

平头物体三维带空泡入水的数值模拟

陈学农 何友声
(上海交通大学)

提要 本文用时间步进法和边界积分方程方法数值求解平头物体的垂直及斜向入水过程。这是一个在非线性自由面条件下,物体与流体有耦合作用,三维、非定常、理想不可压流体的运动问题。自由面用 Lagrangian 参数描述,物面用固结在物体上的 Eulerian 坐标描述。数值计算上提出了物面动力学条件(流-固耦合运动方程)和自由面动力学条件的二阶精度的时间差分隐格式。最后给出若干入水情况的详细计算结果。

关键词 自由面、流-固耦合作用、入水、边界积分方程方法、时间步进法。

一、引言

物体入水问题是很困难而又非常实用的问题。工程上,通常物体入水速度较高,物体后面带空泡,而物体的运动不受其它外力的作用。从理论上说,它是物体与具有自由面流体的相互耦合作用运动的问题,其困难之处在于自由面的非线性和刚体与流体耦合运动的非线性。

Longuet-Higgins & Cokelet^[1] 引入 Lagrangian 质点描述自由面形状,对边界条件用时间差分,在每一时间上则用边界积分方程方法,较好地计算了非定常二维非线性波的变形和破碎问题。Isaacson^[2] 用边界积分法计算浮动物体在非线性自由面上运动的问题时,考虑到流体和物体的耦合运动,用隐格式的时间差分处理自由面非线性和耦合非线性。由于自由面和物面均用 Eulerian 坐标描述,这一方法不适用于自由面卷曲的情况。

本文将物体的垂直及斜向入水问题作为非线性自由面条件下,非线性流-固耦合运动的、三维、非定常、理想不可压流体运动问题,用边界积分方程方法和时间步进法数值求解。自由面用 Lagrangian 质点坐标描述,划分 Lagrangian 质点构成的网格。在物面上用固定在物体上的 Eulerian 坐标描述,划分 Eulerian 网格。对用 Lagrangian 坐标描述的自由面动力学条件和 Eulerian 坐标描述的物面动力学条件(流-固耦合运动方程),提出并采用了二阶精度的隐格式时间差分,将非定常、非线性问题化为当前时刻的线性的空间问题,用边界积分方程方法进行数值求解。本文最后给出了若干入水过程的计算结果,并对结果的正确性进行了验证和讨论。基于斜入水的结果我们还讨论了物体入水过程中的运动姿态稳定性。

本文于1987年10月8日收到,1989年2月18日收到修改稿。

二、理论公式

在未扰自由面上建立静止坐标系 $oxyz$, 在物体的质心 o' 上设立随体运动的动坐标系 $o'x'y'z'$, 如图 1 所示.

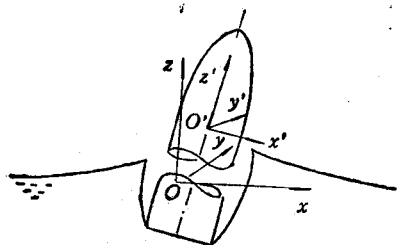


图 1 静止坐标与动坐标示意图

以弹头半径 $\tilde{R}$ 、初始速度 $\tilde{U}_0$ 、水的密度 $\tilde{\rho}$ 为基本量纲物理量, 将问题中的各物理量无量纲化. 以字母符号的基本形式表示无量纲量, 而用上加“~”的字母表示有量纲量.

在理想不可压流体及初始运动无旋的假定下, 流体运动的无量纲化的控制方程为

$$\nabla^2 \varphi(\mathbf{X}, t) = 0, \quad \mathbf{X} \in \Omega \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2} V^2 + z/F^2 + p = 0, \quad \mathbf{X} \in \Omega \quad (2.2)$$

$$\mathbf{V} = \nabla \varphi(\mathbf{X}, t), \quad \mathbf{X} \in \Omega \quad (2.3)$$

其中 $\mathbf{X} = (x, y, z)$; $\mathbf{V}$ 是流体绝对速度矢量; φ 是绝对速度势; p 是流场超压; $F = \tilde{U}_0 / (\tilde{g}\tilde{R})^{1/2}$; Ω 为流体区域, $\partial\Omega$ 为其边界, 在本问题中 $\partial\Omega = S_b + S_f + S_\infty$, 这里由于水深无限大, S_b 仅为物面, S_f 为自由面, S_∞ 为无限远处边界面.

