

空间声场全息重建的波叠加方法研究^{*}

于 飞 陈心昭 李卫兵 陈 剑

(合肥工业大学动态测试中心,合肥 230009)

(2003 年 10 月 27 日收到,2003 年 11 月 30 日收到修改稿)

提出了基于波叠加法的近场声场全息技术,并将其用于任意形状物体的声辐射分析.在声辐射计算问题中,边界元法是通过离散边界面上的声学位置变量来实现,而波叠加方法则通过叠加辐射体内部若干个简单源产生的声场来完成.因而,基于波叠加法的声全息就不存在边界面上的参数插值和奇异积分等问题,而这些问题是基于边界元法的声全息所固有的.与基于边界元法的声全息相比较,基于波叠加法的声全息在原理上更易于理解,在计算机上更容易实现.实验结果表明,该种全息技术在重建声场时,具有令人满意的重建精度.

关键词:声全息,逆问题,波叠加方法,正则化方法

PACC:4320,4363

1. 引言

最近 20 多年来关于声学逆问题的研究非常活跃,一类是利用测得的散射场信息进行物形反演^[1-3],另一类是利用测得的二维声压进行噪声源的识别和三维声场的可视化^[4-21].近场声全息技术的诞生,打破了传统全息成像分辨率的波长限制,可以精确地识别噪声源并可视化空间声场^[4-7].通过记录全息面上的声压来重建整个三维空间的声压场、质点振速及声强矢量场.全息技术的这一优良特性受到众多研究人员的关注,也得到很大的进展.

为了降低全息面声压需同时测量的条件,Loyau 和 Pascal 提出了基于声强测量的宽带声全息技术,该技术利用相位梯度场同声能量场之间的关系,通过二维切向声强和均方声压的测量来重建全息面上的复声压^[8,9].同时,还有许多研究人员在如何减小重建误差提高全息重建的精度方面做出了很多的研究^[10-12].然而上述声全息技术只能对可分离变量的全息系统适用,为了使声全息技术能够应用于重建任意形状物体的表面声学量,可以通过 Helmholtz 积分理论建立声源表面声学参量同场中声压参量之间的传递矩阵^[13-18].这种声全息技术被称作基于边界元法的声全息,其本身也存在着一些不可避免的缺

点,如表面积分方程的离散化很复杂、奇异积分的处理等问题.同时,全息重建需要在声场中布置大量的测点,虽然可以通过迭代法进行测量点的优化选取^[17,18],但这种过程也是非常耗时的.

在声辐射问题中,为了寻求边界元方法的有效替代方法,Koopmann 等提出了更容易理解和实施的波叠加方法来计算声辐射问题^[19,20].波叠加方法的基本思想是:任何物体辐射的声场可以由置于该辐射体内部若干个不同大小源强的简单源产生的声波场叠加得到.本文利用波叠加积分公式和简单源替代方法,建立了基于波叠加方法的近场声全息技术理论,并且通过分析测量误差与重建误差之间的关系,发现对计算的一个中间环节需采用正则化方法进行滤波处理,最后利用滤波后的结果可以比较精确地重建整个空间声场.和基于边界元方法的声全息一样,提出的新型声全息技术可以对任意形状的声源进行辐射分析.但与基于边界元方法的声全息相比,该技术既不要对辐射体表面上的声学位置参量进行离散插值,也不要进行奇异积分的处理.因此,该种全息技术更易于向工程实际推广应用.

2. 理论背景

在开始讨论基于波叠加方法的声全息技术之

^{*} 国家自然科学基金(批准号 50275044)和教育部科学技术研究重点项目(批准号 02126)资助的课题.

前,首先简单回顾一下波叠加积分公式和简单源替代算法,由此来推导出此种新型全息技术的基本公式.

2.1. 波叠加积分公式

在理想流体媒质微小扰动形成的时谐声场中,去除时间的相关性 $e^{-i\omega t}$,声场中任意一点 r 上的复声压 $p(r)$ 必须满足 Helmholtz 方程

$$\nabla^2 p(r) + k^2 p(r) = 0, \quad (1)$$

式中 $p(r)$ 为点 r 上的复声压; $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ 为声波数, c 为声速, λ 为声波长, ω 为角频率.

