

# 运动流体介质和剪切层共同作用下平面近场声全息技术改进\*

周鹤峰<sup>1,2</sup>, 赵云<sup>1</sup>, 田章福<sup>1</sup>, 曾新吾<sup>1</sup>, 蒋伟康<sup>2</sup>

(1. 国防科技大学气象海洋学院, 湖南长沙 410073;

2. 上海交通大学机械系统与振动国家重点实验室, 上海 200240)

**摘要:**传统的平面近场声全息将全息面置于射流内部。为了降低窗效应和卷绕误差对重建精度的不利影响,一般要求全息面尺寸为声源的2倍以上,而较大尺寸的传声器阵列放在射流内部会干扰射流的稳定。针对这一问题,提出将整个全息面置于射流外部的办法。根据经典的剪切层修正理论,首先分析声波由声源传播至全息面过程中路径和幅值的改变,继而推导出修正后的声场传播公式,最终建立起马赫数小于0.3的运动流体介质和剪切层共同作用下的平面近场声全息理论模型。数值仿真表明,改进后的平面近场声全息技术能够得到高分辨率的重建声场,对气动噪声源的定位精度较高,并且具备一定的抗干扰能力。

**关键词:**平面近场声全息;运动流体介质;剪切层;气动噪声源

**中图分类号:**TN535 **文献标志码:**A **文章编号:**1001-2486(2020)05-052-08

## Improvement of planar nearfield acoustic holography under the combined action of moving fluid medium and shear layer

ZHOU Hefeng<sup>1,2</sup>, ZHAO Yun<sup>1</sup>, TIAN Zhangfu<sup>1</sup>, ZENG Xinwu<sup>1</sup>, JIANG Weikang<sup>2</sup>

(1. College of Meteorology and Oceanography, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China;

2. State Key Laboratory of Mechanical System and Vibration, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

**Abstract:** Traditional planar nearfield acoustic holography places the hologram inside the jet. In order to reduce the adverse effect of window effect and wraparound error on reconstruction accuracy, it is generally required that the hologram size is twice more than that of the sound source, while larger microphone array placed inside the jet will interfere with the stability of the jet. To solve this problem, it was proposed to place the entire hologram outside the jet. According to the classical shear layer correction theory, the changes of path and amplitude of sound wave propagating from sound source to hologram were analyzed. Then the modified sound field propagation formula was derived. Finally, the theoretical model of planar nearfield acoustic holography under the combined action of moving fluid medium with the Mach number below 0.3 and shear layer was established. Numerical simulations show that the improved planar nearfield acoustic holography leads to reconstructed acoustic fields of high resolution, with high localization accuracy of aerodynamic noise source and certain anti-interference ability.

**Keywords:** planar nearfield acoustic holography; moving fluid medium; shear layer; aerodynamic noise source

飞机、汽车、高速列车等设备在高速运动过程中,与周围空气介质作用产生了大量气动噪声,逐渐成为这类设备的主要噪声源<sup>[1]</sup>。研究气动噪声最常用的方法是开展风洞试验<sup>[2]</sup>。试验内容主要包括数据测量和后处理两部分。由于具备不需要参考源、适用面广、采集数据精度高、速度快等优势,平面传声器阵列被普遍用来测量声场数据<sup>[3-4]</sup>。利用平面传声器阵列测得声信号后,对测量数据的后处理成为准确定位和识别气动噪声源的关键。根据声场重构过程的不同,目前数据后处理方法主要包括波束形成技术<sup>[5]</sup>和近场声

全息(Nearfield Acoustic Holography, NAH)技术<sup>[6]</sup>。

波束形成技术由于其适用频率范围宽、定位精度高以及适用于静止和运动声源的特点,已经在气动噪声研究方面得到了大量应用<sup>[7-10]</sup>。尽管如此,由于工作原理的局限,波束形成技术得到的声源识别结果中容易在真实声源附近出现旁瓣干扰,较强的旁瓣甚至会掩盖幅值较小的真实声源,造成误判,并且该技术对于较低频声源的分辨能力较弱。

与波束形成技术相比,NAH具备一些特殊的

\* 收稿日期:2019-04-11

基金项目:气动噪声控制重点实验室开放基金资助项目(ANCL20180303);国防科技大学“双一流”建设引导专项基金资助项目(xslw10)

作者简介:周鹤峰(1987—),男,安徽池州人,助理研究员,博士,E-mail:zhouhefeng@nudt.edu.cn

优势<sup>[11]</sup>。首先,NAH既可以重建声源的表面声压和法向振速,还可以重建和预测整个三维声场中任意位置处的声压、质点振速、声强和声功率等声学参量;其次,NAH的重建图像分辨率较高,甚至可以达到分析波长的几十分之一;最后,NAH对于中低频声源的识别和定位效果较好。

然而,传统的NAH技术是建立在对静止流体介质中声传播的分析基础上,因此传统NAH不能直接应用于运动流体介质中气动噪声源的识别和定位。Ruhala等基于平面传声器阵列测得的数据,提出了一种适用于低速流体介质的平面NAH(Planar NAH,PNAH)算法<sup>[12]</sup>。其基本原理是在波数域中,沿着波数轴向流体的反方向平移辐射圆,同时辐射圆的半径随着流体介质的运动而增大。值得注意的是,当流体速度进一步增大,平移和延伸辐射圆的方法将不再适用,继续使用该PNAH算法会导致较大的误差。Kwon等提出了一种改进PNAH技术,可以适用于任意速度的亚声速流体介质,因而能够满足大多数场景下气动噪声源定位的要求<sup>[13]</sup>。

值得注意的是,Kwon等提出的改进PNAH算法考虑的是声源和传声器阵列都固定在匀速射流内部的情况,而在实际工作中,一方面,为了降低窗效应和卷绕误差对PNAH重建结果的不利影响,需要尽可能地扩大传声器阵列的尺寸(一般要求传声器阵列面即全息面尺寸为声源的2倍)<sup>[14]</sup>,这就容易导致部分全息面超出风洞射流区域,而对于射流外部的全息面接收到的声信号,就不能简单地直接利用Kwon等提出的PNAH算法来处理;另一方面,即使传声器阵列的尺寸足够小,它的存在还是会影响到射流内部的流动状态,造成一定的扰动,使得匀速射流的条件难以实现。综合两方面因素,将整个全息面安置在射流区域外部成为更加合理的选择。

