



(12)发明专利

(10)授权公告号 CN 105232085 B

(45)授权公告日 2017. 10. 31

(21)申请号 201510794661.0

(51)Int.Cl.

(22)申请日 2015.11.18

A61B 8/00(2006.01)

A61B 8/08(2006.01)

(65)同一申请的已公布的文献号

申请公布号 CN 105232085 A

审查员 李怡雪

(43)申请公布日 2016.01.13

(73)专利权人 中国人民解放军第三军医大学第三附属医院

地址 400042 重庆市渝中区大坪长江支路10号

(72)发明人 朱新建 吴若愚 陆彦邑 何庆华 吴宝明

(74)专利代理机构 重庆为信知识产权代理事务所(普通合伙) 50216

代理人 龙玉洪

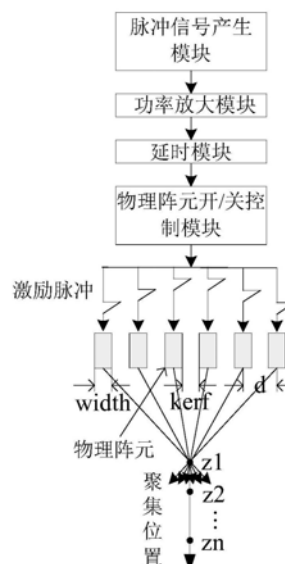
权利要求书2页 说明书9页 附图5页

(54)发明名称

基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法

(57)摘要

本发明提供了一种基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法,对不同的聚焦深度,开启对应的阵元数目,设置孔径大小,能有效消除栅瓣现象和位移场中的伪位移,得到的质点位移-时间曲线更符合单点激发剪切波随时间衰减的规律,提升了剪切波传播速度测量准确度。本发明解决了现有技术中在浅聚焦深度时,由于声辐射力栅瓣的影响,导致标记点位移-时间曲线发生畸变,降低剪切波传播速度测量准确度的技术问题。



1. 一种基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法,其特征在于,包括以下步骤:

S1: 在不同的聚焦深度 z 下,通过调整超声换能器的孔径宽度 D 来控制声辐射力场的形状,以消除声辐射力栅瓣,即:聚焦深度 z 变大,超声换能器的孔径宽度 D 调大,聚焦深度 z 变小,超声换能器的孔径宽度 D 调小;

S2: 根据超声换能器在孔径宽度 D 时的有效声压 P_e 计算声辐射力 F ;

S3: 由声辐射力矢量与三维波动方程的格林函数卷积求得该声辐射力引起质点振动的位移场;

S4: 针对每个聚焦深度,利用峰值时间法求解剪切力波的传播速度 C_T ;

S5: 按照 $C_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ 计算剪切模量 μ ,其中 ρ 为被测生物组织密度, C_T 为步骤S4所得的剪切力波的传播速度;

S6: 根据杨氏模量 E 、剪切模量 μ 与泊松比 ν 三者关系式: $E = \frac{\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+\mu}$,
 $\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}$, $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ 重构生物组织的弹性模量并实现不同深度的弹性成像,其中 λ 为Lame常数。

2. 根据权利要求1所述的基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法,其特征在于,孔径宽度 D 随焦距 f 的改变而变化,且满足 $\left(\frac{D}{2}\right)^2 \frac{1}{2f} < \lambda_0$,式中, λ_0 为载波波长;超声换能器

的孔径宽度 $D = N_elements \cdot d = (N_elements-1)(width+kerf)$,式中, $N_elements$ 为活跃物理阵元数, d 为相邻两阵元的中心间距, $width$ 为阵元宽度, $kerf$ 为阵元间隙;通过调整活跃物理阵元数 $N_elements$ 的数目实现超声换能器的孔径宽度 D 的调节,对不同焦距 f 下的活

跃物理阵元数 $N_elements$ 按照 $N_elements = \left\lceil \frac{2(2f\lambda_0)^{\frac{1}{2}}}{width+kerf} + 1 \right\rceil$ 进行动态调整, $N_elements$

取整数,且当阵元总数为偶数时,活跃物理阵元数 $N_elements$ 取偶数,当阵元总数为奇数时,活跃物理阵元数 $N_elements$ 取奇数。

3. 根据权利要求1所述的基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法,其特征在于,步骤S2中声辐射力 $F = \frac{2\alpha I}{c}$,式中, α 为生物组织的声衰减系数, c 为超声在生物组织中的

传播速度, I 为一空间位置时间平均声强,且 $I = \frac{P_e^2}{\rho c} = \frac{P_e^2}{2Z}$,式中, ρ 为生物组织的组织密度, Z 为生物组织的声阻抗, P_e 为当前时刻的有效声压。

4. 根据权利要求1所述的基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法,其特征在于,步骤S3中按照 $\vec{u}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^t d\tau \iiint_V \vec{f}(\vec{\xi}, \tau) \vec{g}(\vec{r} - \vec{\xi}, t - \tau) d\vec{\xi}$ 求得该声辐射力引起质点振动的位移场,式中, $\vec{u}(\vec{r}, t)$ 为瞬态作用力矢量 $\vec{f}(\vec{\xi}, \tau)$ 在粘弹性介质中引起的位移场, $\vec{r}$ 和 $\vec{\xi}$ 为方向向

量, t 和 τ 为时间, $\vec{g}(\vec{r}-\vec{\xi}, t-\tau)$ 为格林函数分量。

5. 根据权利要求1所述的基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法, 其特征在于, 步骤S4中的峰值时间法求解剪切力波的传播速度 C_T 的具体步骤如下:

S41: 在聚焦位置的横向方向上, 取间距相同的多个标记点, 记录每个采样时刻对应的振动位移, 得到每个标记点的振动位移时间图;

S42: 记录每个标记点振动位移主峰值对应的时刻;

S43: 利用最小二乘法拟合出以各标记点的位置信息为自变量, 对应的主峰值到达的时刻为因变量的一条直线, 该条直线的斜率的倒数即为剪切波传播速度值。

基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法

技术领域

[0001] 本发明涉及超声弹性成像技术领域,具体涉及一种基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法。

背景技术

[0002] 超声弹性成像是一种以检测生物组织弹性信息为目的的新兴技术,其成像原理是,利用聚焦超声产生的声辐射力(acoustic radiation force,ARF)激励生物组织,根据声辐射力施加前后该组织的形变差求解弹性系数,进而弹性成像。根据声辐射力的施加方式,超声弹性成像可分为三类:准静态法,例如诊断超声中的声流法(Acoustic Streaming in Diagnostic Ultrasound,ASIDU);瞬态法,例如声辐射力脉冲成像(Acoustic Radiation Force Impulse Imaging,ARFII)、剪切波弹性成像(Shear Wave Elasticity Imaging,SWEI)、超声剪切成像(Supersonic Shear Imaging,SSI);谐波法,例如振动声成像(Vibro-Acoustography)、简谐运动成像(Harmonic Motion Imaging,HMI)。

