

低中等雷诺数超声速轴对称射流气动声场

郑美香, 方一红, 赵磊

(天津大学 机械工程学院 力学系, 天津 300072)

摘 要: 采用线性抛物化稳定性方程(LPSE)方法对低、中等雷诺数条件下的超声速轴对称射流进行了研究。结果表明:射流中不稳定波的增长特性决定了声辐射的特性。在低雷诺数条件下,不稳定波的频率范围较窄,且由于不稳定波的增长区间较长,因此声辐射的范围较宽,声源不集中,声辐射的方向角不明确。在中雷诺数条件下,不稳定波的频率范围较宽,且由于不稳定波的增长区间较短,因此声辐射的范围较窄,声源集中,声辐射的方向角较明确;且随着斯特劳哈尔数增加,声辐射的方向角增加。在低雷诺数条件下,射流基本流的法向速度对射流气动声场的影响较弱,而在中等雷诺数条件下,其对射流的气动声场影响较强。

关 键 词: 超声速轴对称射流; 低中等雷诺数; 气动声场; 线性抛物化稳定性方程(LPSE); 不稳定波; 声辐射

中图分类号: V211.3

文献标志码: A

Aerodynamic acoustic field of axisymmetric supersonic jet at low and moderate Reynolds number

ZHENG Meixiang, FANG Yihong, ZHAO Lei

(Department of Mechanics,

School of Mechanical Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: Acoustic field properties of an axisymmetric supersonic jet at both low and moderate Reynolds numbers were studied using the linear parabolized stability equations (LPSE). The results showed that, the dominant noise-generation mechanism was determined by the characteristics of unstable wave. When Reynolds number was low, the unstable wave frequency band was relatively narrow. Since the unstable region of the disturbance wave was long along stream wise direction, the acoustic radiation region was large; the sound source was decentralized; and the radiation angle was hard to be determined. For moderately large Reynolds number, the unstable wave had a large unstable frequency wave band; the short unstable region resulted in a narrow radiation region, concentrative sound source and strong radiation directivity; and the direction angle increased with the increase of Strouhal number. The normal velocity had a negligible effect on the acoustic field for low Reynolds number, while it had to be taken into account when Reynolds number was large.

Key words: axisymmetric supersonic jet; low and moderate Reynolds number; aerodynamic acoustic field; linear parabolized stability equations (LPSE); instability waves; acoustic radiation

收稿日期:2016-05-11

基金项目:国家自然科学基金重点项目(11332007); 国家自然科学基金(10972156)

作者简介:郑美香(1989—),女,硕士生,主要从事流动稳定性研究。

引用格式:郑美香,方一红,赵磊. 低中等雷诺数超声速轴对称射流气动声场[J]. 航空动力学报,2017,32(12):3013-3021. ZHENG Meixiang, FANG Yihong, ZHAO Lei. Aerodynamic acoustic field of axisymmetric supersonic jet at low and moderate Reynolds number[J]. Journal of Aerospace Power, 2017, 32(12): 3013-3021.

由气动力或流动中的运动产生的噪声在工业中广泛存在。气动噪声不仅造成声污染,还会使工业设备声疲劳,在军事上也可能影响军事设备的防御性能。因此,研究气动噪声一直是气动声学的核心问题之一,它的主要任务在于理解气动噪声的产生机理,预测噪声的声源、传播方向和强度,进而预防或减轻噪声带来的危害。射流是自由剪切流的重要代表,广泛存在于喷气发动机等重要应用场景,因此射流产生的气动噪声问题一直是学术界和工业界关注的焦点。

Lighthill^[1-2]提出了声比拟理论,至今已有各种推广和变化^[3-4],人们对气动噪声的认识已取得很大的进展。Liu^[5]指出喷气噪声由大尺度相干结构和小尺度湍流结构两部分组成。亚声速射流中小尺度湍流结构占主导,超声速射流中大尺度相干结构占主导。郑克扬^[6]应用 Lighthill 理论及实验方法,深入研究亚声速喷流噪声的特性,指出喷流噪声具有明显的指向性。Troutt 等^[7]对中等雷诺数超声速射流进行了实验研究,结果表明大尺度相干结构中包含有轴对称模态和螺旋模态,测得的声辐射方向与轴线所成角度大致在 30°左右。并观测到不稳定波的存在,不稳定波的频率集中在一定的范围内。实验测得的幅值曲线迅速增长、达到峰值并快速衰减,声源对应幅值曲线的峰值附近区域。Tam 等^[8]用渐进匹配法对流动近场的压力扰动的幅值演化和远场的声辐射进行了研究,进一步证实大尺度相干结构实质是不稳定波,当不稳定波相对于来流的传播速度大于当地声速时,向下游辐射声。超声速不稳定波是导致高马赫数剪切流失稳和转捩的主要不稳定模态,Wu^[9]采用多重尺度法和渐进匹配法研究了超声速不稳定模态的非线性演化及其马赫波辐射过程,给出了马赫波辐射角度的理论估计值,该理论成功预测了实验观测和直接数值模拟得到的结果。郭娜^[10]用非线性扰动方程计算了中等雷诺数超声速轴对称射流的近场压力扰动及马赫波的辐射过程。对于低雷诺数超声速射流,Morris 等^[11]应用多重尺度法,对螺旋模态和轴对称模态进行了不稳定性分析,结果表明斯托劳哈数(St)较低时,轴对称模态对声辐射起主要作用, St 较高时轴对称模态和螺旋模态声辐射强度相当。Morrison 等^[12-13]对不同马赫数的超声速射流进行实验研究,证实声音的产生和不定相干结构的快速变化密切相关。

