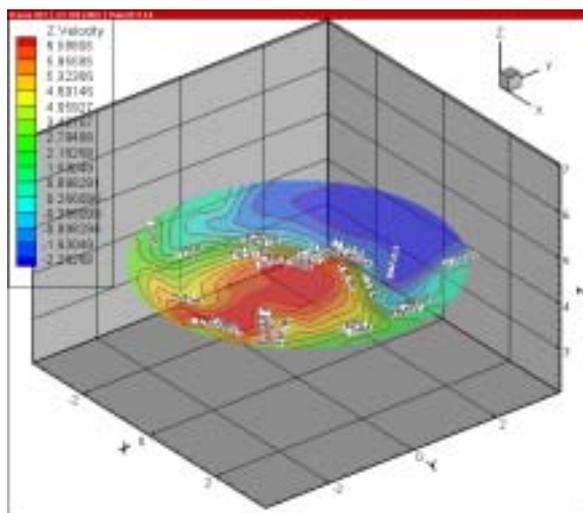


图 7.分布器 above 3.1m 气速分布图

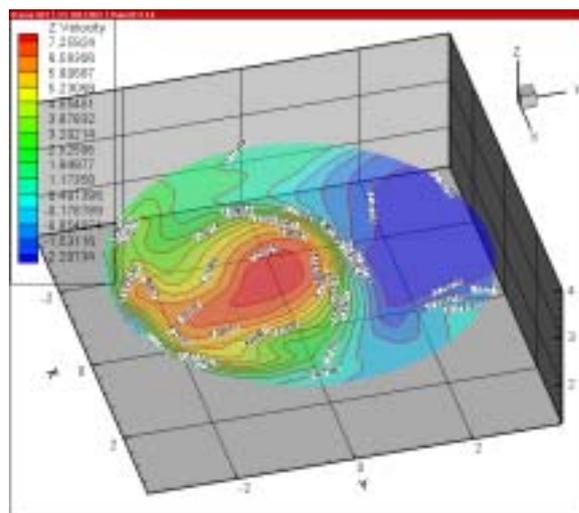


图 8.分布器 above 4.1m 气速分布图

综上所述,通过对填料塔内的气体分布器的流场分析,我们得出了与实际情况相符合的结果,如湍流发展越充分,分布性能越好;同时也发现了意料之外的现象,如塔底的气体流动,塔内的气体流动趋势,而且这种流动大大影响了气体分布情况,这都是我们在设计分布器是要着重改善优化的地方。由此可见,计算流体力学在经过软件 FLUENT 的广泛应用与推广,更加促进了人们对具体环境下的流体流动的认识。

参考文献

- (1) 潘国昌等 “填料塔进料气体分布研究” 化工工程 1998,26(1).-6-11,24
- (2) 张吕鸿, 范毓润等 “填料塔轴径向气体分布器气体流场的数值模拟” 天津大学学报 2001,034(005).-623-627

H₂ 燃料在超音速气流中燃烧性能数值模拟

武渊 田维平 乐发仁 向阳化工机械公司

(西安 169 信箱, 邮编: 710025, tel:(029)3605232)

摘要 通过对三维、粘性、湍流、有化学反应 Navier-Stokes 方程进行数值计算的方法, 分别对变几何结构及几何结构不变的燃烧室模型进行了计算, 对 H₂ 燃料射流在超音速气流中的燃烧性能, 不同燃料入射角对燃烧性能的影响进行分析研究。

关键词 H₂ 燃料射流 超音速燃烧

The numerical simulation of the hydrogen supersonic combustion

Abstract 3-D, viscous, turbulent, reaction, Navier-Stokes numerical simulations have been performed for studying the fluid dynamic mechanisms of the hydrogen supersonic combustion. The intentions of this paper are to study the performance of lateral hydrogen fuel injection into the supersonic crossflow, and the fuel injection angel to influence the combustion by calculating the different geometry configuration.

Key word hydrogen jet supersonic combustion

1 前言

本文通过数值模拟, 分别对变几何结构及几何结构不变的燃烧室模型进行了计算, 对 H₂ 燃料射流在超音速气流中的燃烧性能, 不同燃料入射角对燃烧性能的影响进行分析研究。

2 模型的建立

2.1 问题的物理描述

H₂ 燃料射流在超音速气流中的燃烧是一个非常复杂的问题, 其中包括的物理现象为:

- (1) 在高度欠膨胀的情况下, 燃料射流沿轴向横截面上将出现涡旋, 涡旋的不规则运动导致气流微团间横向的动量、热量和质量的交换, 从而形成了湍流射流边界层;
- (2) 影响燃前激波的存在与位置的因素很多, 如入口空气 Mach 数 (表征飞行 Mach 数)、燃烧室壁面粗糙度及其水力直径、燃料射流参数等, 在研究中必须一一考虑进去;
- (3) 为三维非定常系统, 包括边界条件、射流与超音速外流的相互干扰、掺混、化学反应、气—固 (或气—液) 两相流、粘性力、壁面条件等影响因素;
- (4) 存在着复杂的激波系。

因此, 对 H₂ 燃料射流在超音速气流中的燃烧流场应定义应包括三维、多相、粘性、湍流、多步多组分化学反应。由于计算机计算能力的限制, 为突出其物理本质, 本文将简化为三维、单相、粘性、湍流、单步不可逆化学反应。其化学反应式为:



2.2 基本几何模型

本文采用的燃烧室模型由隔离段、等截面燃烧段、扩张燃烧段组成，其几何机构如图 2 所示，隔离段尺寸为 220mm × 147.3mm × 32mm，等截面燃烧段尺寸为 96mm × 147.3mm × 38.4mm，扩张燃烧段长 350mm，其上下底面与等截面燃烧段的夹角为 178.3°；共 18 个燃料喷口，等截面燃烧室上下底面各 9 个，对称分布。由于该燃烧室结构对称，故图 1 中只显示 1/4 域。

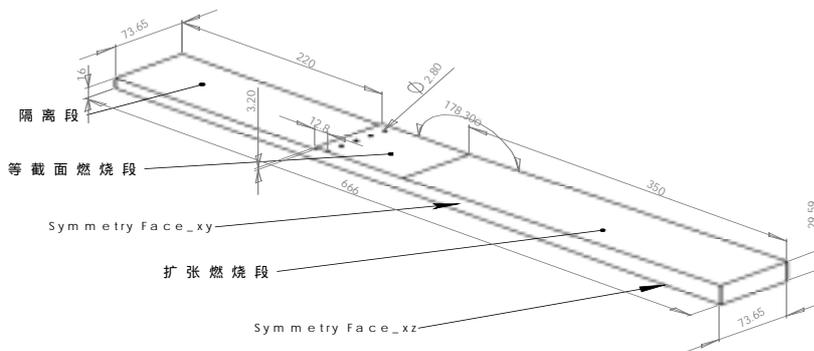


图 1 燃烧室几何结构

2.3 算例边界条件

本文共进行了四个算例，其计算参数分别见表 1~2。

算例 a1 模拟的是飞行高度 25km，飞行 Mach 为 7，燃料入射角（燃料喷口与水平面夹角）为 90° 的条件，在确定燃烧室入口参数时，为使问题简化，未考虑进气道损失，其燃烧室入口参数通过下式确定，见表 1。

$$\frac{p^*}{p} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2)$$

$$\frac{T^*}{T} = 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \quad (3)$$

上式中， p 、 T 为 25km 处标准大气参数，其值分别为 2.5492E+3Pa 与 221.5K。

算例 a2 及 a3 的燃烧室入口参数同算例 a1，燃料入射角分别为 60° 和 30°。

算例 a4 模拟飞行高度 25km，飞行 Mach 为 8，燃料入射角 90° 的条件，a4 燃烧室入口参数见表 2。

表 1 算例 a1 燃烧室入口参数

Z	Air	H ₂
P*(MPa)	10.5339	6.640
P(MPa)	0.6162	3.4955
T*(K)	2392	280
T(K)	1063	191.5
Mach	2.5	1
Mass fraction	0.232 (O ₂)	1

表 2 算例 a4 燃烧室入口参数

Z	Air	H ₂
P*(MPa)	24.9922	6.640
P(MPa)	0.6274	3.4955
T*(K)	3055	280
T(K)	1066	191.5
Mach	3.054	1
Mass	0.232 (O ₂)	1

2.4 燃料注射方案

本文通过表 1 中的燃烧室入口参数及表 3 中的设计变量来确定燃料喷口直径及空间位置分布，以获得最佳燃料注射方案。

表 3 入射燃料设计变量

Z (设计变量)	变量描述	单位
T_j^*	入射燃料总温	K
P_j^*	入射燃料总压	Pa
W/d_j	燃料喷口横向距离	mm
N	喷口数	

2.4.1 空气流量的确定

$$\dot{m}_{air} = \rho AV = \frac{P}{RT} M_a alh = 15.488 \text{ kg/s} \quad (4)$$

2.4.2 燃料喷口直径

(1) 分配给单个燃料喷口的空气流量

$$\dot{m}_a = \frac{\dot{m}_{air}}{N} = 0.8604 \text{ kg/s} \quad (5)$$

(2) 单个喷口燃料流量

$$\dot{m}_f = f \dot{m}_a = 0.02495 \text{ kg/s} \quad (6)$$

(3) 喷口直径

$$d_j = \left(\frac{\sqrt{T_j^*} \dot{m}_f}{P_j^* c} \right)^{1/2} = 2.8 \text{ mm} \quad (7)$$

2.4.3 喷口横向距离

由 w/d_j 可得喷口横向距离为 16mm。

2.5 数学模型

本文计算所用的程序为 Fluent6。Fluent 软件包具有丰富的计算模型，强大的前后处理功能，Old Dominion University 的 M.J.Olynciw 与 T.O.Mohieldin 等人曾运用 Fluent 对超音速燃烧进行过计算，并取得了与 Murakami 的试验相一致的结论（见参考文献 4，AIAA 99-3368），从而证明了 Fluent 在研究超音速燃烧的有效性。

流场的复杂性决定了描述方程的复杂度，本文采用笛卡儿坐标系下的三维 Navier-Stokes 方程对流场进行描述。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{W} \, dV + \oint [\mathbf{F} - \mathbf{G}] \cdot d\mathbf{A} = \int_V \mathbf{H} \, dV \tag{8}$$

上式中 W、F、G 分别为

$$\mathbf{W} = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{Bmatrix}, \mathbf{F} = \begin{Bmatrix} \rho v \\ \rho v u + p \hat{i} \\ \rho v v + p \hat{j} \\ \rho v w + p \hat{k} \\ \rho v E + p v \end{Bmatrix}, \mathbf{G} = \begin{Bmatrix} 0 \\ \tau_{xi} \\ \tau_{yi} \\ \tau_{zi} \\ \tau_{ij} v_j + q \end{Bmatrix} \tag{9}$$

H 包括了彻体力及能量等源项，ρ、u、v、w、p 分别为流体密度、速度、压强，τ 为粘性应力张量，E 为单位流体能量，q 为热流量。

在数值计算中，为提高收敛性及计算精度，采用了全隐、耦合的迎风格式。湍流模型为 K-ε 二方程模型。

由于流场为大 Re 数，其化学反应由 Arrhenius 定律与湍流共同控制，故选用的化学反应模型为 Finite-rate/Eddy-Dissipation。反应的活化能为 2.4182E+8J/(kg·mol)。

2.5 计算域网格划分

由于流场的复杂性，为更好的捕捉激波，采用 Gambit 中的非结构网格对计算域进行划分。

本文所采用的模型具有几何及物理流场的对称性，故仅需计算 1/4 的区域，这样可减少计算节点数，加快计算收敛速度，计算域网格划分见图 2。

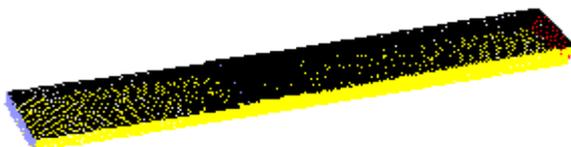


图 2 计算域

3 计算结果与分析

计算结果分别见图 3~图 12。

3.1 燃料入射角及飞行 Mach 数对燃烧室工作模态的影响

3.1.1 不同燃料入射角对燃烧室工作模态的影响

图 3~图 5 分别显示了算例 a1、a2、a3 的 Mach 数分布及其局部放大图。分析图 3 可知，a1 的隔离段 0.2m 处产生一正激波，该正激波使等截面燃烧段内全部气流处于亚音速状态，直到扩张燃烧段 0.41m 处方才转为超音速状态，即 a1 为亚燃状态。

分析图 4 可知，a2 隔离段内的正激波已移至隔离段出口附近，虽然等截面燃烧段内大部分气流仍处于亚音速状态，但轴线附近气流 Mach 数增加，并有部分气流转为超音速状态，超音速区域为近锥型，锥前端位于等截面燃烧段内 0.29m 处。分析图 5 可知，a3 等截面燃烧段内高 Mach 数气流区域进一步扩大。由此

可知，a2、a3 处于亚燃到超燃的过度状态。

根据初始条件，算例 a1、a2、a3 的燃料入射角分别为 90⁰，60⁰，30⁰，其余计算条件相同，故而可知，减小燃料入射角，可以将亚燃——超燃模态转换临界值降低，对其原因可做如下解释：

决定燃烧室工作模态的本质是燃烧室内气流的换热。可以将等截面燃烧段简化为一热管，当入口处超音速气流流量小于某一值时，等截面燃烧段内气流加热量将超过临界加热量，气流发生热壅塞（形成一热力喉）。热壅塞导致等截面燃烧段入口处形成一激波，以减小入口气流速度，适应流量的要求。具体激波的强度与燃烧室结构、燃料和空气量之比有关。确定热力喉径可近似通过式(10)及瑞利线分析得到。

$$\frac{dM}{dx} = M \left[\frac{1 + \frac{k-1}{2} M^2}{1 - M^2} \right] \left\{ -\frac{1}{A} \frac{dA}{dx} + \frac{1 + kM^2}{2} \frac{1}{T_t} \frac{dT_t}{dx} \right\} \quad (10)$$

减小燃料入射角实质上就是增大热力喉径，从而缓解燃烧室内热壅塞情况，减小了亚燃——超燃模态转换临界值。

3.1.2 飞行 Mach 数对燃烧室工作模态的影响

对图 6 分析可知，在 a4 的隔离段内无激波产生，在等截面燃烧段内，除壁面附近的气流为亚音速外，其余气流均为超音速状态，即 a4 工作于超音速模态。通过与 a1、a2、a3 的对比，可知提高飞行 Mach，可使燃烧室由亚燃模态转换为超燃工作模态。

提高飞行 Mach 可使模态转换的原因与 3.1.1 中的分析类似，在热管换热中，对于给定的入口气流总温及热管加热量，超音速入口气流存在一最小 Mach 数。当入口气流 Mach 数小于此临界值时，热管内气流为亚音速；当入口气流 Mach 数大于此临界值时，热管内气流为超音速。

3.2 隔离段的作用

由图 3~图 5 分析知，当燃烧室处于亚燃状态时，隔离段起到了容纳激波，避免激波进入进气道的作用。隔离段之所以有此作用，是因为隔离段是一摩擦管。工程上，隔离段内激波的位置可由式(11)得到。

$$\left(\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda_2^2} \right) - \ln \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} = \frac{8k}{k+1} f \left(\frac{L}{D} \right) \quad (11)$$

由于隔离段是一摩擦管，故在隔离段的设计中必须按以下原则：在保证隔离段长度足够容纳设计状态所产生的激波的情况下，隔离段应满足 $f \frac{L}{D} < f \frac{L_{\max}}{D}$ ，使隔离段中不产生摩擦壅塞。

3.3 燃料入射角对燃烧室性能的影响

分析图 7 可知，当燃料入射角减小时，燃烧室中燃料射流长度增加，这表明 H₂ 在空气流中的扩散及反应速度下降。分析图 8 可知，减小燃料入射角，可有限减小总压损失。同时，在数值计算的过程中发现，a3 收敛的比较困难，这可能反映了当燃料入射角比较小时，燃料射流火焰不稳定的物理现象。

3.4 飞行 Mach 数对燃烧室性能的影响

分析图 7 可知，随着飞行 Mach 数的提高，燃烧室中燃料射流长度减小，这表明 H₂ 在空气流中扩散及反应速度增加。其原因为：燃烧室为湍流燃烧，随着飞行 Mach 数的提高，燃烧室气流 Re 数增加，湍流度增大，从而使燃料扩散、反应速度增加。

4 结论

4.1 减小 H₂ 燃料入射角可以降低燃烧室模态转换临界值；减小 H₂ 燃料入射角可减小燃烧室总压损失；减小 H₂ 燃料入射角带来燃料在空气流中的扩散及反应速度下降的负面影响；减小 H₂ 燃料入射角会造成燃烧不稳定的现象，当燃料入射角较小时，应考虑添加火焰稳定器。故在选定燃料入射角时要综合考虑以上几方面的因素。

4.2 提高飞行 Mach 数可提高 H₂ 燃料扩散及反应速度。

4.3 模态转换可通过提高飞行 Mach 数及减小燃料入射角实现。

5 参考文献

- (1) 龙玉珍，弹用超燃冲压发动机关键技术及其实现途径，飞航导弹，北京 31 所，1997 年
- (2) 张振鹏等，固体火箭-冲压组合发动机原理，北京航空学院 403 教研室，1978 年
- (3) 张福祥，火箭燃气射流动力学，国防工业出版社，1988
- (4) Olynciw, M.J., Mohieldin, T.O., McClinton, C.R., and Tivari, S.N., "Effects of scaling on numerical modeling of a transverse jet into supersonic cross flows", AIAA Paper No.99-3368, June 1999.

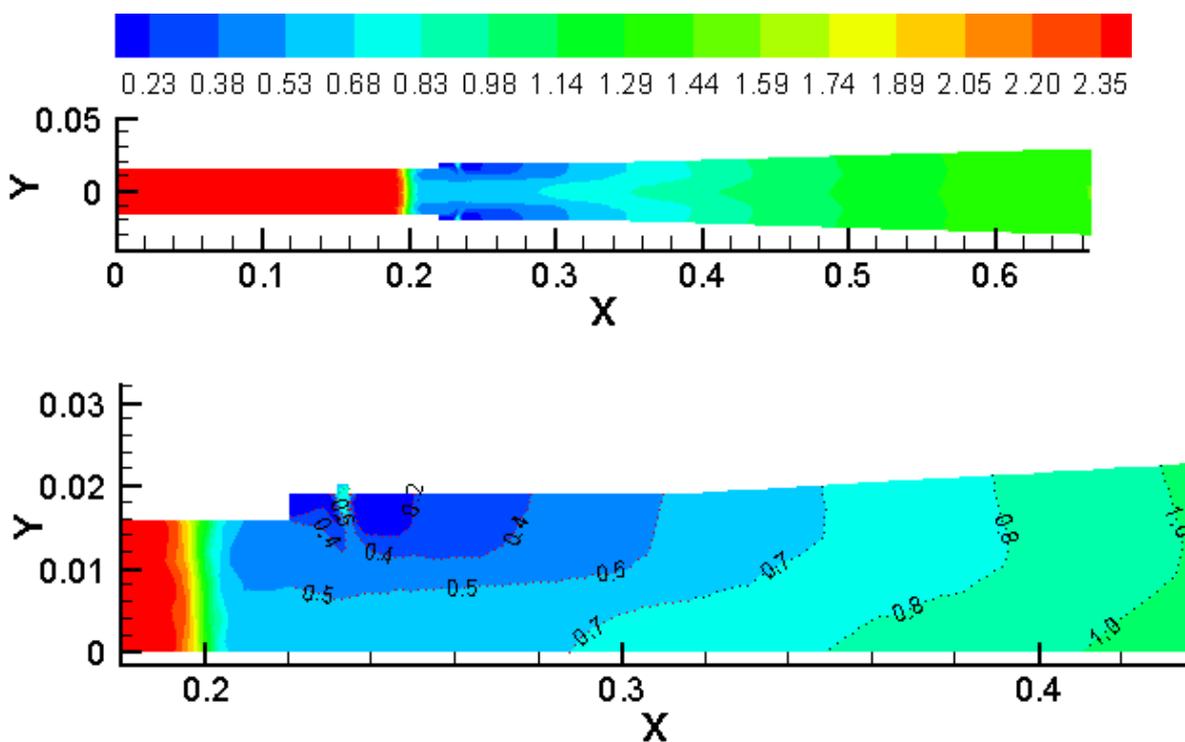


图 3 a1 算例 Mach 数分布

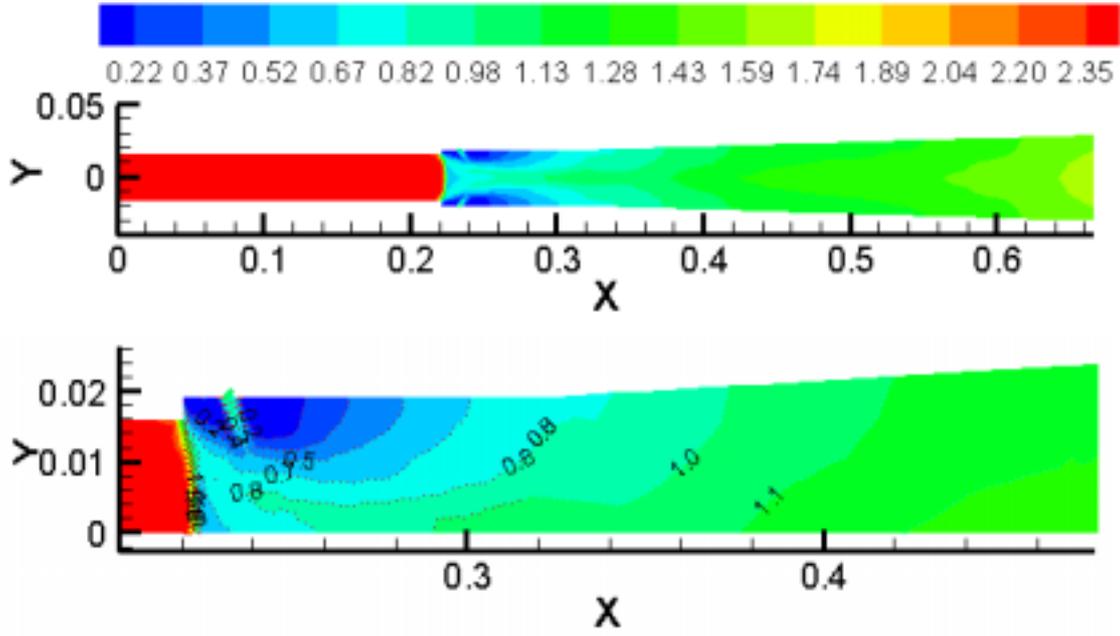


图4 a2 算例 Mach 数分布

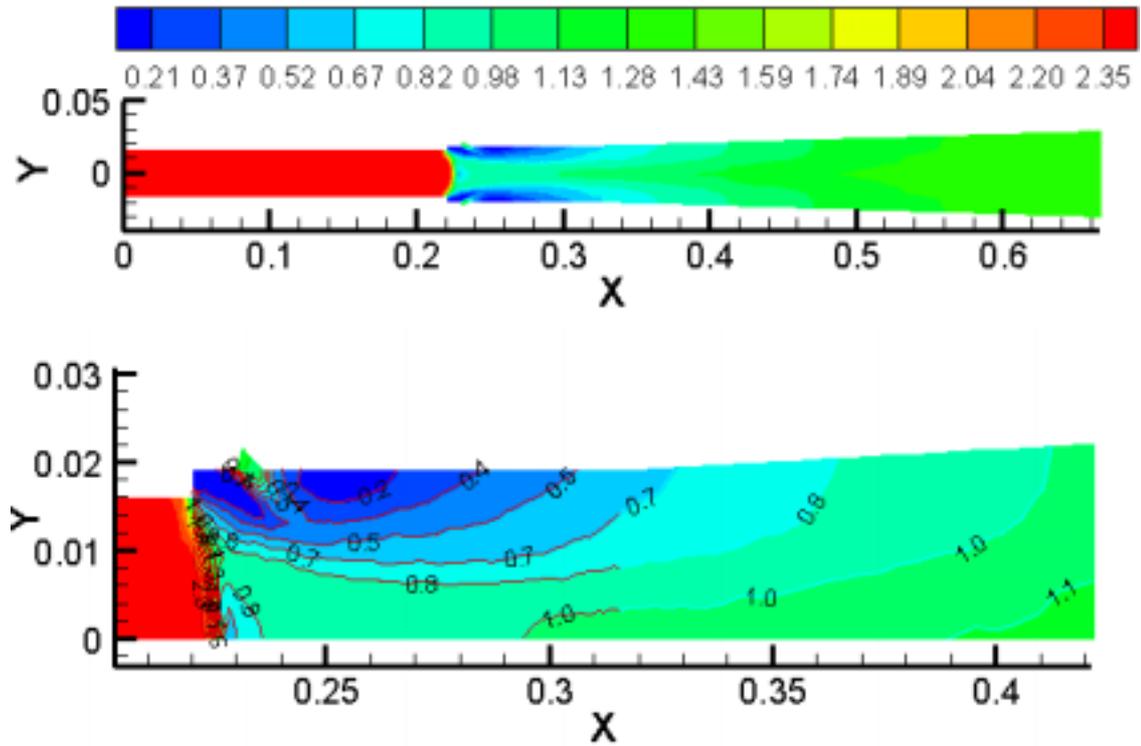


图5 a3 算例 Mach 数分布

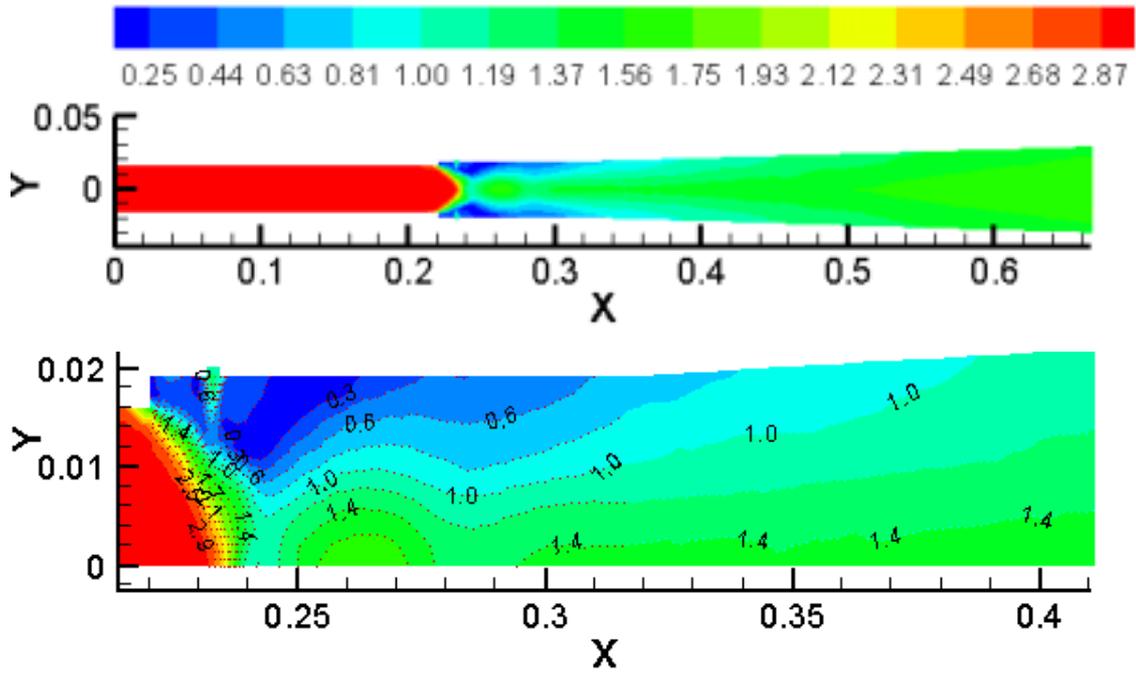


图 6 a4 算例 Mach 数分布

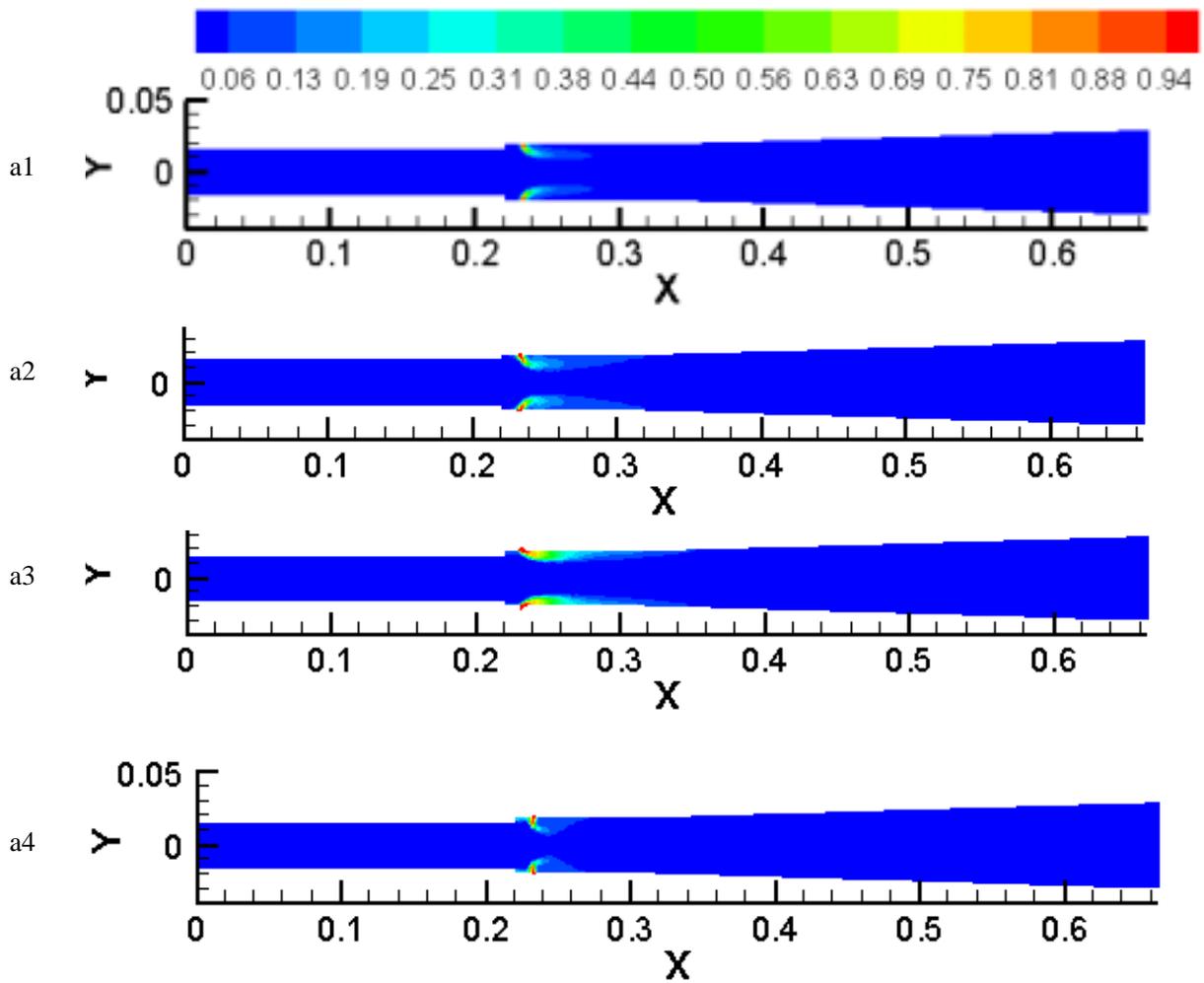


图 7 a1、a2、a3、a4 算例 H₂ 质量分数

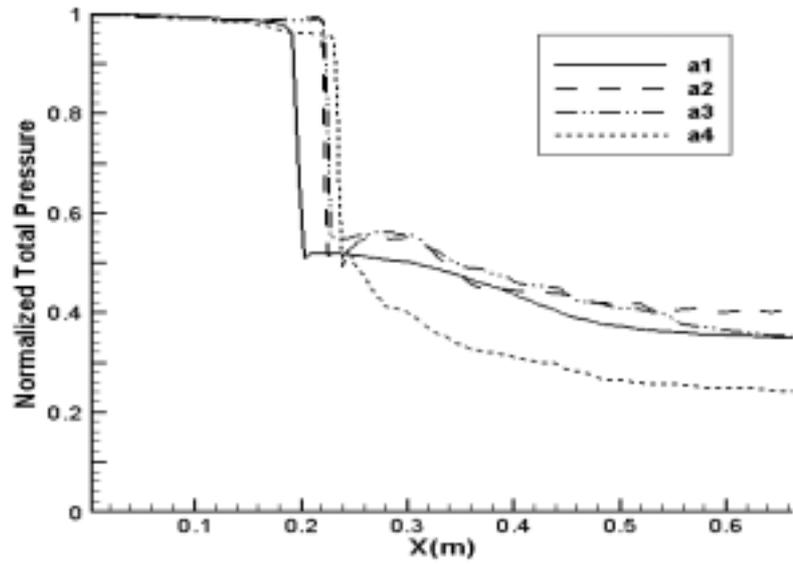


图 8 轴向重整化总压分布

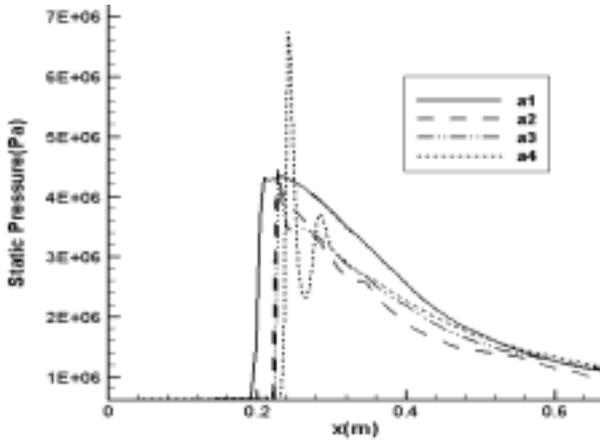


图 9 轴向静压分布

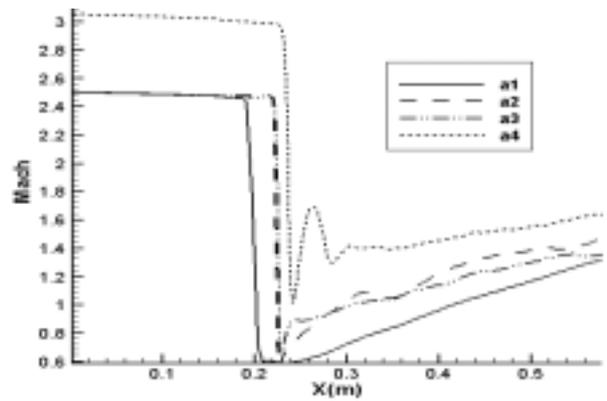


图 10 轴向 Mach 数分布

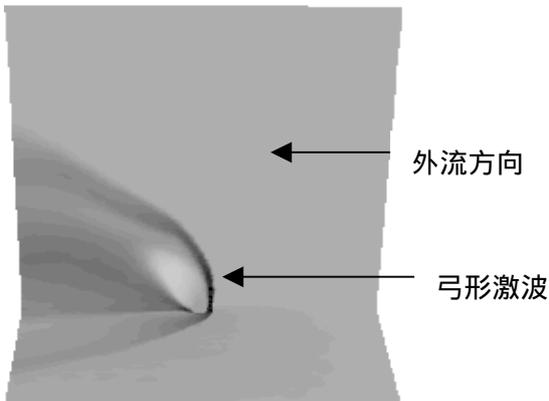


图 11 对称面上射流场等 Mach 图

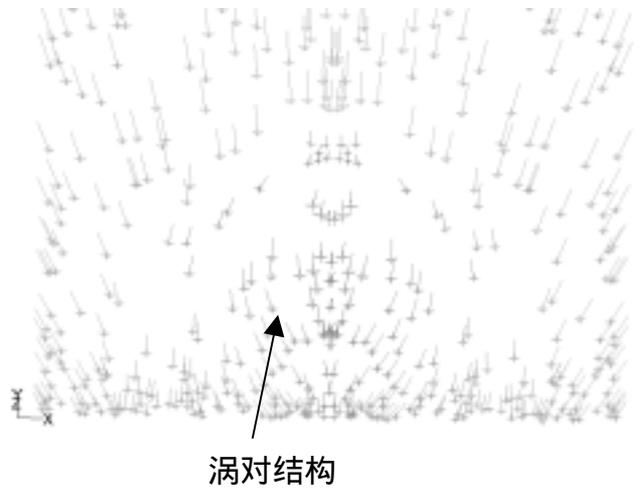


图 12 射流横面涡对结构

旋流燃烧 NO 生成的 USM 湍流反应模型¹

王方 周力行 张健

(清华大学力学系, 煤的清洁燃烧国家重点实验室, 北京 100084)

Tel : 010-62782231 e-mail : zhoulx@mail.l.tsi nghua. edu. cn

摘要 用统一二阶矩 (USM) 湍流反应模型对不同旋流数下甲烷-空气旋流燃烧 NO 生成进行了数值模拟, 并和 EBU-Arrhenius (E-A) 燃烧模型对燃烧的模拟结果和简化 PDF 湍流反应模型对 NO 生成的模拟结果以及相应的实验结果进行对比。结果表明, USM 模型显著地优于 E-A 模型和简化 PDF 模型。E-A 模型不能合理地模拟有限反应动力学, 而简化 PDF 模型用两个单变量 PDF 的乘积代替联合 PDF, 大大地低估了 NO 湍流反应率。USM 模型预报结果和实验结果符合最好。

关键词 NO 生成; 湍流旋流燃烧; 二阶矩模型;

A UNIFIED SECOND-ORDER MOMENT TURBULENCE-CHEMISTRY MODEL OF NO FORMATION IN SWIRLING COMBUSTION

WANG Fang, ZHOU Lixing, ZHANG Jian

Department of Engineering Mechanics and State Key Laboratory of Clean Coal Combustion
Tsinghua University

ABSTRACT A unified second-order moment turbulent combustion model (USM) is used to simulate NO formation in methane-air swirling combustion for different swirl numbers. And the simulation results are compared with those using the EBU-Arrhenius (E-A) combustion model and the simplified PDF turbulent reaction model of NO formation and the corresponding measurement results. The results indicate that the USM model is obviously better than the E-A model and the simplified PDF model. The E-A model cannot reasonably simulate the finite-rate kinetics, while the simplified PDF model, using a product of two single-variable PDF's instead of a joint PDF, seriously under-predicts the NO reaction rate. The USM model gives best agreement with the experimental results.

Key Words: NO formation, Turbulent swirling combustion, second-order moment model

1. 前言

燃烧污染物中氮氧化物的危害很严重。因此, 研制低 NO_x 燃烧器受到国内外广泛重视。湍流燃烧和氮氧化物生成的数值模拟是一种可以节省财力, 人力, 物力的研制新型燃烧装置的有效工具。数值模拟的主要关键是发展一种合理而又经济的湍流反应模型。目前的湍流反应模型有直接模拟 (DNS)、大涡模拟 (LES)、概率密度函数 (PDF) 输运方程模拟、条件矩封闭 (CMC) 模型、简化 PDF 模型、EBU-Arrhenius (E-A) 模型等[1, 2]。DNS、LES 和 PDF 方程模型比较严格, 合理, 但是计算量太大, 目前难以直接应用于工程中大尺寸的复杂流动中, 只能作为基础研究手段。CMC 模型处于发展过程中, 尚不成熟。E-A 模型和简化 PDF 模型被广泛用于商业软件中, 分别用来预报工程装置中复杂流动的湍流燃烧和 NO 生成。但是二者给出的预报结果往往和实验结果出入较大, 原因是, 在流场的大部分地区 E-A 模型事实上只考虑了湍流的作用, 无法计入化学反应动力学, 或者有限反应率的作用。简化 PDF 模型

¹ 国家重点基础研究专项经费资助项目子课题 G1999-0222-07 研究成果

用温度的单变量 PDF 和浓度的单变量 PDF 的乘积对温度-浓度联合 PDF 取近似，显然低估了湍流反应率。

有鉴于此，近年来我们系统地对二阶矩湍流反应模型进行了研究，不久前提出了二阶矩-概率密度模型[3]，最近又提出了统一二阶矩（USM）湍流反应模型[4]，用于模拟甲烷-空气湍流射流燃烧和 NO 生成的模拟，它们都取得很好的效果。

针对研制低污染旋流燃烧器的需要，陈兴隆曾经用二阶矩-概率密度模型对旋流湍流燃烧和 NO 生成进行了数值模拟，并进行了实验研究[5]。本文则进一步用雷诺应力方程湍流模型和统一二阶矩（USM）湍流反应模型模拟旋流湍流燃烧和 NO 生成，并且将模拟结果和 E-A 模型及简化 PDF 模型的模拟结果以及实验结果对照，用来评价旋流燃烧中 USM 湍流反应模型的应用效果。

2. 统一二阶矩（USM）湍流反应模型

统一二阶矩（USM）湍流反应模型的时平均湍流反应率的表达式是[4]

$$\overline{W_S} = B\rho^2 \left[\left(\overline{Y_1 Y_2} + \overline{Y_1' Y_2'} \right) \bar{k} + \overline{Y_1 k' Y_2} + \overline{Y_2 k' Y_1} \right] \quad (1)$$

其中， $k = \int \exp(-E/RT)p(T)dT$ ， $p(T)$ 为温度分布的概率密度函数，而 $\overline{k' Y'}$ ， $\overline{Y_1' Y_2'}$ 则决定于双时间尺度耗散封闭的统一形式的输运方程：

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{\psi \phi}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho V_j \overline{\psi \phi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_\phi} \frac{\partial \overline{\psi \phi}}{\partial x_j} \right) + c_{g1} \mu_T \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \frac{\partial \psi}{\partial x_j} - c_{g2} \left(\frac{a}{\tau_T} + \frac{b}{\tau_c} \right) \rho \overline{\psi \phi} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{k' Y'}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho V_j \overline{k' Y'}) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_g} \frac{\partial \overline{k' Y'}}{\partial x_j} \right) + c_{g1} \mu_T \frac{\overline{k' Y'}}{T Y'} \left(\frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \left(\frac{\partial Y}{\partial x_j} \right) - \\ c_{g2} \rho \left(\frac{a}{\tau_T} + \frac{b}{\tau_c} \right) \overline{k' Y'} & \end{aligned} \quad (3)$$

其中

$$\tau_T = \frac{k}{\varepsilon}, \quad \tau_c = \left[B\rho(\overline{Y_{ox}} + \beta \overline{Y_{fu}}) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \right]^{-1}, \quad c_{g1} = 3.2, \quad c_{g2} = 2.0, \quad a+b=1$$

对反应率系数的时均值，取双 δ 形 PDF，可得

$$\bar{k} = \{ \exp[-E/R(T + g_T^{1/2})] + \exp[-E/R(T - g_T^{1/2})] \} / 2 \quad g_T = \overline{T'^2}$$

3. 甲烷-空气燃烧与 NO 生成的层流反应动力学

甲烷-空气燃烧的层流反应动力学的 Arrhenious 表达式取为[4]：

$$W_{fu} = 1.0 \times 10^{10} \rho^2 Y_{ox} Y_{fu} \exp(-1.84 \times 10^4 / T) \quad (4)$$

对热 NO 生成的层流反应率采用扩展的 Zel dovich 机理[6]：



层流反应率的表达式为

$$W_{\text{NO,Th}}^+ = 1.35 \times 10^{16} \rho Y_{\text{N}_2} Y_{\text{O}_2}^{0.5} T^{-1} \exp\left(-\frac{69160}{T}\right) \quad (5)$$

$$W_{\text{NO,Th}}^- = 22.6 T^{-1} \rho Y_{\text{N}_2}^2 Y_{\text{O}_2}^{-0.5} \exp\left(-\frac{47355}{T}\right) \quad (6)$$

该式也可以简化为如下的一步反应[7]

$$W_{\text{NO,Z}} = 9 \times 10^{12} \rho^2 Y_{\text{N}_2} Y_{\text{O}_2} T^{0.3} \exp\left(-\frac{38440}{T}\right) \quad (7)$$

对 NH_3 转化成的 NO，采用以下反应机理[8]：



对应的燃料 NO 层流反应率表达式为：

$$W_{\text{NO,fuel}}^- = 1.05 \times 10^{16} \rho^2 Y_{\text{NH}_3} Y_{\text{NO}} \exp\left(-\frac{25000}{T}\right) \quad (9)$$

$$W_{\text{NO,fuel}}^+ = 5.23 \times 10^{22} \rho^2 Y_{\text{NH}_3} Y_{\text{O}_2} \exp\left(-\frac{50000}{T}\right)$$

4. EBU-Arrhenius 燃烧模型和简化 PDF 的 NO 湍流反应模型

为了对照不同的湍流反应模型，本文同时采用广泛应用的 E-A 湍流燃烧模型和简化 PDF 的 NO 湍流反应率模型[1]。E-A 湍流燃烧模型的表达式是

$$\bar{w}_s = \min[\bar{w}_{sA}, \bar{w}_{sT}] \quad (10)$$

其中 $\bar{w}_{sA} = \rho^{-2} \bar{k} \bar{Y}_1 \bar{Y}_2 = B \rho^{-2} \bar{Y}_1 \bar{Y}_2 \exp(-E/RT)$ (11)

$$\bar{w}_{sT} = -A_{\text{EBU}} \rho \frac{\bar{\varepsilon}}{k} \min\left\{Y_{\text{CH}_4}, \frac{Y_{\text{O}_2}}{\beta}, B_{\text{EBU}} \frac{Y_{\text{P}}}{1+\beta}\right\} \quad (12)$$

此处， β 是化学反应的化学当量比，一般 A_{EBU} 取为 4.0、 B_{EBU} 取为 0.5。

简化概率密度函数模型 NO 生成的时均反应率为：

$$\bar{w}_{\text{NO}} = \iint w_{\text{NO}}(T, Y_{\text{O}_2}) p_1(T) p_2(Y_{\text{O}_2}) dT dY_{\text{O}_2} \quad (13)$$

用 函数形式的 PDF：

$$p(\phi) = \frac{\phi^{a-1} (1-\phi)^{b-1}}{\int_0^1 \phi^{a-1} (1-\phi)^{b-1} d\phi} \quad (14)$$

$$\text{其中 } a = \bar{\phi} \left[\frac{\bar{\phi}(1-\bar{\phi})}{\bar{\phi}^2} \right], \quad b = a \left[\frac{1-\bar{\phi}}{\bar{\phi}} \right], \quad \bar{\phi}^2 = \frac{C_1 \mu_t \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j} \right) \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j} \right)}{C_2 \rho \frac{\bar{\varepsilon}}{k}} \quad (15)$$

常数 C_1 和 C_2 分别取为 2.86 和 2.0。

5. 数值模拟方法，结果与分析

本文将上述 USM 湍流反应模型，利用 FLUENT 程序软件的 UDS 功能，加入到 FLUENT 程序

框架内，用 QUICK 差分格式和 SIMPLEC 算法求解，选用该程序的雷诺应力湍流模型，同时也选用 E-A 湍流燃烧模型和简化 PDF 的 NO 湍流反应率模型。所模拟的为文献[5]测量的旋流燃烧室，其几何形状和尺寸如图 1 和表 1 所示。环形通道旋流叶片角度分别为 0° 、 30° 、 45° 、 60° ，相应的旋流数为 0, 0.43, 0.68, 1.08。空气的进口流量为 $8.9\text{m}^3/\text{h}$ ，甲烷的进口流量为 $0.8932\text{m}^3/\text{h}$ ，氨气从燃料口加入，体积分数是 4.91%。

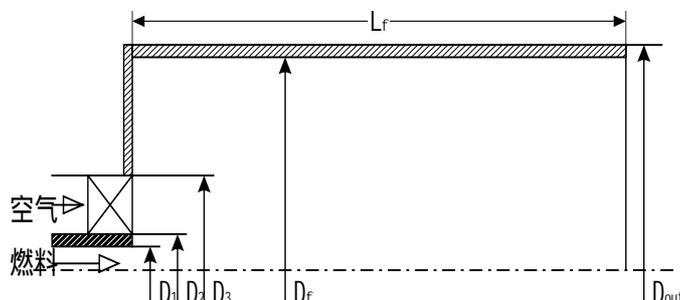


图 1 旋流燃烧室

表 1 燃烧室几何尺寸

D_1 (mm)	D_2 (mm)	D_3 (mm)	D_f (mm)	D_{out} (mm)	L_f (mm)
8	10	30	80	110	900

图 2 到图 5 给出了用 USM 模型和 E-A 燃烧模型预报的不同旋流数下燃烧温度分布及其和测量值的对比。可以看到，USM 模型的预报结果在各种旋流数下和在整个流场内都和实验结果都符合得很好，而 E-A 燃烧模型预报的温度分布则和实验结果差别很大，特别是在旋流数为 0, 0.43 和 0.68 时的上游区域，有定性的差别。E-A 燃烧模型或是高估或是低估了燃烧温度。例如，在旋流数为 0 时，在上游区的近壁处和下游区高估了燃烧温度，在上游区近轴线处则低估了燃烧温度。这是由于 E-A 燃烧模型夸大了湍流的作用，抹杀或者低估了反应动力学的作用，结果是，在湍流强度较高的近壁区高估了反应率，而在湍流强度不高的近轴线区低估了反应率。

图 6 到图 9 给出了用 USM 模型预报的旋流数为 0.43 时有燃烧情况下的流线图、温度分布、甲烷浓度和湍流强度的等值线图。显然，在燃烧情况下，尽管有燃烧产物的膨胀，仍然有较强的边角回流区和中心回流区，而且中心回流区很强。高温主要存在于中心回流区内，甲烷浓度在中心回流区前方已经消失，表明中心回流区内为燃烧产物，起稳定火焰作用。湍流强度的峰值出现在中心回流区边缘高速度梯度的剪切层内。

图 10 到图 13 为用 USM 模型和简化 PDF 模型预报的不同旋流数下热 NO 浓度分布及其和测量值的对比。总的看来，简化 PDF 模型严重地低估了热 NO 生成，预报值比实验值几乎小一个数量级。其原因显然是由于前文指出的，用两个单变量 PDF 代替联合 PDF 必然会低估湍流反应率。相比之下，USM 模型预报值和实验值的接近程度要好得多。其中旋流数为 0.43 情况的预报值和实验值最接近。但是 USM 模型预报值和实验值之间也有差距，在旋流数为 0 时的上游区高估了热 NO 生成，而在旋流数为 0.68 和 1.0 时的上游区则低估热 NO 生成。由于 USM 模型对温度的预报比较准确，因此上述差异很可能是简化的反应动力学造成的。图 14 和图 15 给出旋流数为 0.43 时轴向距离 $x=10$ 和 $x=17.5$ 处热 NO 浓度分布的放大图，很清楚地表明简化 PDF 模型预报的 NO 浓度处于 10ppm 之下。

图 16 到图 19 为用 USM 模型预报的不同旋流数下燃料 NO 浓度分布及其和测量值的对比。总体上看，预报值和实验值接近，其中，旋流数为 0.43 和 0.68 时的预报结果比旋流数为 0.0 和 1.08 时的好，下游区的预报值比上游区的好。在上游区或是低估（旋流数为 0.0 时）或是高估（旋流数 1.08 时）了燃料 NO 生成。其原因同样可能是简化的反应动力学造成的。

图 20 和图 21 分别是出口测量截面上平均热 NO 和总 NO 浓度随旋流数的变化。预报值与实验值趋势相同。热 NO 生成随着旋流数的增加先升后降，而燃料 NO 生成则随着旋流数的增加先降后升。旋流数的改变对热 NO 和燃料 NO 有不同的影响作用，主要是由于热 NO 受温度影响较大，而燃料 NO 受湍流混合的影响较大。

6. 结论

1. E-A 湍流燃烧模型由于弱化反应动力学因素的影响，误差很大，USM 模型能够合理地同时考虑湍流和有限反应率的影响，预报的燃烧过程符合实际。
2. 简化 PDF 湍流反应模型大大地低估了 NO 生成率，USM 模型预报的 NO 生成率有很大的改进。
3. 旋流的加强使热 NO 先增大后减小，燃料 NO 先减小后增大。
4. USM 湍流反应模型可以进一步用于研制低污染燃烧器。

致谢 本文研究为国家重点基础研究专项经费资助项目子课题 G1999-0222-07 的研究成果。感谢 FLUENT 公司欧洲分部 J. Cao(曹京)博士对开发 UDS 功能的协助。

参考文献

- [1] 张会强, 陈兴隆, 周力行, 陈昌麟, 湍流燃烧数值模拟研究的综述, 力学进展, 1999. Vol. 29, No. 4
- [2] 周力行, NO_x 生成湍流反应率数值模拟的进展, 力学进展, 2000. Vol. 30, No. 1
- [3] L.X. Zhou, X.L. Chen, C.G. Zheng and J. Yin, Second-order moment turbulence-chemistry models for simulating NO_x formation in gas combustion, Fuel, v.79, 1289-1301, 2000
- [4] L.X. Zhou, L. Qiao and J. Zhang, A unified second-order moment turbulence-chemistry model for simulating turbulent combustion and NO_x formation, to be published in Fuel, 2002.
- [5] 陈兴隆, 湍流燃烧的二阶矩-PDF 模型及旋流燃烧 NO_x 生成的研究, 清华大学工学博士学位论文, 2001 年 4 月。
- [6] A.Okasanen and E.Maki-Mantila. Use of PDF in modeling of NO formation in methane combustion. In: Proceedings of the third International Conference on Combustion Technology for a Clean Environment, Paper 18.3, Lisbon, 1995
- [7] Caldeira-Pires A, Heitor V. Characteristics of nitric oxide formation rates in turbulent nonpremixed jet flames. Combustion and Flame, 2000, 120(3): 383~391
- [8] C.Wartha, K.Reisinger, F.Winter, P.E.G. Gogolek and H.Hofbauer, The importance of NO formation characteristics for the prediction of NO-emissions from grate and fluidized bed combustors, In: Proc. 4th Inter. Conf. on Comb. and Tech. For a Clean Environment, Paper 16.3, Lisbon, 1997

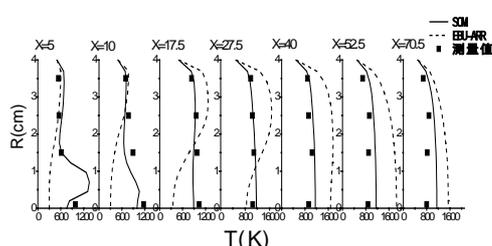


图 2 旋流数为 0.0 时的温度分布

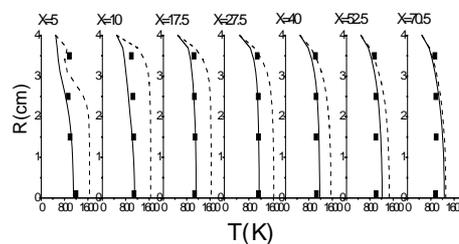


图 3 旋流数为 0.43 时的温度分布

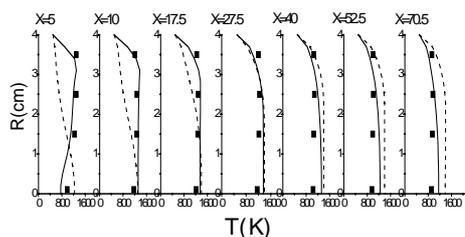


图 4 旋流数为 0.68 时的温度分布

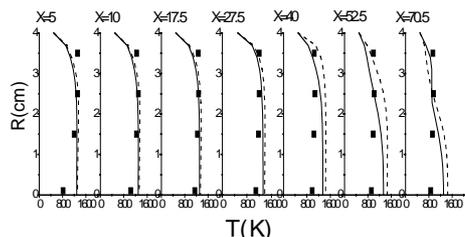


图 5 旋流数为 1.08 时的温度分布

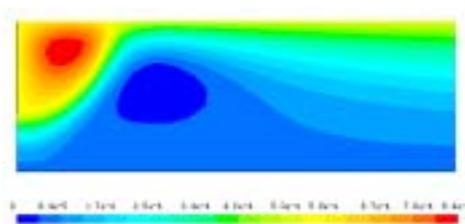


图 6 旋流数为 0.43 时的流线图

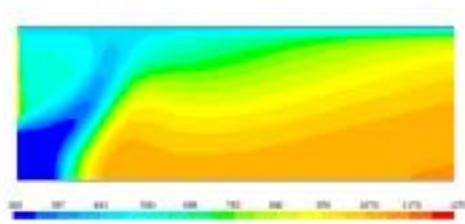


图 7 旋流数为 0.43 时的温度等值线

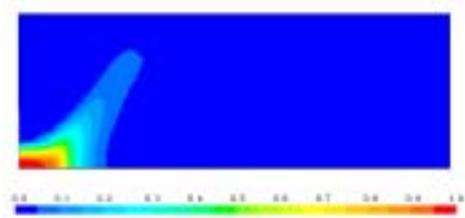


图 8 旋流数为 0.43 时的甲烷浓度等值线

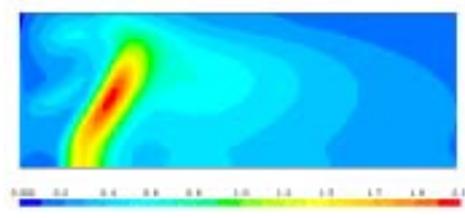


图 9 旋流数为 0.43 时的湍流强度等值线

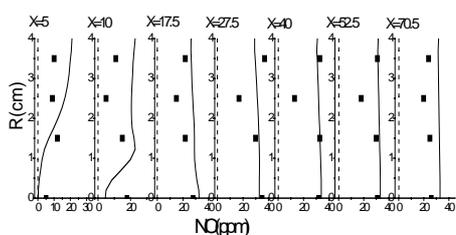


图 10 旋流数为 0 时的热 NO 浓度分布

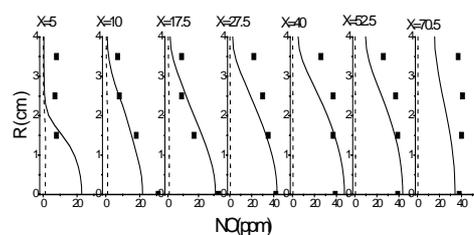


图 11 旋流数为 0.43 时的热 NO 浓度分布

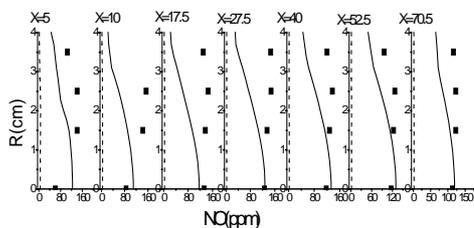


图 12 旋流数为 0.68 时的热 NO 浓度分布

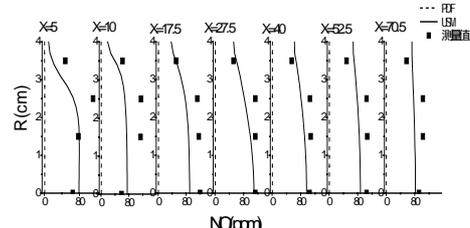


图 13 旋流数为 1.08 时的热 NO 浓度分布

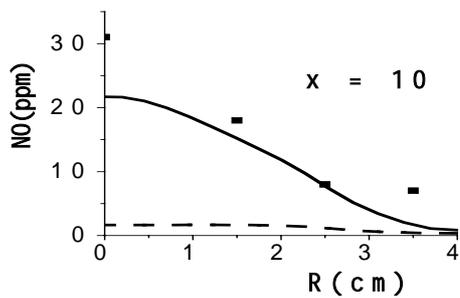


图 14 旋流数为 0.43 时轴向距离 $x=10$ 处热 NO 浓度分布

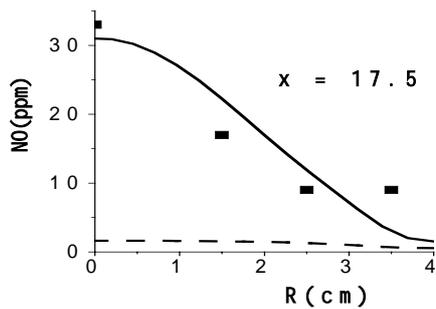


图 15 旋流数为 0.43 时轴向距离 $x=17.5$ 处热 NO 浓度分布

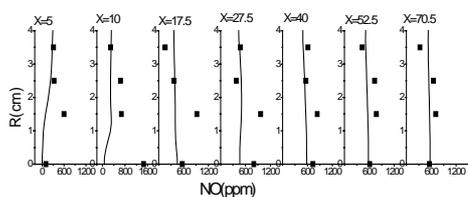


图 16 旋流数为 0 时的燃料 NO 浓度分布

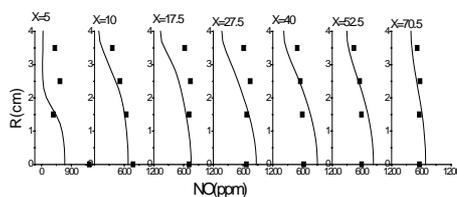


图 17 旋流数为 0.43 时的燃料 NO 浓度分布

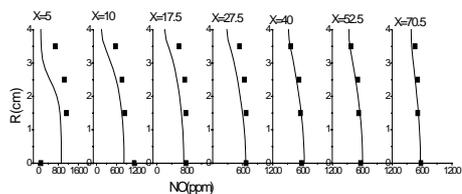


图 18 旋流数为 0.68 时的燃料 NO 浓度分布

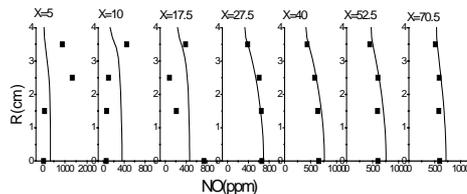


图 19 旋流数为 1.08 时的燃料 NO 浓度分布

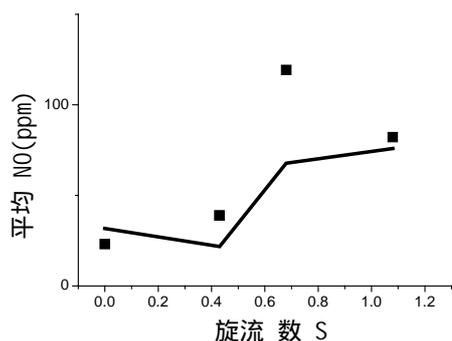


图 20 出口测量截面上平均热 NO 浓度随旋流数的变化 (0% NH_3)

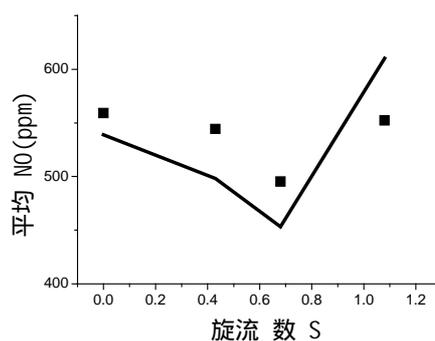


图 21 出口测量截面上平均总 NO 浓度随旋流数的变化 (4.91% NH_3)

蓄热式加热炉烧嘴仿真研究与应用

陈冠军 王连尉 胡雄光 钱凯
(首钢技术研究院)

徐纲
(北京海基科技发展公司)

摘要 :本文使用 FLUENT 软件对蓄热式加热炉的烧嘴结构布置三种方案进行仿真计算,分析了其在加热炉中的燃烧工况,通过比较分析,筛选了一种较适合的烧嘴结构,并成功应用于首钢中板厂 2#加热炉上,同时为今后烧嘴优化设计提供依据。

关键词 :蓄热式加热炉 烧嘴结构 仿真计算

前言

蓄热式燃烧技术是国内外专家公认的二十一世纪工业炉节能、环保的关键性技术,主要用于钢铁、冶金、机械、建材等工业部门中的各种加热炉,目前应用发展势头迅速。其燃烧的机理为高温低氧燃烧,燃烧过程包含复杂的物理化学反应。首钢中板厂 2001-2002 年进行的 2#加热炉蓄热式燃烧改造,其蓄热式烧嘴是加热炉的关键设备。烧嘴结构设计必须考虑加热炉的整体结构布置、煤气与空气进口位置、进口角度及布置方式等,为把高效、节能、性能较佳的烧嘴成功运用于中板厂 2#加热炉上及弥补过去一贯采用经验设计的办法,我们设计了烧嘴结构的三种方案,为达到优选的目的,采用 FLUENT 软件对加热炉的三种烧嘴布置方案进行仿真计算;为达到研究目的,改变烧嘴负荷及建模要求,对烧嘴两种工况进行解算分析,并进行实际应用。

1 仿真计算的烧嘴结构布置与要求

1.1 烧嘴结构布置

烧嘴在炉内结构采用 GAMBIT 软件建模,加热炉总体布置如图 1 所示。

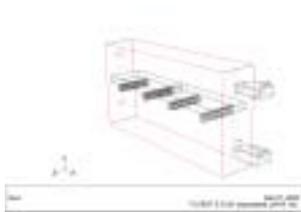


图 1 加热炉总体图



图 2 方案 1



图 3 方案 3

外面大长方形表示上下烧嘴时的建模炉子,中间两长方形表示放置两块钢坯,炉子内四圆管表示水冷管,炉外右侧布置上下烧嘴,其中方形渐缩结构表示空气进口,炉外右侧上下各圆形通道表示煤气进口,空气通道的对称端开口为烟气出口。三方案烧嘴设计主要考虑煤气通道靠近钢坯面,不同主要煤气与空气通道夹角在 $0-30^{\circ}$ 变化及布置位置变化。图 2 表示方案 1 三煤气通道进口,两空气通道进口,其中煤气与空气通道夹角较小的烧嘴;图 3 表示方案 3 两煤气通道进口,两空气通道进口,煤气与空气通道夹角较大的烧嘴结构;方案 2 烧嘴

煤气与空气通道夹角在两者之间。

1.2 模拟初始条件

名称	模拟工况	
	工况 1	工况 2
燃料种类	混合煤气	转炉煤气
煤气热值	2100 × 4.18kJ/m ³	1500 × 4.18kJ/m ³
煤气入口温度	20	20
煤气流量	750m ³ /h	1000m ³ /h
煤气压力	2800Pa	2800Pa
空气流量	1665 m ³ /h	2100 m ³ /h
空气压力	5000Pa	5000Pa
空气入口温度	1000	1000
钢坯温度	500	500
水冷管温度	200	200
炉子左侧压力出口	150mmH ₂ O	150mmH ₂ O

1.3 建模方法与选择解算模型

边界条件采用煤气、空气的速度流量入口，压力出口，物理模型主要采用标准的 K- ϵ 紊流模型，壁面函数采用标准壁面函数，燃烧模型采用非绝热的 PDF 模型，辐射模型选用 DO 模型。其湍流动能 k 方程和湍流耗散率 ϵ 方程为：

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{U}_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + G_k - \bar{\rho} \epsilon \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{U}_i \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) + C_1 \frac{\epsilon}{k} G_k - C_2 \bar{\rho} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (2)$$

$$G_k = \mu_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \quad (3)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4)$$

其中，常数 C_1 、 C_2 、 C_μ 、 σ_k 、 σ_ϵ 由实验值确定，计算中取值如下，

$$C_1 = 1.44 \quad C_2 = 1.92 \quad C_\mu = 0.09 \quad \sigma_k = 1.0 \quad \sigma_\epsilon = 1.3$$

靠近壁面的流动区域粘性效应占优势，可通过标准壁面函数加以考虑，标准壁面函数如下，

$$U^* = \frac{1}{K} \ln(Ey^* + (1 + \psi_0)) \quad (5)$$

$$U^* = \frac{U_p C_\mu^{1/4} K_P^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (6)$$

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4} K_P^{1/2} y_p}{\mu} \quad (7)$$

辐射模型选用的 DO 模型，其方程如下：

$$\frac{d(I S_i)}{dx_i} + (\alpha + \sigma_s) I(r, s) = \alpha n^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(r, s') \Phi(s \cdot s') d\Omega' \quad (8)$$

同时附加 PDF 能量方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho H) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i H) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{k_i}{C_p} \frac{\partial H}{\partial x_i} \right) + T_{ik} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + S_h \quad (9)$$

2 仿真计算结果及分析

2.1 工况 1 三种烧嘴方案温度、速度、CO 浓度分布

2.1.1 纵截面温度分布

从下面图 4、5、6 三烧嘴方案纵截面温度分布对比中，三方案烧嘴的火焰温度基本一致，在 1900-2100 之间，上烧嘴火焰长度比下烧嘴火焰长度短，火焰长度方案 1 烧嘴最长，方案 3 烧嘴最短，方案 1 烧嘴与方案 2 烧嘴火焰在炉子内部与钢坯基本平行，而方案 3 烧嘴由于煤气与空气夹角较大，故火焰略偏向钢坯外侧。方案 2 烧嘴由于空气煤气夹角介于两者之间，燃烧在炉子中间混合燃烧，炉温均匀性较好；方案 3 烧嘴由于空气煤气夹角较大，燃烧在离炉墙近处混合燃烧，高温区偏向炉子右侧，炉温均匀性较差，

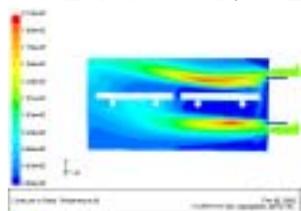


图 4 方案 1 烧嘴温度分布

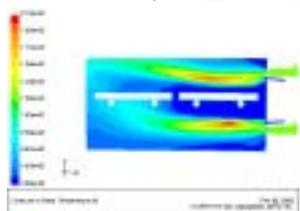


图 5 方案 2 烧嘴温度分布

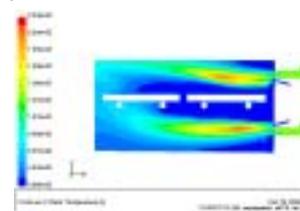


图 6 方案 3 烧嘴温度分布

2.1.2 纵截面速度分布

三方案烧嘴的速度分布比较接近，混合速度在 19-23m/s，但方案 1、2 烧嘴速度场与钢坯平行，而方案 3 烧嘴速度场偏离钢坯，其中方案 1 烧嘴中心速度区较大，而方案 3 最小。以下图 7、8、9 分别表示三方案烧嘴以煤气、空气通道为中心的加热炉纵截面速度分布。

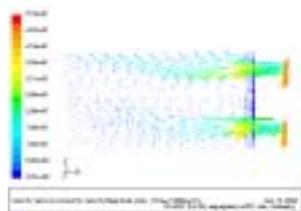


图 7 方案 1 速度分布

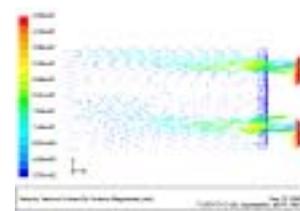


图 8 方案 2 速度分布

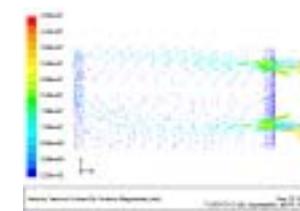


图 9 方案 3 速度分布

2.1.3 纵截面 CO 浓度分布

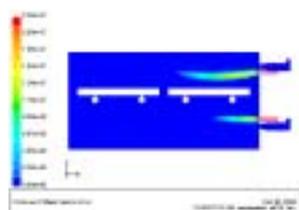


图 10 方案 1 炉内 CO 浓度分布

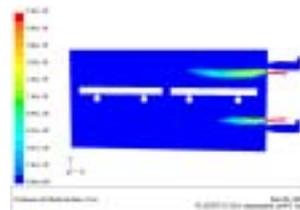


图 11 方案 2 炉内 CO 浓度分布

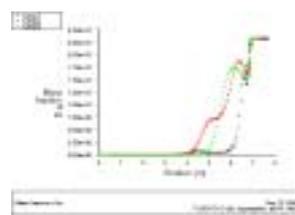
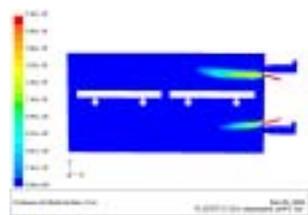


图 12 方案 2 炉内 CO 浓度分布 图 13 三方案上煤气截面 CO 浓度对比

三方案烧嘴的 CO 浓度对比中，上烧嘴 CO 浓度场比下烧嘴 CO 浓度场小，方案 1 烧嘴 CO 浓度场相对细长，方案 3 烧嘴 CO 浓度场相对较短。方案 1、2 烧嘴 CO 浓度场与钢坯平行，而方案 3 烧嘴 CO 浓度场偏离钢坯。整体 CO 浓度在 0.1-0.16 之间。其中，图 10、图 11、图 12 分别表示三方案炉内 CO 浓度分布，图 13 为三方案上煤气截面 CO 浓度分布对比。

2.2 工况 2 三种烧嘴仿真结果分析

保持烧嘴结构不变，改变烧嘴负荷及初始参数，对三方案重新进行解算，其解算图略。结果分析如下：

三方案烧嘴对比类同前面初始条件的结论，其区别更明显，但与工况 1 比较，由于负荷增大，同一方案其燃烧的温度影响区均扩大，由于燃气热值较低，故火焰最高温度降低，在 1700-1900 之间。

由于煤气流量增大，故混合速度增大，方案 1 烧嘴速度场偏向钢坯，而方案 3 烧嘴速度场偏离钢坯，方案 1 烧嘴平均速度较大，方案 3 烧嘴平均速度较小。

其 CO 浓度类同工况 1，但方案 1 烧嘴 CO 分布区偏向钢坯，而方案 3 烧嘴 CO 分布区偏离钢坯。

2.3 现场应用情况

进行对燃烧过程及钢坯加热过程的仿真模拟，较为形象的分析了其工作情况。

通过仿真分析，选择煤气与空气进口小角度夹角，多煤气通道的烧嘴布置方案，并在中板厂蓄热式改造进行应用，从目前实际使用情况看，其燃烧温度、火焰状况、燃烧效果及炉温均匀性等指标与仿真计算的结果基本一致，达到了设计目的。以下图 14、图 15 分别表示烧嘴在炉内布置及其使用情况。



图 14 烧嘴在炉内布置图



图 15 蓄热炉出钢情况图

3 结论

1 三种烧嘴方案，方案 2 烧嘴炉温平均性较佳，燃烧火焰状况合理，温度场贴近钢坯，其温度分布更便于钢坯加热。

2 增加煤气管道与空气管道的夹角，火焰长度减缩，高温区偏向加热炉燃烧端，均匀度减少，温度、速度、CO 浓度由细长渐缩短。

3 保持煤气流量，增加煤气管数目，可以细化煤气股，达到煤气与空气较好混合，燃烧

更完全。

4 炉内上烧嘴与下烧嘴燃烧工况并不相同，在烧嘴结构不变情况下，上烧嘴比下烧嘴燃烧温度、速度、CO 浓度分布更细长。

5 增加烧嘴负荷，燃烧影响区更大，混合速度增大。

6 改用燃烧低热值煤气，燃烧火焰平均温度下降。

7 通过使用 CFD 仿真计算，可以优化烧嘴结构及了解加热炉的温度分布情况，为分析、设计提供有力的手段。

附符号说明

ρ - 密度	k - 湍流脉动动能
ε - 湍流动能耗散率	μ_t - 湍流粘性系数
σ - <i>prandtl</i> 系数	ψ_0 - 压力系数，0
τ_ω - 壁面剪切应力	y_p - P 点距壁面距离
K - <i>von Karman</i> 系数，0.42	E - 经验常数，9.81
U - 速度	U_p - P 点平均速度
k_p - P 点湍流动能	

参考文献

- 1、FLUENT inc. Fluent5.5 User's Guide 1998.8
- 2、北京海基公司 2001 年 FLUENT 中国用户年会论文集 2001.11
- 3、王秉铨 工业炉设计手册（第 2 版）机械工业部设计研究院 1996.8

首钢热风炉运行过程 CFD 模拟

王连尉² 陈冠军² 胡雄光² 钱凯² 徐刚¹

(1. 首钢技术研究院 北京 100041)

(2. 北京海基公司 北京 100086)

摘要

本文利用 CFD 计算软件 Fluent 6.0 模拟热风炉燃烧期和送风期的运行过程,研究了炉顶流场的分布和炉体蓄热格子砖温度随时间的变化,运算结果与实际运行情况吻合较好,为热风炉改造提供了可靠的理论基础。

关键词:热风炉,蓄热技术,数值模拟

1 引言

热风炉是钢铁生产的一个重要环节,其运行过程分为燃烧期和送风期。燃烧期煤气和空气在燃烧室内(一般为炉顶)混合燃烧,产生的高温烟气通过炉体内的蓄热体由烟气口排出,燃烧产生的热量大部分储存在蓄热体中。送风期过程中,冷空气由燃烧期的排气口进入炉内,与蓄热体发生热量交换而被预热,通常空气可被预热至 1000 以上。如何有效提供热风炉的热效率并进一步提高出口风温,一直是一项备受重视的研究^[1,2]。许多针对热风炉效率的研究陆续开展并在此基础上提出了许多新的设计方案。但由于热风炉内温度较高,炉体尺寸较大,炉内的气流和温度分布很难测定,因此对炉内流场的研究开展较少,新方案的设计主要依靠实践经验。但如果对炉内流场进行研究,了解炉内流体速度和温度的分布,将会为热风炉的设计提供可靠的理论基础,有利于提出更高效的设计方案。因此本文利用 CFD 软件模拟首钢炼铁厂三号热风炉的运行过程,研究燃烧期和送风期炉内流场和温度随时间的变化。

2 热风炉结构与建模

热风炉结构布置如图 1 所示,燃烧器为三孔环向布置,格子砖蓄热体分三段,平均每段 12m。

计算网格以六面体网格为基本单元,采用非结构混合网格,对燃烧器部分网格划分较密,炉体部分较稀,相交部分采用自适应过渡。燃烧器结构与网格见图 2。

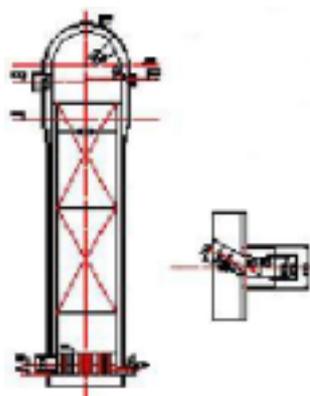


图 1 热风炉整体结构

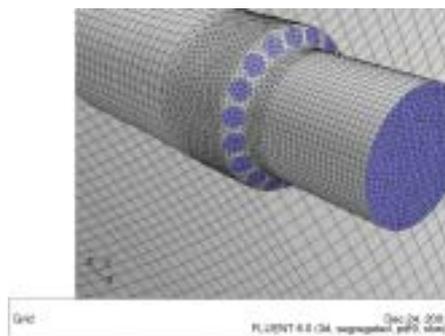


图 2 热风炉燃烧器网格

边界条件采用煤气、空气的质量流量入口，出口为压力出口，物理模型主要采用标准的 K- ϵ 紊流模型，壁面函数采用标准壁面函数，燃烧模型采用非绝热的 PDF 模型^[3]。PDF 模型适合于湍流扩散火焰的模拟和类似的反应过程，该模型不要求用户显式定义反应机理，而是通过火焰面方法来处理，适合热风炉中的燃烧。为减少计算量，采用多孔介质模型，在计算过程中采用 UDF（用户自定义）程序，模拟蓄热体与燃气间的换热。因为模拟过程随时间变化，所以采用非定场计算模型。

3 计算结果分析

3.1 燃烧期计算结果

图 3、4 为热风炉炉顶不同截面的温度分布图，可以看出，炉内温度约为 1300℃，火焰沿炉壁方向伸展，长度较长，燃烧较充分。但炉顶部和中心部分的温度相对较低，由炉内的速度分布图（图 5）可以看出，炉内流场沿炉壁呈环状分布，炉壁附近流体速度较大，约为 7m/s，而炉中心附近流体速度只有 2m/s。图 6 为根据冷态试验测量数据绘制而成的热风炉燃烧器横截面速度分布图，与图 5 比较，两者吻合较好，证明计算结果与实际情况接近。

炉内环形流场的存在对气流温度的分布有很大影响，炉中心附近的低温区正是由于高温气流大部分沿炉壁环形流动而无法到达中心区域造成的。炉内气体温度分布不均匀对蓄热体蓄热过程很不利。部分蓄热体由于高温气体的通过，储蓄的热量很快达到饱和，不能吸收多余高温气体的热量而造成热量的损失，低温气体通过的蓄热体吸收热量较少，蓄热能力得不到充分利用。送风期气体通过蓄热体时，部分蓄热体由于燃烧期吸收热量较少，不能对气体充分加热，降低了热风炉的出口风温。首钢热风炉实际生产风温始终低于设计风温，炉内环形流场的存在是主要原因之一。

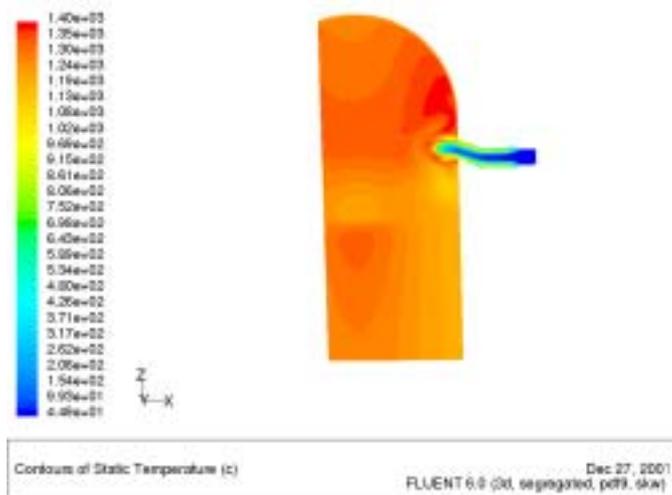


图 3 热风炉炉顶轴向截面温度分布

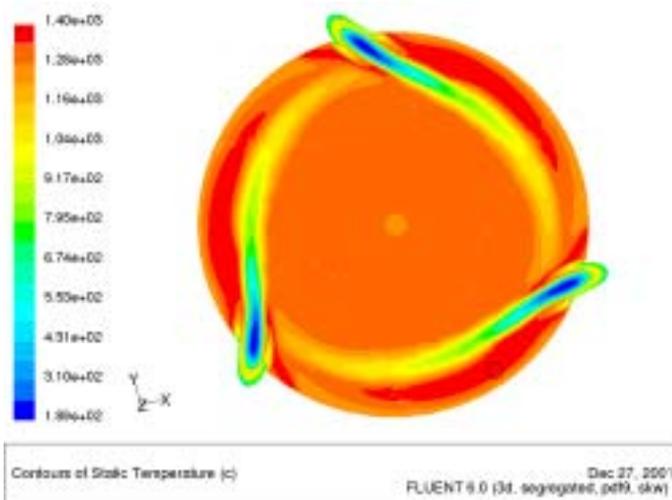


图 4 热风炉燃烧器横截面温度分布

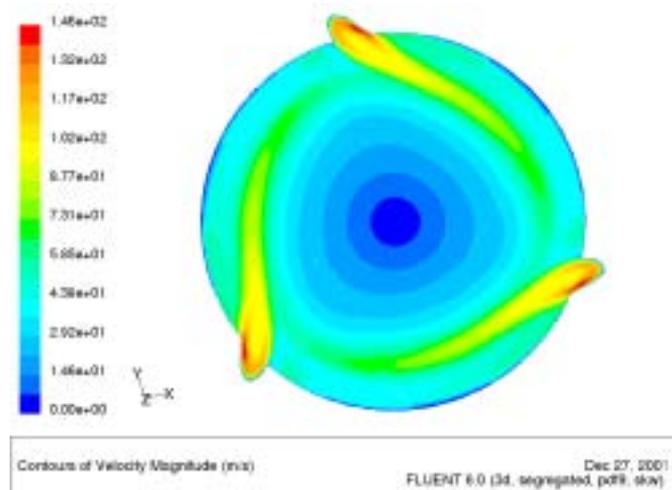


图 5 热风炉燃烧器横截面速度分布

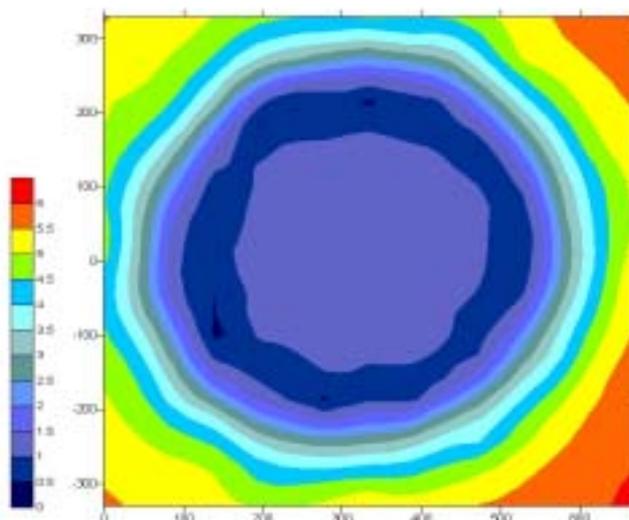


图 6 热风炉横截面冷态试验速度分布图

为研究燃气进口速度对热风炉内流场分布的影响，本文比较了 30m/s、40m/s 和 50m/s 进口速度下，炉壁至炉中心气流速度的变化曲线，见图 7，

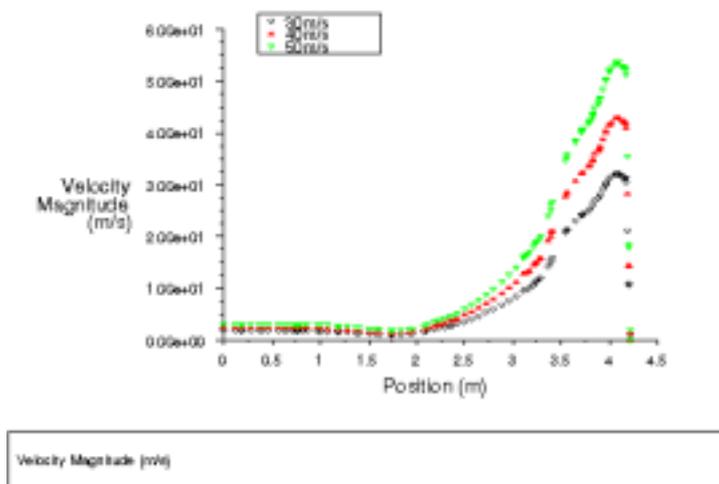


图 7 不同进气速度下的速度分布曲线

在不同的进口速度下，气流在距炉中心 2 米左右的区域速度趋于一致，说明气流进口速度对流场的分布影响不大，单纯增大进口速度，不能使流场温度分布均匀。

图 8 为热风炉燃烧期运行 1.5 小时后的蓄热体温度分布，蓄热体顶部温度达到 1500 ，燃气出口温度为 300 ，与实际情况基本吻合，燃烧期的模拟较准确。

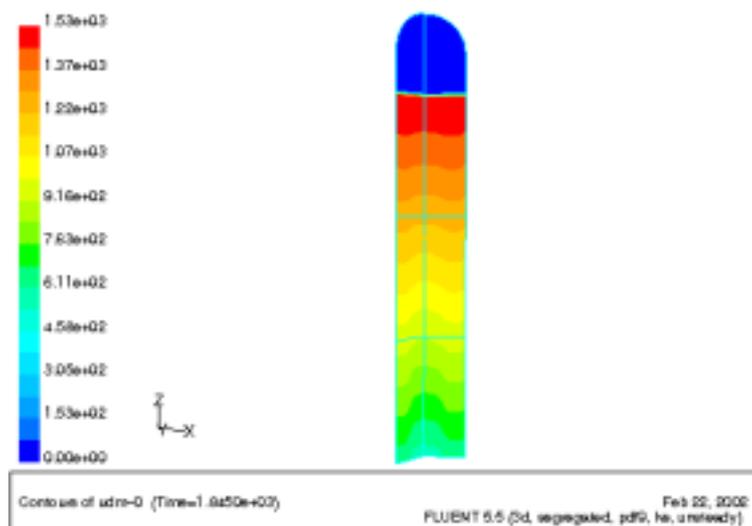


图 8 燃烧期热风炉蓄热体温度分布

3.2 送风期计算结果

图 9 为送风期出口热风温度随时间的变化曲线。可以看出，热风出口最高温度为 1220 左右，最低温度为 1125 左右，计算结果较实际的热风温度高，但误差在 5% 以内，与实际情况基本吻合，如果考虑炉壁辐射和散热等因素，计算温度应有所下降，与实际情况将更加一致。

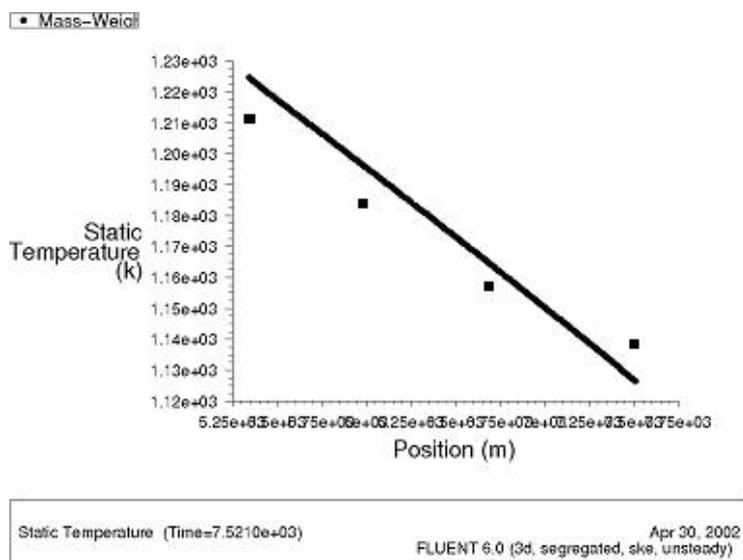


图 9 送风期热风温度随时间变化

图 10 为送风期两小时后蓄热体的温度分布。由于蓄热体蓄热能力强，蓄热体的温度变化较缓慢。炉底部蓄热体温度初始温度为 700 左右，送风期两小时后降为 300 左右。炉顶部蓄热体温度则由 1470 降至 1200 左右。由此看出送风期过程中，底部蓄热体提供的热量要大于顶部的蓄热体，为使蓄热体的能量得到合理利用，底部应采用蓄热量大，即热容大的格子砖，而顶部的格子砖则应采用传热系数大的材料，从而可以加快热量的传递，充分

利用上部的储热。

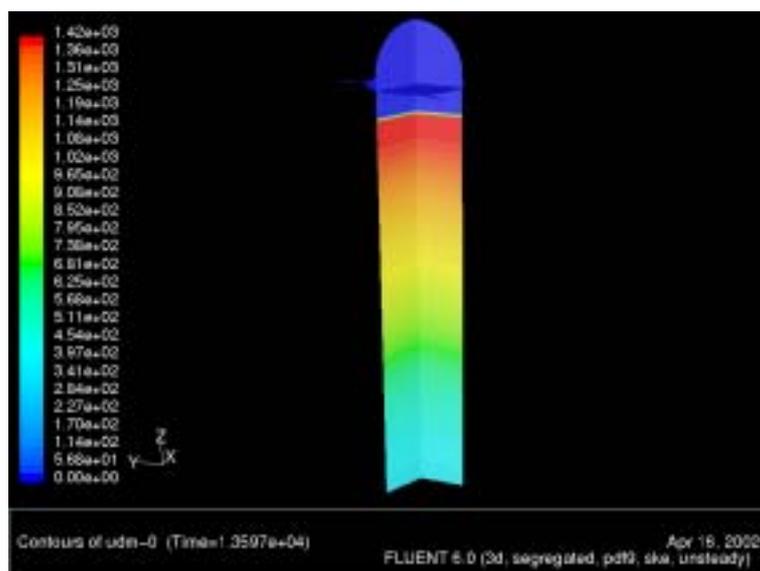


图 10 燃烧期燃气温度分布 (120min)

4 结论

首钢热风炉运行情况良好, 现有燃烧器结构可以保证煤气充分燃烧, 火焰温度较高, 但燃烧形成的环形流场对蓄热体的蓄热过程存在不良影响, 降低了热风炉的出口风温, 调节燃气进口速度对炉内流场的影响不大。热风炉截面的气流分布与冷态试验分布图一致, 都是从外向内, 速度逐渐降低, 燃烧期与送风期风温变化与实际情况相符, 说明其 CFD 模拟具有一定的可靠性, 采用此模拟可以达到简化研究的目的。为热风炉改造方案的研究提供了可靠的基础。

参考文献

- [1] 项钟庸、郭庆弟, 蓄热式热风炉, 冶金工业出版社, 1988
- [2] 贺友多、张胤, 对热风炉用陶瓷燃烧器的评价, 包头钢铁学院学报, 1999, 18(2): 83
- [3] Fluent Inc. FLUENT 5.0 User's Guide

乙烯裂解炉炉膛内燃烧传热的数值模拟研究

蓝兴英 高金森 徐春明

(石油大学重质油加工国家重点实验室, 北京, 102249)

摘 要 准确描述裂解炉炉膛内燃料燃烧和辐射传热过程, 在乙烯裂解炉综合模拟研究中起着极其重要的作用。本文用 Fluent 软件对乙烯裂解炉炉膛内的流动、传热和燃烧过程进行了数值模拟, 得到了炉膛内的温度、速度和气相组分浓度分布的详细情况。此外还对有侧壁火嘴时炉膛内的燃烧和传热进行研究, 通过比较是否考虑侧壁火嘴时计算出的管壁热通量分布, 发现侧壁火嘴在补充炉膛上部反应管热量不足的情况, 的确起了一定的作用。

关键词 乙烯裂解炉 燃料燃烧 辐射传热 数值模拟

前 言

在乙烯裂解炉中, 炉膛中燃料燃烧放出的热量传给反应管内的石油烃原料, 使之发生裂解反应, 管内裂解反应的吸热量与管外炉膛所传递的热量保持平衡。热裂解反应对温度十分敏感, 炉膛内温度的变化直接影响了反应管中裂解反应过程, 引起了产物收率和结焦情况的变化, 从而影响整个乙烯装置的运行。因此, 准确模拟裂解炉炉膛内燃料燃烧和辐射传热过程, 在乙烯裂解炉综合模拟研究中起着极其重要的作用。

1 数学模型

在裂解炉炉膛中, 燃料燃烧生成大量高温的火焰和烟气, 烟气在炉膛内流动, 同时以辐射和对流方式将热量传给反应管内油气。因此裂解炉炉膛的数学模型可由连续、动量、能量和组分方程及附加的湍流、燃烧、辐射传热模型构成。

燃烧模型主要是模拟燃料的燃烧过程, 求解燃料的时均燃烧速率(反应速率)。本研究中的燃料为气体燃料(主要成分为 CH_4), 燃料气和空气从不同的通道内进入燃烧室, 通过扩散混合燃烧, 因此采用工程上常用的湍流扩散火焰模型来描述燃烧的时均反应速率^[1]。裂解炉炉膛内温度很高, 辐射传热是一种主要的传热方式, 计算辐射传热的目的是为能量方程的求解提供合适的辐射传热速率。由于离散坐标算法特别适合进行流动、燃烧和传热过程的耦合计算^[2-3], 本文将采用该方法计算辐射传热。

裂解炉炉膛数学模型中各微分方程可用一个通用的方程来描述^[4], 即:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w\phi) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z}\right) + S_\phi$$

方程中 φ , Γ_φ 和 S_φ 的含义见表 1。

表 1 φ , Γ_φ , S_φ 的含义

方 程	φ	Γ_φ	S_φ
连续方程	1	0	0
x 方向动量方程	u	μ_e	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial w}{\partial x}\right)$
Y 方向动量方程	v	μ_e	$-\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial w}{\partial y}\right)$
z 方向动量方程	w	μ_e	$-\rho g - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial w}{\partial z}\right)$
湍动能方程	k	$\frac{\mu_e}{\sigma_k}$	$G_k - \rho\varepsilon$
湍动能耗散率方程	ε	$\frac{\mu_e}{\sigma_\varepsilon}$	$\frac{\varepsilon}{k}(C_1 G_k - C_2 \rho\varepsilon)$
混合分数方程	f	$\frac{\mu_e}{\sigma_f}$	0
混合分数脉动均方值方程	g	$\frac{\mu_e}{\sigma_g}$	$C_{g1}\mu_e\left[\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2\right] + C_{g2}\rho g \frac{\varepsilon}{k}$
能量方程	H	$\frac{\mu_e}{\sigma_h}$	Q_R
组分守恒方程	Y_s	$\frac{\mu_e}{\sigma_Y}$	W_s

$$G_k = \mu_e \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\}$$

$$\mu_e = \mu + \mu_t, \mu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$$

2 模拟对象

本文模拟对象为美国 Stone-Webster 公司 USC 型管式裂解炉，炉膛中心置有 4 组“14U”裂解炉管，炉膛底部在炉管两侧设有 16 个火盆，炉膛两边侧墙上部设有 32 个侧壁火嘴，图 1 为裂解炉示意图，炉膛结构参数见表 2。考虑到各组火嘴和反应管之间的相互作用具有相似性，本研究中将 1 组反应管和 2 个火盆及 4 个侧壁火嘴为研究对象进行模拟计算，如图 1 中虚框部分，其中将反应管的弯管部分近似成直管。

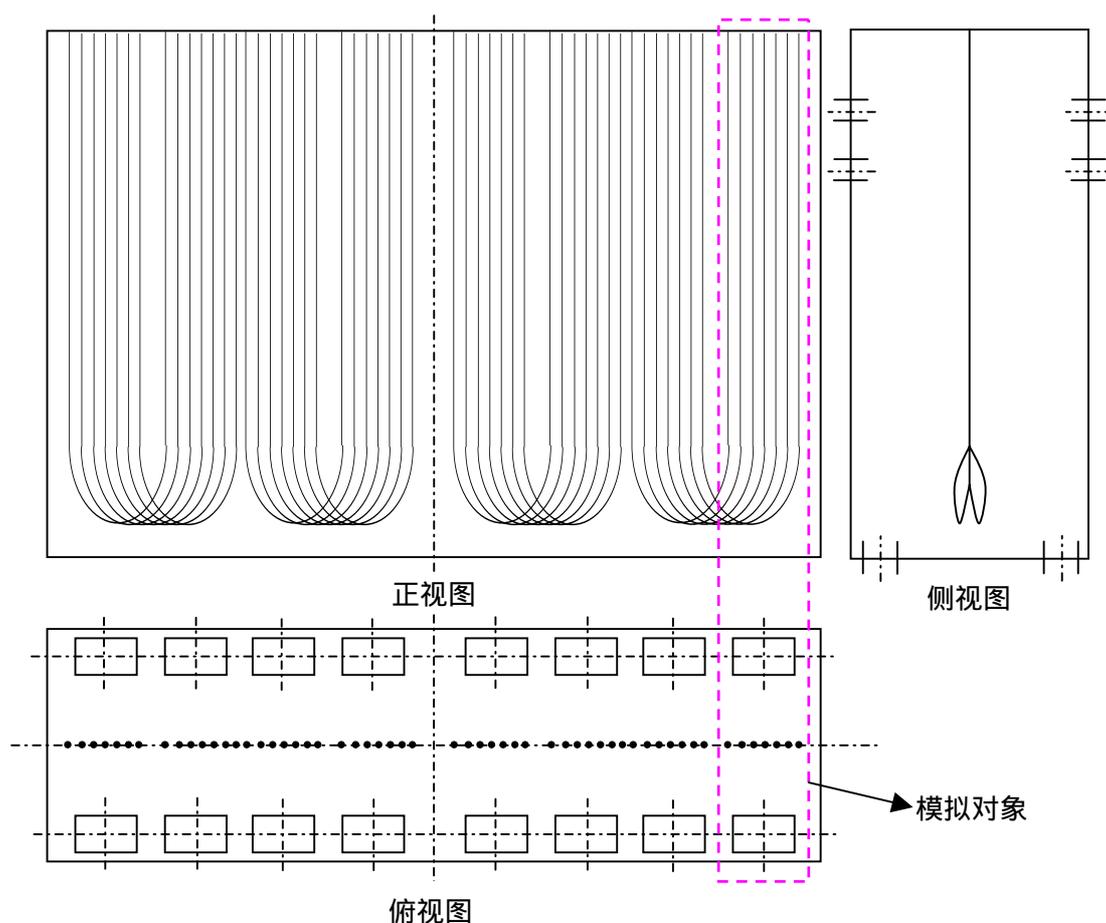


图 1 裂解炉结构示意图

表 2 炉膛结构参数

项目	数值	项目	数值
炉膛长, mm	5140	反应管长, mm	29460
炉膛宽, mm	3040	反应管外径, mm	61
炉膛高, mm	13410	反应管根数	7
火盆个数	16	侧壁火嘴个数	32

