

曲面超声换能器近声场指向性研究

简平, 苏晶, 刘玉荣, 姚若河

(华南理工大学 电子与信息学院, 广东 广州 510640)

摘要:通过结合物理声学原理推导出曲面结构及其等效动态相控阵列超声换能器所形成的近声场分布, 并利用数学软件对超声近场声压进行近似数值仿真。通过分析比较各声场指向性的仿真结果表明, 在给定的工作频率和介质条件下, 相比于平面结构, 二维半圆球壳的曲面压电晶片或等效相控阵元阵列结构的超声换能器在近声场可实现高强度聚焦, 同时近声场焦点处的横向/纵向分辨率都达到最佳, 旁瓣/栅瓣抑制也达到最大。最后给出了在曲面阵列优化设计方面一些有价值的规律。

关键词:近声场; 声场指向性; 横向/纵向分辨率; 曲面超声换能器

中图分类号:TP552 **文献标识码:**A

Research on Near Field Directivity of Curved-Surface Ultrasonic Transducer

JIAN Ping, SU Jing, LIU Yurong, YAO Ruohe

(The School of Electronic & Information Engineering, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China)

Abstract: The near acoustic field, forming by the ultrasonic transducer of curved-surface structure and the equivalent dynamic phased array structure, was developed by the physical acoustics principle. Meanwhile the numeral simulation about the ultrasonic near field acoustic pressure could be obtained by the means of the mathematics software. With the given operating frequency and material properties, comparing the ultrasonic transducer of the plane structure, the ultrasonic waves excited by two-dimensional half sphere shell surface piezoelectric wafer or equivalent phased array could strongly focus in the near-acoustic-field with highest lateral/vertical resolution and strongest side-lobe/grating-lobe suppression according to the simulation results of acoustic field directivity. Finally some valuable techniques about the curved-surface array optimization design were given.

Key words: near acoustic field; sound field directivity; lateral/vertical resolution; curved-surface ultrasonic transducer

0 引言

近年来, 压电超声换能技术已广泛应用于无损探伤及成像检测等工业和医疗领域^[1]。超声探头的重要技术指标及成像的关键技术之一——声场波束指向性一直是换能器设计人员的研究重点^[2], 其优劣性能决定超声波的传播方向和能量集中程度, 影响探测的分辨率和灵敏度。目前广泛应用的平面活塞式换能器, 其单频连续波声轴线上的近声场能量很强, 但由于声波在近场形成复杂的干涉而使声压幅度在轴向分布起伏变化, 声束无法聚焦, 所以不能对缺陷进行准确的定量^[3], 因而成为超声诊断中的死区而无法被利用, 这就给超声检测带来了许多困难, 并严重影响了超声诊断的正确性, 因此目前仍主要利用平面或曲率较低的曲面压电晶片对超声声压及强度较平稳的远场区进行探伤^[3-4]。但远场区声

束扩散无法形成很陡的焦距^[4]和尖锐的指向角, 而导致超声诊断仪的横向分辨率难以提高; 虽然可通过采用更高超声频率进行改善, 但其近声场距离反而越长, 同时其衰减系数也越大。因此必须进一步加大超声探头的发射强度来保证远场区具有足够的能量密度, 从而确保高频超声探测的清晰度和准确性, 但这却不利于实现高频换能器的低功率化及高集成度; 另外如果要对浅薄区域的探测, 就必须外加合适厚度的试块以调整换能器的聚焦范围落在待检测区^[5], 这严重影响探伤操作的灵活性和精确度。

为了可以充分利用能量密度较高的近声场区实现超声探测, 本文应用物理声学方法, 对曲面阵列及其等效的动态相控聚焦阵列所激发超声波的近声场强分布进行理论推导及数值/图形仿真, 并讨论了曲

收稿日期: 2013-02-19

作者简介: 简平(1981-), 男, 广东南海人, 硕士生, 主要从事薄膜超声换能器的设计与研究工作。E-mail: robinson_scut@sina.com。刘玉荣(1968-), 男, 江西吉安人, 博士, 教授, 研究生导师, 主要从事新型薄膜材料与器件的研究。E-mail: phlyr@scut.edu.cn。

