

圆形活塞声源的有限振幅反射波

钱祖文 施修祥 赵春生 吕凤玲 王晓霞

(中国科学院声学研究所)

1981年10月29日收到; 1982年1月15日收到修改稿

提 要

本文研究了圆形活塞声源的有限振幅声波的反射。应用像源法计算已产生的谐波本身在边界上的反射, 将它们看成是反射边界上振动的新声源所产生的辐射场, 再应用弱冲击理论来计算这部分场自己产生的谐波场。

在水池中作了二阶谐波的反射实验, 反射界面是水池壁。结果表明, 谐波声压随距离的平均衰减规律与理论符合得很好。实验还表明, 反射谐波场沿纵向距离以及与其相垂直的横断面上有强烈的干涉现象, 而纵向相干长度比横向相干长度大一个数量级。通过理论估计, 认为这种现象是由于反射壁的有限厚度、它的两个平面之间有一个很小的角度以及发射波束有一定的宽度所造成的。这样估算出来的两个相干长度与实验符合。

一、引 言

一列正弦波在其传播过程中, 由于介质的非线性效应, 它要产生高次谐波。当声波的马赫数足够大, 在超过其冲击波形成距离之后, 正弦波很快形成前沿陡峭的锯齿波。在冲击波形成距离以内, 声场可以用 Fubini 解来表示, 在锯齿波充分形成之后的区域, 可用 Fay 解来表示声场, 而在两个区域的过渡区可以用桥函数来连接^[1]。

如果声场具有指向性, Lockwood 等人^[2]研究了圆形活塞声源在自由空间中谐波场的指向性。

上面提到的工作都是在无界空间中的声场情况。关于有界空间中的非线性声学问题, 文献[3]应用特征方法, 引入反射壁的放大因子, 研究了有限振幅波的反射。文献[4]研究了45度入射平面波情况下的边界反射问题。本文作者之一^[5]讨论了任意入射角情况下平面波的边界反射, 理论预料有一种沿平行于反射界面方向传播的二阶谐波(称之为Q谐波)。文献[6]研究了反射板对声参量发射阵的影响。但对于指向性声源的谐波反射场迄今还没有看到这方面的文献。

一个频率为 ω 的圆形活塞声源, 在介质中要产生各阶谐波场, 后者在边界面上又要产生反射波, 而每个反射波在传播过程中又要产生自己的谐波场。应用弱冲击理论^[2], 将各阶谐波反射波看成是由换能器镜像源发射的声波, 它们在边界上产生的质点速度可以根据球面波束在边界上的反射规律^[7]算出, 这些新声源又产生自己的谐波亦可按照弱冲击理论得到。此外, 为了解释实验现象, 我们还对有限厚度的反射壁(它的两个平面之间有

一个很小的角度)的反射引起的干涉现象作了讨论. 在 $13 \times 7 \times 5$ 立方米的水池中作了实验, 理论与实验比较符合得很好.

二、圆形活塞的非线性声场^[2]

由弱冲击理论可知, 一个正弦振动的活塞声源, 它在 $r \geq r_0$ 处所产生的介质质点速度为

$$u_1 = u_0 \frac{r_0}{r} D(\theta) \sin(\omega t + kr_0 - kr). \quad (1)$$

由于介质的非线性效应, 空间的速度场为

$$u(r, \theta) = u_0 D(\theta) \frac{r_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} B_n(\sigma) \sin[n\omega t - nk(r - r_0)], \quad (2)$$

式中 r, θ 为极坐标, u_0 为 $r = r_0$ 处的振动振幅, ω 为振动角频率, k 为波数, t 为时间, r_0 为活塞的瑞利距离, $D(\theta)$ 为活塞换能器的小振幅声波的指向性因子, σ 为

$$\sigma = \varepsilon \beta D(\theta) k r_0 \ln \frac{r}{r_0}, \quad (3)$$

ε 为马赫数, β 为介质的非线性参数, 而

$$B_n(\sigma) = \frac{2}{n\pi} \sin \Phi_{\min} + \frac{2}{n\pi\sigma} \int_{\Phi_{\min}}^{\pi} \cos[n(\Phi - \sigma \sin \Phi)] d\Phi, \quad (4)$$

