

凹面相控阵聚焦声场在液固界面上的反射和折射^{*}

张碧星[†] 王文龙

(中国科学院声学研究所, 北京 100080)

(2007 年 10 月 9 日收到, 2007 年 11 月 18 日收到修改稿)

开展了凹面线性相控阵列辐射声场在液固界面上的反射和折射特性研究, 利用射线近似方法, 得到了凹面相控阵聚焦声场在液固界面上反射和折射后的声场渐近解析表达式, 对声波在液固曲面上的反射和折射声场进行了分析和讨论. 利用这个解析表达式, 对凹面线性聚焦声场在液固平界面和液固圆柱界面情况下固体中折射纵波和折射横波的相控阵声场进行了分析和讨论, 发现凹面线阵声场在液固圆柱界面下比液固平界面具有更好的聚焦效果.

关键词: 凹面阵列, 超声相控阵, 反射与折射

PACC: 4320, 4335, 4360

1. 引 言

随着计算机和电子等技术的发展, 超声相控阵探测技术在近几年取得了快速发展和应用^[1-5], 在一些领域相继出现了相对成熟的探测方法和商业仪器, 使超声探测技术在精度和速度上大大提高^[6-9]. 在超声相控阵列上, 人们对平面阵列和凸面阵列的研究相对较多^[1-3, 10-15], 并且关于相控阵聚焦探测的研究主要集中在均匀介质中的相控声场特性上, 主要分析声束宽度、图像分辨率和环境参数之间的关系.

凹面线性相控阵列是一种重要的换能器阵列, 在实际应用中往往会起到很好的探测效果, 如棒材(或管材)质量的在线检测问题, 常规的超声检测方法需要换能器探头或棒材不断地旋转, 而采用凹面的相控阵探头, 通过阵元之间的不同组合使声束快

速地旋转并查扫到各个部位. 目前, 国际上已有利用凹面相控阵列对棒材检测的商业仪器, 主要采取线性查扫和扇形查扫的方式来确定是否存在缺陷, 然而, 关于凹面相控阵棒材探测问题还存在许多基础问题, 对凹面相控阵声场在圆柱形棒材中的聚焦特性缺乏深入的研究.

本文针对实际棒材质量探测问题, 开展了凹面线性相控阵列辐射声场在液固界面上的反射和折射特性研究, 对声波在液固曲面上的反射和折射声场提出了一种可行的快速计算方法.

图 1 为凹面线阵结构的剖面图, 每个阵元均匀地分布在一个凹面结构上, 每个阵元的长度远大于声波波长, 在本文中认为阵元在长度方向上无限延伸, 从而将声场在二维空间中进行研究和处理. 每个阵元为压电晶体, 在电激励下沿厚度方向产生振动, 从而向整个空间辐射声场. 我们首先分析单个阵元的辐射声场在液固平界面上的反射和折射, 并

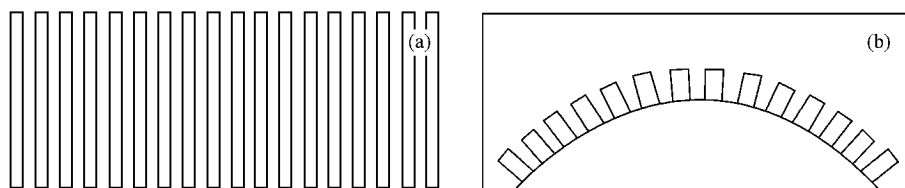


图 1 凹面线阵换能器结构示意图 (a) 底视图; (b) 侧视图

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10774158)资助的课题.

[†] E-mail: zhbxb@mail.ioa.ac.cn

把结果推向多阵元的相控阵列激发以及弯曲的液固界面,最后通过数值模拟对固体中折射声场的聚焦特性进行了分析和讨论.