在如图 1 所示的声辐射外问题中, S 是声辐射体的闭合表面,其外部区域记为 E ,内部区域记为 D .域 E 中点 r 上的声压,可以通过解方程 (1) 得到,

$$C_E(r)p(r) = \int_S \left[p(r_s) \frac{\partial g(r, r_s)}{\partial n_{r_s}} - i\rho c k u(r_s) g(r, r_s) \right] dS_{r_s}, \quad (2)$$

式中

$$g(r, r_s) = (1/4\pi r) e^{ikr}, \quad r = |r - r_s|. \quad (3)$$

当点 r 分别在 D, S, E 上时,系数 $C_E(r)$ 分别为 0, 0.5, 1; $u(r_s)$ 为边界表面点 r_s 上的法向振速.

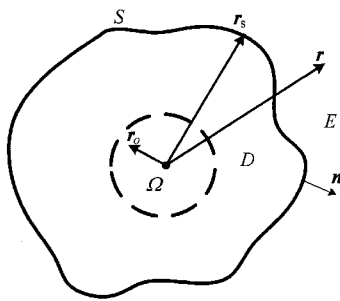


图 1 辐射体与声场各个域之间的位置关系图

在图 1 所示的内声辐射问题中,边界面仍为 S ,假设在域 D 内有一个连续分布的声源体 Ω ,此时应用质量守恒定律,可以得到一个修正的 Helmholtz 方程,

$$\nabla^2 p(r) + k^2 p(r) = i\rho c k q_0(r), \quad (4)$$

式中

$$q_0(r) = \begin{cases} q(r), & r \in \Omega, \\ 0, & r \notin \Omega \text{ 且 } r \in D. \end{cases} \quad (5)$$

于是可以得到方程 (4) 的解,即域 D 中点 r 上的复

声压为

$$C_I(r)p(r) = \int_S \left[-p(r_s) \frac{\partial g(r, r_s)}{\partial n_{r_s}} + i\rho c k u(r_s) g(r, r_s) \right] dS_{r_s} + \int_{\Omega} i\rho c k q(r_o) g(r, r_o) d\Omega, \quad (6)$$

式中当点 r 分别在 D, S, E 上时,系数 $C_I(r)$ 分别取值为 1, 0.5, 0.

由于上述的两种辐射问题对应相同的边界表面 S ,所以在边界面上的声压和法向振速必是唯一的.无论点 r 是从域 E 或 D 逼近边界表面,该点的声压变化总是连续的,因此当点 r 取在边界面上时,可以由 (2) 和 (6) 式得到边界面上点 r 处的复声压为

$$p(r) = \int_{\Omega} i\rho c k q(r_o) g(r, r_o) d\Omega. \quad (7)$$

此式即为波叠加积分公式.与此相应的微分形式为

$$u(r) = \int_{\Omega} q(r_o) \frac{\partial g(r, r_o)}{\partial n_r} d\Omega. \quad (8)$$

(7) 和 (8) 式中的点 r 并不仅限于真实的辐射体表面,因为若将域 E 中若干点联系在一起可以作为一个虚拟的表面.对于这些点上的声压和振速 (7) 和 (8) 式仍然是成立的.

2.2. 简单源实现

由 (7) 和 (8) 式可以得知:对于声辐射体表面上或空间中任意一点的声压和振速可以由放置在辐射体内部的连续分布声源体产生的声波场得到.但是采用连续分布声源的方法在计算机上无法实现,所以实际采用的是在辐射体内部放置若干个简单源来替代的办法,即空间中点 r 上的声压和振速分别可以表示为

$$p(r) = \sum_{j=1}^N i\rho c k g(r, r_{oj}) q(r_{oj}), \quad (9)$$

$$u(r) = \sum_{j=1}^N \frac{\partial g(r, r_{oj})}{\partial n_r} q(r_{oj}), \quad (10)$$

式中, N 为简单源的总数,下标 j 为第 j 个源,其坐标为 r_{oj} ,该点的源强为 $q(r_{oj})$.

