

VOF 在两相流交界面捕捉的应用

王健生, 钟易成

(南京航空航天大学 能源与动力学院, 江苏 南京 210016)

摘要:采用 VOF 方法模拟交界面运动变化的基本原理,设计一种基于 MHRIC 格式的 VOF 方法,提高了计算效率。采用有限体积法对不可压有黏 RANS 方程及 VOF 控制方程进行空间离散,建立压强和密度的虚拟关系。使用 C++ 语言编写 RANS 方程及 VOF 控制方程的代码。通过与经典 Fluent 算例 NACA0012、液面晃荡,验证所编写的软件是可行的。

关键词:VOF;有限体积法;C++;MHRIC

中图分类号:TP311.5 **文献标志码:**B **文章编号:**1671-5276(2021)06-0129-06

VOF Application for Capturing Interface in Two-phase Flow

WANG Jiansheng, ZHONG Yicheng

(College of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: The basic principle of VOF method is adopted to simulate the moving interface and design a VOF method based on MHRIC format, which improves the efficiency of computation. The incompressible viscous RANS equation and VOF equation are discretized by finite volume method to establish the virtual relationship between pressure and density. The codes of RANS and VOF equations are written in C++. By comparison with the classic Fluent examples of NACA0012 and liquid sloshing, the software is proved to be feasible.

Keywords: VOF; finite volume method; C++; MHRIC

0 引言

相界面的捕捉涉及到流体力学、航空航天等众多领域。运动界面的模拟主要分为两种类型:界面追踪和界面捕捉。界面捕捉方法的代表有 VOF 方法和 LevelSet 方法。VOF 方法是处理界面问题最常用的欧拉方法之一,它通过捕捉网格单元中流体体积的变化来处理任意自由面,由 HIRT 和 NICHOLS 提出。PARK I R^[1]等提出了用于求解 VOF 的 RHRIC 方法,提供了比 HRIC 方法更高的精度。本文结合不可压缩有黏 RANS 方程,采用 MHRIC^[2]对流通量计算方法求解 VOF 方程。MHRIC 使用的 ULTIMATE QUICKEST 格式比 RHRIC 方法精度更高。方程以压力和速度等作为独立的原始变量,边界条件容易处理,方便程序编写和调试,计算时间短、存储量小,非常适合研究多项流交界面的运动变化。

1 RANS 方程

1.1 主控方程

在低速空气动力学问题以及水动力相关的液体流动时,流体均可看作不可压缩的。所以在气液两相流的数值模拟中,只考虑不可压缩的情况。在 VOF 模型中,认为流体为低速不可压缩流体,故采用不可压缩 N-S 方程算法,

求解的变量从 $[\rho \ u \ v \ w \ T]^T$ 变成了 $[p \ u \ v \ w \ T]^T$ 。

不可压缩多相流体连续方程、动量方程和能量方程分别为:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)] + \mathbf{f}_b + \mathbf{f}_{st}$$

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla p + \rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) \quad (1)$$

式中: $\mathbf{u} = (u \ v \ w)$ 为流体速度矢量; ρ 为流体密度; p 为压强; μ 为流体黏性系数; $\mathbf{f}_b$ 为体积力; $\mathbf{f}_{st}$ 为多相流交界面表面张力; C_p 为比定压热容系数; T 为流体温度; k 为热传导系数。

对流体控制方程进行无量纲化处理,并通过建立压强和密度的虚拟关系,在连续方程中引入压力的虚拟时间导数项,将椭圆型的连续方程变成双曲型方程,通过伪时间推进求解得到速度散度场,从而使质量和动量都能守恒。N-S 方程则变为如下形式:

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} + \beta (\nabla \cdot \mathbf{u}) = 0$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \tau} + \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \nabla \cdot \left[\frac{\mu}{Re} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \right] + \mathbf{f}_b + \mathbf{f}_{st}$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T = \nabla \cdot \left(\frac{k}{RePr} \nabla T \right) \quad (2)$$

式中: τ 为虚拟时间; β 为虚拟压缩参数,一般取5~15; Re 为雷诺数; Pr 为普朗特数。可将上列微分形式的N-S方程写成积分形式,并通过高斯公式(式3)将体积分转换为面积分,得到如式(4)形式的积分形式ALE控制方程。

$$\sum_{\Omega} A \cdot dS = \iint_{\Omega} \nabla \cdot A dv \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \int_{\Omega} Q dV + I_m \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega(t)} Q dV + \oint_{\partial \Omega(t)} (F - F_v) dS = \int_{\Omega} (S_b + S_{ST}) dV \quad (4)$$

