$$/\sin(\beta_2 - \beta_1)\} + \beta_1$$

3.3 爆心位置的计算

计算出阵的方位角后,利用两个以上阵的方位角交会出爆心的位置。计算机对皖南、昆明次声阵进行定位计算,测得爆心位置偏离实际爆心约 0.7°,即偏离 70 多公里。

3.4 当量计算

(1) 对大气中的爆炸,压力扰动幅度、周期等波形特征和当量之间建立了如下的近似理论关系[3]:

$$E = 13P_{FPT}[r_e\sin(r/r_e)]^{1/2}H_s(cT_{1,2})^{3/2}$$

其中 E 是能量释放,P_{FPT}是第一个峰到谷的压力幅度,r_e 是地球半径,r 是从爆炸点到观察点的大圈距离,H_s 是低层大气的标高,c 是声速,$T_{1,2}$是第一个峰到第二个峰之间的时间间隔。

(2) 从简振波理论出发,根据实际条件作简化处理后,我们得到一个近似计算大气层低空核爆炸当量的公式:

$$Y_{KT} = 0.02\times\overline{P}_{P-P}\times\overline{T}\times\overline{R}$$

其中 Y_{KT}= 当量,单位千吨 TNT;$\overline{P}_{P-P}$= 测得次声波波列前三个波的声压(峰 - 峰值)的平均值,单位帕;$\overline{T}$= 相应声压的平均周期,单位秒;R= 爆心与测点之间大圆弧的距离,单位千公里。式中的 $\overline{P}_{P-P}$值,在实用中,是取前六个半波作五次平均而得。这种取平均值的方法已证明较之取波列的第一个波的幅值或最大值要优越得多,平均周期 $\overline{T}$ 和信号谱的主周期是接近的。

公式的应用范围为 R= 500～5000 公里,爆高= 0～3 公里。这和实际使用条件是大致符合的。

4 结 论

(1) 定位精度 2 千公里偏离在 70 公里以内,比国际监测系统要求的 1 千公里偏离在 100 公里范围内更精确。

(2) 计算当量时,经验公式比理论公式更实用,并把所有阵和单点记录都进行计算,然后取其平均值,其结果更接近实爆当量。

(3) 昆明次声站的记录中,波频散现象是很明显的,因此可根据信号的频散图,波矢速度和频率结构从背景噪声中识别信号。

感谢: 作者衷心感谢国家自然科学基金委数理科学部的资助,本文是核爆炸次声远距离传播特性研究项目的一部分。

参考文献

1 裁军谈判会议文件 CD/NTB/WP: 156(1994, 8, 6); 176(1994, 8, 24); 181(1994, 9, 6); 184(1994, 11, 30); 212(1995, 2, 13); 224(1995, 3, 16); 283(1995, 12, 15)

2 谢金来, 谢照华. 第八届全国核电子学与核探测技术学术年会论文集, 1996; 571～574

3 Posey J. W., Pierce A. D. Nature, 1971; 232: 253

反射超声无损测温①

于洪斌 王鸿樟

(上海交通大学,生命科学技术学院,生物医学工程系 · 200030)

1 引 言

近年加热治癌愈益受到重视。热疗(Hyperthermia) 是使癌组织升温到 43～46℃,保持适当时间,以抑制癌肿,达到治疗目的。热疗中测温和控温是关键。现今用热电偶作有损测温,有导至癌转移可能,影响热疗推广。高强度聚焦超声(HIFU) 在不到几秒内使癌肿升温到 70℃以上,也需作监测。反射式超声无损测温便于结合热疗应用。本文试图用波群分解处理回波超声以检测深部温度。

2 波群分解

对于任意信号 $f(x)$,可以得到展开式

$$f(x) = \sum_{k=1}^{N} a_k g_k(x) \tag{1}$$

其中非正交函数 $g_k(x)$ 可以由正交函数展开为

$$g_k(x) \approx \sum_{i=1}^{M} b_{k,i}\phi_i(x) \tag{2}$$

并有 $\int \phi_i(x)\phi_j(x)\,dx = \delta_{ij}$ (3)

