

[文章编号] 1001-246X(2001)06-0511-06

# 用改进的耦合型 Level Set 方法计算 一维双介质可压缩流动

张 镭, 袁 礼

(中国科学院数学与系统科学研究院计算数学研究所, 科学与工程计算国家重点实验室, 北京 100080)

[摘 要] 用带有虚拟流体(Ghost Fluid)修正的 Level Set 方法计算了一维可压缩双介质流动, 把描述流动的 Euler 方程和描述流体界面运动的 Level Set 方程耦合起来, 得到一个整体的守恒律系统, 应用高分辨率差分格式求解; 为了解决流体界面附近的数值跳动问题, 在界面附近引入了虚拟流体方法的 Isobaric 修正, 并给出了算例。

[关键词] 虚拟流体; 双介质可压缩流动; Isobaric 修正; 高分辨率差分格式

[中图分类号] O35

[文献标识码] A

## 0 引言

Level Set 方法是近十年内发展起来的一种求解多介质流动问题的欧拉型方法, 虽然它具有无需构造界面, 能处理大变形特征, 应用范围广泛等优点, 但是在界面附近往往会发生数值“抹平”或跳动。1992 年, Mulder 等人首次用 Level Set 方法计算了可压缩气体动力学中的界面运动问题<sup>[1]</sup>, 但是在接触间断处产生了难以接受的数值耗散, 因此后来有人陆续提出了不同的改进方法<sup>[5,6]</sup>。近年来, 由 Fedkiew 等人<sup>[7,8]</sup>提出的 Ghost Fluid 方法在计算多介质流体的界面问题时取得了良好的效果, 引起人们的广泛关注。

在本文中, 我们应用 Level Set 方程和 Euler 方程相耦合的方程组, 对一维双介质可压缩流动用 TVD, ENO 和 WENO 三种高分辨率格式进行了数值模拟。为了解决界面附近的数值跳动问题, 在界面附近引入属于 Ghost Fluid 方法的 Isobaric 修正, 算例充分表明了改进效果。

## 1 主控方程

令  $\rho, u, p$  和  $e$  分别表示密度、速度、压力和单位质量的内能,  $E = e + u^2/2$  和  $H = E + p/\rho$  分别表

示单位质量的总能和总焓;  $c_p$  和  $c_v$  分别表示等压和等容比热。对理想气体, 状态方程为  $p = (\gamma - 1)\rho e$ , 其中  $\gamma = c_p/c_v$  为比热比。一维可压缩 Euler 方程的守恒形式是

$$\begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho E \end{pmatrix}_t + \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u H \end{pmatrix}_x = 0, \quad (1)$$

用 Level Set 方程

$$\phi_t + u\phi_x = 0 \quad (2)$$

跟踪界面位置, 式中  $\phi(x, t)$  的初始值是所在位置到界面的有向距离函数,  $\phi(x, t) = 0$  代表界面。Euler 方程和 Level Set 方程耦合在一起可以写成守恒形式

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{f}(\mathbf{q})}{\partial x} = 0. \quad (3)$$

其中

$$\mathbf{q} = (\rho, \rho u, \rho E, \phi)^T,$$

$$\mathbf{f} = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho u H, \rho u \phi)^T,$$

Jacobi 矩阵  $A = \partial \mathbf{f} / \partial \mathbf{q}$  有 4 个特征值:

$$a^1 = u - c, \quad a^2 = u, \quad a^3 = u, \quad a^4 = u + c,$$

其中  $c = \sqrt{\gamma p / \rho}$  是当地声速。相应的有 4 个特征域, 其中第 2 和第 3 个特征域是线性退化的。利用 Roe 平均, 我们可以确定  $a_{j+1/2}^k$  和对应的特征向量  $R_{j+1/2}^k, k = 1, 2, 3, 4$ 。Roe 平均后的 Jacobi 矩阵是

