目 标 散 射 （综 述）

冯绍松　蒋廷华
（中国科学院东海研究站）

一、概　　述

不论是光波、微波、弹性波、地震波还是声波，这些波在传播过程中与存在于介质中的目标相逆之后，从目标上返回的波中都携有目标特征的信息。这一现象称作散射，声散射现象早在上一世纪就作了研究，Rayleigh在其名著中首先系统地讨论了声散射问题[1]。本世纪以来，特别是第二次世界大战以后，声散射的研究更为广泛和深入。大量的研究已被收集在一些专著之中[2,3]，散射问题涉及很多学科，量子力学中的粒子散射，射电天文学中的无线电波散射，雷达波的散射，地震波的散射以及声学中的回声技术（包括超声探伤，医学诊断和声学成像等）都是研究散射理论和发展散射理论特别活跃的课题。正由于不同学科的相互促进，互相印证，散射问题的研究不断出现新的生长点，而且还正在不断孳生出新的边缘学科。

目标的探测是散射问题的具体应用。散射现象的深入研究为目标探测提供了理论基础，并且为目标的分辨和识别开辟道路。早期的研究局限于简单的几何形体目标的散射，而且局限于研究散射的幅度——即目标强度。计算机的广泛应用使数值计算成为现实。早在粒子散射理论研究中发展起来的迁移矩阵（T-矩阵）方法，在声学和电磁波中得到了十分成功的应用[4]，使得人们在估算尺寸有限的任意形状物体的散射场成为可能。散射问题的数值计算方法大大地促进了人们对散射过程的了解，并且可以用来研究条件更为复杂情况下的散射，例如在分层介质中目标的散射。

散射理论的研究不仅有助于了解物体的散射机理，而且可以用来分析散射体本身的特征，科学技术的进展使得人们不再满足于检测出目标，而要求从检测到的目标信号中区分出究竟是什么样的目标。在这种要求下散射逆问题便成为十分迫切予以解决的课题。在实际问题的促进下，共振散射理论的建立为实现目标识别提供了理论基础。另外，人们注意到求解波动方程的逆问题在数学上属于不适定问题，因此从数学上研究不适定问题是散射逆问题研究的数学基础。

掩埋物探测的一个核心问题是要从返回的信号中提取出带有掩埋物的信息的信号。显然单凭幅度信息是无法获取目标特征的信息，这反映了为什么逆散射问题会受到人们的重视。

二、物体的散射

求解物体散射的方法很多，其难易程度取决于物体的形状以及材料的特征。简单形状物体可以求出其严格解，而一般形状物体只能用数值计算方法求近似解。对于绝对硬或者绝对软的简单形状物体而言求解特别容易，而弹性体的散射问题则要复杂得多。

1．经典散射理论

经典散射理论适用于求解简单形状物体的散射场。在选定与物体的形状相适应的坐标系后，将入射波和散射波都按照该坐标系中的特征函数展开，然后根据散射体表面应满足的边界条件来确定散射波按特征函数的展开系数，从而得到物体散射场的严格解的级数形式表达式。以平面波垂直入射到半径为 a 的弹性圆柱上的声散射为例，经典理论给出的散射声压场可由如下简正级数来给出

$$P_{sc}(r,\phi)=P_0\sum_{n=0}^{\infty}\varepsilon_n i^n R_n(x)H_n^{(1)}(kr)\cos n\phi \tag{1}$$

其中P_0为入射波的声压振幅，$x=ka$(k 为周围介质中声波波数)为无量纲频率。$\varepsilon_n=2$当 $n=0$；$\varepsilon_n=1$当 $n>0$，$H_n^{(1)}$为第一类汉克尔函数，$R_n(x)$ 由下列公式给出

$$R_n(x)=-\frac{J_n(x)F_n-xJ_n'(x)}{H_n^{(1)}(x)F_n-xH_n^{(1)\prime}(x)} \tag{2}$$

其中 J_n为贝塞尔函数，F_n 为两个2×2阶行列式的商，而行列式的元素则由宗量分别为 $x_L=k_La$和 $x_T=k_Ta$ 的贝塞尔函数及其导数组成，而 k_L 和 k_T 分别为弹性体中的弹性纵波和切变波的波数。若场点距圆柱很远，(1)式中的 $H_n^{(1)}(kr)$可用其大宗量渐近表达式来近似，从而有

$$P_{sc}(r,\phi)=P_0e^{ikr}\left(\frac{2}{i\pi kr}\right)^{1/2}\sum_{n=0}^{\infty}\varepsilon_nR_n(x)\cos n\phi \tag{3}$$

