

doi:10.3969/j.issn.1001-4616.2017.03.014

基于磁致边界振动希尔伯特变换的 电导率重建简化算法

陶 进, 郭各朴

(南京师范大学物理科学与技术学院, 江苏 南京 210023)

[摘要] 磁声成像是一种结合电阻抗成像和超声成像优点的多物理场耦合新型成像方法, 能实现组织的电阻抗对比成像, 重建组织内部电阻抗分布的边界. 本研究首先利用强指向性换能器来提高磁致振动检测的方向精确性, 通过磁声声压导数实现边界振动声源法向声压的提取; 然后从换能器的接收声压出发, 利用三维空间的格林函数推导了一种基于磁致边界振动法向声压的电导率重建算法, 明确了重建过程中声压及其导数的物理意义; 最后建立了圆柱坐标下的柱状扫描系统, 对双层偏心圆柱组织模型所产生的声压和换能器所接收到的磁声声波进行了模拟, 利用 Hilbert 变换实现波簇包络定位和相位分析, 恢复磁致边界振动声压, 重建扫描面的二维电导率分布和模型截面具有较高的一致性, 不但获得了组织的边界信息, 还实现了组织内部电导率分布的精确重建. 所提出的基于磁致边界振动希尔伯特变换的电阻抗重建简化算法为组织病变的电阻抗成像和磁声诊断提供了新方法.

[关键词] 磁致边界振动, 希尔伯特变换, 换能器指向性, 电导率重建

[中图分类号] O421+2 [文献标志码] A [文章编号] 1001-4616(2017)03-0094-08

Simplified Conductivity Reconstruction Algorithm Based on Hilbert Transform of Magnetic Induced Boundary Vibration

Tao Jin, Guo Gepu

(School of Physics and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China)

Abstract: As a new multi-physics imaging method possessing the advantages of electrical impedance tomography and sonography, magnetic induced acoustic imaging is demonstrated to have the capability of electrical impedance contrast imaging for tissues. In this study, the normal pressure of magnetic induced boundary vibration is retrieved by the derivative calculation from the detected acoustic pressure with a strong directional transducer to enhance the detection accuracy of acoustic transmission. Then, by decomposing Green function in three-dimensional free space, an electrical conductivity reconstruction algorithm based on Hilbert transform of the acoustic pressure of magnetic induced boundary vibration is derived with clear physical meanings of acoustic pressures and the corresponding derivatives. Lastly, a cylindrical scanning system is established to perform numerical simulations for magnetic induced vibration and the acoustic waveforms collected by an experimental transducer for a 2-layer eccentric cylindrical tissue model. By applying Hilbert transform to the collected waveforms for cluster envelope localization and vibration polarity identification, the time dependent pressure distributions of magnetic induced boundary vibrations are restored for further image reconstruction. The reconstructed image of the scanned layer shows good agreement with the cross-sectional conductivity distribution of the model. Not only the boundaries of the model in terms of shape and size, but also precise conductivity distributions inside the conductive media are reconstructed. Therefore, the proposed simplified conductivity reconstruction algorithm, based on Hilbert transform of the normal pressure of magnetic induced boundary vibration, provides a new method for the practical application of magnetic induced acoustic imaging in diagnostic analysis for biological tissues.

Key words: magnetic induced boundary vibration, Hilbert transform, transducer directivity, conductivity reconstruction

收稿日期: 2017-09-06.

基金项目: 国家自然科学基金(11604156)、江苏省高校自然科学研究项目(16KJB430020)、江苏省自然科学基金(BK20161013)、中国博士后科学基金(2016M591874).

通讯联系人: 郭各朴, 博士, 讲师, 研究方向: 电子信息和声学. E-mail: guogepu@njnu.edu.cn

磁声成像(Magneto induced acoustic imaging)^[1]是一种结合电阻抗成像^[2-4]和超声成像^[5-6]优点的多物理场耦合新型成像方法.在交变磁场的激励下,具有一定电导率分布组织感应的涡流和静磁场相互作用而产生洛伦兹力,这会引引起组织媒质的磁致振动而激发出声波,在组织周围放置的超声换能器能够接收组织内部传播出来的磁声信号,它包含了组织内部的电导率分布特性,进一步可以实现物体内部电导率^[7-8]分布的重建.该技术融合了超声成像技术高空间分辨率和磁感应成像高对比度的优势,也被称为“双模态”成像,在早期肿瘤的诊疗领域有着良好的应用前景.

近年来,国内外专家学者针对磁声成像^[9-16]的可行性和准确性进行了许多理论和实验的研究.2008年,马青玉和 He Bin^[17]基于声直线传播和感应涡流理论,提出了声源计算公式,实验结果表明电导率边界处感应涡流突变是磁声信号的产生原因,声波振幅和极性反映了电导率的变化率和改变方向.2012年,马青玉和孙晓冬^[18]基于格林函数和声偶极传播理论,对磁声振动声源进行反演推导,提出了内部电导率分布层析成像的新算法,提高了图像清晰度和分辨率.2013年, Mariappan 和 He Bin^[19]基于矢量声源分析,并结合亥姆霍兹感应涡流的分解,提出了高分辨率生物组织电阻抗重建算法.2015年,刘国强等人^[20]提出了线圈检测模式下的磁声电成像,利用互易定理推导了计算线圈感应电压的积分公式,并通过迭代算法重构组织的电导率.2016年, Yu 和 He^[21]通过提高脉冲磁场的频率,实现了高频磁声成像,并对老鼠癌症样本进行了生物电阻抗成像,提高了图像的分辨率.

在过去的研究中,专家学者研究了二维和三维图像重建算法,能够重建并分辨不同电导率组织的边界,但没有明确信号处理过程中变量的物理含义^[22-23],如图像重建过程中未对磁声声压和磁声声波加以区分,时常忽略磁场和换能器脉冲响应的影响,传统磁声成像中声压导数的含义比较模糊,重建图像不能和电导率分布精确对应,缺少定量性分析等问题,需要进一步解决,促进磁声成像技术的应用.

