

基于正交球面波源边界点法的声学灵敏度分析*

张永斌 毕传兴 陈剑 陈心昭

(合肥工业大学噪声振动工程研究所 合肥 230009)

摘要: 提出采用正交球面波源边界点法作为声学灵敏度算法, 计算空间任意点的声学量关于设计变量的灵敏度, 克服基于边界元的声灵敏度分析中所固有的各阶奇异积分和非唯一性问题, 降低数值处理难度和工作量。提出近场声全息与声学灵敏度的组合分析方法, 利用声全息重建出表面法向振速及其导数, 然后再进行灵敏度分析, 解决表面声学量获取困难的问题。数值仿真的结果充分证明该声学灵敏度分析方法的正确性和可行性。

关键词: 声灵敏度 边界点 球面波 近场声全息

中图分类号: TB532 TB533+.2

0 前言

随着科学技术的不断发展和人们对自身生存环境的日益关注, 噪声的大小已成为评价产品性能优劣的一项重要指标。噪声控制与产品的声学优化设计在工程领域也日益受到重视, 在汽车、航空航天、潜艇等领域有着广泛的需求。

解决产品噪声辐射问题的根本途径是主动控制噪声源的声辐射, 而通过对声源表面参数(几何参数, 物理属性)进行优化, 使噪声辐射达到最小是控制噪声源声辐射的一种重要方法。但如何对产品结构几何参数和材料的物理属性进行修改, 以达到预期的噪声水平, 是需要研究的一个关键问题。进行低噪声设计仅仅以依靠经验是远远不够的, 也不可靠, 必须对辐射体进行量化的声学设计灵敏度分析, 所谓设计灵敏度指的是: 因辐射体的物理或几何参数变化而引起的空间声场中的声学量的变化率, 它为设计提供了优化方向和量化依据。

现有的声灵敏度计算方法主要是基于有限元和边界元法, 如 KANE 等^[1]提出的两维形状设计灵敏度, 是采用两维的等参单元曲线求解 Helmholtz 方程, 再对数值方程中的形状变量作微分得到。KOO 等^[2-3]提出了基于边界积分方程的声形状灵敏度, 采用对积分方程两边求导的方式, 获得解析的灵敏度计算公式, 相对于有限差分法具有更高的精度, 同时文中包含一维传播波及其导数的恒等式来正则化复杂形状物体的声灵敏计算过程。NAM 等^[4]提出了结构—声学耦合灵敏度分析, 用频率响应分析来获得结构的动力学行为, 用边界元方法计算声场。还

有的耦合分析采用有限元计算结构灵敏度, 采用边界元计算声灵敏度^[5]。

然而不论是边界积分方程法还是边界元法, 在声灵敏度计算过程中, 不可避免地要处理边界积分中的各阶奇异积分; 同时还要对设计参数求导, 使得奇异积分的处理更加困难, 不利于应用于工程实际。本文提出采用正交球面波源边界点法^[6-7]作为声学灵敏度计算方法, 从而避开了边界元法中系数矩阵的直接计算和具体插值, 也不用数值求积和处理奇异积分, 降低了数值处理难度和工作量; 并且文中将声灵敏度分析与近场声全息联系起来, 使声灵敏度分析的实现过程变得更加容易。对几个典型声源的数值仿真验证了上述方法的可行性和正确性。

1 正交球面波源边界点法

对于在理想介质中由微小扰动形成的时谐声场, 其在无限域中引起的外部声辐射问题可以由边界 Helmholtz 积分方程的离散形式描述为

$$A_s p_s = B_s v_{ns} \quad (1)$$

$$p(r) = G_v(r) v_{ns} \quad (2)$$

$$v(r) = H_v(r) v_{ns} \quad (3)$$

式中

p_s —— 振源表面复声压列矢量

v_{ns} —— 振源表面法向振速列矢量

$p(r), v(r)$ —— 空间声场中点 r 处的声压和振速

A_s, B_s —— 系数矩阵

$G_v(r), H_v(r)$ —— 传递矩阵

在用边界元法求解上述问题时, $A_s, B_s, G_v(r), H_v(r)$ 等矩阵须进行数值积分等繁复的求解过程, 同时还伴随着奇异积分、非唯一性问题, 尤其是奇异积分的处理尤其困难, 从而限制了边界元的