$\Phi_{\min}$ 满足

$$\Phi_{\min} = \sigma \sin \Phi_{\min}. \quad (5)$$

当 $\sigma < 1$ 时, 显然有 $\Phi_{\min} = 0$, 因此有

$$B_n(\sigma) = B_n^{(F)}(\sigma) = \frac{2}{n\sigma} J_n(n\sigma), \quad (6)$$

即(2)式化为 Fubini 解. 当 $\sigma \gg 1$ 时, $\Phi_{\min} \simeq \pi$,

$$B_n(\sigma) = B_n^{(F)}(\sigma) = \frac{2}{n(1 + \sigma)}, \quad (7)$$

即(2)式成为 Fay 解. 在中间情况, $B_n(\sigma)$ 可由(4)和(5)式来计算.

三、圆形活塞换能器的谐波反射场

由(2)式可知, 在无界空间中, 活塞产生的 n 阶谐波场为

$$u_n = u_0 D(\theta) \frac{r_0}{r} B_n(\sigma) \sin[n\omega t - nk(r - r_0)]. \quad (8)$$

如果存在一个反射半空间边界时, 第 n 阶谐波在边界上产生反射. 当 $k(r + R) \gg 1$ 时, 我们将(8)式所产生的反射波近似写为

$$u_{nr}^{(1)} \simeq \frac{r_0 u_0 B_n(\sigma_1) D(\theta)}{R + r} v(\theta_1) \sin[n\omega t - nk(r + R - r_0)], \quad (9)$$

$$\theta_1 = \theta_0 + \theta, \quad (10)$$

这里 θ_0 为换能器主轴方向在边界平面上的入射角, θ_1 为波束中任一射线的入射角, θ 为这一射线与主轴的夹角, R 为换能器所在处沿主轴方向到反射面的距离, r 为反射点到场点的距离 (见图 1), σ_1 将在以后讨论, $v(\theta)$ 为平面波的反射系数.

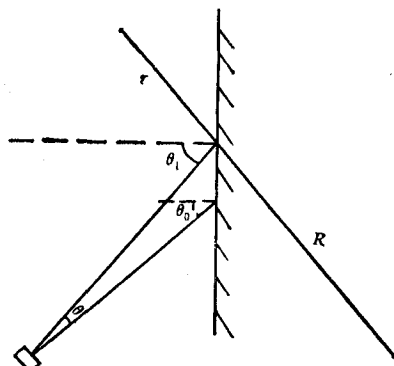


图 1

现在我们讨论 (9) 式的合理性. 文献 [7] 讨论的是一个点源发射的球面波在平面边界上的反射, 在 $k(R+r) \gg 1$ 时, 反射波可用镜像点源函数乘以某入射角为 θ_0 时的平面波的反射系数来表示. 对于 (8) 式所表示的波来说, 由于 σ 与距离有关, 又有指向性函数 $D(\theta)$ 存在, 所以 (9) 式所表示的不是一个严格的各向同性点源球面波. 但由 (3) 式可知, σ 与距离是对数关系, 而球面扩展因子与距离是线性关系, 如果 $k(R+r) \gg 1$ 时, 这个波偏离球面扩展的程度很小, 所以可以用文献 [7] 的反射公式给出 (9) 式. 对于通常的发射换能器其主瓣宽度不是很大, 例如 20 度左右 (本文实验不超过 7.5 度), 由数值计算可知, 在这个角度范围内, 反射系数的模和相角变化不大, 这一点也可以从文献 [7] 看出. 因此, 球面波束的反射可以用一定角度下的反射系数乘以入射波的形式因子来表示. 从射线的观点, 反射后的波束仍近似为球面波束, 仍应该是近似于球面扩展的, 在界面附近它应当等于入射球面波乘以反射系数. 再根据镜像原理, 谐波反射波近似写成 (9) 式是合理的, 或者说, 对于通常指向性换能器, 在其镜像点源的远场, 应用文献 [7] 的反射公式不会引起多大的误差.

