

DOI:10.7652/xjtuxb201408023

移动粒子半隐式法流固耦合模型及自由浮体数值研究

曹文瑾, 孙中国, 席光

(西安交通大学能源与动力工程学院, 710049, 西安)

摘要: 对流固耦合问题进行了系统的分类并在移动粒子半隐式法中建立了刚体与流体之间的单向及双向耦合模型。对二维溃坝问题和活塞式造波板的造波问题进行了数值模拟, 结果与实验值或分析解符合得较好。对浮体在静水中的自由振荡问题进行了计算, 浮体质心高度与理论值的最大偏差控制在 0.5% 以内, 达到了工程计算的精度。在长板形自由浮体对正弦波浪的运动响应算例中, 综合应用了单向和双向耦合模型, 结果表明长度小于波长的浮体随波浪做正弦规律的起伏运动和摇摆运动, 同时沿行波方向迂回前进, 当浮体长度增加时, 浮体运动幅度减小。

关键词: 流固耦合; 移动粒子半隐式法; 浮体; 造波

中图分类号: O351.2 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2014)08-0136-05

Fluid-Structure Interaction Models in MPS Method and Its Numerical Simulation for Floating Bodies

CAO Wenjin, SUN Zhongguo, XI Guang

(School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: A one-way and a two-way solid-fluid interaction models in moving-particle semi-implicit method are established by systematically classifying solid-fluid interaction problems. Numerical simulation of the models are performed on two dimensional dam break problem and wave problem generated by a piston type wave generator. The results agree well with either experimental values or analytical solutions. Free-oscillations of a floating body are simulated, and the maximum error between the height of its mass center and theoretical value is controlled in 0.5% which meets the requirement of engineering calculation. The one-way coupling model and the two-way coupling model are integrately applied in a dynamic response example for sine wave of a board type floating body. Results show that the floating body performs sinusoidal movements in vertical direction and sinusoidal rotation in circumferential direction while moving forward in to-and-fro mode when the length of the body is shorter than the wave length, and that the motion amplitude decreases when the length of the body increases.

Keywords: fluid-structure interaction; moving-particle semi-implicit method; floating body; wave generation

在工程应用中流体与固体相互作用十分常见, 例如水泵转子做功、浮标和船只的漂浮等。这类问题按作用方式可分为 3 类^[1]: ①当固体按既定规律

运动、不受流体影响而流体对固体做响应运动时, 是固体对流体的单向耦合, 例如液体在晃荡箱体内流动^[2]; ②当固体相对流动特征尺寸很小且固体密度

收稿日期: 2014-01-21。 作者简介: 曹文瑾(1992—), 男, 硕士生; 席光(通信作者), 男, 教授, 博士生导师。 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51106125, 51236006); 中央高校基本科研业务费专项资金资助项目(2012jdhz41)。

网络出版时间: 2014-06-30

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/61.1069.T.20140630.1837.003.html>

远小于流体密度时,流体运动不受固体影响,而固体对流体做响应运动,是流体对固体的单向耦合,例如轻质小尺度固体在液面上漂浮^[3];③当流体和固体的相互作用均不能忽略时,需要进行双向耦合,例如风电平台对波浪的运动响应^[4]。

网格法在模拟流固耦合问题时,难点在于物质界面及自由面发生的宏观运动和变形。变形导致网格畸变,从而影响计算精度,因此需要对网格进行调整或重构,这些步骤烦琐且耗时。无网格粒子法处理此类问题时,将研究对象离散成粒子,粒子之间的拓扑关系随时间更新,因此物性参数不同的粒子直接构成物质界面,避免了网格变动操作,大大提高了计算效率,同时也消除了界面上的参数传递过程。

已有学者用无网格法对流固耦合问题进行了研究。Manenti 等对自由浮体随波浪的运动进行了实验测量并用光滑粒子水动力学法(smoothed particle hydrodynamics, SPH)进行了模拟^[5];Omidvar 等用 SPH 方法模拟了连接在定滑轮上的浮体在波浪中的运动^[6]。基于移动粒子半隐式法^[7](moving particle semi-implicit method, MPS),孙中国等实现了移动固体边界条件并模拟了十字型搅拌器中的流动^[8];Koshizuka 等构建了一种双向耦合方法并计算了浮体在静水表面的平衡问题^[9]。但是,上述文献均未对流固耦合模型进行系统的归纳和分类模型研究。