* 国家自然科学基金(10504006, 50575063)和安徽省自然科学基金(050440107)资助项目。20060227 收到初稿, 20060920 收到修改稿

发展。

当采用分布源边界点法求解上述问题时，对应的表面法向振速与表面声压之间的传递矩阵 $\mathbf{A}_s^{-1}\mathbf{B}_s$ ，表面法向振速与声场中任意点 r 处的声压之间的传递矩阵 $\mathbf{G}_v(r)$ 以及表面法向振速与声场中任意点 r 处的振速之间的传递矩阵 $\mathbf{H}_v(r)$ ，可以通过 N 个特解源构造的表面法向振速特解矩阵 \mathbf{v}_{ns}^* 和表面声压特解矩阵 \mathbf{p}_s^* 以及场点 r 处的 N 阶声压特解行矢量 $\mathbf{p}_f^*(r)$ 和 N 阶表面法向振速特解行矢量 $\mathbf{v}_f^*(r)$ 间接获取得到，避免了传递矩阵的计算，很好地解决了边界元的瓶颈问题。

该方法的关键就是特解源位置的选取，位置选取不当会造成矩阵矢量的线性相关，使得矩阵奇异，引起很大误差。而在用常规的点源、面源或体源作为特解源时，一般的选取方法是让特解源位于振动体边界结点背离分析域一定距离处，这个距离只能根据经验公式选取，使得实际求解过程具有局限性，而且由于特解源位置与声源的表面参数有关，会使得下面灵敏度的分析更加复杂。

但是如果选取不同阶次的正交球面波源作为特解源，由于其自身的正交性，就不需要刻意寻找特解源在实际振源内部的位置，而只需在实际振源内部任意找一点即可，不但克服了局限性，也使得灵敏度的分析更加容易。

正交球面波源是由不同阶次的球面谐波函数和第一类球汉克尔函数构成，其声压和振速的具体表达式为

$$\mathbf{p}_{mn}^*(r, \theta, \phi, \omega) = h_n^{(1)}(kr) Y_n^m(\theta, \phi) \quad (4)$$

$$\mathbf{v}_{mn}^*(r, \theta, \phi, \omega) = -\frac{1}{i\omega\rho} \frac{dh_n^{(1)}(kr)}{dr} Y_n^m(\theta, \phi) \quad (5)$$

式中， r 为球面波源所处位置与声场中任意点之间的距离， θ 为 r 与 z 轴正方向之间的夹角， ϕ 为 r 与 x 轴正方向之间沿逆时针方向的夹角； $h_n^{(1)}(kr)$ 为第一类球面汉克尔函数； $Y_n^m(\theta, \phi)$ 为不同阶次的球面谐波函数，它决定了声压在不同角度的辐射属性，其表达式为

$$Y_n^m(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{(2n+1)(n-m)!}{4\pi(n+m)!}} P_n^m(\cos\theta) \exp(im\phi) \quad (6)$$

式中， m 和 n 为球面谐波函数的阶数， $n=0, \dots, \infty$ ， $m=-n, \dots, n$ ； $P_n^m(\cos\theta)$ 为连带勒让德函数。

基于正交球面波源边界点法的表面声压特解矩阵 \mathbf{p}_s^* ，表面法向振速特解矩阵 \mathbf{v}_{ns}^* ，任意场点 r 处的声压特解行矢量 $\mathbf{p}_f^*(r)$ 和表面法向振速特解行矢

