

基于波叠加法的近场声全息空间分辨率增强方法*

张小正 毕传兴[†] 徐亮 陈心昭

(合肥工业大学噪声振动工程研究所, 合肥 230009)

(2009 年 10 月 12 日收到; 2009 年 11 月 25 日收到修改稿)

提出一种基于波叠加法的近场声全息空间分辨率增强方法. 该方法在波叠加法的基础上, 利用全息面声压信号求得布置在全息面附近的虚源面上的简单源源强, 再根据求得的简单源源强实现对全息面声压的插值, 进而利用插值后的全息面声压数据进行重建. 该方法可以提高近场声全息重建图像的空间分辨率, 减少测量工作量, 简化测量过程. 通过仿真对影响插值结果的参数进行了分析, 给出了合理的选取范围; 通过仿真和实验研究验证了该方法的有效性.

关键词: 波叠加法, 近场声全息, 空间分辨率

PACC: 4320, 4363

1. 引 言

由于近场声全息 (nearfield acoustic holography, NAH) 技术利用了包含丰富声源细节的倏逝波成分, 突破了瑞利波长的限制, 因此其分辨率可达波长的十几分之一, 从而可以对噪声源进行精确的识别和定位^[1-4]. 但在 NAH 技术的实际应用过程中, 特别是对于大尺寸声源或结构复杂的声源所产生的声场, 在测量时常常需要布置较多的测量点数, 保证能够获取更多的倏逝波信息, 以提高声源识别的空间分辨率, 这就导致了测量工作量的大大增加. 反之, 如果能通过较少的测量点数获得较高的空间分辨率, 则可以节约测量时间、简化测量工作. 为此一些学者在不增加实际测量点数的情况下提高 NAH 的空间分辨率这一问题进行了研究, Harris 等^[5] 利用 USP 探头测得全息面上每个测点处的声压和切向振速, 以测得的声压和切向振速作为插值条件, 通过 Hermite 插值方法对全息面声压进行插值, 从而提高 NAH 重建图像的分辨率, 但该方法除测量声压外还需测量每个测点处的切向振速, 在一定程度上增加了测量和计算的工作量; Xu 等^[6] 提出了一种基于带限信号恢复算法的 NAH 分辨率增强方法, 该方法利用全息面声压的波数域带限特性, 通过带限信号恢复算法 (PGA), 实现全息面声压插值, 从而提

高分辨率, 但该方法需要经过多次迭代计算, 增加了计算的时间; 随后, 徐亮等^[7] 又提出了一种基于正交球面波插值的 NAH 分辨率增强方法, 该方法通过若干不同阶次的球面波源叠加拟合实际声场, 实现全息面声压插值, 从而提高 NAH 分辨率, 但该方法需将球面波源布置在声源内部, 对于结构复杂的声源, 声源的位置往往是无法预先确定的.

本文拟提出基于波叠加法的 NAH 空间分辨率增强算法, 该方法在波叠加法^[8] 的基础上, 利用实测全息面声压信号求得布置在全息面附近的虚源面上的简单源源强, 再根据求得的简单源源强对全息面声压信号进行插值, 进而利用插值后的全息面声压数据进行重建. 该方法不仅能在不增加实际测量点数的情况下提高 NAH 的空间分辨率, 而且克服了上述诸方法的缺陷, 它只需测量全息面上的声压, 计算简单且不需要预先知道声源的位置. 论文首先对该方法进行理论描述, 随后对影响插值结果的参数进行分析, 最后通过仿真和实验研究检验该方法的有效性.

2. 基于波叠加法的 NAH 空间分辨率增强方法

波叠加法最初是由 Koopmann 等^[8] 提出的一种

* 国家自然科学基金 (批准号: 10974040, 10874037), 霍英东教育基金 (批准号: 111058) 及教育部新世纪优秀人才支持计划 (批准号: NCET-08-0767) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: cxbi@hfut.edu.cn

用于计算结构声辐射的方法, 现已被成功用于近场声全息研究^[9-12], 其基本思想是, 任何物体辐射的声场可等效为虚置于该辐射体内部的一系列简单源所产生的声场的叠加. Sarkissian^[13] 对其进行了推广, 提出全息面上的声场可以由布置在全息面附近的虚源面上的若干个简单源所产生的声场进行近似, 并将其成功地用于声辐射和近场声全息计算中. Bi 等^[14] 通过在全息面附近布置虚源面, 并结合声场分离方法成功地分离出目标声源在全息面上所产生的声压. 本文将利用全息面上的声场可以由布置在全息面附近的虚源面上的若干个简单源所产生的声场进行近似这一思想, 来实现对全息面的插值.

