

高速风洞起动特性数值模拟

丛成华^{1,2}, 任泽斌², 李松², 孙运强²

- (1. 南京航空航天大学 航空学院
非定常空气动力学与流动控制工业和信息化部重点实验室, 南京 210016;
2. 中国空气动力研究与发展中心 设备设计及测试技术研究所, 四川 绵阳 621000)

摘 要: 为获得高速风洞起动过程中的流场结构变化特性,采用数值模拟方法,使用二维轴对称模型对 $\Phi 0.5\text{ m}$ 高速风洞喷管段、试验段和扩压器段的流场特性进行了研究,控制方程为黏性可压缩非定常 Navier-Stokes 方程。对试验段马赫数为 5 和 10 两种状态下的流场建立过程进行了对比,结果表明,在风洞起动过程中,喷管内的附面层很厚,激波与附面层相互作用形成复杂的激波结构。试验段马赫数为 5 时在喷管段形成正激波,试验段马赫数为 10 时自喷管段形成激波串,起动压比低于按照正激波理论所计算得到的压比。激波串的起动速度较正激波慢,但稳定性较正激波好。起动过程中,气流发生过度欠膨胀,波前瞬时马赫数远大于喷管的设计马赫数。喷管出口的自由射流与收集器作用复杂,收集器溢流对试验段建立稳定的流动起关键作用。

关 键 词: 高速风洞; 起动过程; 激波结构; 激波串; 试验舱; 收集器; 溢流; 非定常模拟

中图分类号: V211.3 **文献标志码:** A

Numerical simulation about starting process characteristics of hypersonic wind tunnel

CONG Chenghua^{1,2}, REN Zebin², LI Song², SUN Yunqiang²

- (1. Key Laboratory of Unsteady Aerodynamics and Flow Control of Ministry of Industry and Information Technology, College of Aerospace Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China;
2. Facility Design and Instrumentation Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang Sichuan 621000, China)

Abstract: In order to obtain the characteristics of the flow field structure changes during the starting progress of the hypersonic wind tunnel, two-dimensional axisymmetric model was used to study the flow field characteristics of the nozzle section, test section and diffuser section of the $\Phi 0.5\text{ m}$ high speed wind tunnel. The governing equations were the conservational Navier-Stokes equations, which described viscous, compressible and unsteady flows. The establishment process of flow field at test section Mach number 5, 10 was compared, and the results showed that the boundary layer in the nozzle was very thick, and the complex shock structure was formed by the interaction of shock wave and boundary layer. When test section Mach number was 5, a positive shock wave was formed in the nozzle section. When

收稿日期: 2019-12-16

基金项目: 空气动力学国家重点实验室基金(JBK Y15040205); 江苏高校优势学科建设工程资助项目

作者简介: 丛成华(1979—),男,副研究员,博士生,主要从事计算流体力学、风洞设计及流动控制研究。E-mail: cch_sd@163.com

通信作者: 李松(1982—),男,工程师,博士,主要从事计算流体力学、风洞气动设计研究。E-mail: lisonic@foxmail.com

引用格式: 丛成华,任泽斌,李松,等. 高速风洞起动特性数值模拟[J]. 航空动力学报,2020,35(7):1361-1368. CONG Chenghua, REN Zebin, LI Song, et al. Numerical simulation about starting process characteristics of hypersonic wind tunnel[J]. Journal of Aerospace Power, 2020, 35(7): 1361-1368.

the test section Mach number was 10, a shock wave string was formed from the nozzle section. The starting pressure ratio was lower than that calculated according to the positive shock theory. The starting speed of the shock wave string was slower than that of the positive shock, but its stability was better than that of the positive shock. During the starting process, the flow underexpanded excessively, and the instantaneous Mach number of the wave front was much larger than the design Mach number of the nozzle. The free jet at the exit of the nozzle and the collector played a complex role. The overfall of the collector played a key role in establishing a stable flow in the test section.

Key words: hypersonic wind tunnel; starting process; shock structure; shock train; test cabin; pickup collector; overfall; unsteady simulation

高速风洞设计中,需要研究设计参数对风洞起动过程和瞬时流场特性的影响。风洞起动过程涉及激波与附面层的产生、发展以及它们之间的相互作用,是复杂的瞬态过程,采用数值模拟再现高速风洞起动过程面临很大的挑战。Johnson 试验发现风洞的起动时间与压比无关,仅与前室(高压区)压力相关^[1]。对高速风洞起动过程,徐学文等的研究指出,当压比较小时,喷管喉部为亚声速流动,随着起动压比的上升,喷管喉部逐渐达到声速,喷管扩张段内出现激波,随压比继续上升,激波移出喷管,超声速流场建立^[2]。