本文利用格林函数实现磁声声源的重建和组织电导率的恢复,提出了一种基于磁致边界振动希尔伯特变换的电导率重建算法.首先从脉冲磁场激励下的电磁感应和磁致振动出发,研究了磁声传播的基本原理,给出了磁声声压公式,然后在三维自由空间内进行格林函数分解,推导了等效声源的重建公式,进一步考虑换能器的强指向性特性^[24],明确了声压导数的物理意义,实现了磁致边界振动法向声压的提取和组织内部电导率的重建.建立了圆柱坐标下的柱状扫描系统,对双层偏心圆柱组织模型所产生的磁声声压和换能器所接收到的磁声声波进行了模拟,并利用希尔伯特变换进行包络定位和振动相位分析,实现磁致边界振动法向声压的提取和扫描层面组织的电导率重建,所得到的二维电导率分布和模型截面高度一致,实现了组织内部电导率分布的精确重建.所提出的基于磁致边界振动希尔伯特变换的电阻抗重建简化算法为组织病变的磁声诊断和电阻抗成像提供了新方法.

1 原理和方法

磁声成像原理如图1所示.具有一定电导率分布的被测物体被放置于一个均匀分布的静态磁场 $B_0 = B_0 z$ 和脉冲磁场 $B_1(t) = B_1(t)z$ 叠加而成的复合磁场中.在脉冲磁场的作用下,导电组织内部某一点 r 处的感应电场为 $E(r, t)$, 并产生涡流 $J(r, t) = \sigma(r, t)E(r, t)$. 在静磁场的作用下,涡流所在 r 处的组织受到洛伦兹力 $F_L(r, t)$ 的作用而产生磁致振动,激发出和脉冲磁场频率一致的磁声信号,其声压 $p(r, t)$ 经组织和媒质的传播后被放置在 r' 处的超声换能器接收,其包含组织内部电导率的分布信息,可以用来实现组织电导率分布重建.

由声学原理可知,在脉冲磁场为 $\delta(t)$ 时,组织内部 r 声源所激发的声场满足波动方程^[24]:

$$\nabla^2 p(r', t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(r', t)}{\partial t^2} = -\nabla \cdot [J_\delta(r) \times B_0] \otimes \delta'(t) \quad (1)$$

式中, c 为声速, $\nabla \cdot$ 为散度运算符, ∇^2 为拉普拉斯算子, $p(r', t)$ 为观测点 r' 处的声压.基于偶极辐射理论,磁声辐射声压可以写成 $\nabla \cdot [J_\delta(r, t) \times B_0] \cos\theta$, $J_\delta(r, t)$ 是脉冲磁场激发所产生的涡

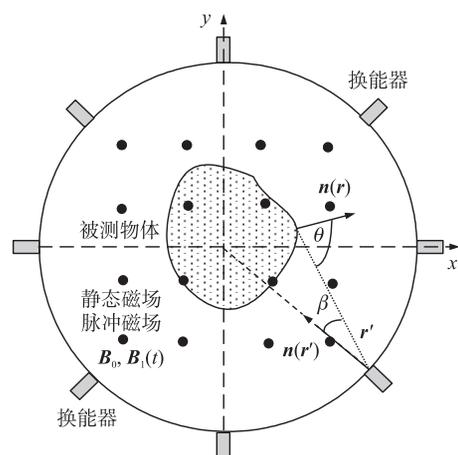


图1 磁声成像系统的原理图

Fig.1 Sketch map of magnetic induced acoustic imaging system

流, θ 是声传播路径矢量 $(\mathbf{r}' - \mathbf{r})$ 与涡流单位法向矢量 $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ 的夹角. 另外, 考虑到换能器指向性参数 $D(\beta) = |2J_1(k a \sin\beta) / (k a \sin\beta)|^{[25]}$ 的影响, 其中, a 是平面活塞换能器的半径, $J_1(\cdot)$ 为一阶柱状贝塞尔函数, $k = \frac{2\pi f}{c}$ 是波数, f 为声信号频率, β 为声传播路径 $(\mathbf{r}' - \mathbf{r})$ 与换能器表面法向 $\mathbf{n}(\mathbf{r}')$ 的夹角. 基于声传播的格林函数^[26], 在 \mathbf{r}' 处换能器所接收到的磁声声压表示为:

$$p(\mathbf{r}', t) = \iiint_V \frac{\xi \eta}{4\pi |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|} \nabla \cdot [\mathbf{J}_\delta(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}_0] \cos\theta \left| \frac{2J_1(k a \sin\beta)}{k a \sin\beta} \right| d\mathbf{r} \otimes \delta'(t - |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|/c), \quad (2)$$

式中, ξ 是换能器的压电转换系数, $\delta(t - |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|/c)$ 是声压信号传播距离 $|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|$ 所产生的信号时延. 最后考虑到脉冲磁场 $B_1(t)$ 和换能器脉冲相应 $R(t)$ 的影响, 接收到的磁声声波可以表示为 $w(\mathbf{r}', t) = p(\mathbf{r}', t) \otimes B(t) \otimes R(t)$.

为了计算组织内部的声场分布, 定义 $A(\mathbf{r}) = \{ \nabla \cdot [\mathbf{J}_\delta(\mathbf{r})] \cos\theta \} \left| \frac{2J_1(k a \sin\beta)}{k a \sin\beta} \right|$ 为等效声源. 在傅里叶变换中, $F[\delta(t)] = \int \delta(t) \exp(j\omega t) dt = 1$ 和 $F[\delta'(t)] = \int \delta'(t) \exp(j\omega t) dt = j\omega$, 令 $R = |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|$ 和 $k = \omega/c$, 得到 $F_k[\delta(t)] = \int \delta(t) \exp(jk\bar{t}) d\bar{t} = cF[\delta(t)]$ 和 $F_k[\delta'(t - R/c)] = jkc^2 \exp(jkR)$, 其中 $\bar{t} = ct$. 可以得到式(1)的频域表达式为^[27]:

$$P(\mathbf{r}', k) = jk\xi c^2 B \iiint_V d\mathbf{r} A(\mathbf{r}) \frac{\exp[jk|\mathbf{r}' - \mathbf{r}'|]}{4\pi |\mathbf{r}' - \mathbf{r}'|}. \quad (3)$$

