

环形激波绕射、反射和聚焦的数值模拟研究¹⁾

滕宏辉· 姜宗林· 韩肇元[†]

^{*}(中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京 100080)

[†](中国科学技术大学力学和机械工程系, 合肥 230026)

摘要 应用频散可控耗散格式对环形激波在圆柱形激波管内绕射、反射和聚焦的问题进行了数值模拟研究。研究结果表明环形激波形成强烈聚焦的关键因素是环形激波在圆柱形管道中向对称轴运动时, 绕射激波就不断加速而不作通常情况下的衰减; 不同马赫数的环形激波绕射也产生不同马赫数及形状的准柱形激波, 导致聚焦效果和位置的差异; 另外, 环形激波聚焦于一个点而圆柱形激波聚焦于一条线, 两者有本质不同。

关键词 激波聚焦, 绕射, 数值模拟

引 言

激波聚焦是激波动力学中一个重要的基础性课题, 同时有着广泛的应用背景。激波聚焦能够使激波波面会聚到一个狭小的区域, 从而产生局部的高温高压区, 是一种有效的能量会聚方式。过去 40 年里, 激波学术界对这种现象进行了广泛的研究, 近来已被应用到工业和医学领域。激波聚焦的一种简单实现方法就是让平面激波从一定形状的凹面, 例如在椭圆面或抛物面反射实现聚焦。这种反射在二维平面流动情况下使激波会聚于对称面上的一条线, 但是在轴对称情况下使激波会聚于对称轴上的一个点。因此, 在初始激波马赫数相同的情况下, 轴对称会聚也可以产生比二维平面更强烈的会聚效果。

对激波聚焦问题的研究主要可以从理论分析、数值模拟和实验三个方面进行。Sod^[1] 较早地完成了对激波聚焦的数值模拟。Saito^[2] 从理论、计算和实验三个不同的角度完成了对半球形弱冲击波聚焦的研究。Takayama 等^[3] 对圆柱形激波在空气中的稳定性进行了实验研究, 此后, Jiang 和 Takayama^[4] 对环形激波入射到外界空间的情况进行了数值模拟, 得出了有意义的结果。Hamid 等^[5] 利用无膜激波管研究了马赫数 1.5 时环形激波在激波管内聚焦的情况, 得到了流场不同时刻的全息干涉条纹和壁面各点压力时程曲线。但是由于实验条件的限制, 较高马赫数下的会聚尚无结果发表。从 Jiang 和 Takayama^[4] 的研究可知, 高马赫数下的会聚会产生更复杂的物理现象。

本文采用频散可控耗散差分格式对高马赫数环形激波在激波管内绕射、反射和聚焦问题进行了数值模拟; 对激波聚焦的物理过程在气体动力学和激波动力学范围内对数值模拟结果给出了理论解释; 并通过计算结果揭示了波运动的特征, 会聚规律和特殊的物理现象。

1 物理问题描述

环形激波会聚问题的示意图如图 1 所示。环形的激波从环形管道中向圆柱形管道传播, 圆柱形管道的半径和环形激波的外半径相同。当激波进入圆柱形管道后, 由于传播截面突然增大, 激波将向中心发生绕射, 形成向中心轴运动的准柱状绕射激波并逐渐向中心运动最后收敛到对称轴上的一个点。这个过程实现了由环形激波到准柱状激波的转变, 最后形成激波的聚焦。从理论上说, 忽略黏性的情况下, 这一点是数学上的奇点, 压强和温度可以达到无限大。但在物理上由于黏性的作用, 这点的状

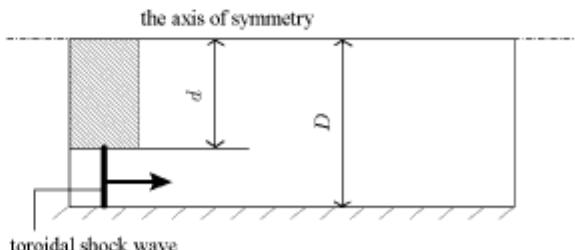


图 1 环形激波绕射、反射和聚焦的计算域

Fig.1 Computation domain of toroidal shock wave diffraction, reflection and focusing

