

## 摘要

高压共轨是控制柴油机排放的一项新技术，国内还处于发展阶段，因此具有研究的实际意义。共轨式内燃机的流体动力特性是共轨式内燃机的重要特性，对内燃机的动力性和燃油经济性有重要影响，这种影响通过速度场、温度场与压力场表现出来。数值模拟是研究流体动力性的直观而有效的方法。本文利用流体动力学仿真软件 FLUENT 研究探讨高压共轨轨腔结构与内部流动特性的关系。

本文详细分析了高压共轨轨腔模型的简化过程、影响因素以及目前该领域的研究现状。并介绍了 FLUENT/GAMBIT 软件的操作方法和理论基础，为后面的建模和数值分析奠定了基础。

本文利用 GAMBIT2.3 软件建立了高压共轨轨腔各种方案的几何模型并划分六面体网格。在用 FLUENT 数值分析中，首先计算分析了三种极限截面形状轨腔的流动特性，比较出较优的轨腔截面形状。其次，对轨腔截面形状进一步计算分析，比较出最佳截面形状。最后，分别计算分析进气口压力、容积以及小倒角方案的流场特性，并分析其对轨腔内部流场特性的影响。

结果表明：高压轨腔最大壁面夹角在  $80^{\circ} \sim 90^{\circ}$  范围内，有较好的流场特性，并且在本模型中最大壁面夹角为的  $84^{\circ}$  轨腔模型时，流场特性最佳。比较分析轨腔的各种模型方案，认为进口压力只能改变各位置的速度大小而不影响流场特性；较大的轨腔容积的保压性能提高并且压力损失小；小倒角是有利的，但最大倒角必须使最大壁面夹角在  $80^{\circ} \sim 90^{\circ}$  范围内。

**关键词：**高压共轨；轨腔；FLUENT/GAMBIT；速度场；压力场；数值模拟

# Numerical Simulation and Analysis of Flow in Cavity of High-Pressure Common Rail

## Abstract

High Pressure Common Rail is a new technology for controlling diesel engine emission and still is in development stage in China, so it has the practical significance of studying. Fluid dynamic characteristics of the Common Rail is an important characteristic of the internal combustion engine and has an important effect to the internal combustion engine power performance and fuel economy, which is shown by velocity, temperature and pressure field. Numerical simulation is an intuitive and effective method of researching fluid dynamics. This article uses CFD simulation software FLUENT to study relationship between the cavity of the High-Pressure common rail and the characteristics of flowing.

In this paper, the simplify process of the cavity model, the impact of factors and the current researching status of the High-Pressure common-rail is analyzed. And then the operating methods and the basic theories of FLUENT/GAMBIT software is introduced, which is the foundation of modeling and numerical analysis.

In this article, GAMBIT2.3 is used to establish various schemes of the cavity High-Pressure common rail and mesh the hexahedral gridding. Firstly, the characteristics of flowing about the three limit cross-section shapes of the cavity is analyzed in numerical analysis of FLUENT and compared to optimum cross-section shape of the common rail cavity. Secondly, the cross-section shape of the cavity is also analyzed and compared to the best cross-section shape of the cavity. Lastly, the fluid characteristics of the schemes of the inlet pressure, volume and small chamfering are respectively analyzed as well as its influence about the fluid characteristics.

The results show that, when the largest wall angle of the High-Pressure is within 80 to 90 degree, there is a better fluid characteristic. When the largest wall angle of the model is 84 degree, it has the fluid characteristic of the best. By comparative and analysis of the various scheme, it concludes that the inlet pressure scheme can only change the value without affecting the flow characteristics; Larger volume scheme of common rail can improve pressure-retaining capacity and has a small pressure loss; The small chamfering is beneficial, but the biggest chamfer value must ensure the largest wall angle is within 80 to 90 degree.

**Key words:** Common rail; Cavity; FLUENT/GAMBIT; Velocity Field; Pressure Field; Numerical Simulation

## 大连理工大学学位论文独创性声明

作者郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用内容和致谢的地方外，本论文不包含其他个人或集体已经发表的研究成果，也不包含其他已申请学位或其他用途使用过的成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中做了明确的说明并表示了谢意。

若有不实之处，本人愿意承担相关法律责任。

学位论文题目： 高压共轨轨腔内部流动数值分析  
作者签名： 张才林 日期： 2008 年 12 月 22 日

## 大连理工大学学位论文版权使用授权书

本人完全了解学校有关学位论文知识产权的规定，在校攻读学位期间论文工作的知识产权属于大连理工大学，允许论文被查阅和借阅。学校有权保留论文并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印、或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

学位论文题目： 高压共轨轨腔内部流动特性分析

作者签名： 张才林 日期： 2008 年 12 月 22 日

导师签名： 于治华 日期： 2008 年 12 月 22 日

# 1 绪论

## 1.1 研究背景与意义

能源和环境已成为当今世界发展的两大主题之一<sup>[1]</sup>。随着工业化进程的加快和产业革命的调整，以柴油机为动力的动力机械以其显著的经济性能和动力性能将广泛应用于各个行业。但是柴油机工作噪声大，尾气排放超标，如何解决这些难题已成为制约以柴油机为动力的动力机械发展的主要因素。共轨喷射系统的应用则很好地解决了这一世界性的难题。

为了节省能源、降低排放，柴油机电子控制燃油喷射技术已经取得了巨大的进步，而共轨喷射技术的应用，实现了柴油机发展史上的一大飞跃。柴油机高压共轨系统在整个内燃机行业被公认为 20 世纪三大突破之一，是 20 世纪柴油喷射系统的主流<sup>[2][3]</sup>。若想在保持直喷柴油机卓越的燃油经济性的同时，又能满足越来越严格的排放法规，除了降低润滑油消耗、优化增压系统和发展废气后处理系统外，进一步改善内部流场特性也是非常重要的。在提高压力的同时带来内部流体波动，所以研究高压管腔内部的流场特性是一个重要环节。内部流体波动是影响柴油机燃烧过程的关键环节。为了有效地减小燃油消耗率，改善动力性能和满足更严格的排放标准，要求喷射系统具有高的喷油压力和更灵活的燃油喷射控制。高压共轨喷射系统正是顺应以上需求而出现的，并得到了很大的发展。

内部流场的研究手段主要有实验研究、理论分析和数值分析三种方法。实验研究起主要作用，它能在与所研究的问题完全相同或大体相同的情况下进行研究，直观且可信度高，但受限于实验手段、方法、设备和经费等客观条件，此外实验只能关心有限个重要部位的变化。理论分析利用数学方法求出理论结果，清晰、普遍地揭示流体运动机理及压力波动变化的内在规律。但理论分析受到数学工具和求解方法的限制，往往只能建立较为简单的近似模型和工程经验公式，无法满足研究分析更复杂、更符合实际的现象。

随着计算机硬件的发展，数值计算得以长足发展。与实验方法和理论分析相比，以计算流体力学（CFD——Computer Fluid Dynamics）为基础的数值计算有以下一些优点：

- 1、数值计算可节省大型实验而花费的巨大人力和物力；
- 2、数值计算应用范围广，不受实验边界条件的影响和湍流、高压、雷诺数的影响和限制；
- 3、数值计算应用范围机动性大，可根据计算机终端的设置而随时改变算题；
- 4、数值计算可以计算使用实验方法无法测量或不能进行实验的场合。

由于自身的突出特点，数值计算已成为与实验研究和理论分析同等重要的研究方法。当前，国外各行也已投入大量的人力和物力进行 CFD 技术的应用，配合实验的严

整和完善，大大加快了新型产品的研究与开发<sup>[4]-[6]</sup>。

高压共轨柴油机的运转速度很高，燃油喷射时间很短，并且在喷射过程中高压油管的压力随时间和位置的不同而变化<sup>[7]</sup>。加之柴油的可压缩性和高压油管中柴油的压力波动，使实际的喷油状态与喷油泵所规定的柱塞供油规律有较大的差异。油管内的压力波动有时还会在主喷射之后，使高压油管内的压力再次上升，达到令喷油器的针阀开启的压力，将已经关闭的针阀又重新打开产生二次喷油现象<sup>[8]</sup>，并且由于压力的突变容易导致空蚀现象<sup>[9]</sup>。因此，共轨中压力波动是设计所要考虑的重要参数，为减小共轨压力波动和启动油压的建立受喷油器、高压油泵和调节阀工作的影响，共轨的长度、内径和容积应有一合理的数值<sup>[10],[11]</sup>。因此，了解和掌握高压轨腔内流场特性的影响因素，对于进一步改善和提高轨腔内压力波动性能有重要作用。

### 1.1.1 共轨系统发展简史<sup>[12]</sup>

20世纪90年代研制出了一种全新的燃油喷射系统——电控共轨燃油系统。虽然该系统正式面市时间还不长，但已经显示出了它的巨大优越性和发展潜力。

20世纪60年代后半期，瑞士的 Hiber 教授开发成功柴油机电控共轨系统的“原型”。其后，瑞士工业大学以 Gnaser 教授为中心对电控共轨系统进行了一系列研究。

20世纪80年代，日本电装开始将精力转向柴油机燃油系统方面，开始考虑将汽油机的电控喷油技术应用到柴油机上来，于是构思了 ECD-U2 系统。

1994年，由戴姆勒——奔驰、菲亚特、EalsiS 公司和博世四家公司成立了联合开发组，共同开发了电控共轨式燃油系统。同年，博世将当时尚较陌生的共轨式燃油系统开发成为批量产品，并作了200万公里室外道路试验验证，证实了电控共轨系统在噪声特性、排放及发动机结构设计方面的优越性。

日本电装公司于1995年末，将 ECD-UZ 型电控高压共轨系统成功地应用于卡车柴油机而开始批量生产，从此开创了柴油机电控共轨燃油系统的新时代。ECD-UZ 型电控共轨系统是电装公司和丰田汽车公司共同研制开发的。

博世公司于1997年末，开始批量生产轿车柴油机用电控高压共轨系统<sup>[13]</sup>。

1998年，瑞士 Wartsila 公司开发的 RT-flex 智能控制高压共轨系统，并已投入使用。其特点是：高压燃油轨道压力储存系统，通过 WECS-9520 喷射时间控制系统、伺服轨道单元，通过 WECS-9520 排气阀的开闭时间控制系统、采用多点喷射<sup>[14]-[17]</sup>。

1999年，电控共轨系统已经和小型柴油机、中型柴油机以及重型柴油机匹配成功。

随着共轨系统显示出的潜力，越来越多的公司开发类似产品，国内也出现了相关产品。目前，大多公司都在大力开发第二代电控共轨系统。博世公司已经开发出第二代和第三代压电晶体式电控共轨燃油系统。

### 1.1.2 国外研究概况

国外共轨喷油系统发展较早，已经处于应用阶段，按照其共轨压力的高低主要可分为两大类，高压共轨系统和中压共轨系统。高压共轨系统共轨内的压力等于喷油器喷油压力，共轨压力通常较高，一般在 120MPa~160MPa 之间(随着系统不断发展，喷射压力的不断提高，目前已经超过了这个范围)，最典型的就是下面所述的日装 ECD-U2 系统和 BOSCH 的共轨系统等;而中压共轨系统共轨中的压力通常较低，一般在 4MPa 到 25MPa 之间，但是在喷油器中有增压装置，以便能够实现高压喷射，通过增压可以使喷射压力达到 150MPa 以上，典型的如美国 Caterpillar 公司的 HEUI 共轨系统;中压共轨系统中还有一种蓄压式共轨系统，通过喷油器增压，但是高压油储存在蓄压室中，典型的如美国 BMP 公司 Servojet 中压共轨喷油系统(由天津大学继承并进一步开发——PAIRCUI 系统)。目前较为典型的共轨电控喷油系统产品主要有以下几种<sup>[18]-[27]</sup>:

#### 1、典型高压共轨系列

日本电装 ECD-UZ 高压共轨系统;

德国 BOSCH 公司共轨系统和原意大利 Fiat 公司 Unijet 共轨系统;

德国 MTU4000 高压共轨系统;

英国 Lucas 公司的 LDCR 高压共轨燃油系统;

#### 2、典型中压共轨系列

美国 BPM 公司 Servoje 中压共轨喷油系统;

美国 Caterpillar 公司的 HEUI 中压共轨燃油系统;

#### 3、其他公司的相关产品

国内进行相关研究的单位比较多。目前有天津大学、武汉理工大学、一汽大众无锡油泵油嘴研究所、上海交通大学、北京理工大学等等。国内主要在一些关键技术上，比如高速电磁阀的研究、泵油量的控制、执行机构的开发、泄漏问题、各学科分工合作问题等方面做的还不够。主要在做一些共轨电控及其标定系统研制开发、零部件的优化调整、匹配、燃油及特性分析和燃油系统的模拟计算等方面的工作。整个系统的开发还有不少困难。

天津大学在 90 年代中期开发了一种新型共轨蓄压式、喷油速率可调的单体喷油器电控燃油喷射系统(简称 PA 和 RUC 工电控燃油系统)，目的是为了继承普通蓄压式电控燃油喷射系统(美国 BMP 公司 Servojet 共轨喷油系统)所有优点的同时克服其不足，即喷油规律先急后缓，这对于降低 NO<sub>x</sub> 排放是不利的;而且停喷缓慢，平均有效喷射压力较小。

低，不利于降低 PM 排放。PAIRCU 系统目标就是要实现预喷射、快速停喷从而达到提高平均有效喷射压力，增加预喷射和快速断油功能。主要由油泵、滤清器、电子调压器(EPR)、电控喷油器和电控单元(ECU)以及相应传感器等部件构成。喷油器为新开发的电控蓄压式、喷油速率可调的单体喷油器。图 1.1 为 PAIRCU 工作原理图。电磁阀通电打开后(图 1.1b)，共轨燃油作用于增压活塞上，使小室、大室、增压室内油压上升；电磁阀断电关闭后(图 1.1c)，随着增压活塞的上移，增压室内压力迅速下降，喷油嘴针阀因压力不平衡而开启，将小室内燃油喷出，形成预喷射。但此时因控制阀将小室与大室隔断，故大室内燃油尚未喷出。随着控制阀继续上移，小室与大室连通，小室内压力再次升高使喷嘴针阀开启，形成主喷射(图 1.1d)，控制阀继续上升，将大室与小室切断，主喷射迅速结束，之后，共轨燃油流入小室、大室及增压室，开始下一个工作循环(图 1.1a)。其设计特点为：根据发动机负荷特性，通过改变小室容积可改变预喷射量。预喷射量随发动机负荷的降低而减少；预喷射相位与阀形状、负荷有关。随发动机负荷的降低，预喷射与主喷射的间隔减小，最终重叠；对于一定的负荷，预喷射与主喷射间隔(以曲轴转角计)随转速的增加而增大；通过增加大室容积及采取快速断油措施可提高平均有效喷射压力。但是对于某种特定类型的发动机，要全面优化其性能，还须做许多细致的匹配研究。目前无锡威孚和天津大学正联合开发高压共轨系统。

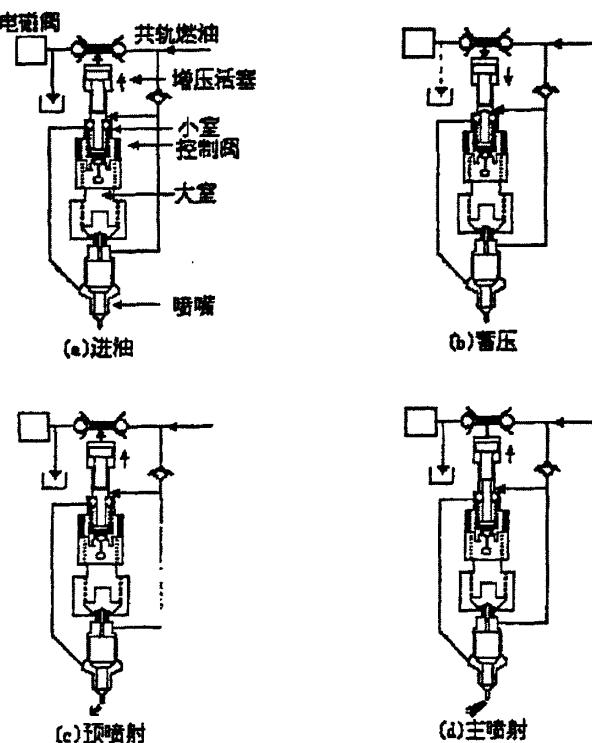


图 1.1 PAIRCU 工作原理图

Fig 1.1 PAIRCU function diagram

武汉理工大学自行开发了中压共轨系统电控燃油喷射系统，在共轨管和喷油器之间加上了电控增压泵，把喷油器增压的功能独立出来加以控制，增压泵是通过帕斯卡原理来设计的。可实现喷油定时定量控制。但是还有很多工作需要做，比如喷油规律研究、油压精确控制、增压泵结构优化、电磁阀设计、匹配等等。

无锡油泵油嘴研究所和浙江大学联合开发了一种共轨系统——FCRS 系统，目前已经处于道路测试阶段[1]。

上海交通大学正在进行高压共轨和中压共轨的研究；北京理工大学也进行了蓄压式共轨系统的研究。

## 1.2 本文研究的主要内容

本文针对高压共轨柴油机内流场模拟的发展趋势，利用流体仿真系列软件 ANSYS FLUENT，对高压共轨柴油机进行内部流场的数值模拟，主要内容包括：

- 1、收集数值模拟需要的条件，分析高压轨腔内流体流动特征，对 CFD 研究高压共轨提出合理的理论假设及模型假设。
- 2、对柴油机高压共轨进行数值模拟，比较几种不同轨腔截面形状在稳态情况下压力分布情况及其流场特性。分析不同轨腔截面对内流场特性的改进意义，为高压轨腔的研究积累数据。
- 3、在 2 基础上，模拟分析轨腔进口压力的内部流场特性，并分析轨腔不同进口压力对轨腔内部流场特性的影响，为高压轨腔的研究积累素材。
- 4、在 2 基础上，模拟分析容积轨腔的内部流场特性，并分析不同容积对轨腔内流场特性的影响，为高压轨腔的研究积累素材。
- 5、在模型相同的情况下，模拟分析不同的倒角对轨腔内流场特性的影响。

## 2 数值计算商用软件的应用

CFD 的数值计算，以往多是用户自己编写计算程序，但由于 CFD 的复杂性及计算机软硬件条件的多样性，使得用户各自的应用程序往往缺乏通用性，而 CFD 本身又有其鲜明的系统性和规律性。因此，比较适合于被制成通用的商用软件。自 1981 年以来，出现了如 PHOENICS、CFX、STAR-CD、FLUENT 等多个商用软件，这些软件的显著特点是<sup>[28]-[31]</sup>：

(1)、功能比较全面、适用性强，几乎可以求解工程界中的各种复杂问题。

(2)、具有比较易用的前后处理系统和与其他 CAD 及 CFD 软件的接口能力，便于用户快速完成造型、网格划分等工作。同时，还可以让用户扩展自己的开发模块。

(3)具有比较完备的容错机制和操作界面，稳定性高。

(4)可在多种计算机、多中操作系统，包括并行环境下运行。

随着计算机技术的快速发展，商用软件在工程界正在发挥着越来越大的作用。

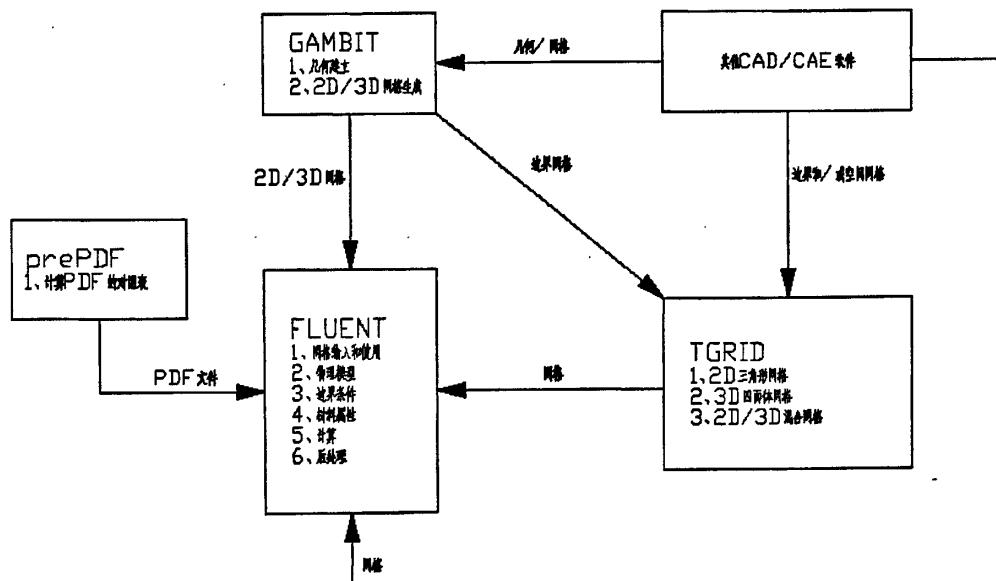


图 2.1 FLUENT 各软件之间的关系

Fig 2.1 FLUENT relation between the various software

FLUENT 是由美国 FLUENT 公司于 1983 年推出 CFD 软件。它是继 PHOENICS 软件之后的第二个投放市场的基于有限体积法的软件。FLUENT 是目前功能最全面、适用性最广、国内使用最广泛 CFD 软件之一。本文是采用 FLUENT 作为分析软件，因此，主要介绍 FLUENT 相关的软件。FLUENT 软件包包括以下几个软件：

- (1)、FLUENT 求解器——FLUENT 软件的核心，所有计算在此完成。
- (2)、PrePDF——FLUENT 用 PDF 模型计算燃烧过程的预处理软件。
- (3)、GAMBIT——FLUENT 提供的网格生成软件。
- (4)、TGRID——FLUENT 用于从表面网格生成空间网格的软件。
- (5)、过滤器——或者叫翻译器，可以将其他 CAD/CAE 软件生成的网格文件变成能被 FLUENT 识别的网格软件。上述几种软件之间的关系如图 2.1 所示。

本文在分析计算选用 FLUENT 软件时，采用最新的常用前处理器为 GAMBIT 2.3，求解器为 FLUENT 6.3，并在后处理器选用功能较强的 TECPLLOT 10.0。

## 2.1 GAMBIT 2.3

GAMBIT<sup>[34]</sup>的是 Geometry And Mesh Building Intelligent Toolkit 的简称。GAMBIT 是建立几何体和划分网格的智能工具包。GAMBIT 的功能包括：几何模型建立、网格划分以及边界条件的设定。本文对 GAMBIT 的各功能进行介绍。

### 2.1.1 几何建模

GAMBIT 建立几何模型的方式可以通过建立点、线、面、体及组，也可以直接建立体或面。图 2.2 所示为 GAMBIT 中几何建模的标识。GAMBIT2.3 中提供了强大的几何建模功能，与 GAMBIT2.1 版本相比增加点的投影功能，使几何建模更方便，尤其在网格划分中优势显著。



图 2.2 几何建模标识

Fig 2.2 Geometric Modeling marking

为采用分块网格划分，如何处理重合面成为关键因素。为此 GAMBIT2.3 还提供几何模型修改功能，主要有：布尔运算、Connect/Disconnect 以及 Split/Merge。以下作一些简单介绍：

- 1、布尔运算，包括几何体加、减及交运算。此功能可以形成复杂几何体。
- 2、Connect/Disconnect，主要用于处理重合面，以保证几何区域相同。尤其在几何体应用了 Move/Copy 功能之后出现大量的重合面。如果 Move/Copy 功能选中 Link mesh 后，必须考虑重合面处的网格是否一致，否则无法成功。在执行 Move/Copy 功能并选中 Link mesh 后，必须执行 Dislink 才能保证 Connect/Disconnect 成功执行。

3、Split/Merge，这是采用分块网格划分必须进行的前处理。此功能可应用于线、面和体之间。

### 2.1.2 网格划分

GAMBIT 中网格划分命令如图 2.2 所示。GAMBIT 提供了边、线、面及体的网格划分方式，并可以通过改变点类型实现贴体网格（详见第三章）的划分，其标识如图 2.3 中所示。下面对常用命令进行简单介绍：

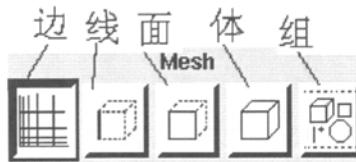


图 2.3 网格划分标识

Fig 2.3 Mesh marking

1、边网格，边网格下的具体命令如图 2.4 左图所示。边网格指近壁面处的网格划分规律。图 2.4 右图为边界网格划分规则，可通过指定边界的第一层  $a$  的高度、后一层  $b$ /前一层  $a$  的高度比值以及边界层的层数  $n$ ，则可以确定网格分布。然而要完全划分网格，还需在几何模型上指定附着边以及网格方向。附着边为和网格方向为被划分边界网格面的边界及内法线方向。然而，需要注意的是边网格划分会使计算机内存占用量增大。

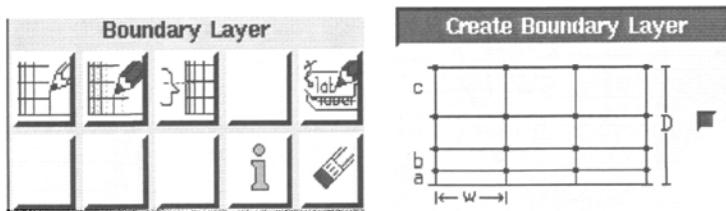


图 2.4 边网格

Fig 2.4 Boundary meshing

2、线网格，具体命令如图 2.5 所示。通过对边网格的控制来控制面或体网格数以及网格变化趋势。图 2.5 左图为边网格划分及修改命令，其中最左下的命令为 Link 和 Dislink 按键可以对划分格式相同线进行复制，在用此命令后各线的网格相互关联，改变一条线的网格可以改变所有，如果要对面或体网格修改时，必须对相关线运行 Dislink 按键。图 2.5 右图为网格划分格式：Successive Ratio 是线网格平均分布规则；First Length 可通过给定第一个网格的宽度以及网格尺寸改变方向来划分边网格；Last Length 则是给定最后一个网格的宽度以及网格尺寸改变方向来划分边网格；Bi-exponent 则是给定相邻网格尺寸的比值来划分边网格，此为双向渐变网格。为得到所需的网格划分趋势，可以先划

