

文章编号: 1001-246X(2010)04-0501-08

虚拟流体方法中界面处 Riemann 问题定义方式的改进

丁 岩, 袁 礼

(中国科学院数学与系统科学研究院计算数学所, 北京 100190)

摘 要: 对 RGFM 中定义 Riemann 问题的方式进行改进, 取距离界面适当远处的插值点处的状态作为 Riemann 问题的初值. 并用数值算例对改进前后的 RGFM 进行比较.

关键词: 可压缩多介质流动; 虚拟流体方法; Riemann 问题

中图分类号: O351

文献标识码: A

0 引言

可压缩多介质流动是惯性约束聚变、聚能侵彻和水下爆炸等应用问题的研究对象. 数值计算这类流动问题的难点在于如何处理运动的物质界面. 传统上有两种处理方法: ①欧氏方法. 通过在固定网格上求解界面的某种标识标量(如 level set 函数)的发展方程, 隐式地跟踪界面. ②拉氏方法. 将界面看作是随流体运动的内部边界. 欧氏方法的程序实现比较简单, 易于推广到高维情形, 但在界面附近的计算精度较低; 拉氏方法能够很好地处理界面, 但程序实现较复杂, 不易推广到高维情形. 后来又出现了任意拉格朗日-欧拉(ALE)方法, 但网格重分和流场重映中的问题仍困扰着 ALE 方法的发展.

1999 年 Fedkiw 等人提出了计算可压缩多介质流的虚拟流体方法(GFM)^[1]. GFM 采用 level set 方法^[8]隐式地跟踪界面, 属于典型的欧氏方法, 因而易于推广到高维情形. GFM 的核心是根据物理条件和数值要求为每种介质在界面另一侧定义相应的虚拟流体, 将一个多介质问题转变为多个单介质问题的求解(以下均假设为两介质问题), 进而对每种介质采用统一的计算格式求解. 具体来说, 在计算某一侧流体时, 对于差分格式所需的跨过界面另一侧的流动变量, 取虚流体的值. 至于如何确定虚流体的值, 至今已经发展了多种方法. 在 Fedkiw 的原始 GFM 中^[1](本文称之为 OGFM)根据接触间断条件定义虚流体的法向速度和压力为当地真实流体的法向速度和压力, 虚流体的密度和切向速度根据数值要求由界面另一侧非紧挨界面的熵值和切向速度值以常值外推方式得到(同时改变紧挨界面的实流体熵, 即等压修正^[2]). OGFM 可计算一些物理性质差别不大的气-气问题, 但应用于气-液问题中时便会出现数值振荡或发散. 后来, Fedkiw 在文[3]中提出了一种新版本的虚流体方法(NGFM), 它定义虚流体的压力为刚性较弱的介质的压力, 定义虚流体的法向速度为刚性较强的介质的法向速度. NGFM 方法虽然可以消除 OGFM 应用于气-液问题时在界面处出现的数值振荡, 但却不能较好地处理气-气问题. 刘铁刚等人^[6]分析了 OGFM 和 NGFM 计算失败的原因, 指出物质界面处的流体状态与两侧物质的物理性质密切相关, 因而简单地复制真实流体的状态并不一定能够充分反映不同物质间的相互作用. 虚流体方法通过将一个两介质问题转化为两个单介质问题求解, 因此两个单介质问题必须满足一定的条件(即文[6]中的条件 1 和条件 2)才能保证单介质问题的解在真实流体区域内也是原两介质问题的解. 文[7]提出较大改进的修正虚流体方法(MGFM), 通过在界面处求解 Riemann 问题预测界面处的状态, 并用此状态对界面另一侧虚流体的状态和同一侧真实流体的熵进行修正. 实际计算表明, MGFM 能够较好的处理气-气和气-液问题并具有较强的健壮性.

在最初的 MGFM 中^[7], 问题的焦点都是如何定义虚流体状态, 而对界面附近真实流体少有关, 使得方法应用于具有某些比较极端的问题时不能得到令人满意的结果. 最近 Wang 等^[9,10]人对 MGFM 做了改进

收稿日期: 2009-02-27; 修回日期: 2009-06-20

基金项目: 国家重点基础研究计划(2005CB321703)和国家自然科学基金(10531080, 10729101)资助项目

作者简介: 丁岩(1981-), 男, 河南焦作, 博士生, 从事计算流体力学研究, 河南理工大学数字与信息科学学院, 焦作 454150.

(RGFM) 对紧挨界面的真实流体状态按照 Riemann 问题的解也做了修正, 从而减小了计算误差.

