

超声聚焦与透镜

一 聚 焦

与光学的聚焦相类似，在聚焦过程中可在焦点使声能达到极大值。一般情况下，焦点的位置与会聚镜镜面的曲率中心相重合。在声聚焦时，声压 p 、质点振动速度 v 和声强 I 都达到极大。聚焦系统可分为主动式与被动式两种。主动式是指具有弯曲辐射表面的超声发射器，直接产生会聚声场；被动式是指利用改变声程长度 kL (k ——波数， L ——路程的几何长度) 将平面波或扩散波变换成会聚波，属于被动式的有声透镜，反射镜以及电子扫描聚焦等。超声聚能器可以算是主动式的或是被动式的。

在超声成象的声学显示设备中，以及在声学显微镜、声全息设备中，在超声医学诊断设备以及超声手术设备中，经常要用声学聚焦系统。

在超声聚焦中下列参数很重要，会聚镜开角 ω_m ——声轴 AZ 与直线 BF 的夹角(焦点与会聚镜面边缘的连线，见图 1)。 ω_m 相当于光学中的孔径，焦距 f ——在声轴上由焦点 F 至聚焦点表面的距离，称为焦距。会聚镜面的曲率中心和在声轴上的波动焦点是不同的，后者是声强为最大的一个斑点，对某种形状的镜面来说，如果它不是球面的或是直角圆柱面的，则其几何的焦点与波动的焦点是不相重合的。由于超声波波长的有限性，导致了声波的绕射，由此在焦点处形成了焦斑。在简单情况下，它是一个轴对称的圆形声束，声束的会聚角甚小，聚焦点的圆周半径 $r_0 = 1.61\lambda f/R$ ，其中 λ ——波长， R ——聚焦系统的“瞳孔”半径。量 r_0 决定着聚焦系统的分辨率， r_0 越小则分辨率越高。聚焦系统的孔径尺寸 D ——轴对称聚焦系统的输出孔径直径，或者是圆柱聚焦系统的边缘间的距离(见图 1)，和量 ω_m 、 f 之间有如下关系式

$$D = 2f \tan \omega_m \approx 2f \omega_m$$

这个近似式适用于长聚焦系统，因为它的 ω_m 甚小。镜面的深度 h ——在声轴 AZ 方向上由孔径平面至镜面的距离。放大系数 K ——在焦点处声压 P_f ，振动速度 v_f 或强度 I_f 与聚焦系统在镜面 BAB 与声轴交点 A 处的 P_0 、 v_0 或 I_0 的比值。我们用 K_p 、 K_v 和 K_I 分别表示声压、振速和声强的聚焦放大的系数，对于某个聚焦系统来说，它们是不同的。当在会聚形的波阵面上的振动速度的分布为均匀时，(图 2a) 则 K_p 和 K_I 有极大值；而如果振速的分布为图 2b 所示，它在当中有极大但向两边按余弦规律变小时，则 K_v 有极大值。会聚形的波阵面的面积 S_B 越大，则放大系数亦越大，同时，散焦斑点的面积 S_* 也就越小，此即 $K \propto S_B/S_*$ 。对于压力分布为均匀的球面波阵面，放大系数为：

$$K_p(\text{球}) = S_B/f\lambda = f\Omega_m/\lambda = kh$$

式中 $\Omega_m = 2\pi(1 - \cos\omega_m)$ ——波阵面所张的立体角，而对于单位长度的圆柱形波阵面，

$$K_p(\text{柱}) = S_B/\sqrt{f\lambda} = 2\omega_m \sqrt{f/\lambda} \approx 2\sqrt{kh/\pi}$$

上述两个近似式是在 ω_m 为甚小时成立。

对于球面波阵面，当振速分布为余弦形式时，有

$$K_v(\text{球}) = (f/\lambda)\sqrt{2} \sin(\omega_m - \pi/4)(1 - \cos^3\omega_m/3)$$

