

基于 Hartmann 谐振腔的雾化喷嘴声场流场特性

阮 灿, 黄 玥, 蔡江千, 刘 晨, 邢 菲
(厦门大学 航空航天学院, 福建 厦门 361005)

摘 要: 采用试验与数值模拟相结合的方法研究了谐振腔孔径、谐振腔深度、谐振腔与射流喷嘴距离以及喷嘴压比(NPR)对基于 Hartmann 谐振腔(HRT)的气动式超声波雾化喷嘴外部流场及声场的影响。结果表明:当喷嘴压比大于2时,喷嘴压比增大对声场频率影响较小;当喷嘴压比小于2时,谐振腔依然能够产生高频声场,但其频率较高喷嘴压比时产生的小。当谐振腔深度小于1倍射流喷嘴孔径时,此时高频声场主要由射流的不稳定性引发,声场频率与谐振腔深度经验关系式此时并不适用;当谐振腔孔径大于1.75倍射流喷嘴孔径时,声场频率大小有降低趋势。谐振腔与射流喷嘴距离与声场频率关系紧密,当谐振腔放置在自由射流压力增大区域时,才可获得理想高频声场。

关 键 词: Hartmann 谐振腔; 超声波雾化; 气动声场; S-A 湍流模型; 气动喷嘴
中图分类号: V233.2 **文献标志码:** A

Aeroacoustic and flow field features of ultrasonic atomizer based on Hartmann resonance tube

RUAN Can, HUANG Yue, CAI Jiang-qian, LIU Chen, XING Fei

(School of Aerospace Engineering, Xiamen University, Xiamen Fujian 361005, China)

Abstract: Experimental and numerical studies were carried out to investigate the effects of operation parameters, such as diameter of resonance tube, resonance tube depth, jet nozzle hole to resonance tube spacing and nozzle pressure ratio (NPR), on the flow and acoustic field characteristics of a ultrasonic atomizer based on the Hartmann resonance tube (HRT). The modifications of the geometry of HRT in spectral and flow field characteristics were studied in detail. Result shows that that, when NPR is higher than 2, the increase of NPR has little effect on the frequency, however, when NPR is lower than 2, the lower frequencies of the acoustic field are obtained. The simulation results of flow field suggest that when the length of the resonance tube is smaller than diameter of jet nozzle hole, the reciprocating phenomenon of flow in the cavity is dampened, leading to a decrease of acoustic field frequency compared with cases having longer resonance tube length, and the classical relation between acoustic field frequency and tube resonance length is not appropriate for these situations. Also, the oversized diameter of resonance tube (typically, the diameter of resonance tube more than 1.75 times the diameter of jet nozzle hole) results in a lower oscillation acoustic field frequency for the interaction of the reciprocating and the shock is weakened. Furthermore, resonance occurs when the cavity is put in the regions where pressure arises for free jet.

收稿日期: 2016-01-18

基金项目: 国家自然科学基金(51406171); 中央高校基本科研业务费(20720150180); 福建省自然科学基金(2015J05111)

作者简介: 阮灿(1992—), 男, 湖北咸宁人, 硕士生, 主要研究方向为燃烧与流动控制。

通讯作者: 邢菲(1980—), 男, 辽宁锦州人, 副教授, 博士, 主要从事燃气轮机燃烧室设计及性能优化等方面的研究。

E-mail: f. xing@xmu. edu. cn

Key words: Hartmann resonance tube; ultrasonic atomization; aeroacoustic field; Spalart-Allmaras turbulence model; air blast atomizer

对燃油喷嘴来说,在要求的工作范围内,需要获得尽可能细的油雾.当液体流量太大时(或液体黏性过大时),由于离心喷嘴喷口尺寸增加,喷嘴出口液膜增加,造成液体雾化质量恶化,液滴的索太尔平均直径(Sauter mean diameter, SMD)急剧增加.已有的研究表明:超声波雾化喷嘴的雾化性能一般要优于其他类型雾化喷嘴,其雾化粒径小,雾化液滴的均匀性好^[1-2].气动式超声波雾化喷嘴不仅利用高速气流来实现燃油雾化,其产生的高频声场更可以促进液滴破碎,从而获得更好的雾化质量.声场频率特征是超声波雾化喷嘴的关键参数,声场频率对雾化特性有重要影响^[3],因此全面探寻气动式超声波雾化喷嘴的声场特性可以为该型喷嘴的设计奠定基础,也可为后续使用该型喷嘴的燃烧室设计提供参考.

若将一端封闭的圆管开口端正对来流方向放置,当高速射流与之撞击后,将会产生高频声场,这种现象最早是 Hartmann 等于 1927 年发现的^[4-5].Hartmann 谐振腔原理在高速射流控制、增强燃料掺混以及增强雾化^[6],火箭发动机点火^[7-8]等领域都有广泛的应用.

Sarohia 等^[9]在多种工况下对带有遮挡板的 Hartmann 谐振腔工作特性进行了试验研究.结果表明,在不同喷嘴压比下,Hartmann 谐振腔的工作存在射流不稳定模式(jet instability mode),射流回流模式(jet regurgitant mode)及射流尖声模式(jet screech mode)三种模式.

Narayanan 等^[10-12]分别对开有内、外倒角的 Hartmann 谐振腔(即封闭圆管开口端开有倒角)声场特性进行了试验研究,结果表明,相比于谐振腔前端开有外倒角的情况,开有内倒角的谐振腔可产生强度更大的声场,声场频率也更高.

Michael 等^[13]基于商用 CFD (computational

fluid dynamics)求解器 Fluent 软件,采用 S-A (Spalart-Allmaras)一方程湍流模型计算对比了 Hartmann 谐振腔开口端有无挡板情况下的流场特性,结果表明无挡板时谐振腔入口处激波/气流相互作用更剧烈.

国内在该方面的研究较少,李博等^[14]采用基于 Roe 解法的有限体积法,对 Hartmann 谐振腔中的气体流场进行了数值模拟,研究了当喷嘴轴线处存在针型激励器情况下的流场特性.

可以看到,利用 Hartmann 谐振腔原理制成的雾化喷嘴、高速射流控制装置等在工业、航空航天领域应用广泛.而作为该类装置的关键参数——声场频率,文献[9-12]主要利用对比试验来研究谐振腔几何特性对声场频率的影响,然而 Hartmann 谐振产生高频声场的本质原因与流场特性有着不可分割的联系,因此可以认为文献[9-12]尚欠缺对该现象本质规律的探索.本文流场计算结果表明谐振腔内外流场特征与气动声场(文中简称声场)频率特性密切相关,且文献[2-3,5]中提到的声场频率与谐振腔深度关系式在谐振腔深度小于射流出口直径时并不适用,此时声场频率大小与邻近较大深度情形类似,继续减小谐振腔深度并不能获得更高频率的声场.