2003-08-22 收到第一稿, 2003-11-07 收到修改稿。

1) 国家自然科学基金资助项目 (90205027)。

态参数应为有限值。可是在实验中由于测试手段的局限性，如传感器尺寸的限制等因素；在计算中由于网格有一定的尺度，不可能无限小，所以，得到的压强和温度可能低估这一有限值。但是，环形激波会聚的波过程与物理机制仍是可模拟的，对激波物理的研究和应用有重要意义。一般来讲，环形激波聚焦所产生的高温、高压和二维情况相比仍是相当高的。

2 数学物理模型

在忽略黏性和热传导效应的假设下，平面和轴对称流动的 Euler 方程组可以表示为

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{U})}{\partial y} + \frac{i}{y} \mathbf{S}(\mathbf{U}) = 0 \quad (1)$$

其中各列向量分别为

$$\begin{aligned} \mathbf{U} &= \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}(\mathbf{U}) = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u v \\ u(e + p) \end{bmatrix} \\ \mathbf{G}(\mathbf{U}) &= \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + p \\ v(e + p) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S}(\mathbf{U}) = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^2 \\ v(e + p) \end{bmatrix} \end{aligned}$$

其中平面流动 $i = 0$ ，轴对称流动 $i = 1$ ，未知量为密度 ρ ，速度分量 u 和 v ，单位体积内能 e 。压力 p 可以通过理想气体状态方程和内能联系起来

$$p = (\gamma - 1) \left(e - \rho \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \quad (2)$$

其中 γ 为绝热系数，本文在计算中取 1.40。

3 数值离散方法

本文采用 Jiang^[6] 提出的频散可控耗散差分格式 (dispersion controlled dissipation scheme, 简称 DCD 格式)。DCD 格式在消除间断附近的非物理振荡时是从差分格式的截断误差出发，通过对修正方程的奇次导数项符号的控制来实现的。因此，DCD 格式能够在不附加任何人工黏性的情况下，捕捉到没有任何数值振荡的激波间断面。DCD 格式具有格式简单、分辨率高、计算精度高和计算量小等优点。

用 DCD 格式对控制方程 (1) 进行离散，可得如下轴对称 Euler 方程组的半离散的差分方程

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} \right)_{i,j}^n &= -\frac{1}{\Delta x} \left(H_{i+\frac{1}{2},j}^n - H_{i-\frac{1}{2},j}^n \right) - \\ &\quad \frac{1}{\Delta r} \left(P_{i,j+\frac{1}{2}}^n - P_{i,j-\frac{1}{2}}^n \right) - S_{i,j}^n \end{aligned} \quad (3)$$

其中

$$\begin{cases} H_{i+\frac{1}{2},j}^n = \mathbf{F}_{i+\frac{1}{2},L,j}^+ + \mathbf{F}_{i+\frac{1}{2},R,j}^- \\ P_{i,j+\frac{1}{2}}^n = \mathbf{G}_{i,j+\frac{1}{2},L}^+ + \mathbf{G}_{i,j+\frac{1}{2},R}^+ \\ \mathbf{F}_{i+\frac{1}{2},L,j}^+ = \mathbf{F}_{i,j}^+ + \frac{1}{2} \Phi_A^+ \min \text{mod} \cdot \\ \left(\Delta \mathbf{F}_{i-\frac{1}{2},j}^+, \Delta \mathbf{F}_{i+\frac{1}{2},j}^+ \right) \\ \mathbf{F}_{i+\frac{1}{2},R,j}^- = \mathbf{F}_{i+1,j}^- - \frac{1}{2} \Phi_A^- \min \text{mod} \cdot \\ \left(\Delta \mathbf{F}_{i+\frac{1}{2},j}^-, \Delta \mathbf{F}_{i+\frac{3}{2},j}^- \right) \\ \mathbf{G}_{i,j+\frac{1}{2},L}^+ = \mathbf{G}_{i,j}^+ + \frac{1}{2} \Phi_B^+ \min \text{mod} \cdot \\ \left(\Delta \mathbf{G}_{i,j-\frac{1}{2}}^+, \Delta \mathbf{G}_{i,j+\frac{1}{2}}^+ \right) \\ \mathbf{G}_{i,j+\frac{1}{2},R}^- = \mathbf{G}_{i,j+1}^- - \frac{1}{2} \Phi_B^- \min \text{mod} \cdot \\ \left(\Delta \mathbf{G}_{i,j+\frac{1}{2}}^-, \Delta \mathbf{G}_{i,j+\frac{3}{2}}^- \right) \\ \Delta \mathbf{F}_{i+\frac{1}{2},j}^\pm = \mathbf{F}_{i+1,j}^\pm - \mathbf{F}_{i,j}^\pm \\ \Delta \mathbf{G}_{i,j+\frac{1}{2}}^\pm = \mathbf{G}_{i,j+1}^\pm - \mathbf{G}_{i,j}^\pm \\ \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{F}^\pm = \mathbf{A}^\pm \mathbf{U} \\ \mathbf{G}^\pm = \mathbf{B}^\pm \mathbf{U} \end{array} \right. \\ \left\{ \begin{array}{l} \Phi_A^\pm = \mathbf{I} \mp \beta \mathbf{A}_A^\pm \\ \Phi_B^\pm = \mathbf{I} \mp \beta \mathbf{A}_B^\pm \end{array} \right. \end{cases}$$

