

红外热成像聚焦超声声场测量方法综述

沈国峰^{1*}, 余 瑛^{2*}, 张鹤林², 程春雷², 汪灿华²

(1. 上海交通大学生物医学工程学院, 上海 200240;

2. 江西中医药大学计算机学院, 江西南昌 330004)

摘要: 基于红外热成像技术对聚焦超声声场进行快速、定量测量的方法具有扫描速度快、空间分辨率高、适用频率范围广等优点。但是由于红外线的穿透能力限制, 在红外摄像机和超声吸收体之间需要一个空气层, 因此使得超声吸收体内部声场较为复杂, 目前已有三种模型对此进行描述, 且都得到了相应的实验验证。本文通过分析基于三种模型的超声吸收体内部声场分布和声强估计方法, 对其进行了较为详细的描述。为进一步研究该项技术提供了理论参考依据。

关键词: 聚焦超声; 声场测量; 红外热成像

中图分类号: TB556

文献标识码: A

文章编号: 1000-3630(2019)-01-0001-04

DOI 编码: 10.16300/j.cnki.1000-3630.2019.01.001

Research survey of focused ultrasound measurement using infrared imaging

SHEN Guo-feng^{1*}, YU Ying^{2*}, ZHANG He-lin², CHENG Chun-lei², WANG Can-hua²

(1. School of Biomedical Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

2. School of Computer Science, Jiangxi University of Traditional Chinese Medicine, Nanchang 330004, Jiangxi, China)

Abstract: The method of measuring focused ultrasonic field based on infrared thermal imaging technique has the advantages of high scanning speed, high spatial resolution and wide frequency range. But, due to the limitation of infrared penetration ability, an air layer is needed between infrared camera and ultrasonic absorbers, which makes the internal sound field of ultrasonic absorber more complex. Currently there are three models to describe the internal sound field, and the corresponding experimental verification is obtained. In this paper, the internal sound field distribution and the sound intensity estimation method of the ultrasonic absorber based on the three models are analyzed, which provides a theoretical reference for further research on this technology.

Key words: focused ultrasound; sound field measurement; infrared imaging

0 引 言

聚焦超声作为非侵入式的治疗手段, 可以治疗肝脏、子宫、乳腺、胰腺、前列腺、肾脏以及骨等器官或组织的良、恶性肿瘤^[1-8]。为了保证治疗的安全性和疗效, 需要精确控制超声设备的声功率、声

场分布等输出参数^[9-11]。因此, 对聚焦超声声场进行准确、快速的测量具有重要意义。聚焦超声声场测量参数包括声功率、声强、声焦域、声压等^[12]。自上世纪 90 年代以来, 国际电工学会(International Electrotechnical Commission, IEC)在聚焦超声声场参数测量方面制定了大量的标准。目前声功率的主要测量方法有辐射力法、量热法和声光衍射法等, 声场分布主要通过水听器法来测量^[9]。

基于红外热成像技术对聚焦超声的声场参数进行快速、定量测量的方法得到了日益广泛的关注^[9-11,13-15]。该项技术具有: 声场扫描速度快、空间分辨率高、适用频率范围广、适合聚焦超声设备“在线”测量等优点。该项技术的主要原理是利用红外热成像技术对超声吸收体表面温升进行实时测量, 并根据温度变化求解出入射波声强的大小和二维分布, 然后通过不断平移超声吸收体或探头, 实现三维声场的快速、定量测量。

收稿日期: 2018-01-12; 修回日期: 2018-03-04

基金项目: 本项目受国家科技部 2017 重点研发计划项目(2017YFC0108900), 国家自然科学基金面上项目(11774231), 江西省自然科学基金(20151BAB202014), 国家重大科研仪器研制项目(81727806), 2017 上海市科技支撑计划项目(17441906400), 2015 上海市科技支撑计划项目(15441900700)的支持。

作者简介: 沈国峰(1973—), 男, 河北秦皇岛人, 博士, 研究员, 博士生导师, 研究方向为超声物理治疗技术。

余瑛(1979—), 男, 江西南昌人, 博士, 讲师, 研究方向为聚焦超声测量。

*并列第一作者和通讯作者

通讯作者: 沈国峰, E-mail: shenguofeng@sjtu.edu.cn;

