

文章编号: 1001-1455(2013)01-0061-06

矩形凹槽管道中激波传播的数值研究*

沙莎^{1,2}, 陈志华¹, 韩珺礼^{1,2}

(1. 南京理工大学瞬态物理重点实验室, 江苏 南京 210094;

2. 北京机电研究所, 北京 100083)

摘要: 基于二维 Euler 方程, 结合五阶加权基本无振荡 (weighted essentially nonoscillatory, WENO) 格式以及自适应网格加密 (adaptive mesh refinement, AMR) 技术对入射激波在矩形凹槽管道内传播过程进行了数值模拟。数值结果清晰地显示了入射激波传播过程中与多个矩形凹槽作用以及在凹槽内变化的整个过程, 且与已有的实验结果吻合较好。另外, 结果还揭示了入射激波与单个凹槽作用时, 会发生绕射产生膨胀波, 还会发生碰撞从而诱导反射激波。膨胀波会导致入射激波压力降低, 而反射激波则导致其升高, 但膨胀波的影响占主导作用, 因而入射激波波阵面强度出现振荡下降。

关键词: 流体力学; 激波衰减; WENO 格式; 凹槽管道

中图分类号: O358

国标学科代码: 13025

文献标志码: A

激波在管道内传播过程中经常与不同几何形状的障碍物相互作用, 并发生反射、绕射、激波诱导涡、激波与涡作用等系列流体物理现象, 因而一直受到关注。另外, 研究中发现, 若障碍物形状合适, 则可使激波强度加速衰减, 因而可广泛应用于爆炸产生的激波灾害防治。

D. S. Dosanjh^[1] 提出利用激波与矩形障碍物作用对激波进行衰减, 并进行了实验研究, 详细分析了激波与矩形障碍物碰撞产生的复杂波系结构。A. Sasoh 等^[2] 利用全息干涉测量对弱激波通过穿孔壁面的过程进行了实验研究, 实验结果清晰地反映了激波与穿孔壁面作用的详细过程。另外, 他们还基于 Euler 方程和 TVD (total variation diminishing) 格式对此进行了数值模拟。A. Britan 等^[3] 则对不同几何形状和孔隙率的穿孔壁面中的激波衰减进行了实验及数值研究。他们采用一维无粘方程对此进行了数值模拟, 发现管道出口中心处的压力峰值与障碍物和管道出口的距离成线性反比。N. Gongora-Orozco 等^[4] 对激波通过 5 种不同角度弯折的矩形凹槽阵列的衰减进行了实验研究, 发现弯折角越小, 出口激波压力下降越大。D. B. Epstein 等^[5] 基于二维和三维 Euler 方程以及 TVD 格式分别对激波在球形障碍物阵列中的衰减情况进行了数值研究, 并分析了入射激波马赫数以及障碍物的孔隙率和密度对衰减的影响。许应清等^[6] 基于 Euler 方程及 GRP (generalized Riemann problem) 有限差分法对激波穿过孔板系统的传播过程进行了数值模拟。其他对激波进行衰减的方法还包括利用主动式水雾^[7]、惰性颗粒^[8-9] 等。激波与多个障碍物相互作用发生反射、绕射以及激波诱导涡、激波与涡相互作用导致激波衰减的详细过程至今未见报道。高阶精度格式及相关计算技术的发展使准确捕捉激波流场得以实现。为了完全揭示激波与多个障碍物作用导致其波阵面强度衰减的详细过程, 本文中基于高精度 WENO 格式, 结合 AMR 技术, 对激波在矩形凹槽管道中的传播进行数值模拟, 并将计算结果与实验结果^[4] 进行比较, 分析激波与矩形凹槽相互作用导致激波衰减的机理, 以期对相关工程应用提供依据。

1 计算方法与模型

本文中基于二维 Euler 方程, 通过选用五阶精度 WENO 格式, 并结合 AMR 技术, 对激波传播及其与障碍物的相互作用进行数值模拟。

* 收稿日期: 2011-10-31; 修回日期: 2012-03-07

基金项目: 高等学校博士学科点专项科研项目(20103219110037)

