

# 基于声光折射的聚焦超声焦点声压检测

周慧婷 吕 朋 廖长义 王 华 沈 勇

<sup>1</sup> 重庆医科大学生物医学工程学院, 省部共建超声医学工程国家重点实验室,  
超声医学工程重庆市市级重点实验室, 重庆 400016  
<sup>2</sup> 超声医疗国家工程研究中心, 重庆 401121

**摘要** 提出了一种基于声光折射对聚焦超声焦点声压进行非侵入式检测的方法。当一束直径小于声波长的平行光束入射穿过聚焦超声的焦点时, 通过研究焦点声压与光线偏转的具体关系, 建立了光线最大偏转距离与焦点声压变化的关系模型, 从而计算出焦点峰值声压。为了对理论模型进行验证, 采用凹球面型聚焦换能器进行实验研究。通过与采用光纤水听器测量的结果进行对比, 证明理论模型的可行性。结果表明实验得到的光斑图像与理论分析的结果一致, 且用该方法测得的焦点峰值声压与光纤水听器测量的结果相比, 相对误差小于 15%, 证明该方法具有可行性, 能够定量检测焦点峰值声压。模型的提出也将声光折射效应用于整个聚焦声场的定量检测提供了实验依据和理论依据。

**关键词** 几何光学; 焦点峰值声压; 声光折射; 聚焦超声

**中图分类号** O435.1; O426.3 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0908001

## Measurement of Acoustic Pressure of the Focused Ultrasound at Focus Based on Acousto-Optic Refraction

Zhou Huiting Lü Peng Liao Changyi Wang Hua Shen Yong

<sup>1</sup> State Key Laboratory of Ultrasound Engineering in Medicine Co-Founded by Chongqing and the Ministry of Science and Technology, Chongqing Key Laboratory of Ultrasound in Medicine and Engineering, College of Biomedical Engineering, Chongqing Medical University, Chongqing 400016, China  
<sup>2</sup> National Engineering Research Center of Ultrasound Medicine, Chongqing 401121, China

**Abstract** Based on acousto-optic refraction, a non-invasive method used for detecting acoustic pressure of the focus of focused ultrasound is proposed. By studying the specific relationship between acoustic pressure of the focus and the ray deflection when a parallel beam whose diameter is less than the wavelength of the sound wave is crossing the focus of the focused ultrasound, a relational model between the maximum deflection distance of the ray and the change of the focus acoustic pressure is established, thus the peak acoustic pressure of the focus is calculated. In order to verify the theoretical model, the concave sphere type focused transducers are used for experiment research. By comparing with the result measured by optical fiber hydrophone, the feasibility of the theoretical model is proved. The results show that the facula images acquired in experiment are consistent with the results of theoretical analysis, and the relative error between the acoustic pressure of the focus measured by current method and that by using optical fiber hydrophone is less than 15%, which proves the feasibility of the method. And it can be used to detect the peak acoustic pressure of the focus quantificationally. The proposition of this model provides the experimental and theoretical evidence for that the acousto-optic refraction effect can be used to measure the whole focused ultrasound field quantificationally.