3 计算方法

在 GAMBIT2 上采用非结构化网格技术对研究对象进行网格划分,对火盆和反应管附近的网格进行加密,最终网格数为 22.6 万。采用 FLUENT6 对裂解炉炉膛数学模型进行数值求解,其中湍流模型采用标准的 $K - \epsilon$ 双方程模型;燃烧模型采用非绝热的 PDF 模型;辐射传热模型采用离散坐标模型。采用 SIMPLE 算法求解压力 - 速度耦合方程,动量、能量、组分、湍动能和湍流耗散率的离散格式均取二阶迎风差分格式;壁面附近采用标准壁面函数方法处理。

4 计算结果与分析

在研究过程中首先研究了只有底部火嘴时炉膛内燃烧传热情况，而后研究了底部和侧壁火嘴共同作用下炉膛内燃烧传热情况。

图 2 为裂解炉底部火盆中心轴 ($y = 1.087$) 截面和炉膛高度方向上不同截面温度分布图。由此图可见沿炉膛高度方向烟气温度先增加后降低，烟气温度分布越来越均匀。这是因为在火盆附近，燃料还未充分燃烧，只有火盆附近的烟气温度高，其它区域温度低；随着燃烧的进行，气体扩散作用的加剧，高温烟气面积逐渐扩大，温度分布逐渐趋向均匀。由于烟气不断地向反应管传递热量，从 4 米以上的烟气温度开始逐渐降低。

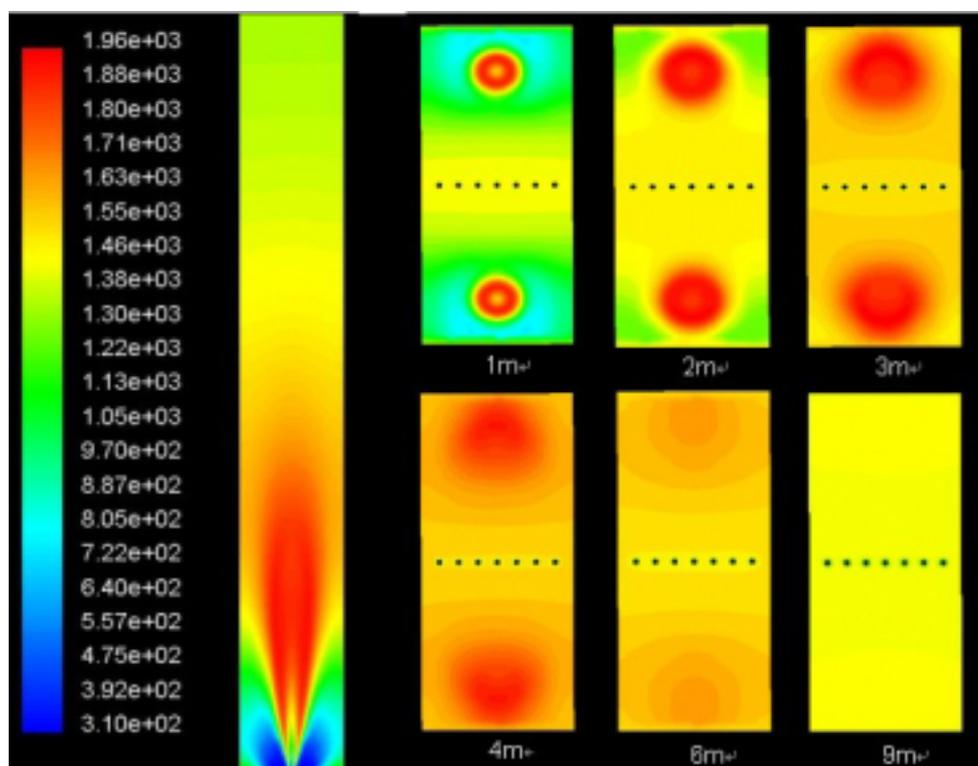


图 2 炉膛中不同截面温度分布图

图 3 和图 4 分别为火盆中心轴截面上 CH_4 和 O_2 浓度分布图。图 3 显示在火盆附近很小的区域内 CH_4 浓度较高，在炉膛的大部分区域，基本不存在 CH_4 ，说明燃烧非常充分。图 4 显示沿炉膛高度方向，随着燃烧反应的进行，氧气浓度逐渐降低，在火焰中心区域氧气浓度最低。在炉膛出口处仍有一定的氧气，氧气浓度在 3% 左右，这是采用过剩空气燃烧引起的。

图 5 为火盆中心轴截面上速度矢量图，由图可见在火盆附近速度高，管壁附近速度低，而在炉膛上方各处的速度基本相等。由放大图发现：在炉膛 6 米以下，

反应管管壁附近出现回流。这些烟气的回流作用，使得炉膛底部管壁附近的烟气温度比周边温度高，见图 2 中 1m 和 2m 截面温度分布图。

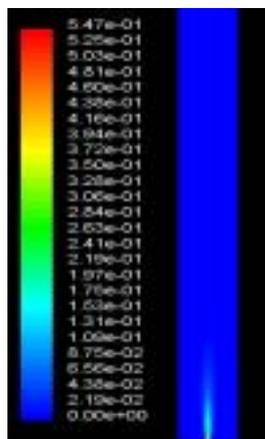


图 3 CH₄ 浓度分布图

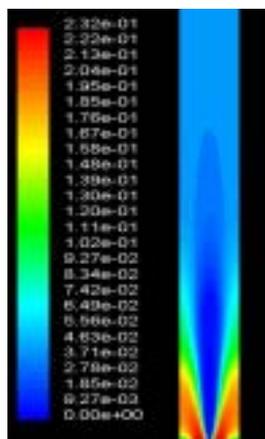


图 4 O₂ 浓度分布图

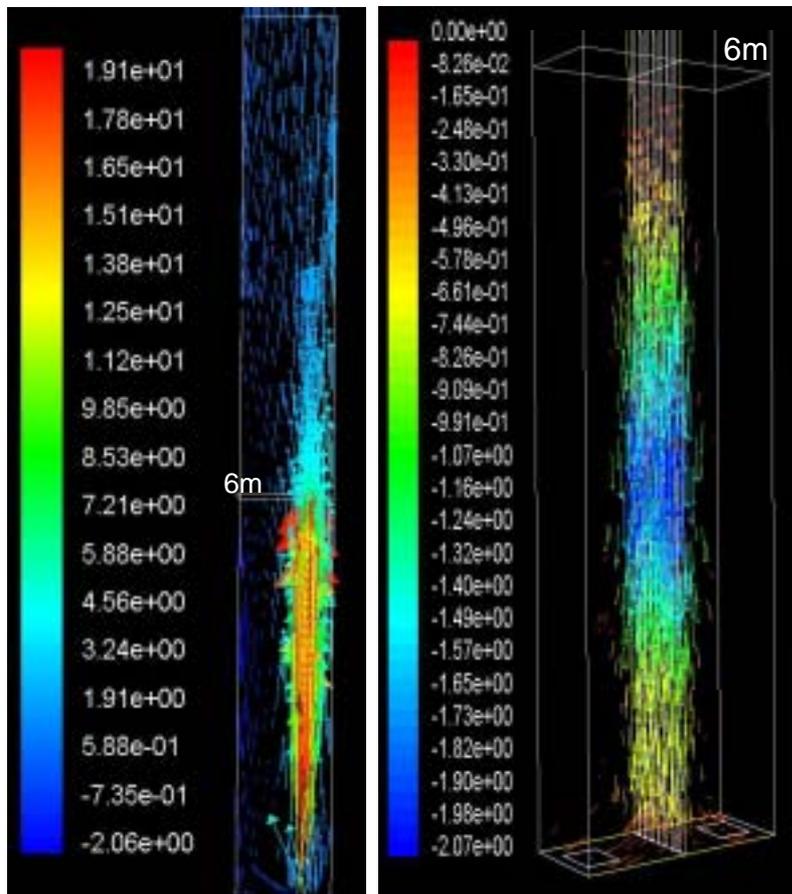


图 5 速度矢量图及放大图

图 6 和图 7 为无侧壁火嘴和有侧壁火嘴时温度和管壁热通量分布比较图。由图 6 可见在有侧壁火嘴的时候，在火嘴以下区域烟气温度分布与没有侧壁火嘴时基本相同，而在火嘴以上区域烟气温度有所增加。图 7 显示管壁热通量由下至上先增后减，在烟气温度较高的区域，管壁热通量值大，烟气提供给反应管的热量高。在没有侧壁火嘴的情况下，在 9m 处热通量下降到 8.2 万 W/m² 左右，这样的热量不足以使管内原料发生充分的裂解反应，必须补充热量，这也是实际生产中设置了侧壁火嘴的原因。有了侧壁火嘴后，火嘴以下区域管壁热通量基本保持不变，但火嘴以上区域管壁热通量明显增加。在 11 米处，热通量值由 7.4 万 W/m² 增加到 10 万 W/m²，可见侧壁火嘴的确起到了作用。

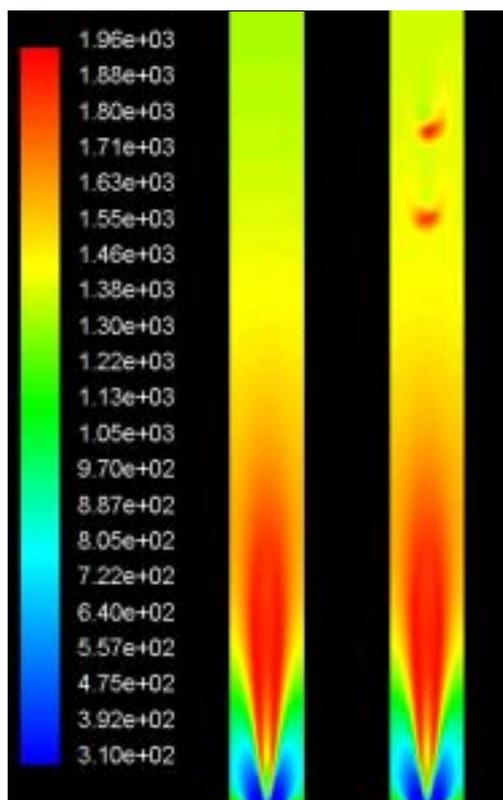


图6 温度分布图

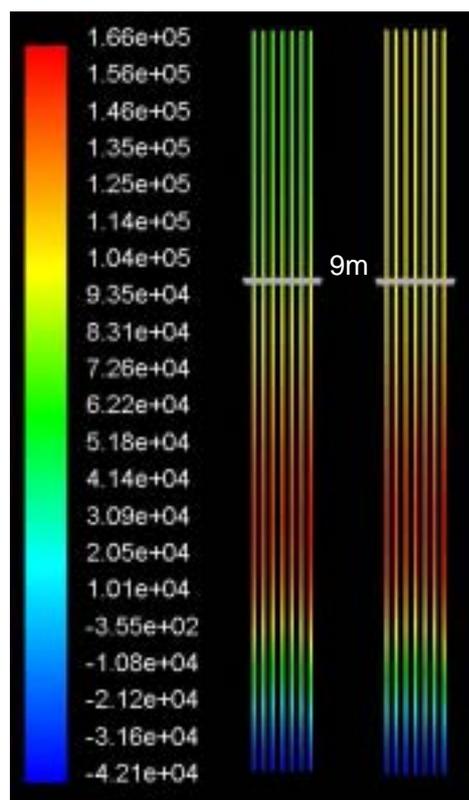


图7 反应管壁热通量分布图

5 结 论

本文用 Fluent 软件对乙烯裂解炉炉膛内的流动、传热和燃烧过程进行了数值模拟，得到了炉膛内的温度、速度和气相组分浓度分布等详细情况，这为进一步了解裂解炉，以及裂解炉的设计、运行和改造提供了更多有用的信息。此外还对有侧壁火嘴时炉膛内的燃烧和传热进行研究，通过比较是否考虑侧壁火嘴时计算出的管壁热通量分布，发现侧壁火嘴在补充炉膛上部反应管热量不足的情况，的确起了一定的作用。

参考文献

- [1] 赵坚行，燃烧的数值模拟[M]，科学出版社，2002
- [2] Fiveland W.A., Discrete Ordinate Solutions of The Radiative Heat Transport Equation For Rectangular Enclosures[J], J. Heat Transfer, 1984,106(2):699-706
- [3] Turelove J.S., Discrete Ordinate Solutions of the Radiative Heat Transport Equation[J], J. Heat Transfer, 1987,109(4):1048-1051
- [4] 范维澄，万跃鹏，流动及燃烧的模型与计算[M]，中国科学技术大学出版社，1992

超音速燃烧室流场的数值模拟研究

崔玉峰 徐纲 黄伟光

(中国科学院工程热物理研究所 北京 100080)

(Tel: 010-82672162 E-Mail: cuiyufeng@etphwg.etp.ac.cn)

摘要 本文用 Fluent 中的雷诺应力湍流模型对带后向台阶的横喷氢气超音速燃烧室进行了数值模拟研究, 计算结果表明在氢气喷嘴的后方再加上一个空气喷嘴可以大大改善氢气与空气的掺混, 更有利于提高超音速燃烧室的燃烧效率; 然而随着横喷空气的静压和马赫数的提高, 会使燃烧室的总压恢复系数降低, 并会使来流空气在台阶尖角处发生分离, 并最终会在台阶前的横截面产生激波, 激波的位置也随着横喷空气的静压和马赫数的增加而前移。

1 引言

在超音速燃烧冲压发动机燃烧室中由于不能使氢气与空气预混, 燃烧室的燃烧效率主要取决于氢气和空气的混合效率, 因此研究强化氢气和空气的混合技术对于提高燃烧室燃烧效率、减小燃烧室长度具有很重要的意义。

目前对于各种形式的超音速燃烧室进行了大量的数值模拟研究和实验研究。总的来看, 氢气的水平喷射、垂直喷射和带后向台阶的喷射方式占主流, 后者除了能提高氢气的掺混效率外, 还可能利用台阶后的回流区延长氢气在燃烧室内的滞留时间, 提高火焰的稳定性。然而即便如此, 氢气与空气的掺混效果仍然不太理想。氢气刚刚喷入燃烧室时, 速度方向与空气来流方向相互垂直, 此时它们之间的相互扰动较强, 利于掺混。然而由于来流空气为超音速流, 氢气流量与空气相比要小的多, 很难穿透空气流, 于是在空气的作用下氢气流的速度方向很快变得与空气速度方向一致, 这时氢气和空气做平行流动, 氢气与空气的掺混条件变差, 结果是在氢气喷嘴后面, 绝大部分氢气集中在靠近燃烧室壁面的一个很小的距离内, 在这个区域内氢气的浓度很高, 随着离开壁面的距离增大, 氢气的浓度急剧下降。氢气浓度的这种分布是不利于提高燃烧室的燃烧效率的。为了解决这个问题, 本文用数值模拟方法研究了在氢气喷嘴后面再加一个空气喷嘴对氢气和空气的掺混效率以及燃烧室流场的影响。

2 数值模拟方法

Fluent 作为一个成熟的商业 CFD 软件,在空气动力学领域得到了广泛应用。本文采用了 Fluent 中的雷诺应力湍流模型,壁面采用标准壁面函数来处理,各种气体组分的质量分数由 Fluent 中的组分输运模型求解。控制方程的离散采用一阶迎风格式,方程的求解采用耦合求解方法。计算时对流场进行初始化后,先用显式耦合解法迭代若干步后改用隐式耦合求解方法加速收敛。

3 计算结果及分析

本文计算的燃烧室长为 150mm,高为 50mm,台阶高 $h=2.5\text{mm}$ 。为了消除台阶附面层对计算的影响,台阶距前缘距离取为 63mm。氢气喷嘴在台阶后 $s_1=5h$ 处,空气喷嘴在 $s_2=6h$ 处,两喷嘴宽度相等, $d=0.5\text{mm}$ 。由于燃烧室上下对称,计算时取下半部分作为计算区域,计算域高 $H=25\text{mm}$,如图 1 所示。计算采用不均匀的正交矩形网格,靠近台阶和喷嘴的区域网格较密,燃烧室出口网格较稀,总的大约有 7000 网格。

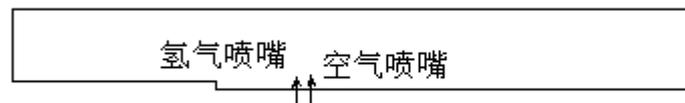


图 1 计算区域简图

进口超音速空气流静压 $p_0=0.1\text{MPa}$,静温 $T_0=1000\text{K}$, $M_0=2$,氢气静压 $p_{j1}=5p_0$,静温 $T_{j1}=300\text{K}$, $M_{j1}=1$ 。横喷空气的温度燃烧室入口空气相同, $T_{j2}=1000\text{K}$,计算中只改变它的压力和马赫数,各计算工况如表 1 所示,其中工况 1 表示没有加入横喷空气。

表 1 计算工况横喷空气参数

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
M_{j2}	/	1	1	1	1	1	1	2	2	2	2	2	1.25	1.5	1.75
p_{j2}	/	0.2	0.4	0.5	0.6	0.8	1.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.5	0.5	0.5

3.1 横喷空气对氢气与空气掺混效率的影响

图 2a 和图 2b 分别是工况 1 和 2 的氢气质量分布等值线图。从图中可以看出当没有

横喷空气时，氢气在燃烧室入口的来流空气作用下，大部分氢气贴近壁面流动，贴近壁面处的氢气的质量分数很高，与空气的混合效果很差，不利于氢气的燃烧。当在氢气喷嘴的后面有了横喷空气后，横喷空气一方面延缓了氢气速度方向的改变，增加了氢气在空气流中的穿透深度；另一方面，由于横喷空气的掺混作用使近壁处的氢气质量分数大大降低。因此横喷空气可以提高氢气与空气的掺混效率，从而更加有利于氢气的燃烧，达到提高燃烧室燃烧效率的目的。

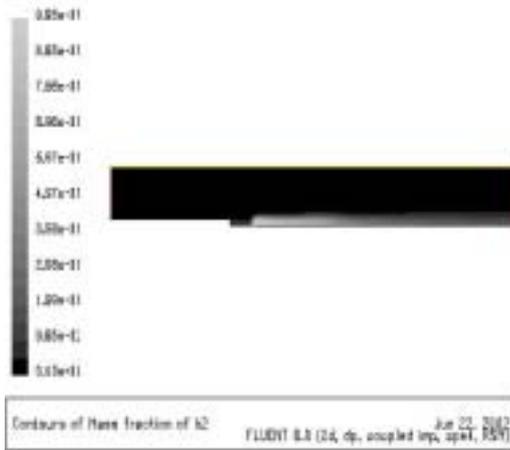


图 2a 工况 1 的氢气质量分数等值线图

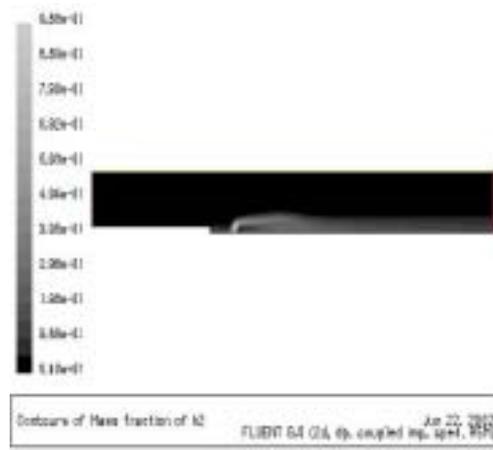


图 2b 工况 2 的氢气质量分数等值线图

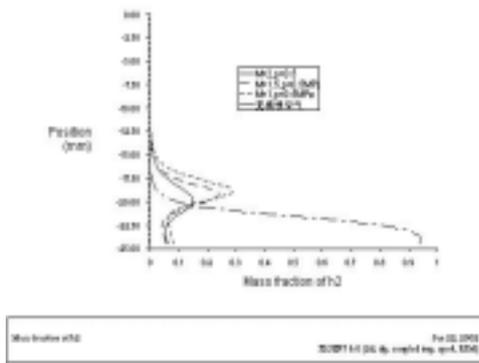


图 3 $p_0=0.5\text{MPa}$ ，不同马赫数对氢气分布的影响

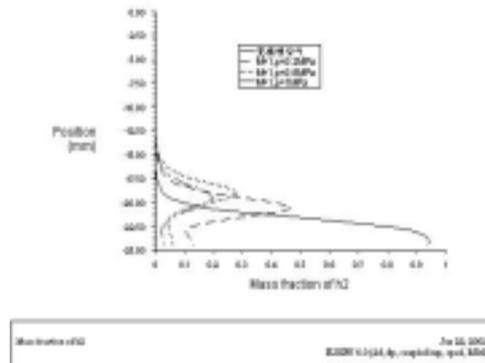


图 4 $M_2=1$ ，不同静压对氢气分布的影响

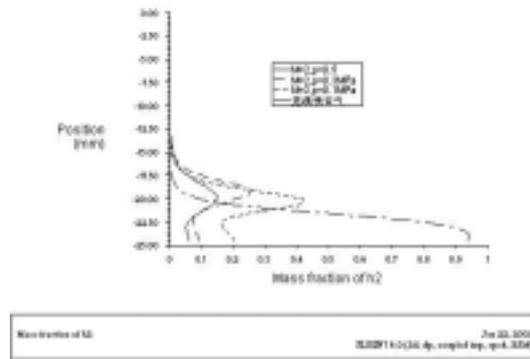


图 5 $M_2=1$ ，不同静压对氢气分布的影响

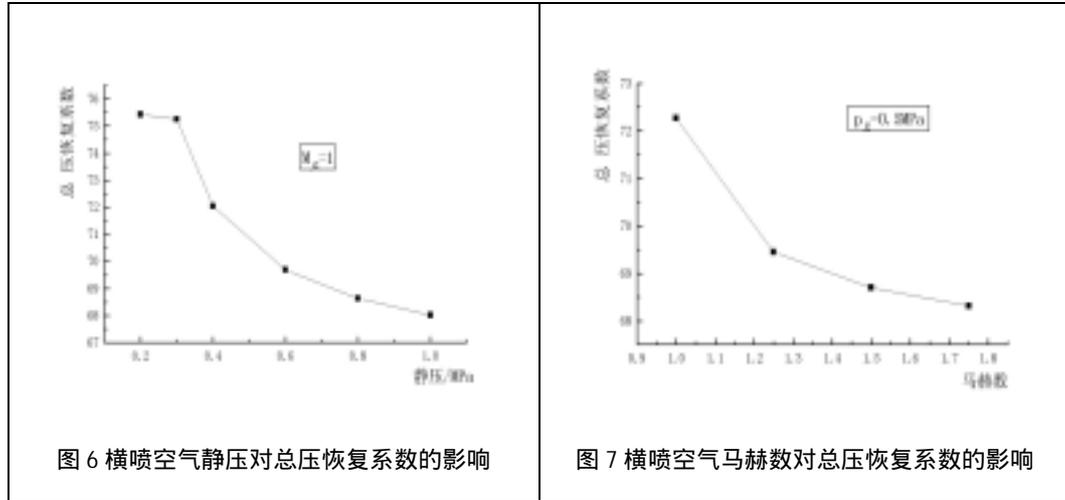
3.2 横喷空气对氢气在燃烧室横截面上的分布的影响

图 3、图 4 和图 5 分别是各种工况下台阶后 20mm 横截面上氢气的质量分数分布的比较。从图中可以看出，当没有附加横喷空气时，氢气质量分数由贴近壁面处的 0.95 左右迅速减小到 0，因此氢气的穿透深度很小，约为 7mm。在氢气喷嘴后加上一个空气喷嘴以后，贴近壁面处的氢气质量分数大大减小，并随着横喷空气马赫数和静压的提高，进一步降低。随着离开壁面的距离增大，氢气质量分数先达到最大值，然后逐渐减小到 0。该横截面上氢气质量分数的最大值也随着横喷空气静压和马赫数的增加而逐渐降低。这是因为横喷空气的静压和马赫数的提高，喷入的空气流量增大，一方面使氢气的总体质量分数减少，另一方面由于首先会与近壁处的氢气掺混，使得近壁处的氢气质量分数大大降低。因此，随着增加空气的静压和马赫数可以提高空气与氢气的掺混效率，有利于提高燃烧室的燃烧效率。此外，横喷空气还可以提高氢气的穿透深度，然而随着横喷空气马赫数的提高，氢气的穿透深度没有明显变化，大约都为 11mm 左右。

3.3 横喷空气对总压恢复系数的影响

图 6 和图 7 分别是燃烧室的总压恢复系数随横喷空气的马赫数和静压增加而变化的曲线。没有横喷空气时燃烧室的总压恢复系数为 79.5，如图 6 和图 7 所示，当有横喷空气时的总压恢复系数都要比没有横喷空气时的低，并且随着横喷空气的静压和马赫数的增大总压恢复系数逐渐降低。因此，虽然提高横喷空气的静压和马赫数会改善空气和氢

气的掺混效率，然而也不能过高，否则将会导致燃烧室的总压恢复系数过低。



3.4 横喷空气对压力分布和马赫数分布的影响

图 8、图 9 和图 10 分别是计算工况 1、6 和 12 的静压和马赫数等值线图。如图所示，当没有横喷空气时，由于横喷氢气的对超音速空气流的阻碍作用在台阶尖角处已经产生了压缩波，然而此时还没形成激波。随着横喷空气横喷空气的静压和马赫数的增大，横喷空气对来流空气的扰动增强，使得来流空气首先在台阶尖角处发生分离，并在台阶所在横截面附近产生激波，随着横喷空气的静压和马赫数的进一步增大，产生激波的位置逐渐前移。

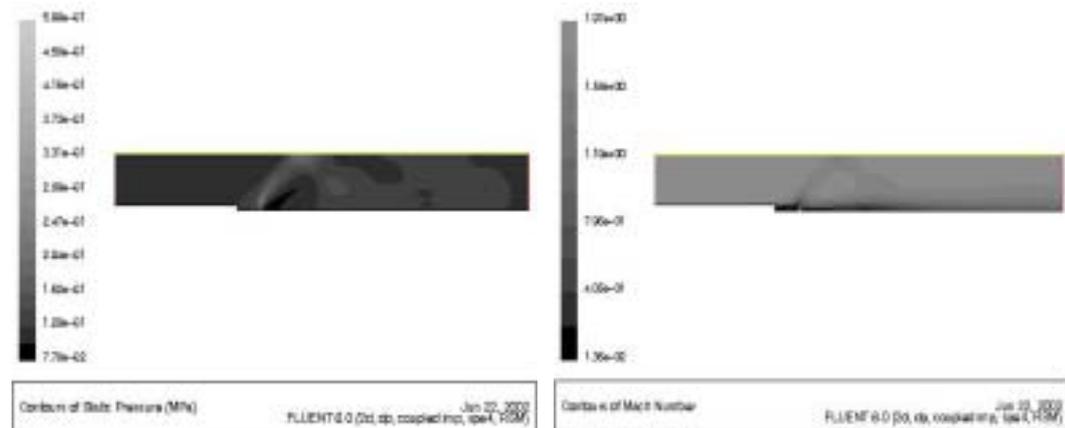


图 8 工况 1 静压和马赫数等值线图

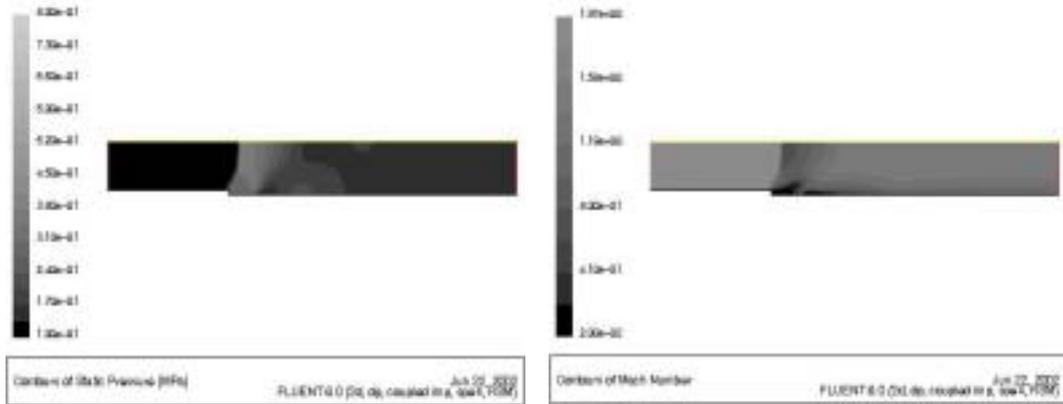


图 9 工况 6 静压和马赫数等值线图

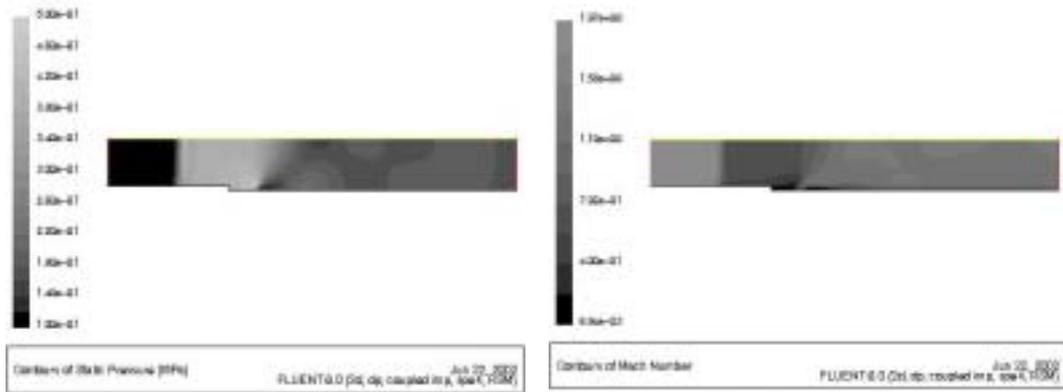


图 10 工况 12 静压和马赫数等值线图

4 结论

通过上面的分析可以得到以下结论：

- (1) 在带有后向台阶的横喷氢气超音速燃烧室的氢气喷嘴加一个空气喷嘴可以有效地提高氢气与空气的掺混效率，从而更加有利于提高超音速燃烧室的燃烧效率；
- (2) 燃烧室的总压恢复系数随着横喷空气的静压和马赫数的增加而降低；
- (3) 随着横喷空气的静压和马赫数的增加会使来流空气在台阶尖角处发生分离，并最终会在台阶前的横截面产生激波，激波的位置也随着横喷空气的静压和马赫数的增加而前移。

32Sh-19 离心泵流场的全三维数值模拟

王彦辉 康志忠 徐鸿 梁双印

(华北电力大学(北京)动力系, 北京 102206)

摘要: 针对改型后的 32Sh-19 离心式循环水泵, 运用 CFD 商业软件对其流场进行了全三维数值模拟, 通过选取适当的数学物理模型得出了水泵内部流场的分布规律。结果表明改型后的水泵有较好的水力性能和变工况适应性。同时, 对改型后存在的不足进行了分析并提出了改进建议。

关键字: 离心泵; 流场; 数值模拟

随着计算流体力学和相应计算软件的发展, 水泵的全三维数值模拟已经成为可能, 但一般仅局限于在叶轮流道内计算, 同时将叶轮和进、出水室做为模拟对象的还不多见。本文借助 FLUENT CFD 软件平台, 采用 N-S 方程 (RANS) 配合标准 k- ϵ 湍流模型对水泵全流场进行了三维数值模拟。考虑分子粘滞力的影响, 壁面区域采用壁面函数法处理。压力-速度的耦合采用非结构网格上的 SIMPLEC 算法。通过对不同工况下流场的模拟, 得出了一些有价值的水泵性能信息。

1 水泵的基本构造

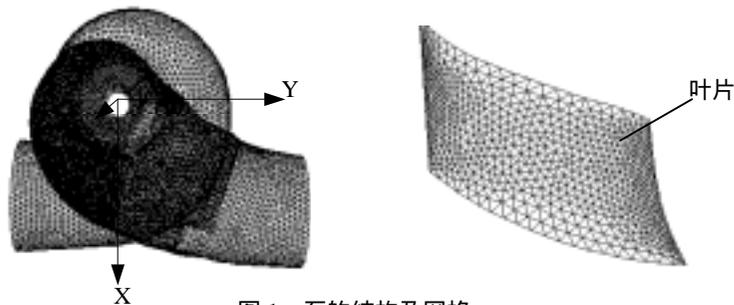


图1 泵的结构及网格

如图 1 所示单级双吸、泵壳中开离心泵, 进水室为半螺旋型蜗室, 出水室为螺旋形蜗室, 具有倾斜出口边的双曲率叶片为 6 片。由于原水泵运行效率低, 对叶轮及进、出

王彦辉(1971-)男, 硕士研究生, 主要从事燃料电池系统优化方面的研究; 徐鸿(1959 水室过 -)教授、博士生导师, 从事高温材料科学方面的研究。

2 模型的建立

2.1 数学模型

水在叶轮中做非定常流动，采用多参考坐标系模型(MRF) 按照定常流来近似模拟旋转流场。进、出水室及叶轮动静三个子区同时求解。

由于利用不可压缩 Newton 流体的 RANS 方程求解时出现新的变量 Reynolds 应力，为此引入标准 $k-\varepsilon$ 模型，使 RANS 方程和 $k-\varepsilon$ 二方程构成非线性封闭方程组，然后离散求解。控制方程通用形式如下：

$$\frac{\partial(\rho u \varphi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v \varphi)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \omega \varphi)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma_{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\Gamma_{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right] + S_{\varphi} \quad (1)$$

式中， φ 代表速度 u 、 v 、 ω ，湍动能 k 和耗散率 ε ； S_{φ} 为源项， Γ_{φ} 为扩散项。方程的具体形式和含义见^[1]。

2.2 网格划分

该水泵在结构和流动上均关于平面 $Z=0$ 对称，取 $Z>=0$ 的 1/2 流场作为求解区域。由于该水泵结构非常复杂，因此采用完全非结构的四面体网格，先对叶片加密然后由软件自动生成整个网格。求解单元共计 253210 个，其中叶轮为 123479 个，进水室为 79540 个，出水室为 50191 个。

2.3 边界条件

(1) 进口边界：假定进口速度沿进水室入口截面均匀分布，直接给出边界节点值 u_m 。

进口 k 和 ε 值由下式求得^[2]：

$$k = 0.05 u_m^2 \quad (2)$$

$$\varepsilon_m = \frac{c_{\mu}^{\frac{3}{4}} k^{\frac{3}{2}}}{0.07 d} \quad (3)$$

式中， $c_{\mu}=0.09$ ， u_m 为进口截面平均流速， d 为入口段的特征尺寸。

(2) 出口边界：取充分发展条件，即假设所有变量的扩散通量为 0。

(3) 壁面边界：采用无滑移固壁条件并由壁面函数法确定。

(4) 对称边界：平行于对称面的速度分量取法向梯度为 0，垂直对称面的速度分量在壁面上取 0。

3 计算结果与分析

模拟了两种设计工况及变工况时水泵的运行特性。限于篇幅本文着重工况 1 做一分析，其它工况仅给出结论。设计工况 1 的转速、流量分别为： $n_1=735\text{r/min}$ ， $Q_1=6800\text{m}^3/\text{h}$ 。



图 2 泵的静压分布 (Pa)



图 3 泵的速度分布(m/s)

从图 2 - 3 可以得出全流场的压力和速度分布规律：在由进口到出口的流动过程中，静压总体上表现为从低到高持续上升的规律，在出水室压力沿径线逐渐增加，在蜗壳外壁达到最大。在进水室速度随流通截面变化而变化，进入叶轮后由于叶轮做功速度增加，但进入出水室后速度沿径线逐渐降低。

3.1 半螺旋形进水室流场分布

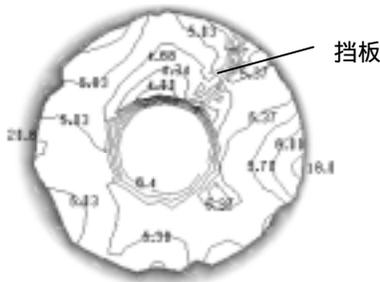


图 4 叶轮进口速度等值线(m/s)

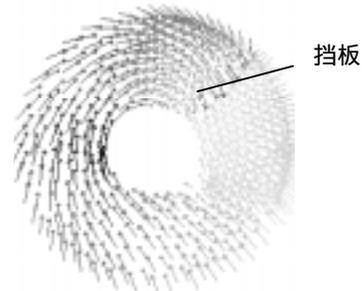


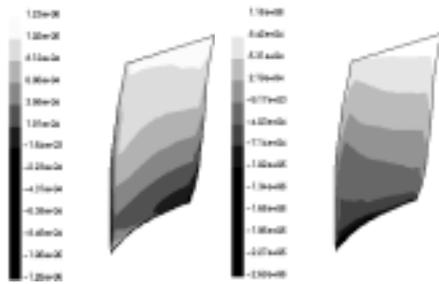
图 5 叶轮进口速度矢量

目前文献中少有模拟进水室的，其实设计良好的进水室有利于叶轮进水速度的均匀并能减小能量损失，否则却会影响水泵的性能。图 4 为经过进水室收缩段流速略有增加的叶轮进口断面速度等值线，除了紧贴内、外壁面的水流由于具有较高的圆周速度而使流速偏高外，其它部分速度基本均匀。从图 5 可以看出在半螺旋结构以及旋转叶轮的作用下，水在进入叶轮前已有一定的强制预旋，主流旋转方向和叶轮同向，但在靠近进水室挡板的一侧有一股弱旋流，旋转方向却与叶轮相反，原因是水在半螺旋形蜗室内是从两个方向流向挡板并流出蜗室的，这样就会有一股与叶轮转向相反的强制预旋，不过在

旋转叶轮的反作用下其旋转强度会逐渐减弱，可以认为对主流正预旋影响不大。强制预旋能够减小水的临界回流流量，提高低负荷时泵的性能。

3.2 叶轮流场分布

水在叶轮内做三维湍流流动，图 7 - 10 显示了叶轮中水的压力、速度分布规律以及流动过程出现的冲击、分离、回流以及汽蚀等现象。



(a) (b)
图 6 叶片表面静压 (Pa)

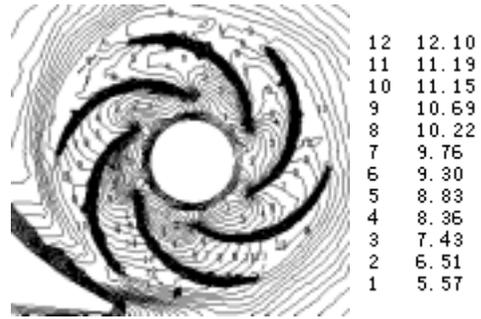


图 7 z=0.15m 叶轮回转面上的速度等值线(m/s)

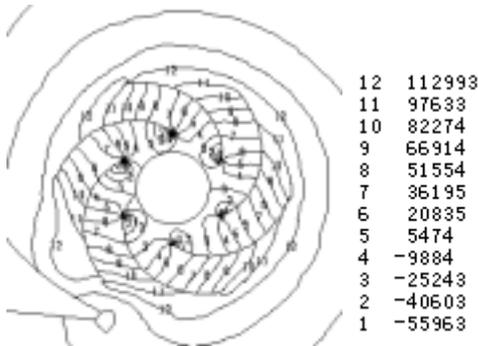


图 8 z=0.15m 叶轮回转面上的静压等值线 (Pa)



图 9 z=0.15m 叶轮回转面上的速度矢量

图 6 表明叶片工作面压力(a)明显高于非工作面压力(b)，而且叶片进口处两侧压差最大。另外，水进入叶轮后周向速度增加导致静压逐渐降低，当水绕过叶片头部时由于急速转弯流速进一步加快，在叶片进口处形成水泵全流场压力最低区，叶片非工作面上最小静压为 - 2.58MPa，绝对压力低于循环水的临界值，实际已产生汽蚀。由图 7-8 可以看出，从叶轮流道进口到出口，随着叶轮做功水的压力和速度逐渐增加，压力得以回升，而且压力面大于同一圆周上吸力面的压力。同一流道内不同点的流动条件不同，因此实际流场远非一元流动理论所描述。不同位置的流道有不同的流场，在同一圆周半径上，靠近泵舌的流道其速度明显高于远离泵舌流道内的速度，而且不同旋转位置的叶片，其表面速度和压力分布也不同，这说明叶轮内的流动除与叶轮本身结构有关外还受进、出

水室的影响，表现为明显的轴不对称性。图 9 为局部放大的叶轮回转面上的速度矢量，可以看到水流由轴向转为径向时与叶根发生冲击，叶片进口边界层发生分离并局部产生小流量回流。分析速度方向，发现绝对速度与圆周速度的夹角即进流角过小，这样必然会降低水泵的做功能力，这说明设计转速和设计流量存在一个最佳匹配问题。当设计流量和流道形状一定时，减小圆周速度可增大进流角从而提高做功能力；或者设计转速一定时增大设计流量同样可以改善流道内水的流动性能。

3.3 出水室的流场分布

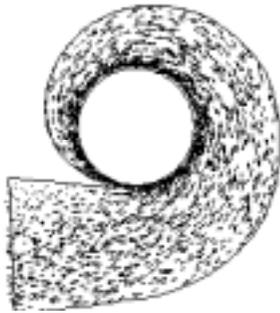


图 10 出水室速度矢量



图 11 $x=0$ 出水室速度矢量

图 10-11 为出水室中水的压力和速度分布情况，可以看出蜗室设计基本合理。图 11 表明，水从叶轮出口至蜗室的通流曲线规则，出口水流与壳体螺旋角偏差小，除了与泵舌发生冲击外，水从叶轮流出后能顺利进入蜗室。水流在泵舌前、后没有出现明显的漩涡和回流，这说明泵舌与叶轮的间隙是合理的，但在扩压管内泵舌后部流速过低，并且出口处出现边界层脱离和小流量回流，原因是设计转速对应的设计流量偏低，另外可能与扩压室的张开角过大有关。分析流场还可以发现水在蜗室中做非等速流动，流速随螺旋角的变化而变化，这是由于叶轮出口周围压力分布不均匀，其中泵舌处最高，紧靠泵舌的两边较低，由此将引起叶轮出口速度和流量的不均，其影响一直延续到出水室。图 12 显示了蜗室中水的二次流现象。在绝对速度的轴向和径向分量的作用下，水在蜗室中以螺旋形式流动，但由于是两面对称进水，因此又不同于单吸泵的二次流特性。

4 其它工况的模拟结果

设计工况 2 的参数为： $n_2=600\text{r/min}$ ， $Q=5551\text{m}^3/\text{h}$ ，其流场和工况 1 相似，但在扩压室出口处出现明显回流。叶片进口最低压力为 -1.72MPa ，汽蚀性能好于工况 1。

变工况采用的模拟参数为： $n_3=735\text{r/min}$ ， $Q_3=6000\text{m}^3/\text{h}$ ，模拟结果表明变工况下该泵

仍有好的流动性能，而且扩压室没有出现回流或过低流速，但由于小流量造成过大正冲角，水在叶片非工作面上产生脱体并形成漩涡，导致汽蚀性能较设计流量下差。回流和汽蚀同时产生将会引起压力和速度脉动，从而大大降低泵的性能。

5 提高设计工况下汽蚀性能的措施

$$\text{泵的汽蚀余量} \quad \Delta h_r = \frac{V_0}{2g} + \lambda \frac{W_0^2}{2g} \quad (4)$$

式中， V_0 、 W_0 分别为叶片边缘前的绝对速度和相对速度。 λ 为叶轮汽蚀系数，由试验求得。由于汽蚀余量 Δh_r 表示从泵的进水口到叶轮压力最低点的压力降，因此 Δh_r 越小汽蚀性能越好。显然，降低 V_0 、 W_0 时可减小 Δh_r ，提高泵的汽蚀性能。

(1) 对高比转速泵，采用参考文献^[3]推荐值，取叶片数为5片，这样即可增加过流面积还可减少摩擦损失，同时提高了泵的汽蚀性能和效率。(2) 在设计流量不变和扬程许可范围内降低转速，这样叶轮对进水的反作用减小，叶片进口前的周向速度及 V_0 将小于设计转速下的值，从而提高泵的汽蚀性能。另外根据前文所做分析，降低转速还有利于消除出口回流和提高做功能力。与此相对应，设计转速下提高流量同样可以改善泵的性能。(3) 适当增加叶轮进口直径或叶轮叶片进口宽度。两者都可通过增加过流面积来降低 V_0 和 W_0 ，从而达到提高水泵汽蚀性能的目的。

6 结论

(1)设计工况及变工况下该水泵有较好的流动性能，基本上能满足实际运行要求。(2)叶片进口压力低，边界层分离以及水的回流、冲击会影响水泵的效率和降低水泵安全性。(3)水泵内部流动复杂，进水室、叶轮以及出水室相互影响，因此，水泵改型时要综合考虑其水力性能、结构合理性及汽蚀指标。

参 考 文 献

- [1] 郭鸿志 张欣欣等. 传输过程数值模拟. 北京: 冶金工业出版社
- [2] 陶文铨. 计算传热学的近代进展. 北京: 科学出版社
- [3] A.T.特罗斯科兰斯基等. 叶片泵计算与结构. 北京: 机械工业出版社
- [4] Dai, Jiang; Wu, Yulin; Cao, Shuliang. Study on flows through centrifugal pump impeller by turbulent simulation. Journal of Hydrodynamics. 1997, 9(1): 11-23

The Whole 3D Numerical Simulation on Flow Filed in 32Sh-19 Centrifugal Pump

WANG Yan-Hui , KANG Zhi-Zhong , XU hong , LIANG Shuang-Yin

(Department of Power Engineering , NCEPU (BJ) , Beijing 102206)

Abstract To retrofitted 32sh-19 centrifugal water circulating pump, a CFD software is applied to investigate the flow field with three-dimension numerical simulation. Through choose proper mathematics and physical model the pump-body's flow field distributive laws can be draw. The result indicates that the simulation parameter and design parameter are unanimous, and the pump after retrofitting has stronger load adaptability. Besides, the existing deficiency after retrofitting has been analyzed in this text.

Key words numerical simulation; centrifugal pump; flow field

电话 : 010-80791465 王彦辉

泵站出水流道三维不可压湍流场的数值模拟

刘小龙 施卫东 潘中永

(江苏大学, 江苏镇江 212013)

[摘要]: 泵站出水流道的三维正命题的求解采用了雷诺平均 $N-S$ 方程, 并以标准 $k-\varepsilon$ 湍流模型使方程组闭合。在以压强连接的隐式修正法 (SIMPLE-C) 算法建立的压力速度校正方程上, 求解流道内三维不可压湍流场, 数值模拟的结果对泵站出水流道水力优化设计具有指导意义。

[关键词]: 泵站 出水流道 湍流 计算流体动力学

[中图分类号]: TH311 [文献标识码]: A

近十几年来, 我国对水泵装置作了大量的研究工作, 特别是对低扬程轴流泵水力模型和进水流道优化水力设计的研究已取得很大进展, 扬州大学的刘超、陆林广等人在这方面做了很多工作, 有许多成果已经在泵站工程中得到了成功的应用。然而对出水流道内的流态则缺乏较为深入的了解, 在过去相当长的一段时间内, 只做过一些关于出水流道水力损失方面的试验研究。出水流道是水泵装置的一个重要组成部分, 对水泵装置的性能有非常明显的影响。出水流道的水力设计至今仍建立在传统的一维流动理论的基础上, 这种理论与出水流道实际的三维流动情况出入很大。近年来, 人们对出水流道在水泵装置、尤其是在低扬程水泵装置中的作用已经有了越来越清楚的认识, 提出了重视研究出水流道水力设计理论和方法的要求。本文结合江苏省镇江市谏壁抽水站改造项目, 借助先进的 CFD (计算流体动力学, 全称 computational fluid dynamics) 技术对出水流道三维流态进行了模拟和初步分析, 由此来指导出水流道的水力优化设计。

1 出水流道简化的水力模型

如图 1 所示为该抽水站出水流道水力简图, 单机流量 $Q = 26.67 \text{ m}^3/\text{s}$, 其出水流道与一般的出水流道不同, 结构为双向, 且有两种功能: 在灌溉期, 水从长江引入进水流道, 轴流泵将水输送到出水流道, 此时排涝处的闸门关上; 在排涝期, 水从运河引入, 经轴流泵导入出水流道, 此时灌溉处闸门关上。左右出水流道的形状类似喇叭口, 并且是连通的, 只是开口的方向不同。在数值模拟计算时, 根据相似性, 本文只计算排涝期时的流场分布。结构上, 在流道进口处与出口处的过渡区为了设计方便, 采用了圆角过渡。

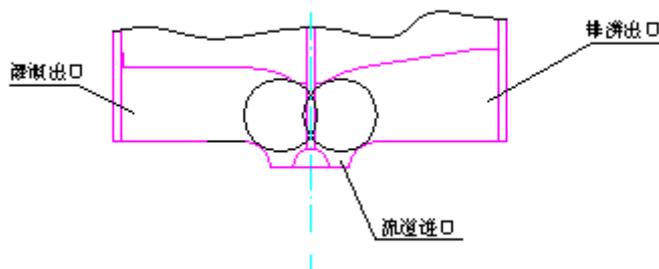


图 1 出水流道二维水力简图

[基金项目] 江苏省科学技术发展基金项目资助 (BF98002)

[作者简介] 刘小龙 (1977.6 -), 男, 河南信阳人, 江苏大学流体机械工程技术研究中心硕士生。

施卫东 (1964.2 -), 男, 江苏如东人, 江苏大学流体机械工程技术研究中心主任, 研究员。

潘中永 (1973.1 -), 男, 山东济南人, 江苏大学流体机械工程技术研究中心博士, 助理研究员。

北京海基科技
www.hikeytech.com

2 出水流场数值模拟的数学模型

出水流态的数值模拟采用了三维雷诺平均 $N-S$ 方程，并以标准 $k-\varepsilon$ 湍流模型使方程组闭合。选用这种模型的原因，是因为试验证明，标准 $k-\varepsilon$ 湍流模型对三维流动是非常适用的。

3 控制方程的求解

3.1 网格生成

网格生成技术是计算流体动力学 (CFD) 的重要内容。出水水道的计算网格如图 2 所示。

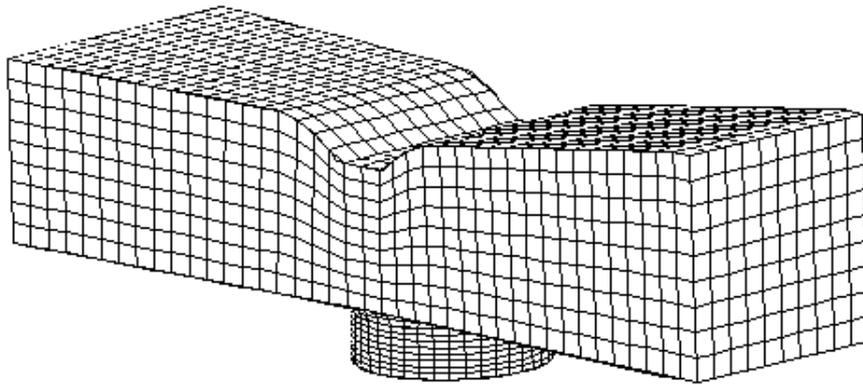


图 2 三维出水水道的计算网格图

3.2 算法

对不可压流体而言，没有压力场的显示方程，使得求解的速度场难以满足连续性方程。SIMPLE 算法通过建立压力和速度的代数校正方程，成功地解决了这个问题。SIMPLE-C 算法在推导校正方程时考虑了相邻节点的影响，较 SIMPLE 合理。为了保证速度场和压力场的耦合联系并防止出现压力锯齿波的现象，采用了交错网格。

3.3 控制方程的离散与求解

采用二次迎风格式离散动量方程和离散湍流能量方程。

3.4 边界条件

由质量守恒定律和无旋假设确定进口相对速度，压力在进口截面上假设为均匀分布。由于采用了 $k-\varepsilon$ 湍流模型，流场进口断面尚需给出水流湍动能及其耗散率的边界条件，这个由进口处特征长度选取。出口处的速度由上一层网格点的速度值推延而得，再根据质量守恒定律按比例修正，其他物理量都取为

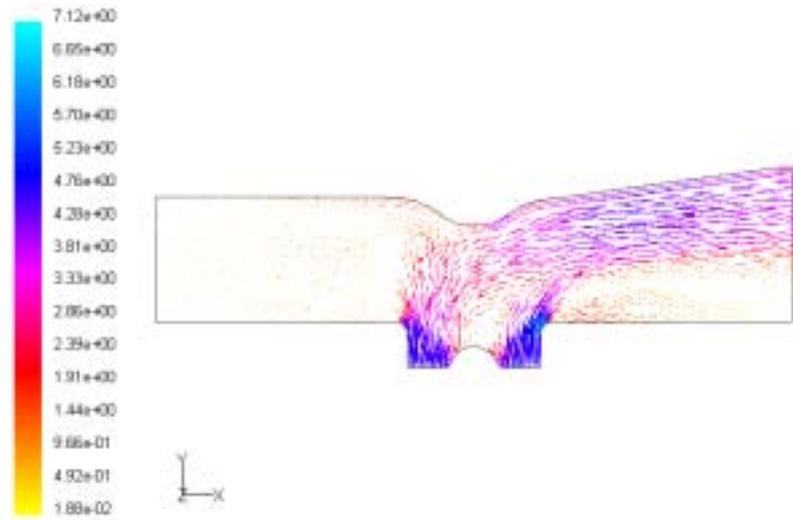
上游一层网格点的值。固壁上满足无滑移条件，即相对速度 $\omega = 0$ ；压力取为第二类边界条件，即 $\frac{\partial p}{\partial n} = 0$ ；

湍流壁面条件采用壁面函数边界条件。

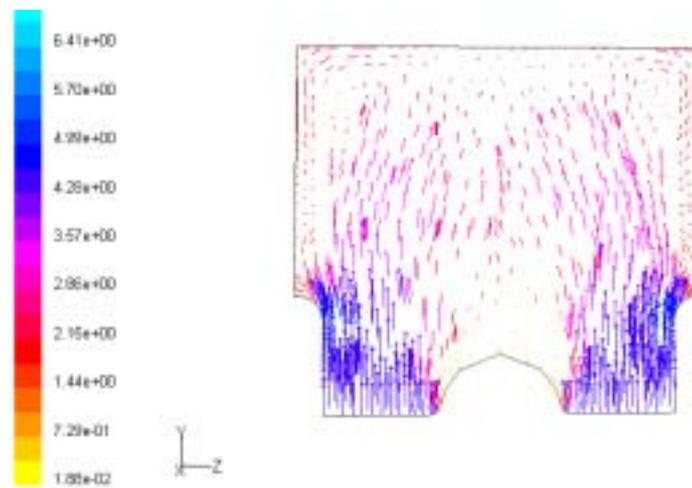
4 计算结果及分析

4.1 截面特征

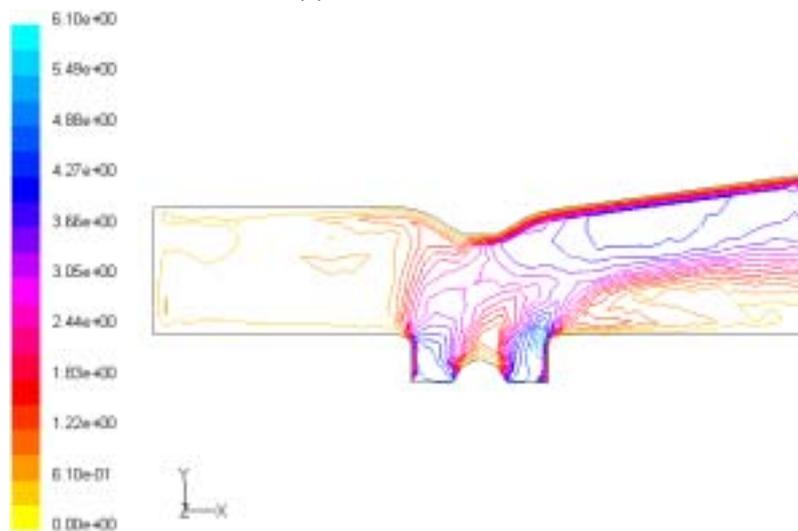
图 3~图 5 给出了垂直于进口面的两个截面的速度矢量、压力、湍动能和湍动能耗散率分布图。其中截面 1 为过原点垂直于 z 轴的截面，截面 2 为过原点垂直于 x 轴的截面。压力参考点为原点，且值设定为一个大气压。



(a) 截面 1 速度分布图

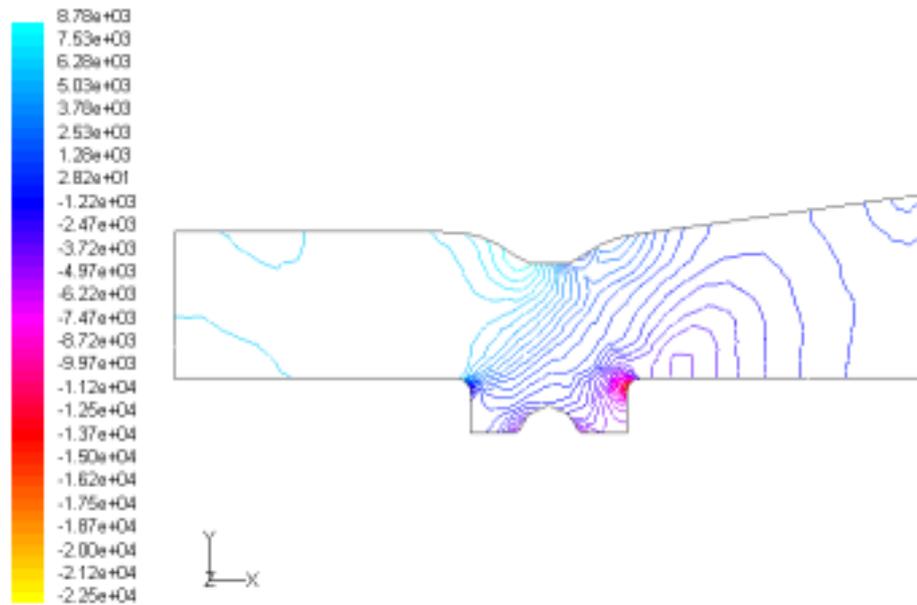


(b) 截面 2 速度分布图

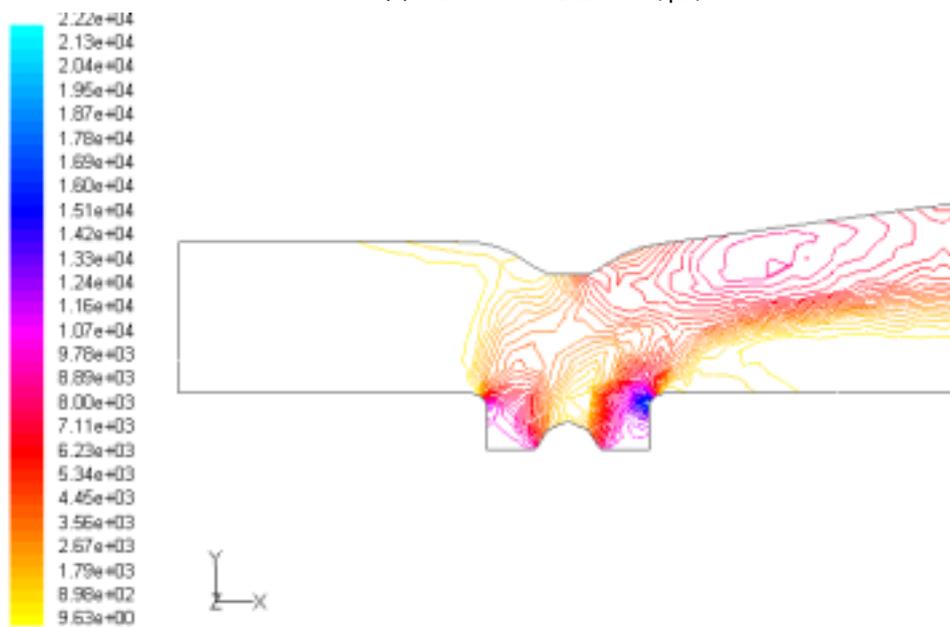


(c) 截面 1 速度等值线图 (m/s)

图 3 截面速度分布图

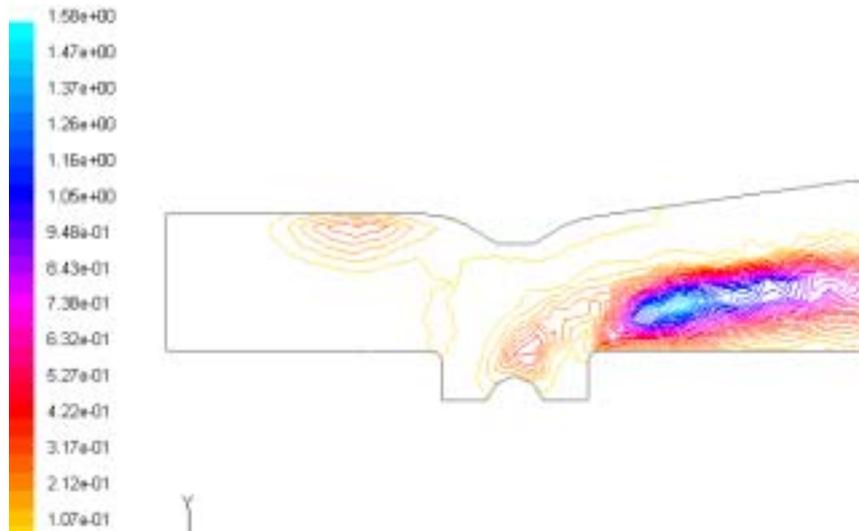


(a) 截面 1 静压等值线图 (p_a)

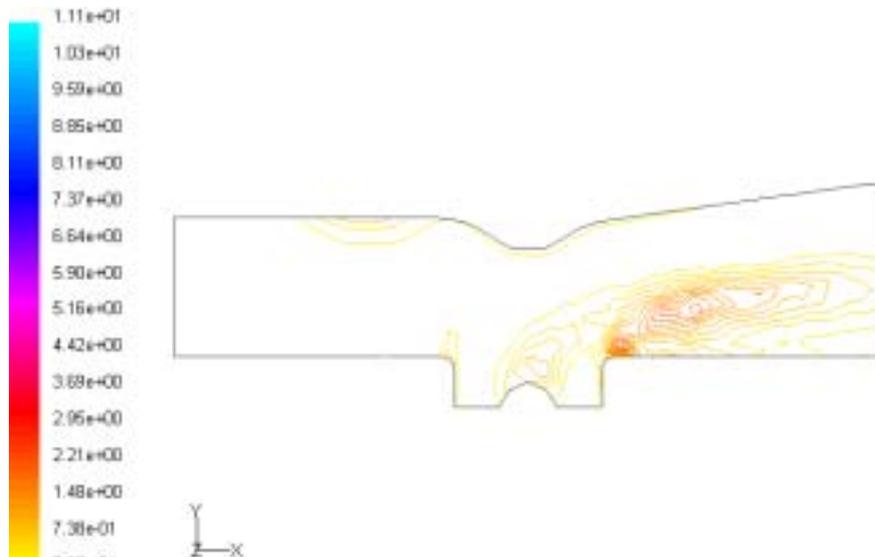


(b) 截面 1 动压等值线图

图 4 截面压力 (p_a) 分布图



(a) 截面 1 的 k 值 (m^2/s^2) 图



(b) 截面 1 的 ϵ 值 (m^2/s^3)

图 5 截面湍动能和湍动能耗散率分布图

4.2 结果分析

从图 3 分析可得在离出口处扩散管下方和进水口顶部产生旋涡,从出水流道进口到出口速度值沿出水流道过流断面的中线分布为先增大后减小,上述现象主要与水力近似设计的模型有关。由于进口面圆形与出水流道底面矩形以圆角过渡得不充分导致的,进水口左侧速度发展比较充分,而右侧相当于绕前台阶的绕流,速度发展不充分,速度的差异是产生旋涡的根本原因,这也必将引起水力损失。改进方法为设计模型的截面应包络非回流区域即可采用虹吸式、直管式或斜管式等符合流线型的结构,可减少水力损失。速度值先增大后减小是因为扩散管断面面积先减小后增大所致,在改进的结构中要注意断面过渡的平滑和面积逐渐增大,这样也可以减小水力损失。

从图 4 压力分布图分析可得静压从进口到出口逐渐增大,并且在出水流道的左侧开口由于封死,出现滞水区,且静压能为最大。从动压的等值线图分析可得,从进口到出口,动压分布时逐渐增大然后减小,这和速度分布图是一致的,因为动压值与速度值的平方成正比关系。压力分布图的整个趋势是动压减小静压增大,总压逐渐减小。这是因为在出水流道中没有动力机械的介入,只有能量的转移,加上重力和各部分局部阻力的影响,总压数值肯定是减小的。若不考虑重力的作用,则减小值即为水力损失值。

从图 5 分析可得湍动能和湍动能耗散率集中分布在回流区,湍动能值与速度的脉动值平方有关,这段区域靠近壁面层,速度发展不充分,随机的跳跃性大,因此该处的湍动能大,同理湍动能耗散率也与速

度的脉动值有关，分布情况也相似。

4.3 水力性能估算

出水流动道的局部水力损失包括：突然扩散损失、弯管损失和动扬程损失。而上述局部损失系数与流动速度无关，它只取决于出水流动道的几何形状和面积大小，结构一旦确定了，系数就定了下来，所以根据不同截面速度和相应的损失系数就可计算不同部分的损失能量。除局部水力损失之外，还有沿程阻力损失，二者之和即为总阻力损失。

由于数值计算的结果包括了进、出口断面上的速度和压力，故可由式 7 来估算出水流动道各部分水力损失的总量。

$$h_w = \sum h_f + \sum h_\xi$$

$$= \frac{p_2 - p_1}{\rho g} + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2g} \quad (7)$$

其中， p_2 出水口静压， p_1 入水口静压， V_2 出水口速度， V_1 入水口速度

5 结束语

本文采用数值模拟的方法对泵站出水流动道简化模型的三维不可压湍流场进行了数值模拟，初步揭示了与流动状态相关的几个重要运动参数变化的一般规律。数值模拟的结果基本反映了出水流动道内部流动的基本特征。除此之外，发现在出水口处扩散管下方和进水口顶部存在漩涡，并且提出了在结构上改进的方案。本文的研究结果为该泵站出水流动道的优化设计打下了基础。

参考文献

- [1] 陶文铨. 计算流体力学与传热学[M]. 北京：中国建筑工业出版社 1991.
- [2] 陆林广等. 泵站进水流动道优化水利设计[M]. 北京：中国水力水电出版社 1997.
- [3] 刘厚林. 流动式无堵塞泵 CAD 软件开发及三维不可压湍流计算[D]. 博士学位论文. 2001 (87~95).
- [4] 陆林广等. 泵站出水流动道基本流态分析[J]. 水利学报, 2000, (3): 69~75.
- [5] 袁寿其等. 无过载离心泵叶轮内三维不可压湍流场计算[J]. 机械工程学报, 2000, (5): 31~34.

3 - D Incompressible Turbulence Flow Simulation

in the Submerged Vanes in The Pump Station

LIU Xiao-long SHI Wei-dong Pan Zhong Yong

(Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China)

Abstract: By using Reynolds-averaged N-S equations and the standard $k-\varepsilon$ Turbulent module to enclose the equations, applying SIMPLE-C algorithm to make Pressure - velocity correction equation, 3-D incompressible turbulent flow in the submerged Vanes is computed. The Results of computing and simulating can be used to direct the optimal hydraulic design of the submerged vanes in Pump station.

Key words: Pump station ; Submerged vanes ; Turbulent flow ; Computational fluid Dynamic

离心泵涡壳内部三维流场的数值模拟

李维斌 朱荣生 潘中永 李红 曹卫东 (江苏大学流体机械工程技术中心)

摘要：将 CFD 技术应用于涡壳设计，基于 Navier-Stokes 方程和标准 $k-\epsilon$ 紊流模型，依据三维数值模拟的结果，优化与涡壳设计相关的几何参数，使涡壳内的流态接近于理想流态，从而保证涡壳具有良好的性能。

关键词：离心泵、计算流体力学 (CFD)、涡壳、

中图分类号：TH311 文献标识码：A

1. 前言

近来一段时间，江苏的几家泵厂都反映，最近生产的一种离心泵用户使用后都反映有时有水撞击的声音，尽管不太大但是还是会影响泵的性能指标，希望我们能给分析一下，提供一种改善的方法。随着计算流体力学和计算机的快速发展，对于流体机械内部流场的研究也有了很大的进展，但是对涡壳内部湍流场的数值模拟在国内还是很少，本文采用应用广泛的 CFD(计算流体动力学，全称 computational fluid dynamics)商用软件对涡壳内部的流场进行可视化分析，观察其内部流动情况，依据预测的结果优化相关的设计参数，以保证涡壳具有良好的性能。

2. 涡壳内部流场的三维数值模拟

2.1 控制方程

流场的求解，是通过求解雷诺时均、可压缩 N-S 方程来得到的。通过调整数值算法的有关项，使用于求解可压缩流动的程序可以用来模拟不可压流。控制方程的坐标系是建立在涡壳中心轴上的圆柱坐标系。在此坐标系下的质量、动量和能量守恒方程为：

$$\text{质量方程：} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{U}) = 0$$

$$\text{动量方程：} \frac{\partial (\rho \bar{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{U} \bar{U}) + 2\rho \omega x \bar{U} + \rho \omega x \omega x \bar{r} = -\nabla p + \nabla \bar{\tau}$$

$$\text{能量方程：} \frac{\partial (\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{U} h) = \frac{Dp}{Dt} - \nabla \bar{q} + \Phi$$

剪切应力为：

$$\tau_{ij} = 2\mu_{eff} e_{ij} - \frac{2}{3} \mu_{eff} \nabla \cdot \bar{U} \delta_{ij}$$

其中 e_{ij} 为：

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

有效粘性是分子粘性和湍流粘性的和：

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_T$$

式中的湍流粘性是由湍流模型得到的， Φ 是单位体积的粘性损失，由下式表示：

$$\Phi = \mu_{eff} \left[2e_{ij} e_{ij} - \frac{2}{3} (\nabla \bar{U})^2 \right]$$

热通量 \bar{q} 为：

$$\bar{q} = -(K + K_T)\nabla T$$

这里 K 和 K_T 分别为分子和湍流的热传导系数。在此处的分析中，假设不存在热通量。

$$\text{紊流的时均方程: } \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u_i u_j}) = F_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu_t \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j}$$

式中字母上方的横线表示时均值， ν_t 为紊动粘性系数。

在涡壳内部流场计算中使用了一简单的混合长度型涡流粘性模型，在该模型中应用当地自由流混合长度来精确标定混合长度分布并将其修正后用以表示壁面损失。当地自由流混合长度与当地剪切层厚度成正比，当地边界层厚度可以由求解结果中计算所有边界层假设为湍流。

2.2 三维数值模拟

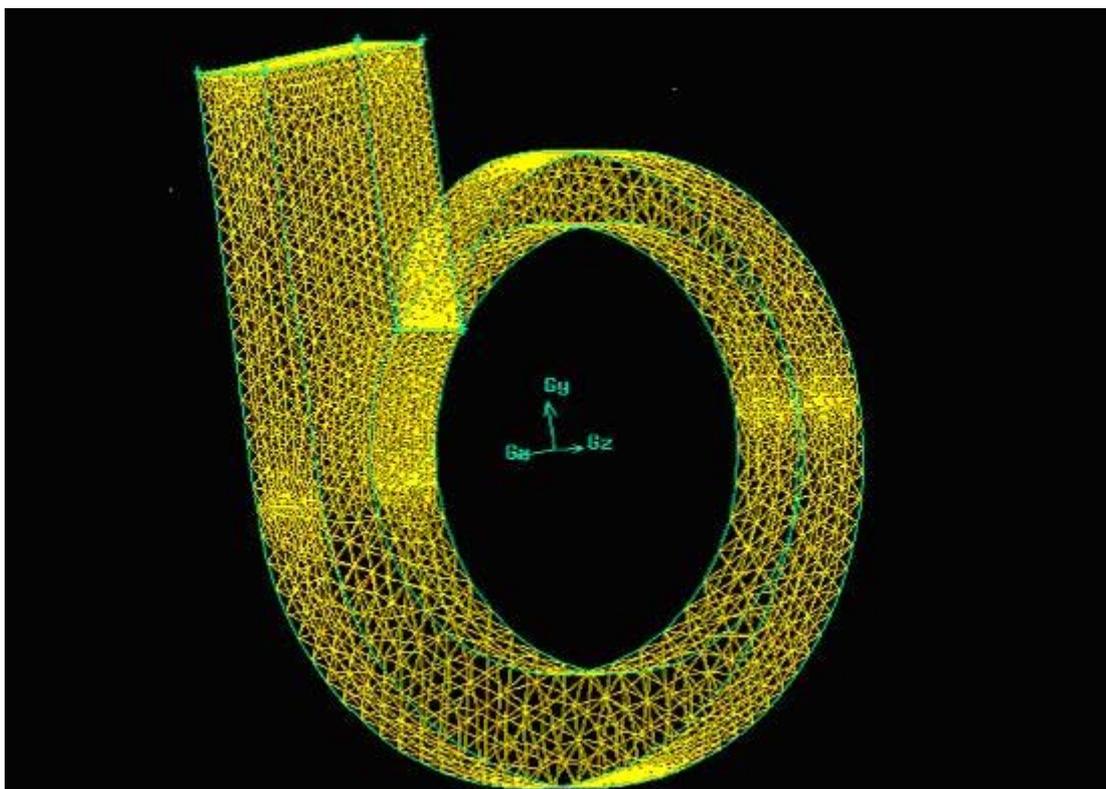
计算条件：

(1) 给定的条件：

涡壳参数为：基圆半径 $D=242\text{mm}$ 涡室宽度 42mm 流量 $108\text{m}^3/\text{h}$ 扬程 $H=16\text{m}$

转速 1500r/min 比转速 109

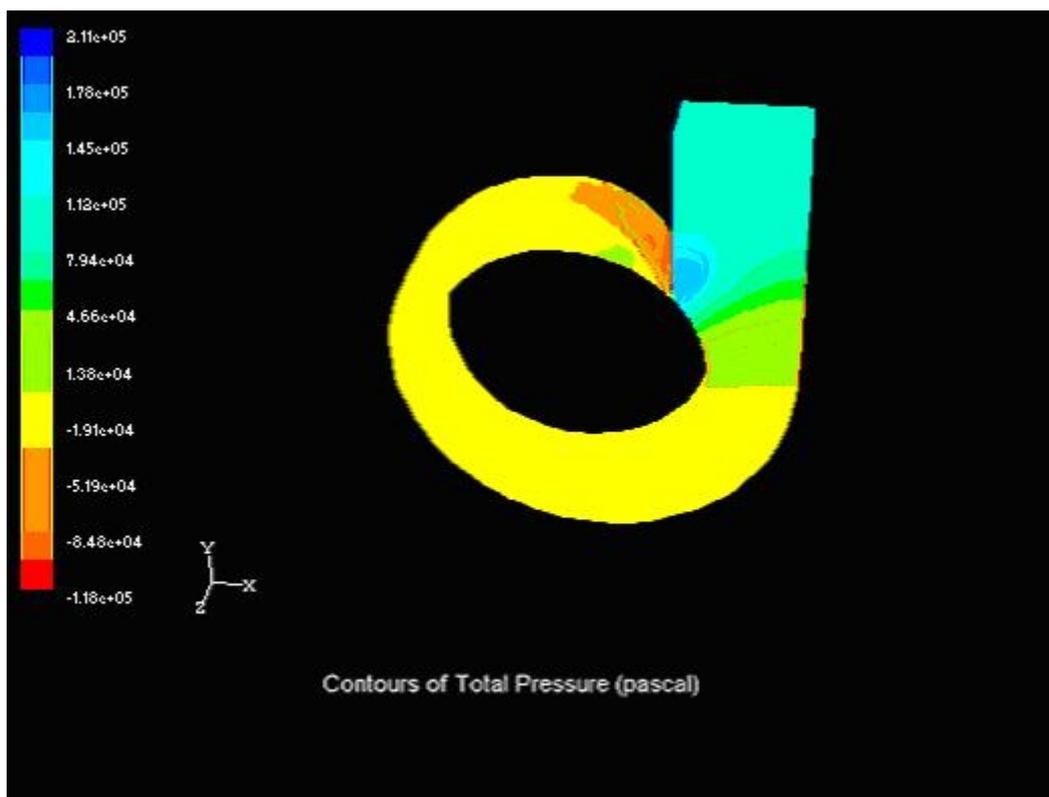
(2) 网格划分 采用 SIMPLEX 算法求解离散方程，导出压力方程，并通过解此方程来修正速度场及压力场，下图为原来设计涡壳的网格划分情况



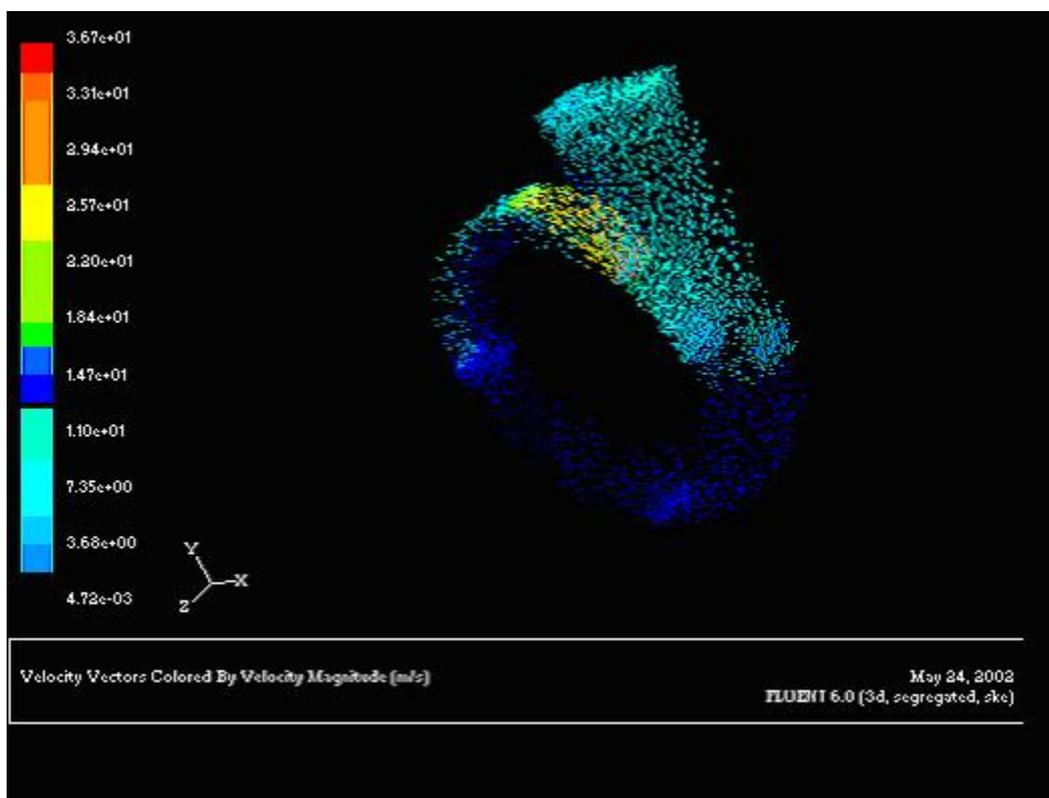
结果分析：

下面来进行内部流场的分析，利用 FLUENT6.0 来进行模拟分析，三维数值模拟中流场边界条件的给定及计算网格区域的划分详见参考文献[1,2]。

下图为计算模拟涡壳内部的压力和速度分布的情况：



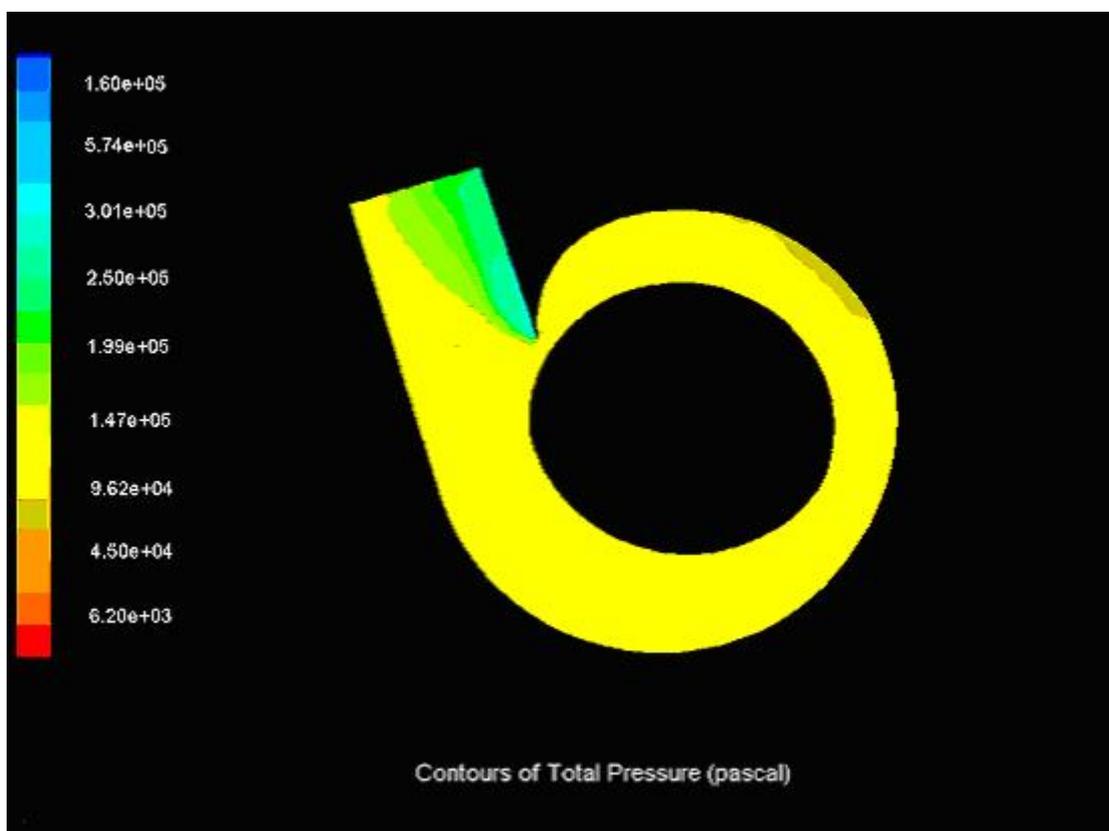
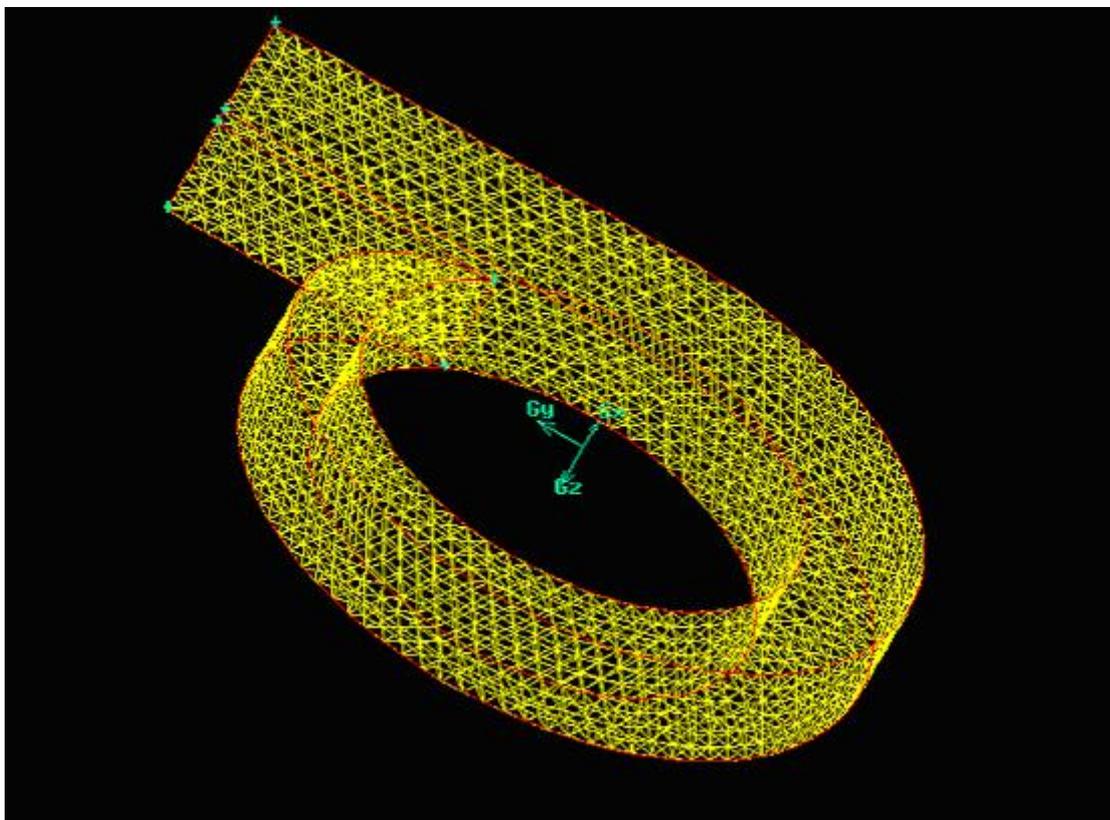
压力分布图



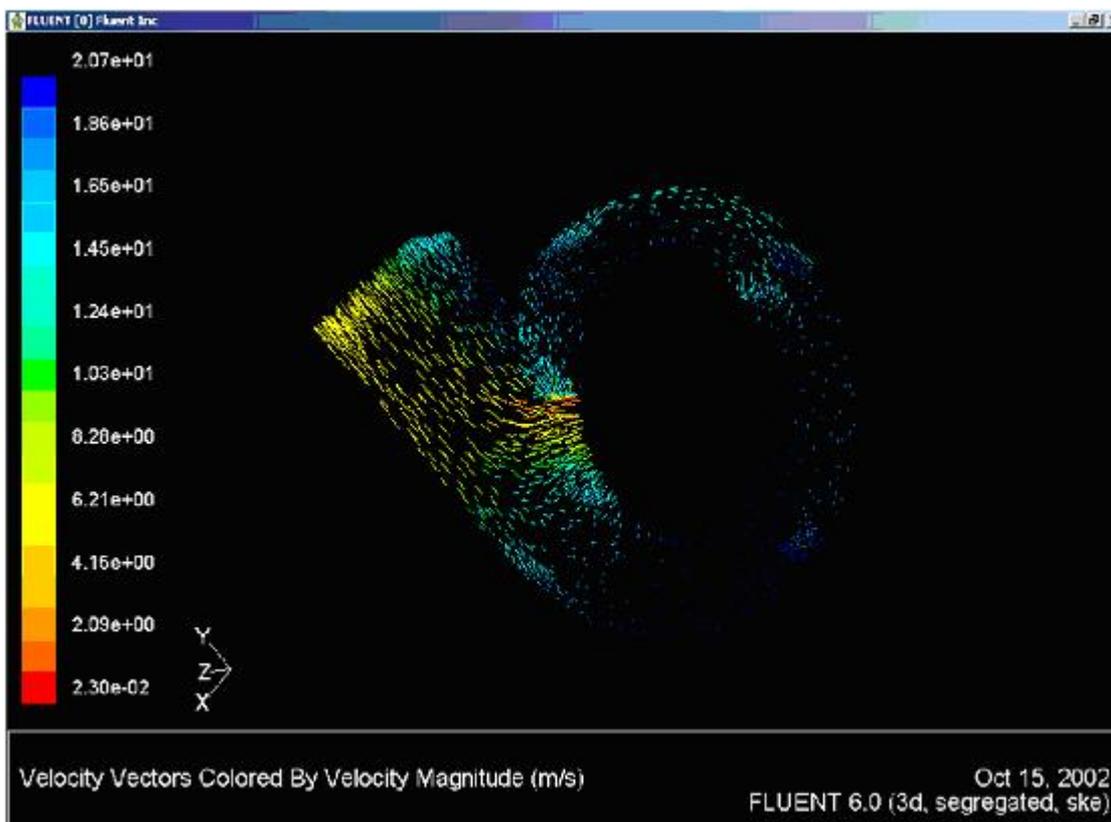
速度分布图

从两图中可以看出，在隔舌处压力降低的较快，而且从速度图也可以看出在隔舌处又出现撞击，水流紊乱的情况，这就会造成液流阻塞，从而引起噪声和振动，运行一段时间后还可能在隔舌处发生汽蚀。

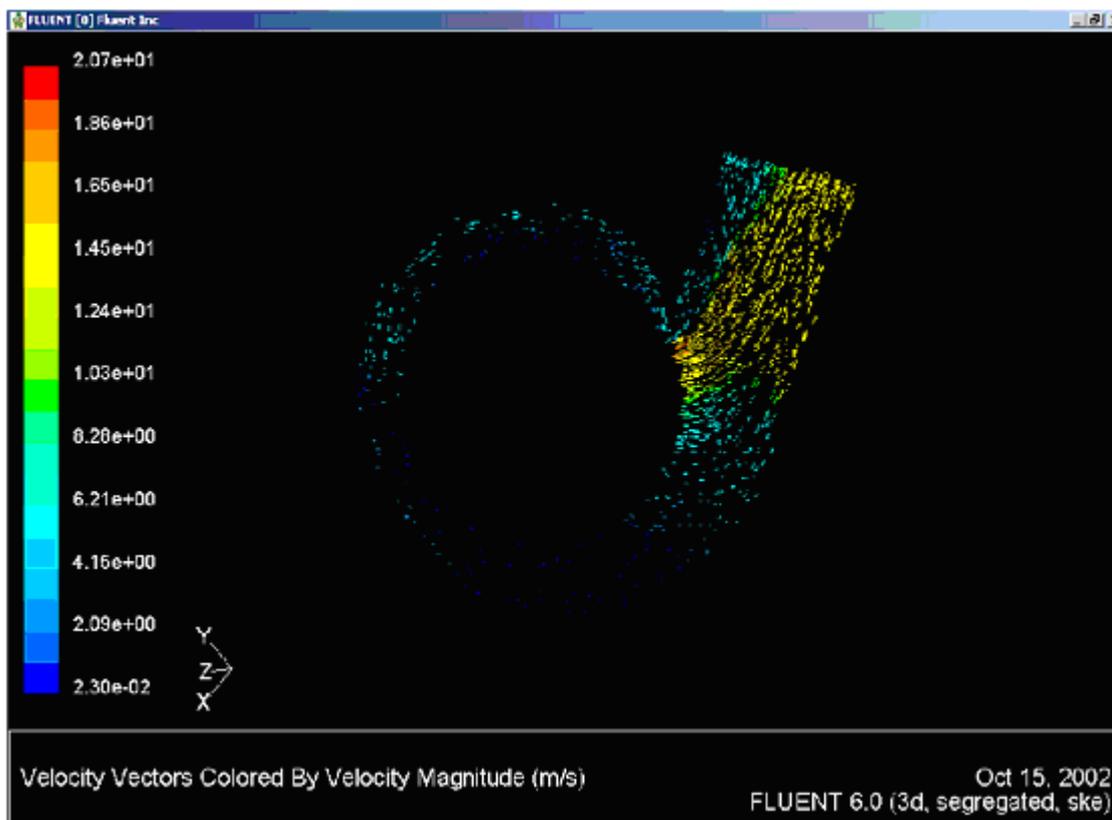
从以上的分析可以看到涡壳的设计需要改进。才可能减小噪声和撞击。对涡壳的水力设计进行修改,把基圆的半径加大 2mm,但是不能增加的太大,不然效率会下降很多,再把涡室的宽度也加大 3mm,在来进行分析,边界条件和网格的划分都是和上面的一样进行设定。可以得到下面的分析结果,如下图所示:



压力分布图



涡壳速度分布图



涡壳中间剖面的速度分布图

从图中对比可以明显看出重新设计的涡壳在压力分布及速度分布等方面都优于原来设计的涡壳,特别是压力分布比原来要均匀的多,另外速度的分布也比原来的流动情况好的多,由几家泵厂生产出的新的泵经过试验检测,其噪声很小,另外其效率大约减小 0.5%,但是对于延长泵的寿命及减小噪声等方面却有很好的效果,这在实际的应用和运行中得到了验证。

3. 结论

应用计算流体力学 (CFD) 方法分析流动及燃烧已被广泛应用,可以应用 CFD 技术比较具体的描述流场内部的流态分布,随着 CFD 技术的发展,为流体机械的工作者提供了一种新的设计思想和设计方法,依据分析预测得到的三维流场的压力和速度,可以通过调整相关的几何参数,从而保证涡壳具有较好的性能。

3 - D Flow Simulation Within A Centrifugal Pump Volute

Li Weibin Zhu Rongsheng Pan Zhongyong Cao Weidong Li Hong
(Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China)

Abstract: The CFD technology was applied in volute designing, based on Navier-Stokes equations and the standard $k - \varepsilon$ Turbulent mode, geometric parameters of volute designing are optimized according to the 3 - D simulation results. So the flow patterns in the volute are close with the ideal flow pattern and therefore ensure the good properties of the volute.

