

# 一维气体激波管问题 — 第 3 次作业\*

徐均益<sup>†</sup>

余航<sup>‡</sup>

陈宇韬<sup>§</sup>

中国科学技术大学核科学技术学院, 合肥 230026

中国科学技术大学物质科学研究院等离子所, 合肥 230026

## 摘要

课程《磁流体力学的数值模拟方法》的第三次作业, 讨论一维气体激波管问题的有限差分数值解法, 分别使用守恒型方程的 *LaxWendroff* 格式, 非守恒型的 *Upwind* 格式和 *Minmod* 格式, 通过理论分析和实验编程, 讨论该方程的物理理解和数值解的特性, 并分析流体中不同波模的物理和数值特性。

## 1 引言

一维气体激波管问题是计算流体力学中的经典问题, 也是为数不多的存在精确解的问题, 常以此算例检测数值格式, 方便我们进一步学习研究各种数值方法, 同时一维气体激波管所使用的物理方程为连续性方程、动量方程、能量方程, 可以写成守恒形式, 也意味着选择合适的迭代矩阵, 能够化为双曲守恒形式。可以检验各种方法在守恒形式和非守恒形式下的异同。本次作业只考虑无粘滞的理想气体状态方程下的一维激波问题。

## 2 理论基础介绍

### 2.1 守恒形式

#### 2.1.1 方程介绍

考察一维多方气体 Euler 方程

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial f(w)}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

---

\*2023 年春季磁流体力学的数值模拟方法

<sup>†</sup>ID: SA22214015 Email: jyxu@mail.ustc.edu.cn

<sup>‡</sup>ID: SA22168021 Email: yh131996@mail.ustc.edu.cn

<sup>§</sup>ID: SA22214014 Email: chenyt@mail.ustc.edu.cn

的 Riemann 问题 (一维气体激波管问题), 其中

$$w = \begin{bmatrix} \rho \\ m \\ E \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$f(w) = uw + \begin{bmatrix} 0 \\ p \\ pu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m \\ (\gamma - 1)E + \frac{3-\gamma}{2} \frac{m^2}{\rho} \\ (\gamma E - \frac{\gamma-1}{2} \frac{m^2}{\rho}) \frac{m}{\rho} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$m = \rho u, \quad (4)$$

$$p = (\gamma - 1)(E - \frac{1}{2} \rho u^2). \quad (5)$$

这里,  $\rho$ ,  $m$  和  $E$  分别是密度, 质量流和能量. 其对应的三个方程分别为质量守恒方程, 动量守恒方程和能量守恒方程. 守恒形式可以采用 *LaxWendroff* 格式设计实验.

### 2.1.2 特征向量计算

将方程 (1) 可以写成如下形式

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \mathbf{A} \cdot \frac{\partial w}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

守恒形式下  $\mathbf{A}$  的表达式

$$\mathbf{A} = \frac{\partial f}{\partial w} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \frac{1}{2}(\gamma - 3)u^2 & -(\gamma - 3)u & \gamma - 1 \\ (\gamma - 1)u^3 - \gamma \frac{u}{\rho} E & \gamma \frac{1}{\rho} E - \frac{3}{2}(\gamma - 1)u^2 & \gamma u \end{bmatrix}$$

左右特征向量

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ u - c & u & u + c \\ H - uc & \frac{1}{2}u^2 & H + uc \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{L} = \frac{\gamma - 1}{2c^2} \begin{bmatrix} \frac{1}{2}u \left( u + \frac{2c}{\gamma - 1} \right) & - \left( u + \frac{c}{\gamma - 1} \right) & 1 \\ 2(H - u^2) & 2u & -2 \\ \frac{1}{2}u \left( u - \frac{2c}{\gamma - 1} \right) & - \left( u - \frac{c}{\gamma - 1} \right) & 1 \end{bmatrix}$$

其中

$$H = \frac{E + p}{\rho} = \frac{c^2}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}u^2,$$

$$c^2 = \gamma \frac{p}{\rho}.$$

## 2.2 非守恒形式

变量代换后式 (6) 化为

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{B} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