本文用 MPS 方法对流固单向及双向耦合问题分别建立了相应的作用模型,并通过算例进行了验证,最后综合应用这两种流固相互作用模型,对长板型自由浮体对正弦波的运动响应进行了数值分析。

1 MPS 方法

本文研究不可压缩流体,控制方程为

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{f} \quad (2)$$

式中: ρ 和 μ 分别表示流体的密度和动力黏性系数; $\mathbf{u}$ 、 p 分别表示流体质点的速度和压力; $\mathbf{f}$ 表示流体质点受到的体积力; t 表示时间。

MPS 方法中用核函数定义粒子之间相互影响的强弱。本文采用如下形式的核函数

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e - r}{r} & (r < r_e) \\ 0 & (r \geq r_e) \end{cases} \quad (3)$$

式中: $r = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|$ 表示任意两个粒子 i 和 j 之间的距离; r_e 是粒子作用半径,在计算粒子数密度、梯度

项和拉普拉斯项时可取不同值^[8];本文前两者的计算中取 $r_e = 2.1l_0$,后者的计算中取 $r_e = 4.0l_0$ 。

r_e 范围内核函数值的加和称为粒子数密度

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (4)$$

粒子数密度与流体密度成正比,因此不可压缩问题中粒子数密度也保持为常数,记为 n^0 。

对任意标量函数 $\varphi(i)$,将 i 粒子对周围粒子的梯度矢量加权求和即可得到 i 粒子处函数 φ 的梯度

$$\langle \nabla \varphi \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{\varphi_j - \varphi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (5)$$

将 i 粒子处 φ 的迁移量带入扩散方程可近似得到

$$\nabla^2 \varphi = \frac{2d}{n^0 \lambda} \sum_{j \neq i} (\varphi_j - \varphi_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (6)$$

式中: $\lambda = \int_V w(r) r^2 dv / \int_V w(r) dv$,本文 $\lambda = r_e^2/6$ 。

在自由面处,表面粒子在 r_e 内搜索到的粒子数量较内部粒子少,其粒子数密度也相应较小。粒子数密度满足不等式

$$\langle n \rangle_i < \beta n^0 \quad (7)$$

粒子是表面粒子,文中 β 取 0.97。

MPS 方法是半隐式算法,每一时间步的结果作为下一时间步的初值。循环分为 3 步:估算步,显式计算动量方程中的扩散项和源项,得到速度和位置的估算值;求解步,由估算值求解压力泊松方程,得到压力;修正步,计算压力梯度并以此修正粒子的速度和位置。

2 流固耦合算法

2.1 刚性固体边界对流体的单向耦合

流体易在剪切力作用下持续变形,因此需要固体边界来限制流体的运动。固体边界保持静止或按照既定规律运动,不受流体的影响。

MPS 法将固体边界也离散成一系列粒子,对于静止固体边界,固体粒子在计算中保持静止并参与求解压力泊松方程,其压力参与流体粒子的压力梯度计算,形成有效边界条件,使流体不会穿透壁面。为使固壁粒子在 r_e 内能够搜索到足够多的粒子来达到粒子数密度 n^0 ,需要在固壁外侧布置两层补偿粒子,如图 1 所示。这两层粒子仅提供位置信息,不参与压力计算。静止固壁问题以溃坝算例为代表。Martin 等用高速照相机测量了方腔内溃坝的流体前缘位置 z 的变化^[10]。本文采用相同的初始条件(液柱宽度 $L = 14.6 \text{ mm}$)模拟二维溃坝问题,取液

