

肋骨、舱壁布置形式对圆柱壳水下声振特性的影响*

谭路,周其斗,纪刚,潘雨村

(海军工程大学舰船与海洋学院,湖北武汉 430033)

摘要:采用结构有限元耦合流体边界元方法对不同肋骨、舱壁布置形式的圆柱壳的流固耦合响应进行了计算。通过波数谱方法,结合柱壳规则波的声辐射效率,对不同波数成分结构波的振动与声辐射进行了量化。运用等间距与不等间距结构振动理论揭示了肋骨、舱壁布置形式对圆柱壳水下振动与声辐射特性产生影响的机理。研究发现:结构不等间距布置的圆柱壳水下振动特性整体上较优,但受壳体周向振动模式影响较大;结构不等间距布置的圆柱壳声辐射特性并不一定优于结构等间距布置的圆柱壳声辐射特性。

关键词:圆柱壳;结构布置形式;声振特性

中图分类号:U661.44 **文献标志码:**A **文章编号:**1001-2486(2018)05-078-10

Influence of arrangement of ribs and bulkheads on vibration and sound radiation characteristics of cylindrical shell

TAN Lu, ZHOU Qidou, JI Gang, PAN Yucun

(College of Warship and Ocean, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China)

Abstract: The underwater vibration response of cylindrical shell with different ribs and bulkheads arrangement was calculated by using the finite element method and the boundary element method. By means of the wavenumber spectrum method, the vibration and sound radiation of structural waves with different wave numbers were quantized in combination with the acoustic radiation efficiency of the regular wave of a shell. Based on the vibration theory of periodic and aperiodic structure, the mechanism of influence of the ribs and bulkheads arrangement on the vibration and sound radiation characteristics of cylindrical shell was revealed. Through the study it can be found that the shell with aperiodic ribs and bulkheads has better underwater vibration characteristics, which are more affected by the circumferential vibration of shell. And the acoustic radiation characteristics of a shell with aperiodic ribs and bulkheads are not necessarily better than those of a cylindrical shell with periodic ribs and bulkheads.

Key words: cylindrical shell; arrangement of structure; vibration and sound radiation characteristics

细长圆柱壳的减振降噪是海洋工程领域重点关注的问题^[1]。细长壳体的振动与声辐射一般始于局部位置激励,通过壳体自身振动传递通道引起壳体的整体振动,并由此向外域流场进行声辐射。因此通过改变壳体重要构件——肋骨、舱壁的布置形式,对优化壳体的结构声学特性具有重要意义。

肋骨与舱壁的布置形式可分为等间距与不等间距两种。工程中常用的是等间距布置形式,对等间距加肋圆柱壳的研究较多,但一般仅关注壳体的整体声振特性,并未关注肋骨、舱壁布置形式对壳体声振特性的影响^[2]。

目前对等间距与不等间距结构振动特性的研究多集中于简单结构^[3-6],如文献[7]应用传递

矩阵法对等间距简支支撑梁振动特性进行了研究,根据频率弯曲波波速的不同,通过对结构脉冲响应时域信号的分析,验证了等间距结构存在通带与止带的特性。文献[4]通过将不等间距加质量点的梁结构等效为不规则振子系统,对其振动特性进行了研究,验证了不等间距结构的安德森定域效应现象。但将等间距与不等间距结构振动理论应用于大型复杂圆柱壳结构振动的研究较少,且揭示结构布置形式对结构声辐射特性影响及机理的研究更少。

本文通过结构有限元耦合流体边界元方法对加肋骨、舱壁圆柱壳的流固耦合响应进行了计算,并以此为输入,采用波数谱方法量化了不同波形分量对壳体总振动贡献的大小。在分析过程中,

* 收稿日期:2017-06-28

基金项目:国家部委基金资助项目(9140A14080512JB115)

作者简介:谭路(1989—),男,湖南津市人,博士研究生,E-mail:512425568@qq.com;

周其斗(通信作者),男,教授,博士,博士生导师,E-mail:qidou_zhou@126.com

本文对壳体振动进行波形分离与量化,提出了一种将等间距与不等间距结构振动理论应用于大型复杂圆柱壳结构的方法,从波动视角解释了结构布置形式对壳体水下振动特性产生影响的机理。结合柱壳各规则波对应的声辐射效率,给出了不同波形分量对壳体声辐射贡献的大小,解释了结构布置形式对壳体声辐射特性产生影响的机理。其中,对结构有限元耦合流体边界元方法^[8]、波数谱方法^[9-10]不再赘述,重点对等间距与不等间距结构振动理论与柱壳规则波的声辐射效率进行推导。

1 等间距与不等间距结构振动理论

1.1 传播常数理论

以周期间距为 d 的一维等间距结构梁为例,其波动方程均可表示为同一方程。

$$\frac{\partial^2 \psi(x, t)}{\partial x^2} = F(x) \frac{\partial^2 \psi(x, t)}{\partial t^2} \quad (1)$$

式中, $F(x)$ 是周期为 d 的函数。

使用分离变量方法对其进行求解,令:

$$\psi(x, t) = \phi(x) T(t) \quad (2)$$

将其代入式(1)可得:

$$\frac{d^2 T(t)}{dt^2} + \omega^2 T(t) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} + \omega^2 F(x) \phi(x) = 0 \quad (4)$$

对式(3)求解,可得时间项:

$$T(t) = A e^{j\omega t} \quad (5)$$

对于式(4),由于 $F(x)$ 是周期为 d 的函数,可对 $F(x)$ 进行傅里叶无穷级数展开。由于傅里叶级数的高阶项相比低阶项为小量,此处仅截取至 $F(x)$ 傅里叶级数的 1 阶项,可得:

$$\begin{aligned} F(x) &= C_0 + C_1 e^{j2\pi(x/d)} + C_1 e^{-j2\pi(x/d)} \\ &= C_0 + 2C_1 \cos \frac{2\pi x}{d} \end{aligned} \quad (6)$$

式中, C_0 、 C_1 为包含结构材料参数的任意常数。

将式(6)代入式(4),可得马蒂厄方程的一般形式:

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} + \omega^2 (C_0 + 2C_1 \cos \frac{2\pi x}{d}) \phi(x) = 0 \quad (7)$$

弗洛德发现式(7)的一般解可表达为^[11]:

$$\phi\left(\frac{\pi x}{d}\right) = D_1 A \left(\frac{\pi x}{d}\right) e^{\mu \frac{\pi x}{d}} + D_2 A \left(-\frac{\pi x}{d}\right) e^{-\mu \frac{\pi x}{d}} \quad (8)$$