其中:

$$Q = \begin{bmatrix} p \\ u \\ v \\ w \\ T \end{bmatrix}; F = \begin{bmatrix} \beta \theta \\ u(\theta) + p n_x / \rho \\ v(\theta) + p n_y / \rho \\ w(\theta) + p n_z / \rho \\ T(\theta) \end{bmatrix}; F_v = \frac{1}{\rho} \begin{bmatrix} 0 \\ n_x \tau_{xx} + n_y \tau_{xy} + n_z \tau_{xz} \\ n_x \tau_{xy} + n_y \tau_{yy} + n_z \tau_{yz} \\ n_x \tau_{xz} + n_y \tau_{zy} + n_z \tau_{zz} \\ n_x q_x + n_y q_y + n_z q_z \end{bmatrix};$$

$$S_b = \frac{1+\rho'}{Fr^2} \begin{bmatrix} 0 \\ g_x \\ g_y \\ g_z \\ 0 \end{bmatrix}; S_{TS} = \frac{\sigma \kappa(\varphi) \delta(\varphi)}{\rho We} \begin{bmatrix} 0 \\ n_x^* \\ n_y^* \\ n_z^* \\ 0 \end{bmatrix}; I_m = \text{diag}(0 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1);$$

$$\theta = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = u n_x + v n_y + w n_z; \mathbf{n} = (n_x \ n_y \ n_z);$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_{xx} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\mu + \mu_t}{Re} \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \tau_{xy} = \tau_{yx} = \frac{\mu + \mu_t}{Re} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \tau_{yy} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\mu + \mu_t}{Re} \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \tau_{yz} = \tau_{zy} = \frac{\mu + \mu_t}{Re} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \tau_{zz} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\mu + \mu_t}{Re} \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ \tau_{zy} = \tau_{yz} = \frac{\mu + \mu_t}{Re} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \end{array} \right\}; \left\{ \begin{array}{l} q_x = \frac{k}{RePr} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \\ q_y = \frac{k}{RePr} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \\ q_z = \frac{k}{RePr} \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \end{array} \right.$$

由于上式中存在黏性相,需额外引入必要的湍流方程。引入多少个附加的湍流量,就要同时求解多少个附加的微分方程,从而使雷诺平均的N-S方程封闭。

1) 主控方程离散

对积分形式的控制方程,空间上运用有限体积法在任意网格控制单元上离散,物理时间方向上采用 k 阶后向差分离散,每个物理时间步运用伪时间推进求解,伪时间用一阶后向差分,可得到控制体 i 处离散后的方程为:

$$\frac{V_i^n}{\Delta \tau} (Q_i^{m+1} - Q_i^m) + I_m \frac{V_i^n}{\Delta t} \sum_{h=0}^k (\varphi_{n-h} Q_i^{n-h}) + R_{ES} (Q^n)_i = 0 \quad (5)$$

$$R_{ES} (Q)_i = \sum_{j=1}^{n_{\text{face}}} F(Q)_{ij} S_{ij} - \sum_{j=1}^{n_{\text{face}}} F_{vij} S_{ij} - (S_b + S_{TS}) V_i^n \quad (6)$$

其中: j 为控制体 i 的邻居控制体, ij 表示控制体 i 和控制体 j 的交接面; n_{face} 为当前控制体边界面的数量,如图1所示。离散方程中包括两个时间层的推进,一个是物理

时间层 t, n ,是真实物理意义层面的时间;另一个是伪时间层 τ, m ,其作用在于将每个物理时间步当作一个伪时间层面的定常问题来推进求解。因此,对非定常问题的求解,在每个物理时间步内都嵌套一个伪时间步的迭代循环;伪时间步迭代求解收敛后的结果,即认为是第 n 个物理时间层的非定常流场,随即进入下一个物理时间步的求解循环。

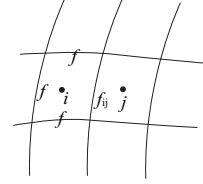


图1 控制体示意图

数列 $\{\phi_n\}$ 用来控制方程离散的物理时间精度,表1列出了几种取值方式。数列 $\{\phi_n\}$ 的取值统一了几种不同时间精度非定常问题和定常问题的算法。当所有 ϕ_n 为0时,流场计算为定常模式,非零数取到 ϕ_{n-3} 时,该方法可达到非定常的三阶时间精度。