分边网格，然后划分线网格，再删除边网格，这样可以避免边网格占用内存。

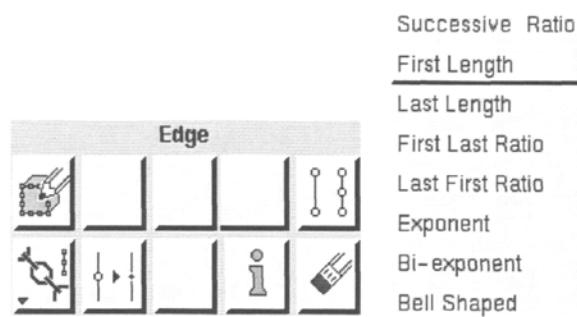


图 2.5 线网格  
Fig 2.5 Edge meshing

3、面网格。图 2.6 所示为面网格功能组合面板，主要功能有：面网格创建、网格节点修改、网格单元修正、节点类型修改、单元插值方式、面网格连接、面网格检查以及删除。通过面网格创建菜单可以建立三角形、四边形或混合网格。

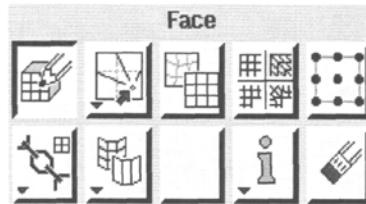


图 2.6 面网格  
Fig 2.6 Face meshing

图 2.7 所示为 GAMBIT 提供的所有节点类型。通过改变几何模型的面的节点类型建立贴体坐标，从而达到划分高质量网格的目的。节点类型包括：End、Side、Corner、Reversal、Trielement 以及 Notrielement。为生成结构网格，对面上的节点类型的数目需满足： $N_E = 4 + N_C + 2N_R$ ，且只能有 End、Side、Corner 及 Reversal 类型。若使用 Trielement 节点类型则可生成辐射型网格如图 2.8 所示。

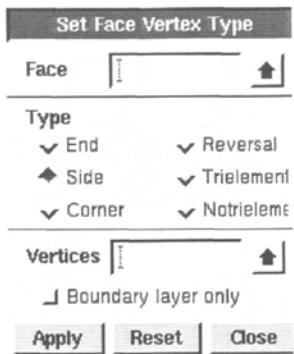


图 2.7 节点类型

Fig 2.7 Vertex Type

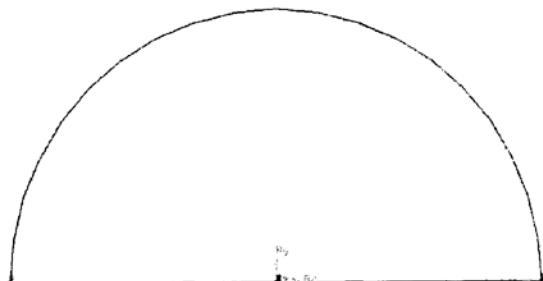


图 2.8 辐射网格

Fig 2.8 Radiation meshing

4、体网格。图 2.9 所示为体网格命令的下拉菜单，其主要功能是：创建体、修改、相关、检查以及删除体网格。

GAMBIT 软件提供的单元及其类型如表 2.2 所示。对于复杂几何体，可以也是必须采用分块划分网格，这样：一是能对各块控制网格，从而控制整体网格数，相对地在有限资源下提高计算能力；二是在与面的节点类型结合应用时，可以提高网格质量。

在修改体网格之前，必须先对相关几何体应用 Dislink 来删除其相关性。

表 2.1 体网格单元分类  
Tab 2.1 The classified of Volume meshing element

单元	类型	备注
Hex	Map	
	Submap	
	Tet Primitive	
	Cooper	在 cooper 之前，体侧面不能划分网格
	Stairstep	
Hex/Wedge	Cooper	
Tet/Hybrid	TGrid	完全四面体网格
	Hex Core	中心是 Hex 网格，周边为四面体网格

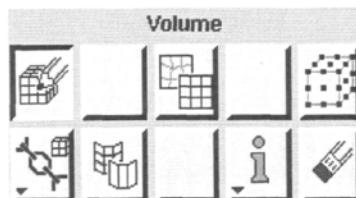


图 2.9 体网格

Fig 2.9 Volume meshing

### 2.1.3 边界条件

GAMBIT2.3 划分的网格可以应用的解算器有: FIDAP、FLUENT/UNS、FLUENT5/6、FLUENT 4、RAMPANT、NEKTON、PLOYFLOW、FLOWIZARD、ANSYS 及 Generic。并且 GAMBIT2.3 提供相应解算器的边界条件和区域类型, 本文只对 FLUENT 5/6 解算器的边界条件作简单介绍:

1、边界条件: WALL、AXIS、EXHAUST-FAN、INLET\_VENT、INTAKE\_FAN、INTERFACE、INTERIOR、INTERNAL、MASS\_FLOW\_INLET、OUTFLOW、OUTLET\_VENT、PERIODIC、POROUS\_JUMP、PRESSURE\_FAR\_FIELD、PRESSURE\_INLET、PRESSURE\_OUTLET、SYMMETRY、VELOCITY\_INLET。对于各边界条件的具体设置参见文献[1]。

2、区域类型: FLUID 和 SOLID。

### 2.1.4 工具菜单

GAMBIT 中工具菜单的具体功能如图 2.10 所示, 其功能包括: 坐标系、Size Function、Turbo、拭除及 Plug-in, 如表 2.2 所示:

表 2.2 工具菜单功能  
Tab 2.2 The function of Tools Menu

功能	说明
坐标系	可实现偏移、旋转及三点坐标
Size Function	通过尺寸控制网格, 可减少网格数但占用内存
Turbo	旋涡几何体网格的划分
拭除	对虚几何体的修改
Plug-in	外部插入



图 2.10 工具菜单

Fig 2.10 Tools Menu

## 2.2 FLUENT 6.3

在使用商用 CFD 软件的工作中, 大约有 80% 的时间是花费在网格划分上的, 可以说网格划分能力的高低是决定工作效率的主要因素之一。FLUENT 软件采用非结构网格与适应性网格相结合的方式进行网格划分。与结构化网格和分块结构网格相比, 非结构网格划分便于处理复杂外形的网格划分, 而适应性网格则便于计算流场参数变化剧烈、

梯度很大的流动，同时这种划分方式也便于网格的细化或粗化，使得网格划分更加灵活、简便。

FLUENT 划分网格的途径有两种：一种是用 FLUENT 提供的专用网格软件 GAMBIT 进行网格划分，另一种则是由其他的 CAD 软件完成造型工作，再导入 GAMBIT 中生成网格。还可以用其他网格生成软件生成与 FLUENT 兼容的网格用于 FLUENT 计算。可以用于造型工作的 CAD 软件包括 I-DEAS、Pro/E、SolidWorks、Solidedge 等。除了 GAMBIT 外，可以生成 FLUENT 网格的网格软件还有 ICEMCFD、GridGen 等等。FLUENT 可以划分二维的三角形和四边形网格，三维的四面体网格、六面体网格、金字塔型网格、楔型网格，以及由上述网格类型构成的混合型网格。

FLUENT 的内核部分是用 C 语言写成的，软件界面则是用 LISP 语言的一个分支 Scheme 语言写成的。因为 C 语言在计算机资源的分配使用上非常灵活，所以 FLUENT 也在这方面拥有很大的灵活性，并可以在“客户/服务器”模式下进行网络计算。而 LISP 类型的语言允许高级用户通过编制宏和自定义函数改变软件的外观，使用户在使用中可以根据自己的喜好定制界面，这点是 FLUENT 软件的一个显著特色。

## 2.2.1 适用范围

FLUENT<sup>[31][35]</sup> 具有广泛的应用，主要有以下几个方面：

- 1、Process and process equipment applications;
- 2、油/气能量的产生和环境应用；
- 3、航天和涡轮机械的应用；
- 4、汽车工业的应用；
- 5、热交换应用；
- 6、电子/HVAC/应用；
- 7、材料处理应用；
- 8、建筑设计和火灾研究。

总而言之，对于模拟复杂流场结构的不可压缩/可压缩流动来说，FLUENT 是很理想的软件。对于不同的流动领域和模型，FLUENT 公司还提供了其它几种解算器，其中包括 NEKTON,FIDAP、POLYFLOW、IcePak 以及 MixSim。

## 2.2.2 计算模型

FLUENT 可以计算的流动类型包括：

- (1) 任意复杂外形的二维/三维流动。
- (2) 可压、不可压流。
- (3) 定常、非定常流。
- (4) 无粘流、层流和湍流。

- (5) 牛顿、非牛顿流体流动。
  - (6) 对流传热，包括自然对流和强迫对流。
  - (7) 热传导和对流传热相耦合的传热计算。
  - (8) 辐射传热计算。
  - (9) 惯性（静止）坐标、非惯性（旋转）坐标下中的流场计算。
  - (10) 多层次移动参考系问题，包括动网格界面和计算动子/静子相互干扰问题的混合面等问题。
  - (11) 化学组元混合与反应计算，包括燃烧模型和表面凝结反应模型。
  - (12) 源项体积任意变化的计算，源项类型包括热源、质量源、动量源、湍流源和化学组分源项等形式。
  - (13) 颗粒、水滴和气泡等弥散相的轨迹计算，包括弥散相与连续项相耦合的计算。
  - (14) 多孔介质流动计算。
  - (15) 用一维模型计算风扇和换热器的性能。
  - (16) 两相流，包括带空穴流动计算。
  - (17) 复杂表面问题中带自由面流动的计算。
- 简而言之，FLUENT 适用于各种复杂外形的可压和不可压流动计算。

### 2.2.3 计算控制

确定所解决问题的特征之后，你需要以下几个基本的步骤来解决问题：

- 1、创建网格
- 2、运行合适的解算器：2D、3D、2DDP、3DDP
- 3、输入网格
- 4、检查网格
- 5、选择解的格式
- 6、选择需要解的基本方程：层流还是湍流（无粘）、化学组分还是化学反应、热传导模型等
- 7、确定所需要的附加模型：风扇，热交换，多孔介质等
- 8、指定材料物理性质
- 9、指定边界条件
- 10、调节解的控制参数
- 11、初始化流场
- 12、计算解
- 13、检查结果
- 14、保存结果
- 15、必要的话，细化网格，改变数值和物理模型。

## 2.3 本章小结

FLUENT6.3 和 GAMBIT2.3 是本文研究的重要工具，因此本章对其应用及其部分功能进行介绍。另外作者还结合实际应用 FLUENT 系列软件分析过程中出现的问题，提出相应的解决技巧。

### 3 模型的建立

高压管内部流场数值模拟计算，必须建立在合理正确的实际模型与数学模型基础之上。实际模型代表了高压管内流体流动过程中的真实物理情况，数学模型就是根据真实物理情况特有的内在规律，作出一些必要的简化假设，运用适当的数学工具，得到的一个数学结构。数学模型应该尽可能地反映实际模型的本质。

对于实际模型的分析十分必要，只有通过分析实际模型，才能了解高压管喷射过程中流体的流动特征，明确建模的目的，收集建模过程中的必要信息。再结合研究对象的特征和建模的目的，对问题进行必要的、合理的简化，并进行数值模拟，最后对模型进行分析。因此，实际模型的分析与数学模型的选取共同决定了最后数值模拟结果的正确性。

#### 3.1 几何模型

##### 3.1.1 模型概述

本文以某大型六缸柴油机作为计算模型，计算区域如图 3.1 所示<sup>[13][31]</sup>，主要研究高压轨腔与出口的流场分布以及结构变化对腔内流场的影响。在不影响计算结果的前提下，为突出所研究部分，本文对模型进行如下简化<sup>[32][33][15][16]</sup>：

- 1、以高压轨腔内部为研究模型；
- 2、为使轨腔出口的流体得以充分发展，并根据前人经验对出口进行加长；
- 3、由于高压轨腔的对称结构，本文取轨腔的一半作为研究对象。

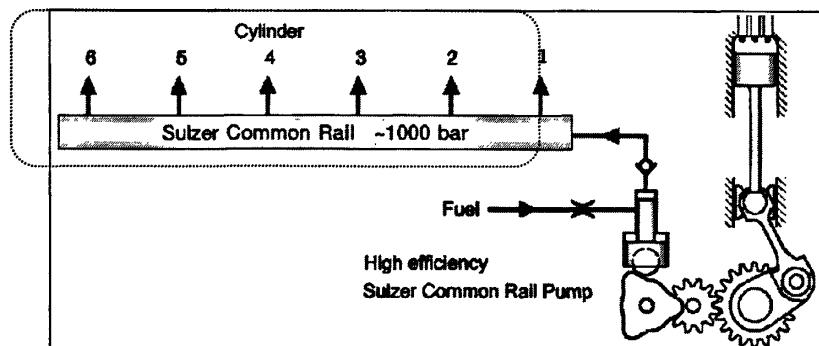


图3.1 计算区域（虚线所示）

Fig 3.1 Calculation region(Shown as dashed line frame )

第一条假设，不仅突出本文所研究的部分，而且降低计算机性能的要求，使研究在有限的资源下成为可能。第二条假设，确保出口处的流体不影响所关心部分的计算结果，

使结果具有较高的可行性以及可信度。第三条假设，在第一条假设的基础上进一步降低计算机性能的要求<sup>[28]</sup>。

### 3.1.2 模型方案的选择

根据第一章所述，高压管内流场的影响因素主要有<sup>[10],[11],[32],[33]</sup>：截面形状、进出口压力大小、轨腔容积、出口分布以及温度等。如果直接研究各因素对轨腔内部流场影响，不仅计算量庞大，而且杂乱无章。因此，为便于比较分析，本文不改变高压轨腔的轴向尺寸（如图 3.2、3.3 所示，本文中 R 为轨腔外圆半径，加长部分 S=10R）、出口直径以及轴向出口分布，通过改变高压轨腔的截面尺寸来比较截面形状和轨腔容积的变化对内部流场的影响。本文对于高压管轨腔的温度影响进行忽略，这样便于对问题的分析与比较。各模型方案选择如下所述：

#### 1. 截面形状的研究方案：

由于流体的流动性，圆弧被优先考虑并广泛应用。根据轨腔的形状轨腔出口轴线与轨腔轴线垂直交接，分析轨腔的截面形状，得出图 3.3 所示的三种极限形状的模型。A 截面为两相同直径的相交圆且圆心距等于出口直径，B 截面为单圆，C 截面介于 AB 之间。

#### 2. 进口压力的研究方案：

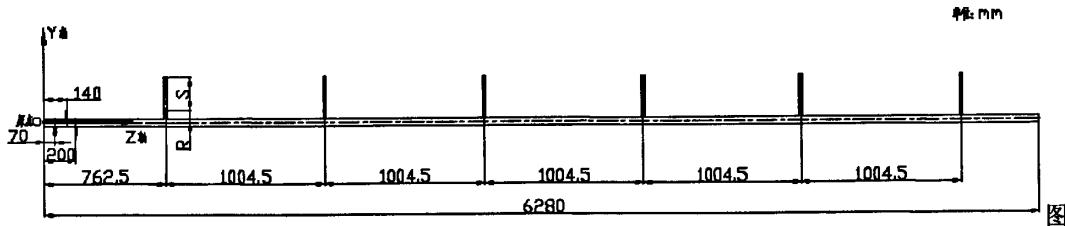
随着科学技术的提高，轨腔压力也被提高。因此，研究进口压力对轨腔内流场的影响具有实际意义。进口压力方案如 4.3 所述。

#### 3. 轨腔容积的研究方案：

本文对容积方案的选择是在对截面形状研究的基础上进行，通过改变横截面面积来达到轨腔容积改变的目的。容积方案如 4.4 所述。

#### 4. 小倒角轨腔的研究方案：

在进行截面形状、进口压力及轨腔容积方案研究的基础上，对得出的最佳方案进行小倒角方案研究，具体如 4.5 所述。



3.2 轨腔轴向结构

Fig 3.2 The structure of the Axial rail cavity

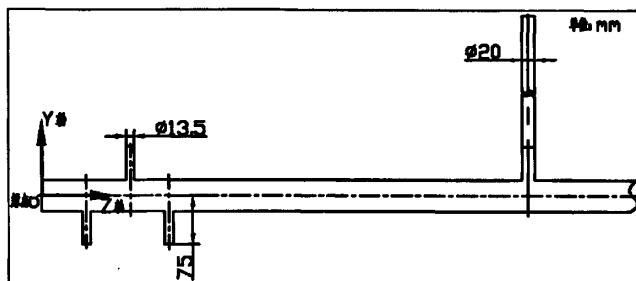


图 3.3 轨腔放大图

Fig 3.3 The enlarge view of the Rail cavity

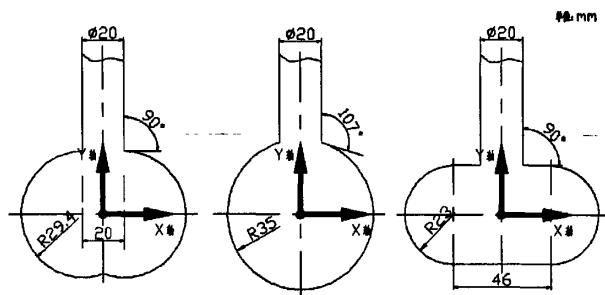


图 3.4 轨腔横截面

Fig 3.4 The cross section of the Rail cavity

### 3.1.3 模型坐标系

在利用三维 CAD 软件建立模型时，选择合理的坐标系便于模型的建立。坐标原点为轨腔进口中心，轨腔中心线为 Z 轴正方向，轨腔出口中心线为 Y 轴正方向。如图 3.2~3.4 所示。各方案的三维模型如第 4 章所述。

为便于问题叙述与分析，对模型结构进行阐述。根据建立的坐标系，利用一组平行于 X OY 平面的平行平面与轨腔相截，得到一族垂直于 Z 轴的横截面，如图 3.5 所示。其中在经过轨腔出口的横截面形状如图 3.6 所示。本文为便于说明，在图 3.6 中，把各截面上的轨腔壁面与出口壁面所成的角称为壁面夹角（即是图中  $\alpha$  角）。显然，壁面夹角在不同的横截面上也不同。

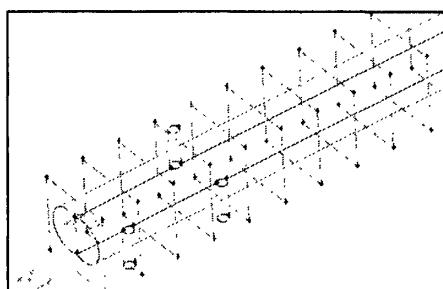


图 3.5 一族平行 XOY 平面的平行平面  
Fig 3.5 a family of the parallel plane parallel to XOY plane

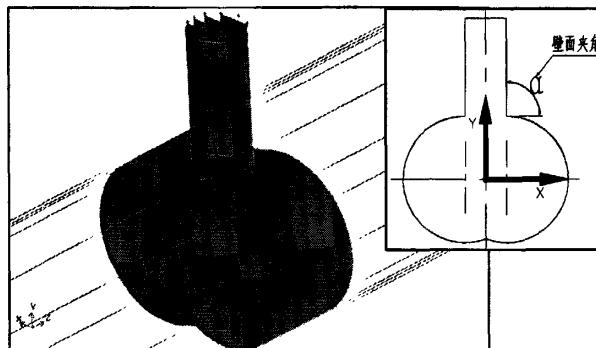


图 3.6 一族垂直 Z 轴的截面及壁面夹角  
Fig 3.6 a family of the perpendicular to Z-Axis cross-section and the wall angle

## 3.2 数学模型

利用计算机进行数值模拟计算，就必须用物理方程进行描述，再采用软件进行计算。因此，正确的数学描述是数值计算的关键，并且关系到数值解的精确程度以及可信程度。

流体流动受物理守恒定律的支配，基本的守恒规律<sup>[35]</sup>包括：质量守恒定律、动量守恒定律、能量守恒定律以及湍流方程。

### 3.2.1 基本控制方程

任何流动问题都必须满足质量守恒定律。该定律可表述为：单位时间内流体微元体中质量的增加，等于同一时间间隔内流入该微元体的净质量。按照这一定律，可以得出质量守恒方程：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.1)$$

其中，矢量符号， $\operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) = \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z}$ ， $\rho$  为流体的密度， $\mathbf{u}$  为速度矢量， $u$ 、 $v$  和  $w$  分别为  $x$ 、 $y$  和  $z$  三方向对应的速度分量。

本文考虑的是稳态不可压流动，因此流体密度  $\rho$  与时间无关，且流体密度  $\rho$  为常数。则简化的质量守恒方程为：

$$\operatorname{div}(\mathbf{u}) = 0 \quad (3.2)$$

动量守恒方程也是任何流动系统都必须满足的基本定律。该定律可表述为：微元体中流体的动量对时间的变化率等于外界作用在该微元体上的各种力之和。该定律实际上

是牛顿第二定律。按照这一定律，可导出 x、y 和 z 三个方向的动量守恒方程：

$$x \text{ 向动量方程: } \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho uu) = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} u) - \frac{\partial p}{\partial x} + S_u \quad (3.3)$$

$$y \text{ 向动量方程: } \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho vu) = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} v) - \frac{\partial p}{\partial y} + S_v \quad (3.4)$$

$$z \text{ 向动量方程: } \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho uw) = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} w) - \frac{\partial p}{\partial z} + S_w \quad (3.5)$$

其中， $\operatorname{grad}() = \frac{\partial()}{\partial x} + \frac{\partial()}{\partial y} + \frac{\partial()}{\partial z}$ ， $\mu$  为动力粘度， $p$  为压力， $S_u$ 、 $S_v$  和  $S_w$  为动量守恒方程的广义源项， $S_u = F_x + s_x$ ， $S_v = F_y + s_y$ ， $S_w = F_z + s_z$ ，而  $s_x$ 、 $s_y$  和  $s_z$  的表达式如下：

$$s_x = \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} (\lambda \operatorname{div} u)$$

$$s_y = \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} (\lambda \operatorname{div} v)$$

$$s_z = \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} (\lambda \operatorname{div} w)$$

其中， $F_x$ 、 $F_y$  和  $F_z$  为微元体上的体力，若不考虑重力，则  $F_x = F_y = F_z = 0$ 。一般情况， $s_x$ 、 $s_y$  和  $s_z$  是小量，对于粘性为常数的不可压流体， $s_x = s_y = s_z = 0$ 。

根据稳态不可压流动，并认为粘性为常数，则动量守恒方程可简化成：

$$x \text{ 向动量方程: } \operatorname{div}(\rho uu) = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} u) - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.6)$$

$$y \text{ 向动量方程: } \operatorname{div}(\rho vu) = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} v) - \frac{\partial p}{\partial y} \quad (3.7)$$

$$z \text{ 向动量方程: } \operatorname{div}(\rho uw) = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} w) - \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3.8)$$

式 (3.3) ~ (3.5) 既是动量守恒方程，也称为 N-S 方程。

### 3.2.2 湍流模型

#### 3.2.2.1 湍流概述

湍流流动是自然界常见的流动现象，在多数工程问题中流体的流动往往处于湍流状态，湍动特性在工程中占有重要的地位。因此，湍流研究一直被研究者高度重视。

流体实验表明，当 Reynolds 小于某一临界值时，流动是平滑的，相邻的流体层彼此有序地流动，这种流动称为层流。当 Reynolds 大于临界值时，会出现一系列复杂变化，

最终导致流动特征的本质变化，流动呈无序的混乱状态。这时，即使是边界条件保持不变，流动也是不稳定的，速度等流动特性都随机变化，这种状态称为湍流。图 3.7 是在湍流状态下在某一点测得的速度随时间的变化情况。可以看出，速度值的脉动性很强。

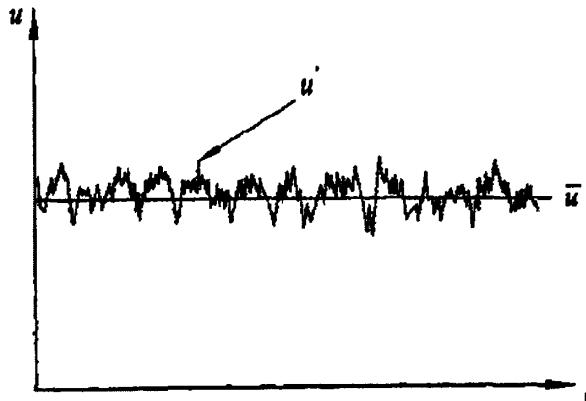


图 3.7 湍流某特定点的实测速度  
Fig 3.7 the measured velocity of a particular point of the turbulence

观测表明，湍流带有旋转流动结构，这就是所谓的湍流涡流，简称涡。从物理结构上看，可以把湍流看成是由各种不同尺度的涡叠合而成的流动，这些涡的大小及旋转轴的方向分布是随机的。大尺度的涡主要由流动的边界条件所决定，其尺寸可以与流场的大小相比拟，它主要受惯性影响而存在，是引起低频脉动的原因。小尺度的涡主要由粘性力所决定，其尺寸可能只有流场尺度的千万分之一的量级，是引起高频脉动的原因。大尺度的涡破裂后形成小尺度的涡，较小尺度的涡破裂后形成更小尺度的涡。在充分发展的湍流区域内，流体涡的尺寸可在相当宽的范围内连续变化。大尺度的涡不断地从主流获得能量，通过涡间的相互作用，能量逐渐向小尺寸的涡传递。最后由于流体粘性的作用，小尺度的涡不断消失，机械能就转化为流体的热能。同时由于边界的作用、扰动及速度梯度的作用，新的涡又不断产生，这就构成了湍流运动。流体内不同尺度的涡的随机运动造成了图 3.7 所示湍流的一个重要的特点——脉动。