在上述方程中 $(\cdot)^+$ 和 $(\cdot)^-$ 代表由 Steger-Warming 方法得到的矢通量分裂的两个分量。 \mathbf{I} 是单位矩阵， $\beta = \Delta t / \Delta x$ ， \mathbf{A}_A 和 \mathbf{A}_B 分别是由矩阵 \mathbf{A} 和 \mathbf{B} 的特征值组成的矩阵。为了保证计算结果达到二阶精度，对时间项采用 R-K 方法，时间分裂成两步来实现。

在本文算例中，初始条件和边界条件给定如下：在 $t = 0$ 时，环形的激波在环形管道中，激波马赫数

为 M_s ; 在环形管道固壁和对称轴上, 满足反射边界条件, 在环形管道出口处指定无反射边界条件.

4 计算结果验证

为了检验 DCD 格式的精度和计算结果的合理性, 本文利用 Hamid 等^[5] 马赫数 1.5 环形激波聚焦的实验结果, 把实验得到的干涉条纹图 2(a) 与用 DCD 格式计算得到的马赫数为 1.5 环形激波聚焦的“数值干涉条纹”图 2(b) 进行比较^[7]. 由图 2 可知激波结构的位置相同, 干涉条纹的数目近似相等, 数值结果和实验结果符合得相当好. 由此可以得出计算结果是合理和可信的.

5 计算结果的讨论与分析

由于实验条件和测量技术的限制, 在激波马赫数 $M_s \geq 3.0$ 时, 实验研究尚存在着一定的困难, 而高马赫数的激波聚焦具有更广泛的应用背景. 本文重点开展了高马赫数条件下的环形激波绕射、聚焦和反射的数值模拟, 探讨了与激波聚焦相关的物理现象. 图 3 给出了马赫数为 4.0 时环形激波绕射、反

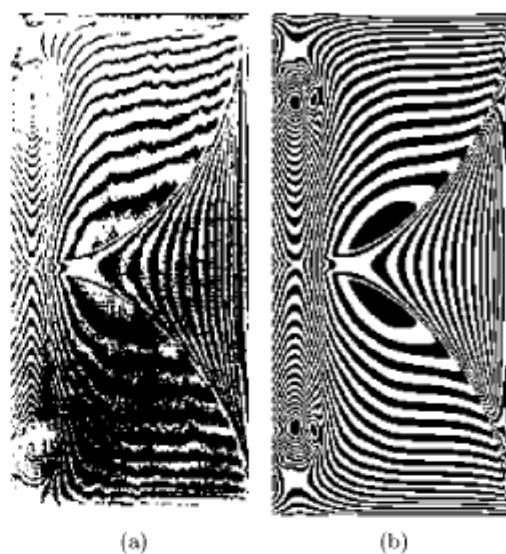


图 2 实验与计算干涉条纹的对比

Fig.2 Comparison between numerical and experimental interferograms

射和聚焦的发展过程. 在每一幅图中在对称轴下方是压力等值线, 在对称轴上方是密度等值线(以下各等值线图采用相同的显示方法).