[收稿日期] 2001-02-02; [修回日期] 2001-06-15

[基金项目] 国家重点基础项目(G1999032801)资助项目

[作者简介] 张镭(1975-), 男, 硕士生, 从事计算流体力学方面的研究

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2}(\hat{\gamma} - 3)\hat{a}^2 - \hat{\phi}\hat{X} & (3 - \hat{\gamma})\hat{a} & (\hat{\gamma} - 1)\hat{X} & \\ -\hat{a}[\hat{H} - \frac{1}{2}(\hat{\gamma} - 1)\hat{a}^2 + \hat{\phi}\hat{X}] & \hat{H} - (\hat{\gamma} - 1)\hat{a}^2 & \hat{\gamma}\hat{a} & \hat{a}\hat{X} \\ -\hat{\phi}\hat{a} & \hat{\phi} & 0 & \hat{a} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

其中  $\hat{\rho}, \hat{a}, \hat{H}, \hat{\phi}$  采用通常的 Roe 平均, 而

$$\hat{X} = \frac{(p_R - p_L) - (\hat{\gamma} - 1)[p_R/(\gamma_R - 1) - p_L/(\gamma_L - 1)]}{\hat{\rho}(\phi_R - \phi_L)}, \quad (5)$$

$$\gamma(\phi) = \frac{(\phi - \phi_L)\gamma_R + (\phi_R - \phi)\gamma_L}{\phi_R - \phi_L}. \quad (6)$$

$$\text{令 } \hat{\gamma} = \gamma(\hat{\phi}), \hat{\rho} = \frac{(\hat{\gamma} - 1)}{\hat{\gamma}}(\hat{\rho}\hat{H} - \frac{\hat{\rho}\hat{a}^2}{2}), \hat{e} = \sqrt{\hat{\gamma}\hat{p}/\hat{\rho}}. \hat{A}$$

的右特征向量  $R^k$  是右特征矩阵  $\hat{R}$  的列

$$\hat{R} = (R^1, R^2, R^3, R^4) = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 1 \\ \hat{a} - \hat{e} & \hat{a} & 0 & \hat{a} + \hat{e} \\ \hat{H} - \hat{a}\hat{e} & \hat{a}^2/2 & -\hat{X}/(\hat{\gamma} - 1) & \hat{H} + \hat{a}\hat{e} \\ \hat{\phi} & \hat{\phi} & 1 & \hat{\phi} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

左特征向量  $L^k$  是左特征矩阵  $\hat{R}^{-1}$  的行

$$L^2 = \left(1 - \frac{1}{2} \frac{(\hat{\gamma} - 1)\hat{a}^2}{\hat{e}^2} + \frac{\hat{\phi}\hat{X}}{\hat{e}^2}, \frac{(\hat{\gamma} - 1)\hat{a}}{\hat{e}^2}, -\frac{(\hat{\gamma} - 1)}{\hat{e}^2}, -\frac{\hat{X}}{\hat{e}^2}\right), \quad (8)$$

$$L^3 = (-\hat{\phi}, 0, 0, 1), \quad (9)$$

$$L^1 + L^4 = (1, 0, 0, 0) - L^2, \quad (10)$$

$$L^1 - L^4 = (\hat{a}/\hat{e}, -1/\hat{e}, 0, 0). \quad (11)$$

## 2 数值方法

考虑守恒律系统(3)的特征域有两个是线性退化的, 我们选用了带人工压缩 (artificial compressibility, AC) 的 TVD-AC 格式, 为克服 TVD 格式在极值点降阶的缺点, 还采用了 3 阶 ENO-Roe 格式和 5 阶 WENO 格式以作比较. 在时间方向上采用二阶保 TVD 的 Runge-Kutta 方法.

### 2.1 时间离散

用二阶 Runge-Kutta 方法进行时间项的离散

$$q^{n+1} = q^n + \frac{1}{2} \Delta t [L(q^n) + L(q^*)], \quad (12)$$

$$q^* = q^n + \Delta t L(q^n). \quad (13)$$

其中  $q^n$  是第  $n$  时间层的守恒量,  $L(q^n)$  为空间离散后的差分算子. 这种 Runge-Kutta 法是保 TVD 的.

