

球形腔聚焦换能器的非线性声场建模^{*}

耿 昊¹ 邱媛媛² 章 东^{1†}

(1 南京大学声学研究所 近代声学教育部重点实验室 南京 210093)

(2 南通大学电子信息学院 南通 226019)

2012 年 12 月 13 日收到

2013 年 2 月 28 日定稿

摘要 球形腔聚焦换能器是一种特殊形式的聚焦换能器。为理论证实球形腔聚焦换能器能突破传统超声聚焦在聚焦精度和聚焦增益上的限制, 采用 Westervelt 非线性方程并结合时域有限差分法, 建立了球形腔聚焦换能器的非线性声场的数值模型。数值计算了直径为 120 mm 的 0.6 MHz 球形腔聚焦换能器的非线性声场, 并与传统球壳形聚焦换能器进行了对比。当激励声压为 100 kPa 时, 球形腔聚焦换能器与同尺寸壳形聚焦换能器相比, 焦点正声压增益提高约 8.5 倍, 且焦域精度更高, -6 dB 聚焦区域在 z 方向减小约 20 倍, 达到次波长尺度。研究表明球形腔聚焦换能器在高强度聚焦超声精细治疗上具有潜在的应用前景。

PACS 数: 43.25, 43.80

Modeling of the acoustic nonlinear field generated from a spherical cavity transducer

GENG Hao¹ QIU Yuanyuan² ZHANG Dong¹

(1 Key Lab of Modern Acoustics, MOE, Institute of Acoustics, Nanjing University Nanjing 210093)

(2 School of Electronics and Information, Nantong University Nantong 226019)

Received Dec. 13, 2012

Revised Feb. 28, 2013

Abstract Spherical cavity transducer is a special focused ultrasound transducer. In order to theoretically prove that it could break through the limit of the dimension of focal region and focal gain in conventional focusing ultrasound, a numerical model is developed for describing the nonlinear acoustic field generated from the spherical cavity transducer using the finite difference time domain (FDTD) method to solve the nonlinear Westervelt equation. Numerical simulation is performed using a spherical cavity transducer with diameter 120mm working at 0.6 MHz, and results are compared with those obtained from the conventional curved transducer with the same configuration. Results indicate that as the exciting acoustic pressure is 100 kPa, the spherical cavity transducer could increase focusing gain by about 8.5 times and reduce -6 dB focal region by 20 times in z direction. This study suggests that the spherical cavity transducer will be promising in the application of High intensity focused ultrasound (HIFU) for precise treatment.

引言

高强度聚焦超声 (High intensity focused ultrasound, HIFU) 作为一种新型无创肿瘤治疗技术, 已

经成为研究焦点^[1-2]。传统的声聚焦方法有: 透镜式^[3]、相控阵^[4]和球壳式^[5]等。但声波衍射效应会影响聚焦精度, 通常声轴线上的焦域长度约为 10 个波长, 垂直声轴线的焦域直径约为 1~2 个波长。近年来研究者提出了多种方法来提高超声聚焦精度。例

^{*} 国家科技部 973 计划 (2011CB707900)、国家自然科学基金 (81127901, 11374155, 11174141, 11204144, 11161120324)、江苏省自然科学基金 (BE2011110, BK2012226) 和江苏高校优势学科建设工程项目资助

[†] 通讯作者: 章东, Email: dzhang@nju.edu.cn

如,利用由具有负折射效应的声子晶体组成的声透镜可以实现亚波长尺度的高分辨率超声成像^[6],多孔结构的 Fabry-Pérot 共振也可以实现亚波长成像^[7]。但这些方法虽然能达到精细聚焦,但焦点声强较低,无法应用于超声治疗。另一方面,由于压电材料自身的限制,换能器表面激励声压只能达到某一上限,并且传播介质吸收随频率增大迅速增大,因而当前聚焦超声的焦点声压一般不超过 10^8 Pa。

