

# 聚焦超声源对生物媒质加热的理论研究\*

钱盛友<sup>†</sup>

(湖南师范大学理学院,长沙 410081)

王鸿樟

(上海交通大学生物医学工程系,上海 200030)

(2000 年 3 月 10 日收到,2000 年 9 月 12 日收到修改稿)

用差分法求解生物热传导方程,研究了凹球面聚焦超声换能器用于热疗时在人体组织内产生的稳态温度场.引入热焦距及等温线,分析了换能器参数、生物组织特性参数对有效治疗区的影响,并对声场和温度场特征进行了比较.

关键词:聚焦超声,热疗,生物组织,温度场

PACC:4335,8750C,8760B,8770H

## 1 引 言

对肿瘤组织加热,已成为治疗肿瘤的重要方法之一<sup>[1]</sup>.常用的加热手段有微波、射频、超声及热水等.超声因具有易产生、可聚焦、可侵入等特点,受到了特别关注.近 20 年超声热疗技术发展非常迅速,超声温热疗法已用于临床<sup>[2]</sup>.虽然早在 1956 年 Burov 就提出了高强度超声(HIFU)治疗的想法,但是由于当时条件的限制得到了一些矛盾的结果,近年此领域再次成为研究热点<sup>[3]</sup>.高强度聚焦超声疗法的原理是:通过声聚焦在治疗区产生高能量,使病变组织温度在短时间内升至 70℃ 以上,从而使病变组织直接消融.与温热疗法相比,它的效率高、准确性好、所需治疗时间短,是一种具有巨大潜力的局部治疗方法.由于高温情况下正常组织和病变组织受损伤的差异消失,加热区的温度分布是高强度聚焦超声疗法安全、有效地实施的关键.用压电陶瓷磨成凹球面制成的换能器,是常用的高强度聚焦超声治疗加热声源,尤其对腔内加热具有明显的优越性.为此,本文通过数值计算研究了这种换能器用于热疗时,影响加热区温度分布的各种因素,并对声场及其引起的温度场特征进行了详细的比较.

## 2 超声加热原理

超声波在媒质中传播时,因为声吸收,会产生将声能转变为热能的耗散过程,从而导致媒质温度升高.假定声波的衰减完全因媒质的声吸收引起,则声波通过媒质中某一个微小区域后,减小的声能应等于该区域内媒质吸收的能量.根据能量守恒原理,可得

$$\langle q_v \rangle = -\nabla \cdot \mathbf{I} = -\nabla \cdot \langle p\mathbf{u} \rangle, \quad (1)$$

式中  $q_v$  为声强  $\mathbf{I}$  处媒质单位时间单位体积内吸收的声能, $\langle \rangle$  为时间平均, $p$ ,  $\mathbf{u}$  分别为该点的声压及媒质振动速度矢量, $q_v$  的时间平均称为容积热源,用  $Q_v$  表示.

假定媒质均匀、无黏,在小振幅情况下,可得<sup>[4]</sup>

$$Q_v = (\alpha/\rho c) p p^*, \quad (2)$$

式中  $\alpha$  为媒质的衰减系数, $\rho$  为媒质的密度, $c$  为媒质的声速, $p^*$  为  $p$  的共轭复数.

对凹球面聚焦声源而言,空间任一点的声压理论上可由瑞利积分直接求得,但实际计算非常费时. Madsen 将整个声场空间分成两个区域,成功地将二重积分转成了一重积分<sup>[5]</sup>.如图 1 所示,假定换能器的几何焦距为  $R$ 、半孔径为  $a$ 、频率为  $f$ ,凹面上各

\*国家自然科学基金(批准号:39670216)及湖南省教育委员会基金(批准号:22990505)资助的课题.

<sup>†</sup>现为华南师范大学激光生命研究所博士后,广州 510631.