式中: D_1 与 D_2 为任意常数; $A(\pi x/d)$ 是周期为 π 的函数; μ 为圆频率 ω 的函数,对给定的圆频率, μ 为常数。

结合式(2)、式(5)、式(8)可得结构梁波动方程的解:

$$\begin{aligned} \psi(x, t) &= E_1 A \left(\frac{\pi x}{d}\right) e^{\mu \pi x/d} e^{j\omega t} + \\ &E_2 A \left(-\frac{\pi x}{d}\right) e^{-\mu \pi x/d} e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (9)$$

式中, E_1 与 E_2 为任意常数。

式(9)表明:梁的振动位移场可表现为沿 x 正方向与反方向传播的两个结构波的叠加。若仅考虑单向传播的波,如式(9)仅取右侧第一项,当该结构波传播经过周期间距 d 的距离后,对结构波的幅值进行比较,得:

$$\psi(x+d)/\psi(x) = e^{\mu d} \quad (10)$$

式(10)表明:对给定频率,结构波在任意位置传播经过周期间距 d 的距离后,其幅值之比均为常数,相位差均为常数, μ 称为传播常数。

1.2 等间距结构振动传递特性

将等间距结构梁视为若干相同的首尾相连的子结构,每一段子结构长为 d ,则对各子结构连接处进行受力分析,可得:

$$\begin{cases} \theta(x) = \frac{dw(x)}{dx} \\ M(x) = EI \frac{d^2 w(x)}{dx^2} \\ N(x) = EI \frac{d^3 w(x)}{dx^3} \end{cases} \quad (11)$$

其中, θ 、 M 、 N 分别为梁结构的转角、转矩、剪切力。

将式(10)代入式(11)可得:

$$\begin{cases} \theta(x+d) = e^{\mu d} \theta(x) \\ M(x+d) = e^{\mu d} M(x) \\ N(x+d) = e^{\mu d} N(x) \end{cases} \quad (12)$$

将包含了子结构某处位移 w 、速度 v 、加速度 a 、转角、剪切力、弯矩等元素的列向量称为状态向量,结合式(10)、式(12)可知,梁结构上周期间距为 d 的两点 A 、 B 的状态向量满足:

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} w_B \\ v_B \\ a_B \\ M_B \\ \theta_B \\ N_B \end{bmatrix} = e^{\mu d} \begin{bmatrix} w_A \\ v_A \\ a_A \\ M_A \\ \theta_A \\ N_A \end{bmatrix} = e^{\mu d} \mathbf{A}$$

此即为等间距结构的弗洛德理论表达式。

上式表明:对于给定频率,等间距结构梁上任意位置振动传播经过周期间距后,其相关运动参

数与力学参数的幅值之比均为同一常数 $e^{\mu d}$ 。

1.3 等间距结构振动频率特性

以无阻尼等间距简支支撑梁为例,令其任意子结构的两端 A 、 B 两点所受简谐转矩分别为 M_A 、 M_B ,根据子结构的受力分析可得^[12]:

$$\begin{cases} \theta_A = \beta_{AA}M_A + \beta_{AB}M_B \\ \theta_B = \beta_{BA}M_A + \beta_{BB}M_B \end{cases} \quad (13)$$

其中: θ_A 与 θ_B 分别为节点 A 与 B 的转角,转角的正方向为逆时针方向; β 为转角对应转矩的转动导纳, β_{AA} 与 β_{BB} 为自导纳, β_{AB} 与 β_{BA} 为互导纳, β_{BA} 表示在节点 A 作用单位 1 的转矩时端点 B 处的转角,梁结构的转动导纳是频率的函数。

因为等间距结构梁具有周期性,其子结构具有对称性,所以有:

$$\begin{cases} \beta_{AA} = -\beta_{BB} \\ \beta_{AB} = -\beta_{BA} \end{cases} \quad (14)$$

当结构波传递经过 AB 段子结构时,根据等间距结构梁的振动传递特性可得:

$$\begin{cases} M_B = e^{\mu d} M_A \\ \theta_B = e^{\mu d} \theta_A \end{cases} \quad (15)$$

将式(13)~(14)代入式(15)可得:

$$\cosh(\mu d) = -\frac{\beta_{BB}}{\beta_{BA}} \quad (16)$$

令传播常数的复数式为 $\mu = \varepsilon + jk$ 。结构为无阻尼结构,式(16)右侧取值为实数,因此式(16)可化为^[12]:

$$(e^{\varepsilon d} + e^{-\varepsilon d}) \cos(kd/2) = -\frac{\beta_{BB}}{\beta_{BA}} \quad (17)$$

当 $-\beta_{BB}/\beta_{BA} < -1$ 时,易得 $\varepsilon \neq 0$ 且 $kd = (2n + 1)\pi$ 。根据式(10)可知,若传播常数的实部不为 0,则表示结构波的幅值随着传递距离的增大呈指数 $e^{\varepsilon(x-x_0)}$ 倍衰减,梁结构的振动能量主要聚集在激励源 x_0 附近,难以传递至远离激励源处。

当 $-1 < -\beta_{BB}/\beta_{BA} < 1$ 时,易得 $\varepsilon = 0$ 且 $kd \neq n\pi$ 。根据式(10)可知,若传播常数的实部为 0,仅具有虚部,则表示结构波的幅值随着传递距离的增大并无衰减,仅存在相位的差异,梁结构的振动能量能自由传递。

当 $-\beta_{BB}/\beta_{BA} > 1$ 时,易得 $\varepsilon \neq 0$ 且 $kd = 2n\pi$ 。根据式(10)可知,此时结构波的幅值随着传递距离的增大呈指数倍衰减。

由于梁结构的转动导纳是频率的函数,根据各频域内的结构波传播特性可将频域分为两类:一是通带频域(简称通带),满足 $-1 < -\beta_{BB}/\beta_{BA} < 1$,即传播常数为纯虚数,在该频带中结构波能无

衰减地自由传播;二是止带频域(简称止带),满足 $-\beta_{BB}/\beta_{BA} < -1$ 或 $-\beta_{BB}/\beta_{BA} > 1$,即传播常数实部不为 0,在该频带内结构波传播时幅值衰减较大。文献[12]的研究发现,随着频率的逐渐增大,等间距结构梁的通带与止带在频域上交替存在。