[0003] 其中,剪切波弹性成像通过检测由声辐射力激励生物组织产生的剪切波的传播速度,反演出剪切模量,再据此弹性成像。由于只需要聚焦超声单点激励,所以成像过程受外部及生物组织内部环境影响较小,且安全可靠,收到广大临床医护和科研人员的高度重视,近些年来,无论在理论研究和临床应用都取得了众多突破,成为当前超声弹性成像技术中的一个研究热点。超声剪切波弹性成像的核心步骤是测出聚焦声辐射力诱发的剪切波的传播速度,而固定孔径下,当聚焦深度较浅时,聚焦超声产生的声辐射力场会在焦点两侧产生栅瓣,引起位移场在焦点两侧产生伪位移场,从而导致标记质点位移-时间曲线出现畸变,且聚焦深度越浅,畸变程度越大,这样大大降低了剪切波传播速度测量精度。

发明内容

[0004] 本申请通过提供一种基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法,对不同的测量深度,动态控制孔径大小,以获得良好的位移-时间曲线,以解决现有技术中浅聚焦深度时剪切波传播速度不准确的技术问题。

[0005] 为解决上述技术问题,本申请采用以下技术方案予以实现:

[0006] 一种基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法,包括以下步骤:

[0007] S1:在不同的聚焦深度 z 下,通过调整超声换能器的孔径宽度 D 来控制声辐射力场的形状,以消除声辐射力栅瓣,即:聚焦深度 z 变大,超声换能器的孔径宽度 D 调大,聚焦深度 z 变小,超声换能器的孔径宽度 D 调小;

[0008] S2:根据超声换能器在孔径宽度 D 时的有效声压 P_e 计算声辐射力 F ;

[0009] S3:由声辐射力矢量与三维波动方程的格林函数卷积求得该声辐射力引起质点振动的位移场;

[0010] S4:针对每个聚焦深度,利用峰值时间法求解剪切力波的传播速度 C_T ;

[0011] S5:按照 $C_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ 计算剪切模量 μ ,其中 ρ 为被测生物组织密度, C_T 为步骤S4所得的剪切力波的传播速度;

[0012] S6:根据杨氏模量 E 、剪切模量 μ 与泊松比 ν 三者关系式: $E = \frac{\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+\mu}$,
 $\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}$, $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ 重构生物组织的弹性模量并实现不同深度的弹性成像,其中 λ 为Lame常数。

[0013] 进一步地,孔径宽度 D 随焦距 f 的改变而变化,且满足 $\left(\frac{D}{2}\right)^2 \frac{1}{2f} < \lambda_0$,式中, λ_0 为载波波长;超声换能器的孔径宽度 $D = N_elements \cdot d = (N_elements-1)(width+kerf)$,式中, $N_elements$ 为活跃物理阵元数, d 为相邻两阵元的中心间距, $width$ 为阵元宽度, $kerf$ 为阵元间隙;通过调整活跃物理阵元数 $N_elements$ 的数目实现超声换能器的孔径宽度 D 的调节,对

不同焦距 f 下的活跃物理阵元数 $N_elements$ 按照 $N_elements = \left\lfloor \frac{2(2f\lambda_0)^{\frac{1}{2}}}{width+kerf} + 1 \right\rfloor$ 进行动态

调整, $N_elements$ 取整数,且当阵元总数为偶数时,活跃物理阵元数 $N_elements$ 取偶数,当阵元总数为奇数时,活跃物理阵元数 $N_elements$ 取奇数。

[0014] 动态孔径控制即针对不同的聚焦深度,开启相应的活跃物理阵元数目,当聚焦深度较浅时,只开启少数的中心阵元,边缘的其他阵元则处于静默状态,此时的孔径宽度 D 较小,随着聚焦深度的逐渐增加,相应的边缘阵元也随之开启,增大了孔径宽度 D ,从而控制声辐射力场的形状,有效消除栅瓣现象和位移场中的伪位移,使得得到的聚焦中心侧向标记点的位移-时间曲线更符合对剪切波传播速度测量的要求。

[0015] 更进一步地,步骤S2中声辐射力 $F = \frac{2\alpha I}{c}$,式中, α 为生物组织的声衰减系数, c 为

超声在生物组织中的传播速度, I 为一空间位置时间平均声强,且 $I = \frac{P_e^2}{\rho c} = \frac{P_e^2}{2Z}$,式中, ρ 为生物组织的组织密度, Z 为生物组织的声阻抗, P_e 为当前时刻的有效声压。

[0016] 实施时,步骤S3中按照 $\vec{u}(\vec{r},t) = \int_{-\infty}^t d\tau \iiint_V \vec{f}(\vec{\xi},\tau) \vec{g}(\vec{r}-\vec{\xi},t-\tau) d\vec{\xi}$ 求得该声辐射力引起质点振动的位移场,式中, $\vec{u}(\vec{r},t)$ 为瞬态作用力矢量 $\vec{f}(\vec{\xi},\tau)$ 在粘弹性介质中引起的位移场, $\vec{r}$ 和 $\vec{\xi}$ 为方向向量, t 和 τ 为时间, $\vec{g}(\vec{r}-\vec{\xi},t-\tau)$ 为格林函数分量。

[0017] 更具体的,步骤S4中的峰值时间法求解剪切力波的传播速度 C_T 的具体步骤如下:

[0018] S41:在聚焦位置的横向方向上,取间距相同的多个标记点,记录每个采样时刻对应的振动位移,得到每个标记点的振动位移时间图;

[0019] S42:记录每个标记点振动位移主峰值对应的时刻;

[0020] S43:利用最小二乘法拟合出以各标记点的位置信息为自变量,对应的主峰值到达

的时刻为因变量的一条直线,该条直线的斜率的倒数即为剪切波传播速度值。

[0021] 使用峰值时间法(Time To Peak displacement,TTP)最大特点在于求解过程中关注的是各个点主峰值到达时刻,与峰值的具体值无关,因此,利用该方法求解剪切波传播速度误差较小。

[0022] 与现有技术相比,本申请提供的技术方案,具有的技术效果或优点是:通过动态改变超声换能器孔径的大小来控制声辐射力场的形状,有效消除栅瓣现象和位移场中的伪位移,大大提高了浅聚焦深度的剪切波传播速度的测量准确率。