以往的研究显示,对于中等雷诺数下的超声

速射流,其噪声辐射具有明显的方向性,但不同的工况/研究中噪声辐射的集中度并不完全一致,其差异及导致这种差异的原因还需要进一步研究。低雷诺数超声速射流噪声的研究,主要关注不同模态在噪声辐射中所起的作用,而对于噪声辐射的方向性和声源的集中度还缺乏细致的研究报道。

噪声辐射中的大尺度相干结构本质上是不稳定波,目前,抛物化稳定性方程(PSE)方法可以较为准确地分析这种不稳定波的演化。Yen 等^[14-15]应用 PSE 方法研究了不可压和可压缩射流的不稳定性,对可压缩射流的轴对称模态和螺旋模态进行了计算,其中螺旋模态声辐射的方向性和实验吻合的很好。Piot 等^[16]采用基于线性欧拉方程的 PSE 方法和大涡模拟(LES)方法对亚声速和超声速射流进行了研究,结果显示 PSE 方法可以有效地预测近场压力扰动的演化过程,对于超声速射流,PSE 方法也能够有效地预测声辐射的方向性及强度。

本文将基于线性 N-S(Navier-Stokes)方程的 PSE 方法应用于低、中等雷诺数超声速轴对称射流的气动声场研究,对两种雷诺数下轴对称模态的声辐射特点进行了对比,重点比较了声辐射的方向性及声源分布特点,针对不同的声辐射特点给出了机理上的解释。此外还研究了斯托劳哈数对不稳定波声辐射的影响。

1 数值方法

1.1 扰动控制方程

对于轴对称射流,适于用二维柱坐标系进行描述。本文中的所有方程均为柱坐标系下的方程。射流出口中心处为坐标原点,射流的轴向为 x 方向,从轴心指向远场的方向为 r 方向。

下文中将使用无量纲的物理量,长度 x, y, r 、速度 u, v 、密度 ρ 、温度 T 、压力 p 分别用 R (射流出口处的喷嘴半径)、 U_j (射流出口处的速度)、 ρ_j (射流出口处密度)、 T_j (射流出口温度)、 $\rho_j U_j^2$ 无量纲化。为了与 Piot 等^[16]的工作对比,本文中斯托劳哈尔数定义为 $St = \frac{2R_j f^*}{U_j}$,其中 f^* 为物理频率,单位为 Hz,则无量纲圆频率为 ω 的扰动其斯托劳哈尔数为 $St = \frac{\omega}{\pi}$ 。

将流场的瞬时量分解为基本流与扰动量的叠加

$$q = \bar{q} + q' \quad (1)$$

其中 $q=(\rho,u,v,T)$ 为流场的瞬时量, $\bar{q}=(\bar{\rho},\bar{u},\bar{v},\bar{T})$ 为基本流, $q'=(\rho',u',v',T')$ 为扰动量。将式 (1) 带入无量纲 N-S 方程并减去基本流满足的无量纲 N-S 方程, 可得到扰动控制方程

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\Gamma}\frac{\partial q'}{\partial t}+\boldsymbol{A}\frac{\partial q'}{\partial x}+\boldsymbol{B}\frac{\partial q'}{\partial r}+\boldsymbol{D}q'+\boldsymbol{E}_{xx}\frac{\partial^2 q'}{\partial x^2}+ \\ \boldsymbol{E}_{xr}\frac{\partial^2 q'}{\partial x\partial r}+\boldsymbol{E}_{rr}\frac{\partial^2 q'}{\partial r^2}=\boldsymbol{f}_{\text{nonlinear}} \end{aligned} \tag{2}$$

其中等式左边为线性项, 其系数矩阵 $\boldsymbol{\Gamma}、\boldsymbol{A}、\boldsymbol{B}、\boldsymbol{D}、\boldsymbol{E}_{xx}、\boldsymbol{E}_{xr}、\boldsymbol{E}_{rr}$ 是基本流的函数, $\boldsymbol{f}_{\text{nonlinear}}$ 包含了所有的非线性项。

1.2 线性抛物化稳定性方程

对于小扰动情况, 可以忽略非线性的影响, 得到线性化的扰动控制方程

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\Gamma}\frac{\partial q'}{\partial t}+\boldsymbol{A}\frac{\partial q'}{\partial x}+\boldsymbol{B}\frac{\partial q'}{\partial r}+\boldsymbol{D}q'+\boldsymbol{E}_{xx}\frac{\partial^2 q'}{\partial x^2}+ \\ \boldsymbol{E}_{xr}\frac{\partial^2 q'}{\partial x\partial r}+\boldsymbol{E}_{rr}\frac{\partial^2 q'}{\partial r^2}=\boldsymbol{0} \end{aligned} \tag{3}$$

因流场在轴向是缓变的, 可以将扰动设为波的形式

$$q'(x,r,t)=\hat{\phi}(x,r)e^{i\left[\int_{x_0}^x\alpha(\bar{x})d\bar{x}-\omega t\right]}+c.c. \tag{4}$$

