

文章编号

# 长试验时间爆轰驱动激波风洞技术研究

姜宗林, 李进平, 赵伟, 刘云峰, 俞鸿儒

(中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190)

**摘要:** 地面试验是先进高超声速飞行器研制研究的主要手段之一, 获得满足高超声速气动实验研究的长时间高焓气流是发展激波风洞技术的关键难题之一。依据反向爆轰驱动方法, 针对满足超燃试验有效时间的要求, 本文讨论了爆轰驱动激波风洞运行缝合条件匹配、喷管起动激波干扰控制和激波管末端激波边界层相互作用等因素对激波风洞试验时间的制约及其相应的解决方法。应用这些延长试验时间的激波风洞创新技术, 研制成功了基于反向爆轰驱动方法的超大型激波风洞, 试验时间长达 100ms, 并有复现高超声速飞行条件的流动模拟能力。

**关键词:** 高超声速飞行、反向爆轰驱动激波风洞、长试验时间、高温气体流动

**中图分类号:** (可按《中国图书馆分类法》查找)

**文献标识码:** A

## 0 引言

高超声速科技的发展与国家安全和国民经济密切相关, 已经成为新世纪航空航天领域新技术的研究热点。与亚或超声速飞行相比, 由于高超声速流动阻滞产生的高温导致了空气分子的振动激发、解离、甚至电离, 使得普通空气变成一种不断进行着热化学反应的复杂介质。这些介质的微观变化通过改变介质的物理特性与热力学状态对气体的宏观运动产生重要影响, 使得高超声速流动规律超出了经典气体动力学理论能够准确预测的范围, 成为现代气体动力学研究的前沿学科之一。尽管国内外已经开展了六十多年的相关研究, 使得高超声速流动的相关理论和计算方法都取得了长足的进展, 但是由于高温气体介质的复杂性, 地面试验仍是高超声速流动研究最重要的手段和关键数据来源。

由于高超声速流动耦合了热化学反应、燃烧、气动

光学以及热辐射等现象, 是一类具有强非线性特点的多尺度流动, 不仅对气动物理, 也对气体动力学地面模拟试验研究提出了新的挑战<sup>[1]</sup>。传统的实验模拟准则, 如雷诺数相等(粘性影响)和马赫数相等(压缩性影响), 对于具有化学反应影响占优的高超声速流动显得严重不足, 目前依然缺乏有效的相似参数。关键物理问题之一是高超声速飞行器的外流耦合了高温热化学反应, 吸气式推进系统的内流耦合了燃烧过程, 这类化学反应尺度在地面模拟试验中并不随飞行器模型的缩小而缩短, 所以发展能够复现高超声速飞行条件的长实验时间、产生大尺度试验流场的气动设备是非常必要的。而目前高超声速气动试验面临的诸多学科难题都是由于气动试验装备模拟能力不足造成的。例如, 洁净空气介质中超声速燃烧规律是因为人们采用了燃气风洞; 高超声速流动多尺度效应主要问题是采用的实验模型太

收稿日期: : 修订日期:

基金项目: 省级以上基金项目(基金编号)

作者简介: 姜宗林(1955-), 男, 研究员, 研究方向: 激波与爆轰物理, E-mail: zjiang@imech.ac.cn

小; 高温气体效应对高超声速流动气动力/热的影响是由于试验气流总温太低; 高超声速飞行器外部与发动机内部流动相互作用要求足够大试验流场。而这些关键学科问题研究的不足严重制约了超声速燃烧、高超声速推进、高超声速飞行器热防护和飞行器/推进系统一体化技术的发展。

然而, 在地面试验设备上实现高超声速飞行环境下的大尺度模型试验是极其困难的。比如, 如果复现 30 公里高空、马赫数为 8 的飞行状态, 此时试验气流的总温将近 3000K, 过长的试验时间将对实验装备产生严重损害。如果高超声速风洞试验段有效流场的直径为 3m, 那么风洞的输出功率约为 90 万千瓦! 对比葛洲坝水电站总装机容量 272 万千瓦, 三峡水电站总装机容量为 1820 万千瓦可知, 如此高的总温和功率需求使得长试验时间、连续式、大型高超声速激波风洞几乎不可能实现。相对于下吹式连续型风洞, 脉冲型激波风洞具有投资相对少、试验气流为洁净空气、可模拟的气流总温高、能模拟的马赫数范围广、运行成本低等优点, 得到了广泛发展和应用<sup>[2,3]</sup>。但是这类风洞能提供的试验时间很短, 一般为毫秒量级, 不能满足高超声速推进技术的试验研究需求。钱学森<sup>[4]</sup>曾指出, 高超声速实验装备发展应该重视脉冲型风洞技术, 对于超声速燃烧试验有 1/10s 的有效试验时间就应该可以了。近年来为满足高超声速技术发展的模地面试验要求, 欧美国家开展了提升激波风洞模拟能力的研究。其中最成功、最具有代表性的是美国 Calspan 中心的 LENS 系列激波风洞, 他们改进的 LENSII 激波风洞可以模拟的飞行马赫数范围为 4~7, 喷管直径 1.55m, 有效试验时间为 18~30ms<sup>[5]</sup>。由于 LENSII