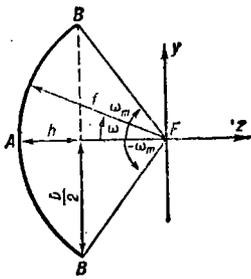


图1 超声聚焦的镜面参数
 f —焦距; h —深度; D —直径;
 A —顶点; F —焦点; ω_m —开角

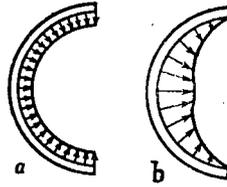


图2 在波阵面上的速度幅度分布
 a —均匀的;
 b —余弦式的

声强的放大系数等于 $K_I = K_P \cdot K_n$, 在图3中给出了 K_P , K_n 和 K_I 与 ω_m 的关系。

为了描述某一系统的聚焦特性被利用的程度, 我们引入聚焦因子 η , $\eta = K/K_{max}$, 两个放大系数之比, K —实际的放大系数, K_{max} —在恒定的能流通过会聚形镜面时最大可能的放大系数。量 η 仅与会聚形镜面上的振幅分布和镜面的开角有关, 它的变化范围在 $0 \leq \eta \leq 1$ 。对于闭合形式的镜面, 在 $\omega_m = \pi$ 时, 当声压在其上为均匀分布时声压的聚焦因子最大 ($\eta = 1$); 而当分布为余弦式时, 则为最小 ($\eta = 0$)。在上述条件下的速度聚焦因子则为0与1。

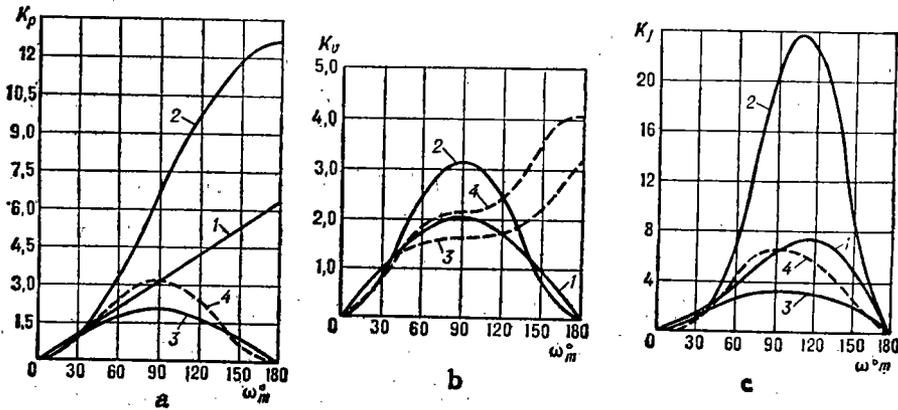


图3 放大系数与镜面开角 ω_m 的关系曲线

a —声压的 b —振动速度的 c —声强的曲线 1, 3—柱面镜;
 2, 4—球面镜; 1与2为均匀分布; 3与4为余弦分布

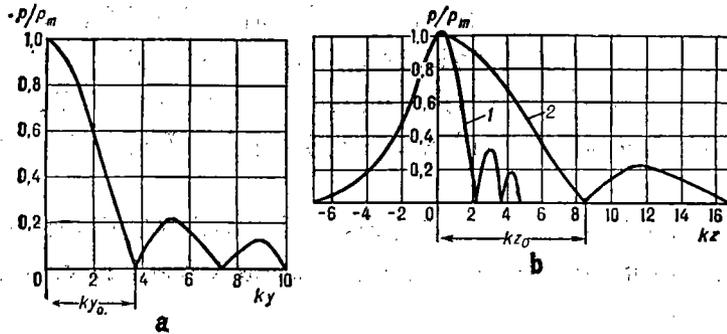


图4 球面镜在焦平面内的声压分布
 a —沿声轴; $b.1$ — $K_P > 100$; 2 — $K_P = 10$

聚焦系统的一个重要特性是在聚焦区内的声压分布情况，它是聚焦系统在输出孔径绕射波的干涉结果(图4)。主极大值 ky_0 的宽度决定了球面镜聚焦点的直径、或者柱面镜聚焦带的宽度。声压的分布与主极大值的宽度，这二者可以使我们判断使用中的设备其适用性能如何。例如，在声学电视以及超声诊断仪中最好是采用具有窄极大值的聚焦系统，它可以提高分辨率，降低旁瓣，在探测中提高信号/干扰比，减少信号的失真。但在一般超声设备中，为了降低成本，不需要做到极窄的聚焦。

聚焦区的深度由量 kz_0 (图4b) 来决定。

在聚焦系统的设计中常常要给定聚焦区的必要尺寸，这个尺寸与聚焦系统开角 ω_m 有关(图5)