Key words: Centrifugal Pump; Computational fluid dynamics (CFD); volute

参考文献:

1. Cao S L, A Goulas, K. Yakinthis et al. Numerical Simulation of Three-Dimensional Turbulent flow in a Centrifugal Pump Impeller. In: Proceedings of the Third International Conference on Pump and Fans, Beijing, 1998, 411 - 418
2. Ren jing, Cao Shuliang, Wu Yulin, Numerical Simulation of Three-Dimensional Turbulent flow in an Axial Flow Runner. In: Proc. Of the ASME/JSME Fluids Engineering Division Summer Meeting, 1999
3. 林清安著 Pro/ENGINEER2000i 零件设计 基础篇 (上)
4. 林清安著 Pro/ENGINEER2000i 零件设计 基础篇 (下)
5. 关醒凡 现代泵技术手册 宇航出版社
6. 任静、吴玉林、杨建明、张伟、曹树良 水力机械转轮内的 CFD 分析及优化设计 工程热物理学报 Vol21, No.3 May 2000

泵三维流场研究

张忠利 仲伟聪

(陕西动力机械研究所, 西安 710100)

TEL: 029 - 5207143

摘要: 本文应用 FLUENT 5.5 软件对泵流场进行了计算分析。计算时对泵中的诱导轮剖分了 5 万个计算单元、30 万计算节点;应用了标准的 $\kappa-\epsilon$ 模型,边界条件为压力进出口条件,采用 Segregated 算法。计算结果表明:该泵的设计扬程与计算结果基本一致,泵内的流场分布均匀,未出现涡流及局部回流现象。

1 引言

涡轮泵是泵压式液体火箭发动机的重要部件,诱导轮是涡轮泵的重要组成部分。诱导轮是用来提高主泵叶轮入口前的压力以防止离心轮发生气蚀。在涡轮泵中由于采用了诱导轮和离心轮组成的泵机组,使涡轮泵转速可以大幅度提高,这不仅减小了涡轮泵的尺寸和质量,提高了涡轮泵的性能,而且由于抗气蚀性能提高,使泵可以在入口压力较低的情况下稳定可靠地工作,从而可使推进剂贮箱中的增压压力降低,减小推进剂贮箱的结构质量和增压的气体量。

由于叶片负荷小,叶片进口叶栅气蚀数也小,因而诱导轮临界净正抽吸压力较小,而且它是轴流式叶轮,流通面积大,即使在局部气蚀的条件下也能正常地工作而不易堵塞,因此诱导轮抗气蚀性能较高,气蚀比转速可达到 6000 左右。

本文应用 FLUENT 软件,模拟液体火箭发动机涡轮泵诱导轮的三维流场,得出了诱导轮内的压力场,速度场,诱导轮的扬程等参数。

2 问题的描述

本文选用泵的诱导轮为研究对象,其中诱导轮的叶片数为 3,叶片的旋向为左旋。整诱导轮结构如图 1 所示,应用 Gambit 软件对其进行网格剖分后的图形如图 2 所示。在计算时总共划分了 5 万个计算单元,30 万个计算节点;在计算时应用标准的 $\kappa-\epsilon$ 模型,边界条件为压力进出口条件,采用 Segregated 算法。

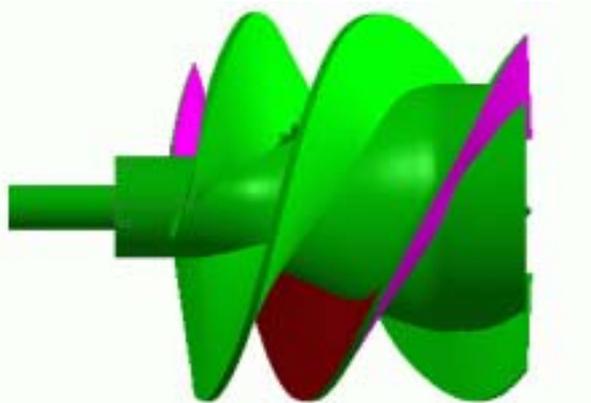


图 1 诱导轮结构外形图



图 2 诱导轮网格节点图

计算所用的流体密度为 $\rho = 1135 \text{ kg/m}^3$ ，运动粘度为 $\mu = \text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$ ，诱导轮的入口流体流量为 $\dot{m} = 300 \text{ kg/s}$ ，入口压力为 $p_{\text{in}} = 0.4 \text{ MPa}$ 。

3 计算控制方程

流体在诱导轮内流动时，认为流体在整个诱导轮内是湍流流动的，可以应用标准的 $k-\varepsilon$ 模型来模拟其流场。

流体在作湍流流动时遵循的方程：

(1) 连续方程：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (1)$$

(2) 动量方程：

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \rho g_i - F_i \quad (2)$$

关于湍流动能 κ 、湍流耗散率 ε ，可以通过 RNG $\kappa-\varepsilon$ 微分方程来计算。RNG $\kappa-\varepsilon$ 微分方程的数学描述如(3)~(4)所示：

$$\rho \frac{D\kappa}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \right) + G_\kappa + G_b - \rho \varepsilon - Y_M \quad (3)$$

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{\kappa} (G_\kappa + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{\kappa} - R \quad (4)$$

在(3)(4)两式中， G_κ 代表由于平均速度梯度产生的湍流动能，它的计算公式为：

$$G_\kappa = -\overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (5)$$

应用 Boussinesq 假设，(5)式可化为： $G_\kappa = \mu_t S^2$ ，其中 S 是扭曲因子， $S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$

平均扭曲率为： $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$

(3)(4)两式中 G_b 是由于浮升力产生的湍流动能， G_b 的计算公式为：

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_j}, Pr_t \text{ 是湍流普朗特数}, Pr_t = 0.85, \beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$$

(3)(4)两式中 Y_M 是在整个耗散率代表受压缩而膨胀变化的那部分耗散率, 在不可压缩的流体流动中, $Y_M = 0$ 。在可压缩流体的流动中, $Y_M = 2\rho\varepsilon \frac{\kappa}{a^2}$, $a = \sqrt{\gamma RT}$ 。

$C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, $C_{3\varepsilon}$ 是常数, α_κ 和 α_ε 是依据 κ 和 ε 而求得的普朗特数。

3.1 计算湍流粘性系数

湍流粘性系数由下列公式计算：

$$d \left(\frac{\rho^2 \kappa}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1.72 \frac{\hat{\gamma}}{\sqrt{\hat{\gamma}^3 - 1 + C_\gamma}} d\hat{\gamma} \quad (6-a)$$

$$\text{其中 } \hat{\gamma} = \mu_{eff} / \mu \quad C_\gamma \approx 100 \quad (6-b)$$

在高雷诺数范围内, $\mu_t = \rho C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon}$, $C_\mu = 0.0845$ 。

对于子网格的粘性系数, 用 $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ 计算其粘性系数。

$$\mu_{eff} = \mu \left[1 + H \left(\frac{\mu_s^2 \mu_{eff}}{\mu^3} - C \right) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (7)$$

$$\mu_s = \left(C_{mg} V^{1/3} \right)^2 \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (8)$$

$$H(x) = \begin{cases} x, & x > 0 \\ 0, & x \leq 0 \end{cases} \quad (9)$$

其中 $C_{mg} = 0.157$, $C=100$, V 是计算区域网格的体积。在高湍流区, 即 $\mu_t \gg \mu$ 的区域, $\mu_{eff} \approx \mu_s$ 。

3.2 RNG 卷曲修正

在平均流中, 湍流受旋转和卷曲影响, 卷曲修正方程为：

$$\mu_t = \mu_{t0} f \left(\alpha_s, \Omega, \frac{\kappa}{\varepsilon} \right) \quad (10)$$

μ_{t0} 是在没有卷曲修正的情况下应用(6-a)(6-b)两式计算得到的。其中, Ω 是评估卷曲特性的参数, 它通常只对轴对称问题起作用, 它的大小由湍流动能 κ 和湍流耗散率 ε 决定, α_s 是确定卷曲程度大小的常数(此值的大小由卷曲程度决定), 对于卷曲程度比较小的湍流, $\alpha_s = 0.05$ (常数), 对于卷曲程度比较大的湍流 α_s 值比卷曲程度小的湍流大。

3.3 计算有效普朗特数

应用下面的公式可以得到有效普朗特数 α_κ 和 α_ε ：

$$\frac{\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321}}{\left| \frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929} \right|^{0.3679}} = \frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \quad (11)$$

在(11)式中, $\alpha_0 = 1.0$, 在高雷诺数下, $\mu_{mol} / \mu_{eff} \ll 1$, 所以有: $\alpha_\kappa = \alpha_\varepsilon \approx 1.393$ 。

3.4 R 项修正

在耗散率方程中, R 项的计算式如下：

$$R = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \kappa \quad (12)$$

其中 $\eta \equiv S\kappa/\varepsilon$, $\eta_0 = 4.38$, $\beta = 0.012$ 。

将 R 项代入方程(4)后, 方程(4)可化为:

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{\kappa} (G_\kappa + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{\kappa} \quad (13)$$

$$\text{其中 } C_{2\varepsilon}^* \equiv C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \quad (14)$$

当 $\eta < \eta_0$ 时, $R > 0$, $C_{2\varepsilon}^* > C_{2\varepsilon}$, 在逻辑边界层中, $\eta = 0$, $C_{2\varepsilon}^* = 2.0$

当 $\eta > \eta_0$ 时, $R < 0$, $C_{2\varepsilon}^* < C_{2\varepsilon}$

模型常数为: $C_{1\varepsilon} = 1.42$, $C_{2\varepsilon} = 1.68$

3.5 近壁处流体速度的控制方程

近壁层流体的速度场控制方程为:

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad (15)$$

$$\text{其中 } U^* = \frac{\rho U_p C_\mu^{0.25} \kappa_p^{0.5}}{\tau_w} \quad (16)$$

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{0.25} \kappa_p^{0.5} y_p}{\mu} \quad (17)$$

在以上两式中, κ 为卡门常数 $\kappa = 0.42$, E 为经验常数, $E=9.81$ 。 U_p 为 P 点流体的平均速度, κ_p 为 P 点的湍流动能, y_p 为 P 点与壁面之间的距离, μ 为流体的动力粘度。

在对数准则中, 平均速度的有效范围为: $y^* > 30 \sim 60$ 。

在(13)~(15)式中, 当 $y^* > 11.25$ 时应用对数准则。

在近壁层附近, 即 $y^* < 11.25$ 时, 应用薄层拉应力关系, 即: $U^* = y^*$ 。

4 计算结果及分析

应用 3 节的方法对 2 节所描述的诱导轮进行计算, 得到的流场分布云图如下:

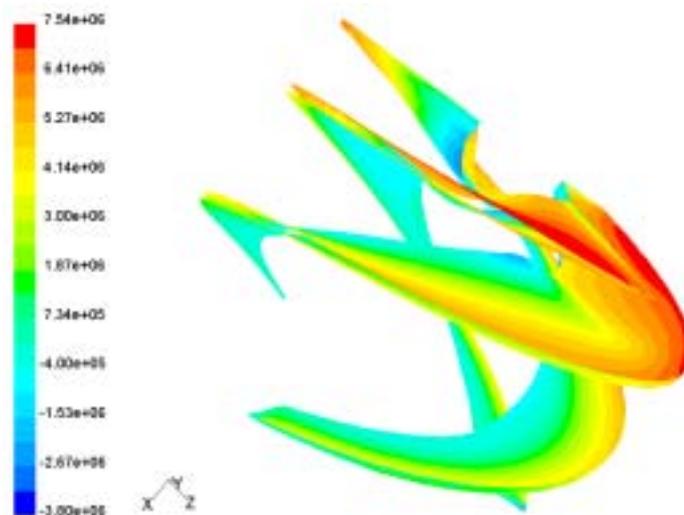


图 3 诱导轮叶轮表面的压力分布云图

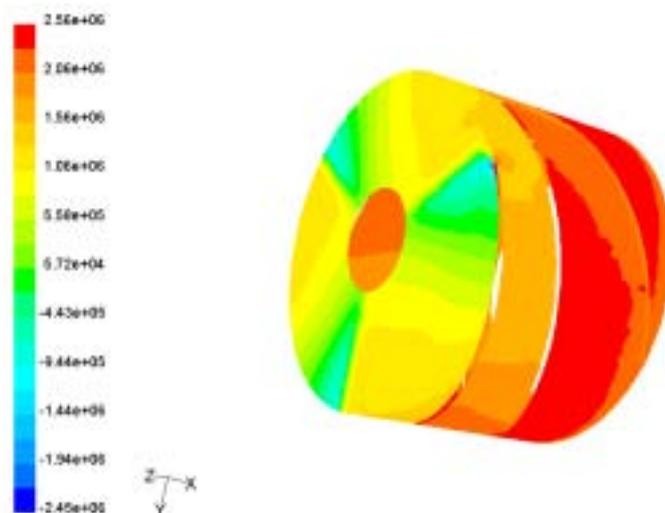


图 4 诱导轮外壁面及入口截面的压力分布云图

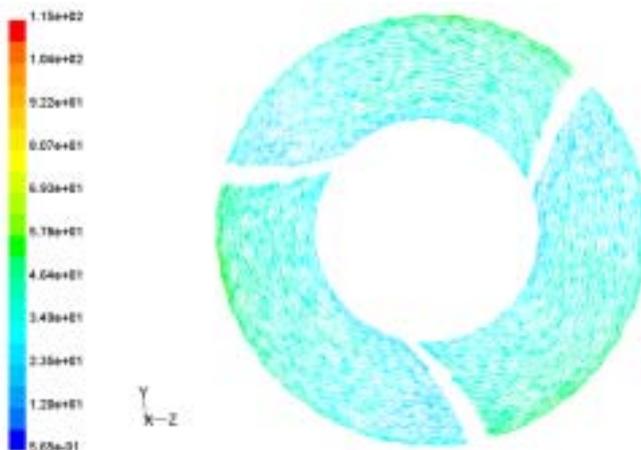


图 5 诱导轮叶轮 $x=0.1\text{m}$ 剖面的速度矢量分布云图

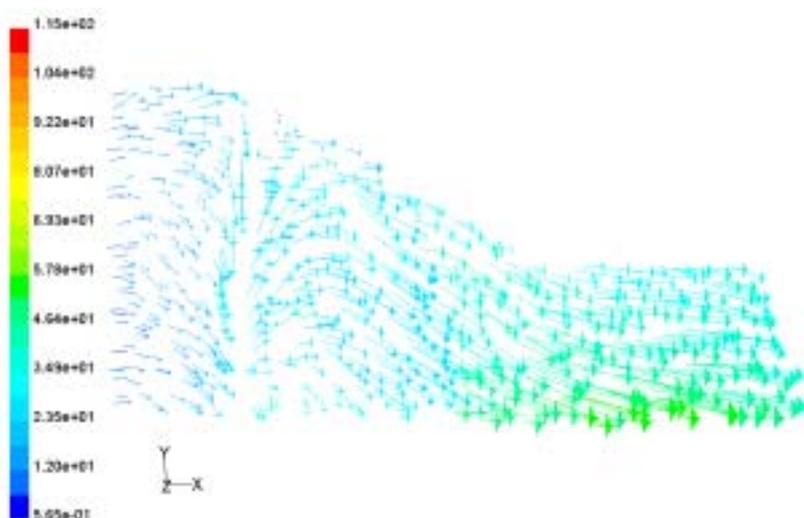


图 6 诱导轮叶轮 $y=0$ 剖面的速度矢量分布云图

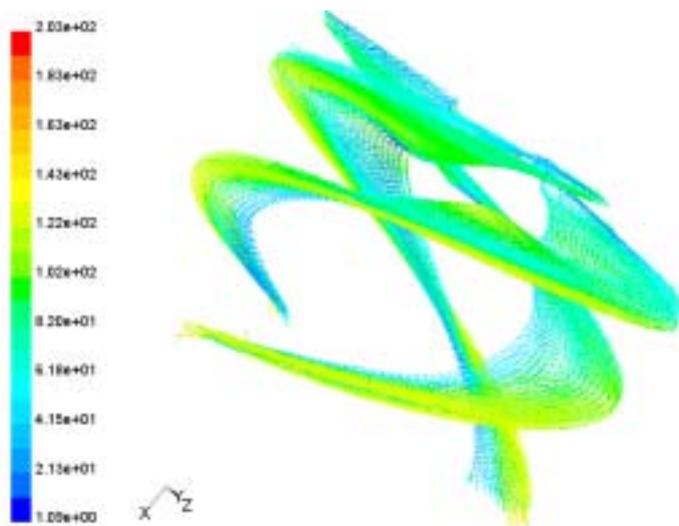


图 7 诱导轮叶轮表面的速度矢量分布云图

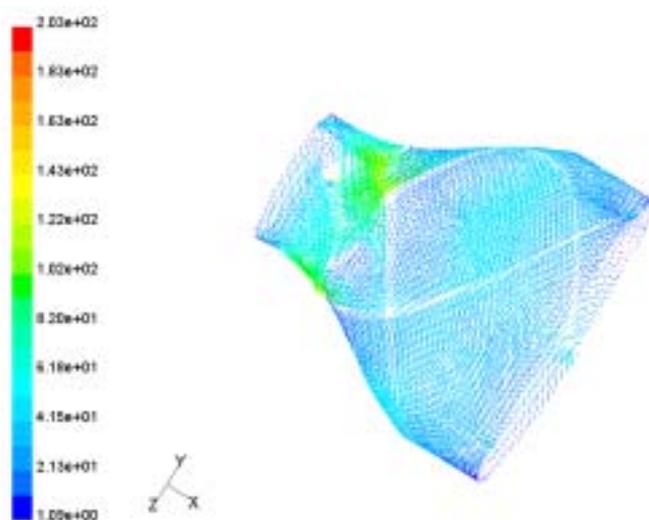


图 8 诱导轮轴表面的速度矢量云图

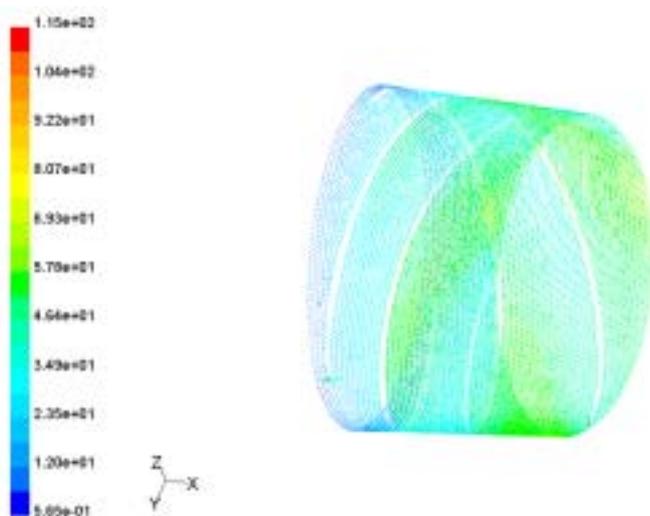


图 9 诱导轮外壁面处流体速度矢量图

从诱导轮各截面的压力、速度矢量分布来看，该诱导轮的扬程基本达到设计要求，各截面的速度矢量分布基本均匀，诱导轮内的流体流动不会出现涡流的情况。总之，从流体流动

的角度来看该诱导轮设计比较合理。

5 结论

本文应用 FLUENT 软件对涡轮泵中的诱导轮流场进行了计算分析。在计算时对诱导轮剖分了 5 万个计算单元, 30 万计算节点; 在计算时应用了标准的 $\kappa-\varepsilon$ 模型, 边界条件为压力进出口条件, 采用 Segregated 算法。计算结果表明: 该泵的诱导轮设计扬程与计算结果基本一致, 诱导轮内的流场分布均匀, 未出现涡流及局部回流现象。

参考文献

1 FLUENT 5 users ' Guide Volume 2 , FLUENT INCORPORATED , .2000 年 11 月。

FLUENT 在超音速蒸汽喷射真空泵中的应用

徐海涛¹, 桑芝富¹, 卓震²

(1. 南京工业大学机械与动力工程学院, 江苏 南京, 210009;

2. 江苏石油化工学院机械系, 江苏 常州, 213016)

摘要: 采用大型计算流体动力学软件 FLUENT 对蒸汽喷射真空泵的超音速混合过程进行数值模拟。计算并分析了第二喉管与工作蒸汽喷嘴喉管面积比、喷嘴出口截面与混合段入口截面间的距离及混合段的锥度等几何参数对真空泵操作性能的影响。数值结果表明, 几何参数的改变极大地影响着波系结构, 在一定的设计工况下, 总存在一个最佳的面积比及一个最优的相对位置对应于最大的喷射系数, 其在物理上的表现形式为通过工作蒸汽喷嘴所产生的激波系刚好能够通过第二喉管。混合段的锥度在一定范围内对真空泵的性能无显著影响, 等压混合理论较等面积混合理论具更优的操作性能。

关键词: 蒸汽喷射真空泵; 超音速; 喷射器; 激波; 几何参数; 操作性能

CFD simulation of the supersonic steam-jet vacuum pump

Xu Hai-tao¹, Sang Zhi-fu¹, Zhuo Zhen²

(1. School of Mechanical Engineering, Nanjing University of technology, Nanjing 210009;

2. Jiangsu Institute of Petrochemical Technology, Changzhou 213016)

Abstract: The supersonic steam-jet ejector as a function of vacuum pump was simulated using FLUENT. The performance of steam-jet vacuum pump was investigated by changing the secondary to the primary throat area ratio, the relative position of the steam nozzle and the taper of the mixing section. These numerical results clearly indicate that when geometric parameters vary, the structure of shock also changes. There are optimum throat area ratio and ideal steam nozzle position for a given operating condition, which corresponds to the state that shock waves generating at the steam nozzle moves downstream and just passes the second throat. The taper of the mixing section has little effect on the performance of the ejector over a range and the constant-pressure mixing theory is better than constant-area one.

Keywords: steam-jet vacuum pump; supersonic; ejector; shock wave; geometric parameters; performance

符号表

P ——	压力/ P_a	L ——	喷射器总长/mm
G ——	质量流量/(Kg/s)	M_a ——	当地马赫数
F ——	冲力/(N)	x ——	任意点至工作蒸汽入口截面的距离/mm
A ——	面积/(m^2)	——	喉管面积比
u ——	喷射系数	L_c ——	喷嘴出口截面与混合室入口截面间的距离/mm
v ——	速度(m/s)	——	混合段锥顶角/ $^\circ$
下标			
p ——	工作蒸汽	s ——	第二喉管出口截面
H ——	引射流体	p^2 ——	在混合室入口截面上的工作蒸汽
c ——	混合流体	H^2 ——	在混合室入口截面上的引射流体
2 ——	混合室入口截面	opt ——	最佳几何参数

蒸汽喷射真空泵具有结构简单可靠、运转费用低廉、操作维修方便以及对被抽介质无严格要求等优点,因此被广泛应用于各个工业领域,尤其是在某些特殊生产工艺上,如真空蒸馏、真空脱气、真空结晶等。提高这种设备效率的途径在于使喷射器无论是压缩比(P_C/P_H)还是喷射系数(G_H/G_P)都达到最优。这就有必要重新审视传统的超音速蒸汽喷射器的设计方法。

作为一种真空获得设备,喷射器诞生于 19 世纪 40 年代,最初的设计方法都是以实验结果为依据的^[1]。图 1 为典型的喷射器结构简图。工作蒸汽在拉伐尔喷嘴中加速形成超音速射流,而引射流体则由于与工作蒸汽间的剪切作用被卷吸至混合室,而后逐渐形成单一均匀的混合流体,经过一扩散段减速压缩到一定的背压。在混合过程中激波系不断和边界层相互作用形成了极为复杂的流动结构,再加上粘性干扰、分离涡、真实气体效应等物理现象使得喷射器的性能很难用一般的气体动力学理论解释。

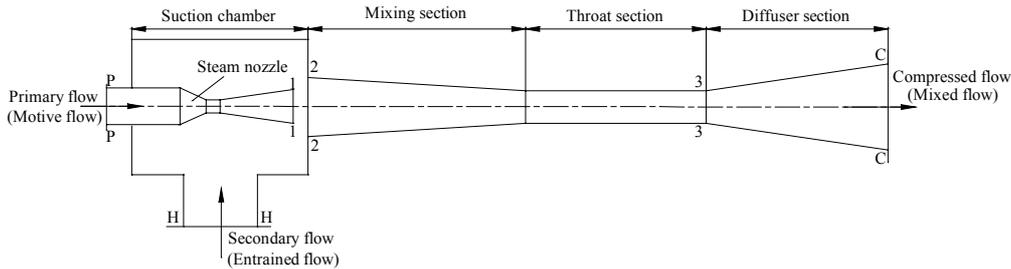


图 1 蒸汽喷射泵简图

Fig. 1 Schematic diagram of steam-jet ejector

现有的超音速喷射器的设计理论大都沿用一维空气动力学的分析方法,其主要困难在于对混合过程的动量守恒方程提出一种合理的解析解:

$$\sum F = \oint AdP = G_P(1+u)v_3 - G_P v_{P2} - G_H v_{H2} \quad (1)$$

Keenan, Neumann^[2-3], Elrod^[4]和 Fabri^[5]等人先后提出了两种比较可行的计算方法,即定常面积混合理论和定压混合理论。前者认为工作流体和引射流体的混合过程是在截面积不变的情况下完成的($A=constant$),而后者则认为两股流体的混合近似为一种等压过程($dP=0$)。无论是一维定常面积混合理论还是一维定压混合理论,其出发点都是一样的,即在等压混合或定常面积混合理论的基础上,假设工作流体和引射流体具有相同的分子量和比热容,工作流体和引射流体以及混合后的流体在任意截面上具有均匀的物性分布,喷嘴和扩散段内都是等熵过程,不计壁面摩擦,也不考虑热量损失,在理想气体的基础上,运用质量、动量及能量守恒方程计算工作过程,推导出了最大喷射系数或最大压缩压力的喷射泵结构参数的计算公式。尽管后来有不少学者^[6-11]对其进行修正使其更接近于现实,然而现有的一维设计理论尚不能预测混合段所需的最短距离,也不能给出工作蒸汽喷嘴和混合室的最佳相对位置,以及能达到最佳工作性能的喉管面积比等几何参数。除了这些因素,还有诸如工作蒸汽喷嘴出口马赫数、雷诺数、压缩比、膨胀比、比热比等操作参数均不同程度地影响着喷射泵的性能,探讨这些参数对蒸汽喷射泵性能的影响,对完善现有的一维设计理论具有重要的意义。

作为一种研究流体流动的新方法,计算流体动力学(Computational Fluid Dynamics, CFD)在各个工业领域得到越来越广泛的应用,目前,CFD 方法已开始成为工程装置优化及放大的定量设计工具。它不仅能给出设备内大致的流场结构,而且能提供一些实验不能或者很难测定的信息。

本文采用大型计算流体动力学软件 FLUENT,用二阶精度的有限体积法(FVM)离散控制方程,标准 k— 二方程湍流模型,近壁面处使用壁面函数修正的方法对整个喷射泵的内部流场进行数值模拟。探讨蒸汽喷射真空泵主要结构参数对其性能的影响,分析在不同喉管面

积比及各种喷嘴与混合室入口截面距离下喷射泵内的激波运动规律,揭示在一定操作条件下最佳喷嘴位置及最优喉管面积比的主要物理特征,为蒸汽喷射真空泵的优化设计建立理论基础。

1 蒸汽喷射泵的数值模拟算法

1.1 数值算法^[12]

采用二阶精度的有限体积法(FVM)对控制方程进行空间离散,时间离散则采用多重Runge-Kutta 显式格式迭代,并采用多重网格方法(Multigrid Method)加速迭代收敛,自适应网格方法(Grid Adaptive)捕捉激波,以期获得与网格无关的解。

1.2 计算域及网格

鉴于在混合段入口截面处引射流体的速度与工作蒸汽速度相比甚小,故可将引射流体的侧向入口简化成轴向环形入口,因而可简化成二维轴对称模型计算,数值结果表明,这种简化的二维模型和三维模型并无明显差异(如图 2 所示),其得出的喷射系数相对误差在 1%之内。图 3 为本文所采用的二维计算模型网格(为便于显示,只取实际计算网格密度的 20%)及边界层网格的局部放大图。网格采用分块结构化网格,为捕捉激波和边界层,在喷嘴出口及工作流体与引射流体混合面上适当加密。

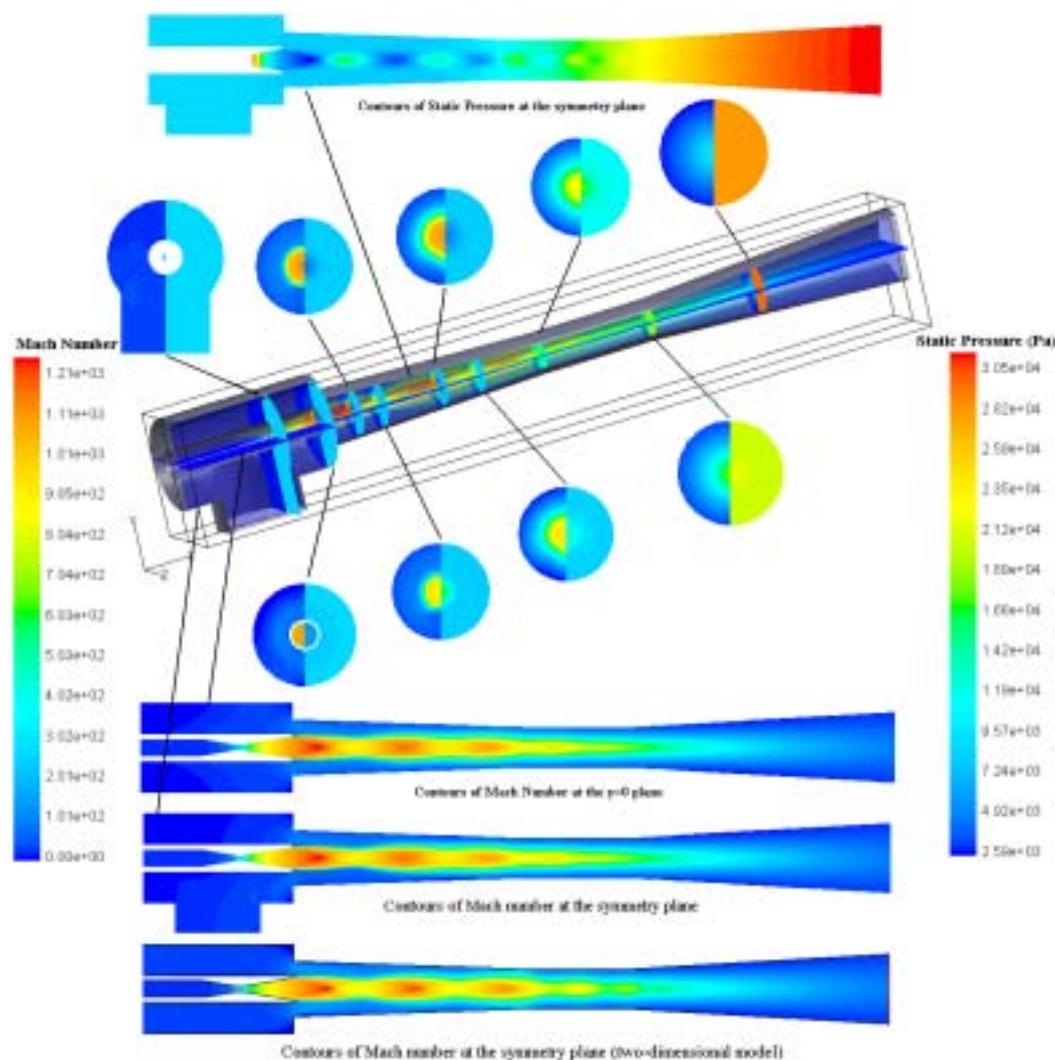


图 2 三维模型与二维模型计算结果

Fig.2 Three-dimensional result and two-dimensional result (explored views)

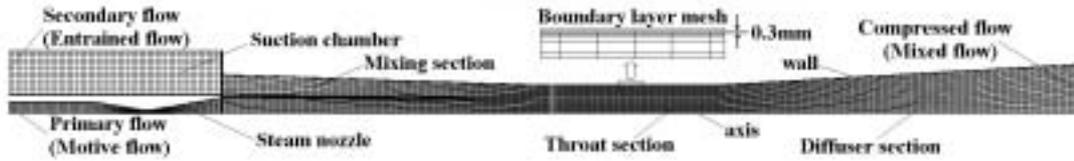


图 3 蒸汽喷射真空泵网格模型

Fig.3 Grid model for steam-jet vacuum pump (80% reduced)

1.3 流体物性及边界条件

工作蒸汽及引射流体入口均采用压力入口边界,给定滞止压力、滞止温度及适当的湍流条件;混合流体出口采用压力出口边界,给定静压及适当的回流条件;固体壁面采用无滑移、无渗流、绝热边界;中心边界为对称轴,各变量在对称轴法线方向的梯度及垂直于对称轴的速度为零。引射流体为蒸汽,其密度按理想气体计算,粘度则由温度的指数函数形式给出。

2 模拟结果及讨论

2.1 混合室流场结构及引射机理探讨

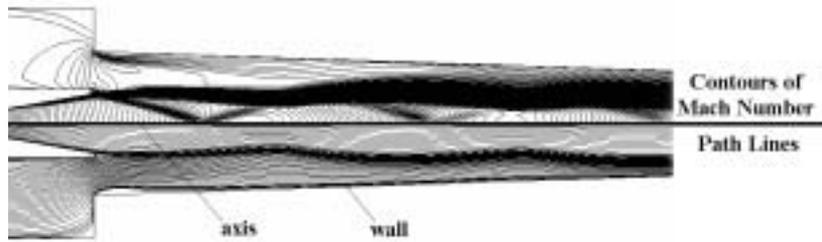


图 4 混合段的流动结构

Fig.4 Field structure of mixing section

气流在蒸汽喷嘴中做正常的降压膨胀,在喷嘴出口形成了比引射流体还低的压力,所以超音速气流流出喷口后,将受到高背压的压缩而形成口外激波系,如图 4 所示,轴线上为马赫数等值线,下方为流线图。由于在本算例中引射流体的压力(8932Pa)比喷嘴出口的压力(轴线处为 6365Pa)高得不是很多,喷嘴出口处的斜激波在中心处能正常相交,并再次形成压缩波,气流经两次压缩后,马赫数有所降低,而压力则上升到比周围介质还高的水平,从而气流在压缩波与边界层交界的周沿受扰动后产生膨胀波,而后膨胀波相交再次形成膨胀波,气流经两次膨胀后,速度增加而压力下降,通常下降得比周围压力还低。结果在它继续流动过程中必然受到周围介质的压迫,在边界层上反射再次形成压缩波。若无气流的流程损失,它就压缩波—膨胀波—压缩波这样一个波节一个波节的流下去。但由于能量损失以及壁面边界的作用,射流逐渐衰减,经第二喉管时又重新减压增速,形成了极为复杂的波系结构,这将在下文分析。由于压缩波和膨胀波的不断相交、反射,气流在经过这些波线的时候不断折转一定的角度,形成了图 4 所示的流线结构。

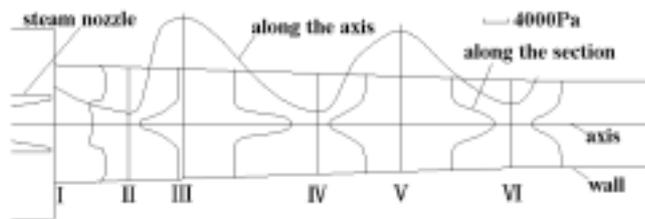


图 5 混合段压力分布侧型

Fig.5 Profiles of static pressure

从图 4 可以看出,超音速射流流出喷嘴后,在射流的外缘形成边界层。在这一边界层中,速度由最外沿的低亚音速一直变到与射流核心相接触处的超音速,射流核心轴线上的静压随波系结构呈准周期性变化。图 5 给出了混合段压力分布侧型图,可见在射流横断面上,压力分布也是极为不均一的,射流里有横断方向的压力梯度。在压缩波之后的各个截面上压力梯度指向射流边界,也即中心的压力要比边界高;而在膨胀波之后的各个截面上则指向轴心。蒸汽喷射器内流体流动的的这些特点,使得射流与周围介质不断的进行质量、动量、能量的交换。卷吸进入的流体取得动量而与原来的射流一起向前运动,结果射流断面不断扩大,而流速则不断降低,流量却沿程增加。

由此可见,与一般的流体输送机械采用叶片的正应力提高流体压力所不同的是,蒸汽喷射器采用的是两股流体间的剪切力带动引射流体向前运动,激波系和边界层之间的交互作用起着至关重要的作用,其结构参数极大地影响着喷射器的操作性能。

2.2 喉管面积比的影响

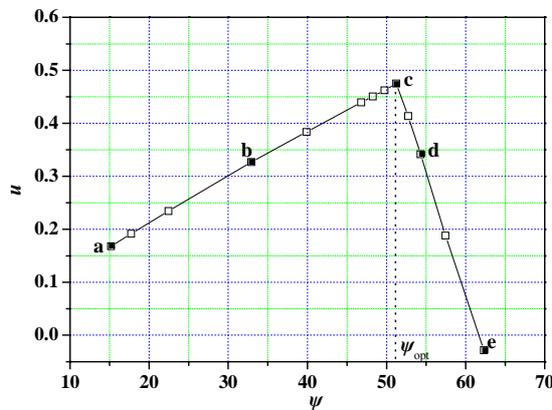


图 6 喉管面积比对喷射系数的影响

Fig.6 Variation of entrainment ratio with ejector throat area ratio

蒸汽喷射式热泵工作能力用喷射系数 u 来表征,它表示在一定工况下,单位质量工作流体通过泵所能抽吸的引射流体(被抽气体)的量,在数值上等于引射流体的质量流量与工作流体的质量流量之比,即 $u = G_H / G_p$ 。

维持操作参数及喷嘴的几何尺寸不变,仅改变第二喉管的直径所得到的喷射系数 u 与喉管面积比 ψ 之间的关系如图 6 所示。在所有计算工况下,混合段及扩散段的锥度均保持不变。可见,存在一最佳的喉管面积比 ψ_{opt} 对应于最大喷射系数,在 ψ_{opt} 两侧 $u(\psi)$ 均呈线性率变化,且下降的速度明显快于上升的速度。图 7, 8 分别给出了不同面积比下马赫数及静压的分布情况,图 7 中的(a)-(e)分别与图 6 中的 a-e 点及图 8 中的 5 条曲线相对应。可见,在所有计算工况下,混合段及第二喉管段轴线上的静压始终处于准周期性振荡,并逐渐衰减。而当较小时,在扩散段中再次出现激波系,其第一波阵面随 ψ 的增大向第二喉管处移动,导致轴线上的静压在出口附近仍处于急剧的振荡之中,这是因为在这种情况下第二喉管出口处的马赫数仍处于一个较高的水平,气流尚不能通过正常的等熵膨胀来适应混合流体的出口压力。这点同样反映在壁面压力的分布上,从图 8 可以看出, $\psi < \psi_{opt}$ 时,第二喉管段壁面的压力不断波动,可见此时第二喉管对于激波系的扩展起着相当重要的作用;而在扩散段射流分离点以后,壁面压力渐趋平缓并逐渐上升,这是由于边界层沿扩散管逐渐发展从而激波系对壁面压力的影响逐渐减弱的缘故;锥形混合段壁面的压力则随 ψ 的增大而降低,意味着混合过程中动量损失逐渐减少,而喷射系数则随之增大,喷射器的工作能力日趋增强。增大 ψ , 扩散段中激波系的第一波阵面不断向第二喉管处移动,在某一 $\psi = \psi_{opt}$ 下,气流刚好在第二喉管出口截面处不产生激波,喷射系数同时达到最大; $\psi > \psi_{opt}$ 时,锥形混合段壁面的压力随

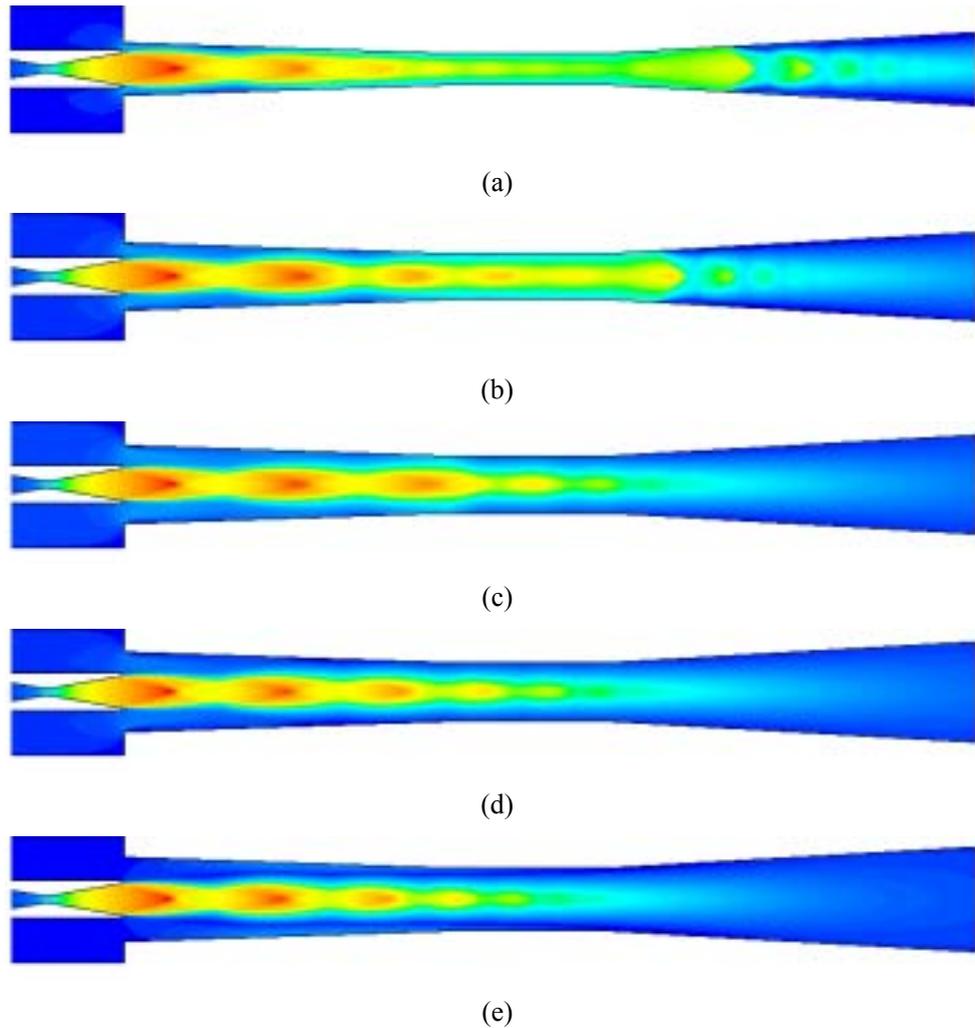


图 7 不同面积比下马赫数分布图

Fig.7 Iso-Mach contours for various throat area ratios

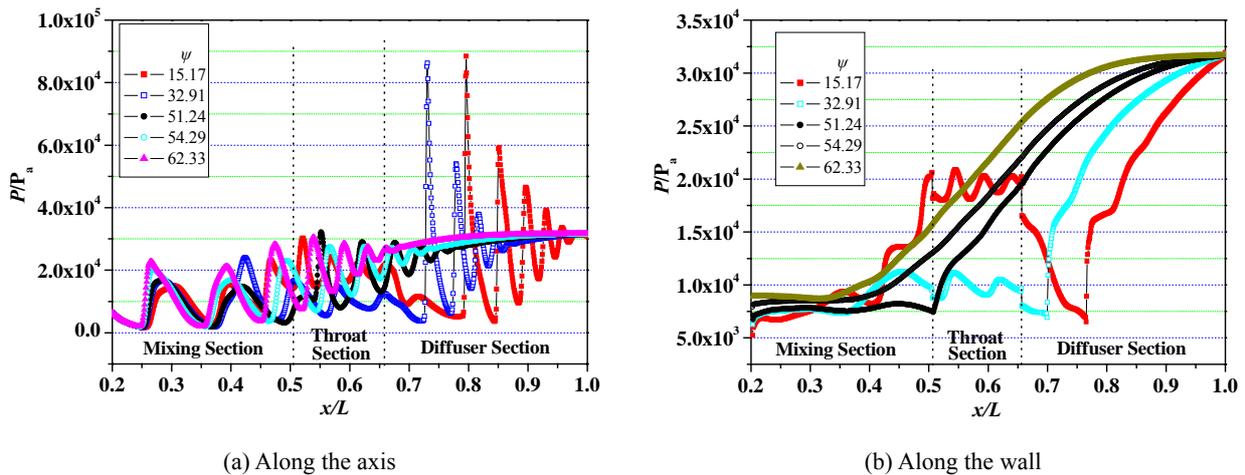


图 8 不同面积比下扩散管壁面静压分布

Fig.8 Static pressure along the wall distributions for various throat area ratios

的增大而增大，意味着混合过程中动量损失亦逐渐增加，喷射系数则随之减小，热泵的工作能力日益减弱。而此时第二喉管段轴线及壁面压力都保持在一个稳定的水平上，并随 的增大而增大，最终达到与喷射泵出口几乎同样的压力，第二喉管的作用消失殆尽，喷射系数

不断减小最终达到负值，喷射泵处于回流状态。

可以预见，当逐渐减小至极限亦即 $=0$ 时，相当于将喷射泵出口堵死，喷射泵等价于封闭空间的冲击射流，由于出口被封闭，流体只有流回引射流体的来路中，喷射系数为负值，喷射泵并不能正常工作；逐渐增大至极限亦即 $=$ 时，相当于气流自工作蒸汽喷嘴流出后进入无限空间，喷射泵等价于自由淹没射流，在这种情况下，工作蒸汽与引射流体间的剪切作用甚微，并且由于引射流体与外界存在压差，流体仍将流回流回引射流体的来路中；可见，蒸汽喷射真空泵中的混合是过膨胀超音速射流波系与边界层的相互作用的过程，第二喉管起着增压及扩展激波的功能，其与蒸汽喷嘴喉管的面积比极大地影响着波系结构从而影响着蒸汽喷射真空泵的操作特性。在其它几何参数一定的情况下，总存在一个最佳的面积比 β_{opt} 对应于一给定的操作参数，其主要的物理特征为：在这种状态下，混合段壁面压力达到最小，气流在第二喉管的出口处刚好不出现激波，换言之，通过工作蒸汽喷嘴产生的激波系刚好能够通过第二喉管；减小 β 将使气流在扩散段产生激波，并随 β 的减小而增强并向扩散段出口移动；增大 β 则使激波消失，第二喉管的作用逐渐变弱，喷射系数最终出现负值，喷射泵也由此失去工作能力。

2.3 喷嘴出口与混合室距离的影响

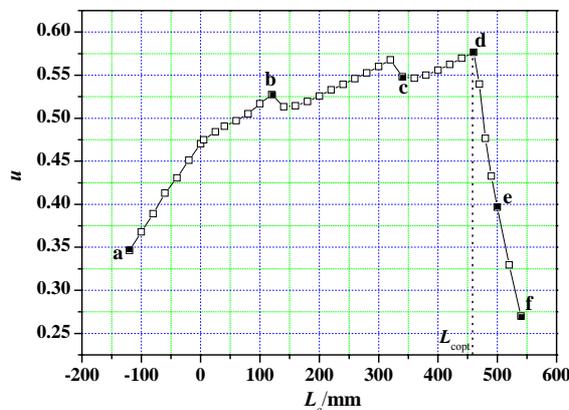


图9 喷嘴出口与混合室距离对喷射系数的影响

Fig.9 Variation of entrainment ratio with the distance between steam nozzle exit and mixing section inlet

用横坐标表示工作蒸汽喷嘴的出口截面与锥形混合段入口截面之间的距离 L_c ，正值表示将工作蒸汽喷嘴置于锥形混合段外面，负值则表示将工作蒸汽喷嘴置于锥形混合段内部，用纵坐标表示喷射系数计算值所得出的不同距离下喷射系数的变化情况如图9所示。可见，存在一个最佳的喷嘴出口与混合室入口截面的距离 $L_{c,opt}$ ，在该距离下，喷射系数达到最大值。并且将喷嘴向混合段移近一点 ($L_c < L_{c,opt}$)，真空泵的性能变化并不大，但当喷嘴远离混合段时 ($L_c > L_{c,opt}$)，真空泵性能急剧恶化。图10, 11给出了不同距离下真空泵内的马赫数分布情况，图12则反映了扩散管壁面压力的变化趋势。图10中的(a)-(f)分别对于于图9中的a-f点及图11, 12中的6条曲线。由图随着喷嘴的逐渐外移，混合段壁面的压力不断增大，使得渐缩段壁面反作用力所决定的冲量值随之增大，动量损失亦随之增大。气流自喷嘴射出后形成了压缩波和膨胀波交替出现的复杂波系结构，射流中心轴线处的压力呈准周期性变化并逐渐衰减。当 L_c 较大时，气流在第二喉管处的速度已经下降到了相当低的水平，因而只需一个较为平缓的减速增压过程就能和出口压力相匹配；随着 L_c 的逐渐增大 ($L_c < L_{c,opt}$)，第二喉管入口处的马赫数不断增大，激波系开始进入第二喉管区域，射流边界层与壁面边界层相交叠使得压缩波(或膨胀波)不能通过与射流边界层的反射完成正常的压缩(或膨胀)过程，在某一 L_c 下气流在第二喉管段出现射流分离，且分离点随 L_c 的增大而向出口处移动，气流通过壁面反射的激波系逐渐调整到出口压力；继续增大 L_c ，射流分离点逐渐向扩散段移动并最终消失。

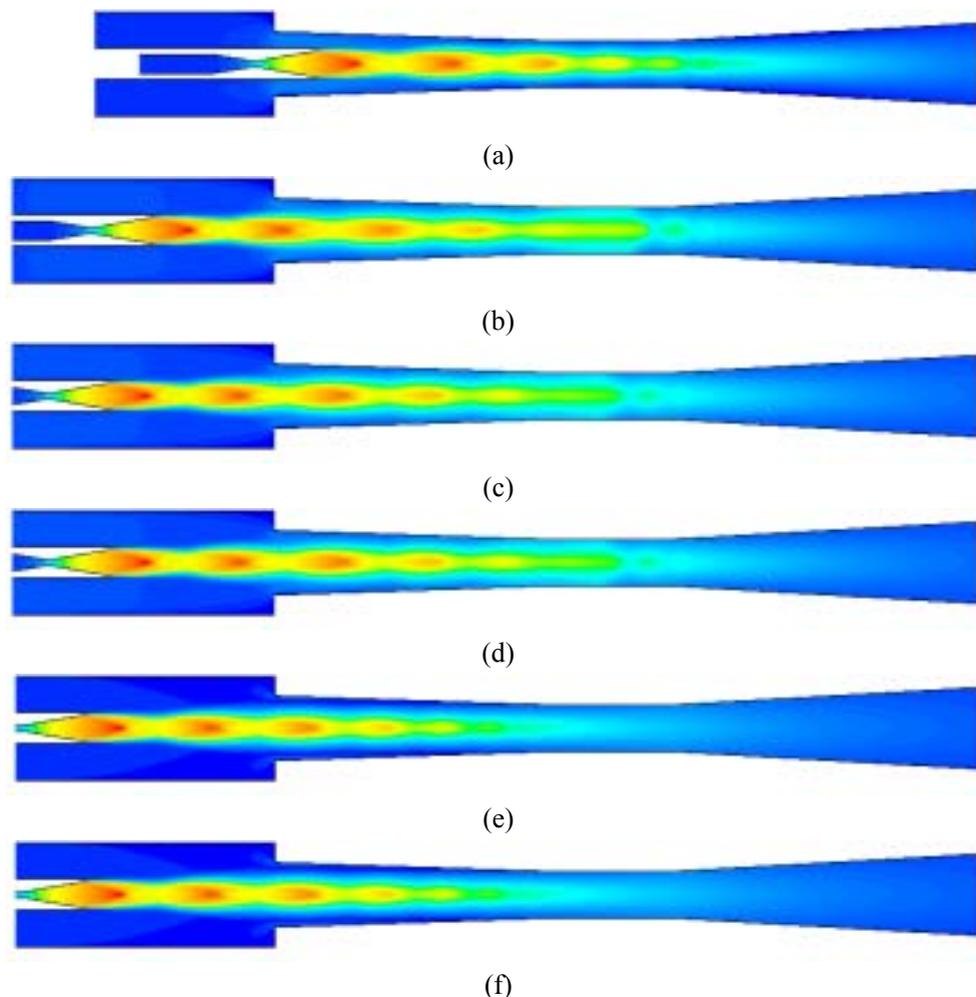


图 10 不同距离下马赫数分布图

Fig.10 Iso-Mach contours for various distances

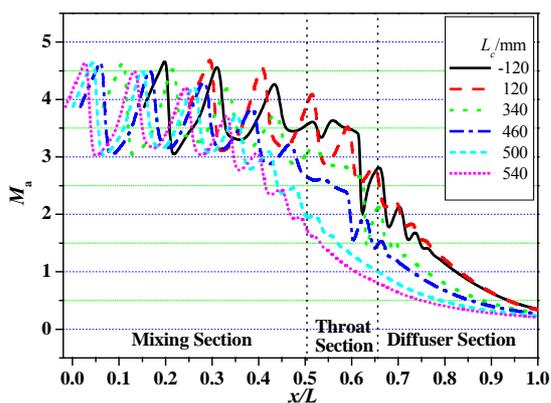


图 11 不同距离下马赫数分布

Fig.11 Mach number distributions for various distances

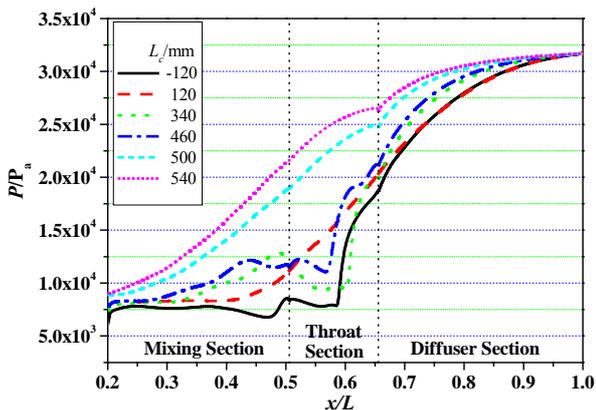


图 12 不同面积比下扩散管壁面静压分布

Fig.12 Static pressure along the wall distributions for various distances

可见，蒸汽喷射式真空泵内的流体混合过程中伴随着极为复杂的过膨胀超音速射流波系与边界层的相互作用，喷嘴与混合室相对位置的调整使得激波系发生移动及改变，喷射泵的工作能力亦随之增强或减弱。数值计算表明，在给定操作参数及除 L_c 外的几何参数下，总存在一最佳的喷嘴出口与混合室入口截面的距离 $L_{c,opt}$ 对应于喷射系数的最大值，也即喷射

泵最强的工作能力,其在物理上的表现形式为:通过工作蒸汽喷嘴产生的激波系刚好能够通过第二喉管,增大 L_c 将减弱第二喉管的作用导致喷射泵性能急剧下降,减小 L_c 则使得射流边界层与壁面边界层相作用,并通过壁面反射的产生第二激波系,增加了不可逆损失。

2.4 混合段锥度的影响

混合段锥顶角 对喷射真空泵性能的影响如图 13 所示,其中 $\theta=0^\circ$ 对应于混合段为直管的情形。可见,相对于其它几何因素(面积比、喷嘴位置)而言,混合段的锥度对喷射泵性能影响较小,在 $\theta=3^\circ \sim 7^\circ$ 之间,喷射系数并无明显变化。然而应当指出的是,等面积混合($\theta=0^\circ$)和等压混合过程($\theta>0^\circ$)混合段的波系结构有着显著差异,如图 14 所示。按等压混合理论设计的真空泵较等面积混合理论具较好的工作性能,这主要因为:蒸汽喷射真空泵的引射、混合主要依赖于两股流体边界处的强烈的剪切作用,而一般的流体输送机械则借助于(叶片等)正应力来提高流体的压力,而锥形渐缩混合段的存在产生了一个逆向的压力梯度,从而大大加强了混合段的湍流混合强度。

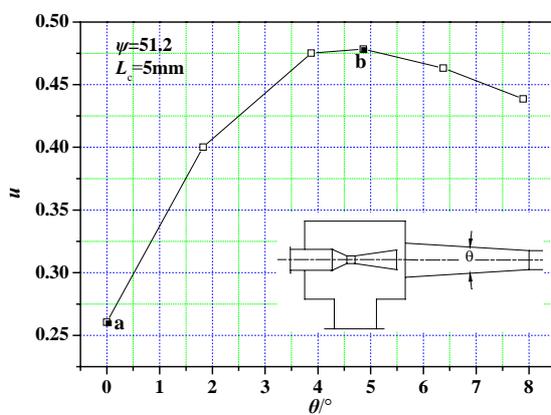


图 13 混合段锥度对引射系数的影响

Fig.13 Variation of entrainment ratio with taper of the mixing section

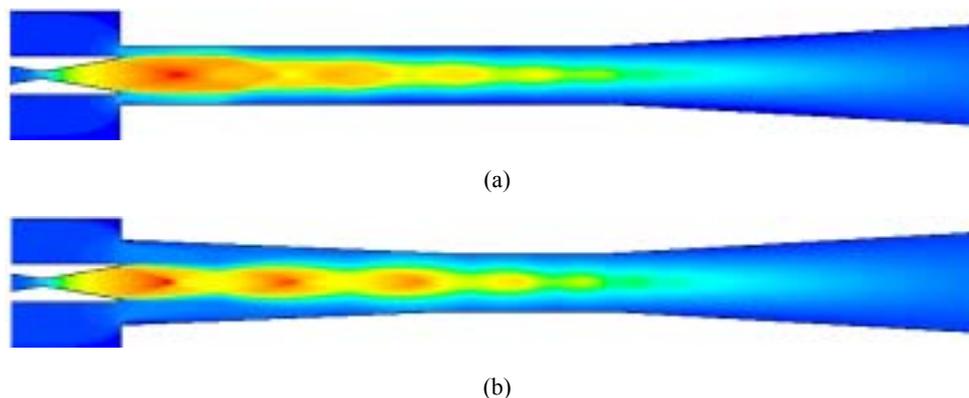


图 14 等面积混合及等压混合理论

Fig.14 Constant-area mixing and constant-pressure mixing theories

3 结论

3.1 过膨胀(或欠膨胀)超音速射流波系、边界层、粘性干扰、分离涡、真实气体效应等物理现象的交互作用使得蒸汽喷射真空泵内的流体混合过程很难用简单的气体动力学进行分析,而 CFD 软件 FLUENT 的引入提供了一种有效的研究蒸汽喷射真空泵性能及解释其物理现象的方法。

3.2 第二喉管起着扩展激波系的功能，其与喷嘴喉管的面积比极大地影响着波系结构，从而影响着真空泵的工作性能。在一定的设计工况下，总存在一个最佳的面积比 β_{opt} 对应于最大的喷射系数，其主要的物理特征为：混合段壁面压力达到最小，气流在第二喉管的出口处刚好不出现激波，换言之，通过工作蒸汽喷嘴产生的激波系刚好能够通过第二喉管；减小 β 将使气流在扩散段产生激波，并随 β 的减小而增强并向扩散段出口移动，增大 β 则使激波消失，第二喉管的作用逐渐变弱，喷射系数最终出现负值，喷射泵也由此失去工作能力。

3.3 真空泵的工作能力随喷嘴与混合室入口相对位置的改变而改变。在一定的设计工况下，总存在一个最佳的喷嘴出口与混合室入口截面的距离 $L_{c,opt}$ 对应于喷射系数的最大值，并且将喷嘴向混合段移近一点 ($L_c < L_{c,opt}$)，真空泵的性能变化并不大，但当喷嘴远离混合段时 ($L_c > L_{c,opt}$)，真空泵性能急剧恶化。其在物理上的表现形式为：通过工作蒸汽喷嘴所产生的激波系刚好能够通过第二喉管。

3.4 混合段锥顶角 θ 对喷射真空泵性能的影响较小，在 $\theta = 3^\circ \sim 7^\circ$ 之间喷射系数并无明显变化。按等压混合理论设计的真空泵较等面积混合理论具较好的工作性能。

3.5 操作参数对蒸汽喷射真空泵的性能也有相当大的影响，当设计工况改变时，最佳的几何参数亦随之改变。

致谢 衷心感谢江苏石油化工学院卓震教授在本文撰写过程中给予的帮助，同时感谢 FLUENT 公司的软件。

参考文献：

- [1] Sun D W, Eames I W. Recent developments in the design theories and application of ejectors—a review [J]. Journal of the Institute of Energy, 1995, 68: 65-79.
- [2] Keenan J H, Neumann E P. A simple air ejector [J]. Journal of applied mechanics, Trans. ASME, 1942, 64: 75-81.
- [3] Keenan J H, Neumann E P, Lustwerk F. An investigation of ejector design by analysis and experiment [J]. Journal of applied mechanics, Trans. ASME, 1950, 72: 299-309.
- [4] Elrod H G. The theory of ejector [J]. Journal of applied mechanics, Trans. ASME, 1945, 67: A170-174.
- [5] Fabri J, Paulon J. Theory and experiments on supersonic air-to-air ejectors [R]. NACA TM-1410, 1958.
- [6] Chow W L, Addy A L. Interaction between primary and secondary streams of supersonic ejector systems and their performance characteristics [J]. AIAA Journal, 1964, 11(4): 686-695
- [7] Dutton J C, Mikkelsen C D and Addy A L. A theoretical and experimental investigation of the constant area, supersonic-supersonic ejector [J]. AIAA Journal, 1982, 20(10): 1392-1400.
- [8] Dutton J C, Carroll B F. Optimal supersonic ejector designs [J]. Journal of Fluids Engineering, Trans. ASME, 1986, 108: 414-420.
- [9] Rogdakis E D, Alexis G. Investigation of ejector design at optimum operating condition [J]. Energy Conversion and Management, 2000, 41: 1841-1849
- [10] Beithou N, Aybar H S. High pressure steam-driven jet pump—part 1: Mathematical modeling [J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Trans. ASME, 2001, 123: 693-700.
- [11] Beithou N, Aybar H S. High pressure steam-driven jet pump—part 2: Parametric analysis [J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Trans. ASME, 2001, 123: 701-706.
- [12] FLUENT User's Manual, Fluent Inc., 2000

4-73 风机的模型建立与数值试验

蔡兆麟 吴振伟 段江南 李中云

(华中科技大学 能源与动力工程学院)

摘要: 本文利用商业软件 FLUENT6.0 和自己开发的软件, 针对 4-73 通风机及其变型, 方便快捷进行了数值模拟。为通风机改造、设计提供了对比分析的有效手段。

一、数值模拟平台

该通风机的数值模拟平台包括软、硬件两部分: 软件系统是由商业 CFD 软件 FLUENT 和我们自己开发的相关程序组成, 硬件是 P4 1.7G、内存 1G 的 PC 机。

通用的商业 CFD 软件比较多, 也有专门用于透平机械的 CFD 软件。我们从通用性和价格两个方面考虑, 选用了美国 FLUENT 公司的产品 FLUENT6.0。

自己开发的相关程序的目的是为减轻设计人员的重复劳动, 使设计人员更能集中主要精力于新产品的开发与研制上, 而不是把大部分时间花在多个方案的建模和虚拟试验的结果处理等这些重复的工作上。

由于设计人员关心的是所设计风机的外部性能, 例如效率、功率、压力等。如果需要改进, 要知道到底是那个部分的损失过大等, 但通用的商业 CFD 软件没有这些功能。因此系统必须能对虚拟试验的结果自动快速的处理, 将感兴趣的信息以表格、图形等精确、直观的数据形式组织给用户。

因此该二次开发的系统主要包括三个大的部分: 虚拟试验产品数据管理、虚拟试验实体模型构建和虚拟试验结果处理。功能简图如图 1 所示, 系统需要完成的主要功能有:

1. 数据信息管理: 包括虚拟试验风机各个部件的几何实体、变型命令、试验结果等等。能满足部件的新增、删除、修改等基本数据库操作。

2. 快速实体模型构建: 可以根据用户所输入的参数, 从所管理的数据库中选取模型, 快速有效地构建新风机模型。

3. 虚拟试验结果处理: 能与核心 CFD 求解器建立无缝接口, 并从中采集数据, 经过程序内部处理后, 转换成用户感兴趣的数据和形式。

4. 与 CFD/CAD 软件的接口: 要想完成快速建模和数据采集, 就必须开发与商业 CFD/CAD 软件的接口。这是整个系统的核心和实现的基础。

5. 输出: 结果分析(以表格形式); 风机三维模型图; 试验性能曲线图

二、4-73 风机的模型建立

实体模型为应用很广的 4-73 离心通风机。数值实验的通风机的机号为 No. 5 即叶轮外径 $D=500\text{mm}$ 。

由于要对整台离心通风机进行性能预测, 并不仅仅是模拟叶片间的流道, 而且离心风机内部流场不是一个轴对称的问题。因此实体建模区域确定为: 由集风器进口到蜗壳出口之间气体所流经的离心通风机空腔。同时为了保证计算用的实体模型和现实世界中的风机达到最接近的吻合, 本文的计算中,

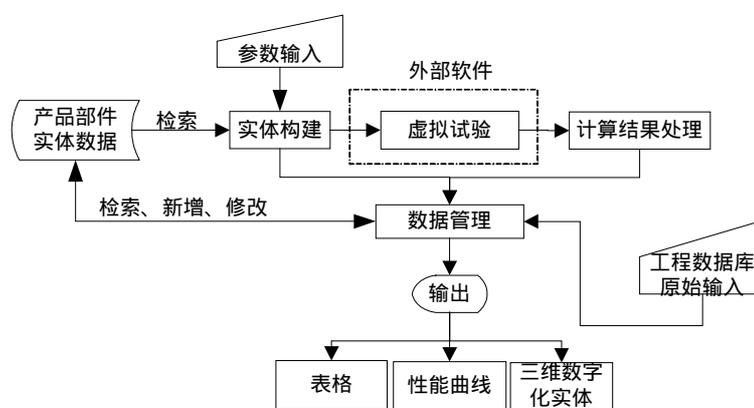


图 1 FLUENT 前后处理软件系统功能简图

不对风机的实体模型作任何简化，甚至连集风器和叶轮之间的泄漏间隙也包括在内。

因为整台风机的内部连续流道形状复杂，因此决定在模型的建立过程中，将采用自底向上的方法建立模型，即首先生成各部分的关键点，从而生成相应的线、面和体。经过仔细分析整台风机的结构后，决定将风机拆分为如下三个部件：叶轮流道、集风器流道和蜗壳流道。整个实体建模的流程如图 2 所示。图中分别对这三个部分建立实体模型，建好后，再根据三者之间的几何拓扑关系将它们组合在一起以形成整个风机的流道实体模型。

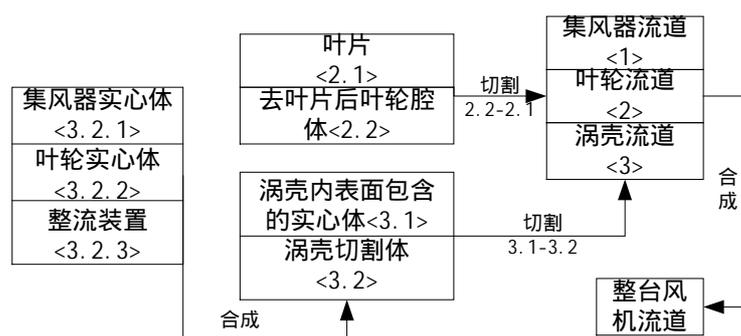


图 2 实体建模流程图

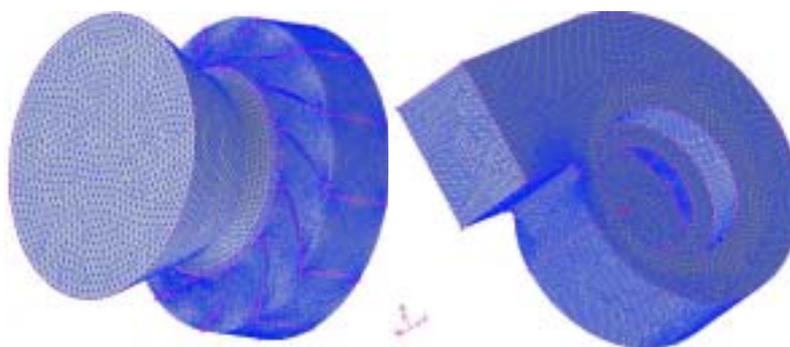


图 3 4-73 通风机的计算网格

当然，即使是单独构建这三个部分中任意一个部分时，也要将这三个部分再细分和构建一些辅助部件。图中的每个方框表示一个部件，方框中的文字表示每个部件的名称，并将每个部件按层次关系用数字编号（括号中的部分）。

建成的 4-73No. 5 离心通风机的实体模型和计算网格示于图 3。利用数据库管理，按照上述建模流程，4-73No. 5 离心通风机及其变型的实体模型可以方便快捷的建立。

三、标准模型试验结果

本标准模型及其变型的数值试验采用适合有旋转现象计算的湍流模式——Realizable $k - \epsilon$ 模型和非平衡壁面函数。离散格式都采用二阶迎风格式，并用 SIMPLEC 算法来耦合压力场和速度场。运行转速 $n=1450\text{rpm}$ ，进气条件为标准大气。

在流动入口处给出速度边界条件，每个模型计算六个点，在每个点中给定相应的流量，模拟得到风机的压力、效率以及功率。计算模型中由于存在了集风器，集风器入口的流动现象基本是稳定的，故简化了边界条件的提法。

虚拟实验可以得到大量的数据，包括流场中每个网格点上的压力、速度等。下面就以标准的 4-73N05 离心风机为例，把我们所关心的总体的通风机流量、全压、效率等数值结果列于表 1 中或用性能曲线图 4 表示，该图是数值实验平台自动绘制的通风机外部外部性能曲线。图中虚线表示 4-73No. 5 的实验曲线；实线则表示该通风机的虚拟实验结果，为了节省计算时间，仅仅计算了 6 个点。表 2 给出了该计算模型风机中各个工况

点的流动损失、泄漏损失、轮阻损失的虚拟实验数据，流动损失又按进风口、叶轮和蜗壳三个部件分别表示，这些结果也是通过二次开发的程序处理(没有加入任何假使)后，转换成用户感兴趣的数据和形式(表2)。

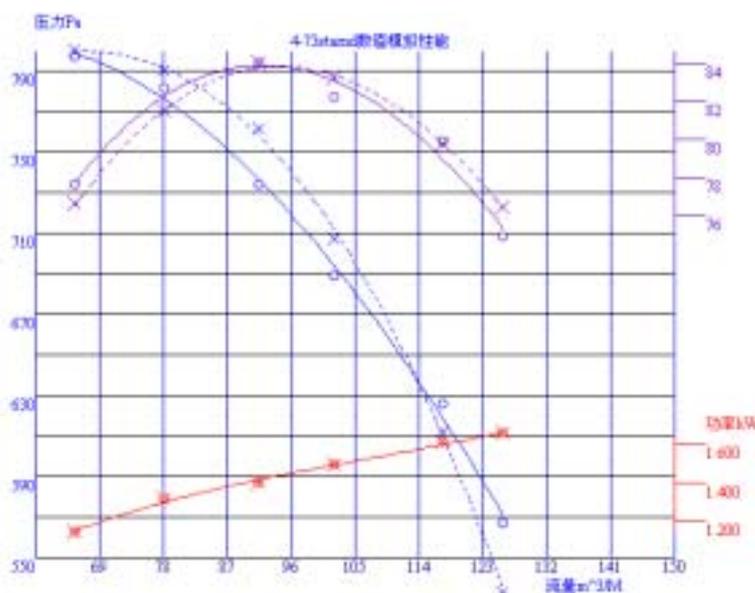


图4 通风机 4-73No. 5 性能曲线 (n=1450rpm)

从表1和图4可以看到：虚拟实验的数据与风机样本上的实物实验结果都比较一致。在小流量范围内，即曲线的左边，虚拟实验的效率比实物实验的大，而在曲线的右边，虚拟实验的效率比实物实验的小，但没有超过2%；压力在大流量区前者比后者大，在大部分范围内，前者比后者小，两者的差别最大不超过40Pa(在最大流量点)。两者的差别是多方面的，首先数值模拟毕竟也是一种近似的方法，它受网格质量、数量、流动模型、数值求解方法等的影响，对于通风机，应该在数值模拟中不断改进、摸索出比较适合的组合。其次实物测量也

允许有5%的误差。

表1. 通风机 4-73No. 5 标准模型的虚拟实验性能表 (n=1450rpm)

工况号	1	2	3	4	5	6
流量[m3/M]	65.688	78.282	91.608	102.222	117.54	126.036
压力[Pa]	799.06	784.53	743.83	689.03	626.18	567.17
效率[%]	77.8582	83.1297	84.0544	82.2592	79.8807	74.9006
功率[kw]	1.19662	1.30695	1.39851	1.49338	1.60544	1.66334

表2. 通风机 4-73No. 5 的损失分布情况 (n=1450rpm)

工况号	1	2	3	4	5	6
进风口[%]	1.04	1.73	2.35	3.29	4.65	5.53
叶轮[%]	13.45	9.35	7.58	6.88	7	7.39
蜗壳[%]	6.57	5.46	5.62	7.16	8.08	11.81
小计[%]	21.06	16.54	15.55	17.33	19.73	24.73
泄漏损失[%]	1.35	1.2	0.98	0.91	0.87	0.82
轮阻损失[%]	0.42	0.54	0.41	0.55	0.67	0.71
损失总计[%]	22.83	18.28	16.94	18.79	21.27	26.26

由表 2 中也可以看得出来,损失主要发生在叶轮和蜗壳内,六个点中这两者的损失之和往往占总损失的 80%以上。因为叶轮和蜗壳内的流动情况复杂,容易产生二次流、涡旋等等,造成压力能量的损失。小流量区,叶轮中的损失增加很快,在第 1 点,叶轮中的损失约占总损失的 60%。因此,减少叶轮损失是改善通风机效率的关键,尤其是小流量区。大流量区,蜗壳中的损失增加很快,进风口的损失也占较大比例。叶轮和蜗壳内的最小损失不在同一个流量点,偏离各自最小损失流量时,叶轮和蜗壳的损失增加。

四、叶轮宽度变化的虚拟实验结果分析

本文将标准 4-73N05 离心风机的叶轮出口宽度分别加宽和减少 10%,建立了相应计算模型进行虚拟实验,下面就以这两个变宽度模型与标准风机模型的虚拟实验结果从压力、效率、功率与流量的关系变化趋势等方面进行对比分析。

首先看压力-流量曲线(图 5),从图中可以看出该曲线的变化趋势与文献[3]提供的试验资料相符。当出口宽度增加时,曲线向右移动,相同的流量工况下压力升高;而在相等压力条件下,宽度增大 10%的流量也大约为宽度未变前对应流量的 10%。从效率曲线可以看出:宽度增加时,曲线变得平坦,在大流量部分,效率比标准模型的高,而在小流量部分效率比标准模型的要低。相同的流量工况下因宽度增加时压力升高而功率增大,所以功率曲线向上移动。

在宽度减小 10%时,性能变化与上述变化趋势大体相同,曲线向左方移动。在同一流量下,压力比未变宽度时的要低(图 6),在同一压力下,流量比未变宽度时的要大约低 10%。

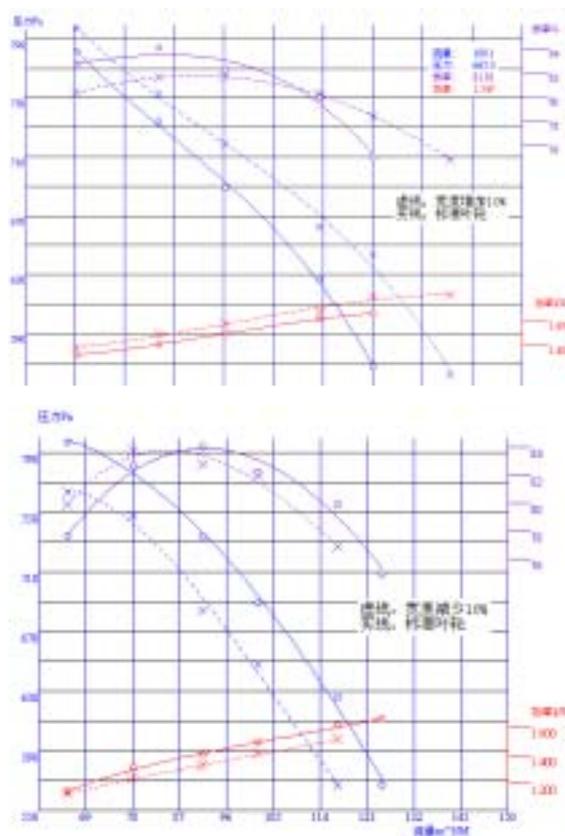


图 6 宽度减少时性能比较

五、小结

1. 计算机的发展非常迅速,已为通风机内部流场计算提供了价格不高的硬件平台;相关软件的开发和应用也有一段时间,达到实用的程度,为通风机提供了更科学的试验和分析手段,不仅能够得到总体性能,还可以从三维的角度,了解局部的流动细节,分析设计好坏的原因。

2. 虚拟实验的结果是可以接受的,起码对方案的分析 and 比较是很有用的。

低速轴流压气机顶部微量喷气控制失速机理的数值模拟

徐纲 聂超群 黄伟光 陈静宜

(中国科学院工程热物理研究所 北京 100080)

Tel: 010-82672171 Email: xug@mail.etp.ac.cn

摘要 对低速轴流压气机的转子顶部进行微量喷气已经证明可以有效的抑制旋转失速,但通过实验研究其机理比较困难。本文对该低速轴流压气机的转子顶部进行微量喷气的失速起始过程进行了数值模拟,通过非定常流场和失速起始过程同未加喷气的情况进行比较,分析了微量喷气控制失速起始的机理。计算得到的特性线和失速点流量同实验较好吻合。

1. 引言

采用稳态的被动控制方法通过改变系统的边界来改变压气机非线性系统的动态响应,最终达到抑制失速的目的是一种新的思路。这种方法结合了主动/被动控制的优点,在有效地拓宽压气机稳定工作范围的同时又具有很强的鲁棒性。对压气机的转子顶部进行微量喷气就是这种控制思路的一种具体方法。已经完成的实验工作证明微小的顶部喷气确实可以有效的控制旋转失速的发生。如果将压气机视为线性或者拟线性的系统,0.05%的喷气量完全不应该对压气机的特性产生影响,采用传统的速度三角形来分析也会得出相同的结论。只有将压气机作为一个强非线性系统,微小边界的改变才能引起系统特性发生较大的变化(失速点流量减小 5%)。前面已经进行了大量的实验工作来观察不同的喷气流量、方向、位置对特性的影响,得出下面的结论:流量的增加提高了控制效果,但随着流量的增加,提高得越来越少;存在最佳的喷气方向且有的喷气角度会导致压气机提前失速;喷气位置越靠近壁面效果越好。但还有一个关键的问题没有解决,轴流压气机转子顶部微量喷气抑制旋转失速起始的机理对应的是什么物理现象?在旋转失速起始的过程中发生了什么?这些问题的回答需要对转子顶部的非定常流场进行详细的测量。从现在的实验手段来看,转子顶部的非定常压力图谱能说明一定的问题,但没有速度分布就无法观察到喷射气流同泄漏流相互干扰等核心的重要物理现象。LDV 可以通过锁相得到顶部定常的速度分布,PIV 通过参照定位可以得到周期性的非定常流场,而非定常的顶部速度分布只有旋转位移机构+多点热丝或总压探针才能获得,这是非常困难的。而非定常的 CFD 模拟可以得到这些详细的流场数据,这里面的难点有两点,一是数值模拟能够模拟失速的起始过程,二是数值模拟的压气机系统能否对喷气作出同实验相同的相应。如果这两点能够实现,我们就有可能分析出微量喷气控制失速的机理,找到最佳的控制方法。

本研究得到国家 973 课题和中科院创新课题的支持

2. 计算域描述

表 1 三级低速轴流压气机试验件的气动及结构参数

转速 (rpm)	2400
流量 (kg/s)	2.6
压升系数	2.32
外径 (mm)	500
轮毂比	0.75
平均叶尖间隙(%叶高)	1.5
转子叶片数	60
静子叶片数	60
转子中径安装角	44°
静子中径安装角	23°



图 1 三级低速轴流压气机试验件

表 1 是计算的三级低速轴流压气机的实验原型气动和结构参数。用非定常计算来计算特性线非常耗时，为了减少计算时间，又能够模拟出顶部微量喷气对失速的作用，本文只对喷嘴和第一级转子进行了计算，且喷嘴喷气方向为轴向。如图 2 所示，实验在第一级转子的顶部沿周向布置了 4 个喷嘴，计算时就在转子前将喷嘴同转子分成两个计算域，喷嘴域为静止域，转子域为转动域，中间采用滑移面进行数据传递。为减少计算量，计算的喷嘴数：转子叶片数为 1 : 15 (4 : 60)。

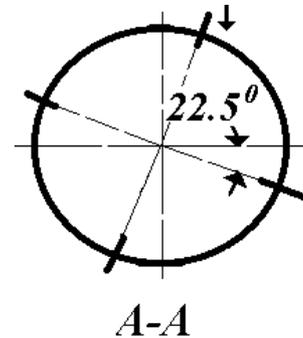


图 2 喷嘴位置分布

传统的特性线计算是通过不断调整背压来实现的。如果要算到失速起始点，尤其是近失速时特性线斜率为 0 或为负时，通过调整背压时就会出现对背压非常敏感或出现双值解的问题，一般的做法是在压气机的出口加一个节流阀，通过不断的关小节流阀，使节流阀的特性线不断变得越来越陡峭，压气机和节流阀得共同工作点就由堵塞点向失速点前进。运行工况由压气机特性线和节流阀特性线的交点确定，本文采用下面的节流阀模型计算压气机的出口

$$\text{背压: } P_2 = P_{out} + \frac{\rho U^2 \phi^2 K_{t0}}{2K_{t1}}$$

其中， P_{out} 为节流阀的出口压力，在本文中为大气压； ϕ 为压气机出口的流量系数； K_{t1} 为阀门开度； K_{t0} 为阀门的起始位置；当 $K_{t1} = 1$ 时，表示阀门处于起始位置，当 $K_{t1} = 0$ 时，表示阀门完全关死。

图 3 为叶片上的网格图。整个计算域网格采用的是混合网格。在转子通道采用的是六面体准结构 copper 网格，在喷嘴附近采用的是六面体准结构 copper 网格，而在喷嘴域的其他地方采用的是完全结构化六面体网格。在顶部间隙里布置了 4 层网格。喷嘴的喷射速度为 64m/s，同实验一致。

表 2 其他计算细节

控制方程	非定常不可压 N-S 方程
网格数量	140 万
计算软件	商用 FLUENT 软件
计算方法	标准 SIMPLE 法
时间步长	20 步/转子叶片通道
计算用 CPU 数	4

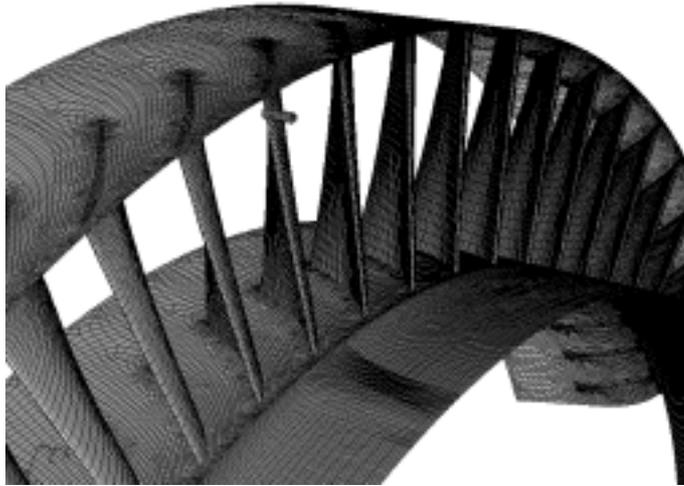


图 3 计算网格

3. 计算结果分析

特性线比较：由于试验做的是 3 级，而计算是单转子，因此仅在失速点流量上同实验存在一定的可比性。图 4 为喷气与不喷喷气的计算出的特性线的比较。可以看到未喷气的失速点的流量系数为 0.4204，微量喷气后的失速点流量为 0.4119，向右推了 2.06%。图 5 为实验得到的三级中第一级的特性线的失速点附近放大图。实验得到的未喷气的失速流量系数为 0.4138，喷气后为 0.4008，向右推了 3.14%。

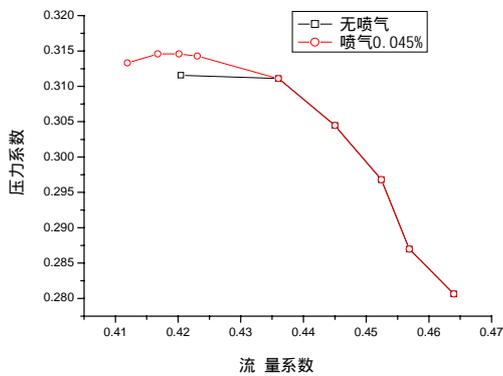


图 4 计算得到的特性线

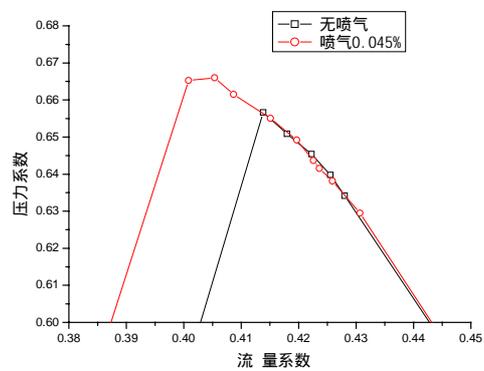


图 5 实验得到的特性线

顶部流场详细分析：

图 6 和图 7 比较了不加喷气刚刚进入失速而加入喷气还没有失速时的顶部速度场。如图所示，未加喷气的动叶前缘在进入失速时产生了脱流。而从加入喷气后的非定常速度场可以看到虽然喷气的流量很小，但局部的动量却不小，对动叶的吸力面产生了明显的刮削和挤压作用，控制了吸力面的脱流，同时也将失速点流量向左移。从三维图图 8 中喷气的刮削和挤压作用更加直观。

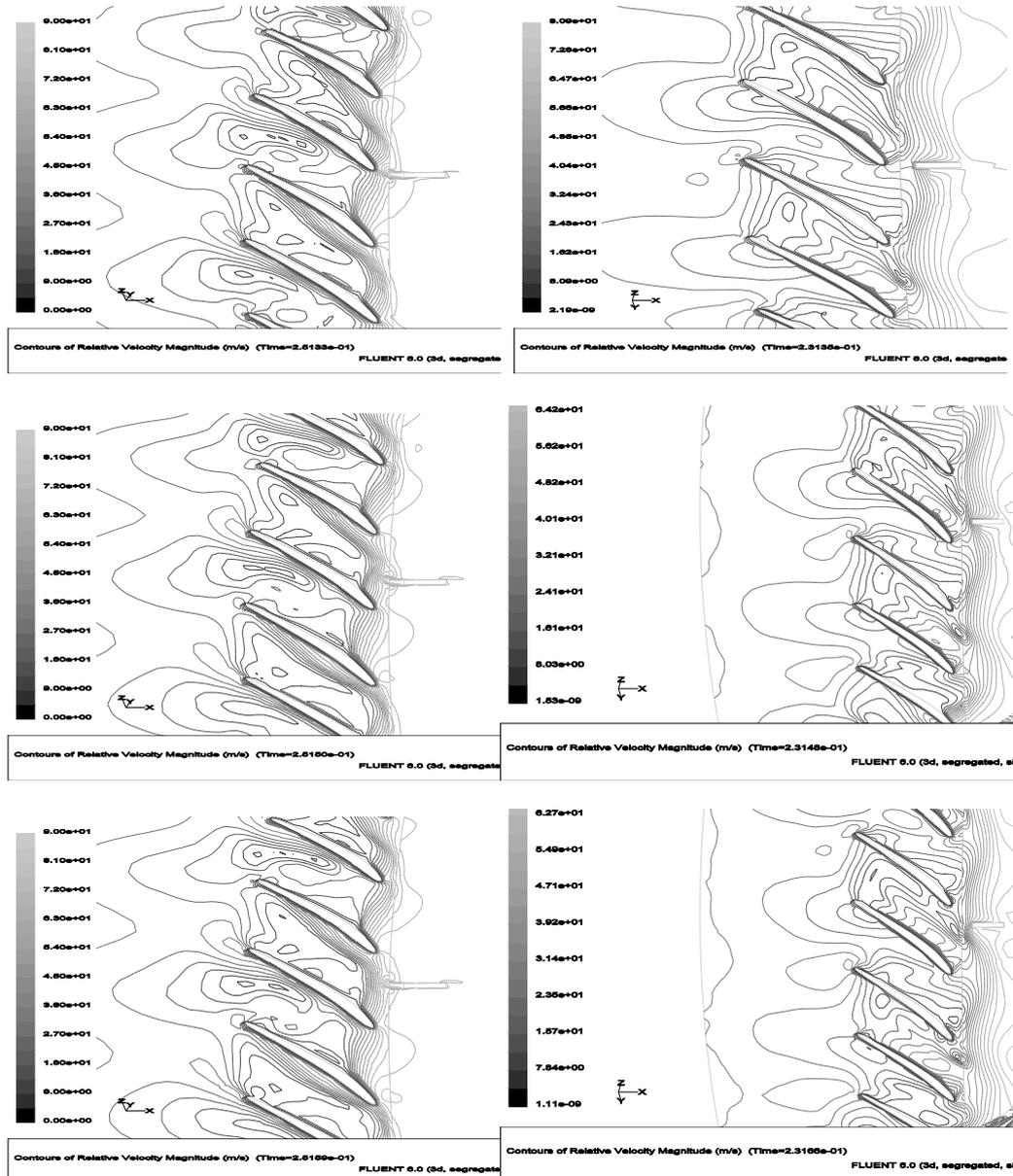


图 6 加入喷气的非定常速度场
吸力面脱流被挤压抑制

图 7 未加喷气的非定常速度场
吸力面脱流明显

80%叶高处流场分析：

图 9 为刚刚进入失速时的未加喷气的速度场，可以看到失速团已经产生，并占据了 3 个通道。图 10 为这时的加入喷气的流场，可以看到流动正常，周期性很好。

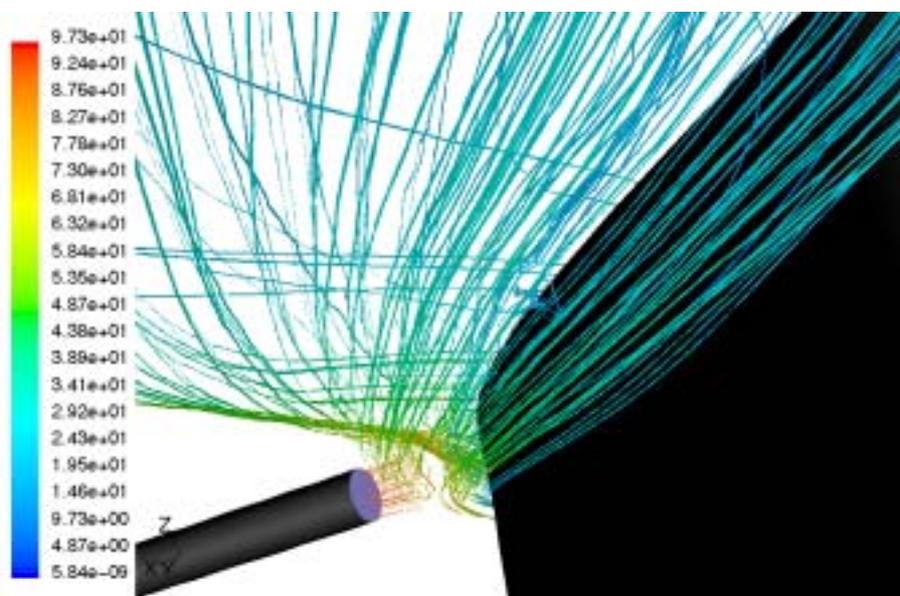


图 8 喷气对动叶吸力面的挤压

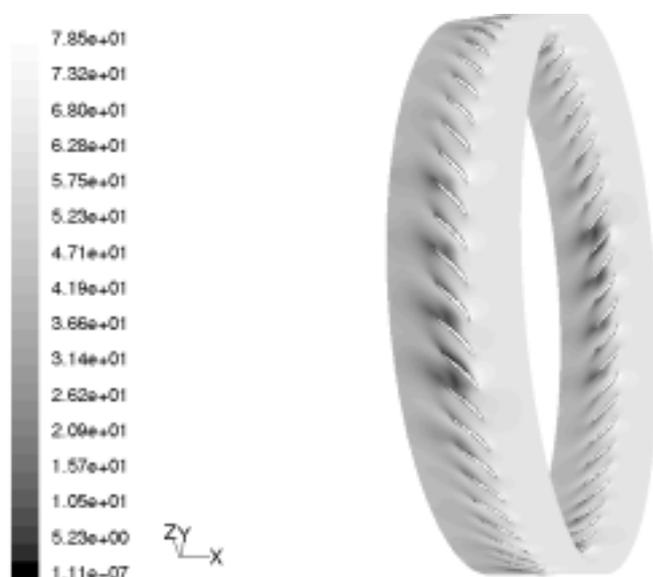


图 9 未喷气时的进入失速的相对速度图



图 10 喷气时的相对速度图

4. 结论

通过 CFD 手段对微量喷气抑制旋转失速的现象进行了初步的分析。通过计算说明，采用雷诺平均的 NS 方程能够捕捉到微量喷气改变失速起始的现象。计算得出 0.045% 的喷气流量可以获得 2.06% 的流量系数左移，略小于实验得到 3.14%。通过局部流场的详细模拟发现喷气对吸力面的脱流产生了明显的刮削和挤压作用，推迟了叶片顶部吸力面的分离，对失速产生了抑制作用。

参考文献

- [1] 徐纲，程晓斌，聂超群，陈静宜，两级低速轴流压气机的喷气实验的非定常响应，工程热物理学报，2002，23（1）。
- [2] Chaoqun Nie, Gang Xu, Xiaobin Cheng* and Jingyi Chen, micro air injection and its unsteady response in a low-speed axial compressor, ASME GT-2002-30361. June, 2002.
- [3] Saxer-Felici, H.M., Saxer, A. P., Inderbitzin, A. and Gyarmathy, G., Numerical and Experimental Study of Rotating Stall in an Axial Compressor Stage. AIAA 98-3298, July 1998.
- [4] Saxer-Felici, H.M., Saxer, A. P., Ginter, F., Inderbitzin, A. and Gyarmathy, G., Structure and Propagation of Rotating Stall in a Single- and a Multi-Stage Axial Compressor. ASME 99-GT-452, June 1999.

低速轴流压气机旋转失速 的二维数值模拟*

蒋康涛 徐 纲 黄伟光 陈静宜

(中国科学院工程热物理研究所 北京 100080)

(Tel:010-82672162 E-Mail: jkt@mail.etp.ac.cn)

1 引 言

近代叶轮机械非定常流动研究主要沿着两个方向展开,分别对应两类不同的流动现象。一类为固有非定常问题,其中绝大多数是由于转子/静子之间的相对运动以及各叶片排的周向非均匀流动所引起的,即级间流场干涉现象,这一现象直接影响机器的效率和一系列气动不稳定性与气动力激振;另一类为条件非定常问题,亦称流动失稳现象,如压气机旋转失速、喘振、颤振以及流场畸变等,是一种由系统或局部扰动诱发的不稳定流动。流动失稳限制机器的工作范围,影响运行可靠性,在机器的设计与调试中是实现各级匹配的主要障碍,并在过渡态或非设计工况运行中导致灾难性事故。人们不得不在设计阶段就考虑一定的失速(喘振)裕度,因此它们的存在是阻碍叶轮机械效率提高和运行稳定的重要根源。

八十年代中期 Epstein(1986)首先提出 Smart Engine 的概念。后来 Epstein 与 Ffowes Williams 和 Greitzer 合作,正式提出对叶轮机械失稳现象实施主动控制的设想(Epstein 等,1989)。主动控制思想认为,在旋转失速初期,对流场引入外加“友好”小扰动,以增加系统阻尼,抑制压气机初始扰动的发展,从而达到控制失速的目的。在叶轮机械主动控制技术的推动下,旋转失速先兆研究成为旋转失速研究的焦点之一。

McDougall(1988)首先通过实验发现,沿轴流压气机周向有小振幅传递波以连续方式发展成失速团的现象。这种模态波(Modal Wave)的特征为周向扰动,并按一定的比例附加在基本上轴对称的流场上。模态波型先兆渐进过程基本符合 Moore-Greitzer 二维线性数学模型,模型很好地预测了这种扰动的旋转速度、增长率和波形形状。针对这种失速先兆,已经发展了一些主动控制技术并且取得一定进展。后来 Day(1993)发现了另一种性质不同的失速先兆,即脉冲型(或突发型, Spike or Pip)失速先兆。这种先兆是一种局部扰动,开始时只占几个叶片通道,并集中在多级压气机某一级(或某几级)动叶的顶部区域,在它出现后压气机很快进入旋转失速(在几转的时间内)。Silkowski(1995)在实验中发现,这种失速先兆具有径向结构。脉冲型先兆是三维非线性的,它难以用仪器探测,也不能用现有的线性模型来分析和预测。由于这些不利因素,对脉冲型先兆成功实施主动控制的例子很少。目前大多数主动控制研究所依赖的理论基础在一定程度上被动摇了,需要对压气机旋转失速的产生、发展和传播的机理和物理本质进行全面深入研究,这就对压气机旋转失速的数值模拟提出较高的要求。

* 中国科学院知识创新项目(KGCX2-301)资助。

国内外学者在这个方面做了不少有益的探索,主要可以分为两类方法。一类是压缩系统模型,以体积力或激盘模型模拟叶片对气流的作用(Greitzer 和 Moore 等);另一类是流场计算,直接求解 N-S 方程或 Euler 方程。进行二维 N-S 计算的有 Outa 等^[1,2]和 He^[3],二维 Euler 计算的有 Saxer-Felici 等^[4,5,6]。另外,分离涡方法(Nishizawa 等^[7],冀春俊等^[8])也获得了一些数值模拟结果。

本文采取的方法是流场计算,这种方法的优点是能够获取全流场的气动参数,并可以方便地推广到三维计算。在网络并行服务器的硬件平台上,使用 Fluent 计算软件,对三级低速轴流压气机第一级叶高中径附近的旋转失速现象进行了二维数值模拟,重点是失速先兆的发展和内部流场的分析。

2 基本方程与计算方法

2.1 基本方程和湍流模型

采用二维不可压雷诺平均守恒形 Navier-Stokes 方程。湍流模型选取 RNG k- ϵ 两方程模型,壁面附近采用增强的壁面处理。

2.2 计算方法

工质假定为理想气体。基本方程求解用 SIMPLE 压力修正法,求解器用有限体积法,空间离散格式是一阶迎风显式格式。计算过程分为定常计算和非定常计算两个阶段,定常计算收敛的结果作为非定常计算的初始流场。

(1) 定常计算 动静叶滑移面参数传递用混合平面法(mixing-plane);

(2) 非定常计算 动静叶滑移面参数传递用网格界面法(grid interface),非定常时间离散采用一阶隐式格式(双重时间推进,包括物理时间步长和伪时间步长)。

2.3 并行计算

使用 Fluent 软件提供的并行计算功能,在 Linux 操作系统上,使用 1 台网络服务器 2 个 CPU。并行通讯协议是 Fluent 自带的 smpi(shared memory MPI)协议。

3 硬件平台

为了进行网络并行计算,用到 1 台网络服务器,其基本配置是双 Intel PIII 1GHz CPU(133MHz 外频) 处理器,内存为 1GB SDRAM(133MHz 频率)。

4 研究结果与分析

4.1 算例介绍

本文计算三级低速轴流压气机试验台的第一级。其设计参数为:

单级动叶数	58	展弦比	1.75
单级静叶数	60	轮毂比	0.74
转数	2400 rpm	叶片中径周向速度	54.98 m/s

4.2 计算网格及边界条件

网格用 Fluent 的 Gambit 前置处理软件生成,级进出口延伸区采用 H 型网格,叶片附近加密用 O 型网格,而叶片通道内则采用非结构化三角形网格。图 1 所示为计算域,还标出了在转子叶片前缘周向平均布置的 4 支数字“传感器”。经过计算比较,发现轴向计算域大小对定常计算结果的影响很小,而对失速的数值模拟结果影响较大,如果进

出口的计算域不够大，非定常计算过程中内部的变化会反映到进出口边界，计算会突然崩溃，所以这里进出口做了加长。图 2 是放大的叶片通道内及滑移面附近的计算网格。

为了防止频率共振，动叶的叶片数与静叶的叶片数一般没有较大的公约数关系。本文模拟的低速轴流压气机级的动静叶片数之比为 58:60，仅可简化为 29:30。进行简化计算，将静叶数由 58 改为 60，整个计算简化为 10:10。计算时，边界条件的处理原则是：动叶进口为压力进口边界条件，设定进口总压，进口总温和气流方向角（轴向进气）；静叶出口为压力出口边界条件，设定出口背压；动静叶滑移面如前所述，对于定常和非定常有不同的处理方法。周向第一站和最后一站为周期性条件。

4.3 结果分析

(1) 定常计算阶段

定常计算，出口背压给定常数，取不同的值计算得到压气机级的稳态性能曲线。在这个阶段，单通道计算结果和 10 通道计算结果很接近，它们与压气机实验台第一级的性能曲线的比较如图 3 所示。当背压增大到一定值后，定常计算不收敛，无法得到一个稳定解，转为非定常计算。此时，计算得到的流量系数比实验中失速的流量系数大一些。

(2) 非定常计算阶段

非定常计算，在压气机级出口设置假想的节流阀，压气机运行工况由特性线和节流线的交点确定，通过设定不同的阀门开度，改变其运行工况。背压计算公式是：

$$P_2 = P_{out} + \frac{\rho \cdot U^2 \cdot K_{t0} \cdot \Phi^2}{2K_{t1}}$$

式中， P_2 和 P_{out} 分别表示出口背压和大气压， U 是叶片中径周向速度， ρ 是密度， Φ 是出口平均流量系数， K_{t0} 是常数， K_{t1} 是阀门开度。当关闭阀门时 K_{t1} 减小，而打开阀门时 K_{t1} 增大。非定常的时间步长是动叶扫过一个静叶通道用 20 个时间步。

比较了两种关阀门方法，一种是一次关到位，然后保持不变；另一种是连续用较多时间步关阀门到相同位置。关阀门速率对数值模拟结果的影响是，中间过渡过程不同，但经过一段时间后的变化趋势是一样的。为了节省计算时间，这里采用的是前一种方法，阀门开度改变到一个值后保持不变，模拟压气机级的非定常动态过程。如图 4 所示是压气机级的动态性能曲线，模拟了当阀门关小时压气机从设计点附近到失速过渡阶段，然后进入深度失速，此后打开阀门压气机退出失速直至阻塞工况的整个过程。图中还加上实验数据和定常计算的结果以供对比。可以看出，在失速前，非定常动态过程的趋势是逐渐靠近定常计算的稳态性能曲线，并且，计算得到的流量系数要比定常计算更接近实验值。流量系数进一步减小，进入失速过渡阶段，压力系数也从最高点开始减小，说明压气机已经失去增压能力。

图 5 所示是转子进口四支“传感器”记录的轴向速度，横坐标以 10 个转子通道扫过静子的一个周期为时间单位，为便于观察，除 1#“传感器”外其它三个的纵坐标均做了平移，并在最上面复制了 1#“传感器”的数值。由此图可以算出失速团的个数和传播速率，下表给出其与实验值的比较。

	实验	数值模拟
先兆类型	脉冲型	模态波型
先兆传播速率	0.53	0.45

失速团传播速率	0.395	0.45
失速团个数	1	1

图 6 所示是失速前，失速过渡过程和深度失速的流场相对速度幅度和压力等值线分布，选取了 4 个时间点。可以看出，在逐步关小阀门过程中，级出口流量减小，动叶正攻角增大，在吸力面产生分离，流场比较脆弱。到某个临界值后，像机器误差这样的小扰动就能把压气机级带入失速。进入失速后，流场出现周向非均匀，并且沿转子运动反方向传播。因为计算中除了机器误差外，没有外加任何扰动，可见这种现象是压气机系统本身的固有属性。

5 结论与展望

通过以上的计算和分析，可以得出如下结论。

- (1) 二维不可压 N - S 方程数值解可以用来研究低速轴流压气机某一级的旋转失速现象；
- (2) 作为叶高中径附近的二维计算，无外加扰动，失速先兆是模态波型；
- (3) 在失速发展阶段，节流后流量减小，动叶正攻角增大，在吸力面产生分离，阀门关到某个位置后像机器误差这样的小扰动就能把压气机带入失速；
- (4) 进入完全失速后，数值模拟计算了失速团的数目和传播速率，并且分析了叶片通道内部流场在进入失速过程中的变化。

下一步有必要进行三维计算，考虑引入径向迁移和顶部间隙后对旋转失速数值模拟结果的影响，进一步研究先兆产生和失速发展的机理。

参考文献

- [1] Outa, E., Kato, D. and Chiba, K., An N-S Simulation of Stall Cell Behavior in a 2-D Compressor Rotor-Stator System at Various Loads. ASME 94-GT-257, June 1994.
- [2] Outa, E., Ohta, Y., Kato, D. and Chiba, K., Two Dimensional Study on Evolution of Deep Rotating Stall under Uniform Inlet Conditions in an Axial Compressor Cascades. ISABE 99-7219, September 1999.
- [3] He, L., Computational Study of Rotating Stall Inception in Axial Compressor. J. of Propulsion and Power, Vol. 13, No. 1, pp. 31-38, January-February 1997.
- [4] Saxer-Felici, H.M., Saxer, A. P., Inderbitzin, A. and Gyarmathy, G., Prediction and Measurement of Rotating Stall Cells in an Axial Compressor. ASME 98-GT-67, June 1998.
- [5] Saxer-Felici, H.M., Saxer, A. P., Inderbitzin, A. and Gyarmathy, G., Numerical and Experimental Study of Rotating Stall in an Axial Compressor Stage. AIAA 98-3298, July 1998.
- [6] Saxer-Felici, H.M., Saxer, A. P., Ginter, F., Inderbitzin, A. and Gyarmathy, G., Sturcture and Propagation of Rotating Stall in a Single- and a Multi-Stage Axial Compressor. ASME 99-GT-452, June 1999.
- [7] Nishizawa, T. and Takata, H., Numerical Study on Rotating Stall in Finite Pitch Cascades. ASME 94-GT-258, June 1994.
- [8] 冀春俊, 闫清, 孙晋. 压气机旋转失速数值模拟和流动显示. 大连理工大学学报, 2001, 41(5), 561-567.