激波风洞采用高压氢/氦气驱动, 每次试验需要消耗大量的驱动气体, 不仅成本高昂, 而且存在着氢/氦气的加热、存储、运输和排放等诸多问题。若仍采用这种驱动方式, 进一步增加风洞尺度、延长试验时间所付出的代价是惊人的。所以采用更经济、更简便易行的驱动方式, 发展大尺度、长试验时间的激波风洞技术是高超声速地面模拟实验技术的重要研究方向。

为了满足大尺寸、多准则、长试验时间的高超声速地面模拟试验要求, 自 2000 年起中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室开展了系列的长试验时间激波风洞技术的探索研究, 特别在爆轰驱动激波风洞运行缝合条件匹配、喷管起动激波干扰控制和激波管末端激波边界层相互作用等因素对激波风洞试验时间的制约及相应的解决方法研究方面取得了重要进展。依据反向爆轰驱动方法, 应用发展的激波风洞创新技术, 实验室研制成功了反向爆轰驱动超大型激波风洞, 获得的试验时间长达 100ms, 并具有复现 25km-50km 高空, 马赫数 5~9 范围高超声速飞行条件的能力。

## 1 激波风洞爆轰驱动原理

激波风洞的基本原理是应用高压气体压缩实验气体, 获得试验气流。高压气体的压力越高驱动能力就越强。爆轰驱动是利用爆轰波后的高温、高压气体作为高压气源的一种驱动方式, 其运行原理和波系传播过程与常规高压气体驱动略有不同。为了说明激波风洞爆轰驱动原理, 图 1 给出了典型爆轰波传播特性。

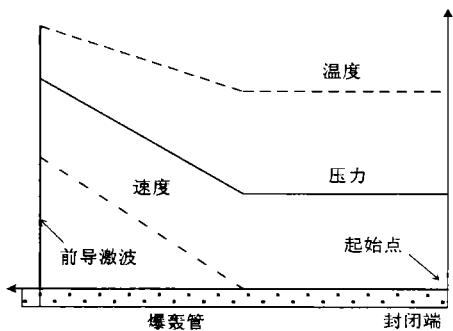


图1 基于 Taylor 相似定理描述的波轰波传播特性示意图

爆轰驱动原理可应用 Chapman-Jouguet 爆轰理论 (CJ 理论) 和 Taylor 相似定理来阐述。若在一个封闭的爆轰管内充满了静止的可爆混合气体, 爆轰波在封闭端形成并向另一端传播, 根据 CJ 理论和 Taylor 相似定理所描述的爆轰波后气流状态参数的变化如图 1 所示。可爆混合气在前导激波的压缩下瞬时释放出大量化学能量, 使燃气的压力、温度和速度升高至 CJ 值。同时由于封闭端边界条件的限制, 爆轰波后形成一束稀疏波 (Taylor 稀疏波), 在该稀疏波的作用下, 气流速度逐渐减小, 最终达到静止状态。处于静止状态下的气流长度大约是爆轰波传播距离的一半, 依然具有很高的温度与压力。如果将充入试验气体的被驱动段串接于爆轰管的右端, 并用膜片将两者隔开, 即可构成反向爆轰驱动激波管, 如图 2 所示。对于反向爆轰驱动, 实际的驱动气体并非未爆的初始混合气, 而是爆轰波后通过 Taylor 稀疏波滞止的、状态参数均匀的高温高压气体。这部分静止气体状态参数, 即爆轰驱动的等效驱动压力  $P_e$  和等效声速  $a_e$  可通过 CJ 爆轰理论和简单波关系式确定<sup>[6]</sup>

$$a_e = \frac{|V_D|}{2} \quad (1a)$$

$$P_e = P_{CJ} \left( \frac{a_e}{a_{CJ}} \right)^{\frac{2\gamma_D}{\gamma_D - 1}} \quad (1b)$$