其中

$$\mathbf{u} = [u_j] = \begin{bmatrix} \rho \\ u \\ p \end{bmatrix}, \quad \mathbf{B} = [B_{ij}] = \begin{bmatrix} u & \rho & 0 \\ 0 & u & 1/\rho \\ 0 & \gamma p & u \end{bmatrix} \quad (8)$$

此时方程 (6) 与方程 (7) 虽然形式看起来相同, 同时代入后得到的三个方程也相同, 但是因为方程 (6) 形式上可以化成守恒形式 (1), 而方程 (7) 无法直接化成守恒形式。

其中, 矩阵  $\mathbf{B}$  的特征值为  $u - a$ ,  $u$ ,  $u + a$  ( $a^2 = \gamma p / \rho$ ), 对应的左右特征向量矩阵为  $\mathbf{L}$  和  $\mathbf{R}$  写为

$$\mathbf{L} = [L_{ij}] = \begin{bmatrix} 0 & -\rho a & 1 \\ a^2 & 0 & -1 \\ 0 & \rho a & 1 \end{bmatrix}, \quad (9)$$

$$\mathbf{R} = [R_{ij}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{2a^2} & \frac{1}{a^2} & \frac{1}{2a^2} \\ -\frac{1}{2\rho a} & 0 & \frac{1}{2\rho a} \\ \frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{bmatrix} \quad (10)$$

波模分解的方程为

$$\sum_j \left\{ L_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial t} + \lambda_i L_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x} \right\} = 0, \quad (11)$$

其中

$$\lambda_i = \begin{bmatrix} u - a \\ u \\ u + a \end{bmatrix}. \quad (12)$$

在变换回原变量方程的形式, 即

$$\sum_i \sum_j \left\{ R_{ki} L_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial t} + R_{ki} \lambda_i L_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x} \right\} = 0, \quad (13)$$

并利用  $\sum_i R_{ki} L_{ij} = \delta_{kj}$ , 我们有

$$\frac{\partial u_k}{\partial t} + \sum_i \sum_j \left\{ R_{ki} \lambda_i L_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x} \right\} = 0, \quad (14)$$

迎风格式为

$$u_{k,l}^{n+1} = u_{k,l}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \sum_i \sum_j \left\{ \text{sgn}(\lambda_{i,l}^n) \lambda_{i,l}^n R_{ki,l}^n L_{ij,l}^n \left[ u_{j,l}^n - u_{j,l-\text{sgn}(\lambda_{i,l}^n)}^n \right] \right\} \quad (15)$$

其中下角标  $l$  对应于空间格点位置, 其他下角标对应于分量.

对于非守恒方程可以用迎风格式和 *minmod* 格式。

## 2.3 波模分析

由式 (8) 可得

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= u - a, & \lambda_2 &= u, & \lambda_3 &= u + a, \\ r_1 &= \begin{bmatrix} -\rho/a \\ 1 \\ -\rho a \end{bmatrix}, & r_2 &= \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, & r_3 &= \begin{bmatrix} \rho/a \\ 1 \\ -\rho a \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (16)$$

其中  $a$  是声速。更有趣的是我们可以对特征值求梯度, 我们发现第二个特征场是线性退化的, 第一个和第三个特征场是非线性的:

$$\begin{aligned} \nabla \lambda_1 &= \begin{bmatrix} -\partial c / \partial \rho \\ 1 \\ -\partial c / \partial \rho \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c / 2 \rho \\ 1 \\ -c / 2 \rho \end{bmatrix} \implies \nabla \lambda_1 \cdot r_1 = \frac{1}{2}(\gamma + 1) \\ \nabla \lambda_2 &= \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \implies \nabla \lambda_2 \cdot r_2 = 0 \\ \nabla \lambda_3 &= \begin{bmatrix} \partial c / \partial \rho \\ 1 \\ \partial c / \partial \rho \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -c / 2 \rho \\ 1 \\ c / 2 \rho \end{bmatrix} \implies \nabla \lambda_3 \cdot r_3 = \frac{1}{2}(\gamma + 1) \end{aligned} \quad (17)$$