1.4 等间距结构振形特征

对于通带与止带的临界点频率,当 $-\beta_{BB}/\beta_{BA}$ 取值为 -1 或 1 时,易得其解为 $\varepsilon = 0$ 且 $kd = n\pi$ 。根据式(10)可知,此时结构波能无衰减地自由传播,且任意子结构的振动均为整数倍半波振动。

以此为已知条件,代入式(15)发现,结构的振动可分为两种情况:一是 $\theta_B = e^{in\pi} \theta_A$ 且 $\theta_A = \theta_B \neq 0$,此时可将任意子结构的振动看作其在两端简支条件下的 n 阶固有频率振动;二是 $\theta_A = \theta_B = 0$,此时可将任意子结构的振动看作其在两端固支条件下的 n 阶固有频率振动。

根据子结构在简支或固支条件下的固有频率的相对大小可知,对第 n 通带,其下限边界频率为子结构在两端简支条件下的第 n 阶固有频率,即相邻子结构以相反的相位进行 n 倍半波振动;其上限边界频率为子结构在两端固支条件下的第 n 阶固有频率,即相邻子结构以相同的相位进行 n 倍半波振动。

对第 n 通带,子结构的振形介于其上下限临界频率处振形之间,即子结构振形近似为 n 倍半波振动振形,此为判别通带的结构振形特征。对止带频域,结构振动幅值随着激励源的远离迅速衰减,此为判别止带的结构振形特征。

1.5 不等间距结构振动理论

以不等间距简支支撑梁为例,当结构波传递经过 N 个支座时,对描述结构波幅值变化的总传递系数 T_N 取对数可得^[13]:

$$\ln T_N = N \ln t \pm O(\sqrt{N}) \quad (18)$$

式中: t 为当梁仅存在一个支座时,结构波在支座处的透射系数; O 为高阶无穷小符号。

由式(18)可知,结构波幅值随传播距离的增大(支座数 N 的增加)呈指数衰减(总传递系数减小),此现象称为安德森定域效应^[14]。其原理为:等间距结构上,能自由传播的结构波在各支座位置存在相位匹配的关系,而支座的不等间距布置,破坏了该种关系,即不等间距结构振动不存在传播常数,这使得支座对结构波的反射作用增强,传播衰减增大。

1.6 等间距与不等间距结构振动理论在二维加肋圆柱壳上的应用

由于一维等间距与不等间距结构较为简单,

采用的是从原理到现象的研究思路,即通过解析方法从结构振动的原理出发,推导分析获得结构的振动现象。

但加肋骨、舱壁圆柱壳属于二维结构,结构振动较为复杂。在一般激励下,对给定频率,圆柱壳的振动包含了多种不同的周向阶振动模式,其壳体轴向振动不仅受结构周向振动的影响,还受肋骨、舱壁的影响,因此难以通过从原理到现象的思路对其振动特性进行研究分析。

对二维等间距与不等间距结构的分析可采用从现象到原理的思路,其主要分为三步:第一步,通过数值方法计算获得典型激励下的圆柱壳振动响应;第二步,应用波数谱分析方法对壳体振动响应场进行周向的波形分离,获得壳体各周向阶振动分量的大小;第三步,对给定的周向阶振动模式,壳体的二维振动问题可简化为一维振动问题,即可用等间距与不等间距结构振动理论进行分析。应用波数谱分析方法对壳体各周向阶振动对应的轴向振动的各波形分量进行定量分析,获得各周向阶振动的通带止带特性,结构的总振动特性即为各周向阶振动特性的叠加。

由此,不仅获得了结构的振动特性,还结合等间距与不等间距结构振动理论,解释了上述振动特性产生的原理。

圆柱壳的水下流固耦合振动较为复杂,但水对壳体振动的作用可简化为附加质量与附加阻尼,而质量与阻尼项并不会改变上述等间距与不等间距结构振动理论的基本原理,因此上述理论适用于水下等间距结构振动问题。

2 柱壳规则波的声辐射效率

对无限长的圆柱壳,半径为 a ,考虑其轴向阶波数为 k_x 、周向阶数为 n 的振动,其在圆柱面上的位移分布可表示为:

$$w(x, \theta, t) = \bar{w} \cos(k_x x) \cos(n\theta - \phi_r) e^{j\omega t} \quad (19)$$

式中, \bar{w} 为幅值, ϕ_r 为相关的相位角, x 、 θ 、 r 为柱坐标。

声压场应满足以下关系:

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 p}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + k_0^2 p = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial r} + \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \\ p \sim \bar{A} e^{-jk_0 r} \Big|_{r \rightarrow \infty} \end{cases} \quad (20)$$

其中,一式为声波动方程,二式为物面连续方程,三式为自然边界条件, k_0 、 ρ_0 分别为流体声波数与密度, p 为该位移场产生的声压场复数幅值。

对声压进行变量分离,令 $p = p_1(r) p_2(\theta) p_3(x)$, 得:

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial p_1(r)}{\partial r} \right] + \left[k_0^2 - k_x^2 - \left(\frac{n}{r} \right)^2 \right] p_1(r) = 0 \\ p_2(\theta) = \cos(n\theta) \\ p_3(x) = \cos(k_x x) \end{cases} \quad (21)$$

其中,一式为贝塞尔方程,其解为第一类贝塞尔函数 $J_n(z)$ 和第二类贝塞尔函数即诺依曼函数 $Y_n(z)$ 的线性组合:

$$p_1(r) = AJ_n \left[(k_0^2 - k_x^2)^{\frac{1}{2}} r \right] + BY_n \left[(k_0^2 - k_x^2)^{\frac{1}{2}} r \right] \quad (22)$$

根据自然边界条件可得声压的表达式:

$$p = AH_n^{(2)} \left[(k_0^2 - k_x^2)^{\frac{1}{2}} r \right] \cos(k_x x) \cos(n\theta - \phi_r) \quad (23)$$

式中, $H_n^{(2)}$ 为第二类汉克尔函数。

考虑在圆柱壳表面,即 $r = a$,声压应满足式(20)中的连续性方程,将式(19)与式(23)代入连续性方程可得系数 A 。由此可得声压:

$$p = \frac{\omega^2 \rho_0 \bar{w}}{k_r} \cdot \frac{H_n^{(2)}(k_r r)}{H_n^{(2)'}(k_r a)} \cos(k_x x) \cos(n\theta - \phi_r) \quad (24)$$