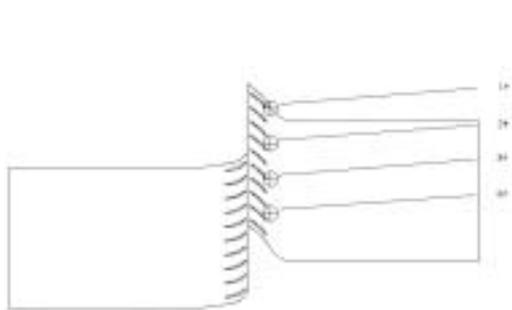


图 1 计算域和 4 支数字“传感器”位置

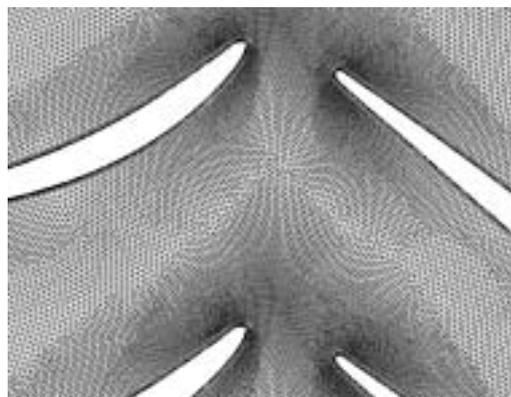


图 2 计算网格(叶片通道内及滑移面)

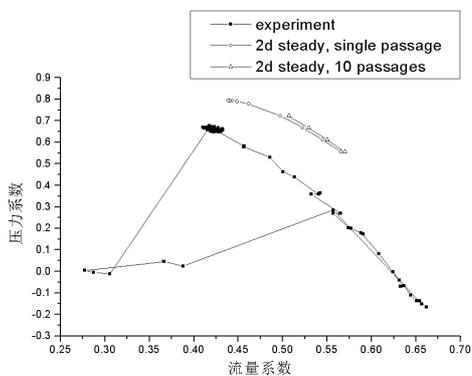


图 3 定常计算压气机级稳态性能曲线

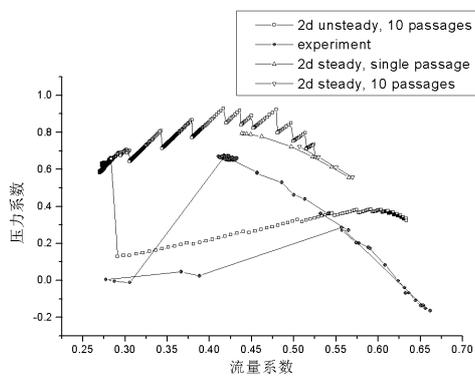


图 4 非定常计算压气机级动态性能曲线

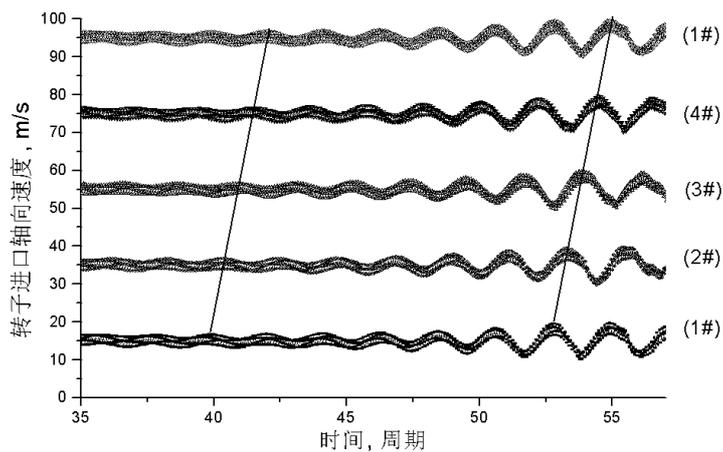
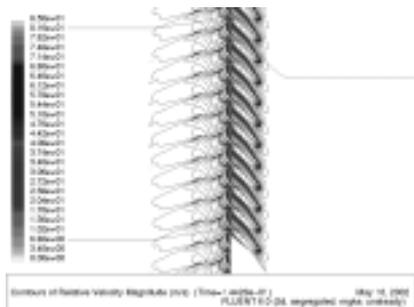
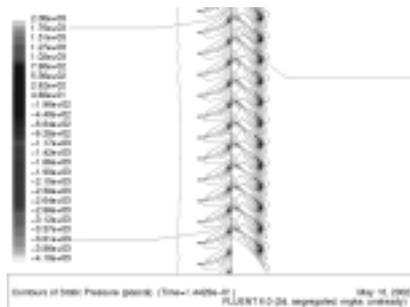


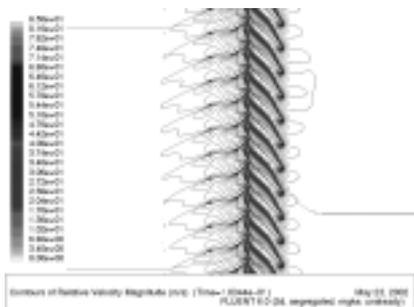
图 5 转子进口周向布置的数字“传感器”记录的轴向速度



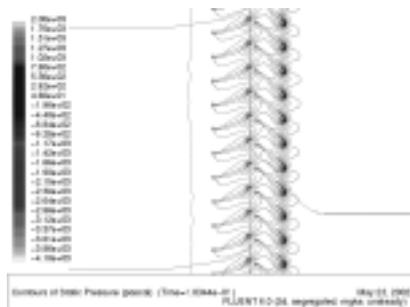
(1) 第 22.0 个周期



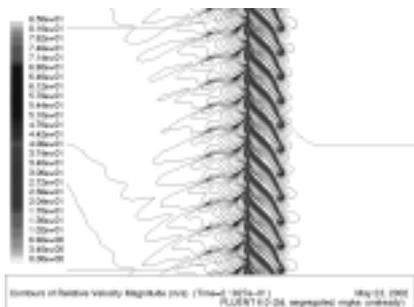
(2) 第 22.0 个周期



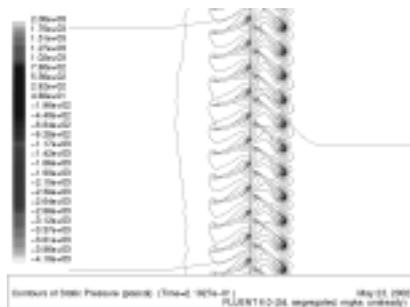
(3) 第 31.4 个周期



(4) 第 31.4 个周期



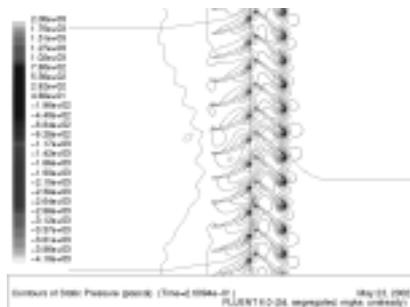
(5) 第 40.0 个周期



(6) 第 40.0 个周期



(7) 第 50.0 个周期



(8) 第 50.0 个周期

图 6 失速过程叶片通道内流场的变化
(相对速度幅度和压力等值线分布图)

多级轴流压气机三维气动设计的一种快速方法

陈乃兴 张宏武 徐燕骥 黄伟光

(中国科学院工程热物理研究所 北京 100080)

Tel: 010-82672171 Email: zhw@mail.etp.ac.cn

摘要 本文提出了一种适用于多级压气机的快速三维数值气动设计方法,该方法的核心是应用一种快速网格生成技术和一种 NS 方程求解器之间不断的相互迭代,最终得到各叶片排的三维叶片造型。首先给定流量,压比和压气机子午通道的几何形状。在初始设计阶段通过计算得到各叶片排沿叶高周向平均的进出口气流角分布,并把其作为计算的目标参数。然后通过网格生成和 NS 求解之间的迭代,不断调整目标参数,直到计算收敛。应用本方法设计了一台具有三个重复级的实验用轴流低速压气机。

1. 引言

随着计算机科学和计算技术的发展,越来越多地吸引着叶轮机械界应用数值计算的方法来进行叶轮机械叶片造型设计。叶片的几何造型可以通过保角映射法,奇点法,各种基于流函数、势函数或二者的结合,以及 Euler 或者 NS 解等流体力学理论得到。

本文的工作是基于不断应用一种网格生成方法和 NS 解之间的相互迭代最终生成叶片造型。气流角分布和厚度分布作为设计的目标参数。沿叶高的目标气流角分布是在设计的初始阶段计算得到的。然后应用给定的(1)叶片通道子午几何形状,(2)叶片进出口气流角分布,(3)沿叶高的厚度分布得到叶片几何形状同时生成叶片的三维网格。应用生成的三维叶片网格进行 NS 数值计算,得到各叶片排的所有气动参数。如果计算得到的沿叶高气流角周向平均值与设计目标不相符,就要修改设计目标,重新生成叶片几何及网格,然后重新进行 NS 求解。通过网格生成与 NS 求解之间的不断迭代,最终使计算与设计目标相一致。

2. 方法介绍

本方法的设计原理如图 1 所示。首先给出设计压气机的流量、压比、设计转速以及压气机流道的子午面几何形状。然后进行一维计算。在一维计算的基础上,给出叶片进出口截面上沿叶高的气流角分布作为目标参数。在此基础上,通过三维叶片造型程序,生成三维叶型同时生成计算网格。把生成的计算网格用于三维 NS 求解,得到叶片排的所有气动热力学参数,特别是叶片排进出口截面上周向平均气流角沿叶高方向的分布。如果通过 NS 求解得到的气流角分布与设计值相符,说明设计叶型符合设计要求,则计算结束。如果通过 NS 求解得到的气流角分布与设计值不相符,说明设计的叶型还不能满足设计的要求,这时就要根据 NS 求解得到的气流角分布,修改叶片进出口截面上沿叶高的气流角分布作为新的目标参数,重新生成叶型,然后进行新的 NS 求解。这一循

环过程反复进行,直到通过 NS 求解得到的气流角分布与设计值相符,则计算结束。

2. 1. 网格生成方法

本文作者提出了一种特殊的网格生成方法(Lisa)并用于叶型设计。给定叶片角分布以及子午通道的几何形状,应用本方法就可生成三维网格系统。这一过程可在几分钟之内在现有 PC 机上完成。生成的网格可直接用于三维 NS 计算。

本方法中,不同叶高截面上的弦线和厚度分布用 2 个多项式表示如下:

$$r\varphi = a_0 + a_1z_x + a_2z_x^2 \tag{1a}$$

$$\beta = a \tan(a_1 + 2a_2z_x) \tag{1b}$$

$$\bar{y} = b_0 + b_1\bar{x} + b_2\bar{x}^2 + b_3\bar{x}^3 \tag{2}$$

其中: r 是半径, φ 是角坐标; β 是叶片角; z_x 是相对子午长度; \bar{y} 代表相对叶片厚度; \bar{x} 代表叶片弦线相对长度 a_0, a_1, a_2, a_3 和 b_0, b_1, b_2, b_3 是上述方程中的系数。他们由方程 (1a), (1b) 和 (2) 的边界条件决定。通过改变系数 b_0, b_1, b_2, b_3 , 可以得到任何厚度分布。叶片厚度的轴向和径向分布可以根据结构应力需要确定。

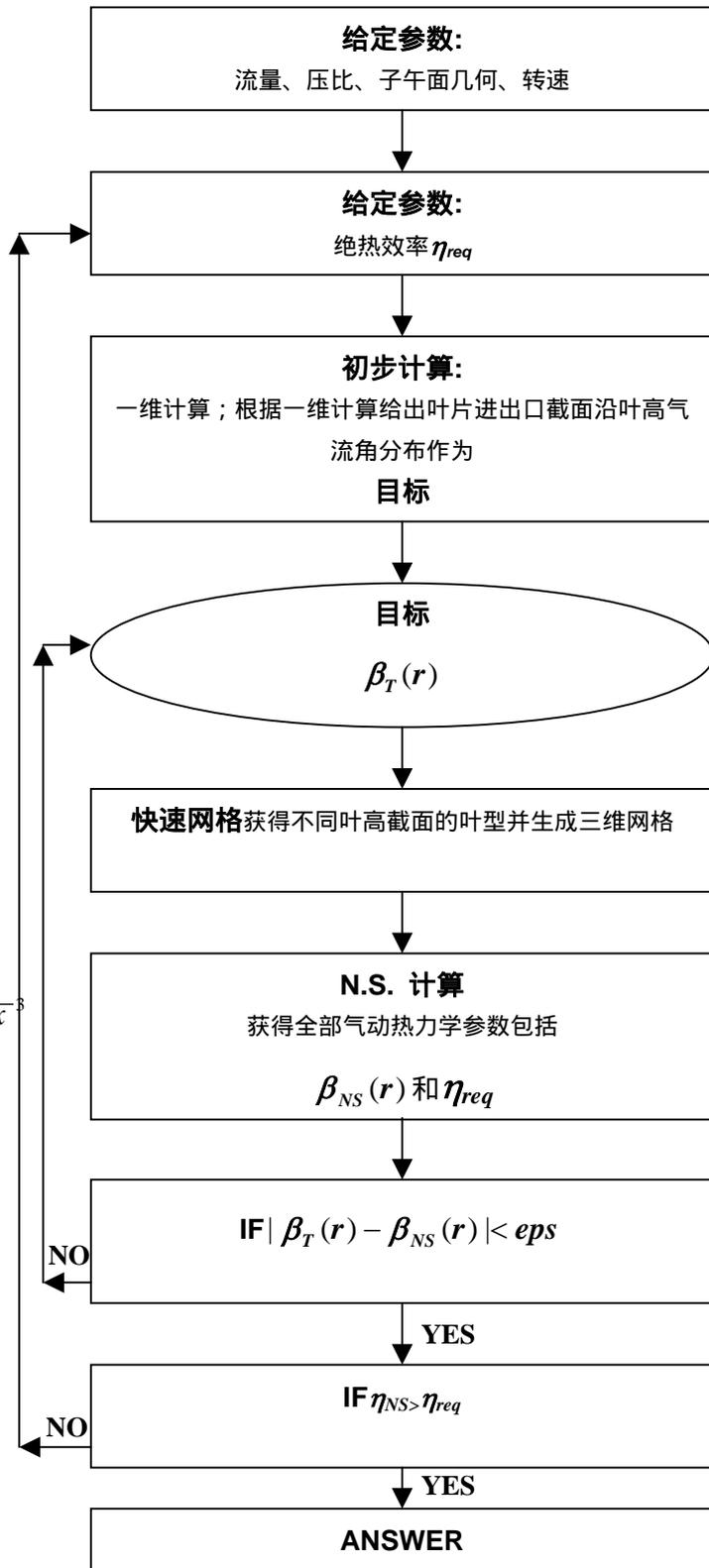


图 1 设计原理

2. 2. N.S. 求解方法

生成网格之后进行 N.S. 求解以得到流场的详细信息。本文用压力修正方法求解 N.S. 方程和标准 $k-\varepsilon$ 湍流模型。需要指出的是, 在本方法中任何 N.S. 方程求解器都可以使用。

3. 算例

这里以一台实验用三级轴流压气机的设计为例, 来考核并进一步介绍本方法。详细的流场信息包括压力, 温度, 气流角以及压气机的特性参数, 包括总压比, 总温比以及绝热效率随流量的变化都可以通过设计得到。由于文章篇幅的限制, 这里只能给出部分最终计算结果。

为了简化叶片的加工过程, 设计压气机的 3 级最好为同型级。这样就只要设计 3 排叶片: 进口导叶、动叶以及静叶。初步计算中的所有气动参数, 包括气流角沿叶高的分布, 都以简单径向平衡方法为基础得到。然后用本文发展的网格生成方法得到叶片造型同时生成三维网格。图 2、图 3 和图 4 分别显示了计算得到的导叶、动叶和静叶的网格。然后求解定常 NS 方程得到 3 排叶片内详细的三维流场信息。由于是定常计算, 动静叶排之间的参数传递采用了混合平面方法。如果计算得到的叶片进出口平均气流角沿叶高分布与设计存在偏差, 就要根据计算结果修改叶片的进出口几何角, 重新开始迭代。通过不断求解网格生成程序和 NS 方程, 最终使本次计算结果接近上次计算, 则计算结束。

修改叶片进出口几何角的原则如下: (1) 进口导叶的进口几何角沿整个叶高被设定为 0。其他叶片排的进口几何角分布等于由 NS 方程求解得到的气流角分布。(2) 叶片排的出口几何角由当前的叶片几何角与设计值和当前叶片几何角之间的差值进行松弛相加得到。(3) 没有边界层分离发生。

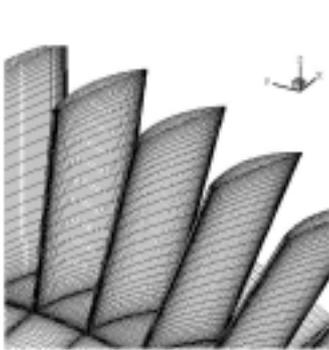


图 2 进口导叶

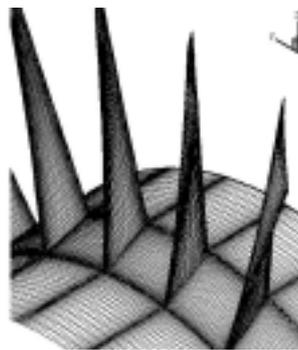


图 3 动叶

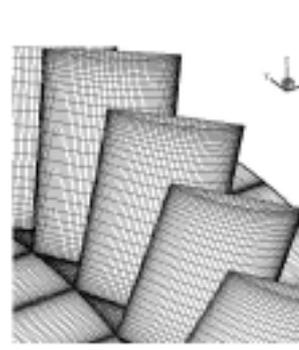


图 4 静叶

3.1. 单级计算 —— 3 排叶片

由于设计的目标是同型级压气机, 所以进口导叶的周向平均出口气流角沿叶高分布应该与第 1 级静叶相等。图 5 显示的是进口导叶、动叶以及静叶的出口气流角的最终设计迭代结果。图中以 0 度为界线, 左边为相对气流角, 右边为绝对气流角。图中显示, 进口导叶和静叶的出口绝对气流角在大部分叶高范围内都符合很好。但在靠近轮毂处两者存在明显偏差。

图 6 显示静叶通道中距轮毂 10% 叶高处速度矢量和流线。可以看到在叶片吸力面尾缘处存在明显的流动分离。通过其他径向截面的速度矢量及流线，发现这个分离只在距轮毂 20% 叶高以下范围内存在。正是由于这个分离，使得静叶绝对出口气流角与进口导叶绝对出口气流角之间存在如图 4 所示的差距。

图 7 给出的是进口导叶、动叶以及静叶在叶根、50% 叶高以及叶顶三个不同径向位置上的叶片表面压力系数分布。

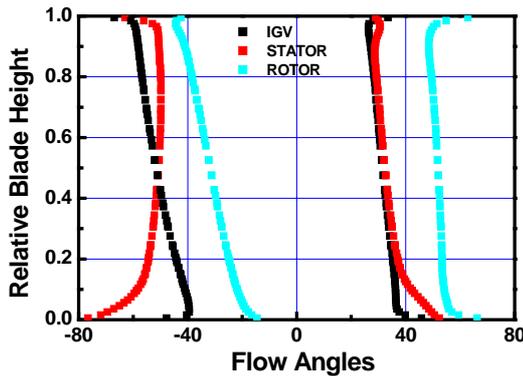


图 5 出口气流角沿叶高分布

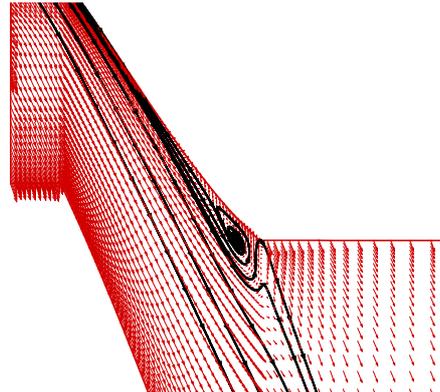


图 6 速度矢量和流线

3.2. 二级计算 —— 五排叶片

单级计算发现，无论如何改变叶型，静叶中出现的流动分离是无法通过迭代消除的。但如果在第一级之后加上第二级，第一级静叶中的流动就会比单级计算时有很大不同。

图 8 显示的是进口导叶、第一级叶片和第二级叶片出口气流角的最终迭代结果。很显然，由于第二级叶片的加入，进口导叶与第一级静叶的绝对出口气流角沿整个叶高都吻合的很好。虽然在距轮毂 10% 叶高范围内还是有差距，但对比图 4，最大差距已经由 10 度减小为 3 度。但需要指出，第二级静叶的出口绝对气流角在 30% 叶高以下与进口导叶存在很大差别。越靠近轮毂，差距越大。在轮毂处相差近 40 度。在相对出口气流角方面，两排动叶沿叶高几乎完全一致。进口导叶与两排静叶的相对气流角相差很多。这说明速度值沿叶高分布的不同。

图 9 和图 10 分别显示距轮毂 10% 叶高截

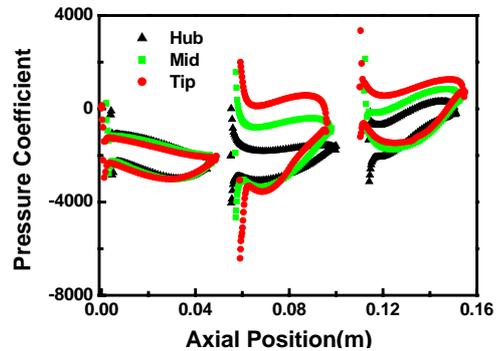


图 7 叶片表面压力系数分布

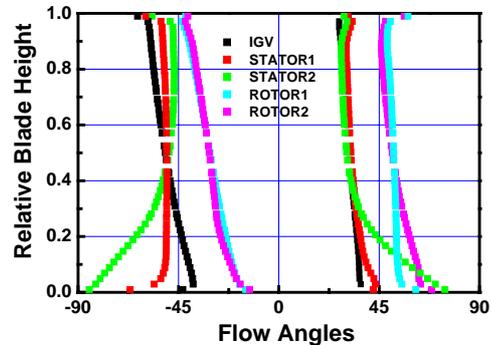


图 8 出口气流角沿叶高分布

面上第一级和第二级静叶通道内的速度矢量和流线。对比图 5，不难发现，单级迭代中出现在第一级静叶通道中的吸力面尾缘附面层分离在两级计算中消失了。正是由于这一分离的消失，使得第一级静叶的绝对出口气流角与进口导叶几乎完全吻合。但同时，第二级静叶中却存在比较严重的吸力面分离。图 10 种显示，这时的分离泡的尺度比图 6 种单级情况下静叶中分离的尺度要大。这就说明了为什么图 7 中第二级静叶的绝对出口气流角与进口导叶的差距比单级计算时第一级静叶与进口导叶的差距大。

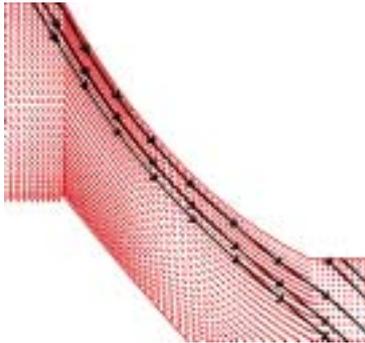


图 9 静叶 1 中速度矢量和流线

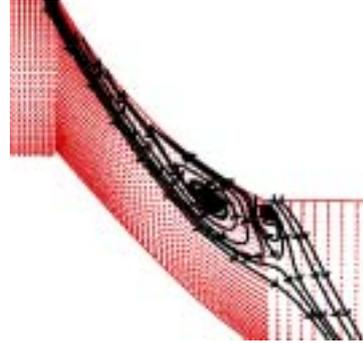


图 10 静叶 2 中速度矢量和流线

图 11 给出的是进口导叶、第一级动叶、第一级静叶、第二级动叶及第二级静叶在叶根、50%叶高以及叶顶三个不同径向位置上的叶片表面压力系数分布。

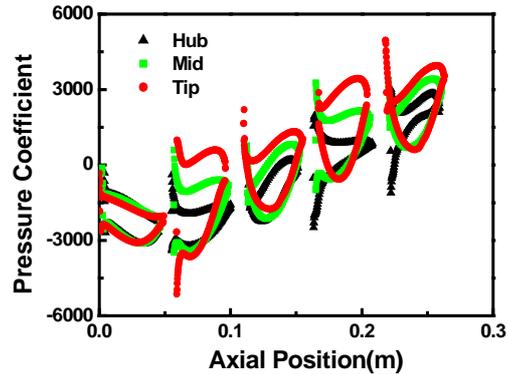


图 11 叶片表面压力系数分布

3.3. 整台压气机计算——七排叶片

本例的最终目标是设计一台具有三个同型级的实验用轴流压气机，所以这里给出 7 排叶片计算最终迭代结果。

图 12 是进口导叶、第一级叶片、第二级叶片及第三级叶片的出口气流角沿叶高分布的最终结果。对比图 5 和图 8，图 12 显示进口导叶，第一级静叶和第二级静叶的出口绝对气流角沿整个叶高吻合很好。特别是第一级静叶和第二级静叶完全一致。虽然最后一级静叶的出口绝对气流角与进口导叶及其前面的 2 排静叶在 30% 叶高以下部分存在差距，但即使在轮毂处的最大差距也由图 8 中的 40 度减小为 20 度。在相对出口气流角方面，三级动叶几乎完全一致。但各级静叶与导叶之间都存在差距。而且沿流动方向差距越来越大。

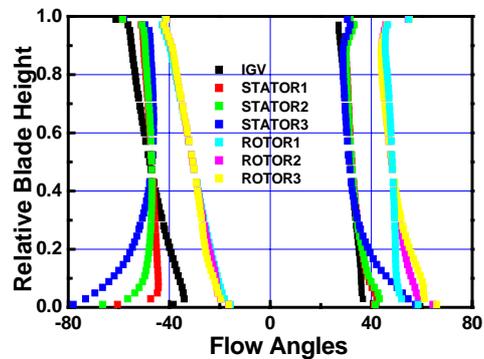


图 12 出口气流角沿叶高分布

图 13、图 14 和图 15 分别显示第一、第二及第三级静叶通道内距轮毂 10% 叶高截面上的速度矢量和流线。图 13 表明在第一级静叶中不存在流动分离。图 14 显示在第二级静叶中有非常微弱的分离。图 15 表明在最后一级静叶中存在如前面所述的吸力面流动

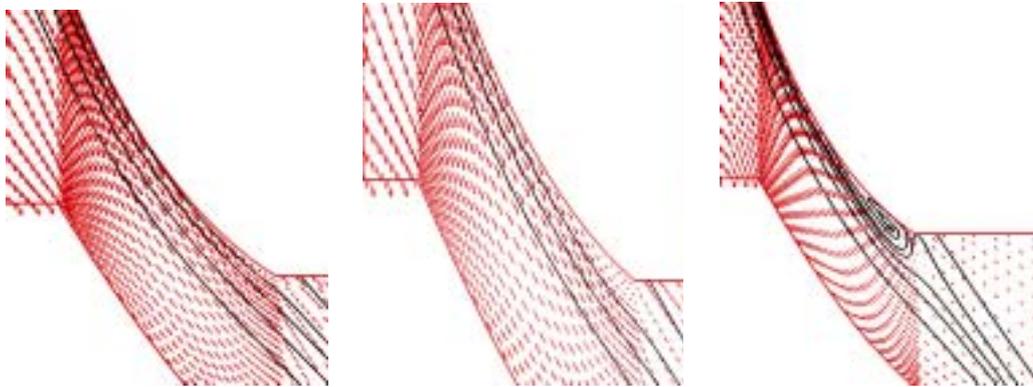


图 13 静叶 1 速度矢量和流线 图 14 静叶 2 速度矢量和流线 图 15 静叶 3 速度矢量和流线

分离。但对比图 10，分离的尺度有所缩小。与单级和两级计算一样，就是这个分离导致最后一级静叶的绝对出口气流角与进口导叶不同。但由于分离尺度的较小，这种差距比两级计算时要小。这已经清楚地反映在图 12 与图 8 的对比中。

由以上计算结果可以推断，下游动叶的存在可以抑制上游静叶中的流动分离。所以如果在最后一级静叶的后面再加上一排出口导叶，那么最后一级静叶中出现的流动分离也应该能够避免。但这还需要进一步验证。

图 16 给出的是整台压气机的所有 7 排叶片在叶根、50% 叶高以及叶顶三个不同径向位置上的叶片表面压力系数分布。

图 17 给出整台压气机的总压比和绝热效率随流量的特征曲线。根据此图，可以确定这台压气机的设计工况的参数为：流量 6.85kg/s，总压比：1.4056，绝热效率：83.27%。

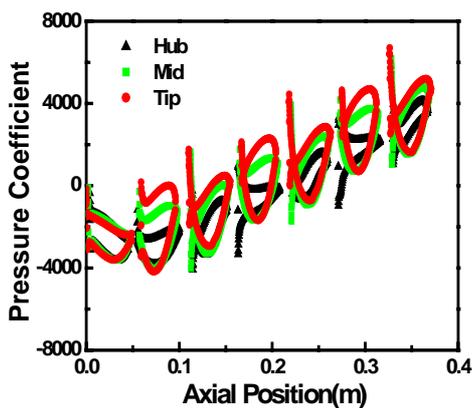


图 16 叶片表面压力系数分布

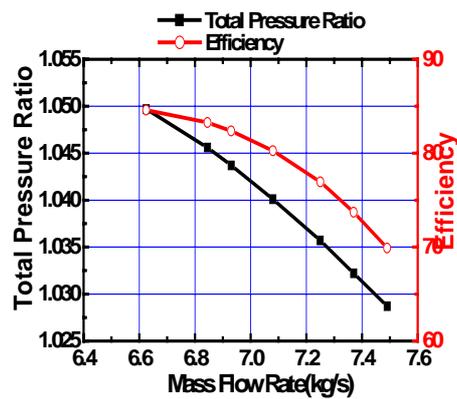


图 17 压气机特性

图 18、图 19 和图 20 分别显示轮毂、50% 叶高及叶顶处三个不同 S1 截面上的静压分布。

4. 结论

本文提出了一种适用于叶轮机械设计的快速三维数值气动设计方法。并应用这种方法成功地设计了一台具有三个同型级的实验用轴流压气机。计算结果证明了本方法的可靠性。应用本方法的设计理念，在一台 PC 机上可以在几分钟内完成叶片造型并生成用于求解 NS 方程的计算网格。任何 NS 方程求解器都可以与快速叶片造型程序相结合。由于 NS 求解计算可以给出所有需要的详细流场气动参数，所以本方法可用来评估设计的质量。

参考文献

- [1] Luu, T.S., Viney, B. and Bencherif, L., "Inverse Problem Using S1 and S2 Approach for the Design of the Turbomachine with Splitter Blades," *Revue Francaise de Mecanique*, No.3 (1992)
- [2] Chen, N.X., Chen, John J.J. and Chen, X.D., "A SFC Inverse Method with the Distribution of Target Circulation or its First Derivative for Turbomachine Design," pp.1386-1393, *Proceeding, the 7th International Rotational Machinery Conference*, Feb., (1998).
- [3] Chen, Naixing, "Numerical Methods for Inverse Solution in Aerodynamic Design of Turbomachinery," pp.113-145, *Recent Development of Aerodynamic Design Methodologies – Inverse Design and Optimization -*, Edited by K. Fujii and G.S. Dulikravich, Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden, (1999).
- [4] Chen, N.X., Xu, Y.J., Huang, W.G., Ma, H.W. and Jiang, H.K., "Numerical Study on the 3-D Turbulent Flow in a Low-speed Axial Single Rotor Compressor and its Comparison with Experiment," *Contributed Paper, No.009, Proceeding of the Fourth International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flow*, Aug. 31-Sept. 2, (1999).

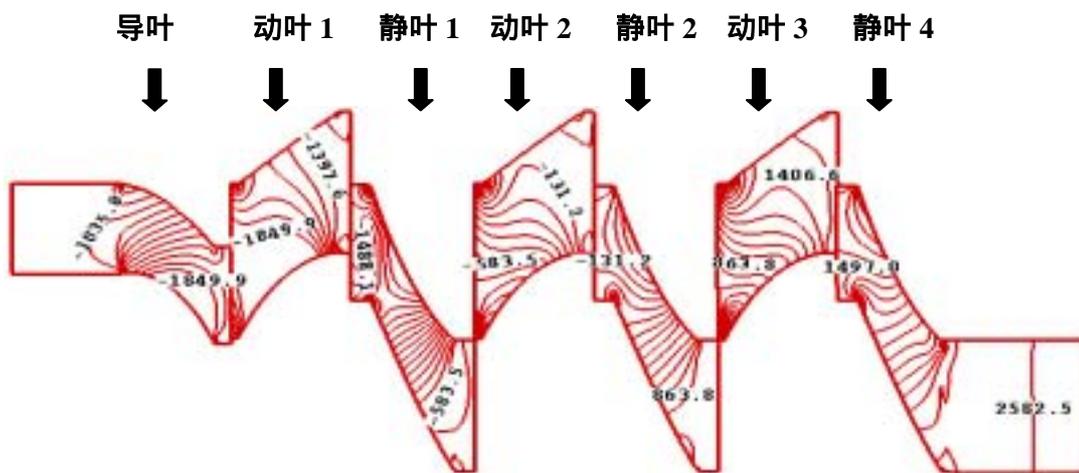


图 18 轮毂附近静压分布

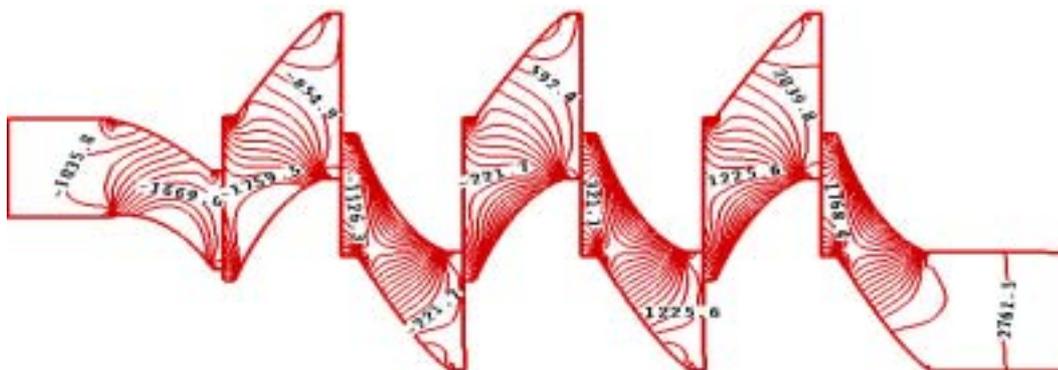


图 19 中径处静压分布

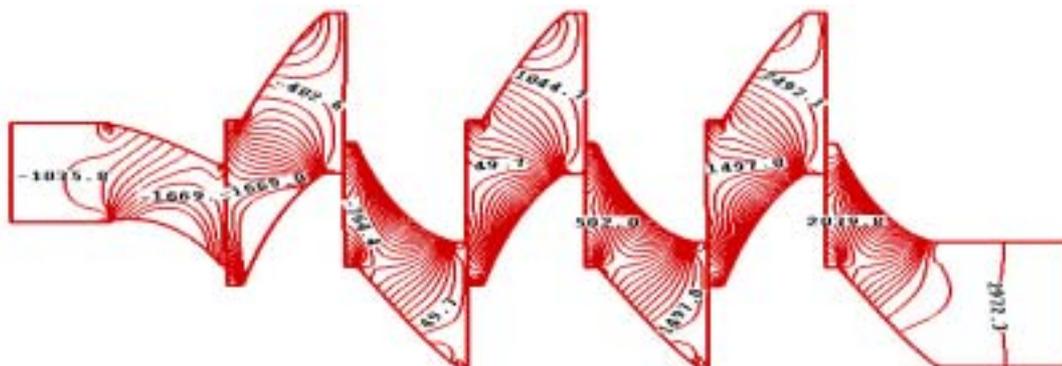


图 20 机匣附近静压分布

斜流压气机的数值模拟

吴振伟 蔡兆麟 李中云

(华中科技大学 能源与动力工程学院)

摘要: 本文利用 Fluent 软件对某型斜流(混流式)压气机设计点流场进行了三维粘性数值模拟。前处理软件实现了将气动设计数据与 Fluent 的前处理器 Gambit 的结合,最后在 Gambit 中完成“虚拟装配”。文中,分别针对蜗壳对称与非对称两种情况进行了数值模拟并分析讨论。

关键字: CFD 斜流压气机 数值模拟

一、设计参数及模型建立

本算例是对某斜流压气机的设计点的流场进行数值模拟,设计参数如下:

进口流量: 29.07255 kg/s 进口压力: 468100 Pa 进口温度: 474.56 K

进气密度: 3.4203kg/m³ 电机转速: 7700 rpm 设计压比: 1.35

斜流压气机包括静止部件和运动部件,具体尺寸见图 1、图 2。在该算例中,我们把整个模型分为静止计算域(进口段、扩压器以及蜗壳和旋转计算域(叶轮)两大部分。

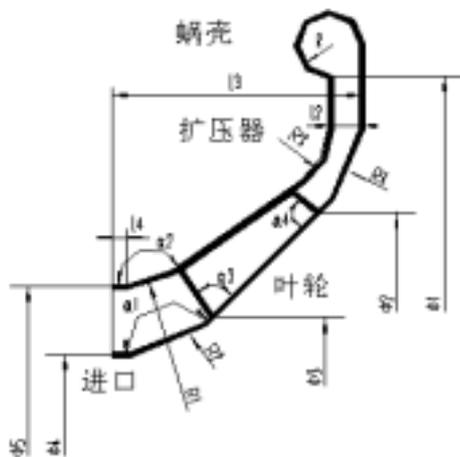


图 1 子午流道示意图

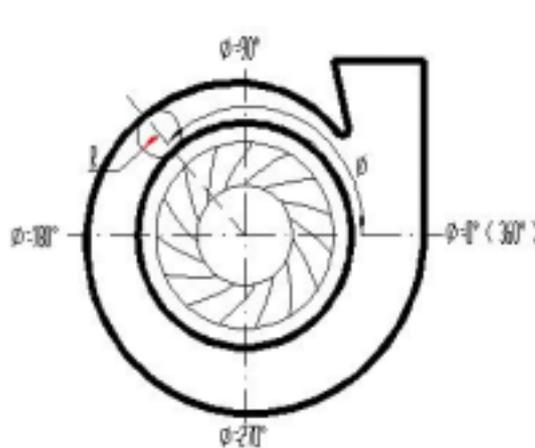


图 2 蜗壳示意图

建立模型时,首先通过前处理软件,导入 CAD 气动设计的结果数据(其中包括叶片截面数据、流道轮廓数据等),利用 Gambit 提供的接口,自动在 Gambit 中生成计算所需流通部分的实体造型。当各个计算域模型完成之后,在 Gambit 中实现“虚拟装配”,并对各个计算域模型的交接面进行处理,以保证连接面处网格连续。

在本算例中,由于计算区域相当复杂,所以,我们运用非结构化网格对计算域进行划分,在压力梯度比较大或速度变化比较大(估计)的地方进行必要的网格加密,以适应计算精度的要求。

二、CFD 计算结果

本文研究的是蜗壳对压气机的内部流场以及整体性能的影响,考虑到压气机的各部件之间存在相互作用,因此,我们先对不配备蜗壳的情况进行数值模拟,即对压气机的“进口段+叶轮+扩压器”部分进行计算,而暂时先不考虑蜗壳的影响。下面将给出在无蜗壳、配备对称蜗壳以及配备非对称蜗壳三种情况下的稳态流动模拟和计算结果。

1、无蜗壳情形

为了确保计算结果的可比较性,我们仍然采用非结构化网格,而且同一部件保持

相同的网格数。

计算结果如下表：

表 1		风机进口	叶轮进口	叶轮出口	扩压器进口
无 蜗壳	静压 Pa	469672.3	457091.1	578815.3	632000
	总压 Pa	485762.6	484594.1	706059.5	694917.8
	静温 K	470.4819	467.0277	503.5087	520.1703
	总温 K	474.5571	475.0185	532.7084	532.584

2、有蜗壳情形

本算例中，我们考虑了配备非对称蜗壳和对称蜗壳两种情况。在网格划分上：进口、叶轮以及扩压器部分的网格数目保持与无蜗壳时相同；而蜗壳部分由于蜗壳结构形式不同，网格数目上有一定差异。

计算结果如下表：

表 2		风机进口	叶轮进口	叶轮出口	蜗壳进口	风机出口
对称 蜗壳	静压 Pa	470086.8	457772.9	575922.6	626629.7	648588.8
	总压 Pa	486170.3	485109.4	702820.9	691831.1	653043.7
	静温 K	470.4864	467.1252	503.167	517.5467	531.2966
	总温 K	474.5564	475.0595	532.4363	532.3196	532.3159
非对称 蜗壳	静压 Pa	470073.9	457405.2	577114.6	624931.8	649004.5
	总压 Pa	486158.4	485103.4	702259.8	690745.9	656932.4
	静温 K	470.4846	467.1046	503.3864	517.18	530.3687
	总温 K	474.5569	475.1534	532.2319	532.1099	532.1232

三、 结果分析

1、有无蜗壳的影响：

压气机未配备蜗壳时，扩压器出口的压力（图 4）分布相当均匀，而叶轮出口的压力（图 3）成高低交替规则分布（射流与尾迹）；而当压气机配备蜗壳后，计算结果就起了变化，扩压器出口压力原有的均匀性受到破坏，很明显的看出，受到蜗壳外形（主要是蜗壳螺旋线形结构）的影响，沿着螺旋线前进方向，压力呈递增趋势。叶轮出口压力（图 5 和 图 6）也受到影响，与扩压器出口情况类似，原有的压力分布规律有了变化，同样是压力高低交替规则分布，对应螺旋线前进方向，压力呈递增趋势。

其次，从计算结果来分析，当压气机配备蜗壳（不论形式）之后，蜗壳对前面部件中流动有明显的影响，扩压器出口和叶轮出口的压力都下降；扩压器的恢复系数和损失系数有不同程度的减少和增加。如果以“进口+叶轮+扩压器”来作为级计算效率的话，配备蜗壳之后，“级效率”有一定程度的下降。

2、不同形式的蜗壳对压气机的性能的影响

（1）蜗壳形式对内部流场的影响

如前所述，当压气机配备蜗壳之后，叶轮出口以及扩压器出口都受到一定的影响。但是，当配备的蜗壳形式不同时，压气机内部流场有何不同呢？

从计算结果来看，虽然蜗壳的形式不同，但在叶轮出口处情形大致相同；而在扩压器出口处矢量分布有所不同（图 7 和 图 8）。可以看出，在蜗舌处由于通流面积突然减小，所以速度都有所增加；而整个扩压器出口上的矢量分

布有很大的不同：配备对称蜗壳时，除了蜗舌处，其余地方的分布还比较有规律，可以明显的看出射流和尾迹；而配备非对称蜗壳时，扩压器出口的矢量分布很不规则，由于非对称结构的影响，射流、尾迹已经不是很明显了。

在蜗壳的内部，由于结构形式的不同，流场也起了变化（图 9 和 图 10）。在对称蜗壳中，由于结构的对称性，流场中存在很清晰的两个旋涡；在非对称蜗壳中，则只存在一个旋涡。这些不稳定流动的存在都将增加压气机的损失。

(2) 各段损失分析

表 3	进口损失	叶轮效率	扩压器损失	蜗壳损失
对称蜗壳	-0.52%	91.22%	-5.05%	-11.36%
非对称蜗壳	-0.52%	91.5%	-5.43%	-10.02%

从上述表中可以看出，不论配备何种形式的蜗壳，压气机的主要损失始终是集中在蜗壳部分。当配备对称蜗壳时，扩压器中的损失比重略低，而蜗壳中的损失比重较高；而配备非对称蜗壳时，情况恰恰相反。

(3) 各种参数的变化

扩压器与蜗壳的恢复系数 C_p 和损失系数 是衡量压气机性能比较重要的参数。

表 4	扩压器		蜗壳	
	C_p		C_p	
对称蜗壳	0.4406	0.0955	0.3612	0.6379
非对称蜗壳	0.4210	0.1014	0.3969	0.5575

从上表中可以分析出来，当配备非对称蜗壳时，由于蜗壳与扩压器交接面的相互作用对上游流域的影响，使得扩压器的性能指标有所下降（ C_p ， ）；而在蜗壳内部却有着比较好的性能（ C_p ， ）。

(4) 对压气机级效率的影响

为了考查不同形式蜗壳对压气机整体性能的影响，级全压比 以及级效率 η_{pol} 是比较可靠的性能指标。

表 5	级全压比	级效率
对称蜗壳	1.34324	74.29 %
非对称蜗壳	1.35127	75.53 %

虽然，从我们前面的讨论中提到，当配备非对称蜗壳导致扩压器中的损失增加，但是从上表中，我们可以看出总体性能上，还是优越于对称蜗壳。

四、小结

- 1、由于该压气机的结构比较复杂，要对计算域采用结构化网格划分比较困难。Gambit 提供的非结构化网格功能降低的前处理的难度并减少了相当的工作量。
- 2、使用 Fluent 软件，能够有效地模拟旋转机械中三维流场并进行流动分析。从本文来看，计算的结果与设计点的参数基本吻合。
- 3、蜗壳与扩压器之间的相互作用对扩压器出口以及叶轮出口都有一定影响。
- 4、非对称蜗壳对扩压器性能的冲击较大，对称蜗壳内部流动损失较大，而对于整体性能来说，配备非对称蜗壳的情形较好。

附图



图 3 无蜗壳扩压器出口速度矢量

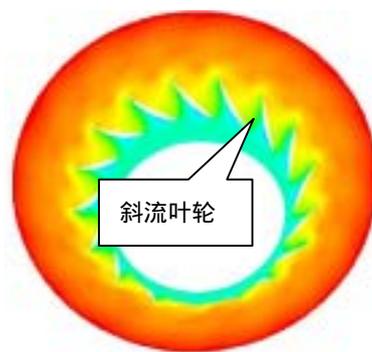


图 4 无蜗壳情况下的静压云图



图 5 对称蜗壳叶轮出口静压云图

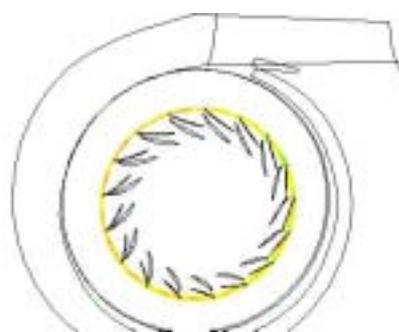


图 6 非对称蜗壳叶轮出口静压云图



图 7 对称蜗壳扩压器出口矢量图



图 8 非对称蜗壳扩压器出口矢量图

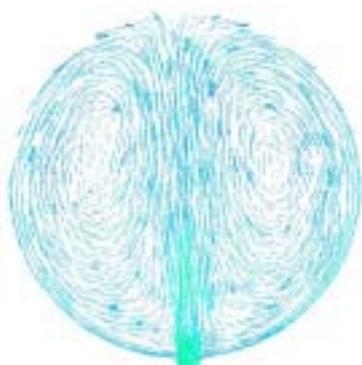


图 9 对称蜗壳内矢量图

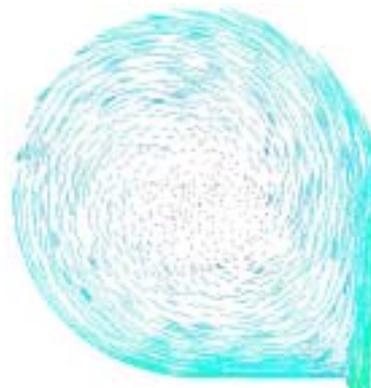


图 10 非对称蜗壳内矢量图

空气横掠波纹管束流动与传热性能的数值模拟

吴峰 王秋旺 罗来勤 陶文铨

(西安交通大学能源与动力工程学院热流中心, 西安, 710049)

(Tel : 029-2663502 , E-mail : wangqw@mail.xjtu.edu.cn)

摘要 本文应用层流模型和湍流模型的数值模拟方法, 对空气外掠 8 排波纹管束时的流动与传热性能进行了研究, 并将数值结果与实验结果进行了对比, 结果表明: 层流模型数值模拟结果较湍流更接近于实验值。同时, 还给出了换热和阻力的实验关联式, 并得出单一工况下多种排数波纹管束传热性能的变化曲线。

关键词 波纹管束 强制对流 数值模拟

1 引言

波纹管换热器由于加工方便、有较高的传热效率且不易结垢等特点而越来越受到人们的重视^[1-5]。文献[1]的实验数据表明: 对于 4 排、8 排和 16 排的波纹管束, 换热系数和阻力系数都比相同条件下光管的换热系数大, 同时换热充分发展的排数要提前, 三种管排的换热系数差不多。这一点与光管管束的情形有较大差别^[6]。本文试图用数值模拟的方法对其机理进行分析。采用 FLUENT 软件进行流场和温度场的模拟, 并以文献[1]中 8 排管束的实验数据作为检验程序和算法的依据, 模拟并拓宽了 Re 的范围。

2 物理问题及控制方程

文献[1]用实验的方法测定了几组波纹管束的空气横掠管外的换热系数和迎风面流速之间以及阻力系数和雷诺数之间的关联式。由于物理问题的对称性, 对于多排管束可取图 1(a) 中的阴影对称部分作为计算区域。计算过程中波节是正对的, 为了校核计算模型, 计算中所选取的管间距等几何参数与文献[1]中的一致。

本文计算分别采用三维稳态层流和湍流常物性强制对流模型, 其连续性方程、动量方程、能量方程的通用形式如下:

$$\nabla \cdot (\rho \vec{V} \phi) = \nabla \cdot (\Gamma_{\phi} \nabla \phi) + S_{\phi} \quad (1)$$

层流时不同变量的扩散系数及源项的具体形式如表 1 示。由于控制区域的对称性, 除进口边界条件以文献[1]实验数据为主, 管壁边界条件则按恒壁温情况处理外, 其余均称面。

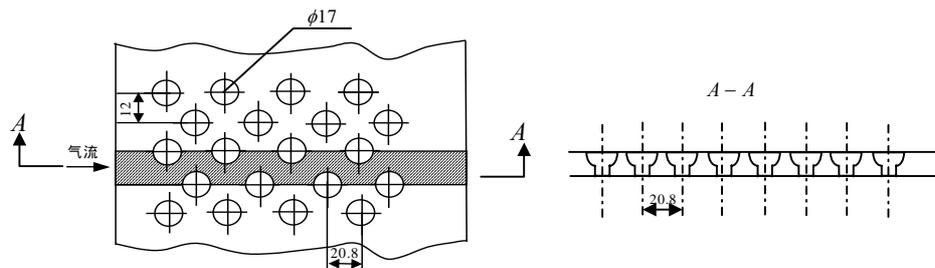


图 1 计算控制区域示意图(单位: mm)

表 1 不同变量所对应的 ϕ, Γ_ϕ 及 S_ϕ (层流)

方 程	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
连续性方程	1	0	0
u 方程	u	μ	$-\frac{\partial p}{\partial x}$
v 方程	v	μ	$-\frac{\partial p}{\partial y}$
w 方程	w	μ	$-\frac{\partial p}{\partial z}$
能量方程	T	$\frac{\mu}{Pr}$	0

本文中的 Reynolds 数定义如下:

$$Re = \frac{\rho V_\infty d_o}{\mu} \tag{2}$$

其中 d_o 是基管的外径, N 是管排数, V 是入口流速。

计算湍流时采用 $k-\varepsilon$ 湍流模型, 其通用控制方程如(1)式, 与层流不同的是广义变量中增加了 k, ε 两项, 同时广义扩散系数也有变化, 具体表达式如下^[7]:

对 u, v, w, k, ε 的源项:

$$S_u = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta_{eff} \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta_{eff} \frac{\partial w}{\partial x} \right)$$

$$S_v = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta_{eff} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta_{eff} \frac{\partial w}{\partial y} \right)$$

$$S_w = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta_{eff} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta_{eff} \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta_{eff} \frac{\partial w}{\partial z} \right)$$

$$S_k = \rho G_k - \rho \varepsilon$$

$$S_\varepsilon = \frac{\varepsilon}{k} (c_1 \rho G_k - c_2 \rho \varepsilon)$$

$$\text{其中 } G_k = \frac{\eta}{\rho} \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\}$$

温度 T 的源项为 $S = 0$

对 $u, v, w, k, \varepsilon, T$ 的广义扩散系数为:

$$u, v, w: \Gamma = \eta_{eff} = \eta + \eta_t \quad k: \Gamma = \eta + \frac{\eta_t}{\sigma_k} \quad \varepsilon: \Gamma = \eta + \frac{\eta_t}{\sigma_\varepsilon} \quad T: \Gamma = \frac{\eta}{Pr} + \frac{\eta_t}{\sigma_T}$$

采用上述两种计算模型分别对各个工况进行计算比较, 计算区域的网格模型相同。

3 数值方法

由于对称性, 对计算控制区域进行单独分析研究, 应用 GAMBIT 商用软件对控制区域体进行网格生成, 对各个边界面进行命名. 这些边界面在 FLUENT 软件中作为边界条件的赋值对象, 最后得到一个网格文件, 作为 FLUENT5.4 软件调用的源文件. 以 8 排管束为例, 应用

GAMBIT 软件生成的网格如图 2 所示。

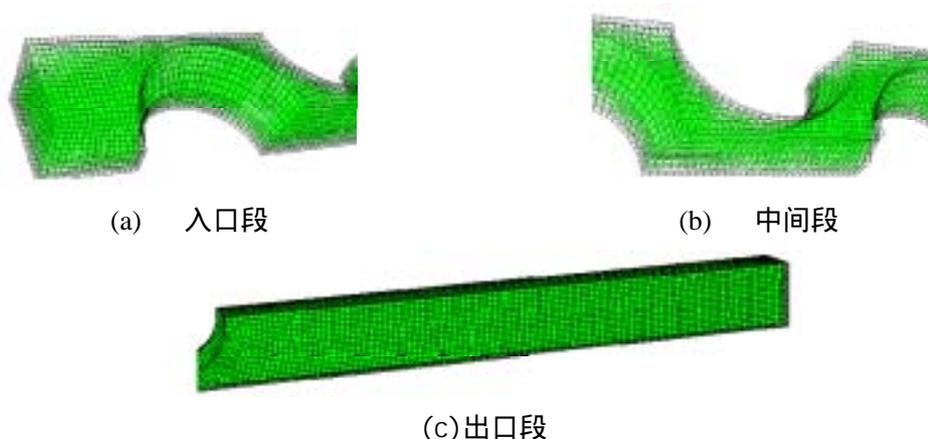


图 2 计算控制区网格

为使计算出口边界达到充分发展，出口段区域长度为 200mm，约为波纹管基管直径（17mm，见图 1）的 12 倍。计算区域进口来流温度和速度给定，出口采用充分发展的条件，波纹管壁温度给定，其它各面均定义为对称面。

4 计算结果及讨论

以 8 排管束为例，分别用层流和湍流计算不同了不同的工况。结果如图 3 所示。结果表明，层流模型的计算结果比湍流模型更接近于实验值（层流模型计算结果与实验的偏差在 9% 以内，而湍流最大偏差却高达 65%）。图中的 V_∞ 为波纹管束进口端的空气流速。计算的参数范围如下： $Re = 100-70000$ ，比文献[1]中实验的参数范围($Re=2053-25000$)要宽得多。采用层流模型的换热关联式如下：

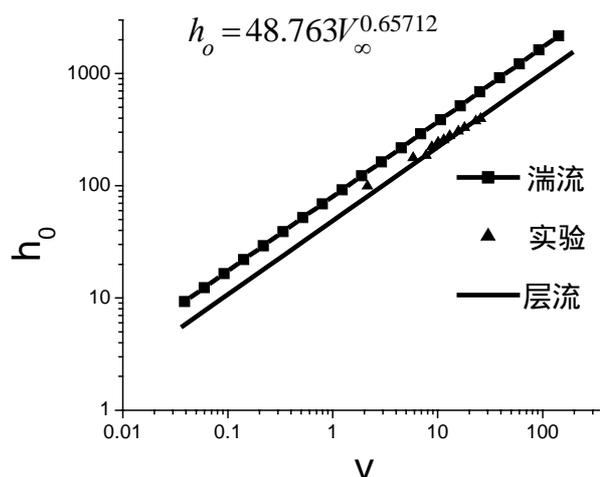


图 3 层流及湍流数值模拟与实验数据对比

以进口速度为 10.0854 m/s 工况为例,1-20 排波纹管束的传热特性变化曲线如图 4 示:

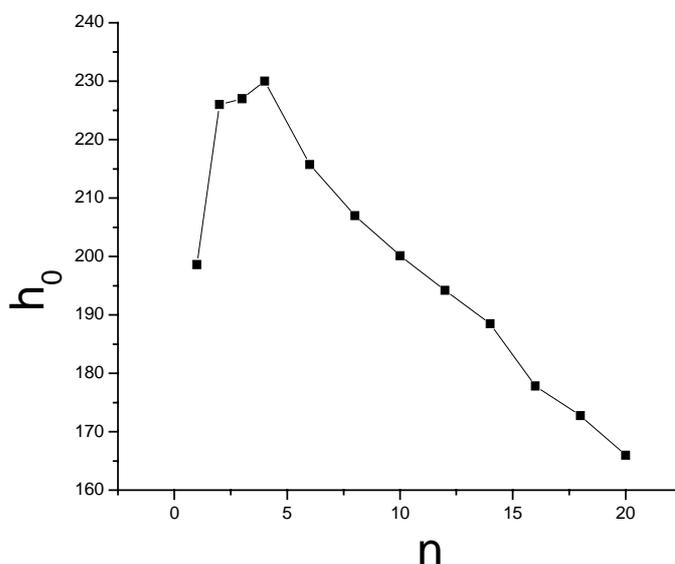


图 4 对流换热系数与管排数的依变关系

由图示知,当管排数到达 20 排是,波纹管束的传热特性趋于饱和,相邻管排数的换热系数相差 9.6 。

5 结论

本文采用数值计算方法对 8 排波纹管束分别进行了层流和湍流两种模型的数值模拟,结果表明层流模型的计算结果较湍流更接近实验数据,其计算误差在 9% 以内。同时,在 $Re=100-70000$ 范围内拟合出了层流换热的关联式。

参考文献

- [1] 王秋旺, 屈治国, 李惠珍, 林梅, 陶文铨. 空气横掠波纹管束的流动与传热性能. 化工学报 (已录用)
- [2] 曾敏, 王秋旺, 屈治国, 柏巍, 陶文铨. 波纹管管内强制对流换热与阻力特性的实验研究. 西安交通大学学报, 36(3): 237-240, 2002
- [3] Mendes PS, Sparrow EM. Periodically converging-diverging tubes and their turbulent heat transfer, pressure drop, fluid flow, and enhancement characteristics. ASME J Heat Transfer, 106(1): 55-63, 1984
- [4] Yang D, Li HX, Chen TK. Pressure drop, heat transfer and performance of single-phase turbulent flow in spirally corrugated tubes, Exp Therm Fluid Sci, 24 (3-4): 131-138, 2001
- [5] Chen XD, Xu XY, Nguang SK, Bergles AE. Characterization of the effect of corrugation angles on hydrodynamic and heat transfer performance of four-start spiral tubes. ASME J Heat Transfer, 123 (6): 1149-1158, 2001
- [6] 杨世铭, 陶文铨, 传热学(第三版). 北京: 高等教育出版社, 1998
- [7] 陶文铨, 数值传热学(第二版). 西安: 西安交通大学出版社, 2000

35°螺旋折流板换热器壳程的数值模拟

沈人杰, 冯 霄

(西安交通大学环境与化学工程学院 西安 710049)

摘要 选用合适的湍流模式对 35°螺旋折流板换热器壳程进行了数值模拟, 并考虑了模拟过程中的网格的生成, 边界条件, 差分格式等的处理方式。模拟的结果发现, 其内部的流场非常复杂, 有强的漩涡, 壳程中的流体相互混合, 冲刷管子, 起到强化传热的效果。

关键词: 螺旋式折流板; 换热器; 流场; 湍流; 数值模拟

1. 引言

换热器是冷热两种流体通过固体壁进行热交换的设备, 随着工业的发展, 其应用日益广泛, 并占了每个行业的很重要一部分。工业上采用的换热器类型很多, 比较常用的是弓形折流板换热器。这种换热器起步较早, 适应性很强。它的结构简单, 造价低廉, 清洗方便。不过这种换热器也有个很大的缺点, 在换热的时候壳程中的“Z”字型的流动就会产生比较大的死区, 这个死区的存在会降低换热效率, 产生污垢。

目前的换热器的基本发展趋势: 提高换热效率, 提高紧凑性, 降低材料的消耗, 增强承受高温高压耐腐蚀的能力。

螺旋折流板换热器是近年来为了克服弓形折流板的缺陷而发展起来的的一种新型的换热器, 这种换热器的设计思想一般是将一个螺旋的折流板一般分成 4 块, 首尾相接, 并与管束布置成一定的倾斜角度, 形成螺旋流道。按流道多少可分为单或双螺旋折流板。但也可以根据实际的不同情况有不同的设计。有时为了使得壳程的通道更加呈现螺旋形, 每个螺旋的折流板会分成 6 块之多, 不过这样的折流板的加工可能要麻烦一些。在试验中, 人们发现这种换热器的换热效果非常的理想: 可以消除弓形折流板的折混现象, 传热系数也有较大的提高; 壳程压降也减小。

从目前的文献中可以了解, 螺旋折流板换热器的内部流体的具体的流动形态是怎么样的, 依然没有一个清晰的概念。只有弄清楚它的内部流动形态, 才能了解它的内部机理, 知道有这么优点的原因, 并为它的进一步改造提供一定的理论基础。不过, 要做到这一点, 如果通过实验的方法, 却非常困难, 因为这要布置很多的传感器来测量流体流动的方向、速度等, 但传感器的布置却是一个难题。而且如果布置太少, 就无法得到满意的结果, 过多就会影响流体的流动, 无法测得真实的流动状态。比较令人满意的方式是通过数值模拟的方法来模拟它内部的流场。

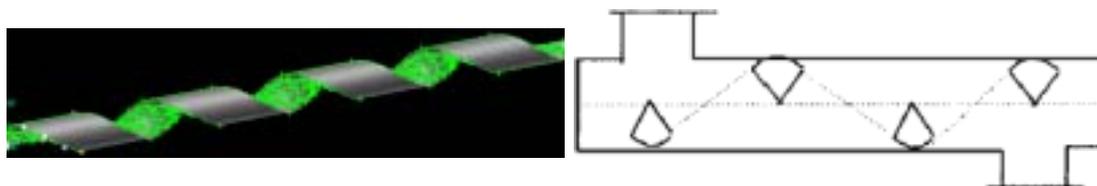


图 1 螺旋折流板换热器示意图

2. 数学模型

换热器内部流场是一个紊流中有大量小涡旋的复杂流场,从大的方面来看是一个螺旋式流动,不过目前对于螺旋流并没有建立一个比较好的数学模型。在紊流和螺旋流的相互作用中,流线弯曲、流动斜交、局部的回流涡旋等都影响较大,更为复杂的是他们的综合作用不等同于他们单个作用的的叠加。作为螺旋流,它是各向异性的,本文采用雷诺应力(RSM)紊流模型。

3. 网格生成

对于空间结构不是很复杂的物体,基本上只要给出网格尺寸,软件 FLUENT 中的软件包 GAMBIT 具有自动生成网格的功能。但是本文中讨论的模型却非常复杂:三维,而且管子和折流板相互之间有交错搭接,而且没有什么对称性,无法简化。如何划网格可以说是整个模拟过程中最为困难的问题,在生成网格的时候要考虑各部分之间的耦合问题,GAMBIT 的自动功能无法完成,因此需要将模型稍微处理一下。

这里,为了简化,我们只计算两个螺距的模型。先在一个面将模型纵向切为两半,再用螺旋面切割。然后在各个面上画上网格,然后对整个模型用 TGrid 生成四面体和金字塔网格。不过,用这种方式生成的网格密度变化很大,而且网格的数目也比较多,计算时比较费时。

4. 边界条件

计算状态为额定的状态,模型采用水-水来相互换热。冷水的入口流速恒定为:13 m³/h 改变的热水入口流速。在固体表面上流体的速度和紊流参数为零,靠近壁面采用壁面函数法。

5. 差分格式

对流的差分格式有很多种,找出一个既稳定又有足够准确性的离散格式却相当关键。QUICK 是用差分法求解换热和流动问题的一种格式,这种方案采用对流项的二次迎风差值,具有较高的数值精度,而且有守恒的特性。在一些文献中,可以看到,对于强制流动问题,QUICK 格式用较粗的网格就能得到其他差分方案用较细网格才能得到的结果,本文就采用这种格式。

6. 结果分析

从模拟出来的结果看,换热器内部的流动非常的复杂,在 y 方向上取某一个截面

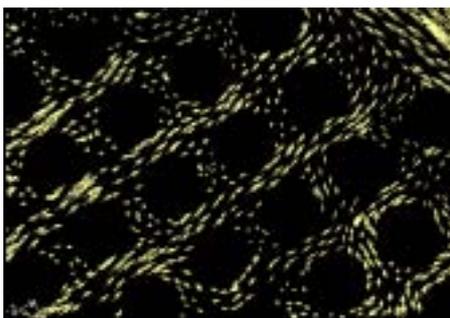


图2 管子之间的流动

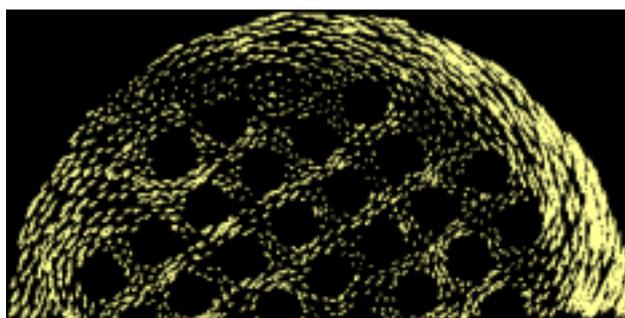


图3 y = 600mm 速度矢量图

($y=600\text{mm}$)来看流动情况：

从上面的图 2, 3 可以见到, 流体在其中呈现强烈的湍流, 在管与壳体距离比较大的地方, 产生了很强的湍流, 在左上方还存在一个很强的漩涡, 可能这种强的流动方式, 破坏了壳程的边界层的生成, 增强了换热效果。产生的漩涡不仅是在这个平面上, 而且前后流动, 产生较强的冲刷作用。螺旋式流动的流体斜向冲刷管束, 在倾斜和旋转的双重作用下, 使管子的速度边界层变得很薄, 从而大大的增大换热系数。

右边图 4 是一个换热管与壳体之间一个通道的速度等值线示意图, 从中可以看到, 在空间大一些的地方螺旋流会产生二次流动, 这种的强烈冲刷作用既可增强换热又有使壳程不易结垢的独特优势。



7. 结论

图 4 管间速度

螺旋折流板的壳程流动形态比较复杂, 通过比较采用雷诺应力 (RSM) 紊流模型进行数值模拟, 求解中的差分 QUICK 格式由于用二次迎风插值。从结果上来看, 这种换热器的内部流场中存在很多的漩涡。螺旋式的流动存在二次流, 这种流动和其中的漩涡破坏了边界层的生成, 并使流体在横向和纵向上相互冲刷混合, 起到强化的换热效果。

8. 存在的问题

在网格的生成上, 没有在管子的周围的生成致密网格, 使得模拟出来的结果无法详细显示管子周围的速度场; 由于空间的结构复杂, 无法对整个换热器进行模拟。

参考文献：

- 1、刘宗宽。螺旋折流板换热器传热与阻力性能研究：[硕士论文]。西安：西安交通大学，2000。
- 2、陶文铨。数值传热学，西安交通大学出版社，西安，1995。
- 3、朱冬生，钱颂文。强化传热技术及其设计应用。化工装备技术，2000，21（6）：1~9
- 4、刘晶晶，徐建中。粘性涡方法在多圆柱绕流数值模拟中的应用。工程热物理学报，1998，19（2）：164~169。
- 5、荀柏秋等。三维紊流燃烧室流场的数值计算。热能动力工程，2001，16（1）：80~82。
- 6、李国君等。可压缩 $K-\varepsilon$ 方程紊流模型及其应用。工程热物理学报，1999，20（3）：309~312。
- 7、杨茱等。QUICK 与多种差分方案的比较和计算。工程热物理学报，1999，20（5）：593~597。
- 8、WenHua Chen, Ray Jan. The Torsion Effect on Fully Developed Laminar Flow in Helical Square Ducts. Journal of Fluids Engineering. 1993, 115: 292~301.

间冷式冰箱风扇区域流场的 CFD 模拟和优化

苏秀平 陈江平 陈芝久

上海交通大学制冷与低温工程系 200030

摘要: 本文应用 FLUENT 计算流体软件对某型号间冷式冰箱风扇区域进行数值模拟, 并通过修改风扇盖板、调整风扇安装位置等方法对该部位流场进行优化研究, 以期消除该部位涡流, 提高整个冰箱的性能, 并对该冰箱结构和性能优化指明方向。

关键词: 间冷式冰箱, 流场, CFD, 模拟, 优化

前言

随着冰箱技术发展日趋成熟, 消费者对冰箱认识鉴别水平的不断提高, 冰箱的耗电量已成为人们购买冰箱所衡量的主要指标和依据之一。间冷式冰箱以其结构紧凑、深冷速冻、自动溶霜等优点而受到了能源发达国家和地区如日本、美国、韩国、香港、大洋洲及部分欧洲国家的普遍青睐。然而, 由于间冷式冰箱中风扇和化霜加热器的使用, 其能耗比同规格的直冷式冰箱普遍高约 30%左右^[1], 因而在一些能源短缺的国家, 如中国及大部分欧洲国家的发展受到了一定的制约。为了解决能耗大的问题, 除了选用 COP 值高的压缩机、提高冰箱的保温性能、选用合适的冷凝方式外, 优化冰箱内流场分布, 提高冰箱蒸发器的传热效率是降低能耗最有效的途径。

间冷式冰箱结构上的特点是采用翅片管蒸发器(其上附有化霜加热器), 它和送风的风扇叶轮一起置于冷冻室的后背部, 用隔板把蒸发器、风扇叶轮与冷冻室隔开, 冷风在叶轮驱动下, 通过隔板上的风栅吹入冷冻室, 通过下部风栅回到蒸发器而形成冷冻室冷风循环回路。另一部分冷风由风道和冷藏室风门进入冷藏室, 由箱体内回风道回到蒸发器而形成冷藏室冷风循环回路。图 1 给出了间冷式冰箱冷风循环系统示意图。由于风扇区域结构复杂, 空间狭小, 极易形成旋涡、气体短路和蒸发器内气体分布不均的现象, 从而导致蒸发器有效传热面积下降和整个冰箱的能耗上升。本文应用计算流体软件 FLUENT 对某一间冷式冰箱风扇区域的流场进行数值模拟, 以期达到优化该部位流场, 降低冰箱能耗的目的。

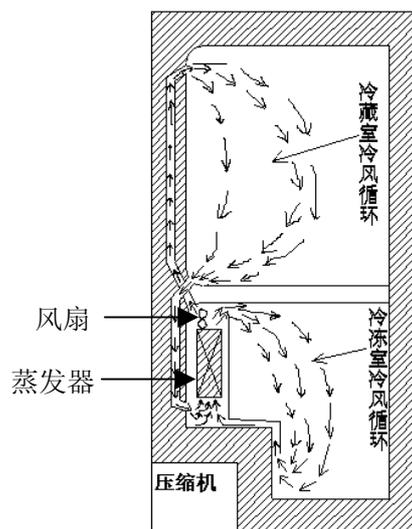


图 1 间冷式冰箱冷风循环系统示意图

1 几何模型

本文主要考察间冷式冰箱风扇区域流场, 对冰箱箱体部分做了适当的简化。模型中的风扇是用一实际风扇通过激光扫描和逆向工程做出来的, 其形状和尺寸与该实际风扇完全一致, 从而保证了模拟结果的准确性。风扇及风扇区域的几何模型如图 2、图 3 所示。

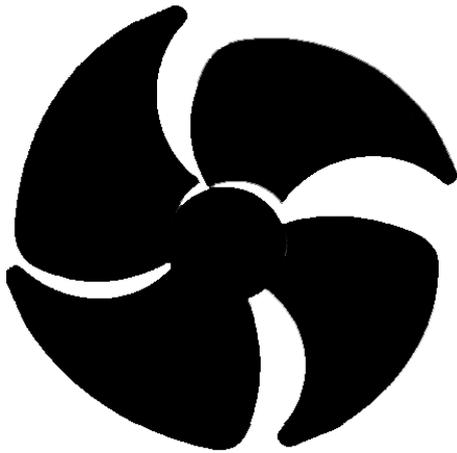


图2 风扇模型

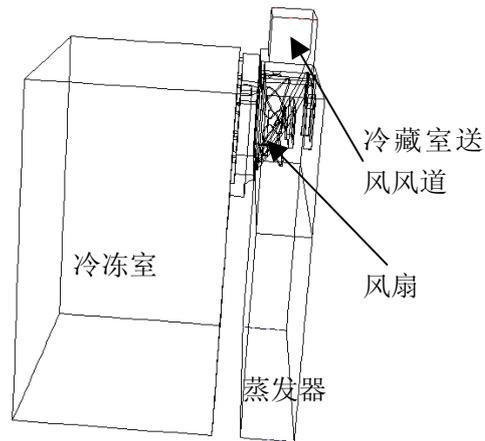


图3 流场计算用几何模型

2 数学模型

为了对流体流动进行数值模拟，首先要建立流体流动的数学模型，即描写所求问题的各种变量之间的数学关系。一般地，在所考虑的区域，流体的流动和换热应该满足质量、动量和能量守恒方程，本文应用标准2阶 $k \sim \epsilon$ 紊流模型，还应补充紊流动能方程和紊流动能耗散方程，上述方程可以归纳为一个统一的方程形式，即^[2]：

$$\text{div}(\rho \vec{V} \phi) = \text{div}(\Gamma \text{grad} \phi) + S \quad (1)$$

当 ϕ 取不同的物理量时，统一方程将对应于相应的控制方程，对应关系如表1所示。

表1 ϕ 的取值与对应的方程

方程	ϕ	Γ	S
质量方程	1	1	0
x 方向动量方程	U	$\mu + \mu_t$	S_u
y 方向动量方程	V	$\mu + \mu_t$	S_v
z 方向动量方程	W	$\mu + \mu_t$	$S_w + \rho g (T - T_c)$
能量方程	T	$\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_T}$	0
紊流动能方程	K	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_K}$	$G - \rho \epsilon$
紊流动能耗散率方程	ϵ	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{K} (C_1 G - C_2 \rho \epsilon)$

其中， μ_t 和G满足以下关系式：

$$\mu_t = C_\mu \rho K^2 / \epsilon \quad (2)$$

$$G = \mu_t \cdot \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

表2给出了公式中各系数的取值。

表2 各系数取值

C_μ	σ_T	σ_k	C_1	C_2	σ_ϵ
0.09	0.95	1.0	1.44	1.92	1.3

建立相应的数学模型后，下面给出计算区域的边界条件，由于所研究过程为稳态，因而初始条件任意。

所有的外表面： $U=V=W=0$ ，为第一类边界条件；

蒸发器区域被简化为多孔介质，用在其标准流动方程上附加动量源项的方法处理该区域中的流动阻力^[3]，此源项由粘性阻力项和惯性阻力项两部分组成，可表示为：

$$S_i = \sum_{j=1}^3 D_{ij} \mu v_j + \sum_{j=1}^3 C_{ij} \frac{1}{2} \rho |v_j| v_j \quad (4)$$

其中： S_i 为动量方程中应附加的源项； D 、 C 为粘性和惯性阻力系数矩阵，其值根据试验数据通过最小二乘拟和得出。

风扇叶片所在区域用多坐标系模型进行简化，即在该区域定义一旋转坐标系，在此旋转坐标系中，风扇叶片所在区域的相对速度为零，叶片则定义为与该部位流体相对速度为零的壁面。反映到动量方程中，则是在动量方程的左侧增加了离心力项，此时动量方程可表示为：

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} \right) + \Omega \times \vec{r} = \rho \vec{f} + \nabla \vec{\sigma} \quad (5)$$

其中 Ω 为风扇旋转的角速度。

3 结果与讨论

图4给出了整个模型内气流流线，图5为通过蒸发器中截面的x-y平面内的速度矢量图，可以看出，蒸发器中气流分布还是比较均匀的，但冷冻室中气流分布很不均匀，且有旋涡产生，这易造成冷冻室温度分布的不均匀，应设法避免。

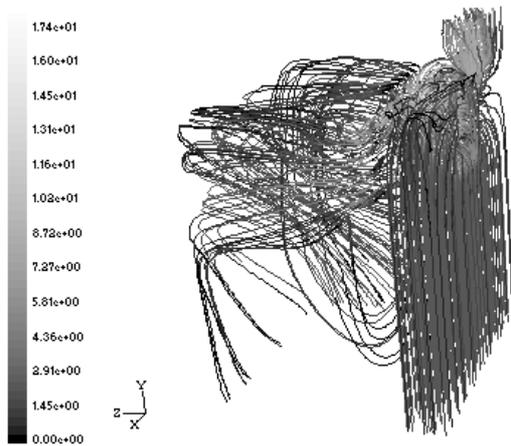


图4 气流流线图

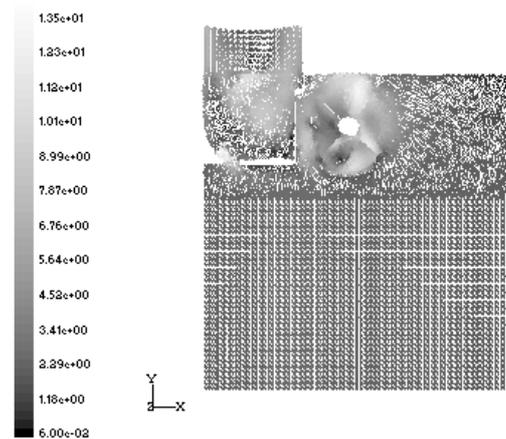


图5 过蒸发器中截面的x-y剖面速度矢量

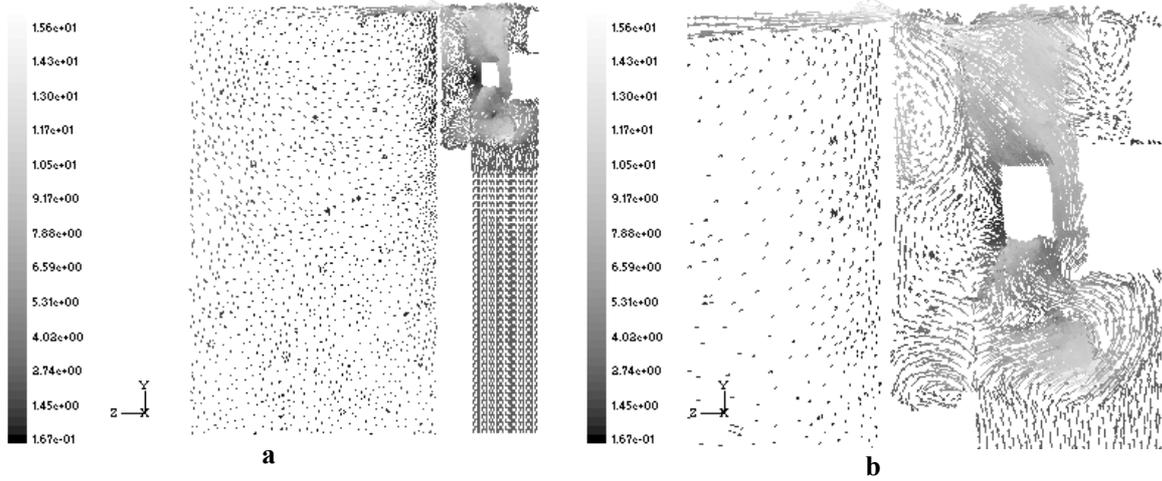


图 6 通过风扇转动轴的 z-y 剖面速度矢量及局部放大图
a 整个剖面 b 风扇部位局部放大图

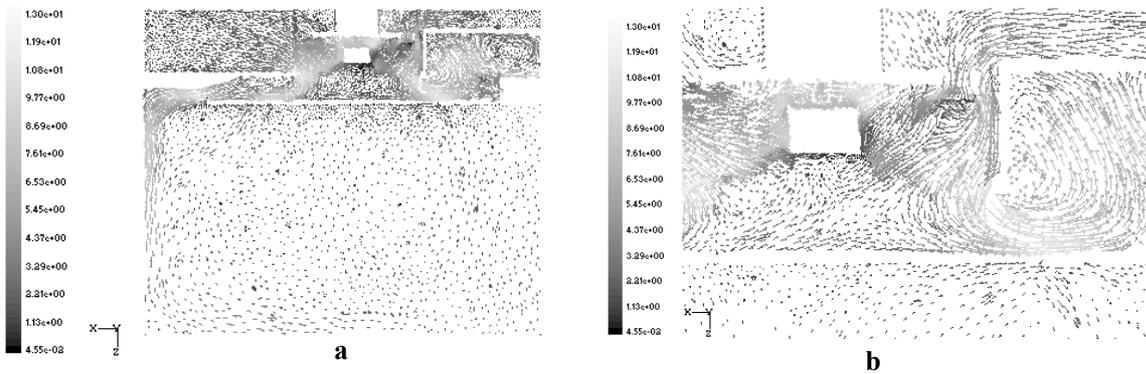


图 7 通过风扇转动轴的 z-x 剖面速度矢量及局部放大图
a 整个剖面 b 风扇部位局部放大图

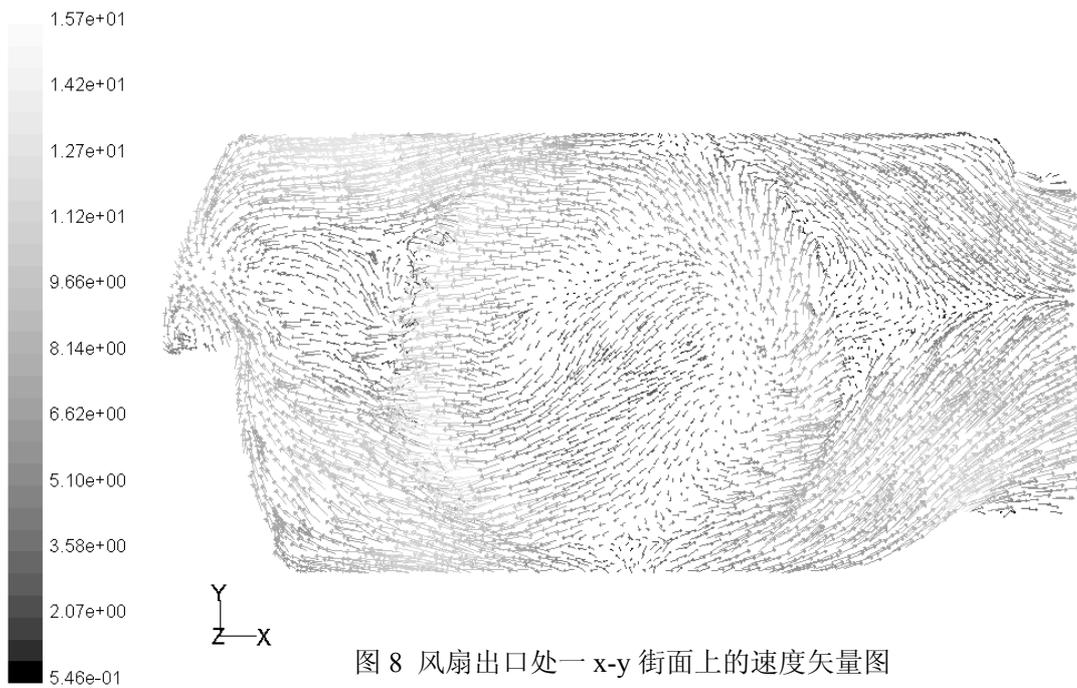


图 8 风扇出口处 x-y 街面上的速度矢量图

图 6, 图 7 给出了通过风扇转动轴的两个剖面 $z-y$ 、 $z-x$ 上的速度矢量图及其在风扇附近的局部放大图, 图 8 为风扇出口处与风扇盖板平行的一个截面上的速度矢量图。从图中可以看出, 在风扇与盖板之间, 以及从冷冻室去冷藏室的风道中均有旋涡产生, 这对整个冰箱的能耗和冷冻、冷藏室冷量的分配均会产生很大的影响, 应通过结构方面的优化设法消除这些旋涡。

为了解决图 4 所示冷冻室流场分布不均的问题, 对风扇盖板作了适当的改进。修改后整个模型中的气流流线如图 9 所示, 与图 4 相比, 冷冻室中流场的均匀性得到了明显的改善。图 10, 图 11

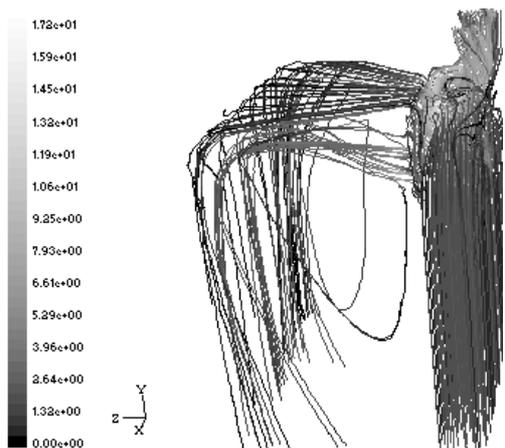


图 9 风扇盖板修改后的流线图

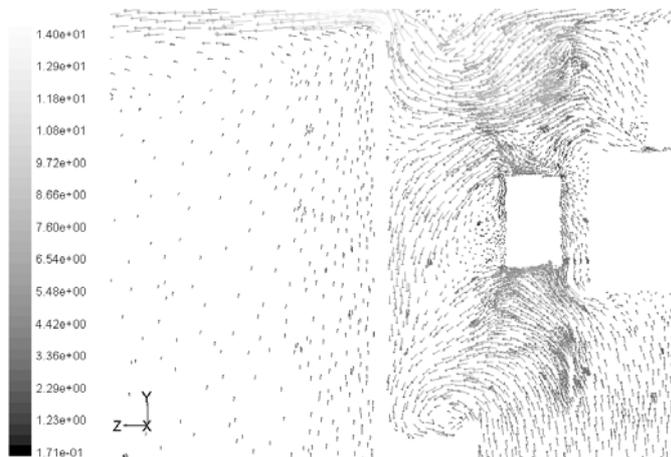


图 10 通过风扇转动轴的 $z-y$ 剖面速度矢量局部放大图

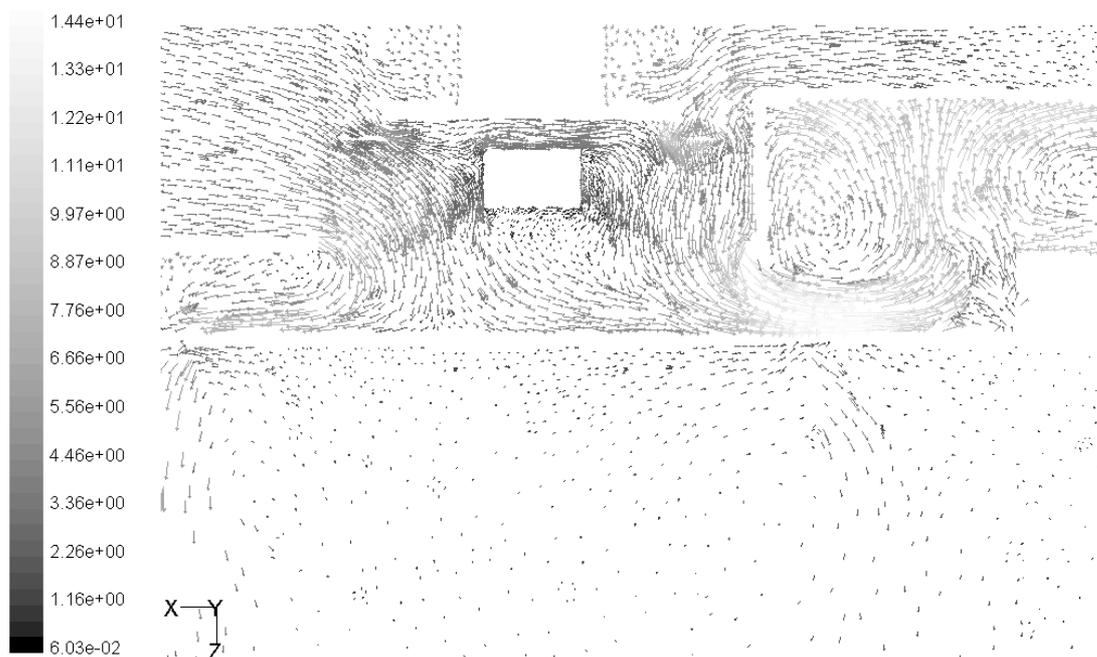


图 11 通过风扇转动轴的 $z-x$ 剖面速度矢量局部放大图

所示局部放大图分别与图 6 (b) 和图 7 (b) 所示截面相对应, 从图中可以看出, 盖板结构的修改并未解决盖板与风扇之间的涡流问题。

本文尝试着通过移动风扇的安装位置来减少或消除风扇于盖板之间的涡旋现象。图 12 给出了风扇移动到三个不同位置时的计算结果, 其中位置 1, 位置 2 是沿着风扇转动轴向远离盖板的两个位置, 位置 3 是朝远离冷藏室风道平移的一个位置。可以看出, 当风扇移动到位置 1 时, 气流在风扇与盖板之间, 风扇与蒸发器之间, 风扇与冷藏室风道之间均产生了较大的涡流; 而风扇位于位置 2 时, 风扇与盖板之间的涡流现象基本消除; 风扇在位置 3 处时, 与图 10 相比, 气流在

风扇与盖板之间的涡旋现象变的严重了。因此，风扇向远离盖板方向移动一个适当的距离会对消除盖板与风扇之间的涡流有很大的好处，但要注意移动的距离要足够大，否则会适得其反，使涡流现象更加严重。

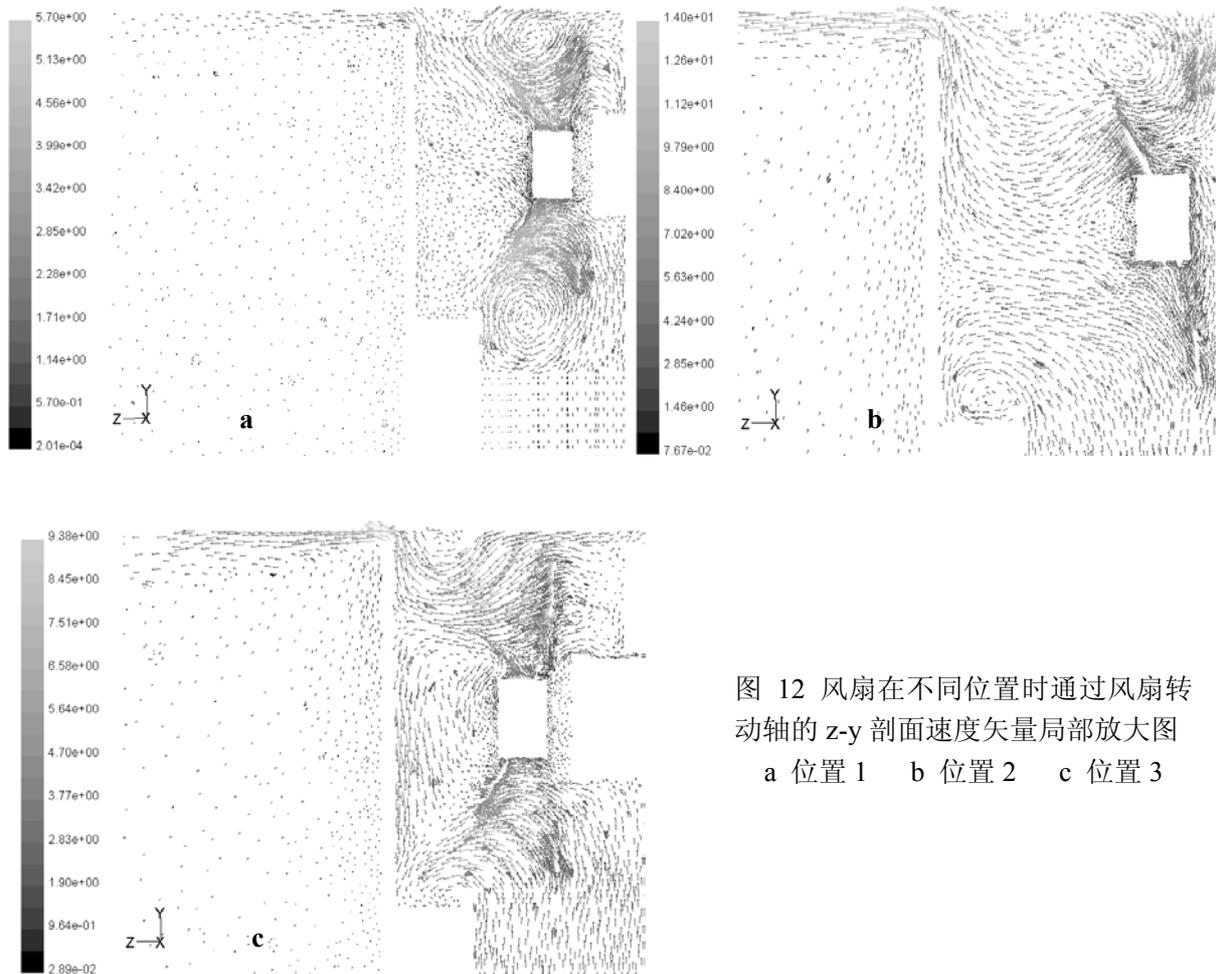


图 12 风扇在不同位置时通过风扇转动轴的 z-y 剖面速度矢量局部放大图
a 位置 1 b 位置 2 c 位置 3

4 结论与展望

① 对风扇盖板作适当的修改，可以提高冰箱冷冻室内气流分布的均匀性；② 风扇向远离盖板方向移动一个适当的距离会对消除盖板与风扇之间的涡流有很大的好处，但要注意移动的距离要足够大，否则会适得其反，使涡流现象更加严重；③ 风扇朝远离冷藏室风道的方向移动对改善风扇与盖板之间的流场，提高蒸发器的使用效率没有好处。

本文下一步要做的工作有：① 对冷藏室风道作适当的改进，以消除该风道内的涡流，进一步优化冰箱内的流场；② 建立整个冰箱模型，研究冷冻室和冷藏室中的流场和温度场；③ 通过数值模拟对风扇和蒸发器进行优化，使其达到最佳匹配。

参考文献

1. 王永禄. 提高风冷电冰箱蒸发气传热效率的有效途径. 家用电器科技[J], 2000, 3: 55~56
2. 陶文铨. 数值传热学[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 1988. 431~439
3. J. 贝尔. 多孔介质流体动力学[M]. 李竟生, 陈崇希, 译. 北京: 中国建筑工业出版社, 1983. 505~518

级间分离流场与柱爆器周围 热流密度的数值预示

唐春昱 余贞勇 王锐

(陕西动力机械研究所, 西安, 710025)

Tel: 029-3601266 Email: tcy3615@sohu.com

摘要:针对多级推进器级间分离这一复杂环境条件,用数值模拟的方法对级间段流场进行了预示,同时计算出分离前柱爆器表面热流密度随时间的分布情况。计算采用耦合的隐式算法与 K-Omega 湍流模型,对非定常轴对称欧拉方程进行求解。计算结果为级间分离段、发动机热防护设计及柱爆器点火可靠性提供了理论依据。