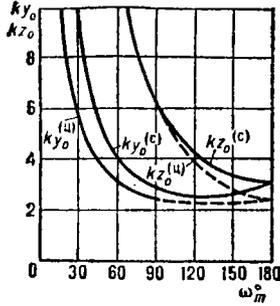


图5 在焦平面 ky_0 与沿声轴 kz_0 内焦区尺寸与开角 ω_m 的关系
C——球面镜；u——柱面镜；

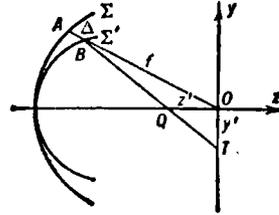


图6 确定象差的简图
 Δ ——波程象差 Z' ——纵向的；
 y' ——横向的； $k\Delta$ ——相位的；

构成实际聚焦系统的会聚形镜面，它通常与理想的波阵面是不同的，在形状上不完全球面的一部分或是直角圆柱面的一部分。因此就有一定的象差 Δ 。在图6中，实际的与理想的波阵面 Σ' 与 Σ 之间沿观测方向 O 的几何距离 $AB = \Delta$ ，称为波程象差。由此距离引起的相移为 $\varphi = k\Delta$ ，称相位象差。由相位象差引起的在声轴方向上的声线位移称为纵向声线象差 $Z' = OQ$ ，而在焦平面内的位移称为横向声线象差 $y' = OT$ 。相位象差可导致焦点的强度降低，这时焦点被模糊，能量的聚集程度降低。有象差存在时的强度 I 与无象差时的强度 I_m 之比为：

$$I/I_m = 1 - E_0$$

其中 $E_0 = \overline{\varphi^2} - \bar{\varphi}^2$ ，相位象差的均方差。

所有的实际上的镜面都具有相位象差，这与聚焦系统的加工不精确度以及其它因素有关。

在会聚形镜面上的振幅分布不均匀性对声学焦点起着重要的影响。这些不均匀性与以下因素有关：聚焦系统的初始波阵面的面积经过反射和折射后引起了面积的变化，由此产生能量的再分配，出现分布的不均匀性；还与声波穿过两种媒质的界面时的穿透系数的特性有关；以及与声波在聚焦系统及其周围媒质材料中的吸收系数有关；最后也与声在聚焦系统内的多次反射有关。

在应用声学聚焦以获得超声波的能量聚焦时，焦点处的声强 I_f 可以按均匀分布的情况来近似。如果在发射器附近的声强为 I_0 ，并且当聚焦系统的放大系数不甚大时，再计入按指数衰减的声吸收，则声强为

$$I(\text{柱}) = \frac{W}{2\lambda} \sin \omega_m e^{-2\alpha f}$$

$$I(\text{球}) = \frac{\pi W}{4\lambda^2} \sin^2 \omega_m e^{-2\beta f}$$

其中 W ——输入声功率， β ——声吸收系数；在液体中的声吸收系数正比于频率的平方，可令 $\beta = b\lambda^{-2}$ ， b ——与媒质特性有关的参数。存在着一个最佳波长 $\lambda = \lambda_{opt}$ ，这时在焦点处的声强为最大，对于单位长度的圆柱形镜面有

$$\lambda_{opt} = (2bf)^{1/2}, \quad I_{fmax}(\text{柱}) = \frac{1}{\sqrt{2e}} \frac{W}{\lambda_{opt}}$$

对于球面镜有

$$\lambda_{opt} = (bf)^{1/2}, \quad I_{fmax}(\text{球}) = \frac{\pi}{e} \cdot \frac{W}{\lambda_{opt}}$$

最佳波长或最佳频率的存在是因为：一方面频率增高后能量的聚集程度提高了；另一方面由于媒质的声吸收阻碍了频率的无限制提高。

在声聚焦的高声强区会产生非线性吸收现象。随着声强 I_0 的提高，这一现象一直增大至当增加的声能与被吸收的声能之间发生平衡时为止。这时在焦点处的声强 I_f 不再增大，即使继续增加发射声强， I_f 将保持某一恒值。