式中, $k_r = \sqrt{k_0^2 - k_x^2}$ 。

考虑壳体在此振动下的声辐射,以结构表面的振动响应与压力分布为输入,进行积分,可获得壳体的辐射声功率:

$$\begin{aligned} \bar{W}_{\text{rad}} &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} -j\omega p w^* a d\theta dx \right\} \Big|_{r=a} \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \frac{-j\omega^3 \rho_0 \bar{w}^2 a}{k_r} \cdot \frac{H_n^{(2)}(k_r a)}{H_n^{(2)'}(k_r a)} \cdot \int_0^{2\pi} \cos^2(n\theta - \phi_r) d\theta \int_{-\infty}^{+\infty} \cos^2(k_x x) dx \right\} \end{aligned} \quad (25)$$

根据湿表面结构位移分布式(19),可得出其均方法向速度:

$$\bar{v}^2 = \frac{\omega^2}{2S} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} \bar{w}^2 \cos^2(k_x x) \cos^2(n\theta - \phi_r) a d\theta dx \quad (26)$$

式中, S 为无限长圆柱壳中单位波长范围的表面积。

因此,可得此振动状态下的辐射效率:

$$\sigma(n, k_x) = \frac{\bar{W}_{\text{rad}}(n, k_x)}{\rho_0 c_0 \bar{v}^2 S} = \frac{2k_0}{\pi a k_r^2 |H_n^{(2)'}(k_r a)|^2} \quad (27)$$

从式(27)可知,当圆柱壳轴向波长小于声波

长时,即 $k_0 < k_x$, k_r 为虚数时,辐射效率为负,即没有能量辐射出去, $\sigma = 0$ 。因此,仅当壳体轴向结构波长大于声波长时,结构波才能有效进行声辐射。

3 数学模型

数学模型分为两组,分别为等间距与不等间距加肋圆柱壳 A1、A2,等间距与不等间距分舱圆柱壳 B1、B2。各模型的材料属性相同,材料属性与流体属性见表 1。

表 1 材料属性与流体属性

Tab. 1 Material property of steel and fluid

材料属性	流体属性
杨氏模量 $2.05 \times 10^5 \text{ N/mm}^2$	密度 $1.03 \times 10^{-6} \text{ kg/mm}^3$
密度 $7.80 \times 10^{-6} \text{ kg/mm}^3$	声速 $1.45 \times 10^6 \text{ mm/s}$
泊松比 0.3	
阻尼系数 0.06	

模型 A1、A2 的结构主尺度、肋骨尺度均相同,壳体厚 6 mm,端盖厚 15 mm,肋骨高 300 mm,肋骨厚 15 mm,且均具有 11 个肋骨。两模型仅肋骨布置形式不同。模型 A1 肋骨间距均为 600 mm,模型 A2 的肋骨为不等间距布置,具体见图 1。

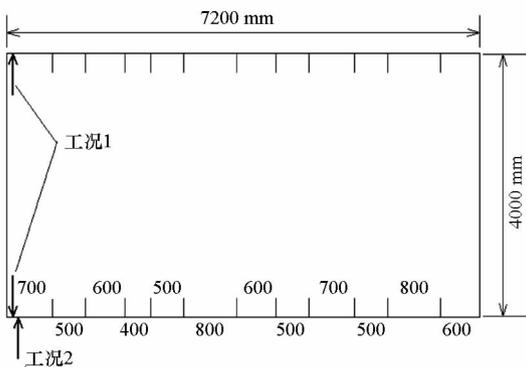


图 1 模型 A2 结构尺度图

Fig. 1 Structural scale of model A2

模型 B1、B2 的结构主尺度、肋骨尺度均相同,壳体厚 14 mm,舱壁厚 10 mm,端盖厚 10 mm,肋骨高 300 mm,肋骨厚 7 mm,且均具有 5 个舱壁。两模型仅舱壁布置形式不同。模型 B1 舱壁间距均为 6000 mm,模型 B2 的舱壁为不等间距布置,具体见图 2。

模型 A2、B2 中的肋骨、舱壁布置位置并无特殊规律,能代表一般的不等间距结构布置形式。通过该模型分析获得的结论适用于一般不等间距

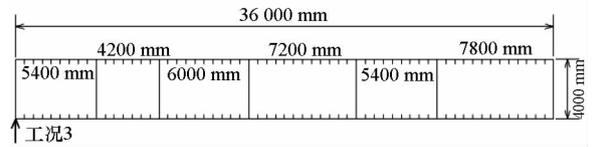


图 2 模型 B2 结构尺度图

Fig. 2 Structural scale of model B2

加肋、分舱圆柱壳。

根据壳体常见的三种周向振动模式,研究共采用三种典型激励工况。工况 1 是在壳体一端沿周向施加径向的均匀线激励,模拟圆柱壳周向 0 阶的呼吸振动。工况 2 是在壳体下侧距端部 1/4 肋间距处施加垂向点激励,模拟圆柱壳一般壳体径向激励。工况 3 是在壳体一端下侧施加垂向点激励,由于端盖径向刚度较大,可模拟圆柱壳周向 1 阶的弯曲振动。其中,对模型 A1、A2 在工况 1、2 下的水下振动与声辐射情况进行分析,对模型 B1、B2 在工况 3 下的水下振动与声辐射情况进行分析。

4 呼吸振动与多模式振动时等间距与不等间距加肋圆柱壳水下振动特性

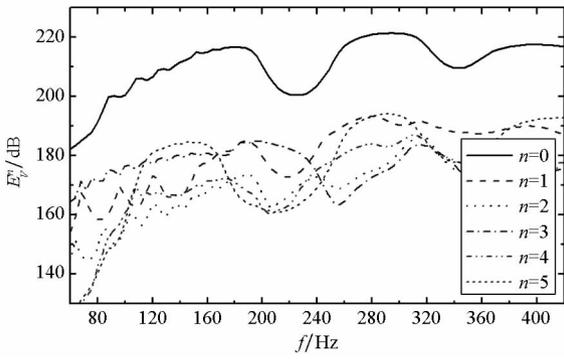
采用结构有限元耦合流体边界元方法对模型在工况 1、2 下的流固耦合振动响应进行计算。以模型 A1 为例,以壳体湿表面振动响应为输入,应用波数谱方法计算获得壳体各周向阶振动对应的法向速度振动功率频率曲线,见图 3。

从图 3 可知:①工况 1 下,壳体以周向 0 阶振动为主,即轴对称的呼吸振动主导了壳体的振动。②工况 2 下,壳体各周向阶振动相互交替,没有明显的大小之分,即壳体为周向多模式振动。③工况 1、2 下,模型 A1 的各周向阶振动存在明显的波峰波谷交替现象。

