

**引用格式:** 韩子健, 彭俊, 胡宗民, 等. JF-12 激波风洞在火星进入环境下的运行特性[J]. 航空学报, 2021, 42(3): 124129. HAN Z J, PENG J, HU Z M, et al. Operating characteristics of JF-12 shock tunnel in Mars entry tests[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2021, 42(3): 124129 (in Chinese). doi: 10.7527/S1000-6893.2020.24129

## JF-12 激波风洞在火星进入环境下的运行特性

韩子健<sup>1,2</sup>, 彭俊<sup>1,2</sup>, 胡宗民<sup>1,2,\*</sup>, 韩桂来<sup>1</sup>, 姜宗林<sup>1,2</sup>

1. 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
2. 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100049

**摘要:** 火星探测是目前国际深空探测的热点,而火星着陆是火星探测的关键技术之一,火星着陆器发展中面临的一个严峻的挑战是其气动环境远远不同于地球大气的空气。然而,现阶段大多数地面试验设备都是以空气为试验气体来设计的,而不是火星大气的 CO<sub>2</sub>。本文利用高温热化学反应流动数值计算技术,对 JF-12 反向爆轰驱动激波风洞在火星进入环境下(主要气体成分是 CO<sub>2</sub>)的运行特性进行了计算模拟,通过调整激波管中驱动/被驱动气体的初始参数和高/低压段的截面积比,来模拟其中的波系产生、传播过程以及反射激波与接触面的相互作用机制。研究发现,相同情况下驱动 CO<sub>2</sub> 的缝合激波马赫数要明显高于空气,通过减小驱动气体的声速和低压段的直径,可以在驱动 CO<sub>2</sub> 时获得驻室压力稳定的试验气体。

**关键词:** 火星探测; 反向爆轰驱动激波风洞; 二氧化碳; 缝合运行状态; 驻室压力

中图分类号: V216.8 文献标识码: A 文章编号: 1000-6893(2021)03-124129-12

随着航天技术的迅猛发展和人类对太空探索需求的不断增长,太空深空探测已成为新世纪航天领域的研究热点。现如今,火星探测已经成为国际深空探测发展的主要趋势,在整个航天史中,人类使用探测器进行火星探测的步伐从未停止,苏联、美国和欧洲相继发射了自己的火星着陆探测器,但其中只有美国取得了成功。到目前为止,美国已经成功发射了数个火星探测器,如海盗号、探路者号、勇气号、机遇号、凤凰号和好奇号等。火星探测面临的一大难题是它的大气环境完全不同于地球大气的空气,火星大气基本是由 CO<sub>2</sub> 组成的(约 95.3%)、另外还有 2.7% 的 N<sub>2</sub>、1.6% 的 Ar 和少量其他气体成分,大气相对稀薄、密度约为地球大气密度的 1%,火星大气热力学特性与地球有较大差异<sup>[1-5]</sup>。因此,人们所掌握的地球

大气再入飞行器的试验数据和设计技术不能直接用于火星探测器的研发,然而不幸的是现阶段大多数地面试验设备都是以空气为试验气体来设计和运行的,专门用来模拟火星大气环境的风洞设施极为匮乏,导致火星着陆器风洞试验数据不足,因此需要研究现有的地面试验设备在火星大气环境下的运行特性,为地面试验设备改进提供参考。

在目前国际上已经开展的利用高焓激波风洞进行火星探测器的气动试验中,以美国 Calspan-UB 研究中心的 LENS(Large Energy National Shock Tunnels)系列激波风洞最为先进,LENS I 采用电加热氢气或氦气作为驱动气体,这种加热轻气体的驱动方式要比其他驱动方式的激波风洞更容易以缝合运行状态运行<sup>[6-8]</sup>。本文以中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验

收稿日期: 2020-04-23; 退修日期: 2020-05-05; 录用日期: 2020-05-15; 网络出版时间: 2020-05-22 13:23  
网络出版地址: <http://hkxb.buaa.edu.cn/CN/html/20210315.html>  
基金项目: 国家自然科学基金(11672308, 11532014); 国家重点研发计划(2019YFA0405204)  
\* 通信作者. E-mail: huzm@imech.ac.cn

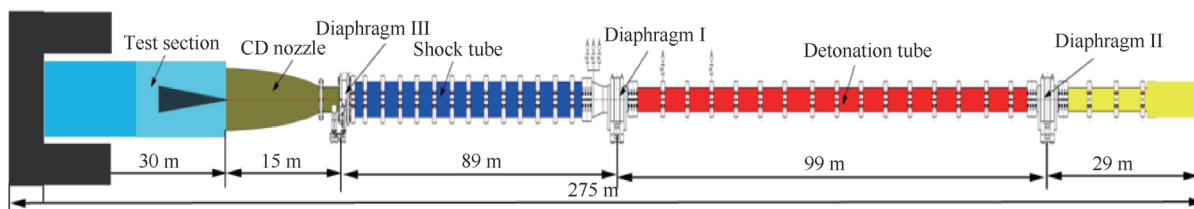
室(LHD)JF-12 爆轰驱动激波风洞<sup>[9-10]</sup>为研究对象,利用数值计算并佐以理论分析的方式研究其在火星进入环境下的运行特性,并与驱动空气的情况进行对比。该设备的驱动方式为反向爆轰驱动,最初的建造目的是为了进行高焓空气流动试验,由于设备尺寸较大,驱动段/被驱动段的截面积比保持不变,因而在试验中只能通过改变驱动和被驱动气体初始参数(如气体摩尔数、压力等)来获得不同状态的试验气流。对于数值模拟其火星进入环境下的运行特性,这里将试验气体换为 $\text{CO}_2$ ,初始驱动气体为可爆的 $\text{H}_2$ 和空气混合气(或 $\text{H}_2 + \text{O}_2 + \text{CO}_2$ )。

## 1 地面试验设备

目前,LHD实验室已经拥有JF系列爆轰驱动激波风洞,其中,JF-12是结构尺寸最大、有效试验时间最长的,它的总长约275 m,驱动段长度为99 m,内径为420 mm;被驱动段长度为89 m,内径为720 mm;喷管出口直径为1.5 m或2.5 m;试验段直径为3.5 m,长度为11 m,是能

够复现高超声速飞行条件的国际首座超大型爆轰驱动高焓激波风洞,获得的有效试验时间长达100 ms,并具有复现25~50 km高空,马赫数5~9范围高超声速飞行条件的能力。图1给出了该激波风洞的布置示意图和现场照片。

JF-12复现风洞发展最初是为了研究超燃发动机的全尺度高超声速流动物理机制,它的低压段充入纯净空气作为试验气体,高压段内氢氧爆轰之后产生高温高压驱动气体冲破膜片,在低压段形成向下游传播的入射激波,入射激波对试验气体进行压缩,在驻室反射后进一步压缩试验气体,最后高温高压的空气经过一个收缩-扩张喷管进行膨胀,可产生马赫数5~9的高超声速试验气流。图2给出了在以空气为试验气体时,5次试验获得的风洞驻室内的压力历史曲线,图中编号为按试验日期记录的风洞运行的不同车次。从图中可以看出,对于马赫数为7的试验来流,其有效试验时间大约为130 ms。如此长的试验时间不仅得益于较长的被驱动段,还因为驱动段和被驱动段截面积比的优化设计,直径分别为400 mm



(a) JF-12激波风洞示意图



(b) 风洞现场照片一



(c) 风洞现场照片二

图1 JF-12 激波风洞示意图与现场照片

Fig. 1 Schematic diagram and live photos of JF-12 shock tunnel

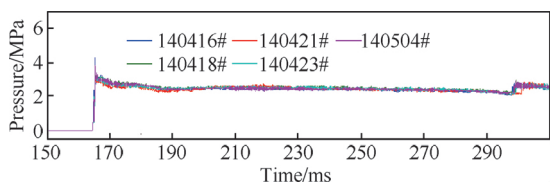


图2 JF-12 激波风洞驻室压力随时间的变化(试验气体为空气,  $Ma_\infty = 7$ )