附图说明

[0023] 图1为动态孔径控制示意图;

[0024] 图2为基于动态孔径控制的聚焦超声发射示意图;

[0025] 图3为聚焦超声诱发生物组织产生剪切波示意图;

[0026] 图4为某一标记点离焦点不同侧向位置的位移-时间曲线图;

[0027] 图5为焦距5mm静态孔径控制下标志点归一化位移-时间曲线图;

[0028] 图6为焦距5mm动态孔径控制下标志点归一化位移-时间曲线图;

[0029] 图7为焦距7mm静态孔径控制下标志点归一化位移-时间曲线图;

[0030] 图8为焦距7mm动态孔径控制下标志点归一化位移-时间曲线图;

[0031] 图9为焦距9mm静态孔径控制下标志点归一化位移-时间曲线图;

[0032] 图10为焦距9mm动态孔径控制下标志点归一化位移-时间曲线图。

具体实施方式

[0033] 本申请通过提供一种基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法,对不同的测量深度,动态控制孔径大小,以获得良好的位移-时间曲线,以解决现有技术中浅聚焦深度时剪切波传播速度不准确的技术问题。

[0034] 为了更好的理解上述技术方案,下面将结合说明书附图以及具体的实施方式,对上述技术方案进行详细的说明。

[0035] 实施例

[0036] 一种基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法,包括以下步骤:

[0037] S1:在不同的聚焦深度 z 下,通过调整超声换能器的孔径宽度 D 来控制声辐射力场的形状,以消除声辐射力栅瓣,即:聚焦深度 z 变大,超声换能器的孔径宽度 D 调大,聚焦深度 z 变小,超声换能器的孔径宽度 D 调小;

[0038] 动态孔径控制是接收回波信号环节中的一个常用技术,而在常规超声成像系统中,发射与接收电子聚焦的物理学和数学原理是相同的。因此,本发明利用类似常规超声成像系统接收模式下的动态孔径控制来实现不同焦距下合理有效激励剪切波产生过程中的动态聚焦。动态孔径控制过程如图1所示。发射聚焦时,通常采用延迟顺序激励阵元的方法,使各阵元按照设计的延时依次发射超声波,在焦点处同相叠加干涉增强,焦点外异相叠加干涉减弱。要求各阵元发射超声时间的关系为:

$$t_{fn} = \frac{f}{c} \left(1 - \left(1 + \left(\frac{D}{f} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right) + t_0 \quad (1)$$

[0039] 式(1)中, t_0 为中心阵元的发射时间, t_{fn} 为相对于中心阵元第 n 阵元发射时间, f 为焦距, c 为超声波在被测组织中的传播速度, D 为孔径大小, 从上式可知, 最大延迟时间 $t_{fn\max}$, 即中心阵元与边缘阵元发射时间的差值 $t_0 - t_{fn}$ 随焦距减小而增大。

[0040] 在聚焦孔径中, 对任意两阵元 element A 和 element B, 假设 element A 相对于 element B 的延迟时间为 t_{fAB} , 对于空间某一点, element A 相对于 element B 的声程差为 Δl , 若满足式(2)关系, 该点则会出现干涉加强。

[0041]

$$ct_{fAB} + \Delta l = (2k) \frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2)$$

[0042] 结合式(1)、(2)可知, 在被测组织浅部检测剪切波传播速度时, 大孔径聚焦则会引起过大的 $t_{fn\max}$, 从而带来大概率的焦点外的二次干涉加强, 造成声辐射力场出现栅瓣, 引起标记点位移-时间曲线发生畸变。因此, 在浅聚焦位置, 需要控制孔径大小, 才能保证较高的剪切波传播速度检测准确度。限定最大延迟时间小于一个载波周期, 则能促使所有阵元发射的超声波仅在焦点处干涉加强, 焦点以外区域干涉减弱。这需要孔径大小 D 必须随焦距 f 的改变而变化, 且要求:

$$[0043] \quad \left(\frac{D}{2} \right)^2 \frac{1}{2f} < \lambda_0 \quad (3)$$

[0044] 式(3)中, λ_0 为载波波长。孔径大小 D 由阵元宽度 $width$ 与阵元间隙 $kerf$ 决定, 表示为:

$$[0045] \quad D = N_elements \cdot d = (N_elements - 1) (width + kerf) \quad (4)$$

[0046] 式(4)中, $N_elements$ 为阵元数, d 为相邻两阵元的中心间距, $width$ 为阵元宽度, $kerf$ 为阵元间隙。在设计孔径时, 可通过参数 $N_elements$ 、 $width$ 和 $kerf$ 来设置孔径的大小, 但在实际应用中, 对于某一运行中的孔径, 阵元宽度 $width$ 和阵元间隙 $kerf$ 往往不易实时改变。因此, 针对不同焦距 f 下的聚焦, 采用动态孔径控制的方法, 通过开/关电路控制阵元的数量来设置适宜的孔径大小。同时为了保证对剪切波的识别度, 即足够大的剪切波振幅, 本发明对不同焦距 f 下降元数量按照以下关系式进行动态调控:

[0047]

$$N_elements = \left\lceil \frac{2(2f\lambda_0)^{\frac{1}{2}}}{width + kerf} + 1 \right\rceil \quad (5)$$

[0048] 基于动态孔径控制的聚焦超声发射过程如图2所示。相比于静态孔径的聚焦超声发射模式, 动态孔径控制添加了一个调节阵元数量的物理阵元开/关控制模块, 以针对不同的焦距, 开启对应的适宜的阵元数目。当焦距较小时, 只开启少数位于中心的阵元, 其它阵元则被关闭。开启的阵元处于活跃状态, 正常发射超声波, 未被开启的阵元处于静默状态,

不执行任何命令。随着焦距的增大,开启的阵元数量逐渐增多,直至所有阵元都被开启。考虑到电子聚焦超声的对称性,若阵元总数为偶数,对不同焦距下的阵元数量取满足关系式(5)的偶数个,若阵元总数为奇数,则对不同焦距下的阵元数量取满足关系式(5)的奇数个。

[0049] S2:根据超声换能器在孔径宽度D时的有效声压 P_e 计算声辐射力F,单位($\text{kg}(\text{s}^2\text{cm}^2)$);

[0050] 其中,声辐射力 $F = \frac{2\alpha I}{c}$,式中, α 为生物组织的声衰减系数(Np/m), c 为超声在生物组织中的传播速度,通常设置为 1540m/s , I 为一空间位置时间平均声强(W/cm^2),且 $I = \frac{P_e^2}{\rho c} = \frac{P_e^2}{2Z}$,式中, ρ 为生物组织的组织密度(kg/m^3), Z 为生物组织的声阻抗($\text{N} \cdot \text{s/m}^3$), P_e

