

各向同性媒质中球体声散射的共振模式缺损^{*}

伍瑞新¹⁾ 王耀俊^{1,2)}

¹⁾ 南京大学电子科学与工程系, 南京 210093)

²⁾ 南京大学近代声学国家重点实验室, 南京 210093)

(2002 年 9 月 20 日收到, 2002 年 12 月 24 日收到修改稿)

以有机玻璃中铁球的共振散射为例, 研究了各向同性媒质中球状散射体的共振模式缺损问题. 通过对纵波和横波散射系数的数值分析, 指出在纵波入射时的散射纵波(简称 $p \rightarrow p$ 散射)中零阶分波会出现共振模式缺损, 导致共振模式缺损的数值原因是纵波散射系数分式中分子和分母零点位置几乎相同.

关键词: 共振散射, 模式缺损

PACC: 4320, 6265

1. 引言

有关各向同性媒质中球状散射体的声散射特性, 至今已进行了较深入的研究^[1-5]. 例如, Ying 等从理论上开创性地研究了平面入射声纵波的散射^[1], Einspruch 等则研究了平面入射声横波的散射问题^[3]. Flax 等^[6-8], Sessarego 等^[9]在研究固体中球形散射体的共振散射时发现, 在纵波入射时散射纵波(简称 $p \rightarrow p$ 散射)和纵波入射时散射横波(简称 $p \rightarrow s$ 散射)中出现的共振频率数目并不完全相同, 出现了 $p \rightarrow p$ 散射过程中所谓共振模式的缺损. 至今对造成这一现象的真正原因并不清楚. 超声纵波在水下目标的识别和复合媒质或多孔媒质无损评价中比超声横波应用得更广泛^[10-12]. 所以, $p \rightarrow p$ 散射的共振模式缺损可能引起接收信号中有关散射目标信息的丢失, 对此应给予足够的重视^[9].

本文以有机玻璃中的铁球为例, 研究了弹性媒质中球状散射体在 $p \rightarrow p$ 散射中的共振模式缺损现象. 通过对散射系数 A_m, B_m 奇点的数值分析指出, 共振模式缺损只能发生在零阶分波 $p \rightarrow p$ 散射中, 高阶分波中模式缺损并不出现, 以往共振散射中发现的高阶分波共振模式缺损是由于共振峰很小难以辨认所致.

2. 基本理论

弹性媒质中, 声场中质点振动的位移矢量 u 可用标量势 Φ 和矢量势 Ψ 表示

$$u = -\nabla\Phi + \nabla \times \Psi.$$

如果所考察的问题具有球对称性, 那么矢量势 Ψ 可以写成 $\Psi = \nabla \times r\Pi$ 的形式^[1]. 标量势 Φ 和 Π 分别满足方程

$$\nabla^2\Phi + k^2\Phi = 0,$$

$$\nabla^2\Pi + K^2\Pi = 0,$$

其中波数 $k = \omega/v_L$, $K = \omega/v_T$, 而 v_L 和 v_T 分别为弹性媒质中纵波声速和横波声速, ω 为声波角频率.

对球形媒质的散射问题, 取图 1 所示的球坐标显然最为方便. 如果入射波为具有单位位移振幅的平面纵波, 可将入射场用球坐标系中的波函数展开, 位移势函数具有如下形式:

$$\Phi_i = \frac{1}{k_1} \sum_{m=0}^{\infty} (-i)^{m+1} (2m+1) j_m(k_1 r) P_m(\cos\theta). \quad (1)$$

同样将散射波(Φ_s, Π_s)和在球内激发起的声波(Φ_2, Π_2)用球坐标系中的波函数展开, 则有

$$\Phi_s = \sum_{m=0}^{\infty} (-i)^{m+1} \alpha(2m+1) A_m h_m(k_1 r) P_m(\cos\theta),$$

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 19174037)资助的课题.

