37—44

合成孔径聚焦，超声成像

合成孔径聚焦超声成像(三)

孙宝申 沈建中
(中国科学院声学研究所 北京 100080)

TB55
O426

1993年10月4日收到

在合成孔径超声成像中，用小孔径基元换能器发射声波，并继而采集被目标或缺陷散射产生的回波信号。数据采集完成后，通过处理才能得到高分辨的重建声图。

对种种不同的合成孔径成像技术而言，成像过程都可以分为两步：1.数据采集和存储；2.图像重建。在第一步中由基元换能器完成的电-声、声-电信号转换功能，及由后续电路完成的信号量化、采集功能，对各种不同的合成孔径成像技术而言，在原理上是没有多少不同的。各种不同的成像系统间的差别，主要在于所应用的图像重建原理及算法。

在第一讲及第二讲中，我们分别介绍了基于等效线阵及匹配滤波(或相关接收)的合成孔径超声成像原理。在那里，声波的衍射特性并没有考虑进来，实际上是应用了几何声学的处理方法。

现在我们将介绍近年来发展很快的逆散射合成孔径超声成像。这是一种基于物理声学的超声成像技术。

设基元换能器在待检测物体的表面移动，并作为点源激发声波在介质中传播；被物体里的缺陷散射而形成散射声场。根据缺陷的结构，计算被其激发的散射声场，即为声学研究中的散射问题。而在更多的时候，缺陷的位置或结构是不知道的，由缺陷激发的散射声场却是可以在一定的范围内检测到。根据散射声场来确定缺陷的形态，即为声学研究中的“逆散射”问题。

用合成孔径超声换能器作声波的激发和接收，而根据检测到的散射声场，并基于“逆散射”原理的超声成像，即是我们要介绍的逆散射合成孔径超声成像，所成像实质上是试件中的缺陷对声波的相对折射系数分布。

四、逆散射合成孔径超声成像

1. 合成孔径超声成像逆散射问题

设有一试块，试块内部存在一体积型缺陷。缺陷的体积为 V_c，包容在外表面 s_c 中。缺陷的材料参数与周围的试块不一样。例如，声波在缺陷中和在周围的材料中传播时，可能具有不同的速度。为了分析简便，我们假定，除了在有缺陷的区域外，试块材料是均匀的、各向同性的、声波在其中传播时没有衰减，且不同频率的声波在其中传播时，具有同样的速度。设在试块中声波的纵波及横波速度分别为 c_p 及 c_s；在缺陷中，则分别为 $c_p^{(1)}(\boldsymbol{R})$ 及 $c_s^{(1)}(\boldsymbol{R})$，$\boldsymbol{R}$ 是位置矢量。直角空间坐标关系如下图1。直角坐标系的原点位于缺陷内，测量孔径 s_M 包含在 $z=d$ 的平面内。

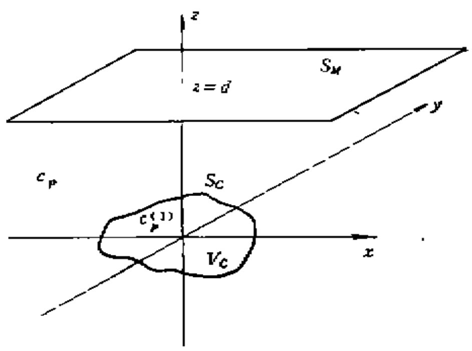

图1 散射问题空间坐标关系

假设合成孔径基元换能器为一点源，在测量孔径 s_M 内位置矢量 $\boldsymbol{R}_0$ 处，向试块内发射声脉冲. 声场的激励源可以写为 $-\delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}_0)F(t)$，式中，$\delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}_0)$ 说明了激发源的空间结构，$F(t)$表达了激发信号的时间结构. 函数表示式前"—"号，是为了下面的推导方便而加入的. 此激发源在试块中激发的声场，一般是既包括纵波分量，又包括横波分量. 这两种波在试块中的传播速度是不一样的. 因此，在采用短脉冲激励的合成孔径应用中，可以只考虑其中一种波的传播及散射. 在以后的讨论中，我们将只考虑纵波入射，并且只考虑散射声场中的纵波分量，也即忽略声波激发与散射中的模式转换.