Fig.2 Stagnation pressure record showing test time of JF-12 (Test gas: air,  $Ma_\infty = 7$ )

和 720 mm, 这种“小驱大”的运行方式可以使爆轰驱动在较低入射激波强度时仍能处于缝合状态, 从而延长有效试验时间<sup>[11-13]</sup>。

## 2 变截面驱动理想激波管缝合运行状态

对于变截面反向爆轰驱动激波风洞, 图 3 给出了它的激波管结构及波系传播示意图, 这里将其分为 7 个区: 初始时静止的试验气体(1 区)、经入射激波压缩后的试验气体(2 区)、非正常膨胀后的爆轰产物(3 区)、Taylor 稀疏波后的滞止气体(4 区)、初始时静止的可爆混合气体(4<sub>i</sub> 区)、被驱动段尾端的风洞驻室(5 区)及驱动段尾端连接的卸爆段(7 区)。针对这种采用“小驱大”运行方式的激波风洞, 由于它的激波管部分在驱动段和被驱动段之间连接了一个扩张喷管, 所以其中波系的传播过程与传统的等截面激波管有所不同。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, 而波传播过程取决于运行状态, 其中最重要的就是反射激波在被驱动段端部和接触面(即驱动气体与试验气体的分界面)之间的来回传播。为了延长风洞运行的有效试验时间, 激波风洞需要采用缝合接触面运行状态, 缝合运行状态是指激波风洞在运行时, 入射激波在被驱动段端壁产生的反射激波与接触面相遇时, 在接触面上不产生任何反射波, 从而避免反射波对风洞驻室气体状态造成干扰, 采用这种运行方式可将有效试验时间提高数倍以上<sup>[14-15]</sup>。为了实现缝合运行状态, 需要合理匹配接触面两侧膨胀后的驱动气体(3 区)及经入射激波压缩后的试验气体(2 区)的物性和状态参数, 依据理想激波管理论:

$$\frac{a_4}{a_1} = \frac{2}{\gamma_1 + 1} \left( Ma_s - \frac{1}{Ma_s} \right) \times$$

$$\left\{ \left[ \frac{(\gamma_1 - 1)Ma_s^2 + 2}{2\gamma_1(Ma_s^2 - 1)} \right] \times \left[ \gamma_4^2 + \frac{\gamma_1\gamma_4(\gamma_4 + 1)(Ma_s^2 - 1)}{(\gamma_1 - 1)Ma_s^2 + 2} \right]^{0.5} + \frac{\gamma_4 - 1}{2} \right\} \quad (1)$$

式中:  $a_4$  和  $a_1$  分别是驱动气体和被驱动气体的声速;  $\gamma_4$  和  $\gamma_1$  分别是驱动气体和被驱动气体的比热比;  $Ma_s$  是入射激波马赫数。

由式(1)可以看出, 对采用等截面激波管的激波风洞来说, 缝合激波马赫数是驱动与被驱动气体的声速比及两者的比热比的函数, 所以只需要知道驱动与被驱动气体的组分及初始时刻的热力学参数, 就可以确定缝合激波马赫数。

激波风洞产生的试验气流总焓取决于入射激波强度, 一般来说, 试验气体为室温下的空气, 因此若驱动气体的初始状态给定, 则缝合激波马赫数而随之确定, 即试验气流的总焓确定, 因此可通过调整驱动与被驱动气体的组分和初始参数来获得不同的缝合激波马赫数, 从而获得不同焓值的试验气流。但是对于爆轰驱动激波风洞来说, 它的缝合激波马赫数受驱动段中可燃混合气的直接起始爆轰极限的限制, 因此爆轰驱动更适用于产生高焓试验气流。为了能够覆盖较低焓值的试验气流状态, 即使爆轰驱动激波风洞在较低的入射激波强度下仍能处于缝合运行状态, 可以通过

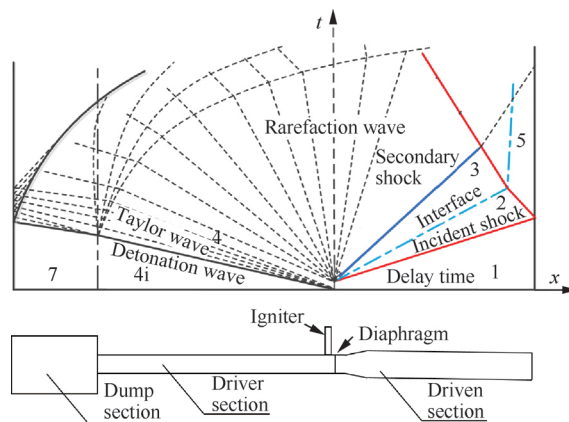


图3 变截面反向爆轰驱动激波管结构及波系传播示意图

Fig.3 Schematic diagram of variable cross-section backward detonation-driven shock tunnel and wave diagram

降低 3 区气体的声速来实现。为了降低 3 区气体声速,一方面可以改变驱动气体的成分,比如在 4 区气体中混入声速较低的不参与反应的稀释气体,也可以在驱动段和被驱动段之间附加定常膨胀的方法,即采用“小”驱动段驱动“大”驱动段的驱动方法,JF-12 激波风洞就采用了这种驱动结构,其激波管结构及流动波系传播如图 3 所示<sup>[16-19]</sup>。

在采用这种“小”驱“大”激波风洞的运行方式下,它的界面匹配条件可决定为<sup>[20]</sup>

$$G_a \frac{a_4}{a_1} = \frac{2}{\gamma_1 + 1} \left( Ma_s - \frac{1}{Ma_s} \right) \cdot \left\{ \left[ \frac{(\gamma_1 - 1)Ma_s^2 + 2}{2\gamma_1(Ma_s^2 - 1)} \right] \times \left[ \gamma_4^2 + \frac{\gamma_1\gamma_4(\gamma_4 + 1)(Ma_s^2 - 1)}{(\gamma_1 - 1)Ma_s^2 + 2} \right]^{0.5} + \frac{\gamma_4 - 1}{2} \right\} \quad (2)$$

式中:  $G_a$  是声速增益因子,它的计算公式为

$$G_a = \left( \frac{1 + \frac{\gamma_4 - 1}{2} Ma_{3b}}{1 + \frac{\gamma_4 - 1}{2} Ma_{3a}} \right) \times \left( \frac{1 + \frac{\gamma_4 - 1}{2} Ma_{3a}^2}{1 + \frac{\gamma_4 - 1}{2} Ma_{3b}^2} \right)^{0.5} \quad (3)$$

其中:  $Ma_{3a}$ 、 $Ma_{3b}$  分别是变截面入、出口的气流马赫数。

$Ma_{3a}$  和  $Ma_{3b}$  的大小与驱动段与被驱动段的截面积比有关,以 JF-12 为例,它的驱动段直径为 400 mm,被驱动段内径为 720 mm,直径比  $D_{driven}/D_{driver} = 1.8$ ,截面积比  $A_4/A_1 = 0.31$ ,理论计算得  $G_a = 0.93$ 。

上述 2 个基于理论分析的公式计算结果如图 4 所示,纵坐标为缝合状态下驱动气体的声速,横坐标为缝合激波马赫数。其中,驱动气体为可爆氢氧混合气体的爆轰产物,被驱动气体为室温下

