

文章编号:1007-4708(2011)06-0858-06

# 基于奇异分解和自适应 BEM 积分算法的水下航行体机械噪声预报

魏应三\*, 王永生, 聂沛军

(海军工程大学 船舶与动力学院, 武汉 430033)

**摘要:**提出一种改进的声学边界元法(M-BEM)用于准确计算水下航行体发动机振动引起的近场辐射噪声。分别采用奇异分解技术和自适应边界元积分算法解决了 Helmholtz 积分方程在求解近场声压时出现的超奇异积分和奇异积分问题。采用一脉动球源的声辐射算例对方法进行验证,数值解与精确解误差小于 1.5 dB。结合有限元方法并考虑流固耦合作用预报了水下航行体机械振动噪声,将航行体近场声场可视化实现了主要发声部位的定位。进一步分析航行体的辐射声功率谱,对突出线谱噪声进行了定量分析。通过降低发动机环形隔振圈的刚度,使得突出线谱处的声功率向宽频域发生了转移,有效地抑制了线谱噪声,达到了减振降噪的目的。

**关键词:**机械噪声;改进边界元法;奇异分解;自适应 BEM 积分  
**中图分类号:**TB553;U663 **文献标志码:**A

## 1 引言

Helmholtz 方程作为声波控制方程被广泛运用于水下航行体噪声预报,目前基于边界元法(BEM)、有限元法(FEM)以及边界元与有限元相结合的方法(BEM/FEM)为求解 Helmholtz 方程的三种主要方法。Jaswon, Symm<sup>[1,2]</sup>首次提出了边界元的概念并用于求解波的传播与散射问题。Chen 和 Chertock<sup>[3,4]</sup>通过对边界元这一概念进行发展并将其首次运用于求解声辐射与散射问题。BEM 处理声学问题时存在以下不足:(1)在内声场共振频率处 BEM 出现解不唯一性;(2)当场点与源点接近或重合时,BEM 积分内核出现奇异与超奇异积分。Schenck<sup>[5]</sup>提出了组合 Helmholtz 积分方程法(简称 CHIEF 法),通过补充声内场 CHIEF 点方程以建立表面积分方程与辐射源内声场积分方程的超定系统,在最小二乘的意义下对系统方程进行求解以克服解的不唯一性。Burton 和 Miller<sup>[6,7]</sup>提出 BMF 法,将 Helmholtz 积分方程二次求导并通过耦合参数与原积分方程进行耦合求解以解决边界元方法所带来的解非唯一性,实践证明选择正确的耦合参数可有效克服线性系统方程的病态问

题,但当频率增加时,耦合作用减弱,方程将出现高阶奇异。Visser<sup>[8]</sup>提出了一种积分内核分解的方法,通过将积分内核分解成奇异项与振荡项,最后分别积分以克服边界元积分奇异性。程长征<sup>[9]</sup>采用 BEM 通过级数展开对积分方程的奇异性进行了研究。针对 BEM 在积分时出现的奇异问题,本文提出了奇异分解方法和自适应边界元积分算法分别用于计算超奇异积分和奇异积分,为准确预报近场噪声提供了依据。

## 2 M-BEM 方法介绍

### 2.1 Helmholtz 积分方程的数值离散

在各项同性、可压缩、无粘性及非流动的介质中,考虑简谐声源,声波方程形式为

$$\Delta u(\mathbf{x}) + k^2 u(\mathbf{x}) = 0, \mathbf{x} \in D \subset R^3 \quad (1)$$

式中  $u(\mathbf{x})$  为复声压,  $\Delta$  为拉普拉斯算子,  $k = \omega/c$  为波数,  $\omega$  为圆频率,  $c$  流体中声速,  $D$  为三维外声场空间,  $\partial D$  代表辐射源边界,如图 1 所示。

描述航行体辐射噪声的 Helmholtz 积分方程为

$$\alpha(\mathbf{x}) u(\mathbf{x}) = \int_S \left[ G(r) \frac{\partial u(\mathbf{y})}{\partial n(\mathbf{y})} - \frac{\partial G(r)}{\partial n(\mathbf{y})} u(\mathbf{y}) \right] dS \quad (2)$$

考虑诺埃曼边界条件:

$$\partial u(\mathbf{x}) / \partial n(\mathbf{x}) = skv_n(\mathbf{x}), \mathbf{x} \in \partial D \quad (3)$$

式中  $\partial/\partial n$  为法向偏导,此处  $\mathbf{y}$  为辐射源边界上的点,称为声源点,  $\mathbf{x}$  为外部声场点,  $n$  为单位法向量,

收稿日期:2010-03-31;修改稿收到日期:2010-10-12.

基金项目:国家自然科学基金(51009142)资助项目.