余瑛, E-mail: 59920079@qq.com

声场扫描速度快是由于该方法是利用超声吸收体的表面温升推算出入射波声强的二维分布及其大小,故较传统的水听器单点扫描法有较大的速度优势;空间分辨率高是因为该方法的空间分辨率主要是由红外热像仪的空间分辨率决定的,通过配备高空间分辨率的放大镜头可以方便地提高测量结果的空间分辨率,且没有增加额外的扫描时间;测量频率范围广是因为该方法通过超声吸收体表面温升来推算入射波声强,因此在理论上,各种频率的超声波在超声吸收体内部由于相应的吸收作用后产生的温升都可以用来计算入射波声强;适合“在线”测量的特点在于,该方法的主要测量仪器为红外热成像仪和超声吸收体,没有其他机械移动机构,因此比较适合磁共振(Magnetic Resonance, MR)引导的医用聚焦超声治疗设备的“在线”测量。

本文分析了现有三种模型的超声吸收体内部声场分布和声强的估计方法,阐述了其共同点和不同点,为进一步研究该项技术提供了理论参考依据。

1 模型与方法

1.1 超声吸收体内部声场的分布

在利用红外热成像技术测量聚焦超声声场时,在超声吸收体和红外摄像机之间需要有一个空气层^[9-11,13-15]。由于在超声吸收体/空气界面处的媒质声阻抗差异较大,会产生全反射现象^[16-17]。

模型 I^[13,15]根据声压叠加原理计算出超声吸收体的内部声场:

$$\begin{cases} p(z,t) = \text{Re}\{p_i + p_r\} \\ p_i = p_{ia} e^{j(\omega t - kd - kz)} e^{-\alpha|d_i|} \\ p_r = p_{ra} e^{j(\omega t - kd + kz)} e^{-\alpha|d_r|} \end{cases} \quad (1)$$

其中: p_i 和 p_r 分别为入射波和反射波的声压;“Re”表示实数部分; p_{ia} 和 p_{ra} 分别是入射波和反射波的声压幅值; $\omega = 2\pi f$ 是角频率; f 是超声频率; α 是超声吸收体的衰减系数; $k = \omega/c_0$ 是波数; c_0 是声波在媒质中传播的速度; $|d_i|$ 和 $|d_r|$ 分别是入射波和反射波在吸收体内传播的距离,且满足 $|d_i| + |d_r| = 2d$, d 是超声吸收体的厚度。再将 $r_p \approx -1$ (即 $p_{ra} = -p_{ia}$) 代入式(1)可得:

$$\begin{aligned} p(z,t) &= \text{Re}\{p_{ia} e^{j(\omega t - kd - kz)} e^{-\alpha(d+z)} + p_{ra} e^{j(\omega t - kd + kz)} e^{-\alpha(d-z)}\} = \\ &= \text{Re}\{p_{ia} e^{j(\omega t - kd - kz)} e^{-\alpha(d+z)} - p_{ia} e^{j(\omega t - kd + kz)} e^{-\alpha(d-z)}\} = \\ &= p_{ia} e^{-\alpha(d+z)} \cos[\omega t - k(d+z)] - p_{ia} e^{-\alpha(d-z)} \cos[\omega t - k(d-z)] = p_a \cos(\omega t - \varphi) \end{aligned} \quad (2)$$

其中,

$$\begin{cases} p_a^2 = p_{ia}^2 e^{-2\alpha d} [e^{-2\alpha z} + e^{2\alpha z} - 2 \cos(2kz)] \\ \varphi = \arctan \left\{ \frac{p_{ia} p_{ia} e^{-2\alpha(d+z)} \sin[k(d+z)] - p_{ia} e^{-2\alpha(d-z)} \sin[k(d-z)]}{p_{ia} e^{-2\alpha(d+z)} \cos[k(d+z)] - p_{ia} e^{-2\alpha(d-z)} \cos[k(d-z)]} \right\} \end{cases} \quad (3)$$