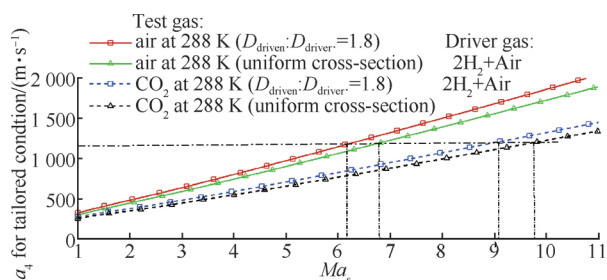


图 4 缝合激波马赫数与驱动气体声速的关系

Fig. 4 Sound speed of driver gas required for tailored Mach number

的空气或  $CO_2$ , 分别计算了等截面及“小”驱“大”变截面激波管的情况。从图中可以看出,当激波管的几何尺寸相同时,不管是等截面还是变截面驱动,由于相同温度下,  $CO_2$  的声速相对于空气的声速较低,因此要达到相同的缝合激波马赫数,驱动  $CO_2$  所需的驱动气体的声速要低于空气,或者说,在相同的驱动气体声速条件下,  $CO_2$  试验气体的缝合激波马赫数要高于空气试验气体。例如,如果初始时驱动段内充入化学当量比的可爆氢气-空气 [ $2H_2 : O_2 : 3.75 N_2$ ] 混合气体,驱动空气或二氧化碳时的缝合激波马赫数约为 6.8 和 9.7,如此高的激波马赫数使激波风洞处于高焓或高总温的试验状态,为了模拟产生较低焓值的试验气流,可以采用附加定常膨胀的方法,即“小”驱“大”运行方式,来降低 3 区气体声速,进而减小缝合激波马赫数。理论计算结果表明,在同时采用驱动段充入  $N_2$  (比例按照空气中  $n(O_2) : n(N_2) = 1 : 3.75$  设置) 稀释和“小”驱“大”运行方式来减小 3 区气体声速的方法后,以空气为试验气体时,可将缝合激波马赫数降至 6.2 左右,但是此时驱动  $CO_2$  的缝合激波马赫数依然要比驱动空气大得多,因此在较低焓值试验条件下,对  $CO_2$  来说,氢氧爆轰的驱动能力依然过大,如果不对激波管的几何尺寸进行必要的修改,就很难获得合适的界面匹配条件。

### 3 计算模拟及分析

本文利用高温热化学反应流动数值计算技术,以 JF-12 激波风洞的激波管为基础,计算其变截面准一维模型的激波动力学过程,其中仅考虑了 99 m 长的爆轰驱动段及 89 m 长的被驱动段,目的是驱动二氧化碳时在较低焓值试验状态下实现激波风洞缝合运行。计算中,基于多组分热化学反应流动 Euler 控制方程组,对流项的离散应用频散控制耗散格式<sup>[21-22]</sup>,该方法鲁棒性较好,以较小的计算消耗为代价而能有效抑制爆轰波以及强激波附近的非物理振荡,时间推进则应用三阶 Runger-Kutta 算法,化学反应源项的时间方向积分则通过算子分裂方法与流动项解耦,以解决爆轰波阵面强烈化学反应带来的刚性问题。在爆轰驱动高超声速激波风洞的流动中涉及了热化学非平衡、多组分反应等,因此在爆轰驱动段的计算中



考虑了 H<sub>2</sub> 和 O<sub>2</sub> 的化学非平衡现象,由于是针对较低焓值状态,只考虑空气中 O<sub>2</sub> 的分解反应,采用基元反应模型来求解氢氧爆轰产物的状态参数,相关组分为: H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, O, H, OH, H<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, 忽略 N<sub>2</sub> 和 CO<sub>2</sub> 的分解以及黏性效应。

### 3.1 控制方程与物理化学模型

#### 3.1.1 控制方程

直角坐标系下,准一维多组分热化学反应流动 Euler 控制方程组可写为

$$\frac{\partial}{\partial t}(SQ) + \frac{\partial E}{\partial x} + H = 0$$

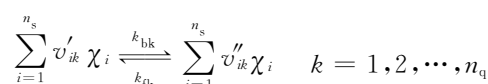
式中:  $S$  为横截面积,与时间无关,是位置的函数,即  $S = S(x)$ ;  $Q$  为守恒变量组成的矢量;  $E$  为  $x$  方向上的对流通量矢量;  $H$  为热化学反应源项矢量,这些矢量可写为

$$Q = \begin{bmatrix} \rho C_1 \\ \rho C_2 \\ \vdots \\ \rho C_{n_s} \\ \rho u \\ E \end{bmatrix}, E = S \begin{bmatrix} \rho u C_1 \\ \rho u C_2 \\ \vdots \\ \rho u C_{n_s} \\ \rho u^2 + p \\ (E + p)u \end{bmatrix}, H = - \begin{bmatrix} S\dot{\omega}_1 \\ S\dot{\omega}_2 \\ \vdots \\ S\dot{\omega}_{n_s} \\ \frac{dS}{dx}p \\ 0 \end{bmatrix}$$

式中:  $\rho$  和  $p$  分别为混合气体的密度和压力;  $u$  为  $x$  方向上的速度;  $C_i (i = 1, 2, \dots, n_s)$  为组分  $i$  的质量分数;  $E$  为单位体积气体的总能;  $\dot{\omega}_i$  为组分  $i$  的单位体积的质量生成率。

#### 3.1.2 基元反应模型

本文采用基元反应模型来求解氢氧爆轰产物的状态参数。计算中氢氧爆轰混合气体的化学反应采用 6 种组分 8 个反应方程式,具体组分为: H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, O, H, OH, H<sub>2</sub>O。对于组分数为  $n_s$ , 基元反应方程式为  $n_q$  个的化学反应,其化学反应方程式可以写为



式中:  $k_{fb}$ 、 $k_{bk}$  分别为正、逆反应速率常数,可由 Arrhenius 公式给出;  $\nu'_{ik}$  和  $\nu''_{ik}$  分别为组分  $i$  在第  $k$  个化学反应中反应物及生成物的化学计量系数;  $\chi_i$  代表化学组分。本文所用到的化学反应方

程及其对应的频率因子  $A_k$ 、温度指数  $n_k$  和活化能  $Ea_k$  参见表 1。

表 1 氢氧爆轰的化学反应模型与反应速率系数  
Table 1 Chemical reaction model and reaction rate coefficient of hydrogen-oxygen detonation

$k$	反应方程式	频率因子 $A$	温度指数 $n$	活化能 $E_a / (\text{cal} \cdot \text{mole}^{-1})$
1	O <sub>2</sub> + H = O + OH	6.00 × 10 <sup>14</sup>	0.00	16 790.0
2	H <sub>2</sub> + O = H + OH	1.07 × 10 <sup>4</sup>	2.80	5 921.0
3	H <sub>2</sub> + OH = H + H <sub>2</sub> O	7.00 × 10 <sup>12</sup>	0.00	4 400.0
4	O + H <sub>2</sub> O = 2OH	1.50 × 10 <sup>10</sup>	1.14	17 190.0
5	H <sub>2</sub> = 2H	2.90 × 10 <sup>18</sup>	-1.00	104 330.0
6	2O = O <sub>2</sub>	6.17 × 10 <sup>15</sup>	-0.50	0.0
7	O + H = OH	1.00 × 10 <sup>15</sup>	0.00	-497.0
8	H + OH = H <sub>2</sub> O	8.80 × 10 <sup>21</sup>	-2.00	0.0