Hynynen 等研制了 1732 阵元半个球面相控阵换能器用于不开颅脑外科的无创手术研究,该半球面相控阵的尺寸大、声强增益高、有精细的焦点控制能力,可以满足聚焦超声要穿越颅骨的实验要求,还能抑制穿越颅骨可能带来的声场栅瓣^[8]。最近,王智彪等提出了球形共振聚焦超声器的新型聚焦形式^[9]。采用两个尺寸相同、位置相对的半球换能器构成一个球面驻波聚焦腔(换能器的表面同时为超声波的发射面和强反射面),此时聚焦声场由球面直接辐射的声波和经球面多次反射声波叠加而成;当球心处直接聚焦的声波和各次反射的声波相位相同时,将在球心形成驻波并产生很高的声压,并且焦域精度得到有效提升。

本文利用 Westervelt 非线性声波方程^[10],结合时域有限差分法,建立了球形腔聚焦换能器产生的非线性声场的数值模型。对直径为 120 mm 的 0.6 MHz 球形腔聚焦换能器的非线性声场进行了数值计算,并与同尺寸球壳式聚焦换能器的聚焦增益及焦域精度进行了比较;最后讨论了激励强度对球形腔换能器聚焦性能的影响。

1 理论与方法

图 1 为球形腔聚焦换能器在轴对称坐标下的结构参数示意图。其中 z 轴为轴向坐标轴, R 轴为径向坐标轴, O 为坐标原点,单位长度为超声波长(文中

波长数为 2.5 mm)。 D 为球形腔聚焦换能器的口径, L 为球壳开口的直径, a 为曲率,声源表面振动速度为 u_0 。球壳内的两片压电陶瓷内表面既是超声换能器的发射面,又是超声波的强反射面。球壳内的声场由压电陶瓷直接发射的超声波和经过球面多次反射的超声波叠加而成,令直达波和反射波同相叠加,在球心处可以获得较高声压。由于理论基础和计算方法的限制,目前还无法计入多层反射,本文中的计算只简单计入了一次反射前两个独立声场的叠加。

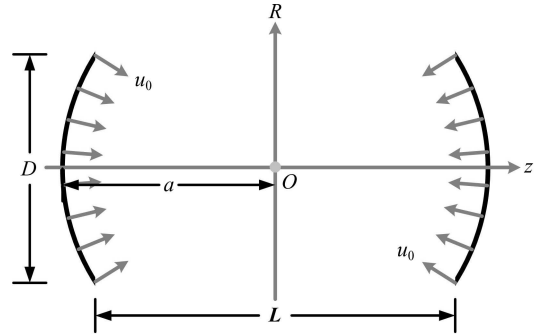


图 1 球形腔聚焦换能器结构示意图

采用 Westervelt 方程描述谐振腔体内非线性声场^[10]:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{\delta}{c^4} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} + \frac{\beta}{\rho_0 c^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

式(1)左边第3项和第4项分别表示传播介质的吸收和非线性效应。其中 p 为声压, ρ_0 和 c_0 为传播介质(水)的密度及声速, $\delta = 2\alpha\chi_0^3/\omega^2$ 为声耗散, α 为介质的吸收系数, β 为介质的非线性系数。式(1)采用时域有限差分法(FDTD)求解^[11]。轴对称情况下,式(1)可简化为柱坐标 (r, z) 形式:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{\delta}{c^4} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} + \frac{\beta}{\rho_0 c^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} = 0, \quad (2)$$

对式(2)进行二阶精度下的差分处理,可得:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{p_{i+1,j}^n + p_{i-1,j}^n - 2p_{i,j}^n}{\Delta z^2} + O(\Delta z^2), \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} = \frac{1}{r} \frac{p_{i,j+1}^n + p_{i,j-1}^n}{2\Delta r} + \frac{p_{i,j+1}^n + p_{i,j-1}^n - 2p_{i,j}^n}{\Delta r^2} + O(\Delta r^2), \\ \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{p_{i,j}^{n+1} + p_{i,j}^{n-1} - 2p_{i,j}^n}{\Delta t^2} + O(\Delta t^2), \\ \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} = \frac{1}{(2\Delta t)^3} (6p_{i,j}^n - 23p_{i,j}^{n-1} + 34p_{i,j}^{n-2} - 24p_{i,j}^{n-3} + 8p_{i,j}^{n-4} - p_{i,j}^{n-5}) + O(\Delta t^2), \\ \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} = 2 \left[p \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)^2 \right] = 2 \left[p \frac{p_{i,j}^n - 5p_{i,j}^{n-1} + 4p_{i,j}^{n-2} - p_{i,j}^{n-3}}{\Delta t^2} + \left(\frac{3p_{i,j}^n - 4p_{i,j}^{n-1} + p_{i,j}^{n-2}}{2\Delta t} \right)^2 \right] + O(\Delta t^2), \end{cases} \quad (3)$$