其中 $\hat{\phi}=(\hat{\rho},\hat{u},\hat{v},\hat{T})$ 为扰动波的形状函数, ω 为扰动的频率, $\alpha=\alpha_r+i\alpha_i$ 为复流向波数, 其中 α_i 为空间增长率, α_r 为流向波数, c. c. 表示共轭项。将式 (4) 代入线性扰动方程 (式 (3)), 得到线性稳定性方程

$$\begin{aligned} \hat{\boldsymbol{A}}\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial x}+\hat{\boldsymbol{B}}\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial r}+\hat{\boldsymbol{D}}\hat{\phi}+\boldsymbol{E}_{xx}\frac{\partial^2 \hat{\phi}}{\partial x^2}+ \\ \boldsymbol{E}_{xr}\frac{\partial^2 \hat{\phi}}{\partial x\partial r}+\boldsymbol{E}_{rr}\frac{\partial^2 \hat{\phi}}{\partial r^2}=\boldsymbol{0} \end{aligned}$$

其中系数矩阵为

$$\begin{aligned} \hat{\boldsymbol{D}} &= -i\omega\boldsymbol{\Gamma} + i\alpha\boldsymbol{A} + \boldsymbol{D} + \left(i\frac{d\alpha}{dx} - \alpha^2\right)\boldsymbol{E}_{xx} \\ \hat{\boldsymbol{A}} &= \boldsymbol{A} + 2i\alpha\boldsymbol{E}_{xx} \quad \hat{\boldsymbol{B}} = \boldsymbol{B} + i\alpha\boldsymbol{E}_{xr} \end{aligned}$$

此时的方程是椭圆型的, 考虑到 $\frac{\partial}{\partial x}$ 是小量, $\boldsymbol{E}_{xx}、\boldsymbol{E}_{xr}、\boldsymbol{E}_{rr}$ 为黏性项, 亦是小量, 因此可以忽略高阶小量 $\boldsymbol{E}_{xx}\frac{\partial^2 \hat{\phi}}{\partial x^2}、\boldsymbol{E}_{xr}\frac{\partial^2 \hat{\phi}}{\partial x\partial r}$, 得到抛物化的稳定性方程

$$\hat{\boldsymbol{A}}\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial x}+\hat{\boldsymbol{B}}\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial r}+\hat{\boldsymbol{D}}\hat{\phi}+\boldsymbol{E}_{rr}\frac{\partial^2 \hat{\phi}}{\partial r^2}=\boldsymbol{0} \tag{5}$$

1.3 边界条件

抛物化稳定性方程需要给定入口条件, 向下游推进求解, 本文的入口给线性稳定性分析得到

的特征函数。在远场采用柱面无反射^[17]边界条件。在轴心处, 速度 u 、密度 ρ 、温度 T 采用对称边界条件, 速度 v 采用反对称边界条件。

1.4 代码验证

为验证本文所用的 PSE 计算代码的可靠性, 首先计算了与 Piot 等^[16]、Yen 等^[15] 相同的计算工况, 表 1 给出了基本流的工况参数及入口扰动的参数, 其中 Ma 为马赫数, Re 为雷诺数, A_0 为无量纲初始幅值, St 为斯特劳哈尔数, 基本流的细节将在下文详细介绍。

表 1 基本流入口扰动参数

Table 1 Parameters of inlet disturbance of basic flow

Ma	Re	St	α_r	α_i	$A_0/10^{-5}$
2.1	70 000	0.4	1.761	0.498	8

图 1 给出了 $r/R=1$ 处压力扰动幅值 p^* 沿流向的演化。其中实线是本文所用 PSE 代码的计算结果, 三角与圆点符号分别是文献[15-16]中 PSE 计算的结果。从图中结果可以看出本文给出的 PSE 结果与相应文献的结果符合较好, 验证了本文所用 PSE 代码的可靠性。图 1 中虚线给出了求解扰动方程的直接数值模拟(NLDE)得到的扰动演化结果^[10], 与 PSE 方法得到的结果相符, 说明可以用 PSE 方法来分析射流中不稳定波的演化。

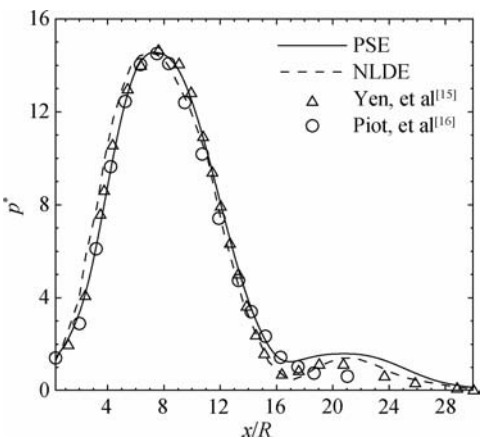


图 1 $r/R=1$ 处扰动压力幅值沿流向的变化
Fig. 1 Streamwise variation of disturbance pressure amplitude at $r/R=1$

2 结果和分析

2.1 射流基本流

Morrison^[18]实验研究了雷诺数 $Re=3\,950$,

马赫数 $Ma=2.1$ 的低雷诺数超声速射流的不稳定性。Troutt 等^[7]、Tam 等^[8]研究了雷诺数 $Re=70\,000$ ，马赫数 $Ma=2.1$ 的中等雷诺数下超声速射流的流动及声辐射特征。这两组射流工况被广泛用于超声速射流噪声的研究^[9-13,15-16,19]，本文也采用这两组工况来研究不同雷诺数下超声速射流的声辐射特性。低雷诺数工况记为 L，中等雷诺数工况记为 M。在数值或理论研究中，一般在射流的不同区域采用不同的解析函数来拟合射流的基本流^[13,7]。在射流的核心区，射流的速度均匀分布，在射流的混合层采用半高斯函数拟合射流的速度剖面。