本文对文 [7-10] 在二维情形中定义 Riemann 问题的方式进行了分析. 发现文中采用的直接以紧挨界面的网格点的状态来定义 Riemann 问题的定义方式有可能选择“数值上不可靠”的状态作为 Riemann 问题的初值, 加上只能选网格点的值, 有可能产生较大数值误差甚至数值振荡. 因此, 改用距界面一定距离处的流场状态来定义 Riemann 问题, 该处的流场状态为所在网格单元的四个顶点状态的面积加权平均值. 实际计算表明, 这种定义方式符合等压修正变量的取法^[1,2], 能够有效地减少界面附近的数值振荡, 改善等值线分布.

1 可压缩多介质流的数学模型

1.1 欧拉方程组

在直角坐标系下, 二维可压缩多介质流动可用欧拉方程组来描述,

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

其中 t 是时间, x, y 是空间坐标, u, v 是速度分量, ρ 是密度, p 是压力, E 是单位体积的总能量. 方程组 (1) 有四个方程, 五个独立未知量, 为使方程组完备, 需要补充一个状态方程.

1.2 不同介质的状态方程

理想气体的状态方程是 $p = \rho RT$, 其中 R 是与具体气体有关的常数. 由于比内能 $e = c_v T$, 所以

$$p = \rho RT = R\rho e / c_v = (\gamma - 1)\rho e, \quad (2)$$

其中 T 是温度, c_v 是定容比热, γ 是比热比. 这里假设 $T = 0$ K 时的比内能 $e = 0$. 水的状态方程为 Tait 方程

$$p = B\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma - B + A,$$

其中 $\gamma = 7.15$, $A = 10^5$ Pa, $B = 3.31 \times 10^8$ Pa, $\rho_0 = 10^3$ kg·m⁻³. 若定义比内能为

$$e = \frac{B\rho^{\gamma-1}}{(\gamma-1)\rho_0^\gamma} + \frac{B-A}{\rho},$$

则水的状态方程可写成

$$p = (\gamma - 1)\rho e - \gamma(B - A). \quad (3)$$

上述理想气体状态方程 (2) 和水的状态方程 (3) 可归属于更一般的刚性气体状态方程

$$p = (\gamma - 1)\rho e - \gamma\pi, \quad (4)$$

该方程当 $\pi = 0$ 时即为理想气体状态方程, 当 $\pi = B - A$ 时即为水的 Tait 方程. 该方程对于某些高压下的液体和固体是一个合理的近似, 本文主要研究满足该方程的流体. 对应于刚性气体有如下的熵表达式^[2]:

$$S = \frac{p + \pi}{\rho^\gamma}. \quad (5)$$

1.3 Level set 方程

虚流体方法通过求解 level set 方程

$$\phi_t + u\phi_x + v\phi_y = 0 \quad (6)$$

追踪界面的位置. 通常 ϕ 被初始化为有向距离函数, 正值表示一种介质, 负值表示另外一种介质, $\phi = 0$ 代表界面的位置. 随着时间的推移, ϕ 将不再保持有向距离函数的特性, 因而需要对其进行重新初始化. 我们采用文 [9] 中的方法, 不直接求解方程 (6). 因为

$$\phi_t + u\phi_x + v\phi_y = \phi_t + \left(\mathbf{U} \cdot \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}\right) |\nabla \phi| = \phi_t + u_n |\nabla \phi| = 0,$$

其中 $u_n = \mathbf{U} \cdot \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}$ 是法向速度场, 于是求解方程 (6) 就等价于求解 Hamilton-Jacobi 方程

$$\phi_i + u_n | \nabla \phi | = 0. \tag{7}$$

实际求解方程(7)时速度场并不直接用上面定义的 u_n , 而是构造一个新的速度场 u_n^{ext} 替换 u_n . 这是因为由欧拉方程组计算的速度场在界面处有时不光滑, 会使光滑函数 ϕ 受到扭曲. 新的法向速度场可以在界面附近近似地保持 ϕ 的距离函数特性, 我们将在 2.2.3 节中专门阐述 u_n^{ext} 的构造.

2 数值方法

2.1 方法的概述

如前人那样, 我们将欧拉方程(1)和 level set 方程(7)分开求解. 由于 level set 函数是光滑的, 可以采用各种高阶格式求解, 本文采用五阶 WENO 格式^[5]求解.

依据 level set 函数的正负, 可将计算区域分为和每种介质对应的子区域, 任意一个网格点只属于一种介质. GFM 的作法是在 $|\phi| < n_s \max(\Delta x, \Delta y)$ ($\Delta x, \Delta y$ 是网格步长, n_s 是保证差分格式所需的带形区格点数)的带形区域内每个网格点处定义对应于界面另一侧流体的虚流体, 这样带形区域内的每个网格点处就同时存在两套流体: 真实流体和虚流体. 一旦确定了虚流体的状态后, 就可以用传统的差分格式(本文采用二阶 Harten TVD 格式)求解欧拉方程. 在时间上, 我们用三步 TVD Runge-Kutta 法同时将欧拉方程和 level set 方程推进到下一时间步. 具体地说, 在每个 Runge-Kutta 子步内, 首先定义每种介质的虚流体并对每种介质求解欧拉方程(1), 然后用更新过的流体变量定义法向速度场, 最后求解 level set 方程(7).