其中 $p_{i,j}^n = p(z = z_0 + i\Delta z, r = r_0 + i\Delta r, t = n\Delta t)$, Δz 为轴向空间步长, Δr 为焦平面径向空间步长, Δt 为时间步长。数值计算中: 对 $\partial^2 p / \partial t^2$ 的差分中使用了中心差分, 对其余时间偏导项采用右端差分可以得到更好的精度。球形腔换能器声源部分的边界条件为:

$$p(z, r, t) \big|_{z^2+r^2=a^2, r \in [-D/2, D/2]} = p_0 \sin(\omega t), \quad (4)$$

而开口部分采用 Mur 一阶边界吸收条件:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{c} \frac{\partial p}{\partial t} \right)_{r=r_{\text{range}}} = 0, \quad (5)$$

并进行二阶精度 ($O(\Delta r^2, \Delta t^2)$) 下的差分处理:

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{2\Delta r} (p_{i,j+1}^n - p_{i,j-1}^n) + O(\Delta r^2), \\ \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{2\Delta t} (3p_{i,j}^n - 4p_{i,j}^{n-1} + p_{i,j}^{n-2}) + O(\Delta t^2), \end{cases} \quad (6)$$

数值计算的步长选择需要满足稳定性条件:

$$c\Delta t \leq \left(\frac{1}{\Delta z^2} + \frac{1}{\Delta r^2} \right)^{-1/2}. \quad (7)$$

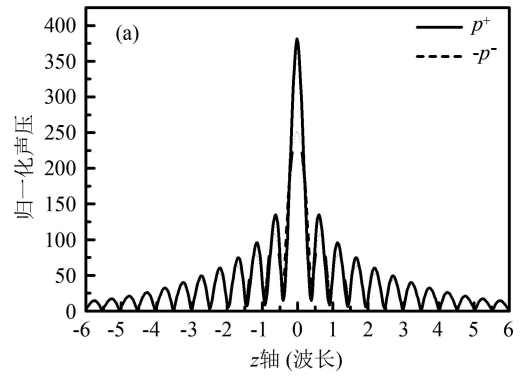
2 结果与讨论

2.1 聚焦增益

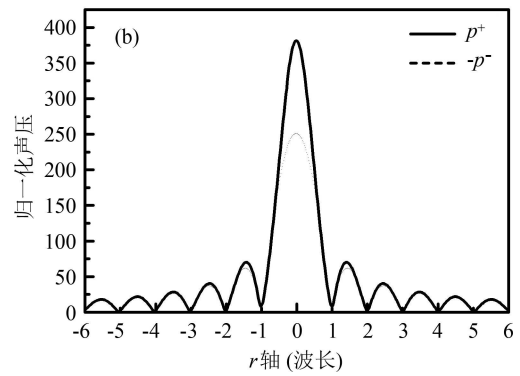
图 1 所示的球形腔聚焦换能器的结构参数如下: 曲率 $a = 120$ mm, 口径 $D = 120$ mm, 开口直径 $L = 208$ mm。介质 (水) 密度 $\rho_0 = 1000$ kg/m³, 声速 $c = 1500$ m/s。数值计算中, 计算步长取 $\Delta z = \Delta r = \lambda/50$, $\Delta z = T/520$, $c\Delta t(1/\Delta z^2 + 1/\Delta r^2)^{-1/2} \leq 0.1$, 满足稳定性条件式 (7)。

超声激励频率为 0.6 MHz (对应波长为 2.5 mm), 换能器表面声压 $P_0 = 0.1$ MPa。以换能器表面声压进行归一化处理, 图 2(a) 及图 2(b) 分别为 z 轴方向及焦平面上 r 方向的归一化声压分布, 其中实线为归一化正声压 (p^+), 虚线为归一化负声压 (p^-)。焦点处正声压增益为 381.48, 负声压增益为 251.03, 正压增益明显大于负压增益, 表明焦点处有很强的非线性效应, 波形有畸变。