#### 3.1.3 计算域及初/边条件设置

本文基于准一维热化学反应流动数值计算技术,对 JF-12 激波风洞高压驱动段及低压被驱动段运行的激波动力学过程进行了数值模拟,计算设置的计算域如图 5 所示。图中,点火点位于爆轰驱动段内靠近主膜片  $L_2$  处,爆轰驱动段  $L_1 \sim L_2 = 100$  m,初始定为 4i 区,充入可爆的氢气和空气混合气(或 H<sub>2</sub> + O<sub>2</sub> + CO<sub>2</sub>); 低压被驱动段  $L_2 \sim L_5 = 90$  m,初始为 1 区,充入空气或二氧化碳;变截面管道部分位于被驱动段内,其长度  $L_3 \sim L_4 = 5$  m;主膜片  $L_2$  到变截面入口  $L_3$  的距离  $L_2 \sim L_3 = 2$  m;驱动管段直径的实际大小为 40 cm,计算中未作调整,被驱动管段直径的实际大小为 72 cm,计算中视需要对其进行了适当改动。计算中,对三部分的初始条件(初始气体组分、压力及温度)进行设置:被驱动段、驱动段及点火条件。初始气体组分上,被驱动段内充入空气或 CO<sub>2</sub>; 驱动段内充入 H<sub>2</sub> 和空气混合气(或 2H<sub>2</sub> + O<sub>2</sub> + 3.75CO<sub>2</sub>); 点火处为所给的驱动段内爆轰混合气

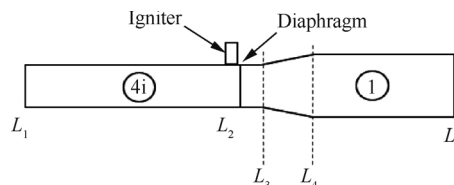


图 5 计算域

Fig. 5 Computing domain

体起爆之后的各组分的摩尔分数。初始压力及温度上,被驱动段的初始压力  $P_1$  可调,用于达到缝合状态,温度保持室温 288 K 不变;驱动段的初始压力始终设置为  $P_{4i}=2$  MPa,温度也始终为 288 K;点火处的初始压力及温度要设的足够高,使配以 3.75 倍的  $N_2$  或  $CO_2$  的氢氧爆轰混合气体能够成功起爆并产生稳定传播的爆轰波,例如,爆轰混合气体为  $2H_2 + O_2 + 3.75 N_2$  时,点火处压力设置为 74 MPa,温度设置为 2 300 K,若将  $N_2$  换成  $CO_2$ ,可将压力继续上调至能够直接起爆即可,如压力增至 84 MPa,温度仍为设置 2 300 K。

边界条件主要设置左壁面、主膜片及右壁面三部分,均为镜面对称的固壁边界条件。

### 3.2 JF-12 激波风洞运行激波动力学过程

目前用于研究高超声速、高焓流动的激波风洞大都是以激波管为基础发展起来的,典型的激波管由高压驱动段和低压被驱动段组成,二者之间由膜片隔开。JF-12 激波风洞的激波管采用反向爆轰驱动模式运行,它的起爆点位于主膜片处,点火破膜之后,爆轰波传播方向与入射激波传播方向相反,在爆轰波后存在着一段热力学状态均匀的静止燃气,它的传播距离约为爆轰波传播距离的一半,即利用这部分静止的气体作为驱动气体,有利于产生稳定的入射激波。依据 Chapman-Jouguet 爆轰理论(CJ 理论)和 Taylor 相似律,可爆混合气在爆轰前导激波的压缩作用下瞬间释放出大量化学能,使爆轰混合气体的压力、温度和速度迅速升高至 CJ 值,然而由于前导激波后 Taylor 稀疏波的作用,燃气速度不断减小至静止,压力和温度也不断减小,最终使这部分静止气体的压力不到 CJ 爆轰压力的一半,因此它的驱动能力远远低于正向爆轰。

JF-12 激波风洞起初是以空气为试验气体设计的,这里首先以空气作为试验气体,来计算模拟它在缝合运行状态下的激波动力学过程。如果试验气体为空气,当给定驱动段初始条件时,可以通过调整被驱动段的初始条件(如初始压力  $P_1$ )来满足缝合运行状态。在计算中给定的氢氧爆轰驱动气体初始状态为  $P_{4i}=2$  MPa、 $T_{4i}=288$  K;被驱动气体(空气)的初始状态为  $P_1=12$  kPa、 $T_1=288$  K,计算所得的激波管内波系传播及驻室压

力分布如图 6 所示, $t$  为时间, $x$  为位置坐标, $P_5$  为驻室压力。典型时刻(入射激波反射前,反射后)激波管内压力温度的空间分布,如图 7~图 9 所示, $P$  和  $T$  分别为静压和静温; $P_0$  和  $T_0$  分别为总压和总温。

从图 6 中的波系传播图可以明显看出,ab 为一道入射激波,紧随其后的是膨胀后的爆轰产物与试验气体的分界面 ac,如图 7 所示时刻,入射

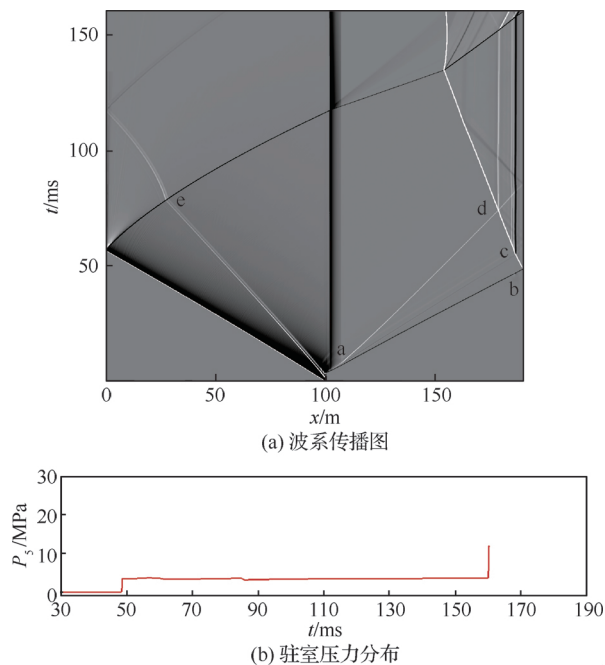
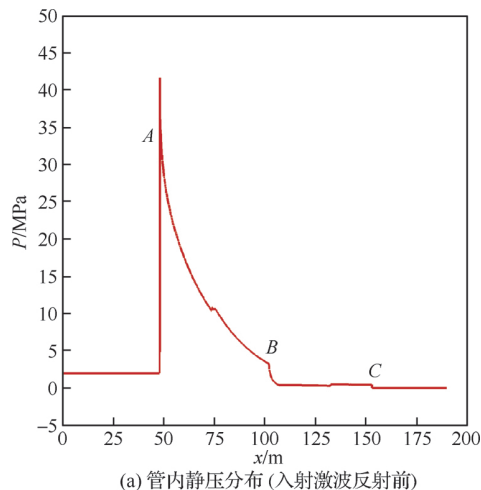


图 6 反向爆轰驱动激波管内波系传播及驻室压力随时间变化图(试验气体:空气)

Fig. 6 Wave diagram and pressure history in reservoir of backward detonation-driven shock tunnel (Test gas: air)



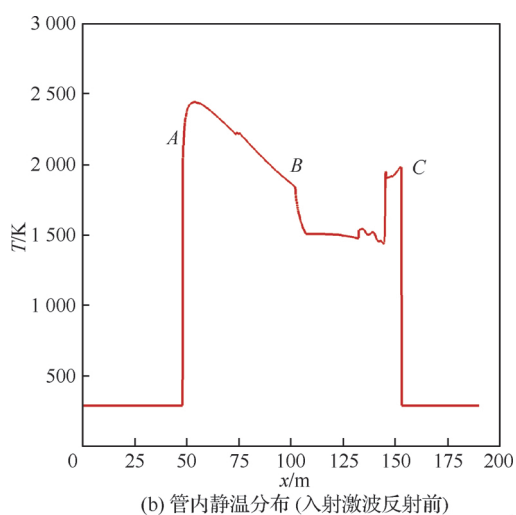


图 7 入射激波反射前激波管内压力、温度的空间分布  
Fig. 7 Spatial distribution of pressure and temperature in shock tube before incident shock reflection