### 2.2 TVD-AC 格式和 ENO-Roe 格式

TVD 和 ENO 这样的格式增强了对激波的捕捉能力, 但在接触间断附近却会产生“抹平”现象. 为了

提高在接触间断附近的分辨率, 我们采用文[2]的方法, 即把人工压缩方法应用于线性退化的特征域, 得到 TVD-AC 差分格式

$$\hat{f}_{j+1/2} = \frac{1}{2}(f_j + f_{j+1} + \sum_{k=1}^4 \psi_{j+1/2}^k R_{j+1/2}^k), \quad (14)$$

$$\psi_{j+1/2}^k = g_j^k + g_{j+1}^k - Q(a_{j+1/2}^k + \gamma_{j+1/2}^k) d_{j+1/2}^k, \quad (15)$$

这里  $d_{j+1/2}^k$  满足

$$q_{j+1}^n - q_j^n = \sum_{k=1}^4 d_{j+1/2}^k R_{j+1/2}^k, \quad (16)$$

$$g_j^k = \begin{cases} \minmod(\bar{g}_{j-1/2}^k, \bar{g}_{j+1/2}^k), & k = 1, 4, \\ \minmod(\bar{g}_{j-1/2}^k, \bar{g}_{j+1/2}^k) + L_j^k, & k = 2, 3. \end{cases} \quad (17)$$

$$\bar{g}_{j+1/2}^k = \frac{1}{2} [Q(a_{j+1/2}^k) - \lambda(a_{j+1/2}^k)^2] d_{j+1/2}^k, \quad k = 1, 2, 3, 4, \quad (18)$$

$$\gamma_{j+1/2}^k = \begin{cases} (g_{j+1}^k - g_j^k)/d_{j+1/2}^k, & d_{j+1/2}^k \neq 0, \\ 0 & d_{j+1/2}^k = 0, \end{cases} \quad (19)$$

$$Q(x) = \begin{cases} |x|, & |x| > \epsilon, \\ \frac{1}{2\epsilon}(x^2 + \epsilon^2), & |x| \leq \epsilon, \end{cases} \quad (20)$$

其中  $\epsilon$  是一个正常数, 取值为  $0.1c_{j+1/2}$  与  $0.5c_{j+1/2}$  之间. 又有

$$L_j^k = S^k \cdot \max(0, S^k \cdot \minmod(\eta L_{j-1/2}^k, L_{j+1/2}^k), S^k \cdot \minmod(L_{j-1/2}^k, \eta L_{j+1/2}^k)), \quad (21)$$

$$S^k = \text{sign}(L_{j+1/2}^k), \quad (22)$$

$$L_{j+1/2}^k = \frac{1}{2} (Q(a_{j+1/2}^k) - \lambda(a_{j+1/2}^k)^2) \cdot (d_{j+1/2}^k - \minmod(d_{j-1/2}^k, d_{j+1/2}^k, d_{j+3/2}^k)), \quad (23)$$

$$\eta = 2 \frac{|d_{j+1/2}^k|^\beta - |d_{j-1/2}^k|^\beta}{|d_{j+1/2}^k|^\beta + |d_{j-1/2}^k|^\beta}, \quad \lambda = \Delta t / \Delta x, \quad \beta = 2.5. \quad (24)$$

至于 ENO-Roe 格式, 由于文献众多, 这里不再赘述, 例如可参看文[4].

### 2.3 WENO 格式

WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) 格式

利用了候选模板的一个凸组合,不象 ENO 格式只利用其中一个模板,以标量方程  $q_i + h_x = 0$  为例简要介绍如下,设  $\partial h / \partial p > 0$ ,由 Taylor 展开,可得  $h(x_{i+1/2})$  在不同候选模板下的三阶近似

$$h_{i+1/2}^0 = \frac{1}{3} \bar{h}_{i-2} - \frac{7}{6} \bar{h}_{i-1} + \frac{11}{6} \bar{h}_i, \quad (25)$$

$$h_{i+1/2}^1 = -\frac{1}{6} \bar{h}_{i-1} + \frac{5}{6} \bar{h}_i + \frac{1}{3} \bar{h}_{i+1}, \quad (26)$$

$$h_{i+1/2}^2 = \frac{1}{3} \bar{h}_i + \frac{5}{6} \bar{h}_{i+1} - \frac{1}{6} \bar{h}_{i+2}, \quad (27)$$