面参数、超声波频率及传导介质属性对压电阵元阵列的近声场指向性的影响,这对采用超声波近声场来实现高空间分辨率的工业探伤成像或高强度聚焦的超声热疗技术^[6]都具有重要的实用意义。

1 平面连续波声源的近声场(菲涅耳区)

平面片状压电晶片(波源)发出的连续超声波,整个波源可看作是由许多发射声波的子波源组成,这些子波源作同相位同振幅振动,各自发出球面子波,并互相叠加产生干涉^[5]。由于在波源传输距离($z < N$,其中近声场距离 $N \approx R^2/4\lambda$)较短的近场菲涅耳区域内,子波间具有明显的波程差(相比于远声场(弗琅荷费区)),使子波干涉不能忽略,则主声轴 z 上的声场强度为

$$P(z) = 2P_0 \sin \left[\frac{\pi}{\lambda} (\sqrt{R^2 + z^2} - z) \right] \quad (1)$$

式中: R 为压电晶片的半径; P_0 为归一化声场强度; λ 为超声波长。

根据式(1)^[5]可知,波源附近的轴线上声压上、下起伏变化(不考虑声波随传播距离而产生的声压衰减),超声频率越高,距波源越近处,声压极大、极小值的点越密,如图1(a)所示,对应的声场平面的声压分布如图1(b)所示。

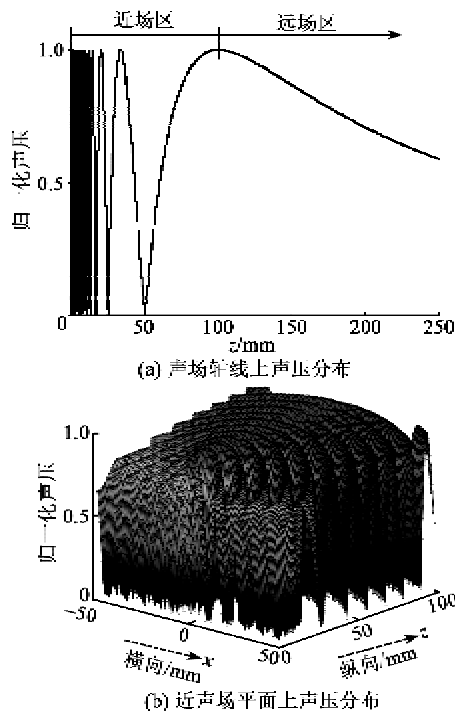


图1 平面源连续波声压场(归一化)

相对于超声远场(弗琅荷费区)轴线上的声压随

距离增加单调减少,由于近场区域存在声压极大、极小值,处于声压极大值处的较小缺陷可能回波较高;而处于声压极小值处的较大缺陷可能回波较低,这样就可能引起误判,因此平面压电超声源的近场区很难对缺陷进行准确的定量^[5]。另外超声波近声场的长度与波长成反比,与波源面积成正比。超声频率越低,波源面积越小,超声场的近场区长度相对就越短,从而可实现近距离缺陷的探测。但根据半扩散角公式 $\theta_{50} = \arcsin[1.22\lambda/(2R)]$ 可知,频率过低,晶片面积越小,波束指向性越差^[7],能量越分散,从而降低了检测灵敏度和分辨率;另外晶片面积越小,超声场的能量密度越低,从而导致信噪比下降不利于探伤。

2 曲面/相控阵的声场指向性

根据超声近场内各子波间相互叠加而产生强烈干涉现象以及波传播的惠更斯原理,通过采用薄球壳面或柔性薄膜曲面的压电晶片^[4](见图2),或动态相控阵聚焦声束,可提高超声近场指向性。通过改变曲面晶片的曲率或控制阵列换能器中各个阵元激励脉冲的延时时间,改变由各阵元发射(或接收)声波到达物体某点时的相位关系,使激发出的超声波在曲面焦点处同相叠加,若尺寸满足某种限制,聚焦会十分强烈并可实现能量的聚合与高分辨率成像。