高速风洞起动过程中流场结构复杂,采用数值模拟能够较为清晰地再现这一流动现象。Jacobs 通过试验详细研究了激波风洞的起动过程,并对起动过程的流场结构进行了数值模拟^[3-4]。Kaneko 采用二维轴对称 N-S 方程研究了激波风洞的起动过程,对喷管内产生的分离进行了分析^[5]。张小庆等对超声速脉冲风洞起动过程中激波的传播和流场结构的变化进行了数值模拟^[6-8]。很多研究者也对比了数值模拟和风洞试验结果的差异,如 Juhany 通过对比证明了黏性效应对风洞起动特性有重要影响^[9]。Wolf 等对由快速阀控制的高速风洞进行了二维轴对称模拟,对起动过程中的流动现象进行了分析^[10]。Rougeux 通过数值模拟对比了二维轴对称和三维计算的差异^[11]。

对高速风洞起动过程的模拟,以前的研究集中在脉冲风洞,在该类风洞起动过程中,喷管入口的流动为超声速流动,而在下吹-抽吸式高速风洞中,喷管入口的流动为低亚声速流动,其起动过程在公开发表的文献中还比较鲜见,而风洞的起动过程与设计参数密切相关,为此,本文通过数值模拟再现下吹-抽吸式高速风洞的起动过程,分析起动激波的传播和高速流场的建立,为设计参数的

选取提供参考。

1 数值方法

中国空气动力研究与发展中心的 $\Phi 0.5\text{ m}$ 高速风洞是一座暂冲式开口自由射流常规高速风洞,试验段马赫数运行范围为 5~10。稳定段直径为 200 mm,试验段马赫数为 5 和 10 时喷管出口直径分别为 500 mm 和 600 mm,喷管段出口伸入试验舱的长度为 300 mm,距离收集器为 700 mm。试验段马赫数为 5 和 10 状态下的设计参数如表 1 所示,表中 Ma_t 为试验段马赫数; p_0 为总压; T_0 为总温; q 为动压; p_s 为静压; T_s 为静温。

表 1 试验段马赫数为 5 和 10 状态下的设计参数
Table 1 Design point parameters of wind tunnel
at $Ma_t=5$ and $Ma_t=10$

Ma_t	p_0/MPa	T_0/K	q/kPa	p_s/kPa	T_s/K
5	1.0	350.5	33.1	1.890	58.4
10	8.0	1055.2	13.2	0.189	50.3

考虑到计算资源和时间,对高速风洞起动这种时间尺度极小、长度尺度很大,进行全三维计算非常困难,将风洞简化为二维轴对称。相比三维计算,能够减少网格,便于更快地求解。当然,这样忽略了由于温度沿横向变化、横向流动等所导致的流动现象。

采用结构网格,为模拟边界层,壁面处的网格满足 $y^+ \approx 1$,边界层内,沿垂直壁面方向相邻网格点的间距比约为 1.15,一般外形如图 1 所示,后续流场图中的流向位置与图 1 保持一致。网格总量为 30 万个单元左右。在建模时,以气流流动的方向为 x 轴,垂直气流流动方向为 y 轴,喷管出口为坐标原点,试验段网格为 $x(\text{流向}) \times y(\text{径向}) = 286 \times 125$ 。下文关于运动激波的分析,都是

基于该惯性坐标系开展的。在进行流场特性研究前,进行了网格无关性研究,由于风洞起动过程中非定常特性受时间和网格的影响,在研究网格对结果的影响时,采用了定常结果,即风洞流场完全建立后的结果。选取了距离喷管出口 900 mm 位置位于对称面上某点的马赫数,如图 2 所示,网格对该点马赫数的影响没有明显的规律,但在网格数量大于 30 万后,其波动幅度减小,因此选用 30 万左右的网格能够较为准确地描述相关的流动现象。

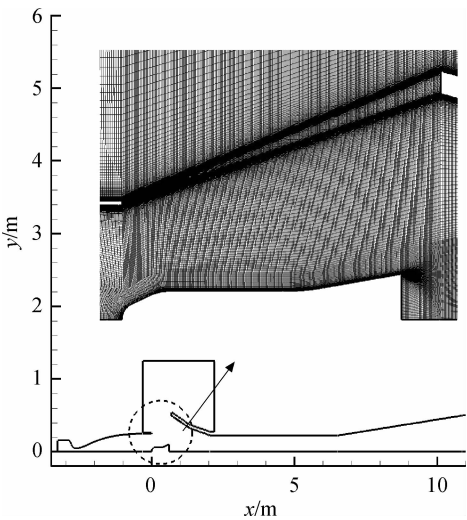


图 1 风洞喷管段、试验段、扩压器段网格示意图
Fig. 1 Schematic for grid of nozzle, test section and diffuser section

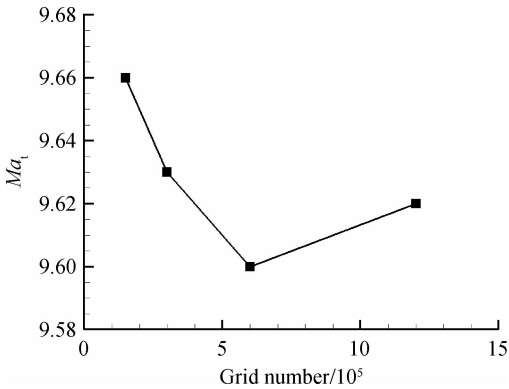


图 2 网格数量对试验段马赫数的影响
Fig. 2 Test section Mach number using different grid numbers

1.1 控制方程

控制方程为 N-S 方程。在二维轴对称坐标系中其守恒形式为

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{1}{y} \cdot \frac{\partial (F - F_v)}{\partial x} + \frac{1}{y} \cdot \frac{\partial (G - G_v)}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