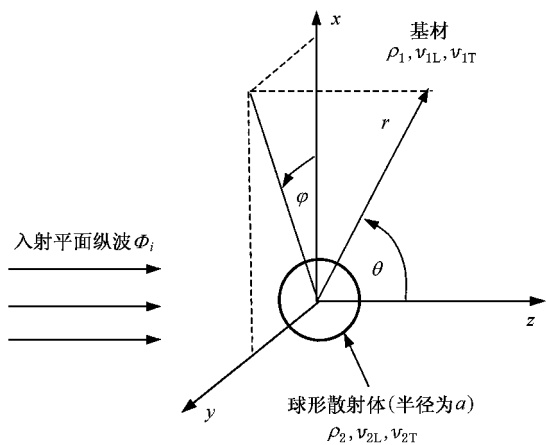


图 1 球形散射体对平面声纵波的散射和球坐标示意图

$$\Pi_s = \sum_{m=0}^{\infty} (-i)^{m+1} \alpha (2m+1) B_m h_m(K_1 r) P_m(\cos\theta), \tag{2}$$

$$\begin{aligned} \Phi_2 &= \sum_{m=0}^{\infty} (-i)^{m+1} \alpha (2m+1) C_m j_m(k_2 r) P_m(\cos\theta), \\ \Pi_2 &= \sum_{m=0}^{\infty} (-i)^{m+1} \alpha (2m+1) D_m j_m(K_2 r) P_m(\cos\theta), \end{aligned} \tag{3}$$

式中系数 A_m, B_m, C_m, D_m 为待定系数. k_1 和 K_1 标示基材中纵波和横波波数, k_2 和 K_2 为散射体媒质中纵波和横波波数. 考虑在 $r = a$ 处位移和应力必须连续的边界条件, 由(1)–(3)式可得到求解系数 A_m, B_m, C_m, D_m 的线性方程组

$$[\alpha_m \mathbf{I} \ A_m \ B_m \ C_m \ D_m]^T = [\beta_m], \tag{4}$$

式中矩阵 α_m 各元素 α_{ijm} 和列向量 $[\beta_m]$ 各元素 β_{jm} ($i, j = 1, 2, 3, 4$) 的表达式见附录. 根据 Cramer 法则, 系数 A_m, B_m 可由下式确定:

$$\begin{aligned} A_m &= \frac{\text{de}[\alpha_{Am}]}{\text{de}[\alpha_m]}, \\ B_m &= \frac{\text{de}[\alpha_{Bm}]}{\text{de}[\alpha_m]}, \end{aligned} \tag{5}$$

式中 α_{Am} 和 α_{Bm} 是在矩阵 α_m 中的第一列和第二列分别用列向量 $[\beta_m]$ 替代后得到的矩阵. A_m 和 B_m 分别是与散射纵波和散射横波有关的系数, 一旦求出散射系数 A_m, B_m , 散射声场也就确定了.

根据散射振幅的定义, 散射波在 θ 方向振幅的表示式为^[9]

$$\frac{1}{a} f^{\text{pp}}(\theta) = \frac{1}{a} \sum_{m=0}^{\infty} f_m^{\text{pp}}(\theta) = i \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) A_m P_m(\cos\theta),$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} f^{\text{rs}}(\theta) &= \frac{1}{a} \sum_{m=0}^{\infty} f_m^{\text{rs}}(\theta) \\ &= i \left(\frac{k_1 a}{K_1 a} \right) \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) B_m P_m(\cos\theta), \end{aligned} \tag{6}$$

式中 $a^{-1} f^{\text{pp}}(\theta)$ 表示纵波入射时散射纵波的形式函数, $a^{-1} f^{\text{rs}}(\theta)$ 表示纵波入射时散射横波的形式函数. 当 $\theta = \pi$ 时, $a^{-1} f^{\text{pp}}(\theta)$ 和 $a^{-1} f^{\text{rs}}(\theta)$ 被称为背向散射谱.