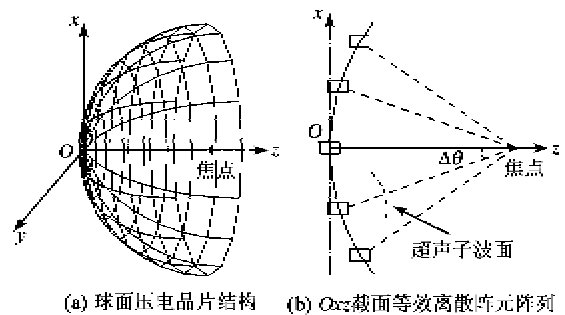


图2 球面聚焦换能器结构图

2.1 球面聚焦超声场声压(理想的均匀介质条件下)

通过将球面换能器分割成无限多个小压电晶面元,而每个小面元可看作为一个点源,辐射出一个半球波,球面上的点源辐射到观察点的声波振幅相等(假定最大振幅足够小,可忽略非线性传播及各种衰

减), 相位亦相同, 声场中某一点的声压是这些无数个波叠加的结果, 并根据惠更斯原理用积分方法求得总声压^[2]为

$$P = \iint_S j \frac{k D_0 c_0}{2\pi R(x, y, z)} \mu_A(x, y, z) \times e^{j[\omega t - k(x-x_0) - (y-y_0) - (z-z_0)]} dS \quad (2)$$

由式(2)可知, 要得到球面聚焦换能器辐射声场任意点强度的解析值较难, 但考虑到球面聚焦换能器产生的声场是关于 z 轴的旋转轴对称及坐标平面对称性, 可通过对 Oxz 截面上曲线的离散有限微阵元法^[5]的数值计算近似仿真得出其近场声压分布。具体的仿真实现步骤如下:

1) 仿真条件。假定超声频率 $f_{\text{超声}} = 78.7 \text{ kHz}$, 超声波在介质(纯水)中的传播速率 $c_{\text{水}} = 1483 \text{ m/s}$, 可得分辨率 $\delta = c/2\pi f = \lambda/2\pi \approx 3 \text{ mm}$; 并取焦点坐标为 $(0, 40 \text{ mm})$, 因此焦点到等效圆弧的半径 $r = 40 \text{ mm}$ 。设有 $2i$ 个阵元, 相邻阵元角度间隔 $\Delta\theta = 1^\circ$, 并设每个阵元可等效为一个点源^[9], 阵元间隔为 $40\pi/180 \approx 0.7 \text{ mm}$, 并根据近场长度公式得近场边界 $D_0 \approx r^2/\lambda \gg 40 \text{ mm}$, 可知焦点在近场内。

2) 根据各子声波的线性叠加原理, 图 2(b) 中各等效离散压电阵元所激发的超声子波在 Oxz 的声场平面上叠加后的声场强度的归一化值可表示为

$$D(x, y) = \frac{1}{p(\theta_0)} \sum_{\theta} \sin\left(\frac{2\pi f d(\theta)}{c}\right) = \frac{1}{p(\theta_0)} \cdot \sum_{\theta} \sin\left\{\frac{2\pi f}{c} [(x - (a + r\sin\theta))^2 + (y - (b - r\cos\theta))^2]^{1/2}\right\} \quad (3)$$

式中: $d(\theta)$ 为与 z 轴成 θ 角的压电阵元与声场 Oxz 平面上某点间的距离, 而 (a, b) 为焦点坐标, 那么 $(a + r\sin\theta, b - r\cos\theta)$ 为 θ 角所对应的压电阵元的坐标; $p(\theta_0)$ 为声场的最大声压值。令焦点坐标为 $(0, 40)$, 并将 δ, r 等代入式(3)可化为

$$D(x, y) = \frac{1}{p(\theta_0)} \sum_{k=1}^i \sin\left\{\frac{1}{3} \times \left[(x - 40\sin(k\pi/180))^2 + \dots + (y - (b - 40\cos(k\pi/180)))^2 \right]^{1/2}\right\} \quad (4)$$