可以看出远场散射声压随 r 作柱面衰减。若扣除距离变化因子后，剩下部分描写散射声压随频率变化的特性，这可以通过定义一个由下式给出的无量纲量来描写

$$f_\infty(\phi)=\left(\frac{2r}{a}\right)^{1/2}(P_{sc}/P_0)e^{-ikr} \tag{4}$$

(4)式定义的$f_\infty(\phi)$称作为远场形态函数。将(3)代入(4)式得到

$$f_\infty(\phi)=\frac{2}{(i\pi x)^{1/2}}\sum_{n=0}^{\infty}\varepsilon_nR_n(x)\cos n\phi \tag{5}$$

由经典理论得到的散射场简正级数解包含所有物理特性在内，即几何反射波，周向表面波以及透射波。但这种解缺乏明确的物理图象，即从级数中找不出与上述各种波相对应的项，但由简正级数计算得到的结果与实验很好符合。1977年Lawrence Flax [5]的计算结果表明，甚至在ka值到达1000尚不存在一个远场形态函数的极限，对弹性园柱体而言仍然保持其振荡特性。

2．Watson变换与周向表面波

若对散射场的简正级数表达式作 Watson-Sommerfeld变换就可得有关散射波的非常直观的图象。Watson变换是将象(1)式那样的简正级数求和式用一个回路积分来代替

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty}f(n)=\frac{i}{2}\oint_c\frac{d\nu}{\sin\pi\nu}e^{-i\pi\nu}f(\nu) \tag{6}$$

(6)式是作为Cauchy 定理的结果。其中积分闭合回路包围 ν平面的整个实轴。由于被积函数的对称性，这个积分等于沿实轴上部积分的两倍。若再补充上半平面内半径为无穷的半园上的积分，因为半圆上被积函数等于零，不影响积分值。对新的闭合回路再用一次 Cauchy 定理，那么积分等于上半平面内被积函数的所有极点上的留数之和。若圆柱体是绝对软的，那

么被积函数的极点将由第一类ν_l阶的汉克尔函数的零点给出

$$H_{\nu_l}^{(1)}(ka)=0 \qquad l=1,2,3,\cdots\cdots) \tag{7}$$

对于($ka\gg1$的情况，它们在ν平面上的位置处于汉克尔函数的Debye 渐近表达式的第一象限分支线上，并可由下式给出

$$\nu_l=ka+\left(\frac{1}{6}ka\right)^{1/3}e^{i\pi/3}q_l \qquad (l=1,2,3\cdots\cdots) \tag{8}$$

其中q_l为Airy积分的实零点。若将留数和的表达式中的因子$1/\sin\pi\nu_l$用指数函数展开，那么最终将得到一个关于圆柱表面质点径向速度的如下表达式

$$U_r(a,\phi,t)=(4P_0/ia\rho_1\omega)\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{\sigma=\pm1}\sum_{l=1}^{\infty}\frac{exp[i\nu_l(\phi_\lambda+2m\pi)]}{\dot{H}_{\nu l}^{(1)}(ka)}e^{-i\omega t} \tag{9}$$

其中 $\phi_\pm=\frac{1}{2}\pi\pm\phi$ 。

(9)式求和的每一项可看作为绕过圆柱背面传播的周向表面波，其相速度为：

$$C_l^*=\omega a/Re\nu_l\doteq C\left[1+\frac{1}{2}6^{-1/3}(ka)^{-2/3}q_l\right]^{-1} \tag{10}$$

它小于流体中的声速C，当ka增大时趋向于C。与极点对应的圆周波数目是无限的，但随着标号l增大，相连减小，同时衰减增大。$\phi_\pm$表示绕圆周的两个相反方向传播的波，而m则表示绕园周的圈数。