上面谈到的都是利用曲面发射器来形成聚焦。在当前的超声技术中，还在电路上利用电子扫描技术对馈送给线阵(或平面阵)各阵元的发射脉冲作不同的延时，使各阵元发射的声脉冲在空间上相当于由圆弧形线阵发射的一样，这也就形成了聚焦作用。进一步，如果对加到各阵元的延时量按某一规律再作安排，使之相当于将圆弧形线阵以阵长的中点为中心作水平旋转，则可形成焦点的水平扫动，称为扇形扫描^[2]。

发射电子聚焦的原理简述如下：

设有 8 个阵元组成线阵，阵元的中心间距为 d 、焦点与阵的垂直距离为 x ，并设声在媒质中的声速为 C ， D_0 、 D_1 、 D_2 ... 为加到各阵元上的电延时量，令 $D_0 = 0$ ，则

$$D_1 = (\Delta x_4 - \Delta x_3) / C$$

$$D_2 = (\Delta x_4 - \Delta x_2) / C$$

$$D_3 = (\Delta x_4 - \Delta x_1) / C$$

越是靠近中间的阵元，延时量亦越大，形成如图 7 中虚线所示的球面发射。

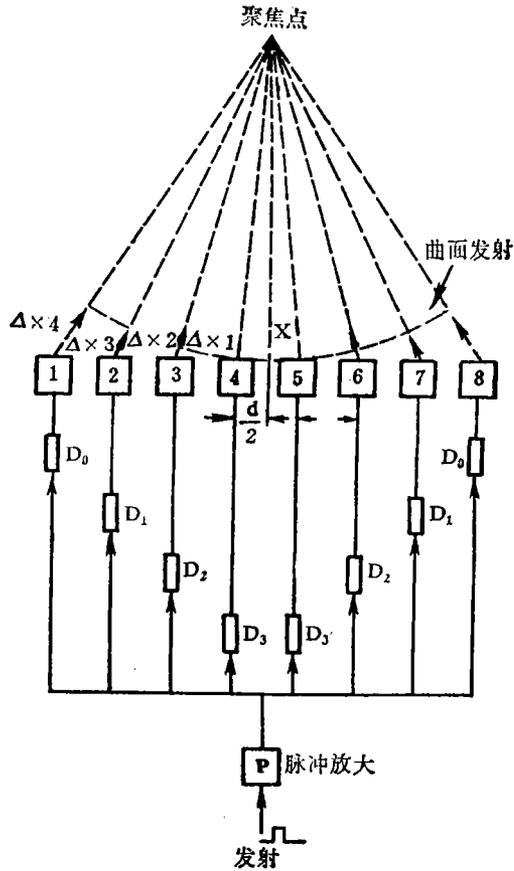


图7 发射电子聚焦原理

二、反 射 镜

在声学设备中，在某些场合下经常需要反射镜以实现改变声学路径或使声能集聚与发散。

反射镜是由一块或多块近乎全反射的镜面组成。反射镜的声学性能取决于它的几何形状、表面光滑程度和表面反射系数，从形状上可分为平面的、球面的、圆柱面的、椭圆面的以及抛物面的，等等。

声学反射镜的基本特性可用反射系数 R_r 来表征，它是反射波与入射波的平均强度之比。对于一个无限大的平面反射体来说，当平面波以与法线成 γ 角入射到平面上时，则反射系数 R_r 为

$$R_r = \frac{\cos\gamma - q\sqrt{1 - n^2\sin^2\gamma}}{\cos\gamma + q\sqrt{1 - n^2\sin^2\gamma}}$$

其中 q ——入射空间的媒质与反射体材料的波阻抗比，
 n ——上述两种媒质的折射指数。

用于改变声学路径的反射镜的形状须视具体应用要求来设计。若欲获得驻波，则反射镜应将入射行波改变至完全相反的方向；若欲在有限的空间长度内保持声波的行波特性，则应将反射镜改成吸声体。常用的是聚焦反射镜，它可将入射平面波聚焦于空间的某一狭小范围内，根据它的用途可分为两类，一是做为能量聚集之用，一是做为发射、或接收信号的空间变换之用。前者常应用于超声加工处理以及超声诊断、医疗设备中；后者可用于加强声波发射与接收的指向性，常在超声探测和超声成象中加以应用。