体前缘位置与实验值进行比较,如图2所示,结果表明模拟结果是准确的。

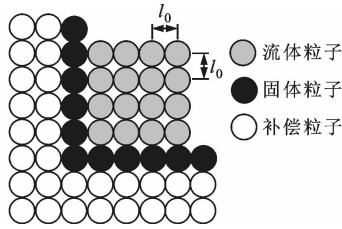


图1 固体边界初始布置

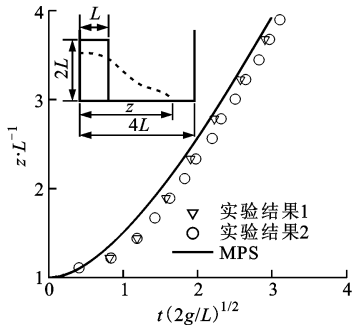


图2 二维溃坝前缘位移与实验值^[10]比较

移动固壁边界的处理方式与静止壁面相似,只是固体粒子的坐标和速度按既定运动规律更新。典型的移动固壁问题是造波板的造波运动。本文对活塞式造波板的造波现象进行了模拟。

如图3所示,造波池总长12 m,其中造波段(底面为水平段的部分)和消波段(底面为斜坡的部分)各长6 m,消波段坡度为1:6,池中水深1 m。左端垂直壁面为造波板,按正弦规律做水平简谐运动

$$x = S_0 \sin(2\pi t/T) \tag{8}$$

计算中取 $S_0 = 0.1$ m,周期 $T = 1.4$ s。由理论分析可知,上述条件下形成的波面波长为3 m^[5]。在造波段中央,即 $x = 3.0$ m处实时监测自由面高度,与分析解对比如图4所示。图中虚线表示分析解,是平衡位置在1.0 m、周期为1.4 s、幅值为0.085 m的余弦曲线^[5];实线表示数值解。经过启动阶段后,监测点处自由面高度的变化规律接近余弦,周期与造波板运动一致,幅值也吻合得较好。值得注意的是,在初始时刻,造波板处在平衡位置,速度达到正

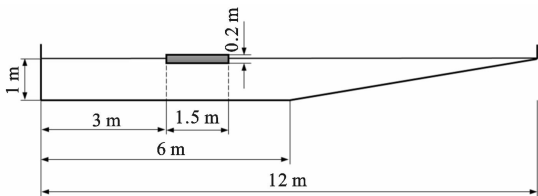
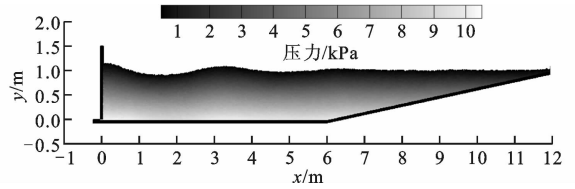
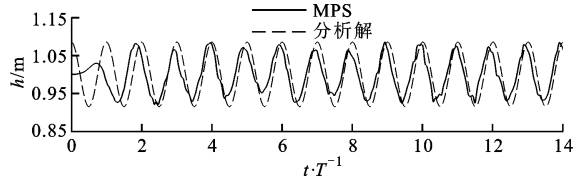


图3 造波池几何尺寸



(a) $t = 14.0$ s时刻波面形状及压力分布



(b) $x = 3.0$ m处自由面高度变化

图4 数值造波结果

向最大,而流体粒子初速度均为零,因此下游流体对造波板运动的响应与分析解相比略有相位差。此外,数值解的幅值误差可能来源于自由面高度的判断方式。

2.2 流体与固体的双向耦合

在浮体类问题中,不仅要考虑固体排开流体的运动,还要考虑流体对漂浮固体的浮潜、横摇甚至倾覆等运动。本文只讨论二维情况下单个刚体(不考虑变形和振动)与流体的双向耦合问题。下文的公式中:下标 ls 表示流体对固体的作用;other 表示其他外力对固体的作用;ral 表示相对于刚体质心的相对量,其余为绝对量;上标 n 表示时间步。

刚体运动的动量方程为

$$m \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \mathbf{F}_{ls} + \mathbf{F}_{other} \tag{9}$$

转动量方程为

$$I \frac{D\boldsymbol{\omega}}{Dt} = \mathbf{M}_{ls} + \mathbf{M}_{other} \tag{10}$$