2.2 虚流体的定义

为便于理解, 我们将先描述基于 Riemann 问题近似解的 MGF^[7]和 RGFM^[9-10]在一维中的做法, 然后论述我们对二维情形所做的改进.

2.2.1 一维情形

一维情况下定义虚流体只需要确定密度、速度和压力三个物理量的值. 如图 1 所示, 假设界面在点 i 和点 $i+1$ 之间, RGFM^[9]定义虚流体的做法和 MGF^[7]类似, 首先在界面处定义 Riemann 问题, 其初值取 $U_L = U_{i-1}$, $U_R = U_{i+2}$ (和文[1-2]中选等压修正变量一样, 不选“数值上不可靠的或者会引起过热误差的”紧挨界面的 i 点和 $i+1$ 点), 并使用双波近似法求解该 Riemann 问题. 记解得的界面状态为 $\rho_{IL}, \rho_{IR}, \mu_1, p_1$, 其中 ρ_{IL} 和 ρ_{IR} 分别为界面左侧和右侧的密度, μ_1 和 p_1 分别为界面处的速度和压力. 若欧拉方程的空间离散用五阶 WENO 格式, 那么计算介质 I 时需要对于界面另一侧的三个虚流体点重新定义(将 μ_1, p_1 和界面左侧的密度 ρ_{IL} 赋给这三点), 同时对紧挨界面的真实流体点 i 做等压修正(仅将 S_{IL} 赋给 i 点, 文[7]的做法)或实流体修正(将 μ_1, p_1 和 ρ_{IL} 都赋给 i 点, 文[9]的做法), 远离界面的虚流体状态可以取当地真实流体的值或者将界面附近的虚流体常值外推得到, 如此便为介质 I 定义了虚流体并实施了等压(实流体)修正. 类似地可为介质 II 定义虚流体和做等压(实流体)修正. 我们采用文[9]的做法.

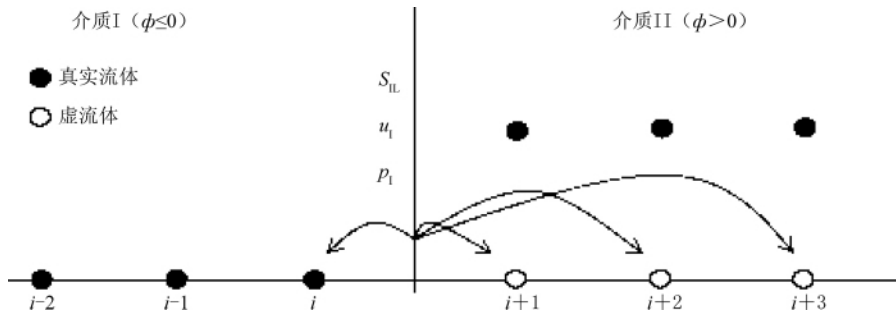


图 1 一维问题中定义介质 I 的虚流体和进行等压(实流体)修正

Fig. 1 Ghost fluid and isobaric fix for medium I in 1D

2.2.2 二维情形

二维时, 由于有两个速度分量需要处理, 计算的主要困难在于如何在界面处定义恰当的 Riemann 问题, 以及如何把变量进行适当的外推. 借助 level set 函数, 可以在每个网格点处定义单位法方向和法向速度,

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}, \quad (8)$$

$$u_n = (\mathbf{u} \cdot \mathbf{p}) \cdot \mathbf{n}. \quad (9)$$

假设介质 I 位于 level set 函数 ϕ 取负值的区域,下面叙述如何定义介质 I 的虚流体(如图 2 所示). 由于 level set 函数是有向距离函数,因而可在界面附近定义带形区域 $|\phi| < 1.5\max(\Delta x, \Delta y)$. 对于带形区域内的任一网格点 $\mathbf{r}_0 = (x, y)_{i_0, j_0}$,按照式(8)定义其单位法方向 \mathbf{n} ,沿法方向定义以

$$\mathbf{U} = \begin{cases} \mathbf{U}_-, & \text{在 } \phi < 0 \text{ 侧,} \\ \mathbf{U}_+, & \text{在 } \phi > 0 \text{ 侧} \end{cases} \quad (10)$$

