

# 声场分离技术及其在近场声全息中的应用\*

于 飞† 陈 剑 李卫兵 陈心昭

(合肥工业大学动态测试中心,合肥 230009)  
(2003 年 8 月 4 日收到,2004 年 5 月 24 日收到修改稿)

提出空间声场分离技术,突破了近场声全息(NAH)的应用局限.它们的局限在于全息面一侧的声场必须是自由声场,即要求所有的声源必须位于另一侧.利用波数域内的波场外推理论及声压的标量叠加原理,建立起声场分离技术的双全息面实现方法.利用波数域内的 Euler 公式及粒子振速的矢量叠加原理,建立起该技术的单全息面实现方法.该技术的一个突出优点是在具有背景噪声的全息测量情况下,可以消除背景噪声对全息变换结果的影响.理论的推导表明该技术方法的正确性,而仿真算例和实验则显示该技术的可行性和有效性.

关键词:声全息,波数域,声场分离,背景噪声

PACC:4320,4363

## 1. 引 言

关于声学逆问题的研究近来非常活跃,一类是利用测得的散射场信息进行物形反演<sup>[1-3]</sup>,另一类利用测得的二维声压信息重建三维空间声场<sup>[4-22]</sup>.近场声全息技术的诞生,打破了传统全息技术成像分辨率的波长限制,可以精确地识别噪声源和可视化空间声场<sup>[4-7]</sup>.通过记录二维全息面上的声压数据来重建整个三维空间内的声压场、粒子振速矢量场及声强矢量场,全息技术的这一优良特性受到众多研究人员的关注.

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(BAHIM),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<sup>[8,9]</sup>.为了使声全息技术能够应用于重建任意形状物体的表面振速、声压等物理量,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关系<sup>[10-15]</sup>.这种声全息技术被称作为基于边界元法(BEM)的声全息,其本身也存在着一些不可避免的缺点,如表面积分方程中奇异积分的处理、解的非唯一性的处理等问题.同时全息重建的实体对象必须是封闭的实体,需要在

声场中布置大量的测量点,虽然通过迭代的方法可以进行测量点的优化选取<sup>[14,15]</sup>,但这种过程也是非常耗时的.最近 Wu 等提出了 Helmholtz 方程最小二乘法的声全息技术,该技术通过将辐射声压在一系列基函数上展开,展开系数由假设解和实际测量的声压相匹配确定,采用最小二乘法来最小化此过程中所引入的误差,并将此方法应用于重建内、外声辐射问题<sup>[16-19]</sup>.同时,还有许多的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研究<sup>[20-22]</sup>.

但在过去的声全息变换技术研究中,全息测量的背景噪声干扰问题一直没有得到很好的解决,由此造成的结果是全息测量只能消声室环境下或将所有的背景干扰移除之后进行,如此就大大限制了其在工程测量中的推广应用.本文从近场声全息原理出发,利用声波不同方向传播的特点,针对平面、柱面全息测量面建立波数域内的声场分离公式.利用声场分离技术分离后的全息声压,重建源面上和声场中的声学参量得到了令人满意的结果.由于分离声场技术是在全息面上进行的,它可以应用于全息面是平面或柱面的各种类型全息技术中.

## 2. 近场声全息原理

在开始讨论声场分离技术之前,首先简单地回

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

† E-mail: yufei6666@sina.com.cn

顾一下平面和柱面声全息技术的原理,由此来定义相关的符号和引出全息重建的基本公式.

### 2.1. 平面声全息技术

由理想流体媒质中小振幅声波的波动方程,可以得到不依赖于时间的时谐声波场的 Helmholtz 方程

$$\nabla^2 p(x, y, z) + k^2 p(x, y, z) = 0, \quad (1)$$

式中  $p(x, y, z)$  为空间点的复声压,是直角坐标  $x, y, z$  的函数; $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$  为声波数, $c$  为声速, $\lambda$  为波长.对于  $z > 0$  的空间为自由声场的情况,即所有声源均位于  $z = 0$  平面以下,由格林公式可以得到方程(1)的解,即任意平面  $z$  (为大于零的常数)上的声压同边界平面  $z = 0$  上的声压、粒子法向振速在波数域内的关系为

$$P(k_x, k_y, z) = P(k_x, k_y) \exp(ik_z z), \quad (2)$$

$$P(k_x, k_y, z) = \rho_0 ck V(k_x, k_y) \exp(ik_z z) / k_z, \quad (3)$$

式中  $\rho_0$  为声介质的密度, $P(k_x, k_y, z)$  和  $P(k_x, k_y)$  为面  $z$  和面  $z = 0$  上声压的二维连续 Fourier 变换,也就是波数域内的声压, $V(k_x, k_y)$  为在源平面  $z = 0$  上波数域内的粒子法向振速.(2)(3)式中的  $k_x$  和  $k_y$  分别对应直角坐标  $x$  和  $y$  的空间频率(也称作波数),而式中的  $k_z$  为

当  $k_x^2 + k_y^2 \leq k^2$  时,

$$k_z = \sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)}. \quad (4)$$

当  $k_x^2 + k_y^2 > k^2$  时,

$$k_z = i\sqrt{(k_x^2 + k_y^2) - k^2}. \quad (5)$$

由(2)(3)式,对于任意的两平面  $z = z_H$  和  $z = z_S$  ( $z_H > z_S > 0$ )可以建立更一般的关系:

$$P(k_x, k_y, z_H) = P(k_x, k_y, z_S) \times \exp[ik_z(z_H - z_S)], \quad (6)$$

$$P(k_x, k_y, z_H) = \rho_0 ck V(k_x, k_y, z_S) \times \exp[ik_z(z_H - z_S)] / k_z. \quad (7)$$