Flax 等^[6–8]从理论上证明, 背向散射谱可以分解成背景谱和散射体的特征谱. 由于特征谱中具有一系列共振峰, 故它们也被称为背向共振散射谱. 如果第 m 阶分波的背景谱对应的散射系数为 A'_m 和 B'_m , 则散射体第 m 阶分波的背向共振散射谱的表示式为

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} f_{m \text{ res}}^{\text{pp}}(\pi) &= (2m+1) |A_m - A'_m|, \\ \frac{1}{a} f_{m \text{ res}}^{\text{rs}}(\pi) &= \frac{k_1}{K_1} (2m+1) |B_m - B'_m|, \end{aligned} \tag{7}$$

式中 A'_m, B'_m 为与散射体尺度相同的刚体球或真空球的散射系数. 一般情况下, 对任意 m 阶分波, (7)式表示了包含一系列共振峰的频谱. 若用 l 表示共振峰的序数, 则 m 和 l 的组合就是所谓的共振模式数 (m, l) .

3. 声散射中共振模式缺损及讨论

考虑有机玻璃中铁球对入射平面纵波的声共振散射问题. 铁球和有机玻璃的物理参数如表 1 所示. 应用共振散射理论(RST)计算共振散射谱时要考虑的一个主要问题是背景谱的选择, 现有共振散射理论中并没有对此作出明确说明. 考虑到铁球和有机玻璃的声阻抗之比明显大于 1, 我们选择背景谱为刚球的散射谱. 在图 2 中给出了 $m = 0 \sim 5$ 阶分波的背向共振散射谱 $a^{-1} f_{n \text{ res}}^{\text{pp}}(\pi)$ 和 $a^{-1} f_{n \text{ res}}^{\text{rs}}(\pi)$ 的数值计算结果.

表 1 数值计算中用到材料的物理参数

媒质	密度/ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	纵波速度/ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	横波速度/ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
铁	7800	5850	3230
有机玻璃	1180	2878	1394

在表 2 中我们列出了 $m = 0 \sim 5$ 各阶分波 $p \rightarrow p$ 和 $p \rightarrow s$ 散射中的归一化共振频率 $\omega_{\text{res}} a / v_{1L}$. 事实上, 根据共振理论^[9], 共振峰应出现在频率复平面