作者简介: 沙莎(1989—), 女, 博士研究生。

黏性对激波传播及其与障碍物相互作用过程的影响较小,因而常被忽略。而 WENO 格式具有对激波的高精度分辨率^[10],自提出以来,在流体运动尤其是包含激波和复杂流动现象的数值模拟中得到了广泛应用,本文中选用五阶精度的 WENO 格式。另外,结合 AMR 技术,根据流场压力变化情况自动进行网格加密,以尽量少的网格和数值计算量来获取较高的计算精度。

本文的计算模型如图 1 所示,为了能与实验结果^[4]进行比较,本文中取与实验中相同的尺寸以及初始边界条件。管尺寸为 $125\text{ mm} \times 30\text{ mm}$,设壁面为光滑壁面,且上下壁面均为固壁反射条件,下壁面有 15 个矩形凹槽,凹槽高度为 7.5 mm ,宽度为 2.5 mm ,相邻 2 个凹槽之间的距离为 5 mm 。激波管内介质为空气。左侧来流马赫数 $Ma=1.66$,波阵面压力 $p=304\text{ kPa}$,右侧为开口条件。

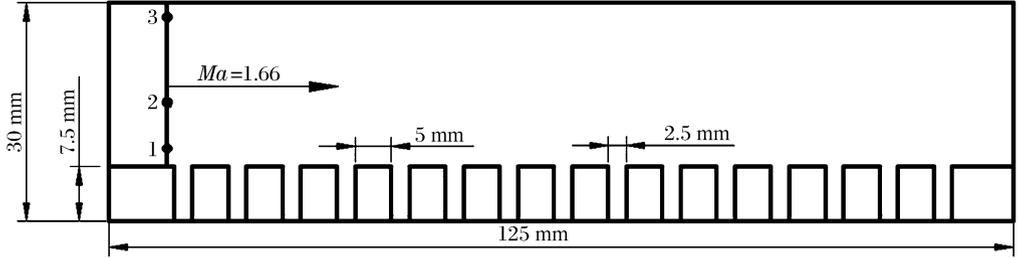


图 1 计算模型

Fig. 1 The model for numerical computation

2 结果与讨论

不同时刻,本文中模拟得到的激波与矩形凹槽管道的作用结果与实验阴影^[4]的比较如图 2 所示。由图 2 可知,计算结果与实验结果^[4]吻合较好,且对作用过程中激波流场细节变化揭示得很清晰。

