

带有可渗透隔板的液舱内流体晃荡的时域模拟

何 钊, 朱仁传*, 范 菊, 缪国平

(上海交通大学 船舶海洋与建筑工程学院, 海洋工程国家重点实验室, 上海 200240)

摘 要:针对液舱内隔板的可渗透特性,采用多域边界元方法,对流体晃荡问题进行了非线性时域模拟计算与分析。计算研究表明,多域边界元方法能够准确地模拟带有可渗透隔板的液舱内流体晃荡现象。对应于没有隔板和有完全不可渗透隔板情形的计算结果与相应的实验和理论结果吻合良好,带有不同渗透率的隔板在一定程度上改变了结构的固有振荡频率,隔板的可渗透系数不同对自由液面的振荡幅值有一定的影响。

关键词:多域边界元法;流体晃荡;可渗透隔板;时域;非线性

中图分类号:U661.3;O35 **文献标志码:**A

1 引 言

液舱内流体晃荡问题是水动力学比较经典的问题之一,一直倍受学术界和工程界的关注。随着LNG和LPG等特种液货船型的研制和广泛应用,液体晃荡问题的研究已经成为船舶水动力学中的一个热门课题。针对船舶液舱内流体晃荡问题的试验研究日本学者开展得较多,如Katsuya Umemoto和Takao Yoshikawa对不同结构的液舱进行过一系列的实验^[1];由于存在强烈的非线性自由面现象,理论研究方面进展并不大,理论研究者也尝试采用了多种理论方法,如边界元法,有限元法,以及近年发展较快的计算流体力学方法等。有限元法和计算流体力学方法占用大量的计算机资源,计算速度较慢。应用边界元法求解水动力学问题,可以对研究问题进行降低一维来处理,从而对计算机资源要求相对较低,计算速度快,常被用来模拟计算伴有自由面现象的水动力学问题,如Faltinsen等对没有隔板晃荡问题开展的理论研究并进行了试验验证^[2],朱仁传等^[3]采用了多区域边界元方法对有隔板的时域晃荡问题进行过研究。

实际上载液船舱都装有能渗透的隔板,缪国平等^[4,5]试图对有渗透隔板的液舱内流体晃荡现象进行理论研究,但是采用的方法是线性频域的,并不能很好地描述流体晃荡问题的非线性现象。

液舱内的隔板相对较薄,采用边界元方法求解带隔板的液体晃荡问题时,其厚度一般忽略不计,在隔板上布置源点时,会出现有些场点与源点相距太近,给格林函数带来了奇性,也会使数值计算产生误差。虽然Nishino等通过对边界元公式进行特殊处理^[6],并且引进了薄板边界元方法,但是该方法处理带有可渗透隔板的情形存在一定的困难。

针对以上情况,本文提出了利用多域边界元方法对有可渗透隔板的液舱内流体晃荡的非线性时域问题进行了计算模拟,并成功地进行了对装置有不同渗透率系数的液舱内流体晃荡现象的模拟。当隔板渗透系数 λ 为0和趋于无穷大时,即对应于完全不可渗透和没有隔板的情形,计算结果与相关文献中的实验、理论结果吻合良好。流体运动模拟计算中当隔板的渗透率系数 λ 在0~0.05之间取值时,容器的固有周期发生一定的改变;当渗透率系数 λ 在0~0.01之间取值时,隔板对容器内自由液面振荡幅值有较大的影响。以上研究表明,多域边界元方法能够精确地模拟带有可渗透隔板的液舱内流体晃荡现象。该方法可以进一步应用于载液船舱及减摇水舱等设置不同渗透率隔板的水动力问题的分析,在船舶的减摇及减振等工程应用方面也具有重要意义。

收稿日期:2009-11-30;修改稿收到日期:2010-10-26.

基金项目:国家自然科学基金(50639020);863科技项目(2006AA332Z);海洋工程国家重点实验室资金资助项目.

作者简介:何 钊(1984-),男,硕士;
朱仁传*(1969-),男,教授
(E-mail: renchuan@sjtu.edu.cn).

