

气动谐振加热现象的数值分析

孙海刚 童晓艳

(北京航空航天大学宇航学院)

摘要 为了进一步研究气动谐振加热的机理,采用 SIMPLEC 方法求解二维轴对称雷诺平均 N-S 方程,对喷嘴—圆柱形两端开口管系统和喷嘴—圆柱形谐振管系统进行了数值模拟。并对气动谐振过程中加热结果进行了分析,对该过程进行了合理物理描述。

关键词 气动谐振加热 数值模拟 气动谐振点火

1 引言

气动谐振现象可以产生加热效应,由于气动谐振加热的快速性和显著性,许多国家对它的应用进行了多方面的研究^[1,4,6],其应用之一是用于液体火箭发动机的点火,即气动谐振点火,作为一种新型的非电点火方式,它不需要单独的启动系统,点火器简单、重量轻、没有静电和射频干扰、无毒无害,可实现多推力室的多次点火,能够满足重复使用的运载器对点火器的要求。

在数值模拟方面,国内的几位学者求解了二维轴对称雷诺平均 N-S 方程,模拟了不同型式的喷嘴—谐振管系统的流场振荡情况,对不同的来流总压、不同的喷嘴—谐振管间的距离进行了比较系统的计算^[2,3,5]。

为了进一步研究气动谐振现象的机理,本文使用 Fluent 商用软件,采用 SIMPLEC 方法求解二维轴对称雷诺平均 N-S 方程,首先对放置在声速喷嘴欠膨胀自由射流中的圆柱形两端开口管的流场进行计算,对其流场结构进行分析将有助于更好的理解喷嘴—圆柱形谐振管系统内外流场的振荡过程及机理;然后对喷嘴—圆柱形谐振管系统进行计算,对气动谐振过程中出现的结果进行分析,并对气动谐振过程进行更为合理的物理描述。

2 数值计算

2.1 几何模型

本文将对喷嘴—圆柱形两端开口管系统和喷嘴—圆柱形谐振管系统进行数值模拟。圆柱形两端开口管和谐振管与喷嘴同轴放置;谐振管一端封闭,另一端开口,其开口端与喷嘴相对。喷嘴、圆柱形两端开口管和圆柱形谐振管几何参数如图 1 所示,喷嘴出口直径 $d=5\text{mm}$,谐振管长度 $L=50\text{mm}$ ($L/d=10$),喷嘴出口与管口间距 $G=15\text{mm}$ ($G/d=3$),两端开口管和谐振管壁厚均为 1mm ,谐振管内径为 D 。

2.2 计算区域及边界条件

因为计算的对象具有对称性,为了减少计算量,只取轴线以上的部分进行计算。模型的计算区域亦如图 1 所示。将边界 1、2 设置为压力远场,远场区域太小会影响计算的收敛,太大会增加计算量,综合考虑径向计算区域取为 $r/d=6$;边界 3 为压力出口,喷嘴进口设置为压力进口,所有壁面均设置为固定绝热壁面边界。

在将两端开口管放置在流场中进行计算时,只需将谐振管管底由原先的壁面边界条件改为压力出口条件,并将谐振管长度增加一倍,其余设置不变。

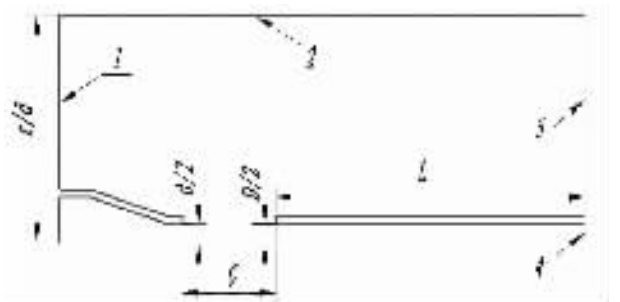


图 1 喷嘴—谐振管系统参数定义及计算区域示意图

2.3 湍流模型

FLUENT 软件中提供了多种湍流模型, 这些模型分别适用于不同的流动工况, 其中工程中常用的有 S-A 单方程模型和二方程模型。对于附壁流动, 一方程模型的精度并不比更复杂的二方程模型差, 同时对本问题的计算表明, 由于二方程模型的计算十分复杂, 对湍流变量初始条件的要求很苛刻, 还要求壁面的网格很精细, 很容易引起流场求解的刚性问题, 导致计算发散。因此, 本文的计算选用 S-A 单方程湍流模型。