其中, 下标 CJ 表示 C-J 状态,  $V_D$  为爆轰波速,  $\gamma_D$  为爆轰后驱动气体比热比。

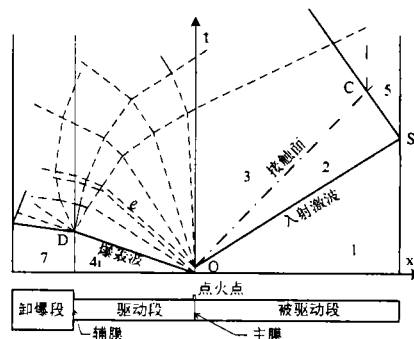


图2 反向爆轰驱动激波管结构及波系传播示意图

由于驱动段内存在着爆轰波, 爆轰驱动激波管内的波过程较常规高压气体驱动更复杂一些, 如图 2 所示。爆轰波在主膜处起始, 并向驱动段上游传播, 同时主膜片在高压气体的作用下破开, 高温、高压驱动气体进入被驱动段, 并形成入射激波。由于主膜破裂时形成的中心稀疏波波头速度与爆轰波后 Taylor 波尾的速度相同, 皆为等效驱动声速  $a_e$ ; 所以爆轰驱动的等效驱动气体始终为静止状态的高温高压驱动气体, 且状态参数恒定, 入射激波的传播特性与常规高压气体驱动时完全一致。当爆轰波传播至驱动段上游端时, 若其端壁封闭, 爆轰波会在此反射产生高压, 对设备的结构带来严重损害, 因此一般需在驱动段上游串接卸爆段<sup>[7]</sup>, 此时驱动段上游端的反射激波被稀疏波所取代。稀疏波的传播速度较激波慢, 所以卸爆段还起到了延缓驱动段内波系对试验气流干扰的作用。

从上述的波传播过程可以看出反向爆轰驱动

技术驱动能力的品质与高压气体驱动相当，但由于爆轰驱动利用爆轰瞬时释放出的化学能作为驱动能量的来源，因此其驱动能力远高于高压气体驱动。一般来说，产生相同强度的入射激波，氢氧爆轰驱动所需的初始压力约为高压氢气驱动的 1/6，这不仅给试验操作带来诸多便利，而且显著减少了驱动气体的消耗量。此外，爆轰后的驱动气体可直接排放，不需要采用回收措施，这大大简化了试验流程，进一步节约风洞试验成本。另外，爆轰驱动技术经过多年的发展，其运行机理、驱动性能以及实现这一驱动方式的关键技术等方面都已取得了关键性的突破<sup>[7, 8, 9]</sup>，并得到了广泛的应用<sup>[10]</sup>，为实验室研制大尺度、长时间的激波风洞奠定了基础。

## 2 延长激波风洞试验时间的关键技术

虽然反向爆轰驱动技术为发展大尺度的激波风洞提供了可行的驱动方式，但为了获得长试验时间，在一定的风洞长度条件下，还需考虑诸多气体动力学和装备设计方面的因素，其中激波风洞中的波传播与反射过程和反射激波/边界层作用现象导致试验时间缩短的影响尤为显著。

### 2.1 激波风洞缝合运行状态

激波风洞提供的平稳试验气流所持续的时间与其中的波传播过程密切相关，而波过程取决于运行状态，其中最重要的一个波过程是入射激波在被驱动段端面和试验 / 驱动气体界面的往复反射。为了获得最长的试验时间，激波风洞来需采用缝合运行状态。所谓缝合状态是指：在激波风洞运行过程中，

反射的入射激波和接触面相互作用时，不产生反射波，如图 2 所示。由于缝合运行状态消除了接触面处反射波对试验气流状态的干扰，一般可将试验时间提高数倍以上。为了获得该运行状态，需合理匹配被激波压缩后的试验气体和膨胀后的驱动气体的状态参数，即满足如下条件<sup>[11]</sup>

$$\frac{a_3}{\sqrt{\gamma_3[\gamma_3-1+(\gamma_3+1)P_{s2}]}} = \frac{a_2}{\sqrt{\gamma_2[\gamma_2-1+(\gamma_2+1)P_{s2}]}} \quad (2a)$$

$$P_{s2} = \frac{(3\gamma\sqrt{-1})M_S^2 - 2(\gamma_1\sqrt{-1})}{(\gamma_1-1)M_S^2 + 2} \quad (2b)$$

其中  $a$  为声速、 $\gamma$  为比热比， $M_S$  为入射激波马赫数；下标 1、2 和 3 分别表示激波管波系图（图 2）中的 1 区、2 区和 3 区。若假设驱动气体和试验气体均为理想气体，根据激波管的理论可得<sup>[12]</sup>：

$$\frac{a_4}{a_1} = \frac{2}{\gamma_1+1} \left( M_S - \frac{1}{M_S} \right) \left\{ \left[ \frac{(\gamma_1-1)M_S^2+2}{2\gamma_1(M_S^2-1)} \right] \left[ \gamma_4^2 + \frac{\gamma_1\gamma_4(\gamma_4+1)(M_S^2-1)}{(\gamma_1+1)M_S^2+2} \right]^2 + \frac{\gamma_4-1}{2} \right\} \quad (2c)$$