表1 向后差分格式的系数定义

时间精度	ϕ_n	ϕ_{n-1}	ϕ_{n-2}	ϕ_{n-3}
定常模式	0	0	0	0
非定常一阶	1	-1	0	0
非定常二阶	3/2	-2	1/2	0
非定常三阶	11/6	-3	3/2	-1/3

2) 对流通量

离散方程中,控制体交界面的对流通量计算为Roe迎风格式:

$$F(Q)_{ij} = \frac{1}{2} (F(Q_L) + F(Q_R)) - \frac{1}{2} |A_{ij}| (Q_R - Q_L) \quad (7)$$

式中: L, R 分别为控制体交界面两侧的流场值; A_{ij} 为面 ij 对流通量雅可比矩阵, $A = \frac{\partial F}{\partial Q}$ 。将雅可比矩阵写成 $A = X \Lambda X^{-1}$, 其中 X^{-1}, X 分别为方程系统的左、右特征向量; Λ 为对角矩阵,对角线数为特征值。

如果控制体交界面左右两侧的流场值 Q_L, Q_R 取为左、右控制体中心值,即 $Q_L = Q_i, Q_R = Q_j$,则对流通量的计算为一阶空间精度;若要达到二阶空间精度,则 Q_L, Q_R 需要由左右控制体梯度重构得到。

$$Q_L = Q_i + \nabla Q_i \cdot \mathbf{r}_L$$

$$Q_R = Q_j + \nabla Q_j \cdot \mathbf{r}_R \quad (8)$$

式中: $\mathbf{r}_L, \mathbf{r}_R$ 分别为左、右控制体中心到交界面中点的距离矢量; $\nabla Q_i, \nabla Q_j$ 分别为左、右控制体内流场变量的梯度, $\nabla Q_i, \nabla Q_j$ 由最小二乘法或高斯格林法重构得到。

3) 黏性通量

对于黏性通量的计算,控制体交界面处的速度、温度的梯度通过将左右控制体的梯度平均并沿 $\mathbf{r}_{ij}$ 修正得到。

$$(\nabla q)_{ij} = \overline{(\nabla q)}_{ij} - \left[\overline{(\nabla q)}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij} - \frac{q_j - q_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right] \cdot \mathbf{r}_{ij} \quad (9)$$

其中: $\overline{(\nabla q)}_{ij} = \frac{1}{2} [(\nabla q)_i + (\nabla q)_j]$, 为平均梯度值; $\mathbf{r}_{ij} =$

$\frac{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|}$ 为由控制体 i 的中心指向控制体 j 中心的单位方向矢量, 左右控制体内速度、温度梯度与流场变量的梯度相同。黏性通量 F_v 的表达式已在式(4)中给出, 其雅可比矩阵 $\mathbf{A}_v$ 与对流通量的雅克比矩阵的求法相同, 同样为黏性通量 F_v 对原参量 $\mathbf{Q}$ 的偏导。

4) 隐式格式迭代求解

若残差项 RES 由未知的 n 时间层的值来计算, 则求解为隐式格式。隐式求解中, 需要对方程式(6)进行线性化处理, 即对未知的 n 时间层的 RES 泰勒展开:

$$R_{ES}(\mathbf{Q}^n) = R_{ES}(\mathbf{Q}^{n-1}) + \frac{\partial R_{ES}}{\partial \mathbf{Q}} \Delta \mathbf{Q} + O(\Delta t^2) =$$

$$R_{ES}(\mathbf{Q}^{n-1}) + \frac{\partial R_{ES}}{\partial \mathbf{Q}} \Delta \mathbf{Q} + O(\Delta t^2) \quad (10)$$

忽略高阶项后, 离散方程可以线性化处理为

$$\left(\frac{V^n}{\Delta \tau} + I_m \frac{\varphi_n V^n}{\Delta t} + \frac{\partial R_{ES}}{\partial \mathbf{Q}} \right) \Delta \mathbf{Q} = -R_{ES}(\mathbf{Q}^{n,m}) -$$

$$I_m \frac{V^n}{\Delta t} (\varphi_n \mathbf{Q}^{n,m} + \sum_{h=1}^k (\varphi_{n-h} \mathbf{Q}^{n-h})) \quad (11)$$