由(6)(7)式可得,若已知  $z = z_S$  平面的声压或微粒法向振速便可以预测出更远处  $z = z_H$  的声压情况,再通过 Euler 公式可以很方便的推出  $z = z_H$  的微粒法向振速,还可以进一步导出二阶声场参量声强及远场的指向性等;同时可得近场声全息重建的基本公式

$$P(k_x, k_y, z_S) = P(k_x, k_y, z_H) \exp[-ik_z(z_H - z_S)], \quad (8)$$

$$V(k_x, k_y, z_S)$$

$$= k_z P(k_x, k_y, z_H) \exp[-ik_z(z_H - z_S)] / \rho_0 ck. \quad (9)$$

若已知  $z = z_H$  (全息面)的声压数据也可以反演更近表面  $z = z_S$  (重建面)的声压、粒子法向振速等参量.

### 2.2. 柱面声全息技术

对于方程(1),令  $x = r \cos \theta, y = r \sin \theta$ ,可以将直角坐标系转换为柱面坐标系.在柱面坐标下采用分离变量法求解方程(1),设方程解的形式为

$$p(r, \theta, z) = p_r(r) p_\theta(\theta) p_z(z), \quad (10)$$

将(3)式代入柱面坐标下的 Helmholtz 方程可以得到

$$\frac{1}{p_r} \frac{d^2 p_r}{dr^2} + \frac{1}{r p_r} \frac{dp_r}{dr} + \frac{1}{r^2 p_\theta} \frac{d^2 p_\theta}{d\theta^2} + \frac{1}{p_z} \frac{dp_z}{dz} + k^2 = 0, \quad (11)$$

由于含有  $p_z$  的项仅与坐标  $z$  有关,故可设该项等于常数  $-k_z^2$ ,结果如下所示:

$$\frac{1}{p_z} \frac{dp_z}{dz} + k_z^2 = 0. \quad (12)$$

同理,也可以将仅与角度  $\theta$  有关的项表示为

$$\frac{1}{p_\theta} \frac{dp_\theta}{d\theta} + n^2 = 0, \quad (13)$$

若将(12)和(13)式代入(11)式,(11)式可以重新记为

$$\frac{d^2 p_r}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dp_r}{dr} + \left(k_r^2 - \frac{n^2}{r^2}\right) p_r = 0. \quad (14)$$

当  $k_z^2 \leq k^2$  时,

$$k_r = \sqrt{k^2 - k_z^2}, \quad (15)$$

当  $k_z^2 > k^2$  时,

$$k_r = i\sqrt{k_z^2 - k^2}. \quad (16)$$

通过以上分析得到的(12)和(13)式均为二阶的常微分方程,在  $k_r$  取值为(15)式时,(14)式为 Bessel 方程,在  $k_r$  取值为(16)式时,(14)式为修正的 Bessel 方程.由方程(12)-(14)可以解出方程(11)的通解为

$$p(r, \theta, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{in\theta} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} [D_n^{(1)}(k_z) H_n^{(1)}(k_r, r) e^{ik_z z} + D_n^{(2)}(k_z) H_n^{(2)}(k_r, r) e^{ik_z z}] dk_z, \quad (17)$$

式中  $H_n^{(1)}, H_n^{(2)}$  分别表示  $n$  阶的第一类和第二类 Hankel 函数,并分别对应向外发散传播的声波和向内收敛的声波.

若将 Fourier 级数也看作为广义的 Fourier 变换,

那么  $D_n^{(1)}(k_z)H_n^{(1)}(k_r, r) + D_n^{(2)}(k_z)H_n^{(2)}(k_r, r)$  可看作是  $p(r, \theta, z)$  的二维 Fourier 变换. 对于外辐射问题, 则柱面  $r = r_s$  上的声压和粒子径向振速同柱面  $r = r_H$  ( $r_s < r_H$ ) 上声压之间的关系可以表示为

$$P_n(k_z, r_s) = \frac{H_n^{(1)}(k_r, r_s)}{H_n^{(1)}(k_r, r_H)} P_n(k_z, r_H), \quad (18)$$

$$V_n(k_z, r_s) = \frac{k_r}{i\rho_0 ck} \frac{H_n^{(1)'}(k_r, r_s)}{H_n^{(1)}(k_r, r_H)} P_n(k_z, r_H), \quad (19)$$

式中上标“'”表示求导数. (18) 和 (19) 式便为柱面声全息重建外辐射问题的基本公式. 对于内辐射问题, 只需将 (18) 和 (19) 式中的上标 (1) 换成 (2) 便可以用来重建内辐射问题了.

### 3. 声场分离技术原理

#### 3.1. 平面分离声场

##### 3.1.1. 双平面全息实现方法

图 1 表明全息面与声源面之间的空间位置关系: 共有两个声源面和两个全息面, 其中全息面 1 与坐标平面  $z = 0$  重合, 其余三个面均与该面平行. 两个声源面上的声源可以是真正的平面声源或是点声源, 也可以是虚构的声源.  $Z_{h1}, D_h, Z_{h2}$  用来表示各平面之间的距离.