为了使得本问题的数值计算成为可能, 本文将自由面条件用 Lagrangian 坐标 $\mathbf{A}$ 描述, 物面条件用动坐标 $\mathbf{X}'$ 描述.

根据连续流体的性质, 任一时刻流体连续边界面上的质点 $\mathbf{A}$ 的全体, 在以后的任何时刻仍构成连续的流体边界面. 特别地自由面形状表示为

$$\frac{D}{Dt} \mathbf{X}(\mathbf{A}, t) = \mathbf{V}(\mathbf{A}, t) \quad \mathbf{A} \in S_f \quad (2.4)$$

这里 D/Dt 表示时间质点导数. 上式就是 Lagrangian 坐标下的自由面运动学条件, 而 Lagrangian 坐标下的自由面动力学条件为

$$\frac{D}{Dt} \varphi(\mathbf{A}, t) - \frac{1}{2} V^2(\mathbf{A}, t) + z(\mathbf{A}, t)/F^2 = 0 \quad \mathbf{A} \in S_f \quad (2.5)$$

由于流体与刚体的运动是相互耦合的, 流体在物面上的边界条件也有运动和动力两个边界条件. 本文仅考虑刚体作平面运动, 其运动的三个自由度为 ζ_1 、 ζ_3 和 θ , ζ_1 和 ζ_3 是质心 o' 点在 x 、 z 方向上的位移, θ 为绕 y' 轴的转角. 设 u_1 和 u_3 为 o' 点的绝对速度在 x' 和 z' 方向上的分量, ω 为 y' 方向上的角速度, 则有

$$\left. \begin{aligned} \dot{\theta} &= \omega \\ \dot{\zeta}_1 &= u_1 \cos \theta + u_3 \sin \theta \\ \dot{\zeta}_3 &= -u_1 \sin \theta + u_3 \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

物面上流体的运动学边界条件以 $\mathbf{X}'$ 表示为

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = u_1 n_1 + u_3 n_3 + \omega n_2 \quad \mathbf{X}' \in S_b \quad (2.7)$$

其中 $\partial/\partial n$ 为外法向单位矢量 $\mathbf{n}$ 的方向导数

$$n'_1 = n_x' \quad n'_3 = n_x' \quad n'_5 = n_x' z' - n_x' x' \quad (2.8)$$

由于物面压力可用 X' 表示为

$$p = - \left(\frac{\partial'}{\partial t} \varphi - V_c \cdot V + \frac{V^2}{2} + z/F_r^2 \right) \quad (2.9)$$

这里 $\frac{\partial'}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \Big|_{x', y', z' = \text{const.}}$; V_c 为动坐标的牵连运动速度。所以刚体在动坐标下的 x' 、 z' 方向上的动量和 y' 方向上的动量矩方程为

$$\left. \begin{aligned} m\dot{u}_1 + m\omega u_3 &= - \int_{S_b} \left[\frac{\partial'}{\partial t} \varphi - V_c \cdot V + \frac{1}{2} V^2 + z/F_r^2 \right] n'_1 dS + W_1 \\ m\dot{u}_3 - m\omega u_1 &= - \int_{S_b} \left[\frac{\partial'}{\partial t} \varphi - V_c \cdot V + \frac{1}{2} V^2 + z/F_r^2 \right] n'_3 dS + W_3 \\ J\dot{\omega} &= - \int_{S_b} \left[\frac{\partial'}{\partial t} \varphi - V_c \cdot V + \frac{1}{2} V^2 + z/F_r^2 \right] n'_5 dS + W_5 \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

其中 m 为质量; J 为绕 y' 轴的惯性矩; W_1 、 W_3 和 W_5 为已知的外力和外力矩, 若外力只考虑物体重力, 则

$$W_1 = m \sin \theta / F_r^2 \quad W_3 = -m \cos \theta / F_r^2 \quad W_5 = 0 \quad (2.11)$$

式(2.10)被称为流-固耦合运动方程。对流体运动而言, 它是物面动力学条件; 对刚体运动而言, 它又是刚体运动方程。

流体的无穷远边界条件为

$$\nabla \varphi(X, t) = 0 \quad \text{或} \quad \varphi(X, t) = 0 \quad X \in S_\infty \quad (2.12)$$

流体初始静止, 因此初始条件为

$$\left. \begin{aligned} \varphi(X, 0) &= 0, \quad X \in \Omega \\ z(\Lambda, 0) &= 0 \quad \Lambda \in S_f \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