**Key words** geometric optics; peak acoustic pressure of the focus; acousto-optic refraction; focused ultrasound

**OCIS codes** 080.2710; 080.2720; 080.5692; 260.2710

**收稿日期**: 2012-03-23; **收到修改稿日期**: 2012-05-03

**基金项目**: 国家重大仪器专项(81127901)资助课题。

**作者简介**: 周慧婷(1986—), 女, 硕士研究生, 主要从事激光与聚焦声场相互作用等方面的研究。

E-mail: zhtvenus@163.com

**导师简介**: 王 华(1962—), 男, 教授, 硕士生导师, 主要从事光学信息处理方面的研究。E-mail: wangh@cqmu.edu.cn (通信联系人)

# 1 引 言

目前聚焦超声技术产生的焦点声压可达到  $10^8$  Pa, 焦点大小可达到毫米级甚至亚毫米级, 如此高的声压与声强给声场的测量带来了新的挑战<sup>[1,2]</sup>。传统的声压检测方法主要是压电水听器检测法, 然而, 该方法只适用于低功率下声压的测量, 在高功率下焦点处产生的温升及空化等非线性效应易造成传感器灵敏度下降, 甚至损坏传感器<sup>[3]</sup>。测量高声压的方法目前主要采用光纤水听器方法<sup>[4,5]</sup>, 虽然该方法测量的声压能够达到  $10^7 \sim 10^8$  Pa, 但需要在测量处放置光纤传感器, 这不但干扰了聚焦声场的分布, 而且在水中由于传感器的存在, 在该处易产生空化, 空化的产生又使得测量结果与实际声压不一致, 且易损坏光纤传感器。基于以上原因, 必须寻求一种无干扰的测量聚焦超声声压的方法。光学方法在测量时对声压分布不产生干扰, 所以人们采用光学方法对声压测量进行了大量研究, 目前主要有光衍射法<sup>[6,7]</sup>和 schlieren 成像法<sup>[8,9]</sup>。光衍射法是指当声波在水介质中传播时, 将形成一个相位或振幅光栅, 在远场会出现稳定的衍射图样, 各级衍射条纹的光强分布由相应阶次的 Bessel 函数决定, 进而推导出与声压的关系。该方法虽可测量较高的声压, 但其主要是通过衍射条纹的光强分布来确定声压的大小, 而强度分布易受到干扰, 且强度分布与假设模型有关, 与声压的关系也相当复杂, 所以在实际测量中很少采用该方法。而 schlieren 成像法是一种利用光学折射率的变化对透明介质中的声场进行可视化的方法, 该方法能够定性检测高强度聚焦声场分布, 若要定量检测则必须三维重建出声场分布的图像, 比较复杂。

当光束宽度小于声波长时, 光线将会因折射效应而偏离初始方向传播, 该现象首先由 Lucas 等<sup>[10]</sup>观察到并证实。基于该效应的声场测量方法<sup>[11~13]</sup>是采用一束直径小于声波长的平行光入射于声场中, 由于介质中声场的存在导致光线发生了折射现象, 从而根据光线的偏转轨迹来计算出光线的偏移量, 再建立其与声压的关系, 该方法的最大特点是对光线最大偏转量的峰值测量精确度高。根据该偏转效应, 在聚焦超声情况下, 由于焦点处的声压远大于旁瓣处的声压, 光线在垂直穿过焦点前后的区域内, 旁瓣引起的介质折射率梯度的方向是相反的, 光线穿过旁瓣时的偏转近似抵消, 因此偏转只与焦点处峰值声压有关, 便于测量。由于该方法不需定量检测出光强的分布, 且变化的参量与声压的关系较简

单, 用该方法来检测声压就可以克服以上光学方法中检测声压所遇到的困难。Butterworth 等<sup>[14]</sup>利用一束激光直接穿过高强度聚焦超声的焦点, 可观察到屏幕上光斑的长度随着焦点声强的增加而增加, 并分析得出焦点处声压梯度的增加引起了折射率梯度的增加。该文献只简单地分析了焦点处声强的变化引起光斑长度变化的规律与原因, 并未指出焦点声压与光线偏转的具体关系。本研究基于上述声光折射效应, 通过研究光线偏转距离与焦点声压变化的关系建立相应模型, 并从实验上对理论模型进行验证。

## 2 理论模型

### 2.1 光线偏转距离与焦点声压的关系模型

聚焦换能器发射超声波, 并会聚于一点(焦点), 形成聚焦声场, 如图 1 所示, 假设焦点位于原点  $O$  处, 焦域为关于原点  $O$  对称的椭圆形, 设声波沿  $x$  轴正向传播, 光束沿  $z$  轴正向入射。

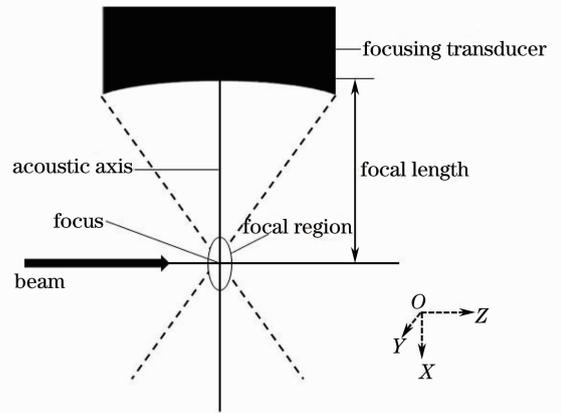


图 1 聚焦声场分布图

Fig. 1 Distribution of focused sound field

聚焦声场中, 声轴线方向的声压分布函数为<sup>[15]</sup>

$$p(x) = P_0 \operatorname{sinc} \left[ \frac{a^2 x}{2(x+b)\lambda_s b} \right], \quad (1)$$

