

小球散射超声脉冲声场的指向性

徐圆飞^{1,2}, 徐春广¹, 肖定国¹, 周世圆¹, 武婧¹

(1. 北京理工大学机械与车辆工程学院, 北京 100081; 2. 北京航空机器制造公司, 北京 100013)

摘要: 基于对小球散射单频连续声场的研究, 利用傅立叶变换对换能器激发的小球散射的脉冲声场进行分析, 推导了小球散射脉冲声场的指向性函数计算公式, 并计算了指向性函数值。与实验结果对比表明, 在换能器中心频率较低、刚性小球半径较小的情况下, 所推导的计算公式是可靠的。

关键词: 单频稳态声场; 脉冲声场; 散射指向性; 超声换能器

中图分类号: TB552

文献标识码: A

文章编号: 1000-3630(2009)-05-0615-05

DOI 编码: 10.3969/j.issn1000-3630.2009.05.011

Directivity of pulse acoustic field scattered by small ball

XU Yuan-fei^{1,2}, XU Chun-guang¹, XIAO Ding-guo¹, ZHOU Shi-yuan¹, WU Jing¹

(School of Mechanical and Vehicular Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;

2. Beijing HangXing Machine Manufacturing Company, Beijing 100013, China)

Abstract: On the basis of the study about the single frequency continuous acoustic field scattered by small ball, the pulse acoustic field scattered by small ball is analyzed by using the Fast Fourier Transform. The calculation formula of the directivity function of the scattering acoustic field is discussed, and the value of directivity function is calculated. Comparison with the results of experiments shows that the formula is reliable in the condition of lower center frequency transducer and smaller ball.

Key words: single frequency continuous acoustic field; pulse acoustic field; scattering directivity; ultrasonic transducer

1 引言

超声换能器的性能在超声无损检测技术中起着非常重要的作用, 其中声场的声压分布特性是衡量超声换能器的重要性能参数之一, 它对缺陷检测的分辨率、定位和尺寸的判断有极大的影响, 随着超声换能器服役时间的增加会发生匹配层磨损、机电耦合性能衰退等现象而导致换能器性能变化, 因此, 定期对声场参数进行检测, 并在使用过程中进行校准后使用, 对提高超声检测的正确率有着非常重要的意义^[1]。

目前, 国内外测量换能器声场的方法主要有辐射力法、水听器法、光纤检测法、光学检测法^[2]和小球反射法^[3]。由于采用小球反射法的测量装置操作方便, 结构简单, 成本较低, 所以在实际声场测量中得到广泛应用。基于小球反射法的换能器脉冲声场特性测量, 是利用被测换能器接收由它本身激发的并被小球散射的声场声压, 并将此声压近似作

为小球球心所在点处的声场声压, 其测量精度相对其它测量方法较低, 所以对小球散射换能器脉冲声场的特性进行研究, 建立计算小球散射脉冲声场声压分布的数学模型是研究基于小球散射的由被测换能器接收到的脉冲声场的理论基础, 对提高换能器声场测量精度有着重要的意义。本文通过对小球散射单频连续声场的研究对小球散射脉冲声场进行分析, 通过脉冲声场和单频连续声场的内在联系, 计算了散射声场的指向性函数值, 并由实验验证了计算结果。

2 小球散射声场指向性分析计算

2.1 小球散射单频连续声场的指向性分析计算

超声直入射式换能器的圆形晶片可以看作理想的活塞声源^[4-9], 在其辐射声场的远场局部区域内, 换能器辐射的超声波可近似看作平面波^[10]。如图 1 所示。



图 1 小球散射示意图

Fig.1 Pulse ultrasonic wave scattered by a small ball

收稿日期: 2008-08-20; 修回日期: 2008-11-17

基金项目: 国防科学技术工业委员会“十一五”项目(C21209120)