三、数值计算方法

Laplace 方程(2.1)的计算采用现成的边界积分方程方法^[9], 非线性的流体边界条件则用二阶精度的隐式时间差分为当前时刻的线性边界条件。其数值过程为: 在新的一个时刻, 物面 Eulerian 网格随刚体的运动到了此时刻的位置; 自由面上的网格随其 Lagrangian 质点的运动到了此时刻的位置, 新时刻的自由面 Lagrangian 网格还包括那些从分离点跑出来的和物面边界相连的新的 Lagrangian 网格; 用边界积分方程方法, 按当前时刻的线性边界条件, 形成线性代数方程组, 求出当前时刻的解; 按时间步进继续这一过程, 计算出带空泡入水的物理过程。

(2.4) 采用一阶精度的时间差分, 得

$$X(\Lambda, t + \Delta t) = X(\Lambda, t) + V(\Lambda, t)\Delta t + o(\Delta t) \quad \Lambda \in S_f \quad (3.1)$$

对自由面动力学条件(2.5)用二阶精度隐式的时间差分, 得

$$\begin{aligned} \varphi(\Lambda, t + \Delta t) - \frac{1}{2} V(\Lambda, t + \Delta t) \cdot V(\Lambda, t) \Delta t \\ = \varphi(\Lambda, t) - \frac{1}{2} [z(\Lambda, t + \Delta t) + z(\Lambda, t)] \Delta t / F_r^2 + o(\Delta t^2) \quad \Lambda \in S_f \end{aligned} \quad (3.2)$$

对(2.6)的一阶精度的时间差分,得刚体的位置

$$\left. \begin{aligned} \theta(t + \Delta t) &= \theta(t) + \omega(t)\Delta t + o(\Delta t) \\ \zeta_1(t + \Delta t) &= \zeta_1(t) + [u_1(t)\cos\theta(t) + u_3(t)\sin\theta(t)]\Delta t + o(\Delta t) \\ \zeta_3(t + \Delta t) &= \zeta_3(t) + [-u_1(t)\sin\theta(t) + u_3(t)\cos\theta(t)]\Delta t + o(\Delta t) \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

物面动力学条件(2.10)的二阶精度隐式的时间差分为

$$\left. \begin{aligned} \left[mu_1 + \int_{S_b} \varphi n'_1 dS \right]_{t+\Delta t} &= \left[mu_1 + \int_{S_b} \varphi n'_1 dS \right]_t \\ &+ \frac{1}{2} [3(h_1)_t - (h_1)_{t-\Delta t}] \Delta t + o(\Delta t^2) \\ \left[mu_3 + \int_{S_b} \varphi n'_3 dS \right]_{t+\Delta t} &= \left[mu_3 + \int_{S_b} \varphi n'_3 dS \right]_t \\ &+ \frac{1}{2} [3(h_3)_t - (h_3)_{t-\Delta t}] \Delta t + o(\Delta t^2) \\ \left[J\omega + \int_{S_b} \varphi n'_3 dS \right]_{t+\Delta t} &= \left[J\omega + \int_{S_b} \varphi n'_3 dS \right]_t \\ &+ \frac{1}{2} [3(h_3)_t - (h_3)_{t-\Delta t}] \Delta t + o(\Delta t^2) \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} h_1 &= - \int_{S_b} \left(-\mathbf{V}_e \cdot \mathbf{V} + \frac{1}{2} V^2 + z/F^2 \right) n'_1 dS - m\omega u_3 + W_1 \\ h_2 &= - \int_{S_b} \left(-\mathbf{V}_e \cdot \mathbf{V} + \frac{1}{2} V^2 + z/F^2 \right) n'_3 dS + m\omega u_1 + W_3 \\ h_3 &= - \int_{S_b} \left(-\mathbf{V}_e \cdot \mathbf{V} + \frac{1}{2} V^2 + z/F^2 \right) n'_3 dS + W_3 \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

物面运动学条件(2.7)又可写为

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_{t+\Delta t} = (u_1 n'_1 + u_3 n'_3 + \omega n'_3)_{t+\Delta t} \quad \mathbf{X} \in S_b \quad (3.6)$$

Laplace 方程(2.1)解的源汇分布的积分表达式为

$$\varphi(\mathbf{X}) = \int_{\partial \Omega} q(\mathbf{X}_0) G(\mathbf{X}, \mathbf{X}_0) dS_0 \quad \mathbf{X} \in \Omega + \partial \Omega \quad (3.7)$$