### 3.2.2.2 Reynolds 平均法

一般认为，无论湍流多么复杂，非稳态的质量守恒方程和 N-S 方程对于湍流的瞬态运动仍然是适用的。其控制方程如式(1)及式(3)~(5)所示。

为了考察脉动的影响，目前广泛采用的方法是时间平均法，即把湍流运动看作由两个流动叠加而成，一是时间平均流动，二是瞬时脉动流动。为把脉动分离出来，便于处理和进一步讨论。现引入 Reynolds 平均法，任一变量  $\phi$  的时间平均值定义为：

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} \phi(t) dt \quad (3.9)$$

其中，上标“-”表示对时间的平均值。如果用上标“'”表示脉动值，物理量的瞬时值 $\phi$ 、时均值 $\bar{\phi}$ 及脉动值 $\phi'$ 之间有如下关系：

$$\phi = \bar{\phi} + \phi'$$

现用平均值与脉动值之和代替流动变量，即：

$$u = \bar{u} + u', \quad u = \bar{u} + u', \quad v = \bar{v} + v', \quad w = \bar{w} + w', \quad p = \bar{p} + p'$$

将上式代入瞬时状态下的质量守恒方程(1)和动量守恒方程(3)~(5)，得到湍流时均流动的控制方程如下（为方便起见，除脉动值外，下式中去掉了表示时均值的上划线符号“-”）：

质量守恒方程：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u) = 0 \quad (3.10)$$

N-S 方程：

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho uu) = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} u) - \frac{\partial p}{\partial x} + \left[ -\frac{\partial(\rho \bar{u}^2)}{\partial x} - \frac{\partial(\rho \bar{u}'v')}{\partial y} - \frac{\partial(\rho \bar{u}'w')}{\partial z} \right] + S_u \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho vu) = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} v) - \frac{\partial p}{\partial y} + \left[ -\frac{\partial(\rho \bar{u}'v')}{\partial x} - \frac{\partial(\rho \bar{v}^2)}{\partial y} - \frac{\partial(\rho \bar{v}'w')}{\partial z} \right] + S_v \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho vw) = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} w) - \frac{\partial p}{\partial z} + \left[ -\frac{\partial(\rho \bar{u}'w')}{\partial x} - \frac{\partial(\rho \bar{v}'w')}{\partial y} - \frac{\partial(\rho \bar{w}^2)}{\partial z} \right] + S_w \quad (3.13)$$

方程(9)是时均形式的质量守恒方程，方程(11)~(13)是时均形式的 N-S 方程。由于在式(9)中采用 Reynolds 平均法，因此，方程(11)~(13)被称为 Reynolds 时均 N-S 方程，简称 RANS。

可以看到，时均流动的方程里多出与 $-\rho \bar{u}^2$ 、 $-\rho \bar{v}^2$ 、 $-\rho \bar{w}^2$ 、 $-\rho \bar{u}'v'$ 、 $-\rho \bar{u}'w'$ 、 $-\rho \bar{v}'w'$ 有关的项。定义这些项为 Reynolds 应力，即：

$$\tau_{xx} = -\rho \bar{u}^2, \quad \tau_{yy} = -\rho \bar{v}^2, \quad \tau_{zz} = -\rho \bar{w}^2, \quad \tau_{xy} = -\rho \bar{u}'v', \quad \tau_{xz} = -\rho \bar{u}'w', \quad \tau_{yz} = -\rho \bar{v}'w'$$

共 6 个 Reynolds 应力项，即三个为正应力和三个剪应力。

由式(10)~(13)构成的方程组共有 4 个方程，现在新增加的 6 个 Reynolds 应力，再加上 4 个时均未知量 ( $u$ 、 $v$ 、 $w$  和  $p$ ) 共 10 个未知量。因此，方程不封闭，必须引入新的湍流方程才能使方程组(10)~(13)封闭。

### 3.2.2.3 涡粘模型

由于没有特定的物定律可以用来建立湍流模型，所以只能以大量的实验观测结果为

基础。根据对 Reynolds 应力作出的假定或处理方式不同，目前常用的湍流模型有两大类：Reynolds 应力模型和涡粘模型。

由于 Reynolds 应力模型对计算机要求较高，而且对于没有转动的系统采用简单的涡粘模型可以满足要求，因此，本文引入涡粘模型计算。

在涡粘模型中不直接处理 Reynolds 应力项，而是引入湍动粘度，然后把湍流应力表示成湍动粘度的函数。

湍动粘度的提出来源于 Boussinesq 提出的涡粘假定，该假定建立了 Reynolds 应力相对与平均速度梯度的关系，即：

$$\begin{aligned}-\rho \bar{u'^2} &= 2\mu_t \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial u}{\partial x} \right), \quad -\rho \bar{v'^2} = 2\mu_t \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad -\rho \bar{w'^2} = 2\mu_t \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\-\rho \bar{u'v'} &= 2\mu_t \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad -\rho \bar{u'w'} = 2\mu_t \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right), \quad -\rho \bar{v'w'} = 2\mu_t \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)\end{aligned}$$

其中， $\mu_t$  为湍动粘度， $u$ 、 $v$  和  $w$  为时均速度， $k$  为湍动能。

$$k = \frac{1}{2} (\bar{u'^2} + \bar{v'^2} + \bar{w'^2})$$

湍动粘度  $\mu_t$  是空间坐标的函数，取决于流动状态，而不是物性参数。

### 3.2.2.4 湍流方程

由 3.2.2.4 可见，引入 Boussinesq 假定后，计算湍流流动的关键是如何确定  $\mu_t$ 。为对湍流进行模拟，Menter 提出 SST  $k-\omega$  两方程模型。该模型引入湍动能  $k$  和湍流耗散率  $\omega$  的方程，其方程如下：

$$k \text{ 方程: } \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u k) = \operatorname{div} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \operatorname{grad} k \right] + \tilde{G}_k + Y_k + S_k \quad (3.14)$$

$$\omega \text{ 方程: } \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \omega) = \operatorname{div} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \operatorname{grad} \omega \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (3.15)$$

其中， $\tilde{G}_k$  是由平均速度梯度引起的湍动能  $k$  的产生项， $G_k$  是由耗散率  $\omega$  的产生项， $Y_k$  和  $Y_\omega$  代表湍流中  $k$  和  $\omega$  的分散项， $D_\omega$  代表交叉扩散项， $\sigma_k$  和  $\sigma_\omega$  是  $k$  和  $\omega$  的湍动 Prantl 数， $S_k$  和  $S_\omega$  是用户定义的源项（注，本文源项为  $S_k = S_\omega = 0$ ）。

在模型中，表示湍动粘度的  $\mu_t$  可表示成  $k$  和  $\omega$  的函数，即：

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[ \frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{\alpha_1 \omega} \right]}$$

其中， $s$  是平均张量的模数， $\alpha^*$  是湍流粘度的修正系数，混合数  $F_2 = \tanh \left[ \max \left( 2 \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}, \frac{500 \mu}{\rho y^2 \omega} \right) \right]^2$ ， $\alpha_1$  是 FLUENT 中的参数为 0.31。

由式(10)~(15)构成的方程组共有 6 个，现在有的未知量有  $u$ 、 $v$ 、 $w$ 、 $p$ 、 $k$  和  $\omega$  共 6 个，因此，方程组封闭。

### 3.2.3 壁面函数

在 3.2.2 节中讨论了 SST  $k-\omega$  湍流模型，SST  $k-\omega$  模型是对充分发展的湍流才有效，也即是，该模型是高  $Re$  数的湍流模型。可是，对于近壁面区内的流动， $Re$  数较低，湍流发展不充分，湍流的脉动影响不如分子粘性的影响大，这样在近壁面区内就不能采用 SST  $k-\omega$  模型计算，必须采用特殊的处理方式。

#### 3.2.3.1 近壁面概述

大量实验表明，对于有固体壁面的充分发展的湍流流动，沿壁面法线的不同距离上，可将流动划分为壁面区和核心区。如图 3.8 所示。

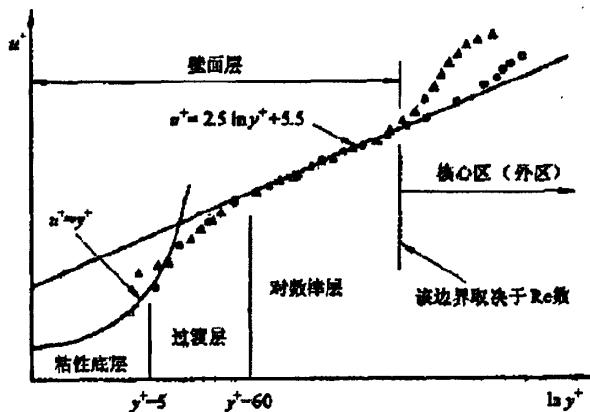


图 3.8 壁面区的三个子层的划分与相应的速度

Fig 3.8 The three-layer of the near wall region of division and velocity

在壁面区，流体运动受壁面流动条件的影响比较明显，壁面区可分为 3 个子层：粘性底层、过渡层及对数律层。

粘性底层是一个紧贴固体壁面的极薄层，其中粘性力在动量、热量及质量交换中起主导作用，湍流切应力可以忽略，所以流动几乎是层流，平行于壁面的速度分量沿壁面法线方向为线性分布。

过渡层处于粘性底层的外面，其中粘性力与湍流切应力的作用相当，流动状况比较复杂，很难用一个公式或定律来描述。由于过渡层的厚度极小，所以在工程计算中通常

不明显划出，归入对数律层。

对数律层处于最外层，其中粘性力的影响不明显，湍流切应力占主要地位，流动处于充分发展的湍流状态，流速分布接近对数律。

为了便于用公式描述粘性底层和对数律层内的流动，引入两个无量纲的参数  $u^+$  和  $y^+$ ，分别表示速度和距离：

$$u^+ = \frac{u}{u_t}$$

$$y^+ = \frac{\Delta y \rho u_t}{\mu} = \frac{\Delta y \rho}{\mu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

其中， $u$  是流体的时均速度， $u_t$  是壁面摩擦速度为  $(\tau_w / \rho)^{1/2}$ ， $\tau_w$  是壁面切应力， $\Delta y$  是到壁面的距离。

在图 3.8 中，当  $y^+ < 5$  时，所对应的区域是粘性底层，这时速度沿壁面法线方向呈线性分布，即： $u^+ = y^+$

当  $60 < y^+ < 300$  时，流动处于对数律层，这时速度沿壁面法线方向呈对数律层分布，即： $u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+)$

其中， $\kappa$  为 Karman 常数， $B$  和  $E$  是与表面粗糙度有关的常数，对于光滑壁面有  $\kappa=0.4$ ， $B=5.5$ ， $E=9.8$ ，壁面的粗糙度的增加将使得  $B$  值较小。

### 3.2.3.2 近壁面函数

在 3.2.3.1 中介绍了近壁面的速度分布规律。在 FLUENT 中，SST  $k-\omega$  模型的  $k$  方程的近壁面采用加强壁面函数处理。加强壁面函数模型由 Kader 提出，该模型由线性和湍流两个近壁面层组成，表达式如下：

$$u^+ = e^\Gamma u_{lam}^+ + e^{-\Gamma} u_{turb}^+$$

$$\text{其中, } \Gamma = -\frac{a(y^+)^4}{1+by^+}, \quad a = 0.01, \quad b = 5.$$

在 FLUENT 中，SST  $k-\omega$  模型的  $\omega$  方程的近壁面的处理如下所示：

$$\omega_\omega = \frac{\rho(u^*)^2}{\mu} \omega^+$$

其中，亚层流的渐进值  $\omega^+ = \min\left(\omega_\infty^+, \frac{6}{\beta_i(y^+)^2}\right)$ ，而  $\omega_\infty^+ = \begin{cases} \left(\frac{50}{k_s^+}\right)^2, & k_s^+ < 25 \\ \frac{100}{k_s^+}, & k_s^+ \geq 25 \end{cases}$

$$k_s^+ = \max\left(1.0, \frac{\rho k_s u^+}{\mu}\right), \quad k_s \text{ 为粗糙度的高度。在湍流区时, } \omega^+ = \frac{1}{\sqrt{\beta_\infty^+}} \frac{du_{turb}^+}{dy^+}$$

### 3.3 网格生成

三维网格的形状主要有<sup>[31][34]</sup>：四面体、六面体、楔形体和锥形体，如图 3.9 所示。

四面体网格适合于任何结构，且能快速生成网格，但网格数量巨大且正交性差。六面体网格正交性好，且能生成大比例的网格，能大量减少网格数量。

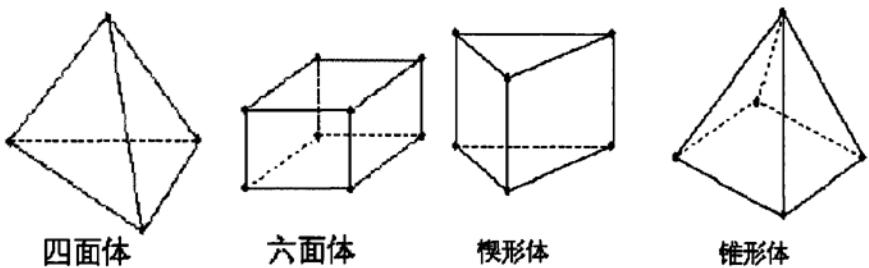


图 3.9 网格类型

Fig 3.9 Meshing type

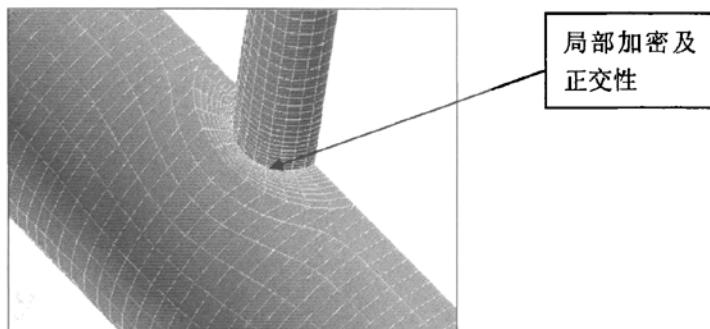


图 3.10 网格的正交性

Fig 3.10 Grid orthogonality

在数值模拟中，网格划分的质量直接决定计算的收敛性、效率、精度以及计算结果的可靠性。因此，应根据几何模型构造及流场中各物理量的分布特点对计算区域进行合

理的网格划分。网格的质量评价：正交性、网格尺寸或网格数量。网格的正交性指网格线与流体流线垂直或平行的程度，程度越高正交性越好，如图 3.10 所示。网格数量的准则：在满足计算机能力的基础上，网格数量越大越好。

在 GAMBIT 中，采用块网格的生成方式。因此，要在 GAMBIT 中生成六面体结构网格，必须对几何模型进行必要的处理。GAMBIT 生成网格的一大特点就是：采用贴体坐标建立网格，如图 3.11 所示。对于任意不规则多边形通过设定顶点类型，使多边形转化成等效四边形，从而可以划分成结构网格。根据贴体坐标，从而推出“内圆外方”和“内方外圆”的结构网格生成方法，如图 3.12 所示。

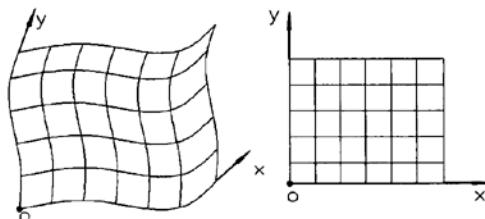


图 3.11 贴体坐标

Fig 3.11 Body-fitted coordinate

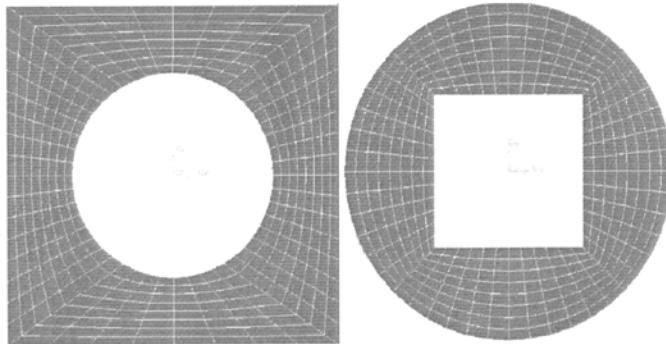


图 3.12 内圆外方和外圆内方

Fig 3.12 Inner circle and Out side circle

图 3.13 所示为本问应用贴体坐标划分的贴体网格，该网格是采用贴体坐标划分的网格。贴体网格可以任意改变边网格数并划分结构网格，从而数值计算结果的可靠性好。

**局部加密网格：**通过边界层与边网格控制网格的疏密，从而使网格进行局部加密，如图 3.10 所示。

**横纵比网格：**对于六面体（3D）或四边形（2D）结构网格，可以使网格的各边尺寸相差很大，即是大横纵比网格，如图 3.14 所示。

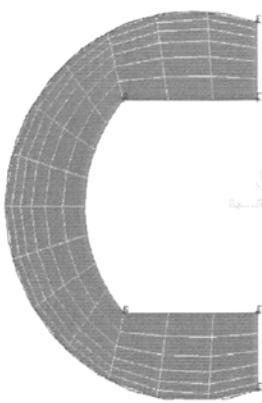


图 3.13 贴体网格

Fig 3.13 Body-fitted mesh

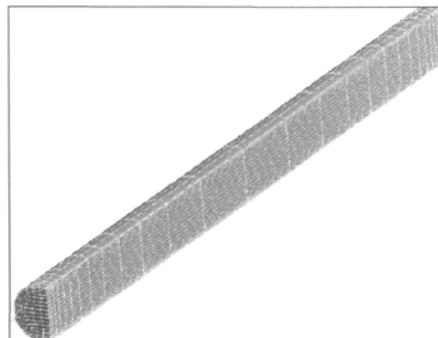


图 3.14 大横纵比网格

Fig 3.14 The horizontal than vertical mesh

### 3.4 边界条件

所谓边界条件，是指在求解域的边界上所求解的变量或一阶导数随地点及时间变化的规律<sup>[13],[31],[35]</sup>。只有给定了合理的边界条件的问题，才可能计算得出流场的解。

根据 3.1 所述，计算区域的边界条件包括压力入口、压力出口、壁面及对称边界，具体设置如下：

(1) 压力入口：由于高压共轨腔内控制参数为压力，因此给定压力入口，进口压强值如 4 所述。压力入口边界的  $k$  和  $\omega$  的初始条件，由下式确定：

$$\text{等效水力直径 } D_H = \frac{4 \times \text{流通截面积}}{\text{湿周边长}} \quad I = \frac{\dot{u}}{u} = 0.16 (\text{Re}_{D_H})^{-1/8}, \quad k = \frac{3}{2} (\bar{u} I)^2, \quad \omega = \frac{k^{1/2}}{C_{\mu}^{3/4} I}$$

(2) 压力出口：按实验得出的出口压力赋予静压强分布，具体参数如 4 所述。

(3) 壁面：考虑壁面粘性影响，轨腔壁面为无滑移光滑壁面。

(4) 对称面：将轨腔模型的纵剖面的延展面定义为对称边界。

### 3.5 本章小结

流体动力学 CFD 是本文研究高压共轨的主要理论基础。因此本文以此基础上，以突出研究重点并不影响计算结果的准则，提出合理的几何模型以及研究方案。根据 CFD 理论几和何模型，本章介绍了本文研究高压共轨的相关理论。

## 4 计算结果与分析<sup>[36]-[42]</sup>

### 4.1 截面形状对轨腔流场的影响

图 3.1 所示为高压轨腔截面的计算蓝本。在横截面面积相同的前提下，对比不同截面形状的轨腔内部流场特性，可以很好反映出影响高压轨腔内部压力场和速度场特性的因素。对比计算的模型截面如图 4.1 所示。纵向出口分布示意图如 3.1 所述。

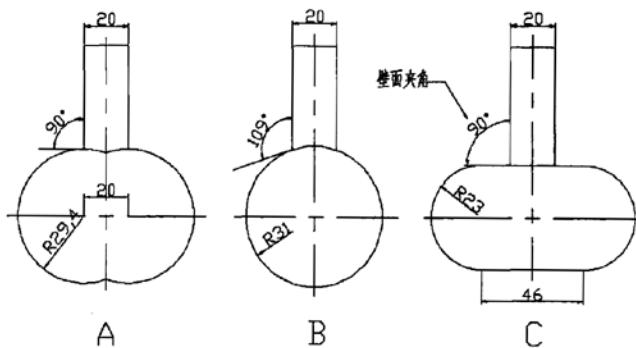


图 4.1 模型截面示意图

Fig 4.1 the schematic diagram of the cross-section of the models

图 4.1 所示 A、B、C 三种模型的特征如下：

- 1、 A 模型的所有壁面夹角都是锐角（双圆轨腔），且最大壁面夹角为 90°；
- 2、 B 模型的所有壁面夹角都是钝角（单圆轨腔），且最小壁面夹角为 90°；
- 3、 C 模型的所有壁面夹角都是直角。

A、B、C 为轨腔与出口交界处壁面夹角的三种极限位置。

#### 4.1.1 计算模型与网格划分

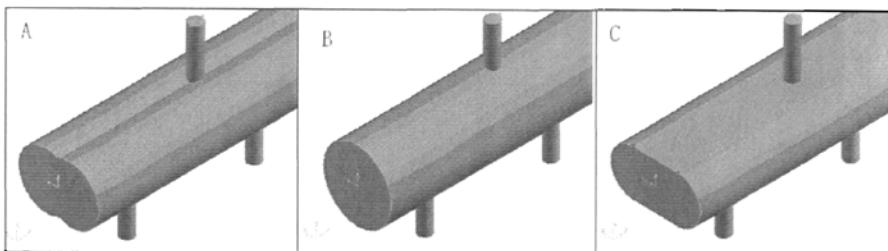


图 4.2 A、B、C 截面高压轨腔三维模型

Fig 4.2 The 3D model of A,B and C rail cavity

根据几何模型结构尺寸，采用 GAMBIT2.3 建立不同横截面轨腔的三维模型，如图 4.2 所示。

利用 GAMBIT2.3 对 A、B、C 三种比较模型划分六面体结构网格，如图 4.3 所示。

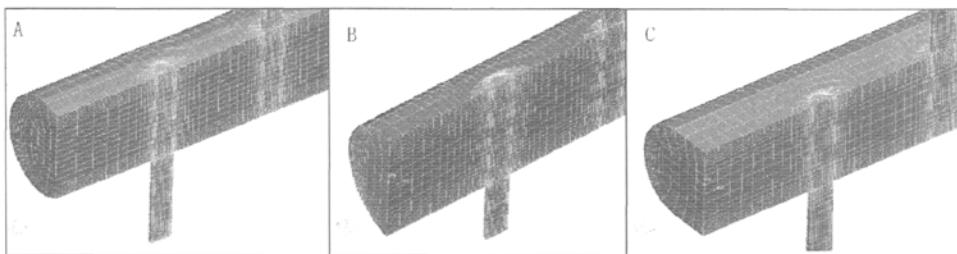


图 4.3 模型的网格

Fig 4.3 The meshing of models

#### 4.1.2 边界条件设置

网格模型导入 FLUENT6.3 流体计算软件，解算器选择与边界设置与 3.4 相同。进、出口参数如下：

进口压力：100MPa

出口压力：13MPa

#### 4.1.3 计算结果分析

通过计算发现，在稳态情况下，不同出口打开方案的流场分布相同。因此，本文只以图 3.1 所示的 1、5 出口打开时 1 出口的计算结果进行说明，下文相同。

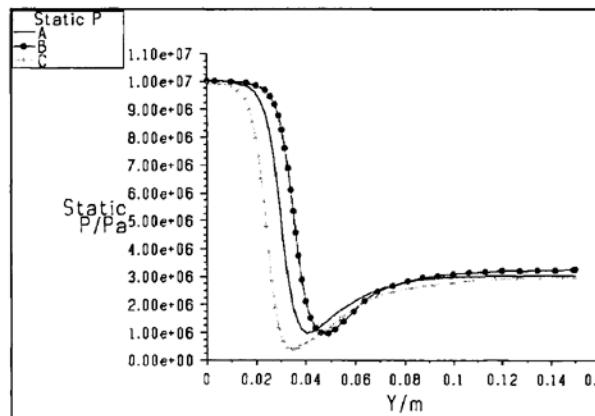


图 4.4 轨腔出口中心静压分布曲线

Fig 4.4 The static pressure curves of the export centre of the rail cavity

图 4.4 给出了 A、B、C 三种轨腔截面在出口处沿中心线方向的静压分布曲线。曲线表明，在轨腔与出口交界处的静压出现明显的低值，这说明由截面形状突变造成压力

突变。B 截面形状轨腔压力变化较晚，压降梯度较大，压力回复梯度大。C 型截面轨腔内压力变化区较大，且压力的降低量最大，压力恢复梯度较小。A 型截面轨腔出口压力回复平缓，压力降低与 B 相差不大。因此，A、B 具有较小的压力变化。