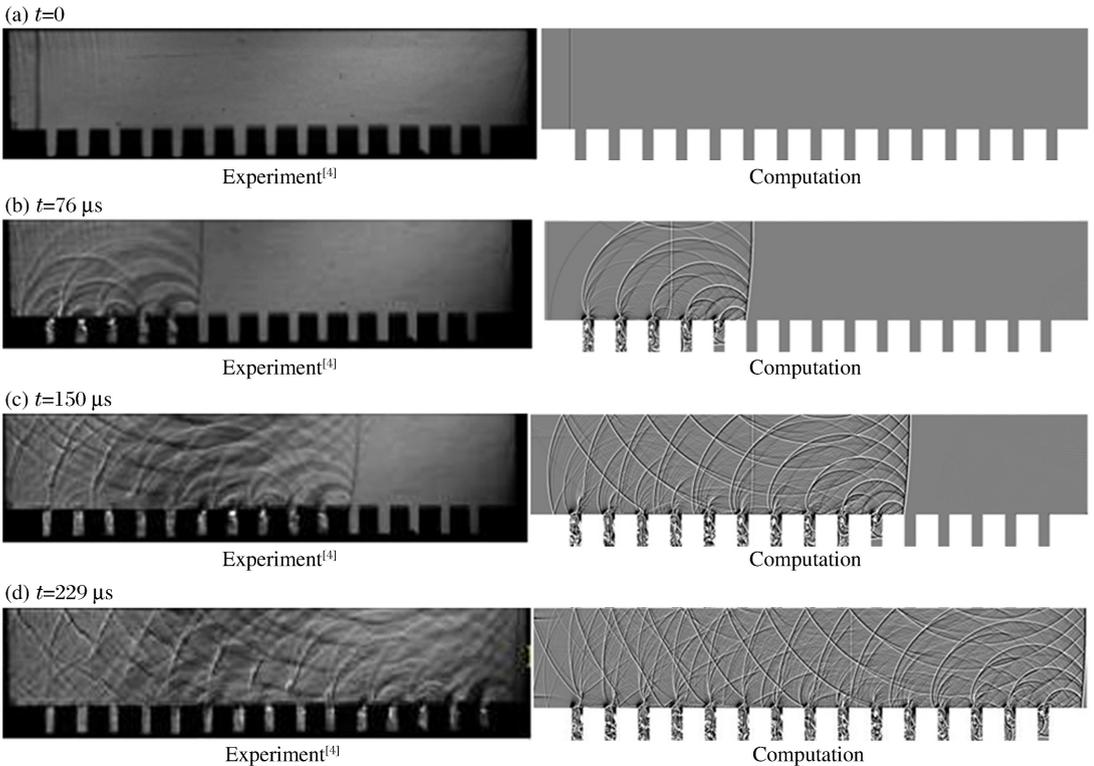


图 2 激波通过管道时,本文计算结果与文献[4]的实验结果的比较

Fig. 2 Computational shadowgraphs for the shock wave propagation through the tube compared with experimental results^[4]

2.1 激波与单个凹槽的相互作用

以激波绕射第 1 个凹槽为例,对激波与单个矩形凹槽作用过程进行讨论。图 3 为激波绕过第 1 个凹槽的纹影时序图。可知,入射激波分别在凹槽的左侧和右侧发生绕射和反射,反射激波与绕射诱导的旋涡发生作用并在凹槽内部不断发生反射,形成复杂波系结构。首先,当入射激波 I 到达第 1 个凹槽左上角时,下端发生绕射。此时激波阵面绕射端开始弯曲(D),同时产生一道与此对应的向上游传播的扇形膨胀波 E。在凹槽左侧凸角处,由于斜压效应,滑移层开始卷起形成一个顺时针旋涡 V,如图 3(a)所示。随着入射激波 I 的继续传播,凹槽左侧凸角附近形成一个典型的激波绕射诱导涡的波系结构,如图 3(b)所示:分离线 H、二次激波 S 和接触面 G^[11]。与此同时,入射激波 I 与凹槽右侧凸角发生碰撞,产生一道扇形反射激波 R,波后压力急剧升高,在凹槽右侧凸角附近形成一个高压区。反射激波 R 一端与入射激波 I 相连,并随 I 向右传播的同时向上壁面运动,另一端与绕射激波 D 相连,并与 D 一起在凹槽右侧壁面形成规则反射,向凹槽底部传播。随后,规则反射演变成马赫反射,马赫杆为 M,如图 3(b)~(c)所示。反射激波 R 向左膨胀,与旋涡 V 相互作用,并发生变形,进而断裂成 2 段,R 上侧靠近旋涡段因运动方向与旋涡旋转运动方向相反而被减速,形成减速激波 R₁,而下侧因相同而被加速,形成加速激波 R₂,如图 3(c)所示。减速激波 R₁ 向左传播,前端与驻定二次激波 S 合并。加速激波 R₂ 在凹槽内部左右两侧壁上来回反射,并与旋涡 V 作用,在凹槽左侧形成一道旋涡诱导波 J,如图 3(d)所示。同时,马赫杆 M 不断变长,随后在凹槽底端发生平面反射并向上游传播而与涡相互作用,最终离开凹槽向管内传播,使管内波系结构变得更复杂。而分离线 H 则在整个过程中基本不变。