在弹性介质中传播的声波可以用介质质点位移矢量 $\boldsymbol{U}(\boldsymbol{R},t)$ 来表示，这是位置矢量 $\boldsymbol{R}$ 及时间 t 的函数，矢量的运算及处理通常是相当繁杂的. 前面已经提到，我们只考虑纵波的激发与散射. 由声学理论可知，纵波导致的弹性介质质点位移矢量 $\boldsymbol{U}(\boldsymbol{R},t)$ 可以表示为标量函数 $\Phi(\boldsymbol{R},t)$ 的梯度

$$\boldsymbol{U}(\boldsymbol{R},t)=\nabla\Phi(\boldsymbol{R},t) \qquad (1)$$

$\Phi(\boldsymbol{R},t)$ 被称为标量势函数.

以上是本文理论推导中所作的第一个重要近似，称为标量化近似.

引用标量势 $\Phi(\boldsymbol{R},t)$ 后，由测量面 s_M 上的点源 $-\delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}_0)F(t)$ 在介质中激发的声场可用下式表示

$$\left(\Delta-\frac{1}{c_p^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\Phi(\boldsymbol{R},t)=-F(t)\delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}_0)$$

$$R\notin V_c \qquad (2)$$

$$\left(\Delta-\frac{1}{c_p^{(1)2}(\boldsymbol{R})}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\Phi(\boldsymbol{R},t)=0$$

$$R\in V_c \qquad (3)$$

式(2)是除缺陷部分外，声场应该满足的方程；式(3)则是声场在缺陷部分应满足的方程.

在式(2)，(3)中，缺陷体积 V_c 的形状、尺寸以及其性质都是未知的；物体表面上的基元换能器点源激发的入射声场 $\Phi(\boldsymbol{R},t)$ 是已知的，由缺陷 V_c 产生的散射声场 $\Phi(\boldsymbol{R},t)$ 可以在测量面 s_M 上测得.

我们关心的是，在 s_M 上测得声场分布后，反推得到试件内缺陷的结构、尺寸及性质，这就是上面提到的"逆散射"问题.

2. 傅里叶变换逆散射反演原理

对"1"中提出的"逆散射"问题的求解有很多种方法. 我们将在下面介绍常用的傅里叶变换方法.

我们知道，点源在固体介质里激发的声场可以用已知的公式表示出来；点目标对入射声波的散射也是有公式可计算的. 而对于一般是体积型的缺陷结构，其对入射声波的散射情况就要复杂得多了，和缺陷的几何形状及物理性质都有很大关系. 经过适当的处理，并进一步引入某些近似后，缺陷对入射声波的散射可以表示成由其几何形状决定的一个函数与点目标散射函数的卷积关系. 要想对一个卷积函数作所谓的"解卷积"处理，以进一步找出散射结构的尺寸、大小，可不是件容易事. 幸而，卷积关系经过傅里叶变换，在变换域是两个函数的乘积关系. 对乘积关系的处理当然是要远较对卷积关系的处理容易多了. 这是为什么在超声成像反演算法中引入傅里叶变换原理的理由之一吧.

定义目标函数

$$o(\boldsymbol{R})=\left(1-\frac{k_p^{(1)2}(\boldsymbol{R})}{k_p^2}\right)\Gamma(\boldsymbol{R}) \qquad (4)$$

其中，$k_p=\dfrac{\omega}{c_p}$，$k_p^{(1)}(\boldsymbol{R})=\dfrac{\omega}{c_p^{(1)}(\boldsymbol{R})}$ 分别是声波在 V_c 外部及内部的波数；为使定义更一般化，我们假定：在缺陷内部材料是不均匀的，其波数 $k_p^{(1)}(\boldsymbol{R})$ 与位置有关. $\Gamma(\boldsymbol{R})$ 是体积 V_c 的特征函数

$$\Gamma(\boldsymbol{R})=\begin{cases}0 & \boldsymbol{R}\notin V_c\\ 1 & \boldsymbol{R}\in V_c\end{cases} \qquad (5)$$

我们按下式对标量势 Φ 作傅里叶变换

$$\Phi(\boldsymbol{R},\omega)=\int_{-\infty}^{+\infty}\Phi(\boldsymbol{R},t)e^{j\omega t}dt \qquad (6)$$

这里，$\Phi(\boldsymbol{R},\omega)$ 表示 $\Phi(\boldsymbol{R},t)$ 的傅氏变换.