为当前时刻的有效声压(Pa),可以由 $P_e = \frac{1}{T_P} \int_0^{T_P} P(t)dt$ 计算,其中, T_P 为脉冲周期, $P(t)$ 为脉冲实时声压。

[0051] S3:由声辐射力矢量与三维波动方程的格林函数卷积求得该声辐射力引起质点振动的位移场;

[0052] S4:针对每个聚焦深度,利用峰值时间法求解剪切力波的传播速度 C_T ;

[0053] S5:按照 $C_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ 计算剪切模量 μ ,其中 ρ 为被测生物组织密度, C_T 为步骤S4所得的剪切力波的传播速度;

[0054] S6:根据杨氏模量 E 、剪切模量 μ 与泊松比 ν 三者关系式: $E = \frac{\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+\mu}$,

$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}$, $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ 重构生物组织的弹性模量并实现不同深度的弹性成像,其中 λ 为Lame常数。

[0055] 实施时,步骤S3中按照 $\vec{u}(\vec{r},t) = \int_{-\infty}^t d\tau \iiint_V \vec{f}(\vec{\xi},\tau) \vec{g}(\vec{r}-\vec{\xi},t-\tau) d\vec{\xi}$ 求得该声辐射力引起质点振动的位移场,式中, $\vec{u}(\vec{r},t)$ 为瞬态作用力矢量 $\vec{f}(\vec{\xi},\tau)$ 在粘弹性介质中引起的位移场, $\vec{r}$ 和 $\vec{\xi}$ 为方向向量, t 和 τ 为时间, $\vec{g}(\vec{r}-\vec{\xi},t-\tau)$ 为格林函数分量。

[0056] 步骤S4中的峰值时间法求解剪切力波的传播速度 C_T 的具体步骤如下:

[0057] S41:在聚焦位置的横向方向上,取间距相同的多个标记点,记录每个采样时刻对应的振动位移,得到每个标记点的振动位移时间图;

[0058] S42:记录每个标记点振动位移主峰值对应的时刻;

[0059] S43:利用最小二乘法拟合出以各标记点的位置信息为自变量,对应的主峰值到达的时刻为因变量的一条直线,该条直线的斜率的倒数即为剪切波传播速度值。

[0060] 超声剪切波弹性成像(Shear Wave Elasticity Imaging,SWEI)是指利用超声传感器产生聚焦声辐射力诱发生物软组织产生剪切波,通过检测剪切波的传播状态,重构该组织的弹性模量。超声传感器发射聚焦超声诱发生物组织产生剪切波的原理示意图如图3

所示,并定义声辐射力在z轴上聚焦。

[0061] 剪切波传播速度与剪切模量的关系式为 $C_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$, 假设生物组织的密度 ρ 是恒定的, 则 C_T 与 $\sqrt{\mu}$ 成正比关系。因此, 对生物组织剪切模量的计算, 其关键是准确测量出剪切波传播速度。

[0062] 欲求出剪切波传播速度, 需首先求解出施加到生物组织上的声辐射力场。在给定的空间位置, 声辐射力 F 可以表示为 $F = \frac{2\alpha I}{c}$;

[0063] 求出声辐射力场后, 可以用辐射力矢量与三维波动方程的格林函数卷积求得该辐射力引起质点振动的位移场。

[0064] 定义 $g_{ij}(\vec{r}, t)$ 为 i 方向的作用力在 j 方向的格林函数分量, $g_{ij}(\vec{r}, t)$ 可以表示为体积分量 $g_{ij}^p(\vec{r}, t)$, 剪切分量 $g_{ij}^s(\vec{r}, t)$, 以及它们的耦合分量 $g_{ij}^{ps}(\vec{r}, t)$ 的和, 可以表示为: $g_{ij}(\vec{r}, t) = a_i(g_{ij}^p(\vec{r}, t) + g_{ij}^s(\vec{r}, t) + g_{ij}^{ps}(\vec{r}, t))$;

[0065] 式中, $\vec{r}$ 为方向向量, t 为时间, a_i 为源在 i 方向上的分量;

[0066] 其中 $g_{ij}^p(\vec{r}, t)$ 、 $g_{ij}^s(\vec{r}, t)$ 和 $g_{ij}^{ps}(\vec{r}, t)$ 分别表示如下:

$$[0067] \quad g_{ij}^p(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\rho c_p} \frac{1}{\sqrt{2\pi v_p t}} \frac{\gamma_i \gamma_j}{r} e^{-\frac{(t-\frac{r}{c_p})^2 c_p^2}{2v_p t}}$$

$$[0068] \quad g_{ij}^s(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\rho c_s} \frac{1}{\sqrt{2\pi v_s t}} \frac{\delta_{ij} - \gamma_i \gamma_j}{r} e^{-\frac{(t-\frac{r}{c_s})^2 c_s^2}{2v_s t}}$$

$$[0069] \quad g_{ij}^{ps}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\rho} \frac{(3\gamma_i \gamma_j - \delta_{ij})}{r^3} \left[\frac{c_p}{\sqrt{2\pi v_p t}} \int_0^{\frac{r}{c_p}} \tau e^{-\frac{(t-\tau)^2 c_p^2}{2v_p t}} d\tau - \frac{c_s}{\sqrt{2\pi v_s t}} \int_0^{\frac{r}{c_s}} \tau e^{-\frac{(t-\tau)^2 c_s^2}{2v_s t}} d\tau \right]$$

[0070] 式中, $\vec{r}$ 为方向向量, r 为方向向量的模量, γ_i 为 $\vec{r}$ 指向的单位向量 i 方向的分量, γ_j 为 $\vec{r}$ 指向的单位向量 j 方向的分量, ρ 为介质的密度, v_p 为运动体积粘度, v_s 为运动剪切粘度, c_p 为沿着超声波传播方向 (纵波) 的波速, c_s 为沿着垂直于超声波传播方向 (横波/剪切波) 的波速, δ_{ij} 为kronecker符号

$$[0071] \quad (\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & i=j \\ 0, & else \end{cases})。$$

[0072] 空间坐标系的三个基本轴表示为 $\vec{e}_i$, $i=1, 2, 3$, 基于这个坐标系 $\vec{r}$ 的三个分量为 (x_1, x_2, x_3) , 模量 $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$, $\vec{r}$ 指向的单位向量表示为 $\vec{e}_r = (\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$, 其中 $\gamma_i = x_i/r$ 。