关键词:多级推进器,级间分离,数值模拟

1 引言

针对某多级推进器级间分离的特殊情况,两级发动机之间存在一段很短的重叠工作时间,当下面级发动机工作还未完全结束且柱爆器还未起爆前,上面级发动机点火产生的高温燃气直接喷射到下面级发动机的前封头上,一部分气流从排气孔直接排出,一部分气流流入上面级发动机后封头、喷管外型面、柱爆器外型面及外壳形成的空腔,冲刷后封头、喷管和柱爆器。这个过程是个瞬变的过程,经过一定的时间达到稳态。本文针对推进器级间分离这一特殊过程,运用耦合的隐式算法与 K-Omega 湍流模型,对柱爆器起爆前 0.3 秒内的流场进行了数值模拟,计算出柱爆器表面热流密度随时间的分布,从而为级间分离段、发动机热防护的设计及柱爆器点火的可靠性提供了理论依据。

2 物理模型

级间段的结构与柱爆器的位置如图 1 所示。在级间段筒段连接处沿环向均布 8 个方形排气孔。由于级间段分离的实际工作过程非常复杂,为便于计算,假设如下:(1) 燃气为可压缩的理想气体;(2) 为简化计算,计算区域为二维轴对称区域,这相当于把 8 个排气孔按面积平均为环状开口;(3) 为了便于计算的收敛,取燃烧室的一小段开始计算;(4) 计算中 C_p 值为非定常,它是随温度变化的一个变量。

为了更好地模拟推进器级间分离的瞬态过程,进口条件是非稳态的,是随时间变化的一个进口边界。

3 数值方法

采用耦合的隐式有限体积计算方法,对 Navier-Stokes 方程组进行联立求解,湍流模型采用 K-Omega 湍流模型,该模型能够很好地捕作复杂波系,使计算具有很强的稳定性。

3.1 网格生成

将计算区域划分为两个区域(如图 1),由于本次研究的重点是柱爆器周围的热流密度,因此对连接壳体外的流动情况不做研究。各区单独生成网格,在连通部分网格单元一一对应。网格为单一型四边型网格,I 区的网格为 7331 个单元,II 区的网格为 4070 个单元。网格质

量扭曲率小于 0.5。

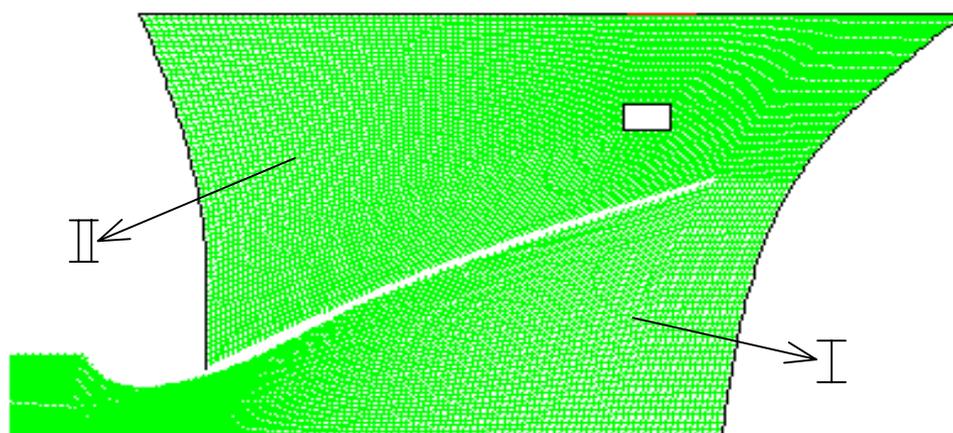


图 1 计算域网格划分

3.2 边界条件

本文计算中用到的边界条件有如下四类：入口边界条件、出口边界条件、固体壁面边界条件、轴线边界条件、内部连通边界。下面逐一介绍：

(1) 入口边界条件。入口需要给定三个边界条件：总温、总压、气流方向角。本次计算为了更好地模拟级间分离的过程，给出的总压为燃烧室的升压曲线，通过 UDF 来实现。

(2) 出口边界条件。出口边界条件分两种情况，压强建立起来时为亚音速出口；压强建立起来后，为超音速出口。外界大气压取飞行高空的实际值。

(3) 固体壁面边界条件。固体壁面边界采用无滑移边界条件，喷管为绝热壁面，前后封头、连接筒段及柱爆器壁面为换热面。

(4) 轴线边界条件。采用二维轴对称边界条件。

(5) 内部连通边界。相邻子区域之间连通部分的边界条件。

3.3 初始条件

初场压力、密度取环境压力和密度，两个速度分量都为零，温度为 273K，即初场无流动。同时，为避免方程奇异，湍流动能 K 与动能耗散率 取较小值。

4 计算结果及分析

计算采用一阶非稳态计算方法，时间步长为 3×10^{-4} s，时间步数为 1000，每单位时间迭代算 20 步，经过 20000 步，即 0.3s 时终止计算。

本文研究的推进器级间段分离是一个非定期的瞬态过程，因此进口压力随时间不断变化，且由于几何结构的复杂性，使得流场内物理量变化较为剧烈。

图 2 - 图 5 分别为 $T=0.03$ s、 0.09 s 时喷管及筒内的压强云图与速度矢量图。该图预示了燃气在腔体内的充填过程。由计算结果可以看出，燃烧室压力建立初期，由于压力不大，速度较小，燃气没有完全膨胀而扩散到整个腔体，导致沿轴向的燃气速度快，下面级发动机前封头轴心处压力迅速升高，随着进口压力逐渐升高，燃气在喷管内不断膨胀，燃气充填到整个腔体内，这个过程作用时间很短。

图 6 - 图 9 分别为各典型时间点的速度云图。云图预示了燃气在喷管内不断膨胀和喷管内激波产生的过程。由于 K - Ω 湍流模型对激波良好的捕作效果，从图中可以清楚地

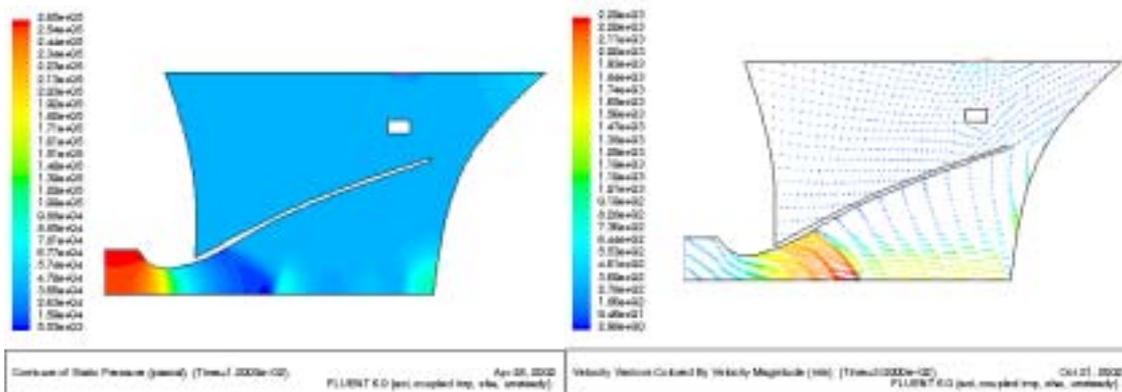


图 2 T=0.03s 时的压力云图

图 3 T=0.03 s 时的速度矢量图

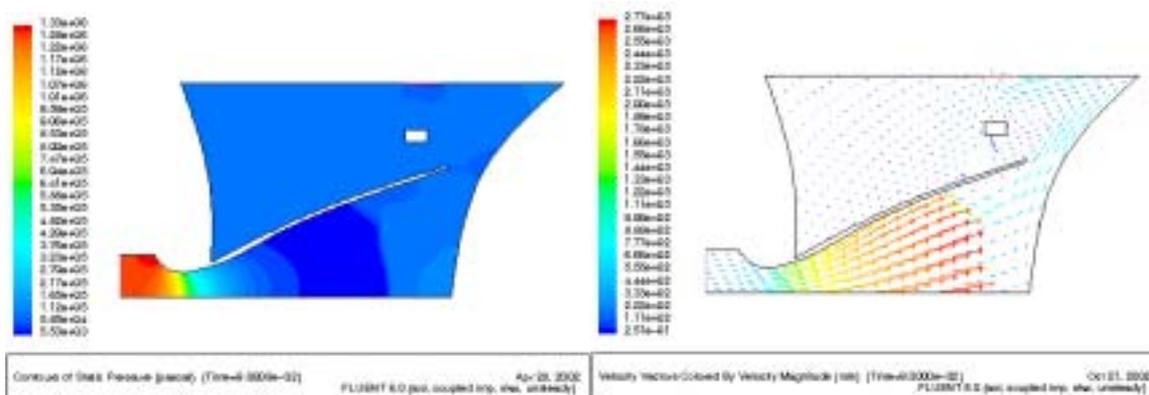


图 4 T=0.09s 时的压力云图

图 5 T=0.09 s 时的速度矢量图

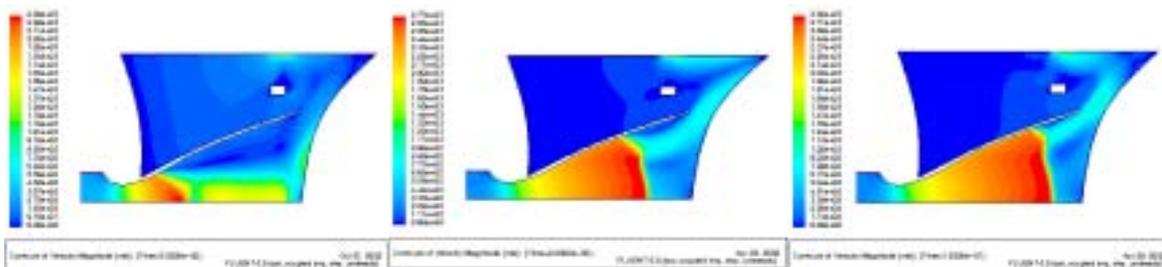
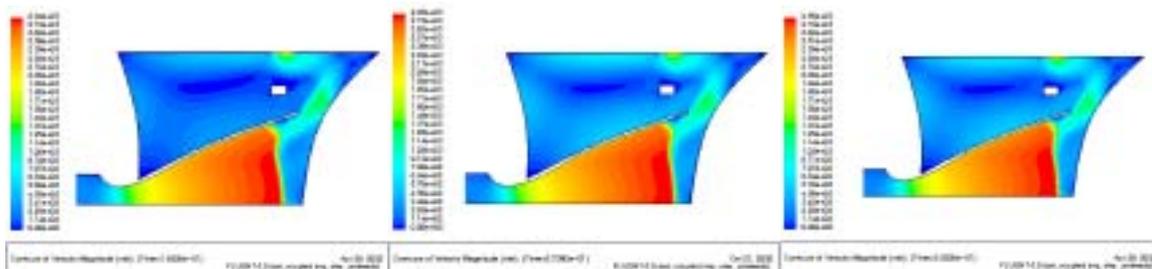


图 6 T=0.03s 时的速度云图

图 7 T=0.09s 时的速度云图

图 8 T=0.12s 时的速度云图



云图

图 9 T=0.18s 时的速度云图

图 10 T=0.27s 时的速度云图

图 11 T=0.30s 时的速度云图

云图

看出，喷管扩张段内存在强激波，燃气经过激波后速度迅速下降，且幅度很大。这是由于下面级发动机前封头对燃气来流的反射作用。从图 5 速度矢量图中可以看出，激波后和前封头之间靠近喷管内壁的区域存在一个涡流，随着进口压力的不断增加，涡流逐渐变小，流动趋于稳定。且随着喷管与前封头之间距离的增加，涡流也变小，增加到一定程度时，涡流消失。说明涡流的存在与喷管和前封头之间的距离及来流强弱有关，距离太近或来流达到一定程度都导致燃气流动不畅，致使涡流产生。

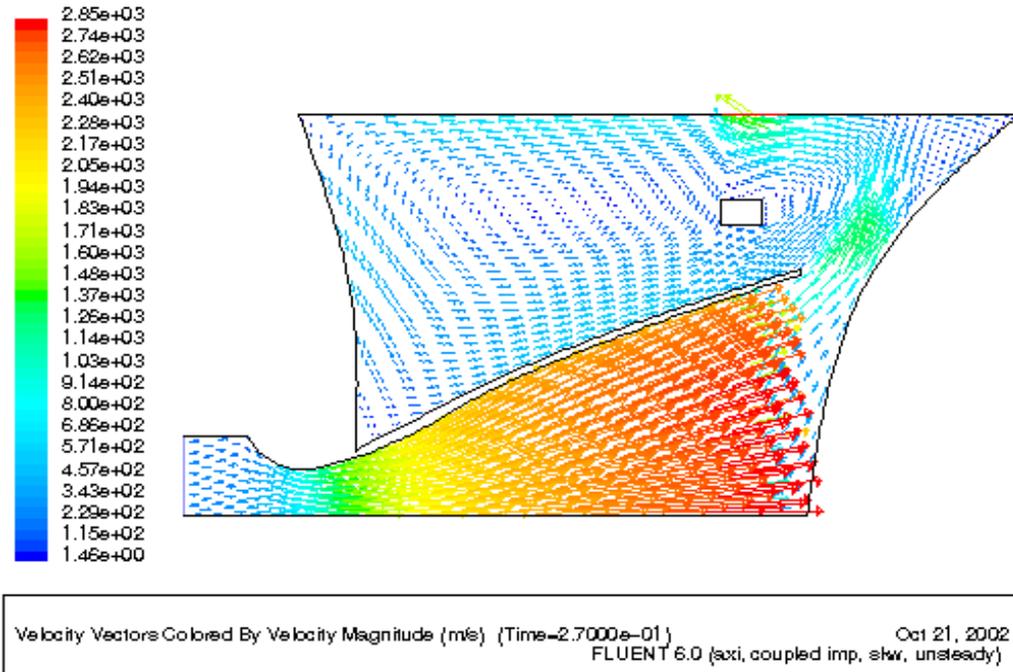
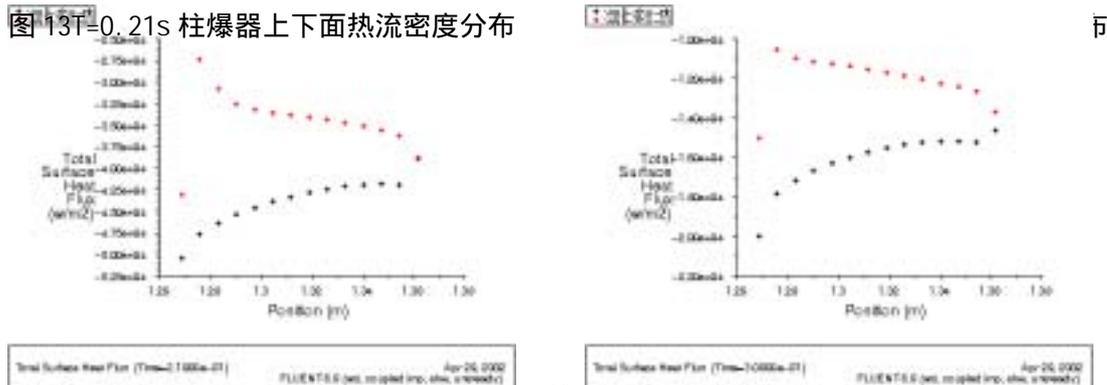


图 12 T=0.27s 时的速度矢量图

图 12 是 0.27s 时刻喷管外外的速度矢量图。从图中可以看出，燃气流动趋于稳定的情况下，喷管外壁的空腔内仍然存在气流呈逆时针的流动，燃气对上面级发动机的后封头、喷管外壁及连接筒段都有冲刷作用。因此，此处的热防护设计需要加以考虑。这是由于燃气速度较快，但排气孔较小，不能通畅地将燃气排除。从图中还可以看出，排气出口处气流速度为超音速，说明外界的扰动不能传入内部，但外界压强变化会影响排气口的流量，从而影响喷管内激波的位置以及级间段的亚音速流场，所以地面试车与实际飞行状态下的级间段分离的流动状态会有所差异。

图 13 T=0.21s 柱爆器上下面热流密度分布



本次计算的出发点是检验柱爆器 0.3 秒起爆的可靠性,通过计算出柱爆器周围的热流密度值来加以判断。同时为了与实验数据相比较,将连接筒段分成 6 段,分别计算出热流密度。图 15、16 为不同时刻筒段热流密度沿轴向的分布,比较两图可看出,随着时间的推移热流密度是逐渐增加的,且靠近出口处的热流密度较高,热流密度最大值为 $5.6 \times 10^3 \text{kw/m}^2$, 相比实测值偏小一些。比较图 13、14 不同时刻柱爆器上下表面热流密度沿轴向的分布图可以得出,柱爆器上下表面热流密度不是随着时间不断增加,最大值出现在 0.21s 时刻,且为 $5.5 \times 10 \text{ kw/m}^2$, 远小于筒段及出口处的热流密度,所以柱爆器有较高的起爆可靠性。从图 17 柱爆器附近速度矢量图可以看出,贴壁处有涡流的存在,使燃气流动速度降低,尽管燃气温度有 3000 多 K,但热流密度不仅与燃气温度有关,还与燃气的流动速度有关,因此柱爆器表面热流密度较低。

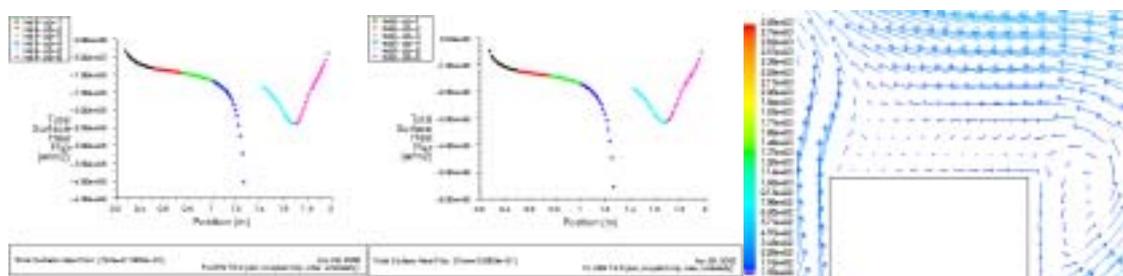


图 15 $T=0.21\text{s}$ 筒段热流密度 图 16 $T=0.30\text{s}$ 筒段热流密度 图 17 柱爆器附近速度矢量图

参考文献

- 1 吴子牛, 计算流体力学基本原理, 北京: 科学出版社, 2001.
- 3 Johnson W. A computational fluid dynamics analysis of the internal flow in a Titan SRMU. AIAA 90-2079

板式油冷却器内流体流动均匀性分析

秦萌 祁照岗 苏秀平 陈江平

上海交通大学制冷研究所, 200030

摘要: 本文利用 Fluent 软件, 对汽车上广泛使用的板翅式油冷却器中两侧换热流体的流场进行了分析, 为换热器的性能优化提供了方向。

关键词: 锯齿型翅片、油冷却器、流场

1、引言

板翅式油冷却器因其紧凑性, 在汽车上得到了广泛应用。但由于其使用的翅片形状特殊, 相关的文献报导资料极少。利用 CFD 手段, 可了解影响换热器性能的主要矛盾, 明确提高换热器性能的方向。

2. 问题的求解分析

2.1 几何模型的建立和网格划分

由于板翅式油冷却器的锯齿型翅片形状复杂 (如图 1), 如果不加以简化, 计算量太大。因此, 本计算模型把翅片作为多孔介质处理^[1], 把翅片简化为平板, 简化后的物理模型见图 2, 采用 gambit 2.0 软件进行网格划分。采用结构化的六面体网格, 所形成的网格见图 3。网格数为 864564。

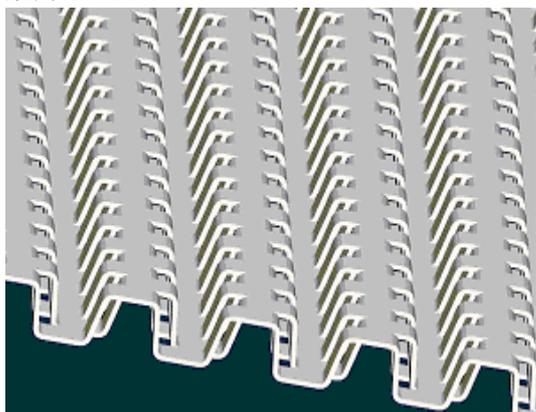


图 1 单个翅片(局部)

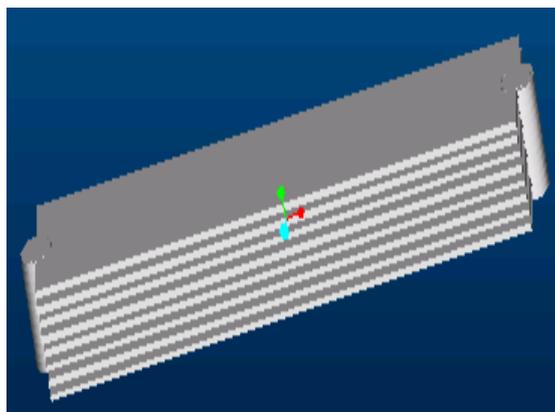


图 2 物理模型(油侧)

对于水侧流场作如下简化, (1) 由于对称性, 只计算一半区域; (2) 忽略凸台焊点和隔圈对水侧的影响。水侧的物理模型和网格划分如图 4 所示, 其中主体部分是 cooper 网格, 其他部分是四面体网格。网格数为 724268。

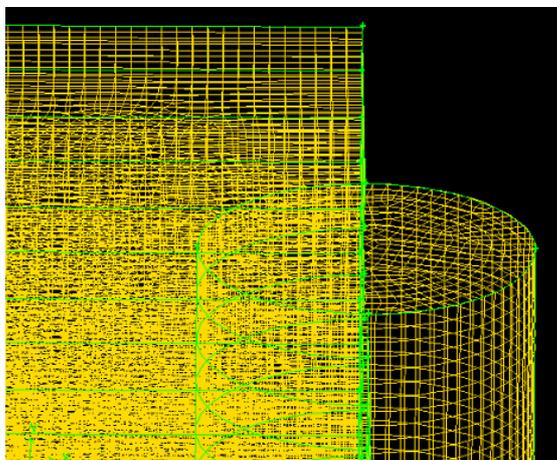


图 3 油侧流场网格图 (局部)

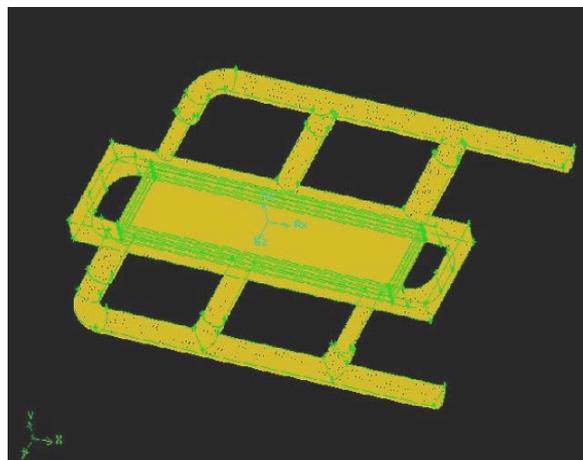


图 4 水侧流场的简化与网格划分

2.2 渗透率的计算

采用公式 $\varepsilon = 1 - V_s/V$ ，其中 V_s 是翅片的固相体积， V 是翅片的总体积^[1]，经计算得出 $\varepsilon = 0.837$ 。

2.3 求解方法和过程:

利用 FLUENT6.0 计算流体力学软件,进行 3-D-SIMPLE 方法求解,采用 k- ε 湍流模型^[2],计算时,初始边界条件参考工作条件和测试条件给定。采用稳态分离计算。

3. 计算结果

3.1 油侧:

图 5~8 是油侧的压力分布云图。从总的压力分布云图上可以看出,在油的进口处底部(进口圆柱底部)静压最大,在出口处顶部(出口圆柱顶部)静压最小;从各层的压力分布云图上可以看出,沿着油的流动方向静压逐渐减小,静压从 10kPa 左右下降到 1kPa 左右,这是由于油在翅片中受到较大的流动阻力的缘故。除进出口外,板翅间压降分布均匀,说明油在板翅间的流速分布均匀。性能分析时可作均速假设。

图 9~12 是速度分布云图以及速度矢量图。流体速度分布在各层大致相同,从各层速度矢量分布图上可以看出,流体速度在各层的分布非常均匀。这是由于流体的进口速度较小(1~2m/s),而翅片的流动阻力较大;并且在每一翅片中,流体的流通截面积保持不变。表 1 是机油在各层的流量分布表,流量在各层中的分布非常均匀。

表 1 机油在各层的流量分布

层数 (远至近)	流量 (kg/s)
1	0.0580
2	0.0591
3	0.0588
4	0.0585
5	0.0583
6	0.0581
7	0.0580
8	0.0578
Total	0.466

3.2 水侧:

图 13~16 是水侧压力分布云图。从总的压力分布云图上可以看到:在离进口最远的进水管处静压最大,在离出口最近的出水管的静压最小;从各层(2~4层)的静压分布可以看出在流场内部压降分布比较均匀,而且沿着流动方向静压降低。

图 17~23 是水侧速度分布云图及速度矢量图。流体速度在每一层的分布是很不均匀的,矢量图很好地表现出流体在流场内的流动方向和变化情况。表 2 是水在各层的流量分布表,流量在各层中的分布很不均匀。

表 2 水侧各层流量分布

水侧质流量	kg/s
进口总流量	0.672
1	0.223
2	0.182
3	0.018
4	0.045
流经换热器的总流量	0.468

从表(2)中可以得出:(1)流量集中在中间的两片,其中第三片的流量是最小。(2)在换热

器翅片间流过的水量占总水量的 69.6%。

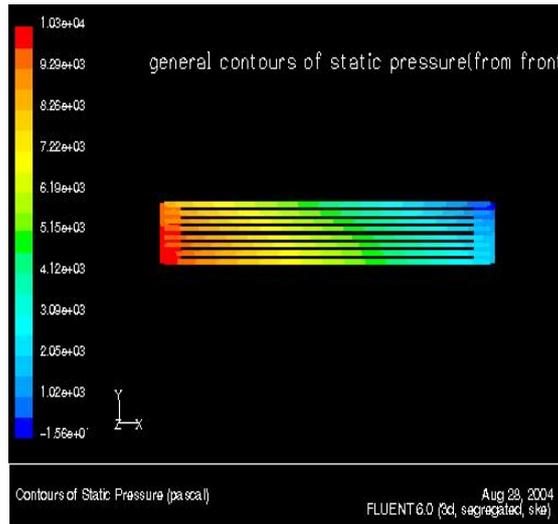


图 5 总体静压分布 (油侧)

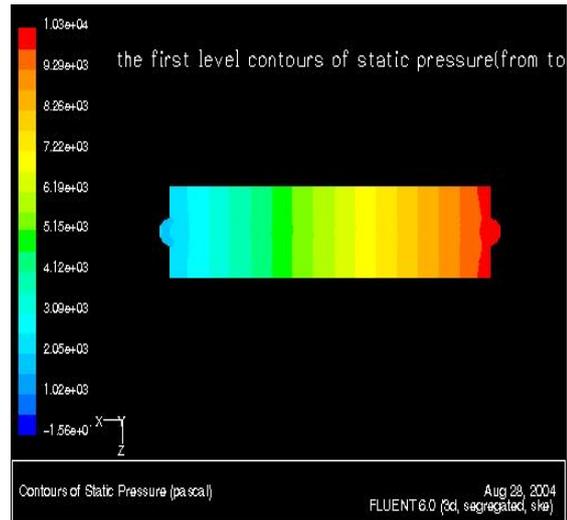


图 6 第一层静压分布 (油侧)

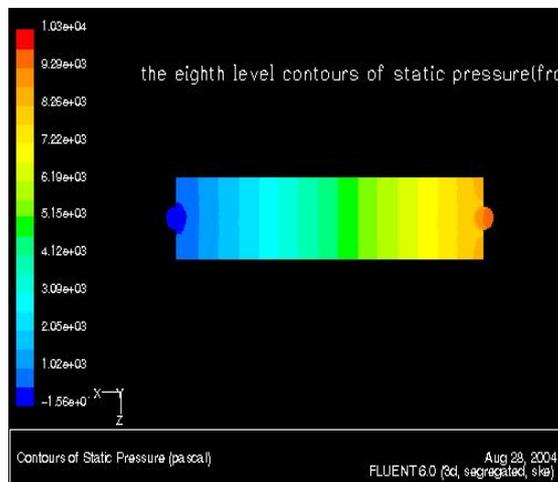


图 7 第八层静压分布 (油侧)

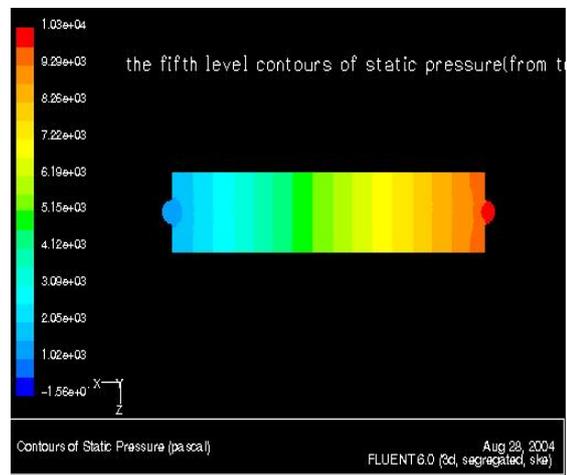


图 8 第五层静压分布 (油侧)

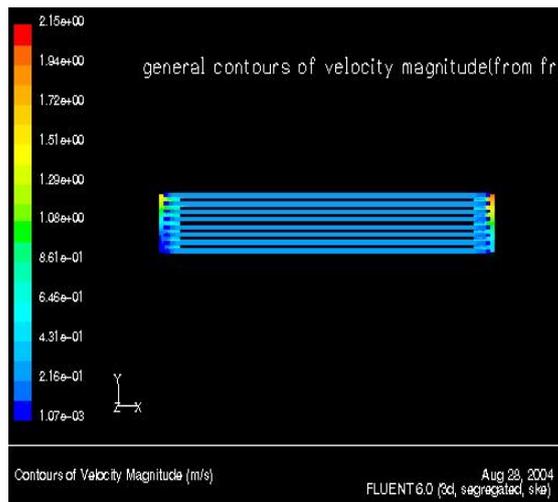


图 9 总体速度分布 (油侧)

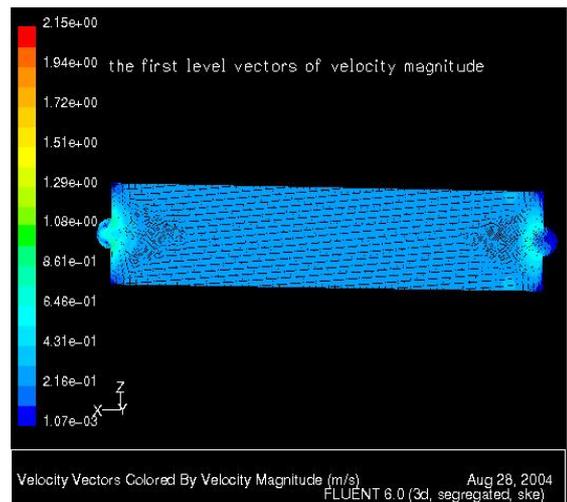


图 10 第一层速度矢量分布 (油侧)

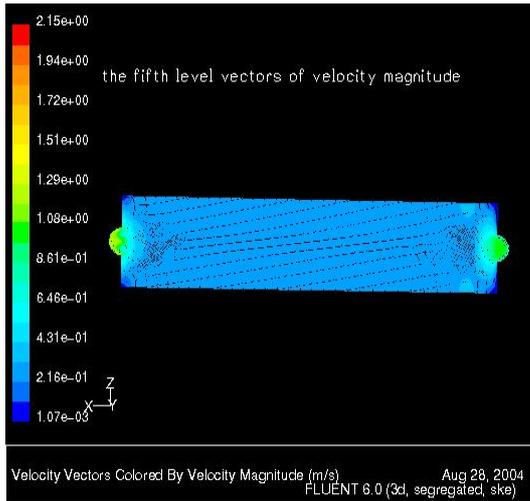


图 11 第五层速度矢量分布(油侧)

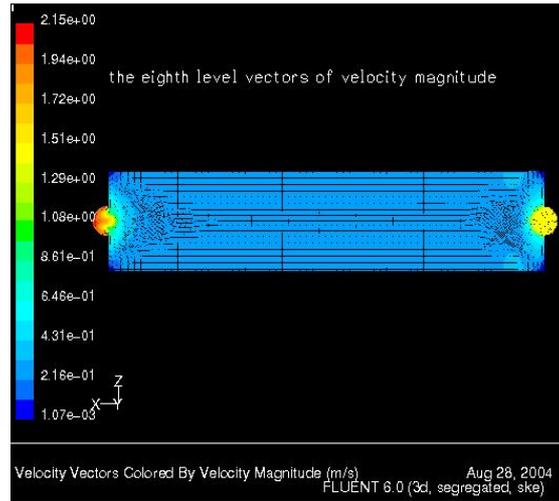


图 12 第八层速度矢量分布(油侧)

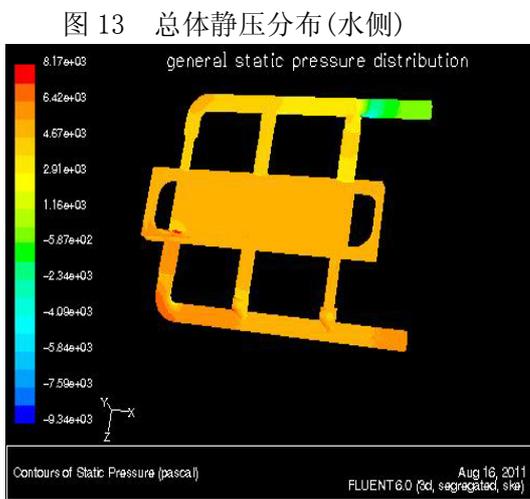


图 13 总体静压分布(水侧)

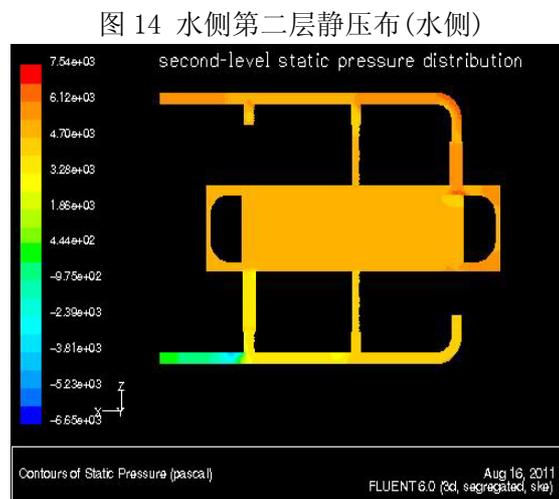


图 14 水侧第二层静压分布(水侧)

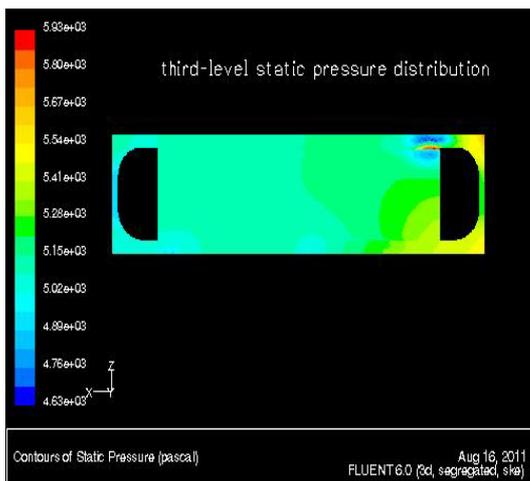


图 15 第三层静压分布(水侧)

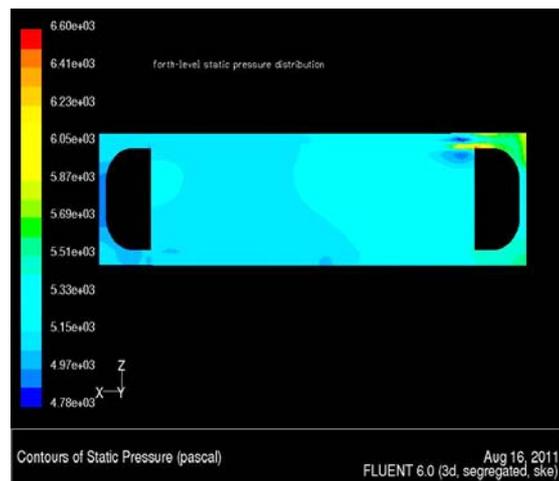


图 16 第四层静压分布(水侧)

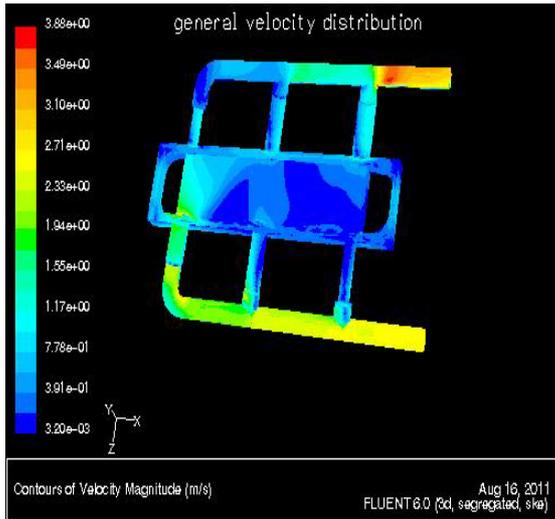


图 17 总体速度分布(水侧)

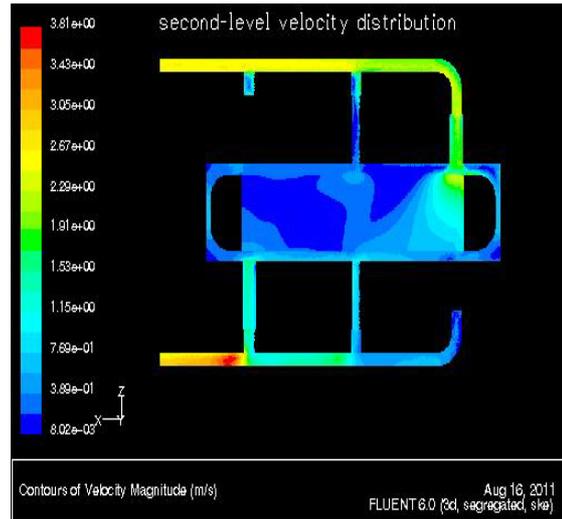


图 18 第二层速度分布(水侧)

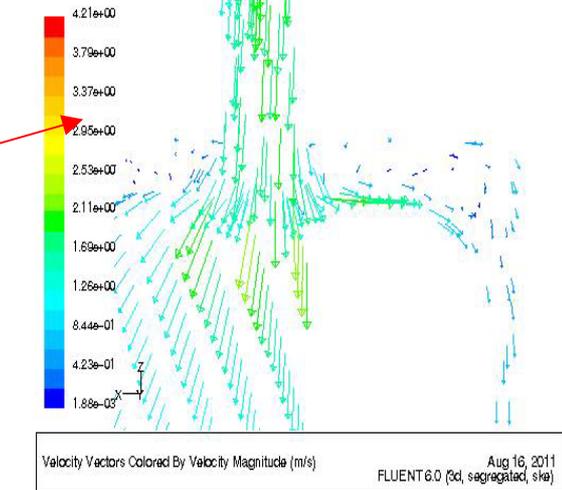
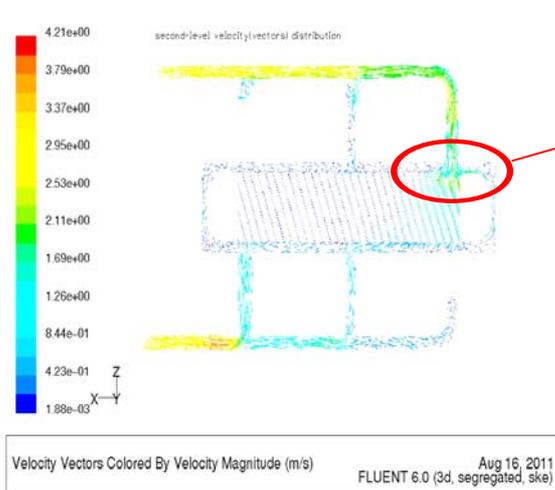


图 19 第二层速度矢量图及部分放大区域 (水侧)

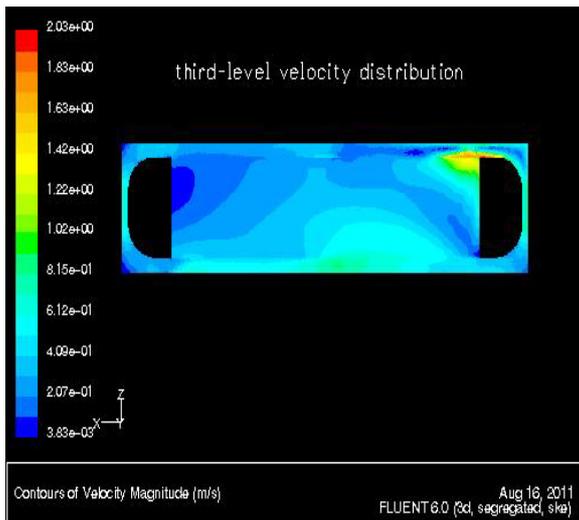


图 20 第三层速度分布 (水侧)

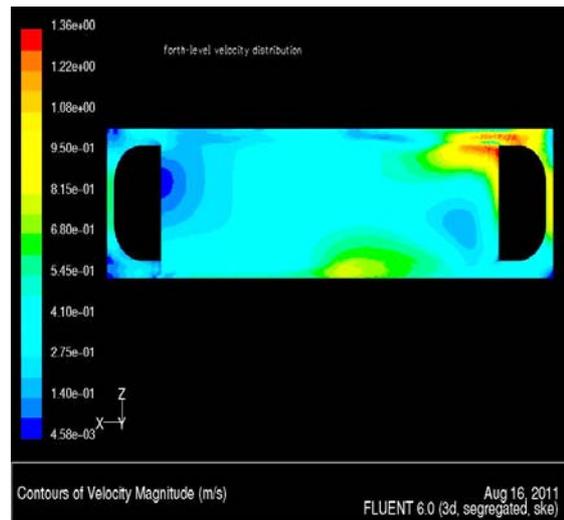


图 21 第四层速度分布 (水侧)

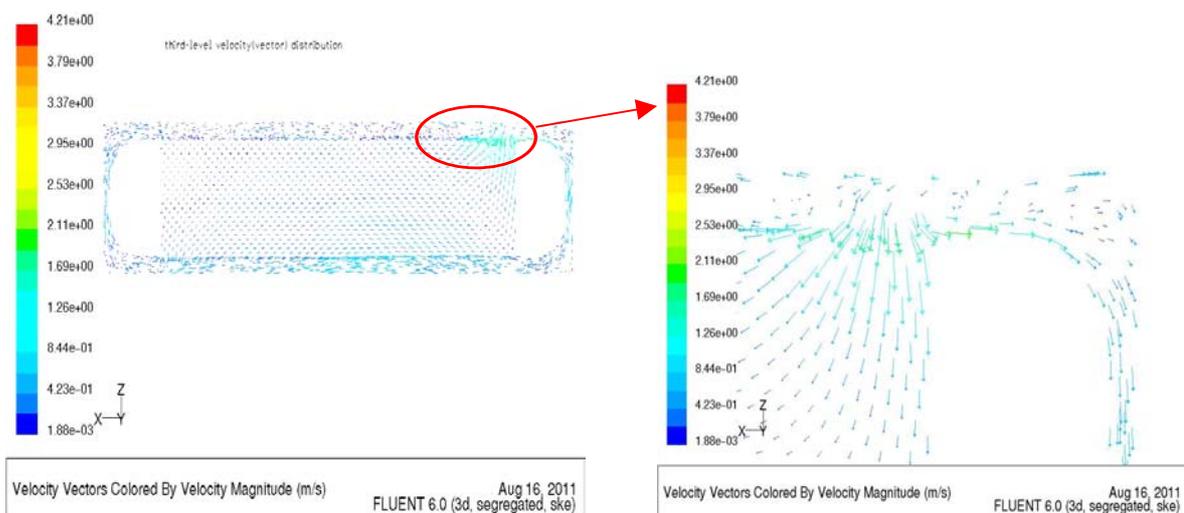


图 22 第三层速度矢量分布及部分放大区域（水侧）

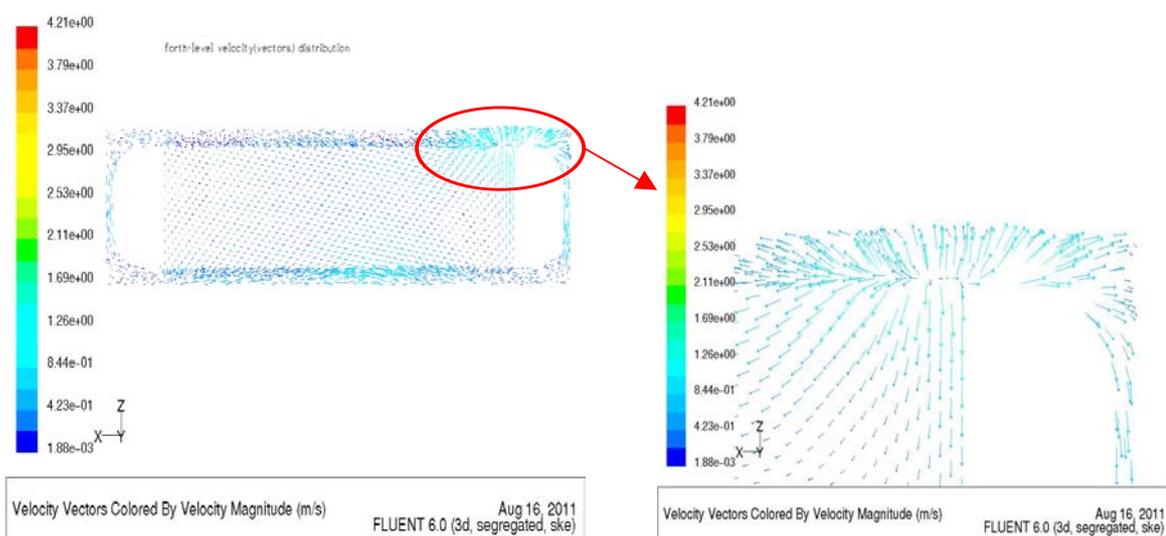


图 23 第四层速度矢量图及部分放大区域（水侧）

4 结论

通过流场分析结果表明，机油在各层翅片内部的流速和流量分配非常均匀，而冷却水的流量分配很不均匀，主要集中在中间几层，因此可以把改善冷却水的流量分配作为提高锯齿型板翅式机油冷却器换热性能的一个重要方向。

本文的结果可为改善锯齿型板翅式机油冷却器换热性能提供依据，并为逐步实现 CFD/CAD 耦合设计方法打下初步基础。

参考文献

- [1] L. Tang, K. A. Moores, C. Ramaswamy, Y. Joshi. Characterizing the Thermal Performance of a Flow Through Electronics Module (SEM-E Format) Using a Porous Media Model. Fourteenth IEEE SEMI-THERM™ Symposium.
- [2] 陶文铨. 数值传热学, 西安交通大学出版社, 西安, 1995。

FLUENT 传热计算应用一例

郑其辉 郭文

(成都 610091)

TEL: 028-87406892 Email: GW132@SINA.COM

摘要：本文根据某课题的需要，利用 FLUENT 软件对真空状态下的超低温隔热屏进行了不同冷却方案的选型计算；对工作装置（真空室）采用电阻丝加热烘烤和采用热氮气烘烤两种方案时的温度场进行了计算；对真空室烘烤后的水冷却装置进行了选型计算。通过传热计算分析，选定了各装置的烘烤和冷却方案。本文的计算，涉及到真空、辐射、超低温、固体之间的热传导、固体与液体之间的热传导以及流体的流动和传热，具有一定的复杂性。

1 引言

某课题需要将 D 型工作装置放在超低温的环境下进行，为此特地设计了两层封闭的隔热冷屏，即内冷屏和外冷屏。工作装置放于内、外冷屏之间，其间均为真空。内、外冷屏均采用截面形状为 D 型的双层结构，每层均由厚度为 2.5mm 的不锈钢材料构成。夹层之间均焊有方形不锈钢管道，截面如图所示。该管道分布在冷屏表面并通有冷氮气以对冷屏进行冷却，图 1.1 为冷却管道在冷屏上的分布平面展开图。

该课题工作需要不同的条件下，对内、外冷屏的表面温度分布、冷屏热负荷和冷却管路的进出口压差进行计算，以找出能使内、外冷屏的内表面温度均小于 80 K 的冷却方案；

为了抽真空，需要对工作室进行加热，在烘烤方案设计的初期设计了利用电阻丝加热烘烤的方案，后来又设计了利用热氮气进行烘烤的方案。经过对多种工况下两种方案的对比计算之后，选定了热氮气烘烤的方案。

真空室烘烤后以及工作时，需要对内部构件进行冷却，本文还对两种冷却方案进行了选型计算。

2 计算模型

2.1 冷屏

· 几何模型的建立

在首次计算时，按装置的真实图纸尺寸建立了立体模型对内外冷屏并进行了一体化传热计算，但是在建模和计算的过程中出现了以下问题：

- A. 冷屏表面为曲面，而冷却管道表面为平面，二者无法贴合；
- B. 冷却管道的尺寸与冷屏空间尺寸相比很小，而空间网格的最小尺寸又必须按模型的最小尺寸来定，造成网格数量巨大，计算机无法承受。

经讨论，决定将冷屏展开成平面，再根据该平面图建立冷却系统的立体模型进行传热计算，解决了冷屏与管道的贴合问题；同时，将原来的空间热辐射条件简化成冷屏和冷却管道表面的热辐射边界条件进行计算，从而避免了因建立冷屏空间带来的大量网格，使计算条件得到保证。

数模用 GAMBIT 软件生成，共有 36.43 万个体网格，模型图见图 2.1。

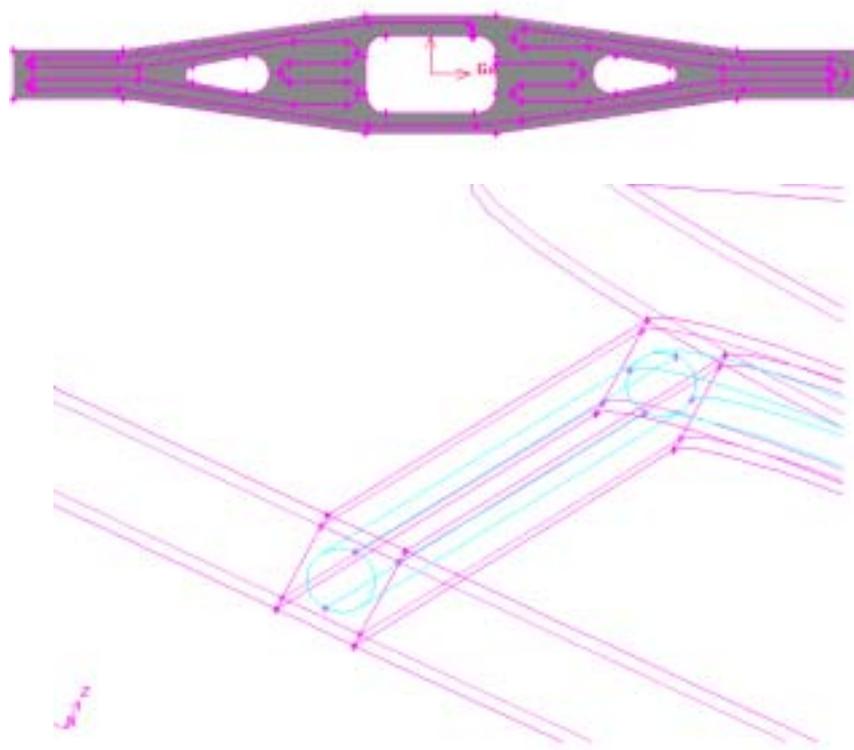


图 2.1 冷屏模型图

- 物理模型的建立
 - A. 粘性模型：k-ε 双方程湍流模型，冷氦气的紊流度取 2.5%，湍流尺寸取 16 mm；
 - B. 热辐射模型：TDRM 模型 (DISCRETE TRANSFER RADIATION MODEL)，采用射线跟踪法进行辐射计算。
- 选用材料参数
 - 内、外冷屏及冷却管道所选用的材料参数均为不锈钢，其物性参数为：
 - 密度：8030 Kg/m³；
 - 比热：502 j/Kg·K；
 - 热传导系数：16.27 w/m·K
 - 冷氦气：
 - 密度：2.39 Kg/m³；
 - 比热：5203 j/Kg·K；
 - 热传导系数：0.02098 w/m·K
 - 运动粘性系数：8.547 × 10⁻⁶ Kg/m·s

2.2 内部构件冷却管道模型

真空室内部构件温度高达 2000K 以上，需要对其隔热和冷却。本文对以下两种冷却管道的设计方案进行了选型计算。

A 方案：在石墨和不锈钢隔热层外焊接钢管再通冷水进行冷却；

B 方案：在装石墨和不锈钢隔热层后，在不锈钢隔热层内直接开冷却通道进行水冷。

按图纸尺寸建立了两套计算模型如图 2.2 所示。建模时作了两个简化：1. 模型底面本有一定弯曲，但均建成平直面；2. 只取实物的一部分进行建模，意在对比两种方案进行对比。

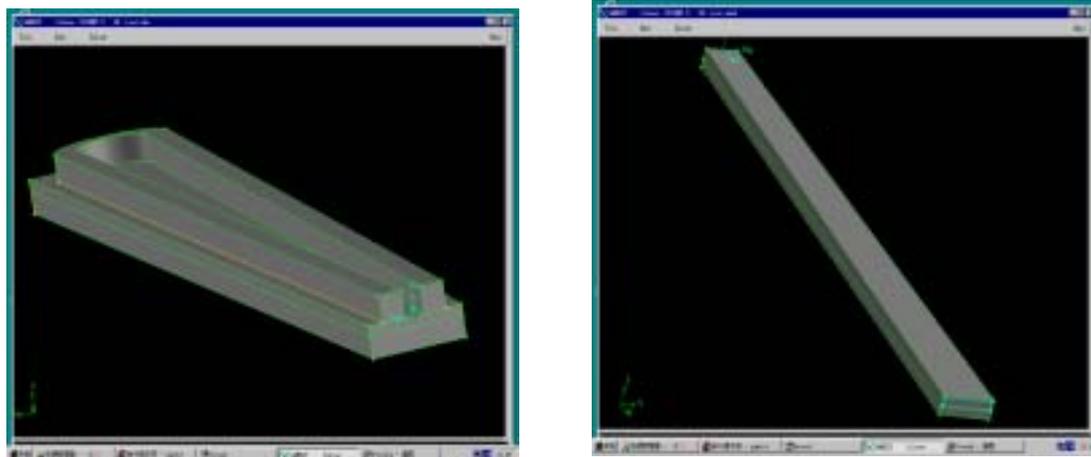


图 2.2 A、B 模型示意图 (左 A 右 B)

· 选用材料参数

铜： 密度： 8978 Kg/m^3 ;
 比热： 381 $\text{j/Kg} \cdot \text{K}$;
 热传导系数： 387 $\text{w/m} \cdot \text{K}$

石墨： 密度： 1800 Kg/m^3 ;
 比热： 700 $\text{j/Kg} \cdot \text{K}$;
 热传导系数： 80 $\text{w/m} \cdot \text{K}$

2.3 真空室模型

A. 电阻丝加热模型

取真空室的 1/16 段建模，按图纸尺寸建立了真空室的室体、纵横向窗口和筋板，并在模型的两端布了两根功率均为 305500 w 的电阻丝。模型图见图 2.3。

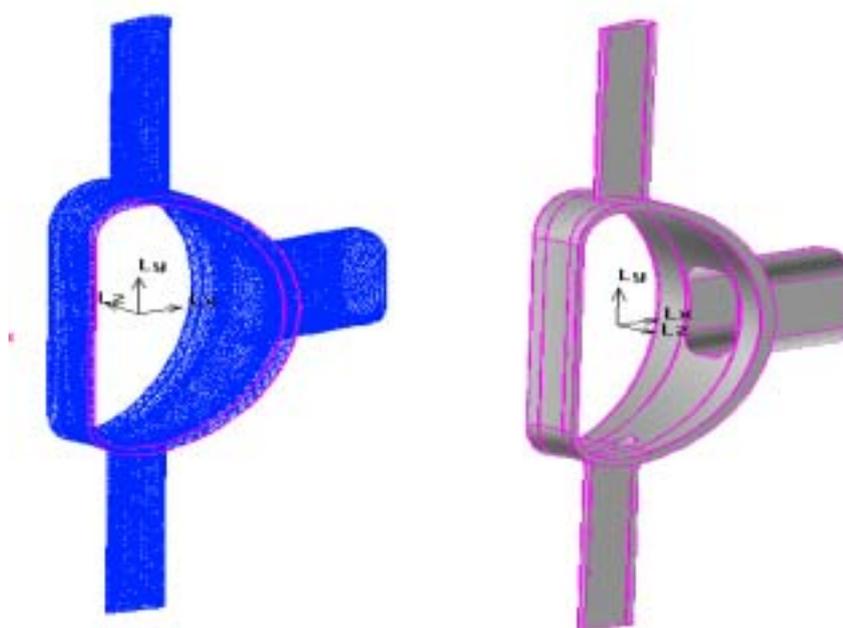


图 2.3 真空室烘烤模型图 (电阻丝加热)

B. 热氮气烘烤模型

由于氮气是流体，再按真实尺寸建模难度很大，所以建模时取消了纵横向的窗口；另外，每 1/32 段真空室中有两道筋板，加上每 1/32 段真空室自身的端板，所以，将每 1/16 真空室被隔成了六个腔体，每相临两个腔体之间通过在筋板上开数个小孔来通氮气，但模型中简化成了只开一个方形孔，且一道筋板开孔在上方，另一道则开在下方，以利于氮气均匀地流过室壁，均匀加热。

数模用 GAMBIT 软件生成，用 FLUENT 软件进行计算。模型见图 2.4，右图中黑线部分即通气的方形孔。

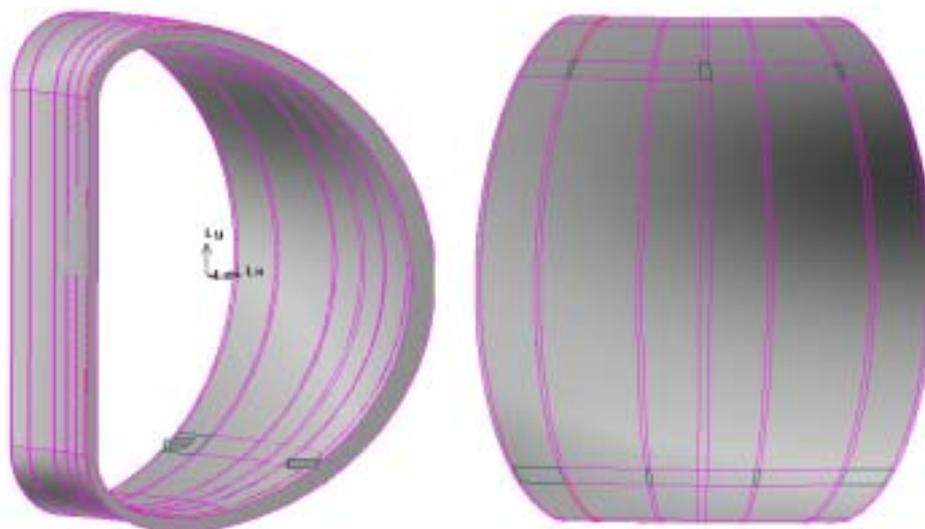


图 2.4 真空室烘烤模型图（热氮气烘烤）

热氮气：

密度： 1.68 Kg/m^3 ；
 比热： $1074.43 \text{ j/Kg} \cdot \text{K}$ ；
 热传导系数： $0.0446 \text{ w/m} \cdot \text{K}$ ；
 运动粘性系数： $2.94 \times 10^{-5} \text{ Kg/m} \cdot \text{s}$

3 计算结果与分析

3.1 内冷屏

· 计算条件

- 管路连接方式：32 路并联（内冷屏 16 路，外冷屏 16 路）；或者 16 并两串（即内冷屏 16 条支路并联，外冷屏 16 条支路并联，两者之间串联）；
- 冷氮气入口参数：温度为 57K、80K 两种；入口压力 5 bar；总流量 110 g/s；
- 表面辐射条件：综合表面辐射系数 = 0.1, 0.2 两种；
- 内冷屏外为一恒温表面（373K），该表面与冷屏之间为真空；
- 外冷屏外为常温大气环境，温度为 300 K；

由于结构对称，因此取冷屏系统的 1/16 进行计算分析。

表 3.1 比较了不同冷却方案下内冷屏的传热计算结果。其中， $T_{外}$ 指内冷屏外表面（面对纵场）的温度，流量指每一路管道的流量。从表中可以看出，要使内冷屏外表面保持 80 K

以下的温度，只有在 32 路并联，冷氦气入口温度为 57 K 而且冷屏的辐射系数为 0.1 以下时或者管路为 16 并两串、入口温度为 57K 时才能达到。

表 1. 内冷屏传热计算结果对比表

管 路	32 路并联				16 并两串			
	0.1		0.2		0.1		0.2	
T _{in} (K)	57	80	57	80	57	80	57	80
T _{out} (K)	85.44	108.20	—	—	—	—	—	—
T _{外·平均} (K)	73.22	96.16	89.07	111.64	64.87	87.78	72.61	95.51
T _{外·MAX} (K)	85.43	110.44	116.23	138.12	72.12	94.99	87.68	110.02
T _{外·MIN} (K)	60.36	83.71	64.37	87.25	58.32	81.30	60.84	82.50
P (bar)	0.045				0.157			
流量 (Kg/s)	0.0034375				0.006875			

为节省篇幅，下面只给出了一种计算状态下的计算结果和温度分布图。

内表面（面对真空室）

平均温度：80.15 K；最高温度：132 K；最低温度：63 K

外表面（面对纵场）

平均温度：73.22 K；最高温度：85 K；最低温度：60 K

图是内冷屏内表面（面对真空室）和外表面（面对纵场）上的温度分布图。



图 3.1 内冷屏表面温度分布图
(32 路并联， $\epsilon = 0.1$ ， $T_{in} = 57$ K)

应该指出，计算模型简化后存在两个缺点：

1. 冷屏装置的辐射系数与立体模型的相比有差异，但由于模型中环境的辐射系数是按甲方提供的立体模型的辐射系数来定义的，所以该差异应属可接受的范畴；
2. 真实的立体模型中，冷却管路在冷屏上的分布是比较均匀的，即在本计算模型中

左右边界上的管路应是相连通的，但由于展开后建模时有技术难度，左右管路是断开的，这实际上修改了冷却管路的铺设路线，使得低温冷氦气较为集中于右边，造成了计算出来的温差比实际的温差大。对此，在对冷却方案进行选型时，判别的依据主要是冷屏表面的平均温度而非最高温度，内冷屏以外表面为准，外冷屏以内表面为准。

3.2 外冷屏

根据内冷屏的计算结果，挑选了三种状态对外冷屏进行了计算，下面只给出了一种计算状态下的计算结果和温度分布图。

出口温度 $T_{out} = 80.71 \text{ K}$

进出口压差 $P = 0.045 \text{ bar}$

内表面（面对纵场）

平均温度：70.46 K；最高温度：82.16 K；最低温度：58.89 K

外表面（面对外真空杜瓦）

平均温度：76.23 K；最高温度：117.00K；最低温度：60.77 K

$T(\text{K})$

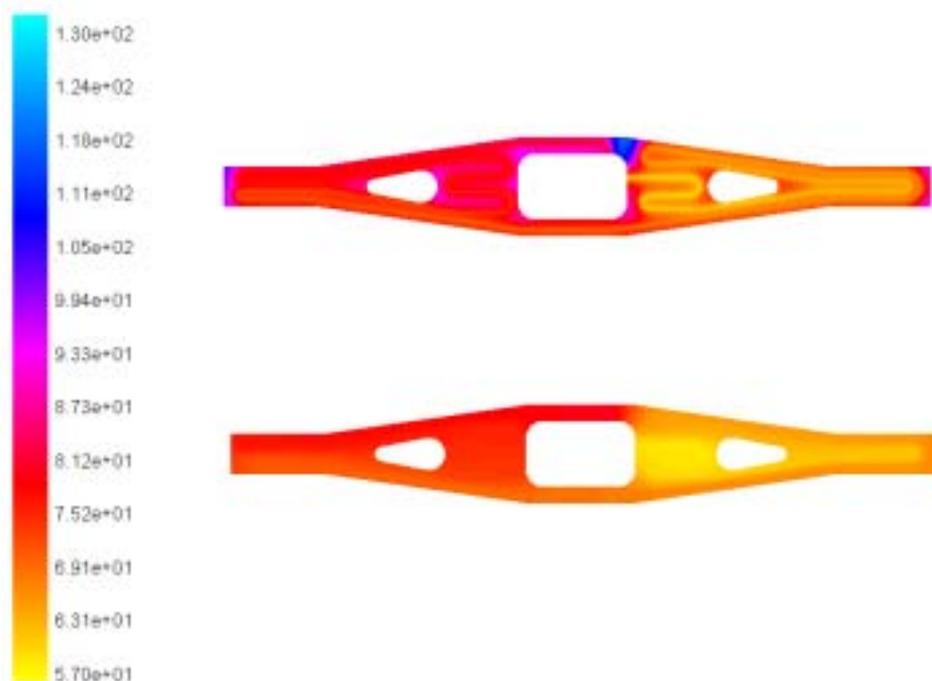


图 3.2 外冷屏内表面和外表面上的温度分布图
(32 路并联, $\mu = 0.1$, $T_{in} = 57 \text{ K}$)

3.3 内部构件冷却方案选型

计算条件：

内部构件表面放热功率：2000000 w/m^2 ；

入口水温：300 K

冷却水流量：1.8 Kg/s；2.0 Kg/s；2.5 Kg/s；3.0 Kg/s；

选型的判据是内部构件底面的温度不超过 1073 K。

计算结果：

根据上述条件，首先对 A 方案进行了计算，计算结果表明，A 方案的冷却效果很差，在冷却水的流量达到 3.0Kg/s 时底部表面的平均温度仍达 2595 K，不能满足要求，计算结果见图 3.3；随后，对 B 两种方案在 4 个流量下的冷却效果进行了计算，发现只要冷却水的流量达到 2.5 Kg/s 时底部表面的平均温度便低于 1073 K，满足设计要求。计算结果见表 3.2 和图 3.4。通过比较分析，选 B 方案作为真空室内部构件的冷却方案，冷却水流量应大于 2.5 Kg/s。

表 2.1 B 方案计算结果

2 冷却水流量 (Kg/s)	1.8	2.0	2.5	3.0
底面温度 (K)	1153	1125	1072	1035
出口水温 (K)	314.7	313.2	310.1	308.0



图 3.3 内部构件底面温度分布图 (A 方案，流量 3.0Kg/s)



图 3.4 内部构件底面温度分布图 (B 方案，流量 2.5 Kg/s)

3.4 真空室烘烤

3.4.1 电阻丝加热

用电阻丝对真空室进行加热时，温度分布很不均匀，靠近电阻丝的地方温度超过 1000 K，而在纵横向的窗口上温度却很低，基本上未能升温，温度分布图见图 2.5。

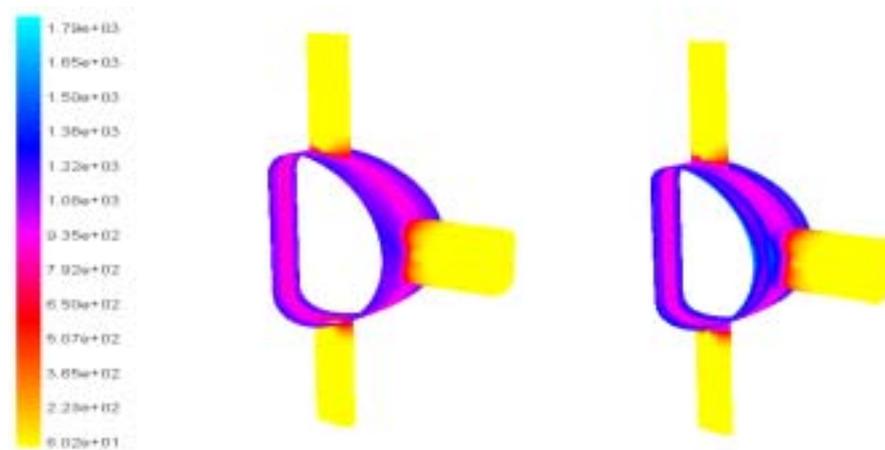


图 3.5 真空室温度分布图（电阻丝加热）

3.4.2 热氮气烘烤

为节省篇幅，下面只给出了一种计算状态下的计算结果和温度分布图。

计算条件： 内壁所对的环境辐射温度 $T_{NHJ} = 623 \text{ K}$
 外壁所对的环境辐射温度 $T_{WHJ} = 300 \text{ K}$
 入口流量—— 0.23 Kg/s ； 入口温度： 553 K ；

计算结果： 内壁平均温度 $T_{NB} = 549.67 \text{ K}$
 外壁平均温度 $T_{WB} = 548.78 \text{ K}$

图 3.6.1、图 3.6.2 分别为该状态下真空室内表面、外表面和中间截面的温度分布图。从图上可看出：每 $1/8$ 段真空室上最大温差为 43 K 。原因有二：

1. 与韩国的计算结果相比，同样流量的热氮气要多烘烤 $1/16$ 段真空室；
2. 真实条件下，每 $1/8$ 段真空室是首尾相连的，高温区紧挨着低温区，温度分布会更平均。

以上计算结果为烘烤 3 小时后的结果。但是，在这样的环境辐射条件下，延长烘烤时间的加热效果已经变得很缓慢。此外，环境辐射温度对热氮气的出口压力损失影响很小，热氮气的出口温度也都是比内、外壁温略低十几度。

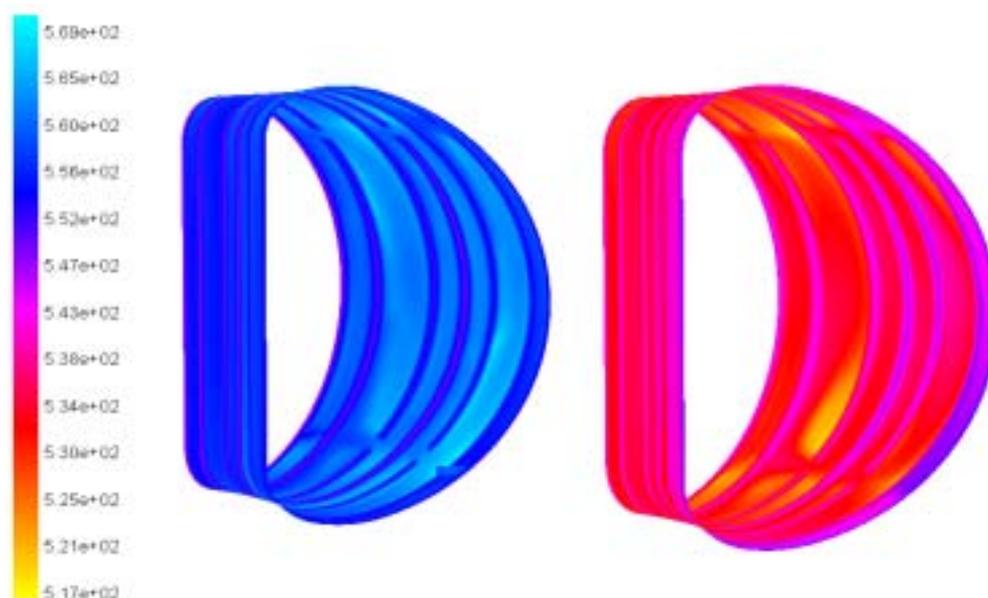


图 3.6.1 B 状态真空室内、外表面温度分布图（左内右外）

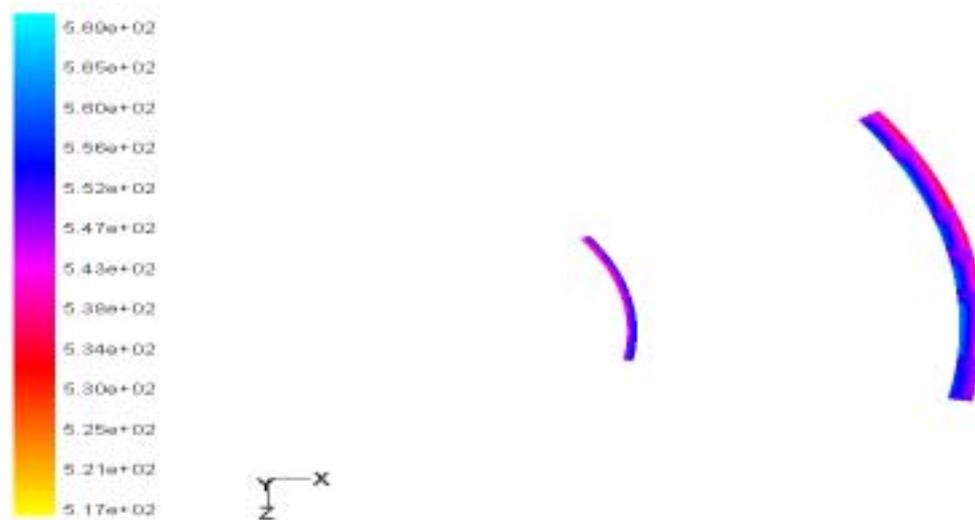


图 3.6.2 B 状态真空室中间截面温度分布图

4. 结论

通过上述计算工作,对冷屏设计、真空室烘烤方案确定和内部构件的冷却管路设计都起到了重要的指导作用。同时,也对 FLUENT 软件在传热计算方面的计算能力进行了验证。后来的实际工作证明了本文的计算结果基本可信,通过计算选型得到的设计方案是成功的。

但是,FLUENT 在计算真空环境下两物体之间的辐射传热时,仍然需要在真空场内设置网格,有时会导致网格数量庞大,能否象 LASTRON 那样在计算真空环境下物体间的辐射时无需网格?另外,利用 GAMBIT 造型时比较困难,而从其他造型软件上生成数模文件后转入 GAMBIT 时也往往会丢失信息,希望能作些改进。

660KW 风力发电机转子流场、温度场 CFD 分析

廖毅刚

(东方电机股份有限公司)

Tele : 0838-8997941 Email : lyg1188@sohu.com

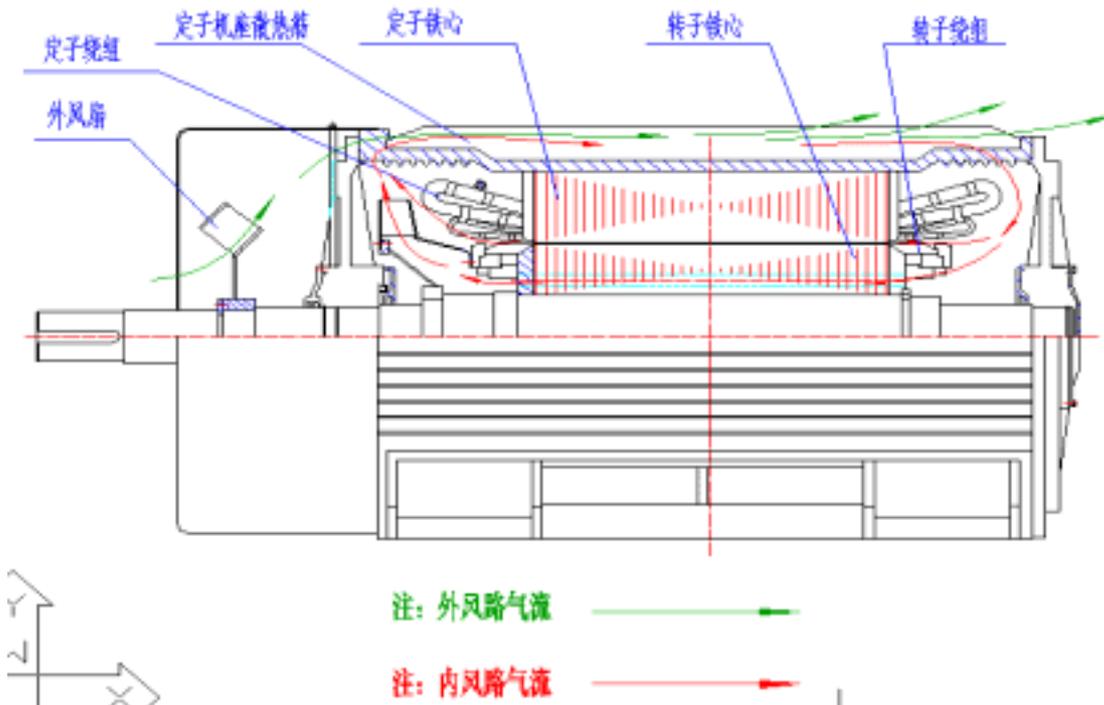
摘要：本文通过对 660KW 风力发电机的结构特点及通风冷却方式的介绍入手，介绍了在该电机转子的通风与换热问题上采用 CFD 技术及 Fluent 软件的方法及过程，其中包括了建模与剖分、边界的设定、物理模型的选择、计算迭代和结果后处理等。

1. 前言

我公司目前正在研制的 660KW 风力发电机为目前国内容量较大的风电机组，由于风电机组结构及冷却方式的特殊性，其内部结构件如定、转子铁心、线圈的冷却是发电机研究中的一个难题，在该电机研制过程中，对于其通风系统我们采用了网络计算的方法预估其内部的循环风量。但由于网络法本身的局限性，这种预估无法对发电机内流体流动的细节作出准确描述，更无法对各发热部分与空气的热交换进行分析计算。由于目前对鼠笼型电机转子的动态温度测量有相当的难度，即便实施，代价也较高。因此如果能采用计算的方法进行预估，对于缩短研究时间、降低研究成本有着非常现实的意义。 目前在国内飞速发展的 CFD 技术为这个问题找到了解决的方案，在北京海基科技发展有限公司的帮助下，我们利用 Fluent 软件对该发电机的转子流场、温度场进行了三维分析，从而在短时间内为产品的试制提供了依据。

2. 发电机通风结构简介

由于风力发电机运行及安装方式的特殊性，其通风冷却采用内、外风路相结合的冷却结构，通风结构示意图如下：

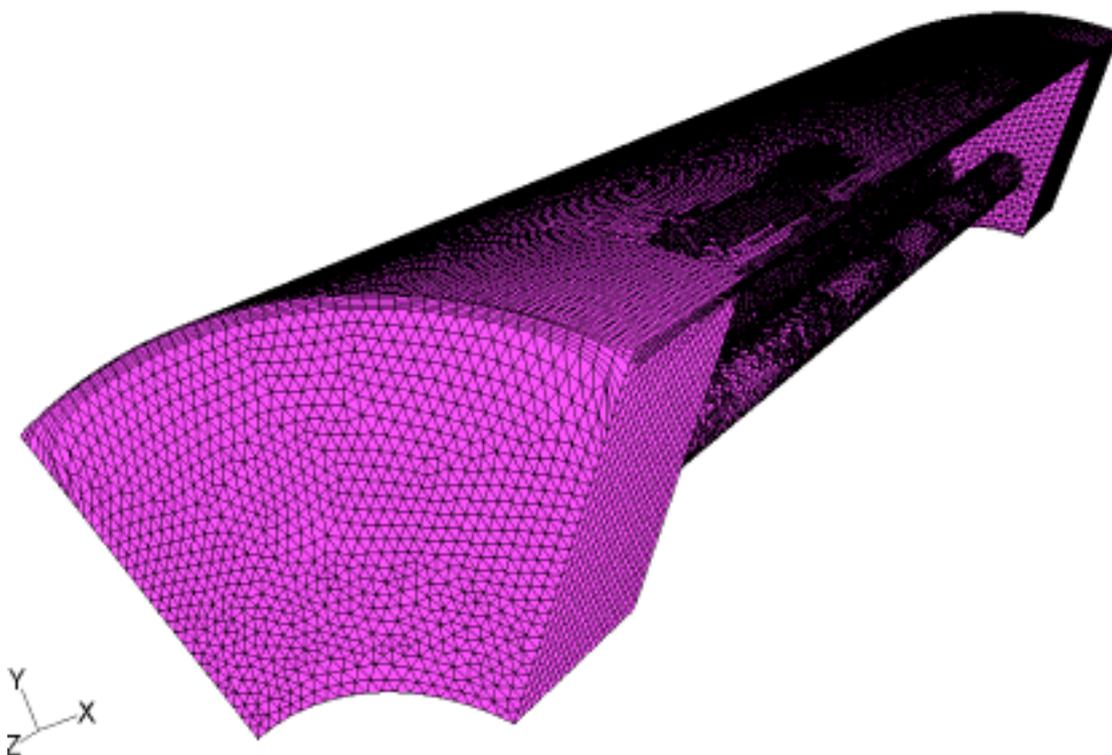


图中所示,发电机定子绕组和定子铁心所产生的热量大部分通过定子铁心与定子机座的接触面传导到机座上去,再由机座表面的散热筋与外风路的空气进行对流热交换,从而把热量传递给大气。转子线圈及转子铁心所产生的热量及定子热量的一小部分主要靠内风路的循环空气带到定子机座内通过对流换热传递给机座,定子机座再通过散热筋的对流换热最终将热量传给大气。由于转子部分的热量要经过两次对流换热才能传到了机外,因此,相对来说转子部分的冷却条件要恶劣得多,因而在该电机的研制中转子部分的传热是一个较为突出的问题。而采用传统的计算方法已经不能满足需要。为此,我们采用了流动与传热问题的数值分析技术及 Fluent 软件来解决这个问题。

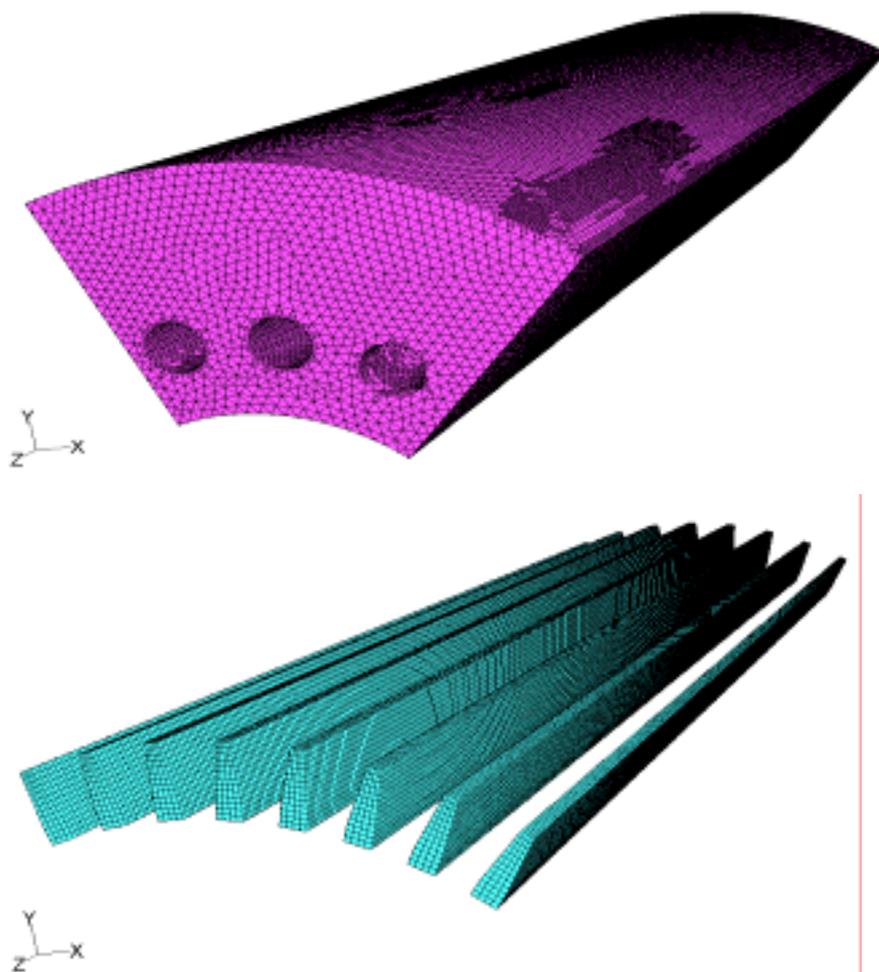
3. 计算区域、网格剖分与边界条件

由于发电机转子区域的流动与换热问题在圆周方向具有对称性,为了减小计算规模,我们选择了整个转子的 1/6 部分作为分析对象,建立了三维实体模型,并在 gambit2.0 中进行网格剖分。

在网格剖分时对于空气部分进行了如下处理,将其分割为六个部分即转子三个通风孔,一个气隙区域和两个端部区域。对每个部分分别进行 cooper 剖分。如下图所示(以下网格已经进行过自适应):



转子铁心部分采用非结构化网格(T-grid)进行剖分,转子线圈的剖分则采用结构化网格如下图所示(网格均已经进行过自适应)



整个计算区域剖分为约 1 7 0 万个有限体单元，6 5 万个节点（自适应后）。其中，空气部分为一个域，转子铁心为一个域，转子线圈为一个域。

4 . 边界条件给定及求解计算

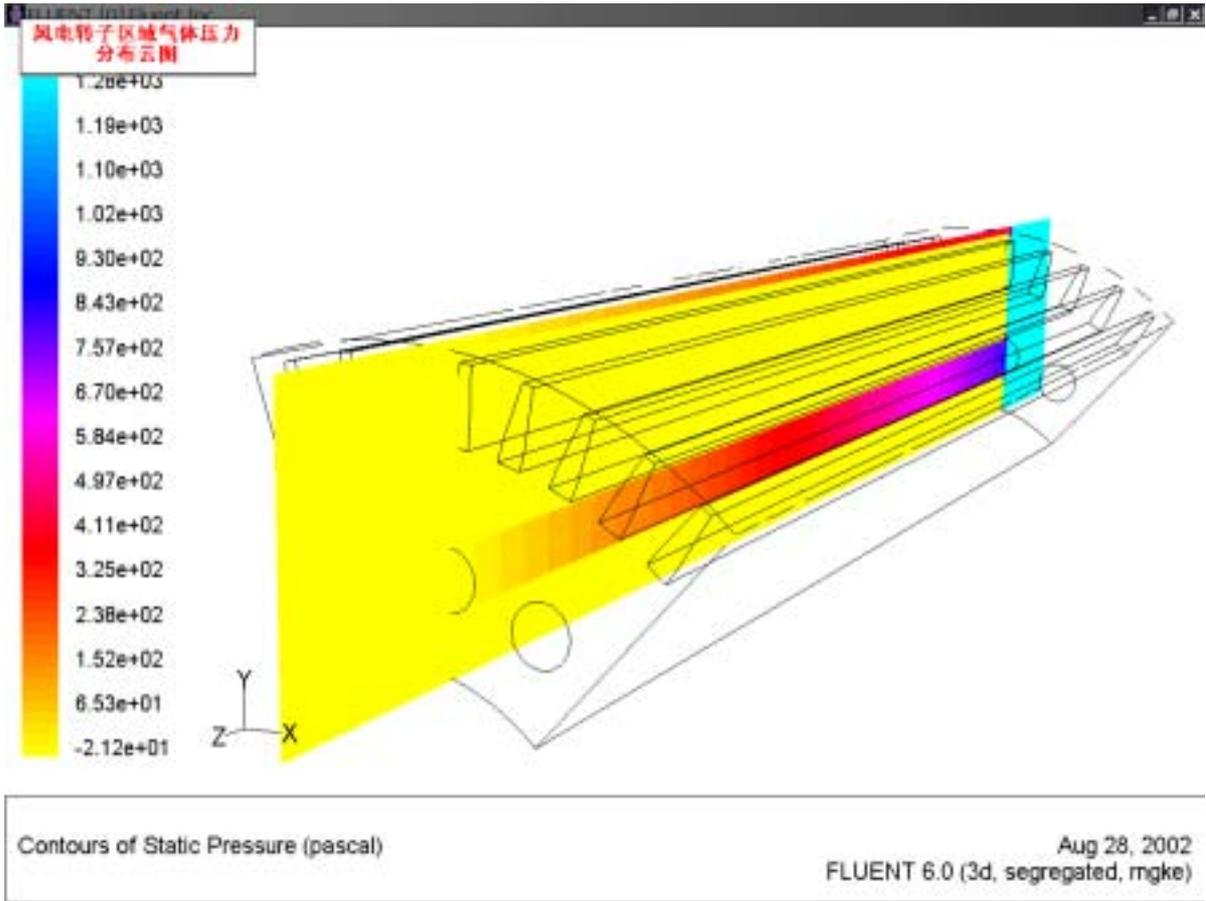
求解在 Fluent6.0 上进行，当电机运转时内部空气的的流动由于旋转及电机结构的复杂性，空气的流动处于高 Re 数区，因此在流动模型的选取时采用了 RNG k— 模型，同时有热量交换。因此在转子铁心和转子线圈上需附加能量源项，其中，转子线圈上的能量源项值为 940000 W/m^3 ,转子铁心上的能量源项为 21100 W/m^3 。

在进风侧的端面设为空气入口，以 Velocity—inlet 边界设定气体流入速度为 3m/s ，进入的空气温度为 308K （ 35°C ）。出风侧端面设为 Pressure—outlet 边界，边界压力设为 0Pa 。其余区域采用默认边界。

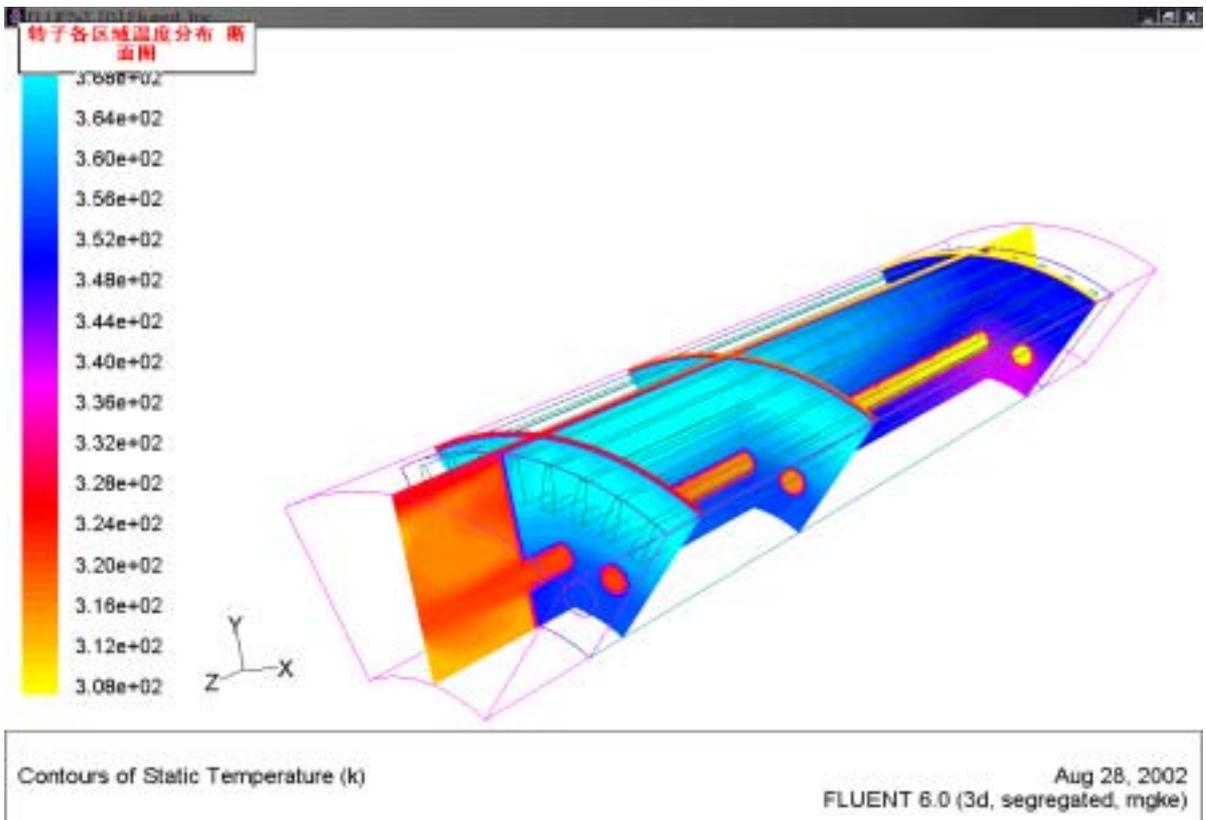
迭代计算在一台 P 1.7G（内存 512M）上进行，初步迭代 170 次左右各项指标趋于收敛。在此基础上按速度梯度对网格进行了自适应加密处理，网格调整后重新进行迭代运算约 80 次后再次趋于收敛。对计算结果在 Fluent6.0 中进行后处理得到以下一些结果。

4 . 1 计算区域总空气流量为 0.215 kg/s ；

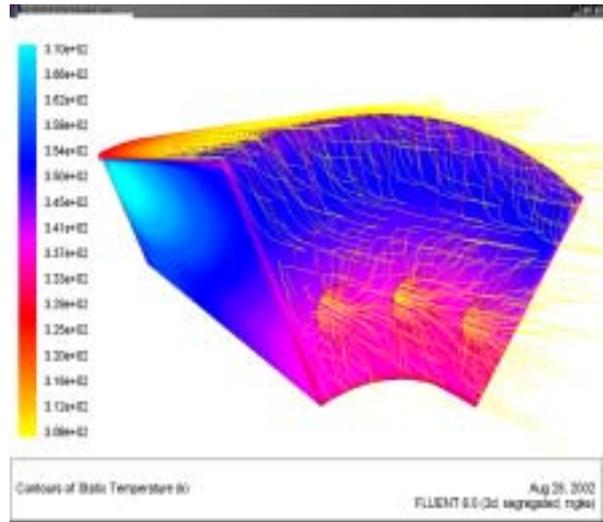
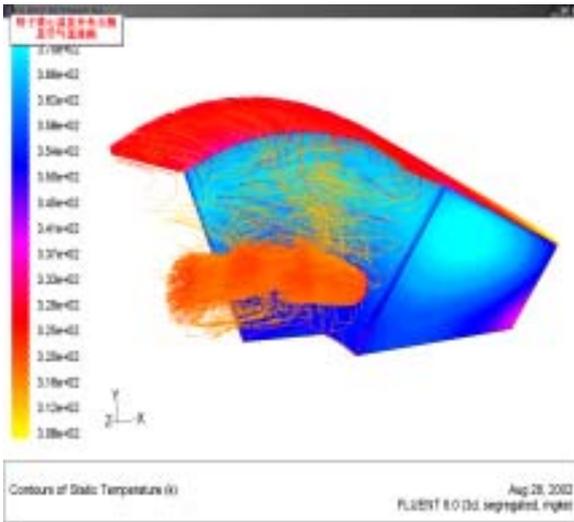
4.2 转子区域空气静压力分布如下图：



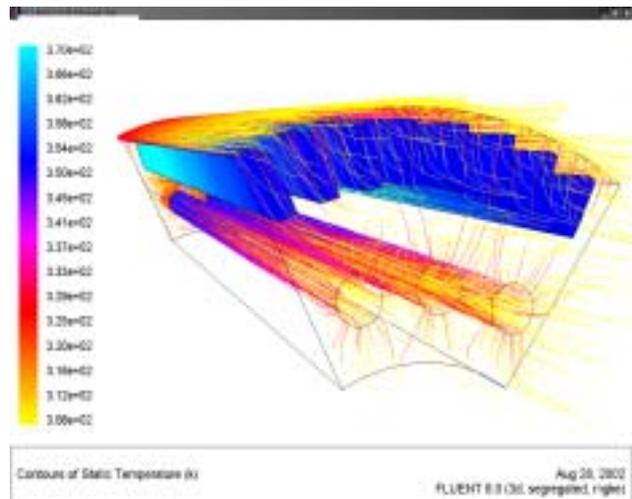
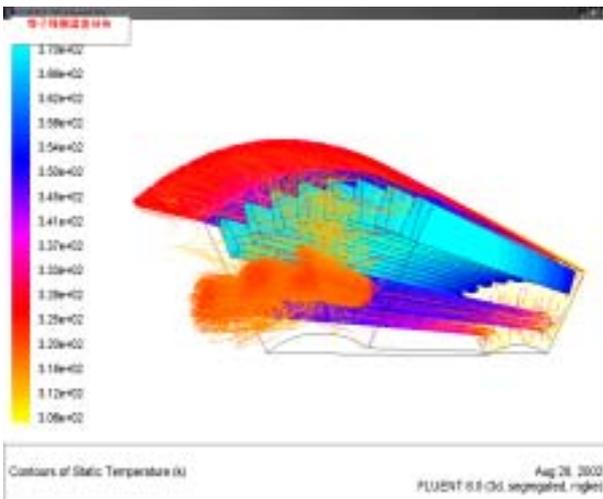
4.3 转子各区域温度分布如下图：