参照文献[13]，低雷诺数条件下(工况 L)基本流的流向速度分布由如下的分段函数给出：

$$\bar{u} = \begin{cases} U_c(x) & \eta \leq -0.5 \\ U_c(x)e^{[-2.773(\eta+0.5)^2]} & \eta > -0.5 \end{cases} \quad (6)$$

其中 $\bar{u}$ 为无量纲的流向速度， $U_c(x)$ 是给定 x 位置处射流中心线的速度， $\eta = \frac{r-r(0.5)}{\delta}$ 为相似性径向坐标； $r(0.5)$ 是半速度点处的径向位置，即速度为 $0.5U_c(x)$ 处所对应的径向位置， δ 是剪切层的厚度。 $U_c(x)$ 、 $r(0.5)$ 与 δ 均是 x 的函数，其沿轴向的数值分布由实验测得。图 2(a) 给出了 $U_c(x)$ 、 $\frac{r(0.5)}{2R}$ 、 $\frac{\delta}{4R}$ 沿流向的数值分布。图中的实心三角点是由 Morrison 等^[13] 实验测得的结果，实心方点是 Morrison 等^[18] 实验测得结果，图中的实线为本文所采用的结果，是根据实验结果插值所得。

参照文献[7]，中等雷诺数条件下(工况 M)基本流的流向速度分布由如下分段函数给出：

$$\bar{u} = \begin{cases} U_c(x) & r < h(x) \\ U_c(x)\exp\left[-(\ln 2)\left(\frac{r-h(x)}{b(x)}\right)^2\right] & h(x) \leq r \end{cases} \quad (7)$$

其中 $h(x)$ 是核心区的半径， $b(x)$ 是环状混合层的半宽度，即从核心区的外缘到半速度点处的径向距离。图 2(b) 给出了 $U_c(x)$ 、 $\frac{h(x)}{R}$ 、 $\frac{b(x)}{3R}$ 沿流向的变化。图中实心三角点是 Troutt 等^[7] 实验测量的结果，实心方点为 Tam 等^[8] 结果，实线是本文所用的数值，由实验结果插值所得。

两个工况下，基本流的解析表达式在形式上虽略有差别，但其本质是相同的。在图 2 中，中心

线速度不变的区域对应于射流的核心区。从图 2 可知，低雷诺数工况射流的核心区长度大致为 $21.5R$ ；中等雷诺数工况射流的核心区长度大致为 $10R$ 。

为简单起见，Prandtl 数一般取 1，则射流基本流的温度分布可由如下关系式(Crocco's relation)给出：

$$\bar{T} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2}Ma^2\right)[\bar{T}_j + (1-\bar{T}_j)\bar{u}] - \frac{\gamma-1}{2}Ma^2\bar{u}^2 \quad (8)$$

其中 $\bar{T}_j$ 为射流出口处的无量纲温度，显然 $\bar{T}_j=1$ 。射流场中的压力几乎不变，取为环境压力无量纲 $\bar{p}=1/(\gamma Ma^2)$ ，无量纲的密度可由状态方程得到。射流流场的法向速度比流向速度小一个量级，因此没有实验测量的结果，本文通过积分连续性方程获得法向速度 $\bar{v}$ 。

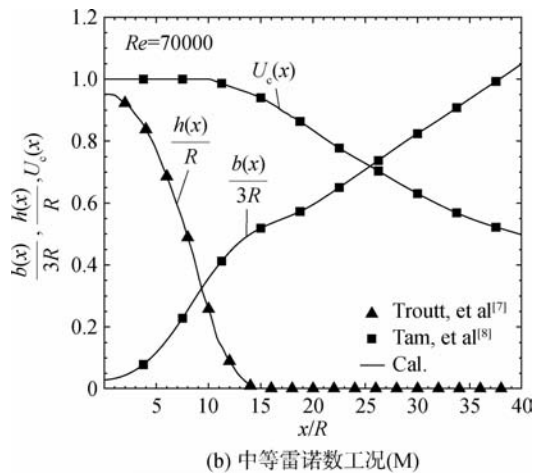
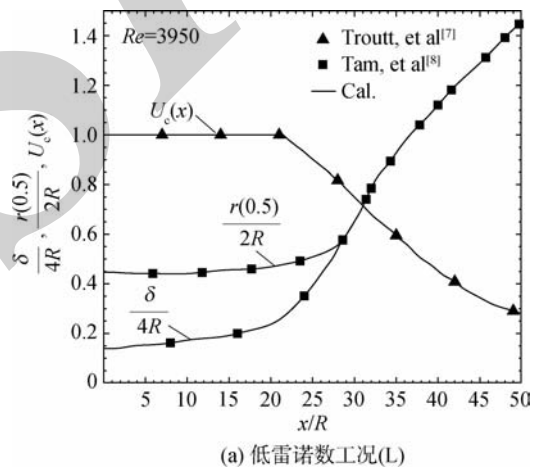


图 2 基本流中各参数沿流向的变化
Fig. 2 Streamwise variation of the parameters of the basic flow

2.2 超声速射流中不稳定波的增长特性

为研究不同雷诺数条件下声辐射特性,在两种工况下分别计算了不同频率不稳定波的幅值演化过程。表 2 给出了两组工况下不同扰动的具体参数。其中, α_r 、 $-\alpha_i$ 为线性稳定性理论求得的不稳定波的波数和增长率, A_0 为不稳定波的初始幅值。

表 2 两组工况下入口扰动参数

Table 2 Parameters of inlet disturbance of two working conditions

工况	Re	St	α_r	$-\alpha_i$	$A_0/10^{-4}$
L1	3950	0.3	1.167	0.106	1
L2	3950	0.4	1.587	0.108	1
L3	3950	0.6	2.381	0.091	1
M1	7.0d4	0.3	1.230	0.368	1
M2	7.0d4	0.6	2.841	0.610	1
M3	7.0d4	1.0	4.678	0.5113	1
M4	7.0d4	1.2	5.481	0.463	1