式中  $\operatorname{sinc} x = \frac{\sin \pi x}{\pi x}$ ,  $P_0$  为焦点峰值声压,  $a$  为换能器的孔径半径,  $b$  为换能器的曲率半径,  $\lambda_s$  为声波波长。

焦平面上的声压服从 Bessel 函数分布, 如图 2 所示, 记为<sup>[15]</sup>

$$p(z) = P_0 \left[ \frac{2J_1 \left( \frac{k_s a z}{b} \right)}{\frac{k_s a z}{b}} \right], \quad (2)$$

式中  $J_1(x)$  为一阶 Bessel 函数,  $k_s$  为声波波数。

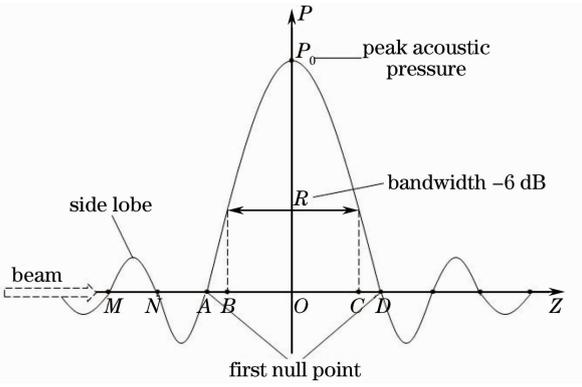


图2 焦平面上的声压分布图

Fig. 2 Profile of sound pressure in the focal plane

如图2所示,焦平面上,光束在垂直穿过焦点前后区域的过程中,当光束依次经过MN、NA两段介质时,由于这两段内的旁瓣引起的介质折射率梯度方向相反,此时光线穿过旁瓣时的偏转近似抵消,故可只考虑焦点附近的情况。把焦点附近的声压近似成抛物线分布,即

$$p(z) = -2.7P_0 \frac{a^2}{b^2 \lambda_s^2} z^2 + P_0, \quad (3)$$

式中  $-0.61 \frac{b\lambda_s}{a} \leq z \leq 0.61 \frac{b\lambda_s}{a}$ , 因此,该模型可简化为

$$P(x, z) = p(x)p(z). \quad (4)$$

由于焦点附近声压是随时间变化的,由(4)式可得

$$P(x, z, t) = P(x, z) \sin(\omega_s t - k_s x), \quad (5)$$

式中  $\omega_s$  为声波角频率。由于声压梯度在  $x$  轴方向,焦点处的声压梯度为

$$\nabla P(x, z, t)_{x \rightarrow 0, z \rightarrow 0} = \frac{\partial P}{\partial x} = -P_0 k_s \cos \omega_s t, \quad (6)$$

由(6)式可知,某时刻焦点处的声压梯度可取得最大值

$$\nabla P_{\max} = P_0 k_s. \quad (7)$$

根据 Lorentz-Lorenz 定律,可知声压梯度与介质折射率梯度成正比关系。若光线恰好垂直穿过焦点,设  $\alpha$  为光线在声场中穿过  $L$  距离后的偏转角(通常偏转角  $\alpha$  较小),此时光束在离焦点距离  $S$  处的屏幕上将产生一个最大偏转距离  $d_{\max}$ ,且  $S \gg L$ , 所以有<sup>[11]</sup>

$$d_{\max} = \frac{SL}{n} k \nabla P_{\max}, \quad (8)$$

式中  $L$  为有效声场宽度,  $n$  为介质折射率,  $k$  为声压梯度与介质折射率的正比系数<sup>[16]</sup>。

在聚焦声场中,声压下降 6 dB 时的焦域直径  $R$  为  $0.71b\lambda_s/a$ , 故实际的有效声场宽度  $L$  为<sup>[7]</sup>

$$L = \frac{1}{P_0} \int_{-0.355 \frac{b\lambda_s}{a}}^{0.355 \frac{b\lambda_s}{a}} p(z) dz = 0.63 \frac{b\lambda_s}{a}. \quad (9)$$