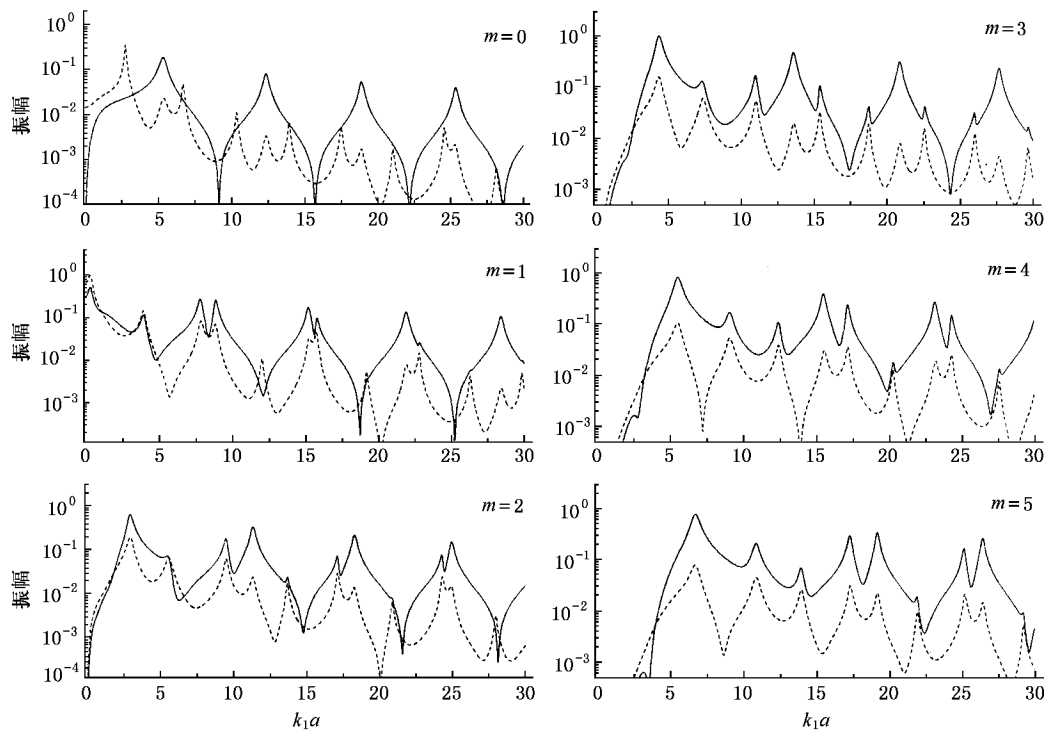


图 2 有机玻璃中铁球 $m=0\sim 5$ 阶分波背向共振散射谱 $a^{-1}f_{mk}^0/f_{mk}^0\text{res}(\pi)$ (实线) 和 $a^{-1}f_{mk}^0/f_{mk}^0\text{res}(\pi)$ (虚线)

表 2 0—5 阶分波的归一化共振频率 $\omega_{\text{res}} a/v_{1L}$

$m=0$			$m=1$			$m=2$		
RST		DET	RST		DET	RST		DET
$p\rightarrow p$	$p\rightarrow s$		$p\rightarrow p$	$p\rightarrow s$		$p\rightarrow p$	$p\rightarrow s$	
—	2.77	2.78	3.93	3.93	3.95	2.97	2.95	2.96
5.33	5.36	5.34	7.83	7.86	7.85	5.49	5.50	5.60
—	6.69	6.70	8.89	8.86	8.87	9.48	9.50	9.50
—	10.34	10.34	—	12.02	12.02	11.34	11.33	11.34
12.35	12.36	12.35	15.21	15.25	15.22	13.68	13.69	13.68
—	13.93	13.93	15.79	15.75	15.76	17.10	17.13	17.13
—	17.49	17.49	—	19.19	19.19	18.29	17.28	18.29
18.89	18.87	18.89	21.90	21.93	21.90	—	20.87	20.86
—	21.04	21.04	22.81	22.78	22.78	24.27	24.31	24.30
—	24.59	24.58	—	26.29	26.30	24.96	24.92	24.95
25.34	25.31	25.34	28.41	28.40	28.41	—	27.98	27.98
—	28.12	28.12	—	29.84	29.85			
$m=3$			$m=4$			$m=5$		
RST		DET	RST		DET	RST		DET
$p\rightarrow p$	$p\rightarrow s$		$p\rightarrow p$	$p\rightarrow s$		$p\rightarrow p$	$p\rightarrow s$	
4.40	4.37	4.39	5.63	5.60	5.63	6.79	6.75	6.78
7.34	7.39	7.39	9.18	9.19	9.19	10.96	10.94	10.94
11.01	11.02	11.03	12.51	12.52	12.53	14.02	14.03	14.04
13.62	13.63	13.62	15.62	15.64	15.63	17.37	17.39	17.38
15.42	15.40	15.40	17.26	17.25	17.25	19.25	19.24	19.24
18.74	18.75	18.76	20.36	20.35	20.36	21.93	21.96	21.96
20.88	20.88	20.88	23.24	23.26	23.25	25.19	25.21	25.20
22.57	22.56	22.55	24.36	24.34	24.35	26.47	26.45	26.46
25.97	25.99	25.99	27.63	27.62	27.62	29.23	29.25	29.25
27.67	27.66	27.67						
29.67	29.66	29.66						

注 表中 RST 栏内的数值表示共振散射理论计算得到的 $p\rightarrow p$ 和 $p\rightarrow s$ 散射的归一化共振频率, 其中—表示共振模式缺损; DET 栏内的数值表示由 $\text{de}[\alpha_m]=0$ 在 $k_{1L}a$ 复平面上根的实部确定的归一化共振频率.