2.4 计算网格

在对整个计算区域划分网格时, 壁面网格较密, 管口前流场比较复杂, 网格也较密, 远离喷嘴和管子的外流场部分由于对流场影响较小, 为减少计算量, 网格较稀疏。

2.5 非定常计算

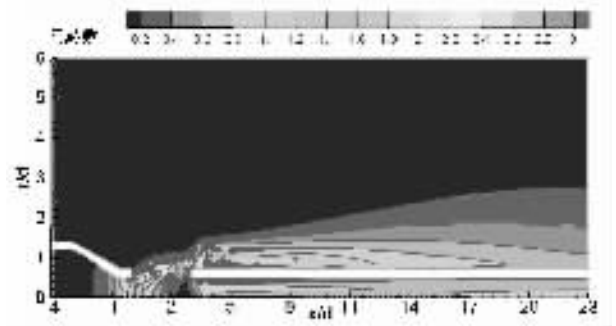
采用基于压力的轴对称、非定常设置求解绝热条件下的喷嘴—谐振管系统全流场, 差分格式选择一阶迎风格式; 计算所用工质为空气, 密度按理想气体定律求解, 定压热容按 piecewise-polynomial 模型计算, 导热率按 kinetic-theory 理论计算, 粘性系数按 sutherland 模型计算, 射流总温 $T_0=300\text{K}$, 射流总压为 $P_0=10\text{atm}$, 环境压强 $P_b=1\text{atm}$, 即 $P_0/P_b=10$, $G/d=3$, D/d 的值随计算工况而变; 流场初始化时压强与进口压强保持一致; 谐振管内振荡流动频率较高, 时间步长很大时不能反映出流动的特性, 且很容易导致计算发散, 但时间步长的减小会导致计算耗时的增加, 综合考虑, 时间步长设置为 10^{-6}s 。

3 计算结果与分析

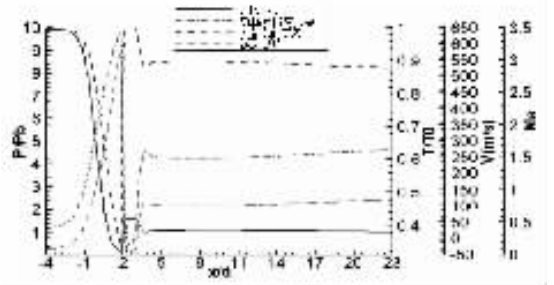
3.1 喷嘴—圆柱形两端开口管系统的计算

3.1.1 $D=d$ 两端开口管的计算

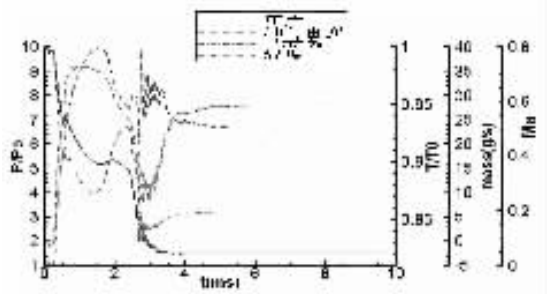
图 2 是将一 $D=d$ 的两端开口管放置在射流中的计算结果。如图 2 所示, 在迎向射流的管壁前面有一道曲面激波, 此激波的上部与管壁相交, 并由此发出一道膨胀波, 继续向上与射流边界相交; 下部则与反射激波相交, 并由此发出一道膨胀波伸入管口, 与轴线相交, 此膨胀波与马赫盘, 反射激波所围区域是一个等压等温区, 气流在这一区域形成涡旋, 其马赫数也非常小; 整个管中的气流处于定常状态, 其参数与沿管轴线方向上所处位置有关。