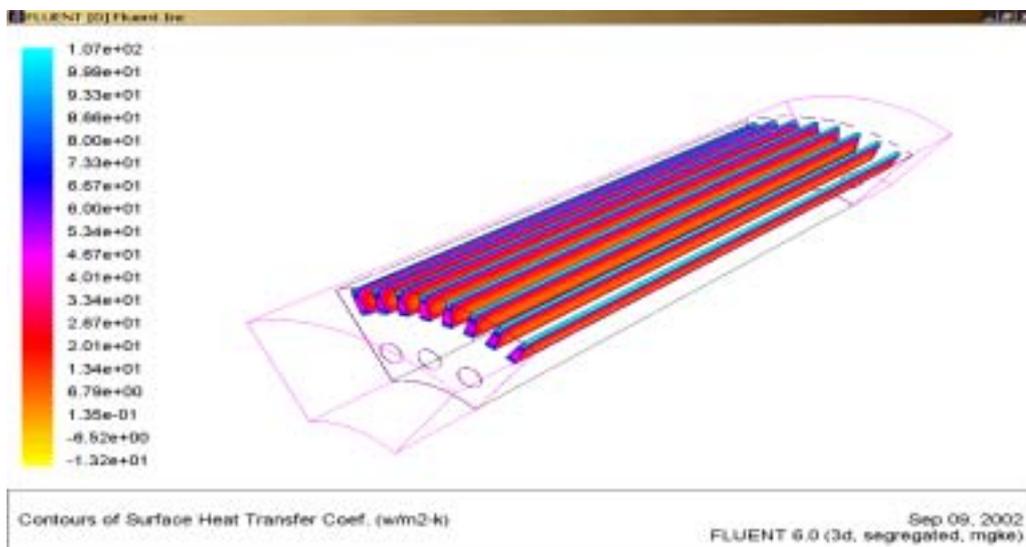
4.4 转子铁心温度分布如下图：



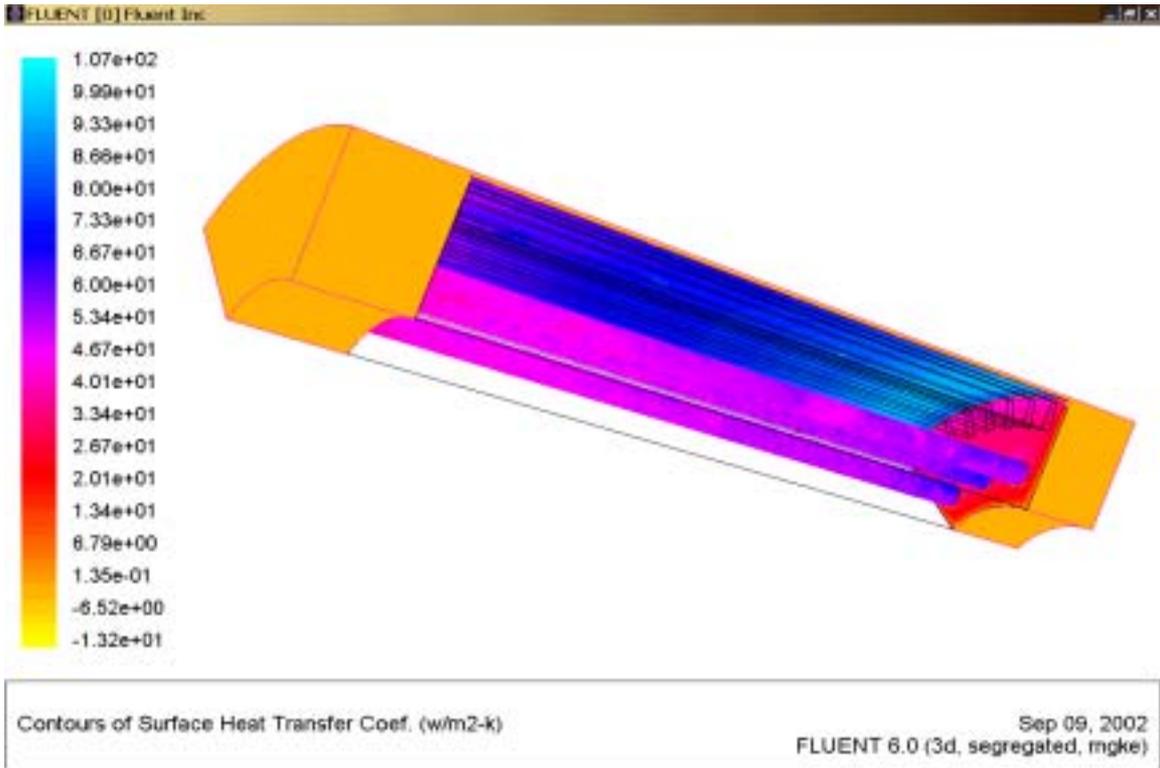
4.5 转子线圈温度分布如下图：



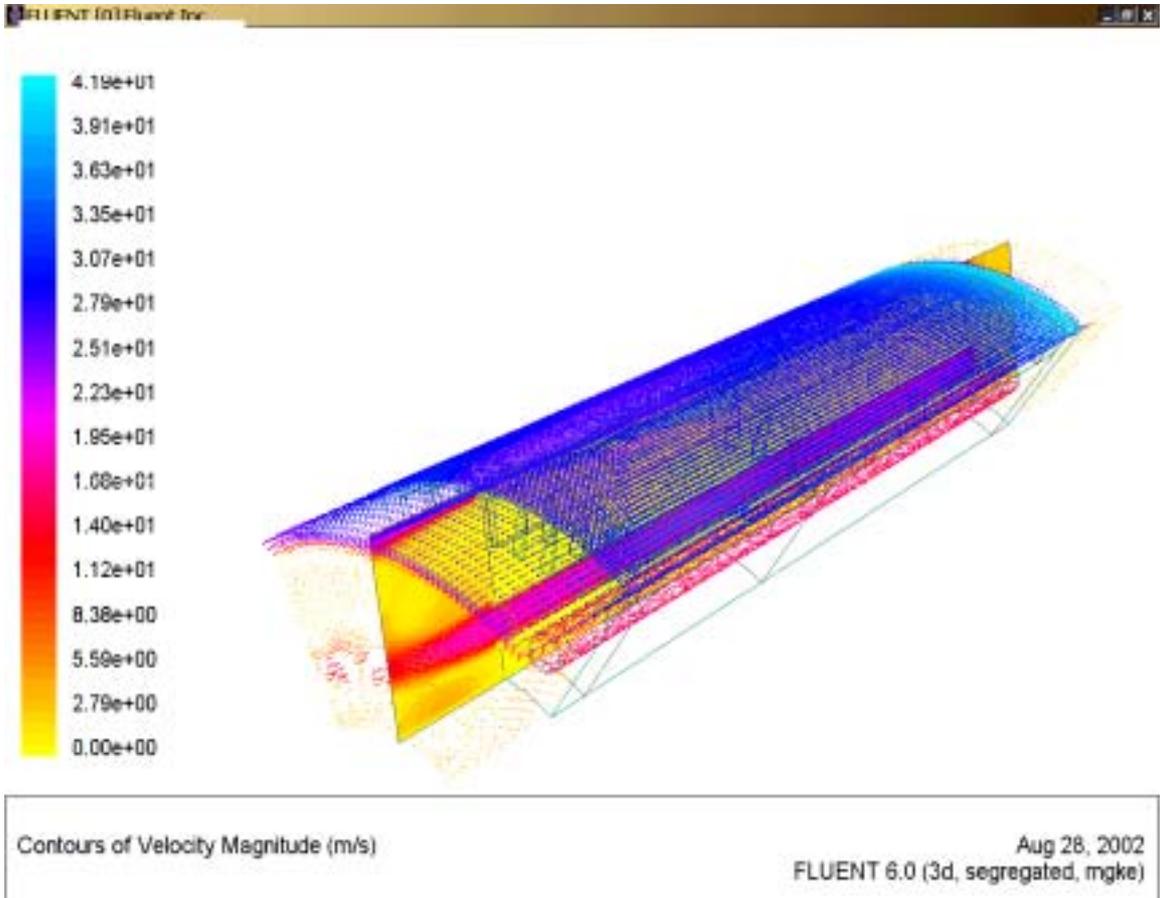
4.6 转子线圈表面传热系数分布如下图：



4.7 转子铁心表面对流传热系数分布如下图：



4.8 转子内空气速度分布如下图：



5 . 讨论

- 5 . 1 计算区域内空气总流量为 0.215 kg/s , 计算区域空气密度为 1.225 kg/m^3 , 按习惯折算为体积流量为 $0.176 \text{ m}^3/\text{s}$, 推算到整个转子后得到转子总冷却风量为 $1.05 \text{ m}^3/\text{s}$, 与我们采用网络法计算的转子总风量 ($0.99 \text{ m}^3/\text{s}$) 相近。
- 5 . 2 转子气隙内风速为 $20 \sim 40 \text{ m/s}$;
- 5 . 3 转子通风孔内风速为 20 m/s 左右;
- 5 . 4 本计算区域内转子线圈温度自进风端向出风端从 345 K ($71.9 \text{ }^\circ\text{C}$) 到 372 K ($98.9 \text{ }^\circ\text{C}$) 逐渐递增, 在靠近出风侧附近达到最高。按进风风温度 $35 \text{ }^\circ\text{C}$ 计算, 转子线圈最高点温升为 63.9 K 。
- 5 . 5 本计算区域内转子铁心的温度分布规律与转子线圈相似, 在靠近出风侧且与线圈相接触的区域温度最高, 其温度值与与之相临的线圈温度相仿约在 372 K ($98.9 \text{ }^\circ\text{C}$) , 温升为 63.9 K 。
- 5 . 6 电机实际运行时的温升计算方法应与以上方法有所不同, 即温升值应以铁心和线圈的实际温度减去机座外的环境空气温度, 因此, 转子铁心和线圈的实际温升还应当再加上本计算区域的进风温度与机外空气温度的差值, 这个温差通常约为 $5 \sim 15 \text{ }^\circ\text{C}$, 视表面传热条件而不同, 这个差值可由真机试验得出。即便如此, 由于鼠笼型转子线圈上没有绝缘层, 不存在绝缘温限的问题, 故即便按较恶劣的情况计算, 温度也不会对转子结构及材料造成破坏。

参考文献

- | | | | |
|----------|------------|-----------|------------|
| 【1】 陶文铨 | 数值传热学 | 西安交通大学出版社 | 2001 年 5 月 |
| 【2】 魏永田等 | 电机内的热交换 | 机械工业出版社 | 1998 年 5 月 |
| 【3】 丁舜年 | 大型电机的发热与冷却 | 科学出版社 | 1992 年 7 月 |

太原第二热电厂 7#炉最佳运行参数的数值试验研究

郭菁 康志忠 孙保明

华北电力大学(北京)动力系, 北京, 102206

联系电话: 010-80793477

摘要

本文为对太原第二热电厂 7#炉寻求最佳运行参数, 采用了 FLUENT5.3 软件作为计算工具, 对 7#炉在不同工况下进行多次计算, 比较而得最佳运行参数, 指导锅炉安全、经济运行。由于计算时网格多, 流动复杂, 不易收敛, 就采用了分步计算方法, 即先计算冷态流场, 在计算有化学反应的热态流场, 从而提高计算效率, 加速收敛。

一、引言

当模拟煤粉燃烧过程时, 整体框架是基于计算流体力学(CFD)的, 对质量、能量、动量守恒方程进行数值解法, 至于气相混合燃烧、煤粉挥发份析出、焦炭燃烧、辐射传热等子模型是结合到该框架中的。这些模型可预测温度分布、压力分布、气体成分、速度、颗粒轨迹、燃烬度、尺寸分布、污染物生成、积灰及结渣等。

由于对燃烧模型研究的深入, 其应用已势不可挡, 曾经只能在特殊研究计算机上应用的燃烧模型, 现在已经普遍被大型的商业 CFD 软件采用, FLUENT 就是其中最具代表性的软件。FLUENT 不仅具有功能强大的前后处理软件, 并且, 它提供方便的用户接口, 可通过 UDF 定义特定的边界条件、物性及自定义子模型等。

本文为了寻求太原第二热电厂四期 200MW 机组 7# 锅炉的最佳运行参数, 运用 FLUENT5.3 研究不同燃烧工况下锅炉内动力场及温度、速度等参数的分布, 从而得出最佳运行参数, 指导锅炉的安全、经济运行。

二、锅炉燃烧过程的数学模型

在 FLUENT 中, 所采用的流体数学模型是基于物理的三个基本定律的, 即质量守恒定律、牛顿第二定律和能量守恒定律。表现为方程的形式即为: 连续方程、动量方程和能量方程。

FLUENT 采用有限体积法来离散上述方程, 基于该方法, FLUENT 提供了两种数值求解格式, 即隔离求解器和联合求解器。隔离求解即是对控制方程的求解是逐次的, 而联合求解是同时求解连续方程和质量、能量守恒方程。对守恒的控制方程, 可采用任何一种求解格式。对每一个计算区域, 无论采用哪种格式, 都是将非线性的控制方程离散而得相关参数的一系列代数方程。FLUENT 中对对流项提供的差分格式有一阶上风、二阶上风、指数格式和 QUICK 格式; 对扩散项采用中心差分格式, 通常具有二阶精度。

由于认为多数燃烧过程其流体为不可压, 压力与密度没有关系, 动量方程与连续方程之

间就不能通过密度而得到相关压力，这就需要附加的压力关联式，FLUENT 提供了三种压力速度算法，即 SIMPLE、SIMPLEC 和 PISO。

对于湍流的模拟，FLUENT 提供了一系列比较完整的湍流模型，可供不同要求问题的选择。包括 Spalart-Allmaras 模型，标准、RNG 和可实现 $k-\varepsilon$ 模型，雷诺应力模型，大涡流模型等。前三类模型都是基于雷诺平均方法而使 N-S 方程封闭的，而大涡流模型采用的是“过滤”方法。

非预混湍流燃烧过程的正确模拟要求同时模拟混合和化学反应过程。FLUENT 提供了四种反应模拟方法：即有限率反应法、混合分数 PDF 法、不平衡（火焰微元）法和预混燃烧法。火焰微元法是混合分数 PDF 方法的一种特例。该方法是基于不平衡反应的，混合分数 PDF 法不能模拟的不平衡现象如火焰的悬举和熄灭，NO_x 的形成等都可用该方法模拟。但由于该方法还未完善，在 FLUENT 只能适用于绝热模型。

对许多燃烧系统，辐射式主要的能量传输方式，因此在模拟燃烧系统时，对辐射能量的传输的模拟也是非常重要的。在 FLUENT 中，对于模拟该过程的模型也是非常全面的。包括 DTRM、P-1、Rosseland、DO 辐射模型，还有用 WSGG 模型来模拟吸收系数。

在 FLUENT 中采用拉格朗日法来模拟连续相中的离散相的，FLUENT 计算离散颗粒的轨迹及对颗粒的热量和质量传输，并且这些量在接下来的气相计算中都可用。这样，尽管气相总是影响离散相的，离散相对气相的作用也可包括在内。通过交换求解离散相和气相方程，直至结果没有变化，这样两相结合就完成。

颗粒的反应过程包括挥发份析出和焦炭的燃烧。

FLUENT 所提供的挥发份析出模型有：常数率模型、一方程模型和二方程模型，这些模型由于其简单易用，在实际工程中应用非常广泛，并且也能取得较满意的结果。但是，由于模型中所用关系式所需一系列常数，而这些常数是由特定煤种的挥发份析出实验得出，因此实验数据范围以外的煤种，并不适用。用户可以通过 FLUENT 提供的用户自定义函数接口（UDF）加入更通用的模型。

挥发份析出后，焦炭表面开始燃烧，FLUENT 提供了三种表面燃烧模型，即：限制扩散率模型、限制动力扩散率模型和内在反应率模型。限制率模型假设表面反应是以氧化剂向颗粒表面的扩散率而进行的；限制动力扩散率模型是认为表面反应是由动力因素和扩散因素共同决定的；内在反应模型与限制动力扩散率模型相似，只是对动力因素的考虑采用了内在化学反应和微孔扩散率。三种模型各有千秋，可根据实际情况选择。

三、用 FLUENT 模拟实际锅炉

a) 模拟对象介绍

太原第二热电厂四期扩建 200MW 机组 7[#]炉是东方锅炉厂生产的 DG670 / 13.7-8 型锅炉，超高压、自然循环、一次中间再热、煤粉悬浮燃烧、固态排渣。

锅炉整体呈 \square 型布置，燃烧室上部布置全辐射式全大屏过热器和半辐射式后屏过热器。

锅炉燃烧设备包括 4 层 16 只一次风嘴，一层三次风嘴，7 层二次风喷嘴。燃烧器喷嘴布置在炉膛四角，其中两组对角射流在炉膛中心形成 $\varnothing 736\text{mm}$ 的假想切圆，另两组对角射流为对冲。

运用 FLUENT 研究不同燃烧工况下锅炉内动力场及温度、速度等参数的分布，从而寻求最佳运行参数，指导锅炉安全、经济运行。

b) 模拟过程

首先是前处理。对于网格的划分，对本次 670t/h 锅炉，划分了 8 万个网格。而且采用了边界加密的结构化网格，提高计算的效率和精度。由于要采用混合分数方法计算气相燃烧，则在 PrePDF 中定义燃烧过程反应物和生成物。对在 FLUENT 中边界条件的确定，对于本次计算来说，即给出不同负荷燃烧器的配风方案，及燃烧器的投运情况。

对于燃烧过程模型的选取，对气相湍流采用标准 $k-\varepsilon$ 模型，气相燃烧采用混合分数法，挥发份析出采用二方程模型，焦炭燃烧采用内在反应率模型。

由于本次计算中，计算单元太多，伴有化学反应的湍流流体非常复杂，按常规方法计算总是导致计算不收敛。因此，本次计算采用分步计算法，即先计算冷态流场，并且先计算层流流动，计算了几十步以后，再采用 $k-\varepsilon$ 模型，计算收敛后，再加上化学反应，而将冷态计算数据作为热态计算的初始值。这样的计算，不仅可以提高计算效率，加速收敛，而且计算结果也非常合理。

经过多次计算，得炉内不同负荷的最佳运行参数，在最佳运行参数下，计算结果的后处理见下列图。

图 1—图 10 给出了 100% 负荷炉膛中心截面及典型燃烧器截面的速度分布、温度分布、颗粒轨道、组分分布等，从中可看出该工况下炉内空气动力场及燃烧状况良好。

图 1、图 2 给出了炉中心截面的温度、速度分布。从中可看出炉膛火焰中心的位置及形状，旋转气流的切圆直径的变化。

图 3—图 4 为其中两层一次风截面的温度分布。从中可明显的比较出，各燃烧器截面的平均温度水平、切圆直径大小、高温火焰与水冷壁的距离，煤粉四股射流间的相互作用以及煤粉被加热、着火和燃烧的过程。从比较可知，上二层燃烧器截面的温度水平较高，而且切圆直径较大。

图 5—图 6 为其中两层一次风截面的速度分布。这两个图充分展示了“四角切圆”的燃烧方式。从中可更直接的比较切圆直径的大小。

图 7—图 8 为一次风截面的组分分布。通过分析氧气、二氧化碳的组分大小，可为进一步研究水冷壁区域的氧化性或还原性气氛提供依据。

图 9—图 10 所示为燃烧器其中两个喷口的煤粉颗粒随机轨道。从下一层喷出的煤粉直

接向上旋转，随着温度的升高，着火、燃烧、燃烬，从水平烟道飞出；从下二层喷出的煤粉可能要先向下绕至冷灰斗再上行飞出。

图 11—图 14 为 70%、60%负荷时炉膛燃烧器截面的温度分布。

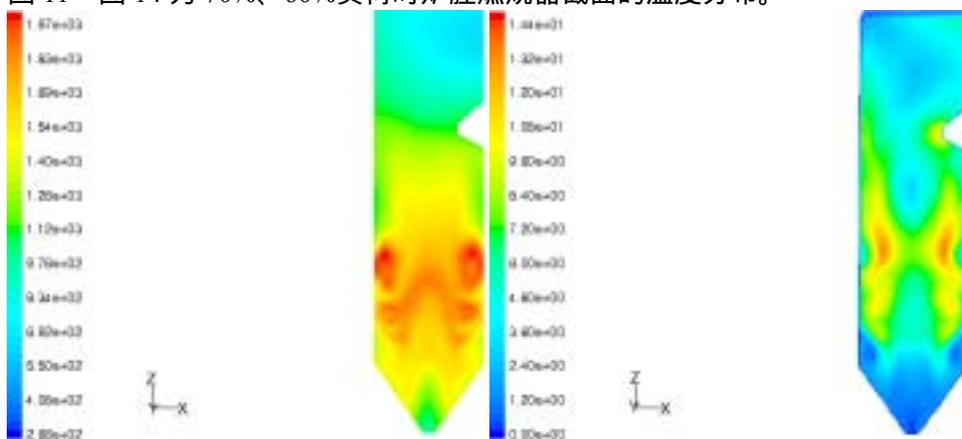


图 1 100%负荷炉膛中心截面温度分布

图 2 100%负荷炉膛中心截面速度分布

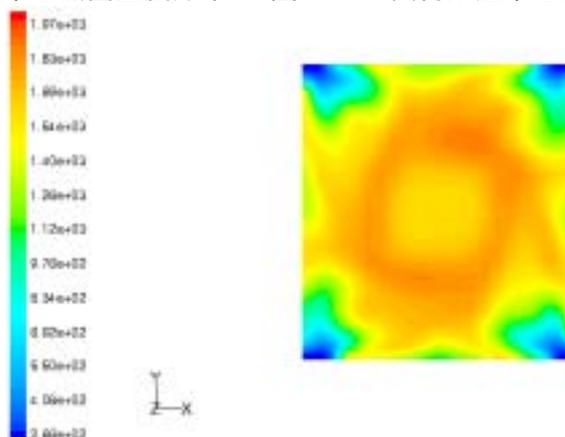


图 3 100%负荷炉膛下二层燃烧器截面温度分布

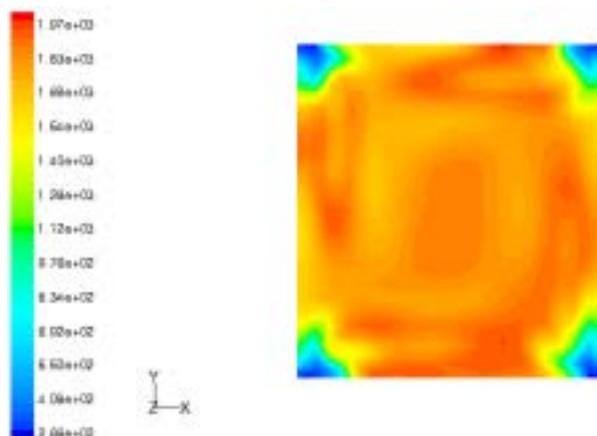


图 4 100%负荷炉膛上二层燃烧器截面温度分布

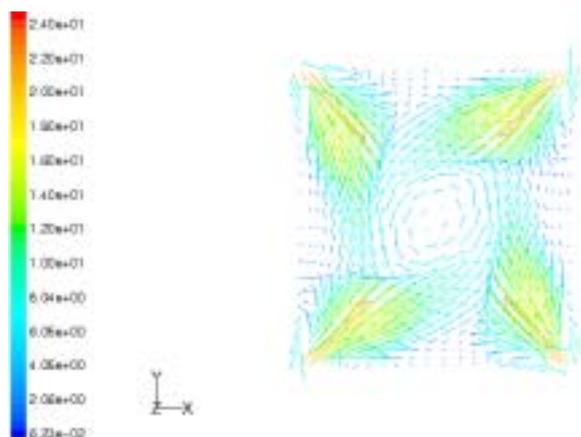


图 5 100%负荷炉膛下层燃烧器截面速度分布

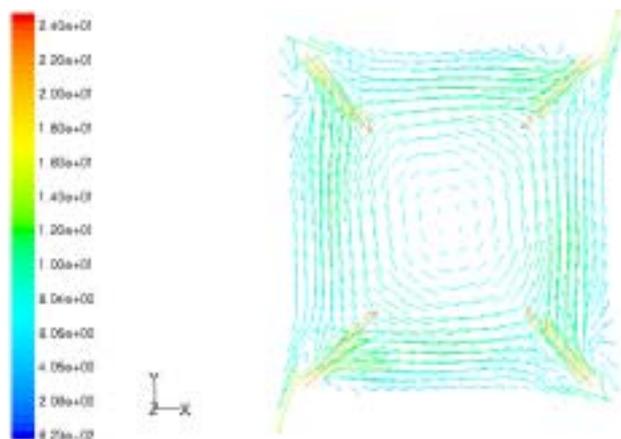


图 6 100%负荷炉膛上层燃烧器截面速度分布

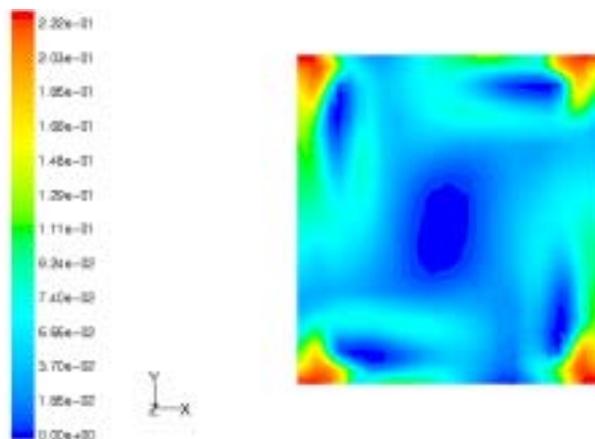


图 7 100%负荷炉膛上层燃烧器截面氧气组分分布

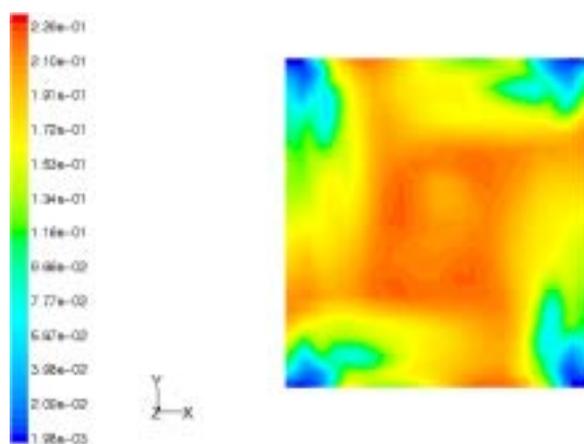


图 8 100%负荷炉膛上一层燃烧器截面二氧化碳组分分布

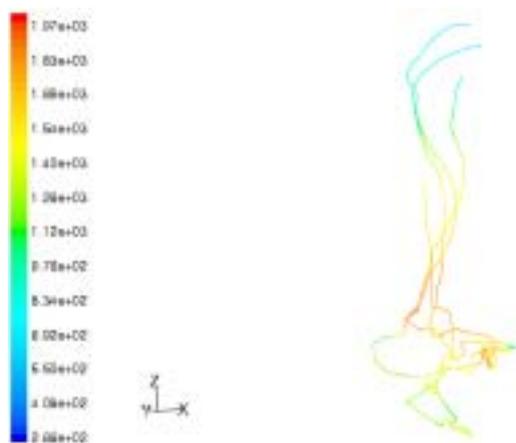


图 9 100%负荷炉膛下二层右后角燃烧器煤粉颗粒随机轨道

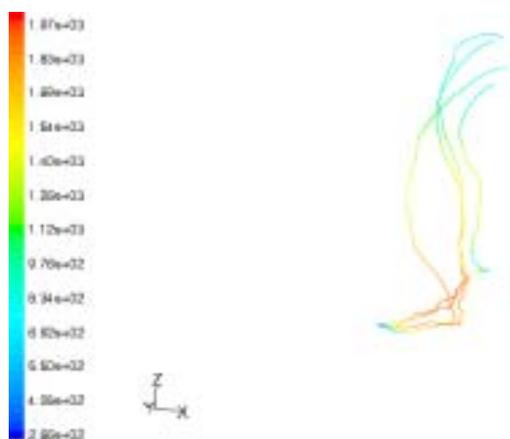


图 10 100%负荷炉膛负荷下一层右前角燃烧器煤粉颗粒随机轨道

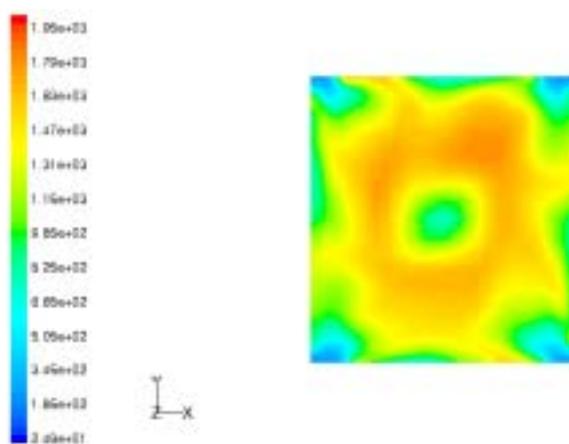


图 11 70%负荷炉膛下二层燃烧器截面温度分布

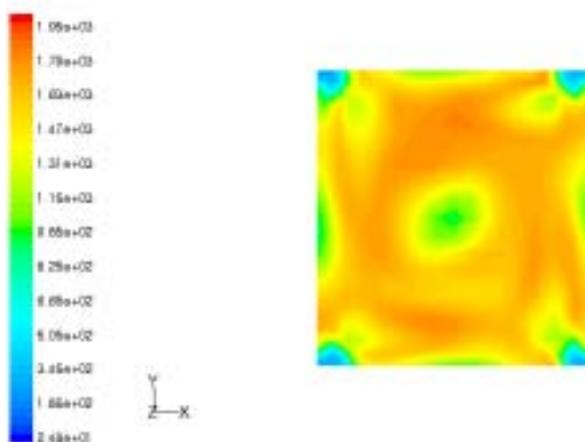


图 12 70%负荷炉膛下一层燃烧器截面温度分布

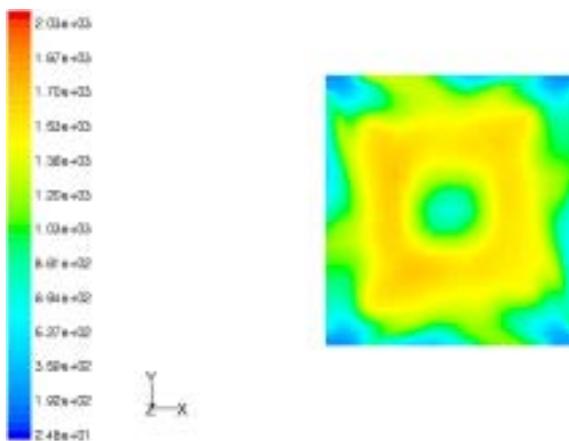


图 13 60%负荷炉膛下二层燃烧器截面温度分布

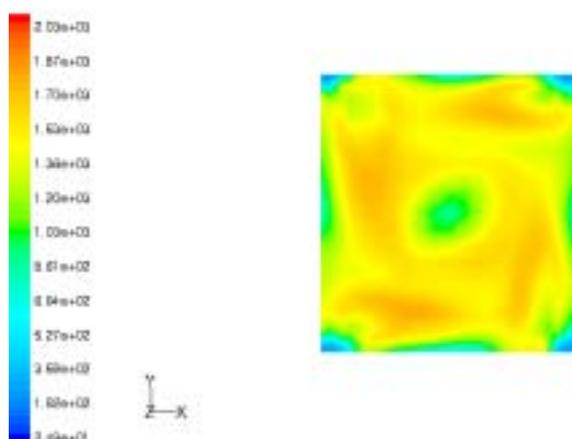


图 14 60%负荷炉膛下一层燃烧器截面温度分布

四、最佳运行参数

上列图有选择地展示了各符合在采用最佳运行参数时炉内的燃烧状况，从运行人员调整控制炉内燃烧过程的角度，当采用本项目所计算的煤种时，具体的最佳运行参数如下：

1、100%负荷运行时：

一次风速：26.5m/s 一次风温：246.8

二次风速：45.7m/s 二次风温：353.0

燃烧器投入层次：1、2、3、4层

一次风风喷口煤粉量：2.47kg/s

2、70%负荷运行时：

一次风速：25.3m/s 一次风温：246.8

二次风速：41.2m/s 二次风温：353.0

燃烧器投入层次：1、2、3层全投，最上层投一对角

最下层一次风喷口煤粉量：2.35kg/s；

其它一次风喷口煤粉量：1.65kg/s

3、60%负荷运行时：

一次风速：22.1m/s 一次风温：246.8

二次风速：35.0m/s 二次风温：353.0

燃烧器投入层次：1、2、3层

最下层一次风喷口煤粉量：2.10kg/s；

其它一次风喷口煤粉量：1.35kg/s

栅格翼流体动力特性数值模拟

姚 琰 毛鸿羽 罗金玲

北京 7203 信箱

摘要：本文利用 Fluent6.0 软件，通过求解三维时均 N - S 方程，对全湿状态下栅格翼的流体动力特性和流场特征进行了定量的数值分析。计算结果表明栅格翼有许多良好的流体动力性质。

关键词：栅格翼 数值模拟 法向力系数 铰链力矩系数

引言

栅格翼由众多薄的栅格壁镶嵌在边框内形成。是一个空间多升力面系统。这些栅格壁在边框内可以任意布局，但是基本有两种形式，第一种叫作框架式栅格翼，而第二种称为蜂窝式栅格翼。蜂窝式栅格翼又分为正置式和斜置式两种。如图 1 所示。目前得到最广泛应用的是栅格壁与边框成 45° 夹角的斜置蜂窝式栅格翼。

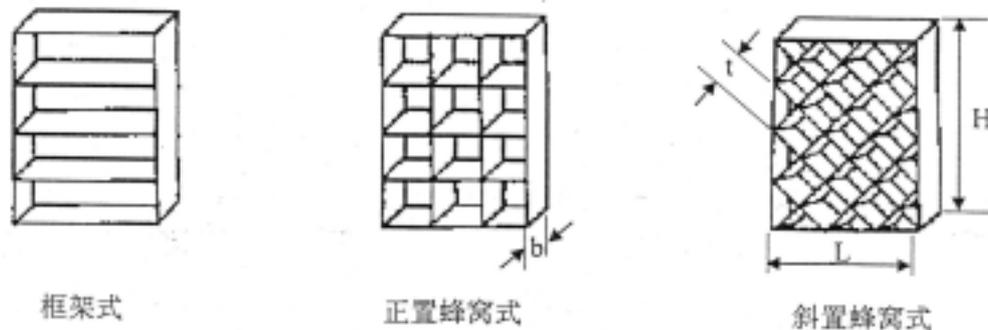


图 1 栅格翼示意图

栅格翼通过各种几何参数的组合可以获得所需要的空气动力特性。尽管在小迎角上其阻力高于常规舵，但其优点多于缺点，特别是它的表面积比较大，在重量和尺寸较小的情况下能获得较大的机动能力；执行机构的力小，因此可用较轻和较小的作动系统，降低了舵机能源；失速攻角大，减弱了在大攻角机动飞行时的气流分离，并降低了飞行阻力，增大了气动升力和控制力矩，提高了稳定性和机动能力。

此外，栅格翼在结构、强度、重量及制造工艺等方面也具有优良的性能。它的强度 - 重量比高，刚度也比单面翼高得多。消耗材料少，适用批量生产。因此将栅格翼用作飞行器的稳定面和控制面，具有广阔的应用前景。

在栅格翼的气动特性研究方面，国外空气动力学工作者作了大量的尝试。通过采用理论分析^[1~2]、数值模拟^[4~8]、实验^{[3]、[9~10]}等多种途径，从多方面入手对栅格翼作了基础性的研究。但由于栅格翼结构形式多样性和复杂性，给数值模拟及实验的研究带来了很大困难。国内自 90 年代开始对栅格翼进行研究^[9~14]，并已将其应用到“神州号”宇宙飞船的逃逸系统上。而栅格翼在水中的研究刚刚起步。所以栅格翼在水中的流体动力设计有许多问题需要作深入的研究。

本文介绍了通过数值求解 N - S 方程，采用二阶湍流 k - 模型来模拟在水介质中栅格翼的流体动力特性，着重分析了舵偏角和栅格壁数对栅格翼的流体动力特性的影响，并得出了一些定性的结论。

2. 数值模拟方法

2.1 模型的建立和网格的划分

本文对图 2 所示的几种栅格翼进行了数值模拟。几何体和结构化网格采用前处理器 GAMBIT 生成。由于在 FLUENT 求解器中选择了壁面函数，网格的第一结点离壁面的距离小于 1mm。所有网格的拉伸比都小于 1.2。

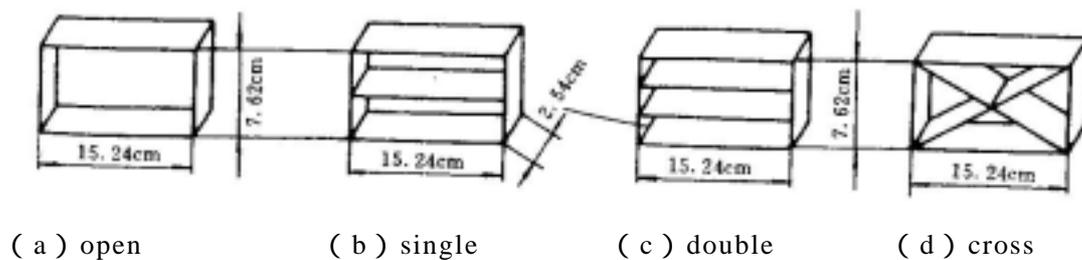


图 2 栅格翼模型图

为了使第一个与壁面相邻的网格单元中心布置在边界层的旺盛湍流区内，在计算中也采用了自适应网格技术，但是计算结果与未自适应前的无明显变化。说明在 GAMBIT 中网格划分的较细。网格如图 3 所示

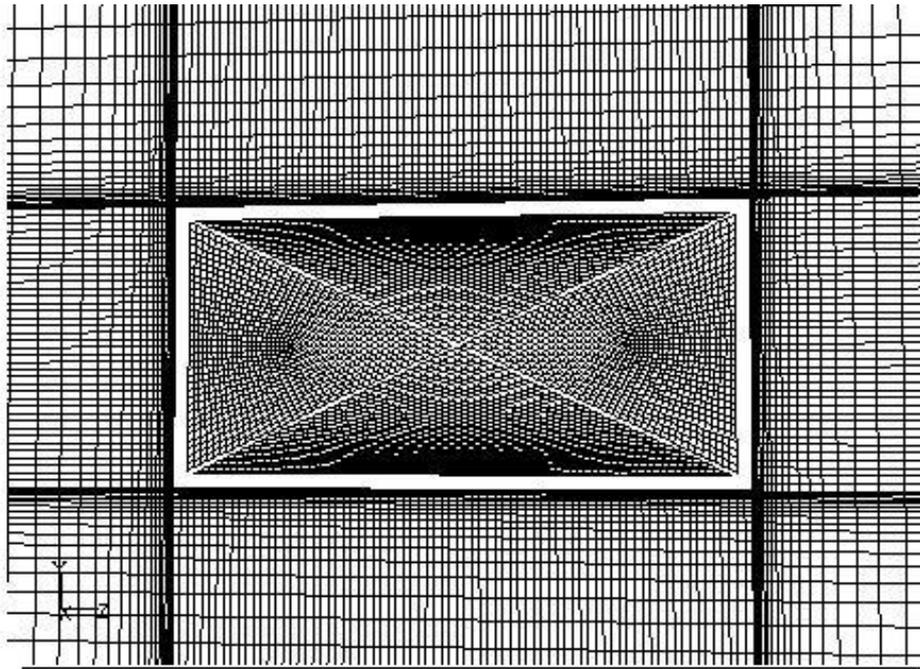


图 3 栅格翼的平面网格图

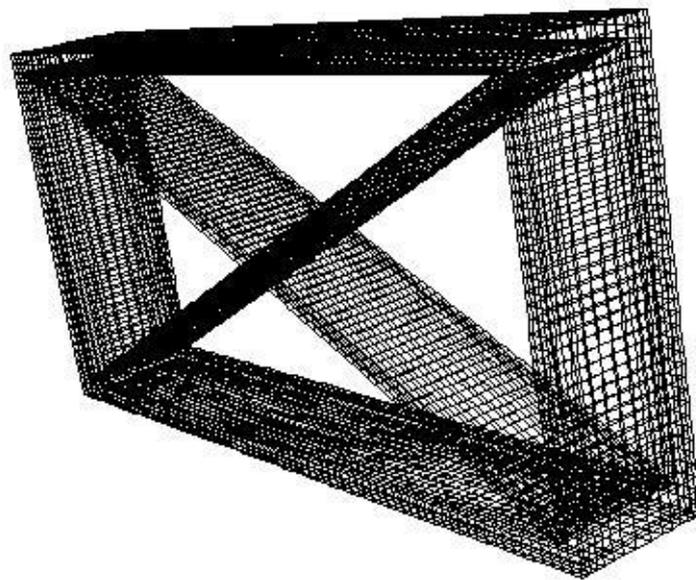


图 4 栅格翼面网格图

2.2 计算方法

本文使用 SIMPLE 算法和标准的 $k-\epsilon$ 湍流二阶模型，采用非耦合隐式求解器，求解三维时均雷诺 N-S 方程 (RANS)。各种流变量和湍流粘性参数都用二阶迎风格式离散。

在 2 个 CPU，主频为 1G 的台式机上并行计算，大约需要 1500 步左右。残差减小到 10^{-4} 。

2.2.1 控制方程

对于稳态不可压缩流动，三维定常雷诺时均 N-S 方程 (RANS)：

连续方程：

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0$$

动量方程：

$$\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_i} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \overline{\rho u_i' u_j'} \right]$$

式中： u_i, u_j ($i, j, = 1, 2, 3$) 为各时均速度分量； x_i ($i=1, 2, 3$) 代表各坐标分量； p 为流体的时均压力； μ 是流体的动力粘性系数； ρ 是流体密度； $\overline{u_i' u_j'}$ 为未知 Reynolds 应力分量。

湍流模型采用了工程上广泛应用的标准的 $k-\epsilon$ 二阶模型，其方程组如下：

k 和 ϵ 的输运方程分别为：

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \epsilon$$

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \rho u_k \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} \right] + \frac{C_1 \epsilon}{k} G_k - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k}$$

其中：

$$\epsilon = \frac{k^{3/2}}{L}$$

$$G_k = \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

式中：

— 密度

u — 速度

- k — 湍流动能
- 湍流动能耗散率

- μ_t — 湍流粘性系数, $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$

- σ_k — k 的湍流 prandtl 数

- G_k — 湍流动能产生项
- 湍流动能 k 的耗散率

- C_1 、 C_2 — 湍流模型常数

表 1 标准 k - 模型中的有系数

C_1	C_2	C_μ	σ_k	σ_ε
1.44	1.92	0.09	1.0	1.3

壁面附近采用了壁面函数法。Fluent 中的标准壁面函数为

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*)$$

其中：

$$U^* = \frac{U_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\tau_\omega / \rho}$$

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{\mu}$$

式中：

- κ — 冯·诺曼常数 (= 0.42)
- E — 实验常数 (= 9.81)
- τ_ω — 壁面剪切应力
- 密度
- U_P — 点 P 的平均速度
- k_P — 点 P 的湍流动能
- y_P — 点 P 距壁面的距离
- μ — 粘性系数

2.2.2 初始条件和边界条件

控制方程的边界条件：

入口为速度入口边界，出口为压力出口边界。

固定壁面条件：

在固定壁面上采用无滑移条件。

初始条件：

全场的初始条件为：压力指定为 1 个大气压，速度为 10m/s。

3. 计算结果与分析

对图 2 所示的栅格翼模型进行了数值计算，前三个为框架式栅格翼，后一个是斜置式栅格翼。

图 5 是栅格翼的法向力系数随舵偏角 δ 的变化曲线。计算值与文献[10]的结果吻合得较好，在小迎角范围内几乎一致。文献[12]是基于位势流理论的涡格法的计算结果，因此只能在迎角为 0° 至 8° 的线性范围内有效。

图中的结果表明，随着栅格翼的层数的增加，升力明显提高；single 模型与 double 模型的法向力系数 C_N 很接近，这是栅格翼的一个重要的气动特性——气动特性不变性，这一点在水介质中也是适用的；铰链力矩很小，这就大大减小了伺服机构的功率；升阻比较高；随着舵偏角 δ 增大，升力系数增大，且没有失速现象发生。

栅格翼是一个多面翼，在大迎角飞行时，水流通过栅格壁时受到壁面间的相互影响，使得栅格壁上表面产生比单面翼小的逆压梯度，从而促使大迎角下分离滞后，且压力系数升高。这些特点可以从图 7 的压力云图看到。

4. 结束语

由于计算条件的限制，我们仅对几种外形简单的栅格翼的流体动力特性进行了计算。对于结构复杂蜂窝式栅格翼的水动力计算，以及栅格翼翼片厚度、空泡数等对栅格翼的流体动力特性影响，还需作进一步的研究。

参考文献

- [1] C·M·贝洛齐尔科夫斯基,澳德诺费尔·萨芬,A·H·觉列诺夫等著.《栅格翼》,莫斯科,1985.
- [2] Burkhalter E John. **Grid Fin Aerodynamics for Missile Application in Supersonic Flow**. AIAA - 96 - 0194,1996.
- [3] Washington William David, Miller Mark S. **Grid Fins - A New Concept for Missile Stability and Control**. AIAA - 93 - 0035,1993
- [4] Despirito James, Edge Harrisl, Weinacht Paul and Sahu Jubaraj. **CFD Analysis of Grid Fins for Maneuvering Missiles**. AIAA - 2000 - 0391,2000.

[5] Despirito James, Edge Harrisl, Weinacht Paul, Sahu Jubaraj and Dinavahi Surya. **Computational Fluid Dynamics(CFD) of a generic Missile with Grid Fins.** ARL - TR2318,September 2000.

[6] Despirito James, Sahu Jubataj. **Viscous CFD Calculations of Grid Fin Missile Aerodynamics in the Supersonic Flow Regime.** AIAA2001—0257,January2001,

[7] Sun Y and Khalid M. **A CFD Investigation of Grid Fin Missiles.** AIAA - 98 - 3571,1998.

[8] Chen Suzhen, Knalid Mahmood and Xu Hongyi. **A Comprehensive CFD Investigation of Grid Fins as Efficient Control Surface Devices.** AIAA - 2000 - 0987,2000.

[9] Abate Greggl, Duckerschein Ralf P. **Subsonic/Transonic Free - Flight Tests of a Generic Missile with Grid Fins.** AIAA - 2000 - 0937,2000.

[10] Fournier E.Y. **Wind Tunnel Investigation of Grid Fin and Conventional Planar Control Surface.** AIAA2001—0256,January 2001.

[11] 陈晓东, 张玉伦, 陈作斌. **栅格翼组合体气动体特性数值模拟初探.**《第八届全国计算流体力学会议》,1996.

[12] 童自立. **栅格翼在亚、超音速下的气动特性的计算与分析.** 硕士学位论文, 1994.

[13] 陆中荣, 沈遐龄, 童自立, 赵鹤书. **栅格翼空气动力特性的计算与分析.** 北京航空航天大学学报, Vol.22, No.5, October 1996

[14] 沈遐龄, 陆中荣, 童自立, 赵鹤书. **栅格翼与机身组合体的气动特性计算.** 北京航空航天大学学报, Vol.22, No.6, December 1996

[15] 杨晓辉, 王承尧. **飞行器栅格翼三维复杂流场的气动力计算.**国防科技大学学报, Vol.18 No.3, September 1996

[16] 沈遐玲, 王丽丽. **栅格翼和机身组合体的气动特性计算与分析.** 北京航空航天大学学报, Vol.27, No.1, February 2001.

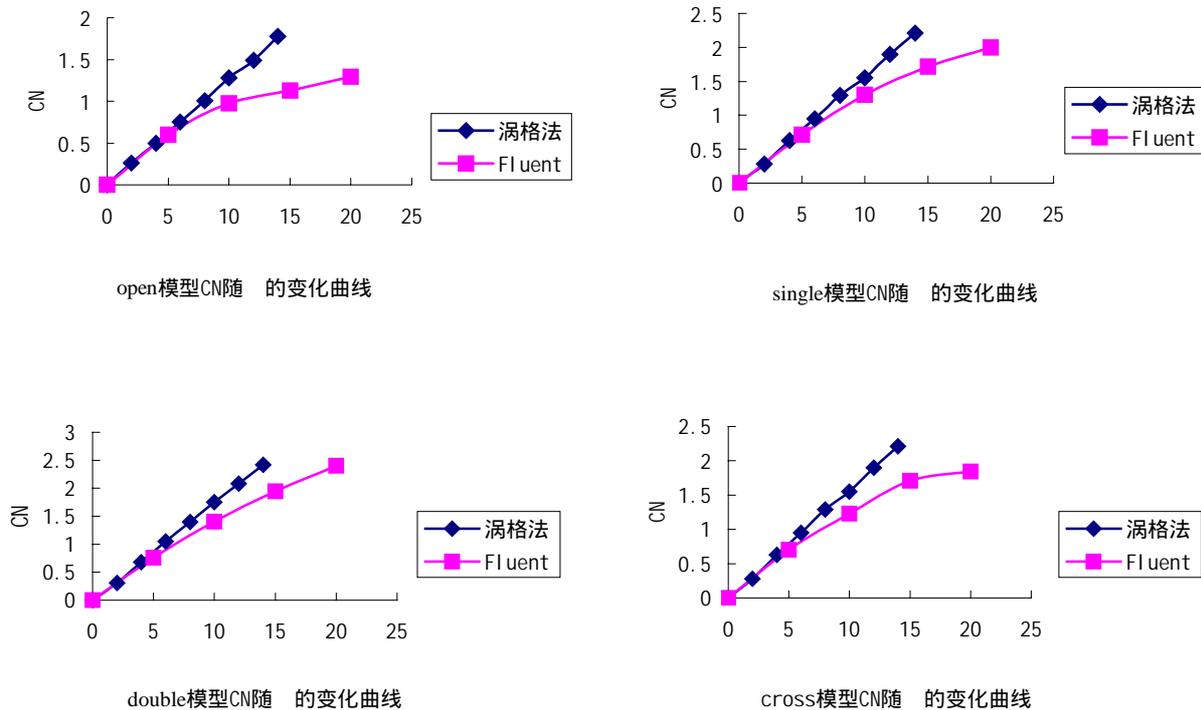


图 5 栅格翼的法向力系数 CN 随舵偏角 的变化曲线

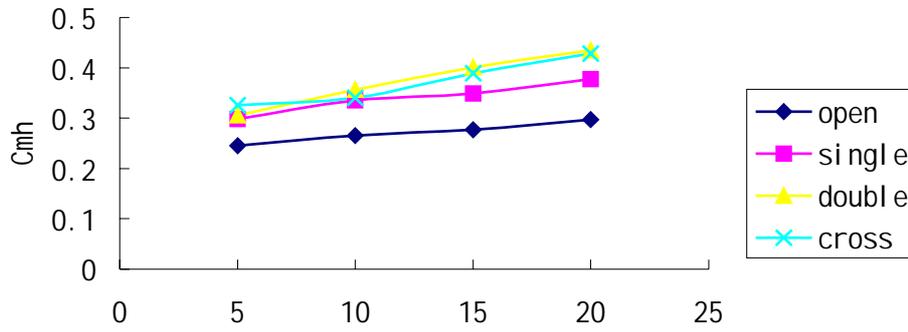
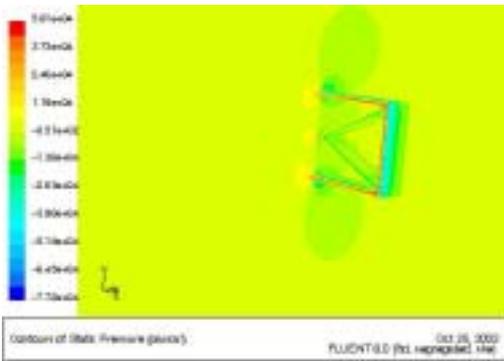
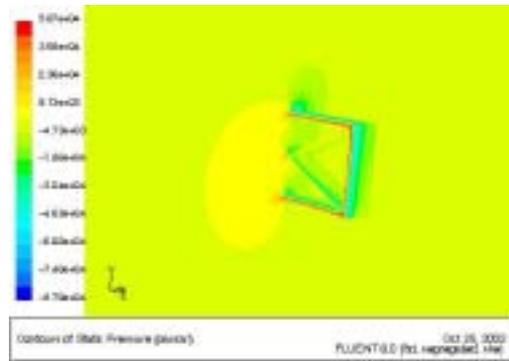


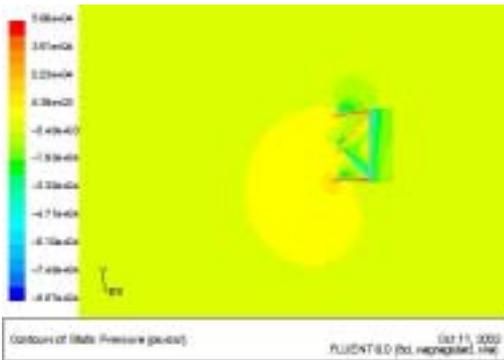
图6 铰链力矩系数Cmh随舵偏角 的变化曲线



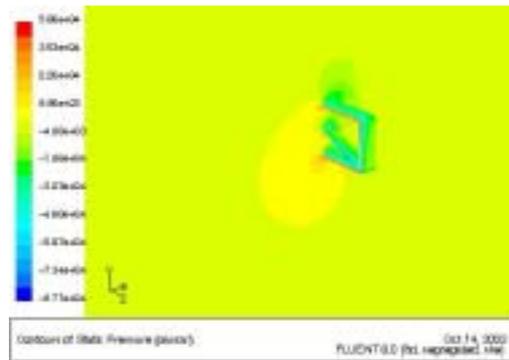
cross 模型在 $\delta = 0^\circ$ 时的压力云图



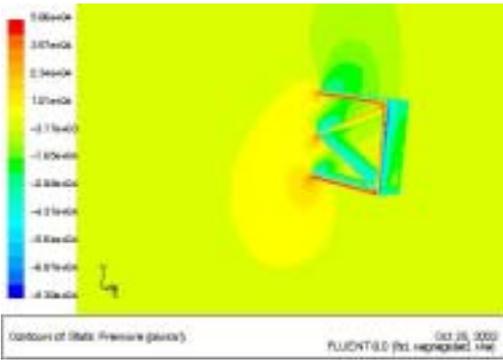
cross 模型 $\delta = 5^\circ$ 时的压力云图



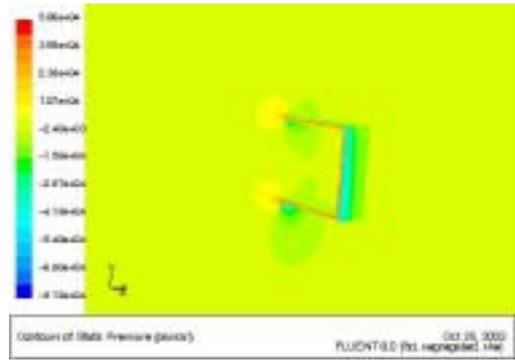
cross 模型 $\delta = 10^\circ$ 时的压力云图



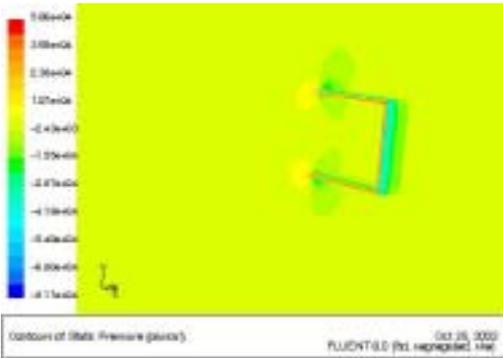
cross 模型 $\delta = 15^\circ$ 时的压力云图



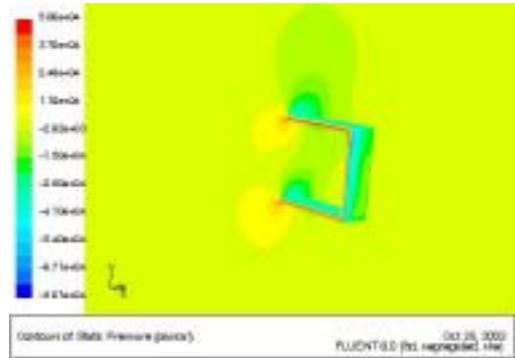
cross 模型 = 20° 时的压力云图



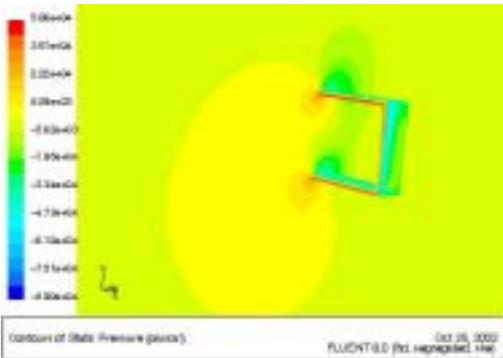
open 模型 = -5° 时的压力云图



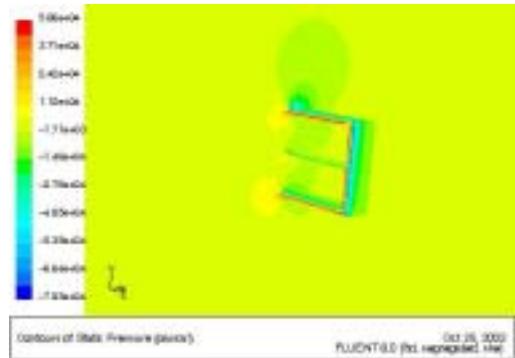
open 模型 = 0° 时的压力云图



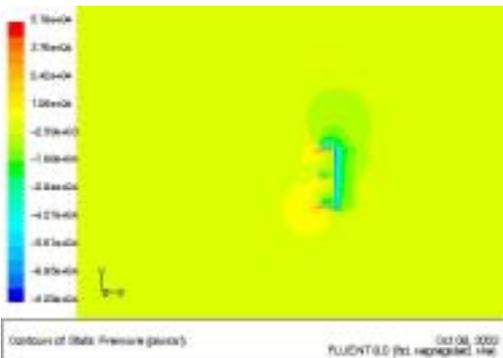
open 模型 = 15° 时的压力云图



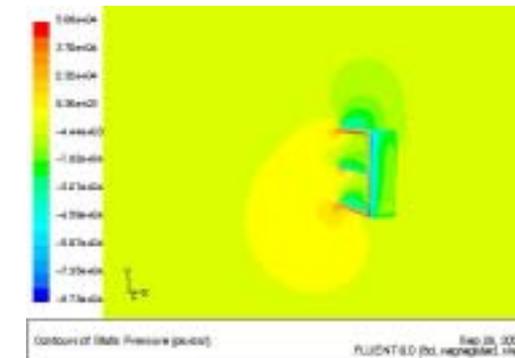
open 模型 = 20° 时的压力云图



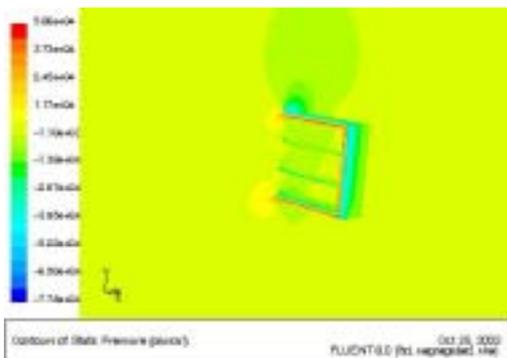
single 模型 = 5° 时的压力云图



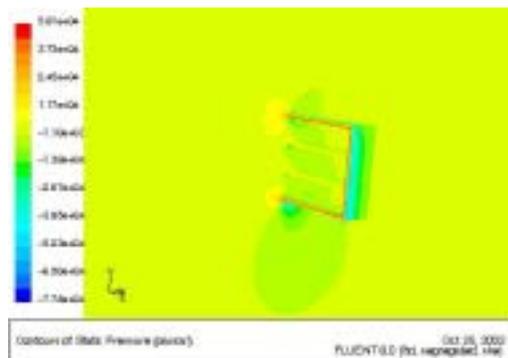
single 模型 = 10° 时的压力云图



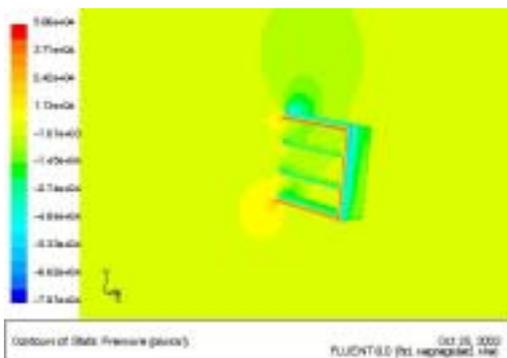
single 模型 = 15° 时的压力云图



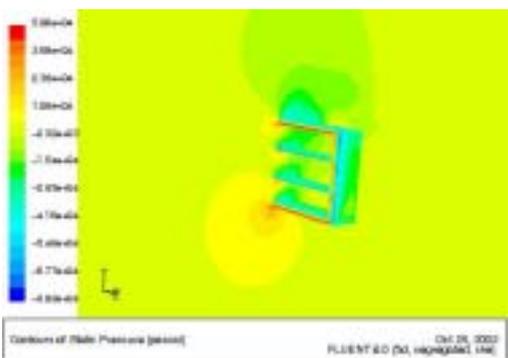
double 模型 = 5 ° 时的压力云图



double 模型 = -5 ° 时的压力云图



double 模型 = 10 ° 时的压力云图



double 模型 = 20 ° 时的压力云图

图 7 xy 平面内的栅格翼压力云图

双层 CBY 桨搅拌反应器内流场的数值模拟

贾志刚 高正明 黄雄斌 王英琛

(北京化工大学化工工程学院, 北京 100029)

摘要 本文采用计算流体力学方法数值模拟了具有双层 CBY 翼形桨搅拌反应器的湍流流场, 同时对该搅拌反应器的流动进行了流场显示实验并测定了搅拌所需的扭矩。对比数值模拟结果与实验值可以看出, 本文预测的湍流流场与流场显示实验结果是一致的, 计算所得的扭矩值与实验值非常接近。

关键词 搅拌反应器 双层桨 湍流流场 功率准数 CBY 桨

1. 引言

描述流体流动的 Navier-Stokes 方程是在惯性参考系, 如以地面为参考系下得到的, 由于有旋转的搅拌桨存在, 描述搅拌反应器内的流动需要多个参考系。如果不对搅拌桨附近区域做特殊处理, 是无法数值模拟搅拌反应器内流动的。目前处理搅拌桨附近区域主要有以下几种方法:

黑箱法^[1] (black box method, 或 IBC, impeller boundary condition method);

内外迭代法^[2] (IO, inner-outer technique);

滑移网格法^[3] (SG, sliding mesh approach);

多重参考系法^[4] (MRF, multiple frames of reference method)。

上述方法只有 SG 方法得到的流场是非定常的, 所需的计算量非常大、计算时间很长。从在文献中出现的时间来看, SG 方法及 MRF 方法是近年来才采用的处理方法, 国外大量的研究工作表明, 这两种方法得到的搅拌反应器流场精度要好于 IBC 及 IO 方法。如果不模拟搅拌反应的动态过程, 采用 MRF 方法既能得到较好的计算精度, 又可以节省大量的计算时间。

数值模拟搅拌反应器湍流流场的另一难点是选择合适的湍流模型。由于搅拌桨的高速搅动作用, 使搅拌桨区域附近的湍流流场表现出较强的湍流各向异性。从有关文献的模拟结果可以看出, 大涡模拟所得到的湍流动能及耗散水平与实验测量值比较接近, 是一种比较好的解决办法, 但是该方法所需的计算机资源非常大, 计算时间非常长, 还不是工程设计中实用的分析手段。工程计算普遍采用的 k- 模型存在以下两方面的不足:

所得到的湍流动能水平远低于实验测量值^[6]。

湍流动能耗散较快, 在搅拌桨区域很快耗散掉, 使搅拌轴输入的能量在搅拌反应器内的分布与实验值差别较大, 且很多已发表的模拟结果也不一致。

有些研究结果得到的搅拌反应器功率准数 N_p 远低于实验值, 如文献[5]采用 MIXSIM 软件的计算结果要低于实验值 20%。

复杂程度介于上述两端流模型的模型，如代数应力模拟(ASM)及雷诺应力模型(RSM)尽管增加了所用输运方程的数目，对上述问题的改进很有限。

本文分析湍流在搅拌桨区域的特点，并做相应的处理，在采用 $k-\epsilon$ 模型提高数值模拟精度方面进行了研究。

2. 搅拌反应器的参数

搅拌反应器的几何尺寸如图 1 所示，其中液面高度为 $H=400\text{mm}$ ，平底搅拌槽直径 $T=500\text{mm}$ ，CBY 桨直径 $D=290\text{mm}$ ，桨叶厚度为 2.5mm ，搅拌槽内有 4 块挡板，宽度为 $b=0.1T$ ，厚度为 5mm 。槽中的介质为水与甘油的混合物，粘度为 60cp 。搅拌轴的转速为 120rpm ，相应的雷诺数为：

$$\text{Re} = \frac{\rho D^2 N}{\eta} = 2800$$

故可以认为搅拌槽内的流动状态为湍流。

两层 CBY 桨成 90° 角，下层桨离底距离为 120mm ，桨间距为 160mm 。

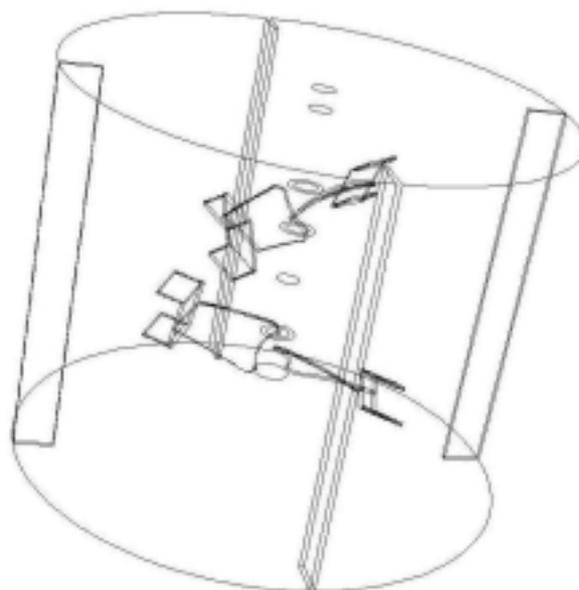


图 1 搅拌反应器的几何尺寸

3. 本文的工作

本文工作的目的在于：

CBY 桨是北京化工大学的专利桨型，已经有了大量工程设计上成功应用的经验。对比数值模拟的搅拌槽内湍流流场与流场显示实验，使模拟的流场能够反映出搅拌槽内流动的主要特征，为进一步的优化、设计提供依据；

由于文献[5]采用 MRF 方法得到的计算结果不够理想，计算得到的扭矩值与实验值相差较大。本文在网格、算法上经过一些改进后，也采用该方法进行数值模拟，以得到与实验

测量的扭矩值较为一致的结果。

由于搅拌槽内 $Re=2800$ ，可以认为流动状态为湍流。由于所模拟的流动为定常流动，且桨叶直径与搅拌槽直径相比较小 ($D/T=0.58$)，故本文采用 MRF 方法处理桨叶区域，即把计算区域由桨叶区与挡板区两个相连的部分构成。划分网格时两区域共用一个交界面，桨叶区详细的算法请参见文献[3, 4]。

在计算中采用标准 $k-\epsilon$ 湍流模拟湍流流动，并且湍流模型常数为：

$$C_{1\epsilon} = 1.44, C_{2\epsilon} = 1.92, C_{\mu} = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_{\epsilon} = 1.3$$

固壁表面采用壁面函数，上述模型及方法均是标准的，在任何关于湍流方面的参考文献上都可以看到，在此不必详细给出。

本文考虑到所有的固壁边界有一定的粗糙度，会对湍流流场造成一定的影响。在计算时粗糙度常数为 0.5。采用如下公式修正壁面律：

$$\frac{u_p u^*}{\tau_w / \rho} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(E \frac{\rho u^* y_p}{\mu} \right) - \Delta B$$

并针对水力光滑、过渡区、粗糙区三种情况分别处理。

由于所模拟的 CBY 桨基本上属于轴流桨，且在实验条件下搅拌槽内的液面波动不大，可以认为这部分自由表面边界对整个流场的影响比较小，因此把该自由表面区域当成对称边界处理，即把搅拌槽顶部设置为对称边界，法向速度为零，压力梯度为零。

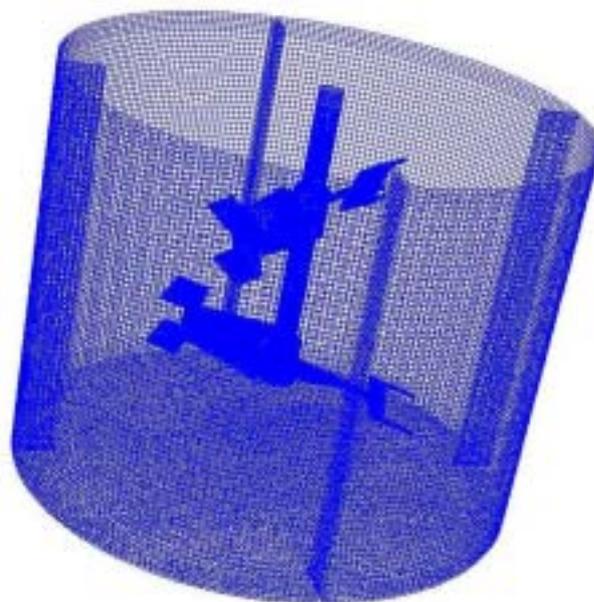


图 2 搅拌槽的表面网格

由于在搅拌桨区域湍流能耗散较快，为正确模拟该区域的流动状态，本文作者在划分网格时对该区域进行了加密处理，使桨叶区的网格密度要大于其它区域。为在整个搅拌槽得到较准确的湍流流场，在计算区域上划分的网格数也较多。图 2 所示为搅拌槽的表面网格。

划分网格时使用了四面体单元及六节点的楔形单元，共采用了 362112 个节点。计算该流场需要 1.2G 内存，在 CPU 为 Athlon XP 1800+ 的机器上需要运行 180 小时才能够收敛，此时连续性误差小于 1.0×10^{-4} 。

4. 计算结果及讨论

4.1 搅拌反应器内的湍流流场

图 3 为搅拌桨处于两个不同位置时的流动显示照片。本文采用的流动显示方法是：用片光源照射搅拌槽，得到一个照亮了的平面，在搅拌槽内用示踪粒子定性显示该平面的速度分布情况。

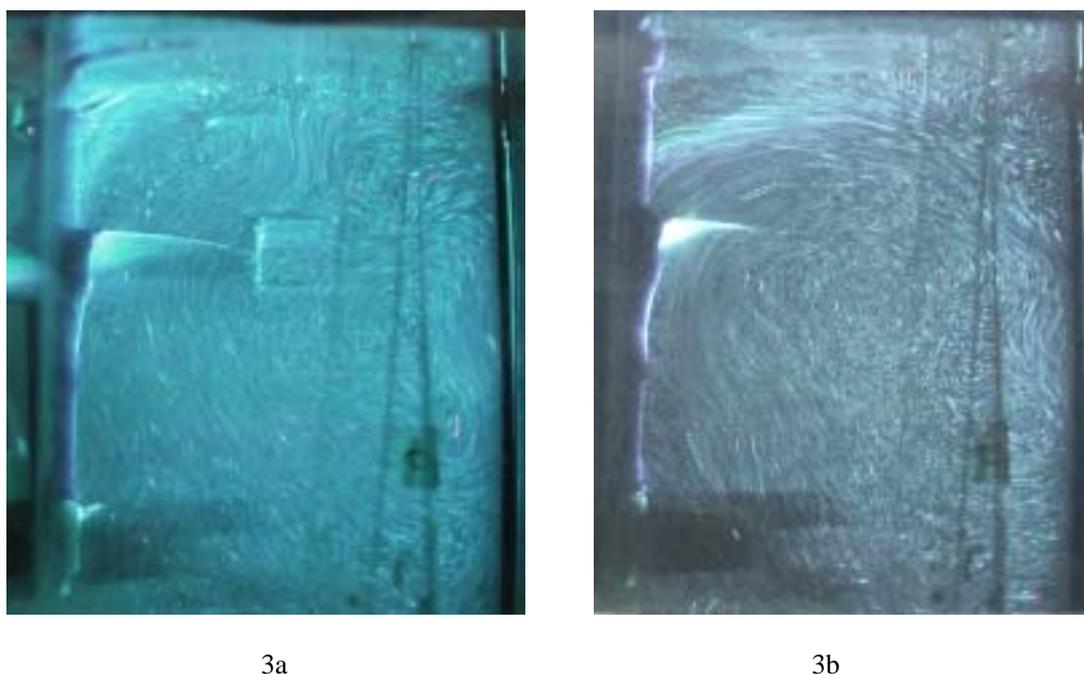


图 3 搅拌槽内的流动显示照片

图 4 为数值模拟的搅拌槽内两个切平面上的速度矢量。由于如下两方面的原因，使计算的速度矢量不能与流动显示的照片完全相同。

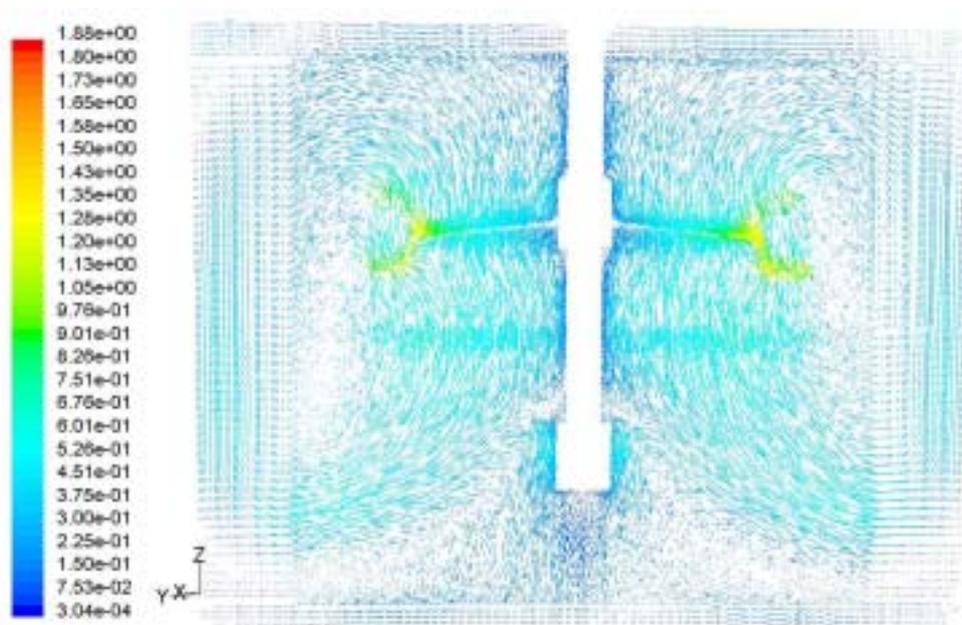
严格地说，搅拌槽内流动是一种周期性的流动，流动在该周期内会随时间变化，流动是非定常的。采用 MRF 方法得到的流场是在特定的桨叶与挡板位置时的定常结果，是一个近似值。

由于搅拌桨以一定的速度旋转，准确确定桨叶与挡板位置是比较困难的，要找到与流动显示照片对应的搅拌槽的切面位置也比较困难。

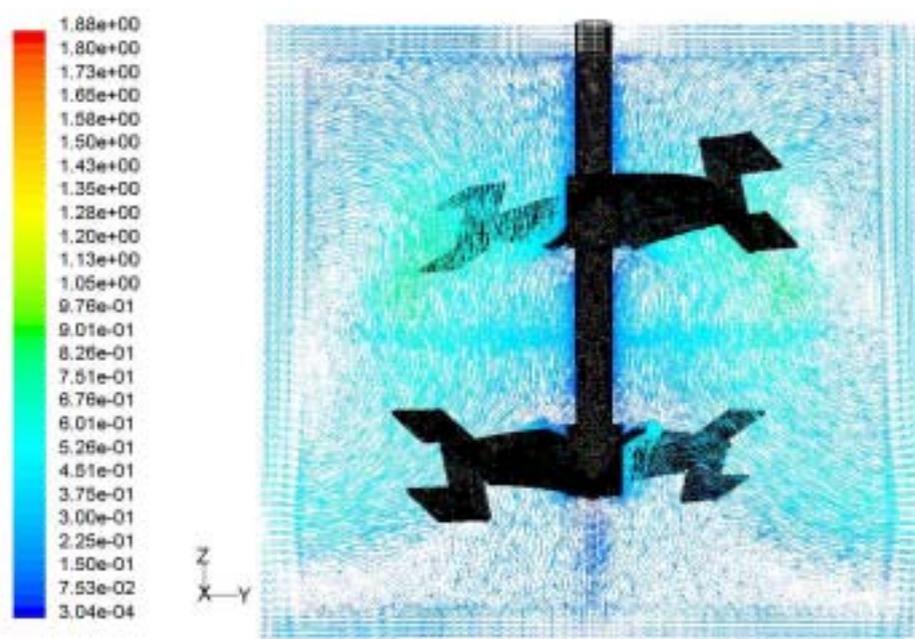
在不研究搅拌的动态过程时，与 SG 方法相比，采用 MRF 方法既可以节省大量的计算时间，有能得到比较准确的结果，如计算出搅拌所需要的功率等设计参数。MRF 方法是工程上比较实用的计算方法。

从图 4a 所示的速度矢量可以看到，上层桨右上侧有一个旋涡，在其左下侧有两个旋涡。这些旋涡的大小及位置与图 3a 的流动显示结果是非常相似的。另外，本文计算的搅拌槽内

整体的流态也与流动显示的结构是相同的。图 4b 所示的速度矢量是与图 3b 的照片相对应的。把这两幅图做对比,也可以看到,模拟计算所得的速度矢量图与流场显示实验所得结晶果相吻合。



4a



4b

图 4 搅拌槽的速度矢量图

4.2 搅拌扭矩

除了上面提到的模拟计算所得的速度矢量与流场显示实验的定性比较外,本文定量比较

了搅拌反应器所需扭矩的数值模拟值与实验测定值。本文通过安装在搅拌轴上的扭矩传感器测量在给定操作条件下搅拌所需要的扭矩。FLUENT 可以通过对壁面边界的积分得到该边界的受力、力矩。本文把桨叶及搅拌轴壁面边界对轴心取矩，得到搅拌轴受到的扭矩。计算值与实验测量值的比较见表 1。

表 1 扭矩的计算与实验值

计算值(N.m)	实验值(N.m)	误差(%)
1.146	1.110	3.2

5. 结论

根据本文的数值模拟结果及与实验的对比，可以得出如下结论：

采用 MRF 方法，在桨叶与挡板间流体的相互作用较小时，可以得到比较准确的定常流场。比 SG 方法节省大量的计算时间。

本文计算的速度场可以体现出流动显示的整体流态及具体的旋涡大小、位置，所预测的湍流流场是正确的。

根据计算结果得到的搅拌轴扭矩值与相应的实验测量值非常接近，使得本文的计算结果非常具有工程意义，可以作为一种设计、开发新型搅拌反应器的新手段。

6. 致谢

感谢北京化工大学流体混合工程研究室聂毅学先生为本文实验工作提供的帮助。

7. 参考文献

1. Middleton, J. et al, 1986, Computation of Flow Fields and Complex Reaction Yield in Turbulent Stirred Reactors and Comparison with Experimental Data, Chem. Eng. Res. Des., Vol.64, 18.
2. Brucato, A. et al, 1994, Complete Numerical Simulation of Flow Fields in Baffled Stirred Vessels: the Inner-Outer Approach, Inst. Chem. Eng. Symp. Ser. 136, 155.
3. Luo, J. et al, 1993, Full Flow Fields Computation of Mixing in Baffled Stirred Vessels, Chem. Eng. Res. Des., Vol.71(A), pp342-344. Inst. Chem. Eng. Symp. Ser. 136, pp546-556.
4. Luo, J. et al, 1994, Prediction of Impeller-induced Flows in Mixing Vessels using Multiple Frames of Reference,
5. Jaworski, Z. et al, 2000, CFD Study of Homogenization with Dual Rhuston Turbines—Comparison with Experimental Results, Trans. I. Chem. Eng. Vol.78, Part A, pp327-333.
6. Micale, G. et al, Prediction of flow Fields in a Dual-impeller Stirred Vessels, AIChE J. Vol.45, pp445-464.

高速列车交会瞬态压力波研究

王东屏 闫雪冬 兆文忠
(大连铁道学院) (长春客车厂) (大连铁道学院)

Tel: 0411-4106966 Email: wzzhao@dlrin.edu.cn

摘要：高速列车研制过程中,有许多难度很大的课题急需认真研究,其中,高速列车交会时气动压力波的发生规律就是一个迫切又具有挑战性的课题,因为交会瞬态压力波直接影响高速列车的高频振动、气流噪声、安全性及横向稳定性。本文基于 CFD 仿真技术,对上述问题进行了数值研究,给出了瞬态压力波三维场的分布规律及数值解,并与国外测试结果进行了对比,结果表明本文的工作是可靠的,对高速列车的研制具有指导意义。

关键词：CFD 仿真; 高速列车交会; 瞬态压力波

1 引言

高速列车的行驶使列车周围的空气产生强烈扰动,当两相对行驶的列车交会时,在交会瞬间,这一扰动将会加剧,尤其是一列车的头部或尾部与另一列车交会瞬间,将引起另一列车会车一侧的空气压力发生突变,形成一种瞬态压力冲击,在约几十毫秒之间相继出现正、负压力峰值,这一瞬态压力冲击即为列车交会压力波[1]。

降低列车交会压力波是发展高速列车需要解决的一个关键技术。列车交会时产生的瞬态压力冲击波对车体结构和门窗密封均带来不利影响,严重时破坏横向稳定性危及行车安全,因此,世界各国均在积极开展列车交会压力波的研究,焦点是确定对车窗的潜在的破坏力。文献[2]对一个高速的子弹头形电动机车通过一个相邻轨道上放置的静止货车时,产生的气动压力进行了试验研究。试验记录了在静止货车内表面上 9 个位置的瞬态压力变化,试验结果清晰地显示了列车与货车交会瞬间产生的压力波情况。

高速列车是在充满着以空气为介质的空间里运行,其研究对象可归纳为研究空气流体及在空气流体中的刚体间相互作用力的问题,于是引入了空气动力学理论。目前用空气动力学数值模拟与风洞试验相结合的方法,可以进行高速列车空气动力学性能的研究和气动外型设计,并形成了一套较完整的高速列车空气动力学技术。世界上日、英、德、法等高速铁路发达国家早已开展了列车空气动力学研究。文献[3]对法国 TGV 高速列车进出隧道所产生的压力波进行了仿真。迄今,国内对列车气动特性的研究仍以风洞模型试验为主要手段,然而风洞实验有很大的局限性,尤其是很难真实地测试出列车交会的流场。我国在计算流体力学的理论计算方法上,处于国际前列,但在 CFD 的工程应用解决实际问题方面,与国外相比还存在较大差距。

随着计算机和计算技术发展而蓬勃兴起的计算流体力学(CFD)为列车空气动力学的研究开辟了新的途径,数值仿真已成为列车空气动力学研究的基本工具。数值模拟计算可以模拟真实条件,深入认识各种流动现象的机理,得到非线性问题的定量结果,是研究列车交会流场的重要手段。文献[4]对列车交会问题进行数值模拟计算。但是它仅计算了列车交会的压力波头波的情况。因此,本文对列车交会流场进行模拟,对干扰流场的特征进行分析,对交会过程中列车的阻力系数、升力系数以及横向力系数的变化进行了分析,不仅具有重要应用价值,也具有理论价值。

2 数值仿真算法及过程

列车是一个长宽比很大的细长物体，形状比较复杂，而且近地运动，所以绕列车的空气流动是完全三维流动。根据流场雷诺数判断列车外流场是湍流流场。当气体在流动过程中，若流速不高(小于 70m/s ~ 100m/s)，由于压力和温度变化不大，因此密度变化极小，这时可把气体看作不可压缩流体处理。空气的可压缩性，指空气在流动过程中由于本身的压力变化所引起的密度变化。但两列车交会时，由于空气压力在列车壁面发生脉冲形式的急剧变化，应考虑空气的压缩性。

2.1 控制方程

列车高速交会过程，是一个短暂的三维瞬变过程，计算选用在非定常情形下可压粘性流动模式下进行。

描述列车周围空气流动的控制方程包括：连续方程、动量方程、能量方程、湍流模型方程。在此选用工程上应用较广的 $k-\epsilon$ 方程模型。模型中两个传递方程允许湍流速度和尺度独立确定。它是一个半经验模型，模型方程的起源依赖于对现象的考虑和实际经验。

控制方程由下列方程组成：

$$\text{连续方程} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (2.1-1)$$

$$\text{动量方程:} \quad \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i + F_i \quad (2.1-2)$$

$$\text{能量方程} \quad \frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h) = \frac{\partial}{\partial x_i}(k + k_t) \frac{\partial T}{\partial x_i} + S_h \quad (2.1-3)$$

紊动能 k 方程:

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon \quad (2.1-4)$$

紊动能耗散率 ϵ 方程:

$$\rho \frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (2.1-5)$$

$$\text{对可压缩流动, 密度可以用理想气体定律确定:} \quad \rho = \frac{p_{op} + p}{RT} \quad (2-1-6)$$

其中, p_{op} 是操作压力, p 是相对压力。

描述流体运动的方程属于非线性守恒方程组，不能用解析办法求解，因此需要使用数值方法求解。计算时并不去求空间任意点和任意时刻的解。我们只对空间一组数目有限的离散点上的解感兴趣，这些离散点定义在事先构造好的网格节点上。

2.2 建模

在数值计算中,关键技术在于建模，它包括数学、物理模型, 及科学网格划分。

模拟仿真是一种基于模型的活动，是用模型模拟来代替真实系统进行数值实验与研究，建立良好的数学、物理模型非常重要。建立研究对象的物理模型，我们首先建立了两辆列车交会的一个基本模型（主要矛盾），然后建立数学模型。由于实际列车表面是很复杂的，如果完全按照实物建立模型，将使网格数量非常大。考虑到计算机的容量限制，我们就建立了

简化的列车模型,列车的外表面和车下走行部分都进行了简化。同其它因素比较,建立一个合理的数学模型是第一位的。数学模型分别就考虑可压缩性及不考虑可压缩性两种情况进行了计算。

由于在模拟计算的流场区域内包含相对行驶的两列车,因而,在每个列车周围建立一个计算区域,在每个区域中单独划分网格,然后将两个区域内边界进行网格混合,使网格光滑连接。为了更清楚显示列车交会时刻压力的脉动情况,将两辆列车开始位置相距 75 米。

列车外流场的数值模拟是在有限区域内进行的,因此在区域边界上需给定边界条件。确定边界条件要求在数学上满足适定性,在物理上具有明显的意义。列车外流场的数值模拟的边界条件有如下几种:压力入口边界条件、压力出口边界条件和壁面边界条件,壁面边界条件为标准壁面函数。

生成高质量的流场计算网格,对于提高列车外部流场仿真的效率和精度具有重要意义,也是列车外部流场仿真计算的主要难点之一。

流场仿真采用的网格类型主要有两种:结构网格和非结构网格。结构网格的最大特点在于网格有规律,具有结构简单,构造方便,容易计算,占内存小等优点;缺点也因此非常明显,对复杂几何形状的适应能力差,对列车等具有不规则复杂外形的实体,很难满足贴体性等要求。非结构网格舍去了网格节点的结构限制,易于控制网格单元的大小、形状及节点位置,灵活性好,对复杂外形的适应能力强。但其无规则性也导致了在模拟计算中存储空间增大,寻址时间增长,计算效率低于结构化网格,计算时间长等缺点。

非结构网格大都采用最简的几何外形,三角形(二维)与四面体(三维)单元,易于剖分不规则计算域。

我们采用非结构网格。首先定义列车表面网格为三角形单元,曲率变化大的地方,网格定义密一些,曲率变化小的地方,网格定义疏一些,然后定义整个区域的体网格,体网格为四面体。网格生成后,为进一步提高网格质量,对生成的网格进行优化,其最常用的方法是用 Laplacian 迭代法。这种方法将内部节点移到该节点周围三角元所组成的多边形形心处,可对网格起光顺作用。

由于列车交会的瞬态计算中存在计算对象之间的相对运动,利用滑移网格来模拟物体之间的相对运动。

数值计算方法采用有限体积法中常用的 SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) 压力连接方程的半隐式求解离散方程组。利用计算网格把流动区域分为离散的控制体积;在每个控制体积上积分控制方程,形成诸如速度、压力、温度等的未知离散变量的代数方程;把离散的非线性方程组线性化;求解该方程组,得到更新的变量值。在此,把数值解定义在网格中点(格心)上。在离散方程时,采用一阶的隐式上风格式。时间步长一般依赖空间步长,二者的关系由著名的 CFL (Courant-Friedrichs-Lewy, 1928) 数决定。

3. 应用实例

我们采用的计算流体力学(CFD)软件是美国 Fluent 公司的 Fluent (5.5)。

3.1 计算模型简介

由于实际列车交会过程的模型比较复杂,当计算时网格数很多时,必须采用并行计算才能完成计算任务。因而,在一个 PC 计算机上,我们建立一对简化的列车交会模型,模拟在 4.6 米线间距情况下,两辆同样的列车以 216 km/h 的速度交会的过程,以得出交会过程中列车周围流场的空气压力分布情况,在这种物理模型下,分别对考虑空气可压缩及不可压缩

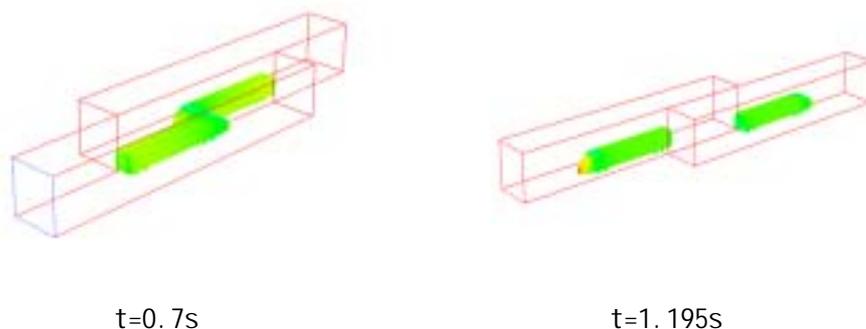
的数学模型进行了仿真计算。同时,对一辆列车静止,而另一辆同样的列车以 216 km/h 的速度从其旁边经过的模型进行了仿真计算。

计算区域为长方体。计算机模拟不致受风洞那样的限制(如洞壁干扰和风洞实验段的阻塞效应等),可将计算空间做得很大,以清除这些影响。长度方向选取使计算区域下游边界尽可能远离列车尾部,但由于计算区域的选取受计算机容量的限制,所以本次计算选为每个列车的物理模型长度定为 25m,每个列车的外流场区域取为 $60 \times 8.05 \times 9.05$ 。采用灵活的非结构化网格,列车表面划分三角形网格,空间采用四面体网格,空间体单元为 55.49 万。

3.2 主要计算结果及分析

1. 列车外流场的压力分布及速度分布

计算模型如图一所示,图中显示两辆交会的车体及相应的计算区域,列车运行速度是 216 公里/小时,相对速度是 432 公里/小时。

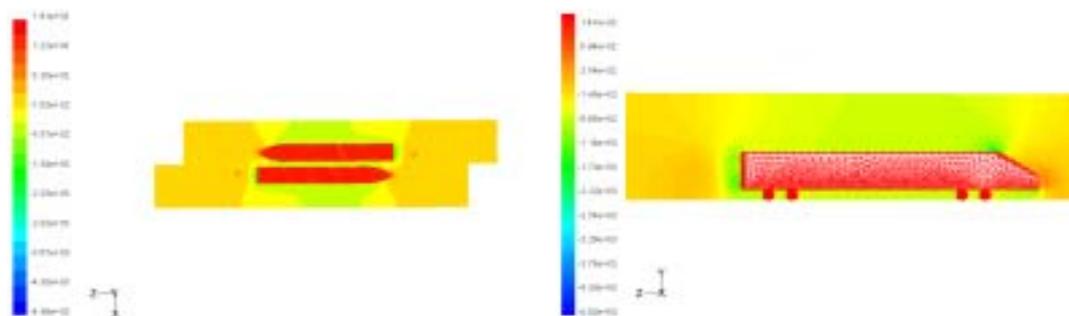


图一. 计算区域

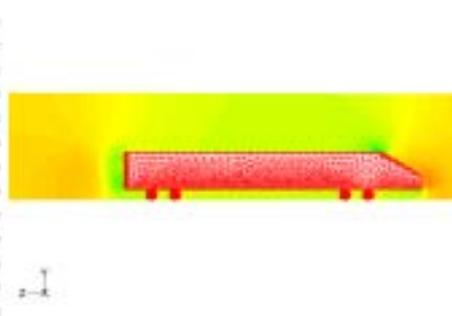
本次计算模拟了列车从启动到 1.3s 时间段中的列车交会流场。列车交会过程从 0.625s ~ 1.041s,交会过程持续 0.416s。通过计算,可以得到计算区域内任意一点的压力、速度值,所以可以对流场进行详细的分析。

图一显示了列车正在交会及脱离交会后的计算区域及列车表面的压力分布。当列车未交会时,列车表面的压力分布是通常的情况。当气流遇到列车头部时受阻,形成气流滞点,产生正压区。在驾驶室与顶盖、底架相交处,气流方向发生转折,气流产生分离,形成较大负压区。列车开过后,列车尾部出现较大负压。

图二为两辆列车在交会过程中列车周围流场($y=-1.3\text{m}$)平面的压力分布。当列车以 216 公里/小时的高速运行时,由于速度较高,而在列车表面产生一定的负压,负压值大约为 -685Pa 左右。当两辆列车迎面开过时,两辆列车周围的流场发生干涉,在列车的内表面交会区,产生压力冲击波。

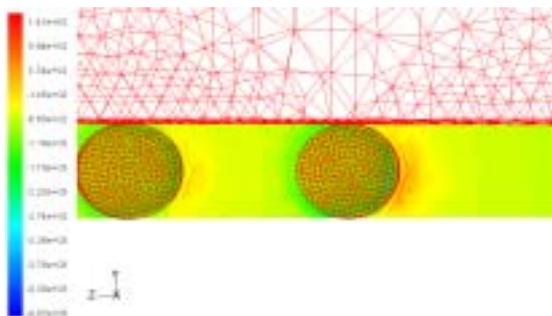


图二. 两辆列车在交会过程中列车周围流场($y=-1.3\text{m}$)平面的压力分布



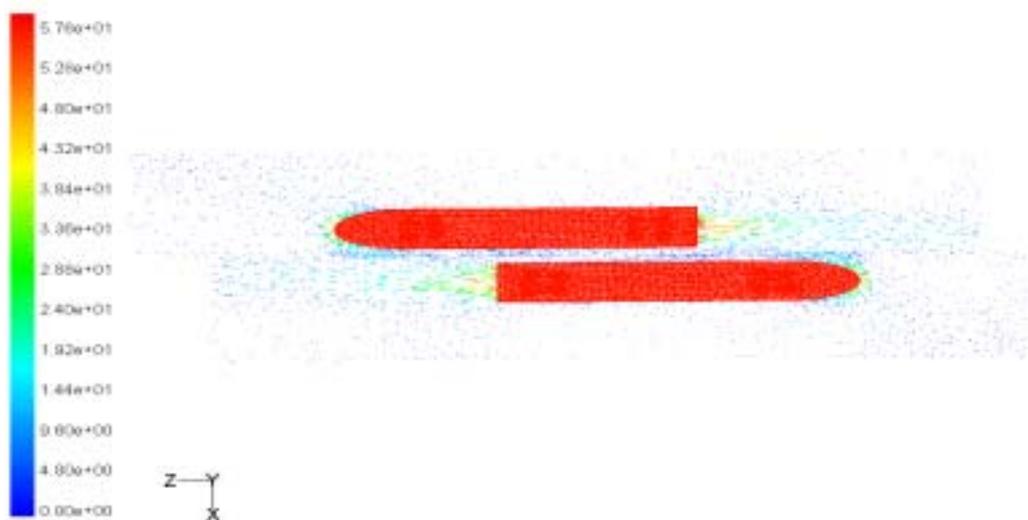
图三. 列车底部的压力分布情况

从图三中可看到列车底部的压力分布情况。当列车在运行时，列车底部形成负压区，因而产生负的升力系数。



图四为模拟列车车轮的简化模型的压力分布情况。列车车轮迎风面一侧压力比较大, 大约为 800Pa 左右, 车轮的背风面则产生负压区。运动中, 车轮受到较大的阻力。比如沿 -Z 方向运动的列车车轮在 0.41s 时, 受到的压力为 1005.9 N。

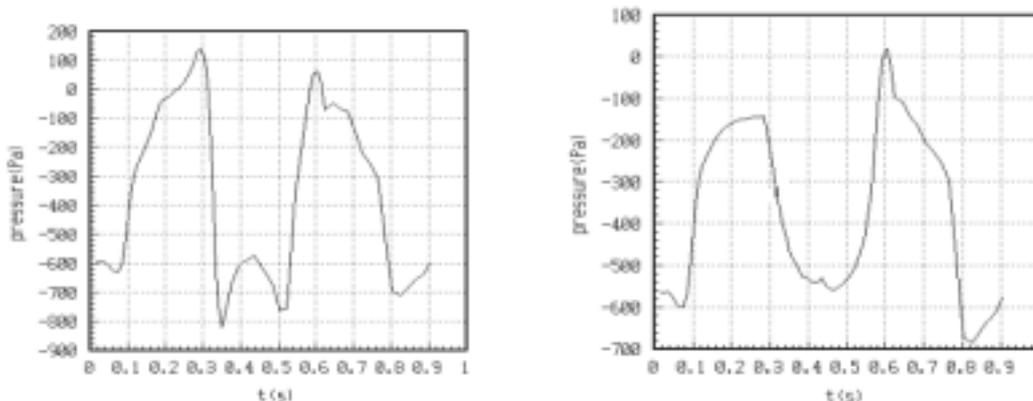
图四. 车轮的前后压力分布情况



图五. 空气绕流交会列车的速度场

在列车尾部，可以看到一个负压区域的尾流场，周围的空气分别沿 x 方向、z 方向朝此负压区流动。列车尾流对列车安全运行及沿线环境也会造成一定影响，尤其是高速列车，处于列车尾流影响范围内的人员及物品有可能卷入尾流中，造成人员伤亡或列车受损事故。研究列车尾流场，可以为高速列车的安全退避距离提供依据。

2. 列车交会压力波分析



(a). 车体交会一侧(内表面)

(b). 车体非交会一侧(外表面)

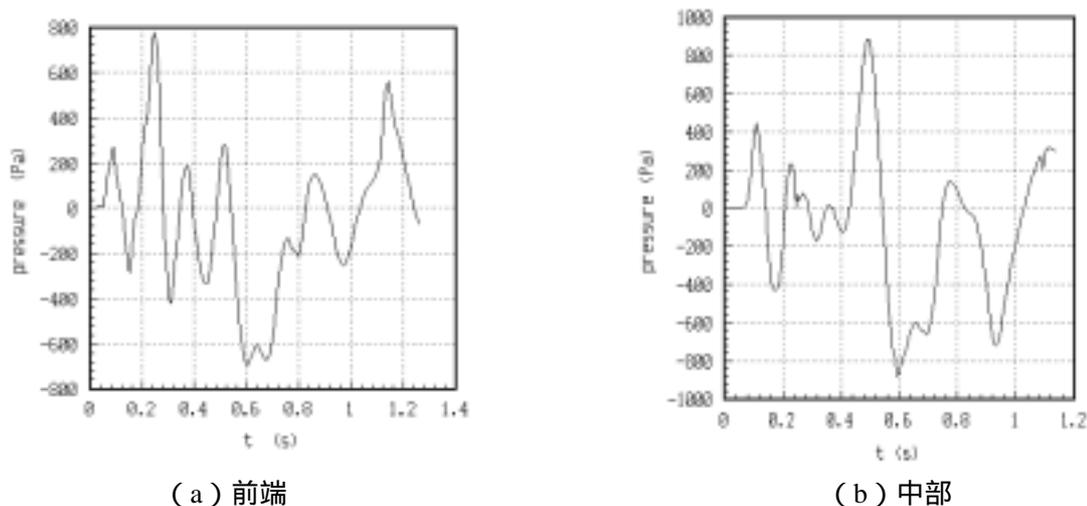
图六. 列车交会内、外表面同一个位置压力随时间的波动(不可压缩)

图六为不可压缩情况下的列车交会内、外侧同一位置的压力随时间的波动情况。当列车以 216 公里/小时速度运行时，由于车速很高，列车表面的压力处在负压状态。随着列车运行，由于迎面列车影响，使该点压力增大直到列车开始交会。从压力随时间变化关系可以看出：首先产生一个初始正压，紧接着一个负压。正压期间相应于交会列车头部正在接近该点，负压发生在头部通过了该点位置。接下来，压力稳定一段时间，这段时间就是列车车厢整个通过该点时。最后，当列车的尾部通过该点时，一个反向波（先负压然后正压）出现。

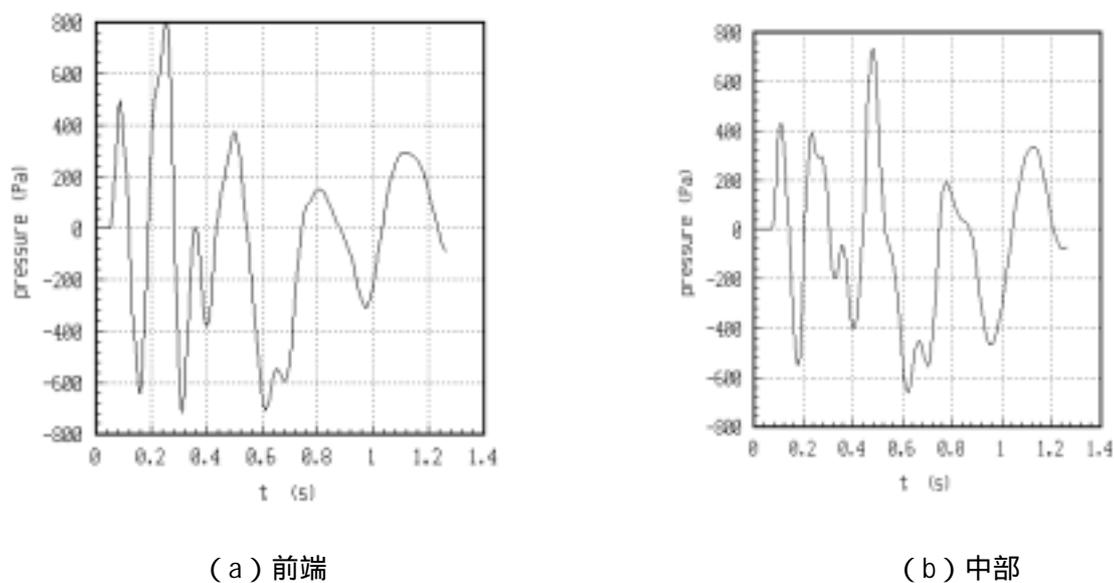
由此可见，列车交会过程中列车内侧与外侧压力波不同，所以，列车承受着较大的横向力。

图六与参考资料[3]中的实验结果相比，压力的变化规律是相同的。

图七是一辆列车以 216 公里/小时速度运行通过一辆静止列车时，在静止列车前端某点产生的压力冲击波。从图中可以看出列车交会瞬间产生的压力波头波。而尾波变化不明显。



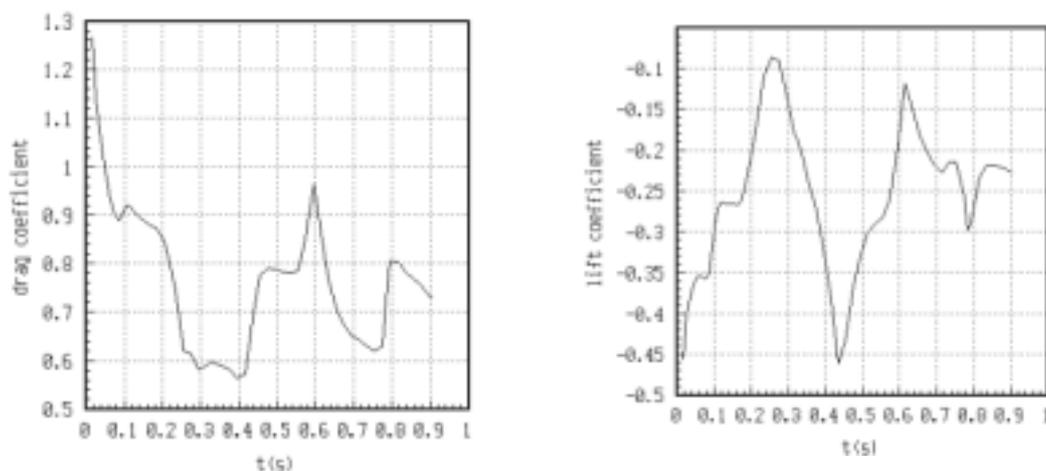
图七. 静止列车交会侧前端及中部某点的压力随时间变化



图八. 静止列车非交会侧前端及中部某点的压力随时间变化

3. 列车交会过程横向力、升力系数及阻力系数的分析

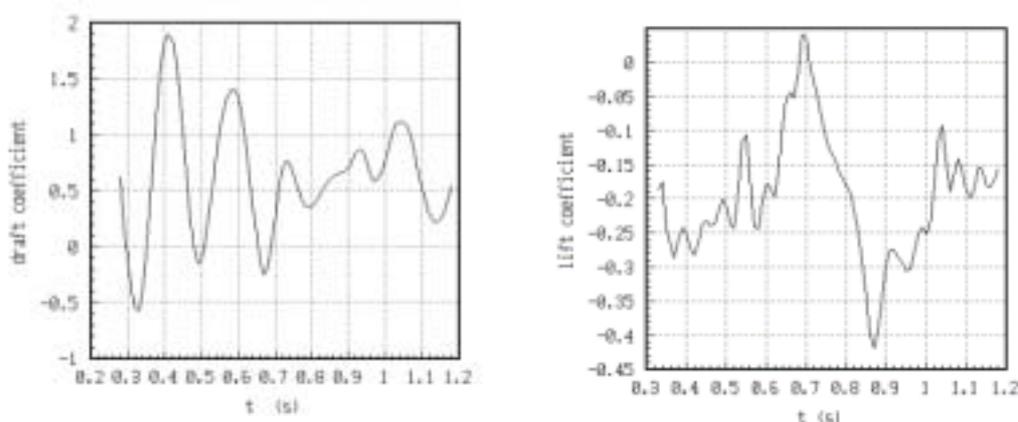
对两辆以相同速度进行交会的列车, 由于列车尺寸、速度完全相同, 所以产生的表面压力分布基本对称, 产生的横向力系数、阻力系数以及升力系数基本相同。



(a) 阻力系数 (b) 升力系数

图九 列车交会过程中阻力系数及升力系数变化(不可压缩)

图九为阻力系数、升力系数随时间的变化关系。从图中看出：在列车开始交会后，阻力系数和升力系数都有所下降，然后又缓慢回升，当列车脱离交会后，它们都趋于稳定值。

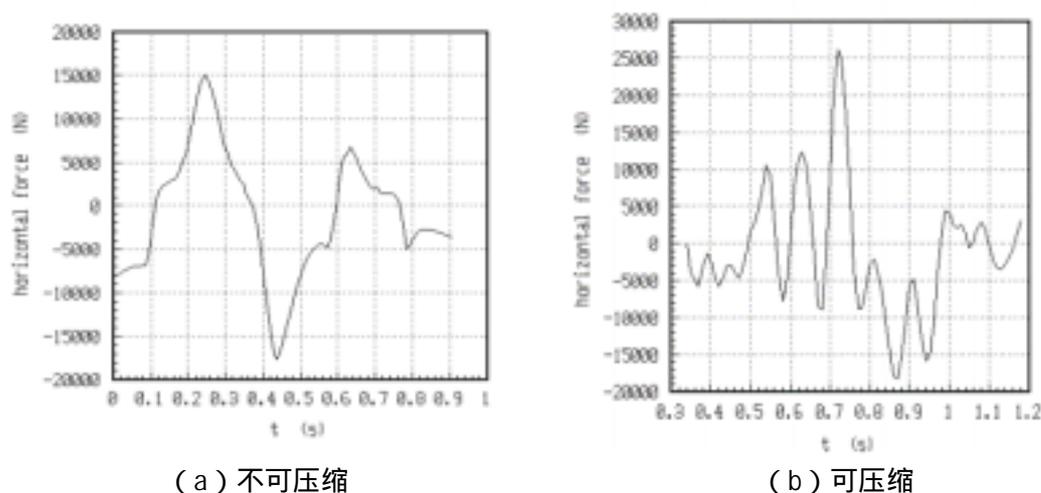


(a) 阻力系数 (b) 升力系数

图十 列车交会过程中阻力系数及升力系数变化(可压缩)

图十为考虑空气可压缩性而对列车交会过程中计算的阻力系数和升力系数变化。对比图九及图十, 可以看出: 考虑可压缩性使计算结果更细微地反应参数的变化。不可压缩时, 列车交会大约从 0.2 ~ 0.6s, 在建立可压缩模型时, 使两辆列车的初始距离增加, 因而交会时间大约从 0.625s ~ 1.041s。所以开始进入交会升力系数加大, 交会过程中, 升力系数下降到-0.4, 脱离交会, 升力系数又回升到-0.1。考虑可压缩及不可压缩性, 升力系数的变化规律相同。开始交会阻力系数下降, 然后又回升。

图十一为分别考虑空气可压缩及不可压缩情况下, 列车交会过程中列车承受横向力变化。



图十一 列车交会过程中列车承受横向力变化

由于列车交会,使列车车体承受着较大的横向力,且横向力在脉动变化。不考虑空气压缩性的影响时,在0.245s时,横向力达到最大值:15046 N。随后,横向力逐渐减小,在0.37s时,横向力为0,然后,横向力方向反向,在0.435s时,又达到负向最大值:-17741 N。随着列车脱离交会,列车承受的横向力减小,直到趋于一个稳定值。

考虑了空气可压缩性后,列车表面的压力呈脉动变化,列车交会过程中的横向力沿X正方向最大值达到25000 N,反向横向力最大值达到18000 N。列车交会过程中所受到的最大横向力是未交会时的5倍。

列车在交会过程中产生的瞬态负载在列车设计中都应该考虑。考虑了气流可压缩的影响后,列车表面上压力分布脉动变化,变化程度比不可压缩要剧烈,因而在计算列车交会问题时,应该考虑可压缩性的影响。

3.3 结论

(1). 高速列车在交会过程中产生的交会瞬态压力波直接影响高速列车的高频振动、气流噪声、安全性及横向稳定性,不容忽视。CFD数值仿真的方法是研究列车交会流场的重要手段。列车在交会过程中,由于列车交会压力波的影响,列车所承受的阻力、升力及横向力都产生变化,这些交会瞬间对车体产生的负载在列车设计时应该加以考虑。

(2). 本文计算得出列车表面、中位置上的瞬态压力波分布规律及数值解,所得结果变化规律与文献[1]、[2]的试验结果进行比较,说明本文计算是可靠的,如果在大容量或并行的计算机上进行计算,我们会获得更理想的结果。

(3). 比较考虑空气可压缩与不可压缩两种情况计算结果得出:考虑空气可压缩性的影响,列车表面的压力脉动更急剧一些,而不可压缩情况下,列车表面的压力变化缓慢一些。在计算列车交会问题时,应该考虑空气可压缩性的影响。

4 今后要做的工作

研究列车的交会过程具有特别重要的意义。目前做的工作只是对简单的模型进行计算,下一步的工作是:在并行环境下,计算实车模型交会时的列车绕流空气流场的情况,对列车交会时,两车之间复杂的流动机理进一步研究。

参考资料

- [1] 田红旗、梁习锋. 准高速列车交会空气压力波试验研究. 铁道学报. 1998, 8
- [2] Robert A. mACnEILL, Samuel Holmes, Harvey S. Lee. Measurement of the aerodynamic pressures

- produced by passing trains. Proceedings of the 2002 ASME/IEEE joint rail conference . Washington, DC, April 23-25, 2002
- [3] Eric Mestreau, Rainald Lohner, Samir Aita. TGV TUNNEL ENTRY SIMULATIONS USING A FINITE ELEMENT CODE WITH AUTOMATIC REMESHING. AIAA-93-0890.
- [4] 田红旗、贺德 列车交会压力波三维数值的计算方法 . 铁道学报. 2001, 6
- [5] 梁习锋、许平等 . 高速列车气动性能与外形技术设计说明书 . 中南大学 2001.
- [6] FLUENT INCORPORATED. FLUENT 5 Tutorial Guide, 1998.
- [7] 孙大涌, 屈贤明, 张松滨 . 先进制造技术 . 北京市: 机械工业出版社, 1999.
- [8] FLUENT INCORPORATED . Airpak User ' s Guide , 2000 .
- [9] 腾兆武, 王刚 . 车辆制冷与空调 . 北京大学 : 中国铁道出版社, 1996 .
- [10] 朱自强, 吴子牛, 李津, 闫超, 陈泽民. 应用计算流体力学. 北京市: 北京航空航天大学出版社, 1998.
- [11] 王承尧, 王正华, 杨晓辉. 计算流体力学及其并行算法 . 长沙市 : 国防科技大学出版社, 2000 .
- [12] 吴子牛. 计算流体力学基本原理. 北京市: 科学出版社, 2001.