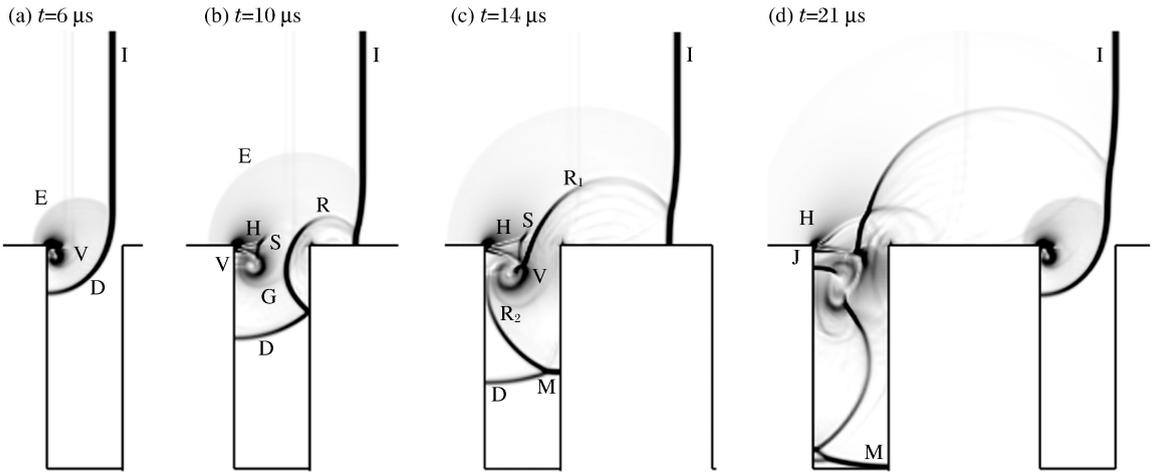


图 3 激波与第 1 个凹槽相互作用的过程

Fig. 3 The interaction process of the incident shock wave with the first groove

2.2 激波与凹槽阵列的相互作用

为了方便,本文中以激波绕射前 3 个凹槽为例对激波与矩形凹槽阵列的作用过程进行讨论。图 4 为入射激波绕过前 3 个凹槽的时序阴影图。首先,如前所述,入射激波 I 与第 1 个凹槽相互作用,下端发生绕射弯曲(D₁),同时产生一道与此对应的向上游传播的扇形膨胀波 E₁,如图 4(a)所示。随后入射激波 I 与凹槽右侧凸角发生碰撞,产生一道扇形反射激波 R₁,如图 4(b)所示。入射激波 I 继续传播,与第 2 个凹槽发生作用,该过程和入射激波 I 与第 1 个凹槽的作用过程相同。入射激波 I 在第 2 个凹槽左上角发生绕射(D₂),同时产生膨胀波 E₂。随后入射激波 I 在第 2 个凹槽右上角发生反射,产生扇形反射激波 R₂。此时入射激波与第 1 个凹槽作用产生的膨胀波 E₁ 以及反射激波 R₁ 已向凹槽上方传播,其右端始终与入射激波 I 相连,如图 4(c)~(d)所示。随后入射激波 I 与第 3 个凹槽作用,作用过程和其与前 2 个凹槽的作用过程类似,产生第 3 对膨胀波-反射波 E₃-R₃,如图 4(e)~(f)所示。产生的每对膨胀波 E_i(下标 i 代表第几个凹槽)与反射激波 R_i 均呈圆弧形向管内传播,它们的一端均与入射激波相连并向管上方传播,从而影响入射激波波阵面的强度,如图 4(f)所示。