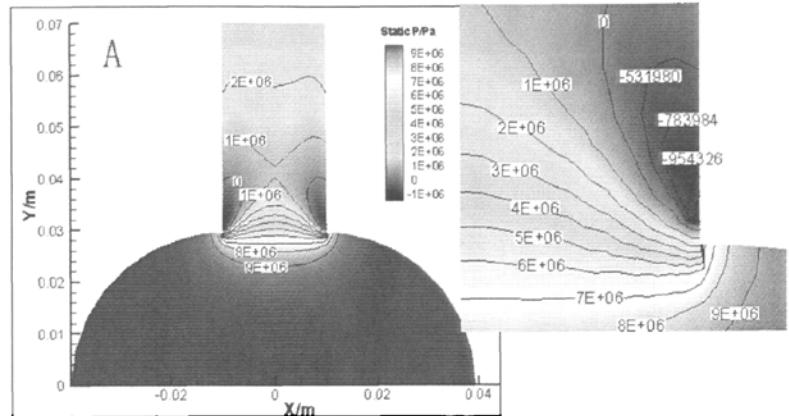


图 4.5 A型轨腔出口横截面静压等压线

Fig 4.5 The static pressure isobar of the A rail cavity's export

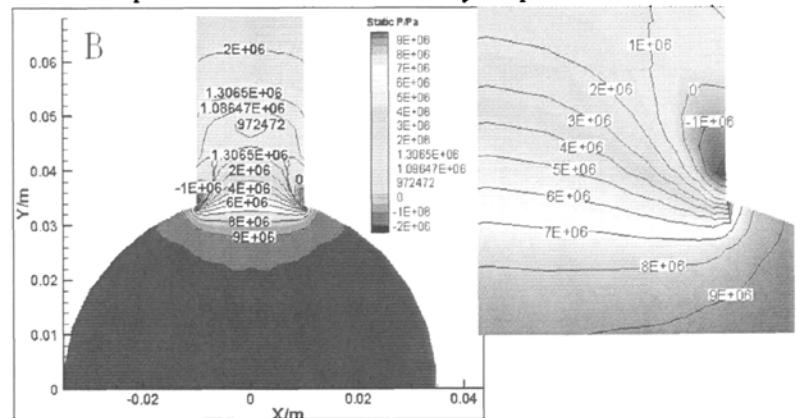


图 4.6 B型轨腔出口横截面静压等压线

Fig 4.6 The static pressure isobar of the B rail cavity's export

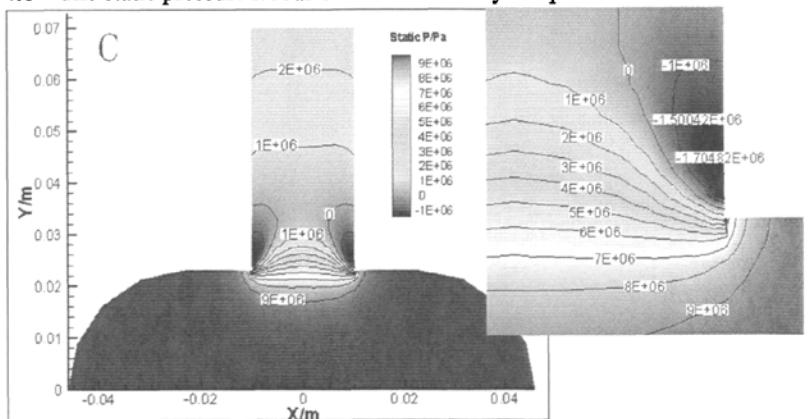


图 4.7 C型轨腔出口横截面静压等压线

Fig 4.7 The static pressure isobar of the C rail cavity's export

图 4.5~4.7 分别给出了 A、B、C 型轨腔在出口处的横截面的静压等压线。图中显示：A 型截面在交界面处出现的负压区的压力值较小。B 型截面轨腔在交界处压力涡流很微弱，压力梯度大，有微弱的负压区，但负压值较大，易产生空蚀<sup>[9][43]</sup>。C 型截面轨腔在交界处压力涡流明显，涡流处的负压的压力值较大，产生空蚀的可能性最大。三种截面的静压相比之下，A 型截面能改善轨腔内的压力场，产生空蚀的可能性最小。A、B、C 三种横截面压力分布情况如表 4.1 所示。

图 4.8 给出了 A、B、C 三种截面轨腔的出口中心的  $v_y$  速度分布曲线。图中显示， $v_y$  速度在轨腔交界面处出现速度峰值，C 截面的极值点最高，这说明壁面夹角都为 90° 对流体的阻碍较大。在轨腔内相同位置，C 型截面的  $v_y$  速度最大，B 型截面的  $v_y$  速度则最小。在轨腔出口， $v_y$  速度先减小后增大，然而 B 截面速度梯度变化最大，易形成流体波动，而 A 截面  $v_y$  速度梯度变化最小，相比之下形成流体波动的可能性最小。

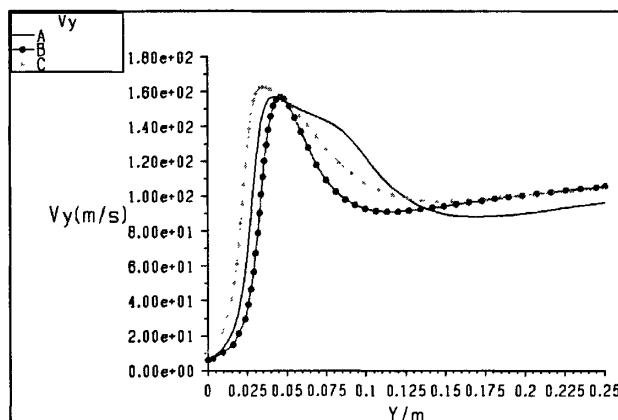


图 4.8 轨腔出口中心的  $v_y$  速度分布曲线

Fig 4.8 The  $v_y$  curves of the export centre of the rail cavity

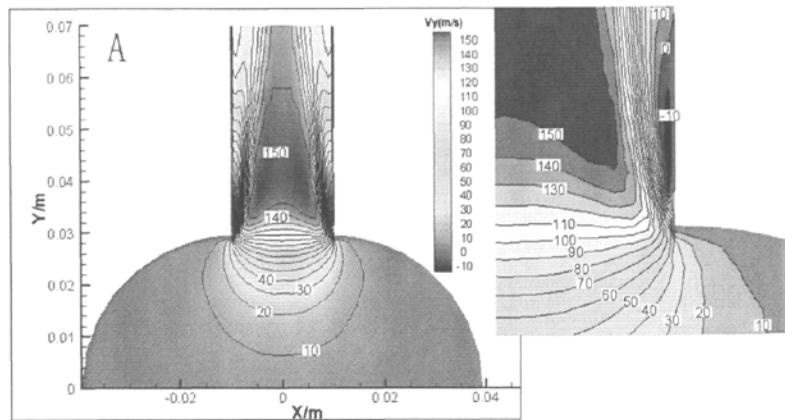


图 4.9 A 型轨腔出口横截面  $v_y$  速度等速线

Fig 4.9 The  $v_y$  isovel of the A rail cavity's export

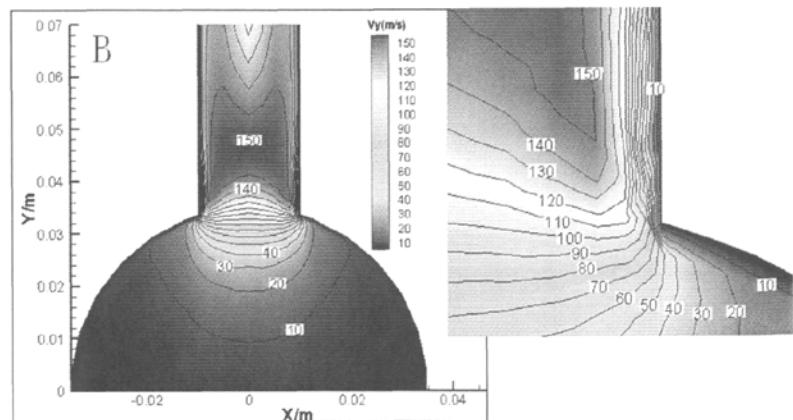


图 4.10 B 型轨腔出口横截面  $v_y$  速度等速线

Fig 4.10 The  $v_y$  isovel of the B rail cavity's export

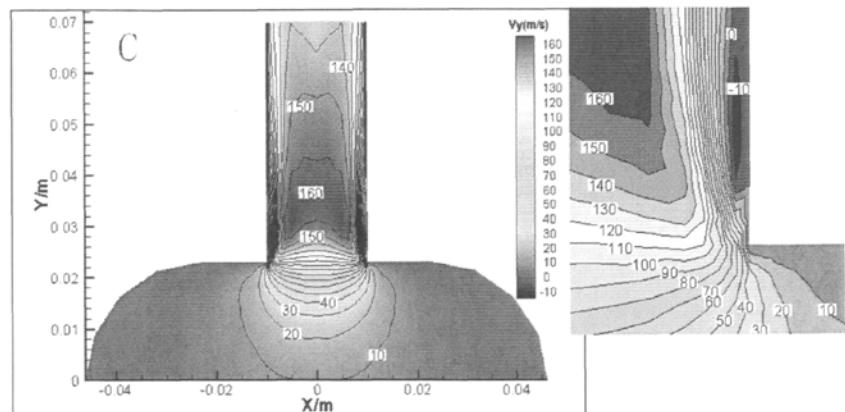


图 4.11 C 型轨腔出口横截面  $v_y$  速度等速线

Fig 4.11 The Vy isovel of the C rail cavity's export

图 4.9~4.11 分别给出了 A、B、C 型截面轨腔在出口的横截面处  $v_y$  速度的等速线。

由图可知：A 型横截面出口处  $v_y$  速度在中心的高速区（速度值大于 100m/s）最小，并在交界处存在速度涡流，出口速度分流明显，速度被缓解，减小流体波动产生的可能性。B 型横截面出口的  $v_y$  速度的高速区最大，壁面粘性影响较小，速度涡流非常微弱，易于产生流体波动。C 型横截面出口  $v_y$  速度出口的高速区处于 A、B 两者之间，但也比较大，壁面边界层产生一定的影响，只是影响不大。三种截面轨腔的速度分布情况如表 4.1 所示。

表 4.1 对 A、B、C 三种极限模型的压力场和速度场进行了比较。C 轨腔模型的交界处涡流明显且负压值较大。由于壁面压力改变越大越易产生空蚀。因此 C 模型产生空蚀的可能性最大。相比之下，A 轨腔模型交界处的负压较小，即压力改变较小，产生空蚀的可能性较小。A 轨腔模型的中心速度梯度最小，且轨腔出口的高速区较小。而速度的改变是产生流体波动的原因，因此 A 轨腔模型产生流体波动的可能性最小。

表 4.1 A、B、C 三种横截面轨腔的对比：

Table 4.1 The comparison with A, B and C's cross-section in flow fields characteristics

	所有壁面 夹角	出口中心压力 变化	截面压力分布	出口中心速度变 化	出口速度分布
A	$< 90^\circ$	变化较小	涡流负压值较小	梯度最小	高速区最小，产 生分流
B	$> 90^\circ$	同上	微弱负压区，负压 值较大	速度梯度最大	高速区最大，边 界层影响最小
C	$= 90^\circ$	变化最大	涡流明显，负压值 大	峰值最高，速度梯 度大	高速区较大

图 4.12 显示不同横截面轨腔沿轨腔中心方向的静压分布曲线。曲线表明：A 型横截面轨腔保持轨内的静压值较高，总体上流体波动幅度相对较小。C 型横截面在出口处压力变化较大且轨腔内压力明显较低，而 B 型截面压力比较平稳，但总体静压值比 A 型截面的小。

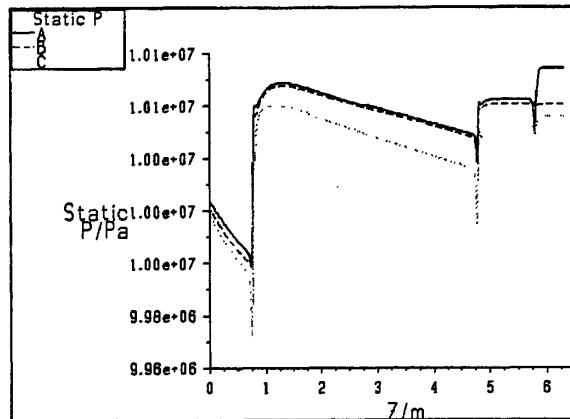
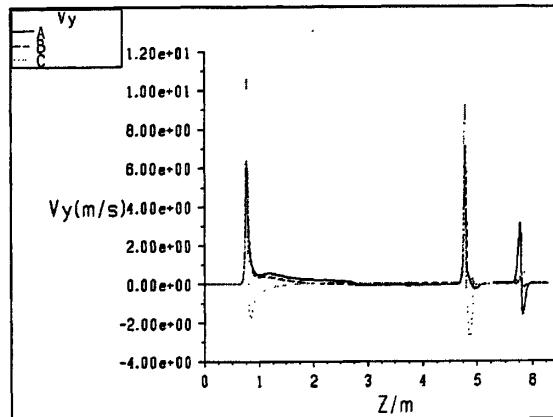


图 4.12 轴向静压分布曲线

Fig 4.12 The axial static pressure curves in rail cavity

图 4.13 给出了三种工况下不同横截面轨腔沿轨腔中心方向的  $v_y$  速度分布曲线。由图中曲线可知：A 型横截面在交界处  $v_y$  速度比 B 型大，但比 C 型小，流动相对较稳定。B 型横截面轨腔内  $v_y$  速度分布与 A 大致相同，且在交界处速度较低。C 型横截面在轨腔内  $v_y$  出现负值，说明扰动较大。

通过对 A、B、C 三种轨腔模型的静压和  $v_y$  速度的比较可知，A 轨腔模型能保持轨内有较高的静压值，并且轨内  $v_y$  速度比较平稳。

图 4.13 轴向  $v_y$  速度分布曲线Fig 4.13 The axial  $v_y$  curves in rail cavity

综上所述，在横截面面积相同的情况下，横截面形状与高压轨腔内部流场特性的关系如下：

1. 壁面夹角在小于  $90^\circ$  时, 出口中心压力变化较平缓, 轨腔交界处涡流负压较小, 并且该轨腔具有保压作用。该轨腔模型产生空蚀的可能性较小。

2. 壁面夹角在小于  $90^\circ$  时, 出口速度高压区较小, 速度梯度小, 并出现速度分流。该模型轨腔产生压力波的可能性较小。

3. 壁面夹角的改变对出口方向速度场和压力场有较大的影响。

## 4.2 壁面夹角对轨腔内流场的影响

在 4.1 中讨论了几种极限状态的横截面形状对轨腔内流场特性的影响, 认为横截面的壁面夹角在小于  $90^\circ$  时的轨腔能改善轨内速度场和压力场特性。然而, 存在的问题是:

1、壁面夹角是否越小就具有更好的流场特性; 2、钝角与锐角的混合壁面夹角能否改善轨腔流场特性。因此, 本节将进一步讨论壁面夹角与轨腔内流场的关系, 具体分析如下问所述。

### 4.2.1 几何模型

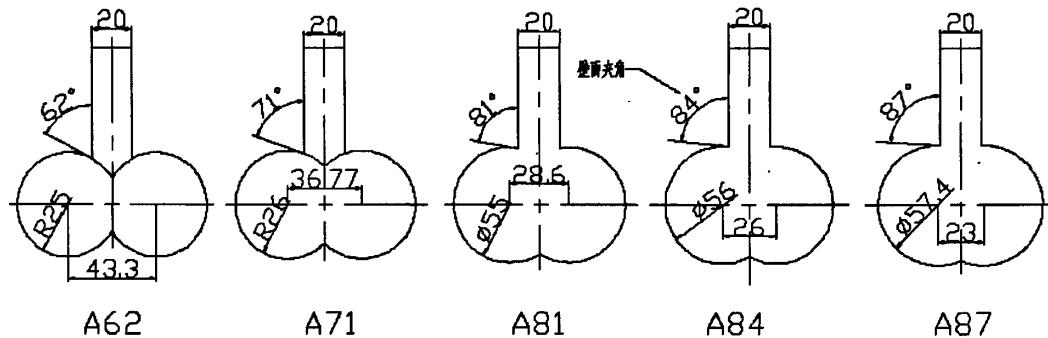


图 4.14 全锐角的壁面夹角模型

Fig 4.14 The whole acute angle of the wall angle model

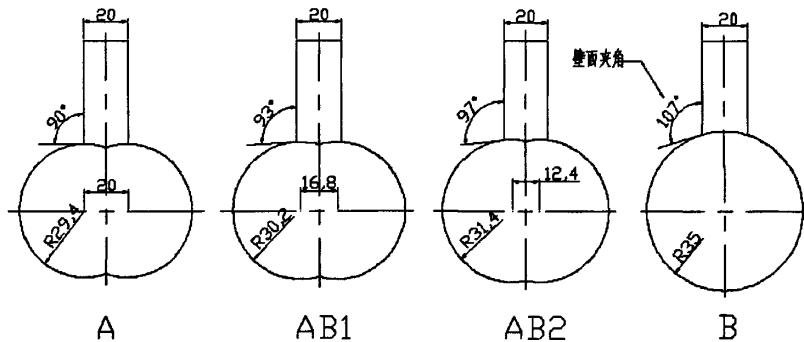


图 4.15 混合角的壁面夹角比较模型

Fig 4.15 The mixing angle of the wall angle model

为方便讨论壁面夹角对轨腔内部流场特性的影响, 本文在横截面面积相同的基础上

建立比较模型。图 4.14 所示为 A87、A84、A81、A71 四种全部是锐角的壁面夹角的不同模型的示意图。图 4.15 所示为 AB93、AB97 两种介于 A、B 之间的混合角的壁面夹角的不同模型的示意图。纵向结构示意图如图 3.2 及图 3.3 所示。

#### 4.2.2 计算模型与网格划分

比较模型的三维模型是通过 GAMBIT2.3 建立。网格的生成如 3.3 节所述，并利用 GAMBIT2.3 划分六面体结构网格。网格划分方式与 4.1.1 相同，图 4.16 显示了 A62、A71、A81、A84、A87 五种模型的网格，图 4.17 为 AB93、AB97 两种模型的网格。网格采用局部加密。

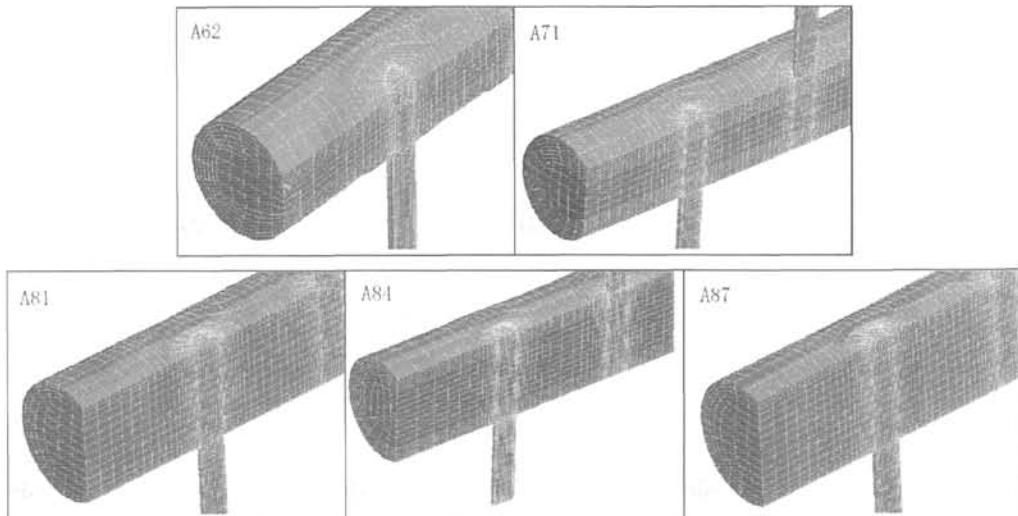


图 4.16 全锐角模型网格

Fig 4.16 The meshing of the whole acute angle model

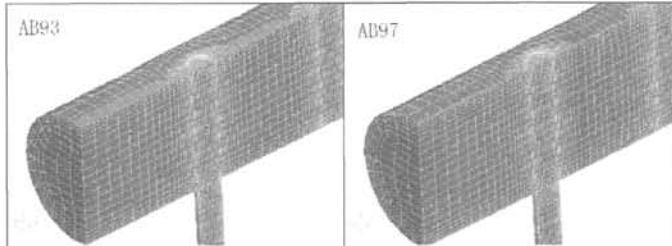


图 4.17 混合角模型网格

Fig 4.17 The meshing of the mixing angle model

#### 4.2.3 边界条件

与 4.1.2 相同。

#### 4.2.4 计算结果与分析

##### 4.2.4.1 全锐角壁面夹角对轨腔内部流场的影响

图 4.18 所示为 A87、A84、A81、A71、A62 五种轨腔模型(A87、A84、A81、A71、A62 后的数字为最大壁面夹角)的轨腔出口中心的静压分布曲线。在  $Y=0$  到  $Y=0.03$  之间(轨腔内部)，压降梯度先增大后减小，并随着壁面夹角的减小，出口的静压减小。在  $Y=0.03$  点为压力梯度的转变点。在大于  $Y=0.03$  的范围(出口部分)，出口静压随壁面夹角的减小而增大，并且压力减小趋势减小。最终压力趋于稳定并且相同。图中显示，壁面夹角越大，交界处的压力的最小值也减小。这说明壁面夹角越大，阻碍越大，分流越弱。图中显示，A87、A84、A81 三种轨腔模型的出口中心的静压分布大致相同。而 A71、A62 在轨腔内的静压值相对较小，轨腔交界的梯度较小。

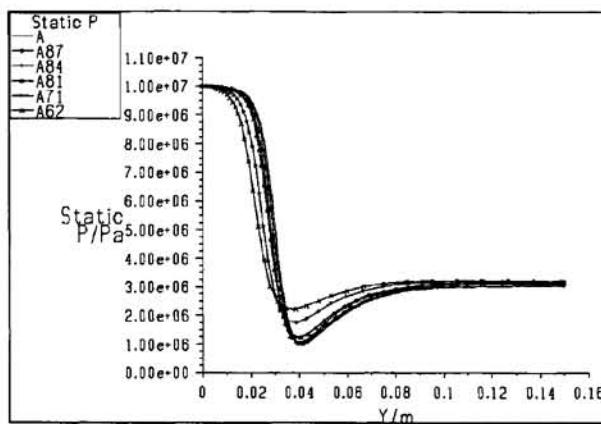


图 4.18 轨腔出口中心静压分布曲线

Fig 4.18 The static pressure curves of the export centre of the rail cavity

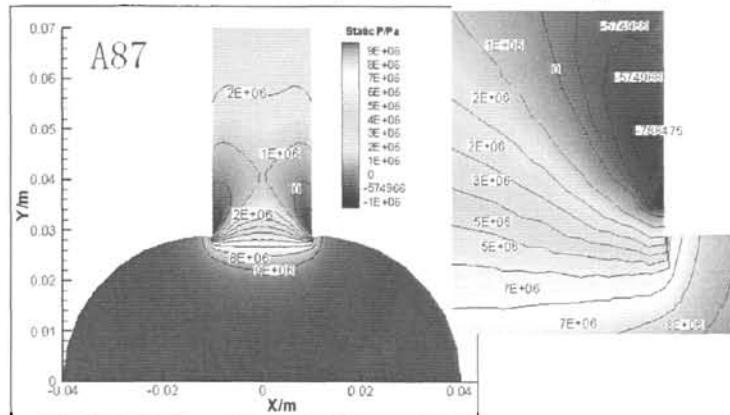


图 4.19 A87 截面静压等压线

Fig 4.19 The static pressure isobar of the A87 rail cavity's export

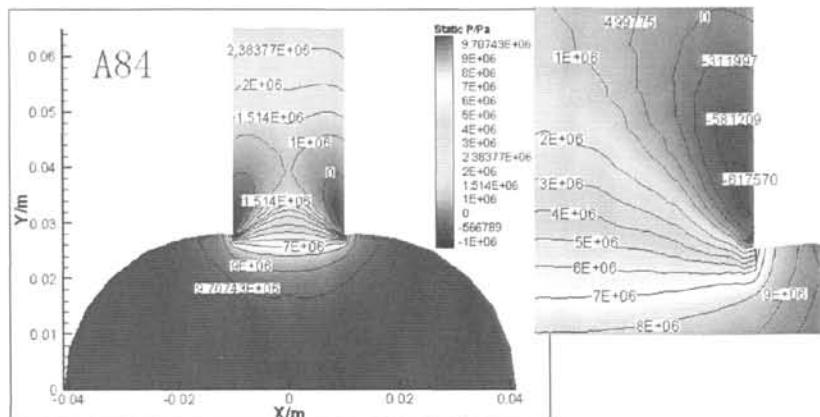


图 4.20 A84 截面静压等压线

Fig 4.20 The static pressure isobar of the A84 rail cavity's export

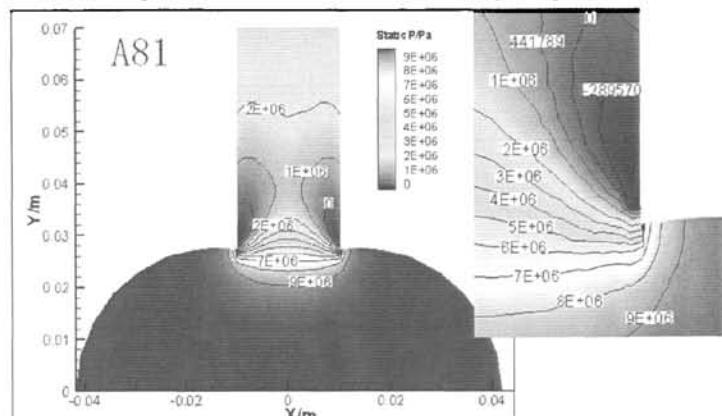


图 4.21 A81 截面静压等压线

Fig 4.21 The static pressure isobar of the A81 rail cavity's export

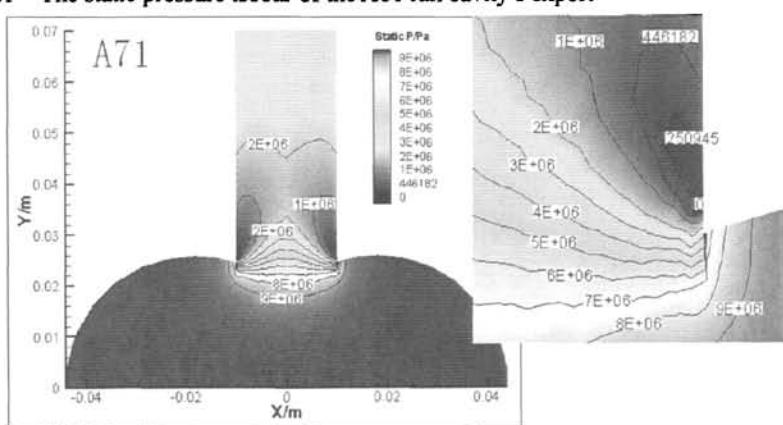


图 4.22 A71 截面静压等压线

Fig 4.22 The static pressure isobar of the A71 rail cavity's export

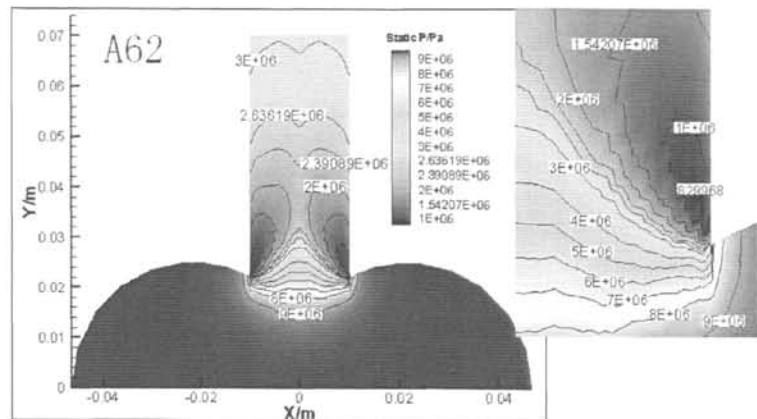


图 4.23 A62 截面静压等压线

Fig 4.23 The static pressure isobar of the A62 rail cavity's export

图 4.19~4.23 分别给出了全部锐角的壁面夹角的轨腔模型的截面静压等压线, A 模型的静压云图如前文所示。A87、A84、A81 三种轨腔模型的涡流区大小大致相同, 并且负压值相差不大。A71、A62 两种较小壁面夹角的轨腔模型的涡流区较小, 并且近壁面的负压值很小, 甚至无负压。这也说明在横截面面积相同的情况下, 较小的壁面夹角能起到较好的分流作用。而且较小的壁面夹角的出口静压梯度较小。