1 试验方案

试验系统图 1、图 2 所示,高压气体从射流喷嘴喷出后,迅速膨胀加速,直接冲击放置在气体喷嘴出口正前方的谐振腔,气体喷嘴后方流场产生激波串,流场振荡强烈,由此引发高频声场.试验件周围布置有消声尖劈,以此来消除声波反射对试验结果的影响.试验时,高压气源由 16 罐高压空气瓶提供,气瓶出口压力通过减压阀控制,采用型号为 CRY2010U 的实时声压频谱分析仪对声

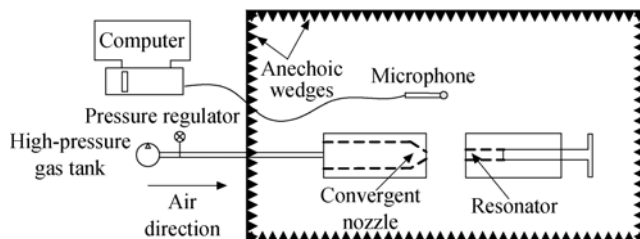


图 1 试验系统示意图

Fig. 1 Schematic diagram of experimental system

场强度及频率进行测量,采样频率为 48 kHz.



图2 试验系统照片

Fig. 2 Photo of experimental system

图3为Hartmann谐振腔结构示意图.在试验过程中,射流喷孔孔径 $D_j = 4$ mm,并始终保持不变.谐振腔与射流喷孔的距离 S 通过调节谐振腔位置来改变,试验时 S 变化范围为 4~25 mm,每次变化间隔为 1 mm,即 S/D_j 值变化范围为 1~6.25;谐振腔孔径 D_r 取值范围为 2~8 mm,变化量为 1 mm,即 D_r/D_j 值变化范围为 0.5~2;谐振腔深度通过调节谐振腔内芯位置来控制,谐振腔深度 L 可取为 2, 4, 8, 12, 16, 20, 24, 28 mm,即 L/D_j 值可取为 0.5~7;喷嘴压比(nozzle pressure ratio, NPR, 量符号记为 R_{np}) 定义为气瓶出口总压强与大气压强之比,即

$$R_{np} = \frac{p_t}{p_0} \quad (1)$$

其中 p_t 为气瓶出口总压强, p_0 为大气压强. 试验时 R_{np} 控制为 1.4, 1.8, 2, 3 以及 4.

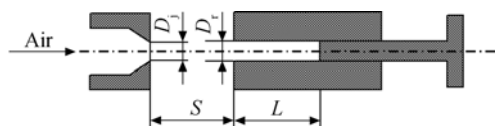


图3 Hartmann谐振腔结构示意图

Fig. 3 Schematic diagram of Hartmann resonance tube

2 数值方法和验证

2.1 计算模型与网格

图4为本文所用的二维轴对称计算模型及边界条件,网格数均为 30 万左右,在近壁面和射流流动状态变化剧烈处进行加密,如图5所示.近壁面处用标准壁面函数法处理.入口设置为压力入口,根据试验参数进行设置,出口边界条件设为压力出口,计算边界延长至 D_j 的 10 倍,压力出口值为一个大气压.壁面边界采用无滑移标准壁面函数,结构化网格使用软件 ICEM 生成.

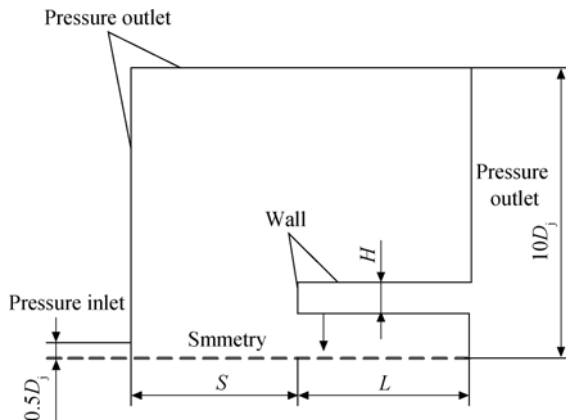


图4 计算域与边界条件

Fig. 4 Computational domain and boundary conditions

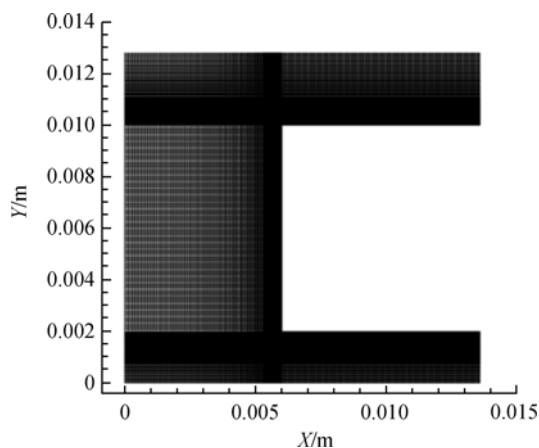


图5 典型网格例举

Fig. 5 Typical computational domain mesh

2.2 湍流模型简介

文献[13]对可压缩的二维轴对称流动满足的控制方程进行了详细介绍,具体方程本文不赘述,本文采用 SIMPLE (semi-implicit method for pressure-linked equation) 算法对可压 N-S (Navier-Stokes) 方程进行求解.

S-A 一方程湍流模型^[15]是目前工程上广泛运用的湍流模型之一,具有计算收敛性好、计算精度和可靠性较高等优点^[16],何枫等^[17]使用 S-A 一方程模型对自由射流和冲击射流进行了数值模拟,结果表明 S-A 湍流模型可以很好的模拟射流流动.本文在使用 S-A 模型时,保留模型 8 个常数为定值,分别是

$$\begin{cases} C_{b1} = 0.1355, C_{b2} = 0.622 \\ \sigma_{\bar{v}} = 2/3, C_{v1} = 7.1 \\ C_{w1} = C_{b2}/k^2 + (1 + C_{b2})/\sigma_{\bar{v}} \\ C_{w2} = 0.3, C_{w3} = 2.0, k = 0.41 \end{cases} \quad (2)$$

式中量符号含义参见文献[17].

本文基于商用 CFD 求解器 Fluent,使用 S-A 一方程湍流模型对不同工况下对基于 Hartmann 谐振腔气动式超声波雾化喷嘴的可压缩流场进行非稳态数值模拟.

2.3 湍流模型验证

文献[18]对内部腔体为圆筒形谐振腔外部流场进行了试验研究,根据给出的几何模型,在 $D_j = D_r$, $S = 1.71 D_j$, $L = 3.78 D_j$ 以及 $R_{np} = 3$ 时,基于商用 CFD 求解器 Fluent,使用 S-A 一方程湍流模型,对文献[18]中给出的 Hartmann 谐振腔外部流场进行了非稳态计算,计算时间步长取为 10^{-6} s. 图 6 是计算所得某个周期内流体灌入和冲出谐振腔时的密度计算结果和试验纹影对比图,表 1 对比了试验和计算所得空气往复灌入和流出谐振腔的时间间隔(试验值记为 Δt_{exp} ,计算值记为 Δt_{com}). 可以看出,采用 S-A 一方程模型不仅可以很好地模拟 Hartmann 谐振腔外流场流动现象,试验与计算所得时间数据误差也小,一方面说明 S-A 一方程模型对计算此类问题是准确有效的,另外一方面说明本文所用的计算网格及所选时间步长是合适的.

