

# 本科毕业论文

课题名称：超声速气流混合与燃烧尺度效应

学 员 姓 名：	<u>陈维隆</u>	学 号：	<u>201807003071</u>
首次任职专业：	<u></u>	学历教育专业：	<u>飞行器动力工程</u>
命 题 学 院：	<u>空天科学学院</u>	年 级：	<u>2018 级</u>
指 导 教 员：	<u>赵国焱</u>	职 称：	<u>讲师</u>
所 属 单 位：	<u>空天科学学院高超声速冲压发动机技术重点实验室</u>		

国防科技大学教务处制

# 目 录

图目录 .....	iv
表目录 .....	vi
摘要 .....	vii
ABSTRACT .....	viii
第 1 章 绪论 .....	1
1.1 研究背景 .....	1
1.2 超声速燃烧基本理论 .....	3
1.3 尺度效应文献综述 .....	4
1.4 燃烧室尺度效应理论 .....	7
1.5 研究意义 .....	10
1.6 主要研究内容 .....	11
第 2 章 燃烧尺度效应理论与计算流体力学 .....	12
2.1 燃烧尺度效应理论 .....	12
2.1.1 湍流无自相似性 .....	12
2.1.2 燃烧尺度效应理论 .....	12
2.2 计算流体力学基本方法 .....	16
2.3 Fluent 软件基本介绍与算例设置 .....	19
2.3.1 Fluent 湍流模型 .....	19
2.3.2 燃烧室构型与网格划分 .....	19
2.3.3 求解条件设置与求解流程 .....	21
2.3.4 求解流程 .....	22

---

2.3.5 实验验证与结果分析 .....	23
2.4 网格无关性验证 .....	24
2.4.1 网格无关算例设置 .....	24
2.4.2 燃烧室流场结构对比 .....	24
2.5 小结 .....	26
第 3 章 超声速燃烧室混合特性与尺度效应分析 .....	27
3.1 超燃冲压发动机燃烧室燃烧性能评估方法 .....	27
3.1.1 燃烧效率 .....	27
3.1.2 混合效率 .....	27
3.1.3 总压恢复系数 .....	28
3.2 算例规划 .....	28
3.2.1 燃料当量比 .....	28
3.2.2 算例设置 .....	29
3.3 冷态流场特性分析 .....	30
3.3.1 不同当量比冷态流场特性分析 .....	30
3.3.2 不同马赫数冷态流场特性分析 .....	36
3.3.3 不同尺度冷态流场特性分析 .....	38
3.3.4 PL 尺度律冷态流场特性分析 .....	40
3.4 小结 .....	43
第 4 章 超声速燃烧室稳焰特性及尺度效应分析 .....	45
4.1 燃烧 PL 尺度律及算例设置 .....	45
4.2 点火和反应距离 .....	46
4.3 热态流场特性分析 .....	47

---

---

4.3.1 反应前后流场对比 .....	47
4.3.2 不同马赫数热态流场分析 .....	49
4.3.3 不同压强热态流场分析 .....	51
4.3.4 不同尺度热态流场分析 .....	53
4.4 热态流场 PL 尺度律分析 .....	55
4.5 小结 .....	56
结论 .....	58
致 谢 .....	60
参考文献 .....	61

## 图 目 录

图 1-1 不同喷气发动机的比冲随马赫数变化 .....	1
图 1-2 超燃冲压发动机组成示意图 .....	2
图 1-3 HIFiRE LES 三维燃烧室模拟 .....	3
图 1-4 亚燃发动机(左)与超燃发动机(右)热力过程 .....	4
图 1-5 两种尺寸燃烧室构型 .....	6
图 1-6 尺度效应两大核心问题 .....	7
图 2-1 X-43A CFD 马赫数 7 云图 .....	17
图 2-2 燃烧室基本构型示意图 .....	20
图 2-3 燃烧室三维构型工程制图 .....	20
图 2-4 Pointwise 二维网格绘制图 .....	20
图 2-5 Pointwise 二维网格局部加密示意图 .....	21
图 2-6 实验与 CFD 仿真上壁面压力对比 .....	23
图 2-7 当量比 0.1 网格无关性验证压力云图 .....	24
图 2-8 当量比 0.1 不同网格量数值纹影 .....	25
图 2-9 不同网格量平均压力线图 .....	26
图 3-1 不同当量比冷态流场压力云图 .....	30
图 3-2 不同当量比压力线图 .....	31
图 3-3 不同当量比冷态流场温度云图 .....	32
图 3-4 不同当量比 C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> 质量分布 .....	33
图 3-5 不同当量比数值纹影 .....	33
图 3-6 不同当量比混合效率线图 .....	34
图 3-7 不同当量比总压损失系数线图 .....	35
图 3-8 不同当量比流线图 .....	35
图 3-9 马赫数 2 当量比 0.1 冷态流场 .....	36
图 3-10 不同马赫数燃烧室压力线图 .....	37
图 3-11 不同马赫数总压恢复系数线图 .....	37
图 3-12 马赫数 2 当量比 0.1 不同尺寸压力云图 .....	38

图 3-13 马赫数 2.92 当量比 0.3 不同尺寸压力云图 .....	38
图 3-14 不同尺度压力线图 .....	39
图 3-15 不同几何尺度边界层位置线图 .....	39
图 3-16 不同几何尺度穿透深度线图 .....	40
图 3-17 4KG 压力工况 1 数值纹影图 .....	41
图 3-18 1KG 压力工况 2 数值纹影图 .....	41
图 3-19 满足 PL 尺度律的穿透深度线图 .....	41
图 3-20 满足 PL 尺度律的总压恢复系数线图 .....	42
图 3-21 满足 PL 尺度律的边界层位置线图 .....	43
图 4-1 CO 物质组分质量分布 .....	47
图 4-2 对 CO 质量分布沿 X 方向进行梯度运算云图 .....	47
图 4-3 0.5KG 压力工况 1 热态流场压力云图 .....	48
图 4-4 0.5KG 压力工况 1 热态流场流线图 .....	48
图 4-5 0.5KG 压力工况 1 热态流场数值纹影图 .....	48
图 4-6 冷态流场与开启化学反应热态流场压力对比线图 .....	49
图 4-7 马赫数 2.92 热态流场压力云图 .....	49
图 4-8 马赫数 2.92 热态流场数值纹影图 .....	50
图 4-9 马赫数 2.92 热态流场静温云图 .....	50
图 4-10 不同马赫数热态流场压力线图 .....	50
图 4-11 不同马赫数热态流场燃烧效率线图 .....	51
图 4-12 不同压强设置燃烧效率变化 .....	52
图 4-13 0.5KG 压力工况 1 压力工况云图 .....	52
图 4-14 0.5KG 不同尺寸热态流场压力云图 .....	53
图 4-15 0.5KG 不同尺寸热态流场温度云图 .....	54
图 4-16 不同尺度热态流场压力线图 .....	54
图 4-17 不同尺寸燃烧效率线图 .....	55
图 4-18 0.5KG 压力工况 1 物质 CO 质量分布 X 方向梯度图 .....	55
图 4-19 0.5KG 压力工况 2 物质 CO 质量分布 X 方向梯度图 .....	56

表 目 录

表 2-1 燃烧室入口参数表 ..... 21

表 2-2 二维喷缝宽度表 ..... 22

表 2-3 不同网格量划分情况 ..... 24

表 3-1 空气各组分摩尔分数表 ..... 28

表 3-2 工况具体设置 ..... 29

表 3-3 马赫数 2.00 喷注总压与静压 ..... 30

表 3-4 马赫数 2.92 喷注总压与静压 ..... 30

表 4-1 马赫数 2 当量比 0.15 来流压力工况设置参数 ..... 45

表 4-2 马赫数 2.92 当量比 0.15 喷注压力工况设置参数 ..... 46

## 摘 要

发展高超声速远程巡航导弹、大型高超声速飞机以及空天飞机，都对超燃冲压发动机性能提出了更高要求，大尺度超燃冲压发动机的研制也被提上了日程。目前，对超燃冲压发动机燃烧室工作过程的研究绝大多数是基于缩比模型或理论简化模型。通过对尺度效应的研究，有助于得到能够指导大尺度超燃冲压发动机设计的方法与规律，起到节约成本、缩短研制周期的重要作用。

本文采用 **Fluent** 数值手段对尺度效应问题进行模拟仿真，模拟包括验证部分(实验验证和网格无关性验证)以及研究部分。研究部分仿真算例设置分为冷态流场和热态流场两部分。冷态流场对马赫数 2 和马赫数 2.92 两种马赫数，三种当量比(0.1, 0.3, 0.5)和三种燃烧室尺度(1, 2, 4)进行模拟。热态流场对马赫数 2 下三种燃烧室尺度(0.5, 1, 2)和六种飞行工况(P1-P6)进行模拟。通过分析冷态流场和热态流场在燃烧室尺度变化前后，以总压损失、燃烧效率和冷流混合效率为代表的燃烧室性能变化情况和燃烧室流道内的流动参数变化情况，总结得出相应的尺度效应规律。

从仿真结果发现：

冷态流场中，随着发动机尺度增大，压力具有上升趋势；边界层相对厚度增加；凹腔后扩张段穿透深度减小。对于满足线性 PL 尺度规律的燃烧室工况，具有较好的流场相似性。

热态流场中，随着几何尺度增大，扩张段前凹腔区域燃烧效率增加，而进入扩张段后，尺度小的发动机燃烧效率变化斜率更大，即燃烧效率提升更快；随着压力提高，点火距离缩短，且 PL 尺度非线性规律变化。

**关键词：**超燃冲压发动机；尺度效应；数值模拟；计算流体力学



## ABSTRACT

The development of hypersonic remote cruise missiles, large hypersonic aircraft and space aircraft all place higher demands on engine performance, which needs the development of large-scale scramjets. At present, most studies on the combustion process of scramjets are based on scaled-down models or theoretical simplified models. The study of scale effects can help to draw conclusions that can guide the design of large-scale scramjets and play an important role in saving costs and shortening the development time

This paper uses Fluent software to simulate the scale effect problem. The simulation consists of the validation part (experimental and grid-independent validation) and the research part. The research part is also divided into two parts: cold and hot flow fields. The cold flow field is simulated for two Mach numbers,  $Ma_2$  and  $Ma_{2.92}$ , three equivalence ratios (0.1, 0.3, 0.5) and three combustor scales (1, 2, 4). The thermal flow field is simulated for three combustor scales (0.5, 1, 2) and six flight conditions (P1-P6) at  $Ma_2$ . The scale effect rule is summarized by analyzing the changes in the performance of the combustor and the changes in the flow parameters:

In the cold flow field, as the scale increases, the pressure has an increasing trend; the relative thickness of the boundary layer increases; the penetration depth of the expanded part after the cavity decreases. For the conditions satisfying the linear PL scale law, the flow field has good similarity.

In the thermal flow field, as the scale increases, the combustion efficiency in the cavity region before the expansion section increases; in the expansion section, the slope of combustion efficiency is greater than smaller scales, i.e. the combustion efficiency increases faster; the ignition

distance decreases as the pressure increases and the PL scale varies in a non-linear pattern.

**KEY WORDS:** Scramjet, Scale Effect, Numerical Simulation, Computational Fluid Dynamics

# 第1章 绪 论

## 1.1 研究背景

超燃冲压发动机是指燃烧过程发生在超声速气流中的吸气式冲压发动机。

- 其具有以下主要优势：
- 不携带氧气及其供应系统；
- 没有转子部件，相比于涡轮发动机更易制造；
- 比火箭具有更高比冲(产生单位推力所需的动量改变量)；
- 更高的速度意味着进入地外空间所需的成本更低。

图 1-1 展示了冲压发动机的比冲优势。据估计，超燃冲压发动机的比冲可以达到固体火箭发动机的八倍<sup>[1]</sup>和液体氢氧燃料火箭发动机的四倍。轨道系统研究表明<sup>[2]</sup>，通过替换三级空间火箭系统的中间级为超燃冲压发动机，有效载荷可以增加约 50%，这意味着携带等同重量有效载荷，成本会大大降低。

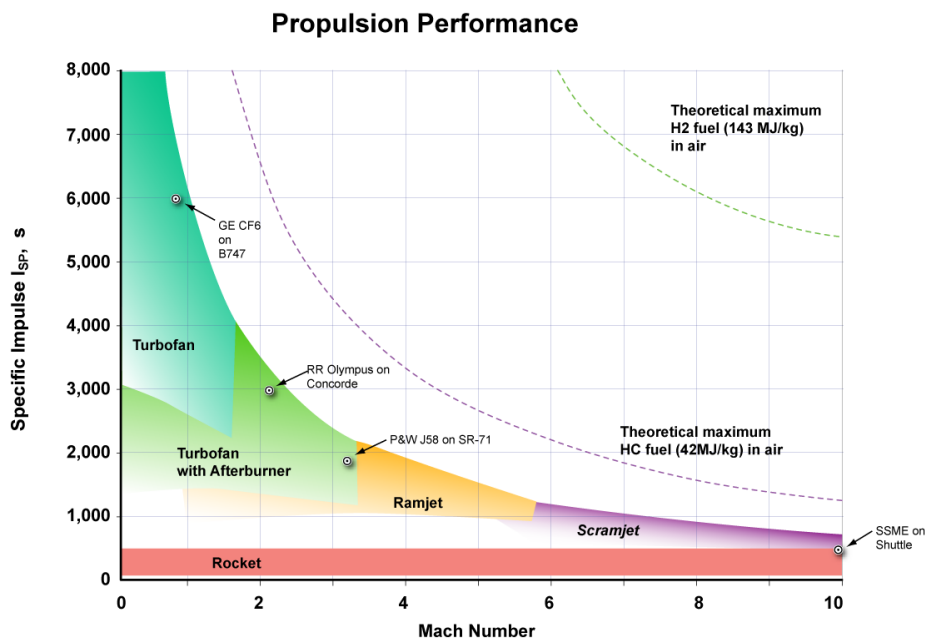


图 1-1 不同喷气发动机的比冲随马赫数变化

超燃冲压发动机结构较为简单，主要由三部分组成，分别是进气道、燃烧室和尾喷管。也可分为进气道，隔离段，燃烧室和尾喷管四部分。如图 1-2 所示，进气道是发动机的第一部分，它由与进气来流成一定角度的斜面组成，用以压缩空气，减速增压。进气道部分之后是一个接近恒定面积的管道，与燃烧室共同形成第二部分，燃料在此喷注，并与来流气体混合并燃烧。发动机的第三部分为尾喷管，气流在此膨胀并加速。

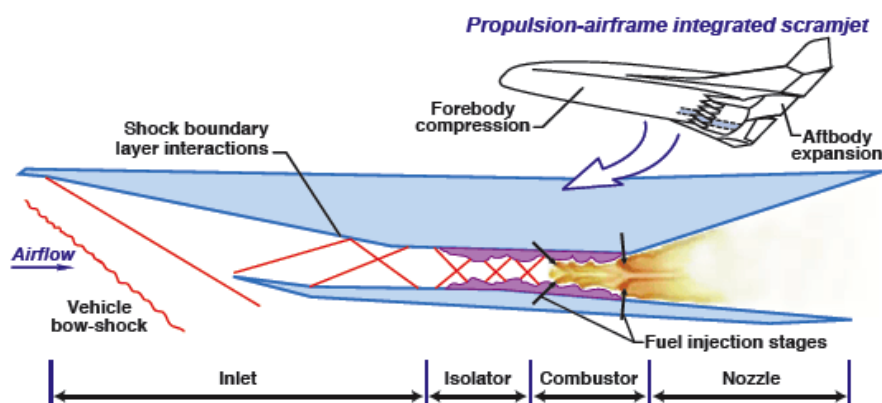


图 1-2 超燃冲压发动机组成示意图

进一步发展高超声速远程巡航导弹、大型高超声速飞机以及大型空天飞机，都对发动机性能提出了更高的要求，由此催生出对大尺度超燃冲压发动机的需求。随着对小尺度超燃冲压发动机研究的不断深入，对大尺度发动机的研究也提上了日程。如何建立数学模型正确描述扩大几何尺寸后发动机的性能参数变化，掌握大尺度发动机中复杂流场变化规律，实现燃烧组织的高效率 and 低损失是亟待解决的重要问题。

目前，超燃冲压发动机的尺度效应受到逐渐关注。发动机流道尺度、燃料喷注孔径和凹腔容积等空间尺寸对燃料混合和火焰稳定规律有重要影响，同时也会引起流动混合和火焰传播时间尺度的变化。但是，仅有较少的文献对尺度效应规律进行了实验和数值仿真研究，目前对于超声速气流中混合与燃烧过程的尺度效应从现象、条件到机理还没有统一的认识，系统的实验观测、数值仿真和理论分析目前仍然不够充分。

本文旨在探究超燃冲压发动机燃烧室中不同燃烧模态下的尺度效应规律，通过理论分析与数值仿真的方法，研究超燃冲压发动机中冷态流场下燃料混合以及热态流场火焰稳定的尺度效应的影响规律、机理，提供适用于超燃冲压发动机燃烧室具体设计的尺寸缩放准则，为超声速燃

烧尺度效应问题研究以及不同尺度发机构型设计提供理论支撑和依据，并为全尺寸发动机燃烧室设计降低有关的时间和经济成本。

## 1.2 超声速燃烧基本理论

虽然超燃冲压发动机仅由进气道、燃烧室(图 1-3)和尾喷管三部分组成，结构较为简单，但实现整个燃烧过程并产生推力较为困难。在超燃冲压发动机中，完全燃烧仅能通过非常长的燃烧室来实现。这是由于在极高的来流速度和有限的化学反应速率条件下，燃料的混合比较有限。而燃烧室尺寸过长会导致剧烈的表面摩阻以及摩擦热效应。对于一个未经优化设计的燃烧室，很可能它所产生的推力还不及结构产生的摩阻。

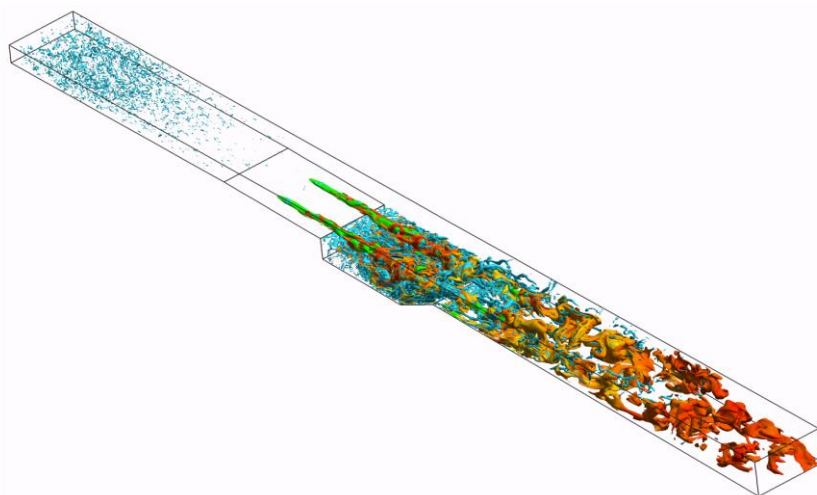


图 1-3 HIFiRE LES 三维燃烧室模拟

超燃冲压发动机是亚燃冲压发动机的进一步拓展，如图 1-4 展现了亚燃和超燃的热力过程<sup>[3]</sup>。与亚燃过程不同，超声速燃烧过程在来流超声速下进行化学反应。通过燃烧未经明显减速增压的来流气体，超燃发动机将来流高焓影响降到最低，燃烧室内静温保持较低，为提高燃烧效率奠定了基础。理论上，超燃冲压发动机能够在较低热损失和结构阻力情况下实现高速飞行，这意味着更多的能量被用于飞行做功。超声速燃烧的研究仍然处于初级阶段，尽管半个世纪以来涌现出了大量试验<sup>[4]</sup>、计算和理论<sup>[5]</sup>成果，目前仍有许多有待理解之处，尤其是有关燃烧火焰的现象与机理<sup>[6][7]</sup>。

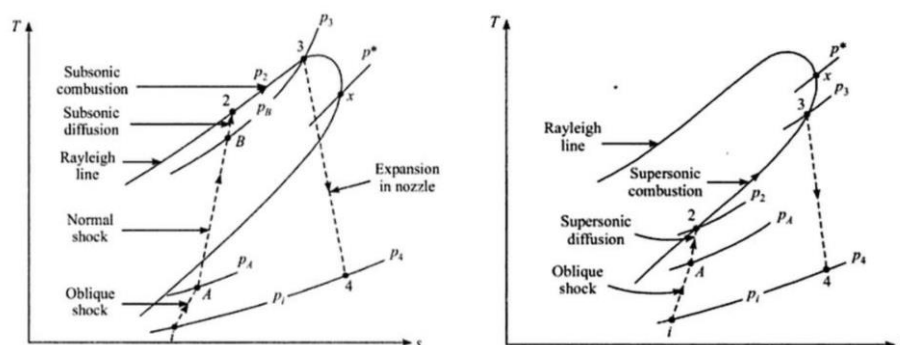


图 1-4 亚燃发动机(左)与超燃发动机(右)热力过程

### 1.3 尺度效应文献综述

尺度效应问题最初起源于翼型流动研究，参考文献<sup>[1]</sup>的研究重点主要集中于边界层分离与再附的层流边界层流动问题，具体研究对象有边界层的厚度、叶尖流动效应、涡旋脱落以及由于后缘钝化造成的涡旋脱落等。近年来，超燃冲压发动机的尺度效应逐渐受到关注。发动机流道尺度、燃料喷注孔径和凹腔容积等空间尺寸对燃料混合和火焰稳定规律有重要影响，同时也会引起流动混合和火焰传播时间尺度的变化。

研究人员对尺度效应规律进行了实验和数值研究。Maxwell<sup>[9]</sup>开展了三种物理尺度风洞中出口截面参数分布和边界层速度亏损的研究。Diskin 和 Northam<sup>[10]</sup>系统地开展了超燃冲压发动机内部流动燃烧的尺度效应，他们将燃烧的尺度效应现象归结于边界层厚度与横向射流的非线性性。他们发现大尺度发动机产生的较厚边界层能够促进燃烧火焰稳定。对于气体燃料横向喷注，早期的研究<sup>[11-13]</sup>主要集中在不同试验条件下(如动压比、来流条件边界层、喷孔构型、喷孔尺寸、工质)、穿透深度、掺混速率、羽流展向尺度等宏观量的变化规律。超声速流动液体燃料喷射的国内外研究<sup>[14-16]</sup>主要集中于研究射流的穿透深度、喷雾粒径及速度分布，分析射流穿透度、喷雾粒径及速度分布、喷雾横截面面积等特征，获得动量比、流向距离及孔径的射流穿透深度经验公式。近几年有工程研究人员发现，缩比试验台上燃料喷注和掺混机理研究获得的规律并不能完全适用于大尺度发动机的工程研究，因此迫切需要开展燃料喷注和