剩下的问题是要讨论 $B_n(\sigma_1)$, σ_1 中的距离变量取什么值?

(8) 式中的 r 是从换能器中心算起到场中任一点的距离. 由于谐波的这一因子 $B_n(\sigma)$ 的存在, 致使其振幅在 $\sigma < 1$ 时随距离增长, 在 $\sigma \gg 1$ 时随距离减弱. 但当谐波到达反射表面之后, 非线性分布源不再给这部分谐波以能量补充. 而在反射之后, 在靠近界面附近, 非线性积累或转移的能量很小, 故在有反射界面存在的情况下, 入射波和反射波在界面上近似满足边界条件. 对于刚性边界, 在界面上这部分波的质点速度近似为零, $v(\theta) \simeq 1$, 故由 (8) 和 (9) 式可知

$$\sigma_1 = \varepsilon \beta D(\theta) k r_0 \ln \frac{R}{r_0}. \quad (11)$$

由于界面的性质只是影响反射系数 $v(\theta)$, 而与 $B_n(\sigma_1)$ 无关, 故在 (9) 式中, 可以近似地将 σ_1 取成 (11) 式的形式.

根据上面的讨论, (9) 式表示第 n 阶谐波波束在界面上 ($r = 0$ 处) 引起的振动为

$$B_n(\sigma_1) u_0 D(\theta) v(\theta_1) \frac{r_0}{R} \sin [n\omega t - nk(R - r_0)]. \quad (12)$$

如将边界上的这个振动看成是新的辐射声源, 在不考虑非线性效应时, 它们在空间的反射波场为 (9) 式所示. 但根据弱冲击理论, 由于介质的非线性, 这些波在介质中又要产生自己的各阶谐波场, 例如反射前的第 n 阶谐波场, 反射后产生的波场为

$$v_{nr} = u_0 D(\theta) v(\theta_1) B_n(\sigma_1) \frac{r_0}{R} \frac{R}{R+r} \sum_m B_m(\sigma_2) \sin [mn\omega t - mnk(R+r-r_0)]. \quad (13)$$

而 σ_2 可以这样得到,由弱冲击理论可知,一个球形声源(其半径为 r_0) 表面振动速度为

$$u = u_0 \sin \omega t.$$

它在无限介质中产生的非线性声场为

$$u = u_0 \frac{r_0}{r} \sum_n B_n(\sigma) \sin n\omega \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right),$$

$$\sigma = \varepsilon \beta k r_0 \ln \frac{r}{r_0}.$$

现在半空间边界上被入射声波扰动那一部分界面作为新的声源,显然有下述对应关系,即

$$r_0 \rightarrow R, \quad r \rightarrow R+r, \quad u_0 \rightarrow u_0 D(\theta) v(\theta_1) B_n(\sigma_1) \frac{r_0}{r},$$

$$\omega \rightarrow n\omega, \quad k \rightarrow nk, \quad \varepsilon \rightarrow \varepsilon D(\theta) v(\theta_1) B_n(\sigma_1) \frac{r_0}{R}.$$

故有下式:

$$\sigma_2 = \varepsilon D(\theta) \beta v(\theta_1) B_n(\sigma_1) k R \ln \frac{R+r}{R}. \quad (14)$$

全部谐波反射场为

$$u_r = \frac{u_0 r_0 D(\theta) v(\theta_1)}{R+r} \sum_n \sum_m B_n(\sigma_1) B_m(\sigma_2) \sin [mn\omega t - mnk(R+r-r_0)],$$

或者写成

$$u_r = \frac{u_0 r_0 D(\theta) v(\theta_1)}{R+r} \sum_l \sum_{\frac{l}{n}=\text{整数}} B_n(\sigma_1) B_{l/n}(\sigma_2) \sin [l\omega t - lk(R+r-r_0)]. \quad (15)$$

当 l 值固定时,在对 n 求和时要使 l/n 为整数.