同理,可以将声辐射体表面点 r_s 上的声压和法向振速也表示为

$$p(r_s) = \sum_{j=1}^N i\rho c k g(r_s, r_{oj}) q(r_{oj}), \quad (11)$$

$$u(\boldsymbol{r}_s) = \sum_{j=1}^N \frac{\partial g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_{oj})}{\partial \boldsymbol{n}_{r_s}} q(\boldsymbol{r}_{oj}). \quad (12)$$

声全息变换是通过在空间声场中测量声压信号来重建源表面或靠近源表面上的声学参量,所以本文采用(9)式来进行全息变换,也就是通过在声场中测量 M ($M \geq N$) 个点的声压数据.由(9)式可以在最小二乘意义下计算出 N 个简单源上的源强,

$$q(\boldsymbol{r}_{oj}) = \sum_i^M (1/i\rho ck) g^{-1}(\boldsymbol{r}_{oj}, \boldsymbol{r}_i) p(\boldsymbol{r}_i), \quad (13)$$

式中 $p(\boldsymbol{r}_i)$ 表示第 i ($i \leq M$) 个测量点 \boldsymbol{r}_i 上的复声压, $g^{-1}(\boldsymbol{r}_{oj}, \boldsymbol{r}_i)$ 表示由所有 $g(\boldsymbol{r}_i, \boldsymbol{r}_{oj})$ 构成矩阵的广义逆矩阵的第 j 行、 i 列元素.

将(13)式代入(11)和(12)式,声辐射体表面点 \boldsymbol{r}_s 上的声压和法向振速可以分别表示为

$$p(\boldsymbol{r}_s) = \sum_{j=1}^N g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_{oj}) \sum_{i=1}^M g^{-1}(\boldsymbol{r}_{oj}, \boldsymbol{r}_i) p(\boldsymbol{r}_i), \quad (14)$$

$$u(\boldsymbol{r}_s) = (1/i\rho ck) \sum_{j=1}^N \frac{\partial g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_{oj})}{\partial \boldsymbol{n}_{r_s}} \times \sum_{i=1}^M g^{-1}(\boldsymbol{r}_{oj}, \boldsymbol{r}_i) p(\boldsymbol{r}_i). \quad (15)$$

(14)和(15)式将声辐射体表面上的声压和法向振速同场中 M 个测量点上的声压联系在一起,两式即为此类新型全息变换的基本公式.利用(14)(15)式,还可以得到声源表面上的声强

$$I(\boldsymbol{r}_s) = \frac{1}{2} p(\boldsymbol{r}_s) [u^H(\boldsymbol{r}_s)], \quad (16)$$

式中上标“H”表示取复共轭.

(14)和(15)式中的点 \boldsymbol{r}_s 其实也可以不必在真实的表面上,也就是对于空间中的任意点 \boldsymbol{r} 处的声压和振速都是成立的.当点 \boldsymbol{r} 取在声远场的一个球上时,由(14)式算得的声压可以获得远场的指向性.

3. 误差分析与处理

3.1. 测量误差与重建误差

从矩阵理论角度更容易分析测量误差对重建结果的影响.设 A 为 M 行、 N 列的矩阵,其第 i 行、第 j 列的元素为 $g(\boldsymbol{r}_i, \boldsymbol{r}_{oj})$,其中的 $g(\boldsymbol{r}_i, \boldsymbol{r}_{oj})$ 为第 i 个测量点与第 j 个简单源之间的 Green 函数值.同理,可以设 B 为 N 列的行向量,其第 j 列为辐射体表面

上的点 \boldsymbol{r}_s 与第 j 个简单源之间的 Green 函数值;同时可以设 \boldsymbol{P}_m 为一个 M 行的列向量,其第 i 行为第 i 个测量点上的复声压.由于(15)和(14)式具有相同的形式,唯一的不同是需对行向量 B 求导,并乘上一个常数因子,所以所有关于(14)式的分析,同样也适用于(15)式,此处仅分析声压重建误差.于是(14)式可采用矩阵的形式为

$$p(\boldsymbol{r}_s) = B A^{-1} \boldsymbol{p}_m, \quad (17)$$

式中 A^{-1} 为矩阵 A 的广义逆.

由于测试条件、仪器精度等诸多方面的影响,在复声压的获取中不可避免地会带来误差,而这种误差一般是不可预知的.假设在声压测量中,实测得到的复声压列向量 $\tilde{\boldsymbol{P}}_m$ 为真实值 \boldsymbol{P}_m 与均值为零、方差为 σ^2 的高斯白噪声 \boldsymbol{n} 之和,那么由(17)式可以得到重建的复声压 $\tilde{p}(\boldsymbol{r}_s)$ 为

$$\begin{aligned} \tilde{p}(\boldsymbol{r}_s) &= B A^{-1} \tilde{\boldsymbol{p}}_m \\ &= B A^{-1} (\boldsymbol{p}_m + \boldsymbol{n}). \end{aligned} \quad (18)$$