在柱坐标中的格林函数 $\exp(jk|\mathbf{r}' - \mathbf{r}'|) / (4\pi |\mathbf{r}' - \mathbf{r}'|)$ 可以用 $-\frac{j}{8\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \exp[jm(\varphi - \varphi')] [J_m(\mu\rho) \times H_m^{(1)}(\mu\rho')] \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z \exp[jk_z(z - z')]^{[27]}$ 展开, 式(3)可以写成:

$$\frac{p(\mathbf{r}', k)}{jk\xi c^2 B_0} = \iiint_V d\mathbf{r} \cdot A(\mathbf{r}) \left\{ \frac{1}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \exp[jm(\varphi - \varphi')] \left[\frac{j\pi}{2} J_m(\mu\rho) H_m^{(1)}(\mu\rho') \right] \right\} \cdot \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z \exp[jk_z(z - z')] \right\}, \quad (4)$$

式中, $\mu = \sqrt{k^2 - k_z^2}$, (ρ, φ, z) 和 (ρ', φ', z') 分别表示柱状坐标系中 \mathbf{r} 和 \mathbf{r}' 的坐标. $J_m(\cdot)$ 和 $H_m^{(1)}(\cdot)$ 分别表示 m 阶贝塞尔函数和汉克函数^[28-29].

为了提取式(4)中的 $A(\mathbf{r})$, 首先公式两侧同乘以 $\exp(jn\varphi')$ 并在 0 到 2π 范围内对 φ' 进行积分, 然后用 $2\pi\delta(m-n)$ 替代 $\int_0^{2\pi} d\varphi' \exp[j(m-n)\varphi']$ 得到:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{P(\mathbf{r}', k)}{jk\xi c^2 B_0} \exp(jn\varphi') = \iiint_V d\mathbf{r} A(\mathbf{r}) \left[\frac{1}{2\pi} \frac{j\pi}{2} J_m(\mu\rho) H_m^{(1)}(\mu\rho') \right] \cdot \left(\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \exp[jm\varphi] 2\pi\delta(m-n) \right) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z \exp[jk_z(z - z')]. \quad (5)$$

当 $m=n$ 时 $\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \exp[jm\varphi] 2\pi\delta(m-n)$ 可以简化为 $2\pi\exp[jn\varphi]$, 式(5)两侧同时乘以 $\exp[-jn\varphi_0]$ 并在 $-\infty$ 到 $+\infty$ 范围内进行求和得到:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{P(\mathbf{r}', k)}{jk\xi c^2 B_0} \exp[jn(\varphi' - \varphi_0)] \sum_{-\infty}^{+\infty} \exp[-jn\varphi_0] = \iiint_V d\mathbf{r} A(\mathbf{r}) \left[\frac{2\pi}{2\pi} \frac{j\pi}{2} J_m(\mu\rho) H_m^{(1)}(\mu\rho') \right] \cdot \exp[jn\varphi] \sum_{-\infty}^{+\infty} \exp[-jn\varphi_0] \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z \exp[jk_z(z - z')]. \quad (6)$$

进一步在式(6)两侧再同时乘以 $[\mu J_m(\mu\rho_0)] / [H_m^{(1)}(\mu\rho')]$ 和 $\exp[j\gamma z']$, 并对 $\mu \in [0, +\infty)$ 和 $z' \in (-\infty, +\infty)$ 分别积分得到:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{P(\mathbf{r}', k)}{jk\xi c^2 B_0} \sum_{-\infty}^{+\infty} \exp[jn(\varphi' - \varphi_0)] \int_0^{+\infty} d\mu \frac{\mu J_m(\mu\rho_0)}{H_m^{(1)}(\mu\rho')} \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \exp[j\gamma z'] \int_{-\infty}^{+\infty} d\gamma \exp[j\gamma(-z_0)] =$$

$$\int_0^{\rho'} \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^{+\infty} dz A(\mathbf{r}) \left[\frac{j\pi}{2} \right] \frac{\delta(\rho-\rho_0)}{\rho} 2\pi\delta(\varphi-\varphi_0) \exp[j\gamma z] \int_{-\infty}^{+\infty} d\gamma \exp[j\gamma(-z_0)]. \quad (7)$$

对式(7)右侧进行积分变换和整形,可以简化为:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{P(\mathbf{r}', k)}{jk\xi c^2 B} \sum_{-\infty}^{+\infty} \exp[jn(\varphi'-\varphi_0)] \int_0^{+\infty} d\mu \frac{\mu J_m(\mu\varphi_0)}{H_m^{(1)}(\mu\varphi')} \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \exp[j\gamma z'] \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} d\gamma \exp[j\gamma(-z_0)] = 2j\pi^3 A(\rho_0, \varphi_0, z_0). \quad (8)$$

对于柱状模型,不考虑 z 方向,可认为 $\mu = \sqrt{k^2 - k_z^2} \approx k$ 和 $z' = z_0$.将 (ρ, φ, z) 替代 (ρ_0, φ_0, z_0) , k 替代 μ ,式(8)可以修正为:

$$A(\rho, \varphi, z) = \iint_{s'} ds' \frac{\pi}{2} \frac{4}{\pi^2 \xi c^2 B_0} \frac{2\pi}{4\pi |\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \left(\frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} dk (-jk) P(\mathbf{r}', k) \exp[-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|] \right). \quad (9)$$

因此可以得到组织的内部等效声源为:

$$\nabla \cdot [\mathbf{J}_s(\mathbf{r})] \cos\theta \left| \frac{2J_1(k\text{asin}\beta)}{k\text{asin}\beta} \right| = \frac{1}{\pi \xi c^3 B} \iint_{s'} ds' \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \frac{\partial p(\mathbf{r}', t)}{\partial t}. \quad (10)$$