由式(2)及式(3)可解得位移势

$$\Phi(\boldsymbol{R},\omega)=\Phi_i+\Phi_s \tag{7}$$

其中

$$\Phi_i(\boldsymbol{R},\omega)=F(\omega)\frac{e^{ik_p|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}_0|}}{4\pi|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}_0|} \tag{8}$$

是由合成孔径基元换能器作为点源，在试件中直接激发的声场；而

$$\Phi_s(\boldsymbol{R},\omega)=-k_p^2\iiint_{-\infty}^{+\infty}o(\boldsymbol{R}')\Phi(\boldsymbol{R}',\omega)\cdot\frac{e^{ik_p|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}'|}}{4\pi|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}'|}d^3\boldsymbol{R}' \tag{9}$$

则是缺陷 V_c 对入射声波的散射声场。因为当 $\boldsymbol{R}\notin V_c$ 时，$o(\boldsymbol{R})=0$，所以式中的积分限取为无限大空间只是一种形式上的写法。

式(9)表明，散射声场可以看成是由许多二次声源激发的声场叠加而成的，而散射体则可看成是由许多点组合成。这些点源的强度为：

$$q_c=-k_p^2o(\boldsymbol{R})\Phi(\boldsymbol{R},\omega) \tag{10}$$

由式（10）可见：等效点源的强度是与缺陷-即散射体-内部的总声场有关；而此一总声场包含着散射体内其它部分激发的散射场。就此而言，散射过程是非线性的，散射体内部任何一点的局部变化，无论是体积变化还是材料性质变化，都会对整个散射体内的二次声源有影响。这使得声场的计算非常困难、复杂。

当散射体对入射声场的扰动不很大时，为了简化声场计算，假设散射声场对二次声源的贡献可以忽略不计。于是，式(10)可以简化为

$$q_c=-k_p^2o(\boldsymbol{R})\Phi_i(\boldsymbol{R},\omega) \tag{11}$$

上述近似被称为“弱散射近似”，或波恩（Born）近似，在此近似下，式(9)右侧的被积函数中就只有目标函数 $o(\boldsymbol{R})$ 是未知的了。再考虑到，在合成孔径超声成像系统中，基元换能器是收、发合置的，即有关系式：$\boldsymbol{R}=\boldsymbol{R}_0$。并利用入射声场的表达式(8)，即可将式(9)改写为

$$\Phi_s(\boldsymbol{R},\omega)=-k_p^2F(\omega)\iiint_{-\infty}^{+\infty}o(\boldsymbol{R}')\cdot\frac{e^{2ik_p|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}'|}}{(4\pi|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}'|)}d^3\boldsymbol{R}' \tag{12}$$

在式(12)中，已经建立起散射声场在测量表面 s_M 上的取值 $\Phi(\boldsymbol{R},\omega)$ 与目标函数 $o(\boldsymbol{R})$ 的关系。但是，要由此直接去确定 $o(\boldsymbol{R})$ 还是困难的。我们在下面要对式(12)适当地作一些处理，然后再作进一步的解卷积处理，就易于给出目标函数 $o(\boldsymbol{R})$ 的解析表达式了。

定义一修正散射函数

$$\Phi_s^{mo}(\boldsymbol{R},\omega)=2\pi j\frac{\partial}{\partial k_p}\left[\frac{\Phi_s(\boldsymbol{R},\omega)}{k_p^2F(\omega)}\right] \tag{13}$$