掺混的空间尺度效应的研究。最新研究发现<sup>[17]</sup>：在保持动压比一定的情况下，孔径的变化影响了喷注的穿透深度；喷注位置的改变会影响下游凹腔处燃料的空间分布，进而影响凹腔上游点火以及凹腔内的火焰稳定；流道尺寸对燃料喷注掺混的影响研究还未看到相关的研究，但是流道的变化不仅会直接影响反射激波作用于羽流的位置，而且会影响到分离区的位置，造成局部混合过程的改变，并且影响到燃料的分布及燃烧特性。因此在研究流道空间尺度效应的同时有必要深入研究激波以及分离区对于射流穿透以及掺混的影响规律。

超声速燃烧与火焰传播过程是一个复杂的多时间尺度问题，包含燃料和空气从喷嘴到燃烧区之间的混合时间、混合气在凹腔的驻留时间、自点火延迟时间和火焰传播特征时间等多种时间尺度。要实现有效地燃烧控制，需要进行几个方面的时间匹配。从缩比尺寸的发动机向全尺寸发动机的发展中，由于喷注距离和凹腔尺寸的变化，影响混合时间和凹腔驻留时间，使燃烧区的组分分布和流场温度、压力和速度发生变化，进一步影响自点火延迟时间和火焰传播速度。Diskin 和 Northam<sup>[10]</sup>系统地开展了超声速燃烧室性能的尺度效应研究。他们认为使用缩尺模型开展大尺度发动机研究思路是合理的，因为燃烧受到混合过程限制，因此可以寻找并正确使用缩放准则来预测全尺度发动机性能。他们研究了多排喷口、燃烧室隔离段长度和等面积凹腔长度对燃烧效率、火焰稳定和上游压力传播的影响。Trebs 等人<sup>[19]</sup>研究了塔门尺度变化对燃料射流的影响，发现改变塔门高度从而改变边界层厚度，对喷注下游的燃烧区域影响可以忽略。杨揖心等人<sup>[24]</sup>对基于 Driscoll 和 Rasmussen 建立的贫/富燃吹熄极限理论模型<sup>[21][22]</sup>进行改进并重新定义与吹熄过程密切相关的 Damokhler 数和有效当量比，并以两者关系为准则建立了描述富燃和贫燃吹熄极限的数学模型，最后通过实验数据验证了模型的有效性。李凡等人<sup>[23]</sup>在 1.8kg/s 和 3.6kg/s 两种来流流量尺度上开展了煤油燃料的燃烧实验，并采用杨揖心<sup>[24]</sup>的理论模型对实验结果进行了合理的解释。

在 PL 尺度律研究有关方面，1987 年，Morgan 和 Stalker<sup>[25]</sup>对超燃冲压发动机模型的压力长度尺度律进行了研究，他们在不同压力和焓值情况下进行试验以期理解缩比燃烧室的压力尺度规律。他们注意到极限

点火温度与压力高度相关，对于超过这一温度极限的其他情况，尺度规律遵循 P-L 定律。1997 年，Pulsonetti<sup>[26]</sup>和 Stalker<sup>[27]</sup>对如图 1-5 两种尺寸的燃烧室构型压力分布进行比较。

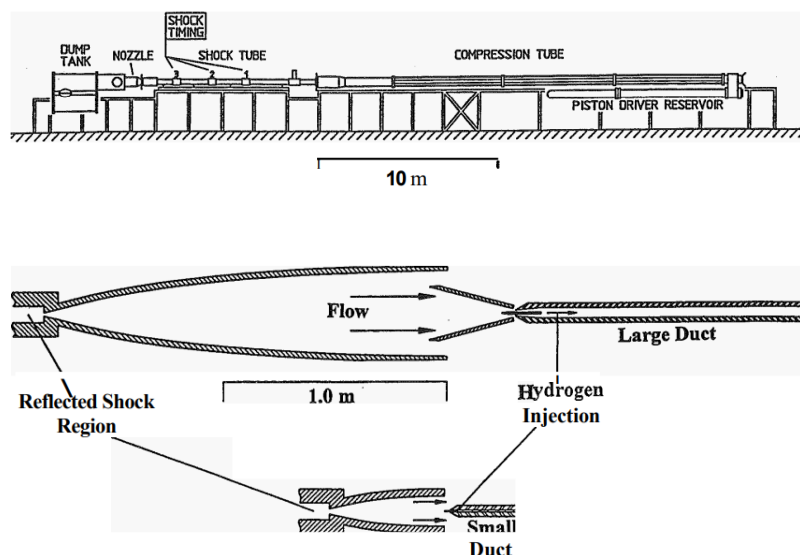


图 1-5 两种尺寸燃烧室构型

对于给定流动总焓变化压力，得出压力依赖燃烧尺度规律的结论。对于给定压力变化总焓的情况，试验压力梯度的非线性可以通过燃烧尺度律很好的解释，尺度参数可以证实燃烧室入口的压力下降将会增加反应距离，这在试验中表现为燃烧延后发生。作者得出了 Two-body 和 Three-body 混合燃烧以及主要为 Two-body 反应的不同工况的结论。

2008 年，Karl<sup>[29]</sup>通过试验和数值手段研究了燃烧尺度效应。对于 L1P1 和 L2P0.5 的试验工况，PL 分布律适用情况较好。数值实验中，其采取了 L10P0.1 和 L1P1 的工况，PL 分布律不再适用。作者利用 CFD 工具一定程度上验证了 PL 尺度律，这与相关飞行试验和风洞试验数据吻合。

2009 年，Mack<sup>[30]</sup>采用 CFD 和试验结合的方法寻求从缩比模型拓展到大尺度冲压发动机的规律方法。其 HEG 试验结果和 TAU 代码的数值结果表明缩比模型中流动拓扑参数的改变可以被应用于全尺寸发动机。对相同化学当量比的不同流动拓扑条件，具有非常相似的压力分布。但是，他们的研究局限于局部流动拓扑而未考虑整个发动机的燃烧尺度效



应。以上有关燃烧尺度的文献表明，特定压力和温度工况的燃烧尺度规律是可获得的，并可进行相应数学建模。

综上所述，目前对超燃冲压发动机燃烧室工作过程的研究绝大多数是基于缩比模型或理想简化模型，相应研究结果能否直接推广以及如何推广到大尺度发动机的燃烧室设计尚不明确。其中，两大核心科学问题(图 1-6)是超声速气流中混合空间尺度效应与燃烧过程的时间尺度效应。发动机流道尺度、喷注孔径、凹腔大小等空间尺度对燃料喷注混合、火焰稳定规律会产生重要影响，同时也会引起流动混合和火焰传播等时间尺度变化。本研究主要通过数值手段对超燃冲压发动机燃烧室内混合和燃烧的尺度效应机理开展研究，为超声速燃烧尺度效应问题研究以及大尺度发动机构型设计提供理论支撑和依据。

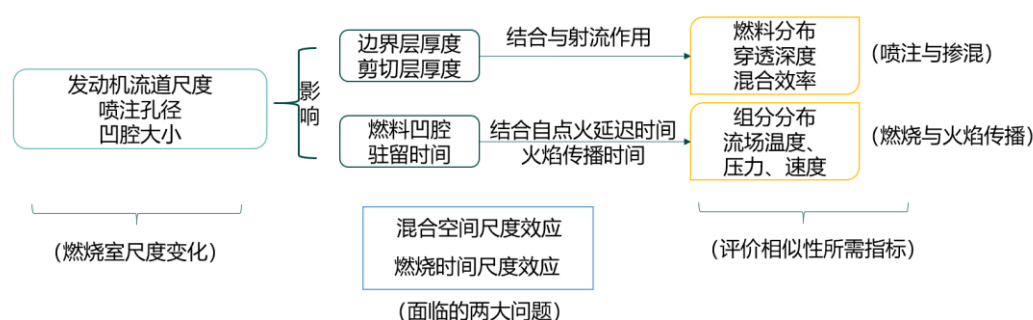


图 1-6 尺度效应两大核心问题

## 1.4 燃烧室尺度效应理论

1957 年，Penner<sup>[31]</sup>给尺度问题做了如下定义：

在旧设备测试试验基础上，通过预测性能指导设计新燃烧装置(发动机)的能力。

2007 年 Hulka<sup>[32]</sup>强调一些尺度规律可以被用在几乎所有的正在研发的项目中，这些项目都有从前序项目提取有效信息继以指导后续实践的特点。他也强调尺度效应研究的一个重要目的是为新燃烧室设计提供指导，同时理解尺度效应规律亦是节约研发成本的好办法。尺度规律有时

提供的不是设计的具体参数，而更多的是一种约束，即让研究人员明确哪些错误的设计方式不应被采取。

实际设计中，一方面，可以通过复杂和昂贵的全尺寸风洞或飞行试验获得数据指导进一步设计；另一方面，可以通过缩比模型进行地面试验来获得缩比模型的实验数据，以一种低成本的方式理解气动和燃烧过程。燃烧尺度效应的研究可以追溯到 70 年前，Damkohler<sup>[33]</sup>在此方面做出了不少工作，但迄今超燃冲压发动机燃烧室的尺度规律还没有被准确描述。在第二章中将表明严格匹配所有相似准则数是不可能的，因此，只有部分相似准则数可以被用来描述超燃冲压发动机燃烧尺度效应规律。之前学界的绝大部分尺度效应研究进展局限于液体火箭发动机领域，吸气式发动机尤其是超燃冲压发动机的尺度效应研究比较稀少。建立尺度效应模型需要获取和处理大量数据，计算流体力学(CFD)可以为这一过程提供良好助力。

根据 Penner<sup>[34]</sup>有关平衡态反应流理论，有关尺度效应问题可用以下无量纲量描述：

$Dam_i$ , defined as the rate of species formation by reaction to the rate of species loss by convection.

$Re$ , defined as the ratio of the inertial forces to the viscous forces.

$Sc$ , defined as the ratio of momentum diffusivity to the mass diffusivity.

$Pr$ , defined as the ratio of the momentum diffusivity to the thermal diffusivity.

$Fr$ , defined as the ratio of inertial forces to the gravitational forces.

$Ma$ , defined as the ratio of speed of an object moving through a fluid to the local speed of sound.

$\Psi$ , defined as the ratio of kinetic energy to internal energy.

$\frac{Q_{ref}}{\rho_{ref} q}$ , defined as the ratio of the amount of heat produced within the control volume by internal

and external sources to the heat released by chemical reaction.

根据量纲分析和相似理论，为了将缩比模型经验应用于大尺度发动机，以上准则数必须对应成比例。首先，马赫数必须相同，这决定了流场的波系结构。其次，需要流场具有相同的温度，这确保了化学动力学现象的相似。根据马赫数的定义，流动速度也需要具有相似比例关系。对于实验和实际飞行的空气来流，比热比和焓值保持不变，以上这些参数达到相似后，还剩下 Reynolds 数，Schmidt 数，Damkohler I 数和 Damkohler III 数具有调节空间。Schmidt 数与压力成反比，可以证明它不

能被保持相似。因为超燃冲压发动机局部流动是湍流，分子层面的混合效应可以被忽略。对于 Reynold 数来说，为保持相似，有：

$$\text{Re}_{\text{小尺度}} = \text{Re}_{\text{大尺度}}$$

$$\frac{\rho_{\text{小尺度}} \cdot u_{\text{小尺度}} \cdot L_{\text{小尺度}}}{\mu_{\text{小尺度}}} = \frac{\rho_{\text{大尺度}} \cdot u_{\text{大尺度}} \cdot L_{\text{大尺度}}}{\mu_{\text{大尺度}}} \quad (1.1)$$

由于流动速度和动力粘度均满足相似条件：

$$\rho_{\text{小尺度}} \cdot L_{\text{小尺度}} = \rho_{\text{大尺度}} \cdot L_{\text{大尺度}} \quad (1.2)$$

假设压力，密度和温度满足理想气体状态方程：

$$P = \rho RT \quad (1.3)$$

根据上面提到的温度为常数，Reynolds 数可用压力和特征长度乘积替换：

$$P \cdot L = \text{const} \quad (1.4)$$

继续考虑 Dam I 和 DamIII，可以发现它们都正比于  $P^{n-1} \cdot L$

根据 Arrhenius 定律，假设反应速率与总包反应速率成比例，可以得到超燃冲压发动机燃烧室的反应速率取决于当地压力、温度以及物质浓度。燃烧室中化学反应的化学反应速率是有限的，点火距离因此也依赖于燃烧室入口温度和空气-燃料混合程度。根据以上 Penner 的理论，化学动力学性质与特征由当地压力、温度和物质浓度共同决定，化学反应速度尺度律与压强成比例。其中，对 Two-body 反应，化学反应速度与压强成正比，对 Three-body 反应，与压强二次方成正比。

$$\text{反应速率} \sim P^{n-1} \quad (1.5)$$

这表明对于大多数氢氧燃料在一般空气燃烧这种主要为 Two-body 反应的化学过程可以被相似，化学动力学和流动空气动力学无量纲数能被一一匹配。然而，氢氧燃料在空气中的超声速燃烧是一些 Two-body 和 Three-body 反应的混合反应，所以反应速率既不是正比于压强，也非正比于压强的平方，而是介于两者之间，即指数  $1 < n < 2$ 。由此，燃烧尺度效应的其中一点就是希望得到压力-特征长度尺度效应规律(即有关  $n$  的确定)用于预测发动机性能并指导设计。最终，燃烧尺度效应规律应能够预测点火距离并对燃烧稳定和其他流动特点进行充分理解。

在本论文中，主要通过计算流体力学对二维燃烧室构型进行数值仿真，包括冷态流场和化学反应流场，以期得到超燃冲压发动机燃烧压力-特征长度尺度效应规律。带着这个目的，通过选择一种特定几何构型的超燃冲压发动机燃烧室，根据研究目的进行流动参数设计并开展仿真，分析结果以研究点火和其他燃烧现象与规律。其中，主要研究包括以下两大问题：

#### (1)燃料喷注与掺混的空间尺度效应

根据湍流边界层厚度关系式，发动机燃烧室尺度等比放大后，来流边界层厚度并不按照等比变厚，而是变为绝对厚度增加，相对厚度减少，当地边界层厚度增加了动压比，使得射流下游不远处穿透深度增加，但是随着喷注动压比的增大，边界层厚度对射流的影响逐渐下降<sup>[28]</sup>。另外，不同凹腔尺度下的剪切层厚度对燃料掺混作用不同。按照何种准则，保证放大前后主燃烧区位置处的燃料分布、穿透深度、及混合效率相似，是燃料横向射流喷注掺混的尺度效应研究的重要环节。

#### (2)超声速燃烧与火焰传播的时间尺度效应

燃料在凹腔内的驻留时间随燃烧室几何构型增大呈现非线性增加，然而燃料的自点火延迟时间和火焰传播时间与燃烧室构型几何构型无关。要实现燃烧室缩放前后燃烧区的组分分布和流场温度、压力和速度相似，必须要深入研究各特征时间的尺度效应，掌握时间尺度的匹配规律，明晰超声速燃烧火焰稳定与传播的尺度效应。

## 1.5 研究意义

学术意义：通过对超声速条件下燃烧室的火焰稳定尺度效应进行分析 and 建模研究，进而得到超燃冲压发动机尺度变化对火焰稳定的影响。通过研究可以丰富超声速燃烧尺度效应的相关理论，系统分析超声速混合与燃烧尺度效应的影响因素，明晰其作用机制，加强对超声速稳焰机理的认识，从而为不同尺度燃烧室模型设计时燃烧室尺度的变化提供理论依据。

工程意义：在设计大尺度发动机燃烧室时，若要进行全尺寸试验与研究，由于飞行器的尺寸比较大，必然会受限于地面试验段的尺寸限制与实际飞行的成本限制。这种方法不但耗费人力物力，而且很难得到普适的、完整的设计准则。本文通过一些较为基础性的研究，找出燃烧室进行尺度缩放时，为达到相同的稳焰效果，应该做出的改变，从而提供适用于超燃冲压发动机燃烧室具体设计的尺寸缩放准则，能够为大尺度超燃冲压发动机的设计提供指向，从而大大缩短研制周期，对于推广我国目前具有的小尺度超燃冲压发动机燃烧室的成功经验，并借此向大尺度超燃冲压燃烧室转变具有重要指导意义。

## 1.6 主要研究内容

本课题主要利用量纲分析理论与 FLUENT 软件二维仿真手段，对流场混合与燃烧组织尺进行模拟，得到燃烧室尺度等影响因素对不同飞行条件下燃烧过程的影响，通过分析数值结果，得到尺度效应对超燃冲压发动机燃烧室性能的影响规律。

第一章为本章节，即绪论章节，主要介绍论文研究背景及超燃冲压发动机基本理论，通过文献理解尺度效应研究现状及超燃冲压发动机有关工作特点，提出研究思路与研究方法；

第二章为理论推导和计算流体力学方法，从理论出发分析燃烧尺度效应规律，介绍了 CFD 技术，以及基于单凹腔后缘突扩超燃冲压发动机燃烧室二维仿真的计算条件设置和求解流程，以当量比 0.1 仿真算例为例，进行实验验证，并进行网格无关性验证。

第三章为冷态流场仿真与分析，分析了不同当量比，不同马赫数，不同尺度，不同 PL 尺度规律下冷态流场的混合特性。

第四章为热态(化学反应)流场仿真与分析，分析了不同马赫数，不同飞行工况，不同尺度下燃烧组织变化规律和 PL 尺度效应规律以及燃烧组织特性。

第五章为总结与展望

## 第2章燃烧尺度效应理论与计算流体力学

本章介绍燃烧尺度效应理论与计算流体力学(CFD)方法。另外,对算例设置和仿真条件进行介绍,并进行必要的实验验证与网格无关性验证。

### 2.1 燃烧尺度效应理论

#### 2.1.1 湍流无自相似性

层流边界层具有自相似性,而湍流边界层不具有该特点。超燃冲压发动机的流动既不是完全湍流也不是完全层流。在入口一段距离内,可以看作层流流动,接着通过转捩过程最后达到完全湍流状态。转捩过程受流动结构、燃料喷注和化学反应的影响。因此,没有无量纲数构成的数学定律可以完全描述转捩过程的流动现象。

层流边界层方程可以有一系列自相似解来表达。这些自相似解非常有用,它可以描述不同流动条件下的层流边界层特征。但这些自相似解仅适用于不可压层流边界层。湍流边界层则没有这种自相似解,因为湍流内部粘性子层的发展与外边界层发展不同。这意味着没有一种特定的长度尺度规律适用于湍流边界层,因此没有简单公式。更深的边界层理论知识可参看 Buschmann<sup>[35]</sup>的论文。

#### 2.1.2 燃烧尺度效应理论

本部分对燃烧尺度效应规律提供较为详细的理论支撑。从方程出发得到无量纲数,并进一步推导得到在火箭发动机和可回收飞行器中广泛使用的 P-L 尺度律,最后证明所有描述复杂转捩系统的相似准则数不能同时满足,即使尺度部分相关的无量纲数同时满足也是不可能的。

Gerhard Damkohler<sup>[36]</sup>于德国发表有关反应流相似律的五个无量纲参数:

$$\begin{aligned}
\text{Dam}_I &= \frac{\text{rate of species formation by reaction}}{\text{rate of species loss by convection}} \\
\text{Dam}_{II} &= \frac{\text{rate of species formation by reaction}}{\text{rate of species loss by diffusion}} \\
\text{Dam}_{III} &= \frac{\text{rate of heat generation by chemical reaction}}{\text{rate of heat loss by convection}} \\
\text{Dam}_{IV} &= \frac{\text{rate of heat generation by chemical reaction}}{\text{rate of heat loss by diffusion}} \\
\text{Dam}_V &= \frac{\text{initial fluid forces}}{\text{viscous fluid forces}} = \text{Re}
\end{aligned} \tag{2.1}$$

第五个 Damkohler 数实际上就是 Reynolds 数

对于微分形式质量方程(连续方程):

$$\underbrace{\rho \frac{\partial Y_i}{\partial t}}_{(\text{local change})} + \underbrace{\rho \frac{\partial Y_i}{\partial x} + \rho \frac{\partial Y_i}{\partial y} + \rho \frac{\partial Y_i}{\partial z}}_{(\text{convection})} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial z} \right]}_{(\text{diffusion})} + \underbrace{\omega_i}_{(\text{production})} \tag{2.2}$$

为将方程写为无量纲形式，并定义以下变量：

$$\begin{aligned}
Y_i &= Y_i^*, t^* = t / U_i, \omega_i = U_i U_i^* \rho_{\text{ref}} \rho^* Y_i^*, \\
p &= p_{\text{ref}} p^*, B_x = g B^*, f_{i,x} = g f_{i,x}^*, \\
D &= D_{\text{ref}} D^*, \mu = \mu_{\text{ref}} \mu^*, T = T_{\text{ref}} T^*, \\
k &= k_{\text{ref}} k^*, h = q' h^*, Q = Q_{\text{ref}} Q^*
\end{aligned} \tag{2.3}$$

\*标为无量纲量，ref 表示可任意选择的初值，一般选择具有物理意义的量而非随意选取。

改写连续方程为无量纲形式：（可以得到 Dam I 和 Dam II 数）

$$\begin{aligned}
\frac{\partial Y_i^*}{\partial t^*} + \frac{1}{\text{Dam}_I} \cdot \left[ u^* \frac{\partial Y_i^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial Y_i^*}{\partial y^*} + w^* \frac{\partial Y_i^*}{\partial z^*} \right] = \\
- \frac{1}{\text{Dam}_{II}} \cdot \left[ - \frac{\partial}{\partial x^*} \left( D_i^* \frac{\partial Y_i^*}{\partial x^*} \right) + - \frac{\partial}{\partial y^*} \left( D_i^* \frac{\partial Y_i^*}{\partial y^*} \right) + - \frac{\partial}{\partial z^*} \left( D_i^* \frac{\partial Y_i^*}{\partial z^*} \right) \right] + U_i^* Y_i^*
\end{aligned} \tag{2.4}$$

对牛顿流体的动量方程：

$$\begin{aligned}
\underbrace{\frac{\partial(\rho u)}{\partial t}}_{(\text{local change})} + \underbrace{\frac{\partial(\rho u u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial z}}_{(\text{convection})} = - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z}}_{(\text{body forces})} + \underbrace{B_x}_{(\text{body forces})} \\
\frac{\partial(\rho u)}{\partial t^*} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x^*} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y^*} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z^*} = - \frac{\partial p}{\partial x^*} + \mu \left[ \frac{4}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} \right] + B_x
\end{aligned} \tag{2.5}$$