(a) 某时刻马赫数分布



(b) 轴线上参数分布



(c) 管口参数变化

图 2 $D=d$ 两端开口管计算结果

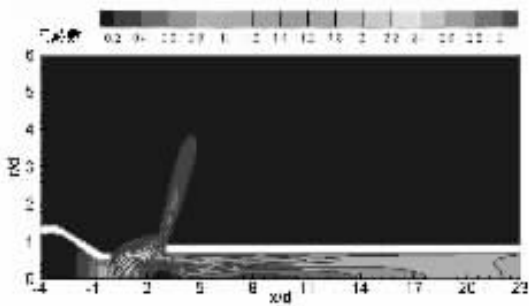
3.1.2 $D=1.4d$ 两端开口管的计算结果

图 3 是将一 $D=1.4d$ 的两端开口管放置在射流中的计算结果。如图 3 所示, 由于 D/d 的增大, 使得射流冲击两端开口管管壁的角度发生变化, 导致迎向射流的管壁前面形成的曲面激波的上部与射流边界相交, 并与由管壁边缘发出一道膨胀波相交, 射流通过此膨胀波向几乎与轴线垂直的方向流去; 下部则与射流中的滑移流线相交。因此, 进入管中的射流既有中心区的亚音速流, 也有一部分超声速流, 整个管中的气流处于定常状态, 其参数随着在管中所处位置的不同有很大变化。

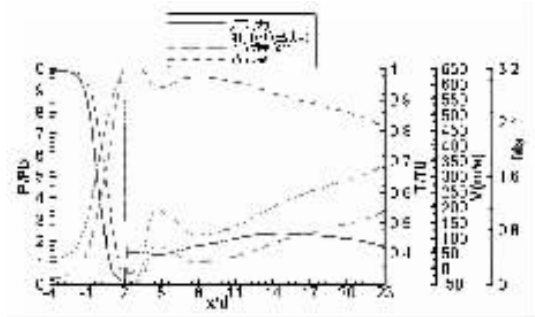
3.2 气动谐振现象的加热效应

3.2.1 $D/d=1.3$ 喷嘴—谐振管系统的计算

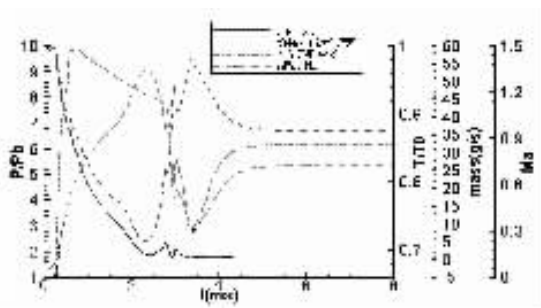
从图 4 可以看到, 谐振管内气体出现了加热效应, 此时, 管中气体的压力、温度和马赫数均处于明