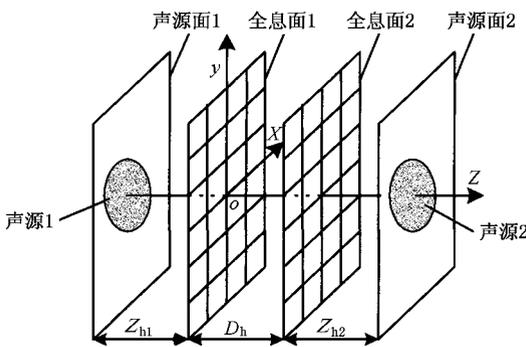


图 1 双平面分离声场方法的测量示意图

全息面 1 上的任意点  $(x_1, y_1)$  的复声压记为  $p_1(x_1, y_1)$ ; 声源面 1 上的声源在该点引起的声压记为  $p_{11}(x_1, y_1)$ ; 声源面 2 上的声源在该点引起的声压记为  $p_{21}(x_1, y_1)$ . 因为声压为标量, 所以可以得到

$$p_1(x_1, y_1) = p_{11}(x_1, y_1) + p_{21}(x_1, y_1). \quad (19)$$

同样, 对于全息面 2 上点  $(x_2, y_2)$  的复声压  $p_2(x_2, y_2)$  也表示为两源面上声源在该面上产生的声压之和

$$p_2(x_2, y_2) = p_{12}(x_2, y_2) + p_{22}(x_2, y_2) \quad (20)$$

其中  $p_{12}(x_2, y_2), p_{22}(x_2, y_2)$  为源面 1, 2 上的声源在该点引起的复声压.

对 (19) (20) 式两边分别取二维的连续 Fourier 变换, 可依波数域内各个声压之间的关系:

$$P_1(k_x, k_y) = P_{11}(k_x, k_y) + P_{21}(k_x, k_y), \quad (21)$$

$$P_2(k_x, k_y) = P_{12}(k_x, k_y) + P_{22}(k_x, k_y), \quad (22)$$

由波场的外推理论, 在波数域内, 一个平面上的声压可以由另一个平面上的声压很容易地获得, 其公式也就是 (6) 式. 由此, 可以得到两源面上声源在两全息面上产生的声压在波数域的关系为

$$P_{12}(k_x, k_y) = P_{11}(k_x, k_y) \exp(ik_z D_h), \quad (23)$$

$$P_{21}(k_x, k_y) = P_{22}(k_x, k_y) \exp(ik_z D_h). \quad (24)$$

将关系式 (24) (23) 分别代入 (21) (22) 式, 可以得到

$$P_1(k_x, k_y) = P_{11}(k_x, k_y) + P_{22}(k_x, k_y) \exp(ik_z D_h), \quad (25)$$

$$P_2(k_x, k_y) = P_{11}(k_x, k_y) \exp(ik_z D_h) + P_{22}(k_x, k_y). \quad (26)$$

将 (26) 式两边同乘上因子  $e^{ik_z D_h}$  再减去 (25) 式, 可解出源面 1 上声源单独作用在全息面 1 上的声压  $P_{11}$ ,

$$P_{11} = [P_1(k_x, k_y) - P_2(k_x, k_y) \exp(ik_z D_h)] / (1 - \exp(ik_z \times 2 \times D_h)), \quad (27)$$

由波场的外推理论, 便得到了在波数域内的双平面全息声场分离公式. 对 (27) 式取二维 Fourier 逆变换, 得到分离后的空间域内的复声压. 对于近场声全息, 可以将波数域的声压直接代入 (8) (9) 式来重建源面 (或重建面) 上的声压和粒子振速等声学参量.

##### 3.1.2. 单平面全息实现方法

全息面与声源面之间的空间位置关系如图 2 所示, 共有两个声源面和一个全息面, 其中全息面与坐标平面  $z = 0$  重合, 全息面与声源面 1, 以及声源面 2 之间的距离分别为  $Z_{h1}, Z_{h2}$ .

全息面上的任意点  $(x, y)$  的复声压记为  $p(x, y)$ ; 声源面 1 上的声源在该点引起的声压记为  $p_1(x, y)$ ; 声源面 2 上的声源在该点引起的声压记为  $p_2(x, y)$ . 因为声压为标量, 所以可以得到

$$p(x, y) = p_1(x, y) + p_2(x, y). \quad (28)$$

点  $(x, y)$  的粒子法向振速记为  $v(x, y)$ , 声源面 1

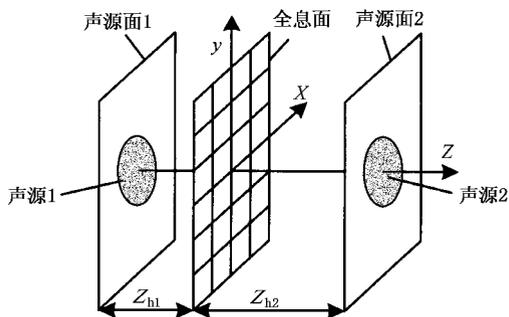


图2 单平面分离声场方法的测量示意图

上的声源在该点引起的微粒法向振速  $v_1(x, y)$  和声源面 2 上的声源引起的微粒法向振速  $v_2(x, y)$  之间的方向相反, 故可以设  $v(x, y)$  和  $v_1(x, y)$  的方向为正, 则可以得到

$$v(x, y) = v_1(x, y) - v_2(x, y). \quad (29)$$

对 (28) (29) 式两边分别取二维连续 Fourier 变换, 可以得到波数域内该全息平面上的各声压和各法向振速之间的关系

$$P(k_x, k_y) = P_1(k_x, k_y) + P_2(k_x, k_y), \quad (30)$$

$$V(k_x, k_y) = V_1(k_x, k_y) - V_2(k_x, k_y). \quad (31)$$

波数域内的 Euler 公式, 可以通过对时间域内的 Euler 公式作变换得到, 即要先对时间作 Fourier 变换得到频域内的 Euler 公式, 再对它作空间平面  $(x, y)$  的二维连续 Fourier 变换. 该公式也可以由 (6) (7) 式联立求解得到, 即可以在波数域内建立单一侧声源在全息面上引起的声压和粒子法向振速之间关系

$$V_1(k_x, k_y) = P_1(k_x, k_y) k_z / \rho_0 c k, \quad (32)$$

$$V_2(k_x, k_y) = P_2(k_x, k_y) k_z / \rho_0 c k. \quad (33)$$

将 (33) (32) 式分别代入 (30) (31) 式, 可以解得源面 1 上的声源在全息面上单独产生的声压为

$$P_1(k_x, k_y) = \frac{1}{2} [ (P(k_x, k_y) + V(k_x, k_y) \rho_0 c k / k_z) ], \quad (34)$$

该式为波数域内的单平面全息声场分离公式.