动量方程无量纲化：(Dam I，Reynolds 数和 Froude 数，Froude 数物理含义为非惯性力与重力比值，普遍认为电磁力比重力高几个量级，因此 Froude 数可以不考虑)

$$\begin{aligned} \text{Dam}_I \cdot \rho^* \frac{\partial u^*}{\partial t} + \rho^* u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \rho^* v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} + \rho^* w^* \frac{\partial u^*}{\partial z^*} = \\ \frac{1}{Ma^2} \left[ -\frac{1}{\gamma_{\text{ref}}} \frac{\partial p^*}{\partial x^*} \right] + \frac{1}{Re} \cdot \mu \left[ \frac{4}{3} \frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial z^{*2}} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 v^*}{\partial x^* \partial y^*} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 w^*}{\partial x^* \partial z^*} \right] + \frac{1}{Fr} \frac{B_x^*}{\rho_{\text{ref}}} \end{aligned} \quad (2.6)$$

对微分形式能量方程：

$$\begin{aligned} \underbrace{\rho \frac{\partial h}{\partial t}}_{(\text{local change})} + \underbrace{\rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial y} + \rho w \frac{\partial h}{\partial z}}_{(\text{convection})} - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial t} - u \frac{\partial p}{\partial x} - v \frac{\partial p}{\partial y} - w \frac{\partial p}{\partial z}}_{(\text{pressure terms})} = \underbrace{\frac{\partial Q}{\partial t}}_{(\text{volumique heat sources})} - \underbrace{\frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{\partial q_y}{\partial y} - \frac{\partial q_z}{\partial z}}_{(\text{heat conduction})} \\ - \underbrace{\rho \sum_{i=1}^N \left( f_{i,x} D \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right) - \rho \sum_{i=1}^N \left( f_{i,y} D \frac{\partial Y_i}{\partial y} \right) - \rho \sum_{i=1}^N \left( f_{i,z} D \frac{\partial Y_i}{\partial z} \right)}_{(\text{diffusion})} + \underbrace{\mu \left[ 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right]}_{(\text{dissipation})} \\ + \underbrace{\mu \left[ \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right]}_{(\text{dissipation})} \end{aligned} \quad (2.7)$$

能量方程无量纲化：

$$\begin{aligned} \text{Dam}_{III} \cdot \rho^* \frac{\partial h^*}{\partial t^*} + \text{Dam}_3 \cdot \frac{1}{\text{Dam}_I} \cdot \rho^* \left( u^* \frac{\partial h^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial h^*}{\partial y^*} + w^* \frac{\partial h^*}{\partial z^*} \right) \\ - \Psi \cdot D_I \cdot \frac{1}{Ma^2} \cdot \frac{\partial p^*}{\partial t^*} - \Psi \cdot \frac{1}{Ma^2} \cdot \left( u^* \frac{\partial p^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial p^*}{\partial y^*} + w^* \frac{\partial p^*}{\partial z^*} \right) = \\ \left[ \frac{Q_{\text{ref}}}{\rho_{\text{ref}} u_{\text{ref}}} \right] \cdot \text{Dam}_{III} \cdot \frac{\partial Q^*}{\partial t^*} + \frac{1}{Pr} \cdot \frac{1}{Re} \cdot \left[ \frac{\partial}{\partial x^*} \left( k^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left( k^* \frac{\partial T^*}{\partial y^*} \right) + \frac{\partial}{\partial z^*} \left( k^* \frac{\partial T^*}{\partial z^*} \right) \right] \\ - \frac{1}{Sc} \cdot \Psi \cdot \frac{1}{Se} \cdot \frac{1}{Fr} \cdot \rho^* D^* \left[ \sum_{i=1}^N \left( f_{i,x}^* \frac{\partial Y_i^*}{\partial x^*} \right) - \sum_{i=1}^N \left( f_{i,y}^* \frac{\partial Y_i^*}{\partial y^*} \right) - \sum_{i=1}^N \left( f_{i,z}^* \frac{\partial Y_i^*}{\partial z^*} \right) \right] \\ + \Psi \cdot \frac{1}{Re} \cdot \gamma_{\text{ref}} \cdot \mu^* \cdot \left[ \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (2.8)$$

从以上公式和物理关系中，最终可得出 9 个独立无量纲数：



$Dam_I$ , defined as the rate of species formation by reaction to the rate of species loss by convection.

$Re$ , defined as the ratio of the inertial forces to the viscous forces.

$Sc$ , defined as the ratio of momentum diffusivity to the mass diffusivity.

$Pr$ , defined as the ratio of the momentum diffusivity to the thermal diffusivity.

$Fr$ , defined as the ratio of inertial forces to the gravitational forces.

$Ma$ , defined as the ratio of speed of an object moving through a fluid to the local speed of sound.

$\Psi$ , defined as the ratio of kinetic energy to internal energy.

$\frac{Q_{ref}}{\rho_{ref} q}$ , defined as the ratio of the amount of heat produced within the control volume by internal

and external sources to the heat released by chemical reaction.

当设计地面试验的时候，一般会选取马赫数、流动速度、温度和化学当量比作为被控制的相似准则数，以保证试验的空气动力学特性、可压缩性和气体组分的匹配。为保证空气动力学特性， $Re$  数也需要匹配，由绪论部分的推导， $Dam I$  数的满足可通过压力-特征长度尺度来表示：

$$P_{sub} \cdot L_{sub} = P \cdot L \quad (2.9)$$

由 Kuo<sup>[43]</sup> 分析可得燃烧尺度规律依赖的化学反应与压力的  $n-1$  次方相关：

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = A \cdot e^{\frac{-E_a}{R_a T_a}} \cdot \varepsilon^n p^{n-1} \quad (2.10)$$

超燃冲压发动机的燃烧并不完全，它包括 Two-body 和 Three-body 反应。因此，它的尺度规律并不和压力线性相关。它与压力的指数  $n$  次方成比例关系， $n$  介于 1-2 之间，对于液体燃料火箭发动机， $n$  一般为 1.7<sup>[44]</sup>。

因此，由上述推导， $Dam I$  和  $Dam III$  数均可以由  $p^{n-1} \cdot L$  表示。

$P-L$  尺度律可以描述和满足 Reynolds 数。但显然，不能满足  $Dam I$  和  $Dam III$ 。因此，对于超燃冲压发动机燃烧室内的 Two-body 和 Three-body 混合反应，以上无量纲数不可能完全满足。

Schmidt 的物理含义是动量扩散与质量扩散的比，在研究快速和湍流流动时可以不考虑。可以假设分子层面的混合相比于湍流混合可以忽略不计。Prandtl 数是动量扩散与热扩散的比例，在温度和化学组分为常量的条件下，Prandtl 数可以自然满足。Froude 数是非惯性力与重力之比，

只在研究低速流的时候重力会有影响，例如河流的流动，这一无量纲数对于超声速流无须考虑。 $\text{Mach}$  数为选定的无量纲数用以保证气动特性，主要体现在波系结构。 $\Psi$  为动能与内能之比，在缩比模型实际发动机为常量。最后， $\frac{Q_{\text{ref}}}{\rho_{\text{ref}} q}$  与压强成反比，因此，若要满足两个 Damkohler 数，这一无量纲量无法被满足。

至此，存在一些尺度效应规律将缩比模型与真实飞行数据联系，通过真实试验或者 CFD 模拟希望可以得到更多有效信息。上述证明得出，完全描述燃烧现象的一组无量纲量不可能被同时满足。燃烧尺度效应在迟滞时间和化学反应时间与电磁场在相近数量级的时候将会更加复杂，此时大 Damkohler 数和化学反应快速进行的假设将不再成立。

论文的目标是利用尺度效应规律将缩比试验的结论或现象应用于大尺度超燃冲压发动机。首先，气体的焓值，马赫数，流动速度，总温和化学当量比必须匹配。在剔除以上必须满足的无量纲数外，还需满足的量仅剩压力和燃烧室尺寸即特征长度。尺度问题最终演变为确定压力和特征长度，以使点火距离和反应距离在缩比模型和大尺度冲压发动机间完全相似。这两个距离均需被满足，因为燃烧与激波结构和特定位置流场作用均相关。但上述已经证明，点火距离和反应距离尺度与压强的关系不可能同时满足。

## 2.2 计算流体力学基本方法

计算流体力学(CFD)是通过数值求解控制方程预测流体流动，传热传质，化学反应及其他相关现象的科学。为了模拟这些现象，CFD 需要求解质量、动量、能量三大守恒方程。

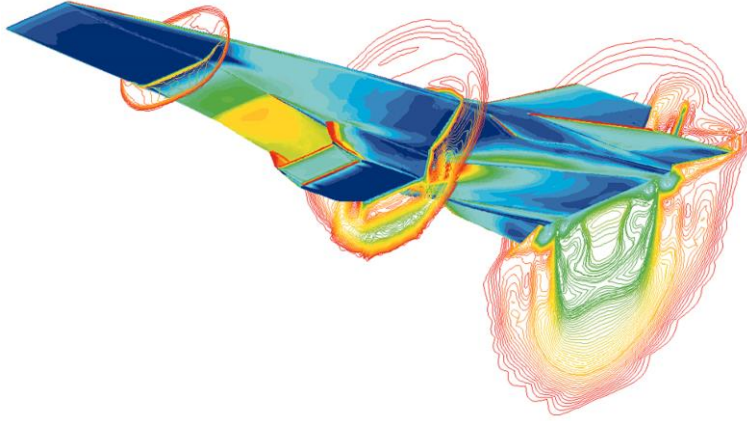


图 2-1 X-43A CFD 马赫数 7 云图

计算流体力学具有成本较低、相较实验周期较短、模拟条件宽泛、可获取信息丰富(图 2-1)的特点。

流体运动基本的守恒定律包括质量、能量、动量三大守恒定律，控制方程是守恒定律的数学表示。本文所有算例均使用了含有连续方程、能量方程和动量方程的连续介质流体力学控制方程组 N-S 方程组，并补充一个气体状态方程使其封闭。守恒形式的控制方程如下：

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial (E - E_v)}{\partial x} + \frac{\partial (F - F_v)}{\partial y} + \frac{\partial (G - G_v)}{\partial z} = 0 \quad (2.11)$$

其中  $Q$  为守恒变量， $E$ 、 $F$ 、 $G$  和  $E_v$ 、 $F_v$ 、 $G_v$  分别为  $x$ 、 $y$ 、 $z$  向的对流与粘性通量：

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e \end{bmatrix} \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho uu + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ u(\rho e + p) \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho w + p \\ \rho vw \\ v(\rho e + p) \end{bmatrix} \quad G = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho wu \\ \rho wv \\ \rho ww + p \\ w(\rho e + p) \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

式中  $\rho$  为混合气体的密度； $u, v, w$  沿坐标轴；为  $x, y, z$  向的速度； $P$  为压强。

$\tau_{i,j}$  为粘性应力分量：

$$E_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} - q_x \end{bmatrix} \quad F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} - q_y \end{bmatrix} \quad G_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} - q_z \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= -\frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \vec{V}) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} & \tau_{yy} &= -\frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \vec{V}) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial y} \\ \tau_{zz} &= -\frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \vec{V}) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial z} & \tau_{xy} = \tau_{yx} &= \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \tau_{yz} = \tau_{zy} &= \mu \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) & \tau_{xz} = \tau_{zx} &= \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2.14)$$

$q_x, q_y, q_z, q_x, q_y, q_z$  为热传导与组分扩散部分的能量通量：

$$\begin{aligned} q_x &= -k \frac{\partial T}{\partial x} - \rho \sum_{i=1}^{N_s} D_{im} h_i \frac{\partial Y_i}{\partial x} \\ q_y &= -k \frac{\partial T}{\partial y} - \rho \sum_{i=1}^{N_s} D_{im} h_i \frac{\partial Y_i}{\partial y} \\ q_z &= -k \frac{\partial T}{\partial z} - \rho \sum_{i=1}^{N_s} D_{im} h_i \frac{\partial Y_i}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.15)$$

单位质量气体微团的内能为：

$$e = \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) - \frac{p}{\rho} \quad (2.16)$$

各组分的焓为：

$$h_i = h_f^0 + \int_{T_{ref}}^T C_{pi} dT \quad (2.17)$$

气体状态方程为：

$$P = \rho RT \quad (2.18)$$

其中  $R$  为空气的气体常数，为  $287 J / (kg \cdot K)$ 。

## 2.3 Fluent 软件基本介绍与算例设置

### 2.3.1 Fluent 湍流模型

湍流模型是 CFD 中经常用到的基本模型，它用以模拟湍流的流动情况。在超声速流动中，流速很高，雷诺数较大，惯性力对流动影响较大，进而容易造成流动失稳，形成不规则的湍流流场。因此，选取适当的湍流模型使方程封闭是超声速流场的数值计算中的重要议题。由于湍流的高度复杂性以及时空不确定性，目前来说还没有某种单一方法可以全面、准确的对所有的流动问题中的现象进行模拟。在 FLUENT 软件中提供的多种湍流模型有：Spalart-Allmaras 模型；Standard k- $\varepsilon$  模型；RSM 模型；k- $\omega$  模型等。

本文采用 SST k- $\omega$  模型。SST k- $\omega$  模型和 k- $\omega$  模型较为相似，但是有所改进，使得 SST k- $\omega$  模型比标准 k- $\omega$  模型在广泛的流动领域有更高的可信度和更高的精度。SST k- $\omega$  模型的输运方程如：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k + S_k \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho w) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho w u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \Gamma_w \frac{\partial w}{\partial x_j} \right] + G_w - Y_w + D_w + S_w \quad (2.20)$$

$G_k$  是由层流速度梯度而产生的湍流动能， $G_w$  是由  $w$  方程产生的。 $\Gamma_k$  和  $\Gamma_w$  表明了  $k$  和  $w$  的扩散率， $Y_k$  和  $Y_w$  是由于扩散而产生的湍流， $D_w$  代表了正交发散项， $S_k$  和  $S_w$  是用户自定义参数。

### 2.3.2 燃烧室构型与网格划分

图 2-2 所示为二维仿真采用的单凹腔单边扩张超声速燃烧室模型，燃烧室呈现扩张趋势，主要由隔离段和燃烧室组成。其中，入口截面积为  $40.0 \times 53.6 \text{ mm}$ ，出口截面积为  $71.8 \times 53.6 \text{ mm}$ 。燃烧室由燃料喷注段、凹腔段、扩张段三部分组成。

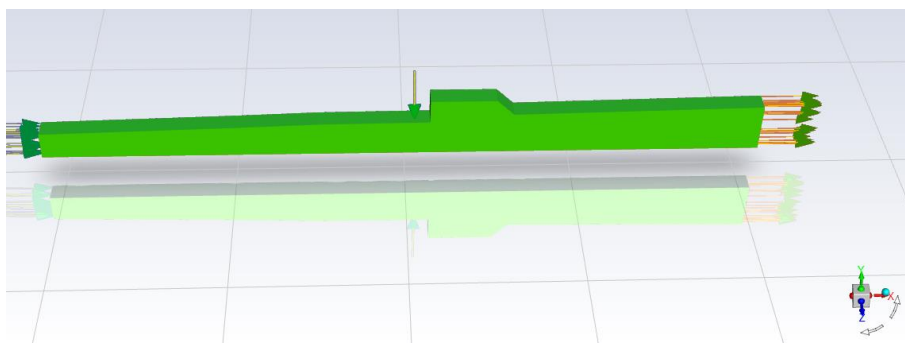


图 2-2 燃烧室基本构型示意图

燃烧室上壁面距离隔离段出口 532.6mm，布置有凹腔火焰稳定器。凹腔长度为 91.3mm，深度为 35.7mm，后缘倾角为  $45^\circ$ 。凹腔为突扩型凹腔<sup>[45]</sup>，后缘高度为 24.1mm，如图 2-3 所示。

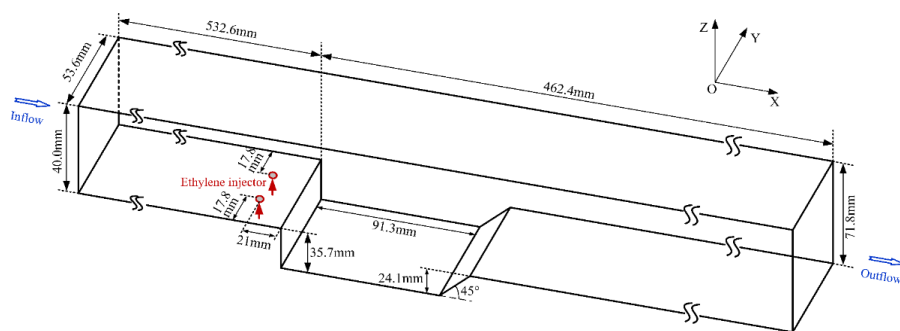


图 2-3 燃烧室三维构型工程制图

凹腔前缘距离 21mm 处为喷注位置，设有燃料喷孔。

网格通过 Pointwise 进行绘制如图 2-4 所示，选取自动结构化网格生成方式，冷态流场总网格量为 8W。其中，对喷孔处和几何边缘区域进行网格加密处理(图 2-5)。在每个区域交界处相应方向上网格尺寸一致，保证了网格变化的连续性。

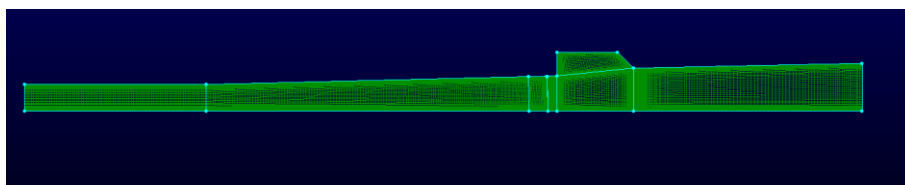


图 2-4 Pointwise 二维网格绘制图

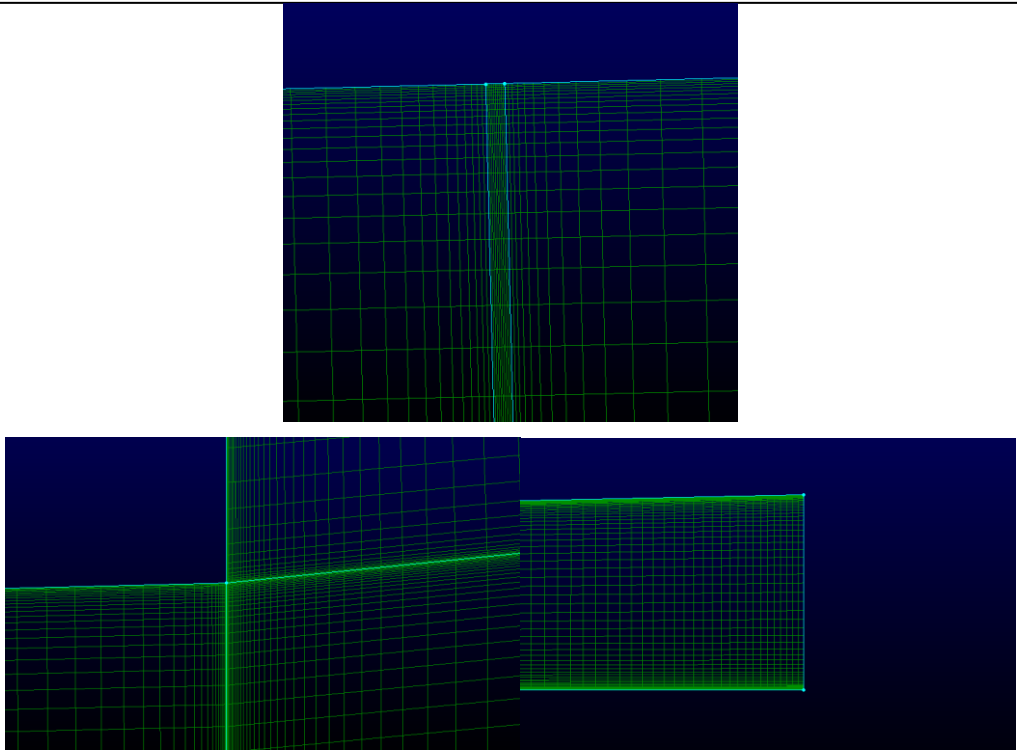


图 2-5 Pointwise 二维网格局部加密示意图

2.3.3 求解条件设置与求解流程

入口边界条件：

进行数值仿真时，设定的流体入口边界条件应与实验保持一致，燃烧室入口气体所设定各参数如表 2-1 所示，同时要设定燃烧室入口为压力入口。

表 2-1 燃烧室入口参数表

燃烧室入口气体参数				
	来流工况 1		来流工况 2	
飞行马赫数	4		6	
入口马赫数	2		2.92	
总压(Mpa)	1.08		1.98	
静压(Kpa)	140		54.5	
总温(K)	900		1430	
热空气各组分	$O_2$	$H_2O$	$CO_2$	$N_2$
的质量百分比	23.38%	6.22%	10.16%	60.24%

喷孔边界条件：燃料喷注入口同样设定为压力入口，由于二维仿真与三维仿真存在喷缝与喷孔的区别，所以在二维仿真过程中要按照当量比去换算喷缝的缝宽(射流中预混 5% 的空气)，喷注马赫数为 1，喷注总压为 1.6Mpa，喷注总温为 300K，仿真设定的当量比为 0.40。各个工况对应的气体质量分数和喷缝宽度如表 2-2 所示。

表 2-2 二维喷缝宽度表

喷注入口参数	
燃烧室入口马赫数	2
当量比	0.40
$C_2H_4$ 质量分数	50%
$O_2$ 质量分数	10%
喷缝宽度(mm)	0.24

出口边界条件：同入口条件一致，设置为压力出口。

壁面边界条件：将壁面边界均设定为类型 Wall，选择为 No-Slip wall，Heat Flux 设置为 0。

操作条件(Operating Condition)：操作压力设为 0。

#### 2.3.4 求解流程

本文的仿真依托基于 Windows7 系统下的 Fluent 2022R1 版本。为了提高计算效率，采用小型工作站(96 核 Intel G6248R)。每个算例冷流迭代步数在 6w 步，耗时约 1 天；热流迭代步数在 35w 步，耗时约 3 天。

将求解条件设置为基于密度进行定常计算。打开能量方程，湍流模型设置为 SST k- $\omega$  湍流模型，组分设置为乙烯和空气的混合物，并设置为理想气体，边界条件按照来流气体参数和喷注气体参数分别进行设置，空间离散化方法采用 Least Squares Cell Based，对流项采用二阶迎风格式。以来流条件进行初始化，之后 Patch 上下双凹腔内部轴向速度  $x-velocity$  为来流速度的 10%。