Watson变换同样可用以研究弹性圆柱的声散射，对弹性园柱而言，回路积分仅包围正的实轴。将回路积分改变成新的回路，新回路由三部分组成，即与原点对称的回路C'，它在下半平面沿实轴从$+\infty$到原点，然后由原点在上半平面沿负实轴到$-\infty$。第二部分C_0包围第一象限中被积函数的瑞利型和Franz 极点（即函数D_n的零点）。第三部分为半径为无穷大的圆周。函数D_n为一个3×3阶行列式，其零点的方程式与弹性圆柱的特征方程完全一致。由于被积函数在半径为无穷大的圆周上等于零。因此这部分积分无贡献，C'上的积分表示“背景”，这部分贡献对不可穿透的圆柱等于零，对金属圆柱而言很小可以忽略。C_0回路又可分为二部分计算，第一部分包围接近原点的瑞利型极点，其留数对应于高速回音廊波，第二部分包围其余瑞利型极点和Franz型极点。计算第二部分积分时将$\cos\nu\phi$写成两项之和

$$\cos\nu\phi=e^{i\pi\nu}\cos\nu(\phi-\pi)-ie^{i\nu(\pi-\phi)}\sin\pi\nu$$

其中第二项积分用越过法计算，得到与两个鞍点相应的几何反射波和入射波，第一项仍用留数法计算得到瑞利波，较低速的回音廊波和Stoneley-Franz 波。瑞利波和回音廊波统称瑞利型波，其速度大于周围流体中的声速，而Franz 波的速度比周围流体中的声速小，它们都是绕着圆柱传播的周向表面波。以上结果具有清晰的物理图象，并且与利用求解流体中圆柱特征方程的方法所得结果的表面波图象完全一致。

3．任意形状有限物体的散射

任意形状物体散射问题的求解方法只能用数值计算方法求其近似解。其中一种方法为积分微分方程法(IDE 法)因其适应性大而受到重视。这种方法是将赫姆霍茨积分方程的场点趋向散射体表面而得到一个新的表面赫姆霍茨积分方程式，这个方程式给出了散射体表面上的入射声压、总声压和法向速度之间的积分关系式，由于入射声压是已知的，因此只要知道散射体表面上总声压和法向速度之间的关系，就可用数值方法求解表面声压和法向速度，然后代回赫姆霍茨积分方程就可得到散射声压场的近似数值解。上述两个量之间的关系可由散

射体表面的运动微分方程式来给出，因此原则上将表面赫姆霍茨积分方程式和散射体表面运动微分方程联立，就可求出任何散射体表面的声压和法向速度的近似数值解，但实际上在建立散射体表面运动方程时往往会遇到困难，因此尽管表面赫姆霍茨方程适用于任何形状的散射体，IDE方法仍受到限制。1972年 G. J. Bukre 等人[6]用此法对弹性球壳的声散射进行计算，并将结果与解析结果作比较很好符合。

另一种求解任意形状弹性体散射的数值计算方法为迁移矩阵法(简称 T 矩阵法)，此法仅要求散射体表面光滑，即具有连续的法向导数，至于物体的形状则可以是任意的。T 矩阵法仍利用积分方程，只是将其中各个量按照在球面上正交，完备的基本函数族(即球谐函数)展开，并利用弹性散射体和周围流体交界面上位移矢量和张力矢量应满足的边界条件，就可以得到一个入射波的展开系数和散射波展开系数之间的矩阵关系式，这个关系式的系数矩阵即为 T 矩阵，其元素由交界面上的积分组成，一般情况下这些积分要用数值计算来求值。因为入射波的展开系数是已知的，因此只要求出 T 矩阵，也就可以算出散射波的展开系数，即得到散射场的数值解。

有限元素法也可以用来计算任意形状弹性体的声散射，这种方法是利用变分求极值原理将求解满足一定边界条件的微分方程(此时为波动方程)问题退化成求解有限个节点上的声场数值问题，最后得到的有限元基本方程式为以有限体积流体介质中节点上的声压以及弹性散射体内节点上的位移为变量的线性方程组，求解出这个线性方程组就可得到节点上的总声压，然后减去入射声压就得到散射声压。由于建立有限元基本方程时并未对散射体的形状作任何规定，因此此法原则上可以求解任何形状弹性散射体的声散射问题。但对于某些具有对称性的物体，完全可以利用这种对称性使计算得到简化[7]，从而减少计算量。