综上所述,由(7)~(9)式即可得出焦点的峰值声压为

$$P_0 = \frac{nad_{\max}}{1.26\pi k S b}. \quad (10)$$

## 2.2 焦点声压随时间变化引起光线偏转距离变化的规律

当光束垂直穿过焦点时,以声压随时间变化的4个时期为例,分别介绍光束穿过焦点引起光线偏转距离变化的规律。

$t$  时刻,焦点附近声压分布曲线如图3中的实线所示,其中虚线方框为光束穿过的区域,此时焦点  $O$  处的声压为零,而声压梯度取得最大值,  $b$ 、 $c$  点处的声压取得最大值,而声压梯度为零。由于声压梯度与介质折射率梯度成正比,故穿过  $O$  点附近的光线偏转距离最大,而穿过  $b$ 、 $c$  点附近的光线几乎不发生偏转。由于  $a$ - $b$  段介质的声压梯度方向为负,穿过  $a$ - $b$  段的光线将向上偏转,同理可知,穿过  $b$ - $c$  段的光线向下偏转,而  $c$ - $d$  段的光线向上偏转。图3中以5条光线为例,1号光线为光束的上边缘且偏转方向向上,故在远场( $S \gg L$ ) 屏幕上投影位置为光斑的上边缘;3号光线穿过焦点,偏转距离最大且方向向下,故在远场屏幕上的投影位置为光斑的下边缘;由于2号光线紧挨3号光线,偏转距离略小于3号光线;4号光线穿过点  $c$ ,几乎不发生偏转;5号光线为光束的下边缘且向上偏转并紧挨折射率梯度为零的位置。 $t$  时刻的光斑图像以及各条光线在远场对应的投影位置见图3中的实线椭圆形与实心标记点,其中  $d_1$ 、 $d_2$  为光斑上、下边缘到焦平面的距离,由于  $d_1$  为光束的最大偏转距离,故  $d_1 > d_2$ 。同理,  $t + T_s/2$

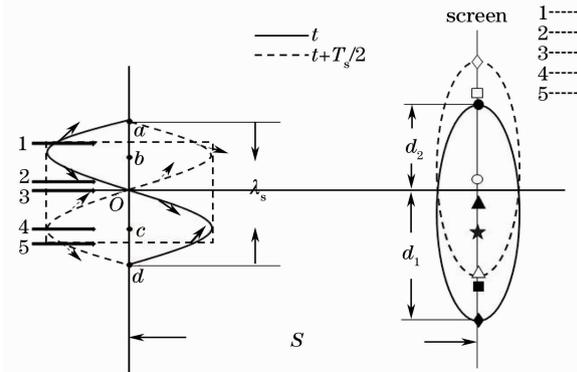


图3  $t$  时刻与  $t + T_s/2$  时刻的光线偏转示意图  
Fig. 3 Light deflection schematic diagram at time  $t$  and  $t + T_s/2$

时刻以相同的 5 条光线为例,则远场投影的光斑图像以及各条光线对应的投影位置如图 3 中虚线椭圆形与空心标记点所示,其中 4 号光线由于在这两个时刻均不发生偏转,故投影位置不变。

如图 4 所示,在  $t+T_s/4$  时刻,同理可知穿过  $O$  点附近的光线几乎不发生偏转,而穿过  $f$ 、 $m$  点附近的光线偏转距离最大。图 4 中以 5 条光线为例,1 号光线穿过点  $f$ ,故偏转距离最大且偏转方向向上,在远场( $S \gg L$ ) 屏幕上的投影位置为光斑的上边缘;3 号光线穿过焦点,几乎不发生偏转;2 号光线向上偏转且紧挨 3 号光线;4 号光线穿过点  $m$ ,故偏转距离最大且向下偏转,在远场屏幕上的投影位置为光斑的下边缘;5 号光线为光束的下边缘且向下偏转,由于紧挨 4 号光线,故偏转距离略小于 4 号光线。 $t+T_s/4$  时刻的光斑为关于声轴线对称的椭圆形,各条光线在远场对应的投影位置如图 4 中的实线椭圆形与实心标记点所示,其中  $d_3$  为光斑上、下边缘到焦平面的距离。同理, $t+3T_s/4$  时刻以相同的 5 条光线为例,远场投影的光斑图像与  $t+T_s/4$  时刻相同,其中 1 号与 4 号光线在这两个时刻投影的位置刚好相反,而 3 号光线的投影位置不变,如图 4 中的空心标记点所示。