量 $\mathbf{v}_f^*(r)$ 可以构造为以下形式

$$\mathbf{v}_f^*(r) = [v_1^*(r) \quad v_2^*(r) \quad \dots \quad v_J^*(r)] \quad (7)$$

$$\mathbf{p}_f^*(r) = [\psi_1^*(r) \quad \psi_2^*(r) \quad \dots \quad \psi_J^*(r)] \quad (8)$$

$$\mathbf{p}_s^* = \begin{bmatrix} \psi_1^*(r_{s1}) & \psi_2^*(r_{s1}) & \dots & \psi_J^*(r_{s1}) \\ \psi_1^*(r_{s2}) & \psi_2^*(r_{s2}) & \dots & \psi_J^*(r_{s2}) \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \psi_1^*(r_{sN}) & \psi_2^*(r_{sN}) & \dots & \psi_J^*(r_{sN}) \end{bmatrix} \quad (9)$$

$$\mathbf{v}_{ns}^* = \begin{bmatrix} v_1^*(r_{s1}) & v_2^*(r_{s1}) & \dots & v_J^*(r_{s1}) \\ v_1^*(r_{s2}) & v_2^*(r_{s2}) & \dots & v_J^*(r_{s2}) \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ v_1^*(r_{sN}) & v_2^*(r_{sN}) & \dots & v_J^*(r_{sN}) \end{bmatrix} \quad (10)$$

式中， $\psi_j^*(r_{si})$ 表示第 j 阶正交球面波源声压 \mathbf{p}_{mn}^* 在第 i 个表面结点处的声压， $v_j^*(r_{si})$ 表示质点振速 \mathbf{v}_{mn}^* 在第 i 个表面结点处的表面法向振速分量；其中 $j = n^2 + n + m + 1$ ， n, m 为球面波阶数； $\mathbf{J}(\mathbf{J} \leq N)$ 为所取正交球面波的总阶数，可由双面遍历法确定。

至此，在振源表面法向振速 \mathbf{v}_{ns} 已知的情况下就可求得空间声场中任意点 r 处的声压 $\mathbf{p}(r)$ 和振速 $\mathbf{v}(r)$ ，其表达式如下

$$\mathbf{p}(r) = \mathbf{p}_f^*(r) (\mathbf{v}_{ns}^*)^+ \mathbf{v}_{ns} \quad (11)$$

$$\mathbf{v}(r) = \mathbf{v}_f^*(r) (\mathbf{v}_{ns}^*)^+ \mathbf{v}_{ns} \quad (12)$$

式中 $(\mathbf{v}_{ns}^*)^+ = [(\mathbf{v}_{ns}^*)^H \mathbf{v}_{ns}^*]^{-1} (\mathbf{v}_{ns}^*)^H = \mathbf{W} \mathbf{A}^{-1} \mathbf{U}^H$ ；其中 $\mathbf{A} = \text{diag}(\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n)$ 为对角矩阵， $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_n \geq 0$ 为矩阵 \mathbf{v}_{ns}^* 的奇异值； \mathbf{U} ， \mathbf{W} 列矢量相互正交的酉矩阵；上标“+”和“H”分别为广义逆和厄米特算子。

2 基于正交球面波边界点的声灵敏度

空间声场中任意点的声学灵敏度就是指该点的声学量(声压，振速，声强等)对相关的形状设计变量 h 的导数，设计变量 h 只与真实声源表面上的声学参量与位置参量有关。

要求得声场中任意点的声灵敏度就需知道该点的声压和振速，即要先解决声辐射问题。现在最常用的求解声辐射的方法是边界元法，但是基于边界元的声灵敏度计算中同样继承了边界元的非唯一性、奇异积分等问题，特别是奇异积分的处理本来就非常困难，在求灵敏度时还要求导，就会出现更高阶次的奇异积分，处理过程更加繁琐且计算量庞大。

但是基于正交球面波边界点法的声灵敏度计算方法很好地解决了这些问题，从式(11)、(12)的表达

式中可以看出, $\mathbf{p}_f^*(r)$ 、 $\mathbf{v}_f^*(r)$ 为正交球面波特解源在场点 r 处的特解行矢量, 由于正交球面波的正交性, 其位置为声源内部任意的一点, 与声源无关, 所以 $\mathbf{p}_f^*(r)$ 、 $\mathbf{v}_f^*(r)$ 与声源表面的参量无关, 而矩阵 \mathbf{v}_{ns}^* 与表面振速 \mathbf{v}_{ns} 都与声源表面相关。其中 \mathbf{v}_{ns}^* 为特解源产生的振速, 有理论公式, 可以求出导数的理论值, 所以任意点 r 的声压及振速灵敏度公式可以通过对式(12)、(13)两边求导得到