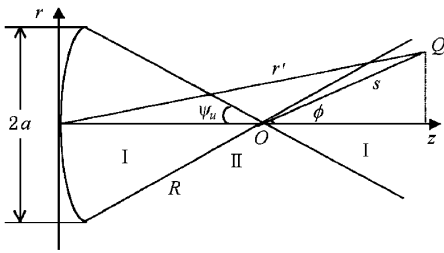


图 1 凹球面聚焦换能器声场

点沿法向振动, 振幅值均为  $u_0$ , 且相位相同. 可得球心  $O$  处的声压幅值为

$$P = 2\pi f \rho u_0 (R - \sqrt{R^2 - a^2}) e^{-aR}. \quad (3)$$

I 和 II 区中任一点的声压幅值为

$$P = \left| \frac{2f \rho u_0 R}{s} \left( \int_{r'_{\min}}^{r'_{\max}} i \beta(r') e^{ik_c r'} dr' + \frac{\pi \sigma F}{k_c} \right) \right|, \quad (4)$$

式中

$$F = \begin{cases} \exp(ik_c(R + \sigma s)) - \exp(ik_c \sqrt{R^2 + s^2 + 2Rs \cos(\psi_u - \sigma\phi)}) & (\text{I 区}), \\ 0 & (\text{II 区}). \end{cases}$$

$$\sigma = \begin{cases} -1 & z < R, \\ +1 & z > R, \end{cases}$$

$$\beta(r') = \cos^{-1} \left\{ \frac{(R^2 - a^2)^{1/2} + h - [(r'^2 + s^2 - R^2) \vee 2s] \cos \phi}{\{r'^2 - [(r'^2 + s^2 - R^2) \vee 2s]^2\}^{1/2} \sin \phi} \right\},$$

$$h = z - R,$$

$$r'_{\min} = (R^2 + s^2 + 2Rs \cos(\psi_u + \phi))^{1/2},$$

$$r'_{\max} = (R^2 + s^2 + 2Rs \cos(\psi_u - \phi))^{1/2},$$

$$k_c = i\alpha + k, \quad k = 2\pi f/c.$$

利用以上各式求出声压后, 代入(2)式, 即可得到对应点容积热源.

### 3 热传导方程的求解

超声加热人体组织时, 组织内的热传导规律可用 Pennes 提出的各向同性生物组织中的热传导方程表示<sup>[6]</sup>:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T + W_b C_b (T_b - T) + Q_m + Q_v, \quad (5)$$

式中  $\rho$ ,  $C$ ,  $\kappa$  分别为人体组织的有效密度、比热、导热系数,  $W_b$  和  $C_b$  为血流率和血流的比热,  $T_b$  为进入加热区的血液温度,  $T$  为组织温度,  $Q_m$  为生物代谢生热率,  $Q_v$  为由声能转换来的容积热源.

假定加热前, 组织内各点温度均为  $T_0$ , 血流率为  $W_{b0}$ , 进入加热区的血液温度与加热无关, 则有

$$T_0 - T_b = Q_m / (W_{b0} C_b). \quad (6)$$

引入升温变量  $\bar{T} = T - T_0$ , 则热传导方程可化为

$$\rho C \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = \kappa \nabla^2 \bar{T} - W_b C_b \bar{T} + Q_m (1 - W_b / W_{b0}) + Q_v. \quad (7)$$

由此可见, 假定血流率恒定, 则可不考虑  $Q_m$  的影

响. 由于血流会加速热平衡, 加热几分钟后组织内的温度上升就会显著变慢, 组织内温度随时间变化的规律将另文研究. 此处为比较声场与温度场, 仅研究组织内的稳态温度分布. 考虑到凹球面聚焦超声源产生的声场具有轴对称性, 采用柱坐标, 热传导方程可表示为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \kappa r \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right) + S = 0, \quad (8)$$

式中  $S$  为广义热源. 用差分法求解此方程, 采用内节点法对计算区域进行网格划分, 控制容积内  $S$  可表示为  $S = Q_v - W_b C_b \bar{T}$ , 因而离散后的代数方程满足迭代收敛条件. 假定在控制容积的界面上热流密度是均匀的, 选用分段线性分布型线, 由控制容积积分可得如下形式的线性方程:

$$a_P \bar{T}_P = a_E \bar{T}_E + a_W \bar{T}_W + a_N \bar{T}_N + a_S \bar{T}_S + b, \quad (9)$$

式中  $E, W, N, S$  为节点  $P$  四周相邻的节点. 利用此方程, 通过逐行迭代, 可求出超声在人体组织内产生的温度场.