当超声辐照时间较短时,超声吸收体表面温度主要受到入射超声波长($2\pi/k$)距离范围内的热场的影响。因此式(3)中的 z 取值在这段范围内时, p_a 中的衰减项 $e^{\pm 2\alpha z}$ 可以近似为 1, 因此 p_a 可以表示为

$$p_a^2 = 2p_{ia}^2 e^{-2\alpha d} [1 - 2 \cos(2kz)] \quad (4)$$

模型 II^[10]是根据声强叠加的方法计算超声吸收体内声场分布。相对于模型 I, 该模型主要是从超声吸收体内部中入射波和反射波的声强叠加来分析。超声吸收体内部的声强分布可以表示为

$$I(x, y, z) = I_{\text{water}}(x, y, z) (e^{-2\alpha z'} - e^{-(4\alpha d + 2\alpha z')}) \quad (5)$$

式中: $I_{\text{water}}(x, y, z)$ 表示的是在没有超声吸收体时声场中对应位置的声强; α 是超声吸收体的衰减系数; d 是超声吸收体的厚度; z' 是入射波在超声吸收体内传播的距离。当 $z' = 0$ 时, 表示超声吸收体和水的界面, 当 $z' = d$ 时, 表示超声吸收体和空气的界面。

模型 III^[9]是基于聚焦超声探头辐照超声吸收体的物理过程, 使用多层媒质模型来描述超声在超声吸收体内的分布。该模型根据超声在不同媒质之间的界面处发生的发射、折射原理和边界条件, 计算出折射、反射波的振速作为新的声源, 并以此声源来计算超声吸收体内部的声场。根据层状模型的原理, 计算吸收体内的声压分布:

$$\begin{aligned} p_2(x, y, z) &= p_{2t}(x, y, z) + p_{2r}(x, y, z) = \\ &= (u_{2t} + u_{2r}) Z_2 = (u_1 \cdot t_{2u} + u_1 \cdot r_{2u}) Z_2 = \\ &= \left\{ \sum_{m=1}^M u_m \frac{j k_1}{2\pi} \sum_{n=1}^N \frac{e^{-jk_1 r_{mn}}}{r_{mn}} \left(1 - \frac{j}{k_1 r_{mn}} \right) S_{mn} \cdot \right. \\ &\quad \left. [t_{2u}(\theta_i^{mn}) \cdot \cos(\theta_i^{mn}) + r_{2u}(\theta_i^{mn}) \cdot \cos(\theta_i^{mn})] \right\} Z_2 \end{aligned} \quad (6)$$

其中: 下标 $2t$ 和 $2r$ 分别表示超声吸收体内的入射波和反射波; Z 表示媒质声阻抗; u 是粒子垂直界面速度的复数形式; s 为辐射源面积; $k_1 = 2\pi f t / c - i u$ 是波数和组织衰减组合表达形式; θ_i 是入射波声源中第 mn 点与界面法向的夹角; r 表示目标点与声源中第 mn 点之间的距离。

1.2 声强估计方法

使用模型 I 可以得到声束波入射时超声吸收体内部的热源可以表示为

$$\begin{aligned} Q(z) &= 4\alpha I_i(r) e^{-2\alpha d} [1 - \cos(2kz)] = \\ &= 4\alpha I_{i,0} e^{-2\alpha d} g(r/rb) [1 - \cos(2kz)] \end{aligned} \quad (7)$$

式中： $I_{i,0}$ 是声束轴上的声强； r_b 是在焦平面处的声束宽度； $r^2=x^2+y^2$ ，是测点与声束轴的距离； g 函数， $g(r/r_b)=\exp[-(r/r_b)^2]$ ，是一个径向分布的空间函数。根据热力学公式建立起在超声吸收体和空气中的能量传导方程组：

$$\begin{cases} \frac{\partial T_1(x, y, z, t)}{\partial t} \\ \kappa_1 \left(\frac{\partial^2 T_1(x, y, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_1(x, y, z, t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_1(x, y, z, t)}{\partial z^2} \right) = \\ \frac{4\alpha}{\rho_0 C_p} \times I_{i,0} e^{-2\alpha d} \times g(r/r_b) \times [1 - \cos(2kz)], & (z < 0) \\ \frac{\partial T_2(z, t)}{\partial t} \\ \kappa_2 \left(\frac{\partial^2 T_2(x, y, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2(x, y, z, t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_2(x, y, z, t)}{\partial z^2} \right) = 0, & (z > 0) \end{cases} \quad (8)$$