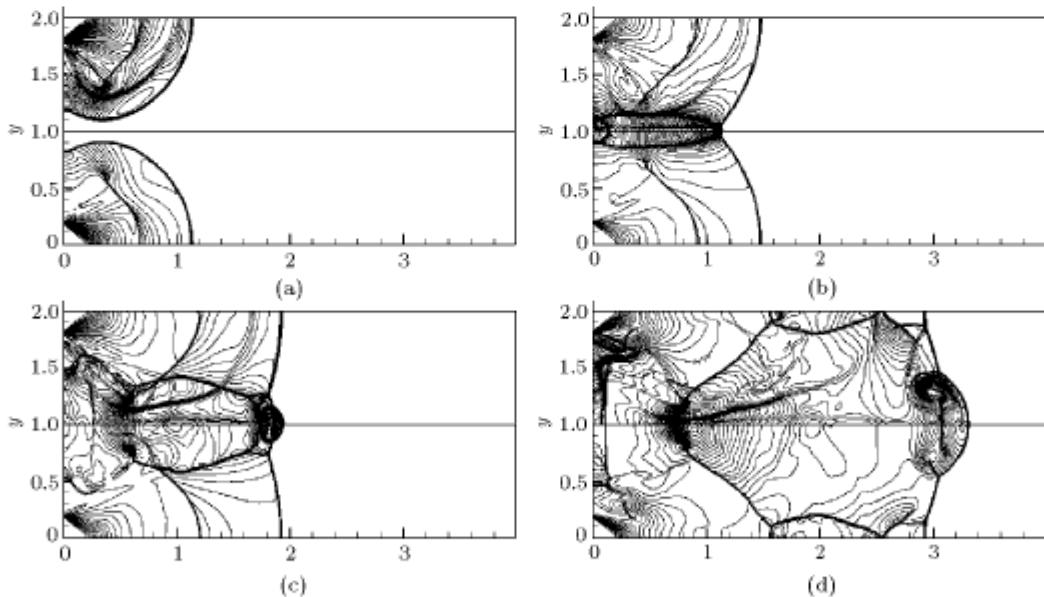


图 3 马赫数 4.0 的环形激波流动的压力(下方)密度(上方)等值线图

Fig.3 Isobars(lower half) and isopycnics (upper half) of toroidal shock waves for $M = 4.0$

5.1 环形激波聚焦的产生与发展过程分析

当环形激波从环形激波管中射出后, 由于传播截面发生突然变化, 入射环形激波发生绕射. 与较低马赫数的流动情况不同的是, 高马赫数下绕射激波

由于波面的不均匀膨胀, 在后台阶附近形成向轴心传播具有简单马赫结构的准柱形激波, 如图 3(a) 所示. 准柱形的激波向轴心收敛的过程中, 由于传播截面越来越小, 激波马赫数越来越大, 激波波后的

温度和压力也越来越高，这和普通的激波绕射有着本质上的区别。当绕射激波到达对称轴时，激波聚焦在对称轴上，能量的会聚在聚焦点临域形成局部的高温高压区。聚焦发生后，对称轴附近的反射激波很快就会发生由规则反射向马赫反射的转变，如图 3(b) 所示。马赫反射的出现伴随着波后压力突降，从而可以认为激波聚焦完成。图 3(c) 显示了发生马赫反射不久的流动图像，从中可以看出由于聚焦产生的射流使得马赫杆的向前凸起，再次发生马赫反射，形成第 2 个三波点。图 3(d) 显示了经过一段时间发展之后两个三波结构的图像。可以看到对称轴附近形成了半球形的马赫杆，其前端已经超越了壁面附近的激波。这种激波结构是由聚焦点高温高压产生的球状激波引起的。在半球形的马赫杆后，可以明显地看到一个半球形的接触间断及其后方的漩涡。这种激波结构又被称为球面双马赫反射^[4]，是爆轰物理常见的三波结构。

计算结果表明，对称轴上聚焦产生的最高压力点并不是绕射激波的最早到达点，而是位于最早到达点前方和马赫反射出现点后方的区域内。轴对称激波绕射过程中，随着绕射角 ϕ (ϕ 为扰动原点至波面的连线与水平线的夹角，如图 4 所示) 的增加，绕射激波的强度下降。最初到达对称轴的绕射激波，将发生迎面碰撞，虽然这时的入射激波强度比较弱，但是由于发生了迎面碰撞，反射后的压力与入射波