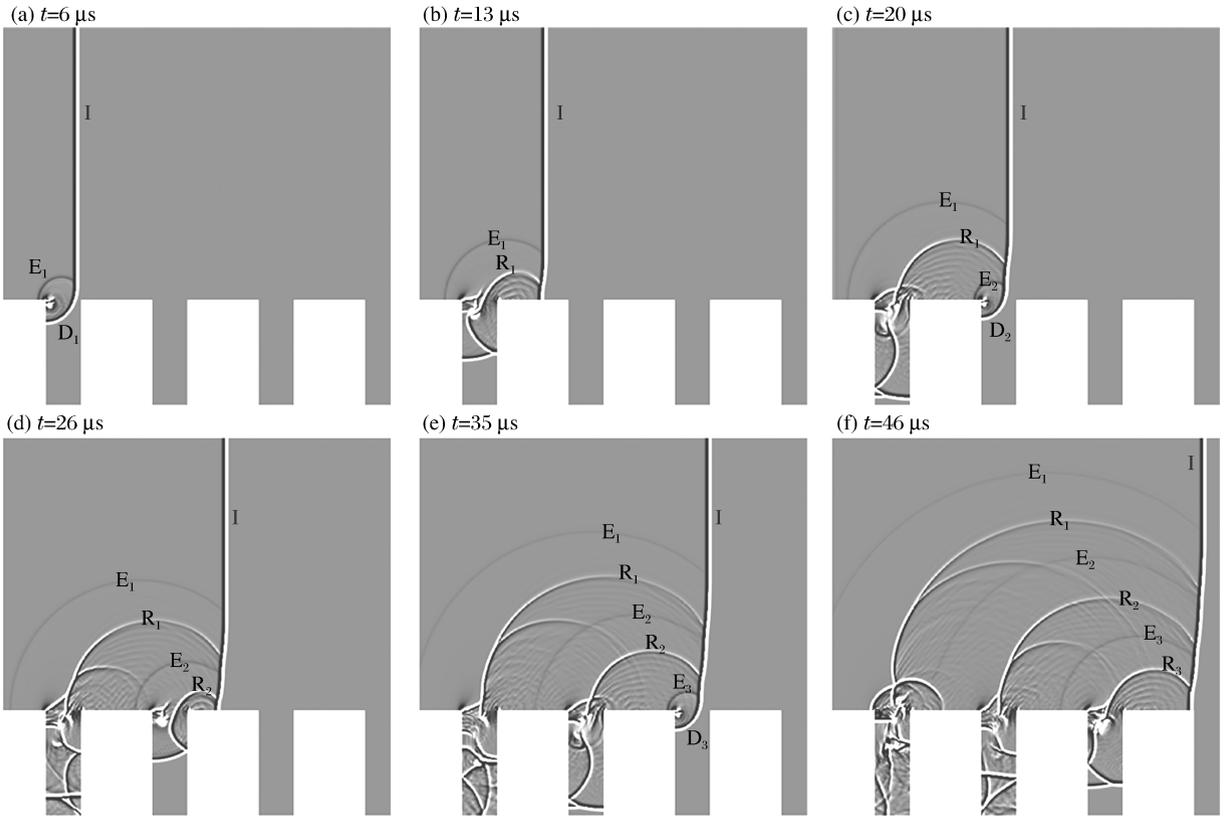


图 4 激波与前 3 个凹槽的作用过程

Fig. 4 The interaction processes of incident shock wave with the first three grooves

2.3 入射激波波阵面的强度变化

为了清晰展示激波传播时的波阵面强度变化,以入射激波绕第 3 个凹槽时波阵面压力的变化为例来讨论。图 5 为 $t=46 \mu\text{s}$ 时,入射激波附近阴影及波阵面上不同位置所对应的压力变化曲线图。由图 5 可知,此时入射激波已绕过前 3 个凹槽,并产生 3 对膨胀波-反射激波(E_1-R_1 、 E_2-R_2 、 E_3-R_3),它们在入射激波波阵面的位置则分别对应于纵坐标 $y_1 \sim y_6$ 。入射激波波阵面在大于 y_1 的区域,其压力稍有下降,但仍可视为初始强度;而在 $y_1 \sim y_2$ 、 $y_3 \sim y_4$ 、 $y_5 \sim y_6$ 区间内,压力下降较快;相反,在 $y_2 \sim y_3$ 、 $y_4 \sim y_5$ 以及 $< y_6$ 的区间内,压力升高。这主要是因为区间 $y_1 \sim y_2$ 、 $y_3 \sim y_4$ 、 $y_5 \sim y_6$ 分别对应膨胀波与压缩波组成的区域: E_1-R_1 、 E_2-R_2 和 E_3-R_3 。因膨胀波的波后压力降低,当其与入射激波波阵面相交时,入射激波波阵面压力受其影响明显下降,因而出现以上 3 个区间的压力下降。相反,反射波则使入射激波波阵面压力进一步升高,因此当 3 个反射激波 R_1 、 R_2 和 R_3 的前端与入射激波波阵面相交时,导致入射激波波阵面压力开始升高,直至与下一个膨胀波相遇,入射激波波阵面压力重新开始下降,周而复始。另外,膨胀波 E_1 导致入射激波波阵面压力降