式中: $\Delta \mathbf{Q} = (\Delta \mathbf{Q}_1, \Delta \mathbf{Q}_2, \dots, \Delta \mathbf{Q}_i, \dots, \Delta \mathbf{Q}_j, \dots, \Delta \mathbf{Q}_{n-1}, \Delta \mathbf{Q}_n)$, $\Delta \mathbf{Q}_i = \mathbf{Q}_i^{m+1} - \mathbf{Q}_i^m$ 。

通过迭代求解该方程, 即可更新得到下一时间步的流场值。

1.2 湍流模型方程

根据求解的附加微分方程的数目, 一般可将湍黏性模型湍流模型划分为 3 类: 零方程模式或半方程模型、一方程模式和两方程模式。一方程湍流模型有 Baldwin-Barth (B-B)^[3]、Spalart-Allmaras (S-A)^[4] 模型。两方程湍流模型, 如 $k-\varepsilon$ 模型、 $k-\omega$ 模型等。本文使用的湍流模型为 S-A 模型和 $k-\omega$ 模型。方程均经过无量纲化, 写成积分形式的 ALE 格式。限于篇幅, 不进行详细叙述。

2 VOF 算法

2.1 算法理论

VOF 方法的基本原理是通过研究网格单元中流体和网格体积比函数 F 来确定自由面, 追踪流体的变化, 而非追踪自由液面上质点的运动。VOF 方法可以处理自由面重入等强非线性现象, 所需计算时间短、存储量少。VOF 方法提出了相界面构造的基本思想, 成为运动相界面数值模拟方法的一个全新开端。与 MAC 方法相比, VOF 方法节省了大量的计算机存储空间, 对计算机硬件的要求较低, 应用于三维问题计算时优势会更加明显。VOF 方法的计算相对简单, 相界面锐利程度高, 可以表示复杂相界面的结构和变化; 在描述复杂相界面和处理三维相界面的融合与破碎问题时, VOF 方法远比其他相界面追踪方法优越。

假设有 N 种流体, 定义一标量函数——流体体积函数 α_q , 表示计算单元 i 内某一组分 q 流体体积 V_q 占总体积 V_i 的比率:

$$\alpha_q = \frac{V_q}{V_i} \quad (12)$$

$$\sum_{q=1}^N V_q = V_i$$

式中: $\alpha_q = 0$ 表示计算单元内没有流体 q ; $\alpha_q = 1$ 表示计算单元内只有流体 q ; $0 < \alpha_q < 1$ 表示该计算单元为多种流体混合区域, 其中存在交界面。具体如图 2 所示。

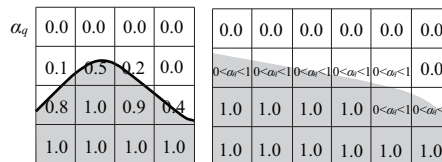


图 2 α_q 示意图

混合流体的特性——密度、黏性、比热如式(13)所示。

$$\rho = \sum_{q=1}^N \alpha_q \rho_q$$

$$\mu = \sum_{q=1}^N \alpha_q \mu_q \quad (13)$$

$$C_p = \frac{1}{\rho} \sum_{q=1}^N \alpha_q \rho_q (C_p)_q$$

2.2 VOF 输运方程

对于体积分数 α_q , 满足以下输运方程:

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \alpha_q = S_q \quad (14)$$

其中: $\mathbf{u}$ 为流体速度矢量; S_q 为组分 q 的质量源项(默认为 0)。其积分形式为

$$\int_{\Omega} \frac{\partial \alpha_q}{\partial t} dV + \oint_{\partial \Omega} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) \alpha_q dS = \int_{\Omega} S_q dV \quad (15)$$

由于网格均使用静网格, 所以体积对时间的偏导数为 0, 即

$$\int_{\Omega} \frac{\partial \alpha_q}{\partial t} dV = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \alpha_q dV \quad (16)$$

则输运方程的积分形式可以表示成

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \alpha_q dV + \oint_{\partial \Omega} F(\alpha_q) dS = \int_{\Omega} S_q dV \quad (17)$$

其中: $F(\alpha_q) = \alpha_q \theta$; $\theta = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}$ 。

与主控方程形式保持一致, 增加虚拟时间项, 则输运方程的积分形式为

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \int_{\Omega} \alpha_q dV + \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \alpha_q dV + \oint_{\partial \Omega} F(\alpha_q) dS = \int_{\Omega} S_q dV \quad (18)$$