2. 压电长条的辐射声场

考虑如图 2 所示的压电条形阵元,在 x 方向的宽度为 $2a$,在 y 方向上无穷延伸,该阵元在液体空间中的辐射声压可表为^[16]

$$p(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} p(k_x) e^{i(k_x x + k_z z)} dk_x, \quad (1)$$

其中 $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2}$, $k = \frac{\omega}{c}$, ω 为角频率. 通常假定阵元表面为均匀振动,即在 $z = 0$ 时有边界条件

$$p(x, 0) = \begin{cases} 1, & |x| \leq a, \\ 0, & |x| > a. \end{cases} \quad (2)$$

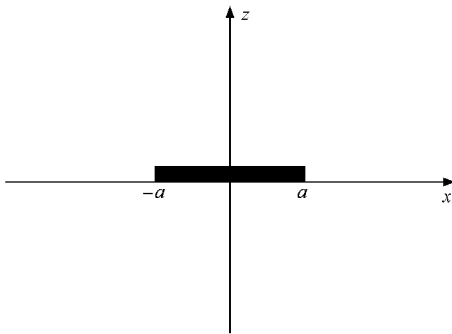


图 2 压电条形阵元在液体中的辐射示意图

利用(1)和(2)式不难得到

$$p(k_x) = \frac{2\sin k_x a}{k_x}, \quad (3)$$

$$p(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2\sin k_x a}{k_x} e^{i(k_x x + k_z z)} dk_x. \quad (4)$$

有时为了方便,令 $k_x = k \sin \theta$,将声压写为下述形式:

$$p(x, z) = \int_{\Gamma} f(\theta) e^{i k(x \sin \theta + z \cos \theta)} d\theta, \quad (5)$$

其中函数 $f(\theta)$ 的意义如下:

$$f(\theta) = \frac{2\sin(ka \sin \theta)}{\sin \theta} \cos \theta, \quad (6)$$

积分路径 Γ 如图 3 所示.

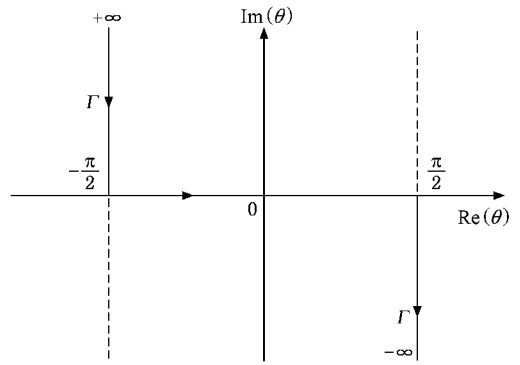


图 3 θ 复平面上的积分路径示意图

3. 压电长条辐射声场在平面上的反射和折射

如图 4 所示, $z = h$ 为液固界面, $z > h$ 为固体空间, $z < h$ 为液体空间, ρ_1 和 ρ_2 分别为液体和固体介质的密度. 矩形长条中心在原点处,并与 x 轴有一夹角为 α ,由上面分析可知,压电条辐射声场在 $x'z'$ 平面中可写为

$$p(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} P(k_{x'}) e^{i(k_{x'} x' + k_z z')} dk_{x'}, \quad (7)$$

由坐标系 xz 和 $x'z'$ 之间的变换关系,上式可进一步表示为

$$p(x, z) = \int_{\Gamma} f(\theta + \alpha) e^{i k(x \sin \theta + z \cos \theta)} d\theta, \quad (8)$$

从而入射场的位移势为

$$\varphi_i = -\frac{1}{\rho_1 \omega^2} p(x, z)$$

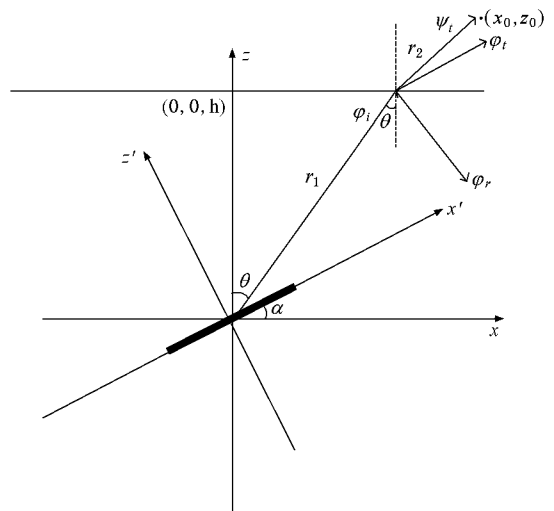


图 4 倾斜长条声场计算示意图

$$= -\frac{1}{\rho\omega^2} \int_{\Gamma} f(\theta + \alpha) e^{ik(x\sin\theta + z\cos\theta)} d\theta, \quad (9)$$