关于无界空间中有限振幅波的指向性在文献 [2] 中已作了详尽的讨论. 根据这个方法,本文将对半空间的反射谐波的指向性进行探索. 由 (15) 式定义 n 阶反射谐波的指向性为

$$D_{lr}(\theta) = \frac{D(\theta) v(\theta_1) \sum_{l/n=\text{整数}} B_n(\sigma_1) B_{l/n}(\sigma_2)}{\left[D(\theta) v(\theta_1) \sum_{l/n=\text{整数}} B_n(\sigma_1) B_{l/n}(\sigma_2) \right]_{\theta=0}}.$$

因为 $v(\theta_1) \simeq v(\theta_0)$, 故上式可写成

$$D_{lr}(\theta) \simeq D(\theta) \frac{\sum_{l/n=\text{整数}} B_n(\sigma_1) B_{l/n}(\sigma_2)}{\sum_{l/n=\text{整数}} B_n^0(\sigma_1) B_{l/n}^0(\sigma_2)},$$

式中 $B_n^0(\sigma)$ 为 $B_n(\sigma)$ 在 $\theta=0$ 时的值.

在 $\sigma_1, \sigma_2 < 1$ 时,

$$D_{lr}(\theta) \simeq [D(\theta)]^l.$$

当 $\sigma_1, \sigma_2 \gg 1$ 时,谐波几乎是无指向性的. 在中间区域,反射谐波指向性较为复杂.

四、实验安排和结果

为了测量二阶谐波的反射场, 在一个 $13 \times 7 \times 5$ 立方米的水池中进行了实验。使用的发射换能器有两个。第一个是直径为 11 厘米的陶瓷圆形活塞, 其工作频率为 183 千赫, 主瓣全开角为 4 度。第二个是 16 个陶瓷柱状元件组成的阵, 每个元件的尺寸为 $\phi 15 \times 11$ 平方毫米, 其共振频率为 120 千赫, 主瓣垂直全开角 7.5 度, 水平全开角为 15 度。相应的两组接收换能器为 $\phi 5$ 厘米的圆片和 3×2 平方厘米的长方片活塞, 后者是用厚为 0.43 厘米的两个片子串接起来的, 它们的共振频率分别为 360 千赫和 240 千赫。额定功率 50 瓦的功率放大器在脉冲状态下使用。接收换能器接收到的信号首先通过衰减器和基频陷波器 (其抑制基频的能力不低于 60 分贝) 以避免由于接收线路的非线性产