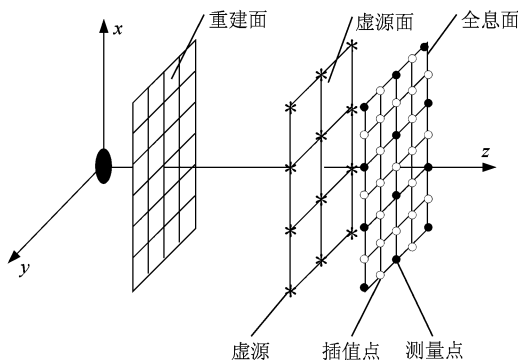


图1 声源、重建面、虚源面和全息面分布图

图1为声源、重建面、虚源面和全息面的位置分布图. 假设全息面上等间隔地分布有 M 个测量点 (记这 M 个测量点组成的集合为 A), 则集合 A 中的任意一个测量点处的声压可以由布置在全息面附近的虚源面上的 N 个简单源所产生的声压叠加进行近似^[7], 即

$$p(r_i) = \sum_{j=1}^N G_{ij} q_j, \quad (1)$$

式中, r_i 为全息面上第 i 个测量点的坐标; q_j 为第 j 个简单源的源强, 其坐标为 r_{oj} , G_{ij} 为格林函数, 其表达式为

$$G_{ij} = \frac{e^{ik|r_i - r_{oj}|}}{4\pi|r_i - r_{oj}|}, \quad (2)$$

将(1)式写成矩阵形式为

$$\mathbf{P}_h = \mathbf{G}\mathbf{Q}, \quad (3)$$

式中, \mathbf{P}_h 为全息面上 M 个测量点处的声压矢量, \mathbf{Q} 为 N 个简单源的源强矢量, \mathbf{G} 为 N 个简单源的源强与 M 个测量点处声压之间的传递矩阵. 由(3)式可以计算出 N 个简单源的源强 \mathbf{Q} , 即

$$\mathbf{Q} = \mathbf{G}^+ \mathbf{P}_h, \quad (4)$$

式中, \mathbf{G}^+ 是 \mathbf{G} 的广义逆矩阵. 为保证解的唯一性, 须满足 $M \geq N$. 式(4)式求解 \mathbf{Q} 的过程属于逆问题, 可采用 Tikhonov 正则化方法稳定求解过程, 正则化参数用 L 曲线法来进行选取^[15]. 现在假设在全息面上插入 L 个点 (记这 L 个点组成的集合为 B), 如图1所示, 则这 L 个点处的声压为

$$\mathbf{P}'_h = \mathbf{G}'\mathbf{Q} = \mathbf{G}'\mathbf{G}^+ \mathbf{P}_h, \quad (5)$$

式中, \mathbf{G}' 为 N 个简单源的源强与 L 个插值点处的声压之间的传递矩阵. 由(5)式可知, 通过测量的全息面数据可以得到插入点的声压数据. 这时全息面上的点数增加为 $M + L$ 个, 从而等效地增加了全息面的声压数据, 减小了测量间隔, 记这 $M + L$ 个点处的声压为 \mathbf{P}_H , 则

$$\mathbf{P}_H = \begin{cases} \mathbf{P}_h, & r \in A \\ \mathbf{P}'_h, & r \in B, \end{cases} \quad (6)$$

式中, r 为全息面上的测量点或插值点.

利用插值后的声压 \mathbf{P}_H 采用 NAH 技术即可重建出重建面上的声压或质点振速, 并达到增强分辨率的效果. 本文重建过程采用基于空间 Fourier 变换法的 NAH 技术^[2], 重建面声压和法向质点振速的表达式分别为

$$\mathbf{P}_S(x, y, z_S) = F^{-1} \{ \mathbf{G}_p^{-1}(k_x, k_y, z_H - z_S) \mathbf{W}(k_x, k_y) \times F \{ \mathbf{P}_H(x, y, z_H) \} \}, \quad (7)$$

$$\mathbf{V}_S(x, y, z_S) = F^{-1} \{ \mathbf{G}_v^{-1}(k_x, k_y, z_H - z_S) \mathbf{W}(k_x, k_y) \times F \{ \mathbf{P}_H(x, y, z_H) \} \}, \quad (8)$$