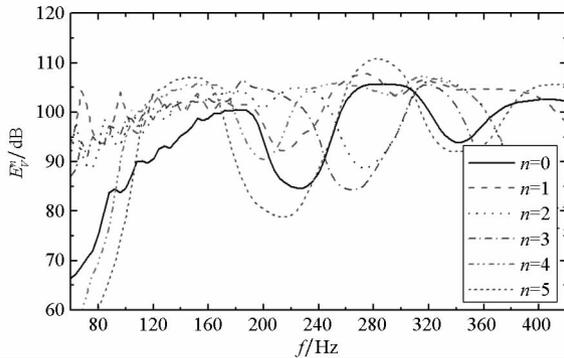
通过对模型 A2 进行同样的周向波数谱分析,可发现其振动特征符合上述前两点规律,但其周向阶振动频率曲线相比模型 A1 的起伏较小。以工况 1 下,壳体周向 0 阶振动为例,对比两模型的水下振动特性,见图 4。

从图 4 可知:①模型 A2 的振动频率曲线较为平滑;模型 A1 的曲线存在系列波峰波谷,在波峰处,振动大于模型 A2 的,在波谷处,振动小于模型 A2 的。②整体而言,模型 A2 的水下振动特性优于模型 A1 的。

为解释产生上述现象的原因,对图 4 中的典型谱峰频点 164 Hz、296 Hz 进行轴向波数谱分析。



(a) 工况 1
(a) Case 1



(b) 工况 2
(b) Case 2

图3 工况 1、2 下模型 A1 壳体各周向阶振动的法向速度振动功率频率曲线

Fig.3 Normal velocity vibration power of two models corresponding to different orders in case 1 and case 2

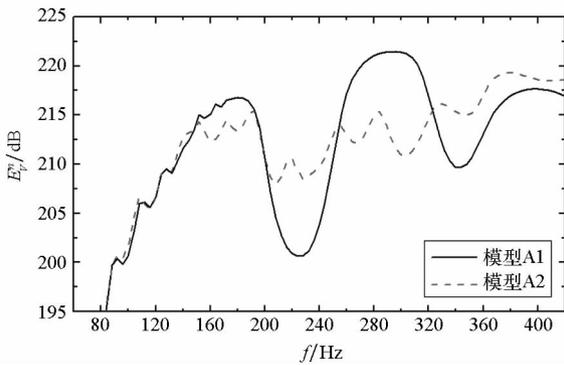
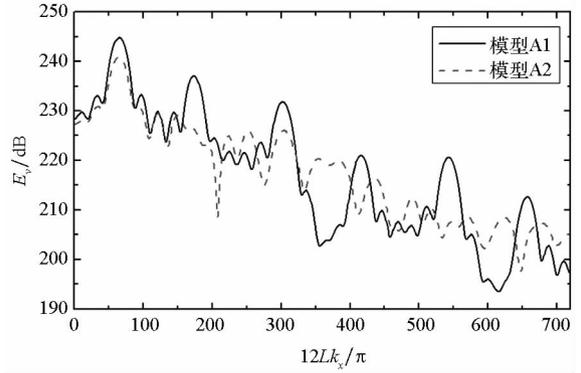


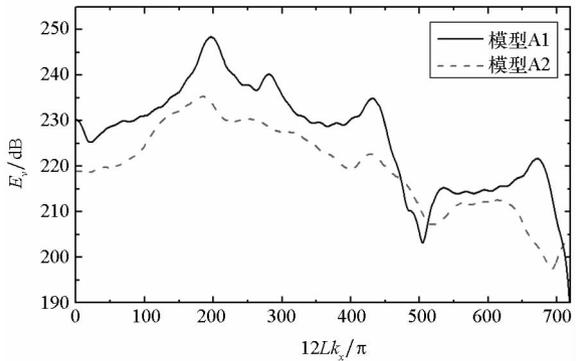
图4 工况 1 下模型 A1、A2 壳体周向 0 阶振动的法向速度振动功率频率曲线

Fig.4 Normal velocity vibration power of model A1 and model A2 corresponding to $n=0$ in case 1

图5为工况1下模型A1、A2在典型频率下周向0阶振动的轴向振动波数谱,其中 $12Lk_x/\pi$ 为壳体轴向无因次波数。从图5可知:①两模型曲线随波数的变化趋势相近,但模型A1存在系列波峰,通过换算可知该系列波峰分别对应 $1/m$ (m 为整数)倍肋间距,即等间距肋骨布置使得壳



(a) 164 Hz



(b) 296 Hz

图5 工况 1 下模型 A1、A2 在典型频率处周向 0 阶振动的法向速度振动功率波数谱

Fig.5 Normal velocity vibration power wavenumber spectrum of model A1 and A2 in typical frequencies corresponding to $n=0$ in case 1

体上波长近似为 $1/m$ 倍肋间距的结构波较易传播,而等间距加肋壳体不存在此特性。②模型A1在164 Hz所在谱峰处,壳体肋间以半波振动为主;在296 Hz所在谱峰处,壳体肋间以全波振动为主。根据第1节中振形判定通带原则可知,这两个谱峰分别为壳体周向0阶振动的第一、二通带,通带间的波谷即为止带。③模型A2的振动在通带处小于模型A1的,其原因是肋骨不等间距布置阻碍了波长为 $1/m$ 倍肋间距的结构波的传播,显现了安德森定域效应。

同理可知,图3中,模型A1各周向阶振动在140 Hz、280 Hz附近的谱峰均为第一、第二通带。

以壳体湿表面振动响应为输入,计算获得壳体的总法向速度振动功率频率曲线,见图6。由于两模型在工况1下以周向0阶振动为主,其总振动频率曲线与图4相近,因此仅给出两模型在工况2下的总振动频率曲线。由图6可知:①工况2下,模型A1的总振动由图3(b)中各周向阶振动叠加而成。因此总振动在140 Hz、280 Hz附近形成谱峰的原因是各周向阶振动在该频率附近

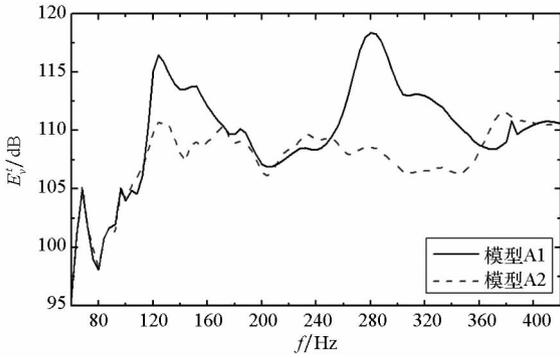


图 6 工况 2 下两模型的总法向速度振动功率频率曲线
Fig. 6 Normal velocity vibration power of model A1 and model A2 in case 2

