

液体中高强度聚焦超声场及其测量*

寿文德^{1 †} 夏荣民¹ 段世梅² 卜书中²

(1 上海交通大学生物医学工程系 上海 200240)

(2 美迪森(上海)医疗器械有限公司 上海 200232)

摘要 基于已知文献,文章介绍了液体中高强度聚焦超声场的基本性质,包括传播、频谱、吸收、聚焦、辐射力等特性,描述了它的物理图景和测量方法。

关键词 声学,高强度聚焦超声,声场分析,吸收,辐射力,测量

High intensity focused ultrasound and its measurements in water

SHOU Wen-De^{1 †} XIA Rong-Min¹ DUAN Shi-Mei² BU Shu-Zhong²

(1 Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

(2 Medison (Shanghai) medical Instruments Co., Ltd. Shanghai 200232, China)

Abstract In this paper the nature of high intensity focused ultrasound (HIFU) in liquids is discussed based on known references. The propagation, spectral composition, absorption, focusing and radiation force of HIFU as well as its physical scenery and measurement techniques are described.

Keywords acoustics, high intensity focused ultrasound (HIFU), acoustic field analysis, absorption, radiation force, measurement

1 引言

广泛应用的线性声学理论,只适用于小振幅条件下。它是用对流体动力学和物态方程作线性近似后导出的线性方程来描述的。但在大振幅波条件下,声波的传播特性受到一系列的非线性效应的强烈影响,这些非线性效应是由波动幅度决定并用流体动力学方程中的非线性项来描述的。1971年,Rozenberg L D 主编了由六位学者合作的专著^[1],总结了对高强度声场的研究成果;1992年,钱祖文发表了《非线性声学》专著^[2]。朱哲民、杜功焕、龚秀芬^[3]等对此做了许多研究。他们的工作为研究高强度聚焦超声(high intensity focused ultrasound,简称HIFU)场提供了理论指导。

早在半个世纪前,高强度聚焦超声已在工业生产^[4]、生物医学实验研究^[5]中得到初步应用。直到上世纪90年代末,才在医学领域中取得突破,成为一种新型无创手术治疗的技术,在我国获得了较快的发展^[6]。我国制订了世界上第一个HIFU声功率和声场测量的国家标准^[7]。该标准全文已经成为英

国国家物理实验室(NPL)技术文件的附录之一^[8],并已递交国际电工委员会(IEC)87技术委员会(TC87)。本文基于已有著作^[1,2]和论文^[9-12]等,介绍液体中HIFU超声场的基本性质,描述其物理图景和测量方法。

2 有限振幅聚焦球面波和柱面波的传播^[9]

液体中的高强度聚焦超声场,属于通常所说的大振幅波或有限振幅波场。从定性分析上看,类似于大振幅平面波,具有许多相同的非线性现象,例如正弦波畸变,波阵面间断的发生,锯齿波和冲击波的形成,谐波,声饱和现象,声吸收的显著增加等。但从定量描述上,由于它们的传播路径很不相同,因此在非线性畸变的速率上的差异特别明显。

将一组流体动力学方程和物态方程联立,可导

* 国家自然科学基金(批准号 39970209,30400104)资助项目
2007-06-29 收到初稿 2007-08-29 收到修改稿

† 通讯联系人, Email wdshou@163.com

出一个用来描述有限振幅球面波、柱面波和平面波的单独的近似方程 称为伯格方程^[8,9],引入伴随坐标,保留到二阶近似:

$$\frac{\partial v}{\partial r} + n \frac{v}{r} - \frac{\beta}{c_0^2} v \frac{\partial v}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} \quad (1)$$

式中 v 为质点振速, r 为在球坐标系或柱坐标系中场点的坐标矢径(坐标原点位于声源的对称中心(球心或柱轴线)) $n = 1, \frac{1}{2}, \rho$ 分别对应于球面波、柱面

波和平面波 $\beta = (\gamma + 1)/2$ 为非线性系数($\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ 为定压比热 C_p 与定容比热 C_v 之比), c_0 为媒质中的小振幅波声速, $a = \frac{b}{2\rho c_0^3}$ ($b = \frac{4}{3}\eta + \eta' + \kappa(\frac{1}{C_p} -$

$\frac{1}{C_p}$) ρ 为媒质的密度 η 为切变粘滞系数 η' 为容变粘滞系数, κ 为热传导系数) $\tau = t \mp (r - r_0)/c_0$ (其中 \mp 号中的负号代表发散波,正号代表会聚波, t 为时间, r_0 为球面或柱面波声源表面的曲率半径;注意,对发散波 $r/r_0 > 1$,对会聚波 $r/r_0 < 1$).