式中  $a_4$  为驱动气体声速。由上式可见缝合激波马赫数取决于驱动气体和试验气体的初始声速和比热比。

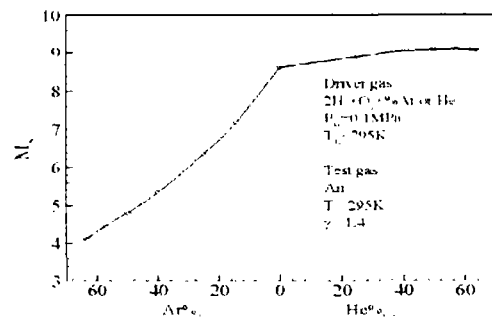


图 3 爆轰驱动缝合激波马赫数与驱动气体初始组分的关系

激波风洞产生的试验气流总焓取决于入射激波的强度，通常被驱动段内实验气体为室温空气，因此若驱动气体的状态参数给定，缝合激波马赫数也

随之确定，也即实验气体的总焓确定。对于常规高压气体驱动，为了获得总焓不同的试验气流，并保持风洞运行于缝合状态，需通过调整驱动气体的状态参数来实现。比如为了提高实验气体的总焓，驱动气体除了采用轻气体（氢、氦等）外，还需加热以提高其声速，进而提高缝合激波马赫数，而降低实验气体的总焓可采用声速较低的驱动气体，如氮、氩等。

爆轰驱动和常规高压气体驱动一样，可通过调整驱动气体的初始组分获得不同强度的缝合激波马赫数（即总焓不同的实验气体）。基于理论分析的计算结果如图 3 所示：爆轰驱动缝合激波马赫数随着初始驱动气体氦气含量的增加而增加，随氩气增加而减小。在驱动气体中增加氢气和氮气也可起到类似的作用。但需要指出的是，爆轰驱动缝合激波马赫数的可调整范围受直接起始爆轰极限的限制。一般来说，爆轰驱动适用于高缝合激波马赫数的运行条件，即产生高焓试验气流。为了使爆轰驱动在较低入射激波强度下仍能运行于缝合状态，满足试验气流具有较低焓值的状态，由公式（2）可见，需降低 3 区（图 2）声速。为了降低 3 区气体声速，除了采用改变驱动气体成分的方法外，还可采用定常膨胀代替稀疏波膨胀的方法。即应用“小”驱动段驱动“大”被驱动段的驱动方式，如图 4 所示。该图中同时给出了该驱动方式下的激波管波系图。采“小”驱“大”的驱动方式后，激波管内的流动变得颇为复杂，本文在此仅做简单讨论并直接给出计算结果，有关这种类型激波管的流动特性研究及计算方法请参考文献<sup>[13,14]</sup>。

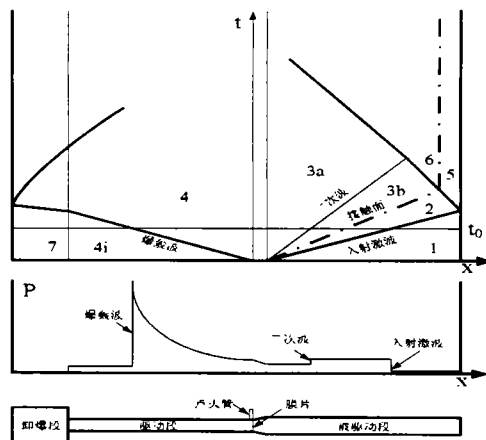


图 4 变截面爆轰驱动激波管结构及波系示意图

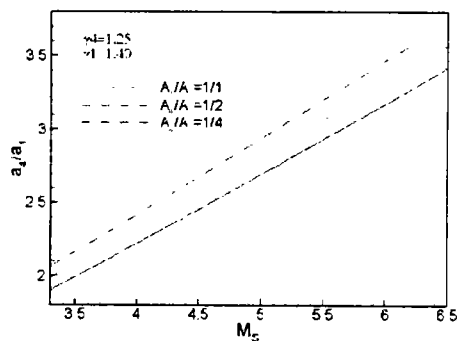


图 5 缝合激波马赫数与声速比  $a_4/a_1$  的变化关系

在采“小”驱“大”的激波风洞的运行模式下，驱动段与被驱动段截面积比  $A_4/A_1$  对缝合激波马赫数的影响如图 5 所示。从图中可见，在驱动气体声速和试验气体初始声速比  $a_4/a_1$  不变的条件下，缝合激波马赫数随着驱动段与被驱动段截面积比的减小，这有利于爆轰驱动激波风洞在较低入射激波强度下仍能运行于缝合状态。

图 6 为缝合激波马赫数和驱动段与被驱动压力比  $P_4/P_1$  的变化关系。驱动段与被驱动段截面积比  $A_4/A_1$  的减小导致压力比  $P_4/P_1$  增加，但要求的压力比的增加不如面积比的减小显著，这意味着采用变截面驱动段可降低驱动气体的消耗量，还可以向下拓延爆轰驱动激波风洞的运行马赫数。比如缝合激波马赫数为 5 时：当  $A_4/A_1=1$ ， $P_4/P_1=226$ ；当  $A_4/A_1=4$ ， $P_4/P_1=578$ ，即  $A_4/A_1=1/4$  时所需驱动气体