为初始条件的局部一维 Riemann 问题(如图 2 中的 $\mathbf{r}_-, \mathbf{r}_+$ 两点所示). 其中 \mathbf{U}_- 和 \mathbf{U}_+ 是位于离界面同样远(均为 $2.0\max(\Delta x, \Delta y)$)的两点

$$\mathbf{r}_{\mp} = \mathbf{r}_0 \mp (2.0\max(\Delta x, \Delta y) \pm \phi(\mathbf{r}_0))\mathbf{n} \quad (11)$$

处的状态在法方向上的投影,这里取 2.0 以保证 \mathbf{r}_{\mp} 周围四个点分别在界面的同一侧. 本文 \mathbf{r}_{\mp} 处的流动变量取所处网格单元周围四个角点处状态的面积加权平均. 假设 \mathbf{r}_+ 周围的四个点为 A_1, A_2, A_3, A_4 (如图 2), a_1, a_2, a_3, a_4 分别是被分成的四个四边形的面积,则

$$\mathbf{U}_+ = \frac{a_1 \mathbf{U}_{A_1} + a_2 \mathbf{U}_{A_2} + a_3 \mathbf{U}_{A_3} + a_4 \mathbf{U}_{A_4}}{a_1 + a_2 + a_3 + a_4}.$$

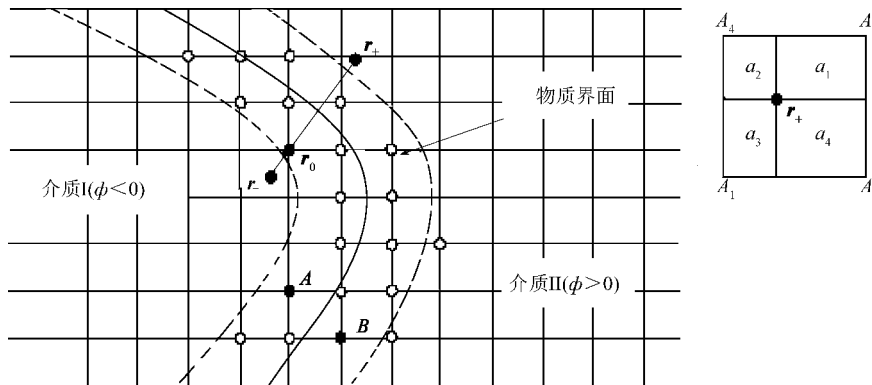


图 2 二维问题中界面处 Riemann 问题的定义(图中两条虚线内代表带形区域 $|\phi| < 1.5\max(\Delta x, \Delta y)$)

Fig. 2 Riemann problem at interface in 2D

(Domain between dashed curves is a banded domain $|\phi| < 1.5\max(\Delta x, \Delta y)$)

这里需要指出,上述定义方式不同于文[7,9]中的做法.文[7]没有给出细节,文[9]给出的做法是,对于带形区域中的网格点 A,在界面另一侧的带形区域内找到一网格点 B,使得点 A 和点 B 处的法方向之间的夹角最小,然后以 A, B 两点的状态为初始条件

$$\mathbf{U} = \begin{cases} \mathbf{U}_A, & \text{在 } \phi < 0 \text{ 侧,} \\ \mathbf{U}_B, & \text{在 } \phi > 0 \text{ 侧,} \end{cases}$$

定义局部一维 Riemann 问题,其中 $\mathbf{U}_A, \mathbf{U}_B$ 分别是点 A 和 B 处的状态在界面法向上的投影.我们发现,文[9]的作法中,介质 I 中的多个网格点可能都对应同一个 B 点,沿整个界面可能呈跳跃式分布,且所选的 A, B 两点紧挨界面,是数值上不可靠的点.本文的做法可以保证 \mathbf{r}_{\mp} 离界面足够远以抑制可能产生的“overheat”现象^[1-2](如同一维情形中 \mathbf{U}_L 选 $i-1$ 点, \mathbf{U}_R 选 $i+2$ 点一样),而且由于采用了面积平均,所确定的值沿整个界面分布光滑,有助于抑制界面附近的非物理振荡.