### 3.2. 柱全息面分离声场原理

#### 3.2.1. 双柱面全息实现方法

图 3 表明了双柱面全息分离声场方法中两全息面同两个声源之间的关系, 其中全息面 1 和 2 的半径分别为  $r_1, r_2$ . 声源 S1 在全息面 1 内, 声源 S2 在全息面 2 外, 同时坐标轴  $z$  垂直面  $(x, y)$  向外. 与双平面全息分离声场方法的原理类似, 全息面 1 上总的复声压为  $p_1(r_1, \theta_1)$ , 可以表示为

$$p_1(r_1, \theta_1) = p_{11}(r_1, \theta_1) + p_{21}(r_1, \theta_1), \quad (35)$$

式中由声源 S1 引起的声压为  $p_{11}(r_1, \theta_1)$ , 声源 S2 引起的声压为  $p_{21}(r_1, \theta_1)$ .

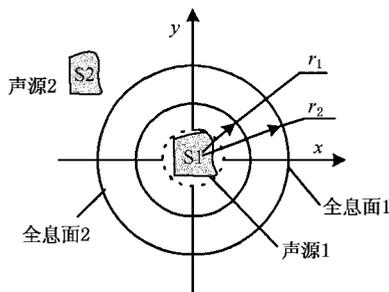


图3 双柱面分离声场方法的测量示意图

对 (35) 式两端做二维 Fourier 变换, 可以得到

$$P_{1n}(k_z, r_1) = P_{11n}(k_z, r_1) + P_{21a}(k_z, r_1) \quad (36)$$

同理对全息柱面 2, 也可以得到

$$P_{2n}(k_z, r_2) = P_{12n}(k_z, r_1) + P_{22n}(k_z, r_1). \quad (37)$$

由柱面声全息原理中的不同全息面之间声波在波数域之间的关系, 可以得到

$$P_{11n}(k_z, r_1) = \frac{H_n^{(1)}(k_r r_1)}{H_n^{(1)}(k_r r_2)} P_{12n}(k_z, r_2), \quad (38)$$

$$P_{21n}(k_z, r_1) = \frac{H_n^{(2)}(k_r r_1)}{H_n^{(2)}(k_r r_2)} P_{22n}(k_z, r_2). \quad (39)$$

联立 (36) — (39) 式可以解得声源 S1 在全息面 1 上产生的声压为

$$P_{11n}(k_z, r_1) = \frac{P_{1n}(k_z, r_1) H_n^{(1)}(k_r r_1) H_n^{(2)}(k_r r_2) - P_{2n}(k_z, r_2) H_n^{(2)}(k_r r_1) H_n^{(1)}(k_r r_1)}{H_n^{(1)}(k_r r_1) H_n^{(2)}(k_r r_2) - H_n^{(1)}(k_r r_2) H_n^{(2)}(k_r r_1)}, \quad (40)$$

该式为双柱面全息声场分离公式.

#### 3.2.2. 单柱面全息实现方法

图 4 表明了单柱面全息分离声场方法中全息面

同两个声源之间的关系, 全息面的半径为  $r$ . 由声压标量和粒子振速矢量的叠加原理, 可以得知全息面上的波数域声压和径向振速可以表示成分别由声源

S1 和 S2 引起的声压和振速之和

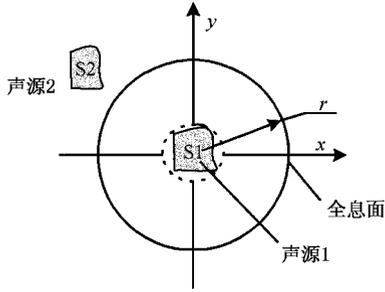


图 4 单柱面分离声场方法的测量示意图

$$P_n(k_z, r) = R_{1n}(k_z, r) + P_{2n}(k_z, r), \quad (41)$$

$$V_n(k_z, r) = V_{1n}(k_z, r) - V_{2n}(k_z, r), \quad (42)$$

由波数域的 Euler 方程,同一柱面上的声压同径向振速之间的关系为

$$P_{1n}(k_z, r) = \frac{i\rho_0 ck H_n^{(1)}(\chi(k_r, r))}{k_r H_n^{(1)\prime}(\chi(k_r, r))} V_{1n}(k_z, r), \quad (43)$$

$$P_{2n}(k_z, r) = \frac{i\rho_0 ck H_n^{(2)}(\chi(k_r, r))}{k_r H_n^{(2)\prime}(\chi(k_r, r))} V_{2n}(k_z, r). \quad (44)$$

将(41)–(44)式联立可以解得声源 S1 在全息面上产生的声压为

$$P_{1n}(k_z, r) = \frac{P_n(k_z, r) H_n^{(1)}(\chi(k_r, r)) H_n^{(2)\prime}(\chi(k_r, r)) + i\rho_0 ck V_n(k_z, r) H_n^{(1)}(\chi(k_r, r)) H_n^{(2)}(\chi(k_r, r)) / k_r}{H_n^{(1)}(\chi(k_r, r)) H_n^{(2)\prime}(\chi(k_r, r)) + H_n^{(2)}(\chi(k_r, r)) H_n^{(1)\prime}(\chi(k_r, r))}, \quad (45)$$

该式为单柱面全息声场分离公式。

### 4. 数值计算与讨论

前面的理论推导,均是建立在无限大全息面上的连续 Fourier 变换基础上的,在理论上和近场声全息的理论推导一样是严谨的.但是在实际的测量中只能在有限大小测量面上的离散点进行,因此声场分离技术的原理还需进一步的检验和验证.下面通过对较为典型的两个数值模拟来说明其可行性和有效性.