系数 a_k 有唯一解的条件是: $g_k(x)$ 必须线性无关 $(\sum_{k=1}^{N}\lambda_k g_k(x) \neq 0)$,于是有 $f(x) \approx \sum_{i=1}^{M} c_i\phi(x)$ (4)

① 本工作得到国家自然科学基金资助,项目号: 39670216

其中 $c_i = \int f(x)\phi_i(x)\mathrm{d}x = \sum_{k=1}^{N} a_k b_{k,i}$

$$i = 1, 2, \cdots M \quad (M \geq N) \tag{5}$$

仅当 $M = N$ 时可以得到 a_k 的准确解, 其它则要使方差 e 为最小时求出 a_k。定义:

$$e = \int [f(x) - \sum_{k=1}^{N} a_k g_k(x)]^2 \mathrm{d}x \geq 0 \tag{6}$$

当 ϕ_i 是完备的, $f(x) = \sum_{k=1}^{N} a_k g_k(x) = \sum_{k=1}^{N} c_i \phi_i(x)$, 则 $e = 0$。

简言之, 以反映实际物理现象的波群(或波包) g_k 为基, 展开信号的方法称为波群分解(或波包分解[1])。信号分析理论说明[2], 时域上不重叠的两信号是线性无关的, 频域上不重叠的信号也是不相关的。可用信号的维格纳分布函数 WDF 的时频表示作为获得反映物理特性的信号集的分析法。对超声回波信号的分析, 反映信号时频特性的 WDF 较之 Gabor 分析和小波分析更适于波群分解。WDF 是时间相关函数的傅氏变换, 信号的 WDF 表示为时频图。

3 时频图分割

在噪声背景下, 信号表示为时频相平面上图象会受到影响。图象处理中采用的中值滤波消除弧立点上噪声虽有效, 但也会同时消除弧立点、直线、曲线等信号成分, 且对边缘有模糊作用。现改进为中值极大滤波法, 困难得以克服。计及信号时频表示的可分性, 首先对信号时频图取门限得到二值图, 再对二值图提取边缘。用边缘跟踪技术将每个时频图上相互分离的信号区域提取出来, 达到分割的目的。

原信号的 WDF, 其瞬时频谱是正负交替存在的。能够完整地恢复原信号的 WDF 一般存在有负值, 而难以用单纯正值部分恢复原信号。对于多信号成分的 WDF, 其负值通常交叠在一起。但我们发现, 若将分离出的信号描述成(直)线形式, 就可以得到恢复的信号。故要将实际信号的 WDF 转换为线型的时频分布。为消除 WDF 的交叉项, 可以采用 cone-shape 核函数[3], 以突现信号的瞬时频率特性, 则只要把某一时刻的最大频率值函数点作为信号在该时刻的时频表示, 就可以将信号的 WDF 转换为实际的单值函数, 即细线化过程。不过这样做的结果, 由时频图恢复的信号却与原信号差别太大。而没有采用核函数的 WDF, 由其恢复的信号则与原信号是一致的。分析后发现, 采用核函数下恢复信号的相位在整个信号周期内发生多次突变, 其造成突变的原因来自于对信号的 WDF 的交叉项的抑制。可见, WDF 存在交叉项事实上在一定程度上反映不同时刻信号间, 不同信号成分间的相位影响了恢复原信号的可行性。所以提出了用相位补偿方法, 恢复原信号。

细线化的信号时频图表示信号的瞬时频率和该频率下的瞬时能量, 即瞬时幅度的平方的关系。由此得到信号的瞬时幅度 $A(t)$ 和瞬时频率 $\nu(t)$。故对于连续信号的恢复信号为