其中 t 为时间, Q 为守恒变量矢量, F 和 G 为无黏通矢量, F_v 和 G_v 为黏性通矢量, x 方向为轴向, y 方向为径向。在流场求解中使用有限体积法,为模拟非定常过程,采用双时间步方法,空间离散采用二阶迎风格式,通量分裂采用 Roe 格式,时间项离散采用二阶隐式格式,湍流模型使用 $k-\omega$ SST (shear stress transport) 模型。

从表 1 可以看到,风洞运行时,总温未超过 1100 K,总压未超过 8 MPa,其温度和压力都达不到使空气发生化学反应的程度,分子内部能量激发和分子之间作用力变化的影响,可以相互抵消,所有状态下的气流均可视为热完全气体,因此使用理想气体状态方程来计算风洞的起动过程不至于引起过大的误差。比热比 γ 随温度而变化,在计算中,为了考虑温度对比热比 γ 的影响,在计算质量定压热容 c_p 和质量定容热容 c_v 时采用了分段多项式的方法。Wolf 等也将空气做了理想气体处理^[10]。根据试验结果,总温为 750.0 K、 $Ma_t=8$ 时真实气体效应的影响为 2.5%,总温为 1055.6 K、 $Ma_t=10$ 时真实气体效应的影响小于 5%^[12]。

1.2 边界条件

入口给定压力入口,压力按照表 1 中对应试验段马赫数给定入口总压,静压按照理想气体一维等熵公式计算得到;入口总温按照表 1 给定;根据风洞校测过程中的经验,入口湍流强度取 0.1%。出口为压力出口,根据后接真空罐的抽真空状态,将压力设定为 200 Pa。试验舱壁面采用无滑移绝热壁面,其他采用等温壁面,温度为 350 K。

数值计算的初始时刻设定为气流到达喷管段入口,此时稳定段为高温高压气体,速度很低,近似为零,对应的压力和温度即为流场的总压和总温;喷管段、试验舱、扩压器段为低压状态,气体静止。在风洞起动过程中,假定稳定段压力保持不变。

考虑到起动过程中的高速度,以及边界层内非常小的网格尺寸,在计算时,时间步长为 5×10^{-6} s,每个物理时间步下的亚迭代确保残差下降 4 个量级,以便高度非定常流动收敛到所需要的精度。

1.3 算法验证

采用文献[3]试验段马赫数为 8 轴对称喷管的起动过程验证本文数值方法对非稳态起动过程的适用性,澳大利亚昆士兰大学 T4 激波风洞采用自由活塞驱动,其来流压力和温度是随时间变化的,在起始状态下,喷管入口马赫数为

1.05,全场压力为 100 Pa,速度为 0 m/s。图 3 给出了喷管内某点皮托压(即波后总压 p_{02})随时间的变化曲线,可以看到,数值模拟结果在峰值与变化趋势上与试验值吻合较好,对起动过程中的流场结构变化有较好的分辨率,因此本文的方法可以用于高速风洞起动过程的模拟。Wolf 等提到,将极短时间相关的数值模拟流动数据与试验数据进行对比是困难的,截止到目前,试验数据很难达到数值模拟相似的时间分辨率^[10]。

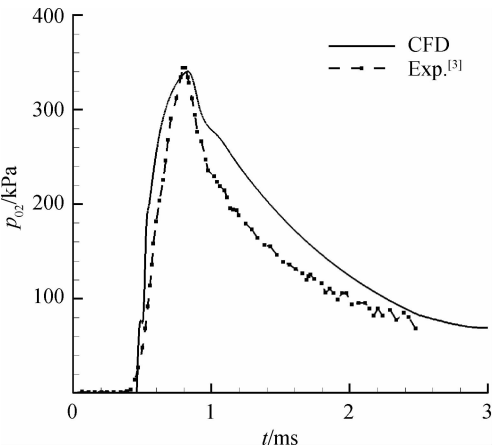


图 3 点 $x=1800\text{ mm}$, $r=22.5\text{ mm}$ 处皮托压随时间变化
Fig. 3 Pitot pressure time history at point of $x=1800\text{ mm}$, $r=22.5\text{ mm}$

2 计算结果及分析

2.1 $Ma_i=5$ 起动过程的流场特性

图 4 给出了使用试验段马赫数 5 喷管时风洞起动过程中不同时刻的马赫数分布,从图上可以看到,在风洞起动时,气流经过喷管加速至声速后,在喉道后发生欠膨胀,1 ms 时,由于靠近喷管壁面的气流膨胀更快,靠近中心线的气流膨胀慢,形成类似马鞍形的马赫数分布形态。接着弯曲激波向下游演化,2 ms 时基本形成正激波,由于风洞内接近真空,即风洞起动时洞体内的压力为 200 Pa,导致气流发生过度欠膨胀,使得瞬时马赫数远大于 5.0,从 3 ms 的马赫数分布可以看到,起动激波与边界层相互作用,喷管内出现了流动分离,导致激波形态发生变化。Kaneko 在研究中也观测到了喷管内的流动分离^[5]。