为进行比较, 考虑同样尺度的壳式聚焦换能器 (曲率 $a = 120$ mm, 口径 $D = 120$ mm, 超声激励频率为 0.6 MHz, 换能器表面声压 $P_0 = 0.1$ MPa) 的非线性声场。图 3(a) 及图 3(b) 分别为 z 轴方向及焦平面上 r 方向的归一化声压分布, 其中实线为归一化正声压, 虚线为归一化负声压。由图可见, 焦点处正声压增益为 44.85, 负声压增益为 37.17。与图 2 相比, 球形腔聚焦换能器的正声压聚焦增益可提高约 8.5 倍。

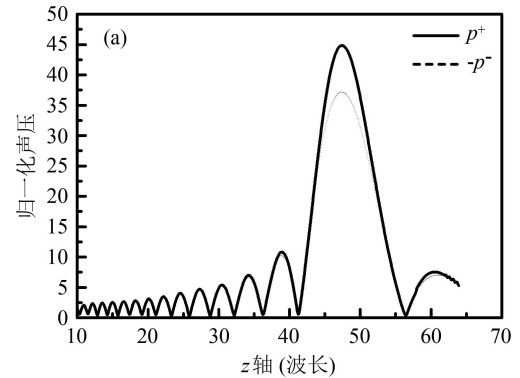


(a) z 方向

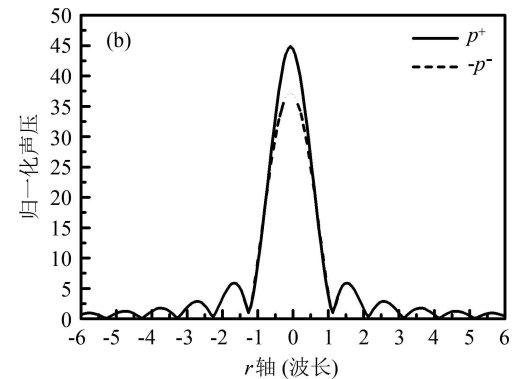


(b) r 方向

图 2 球形腔聚焦换能器的归一化声压一维分布



(a) z 方向



(b) r 方向

图 3 壳式聚焦换能器的归一化声压一维分布

值得注意的是, 计算结果 (图 4) 表明: 在球形腔聚焦换能器的主峰两侧的峰值是最大峰值的 $1/3$, 而单一换能器的仅为 $1/4$ 。如果考虑多重反射, 主峰的峰值将进一步提高, 而侧峰的峰值则降低。此外, 在模拟研究中采用归一化处理是为了更清晰地表示声场分布特点。但实际上超声作用频率与腔体尺寸相关, 应选择在球形腔的聚焦模式上。

2.2 聚焦精度

图 4 为经对数处理后球形腔聚焦换能器的焦域附近正声压及负声压二维分布。图中正声压和负声压的 -6 dB 聚焦区域均呈椭圆形, 正声压沿 z 轴分布约为 0.4 倍波长, 而沿 r 轴方向约为 1.1 倍波长; 负声压沿 z 轴分布约为 0.5 倍波长, 而沿 r 方向约为 1.2 倍波长。正声压焦域略小于负声压焦域。并且在图中可见明显的驻波场, 波谷及波峰相隔半波长。