[0073] 因此, 耦合分量 $g_{ij}^{ps}(\vec{r}, t)$ 更为清楚的表达式:

$$[0074] \quad \int x e^{-b(a-x)^2} dx = -\frac{e^{-b(a-x)^2}}{2b} - \frac{a\sqrt{\pi} \text{Erf}[\sqrt{b}(a-x)]}{2\sqrt{b}}$$

[0075] 其中, $Erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ 是误差函数。这样, 粘弹性格林函数的耦合项 $g_{ij}^{ps}(\vec{r}, t)$ 可以简化为:

$$[0076] \quad g_{ij}^{ps}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\rho} \frac{(3\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij})}{r^3} [I_p(\vec{r}, t) + I_s(\vec{r}, t)]$$

[0077] 其中,

$$[0078] \quad \begin{cases} I_p(\vec{r}, t) = \frac{\sqrt{v_p t}}{\sqrt{2\pi}c_p} \left[e^{-\frac{t^2 c_p^2}{2v_p t}} - e^{-\frac{(t-\frac{r}{c_p})^2 c_p^2}{2v_p t}} \right] + \frac{t}{2} \left[Erf\left(\frac{c_p t}{\sqrt{2v_p t}}\right) - Erf\left(\frac{c_p(t-\frac{r}{c_p})}{\sqrt{2v_p t}}\right) \right] \\ I_s(\vec{r}, t) = \frac{\sqrt{v_s t}}{\sqrt{2\pi}c_s} \left[e^{-\frac{t^2 c_s^2}{2v_s t}} - e^{-\frac{(t-\frac{r}{c_s})^2 c_s^2}{2v_s t}} \right] + \frac{t}{2} \left[Erf\left(\frac{c_s t}{\sqrt{2v_s t}}\right) - Erf\left(\frac{c_s(t-\frac{r}{c_s})}{\sqrt{2v_s t}}\right) \right] \end{cases}$$

[0079] 利用叠加原理, 对于任意瞬态作用力矢量 $\vec{f}(\vec{r}, t)$ 在粘弹性介质中引起的位移场 $\vec{u}(\vec{r}, t)$ 可以通过 $\vec{f}(\vec{r}, t)$ 与以上推导的三维波动方程的格林函数进行卷积求得, 表示为:

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^t d\tau \iiint_V \vec{f}(\vec{\xi}, \tau) \vec{g}(\vec{r} - \vec{\xi}, t - \tau) d\vec{\xi}.$$

[0080] 根据上述方法, 本实施例利用超声仿真平台Field II 仿真出聚焦声辐射力激励下质点的振动位移场。图4显示了某一标记点离焦点不同侧向位置的位移-时间曲线图(焦距20mm), 从图4中可以看出, 在声辐射力激励后, 质点的振动位移先增大, 然后逐渐衰减, 整个侧向位置上的质点振动所形成的剪切波逐渐向两端传播。

[0081] 对于每个聚焦位置, 利用峰值时间法结合最小二乘法求解剪切波的传播速度。该方法首选根据焦点侧向标记点的位移-时间曲线图记录下各个标记点振动位移主峰值到达的时刻, 再用最小二乘法拟合出以各标记点的位置信息为自变量, 相对应的主峰值到达的时刻为因变量的一条直线, 该直线的斜率的倒数便是剪切波传播速度值。可见, 标记点位移-时间曲线图的走势直接影响剪切波传播速度检测结果, 走势良好的标记点位移-时间曲线图符合单点激发剪切波随时间衰减的规律, 呈现出明显主峰。利用峰值时间法结合最小二乘法计算剪切波传播速度的最大优势在于, 该方法关注的是峰值达到时刻, 而与峰值具体值无关, 对微位移的识别具有鲁棒性, 计算误差低。

[0082] 在同一聚焦深度, 可以通过改变参数 f_number 来控制声辐射力场的形状, f_number 为声辐射力聚焦深度与孔径宽度的比值, 用代数式表示为:

$$[0083] \quad f_number = \frac{z}{D}$$

[0084] 式中, z 为声辐射力聚焦深度 (mm), D 为活跃孔径宽度 (mm)。

[0085] 为了进一步验证本发明的有益效果, 本实施例通过超声仿真平台Field II 对多个小焦距下分别基于静态孔径和动态孔径聚焦超声发射方式的声辐射力场及标记点位移-时间曲线图进行仿真测试, 利用峰值时间法结合最小二乘法计算剪切波传播速度, 选取具有

代表性的3个小焦距5mm、7mm和9mm下的仿真结果进行展示。仿真中,剪切波在介质中的传播速度理论值设置为2m/s,对孔径参数的设置如表1。

[0086] 表1孔径参数设置

[0087]	中心频率(f_0)/MFz	5
	采样频率(f_s)/MFz	250
	阵元宽度(width)/mm	0.15
	阵元间隙(kerf)/mm	0.045
	静态孔径阵元数目($N_{elements}$)	128

[0088] 实验结果表明,在3个焦距下,基于静态孔径的声辐射力场均出现有栅瓣,且焦距为5mm时的栅瓣幅值明显高于7mm与9mm;基于动态孔径控制的聚焦超声发射方式则有效改善了小焦距下的声辐射力,在对应的每个焦距下的声辐射力场均未出现栅瓣。

[0089] 图5、6、7、8、9、10分别为5mm、7mm和9mm焦距下,基于静态孔径和动态孔径在焦点侧向2mm、3mm、4mm和5mm这4个位置的标记点的位移-时间曲线图。从图5、6中可以看出,当焦距为5mm时,基于静态孔径控制的位移-时间曲线图出现畸变,无明显主峰,基于动态孔径控制的位移-时间曲线图则走势良好,符合单点激发剪切波随时间衰减的规律,呈现出明显的主峰。当焦距为7mm和9mm时,基于静态孔径控制的位移-时间曲线图均出现不同程度的畸变,相比之下,基于动态孔径控制的位移-时间曲线图则走势良好。

[0090] 考虑到临床上受功率限制,诊断超声诱发组织的振动位移通常较小,检测系统对剪切波的识别度不高以及最小二乘法对标记点个数的要求等因素,此次仿真取焦点侧向0mm、1mm、2mm……9mm这10个标记点的位置信息与主峰值到达时刻来计算剪切波传播速度。表2为5mm、7mm和9mm焦距下,分别基于静态孔径和动态孔径聚焦超声发射方式的剪切波传播速度的检测结果。由表2可见,在三个小焦距下,基于动态孔径的剪切波传播速度的检测结果较传统基于静态孔径的检测结果更接近理论值,与理论值的相对误差更小。例如焦距为7mm时,与理论值相对误差下降了16.585%;焦距为9mm时,相对误差下降了15.205%。另外,在焦距为5mm时,基于静态孔径的标记点位移-时间曲线图由于主峰值到达时刻出现超前现象(距焦点远的标记点的主峰值到达时刻先于距焦点近的标记点的主峰值到达时刻),因此没有剪切波传播速度检测结果。综上所述,基于动态孔径的剪切波传播速度检测准确度高于传统基于静态孔径的检测准确度。