式中, 下标 H 表示是全息面, 下标 S 表示为重建面; F, F^{-1} 分别表示二维连续空间 Fourier 变换及其逆变换; $\mathbf{G}_p^{-1}, \mathbf{G}_v^{-1}$ 分别为声压和振速逆传递算子; k_x, k_y 分别为 x, y 方向的波数分量; $\mathbf{W}(k_x, k_y)$ 为波数域滤波窗, 用于去除噪声误差产生的高波数成分, 其表达式如下:

$$\mathbf{W}(k_x, k_y) = \begin{cases} 1 - 0.5e^{(k_r/k_c - 1)/\alpha}, & k_r \leq k_c, \\ 0.5e^{(1 - k_r/k_c)/\alpha}, & k_r > k_c, \end{cases} \quad (9)$$

式中, α 为滤波窗的陡度系数, k_c 为截止波数, $k_r = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$.

3. 数值仿真

在源面上分布两个半径为 0.1 m 的脉动球 S1 和 S2, 它们组成一个面积为 0.5×0.5 m 的组合声源. 两个脉动球的坐标分别为 $S1 = (-0.15, 0, 0)$

$m, S_2 = (0.15, 0, 0) m$, 表面振速均为 $1 m/s$, 频率为 f . 全息面 $z_h = 0.15 m$, 面积大小为 $1 m \times 1 m$, 全息面上的测点沿 x 轴方向、 y 轴方向均匀分布, 且测点间隔为 Δ . 定义虚源面到全息面的距离为 d , 虚源面上的虚源分布与全息面上的测点分布相同.

3.1. 影响插值结果的参数的选取

基于波叠加法的 NAH 空间分辨率增强方法的关键是空间插值, 插值结果的好坏在很大程度上决定了重建结果的好坏, 而影响插值结果的主要参数是虚源面到全息面的距离以及测点间隔, 若能够合理地选取虚源面到全息面的距离以及测点间隔, 将能够得到较好的插值结果. 因此, 下面将通过仿真研究对虚源面到全息面的距离和测点间隔进行合理地选取.

3.1.1. 虚源面到全息面的距离 d 的选取

在上述的插值过程中, 虚源面到全息面的距离对插值的准确性有着重要的影响, 若合理地布置虚源面的位置, 将得到较好的插值结果. 下面分别研究了频率 $f = 1000, 500, 200 Hz$, 信噪比 $SNR = 30 dB$ 时, 不同的 d 对插值结果的影响, 以及信噪比 $SNR = 30, 20, 10 dB, f = 500 Hz$ 时, 不同的 d 对插值结果的影响. 其中, 测点间隔 $\Delta = 0.2\lambda$ (λ 为声波波长), 插值后的间隔为 0.1λ .

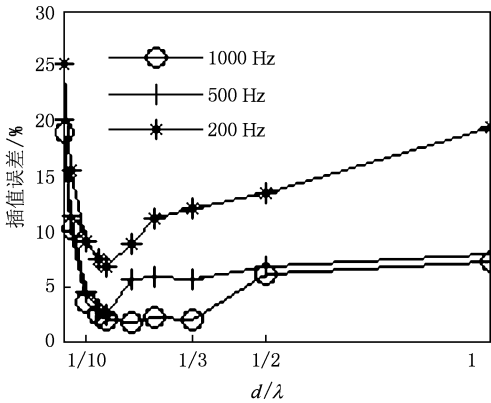


图2 不同的频率条件下, 虚源面到全息面的距离 d 与插值误差的关系图

由图2和图3可以看出, 虚源面到全息面的距离过小或者过大, 插值误差都会很大, 当 d 在 $\frac{1}{10}\lambda - \frac{1}{3}\lambda$ 范围之间时, 插值误差相对较小. 还可以看出, 当 d 与波长 λ 的关系一定时, 频率越低, 插值误差

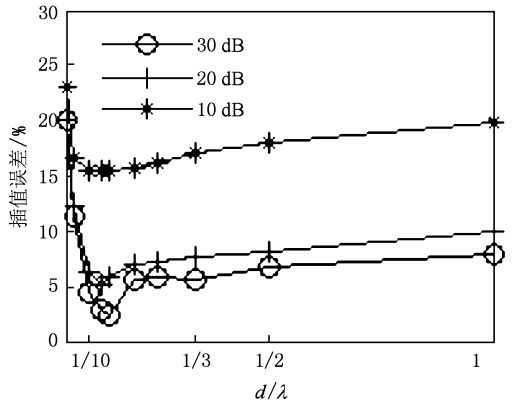


图3 不同信噪比条件下, 虚源面到全息面的距离 d 与插值误差的关系图

越大, 信噪比越低, 插值误差也越大.