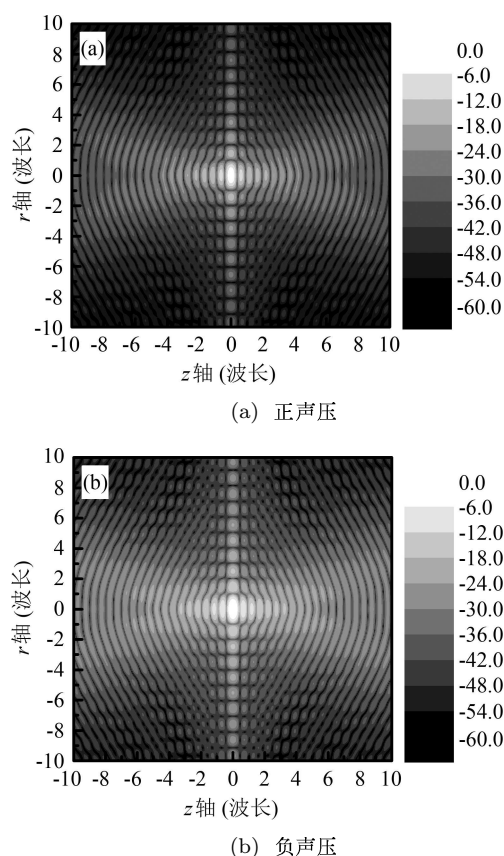


图 4 球形腔聚焦换能器焦域附近声压的二维分布

图 5 为同尺度的壳式聚焦换能器的焦域声压的二维分布如所示。正声压沿 z 轴分布约为 8.4 倍波长, 而沿 r 轴方向约为 1.5 倍波长; 负声压沿 z 轴分布约为 9.4 倍波长, 而沿 r 方向约为 1.7 倍波长。可以看出, 球形腔聚焦换能器的聚焦精度远高于同尺度下的壳式聚焦换能器, -6 dB 聚焦区域在 z 方向减小约 20 倍, 达到次波长尺度。

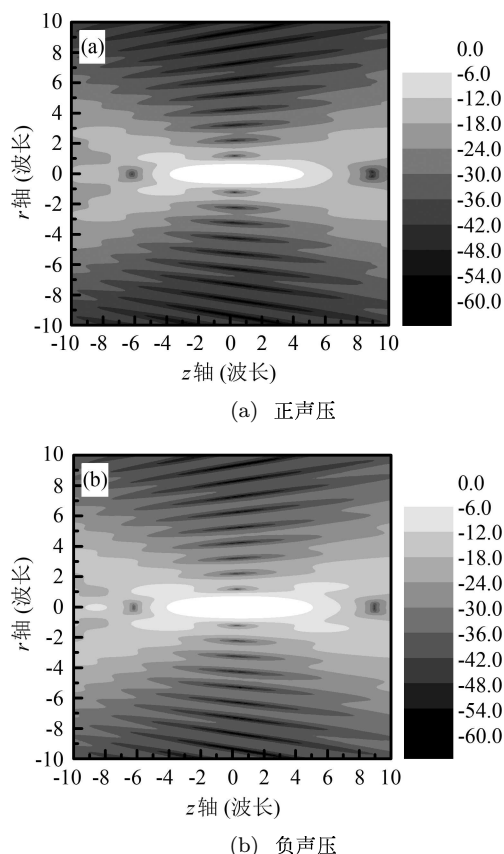


图 5 壳式聚焦换能器焦域声压的二维分布

2.3 激励强度的影响

球形腔聚焦换能器的焦点增益及聚焦精度受激励强度的影响。图 6 为球形腔聚焦换能器在不同激励强度下 (改变换能器的表面激励声压) 焦点处的归一化正声压。可以看到, 正声压增益随激励声压的增大而增加, 表明非线性效应逐渐增强。激励声压由 20 kPa 增加至 100 kPa, 聚焦增益由 316.20 增加至 381.48 , 聚焦增益的整体变化幅度不大, 说明球形腔聚焦换能器即使在较低激励声压下也能取得很高的聚焦增益。

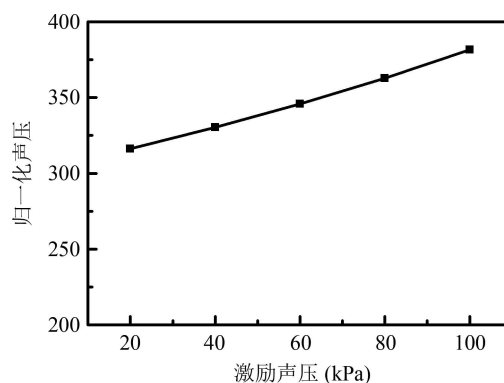


图 6 声源激励强度对球形腔聚焦换能器的正声压聚焦增益的影响

图 7 为球形腔聚焦换能器的正声压 -6 dB 焦域大小与激励强度的关系。图中实心圆点表示轴向变

化, 空心圆点表示径向变化。当激励声压由 20 kPa 增加至 100 kPa, -6 dB 焦域在 z 轴方向由 0.5 倍波长减小至 0.42 倍波长, 在径向 r 方向由 1.16 倍波长减小至 1.07 倍波长, -6 dB 焦域的焦域变化很小, 说明球形腔聚焦换能器的聚焦精度基本不受激励强度的影响。