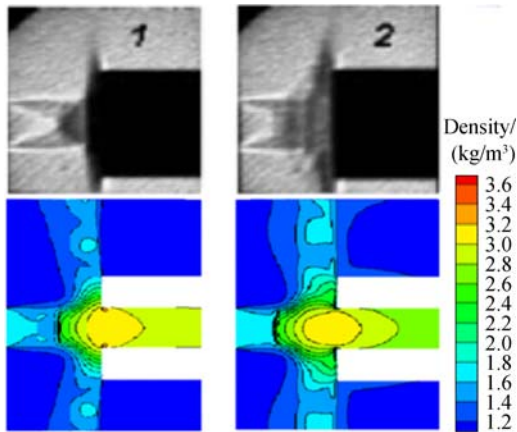


图 6 试验纹影图与计算密度云图对比
Fig. 6 Comparison of schlieren images and computational density results

表 1 气体灌入与冲出谐振腔时间间隔试验值与计算值对比

Table 1 Comparison of typical recycle time obtained from experiment and computation

$\Delta t_{exp}/ms$	$\Delta t_{com}/ms$	误差/%
0.2	0.18	10

3 结果及分析

3.1 喷嘴压比 NPR 对声场频率的影响

喷嘴供气压力的确定是气动式雾化喷嘴设计的重要组成部分,为了探究喷嘴压力对 Hartmann 谐振腔声场特性的影响,试验时,取谐振腔孔径 $D_r = 4$ mm 不变,即与 D_j 保持一致, S 取为 6 mm ($1.5 D_j$) 并保持不变,试验时仅对喷嘴压比 NPR 及谐振腔深度 L 进行调节,不同工况下声场频率如图 7 所示. 可以看出,对于喷嘴压比 $R_{np} = 2, 3$ 以及 4 时,同一谐振腔深度下,声场频率差异较小,喷嘴压比对声场频率的影响有限;但是当喷嘴压比 $R_{np} = 1.4$ 及 1.8 时,声场频率明显降低.

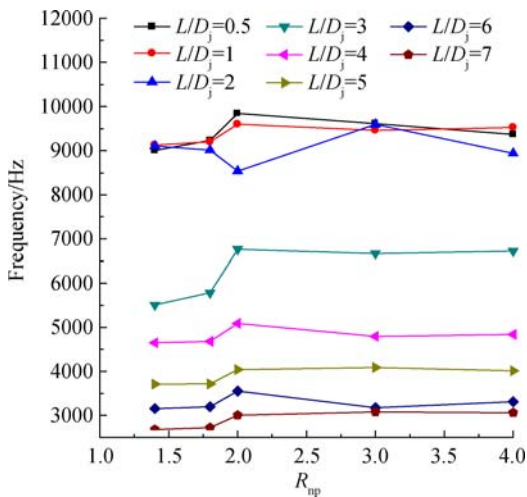


图 7 声场频率随喷嘴压比变化曲线
($D_r/D_j = 1$, $S/D_j = 1.5$)

Fig. 7 Acoustic field frequency variation with NPR
($D_r/D_j = 1$, $S/D_j = 1.5$)

不同压比时谐振腔入口中心点处 X 方向速度随时间变化曲线如图 8 所示. 可以看到 $R_{np} = 3$ 与 $R_{np} = 4$ 时速度曲线接近, 因此, 气流在谐振腔内往返运动所需时间大致相同, 气流与谐振腔口激波作用产生压力波频率大致相同, 从而声场频率也接近. 而当喷嘴压比为 2 及 1.8 时, 此时气流在谐振腔内往复运动速度小, 所需时间周期长, 与谐振腔外射流相互作用频率低, 产生的声场频率自然就小于高压比的情况; 当喷嘴压比为 1.4 时, 谐振腔入口中心处速度变化小, 气流的不稳定性是引发压力波动的主要原因, 产生声场频率低. 在后续试验中, 喷嘴压比保持 3 不变.

3.2 谐振腔深度 L 对声场频率的影响

文献[2-3,5]指出谐振腔产生声场的频率可

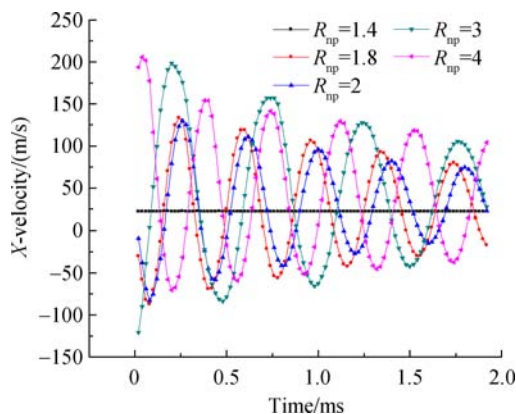


图8 不同喷嘴压比下谐振腔入口中心点出 X 方向速度-时间曲线 ($D_r/D_j=1$, $S/D_j=1.5$, $R_{np}=2, 3, 4$)

Fig. 8 X-velocity variation with time at the center of resonance tube inlet under different R_{np} ($D_r/D_j=1$, $S/D_j=1.5$, $R_{np}=2, 3, 4$)

以通过如下经验公式计算:

$$f_{\text{theory}} = \frac{c}{4L} \quad (3)$$

其中 c 为声速, L 为谐振腔深度. 考虑极端情况, 当谐振腔深度足够小时, 声场频率将极高, 这显然是不符合实际情形的. 为了全面探究谐振腔深度 L 对 Hartmann 谐振腔声场共振频率的影响, 喷嘴压比 $R_{np}=3$ 保持不变, 固定 S 取为 6 mm ($1.5 D_j$) 对不同谐振腔孔径 D_r 的试验件分别进行了试验. 声场频率结果如图 9 所示. 可以看出, 随着谐振腔深度 L 的增大, 谐振腔产生的声场频率逐渐降低, 在谐振腔深度小于 $2 D_j$ 时, 随着 L 的增大, 谐振腔频率降低较为缓慢, 当 L 介于 $2 D_j \sim 4 D_j$ 之间时, 随 L 增大谐振腔频率迅速降低, 当 $L > 4 D_j$ 后, 谐振腔深度增大对频率影响放缓.

图 10 对比了上述工况下试验所得频率值与理论频率值, 可以看出当 $L > 2 D_j$ 时, 理论值与试验值吻合良好; 但是当 $L < 2 D_j$ 时, 试验值远小于理论值. 这说明理论公式(8)具有一定的适用范围, 当谐振腔深度小于 2 倍射流出口直径时, 该经验公式并不适用.