3.1.2. 测点间隔 Δ 的选取

在实际测量中, 为减少测量工作量, 测点间隔选取得越大越好, 但同时丢失的信息也会越多, 甚至无法得到正确的插值结果, 因此合理地选取测点间隔 Δ 才能够实现既保证插值精度又减少测量工作量的目的. 下面分别研究了频率 $f = 1000, 500, 200 Hz$, 信噪比 $SNR = 30 dB$ 时, 不同的 Δ 对插值结果的影响, 以及信噪比 $SNR = 30, 20, 10 dB, f = 500 Hz$ 时, 不同的 Δ 对插值结果的影响. 其中, 虚源面到全息面的距离 $d = 0.25\lambda$, 插值后的间隔均为 0.1λ .

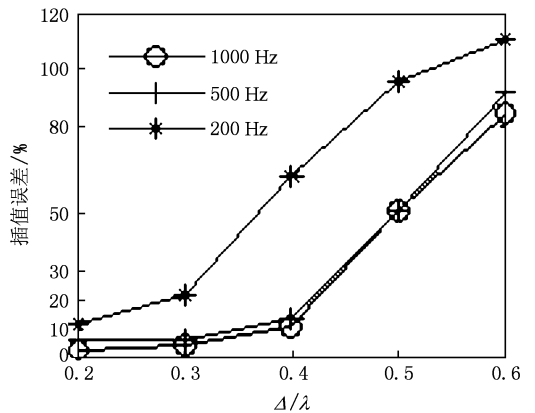


图4 不同频率条件下, 测点间隔 Δ 与插值误差的关系图

由图4和图5可以看出, 在不同信噪比不同频率的各种情况下, 当测点间隔大于 0.3λ 时, 插值误差的增大速度都开始明显变大, 而在小于 0.3λ 的范围内, 误差相对保持平稳, 所以测点间隔 Δ 应在 0.3λ 附近选取, 对于较高的频率甚至可以放宽

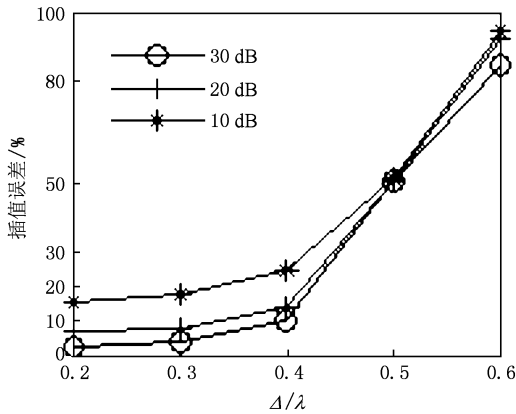


图5 不同信噪比条件下,测点间隔 Δ 与插值误差的关系图

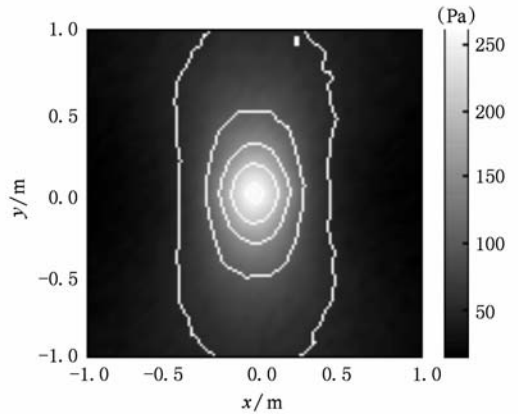


图6 测量的全息面上 41×41 个点声压幅值

到 0.4λ . 按此经验公式选取既满足了采样定理又能保证插值精度. 由图 4 和图 5 还可以看出, 当 Δ 与波长 λ 的关系一定时, 频率越低, 插值误差越大, 信噪比越低, 插值误差也越大.

3.2. 全息面声压插值有效性验证

取上述两个脉动球的振动频率 $f=500$ Hz, 全息面上测点间隔 $\Delta=0.1$ m, 则全息面包含 21×21 个测量点, 在全息面上插点后, 等效的测点间隔为 0.05 m, 全息面包含 41×41 个点. 取虚源面 $z_s=0.08$ m, 其上均匀布置了 21×21 个点源, 点源之间的间隔为 0.1 m.