其中  $\bar{h}_i$  是  $h(x)$  在单元  $[x_{i-1/2}, x_{i+1/2}]$  的平均,  $h(x_{i+1/2})$  的 WENO 逼近为

$$h_{i+1/2} = \omega_0 h_{i+1/2}^0 + \omega_1 h_{i+1/2}^1 + \omega_2 h_{i+1/2}^2, \quad (28)$$

这里  $\omega_0, \omega_1, \omega_2$  是正的权重,  $\omega_0 + \omega_1 + \omega_2 = 1$ , 用  $1 - \omega_0 - \omega_2$  替换  $\omega_1$ , 可以重写成形式

$$h_{i+1/2} = \frac{1}{12} (-\bar{h}_{i-1} + 7\bar{h}_i + 7\bar{h}_{i+1} - \bar{h}_{i+2}) - \pi(\Delta\bar{h}_{i-3/2}, \Delta\bar{h}_{i-1/2}, \Delta\bar{h}_{i+1/2}, \Delta\bar{h}_{i+3/2}), \quad (29)$$

这里  $\Delta\bar{h}_{i-1/2} = \Delta\bar{h}_{i+1} - \bar{h}_i$ , 而

$$\pi(a, b, c, d) = \frac{1}{3} \omega_0 (a - 2b + c) + \frac{1}{6} (\omega_2 - \frac{1}{2}) (b - 2c + d). \quad (30)$$

根据文[3],  $\omega_0$  和  $\omega_2$  的选择如下式所示, 其中取  $\epsilon = 10^{-6}$  ( $\epsilon$  通常在  $10^{-7}$  和  $10^{-5}$  之间)

$$\omega_0 = \frac{\alpha_0}{\alpha_0 + \alpha_1 + \alpha_2}, \quad \omega_2 = \frac{\alpha_2}{\alpha_0 + \alpha_1 + \alpha_2}, \quad (31)$$

$$\alpha_0 = \frac{1}{(\epsilon + IS_0)^2}, \quad \alpha_1 = \frac{6}{(\epsilon + IS_1)^2}, \quad \alpha_2 = \frac{3}{(\epsilon + IS_2)^2}, \quad (32)$$

$$IS_0 = 13(a - b)^2 + 3(a - 3b)^2, \\ IS_1 = 13(b - c)^2 + 3(b + c)^2, \quad (33) \\ IS_2 = 13(c - d)^2 + 3(3c - d)^2.$$

守恒律方程组  $q_t = -f(q)_x$  ( $q, f$  分别为  $m$  阶向量) 的五阶 WENO 格式的数值通量可以写成<sup>[3]</sup>

$$\hat{f}_{i+1/2} = \frac{1}{12} (-f_{i-1} + 7f_i + 7f_{i+1} - f_{i+2}) + \sum_{s=1}^m [-\pi(\Delta\bar{g}_{i-3/2}^{s*}, \Delta\bar{g}_{i-1/2}^{s*}, \Delta\bar{g}_{i+1/2}^{s*}, \Delta\bar{g}_{i+3/2}^{s*}) + \pi(\Delta\bar{g}_{i-3/2}^{s-}, \Delta\bar{g}_{i-1/2}^{s-}, \Delta\bar{g}_{i+1/2}^{s-}, \Delta\bar{g}_{i+3/2}^{s-})] R_{i+1/2}^s. \quad (34)$$

其中  $L_{i+1/2}^s$  和  $R_{i+1/2}^s$  分别为左右特征向量, 设  $\lambda_k^s$  是 Jacobi 矩阵  $A_k$  的第  $s$  个特征值,  $\alpha_s = \max_{k=0}^m (|\lambda_k^s|)$ ,

$g_k^{s*} = (g_k^s \pm \alpha_s r_k^s)/2$  是 Lax-Friedrichs 通量分裂,  $g_k^s = L_{i+1/2}^s \cdot f_k, r_k^s = L_{i+1/2}^s \cdot q_k$ .