$$\frac{\partial \mathbf{p}(r)}{\partial h} = \frac{\partial}{\partial h} [\mathbf{p}_f^*(r)(\mathbf{v}_{ns}^*)^+ \mathbf{v}_{ns}] = \mathbf{p}_f^*(r) \left[\frac{\partial (\mathbf{v}_{ns}^*)^+}{\partial h} \mathbf{v}_{ns} + (\mathbf{v}_{ns}^*)^+ \frac{\partial \mathbf{v}_{ns}}{\partial h} \right] \quad (13)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}(r)}{\partial h} = \frac{\partial}{\partial h} [\mathbf{v}_f^*(r)(\mathbf{v}_{ns}^*)^+ \mathbf{v}_{ns}] = \mathbf{v}_f^*(r) \left[\frac{\partial (\mathbf{v}_{ns}^*)^+}{\partial h} \mathbf{v}_{ns} + (\mathbf{v}_{ns}^*)^+ \frac{\partial \mathbf{v}_{ns}}{\partial h} \right] \quad (14)$$

而声场中的有功声强可以由声压和振速求得为

$$\mathbf{I}(r) = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{p}(r) \cdot \bar{\mathbf{v}}(r)] \quad (15)$$

所以声强灵敏度为

$$\frac{\partial \mathbf{I}(r)}{\partial h} = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\frac{\partial \mathbf{p}(r)}{\partial h} \bar{\mathbf{v}}(r) + \mathbf{p}(r) \frac{\partial \bar{\mathbf{v}}(r)}{\partial h} \right] \quad (16)$$

式中, $\bar{\mathbf{v}}(r)$ 表示振速的共轭, 由式(13)、(14)和式(16)可以看出在表面法向振速及其导数(即边界条件)已知的情况下, 可以通过该式求得声场中任意一点的声压、振速和声强灵敏度, 计算过程中没有类似其他方法中难以处理的环节, 大大降低了数值处理的难度和工作量。

3 近场声全息在灵敏度计算中的应用

在声灵敏度的求解过程中, 有一个必要条件就是表面法向振速及其导数已知, 但在实际中除一些特殊的声源之外, 声源辐射的理论解一般都是未知的, 所以表面法向振速只能通过振动传感器进行测量, 或者用有限元等方法进行求解, 相应导数的获取就更加困难, 使得该算法还具有一定局限性。

近场声全息(NAH)是一种非常有效的声源重建和声场可视化技术, 它把测量面移到近场(与源面距离为波长的几分之一), 测量结果记录了随距离增加幅值成指数衰减的“倏逝波”成分。在重建过程中, 由于“倏逝波”成分的存在, 分辨率不再受瑞利判据限制, 理论上可达到任意高的重建分辨率。同时近场声全息技术不仅可以重建出声压, 可以重建出振速、声强等矢量, 以及远场指向性等声学信息^[8-9]。

利用 NAH 技术在重建声场中的优势, 可以通过全息面声压直接重建出表面法向振速及其导数, 克服了该算法的局限性。声全息方法有很多, 依然采用基于正交球面波边界点法的近场声全息方法。

首先, 设在声场中的全息面上分布 M 个测量点, M 阶声压列矢量为 \mathbf{p}_h , 则表面振速与全息面上声压之间的关系可以描述为

$$\mathbf{p}_h = \mathbf{G}_{hv} \mathbf{v}_{ns} \quad (17)$$

式中, \mathbf{G}_{hv} 为 $M \times N$ 阶的表面法向振速与全息面之间的传递矩阵。它也可以由全息面上各测点声压特解矩阵 \mathbf{p}_h^* ($M \times J$, 与式(9)类似)和表面法向振速特解矩阵 \mathbf{v}_{ns}^* ($N \times J$)表示出来, 其中特解源及其个数等参数与前一样, 则

$$\mathbf{G}_{hv} = \mathbf{p}_h^* (\mathbf{v}_{ns}^*)^+ \quad (18)$$

在 \mathbf{G}_{hv} 已知的情况下, 由式(17)可以重建出表面法向振速

$$\mathbf{v}_{ns} = \mathbf{G}_{hv}^+ \mathbf{p}_h = [\mathbf{p}_h^* (\mathbf{v}_{ns}^*)^+]^+ \mathbf{p}_h \quad (19)$$