第二个特征场中的简单波由密度变化组成, 它们以恒定的速度  $u$  平流, 因为在这样的波中  $u$  和  $p$  必须是恒定的。这种波通常被称为熵波, 因为熵满足平流方程:

$$s_t + u s_x = 0, \quad (18)$$

如果  $p$  恒定，熵随密度变化。

第一支和第三支的简单波会变形，因为  $\lambda_1$  和  $\lambda_3$  沿着这些波的积分曲线变化，锐化为冲击波或稀有波扩散。

### 3 实验与结果分析

#### 3.1 初始值设计

对方程

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = 0 \quad (19)$$

在  $t = 0$  时刻有

$$w(x, t)|_{t=0} = \begin{cases} W_L, & x < 0 \\ W_R, & x > 0 \end{cases} \quad (20)$$

为和经典数值计算结果比较，取文献 [Harten \(1983\)](#) 中的值，即  $\gamma = 1.4$ ，和

$$W_L = \begin{bmatrix} 0.445 \\ 0.311 \\ 8.928 \end{bmatrix}, \quad W_R = \begin{bmatrix} 0.5 \\ 0 \\ 1.4275 \end{bmatrix} \quad (21)$$

#### 3.2 精确解格式

精确解由附件 Hydrodynamics.xlsx 中提供，其最终形式为分为五段的分段函数，具体形式如下

$$\rho = \begin{cases} 0.445, & x < v_1 t \\ (x - v_1 t) \frac{0.345 - 0.445}{v_2 t - v_1 t} + 0.445, & v_1 t < x < v_2 t \\ 0.345, & v_2 t < x < v_3 t \\ 1.304, & v_3 t < x < v_4 t \\ 0.500, & x > v_4 t \end{cases} \quad (22)$$

$$m = \begin{cases} 0.311, & x < v_1 t \\ (x - v_1 t) \frac{0.527 - 0.311}{v_2 t - v_1 t} + 0.311, & v_1 t < x < v_2 t \\ 0.527, & v_2 t < x < v_3 t \\ 1.994, & v_3 t < x < v_4 t \\ 0.000, & x > v_4 t \end{cases} \quad (23)$$

$$E = \begin{cases} 8.928, & x < v_1 t \\ (x - v_1 t) \frac{6.570 - 8.928}{v_2 t - v_1 t} + 8.928, & v_1 t < x < v_2 t \\ 6.570, & v_2 t < x < v_3 t \\ 7.691, & v_3 t < x < v_4 t \\ 1.428, & x > v_4 t \end{cases} \quad (24)$$

其中  $v_1 = -2.633$ ,  $v_2 = -1.636$ ,  $v_3 = 1.529$ ,  $v_4 = 2.480$

### 3.3 Lax-Wendroff 格式

Lax-Wendroff 格式适用于守恒型方程

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = 0 \quad (25)$$

其中差分格式为

$$\begin{aligned} u_j^{n+1} = & u_j^n - \frac{\Delta t}{2\Delta x} (F_{j+1}^n - F_{j-1}^n) \\ & + \frac{\Delta t^2}{2\Delta x^2} [A_{j+1/2}^n (F_{j+1}^n - F_j^n) - A_{j-1/2}^n (F_j^n - F_{j-1}^n)] \end{aligned} \quad (26)$$

其中  $A = \frac{\partial F}{\partial u}$ ,  $A$  的表达式见第 2.1.2 节. 单元边界上的值可以取

$$A_{j\pm 1/2}^n = A(u_{j\pm 1/2}^n), \quad u_{j\pm 1/2}^n = \frac{1}{2}(u_j^n + u_{j\pm 1}^n) \quad (27)$$

### 3.4 Upwind 格式

Upwind 格式既适用于守恒型方程, 也适用于非守恒方程, 本实验设计使用非守恒方程

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{B} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} = 0 \quad (28)$$