作者简介:魏应三\*(1984-),男,博士

(E-mail: weiyingsan@163.com);

王永生(1955-),男,教授,博士生导师.

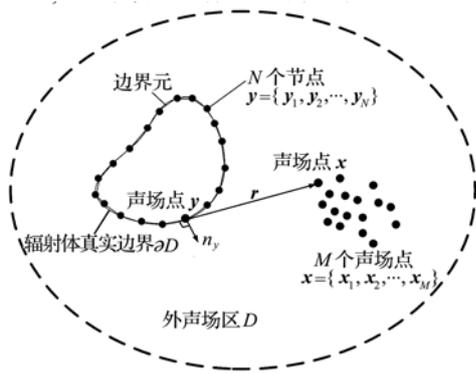


图1 边界元法求解声外场问题示意图

Fig.1 Diagram of the exterior acoustic problem with BEM

指向外声场区域  $D$ ,  $v_n(\mathbf{x})$  为  $\mathbf{x}$  的法向速度, 根据映射得到的边界元节点处位移求得,  $s = i\rho_f c$  为介质虚阻抗,  $\rho_f$  为介质密度,  $G(r) = -e^{ikr}/4\pi r$  为自由空间格林函数,  $\alpha(\mathbf{x})$  为流体角. 将边界  $\partial D$  离散成  $N$  个边界元单元:  $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_N$ , 采用等参元对式(3)离散并定义向量  $\mathbf{u}, \mathbf{v}_n$  和矩阵  $\mathbf{A}, \mathbf{B}$  及单位矩阵  $\mathbf{I}$ .

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= [u(\mathbf{y}_1), u(\mathbf{y}_2), \dots, u(\mathbf{y}_N)]^T \\ \mathbf{v}_n &= [v_n(\mathbf{y}_1), v_n(\mathbf{y}_2), \dots, v_n(\mathbf{y}_N)]^T \\ [\mathbf{A}]_{ij} &= \int_{\gamma_j} \frac{\partial G(\mathbf{y}, \mathbf{y}_i)}{\partial n(\mathbf{y})} dS(\mathbf{y}) = a_{ij} \\ [\mathbf{B}]_{ij} &= sk \int_{\gamma_j} G(\mathbf{y}, \mathbf{y}_i) dS(\mathbf{y}) = b_{ij} \\ (\mathbf{I}/2 + \mathbf{A})\mathbf{u} &= \mathbf{B}\mathbf{v}_n \end{aligned} \quad (4)$$

通过分析式(4)可知, 根据诺埃曼边值条件所建立的线性系统方程比狄利克雷边值条件更稳定, 因为在式(4)所表示的线性系统中, 单位矩阵的引入, 使得系数矩阵主对角占优, 其奇异性减弱, 条件数降低, 矩阵病态问题得到一定改进. 然而, 当声源点与声场点重合时,  $\nabla_y G$  和  $G$  趋向无穷大, 此时须对积分方程进一步改进以解决奇异问题. S. Chandler<sup>[10]</sup> 提出在积分内核出现奇异时, 假定在奇异点积分内核为 0, 该方法从一定程度上可避免积分奇异问题. 为保证奇异点处声学量计算的准确, 本文分别采用奇异分解方法和自适应边界元积分方法解决积分内核  $\nabla_y G(\mathbf{y}, \mathbf{x})$  和  $G(\mathbf{y}, \mathbf{x})$  的奇异问题.

### 2.2 奇异分解技术解 $\int \frac{\partial G(\mathbf{y}, \mathbf{y})}{\partial n} dS$

当声源点与声场点位于同一个边界元单元  $S$  时, 采用奇异分解方法解决超奇异积分问题. 如图 2 所示, 将该边界元单元分解为一半径很小的半球面域  $S_0$  (半径为  $\epsilon$ ) 和平面域  $S-S_0$ , 然后分别在这两个区域内计算积分, 最后取极限  $\epsilon \rightarrow 0$ .

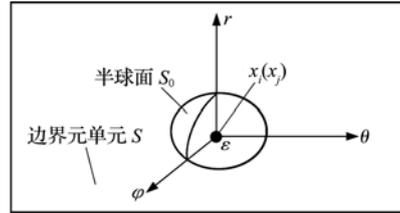


图2 超奇异积分单元的分解

Fig.2 Description of treatment of hyper-singular integration on boundary element

在半球面  $S_0$  上满足

$$dS = r^2 \sin\theta d\varphi d\theta, \quad \frac{\partial G}{\partial n} = \frac{\partial G}{\partial r} \quad (5)$$