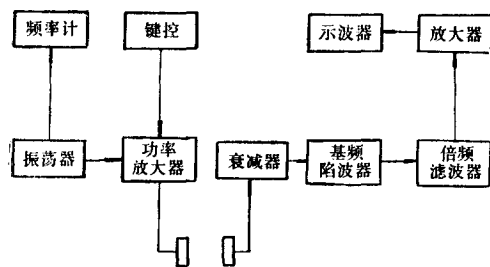


图 2

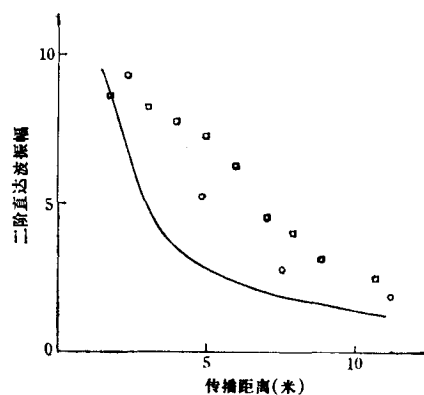


图 3

生不必要的谐波干扰。陷波以后, 再通过一个二阶谐波的窄带滤波器和放大器, 放大后经示波器显示, 同时监视发射信号的大小和频率, 其实验方块图如图 2 所示。发射换能器安装在一个可以旋转 360 度的转动架的钢杆上, 它可以使换能器在水平面内旋转, 并能在三维空间平动。利用水池壁作反射面, 壁的长度为 7 米, 高 5 米, 上端壁厚为 0.3 米, 下端厚 0.4 米, 壁的两个平面有 1 度左右的夹角, 池内是淡水, 壁外是空气。

实验时尽量使发射器主轴垂直于边界反射面, 换能器放到水面以下 2 米左右, 移动水听器, 在每个测量点上读出最大的稳定数值。为了减小直接发射的二阶谐波, 用了一块 $50 \times 30 \times 0.3$ 立方厘米的橡皮作为低通声滤波器直接放在发射换能器的前面。