这里 q 为源强: G 为 Laplace 方程的 Green 函数, 我们选择这样的 G , 使得它自动满足无穷远边界条件并在远场自由面上尽快地趋于零, 这样自由面网格可只在有限且足够大的区域上划分。

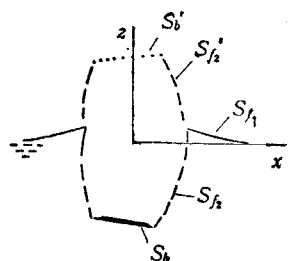


图 2 Green 函数分布区域示意图

$$G(\mathbf{X}, \mathbf{X}_0) = \begin{cases} \frac{1}{r} & \mathbf{X}_0 \in S_{f1} \\ \frac{1}{r} - \frac{1}{r_1} & \mathbf{X}_0 \in S_{f2} + S_b \end{cases} \quad (3.8)$$

其中 $r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}$;

$r_1 = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z + z_0)^2}$;

S_{f1} 和 S_{f2} 的定义如图 2 所示。

在流体边界的自由面和物面上划分四边形网格, 布置等强度面源。考虑到整个流场

以 oxz 平面为对称, 所以只需在半个边界面上划分网格. 物面 Eulerian 网格数为 N_b , 自由面 Lagrangian 网格数为 N_f , 总网格数 $N = N_b + N_f$. 四边形网格平面化及诱导系数矩阵的计算均按 Hess-Smith 法^[3].

$$G_{ij} = \int_{\Delta S_j} G(\mathbf{X}_i, \mathbf{X}) dS + \int_{-\Delta S_j} G(\mathbf{X}_i, \mathbf{X}) dS \quad (3.9)$$

$$V_{ijk} = \frac{\partial}{\partial x_{ik}} G_{ij} \quad (3.10)$$

这里 $\overline{\Delta S_j}$ 为与 ΔS_j 以 oxz 平面为对称的单元. 记 φ_i 为单元 i 控制点上的速度势, V_{ik} 为单元 i 控制点上的方向 k 的速度, q_i 为单元 i 上源强. 则有

$$\varphi_i = \sum_{j=1}^N G_{ij} q_j \quad i = 1, \dots, N \quad (3.11)$$

$$V_{ik} = \sum_{j=1}^N V_{ijk} q_j \quad i = 1, \dots, N, \quad k = 1, 2, 3 \quad (3.12)$$

自由面上网格位置的确定, 需要知道其节点上的速度, 我们采用邻近单元控制点速度的距离倒数的加权平均得到网格节点的速度.

空间离散的结果使得(3.2)化为

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^N \left[(G_{ij})_{t+\Delta t} - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 (V_{ik})_t (V_{ijk})_{t+\Delta t} \Delta t \right] (q_j)_{t+\Delta t} \\ &= (\varphi_i)_t - \frac{1}{2} [(z_i)_t + (z_i)_{t+\Delta t}] \Delta t / F^2, \quad i = N_b + 1, \dots, N_b + N_f \end{aligned} \quad (3.13)$$

(3.4) 化为

$$\left. \begin{aligned} \left(mu_1 + \sum_{j=1}^N A_j q_j \right)_{t+\Delta t} &= H_1 \\ \left(mu_3 + \sum_{j=1}^N B_j q_j \right)_{t+\Delta t} &= H_3 \\ \left(J\omega + \sum_{j=1}^N C_j q_j \right)_{t+\Delta t} &= H_5 \end{aligned} \right\} \quad (3.14)$$

这里

$$A_j = \sum_{i=1}^{N_b} G_{ij} (2n'_1 \Delta S)_i, \quad B_j = \sum_{i=1}^{N_b} G_{ij} (2n'_3 \Delta S)_i, \quad C_j = \sum_{i=1}^{N_b} G_{ij} (2n'_5 \Delta S)_i \quad (3.15)$$

$$\left. \begin{aligned} H_1 &= \left(mu_1 + \sum_{j=1}^N A_j q_j \right)_t + \frac{1}{2} [3(h_1)_t - (h_1)_{t-\Delta t}] \Delta t \\ H_3 &= \left(mu_3 + \sum_{j=1}^N B_j q_j \right)_t + \frac{1}{2} [3(h_3)_t - (h_3)_{t-\Delta t}] \Delta t \\ H_5 &= \left(J\omega + \sum_{j=1}^N C_j q_j \right)_t + \frac{1}{2} [3(h_5)_t - (h_5)_{t-\Delta t}] \Delta t \end{aligned} \right\} \quad (3.16)$$