作者简介: 徐圆飞(1982-), 男, 江苏高邮人, 博士研究生, 研究方向为超声检测技术与仪器、自动控制。

通讯作者: 徐圆飞, E-mail: evans_xu@bit.edu.cn

位于换能器 A 的远场区域中的半径为 a 的刚性小球 B 散射由换能器激发的平面波, 引入球坐标系 $r\theta\varphi$, 取小球的球心为球坐标的原点, x 轴为极轴, 整个问题关于 x 轴对称, 与 φ 无关。在球坐标系下, 平面入射波声压表示为:

$$p_i(x,t) = p_0 e^{j(\omega t - kx)} = p_0 e^{j\omega t} e^{-jkrcos\theta} \quad (1)$$

由于小球的散射声场是轴对称的, 散射波是各阶轴对称的球面波的叠加, 可以简化表示为:

$$p_s(r,\theta,t) = \sum_{l=0}^{\infty} B_l P_l(\cos\theta) h_l^{(2)}(kr) e^{j\omega t} \quad (2)$$

其中, B_l 为常数, 由边界条件决定, $P_l(\cos\theta)$ 为勒让德函数, $h_l^{(2)}(kr)$ 为第二类 l 阶球汉克尔函数。为了使入射平面波与小球散射波在形式上可比较, 将入射平面波展开为球函数的级数, 式(1)表示为:

$$p_i(r,\theta,t) = p_0 e^{j\omega t} \sum_{l=0}^{\infty} (-j)^l (2l+1) P_l(\cos\theta) j_l(kr) \quad (3)$$

其中, $j_l(kr)$ 为 l 阶球贝塞尔函数。

在刚性小球的球面上 ($r=a$), 满足法向振速为零的边界条件, 于是:

$$\frac{j}{\rho_0 \omega} \frac{\partial}{\partial r} (p_i + p_s)|_{r=a} = 0 \quad (4)$$

将式(2)和(3)代入式(4), 可得:

$$B_l = \left[\frac{d}{d(ka)} [j_l(ka)]}{(-j)^l (2l+1) \frac{d}{d(ka)} [h_l^{(2)}(ka)]} p_0 \right] \quad (5)$$

根据指向性函数的定义, 当 $kr \gg 1$ 时, 由式(2)、(3)和(5)可得, 散射声场的指向性函数为^[1]:

$$D(\theta) = \frac{p_s}{p_0} = \frac{1}{ka} \sum_{l=0}^{\infty} e^{j\frac{l+1}{2}\pi} (-j)^l (2l+1) \frac{\frac{d}{d(ka)} [j_l(ka)]}{\frac{d}{d(ka)} [h_l^{(2)}(ka)]} P_l(\cos\theta) \quad (6)$$

其中, $h_l^{(2)}(kr) \approx \frac{e^{-j(kr - \frac{l+1}{2}\pi)}}{kr}$ 。

在实际计算中, 第 90 阶的球贝塞尔函数的导数已经非常接近于零了, 所以在 MATLAB 中编写程序对指向性函数进行计算时, 只要计算到第 100 阶就足够了, 在 $ka=1、5、10、50$ 的情况下分别计算小球散射单频稳态声场的指向性函数, 得到最大值归一化后的指向性分布如图 2 所示, 当声频率较低、小球较小时, 小球面向声源一侧的散射比较均匀。当声频率较高、小球较大时, 开始出现花瓣状散射, 并且频率越高花瓣越多, 与此同时, 小球背向声源一侧有较强的散射波。