接下来的过程与文[9]相同.首先采用双波近似法求解由格点 \mathbf{r}_0 处两侧($\mathbf{r}_-, \mathbf{r}_+$)位置所定义的 Riemann 问题,得到界面处两侧熵 S_{IL}, S_{IR} , 压力 p_1 和法向速度 u_1 . 然后做实流体修正和定义虚流体,对于带形区域内任一网格点 \mathbf{r}_0 处的熵、压力和法向速度,取为相应的 Riemann 问题的解 S_{IL}, p_1, u_1 ; 对于更远处 $(1.5\max(\Delta x, \Delta y) < \phi < n_s \max(\Delta x, \Delta y))$ 的虚流体,用一阶迎风差分求解延拓方程

$$I_t + \mathbf{n} \cdot \nabla I = 0 \quad (12)$$

至稳定态,得到介质 I 的虚流体的状态,其中 I 代表需要做常值外推的物理量,即焓(密度),压力,法向速度.因为法向 n 从 $\phi < 0$ 指向 $\phi > 0$,所以上面方程将 $\phi < 0$ 对应的流动变量外推到 $\phi > 0$ 的区域.至于切向速度,则通过在 $\phi > -1.5\max(\Delta x, \Delta y)$ 的区域内求解方程(12)(此时 I 为切向速度)至稳定态而获得,至此就定义了介质 I 的虚流体和实施了实流体修正.

定义介质 II 的虚流体完全类似,不同的是在对带形区域 $0 < \phi < 1.5\max(\Delta x, \Delta y)$ 做实流体修正和对区域 $\phi < 0$ 定义虚流体状态时要取介质 II 一侧的焓 S_{II} ,且求解延拓方程(12)时用 $-n$ 做外推.

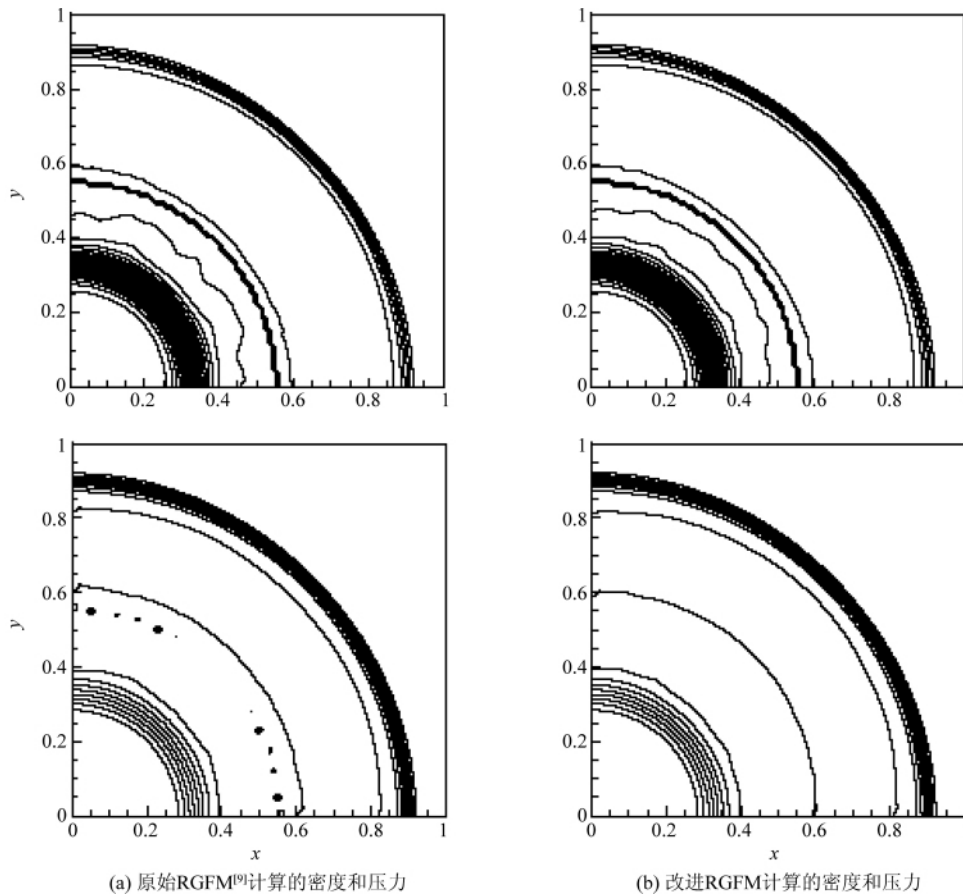
2.2.3 延拓速度场 u_n^{ext} 的构造

求解 level set 函数所满足的 Hamilton-Jacobi 方程(7)时,需要知道延拓速度场 u_n^{ext} .通过求解上一小节中定义的局部 Riemann 问题后,可以得到带形区域 $|\phi| < 1.5\max(\Delta x, \Delta y)$ 内各网格点处法向速度的近似值 u_1 .由于界面的运动是沿法向对流,所以在带形区域内,可取 $u_n^{ext} = u_1$;在区域 $\phi < -1.5\max(\Delta x, \Delta y)$ 和 $\phi > 1.5\max(\Delta x, \Delta y)$ 中,分别用一阶迎风差分求解延拓方程(12)(分别取“-”号和“+”号)至稳定态得到相应的 u_n^{ext} .