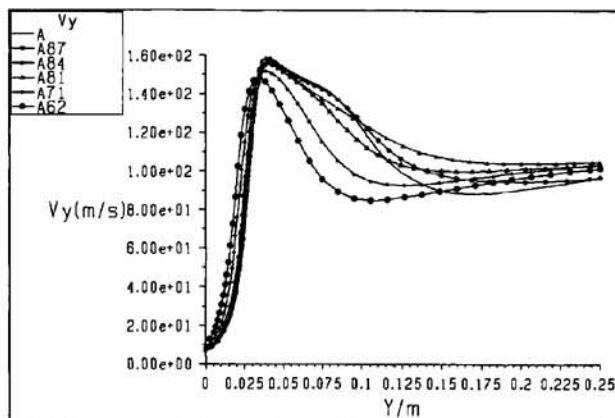
图 4.24 轨腔出口中心  $v_y$  分布曲线Fig4.24 The  $v_y$  curves of the export centre of the rail cavity

图 4.24 对不同壁面夹角的轨腔出口中心的  $Y$  向速度分布进行比较。图中显示, 在  $Y=0.03$  点 (交界处) 是不同方案的  $v_y$  速度的转折点, 且较大的壁面夹角的速度峰值也较大。在  $Y=0$  到  $Y=0.03$  点之间既是轨腔内部, 随壁面夹角的减小,  $v_y$  速度反而增加。然

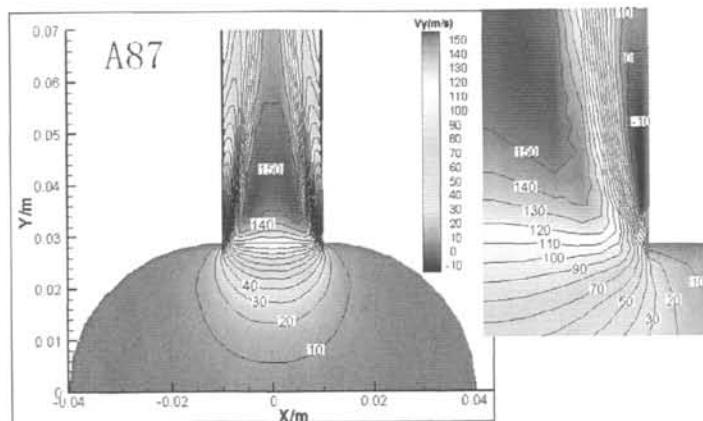
而 A87、A84、A81 三种轨腔模型变化趋势大致相同。在大于  $Y=0.03$  的范围既是出口，变化却正好相反，即速度的梯度随壁面夹角的减小的变化较大。图中显示，A87、A84、A81 以及 A 轨腔模型的速度梯度变化比较平缓。因此这几种模型的流体波动产生的可能性较小。显然 A87、A84、A81 比 A 极限模型的速度梯度更平缓，说明较大锐角的壁面夹角的轨腔模型能改善轨腔内部速度场，各模型的压力场及速度场比较如表 4.2 所示。

表 4.2 流场特性比较

Table 4.2 The comparison in flow fields characteristics

最大模型壁面夹角	出口中心最低压力/Pa	截面涡流最小压力/Pa	出口中心最高速度(m/s)
62	2230291	385430.2	148.4726
71	1538471	-232589.2	152.015
81	1238407	-933227.8	155.5718
84	1040293	-1271457.0	158.7508
87	1025993.0	-1232938.0	156.8578
90(A 模型)	984575.6	-1304439	156.9826

图 2.25~2.29 分别给出了 A87、A84、A81、A71、A62 五种全锐角的壁面夹角轨腔模型的横截面  $v_y$  速度等速线分布情况，A 模型的速度云图如前文所示。图中显示，随着壁面夹角的减小，轨腔出口的高速区也减小，近壁面的速度涡流较大且扰动较大，使近壁面速度出现分离。速度扰动是易引起内部流体波动的原因，这也说明较小的壁面夹角将恶化轨腔内部流场。因此，壁面夹角不宜过小。

图 4.25 A87 截面  $v_y$  等速线Fig 4.26 The  $V_y$  isovel of the A87 rail cavity's export

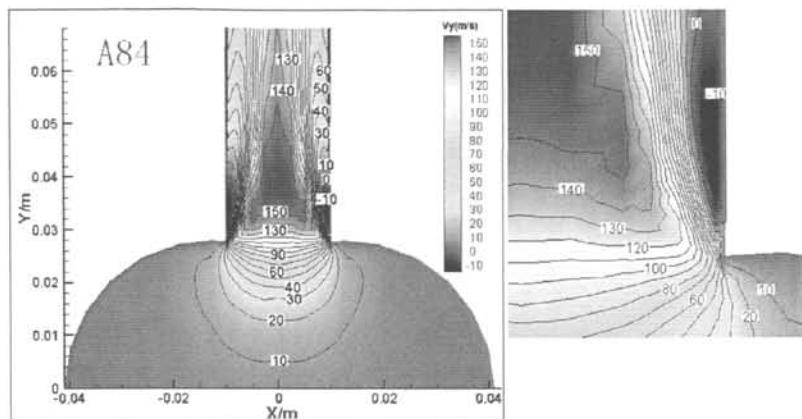


图 4.26 A84 截面  $v_y$  等速线

Fig 4.27 The Vy isovel of the A84 rail cavity's export

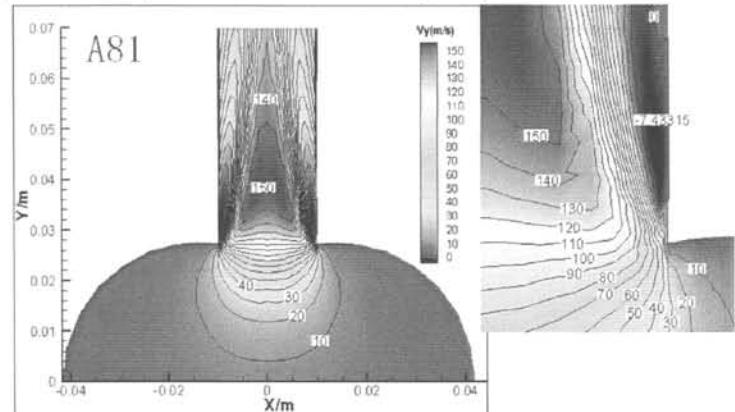


图 4.27 A81 截面  $v_y$  等速线

Fig 4.28 The Vy isovel of the A81 rail cavity's export

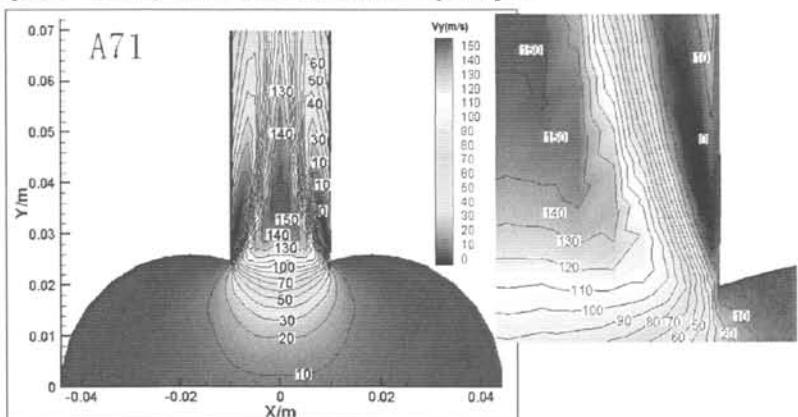


图 4.28 A71 截面  $v_y$  等速线

Fig 4.21 The Vy isovel of the A71 rail cavity's export

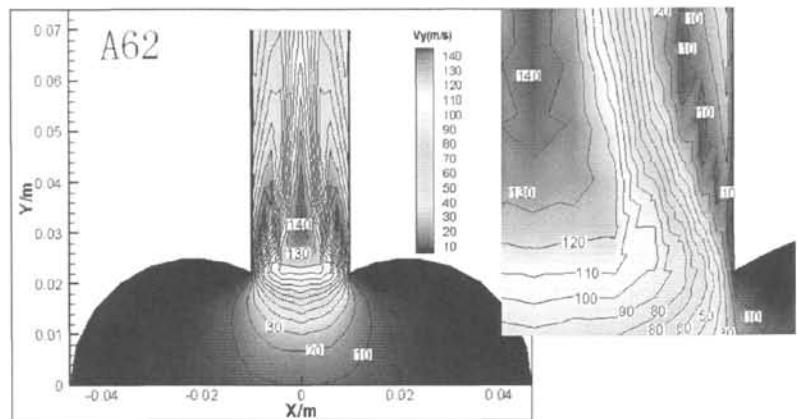


图 4.29 A62 截面  $v_y$  等速线

Fig 4.29 The  $V_y$  isovel of the A62 rail cavity's export

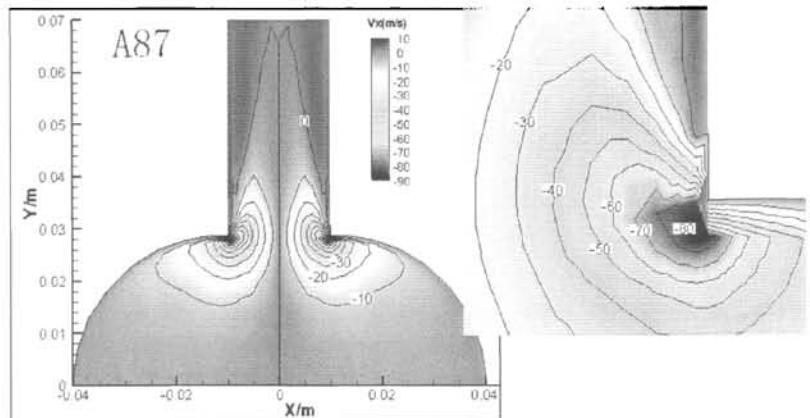


图 4.30 A87 截面  $v_x$  等速线

Fig 4.30 The  $V_x$  isovel of the A87 rail cavity's export

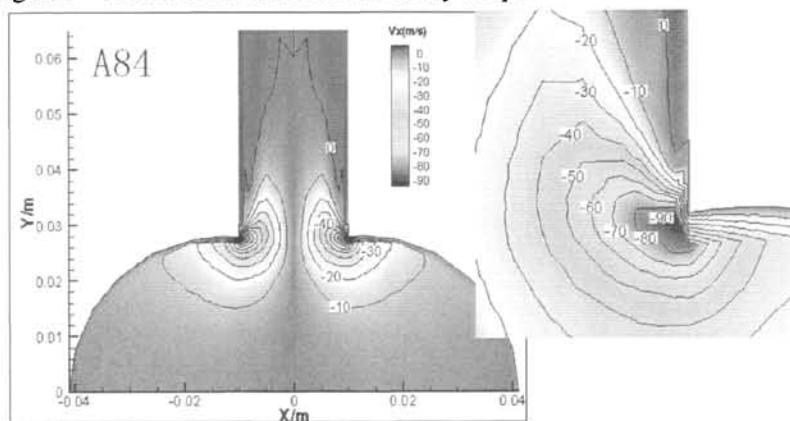


图 4.31 A84 截面  $v_x$  等速线

Fig 4.31 The  $V_x$  isovel of the A84 rail cavity's export

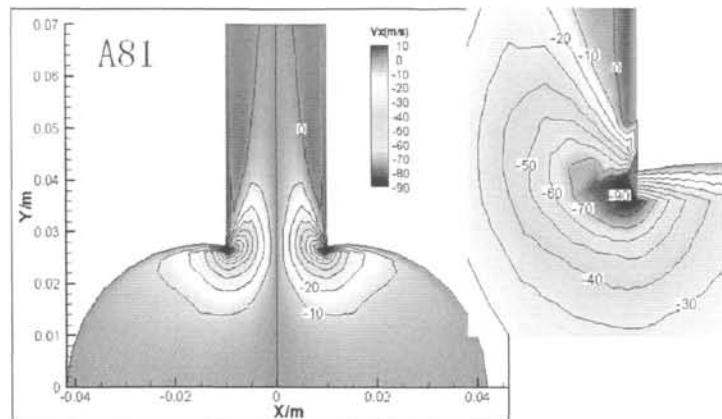


图 4.32 A81 截面  $v_x$  等速线

Fig 4.32 The  $V_x$  isovel of the A81 rail cavity's export

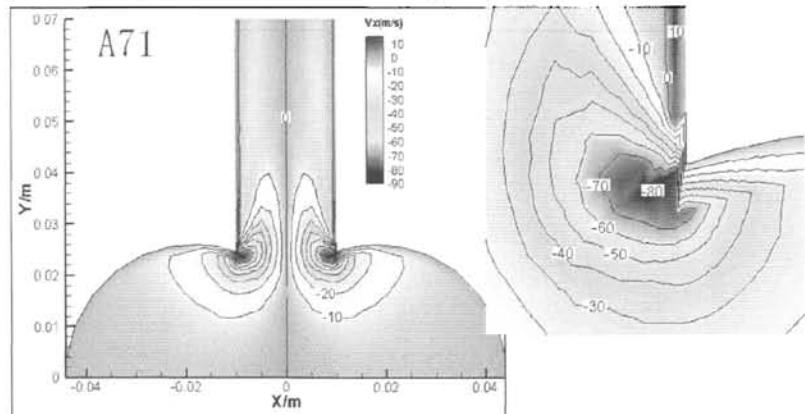


图 4.33 A71 截面  $v_x$  等速线

Fig 4.33 The  $V_x$  isovel of the A71 rail cavity's export

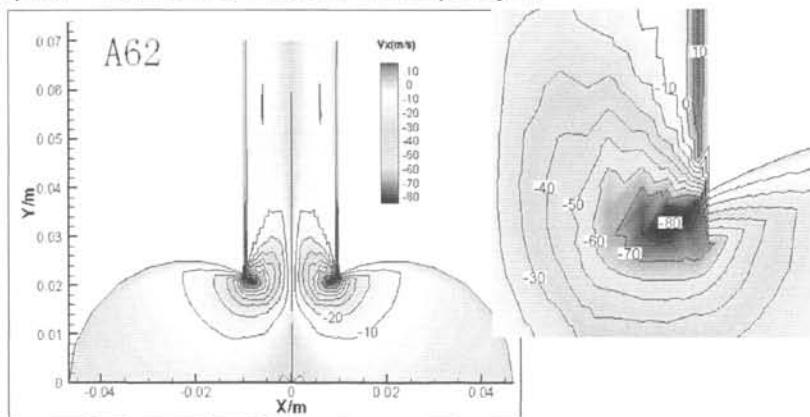


图 4.34 A62 截面  $v_x$  等速线

Fig 4.34 The  $V_x$  isovel of the A62 rail cavity's export

图 4.30~4.34 给出了五种全锐角的壁面夹角的轨腔模型的横截面  $v_x$  速度分布情况。

图中明显表明，随着壁面夹角的减小，截面 $v_x$ 速度恶化，这对流体波动很不利。A87、A84、A81 的横截面 $v_x$ 速度分布变化不大，且速度梯度较小。与 $v_x$ 速度分布相比，截面的高速区随壁面夹角的减小而减小。说明 X 方向和 Y 方向的速度变化是相互影响，改善 Y 方向的同时恶化了 X 方向。因此，在设计高压轨腔时，壁面夹角不宜过小。

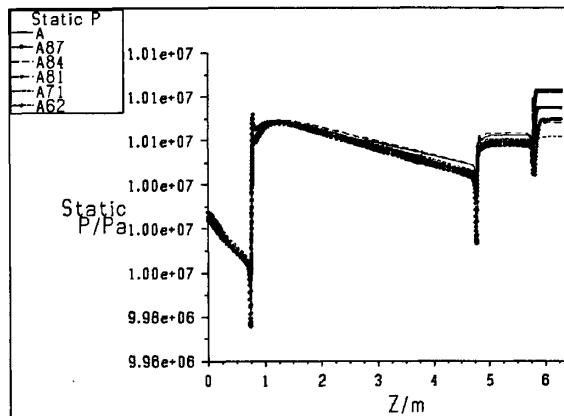


图 4.35 轴向静压分布曲线

Fig 4.22 The axial static pressure curves in rail cavity

图 4.35 给出了五种全锐角的壁面夹角的轨腔模型的轴向静压分布曲线。图中明显表明，壁面夹角对轨腔内轴向压力分布影响不大，但是较小的壁面夹角，出口交界处压力峰值较大且轨腔压力较低，保压作用较小，并且在轨腔流动的压力损失增大，然而压损不是很明显。极限模型 A 的总体静压比 A84 模型的小，而 A81 到 A87 轨腔模型的轴向静压分布大致相同。

总之，在横截面面积相同的情况下，全锐角的壁面夹角对轨腔内部流场的影响情况有以下几点：

1. 随着壁面夹角的减小，轨腔的分流作用较强，近壁面的压力涡较小，沿轨腔轴向的压力损失增加。小的壁面夹角能改善轨腔内的压力场。
2. 在轨腔内，随壁面夹角的减小压力增加；在轨腔出口中心，随壁面夹角的减小 $v_x$ 速度梯度变化厉害，而在大于 $80^\circ$ 小于 $90^\circ$ 的壁面夹角的轨腔模型 速度梯度平缓。
3. 在轨腔出口，随壁面夹角的减小，出口的高速区也减小并且在近壁面的涡流较大。在大于 $80^\circ$ 小于 $90^\circ$ 的壁面夹角时，轨腔出口近壁面涡流较小速度低，能改善轨腔的速度场。
4. 随着壁面夹角的减小，Y 方向的流场特性得到改善，但是 X 方向的流场特性恶化且 X 方向的速度场变化剧烈。因此，轨腔的壁面夹角不宜过小。

#### 4.2.4.2 混合壁面夹角对轨腔内部流场的影响

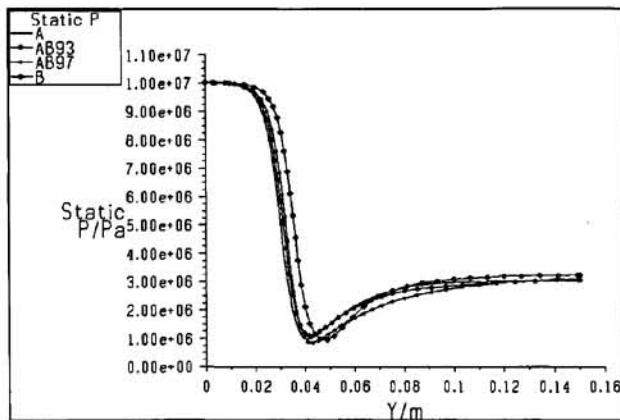


图 4.36 轨腔出口中心静压分布曲线

Fig 4.36 The static pressure curves of the export centre of the rail cavity

图 4.36 给出了介于 A、B 两种极限轨腔模型之间的混合壁面夹角的轨腔模型 AB97 和 AB93 的出口中心静压分布曲线。图中显示：在轨腔内部，壁面夹角对压力的变化影响不大，只是受影响的起始点随壁面夹角的减小而向轨腔中心平移。在轨腔出口，钝角壁面夹角占所有壁面夹角的比例越大的轨腔模型的静压变化梯度较大，反之则较平缓。

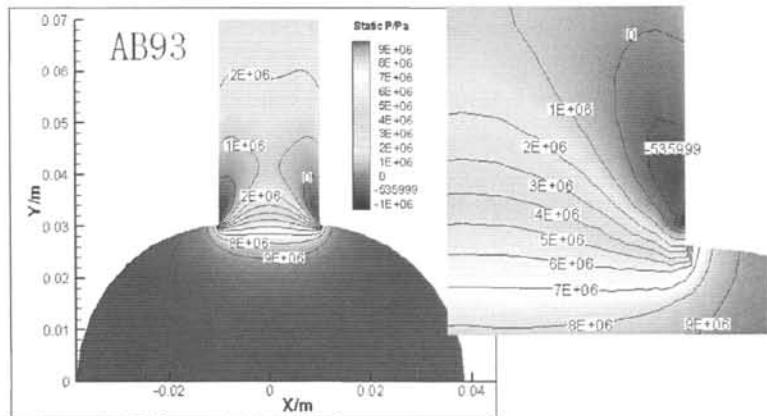


图 4.37 AB93 截面静压等压线

Fig 4.37 The static pressure isobar of the AB93 rail cavity's export

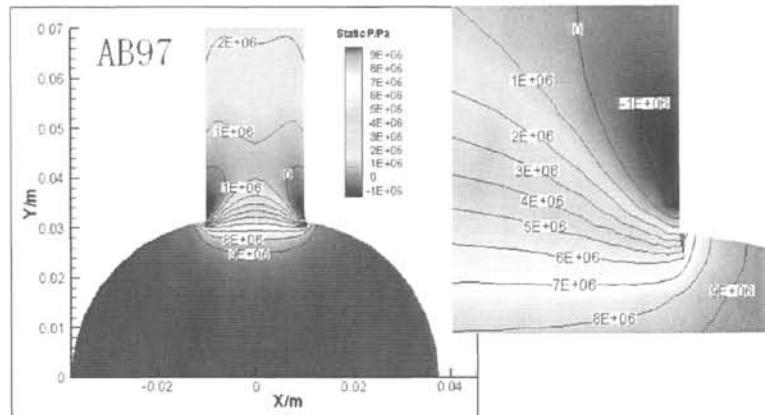


图 4.38 AB97 截面静压等压线

Fig 4.38 The static pressure isobar of the AB97 rail cavity's export

图 4.37~4.38 给出了 AB93、AB97 两种混合的壁面夹角的轨腔模型的截面静压分布情况, A、B 模型的静压云图如前文所示。图中显示, 两种模型在近壁面出的负压区大小相差不大, 然而钝角的壁面夹角占较大比例的 AB97 模型的负压值较大且压力梯度较大。

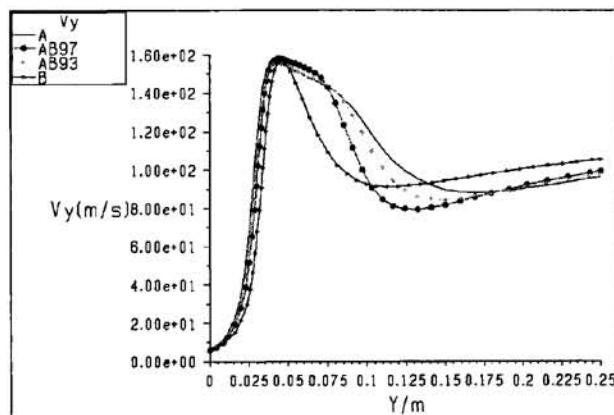
图 4.39 轨腔出口中心 $v_y$ 速度分布曲线Fig 4.39 The  $v_y$  curves of the export centre of the rail cavity

图 4.39 给出了 AB97 和 AB93 两种轨腔模型的出口中心 $v_y$ 速度分布曲线, 并描出 A、B 两种极限位置的轨腔模型 $v_y$ 速度分布曲线以作比较。图中显示: 在轨腔内部, 混合壁面夹角的轨腔模型的 $v_y$ 速度分布大致相同; 在轨腔出口, 混合壁面夹角的轨腔模型的 $v_y$ 速度梯度明显较大, 并随着钝角占的比例的增加而恶化。因此, 混合壁面夹角不能改善轨腔内部速度场分布。