量为等截面时的 63%。

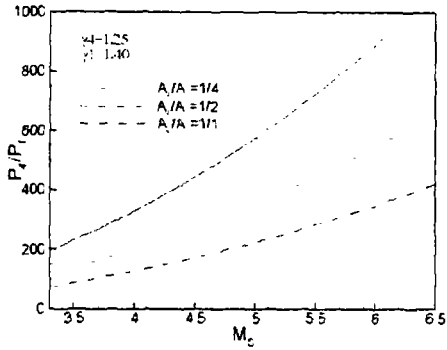


图 6 缝合激波马赫数与压力比  $P_0/P_1$  的变化关系

当然,采用“小”驱“大”的驱动方式也给激波风洞的运行带来了不利的影响,其中最为显著的就是有可能出现在 3 区气流中的二次波,如图 4 所示。为了削弱二次波对 5 区试验气流的影响,需对其进行合理的控制,使其尽可能弱化为一系列压缩波。试验结果表明如果应用适当的膨胀过程控制二次波的强度,那么由于粘性和激波/边界层相互作用等耗散作用的影响,二次波的强度将随着传播距离的增加而逐渐减弱,最终发展成为一系列压缩波,使其

对 5 区试验气流状态影响达到可以忽略的程度<sup>[15]</sup>。

## 2.2 喷管启动激波干扰

喷管启动激波是指高压试验气体破膜片后在喷管内形成的先行激波。该激波达到真空段末端后形成的反射激波,并向上传播,可能对试验流场产生干扰,减少风洞的有效试验时间。为了消除这种干扰,可在试验段下游串接长度足够长的真空段,尺度较小的激波风洞一般都采用这种方法,对于大型激波风洞,由于高超声速喷管出口直径比较大,气流速度较高,将在试验段内产生长距离的高超声速射流,并在真空段的末端产生反射。如果需要较长的试验时间,必须设计相应长度的真空段。但对于大尺度、长时间的激波风洞,这种设计方法不仅会使真空段的长度和容积达到难以承受的程度,而且需要配备庞大的真空泵。因此合理设计需真空段的结构是非常必要的。

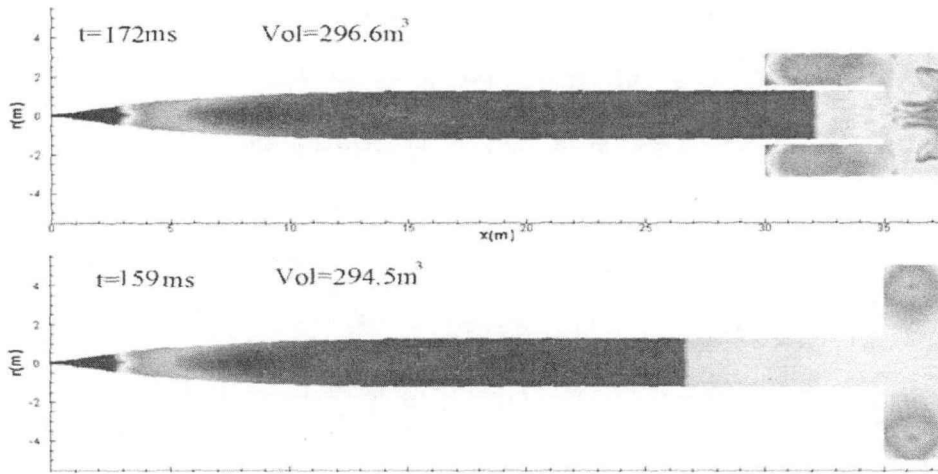


图 7 风洞喷管及真空段流动特性

图 7 给出了真空段的两种设计方案,具有同样的真空容积,它们都优于直通型真空段。这两种设计方案计算结果的压力分布如图 7 所示。从数值结果来看,虽然两种方案的长度和容积相当,但 A 方

案(上图)的反射波向上游传播的距离小于 B 方案(下图),因此 A 方案的 E 型布置能够提供更长的试验时间。此外,在真空段内部增加绕流和回流等装置可进一步延缓反射波的干扰,从而节约真空段

的容积，降低真空泵系统的功率需求。

### 2.3 反射激波/边界层干扰控制技术

激波风洞的试验时间除了受风洞中各种波系干

扰的影响之外，在被驱动段末端发生的反射激波/边界层/接触面的相互作用导致试验气体污染也是缩短试验时间的另一个重要因素。文献[16, 17]对这一问题作了详细的讨论。