于是,由测量误差 \boldsymbol{n} 带来的声压重建误差 $\text{Err}(\boldsymbol{r}_s)$ 为

$$\begin{aligned} \text{Err}(\boldsymbol{r}_s) &= \tilde{p}(\boldsymbol{r}_s) - p(\boldsymbol{r}_s) \\ &= B A^{-1} \boldsymbol{n}. \end{aligned} \quad (19)$$

由(19)式可知,测量误差 \boldsymbol{n} 在转化成为重建误差的过程中,经过两次作用,误差的 2-范数受到两种因素的影响

$$\|\text{Err}(\boldsymbol{r}_s)\|_2 \leq \|B\|_2 \cdot \|A^{-1} \boldsymbol{n}\|_2. \quad (20)$$

在(20)式中,向量 B 反映的是声辐射射问题,表示已知简单源源强计算场中的辐射声场中的物理量,属于正问题比较易于处理.稍后再讨论.重点讨论 A 的逆问题,它是声场重建的关键问题,其物理意义是由空间声场中的测量声压,求解简单源上的源强问题.

首先,对复矩阵 A 做奇异值分解(SVD),可以得到

$$A = U \text{diag}(\Lambda_1, \Lambda_2, \dots, \Lambda_N) W^H, \quad (21)$$

式中

$$\begin{aligned} \Lambda_1 &\geq \Lambda_2 \geq \dots \geq \Lambda_N \geq 0, \\ \boldsymbol{u}_i^H \boldsymbol{u}_j &= \delta_{ij}, \\ \boldsymbol{w}_i^H \boldsymbol{w}_j &= \delta_{ij} \end{aligned} \quad (22)$$

其中 Λ_i 代表奇异值, \boldsymbol{u}_i 和 \boldsymbol{w}_i 分别是左、右奇异矢量, δ_{ij} 为 Kronecker 函数.应用奇异值分解得到的结果(21)式,可以得到

$$A^{-1}n = \sum_i^N \frac{\langle n, u_i \rangle}{\Lambda_i} w_i, \quad (23)$$

式中 $\langle \cdot, \cdot \rangle$ 表示求内积. 由 (23) 式可以得知: 测量误差 n 在波矢量 u_i 上的投影, 再除以相应的奇异值 Λ_i 后得到的值作为波矢量 w_i 的权重系数, 经此种加权和得到 N 行的列向量 $A^{-1}n$. 随着 i 的增大, 奇异值 Λ_i 会越来越小, 对应的权重系数将会变得非常大, 从而使测量随机误差 n 的影响将会放大. 同时, 过大的权重系数对应的波矢量 w_i 也具有高频特点, 必须进行适当的波矢量滤波处理.

测量误差对重建误差的还有一个环节, 即行向量 B 的影响: B 的第 j 列为辐射体表面上的点 r_s 与第 j 个简单源之间的 Green 函数值, 因此只要辐射体表面上的点 r_s 与每一个简单源之间距离不是过小, 那么行向量 B 的 2-范数 $\|B\|_2$ 不会很大, 对重建结果的影响也就很小.

3.2. 正则化滤波处理

由上述分析的全息测量误差与重建误差之间的关系可知, 在求取各个简单源上的源强时应采取适当的滤波技术. 下面将详细讨论该种滤波技术——正则化方法, 以及相应的参数选取原则. 设一个列向量 x

$$x = B^{-1}\tilde{p}(r_s) = A^{-1}\tilde{p}_m, \quad (24)$$

最常用的一种滤波技术是 Tikhonov 正则化方法, 该方法的主要思想是求得方程 (24) 的解 x^λ , 并使得解的残余范数 $\|Ax^\lambda - \tilde{p}_m\|_2$ 和解的范数 $\|x^\lambda\|_2$ 之间的联合加权达到最小, 也就是

$$\begin{aligned} x^\lambda &= \arg \min(\|Ax^\lambda - \tilde{p}_m\|_2 + \lambda^2 \cdot \|x^\lambda\|_2^2) \\ &= \sum_{i=1}^N \frac{\Lambda_i^2}{\Lambda_i^2 + \lambda^2} \cdot \frac{\langle \tilde{p}_m, u_i \rangle}{\Lambda_i} w_i, \end{aligned} \quad (25)$$

式中正则解 x^λ 仅与参数 λ 的选取有关.