式中 \mathbf{G}_{hv}^+ 、 $(\mathbf{v}_{ns}^*)^+$ 一样通过奇异值分解获得。根据上述过程, 可以得到表面法向振速。

表面法向振速的导数则不能直接重建出来, 因为式(19)中的 \mathbf{p}_h 与源面参数有关, 而且无法求得 $\partial \mathbf{p}_h / \partial h$, 所以直接重建不行, 但是可以用差分来近似求得振速的导数, 即

$$\frac{\partial \mathbf{v}_{ns}}{\partial h} = \frac{\mathbf{v}_{ns}(h + dh) - \mathbf{v}_{ns}(h)}{dh} \quad (20)$$

式中, $\mathbf{v}_{ns}(h)$ 为在设计变量为 h 时(即源面)重建的表面法向振速, $\mathbf{v}_{ns}(h + dh)$ 为在设计变量为 $h + dh$ 时重建的表面法向振速。当 h 为声源表面几何量时, 振速导数重建示意图如图 1 所示。

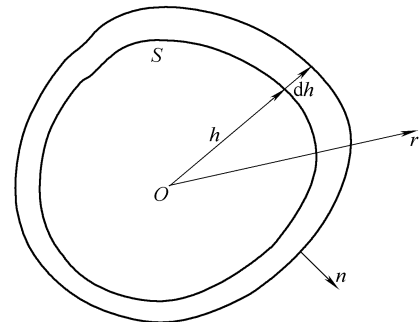


图 1 振速导数重建示意图

从图 1 中可以看出, 此种情况相当于在源面外, 紧邻源面再选一个重建面, 重建出其表面法向振速, 即 $\mathbf{v}_{ns}(h + dh)$ 。当 h 为频率等其他因素时, 可与上面采用相同的处理方法。

由式(19)、(20)及式(13)、(14)、(16)就可以只通过全息面的测量声压得出任意场点 r 处对设计变量

h 的声学灵敏度。

4 数值仿真分析

算例 1: 以振动球的辐射声场为例, 求解外辐射声压关于球半径的声灵敏度。对于半径为 a , 径向表面振速为 $v\cos\theta$ ($\theta=0$ 对应于振动方向) 的振动球, 其到场点 r 处的声压的解析解可以表示为

$$p(r, \theta) = -(v\cos\theta) \frac{j2\pi f \rho a^3 (1 - jkr) \exp[jk(r - a)]}{2(1 - jka) - (ka)^2 r^2} \quad (21)$$

式中 v ——均匀振速

c ——声速

ρ ——空气密度

f ——声源振动频率

以球半径 a 为设计变量对式(22)求导, 可以得到声压灵敏度的解析解

$$\frac{\partial p(r, \theta)}{\partial a} = -(v\cos\theta) \frac{\exp[jk(r - a)]}{r^2} \times \frac{j2\pi f \rho a^2 (1 - jkr)[6 - 6jka - 3(ka)^2 + j(ka)^3]}{[2(1 - jka) - (ka)^2]^2} \quad (22)$$

在分析过程中, 选取的参数为: 振动球表面结点总数为 42, 球源表面结点分布如图 2 所示, 声速为 341 m/s; 空气密度为 1.2 kg/m³; 球源半径为 0.5 m; 均匀振速为 1 m/s; 所有正交球面波特解源都放在原点; 另外, 取全息面为 1 m × 1 m 的平面, 平面上均匀的分布着 16 × 16 个测量点; 全息面的法向为如图 1 所示的 z 轴方向, 其中心与振动球源中心的距离为 $D = 0.6$ m, 由双面遍历法得 $J = 4$ 。