3 数值算例

本文给出四个算例显示改进 Riemann 问题定义方式后的计算效果.若无特别声明均取 $CFL = 0.5$.

算例 1 二维水下爆炸.这是一个二维的气液 Riemann 问题.圆柱内部是高压气体,外部是常压静态水.这个问题的解由一向外的激波,向内的稀疏波和一缓慢向外移动的接触间断组成.计算区域为 $[0, 1] \times [0, 1]$,计算网格为 100×100 ,初始条件为:若 $r \leq 0.5$, $(\rho, \mu, \nu, p, \gamma, \pi) = (1\ 250, 0, 0, 10^9, 1.4, 0)$;若 $r > 0.5$, $(\rho, \mu, \nu, p, \gamma, \pi) = (1\ 000, 0, 0, 10^5, 7.15, 3.309 \times 10^8)$.图 3 给出了 $t = 0.000\ 18$ 时两种定义方式所



(a) 原始RGFM⁹计算的密度和压力

(b) 改进RGFM计算的密度和压力

图 3 算例 1 的等值线比较

Fig. 3 Contours in Example 1

得密度和压力的等值线图的比较. 可以看到, 按文[9]的定义方式所算的压力在界面处出现了数值振荡(图3(a)中的深色点), 用本文改进后方法的结果则消除了数值振荡.

算例 2 空气平面激波与柱形氦气泡相互作用. 空气中一马赫数为 1.22 的平面激波向下运动, 与一半径为 0.2、圆心位于(0.5, 0.5)的氦气柱作用, 计算区域为 $[0, 1] \times [-2, 1]$, 网格数为 100×300 , 上下边界分别采用入流和出流边界条件, 左右边界为反射边界条件. 初始条件为: 气柱内 $(\rho, u, v, p, \gamma) = (0.138, 0, 0, 1, 1.67)$, 激波前 $(\rho, u, v, p, \gamma) = (1, 0, 0, 1, 1.4)$, 激波后 $(\rho, u, v, p, \gamma) = (1.376, 0, -0.394, 1.5698, 1, 1.4)$. 在图 4 中给出了 $t = 0.6$ 时刻两种定义方式所得密度和压力的等值线图比较. 与算例 1 类似, 我们发现按文[9]中的定义方式所得的结果在界面处出现了非物理振荡. 在图 5 中我们还比较了用改进前后的 RGFM 方法计算的氦气泡的质量损失, 比较结果显示改进前后的差别不大.

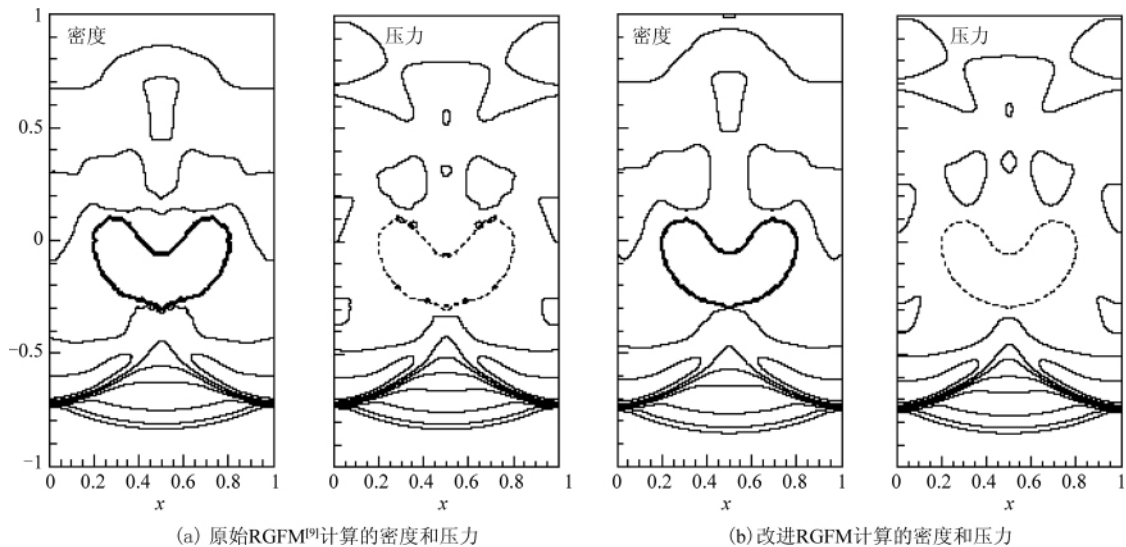


图 4 算例 2 等值线图比较(虚线代表界面位置)

Fig. 4 Contours in Example 2

算例 3 空气平面激波与柱形重气泡相互作用. 本例除了气柱内的状态是 $(\rho, u, v, p, \gamma) = (3.1538, 0, 0, 1, 1.25)$ 外, 其他参数和算例 2 完全相同. 图 6 给出了 $t = 1.3$ 时刻两种定义方式所得密度和压力的等值线图比较. 我们发现, 改进后的 RGFM 方法在界面附近仍然出现了数值振荡, 这可能是由于界面的刚性较强的缘故, 但是与文[9]中定义方式所得结果相比有很大改观.