从 (25) 式可以看出, 参数 λ 的选取, 在正则化过程中起着非常关键的作用. 若 λ 选取过大时, 正则化后的解基本上仅由奇异值很大的很少几项构成, 得到的解过于平滑而失去大量的高空间频率信息. 而 λ 选取过小时, 正则化后的解又包含了一些奇异值很小的项, 这些项对于测量误差又非常敏感. 参数 λ 选取最常用的方法是 L 曲线法^[21], 其主要思想是: 在对数坐标下, 同时画出正则化后的声压范数

和残余范数, 寻求一点 λ 使振速 x^λ 的范数和残余范数达到平衡. 由得到的正则解 x^λ , 可以得到滤波后的表面声压 $p^\lambda(r_s)$

$$p^\lambda(r_s) = Bx^\lambda. \quad (26)$$

4. 实验验证

实验是在半消声室中进行的, 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 2 所示. 实验所采用的基本设备为: 声源的尺寸为 $32 \text{ cm} \times 14 \text{ cm} \times 15.2 \text{ cm}$ 的音箱、信号采集器、信号调理器、传声器等等. 全息面的大小为 $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ 的面, 距离音箱声源面 20 cm, 测量间隔沿水平方向 (x 轴方向) 和竖直方向 (y 轴方向) 均为 5 cm, 同时以音箱纸盆的中心向音箱背面移动 7 cm 的地方作为直角坐标系的原点. 信号发生设备产生主频为 400 Hz 的信号, 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.

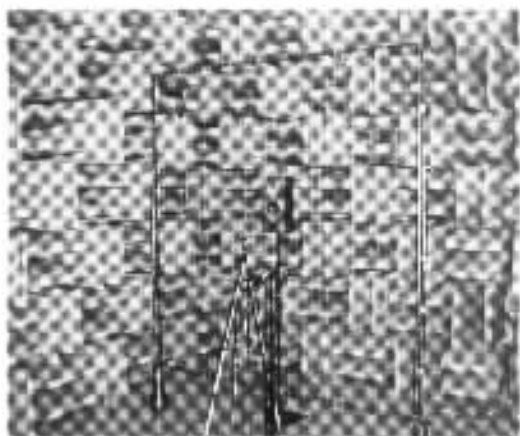


图2 声全息测量系统在半消声室中的照片

设参考传声器采集的时域声压为 $p_r(t)$, 扫描传声器采集的时域声压为 $p_h(t)$. 为获得全息面上的复声压, 本实验采用参考传声器互谱法获取全息面上各点的声压相位 $\theta(\omega)$, 即

$$\theta(\omega) = \arg \left[\frac{S_{r,h}(\omega)}{S_{r,r}(\omega)} \right], \quad (27)$$

式中 $S_{r,h}(\omega)$ 为参考声压 $p_r(t)$ 与扫描声压 $p_h(t)$ 的互谱, $S_{r,r}(\omega)$ 为参考声压 $p_r(t)$ 的自谱, \arg 表示取相位. 全息面上的声压幅值可以通过扫描声压 $p_h(t)$

的自谱得到,

$$p(\omega) = \sqrt{S_{hh}(\omega)}. \tag{28}$$

由(27)(28)式,经过大量的采集处理后,最终得到全息面上的声压幅值和相位分布(如图3所示).