因此, 超奇异积分可分解为两项积分之和:

$$\begin{aligned} \int \frac{\partial G(\mathbf{y}, \mathbf{y})}{\partial n} dS &= -\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{S_0} \frac{\partial}{\partial n} \left[ \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \right] dS - \\ &\quad \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{S-S_0} \frac{\partial}{\partial n} \left[ \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \right] dS \end{aligned} \quad (6)$$

式(6)右边第一项为

$$\begin{aligned} -\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{S_0} \frac{\partial}{\partial n} \left[ \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \right] dS &= \\ -\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{S_0} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \right] r^2 \sin\theta d\varphi d\theta &= \frac{1}{2} \end{aligned}$$

第二项为

$$\begin{aligned} -\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{S-S_0} \frac{\partial}{\partial n} \left[ \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \right] dS &= -\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{S-S_0} \mathbf{n} \cdot \nabla \left[ \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \right] dS = \\ -\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{S-S_0} \frac{e^{ikr}(ikr-1)}{4\pi r^3} (\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}) dS &= 0 \end{aligned}$$

因为在平面单元  $S-S_0$  上, 向量  $\mathbf{r}$  垂直于向量  $\mathbf{n}$ , 故  $\mathbf{r} \cdot \mathbf{n} = 0$ . 因此, 根据式(11~13), 矩阵  $\mathbf{A}$  的主对角线上的值为 1/2, 这进一步使得系数矩阵  $\mathbf{A}$  主对角占优, 故可有效降低矩阵的条件数.

### 2.3 自适应边界元积分技术解 $\int G(\mathbf{y}, \mathbf{y}) dS$

对于奇异积分  $\int G(\mathbf{y}, \mathbf{y}) dS$ , 采用奇异分解方法无法给出其解析解. 文献[11, 12] 提出通过将积分内核分解为一系列 Legendre 多项式, 然后再对各个多项式进行积分求和以克服边界元积分奇异, 但该方法主要针对一维问题. 针对二维奇异积分, 本文提出一种自适应边界元积分算法来改善积分奇异性. 如图 3 所示, 将初始的积分单元(以 3 节点三角形单元为例) 定义为父单元, 所谓的自适应积分, 就是将该初始父单元通过细化分解成 4 个小的子单元(称为一级子单元), 每个子单元皆与其父单元完全相似, 然后将初始父单元上的奇异积分转移到 4 个小的子单元上, 以此得到第一次细化积分, 这样就完成了初始父单元的第一次细化. 每次细化都会得到一个细化积分, 为保证积分在给定

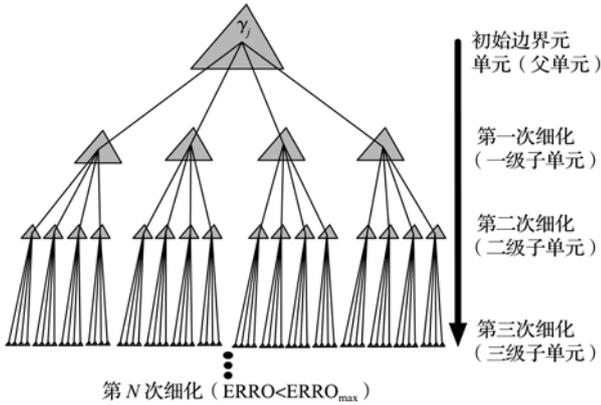


图3 边界元单元自适应细化的流程图

Fig. 3 Tree of the self-adaptive refinement of boundary element 的精度范围内收敛,需要对初始父单元进行多级细化。在单元多级细化过程中,每级子单元只参与本层的精细积分,当本层积分完成后子单元自动清空,故称细化子单元为“临时单元”,它只对求精积分有贡献,并不增加边界元网格总数。由于每级子单元的细化程序与初始父单元的细化程序完全相同,因此算法便于编程实现,具体算法实现见文献[13]。

通过边界元单元细化,奇异积分可近似为

$$\int_{\gamma_j} G(\mathbf{y}, \mathbf{y}_j) dS(\mathbf{y}) \approx \sum_{m=1}^{4^{N_r}} \int_{A_{ch_m}} G(\mathbf{y}, \mathbf{y}_j) dS(\mathbf{y}) \quad (7)$$

式中幂指数  $N_r$  为细化步数,  $A_{ch_m}$  为第  $N_r$  级子单元的面积,式(7)等号右边的每个子单元的积分可用经典的高斯积分法来完成,表达式为

$$\int_{A_{ch_m}} G(\mathbf{y}, \mathbf{y}_j) dS(\mathbf{y}) = \sum_{q=1}^{N_g} \omega_{mq} G(\mathbf{y}_{mq}, \mathbf{y}_j) \quad (8)$$