图 3 给出了低中等雷诺数条件下不同频率扰动的无量纲压力 p 幅值曲线。从图 3(a)可以看出,低雷诺数条件下,不稳定波在很长的范围内迅速增长,达到峰值后又迅速衰减。不稳定波峰值的位置对应于核心区下游附近, St 越大,压力幅值的峰值越靠近上游。从图 3(b)可以看出,在中等雷诺数条件下,不稳定波也是先迅速增长,达到峰值后又迅速衰减。不稳定波的峰值位置在核心区内的末尾处附近。与低雷诺数工况相比,不稳定波的增长率和衰减率都更大;扰动在较短的空间范围内以更大的增长率增长到较大的幅值,(除 $St=0.3$)的工况外)也在较短的范围内以更大的衰减率迅速衰减下来。中等雷诺数工况下不稳定波的这种增长与衰减特征与其射流基本流的特征有直接关系,其核心区较短,核心区半径 $h(x)$ 沿流向衰减比较迅速,环状混合层的半宽度 $b(x)$ 增长比较迅速。

为了研究不同频率的不稳定波的增长能力,以扰动压力幅值的峰值与初始幅值作比得到扰动压力幅值的增长倍数。图 4 给出了低中等雷诺数工况下不同频率不稳定波的压力幅值增长倍数,其结果已按最大增长倍数进行归一化。从图 4 可知,对于低雷诺数工况的超声速射流,其不稳定波的频率范围较窄,对应的 St 集中在 $0.2\sim 0.7$ 的范围内,最不稳定波的 St 为 0.4 。对于中等雷诺

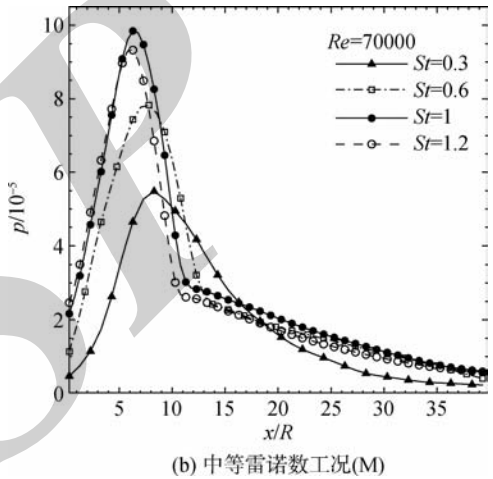
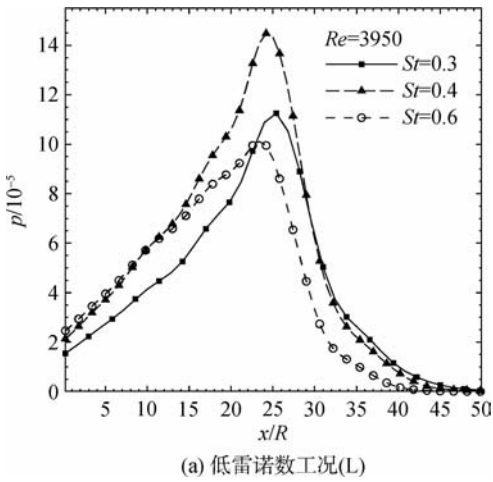


图 3 扰动压力的幅值曲线
Fig. 3 Curve of the disturbance pressure amplitude

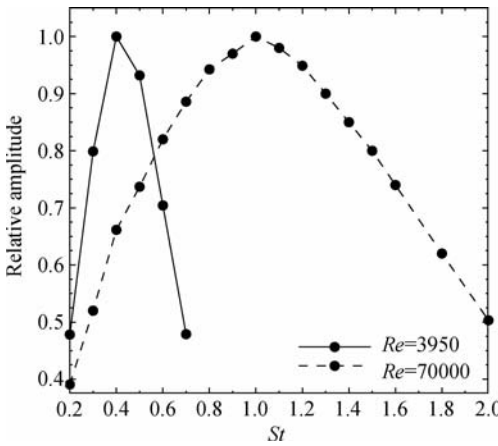


图 4 不稳定波产生的相对幅值
Fig. 4 Relative amplitude produced by unstable wave

数工况的射流,不稳定波的频率范围较宽,对应的 St 在 $0.2\sim 2.0$ 的范围内,最不稳定波的 St 为 1.0 。

2.3 超声速射流的声辐射特性

为了分析不同工况下不稳定波的声辐射特

性,需要考察不同工况的声压级(SPL,量符号记为 L_{sp})

$$L_{sp}=20\lg\left(\frac{p_{rms}^{'}}{p_c p_{ref}}\right)$$

(9)

式中 $p_{rms}^{'}$ 为待测声压的有效值,参考声压 $p_{ref}=2\times10^{-5}\text{ N/m}^2$, $p_s=100\text{ kPa}$ 为标准的大气压, p_c 为实验测试箱的压力^[13,7]。在低雷诺数工况下 p_c 取 0.0072 倍 p_s ,在中等雷诺数工况下 p_c 取 0.05 倍 p_s 。