算例 4 二维双水下爆炸相互作用. 本例取自文[9]中算例 6, 计算区域为 $[-2, 2] \times [0, 4]$, 两个半径均为 0.3 的高压气泡柱分别位于(0, 1.4)和(0, 2.6), 初始时刻气泡内和外部环境的状态与本文算例 1 相同, 由于问题的轴对称性, 我们只计算了区域的右半部分, 计算网格为 100×201 . 爆炸开始后, 产生两个向外传播的柱形激波, 之后两个激波相撞又产生了两个向相反方向传播的激波, 图 7 中给出计算至 $t = 0.00027$ 时两种定义方式所得的密度和压力的等值线比较, 其中可以看到改进 Riemann 问题定义方式之后, 物质界面附近的振荡大大减弱, 计算结果有很大改善.

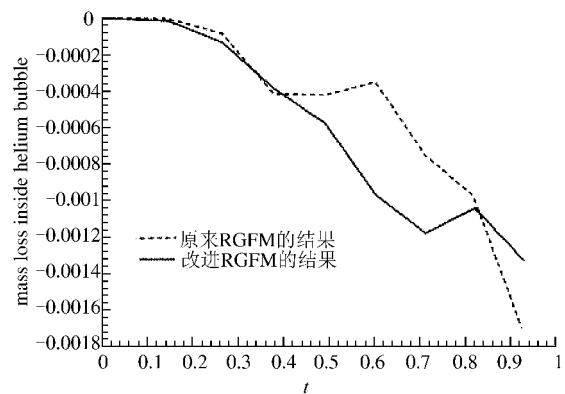


图 5 算例 2 中氦气泡的质量损失比较

(虚线表示原来 RGFM 的结果, 实线表示本文结果)

Fig. 5 Mass loss inside a helium bubble in Example 2

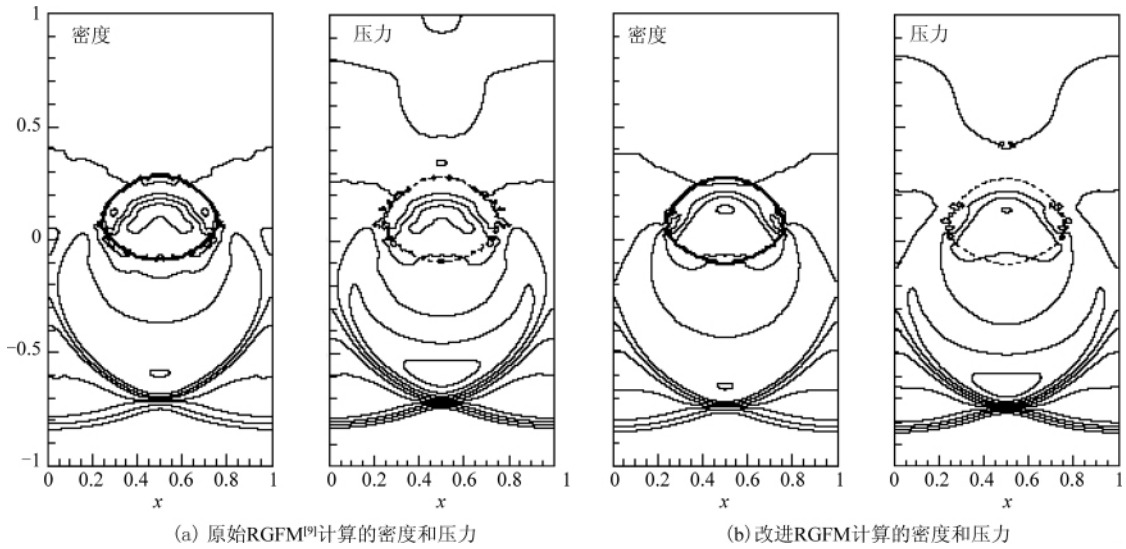


图 6 算例 3 等值线图比较 (虚线代表界面位置)