在仿真中, 测量声压由全息面理论声压叠加随机噪声信号组成, 信噪比为 30 dB. 假设只在全息面上测量 21×21 个点的声压, 然后运用上述的全息面插值方法进行插值, 可得全息面上 41×41 个点的声压. 下面将通过对比测量的 41×41 个点的声压和插值后的 41×41 个点的声压进行比较, 来验证该插值方法的有效性. 为了定量地表示两者的一致性, 定义两者的均方误差计算公式为

$$\mu = \frac{\|P_1 - P_2\|}{\|P_1\|} \times 100\%, \quad (10)$$

式中, P_1 表示测量的 41×41 个点的声压, P_2 表示插值后的 41×41 个点的声压.

由图 6 和图 7 可以看出, 插值后的 41×41 个点的声压和测量的 41×41 个点的声压几乎是一致的, 按 (10) 式计算两者的均方误差, 误差为 1.72% .

因此, 在实际测量中, 只需测得全息面上较少点的声压, 运用上述插值方法就可获得全息面上较多点的声压, 既大大减少了测量工作量, 又保证了插值点的精确度.

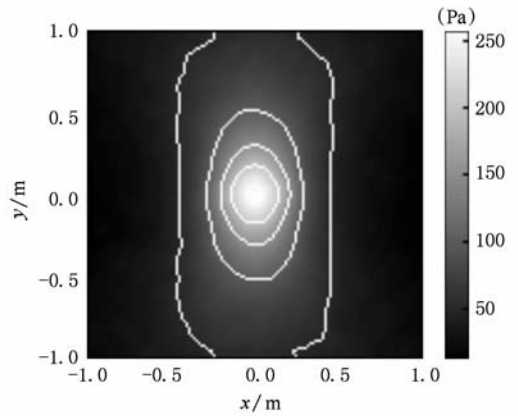


图7 对 21×21 个点的全息面进行插值后所得的 41×41 个点声压幅值

3.3. 重建结果

分别用测量的 21×21 个点的全息面声压、测量的 41×41 个点的全息面声压和插值后的 41×41 个点的全息面声压重建重建面上的法向质点振速, 重建过程采用基于空间 Fourier 变换法的 NAH 技术. 其中, 重建面 $z_s=0.1$ m.

由图 8 可以看出, 两个脉动球源的位置无法被识别出来, 这是因为全息面上只测量了 21×21 个点, 测量点数少, 测量间隔大, 使得重建出来的空间分辨率低. 如果增加测量点数到 41×41 个点, 则测量间隔减小, 空间分辨率增高, 能很好地识别出两个脉动球源的位置, 如图 9 所示, 但这样却大大增加了测量工作量. 如果还是只测量 21×21 个点, 运用上述的插值方法对全息面进行插值, 得到 41×41 个点的全息面声压, 这样测量间隔减小, 空间分辨率提高, 同样能很好地识别出两个脉动球源的位置, 如图 10 所示. 比较

图 9 和图 10 可以看出,两者的重建效果几乎是一致的. 同样为了定量地表示两者的一致性,用(10)式计算两者的均方误差,误差为 14.40%. 由此可见,上述的插值方法能很好地增强重建图像的空间分辨率,节约测量时间、简化测量工作.