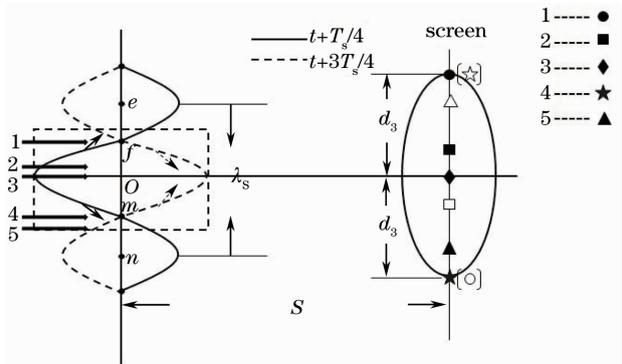


图 4  $t+T_s/4$  时刻与  $t+3T_s/4$  时刻光线偏转示意图  
Fig. 4 Light deflection schematic diagram at time  $t+T_s/4$  and  $t+3T_s/4$

由于  $t$  与  $t+T_s/2$  时刻焦点  $O$  处的声压梯度最大,而  $t+T_s/4$  与  $t+3T_s/4$  时刻点  $f$ 、 $m$  处的声压梯度大于  $t$  与  $t+T_s/2$  时刻光束边缘的声压梯度,所以,光斑图像的上下边缘长度的关系为  $d_1 > d_3 > d_2$ 。光束以每秒  $f_s$  (声波频率) 次的频率在屏幕上上下下摆动,由于声波频率很高,人眼或相机观察不到光束的瞬时位置,而只能观察到一幅时间平均的图像即展宽为  $2d_1$  的椭圆状光斑。需要指出的是,由于平行光束的截面为圆形,如图 1 所示,在  $xOy$  面上,圆形内直径上的光线穿过焦平面时,将在  $x$  轴方向发

生偏转,且其时间平均的偏转量均大于相同  $y$  轴坐标的其他光线,故光斑横向宽度将小于原始的光束宽度,两端会出现略微的凹陷。换能器功率越大,该位置处的光线偏转越强,光斑的横向宽度会越小。为方便描述,下文仍将该形状称为椭圆形。

综上所述,实际测量到的光束偏转距离即是光线穿过焦点时引起的最大偏转距离,从而计算得到的声压为焦点峰值声压。

### 3 实 验

#### 3.1 装置与方法

根据以上理论模型,对其进行实验研究。采用工作频率为 446 kHz 的压电式陶瓷聚焦换能器(重庆海扶技术有限公司生产)作为超声波的发射源。实验装置如图 5 所示,首先将脱气水缓慢注入洁净的  $800 \text{ mm} \times 400 \text{ mm} \times 600 \text{ mm}$  (长  $\times$  宽  $\times$  高)长方体玻璃箱中,此时换能器工作于温度范围为  $20 \text{ }^\circ\text{C} \pm 0.5 \text{ }^\circ\text{C}$  的脱气水环境中,这有利于声场与水环境的耦合且不易产生空化现象。在水箱底部放置吸声材料(由 10 mm 厚的尖劈形橡胶制成),并将氦氖激光器发出的光束调成平行光束,使光束入射的方向垂直于声波传播的方向,再将换能器固定于位移调节架并由功率源(AG1024, T&C Power Conversion 公司生产)驱动。光斑图像由 CCD 相机(DH-SV2000FC,大恒图像公司生产)采集并上载于计算机。为了消除杂光的影响,将水箱的四周贴满黑纸,只在光束的传播路径上打圆形小孔形成通路。开启换能器并调节至某一功率,通过位移调节装置来调整换能器的位置,根据已知换能器的几何焦距,可大致调节使得光束穿过焦点,然后进行微调即可。