**仿真 1** 对脉动球振动的声场模拟,用来验证双柱面全息声场分离技术.在图 3 所示的坐标系中,在点(0.00, -0.15, -0.30)处放置一个半径为 0.03m 的脉动球声源 1,球的振动频率为 400Hz,振动幅值为 1m/s,在点(0.00, -0.40, 0.30)处放置同样的一个脉动球声源 2.全息面 1 的半径  $r_1$  为 0.25m,全息面 2 的半径  $r_2$  为 0.30m.全息面的轴向长度为 2m,采样间隔为 0.05m,周向的采样间隔为  $9^\circ$ .

在全息面 1 和 2 上模拟测量声压数据,利用提出的双柱面分离声场公式(40),分离出声源 1 单独作用在全息面 1 上的声压.将全息柱面上一条母线( $x=0, y=-0.25$ )上的分离后声压同理论值、模拟测量值进行比较,结果如图 5 所示.从该图可以看出:无论是实部或虚部,分离后的声压同声源 1 单独作用产生的理论声压值都非常接近,而直接模拟测量的声压值同理论值之间的差距比较大.

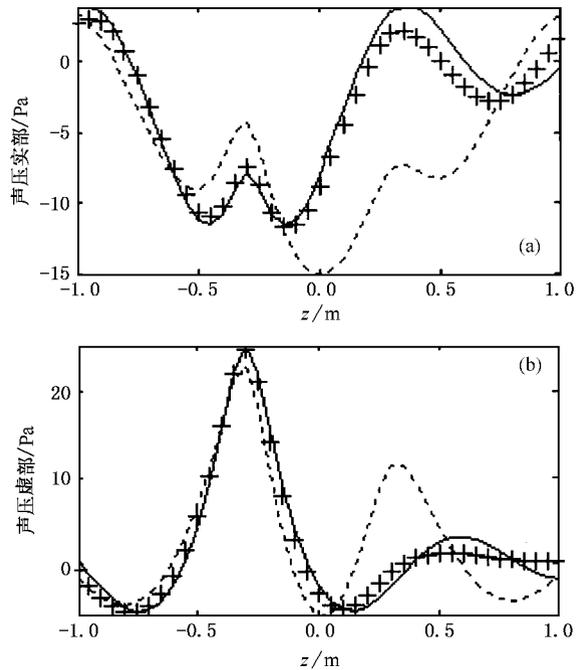


图 5 分离后的声压同理论值、测量值之间的比较 + + + 分离后的声压值,——声源 1 上声源单独作用时的理论值,---在全息面上的模拟测量值

利用柱面声全息技术,由分离后声压重建更靠近声源 1 的柱面上的声压,其幅值分布柱面图展开后如图 6(a)所示,其中重建面的半径为 0.20m.声源 1 在该重建面上产生的理论声压幅值分布图,展开后如图 6(b)所示,而直接采用全息面 1 上的模拟测量声压来重建该面上的声压幅值图,展开后如图 6(c)所示.很容易看出:通过空间声压分离后重建的

结果图 6(a), 去除了背景噪声的影响, 和该面上的理论幅值分布(图 6(b))符合得非常好, 可以很精确地判断出声源的位置和声压幅值的大小, 而直接采用全息面 1 上的模拟测量声压重建的结果(图 6(c))因受到背景干扰的影响, 在点(0.00, -0.20, 0.30)附近重建出一个虚假声源, 在展开图上对应的点也就是坐标  $z = 0.30$ ,  $\theta = -\pi/2$  的位置. 这样由于背景噪声的影响, 就会造成对声源的错误识别, 过去解决此种影响的办法是将背景噪声移去, 或是将被测目标放置在消声室内, 然后再进行测量和全息重建声场以识别噪声源. 这样就严重约束了全息技术在工程实践中的应用, 因为在实际的工业测量中移去所有的声源是不很容易实现的, 而利用消声室测量的办法, 费用是非常昂贵的.

为了更好地比较声压分离后重建声场的效果, 在图 6 的三个子图中抽取最典型的一行作比较, 抽取角度  $\theta = -\pi/2$  的行, 比较结果如图 7 所示. 从该图中可以看出, 在点  $z = -0.3$  附近, 分离声场前、后重建的结果相差不大, 和理论值非常接近; 在坐标  $z$  大于  $-0.15$  的重建点上, 分离前、后重建的结果具有显著的差异, 而分离后重建的结果和理论值比较符合, 误差也非常小.