Studying the transient pressure waves generated in high-speed passing trains

Abstract: During studying high-speed trains, there are many very difficulty tasks to be solved urgently. Among them, the changing law of aerodynamics pressure waves generated in high-speed train passing is a task of both eager and challenge. The transient pressure waves generated in passing trains influence directly the high frequently vibration, airflow noisy, safety and horizontal stability of high-speed trains. Based on CFD simulation technology, this paper simulated the crossing of two trains, which is an important unsteady aerodynamics problem of high-speed train. The changing law of transient pressure waves and numerical solution are presented. The result is also compared with the pressures measured from refs [2]; the calculated results are very similar to the measured waveforms in all respects. The comparison with experimental results shows that our work is useful to predict the pressure waves generated in passing trains.

Keywords: CFD simulation; high-speed train; transient pressure waves

应用 Fluent 软件模拟城市小区流场特性

魏建明¹ 王晓云¹ 金琰² 董素艳²

¹ 北京气象局 ² 北京海基科技公司

摘要: 本文利用计算流体力学软件 (FLUENT) 模拟了城市小区的三维流场特性。先以方庄芳古园小区为算例, 对软件的计算精度做了检验。由于软件提供的非结构网格技术能够在复杂的流动区域内生成高质量的网格, 提供的多种数学物理模型能够更有效地模拟各种复杂的分离流场, 数值计算结果和实验结果吻合得比较好。采用本方法分析了小区的不同布局对小区内流场特性的影响, 得到了更合理的小区布局方案, 证明了 Fluent 软件能够被用来有效地分析城市小区内的气象特性, 并为小区的设计提供指导和帮助。

0 前言

随着社会生活水平和文明程度的提高, 人们对于自己生活的自然环境开始给予了越来越多的关注。城市小区作为人们的生存聚居地和主要活动场所, 关注其环境问题尤为突出。小区内的空气污染问题和人们的生活质量息息相关。影响小区内大气环境的因素除了小区所在更大区域内背景大气环境以外, 小区内部鳞次栉比的高楼对小区内气象场的影响, 进而导致其大气环境的改变也是不可忽视的。良好合理科学的小区内部建筑物布局可能会较多地改善相同大气背景下小区内的大气环境和空气质量。

城市小区的尺度范围一般为 1-2 公里, 由于小区内部建筑物和下垫面情况的多样性及复杂性, 使得小区内部的风场很不规则。目前对于城市小区气象条件和环境影响的研究多采用建立数值模式的方法进行模拟, 模式本身的科学性和完善程度就直接地影响着模拟结果的优劣。鉴于大气也是一种较为典型的粘性流体, 而 FLUENT 已是在 CFD (计算流体力学) 应用领域的一种相当成熟的软件工具, 我们引入了 FLUENT 对城市小区内的风场进行了模拟, 并分析了小区布局对小区内风场的影响。

1 数理模型和数值计算方法

由于城市小区的结构比较复杂, 本文采用了 Fluent 软件提供的适应于求解复杂流动区域的非结构网格技术, 以及它对应的有限体积数值计算方法。具体的模型和算法如下:

1.1 流体方程

由于小区内的流动属于低速流动, 因此在计算中认为流动为不可压流动。在流体区域内求解三维 Reynolds 平均的 Navier-Stokes 方程:

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla(\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau \quad (2)$$

其中的 τ 为粘性应力,

$$\tau = (\mu + \mu_t)[(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v} I] \quad (3)$$

μ 为层流粘性系数, μ_t 为湍流粘性系数, μ_t 通过湍流模型得到。

1.2 湍流模型模型

Fluent 软件提供了多种研究湍流的方法：一方程 S-A 模型，双方程 k-ε 模型、k-ω 模型，雷诺应力模型和大涡模拟。雷诺应力模型和大涡模拟主要应用于湍流运动的机理研究中，由于计算量非常大，因此目前还很少用于有复杂几何形状的工程问题中。S-A 湍流模型在这几种模型中的计算量最小，它是一种刚刚发展起来的湍流模型，主要针对于航空流体机械的数值模拟，对于其他复杂流动的计算还没有经过验证，因此本文没有采用这种湍流模型。

双方程湍流模型能够比较准确地模拟各种复杂流动，而且计算量也在工程可以接受的范围，因此本位的计算采用了双方程 k-ε 模型。Fluent 软件提供了三种 k-ε 模型：标准 k-ε 模型 [1]，RNG k-ε 模型 [2] 和 Realizable k-ε 模型 [3]。RNG k-ε 模型主要应用于旋转机械，RNG k-ε 模型主要用于旋转坐标系下的流动问题，Realizable k-ε 模型主要用于射流、大分离、回流等问题，本文研究的城市小区内部流场不涉及这些问题，因此本文采用了应用最广泛的标准 k-ε 模型。

1.3 数值计算方法

在求解非结构网格下的 Navier-Stokes 方程采用了有限体积方法：

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \Phi dV + \int_A \rho \Phi V dA = \int_A \Gamma \rho \Phi dA + \int_V S_\Phi dV \quad (4)$$

压力项和速度项的耦合采用 Simple 方法，动量方程采用一阶迎风格式离散。另外采用了多重网格法来加快计算的收敛速度。

2 数值计算的实验验证

2.1 实验资料

在检验模式时，使用方庄芳古园小区的模拟算例（范围如图 1 所示，图中 代表玉蜓桥电接风观测点、 代表古园停车场电接风观测点、 代表方庄体育场电接风观测点），实况资料使用 2001 年 1 月 5 日 11 时~1 月 6 日 08 时和 2001 年 1 月 9 日 23 时~1 月 13 日 05 时的芳古园小区内的三个电接风观测点的风场观测资料（距地面 10 米高度），由于模式采用非结构化网格，因而模式的初始风场使用相同时刻的方庄体育场的系留艇观测资料 100 米高度的风场观测资料，并根据风廓线经验公式：

$$\frac{z_1}{z_2} = \frac{u_1}{u_2} \quad (5)$$

来设置其它高度的初始风向风速。

2.2 计算结果和实验结果的比较

模式共进行了 29 个算例的模拟，选取玉蜓桥和方庄体育场的观测资料对模式进行检验。

表 1 为玉蜓桥和方庄体育场观测点风向、风速的 $\overline{C_d}$ 、 $|\overline{C_d}|$ 、 \overline{e} 、 r 及 FAC2 分布。这里， C_d 、 e 分别是各物理量观测值与模拟值之差和比例误差。若某物理量观测值为 X_o ，模拟值为 X_m ，

则有 $C_d = X_o - X_m$ ； $e = \frac{2(X_o - X_m)}{X_o + X_m}$ 。如果有 N 个算例，对 C_d 、 e 可进一步求它们的平均值：

$\overline{C_d} = \frac{1}{N} \sum C_d$ ； $|\overline{C_d}| = \frac{1}{N} \sum |C_d|$ ； $\overline{e} = \frac{1}{N} \sum e$ 。 r 为各物理量观测值与模拟值的相关系数。

FAC2 为模拟值落在观测值 0.5~2 倍范围内算例的百分比。



图 1 模式模拟方庄小区范围

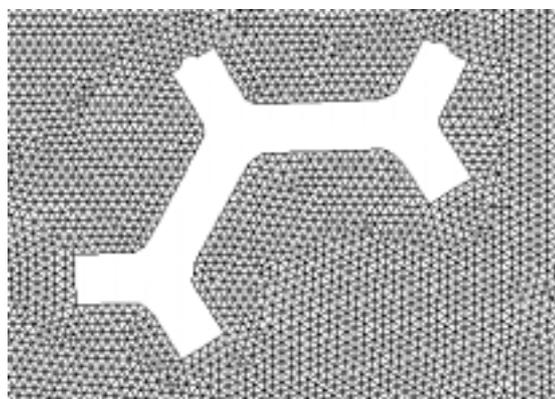


图 2 楼房附近的非结构网格

表 1 玉蜓桥和方庄体育场观测点风向、风速的 $\overline{C_d}$ 、 $|\overline{C_d}|$ 、 \overline{e} 、 r 及 FAC2 分布

观测点	风向，度				风速，m/s				
	$\overline{C_d}$	$ \overline{C_d} $	r	FAC2, %	$\overline{C_d}$	$ \overline{C_d} $	e	r	FAC2, %
玉蜓桥	7.234	72.02	0.61	65.5	0.156	0.677	0.129	0.51	58.6
体育场	-24.73	53.78	0.72	55.2	0.203	0.732	0.275	0.135	75.9

从以上检验的结果来看，两个观测点风向的绝对误差小于 25° ，相关系数在 0.6 左右，说明风向的模拟结果基本与观测值一致；玉蜓桥观测点风速模拟值与观测值较接近，而方庄体育场的风速模拟值与观测值的拟合稍差，但也基本反映了实际情况。从上述模拟结果分析，数值计算结果基本反应了小区内的气象场特征。

2.3 计算结果和实验结果的比较

从图中可以发现由于电接风观测点的位置位于模拟的区域的边缘，这样观测资料就必定受要模拟的区域以外的建筑物的影响，造成系统误差。

在模式中确定电接风观测点的位置时，由于人为操作造成位置偏移，存在一定的人为误差。

3 数值研究小区布局对气象特性的影响

验证程序之后研究了小区布局对小区内部气象特性的影响。远场来流速度为西风 5m/s。

图 3 - 6 给出原设计小区布局 (布局 1) 和改进后小区布局 (布局 2) 的流动特性。对小区内 5 个观测点 (a - e) 的风速做了比较。根据小区的设计经验, 设计小区时一方面要避免局部风速过高, 以免形成局地 “ 狭管效应 ”, 造成行人不便; 另一方面也要避免风速过小, 造成有害气体难以扩散, 造成空气污染, 而且夏天还会造成很闷热的居住环境。

图 3, 5 给出小区布局 1 的速度分布图和流线图, 可以看到小区内的气流主要由通道 a 和通道 b 引入, a 和 b 处的气流的气流速度分别为 9.5m/s 和 7m/s, 是来流速度的 1.5~2 倍。另外 a 和 b 处的气流直接被引到了小区外, 而基本没有流经居住区, 造成了小区内部空气不流通的问题, 在观测点 c, d 和 e 处的空气流动速度只有 0.5~1.25m/s。为了适当降低 a 和 b 点的空气流动速度, 提高小区内部的空气流动速度, 我们对小区的布局稍做了改进 (小区布局 2), 流场分布情况如图 4, 6 所示, 可以看到 a 和 b 点的一部分空气流进了小区内部。这样一方面减小了 a 和 b 点的空气流动速度, 另一方面小区内部的流速变大, 空气流通状况也得到了明显的改善。表 2 给出五个观测点处的风速, 可以看到布局 2 的流动分布比布局 1 更合理。

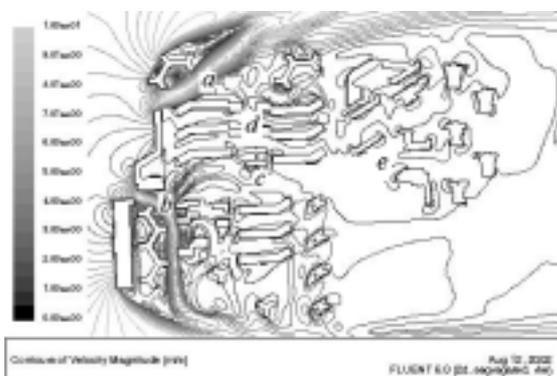


图 3 小区布局 1 的速度分布图

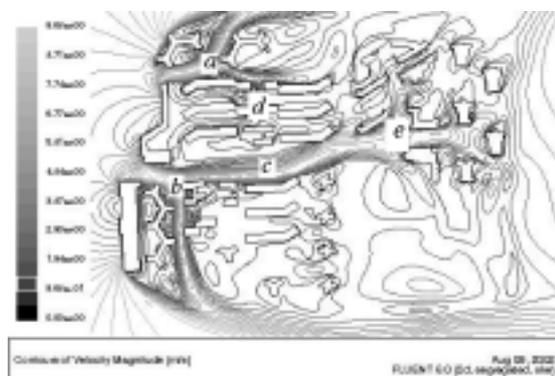


图 4 小区布局 2 的速度分布图

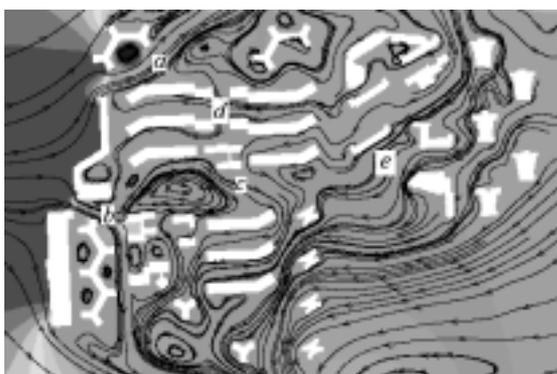


图 5 小区布局 1 的流线图

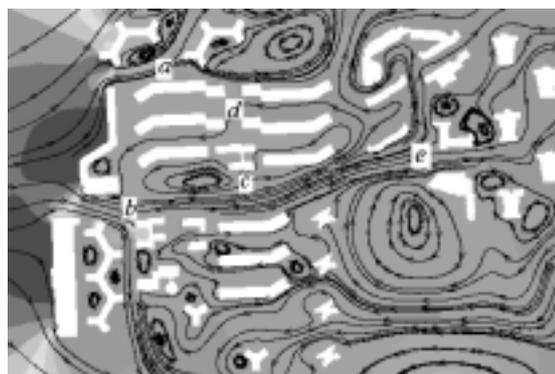


图 6 小区布局 2 的流线图

表 2 观测点处风速 (m/s)

	a	b	c	d	e
布局 1	9.5	8	1.25	1.0	0.5

布局 2	7.0	6.5	2.52	2.52	3.5
------	-----	-----	------	------	-----

4 结论

本文采用 Fluent 软件研究了城市小区气象特性,由于 Fluent 软件提供的非结构网格技术和流动模型非常适用于研究复杂几何形状的流动问题,因此数值计算结果和实验结果吻合得让人满意。用该软件分析了小区布局对小区内流动特性的影响,得到了更为合理的小区布局设计方案,证明了该软件能够被用来有效地分析城市小区内的流场特性,并为小区的设计提供指导和帮助。

- [1] B. E. Launder and D. B. Spalding. *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*. Academic Press, London England, 1972.
- [2] V. Yakhot and S. A. Orszag. Renormalization Group Analysis of Turbulence: I. Basic Theory. *Journal of Scientific Computing*, 1(1):1-51, 1986.
- [3] T.-H. Shih, W. W. Liou, A. Shabbir, and J. Zhu. A New $k-\epsilon$ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation. *Computers Fluids*, 24(3):227-238, 1995

双螺杆挤出中粒子运动轨迹的模拟及其统计学分析

胡冬冬, 陈晋南 (北京理工大学化工与材料学院, 北京 100081)

摘要: 利用 POLYFLOW 软件对啮合同向和异向双螺杆挤出机分别进行了流场计算, 并在此基础上对粒子运动轨迹进行了可视化模拟, 运用统计学的观点对物料在两种流道中的混合状态进行了定量描述。

关键词: 粒子轨迹 混合 双螺杆挤出机 数值模拟

中图分类号: TQ320.66

Simulation of particle trajectories and statistical analysis in twin-screw extruders

Abstracts: Three-dimensional isothermal flows in the intermeshing co- and counter-rotating twin-screw extruders are simulated respectively using Polyflow. On the basis of the calculated flow field, particle trajectories are visualized and the mixing status is statistically analyzed in these two types of machines.

Keywords: particle trajectories, mixing, statistical analysis, twin-screw extruder, simulation

在对双螺杆挤出机的理论研究中, 了解粒子的运动轨迹对于全面理解物料在挤出机中的输送和混合机理至关重要。人们用低粘度的牛顿流体 (如硅油) 为代料, 加入示踪剂, 通过聚丙烯材料所制成的透明机筒进行实验观察, 以获得双螺杆挤出机中物料输送及混合的信息^[1-3]。这种观测方法具有一定的局限性。采用计算机模拟技术对双螺杆挤出机中粒子的运动轨迹进行可视化研究, 不失为一种先进的手段。然而, 在对双螺杆挤出机的数值模拟研究中, 至今仍未见有关粒子运动轨迹可视化的模拟。

本文运用 POLYFLOW 软件, 分别对啮合同向和异向旋转双螺杆挤出机流场中物料粒子的运动轨迹进行了可视化模拟。在获得大量粒子运动轨迹的基础上, 运用统计学的观点, 对物料在两种挤出机中的混合状态进行了定量描述。

1. 螺杆元件特征尺寸及有限元网格划分

在本文的计算中, 为便于比较, 对啮合同向双螺杆和异向双螺杆采用相同的螺杆尺寸。其几何参数为: 螺杆根径 41.5mm, 全啮合中心距 50.5mm, 机筒内径 61mm, 螺杆外径 59.5mm, 装配中心距 52mm。

两种螺杆元件的横截面形状如图 1 所示。计算中两种元件的轴向长度均为 48mm, 其中, 捏合块的错列角为 45° , 盘片厚度为 11mm, 盘片间隙为 1mm; 异向螺纹块的螺距为 24mm。

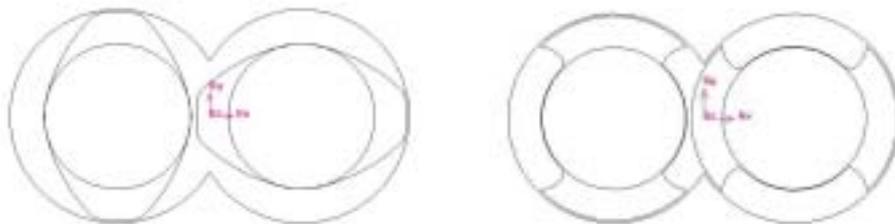


图 1. 螺杆元件的横截面

为克服因螺杆旋转而带来的网格划分的困难, 使用网格叠加技术 (MST)^[4]来生成有限元网格, 如图 2 所示。



图 2. 有限元网格划分 (MST)

2. 数学模型

为便于比较，我们对两种双螺杆挤出机中的流动使用相同的数学模型来描述。假定聚合物熔体为不可压缩流体，流动为稳态、等温层流；由于熔体的高粘性，惯性力和质量力相对于粘性力很小，忽略不计；流道全充满。

在以上假设条件下，描述流场的连续性方程、运动方程以及本构方程分别为：

$$\nabla \cdot \bar{v} = 0 \tag{1}$$

$$-\nabla p + \nabla \cdot \bar{\tau} = 0 \tag{2}$$

$$\bar{\tau} = 2\eta(\dot{\gamma})\bar{D} \tag{3}$$

式中， \bar{v} 为速度向量， p 为压力， $\bar{\tau}$ 为应力张量， $\dot{\gamma}$ 为剪切速率， \bar{D} 为形变速率张量。

由 Carreau 模型给出熔体表观粘度与剪切速率的关系，

$$\eta = \eta_0 \left(1 + \lambda^2 \dot{\gamma}^2\right)^{(n-1)/2}, \quad \dot{\gamma} = \sqrt{2II_D} \tag{4}$$

式中， η_0 为零剪切粘度， λ 为 Carreau 模型参数， n 为非牛顿指数， II_D 为形变速率张量的第二不变量。

我们选用文献[5]中一种聚丙烯(PP)作为模型流体，其 Carreau 模型参数为： $\eta_0=26470\text{Pa}\cdot\text{s}$ ， $\lambda=2.15$ ， $n=0.38$ 。计算中采用如下边界条件：螺杆转速为 100rpm，进出口流量给定为 $1 \times 10^{-4} \text{m}^3/\text{s}$ ，机筒内壁和螺杆表面无滑移。

我们在求得速度场后，通过对速度矢量沿时间进行积分获得粒子的轨迹。并利用 POLYSTAT 对所得粒子轨迹进行统计学处理。所有的计算都是利用 FLUENT 公司的软件 POLYFLOW3.7 在 SGI-O2 (R10000) 工作站上完成的。

3. 计算结果及讨论

3.1 粒子的运动轨迹

假设初始时刻在流道入口处任意散布 1000 个粒子，通过跟踪这些粒子在 12s 内的运动轨迹，我们发现，在同向双螺杆挤出机中绝大多数粒子绕两根螺杆沿着螺旋“ ”形通道前进，如图 3(a)(b)(c)所示。有少数粒子仅绕着一根螺杆转圈圈，如图 3(d)(e)所示。还有少数粒子绕一根螺杆转了几圈之后又进入“ ”形的主流通道，如图 3(f)所示。对于异向双螺杆挤出机，绝大多数粒子则绕着其中一根螺杆做螺旋运动，如图 4(a)(b)(c)(d)所示。极少数粒子穿过啮合区，其轨迹线沿 z 轴方向的投影呈“ ”形，如图 4(e)(f)所示。由前述捏合块和异向螺纹块的几何尺寸可知，两种元件在啮合区并非完全啮合，而是存在一种径向间隙，因此导致部分流体粒子的运动偏离了主流运动。对于啮合同向双螺杆挤出机而言，这种径向间隙使其丧失了一部分混合能力；而对于啮合异向双螺杆挤出机而言，径向间隙的存在导致两根螺杆之间有了小

部分的物料交换，因而混合作用增强了。

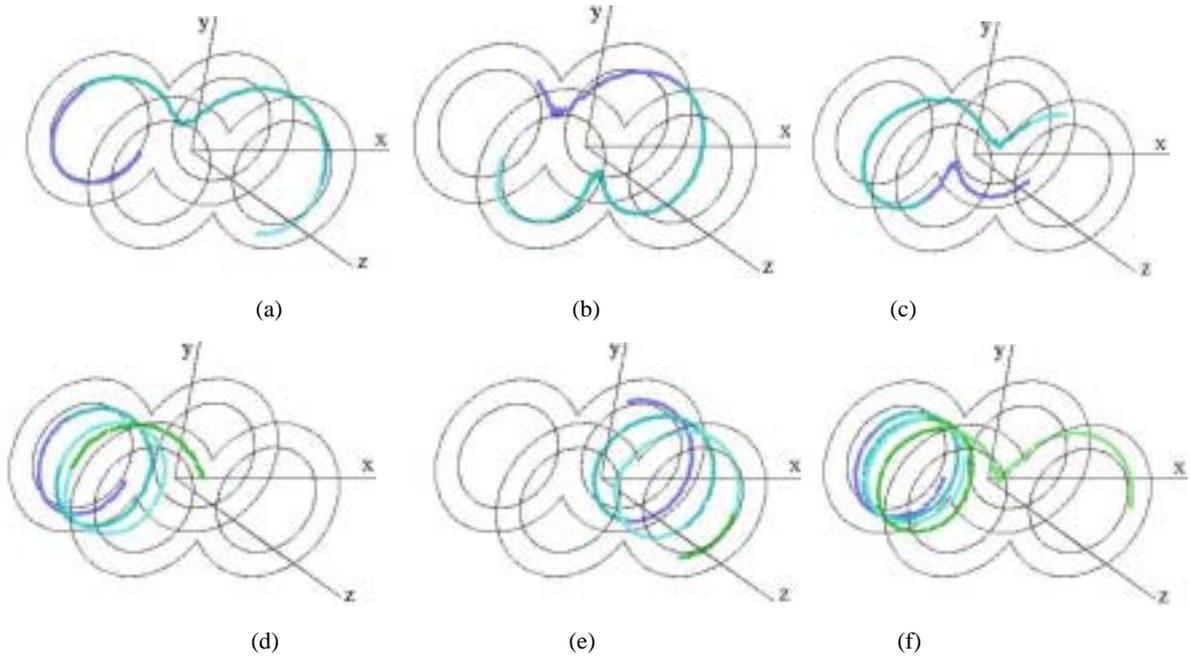


图 3. 啮合同向双螺杆捏合块元件中粒子的运动轨迹（图中粗线表示轨迹）

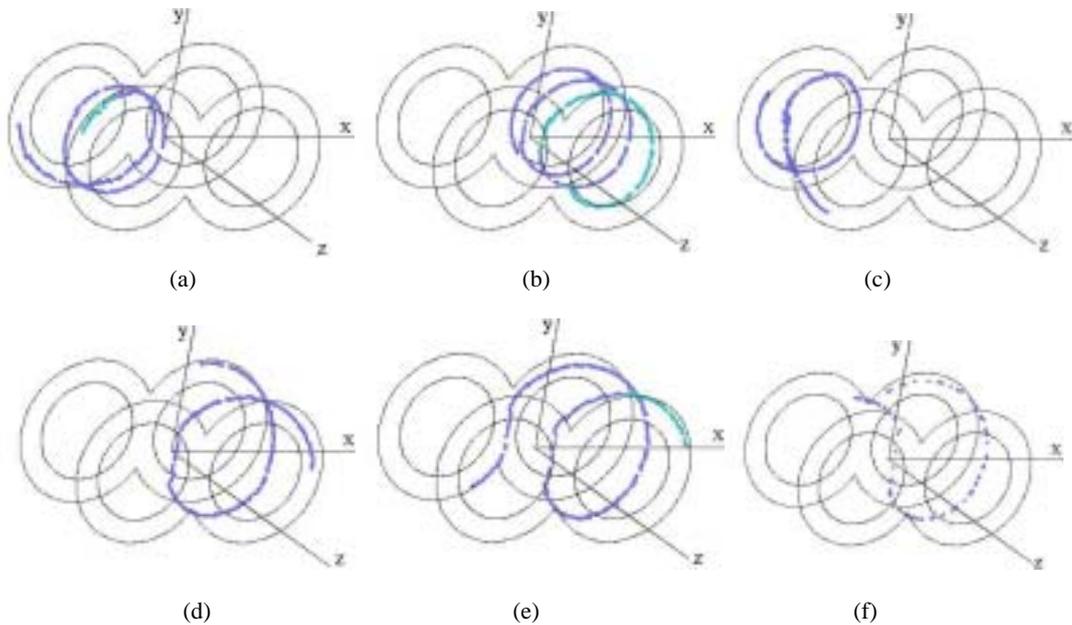


图 4. 啮合异向双螺杆螺纹块元件中粒子的运动轨迹（图中粗线表示轨迹）

3.2 混合过程

设流体 A 和流体 B 为两种互不相容的流体，在所计算螺杆元件的流道入口处，它们分别占据机筒的左右两个腔室。为描述这两种流体沿挤出方向上的混合情况，我们给出了两种流体分别在剖面 $z=0$ $z=8\text{mm}$ ， $z=16\text{mm}$ 和 $z=36\text{mm}$ 上的混合情况，如图 5 和图 6 所示。其中，剖面 $z=0$ 给出了两种流体在流道入口处的初始分布。对比两种挤出机中流体混合分布情形可以发现，啮合同向双螺杆中，分布在机筒左右两个腔室

中的流体在运动到啮合区附近时开始发生掺混,沿轴向经过 36mm 时,流体所在腔室位置发生了完全置换,表明两种流体得到了很好的混合。啮合异向双螺杆中,流体 A 与流体 B 分别在各自的腔室内旋转流动,仅有极少部分粒子在啮合区发生了掺混。

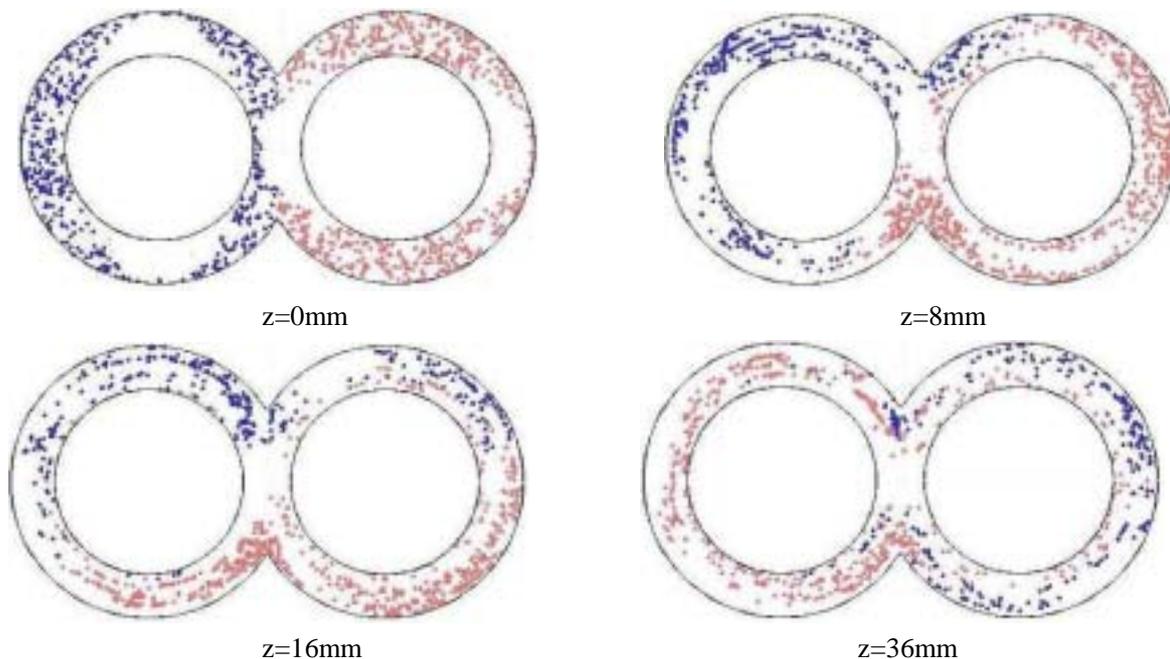


图 5. 啮合同向双螺杆挤出机中混合过程

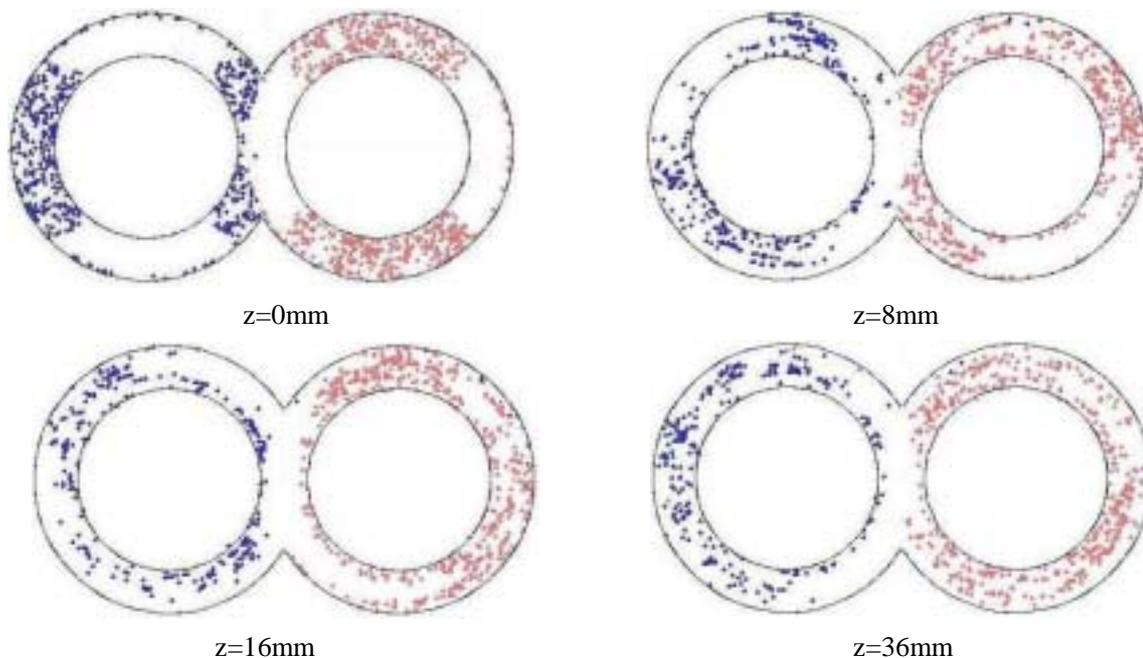


图 6. 啮合异向双螺杆挤出机中混合过程

3.3 分离尺度

假如我们要将流体 A 与流体 B 混合：在 $t=0$ 时刻，两种流体分别占据流场中不同的区域。令 $c(\bar{x}, t)$ 表示混合过程中流体 A 的浓度。由于流体 A 与流体 B 互不相容，因此 c 的值为 0 或 1，且沿质点的轨迹线 c 的值保持不变。

考虑 t 时刻流场中相距为 r 的 m 对质点（质点总数 $n=2m$ ）。对于第 j 对质点，令 c'_j 和 c''_j 分别表示这两个质点处的浓度。令 c_i 表示 n 个质点中第 i 个质点的浓度，其值为 0 或 1； \bar{c} 表示所有质点的平均浓度，

即 $\bar{c} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n c_i$ ； σ_c 表示浓度的标准偏差，即 $\sigma_c = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (c_i - \bar{c})^2}$ 。则在 t 时刻，浓度的相关系数为

$$R(r, t) = \frac{\sum_{j=1}^m (c'_j - \bar{c})(c''_j - \bar{c})}{m\sigma_c^2}$$

相关系数 $R(r, t)$ 给出了发现一对相距为 r 有着相同浓度的随机质点的概率。

相距为 r 的两点处浓度（体积百分数）间相关系数的积分表示为分离尺度^[6]，即

$$S(t) = \int_0^{\xi} R(r, t) dr$$

分离尺度是混合物中相同组分区域平均尺寸的一种度量，它随着混合程度的提高而减小。 $S(t)$ 不仅受流场的影响，而且强烈地依赖于浓度的初始分布。

在双螺杆挤出机中，假设 $t=0$ 时刻，流体 A 与流体 B 分别占据机筒内不同的腔室，见图 5 和图 6 中 $z=0$ 剖面。通过对 1000 条粒子轨迹进行上述统计处理，我们得到了两种挤出机中分离尺度沿螺杆轴向距离的变化曲线，如图 7 所示。由图 7 可以看出，同向双螺杆挤出机中，分离尺度随着物料的向前运动而呈不断减小的趋势；异向双螺杆挤出机中，分离尺度曲线却很不规则。平均而言，在异向双螺杆挤出机中，物料的分

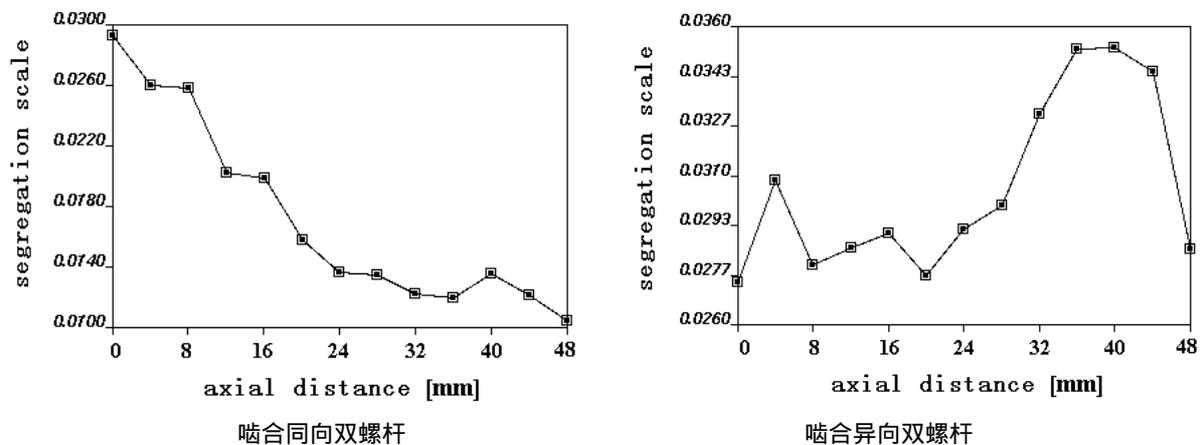


图 7. 分离尺度沿螺杆轴向距离的变化曲线

3.4 分散指数

我们考察流场中 n 个质点的分散过程，并预先假定这些质点对流场无影响，且彼此之间无相互作用。

假设在 $t=0$ 时刻这 n 个质点集中于流场中某一点 M 的微小邻域内。随着流体的流动， n 个质点将被逐渐分散开来，带到流场中的不同地方。 n 个质点总共可形成 $n(n-1)/2$ 个质点对。对于每一对质点 \bar{x}_i 和 \bar{x}_j ，其相对距离为 $r_{ij} = \|\bar{x}_i - \bar{x}_j\|$ ，由此可计算出相对距离的累计概率函数 $F_d(r)$ ，它表示在 t 时刻发现一对相对距离小于 r 的随机质点的概率。将其微分后得到概率密度函数 $f_d(r)$ ：

$$f_d(r) = \frac{\partial F_d(r)}{\partial r}$$

另一方面，假设在整个流场中任意驱散相同数目的质点，并假定这样的分布为最优分布。采用相同的方法，我们可计算出这一最优分布的累计概率函数 $F_d^{opt}(r)$ 以及相应的概率密度函数 $f_d^{opt}(r)$ 。

真实分散函数 $f_d(r)$ 相对于最优分散函数 $f_d^{opt}(r)$ 的偏差表示为分散指数^[7]，即

$$\delta(t) = \frac{1}{2} \int_0^\infty \|f_d(r) - f_d^{opt}(r)\| dr, \quad \delta \in [0, 1]$$

δ 为无量纲数，它与流场的大小无关。 δ 的值取决于 M 点的初始位置以及所考察质点的数目。当分散程度提高时，指数 δ 的值将减小。

本文中，我们每隔 0.05s 就对 1000 个粒子所在的空间位置进行一次统计处理，由此得到两种挤出机中分散指数随时间的变化曲线，如图 8 所示。由图 8 可见，在两种挤出机的流道中，排除曲线中的不规则变化，分散指数基本上是随着时间的演进而逐渐减小的。平均而言，异向双螺杆挤出机中的分散指数要大于同向双螺杆挤出机，由此也说明了异向双螺杆挤出机的分散混合性能较差。

这里需要指明的是， $S(t)$ 和 δ 的值均与所考察粒子的数目有关。由于我们的工作站内有限，本文仅计算了 1000 条粒子轨迹，对于统计分析而言，这个数目还不够大，从而导致了统计曲线中的一些不规则变化。

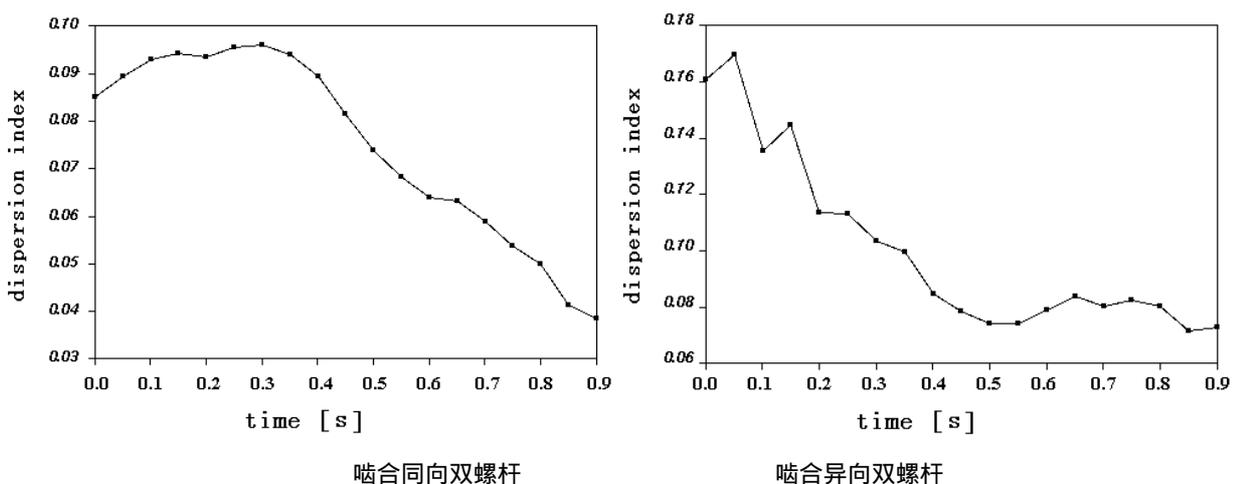


图 8. 分散指数随混合时间的变化曲线

4. 结论

本文利用 POLYFLOW 软件分别对啮合同向双螺杆挤出机的捏合块流道和异向双螺杆挤出机的螺纹流道进行了流场计算，在此基础上对粒子运动轨迹及混合过程进行了可视化模拟，并运用统计学的观点，采用

分离尺度和分散指数对物料在两种流道中的混合状态进行了定量描述。通过对数值模拟结果的分析我们得到以下结论：

(1) 在啮合同向双螺杆挤出机中，绝大多数物料粒子是绕两根螺杆沿着“ ”形轨迹向前运动的；在啮合异向双螺杆挤出机中，绝大多数物料粒子绕着其中一根螺杆做螺旋运动。该结论与文献^[8]中的理论分析是一致的。

(2) 由于两根螺杆在啮合区存在间隙，少数粒子的运动轨迹偏离了上述主流方向。

(3) 在相同的工艺条件下，物料在啮合同向双螺杆挤出机的分离尺度和分散指数均低于啮合异向双螺杆挤出机，进一步说明了啮合同向双螺杆挤出机在混合性能方面优于啮合异向双螺杆挤出机。

本文通过对两种常规螺杆元件中粒子运动轨迹的可视化模拟及混合状态的统计学分析，也为研究各种新型螺杆元件的输送和混合机理提供了一种新的方法。

参考文献

- [1]H.E.H. Meijer, P.H.M.Elemans, Polym.Eng.Sci. 28(5)(1988)275-289
- [2]P.J.Kim, J.L.White, Intern.Polym. Proc. 9(2)(1994)108-118
- [3]O.S.Carneiro, G.Caldeira, J.A.Covas, Journal of materials processing technology. 92-93(1999)309-315
- [4] F.Bertrand, P.A.Tanguy, F.Thibault. A three-dimensional fictitious domain method for incompressible fluid flow problems. Int J Num Meth Fluids. 25(6)(1997)719-736
- [5]T. Ishikawa, S.I.Kihara, K.Funatsu. Polym.Eng.Sci. 40 (2)(2000)357-364
- [6]Tadmor, Gogos, Principles of polymer processing, Chapter 7 and 11. John Wiley and Sons. 1979
- [7]H.H.Yang, I.Manas-Zloczower. Analysis of mixing performance in a VIC Mixer, Intern. Polymer Processing. 9(4)(1994)291-302
- [8]耿孝正，张沛 编著《塑料混合及设备》中国轻工业出版社 1993年5月第一版 p168 p200

ICEPAK 在通信系统热分析中的应用

姜文武 张承烈

(东方通信股份有限公司 杭州 310053)

摘要 本文介绍了在通信系统中应用 ICEPAK 软件进行系统内温度和气流分布的分析、仿真，以及协助热设计人员进行风扇的合理选择，通过对采用不同风道形式的模型进行分析，选择确定了满足系统内温升要求的风道设计，并根据分析结果指导相关的结构设计工作。

一. 问题提出

在进行某通信系统的研发中，对该通信系统进行热分布测试时，发现部分单板和元器件表面温度明显超出允许的温升，为了提高产品的可靠性，使该产品更具有市场竞争力，决定对该通信系统进行改版设计，其中系统热设计是本次改版应重点考虑的问题之一，在改版方案确定过程中，采用热分析软件 ICEPAK 对系统内温度和气流分布情况进行了仿真。

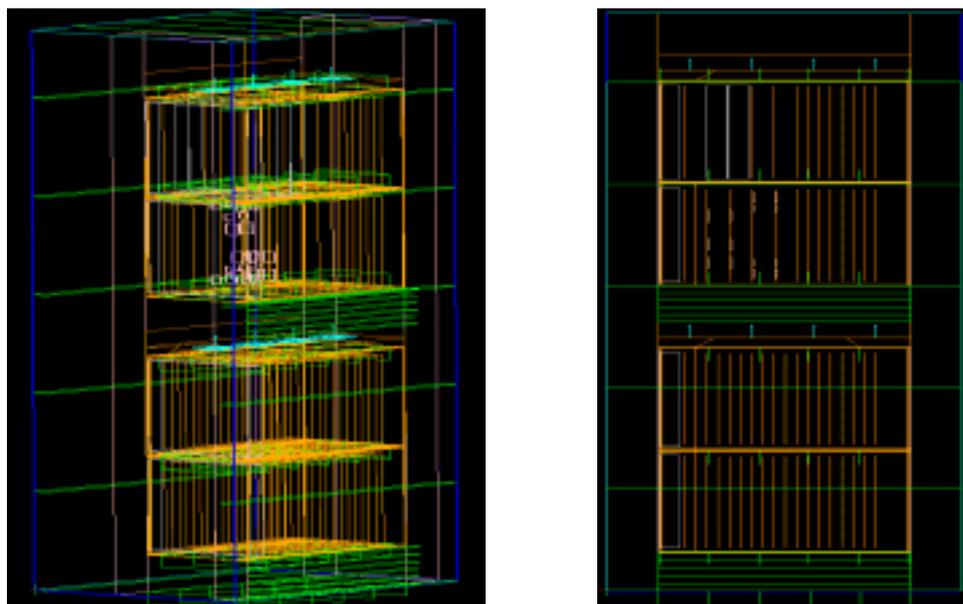
二. 系统热分析目标

在该通信系统改版设计早期，根据对改版前系统热设计情况的分析、总结，对改版后系统的热设计希望能达到如下目标：

- 在系统配置确定的情况下，能仿真、预测系统热平衡后单板和元器件表面的温度分布；
- 对早期选用的风扇进行验证，并指导系统风扇的合理选用；
- 根据仿真所得系统内部气流分布情况，进行不同风道形式的设计、仿真，选择最优的风道设计；
- 根据仿真分析结果，指导系统热设计相关结构设计工作。

三. 系统热分析模型建立

改版后，该通信系统的机柜内安装 4 个插箱，其通风散热条件较差，同时模块热功耗也较大。建模时，插箱中的单板根据其重要程度和热功耗大小进行分别建模，其中 NSU、OTI、MCU 和 POW 四种单板作为重点研究对象，对其 PCB 板上的主要芯片进行建模。为了减少仿真分析的数据量，提高求解效率，在建模中将 ICEPAK 软件 assembly 新功能应用于 POW 单板以保证求解的精度不降低，同时经过开始几次求解，发现由于单板的分隔作用，分布于插箱左右两侧的 POW 板在分析中具有较高的独立性，在后续的求解中，将插箱右侧的 POW 板置于非激活状态以进一步减少数据量，其它单板以 thin plate 进行建模，并将其功耗施加至 plate，然后对模型中不同对象赋予不同的材料属性。该系统完整的热分析简化模型如图一所示：



图一 机柜热分析模型

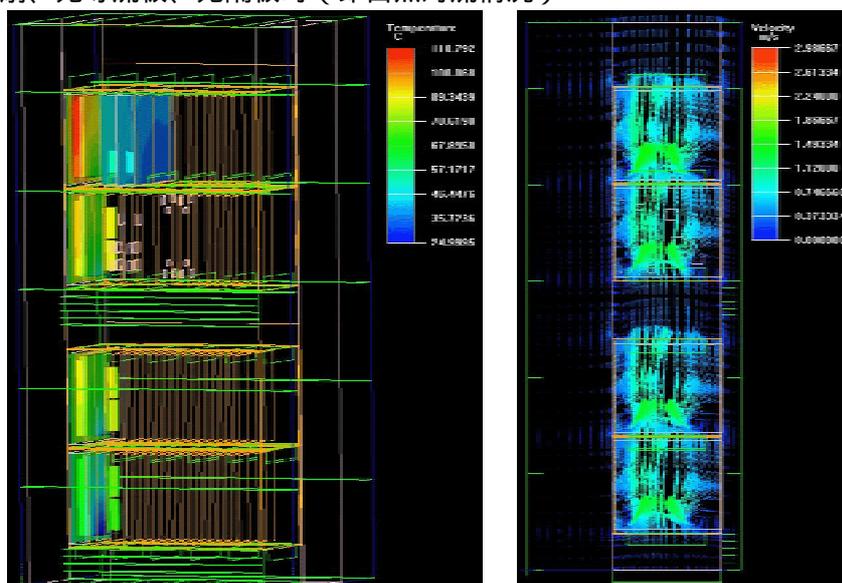
四. 几种情况下的系统热分析

在建立机柜热分析模型后，经过分析、修改，先后对下列情况进行了热分析：

- 1). 无风扇、无导流板、无隔板时（即自然对流情况）
- 2). 2D风扇1、无导流板、上下风扇框均有隔板
- 3). 3D风扇1、有导流板、上下风扇框均有隔板
- 4). 3D风扇2、曲面导流板、上下风扇框均有隔板
- 5). 3D风扇3、曲面导流板,上下风扇框均有隔板

五种情况下系统热分析结果如下：

1. 无风扇、无导流板、无隔板时（即自然对流情况）

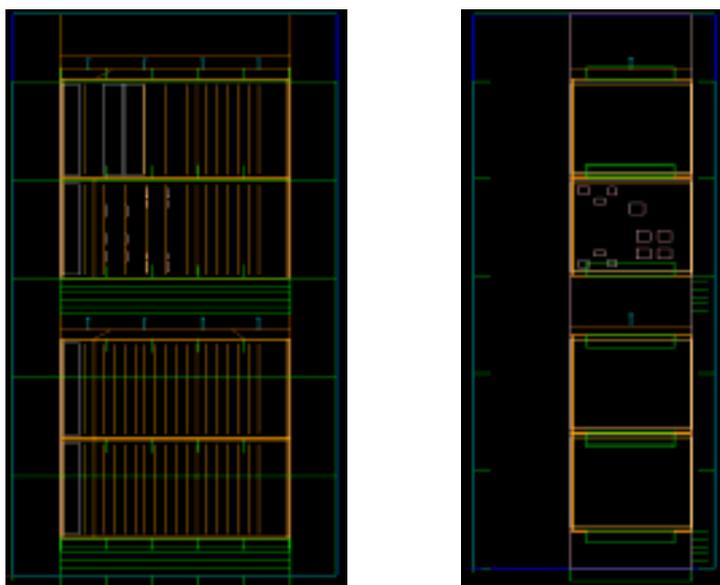


图二 系统内部温度（左）和气流（右）分布图

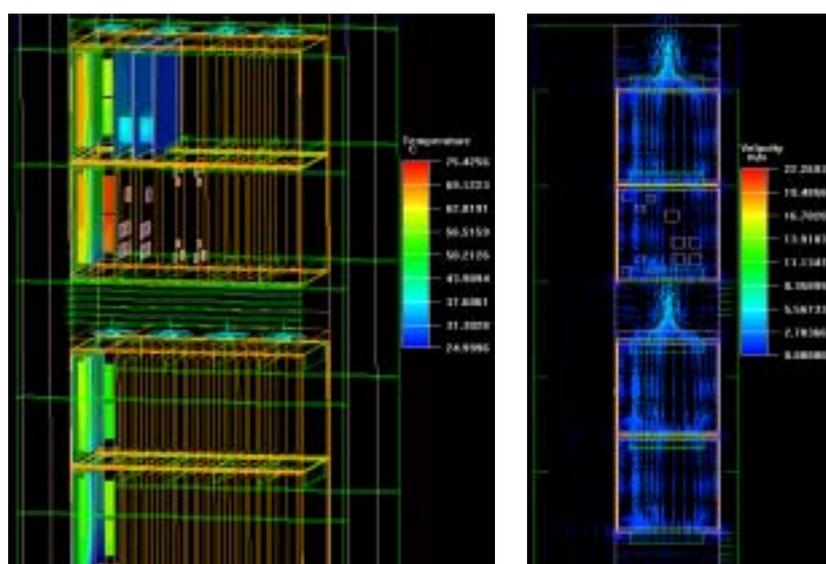
自然对流时，系统内部温度和气流分布如图二所示，从分析结果可知：

- 系统内最上面插箱中的 POW 板上器件表面最高温度高达 110.8℃，远高出器件允许的最高工作温度，其它单板上元器件表面的温度基本满足其工作温升要求；
- 系统中由于存在烟囱效应，从最下面插箱到最上面插箱，各插箱中的 POW 板其器件表面温度平均有 10℃ 以上的温升。
- 由于系统自然对流时，温升过高，空气流速较低，不利于散热，因此，系统必须采用强迫对流进行散热。

2. 2D风扇1、无导流板、上下风扇框均有隔板



图三 修改后机柜热分析模型



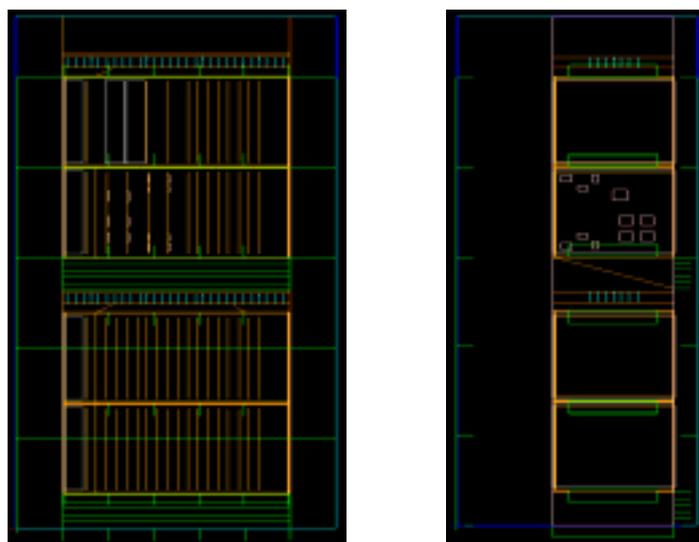
图四 系统内部温度（左）和气流（右）分布图

根据自然对流散热分析结果，结合系统散热量、风扇的外形尺寸、风扇工作电压等情况，初步选用了风扇1进行分析，考虑到POW板的热功耗较大，为了提高风扇的散热效果，在风扇插箱与模块插箱之间添加了隔板（分析表明，在同等情况下，应用该隔板可有效降低POW

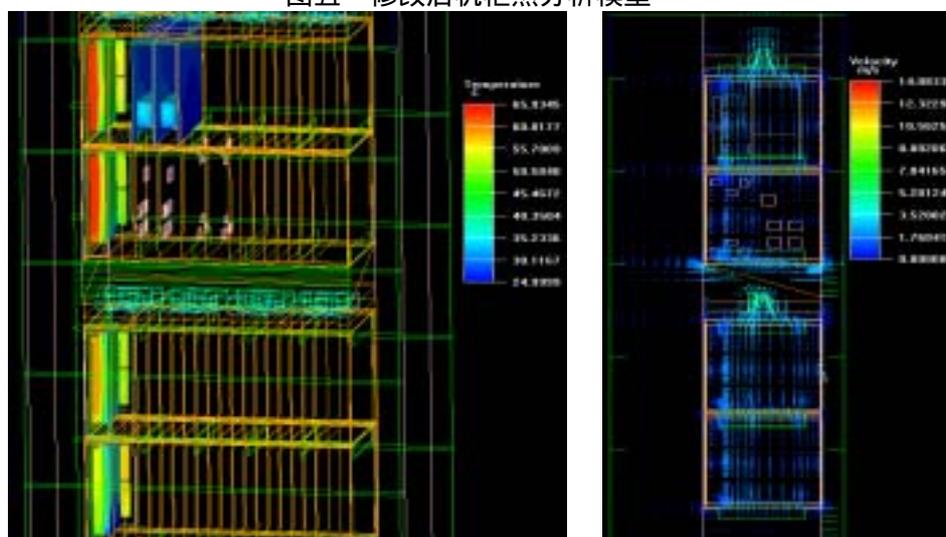
板上元器件表面温度4 左右)，系统模型如图三所示。从系统内部温度和气流分布图四可看出：

- 系统在选用风扇进行强迫对流冷却后，系统内 POW 板上元器件表面温度有显著降低，最高温度为 75.4 ，最高温度位于插箱后部的位置，但该温度仍高于元器件允许的工作温度；
- 采用强迫对流后，系统内空气的流速有了明显的提高，有利于系统内热量的及时散发，从而降低内部温度；
- 从整个系统看，上下两组插箱（以中间风扇插箱分）仍有明显的烟囱效应，即上一组插箱的温度高于下一组插箱的温度。但在—组插箱中，风扇插箱下的模块插箱由于其内部局部空气的流速大于其下部模块插箱内空气的流速，更有利于热量的及时散发，因此，并没有完全呈现出烟囱效应，相反，最高温度出现在上面一组的下一个插箱中。

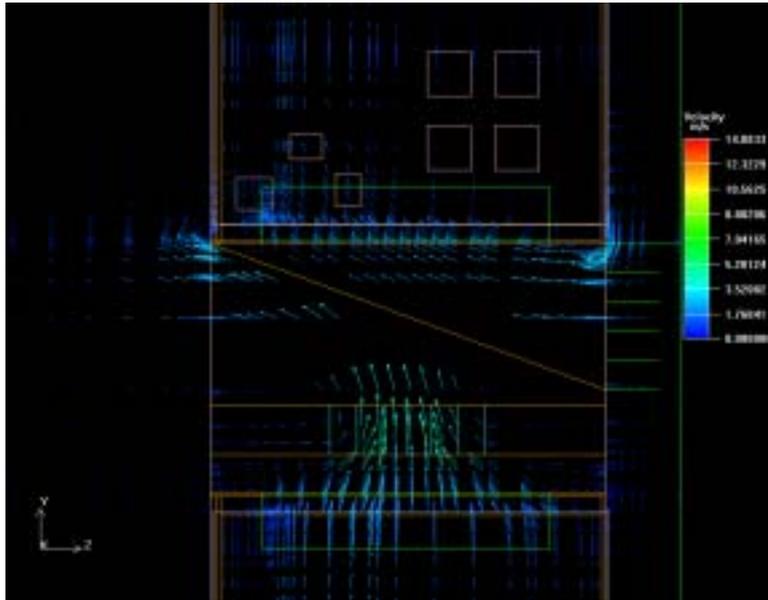
3. 3D风扇1、有导流板、上下风扇框均有隔板



图五 修改后机柜热分析模型



图六 系统内部温度（左）和气流（右）分布图



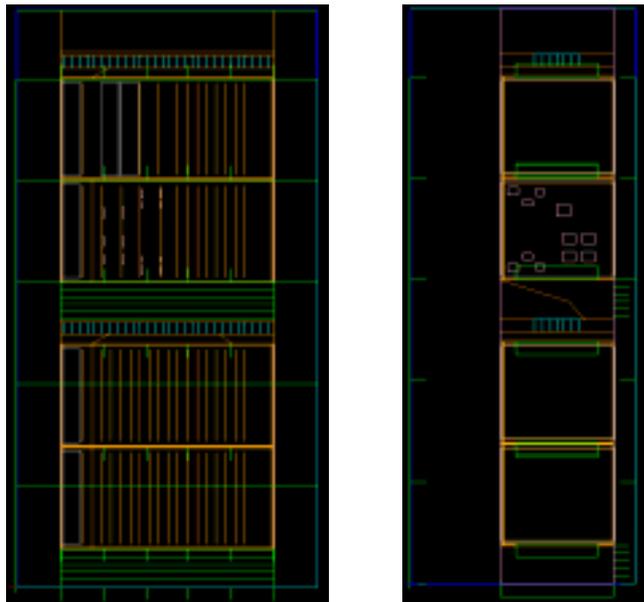
图七 系统内部气流局部分布图

根据上面强迫对流分析结果，在模型上下两组插箱间增加了导流板以减少系统烟囱效应，同时将风扇模型更改为3D模型以考虑风扇实际外形的影响，更改后的模型如图五所示，温度和气流分析计算结果如图六所示，从分布图中可看出：

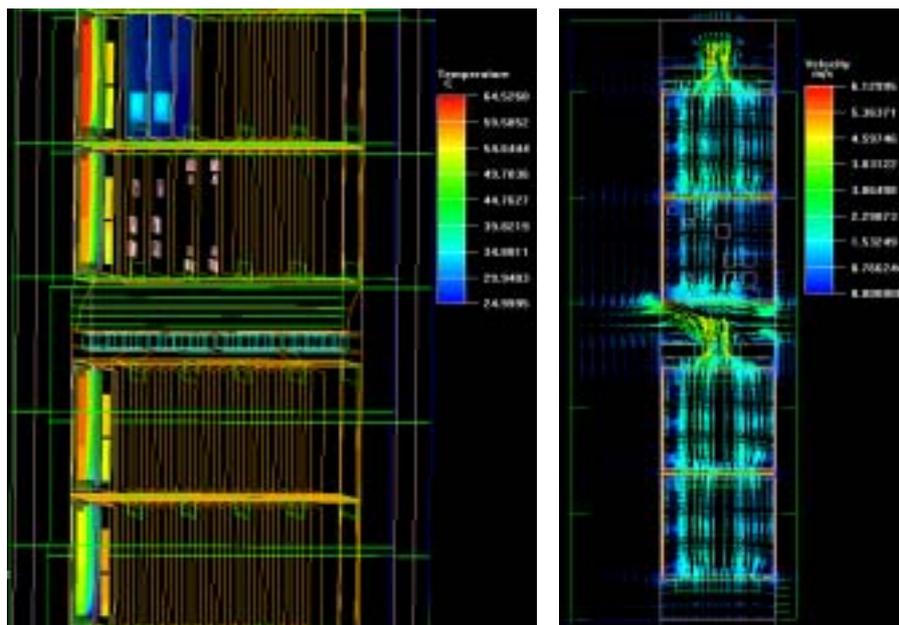
- 通过对系统模型的修改,系统内元器件表面温度最高为 66 ,与不加导流板时 75.4 的最高温度相比,系统内最高温度下降了将近 9.5 ,说明增加导流板能有效克服系统内烟囱效应引起的温度梯度增加现象。
- 由于增加了导流板,系统内部空气流速明显减小,而由于导流板的作用,空气流对插箱后部的冷却效果十分明显,如图七所示,此时,最高温度位置移至插箱的中前部。同时发现上一组插箱的空气流入口不利于空气的流入。

- 由于模型中导流板的存在,提高了系统对空气流的阻抗,从而引起了系统内部的静压。从分析结果中可得到此时风扇的工作点,其中静压最大的工作点为 $P = 37.4\text{N/m}^2$, $V=1.6\text{m}^3/\text{min}$,从该风扇的特性曲线可看出,此时风扇没有运行在推荐区域中。

4. 3D风扇2、曲面导流板、上下风扇框均有隔板



图八 修改后机柜热分析模型



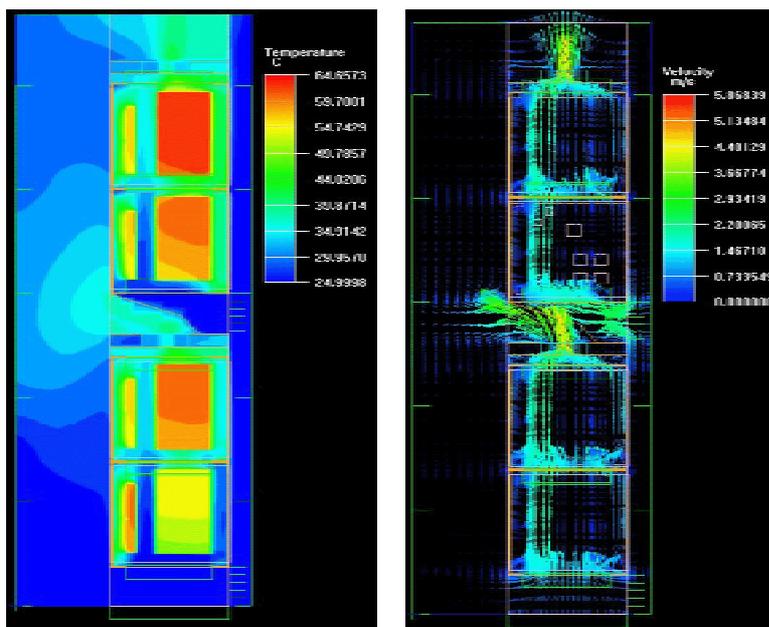
图九 系统内部温度（左）和气流（右）分布图

根据第3种情况的分析结果，对上面选用的风扇根据其流量、静压、外形尺寸和工作电压等情况，重新选择了标称流量、外形尺寸和工作电压相同的风扇2进行分析，同时通过改变导流板的形式增大上一组插箱的进风口，修改后的模型如图八所示，分析计算后温度和空气流情况如图九所示，从分析结果可得出：

- 此时系统最高温度为 64.5 ，满足了元器件允许的工作温度要求，同时系统内部的温度分布也比较均匀；
- 上一组插箱进风口的空气流情况与第 3 种情况下相比有所改善 ,同时空气流在插箱前后部分布情况也相对较好；
- 从分析结果中可得到此时风扇的工作点，其中静压最大的工作点为 $P = 35.5N/m^2$ ，

$V=1.72m^3/min$ ，从该风扇的特性曲线可看出，此时风扇仍没有运行在推荐的最优区域中。

5. 3D风扇3、曲面导流板,上下风扇框均有隔板



图十 系统内部温度（左）和气流（右）分布图

针对第 4 种情况分析结果显示的风扇工作点不在推荐的最优工作区问题，在其它情况不变的情况下重新选择了风扇 3。此时分析计算后温度和空气流速情况如图十所示，从分析结果可得出：

- 由于重选的风扇其标称流量比第 4 种情况的风扇小 $24\text{m}^3/\text{h}$ ，故分析结果显示系统最高温度为 64.66 ，略有提高，但已满足元器件允许的工作温度要求；
- 此时风扇的工作点中，其静压最大的工作点为 $P = 32.3\text{N}/\text{m}^2$ ， $V = 1.69\text{m}^3/\text{min}$ ，由此可知，虽然风扇 3 标称流量有显著的下降，但在实际工作时，由于存在系统阻抗其实际流量仅比第 4 种情况小 $0.03\text{m}^3/\text{min}$ ，所以系统最高温度的变化很小，同时从该风扇的特性曲线可看出，此时风扇已运行在推荐的最优区域中。

五. 系统热分析结论

根据上述五种情况下，系统热分析的结果，从中可得到下列结论：

- 1). 通过对增加隔板、改变导流板形式和风扇型号等不同情况下模型的分析计算，最终得到了满足系统内部元器件允许工作温度情况下的系统热设计方案；
- 2). 通过在系统方案设计过程中应用分析仿真软件，首次科学、直观地显示了不同热设计方案下系统内部的温度和空气流分布情况，为最终设计方案确定提供了有力的依据；
- 3). 彻底改变了过去风扇选择的盲目性，通过风扇工作点这一重要特性来验证、指导设计初期系统强迫对流时风扇的选取，并保证其运行在最优工作区域；
- 4). 通过对系统分析仿真，验证了在多层插箱系统中，烟囱效应对系统中不同位置插箱的温度分布有显著的影响（本例中约 10 左右），但通过合理的导流板设计，可有效减小其对系统内部温度分布的影响；
- 5). 分析结果显示，在机柜顶部的出风口应尽量提高通孔率，以减小空气回流引起的涡流，严重时结构设计应采取相应措施，在下部的进风口同样应提高通孔率，以减小风阻、增加空气流量；
- 6). 插箱内部空气流分布表明，插箱横梁在满足结构设计要求的强度和刚度情况下，应尽可能减小横梁前后方向截面尺寸，以降低横梁引起的插箱内涡流区；
- 7). 在热分析计算中，在系统级分析建模中，应对实际系统进行合理的简化和选用合适的对象，以减小系统模型的数据量和计算量，最终得到所需的结果。

某大功率功放的热设计

李伟春 梁亚冲

(广州海格通信有限公司, 广东 广州 510656)

摘要: 本文介绍了本公司某新型功放的热设计方案。由于采用热管与冷板相结合的冷却方案, 大大提高了该功放的散热效果。设计阶段采用热分析软件 Icepak 进行了仿真, 该方案的可行性已得到了初步的试验验证。

关键词: 热设计、热管、冷板、Icepak

Thermal Design of a High-power Amplifier

Li Weichun Liang Yachong

(Guangzhou Telecommunication Co., Ltd, Guangdong Guangzhou 510656)

Abstract: This paper introduces a new method of thermal design for High-power amplifiers, in which the combination of heat pipe and cold-plate was successfully used. This approach has greatly improved the performance and reliability of electronics. Advanced thermal modeling software Icepak was used to simulate the project, it was also validated by test.

Key words: thermal design, heat pipe, cold-plate, Icepak

1 引言

功率器件在其工作时, 将产生一定的热耗散并传至周围环境, 使其温度升高, 从而影响到设备的可靠性。实际上, 大部分电子设备的失效都是由温度升高引起的。所以, 电子设备中冷却系统的设计必须在预期的热环境下, 把电子元器件的温度控制在规定的数值之下, 在热源至外部环境之间提供一条低热阻通道, 以确保热量能够顺利地散发出去。

2 问题的提出

我公司某 1KW 功放要求体积 418(宽) × 450(深) × 162(高), 采用 8 个 MOTOROLA 的 SD2933 大功率场效应管。每个 SD2933 大功率场效应管的最大功耗接近 300W, 热流密度达 50W/cm² (注: 每个 SD2933 大功率场效应管表面积约 6 cm²)。该功放要求在环境温度 55 °C 下工作, 每个功率管发射的功耗为 300W 时, 其管壳最高温度不超过 85 °C。

3 方案的实施

本课题的热设计思路是:

- 将高达 50W/cm² 的热流密度进行快速和大面积的扩散, 传到散热器上;
- 该散热器散热面积必须足够大, 但体积必须足够小;
- 利用风机和设计合理的风道对整机进行热设计。

基于以上思路, 本方案将 SD2933 大功率场效应管耗散的热量经由低热阻的热管均布地

传至铝制冷板，再用三台风机进行强制抽风冷却（方案布置见图 1 所示）。其中，热管的热阻值接近 $0.005 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{W}$ 。冷板体积 $414 \times 330 \times 65 \text{ mm}^3$ （见图 3），直流轴流风机尺寸为 $120 \times 120 \times 32 \text{ mm}^3$ ，其体积流量为 100 CFM，数量 3 个，气流分布较均匀。

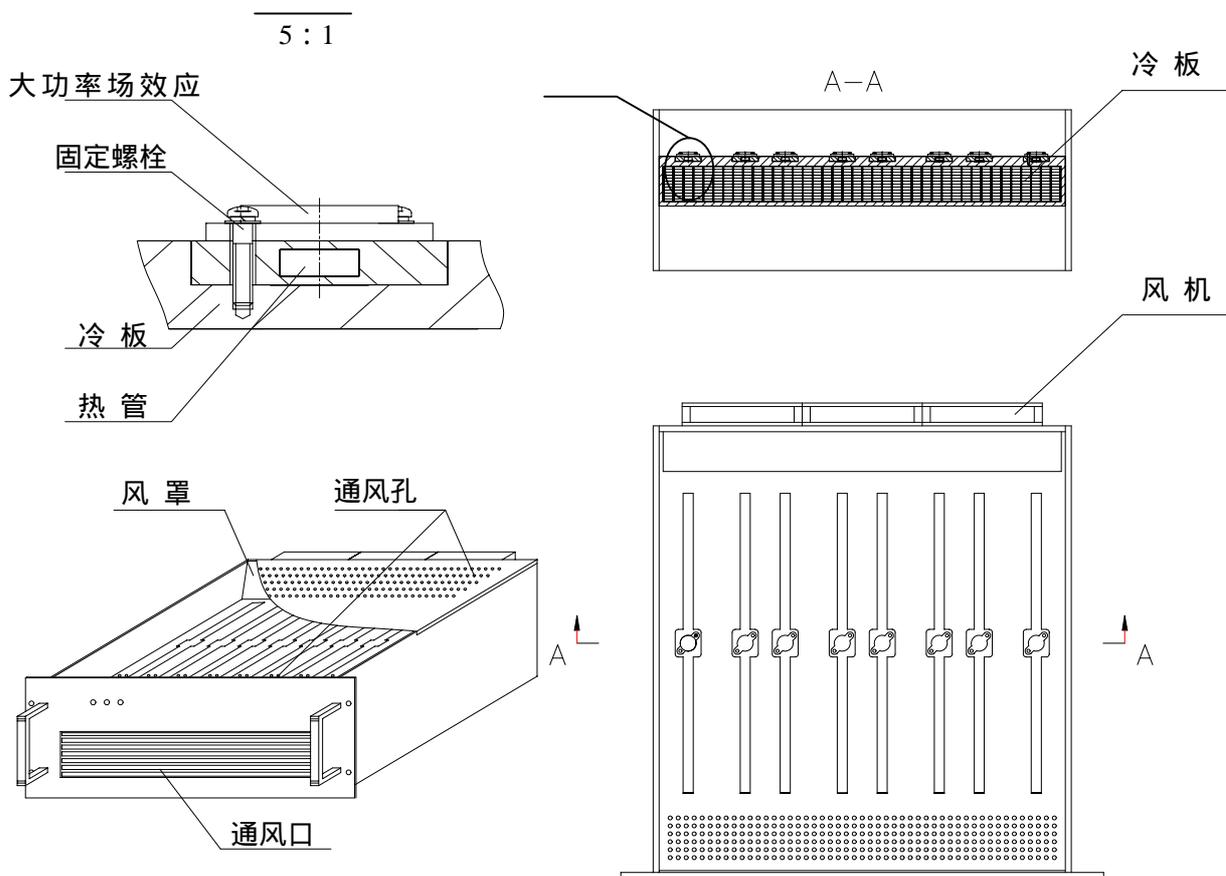


图 1 某功放热设计方案布置图

关键技术：

- 1) 减少管壳-热管和热管-冷板的接触热阻
为便于安装和接触，热管制造成扁平的形式，并保证其接触面要足够平（见图2）。

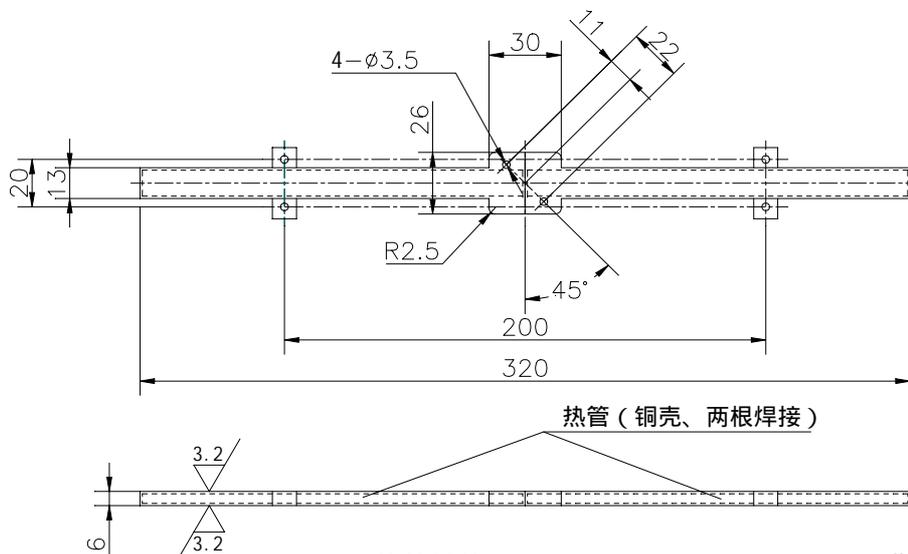


图 2 热管结构图

通常材料表面即不平也不光滑, 当在显微镜下观察时, 会发现两个连接面处被空气间隙隔开而成为点对点接触, 据估计整个材料接触面积只有1-5%, 而空气的导热率只有 0.026W/mK , 非常小, 它与铜的 390W/mK 形成了鲜明的对比。因此, 多数界面具有很高的气流阻尼。接触热阻大大影响了热流通道, 处理得好与否, 决定了热设计的成败。减少热管、冷板的表面加工粗糙度, 接触面涂覆薄层高导热率导热脂, SD2933大功率场效应管-热管和热管-冷板之间要增加适当的压力均可改善管壳-热管和热管-冷板的接触热阻。

2) 减少冷板热阻

利用合理的工艺(如真空钎焊)可以有效的增大传热面积而减小体积, 甚至可以实现低雷诺数流体流动而选用转速低的风机来实现整机低噪音。该功放用的冷板由某企业专业制造, 其结构见图3。

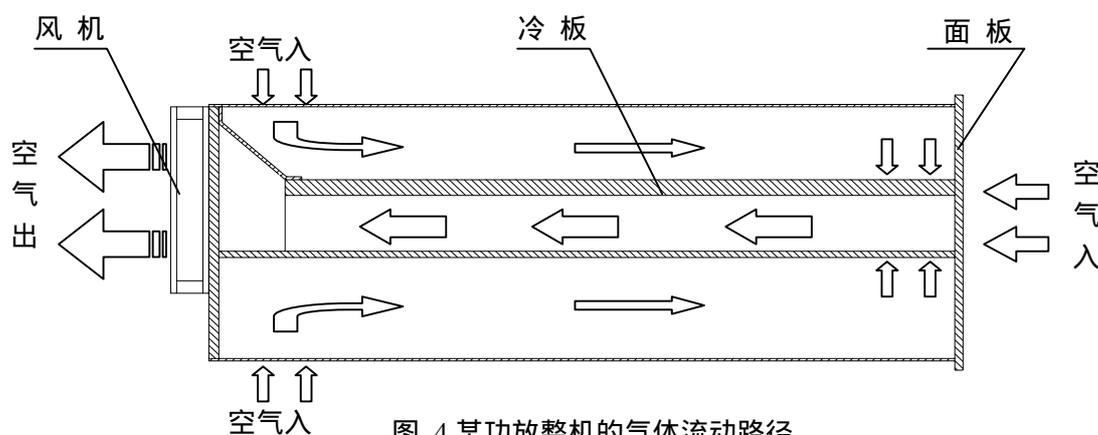


图3 冷板

冷板因为空间较为紧凑, 尘埃等杂物难以清理。所以在恶劣环境中的应用特别要注意加防尘措施。

3) 整机的风道设计

为保证功放整机有足够的流动的气体和保证其电磁兼容性, 一般地通风孔 3。整机的风道及气体流动路径如图4所示:



该功放热设计采用热分析软件 Icepak 进行了仿真。图 5 是该功放热设计 Icepak 模型，图 6-图 10 是 Icepak 软件的分析结果。计算结果最高温度为 83.99 。

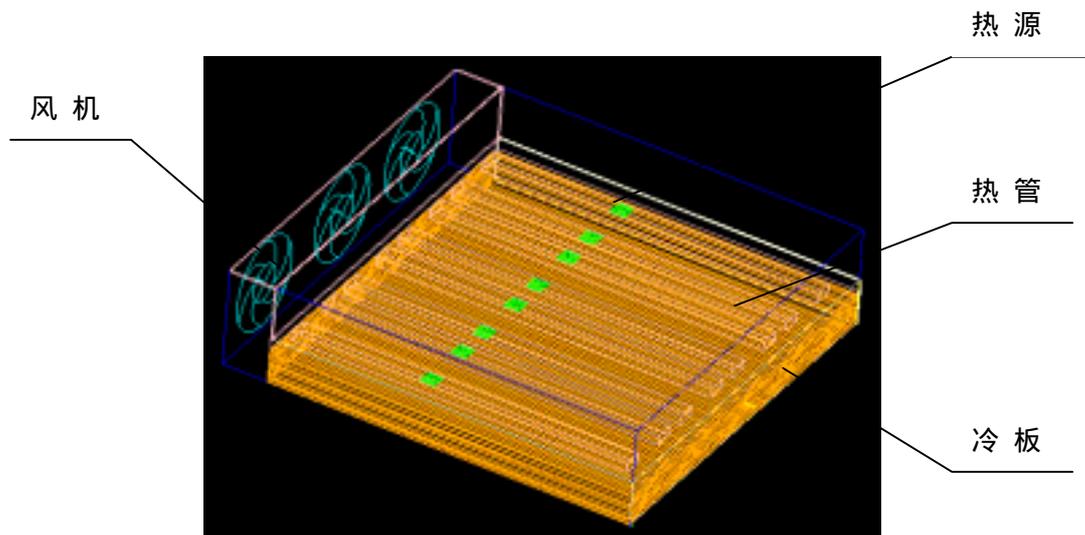


图 5 功放热设计 Icepak 模型

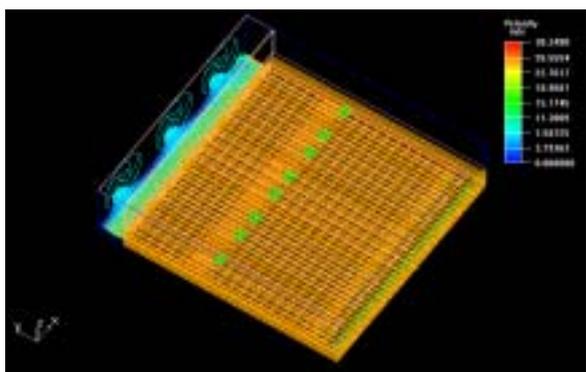


图 6 冷板水平切面的气流情况

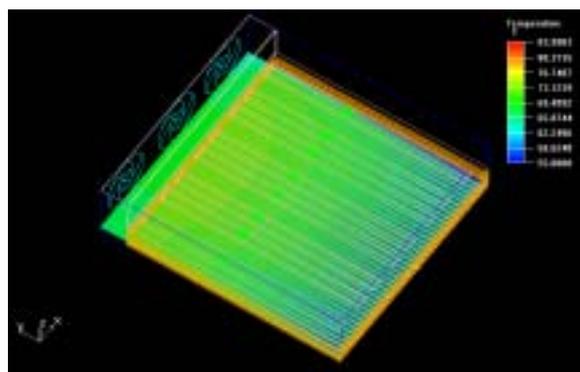


图 7 冷板水平切面的温度情况

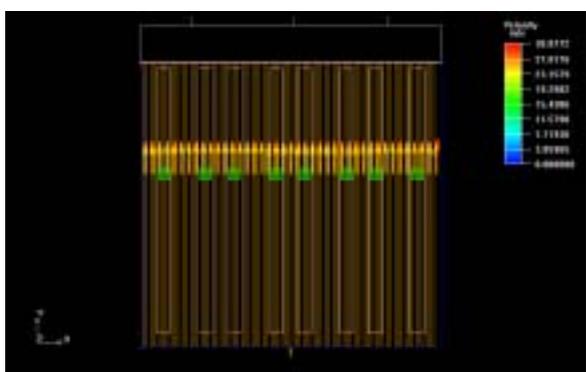


图 8 冷板竖直切面的速度情况

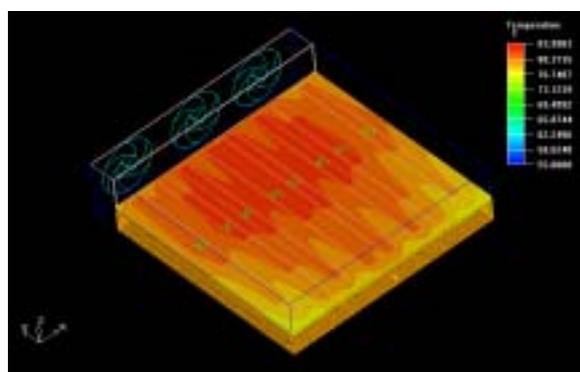


图 9 热管附件的温度情况

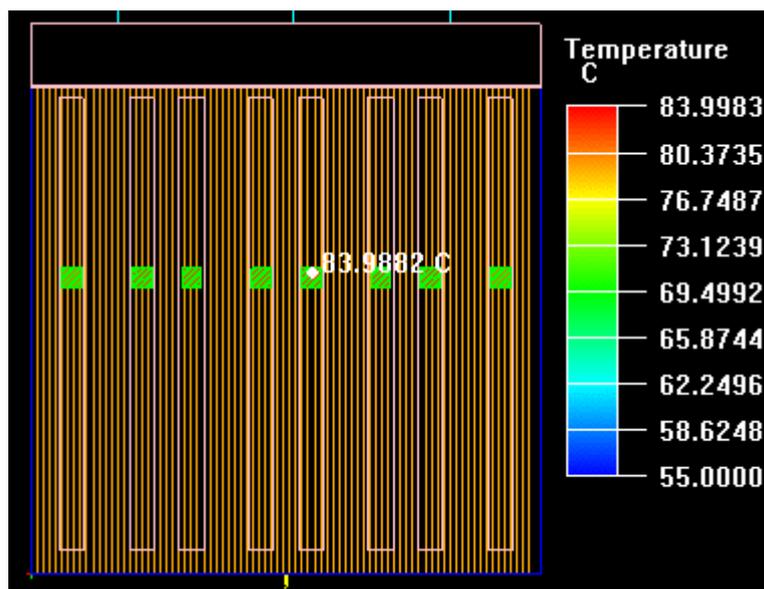


图 10 热源的的温度情况

4 测试和结论

该功放样机在环境温度 55 时进行测试，大功率场效应管壳体最高温度为 80.5 ，满足课题要求。该功放样机使用至今良好，从未出现由发热而引起的可靠性问题。

由此，我们可以看出，采用热管与冷板的组合冷却方案，可以解决电子设备大功率器件冷却中的棘手问题，而且还可以大大的减小其体积，实现电子设备小型化的目的。

参考文献：

- 1) 赵焯爰 编著. 电子设备热控制技术. 西安：西安电子科技大学出版社；
- 2) 电子设备可靠性热设计手册 GJB/Z 27-92. 北京：国防科工委军标发行部出版。

用 Icepak4.0 分析某真空状态下的机箱

黄冬梅

(北京海基公司 北京 100077)

Tel: 010-67522571 Email: huang@hikeytech.com

摘要 真空状态即没有空气,只考虑热传导和辐射。本文对某产品在真空状态下工作的情况进行了热模拟。并借此问题讨论了 Icepak 软件对辐射模型的考虑以及 non-conformal 网格的使用。

1. 引言

传导、对流、辐射是热传递的三种方式。通常情况下三种方式同时存在,只是所占的比例不同。而真空状态下的电子产品却只存在两种因素,分别是传导和辐射。针对强迫对流的模型,实际上辐射所占的比例很小,通常可以不予考虑。但真空状态下不仅要考虑还要重点考虑。这就存在如何使用好辐射模型的问题。本文就这一点及 non-conformal 网格技术进行了详细论述,目的是使其它用户少走弯路。

2. 问题描述

如图 1 所示的一个完全密封的机箱,假设它在真空中工作。它的散热方式是底板为冷板,即通过冷板对整个机箱散热。一共有 10 块 PCB 板,每块 PCB 板上有许多芯片,从第一块 PCB 板模型能够看到芯片的模型。由于机箱处于真空状态,器件的热向外壳的传导也是非常重要的。从图中可以看出芯片的底部有导热率很高的铜片将热量传递到 PCB 两端的金属插槽内(图中蓝色模型)。于是器件的热量便可以传递到外壳上,并通过冷板散热。