在计算冷流时，不打开燃烧反应。为了提高反应精度，在开始计算时，先选取较小的库朗数。设置库朗数为 0.01 进行计算，在迭代了一定步数后，若能够收敛，则增大库朗数，如此反复，当库朗数增大到 0.3



时，进行持续计算，直至质量流率接近 0 为止。当冷流状态收敛后打开反应，将凹腔内温度设定到 2500K 以保证点火成功，继续进行计算，直到收敛，得到仿真结果。

### 2.3.5 实验验证与结果分析

李凡<sup>[46]</sup>对单边扩张单凹腔结构的燃烧室进行了实验，对相同来流条件及燃烧室构型进行数值仿真并得到以下结果。

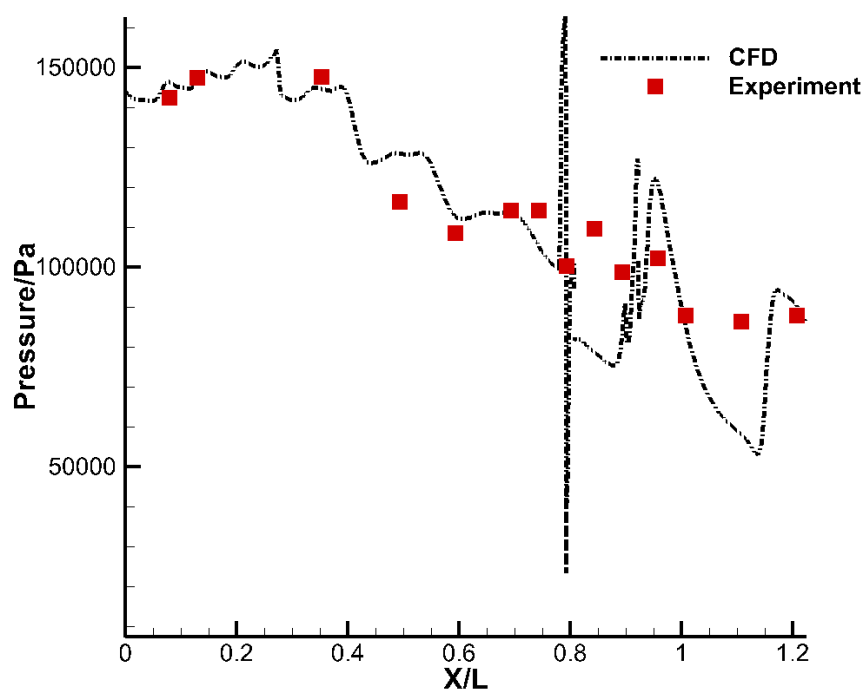


图 2-6 实验与 CFD 仿真上壁面压力对比

图 2-6 为测得的燃烧室上壁面静压分布以及 CFD 仿真提取出的上壁面静压分布。从静压分布情况来看大量释热使得燃烧室压力变得较高，在燃烧区域前形成预热激波串，从 CFD 仿真的静压分布曲线和实验测得压力分布情况的对比来看，两者的分布吻合较好。

2.4 网格无关性验证

通常情况下，网格越多，计算精度越高，但因网格数量的增大，对计算资源需求更大，计算时间也必然增加。为了综合考虑时间成本和结果准确度，需进行网格无关性验证，确定仿真精度合适。

2.4.1 网格无关算例设置

保持构型和条件不变，对算例喷注当量比为 $\phi 0.1$ 进行三种网格量的网格划分，网格量(表 2-3)分别为 2W，4W，8W。

表 2-3 不同网格量划分情况

算例	网格量
Grid-Independent1	21560
Grid-Independent2	43230
Grid-Independent3	86289

2.4.2 燃烧室流场结构对比

为了比较不同的网格量对于该模型的仿真结果的影响，取冷流状态下的压力云图，纹影图图 2-8 和平均压力图来对 3 种网格量得出的结果进行对比分析。

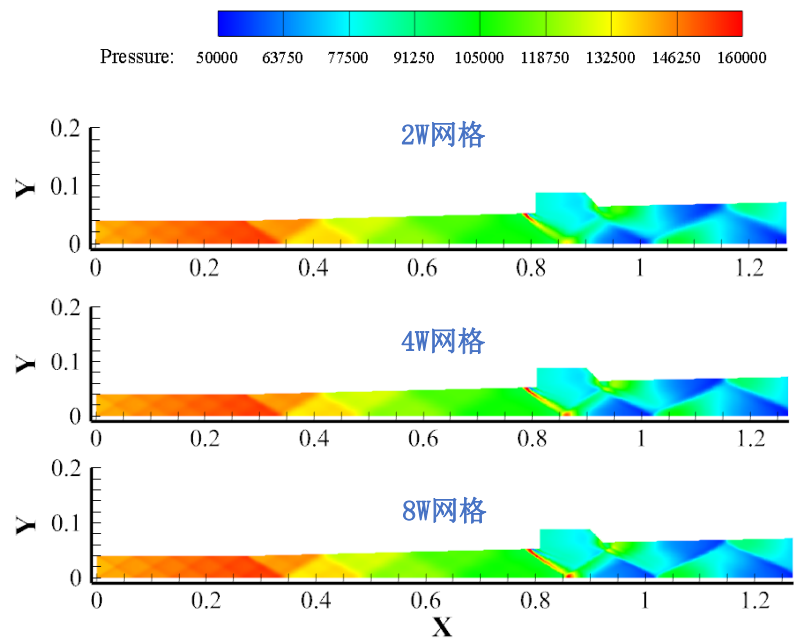


图 2-7 当量比 0.1 网格无关性验证压力云图

从图 2-7 中可以看出, 3 种网格量的压力云图在总体上相差不大, 不过在凹腔后缘有细微区别, 主要反映在反射激波与壁面交界处, 低网  
格量对应的压力云图对流场的表现没有那么清晰。

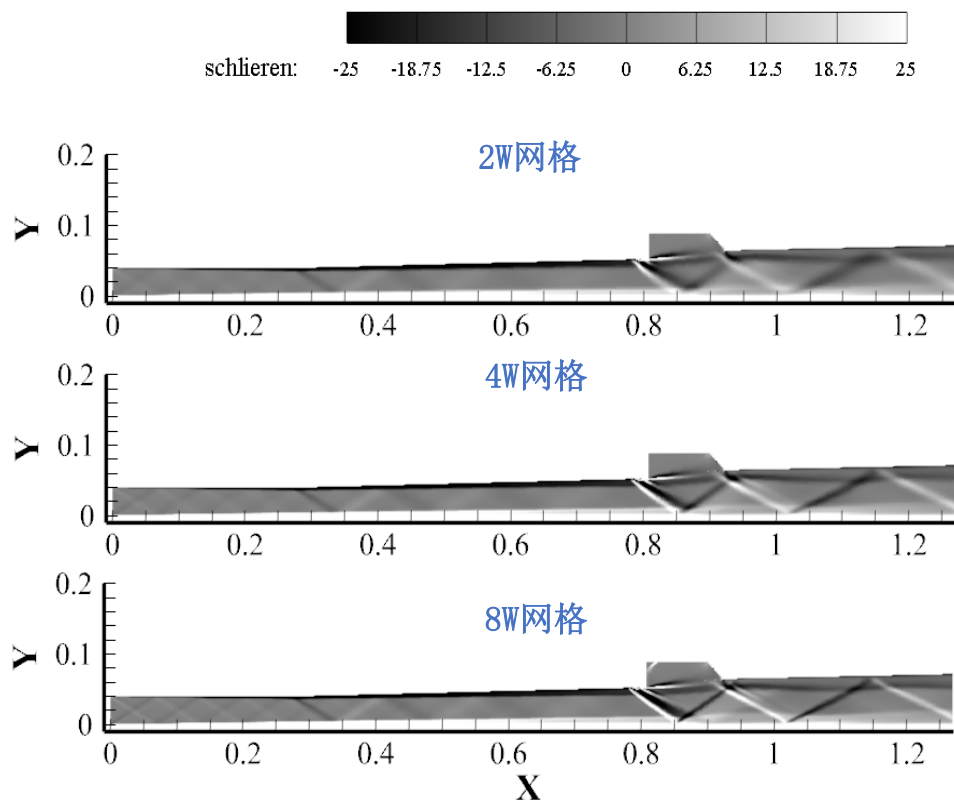


图 2-8 当量比 0.1 不同网格量数值纹影

为了对不同模型进行压力曲线的对比, 分析得到平均压力分布, 得到无量纲长度的压力分布对比曲线, 如图 2-9 所示, 网格量对应的壁面  
压力曲线图。可以看出, 不同的网格密度对应的压力密度相接近。

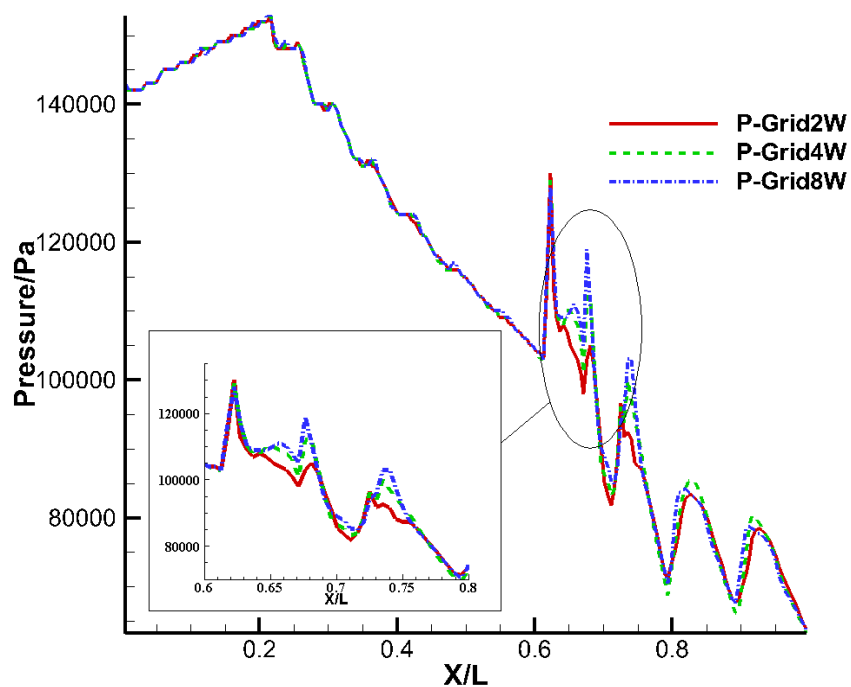


图 2-9 不同网格量平均压力线图

## 2.5 小结

本章首先介绍了燃烧尺度效应理论与 CFD 仿真实验，对其中的 PL 尺度律推导、CFD 控制方程和湍流模型进行了详细的介绍。

之后，针对单边扩张型燃烧室进行了二维网格划分，并对二维仿真的计算条件设置和求解流程进行了说明；通过分析仿真结果，并与实验结果进行比对，确保仿真结果规律与实际相吻合，最后进行网格无关性检验，证明了 8W 网格量可以满足本文研究精度要求。

### 第3章 超声速燃烧室混合特性与尺度效应分析

本章对评价燃烧室混合和燃烧的性能指标进行了介绍，并介绍了冷态流场的算例设置，包括不同当量比、飞行马赫数、几何尺度以及满足 PL 尺度的不同工况。最后，对仿真结果进行分析，总结有关结论。

#### 3.1 超燃冲压发动机燃烧室燃烧性能评估方法

##### 3.1.1 燃烧效率

燃烧效率是定量燃料在燃烧室内燃烧时实际可用来加热燃烧产物的热量与该燃料在绝热条件下实现完全燃烧时所释出的低位发热量之比，直接影响发动机的性能。在对超燃冲压发动机的研究中，提出了很多关于燃烧效率的评价方法。本文采用如下定义：

$$\eta_c(x) = \frac{\dot{m}_{fuel-jet} - \int_{A(x)} \rho Y_{fuel} u dA}{\dot{m}_{fuel-jet}} \quad (3.1)$$

其中： $\dot{m}_{fuel-jet}$  指的是燃料喷注孔的燃料质量流率。

$A(x)$ 指的是沿燃烧室轴向某一点  $X$  处的横截面的面积。

##### 3.1.2 混合效率

燃料混合是否充分以及分布是否合理对燃烧效率有着极为重要的影响，是影响超燃冲压发动机的重要因素之一。为了描述在超燃冲压发动机燃烧室中燃料的混合过程，定义燃烧室中任一轴向坐标  $X$  处的燃料混合效率为横截面处与空气完全混合的燃料流量与通过该截面的质量流量之比。

Rogers<sup>[40]</sup>, Riggins 和 McClinton<sup>[41]</sup>提出与化学反应相联系的混合效率概念，该混合效率的定义为：

$$\eta_m = \frac{\dot{m}_{fuel,mixed}}{\dot{m}_{fuel,total}} = \frac{\int \alpha_{react} \rho u dA}{\int \alpha \rho u dA}, \alpha_{react} = \begin{cases} \alpha & \alpha \leq \alpha_{stoic} \\ \alpha_{stoic} \frac{1-\alpha}{1-\alpha_{stoic}} & \alpha > \alpha_{stoic} \end{cases} \quad (3.2)$$

$\alpha$  表示燃料的质量分数； $\alpha_{react}$  表示能够参与反应的燃料质量分数； $\alpha_{stoic}$  表示化学反应恰当比时的燃料质量分数。

### 3.1.3 总压恢复系数

冷流状态下，截面任一处  $X$  的总压与隔离段入口来流总压之比，称为该处的总压恢复系数。总压恢复系数反映了气体在流道内流动损失的大小，总压恢复系数越大，流动损失越小。其计算公式为：

$$\eta_{P_T}(x) = \frac{\int_{A(x)} \rho P_T u dA}{\int_{A_\infty} \rho P_T u dA} \quad (3.3)$$

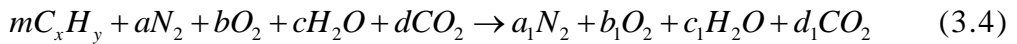
其中  $\eta_{P_T}$  为总压恢复系数， $P_T$  为空间中某一点的总压， $A_\infty$  和  $A(x)$  分别为隔离段入口截面积和沿着燃烧室轴线某一点  $X$  的截面积。

## 3.2 算例规划

### 3.2.1 燃料当量比

燃料当量比(以下简称当量比)反映了燃料流量与空气流量的对应关系，影响着燃烧室内的释热分布，是研究超燃冲压发动机燃烧室的重要参数，其定义和推导如下。

超燃冲压发动机燃烧室内采用碳氢燃料与空气进行完全反应的通用燃烧化学反应方程式为：



$a, b, c, d, a_1, b_1, c_1, d_1$  分别为各个气体分量的摩尔分数； $x, y$  分别为燃料分子式中碳和氢的个数； $m$  为与  $1\text{mol}$  空气恰好完全反应所需的碳氢燃料  $C_xH_y$  的摩尔数。在本文中， $a, b, c, d$  的取值如表 3-1：

表 3-1 空气各组分摩尔分数表

$N_2 / a$	$O_2 / b$	$H_2O / c$	$CO_2 / d$
0.6239	0.2119	0.1002	0.0670

定义化学恰当比  $f_{pro}$  为与  $1\text{mol}$  空气恰好完全反应所需的碳氢燃料  $C_xH_y$  的质量  $m_{f-r}$  与  $1\text{mol}$  空气质量  $m_{a-r}$  的比值，即

$$f_{pro} = \frac{\dot{m}_{f-r}}{\dot{m}_{a-r}} = \frac{mM_r(C_xH_y)}{M_r(air)} \quad (3.5)$$

$M_r(C_xH_y)$  和  $M_r(air)$  分别代表燃料和空气的相对分子质量, 其中空气的摩尔质量为  $29\text{g/mol}$ 。

对于燃料乙烯  $C_2H_4$ ,  $m=a/3$ , 化学恰当比  $f_{pro}(C_2H_4)$  为:

$$f_{pro}(C_2H_4) = \frac{m_f(C_2H_4)}{m_{a-r}} = \frac{mM_r(C_2H_4)}{M_r(air)} = \frac{a/3 \times 28\text{g/mol}}{29\text{g/mol}} = 0.06383842 \quad (3.6)$$

对于燃料氢气  $H_2$ ,  $m=2a$ , 化学恰当比  $f_{pro}(H_2)$  为:

$$f_{pro}(H_2) = \frac{m_f(H_2)}{m_{a-r}} = \frac{mM_r(H_2)}{M_r(air)} = \frac{2a \times 2\text{g/mol}}{29\text{g/mol}} = 0.0292276 \quad (3.7)$$

根据化学恰当比  $f_{pro}$ , 来流空气质量流量  $\dot{m}_a$  和当量比  $\phi$ , 可以得到燃料的质量流量:

$$\dot{m}_f = \dot{m}_a f_{pro} \phi \quad (3.8)$$

定义油气比  $f$  为实际燃料质量和空气质量流量的比值:

$$f = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_a} \quad (3.9)$$

则当量比为:

$$\phi = \frac{f}{f_{pro}} \quad (3.10)$$

### 3.2.2 算例设置

冷态流场共设置 18 个(一般算例)+6 个(PL 尺度算例)(不包括网格无关性验证)共 24 个算例。

一般算例工况为两种马赫数, 三种当量比, 三种几何尺度共 18 种; PL 尺度算例为 3 种几何尺度, 2 种对应满足 PL 准则的压强共 6 种, 具体见表 3-2。

表 3-2 工况具体设置

马赫数	当量比	几何尺度	压强
2.00	0.1	1	1KGP2
2.92	0.3	2	4KGP1
	0.5	4	

根据当量比计算对应喷注总压与静压如下表 3-3, 表 3-4:

表 3-3 马赫数 2.00 喷注总压与静压

当量比	0.1	0.3	0.5
喷注总压/Pa	800000	1200000	1350000
喷注静压/Pa	422625.6	633938.4	713180.7

表 3-4 马赫数 2.92 喷注总压与静压

当量比	0.1	0.3	0.5
喷注总压/Pa	350000	500000	550000
喷注静压/Pa	185003.7	264141	290554

### 3.3 冷态流场特性分析

#### 3.3.1 不同当量比冷态流场特性分析

当量比  $\phi 0.1, 0.3, 0.5$  对应压力云图如图。在燃料喷孔位置附近，因喷注影响，形成一道较强斜激波，反射激波作用于凹腔后缘。在凹腔前后段，由于流道面积变化，有激波串生成。随着当量比的改变，凹腔后激波串的强度也有明显变化。

对比不同当量比的燃烧室压力云图 3-1，发现随着当量比的增大，凹腔内以及扩张段压力逐渐升高，在喷孔处形成的激波也不断增强。

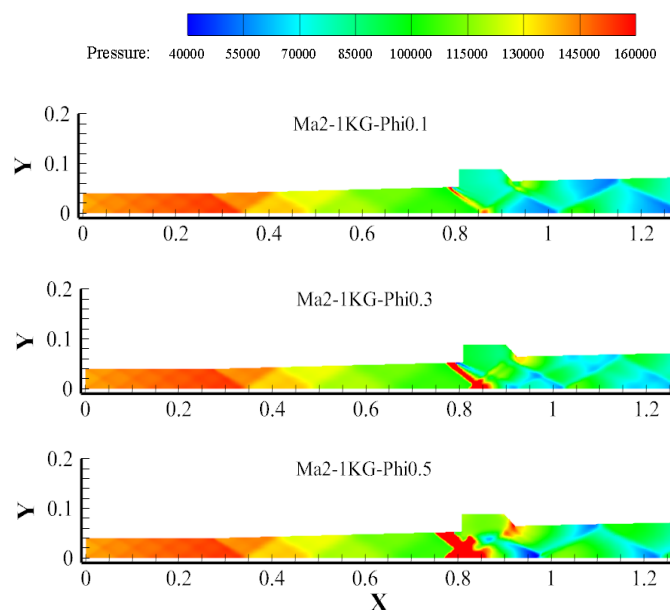


图 3-1 不同当量比冷态流场压力云图



提取二维流场平均压力分布，可以得到如图 3-2 所示二维流场压力分布图。随着当量比的增加，燃烧室最高压力增大。沿 X 轴向的压力分布，在喷注前不同当量比压力基本相同，喷注后压力随当量比增大明显升高，出口压力也随着当量比的增大而增大。