4. 共振散射

当入射声波频率和散射体的一种本征振动频率相符时，其相应的本征振动将被激励，产生本征振动的过程将强烈影响散射过程，因为有不少能量将从入射波转移来建立这种振动。有关揭示散射振幅在目标的本征频率上的某些共振现象的计算，在弹性波散射以及电磁波散射领域内已取得某些结果[8],[9]，但在有关声学，电磁以及弹性波散射的经典文献中从未将散射振幅与目标的本征振动联系起来，而在量子力学中相应理论已很好建立[10]。Flax于1968年首次把量子力学中的共振散射理论应用于弹性固体的声散射[11]，建立了确定共振散射频率的理论公式，并且计算了铝圆柱的远场形态函数曲线，揭示了明显的共振现象。与量子共振散射理论相似，共振发生在各个分波模式的散射函数表达式分母的实部等于零的那些频率上，将远场形态函数分解成各分波模式的远场形态函数之和，那么分波模式的表达式又可分解为光滑背景和共振贡献两个部分，前者相应于刚性园柱的散射贡献，在这个背景上迭加相干共振项。实际上，共振发生在散射函数在 $x=ka$ 复平面内的极点上，极点的实部确定共振频率，虚部确定共振宽度，而极点的位置正好与弹性圆柱的本征振动频率相符，这就揭示了散射振幅与目标本征振动之间的联系。给定分波模式的共振频率有多个，用 $l=1,2,3,\cdots\cdots$ 标记，所有分波模式中同一标号 l 的共振组成一个族，$l=1$ 在物理上代表瑞利波，$l=2,3,\cdots\cdots$ 代表回音廊波，它们都是绕圆周传播的表面波。每个 $n\geqslant 1$ 的分波振动模式可用一驻波来表示，它等效于一对沿相反方向传播的行波 $exp[i(\pm n\phi-\omega t)]$，其相速为

$$C_n(ka)=kac/n \tag{11}$$

因此在圆周上有 n 个波长。若把第 l 个共振族看作是连续的模式数的函数，那么它表示圆周

波$exp[i(\hat{n}_l\phi-\omega t)]$，其相速度为

$$C_l(ka)=kac/Re\hat{n}_l \tag{12}$$

在$\hat{n}_l$接近整数n的那些频率上有$C_l(ka)\to C_n(ka)$，即在这些频率上相速度与模式相速度一致，从而激发起形体共振。并且此时表面波波长的整数倍等于圆围长，使绕圆柱多次传播的表面波的相位一致而导致相长干涉，从而建立共振。

5．掩埋在半空间中物体的散射

1978年G. Kristenson[12]等人用T矩阵方法求解了掩埋在半空间中的物体的散射。假定无限平面S_0将空间分成声学参数不同的两个半无限区域V_0和V_1，声源置于V_0中，而V_1中掩埋着由曲面S_1包围的另一种介质，要求求解S_0和S_1(可能有多个)的总散射场。

先假定S_1是半球面，并令半径趋向无穷大，写出V_0中场点的赫姆霍茨积分方程式，将格林函数用简谐平面波展开，同时将入射场用声源r_p处发出的多极子场的迭加来表示，并将各号多极子场用平面波展开，这样可得到包含散射波和入射波展开系数$f(k_0)$和$a(k_0)$的两个方程式。

现考虑S_1为封闭曲面，S_1内体积为V_2，写出V_0和V_2中场点的赫姆霍茨积分方程。对于V_0中场点的方程式，因S_1是闭合曲面，因此用球面波的T矩阵描写其对散射场的作用较方便，故S_1积分中的格林函数用球面波展开，而对V_2中场点的方程式，格林函数及S_1上的值用球面波展开，而S_0上的值用平面波展开，然后利用边界条件消去表面场后得到两个方程式，方程左边用平面波展开，右边用球面波展开，为获得这些展开式系数间的关系，将方程式两边乘以球函数$Y_n(\hat{r})$并在S_1内的一个球面上积分，这样同样可以得到包含系数$\alpha(k_1)$，$\beta(k_1)$和$\alpha_n^{(2)}$的两个方程式。上述四个方程式原则上可以用来确定$a(k_0)$，$f(k_0)$，$\alpha(k_1)$，$\beta(k_1)$和$\alpha_n^{(2)}$五个量中任意两个量之间的关系，而计算掩埋物体的散射则要计算$f(k_0)$和$a(k_0)$之间的关系即可。从求解上述方程即可得到用入射场和T矩阵来确定的有限体积掩埋物体的散射响应的表达式，这个表达式的第一项表示无限平面S_0上的反射，而其余部分描写掩埋非均匀性所引起的散射。作为实例，计算了两个掩埋球体的散射场的绝对值。