2.3 对流通量计算

目前使用较多的对流通量计算主要分为几何重构格式和空间代数离散格式。本文采用 MHRIC 格式, 该格式是一种复合 NVD(normalized variable diagram) 格式, 其中

包含了迎风与顺风差分的非线性组合。与其他面通量求解格式相比,例如隐式一阶/二阶迎风、QUICK^[5]格式, MHRIC 格式可以得到更精确的结果,同时其计算量远远小于几何重构格式。实现方法如下:

首先,定义一个体积函数的标准化单元值 $\tilde{\alpha}_{q-c}$:

$$\tilde{\alpha}_{q-c} = \frac{(\alpha_q)_c - (\alpha_q)_U}{(\alpha_q)_D - (\alpha_q)_U} \quad (19)$$

如图 3 所示,其中 D 为顺风单元, C 为中心单元, U 为迎风单元。

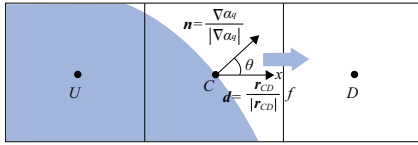


图 3 上游单元的网络结构

对于非结构网格而言,如图 4 所示。迎风单元的值可以通过以下方式虚拟构造:反向延长线段 CD 至 U ,使得长度 $UC=CD$ 。 U 的体积函数值可以用 C 、 D 处的值及 C 处的梯度外插得到:

$$(\alpha_q)_U = (\alpha_q)_D - 2(\nabla \alpha_q)_C \cdot l_{CD} \quad (20)$$

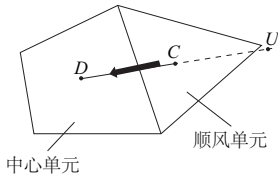


图 4 MHRIC 定义

得到 $\tilde{\alpha}_{q-c}$ 后,标准化的面值可以如下计算:

$$\tilde{\alpha}_{q-f} = \begin{cases} \tilde{\alpha}_{q-c} & \tilde{\alpha}_{q-c} < 0 \text{ or } \tilde{\alpha}_{q-c} > 1 \\ 2\tilde{\alpha}_{q-c} & 0 \leq \tilde{\alpha}_{q-c} \leq 0.5 \\ 1 & 0.5 \leq \tilde{\alpha}_{q-c} \leq 1 \end{cases} \quad (21)$$

如果直接使用 $\tilde{\alpha}_{q-f}$ 会使得交界面出现褶皱,这里引入 ULTIMATE QUICKEST^[6] 格式,基于单元面法矢和交界面法矢的角度 θ 对 $\tilde{\alpha}_{q-f}$ 进行修正:

$$\tilde{\alpha}_{q-f}^{UQ} = \begin{cases} \tilde{\alpha}_{q-c} & \tilde{\alpha}_{q-c} < 0 \text{ or } \tilde{\alpha}_{q-c} > 1 \\ \min\left(\tilde{\alpha}_{q-f}, \frac{6\tilde{\alpha}_{q-c} + 3}{8}\right) & 0 \leq \tilde{\alpha}_{q-c} \leq 1 \end{cases} \quad (22)$$

$$\tilde{\alpha}_{q-f}^* = \tilde{\alpha}_{q-f}^{UQ} \sqrt{|\cos\theta|} + \tilde{\alpha}_{q-f}^{UQ} (1 - \sqrt{|\cos\theta|}) \quad (23)$$

$$\cos\theta = \frac{\nabla \alpha_q \cdot \mathbf{r}_{CD}}{|\nabla \alpha_q| |\mathbf{r}_{CD}|} \quad (24)$$

最后可以得到面 f 上的体积函数:

$$(\alpha_q)_f = \tilde{\alpha}_{q-f}^* [(\alpha_q)_D - (\alpha_q)_U] + (\alpha_q)_U \quad (25)$$

通过隐式格式离散后得到的方程为大型稀疏系数矩阵的线性方程组,该方程与章节 1.1 中 RANS 方程的求解方式相同,在代码中体现为调用的函数相同,仅函数中的参数不同。通过迭代求解,本文使用 LU-SGS^[7] 方法求解。得到下一时间步的体积分数 α_q 之后,可以得到混合