**仿真 2** 简支板(3,3)阶模态振动产生的声场模拟, 用来验证单平面全息声场分离技术. 在图 2 所示的坐标系中, 在声源面 1 上布置一个长和宽都为 1m 的简支撑薄板声源, 该薄板的中心在  $z$  轴上, 板四周为无限大障板. 设该板的(3,3)模态的共振频率为 200Hz, 振速的最大值为 1m/s. 声源面 1 与全息面之间的距离  $z_{h1} = 0.1\text{m}$ , 全息面的尺寸为  $2\text{m} \times 2\text{m}$ , 采样间隔在  $x$  和  $y$  轴方向上均为 5cm. 在源面 2 上放置同样的薄板声源, 仅振速的最大值为 0.5m/s, 其余条件与源面 1 上的板源均相同. 声源面 2 与全息面之间的距离  $z_{h2} = 0.1\text{m}$ . 两板源的振动方向相反, 并且相位相同, 同以(3,3)模态振动. 在全息面上测量全息数据, 分别直接利用该全息数据重建源面 1 的法向振速和采用分离声场技术分离的声压数据重建法向振速, 并将重建结果同理论值相比较, 重建面上各点的振速重建误差如图 8 所示.

图 8(a) 由于所采用的全息数据为两声源面上的声源引起的声压之和, 故重建结果与理论值之差便为源面 2 上的振速分布情况. 图 8(b) 为采用提出的分离声场技术分离结果重建的误差分布, 从该图可以发现较大的误差主要集中在板声源的边界处,

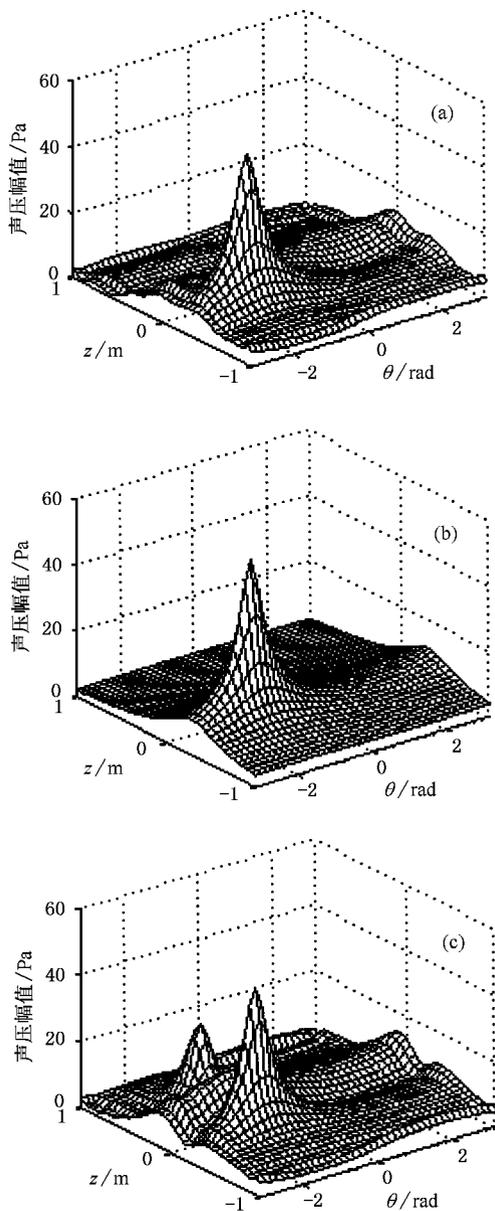


图 6 声场分离前、后重建声压幅值同理论值的比较 (a) 声场分离后重建的声压幅值图 (b) 声源 1 单独作用的理论声压幅值图 (c) 声场分离前重建的声压幅值图

这是由于此处的振速的导数不连续造成的. 如果定义声全息重建总的误差  $E_t$  为

$$E_t = \frac{\sqrt{\sum E_i^2}}{\sqrt{\sum v_i^2}}, \quad (46)$$

式中  $E_i$  为重建面上各点的重建误差;  $v_i$  为重建面上各点法向振速的理论值.

利用这种定义的总误差, 可以计算出直接利用测量数据重建的总误差  $E_t = 49.96\%$ , 利用分离后

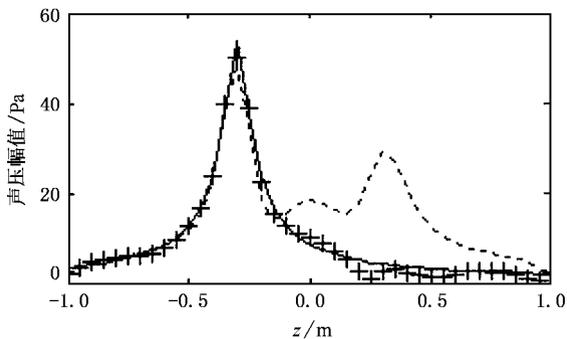


图7 分离前、后的重建声压幅值同理论值的单行比较 + + 分离后的声压重建结果, ——声源1单独作用的理论值, - - - - - 分离前的声压重建结果

### 5. 实验验证

全息测量实验在半消声室中进行,实验室本底噪声小于 16dBA,实验装置在消声室中的实物照片如图 9 所示.两个全息面的大小均为 1.0m × 0.7m 的平面,沿水平方(  $x$  轴)和竖直方向(  $y$  轴)的全息测量间隔均为 5cm.目标声源的音箱纸盆中心坐标为( -0.15m ,0.0m , -0.125m ),干扰音箱的纸盆中心坐标位于( 0.15m ,0.0m ,0.225m ).全息面 1 与坐标平面重合,其中心点为坐标原点,与全息面 2 之间的距离  $D_h$  为 7.5cm.