式中幂指数  $N_g$  为每个子单元上的高斯积分点数,  $\mathbf{y}_{mq}$  为对应的高斯点坐标,  $\omega_{mq}$  为权系数。为判定积分收敛的收敛性,文献[14]采用基于 2-范数的应力误差建立自适应网格划分标准,本文借鉴文献[14]的思想通过定义相对误差变量 ERRO,如式(9)所示,并给定收敛域值  $ERRO_{max}$  以建立自适应网格。

$$ERRO = \left| \frac{\sum_{m=1}^{4^{N_r+1}} \sum_{q=1}^{N_g} \omega_{mq} G(\mathbf{y}_{mq}, \mathbf{y}_j) - \sum_{m=1}^{4^{N_r}} \sum_{q=1}^{N_g} \omega_{mq} G(\mathbf{y}_{mq}, \mathbf{y}_j)}{\sum_{m=1}^{4^{N_r}} \sum_{q=1}^{N_g} \omega_{mq} G(\mathbf{y}_{mq}, \mathbf{y}_j)} \right| \quad (9)$$

当 ERRO 大于给定的误差  $ERRO_{max}$  时,通常取  $10^{-4}$  已经能较好地满足工程需求,否则需进一步细化。为防止细化后产生过多的临时单元,通常需要给定最大细化步数  $N_{max}$ ,文献[8]推荐  $N_{max}$  取 4~8。针对声学边界元中的奇异积分问题,作者编

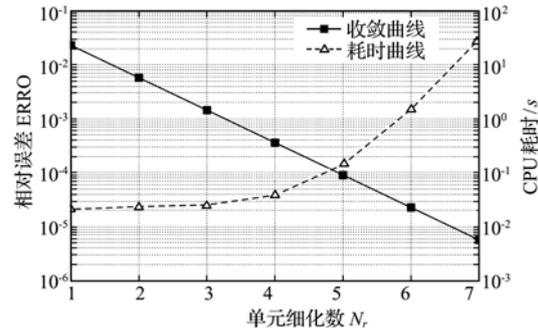


图4 自适应细化积分的收敛曲线及耗时曲线  
Fig. 4 Convergence behavior and CPU run time of self-adaptive BEM quadrature

制了边界元自适应积分的 MATLAB 程序,该程序通过输入积分内核与边界元单元的节点坐标和收敛精度以及最大细化步数就可输出奇异积分的收敛解。图4为某一边界元单元上的奇异积分经自适应边界元细化积分后的收敛曲线和耗时曲线。从图4可以看出,随着细化步数的增加,积分相对误差几乎呈指数下降,这说明自适应积分能快速有效地得到奇异积分的收敛解,而且当积分单元经过5次细化后,相对误差 ERRO 就已经小于  $10^{-4}$ ;另外,通过监控每步的计算时间来优化选取最大单元细化步数  $N_{max}$ 。当细化步数小于5时,CPU 耗时曲线较平坦,当细化步数大于5时,耗时曲线接近指数增长,因此为保证数值计算的精度和效率,最终取最大单元细化步数取6。

### 3 数值方法的验证

运用 M-BEM 对脉动球源辐射噪声进行数值预报,并将数值解与解析解比较以验证 M-BEM 的可行性。脉动球源的基本参数:球源半径为 0.1 m,球源表面均匀脉动速度为 0.001 m/s,介质声速为 1500 m/s,密度为 1000 kg/m<sup>3</sup>。建立脉动球源的边界元模型,运用 M-BEM 方法对其噪声衰减特性和频谱特性进行预报,如图5和图6所示,经分析可知,在所分析的频带 10 Hz~1 KHz 范围内,数值解与解析解误差不超过 1.5 dB,说明了数值方法的可行性。

### 4 M-BEM/FEM 预报水下航行体结构

#### 4.1 有限元模型与边界元模型

考虑到尺度效应对噪声预报的影响,本文建立了 1:1 的结构模型如图7所示。该航行体从艏至艉分别为艏舱、3个中间舱及艉舱,舱与舱之间以舱壁隔开。在艉舱布置一发动机,并通过前后两个环