#### 3.2 实验结果与讨论

图 6 为换能器功率 355 W 时的椭圆形光斑,利用 Matlab 软件编写简易程序对光斑图像进行去除

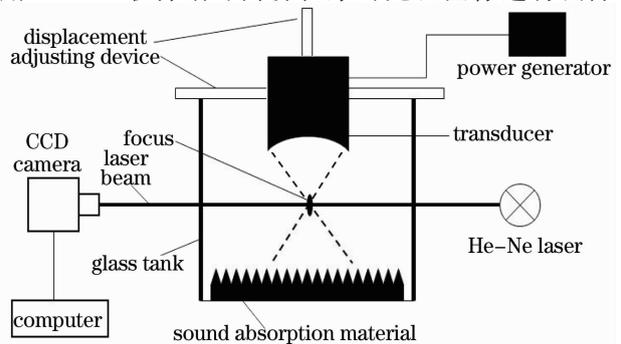


图 5 实验装置示意图  
Fig. 5 Diagram of experimental installation

背景噪声等处理,根据 CCD 相机的标定刻度,即可算出光线最大偏转距离。本实验中,换能器孔径半径  $a$  为 100 mm,曲率半径  $b$  为 142 mm,相机到换能器焦点的距离  $S=4.7$  m,已知水的  $k$  值为  $1.5 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{N}$ ,在该功率下可测得光线最大偏转距离  $d_{\max}$  为 27.0 mm,根据(10)式可算出焦点峰值声压为 9.1 MPa。

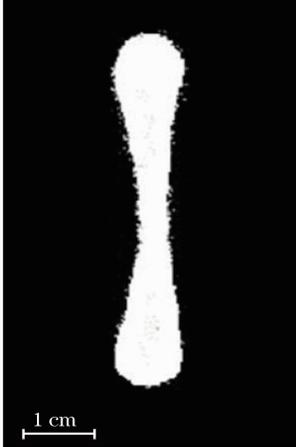


图 6 换能器功率为 355 W 时的椭圆形光斑

Fig. 6 Ellipse spot when the power of acoustic transducer is 355 W

若调节换能器的功率,光斑长度会发生变化,根据测量得到的各功率下光束的最大偏转距离,即可算出各功率下的焦点峰值声压。为了对实验结果进行验证,采用光纤水听器进行对比实验。图 7 为上述两种方法测得的焦点峰值声压随换能器功率变化的曲线。实验结果表明同功率下两种测量结果的相对误差均低于 15%。本文提出的理论模型与实验预期相符合,能够对聚焦超声焦点峰值声压进行检测,证明了该方法的可行性。从图 7 可知随着换能器功率的增加,焦点处的声压与声强也增加,由于焦

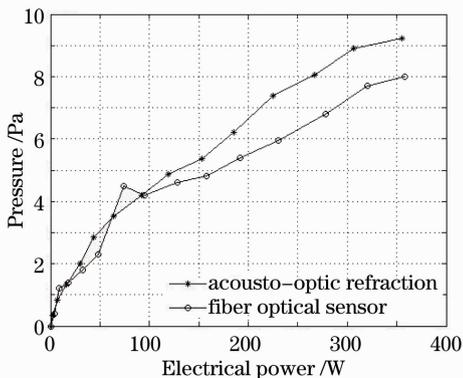


图 7 聚焦换能器焦点声压随输入电功率变化的曲线

Fig. 7 Curves of acoustic pressure at focus of focused transducer changing with input power

点处声压梯度的增加引起折射率梯度的增加,从而导致光线偏转距离也在增加。

由于焦点处的声压梯度只比焦点附近区域的声压梯度略大,所以光束本身的宽度可能造成光线偏转不显著。若要精确测量出焦点处的峰值声压,光束宽度不仅要小于声波长,还应该更细化一些,对于细化的程度有待于进一步探究,而且在测量光斑长度时,投影屏幕离换能器焦点的距离应尽量远,使得穿过焦点的光线的实际偏转距离为最大,这才是本模型的最终目的。此外,由于模型建立的前提是将焦区声场近似看作幅度成抛物线分布的平面波,故该模型并不适用于焦区产生波形畸变、空化等强非线性效应的情况。