式中: $m = \sum_{i=1}^N \rho_i l_0^2$ 为刚体总质量; $I = \sum_{i=1}^N \rho_i l_0^2 r_{ral}^2$ 表示相对于通过质心的轴的转动惯量。

固体粒子在更新步中的操作步骤如下。

步骤1 分别计算刚体受到的来自流体和其他外力(只有重力)的力和力矩,重力加速度取 $-9.8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$

$$\mathbf{F}_{ls} = - \iint_S p d\mathbf{s} = - \iiint_V \nabla p d\mathbf{v} = - \sum_{i=1}^N (\langle \nabla p \rangle_i l_0^2) \tag{11}$$

$$\mathbf{F}_{other} = m\mathbf{g} \tag{12}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{ls} = & - \iint_S \mathbf{r}_{ral}^n \times p d\mathbf{s} = - \iiint_V \mathbf{r}_{ral}^n \times \nabla p d\mathbf{v} = \\ & - \sum_{i=1}^N [(\mathbf{r}_{ral}^n \times \langle \nabla p \rangle_i) l_0^2] \end{aligned} \tag{13}$$

$$\mathbf{M}_{\text{other}} = \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_{\text{ral}}^i \times m_i \mathbf{g} \tag{14}$$

步骤 2 计算质心速度 $\mathbf{u}_c^{n+1}$ 和刚体角速度 $\boldsymbol{\omega}_c^{n+1}$

$$m \frac{\mathbf{u}_c^{n+1} - \mathbf{u}_c^n}{\Delta t} = \mathbf{F}_{\text{ls}} + \mathbf{F}_{\text{other}} \tag{15}$$

$$I \frac{\boldsymbol{\omega}_c^{n+1} - \boldsymbol{\omega}_c^n}{\Delta t} = \mathbf{M}_{\text{ls}} + \mathbf{M}_{\text{other}} \tag{16}$$

步骤 3 更新每个固体粒子的速度和位置

$$\mathbf{u}_i^n = \mathbf{u}_c^n + \boldsymbol{\omega}_c^{n+1} \times \mathbf{r}_{\text{ral},i}^n \tag{17}$$

$$\mathbf{r}_{\text{ral},i}^{n+1} = \mathbf{r}_{\text{ral},i}^n + \Delta t (\boldsymbol{\omega}_c^{n+1} \times \mathbf{r}_{\text{ral},i}^n) \tag{18}$$

本文对静水中自由浮体算例进行数值模拟。如图 5 所示,正方形刚体漂浮于水面上,密度是水的一半。浮体只受重力和浮力作用,将做有阻尼的简谐运动并最终稳定在平衡位置。对初始淹深 ξ 分别为 10、20 和 30 mm 3 个工况进行了模拟,质心高度的变化曲线如图 6 所示。

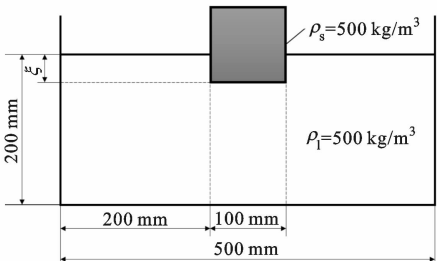


图 5 静水中自由浮体的几何尺寸

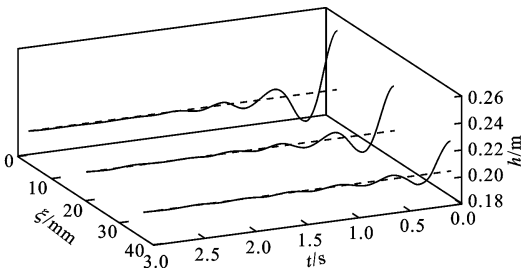


图 6 静水中自由浮体质心高度随时间的变化

图 6 中实线表示浮体质心高度随时间变化,虚线表示平衡状态下的质心高度。由图可见,3.0 s 时浮体质心高度波动很小,认为已达到平衡状态。此时 3 个工况下的质心高度值分别为 207.913 mm($\xi=10$ mm)、205.989 mm($\xi=20$ mm)、204.087 mm($\xi=30$ mm),相应平衡位置的质心高度为 208、206、204 mm,误差分别只有 -0.087、-0.011、0.087 mm。数值解与理论值均符合得较好,可见上述算法是正确的。