### 4 数值计算结果

用上述方法计算了凹球面换能器对人体组织加

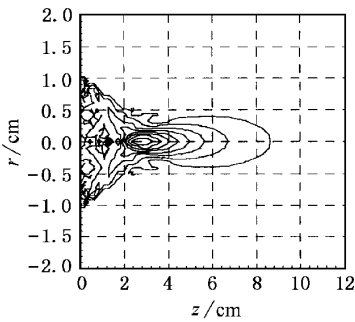
热时,组织内的声场及稳态温度场.计算时,假定加热区边界温度恒为正常体温,导热系数及热源不随温度变化.计算温度场时,考虑到热源函数的特点,计算区域确定为  $z = 0 - 12.0\text{cm}$ ,  $r = -2.0 - +2.0\text{cm}$ ,  $z$  方向的步长为  $0.1\text{cm}$ ,  $r$  方向的步长为  $0.05\text{cm}$ .为便于将声场与温度场进行比较,引入热焦距的概念,定义热焦距为最大温升的位置离换能器凹面顶点的距离.与声场对应,轴向温升  $3\text{dB}$  宽度为最大温升值下降到  $70\%$  的轴向宽度.此外,用等温线图研究了换能器参数及组织特性参数对有效治疗范围的影响.等温线图及等声压线图的作法是在最大值与最小值间等差值地作  $10$  条线.等温线图

中还特别标记了两条等温线,对应的温度分别为  $40^\circ\text{C}$  和  $50^\circ\text{C}$ ,其中  $40^\circ\text{C}$  以上区域细胞生长趋于停止.计算时,每次仅改变一个参数.不同情况换能器凹面振动速度幅值  $u_0$  相同,  $I_0 = \frac{1}{2} \rho c u_0^2$  恒为  $4.0\text{W}/\text{cm}^2$ .如无特别指明,换能器参数为  $R = 3.5\text{cm}$ ,  $a = 1.0\text{cm}$ ,  $f = 1.0\text{MHz}$ ;生物组织特性参数为  $\rho = 1016\text{kg}/\text{m}^3$ ,  $c = 1500\text{m}/\text{s}$ ,  $\alpha = 0.8\text{dB}/\text{cm MHz}$ ,  $\kappa = 0.5\text{W}/\text{m}^\circ\text{C}$ ,  $W_b = 5.0\text{kg}/\text{m}^3\text{s}$ ,  $C_b = 3770.0\text{J}/\text{kg}^\circ\text{C}$ .文中相同量的单位均相同,有时未重复标出.

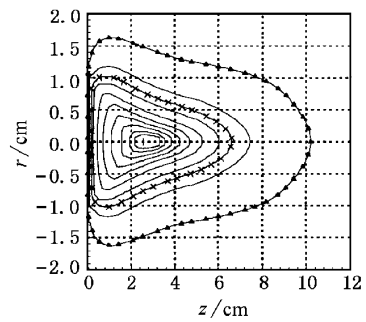
换能器参数不同时,生物组织内声场和稳态温度场的轴向分布特征如表 1.二维分布特征如图 2 和图 3.