其中， T 和 κ 分别为温度和热扩散率(thermal diffusivity)，下标 1 和 2 分别表示超声吸收体和空气。将式(8)进行拉普拉斯(Laplace)变换，然后用待定系数法求解出相应的解，最后将这个解进行反拉普拉斯变换和反汉克尔(Hankel)变换，就可以得到超声吸收体表面温升的表达式：

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial}{\partial t} T_1(z, r, t) \right|_{z=0} = \frac{4\alpha}{\rho_0 C_p} H(r, t) I_i(r) e^{-2\alpha d} \\ H(r, t) = \frac{1 - e^{-\kappa_1 4k^2 t}}{1 + 4\kappa_1 t / r_b^2} e^{\frac{r^2}{r_b^2} \frac{4\kappa_1 t / r_b^2}{(1 + 4\kappa_1 t / r_b^2)}} \end{cases} \quad (9)$$

其中， $H(r, t)$ 函数描述了吸收体内声场和热扩散对超声吸收体表面温升的影响。

基于模型 II，超声吸收体内的热源可以表示为

$$Q(x, y, z) = -\frac{\partial I(x, y, z)}{\partial z} = 2\alpha I_m(x, y, z) [\exp(-2\alpha z') + \exp(-4\alpha d + 2\alpha z')] \quad (10)$$

式中： $I_m(x, y, z)$ 是自由声场中对应位置的声强， α 、 d 、 z' 定义同式(5)。如果忽略热扩散的影响，就可以得到超声吸收体表面($z'=d$)温升与入射波声强之间的关系：

$$\frac{\partial \hat{T}_1(x, y, z, t)}{\partial t} = \frac{4\alpha}{\rho_1 C_{p1}} I_m(x, y, z) \exp(-2\alpha d) \quad (11)$$

式中， $\hat{T}_1(x, y, z, t)$ 是忽略热扩散效应得到的超声吸收体表面温升。为了弥补由于忽略热扩散带来的影响，需要给实际测量到的超声吸收体表面温升 $T_1(x, y, z, t)$ 增加一个修正系数 K 。实际测量到的超

声吸收体表面的温升 $T_1(x, y, z, t)$ 与入射波声强幅值之间的关系可以表达为

$$\frac{\partial T_1(x, y, z, t)}{\partial t} K = \frac{4\alpha}{\rho_1 C_{p1}} I_m(x, y, z) \exp(-2\alpha d) \quad (12)$$

基于模型 III 的超声吸收体表面温升与内部热源的关系式可以表达为

$$\rho_2 C_2 \left. \frac{\partial T_2(x, y, z, t)}{\partial t} \right|_{z=0} = 4\alpha I(x, y, z) \Big|_{z=0} \cdot \exp(-2\alpha D) \cdot H(r, t) \quad (13)$$

定义复合参数 G 为

$$G = \frac{\rho_2 C_2}{4\alpha \exp(-2\alpha D) \max[H(r, t)]} \approx \frac{\max[I(x, y, z) \Big|_{z=0}]}{\max[\partial T_2(x, y, z) \Big|_{z=0} / \partial t]} \quad (14)$$

可以得到声强估计值为

$$I(x, y, z) \Big|_{z=0} = G \cdot \max \left[\left. \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} \right|_{z=0} \right] \quad (15)$$