3 自由浮体对正弦波的响应

综合上述流固耦合模型,本文模拟了板形浮体对

正弦波的运动响应。采用图 3 形式的造波池,为保证波面充分发展,将浮体前缘定位在 $x=3.0$ m 处。

图 7 展示了浮体质心的运动轨迹,颜色由深及浅表示时间推进。提取浮体质心横坐标、纵坐标和转动角变化曲线,如图 8 所示,横坐标表示周期数。初始时刻长板平行于底面,定义为零转角。由于初始时刻流体静止,因此波面在前几个运动周期并不稳定。3 个周期后,流体对造波板有较好的跟随性,浮体开始有规律地做横摇、起伏和摆动 3 个自由度的运动,周期与造波板一致,均为 1.4 s。每个周期内浮体运动分解如下:①浮体从平衡点处升高,左端先接触波峰,转动角变为负,波浪推动浮体向下游漂流;②波峰行至质心处时,质心高度达到极大,浮体长边与 x 轴平行,转动角为零;③波峰掠过质心后,浮体下降,左端先行回落,转动度变为正;④当波谷靠近时,浮体继续下降,转动角增大放缓,直至转动角到达极大;⑤波谷行至质心时,质心高度达到极小值,转动角减小为零;⑥波谷掠过质心后,浮体回升,左端先行上升,转动角变为负,此时造波板向 x 轴负向运动,导致流体向下游运动减弱,甚至出现回

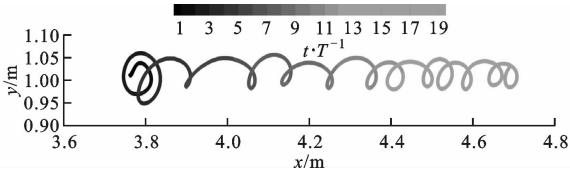
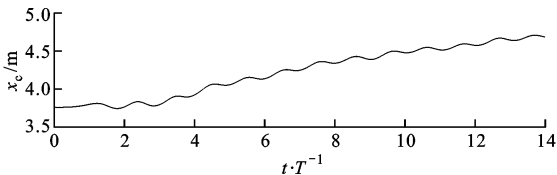
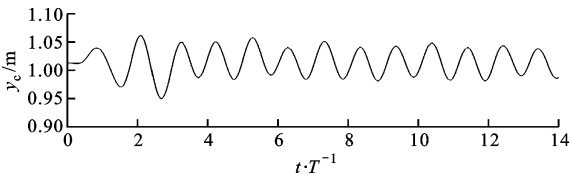