[0091] 表2不同聚焦深度下剪切波传播速度检测准确度对比

[0092]

聚焦深度/mm	剪切波传播速度/m/s		与理论值相对误差/%	
	静态孔径	动态孔径	静态孔径	动态孔径
5	—	2.044 6	—	2.23
7	2.353 8	2.022 1	17.69	1.105
9	2.343 7	2.039 6	17.185	1.98

[0093] 本申请的上述实施例中,通过提供一种基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法,对不同的聚焦深度,开启对应的阵元数目,设置适宜的孔径大小,通过超声仿真平台Field II在浅聚焦位置,减少孔径大小能有效消除栅瓣现象和位移场中的伪位移,得到的质点位移-时间曲线更符合单点激发剪切波随时间衰减的规律,提升了剪切波传播速度测量准确度。本发明解决了现有技术中在浅聚焦深度时,由于声辐射力栅瓣的影响,导致标记点

位移一时间曲线发生畸变,降低剪切波传播速度测量准确度的技术问题。

[0094] 应当指出的是,上述说明并非是对本发明的限制,本发明也并不仅限于上述举例,本技术领域的普通技术人员在本发明的实质范围内所做出的变化、改性、添加或替换,也应属于本发明的保护范围。

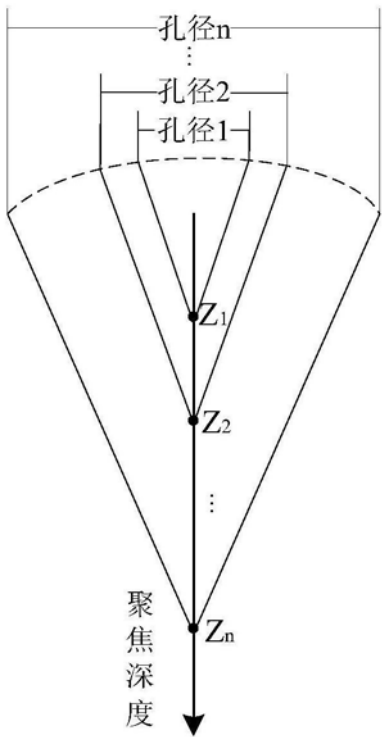


图1

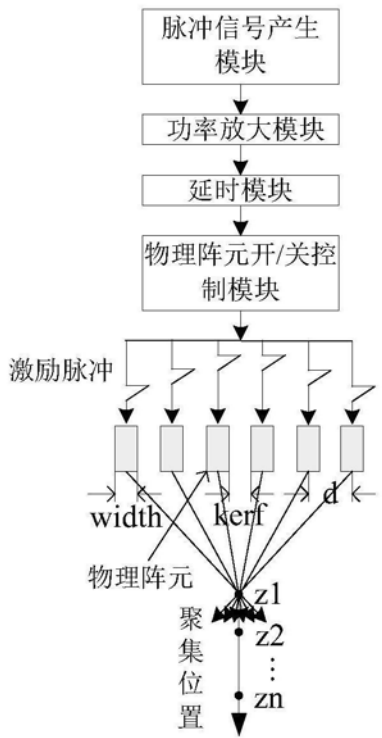


图2

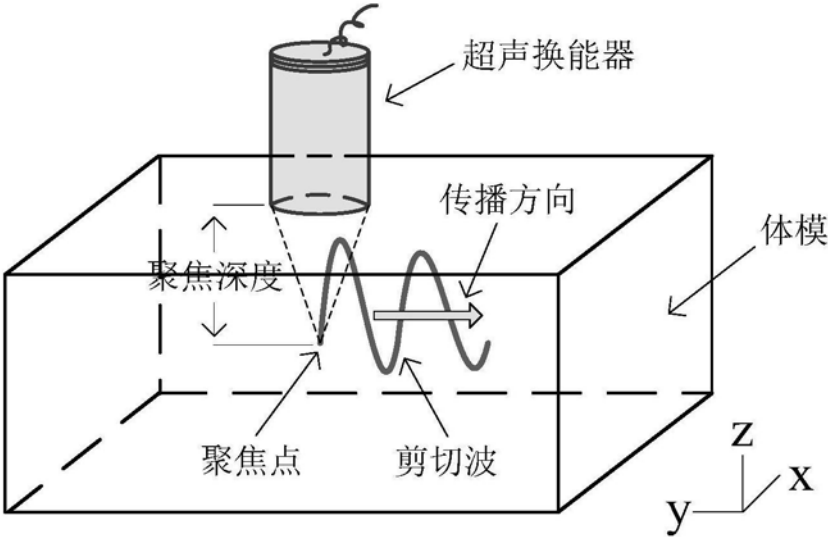


图3

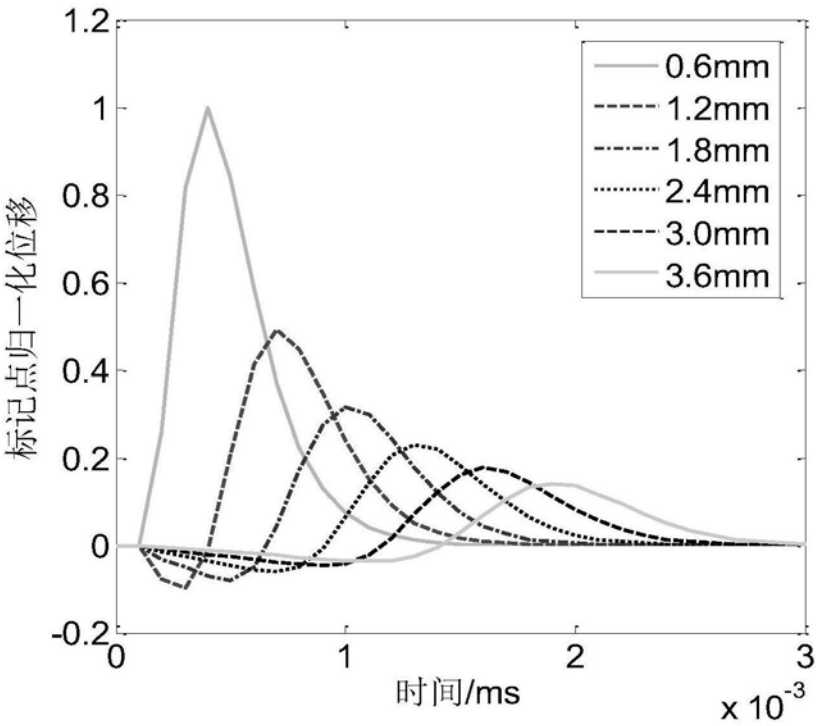


图4

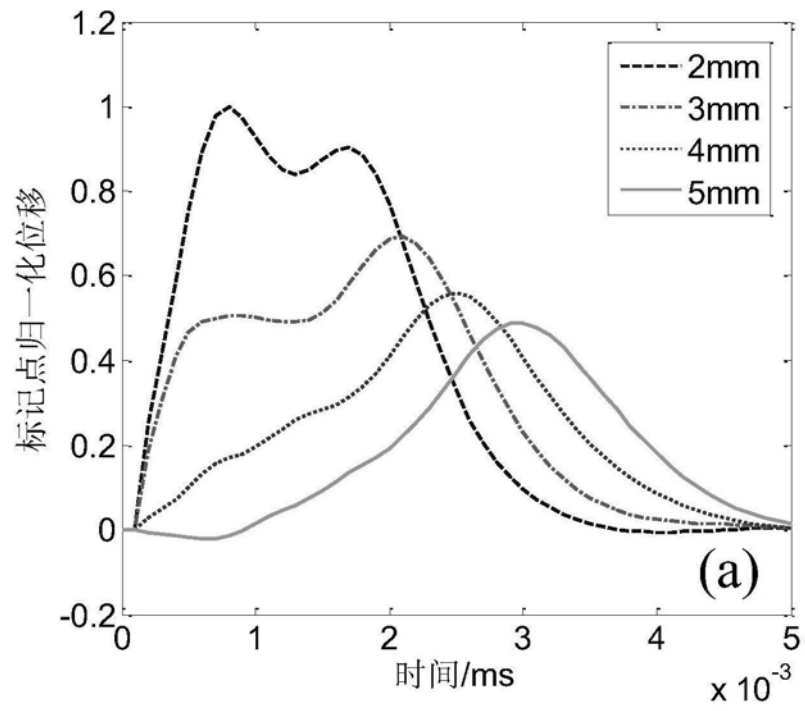


图5

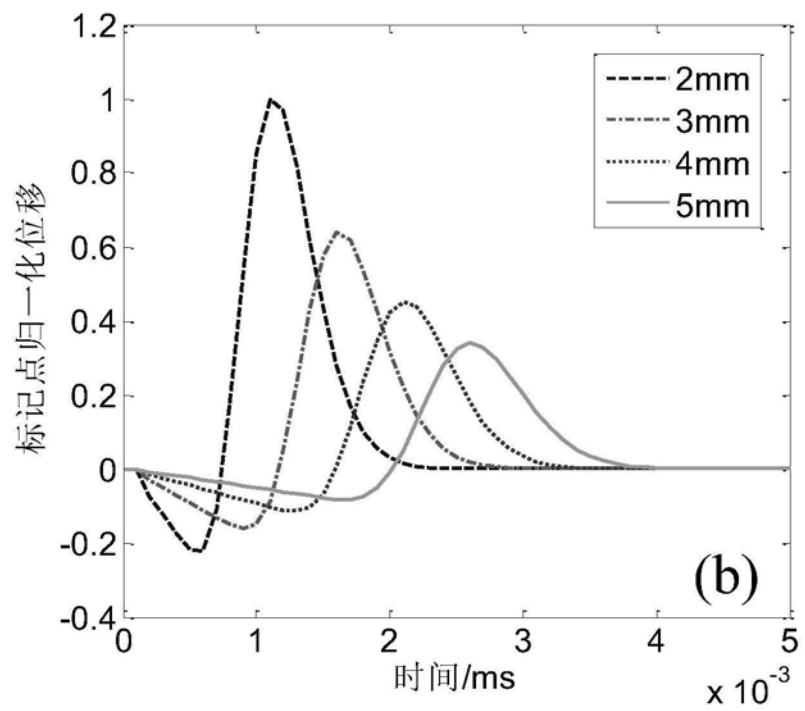


图6

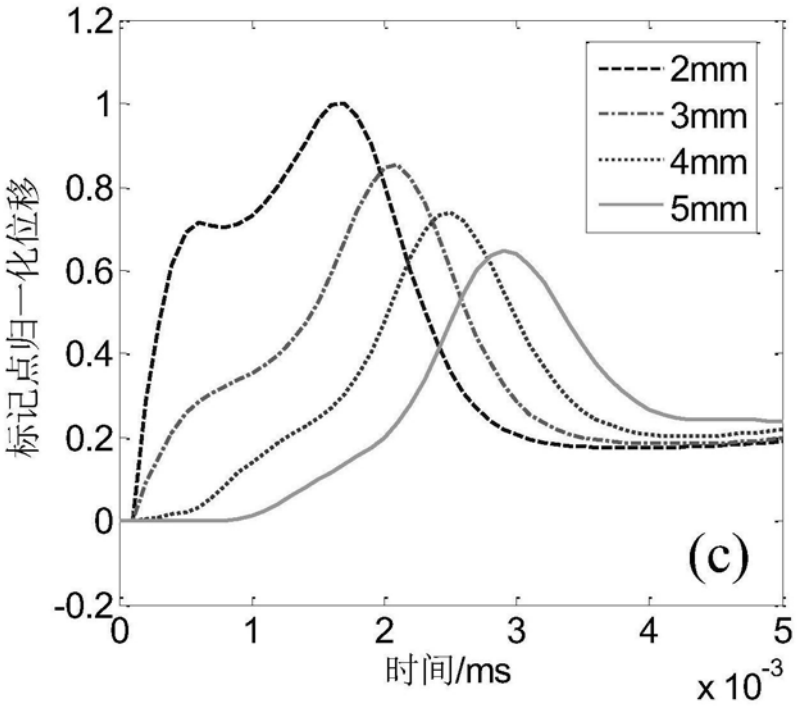


图7

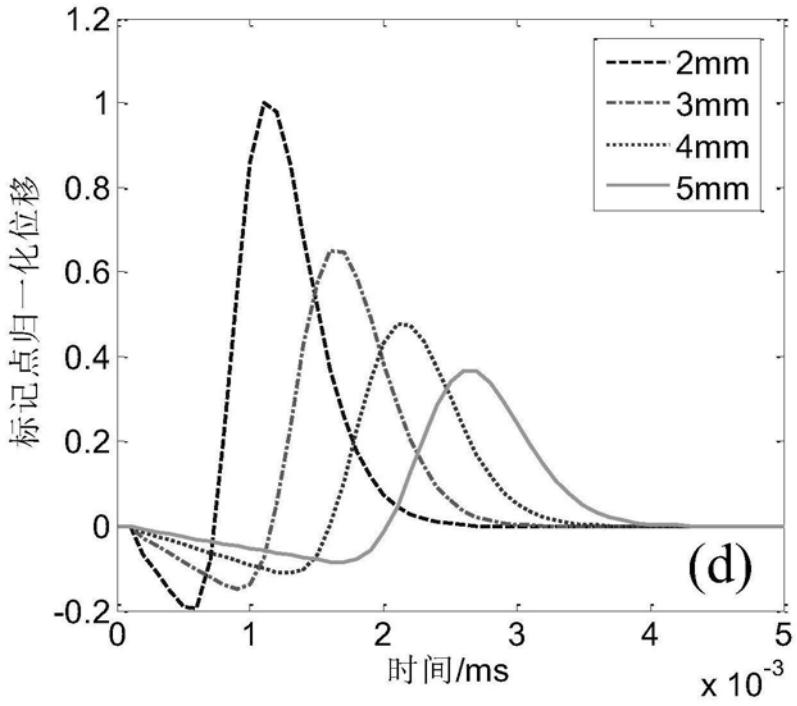


图8

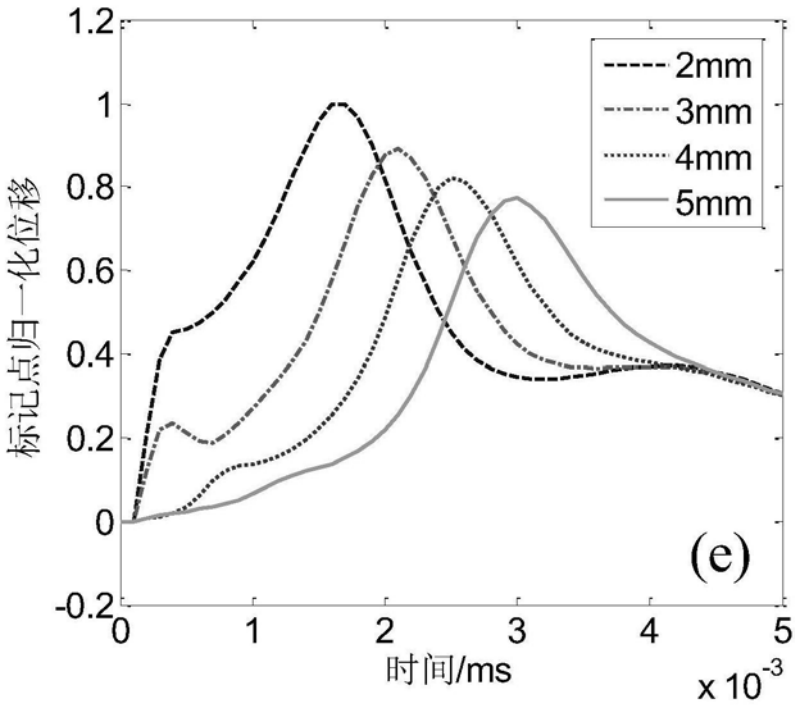


图9

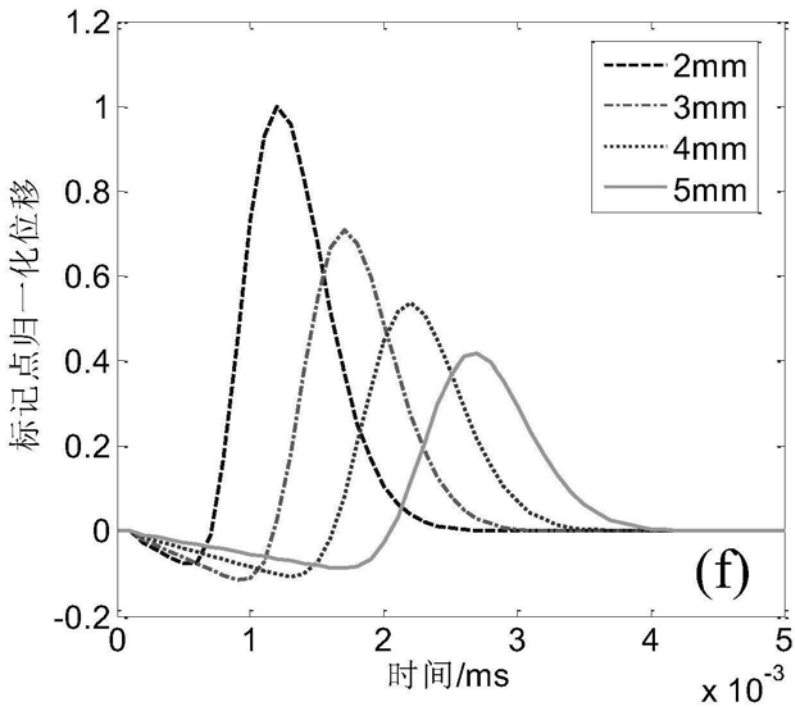


图10

专利名称(译)	基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法		
公开(公告)号	CN105232085B	公开(公告)日	2017-10-31
申请号	CN201510794661.0	申请日	2015-11-18
申请(专利权)人(译)	中国人民解放军第三军医大学第三附属医院		
当前申请(专利权)人(译)	中国人民解放军第三军医大学第三附属医院		
[标]发明人	朱新建 吴若愚 陆彦邑 何庆华 吴宝明		
发明人	朱新建 吴若愚 陆彦邑 何庆华 吴宝明		
IPC分类号	A61B8/00 A61B8/08		
审查员(译)	李怡雪		
其他公开文献	CN105232085A		
外部链接	Espacenet SIPO		

摘要(译)

本发明提供了一种基于动态孔径控制的超声剪切波弹性成像方法，对不同的聚焦深度，开启对应的阵元数目，设置孔径大小，能有效消除栅瓣现象和位移场中的伪位移，得到的质点位移-时间曲线更符合单点激发剪切波随时间衰减的规律，提升了剪切波传播速度测量准确度。本发明解决了现有技术中在浅聚焦深度时，由于声辐射力栅瓣的影响，导致标记点位移—时间曲线发生畸变，降低剪切波传播速度测量准确度的技术问题。