图 5、图 6 给出了表 2 中各工况的声压级等值线图,SPL 值越大的位置声辐射的能力越强。从图 5 可以看出,在低雷诺数超声速射流中,不稳定波的声辐射范围较宽,在整个核心区范围内都向外辐射噪声,因此声源位置不集中。工况 L1、L2、L3 声辐射能力最强的位置分别在 $x/R=23\sim27$ 、 $22\sim26$ 、 $21\sim25$ 处,即 St 越高,声辐射能力最强的位置越靠上游,但整体都位于射流的核心区下游附近,与图 3(a)中扰动压力幅值的峰值

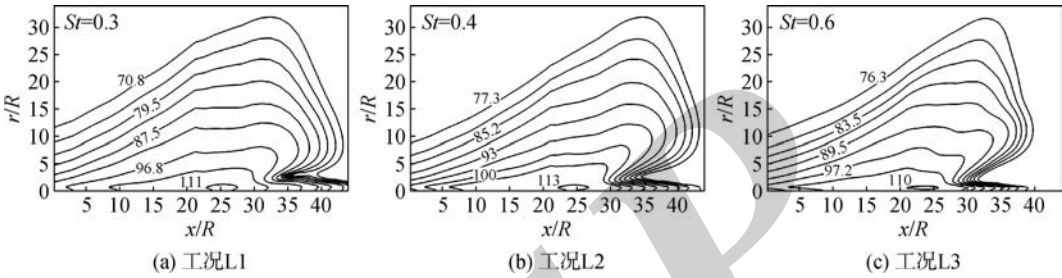


图 5 低雷诺数射流中不同工况的 SPL 等值线图($Re=3950$)

Fig. 5 SPL contours of low Reynolds number jet for different working conditions ($Re=3950$)

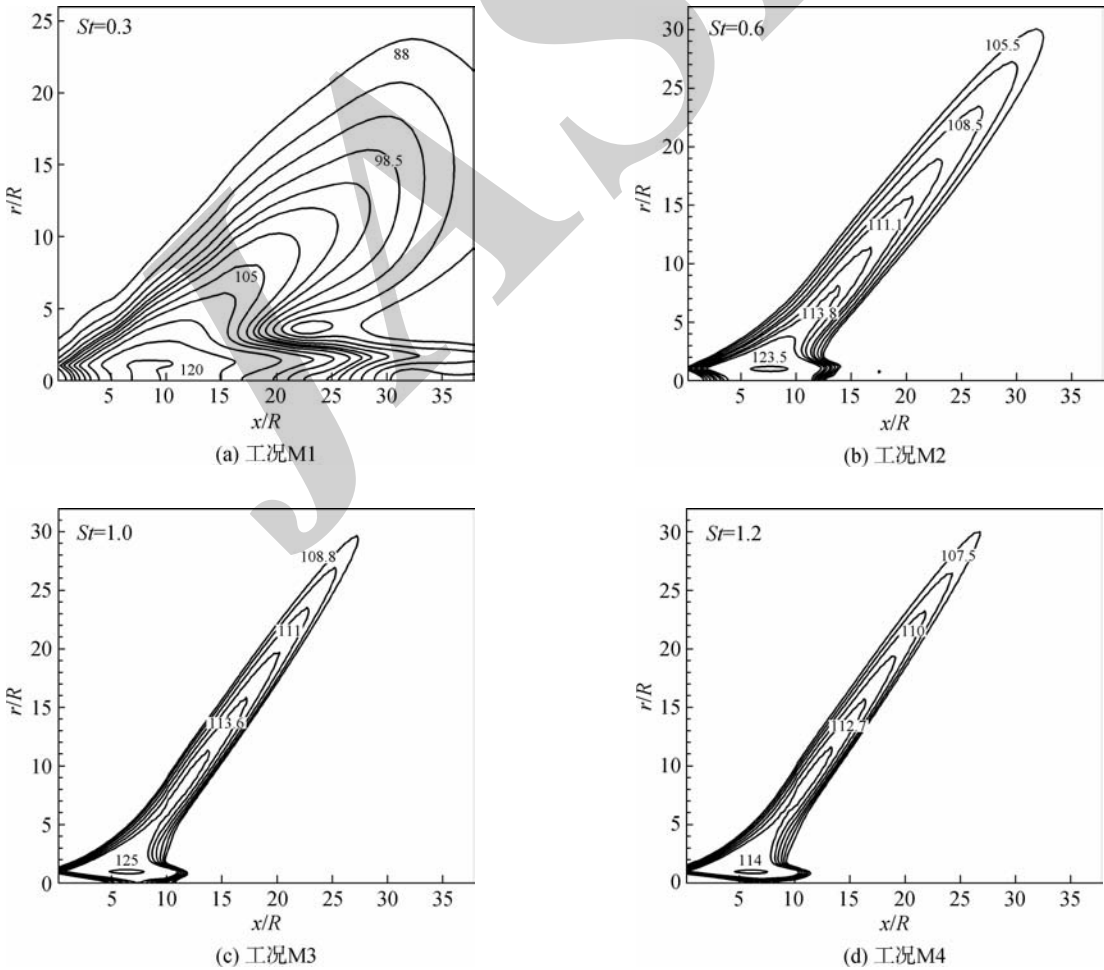


图 6 中等雷诺数射流中不同工况的 SPL 等值线图($Re=70000$)

Fig. 6 SPL contours of moderate Reynolds number jet for different working conditions ($Re=70000$)