当声源和全息面分别位于射流的内部和外部时,射流与周围的静止空气间形成剪切层,声波穿过剪切层到达全息面时会发生折射现象。折射会改变声波传播方向和振幅,因此有必要结合剪切层效应对Kwon等提出的PNAH算法进行修正。经典的剪切层修正理论由Amiet提出,将剪切层看作无穷薄的涡流层,假设边界两侧的流体介质是均匀分布的,而剪切层对声的折射效应取决于声波辐射角度和气流马赫数<sup>[15]</sup>。Candel等通过实验验证了Amiet理论<sup>[16]</sup>。

相对于国外,国内在气动噪声研究领域起步较晚,相关硬件设施和工作经验都存在不足。在

应用PNAH研究气动噪声源方面,目前被公开的工作较为缺乏。尽管高印寒等<sup>[17]</sup>、杨殿阁等<sup>[18]</sup>针对运动声源的声全息进行了一定的探索,取得了一些有意义的结论,但是由于缺少风洞设备,这些研究是在无风环境中取得的,忽略了运动流体介质和剪切层等因素对声传播的影响,与真实工况下的结果存在一定的差距。

综合上述分析,本文提出一种基于改进PNAH技术的声源定位方法,即声源位于射流内部,传声器阵列位于射流外部,声源面与全息面平行,将剪切层设为无穷薄的涡流层,并且假设剪切层两侧的流体介质均匀分布。通过分析运动流体介质和剪切层对全息数据的作用,从传播路径和幅值两方面消除剪切层的作用,得到修正后的全息数据,继而利用Kwon等提出的PNAH算法来处理修正后的全息数据,最终得到高分辨率的声场重建图像,从而实现运动流体介质和剪切层共同作用下气动噪声源的快速准确定位。

## 1 理论分析

### 1.1 静止流体介质中的PNAH原理

将静止流体介质中笛卡尔坐标系定义为 $(x, y, z)$ 。当所有声源均位于 $z=0$ 平面左侧,即 $z>0$ 的空间为自由声场时,在全息面( $z=z_H$ )上测得的时域声压 $p(x, y, z_H, t)$ 通过Fourier变换被转化到频域 $p(x, y, z_H, \omega)$ 。在 $x$ 方向和 $y$ 方向应用空间Fourier变换(Spatial Fourier Transform, SFT), $p(x, y, z_H, \omega)$ 可以表示成平面波分量的叠加。得到的波数域中平面波分量 $P(k_x, k_y, z_H, \omega)$ (即声压谱)的表达式为

$$P(k_x, k_y, z_H, \omega) = \mathcal{F}_{x,y} p(x, y, z_H, \omega) \quad (1)$$

式中, $\mathcal{F}_{x,y}$ 为二维SFT, $k_x$ 和 $k_y$ 分别为波数域内 $x$ 方向和 $y$ 方向的波数分量, $k_z$ 为

$$k_z = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} & k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \text{ (传播波)} \\ j\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2} & k_x^2 + k_y^2 > k^2 \text{ (倏逝波)} \end{cases} \quad (2)$$

其中, $j$ 为虚数单位,波数 $k = \omega/c_0$ , $c_0$ 是声速。

根据Green公式,重建面( $z = z_R$ )上的声压谱可以由全息面上的声压谱乘以平面波传播算子得到,即

$$P(k_x, k_y, z_R, \omega) = P(k_x, k_y, z_H, \omega) G_p(k_x, k_y, z_R - z_H, \omega) \quad (3)$$

其中,声压传播算子 $G_p(k_x, k_y, z_R - z_H, \omega) = \exp[jk_z(z_R - z_H)]$ 。

通过逆SFT转化 $P(k_x, k_y, z_R, \omega)$ ,得到重建

面上的频域声压,即

$$p(x, y, z_R, \omega) = \mathcal{J}_{x,y}^{-1} P(k_x, k_y, z_R, \omega) \quad (4)$$

### 1.2 运动流体介质中的声波传播

基于传统的适用于静止算例的 PNAH 原理, Kwon 等考虑运动流体介质的作用,提出了改进的 PNAH 算法。具体来说,与  $(x, y, z)$  相对应,当流体介质运动时,该坐标系转换为  $(\chi, \psi, \zeta)$ 。假设流体介质沿着  $\chi$  方向以恒定速度  $u$  运动,声源和传声器保持固定,该条件下声场传播满足对流波动方程,即

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c_0^2} \frac{D^2 p}{Dt^2} \quad (5)$$

其中,  $D/Dt$  为全导数,在本文的条件下,写作

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial \chi} \quad (6)$$

根据对流 Euler 方程,声压和质点速度之间的关系表示为

$$\rho_0 \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla p \quad (7)$$

其中,  $\rho_0$  是静止流体介质的密度,质点速度  $\mathbf{v}$  指静止流体介质中由声波扰动造成流体质点运动的速度。

为了分析运动流体介质中平面波传播特性,已知声压和质点速度的平面波解分别为

$$p(\chi, \psi, \zeta, t) = P \exp[j(k_\chi \chi + k_\psi \psi + k_\zeta \zeta - \omega t)] \quad (8)$$

$$v_i(\chi, \psi, \zeta, t) = V_i \exp[j(k_\chi \chi + k_\psi \psi + k_\zeta \zeta - \omega t)] \quad (9)$$

其中:  $i$  表示  $\mathbf{v}$  的方向,即  $i = \chi, \psi, \zeta$ ;  $P$  和  $V_i$  分别为  $p$  和  $v_i$  的幅值;  $k_\chi, k_\psi$  和  $k_i$  分别为波数域内  $\chi$  方向、 $\psi$  方向和  $\zeta$  方向的波数分量,即

$$k = \sqrt{k_\chi^2 + k_\psi^2 + k_\zeta^2}$$

将式(8)代入式(5),解得特征方程为

$$k_\zeta^2 = k^2 - (1 - Ma^2)k_\chi^2 - 2k \cdot Ma \cdot k_\chi - k_\psi^2 \quad (10)$$