上,使(5)式中系数矩阵行列式 $\det[\alpha_m]$ 等于零的位置,复根的实部可确定其共振频率,虚部反映了共振峰的宽度(正比于能量因向外部媒质辐射而引起的共振衰减)。据此,对 $m=0-5$,我们用非线性最小二乘法找出了 $\omega_{\text{res}} a/v_{\text{IL}}=0-30$ 之间方程式 $\det[\alpha_m]=0$ 在复平面上的根。在表 2 中,列出了 $\omega_{\text{res}} a/v_{\text{IL}}$ 的实部。由表 2 可见,计算结果与由共振散射理论得到的 $p \rightarrow s$ 散射中的共振频率符合得相当好。这说明对于铁球和有机玻璃系统,选择刚球的散射谱作为背景谱是正确的。

对比 $p \rightarrow p$ 和 $p \rightarrow s$ 散射中的共振散射谱(图 2)以及共振频率(表 2),可以看到,在低阶分波中,若干在 $p \rightarrow s$ 散射中出现的共振峰在 $p \rightarrow p$ 散射中没有出现,即出现了共振模式缺损。下面我们在数值上分析了造成 $p \rightarrow p$ 散射中共振模式缺损的原因。

在共振频率 $\omega_{\text{res}} a/v_{\text{IL}}$ 处有 $\det[\alpha_m]=0$,若此处 $\det[\alpha_{Am}]$ 和 $\det[\alpha_{Bm}]$ 不为零,则该频率是函数 $A_m(k_1 a)$ 和 $B_m(k_1 a)$ 的奇点;但是,如果在(5)式中 $\omega_{\text{res}} a/v_{\text{IL}}$ 也是 $\det[\alpha_{Am}]$ 或 $\det[\alpha_{Bm}]$ 的零点,并且其阶数等于或高于 $\det[\alpha_m]$ 的阶数,则该共振频率点不再成为函数 $A(k_1 a)$ 和 $B(k_1 a)$ 的奇点,从而有可能导致在 $p \rightarrow p$ 或 $p \rightarrow s$ 的共振谱中共振模式缺损。据此,我们计算了各阶分波中 $\det[\alpha_{Am}]=0$ 或 $\det[\alpha_{Bm}]$

$=0$ 在 $\omega a/v_{\text{IL}}$ 复平面上的根。在数值计算中,我们取复平面上不同根处的函数值小于 10^{-7} 。在此条件下我们解出了 $\det[\alpha_{Am}]=0$ 的根,但未能找到 $\det[\alpha_{Bm}]$ 的零点。图 3 给出了根在复平面上的分布,结果清楚地显示,由共振散射理论得出的 $p \rightarrow p$ 散射中出现模式缺损的频率点处,均存在 $\det[\alpha_m]$ 和 $\det[\alpha_{Am}]$ 几乎相同的零点。然而,用 $\det[\alpha_m]=0$ 的根值来计算 $\det[\alpha_{Am}]$ 的函数值时可以发现,除了零阶分波外,模式缺损点是 $\det[\alpha_m]$ 的零点但并不是 $\det[\alpha_{Am}]$ 真正的零点(参见表 3),但两者非常接近(参见图 3)。这一点并不奇怪,这是由于共振频率由 $\det[\alpha_m]$ 零点的实部求得,其虚部可以有所不同。

由表 3 可见,除了零阶分波 $\det[\alpha_{Am}]$ 零点的阶数要高于或等于 $\det[\alpha_m]$ 的阶数外,其它各阶分波 $\det[\alpha_{Am}]$ 零点阶数均低于 $\det[\alpha_m]$ 的阶数,这说明对高阶分波 $\omega_{\text{res}} a/v_{\text{IL}}$ 仍然是 $A(k_1 a)$ 的极点,因此在这些频率上不应该出现模式缺损。仔细辨认图 2 中的曲线,在 $m=1-2$ 阶分波中模式缺损处,我们仍然可以分辨出非常小的峰。对 $m=3-5$ 分波,比较图 2 和图 3 中的峰值大小和根值在复平面上的位置可以发现,当 $\det[\alpha_{Am}]$ 和 $\det[\alpha_m]$ 有非常接近的零点时,对应共振频率点处出现一个小的共振峰。由此可以看到,当 $\omega_{\text{res}} a/v_{\text{IL}}$ 是 $A_m(k_1 a)$ 的极点时总是会出现