由于生物组织电导率较低, $B_0 E(\mathbf{r}) \nabla \cdot [\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r})] \geq B_0 \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r}) \nabla \cdot [E(\mathbf{r})]$,表明组织内部均匀分布的电导率所产生振动信号的强度远小于边界上电导率突变所产生的振动强度,因此只需要考虑电导率突变边界产生的磁声声源^[30]. $\nabla \cdot [\mathbf{J}_s(\mathbf{r})]$ 可以由涡流沿法向方向的梯度 $E(\mathbf{r}) [\partial \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r}) / \partial n(\mathbf{r})]$ 进行计算.由于换能器发射和接收的互异性,实际磁声信号的接收在很大程度上取决于换能器的接收特性 $|2J_1(k\text{asin}\beta) / (k\text{asin}\beta)|$ ^[31],其中换能器半径和工作频率的乘积 ka 起着决定性作用, ka 越大,指向性越强,接收角度越小.换能器的指向性对信号接收的范围有着很大的影响,对于 ka 较小的指向性较弱的换能器,除了正对换能器方向,能接收较宽范围内的传播信号,产生逐渐衰减的声压.如 $ka \ll 1$,换能器全指向性, β 对信号接收无影响,很难用磁声声压的幅度变化区分法向声压.实验中所使用换能器(Panametrics U398)的半径1.9 cm,频率0.5 MHz, $ka = 39.7$,其-3 dB的接收角度小于 $\pm 5^\circ$.进一步对于 $ka \gg 1$ 的换能器,只有当 $\beta \approx 0$ 时 $|2J_1(k\text{asin}\beta) / (k\text{asin}\beta)| \approx 1$.当磁致振动的方向与换能器表面的法向一致时,即 $\theta = \beta = 0$,此时检测到磁致振动所产生的磁声声压最大,代表了磁致边界振动的法向声压.通过对 $p(\mathbf{r}', t)$ 求导,提取磁致边界振动声压突变的幅值和方向,就能恢复电导率突变产生的法向声压,因此得到:

$$E(\mathbf{r}) \left[\frac{\partial \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r})}{\partial n(\mathbf{r})} \right]_{\theta=\beta=0} = \frac{1}{\pi \xi c^3 B_0} \iint_{s'} ds' \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \frac{\partial p(\mathbf{r}', t)}{\partial t} \Big|_{\text{MBP}}. \quad (11)$$

当 $\theta = \beta = 0$,磁致振动方向 $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ 与换能器法向一致.因为磁致边界振动法向声压(magnetic induced boundary vibration pressure, MBP)沿着偶极声源振动方向,当MBP沿 $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ 方向传播时, $\left[\frac{\partial \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{n}(\mathbf{r})} \right]_{\theta=\beta=0}$ 可以转换为 $\left[\frac{\partial \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r})}{\partial(\mathbf{r}'-\mathbf{r})} \right]$ ^[18],因此得到:

$$\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r}) = \frac{R_m}{\pi \xi c^4 B_0 E(\mathbf{r})} \iint_{s'} ds' \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \int_0^t dt \frac{\partial p(\mathbf{r}', t)}{\partial t} \Big|_{\text{MBP}}. \quad (12)$$

式中, R_m 和 φ' 分别为扫描半径和换能器测量位置的角度.对于面积为 S 和周长为 L 的闭合曲面,感应的电场强度满足 $\oint E(\mathbf{r}) dL = - \iint [\partial B_1(t) / \partial t] dS$ ^[18],电导率分布可以修正为:

$$\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r}) = \frac{R_m}{\pi \xi c^4 B_0} \frac{L}{S} \iint_{s'} ds' \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \int_0^t dt \frac{\partial p(\mathbf{r}', t)}{\partial t} \Big|_{\text{MBP}}. \quad (13)$$

在实际的MAT-MI系统中,由于换能器的脉冲响应,脉冲磁场波形和实验测量的磁声声波都具有一定的噪声,因此及时采用超声成像中最常用的维纳逆滤波^[32]也很难通过声波波形的逆卷积实现 $p(\mathbf{r}', t)$ 的精确重建.本研究通过希尔伯特变换^[33]来进行波簇的包络定位和振动相位分析,可以精确获得磁致边界振动法向声压的幅值、位置和极性,进一步利用式(13)就能够实现组织内部电导率分布的重建.

2 数值仿真

为了验证所提出基于磁致边界振动希尔伯特变换的电导率重建算法的正确性,在柱坐标中建立了一个双层偏心圆柱体组织模型,通过数值计算模拟了组织边界的磁致振动特性和扫描测量圆周上的磁声声压分布以及换能器接收到的磁声声波. 计算中,假设声波在均匀介质中传播,不考虑声波在组织和媒质传播中产生的衰减、反射和散射,且不同媒质中的声速都设定为 1 500 m/s. 双层偏心圆柱模型的横截面电导率分布如图 2 所示,模型外层组织的圆形半径是 30 mm,电导率为 1 S/m,内层组织圆形半径是 18 mm,电导率是 0 S/m,圆心坐标为(34,40)mm,外边界 A 与内边界 B 相距 6 mm. 换能器的扫描半径设定为 40 mm. 组织模型放置在电导率为 0 S/m 的蒸馏水中.

首先根据式(2),模拟了换能器在 1°到 360°的测量角度上所接收到的磁声声压. 换能器的测量方向如图 2 中的实线箭头所示,在测量角度为 0°时,产生以最大值进行归一化的磁声声压如图 3(a)所示. 可见在 113 μs 和 141 μs 处产生了两个正峰值声压,在 117 μs 和 153 μs 处形成两个负峰值声压. 由于受换能器接收张角和偶极声源辐射角的影响,在峰值声压之间形成了连续的声压衰减,产生了从正峰值声压逐渐衰减至零,又由零逐渐增加到负峰值声压的变化. 根据时间可以看出,正负峰值声压分别是由图 2 中电导率边界 A 和 D 处的偶极声源产生,正峰值声压反映了电导率边界 A 和 C 处的 0→1 S/m 的电导率变化,而负峰值声压代表了电导率边界 B 和 D 处由 1→0 S/m 的电导率变化,它们相反的声压极性和相反的电导率变化极性完全一致. 进一步发现,正峰值声压 A 和负峰值声压 D 之间的间隔是 40 μs,和模型截面电导率的直径 60 mm 完全一致. 另外图中 A,B,C,D 处 4 个垂直跳变还反映了相应边界所产生的法向声压,包含了磁致边界振动声源的幅值与极性. 虽然理论上 A 和 D 边界声源振动强度一样,但是由于声传播衰减的影响,峰值声压 A 的幅度略大于峰值声压 D.