其中 θ 对应于入射到界面上的入射角。

在固体介质中,位移场需引入两个势函数,即纵波势 φ_t 和横波势 ψ_t (没有 SH 场)

$$\mathbf{u} = \nabla\varphi_t + \nabla \times (\psi_t \mathbf{e}_y). \quad (10)$$

根据入射波的形式,我们把液体中的反射波位移势 φ_r , 固体中的折射纵波 φ_t 以及折射横波 ψ_t 写为下述形式:

$$\begin{aligned} \varphi_r &= -\frac{1}{\rho_1\omega^2} \int_{\Gamma} f(\theta + \alpha) e^{ikh\cos\theta} \\ &\quad \times e^{i[kx\sin\theta - (z-h)\cos\theta]} V_{pp}(\theta) d\theta, \\ \varphi_t &= -\frac{1}{\rho_1\omega^2} \int_{\Gamma} f(\theta + \alpha) e^{ikh\cos\theta} \\ &\quad \times e^{[kx\sin\theta + k_p(z-h)\cos\theta]} W_{pp}(\theta) d\theta, \\ \psi_t &= -\frac{1}{\rho_1\omega^2} \int_{\Gamma} f(\theta + \alpha) e^{ikh\cos\theta} \\ &\quad \times e^{[kx\sin\theta + k_s(z-h)\cos\theta]} W_{ps}(\theta) d\theta, \end{aligned} \quad (11)$$

其中 θ_p 和 θ_s 满足下述关系:

$$\begin{aligned} \theta_p &= \cos^{-1}(\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta / k_p^2}), \\ \theta_s &= \cos^{-1}(\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta / k_s^2}), \end{aligned} \quad (12)$$

这里 k , k_p 和 k_s 分别表示液体中纵波波数、固体中纵波波数和横波波数, V_{pp} , W_{pp} 和 W_{ps} 分别为反射系数及纵波和横波透射系数,它们将由边界条件定出。

在液体与固体的分界面 $z = h$ 处,位移和应力法向分量连续以及切向应力为零,即满足边界条件

$$\begin{aligned} u_z^{(1)} &= u_z^{(2)}, \\ \tau_{zz}^{(2)} &= -p^{(1)}, \\ \tau_{zx}^{(2)} &= 0. \end{aligned} \quad (13)$$

其中上标 (1) 和 (2) 分别表示液体介质和固体介质。

由液体和固体介质中声场表达式以及边界条件,可以得到反射系数、纵波折射系数以及横波折射系数

$$\begin{aligned} V_{pp} &= \frac{z_{2p}\cos^2 2\theta_p + z_{2s}\sin^2 2\theta_p - z_{1p}}{z_{2p}\cos^2 2\theta_p + z_{2s}\sin^2 2\theta_p + z_{1p}}, \\ W_{pp} &= \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{2z_{2p}\cos 2\theta_p}{z_{2p}\cos^2 2\theta_p + z_{2s}\sin^2 2\theta_p + z_{1p}}, \\ W_{ps} &= -\frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{2z_{2s}\sin 2\theta_p}{z_{2p}\cos^2 2\theta_p + z_{2s}\sin^2 2\theta_p + z_{1p}}, \end{aligned} \quad (14)$$

其中 $z_{1p} = \rho_1 c / \cos\theta$, $z_{2p} = \rho_2 c_p / \cos\theta_p$, $z_{2s} = \rho_2 c_s / \cos\theta_s$, c , c_p 和 c_s 分别液体声速、固体纵波速度和固

体横波速度。

从 (14) 式可以得到一个重要的结论: V_{pp} , W_{pp} 和 W_{ps} 分别与入射角为 θ 的平面波在液固界面上的反射系数、折射纵波透射系数和折射横波透射系数完全相同,它们与矩形长条的形状及方位倾角 α 无关。