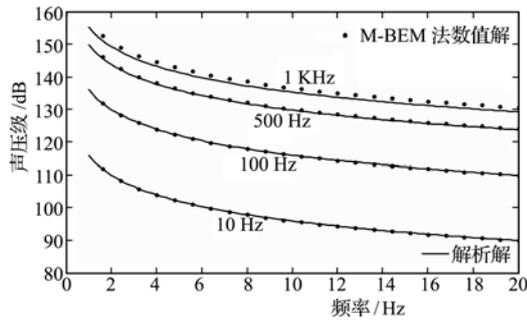


图5 脉动球源噪声衰减特性  
Fig. 5 Sound attenuation pattern of the sphere source

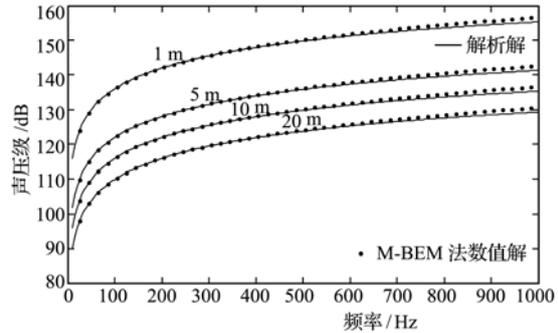


图6 脉动球源噪声频谱特性  
Fig. 6 Sound radiation pattern of the sphere source

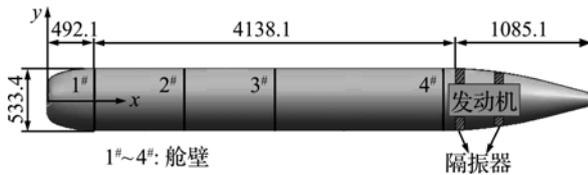


图7 水下航行体几何参数及结构布置  
Fig. 7 Geometry parameters and configuration of the structure

表1 结构主要物理参数(SI单位制)

Tab. 1 Main physical parameters of the structure(SI unit)

	厚度/m	杨氏模量 N/m <sup>2</sup>	泊松比 $\nu$	密度 kg/m <sup>3</sup>
壳体	7e-3	2.1e+11	0.33	7800
舱壁	6e-3	2.1e+11	0.31	7800

形隔振圈与壳体弹性连接;另外,由于航行体航行在水中,水介质的存在必然会影响航行体的水下噪声辐射特性,因此有必要考虑流固耦合的作用。本文考虑航行体在水中悬停的工况,同时发动机仍继续工作,忽略流噪声,单独考虑发动机旋转时的不平衡力经前后减振圈隔振后作用于壳体产生的壳体振动所辐射水下噪声。表1列出了航行体的结构参数,隔振圈三向刚度  $K_x = 5e + 8N/m$ ,  $K_y = K_z = 1e + 9N/m$ ,阻尼系数为 0.09。

有限元作为研究结构振动响应的有效工具,已广泛应用于水下航行体的的振动响应计算。文献[15,16]结合有限元与边界元方法预报了机械振动引起的舰船水下声辐射。本文考虑流固耦合作用,在 ANSYS 环境下建立了航行体及其周围流场的有限元模型,如图 8(a) 所示。流固耦合计算时,流场域大小及流单元的尺度对计算结果都有重要影响<sup>[17]</sup>。本文所取的球形流场域半径  $R$  满足如下条件以正确模拟流体域最外层的声吸收边界:

$$R \geq 0.2\lambda_u + D_{\max}/2 \quad (10)$$

式中  $\lambda_u$  为分析频率所对应的上限波长,  $D_{\max}$  为航行体长度;另外,在对流体域进行网格划分时,保证一个波长至少包含 6 个流单元,即流单元尺度  $E \leq \lambda_l/6$ ,其中  $\lambda_l$  为下限波长,且采用全映射网格进行有限元划分,并保证结构网格节点与流网格节点在交界面处完全重合。根据作者经验,在流固耦合作用区域内布置 4 层附面层流网格,附面层厚度取  $4\delta$ ,其中  $\delta$  为结构单元的尺度。流网格由密到稀向

外过渡,在航行体局部曲率变化较大处,如头部与尾部进行局部加密以捕捉振动响应细节,为边界元提供准确的输入条件,如图 8(b,c) 所示,最终有限元单元总数为 24121。提取航行体外壳体单元作为边界元模型,保证有限元模型和边界元模型的单元与节点完全重合,可直接将有限元节点上的法向振动速度向量作为边界元模型的初始输入,最终边界元模型的单元总数为 7602。

#### 4.2 结果分析

当振源浸没于水中时,振源表面的法向速度与声质点速度是完全匹配的<sup>[18]</sup>。根据此结论,将有限元求得的航行体壳体单元的法向振动速度输入到边界元模型式(4)中,构成法向速度向量  $v_n$ ,然后分别采用奇异分解技术和自适应边界元积分技术求解式(4)中的奇异积分,以此构成系数矩阵  $A$  和  $B$ ,至此式(4)中的各系数矩阵及右端法向速度向量已全部已知,可直接通过高斯-塞德尔迭代或者 L-U 分解求解未知声压向量  $u$ ,一旦边界上的  $u$  确定,则空间声场任一点的声压亦可确定。如图 9 所示,不同频率处航行体表面及声近场 1 m 处的声压分布图,通过将声场中声压量可视化,可直观地判断出航行体主要发声部位,如图 9 所示箭头所指的区域,据此可快速对主要噪声源进行定位;另外,无论是在振源表面还是其声近场,不同频率处发动机所在的艉舱附近声压明显高于其他舱段,这是由于发动机旋转过程中产生的不平衡力作用于减振器并将振动传递至壳体所致。