其中,马赫数  $Ma = u/c_0$ 。

类似地,将式(8)和式(9)代入式(7),得到声压和质点速度之间的关系为

$$V_i = \frac{k_i}{\rho_0 c_0 (k - Ma \cdot k_\chi)} P \quad (11)$$

与传统 PNAH 做法相似,令式(10)中  $k_\zeta = 0$ ,会形成一个辐射椭圆,即

$$\frac{(k_\chi + a)^2}{r_1^2} + \frac{k_\psi^2}{r_2^2} = 1 \quad (12)$$

其中,  $a = \frac{k \cdot Ma}{1 - Ma^2}$ , 半长轴  $r_1 = \frac{k}{1 - Ma^2}$ , 半短轴

$$r_2 = \frac{k}{\sqrt{1 - Ma^2}}$$

如图 1 所示,参考静止算例,椭圆内部是传播波成分 ( $k_\chi^2 + k_\psi^2 \leq k^2$ ), 椭圆外部是倏逝波成分 ( $k_\chi^2 + k_\psi^2 > k^2$ )。从辐射圆演变为辐射椭圆的过程中,中心点由  $(0,0)$  平移到了  $(-a,0)$ 。对于亚声速流动 ( $0 < Ma < 1$ ),  $r_1$  和  $r_2$  均大于  $k$ 。结合  $k_\chi^2 + k_\psi^2 = k^2$  和式(12),辐射圆所在的  $(k_\chi, k_\psi)$  域和辐射椭圆所在的  $(k_\chi, k_\psi)$  域的对应关系可以表示为

$$(k_\chi, k_\psi) = \left( \frac{k(k_\chi + a)}{r_1}, \frac{kk_\psi}{r_2} \right) \quad (13)$$

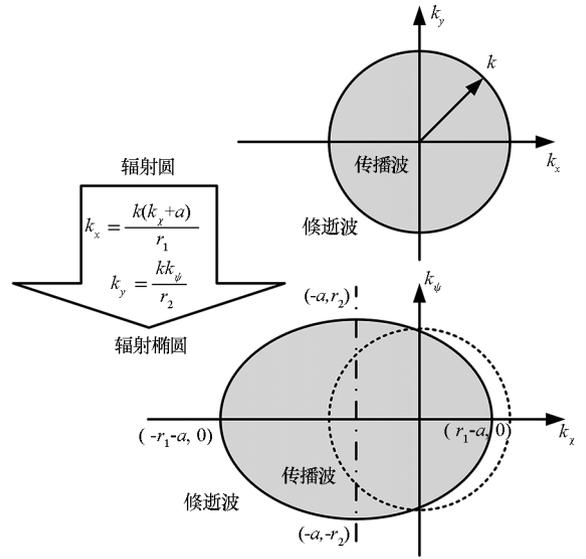


图 1 辐射圆 ( $Ma=0$ ) 演化为辐射椭圆 ( $0 < Ma < 1$ )

Fig. 1 Radiation circle ( $Ma=0$ ) to radiation ellipse ( $0 < Ma < 1$ )

使用 SFT 和逆 SFT 处理运动流体介质中的全息面声压,如同静止算例中一样,不需要做任何调整。通过 Fourier 变换可以将  $(\chi, \psi)$  空间域中的声场和  $(k_\chi, k_\psi)$  波数域中的声场联系起来。基于以上分析,运动流体介质中的声压和质点速度传播算子分别表示为

$$\tilde{G}_p(k_\chi, k_\psi, \zeta, \omega) = \exp(jk_\zeta \zeta) \quad (14)$$

$$\tilde{G}_i(k_\chi, k_\psi, \zeta, \omega) = \frac{k_i}{\rho_0 c_0 (k - Ma \cdot k_\chi)} \exp(jk_\zeta \zeta) \quad (15)$$

其中,当  $(1 - Ma^2)k_\chi^2 + 2k \cdot Ma \cdot k_\chi + k_\psi^2 \leq k^2$  时,  $k_\zeta = \sqrt{k^2 - (1 - Ma^2)k_\chi^2 - 2k \cdot Ma \cdot k_\chi - k_\psi^2}$ , 否则  $k_\zeta = j \sqrt{(1 - Ma^2)k_\chi^2 + 2k \cdot Ma \cdot k_\chi + k_\psi^2 - k^2}$ 。

### 1.3 声波在剪切层中的传播

剪切层是风洞喷出的射流和周围的静止流体介质之间的分界区域,具有较为复杂的特性。出于简化模型考虑,Amiet 提出将剪切层看作无限

薄的涡流层,假设边界两侧流体介质是均匀分布的。

如图2所示,区域I表示开口风洞的射流区域,区域II表示射流外部的静止气流区域。声源S位于射流内部,风洞喷出的射流在 $\chi$ 方向保持匀速 $u$ 运动。实线SAB表示声线在射流影响下和经过剪切层折射后的实际传播路径,其中SA表示声线在射流作用下的传播路径,在声线和剪切层的交点A处由于折射作用,传播路径进一步偏转至AB方向,最后到达全息面上的传声器B位置。虚线AC表示忽略剪切层的作用时,声线SA保持区域I中的传播方向,在区域II中传播至与全息面的交点C。虚线SD表示在同时忽略运动气流和剪切层的作用时声线的传播路径。

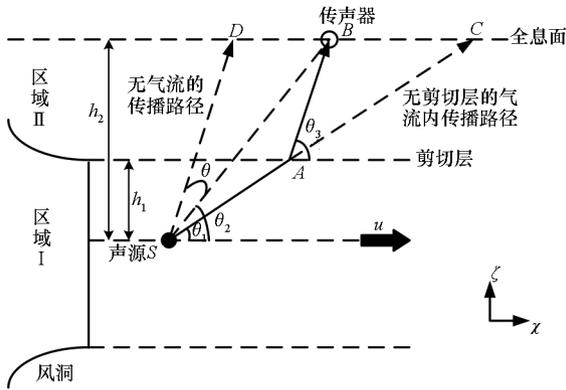


图2 运动流体介质和剪切层对声波传播的作用

Fig. 2 Effect of moving fluid medium and shear layer on acoustic wave propagation