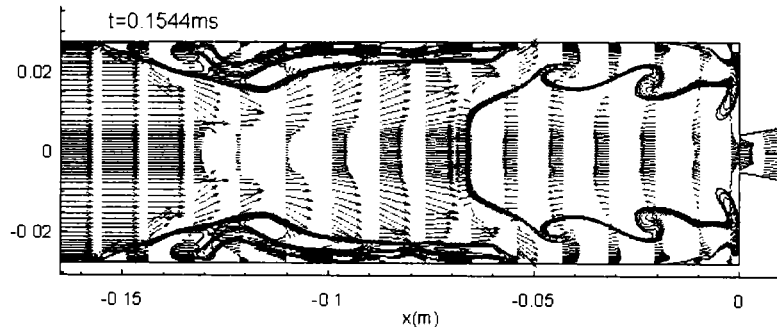


图8 激波风洞室内的流动特性

反射激波/边界层/接触面的相互作用导致试验气体污染的机制可简述如下：当入射激波在激波管末端发生反射后，反射激波将与边界层相互作用。由于反射激波后的气流压力大于边界层内气流的滞止压力，会产生壁面射流，导致反射激波后的边界层分离，形成具有分叉结构的反射激波。当壁面射流与接触面相互作用时，会导致试验气体与驱动气体掺混，使驱动气体过早地进入喷管，改变了试验气体的组分，缩短激波风洞的有效试验时间。相关

的流场速度矢量分布如如图8所示。由图8可见，当开始有部分驱动气体进入喉道时，激波风洞被驱动段末端轴线附近将仍有大量试验气体没有得到有效的利用，因此延缓驱动气体进入喷管将是延长风洞实验时间的有效措施。根据激波/边界层/接触面的相互作用机制，文献[16]提出在被驱动段末端，以喷管喉道为中心，增设图9所示的一个环型隔板来阻挡驱动气体沿壁面流进入喷管，进而增加激波风洞的有效试验时间。

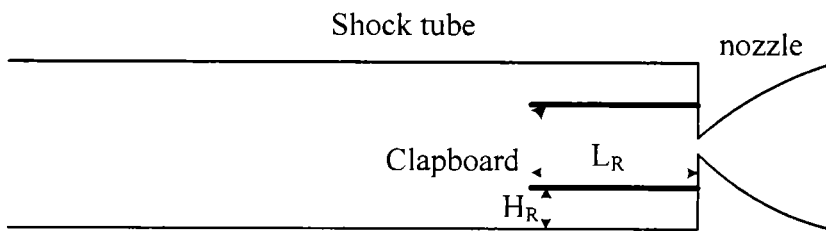


图9 激波风洞室内增加环形隔板的示意图

增加环形隔板后的流场的速度矢量分布如如图10所示。可以该图看出，环形隔板阻碍了壁面射流向中心区域运动，驱动气体只能通过环形隔板入口

向喷管运动。环形隔板确实起到了阻挡驱动气体运动，延缓试验气体污染的作用。

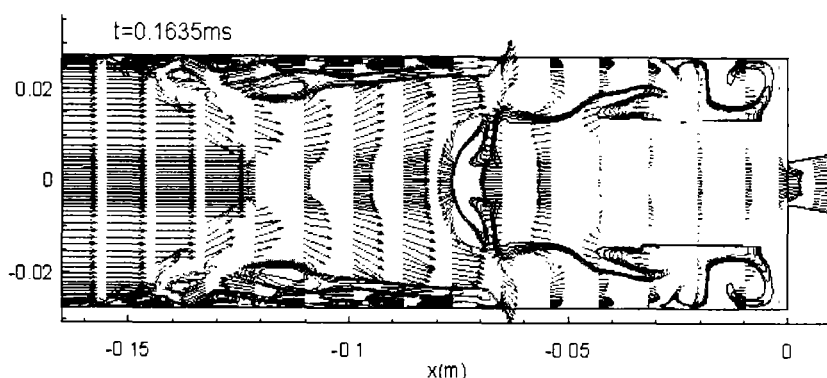


图 10 增加隔板后激波风洞室内的流动特性

根据文献[16]的讨论，环形隔板的长度和高度对延长激波风洞的试验时间有着重要的影响。若隔板太长，驱动气体会直接沿着隔板进入喷管；若太短，则不能有效地阻挡驱动气体越过环形隔板顶部进入喷管。同样，若环形隔板距离壁面太近，试验气体不能得到充分利用；若距离壁面太近，驱动气体会沿着环形隔板内壁进入喷管。系列的计算试验表明：被驱动段和环形隔板的间距应该略大于分离边界层的厚度，环形隔板的长度应约小于反射激波压缩后的试验气体长度。这一延长激波风洞的试验时间的技术仍需要进一步的发展与完善。

在国家重大科研装备项目的支持下，高温气体动力学国家重点实验室采用反向爆轰驱动方法，综合应用了多年研究的系列长试验时间激波风洞技术，同时发展了诸如充气混合、爆轰点火和膜片成型等多项关键技术，研制成功了一座超大型爆轰驱动超声速激波风洞。JF12 激波风洞全长 268m，其中驱动段长度为 108m，内径为 420mm；被驱动段长度为 80m，内径为 700mm；喷管出口直径 1.5m 或 2.5m；试验段直径为 3.5m，长度为 13m。图 11 给出了该激波风洞的布置示意图。