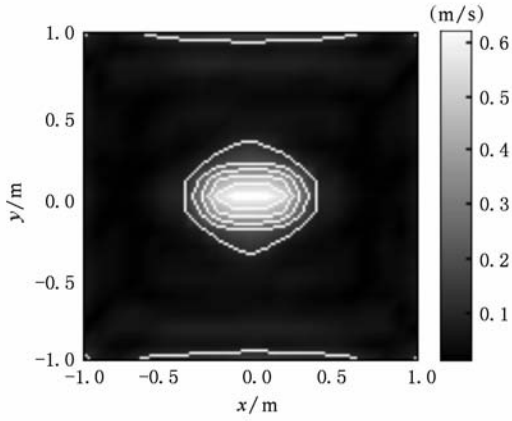


图 8 用测量的 21×21 个点的全息面声压重建所得的重建面法向质点振速, $k_c = 18$

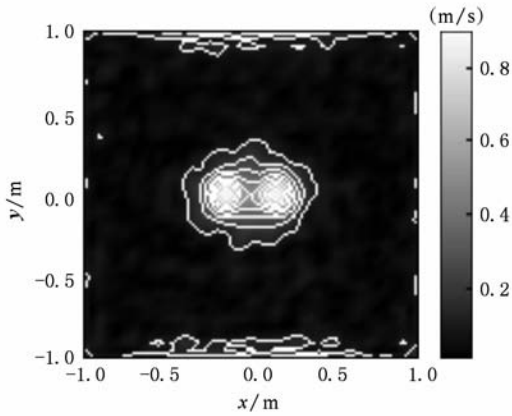


图 9 用测量的 41×41 个点的全息面声压重建所得的重建面法向质点振速, $k_c = 37$

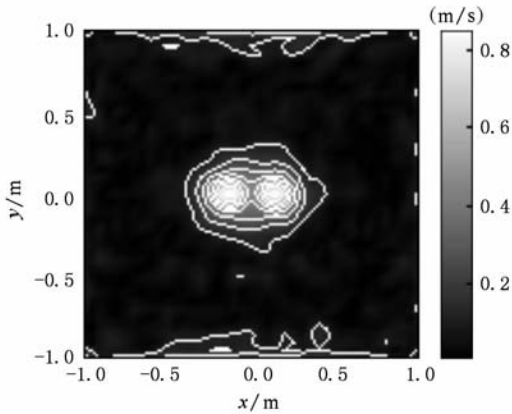


图 10 用插值后的 41×41 个点的全息面声压重建所得的重建面法向质点振速, $k_c = 37$

4. 实验研究

该全息测量实验在半消声室中进行,实验室本底噪声小于 16 dB,测量装置在消声室中的实物照片如图 11 所示. 实验所采用的基本设备为:声源的尺寸为 $60 \text{ cm} \times 14.1 \text{ cm} \times 15.3 \text{ cm}$ 的音箱,信号采集器,信号调理器,传声器等. 音箱、重建面、虚源面、全息面位置关系如图 12 所示,其中,全息面、重建面大小均为 $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$,全息面距离音箱前表面 10 cm,重建面距音箱前表面为 5 cm,测量点沿 x 轴方向、 y 轴方向均匀分布,以音箱前表面的中心作为直角坐标系的原点,音箱上两个纸盆中心的坐标分别为 $(-10, 0, -6) \text{ cm}$, $(10, 0, -6) \text{ cm}$. 信号发生设备产生 500 Hz 的单频信号,经过放大后到达音箱并使其发出声音,由一直固定的参考传声器和在全息面移动的扫描传声器测量声压时域信号. 将虚源面布置在全息面与重建面之间,虚源面与全息面平行,且离全息面的距离为 4 cm,其面积为 $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$. 在虚源面上分别沿 x 轴、 y 轴方向等间隔分布 121 个点源,且分布间隔均为 10 cm.



图 11 半消声室中近场声全息测量装置图

4.1. 全息面插值有效性验证

图 13 为测量的全息面上 21×21 个点(测量间隔为 5 cm)的声压幅值图. 图 14 为只测量的全息面上 11×11 个点的声压信号(测量间隔为 10 cm),然后利用上述插值方法对全息面进行插值所得的 21×21 个点的声压幅值图. 比较图 13 和图 14 可以看

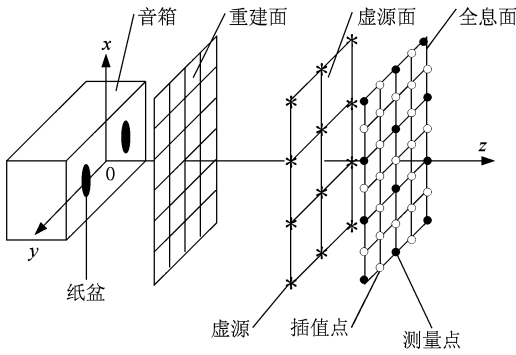


图 12 声源、重建面、虚源面和全息面位置关系图

出,插值后的声压幅值分布和测量的声压幅值分布几乎一致. 按照(10)式计算了两者的均方误差,误差仅为 3.89%. 因此,在实际测量中,只需测量全息面上 11×11 个点的声压信号,然后利用上述插值方法即可得到与测量 21×21 个点几乎一致的效果,这便大大减少了测量工作量.