位置对应。从图 6 可看出,在中等雷诺数条件下, M2、M3、M4 工况中不稳定波的声辐射范围较窄, 具有比较集中的声源位置,其声源位置分别在 $x/R=6.5\sim 9$ 、 $5.5\sim 7.5$ 、 $5\sim 7$ 。即 St 越高声源位置越靠近上游,但整体都在射流核心区内(末尾附近),与图 3(b)扰动压力幅值的峰值位置对应。低雷诺数超声速射流由于声辐射的范围较宽,声源位置不集中,因此声辐射虽具有一定的方向性,但辐射角不明确。中等雷诺数的超声速射流(工况 M1 除外)由于声辐射的范围较窄,声源位置集中,因此声辐射具有明确的方向性。两种雷诺数工况下声辐射特性的差异是由不稳定波的增长特性不同决定的。低雷诺数工况,不稳定波增长区间较长,因此声辐射范围较宽。中等雷诺数工况(工况 M1 除外),不稳定波在较短的区间内迅速增长及迅速衰减,因此声辐射的范围较窄。在中等雷诺数射流中,当 St 很小时(工况 M1),从图 3(b)可以看出,不稳定波的增长和衰减均不够迅速,因此从图 6(a)可以看出,其声辐射范围也相对较宽,声源位置也不够集中,声辐射的方向角也不够明确。

对于中等雷诺数射流,工况 M1~M4 中声辐射的方向角约为 33° 、 49.6° 、 53.8° 、 54.2° 。随着 St 的增加,声辐射的方向角增加。Wu^[9] 给出了估计声辐射角度理论公式

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \sin^{-1} \frac{1}{M_a c}$$

(10)

其中 $M_a = Ma/\sqrt{T_1}$, T_1 的定义比较复杂,为了推导方便 Wu^[9] 选取 $T_1 = 1$,图 7 中实线是由 Wu^[9] 给出的理论公式计算的声辐射角度,黑点是中等

雷诺数条件下 PSE 计算的声辐射角度。从图中可以看出理论估计值和本文的 PSE 数值结果在定性和定量上均符合较好。

2.4 射流基本流的法向速度对气动声场的影响

如上文所述,射流基本流的法向速度比流向速度要小一个量级,因此实验研究中无法对射流基本流的法向速度进行很好的测量。在理论或数值研究中,可以采取积分连续性方程的办法获得法向速度^[15-16],也有研究为了简便直接取法向速度为零^[10,20]。但这种简便的做法对射流的气动声场有何影响还需要进一步的考察。

对于低中等雷诺数射流,分别取工况 L2、M2,取射流基本流的法向速度为零重新计算,记为工况 L02、M02,图 8 给出工况 L02 的声压级等值线图,与图 5(b)对比放在一个图里可以看出,声辐射的强度只略微减弱,声辐射的范围和方向均没有明显变化。即在低雷诺数射流中,取射流基本流的法向速度为零对射流气动声场的影响很弱,这种对基本流的简化不影响对气动声场的研究。图 9 给出了工况 M02 的声压级等值线图,与

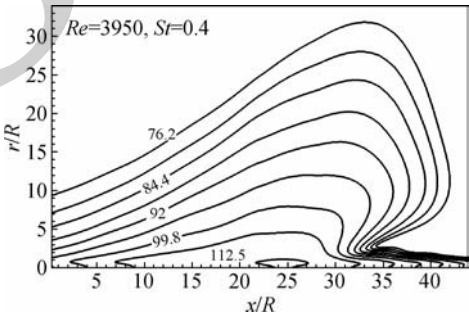


图 8 工况 L02 的 SPL 等值线图
Fig. 8 SPL contours of working condition L02

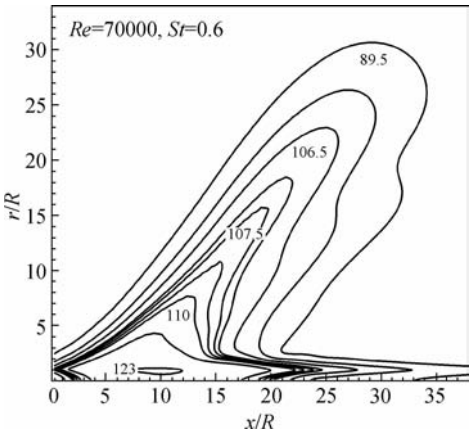


图 9 工况 M02 的 SPL 等值线图
Fig. 9 SPL contours of working condition M02

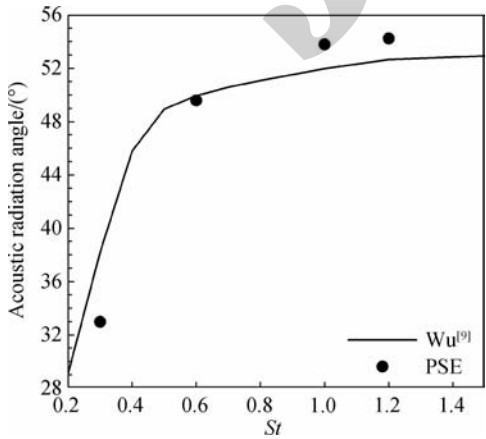


图 7 中等雷诺数射流不同工况下的声辐射角度
Fig. 7 Acoustic radiation angle in moderate Reynolds number for different working conditions

图6(b)对比可以看出,声辐射的范围明显变宽,声源位置向下游移动2~3个无量纲长度,声辐射的强度减弱,且声压级的衰减更快。即在中等雷诺数射流中,取射流基本流的法向速度为零对射流的气动声场有较大影响。因此研究中雷诺数超声速射流的气动声场时,不能简单地取基本流的法向速度为零。

3 结 论

本文采用LPSE方法对低、中等雷诺数超声速轴对称射流的稳定性进行了计算。分析了射流中不稳定波的增长特性及其声辐射特性,对两种雷诺数条件下的声辐射差异给出合理解释。计算了射流基本流的法向速度对射流气动声场的影响,得到如下结论:

1) 不稳定波在射流的核心区范围内迅速增长,在核心区末尾处附近达到峰值并迅速衰减。随着 St 的增加,不稳定波的压力幅值的峰值位置向上游略微移动。对于低雷诺数工况,不稳定波的频率范围较窄,最不稳定波的 St 约为0.4;且由于射流的核心区较长,因此不稳定波的增长区间较长。对于中等雷诺数工况,不稳定波的频率范围较宽,最不稳定波的 St 约为1.0;且由于射流的核心区较短,因此不稳定波在很短的范围内迅速增长、达到峰值然后迅速衰减。

2) 不稳定波的增长特性决定射流的声辐射特性。对于低雷诺数工况,不稳定波的增长区间较长,因此声辐射的范围较宽,声源不集中,声辐射的方向角不明确。对于中等雷诺数工况,不稳定波的增长区间较短,因此声辐射的范围较窄,声源比较集中,声辐射的方向角明确。

3) 随着 St 的增加,声辐射的方向角增加,且方向角与理论估计值符合较好。

4) 对于低雷诺数工况,研究射流的气动声场时可以简单取射流基本流的法向速度为零。而对于中等雷诺数工况,简单取基本流的法向速度为零,将对射流的气动声场产生较大影响,因此法向速度不可简单忽略,这种简化是不合理的。

参考文献:

[1] Lighthill M J. On sound generated aerodynamically: I general theory[C]//Proceedings of the Royal Society of London: A Mathematical, Physical and Engineering Sciences. London: the Royal Society, 1952: 564-587.

[2] Lighthill M J. On sound generated aerodynamically: II turbulence as a source of sound[C]//Proceedings of the

Royal Society of London: A Mathematical, Physical and Engineering Sciences. London: the Royal Society, 1954: 1-32.

[3] Curle N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound[C]//Proceedings of the Royal Society of London: A Mathematical, Physical and Engineering Sciences. London: the Royal Society, 1955: 505-514.

[4] Williams J E F, Hawkings D L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion[C]//Philosophical Transactions of the Royal Society of London: A Mathematical, Physical and Engineering Sciences. London: the Royal Society, 1969: 321-342.

[5] Liu J T C. Developing large-scale wavelike eddies and the near jet noise field[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1974, 62(3): 437-464.

[6] 郑克扬, 桂幸民. 喷流噪声实验研究[J]. 航空动力学报, 1991, 6(2): 131-133.

ZHENG Keyang, GUI Xingmin. An experimental study of jet noise[J]. Journal of Aerospace Power, 1991, 6(2): 131-133. (in Chinese)

[7] Troutt T R, McLaughlin D K. Experiments on the flow and acoustic properties of a moderate-Reynolds-number supersonic jet[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1982, 116(1): 123-156.

[8] Tam C K W, Burton D E. Sound generated by instability waves of supersonic flows: Part 2 axisymmetric jets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1984, 138(1): 273-295.

[9] Wu X. Mach wave radiation of nonlinearly evolving supersonic instability modes in shear layers[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2005, 523(1): 121-159.

[10] 郭娜. 超声速轴对称射流气动声场的数值模拟[D]. 天津: 天津大学, 2015.

Numerical simulation of the sound field generated by supersonic axisymmetric jet[D]. Tianjin: Tianjin University, 2015. (in Chinese)

[11] Morris P J, Tam C K W. Near-and far-field noise from large-scale instabilities of axisymmetric jets[R]. AIAA 77-1351, 1977.

[12] Morrison G L, McLaughlin D K. Noise generation by instabilities in low Reynolds number supersonic jets[J]. Journal of Sound and Vibration, 1979, 65(2): 177-191.

[13] Morrison G L, McLaughlin D K. Instability process in low Reynolds number supersonic jets[J]. AIAA Journal, 1980, 18(7): 793-800.

[14] Yen C C, Messersmith N L. Application of parabolized stability equations to the prediction of jet instabilities[J]. AIAA Journal, 1998, 36(8): 1541-1544.

[15] Yen C C, Messersmith N L. The use of compressible parabolized stability equations for prediction of jet instabilities and noise[R]. AIAA 99-1859, 1999.

[16] Piot E, Casalis G, Muller F, et al. Investigation of the PSE approach for subsonic and supersonic hot jets;

etailed comparisons with LES and linearized Euler equations results[J]. International Journal of Aeroacoustics, 2006, 5(4):361-393.

[17] LIN R S, REBA R A, NARAYANAN S, et al. Parabolized stability equation based analysis of noise from an axisymmetric hot jet[R]. ASME Paper HT-FED2004-56820, 2004.

[18] MORRISON G L. Flow instability and acoustic radiation measurements of low Reynolds number supersonic jets [D]. Stillwater, Oklahoma: Oklahoma State University, 1977.

[19] HU T F, MCLAUGHLIN D K. Flow and acoustic properties of low Reynolds number underexpanded supersonic jets[J]. Journal of Sound and Vibration, 1990, 141(3): 485-505.

[20] 胡国庆, 傅德薰, 马延文, 等. 轴对称射流气动声场的数值模拟[J]. 计算物理, 2001, 18(3): 193-198.

HU Guoqing, FU Dexun, MA Yanwen, et al. Numerical simulation of the sound field generated by axisymmetric jet [J]. Journal of Computational Physics, 2001, 18(3): 193-198. (in Chinese)

(编辑:王碧珺)