最简单的一种凹面反射镜如图8a所示，它是球面的或圆柱面的。当平面波入射到凹面上后，焦距是反射表面与反射声线在声轴上的聚焦点之间的距离，令 γ 为平行于声轴的入射波的入射角， R 为曲面的曲率半径，则

$$f = R\left(1 - \frac{1}{2}\cos\gamma\right)$$

当 $\gamma = 0$ 时，有 $f = \frac{R}{2}$ 。

在图9中，抛物面反射镜能无象差地将平面波发射器2的声线会聚于焦点F处。图8b中的椭球面反射器1可以将球面发射器2的声能聚焦于F点，这时球面发射器的中心应当置于椭球面的焦点O。图10中的单镜面反射器也可以用来聚集声能，而双镜面的(如图11a)既可用于聚集声能，也可用于超声成象和形成指向性(图11b)。

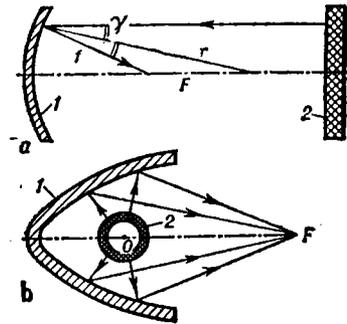


图8 反射镜简图
 a——球面镜1与平面发射器2；b——
 椭球面1与球形发射器2；F——焦点；
 f——焦距； γ ——声线入射角；R——
 镜面的曲率半径。

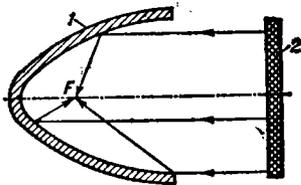


图9 抛物面反射镜1；平面发射器2

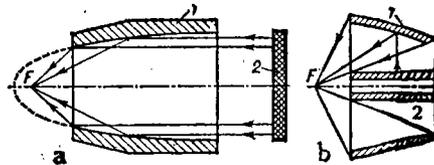


图10 具有截锥形抛物旋转面的单镜反射器1。
 发射换能器为：a——平面圆盘；b——圆管形

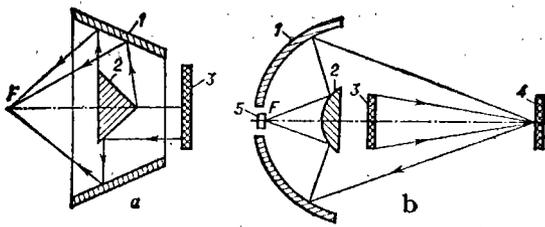


图 11 多镜面反射镜
 a: 1——截锥镜; 2——棱镜; 3——平面发射器; b: 1——椭圆回转体; 2——双曲面; 3——平面发射器将物体 4 照射后成象于焦点 F, 被位于 F 处的接收器 5 收到。

三、透 镜

与光学透镜相类似, 声学透镜也是由两个表面构成。表面内材料的声速为 C_2 , 表面外媒质的声速为 C_1 , 藉助于改变声路径的长度和利用在透镜边界上的折射来实现声聚焦。声透镜的材料可以是固体的、液体的或气体的。对于液体和气体材料, 应当使透镜的“外壳”足够地薄, 以免引起附加的透射损失和不必要的折射。

透镜的性能取决于其本身的材料性能、周围媒质的特性以及折射表面的几何形状。透镜的形状有平-凹型、平-凸型、双凸面型、双凹面型以及凸凹面型等。具有会聚形镜面的透镜称为会聚或聚焦透镜, 而发散型的称为扩散透镜。

根据声波的折射指数 n 的不同 ($n = C_1/C_2$), 当 $n > 1$ 称为减速透镜, $n < 1$ 称为加速透镜。如果 $n > 1$, 即 $C_1 < C_2$, 则会聚透镜至少应当有一个凸折射表面。如图 12a 中会聚波阵面 Σ 在这一情况下, 由于声速在透镜中变慢, 则在靠近声轴处声波的到达愈迟, 当 $n < 1$, 即 $C_1 > C_2$, 则会聚透镜至少应当有一个凹折射表面, 由于远离声轴部分的声速较快, 所以才能形成声线的会聚, 如图 12b 所示, 会聚波阵面 Σ 。在选择透镜的材料时, 尽量使它的波阻抗 $\rho_2 C_2$ 与周围媒质的 $\rho_1 C_1$ 相差不大 (ρ_2, ρ_1 ——透镜与媒质的密度)。这样可以获得最大的透射; 同时要注意在工作频率下透声材料的吸收系数要小。