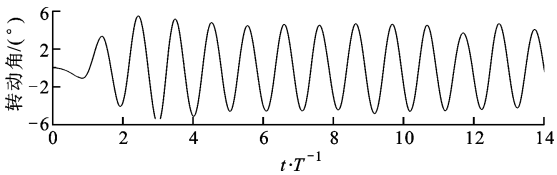
图 7 浮体质心移动轨迹



(a)浮体质心横坐标变化



(b)浮体质心纵坐标变化

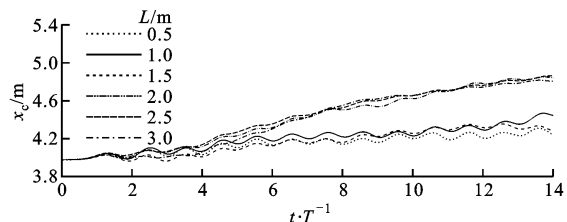


(c)浮体转动角变化

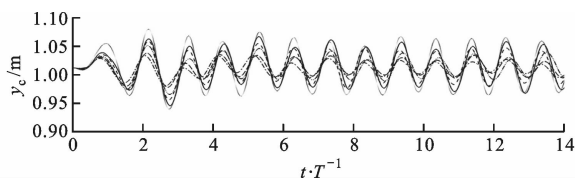
图 8 长板形浮体对正弦波的运动响应

流,带动浮体运动反向。整个运动过程中浮体转动角在 $\pm 5^\circ$ 范围内按正弦规律变化。

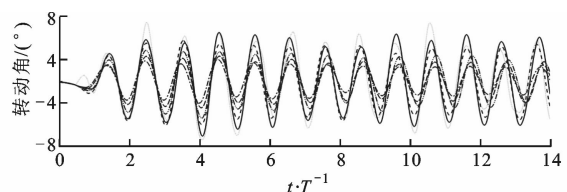
本文还对不同长度浮体(1/6、2/6、3/6、4/6、5/6和6/6倍波长)进行了模拟,初始时刻将浮体质心定位在 $x=4.0\text{ m}$ 处,结果如图9所示。随浮体长度增加,起伏和转动的规律相同,但幅值降低。横摇运动表现出较大差异:浮体长度小于0.5倍波长时,浮体受回流影响较大,每个周期内都有明显的折返运动;浮体长度超过0.5倍波长时,浮体受回流影响减小,折返运动不明显。



(a)浮体质心横坐标变化



(b)浮体质心纵坐标变化



(c)浮体转动角变化

图9 不同长度浮体在波浪中的运动响应

4 结论

(1)采用MPS方法系统地实现了流固单向和双向耦合,通过溃坝、造波和浮体在静水表面自由振荡等基本算例验证了模型的正确性。

(2)应用流固耦合模型模拟了长板形浮体对正弦波的响应运动,结果表明浮体在波浪作用下做起伏、横摇和旋转3个自由度的运动,横坐标迂回增大,纵坐标和旋转角按正弦规律变化。

(3)对不同长度的浮体(小于波浪波长)进行了模拟,发现随着长度增加,浮体纵向起伏幅值和旋转角度幅值均减小,同时浮体受回流影响减小,当浮体长度超过波长的一半时,横向位移明显增大。

参考文献:

- [1] CARLSON M, MUCHA P J, TURK G. Rigid fluid: animating the interplay between rigid bodies and fluid [J]. ACM Transactions on Graphics, 2004, 23(3): 377-384.
- [2] PAN Xujie, ZHANG Huaixin, LU Yuntao. Numerical simulation of viscous liquid sloshing by moving-particle semi-implicit method [J]. Journal of Marine Science and Application, 2008, 7(3): 184-189.
- [3] FOSTER N, METAXAS D. Realistic animation of liquids [J]. Graphical Models and Image Processing, 1996, 58(5): 471-483.
- [4] PENG Wei, LEE K, SHIN S, et al. Numerical simulation of interactions between water waves and inclined-moored submerged floating breakwaters [J]. Coastal Engineering, 2013, 82(12): 76-87.
- [5] MANENTI S, RUOL P. Fluid-structure interaction in design of offshore wind turbines: SPH modeling of basic aspects [C] // Proceedings of the Handling Exception in Structural Engineering. Rome, Italy: Francobontempi. org, 2008: 13-14.
- [6] OMIDVAR P, STANSBY P K, ROGERS D. SPH for 3D floating bodies using variable mass particle distribution [J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2013, 72(4): 427-452.
- [7] KOSHIZUKA S, OKA Y. Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid [J]. Nuclear Science and Engineering, 1996, 123(3): 421-434.
- [8] 孙中国, 席光, 王焕然. 带运动部件的不可压缩流动MPS法数值模拟 [J]. 工程热物理学报, 2008, 29(10): 1676-1678.
- [9] SUN Zhongguo, XI Guang, WANG Huanran. Numerical simulation of incompressible flow with moving component using the MPS method [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2008, 29(10): 1676-1678.
- [10] KOSHIZUKA S, TANAKA M, SHIBATA K, et al. Numerical analysis of fluid-structure and fluid-rigid body interactions using a particle method [C] // Proceedings of the 5th Joint ASME/JSME Fluids Engineering Summer Conference. New York, USA: ASME, 2007: 177-182.
- [11] MARTIN J C, MOYCE W J. An experimental study of the collapse of liquid columns on a rigid horizontal plane [J]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London: Series A Mathematical and Physical Sciences, 1952, 244(882): 312-324.

(编辑 武红江 荆树蓉)