为了探究产生该现象的原因, 在与试验相同工况下, 依照上文提出的数值计算方法, 分别对 $L=0.5 D_j, D_j, 2 D_j, 3 D_j$ 深度的 Hartmann 气动雾化喷嘴流场进行了数值模拟. 图 11 是 4 个对比工况下谐振腔入口处气流流量随时间的变化曲线, 可以看到当谐振腔深度为 8 mm ($2 D_j$) 及 12 mm ($3 D_j$) 时, 谐振腔入口流量呈现出周期性振荡, 且正负交替, 说明此时不断有气流灌入和冲出谐振腔; 而当谐振腔深度为 2 mm ($0.5 D_j$) 与 4 mm (D_j)

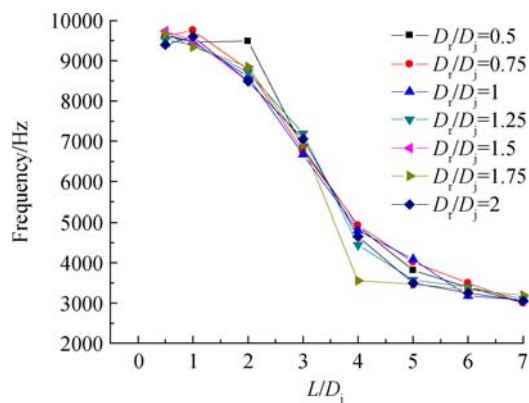


图9 不同谐振腔孔径下声场频率随谐振腔深度变化曲线 ($D_r/D_j=0.5 \sim 2$, $R_{np}=3$, $S=5 D_j$)

Fig. 9 Acoustic field frequency variation with L under different D_r ($D_r/D_j=0.5 \sim 2$, $R_{np}=3$, $S=5 D_j$)

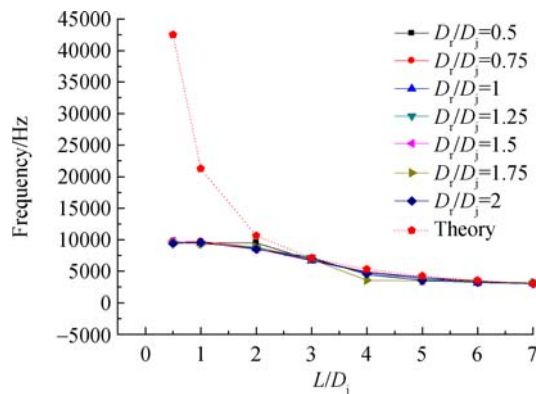


图10 声场频率试验值与理论值对比

Fig. 10 Comparison of frequency acoustic field between experiment and theory data

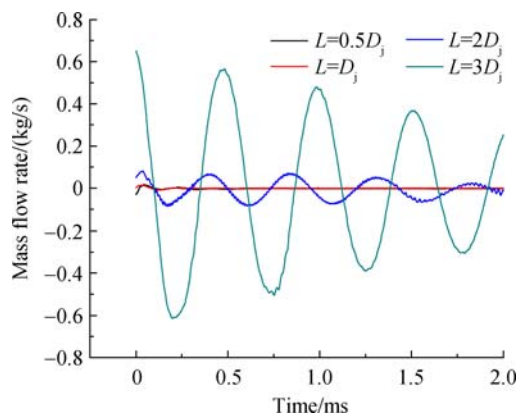


图11 不同谐振腔深度下谐振腔入口处质量流量-时间曲线 ($L=0.5 D_j, D_j, 2 D_j, 3 D_j$)

Fig. 11 Variation of mass flow rate with time at resonance tube inlet under different L ($L=0.5 D_j, D_j, 2 D_j, 3 D_j$)

时,谐振腔入口流量没有出现周期性振荡,此时没有气流周期性地灌入和冲出谐振腔。

图 12 给出了谐振腔深度为 4 mm 时不同时刻(t)下流场的速度矢量与密度云图,可以看出,锥形激波形状和位置一直在变化,但谐振腔内气流并没有表现出周期性地灌入和冲出,而是当气流射入谐振腔后,部分气流在谐振腔底部形成涡旋,其余部分则从谐振腔周围流出(见图 13)。此时流场产生的压力脉动主要由流场的不稳定性引发,谐振腔内气流与激波没有出现周期性作用,因此当谐振腔深度小于 D_j 时,声场频率继续增大受到限制。

3.3 谐振腔孔径 D_r 对声场频率的影响

目前公开发表的文献中研究谐振腔孔径对谐振腔声场频率影响的较少。固定 $R_{np} = 3$, $S = 1.5D_j$ 不变,图 14 给出了不同谐振腔深度下谐振腔孔径与频率之间的变化曲线,并将试验所得频率值与经验公式计算值(由于 $L/D_j = 0.5$ 及 1 时的理论频率过大,未在图中标出)进行了对比。可以看到,当谐振腔孔径小于射流喷嘴口径时,其产生声场的频率较大;随着谐振腔孔径的增大,声场频率有下降的趋势,特别是当 $D_r/D_j > 1.8$ 后下降趋势较为明显。