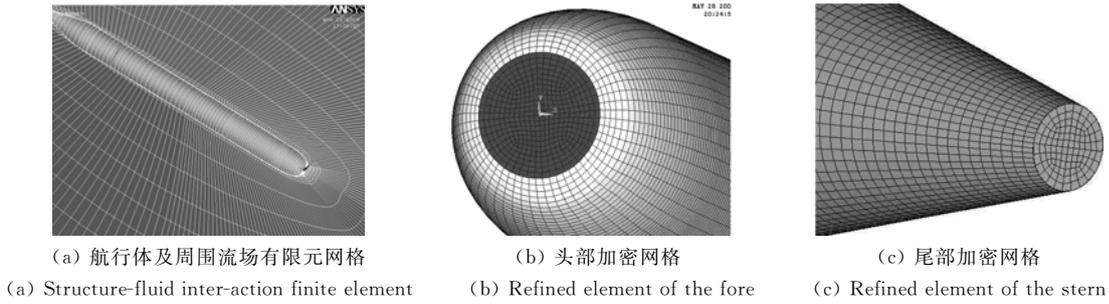


图8 FEM模型  
Fig.8 FEM model

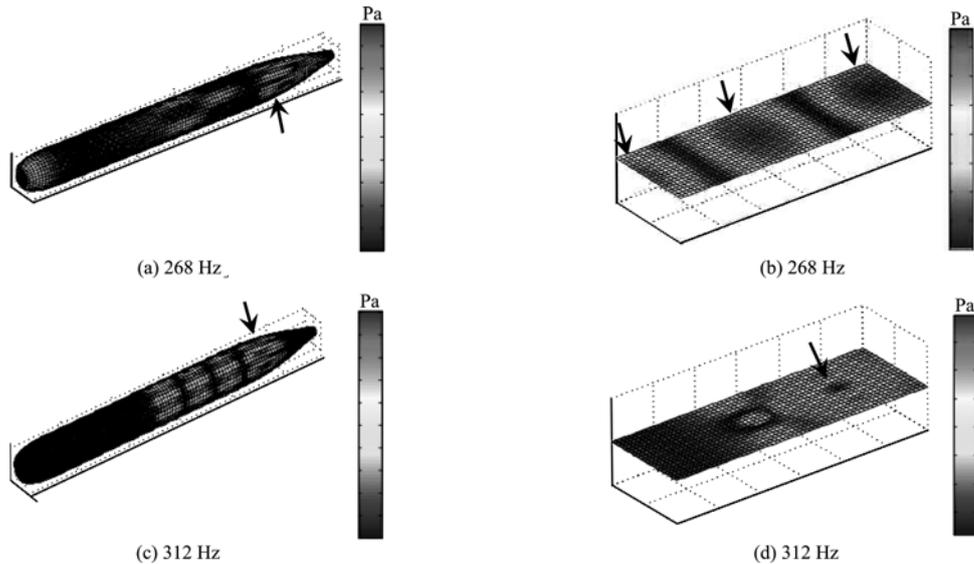


图9 不同频率航行体表面及近场1 m处声压分布图

Fig.9 Structure boundary and near-field (at 1 m) sound pressure distribution color map at different frequency

通过分析图9所示的声压分布云图,可对高声压区域进行有效定位,但是这种方法还不能完全描述发动机振动传递至航行体壳体的辐射声功率的频谱特性。因此,为定量评估航行体水下辐射声功率的大小,除了考虑声压量外,还必须考虑声质点速度量,以此计算辐射声功率及声功率级。

$$P_R = \Re \left( \sum_{j=1}^{N_{\text{elem}}} \int_{\gamma_j} u(\mathbf{x}_j) v_n^*(\mathbf{x}_j) dS \right) / 2 \quad (11)$$

$$LP_R = 10 \log_{10} P_R / P_{R_{\text{ref}}} \text{ (dB)} \quad (12)$$

式中  $\Re(\cdot)$  为取实部,  $*$  为对每个边界元单元的法向速度向量取共轭,  $P_{R_{\text{ref}}} = 1 \times 10^{-18} \text{ W}$  为水中参考声功率。如图10所示为航行体的辐射声功率的在  $0 \sim 400 \text{ Hz}$  范围内的频谱特性,其中分别在  $128 \text{ Hz}$ ,  $214 \text{ Hz}$ ,  $248 \text{ Hz}$ ,  $268 \text{ Hz}$ ,  $312 \text{ Hz}$  和  $328 \text{ Hz}$  处出现了不同程度的谱峰,在  $312 \text{ Hz}$  和  $328 \text{ Hz}$  对应的最大声功率级达到了约  $100 \text{ dB}$ 。为有效控制这两个线谱,通过改变环形隔振圈参数来改变谱峰频率处的声功率级以达到降噪的目的。此处将减振器的刚度由  $K = \{K_x, K_y, K_z\}$  变为  $K/2$ ,由此导致航行