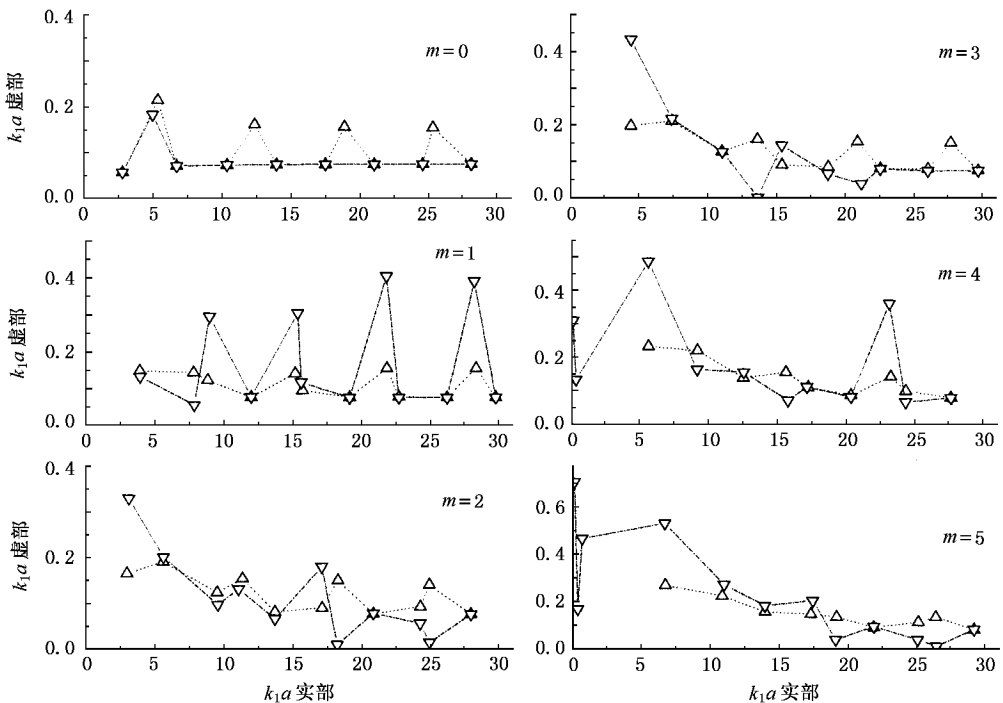


图 3 $m=0-5$ 阶分波 $\det[\alpha_m]=0$ (△...△...) 和 $\det[\alpha_{Am}]=0$ (▽...▽...) 在 $\omega a/v_{\text{IL}}$ 复平面上根的分布

表 3 在 $\det[\alpha_m]$ 的零点 $\omega_{\text{res}} a/v_{1\text{L}}$ 处, 函数值 $\det[\alpha_m]$, $\det[\alpha_{Am}]$ 和 $\det[\alpha_{Bm}]$ 的绝对值

$m = 0$				$m = 1$				$m = 2$			
$\omega_{\text{res}} a/v_{1\text{L}}$	$\det[\alpha_m]$	$\det[\alpha_{Am}]$	$\det[\alpha_{Bm}]$	$\omega_{\text{res}} a/v_{1\text{L}}$	$\det[\alpha_m]$	$\det[\alpha_{Am}]$	$\det[\alpha_{Bm}]$	$\omega_{\text{res}} a/v_{1\text{L}}$	$\det[\alpha_m]$	$\det[\alpha_{Am}]$	$\det[\alpha_{Bm}]$
* 2.78	9.2×10^{-13}	3.0×10^{-13}	140	3.95	7.6×10^{-12}	33	64	2.96	8.4×10^{-13}	14	6.4
5.34	7.0×10^{-9}	4.7×10^2	110	7.85	1.3×10^{-11}	270	160	5.60	1.8×10^{-11}	26	40
* 6.70	1.8×10^{-9}	1.9×10^{-10}	130	8.87	3.9×10^{-11}	280	150	9.50	1.0×10^{-10}	230	150
* 10.34	8.8×10^{-11}	4.6×10^{-12}	120	* 12.02	3.1×10^{-10}	5.1	58	11.34	6.1×10^{-10}	810	99
12.35	3.6×10^{-10}	1.0×10^3	84	15.22	1.3×10^{-10}	430	150	13.68	2.1×10^{-10}	25	74
* 13.93	2.7×10^{-10}	1.6×10^{-12}	110	15.76	1.5×10^{-10}	130	150	17.13	4.6×10^{-10}	140	150
* 17.49	2.0×10^{-10}	2.0×10^{-12}	130	* 19.19	1.5×10^{-9}	5.1	73	18.29	9.4×10^{-10}	1100	120
18.89	6.6×10^{-8}	1.4×10^3	93	21.90	4.4×10^{-10}	1200	130	* 20.86	1.5×10^{-9}	11	64
* 21.04	7.2×10^{-10}	2.1×10^{-11}	82	22.78	1.9×10^{-9}	36	140	24.30	4.7×10^{-11}	200	150
* 24.58	5.1×10^{-10}	1.5×10^{-11}	150	* 26.30	6.7×10^{-10}	7.5	97	24.95	5.0×10^{-10}	870	150
25.34	6.2×10^{-8}	1.3×10^3	130	28.41	5.8×10^{-9}	2200	87	* 27.98	7.9×10^{-8}	5.9	55
* 28.12	9.0×10^{-8}	3.0×10^{-9}	59	* 29.85	6.1×10^{-10}	12	120				