2 数学问题

方便起见,以二维矩形液舱模型为例,液舱中心线上竖直装置有一定高度的可渗透液体的隔板,并假定液舱受水平方向力作用并作强迫振荡运动,如图 1 所示。坐标系原点在未扰动的静水面上, x 轴在静水面上, y 轴沿液舱中心线垂直向上。同时假定液舱水平运动为简谐振荡,其位移可描述为 $x = A\cos(\omega t)$,其中 A 为水平振荡运动的幅值, ω 为振荡频率。

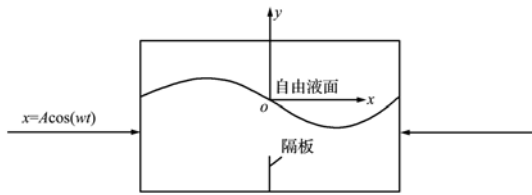


图 1 水平振荡的二维矩形液舱模型

Fig. 1 2D model of rectangular tank with horizontal oscillation

假定流体不可压缩,无粘,流动无旋,则流体运动速度势满足拉普拉斯方程:

$$\Delta\phi = 0 \quad (\text{整个流域内}) \quad (1)$$

(1) 自由面处理

如何用边界分布的节点表示自由波面,Longuet Higgins 和 Cokelet^[1] 在这方面做了开拓性的工作,他们提出了混合欧拉 - 拉格朗日方法 MEL(Mixed Eulerian-Lagrangian) 以处理全非线性自由面。MEL 方法的提出,使得时域中的完全非线性自由面运动计算成为可能。MEL 方法在应用过程中不断得到发展,其具体实施方法又可分为两种:实质节点法和半拉格朗日方法。

此处采用实质节点法对自由液面进行处理,即自由面上的节点或配置点跟随水质点运动,从而得到自由液面边界条件:

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = -g\eta + \frac{1}{2}|\nabla\phi|^2 - a_x x, \quad \frac{\partial\eta}{\partial t} = \frac{\partial\phi}{\partial z} \quad (2,3)$$

式中 η 为自由液面升高, a_x 为水平振荡运动的加速度。

(2) 物面条件

流体在壁面满足不可渗透条件,可以表述如下:

$$\frac{\partial\phi}{\partial n} = 0 \quad (\text{在固壁上}) \quad (4)$$

(3) 可渗透隔板 Γ 的物面条件

隔板两边流场有压力差时流体通过可渗透隔

板,不计隔板的厚度,显然在可渗透隔板处的流体速度连续,数值相等。记可渗透隔板 Γ 左边和右边的速度势、速度势的法向导数和压力分别为 $\phi|_L, \phi|_R, (\partial\phi/\partial n)|_L, (\partial\phi/\partial n)|_R$ 和 $p|_L, p|_R$ 。由速度连续性条件和隔板的渗透条件,可以得到:

$$\frac{\partial\phi}{\partial n}\Big|_L = -\frac{\partial\phi}{\partial n}\Big|_R \quad (\text{在隔板上}) \quad (5)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial n}\Big|_L = \frac{\lambda}{\rho}(p|_L - p|_R) \quad (\text{在隔板上}) \quad (6)$$

式中 $\lambda = \rho(\gamma/\mu)$, ρ 为流体密度, γ 为与隔板长度有关的材料常数, μ 为动力粘性系数。当 λ 为 0 时,隔板的渗透率为 0,即为不可渗透隔板;当 λ 趋于无穷大时,根据文献[3,4],即相当于没有隔板的情况。

根据伯努利方程和速度连续性条件,方程(6)可进一步简化为

$$\frac{\partial\phi}{\partial n}\Big|_L = \lambda\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\Big|_R - \frac{\partial\phi}{\partial t}\Big|_L\right) \quad (\text{在隔板上}) \quad (7)$$