(2.7) 化为

$$\left(\sum_{j=1}^N D_{ij} q_j \right)_{t+\Delta t} = (u_1)_{t+\Delta t} (n'_1)_i + (u_3)_{t+\Delta t} (n'_3)_i + (\omega)_{t+\Delta t} (n'_5)_i, \\ i = 1, \dots, N_b \quad (3.17)$$

其中

$$D_{ij} = \sum_{k=1}^3 V_{ijk} n_k \quad i = 1, \dots, N_b \quad j = 1, \dots, N \quad (3.18)$$

将由式(3.14)得到的 u_1 、 u_3 、 ω 代入(3.17), 并与式(3.13)合写成

$$\sum_{j=1}^N E_{ij} q_j = F_i \quad i = 1, \dots, N \quad (3.19)$$

其中

$$E_{ij} = \begin{cases} D_{ij} + (n'_1)_i \frac{A_j}{m} + (n'_3)_i \frac{B_j}{m} + (n'_5)_i \frac{C_j}{J} & \text{当 } i = 1, \dots, N_b \text{ 时} \\ G_{ij} - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 (V_{ik})_i V_{ijk} \Delta t & \text{当 } i = N_b + 1, \dots, N \text{ 时} \end{cases} \quad (3.20)$$

$$F_i = \begin{cases} \left[(n'_1)_i \frac{H_1}{m} + (n'_3)_i \frac{H_3}{m} + (n'_5)_i \frac{H_5}{J} \right] & \text{当 } i = 1, \dots, N_b \text{ 时} \\ (\varphi_i)_t - [(z_i)_t + (z_i)_{t+\Delta t}] \Delta t / 2 F_r^2 & \text{当 } i = N_b + 1, \dots, N \text{ 时} \end{cases} \quad (3.21)$$

这里 E_{ij} 、 F_{ij} 、 G_{ij} 、 V_{ijk} 、 D_{ij} 、 A_j 、 B_j 、 C_j 及 q_j 略写了下标 $t + \Delta t$ 。

用高斯消去法解出线性代数方程组(3.19)的解 q_j ($j = 1, \dots, N$), $t + \Delta t$ 时刻的其它物理量 φ_i 、 V_{ik} 、 p_i 、 u_1 、 u_3 、 ω 、 ξ_1 、 ξ_3 、 θ 可分别通过(3.11)、(3.12)、(3.22)、(3.14)、(2.6)计算出来。

$$(p_i)_{t+\Delta t} = - \left[\frac{(\varphi_i)_{t+\Delta t} - (\varphi_i)_t}{\Delta t} - (\mathbf{V}_{ci})_{t+\Delta t} \cdot (\mathbf{V}_i)_{t+\Delta t} \right. \\ \left. + \frac{1}{2} (V_i^2)_{t+\Delta t} + (z_i)_{t+\Delta t} / F_r^2 \right] \quad i = 1, \dots, N_b \quad (3.22)$$

四、数值结果

表 1 算例参数表

算例	1	2	3	4	5	6
刚体参数	$\tilde{L}_0 / \tilde{R}$	11				
	$\tilde{m} / \rho \tilde{R}^3$	180				
	$\tilde{J} / \rho \tilde{R}^2$	300				
初始参数	F_r	10	20	30	20	20
	γ	0	0	0	5°	0
	θ	0	0	0	0	5°
	$\omega \tilde{R} / \tilde{U}_3$	0	0	0	0	0.0087
图示标志						

本文计算了六种情况的入水问题。表1列出各情况的基本参数。表中攻角 $\gamma = \arctg(-u_1/\sqrt{u_1^2 + u_3^2})$ 。

图3将[4]中 $Fr = 20$ 、[5]中空泡形状经验公式

$$\left(\frac{z}{D\sqrt{C_{D_0}}} = 1.716 \left(\frac{r}{D\sqrt{C_{D_0}}}\right)^2 \right)_{C_{D_0}=0.08}$$