差分形式为

$$\begin{aligned} u_{k,l}^{n+1} = & u_{k,l}^n \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta x} \sum_i \sum_j \left\{ \text{sgn}(\lambda_{i,l}^n) \lambda_{i,l}^n R_{ki,l}^n L_{ij,l}^n \left[ u_{j,l}^n - u_{j,l-\text{sgn}(\lambda_{i,l}^n)}^n \right] \right\} \end{aligned} \quad (29)$$

因为分解特征值之后, 其特征值的物理意义为传播的波速, 所以其正负号决定了迎风格式的差分方向。

$t = 0.14$      $C = 0.5$     Lax-Wendroff

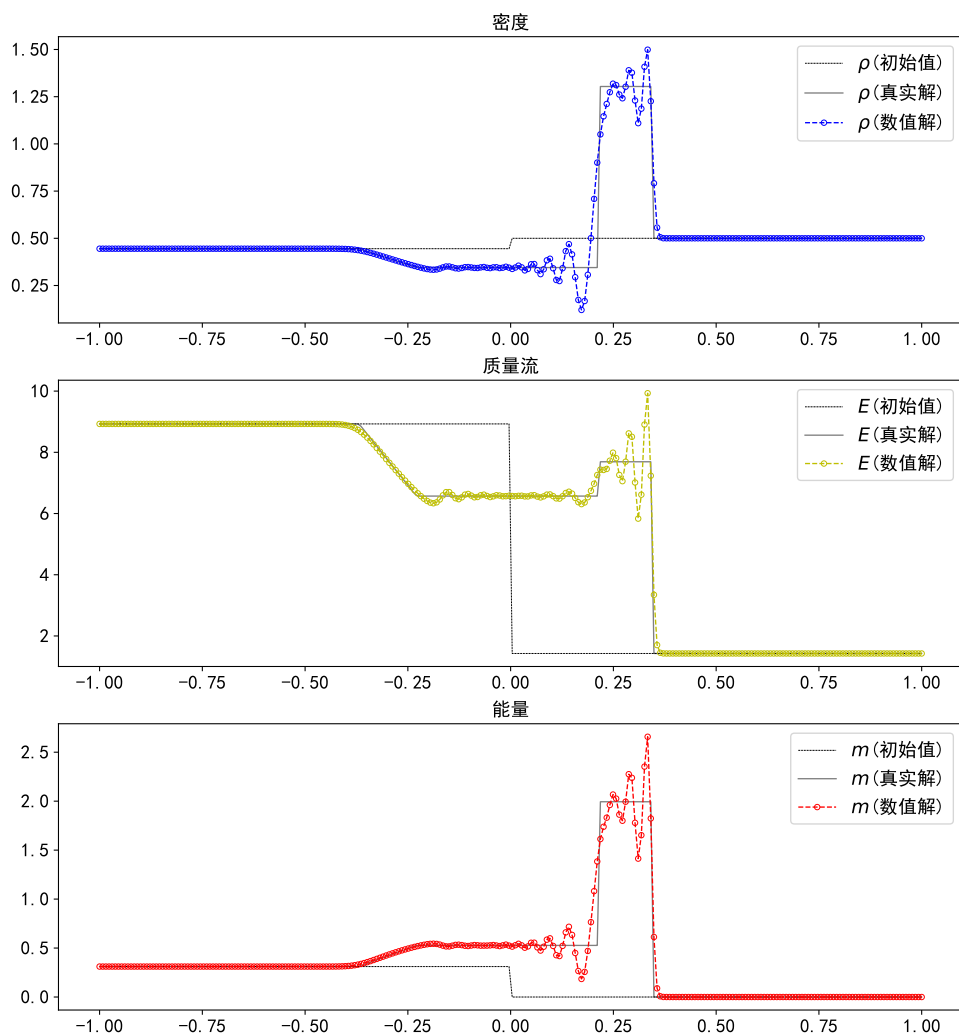


图 1: Lax-Wendroff 格式计算结果, 网格点数为 261. 从上到下分别是密度  $\rho$ , 能量  $E$  和质量流  $m = \rho u$ . 其中点线是初值, 虚线 (上面的数据点用符号  $\circ$  标注) 是  $t = 0.14$  时的数值结果, 实线是对应的真实解.