3 多域边界元方法的应用

3.1 液舱内流场的区域划分

液舱内置的隔板相对较薄,如果采用一般边界元方法计算模拟流体晃荡现象时,隔板厚度一般忽略不计,在隔板上布置源时,会出现有些场点与源点相距太近,给格林函数带来了奇性,进而导致很大的计算误差^[6]。为此,在流场内用一个虚拟的分界线,将液舱内流场分成几个部分,分别进行分析计算,如图 2 所示,隔板和虚拟边界 Γ_i ,将液舱划分为区域 I 和区域 II。

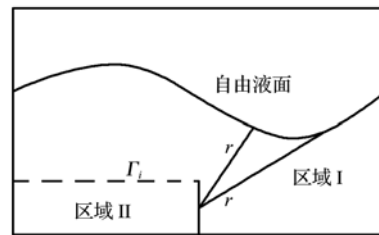


图 2 液舱内流场的区域划分

Fig. 2 Multiple domains of flow field in tank

3.2 虚拟界面 Γ_i 上的边界条件

假设在虚拟面 Γ_i 上,在区域 I 和区域 II 中,速度势和速度势的法向导数分别表示为 $\phi|_I, \phi|_II$ 和 $(\partial\phi/\partial n)|_I, (\partial\phi/\partial n)|_II$ 。由连续性条件和速度势法向导数的定义可得

$$\phi|_I = \phi|_II, \quad \frac{\partial\phi}{\partial n}\Big|_I = -\frac{\partial\phi}{\partial n}\Big|_II \quad (\text{on } \Gamma_i) \quad (10)$$

3.3 方程的求解与多域边界元法的离散处理

根据格林定理,流场中任意一点的速度势可以表述如下:

$$c_P \phi_P = \oint_S \frac{\partial \phi}{\partial n} \ln \frac{1}{r} ds - \oint_S \phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\ln \frac{1}{r} \right) dS \quad (11)$$

式中 r 为源点和场点之间的距离, P 为边界上分布的场点, c_P 和 Φ_P 分别为场点 P 处边界面向内所张的固体角和场点 P 的速度势。

方程式(11)在区域 I 和区域 II 中都是成立的,在两个区域中分别对边界离散求解计算时,需在各自流场区域边界上布置源汇,如图 3 所示,隔板厚度忽略不计了,隔板处重复布置了源点分别包含在各自的区域中,显然这些重复布置的源点不会给格林函数带来奇性。

为了进一步说清计算方法,将相应边界节点对应的物理量,以及相关的格林函数及其导数的积分 H, G 进行分类表示,具体地,引入上标 I, II 分别表示所属变量对应于区域 I 和区域 II,下标 f, w, g, i 分别表示变量对应于自由表面,壁面,隔板和虚拟界面,相应的方程(11)可分别写为

$$[H_f^I \ H_w^I \ H_g^I \ H_i^I] \{ \phi_f^I \ \phi_w^I \ \phi_g^I \ \phi_i^I \}^T = [G_f^I \ G_w^I \ G_g^I \ G_i^I] \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_f^I \ \frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_w^I \ \frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_g^I \ \frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_i^I \right\}^T \quad (12)$$

$$[H_f^{II} \ H_w^{II} \ H_g^{II} \ H_i^{II}] \{ \phi_f^{II} \ \phi_w^{II} \ \phi_g^{II} \ \phi_i^{II} \}^T = [G_f^{II} \ G_w^{II} \ G_g^{II} \ G_i^{II}] \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_f^{II} \ \frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_w^{II} \ \frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_g^{II} \ \frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_i^{II} \right\}^T \quad (13)$$

式中 上标 T 表示向量转置,方程式两端的系数矩阵只与流场的几何形状有关。

结合隔板边界条件(5)和虚拟界面边界条件式(10),将方程(12,13)组合,并将未知变量与已知变量组合分别放到方程左右两端,经整理得

$$\begin{bmatrix} -G_f^I & H_w^I & H_g^I & H_i^I & -G_i^I & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & H_i^{II} & G_i^{II} & H_g^{II} & H_w^{II} \end{bmatrix} \{U\} = \begin{bmatrix} -H_f^I & G_w^I & G_g^I & 0 \\ 0 & 0 & -G_g^{II} & G_w^{II} \end{bmatrix} \{V\} \quad (14)$$