2.2 利用 Mathcad 进行数值/图形仿真

通过对式(4)进行数值仿真, 分别取阵元个数 $i=90$ 和 60 , 即圆心角 $\theta = \Delta\theta \times \sum 2 \cdot i$ 分别为 180°

和 120° 的声场指向性, 如图 3 所示。

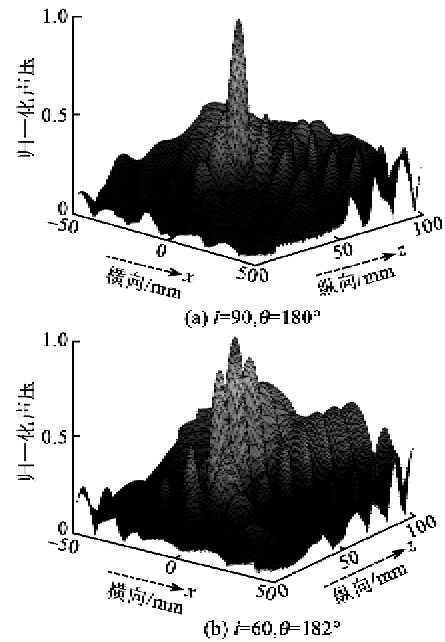


图 3 圆弧曲面的近声场指向性

表 1 为通过仿真图估算出曲面压电阵列在不同圆弧度数条件下所激发的超声近声场主瓣/栅瓣比值。由图 3 和表 1 可得出, -6 dB 主瓣波束宽度都基本相同, 分别为 $\theta_{\text{纵向}} \approx 9.5^\circ, \theta_{\text{纵向}} \approx 8.6^\circ$; 而在侧向及轴向上, 180° 半球面所激发的声场主瓣与栅瓣比值都为最大, 由此可知其纵向及横向分辨率都达到最高, 声场的聚焦效果达到最佳。

表 1 声场主瓣与栅瓣的比值

i	30	45	60	90	120	135
$\theta/(\text{°})$	60	90	120	180	240	270
纵向	1.09	1.32	1.56	2.53	2.52	2.46
横向	3.25	3.27	3.30	3.40	2.47	2.24

而在保持阵元间隔不变, 由图 3(a) 的半球面离散阵元阵列展开为平面阵列后所激发的超声近场分布如图 4 所示。直观可知, 由于超声波在近场中形成复杂的干涉效果^[3], 平面阵元的声场在横向上的

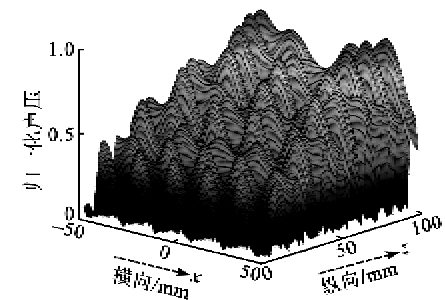


图 4 平面离散源连续波的近声场指向性

栅瓣没有得到有效抑制^[9],纵向轴线上的声压分布与理论声压分布图^[3]一致,整个声场平面的声压出现多个极大值而不能实现聚焦,导致声场能量分散。而相比于平面换能器须增加其有效应变面积来改善主波束指向性^[7],曲面换能器的声场(横向/纵向)指向性都明显优于平面阵元阵列。

另外,曲面压电晶片的声场空间指向性也受非固有参数(f, c)影响。这里仍假设为 $i=18$ 的半球面阵列,对于分辨率 $\delta=c/2\pi f$ 取不同值(如 $\delta=5$) 所得的声场分布仿真图如图 5 所示。比较其空间指向性, $\delta=3$ 所对应的指向性(见图 3(a))相对更强。同理通过仿真图可估算出不同 δ 值的对应近声场焦点峰值声压的 -6 dB 纵向/横向波束宽度如表 2 所示。