### 3 长实验时间爆轰驱动激波风洞

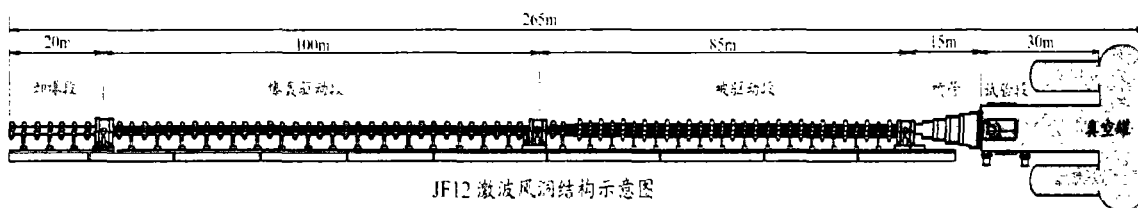


图 11 JF12 激波风洞示意图

35km 高空、飞行马赫数 7 是 JF12 激波风洞的典型试验状态之一。表 1 给出了实现该状态时爆轰

驱动激波风洞所设定的初始运行条件。为了参照对比，表中同时给出了采用高压氩氮混合气驱动时所

收稿日期: ; 修订日期:  
 基金项目: 省级以上基金项目 (基金编号)  
 作者简介: 姜宗林 (1955-), 男, 研究员, 研究方向: 激波与爆轰物理, E-mail: zljia@imech.ac.cn



需的初始运行条件。两者对比可以看出：由于爆轰驱动段的初始压力远小于常规高压轻气体驱动的压力，而且氢气的消耗量仅为氢氮驱动的 1/20 左右。

这个对比结果表明：相当于加热轻气体驱动技术，爆轰驱动方法不仅降低了试验操作的难度，而且也使试验运行成本大大降低。

表 1 激波风洞初始运行条件

驱动段				被驱动段		试验段	
驱动方式	气体成分	初始压力	氢气消耗	气体成分	初始压力	气体成分	初始压力
爆轰驱动	$2H_2+O_2+4N_2$	2.5 MPa	18 瓶	air	16 kPa	air	50 Pa
高压气体	$9.5H_2+N_2$	14.2 MPa	380 瓶				

(注：氢气瓶参数，容积  $V=0.04\text{ m}^3$ ；压力  $P=12\text{ MPa}$ )

在 35km 高空、飞行马赫数 7 条件下的状态调试的试验结果如图 12 所示。JF12 激波风洞的实测入射激波马赫数为  $M_s=4.57$ ，试验气流总温为  $T_0=2850\text{K}$ ，5 区气体压力为 3.1MPa，维持恒定的时

间约为 130ms。这个试验状态，配合马赫数 7 的喷管，产生的试验来流条件与 35km 高空、马赫数 7 的飞行状态是一致的。

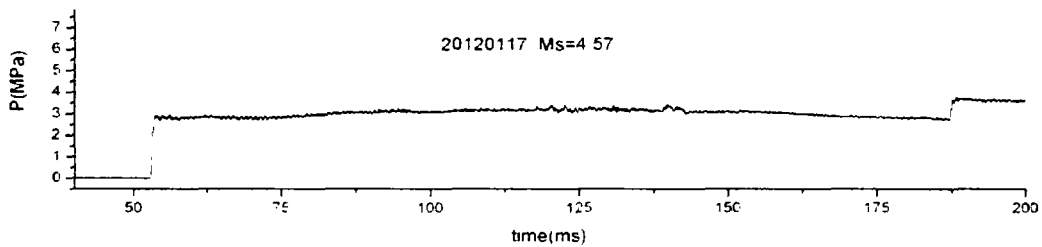


图 12 JF12 激波风洞驻室压力  $P_s$  随时间的变化

在该实验状态下，同时还测量了出口直径为 2.5m、设计马赫数为 7 的喷管出口界面处的试验气流皮托压力。试验数据表明皮托压力与驻室总压的跟随性良好，而且都在试验过程中维持恒定。喷管出口截面皮托压力和马赫数如图 13 所示。由图可见，除了边界层内，整个喷管出口截面皮托压力和

马赫数分布均匀，马赫数分布为  $6.98 \pm 0.12$ 。上述试验结果验证了本文提出的长试验时间激波风洞技术，获得的试验时间长达到 100 毫秒以上，这在世界上是绝无仅有的。试验结果还表明 JF12 激波风洞复现了 35km 高空、马赫数 7 的飞行状态。