由 (11) 式可以计算出液体和固体介质中任意一点的声场,但这种积分计算并不方便,在实际情况中,如果我们关心的尺度远大于声波波长,则可以采用最陡下降法(又称鞍点法或越过法)^[17] 给出渐近解析表达式,这里我们只给出入射波和折射纵横波在最陡下降法一级近似下的结果:

$$\begin{aligned} \varphi_r &= -\frac{1}{\rho_1\omega^2} \sqrt{\frac{2\pi}{kr_1}} f(\theta + \alpha) e^{(kr_1 + \pi/4)}, \\ \varphi_t &= -\frac{1}{\rho_1\omega^2} \sqrt{\frac{2\pi \tan^2 \theta}{kr_1 \tan^2 \theta + k_p r_p \tan^2 \theta_p}} \\ &\quad \times f(\theta + \alpha) W_{pp}(\theta) e^{(kr_1 + k_p r_p + \pi/4)}, \\ \psi_t &= -\frac{1}{\rho_1\omega^2} \sqrt{\frac{2\pi \tan^2 \theta}{kr_1 \tan^2 \theta + k_s r_s \tan^2 \theta_s}} \\ &\quad \times f(\theta + \alpha) W_{ps}(\theta) e^{(kr_1 + k_s r_s + \pi/4)}, \end{aligned} \quad (15)$$

这是将声波作为几何直线传播的结果, θ , θ_p 和 θ_s 为声波在液固界面上某点处的入射角、纵波折射角和横波折射角并满足 Snell 定律, $\theta + \alpha$ 对应于换能器阵元法线与入射声束的夹角, $f(\theta + \alpha)$ 为入射声波的指向性函数, r_1 , r_p 和 r_s 分别为入射波在液体介质中传播的距离、折射纵波和折射横波在固体中传播的距离。

得到固体中折射纵波和折射横波的渐近表达式后,由方程 (10) 很容易求出固体介质中的位移场,这种方法具有方便快速的特点。

4. 压电长条辐射声场在弯曲界面上的反射和折射

要严格分析和计算声场在弯曲界面上的反射和折射是比较困难的,但是作为一种近似,我们可以把 (15) 式推广到弯曲界面的情形。假定在压电条附近存在一个液固交界面(见图 5),界面为弯曲界面,对于曲面上的任意点 A,压电条的辐射声场到达 A 点的入射角为 θ ,我们由 (12) 式确定折射纵波和折射横波的折射角 θ_p 和 θ_s ,然后再由 (15) 式来计算固体介质中的纵波和横波声场。

图 5 给出的是界面上某点处的折射示意图,当换能器阵元在液体中 S 点发射声波时,固体中将同时存在纵波和横波,对于固体中的某一点,纵波和横波却是来自于界面上不同位置的入射点,当我们计算固体中某点 R 处的纵波(或横波)声场时,首先由 S 和 R 及界面的位置来确定纵波(或横波)在界面上的入射点及相应的入射角,然后再由(15)式计算声场.

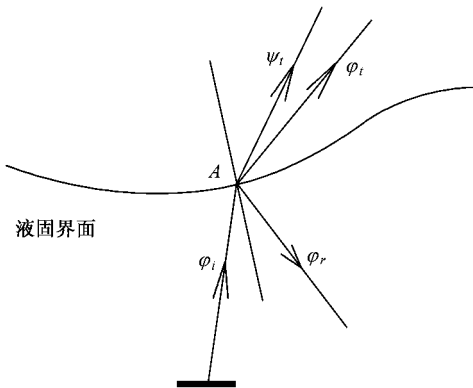


图 5 液固界面上的折射示意图

这种方法是射线近似下的一种假定,具有一定的合理性,但其可靠性和误差等问题还有待深入地研究.在以下数值计算中,我们将这种方法应用到圆柱界面情况.