激波的位置为  $C$  点,  $A$  处是向左传播的爆轰波头, 它的强度远远大于入射激波,  $B$  处的压力及温度降低是由于附加定常膨胀的作用, 点  $A$  与点  $B$  之间为稀疏波, 分为两个部分, 左侧部分为爆轰波后泰勒稀疏波, 右侧部分为主膜破膜后产生的左行稀疏波。左侧稀疏波的波尾与右侧稀疏波的波头相接, 其传播速度相等, 由于计算设置了比较强的点火区,  $A$ 、 $B$  之间出现一个小“平台”反映了这个初始点火区的影响。当入射激波  $ab$  到达右端壁发生反射并于接触面  $ac$  相遇之后, 由波系传播图及反射后压力分布 (图 8 和图 9) 可以看出, 反射激波  $bc$  直接穿过接触面, 没有在接触面上形成反射波, 此时经入射激波及反射激波两次压缩的试验气体的压力和温度有了明显增加, 且这部分热力学参数均匀的试验气体静止于风洞驻室, 因此这种情况下风洞以缝合状态运行。然而由于采

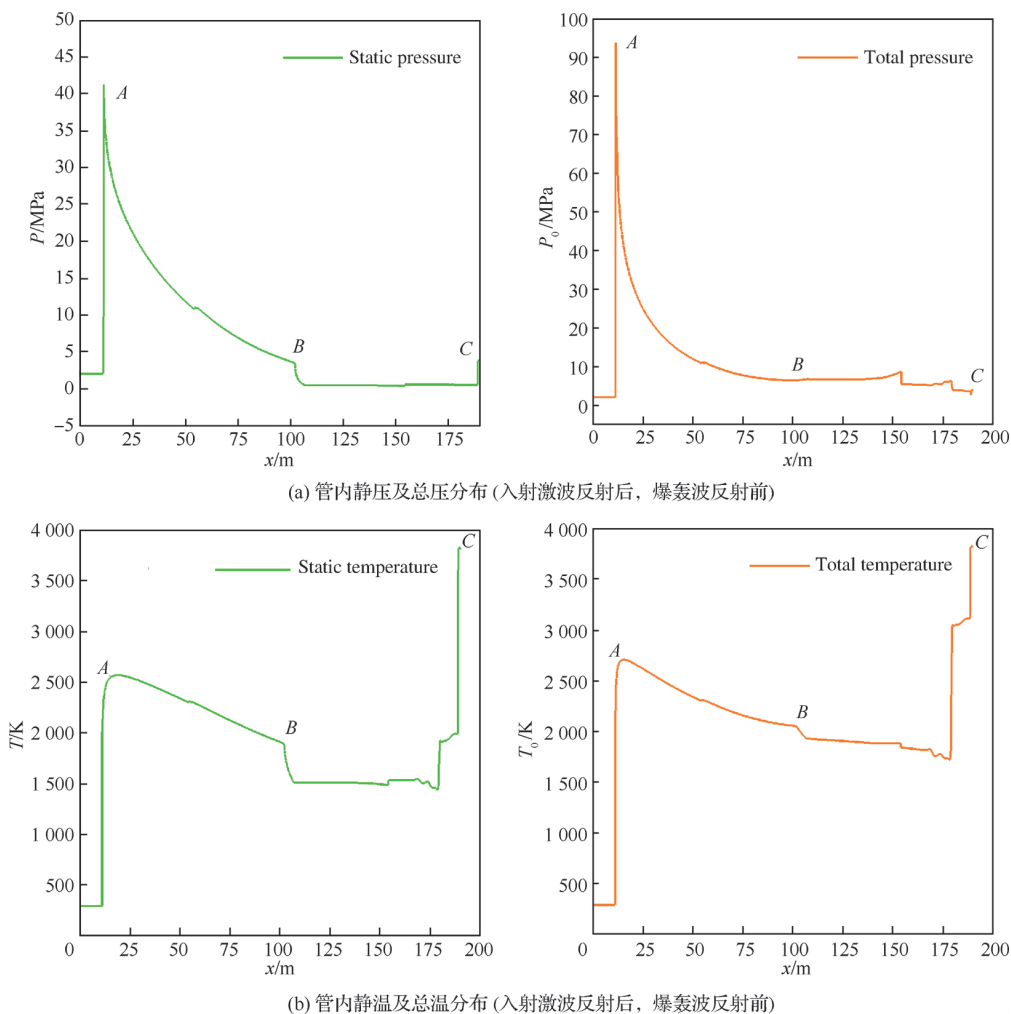


图 8 入射激波反射后激波管内压力、温度的空间分布一

Fig. 8 Spatial distribution 1 of pressure and temperature in shock tube after reflection of incident shock wave

用了“小”驱“大”的运行模式,因此在驱动段和被驱动段之间的扩张管道部分形成了一道二次激波 ad。由于二次激波本身的强度不大,图 6 所示状态下二次激波的传播速度仅约为 1 079.42 m/s,当其传播到被驱动段端壁并发生反射时,会轻微改变缝合状态下风洞驻室内已稳定的气体参数。由图 6 所示的驻室压力分布可知,二次激波在 85 ms 左右到达被驱动段端壁,使本来已经稳定的驻室压

力略微减小。根据 JF-12 激波风洞的运行记录,二次激波本来较弱,另外黏性耗散也会使其强度大大减弱,其对驻室参数的影响可以忽略。这种以空气作为试验气体缝合运行状态下的反向爆轰驱动激波风洞入射激波马赫数为 5.87,5 区气体压力为 3.5 MPa,维持恒定的时间大约为 110 ms,能够满足长试验时间高超声速飞行器的试验需求。