经过若干次变换后(1)式可改写成:

$$\frac{\partial W}{\partial z} - W \frac{\partial W}{\partial \omega\tau} = \frac{B(z)}{\Gamma} \cdot \frac{\partial^2 W}{\partial (\omega\tau)^2} \quad (2)$$

式中

$$W = \begin{cases} \frac{vr}{v_0 r_0} \\ \frac{v}{v_0} \sqrt{\frac{r}{r_0}} \\ \frac{v}{v_0} \end{cases}, z = \begin{cases} \sigma_0 \left| \ln \frac{r}{r_0} \right| \\ 2\sigma_0 \sqrt{\frac{r}{r_0} - 1} \\ \sigma \end{cases}, H(z) = \begin{cases} e^{z/\sigma_0} & n = 1 \\ 1 + \frac{z}{2\sigma_0} & n = \frac{1}{2} \\ 1 & n = 0 \end{cases} \quad (3)$$

($\sigma = r/L = \beta M_a k r = \frac{\beta \omega v r}{c_0^2}$ 为无量纲距离, $L =$

$(\beta k M_a)^{-1} = \frac{c_0^2}{\beta \omega v_0}$ 为平面波的时间距离, $M_a = v/c_0$

为马赫数, k 为波数, v_0 为声源 $r = r_0$ 处的质点速度), $\Gamma = 2\beta Re = (\gamma + 1)\rho_0 c_0 v_0 / b\omega$ ($Re = p/b\omega$ 为雷诺数, p 为声压).

当波强度足够大且 $\Gamma \gg 1$ 时(2)式右边可以忽略为零,由此可得方程的解为

$$\omega\tau = -zW + \arcsin W \quad (4)$$

图1示出有限振幅波的波形畸变过程,画出了 $\omega\tau$ 与 W 的关系.不同的 z 值时波形畸变不同, z 值越大,畸变也越明显.

对于平面波, W 与 v , z 与 r 关系直接;但在球面

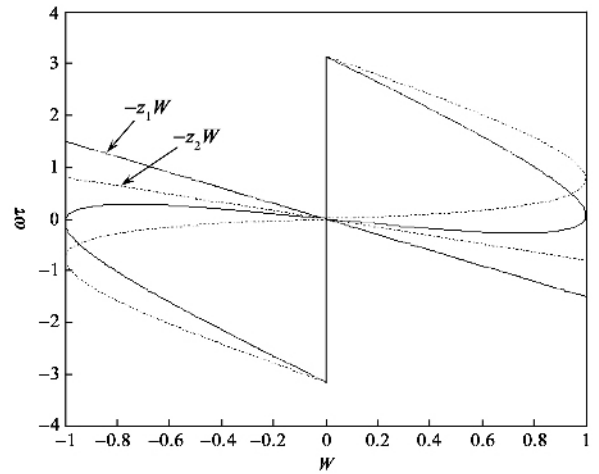


图1 不同 z 值 ($z_1 > z_2 > 0$) 的有限振幅波的波形畸变示意图

波中, $z \propto \left| \ln \frac{r}{r_0} \right|$; 在柱面波中 $z \propto \sqrt{\frac{r}{r_0} - 1}$, 因此在传播过程中它们的波形随距离的变化规律即 v 与 r 的关系, 与平面波相比要复杂得多.