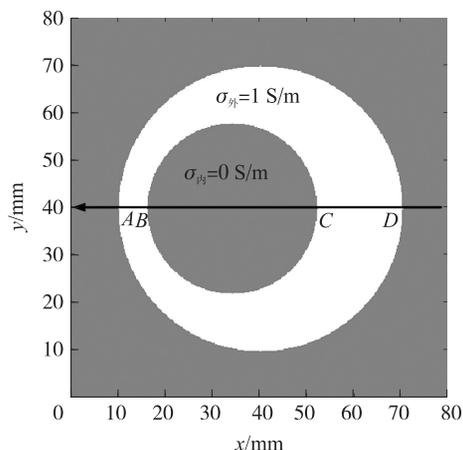


图 2 双层偏心柱状组织模型的截面电导率分布
Fig. 2 Cross-sectional conductivity distribution of a 2-layer eccentric cylindrical tissue model

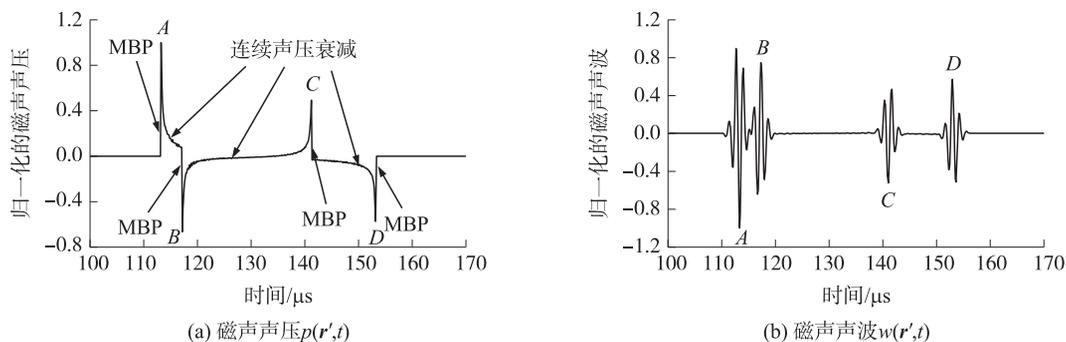


图 3 模拟结果:(a)磁声声压 $p(r',t)$ 和(b)磁声声波 $w(r',t)$

Fig. 3 Simulation results of magnetic induced acoustic pressure $p(r',t)$ and the corresponding collected waveform $w(r',t)$

将图 3(a)中的磁声声压和实验系统函数卷积得到的最大幅度归一化的磁声声波如图 3(b)所示,对应图 3(a)中的 4 个峰值声压产生明显的 4 个波簇,而峰值声压之间的连续声压衰减所产生的磁声声波相互抵消,因此垂直声压跳变(MBP)所产生波簇的振幅和极性反映了边界的电导率变化的大小和方向.

在电导率的重建中,对图 3(b)中的磁声声波进行 Hilbert 变换,得到如图 4(a)所示的包络信号,4 个峰 A、B、C 和 D 的位置分别对应了被测物体的 4 个电导率变化边界. 通过振动相位的分析实现对波簇值和振动极性的提取,得到沿测量方向的磁致边界振动法向声压分布,其结果如图 4(b)所示. 为了和理论结果对比,对图 3(a)中模拟的声压分布求导,得到如图 5(a)所示的归一化的声压导数分布,图中用“+/-”和“-/+”分别表示边界信号的相位信息,同时用垂直声压跳变的幅值来恢复相应的磁致边界振动法向声

压. 通过提取图 5(a) 中脉冲信号的幅值和相位信息, 得到如图 5(b) 所示的 $\frac{\partial p(\mathbf{r}', t)}{\partial t} \Big|_{\text{MBP}}$ 信号分布, 可以明显地看出 A、B、C、D 4 个峰值的位置、幅值和极性与图 4(b) 中的分布完全一致, 证明了采用 Hilbert 变换和振动极性提取可以准确地获得磁致边界振动的法向声压.

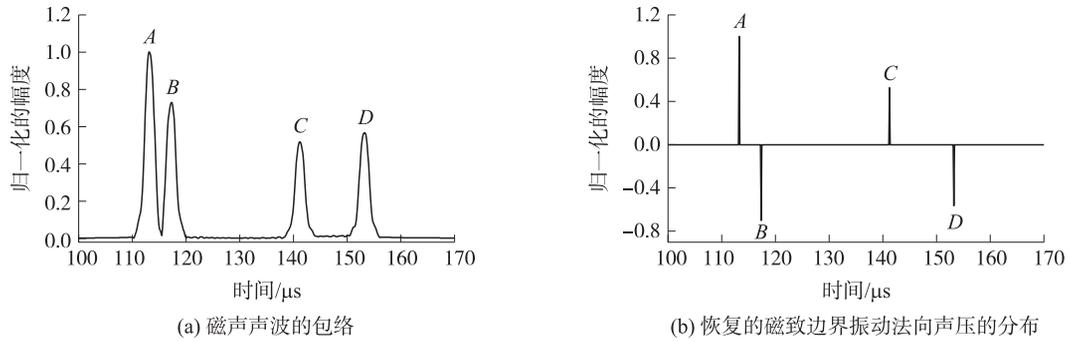


图 4 对磁声声波进行 Hilbert 变换和振动极性分析的结果

Fig. 4 Simulation results of the collected waveform after Hilbert transform and vibration polarity analysis