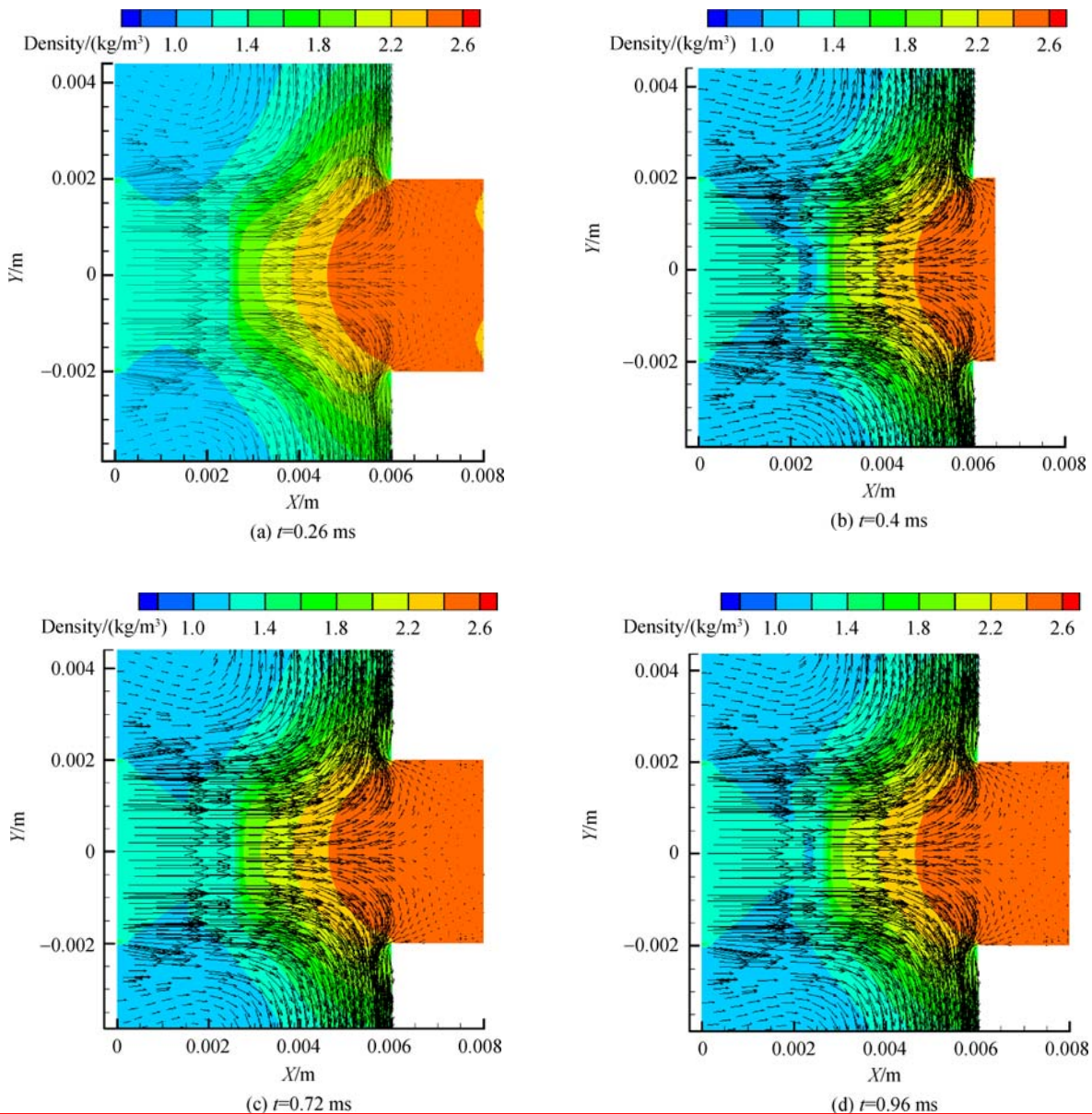
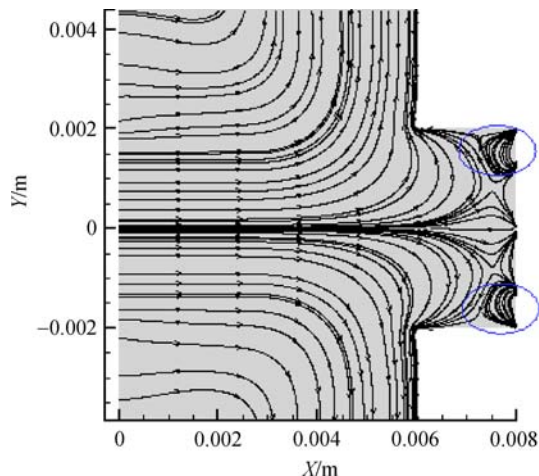
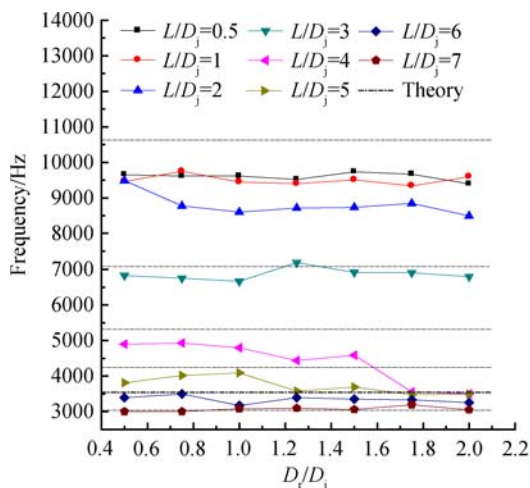
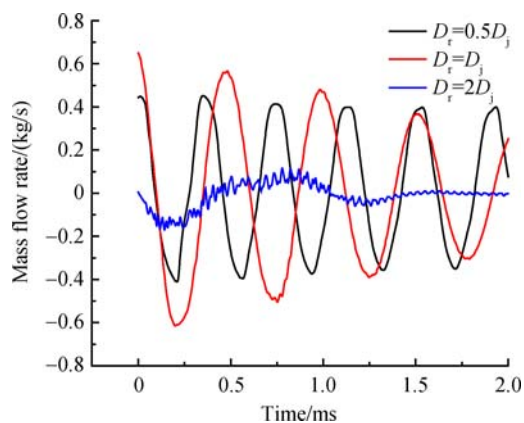
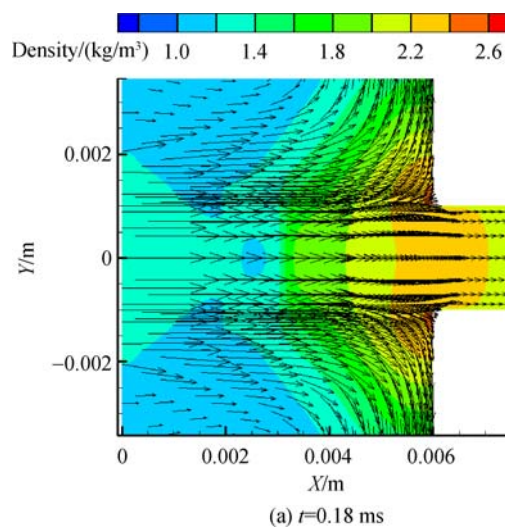
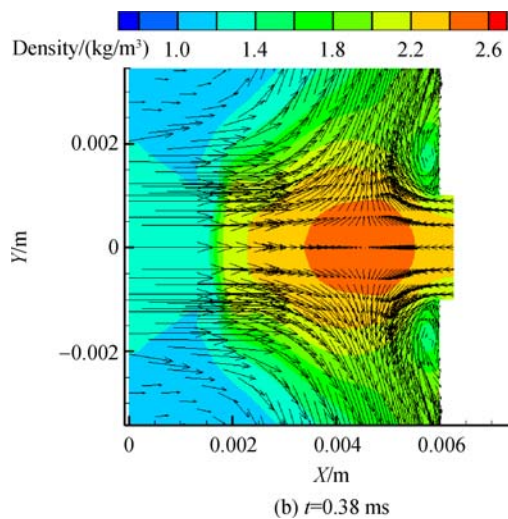


图 12 $L = D_j$ 时不同时刻流场速度矢量图与密度云图

Fig. 12 Comparison of velocity vectors and density contours of flow field when $L = D_j$ at different times

图 13 $D_r = D_j$, $S = 1.5 D_j$, $L = D_j$ 时流场迹线Fig. 13 Stream line contours for $D_r = D_j$, $S = 1.5 D_j$, $L = D_j$ 图 14 不同谐振腔孔径下声场频率随谐振腔深度变化曲线 ($R_{np}=3$, $S=1.5 D_j$, $D_r/D_j=0.5, 1, 2$)Fig. 14 Acoustics field frequency variation with L under different D_r ($R_{np}=3$, $S=1.5 D_j$, $D_r/D_j=0.5, 1, 2$)