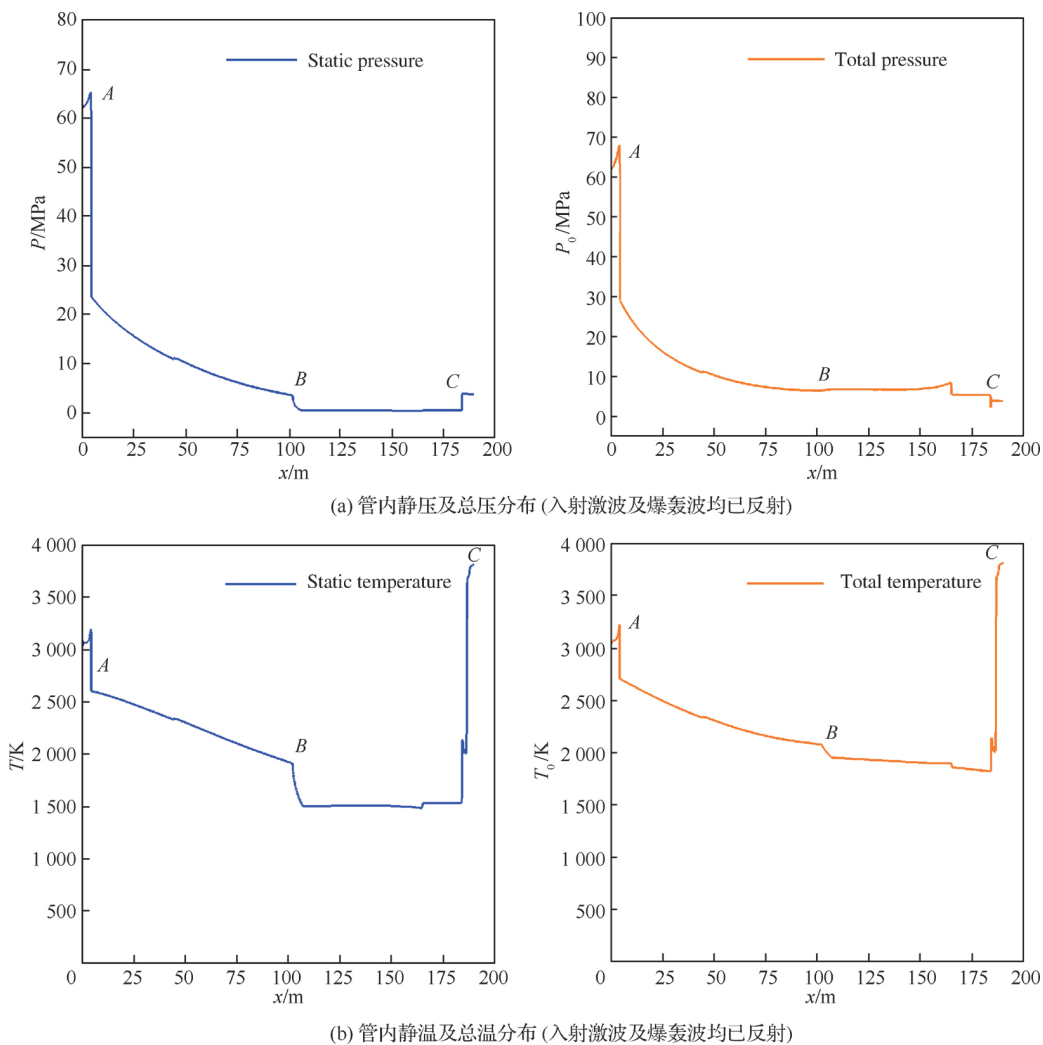


图 9 入射激波反射后激波管内压力、温度的空间分布二

Fig. 9 Spatial distribution 2 of pressure and temperature in shock tube after reflection of incident shock wave

### 3.3 CO<sub>2</sub> 为试验气体的运行特性

为了研究 JF-12 激波风洞在火星进入环境下的运行特性,这里将试验气体换成 CO<sub>2</sub>,试图找到一种驱动 CO<sub>2</sub> 的缝合运行状态。如果试验气体为 CO<sub>2</sub>,依据前文的理论计算已知,其他驱动条件

不变时,驱动 CO<sub>2</sub> 的缝合激波马赫数相对空气较大。经数值计算,若以氢氧爆轰驱动气体初始状态为  $P_{4i} = 2 \text{ MPa}$ 、 $T_{4i} = 288 \text{ K}$ ;被驱动气体 (CO<sub>2</sub>) 的初始状态为  $P_1 = 12 \text{ kPa}$ 、 $T_1 = 288 \text{ K}$ ,该情况下反射激波与接触面相遇之后在接触面上会明显反射出一道膨胀波使驻室压力降低,从而缩



短了风洞运行的有效试验时间,相应的波系传播图及驻室压力随时间变化如图 10 所示。

从图 10 中的波系传播图可以明显看到,反射激波 bc 与接触面 ac 相遇之后,在接触面上反射出一道膨胀波 ce,这道膨胀波使驻室内压力降低,缩短了驻室压力维持稳定的时间。从驻室压力变化图能够看出,入射激波于 56 ms 左右到达被驱动段端壁并发生反射,压力升高至平稳区并保持稳定至 62 ms 左右时,反射激波与接触面相遇,并在接触面上反射出一道右行膨胀波,使驻室压力降低了约 45.2%,缩短有效试验时间,该情况下的入射激波马赫数为 6.5,要小于该状态下的缝合激波马赫数,入射激波反射后与接触面相遇前 5 区气体的稳定压力约为 6.4 MPa,其维持恒定的时间仅为 6 ms,因此还需要合理地调整相关参数使其以缝合状态运行。

依据前文的理论分析已知,在相同的驱动气体情况下,CO<sub>2</sub> 试验气体的缝合激波马赫数要明显高于空气,因此如果初始驱动段依旧充入化学当量比的可爆氢气-空气[2H<sub>2</sub>:O<sub>2</sub>:3.75 N<sub>2</sub>]混合气体来驱动 CO<sub>2</sub>,驱/被驱动段的直径也保持不

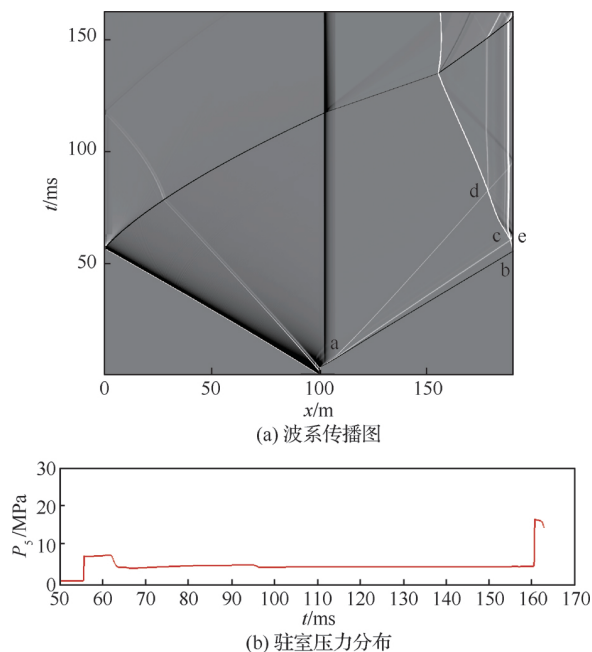


图 10 反向爆轰驱动激波管内波系传播及驻室压力随时间变化图(试验气体:CO<sub>2</sub>)

Fig. 10 Wave diagram and pressure history in reservoir of backward detonation-driven shock tunnel (Test gas: CO<sub>2</sub>)

变,则为了达到缝合运行状态,可通过减小被驱动段的初始压力来增大入射激波马赫数,使其达到缝合。通过数值计算,若以氢氧爆轰驱动气体初始状态为  $P_{4i}=2\text{ MPa}$ 、 $T_{4i}=288\text{ K}$ ;被驱动气体(CO<sub>2</sub>)的初始状态需为  $P_1=2\text{ kPa}$ 、 $T_1=288\text{ K}$ ,才能获得相对比较平稳的驻室压力。然而通过减小  $P_1$  来增大入射激波马赫数使其达到缝合的方法只能得到较高焓值的试验条件,而且被驱动气体初始压力偏低时意味着初始时充入气体的量较少,试验气体的总量较少在一定程度上也会缩短有效试验时间。该状态下的入射激波马赫数约为 9.34,前文理论计算所得的相同初始状态下驱动 CO<sub>2</sub> 时的缝合激波马赫数约为 9.7,数值与理论仅相差 3.7%,5 区气体压力为 2.8 MPa,相应的波系传播图和驻室压力分布图如图 11 所示。

从物理本质上来看,爆轰驱动激波风洞缝合试验技术就是驱动气体与被驱动气体的声阻抗匹配的过程,要使反射激波完全透过接触面而不产生任何反射波,就需要接触面两侧气体的声阻