以及本文垂直入水的空泡形状计算结果进行了比较。比较结果表明: [5]的经验公式在大约一个弹径的空泡长度下与本文结果相符合, 在此以后偏差越来越大; [4]的结果与本文结果相接近。图3还表明 Fr 数对本文空泡形状的影响, 空泡形状随 Fr 数的增大而增大, 并且 $Fr \rightarrow \infty$ 时空泡形状趋于一极限。

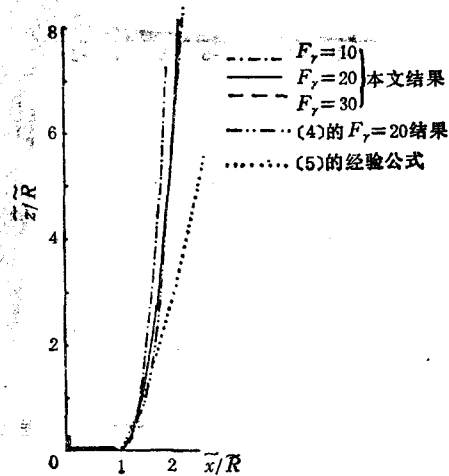


图3 垂直入水空泡形状的比较

图4(a)给出了垂直入水的阻力系数 C_D ($C_D = \int_{S_b} \tilde{p} d\tilde{S} / \frac{1}{2} \rho \pi \tilde{R}^2 \tilde{U}_0^2$) 的结果。初始时 C_D 达到无限大, 其后迅速下降, 并随 Fr 的不同而有所变化, 它随 Fr 的增加而减小。初始碰击时, 由于速度势的突然改变, 物体的受力达到无限大, 但物体在此 Δt 时间间隔上所受冲量是一确定的有限量, 由于这一冲量的作用, 物体的速度在很短时间 Δt 内发生有限量的改变。若已知冲量, 根据冲量定理可很容易地求出这一速度改变量。图4(b)给出了不同 Fr 垂直入水的物体速度的计算结果。