Fig. 6 Contours in Example 3

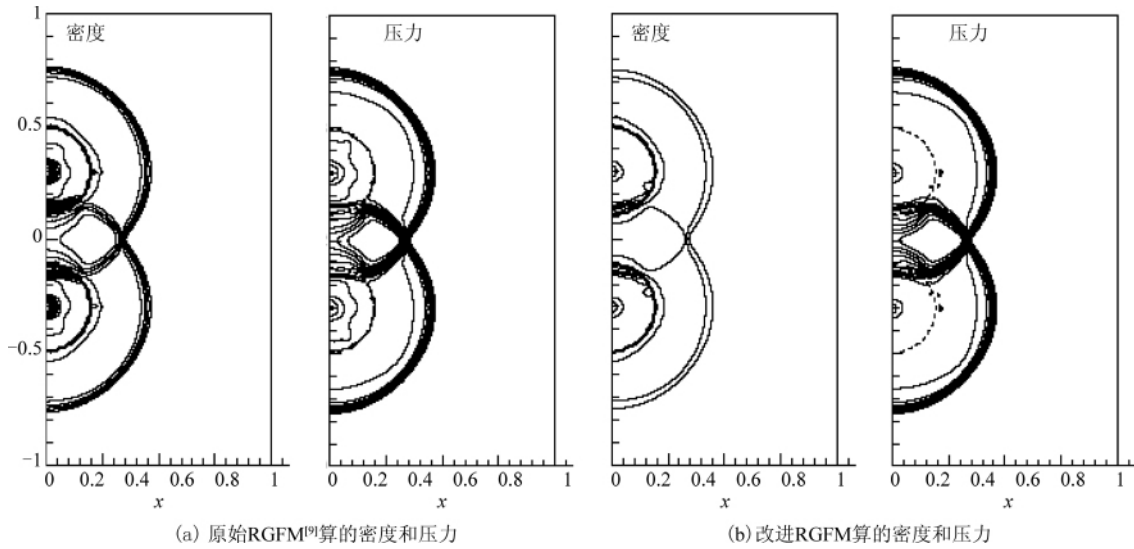


图 7 算例 4 等值线图比较 (虚线代表界面位置)

Fig. 7 Contours in Example 4

4 结论

本文通过研究修正虚拟流体法在二维问题中的具体实施,对文[7,9]中定义界面处局部 Riemann 问题的方式做了进一步改进.本文用距离界面适当远的延伸点 r_+ 处的状态而非紧挨界面的网格点处的状态作为 Riemann 问题的初始值.一方面符合等压修正的思想,另一方面,由于采用面积平均,克服了文[7,9]中只选用网格点处的状态所引入的不规则分布.实际计算表明,本文的改进有效地抑制了界面处的非物理振荡.

参 考 文 献:

[1] 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 .
 [2] Fedkiw R P , Marquina A , Merriman B. An isobaric flux for the overheating problem in multimaterial compressible flows [J] . J Comput Phys , 1999 , **148** : 545 - 578 .
 [3] Fedkiw R P. Coupling an Eulerian fluid calculation to a Lagrangian solid calculation with the ghost fluid method [J] . J Comput

- Phys , 2002 , **175**:200 – 224.
- [4] Jia Zupeng , Yu Xijun. A finite volume ALE method based on approximate Riemann solution [J]. Chinese J Comput Phys , 2007 , **24**(5) :543 – 549.
- [5] Jiang G S , Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes [J]. J Comput Phys , 1996 , **126**:202 – 228.
- [6] Liu T G , Khoo B C , Wang C W. The ghost fluid method for compressible gas–water simulation [J]. J Comput Phys , 2005 , **204**:193 – 221.
- [7] Liu T G , Khoo B C , Yeo K S. Ghost fluid method for strong shock impacting on material interface [J]. J Comput Phys , 2003 , **190**:651 – 681.
- [8] Sethian J A , Smereka P. Level set methods for fluid interfaces [J]. Annu Rev Fluid Mech , 2003 , **35**:341 – 372.
- [9] Wang C W , Liu T G , Khoo B C. A real ghost fluid method for the simulation of multimedium compressible flows [J]. SIAM J Sci Comput , 2006 , **28**(1) :278 – 302.
- [10] Wang Chunwu , Zhao Ning. An interface treating method based on Riemann problems [J]. Chinese J Comput Phys , 2005 , **22**(4) :305 – 310.

Improvements on Definition of Interfacial Riemann Problem in Real Ghost Fluid Method

DING Yan , YUAN Li

(*Institute of Computational Mathematics , Academy of Mathematics and System Science ,
Chinese Academy of Science , Beijing 100190 , China*)

Abstract: In conventional ghost fluid method , Riemann problems are defined by taking directly states at grid points as initial conditions. In this article , we improve this approach by taking states at interpolated points as initial conditions. States at interpolated points are obtained by area average of states at four surrounding grid points. Since initial conditions are smooth , our method gives results with less numerical oscillations. Numerical experiments illustrate that the method is effective.

Key words: ghost fluid method; Riemann problems; compressible multi-medium flows