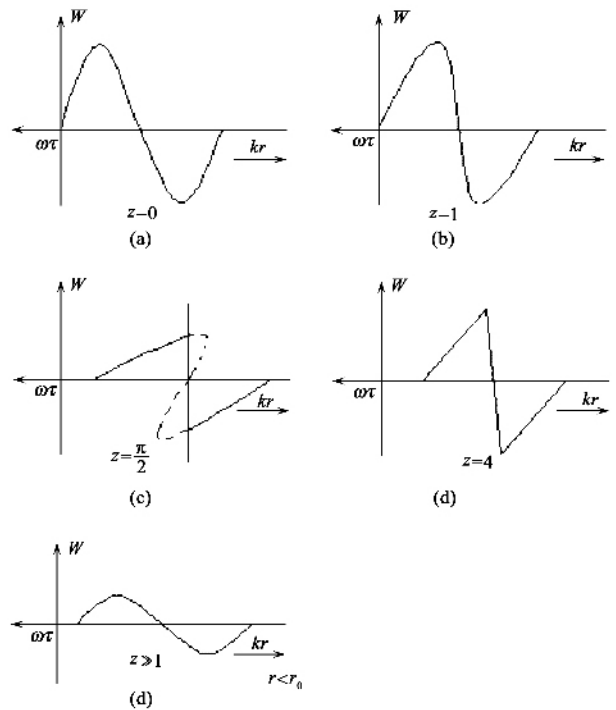


图2 有限振幅球面波与柱面波在传播中的波形变化

图2示出有限振幅球面波和柱面波在传播过程中在不同的 z 值(与距离 r 直接相关)下的 W 波形(与 vr 成正比)的关系.在 $z = 1$ 时,波形发生间断,开始锯齿波形成, $z = \pi/2$ 时,锯齿波幅度最大,冲击波的波阵面的无量纲厚度为

$$\Delta = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{(1+z)}{\Gamma} \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^n \quad (5)$$

此后,锯齿波形被逐渐衰减,平滑,最后回复到衰减的正弦波。

3 有限振幅会聚球面波和柱面波的频谱组成的变化^[9]

采用频谱分析法,可以解出由于传播中的非线性畸变引起的球面波和柱面波的频谱成分的改变。假设在 $r=r_0$ 点处有一个强度足够大 ($\Gamma \gg 1$) 的简谐波,其波形在 z_1 点处发生间断。其畸变可根据(4)式表达为

$$W = \sin(\omega\tau + zW), \quad (6)$$

其傅里叶级数形式的解为^[9]

$$W = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin n\omega\tau, \quad (7)$$

式中

$$B_n = \begin{cases} \frac{2}{nz} J_n(nz) & 0 \leq z \leq 1 \\ \frac{2}{n(1+z)} & z \geq 1 \end{cases}$$

其中 $J_n(nz)$ 为第 n 阶第一类 Bessel 函数。在初始传播区间 $z \ll 1$ 里(6)式可近似为

$$W \approx \sin\omega\tau + \frac{z}{2} \sin 2\omega\tau + \dots \quad (8)$$

将(3)式中的 W 和 z 代入后得:

对球面波,

$$\frac{vr}{v_0 r_0} = \sin\omega\tau + \frac{\sigma_0}{2} \left| \ln \frac{r}{r_0} \right| \sin 2\omega\tau + \dots (z \ll 1); \quad (9)$$

对柱面波,

$$\frac{v}{v_0} \sqrt{\frac{r}{r_0}} = \sin\omega\tau + \sigma_0 \left| \sqrt{\frac{r}{r_0}} - 1 \right| \sin 2\omega\tau \dots (z \ll 1); \quad (10)$$

对平面波

$$\frac{v}{v_0} = \sin\omega\tau + \frac{r}{2L} \sin 2\omega\tau + \dots (z \ll 1). \quad (11)$$

很显然,球面波、柱面波和平面波的谐波是以不同的速率增长的,这是因为它们的幅度因会聚(或发散)而随距离改变的特性是根本不同的缘故。谐波幅度增加,直到 $z=1$ 处间断结构发生时,然后再渐渐减小。在 $z=1$ 处,二次谐波有最大值,为基波幅度之半,见(8)式。

在初始波强较小时,在 $kr \ll 1$ 区间内,在传播中只有二次谐波较有意义,其他谐波可以忽略时,在

$r=r_0$ 处波幅为 v_0 的单频波 $v=v_0 \sin\omega\tau$,在传播中,由于非线性效应的积累,其频谱中的二次谐波幅值随距离增大,达到一个峰值,然后逐渐减小。

对球面波,在满足 $\frac{1}{2} \left| \ln \frac{r}{r_0} \right| e^{-2\alpha(r-r_0)} \ll 1$ 的条件下,

$$\frac{vr}{v_0 r_0} = e^{-\alpha(r-r_0)} \sin\omega\tau + \sigma_0 \left| \ln \frac{r}{r_0} \right| e^{-2\alpha(r-r_0)} \sin 2\omega\tau; \quad (12)$$

对柱面波,在满足 $\frac{1}{2} \sigma_0 \left| \sqrt{\frac{r}{r_0}} - 1 \right| e^{-2\alpha(r-r_0)} \ll 1$ 的条件下,

$$\frac{v}{v_0} \sqrt{\frac{r}{r_0}} = e^{-\alpha(r-r_0)} \sin\omega\tau + \sigma_0 \left| \sqrt{\frac{r}{r_0}} - 1 \right| e^{-2\alpha(r-r_0)} \sin\omega\tau. \quad (13)$$

4 有限振幅球面波和柱面波的吸收^[9]