折射表面可以有不同的形状, 球面的、椭球面的、抛物面的等等。图 12a 所示的是平面-双曲面透镜, 图 12b 是平面-椭球面透镜。这都是为了会聚沿声轴传来的平面波平行声束而用的。对于那些与声轴成某一角度传播的声束, 它们的象差最大。因此, 为了获得声学成象, 最好采用球形折射表面的透镜。加速透镜较之减速透镜有着较小的球面象差。 n 值越小则声束象差亦越小。如果把平面-双曲面透镜做成加速型的, 而把平面-椭球面的做成缓速型的, 则这些透镜将由会聚的变成扩散的, 入射到它上面的平面波将被转变成发散波(球面波或柱面波)。当使用小尺寸的发射换能器时, 这类透镜可用来获得在较大的空间范围内有均匀的声场。

焦距 f 是表征透镜实用性能的基本参数。在接收情况下声象形成于焦平面上, 在使用超声透镜时必须注意透镜的焦距, 因为在这个距离上声强达到极大值。 f 值取决于折射指数 n 和透镜的几何参数, 对于平面-球面透镜:

$$f = \pm R_c [1 + \alpha \cos \gamma (1 + \sqrt{1 + 1/\alpha \cos \gamma})]$$

式中 R_c ——折射表面的曲率半径; γ —— R_c 与声轴之间的夹角。 $\alpha = n^2/(1 - n^2)$, 其符号为“+”代表凹折射面, “-”代表凸折射面。对于接近平行于声轴的声束, $\gamma > 0$, 其焦距为:

$$f_0 = \pm \frac{R_c}{1 - n} = \pm \alpha R_c \frac{1 + n}{n^2}$$

聚焦系统的放大系数和分辨本领取决于镜面的最大开角 ω_m , 该值是有极限的, 用 ω_l 表示

这个极限值(亦称临界角), 则对于加速透镜来说, ω_c 相当于入射波的方向角, 该角度是与折射表面法线的夹角。对于缓速透镜, ω_c 相当于在折射表面上发生全反射时的入射角度。对于椭球折射表面的加速透镜, 它的临界角为:

$$\omega_c = \arccos n$$

在超声成象系统中使用超声透镜时, 通过在焦点处的声压放大系数, 可以计算出接收系统的灵敏度和焦点处的最大声强。声透镜的放大系数 K 与透镜材料中的吸收系数 β 有很大的关系, 例如球面折射表面的透镜有

$$K = K_0 \frac{1 - e^{-\beta l}}{\beta l}$$

其中 l ——透镜的厚度; K_0 ——无吸收时透镜的放大系数。

聚焦透镜不一定是利用一定形状的某种材料的折射镜来构成, 也可以利用按照某种规律使折射指数连续变化的材料来构成, 这称为非均匀透镜。在实际当中, 多采用球形或直角圆柱形的非均匀透镜。如果半径为 a 的球体或圆柱体内的媒质的折射指数, 从圆心起随距离 R 以下列规律变化: $n(R) = [2 - (R/a)^2]^{1/2}$, 则称为伦伯格透镜(见图13a)。它的基本特性是, 平面波以任意方向投入到透镜上, 则将在透镜的表面上形成一个焦点。如果 $n(R) = 2/[1 + (R/a)]$, 则称为麦克斯威透镜(图13b)。当平面波从一侧入射到这种透镜上时, 其焦点则在另一侧的表面上形成。

声波通过剖面渐变的普通透镜时, 其声波透射系数与镜厚 l 有关。当 $l = n\lambda/2$ ($n=1, 2, 3, \dots$) 时透射有极大值, 当 $l = (2n-1)\lambda/4$ 时, 有极小值, λ 为透镜材料中的波长。为此, 可把透镜做成阶梯环状, 每一层的厚度为 $\lambda/2$ 的整数倍, 图14中所示即是椭球形或圆球形环状透镜剖视图。