属于通带,可将图 6 中的谱峰称为总振动的第一、第二通带。②模型 A2 的整体振动特性优于模型 A1 的,体现了不等间距加肋壳体振动的安德森定域效应。③对于多模式振动,壳体的总振动通带是各周向阶振动通带的叠加,因此频率范围较宽。

5 呼吸振动与多模式振动时等间距与不等间距加肋圆柱壳水下声辐射特性

以壳体各周向阶法向速度振动功率为输入,结合式(27)壳体各规则波对应的声辐射效率,计算获得壳体各周向阶振动对应的辐射声功率。

图 7 即为模型 A1 在工况 2 下的各周向阶振动对应的辐射声功率。对比图 3(b)可知:①虽然工况 2 下壳体各周向阶振动相当,但周向低阶振动对应的辐射声功率较大,其原因是低阶周向振动模式对应的辐射效率较高^[15]。②在低频,周向阶数越高,辐射效率越低,使得周向高阶振动的声辐射较小。随着频率增大,各周向阶振动模式对应的辐射效率差距变小,各周向阶振动的声辐射差距变小。③由于壳体各周向阶振动模式对应的声辐射效率不同,壳体总的声辐射特性与水下振动特性不一定相同。

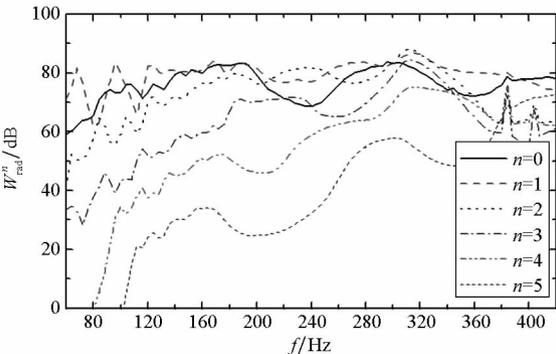


图 7 工况 2 下模型 A1 壳体各周向阶振动的辐射声功率
Fig. 7 Radiation power of model A1 corresponding to different orders in case 2

同理可知,工况 1 下模型 A1、A2 的声辐射由壳体周向 0 阶振动主导;工况 2 下模型 A2 的声辐射由壳体周向低阶振动主导。

图 8 为工况 1 下模型 A1、A2 的总辐射声功率频率曲线。对比图 4 可知:①模型 A2 的整体声辐射特性优于模型 A1 的。②虽然两模型的振动与声辐射均由同一周向阶振动主导($n=0$),但其振动特性与声辐射特性仍不相同。以 188 Hz 为例,模型 A1 的振动大于模型 A2 的,但其声辐射却小于模型 A2 的,其原因是并非所有结构波均能有效进行声辐射。图 9 为两模型在 188 Hz 处周向 0 阶振动对应的辐射声功率波数谱。由图 9 可知:仅波数小于声波数的结构长波才能有效进行声辐射。虽然模型 A1 的主振波大于模型 A2 的,但由于其波数大于声波数,属于结构短波,不能有效进行声辐射。主导结构振动与声辐射的结构波不同,使得结构声辐射特性不同于振动特性。

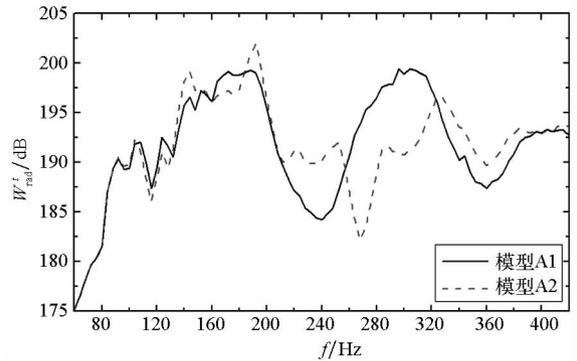


图 8 工况 1 下模型 A1、A2 辐射声功率频率曲线
Fig. 8 Radiation power of model A1 and model A2 in case 1

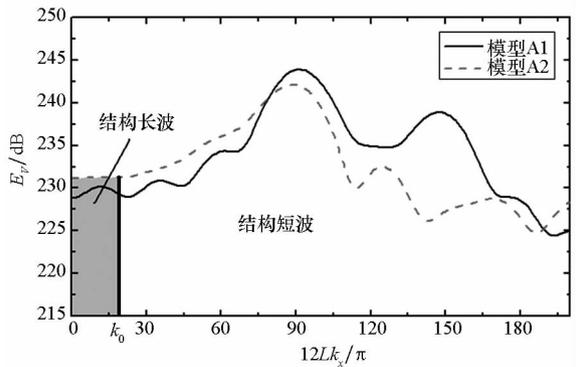


图 9 两模型在 188 Hz 周向 0 阶振动的辐射声功率波数谱

Fig. 9 Radiation power wavenumber spectrum of two models in 188 Hz corresponding to $n=0$ in case 1

图 10 为工况 2 下模型 A1、A2 的总辐射声功率频率曲线。对比图 6 可知:①两模型的振动与

声辐射特性相差较大,模型 A2 的整体声辐射特性并不一定优于模型 A1 的;②等间距加肋圆柱壳的声辐射并不存在通带止带。

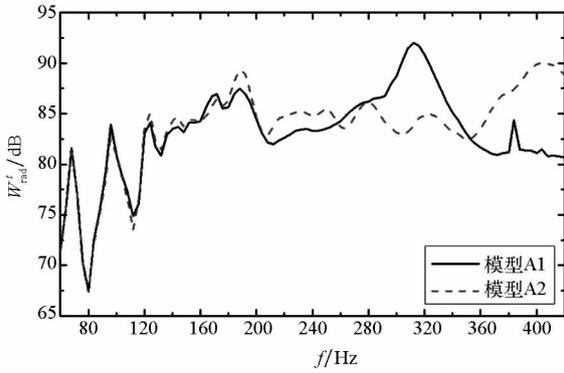
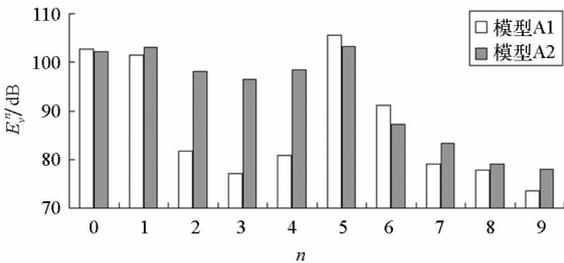