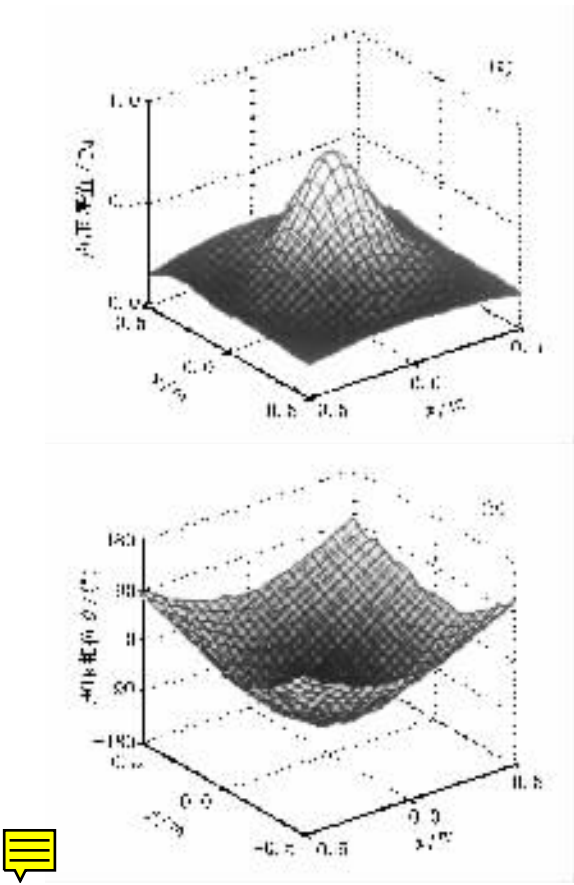


图3 实验数据经处理后得到的全息面上的声压 (a)全息面上的声压幅值分布 (b)全息面上的声压相位分布

本文采取将所有的简单源布置在以直角坐标系的原点为中心,半径为5 cm的球上.以平行于坐标平面(x,y)为纬度方向,62个简单源在该球上沿经度和纬度方向等间隔分布,分布间隔为 30° .由于在太贴近声源面处测量声压受到传声器的散射影响较大,并没有测量声源面上的声压,而是测量距离全息面10 cm处以纸盆为中心共25个节点上的声压,其幅值大小如图4中的实线所示.在上述节点外全息面上的声压幅值大小如图4中的虚点线所示,其明显小于更靠近声源处的声压.通过直接利用(17)式不经滤波处理,计算得到的声压结果如图4中的“+”号所示.重建和实测结果相比,重建结果放大了1个数量级,且是杂乱无章的,这正是测量误差中高频成分被放大后造成的结果.根据误差分析与处理部分的讨论,在求取简单源上的源强时,采用Tikhonov正

则化方法滤波.滤波后再利用(26)式求得上述实测节点上的声压幅值,计算结果如图4中的圆圈符号所示.将25个点上的重建与测量值之间的误差求和,除以所有点的实测值之和,可以得到相对误差为:滤波前误差为730.69%,滤波后降为4.56%.

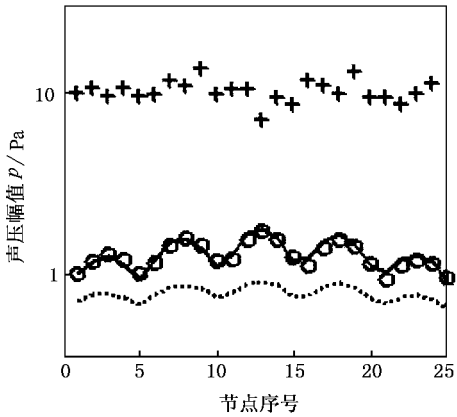


图4 滤波前、后重建声压幅值与实测值的比较
+++滤波前,ooo滤波后,——实测值,-----全息值

波叠加方法和边界元方法一样可以对任意表面形状的声源辐射的声场进行全息分析重建,这是它们优于空间声场变换方法的地方.利用(15)式可以重建表面上的振速和矢量等物理量,其中声强是表征声场中能量流向关系的物理量,常被用来进行声源的识别.波叠加方法重建靠近声源面10 cm处的两个平面上的声强,重建声强的法向等值图和切向矢量图,如图5所示.图5(a)(b)分别为平行于全息面正面上的法向声强等值图和二维的切向声强矢量图.从图5(a)可以清楚地辨别出声源所在的位置,以及各点向外辐射的声能量大小.从图5(b)可以看出:在该面上各点的声能大小和流向关系,同时也可以辨别出声能的来源,并辨别声源的位置在坐标平面(x,y)的中心附近,与实际摆放的纸盆位置是重合的.波叠加方法的声全息技术,不仅可以重建与全息面平行面上的声场,对于任意声场中任意点的声场都是可以的.重建音箱10 cm外左侧面上的三维声强矢量结果如图5(c)和(d)所示.图5(c)为该面上的法向声强等值图,法向声强的最大值在纸盆中心正前方处,而不是在坐标原点附近,这也是符合实际情况的.同时,图5(d)为该平面上的二维切向声强矢量,表示该侧面上声能的流向和大小,并形象地表示出声能的主要源处.从图5(c)和(d),还可以清楚地发现,音箱体对声辐射的影响,音箱体后的声辐射能力很弱,流向也受到了一定的干扰.