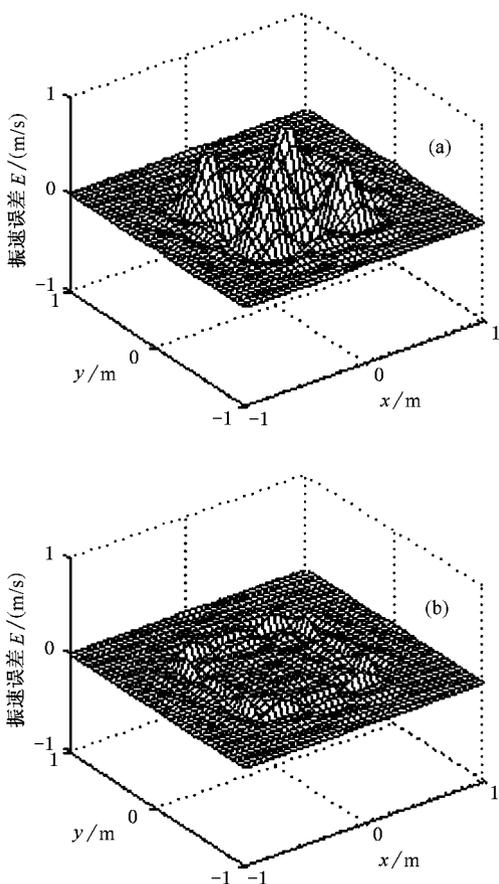


图8 分离声压前、后重建法向振速误差分布图 (a)分离声压前重建结果;(b)分离声压后重建结果

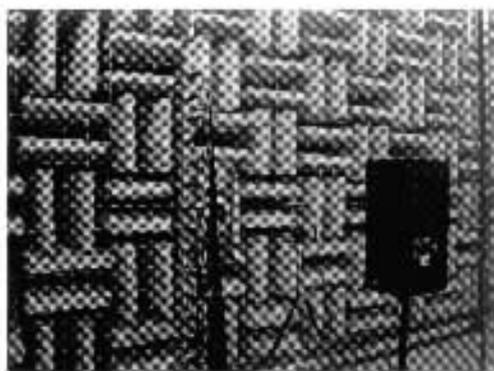


图9 双平全息面分离声场技术实验装置实物图

利用分离后的全息声压重建源面上的有功声强,结果如图 10(b)所示,和直接利用全息面 1 上的带有背景干扰的声压数据重建源面上的有功声强(如图 10(a)所示)相比,图 10(b)很好地去除了背景源对全息重建结果的影响.同时,还可以从图 10(a)发现,较为发散的伪声源位置与干扰声源的位置是相对应的.最后,将背景声源移开后,再测量全息面 1 上的复声压,重建目标声源面 1 上的有功声强结果如图 10(c)所示.比较图 10(b)与(c)可以知道,采用分离声场技术后的全息声压重建声源结果几乎可以达到直接移去背景声源后重建的效果.关于实验参数选取和误差敏感性方面的详细研究将另文介绍.

通过以上两个仿真算例和一个实验,考核了空间声场分离技术在离散化后的可行性和有效性,及其在近场声全息中的应用.以上两例全息面上的声压均为直接测量得到的声压值,当然也可以采用 BAHIM 中通过测量二维切向声强的方式来获得全息面上的复声压<sup>[8,9]</sup>.由于分离声场技术可以分离来自不同方向的声波,因此,在以平面全息面或柱面全

的声压数据重建的总误差  $E_t = 6.36\%$ .其中,直接利用测量数据重建的总误差主要是由声源面 2 上的干扰声源引起的.而利用测量分离后的数据重建总误差主要是来自于 NAH 过程带来的误差.