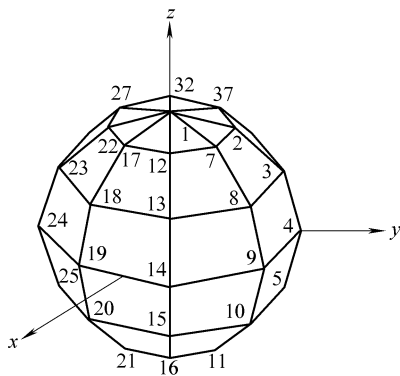


图 2 源表面结点分布图

首先设分析频率为 1 kHz, 分析点选在沿 z 轴方向从 1 m 到 4 m 之间(即从(0, 0, 1)到(0, 0, 4)), 间隔为 0.05 m, 共 61 个点。

设理论灵敏度为 K , 计算灵敏度为 \hat{K} , 则可以把误差定义为

$$\eta = \left(\sqrt{\sum_{i=1}^N |K - \hat{K}|^2} / \sqrt{\sum_{i=1}^N |K|^2} \right) \times 100\% \quad (23)$$

从图 3 可以看出, 按式(13)的计算方法, 用理论的表面法向振速计算得到的声压灵敏度与理论解十分吻合, 误差小于 0.1%, 而利用近场声全息重建的表面法向振速(导数为零)计算得到的声压灵敏度与理论值也非常吻合, 误差也小于 0.1%。计算结果充分说明基于正交球面波源分布源边界点法的近场声全息和声灵敏度算法具有计算精度高、稳定性好的优点。

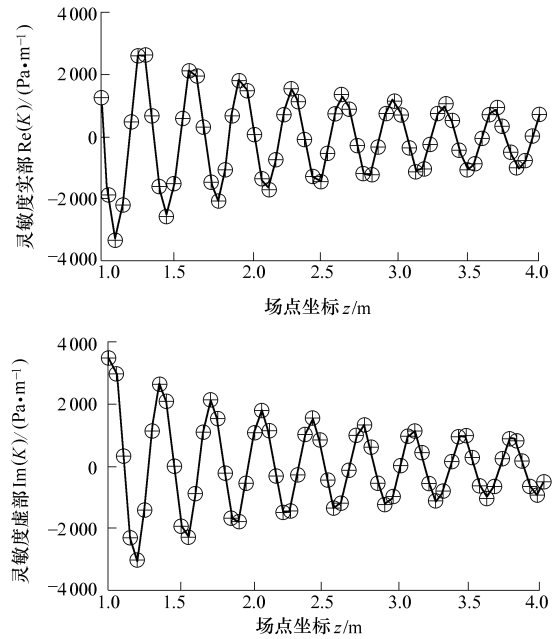


图 3 算例 1 声压灵敏度的计算结果与理论解的比较
○ 理论解 + 计算结果

算例 2: 上面仿真的表面振速与半径 a 无关, 所以不管是重建还是用理论值计算, 其振速的导数都为零, 为验证用差分代替导数的可行性, 将算例 1 进行修改, 取表面法向振速为 $a^2\cos\theta$, 其余条件不变, 完全与算例 1 相同, 则其声压解析解变为

$$p(r, \theta) = -(a^2\cos\theta) \frac{j2\pi f \rho a^3 (1 - jkr) \exp[jk(r - a)]}{2(1 - jka) - (ka)^2 r^2} \quad (24)$$

以半径 a 为设计变量的声压灵敏度的解析解为

$$\frac{\partial p(r, \theta)}{\partial a} = -\cos\theta \frac{\exp[jk(r - a)]}{r^2} \times \frac{j2\pi f \rho a^4 (1 - jkr)[10 - 10jka - (ka)^2 + j(ka)^3]}{[2(1 - jka) - (ka)^2]^2} \quad (25)$$

采用重建的表面法向振速和用差分近似得到的振速的导数进行计算, 结果如图 4 所示, 其中 dh 取

为 1 mm, 可以看出与理论解吻合相当好, 误差为 1.667%。如果取 $dh=0.1$ mm, 则误差减为 0.189%。结果表明, 将声全息引进声灵敏度的计算是可行的, 大大减小了计算难度。