图 10 工况 2 下模型 A1、A2 辐射声功率频率曲线

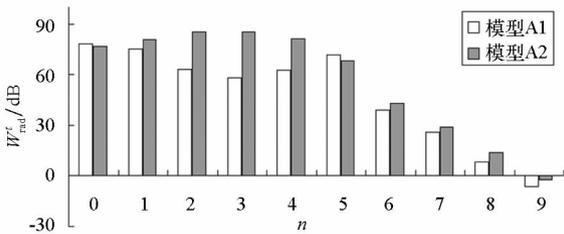
Fig. 10 Radiation power of model A1 and model A2 in case 2

以典型频率 408 Hz 为例,对两模型的振动与声辐射特性进行分析。图 6 中两模型的振动差异较小,但图 10 中两模型的声辐射差异较大。分别给出该频率下壳体的各周向阶振动与声辐射大小,见图 11。



(a) 法向速度振动功率

(a) Normal velocity vibration power



(b) 辐射声功率

(b) Radiation power

图 11 工况 2 下两模型在 408 Hz 各周向阶振动与辐射声功率

Fig. 11 Normal velocity vibration power and radiation power of two models corresponding to different orders in 408 Hz in case 2

从图 11 可知:①该频率处两模型对壳体总振动贡献较大的周向 0、1、5 阶振动相差较小,使得两模型的总振动相近。但主导声辐射的周向 2、

3、4 阶振动相差较大,导致模型 A2 壳体声辐射较大。②相比周向 0、1 阶振动,周向 2、3、4 阶振动较弱但声辐射较强。其主要原因为,在各周向阶振动的轴向各波数成分中,周向 2、3、4 阶振动的轴向长波振动强于周向 0、1 阶振动。

6 弯曲振动时等间距与不等间距分舱圆柱壳水下振动与声辐射特性

采用结构有限元耦合流体边界元方法对模型 B1 在工况 3 下的流固耦合振动响应进行计算,并应用波数谱方法计算获得壳体各周向阶振动对应的法向速度振动功率频率曲线,见图 12。从图 12 可知,工况 3 作用下壳体水下振动由周向 1 阶的弯曲振动主导。

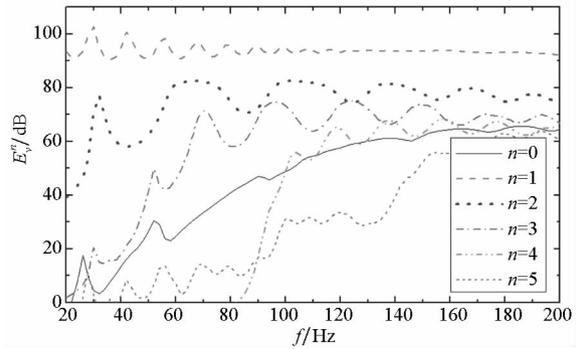


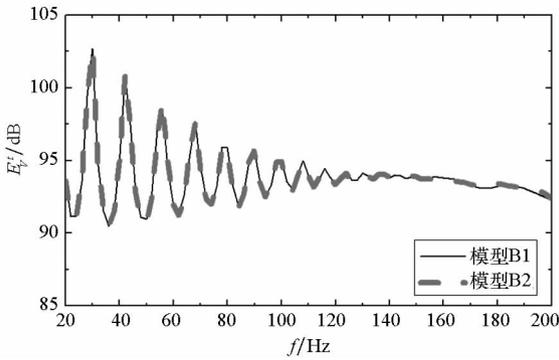
图 12 工况 3 下模型 B1 壳体各周向阶法向速度振动功率

Fig. 12 Normal velocity vibration power of model B1 corresponding to different orders in case 3

通过对模型 B2 进行同样的周向波数谱分析,可发现其振动同样以周向 1 阶弯曲振动为主。

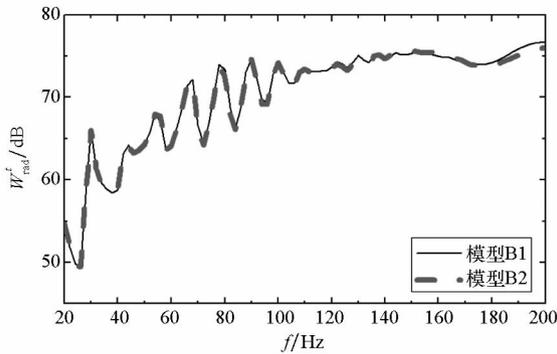
图 13 是工况 3 下模型 B1、B2 的总振动与辐射声功率频率曲线。从图 13 可知:①两模型的辐射声功率曲线相近,即工况 3 下舱壁布置形式对壳体声辐射特性影响较小。其原因是该工况下,壳体振动由单一周向阶($n=1$)振动主导,且两模型的水下振动特性相近,使得其声辐射特性相近。②对于以周向 1 阶弯曲振动主导的壳体水下振动,舱壁布置形式对其影响较小,等间距分舱圆柱壳振动的通带止带特征不明显,不等间距分舱圆柱壳振动的安德森定域效应不明显。该现象不仅与其他工况下壳体的水下振动特性不同,且与该工况下的壳体真空中振动特性不同。

以两模型在 116 Hz 处的水下振动壳体振形与在 292 Hz 处的真空中壳体振形为例进行分析,见图 14。从图 14 可知:①模型 B1 在 116 Hz 处的水下壳体振形与在 292 Hz 处的水下壳体振形相似,舱壁间壳体均以全波振动为主,该频率分别位



(a) 总法向速度振动功率

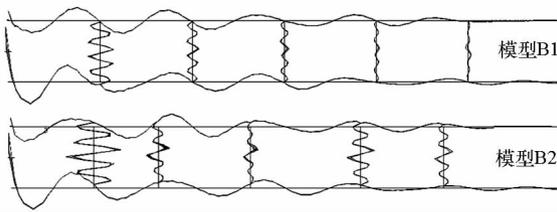
(a) Total normal velocity vibration power