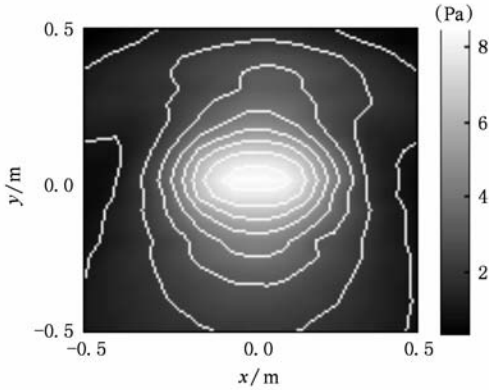


图 13 测量的全息面上 21×21 个点声压幅值

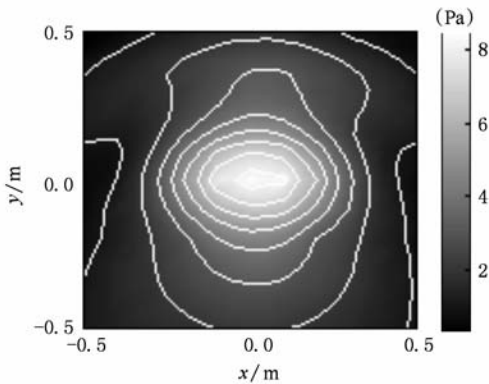


图 14 对 11×11 个点的全息面进行插值后所得的 21×21 个点声压幅值

4.2. 重建结果

图 15 是用测量的 11×11 个点的全息面声压重建所得的重建面声压幅值,两个纸盆中心的位置无法被识别出来,这是因为在全息面上只测量了 11×11 个点,测量点数少,测量间隔大(测量间隔为 10 cm),使得重建出来的空间分辨率低. 图 16 是用测量的 21×21 个点的全息面声压重建的重建面声压幅值图,因测量点数增加,测量间隔减小(测量间隔为 5 cm),使得重建空间分辨率提高,两个纸盆中心的位置可以被识别出来,但这样却增加了测量工作量. 如果还是只测量 11×11 个点,运用上述的插值方法对全息面进行插值,得到 21×21 个点的全息面声压,这样测量间隔减小,空间分辨率提高,同样能很好地识别出两个纸盆中心的位置,如图 17 所示. 用(10)式计算了两者的均方误差,误差为 14.16%. 上述实验结果同样验证了上述插值方法能很好地增强重建图像的空间分辨率,节约测量时间、简化测量工作.