表 1 声场和温度场的主要特征随换能器参数变化的情况

换能器参数			声 场				温 度 场			最大温升与辐射总功率之比	最大温升与最大声压平方之比
$f$ /MHz	$a$ /cm	$R$ /cm	辐 射 总功率 /W	声 焦 距 /cm	最 大 声 压 值 / $10^6\text{Pa}$	轴 向 3dB 宽 /cm	热 焦 距 /cm	最 大 温 升 值 / $^\circ\text{C}$	轴 向 3dB 宽 /cm		
1.0	1.0	3.0	12.93	2.47	2.18	1.54	2.38	93.7	1.6	7.25	19.76
		3.5	12.83	2.71	1.86	1.82	2.60	79.9	2.1	6.23	23.08
		4.0	12.76	2.93	1.63	2.08	2.82	70.4	2.6	5.52	26.37
1.0	1.2	3.5	17.05	3.03	1.85	1.60	2.98	120.8	1.7	6.48	19.52
	1.5		29.70	3.29	3.74	1.22	3.2	205.2	1.4	7.05	14.98
2.0	1.0	3.5	12.83	3.15	2.45	1.26	3.0	123.9	2.5	9.66	20.69
3.0			12.83	3.31	2.59	0.92	3.1	125.6	3.0	9.79	18.78



(a) 等声压线分布



(b) 等温线分布 ▲为  $40^\circ\text{C}$ , ×为  $50^\circ\text{C}$

图 2 声场和温度场二维分布的比较

由表 1 和图 2 可看出:生物组织内的声场与温度场的分布并不相同,温升最大值的位置与声压最大值的位置有些偏差,温度场轴向  $3\text{dB}$  宽度比声场轴向  $3\text{dB}$  宽度更宽.声压变化有明显起伏,而温度变化较平滑.

通过分析可知:温度场随换能器参数变化的规律与声场随换能器参数变化的规律基本一致.随换

能器凹面曲率半径增大、半孔径增大、超声频率增大,声焦距及热焦距均增大.随换能器凹面曲率半径增大、半孔径减小,声场和温度场轴向  $3\text{dB}$  宽度均增大.值得注意的是超声频率增加,声场轴向  $3\text{dB}$  的宽度减小,而温度场轴向  $3\text{dB}$  宽度增加,声焦距和热焦距的差异增大.此结论可从超声加热原理得到解释.因为频率增加后,声吸收系数增加,声波衰

减更快. 进一步研究发现: 随频率增加, 声焦距和热焦距先增大而后减小, 温升最大值也先增大而后减小. 计算还表明: 换能器的某种参数改变时, 最大温升与辐射总功率之比和最大温升与最大声压平方之比的变化规律不同. 这一结果非常有意思, 因为前者反映了辐射总功率对最大温升的贡献, 而后者反映了吸收的声能引起升温的效果. 比较温度场轴向

3dB 宽度和最大温升与最大声压平方之比发现: 除超声频率变化外, 温度场轴向 3dB 宽度越窄, 最大温升与最大声压平方之比越小. 事实上超声频率增加时, 最大温升处的峰更突出. 从传热的角度来看这是合理的. 因为最大温升处温度梯度越大, 热传导的作用越大, 因而会降低加热效果.

比较图 2 与图 3 可以看出: 换能器参数改变, 有

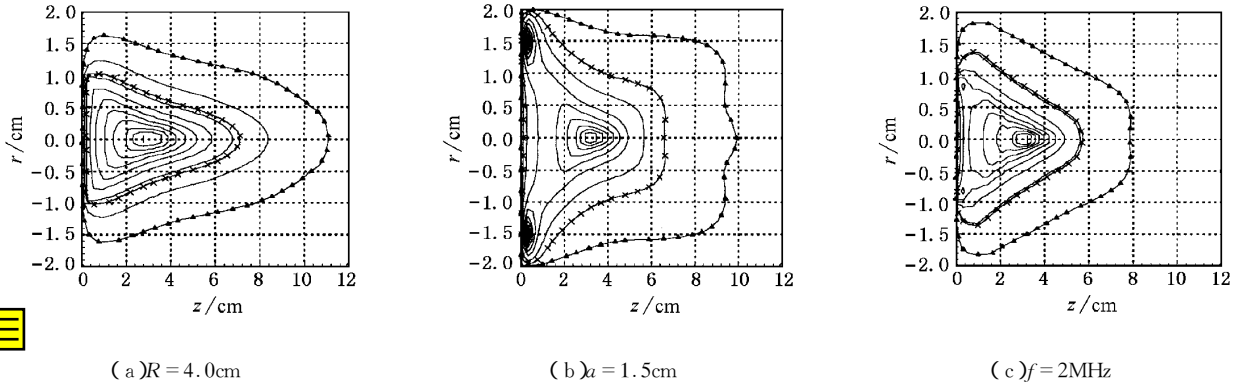


图 3 不同换能器参数对应的温度场二维分布 图注同图 2(b)