有限振幅球面波和柱面波吸收消耗能量时,与有限振幅平面波中情况相类似,具有相同的类型的波形特征,它随着波阵面的剧变而增加。随着声强的增加,波阵面的突变也加剧,波的吸收也增加。在 $\Gamma \ll 1$ 和 $\Gamma \gg 1$ 这两个声强范围内,分析有限振幅波的振幅与吸收的关系,有其合理性。在第一个范围内时,对应于波形改变小的正弦波,在非线形效应发生前这个波就被衰减掉了。而在第二个范围,则对应于非线性效应导致在 $z=1$ 附近的间断结构形成时的锯齿波。而在第一个范围和过渡区中的球面波和柱面波的有限振幅波的定量描述是困难的。

在小声强区间 $\Gamma \ll 1$ 范围内,球面波和柱面波的一次谐波的吸收系数 α' 与线性吸收系数 α 之比分别可估计为

$$\frac{\alpha'_1}{\alpha} \approx 1 + \frac{1}{2} \left[\sigma_0 \left| \ln \frac{r}{r_0} \right| \right]^2 e^{-2\alpha(r-r_0)} \quad (n=1), \quad (14)$$

$$\frac{\alpha'_1}{\alpha} \approx 1 + \frac{1}{2} \left[\sigma_0 \left| \sqrt{\frac{r}{r_0}} - 1 \right| \right]^2 e^{-2\alpha(r-r_0)} \quad (n=1/2), \quad (15)$$

在大声强下 $\Gamma \ll 1$,当锯齿波已形成,表征因为能量消耗引起波幅减小的吸收系数值 α' 为

$$\alpha' = -\frac{1}{W_p} \cdot \frac{dW_p}{dr} = \frac{\beta k v_p}{2c_0}, \quad (16)$$

$$\frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{1}{\pi} \tilde{\Gamma} = \frac{1}{2} \tilde{\Gamma}_1, \quad (17)$$

式中 $\tilde{\Gamma} = 2\rho c v_p \beta / b\omega$, $\tilde{\Gamma}_1 = 2\rho c v_1 \beta / b\omega$, $v_1 = v_p \frac{2}{\pi}$ 。

在离开声源足够距离远处,锯齿波中的峰值吸收现象用下式描述:

球面波 ($n = 1$) 时,

$$v_p \approx \frac{\pi c_0}{\beta k r \left| \ln \frac{r}{r_0} \right|}; \quad (18)$$

柱面波 ($n = 1/2$) 时,

$$v_p \approx \frac{\pi c_0}{2\beta k \sqrt{r} \left| (\sqrt{r} - \sqrt{r_0}) \right|}. \quad (19)$$

在 $\sigma \gg 1$ 的范围内,因吸收随波强度而增加,锯齿波幅度不再随辐射器的振荡幅度而变化,出现饱和现象。在特定空间点处,其强度的上限值由媒质性质决定,声强的上限值为

$$I_{lim} = \rho_0 \frac{v_p^2}{3} c_0, \quad (20)$$

球面聚焦的波上限增强为

$$I_{lim\ sph} = \frac{\rho_0}{3} \cdot \frac{\pi^2 c_0^3}{\beta^2 k^2 r^2 \left(\ln \frac{r}{r_0} \right)^2} \quad (n = 1) \quad (21)$$

柱面聚焦的波上限增强为

$$I_{lim\ cyl} = \frac{\rho_0}{3} \cdot \frac{\pi^2 c_0^3}{4\beta^2 k^2 r \left(\sqrt{r} - \sqrt{r_0} \right)^2} \quad (n = 1/2) \quad (22)$$

5 聚焦系统的增益与声强的依赖关系^[8]

高强度聚焦超声的产生,需要使用各种各样的声聚焦系统。通常采用四种基本的聚焦方法,凹球面(或柱面)系统、声透镜系统、相控阵系统。后面两种方式实际上都是等效地实现凹球面(柱面)系统的功能,发射一个具有球面(或柱面)会聚的波阵面的声场。

在线性声学中,研究的小振幅波,通常是忽略媒质吸收的。聚焦系统的增益取决于声衍射效应,用声波长和系统的几何参数来描述:

$$K_v = \frac{kF}{2} \sin^2 \alpha_m, \quad (23)$$

式中 α_m 为系统的孔径角之半(或聚焦角)。

5.1 球面聚焦器

设有一个孔径为 $2d$, 曲率半径为 F 的球顶(冠)形表面的辐射器,如图3所示:

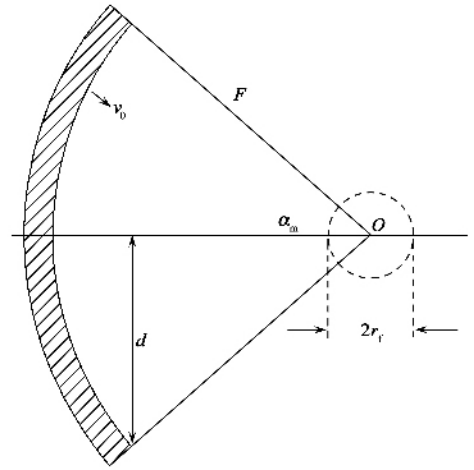


图3 球面(或柱面)会聚器的分析示意图

由于衍射效应和幅度吸收通常只引入少量的修正,我们予以忽略。按几何声学原理,假定波从会聚器表面传播到一个以焦点为圆心的半径为 r_f 的球表面,传播中的会聚球面波近似表达式为

$$v r = F v_0 \sin \omega \tau, \quad (24)$$

式中 r 为从焦点 O (坐标原点)算起到聚焦立体角内的场点的距离, v_0 为辐射器表面处 ($r = r_0 = F$) 的质点振速, $\tau = t - \frac{F-r}{c_0}$ 。

规定在 r_f 距离处(即半径为 r_f 的小球表面)质点振速幅度等于用衍射理论预测的焦点处的振速幅度 v_f , 则

$$v_f = \frac{F v_0}{r_f}. \quad (25)$$

定义焦点处沿着聚焦系统的轴方向上的振速 v_f 与辐射器表面上的振速 v_0 之比为振速增益 K_v , 即 $K_v = v_f/v_0$, 则有

$$r_f = \frac{F}{K_v}. \quad (26)$$

因为非线性效应,在波传播期间,波动的波形和状态都会发生变化。在波强度足够高时,会形成锯齿波,锯齿波结构的位置 r_1 由(3)式来确定 ($n = 1, z = 1$):

$$r_1 = F e^{-1/\sigma_0}, \quad (27)$$

式中 $\sigma_0 = \beta k M_\alpha F$ 。

在整个聚焦声场中,在从 r_1 到焦点(小球) $r = r_f$ 的空间间隔内,锯齿波的传播伴随着强烈的吸收,其传播用下式来描述:

$$\frac{vr}{v_0 F} = \frac{1}{1 + \sigma_0 \left| \ln \frac{r}{F} \right|} (-\omega y + \pi). \quad (28)$$

由 $r = r_f$, 可得焦点处的质点振速峰值

$$v_{pf} = \pi K_v v_0 / (1 + \sigma_0 \ln K_v), \quad (29)$$

式中 $\sigma_0 = \frac{r_0}{L} = \frac{F}{L} = \frac{F\omega\beta v_0}{c_0^2}$. 由此可见, 随着辐射面上质点振速 v_0 的增加, 焦点处质点振速 v_{pf} 的增加速率将会放慢, 并逐渐趋向一个恒定的值, 即发生了声饱和现象, 其上限振速值由下式决定:

$$v_{pf \text{ lim}} = \frac{\pi c_0 K_v}{\beta k F \ln K_v}, \quad (30)$$

式中 C_0 为小信号时的声音传播速度. 这种声饱和现象是与通常锯齿波传播中出现的饱和现象形式相同的. 这样就会在给定的球面聚焦系统的焦点处存在着上限声强 $I_{f \text{ lim}}$, 它与辐射器表面声强无关.

锯齿波(近似三角形波)声强与质点振速峰值间, 存在已知关系为

$$I = \frac{\rho_0 v_0^2 v_p^2}{3}, \quad (31)$$

则焦点处上限声强为:

$$I_{f \text{ lim}} = \frac{\rho_0 c_0}{3} \left(\frac{\pi c_0 K_v}{\beta k F \ln K_v} \right)^2. \quad (32)$$

上式表明, 焦点处上限声强与声波波长平方成正比, 与焦距平方成反比, 与声源的振速 v_0 无关.