4 ms 时,气流膨胀导致马赫盘减小,气流欠膨胀致使气流前锋面仍呈现马鞍形。当时间推进至 13 ms 时可以看到,喷管出口形成两道膨胀波,气流向下游不断加速,沿着自由边界不断膨胀的气流与

收集器壁板相作用,产生两道压缩斜激波,由于激波强度较大,在收集器壁面将产生很大的热流。

收集器入口的上下两道反射斜激波在收集器尾部相交和反射,并进入到扩压器平直段内;之后试验段流场基本建立。由于马赫角较大,随起动过程进行,喷管自由射流发生溢流,溢流与收集器、试验舱壁板相互作用,试验舱内的气流受到扰动。

为了确定黏性对起动过程中运动激波的影响,图 4 中还给出了无黏流动的计算结果。从图中可以看到,在 1 ms 时,流动是基本相同的;在 2 ms 后,流场出现了明显差异。在无黏流动中,没有出现类似马赫反射的情形,也就没有形成正激波,通过斜激波的形式完成了起动。同时可以看到,无黏流动的起动速度较黏性流动快,进一步证明了起动过程中黏性对气流的阻滞作用。

图 5 给出了 3 ms 时的局部马赫数分布,从图上可以较为清晰地看到马赫盘(Mach disk),也就

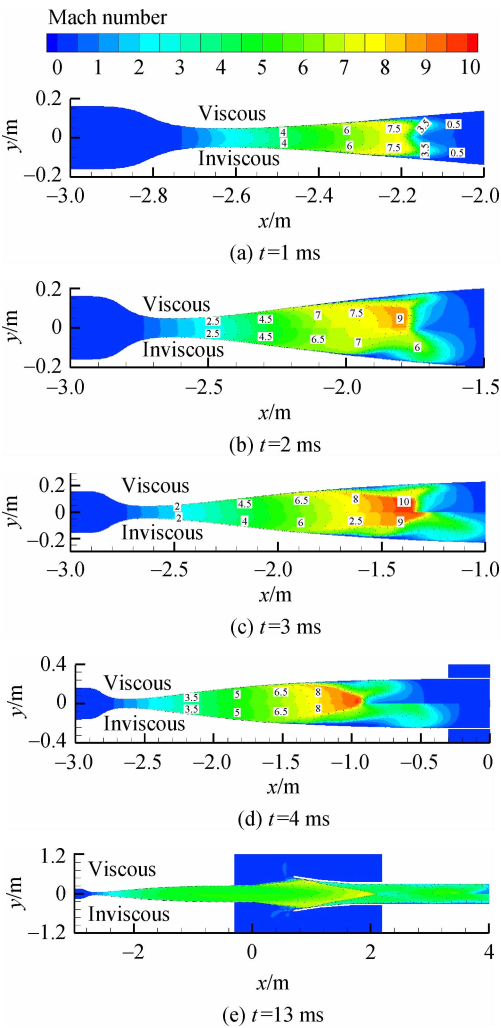


图 4 风洞起动过程马赫数分布 ($Ma_i=5$)
Fig. 4 Mach number distribution in course of wind tunnel starting process ($Ma_i=5$)

是起动准正激波,其瞬时波前马赫数可以达到 10。Wolf 等也发现风洞起动过程中喷管内的瞬时马赫数远大于设计马赫数,前室压力越高,这种现象越明显^[10]。由于起动准正激波和边界层相互作用诱导分离,形成 λ 激波,这里称之为前导斜激波(leading shock),由于气流分离在壁面处产生回流区(recirculation bubble)。前导斜激波与准正激波相交,形成了反射后激波(rear shock),该激波和分离泡之间形成虚拟喉道,产生了再附的超声速射流(attached supersonic jet),并与分离泡之间形成强剪切层(shear layer)。气流前锋位置为膨胀波系(expansion waves)。

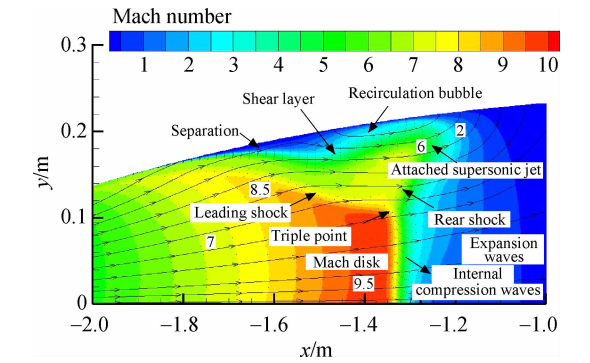


图 5 风洞起动过程中的激波边界层干扰特性($Ma_t=5$)
Fig. 5 Shock-boundary layer interaction in course of wind tunnel starting process ($Ma_t=5$)