## 2.4 Ghost Fluid 方法与 Isobaric 修正

考虑一维情形. 假设在计算区域内有两种流体, 流体 1 和流体 2. 流体 1 在左, 流体 2 在右. 在每一点定义实际值和 Ghost 值, 实际值属于真正占据这一点的流体, 而 Ghost 值则属于界面另一侧的流体. 一维问题的独立变量有 4 个, 必须在每一点给定独立的 4 个 Ghost 值. 考虑到在许多问题中, 压力、速度和 Level Set 函数在穿越界面时是连续的, 我们可以设定 Ghost 流体的压力、速度和 Level Set 函数与真实流体相等. 这样还需要再定义一个值, 我们应用文[7, 8]的方法, 令这个值对应于熵在线性退化域中的对流, 使用一侧熵的常值外推, 这样就可以产生一个连续的熵值, 以消除由于数值耗散产生的误差.

假设流体 1 和 2 的接触间断位于  $i$  和  $i+1$  格点之间, 即, Level Set 函数在这两点之间改变符号. 这时流体 1 的真实值在  $i$  点和  $i$  点以左有定义, 而流体 2 的真实值在  $i+1$  点和  $i+1$  点以右有定义. 需定义流体 1 在  $i+1$  点和  $i+1$  点以右以及流体 2 在  $i$  点和  $i$  点以左的 Ghost 值. 令流体 1 在  $i+1$  点和  $i+1$  点以右的 Ghost 值的压力、速度和 Level Set 分量与相应位置的真实流体 2 相等, 而熵值与  $i+2$  点的真实流体的熵值相等, 同时改变流体 2 在  $i+1$  点的熵值使之与  $i+2$  点相等, 但不改变  $i+1$  点的压力、速度和 Level Set 函数的值, 这就是所谓的 Isobaric 修正. 与之相仿, 可以定义流体 2 在  $i$  点和  $i$  点以左的 Ghost 值, 以及修正流体 1 在  $i-1$  点的熵值. 同时求解流体 1 和流体 2 的流场, 再根据 Level Set 函数的符号来更新每一格点的真实值和 Ghost 值.

## 3 计算结果

**例 1** 考虑两介质理想气体. 在长度为 1 的区域上均匀分布 100 个格点, 初始界面位于第 50 和第 51 个格点之间, 初始左右状态如下:  $\gamma_L = 1.4, \rho_L = 1.0, p_L = 1, u_L = 0, \gamma_R = 1.2, \rho_R = 0.125, p_R = 0.1, u_R = 0$ . 图 1~3 是对应于  $t = 0.21$  时刻, 用不同算法所得结果, 实线为精确解, 点为计算值. 从结果可以看出, 不用 Isobaric 修正的结果在界面附近产生了明显的跳动, 而用 Isobaric 修正的结果可给出正确的界面位置, 且在界面附近不产生跳动. 所得到的界面宽度比不用修正时窄得多. 这一点可在下一个稍微复杂些的例子中得到更明显的验证.

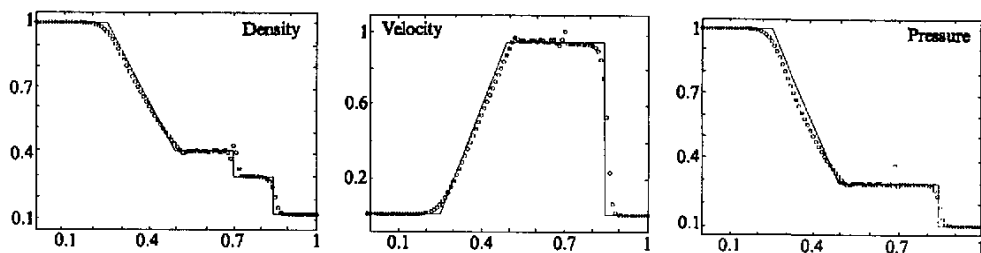


图 1 不用 Isobaric 修正的例 1 的 TVD-AC 格式的计算结果

Fig.1 Calculated profiles for test case I using TVD-AC scheme without Isobaric fix