三、实验研究

散射机理研究的深入开展显然需要实验验证。一些定性的实验可用来揭示各种类型的散射波，例如声场的光学显示以清晰的图像确切无疑地证实散射时产生的各种圆周波；而一些定量的实验则严格地检验各种理论的予估。最近十多年来计算机技术的飞速发展给实验工作带来了极大的方便和高度的精确性。

散射实验工作大体上可区分为模拟实验和原型实验。人们已经大量地对柱体、圆球、圆盘以及其他简单的几何形体目标作了研究[13]。这些研究大多是测量目标强度或验证一些现象，例如球或柱体上的蠕波。这些实验大部分在水槽或水池中进行。有用水听器测量，也有用纹影法成像显示。这二种方法均取得了十分有意义的结果。由于大多数实际应用上的需要，远场散射的结果显得更富有实用意义。然而在水槽试验中，由于空间尺寸的限制，一般情况下不论采用水听器测量还是用纹影法摄像，要严格满足远场条件难以达到，有些远场的结论不得不根据外推方法来取得。

水槽(或水池)试验所需的仪器设备应力求满足理论要求的条件。例如入射声波是平面波，

测量要在远场条件下进行等。用水听器测量散射目标的形态函数特别受人注意，较早的工作采用单频长脉冲来近似稳态条件，测量各个频率下的值来获得形态函数。这样需要很多个大小不等的目标来覆盖所需的ka量程，特别是形态函数变化剧烈的频段。由于短脉冲具有一段频带较宽的谱，因此可以在一次测量中获得较宽频带内的形态函数[14]。这种测量方法的成功应用充分显示了计算机技术在实验测量中的作用。水槽测量除了用来测定形态函数，更为直接的目的是测量不同机理下激发的散射波。要达到这个目的就得仔细地分析能把直达的镜反射波和圆周波区分开的条件。

更为直观的显示波形结构的方法是纹影法，这个方法可以作为鉴别水听器所测量的波形的依据[15,16]。但这个方法只能限制在二维情况下显示，无法显示三维的散射图像。迄今为止纹影法作为一种研究声场的工具只能进行定性的测量。因此把纹影法予以发展使之能够将声场定量地显示将是十分有用。

在常用的纹影法系统上配以数字视频处理装置，便可采集，校正和显示摄像数据[17]。这种功能由计算机系统提供，可以在一定条件下对声相互作用过程的模型作数学模拟并测试。纹影法系统加上这种装置后能取得声学实验中的数字视频图像，经处理后能获取三维的重建图像。

纹影法在实际测量中的另一限制是小 ka 条件下得不到清晰的图像。

上面已经指出，用水听器测量时为了区分各种机理产生的散射波，必须根据实验时的具体条件，选择恰当的实验参数(例如频率，目标大小等)以获得可以区分开的实验记录，然而在有些情况下仍然很难区分。根据共振散射理论，不同激发条件下形成的共振可以用来揭示目标散射过程的机理。这已在实验上取得成功并很好地验证了理论，开创了根据散射谱反演散射过程从而据此识别散射目标(参见第四节)，利用受激后产生的自由共振，在小ka已经成功地被纹影法证实[18]。

水槽中进行的模拟实验可以精确地控制条件，因此一些严格精细的实验研究必须在实验室内进行，有些在现场试验中无法控制的因素(例如：风、浪和其它起伏因素)得以控制。但是有些现场条件却难以在实验室中模拟，因此过去几十年中有不少研究人员在现场对不同的目标作了大量的测试工作，取得了不少有用的数据。[19]。

掩埋在海底沉积物中的物体的探测，早在七十年代初期就有过探索。日本研究人员在泥质海底下作了探测埋在泥中目标(泡沫乙稀角形反射器)的实验。在当时的技术条件下认为这并非易事。Thompson和 Muir等人利用参量阵获得了窄声束声场，他们成功地对埋在海底沉积物中的物体作了定位和检测[20]。最近为了更有效地探测掩埋在海洋沉积物中的物体，设计了角反射体形的参量发射换能器，利用参量瞬态效应研制成了在 5 到15米内束宽为20厘米的10千赫声束[21]。这样便可在具有良好空间分辨率情况下用低频束穿透沉积物。