由(28)式可导出非线性衰减下的振速增益的表达式:

$$\frac{K'_v}{K_v} = \frac{\pi}{1 + \sigma_0 \ln K_v}. \quad (33)$$

(29)(30)(32)(33)式的适用条件为 $\sigma_0 \ln K_v \geq 0$, 此条件通常均可满足. 显然, 波幅增加(σ_0 增加), 非线性振速增益 K'_v 将降低. 相应的非线性衰减下的声强增益 K'_I 为

$$K'_I = \frac{2}{3} \left(\frac{v_{pf}}{v_0} \right)^2. \quad (34)$$

5.2 圆柱面聚焦器

采用与球面聚焦器完全相似的方法来分析一个具有曲率半径为 F 、孔径宽度为 $2d$ 的圆柱面聚焦器(见图4). 在忽略衍射和小振幅吸收条件下, 假定从会聚器表面($r = F$)到一个半径为 r_f 的圆柱面($r = r_f$)之间的波的传播近似用下式描述:

$$v\sqrt{r} = v_0 \sqrt{F} \sin \omega \tau. \quad (35)$$

规定在 $r = r_f$ 处, 质点振速幅度等于焦线处的速度振

幅 v_f , 即

$$v_f = \sqrt{\frac{F}{r_f}} v_0, \quad (36)$$

则系统无吸收的线性增益为 $K_v = \frac{v_f}{v_0}$, 用下式计算:

$$K_v = \sqrt{\frac{2kF}{\pi}} \sin \alpha_m = \frac{2d}{\sqrt{\lambda F}}. \quad (37)$$

于是

$$r_f = \frac{F}{K_v^2} \text{ 或 } K_v = \sqrt{\frac{F}{r_f}}. \quad (38)$$

由于传播中的非线性效应, 会聚的柱面波逐渐由正弦形向锯齿波过渡, 在 r_1 点处 ($n = 1/2, z = 1$), 发生间断并转化为锯齿波. 由(3)式可得

$$r_1 = F \left(1 - \frac{1}{2\sigma_0} \right)^2. \quad (39)$$

考虑到会聚圆柱锯齿波的衰减后, 锯齿波在焦点处振速幅度 v_{pf} 用下式计算:

$$v_{pf} = \frac{\pi K_v v_0}{1 + 2\sigma_0(1 - K_v^{-1})}. \quad (40)$$

当不断增加会聚器上的振速幅度时 ($2\sigma_0(1 - K_v^{-1}) \gg 1$), 焦点处 v_{pf} 逐渐逼近它的一个上限值, 出现饱和现象, 其上限值为

$$v_{pf \text{ lim}} = \frac{\pi c_0 K_v}{2\beta k F (1 - K_v^{-1})} = \frac{\pi c_0 K_v^2}{2\beta k F (K_v - 1)}. \quad (41)$$

因此, 在锯齿波吸收条件下, 柱面聚焦器的振速增益 $K'_v = v_{pf}/v_0$ 可表示为

$$\frac{K'_v}{K_v} = \frac{\pi}{1 + 2\sigma_0(1 - K_v^{-1})}, \quad (42)$$

(40)~(42)式的适用条件为 $2\sigma_0(1 - K_v^{-1}) \geq 0$.

焦点处的上限声强为

$$I_{f \text{ lim}} = \frac{\rho_0 c_0}{3} \left[\frac{\pi c_0 K_v^2}{2\beta k F (K_v - 1)} \right]^2. \quad (43)$$

6 辐射压力^[2, 6, 10, 11]

辐射压力是指在行波声场中的障碍物所受到的时间平均压力. 它在数值上等于在给定点处障碍物表面上单位面积通过的时间平均动量流. 显然, 不同边界条件下障碍物所受的辐射压力是不同的. 辐射压力可分为瑞利(Rayleigh)辐射压力和郎之万(Langevin)辐射压力两种.

瑞利辐射压力定义为: 当波束内外无质量和力

交换时,声场中随流体一起运动的物上的平均压力与束外压力之差。它是一种受限于硬壁细管内的平面行波对前方吸收体的压力。因此不属本文论题之内。

郎之万辐射压力定义为:声场中随流点一起运动的物体表面上受到的时间平均压力与无限远处的静压力之差。它等于声场中流点处平均动能密度和平均位能密度之和,即流点的能量密度的时间平均值。它与媒质的非线性无关,是由横向尺度不受限制的平面波产生的。郎之万辐射压力可表达为

$$\bar{P}_r = \rho v(vn) \quad (44)$$

式中 v 为振速矢量, n 为障碍物表面单位法线矢量。

当 v 与 n 平行时,

$$\bar{P}_r = 2\bar{E}_k n = I/c, \quad (45)$$

式中: \bar{E}_k 为平面波的平均动能密度, I 为平面波的声强矢量。

利用郎之万辐射压力作用于全吸收靶或全反射圆锥形靶上辐射力 F , 可以测量平面行波的声功率 P 。全吸收靶时,

$$P = Fc, \quad (46)$$

圆锥形全反射靶时,

$$P = Fc/(2\cos^2\theta), \quad (47)$$

式中 θ 为圆锥形全反射靶的靶面倾角(或入射角)。

球面聚焦声束垂直入射到全吸收靶时,用下式计算声功率^[6,10]:

$$P = 2Fc/(1 + \cos\alpha_m). \quad (48)$$

若聚焦器中间开有圆孔(半孔径角为 α_m), 则用下式计算声功率^[11]:

$$P = \frac{2Fc}{\cos\alpha_m + \cos\alpha_{mi}}. \quad (49)$$

7 高强度聚焦超声的声功率测量方法

采用置于水中声场里与聚焦声束轴相垂直的平面全吸收靶,用天平测量吸收靶所受的轴向辐射力,使用式(47)式或(48)式计算声功率。图4示出测量系统的安排。

为了避免因全吸靶置于焦点处会引起局部高温,导致此处水的强烈气化和其他可能的复杂物理效应造成的很大的测量误差,我国国家标准^[6]规定,将吸收靶置于离开聚焦换能器0.7倍焦距处测量辐射力,可以得到可靠的测量结果。

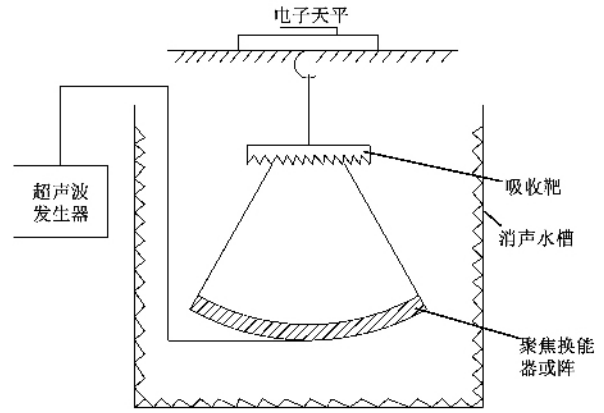


图4 测量高强度聚焦超声的声功率的辐射力天平

8 高强度聚焦超声的声场特性测量

HIFU 声场测量,采用水听器法测量水中场点的声压波形及其分布,然后根据特性参数的定义,使用相应的公式计算出这些参数。耐高声压,宽频带响应,有足够的线性动态范围和空间分辨力,并有较长使用寿命的水听器是测量的技术关键。上述要求尚难完全达到。目前采用聚偏氟乙烯(PVDF)压电元件,可在高达70MPa压力时保持线性响应。合理地设计精心制作的水听器,可以满足测量要求。图5示出采用已校准的水听器测量HIFU声场的系统示意图。

水听器被刚性固定在一个三维扫描机构上,水听器位置信号和水听器输出信号均被采集,输入计算机。应用专用软件可画出声场的声压参数的分布图。为避免水槽壁和水听器夹具支架的声反射,要用吸声贴面把它们遮蔽起来。同时采用脉冲声技术有效地防止反射干扰。

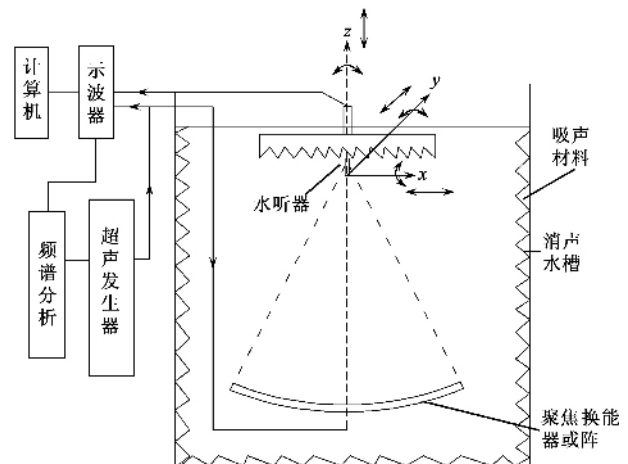


图5 水听器法测量HIFU声场参数的系统的示意图

水听器输出信号 $u(x, y, z, t)$ 用下式换算成声压信号 $p(x, y, z, t)$:

$$p(x, y, z, t) = u(x, y, z, t) / M_L \quad (50)$$

式中 M_L 为水听器自由场电缆端电压灵敏度。

用水听器测量 HIFU 场焦点处的脉冲持续时间内声压信号的均方根值 $U_{rms, max}$,可计算出空间峰值导出声强 I_p 为

$$I_p = \frac{U_{rms, max}^2}{\rho c M_L^2} \quad (51)$$

同时可算出聚焦器的声压增益为

$$G_{pfocal} = (U_{rms, max} / M_L) \sqrt{\frac{A}{\rho c P}} \quad (52)$$

式中 A 为聚焦器的有效辐射面积。

此外,根据定义还可测量聚焦器的 -6dB 焦域尺寸(FWHM)、最大旁瓣级、轴向次极大级、谐波畸变系数等。

9 高强度聚焦超声技术的医学应用

高强度聚焦超声技术在医学上的有效应用,始于上世纪 90 年代末期。超声医学专家和工程专家紧密合作,把 HIFU 波束发生装置和现代医学影像设备结合起来,开发了 HIFU 肿瘤治疗设备。用机械扫描装置移动水中声源,使超声波束的焦域准确地定位到由医学影像显示的病灶区。对病灶区实施受控的三维实体步进式的扫描,在每个扫描点处发射 HIFU 脉冲,使该点处的病灶组织局部温度达到 65°C 以上,组织细胞发生凝固性坏死。经过逐点扫描后,由医生控制扫描过的病灶区的肿瘤组织彻底破坏,细胞被杀灭。实现了无创手术治疗体内肿瘤的医学目标。

目前应用较多的实用超声治疗头分为两类:单换能器和换能器阵列。前者可分为平面换能器声透镜聚焦和凹球面换能器聚自焦两种。后者可分为平面换能器阵元共焦阵和聚焦换能器阵元的共焦阵两种。它们的共同特点是阵元的声束的会聚点或焦点是在同一个共同焦点上。各阵元的声波阵面在共同焦点处是同相位叠加的,这样才能形成足够大的焦点声强度。采用相控阵的治疗头也正在开发出来。

目前最广泛应用的医学影像设备是采用超声显像诊断仪,它的超声探头安装在治疗头换能器或换能器阵列的中央部位,是一个最佳设计方案。因此,

要求对治疗换能器或换能器阵列的中央开个圆孔来安装诊断探头。这就给聚焦声场的分布带来了一定的负面影响,引起了波束主瓣变宽和旁瓣增大增多等问题,在设计上要仔细加以考虑。超声影像设备对凝固性坏死时组织中的气化或空化微泡群较敏感,因此可以定性评估治疗部位的组织坏死程度,但不能测定局部温度。更为先进的医学影像设备采用磁共振(MRI)设备来监测定位治疗过程,还可以测定局部温度的变化过程和范围,是一种较好的方案。但要实时监测温度变化,对 MRI 设备的要求很高,代价昂贵。

HIFU 治疗设备目前的适应症为:乳腺肿瘤、子宫肌瘤、肝脏肿瘤、膀胱肿瘤、肾瘤、骨瘤等。HIFU 的医学应用已经在我国广泛开展起来,成千上万的肿瘤患者,经过治疗获得了良好疗效。我国现已成为 HIFU 临床治疗研究和开发的大国,目前医疗技术达到世界先进水平。

参 考 文 献

- [1] Rozenberg L D. High-intensity ultrasonic field, New York :Plenum Press, 1971
- [2] 钱祖文. 非线性声学. 北京:科学出版社, 1992 [Qian Z W. Nonlinear Acoustics, Beijing : Science Press, 1992]
- [3] Hueter Theodor F, Bolt Richard H. Sonics-Techniques for the use of sound and ultrasound in engineering and science. New York : John Willey & Sons, INC., 1955. 268—272
- [4] Lenn J G, Putnam T J. Am. J. Path., 1944, 20 637
- [5] Proceedings :First International Workshop on the Application of High Intensity Focused Ultrasound (HIFU) in Medicine , Chongqing, China, 2001
- [6] 中华人民共和国国家标准 GB/T 19890 - 2005 声学 高强度聚焦超声(HIFU) 声功率和声场特性的测量[National Standard of the People 's Republic of China :GB/T 19890-2005 , Acoustics-High intensity focused ultrasound(HIFU)-Measurements of acoustic power and characteristics]
- [7] Shaw Adam, Haar Gail ter. NPL REPORT DQL AC 015 , Requirements for measurements standards in high intensity focused ultrasound(HIFU) field 2006
- [8] Rozenberg L D. High-intensity ultrasonic field(Naugel 'nykh : Part I Absorption of finit-amplitude waves). New York : Plenum Press , 1971 , 35
- [9] Blackstock D T. Tech. Rep. AF 49(638) , General Dynamics , Rochester, New York, 1965
- [10] Shou W D, Wang Y K, Qian D C *et al.* Technical Acoustics , 2006 , 25 665
- [11] Beissner K. Acustica , 1987 , 62 225