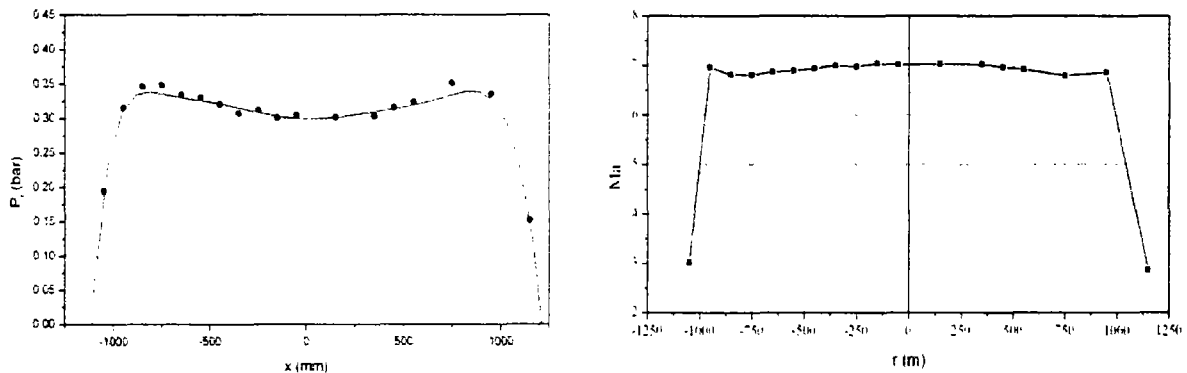


图 13 喷管出口截面处皮托压力与马赫数分布

## 4 结 论

依据爆轰驱动原理, 本论文提出的长试验时间激波风洞技术是成功的, 它优化了大型激波风洞的运行条件, 波系传播过程与风洞结构配置。集成这些激波风洞技术研制的 JF12 激波风洞也是成功的, 获得了长达 100 毫秒以上的试验时间, 具有复现高超声速飞行条件的能力, 为高超声关键速技术与高温气体动力学基础学科问题研究提供了先进的实验条件。

## 致 谢

本研究工作得到了 JF12 项目组成员谷笏华、陈宏、林建民、吴松、王春、苑朝凯、李振华等人的大力支持, 在此表示衷心感谢。

## 参 考 文 献:

- [1] Bertin J. J., Cummings R. M. Critical hypersonic aerothermodynamic phenomena. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2006, 38: 129-157
- [2] Holden M. S. Design, Development and Calibration of the LENS Facility AFOSR-TR. 1994, 940161
- [3] Dunn M. G., Moller J. C. and Steele R. C. Development of a New High-enthalpy Shock Tunnel. 1988. AIAA-88-2782
- [4] 钱学森. 我对今日力学的认识. *力学与实践*, 1995, 4: 1.
- [5] Holden M. S., Parker R. LENS Hypervelocity Tunnels and Application to Vehicle Testing at Duplicated Conditions. In: *Advanced Hypersonic Test Facilities* Edited by Lu F. and Marren D. Progress in Astronautics and Aeronautics Volume 198. AIAA. 2002
- [6] Fickett W., and Davis W. C.: *Detonation Theory and Experiment*. Dover Publications, INC. Mineola, New York, 1979
- [7] Yu H. R., Esser B., Lenartz M., and Groenig H.: *Gaseous Detonation Driver for a Shock Tunnel*. *Shock Waves*, 1992, 2 (4), 245-254
- [8] 张欣玉, 俞鸿儒, 赵伟, 李仲发. 氢氧爆轰直接起始实验研究. *流体力学测量与控制*, 1996, 10(3): 63-68
- [9] 赵伟, 俞鸿儒. 过临界喷管充气混合装置. *空气动力学学报*, 1999, 17(3): 279-284
- [10] Lu F. K., Wilson D. R., Bakos R. J. and Erdos J. I.: *Recent Advances in Detonation Techniques for High-Enthalpy Facilities*. *AIAA Journal* 38 (9), 1676-1684 (2000)
- [11] Flagg R. F. Detailed Analysis of Shock Tube Tailored Conditions. RAD-TM-63-64, 1963
- [12] 李进平, 冯珩, 姜宗林, 俞鸿儒. 爆轰驱动激波管缝合激波马赫数计算. *空气动力学学报*. 2008, 26 (3), 291-296
- [13] 俞鸿儒, 林建民, 李仲发, 谷笏华. 扩张激波管流动液图观察. *空气动力学学报*, 1984, 3: 88-91.
- [14] Laderman A. L. Shock-Tube Performance with Area Divergence at the Diaphragm Section. *AIAA Journal*, 1967, 10: 1904-1906.
- [15] 赵伟, 姜宗林, 俞鸿儒. 高焓激波风洞爆轰驱动技术研究. *空气动力学学报*, 2009, 27: 63-68
- [16] 李进平, 冯珩, 姜宗林. 激波/边界层相互作用诱导的激波风洞气体污染问题. *力学学报*. 2008, 40(3): 289-296
- [17] Burtshell Y., Cardoso M. Numerical Analysis of Reducing Driver Gas Contamination in Impulse Shock Tunnels. *AIAA Journal*. 2001, 39: 2357-2365.