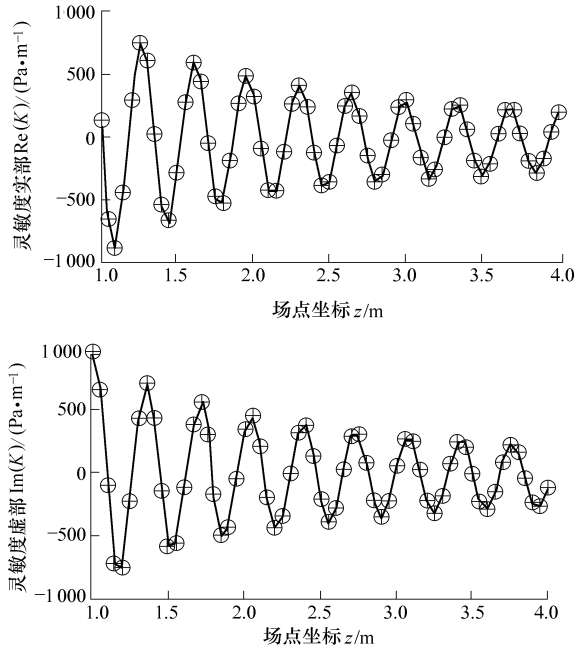


图4 算例2声压关于半径灵敏度的计算值与理论解比较
○ 理论解 + 计算结果

算例3: 以球体上放置一个圆形活塞声源为例, 求其关于速度变化的声压灵敏度。球体半径 $a = 0.5$ m; 活塞在球体上占的极角 $\alpha = 45^\circ$; 振速 $U = 0.01$ m/s; 振动频率为 450 Hz, 则其表面振速表达式为

$$v_{ns} = \begin{cases} U & \theta \in [0, \alpha] \\ 0 & \theta \in (\alpha, \pi] \end{cases} \quad (26)$$

空间任意点声压以无穷级数的形式如下

$$p(r, \theta) = \frac{i\rho c U}{2} \sum_{n=0}^{\infty} [P_{n-1}(\cos\alpha) - P_{n+1}(\cos\alpha)] \times \frac{h_n(kr)}{h'_n(ka)} P_n(\cos\theta) \quad (27)$$

空间任意点的声压关于圆形活塞振速的声灵敏度可以通过对式(25)两边关于设计变量 U 求导得到为

$$\frac{\partial p(r, \theta)}{\partial U} = \frac{i\rho c}{2} \sum_{n=0}^{\infty} [P_{n-1}(\cos\alpha) - P_{n+1}(\cos\alpha)] \times \frac{h_n(kr)}{h'_n(ka)} P_n(\cos\theta) \quad (28)$$

关于声媒质和声音传播速度的所有参数都与算例1相同, 由于声源表面上的振速沿转角 θ 方向有

剧烈跳变, 为了能反映这一跳变, 在图1基础上在 θ 方向上的结点分布间隔减小为 6° , 其他不变, 总共 234 个结点。场点从 $(0, 0, 0.6)$ 到 $(0, 0, 1.5)$ 之间变化, 利用近场声全息直接重建的表面振速及其对 U 的导数算得的灵敏度结果如图5所示, 经过与理论解对比可以发现吻合很好, 其中幅值灵敏度比相位灵敏度的误差稍大一点, 但均不超过 1%。