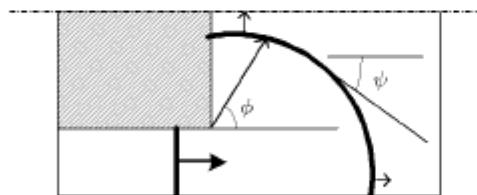


图 4 绕射激波的绕射角和对称轴入射角示意图

Fig.4 Diffraction and incident angles to the axis of symmetry

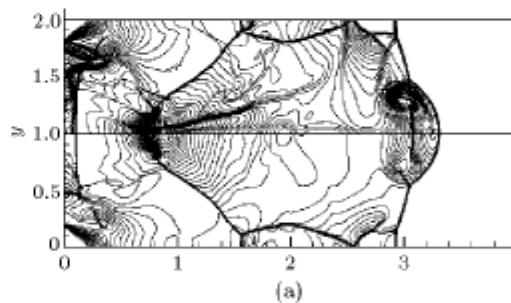
波前的压力之比却是最高的。接着，最早到达点前方的绕射激波陆续的到达对称轴发生反射，由于后续的绕射波相对于对称轴的入射角 ψ (ψ 为绕射激波波面上某点的切线与水平方向的夹角，如图 4 所示) 大于最初到达的绕射激波 (迎面碰撞时 $\psi = 0$)，在对称轴上将发生斜反射 (规则反射)。这时由于绕射角减小入射激波的强度大于最早到达的激波的强度，而其斜反射的波后压力与波前压力之比将小于最早到达激波的迎面碰撞，但会聚产生的高压的绝对值可能很高。由此，我们可以看出，对称轴上反射波后

的压力大小受制于两个条件，一是入射激波的强度 (取决于绕射角 ϕ)，二是入射激波的角度 ψ ，两者共同作用，使对称轴上的绕射波最早到达点和马赫反射出现点之间的某一点成为最高压力点。

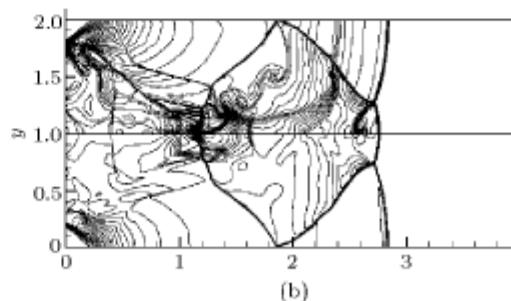
通过上面对环形激波绕射聚焦数值模拟的理论分析，可以发现环形激波绕射所形成的轴对称柱形激波由于其形状的特殊，使得柱形激波聚焦过程中出现的 3 个特征点，即最早到达点、最高压力点和聚焦点区分开来。最早到达点是入射激波发生正碰撞的点，而最早到达点并不是最高压力点。最高压力点是位于最早到达点之后，马赫反射出现点之前的某一点，它受到对称轴上入射激波强度和角度的双重制约，是衡量激波聚焦效果的重要参数，我们认为它就是准柱形激波的有效聚焦点，和几何聚焦点可能不重合。

5.2 轴对称和平面流动的对比分析

为了研究轴对称和平面激波会聚的差别，下面比较马赫数为 4.0 时，轴对称的环形激波绕射会聚于对称轴和两个平面激波绕射会聚于对称平面的情况，其结果分别对应图 5(a) 和图 5(b)。从图中可以看出，相对于轴对称情况下的球面上马赫反射，平



(a)



(b)

图 5 马赫数 4.0 的轴对称和平面流动压力 (下方)
密度 (上方) 等值线图

Fig.5 Isobars(lower half) and isopycnics (upper half)
of axisymmetric and planar shock wave
motions for $M = 4.0$

面流动仅仅发生了单马赫反射, 马赫杆没有向前凸起, 波结构迅速趋于平面波。这说明其波后的高温高压区比较弱, 尚不足以对流动产生明显的影响。图 6 给出了对称轴或对称面上各点在整个流动过程中所能达到的最大无量纲压力。从中可以看出轴对称流动的压力最大值是一个极值点, 这一点两侧压力以较大的梯度增加和衰减; 而平面流动的压力最大值近似为一个平台, 这个平台的最大压力基本相同。这说明轴对称的能量会聚强度要比平面情况高得多。

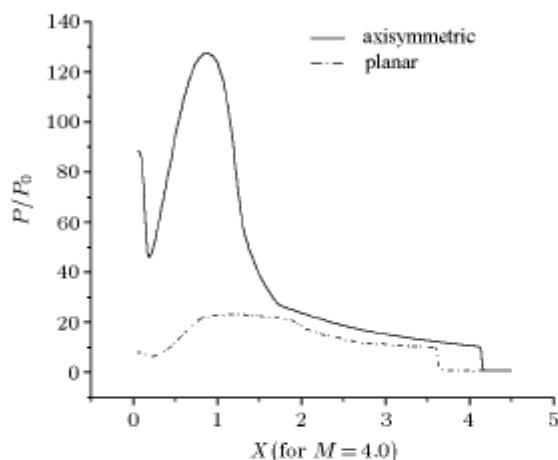


图 6 马赫数 4.0 时对称轴 / 面上各点的最大无量纲压力

Fig.6 Pressure historic in the test cases of axis/plane of symmetry for $M = 4.0$