根据几何关系,可以推导得到

$$(h_1 - h_2) \cot\theta_3 = h_1 \cot\theta_1 - h_2 \cot\theta_2 \quad (16)$$

其中, $h_1$ 是声源面和剪切层之间的距离, $h_2$ 是声源面和全息面之间的距离, $\theta_1$ 为声线SA与射流方向的夹角, $\theta_2$ 为SB与射流方向的夹角, $\theta_3$ 为AB与剪切层的夹角。

根据对流Snell定律,有

$$\frac{c_I}{\cos\theta} + u = \frac{c_{II}}{\cos\theta_3} \quad (17)$$

其中, $\theta$ 为SB与SD的夹角, $c_I$ 和 $c_{II}$ 分别是区域I和区域II中的声速。在相同介质、低马赫数( $Ma < 0.3$ )的情况下,可以认为运动流体介质中的声速与静止流体介质中的声速相等,即 $c_I = c_{II} = c_0$ 。进一步,由正弦定理可以得到

$$\frac{c_I}{\sin\theta_1} = \frac{u}{\sin(\theta - \theta_1)} \quad (18)$$

整理式(16)~(18)得到

$$\tan\theta_1 = \frac{\eta}{Ma + (1 - Ma^2) \cos\theta_3} \quad (19)$$

$$\eta = \sqrt{(1 - Ma \cdot \cos\theta_3)^2 - \cos^2\theta_3}$$

通过迭代法求解得到 $\theta_1$ 和 $\theta_3$ 。值得注意的是,声波在传播过程中,还存在两种特殊情况:一方面,当声波沿着 $\chi$ 方向传播并与剪切层平行时,即 $\theta_1 = 0$ ,声波不会穿过剪切层。略微增大 $\theta_1$ ,使声波能够穿过剪切层,则满足

$$\theta_{3min} = \arccos \frac{1}{Ma + 1} \quad (20)$$

其中, $\theta_{3min}$ 表示AB与剪切层的最小夹角。式(20)表明折射后的声线分布在一定的范围,理论上在该范围之外传声器接收不到声波。另一方面,当声波沿着负 $\chi$ 方向传播时,没有声波可以穿过剪切层,则满足

$$\theta_{1max} = \arccos \left( -\frac{1}{Ma + 1} \right) \quad (21)$$

其中, $\theta_{1max}$ 表示SA与射流方向的最大夹角。

除了对声波传播路径的影响,剪切层还对声波的幅值产生影响。以声压为例,当声波穿过剪切层时,会产生透射损失,而折射作用使得声线通过剪切层后发生扩散,根据能量守恒定律,单位面积内的声能量降低,将导致声场中的声压振幅发生变化。Dobrzynski<sup>[19]</sup>推导出剪切层修正后的声压振幅与测量点B处声压振幅之比为

$$\frac{P_C}{P_B} = \frac{h_1}{2\eta h_2 \sin^2\theta_3} [\eta + \sin\theta_3 \cdot (1 - Ma \cdot \cos\theta_3)^2] \cdot \sqrt{\left[ \sin\theta_3 + \left( \frac{h_2}{h_1} - 1 \right) \eta \right] \left[ \sin^3\theta_3 + \left( \frac{h_2}{h_1} - 1 \right) \eta^3 \right]} \quad (22)$$

### 1.4 运动流体介质和剪切层共同作用下PNAH重建

综合上述分析,参考图2,当考虑运动流体介质和剪切层的共同作用时,PNAH算法应用于气动噪声源的声场重建过程如下:

1) 结合式(19)和几何关系,利用迭代法得到 $\theta_1$ 和 $\theta_3$ ,需要注意 $\theta_1$ 和 $\theta_3$ 的取值范围限制了声波穿过剪切层的区域。在此基础上,结合 $h_1$ 和 $h_2$ 的值,利用式(22)得到声压振幅的修正系数。综合位移和振幅的变化,建立声波经过运动流体介质和剪切层共同作用后辐射到全息面上某一位置(例如传声器B),与不考虑剪切层作用、仅受运动流体介质影响下声波辐射到全息面上的相应位置(例如点C)之间的对应关系。

2) 在实际工作中,全息面上任一传声器上的声压已被测得。以传声器B为例,根据B和C的对应关系,对B上测得的声压进行位移和振幅两方面的修正,得到修正后C上的声压。以此类推,对每个测点上的声压进行修正,得到整个全息

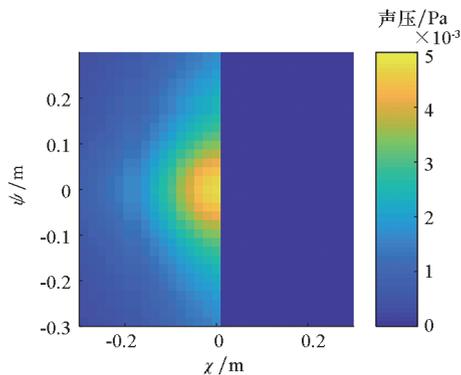
面上的修正声压。该声压对应的是运动流体介质中不考虑剪切层作用时得到的结果。

3) 将修正后的全息面声压引入 Kwon 等提出的运动流体介质中的 PNAH 算法, 得到重建面上的声压, 实现运动流体介质和剪切层共同作用下气动噪声源辐射声场的重建。

### 2 改进 PNAH 技术的数值仿真方法

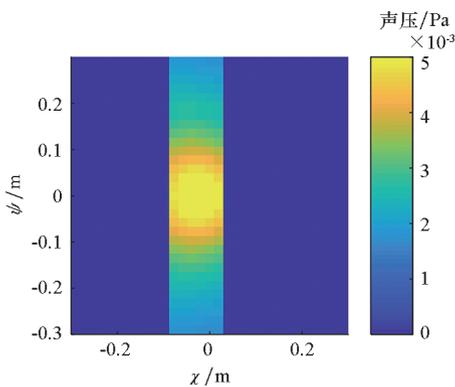
本文通过数值仿真实现改进 PNAH 技术的上述关键操作流程。具体来说, 基于 MATLAB R2017a 运算环境, 编写相应的计算程序。参考图 2, 选择无限大障板上单点声源这一典型声辐射结构作为数值仿真的研究对象, 声源频率为 3500 Hz。声源位于 (0, 0, 0), 声源与剪切层的距离为 0.05 m。全息面中心位于 (0, 0, 0.1 m), 阵列尺寸为 0.6 m × 0.6 m, 包括 31 × 31 个传声器, 在  $\chi$  方向和  $\psi$  方向间距均为 0.02 m。流体介质为空气, 沿  $\chi$  方向以 30 m/s 的速度运动。重建面选择声源所在平面。