2 结果与讨论

模型 I、II 和 III 从不同的角度阐释了在超声波作用下，超声吸收体内的声场分布情况。在超声吸收体/空气界面($z=0$)处，三种模型计算的声强都趋近于零。这是由于超声吸收体/空气界面处发生了类似全反射的现象，反射波与入射波的相位差为 π ，也即在此处的声强趋近于零。基于模型 I 和模型 III 的超声吸收体内部的声场分布较为接近，都在距离空气界面的 $\lambda/4$ (λ 为波长)附近出现了峰值，这是由于这两种模型都是基于声压叠加原理计算超声吸收体内部的声场分布。模型 I 和模型 III 计算的超声吸收体的内部声场分布从距离空气界面的 $\lambda/2$ 位置后出现差异，其主要原因是模型 III 在模型 I 的基础上考虑了声波在超声吸收体内部传播时的衰减。基于模型 II 计算的超声吸收体内部的声场分布较其他两种模型计算的结果差异较大，其声强最高值出现在超声吸收体/水界面处，并逐渐衰减直至在超声吸收体/空气界面处趋近于零。该模型是基于声强叠加原理，且使用的超声吸收体衰减系数较高。

三种模型由于基于的物理模型不完全相同，测量过程也有较大差别。基于模型 I 的测量方法，需要确定聚焦声场焦平面处 r_b 的值，然后根据某一时刻的温度场推导出入射波声强。理论上来说，要确定 r_b 的值可以通过超声辐照早期的温度场的分布来确定。但是在实际操作过程中，由于早期的超声吸收体表面的温升较低，信号的信噪比较低，所以采用 0.5 s 时的温度场的分布作为 r_b 值的测量依据。

基于模型 II 的测量方法需要修正参数来纠正模型中对热扩散影响的忽略。这个修正参数可以通过计算由理论仿真的声强值与由超声吸收体表面温升推导出来的声强值之间的差值来获得, 也可以通过对比使用水听器测量的声强值获得, 然后将这个修正参数应用到整个被测声场的声强测量中。基于模型 III 的测量方法, 通过在焦平面处水听器的测量结果求得超声吸收体的复合参数 G , 然后使用最大温度变化率求解出整个被测声场的入射波声强。

对比分析基于三种模型公开发表的测量结果, 比较其测量结果与水听器测量结果之间的差异率(差异率= $(V_{IR} - V_{水听器}) / V_{水听器} \cdot 100\%$)。Myers 等^[13]使用基于模型 I 的方法测量了两个聚焦换能器(开口直径为: 7.6、10 cm, 焦距为 11、11 cm, 中心频率为 1.105、1.155 MHz, 分别标记为 T30、T60)产生的声场。在轴线声强方面, 最大差异率为 72.9%; 在-6 dB 声束宽度方面, 最大差异率为 55.3%。Khokhlova 等^[10]使用基于模型 II 的方法测量了三个换能器(T1 为平面换能器, 直径为 2.52 cm, 中心频率为 1.022 MHz, T2 和 T3 为聚焦换能器, 开口直径分别为 6、6.4 cm, 焦距分别为 12、6.24 cm, 中心频率分别为 1.07 和 1.1 MHz)产生的声场。在轴线声强方面, 最大差异率为 50%; 在-3 dB 声束宽度方面, 最大差异率为 22%。Yu Y 等^[9]使用模型 III 的方法利用两种超声吸收体测量了开口直径为 10 cm, 焦距为 13 cm, 中心频率为 1.36 MHz 的聚焦换能器声场。在轴线声强方面, 最大差异率为 14.2%; 在-6 dB 声束宽度方面, 最大差异率为 167%。以上最大差异率主要发生在非焦平面上的测量结果, 基于三种模型在焦平面上的测量结果均与水听器测量结果较为接近, 差异率小于 10%。

综上所述, 基于模型 II 和 III 的测量方法, 由于引入了相应的转换参数, 例如复合参数 G , 使得在轴线声强测量方面较为准确。在声束宽度测量方面, 由于热扩散的作用以及非平面波入射的原因, 使得在非焦平面的测量结果都有所偏差。为了提高基于红外热成像的聚焦声场测量准确度, 还需要对超声辐照时超声吸收体内部声场和热场进行分析, 以及从超声吸收体的声、热学参数对测量结果的影响等方面做进一步的研究。