两种流动模型下入射激波马赫数为 4.0 时绕射激波在后台阶附近的马赫数随波面传播半径的变化如图 7 所示。可以看到在轴对称流动情况下, 随着绕射激波向对称轴的会聚, 其传播面积越来越小, 激波马赫数越来越大; 而在平面流动情况下绕射激波刚刚形成时与轴对称情况的马赫数基本相同, 但随着时间的发展, 绕射激波在传播过程中的马赫数基本保持不变。因此平面情况入射到对称轴上的激波马赫数远小于轴对称情况下的入射激波马赫数。对轴对称的情况, 应用激波动力学^[8] 的方法我们可以估算出绕射激波马赫数随传播半径的缩小而显著的增强。仍然以马赫数 4.0 为例, 当其到达半径为 0.08 时(环形激波, 外径 1.0, 内径 0.8), 绕射激波马赫数为 3.3, 当其传播到半径为 0.02 时, 绕射激波马赫数可达 5.6, 而当其传播半径缩减至 0.01 时, 绕射激波马赫数高达 7.3。绕射激波最早到达点的马赫

数在不考虑黏性的情况下理论上可以达到无穷大, 但由于计算时网格选取不可能很密以及计算精度的限制, 所得到的激波聚焦时的激波强度值以及压力值比理论值低得多, 这可以通过加密网格等方法加以改进。

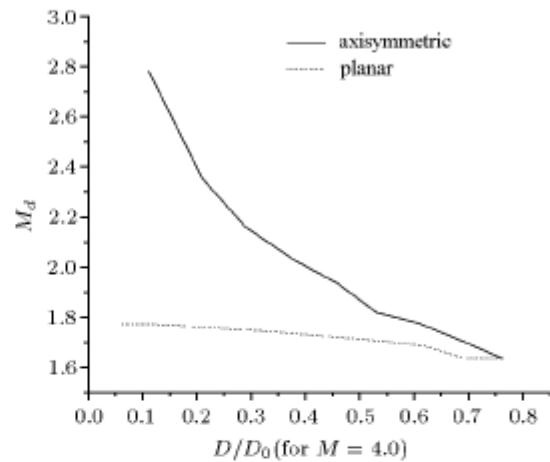


图 7 马赫数 4.0 时后台阶附近绕射激波马赫数随波面位置的变化

Fig.7 Mach numbers of diffracting shock waves for $M = 4.0$

综上所述, 由于平面流动绕射激波传播过程中马赫数基本保持不变, 入射到对称面上的激波马赫数小于初始的环形激波马赫数, 而轴对称流动下入射激波马赫数在会聚过程中特别是在对称轴附近急剧增加, 两者有本质的区别。

5.3 不同马赫数对聚焦的影响

图 8(a)~图 8(d) 分别给出了马赫数为 2.0, 3.0, 4.0 和 5.0 时的轴对称流动发生聚焦后的压力和密度等值线。从中可以看出, 马赫数 2.0 时不会出现球面双马赫反射, 聚焦后激波波前很快趋于平面; 随着马赫数的升高, 逐渐开始出现球面双马赫反射而且其对波前的扰动效果越来越明显。对本文所研究的问题, 结合平面流动马赫数 4.0 的计算结果, 我们可以得出结论: 球面双马赫反射出现与否取决于在对称轴上发生反射的激波马赫数, 无论是增加入射激波马赫数还是将平面模型变为轴对称模型, 只要最终到达对称轴或对称面上的激波马赫数达到或超过一定的值, 就会发生球面双马赫反射。这与平面激波在斜劈上发生双马赫反射的结论是类似的。