5. 凹面线性相控阵辐射场在液固界面上的折射

对于凹面线阵,假定共有 N 个阵元,第 j ($j=1, 2, \dots, N$) 个阵元在固体中的纵波(或横波)声场可由(15)式得到,为方便,记为

$$\varphi_j = g_j e^{i\phi_j}, \quad (16)$$

其中 g_j 和 ϕ_j 分别为幅度和相位.当凹面线阵所有阵元以不同的初始相位 ϕ_j^0 进行激励时,则在接收点接收到的声场为

$$\varphi = \sum_{j=1}^N e^{i\phi_j^0} \varphi_j. \quad (17)$$

当凹面线阵和接收点位置确定以后,由几何关系能够简单地计算出声波从阵元到达接收点的相位 ϕ_j ,当凹面线阵各阵元激励时,如果使初始相位满足

$$\phi_j^0 = -\phi_j, \quad (18)$$

那么,各阵元在固体中产生的纵波(或横波)将同相到达接收点,形成聚焦声场.依据这种方法,我们既

可以使纵波声场聚焦在固体中预定的地点,也可以使横波声场聚焦在固体中的预定点.

6. 数值结果

利用上面折射声场的解析表达式及相位控制方式,对固体介质中折射声场的相控阵聚焦声场进行计算和分析.

凹面线阵辐射声场入射在液固界面上时,在固体介质中存在折射纵波和横波,这一节我们利用上面的射线近似法来计算固体介质中的折射声场的分布特性,首先考虑平界面的情况.

图 6 为凹面线阵的辐射声波在平界面上的折射示意图,每个阵元在 y 方向上无限延伸,在 xz 平面内的截面为小矩形,它们均匀地分布在一个凹面架座上,每个阵元在电激励下在 xz 空间内产生声场,对各阵元施以不同的时间延迟将形成不同形式的相控声场.

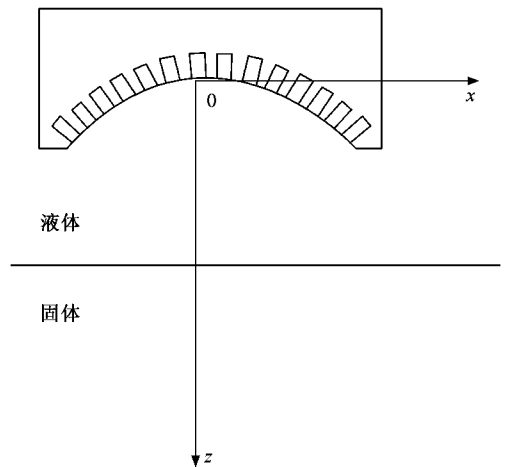


图 6 凹面线阵声场在平界面上的折射示意图

在以下计算中,我们取凹面线阵的曲率半径为 52 mm,共由 128 个阵元,两个阵元之间的中心间距为 0.41 mm.液固界面处在 $z = 30$ mm 处,液体介质为水,固体介质为钢.换能器辐射的声波频率为 3 MHz,因而声波在水中的波长(0.5 mm)大于凹面线阵的阵元间距.我们知道在平面线性相控阵中,为了消除栅瓣的影响,必须使阵元间距小于声波波长,在凹面线阵中我们也遵循了这一规则.

先考虑固体中的纵波聚焦情况,我们将焦点预定在 $(0, 60$ mm) 处,即控制每个阵元的初始相位,使凹面线阵每一阵元的辐射声场在液固界面上产生折

射后的纵波同相到达这点. 我们将凹面线阵中心点 O 和预定焦点用直线连接起来, 这条直线方向称为纵向, 与此垂直的方向称为横向, 下面, 我们来分析

固体中的纵波聚焦声场在焦点附近的纵向分布和横向分布. 图 7 绘出了固体中折射纵波在预定焦点附近的纵向和横向分布.