效治疗区的范围将会发生变化. 曲率半径增大, 有效治疗范围加深、形状变尖, 温度沿侧向下降更快. 换能器孔径增大, 等温线远端增宽变平, 近声源出现了次峰, 有效治疗深度几乎不变, 但总的治疗范围增大. 超声频率增加时, 最高温度处之外的第一条等温线所围区域变小, 表明中心处尖峰更突出, 但因第

二、三条等温线靠近声源方向的间隔较大, 因而并不意味着温度场轴向 3dB 宽度较窄; 近声源区域, 升温增加, 有效治疗范围纵向变浅, 近源处侧向增宽, 整个治疗区域变偏.

生物组织特性参数不同时, 组织内稳态温度场轴向分布的特征如表 2, 二维分布特征如图 4.

表 2 温度场的主要特征随组织特性参数变化的情况

组织特性参数			温度场			最大温升 与辐射总 功率之比	最大温升与 ( $\alpha \times$ 最大声压平方) 之比
$W_b$ ( $\text{kg}/\text{m}^3\text{s}$ )	$\kappa$ ( $\text{W}/\text{m}^2\text{C}$ )	$\alpha$ ( $\text{dB}/\text{cm MHz}$ )	热焦距 / $\text{cm}$	最大温升 / $^{\circ}\text{C}$	轴向 3dB 宽 / $\text{cm}$		
5.0	5.0	0.4	2.80	51.2	2.2	4.00	28.72
		0.6	2.74	67.3	2.1	5.28	28.71
		0.8	2.60	79.9	2.1	6.23	28.78
5.0	0.1	0.8	2.72	236.6	1.68	18.45	85.42
	0.35		2.66	102.8	1.9	8.01	37.10
0	0.5	0.8	2.50	169.8	3.0	13.24	49.08
10.0			2.70	64.7	1.7	5.04	18.68

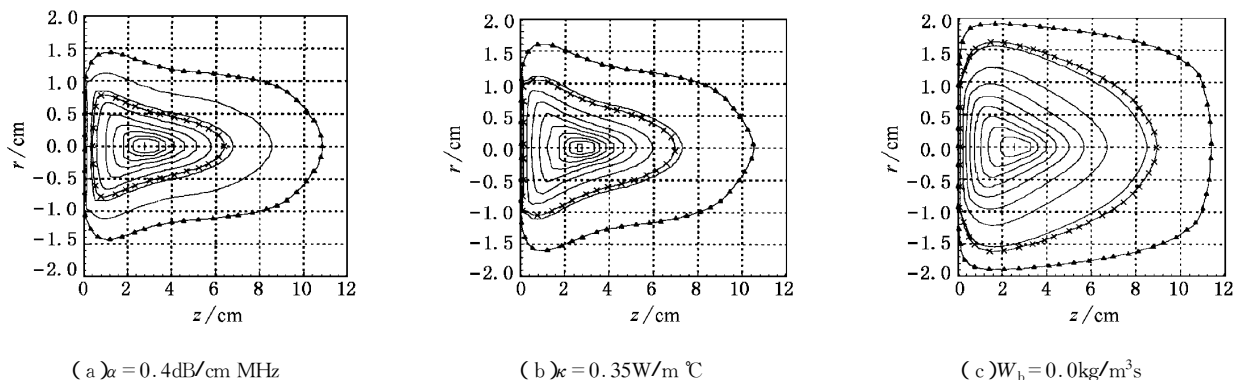


图 4 不同组织参数对应的温度场二维分布 图注同图 2(b)