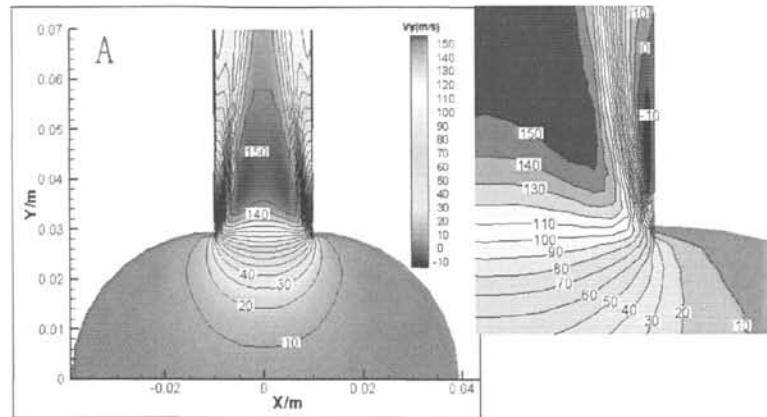


图 4.40 A 截面 $v_y$ 速度等速线

Fig 4.40 The  $v_y$  isovel of the A rail cavity's export

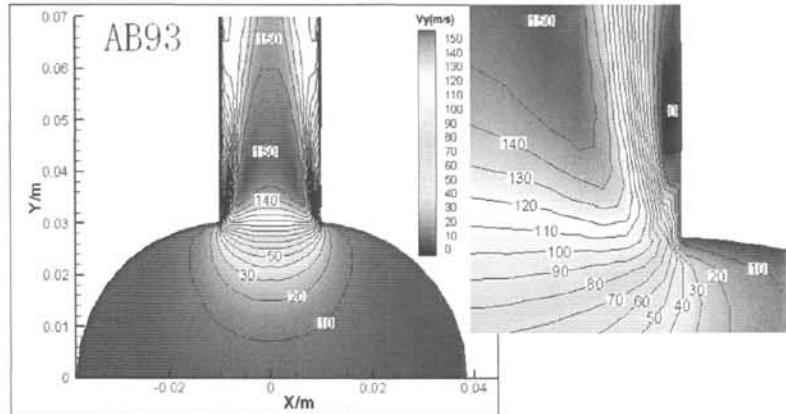


图 4.41 AB93 截面 $v_y$ 速度等速线

Fig 4.41 The  $v_y$  isovel of the AB93 rail cavity's export

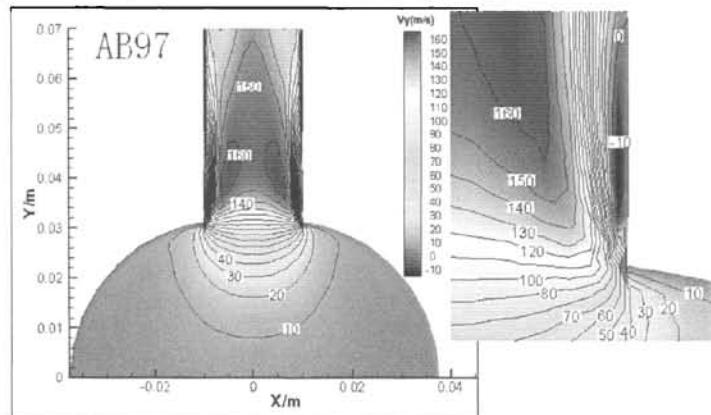


图 4.42 AB97 截面 $v_y$ 速度等速线

Fig 4.42 The  $v_y$  isovel of the AB97 rail cavity's export

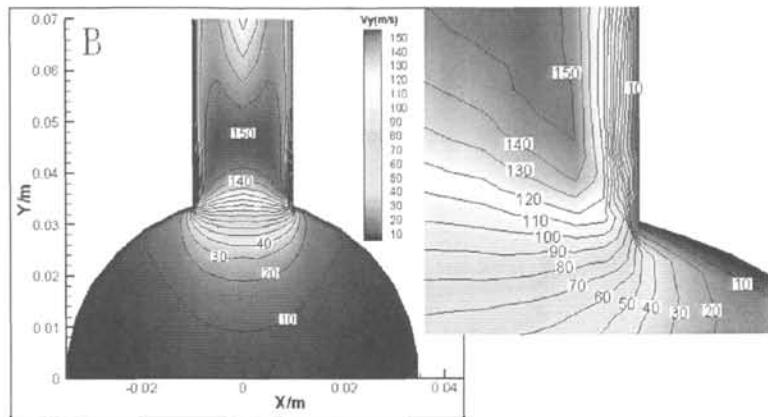
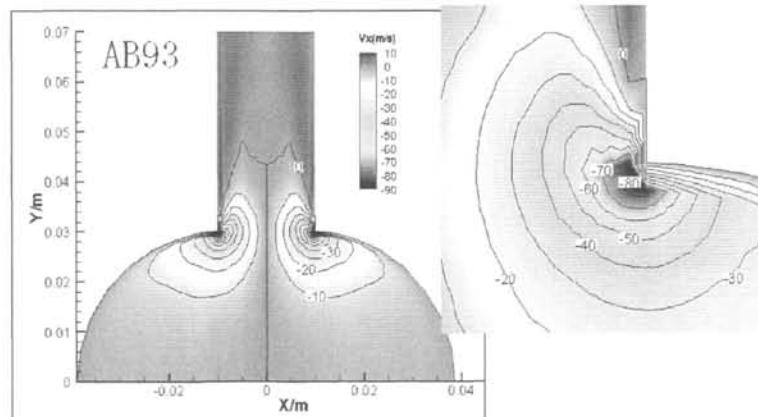
图 4.43 B 截面  $v_y$  速度等速线Fig 4.43 The  $V_y$  isovel of the B rail cavity's export

图 4.40~4.43 给出了 AB93、AB97 轨腔模型的截面  $v_y$  速度分布情况，并显示了 A、B 两种极限轨腔模型的截面  $v_y$  速度分布以作比较。图中显示，随着钝角在所有壁面夹角所占的比例的增加，轨腔出口的高速区也增加，且近壁面的涡流也增大，流动减缓。这是因为锐角所占比例增加，轨腔的分流作用也随之加强，流体产生波动的可能性也减小。这表明锐角的增加能起到改善轨腔内速度场的作用。

图 4.44 AB93 截面的  $v_x$  速度等速线Fig 4.44 The  $V_x$  isovel of the AB93 rail cavity's export

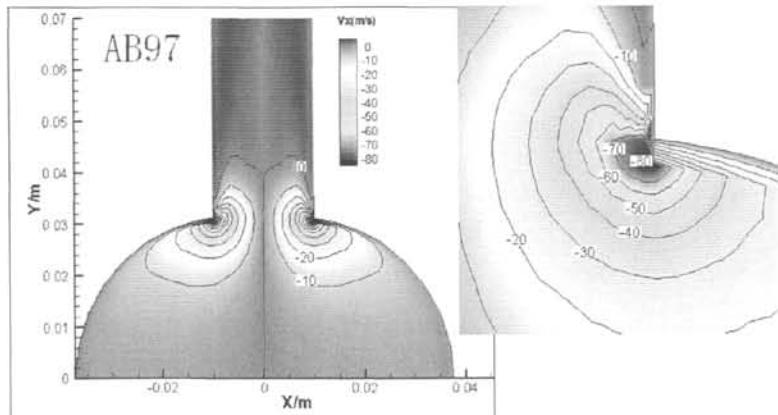
图 4.45 AB97 截面的  $v_x$  速度等速线Fig 4.45 The  $V_x$  isovel of the AB97 rail cavity's export

图 4.44 和图 4.45 分别给出了 AB93 和 AB97 两种混合壁面夹角的轨腔模型截面的  $v_x$  速度分布情况。图中显示 AB97 轨腔模型出口出现  $v_x$  速度，这说明轨腔出口的横向出现扰动，则轨腔流体不稳定。

图 4.46 表示了 A、AB93、AB97 和 B 四种轨腔模型的轴向静压分布曲线。图中显示 A 轨腔的静压最高，也就是说保压性能最好。

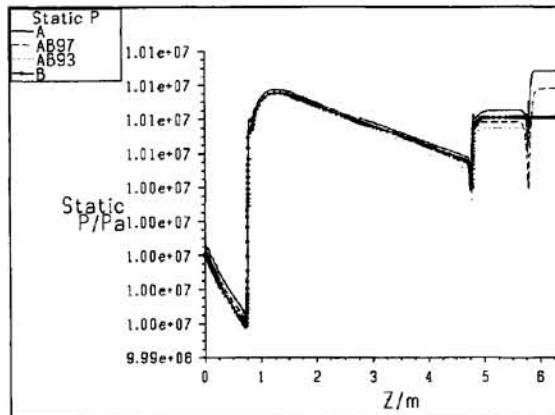


图 4.46 轨腔中心的静压分布曲线

Fig 4.46 The axial static pressure curves in rail cavity

综上所述，混合壁面夹角与轨腔内流场特性的关系如下：

1. 钝角占所有壁面夹角的比例较大时，轨腔出口近壁面的负压区的负压值较大且梯度较大，不利于轨腔内流场的改善。
2. 钝角占所有壁面夹角的比例增大时，轨腔出口的速度梯度变化较大。钝角占所有壁面夹角的比例减小时，出口的高速区增加，近壁面的涡流加大。

3. 钝角占所有壁面夹角的比例增大时，轨腔截面的速度较大，扰动较大。
4. 钝角占所有壁面夹角的比例较小的轨腔的保压性能较好。

## 4.3 进口压力对轨腔内流场的影响

### 4.3.1 计算模型

采用 3.2 所述计算模型以及网格文件，进行不同进口压力方案数值计算。

### 4.3.2 边界设置

考虑不同进口压力，为便于比较，其它边界条件设置保持不变，与 3.4 相同。压力进口方案如下：

方案一：进口压力 120MPa

方案二：进口压力 100MPa

方案三：进口压力 80MPa

方案四：进口压力 60MPa

其中，方案二的各种条件与 4.2 中所述 A84 完全一致，在 4.3.3 中 A100 与 A84 的计算结果相同。

### 4.3.3 计算结果与分析

图 4.47 给出了不同方案沿出口中心线的静压分布曲线（图中编号 A120 表示进口压力为 120MPa）。图中显示，每种方案的曲线都经过  $Y=0.034$  和  $Y=0.046$  两点，即为压力的转折点。在  $Y=0$  到  $Y=0.034$  之间（轨腔内部），随着进口压力的减小，压力梯度变化趋势逐渐减小，最终压力汇聚于  $Y=0.034$  点。在  $Y=0.034$  到  $Y=0.046$  之间，压力出现极小值，随进口压力的减小，压力的极值点也减小，但进口压力较小时变化不大。由于在两交点之间形成了压力峰值，因此压力变化较大，成为轨腔的危险区域，也是最有可能产生空蚀的区域。在  $Y=0.046$  点右侧（轨腔出口），随着进口压力的增大，压力的梯度变大，压力反弹越厉害。因此，进口压力过大，产生空蚀的可能性越大并且轨腔出口扰动越厉害。

图 4.48~4.51 给出了不同进口压力方案的横截面静压分布情况。从图中可以看出，随着进口压力的减小，交界处的涡流越来越弱且负压值也越来越小。出口的压力梯度随着进口压力的增大而增大，但是轨腔截面压力分布几乎不变。这与图 4.47 所示情况相符。

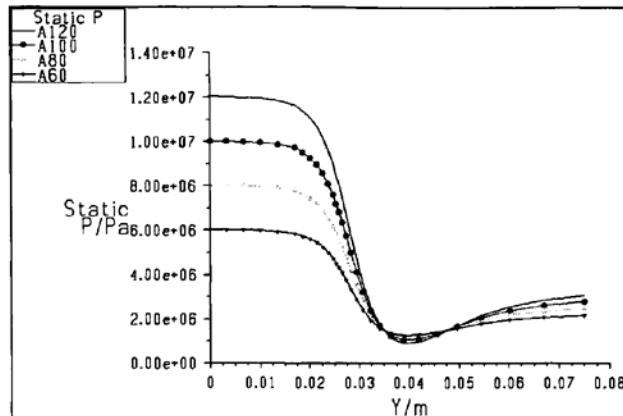


图 4.47 轨腔出口中心静压分布曲线

Fig 4.47 The static pressure curves of the export centre of the rail cavity

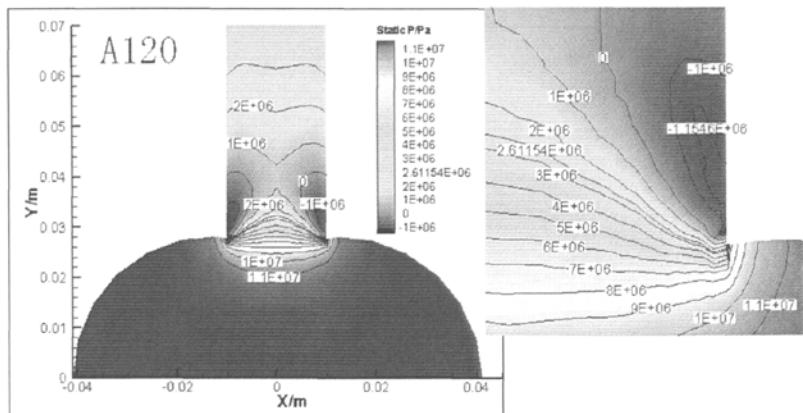


图 4.48 A120 截面静压等压线

Fig 4.48 The static pressure isobar of the A120 rail cavity's export

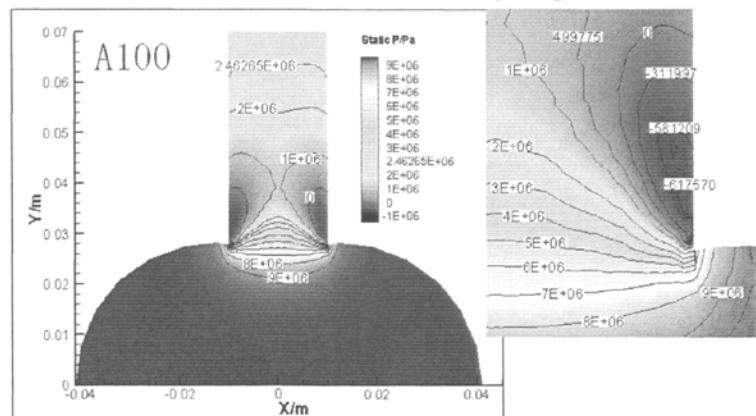


图 4.49 A100 截面静压等压线

Fig 4.49 The static pressure isobar of the A100 rail cavity's export

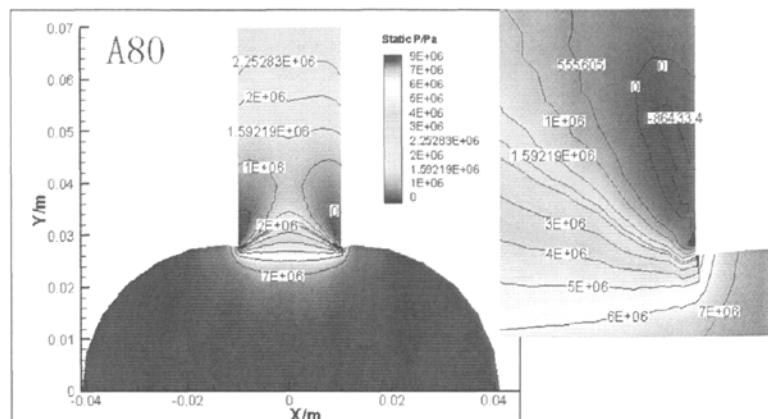


图 4.50 A80 截面静压等压线

Fig 4.50 The static pressure isobar of the A80 rail cavity's export

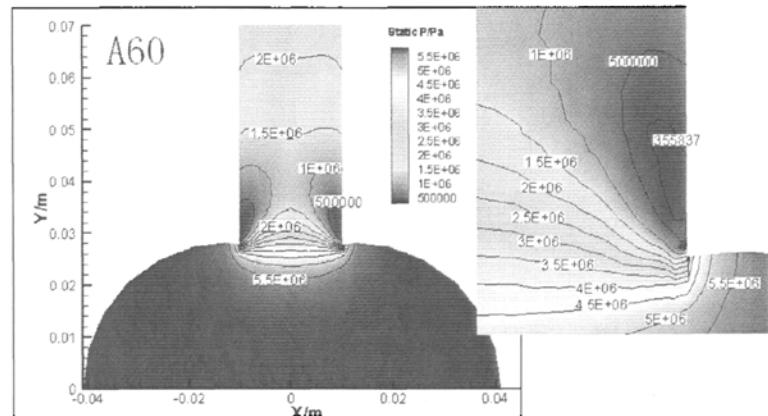


图 4.51 A60 截面静压等压线

Fig 4.51 The static pressure isobar of the A60 rail cavity's export

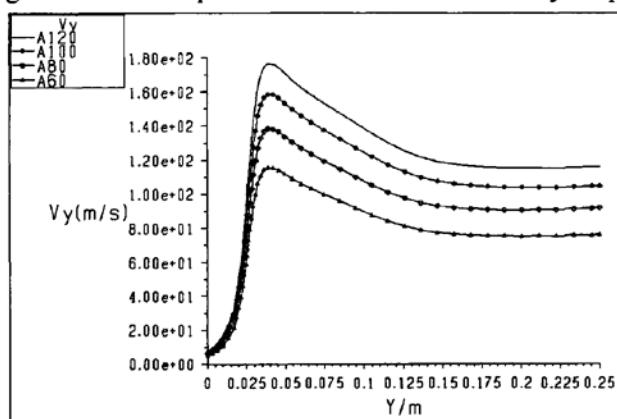


图 4.52 轨腔出口中心  $v_y$  速度分布曲线

Fig 4.52 The  $v_y$  curves of the export centre of the rail cavity

图 4.52 对四种不同进口压力方案的出口中心的  $v_y$  速度分布进行了比较。曲线表明，

进口压力不会影响轨腔出口的速度分布和速度梯度的变化，只是影响了各处的压力值的大小，并且与进口压力成正比变化。

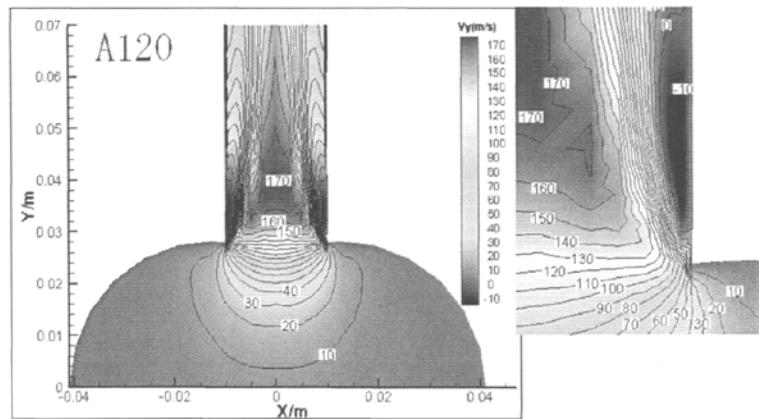


图 4.53 A120 轨腔出口横截面 $v_y$ 速度等速线

Fig 4.53 The  $V_y$  isovel of the A120 rail cavity's export

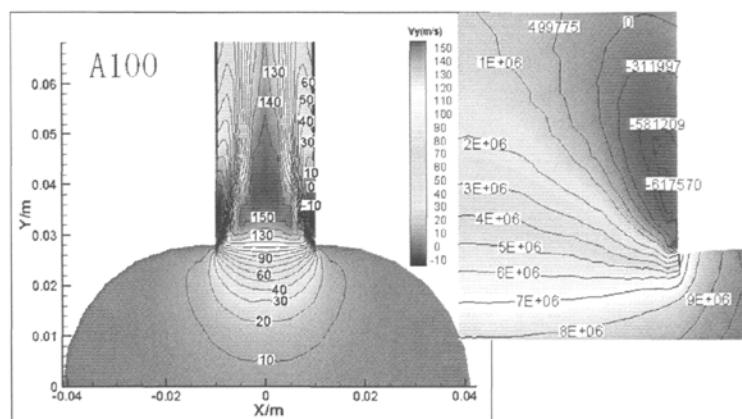


图 4.54 A100 轨腔出口横截面 $v_y$ 速度等速线

Fig 4.54 The  $V_y$  isovel of the A100 rail cavity's export

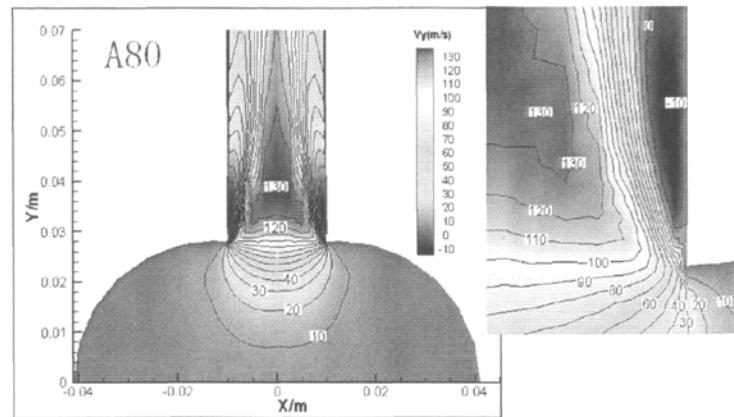
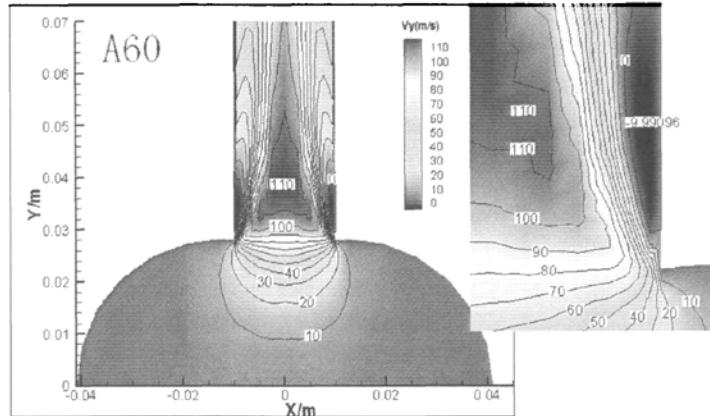
图 4.55 A80 轨腔出口横截面  $v_y$  速度等速线Fig 4.55 The  $V_y$  isovel of the A80 rail cavity's export图 4.56 A60 轨腔出口横截面  $v_y$  速度等速线Fig 4.56 The  $V_y$  isovel of the A60 rail cavity's export

图 4.53~4.56 分别给出了不同进口压力方案的横截面  $v_y$  速度分布情况。不同进口压力方案的横截面  $v_y$  速度高速区大小几乎不变，然而高速区的速度最大值却随进口压力的增大而增大。在轨腔交界处的速度涡流大小变化不大，然而涡流区的最低速度还是随进口压力的增加有一定的增加。这说明，进口压力不能影响轨腔截面的速度场分布情况，只能改变速度的大小，既是说进口压力只是改变了流体的能量。

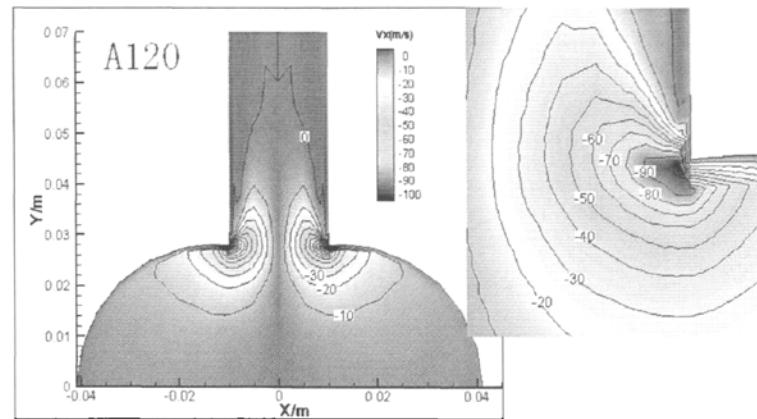


图 4.57 A120 截面  $v_x$  等速线

Fig 4.57 The  $V_x$  isovel of the A120 rail cavity's export

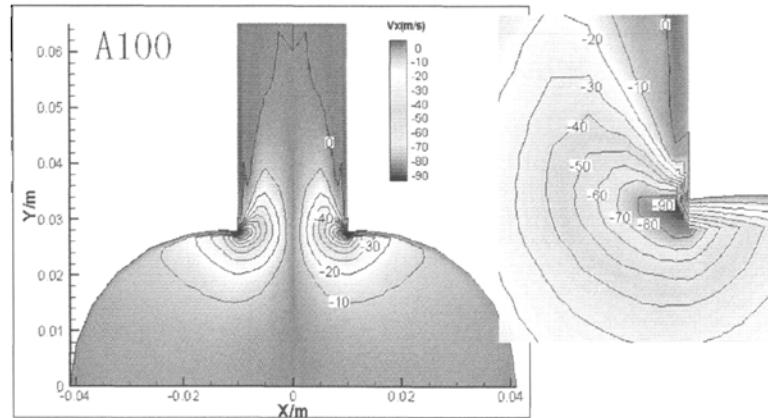


图 4.58 A100 截面  $v_x$  等速线

Fig 4.58 The  $V_x$  isovel of the A100 rail cavity's export

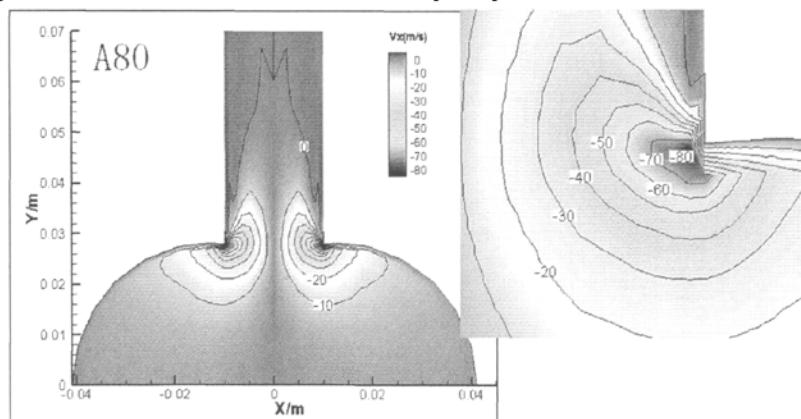


图 4.59 A80 截面  $v_x$  等速线

Fig 4.59 The  $V_x$  isovel of the A80 rail cavity's export

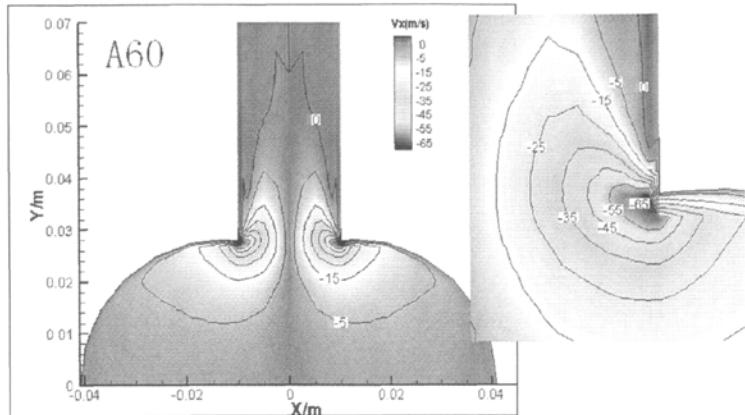
图 4.60 A60 截面  $V_x$  等速线Fig4.60 The  $V_x$  isovel of the A60 rail cavity's export