为了更清晰地了解流场结构,图 6 给出了 $t=3$ ms 时的喷管壁面和中心线的静压分布,根据中心线静压分布,核心流在经历一系列压缩波(internal compression waves)后形成准正激波(Mach disk),气流经过一系列膨胀波(expansion waves)后压力降低至背压水平。根据喷管壁面压力分布,能够较为清楚地看到分离区(recirculation bubble)的位置,分离点(separation point)和再附点(attached point)亦能分辨,分离区尾部和反射后激波(rear shock)之间成了再附的超声速射流(attached supersonic jet)。另外根据压力分布,能够分辨前导激波的起始点(start point of leading shock)。

2.2 $Ma_t=10$ 起动过程的流场特性

图 7 给出了 $Ma_t=10$ 喷管风洞起动过程中不同时刻的马赫数分布,从图上可以看到,在流场建立的初始时刻,气流发生过度欠膨胀,1 ms 时,与 $Ma_t=5$ 的起动过程类似,形成类似马鞍形的马赫数分布形态,随气流继续膨胀,这种分布形态更为明显($t=2$ ms)。Keanini 称这种结构为射流

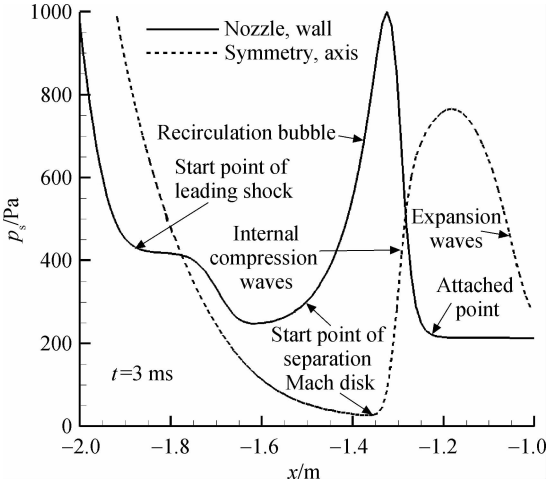
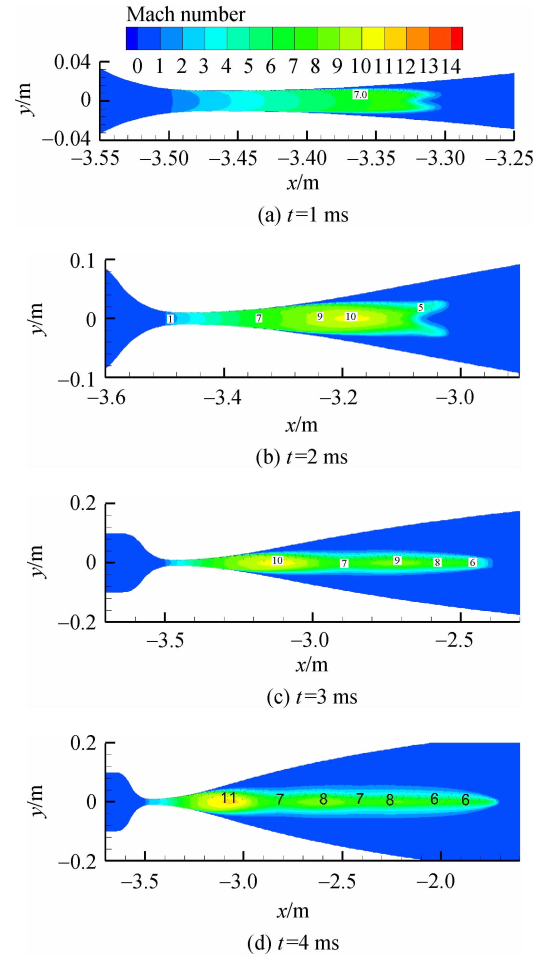


图 6 风洞起动过程中 $t=3$ ms 喷管壁面与中心线静压 ($Ma_t=5$)

Fig. 6 Static pressure of wall nozzle and symmetry axis in course of wind tunnel starting process at $t=3$ ms ($Ma_t=5$)

分叉^[13]。对比图 4 中 $Ma_t=5$ 的起动过程可以发现,在高马赫数高压比情况下,射流区域更薄。至 3 ms 时,膨胀减慢,核心区气流压力低于背压(200 Pa),在外缘形成前导斜激波(leading