体水下辐射声特性也发生了相应的改变。图10为减振器刚度改变前后航行体辐射声功率特性的对比,经分析可知,通过降低环形隔振圈刚度可在  $66.7 \text{ Hz} \sim 400 \text{ Hz}$  范围内有效降低航行体的声功率级。刚度改变后主要线谱由原来的  $312 \text{ Hz}$ ,  $328 \text{ Hz}$  变为  $268 \text{ Hz}$ ,  $312 \text{ Hz}$  和  $328 \text{ Hz}$ ,但与此同时,线谱对应的谱峰值也降低为约  $90 \text{ dB}$ ,其中在  $328 \text{ Hz}$  处声功率级降低了  $10 \text{ dB}$ ,在  $312 \text{ Hz}$  处降低了  $13 \text{ dB}$ 。在低频  $0 \sim 50 \text{ Hz}$  内,声功率级升高约  $10 \text{ dB}$ 。这说明环形隔振圈刚度的改变,使得航行体的功率谱特性发生了改变。降低环形隔振圈的刚度可将谱峰的功率向宽频域发生了转移,有效地抑制了线谱噪声,并达到了减振降噪的目的。

## 5 结论

正确处理 Helmholtz 方程的积分内核奇异与超奇异性是准确求解噪声源近场噪声的前提,而远场噪声的求解依赖于准确的近场声压。基于此,本文提出了改进的边界元算法 M-BEM 为水下航行

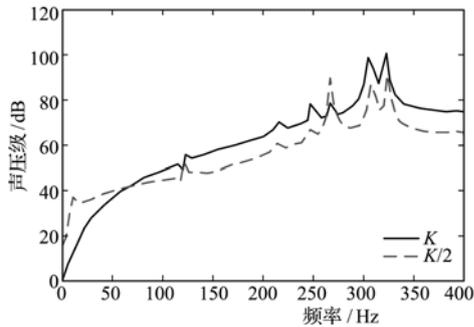


图10 不同减振器刚度时航行体所辐射的声功率  
Fig. 10 Radiated sound power level of the structure vs rubber isolator stiffness

体的机械振动噪声预报提供了依据。分别采用奇异分解技术与自适应边界元积分技术求解了超奇异积分与奇异积分。采用一均匀脉动球源的声辐射算例对该方法进行验证,数值解与精确解吻合良好,误差在 1.5 dB 以内,验证了方法的可信性和适用性。进一步将 M-BEM 结合 FEM 方法对水下航行体机械振动噪声进行预报,一方面通过将航行体近场声场可视化对主要振源及发声部位进行定性分析。通过分析航行体的水下辐射声功率的频谱特性,对噪声源进行定量评判,定位突出线谱;通过降低发动机环形隔振圈的刚度,可有效地抑制突出线谱噪声,达到了减振降噪的目的。