式中,未知变量和已知变量向量 $\{U\}$ 及 $\{V\}$ 分别表示为

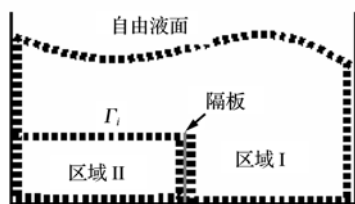


图 3 源汇布置示意图
Fig. 3 Sketch of source collocation

$$\{U\} = \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_f^I \ \phi_w^I \ \phi_g^I \ \phi_i^I \ \frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_i^I \ \phi_w^{II} \ \phi_w^{II} \right\}^T$$

$$\{V\} = \left\{ \phi_f^I \ \frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_w^I \ \frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_g^I \ \frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_w^{II} \right\}^T$$

对于方程(14),同一时刻内向量 $\{V\}$ 中的分布在自由面上的流体质点速度势以及渗透隔板上的法向速度是作为已知的,求解方程后可以进一步得到流域内的速度场和压力场。

3.4 自由面上流体质点速度势与通过渗透隔板的流体速度计算

自由面上流体质点速度势与通过渗透隔板的流体速度都是通过时间步进法来计算的。对于不同时刻的自由面形状和流体质点速度势可以采用时间上的差分来计算获得。

$$\phi^t = \phi^{t-\Delta t} + (d\phi/dt)\Delta t \quad (15)$$

$$\eta^t = \eta^{t-\Delta t} + (d\eta/dt)\Delta t \quad (16)$$

式中,速度势、波面形状函数的时间导数,由自由面条件(2,3)近似计算获得。

通过渗透隔板的流体速度,可以前两个时间步的速度势差分计算获得

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_i^I = \lambda \left[\frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_i^{II} - \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_i^I \right] = \lambda \left[\left(\frac{\phi^{t-\Delta t} - \phi^{t-2\Delta t}}{\Delta t} \right) \Big|_i^{II} - \left(\frac{\phi^{t-\Delta t} - \phi^{t-2\Delta t}}{\Delta t} \right) \Big|_i^I \right] \quad (17)$$

4 数值算例与分析

4.1 基于多域边界元方法的液舱流体晃荡模拟计算

基于节 3 所述理论和计算方法,进行了编程计算,对于尺寸为 40 cm × 14 cm 的矩形液舱模型,内部中心线上垂直放置的隔板高度为 4 cm,经过对具有不同渗透率系数的隔板对应的液舱晃荡问题

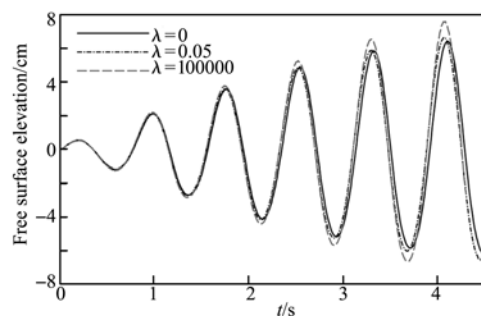


图 4 三种不同渗透隔板液舱内液体自由面时历
Fig. 4 Time histories of free surface at wall of tank fitted with three different porosity coefficients of girder