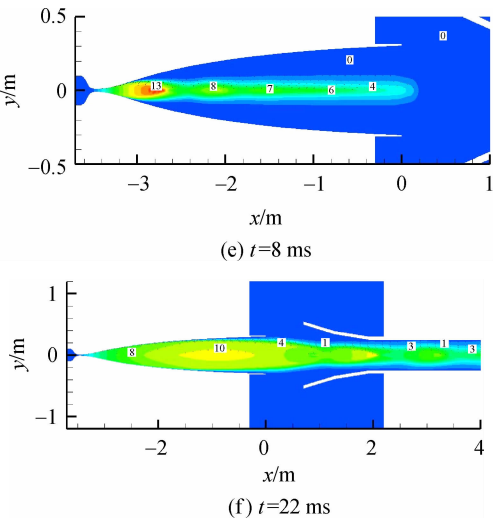


图 7 风洞起动过程马赫数分布($Ma_i=10$)
Fig. 7 Mach number distribution in course of wind tunnel starting process ($Ma_i=10$)

shock),引起主流通道等效截面收缩,两侧的斜激波相交形成虚拟喉道,经过虚拟喉道反射后形成另外一对较弱的斜激波,从而形成激波串;此时气流继续欠膨胀,膨胀速度变慢,随着等效流道的扩张,气流加速,核心区气流压力低于背压,随气流推进,斜激波强度不断减弱(4 ms),8 ms 时气流前锋面到达喷管出口,可以看到,过度欠膨胀的瞬时马赫数可以达到 15,与 $Ma_i=5$ 相比,射流横截面小很多。直至试验段流场逐渐建立(22 ms),从流动进程看,喷管内未出现明显分离。由于马赫角小,与 $Ma_i=5$ 相比,喷管出口的自由射流与收集器壁板的作用很小。

高压比下形成激波串这一现象,Keanini 等通过试验进行了证实^[13]。伍荣林等^[14]曾提到“高速风洞起动时按试验段正激波损失估计过大了,实际损失并没有那么大。但为什么小于正激波损失,目前还不清楚。”激波串结构的存在,解释了高速风洞起动时压力损失小于正激波损失这一现象,因为压力损失减小,使得高马赫数起动时所需的压比低于按照正激波理论所计算得到的压比。

根据正激波理论,正激波前后的总压比与马赫数的关系为^[14]

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \left[\frac{\frac{\gamma+1}{2}Ma_1^2}{1+\frac{\gamma-1}{2}Ma_1^2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \cdot \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1}Ma_1^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \quad (2)$$

在激波串中,气流是通过斜激波减速的,根据斜激波理论,斜激波前后的总压比与马赫数的关系为^[15]

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \left[\frac{\frac{\gamma+1}{2}Ma_1^2 \sin^2 \beta}{1+\frac{\gamma-1}{2}Ma_1^2 \sin^2 \beta} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \cdot \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1}Ma_1^2 \sin^2 \beta - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \quad (3)$$

其中 p_{01} 为波前总压, p_{02} 为波后总压, Ma_1 为波前马赫数, β 为激波角。表 2 给出了波前马赫数为 10 时正激波和斜激波的前后总压比,其中 Ma_2 为波后马赫数。

表 2 正激波和斜激波后的前后总压比($Ma_i=10$)
Table 2 Total pressure ratio with normal shock and oblique shock at different shock angles (at $Ma_i=10$)

激波形式	p_{01}/p_{02}	Ma_2
正激波	328.4	0.387
斜激波, $\beta=67.4^\circ$	227.0	0.99
斜激波, $\beta=60^\circ$	168.9	1.763
斜激波, $\beta=40^\circ$	45.1	6.699

从表 2 给出的结果可以看到,相同试验段马赫数下,经过正激波后,其前后总压比最大,总压损失明显大得多。在斜激波情况下,在最大激波角时,其总压比也较正激波小。因此在风洞起动过程中,经历激波串时,其总压损失要小得多。

为了更为清楚的解释激波串形成的过程,图 8 给出了不同时刻喷管中心线的静压分布,由于气流发生过度欠膨胀,在 2 ms 时,波前马赫数为 10 左右,静压为 54 Pa,经过激波后气流静压升高至 1001 Pa;此时气流膨胀加速,至 3 ms 时,第一斜激波区波前静压为 52 Pa,经过激波后气流静压升高至 431 Pa;此时气流必须继续膨胀,才能与背压(整个喷管内气流未到达位置的静压都保持为 200 Pa)保持平衡,由此形成了虚拟喉道和两道反射斜激波,第二斜激波区波前马赫数为 8.5 左右,静压为 151 Pa,经过激波后气流静压升高至 670 Pa,至此形成形成较为明显的激波串。随气流继续推进,至 8 ms 时,第一斜激波区的波前马赫数已达 14,可见第一斜激波区激波强度是逐渐增大的,至 13 ms 时第一斜激波区的波前马赫数达到 15.6,随着第一斜激波区强度的逐渐增大,后续的

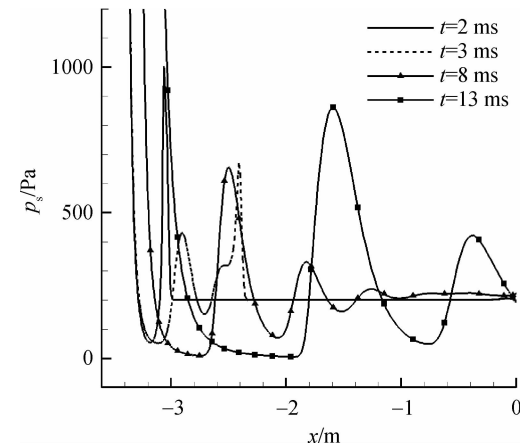


图 8 风洞起动过程中心线静压分布 ($Ma_t=10$)
Fig. 8 Static pressure distribution along centerline
in course of wind tunnel starting process
($Ma_t=10$)