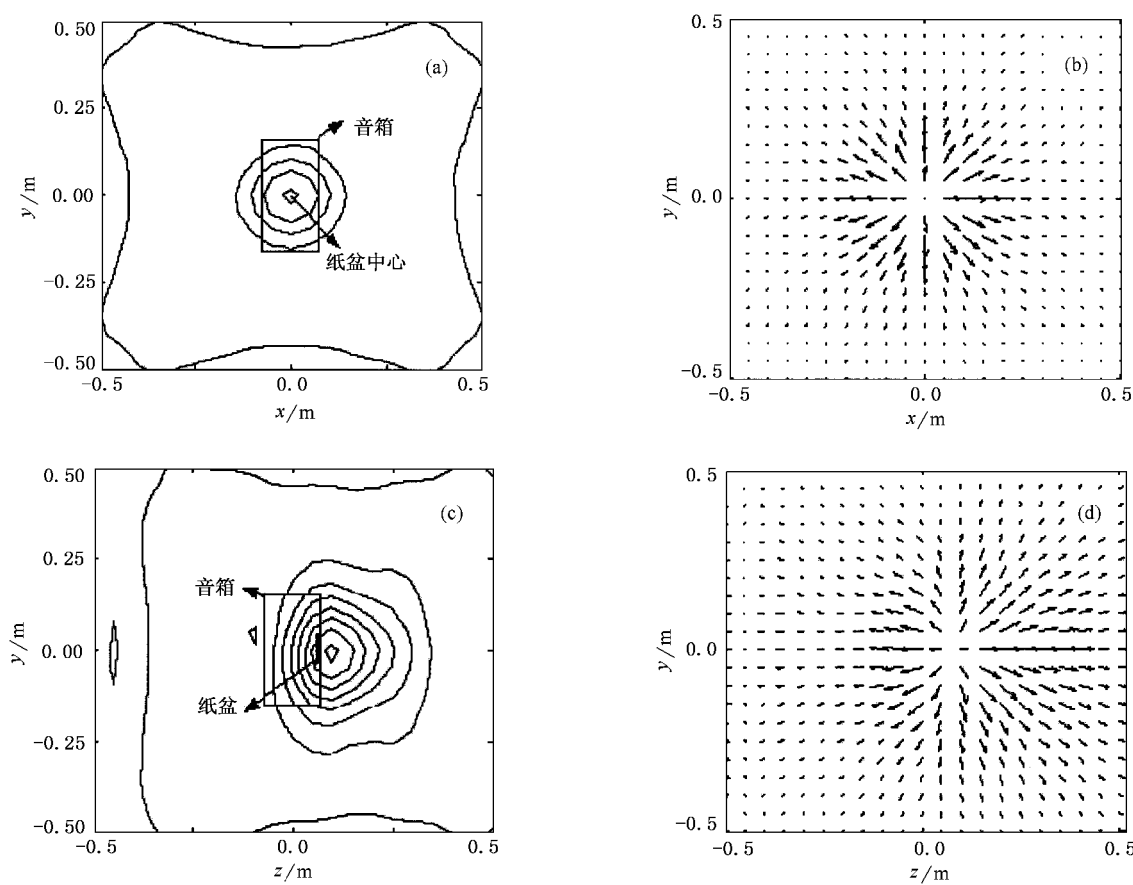


图5 采用波叠加方法的声全息重建靠近声源处的三维声强 (a)正面上重建的法向声强等值图 (b)正面上重建的二维切向声强分布 , (c)侧面上重建的法向声强等值图 (d)侧面上重建的二维切向声强分布



5. 结 论

由空间声场中二维声压的测量进行高分辨率的三维声场重建是近场声全息技术所要解决的核心问题. 本文利用波叠加积分公式和简单源替代方法, 建立了基于波叠加方法的近场声全息技术理论. 由于逆问题的不适定性, 也就是很小的测量误差都可能会造成重建结果的彻底失败, 本文详细分析了全息测量误差与重建误差之间的关系后发现: 利用全息声压匹配每个简单源上的源强时需采用 Tikhonov 正则化方法进行了滤波处理, 同时这些简单源与表面上将要重建的节点不能太靠近.