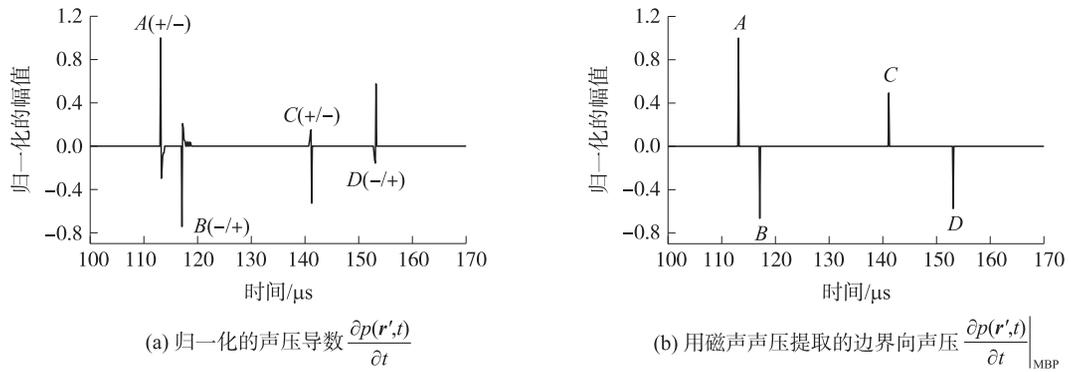


图 5 (a) 归一化的声压导数 $\frac{\partial p(\mathbf{r}', t)}{\partial t}$, (b) 用磁声声压提取的边界法向声压 $\frac{\partial p(\mathbf{r}', t)}{\partial t} \Big|_{\text{MBP}}$

Fig. 5 (a) Normalized distribution of pressure derivative $\frac{\partial p(\mathbf{r}', t)}{\partial t}$, and (b) the normal pressure distribution of magnetic induced boundary vibration retrieved from $p(\mathbf{r}', t)$

采用传统磁声成像的算法得到的重建结果如图 6(a) 所示. 可见图中有两个半径不同的偏心圆环, 其形状和尺寸与图 2 中的组织模型电导率截面轮廓相一致. 重建图像中两条极性相反的边界条纹能够反映出组织模型从外到内电导率的变化, 外边界条纹极性为正, 对应于 $0 \rightarrow 1$ S/m 的电导率变化, 而内边界条纹极性为负, 对应于 $1 \rightarrow 0$ S/m 的电导率变化. 受到换能器的系统函数与脉冲磁场的影响, 重建图像边界处

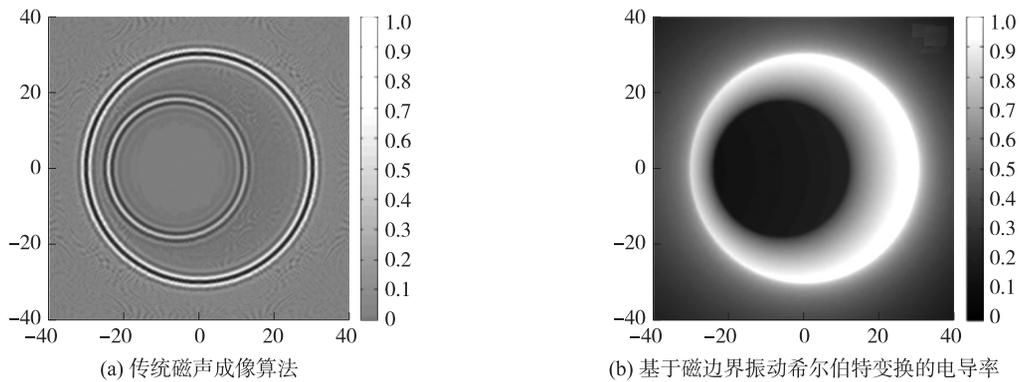


图 6 (a) 传统磁声成像算法和 (b) 基于磁致边界振动希尔伯特变换的电导率分布重建结果

Fig. 6 Images obtained with (a) the traditional reconstruction algorithm and (b) the simplified conductivity reconstruction algorithm based on the normal pressure distributions of magnetic induced boundary vibration and Hilbert transform

出现宽度约为 5 mm 的亮暗边界条纹,降低了空间分辨率,影响了重建图像的质量. 可见传统磁声成像的算法只能反映出组织边界的电导率变化,无法重建出图像内部的电导率分布,且边界的分辨率较低. 而使用本文所提出的电导率重建的简化算法,对 360 个角度上的磁声声波进行处理,将得到的磁致边界振动法向声压代入到式(12)中,通过积分得到 $\int_0^t dt \frac{\partial p(\mathbf{r}', t)}{\partial t} \Big|_{\text{MBP}}$ 的一维分布,进而通过式(13)可以实现扫描截面上的二维电导率分布重建,其结果如图 6(b)所示. 可见,重建图像的形状与尺寸和组织模型具有较高的一致性,不但能重建内外组织的截面形状,而且能较好地反映内外组织内部的电导率分布,但由于层析成像的计算叠加,重建的电导率边界略有模糊,形成灰度渐变的伪影分布.

3 讨论

由图 6(a)的重建图像可知,由于传统的磁声成像使用的是换能器所接收到的磁声声波,只能在组织的电导率边界产生条纹,其幅度由沿法向的电导率导数所决定,而其宽度由波簇的长短决定. 要获得较窄的边界条纹^[31],需要尽量缩短系统的脉冲响应和脉冲磁场的激励时间,可以采用高频脉冲激励和高频宽带换能器接收. 但是高频声衰减会降低声信号接收的灵敏度和信噪比,同时高频大电流的脉冲磁场会增加系统的设计难度. 在声成像中,使用接收到的声波信号进行图像重建,超声成像的空间分辨率一般可以认为是波长. 但是如果能够从接收信号中精确还原磁声声压,可以认为由声压或者波形的采样频率决定,则其分辨率可以得到大幅度的提高^[18]. 但是在本研究中,由于换能器脉冲响应的不精确和接收信号的误差,很难精确恢复磁声声压,而是通过 Hilbert 变换来确定磁致边界振动法向声压的位置和方向,因此其分辨率取决于重叠波簇的分辨能力,对于 0.5 MHz 的工作频率,其分辨率约为 3 mm,超过了传统方法的空间分辨率. 进一步研究精确声压的逆卷积算法将会对电导率重建分辨率的提高有着积极的意义.