$$x(t) = A(t)\exp[\mathrm{j}2\pi \int \nu(t)\mathrm{d}t] \tag{7}$$

现引入固定相位 φ, 则得出离散条件下的恢复信号为

$$x(n) = A(n)\exp[\mathrm{j}(\mu(n) + \varphi)] \tag{8}$$

恢复的信号同原信号对应成份有幅度差。为恢复原信号, 将(1)式的离散形式表为

$$f(t_k) = \sum_i A_i g_i(t_k) \tag{9}$$

$$i = 1, 2 \cdots, N, \; k = 1, 2, \cdots, K$$

若 $K > N$, 由(6)式求满足误差最小的条件: $\mathrm{d}e/\mathrm{d}A_i = 0$, 然后以(9)式代入, 得到

$$\sum_k [\sum_j A_j g_j(t_k)] g_i(t_k) = \sum_k f(t_k) g_i(t_k) \tag{10}$$

由此解出

$$A_j = [g_{k,i}^T g_{k,i}]^{-1} g_{k,i}^T f_k \tag{11}$$

式中 T 为矩阵的转置。(10)和(11)式在 $g_k(t)$ 为完备下成立。用相位补偿方法将分解出的细线化时频图恢复而得的信号在幅度上仍可有稍许差异, 可校准解决。用(11)式对信号的幅度求解, 则恢复的信号与原信号除相位误差仍存在外, 幅度上基本无误差。

Y´en 的波包分解[1]恢复信号主要采用(11)式, 此处波群分解利用相位补偿恢复信号已具有信号的主要特征, 适于无损测温采用信号频谱幅度的要求, 而相位误差可以忽略, 波群分解是对时频图上的区域作分割而分解信号, 能得到可靠分解的效果。

4 测温模型

设生物组织划分为 N 个平行的平面层, 层中声速依次为 $c_1, c_2, \cdots, c_N$, 密度为 $\rho_1 = \rho_2 = \cdots = \rho_N = \rho_B$; 生物组织浸泡于水中。水中声速为 c_0, 密度为 $\rho_0 = \rho_A$ 时, 水中声波正入射于生物组织的平面上。求出 B 介质上的总回波为

$$P_B(t) = \sum_{i=1}^{N-1} (\prod_{k=0}^{i-1} \overleftarrow{W}_k \overrightarrow{W}_k) \overrightarrow{V}_i P(t - \sum_{l=1}^{i} \frac{2\Delta z}{c_l} i)$$

式中 Δz 为层的厚度, 折射系数和反射系数分别为:

$$\overrightarrow{W}_k = 2\rho_k c_{k+1} / (\rho_{k+1} c_{k+1} + \rho_k c_k)$$

$$\overleftarrow{W}_k = 2\rho_{k+1} c_k / (\rho_{k+1} c_{k+1} + \rho_k c_k)$$

$$\overrightarrow{V}_k = (\rho_{k+1} c_{k+1} - \rho_k c_k) / (\rho_{k+1} c_{k+1} + \rho_k c_k)$$

$k = 0, 1, 2, \cdots$, 发射信号为单脉冲[4], 近似表为 $\delta(t)$ 函数, 则生物组织上回波的频谱

$$\hat{P}_B(f) = \sum_{i=1}^{N-1}\left(\prod_{k=0}^{i-1}\overrightarrow{W}_k\overleftarrow{W}_k\right)\overrightarrow{V}_i e^{j2\pi f\sum_{l=1}^{i}2\Delta z/c_l}$$

相邻时刻的频谱幅值的比为

$$\frac{\hat{P}_B^A(f,t_p)}{P_B^A(f,t_{p-1})} = \overrightarrow{W}_{p-1}\overleftarrow{W}_{p-1}\overrightarrow{V}_p/\overleftarrow{W}_{p-1}$$

$$= \frac{4c_p c_{p-1}(c_{p+1}-c_p)}{(c_p+c_{p-1})(c_{p+1}+c_p)(c_p-c_{p-1})}$$

若生物组织内温度变化是渐变过程，有 $c_i + c_{i+1} \approx 2c_{i+1}$，则 $\hat{P}_B^A(f,t_p)/\hat{P}_B^A(f,t_{p-1}) \approx (c_{p+1}-c_p)/(c_p-c_{p-1})$ p 层上频谱幅值的求取要靠对回波信号的 WDF 图分割而将信号分离出。