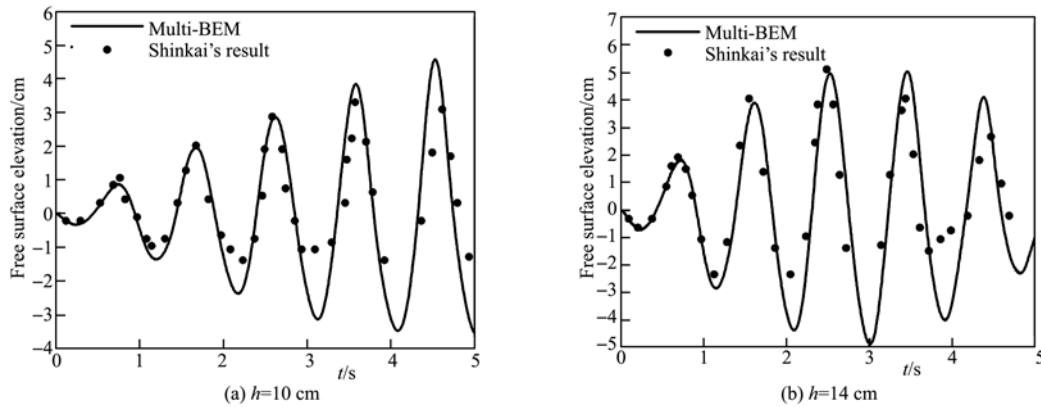


图 5 内置不可渗透隔板的液舱液体晃荡实验及理论计算结果的比较
Fig. 5 Comparison of experiment and calculation for free surfaces at tank wall with porosity girder

进行数值模拟计算。如图 4 所示的三条曲线分别为三种渗透率系数下舱壁处自由面波形时历结果,计算中发现当渗透率系数取 100 和 10^6 ,计算结果基本相同,可以推算只要渗透率系数足够大时,液舱内液体晃荡已近非常接近渗透率系数趋于无穷大的情形,即没有隔板的情形。

为了验证程序的正确性,分别对透过率为 0 和趋于无穷大的情形进行了模拟计算,文献[7]中 Shinkai 实验模拟了内置有不可渗透隔板的矩形舱液体晃荡,其中实验的相关参数列入表 1。

Shinkai 的模型实验中,隔板是不可渗透的,因此模拟计算中也取渗透率系数 $\lambda = 0$,两种模型实验状态下的实验结果与模拟计算结果比较如图 5 所示。图 5 为对应两不同实验中壁面处自由面波形时历结果,其中实线为本文的理论计算结果,点为实验中不同时刻记录的波高,可以看出,理论计算的波形时历曲线对应的振荡频率和波峰与实验结果吻合良好。

表 1 Shinkai 晃荡实验的特征参数

Tab. 1 Particulars of Shinkai's sloshing experiment

宽度 /cm	水深 /cm	隔板高度 /cm	横荡振幅 /cm	横荡周期 /s
40	10	4	0.5	1
40	14	7	1	1

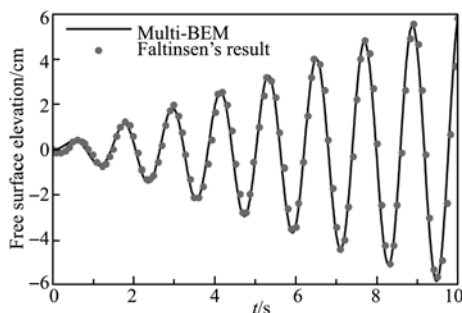


图 6 无内置隔板的液舱流体晃荡的计算结果及其比较
Fig. 6 Comparison of calculated free surface at wall of tank without girder

文献[2]中液舱晃荡模型的矩形舱宽为 1 m,实验水深为 0.5 m,液舱横荡的幅值和圆频率分别为 0.002 m 和 5.29 rad/s。Faltinsen 实验的矩形模型没有内置隔板,相当于本文方法中的 λ 取足够大的情形(此处取 λ 为 10^6),从图 6 可以看出,模拟计算与文献结果吻合良好。

从以上的计算结果及其比较来看,本文的多域边界元方法能够应用于模拟计算分析内置一定渗透率隔板的液舱流体晃荡现象。文中也同时验证了两种极限:渗透率系数 $\lambda = 0$ 和足够大的情形,即对应于不可渗透隔板和没有隔板,计算结果及其比较也表明据此理论方法开发的程序的正确性。

4.2 液舱内置隔板高度及渗透率对晃荡的影响

对于没有内部结构的矩形容器,其固有周期的计算公式为 $T_n = 2\sqrt{(\pi l/g)\cot(\pi h/l)}$,其中 l 为矩形容器的长度, g 为重力加速度, h 为水深, π 为圆周率。据此方法并结合测试可以得出模型尺寸为 40 cm×14 cm 的矩形容器的固有周期为 0.75 s。以此作为外加横荡运动周期,并取横荡振幅为 0.5 cm,对内置隔板高度 h 分别为 4 cm,5 cm,6 cm 和 7 cm 的晃荡现象分别进行了模拟计算,计算结果分别如图 7(a~d) 所示。