众所周知,在电磁感应中,涡流沿法向方向的梯度产生洛伦兹力,洛伦兹力的散度即为磁致振动的声源强度^[30],在组织模型的电导率突变边界会产生较强的磁声声压. 因此,在过去的研究中,经常选择存在明显电导率突变的柱状组织模型进行声源分布和计算,只考虑边界声源的贡献而不考虑内部声源的影响. 本文所提出的希尔伯特变换和磁致边界振动的电导率重建算法不但可以重建截面电导率分布的形状和大小,还可以重建组织内部的电导率分布,提高边界位置的空间分辨率. 在本课题组以前的研究中,对呈现梯度分布的组织边界进行了研究^[30]. 结果表明,内部声源主要由组织内部电导率分布以及电场强度的旋度决定的,而边界声源由电导率梯度与感应电场的向量积决定. 对于电导率较低的生物组织而言,边界声源由电导率的变化率决定,内部声源由感应电场决定. 对于变化比较明显的电导率边界,边界声源远大于内部声源,内部声源常被忽略. 对于具有渐变电导率分布的生物组织而言,磁致振动强度太小,从接收的磁声声压中不足以提取磁致边界振动的法向声压,因此针对渐变电导率分布组织模型的研究将更有价值. 实际组织中,肿瘤的正常组织和病理组织之间并没有明显的突变边界,而是呈现某种电导率梯度分布,因此进一步研究电阻抗缓变分布模型的重建算法将具有更加现实的意义和应用前景.

4 结论

本文对磁声成像的逆问题进行了深入的研究,对电导率重建算法进行了详细的推导,明确了磁声声压及其导数的物理含义,提出了一种基于磁致边界振动希尔伯特变换的电导率重建算法. 采用双层偏心柱状组织模型进行了磁声声压、磁声声波和截面电导率重建的数值仿真,并与传统的重建算法进行了对比. 所提算法的重建结果与组织模型的截面电导率分布具有高度的一致性,不但可以获得截面电导率分布的形状和大小,还可以实现组织内部的电导率分布重建,具有良好的空间分辨率. 本研究为磁声成像在生物组织的病变检测和电阻抗成像中的应用提供了一种简化方法.

[参考文献]

- [1] XU Y, HE B. Magnetoacoustic tomography with magnetic induction[J]. *Phys Med Biol*, 2005, 50(21): 5 175-5 187.
- [2] METHERALL P, BARBER D C, SMALLWOOD R H, et al. Three-dimensional electrical impedance tomography[J]. *Nature*,

- 1996,380(6 574):509–512.
- [3] PAULSON K,LIONHEART W,PIDCOCK M. Optimal experiments in electrical impedance tomography[J]. IEEE Trans Med Imag,1993,12(12):681–686.
- [4] HARTOV A,LEPIVERT P,SONI N,et al. Using multiple-electrode impedance measurements to monitor cryosurgery[J]. Med Phys,2002,29(12):2 806–2 814.
- [5] WELLS P N T. Ultrasound imaging[J]. Phys Med Biol,2006,51(13):R83–98.
- [6] OELZE M L,ZACHARY J F. Examination of cancer in mouse models using high-frequency quantitative ultrasound[J]. Ultrasound Med Biol,2006,32(11):1 639–1 648.
- [7] LI X,XU Y,HE B. Magnetoacoustic tomography with magnetic induction for imaging electrical impedance of biological tissue [J]. J Appl Phys,2006,99(6):066112.
- [8] MARIAPPAN L,HU G,HE B. Magnetoacoustic tomography with magnetic induction for high-resolution bioimpedance imaging through vector source reconstruction under the static field of MRI magnet[J]. Med Phys,2014,41(2):131–134.
- [9] XIA R,LI X,HE B. Magnetoacoustic tomographic imaging of electrical impedance with magnetic induction[J]. Appl Phys Lett,2007,91(8):083903.
- [10] BRINKER K,ROTH B J. The effect of electrical anisotropy during magnetoacoustic tomography with magnetic induction[J]. IEEE Trans Biomed Eng,2008,55(5):1 637–1 639.
- [11] HU G,HE B. Magnetoacoustic imaging of electrical conductivity of biological tissues at a spatial resolution better than 2 mm[J]. Plos One,2011,6(8):e23421.
- [12] SUN X D,ZHOU Y Q,MA Q Y,et al. Radiation theory comparison for magnetoacoustic tomography with magnetic induction (MAT-MI) [J]. Sci Bull,2014,59(26):3 246–3 254.
- [13] GUO L,LIU G,YANG Y. Difference frequency magnetoacoustic tomography without static magnetic field[J]. Appl Phys Exp,2015,8(8):086601.
- [14] LI Y,MA Q,ZHANG D,et al. Acoustic dipole radiation model for magnetoacoustic tomography with magnetic induction[J]. Chin Phys B,2011,20(8):084302.
- [15] LI Y,LIU Z,MA Q,et al. Two-dimensional Lorentz force image reconstruction for magnetoacoustic tomography with magnetic induction[J]. Chin Phys Lett,2010,27(8):084302.
- [16] LU M,LIU X,SHI Y,et al. Propagation of shear waves generated by acoustic radiation force in nondissipative inhomogeneous media[J]. Chin Phys Lett,2012,29(1):014301.
- [17] MA Q,HE B. Magnetoacoustic tomography with magnetic induction;a rigorous theory[J]. IEEE Trans Biomed Eng,2008,55(2):813–816.
- [18] SUN X,ZHANG F,MA Q,et al. Acoustic dipole radiation based conductivity image reconstruction for magnetoacoustic tomography with magnetic induction[J]. Appl Phys Lett,2012,100(2):024105.
- [19] MARIAPPAN L,HE B. Magnetoacoustic tomography with magnetic induction;bioimpedance reconstruction through vector source imaging[J]. IEEE Trans Med Imag,2013,32(3):619–627.
- [20] GUO L,LIU G,XIA H. Magneto-acousto-electrical tomography with magnetic induction for conductivity reconstruction[J]. IEEE Trans Biomed Eng,2015,62(9):2 114–2 124.
- [21] YU K,SHAO Q,ASHKENAZI S,et al. In vivo electrical conductivity contrast imaging in a mouse model of cancer using high-frequency magnetoacoustic tomography with magnetic induction (hfMAT-MI) [J]. IEEE Trans Med Imag,2016,35(10):2 301–2 311.
- [22] ZHANG W,MA R,ZHANG S,et al. Image reconstruction in magnetoacoustic tomography with magnetic induction(MAT-MI) with variable sound speeds[J]. IEEE Trans Biomed Eng,2016,63(12):2 585–2 594.
- [23] MARIAPPAN L,SHAO Q,JIANG C,et al. Magnetoacoustic tomography with short pulsed magnetic field for in-vivo imaging of magnetic iron oxide nanoparticles[J]. Nanomed Nanotech Biol Med,2015,12(3):689–699.
- [24] ZHOU Y,WANG J,SUN X,et al. Transducer selection and application in magnetoacoustic tomography with magnetic induction[J]. J Appl Phys,2016,119(9):094903.
- [25] 程建春. 声学原理[M]. 北京:科学出版社,2012:96–246.
- [26] SUN X,FANG D,ZHANG D,et al. Acoustic dipole radiation based electrical impedance contrast imaging approach of magnetoacoustic tomography with magnetic induction[J]. Med Phys,2013,40(5):052902.