根据超声聚焦加热的特点，对热疗中温度变化，用正态函数曲线模拟，对应的沿深度的声速分布可设为 $c(z) = c_0 + A\exp[-\sigma(z-z_0)^2]$ 所以有

$$\hat{P}_B^A(f,t_p)/\hat{P}_B^A(f,t_{p-1})$$

$$= \frac{\exp[-\sigma(z_{p+1}-z_0)^2]-\exp[-\sigma(z_p-z_0)^2]}{\exp[-\sigma(z_p-z_0)^2]-\exp[-\sigma(z_{p-1}-z_0)^2]} \quad (12)$$

并可以求出厚为 L 的 B 介质沿声波正入射方向上的平均声速为

$$c_{av} = \frac{1}{L}\int_0^L\{c_0 + A\exp[-\sigma(z-z_0)^2]\}dz \quad (13)$$

式中 z_0 是加热的中心点。c_0 取热平衡时介质内平均温度对应的速度值。平均声速 c_{av} 可用 B 介质上下界面回波的时间差求出。然后从(12)式与(13)式联立求解获知 σ 和 A，解出声速分布后，再依声速与温度的线性关系(在软组织中，于 37℃附近有 $\Delta c/\Delta T = 1.13\mathrm{m/s}\cdot℃$)，获知温度分布。

反射超声无损测温的实验装置包括多模信号源、A 超诊断仪、高速大时宽的 A/D 转换器和高速数字信号处理系统。实验结果在一定程度上验证了理论。今后还将在改进理论与实验基础上作深层次探讨。

参考文献

1 Nai-chyuan Yen. J. A. S. A., 1994; 95:889～896

2 Nai-chyuan Yen. J. A. S. A., 1990; 87: 2359～2370

3 L. Cohen. Proceeding of the IEEE, 1989; 77: 941～981

4 E. Heyman. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1994; 42: 311～319

PVDF 薄膜内电极化分布的光热检测新技术①

钱梦马录　厉明波

(同济大学声学研究所　上海 · 200092)

1　引　言

PVDF 薄膜是一种应用非常广泛的驻极体材料，在适当的极化条件下，它显示出比任何已知驻极体都强的永久极化，从而可形成高的热释电和压电特性。因此，弄清整个极化过程的本质，无损检测薄膜内的极化分布，建立它与表现出的压电性和热释电性的关系，对于改进 PVDF 的极化工艺，提高 PVDF 膜的性能，拓展膜的应用是非常有意义的。

对于 PVDF 膜内空间电荷和极化分布无损检测技术有：声脉冲法[1]、热脉冲法[2]和激光强度调制法[3]。声脉冲法是利用与 PVDF 膜相耦合的超声换能器发射一阶跃声脉冲进入薄膜，利用 PVDF 膜的压电性来实现膜内极化分布的检测，对于上升时间为 1ns 的电脉冲，可获得分辨率为 2μm 的极化分布剖面图。但它无法回避声耦合的影响。热脉冲法是利用激光脉冲照射 PVDF 膜，利用它的热释电性来实现极化分布的测量。这是无损、非接触的检测技术。但由于在脉冲激光作用下膜内的热平衡过程是一个扩散过程，而不是波动过程，极化分布信息与温度分布之间的卷积是实测的结果。因此，必须进行解卷积来获得极化分布，然而这一解卷积程序获得的结果是否唯一，一直是人们争论的话题。

激光强度调制法是利用强度作周期调制的激光束照射 PVDF 膜，实现极化分布的无损检测。这时，由 PVDF 涂黑表面吸收光能而形成的表面热源与极化分布之间的作用是一个波动过程。它可以利用锁相技术来进行高精度的检测，但是，表面热源与膜内极化分布的作用范围受到了热扩散长度的限制，需要在很大的频率范围才能获得较完整的极化分布信息。因此，如果让光透入 PVDF 薄膜，由此所形成的体热源将在整个薄膜厚度上与极化分布相互作用，这样就容易较精确地获得整个极化分布的信息。本

① 本工作得到国家自然科学基金的资助