$t = 0.14$     $C = 0.5$    Upwind

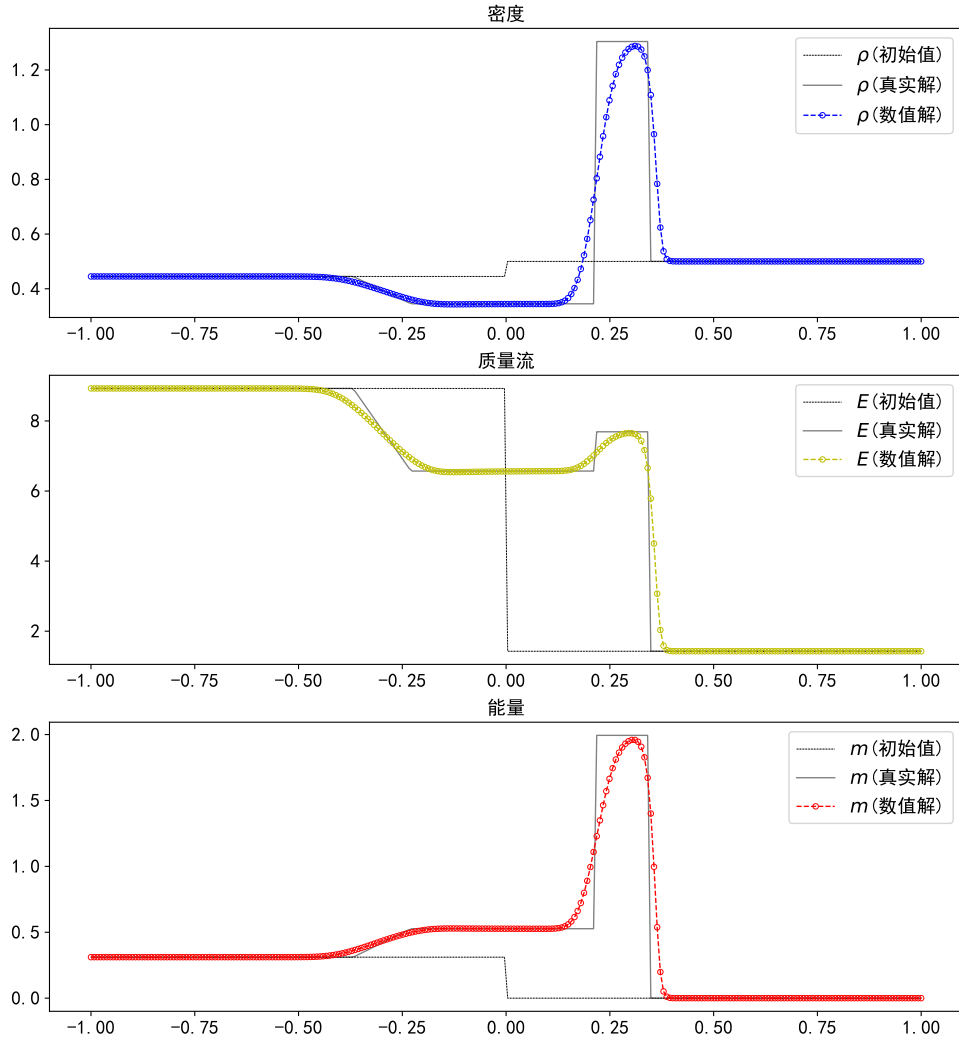


图 2: 迎风格式计算结果, 网格点数为 261. 从上到下分别是密度  $\rho$ , 能量  $E$  和质量流  $m = \rho u$ . 其中点线是初值, 虚线 (上面的数据点用符号  $\circ$  标注) 是  $t = 0.14$  时的数值结果, 实线是对应的真实解.