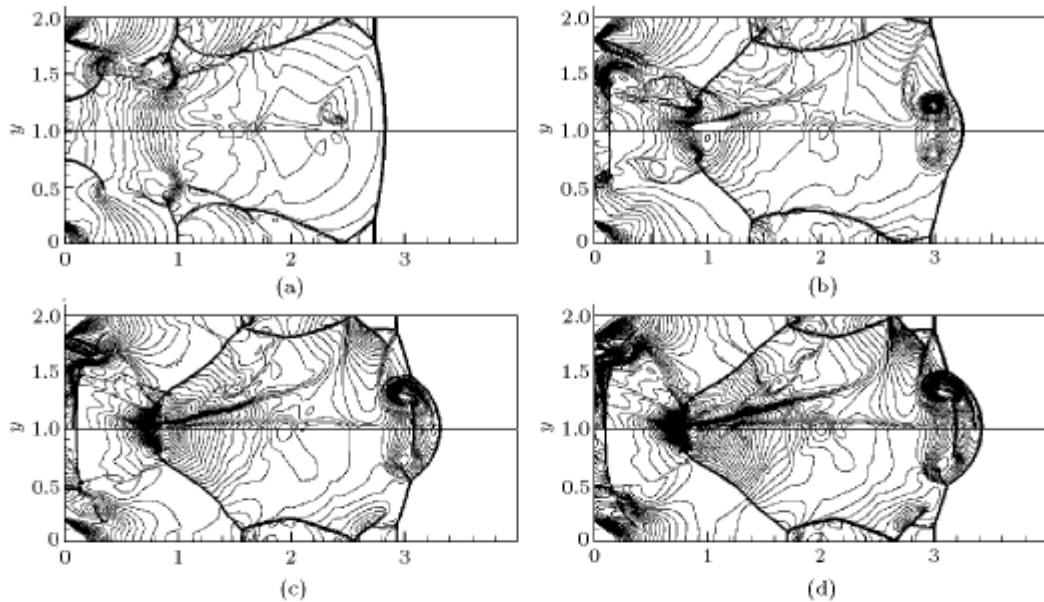


图 8 各种马赫数下轴对称流动发生聚焦后的压力和密度等值线

Fig.8 Isobars(lower half) and isopycnics (upper half) after shock waves focusing

图 9 给出了 5 种马赫数下对称轴上各点在整个流动过程中所能达到的最大无量纲压力。可以看到，随着轴对称的入射环形激波马赫数增大，聚焦点的最大压力增长越来越快：初始的环形激波马赫数为 2.0, 3.0, 4.0 和 5.0 时，初始的波后无量纲压力分别为 4.5, 10.3, 18.5 和 29.0，而发生聚焦后聚焦点的最大无量纲压力可分别达到 15.8, 56.7, 127.7 和 228.0。可以看到马赫数越大，聚焦效果的增强越明显。必须指出的是，由于黏性、真实气体效应和网格尺度的影响，实际的值可能与该计算结果有所差别，但马赫数的提高可以使聚焦点压力以更高的比例提高是客观的。

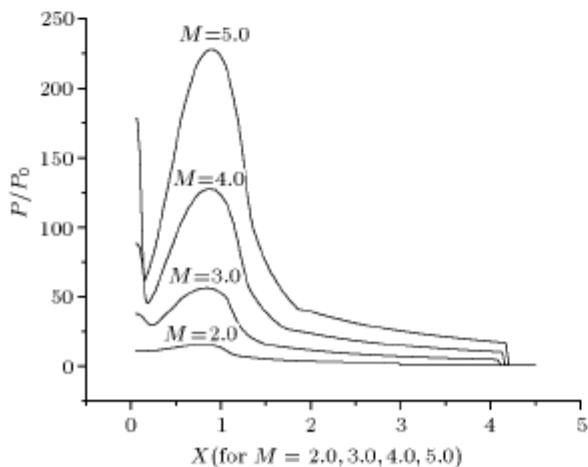


图 9 各种马赫数下轴对称流动对称轴上各点的最大无量纲压力

Fig.9 Pressure historic of the axis of symmetry for various

Mach numbers

从图 9 所示的各马赫数下对称轴上各点的最大无量纲压力曲线，可以明显地看出入射环形激波马赫数的增加会导致对称轴上后台阶至聚焦点之间出现很大梯度的变化。另外，除了聚焦点之外在后台阶壁面上还观察到了另一个压力极值。由于马赫数的增大，激波绕射的不均匀膨胀会导致绕射波前的形状变化。马赫数为 2.0 时，向轴线传播的准柱形绕射激波波面的速度差异较小，波面垂直于后台阶壁面，并最先到达对称轴。马赫数为 3.0 及其以上时，轴对称的绕射激波在壁面附近产生马赫杆，准柱形激波波面前端某一点将先到达对称轴，如图 3(a) 所示。马赫杆的出现导致波面的马赫数有所回升，由于马赫杆是垂直于壁面的，最终马赫杆在对称轴上发生正碰撞，两者共同作用使压力峰值回升至较高的值。