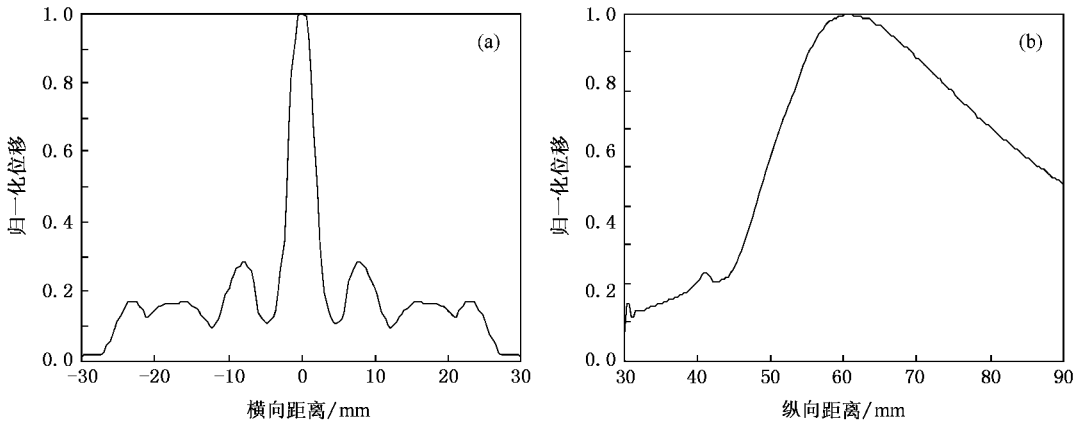


图 7 固体中折射纵波在焦点(0, 60 mm)附近的横向分布(a)和纵向分布(b)图

由图 7 可知, 声场在焦点处的声场由于同相相加幅度最大, 在焦点附近的横向声场分布中存在一个峰值较大的主瓣, 主瓣两侧对称地分布了多个旁瓣, 由于横向上主瓣较窄因而图像分辨率高. 在声场纵向分布中只有一个宽而大的峰值, 在焦点处最大, 说明声场在焦点前后的景深比较长, 这也说明固体中的相控聚焦声场形成了一个细而长的声束, 这些特性和平面线阵时基本类似.

再考虑横波聚焦情况, 我们将焦点预定在 (10 mm, 60 mm) 处, 控制每个阵元的初始相位, 使凹面线阵每一阵元的辐射声场在液固界面上产生折射后的横波同相到达预定焦点. 这时的声场不再关于 z 轴对称, 图 8 给出了空间声场幅度的灰度图. 由图可知, 固体中横波聚焦声场在焦点处同样也形成了一条细长的扫描声束.

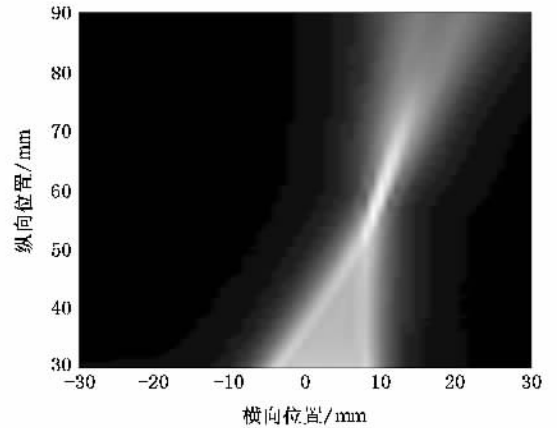


图 8 固体中折射横波的声场分布图(焦点在(0, 60 mm)处)

柱外表的距离为 10 mm, 圆柱固体的半径是 42 mm, 凹面线阵的结构和特性和图 6 中完全相同. 计算中取固体外为水介质, 固体取为钢介质.

以上结果表明, 利用固体中的折射纵波和折射横波都可以形成较好的相控聚焦声场. 然而, 由于折射纵波和折射横波具有不同的指向性分布函数, 当入射角比较小时, 固体中的折射纵波比较强而折射横波比较弱, 这时采用纵波聚焦效果比较好, 如果入射角比较大时, 折射横波的幅度相对较大, 这时宜采用横波来进行相控聚焦. 因此在相控聚焦扫描时, 应根据具体的问题来选择究竟采取纵波还是横波来进行聚焦.