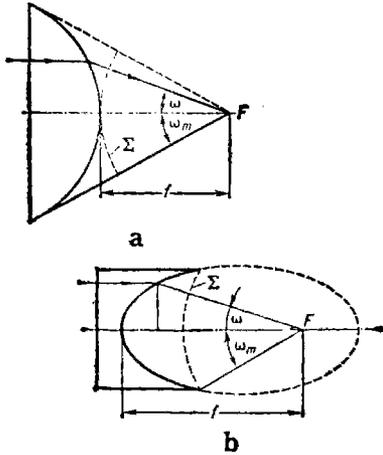


图12 会聚声透镜

a——缓速的; b——加速的; Σ ——会聚波阵面; f ——焦距; ω_m ——波阵面开角; ω ——角度; F ——焦点

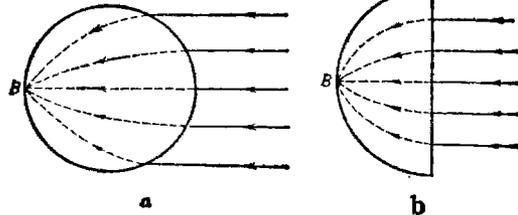


图13 非均匀透镜

a——伦伯格透镜; b——麦克斯威透镜; B——焦点

还有一种称为波导透镜, 它是由一组不同长度的波导管组成, 波导的长度用波长来表示(见图15)。通过各波导传来的声波在焦点处同相叠加。具有变焦距的声透镜, 它的外壳系由顺性材料构成, 例如充水的橡胶($C_2 < C_1$)囊, 改变壳内液体的压力就可改变它的曲率半径, 也就改变了焦距, 这样就无需通过机械直接调整焦距。

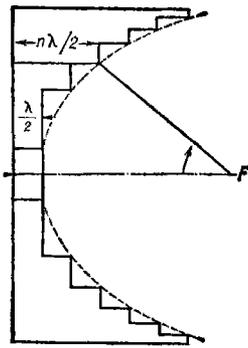


图14 环状透镜

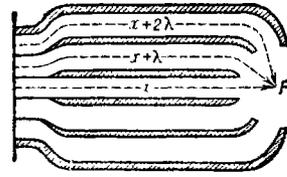


图15 波导透镜

x ——由平波阵面至焦点的距离

还有一种是透镜与滤波片的组合体。我们知道，当只用一个透镜时，它的孔径尺寸是常数，而透过的声波的指向性指数与束宽则是随频率而变的。当用一个透镜与声学滤波片联合使用时，则可实现有效接收孔径是随频率变化的，而指向性指数与束宽可保持常数。滤波片很简单，就是一个沿径向逐渐变薄的不锈钢圆板，它的前表面是平面，后表面是锥面。如图16中所示，透镜则是由 Sylgard RTV3120 型橡胶制成。这是一种美国的橡胶型号^[3]。

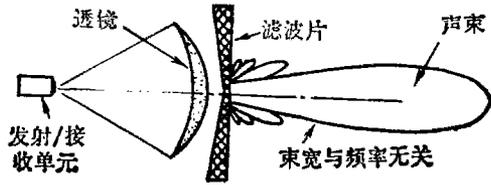


图16 透镜—滤波片组合

(丁 东 汇 编)

参 考 资 料

- [1] Голямина И. П. 主编《Ультразвука》1979. стр. 176—178, 306—307, 367—370.
- [2] Wells P. N. T. «Biomedical Ultrasonics». Academic Press P.228—248, 1977.
- [3] Stermberg R. L. "Log-periodic acoustic lens-acoustic filter plate study" J. A. S. A. Vol 63(5) P.1617 1620 1978.

上海市声学学会第一届学术会议召开

1983年10月18日至20日在上海举行了上海市声学学会第一届学术会议。会议共收到论文113篇，其中水声学18篇，工业超声学19篇，电声和生理声学29篇，医学超声15篇，建筑声学30篇，其他二篇，出席这次学术会议的会员人数共计507人，其中除上海市的声学工作者外，还有南京大学魏荣爵教授、陕西师大赵恒元教授、中国科学院声学所张家驷研究员应邀莅临指导。会上交流、讨论热烈，说明学术会议受到了广大会员和声学工作者的欢迎。

在召开第一届学术会议的同时，也召开了上海市声学学会的第二次会员大会，进行了第二届理事会的选举，选出了新的理事会，由27人组成，理事长魏墨鑫，付理事长冯绍松，李宝善，常务理事7人，理事17人，并作了水声、超声、电声、建声、医声的分工。

在会议的闭幕式上，举行了向交通大学朱物华教授授与上海市声学学会荣誉会员光荣称号的仪式，然后由上海101厂厂长黄杏宝致闭幕词，历时三天的学术会圆满结束。

(编辑部)