流体的密度、黏性、比热,进而求解 RANS 方程。

2.4 VOF 算法隐式求解流程

如图 5 所示,VOF 算法的求解流程与湍流模型类似。不同的是通量计算格式是采用 MHRIC 格式。VOF 界面捕捉模型求解完成后可获得各控制体的体积分数,通过体积分判断交界面,并更新交界面的密度、黏性和比热;且交界面影响主控方程的表面张力和体积力计算,因此还需更新表面张力和体积力。

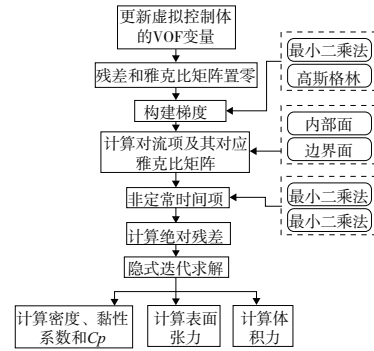


图 5 VOF 算法隐式求解过程

3 算例验证

以经典的 NACA0012、油箱晃荡为数值模型,针对基于虚拟压缩法的不可压缩 RANS 算法和 VOF 算法进行算例验证,计算结果与 Fluent 商业软件计算结果对比,从收敛性、准确度等方面对本文编写的数值代码进行全面的考察。

3.1 二维 NACA0012

二维 Naca0012 翼型较简单,目的在于考察不可压缩 RANS 算法的有效性和收敛性。二维 Naca0012 模型生成网格如图 6 所示,网格数为 20 364。

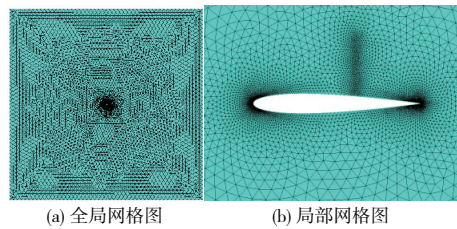


图 6 二维 Naca0012 翼型网格

NACA0012 采用 $k-w$ 湍流模型,同时考虑流动过程中热量交换。入口采用压力远场边界,来流速度为 102 m/s,来流温度 300 K,两侧的出口边界类型选择压力出口边界,且出口静压为 101 000 Pa。除进出口边界层外,二维 Naca0012 翼型的上下表面均为壁面边界且壁面类型为无滑移表面。根据上述数值模拟边界条件,分别在 Fluent 和自研软件 CFD2PHASE 开展数值模拟求解,当达到稳定后,对两种软件的求解结果进行对比如下。计算过程中,CFD2PHASE 的残差分布随迭代步数的变化情况如图 7 所