由表 2 可知:随衰减系数增加,热焦距减小,最大温升和最大温升与辐射总功率之比均增加,而温度场轴向 3dB 宽度和最大温升与最大声吸收率之比几乎不变.根据生物热传导方程,可对此作出解释.因为衰减系数增大,则加热区内的声能吸收增加,相当于热传导方程中的热源项增加了一个系数,因而最大温升处两侧的温度均会增加.随导热系数增大,热焦距、最大温升值均减小,而温度场轴向 3dB 宽度增大.随血流率增大,热焦距增大,热焦距与声焦距的差异更小,最大温升、温度场轴向 3dB 宽度均减小.需要指出的是:与换能器参数变化时不同,导热系数和血流率改变,仅影响热传导特性,并不会改变声场.导热系数及血流率增大,最大温升与辐射总功率之比越小,对应的最大温升与最大声吸收率之比也越小.由于血流率增大会使最大温升减小,同时会降低热传导的影响,因此最大温升与最大声吸收率之比越小,对应的温度场轴向 3dB 宽度越小.

比较图 2 和图 4 可以看出:衰减系数减小,等温线图中最大温度处附近温度梯度变化不大,最大温度之外的第一条等温线所围区域大小几乎不变,最

大温度处远离声源一侧温度梯度相对减小.导热系数减小或血流率增大,最大温升处之外的第一条等温线所围的区域变小.衰减系数减小或导热系数减小,有效治疗区域侧向范围变窄,移向深处.血流率减小,等温线的侧向和轴向间隔都增大,温度沿侧向和轴向下降都变慢,有效治疗范围明显扩大.

## 5 结 论

用 Madsen 算法描述声场,用差分法求解生物热传导方程,研究了凹球面聚焦超声换能器在人体组织内产生的声场及稳态温度场的全空间分布.数值计算结果表明:声场的分布并不同于温度场,温升最大值位置并非位于声焦点.最大温升与辐射总功率之比、最大温升与最大声吸收率之比是反映超声加热升温效率的两个重要依据.声源参数及生物组织特性参数改变时,温度场的特征会发生明显变化.温度场轴向 3dB 宽度随超声频率增加,但与衰减系数无关.超声热疗时,必须根据病灶性质、位置和大小,选定声源参数及辐射总功率,使 40℃ 等温线刚好位于病灶区的边缘,才能保证治疗安全和高效.

[1] J. W. Strohbehn, E. B. Douple, *Biol. Med. Eng.*, **31**(1984), R779.

[2] H. Z. Wang *et al.*, *Physics*, **26**(1997), R608 [in Chinese] 王鸿樟等, *物理*, **26**(1997), R608.]

[3] L. Chen *et al.*, *Ultrasound Med. Bio.*, **25**(1999) 847.

[4] H. D. Mair, D. A. Hutchins, P. A. Puhach, *J. Acoust. Soc. Am.*, **81**(1987) 328.

[5] E. L. Madsen, M. M. Goodsitt, J. A. Zagzebski, *J. Acoust. Soc. Am.*, **70**(1981) 1508.

[6] H. H. Pennes, *Appl. Physiology*, **1**(1948) 93.

# THEORETICAL STUDY OF THE THERMAL EFFECT IN BIOLOGICAL MEDIUM GENERATED BY FOCUSED ULTRASOUND SOURCE \*

QIAN SHENG-YOU

( *College of Science , Hunan Normal University , Changsha 410081 , China* )

WANG HONG-ZHANG

( *Department of Biomedical Engineering , Shanghai Jiaotong University , Shanghai 200030 , China* )

( Received 10 March 2000 ; revised manuscript received 12 September 2000 )

## ABSTRACT

The steady state temperature field in human body generated by concave spherical surface focused ultrasound transducer for hyperthermia has been studied through solving bioheat conduction equation by the difference method in this paper. The influence of parameters of the transducer and biological tissue properties on the effective treated area has been analyzed through introducing the heat focal distance and isotherms , and characteristics of the sound field and temperature field are studied thoroughly.

**Keywords** : focused ultrasound , hyperthermia , biological tissue , temperature field

**PACC** : 4335 , 8750C , 8760B , 8770H

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 39670216 ) and the Science Foundation from Education Commission of Hunan Province , China ( Grant No. 22990505 ).