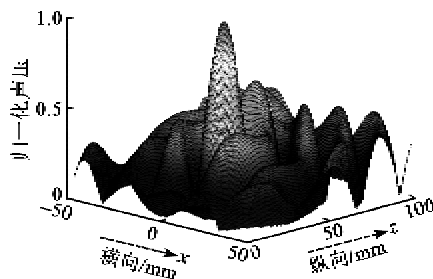


图 5 半圆弧($\delta=5$)近声场指向性

表 2 δ 与声场波束宽度的对应关系

δ	1	3	5
纵向/mm	3.3	8.6	16.1
横向/mm	3.5	9.8	15.3

由此可知, δ 值越小,曲面压电晶片所激发的超声声场主瓣波束越尖锐^[10],纵向/横向指向性越强,空间分辨率越高,有效提高了超声换能器对缺陷和损伤精确定位的能力^[11]。

另外,超声传播速率 c 是由传导介质特性决定的。对非均匀介质的探测对象,由于超声波在非均匀介质中传播,其速率 c 是随机变化的。因此阵元阵列面不能再采用规则的(等效)球面结构,必须对各压电阵元的激励延时时间和输出频率 f 进行自适应动态调节以使各阵元所激发的超声子波能在焦点处同相叠加聚焦,同时确保分辨率 δ 值为恒定,从而可实现成像分辨率的一致性。

3 结束语

通过分析对比平面/曲面超声换能器近声场的纵/横波束指向特性的仿真图和数据结果可得以下结论:

1) 平面活塞式或平面离散点阵式超声换能器激发的超声子波在近声源处引起相互干涉造成近场声压极大值与极小值的交替出现而不能使超声场实现有效聚焦,这导致近声场成为超声探伤检测的盲区同时也减低了能量利用效率。

2) 二维圆弧曲面/三维球壳面结构或等效动态相控阵元阵列的超声换能器所激发的超声子波在近声源处相互干涉叠加而形成聚焦效果,提高近声场的波束指向性从而能实现换能器的近声场探测。而半圆弧或半球壳压电晶片及其等效动态相控阵元结构的换能器激发的近声场可同时最大限度地抑制旁瓣及栅瓣;另外根据材料介质属性和实际探测深度应合理动态地调整超声频率和激励强度以使近声场的空间分辨率达到最佳,有效改善成像的清晰度和一致性,减少叠影或伪像,且提高成像分辨率和聚焦效果从而可取代特大型面积或大数量压电阵元超声换能器。

3) 根据实际应用的需要,通过动态调整相控阵列的圆心角(孔径)、曲率或超声波频率参数从而可灵活地改变近声场的焦点距离、聚焦声束宽度及聚焦深度。

参考文献:

- [1] 贾宝贤,边文凤,赵万生,等. 压电超声换能器的应用与发展[J]. 压电与声光, 2005, 27(2): 131-135.
JIA Baoxian, BIAN Wenfeng, ZHAO Wansheng, et al. Application and development of piezoelectric ultrasonic transducers[J]. Piezoelectrics & Acoustooptics, 2005, 27(2): 131-135.
- [2] SHI Chuang, GAN Woonseng. Development of parametric loudspeaker[J]. IEEE Potentials, 2010, 29(6): 20-24.
- [3] 郑初华,李坚,彭应秋. 超声脉冲波近场特性及回波声压分布研究[J]. 南昌航空大学学报, 2011, 25(4): 41-47.
ZHENG Chuhua, LI Jian, PENG Yingqiu. Research of near field character of ultrasonic pulse wave and distribution of echo acoustic pressure on axis[J]. Journal of Nanchang Institute of Aeronautical Technology, 2011, 25(4): 41-47.
- [4] 仰德标,张永祥. 球面聚焦超声场计算与测量实验[J]. 海军工程大学学报, 2000, 91(2): 69-72.
YANG Debiao, ZHANG Yongxiang. Calculation of sound pressure distribution of sphere focusing supersonic field and its measuring experiment[J]. Journal of Naval University of Engineering, 2000, 91(2): 69-72.

(下转第 92 页)