数值计算时, L 取 $3 D_j$ 保持不变, 即 $L=12$ mm. 图 15 为谐振腔孔径分别为 $0.5 D_j$, D_j 以及 $2 D_j$ 时谐振腔入口质量流量随时间的变化曲线, 图 16、图 17 以及图 18 分别给出了 3 种谐振腔孔径下不同时刻流场密度云图及速度矢量图. 对比这 4 幅图可以发现, 谐振腔孔径为 $0.5 D_j$ 及 D_j 时, 谐振腔入口质量流量呈现周期性振荡, 谐振腔内气流冲出谐振腔后与激波相互作用, 且谐振腔孔径为 $0.5 D_j$ 时其流量振荡周期略小于谐振腔孔径为 D_j 时的情形, 即谐振腔孔径较小时流场振荡频率高, 这与图 13 试验所得频率随谐振腔孔径变化趋势是一致的; 当谐振腔孔径为 $2 D_j$ 时, 谐振腔

图 15 $D_r = 0.5 D_j$, D_j , $2 D_j$ 时谐振腔入口处气流质量流量随时间变化曲线 ($R_{np}=3$, $S=1.5 D_j$, $L=3 D_j$)Fig. 15 Variation of mass flow rate with time at resonance tube inlet for $D_r = 0.5 D_j$, D_j , $2 D_j$ ($R_{np}=3$, $S=1.5 D_j$, $L=3 D_j$)(a) $t=0.18$ ms(b) $t=0.38$ ms

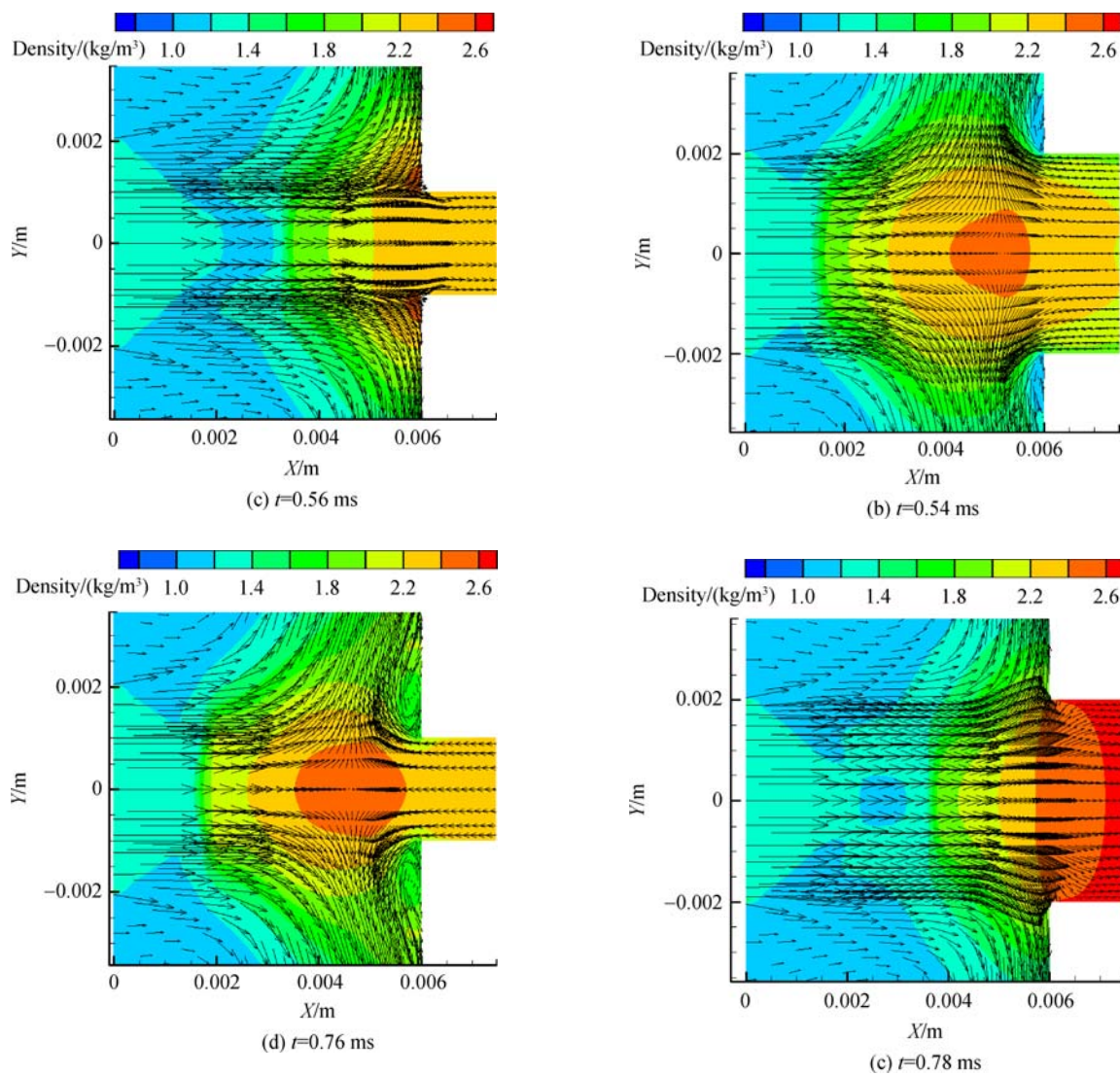


图 16 $D_r=0.5 D_j$ 时不同时刻流场密度云图与速度矢量图

Fig. 16 Comparison of velocity vectors and density contours when $D_r=0.5 D_j$ at different times