示(本刊为黑白印刷,如有疑问请咨询作者)。此时在自研软件中迭代至 30 000 步以后仍在继续降低且残差值进一步降低至 10×10^{-6} 以下。

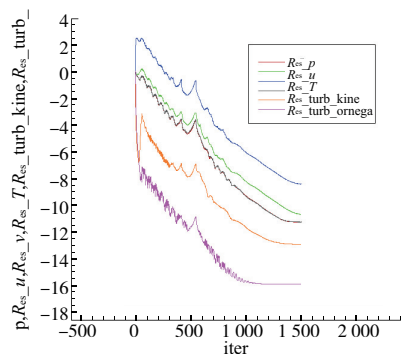


图 7 CFD2PHASE 的残差分布示意图

压力分布对比情况如图 8 所示,两个软件求解出的压力大小及分布情况基本一致,均在机翼前段和尾端达到最大值,在中间的上下表面压力达到最小。

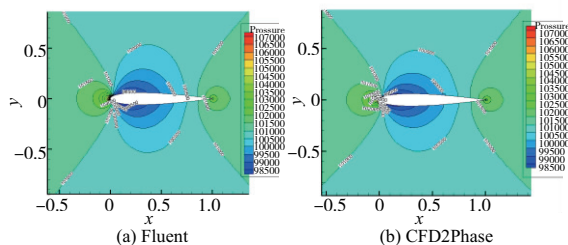


图 8 压力分布示意图

根据上述两个软件求解出的不同方向上的速度分布如图 9 所示,此时求解出的速度大小、分布基本一致,相差较小。

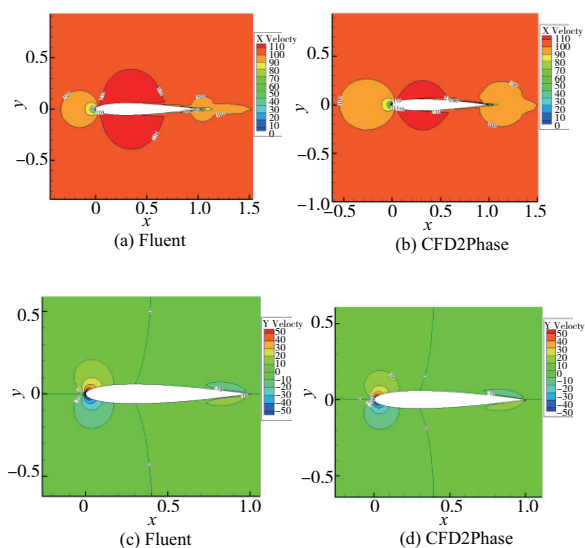


图 9 速度分布示意图

提取中间截面位置上压力分布数值进行对比,所提取的位置在计算区域中的分布如图 10 所示。提取出的数据结果对比如图 11 所示。进一步对比可知,二者之间相差较小,主要差值出现在压力较低区域位置。求解结果基本

与商业软件一致。

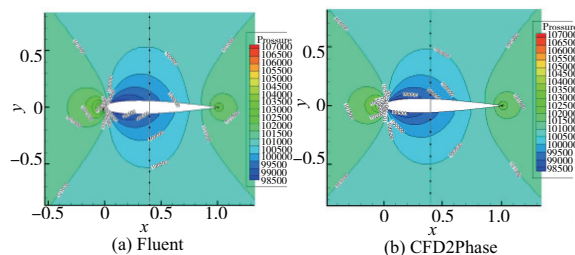


图 10 压力数据提取示意图

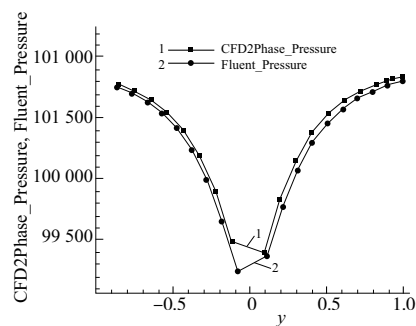


图 11 压力对比结果示意图

3.2 油箱晃荡

为了验证本文提出的 VOF 算法的效果,首先验证初始界面构造的准确性与精细性,如图 12 所示,其结果均达到了令人较为满意的程度。对简化后的油箱在周期速度的作用下进行晃荡模拟,油箱晃荡模型设定网格最大尺寸为 2 mm,最终生成网格数量为 678 906。图 13 为网格示意图。该算例在重力的情况下,选择层流模型,主相选择空气,次相选择水。

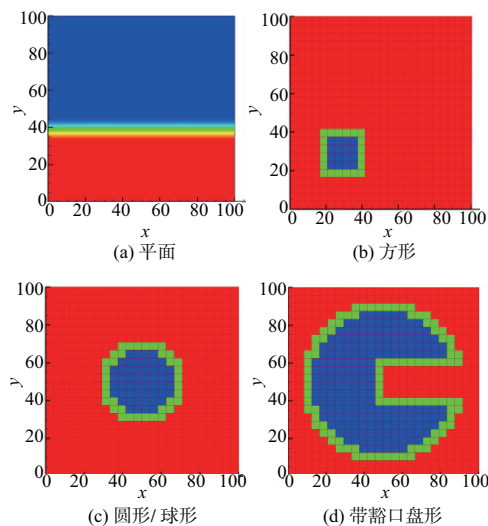


图 12 初始界面

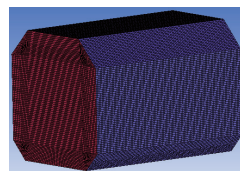


图 13 油箱网格图

油箱内部充满空气,液面高度为 400 mm。对计算结果后处理时,在油室中创建一个截面,截面与运动方向平行。得到此截面上密度变化,即气液交界面随时间变化情况,如图 14 所示。

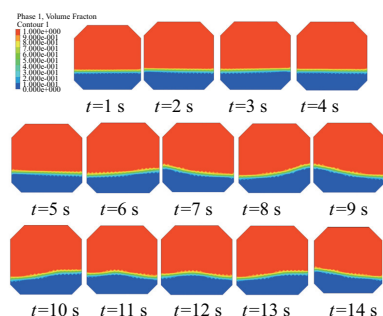


图 14 油室中气液交界面随时间变化情况

图 14 是每一秒的气液交界面图。模型简谐振动周期约为 1.84 s,振幅随着时间慢慢增大,可以看出,在 1~5 s 内,由于运动刚开始振幅较小,液面晃动不明显;5 s 过后液面晃动较大。为了和 Fluent 中计算结果对比,同样在距底面 400 mm 处即初始自由液面处取点 1,如图 15 所示,Fluent 测压点压力变化曲线如图 16 所示,自研软件 CFD2phase 结果如图 17 所示。