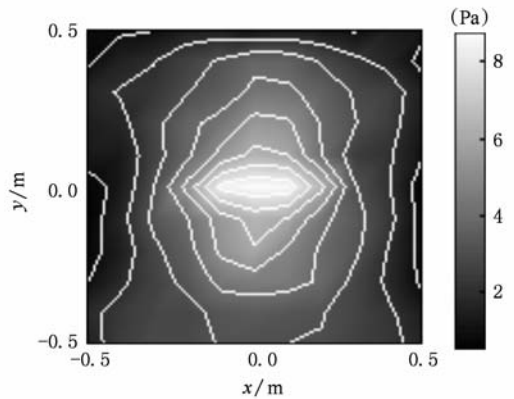


图 15 用测量的 11×11 个点的全息面声压重建所得的重建面声压幅值, $k_c = 30$

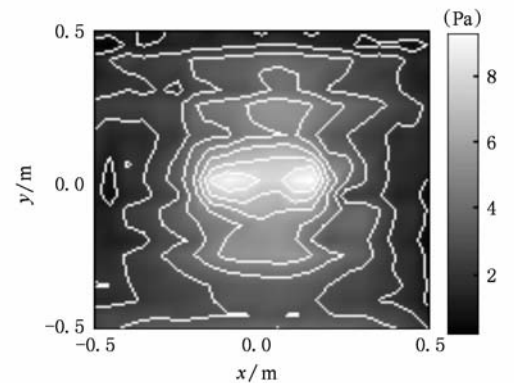


图 16 用测量的 21×21 个点的全息面声压重建所得的重建面声压幅值, $k_c = 50$

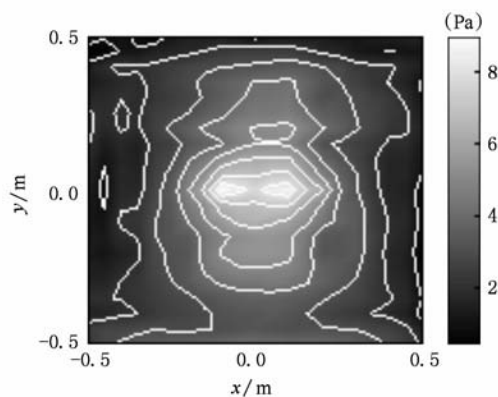


图 17 用插值后的 21×21 个点的全息面声压重建所得的重建面声压幅值, $k_c = 50$

5. 结 论

为了在不增加实际测量点数的情况下提高近

场声全息的空间分辨率, 本文提出了基于波叠加法的分辨率增强方法. 该方法利用全息面复声压求得布置在全息面附近的虚源面上的简单源源强; 进而根据求得的简单源源强对全息面声压信号进行插值, 从而等效地增加全息面声压数据, 减小测量间隔; 随后, 利用插值后的全息面声压数据进行重建, 即可提高近场声全息的分辨率. 通过仿真研究, 确立了虚源面到全息面的距离 d 的取值范围以及测点间隔 Δ 的取值范围, 仿真和实验结果验证了该方法可以在不增加测量点的情况下提高近场声全息的分辨率, 并可以大大节约测量时间、简化测量工作. 另外, 该方法克服了以往各插值方法的缺陷, 它只需测量全息面上的声压、计算简单、且不需要预先知道声源的位置, 所以该方法更方便于工程应用.

- [1] Williams E G, Maynard J D 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 554
- [2] Maynard J D, Williams E G, Lee Y 1985 *J. Acoust. Soc. Am.* **78** 1395
- [3] Kim B K, Ih J G 1996 *J. Acoust. Soc. Am.* **100** 3003
- [4] Wang Z, Wu S F 1997 *J. Acoust. Soc. Am.* **102** 2020
- [5] Harris M C, Blotter J D 2006 *J. Acoust. Soc. Am.* **119** 809
- [6] Xu L, Bi C X, Chen X Z, Chen J 2008 *Chinese Science Bulletin* **53** 3142
- [7] Xu L, Bi C X, Chen X Z, Chen J 2007 *Science Paper Online* **2** 181 (in Chinese) [徐亮、毕传兴、陈心昭、陈剑 2007 中国科技论文在线 **2** 181]
- [8] Koopmann G H, Song L, Fahnlne J 1989 *J. Acoust. Soc. Am.* **86** 2433
- [9] Zhang H B, Jiang W K, Wan Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 313 (in Chinese) [张海滨、蒋伟康、万泉 2008 物理学报 **57** 313]
- [10] Li J Q, Chen J, Yang C, Jia W Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4258 (in Chinese) [李加庆、陈进、杨超、贾文强 2008 物理学报 **57** 4258]
- [11] Yu F, Chen X Z, Li W B, Chen J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2607 (in Chinese) [于飞、陈心昭、李卫兵、陈剑 2004 物理学报 **53** 2607]
- [12] Xu L, Bi C X, Chen J, Chen X Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2776 (in Chinese) [徐亮、毕传兴、陈剑、陈心昭 2007 物理学报 **56** 2776]
- [13] Sarkissian A 2004 *J. Acoust. Soc. Am.* **115** 1593
- [14] Bi C X, Chen C X, Chen J 2008 *J. Acoust. Soc. Am.* **123** 1472
- [15] Williams E G 2003 *J. Acoust. Soc. Am.* **113** 1273

Resolution enhancement of nearfield acoustic holography by the wave superposition approach^{*}

Zhang Xiao-Zheng Bi Chuan-Xing[†] Xu Liang Chen Xin-Zhao

(*Institute of Sound and Vibration Research, Hefei University of Technology, Hefei 230009, China*)

(Received 12 October 2009; revised manuscript received 25 November 2009)

Abstract

By the wave superposition approach a method of enhancing the spatial resolution of the nearfield acoustic holography is proposed. According to wave superposition approach, the source strengths of fictitious sources placed on the fictitious surface which is near the hologram surface are obtained by measuring the hologram pressure signal, then these fictitious sources are used to realize the interpolation of acoustic pressure, finally, the reconstruction can be done by the interpolated hologram pressure. By this method the spatial resolution of the reconstructed image can be improved, the measurement workload is reduced, and the measurement process is simplified. The parameters affecting the interpolated result are reasonably chosen by numerical simulations and the availability of this method is proved by numerical simulations and experimental results.

Keywords: wave superposition approach, nearfield acoustic holography, spatial resolution

PACC: 4320, 4363

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10974040, 10874037), the Fok Ying Tung Education Foundation (Grant No. 111058), the Program for New Century Excellent Talents in University (Grant No. NCET-08-0767).

[†] Corresponding author. E-mail: cxbi@hfut.edu.cn