## 4 结 论

提出了一种基于声光折射对聚焦超声焦点声压进行非侵入式检测的方法。当一束直径小于波波长的平行光束直接穿过聚焦超声焦点时,光线偏转距离发生变化,通过研究光线偏转距离与焦点声压变化的关系,建立了相应的理论模型,从而计算出焦点的峰值声压。然后以焦点声压随时间变化的 4 个时期为例,分别介绍了光束穿过焦点引起光线偏转距离变化的详细规律。最后基于该理论模型进行了实验研究,模型与实验预期相符合,证明该方法的可行性。本研究也为声光折射效应用于整个聚焦声场的定量检测提供了实验依据和理论依据。

## 参 考 文 献

- 1 J. Kennedy, F. Wu, G. ter Haar *et al.*. High-intensity focused ultrasound for the treatment of liver tumours [J]. *Ultrasonics*, 2004, **42**(1-9): 931~935
- 2 F. Wu, Z. Wang, W. Chen *et al.*. Extracorporeal focused ultrasound surgery for treatment of human solid carcinomas: early Chinese clinical experience [J]. *Ultrasound Med. Biol.*, 2004, **30**(2): 245~260
- 3 G. R. Harris. Progress in medical ultrasound dosimetry [J]. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.*, 2005, **52**(5): 717~736
- 4 Yufeng Zhou, Liang Zhai, Rebecca Simmons *et al.*. Measurement of high intensity focused ultrasound fields by a fiber optic probe hydrophone [J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2006, **120**(2): 676~685
- 5 Michael S. Canney, Michael R. Bailey, Lawrence A. Crum. Acoustic characterization of high intensity focused ultrasound fields: a combined measurement and modeling approach [J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2008, **124**(4): 2406~2420
- 6 R. Pieper, A. Korpel. Eikonal theory of strong acousto-optic interaction with curved wavefronts of sound [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1985, **2**(9): 1435~1445
- 7 J. Huang, J. A. Nissen, Erik Bodegom. Diffraction of light by a focused ultrasonic wave [J]. *J. Appl. Phys.*, 1992, **71**(1):

- 8 Thomas H. Neighbors, Walter G. Mayer *et al.*. Acousto-optic imaging of focused ultrasound pressure fields[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1995, **98**(3): 1751~1756
- 9 Todd A. Pitts, James F. Greenleaf. Three-dimensional optical measurement of instantaneous pressure[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2000, **108**(6): 2873~2883
- 10 R. Lucas, P. Biquard. Proprietes optiques des milieu solids et liquid soumis aux vibrations elastiques ultra sonores [J]. *J. Phys. Radium.*, 1932, **3**(7): 464~477
- 11 J. Kolb, A. P. Loeber. The study of a sound field by means of optical refraction effects[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1954, **26**(2): 249~251
- 12 H. G. Aas, R. K. Erf. Application of ultrasonic standing waves to the generation of optical-beam scanning[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1964, **36**(10): 1906~1913
- 13 D. E. Flinchbaugh. Focusing ultrasonic system applicable to two-dimensional optical beam scanning and laser output modulation[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1965, **37**(6): 975~985
- 14 Ian Butterworth, Adam Shaw. Realtime acousto-optical QA methods for high intensity fields [C]. Ultrasonic Industry Association Symposium (UIA), 2010, **39**: 1~5
- 15 Zhang Dejun. High intensity focused ultrasound transducer[J]. *Chinese J. Ultrasound Diagnosis*, 2000, **1**(2): 11~14  
张德俊. 高强度聚焦超声换能器[J]. *中国超声诊断杂志*, 2000, **1**(2): 11~14
- 16 Song Zhoumo, Chen Changle, Zhuang Hongwei *et al.*. Laser-ultrasonic method for complicated flow field measurement and its fundamentally experimental study [J]. *Laser Journal*, 1993, **14**(4): 179~184  
宋宙模, 陈长乐, 庄宏伟 等. 复杂流场的激光-超声测试方法及原理性实验研究[J]. *激光杂志*, 1993, **14**(4): 179~184

栏目编辑: 韩 峰