图 3 给出了运动空气和剪切层共同作用条件下该声源辐射的全息面声压和重建结果。具体来说, 首先, 图 3(a) 中给出了不考虑剪切层作用, 即声源和全息面都位于向  $\chi$  方向运动的空气中, 单点声源辐射到全息面上的声波仅发生  $\chi$  轴上的偏移。而图 3(b) 中加入了剪切层的作用, 即声源位于运动空气内部, 全息面位于运动空气外部, 因此辐射到全息面上的声波不仅发生  $\chi$  轴上的偏移, 声压振幅也发生了变化, 而且部分声波无法穿过剪切层, 出现了零声压的“阴影区”。其次, 根据传声器 B 和点 C 的对应关系, 对图 3(b) 中的全息面声压进行修正, 也就是说, 将运动空气和剪切层共同作用下的全息面声压转化为只考虑运动空气影响而忽略剪切层作用条件下的结果, 如图 3(c) 中所示。值得注意的是, 与图 3(a) 中完



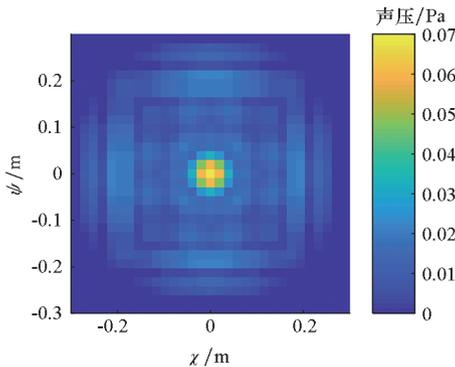
(b) 有剪切层全息面声压

(b) Hologram pressure with shear layer



(c) 修正后全息面声压

(c) Corrected hologram pressure



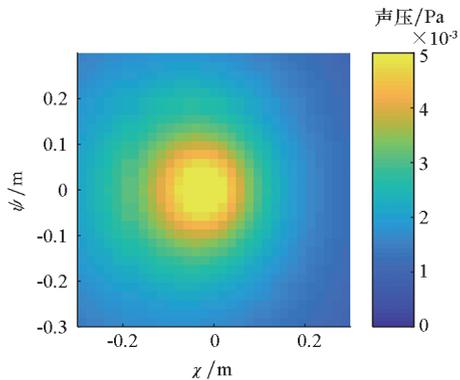
(d) 改进 PNAH 重建声源

(d) Reconstructed acoustic source using improved PNAH

图 3 运动流体介质和剪切层共同作用下单点声源辐射的全息面声压和改进 PNAH 重建声源

Fig. 3 Hologram pressure radiated by single point source under the combined action of moving fluid medium and shear layer and the reconstruction using improved PNAH

全不受剪切层影响得到的全息面声压相比, 由于部分声波无法穿过剪切层, 图 3(c) 中存在一定的“阴影区”, 修正后的声压仅仅是图 3(a) 的局部。最后, 利用修正后的全息面声压, 按照 Kwon 等提出的改进 PNAH 算法, 即声源和传声器阵列均位于运动流体介质内部条件下的 PNAH 算法, 得到重建面上的声压, 如图 3(d) 所示。可以看出, 重



(a) 无剪切层全息面声压

(a) Hologram pressure without shear layer

建点源的位置与实际位置一致,这就初步验证了所提出的理论模型的可行性。

### 3 改进 PNAH 技术的有效性分析

在前文的仿真设置基础上,改变空气速度、声源频率,比较不同参数情况下的声场重建结果,进一步评估改进后的 PNAH 计算模型的有效性。具体来说,添加不同强度的高斯白噪声(10 ~ 40 dB)、改变空气速度(30 ~ 90 m/s)以及调整声源频率(200 ~ 2000 Hz),保持其他参数不变。

值得注意的是,为了抑制噪声干扰,通常需要在向声源方向传播之前进行波数域滤波。本文采用的滤波函数定义为

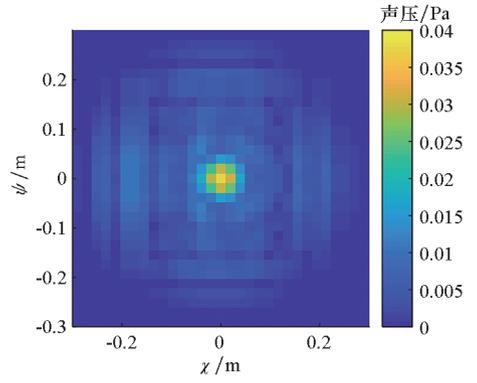
$$W(k_c, \gamma) = \begin{cases} 1 & k_r < k_c(1-\gamma) \\ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{k_r - k_c(1-\gamma)}{2k_c\gamma} \pi\right) & k_c(1-\gamma) \leq k_r \leq k_c(1+\gamma) \\ 0 & k_r > k_c(1+\gamma) \end{cases} \quad (23)$$

其中,  $k_r = k \sqrt{\frac{(k_x + a)^2}{r_1^2} + \frac{k_\psi^2}{r_2^2}}$ ,  $\gamma$  是锥度。考虑到比较的一致性,不同重建过程中使用同一截止波数  $k_c = 70 \text{ rad/m}$ ,  $\gamma$  统一设为 0.3。

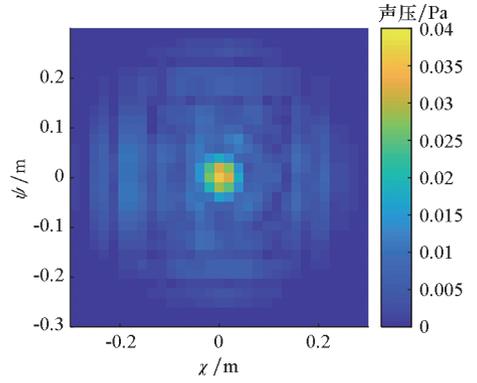
#### 3.1 噪声的影响

将空气速度设为 30 m/s,声源频率设为 2000 Hz,在初始全息声压中分别加入信噪比(Signal-to-Noise Ratio, SNR)为 40 dB、30 dB、20 dB、10 dB 的高斯白噪声,得到的声场重建结果如图 4 所示。