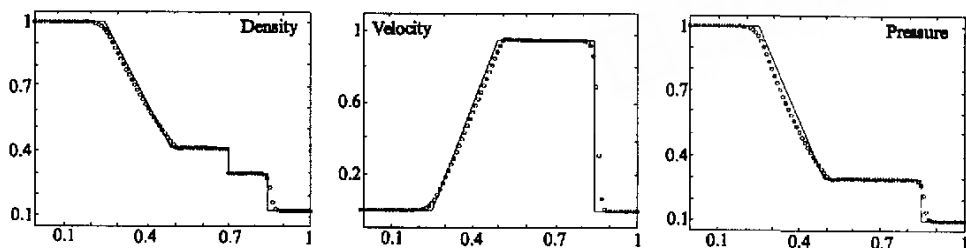


图 2 用 Isobaric 修正的例 1 的 TVD-AC 格式的计算结果

Fig.2 Calculated profiles for test case I using TVD-AC scheme with Isobaric fix

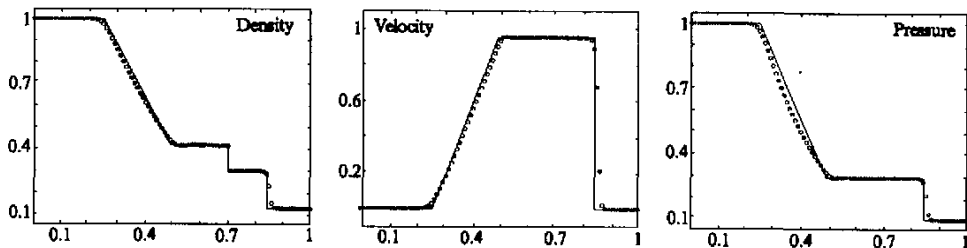


图 3 用 Isobaric 修正的例 1 的 ENO-Roe 格式的计算结果

Fig.3 Calculated profiles for test case I using ENO-Roe scheme with Isobaric fix

**例 2** 考虑激波与接触间断. 在一个长度为 1 的区域中均布 401 个格点. 一个右行的激波位于第 16 和第 17 个格点之间, 界面位于第 200 和第 201 个格点之间. 左边、中间和右边的状态变量分别为:  $\gamma_L = 1.4$ ,  $\gamma_M = 1.4$ ,  $\gamma_R = 1.67$ ,  $\rho_L = 1.3333$ ,  $\rho_M = 1$ ,  $\rho_R = 0.1379$ ,  $p_L = 1.5$ ,  $p_M = 1$ ,  $p_R = 1$ ,  $u_L = 0.3535$ ,  $u_M = u_R = 0$ . 图 4 ~ 图 7 给出了  $t = 0.36$  时刻, 用不同算

法所得到的结果. 计算结果再次表明 Isobaric 修正的良好效果, 同时表明 WENO 格式结果最佳.

**例 3** 强激波与接触间断. 其它条件与算例 2 相同, 只有  $\rho_L = 4.3333$ ,  $u_L = 3.2817$ ,  $p_L = 15$ . 与例 2 相比, 激波强度增大. 图 8、9 给出了  $t = 0.15$  时刻, 用 ENO 和 WENO 格式所得到的结果, 均与精确解符合较好.

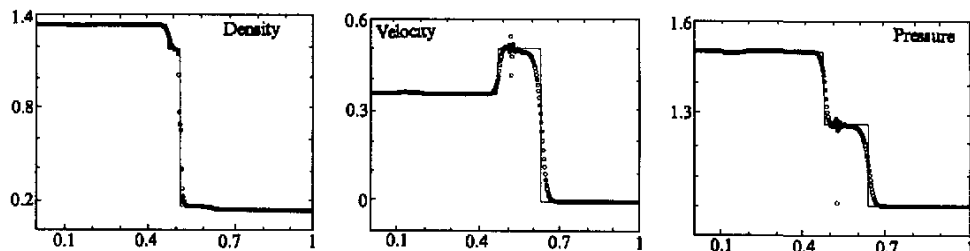


图 4 不用 Isobaric 修正的例 2 的 TVD-AC 格式的计算结果

Fig.4 Calculated profiles for test case II using TVD-AC scheme without Isobaric fix