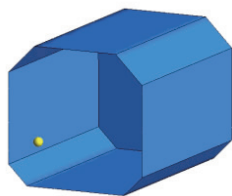


图 15 测压点位置

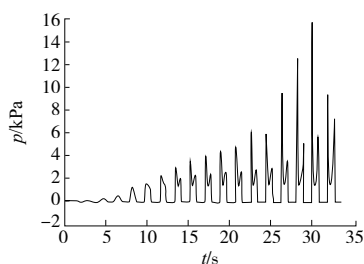


图 16 Fluent 中结果

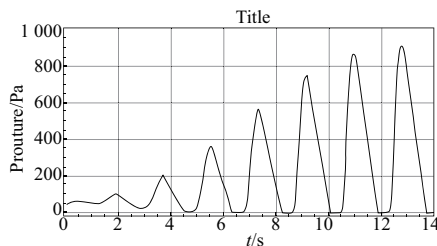


图 17 点 1 压力变化图

对比图 16 和图 17 发现,两个计算结果显示,

CFD2phase 模拟的点 1 压力变化规律基本符合 Fluent 中压力结果,由于设置的参考压力为 0,即油箱液面上部空气区域压力为 0。最低压力为 0 的时候,液面由于摇晃低于点 1,得到压力值为 0。随着油箱内部晃动越激烈,点 1 在受到液流冲击的压力最大值也越来越大。但本文结果中在每个周期有压力突变点,压力突然升高,是因为本文瞬态计算时间步长为 0.05 s,步长较长,不能准确反映压力突变点前后的曲线走势。点 1 位置在初始液面上,所以点 1 初始压力值在 0 左右。

4 结语

本文描述了虚拟压缩法求解不可压 N-S 方程的离散求解过程,通过引入压力的伪时间导数项,将连续方程和动量方程进行联立,同步推进直接求解压力场和速度场。求解时只需给出速度的边界条件以及压力和速度的初始值,从而避免了大量的求解压力计算时间,为数值求解创造有利的条件。利用 NACA0012 压力远场算例验证了二维湍流及远场边界模型的可行性。在此基础上,利用 VOF 算法,采用 MHRIC 方式计算面对流量来捕捉两相流的交界面,并采用周期速度作用下的油箱内油液面晃动模型来验证本文 VOF 算法的准确性,所得结果基本正确,体现出本文算法计算时间短,所需内存少的优点。在后期工作中,可将 VOF 与 LevelSet 算法耦合形成 CLSVOF^[8]算法,可进一步提高两相流交界面捕捉的精度。

参考文献:

- [1] PARK I R, KIM K S, KIM J, et al. Numerical simulation of free surface flow using a refined HRIC VOF method[J]. Journal of the Society of Naval Architects of Korea, 2010, 47(3):279-290.
- [2] ANSYS INC. ANSYS FLUENT 18.0 Theory Guide[M]. Canonsburg: ANSYS INC, 2017.
- [3] BALDWIN B, BARTH T. A one-equation turbulence transport model for high Reynolds number wall-bounded flows[C]//29th Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV. Reston, Virginia: AIAA, 1991.
- [4] SPALART P, ALLMARAS S. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows[C]//30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV. Reston, Virginia: AIAA, 1992.
- [5] 陶文铨. 传热学[M]. 北京:科学出版社, 2000.
- [6] BERTOLOTTO D, MANERA A, MACIÁN-JUAN R, et al. Improvement of the one-dimensional dissolved-solute convection equation using the QUICKEST-ULTIMATE algorithm[J]. Nuclear Engineering and Design, 2011, 241(1):245-256.
- [7] SUN Y Z, WANG Z J, LIU Y. Efficient implicit non-linear LU-SGS approach for viscous flow computation using high-order spectral difference method[C]//18th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference. Miami, Florida. Reston, Virginia: AIAA, 2007.
- [8] SUN D L, TAO W Q. A coupled volume-of-fluid and level set (VOSET) method for computing incompressible two-phase flows[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2010, 53(4):645-655.

收稿日期:2020-10-19