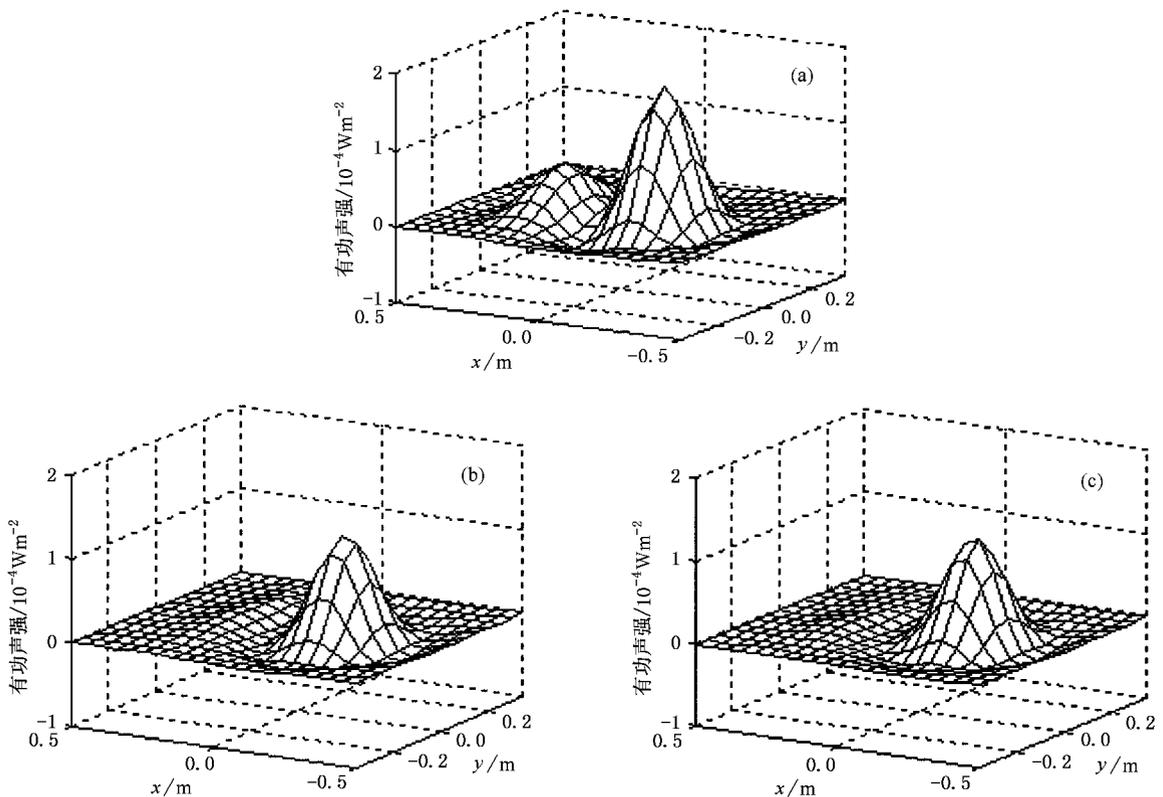


图 10 采用不同方法重建的目标源面有功声强分布比较 (a)未利用分离技术重建的结果;(b)采用分离技术后重建的结果;(c)移去背景干扰后直接重建的结果

息面作为全息测量面的 BEM 或 HELS 声全息技术中,关于背景噪声的处理问题也可以采用本文提出的声场分离技术来实现。

## 6. 结 论

通过理论分析,利用声压标量和粒子振速矢量的叠加原理以及波场的外推和波数域的 Euler 公式,建立了空间声场分离公式.利用该公式可以分离出全息面两侧声源各自在全息面上引起的声压,进而通过分离后的声压来重建声场中的声学参量,就能

够排除另一侧声源带来的干扰。

针对理论推导的公式,进行了仿真模拟和实验验证.结果表明,对在离散化和有限尺寸的全息面上测得的数据来说,声场分离技术依然是可行的、有效的,即便用于较复杂的声场的分析,并和未采用该技术而产生的伪声源情况做出了对比。

本文提出了平、柱全息面的声场分离技术,将 NAH 和 BANIM 的应用范围进一步拓宽.在声全息测量的过程中没有必要再去移除全息面某一侧的声源,这就进一步降低对工业测量的要求,对声全息技术进一步地推向工程实践具有非常积极的意义。

- [1] You Y X, Miao G P 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2038 (in Chinese)  
[ 尤云祥、缪国平 物理学报 2002 **51** 2038 ]
- [2] You Y X *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1103 (in Chinese) [ 尤云祥等 物理学报 2001 **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 and Maynard J D 1980 *Phys. Rev. Letts.* **45** 554
- [5] Williams E G *et al* 1980 *J. Acoust. Soc. Am.* **68** 340

- [6] Maynard J D, Williams E G and Lee Y 1985 *J. Acoust. Soc. Am.* **78** 1395
- [7] Veronesi W A and Maynard J D 1987 *J. Acoust. Soc. Am.* **81** 1307
- [8] Loyau T and Pascal J C 1988 *J. Acoust. Soc. Am.* **84** 1744
- [9] Mann III J A and Pascal J C 1992 *Nois. Con. Eng. J.* **39** 3
- [10] Veronesi W A and Maynard J D 1989 *J. Acoust. Soc. Am.* **85** 1307

- [ 11 ] Gardner B K , Berhar R J 1988 *Trans. ASME , J. Vib. Acoust. Reliab. Des.* **110** 84
- [ 12 ] Kim G T , Lee B T 1990 *J. Sound. Vib.* **136** 245
- [ 13 ] Bai M R 1992 *J. Acoust. Soc. Am.* **92** 533
- [ 14 ] Kim B K , Ih J G 1996 *J. Acoust. Soc. Am.* **100** 3003
- [ 15 ] Kim B K , Ih J G 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **107** 3289
- [ 16 ] Wang Z , Wu S F 1997 *J. Acoust. Soc. Am.* **102** 2020
- [ 17 ] Wu S F 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **107** 2511
- [ 18 ] Rayess N E , Wu S F 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **107** 2955
- [ 19 ] Wu S F , Rayess N E , Zhao X 2001 *J. Acoust. Soc. Am.* **109** 2771
- [ 20 ] Nam K U , Kim Y H 1999 *J. Acoust. Soc. Am.* **106** 1655
- [ 21 ] Saijyou K , Yoshikawa S 2001 *J. Acoust. Soc. Am.* **110** 2007
- [ 22 ] Kwon H S , Kim Y H 1995 *J. Acoust. Soc. Am.* **98** 2104

## Sound field separation technique and its applications in near-field acoustic holography<sup>\*</sup>

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

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

( Received 4 August 2003 ; revised manuscript received 24 May 2004 )

### Abstract

Sound field separation technique has been proposed , which overcomes the limitation on applications of near-field acoustic holography ( NAH ). The limitation is that the sound field on one side of holographic plane must be free , that is to say , all the sound sources must be confined to the other side . Sound field separation technique with double holographic planes has been built according to the wave field extrapolation theorem and the superposition theorem of sound pressure scalar in wave-number domain , and the technique with single holographic planes has also been built according to Euler 's formulation and the vector superposition theorem of particle velocity in wave-number domain . A particular feature of the technique is that the influence of background noise on reconstructed results can be removed while retaining the background noise in the holographic measurements . The derivation of the principle verifies the technique theoretically , and the computer simulations and experiment demonstrate its feasibility and effectiveness .

**Keywords** : acoustic holography , wave-number domain , sound field separation , background noise

**PACC** : 4320 , 4363

<sup>\*</sup> Project supported by National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 50275044 ) and by Key Program of Chinese Ministry of Education ( Grant No. 02126 ).