-
- [2] 赵嘉琦,迟楠. 室内 LED 可见光定位若干关键技术的比较研究[J]. 灯与照明,2015,39(1):34-41.
- [3] NADEEM U,HASSAN N U,PASHA M A. Indoor positioning system designs using visible LED lights:performance comparison of TDM and FDM protocols[J]. Electronics letters,2015,51(1):72-74.
- [4] 沈芮,张剑. 基于可见光通信的室内定位方法[J]. 信息工程大学学报,2014,15(1):41-45.
- [5] ZHANG W,KAVEHRAD M. A 2-D indoor localization system based on visible light LED[C]//Photonics Society Summer Topical Meeting Series,Seattle,2012:80-81.
- [6] SOO Y J,SWOOK H,CHANG S P. TDOA-based optical wireless indoor localization using LED ceiling lamps[J]. IEEE transactions on consumer electronics,2011,57(4):1 592-1 597.
- [7] KAHN J,BARRY J. Wireless infrared communications[J]. Springer international,1994,85(2):265-298.
- [8] HYUN S K,DEOK R K,SE H Y,et al. An indoor visible light communication positioning system using a RF carrier allocation technique[J]. Journal of lightwave technology,2013,31(1):134-144.
- [9] 吴凤和,王金芬,尹清静,等. 基于锥角计算的 Phong 混合反射模型反射参数估算[J]. 燕山大学学报(自然科学版),2014,38(2):144-151.
- [10] ZHANG X L,DUAN J Y,FU Y G,et al. Theoretical accuracy analysis of indoor visible light communication positioning system based on received signal strength indicator[J]. Journal of lightwave technology,2014,32(21):4 180-4 186.
- [11] 吴楠,王旭东,胡晴晴,等. 基于多 LED 的高精度室内可见光定位方法[J]. 电子与信息学报,2015,37(3):727-732.
- [12] 孙佩刚,赵海,韩光洁,等. 混沌三角形定位参考点选择算法[J]. 计算机研究与发展,2007,44(12):1 987-1 995.
- [13] 沈芮,张剑,王鼎. 基于可见光通信的室内定位算法及相应参数估计克拉美罗界[J]. 激光与光电子学进展,2014,51:1-8.
- [14] WANG T Q,SEKERCIOGLU Y A,NEILD A,et al. Position accuracy of time-of-arrival based ranging using visible light with application in indoor localization systems[J]. Journal of lightwave technology,2013,31(20):3 302-3 308.
- [15] ZHOU Z,MOHSEN K,PENG D. Indoor positioning algorithm using light-emitting diode visible light communications[J]. Optical engineering,2012,51(8):1-6.

[责任编辑:顾晓天]

(上接第 101 页)

- [27] XU M,WANG L. Time-domain reconstruction algorithms and numerical simulations for thermoacoustic tomography in various geometries[J]. IEEE Trans Biomed Eng,2003,50(9):1 086-1 099.
- [28] MORSE P,FESHBACH H. Methods of theoretical physics[M]. New York:McGraw-Hill,1953:762-814.
- [29] ARFKEN G,WEBER H. Mathematical methods for physicists[M]. San Diego:Academic Press,1995:268-356.
- [30] WANG J,ZHOU Y,SUN X,et al. Acoustic source analysis of magnetoacoustic tomography with magnetic induction for conductivity gradual-varying tissues[J]. IEEE Trans Biomed Eng,2016,63(4)758-764.
- [31] 沈宜昕,郭各朴,孙晓冬,等. 换能器指向性对磁感应磁声成像伪影的影响[J]. 南京师范大学学报(工程技术版),2016,16(4):1-7.
- [32] LOUPAS T,PYE S D,MCDICKENM W N. Deconvolution in medical ultrasonics:practical considerations[J]. Phys Med Biol,1989,34(11):1 691-1 700.
- [33] TAO Y,WANG M,XIA W. Semiconductor laser self-mixing micro-vibration measuring technology based on Hilbert transform[J]. Opt Comm,2016,368:12-19.

[责任编辑:顾晓天]