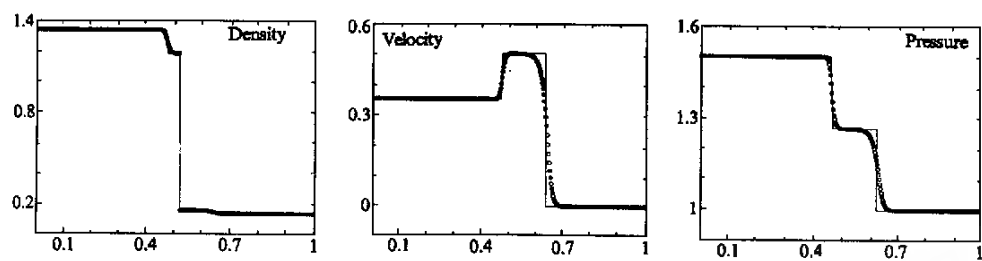


图 5 用 Isobaric 修正的例 2 的 TVD-AC 格式的计算结果

Fig.5 Calculated profiles for test case II using TVD-AC scheme with Isobaric fix

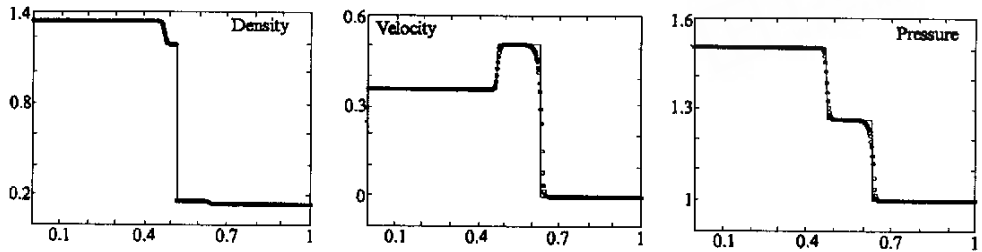


图 6 用 Isobaric 修正的例 2 的 ENO-Roe 格式的计算结果

Fig.6 Calculated profiles for test case II using ENO-Roe scheme with Isobaric fix

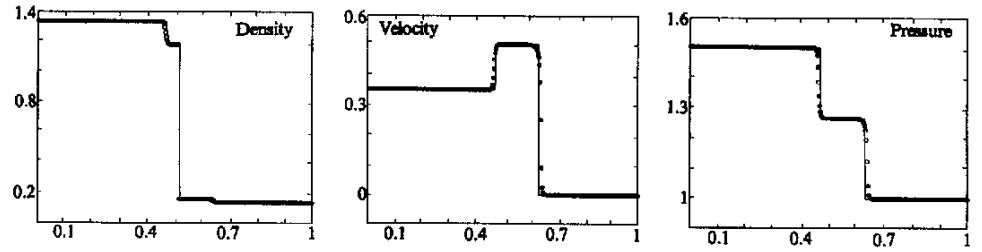


图 7 用 Isobaric 修正的例 2 的 WENO 格式的计算结果

Fig.7 Calculated profiles for test case II using WENO scheme with Isobaric fix

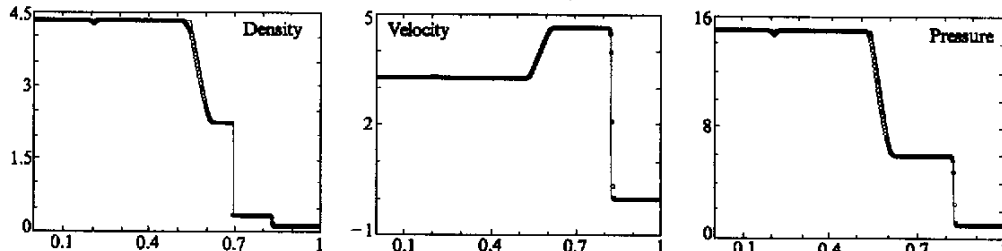


图 8 用 Isobaric 修正的例 3 的 ENO-Roe 格式的计算结果

Fig.8 Calculated profiles for test case III using ENO-Roe scheme with Isobaric fix