低频窄声束是探测掩埋物体的必要条件。这种声束既具有良好的分辨率而且可以得到较好的抗混响能力同时衰减也较小。日本冲电气公司M. Ohgaki, R. Shimizu等人利用聚焦声束分别在水槽模拟试验中和水池原型试验中取得了成功[22,23]。利用几何衍射理论和波动声学而建立的混合方法可以成功地描述窄声束对目标的散射，模拟实验的结果确凿地证实了这一理论方法。

四、散射的逆问题

所谓逆问题，迄今为止尽管已经作过若干描述，但尚无普遍接受的定义。这里我们只能指出正问题和逆问题之间的一个主要的区别。

所谓正问题是指已知散射目标的大小、形状和组成材料等参数以及与入射场的几何关系和座标后，求解整个频段内或脉冲时域中的各处的散射场；而逆问题则是根据入射场和由之产生的散射场数据来重建未知散射体的大小、形状和组成材料的特征。显然由于界面条件和组成关系十分复杂，严格而普适的逆散射理论看来难以建立。因此利用近似的分析方法和简化的物理模型将是一种有效的办法。

若待重建目标的几何形状是任意的情况下，大多数逆散射算法，例如严格的逆散射理论(EIS)[24],物理光学远场逆散射(POFFIS)[25],Born近似[26],频率无关的远场逆散射(FIF-FIS)，合成孔径聚焦技术 (SAFT)，多频全息术 (MFH) Rayleigh-Sommerfeld全息术 (R-SHOL)等方法都需要记录下合成孔径内的数据(即一定孔径范围内各个方向上的数据)和入射场的瞬态特性。另一方面在收--发合置和收—发分置的简单条件下则要求对散射体进行瞬态激发。这样对接收到的信号作数学处理仅是估算到达时间[脉冲后续响应技术 (SIM)]或相应的谱共振，从而提取确与散射几何关系或材料特征有关的信息。

1．严格的逆散射理论根据已知声场的指向性而反推散射体的形状，这一理论方法的基本图象可简述如下，当一时间上为简谐的平面波入射到散射体 D 便产生散射波，在离散射体 D 的远处，散射场具有指向性图案F，一般而言，F 与 D 的几何状态和入射波的频率和入射方向有关。在已知的情况下，通过解析方法或数值计算方法求出远场指向性图案F 的Fourier 分析的系数，则散射场就可用 Fourier 系数来表示。设已知的散射体的边值条件为软边界，在用Fourier 系数表示的散射场与入射场之和的总场表示式中求出总场为零的点，这个点就是D上的一个点。然后将座标原点移动，在新的座标系中把指向性图案作Fourier分析，重复上述计算从而定出 D上的另一点。只要定出足够多的点，我们就能把 D 的界面重建起来。Imbriale 和Mittra成功地应用这一方法根据远场散射数据定出了散射体[30]。此法的缺点在于距离不能太远，距离过大后计算将遇到收敛问题。

高频情况下，高频声散射的逆问题比较易于实现，由于高频时，声束可以很窄，利用阴影原理可以十分简单和直感地获知目标的形状和大小。

2．波谱学和反演方法利用第二节中叙述的共振理论分析散射逆问题。浸没在流体中的物体受声照射后散射回的幅度(反向散射)是频率的函数，即形态函数，具有十分剧烈的起伏而且非常复杂。在建立声散射共振理论之前，人们已经觉察到形态函数和散射体的物理参数有关。利用共振理论分析反向回波，在已知散射体形状的条件下，可以判别是空洞还是何种材料组成的。这种反演方法和上述严格理论相较有二点重大的不同；(i) 后者需要知道合成孔径内的数据或者甚至是所有方向上的数据，而前者则仅需知道反向数据；不过后者对频带宽度无特殊的规定，可以单频也可以是有一定的频带宽度，而前者则必须要求有一定的频带宽度。(ii)后者从理论上讲在已知散射体的边界条件(目前只能对绝对软边界或绝对硬边界)，可以反演散射体的形状和大小；而前者在已知散射体形状大小的条件下判断散射体的材料特性。