将式(12)代入式(13)后，我们就可发现：$\Phi_s^{mo}(\boldsymbol{R},\omega)$ 是目标函数 $o(\boldsymbol{R})$ 与格林（Green）函数 $G(\boldsymbol{R},\omega)$ 的卷积，后者为

$$G(\boldsymbol{R},\omega)=\frac{1}{4\pi}\frac{e^{2iK\cdot R}}{|\boldsymbol{R}|} \tag{14}$$

即

$$\Phi_s^{mo}(\boldsymbol{R},\omega)=\frac{1}{4\pi}\iiint_{-\infty}^{+\infty}o(\boldsymbol{R}')\frac{e^{2ik_p|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}'|}}{|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}'|}d^3\boldsymbol{R}.$$

对 $\Phi(R,\omega)$ 作下述定义的二维傅里叶变换

$$\hat{\Phi}_s^{mo}(K_x,K_y,z,\omega)=\iint_{-\infty}^{+\infty}\Phi_s^{mo}(x,y,z,\omega)\cdot e^{-iK_xx-iK_yy}dxdy \tag{15}$$

假定测量面 s_M 位于 V_c 的上方 $z=d$ 处，与 V_c 不相交，即有 $R=(x,y,d),d>z$。则可以得到

$$\hat{\Phi}_s^{mo}(K_x,K_y,d,\omega)=\frac{j}{2K_z}\int_{-\infty}^{+\infty}\hat{o}(K_x,K_y,z')\cdot e^{i(d-z')K_z}dz' \tag{16}$$

式中，$\hat{o}(K_x,K_y,z')$ 是目标函数 $o(\boldsymbol{R})$ 的空间二维傅里叶变换，而：

$$K_z=\sqrt{4k_p^2-K_x^2-K_y^2} \tag{17}$$

是空间频率域中的 K_z 分量。

对式(16)作傅里叶反变换，得到

$$\Phi_s^{mo}(x,y,d,\omega)=\frac{j}{8\pi^2K_z}\iint_{-\infty}^{+\infty}\left[\int_{-\infty}^{+\infty}\hat{o}(K_x,K_y,z')\cdot e^{-iz'K_z}dz'\right]e^{iK\cdot R}dK_xdK_y \tag{18}$$

现在，式(18)的物理意义就比较明显了，可以看出：这是用空间波谱来表示在测量表面上采集到的数据，其中式（18）方括号中的积分项

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(K_x, K_y, z') e^{-jz'K_z} dz' \qquad (19)$$

代表在空间传播的平面波 $e^{-j\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{R}}$ 的幅值。按照式(18)，将沿所有可能方向传播到测量面 s_M 的平面波叠加起来，就得到了散射声场在测量面 s_M 上的分布。

这里要注意的是，K_z 的取值并不是仅限于实数。因而，式(19)并不是傅里叶积分式，尽管形式上和傅里叶积分式是完全一样的。下面我们还要就此作进一步说明。

当 $K_x^2 + K_y^2 \leqslant 4k_p^2$ 时，波矢 $\boldsymbol{K} = (K_x, K_y, K_z = +\sqrt{4k_p^2 - K_x^2 - K_y^2})$ 表示在 $\boldsymbol{K}$ 方向传播的平面波。波矢 $\boldsymbol{K}$-空间与观测空间的对应关系可由图2看出：声波在介质中按一定的声速 c_p 传播，波数为 $k_p = \frac{\omega}{c_p}$。当声波的频率 ω 是确定的，而传播方向任意时，波矢 $\boldsymbol{k}_p$ 在 $\boldsymbol{K}$-空间将分布在半径为 k_p 的球面上。而在合成孔径成像中，换能器是收、发共置的，且处于散射体的上方。因此，在 $\boldsymbol{K}$-空间的波矢球面半径为 $2k_p$，且只分布在上半球面。