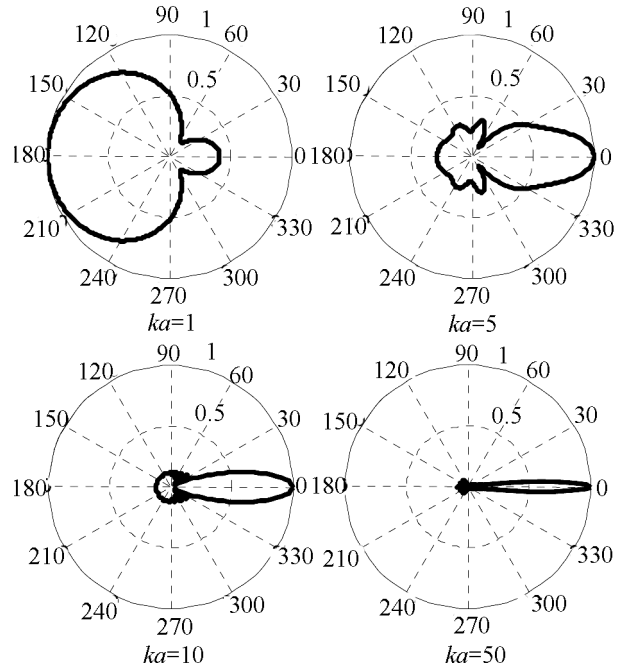


图 2 小球散射单频稳态声场指向性
Fig.2 Directivity of continue acoustic field scattered by a small ball

2.2 小球散射脉冲声场的指向性分析计算

在实际超声检测中广泛使用的是脉冲波, 所以测量换能器脉冲声场的特性才更有实际的意义。换能器脉冲声场特性和单频稳态声场特性是不一样的, 相应地小球对脉冲声场的散射声场特性与对单频稳态声场的散射声场特性也是有差别的。根据声场的线性叠加原理, 利用傅立叶变换可以由稳态的散射声场计算瞬态的散射声场, 还是如图 1 所示, 假设此时换能器 A 激发脉冲声场, 利用傅立叶变换, 入射脉冲声场的声压表示为:

$$P(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (7)$$

其中, $A(\omega) = \text{fft}[P(t)]$ 是入射声场的频谱^[11,12]。相对于某个指定频率 ω , 其 $A(\omega)$ 的模值可以看作该频率 ω 处的声压幅值, 因此 $A(\omega)$ 函数的模称为 $P(t)$ 的幅值谱。求解 $A(\omega)$ 的过程称为频谱分析, 其值可以通过式(7)的反变换得到。在 $P(t)$ 已知即脉冲波的时域波形已知的情况下, 可以通过快速傅立叶变换得到频谱函数。

在声场中的任意一点, 频谱函数中相对于每个频率的 $A(\omega)$ 分量都会产生相应的声强 I_i , 则该点的总声强为^[11]:

$$I = \sum_{i=1}^n I_i \quad (8)$$

式(8)中, n 的大小取决于入射声的频谱, 并受限于数值计算时所取的步长。

由于在声场中任意一点声压幅值的平方正比于声强^[1], 故该点处的声压幅值为:

$$P = \sqrt{\sum_{i=1}^n I_i} = \sqrt{\sum_{i=1}^n P_i^2} \quad (9)$$

式中, P_i 对应于各频率成分的声压幅值。

由式(9)可知, 在图 1 所示极坐标中任意一点 (r, θ) 处换能器 A 辐射的脉冲声场的声压幅值为:

$$P_p(I) = \sqrt{\sum_{i=1}^n P_i^2(I)} \quad (10)$$

由式(6)可知, 在空间中满足 $kr \gg 1$ 条件的 (r, θ) 处的频率为 ω 的单频连续散射声场声压幅值为:

$$P_c(S) = P(I)D(\omega, \theta) \quad (11)$$

式中 $D(\omega, \theta)$ 是频率为 ω 、角度为 θ 时的单频连续散射声场的指向性函数值。

由式(9)可知, 在空间中满足 $kr \gg 1$ 条件的 (r, θ) 处小球散射的脉冲声场的声压幅值为:

$$P_p(S) = \sqrt{\sum_{i=1}^n P_c^2(S)} = \sqrt{\sum_{i=1}^n (P_i(I)D_i(\omega, \theta))^2} \quad (12)$$

同样根据指向性函数的定义, 小球散射脉冲声场的指向性函数为:

$$D_p(\theta) = \frac{P_p(S)}{P_p(I)} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^n (P_i(I)D_i(\omega, \theta))^2}}{\sqrt{\sum_{i=1}^n P_i^2(I)}} \quad (13)$$