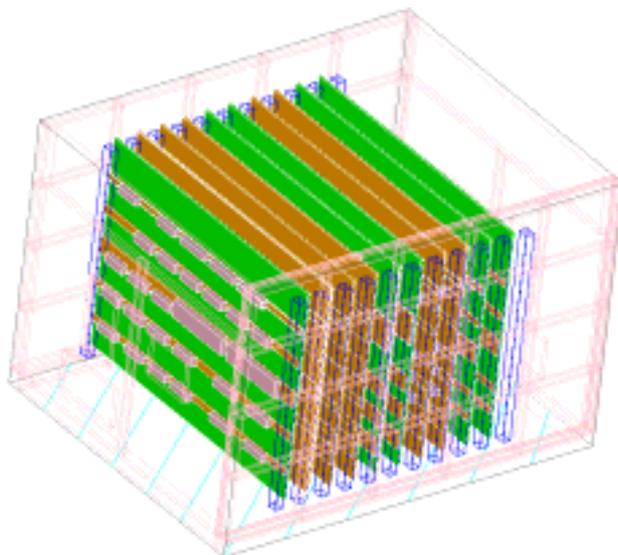


图 1 机箱模型图

3. 辐射的考虑

3.1 Icepak 中辐射的考虑

辐射通常是用于描述电磁波的传递。所有的材料都会发出和吸收电磁波。电磁波的强度和波长与发射体的温度有关。Icepak 中研究的辐射是面对面的辐射。而物体表面 k 的能量可以描述为

$$q_{out,k} = \epsilon_k \sigma T_k^4 + \rho_k q_{in,k}$$

其中, $q_{out,k}$ 表面能量流, ϵ_k 是发射率, σ 是 Boltzmann 常数, $q_{in,k}$ 是周围环境的能量流。

角系数 F_{jk} (view factor) 是 k 表面辐射到 j 表面的能量。所以能量的总和为:

$$A_k q_{in,k} = \sum_{j=1}^N A_j q_{out,j} F_{jk}$$

其中 A_k 是 k 表面的面积, F_{jk} 是 k 表面到 j 表面的角系数。对于 N 面, 有如下公式:

$$A_j F_{jk} = A_k F_{kj} \text{ for } j = 1, 2, 3, \dots, N$$

于是:

$$q_{in,k} = \sum_{j=1}^N F_{kj} q_{out,j}$$

因此, 可以写作: $q_{out,k} = \epsilon_k \sigma T_k^4 + \rho_k \sum_{j=1}^N F_{kj} q_{out,j}$

$$J_k = E_k + \rho_k \sum_{j=1}^N F_{kj} J_j$$

其中, J_k 表示表面 k 所发出的能量, E_k 表示表面 k 所发出的功率。

$$F_{ij} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos \theta_i \cos \theta_j}{\pi r^2} \delta_{ij} dA_i dA_j$$

其中 δ_{ij} 是 dA_j 到 dA_i 的视角, 如果 dA_j 与 dA_i 可见 $\delta_{ij} = 1$, 否则为 0。

3.2 Icepak 计算角系数的方法

图 2 是 Icepak 计算角系数的菜单:

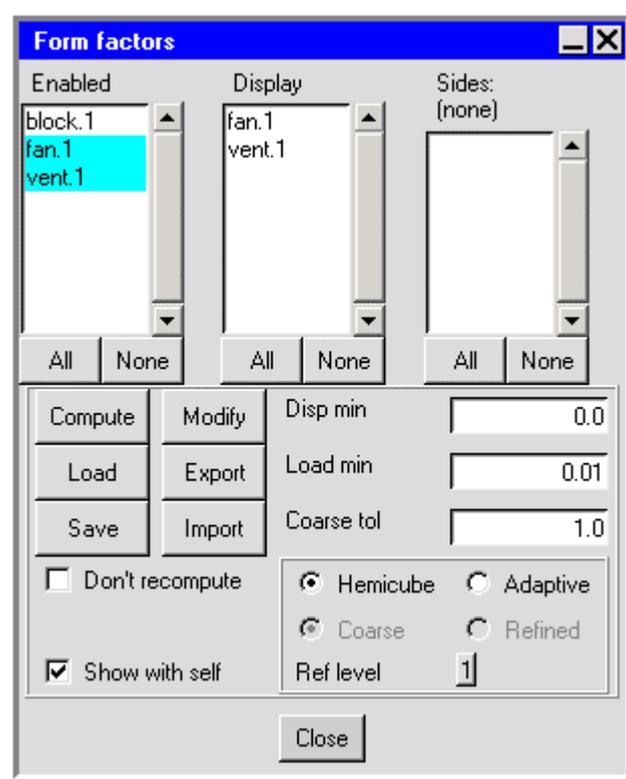


图 2 角系数计算菜单

现在我们来研究一下 view factor 的计算。首先 enabled 下选择的 objects 才参与 view factor 的计算。View factor 的计算可能花去几秒钟，几分钟或更长，依据模型的规模。Icepak 在计算 view factor 时将网格粗化，Coarse Tol 选项决定了粗化的程度，数字越小，精度越高。输入-1 时粗化将不进行。

Icepak 提供了两种计算角系数的方法，分别是 Hemicube 和 Adaptive。如果选择 Hemicube 方法，还需要选择 Refine level，它从 1-7 可变。数字越大精度越高。但耗费的时间也越多。对于一个复杂模型，我们建议选择该方法，因为它比 Adaptive 法要快一些。另外，对一般问题来说选择 Refine level = 1~3, 选择 Coarse tol=1 就足够了。

当模型做了不大的改动而不想再次计算 view factor 时，打开选项 Don't recompute 即可。也可以采用 save 和 load 来减少重复计算。

对于该真空状态下工作的机箱，因为没有对流，实际上空间是可以不做网格的。但是没有网格，view factor 又无法计算。因此就可以采用先计算 view factor，然后将计算结果保存文件。之后再只做固体的网格，在 icepak4.0 中只需要选择 cabinet 的几何为 none 即可。再打开该窗口，用 load 将刚才计算的 view factor 调出即可。这样的方法能为我们节省大量的工作时间。

4. non-conformal 网格的使用

non-conformal 网格即不连续网格，也就是网格点可以不需要一一对应（见图 3）。Icepak4.0 能够自动生成这种网格。这种网格的好处在于网格的加密只在需要的地方进行，不需要的地方网格可以不加密。于是能够为用户节省大量的网格和求解时间。

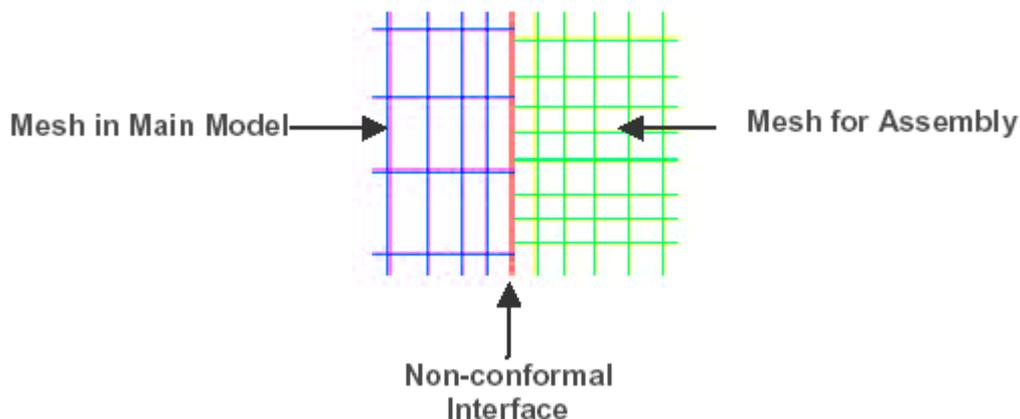


图 3 non-conformal 的定义

non-conformal 网格的使用需要建立一个 assembly，即将需要加密网格的物体形成一个组合体。然后用户自定义一个放大的区域（slack），也就是在该定义区域内网格与外部网格不需要一致。Icepak4.0 缺省时 slack 都为 0，而 slack 的定义要离开 assembly 一些。也就是说 slack 定义的边界温度梯度、速度梯度等变化不大才可以。图 4 为 slack 的定义。

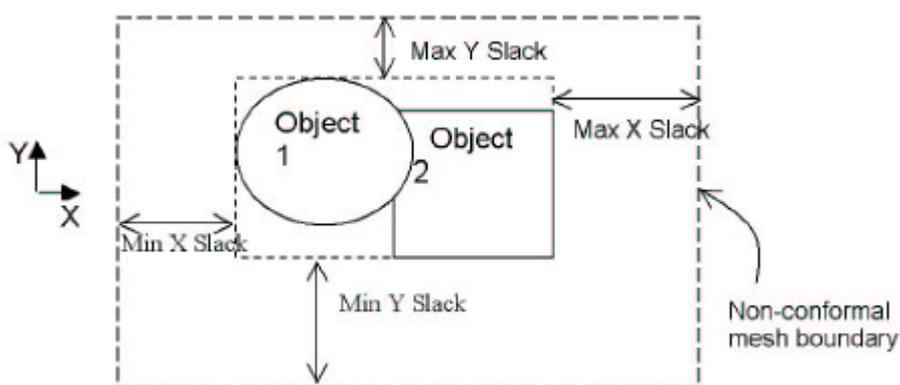


图 4 slack 的定义

但是定义 assembly 要注意：

- 1) assembly 不能接触它以外的其它物体的边缘，除了 cabinet 和 hollow block 以外。见图 5。

- 2) assembly 可以与它以外的其它物体相重叠, 见图 6。但是斜板, 多边形, network block 除外。
- 3) 一个不属于 assembly 的物体不能完全的置于该 assembly 的内部。如图 7 所示。
- 4) 如果要单独做网格的两个 assembly 不能接触, 相交或内置。但如果不同时单独做网格则不影响。

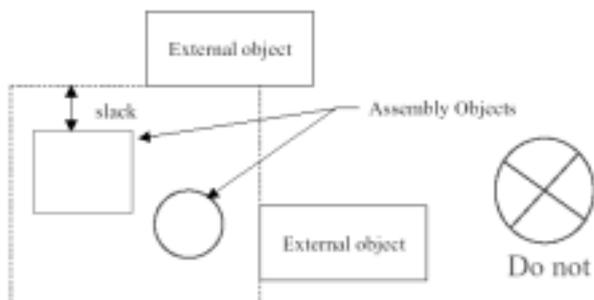


图 5

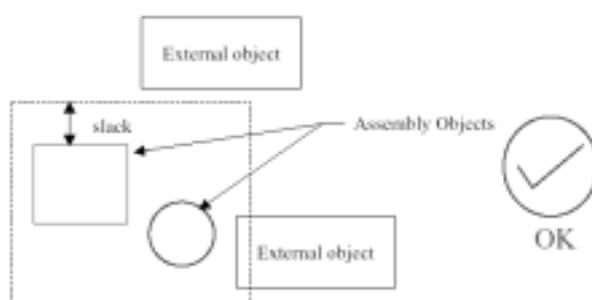


图 6

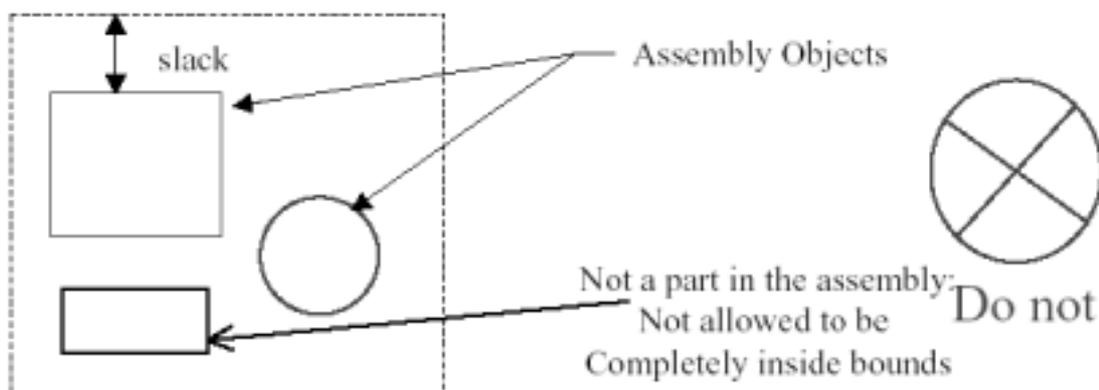


图 7

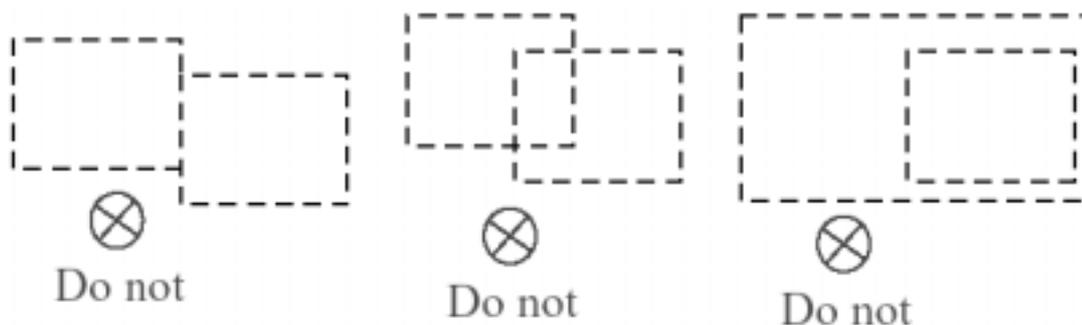


图 8

5. 该模型的网格及计算结果

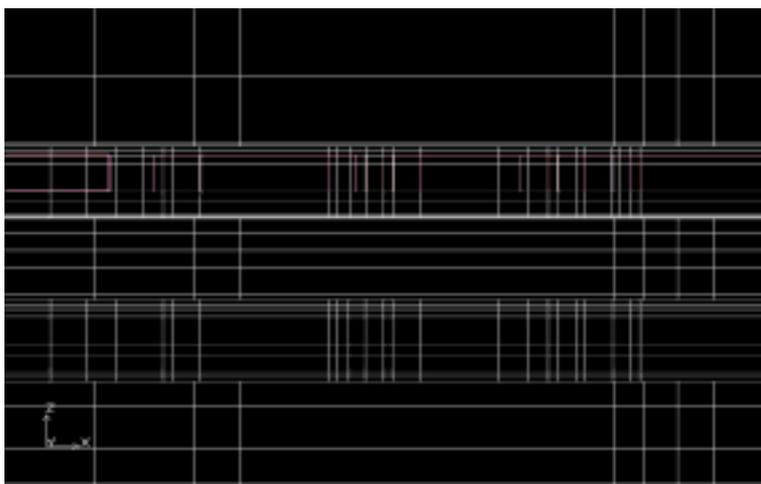


图 9 模型的网格图，图中示出了 non-conformal 网格

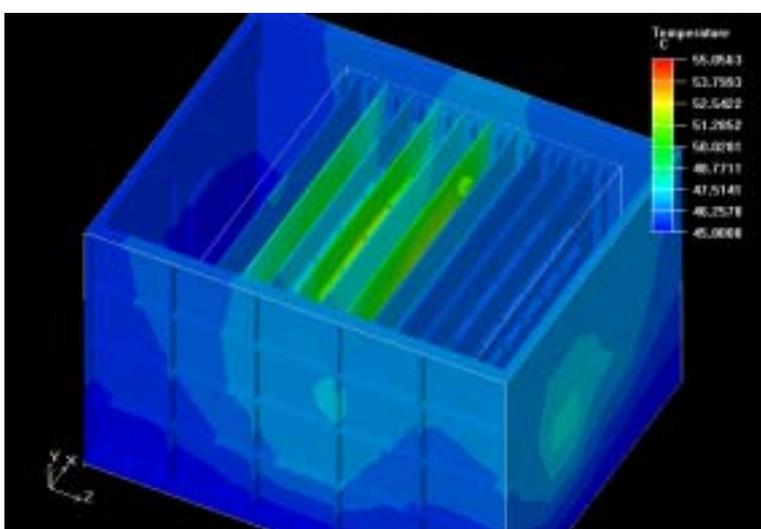


图 10 整个机箱的温度分布图

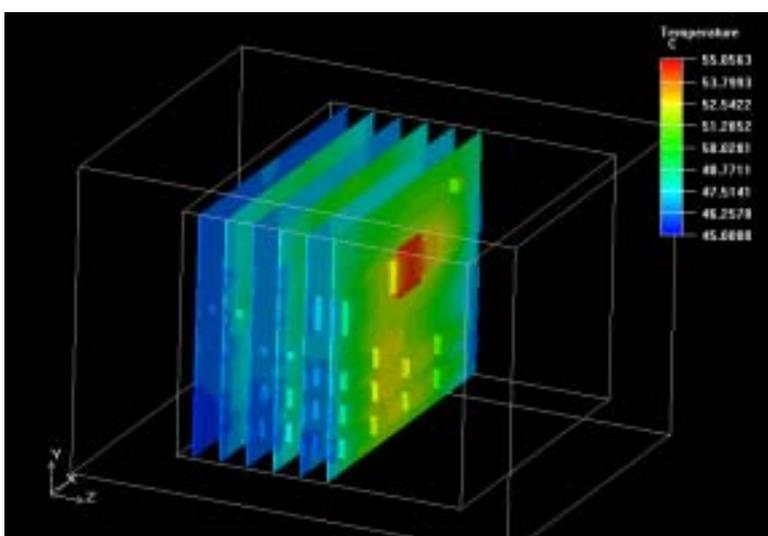


图 11 关键器件的温度分布图

6. 小结

通过本文的计算和分析，我们可以得出如下结论：

- 1) 选择适当的 view factor 计算参数，view factor 的计算时间将不再冗长。
- 2) 采用 non-conformal 网格技术，能大大减少网格数量，并缩短求解时间。

本文如有不妥之处，欢迎批评指正。

参考资料

- [1]Icepak User's Manual Fluent.inc.
- [2]Icepak4.0 upgrade Rajesh Fluent.inc
- [3]Non-conformal notes Chunwei Fluent.inc

不平衡热源对散热器形状影响的分析

谢军

(西安 132 号信箱 17 分箱 西安 710100)

摘要 通过改变散热器外形,获得多组温度数据,以便探讨不平衡热源对散热器温度分布的影响,在进一步减重的要求下,达到优化散热器的目的。

1. 引言

某电子设备内部配备一大功耗器件。该器件通过底板导热到散热器基板,然后通过面积较大的直肋散热。各个直肋又组成了密封风道,由一台风机抽风带走直肋散发的热量。如图 1 所示。

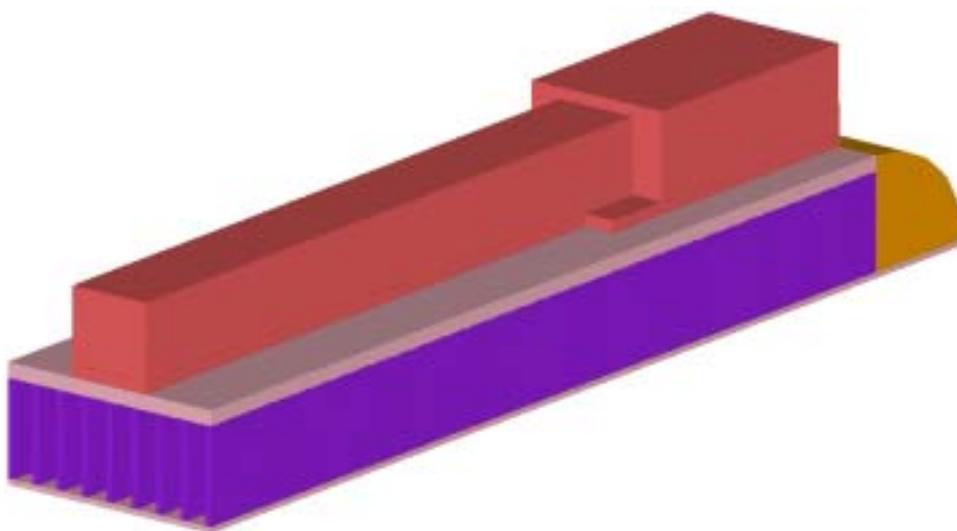


图 1 某电子设备功耗器件散热构件

该器件发热方面的一个显著特点是不均衡性,大部分热量(80%)由其靠近风机一端的底板区域(小面积)散出,少部分热量(20%)在进风口一端底板区域(大面积)散出。

2. 初步分析

初次所作的散热器热仿真结果如图 2 所示。

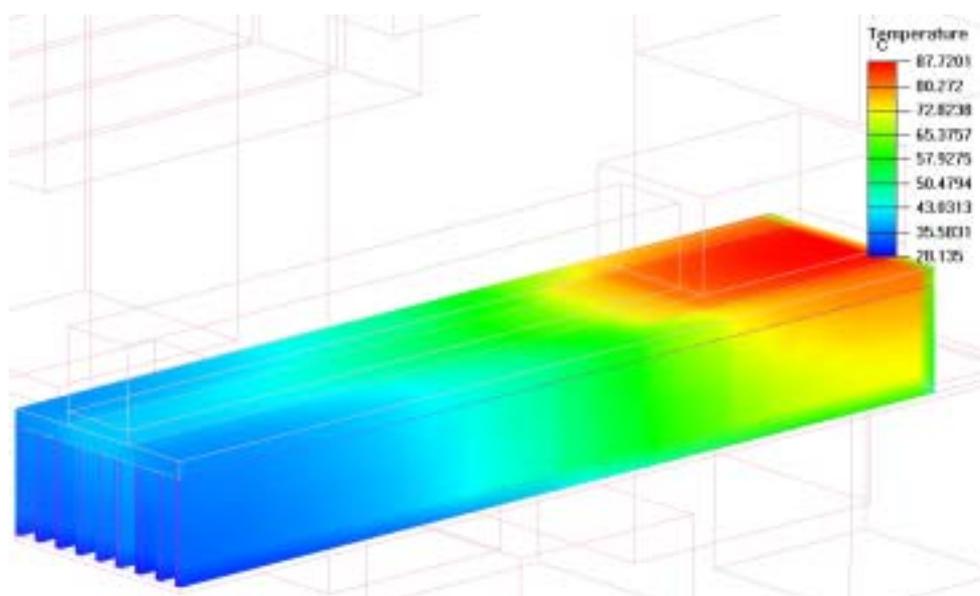


图 2 散热器温度云图

可以直观地看到该器件在风机一端温度达 87.72°C 。在该区域，由散热器的基板向下直至肋片末梢，温度逐渐降低至 50°C 左右。再由风机端向远离风机一端看，温度逐步降低至 28.14°C ，呈现了明显的由一个中心向四周扩展的温度变化趋势。分析原因，应该是占大部分面积的小热量区域与占小部分面积的大热量区域的强烈对比造成的。如果我们不作热分析，只是简单使用全长全高散热器，当然可以满足孤立的器件散热问题，但该电子设备在要求有效的热控制前提下，还要求减重。这就需要进行进一步的散热器优化。

3. 热分析方案优化

优化的措施一般可以在基板厚度、肋片厚度、肋间距上寻找最佳值。但是，工程实践中考虑到工艺可实现性、加工成本问题，大多选用散热器型材，而且型材厂家在制定产品系列上已经优先考虑了这三个要素的匹配问题。所以这里我们不再以基板厚度、肋片厚度、肋间距等常规要素来做优化，而是着重以散热器侧面切出刀口的方法直接达到减重的目的。以越远离大功率器件底板温度越低的趋势来看，温度较低区域的散热器肋片对整个热源散热贡献不大，可以考虑减去该区域肋片。

我们以散热器侧面为坐标平面，划定减重区域，如图 3 所示。在不同的 (x, y) 位置去掉 $oxay$ 四点所围区域肋片，分析得到相应形状散热器的最高温度点 a ，同时评估 $oxay$ 的面积，表达减重的效果。

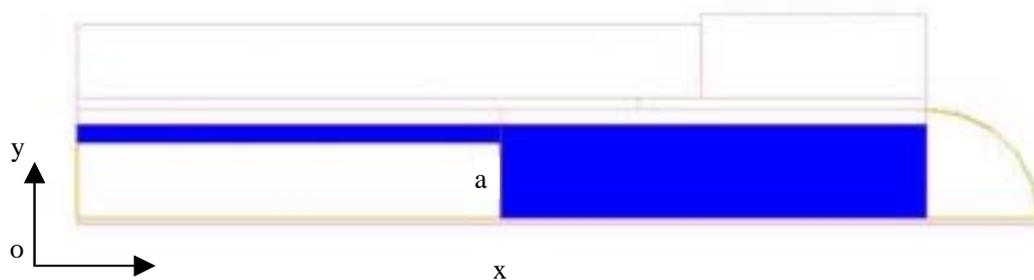
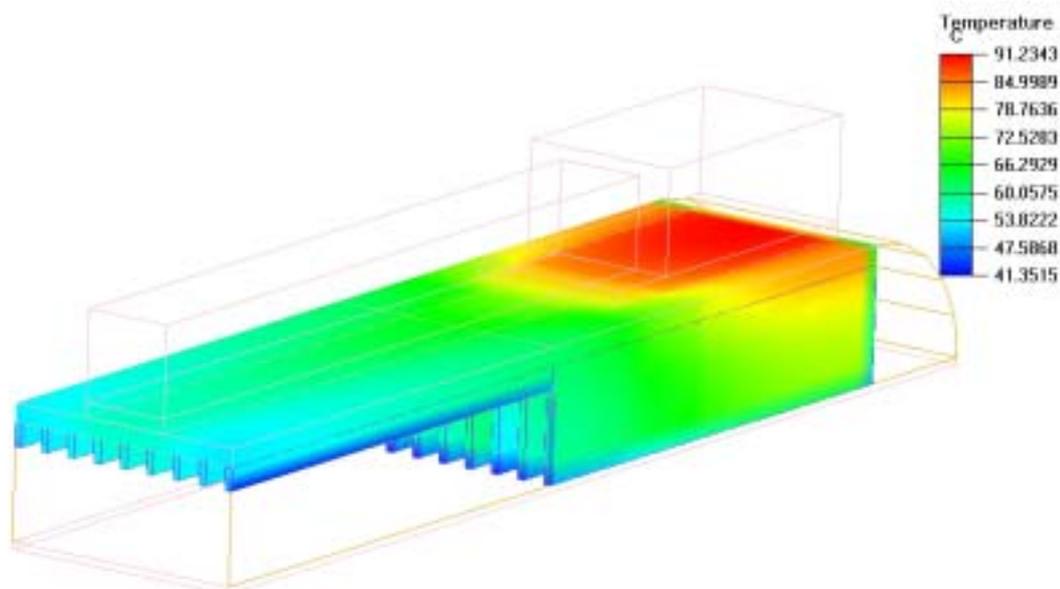


图3 散热器侧板坐标系

由于我们采用了先进的热分析软件 ICEPAK，可以在较短的时间里对比很多组 (x, y) 组合，获得了有参考价值的数据共 16 组。如图 4 为 $x=220$ $y=40$ 时的切口散热器温度云图示例。该图中散热器最高与最低温度差与图 2 的温度差比少了约 10，表明热分布更均匀，散热器达到了一定优化。

图4 $x=220$ $y=40$ 时的切口散热器温度云图

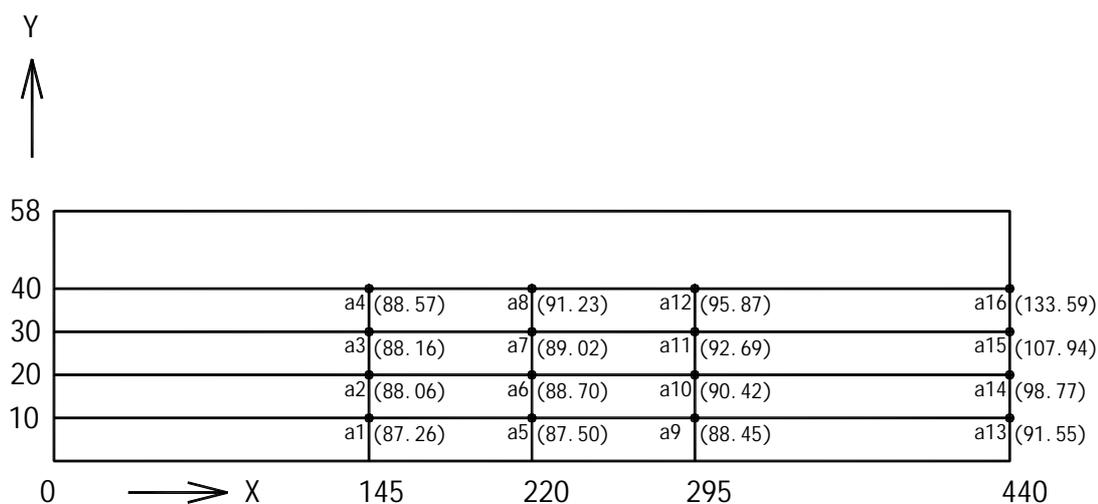


图 5 (x, y)对应的不同切口散热器的最高温度

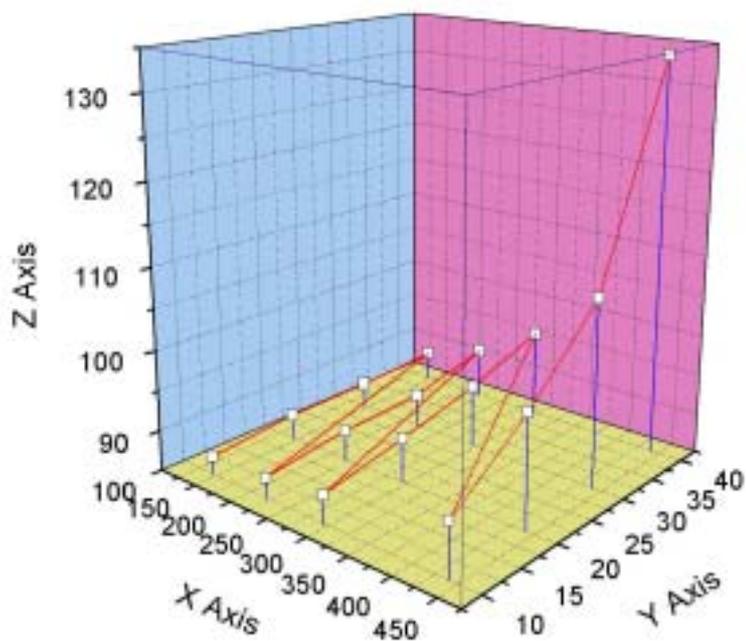


图 6 (x, y)对应的不同切口散热器的最高温度的 3 维坐标图

4. 结论

如图 5 所示详细列出了(x, y)对应的不同切口散热器的最高温度。图 6 则把每种散热器

的最高温度值 a 作为 Z 坐标 (单位为 $^{\circ}\text{C}$), 给出了形象的 X - Y - Z 坐标图。从图 6 可以看出, 越接近发热集中端 (即 x 和 y 取较大值时) 温度梯度呈高速上升态势, 而越远离发热集中端 (即 x 和 y 取较小值时) 温度梯度呈缓和下降态势, 且幅度差越来越小。那么, 在幅度差最小且切口面积较大的位置确定切口位置应该是最优方案。考虑到最高限温可以达到 90°C , 选择 $a7$ 点比较好。

本文并不计较具体方案的选择, 实际较优秀的方案不止一个。因为进一步的优化方案也很清楚, 开一个倾斜的切口即可, 不过要加大工艺难度。本文旨在提供一种与众不同的在减重条件下优化散热器的思想方法。

参考文献

[1] Icepak 3.2 User's Guide . October 2000

大功率电源模块的散热设计

陈文鑫，景莘慧

(东南大学 南京 210096)

Tel: 025-3792474 Email: look@seu.edu.cn

摘要 本文用传统的热设计理论及经验公式对电源模块内的四个50W大功率管进行了散热设计，并应用热分析软件 Icepak 对理论计算进行了校核，并对方案进行了优化设计。

关键词 功率管散热，散热器，热分析软件，Icepak

1 引言

电源模块内有四个功率管(在同一平面上,分成两排),其两两间距为60mm,管径20mm,每一功率管的发热功率为50W。周围环境温度： $+50^{\circ}\text{C}$ 。要求设计一150mm×200mm的平板肋片式散热器。

根据热设计基本理论，功率器件耗散的热量为

$$P_c = t/R_T \quad (\text{W}) \quad (1)$$

式中， t 为功率管结温与周围环境温度之差， $^{\circ}\text{C}$ ； R_T 为总热阻， $^{\circ}\text{C}/\text{W}$ ；

$$R_T = R_{Tj} + \frac{R_{Tp}(R_{Tc} + R_{Tf})}{R_{Tp} + R_{Tc} + R_{Tf}} \quad (2)$$

R_{Tj} 为功率管的内热阻， R_{Tp} 为器件壳体直接向周围环境的换热热阻， R_{Tc} 为功率管与散热器安装面之间的接触热阻， R_{Tf} 为散热器热阻。本文旨在尽量减小 R_{Tc} 和 R_{Tf} ，使系统热阻降低，保证功率管结点温度在允许值之内。

2 任务分析

功率管的温度控制，主要是控制功率管的结温。生产厂一般将器件的最高结温规定为 90°C ~ 150°C 。可靠性研究表明，对于使用功率元件的电子设备长期通电使壳体温度超过 100°C ，将导致故障率大大增加。故要求功率管壳体温度，即散热器底板温度（先忽略安装时的接触热阻）应低于 100°C 。以下的计算中暂取 100°C 。

常用散热器主要有叉指型和型材两种。对于叉指散热器，叉指向上对散热较为有利；而型材散热器则要求底板竖直放置。本设计中若采用叉指型散热器，则200mm×150mm的底板占用水平空间较大，不利于PCB板的排放，故采用型材散热器。型材散热器按照肋片的形式可分为矩形肋、梯形肋、三角形类、凹抛物线肋等，其中，矩形肋的加工方法最为简单，应优先考虑。又考虑到性价比及加工工艺性，故采用铝合金作为散热器的材料。

3 散热器设计

3.1 底板的设计

底板的设计包括底板厚度和底板长高尺寸设计。在底板材料确定的条件下，底板的厚度会影响其本身的热阻，从而影响散热器底板的温度分布和均匀性。查阅部分国家标准，取散热器底板厚度为6mm。根据经验公式，底板的高度取为150mm（150和200mm的较小者）

时换热系数较大。

3.2 肋片厚度的设计

无量纲数毕渥数 (Biot) 小于 1, 即 $B_i = \frac{h \cdot \delta}{\lambda} < 1$ 为肋片起增强散热的判据; 实验证实, 对于等截面矩形肋, 应满足 $B_i \leq 0.25$ 。为了使 Bi 数较小, 肋片以薄为宜, 但如果肋片厚度过小, 将给加工增加困难, 本文取肋片厚度 $\delta = 1.5\text{mm}$ 。

3.3 肋间距的设计

当散热器尺寸一定时, 减小肋片间距, 则肋化系数增加, 热阻降低; 但由于流体的粘滞作用, 肋间距过小将引起换热效果变差。本文取肋片间距为 1.2cm。根据这一肋片间距, 散热器上共可布置 30 片肋片 (分布于两侧)。

3.4 肋片高度的设计

肋片及底板的散热可近似看作自由空间垂直平壁的自然对流换热。定性温度取散热器和环境温度的平均值 75°C ,

$$Gr = \frac{D^3 \cdot \beta \cdot g \cdot \Delta t}{\gamma^2} \quad (3)$$

Gr ----葛拉晓夫数;

D ----自然对流时的特征尺寸, $D = 150\text{mm} = 0.15\text{m}$;

t ----壁温与周围流体温度之间的温差, $t = 100 - 50 = 50^\circ\text{C}$;

----体积膨胀系数, $\beta = 2.9575 \cdot 10^{-8} \text{ 1/K}$;

----运动粘度, $\gamma = 20.43 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$;

g ----重力加速度, $g = 9.87 \text{ m/s}^2$;

代入数据得 $Gr = 1.1673 \cdot 10^{-7}$, 而普朗特数 $Pr = 0.7085$, 故 $Pr \times Gr = 8.2703 \cdot 10^5$, 在 $10^4 \sim 10^9$ 之间, 判断流态为层流。相应的对流换热系数计算公式为

$$h = 1.49 \left(\frac{\Delta t}{D} \right)^{0.25} \quad (4)$$

h 、 t 、 D 的单位分别取 $\text{W/m}^2\text{K}$ 、 K 、 m 。代入数据, 得 $h = 6.3666 \text{ W/m}^2\text{K}$ 。再由公式 $Q = h A t$ 计算所需散热面积 (暂时不考虑肋片效率) 为 0.62828 m^2 。由此确定散热片肋高 $d = 66.476\text{mm}$, 考虑到肋片效率问题, 取 70mm 。

3.5 散热器的校核计算

由于上述计算过程均是在散热器底板温度为 100°C 的假设下进行的, 所以必须对散热器温度进行核算, 以验证假设是否与实际相符。

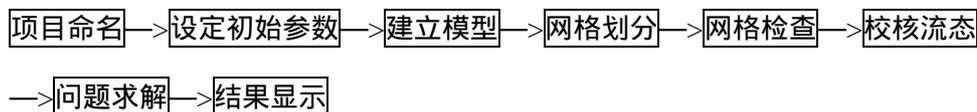
由等截面矩形肋散热效率计算公式求得: $\eta = \frac{th(md)}{md} = 92.86\%$, 其中 $m = \sqrt{\frac{2h}{\lambda\delta}}$ 。

散热面积 $A = 0.66 \text{ m}^2$, 求得 $t = Q / (h A) = 51.2566^\circ\text{C}$ 。

肋片温度 t 等于环境温度与温升 t 之和, 即 $t = 50 + 51.2566 = 101.2566\text{ }^{\circ}\text{C}$; 这表明, 所设计的散热器在自然冷却的散热方式下, 略高于器件的温升要求, 下面我们再借助 ICEPAK 对散热器的参数进行优化, 并采用强迫风冷, 以期得到更低的肋片温度。

4 用 Icepak 软件进行优化设计

ICEPAK 求解的一般过程如下:



根据前面的计算结果, 我们在 ICEPAK 中建立模型, 对上述自然对流计算结果进行校核。这里需注意 cabinet, wall, 及 opening 三个基本模型元素的设定。

ICEPAK 约定: cabinet 是一个自动生成、不可删除、无厚度、无表面换热的求解物理边界, 其他任何实体模型元素一般均不允许超出此边界。另外我们还注意到: 此边界直接影响系统所给出的瑞利数 (自然对流) 及雷诺数 (强迫对流), 从而直接影响着换热流体的流态; 同时此边界也是网格划分的边界, 它影响着网格的数目和问题求解所需的时间, 过大过小均不适宜。本文中取 cabinet 稍大于散热器的尺寸。正是由于 cabinet 无表面换热, 因此对于有源温控问题, 必须在模型中创建 walls 和 openings, 表示与外部环境的热量交换途径, 否则内部热源导致热能内聚, 使温升愈来愈大。

在求解一边界条件已知的封闭体的散热问题时, 如插箱、机柜等, 常需用 walls 来模拟实体边界, 可以使其尺寸小于 cabinet。我们可以对 wall 定义厚度、温度、表面换热系数、热流密度等参数来模拟机柜外壳的物理特性。而如何设定上述参数, 对于客观、科学的模拟现实问题、得出较准确的预测结果具有非常重要的意义。

Openings 则明确定义了热源区域同外部环境的换热通道, 它一般用来表示实体壁面上的开孔。相对于无表面换热的 cabinet 而言, opening 则是热量交换的重要门户。本文中无需设定 walls, 我们在 cabinet 的六个面上依次创建了 opening, 表示求解区域同外部环境之间的空气流通和热量交换的通道。

保持 ICEPAK 对求解参数的默认设置, 求解过程约需 40 分钟。从图 1 可以看出: 功率管表面的最高温度为 $102\text{ }^{\circ}\text{C}$ (模型中有六个 openings, 迭代次数为 140), 与理论计算值相符。改变模型中的相关参数, 我们对散热器进行了优化设计, 结果表明: 散热器底板厚度为 6mm 比较适合, 另外, 不宜为了增加肋片数目而过度减小肋片间距, 最终取 8.6mm。

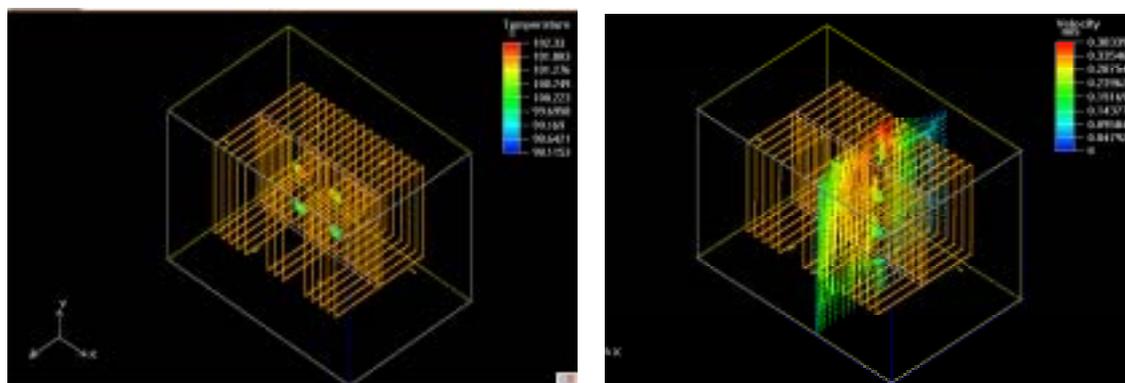


图 1 自然对流条件下功率管散热的温度与风速云图

尽管散热器的参数优化对温升控制略有改善, 但仍不能满足功率管的可靠性要求, 因此,

我们考虑强迫风冷的散热方式。在上述计算模型的基础上，我们在垂直方向设定流体的流速为 1.5m/s，即在散热器底部送风，其他参数不变。我们注意到，此时系统给出的流态为紊流。在初始条件中作相应的调整后，最终求得的器件表面最高温度约为 89°C。散热器底板截面温度图及横向风速云图分别见图 2、3。

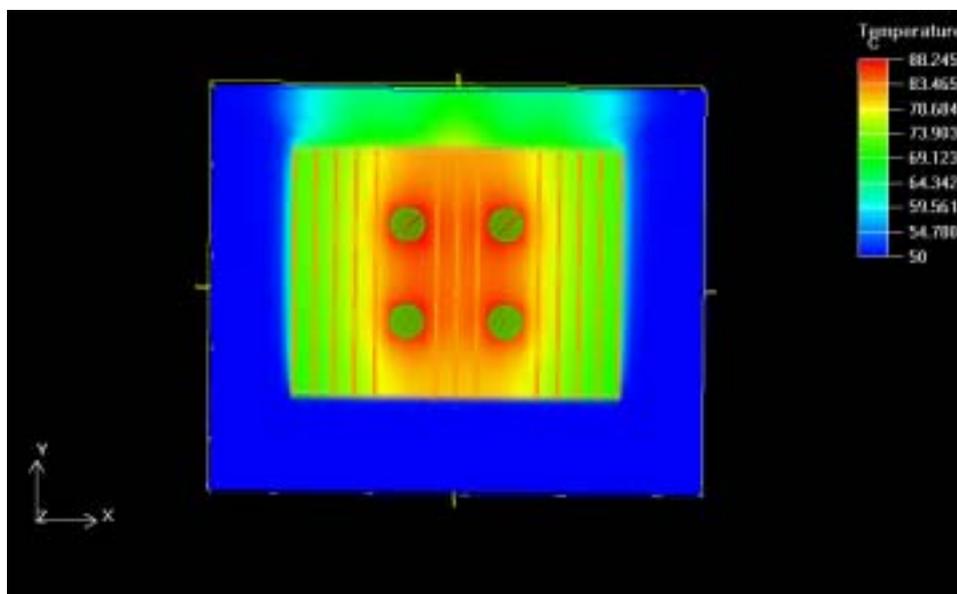


图 2 强迫对流条件下功率管散热的温度云图

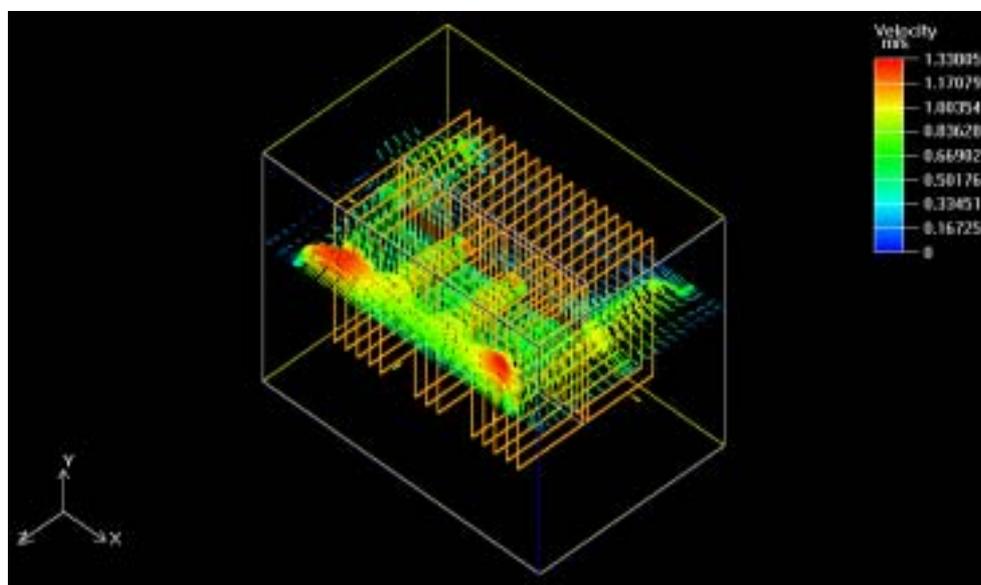


图 3 强迫对流条件下功率管散热的风速云图

在求解过程中我们注意到：迭代的次数对最终结果有比较大的影响，因此如何恰当设定迭代的次数及残余误差值得进一步深入探讨。

5 结论

本文对四个 50W 的大功率管进行了散热设计。最终采取空气强迫对流方式。散热器采用铝合金，用型材加工，表面作黑色阳极氧化处理，具体尺寸如下：

底板规格：150mm（高）×200mm（长）×6mm（厚）；

肋片形式：矩形等截面肋；

肋片厚度：1.3mm；

肋片间距：8.6mm（共 36 片肋片）；

肋片高度：70mm；

在自然冷却的条件下，功率管的壳温约为 102℃，对应的散热器热阻为 0.26℃/W；

在 1.5m/s 的风冷条件下，功率管的壳温约为 89℃，散热器热阻则为 0.20℃/W，满足设计要求。

参考文献：

- [1] D.S. 斯坦伯格著. 电子设备冷却技术. 北京：航空工业出版社，1989
- [2] 谢德仁编. 电子设备热设计. 南京：东南大学出版社，1989
- [3] 电子设备可靠性热设计手册. 北京：电子工业出版社，1989
- [4] 邱成梯, 赵悼受, 蒋全兴编著, 电子设备结构设计原理. 南京：东南大学出版社，2001. 12
- [5] 陈炳生主编. 电子可靠性工程. 北京：国防工业出版社，1987

作者简介：

陈文鑫：2002 年毕业于东南大学并获学士学位，主修电子设备结构设计，现从事电子产品的热设计工作。

景莘慧：东南大学青年教师，主要从事电子设备热设计、电磁兼容性设计等相关的教学、科研工作。

Email: look@seu.edu.cn

Tel: 025-3792474 13062586577

Icepak 在电子设备热分析中的应用

方志强 付桂翠 高泽溪

(北京市海淀区学院路 37 号 北京 100083)

Tel: 010-82318042 Email: zhiqiang_fang@163.com

摘 要：应用热分析技术，能在产品的设计阶段获得其温度分布，从而优化设计，提高产品可靠性。介绍了现在流行的电子设备热分析软件，阐述了电子设备热分析软件在应用中面临的一些问题，并结合一简单实例，采用软件 Icepak，展示了电子设备热分析的全过程，对该软件在应用中的部分难题提出了解决方案。结果表明：妥善处理好主要问题，则能够达到较高的热分析精度，满足工程需求。

关键词：热分析；Icepak；温度场；电子产品可靠性；电子设备；热模型

中国分类号：TP319；TK11⁺²

1. 引言

电子设备的主要失效形式是热失效^[1]。据统计，电子设备的失效有 55% 是温度超过规定的值引起的。随着温度的增加，电子设备的失效率成指数增长趋势。发热问题^[2]，被认为是电子工业面临的三大问题之一，已引起了人们的普遍关注。

“热”问题，促进了热分析技术的迅猛发展。热分析，又称为热模拟，是利用数学的手段在电子设备的设计阶段获得温度分布的一种方法。利用热分析技术，能避免潜在的“热”问题，提高产品可靠性；缩短研制周期，降低成本。

2. 现代热分析软件的特点

用于电子设备的热分析方法主要分为两类：解析法和数值分析法。其中，解析法只能求解一些简单的问题；数值法以离散数学，数值计算为基础，以计算机为工具，能对大量复杂问题进行求解。由于计算传热学的发展和计算机的广泛应用，数值法已成为最常用的研究温度分布的方法。

大多数热分析软件都采用数值法。热分析软件在求解温度分布时考虑了很多因素，例如：元件的几何因素，分布状态，导热材料的传热系数及周围环境条件等，可以高效高速的应用在产品的热分析热设计中。目前，国外许多公司已经开发出了电子设备热分析软件，并大多已商品化。

3. 影响热分析精度的因素

应用热分析软件的一般步骤是：根据产品或设计要求建立热分析模型，输入所需的热参数和边界条件，划分网格，进行计算，通过后处理得到温度场分布。但在热分析中，可能产品的实际结构繁多复杂，难以精确建模，且可能缺乏准确的输入参数和边界条件等等^[3]，会导致较大的热分析误差。

影响热分析软件分析精度的因素较多，下面主要从建模、热功耗、导热、对流和热辐射

这五个方面进行分析。

3.1 建模因素

建立一个合理的热分析模型，是保证热分析结果精确的前提。下面以 PCB 板和封装模型为例进行分析。

1) PCB 板建模

PCB 板一般由绝缘体（比如材料 FR4）和铜经过加热和加压制作而成，铜的作用是导电和导热。纯 FR4 的传导率为 $0.35\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ ，纯铜的传导率为 $388\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ ，故铜的含量是影响导热的重要因素。但铜的分布往往较为复杂，其含量很难精确得到。在板级热分析中，如果 PCB 板的建模不准确，则会引入较大的分析误差。

2) 封装模型建模

做元件级热分析时，需要获取元件的详细封装模型，但目前只有部分标准的器件生产厂家能提供此模型。

做板级和系统级热分析时，为了减少运算时间，一律采用简化模型。可以对详细的封装模型进行简化，或根据经验来建立简化模型，这需要分析人员丰富的经验。

3.2 热功耗因素

热功耗，是影响热分析的重要因素。热功耗不同，则热分析结果大不相同。但热功耗很难精确获得。一般认为，热功耗是电功耗和其工作效率的乘积。

要获取电功耗，最准确的方法是进行测量。但实际操作中，往往电路比较复杂，难以测量电流，难以得到精确的电功耗；而且，热分析往往在设计阶段进行，这时还没有成型的模型，不可能进行测量。

3.3 导热因素

导热，又称热传导^[5]，基本规律是傅立叶定律，其数学表达式为：

$$Q = -\lambda F \frac{\partial t}{\partial x} \quad (1)$$

式中， Q 为热流量，单位是 W ； λ 为导热系数，也称传导率，单位是 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ ； F 为垂直于热流方向的截面面积，单位是 m^2 ； $\partial t / \partial x$ 为温度 t 在 x 方向的变化率。

由上式可知，热传导主要由材料的传导率决定。对于给定的材料，可以通过材料手册查到传导率。但对于工程技术人员来讲，材料的具体成分往往很难获得，传导率很难选准确，比如塑料，其品种繁多，且各品种的传导率也相差较大。

3.4 对流因素

对流换热是一种十分复杂的换热过程。流体的物性，换热表面的几何条件，流体物态的改变及换热面的边界条件等对对流换热都有影响。比如，如果空气阻尼系数和风扇特性曲线等获取不准确，也会带来一定的误差。

3.5 热辐射因素

在自然对流时，要考虑辐射的影响。两个非黑体间辐射热交换的热流量公式是：

$$Q_{1,2} = \sigma_0 \epsilon_s X_{1,2} F_1 (T_1^4 - T_2^4) \tag{2}$$

式中， σ_0 为黑体辐射常数； ϵ_s 为综合发射率； $X_{1,2}$ 为角系数； F_1 为物体 1 的面积； T_1 和 T_2 为两个物体的表面温度。热流量与温差的四次方成比例。

由公式可知，发射率是影响辐射的主要参数。物体表面的氧化层，粗糙度，表面处理，划痕，灰尘，油脂等等都会影响发射率。

总之，热分析软件在精确建模，参数选取和边界条件的确定等方面仍存在很多实际问题。如果对上述因素控制不当，则热分析结果误差很大，不能满足工程要求。

4. 热分析软件应用举例

目前国际先进的电子设备热分析软件，能完成对元件级、板级和系统级的热分析，下面以 Icepak 为例，展示了电子设备热分析的全过程，并将热分析结果同实际测量值进行了比较。

4.1 物理模型

本实验要分析的物理模型如图 1 所示，主要分析的器件是 TO-220 塑料封装的 LM317，它是一种三端可调正稳压器，改变 R1 可以改变输出电压的大小，改变 R2 可以改变流过 R2 的电流。在实验中，取 $R1 = 1k$ 。

LM317 的构成材料主要有塑料和青铜，在此采用了简化建模，模型如图 2 所示。

实验中采用的散热器是铝型材散热器，模型如图 3 所示。

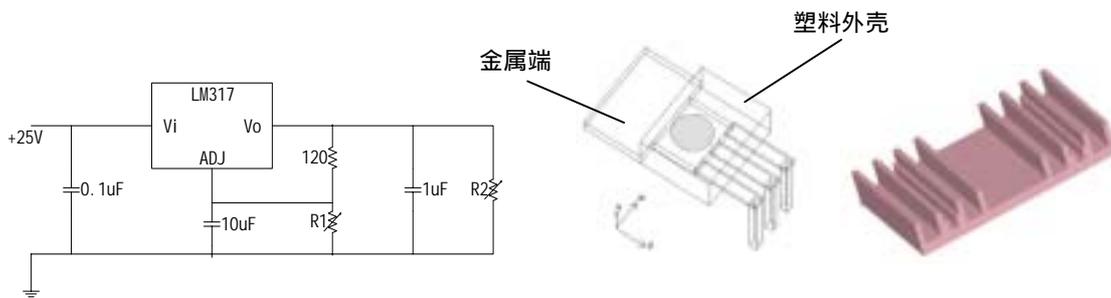


图 1 物理模型

图 2 LM317 结构图

图 3 型材散热器

4.2 实验流程

实验流程如图 4 所示，即针对物理模型，分别进行热分析和热测量，并对比其结果。如热分析误差较大，则优化热分析模型，修改热参数和边界条件，重新进行热分析，直到热分析结果满足工程要求。

4.3 实验步骤与结果

启动 Icepak，根据实验情况，设置好边界条件（包括环境温度，起始温度，压力，风

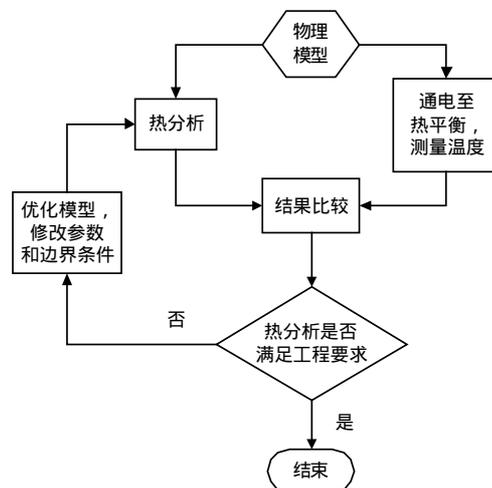


图 4 实验流程

速等), 建立模型(包括 PCB 板和元件的布局, 几何尺寸和物理特性), 确定热源, 输入其热功耗, 划分网格, 计算, 进行后处理, 即得到温度场的分布情况, 如图 5 和图 6 所示。

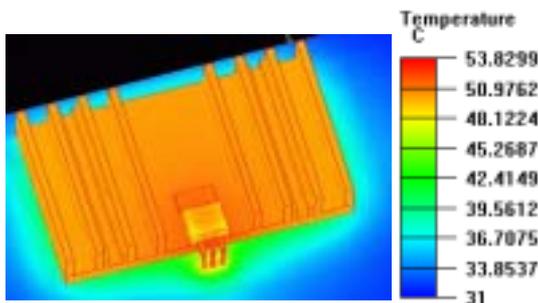


图 5 R2 = 70 , 有散热器, 环境温度 31 时的温度场分布图

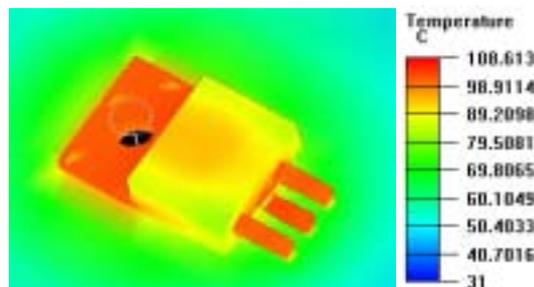


图 6 R2 = 70 , 无散热器, 环境温度 31 时的温度场分布图

改变电路中负载 R2 的值, 加上或去掉散热器, 在不同的环境温度下做多组实验, 在器件达到热平衡之后, 测出器件的壳温和金属端温度, 同 Icepak 的仿真结果比较如表 1 所示。

表 1 温度的仿真结果和实测值的比较

R2 ()	试验条件		壳温			金属端温度		
	散热器	环境温度 ()	分析值 ()	实测值 ()	误差 (%)	分析值 ()	实测值 ()	误差 (%)
100	无	31	77.5	80.5	3.73	82.8	84.6	2.13
	有	30	44.6	45.4	1.76	45.3	46.4	2.37
70	无	31	93.8	94	0.21	101.6	96.1	5.72
	有	31	50.3	50.1	0.4	51.3	51.4	0.19
50	有	30.8	57.7	56	3.04	59.2	57.2	3.5
20	有	30.2	82	81.6	0.49	84.7	83.8	1.07
100	无	58.5	102	103.2	1.16	107.6	107.2	0.37
	有	58.5	72.2	75	3.73	73.1	75.2	2.79

比较可知, 温度的仿真结果与实际温度非常接近(可认为误差在 5% 之内)。表明, 上述

中的器件模型, 热功耗选取和 PCB 板的建模等基本合理。

5. 结束语

对热分析软件的应用研究表明: 影响热分析软件分析精度的因素有很多, 但只要抓住并处理好主要因素, 则可以达到很高的分析精度, 满足工程要求。可以忽略次要因素的影响, 比如在系统级分析中, 无需精确的得到 PCB 板的传导率和元件的封装模型; 在强迫对流和温差不大的自然对流中, 则可以忽略辐射率的影响, 等等。

下面针对热分析的部分问题提出了解决方案。

1) 热功耗的选取

对于大多数器件(除磁性和发光性元件), 可以采取电路分析软件进行仿真, 或实际测量出电功耗, 并近似认为电功耗全部转化为热功耗。

实验中采用了 pspice 软件对 LM317 的电功耗进行了仿真, 与实测值的比较如表 2 所示。可见, 电功耗的仿真结果与实际相吻合。将电功耗当作热功耗输入 Icepak, 得到了较好的分析结果。

表 2 电功耗的仿真结果与实测值的比较

条件	仿真值 (W)	实测值 (W)	误差 (%)
R2=100	1.695	1.696	0.06
R2=70	2.362	2.31	2.25
R2=50	3.251	3.253	0.06
R2=20	7.919	7.911	0.1

2) 元件模型的建立

在板级和元件级热分析中, 应得到元件的几何结构和各个参数(包括传导率, 发射率等),

然后进行适当建模。在保证分析精度的前提下,应尽量简化模型。由于热流量大多由金属部分(管脚,管壳,金属端等)传导出去,所以建模时,要特别注意要获得准确的金属部分的热传导率。对此,Icepak4.0 自带了 macros 功能,可以对多种 IC(集成电路)进行辅助建模。

在系统级热分析中,可以用一个金属块或一个热源来模拟整个元件^[6],缩短计算时间。

3) PCB 板的建模

对于多层板,可以将其看作多个双面板进行考虑。对具体的多层电路板进行分析,但又缺少铜层分布信息时,可以采用经验值进行计算。在 Icepak 中,可取面积覆盖率为 30%~35%;对于铜线分布极不均匀的电路板,可以按照铜线分布,将板子分成几个部分,并对每一个部分进行单独建模。

4) 环境温度的模拟

改变环境温度一般是通过恒温箱来实现。恒温箱具有保温和与外界绝热等特点,可把恒温箱内部的六个面用恒温绝热壁(wall)来建模。

5) 网格的划分

通常,划分的网格越多,则计算的精度越高。但网格过多将会使计算时间过长,而精度却得不到明显的提高。所以,必要时灵活运用网格技术,在重要部位(如温度梯度高的位置等)进行局部加密,在不规则形状处采用非结构化网格等等。

参考文献

- [1] 于慈远,计算机辅助电子设备热分析、热设计及热测量技术的研究,博士后研究报告,北京国家图书馆,2000.9
- [2] Flomerics.inc 上海中国代表处,Floterm Introduction,2001
- [3] Clemens J.M. Lasance, The Conceivable Accuracy of Experimental and Numerical Thermal Analyses of Electronic Systems, Seventeenth IEEE SEMI-THERM Symposium, 2001
- [4] 北京海基公司,Advanced Thermal Modeling,2001
- [5] 余建祖,电子设备热设计及分析技术,北京国家图书馆,2000
- [6] Ram Viswanath, Ihab A. Ali, Thermal Modeling of High Performance Packages in Portable Computers, IEEE, 1997

The Application of ICEPAK

to Thermal Analysis of Electronic Systems

FANG Zhi-qiang FU Gui-cui GAO Ze-xi

(Xue Yuan Rd. Haidian District Beijing 100083 P.R.China)

Abstract: The temperature field of a product can be picked up to optimize the design and improve the reliability by the technology of thermal analysis in the phase of design. Based on the characters of thermal analysis software, some problems in their application are discussed. With a

simple example, the whole process of thermal analysis is presented, and several application solutions are given. The results show that if the main problems are solved correctly, a good thermal analysis will be gained to meet the demands of engineering.

Key words: thermal analysis; Icepak; temperature field; electronic product reliability; electronic system; thermal model

作者简介：方志强 (1978 -), 男, 江西婺源人, 硕士生, 100083, 北京。

自然空气冷却情况下 Q_{fin} 在功率器件散热器的优化设计的应用

龙昊 付桂翠 高泽溪

(北京市海淀区学院路 37 号 1 - 55 信箱 北京 100083)

Tel: 010-82318042 Email: lhgretchen@163.com

摘 要：介绍功率器件散热器的散热原理，提出散热器的优化问题。叙述了功率器件在自然空气冷却状态下如何初选散热器，并采用散热器优化软件对散热器进行优化设计。讨论了散热器的理论优化和工程优化的不同，在工程实际情况下功率器件如何与散热器达到最优匹配；还分析了不同工作状态下界面热阻、功耗和热辐射等因素对散热效果的影响。

关键词：热设计；热阻；散热器；优化

中国分类号：TN305.94；TN609

1. 引言

随着现代电子设备对可靠性要求、性能指标、功率密度进一步提高，电子设备的热设计也越来越重要。功率器件是多数电子设备中的关键器件，其工作状态的好坏直接影响整机可靠性。功率器件尤其是大功率器件发热量大，仅靠封装外壳散热无法满足散热要求，需要配置合理散热器进行有效散热。以前所探讨的散热器的优化设计，单纯从散热器的热阻方面考虑其散热性能，但是当器件安装散热器之后，要考虑的是在器件允许结温范围内，散热器和功率器件的最优匹配，以使散热器重量轻，体积小，成本低。

2. 功率器件散热器优化设计

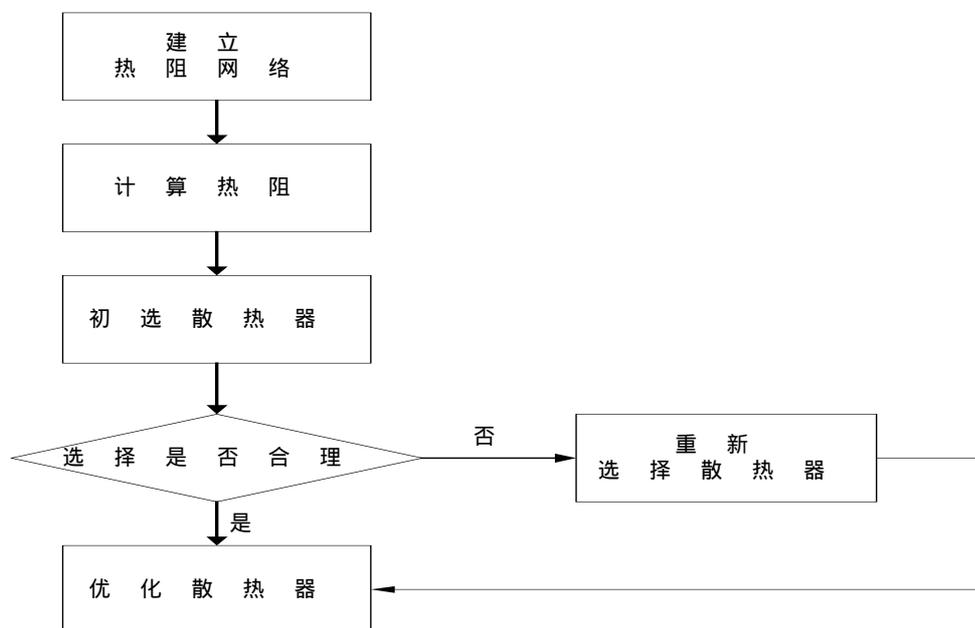


图 1 散热优化流程图

经过初选合适散热器，功率器件的结温可降低至允许范围内。但是所选散热器可能体积太大，无法满足工程实际要求。功率器件结温在允许范围内，散热器体积最小可认为达到优化。优化散热器的流程图如图 1 所示。

2.1 功率器件散热器热阻网络及热阻计算分析

功率器件装上散热器后，其散热途径将会有所变化。内热阻 R_{Tj} 保持不变，器件的热量一方面通过外壳直接向周围传递，其热阻为 R_{Tp} ；另一方面热量传给散热器，热阻为 R_{Tc} ，然后由散热器再把热量散发到周围空间，热阻为 R_{Tf} ，其热阻网络如图 2 所示。当外壳本身到周围环境的散热可忽略不计时，即 $R_{Tp} \gg (R_{Tc} + R_{Tf})$ ，则图 2 可简化为图 3。

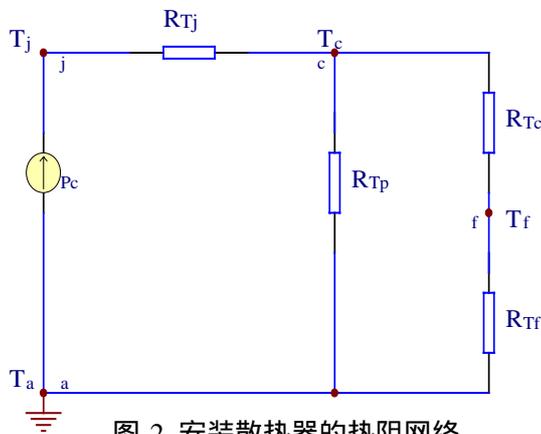


图 2 安装散热器的热阻网络

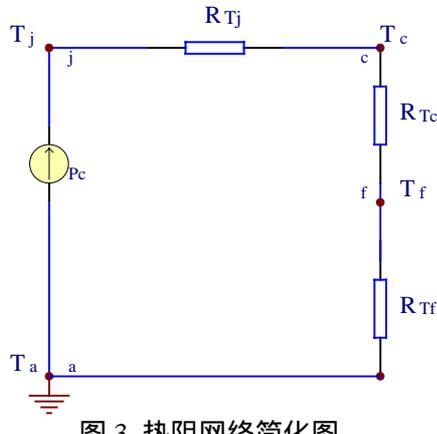


图 3 热阻网络简化图

如图 3 所示，根据热电模拟法，将功耗模拟为电流，温差模拟为电压，热阻模拟为电阻计算出各个热阻值。^[1]

$$R_T = R_{Tj} + R_{Tc} + R_{Tf} = \frac{T_j - T_a}{P_c} \quad (1)$$

式中 $R_{Tj} = \frac{T_j - T_c}{P_c} \quad (2)$

$$R_{Tc} = \frac{T_c - T_f}{P_c} \quad (3)$$

$$R_{Tf} = \frac{T_f - T_a}{P_c} \quad (4)$$

其中 T_j ：半导体器件结温（ ）； T_c ：半导体器件的壳温（ ）； T_f ：散热器最高温度点的温度（ ）； T_a ：环境温度（ ）； R_T ：系统总热阻（ /W）； P_c ：半导体器件耗散功率（ W）。

由公式（1）可知，要提高功率器件通过散热器耗散的热量，则应尽量降低各个热阻值。而功率器件内热阻 R_{Tj} 由功率器件的工艺决定的，是固定不变的，因而应主要考虑如何采取有效措施减小界面热阻和散热器的热阻。界面热阻 R_{Tc} 是器件与散热器之间的接触应力产生的热阻，影响因素较多。散热器的热阻 R_{Tf} 是选择散热器的主要依据。

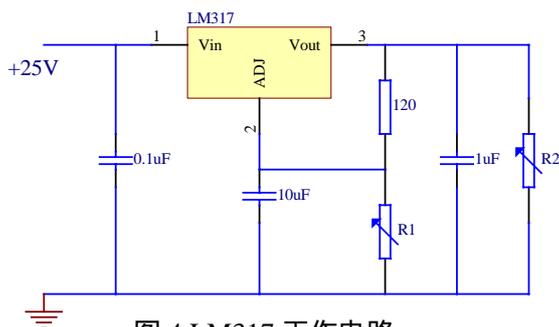


图 4 LM317 工作电路

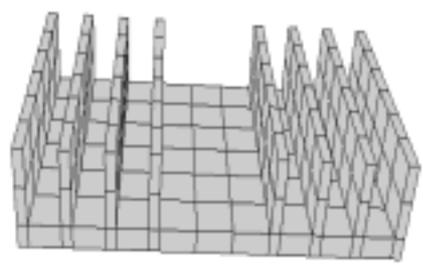


图 5 散热器 SRX - YDE 原型

2.2 散热器的选取

以塑封功率器件 LM317 为例说明散热器的初选和优化。器件 LM317 是三端可调正稳压器，工作电路如图 4 所示，设输入电压 25V，通过改变 R1 可改变输出电压。工作时 LM317 的电流可达 1.5A，发热较严重，为使其在结温允许范围内正常工作，需要安装合适的散热器降低器件的结温。取器件 LM317 为热源，环境温度为 $T_a = 30.8$ ，实际测得器件 LM317 功耗为 $P_c = 3.2544\text{W}$ ，已知其最大允许结温为 $T_{j\max} = 125$ ，同时采用 级降额应用，则器件降额后允许结温为 $T_{jm} = 105$ 。

(1) 计算系统允许最大热阻 R_T

$$\begin{aligned} \text{由式 (1), } R_T &= \frac{T_{jm} - T_a}{P_c} \\ &= \frac{105 - 30.8}{3.253} \\ &= 22.8 \text{ (} \text{/W)} \end{aligned}$$

(2) 计算散热器允许最大热阻 R_{Tf}

已知 LM317 内热阻为 $R_{Tj} = 4$ /W，实际测得器件金属端温度为 $T_c = 57.2$ ，散热器的最高温度为 $T_f = 55.9$ ，则由前述公式 (3) 可知，此时界面热阻为

$$\begin{aligned} R_{Tc} &= \frac{T_c - T_f}{P_c} \\ &= \frac{57.2 - 55.9}{3.253} \\ &= 0.4 \text{ (} \text{/W)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{此时散热器允许的最大热阻值为 } R_{Tf} &= R_T - R_{Tc} - R_{Tj} \\ &= 22.8 - 4 - 0.4 \\ &= 18.4 \text{ (} \text{/W)} \end{aligned}$$

(3) 根据 R_{Tf} 和 P_c 选择散热器

根据估计的散热器允许最大热阻值 R_{Tf} ，初选散热器为型材散热器 SRX - YDE (如图 5 所示，散热器的肋片厚度为 2mm，高度为 13mm，肋片数为 8，长度为 44mm，基座厚度为 4mm)。散热器允许的最大温升为 $T_{fa} = R_{Tf} \times P_c$

$$\begin{aligned} &= 18.4 \times 3.253 \\ &= 59.86 \text{ (} \text{)} \end{aligned}$$

由前可知散热器最高温度 T_f 为 55.9 (实际的环境温度为 30.8)，因此实际的散热器温升为 25.1，所选散热器满足要求。用散热器优化软件初步分析，得到散热器热阻及器件结温如下：

表 1

散热器热阻 (/W)	散热器最高温度 ()	热源结温 ()
6.488	51.8	66.59

实际误差 用散热器最高温度点表示，具体公式如下。

$$= \frac{T_o - T_p}{T_p} \times 100\%$$

$$= \left| \frac{51.8 - 55.9}{55.9} \right| \times 100\%$$

$$= 7.33\%$$

其中 T_o 为模拟的散热器的最高温度, T_p 为实际的散热器的最高温度。此时热源结温为 66.59, 在器件允许结温范围之内。

3. 散热器优化结果分析

经过初选合适散热器以后, 功率器件通过散热器散热之后结温降低至允许结温之内。但是所选散热器可能散热面积太大, 重量较重, 使得成本太高, 并未实现散热器的优化, 功率器件与散热器没有达到最优匹配。当功率器件在安全结温工作时, 所优化的散热器的散热面积应达到最优, 同时能保证功率器件安全可靠工作。考虑到实际的工程误差, 取安全结温比允许结温点低 10 左右, 例中取安全结温 95。

散热器优化软件采用 Fluent 公司的 Qfin 软件, 它是专门的散热器优化软件, 采用计算流体力学求解器, 有限体积法非结构化网格可以逼近复杂的几何形状, 同时实现散热器肋片高度, 长度等几何参数的优化。散热器的优化问题是一个有约束的多变量非线性问题。优化目标选定为散热器的质量; 优化变量为设计者可控制的散热器的几何参数, 包括肋片的厚度、高度、长度以及基座厚度和宽度等, 考虑到散热器的强度和加工方便, 取定肋片厚度 1mm, 基座厚度 2mm, 其他环境条件及输入变量如前所述。表 2 是未优化原型和优化后的结果比较。

表 2

	质量 (kg)	肋片 厚度 (mm)	高度 (mm)	长度 (mm)	基座 厚度 (mm)	散热器 热阻 ($^{\circ}\text{C}/\text{W}$)	散热器 最高温 度($^{\circ}\text{C}$)	热源 结温 ($^{\circ}\text{C}$)
理想优化后	0.0085	1	1.0	20	2.0	13.22	71.57	88.21
未优化的原型	0.060	2.0	13	44	4	6.488	51.06	66.59
工程优化	0.017	2.0	1.0	20	4	11.992	69.01	84.48

优化后的散热器散热器面积减小, 质量减轻, 散热器的热阻相应增大, 但是器件结温仍旧在安全结温以内, 因此器件可以正常可靠地工作, 实现了器件与散热器理想优化。理想优化在实际工程中不常采用, 但是对于某些航空航天设备要求体积尽可能小, 质量尽可能轻, 则需散热器厂商按照优化尺寸重新设计散热器以满足器件和散热器的最优匹配。在工程优化时, 需要考虑的是改变易于制造的几何参数进行散热器的优化, 比如散热器的肋片长度或者高度等。

4. 影响功率器件散热的其他因素分析

在不同的工作状态下, 散热器的散热效果不同, 对散热器的选择和优化有很大影响, 例如, 高温环境下可能所选散热器不能达到功率器件的散热要求, 使得器件损坏。影响散热器的散热效果的因素较多, 现主要介绍界面热阻, 功耗以及辐射的影响。

界面热阻的影响

功率器件加了散热器之后系统总热阻包括功率器件内热阻、界面热阻以及散热器热阻。通过散热器优化设计可以降低散热器热阻。界面热阻包括接触热阻和绝缘衬垫热阻。接触热阻的影响因素较为复杂, 没有具体的公式, 只有根据实验或参考实测数据来选择。减小接触

热阻,可以采取的措施有:加大接触面之间的压力;提高接触面的加工精度;接触表面之间加导热衬垫,一般而言在接触面涂覆硅脂可使接触热阻降低(20~50)%。在功率混合集成电路与散热器要绝缘的情况下,则要考虑绝缘衬垫热阻它取决于绝缘片的类型和厚度,公式如下:

$$R_{kc} = \frac{\delta}{K \cdot S} \quad (5)$$

式中 R_{kc} : 绝缘衬垫热阻 ($^{\circ}\text{C}/\text{W}$); S : 有效接触面积 (cm^2); δ : 绝缘片厚度 (mm); K : 绝缘片的热导率。^[2]

功耗的影响

器件的功耗越大,发热量也越多,功耗太大使得散热器温升超过允许范围,无法满足散热要求。本文例中选取型材散热器 SRX - YDE, 热源功耗不同时分析结果如表 3 所示:

表 3

热源功耗 (W)	热源结温 ($^{\circ}\text{C}$)
1.7 (未加散热器)	51.0
3.25 (型材 SRX - YDE)	66.59
7.91 (型材 SRX - YDE)	109.55

对比以上数据,对于器件功耗为 1.7W,未加散热器时,热源结温 $T_j < T_{jm}$ (允许结温),即不用散热器器件也能正常工作;当器件功耗为 7.91 W,安装同样的散热器时,热源结温 $T_j > T_{jm}$ (允许结温),则选用的型材散热器不适合,需要重新选择合适的散热器。

辐射的影响

散热器是以对流和辐射形式散热的,在自然对流情况下应考虑辐射散热的影响。当其他条件未变(热源功耗为 3.25W,采用型材散热器 SRX - YDE,环境温度为 30.8 $^{\circ}\text{C}$)时,考虑和不考虑辐射分析结果如表 4 所示:

表 4

	散热器热阻 ($^{\circ}\text{C}/\text{W}$)	热源结温 ($^{\circ}\text{C}$)
不考虑辐射	9.143	75.51
考虑辐射	6.488	66.59

由表中数据比较得知,增强散热器的辐射能力可以使散热性能有很大提高,可以采取散热器表面阳极氧化处理成黑色,使辐射率增大,提高散热效果。

环境温度的影响

随着环境温度的增加,散热器的热负荷增加,器件结温也升高。散热器热负荷如果超过允许范围,则达不到应有的散热效果使得器件损坏。表 5 说明了不同环境温度下功率器件加散热器的结温变化情况。

表 5

环境温度 ($^{\circ}\text{C}$)	热源结温 ($^{\circ}\text{C}$)
30.8	66.59
60	94.72
80	113.91

从上表中看出,环境温度对器件结温的影响很大,因此在不同的环境温度,要经过试验,合理选择相应的散热器才能使功率器件更有效散热。

5. 结束语

功率器件是电子设备中发热较多的重要器件,必需采用散热器,保障器件正常工作。针对功率器件散热器的优化设计,提出工程优化,即保证功率器件在安全结温下正常工作,同时散热器的优化不能单纯以热阻最小为优化目标,还要考虑散热器的强度和加工工艺等因

素,对散热器的散热面积或者质量进行优化。在进行散热器的选取和优化时也不可忽视功率器件在不同工作状态下,对散热器散热效果的影响。

参考文献

- [1] “电子设备可靠性热设计手册”,国防科工委军标出版发行部
- [2] 余建祖,“电子设备热设计及分析技术”,北京航空航天大学,2000
- [3] Seri Lee,“Optimum Design and Selection of Heat Sinks”,IEEE TRANSACTIONS ON COMPONENTS, PACKAGING AND MANUFACTURING TECHNOLOGY, 1995
- [4] Wen Zhimin and Choo Kok Fah,“The Optimum Thermal of Microchannel Heat Sinks”,IEEE/CPMT Electronic Packaging Technology Conference, 1997
- [5] Balwant S. Bill Lall,“Concurrent Thermal Design for High-Power Electronics”,IEEE SEMI-THERM Symposium, 1998
- [6] C-W Yu and R.L. Webb,“Thermal Design of a Desktop Computer System Using CFD Analysis”,IEEE SEMI-THERM Symposium, 2001
- [7] Susheela Narasimhan and Joseph Majdalani,“Characterization of Compact Heat Sinks Models in Natural Convection”,IEEE TRANSACTIONS ON COMPONENTS AND TECHNOLOGIES, 2002

The Application of Qfin in the Optimum Thermal Design of Heat Sinks in The Cooling of Natural Convection

Longhao Fu Guicui Gao Zexi

(Haidian District, Xueyuan Road, 1-55#, Beijing)

Abstract: It introduces the cooling theory of heat sinks and advances the optimization of heat sinks. How to select initially heat sinks for power components in the cooling of natural convection is depicted. Also, it tells that using the heat sink design optimization software optimizes heat sinks and discusses the differences between the theoretical optimization and the practical optimization. It puts forward power components how to match best with their heat sinks accordingly in the practical working situations. Finally, it analyzes how the interface resistance, power and thermal radiation affect the cooling effects in various environments.

Rack UPS侧面通风可行性研究

作者：张敏

软件：Icepak4.0

评估点：

1：不同Rack柜系统流场对侧面通风UPS热流进气的影响；

2：不同的Rack柜（Rack系统流场）对UPS流量的影响；

3：其他机箱（如Hub，Server，D_link等）对UPS系统流量的影响；

4：Rack柜侧面与风道（包括进气口和出气口）距离的关系；

5：Mounting flange和滑轨对侧面通风的影响。

你现在从侧面通风，放在我的肚子里，不怕热死吗？



嗯，那可不一定。

Rack柜侧壁与UPS侧面存在的距离

根据ANSI/EIA RS-310D之规范，Rack柜内距为450mm，577mm和730mm。相配套的Rack柜虽然外宽没有定义，但市面以514~530（壁挂）&560~630mm（立式）为主，所以Rack柜侧壁与UPS侧面距离：

$$\Delta w = (W_{\text{rack}} - W_{\text{ups}} - 2 \times 1.6) / 2$$

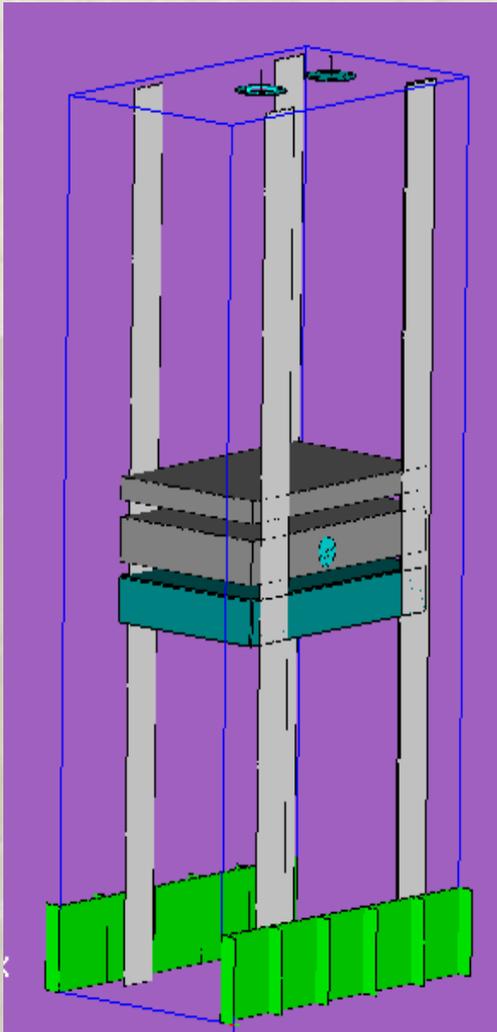
$$\Delta w_{\text{min}} = (514 - 450 - 2 \times 1.6) / 2 = 30.4\text{mm}$$

$$\Delta w_{\text{max}} = (630 - 450 - 2 \times 1.6) / 2 = 88.4\text{mm}$$

于是： $\Delta w = 30.4 \sim 88.4\text{mm}$ 。



Icepak模型和控制方程



Icepak 软件在流动和传热问题上，求解三个控制方程：

a. 连续方程（质量守恒方程）：

$$\nabla \cdot u = 0$$

b. 动量守恒方程（速度分布）：

$$\rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u \right) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau - \rho_0 \beta_T (T - T_0) g + \rho_0 f$$

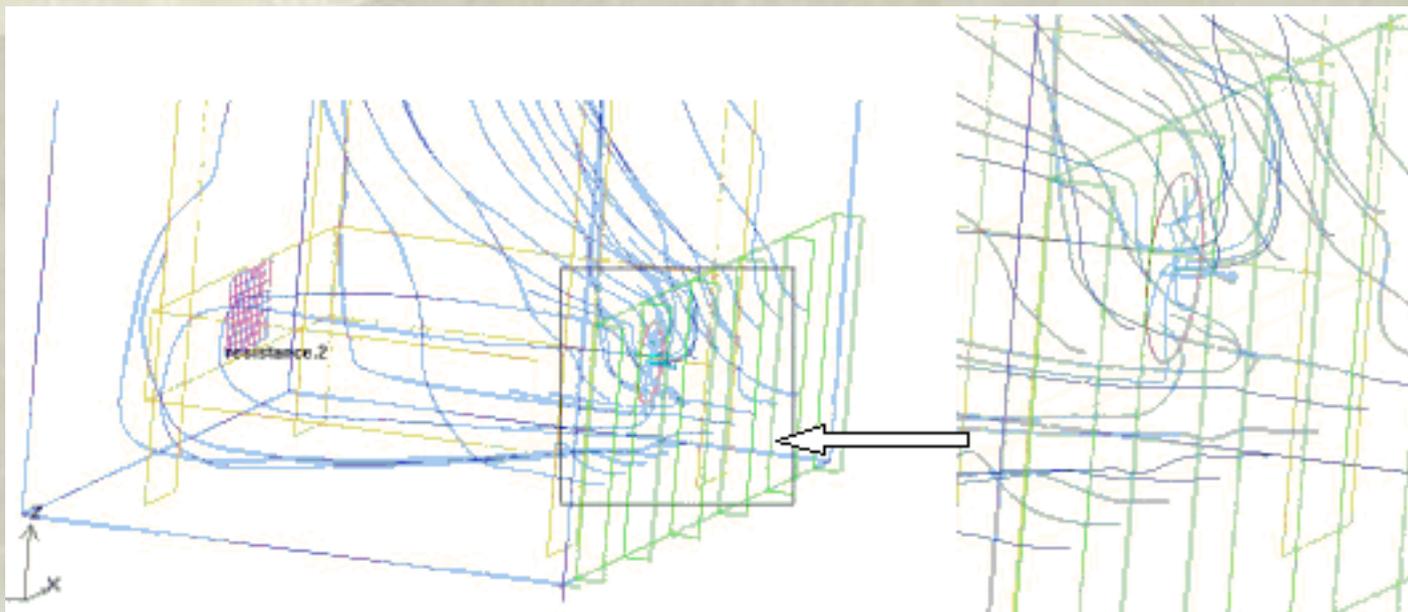
c. 能量守恒方程（温度分布）：

$$\rho_0 C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q$$

u = 速度； ρ = 参考条件下的密度 (at T₀)； T = 温度； p = 压力； t = 时间；
g = 重力； β = 体积膨胀系数； f = 体积力； C_p = 热容； k = 导热率；
Q = 体积热源 0 = 下标

不同Rack柜系统流场对侧面通风 UPS热流的影响

结论：UPS的通风口和Rack柜系统流场应相适应，UPS的进气口与Rack柜进气口同侧，出气口远离Rack柜进气口侧。如图所示：



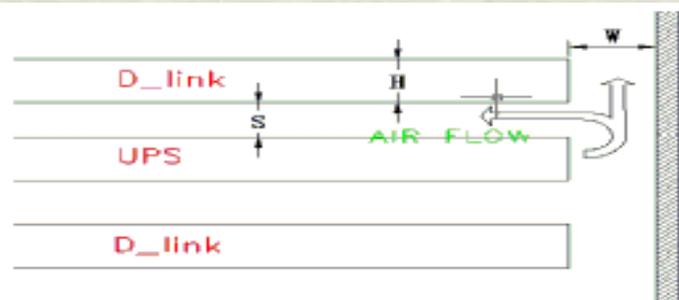
对于侧面通风UPS，实际上比较容易保证进Rack柜进气口之冷风，而排出热风又被Rack系统风扇带走。

不同的Rack柜（Rack系统流场）对UPS流量的影响

FAN ↕ RACK 系统↕	UPS FAN (CFM)↕	RACK 柜 SYSTEM FAN↕ (CFM) ↕	
RACK 柜 SYSTEM FAN 在顶部, RACK 柜 VENT 在底部四周进气↕	6.46↕ (NMB2410KL-B20) ↕	13.73↕ (NMB471 5KL-B20)↕	14.30↕ (NMB471 5KL-B20)↕
RACK 柜 SYSTEM FAN 在顶部, RACK VENT 在 底部后盖板一侧↕	6.39↕ (NMB2410KL-B20) ↕	11.52↕ (NMB471 5KL-B20)↕	13.97↕ (NMB471 5KL-B20)↕
RACK 柜 SYSTEM FAN 在顶部, RACK VENT 在 底部侧盖板一侧↕	6.47↕ (NMB2410KL-B20) ↕	19.31↕ (NMB471 5KL-B40)↕	22.87↕ (NMB471 5KL-B40)↕

结论：Rack柜系统流场的变化对UPS子系统内部流场&流量影响不大。

其他机箱（如Hub，Server，D_link等） 对UPS系统流量的影响；



在 rack 柜中，一层层有很多其他的电信机箱，这样就有可能影响到 UPS 的系统流量。如左图所示：

上下两层与 UPS 机箱的间距 s ；上下两层 D_Link 机箱的高度 H ；机箱侧壁与柜壁的间距 w 。

项目 \ S(mm)	0	10	20	30	50	70
流量 Q(cfm)	8.45	8.61	8.67	8.69	8.76	8.82
调整机箱与 Rack 柜侧壁之间距 S ， $H = 135, W = 40\text{mm}$						
项目 \ S(mm)	0	10	20	30	50	
流量 Q(cfm)	5.65	6.18	6.27	6.33	6.45	
调整机箱与 Rack 柜侧壁之间距 S ， $H = 135, W = 15\text{mm}$						
项目 \ H(mm)	45	90	135			
流量 Q(cfm)	8.93	8.61	8.45			
调整其他机箱高度 H ， $S = 0, W = 40\text{mm}$						

结论：在 S, H, W 三个参数中，其决定作用的还是 W ，而 S, H 的影响还是比较有限。对于参数 W ，下面将做更进一步的分析。

Rack柜侧面与风道（包括进气口和出气口）距离的关系

对于2U UPS，当分别改变进气和出气口条件时：

Outlet 风扇出气口 与 RACK 柜侧面距离不变, 改变 Inlet 进气口与 Rack 柜侧面距离(mm)	0	7.5	17.5	27.5	57.5	70				
UPS Fan flow rate NMB2410KL-B20 (CFM)	0	2.37	5.70	6.01	6.20	6.29				
Inlet 进气口 与 RACK 柜侧面距离不变, 改变 Outlet 风扇出气口与 Rack 柜侧面距离(mm)	0	4	9	14	19	29	39	49	70	
UPS Fan flow rate NMB2410KL-B20 (CFM)	0	4.83	5.63	5.79	5.90	6.03	6.10	6.15	6.21	

推介：进气口和Rack侧壁距离保持40mm以上，而出气口和Rack侧壁距离保持30mm以上。

Rack柜侧面与风道（包括进气口和出气口）距离的关系

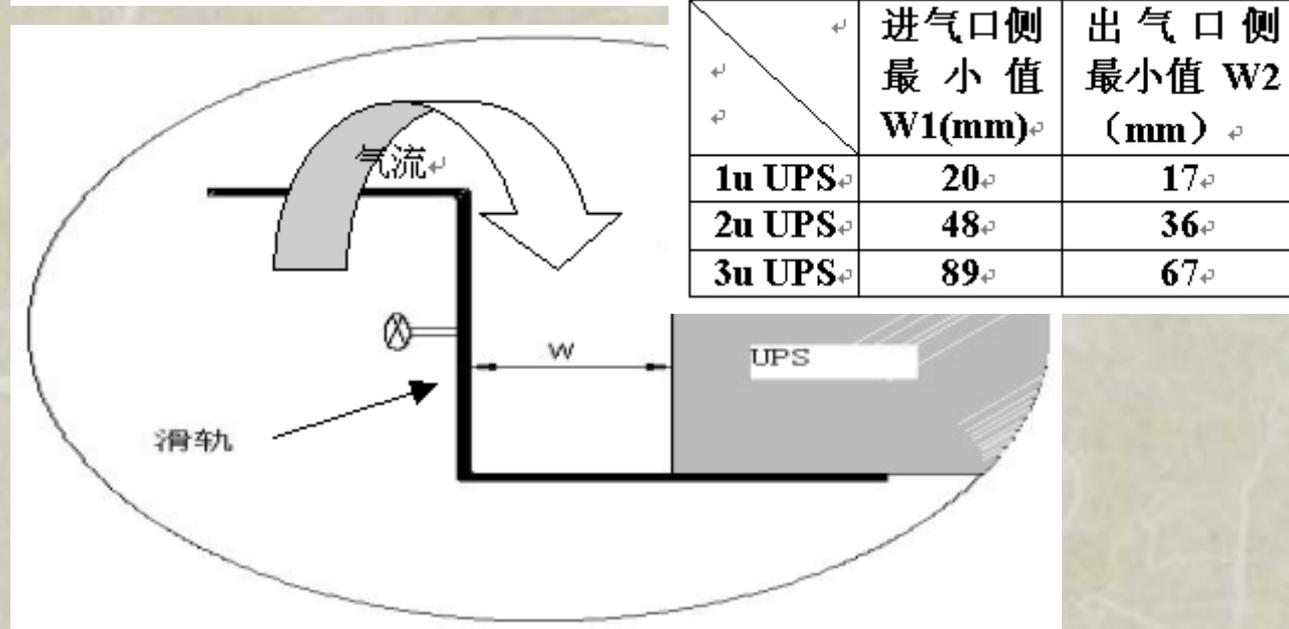
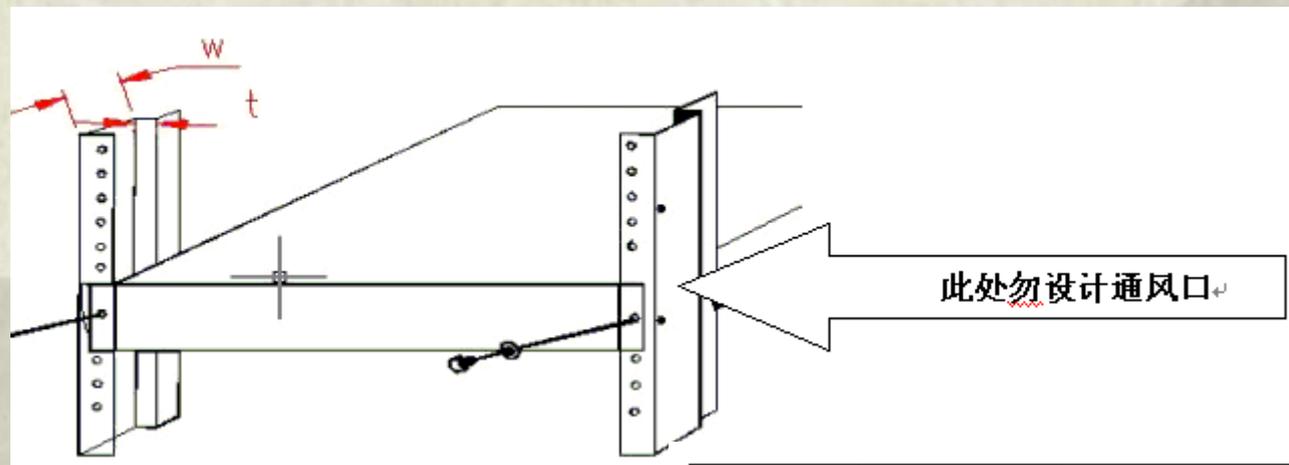
侧面通风口与Rack柜壁面的推介距离：

	进气口侧最小值 W1(mm)	出气口侧最小 W2 (mm)
1u UPS	17	14
2u UPS	40	30
3u UPS	72	53

注意：倒吸现象；冲击回流现象

	倒吸现象 (发生在进气口侧)	强烈冲击回流现象 (发生在出气口侧)
4 公分风扇	3~6	≤7
6 公分风扇	4~11	≤11
8 公分风扇	5~13	≤14
12 公分风扇	7~18	≤23

Sub - Rack , Mounting flange结构&滑轨 对UPS流量的影响



使用滑轨
结构保
证留有
一定的
空隙宽
度。

实验验证

项目 测量点	无挡板	出气口与挡板距离			进气口与挡板距离		
	∞mm (℃)	17mm (℃)	10mm (℃)	5mm (℃)	20mm (℃)	13mm (℃)	7mm (℃)
Bus 电容	15.291	16.26	17.145	24.201	15.664	16.38	18.044
Choke 电感	36.238	36.631	38.007	50.398	37.909	39.656	42.011
散热片 1	44.113	45.001	48.023	60.481	45.873	48.469	54.105
Converter 变压器	16.982	19.61	20.654	30.276	17.911	18.414	24.844
Charge D802	12.727	16.23	17.549	24.129	13.289	13.777	18.608
Ambient	25.000						

以1U 作实验验证，可以看出温升变化在进气口20mm和出气口17mm处内剧烈。

结 论

Rack UPS在通风口和Mounting flange,滑轨, Sub rack等结构协调后。

最大宽度的UPS侧面通风：

1U（完全使用）；2U（限制使用，因壁挂式Rack柜宽度限制）；3U（勿用）。

对于其他宽度的UPS侧面通风：

则比照 $\Delta w = (514 - W_{ups} - 2 \times 1.6)/2$ & 对应侧面通风所需最小距离作出判断。

北京海基科技发展有限公司

北京总公司

北京市海淀区北三环西路 48 号北京科技会展中心 1 号楼 B 座 10K

电话： 8610-62141277/78/79 ， 62148297/8300 邮编 100086

传真： 8610-62141274 电子邮件：hikey@public.bta.net.cn 网址：

www.hikeytech.com www.hi-key.com

ICEPAK/AIRPAK 分部

北京洋桥马家堡东路 71 号立业大厦 9007 室

电话： 8610-67522571 67522572 邮编： 100077

传真： 8610-67522572

上海办事处

上海市延安中路 1440 号上海阿波罗大厦 2 楼 B 座

电话： 8621-62485890 62481120-331 邮编： 200040

传真： 8621-62485925