### 3.5 TVD 格式

TVD 格式适用于非守恒方程

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{B} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} = 0 \quad (30)$$

TVD 全称为 *Total Variat Diminishing*, 即总变差不变或减小, 代表着震荡的剧烈程度减少, 能保证迭代过程中不发散。其中 *Minmod* 为某一种 TVD 格式, 也是这次实验所采用的方法。

*Minmod* 差分形式为

$$\begin{aligned} u_{k,l}^{n+1} = & u_{k,l}^n \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta x} \sum_i \sum_j \left\{ \text{sgn}(\lambda_{i,l}^n) \lambda_{i,l}^n R_{ki,l}^n L_{ij,l}^n \left[ u_{j,l}^n - u_{j,l-\text{sgn}(\lambda_{i,l}^n)}^n \right] \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \text{sgn}(\lambda_{i,l}^n) \lambda_{i,l}^n R_{ki,l}^n L_{ij,l}^n \left[ \Delta x - \text{sgn}(\lambda_{i,l}^n) \lambda_{i,l}^n R_{ki,l}^n L_{ij,l}^n \Delta t \right] \left[ \sigma_{j,l}^n - \sigma_{j,l-\text{sgn}(\lambda_{i,l}^n)}^n \right] \right\}, \end{aligned} \quad (31)$$

其中

$$\sigma_i^n = \text{Minmod} \left( \frac{u_i^n - u_{i-1}^n}{\Delta x}, \frac{u_{i+1}^n - u_i^n}{\Delta x} \right), \quad (32)$$

$$\text{Minmod}(a, b) = \begin{cases} a, & \text{if } |a| < |b| \text{ and } ab > 0 \\ b, & \text{if } |a| > |b| \text{ and } ab > 0 \\ 0, & \text{if } ab \leq 0. \end{cases} \quad (33)$$

我们发现由于 TVD 格式较 *Upwind* 格式而言会出现振荡, 导致  $\rho$  或  $p$  出现负值, 则在  $a = \sqrt{\gamma \rho / p}$  中根号下出现负值, 我们调整 CFL 为 0.05 后进行了模拟, 根号下便不再出现负值。

### 3.6 实验结果分析与对比

高阶精度与数值振荡是无法调和的两个对立面, 高阶相容的线性格式必定存在负系数, 数值振荡现象不可避免。

- Lax-Wendroff 的实验格式如图 1 所示, 由于有高阶补偿项, 所以各物理量高度保持得很好, 过渡区间宽度与解析解基本一致, 但出现的色散 (上冲和下冲), 在间断处出现振荡。
- *Upwind* 的实验格式结果如图 2 所示, *Upwind* 格式是一阶相容的, 在 CFL 条件下, 它们是单调格式, 不会出现数值振荡. 故物理量随着波的传播被逐渐抹平, 过渡区间宽度较长。
- TVD 的实验格式结果如图 3 和图 4 所示, 通过要求数值解的总变化不随时间增加, 就激波模拟而言 TVD 格式比 *UpWind* 格式存在一定的优势。且格点数为 133 的 TVD 格式 (图 3) 较格点数为 261 的 TVD 格式 (图 4) 间断点处更平滑无棱角。