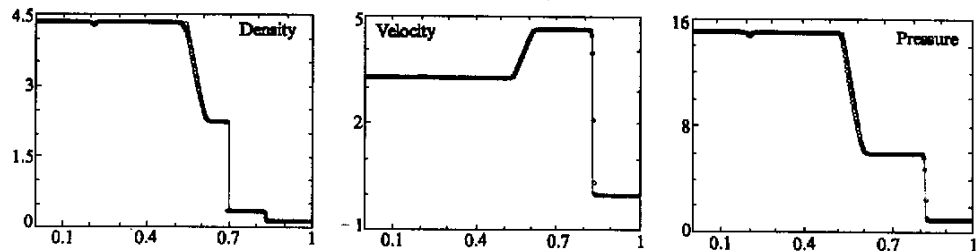


图 9 用 Isobaric 修正的例 3 的 WENO 格式的计算结果

Fig.9 Calculated profiles for test case III using WENO scheme with Isobaric fix

## 4 结 论

本文的数值研究表明,使用完全守恒型的 Level Set 方法在计算一维问题时,如果采用 Ghost Fluid 方法进行适当修正,则可以得到位置正确,宽度较窄的界面.WENO 和 ENO 格式比 TVD-AC 格式结果较好,而 WENO 格式又显示出了更高的计算精度.

### [参 考 文 献]

- [ 1 ] Mulder M, Osher S, Sethian J. Computing Interface Motion in Compressible Gas Dynamics [J]. J Comput Phys, 1992, 100(1):209 - 228.
- [ 2 ] Li X L, Jin B X, Glimm J. Numerical Study for the Three-Dimensional Rayleigh-Taylor Instability through the TVD/AC Scheme and Parallel Computation [J]. J Comput Phys, 1996, 126:343 - 355.
- [ 3 ] Jiang Guang-Shan, Wu Cheng-chin. A High-Order WENO Finite Difference Scheme for the Equations of Ideal Magnetohydrodynamics [J]. J Comput Phys, 1999, 150:561 - 594.
- [ 4 ] 水鸿寿. 一维流体力学差分方法[M]. 496 - 498.
- [ 5 ] Karni S. Multicomponent Flow Calculations by a Consistent Primitive Algorithms [J]. J Comput Phys, 1994, 112:31 - 43.
- [ 6 ] Jenny P, Muller P, Thomann H. Correction of Conservative Euler Solvers for Gas Mixtures [J]. J Comput Phys, 1997, 132:91.
- [ 7 ] Fedkiw R P, Aslam T, Merriman B, Osher S. A Non-oscillatory Eulerian Approach to Interfaces in Multimaterial Flows (the Ghost Fluid Method) [J]. J Comput Phys, 1999, 152:457 - 492.
- [ 8 ] Fedkiw R P, Marquina A, Merriman B. An Isobaric Fix for the Overheating Problem in Multimaterial Compressible Flows [J]. J Comput Phys, 1999, 148:545 - 578.
- [ 3 ] Jiang Guang-Shan, Wu Cheng-chin. A High-Order WENO

## CALCULATION OF 1-D COMPRESSIBLE TWO-COMPONENT FLOWS BY A COUPLED LEVEL SET METHOD WITH GHOST FLUID CORRECTION

ZHANG Lei, YUAN Li

(State Key Laboratory of Scientific and Engineering Computation, Academy of Mathematics and System Sciences, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, P R China)

[Abstract] 1-D compressible two-component flows are computed with a modified Level Set method where the Euler equations and Level Set equation are combined into a whole conservation law and are solved with high-resolution finite-difference schemes. In order to minimize the numerical oscillation near the fluid interface, the Ghost Fluid method is used together with the Isobaric Fix, and numerical results are presented for 1-D problems.

[Key words] Level Set method; two-component compressible flow; Ghost Fluid method with Isobaric Fix; high-resolution finite-difference scheme