图5给出 $Fr = 20$ 垂直入水时自由面发展过程的结果, 与[5]中的 Fig. 1.7 十分相象。

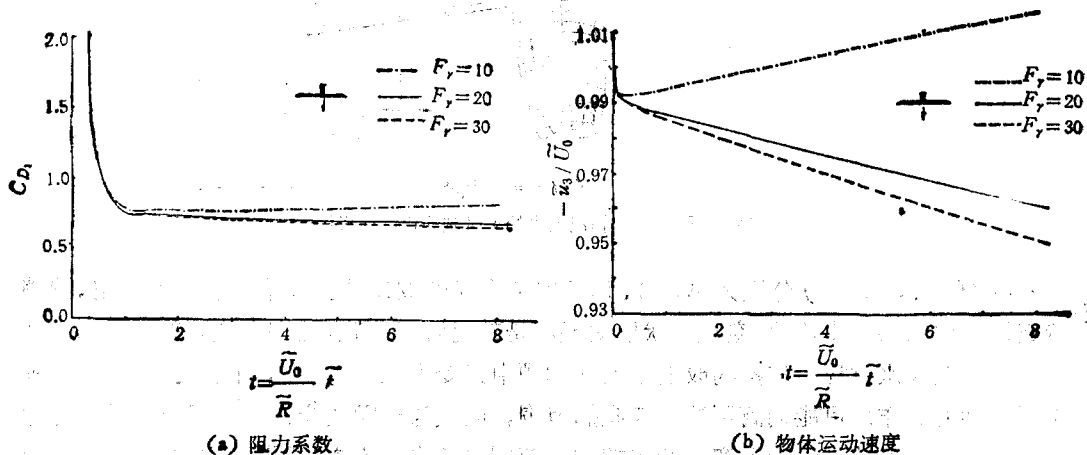


图4 垂直入水的数值结果

本文选取了三种稍偏离垂直入水的斜入水情况作为本文的算例。

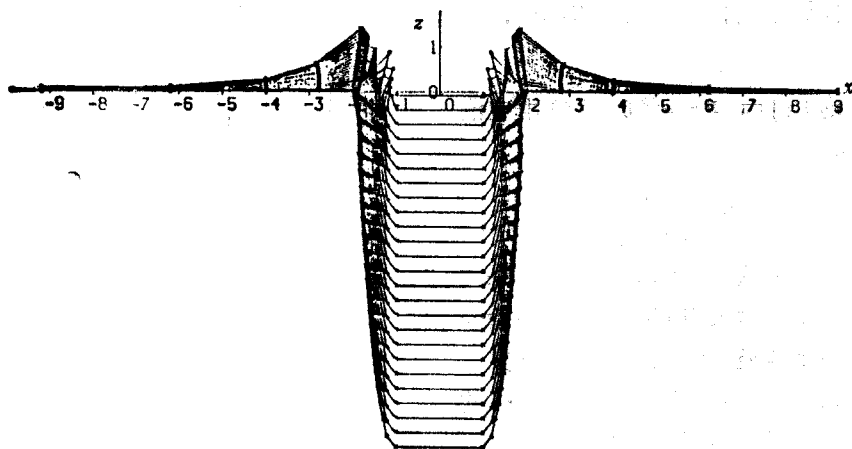
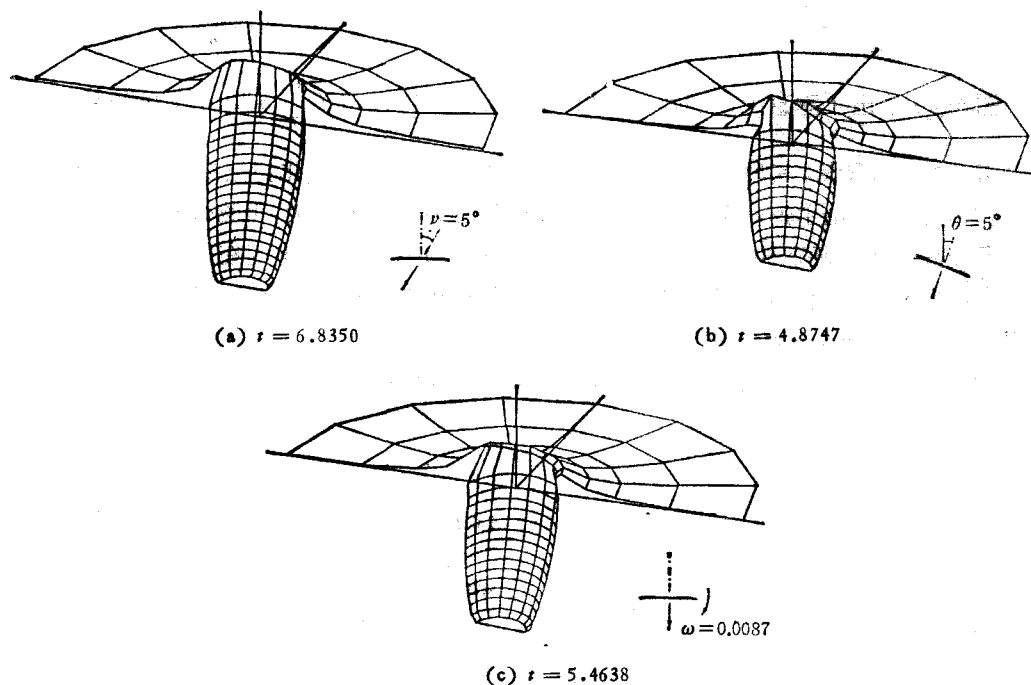
图 5 $Fr = 20$ 时垂直入水的自由面形状的发展过程图 6 图示标志情况入水的 t 时刻的自由面形状

图 6(a)、(b)、(c) 分别为算例 4、5、6 空泡形状的立体图。从这些图上可看出,稍稍偏离轴对称的斜入水情况,空泡形状已明显不是轴对称了,特别是在空泡唇部。

刚体在入水过程中姿态的改变是入水问题中最令人感兴趣的内容之一。入水的导弹由于水动力的作用可能偏离可控制姿态的范围,而成为一颗废弹。在这里我们称轴对称刚体无攻角、无转动的运动姿态为可控姿态范围内的中心姿态(或平衡姿态)。刚体能保持在中心姿态附近的运动为稳定姿态的运动,否则为不稳定姿态的运动。