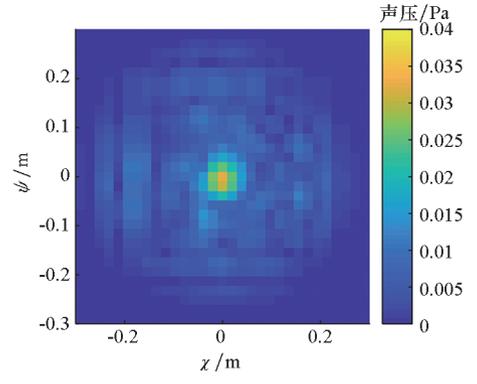
仿真结果显示,随着噪声强度的增大,重建声场中心区域的幅值出现了一定程度的降低,中心区域附近的虚假声源有所增强,但是幅值最大的中心点位置仍然与实际点声源的位置相符合,表明改进后的 PNAH 计算模型能够较好地适应含噪条件下的气动声源定位工作。



(b) SNR = 30 dB



(c) SNR = 20 dB



(d) SNR = 10 dB

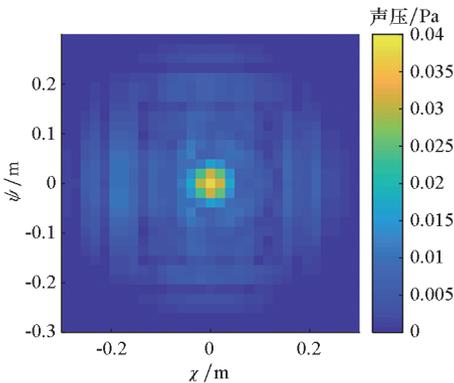
图 4 不同噪声强度条件下单点声源仿真重建结果

Fig. 4 Numerical reconstructions of single point source with different noise intensity

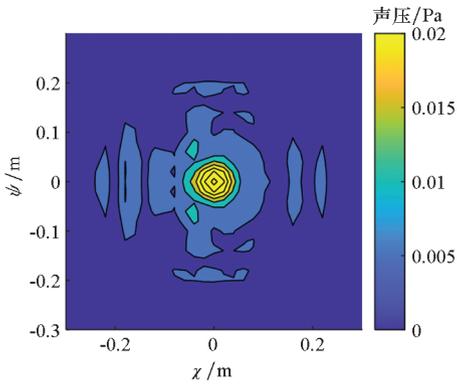
#### 3.2 空气速度的影响

将声源频率设为 2000 Hz,空气速度分别取 30 m/s、50 m/s、70 m/s 和 90 m/s,得到的声场重建结果如图 5 所示。

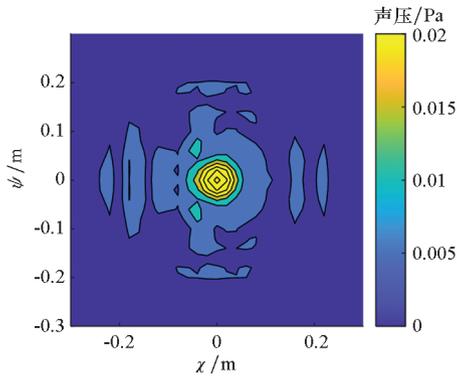
由图可以看出,随着空气速度的增加,运动空气对重建结果的干扰逐渐增强。具体来说,在声源面中心区域附近出现了一些虚假声源,其强度和面积均随着空气速度的增加而增大。然而,与中心区域的声场强度相比,周围的虚假声源强度都较为微弱,不会影响到点声源位置的判别。在



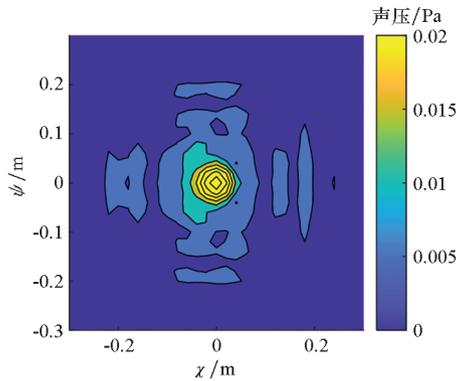
(a) SNR = 40 dB



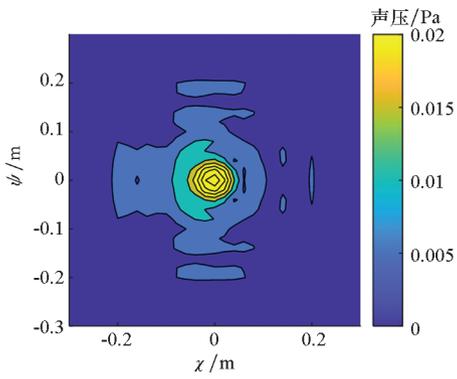
(a)  $u = 30 \text{ m/s}$



(b)  $u = 50 \text{ m/s}$



(c)  $u = 70 \text{ m/s}$



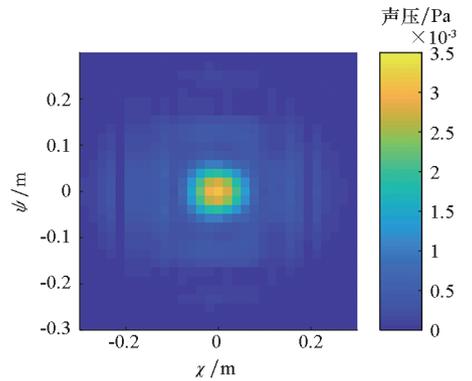
(d)  $u = 90 \text{ m/s}$

不同的空气速度条件下,一方面,中心区域重建声场幅值最大的点均位于(0,0,0),与实际点源位置一致;另一方面,中心点的重建声压幅值(0.038 ~ 0.039 Pa)与点源的实际声压幅值(0.04 Pa)十分接近。这进一步验证了改进后的PNAH 计算模型对于流体介质速度的改变具有较好的适应能力。