反射斜激波数量减少,直至消失,试验段流场建立。

由激波串的形成过程可以得出结论,其形成与前室总压和背压之比、喷管壁面偏折角度有关。

$Ma_t=5$ 风洞起动过程中,可以认为总压基本保持不变,气流发生过度欠膨胀,膨胀到与洞体内的压力(200 Pa)保持平衡,按照一维等熵流计算,此时气流前锋的马赫数为 7.2 左右,气流膨胀不可能立即停止,继续膨胀,气流前锋的马赫数将超过 7.2,根据数值模拟结果,气流前锋的马赫数接近 10,此时对应的静压约为 24 Pa。 $Ma_t=5$ 的喷管壁面偏折角 θ 较小,根据斜激波关系,产生斜激波时,激波角 β 也较小,两侧产生的斜激波相交,形成类似马赫反射的情况,也就是文中提到的准正激波。从图 4 也可以看到,在 3 ms 和 4 ms 的流场中,准正激波的马赫盘在减小,由于起动速度快,气流前锋面很快到达喷管出口,无法再形成激波串,整个起动过程以准正激波的形式完成。

$Ma_t=10$ 风洞起动过程中,气流膨胀到与洞体内的压力保持平衡时,气流前锋的马赫数为 9.9 左右,气流继续膨胀,气流前锋的马赫数将超过 9.9,根据数值模拟结果,气流前锋的马赫数接近 15,此时对应的静压约为 12 Pa,由于 $Ma_t=10$ 的喷管壁面偏折角 θ 较大,产生斜激波时,激波角 β 也较大,两侧产生的斜激波正常反射,通过一次斜激波无法将压力升高到背压水平,只能形成激波串结构。

图 9 给出了起动过程中 $t=6$ ms 的马赫数(图中只显示了马赫数大于 1 的部分)和湍流强度分布,可以看出压缩—膨胀—压缩的循环过程,由

于斜激波角较小,波后都维持超声速流动。随着激波串的发展,A 区的激波强度逐渐增加,随后的 C 区、E 区、G 区的激波强度减弱,A 区内部的压缩波非常明显。由此也可以看出,在高压比和低背压的情况下,激波串较正激波稳定,这从图 4 中 4 ms 时的马赫数分布可以看出,马赫盘已经明显减小,斜激波较弱,无法形成激波串,其根本原因是压比不足导致的。

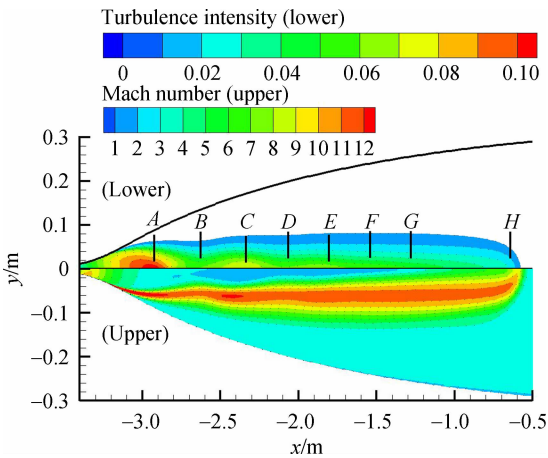


图 9 $Ma_t=10$ 风洞起动过程 $t=6$ ms 马赫数和湍流强度分布
Fig. 9 Mach number and turbulence intensity distribution
in course of wind tunnel starting process
at $Ma_t=10$ and $t=6$ ms

Juhany^[9] 和 Pope 等^[16] 都曾提到,黏性效应在风洞起动过程中确实非常重要。从图 9 的湍流强度分布可以看到,由于黏性作用,激波边界层干扰存在很强的耦合作用,斜激波外缘的气流剪切现象非常明显,而虚拟喉道位置的剪切作用相对较弱(B、D、F 位置),在激波串外缘,欠膨胀气流的剪切作用相对更弱。

2.3 $Ma_t=5$ 和 $Ma_t=10$ 起动过程的差异

对比试验段马赫数为 5 和 10 的起动过程可以发现,试验段马赫数为 10 时风洞以激波串的形式起动,起动过程较试验段马赫数为 5 以正激波形式的起动速度慢,但流场的平衡时间快得多,这主要是因为马赫数高时马赫角小,即进入试验舱时气流欠膨胀后的面积小于收集器面积,所有气体全部进入收集器,基本不会产生溢流。而在试验段马赫数为 5 时,由于产生了溢流,大部分时间用于平衡试验舱内的流动,延缓了风洞的起动。如图 10 所示,在风洞起动 30 ms 时刻,试验舱内仍有较为剧烈的流动。