4 结 论

本文分析了三种基于红外热成像技术测量聚焦声场的技术原理, 详细阐述了其超声吸收体内部声场和声强估计方法的具体步骤, 分析对比了基于三

种模型的测量结果。为进一步研究该项技术提供了理论参考依据。

参 考 文 献

- [1] WINDSOR J A, BARRETO S G. The concept of 'borderline resectable' pancreatic cancer: limited foundations and limited future[J]. *Journal of Gastrointestinal Oncology*, 2017, **8**(1): 189-193.
- [2] YEH R, STEINMAN J, LUK L, et al. Imaging of pancreatic cancer: what the surgeon wants to know[J]. *Clinical Imaging*, 2017, **42**: 203-217.
- [3] LIEBERMAN N, VITANZA N A, CRANE C A. Immunotherapy for brain tumors: understanding early successes and limitations[J]. *Expert Review of Neurotherapeutics*, 2018, **18**(6): 251-259.
- [4] van VELTHOVEN R M M, AOUN F, MARCELIS Q, et al. A prospective clinical trial of HIFU hemiablation for clinically localized prostate cancer[J]. *Prostate Cancer and Prostatic Diseases*, 2016, **19**(1): 79-83.
- [5] TOMASIAN A, WALLACE A N, HILLEN T J, et al. Percutaneous ablation in painful bone tumors[J]. *Seminars in Musculoskeletal Radiology*, 2016, **20**(5): 472-485.
- [6] ten EIKELDER H, BOŠNAČKI D, ELEVELT A, et al. Modelling the temperature evolution of bone under high intensity focused ultrasound[J]. *Physics in Medicine and Biology*, 2016, **61**(4): 1810.
- [7] SPADI R, BRUSA F, PONZETTI A, et al. Current therapeutic strategies for advanced pancreatic cancer: A review for clinicians[J]. *World journal of clinical oncology*, 2016, **7**(1): 27-43.
- [8] SHIM J, STARUCH R M, KORAL K, et al. Pediatric sarcomas are targetable by MR-Guided high intensity focused ultrasound (MR-HIFU): Anatomical Distribution and Radiological Characteristics[J]. *Pediatric blood & cancer*, 2016, **63**(10): 1753-1760.
- [9] YU Y, SHEN G, ZHOU Y, et al. Quantitative assessment of acoustic intensity in the focused ultrasound field using hydrophone and infrared imaging[J]. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 2013, **39**(11): 2021-2033.
- [10] KHOKHLOVA V A, SHMELEVA S M, GAVRILOV L R, et al. Infrared mapping of ultrasound fields generated by medical transducers: Feasibility of determining absolute intensity levels[J]. *J Acoust Soc Am.*, 2013, **134**(2): 1586-1597.
- [11] HALLER J, JENDERKA K V, SEIFERT F, et al. A comparison of three different types of temperature measurement in HITU fields[J]. *Metrologia*, 2012, **49**(5): S279-S281.
- [12] SHAW A, HODNETT M. Calibration and measurement issues for therapeutic ultrasound[J]. *Ultrasonics*, 2008, **48**(4): 234-252.
- [13] GIRIDHAR D, ROBINSON R A, LIU Y, et al. Quantitative estimation of ultrasound beam intensities using infrared thermography- Experimental validation[J]. *J Acoust Soc Am.*, 2012, **131**(6): 4283-4291.
- [14] SHAW A, KHOKHLOVA V, BOBKOVA S, et al. Calibration of HIFU intensity fields measured using an infra-red camera[J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2011, **279**: 012019.
- [15] MYERS M R, GIRIDHAR D. Theoretical framework for quantitatively estimating ultrasound beam intensities using infrared thermography[J]. *J Acoust Soc Am.*, 2011, **129**(6): 4073-4083.
- [16] 万明习. 生物医学超声学[M]. 北京: 科学出版社, 2010.
WAN Minxi. *Biomedical Ultrasonics*[M]. BeiJing: China Science Publishing, 2010.
- [17] 杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬. 声学基础[M]. 第 2 版. 南京: 南京大学出版社, 2001.
DU Gonghuan, ZHU Zemin, GONG Xiufeng. *Fundamentals of Acoustics*[M]. Second Edition, NanJing: NanJing University Press.