考虑一浸于水中的铝球，当在声波照射下，测知其反向散射的频率响应后，我们便能得

到该球的反向散射的频率响应。把这频率响应解析延拓到复Laplace域通过变换函数 $H(s)$ 可求得球反向散射的脉冲响应。这一变换函数运用奇点展开法可写成以留数表示的级数。故奇点展开法可把杂乱的频响共振结构分解并归纳成若干"层"奇点，由之应用散射共振理论中的蠕波来表示。

利用第二节中述及的Watson变换可将奇点展开法的奇点与蠕波连系起来。蠕波解实质上是找出球汉克尔函数在复平面上的零点。当蠕波共振时，奇点展开法的奇点的实部等于模的值；相应的蠕波在圆周上分布有 $n+1/2$ 的波长。

在球体为弹性体时，除有上述的蠕波外还有附加的瑞利波，因此必须从这些波中把奇点找出来。Van Blaricum和Mittra运用 prony算法，把测得的时间记录(即散射回波的时间波形)摸拟成阻尼指数函数的叠加，而后从中算得奇点。

采用Prony算法的主要优点在于把计算奇点这样一个非线性问题简化为求解n阶多项式零点的线性问题。但这一优点之下蕴含着缺点；多项式的系数稍有偏差将导致极点有很大的偏差。另一个讨厌的问题是上述的摸拟只是在稍后的时间内才能成立。起始时间计算得过早会引起很大的误差，从蠕波绕过物体后才起始计算就能符合良好。但过迟才开始计算将遇到脉冲响应尾部振幅小的问题。Prony算法的第三个问题是无法解决实验中引入的噪声。

参 考 文 献

[1] Rayleigh, Lord "The theory of sound", Dover 1945

[2] Bowman, J. J. Senior, T. B. and Uslenghi, P. L. E. "Electromagnetic and acoustic scattering by simple shapes" Northholland Publishing Company, Amsterdam 1969

[3] Nigul, U. "Echo signals from elastic Object (in Russian) Tallinn, 1976

[4] Varadan, V. K. and Varadan, V. V. "Acoustic, electromagnetic and elastic wave scattering-Focus on T-matrix Approach Pergamon Press. New York 1980

[5] Flax, L. et al "Theory of resonance scattering" in "Physical Acoustics" Ed. by W. P. Mason and R. N. Thurston Vol. 15, 191-292, Academic Press. 1981

[6] Burke, G. J. et al "An integro-differential equation approach to acoustic scattering from fluid-immersed elastic bodies" J. Comput. Phys. 10, 22-39 (1972)

[7] Hunt, J. T. et al "A finite element approach to acoustic scattering from elastic structures" J. Acoust. Soc. Am. 55. 269 (1974)

[8] Johnson, G. and Truell, R. J. Appl. Phys. 36 3466 (1965)

[9] Ruck G. T. et al "Radar Cross Section handbook" Plenum press., New York (1970)

[10] Roman, P. "Advanced quantum theory" Addison-Wesley, Reading, Massachusetts.

[11] 同参考文献[5]。

[12] Kristensson, G. and Strõm, S. "Scattering from buried imhomogeneities — a general threedimensional formalism" J. Acoust. Soc. Am., 64, 917(1978)

[13] Zoring, J. G. "Physical modeling of underwater acoustics", in "Ocean Acoustics" Ed. by J. A. Desanto, Springer-Verleg Berlin

[14] Dardy, H. D. Bucara, J. A. Schuetz L. S. and Dragonette L. R. "Dynamic wide-bandwidth acoustic form-function determination" J. Acoust. Soc. Am. 62, 1373 (1977)

[15] Neubauer, W. G. and Dragonette, L. R. "Observation of wave radiated from Circular Cylinders Caused by an incident pulse" J. Acoust. Soc. Am, 48,1135 (1970)

[16] Hayman, A. J. G. Quentin and Doucet, J. "Observation of the Scattering of Short ultrasonic pulses from elastic cylinders" Revue du Cethedec No. 60, 13(1979)

[17] Dardy, H. D. and Gaumond, C. F. "A digital proccesing System for acousto-optic visualization of sound field" in "Acoustical imaging" Vol. 11. plenum publication, 1982