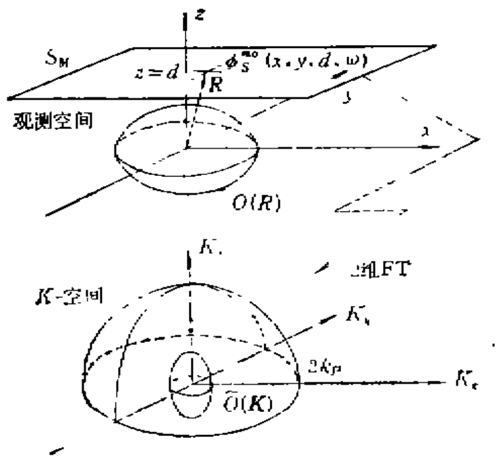

图2　合成孔径成像中的 K-空间与观测空间

我们由式(18)可以看到，K_x 和 K_y 的取值范围为 $-\infty$—$+\infty$。当 $K_x^2 + K_y^2 > 4k_p^2$ 时，$K_z = \sqrt{4k_p^2 - K_x^2 - K_y^2}$ 是虚数，$e^{j\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{R}}$ 表示沿 z 方向凋落的波，可以略去不计。这相当于用一个单位阶跃函数 $u(4k_p^2 - K_x^2 - K_y^2)$ 与 $\Phi(K_x, K_y, d, \omega)$ 相乘；如此处理后，K_z 的取值域就只限于实数了，式(19)也就可以看成是傅里叶积分

$$\tilde{o}(K_x, K_y, K_z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(K_x, K_y, z') \cdot e^{-jz'K_z} dz' \qquad (20)$$

式中，“～”表示这是三维空间傅里叶变换。

利用单位阶跃函数 $u(4k_p^2 - K_x^2 - K_y^2)$ 及式(20)，就得到

$$\hat{\Phi}_s^{mo}(K_x, K_y, d, \omega) u(4k_p^2 - K_x^2 - K_y^2) = \frac{j}{2K_z} e^{jdK_z} \tilde{o}(K_x, K_y, K_z) \qquad (21)$$

式(21)是一个重要的结论性公式，这是通过以上相当长的推导才得到的。式(21)讲的是：如果忽略掉凋落波，则在测量表面 s_M 上，用单一频率测试，得到的散射数据的二维傅里叶变换，和目标函数 $o(\boldsymbol{R})$ 的三维傅里叶变换是有关联的，它确定了三维傅里叶变换位于 $\boldsymbol{K}$-空间上部的一个半球面（Ewald 球面）。

假设时域测试信号具有无限大的带宽 $0 \leqslant \omega \leqslant \infty$，则目标函数波矢球面的半径将由“0”扫至“∞”，从而可填充满整个上半傅里叶空间。这样，我们就可以通过在 s_M 上的实验测试而得到 $\tilde{o}(K_x, K_y, K_z) u(K_z)$。

实际上，我们通过在 s_M 面上的实验测试，要得到的是目标函数 $o(\boldsymbol{R})$。为此，对 $\tilde{o}(K_x, K_y, K_z) u(K_z)$ 作傅里叶反变换，并只取实数部分

$$\begin{aligned} &R_e F^{-1}_{k_x k_y k_z}\{\tilde{o}(K_x, K_y, K_z) u(K_z)\} \\ &= \frac{1}{2} R_e F^{-1}_{k_x k_y}[\delta(K_x, K_y, z) - jH_z\{\delta(K_x, K_y, z)\}] \\ &= \frac{1}{2} R_e[o(x, y, z) - jH_z\{o(x, y, z)\}] \\ &= \frac{1}{2} o(x, y, z) \end{aligned} \qquad (22)$$

因为单位阶跃函数 $u(K_z)$ 的傅里叶反变换是

$$F^{-1}_{k_z}\{u(K_z)\} = \frac{1}{2}\delta(z) - \frac{1}{2\pi j}\frac{1}{z} \qquad (23)$$

所以，式(22)中有希尔伯特变换出现

$$H\{f(\xi)\} = -\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{-\infty}\frac{f(z)}{\xi - z}dz \qquad (24)$$

经过以上相当冗长的推导，由式(22)给出了我们最终所要得到的缺陷结构目标函数．这之中，我们应用了 1. 标量化近似； 2. 弱散射(Born) 近似;并忽略了凋落波的影响．所得到的好处是，1. 直接由波动方程出发，考虑及声波的衍射现象，可适用于缺陷的几何尺寸与工作波长是同一数量级的情况； 2. 经过一定近似后,得到了目标函数的解析表达式,可提高图像重建速度．

3. 逆散射合成孔径超声成像系统实现

在上一部分，我们介绍了逆散射合成孔径成像的基本原理，一种基于以上原理的三维成像系统框图如图 3.