图 4.57~4.60 给出了不同进口压力方案的横截面的  $V_x$  速度分布情况。图中显示，不同进口压力对相同截面形状的轨腔内  $V_x$  速度场分布影响很小。进口压力主要对  $V_x$  速度的梯度变化产生影响。因此，进口压力只能改变速度的大小而不能改变速度的分布。

综上所述，通过计算不同进口压力的轨腔内部压力场和速度场，其特征如下：

1. 不同进口压力的出口静压曲线出现两个压力不变的点，进口压力越大两个点之间的极值也越大，发生危险的可能性越大。
2. 进口压力不能改变轨腔模型中的压力场的分布情况，只能改变截面各处压力的大小。
3. 进口压力不能改变截面的速度分布、高速区的大小和涡流区，只能改变各位置的速度大小。

#### 4.4 轨腔容积对高压轨腔内部流场的影响

通过 4.1 和 4.2 对高压轨腔壁面夹角与内流场特性关系的比较分析，本文选用 A84 模型作为计算分析轨腔容积对内流场影响的原模型。在保证最大轨腔的壁面夹角为  $84^\circ$  且轨腔的轴向结构不变的前提下，改变横截面面积来选取不同容积的方案。比较轨腔容积的方案如下：

方案一： $S_1 = 1.25S_0$ ；

方案二： $S_2 = S_0$ （与 A84 相同）；

方案三： $S_3 = 0.75S_0$ 。

其中， $S_0$  为 A84 模型轨腔的横截面面积，因此方案二在 4.4.3 中 AV100 与 A84 的计算结果相同。

在横截面面积、壁面夹角和轨腔出口直径已知的情况下，根据 3.2 所述方法计算出

比较模型的结构尺寸。不同容积的比较模型示意图如图 4.61 所示。

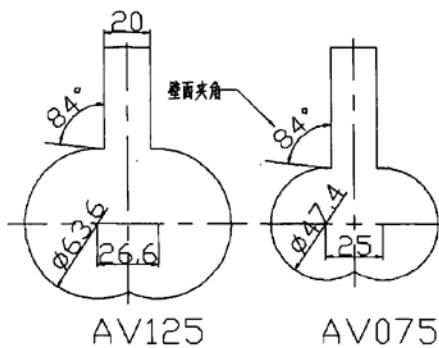


图 4.61 模型截面示意图

Fig 4.61 the schematic diagram of the cross-section of the models

#### 4.4.1 计算模型与网格划分

根据不同容积的二维尺寸，利用 GAMBIT2.3 建立不同比较方案的三维模型，如图 4.62 所示。

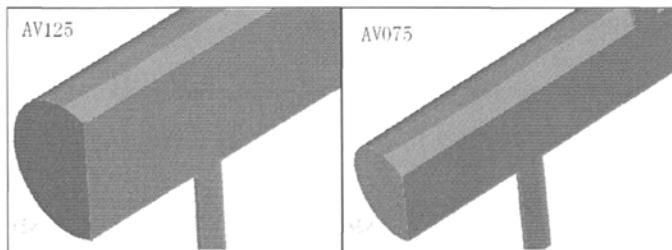


图 4.62 AV125、AV075 的三维模型

Fig 4.62 The 3D model of AV125 and AV075 rail cavity

#### 4.4.2 边界设置

与 4.1 相同。

#### 4.4.3 计算结果与分析

图 4.63 所示为三种不同容积的轨腔模型的出口静压分布情况(AV125、AV100 及 AV075 后的数值为与 A84 模型的体积比值)。图中显示，不同容积的轨腔模型的静压分布曲线出现平移，静压梯度和压降都保持相同。这也就是说容积的改变不能影响轨腔中心的静压分布，只是整体位置发生移动。

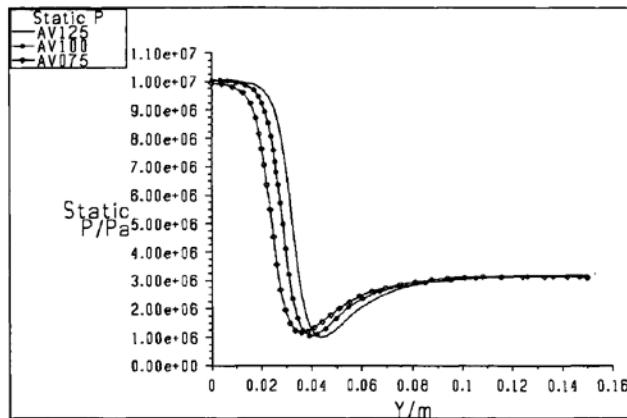


图 4.63 轨腔出口中心的静压分布曲线

Fig 4.63 The static pressure curves of the export centre of the rail cavity

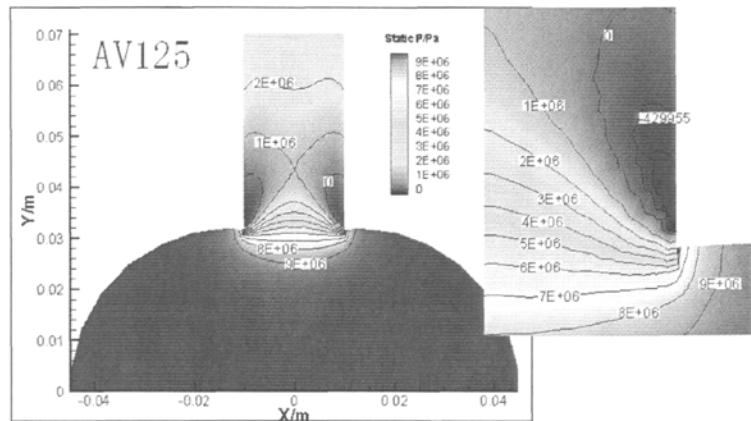


图 4.64 AV125 截面静压等压线

Fig 4.64 The static pressure isobar of the AV125 rail cavity's export

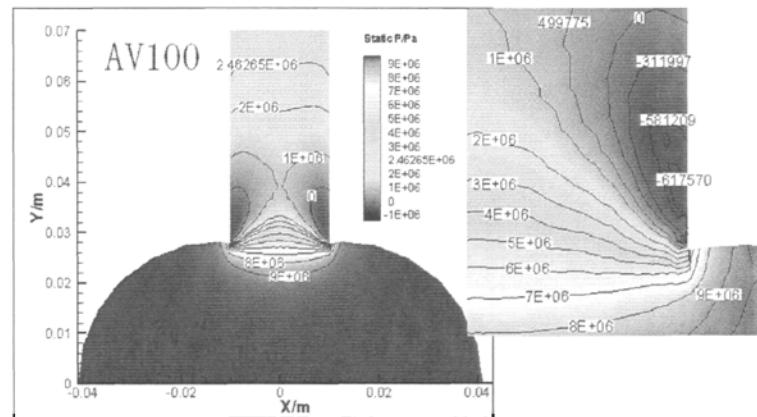


图 4.65 AV100 截面静压等压线

Fig 4.65 The static pressure isobar of the AV100 rail cavity's export

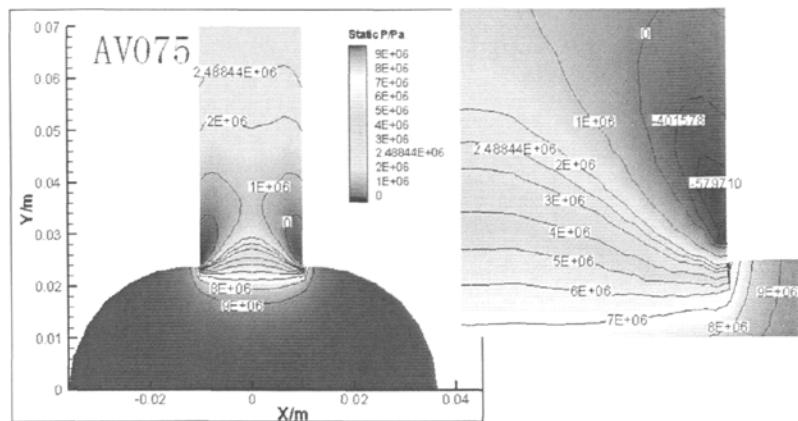


图 4.66 AV075 截面静压等压线

Fig 4.66 The static pressure isobar of the A075 rail cavity's export

表 4.3 流场特性比较

Tab 4.3 The comparison in flow fields characteristics

容积比	中心最低压力 (Pa)	涡流中心最低压力 (Pa)	中心最高速度 (m/s)
1.25	998839.8	-1091711.0	157.213
1	1040293.0	-1271457.0	158.7508
0.75	1154942.0	-1090139.0	155.8233

图 4.64~4.66 给出了三种不同容积轨腔的截面静压分布情况。从图中可知，不同容积的轨腔模型对近壁面涡流区的大小影响不大，近壁面的负压值也相差不大。随着轨腔容积的增加，轨腔出口的压力梯度减小，产生空蚀的可能性也减小。这说明容积的改变主要对轨腔出口的压力梯度变化有影响，而对出口压力分布影响不大。容积比与流场特性的影响如表 4.3 所示。

图 4.67 显示了不同容积轨腔模型出口中心的 Y 向速度分布情况。图中显示，在轨腔内，轨腔内 Y 向速度随容积的增大而减小，说明大容积有利于改善流体扰动。在轨腔出口，AV075 模型的速度变化较大，AV100 和 AV125 相差不大。这说明轨腔容积的设计不宜过小。

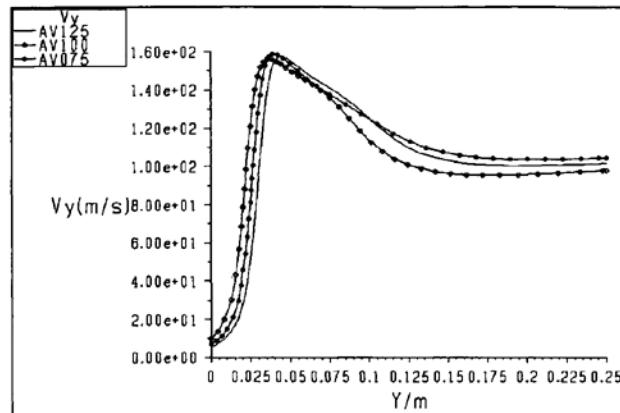


图 4.67 轨腔出口中心的  $v_y$  速度分布曲线

Fig 4.67 The  $V_y$  curves of the export centre of the rail cavity

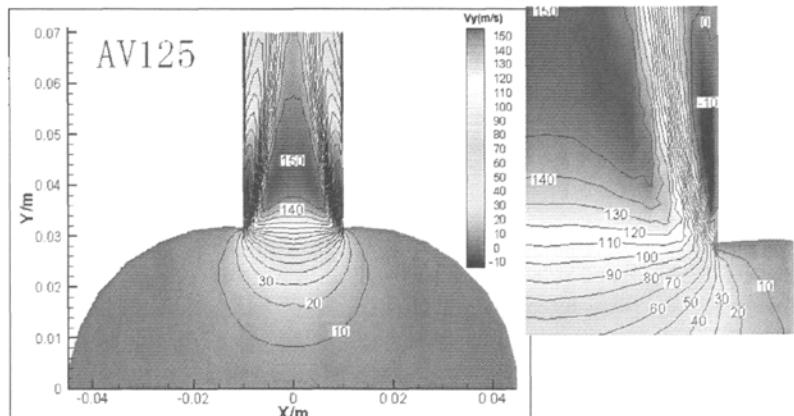


图 4.68 AV125 截面  $v_y$  速度等速线

Fig 4.68 The  $V_y$  isovel of the AV125 rail cavity's export

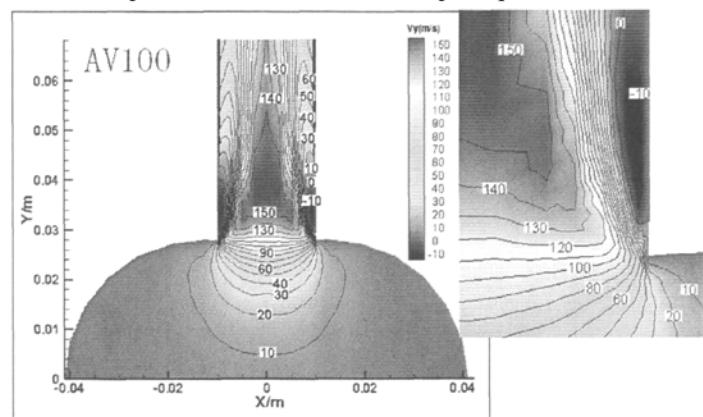


图 4.69 AV100 截面  $v_y$  速度等速线

Fig 4.69 The  $V_y$  isovel of the AV100 rail cavity's export

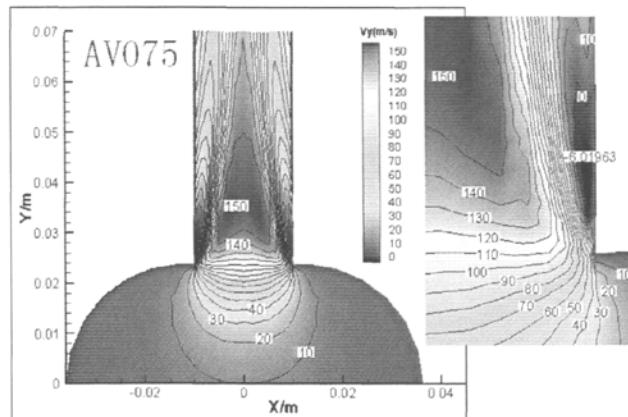


图 4.70 AV075 截面  $v_y$  速度等速线

Fig 4.70 The  $V_y$  isovel of the AV075 rail cavity's export

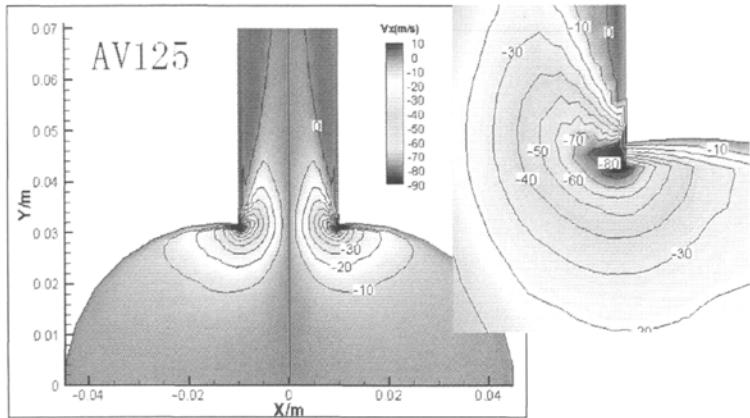


图 4.71 AV125 截面  $v_x$  速度等速线

Fig 4.71 The  $V_x$  isovel of the AV125 rail cavity's export

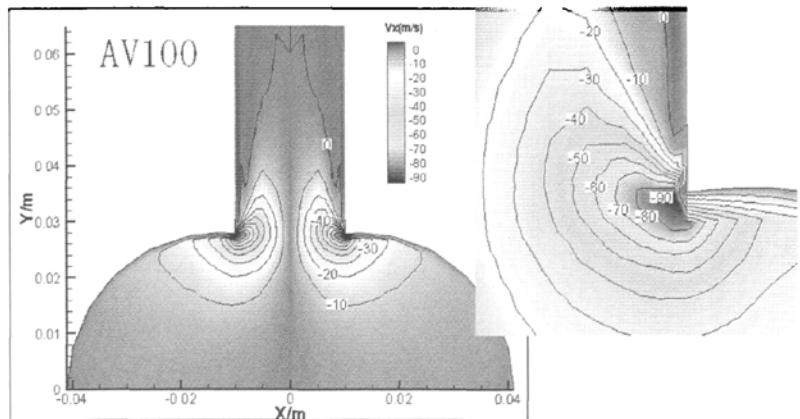


图 4.72 AV100 截面  $v_x$  速度等速线

Fig 4.72 The  $V_x$  isovel of the AV100 rail cavity's export

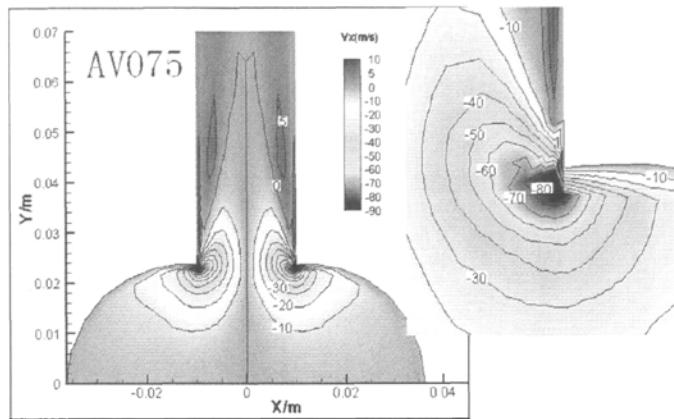
图 4.73 AV075 截面  $v_x$  速度等速线Fig 4.73 The  $V_x$  isovel of the AV075 rail cavity's export

图 4.68~4.70 给出了不同容积的轨腔模型的截面  $v_x$  速度分布情况。图中显示, AV125、AV100 和 AV075 三种不同容积的轨腔模型出口的高速区变化不大, 还有近壁面的涡流区也相差不大, 说明不同容积的轨腔对出口速度的分布影响较小。随轨腔容积的增大, 轨腔交界面的涡流梯度较小, 这说明容积主要影响近壁面速度变化。

图 4.71~4.73 给出了 AV125、AV100 和 AV075 三种不同轨腔模型截面的  $v_x$  速度分布情况。图中显示: 在轨腔出口, 随轨腔容积的增大  $X$  方向的速度影响区增大, 说明轨腔容积越大轨腔出口的扰动越大, 也就是容积增大出现流体波动的可能性较大。

图 4.74 给出了不同容积方案沿轨腔中心的静压分布情况。图中显示: AV125 容积轨腔的轴向压力保持较高。在容积改变量相同时, 小容积的 AV075 的轨腔轴向压力降低量较大, 这说明轨腔容积对轨腔的保压性能影响较大。AV075 的轨腔压降较大, 说明较小容积的轨腔的压力损失较大。

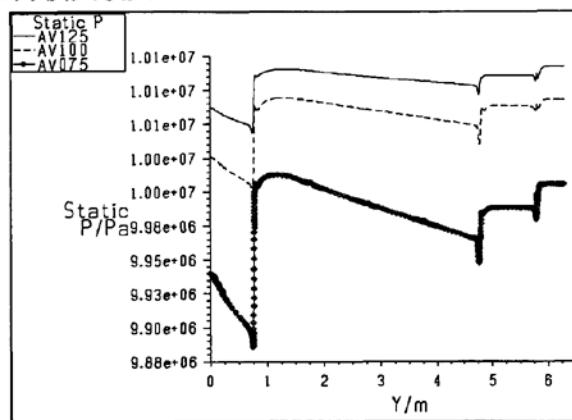


图 4.74 轨腔轴向静压分布曲线

Fig 4.74 The axial static pressure curves in rail cavity

综上所述，在轨腔壁面夹角、A类截面形状和出口直径相同的情况下，轨腔容积的变化对轨腔内部流场特性的影响如下：

1. 轨腔容积的变化对轨腔出口中心的静压分布、出口的压力分布和压力涡流影响较小，主要影响轨腔的压力位置和出口压力梯度。轨腔容积越大出口的压力梯度越小。
2. 较大的轨腔容积出口速度梯度较平缓，流体扰动较小。轨腔容积主要影响轨腔的近壁面涡流，并且随轨腔容积的增大，轨腔交界面的涡流梯度较小。然而轨腔容积增大时轨腔内的横向扰动也增大。
3. 较大的轨腔容积的保压性能提高，小容积轨腔保压性能较差并且压力损失较大。

#### 4.5 轨腔小倒角对高压轨腔内部流场的影响

本章4.1分析了不同壁面夹角对轨腔内部流动的影响，分析结果认为A84轨腔模型的流动特征较优越。因此，本节基于此结果考虑轨腔出口交界处倒角对流体流动的影响。分析比较不同倒角方案如下：

方案一：A84-R1（倒角为R1）

方案二：A84-R2（倒角为R2）

##### 4.5.1 计算模型

对A84轨腔模型的出口交界处按各方案建立三维模型，并对其进行网格划分，各倒角方案的网格如图4.75所示。

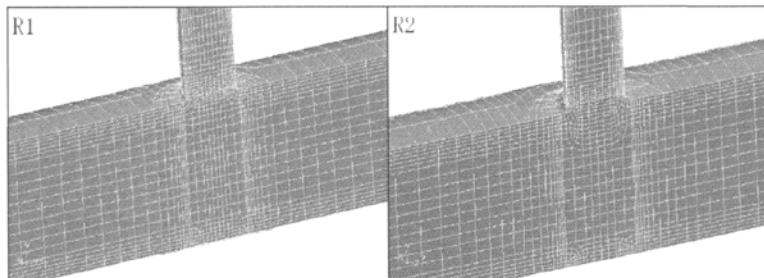


图 4.75 倒角模型网格

Fig4.75 The meshing of the chamfer models

##### 4.5.2 边界设置

与4.1相同。

##### 4.5.3 计算结果与分析

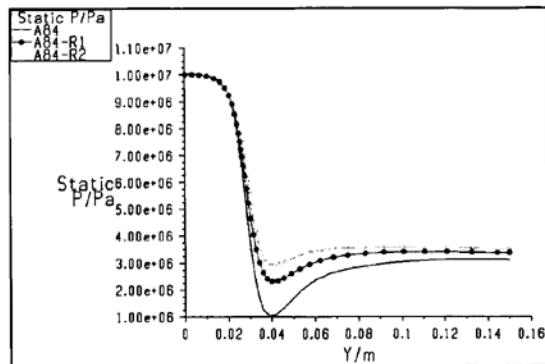


图 4.76 轨腔出口中心的静压分布曲线

Fig 4.76 The static pressure curves of the export centre of the rail cavity

图 4.76 所示为含小倒角高压共轨轨腔的出口中心静压分布曲线, 图中也描绘了 A84 轨腔模型的曲线以作比较。在  $Y=0.04\text{m}$  (轨腔交界处), 倒角后的静压值为  $2 \times 10^6 \text{ Pa}$  比未倒角  $1 \times 10^6 \text{ Pa}$  大  $1 \text{ MPa}$ , 相对来说轨腔出口的压差减小  $1 \text{ MPa}$ , 并且倒角 R2 模型轨腔比 R1 模型的压差更小。从总体来看, 倒角后压力偏移幅度较小, 较大倒角的 R2 模型压力并不明显, 这也就是说随倒角值的增大压力偏移幅度有减小趋势。这与 4.1 的分析相符合, 因为倒角后直接导致壁面夹角增大, 从而流体泄流使压差减小。

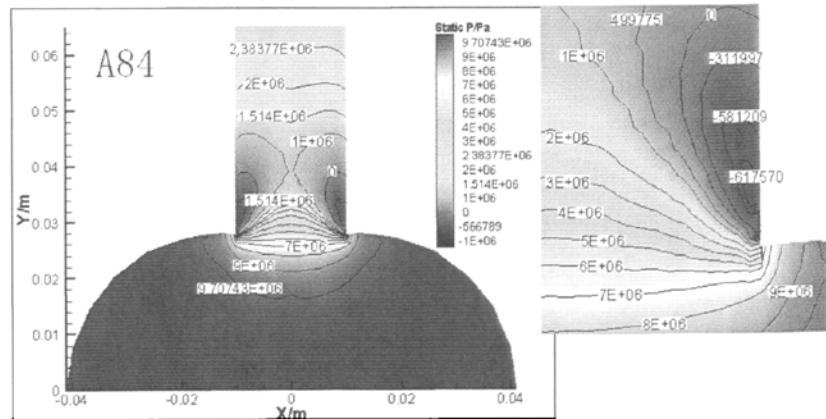


图 4.77 A84 截面静压等压线

Fig 4.77 The static pressure isobar of the A84 rail cavity's export

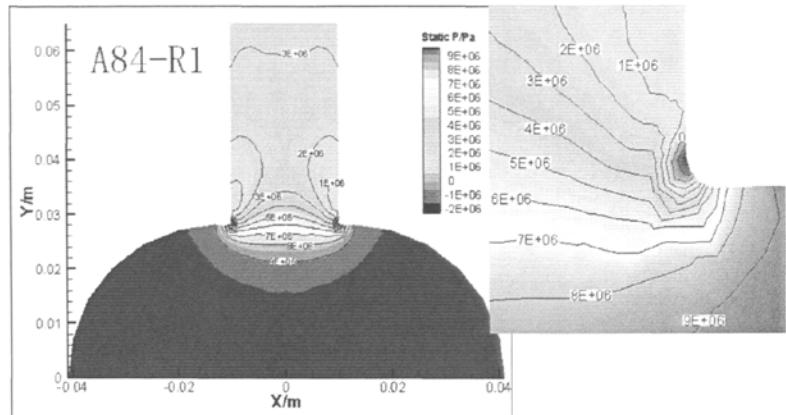


图 4.78 A84-R1 截面静压等压线

Fig 4.78 The static pressure isobar of the A84-R1 rail cavity's export

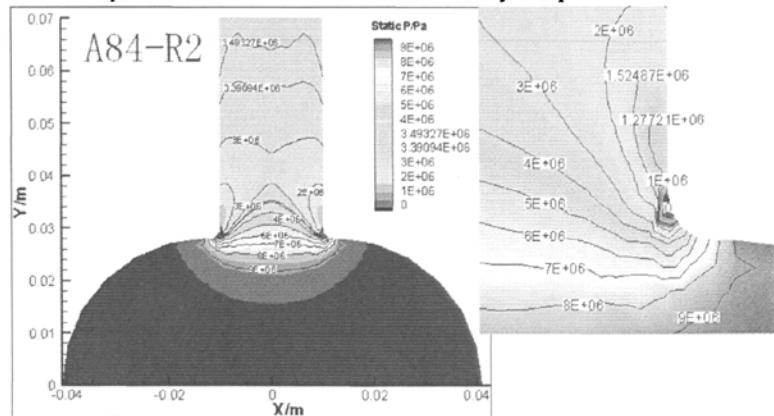


图 4.79 A84-R2 截面静压等压线

Fig 4.79 The static pressure isobar of the A84-R2 rail cavity's export

图 4.77~图 4.79 给出了含倒角轨腔出口横截面的静压场分布。由图可知，高压共轨轨腔经倒角后，出口交界处的压力负值区明显减小，并且压力涡流减弱，A84-R1 与 A84-R2 倒角模型相差不大，这说明增大倒角压力场变化效果不是很明显。由此看来，倒角有助于减小空蚀现象产生的可能性。