$t = 0.14$      $C = 0.05$     TVD

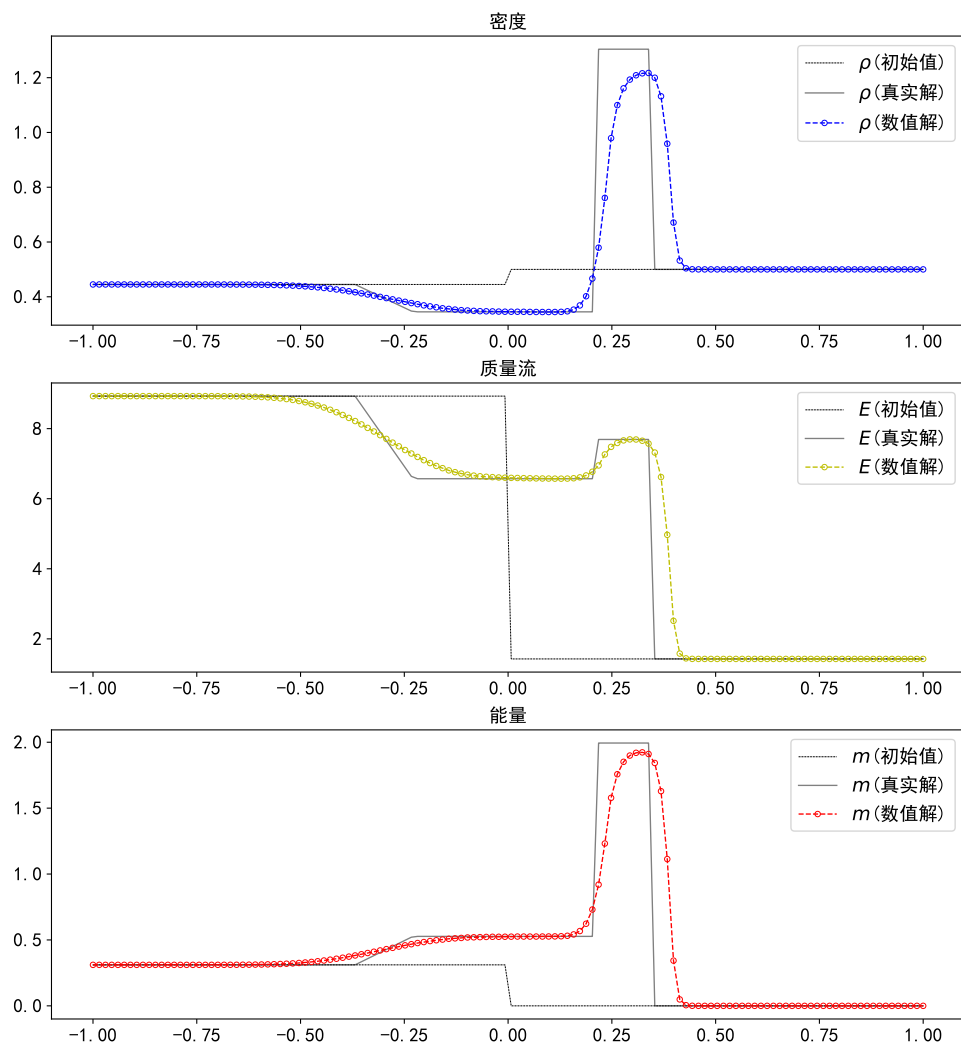


图 3: (van Leer) TVD 格式计算结果, 网格点数为 133. 其他标注同图 2.