最后, 我们考虑液固界面为圆柱界面的情况, 这种情况在固体圆柱检测中是非常重要的问题, 如图 9 所示, 凹面线阵处在固体圆柱外面, 其中心点离圆

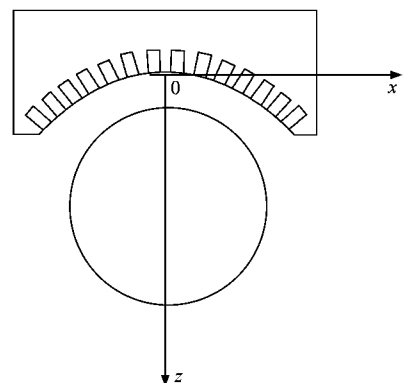


图 9 凹面线阵在弯曲界面的折射示意图

我们同样对圆柱固体中的纵波和横波聚焦情况进行了研究和分析,首先将焦点设置在(0,30 mm)处进行纵波聚焦,图 10 给出了这时焦点附近纵波声场的纵向和横向分布,和平界面时的图 7 作仔细地对比

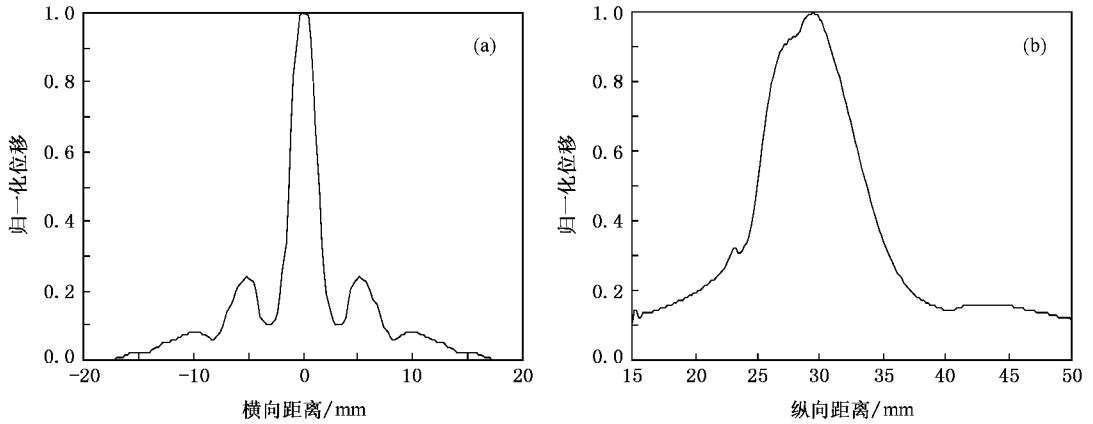


图 10 固体中折射纵波在焦点(0,60 mm)附近的横向分布(a)和纵向分布(b)图

图 11 给出了焦点处在(10 mm,30 mm)时横波聚焦的全空间声场灰度图,聚焦情况和平界面时类似,但聚焦效果也要比平界面时好。

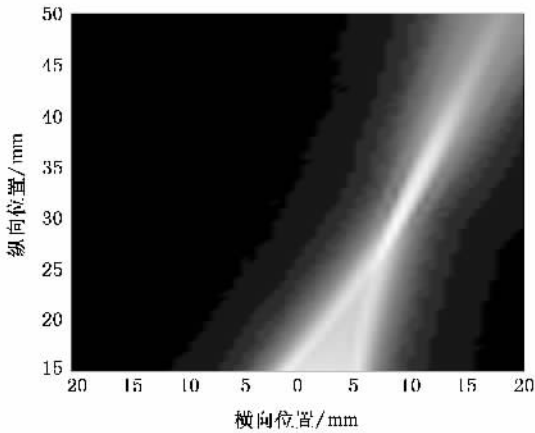


图 11 固体中折射横波的声场分布图(焦点在(10 mm,30 mm)处)

比就会发现,横向分布中的主瓣宽度要比平界面时窄得多,旁瓣数量也较少,对于纵向分布中的声场宽度也要比平界面时窄小得多,这说明在这种情况下纵波聚焦效果比平界面时要好得多。