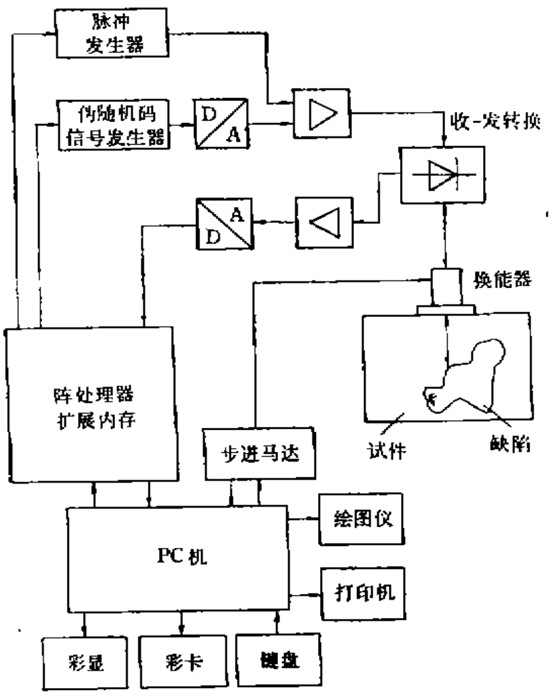

图 3　3-D合成孔径超声成像系统框图

在该成像系统中,收、发共用基元换能器通过计算机管理,在试件表面移动;计算机产生伪随机码信号,经 D/A 转换后,再放大到足够大的幅度并送至换能器．脉冲声信号由试件中的缺陷散射后，回波信号被换能器接收并放大到足够的幅度．

重建声图像时，由内存中按要求取出的数据是: $\Phi_s(\mathbf{R},\omega)$． 对上一节介绍的弱散射情况,为了得到算法要求的 $\Phi_r^{mo}(\mathbf{R},\omega)$,还要作以下的运算

$$\Phi_r^{mo}(\mathbf{R},\omega) = 2\pi j\frac{\partial}{\partial k_p}\left[\frac{\Phi_s(\mathbf{R},\omega)}{k_p^2F(\omega)}\right] = 2\pi j c_p^3\frac{\partial}{\partial\omega}\left[\frac{\Phi_s(\mathbf{R},\omega)}{\omega^2F(\omega)}\right] \qquad (25)$$

工作频率较高时,上式可以简化为.

$$\Phi_r^{mo}(\mathbf{R},\omega) = 2\pi j c_p^3\frac{1}{\omega^2}\frac{\partial}{\partial\omega}\left[\frac{\Phi_s(\mathbf{R},\omega)}{F(\omega)}\right] \qquad (26)$$

式中，$F(\omega)$是激发函数,前面已介绍过．

在推导式(24)、(25)时,我们已讲过，时域测试信号应具有无限大带宽: $0\leqslant\omega\leqslant\infty$.当然,这是不可能作到的．尽管如此,图 3 的成像系统中还是采用了伪随机码频谱扩展技术，以增加成像系统的工作带宽．

4. 讨论

至此，我们已经介绍了合成孔径超声成像的几种图像重建技术．近年来，合成孔径成像的发展相当快，我们期待着它很快会由实验室研究走向成熟、走向实际应用．

与在本讲座的(一)中介绍的等效线阵及在(二)中介绍的匹配滤波或相关接收原理比较起来，讲座的这一部分介绍的逆散射合成孔径超声成像重建原理要复杂得多．

在(一)及(二)中介绍的超声图像重建技术实际上是基于几何声学原理的，认为声波在介质中沿直线传播；传播过程中遇到障碍物时被反射或折射，声波的反射或折射遵循斯涅尔(Snell) 定律． 在缺陷尺寸比声波波长大很多时，以上几何声学假设是能够成立的．这要求声波的频率很高,波长很短;或缺陷尺寸很大．