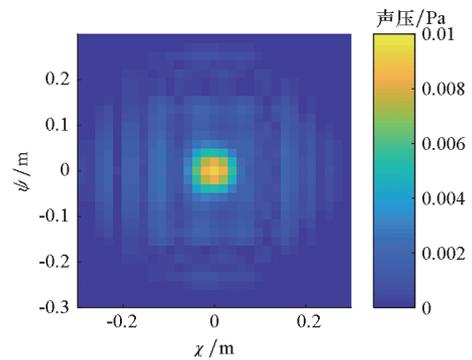
### 3.3 声源频率的影响

将空气速度设为 30 m/s,声源频率分别取 200 Hz、600 Hz、1000 Hz 和 2000 Hz,得到的声场重建结果如图 6 所示。

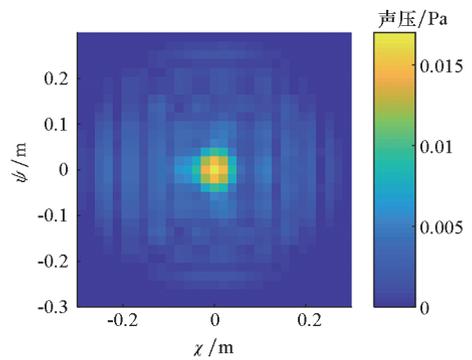
通过比较发现,尽管随着声源频率的升高,中心位置处点源辐射声压不断增大,周围的虚假声源强度也相应提升,但是与改变空气速度的结果



(a)  $f = 200 \text{ Hz}$



(b)  $f = 600 \text{ Hz}$



(c)  $f = 1000 \text{ Hz}$

图 5 不同空气速度条件下单点声源仿真重建结果

Fig. 5 Numerical reconstructions of single point source with different airflow speeds

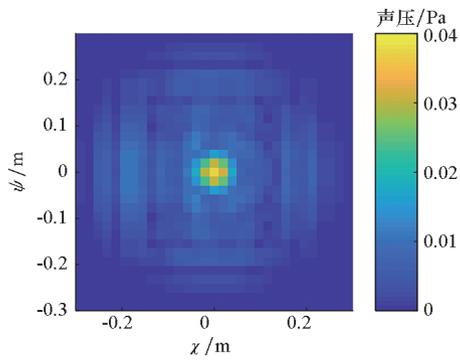
(d)  $f=2000$  Hz

图6 不同声源频率条件下单点声源仿真重建结果

Fig. 6 Numerical reconstructions of single point source with different frequencies

类似,不同声源频率条件下的虚假声源强度相对于该频率下的中心区域声场强度都可以忽略不计,并且中心区域声压幅值最大的点正好处于实际点源的位置,这就保证了气动声源定位的精度。此外,表1中给出了不同声源频率条件下中心点源位置的实际声压幅值和重建声压幅值,可以看到,同一频率下两者非常接近,表明改进后的PNAH计算模型可以较好地满足不同频率的气动声源识别要求。

表1 不同声源频率条件下点源实际声压和重建声压比较

Tab. 1 Comparison between actual pressures and reconstructed pressures of single point source with different frequencies

声源频率/Hz	实际声压/Pa	重建声压/Pa
200	$3.2 \times 10^{-3}$	$3.1 \times 10^{-3}$
600	$9.6 \times 10^{-3}$	$9.4 \times 10^{-3}$
1000	$17.8 \times 10^{-3}$	$17.2 \times 10^{-3}$
2000	$39.6 \times 10^{-3}$	$37.7 \times 10^{-3}$

## 4 结论

本文将声源和传声器阵列分别置于射流内部和外部,结合声波由声源传播至全息面过程中路径和幅值的改变,推导出修正后的声场传播公式,建立起运动流体介质和剪切层共同作用下的PNAH理论模型;通过数值仿真进一步验证了改进后的理论模型的可行性和有效性。仿真结果表明,改进后的平面近场声全息技术在噪声强度大于10 dB、马赫数小于0.3以及较宽的声源频率范围(200~2000 Hz)条件下,均实现了点声源辐射声场的有效重建,重建声压

幅值与真实结果近似,重建声源位置与实际位置一致。本文的工作为PNAH技术在气动噪声源研究工作中的顺利开展和能力提升奠定了理论和技术基础。

## 参考文献(References)

- [1] 唐狄毅,李文兰,乔渭阳. 飞机噪声基础[M]. 西安:西北工业大学出版社,1995.  
TANG Diyi, LI Wenlan, QIAO Weiyang. Aircraft noise foundation[M]. Xi'an: Northwestern Polytechnic University Press, 1995. (in Chinese)
- [2] 周勇为,易仕和,陈植,等. M6高超声速静风洞的气动设计和结构研究[J]. 国防科技大学学报,2011,33(3): 14-17.  
ZHOU Yongwei, YI Shihe, CHEN Zhi, et al. The aerodynamic and structural research of Mach6 hypersonic quiet wind tunnel[J]. Journal of National University of Defense Technology, 2011, 33(3): 14-17. (in Chinese)
- [3] Underbrink J R. Aeroacoustic phased array testing in low speed wind tunnels [M]// Mueller T J. Aeroacoustic Measurements, Berlin: Springer, 2002.
- [4] Humphreys W M, Brooks T F, Hunter W W, et al. Design and use of microphone directional arrays for aeroacoustic measurements [C]// Proceedings of 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 1998: AIAA-1998-0471.
- [5] Dougherty R P. Beamforming in acoustic testing [M]// Mueller T J. Aeroacoustic Measurements, Berlin: Springer, 2002: 62-97.
- [6] Williams E G. Fourier acoustics [M]. New York: Academic Press, 1999.
- [7] Ravetta P A, Burdisso R A, Ng W F. Noise source localization and optimization of phased array results (LORE) [C]// Proceedings of 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference), 2006: AIAA-2006-2713.
- [8] Sijtsma P. CLEAN based on spatial source coherence; AIAA Paper 2007-3436 [R]. National Aerospace Laboratory NLR, 2007.
- [9] 黄奔. 气动噪声源的麦克风阵列识别定位技术研究[D]. 绵阳:中国空气动力研究与发展中心,2014.  
HUANG Ben. Investigation of aerodynamic noise sources identification technique based on microphone arrays [D]. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 2014. (in Chinese)
- [10] 郑谢. 运动声源的识别与测量方法研究[D]. 绵阳:中国空气动力研究与发展中心,2016.  
ZHENG Xie. Study on identification and location of moving sound sources [D]. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 2016. (in Chinese)
- [11] Zhou H F, Lopez-Arteaga I, Nijmeijer H. Broadband planar nearfield acoustic holography based on one-third-octave band analysis [J]. Applied Acoustics, 2016, 109: 18-26.
- [12] Ruhala R J, Swanson D C. Planar near-field acoustical holography in a moving medium [J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2002, 122(2): 420-429.