[18] Maze, G. and Ripoche, J. "Visualization of acoustic Scattering by elastic cylinder at low Ra" J. Acoust. Soc. Am. 73, 41(1983)

[19] 水声工程原理R. J.乌立克著，洪申译，国防工业出版社(1972)

下转第30页

表1 $U_i=\cos 2x+a\cos 3x$截幅后的互调畸变

a	0	0.1	0.2	0.5	1	1.1	1.2	1.5	2	5	10	∞
a_1	1	0.998	0.988	0.921	0.759	0.593	0.485	0.360	0.257	0.091	0.051	0
a_3	0	0.049	0.103	0.30	0.513	0.675	0.781	0.875	0.935	0.989	0.997	1
互调畸变系数	0	0.14	1.85	6.7	15.1	14	13.5	9.2	6.0	1.2	0.25	0

有效值显著提高。实验表明，用移频截幅器将语言和音乐信号的动态范围压缩10～15 dB，其输出信号的有效值可提高，对于语言为50%，对于音乐为65%，从平均功率来看，大约可提高9dB。图7表示白噪声信号经f_c=2500Hz低通滤波器后加到移频截幅器，其输入和输出的波形，可以看到其平均值是提高了。

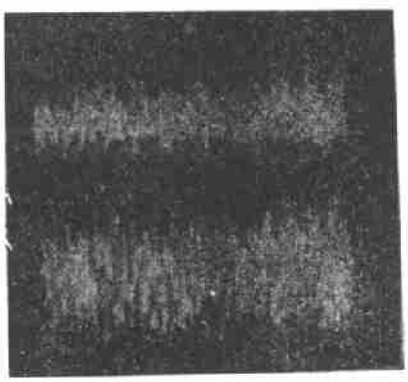

图7 低通白噪声经移频截幅前后的波形。上部为输入信号，下部为输出信号。

截幅后的信号的清晰度没有测量，但由文献可知，对于语言信号，即使截幅12dB，清晰度仍有93%；截幅20dB，清晰度为90%。对于低音丰富的音乐信号，由于频带展宽，互调畸变不能忽略，它会使人感到音质混浊不清晰。截幅度越深，这种感觉越明显。上述结果也适用于移频截幅器。对于噪声信号来说，互调畸变仅改变它的功率密度频谱，影响不大。

为了使移频截幅法可以实用，必须进一步提高其稳定度并缩小设备的体积以便插入电声传输系统中去。绵阳无线电厂刘会廷同志协助和设计了截幅器，特此致谢。

参 考 文 献

[1] 沈嵘：频移对语言扩声质量的影响，声学学报，Vol. 2 (1965), No. 2, 91;
[2] 沈嵘，陈定楚：高声强实验室的设计和应用，应用声学，Vol. 2(1983), No. 3,17
[3] 冯秉铨：提高语言辐射功率的一种新方法——射频调波，无线电技术，1975, 6, 1;
[4] 李炳光：截幅语言特性分析，电子所内部资料;
[5] 马大猷：截幅波的频谱特性，电子所内部资料。

（上接第38页）

[20] 流沙掩埋水雷探测器的研究，译自日《技术研究术部技报》1973年第18期，见《水雷和反水雷》1978年第3期
[21] Thompson, L. A. and Muir, T. G. "Narrow. beam Sound fields in a sediment", J. Acoust Soc. Am, 55, 429 (1974)
[22] Sackman, G. L. Eyman, R. L. Lastrange P. J. and Seeman, A. H. "A corner-reflector parametric tromsducer for acoustic imaging in marine Sediment", J. Acoust. Soc, Am, 72, 598 (1982)
[23] Obgaki, M. Shimizu, R. Miyazawa, H. and Okujima, M. "Acaustical imaging of an object buried in Seafloor Sediment by using a focused ultrasonic tromsducer". J. Acoust. Soc, Am. 67, 1603 (1980)
[24] Herman, G. T. Ed. "Image reconstruction from projection, implementations and applications (Topics in Appl. Phys. Vol, 32) Springer, 1979
[25] Sleeman, B. D. "The inverse problem of acoustic scattering IMA" J. Appl. Math., 29(2), 113 (1982)
[26] Bleistein, N. "Physical Optics far-field inverse Scattering in the time domain" J. Acoust. Soc. Am., 60(5) 1249 (1976)