由图 7 计算结果可以看出,当渗透率系数小于 0.05 时,相对于没有隔板的情形(即渗透率系数取足够大),自由液面振荡周期有一定的偏移,即液舱固有振荡频率发生了变化,因此晃荡的剧烈程度也有了影响。可以看出,由于偏移了新结构固有振荡周期的缘故,流体振荡的波幅也变小,图 7(a~d) 中相同渗透率系数,随隔板高度的增加,流体振荡的波幅在明显变小。

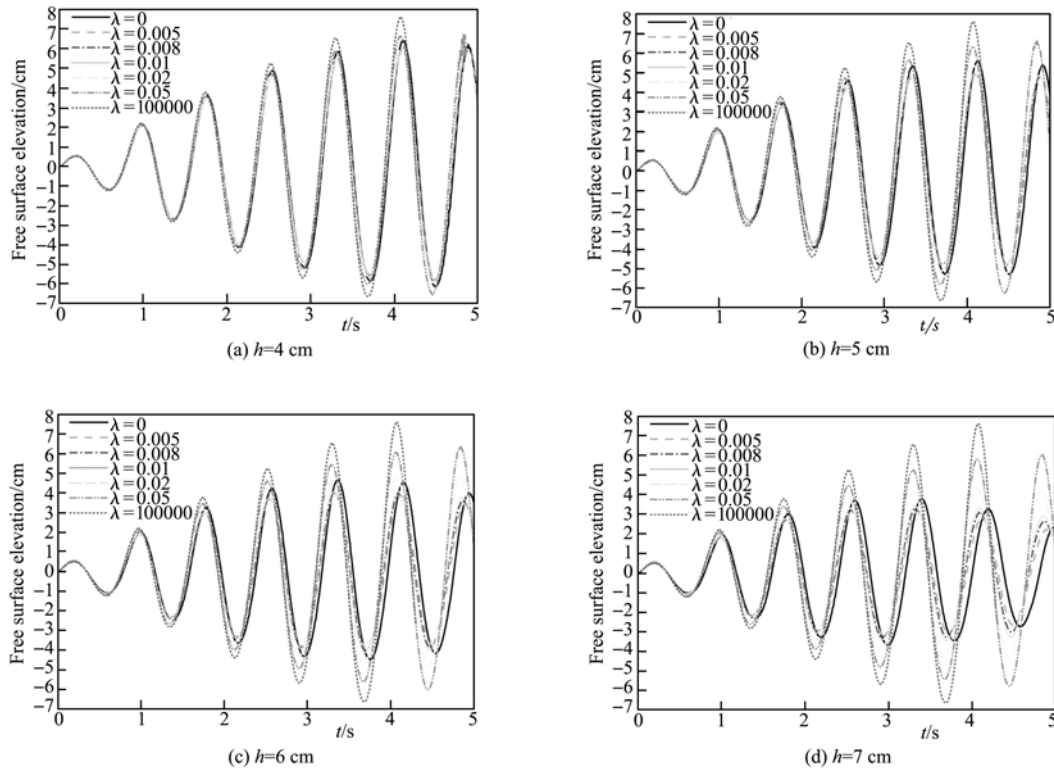


图7 内置不同高度不同渗透率隔板的矩形舱内流体晃荡的计算结果及其比较

Fig. 7 Comparison of free surface at wall of tank with girders in various heights and porosity coefficients