(b) 总辐射声功率

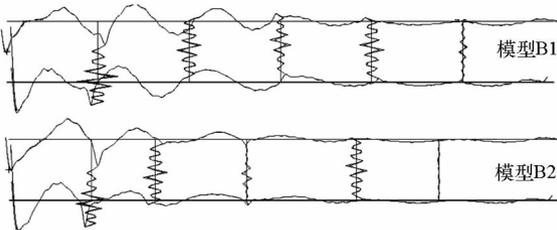
(b) Total radiation power

图 13 工况 3 下两模型的总振动与辐射声功率
Fig. 13 Total normal velocity vibration power and radiation power of model B1 and B2 in case 3



(a) 模型 116 Hz 水下振动

(a) Vibration shape of models in 116 Hz under water



(b) 292 Hz 真空振动

(b) Vibration shape of models in 292 Hz in vacuo

图 14 工况 3 下两模型在典型频率的水下、真空中的壳体振形

Fig. 14 Vibration shape of model B1 and B2 in typical frequencies under the water or in vacuo in case 3

于壳体水下与真空中振动的第二通带。②在第二

通带,模型 B2 在真空中的振动传播衰减较大,壳体振动明显小于模型 B1 的,体现了安德森定域效应。但模型 B2 在水下的振动并不小于模型 B1 的,安德森定域效应不明显。

产生上述现象的原因主要有两点:①水的附加质量使得舱壁两侧壳体的振动耦合程度加强,减弱了舱壁布置形式对壳体振动的影响。加舱壁壳体的周向 1 阶弯曲振动可近似为分布有质量块的梁的弯曲振动。当质量块的质量较大时,质量块两侧梁结构的振动耦合较弱,质量块对梁的振动影响较大;当质量块的质量较小时,两侧梁结构的振动耦合较强,质量块对梁的振动影响较小。②水下结构振动存在长程声耦合作用^[6]。靠近激励源一端壳体振动较强,其产生的声波能对远离激励源一端的壳体形成激励作用,引起远处壳体振动,该种振动无须满足结构波在等间距与不等间距结构上的传播特性。因此减弱了舱壁布置对壳体振动的影响。但水的长程声耦合作用相比水的附加质量作用对壳体振动的影响较小。

7 结论

1)结构的等间距布置使得以呼吸振动或多模式振动为主的壳体水下振动存在通带止带交替特性,使得不等间距布置的壳体振动存在安德森定域效应。结构不等间距布置的壳体水下振动特性较优。

2)对以弯曲振动为主的壳体振动,肋骨、舱壁布置形式对壳体水下振动特性影响较小,与壳体真空中的振动特性不同。其主要是由流体的附加质量作用以及长程声耦合作用引起的。

3)壳体的声辐射特性并不等同于其振动特性,主要原因有两点,一是壳体各周向阶振动对应的声辐射效率不同,二是仅轴向波长大于声波长的结构波才能有效进行声辐射。因此,结构等间距圆柱壳的声辐射并不存在通带止带。

4)对以单一周向阶振动为主的壳体振动,其声辐射特性近似于其振动特性;但对多模式振动的壳体,其声辐射特性与振动特性相差较大。

5)结构不等间距圆柱壳的声辐射特性并不一定优于结构等间距圆柱壳的,这与其振动模式有较大关系。

参考文献 (References)

[1] 段嘉希,周其斗,郑晗. 敷设气囊的充气圆柱壳的声辐射特性[J]. 国防科技大学学报, 2016, 38(2): 183-190.
DUAN Jiaxi, ZHOU Qidou, ZHENG Han. Acoustic radiation characteristics of gas-bag coated water-filled cylindrical

- shell[J]. *Journal of National University of Defense Technology*, 2016, 38(2): 183 - 190. (in Chinese)
- [2] 王金朝, 曹贻鹏, 黄齐上, 等. 任意边界条件下环肋圆柱壳振动特性的建模与求解[J]. *固体力学学报*, 2017, 38(3): 271 - 280.
WANG Jinzhao, CAO Yipeng, HUANG Qishang, et al. Modelling and solution on vibration characteristics of ring-stiffened cylindrical shell with arbitrary boundary conditions[J]. *Chinese Journal of Solid Mechanics*, 2017, 38(3): 271 - 280. (in Chinese)
- [3] Mead D J. Wave propagation and natural modes in periodic systems: I. mono-coupled systems[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1975, 40(1): 1 - 18.
- [4] Bansal A S. Collective and localized modes of mono-coupled multi-span beams with large deterministic disorders[J]. *The Journal of Acoustical Society of America*, 1997, 102(6): 3806 - 3809.
- [5] Mead D J, Zhu D C, Bardell N S. Free vibration of an orthogonally stiffened flat plate[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1988, 127(1): 19 - 48.
- [6] Photiadis D M. Anderson localization of one-dimensional wave propagation on a fluid-loaded plate[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1992, 91(2): 771 - 780.
- [7] Yong Y, Lin Y K. Propagation of decaying waves in periodic and piecewise periodic structures of finite length[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1989, 129(2): 99 - 118.
- [8] Zhou Q, Joseph P F. A numerical method for the calculation of dynamic response and acoustic radiation from an underwater structure[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2005, 283(3/4/5): 853 - 873.
- [9] 谭路, 纪刚, 张纬康, 等. 基于波数谱的双层圆柱壳外壳振动声辐射特性分析[J]. *中国舰船研究*, 2015, 10(6): 68 - 73.
TAN Lu, JI Gang, ZHANG Weikang, et al. Analysis on the vibration and sound radiation characteristics of double cylindrical shells using wave number spectrums[J]. *Chinese Journal of Ship Research*, 2015, 10(6): 68 - 73. (in Chinese)
- [10] 谭路, 纪刚, 张纬康, 等. 应用波数谱分析纵向构件对双层圆柱壳振动与声辐射的影响[J]. *海军工程大学学报*, 2015, 27(6): 55 - 59.
TAN Lu, JI Gang, ZHANG Weikang, et al. Analysis of effect of longitudinal member on vibration and sound radiation of double cylindrical shells with wave number spectrums[J]. *Journal of Naval University of Engineering*, 2015, 27(6): 55 - 59. (in Chinese)
- [11] Brillouin L. *Wave propagation in periodic structure* [M]. USA: McGraw-Hill Book Company, 1946.
- [12] Mead D J. Free wave propagation in periodically supported, infinite beams[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1970, 11(2): 181 - 197.
- [13] Hodges C H. Confinement of vibration by structural irregularity[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1982, 82(3): 411 - 424.
- [14] Ishii K. Localization of eigenstates and transport phenomena in the one-dimensional disordered system [J]. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 1973, 53: 77 - 138.
- [15] Cremer L, Heckl M, Petersson B A T. *Structure-borne sound* [M]. Germany: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2004.