注: 用共振散射理论方法计算的共振谱中出现 $p \rightarrow p$ 散射模式缺损的频率用 * 标记。

共振峰, 但共振峰可能会随 $\det[\alpha_{Am}]$ 和 $\det[\alpha_m]$ 零点的接近程度变得非常小. 因此, 对分波数 $m > 0$ 时用共振理论得出的 $p \rightarrow p$ 散射中的模式缺损, 并非真正的模式缺损, 而应是由于共振峰很小难以辨认所致.

对 $p \rightarrow s$ 散射, 由于 $\det[\alpha_{Bm}]$ 没有零点, $\det[\alpha_m]$ 的零点均为 $B_m(k_1 a)$ 的奇点, 故不会产生共振模式缺损.

4. 结 论

本文以有机玻璃中的铁球为例, 研究了弹性媒质中球形散射体共振散射中的模式缺损现象. 通过对散射系数 A_m , B_m 奇点的数值分析发现, 在 $p \rightarrow s$ 散射中不会发生共振模式缺损, 所有的 $\det[\alpha_m]$ 的零点均为 $B_m(k_1 a)$ 的奇点. 在 $p \rightarrow p$ 散射中, 零阶分波存在模式缺损, 其原因是在这些共振点 $\det[\alpha_{Am}]$ 和 $\det[\alpha_m]$ 有几乎相同的零点, 并且 $\det[\alpha_{Am}]$ 零点的阶数等于或高于 $\det[\alpha_m]$, 从而导致共振模式缺损. 对 $m > 0$ 的分波 $p \rightarrow p$ 散射中不会出现共振模式缺损. 用共振散射理论计算得到的模式缺损, 是由于共振峰很小难以辨认所致. 在这些点, $\det[\alpha_{Am}]$ 和 $\det[\alpha_m]$ 有非常接近的零点.