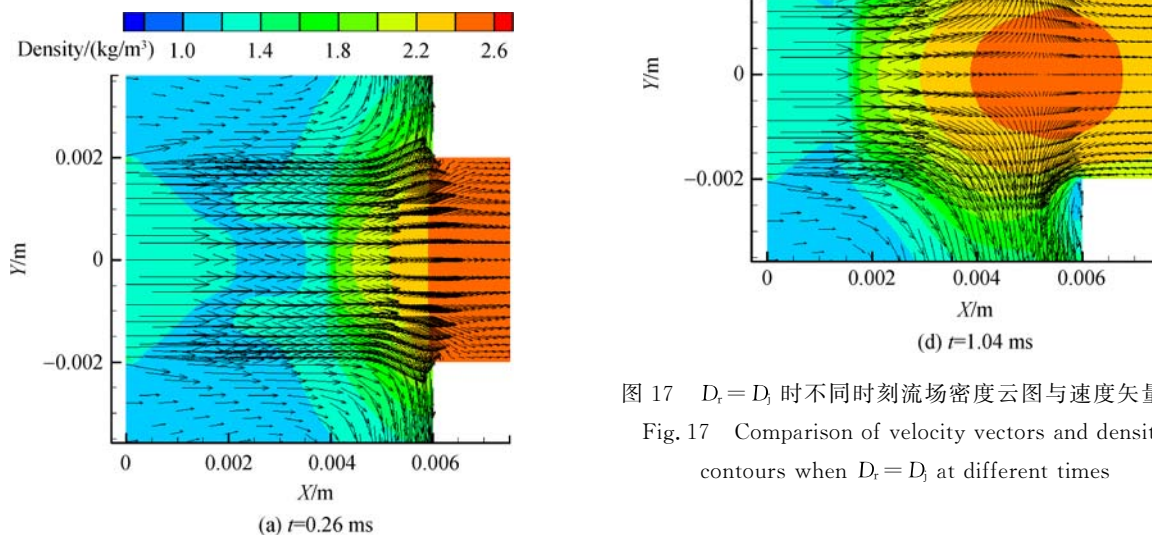
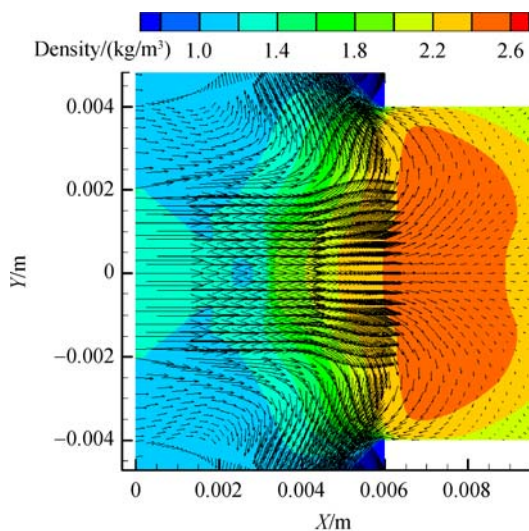


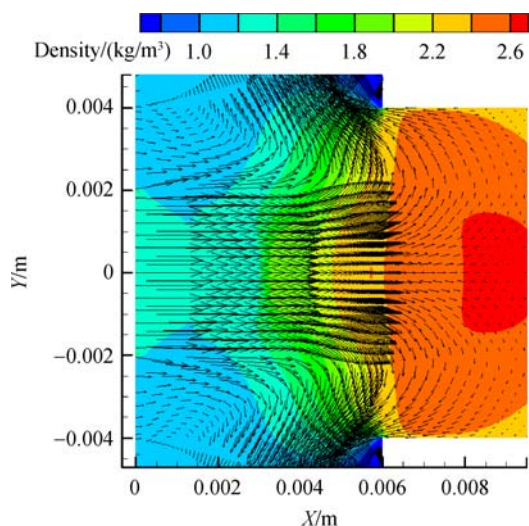
图 17 $D_r=D_j$ 时不同时刻流场密度云图与速度矢量图

Fig. 17 Comparison of velocity vectors and density contours when $D_r=D_j$ at different times

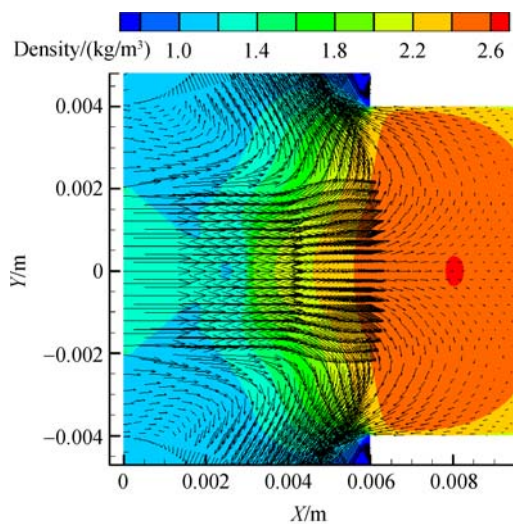
入口质量流量值振荡较弱,从图 18 可以看出,此时射流在喷入谐振腔后,大部分气流直接从谐振



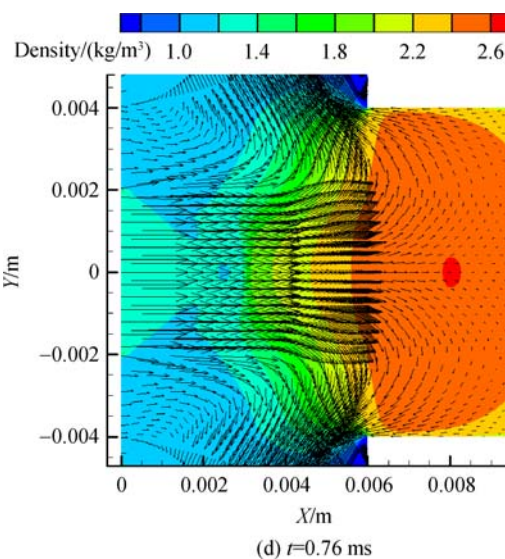
(a) $t=0.18$ ms



(b) $t=0.38$ ms



(c) $t=0.56$ ms



(d) $t=0.76$ ms

图 18 $D_r=2D_j$ 时不同时刻流场密度云图与速度矢量图

Fig. 18 Comparison of velocity vectors and density contours when $D_r=2D_j$ at different times

腔四周喷出,未看到明显的气流从谐振腔周期性灌入与冲出现象,气流与激波作用小,因此产生的声场频率也低。

3.4 谐振腔与射流喷孔距离 S 对声场频率的影响

在设计超声波式气动雾化喷嘴时,谐振腔与射流喷孔距离 S 决定了喷嘴的轴向尺寸.为了探究谐振腔与射流喷孔距离 S 对 Hartmann 谐振腔声场共振频率的影响,固定谐振腔孔径 $D_r=4$ mm,喷嘴压比 $R_{np}=3$ 保持不变,谐振腔深度保持在 12 mm,调节谐振腔与射流喷孔距离 S , S 从 4 mm 变大到 25 mm,变化间隔为 1 mm,不同工况试验所得声场频率如图 19 所示.图 19(a)中的压力曲线为无谐振腔时自由射流流场中心轴线处压力随 X 位置的变化曲线,图 19(b)从射流喷孔喷出的自由射流流场马赫数云图.可以看到,声场频率随着 S 的变化呈现出较大的振荡,主要表现为 S 在某些范围时声场频率降低,随后又逐渐增大.与自由射流压力变化曲线对比后发现:大部分情况下,当谐振腔入口位置位于压力值下降的区域时,谐振腔产生声场频率降低;当谐振腔入口位置位于压力值增大区域时,谐振腔产生声场频率升高.这是因为当谐振腔入口压力较低时,谐振腔外部气流压力不足以克服谐振腔内部压力,此时气流灌入与冲出谐振腔强度减弱,气流与激波周期性作用减弱,声场频率自然就降低了,这与文献[3,8]观察到的现象较为一致。