由计算机先对水听器测得的换能器 A 的超声信号进行采样和快速傅立叶变换, 然后由得到的频谱函数幅值和 2.1 节中计算得到的单频连续散射声场的指向性函数, 在 MATLAB 中编写程序分别对换能器中心频率为 0.5MHz、1MHz 和 5MHz, 小球半径分别为 $a=1\text{mm}$ 、 2.5mm 、 4.5mm 的散射脉冲声场的指向性函数进行计算, 得到最大值归一化后的指向性分布如图 3 所示。与单频连续散射声场相比,

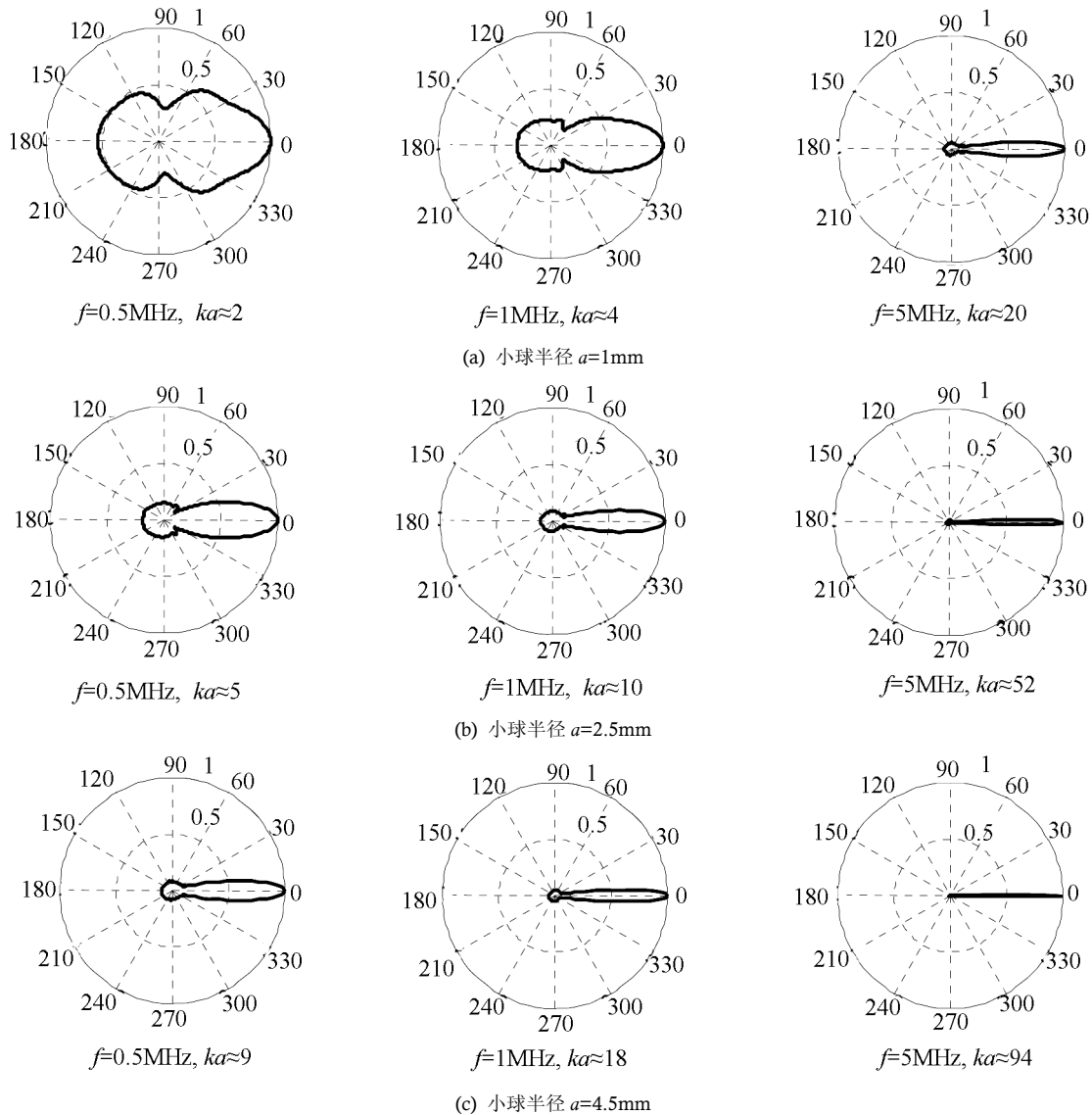


图 3 小球散射脉冲声场指向性
 Fig.3 Directivity of pulse acoustic field scattered by a small ball