附 录 弹性球 α_{ijm} , β_{jmn} 各元素的数学表达式

$$\begin{aligned}
 \alpha_{11m} &= -mh_m(k_1 a) + k_1 ah_{m+1}(k_1 a), \\
 \alpha_{12m} &= m(1+m)h_m(K_1 a), \\
 \alpha_{13m} &= mj_m(k_2 a) - k_2 aj_{m+1}(k_2 a), \\
 \alpha_{14m} &= -m(1+m)j_m(K_2 a); \\
 \alpha_{21m} &= h_m(k_1 a), \\
 \alpha_{22m} &= -(1+m)h_m(K_1 a) + K_1 ah_{m+1}(K_1 a), \\
 \alpha_{23m} &= -j_m(k_2 a), \\
 \alpha_{24m} &= (1+m)j_m(K_2 a) - K_2 aj_{m+1}(K_2 a); \\
 \alpha_{31m} &= (2m-2m^2 + (K_1 a)^2)h_m(k_1 a) - 4k_1 ah_{m+1}(k_1 a), \\
 \alpha_{32m} &= 2m(1+m)(-1+m)h_m(K_1 a) - K_1 ah_{m+1}(K_1 a), \\
 \alpha_{33m} &= p[(-2m+2m^2 - (K_2 a)^2)j_m(k_2 a) + 4k_2 aj_{m+1}(k_2 a)], \\
 \alpha_{34m} &= -2m(1+m)p[(-1+m)j_m(K_2 a) - K_2 aj_{m+1}(K_2 a)]; \\
 \alpha_{41m} &= (-1+m)h_m(k_1 a) - k_1 rh_{m+1}(k_1 a), \\
 \alpha_{42m} &= \left(1 - m^2 + \frac{(K_1 a)^2}{2}\right)h_m(K_1 a) - K_1 ah_{m+1}(K_1 a), \\
 \alpha_{43m} &= p[(1-m)j_m(k_2 a) + k_2 aj_{m+1}(k_2 a)], \\
 \alpha_{44m} &= \frac{1}{2}p(-2+2m^2 - (K_2 a)^2)j_m(K_2 a) + pK_2 aj_{m+1}(K_2 a). \\
 \beta_{1m} &= \frac{mj_m(k_1 a)}{k_1 a} - j_{m+1}(k_1 a), \\
 \beta_{2m} &= -\frac{j_m(k_1 a)}{k_1 a}, \\
 \beta_{3m} &= \frac{1}{k_1 a}[(2m^2 - 2m - (K_1 a)^2)j_m(k_1 a) + 4k_1 aj_{m+1}(k_1 a)], \\
 \beta_{4m} &= \frac{1}{k_1 a}[(1-m)j_m(k_1 a) + k_1 aj_{m+1}(k_1 a)]. \\
 p &= \frac{\mu_2}{\mu_1} (\mu_1 \text{ 和 } \mu_2 \text{ 分别为基材和散射体的切变模量}).
 \end{aligned}$$

[1] Ying C F , Truell R 1956 *J. Appl. Phys.* **27** 1086

[2] Johnson G , Truell R 1965 *J. Appl. Phys.* **36** 3466

[3] Einspruch N G , Witterhof E J , Truell R 1960 *J. Appl. Phys.* **31** 806

[4] McBride R J , Kraft D W 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 4853

[5] Ahmad F *et al* 2001 *J. Acoust. Soc. Am.* **109** 2270

[6] Flax L , Dragonetle L R , Überall H 1978 *J. Acoust. Soc. Am.* **63** 723

[7] Flax L , Überall H 1980 *J. Acoust. Soc. Am.* **67** 1432

[8] Flax L , Gaunaurd G C 1981 *Physical Acoustics XV* (New York : Academic Press) p191

[9] Sessarego J P , Sageloli J , Guillermin R 1998 *J. Acoust. Soc. Am.* **104** 2836

[10] Zhou Y F *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 480 (in Chinese) [周宇峰等 2000 物理学报 **49** 480]

[11] Lu P , Wang Y J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 697 (in Chinese) [陆鹏、王耀俊 2001 物理学报 **50** 697]

[12] Long Y X , Miao G P 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 270 (in Chinese) [龙云祥、缪国平 2002 物理学报 **51** 270]

On the absence of some resonance modes in acoustic scattering by spherical scatterers in isotropic elastic media *

Wu Rui-Xin¹⁾ Wang Yao-Jun^{1 2)}

¹⁾(Department of Electronic Sciences and Engineering , Nanjing University , Nanjing 210093 , China)
²⁾(State Key Laboratory of Modern Acoustics , Nanjing University , Nanjing 210093 , China)
(Received 20 September 2002 ; revised manuscript received 24 December 2002)

Abstract

Resonance scattering by iron spheres in plaxiglass matrix is investigated numerically. Based on the analysis of the zero and singular points of the scattered longitudinal and transverse wave coefficients , the absence of some resonance modes is found to appear only in the scattered longitudinal wave modes of the lowest order. The absence of some resonance modes results from the fact that the zero points of the numerator and denominator of scattered longitudinal wave coefficients are located at the same positions in the complex frequency plane.

Keywords : resonant scattering , absence of resonance modes
PACC : 4320 , 6265

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19174037).