$t = 0.14$      $C = 0.18$     TVD

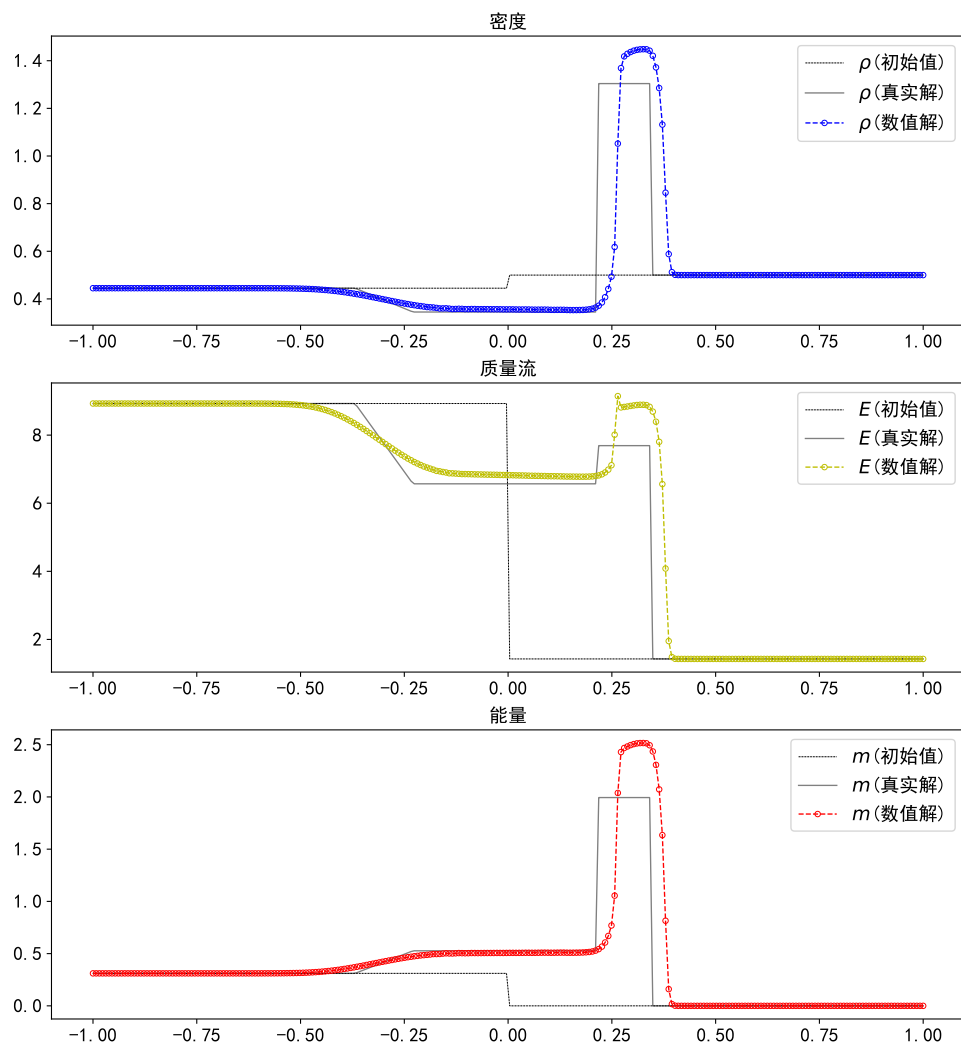


图 4: (van Leer) TVD 格式计算结果, 网格点数为 261. 其他标注同图 2.

## 4 分工说明

余航编写了代码 `main.py` 与 `run.sh`, 徐均益编写了 `main.jl`, 两人各自独立实现了 Lax-Wendroff 格式, 迎风格式及满足 TVD 的限制器格式。余航完成了文档初稿, 陈宇韬进行了文档编写和校验。

## 5 附件

1. `main.tex` – 本报告 L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X 文件.
2. `main.pdf` – 本报告 PDF 输出文件.
3. `code/main.jl` – 徐均益编写的 julia 代码
4. `code/main.py` 和 `code/run.sh` – 分别是余航编写的 python 代码和 bash 运行脚本
5. `References.bib` – 文献文件
6. `figures/upwind261.pdf` – 迎风格式计算结果, 261 网格.
7. `figures/limiter133.pdf` – van Leer TVD 格式计算结果, 133 网格.
8. `figures/limiter261.pdf` – van Leer TVD 格式计算结果, 261 网格.
9. `Hydrodynamics.xlsx` – 相关问题 Excel 计算表格, 深绿色单元为输入, 可以变更. 其中
  - (a) Riemann 表格中, B2 为  $\gamma$  值, B4–B6 和 E4–E6 分别是左侧和右侧的密度, 质量流及能量的初值. A25–A26 迭代用值, A24 为 A25 和 A26 的平均值. 22 行复制 24 行的值. 当 G24, 即 G22 值为零时, 得到此 Riemann 问题的解. N3 为时间值, 密度, 质量流及能量图形的坐标初值和对应比例分别由 N4–N6 和 O4–O6 调节.
  - (b) Hydrodynamics 表格为对应守恒型方程的矩阵特征值, 左右特征向量, 变量在各个波模的分解, 等等. 这些可以用于检查后续高精度格式计算的一些中间结果是否正确.

## 参考文献

Harten, A. (1983). High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. *J. Comput. Phys.*, 49:357.