首先测量直达的二阶谐波随传播距离的变化, 其结果如图 3 所示。图中的实线是按球面波衰减的曲线, 圆圈是不加声滤波器时的测量值, 方块是加了声滤波器时的测量结

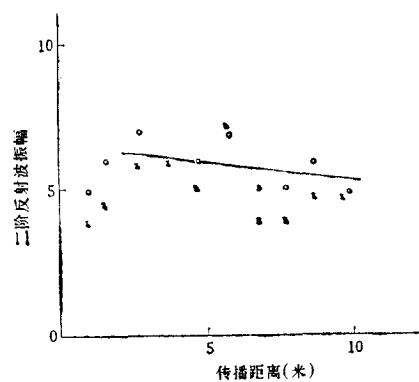


图 4

○, × 为两次测量的数据; —— 为本文理论

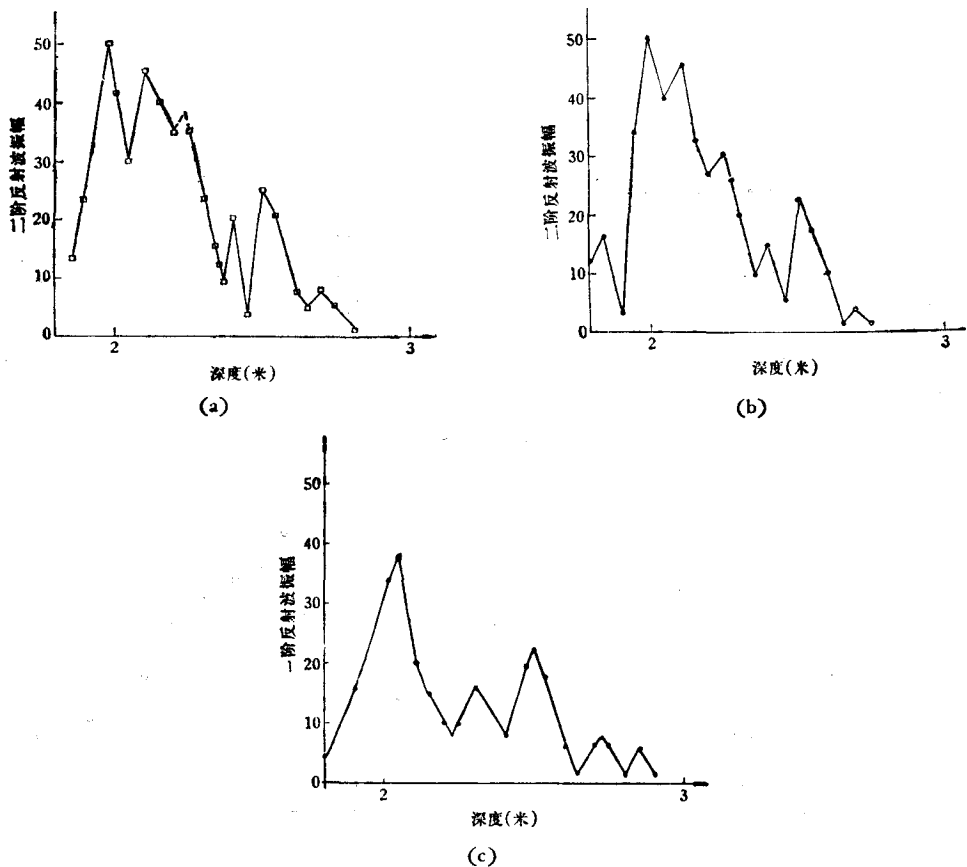


图 5

果. 由图 3 可以看出, 在近距离谐波随距离衰减很慢, 这里可以明显地看到水中非线性分布源的贡献.

图 4 给出二阶反射谐波 (其基频为 183 千赫) 随纵向传播距离的变化, 其振幅随距离出现规则的极大极小现象, 相邻两个极大点的距离 (即纵向干涉长度) 是 3 米左右. 图 5(a) 给出二阶反射谐波 (其基频为 120 千赫) 在垂直于传播距离的横断面上的分布结构, 图 5(b) 是另一次测量曲线. 可以看出, 测量的重复性很好. 为了对比, 同时还测量了基频反射波在横断面上的分布结构 (见图 5(c)). 后者极大值之间的最小距离 (即横向干涉长度) 约为 30 厘米, 而谐波的距离约为基波的一半, 对于基频为 183 千赫的谐波反射信号亦有类似的现象.

五、实验结果的理论解释和进一步讨论

本文的实验满足 $\sigma_1, \sigma_2 < 1$ 的条件, 即都是在冲击波形成距离以内, 故 (15) 式中

$$B_2(\sigma) = \frac{J_2(2\sigma)}{\sigma},$$

于是二阶谐波场为

$$u_{2r} = \frac{u_0 r_0 D(\theta) v(\theta_1)}{R+r} \left[\frac{J_2(2\sigma_1)}{\sigma_1} + \frac{J_2(2\sigma_2)}{\sigma_2} \right] \sin[2\omega t - 2k(R+r-r_0)]$$

$$\simeq \frac{u_0 r_0 D(\theta) v(\theta_1)}{2(R+r)} [\sigma_1 + \sigma_2] \sin[2\omega t - 2k(R+r-r_0)]. \quad (16)$$

根据上式可以作出振幅随距离的衰减曲线,并示于图 3 中. 与实验曲线比较可见,就振幅与传播距离的关系来说,理论值与实验值的平均衰减规律符合得很好,而实验值在平均曲线上作大幅度的振荡这一点将在下面作进一步的讨论.

前面的理论只讨论了半空间的反射问题,而在我们的实验中,反射壁是一个平均厚度为 35 厘米、两个壁面有 1 度左右倾角的混凝土壁. 对于这样的反射壁(图 6) 声波入射到其上时,一部分声能立即遭到反射(这支射线以后称为射线 1),而另一部分则进入到壁内,并在另一个面(固-气)受到反射,再经固-液面折射到水中(射线 2),两部分反射波在水中产生干涉,产生极大极小的振幅分布. 这两束射线的路径表示见图 6,从图 6 可以看出,当所有的角度都很小时,

$$\theta_3 \simeq \frac{c_2}{c_1} \theta_2,$$

c_1, c_2 分别为水中和固体中的声速,各个 θ 的意义见图 6. 射线 1 在面 I 反射后,其全部声程为

$$D_1 = D_{10} + k_1(x - R \operatorname{tg} \theta_1) \sin \theta_1 + k_1 y \cos \theta_1, \quad (17)$$

射线 2 进入固体后再回到水中,其全部声程为

$$D_2 = D_{20} + k_1(x - x_0) \sin \left(\theta_2 - 2 \frac{c_1}{c_2} \theta_w \right) + k_1 y \cos \left(\theta_2 - 2 \frac{c_1}{c_2} \theta_w \right), \quad (18)$$