在理论分析的基础上, 本文作了相应的实验验证工作. 通过扫描传声器的自谱法和参考传声器互谱法分别获得全息面上的声压幅值和相位. 利用获得的有限全息面的声压, 经正则化滤波后重建更靠

近声源处平行面上的声压幅值. 这与实际测量的结果相符. 利用提出的声全息技术重建平行和垂直于全息面的平面上的结果, 都能正确地识别出声源的位置, 以及这些面上的声能流向和大小关系. 利用一个离声源面较远距离处若干点上的声压测量, 可以获得丰富的声场信息, 这正是近场声全息技术的魅力所在. 利用得到的结果可以进行声辐射分析, 这对声源的识别和控制具有积极的意义.

和基于边界元方法的声全息一样, 提出的新型声全息技术可以对任意形状的声源进行辐射分析. 但与基于边界元方法的声全息相比, 该技术既不要对辐射体表面上的声学 and 位置参量进行离散插值, 也不要进行奇异积分的处理, 而是通过叠加置于辐射体内部的若干简单源产生的声场来拟合辐射体产生的声场. 因此, 提出的声全息技术在原理上很容易理解, 在计算机上实现起来也非常方便, 比较有利于在工程中推广应用.

- [1] You Y X , Miao G P 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2038 (in Chinese)
[尤云祥、缪国平 2002 物理学报 **51** 2038]
- [2] You Y X *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1103 (in Chinese) [尤云祥等 2001 物理学报 **50** 1103]
- [3] You Y X , Miao G P 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 270 (in Chinese)
[尤云祥、缪国平 2002 物理学报 **51** 270]
- [4] Williams E G , Maynard J D 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 554
- [5] Williams E G *et al* 1980 *J. Acoust. Soc. Am.* **68** 340
- [6] Maynard J D , Williams E G , Lee Y 1985 *J. Acoust. Soc. Am.* **78** 1395
- [7] Veronesi W A , Maynard J D 1987 *J. Acoust. Soc. Am.* **81** 1307
- [8] Loyau T , Pascal J C 1988 *J. Acoust. Soc. Am.* **84** 1744
- [9] Mann III J A , Pascal J C 1992 *Nois. Con. Eng. J.* **39** 3
- [10] Nam K U , Kim Y H 1999 *J. Acoust. Soc. Am.* **106** 1655
- [11] Saijyou K , Yoshikawa S 2001 *J. Acoust. Soc. Am.* **110** 2007
- [12] Kwon H S , Kim Y H 1995 *J. Acoust. Soc. Am.* **98** 2104
- [13] Veronesi W A , Maynard J D 1989 *J. Acoust. Soc. Am.* **85** 1307
- [14] Gardner B K , Berhar R J 1988 *Trans. ASME , J. Vib. Aoust. Reliab. Des.* **110** 84
- [15] Kim G T , Lee B T 1990 *J. Sound. Vib.* **136** 245
- [16] Bai M R 1992 *J. Acoust. Soc. Am.* **92** 533
- [17] Kim B K , Ih J G 1996 *J. Acoust. Soc. Am.* **100** 3003
- [18] Kim B K , Ih J G 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **107** 3289
- [19] Koopmann G H , Song L , Fahline J 1989 *J. Acoust. Soc. Am.* **86** 2433
- [20] Song L , Koopmann G H , Fahline J 1991 *J. Acoust. Soc. Am.* **89** 2625
- [21] Hansen P C 1992 *SIAM Rev.* **34** 561

Investigation on holographic reconstruction of sound field using wave superposition approach *

Yu Fei Chen Xin-Zhao Li Wei-Bing Chen Jian

(Dynamic Measuring Center , Hefei University of Technology , Hefei 230009 , China)

(Received 27 October 2003 ; revised manuscript received 30 November 2003)

Abstract

Near-field acoustic holography (NAH) based on wave superposition approach (WSA) is proposed and applied to radiation analysis of sound sources with arbitrarily shaped surface . In problem of calculating acoustic radiation , boundary element method (BEM) is realized by discretizing acoustic and position variables on the boundary surface , while WSA is accomplished by superposing wave fields generated by simple sources interior to the radiator . Therefore , there are no problems such as parameters interpolation , singular integration etc . in WSA-based acoustic holography , which are inherent to BEM-based NAH . The principle of WSA-based acoustic holography is easier to understand , and it is more amiable to implement on the computer . The results of the experiment show that satisfactory precision has been obtained in the reconstruction of sound field using WSA-based acoustic holography .

Keywords : acoustic holography , inverse problem , wave superposition approach , regularization method

PACC : 4320 , 4363

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.50275044) and the Key Program of the Ministry of Education of China (Grant No.02126) .