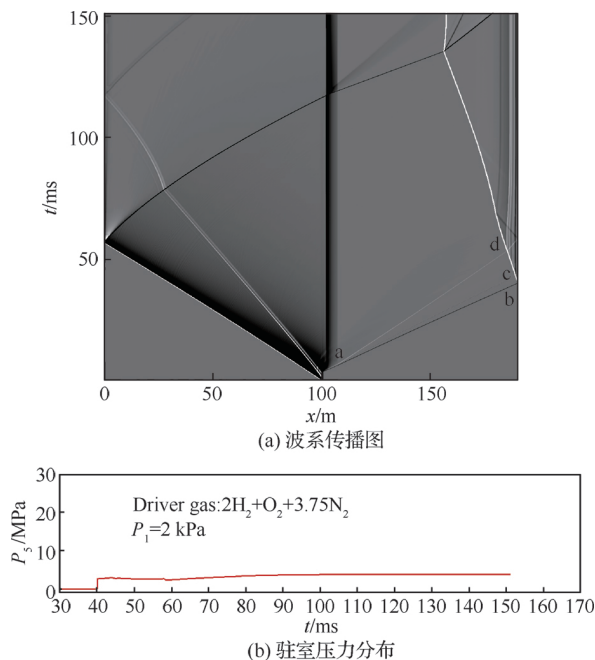


图 11 反向爆轰驱动激波管内波系传播及驻室压力随时间变化图(驱动段:2H<sub>2</sub>+O<sub>2</sub>+3.75N<sub>2</sub>,缝合运行状态)

Fig. 11 Wave diagram and pressure history in reservoir of backward detonation-driven shock tunnel (Driver gas: 2H<sub>2</sub>+O<sub>2</sub>+3.75N<sub>2</sub>, tailored condition)

抗匹配。声阻抗  $z$  是密度  $\rho$  与声速  $a$  的乘积, 即  $z = \rho a$ , 所以, 要想实现缝合试验技术, 可考虑以下 2 个方法: ① 对于不同试验状态, 可调节驱动气体组分, 改变爆轰后爆轰产物的物性参数, 以调整声阻抗; ② 利用定常/非定常膨胀结合的方法, 改变爆轰后的燃气温度, 以调整声速。对于 JF-12 激波风洞驱动二氧化碳的情况, 图 10 的计算发现, 虽然  $\text{CO}_2$  的声速相对爆轰产物的声速要低, 即  $a_2 < a_3$  (下标 2, 3 表示 2 区、3 区), 但由于其可压缩性太大, 所以经入射激波压缩后的  $\text{CO}_2$  的密度会有显著增大, 使得  $\rho_2 > \rho_3$ , 最终导致 2 区的  $\text{CO}_2$  的声阻抗要大于 3 区气体,  $z_2 = \rho_2 a_2 > z_3 = \rho_3 a_3$ 。另外, 对上述声阻抗公式  $z = \rho a$  作适当变换, 代入声速计算公式  $a = \sqrt{\gamma R T}$  和理想气体状态方程  $p = \rho R T$ , 其中  $p$  是气体压力,  $R$  是气体常数, 整理可得  $z = \sqrt{\rho \gamma p}$ , 因为接触面两侧压力相等, 即  $p_2 = p_3$ , 两侧比热比  $\gamma$  之差要比密度差小得多,  $z_2 = \sqrt{\rho_2 \gamma_2 p_2} > z_3 = \sqrt{\rho_3 \gamma_3 p_3}$ , 此时密度的变化占主导。

为了合理调整接触面两侧气体的声阻抗, 以  $\text{CO}_2$  为试验气体时, 计算中综合考虑了上述两种方法, 首先为了降低爆轰产物的声速以减小驱动能力, 在驱动气体加入了一定量的  $\text{CO}_2$  作为稀释气体, 即将原先驱动空气的可爆混合气体  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3.75 \text{N}_2$  换成  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3.75\text{CO}_2$ ; 另外基于前文的理论分析, 激波管结构一致时(变截面或等截面)驱动  $\text{CO}_2$  的缝合激波马赫数要比空气大, 因此为了减小扩张管段中的膨胀程度, 可调整“小”驱“大”激波管驱动段与被驱动段截面积的比值, 这里通过减小被驱动段的直径来减小爆轰产物的膨胀程度, 使其密度减小得小一点, 即将被驱动段的直径缩小至 450 mm, 驱动段直径依然为 400 mm,  $D_{\text{driven}} : D_{\text{driver}} = 1.26$ 。做了上述调整之后, 驱动段以  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3.75\text{CO}_2$  驱动气体, 初始状态为  $P_{4i} = 2 \text{ MPa}$ 、 $T_{4i} = 288 \text{ K}$ , 直径为 400 mm; 被驱动气体 ( $\text{CO}_2$ ) 的初始状态为  $P_1 = 7 \text{ kPa}$ 、 $T_1 = 288 \text{ K}$ , 被驱动段直径为 450 mm, 这种初始状态下可以比较容易的获得长时间且稳定的二氧化碳高超声速试验气流, 其中驻室压力随时间变化分布如图 12 所示, 入射激波马赫数约为 6.72, 5 区气体压力约为 5 MPa, 维持稳定的时间约

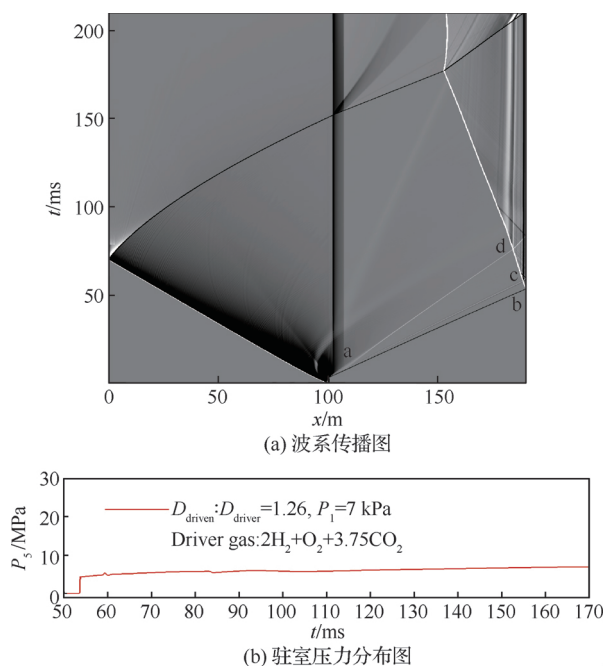


图 12 反向爆轰驱动激波管内波系传播及驻室压力随时间变化图(驱动段:  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3.75\text{CO}_2$ , 缝合运行状态)

Fig. 12 Wave diagram and pressure history in reservoir of backward detonation-driven shock tunnel (Driver gas:  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3.75\text{CO}_2$ , tailored condition)

为 116 ms。

## 4 结论

为了实现火星探测器的地面高超声速流动试验, 本文对 JF-12 爆轰驱动激波风洞激波管驱动  $\text{CO}_2$  时的运行特性进行了理论及数值研究。研究发现:

1) 在利用氢氧爆轰驱动技术为驱动方式实现缝合运行状态时, 如果初始试验气流为室温下的空气, 可通过采用“小”驱“大”变截面驱动段来促使激波管达到缝合运行状态。

2) 如果把试验气体换成  $\text{CO}_2$ , 仅采用变截面驱动段很难使其缝合, 因此可同时采用在驱动段充入声速较低的稀释气体(如  $\text{CO}_2$ )来降低爆轰产物的声速以降低缝合激波马赫数的方法, 来实现 JF-12 爆轰驱动激波风洞以缝合运行状态下驱动  $\text{CO}_2$  产生高超声速试验气流。

3) 鉴于  $\text{CO}_2$  相比空气的可压缩性强得多,

减小被驱动段/驱动段的截面积比有利于实现 JF-12 激波风洞驱动 CO<sub>2</sub> 的缝合界面运行条件。

4) 驱动 CO<sub>2</sub> 进行实际试验时,由于是采用电爆丝短路产生火花来点燃点火管内的爆轰混合气体,进而传播到驱动管段内,若在驱动段充入声速较低的 CO<sub>2</sub> 等稀释气体,起爆难度将会增加。另外,由于 CO<sub>2</sub> 气体较强的可压缩性,在驻室内试验气体柱相比空气会短得多,此区流动将会变得更加复杂。