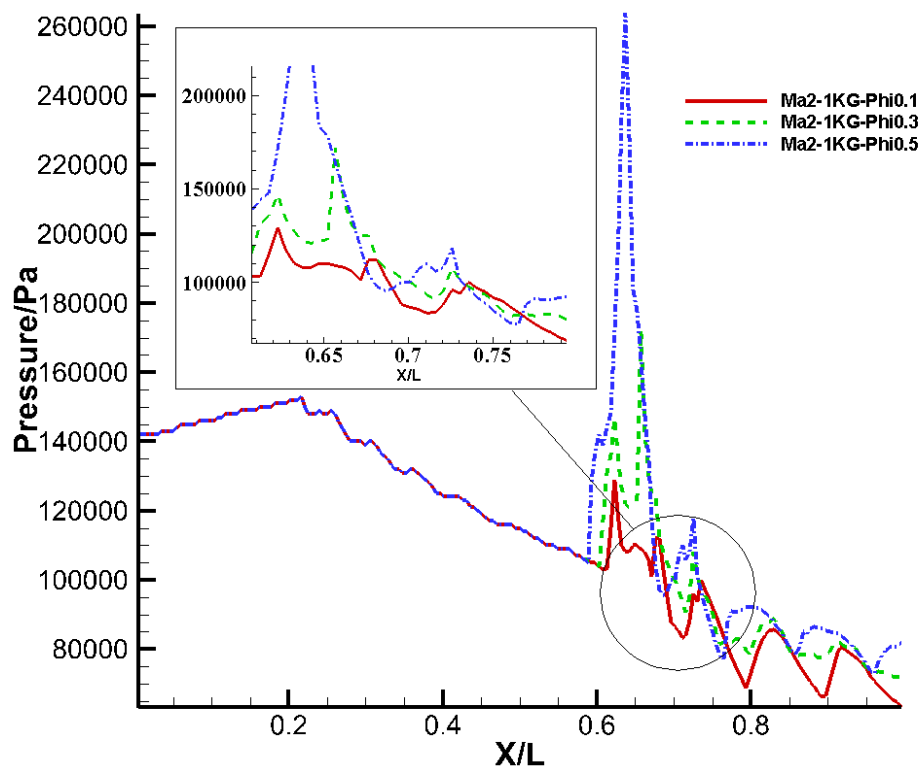


图 3-2 不同当量比压力线图

静温分布云图如图 3-3 所示，固定几何尺寸条件下，不同当量比，当量比越大，冷态流场喷注后的温度越高。从云图来看，凹腔后绝大部分区域温度随当量比的增大而升高。

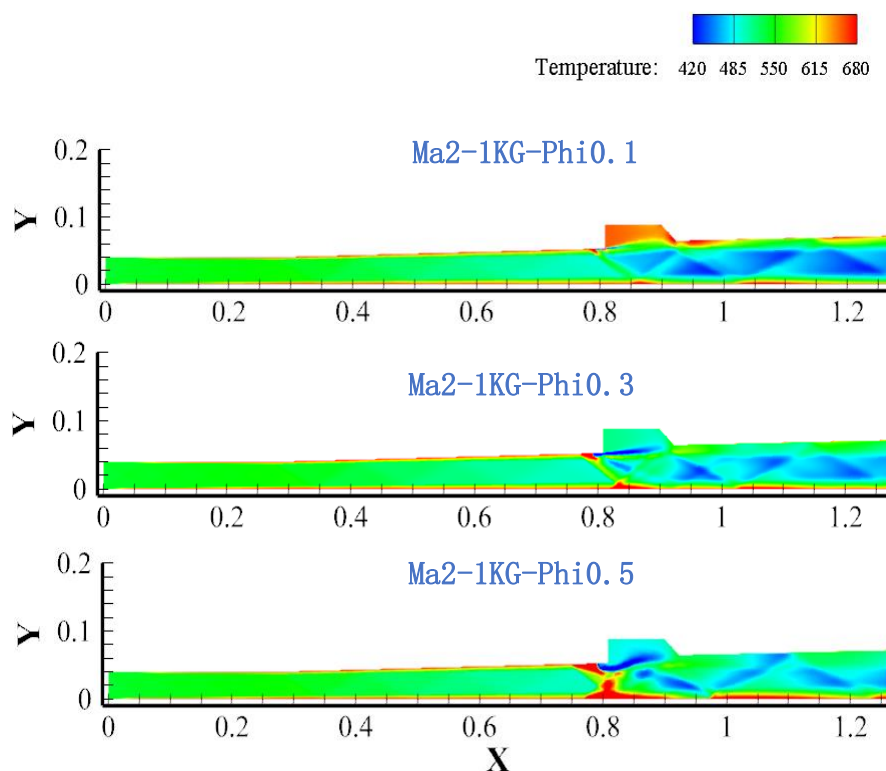
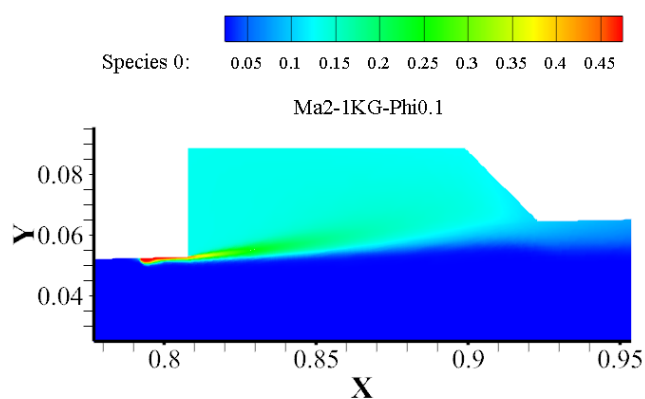


图 3-3 不同当量比冷态流场温度云图

乙烯燃料质量分布如图 3-4 所示，随着当量比的增加，穿透深度明显增加。凹腔内  $C_2H_4$  质量分数也有所增加。当量比增加使  $C_2H_4$  在流道内扩散面积不断增大。



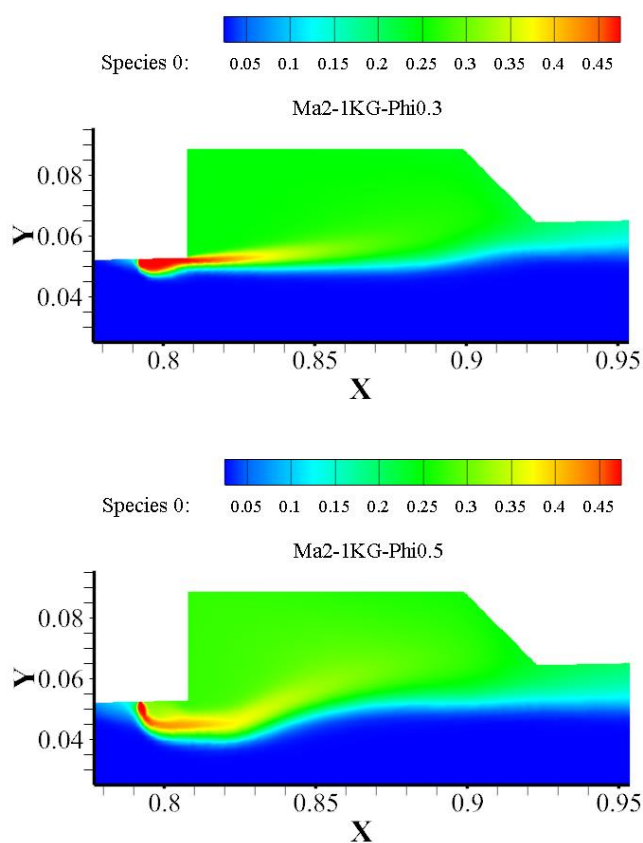
图 3-4 不同当量比  $C_2H_4$  质量分布

图 3-5 为不同当量比的数值纹影图。从中可以看出，随着当量比增加。凹腔附近波系结构更复杂，且密度变化更为剧烈。

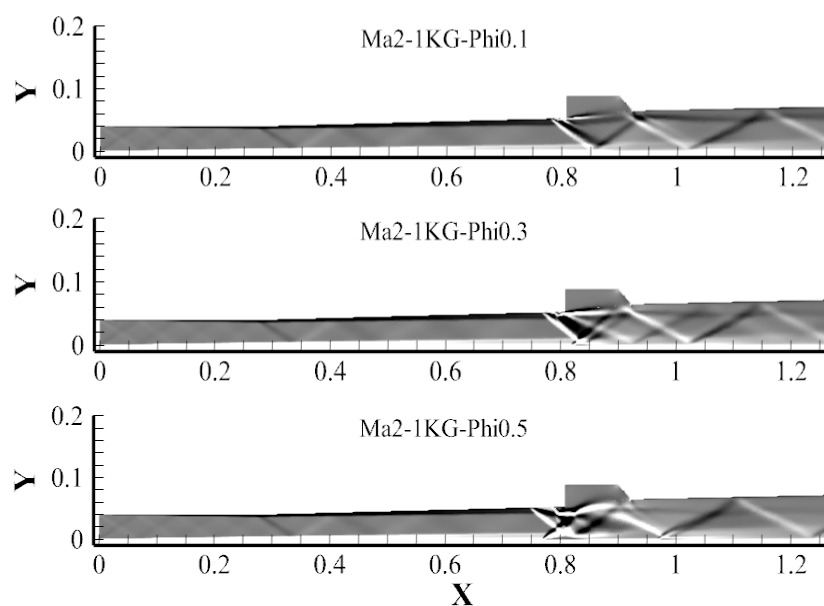


图 3-5 不同当量比数值纹影

利用 3.1 节介绍的混合效率的计算方法，计算了不同当量比大小下的混合效率，得到如图 3-6 所示的混合效率沿燃烧室轴向的分布情况。

混合效率会随着燃烧室轴向距离增大而增大。当量比增大时，相对应的同一位置的混合效率会降低；反之，则升高。

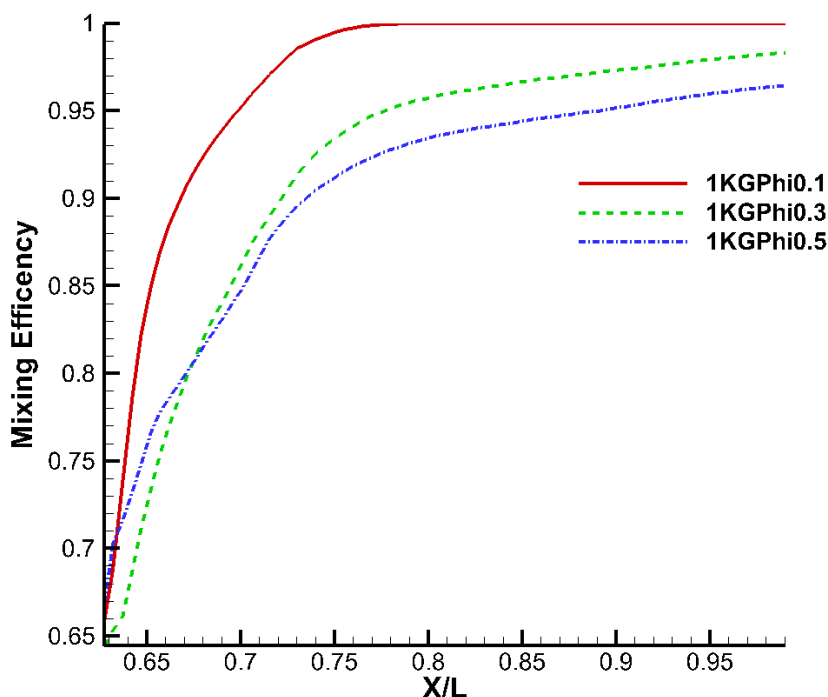


图 3-6 不同当量比混合效率线图

利用 3.1 节介绍的总压恢复系数的计算方法，计算了不同当量比大小下的总压恢复系数，得到如图 3-7 所示的总压恢复系数沿燃烧室轴向的分布情况。

总压恢复系数会随着燃烧室轴向方向减小。在燃料喷孔前的位置，各当量比总压恢复系数沿 X 轴向变化基本一致。在燃料喷孔后的位置总压恢复系数发生变化，当量比越大，总压损失越大，总压恢复系数越低。

当量比增大，提高了喷注压力，对流场产生更大干扰，喷注的质量流率增大，混合难度增大，同时波系强度的增大也提高了总压损失。

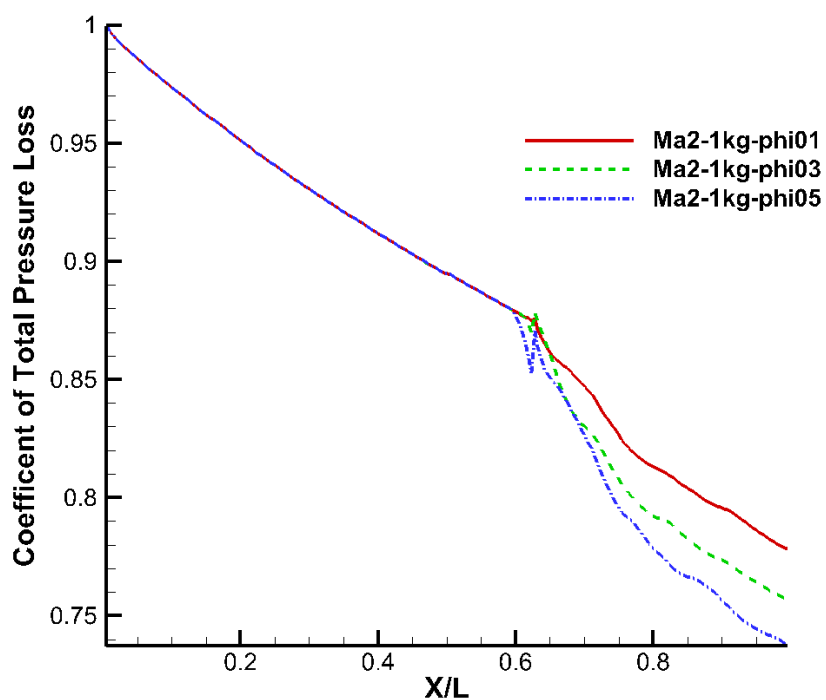


图 3-7 不同当量比总压损失系数线图

如图 3-8 所示, 不同当量比流线图总体来讲差别不大。从流线图来说, 三个算例都在凹腔处出现回流现象。凹腔前缘处, 当量比更大, 流线由于受激波影响变化角度更明显。

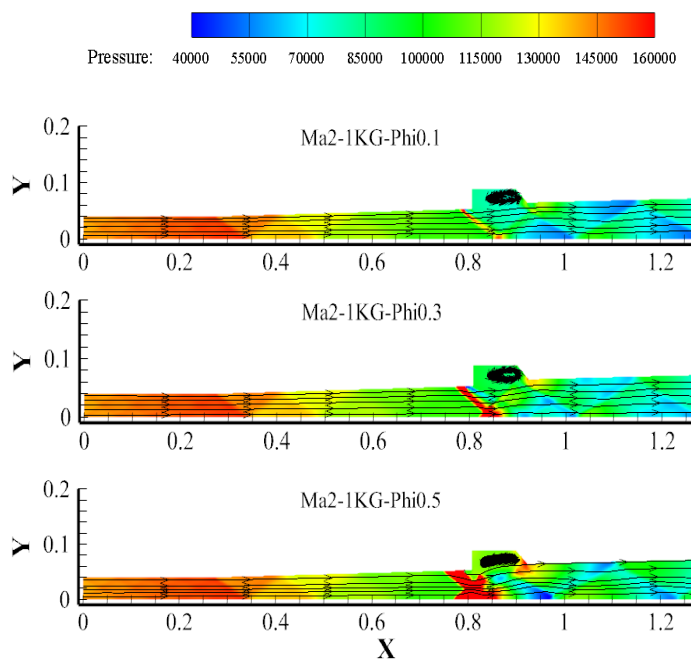


图 3-8 不同当量比流线图

### 3.3.2 不同马赫数冷态流场特性分析

如图 3-9 为  $Ma_2$  和  $Ma_{2.92}$  的冷态流场压力云图。当马赫数提高，流场整体压力下降，同时波系结构向后倾斜，激波倾角降低；喷注激波与壁面交点明显后移。

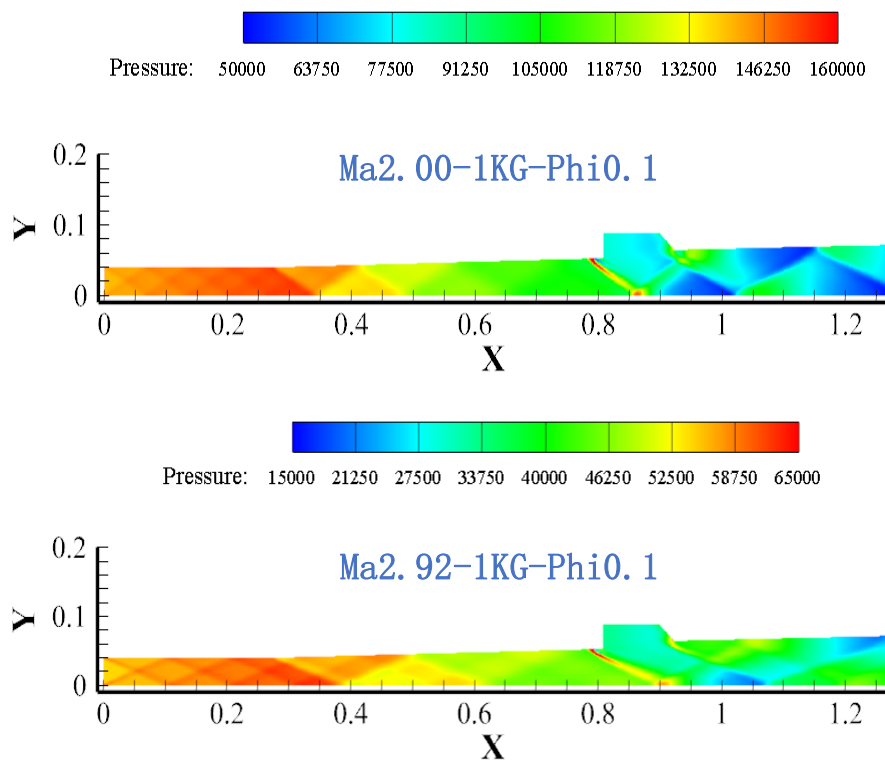


图 3-9 马赫数 2 当量比 0.1 冷态流场

提取二维流场平均压力分布，可以得到如图 3-10 所示不同马赫数二维流场压力分布图。随着马赫数的增大，燃烧室最高压力减小。压力沿 X 轴向分布，也随着 Ma 数的增大而减小。

利用 3.1 节介绍的总压恢复系数的计算方法，计算了不同马赫数的总压恢复系数，如图 3-11 所示的总压恢复系数沿燃烧室轴向的分布情况。

从图中我们可以看出，总压恢复系数会随着燃烧室轴向方向而减小，当马赫数增大时，相对应的同位置总压恢复系数会相降低。这是因为随着马赫数的升高，激波相对强度更大，造成更高比例的压强损失，会使总压恢复系数降低。

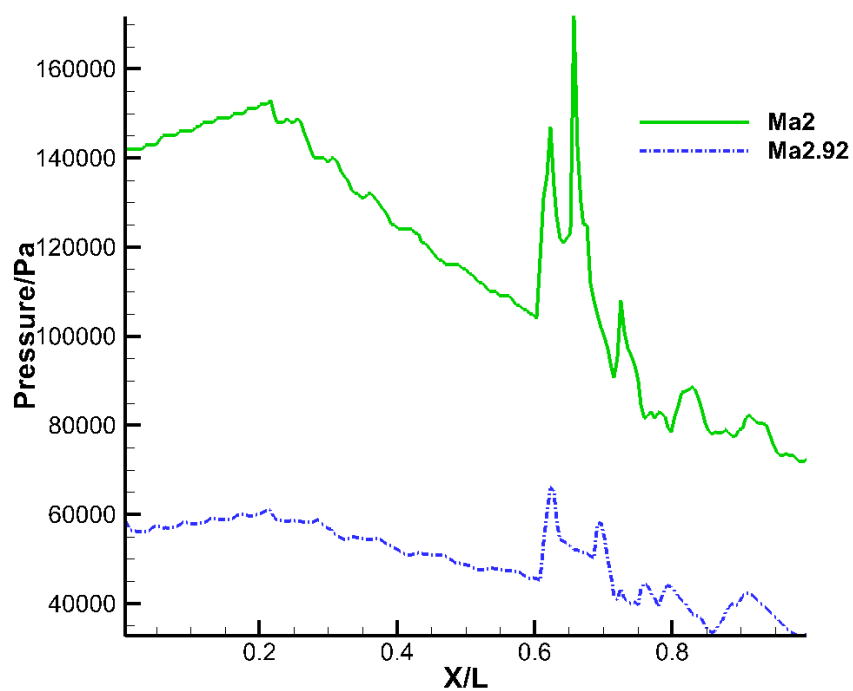


图 3-10 不同马赫数燃烧室压力线图

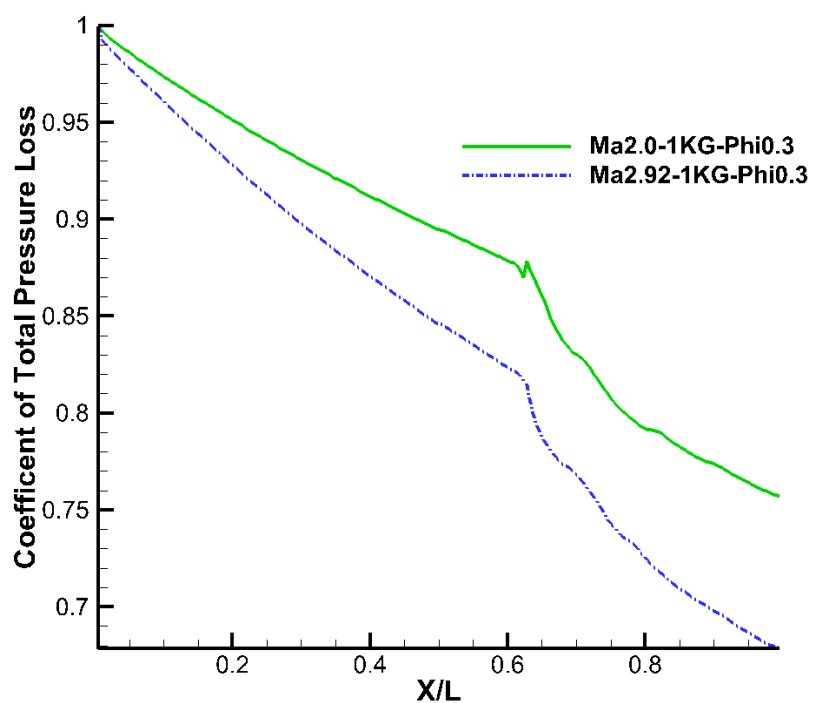


图 3-11 不同马赫数总压恢复系数线图

### 3.3.3 不同尺度冷态流场特性分析

对于同一当量比 0.1 和 0.3，相同 Ma 数为 2 和 2.92 情况下，对不同尺度  $n=1, 2, 4$  的冷态流场特性进行分析。

如图 3-12, 图 3-13 所示压力云图。由图可知，取不同当量比时，随着几何尺度放大系数的增大，压力并没有明显变化，从扩张段蓝色低压区来看，小尺度扩张段低压区颜色较深，即随着发动机几何尺度增大，压力具有上升趋势。