式中 D_{10}, D_{20} 是与 x, y 无关的量. 一般说来,这两条射线不一定相交,即不一定形成干涉,但如果它们相交,必须满足下述条件:

1) 当两个平面平行时,必须满足

$$\theta_1 > \theta_2, R \operatorname{tg} \theta_2 + 2d \operatorname{tg} \left(\frac{c_2}{c_1} \theta_2 \right) > R \operatorname{tg} \theta_1. \quad (19)$$

当 θ_1, θ_2 很小时可以合并为

$$\left(1 + \frac{2d}{R} \frac{c_2}{c_1} \right) \theta_2 > \theta_1 > \theta_2, \quad (20)$$

式中 d 为平均壁厚, R 为声源到壁面的距离. 在本文实验中, $d = 0.35$ 米, $R = 10$ 米, $c_2 \simeq 3100$ 米/秒^[8], $c_1 \simeq 1500$ 米/秒,故 (20) 式要求

$$0.145 > \frac{\theta_1 - \theta_2}{\theta_2} > 0,$$

即角度相近的两条射线才能相交,入射倾斜角越大,这个角度越大.

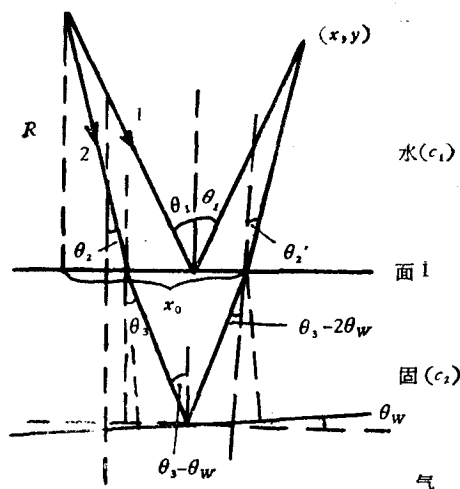


图 6

2) 当两个面夹角为 θ_w 时, 必须满足

$$\theta_1 > \theta_2 - 2 \frac{c_1}{c_2} \theta_w, \quad (21)$$

$$R \lg \theta_2 + d \lg \left(\frac{c_2}{c_1} \theta_2 - \theta_w \right) + d \lg \left(\frac{c_2}{c_1} \theta_2 - 2\theta_w \right) > R \lg \theta_w$$

或近似为

$$0 < \theta_1 - \theta_2 + 2 \frac{c_1}{c_2} \theta_w < \frac{2d}{R} \frac{c_2}{c_1} \theta_2 + \left(2 \frac{c_1}{c_2} - 3 \frac{d}{R} \right) \theta_w. \quad (22)$$

相干的两束线的程差 $D_1 - D_2$ 是 2π 的整倍数, 则产生极大干涉. 设基波的程差为 $D_1(\omega) - D_2(\omega)$, 则谐波程差为 $D_1(2\omega) - D_2(2\omega)$, 因为 D_1 和 D_2 正比于频率, 故基波的极大点是二阶谐波的极小点, 基波极小点却是二阶谐波的极大点, 因此二阶谐波的相干长度比基波短一倍, 从实验曲线 (图 5) 可以清楚地看到这一点. 此外, 这个结果也表明, 本文测得的二阶谐波的确是水中产生的.