### 参 考 文 献

- [1] BRAUN R D, MANNING R M. Mars exploration entry, descent, and landing challenges[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2007, 44(2): 310-323.
- [2] ROBERT M M, MARK A A. Landing on Mars[C]// AIAA Space Conference. Reston: AIAA, 2005.
- [3] STELTZNER A, KIPP D, CHEN A, et al. Mars science laboratory entry, descent, and landing system[C]// IEEE Aerospace Conference. Piscataway: IEEE Press, 2006.
- [4] 马广富, 龚有敏, 郭延宁, 等. 载人火星探测进展及其 EDL 过程 GNC 关键技术[J]. *航空学报*, 2020, 41(7): 323651.
- MA G F, GONG Y M, GUO Y N, et al. Research progress and EDL GNC key technologies of human mars mission[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2020, 41(7): 323651 (in Chinese).
- [5] 黄飞, 吕俊明, 程晓丽, 等. 火星进入器高空稀薄气动特性[J]. *航空学报*, 2017, 38(5): 120457.
- HUANG F, LYU J M, CHENG X L, et al. Aerodynamics of Mars entry vehicles under hypersonic rarefied condition[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2017, 38(5): 120457 (in Chinese).
- [6] HOLDEN M, WADHAMS T, SMOLINSKI G, et al. Experimental and numerical studies on hypersonic vehicle performance in LENS shock and expansion tunnels[C]// AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. Reston: AIAA, 2006.
- [7] MACLEAN M, HOLDEN M. Catalytic effects on heat transfer measurements for aerothermal studies with CO<sub>2</sub> [C]// AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. Reston: AIAA, 2013.
- [8] MACLEAN M, HOLDEN M. Numerical assessment of data in catalytic and transitional flows for martian entry [C]// 9th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference. Reston: AIAA, 2006.
- [9] JIANG Z L, YU H R. Theories and technologies for duplicating hypersonic flight conditions for ground testing [J]. *National Science Review*, 2017(3): 12-18.
- [10] JIANG Z L, YU H R. Experiments and development of the long-test-duration hypervelocity detonation-driven shock tunnel (LHDst)[C]// 29th International Symposium on Shock Waves 1. Springer International Publishing, 2015.
- [11] YU H R, ESSER B, LENARTZ M, et al. Gaseous detonation driver for a shock tunnel[J]. *Shock Waves*, 1992, 2(4): 245-254.
- [12] 李进平. 爆轰驱动高焓激波风洞关键问题研究[D]. 北京: 中国科学院力学研究所, 2007.
- LI J P. Investigation into essential problems of detonation-driven high enthalpy shock tunnels[D]. Beijing: Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2007 (in Chinese).
- [13] 姜宗林. 高超声速高焓风洞试验技术研究进展[J]. *空气动力学学报*, 2019, 37(3): 347-355.
- JIANG Z L. Progress on experimental techniques of hypersonic and high-enthalpy wind tunnels[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2019, 37(3): 347-355 (in Chinese).
- [14] 李进平, 冯珩, 姜宗林, 等. 爆轰驱动激波管缝合激波马赫数计算[J]. *空气动力学学报*, 2008, 26(3): 291-295.
- LI J P, FENG H, JIANG Z L, et al. Numerical computation on the tailored shock Mach numbers for a hydrogen-oxygen detonation shock tube [J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2008, 26(3): 291-295 (in Chinese).
- [15] 姜宗林, 李进平, 胡宗民, 等. 高超声速飞行复现风洞理论与方法[J]. *力学学报*, 2018, 50(6): 1283-1291.
- JIANG Z L, LI J P, HU Z M, et al. Shock tunnel theory and methods for duplicating hypersonic flight conditions [J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2018, 50(6): 1283-1291 (in Chinese).
- [16] 姜宗林, 李进平, 赵伟, 等. 长试验时间爆轰驱动激波风洞技术研究[J]. *力学学报*, 2012(5): 20-27.
- JIANG Z L, LI J P, ZHAO W, et al. Investigating into techniques for extending the test-duration of detonation-driven shock tunnels[J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2012(5): 20-27 (in Chinese).
- [17] 俞鸿儒, 林建民, 李仲发, 等. 扩张激波管流动波图观察[J]. *空气动力学学报*, 1984(3): 90-93.
- YU H R, LIN J M, LI Z F, et al. Observation of wave diagrams for shock tube with the divergent nozzle at diaphragm section[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 1984(3): 90-93 (in Chinese).
- [18] LADERMAN A J. Shock-tube performance with area divergence at the diaphragm section[J]. *AIAA Journal*, 1967, 5(10): 1904-1906.
- [19] ALPHER R A, WHITE D R. Flow in shock tubes with area change at the diaphragm section[J]. *Journal of Fluid Mechanics Digital Archive*, 1958, 3(5): 457-470.
- [20] 陈强. 激波管流动的理论和实验技术[M]. 合肥: 中国科

- 技大学出版社, 1979: 208-212
- CHEN Q. The theory and experimental technology of shock tube flow[M]. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 1979: 208-212(in Chinese).
- [21] HU Z M, JIANG Z L. Wave dynamic processes in cellular detonation reflection from wedges[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2007, 23(1): 33-41.
- [22] JIANG Z L. On dispersion-controlled principles for non-oscillatory shock-capturing schemes[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2004, 20(1): 1-15.

(责任编辑: 李明敏, 张晗)

## Operating characteristics of JF-12 shock tunnel in Mars entry tests

HAN Zijian<sup>1,2</sup>, PENG Jun<sup>1,2</sup>, HU Zongmin<sup>1,2,\*</sup>, HAN Guilai<sup>1</sup>, JIANG Zonglin<sup>1,2</sup>

1. State Key Laboratory of High-temperature Gas Dynamics (LHD), Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

2. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

**Abstract:** Martian spacecraft landing is one of the key technologies for Mars exploration which is one of the hotspots of current international deep space exploration. A serious challenge in the development of Martian landing technology is that the aerodynamic environment on the Mars is far different from the atmosphere on the Earth. However, most of the ground-based aerodynamic test facilities are designed initially for flow tests of air, instead of the carbon dioxide in the Martian atmosphere. In this work, we use the numerical calculation technology of high temperature thermochemical reacting flow to simulate the operating characteristics of the new built hypersonic shock tunnel (JF-12) for hypersonic model tests in the atmosphere of Mars (mainly carbon dioxide). By adjusting the driver/driven gas parameters and the cross section area of the driven section, the interaction mode between reflected shock waves and contact surfaces can be trimmed for the tailored interface operation condition in the simulation. It is found that the tailored shock Mach number of the driving carbon dioxide is significantly larger than that of the driving air, when only the type of the test gas is changed. Steady stagnation pressure can be achieved in the test gas of carbon dioxide by reducing the driven-to-driver cross area ratio and replacing the diluting gas  $N_2$  with  $CO_2$  in the detonation driver.

**Keywords:** Mars exploration; backward detonation-driven shock tunnels; carbon dioxide; tailored interface conditions; stagnation pressure

Received: 2020-04-23; Revised: 2020-05-05; Accepted: 2020-05-15; Published online: 2020-05-22 13:23

URL: <http://hkxb.buaa.edu.cn/CN/html/20210315.html>

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (11672308, 11532014); National Key R&D Program of China(2019YFA0405204)

\* Corresponding author. E-mail: huzm@imech.ac.cn