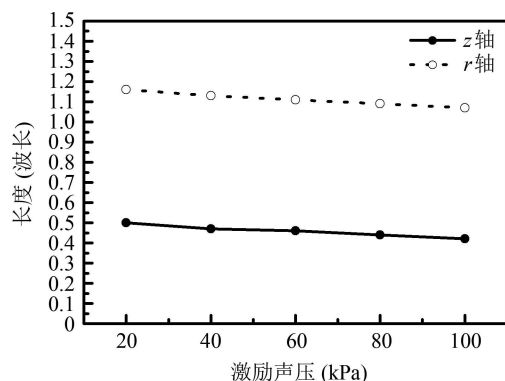


图 7 声源激励强度对球形腔聚焦换能器聚焦精度的影响

3 结语

本文基于非线性 Westervelt 方程及时域有限差分方法研究了球形腔聚焦换能器的非线性声场。结果表明球形共振腔在球心处可产生比传统壳形聚焦换能器更高的聚焦增益, 并且其焦域尺寸接近次波长尺度。这种聚焦换能器可能在 HIFU 高精度治疗中有潜在的应用价值。但本文的理论模型没有考虑影响高声压形成的复杂情形, 如集声系统的开口带来的振动模式改变、换能器表面振动带来的反射波频率漂移、多层反射和声压增加时介质对超声波衰减的影响等。此外, 焦点很高声压时非线性效应很强, 而 Westervelt 方程只能在二阶精度下描述非线性声场, 必须采用更高阶精度的非线性方程求解。此

外, 进一步的研究工作将开展对数值计算结果的实验验证。

参 考 文 献

- 霍健, 施克仁. 高强度聚焦超声二维相控阵列的声场控制模式研究. 声学学报, 2005; **30**(3): 207—214
- 钟徽, 万明习, 江一峰, 王素品. 高强度聚焦超声软组织损伤超声监控成像与评价方法. 声学学报, 2006; **31**(3): 247—254
- Fan T B, Liu Z B, Chen T, Li F Q, Zhang D. A modeling approach to predict acoustic nonlinear field generated by a transmitter with an aluminum lens. *Medical Physics*, 2011; **38**(9): 5033—5039
- 李国伟, 陈亚珠. 不等间距排列的球面高强度聚焦超声相控阵列. 声学学报, 2001; **26**(2): 117—120
- Wu F, Wang Z B, Chen W Z, Zou J Z, Bai J, Zhu H, Li K Q, Jin C B, Xie F L, Su H B. Advanced hepatocellular carcinoma: Treatment with high-intensity focused ultrasound ablation combined with transcatheter arterial embolization. *Radiology*, 2005; **235**(2): 659—667
- Sukhovich A, Merheb B, Muralidharan K, Vasseur J O, Pennec Y, Deymier P A, Page J H. Experimental and theoretical evidence for subwavelength imaging in phononic crystals. *Physical Review Lett.*, 2009; **102**(15): 154301
- Zhu J, Jung J, Martin-Moreno L, Yin X, Fok L, Zhang X, Garcia-Vidal F J. A holey-structured metamaterial for acoustic deep-subwavelength imaging. *Nature Physics*, 2011; **7**(1): 52—55
- Song J, Hynynen K. Feasibility of using lateral mode coupling method for a large scale ultrasound phased array for noninvasive transcranial therapy. *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, 2010; **57**(1): 124—131
- 重庆融海超声医学工程研究中心有限公司. 谐振式超声换能器. 中国: 200610128644.4, 2008-03-12
- Westervelt P J. Parametric acoustic array. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1963; **35**(4): 535—537
- Hallaj I M, Cleveland R O. FDTD simulation of finite-amplitude pressure and temperature fields for biomedical ultrasound. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1999; **105**(5): L7—L12