6 结 论

环形激波的轴对称绕射导致的聚焦是激波聚焦的一种，它能在对称轴上的一点及附近区域产生瞬时的高温高压，是一种很强的能量会聚方式。通过对各种马赫数下环形激波绕射、反射和聚焦的数值模拟以及与平面流动的对比分析，得到以下几点结论：

(1) 激波聚焦的本质是激波传播区域逐渐缩小，使得能量最终会聚于一个很小的区域，在聚焦点产生高温高压。而对平面激波运动来讲，当激波向对

称面运动时, 其强度一般是不会增加的, 其激波聚焦的强度是有限的, 只有环形激波向对称轴绕射时才有可能形成较强的激波聚焦。

(2) 环形激波绕射产生了准柱形激波, 并最终聚焦于对称轴上的某一点。从最初的绕射激波迎面碰撞点开始, 绕射激波相对于对称轴的入射角度越来越大, 最终发生了从规则反射 (RR) 向马赫反射 (MR) 的转变。对称轴上的最高压力点出现在绕射激波迎面碰撞点和规则反射消失点(或马赫反射的出现点)之间, 此最高压力点被认为是准柱形激波的有效聚焦点。

(3) 不同马赫数的环形激波绕射产生不同形状的准柱形激波, 并由此导致聚焦效果和位置的差异, 随着马赫数的增大, 聚焦效果的增强越来越剧烈。

(4) 环形激波轴对称绕射导致的聚焦点是在对称轴上的某一点, 而半无限长柱形激波由于各点同时以相同的速度和角度入射于对称轴, 因此对称轴上每一点都是聚焦点, 这就是柱形激波和环形激波轴对称绕射导致的聚焦之间的最大差别。

(5) 环形激波所形成的轴对称绕射激波比平面绕射激波更容易形成双马赫反射, 这是由于轴对称的

绕射过程使绕射激波强度大大增加的缘故。

参 考 文 献

- 1 Sod GA. A numerical study of a converging cylindrical shock. *J Fluid Mech*, 1977, 83: 785~794
- 2 Saito T. An experimental analytical and numerical study of temperatures near hemispherical implosion focusing. UTIAS Report, No 260, 1982
- 3 Takayama K, Kleine H, Groenig H. An experimental investigation of the stability cylindrical shock wave in air. *Exp in Fluid*, 1987, 5: 315~322
- 4 Jiang ZL, Takayama K. Reflection and focusing of toroidal shock waves from coaxial annular shock tubes. *Computers & Fluids*, 1998, 27: 553~562
- 5 Hamid S, Hosseini R, Takayama K. Study of shock wave focusing and reflection over symmetrical axis of a compact vertical co-axial diaphragmless shock tube. ISSW23, 2001, 2: 1550~1557
- 6 Jiang ZL, Takayama K, Chen YS. Dispersion conditions for non-oscillatory shock capturing schemes and its applications. *CFD Journal*, 1995, 4: 137~150
- 7 Jiang ZL, Reliable validation based on optical flow visualization for CFD simulations. *Acta Mechanica Sinica*, 2003, 19(3): 192~203
- 8 Han ZY, Yin XZ. Shock Dynamics. Kluwer Academic Publishers and Science Press, 1993

NUMERICAL INVESTIGATION OF DIFFRACTION, FOCUSING AND REFLECTION OF TOROIDAL SHOCK WAVES¹⁾

Teng Honghui* Jiang Zonglin* Han Zhaoyuan†

^{*}(LHD, Institute of Mechanics, CAS, Beijing 100080, China)

[†](Department of Mechanics, USTC, Hefei 230026, China)

Abstract An investigation of toroidal shock wave motion in a cylindrical shock tube is described in this paper. Numerical simulations were carried out by using dispersion controlled dissipation scheme (DCD scheme) and validated with experimental data. From the numerical results, the toroidal shock wave diffraction, focusing and reflection were discussed in detail. It was found out that the key factor of cylindrical shock focusing is the shock acceleration when diffracting shock waves propagate toward the axis of symmetry. Mach numbers of incident toroidal shock waves play an important role in shock wave diffraction and focusing. The toroidal shock waves focus at certain point on the axis of symmetry while usual cylindrical shock waves focus on the entire the axis of symmetry, therefore, the focusing effect resulting from the two cases of focusing points are different essentially.

Key words shock wave focusing, diffraction, numerical simulation

Received 22 August 2003, revised 7 November 2003.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (90205027).