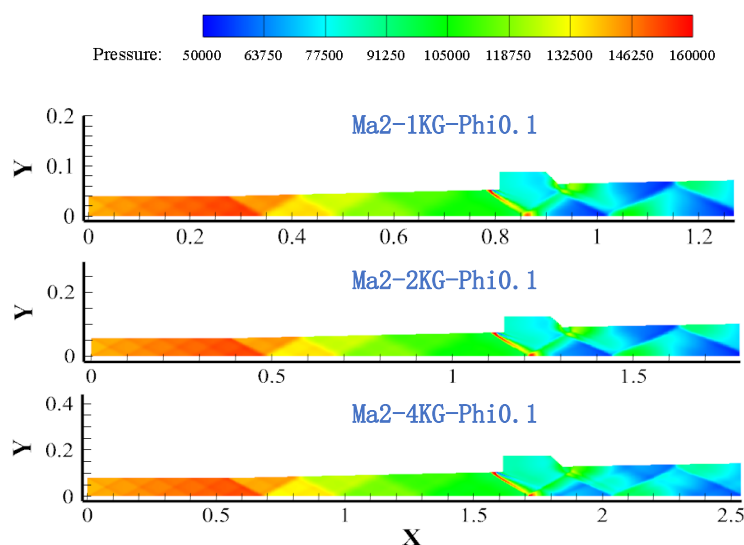


图 3-12 马赫数 2 当量比 0.1 不同尺寸压力云图

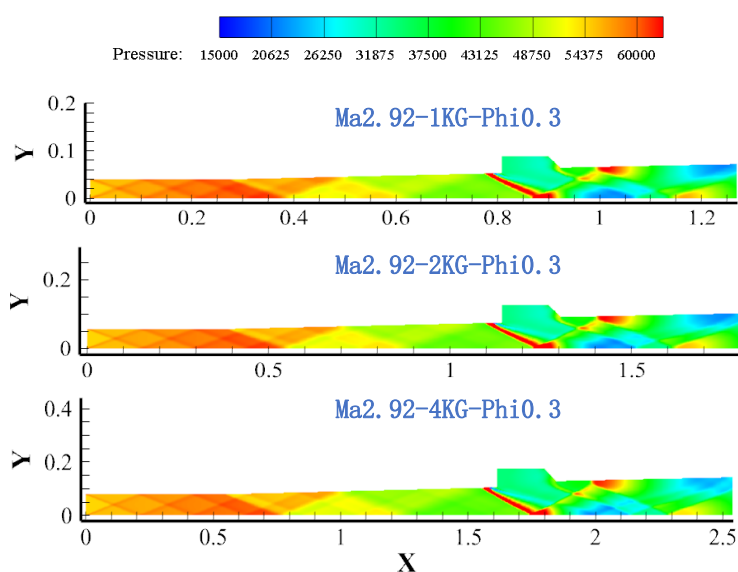


图 3-13 马赫数 2.92 当量比 0.3 不同尺寸压力云图



如图 3-14 所示压力线图。由图可知，对于冷态流场，随着尺度增大，相同位置压力具有上升趋势，但并不十分明显。

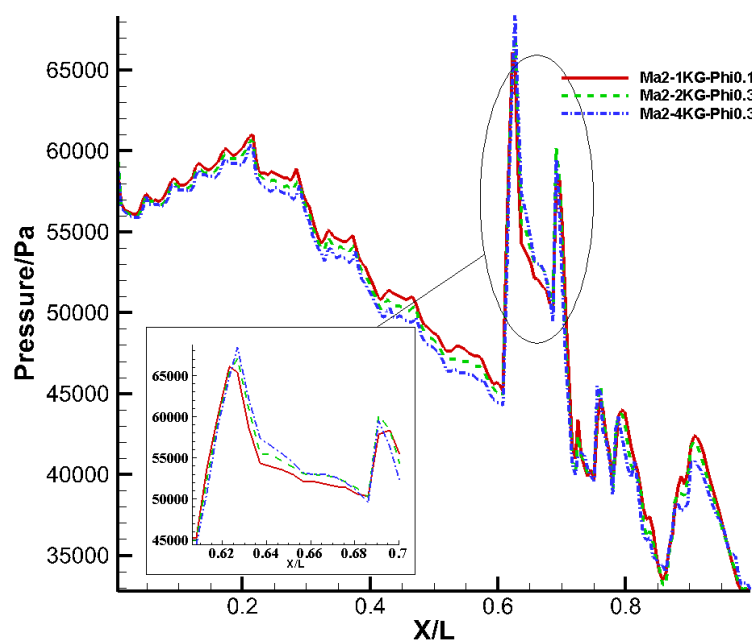


图 3-14 不同尺度压力线图

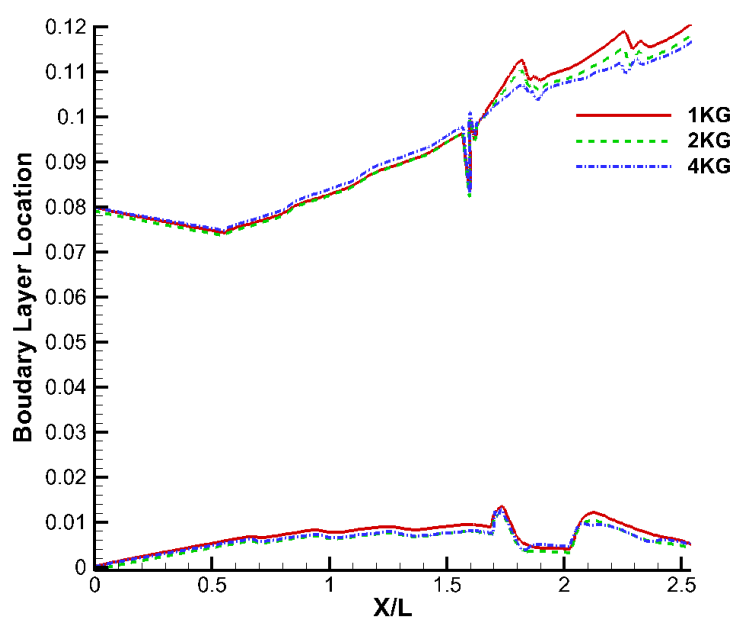


图 3-15 不同几何尺度边界层位置线图

如图 3-15 为边界层厚度沿  $X$  方向变化示意图。对边界层位置(厚度)进行无量纲化后, 相同当量比情况下, 发现随着几何尺度的增大, 边界层厚度因此相对增加, 且此变化趋势主要反映在凹腔后扩张段。

如图 3-16 为穿透深度沿  $X$  方向变化示意图。随着几何尺寸的增加, 在凹腔后扩张段, 穿透深度相对变小。

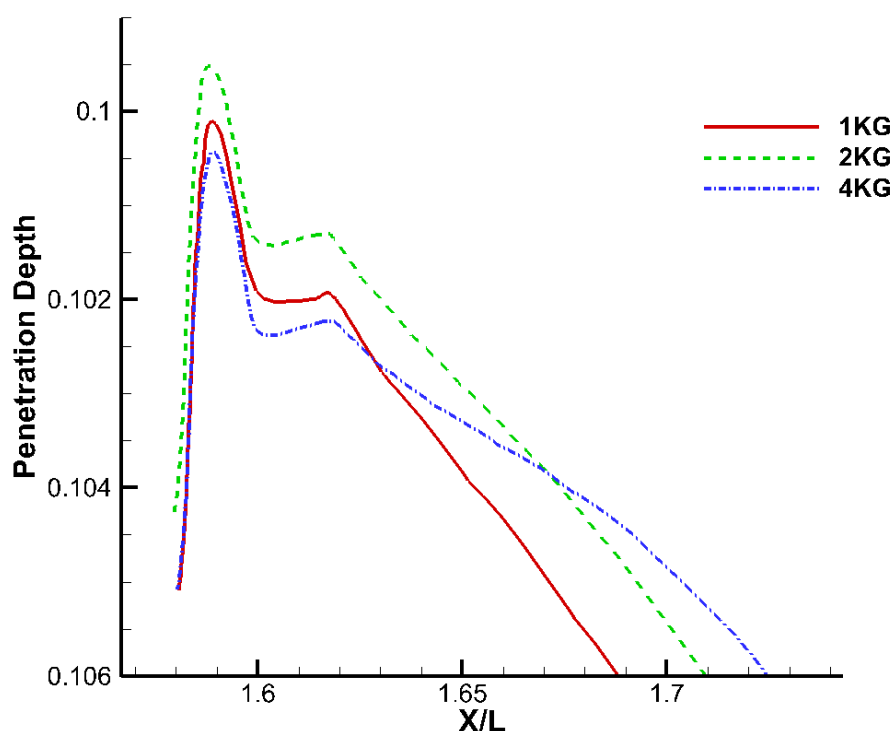


图 3-16 不同几何尺度穿透深度线图

### 3.3.4 PL 尺度律冷态流场特性分析

为研究冷态流场的 PL 尺度特性, 选取满足线性 PL 尺度的一组工况, 即 4KGP1 和 1KGP2 进行对比。发现与线性 PL 尺度律吻合较好。

图 3-17, 图 3-18 为预设线性 PL 尺度工况下的数值纹影图, 该图表明遵守线性 PL 尺度的冷态流场波系结构较为相似, 存在尺度规律。

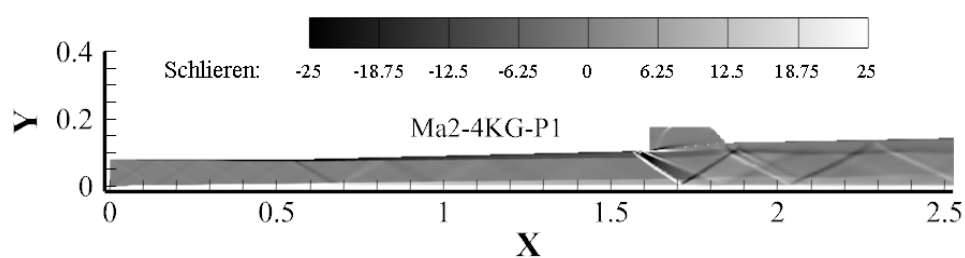


图 3-17 4KG 压力工况 1 数值纹影图

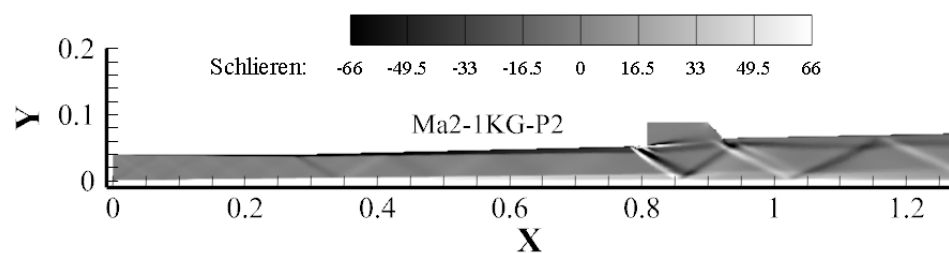


图 3-18 1KG 压力工况 2 数值纹影图

图 3-19 为对比 PL 尺度工况下穿透深度曲线图，穿透深度在凹腔后缘前段吻合较好，而后由于受湍流边界层影响，1kgP2 的穿透深度较高。

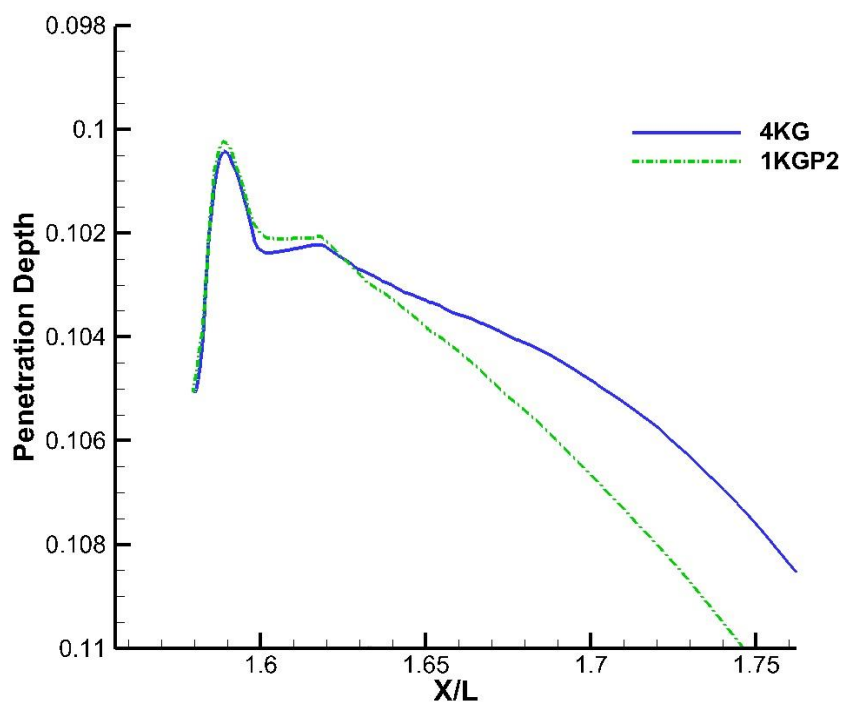


图 3-19 满足 PL 尺度律的穿透深度线图

如图 3-20 为在两种当量比 0.1 和 0.5 情况下，并匹配对应满足 PL 线性尺度规律工况的总压损失系数线图。发现对于线性 PL 尺度律下的工况，总压损失吻合较好。说明 PL 线性(指数  $n=1$ )尺度律适用于超燃冲压发动机的冷态流场。

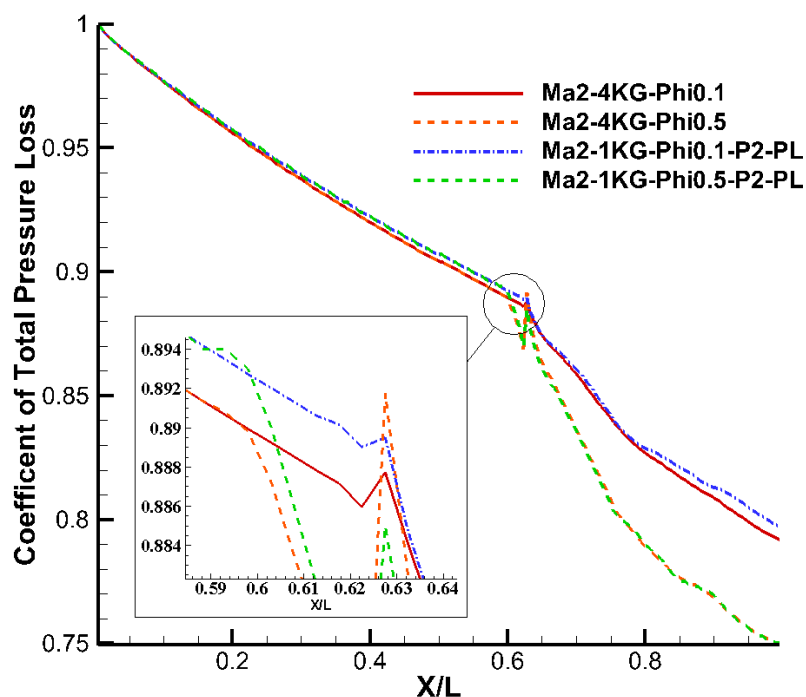


图 3-20 满足 PL 尺度律的总压恢复系数线图

图 3-21 为边界层位置沿 X 轴向分布曲线图。对满足线性 PL 尺度的工况的边界层厚度，在喷注前吻合较好，在凹腔后，几何尺寸小压强较高的相对边界层更厚，反之边界层相对较薄。

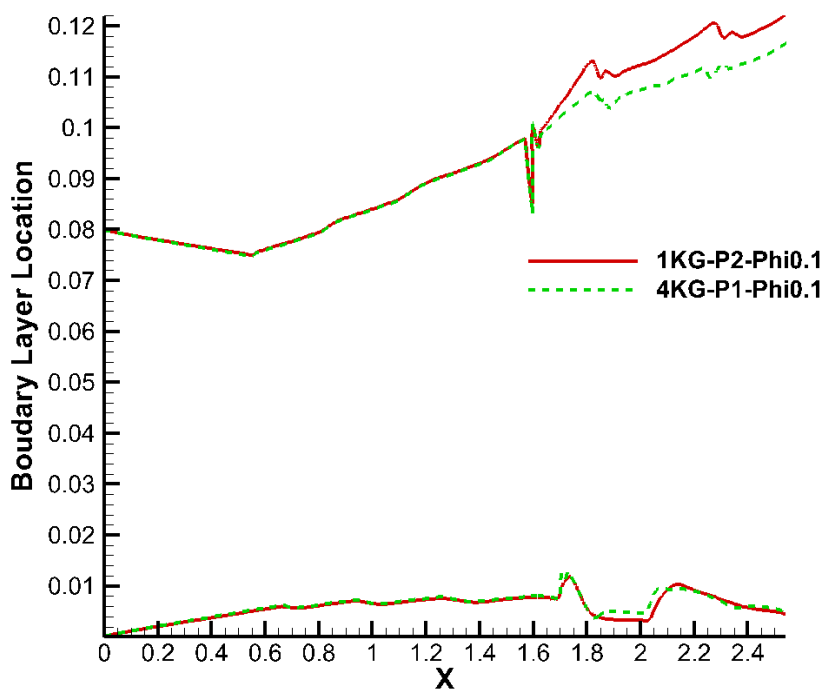


图 3-21 满足 PL 尺度律的边界层位置线图

### 3.4 小结

本章介绍了评价燃烧室性能的相关性能指标。并对二维冷态流场工况设置进行描述，在二维仿真基础上，得到相关冷态流场结论：

1)冷态流场中，发现随着当量比的增大，凹腔内以及扩张段压力逐渐升高，在喷孔处形成的激波也不断增强。随着当量比的增加，燃烧室最高压力增大。喷注前不同当量比压力基本相同，喷注后压力随当量比增大明显升高，出口压力也随着当量比的增大而增大。

2)冷态流场中，随着当量比增大，喷注后区域静温增加。凹腔区域温度升高。

3)冷态流场中，随着当量比增加，穿透深度增加，凹腔内燃料质量分数增加，燃料扩散面积增大。

4)冷态流场中,随着当量比增大,凹腔波系结构更加复杂,密度场变化更剧烈;混合效率随着燃烧室轴向距离增大而增大,当量比增大,相同位置混合效率降低。

5)冷态流场中,总压恢复系数沿 X 轴向方向逐渐减小;燃料喷口后的位置中,同一位置总压恢复系数随当量比的增大而减小。

6)冷态流场中,凹腔前缘位置,当量比增大,流线由于受激波影响变化角度更明显。

7)冷态流场中,马赫数升高,流场整体压力下降,燃烧室最高压力减小,波系结构向后倾斜,即激波倾角减小,喷注引起激波与壁面反射交点后移。

8)冷态流场中,马赫数升高,相同位置对应的总压恢复系数降低。

9)冷态流场中,随着发动机尺度变大,压力具有上升趋势,但并不十分剧烈。

10)冷态流场中,对边界层位置进行分析发现,随着发动机尺寸成比例增大,边界层相对厚度因此增加,尤其表现在凹腔及扩张段区域。

11)冷态流场中,随着几何尺寸的增加,在凹腔后扩张段,穿透深度相对减小。

12)冷态流场,满足线性 PL 尺度规律的燃烧室工况,具有较好的流场相似特点。凹腔后缘以前部分,穿透深度相似性较好。总压损失线图对全流场吻合较好。边界层相对厚度在喷注前吻合较好,喷注后流场,几何尺寸小的相对边界层更厚。

## 第4章 超声速燃烧室稳焰特性及尺度效应分析

本章介绍燃烧 PL 尺度律与点火、反应距离等概念，并提出一种计算点火距离的分析方法。介绍了热态流场的算例设置，包括不同压力工况、不同几何尺度的工况。最后，对仿真结果进行分析，总结有关结论。

### 4.1 燃烧 PL 尺度律及算例设置

Damkohler 数 1 为：

$$\text{Dam}_1 = \frac{\tau_{\text{conv}}}{\tau_{\text{chem}}} = \frac{L_{\text{chem}}}{L_{\text{conv}}}$$

1955 年 Penner[31]和 2008 年 Karl[29]表明线性(指数项  $n=1$ )PL 尺度不适用于大多数超燃冲压发动机的燃烧过程。事实上，超燃冲压发动机的燃烧过程介于 Two-body 和 Three-body 反应之间。作为燃烧的结果， $p^n \cdot L$ ， $n$  介于 1-2 之间， $P$  可以为飞行动压， $L$  为燃烧室的几何特征长度。换句话说，若该 PL 尺度律得到满足，无量纲数会对应匹配。这使得化学反应发生的长度尺度与几何尺度相关。长的燃烧室需要低的压力使无量纲的点火距离相同。尺度研究的工作重点放在寻找指数  $n$  使得尺度律被满足。在本论文中，发动机几何尺寸固定，尺度律的研究通过测量化学反应的特征长度来实现。热态流场反应工况设置见表 4-1，表 4-2。

表 4-1 马赫数 2 当量比 0.15 来流压力工况设置参数

压强/Pa	来流总压	来流静压
P1	856080	109411
P2	972846	124334
P3	1089648	139262
P4	1206432	154188
P5	1323216	169119
P6	1440000	184039

表 4-2 马赫数 2.92 当量比 0.15 喷注压力工况设置参数

压强/Pa	喷注总压	喷注静压
P1	951200	502501.8
P2	1080940	571041.1
P3	1210720	639601.6
P4	1340480	708151.5
P5	1470240	776701.3
P6	1600000	845251.2

## 4.2 点火和反应距离

Pergament<sup>[42]</sup>基于平均燃烧室入口条件定义点火距离：

$$\tau_i = \frac{l_i}{u} = \frac{8 \cdot 10^{-9} \cdot e^{9600/T}}{p}$$

在仿真算例中，一般选取  $OH$  基和  $H_2$  基质量分数最大位置定义为点火距离；同时，定义  $H_2O$  质量分数最大的位置为反应距离。

图 4-1 为化学反应中间产物  $CO$  质量分数在凹腔区域分布示意图，考虑到其在化学反应式方程中的位置与  $H_2$  相同，都为中间产物，可以用  $CO$  质量分数最大的位置将其定义为需要提取的点火距离，由于二维仿真结果为稳态结果，即非动态随时间变化的结果，无法知道反应过程中当地物质浓度随时间的导数，但可以知道稳态下，即反应过程积累至稳定的结果。所以采取对稳态结果沿  $X$  方向求梯度的方法，得到如图 4-2 所示的物质组分梯度示意图。红色区域即为沿  $X$  方向  $CO$  增长的位置，但这个增长包括两部分，一部分为由于化学反应生成的增长，另一部分为物质本身输运造成的影响，这里还包括流场波系等可能的影响。对此，需结合原质量分布图和流场本身物理特征进行分析。最终可以确定， $X$  方向梯度为 0 处可以定义为反应的点火距离，即图中黑色等值线围成蓝色区域前缘部分(白色箭头位置)，以下算例均采用该方法进行计算与分析。