当换能器的中心频率较低、小球半径较小时，小球面向声源一侧的脉冲散射声场较弱，两侧出现幅值低谷，小球背向声源一侧的散射声场较强。当中心频率较高、小球半径较大时，小球面向声源一侧的散射声场比较微弱，在两侧的幅值低谷后边出现花瓣状声场，并且花瓣状声场随着频率和小球半径的增大向小球背向声源一侧移动，小球背向声源一侧有很强的散射声场。

3 实验与分析

实验原理如图 4 所示，先由计算机对水听器测得的换能器 A 的超声信号进行采样和快速傅立叶变换，得到的频谱如图 5 所示。式(9)中的 n 取决于频谱计算时的频率分辨力，在本文中计算频谱的频率分辨力为 0.1MHz，因此，式(9)中的 n 为 500，步长为 1。在指向性测量实验中，小球 B 位于换能器 A 的远场区域中，小球 B 与换能器 A 的距离为 60cm，换能器 A(中心频率分别为 0.5MHz、1MHz 和 5MHz, 直径分别为 25.4mm、25.4mm 和 19.05mm 的 Panametrics V301、V302 和 V308)在脉冲发生器(PAC AD-IPR-1210 脉冲收发卡)的激励下辐射脉冲声场，针形水听器(ONDA HNP-0400, 敏感元件直径 1mm, 频率范围 0.5~40MHz)在 xz 平面内，在以小球 B(半径分别为 $a=1\text{mm}$ 、 $a=2.5\text{mm}$ 、 $a=4.5\text{mm}$)的球心为圆心，以 $r(r=5\text{mm})$ 为半径的圆周 S 上运动，测量每个角度上的散射和入射声场叠加的总声场的声压幅值，再将小球拿开，同样将针形水听器沿着圆周 S 运动，测量每个角度上的入射声场的声压幅值，将总声场的声压幅值减去入射声场的声压幅值就得到散射声场的声压幅值分布，经过归一化处理的散射声场的指向性函数如图 6 所示。比较图 6 和图 3 的指向性函数曲线可知，当换能器的中心频率较低、小球半径较小($ka < 10$)时，实验测得的小球散射声场指向性与理论计算的结果比较接近；当中心频率较高、小球半径较大($10 < ka < 20$)时，实

验与计算的结果略有差异；而当中心频率更高、小球半径更大($ka > 50$)时，与计算结果相比，小球面向声源的一侧出现了较强的散射声场，小球背向声源的一侧散射波束比计算值宽。出现这一现象的原因，估计是此时换能器辐射声束的直径与小球的直径具有可比性，声场特性已经不再满足计算公式中的近似的条件。