5 结 论

针对带有可渗透隔板的液舱流体晃荡现象,提出了采用多域边界元方法对此非线性物理现象进行时域计算模拟和分析。此方法也解决了应用普通边界元法模拟计算时由于隔板厚度过薄而带来的计算误差问题。当液舱内置隔板渗透系数 λ 为0和足够大时,即对应于完全不可渗透和没有隔板的情形,计算结果与相关文献中的实验、理论结果吻合良好。流体运动模拟计算中当隔板的渗透率系数 λ 在0~0.05之间取值时,容器的固有周期发生一定的改变;当渗透率系数 λ 在0~0.01之间取值时,隔板对容器内自由液面振荡幅值有较大的影响。通过对内置相同渗透率系数而高度不同的隔板的液舱流体晃荡模拟计算和比较分析可知,隔板的存在一定程度上改变了液舱的固有振荡频率,进而对液舱内流体晃荡剧烈程度产生影响。以上研究表明,多域边界元方法能够精确地模拟带有可渗透隔板的液舱内流体晃荡现象,也可以进一步应用于载液船舱、减摇水舱等设置不同渗透率隔板的水动力问题的分析,在船舶的减摇减振等工程应用方面 also 具有重要意义。

参考文献 (References):

- [1] A Shinkai, S Yamaguchi, E Shintaku, S Iwamoto. Numerical analysis of liquid sloshing in a rectangular tank with baffle plates(in Japanese)[J]. *The Soc. of Nav. Arch. of West Japan*, 1987, **78**:173-187; 1987, **79**:141-154.
- [2] Faltinsen O M. A numerical nonlinear method of sloshing in tanks with two-dimensional flow[J]. *J. Ship Res.*, 1978, **22**:193-202.
- [3] Renchuan Zhu, Kimio Saito. Multiple domain boundary element method applied to fluid motions in a tank with internal structure[J]. *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, 2000, **188**:135-141.
- [4] Miao Guo-ping. Hydrodynamic loads on oil storage tanks with interior sm-porous barriers under earthquakes[J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2001, Ser. B, **13**(1):1-7.
- [5] Miao Guo-ping, H Ishida, T Saitoh, K Kurosaki. Analytical solutions for the sloshing loading on circular cylindrical liquid tanks with interior semi2porous barriers[J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2001, Ser. B, **13**(2):32-39.
- [6] Nishino H, Ohta K, Fujita K. Vibration analysis of

the structure in contact with fluid by use of the thin plate boundary element method (in Japanese)[J]. *J. Soc. of Nav. Arch. of Japan*, 1999, **184**: 401-408.

[7] MS Longuet-higgins, C D Cokelet. The deformation of steep surface waves on water, a numerical method of computation[J]. *Proc. R. Soc. Lond*, 1976, **A350**:1-26.

Time domain simulation of sloshing in liquid tank with porosity girder

HE Zhao, ZHU Ren-chuan*, FAN Ju, MIAO Guo-ping

(School of Naval Architecture, Ocean & Civil Engineering, State Key Laboratory of Ocean Engineering of China, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, China)

Abstract: The nonlinear sloshing in liquid tank with porosity girder is successfully simulated in time domain by multiple domain boundary element method. The simulation results agree well with that of referenced cases with impermeable girder or without girder. The natural frequency of the liquid tank with porosity girder changes while the porosity coefficient of the fitted girder varies. The free surface is effectively influenced by the porosity coefficient of girder.

Key words: multiple boundary element method; sloshing; girder with porosity; time domain; nonlinear

(上接第 753 页)

High reynolds number cavity acoustic numerical simulation using DES

CHEN Long*, WU Yi-zhao, XIA Jian

(School of Aeronautics and Astronautics, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: The three dimensional supersonic cavity numerical simulation method and program using SA-DES, SST-DES are developed. Hybrid grid finite volume method is used to solve unsteady flow fields, and the dual time stepping method based on LU-SGS implicit scheme is used in temporal discretization. Wall function including compressibility is used for reduce the viscous grid points number near wall boundary when high Reynolds number numerical simulation. The result about vorticity and pressure fluctuating using one-equation SA-DES and two-equations SST-DES are compared. Analyze the pressure fluctuating and sound pressure level spectra from numerical simulation. Sound pressure level spectra from numerical simulation is agree well with other researcher's result and experimental data.

Key words: CFD; unsteady; cavity; DES; high Reynolds number