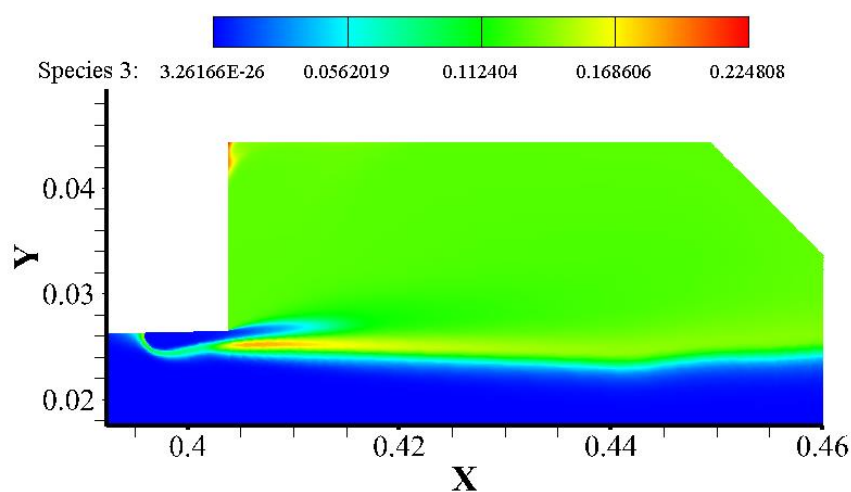


图 4-1 CO 物质组分质量分布

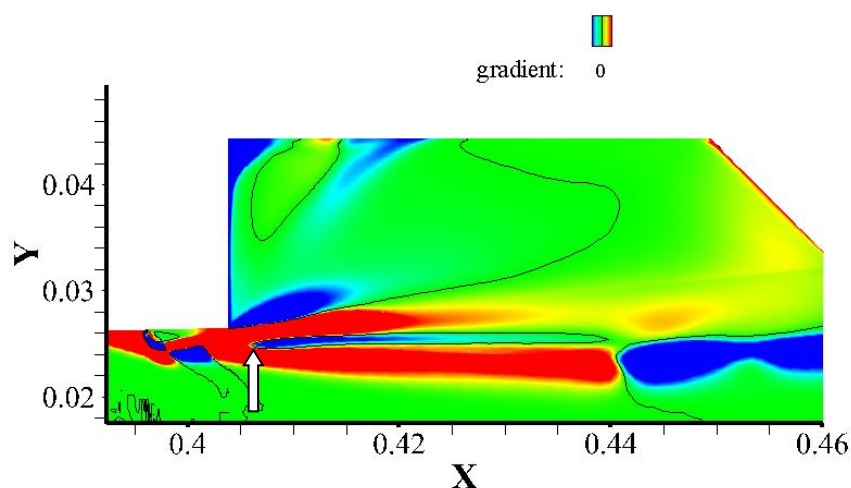


图 4-2 对 CO 质量分布沿 X 方向进行梯度运算云图

### 4.3 热态流场特性分析

#### 4.3.1 反应前后流场对比

如图 4-3 所示为热态流场压力云图，与冷态流场相比，图中可看出凹腔后波系结构不如冷态流场分布那么规则。结合图 4-6 冷态流场与热态流场压力线图，可得出在喷注前段，反应前后压力并不会受影响，这与超声速流场本身性质相关。由于化学反应的发生，凹腔和扩张段热态

流场压力明显高于冷态流场，且热态流场扩张段压力波动较小，冷态流场由于规则波系影响，压力波动很明显。

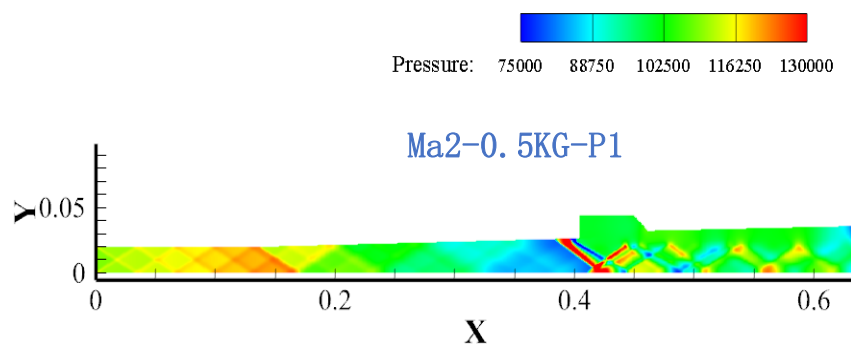


图 4-3 0.5KG 压力工况 1 热态流场压力云图

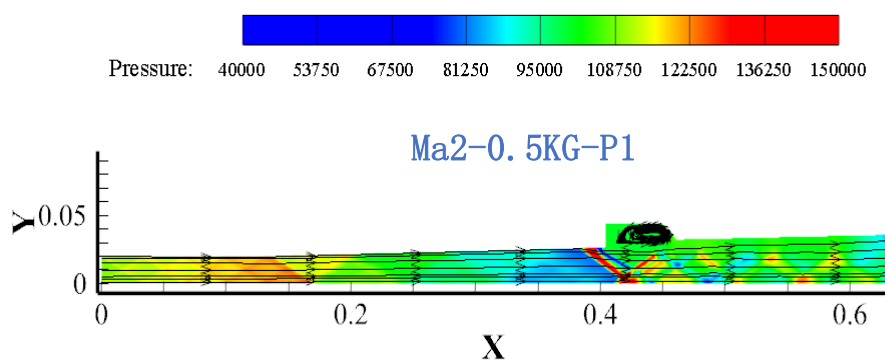


图 4-4 0.5KG 压力工况 1 热态流场流线图

如图 4-5 为热态流场数值纹影图，与冷态流场相比，纹影从喷注开始后由于化学反应的发生，波系收到明显干扰，上半壁面密度变得较为均匀，下半层波系在反应物质生成交界面进行相互反射与干扰。

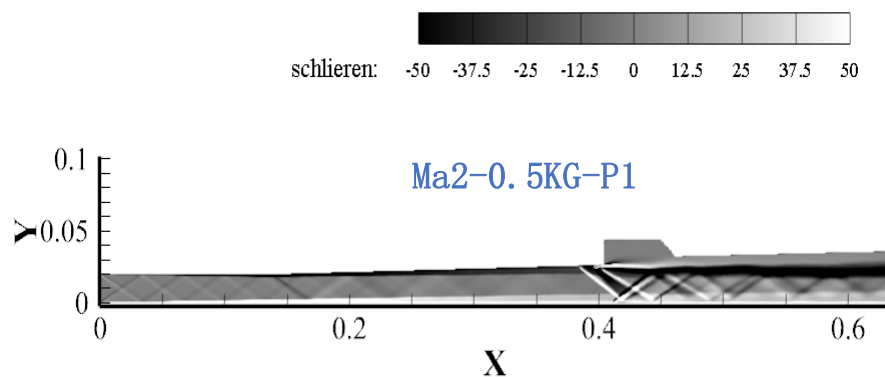


图 4-5 0.5KG 压力工况 1 热态流场数值纹影图

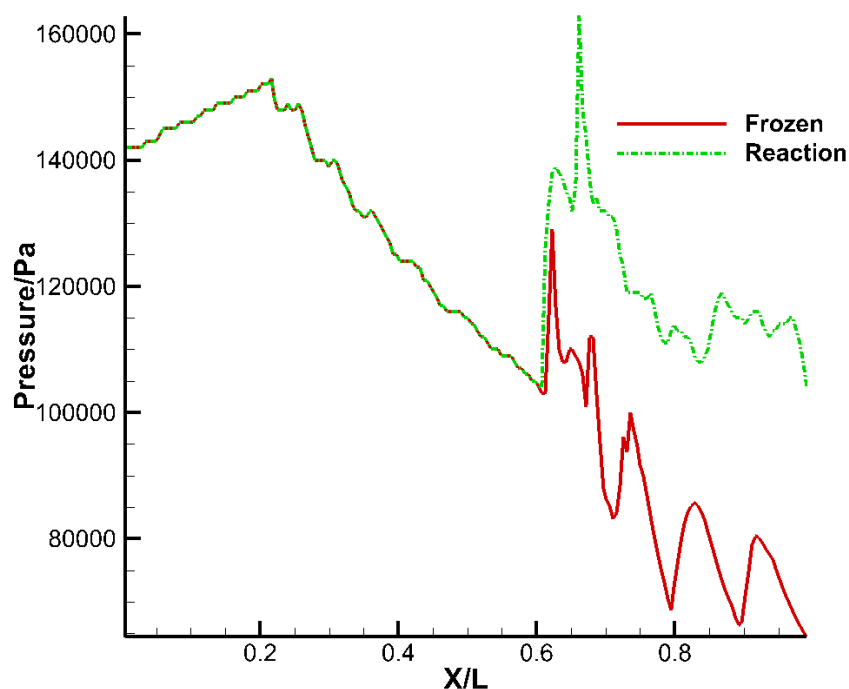


图 4-6 冷态流场与开启化学反应热态流场压力对比线图

#### 4.3.2 不同马赫数热态流场分析

如图 4-7 为  $Ma_{2.92}$  热态流场压力云图，与冷态流场相比，压力明显降低，且波系结构不如  $Ma_2$  流场明显；作不同马赫数压力线图如图 4-10 所示，整体压力明显降低，且压力波动幅度也明显减小。凹腔压力波动幅值明显减小。

如图 4-8 所示热态流场数值纹影，与  $Ma_2$  比较来看，波系整体向后移动，即马赫角减小。

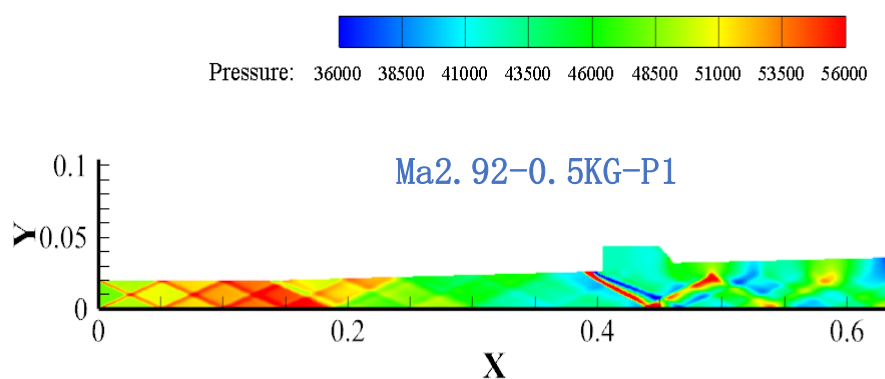


图 4-7 马赫数 2.92 热态流场压力云图

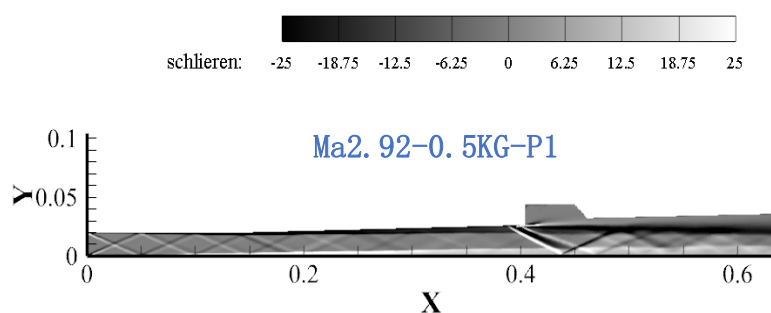


图 4-8 马赫数 2.92 热态流场数值纹影图

如图 4-9 Ma2.92 静温流场与 Ma2 对比, 出口高温区域面积大于 Ma2, 喷注前段由于静温较高, 整体流场前段静温均高于 Ma2 流场。

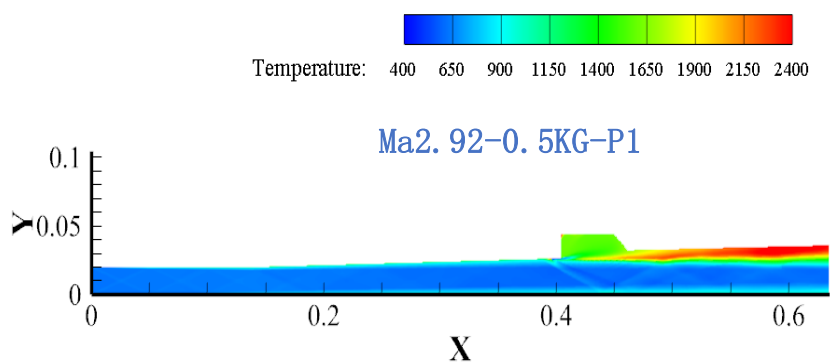


图 4-9 马赫数 2.92 热态流场静温云图

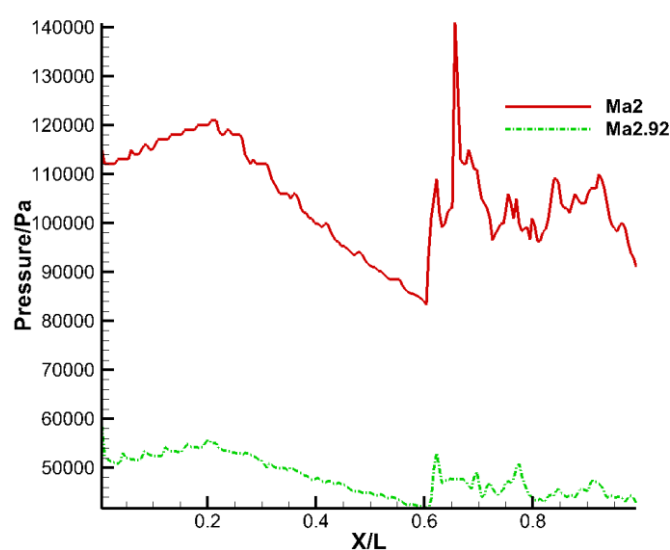


图 4-10 不同马赫数热态流场压力线图

利用 3.1 节介绍的燃烧效率的计算方法，计算了不同来流工况的燃烧效率，如图 4-11 所示的燃烧效率沿燃烧室轴向的分布情况。

从图中我们可以看出，燃烧效率会随着燃烧室轴向方向而增加，当 Ma 数增大时，相对应的同位置的燃烧效率会增加。

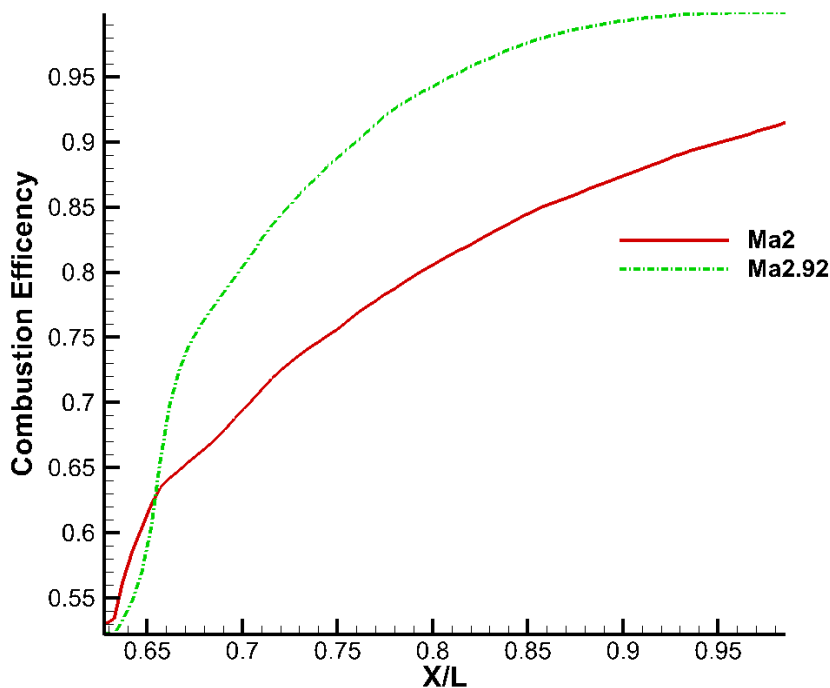


图 4-11 不同马赫数热态流畅燃烧效率线图

#### 4.3.3 不同压强热态流场分析

利用 3.1 节介绍的燃烧效率的计算方法，计算了不同来流工况的燃烧效率，如图 4-12 所示的燃烧效率沿燃烧室轴向的分布情况。

从图中我们可以看出，燃烧效率沿燃烧室轴向方向而增加，当来流压力及对应喷注压力增大时，相对应的同位置的燃烧效率会相应地降低。

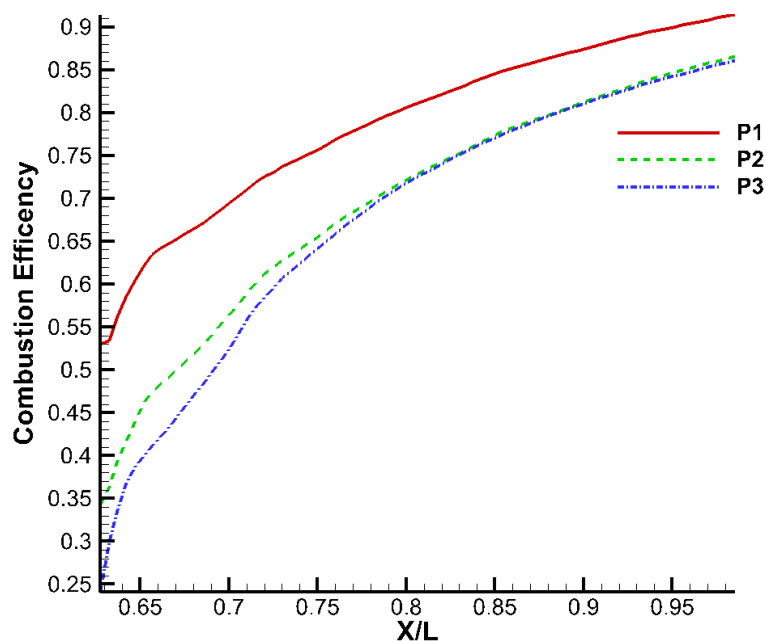


图 4-12 不同压强设置燃烧效率变化

如图 4-13 所示热态流场相同当量比, 不同压强工况压力云图。由图可知, 随着来流压力增大, 保持当量比不变, 全流场压力升高, 凹腔及扩张段压力升高更剧烈。

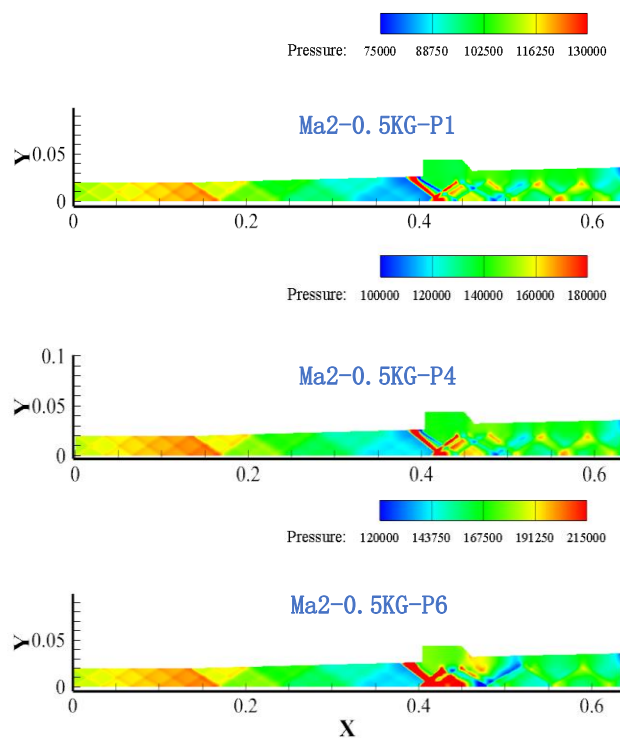


图 4-13 0.5KG 压力工况 1 压力工况云图

#### 4.3.4 不同尺度热态流场分析

如图 4-14 所示压力云图。由图可知，取相同当量比不同来流压力和喷注压力时，随着几何尺度放大倍数的增大，隔离段压力并没有明显变化，但喷注位置及反应主要发生的凹腔位置，明显尺度越大的燃烧室压力越高，而扩张段压力整体变化不大。

作如图 4-16 压力线图进一步分析，燃料喷注前的燃烧室部分，随着尺度增大，压力趋于减小；喷注及凹腔部分，随着发动机尺度的增大，压力明显升高；而随着化学反应的减弱，扩张段的压力趋于平稳，且随着发动机尺寸增大，压强与隔离段相同趋于减小。