- Surface Engineering, 2006, 19(6): 43–46. (in Chinese)
- [16] 陆益敏, 郭延龙, 黄国俊, 等. 脉冲激光沉积低内应力多层类金刚石膜[J]. 红外与激光工程, 2017, 46(9): 275–280.  
LU Yimin, GUO Yanlong, HUANG Guojun, et al. Multilayer-DLC film with low inner-stress prepared by pulsed laser deposition[J]. Infrared and Laser Engineering, 2017, 46(9): 275–280. (in Chinese)
- [17] 陆益敏, 黄国俊, 郭延龙, 等. 激光沉积大面积均匀类金刚石膜的设计改进及实验[J]. 兵工学报, 2017, 38(3): 555–560.  
LU Yimin, HUANG Guojun, GUO Yanlong, et al. Improved design and experiment for preparing uniform optical DLC film by large area PLD[J]. Acta Armamentarii, 2017, 38(3): 555–560. (in Chinese)
- [18] Hsu S Y, Chen H Y, Chen K N. Cosputtered Cu/Ti bonded interconnects with a self-formed adhesion layer for three-dimensional integration applications [J]. IEEE Electron Device Letters, 2012, 33(7): 1048–1050.
- [19] Lin Q J, Yang S M, Wang C Y, et al. Multifractal analysis for Cu/Ti bilayer thin films [J]. Surface and Interface Analysis, 2013, 45(8): 1223–1227.
- [20] Maawad E, Brokmeier H G, Wagner L, et al. Investigation on the surface and near-surface characteristics of Ti–2.5Cu after various mechanical surface treatments[J]. Surface and Coatings Technology, 2011, 205(12): 3644–3650.
- [21] Hosseini M, Manesh H D. Bond strength optimization of Ti/Cu/Ti clad composites produced by roll-bonding [J]. Materials & Design, 2015, 81: 122–132.
- [22] Assali L V C, Machado W V M, Justo J F. Titanium impurities in silicon, diamond, and silicon carbide [J]. Brazilian Journal of Physics, 2004, 34(2b): 602–604.
- [23] Wang J, Liu G C, Wang L D, et al. Studies of diamond-like carbon (DLC) films deposited on stainless steel substrate with Si/SiC intermediate layers [J]. Chinese Physics B, 2008, 17(8): 3108–3114.
- [24] Srisanga C, Asanithi P, Siangchaew K, et al. Characterization of SiC in DLC/a-Si films prepared by pulsed filtered cathodic arc using Raman spectroscopy and XPS [J]. Applied Surface Science, 2012, 258(15): 5605–5609.
- [25] Modabber A A, Kameli P, Ranjbar M, et al. Correlations between microstructure and hydrophobicity properties of pulsed laser deposited diamond-like carbon films [J]. Superlattices and Microstructures, 2015, 81: 64–79.
- [26] Amanov A, Cho I S, Sasaki S. The influence of DLC coating on the mechanical and frictional properties of unpeened and peened Cu-based bimetal under dry sliding conditions [J]. Materials Chemistry and Physics, 2014, 143(2): 814–824.
- [27] Dwivedi N, Kumar S, Malik H. Superhard behaviour, low residual stress, and unique structure in diamond-like carbon films by simple bilayer approach [J]. Journal of Applied Physics, 2012, 112(2): 023518.

### (上接第59页)

- [13] Kwon H S, Niu Y Y, Kim Y J. Planar nearfield acoustical holography in moving fluid medium at subsonic and uniform velocity [J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2010, 128(4): 1823–1832.
- [14] 周鹤峰, 曾新吾. 双面声场反向神经网络声压外推分离[J]. 声学学报, 2018, 43(6): 873–882.  
ZHOU Hefeng, ZENG Xinwu. Double-plane sound field separation after sound pressure extrapolation using back propagation neural networks [J]. Acta Acustica, 2018, 43(6): 873–882. (in Chinese)
- [15] Amiet R K. Correction of open jet wind tunnel measurements for shear layer refraction [C]// Proceedings of 2nd Aeroacoustics Conference. AIAA, 1975: 24–26.
- [16] Candel S, Guedel A, Julienne A. Radiation, refraction and scattering of acoustic waves in a free shear flow [C]// Proceedings of 3rd AIAA Aero-Acoustics Conference, 1976.
- [17] 高印寒, 周晓华, 杨开宇, 等. 基于小波分析的声全息识别运动声源的方法[J]. 吉林大学学报(工学版), 2007, 37(5): 1197–1202.  
GAO Yinhan, ZHOU Xiaohua, YANG Kaiyu, et al. Wavelet based acoustic holography method for moving sound source identification [J]. Journal of Jilin University (Engineering and Technology Edition), 2007, 37(5): 1197–1202. (in Chinese)
- [18] 杨殿阁, 罗禹贡, 李兵, 等. 基于时域多普勒修正的运动声全息识别方法[J]. 物理学报, 2010, 59(7): 4738–4747.  
YANG Diange, LUO Yugong, LI Bing, et al. Acoustic holography method for measuring moving sound source with correction for Doppler effect in time-domain [J]. Acta Physica Sinica, 2010, 59(7): 4738–4747. (in Chinese)
- [19] Dobrzynski W. Amiet shear layer correction with an additional temperature gradient considered; nomograms for the correction of noise signatures from open jet wind tunnel tests; DFVLR-Mitt – 84 – 11 [R]. DFVLR, 1984.