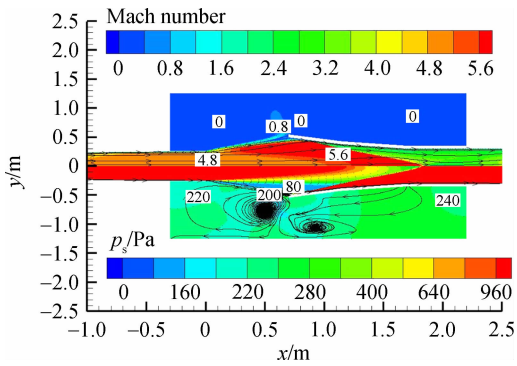


图 10 $Ma_t=5$ 起动过程 $t=30\text{ ms}$ 马赫数与静压分布
Fig. 10 Mach number and static pressure distribution
in course of wind tunnel starting process at
 $Ma_t=5$ and $t=30\text{ ms}$

3 结 论

采用数值模拟方法获得了高速风洞试验段马赫数为 5 与 10 状态下起动过程中的流场结构变化,根据前面的论述,可以得到下面的结论:

- 1) 在高速风洞起动过程中,自喷管段开始形成类似正激波 ($Ma_t=5$) 或激波串 ($Ma_t=10$),激波串的起动速度较正激波慢。
- 2) 在高压比和低背压的情况下,激波串较正激波稳定。
- 3) 在高速风洞中,喷管内附面层很厚,激波与附面层相互作用形成复杂的激波结构。
- 4) 起动过程中,气流发生过度欠膨胀,波前瞬时马赫数远大于喷管的设计马赫数。
- 5) 在高马赫数起动时所需的压比低于按照正激波理论所计算得到的压比。
- 6) 喷管出口的自由射流与收集器作用复杂,形成一系列斜激波,收集器溢流对试验段气流平衡时间起关键作用。

参考文献:

[1] JOHNSON J A. Starting phenomena in a supersonic tube wind tunnel[J]. AIAA Journal,1977,9(1):101-105.
[2] 徐学文,王连生.某固体火箭发动机点火起动过程三维流场一体化仿真[J]. 固体火箭技术,2008,31(1):8-13.
XU Xuewen,WANG Liansheng. Integrated simulation on 3D flow field during ignition start-up of SRM[J]. Journal of Solid Rocket Technology,2008,31(1):8-13. (in Chinese)

[3] JACOBS P A. Transient hypervelocity flow in an axisymmetric nozzle[R]. NASA-CR-187496,1991.
[4] JACOBS P A. Simulation of transient flow in a shock tunnel and a high Mach number nozzle[R]. NASA-CR-187606,1991.
[5] KANEKO M. Computation of nozzle starting process with thermal and chemical no-equilibrium in high-enthalpy shock tunnel[R]. AIAA-2002-0142,2002.
[6] 张小庆,乐嘉陵.脉冲式燃烧风洞起动特性数值研究[J]. 航空动力学报,2008,23(9):1568-1572.
ZHANG Xiaoqing, LE Jialing. Numerical study on the starting characteristics of the pulse combustion wind tunnel[J]. Journal of Aerospace Power,2008,23(9):1568-1572. (in Chinese)
[7] 张小庆,乐嘉陵.超声速脉冲风洞起动过程数值模拟[J]. 西南交通大学学报,2008,43(6):751-755.
ZHANG Xiaoqing, LE Jialing. Numerical simulation of starting process of supersonic pulse wind tunnel[J]. Journal of Southwest Jiaotong University,2008,43(6):751-755. (in Chinese)
[8] 张小庆,杨富荣.直连式脉冲燃烧风洞起动过程研究[J]. 实验流体力学,2009,23(2):63-67.
ZHANG Xiaoqing, YANG Furong. Investigation on the starting process of the direct impulse combustion wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics,2009,23(2):63-67. (in Chinese)
[9] JUHANY K A. AT0 Ludwig tube wind tunnel at KAU [R]. AIAA-2006-1316,2006.
[10] WOLF T, ESTORF M, RADESPIEL R. Investigation of the starting-process in a Ludwig-tube[J]. Journal of Theoretical and Computational Fluid Dynamics,2007,21(2):81-98.
[11] ROUGEUX A A. Numerical study of a Mach 6 wind tunnel[R]. AIAA-2014-3864,2014.
[12] STRIKE W, COULTER S, MILLS M. A 1991 calibration of the AEDC hypersonic wind tunnels (nozzle Mach numbers 6,8, and 10) [R]. AIAA-92-5092,1992.
[13] KEANINI R G, TKACIK P T, SRIVASTAVA N. Milli-second-scale shock-train evolution in high-pressure ratio nozzles Schlieren imaging and qualitative analysis of shock-boundary layer interaction[J]. Journal of Aerospace Engineering,2014,228(7):1076-1082.
[14] 伍荣林,王振羽.风洞设计原理[M]. 北京:北京航空学院出版社,1985.
[15] 童秉纲,孔祥言.气体动力学[M]. 北京:高等教育出版社,1990.
[16] POPE A, GOIN K L. High-speed wind tunnel testing[M]. New York:Krieger,1978.

(编辑:叶 青、陈 越)