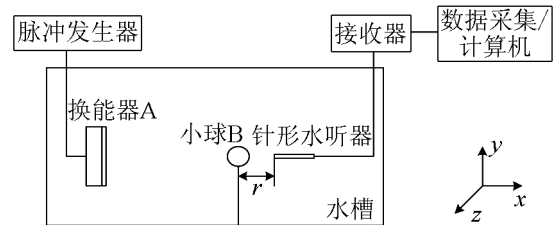


图 4 声场指向性测量示意图
Fig.4 Directivity measurement of acoustic field

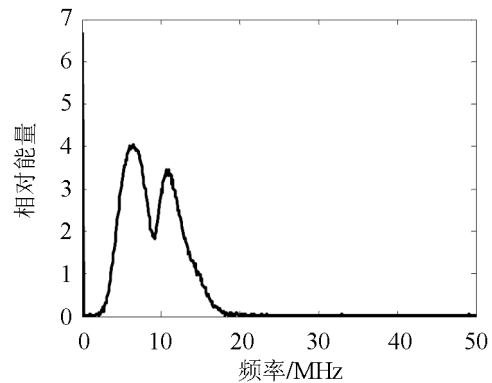
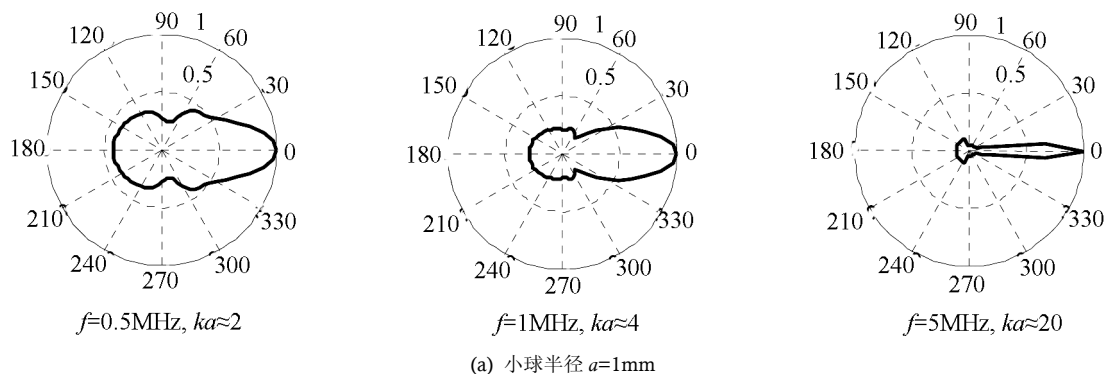


图 5 换能器脉冲波频谱曲线
Fig.5 Frequency spectrum of the pulse wave

4 结论

在换能器远场中的小球对脉冲声场的散射特性与对单频连续声场的散射特性是不同的，实验证明，在换能器中心频率较低、小球半径较小时，通过对单频稳态散射声场傅立叶变换得到的脉冲散射声场的指向性函数与实验结果是相吻合的。本文的研究结果为建模和计算基于小球散射的由被测换能器接收到的脉冲声场提供了理论基础。关于