## 参考文献(References):

- [1] Jaswon M A, Symm G T. Integral Equation Methods in Potential Theory and Elastostatics Academic Press[R]. New York, 1977.
- [2] Cruse T A. A direct formulation and numerical solution of the general transient elastodynamic problem [J]. *J Math Anal and Appl*, 1968(22): 341-355.
- [3] Chen L H, Schweikert D G. Sound radiation from an arbitrary body[J]. *J Acous Soc Am*, 1963(35): 1626-1632.
- [4] Chertock G. Sound radiation from vibration surface [J]. *J Acous Soc Am*, 1964(36): 1305-1313.
- [5] Schenck H A. Improved integral formulation for acoustic radiation problems[J]. *J Acous Soc Am*, 1968(44): 41-58.
- [6] Burton A J, Miller G F. The Application of integral equation methods to the numerical solution of some exterior boundary-value problems[A]. Proceedings of the Royal Society of London[C]. 1971(323): 201-220.
- [7] Steffen M, Bodo N. *Computational Acoustics of Noise Propagation in Fluids-Finite and Boundary Element methods*[M]. Heidelberg Publication, Berlin, 2008.
- [8] Visser R. A boundary element approach to acoustic radiation and source identification[D]. University of Twente, 2004.
- [9] 程长征,牛忠荣,周焕林. 边界元法计算切口多重应力奇性指数[J]. *计算力学学报*, 2009, 26(4): 539-543. (CHENG Chang-zheng, NIU Zhong-rong, ZHOU Huan-lin. Calculation of multiple stress singularity exponents of notches by element method[J]. *Chinese Journal of Computational Mechanics*, 2009, 26(4): 539-543. (in Chinese))
- [10] Langdon S, Chandler W. Boundary Element Methods for Acoustics. www. reading. ac. uk/~ sms03snc, 2007. (Accessed 10 March 2008)
- [11] Kolm P, Rokhlin V. Numerical quadratures for singular and hyper-singular integrals[J]. *Computers and Mathematics with Applications*, 2001(41): 327-352.
- [12] Carley M. Numerical quadratures for singular and hypersingular integrals in boundary element methods [J]. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 2007, 29(3): 1207-1216.
- [13] WEI Ying-san, WANG Yong-sheng. A meshless self-adaptive boundary element quadrature scheme for underwater noise prediction[A]. Proceedings of 20th International Congress on Acoustics-ICA2010[C]. Sydney Australia, 2010.
- [14] 李佳彬,黄健,秦薇. 基于结点应力误差估计的自适应网格划分[J]. *计算力学学报*, 2008, 25(6): 753-757. (LI Jia-bin, HUANG Jian, QIN Wei. A new adaptive remeshing strategies based on nodal stress error estimation[J]. *Chinese Journal of Computational Mechanics*, 2008, 25(6): 753-757. (in Chinese))
- [15] Zheng H, Liu G R. FEM/BEM analysis of diesel piston-induced ship hull vibration and underwater noise [J]. *Applied Acoustics*, 2001(62): 341-358.
- [16] Tong Z, Zhang Y. Dynamic behavior and sound transmission of a fluid-structure coupled system using the direct-BEM/FEM[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2007(299): 645-655.
- [17] 刘承江,王永生,张志宏. 喷水推进器数值模拟所需流场控制体的研究[J]. *水动力学研究与进展*, 2008, 23(5): 592-595. (LIU Cheng-jiang, WANG Yong-sheng, ZHANG Zhi-hong. Study on flow control volume in numerical simulation of waterjet propulsor [J]. *Chinese Journal of Hydrodynamics*, 2008, 23(5): 592-595. (in Chinese))
- [18] Ross D. *Mechanics of Underwater Noise*[M]. Peninsula Publishing, Los Altos, 1987.

## Study of the boundary layer solution coupled with gridless method

SHENG Ming-jian<sup>\*1</sup>, YE Zheng-yin<sup>2</sup>, JIANG Chao-qi<sup>3</sup>

(1. Shanghai Aircraft Design and Research Institute, Shanghai 200232, China;

2. Aerodynamic Design and Research Nation Laboratory, Northwestern Polytechnic University, Xi'an 710072, China;

3. Shanghai Aeolus Windpower Technology Co., Ltd., Shanghai 201508, China)

**Abstract:** In this paper, a boundary layer solution coupled with gridless method is investigated. On the base of the distributed clouds of points, a least-squares fitting and the AUSM<sup>+</sup>-up scheme is used to obtain the numerical flux. An improved implicit algorithm is used to advanced the flow equations in time, at the same time local time stepping technique and residual averaging are employed, and coupled a boundary layer solution with gridless method. In order to demonstrate the accuracy and rudeness of the method, REA2822 aerofoil in transonic flow, NACA0012 aerofoil in transonic flow and M6 wing in transonic flow are computed. The result demonstrates that the gridless method in this paper can be used for the simulation of complex shape flow well.

**Key words:** gridless; Euler equations; AUSM<sup>+</sup>-up scheme; boundary layer solution

---

(上接第 863 页)

## Prediction of underwater vehicle vibration-noise based on singularity-decomposition and self-adaptive BEM quadrature

WEI Ying-san<sup>\*</sup>, WANG Yong-sheng, NIE Pei-jun

(Department of Mechanical Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China)

**Abstract:** A modified boundary element method(M-BEM) was proposed to calculate the engine vibration induced underwater near-field noise of a submerged structure. A singularity-decomposition scheme and a self-adaptive BEM quadrature algorithm were adopted to overcome Helmholtz hyper-singular and singular integral when calculating near-field sound pressure. A numerical case of a pulsating sphere was investigated to validate the M-BEM algorithm. Then M-BEM coupled with FEM were applied to predict underwater vehicle vibration-noise considering fluid-structure interaction effects. By visualization the near-field sound pressure distribution, high sound pressure area was localized. Finally, the underwater radiated sound power was calculated and the peak frequencies were identified. Reduction of the engine periodic-isolator's stiffness can effectively transfer the sound power of peak frequencies to band-spectrum and the vibration noise of the line spectrum is controlled.

**Key words:** mechanical noise; modified-BEM; singularity-decomposition; self-adaptive BEM quadrature