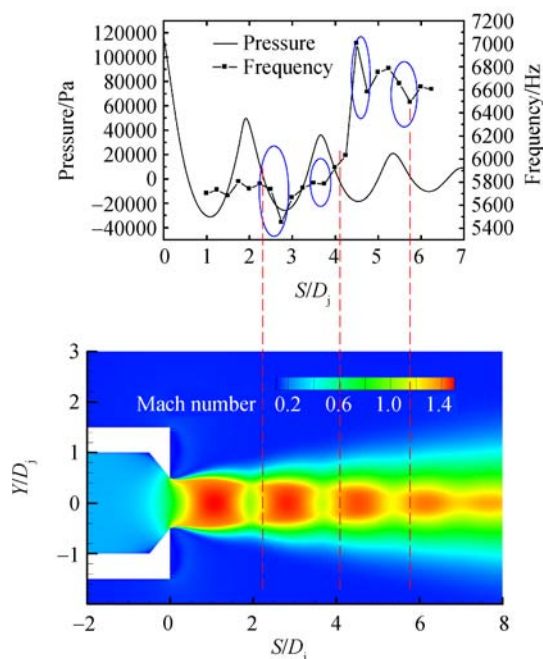


图 19 流场压力、声场频率随 S 变化曲线与自由射流马赫数云图 ($D_r/D_j=1, R_{np}=3, L=3D_j$)

Fig. 19 Pressure in flow field and acoustic field frequency variation with S and free jet Mach number contour ($D_r/D_j=1, R_{np}=3, L=3D_j$)

4 结 论

1) 当喷嘴压比大于 2 时,喷嘴压比继续增大对声场频率影响较小,当喷嘴压比小于 2 时,谐振腔依然能够产生高频声场,但是其频率较高喷嘴压比时产生的小;

2) 频率与谐振腔深度的经典关系式仅当谐振腔深度大于 2 倍射流喷嘴口径时适用,当谐振腔深度小于 2 倍射流喷嘴口径时,流场产生的压力脉动主要由流场的不稳定性引发,此时减小谐振腔深度并不能获得更高频的声场;

3) 谐振腔口径较射流喷嘴口径小时,谐振腔内气流与激波往复作用更剧烈,可以获得更高频的声场,但当谐振腔口径大于 1.75 倍射流喷嘴口径后,进入谐振腔的气流大部分直接从谐振腔四周喷出,流场压力脉动小,引发的声场频率低;

4) 谐振腔与射流喷嘴距离与声场频率关系紧密.当谐振腔放置在自由射流压力降低区域时,气流振荡较弱,谐振腔产生声场频率较低;而将谐振腔置于自由射流压力增大区域时,气流往复振荡明显,引发声场频率较大,故在实际应用时,应当将谐振腔放置在自由射流压力增大区域,以获得更为理想的高频声场.

参考文献:

- [1] 刘鸿,王家骅. 超声波雾化喷嘴的试验研究[J]. 江苏工业学院学报, 2005, 17(1): 31-33.
LIU Hong, WANG Jiahua. Experimental study on ultrasonic atomization nozzle[J]. Journal of Jiangsu Polytechnic University, 2005, 17(1): 31-33. (in Chinese)
- [2] 孙晓霞. 超声波雾化喷嘴的研究进展[J]. 工业炉, 2004, 26(1): 19-23.
SUN Xiaoxia. Progress of ultrasonic atomization nozzle[J]. Industrial Furnace, 2004, 26(1): 19-23. (in Chinese)
- [3] Narayanan S, Srinivas-An K, Sundararajan T. Atomization in the acoustic field of a Hartmann whistle[J]. International Journal of Spray and Combustion Dynamics, 2013, 5(1): 1-24.
- [4] Hartmann J, Trolle B. A new acoustic generator, the air-jet-generator[J]. Journal of Scientific Instruments, 1927, 4(4): 101-111.
- [5] Raman G, Srinivasan K. The powered resonance tube: from Hartmann's discovery to current active flow control applications[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2009, 45(4): 97-123.
- [6] Kastner J, Samimy M O. Development and characterization of Hartmann tube fluidic actuators for high-speed flow control[J]. AIAA journal, 2002, 40(10): 1926-1934.
- [7] Marchan R A. Small-scale supersonic combustion chamber with a gas-dynamic ignition system[J]. Combustion Science and Technology, 2011, 183(11): 1236-1265.
- [8] Niwa M, Santana A, Kessaev K. Development of a resonance igniter for GO/kerosene ignition[J]. Journal of Propulsion and Power, 2001, 17(5): 995-997.
- [9] Sarohia V, Back L H. Experimental investigation of flow and heating in a resonance tube[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1979, 94: 649-72.
- [10] Narayanan S, Srinivas-An K, Sundararajan T, et al. Acoustic characteristics of chamfered Hartmann whistles[J]. Journal of Sound and Vibration, 2011, 330(11): 2470-2496.
- [11] Narayanan S, Srinivas-An K, Sundararajan T. Acoustic characteristics of external chamfered Hartmann whistles[J]. Applied Acoustics, 2013, 74(9): 1104-1116.
- [12] Narayanan S, Srinivas-An K, Sundararajan T. Aero-acoustic features of internal and external chamfered Hartmann whistles: a comparative study[J]. Journal of Sound and Vibration, 2014, 333(3): 774-787.
- [13] Michael E, Narayanan S, Jaleel A H. Numerical simulation of jet flow impinging on a shielded Hartmann whistle[J]. International Journal of Aeronautical and Space Sciences, 2015, 16(2): 123-136.
- [14] 李博, 胡国辉, 周哲玮. Hartmann 共振管及超音速雾化喷嘴流场的数值模拟[J]. 应用数学和力学, 2007, 28(11): 1261-1271.
LI Bo, HU Guohui, ZHOU Zhewei. Hartmann resonance

- tube and numerical simulation of supersonic atomizing nozzle flow field[J]. Applied Mathematics and Mechanics, 2007, 28 (11): 1261-1271. (in Chinese)
- [15] Spalart P R, Allmaras S R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows[R]. Reno, NV: The 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 1992.
- [16] 钱炜祺, 周宇, 陈江涛. S-A 一方程湍流模型参数影响分析与辨识[J]. 航空工程进展, 2015, 6(1): 46-51.
- QIAN Weiqi, ZHOU Yu, CHEN Jiangtao. S-A turbulence model equations impact analysis and a parameter identification[J]. Aeronautical Engineering Progress, 2015, 6(1): 46-51. (in Chinese)
- [17] 何枫, 谢峻石, 郝鹏飞, 等. 应用 S-A 模型的自由射流和冲击射流数值模拟[J]. 推进技术, 2001, 22(1): 43-46.
- HE Feng, XIE Junshi, HAO Pengfei, et al. Applications of S-A free jet and impinging jet model simulation[J]. Propulsion Technology, 2001, 22 (1): 43-46. (in Chinese)
- [18] Sreejith G J, Narayanan S, Jothi T J S, et al. Studies on conical and cylindrical resonators[J]. Applied Acoustics, 2008, 69(12): 1161-1175.

(编辑: 王碧琚)