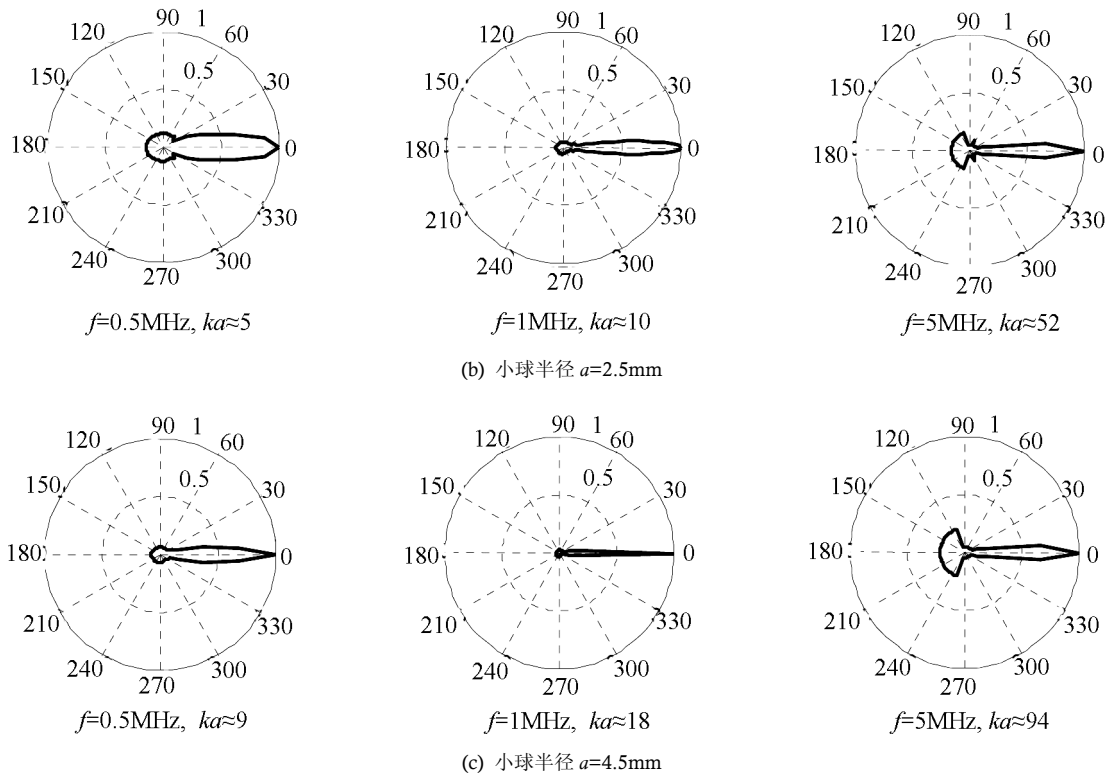


图6 实验测得的散射指向性

Fig.6 Directivity measured by experiments

$ka > 50$ 时, 实验与理论结果的进一步解释或理论模型的改进, 有待今后研究。

参 考 文 献

- [1] 林书玉. 超声换能器的原理及设计[M]. 北京: 科学出版社, 2004: 3-62.
LIN Shuyu. The theory and design of ultrasonic transducers[M]. Beijing: Science Press, 2004: 3-62(in Chinese).
- [2] 李全义, 李发琪, 寿文德. 高强度聚焦超声(HIFU)的声场检测[J]. 世界科技研究与发展, 2007, 29(6): 56-60.
LI Quanyi, LI Faqi, SHOU Wende. Characterization of the sound field of high intensity focused ultrasound[M]. World SCI-TECH R&D, 2007, 29(6): 56-60(in Chinese).
- [3] Technical committee CEN/TC. EN 12668-2, Non-destructive testing-characterization and verification of ultrasonic examination equipment-Part 2: Probes[S]. Brussels: CEN, 2001.
- [4] 许肖梅. 声学基础[M]. 北京: 科学出版社, 2003: 204-210.
XU Xiaomei. The foundation of acoustics[M]. Beijing: Science Press, 2003: 204-210(in Chinese).
- [5] 张海澜. 理论声学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2007: 295-300.
ZHANG Hailan. Theoretical acoustics[M]. Beijing: Higher Education Press, 2007: 295-300(in Chinese).
- [6] 李威, 赵耀. 水下刚硬体声散射场计算及分析[J]. 声学技术, 2007, 26(5): 844-849.
LI Wei, ZHAO Yao. Computation and analysis of the acoustic scattering field from submerged rigid objects[J]. Technical Acoustics, 2007, 26(5): 844-849(in Chinese).
- [7] DANG C, SCHMERR L W, SEDOV A. Modeling and measuring all the elements of an ultrasonic nondestructive evaluation system I: modeling foundations[J]. Res Nondestr Eval, 2002, 14(3): 141-176.
- [8] DANG C, SCHMERR L W, SEDOV A. Modeling and measuring all the elements of an ultrasonic nondestructive evaluation system II: model-based measurement[J]. Res Nondestr Eval, 2002, 14(3): 177-201.
- [9] DANG C, SCHMERR L W, SEDOV A. Ultrasonic transducer sensitivity and model-based transducer characterization[J]. Res Nondestr Eval, 2002, 14(4): 203-208.
- [10] 冯若. 声学手册[M]. 南京: 南京大学出版社, 1999: 33-39.
FENG Ruo. Acoustics handbook[M]. Nanjing: Nanjing University Press, 1999: 33-39(in Chinese).
- [11] 彭应秋, 郑初华, 李坚, 等. 航空制件超声检测中的声场特性分析[J]. 航空学报, 2003, 24(4): 301-305.
PENG Yingqiu, ZHENG Chuhua, LI Jian, et al. Character analysis for acoustic field in ultrasonic testing of aeronautical products[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2003, 24(4): 301-305(in Chinese).
- [12] Khelladi H, Djelouah H. The size effects of a rigid reflector in the scattering of transient ultrasonic field[J]. Ultrasonics, 1999, 37(2): 697-702.