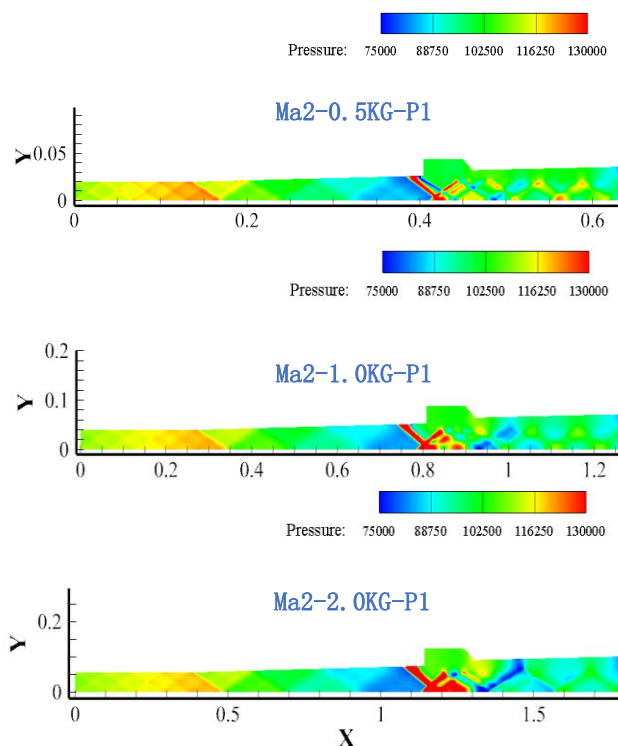


图 4-14 0.5KG 不同尺寸热态流场压力云图

不同几何尺寸热态流场静温分布云图如图 4-15 所示，相同当量比，不同压力工况，从云图来看，没有十分明显的温度变化。但喷注区域，尺度越大的凹腔区域，静温越高。

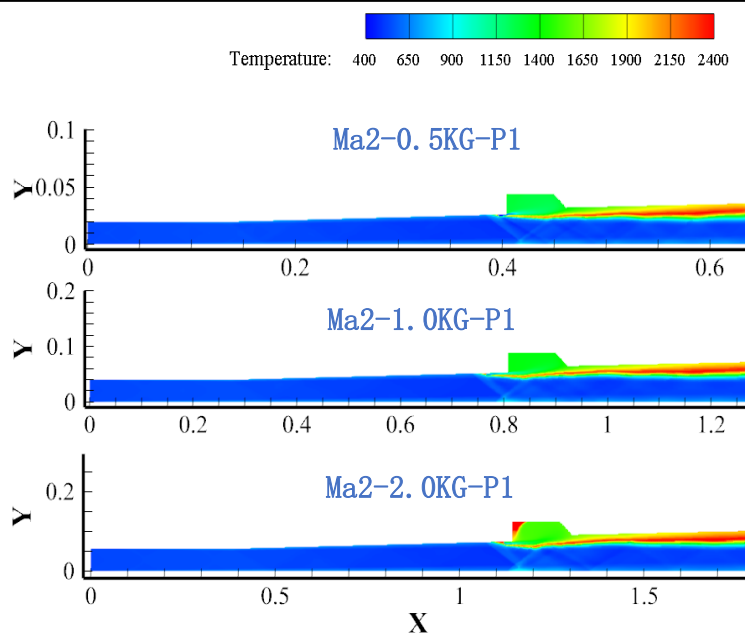


图 4-15 0.5KG 不同尺寸热态流场温度云图

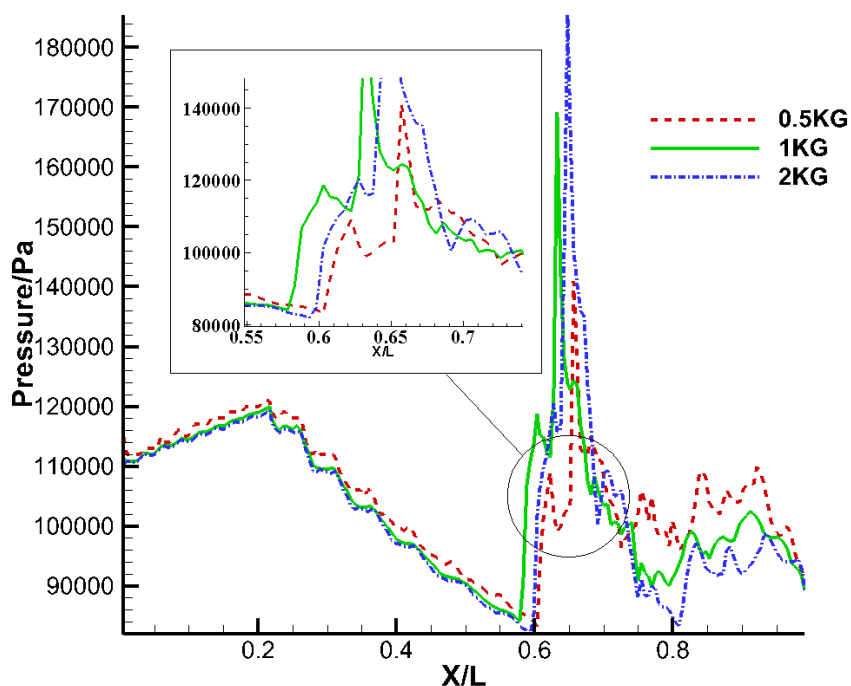


图 4-16 不同尺度热态流场压力线图

利用 3.1 节介绍的燃烧效率的计算方法，计算了不同尺寸的燃烧效率，如图 4-17 所示的燃烧效率沿燃烧室轴向的分布情况。



从图中我们可以看出，燃烧效率沿燃烧室轴向方向增加，当几何尺度增大时，扩张段前凹腔区域燃烧效率会增加，而随着反应发生进入扩张段，小尺度发动机燃烧效率升高较快。

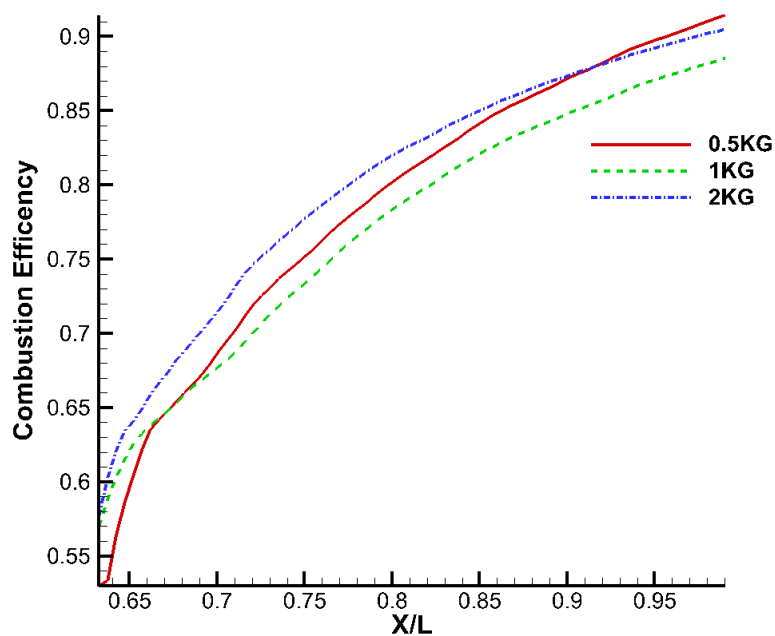


图 4-17 不同尺寸燃烧效率线图

#### 4.4 热态流场 PL 尺度律分析

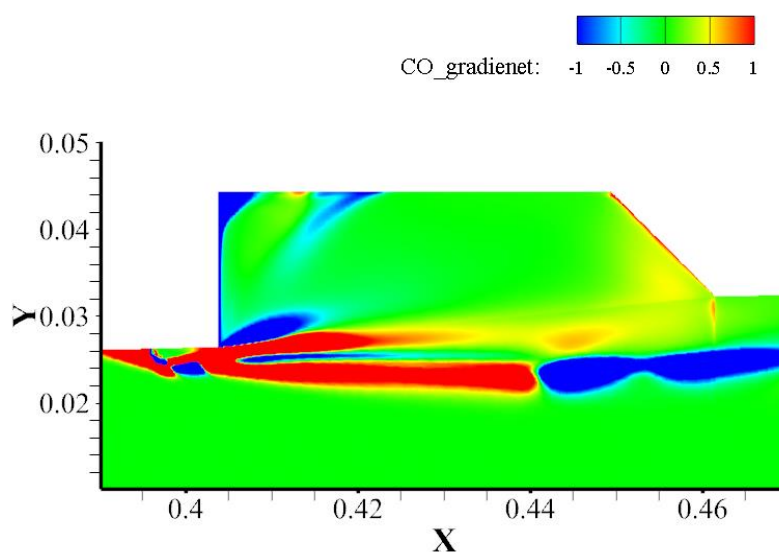


图 4-18 0.5KG 压力工况 1 物质 CO 质量分布 X 方向梯度图

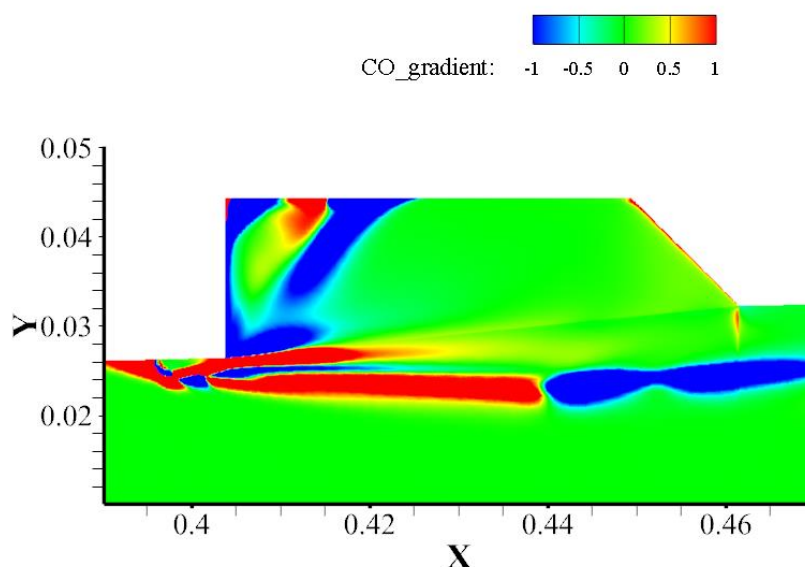


图 4-19 0.5KG 压力工况 2 物质 CO 质量分布 X 方向梯度图

如图 4-18 和图 4-19 所示为两种压力工况的点火距离示意图，点火距离的定义根据 4.1 节相关内容，可见随着压力提高，点火距离缩短，且非 PL 线性规律变化。

## 4.5 小结

本章介绍了燃烧 PL 尺度律及点火与反应距离的定义。通过对热态流场工况设置进行描述，在二维仿真基础上，得到相关热态流场结论：

1) 热态流场中，由于化学反应的发生，凹腔和扩张段热态流场压力明显高于冷态流场，且热态流场扩张段压力波动较小，冷态流场由于规则波系影响，压力波动很明显。

2) 热态流场中，随着马赫数增大，整体压力明显降低，且压力波动幅度也明显减少。凹腔压力波动幅值明显减小。

3) 热态流场中，静温与低马赫数对比，出口高温区域面积大于低马赫数，喷注前段由于静温较高，整体流场前段静温均高于低马赫数流场。

4) 热态流场中，燃烧效率会随着燃烧室轴向方向而增加，当 Ma 数增大时，相对应的同位置的燃烧效率会增加。

5) 热态流场中，当来流压力及对应喷注压力增大时，相对应的同位置的燃烧效率会相应地降低。

6)热态流场中，燃料喷注前的燃烧室部分，随着尺度增大，压力趋于减小；喷注及凹腔部分，随着发动机尺度的增大，压力明显升高；而随着化学反应的减弱，扩张段的压力趋于平稳，且随着发动机尺寸增大，压强与隔离段趋势相同也趋于减小。

7)热态流场中，当几何尺度增大时，扩张段前凹腔区域燃烧效率会增加，而随着反应发生进入扩张段，小尺度发动机燃烧效率斜率更大，即燃烧效率提升更快。

8)热态流场中，随着压力提高，点火距离缩短，且非 PL 线性规律变化。

## 结 论

本文主要通过 Fluent 软件对超燃冲压发动机燃烧室进行二维仿真，对燃料混合与燃烧组织相关的尺度效应问题进行分析，得到了不同影响因素对燃烧室性能的影响和尺度效应规律。主要工作内容如下：

文章伊始对有关尺度效应和超声速燃烧有关理论进行综述，总结国内外研究现状并提出研究方法和行文思路。从控制方程出发，应用量纲分析和相似理论，分析推导 PL 尺度律及其他理论结果。仿真方面，对单凹腔燃烧室仿真进行介绍，通过实验验证及网格无关验证为开展数值研究打下基础。接着对评价混合和燃烧的性能指标进行介绍，分别设置不同仿真工况，包括当量比、马赫数、几何尺寸、PL 尺度等。最后分析总结并得出以下结论：

1) 冷态流场中，随着当量比增大，凹腔及扩张段压力升高；燃烧室最高压力增大；喷注后区域静温增加；穿透深度增加；混合效率降低；总压恢复系数减小。

2) 冷态流场中，马赫数升高，流场压力下降；燃烧室最高压力减小；总压恢复系数降低。

3) 冷态流场中，随着发动机尺度增大，压力具有上升趋势；边界层相对厚度增加；凹腔后扩张段穿透深度减小。

4) 冷态流场中，满足线性 PL 尺度规律的燃烧室工况，具有较好的流场相似性。凹腔后缘及以前部分，穿透深度相似性较好；总压损失系数对全流场吻合较好；边界层相对厚度在喷注前吻合较好，而喷注后流场，几何尺寸小的相对边界层更厚。

5) 热态流场中，由于化学反应的发生，凹腔和扩张段热态流场压力高于冷态流场；热态流场扩张段压力波动较小，冷态流场压力波动更为明显。

6) 热态流场中，随着马赫数增大，压力降低，压力波动幅度降低；流场静温升高；燃烧效率增加。

7) 热态流场中，当来流压力及对应喷注压力增大时，燃烧效率降低。

8) 热态流场中, 燃料喷注前的燃烧室部分, 随着发动机尺度增大, 压力减小; 喷注及凹腔部分, 压力升高; 扩张段压力趋于减小。

9) 热态流场中, 随着几何尺度增大, 扩张段前凹腔区域燃烧效率增加, 而进入扩张段后, 尺度小的发动机燃烧效率斜率更大, 即燃烧效率提升更快。

10) 热态流场中, 随着压力提高, 点火距离缩短, 且非 PL 线性规律变化。

工作展望:

1) 本文研究对象为单凹腔后缘突扩燃烧室构型, 结论均局限于此构型, 需开展其他构型有关研究。

2) 由于算例较多及时间约束, 本文规划算例均为二维仿真, 需进一步进行三维仿真以得到更精确的结论。

3) 有关 PL 尺度律的研究还局限于定性层面。文中已经提出了定量的方法, 需继续设定有效算例分析并归纳出数学模型。

4) 在进行有关物质组分梯度运算过程中, 发现对网格质量的要求较高。在开展有关定量研究过程中, 需要进一步提高网格质量, 进一步加密或综合三维结果进行分析。

5) 有关尺度效应的数值问题需要进一步通过实验结果验证。

## 致 谢

星城四年，一路走来，磕磕绊绊，并不平坦。临别之际，回顾往昔，颇感幸运，唯有感激。

首先感谢指导我毕业设计的赵国焱老师，赵老师思维敏捷，认真细致，严谨负责，具备很高的科学素养；非常耐心，处处为学生着想，为我的毕业设计顺利完成创造了许多良好条件。赵老师作为燃烧领域的青年才俊，对工作孜孜不倦的态度使我受益匪浅。

感谢博士学长李凡，从研究思路到软件操作再到数据处理，都是学长手把手教会的。学长自身科研任务繁重，但每当我遇到问题，学长都会不厌其烦尽力帮忙解决。可以说，是学长带我初入学术之门。

感谢全程导师孙明波教授，孙老师学识渊博，待人温和，短暂的交流也会给我很大的激励，是我不断学习的榜样。

特别感谢飞行器动力工程专业培养方案负责人赵玉新教授，赵老师陪伴并见证了我们四年的成长。赵老师对人才培养的重视，开放包容的学风，思维训练与情感训练并重，注重创新与应用的研究理念使我受益终生。感谢动力工程教学团队的每一位老师，是你们让我不断进步，突破自己，心有所往。感谢首届无军籍飞动专业的每一位同学，我们一起营造了如家一般温暖美好的氛围，能与诸君携手并进，实为幸事。无论以后扮演何种角色，希望有机会再为专业建设和祖国航天事业发展贡献自己的力量！

感谢帮助过我的包卫东教授，汪元老师，刘源源老师，Ashley 外教，赵丽莎教务，李国强参谋，马光伟学长；感谢黄帅教导员；感谢 208 寝室的兄弟张翼飞，林好，张中能，郭嘉俊，刘翔宇；感谢我的偶像 Stephen Curry 和 Masiwei；感谢四年当中每一位支持过我的人。

最后我要感谢我的父母，感谢他们的养育之恩，感谢他们对我所做决定的支持，感谢他们成就了我所拥有的一切。

未来，行无畏之事，怀敬畏之心，做一个乐观务实的理想主义者！

## 参考文献

- [1] G. Y. Anderson, C. R. McClinton and J. P. Weinder, Scramjet Propulsion [R], vol. 189, AIAA, 2000, 81 (2): 649-670.
- [2] M. R. Tetlow and M. K. Smart, Orbital delivery of small payloads using hypersonic airbreathing propulsion [C], AIAA, 2006, 330: 239-253.
- [3] P. Balachandran, Fundamentals Of Compressible Fluid Dynamics [R], 2006, 152: 426-36.
- [4] B. L. Hicks, D. J. Montgomery and R. H. Wasemann, On the one dimensional theory of steady compressible fluid flow in ducts with friction and heat addition [J], Journal of Applied Physics, 1947, 35(7): 2150-118.
- [5] G. Inger, Scaling non-equilibrium-reacting flows: The legacy of Gerhard Damköhler [J], Journal of Spacecraft and Rockets, 2001, 71: 241-56.
- [6] 赵国焱. 超声速气流中火焰闪回诱发与火焰传播机制研究 [D]. 国防科技大学, 2019.
- [7] 孙明波, 蔡尊, 王亚男, 赵国焱, 孙永超, 李佩波, 万明罡, 李亮. 非稳态超声速燃烧研究进展 [J]. 空气动力学学报, 2020, 14(1), 68-74.
- [8] George-Falvy D. Scale effect studies of airfoil profile drag at high subsonic speed [C]. 6th Testing Conference, 1971, 1191-1199.
- [9] Maxwell J R. Scaling Effects on Flow Quality for a Cold Adjustable Supersonic Wind Tunnel [C]. 33rd AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, 2017, 30(5), 55-87.
- [10] Diskin G, Northam G. Effects of scale on supersonic combustor performance [C]. 23rd Joint Propulsion Conference, 1987, p2812.
- [11] Olynciw M, Mohieldin T, McClinton C, Tiwari S. Effects of scaling on numerical modeling of a transverse jet into supersonic cross flows [C]. 14th Computational Fluid Dynamics Conference, 1999, p2507.
- [12] Kandula M, Vu B. On the Scaling Laws for Jet Noise in Subsonic and Supersonic Flow [C]. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, 2003, p4939
- [13] Liang C-h, Sun M-b, Liu Y, Li G-x, Yu J-f. Numerical study of flow structures and mixing characteristics of a sonic jet in supersonic crossflow [J]. Acta Astronautica, 2019, 5: 301-338.
- [14] Li C, Li C, Xiao F, Li Q, Zhu Y. Experimental study of spray characteristics of liquid jets in supersonic crossflow [J]. Aerospace Science and Technology, 2019, 28(1): 106-112.
- [15] Li C, Zhou Y, Chen H, Li Q. Cross-sectional droplets distribution of a liquid jet in supersonic crossflow [J]. Acta Astronautica, 2021, 3(11): 1658-1665
- [16] Mora Sanchez P, Heeb N, Kastner J, Gutmark E, Kailasanath K. Effect of Scale on the Far-Field Pressure Skewness and Kurtosis of Heated Supersonic Jets [C]. 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2013, p990.
- [17] Zhu L, Qi Y-Y, Liu W-L, Xu B-J, Ge J-R, Xuan X-C, et al. Numerical investigation of scale effect of various injection diameters on interaction in cold kerosene-fueled supersonic flow [J]. Acta Astronautica, 2016, 32(04): 12-19.

- 
- [18] Liang C, Sun M, Huang Y, Liu Y, Zhao G, Yang Y, et al. Scale effect of gas injection into a supersonic crossflow [J]. *Aerospace Science and Technology*, 2021, 68(645): 575-597.
  - [19] Trebs A, Roa M, Heister S, Anderson W, Lucht R. Ramp Injector Scale Effects on Supersonic Combustion [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2014, 28(1): 106-112.
  - [20] Wang Z, Yang Y, Liang J, Sun M-B, Wang H, Zhang T. Analysis and modeling of blowout limits of cavity flame in supersonic flows [J]. *Scientia Sinica Technologica*, 2014, 13(5):635-642.
  - [21] Driscoll J F, Rasmussen C. Correlation and Analysis of Blowout Limits of Flames in High-Speed Airflows [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2005, (03): 75-81.
  - [22] Rasmussen C, Driscoll J. Blowout Limits of Flames in High-Speed Airflows: Critical Damkohler Number [C]. 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 2008, p3021.
  - [23] Li F, Sun M, Zhu J, Cai Z, Wang H, Zhang Y, et al. Scaling effects on combustion modes in a single-side expansion kerosene-fueled scramjet combustor [J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2021, 9(4): 515-520.
  - [24] 杨揖心, 王振国, 孙明波, 汪洪波. 超声速气流中横向气体射流混合经验模型 [J]. *航空动力学报*, 2015, 30 (06): 1391-1399.
  - [25] R. G. Morgan and R. J. Stalker, Pressure scaling effects in a scramjet combustion chamber [C], in 8th ISABE Symposium, 1987, p2881.
  - [26] M. V. Pulsonetti, Scaling Laws for Scramjets [R], The University of Queensland, 1997, p1382.
  - [27] R. J. Stalker and M. V. Pulsonetti, Experiments on scaling of supersonic combustion [R], The University of Queensland, 2004, p2519.
  - [28] 李佩波. 超声速气流中横向喷雾的混合及燃烧过程数值模拟 [D]. 国防科技大学, 2019.
  - [29] S. Karl, H. Hannemann and J. Steelant, CFD Investigation of Scaling Laws for Hydrogen Fuelled Scramjet [C], in The 6th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, 2008, p2358-2368.
  - [30] A. Mack, J. Steelant and K. Hannemann, Extrapolation of a generic scramjet model to flight scale by experiments, flight data and cfd [C], *Shock Waves*, 2009, p619-624.
  - [31] S. S. Penner, Similarity analysis for chemical reactors and the scaling of liquid fuel rocket engines [J], *Combustion Researches and Reviews*, 1955, p140-162.
  - [32] J. Hulka, Scaling of performance in liquid propellant rocket engine combustion devices [C], in 20th Memorial Meeting of the Northern Section of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Sendai, 2009, p257-261.
  - [33] G. Damköhler, Einflüsse der stromung, diffusion and des warmenberanges auf die leistung von reaktionsefen [J], *Z. Elektrochem*, 1936, vol. 42, p846-862.
  - [34] S. S. Penner, *Chemical Problems in Jet Propulsion* [J], London: Pergamon Press, 1957, p771-778.
  - [35] M. H. Buschmann and M. Gad el Hak, *Turbulent boundary layers: Reality and myth* [R], University of Gottingen, 2006, vol.14, p223.
  - [36] G. Inger, Scaling non-equilibrium-reacting flows: The legacy of Gerhard Damkohler [J], *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2001, vol. 38, no. 2.
-



- [37] Brooks T, Marcolini M. Airfoil self noise - Effect of scale [C]. 8th Aeroacoustics Conference, 1983, p2469.
- [38] Mabey D G. A review of scale effects in unsteady aerodynamics [J]. Progress in Aerospace Sciences, 1991, 28 (4): 273-321.
- [39] Raghunathan B, Raghunathan S, Wang J. An assessment of Scale Effects on Boundary Layer Transition on Natural Laminar Flow Nacelles [C]. 52nd Aerospace Sciences Meeting, 2014, p371-378.
- [40] Rogers R C. A Study of the Mixing of Hydrogen Injected Normal to a Supersonic Airstream[J]. NASA TN D-6114, 1971, 35(3): 0118.
- [41] Riggins D W, McClinton R C. A computational investigation of mixing and reaction flows in supersonic combustors[R]. AIAA-92-0626, 1992, p901.
- [42] H. S. Pergament, A theoretical analysis of non-equilibrium hydrogen-air reaction in flow systems [J], Journal of AIAA , 1963, 71(3): 25.
- [43] K. K. Kuo, Principle of Combustion [R], John Wiley and Sons, 1986, 31(02):12-15.
- [44] S. S. Penner, Similarity analysis for chemical reactors and the scaling of liquid fuel rocket engines [J], Combustion Researches and Reviews, 1955, p140-162.
- [45] Hong-Bo Wang, Zhenguo Wang, Ming-Bo Sun, Ning Qin. Combustion characteristics in a supersonic combustor with hydrogen injection upstream of cavity flameholder [J]. Proceedings of the combustion institute, 2013, 182:432-445.
- [46] 李凡, 汪洪波, 孙明波, 蔡尊, 孙永超, 黄玉辉, 朱家健. 两种优化组合式燃料喷注方案的凹腔稳焰特性实验研究 [J]. 固体火箭技术, 2021, p152-159.