7. 结 论

本文研究了凹面线性相控阵列辐射声场在液固界面上的反射和折射特性,得到了凹面相控阵聚焦声场在液固界面上反射和折射后的声场渐近解析表达式,在液固平界面和液固圆柱界面情况下数值研究了固体中折射纵波和折射横波的相控阵聚焦声场分布。

利用固体中的折射纵波和折射横波都可以形成较好的相控阵聚焦声场,在焦点附近能形成宽度较窄而景深较长的声束,当入射角比较小时,固体中折射纵波比折射横波强,这时采用纵波聚焦效果比较好,如果入射角比较大,折射横波比折射纵波幅度大,这时宜采用横波来进行相控聚焦。

利用凹面线阵,固体中的相控阵声场在液固圆柱界面下比液固平界面时具有更好的聚焦效果。

该研究为固体圆柱中聚焦声场的深入研究奠定了理论基础。

- [1] Wooh S C , Shi Y J 1998 *Ultrasonics* **36** 736
- [2] Wooh S C , Shi Y J 1999 *Wave Motion* **29** 245
- [3] Lawrence Azar , Wooh S J 1999 *Materials Evaluation* **57** 134
- [4] He Z Q , Zou P 1995 *Chinese Journal of Ultrasound in Medicine* **11** 211 (in Chinese) [何正权、邹平 1995 中国医学超声杂志 **11** 211]
- [5] Lai P X , Zhang B X , Wang C H 2007 *Chinese Journal of Acoustics* **26** 246
- [6] Abittan Eile 2000 *Journal of Nondestructive Testing* **5** (7)
- [7] Zhan X L , Li J 2006 *Chinese Journal of Scientific Instrument* **27** 1247 (in Chinese) [詹湘琳、李健 2006 仪器仪表学报 **27** 1247]
- [8] Zhou Q , Liu F J , Li Z J , Li X D 2002 *Ordnance Material Science and Engineering* **25** 43 (in Chinese) [周琦、刘方军、李志军、李旭东 2002 兵器材料科学与工程 **25** 43]
- [9] Blanquet P , Demd T , Delebarre C *et al* 1996 *Proc. of 14th WCNDT* 2057
- [10] Que K L 2004 *Ph. D. Thesis* (Qinghua University) (in Chinese) [阙开良 2004 博士学位论文(清华大学)]
- [11] Che X H , Qiao W X , Yan X Z 2004 *Well Logging Technology* **28** 108 (in Chinese) [车小花、乔文孝、阎相祯 2004 测井技术 **28** 108]
- [12] Florence D , Jean Y C , Dominique J C *et al* 1996 *IEEE Trans. UFFC* **43** 991
- [13] David R , Gordon 1996 *IEEE Trans. UFFC* **43** 263
- [14] Li J , Rose J L 2002 *IEEE Trans. UFFC* **49** 1720
- [15] Deng F Q , Zhang B X 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 3297
- [16] Miller G F , Pursey H 1954 *Proceedings of the Royal Society of London Series A* **223** 521
- [17] Brekhovskikh L M 1960 *Waves in Layered Media* (Beijing : Science Press) (in Chinese) [布列霍夫斯基赫著 杨训仁译 1960 分层介质中的波(北京:科学出版社)]

Reflection and refraction on the fluid-solid interface of acoustic field excited by a concave phased array^{*}

Zhang Bi-Xing[†] Wang Wen-Long

(Institute of Acoustics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China)

(Received 19 October 2007 ; revised manuscript received 18 November 2007)

Abstract

The reflection and refraction on the fluid-solid interface of the acoustic wave excited by a concave phased array are studied in this paper. The analytical presentations of the refraction and reflection fields of the focused acoustical wave on the fluid-solid interface are obtained for the first times by the ray approximation method. The refraction fields in the solid are analyzed and discussed. The ultrasonic phased fields of the refraction compressional and shear waves in the solid are numerical simulated and investigated by the analytical presentations. It is found that the compressional and shear waves are better focused in the solid with a cylindrical fluid-solid interface than in that with a planar fluid-solid interface.

Keywords : concave array , ultrasonic phased array , reflection and refraction

PACC : 4320 , 4335 , 4360

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10774158).

[†] E-mail : zhbix@mail.ioa.ac.cn