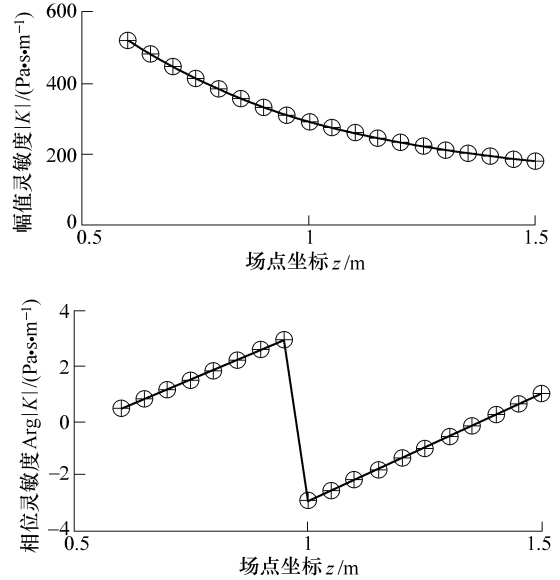


图5 算例3的声压关于振速灵敏度的计算值与理论解比较
○ 理论解 + 计算结果

5 结论

(1) 基于正交球面波源边界点法的声学灵敏度算法可以计算出空间任意点的声学量关于设计变量的灵敏度, 克服了基于边界元的声灵敏度分析中所固有的各阶奇异积分和非唯一性问题, 降低了数值的处理难度和工作量。

(2) 结合近场声全息技术, 采用重建出的表面法向振速及其导数来进行声学灵敏度分析, 只需要在全息面上测量声压, 就能够得到任意场点的声学灵敏度, 大大减小了计算难度。

(3) 仿真分析进一步说明了该灵敏度计算方法的正确性, 可行性及有效性, 还体现出了该方法精度高, 稳定性好等特点。

参 考 文 献

[1] KANE J H, MAO S A. Boundary element formulation for acoustic shape sensitivity analysis [J]. J. Acoust. Soc. Am., 1991, 90(1): 561-573.
[2] KOO B U. Acoustic shape sensitivity analysis using

- boundary integral equation [J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1998, 104 (5): 2 851-2 860.
- [3] KOO B U. Shape design sensitivity of acoustic problem using a boundary element method [J]. *Computers & Structures*, 1997, 65(5): 713-719.
- [4] NAM H K, JUN D. Design sensitivity analysis for sequential structural-acoustic problems [J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2003, 263: 569-591.
- [5] 白杨, 汪洪振. 声学-结构设计灵敏度分析[J]. *振动与冲击*, 2003, 22 (3): 43-45.
- [6] 毕传兴, 陈剑, 陈心昭. 分布源边界点法在声全息重建和预测中的应用[J]. *机械工程学报*, 2003, 39(8): 81-85.
- [7] 毕传兴, 陈心昭, 陈剑, 等. 正交球面波源边界点法及其在声全息中的应用[J]. *科学通报*, 2004, 49(13): 1 322-1 331.
- [8] MAYNARD J D, WILLIAMAS E G, LEE Y. Nearfield acoustic holography I: Theory of generalized holography and development of NAH [J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1985, 78(4): 1 395-1 413.
- [9] VERONESI W A, MAYNARD J D. Nearfield acoustic holography(NAH)II: holographic reconstruction algorithms and computer implementation [J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1987, 81(5): 1 307-1 322.
- [10] WILLIAMAS E G. *Fourier acoustics: Sound radiation and nearfield acoustic holography*[M]. London: Academic Press, 1999.

ACOUSTIC SHAPE SENSITIVITY ANALYSIS BASED ON ORTHOGONAL SPHERICAL WAVE SOURCE BOUNDARY POINT METHOD

ZHANG Yongbin BI Chuanxing CHEN Jian
CHEN Xinzhao

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

Abstract: The orthogonal spherical wave source boundary point is proposed to the acoustic shape sensitivity of any point in an acoustic field. In the method, the problems of the non-uniqueness and singularity caused by using the boundary element method are avoided, and the numerical calculation becomes easier. Furthermore, the nearfield acoustic holography is used to reconstruct the surface normal velocity and its difference on the source surface in the acoustic shape sensitivity analysis, which avoids the straightforward calculation of those acoustic qualities. The numerical simulations on some typical sources validate the feasibility and correctness of the proposed method.

Key words: Acoustic shape sensitivity Boundary point

Spherical wave Nearfield acoustic holography

作者简介: 张永斌, 男, 1982 年出生, 博士研究生。主要从事噪声与振动控制方面的研究。

E-mail: zybmy1997@163.com