图 4.80 所示为倒角前后高压共轨轨腔出口中心 Y 向速度分布曲线。由曲线图可知，经倒角后在  $Y=0.04\text{m}$ （轨腔交界处）速度峰值由  $160\text{m/s}$  减小到  $140\text{m/s}$ ，表明倒角对轨腔交界处的速度影响较大。随着倒角的增大，轨腔内部的速度也有所减小，但 A84-R1 与 A84-R2 的偏移量变化不大。在轨腔出口  $Y=0.04$  至  $Y=0.075$ ，沿 Y 向流体速度中间减小，在  $Y=0.075$  处 Y 向速度交汇，接着在  $Y=0.075$  后，Y 向速度变化梯度随着倒角的增大而减小，并且最大倒角的 A84-R2 模型速度变化平缓。因此，倒角有助于改善高压轨腔速度，可以减小速度的改变量。

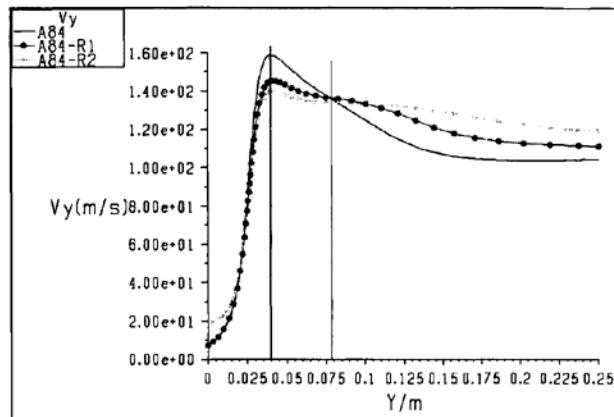


图 4.80 轨腔出口中心 分布曲线

Fig 4.80 The  $V_y$  curves of the export centre of the rail cavity

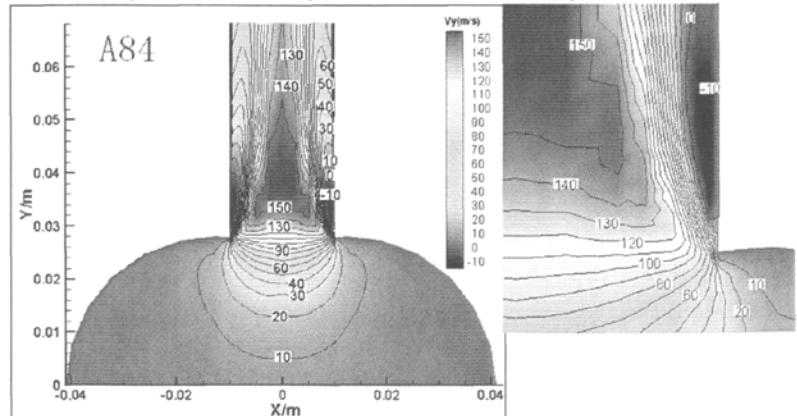


图 4.81 A84 截面  $v_y$  等速线

Fig 4.81 The  $V_y$  isovel of the A84 rail cavity's export

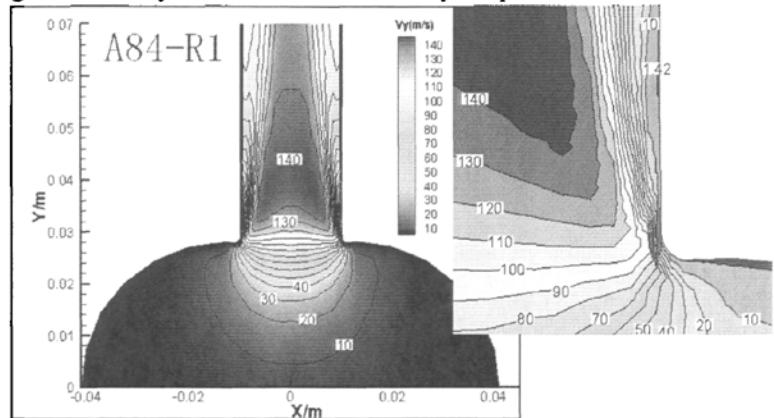


图 4.82 A84-R1 截面  $v_y$  等速线

Fig 4.82 The  $V_y$  isovel of the A84-R1 rail cavity's export

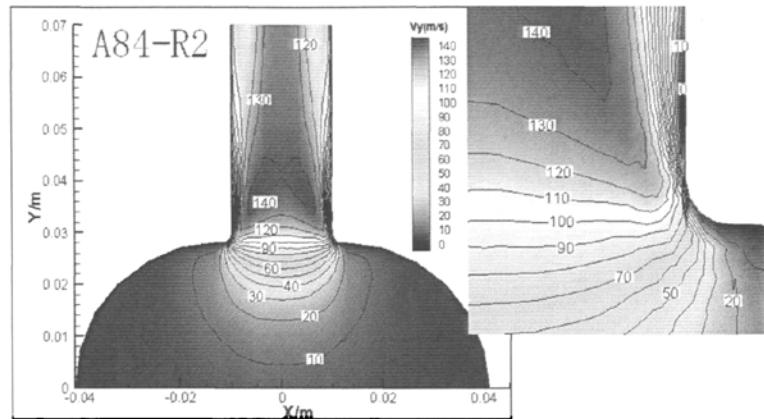
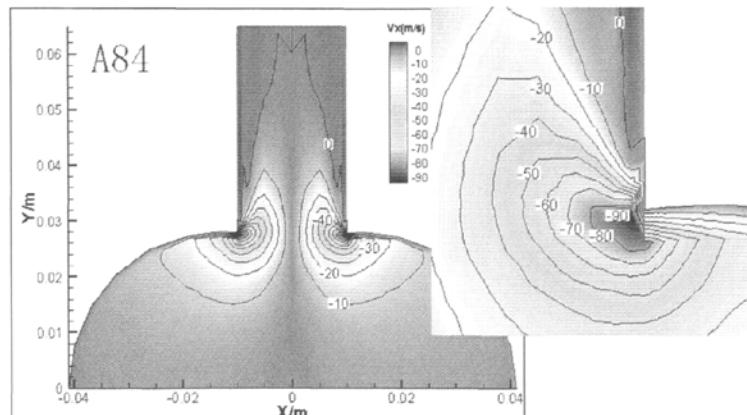
图 4.83 A84-R2 截面  $v_y$  等速线Fig 4.83 The  $V_y$  isovel of the A84-R2 rail cavity's export

图 4.81~图 4.83 给出了倒角前后轨腔出口横截面的 Y 向速度分布。由图可知，经倒角后，轨腔出口的高速区增大，但是最高速由 150m/s 减小到 140m/s，从而在出口直径相同下速度梯度减小。随着倒角后，近壁面处的负压区明显减小并且涡流减弱。倒角后壁面夹角增大，流体分离趋势减小，流体的扰动相对减小。

图 4.84~图 4.86 给出了倒角前后轨腔出口横截面的 X 向速度分布。图中可知，倒角后轨腔出口 X 向速度涡流减小，则横向速度扰动较小。

图 4.84 A84 截面  $v_x$  等速线Fig 4.84 The  $V_x$  isovel of the A84 rail cavity's export

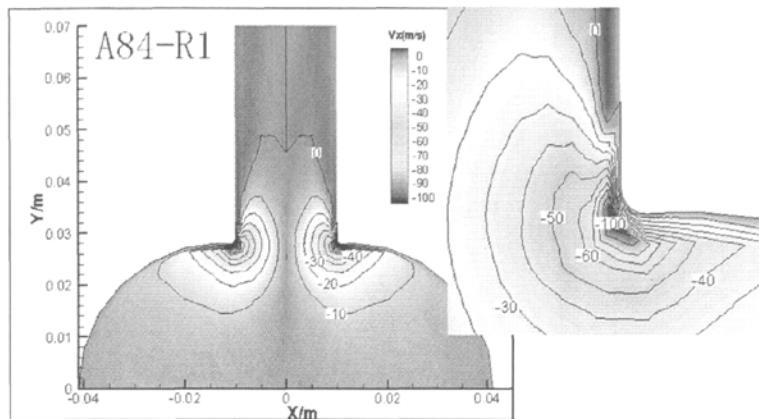

 图 4.85 A84-R1 截面  $V_x$  等速线

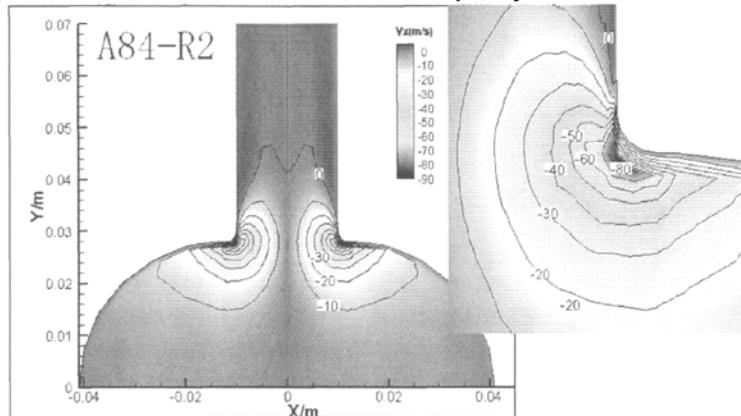
 Fig 4.85 The  $V_x$  isovel of the A84-R1 rail cavity's export

 图 4.86 A84-R2 截面  $V_x$  等速线

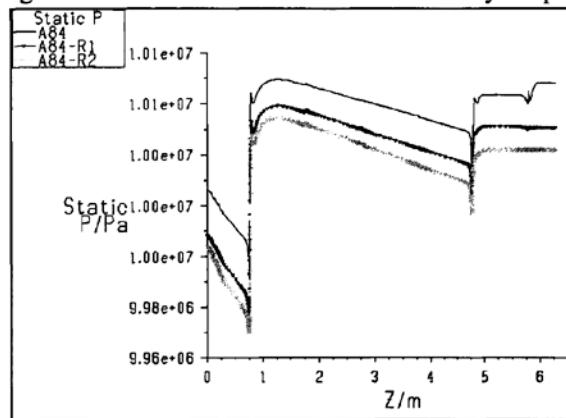
 Fig 4.86 The  $V_x$  isovel of the A84-R2 rail cavity's export


图 4.87 轨腔轴向静压分布曲线

Fig 4.87 The axial static pressure curves in rail cavity

图 4.87 所示为倒角前后轨腔中心轴向静压分布曲线。图中明显看出，倒角后轨腔的保压能力降低，但静压值相差不大。随着倒角的增大，保压能力降低，压损增大。这表

明倒角使高压轨腔的保压能力降低。

综上所述，在边界条件、计算方法相同的情况下，对 A84 模型的交界处进行倒角，分析倒角变化对轨腔内部流动特性影响如下：

1. 倒角有助于高压轨腔中心静压偏移量的减小，然而增大倒角效果就不是很明显。倒角后，压力负压区和涡流都减小，但倒角增大效果不能进一步改善。
2. 高压共轨轨腔经倒角后，轨腔中心 Y 向速度的偏移量减小，并且在轨腔 Y 向速度的变化趋势减缓。倒角后，速度涡流减弱，并且最高速度值有所减小，但较大倒角变化不大。
3. 倒角对高压轨腔的保压性能影响不大。

#### 4.6 本章小结

流体动力学 CFD 的商用软件 FLUENT 的应用，为高压共轨的研究与开发提出了新的方法与路径。本文以 FLUENT 在高压共轨轨腔内部流动模拟的应用，完成了一些基础的探索研究。

本章以某大型共轨式柴油机为研究对象，为此建立了高压轨腔各种方案的三维模型，集中讨论高压共轨轨腔截面形状、进口压力大小、容积大小以及倒角对内部稳态流动的影响，通过分析比较不同方案的轨腔内部速度场、压力场的变化程度与趋势，为高压共轨轨腔的设计与研发积累素材。

## 5 结论与展望

### 5.1 结论

计算流体动力学（CFD——Computer Fluid Dynamics）数值模拟分析的应用，弥补了实验研究方法的不足，为高压共轨的研究提供了一种崭新的方法。本文围绕 CFD 在高压共轨研究中的应用，完成了一些较为完整的轨腔设计规律的探索研究。

本文以某型柴油机的高压共轨系统为研究对象，集中讨论了高压轨腔截面形状、轨腔壁面夹角、进口压力和轨腔容积对轨腔内部压力场和速度场的影响，为此建立了轨腔内部不同研究方案的三维模型，模拟流体在不同轨腔截面形状、壁面夹角、进口压力、轨腔容积及轨腔倒角的轨腔内流动，比较轨腔的流场特性。

根据数值模拟各种模型的计算结果，主要内容总结如下：

1、在高压共轨轨腔纵向结构相同的情况下，考虑轨腔的不同壁面夹角的截面形状对轨腔内部的压力场和速度场的影响。在文中某型柴油机的高压共轨轨腔的不同截面模型中，A 型截面（双圆轨腔）轨腔的交界处涡流负压较小。轨腔模型出口速度高速区较小，出现速度分流，速度梯度小。并且双圆模型的轨腔保压作用较佳。因此，壁面夹角的改变成为影响轨腔速度场和压力场的重要因素。

2、存在锐角的壁面夹角改变了轨腔出口交界处的流场特性，其直接影响到轨腔出口的速度场和压力场。流体的压力场影响到轨腔交界处的空蚀情况和保压能力，速度场影响了轨腔流体的波动性，因此进一步研究壁面夹角对轨腔内部流场的影响是有意义的。

3、在模拟计算全锐角的壁面夹角的不同轨腔模型时，计算结果表明：(1)、随着壁面夹角的减小，轨腔的分流作用较强，交界处近壁面的压力涡较小；(2)、随着壁面夹角的减小，沿轨腔轴向的压力损失增加，因为壁面夹角较小时增加了流体与壁面的接触面积，从而增加了流体的粘性损耗；(3)、小的壁面夹角能改善轨腔内的压力场；(4)、在轨腔出口，随壁面夹角的减小，出口的高速区也减小并且在交界处的近壁面的涡流较大；(5)、随着壁面夹角的减小，Y 方向的流场特性得到改善，但是 X 方向的流场特性恶化且 X 方向的速度场变化剧烈；(6)、在  $80^\circ \sim 90^\circ$  范围的壁面夹角时，轨腔出口近壁面涡流较小速度低，能改善轨腔的速度场。因此，保证最大壁面夹角在  $80^\circ \sim 90^\circ$  范围具有较好的流场特性。

4、通过模拟计算部分锐角的壁面夹角的不同轨腔模型，计算结果表明：(1)、钝角占所有壁面夹角的比例较大时，轨腔出口近壁面的负压区的负压值较大且梯度较大，不利于轨腔内流场的改善；(2)、钝角占所有壁面夹角的比例减小时，轨腔出口的  $v_y$  速度梯度变化较小，出口的高速区增加，近壁面的涡流加；(3)、钝角占所有壁面夹角的比例增

大时，轨腔截面的 $v_y$ 速度较大，扰动较大；(4)、钝角占所有壁面夹角的比例较小的轨腔的保压性能较好。因此，包含钝角的壁面夹角的轨腔模型不能改善轨内流场特性。

5、计算不同进口压力的轨腔内部压力场和速度场，结果表明：(1)、不同进口压力的出口静压曲线出现两个压力不变的点，进口压力越大两个点之间的极值也越大，发生危险的可能性越大；(2)、进口压力不能改变轨腔模型中的压力场的分布情况，只能改变截面各处压力的大小(3)、进口压力不能改变截面的速度分布、高速区的大小和涡流区，只能改变各位置的速度大小。因此，轨腔的进口压力的选择可以根据轨腔的结构性能确定。

6、通过对不同容积的轨腔模型的计算结果的计算模拟比较，结果表明：轨腔容积的变化对轨腔出口中心的静压分布、出口的压力分布和压力涡流影响较小，主要影响轨腔的压力位置和出口压力梯度。轨腔容积越大出口的压力梯度越小。较大的轨腔容积出口速度梯度较平缓，流体扰动较小。随轨腔容积的增大，轨腔交界面的涡流梯度较小。然而轨腔容积增大时轨腔内的横向扰动也增大。较大的轨腔容积的保压性能提高，小容积轨腔保压性能较差并且压力损失较大。因此，轨腔容积在允许的范围内越大越好。

7、对倒角后的高压共轨轨腔模型进行数值计算比较，结果表明：(1)、倒角有助于高压轨腔中心静压偏移量的减小，然而增大倒角效果就不是很明显。倒角后，压力负压区和涡流都减小，但倒角增大效果不能进一步改善。(2)、高压共轨轨腔经倒角后，轨腔中心Y向速度的偏移量减小，并且在轨腔Y向速度的变化趋势减缓。倒角后，速度涡流减弱，并且最高速度值有所减小，但较大倒角变化不大。(3)、倒角对高压轨腔的保压性能影响不大。因此，进行小倒角是有利的，但过大倒角则会有反作用。最大倒角必须使最大壁面夹角满足3的要求。

## 5.2 展望

计算流体动力学本文对高压共轨轨腔的内部流场数值模拟计算分析，是一次试探性的研究。限于能力、时间和条件的限制，本文还有很多尚待完善的地方，望在今后的工作中能够进一步解决。

1、轨腔建模比较简单。文中轨腔模型忽略进口的过滤等相关装置，也没考虑接口的结构变化。轨腔内的壁面采取光滑处理，忽略因制造精度引起的流体能量损耗。

2、网格划分比较粗糙。限于计算机的计算能力，轨腔的周向网格比较粗糙，轴向采用大纵横比网格。事实上，轨腔网格越密计算结果的精度就越高。

3、计算模型过于理想化。文中考没有虑流体的压缩性的影响，忽略了温度的影响。考虑流体的可压性更能精确表现轨腔内的流场特性。但是可压缩性的计算对计算机的计算能力要求较高。

4、本文没有考虑高压轨腔的瞬态情况下，轨腔的压力场和速度场的模拟计算。并

且本文没有考虑出口直径以及轨腔轴向的出口分布对内部流场的影响。

5、本文的数值计算缺少实验的验证是一个较大的缺憾。如果以后有条件，可以用实验对本文的记过进行验证。

## 参考文献

- [1] 李长河等. 柴油机共轨喷射系统的发展及关键技术. 内蒙古民族大学学报(自然科学版), 2003 (2) :138-141.
- [2] 刘斌彬, 李国岫, 郑亚银. 柴油机高压共轨燃油喷射系统现状与发展趋势. 内燃机, 2006 (2) :1-3.
- [3] 王均效, 陆家祥, 等. 柴油机高压共轨喷油系统的发展动态. 柴油机, 2001 (5).
- [4] 甄华翔. 转动车轮对轿车外流场影响的数值模拟:(硕士学位论文). 大连:大连理工大学, 2007.
- [5] 黄向东. 汽车空气动力学与车身造型. 人民交通出版社, 2000.
- [6] 傅立敏. 汽车空气动力学. 机械工业出版社, 1998.
- [7] 王晓峰, 靳春士. 柴油机共轨技术简介. 汽车运用, 2002 (6) :21.
- [8] 刘旭刚等. 柴油发动机高压共轨技术的产生与发展. 汽车运用, 2007 (11) :30-31.
- [9] 李根生. 空化与空蚀机理及其影响因素. 石油大学学报(自然科学版), 1997 (1) :97-102.
- [10] 王立军. 高压共轨喷油系统在柴油机上的应用. 农业机械化与电气化, 2004 (6) :23.
- [11] 张剑平等. 高压共轨燃油系统特性试验研究. 内燃机工程, 2005 (2) :13-16.
- [12] 颜松. 柴油机高压共轨系统压力动态特性模拟:(硕士学位论文). 浙江:浙江大学, 2005.
- [13] Sulzer RT —Flex 说明书.
- [14] <http://www.wartsila.nsd.com>.
- [15] The Sulzer RT—Flex engine. Marketing RT —Flex.
- [16] 王宏明, 胡明. Sulzer RT-flex 柴油机 WECS-9500 控制系统. 天津航海, 2007 (1) :28-31.
- [17] 秦朝举等. Bosch 公司高压共轨喷油系统的研究现状及发展前景. 拖拉机与农用运输车, 2006 (2) :3-5.
- [18] More Torque, Less Emissions, Less Noise from Diesel Engines [J]. SAE Paper: 2000-01-0942
- [19] Cichocki R. Technologies for future HSDI passenger car diesel engine. International symposium power train technologies for a 3 liter car.
- [20] Kato T, T sujimura KM, Minami T, etal Spray Characteristics and Combustion Improvement of D. I. Diesel Engine with High Fuel Injection[C]. SAE Paper 890265, 1989.
- [21] Digesu P, Ficarella A, Laforgia D. Diesel Electro-Injector: A Numerical Simulation Code[C]. SAE Paper 940193, 1994.
- [22] K. Komlyama, etc, Electronically Controlled High Pressure Injection System for Heavy Duty Diesel Engine, SAE 810997.
- [23] S. F. Glassey, A. R. Stockner, M. A. Flinn, HEUI-A New Direction for Diesel Engine Fuel Systems, SAE 930270
- [24] Jonathan Walker. 高压共轨系统的开发. 国内外燃机车, 2004 (3) :9-11.
- [25] EI Tahry S. Application of a Reynolds Stress Model to Engine Like Flow Calculations. Transactions of ASME. 107, 1985.
- [26] Bas van den Heuvel. In-Cylinder Flow Analysis for Production Type Internal Combustion Endines. Printed in the Netherlands, 1998.
- [27] Launder B E and Spalding B E. The Numerical Computation of Turbulence Flow. Comp. Meth.

- Appl. Mech. Eng. 1974, 3:269.
- [28] www.efluid.com.cn
- [29] 王瑞金, 张凯, 王刚. Fluent 技术基础与应用实例. 清华大学出版社, 2007.
- [30] 韩占忠, 王敬, 兰小平. FLUENT—流体工程仿真计算实例与应用. 北京: 北京理工大学出版社, 2004.
- [31] 王福军. 计算流体动力学分析-CFD 软件原理与应用. 北京: 清华大学出版社, 2007.
- [32] 潘剑锋等. 柴油机中压共轨式喷油系统的模拟计算与分析. 汽车工程, 2003(4): 338-342.
- [33] 党杰. 柴油机共轨燃油喷射系统简介. 中国修船, 2004(1):22-23.
- [34] GAMBIT USER' S GUIDE, FLUENT. Inc
- [35] ANSYS FLUENT6.3 help.
- [36] 周龙保等. 内燃机学(第 2 版). 机械工业出版社, 2003.
- [37] 王好战等. 高压共轨电控柴油机稳态油压模拟计算及分析. 内燃机工程, 2002(6):9-11.
- [38] 陈廷明, 李霞明. 蓄压式共轨喷油器结构参数的数值模拟研究. 农机化研究, 2005(4):251-253.
- [39] 何志霞等. 柴油机高压共轨喷油系统内的瞬变流动研究. 农业机械学报, 2004(1):48-51.
- [40] 李强, 覃维献. 柴油机高压油道压力波动特性的模拟计算. 桂林航天工业高等专科学校学报, 2006(4):31-32.
- [41] 梁超. 电控柴油机共轨管内压力波动性研究: (硕士学位论文). 哈尔滨: 东北林业大学, 2006.
- [42] 吴建. 柴油机共轨式电控喷射系统喷射过程的模拟计算和研究: (博士学位论文). 湖南: 湖南大学, 2002.
- [43] 张林夫, 夏维洪. 空化与空蚀, 河海大学出版社, 1989.

## 攻读硕士学位期间发表学术论文情况

于学兵，张小林，徐正藻. 内燃机高压共轨轨腔内的三维流动数值分析. 柴油机. 2008, 6

属于学位论文章节: 第 4 章 结算结果与分析

期刊主办单位: 《柴油机》编辑部

## 致 谢

本文是在导师于学兵副教授的亲切关怀与悉心指导下完成的。在学习和论文完成期间，于老师倾注了大量时间和心血，为我提供了许多意见与帮助。导师渊博的理论知识和敏捷的思维以及严谨求实的治学精神，不仅让我在学术水平和能力上有了进步和提高，更从导师勤奋的工作作风和随和的为人中学到了许多东西，这将使我受益终身。在此，仅向于老师表示衷心的感谢和崇高的敬意！

感谢内燃机研究所的老师们，为我提供了良好的学习研究环境！他们诲人不倦的敬业精神以及朴素的工作作风是我今后工作的榜样。从他们的身上我学会了该如何无做科学的研究，并体会到了科学的研究的真正意义和价值。他们不但是传授科学知识的导师，同时也是教授我人生观、价值观的良师益友。

特别感谢我的父母对我的辛勤培养与教育，为我提供经济和精神上的支持，我会以更加努力的学习与工作来报答他们的养育之恩。

尤其要感谢的是好友曾鹏、张继林和陈耀冰，在经济和生活上给予的资助与支持，让我能够完成学业！

最后，感谢我的哥哥、姐姐以及同窗好友们，在学习和生活上给予了我许多帮助和支持，与我一同度过这段美好的时光！