(a) 某时刻马赫数分布



(b) 轴线上参数

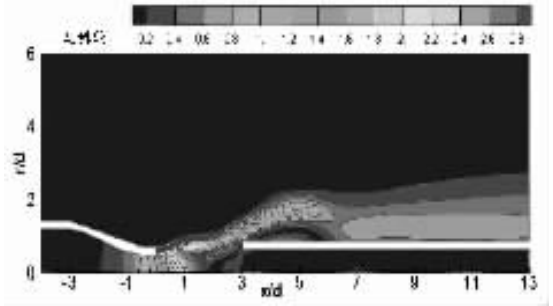


(c) 管口参数变化

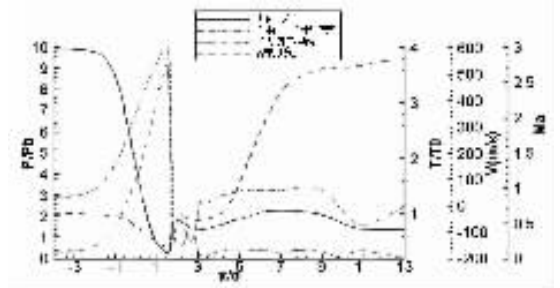
图 3 D=1.4d 两端开口管计算结果

显的振荡状态,时均压力约为 $2P_0$,马赫数的数值也比较小,始终保持亚音速状态; $D/d=1.3$ 时,时均温度已经达到了 $3.97T_0$ 。

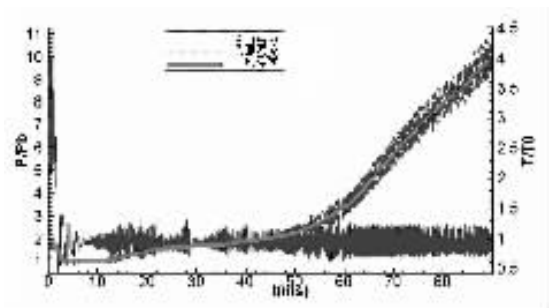
结合对图 2 的分析可以得出如下推论:将两端开口管换成谐振管后,管口形成的膨胀波会向管底运动并在管底反射,反射后的膨胀波向管口运动并移出管口,移出管口的膨胀波与射流作用会形成一道压缩波,这道压缩波进入管口向管底运动,在管底反射后向管口运动并移出管口,然后再一次在管口形成入射的膨胀波,这就是振荡过程中的一个周期。在开始的若干周期内,管中原有的部分气体将会在膨胀波的作用下移出管外,而尚留在管中的气体温度因膨胀波的作用会变低;在压缩波的作用下,一部分射流会进入管口,这样,将会始终有一部分低温气体滞留在谐振管中,这部分气体将周期性受到膨胀波与压缩波的作用。



(a) 某时刻马赫数分布



(b) 某时刻轴线上参数分布



(c) 管底气体各参数变化

图 4 $P_0/P_b=10$ 、 $D/d=1.3$ 谐振管内外流场参数

这个工况下产生的压缩波强度有所增强,在每个循环中管内滞留气体受压缩时温度的升高大于膨胀时温度的下降,这样就会出现累积加热;由于形成的压缩波强度比较小,因此每个循环中管底气体的温升很小,这就导致谐振加热所需的时间会较长。

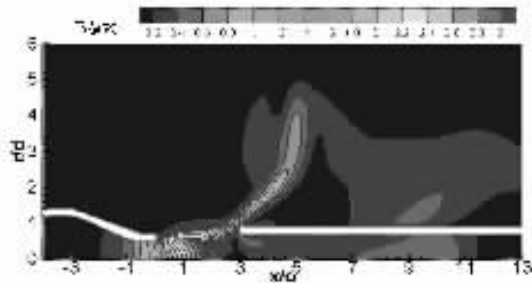
3.2.2 D/d=1.4 喷嘴—谐振管系统的计算

此时射流尚不能完全进入管口,管内气体也出现了加热效应。管口气体的压力、温度马赫数等参数在经过了约 $3ms$ 的时间就进入了稳定振荡状态。管底气体的压力在经过了约 $3ms$ 的时间便进入稳定振荡状态,最大时超过了 $4P_0$,最低时低于环境压强,管底气体的温度在经过了最初的无序振荡之后便进入了振荡上升阶段,大约在 $25ms$ 以后进入谐振状态,其时均温度保持在 $1.93T_0$ 。

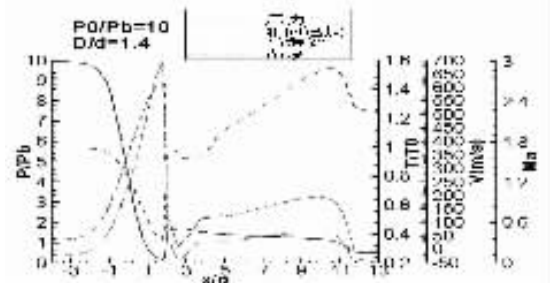
这时的加热过程与上面的过程相似,不同之处在于振荡过程中形成的是激波,可以结合对图 3 的