当缺陷尺寸与声波波长是同一数量级，大小差不多时，声波遇到障碍物时的衍射现象必须要考虑进来,几何声学近似就不再能成立了．逆散射原理是建立在物理声学基础上的，适用于缺陷大小与声波波长相近的情况．

此外,经过一定近似后,可以得到目标函数

的解析表达式，有助于提高图像重建速度。图3给出的 3-D 成像系统用于128 × 64 × 64像素三维成像时，图像重建时间为数分钟；用于128 × 64像素的二维成像时，图像重建时间仅为数秒钟，已接近于实时成像了。

参 考 文 献

[1] Maye, K., Marklein, R., Lanenberg, K. J., and Kreutter, T., *Ultrasonics*, 28 July (1990), 241—255.

[2] Herman, G. T., Tuy, H. K., Langenberg, K. J. and Sabatier, P., Basic Methods of Tomography and Inverse Problems, Adam Hilger Bristol, 1987.

[3] Langenberg, K. J., *Wave Motion*, 11 (1989), 99—112.

[4] Schuler, C. F., Hua Lee and Glen Wade, *IEEE Trans. SU*-31-4 (1984), 195—217.

(10)

44-48

声化学反应器，声化学_反应器

声化学反应器研究进展*

赵逸云（云南大学化学系 昆明 650091）

冯若 鲍慈光 徐克利（南京大学声学研究所 南京 210008）

TB559

1993年2月24日收到

自八十年代后期以来，超声应用于有机合成、金属有机化学、电化学、聚合物化学等领域，取得了大量研究成果，引起了越来越多的化学工作者的兴趣[1-4]。利用超声波获取化学效应时，有许多实验参数需要加以控制，诸如超声频率、声强、处理时间、体系温度、外部压力、溶剂以及反应物浓度等。因此，为了适应声化学研究的需要，必须设计合适的反应器。国际上在这方面的研究十分活跃[5-11]，近年来研制和发展了许多新型的声化学反应器。本文拟对近年来国际上出现的实验室用声化学反应器作一简要介绍，以期对我国这方面的工作有所促进。

一、液哨式反应器

液哨式乳化机在工业上应用很广，在实验室中则适于用来处理液-液反应体系。一个成功的例子是 Davidson 等人将其用于加速酯的水解反应[12]。据认为，它对化学反应的加速作用主要归因于使反应体系很好地乳化。

这类反应器与其它反应器的区别在于，它是在媒质内由射流冲击簧片产生超声波，而不是从外部把换能器产生的超声波引入媒质内。第一台商品化的液哨乳化机于1951年问世，经过四十多年的发展，现代液哨乳化机的基本设计如图1所示[13]。

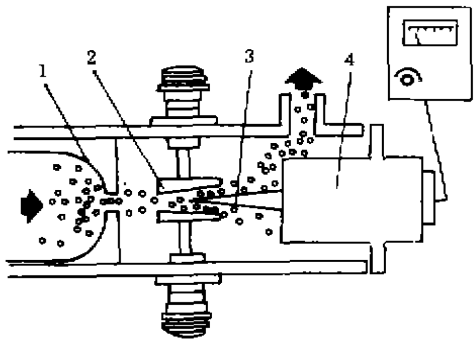

图1 液哨乳化机
1.小孔；2.调节器；3.簧片；4.共振块.

簧片到小孔的距离是固定的，最大声强可通过调节器改变射流的形状来取得。最新的设计还使用了共振块，当其发生共振时，就可以使簧片产生更强的空化效应。

图2为英国 Lucas 公司生产的微型液哨式乳化机．其处理量为2l/min，操作压力为12bar

* 本课题为南京大学近代声学实验室研究基金资助项目.