现在来估计极值点的距离. 为讨论方便起见, 我们固定 θ_2 , 改变 θ_1 , 显然这时射线交点的坐标 (x, y) 也在变, 极大点近似满足

$$D_2 - D_1 \simeq D'_{20} - D'_{10} + k_1 x \left[(\theta_2 - \theta_1) - \frac{2c_1}{c_2} \theta_w \right] + k_1 y \left[\theta_1^2 - \left(\theta_2 - 2 \frac{c_1}{c_2} \theta_w \right)^2 \right] = \pm n\pi. \quad (23)$$

D'_{20} 和 D'_{10} 与 x, y 无关, 根据 (22) 式, 使 y 固定 (例如只沿深度方向测量), 而 x 变化了一个范围为 Δx , 而相邻极大点的 Δx 写为 $|\Delta x|_{\max}$; 它满足

$$|\Delta x|_{\max} \cdot k_1 \left| \left[(\theta_2 - \theta_1) - 2 \frac{c_1}{c_2} \theta_w \right] \right| = \pi$$

或

$$|\Delta x|_{\max} \simeq \frac{\lambda_1}{2} \left| \frac{1}{\theta_2 - \theta_1 - 2 \frac{c_1}{c_2} \theta_w} \right|. \quad (24)$$

同理, 在 θ_2 不变, x 也不变时, 则相应的 $|\Delta y|_{\max}$ 满足 (这相应于沿传播路径测量)

$$|\Delta y|_{\max} \simeq \frac{\lambda_1}{\theta_1^2 - \left(\theta_2 - 2 \frac{c_1}{c_2} \theta_w \right)^2}, \quad (25)$$

λ_1 为基波波长.

本文测量中, $\theta_w \simeq 1.14$ 度, 183 千赫换能器的全开角为 4 度, 120 千赫的全开角为 7.5 度, 这样按上述理论估算出来的相干长度的横向值的确比纵向值至少小一个数量级, 与实验结果一致.

参 考 文 献

- [1] R. T. Beyer, Nonlinear Acoustics, (1974).
- [2] J. C. Lockwood, T. G. Muir and D. T. Blackstock, *J. Acoust. Soc. Am.*, 53(1973), 1148.
- [3] D. T. Blackstock, Normal reflection of finite-amplitude waves from a rigid wall, L. Cremer ed. Proc. 3rd ICA, Stuttgart, (1959), page 309.

- [4] Фун Шао-сун (冯绍松), *Акуст. Ж.*, **6**(1960), 491.
- [5] 钱祖文, *中国科学*, (2) (1982), 159;
Z. W. Qian, *Fortschritte der Akustik-FASE/DAGA' 82*, 821.
- [6] T. D. Muir, L. L. Mellenbruch and J. C. Lockwood, *J. Acoust. Soc. Am.*, **62**(1977), 271.
- [7] Л. М. Бреговских, *Волны в слоистых средах*, Изд. Акад. СССР, (1957), Глав 4.
- [8] L. E. Kinsler and A. R. Frey, *Fundamentals of Acoustics*, second edition, John Wiley & Sons, Inc., New York, London, (1962), Table 1.

FINITE-AMPLITUDE REFLECTION WAVE OF CIRCULAR PISTON SOUND SOURCES

QIAN ZU-WEN SHI XIU-XIANG ZHAO CHUN-SHENG

LÜ FENG-LING WANG XIAO-XIA

(*Institute of Acoustics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

In this paper, an experimental and theoretical investigation on finite-amplitude reflection sound wave of circular piston sources is presented. The reflected field of harmonic waves from the boundary surface have been calculated. Thinking of them as the waves which radiate from the image of the piston source and treating them as the waves that seem to be generated by a new source on the vibrating boundary surface, by means of weak-shock theory, the reflection of the finite-amplitude waves can be predicted.

By making use of the boundary wall of a pool, some experiments on second harmonic reflection have been done. It is shown that the average attenuation of the harmonic pressure with distance is consistent with the theory. However, along the longitudinal distance and in the cross sections perpendicular to it there are obvious interference of the harmonic waves, and longitudinal interference lengths have an order of magnitude greater than the traverse ones. According to the theoretical evaluation, it seems to be that the reflection results from the pool wall that has a thickness, a small angle between its two boundary surfaces and a fixed beam width of the primary wave. The theoretical evaluation and the experiments are in agreement with each other.