分析,此时管中有超音速流的进入,这就使得谐振过程中形成了激波以取代原先的压缩波,由于形成的

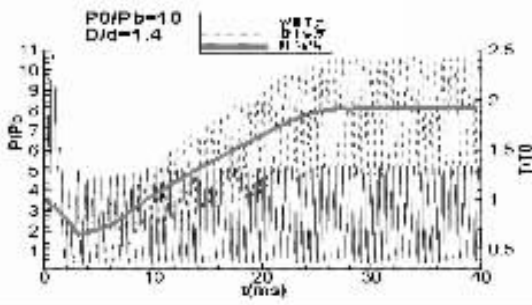
激波强度比较大,因此每个循环中管底气体的温升变大,这就导致谐振加热所需的时间会变短。



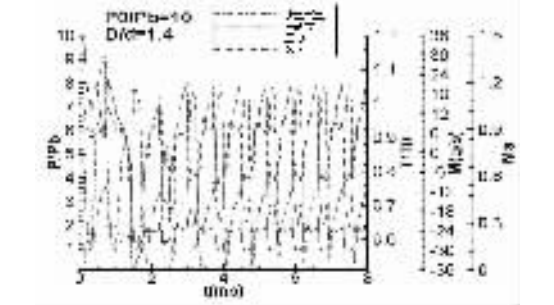
(a) 某时刻谐振管流场马赫数分布图



(b) 某时刻谐振管流场轴线上参数分布图



(c) 管底气体各参数的变化



(d) 管口气体各参数的变化

图 5 P0/Pb=10、D/d=1.4 谐振管内外流场参数

4 结论

本文通过对喷嘴—圆柱形谐振管系统在 $P_0/P_b=10$ 、 $G/d=3$ 、不同 D/d 值的数值模拟及其分析,可以得到如下主要结论:

(1)对气动谐振过程的物理描述如下:射流与谐振管内气体相互作用,会首先形成一道膨胀波,此膨胀波进入谐振管并在管底反射,之后向管口移动并移出管口,移出管口的膨胀波与射流作用会形成一道压缩波,此膨胀波进入谐振管并在管底反射,之后向管口移动并移出管口。如此往复,形成了周期性的膨胀波与压缩波的振荡过程,而在管底亦会有一部分气体始终滞留管内。这一点与文献[1]和文献[2]中的描述有所不同。

(2)有超音速流进入谐振管,这是在谐振过程中产生激波的必要条件,当进入谐振管的超音速流达到一定条件时,激波会取代压缩波,导致在每个周期内气体的温升变大,气动谐振加热达到最高温度时所需的时间就会减小。

(3)计算结果表明谐振管振荡流场是由运动的激波和膨胀波周期性进出谐振管产生的,而气体谐振管热效应产生的主要原因是激波振荡。

(4)计算结果均为理论计算所得,尚未进行相应的实验,缺乏与实验数据的对比分析,理论计算的结果对今后的实验有一定的参考意义。◇

参 考 文 献

- [1] Przirembel CEG and Wolf DE. Transient Analysis of the Aerothermodynamic Characteristics of a Resonance Tube. AIAA79-1050
- [2] 梁国柱.气动谐振管加热现象及其应用研究.博士学位论文,北京航空航天大学,2000
- [3] 童晓艳.气动谐振加热机理及液体火箭发动机多室多次点火技术研究.博士学位论文.北京航空航天大学,2002
- [4] Przirembel CEG and Fletcher L.S. The Aerothermodynamics Of A Simple Resonance Tube. AIAA PAPER No. 75-687
- [5] 安联,童晓艳,梁国柱.气动谐振管内压力振荡数值计算.北京航空航天大学学报, Vol.29, No.2, Feb
- [6] Hamed A, Das K and D Basu. Numerical Simulation of Unsteady Flow In Resonance Tube. AIAA-2002-1118