算例 4 中力矩的计算结果(图 7(a))表明,水动力矩是使物体向平衡姿态变化的力

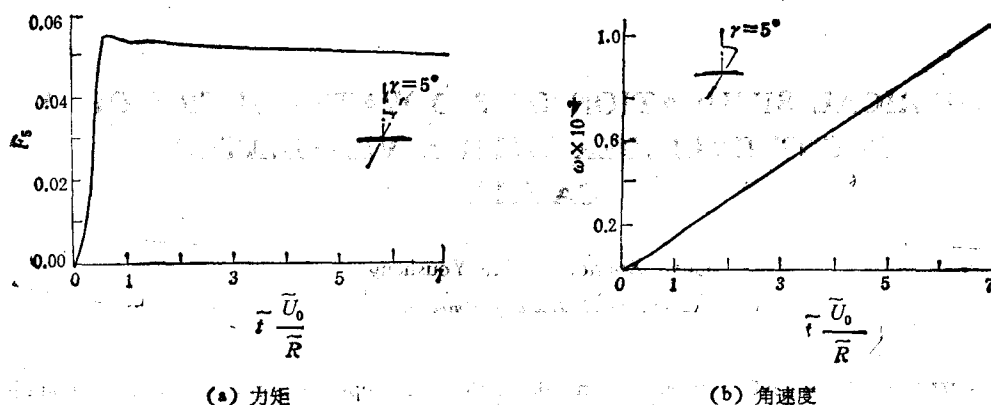


图7 算例4的数值结果

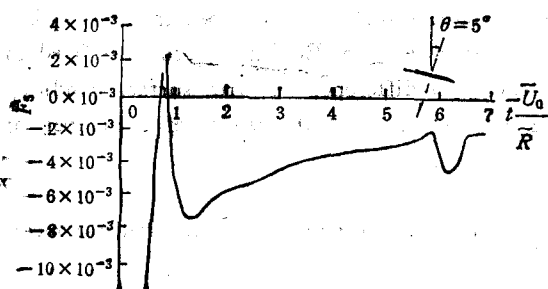


图8 算例5的力矩结果

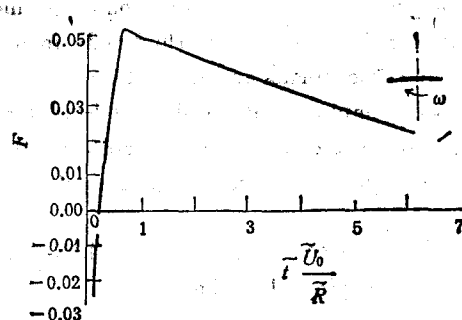


图9 算例6的力矩结果

矩,它产生 ω (如图7(b))使攻角 γ 变小(这里 $\gamma = \gamma_0 - \theta$)。算例5中,在初始时 $\gamma = 0$ 、 $\omega = 0$,由于有微小的力矩的作用,使得 $|\omega|$ 有所加大,估计在进一步的运动中,随着攻角 γ 的增大,会产生使攻角减小的恢复力矩。算例6的计算结果引出了一个十分令人感兴趣的问题:有角速度的入水初期,其水动力矩(图9)是使 ω 和 θ 越来越大,那么在进一步的入水过程中是出现使它们减小的恢复力矩,使得运动姿态稳定?还是偏离力矩继续作用在物体上,使之失稳?定性的分析表明这两种情况都是可能的,主要取决于质心的位置。

最后我们指出,本文所阐述的数值方法适用于一般的非线性自由面条件下的刚体与流体耦合作用的问题。

参 考 文 献

- [1] Longuet-Higgins, M. S. & Cokelet, E. D., *Proc. Roy. Soc. London, Ser A*, 350(1976), 1—26.
- [2] Isaacson, M. de St. Q., *J. Fluid Mech.*, 120 (1982), 267—281.
- [3] J. L. Hess & Smith, A. M. O., *Progress in Aeronautical Science*, 8(1967).
- [4] 陈九锡、颜开,水动力学研究与进展, 1(1985), 17—26.
- [5] May, A., AD-A020429, (1976).

NUMERICAL SIMULATION OF 3-D WATER ENTRY OF A BLUNT CYLINDER WITH A VENTILATED CAVITY

Chen Xuenong He Yousheng

(Shanghai Jiaotong University)

Abstract A method is developed in which the time-stepping algorithm and the boundary integral equation method are employed to calculate vertical and oblique water entry of a blunt cylinder, which is a 3-d, nonsteady, incompressible and inviscid fluid flow problem with nonlinear free surface and fluid-body interaction. The free surface is described in terms of Lagrangian coordinates and the body surface is described in terms of Eulerian coordinates fixed in the body. Implicit schemes of second-order precision time-difference of free surface condition and body surface condition are constructed and used. Computational results of a number of cases of water entry are presented in details.

Key words free surface, fluid-body interaction, water entry, boundary integral method, time-stepping algorithm.