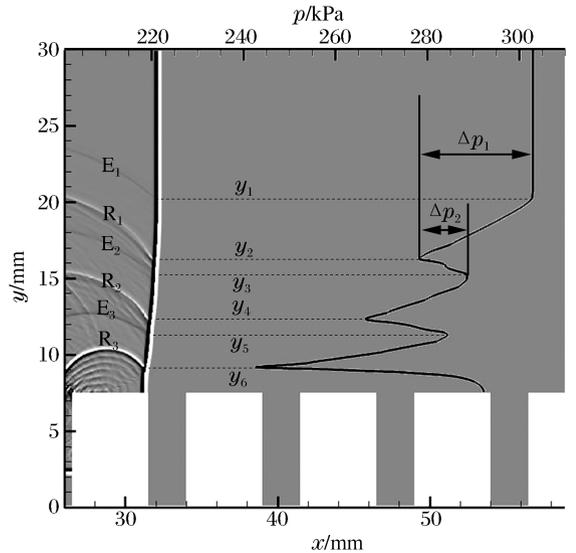


图 5 $t=46 \mu\text{s}$ 时,入射激波附近的计算阴影以及对应的波阵面压力变化曲线

Fig. 5 The computational shadowgraph around incident shock wave at $t=46 \mu\text{s}$ and the corresponding pressure distributions along the incident shock wave front

低的值 Δp_1 显然大于反射激波 R_1 导致波阵面压力升高的值 Δp_2 , 即 $\Delta p_1 > \Delta p_2$ 。因而每对膨胀波-反射波与入射激波相交后, 入射激波波阵面压力峰值都有所下降, 从而导致入射激波在与凹槽序列作用过程中, 入射激波波阵面压力呈周期性振荡下降趋势。值得一提的是, 管壁附近压力下降幅度不大。

图 6 为管内入射激波波阵面压力和最大压力随时间的变化曲线。图 6(a) 为入射激波波阵面 3 个不同高度(对应图 1 中的 1、2、3, 且 $y_1 < y_2 < y_3$) 上的压力随时间的变化曲线。初始时, 3 个高度的入射激波波阵面压力相同, 均为初始入射压力, 分别在 t_1 、 t_2 、 t_3 时刻开始下降, 且 $t_1 < t_2 < t_3$ 。可知, 距凹槽越近, 入射激波波阵面压力越先受到影响而衰减。3 个不同高度处入射激波波阵面压力均呈周期性振荡下降, 振荡幅度平均为 Δp_{y_1} 、 Δp_{y_2} 和 Δp_{y_3} , 显然 $\Delta p_{y_1} > \Delta p_{y_2} > \Delta p_{y_3}$ 。可见, 距离凹槽越近, 入射激波波阵面压力振荡幅度越大, 即受膨胀波和反射激波的影响越大。然而, 各点的入射激波波阵面平均压力下降相差不多。图 6(b) 为整个管道中最大压力随时间的变化曲线。初始时刻, 流场最大压力即为初始入射激波压力。随着入射激波与凹槽右上角发生碰撞以及形成激波反射, 波后压力急剧升高, 因而在凹槽右上角附近形成管内高压点。随后, 入射激波在凹槽内向下运动与槽底碰撞, 并来回反射, 从而在左右底角附近来回产生高压区。另外, 槽底反射激波与旋涡作用产生 2 道反射激波, 这 2 道反射激波尾端扫过凹槽左右顶角时发生反射, 因而产生对应的高压区。5 个高压区的压力受流场变化影响, 形成压力摆动, 组成了图 6(b) 所示的管内不同时刻最高压力变化曲线。

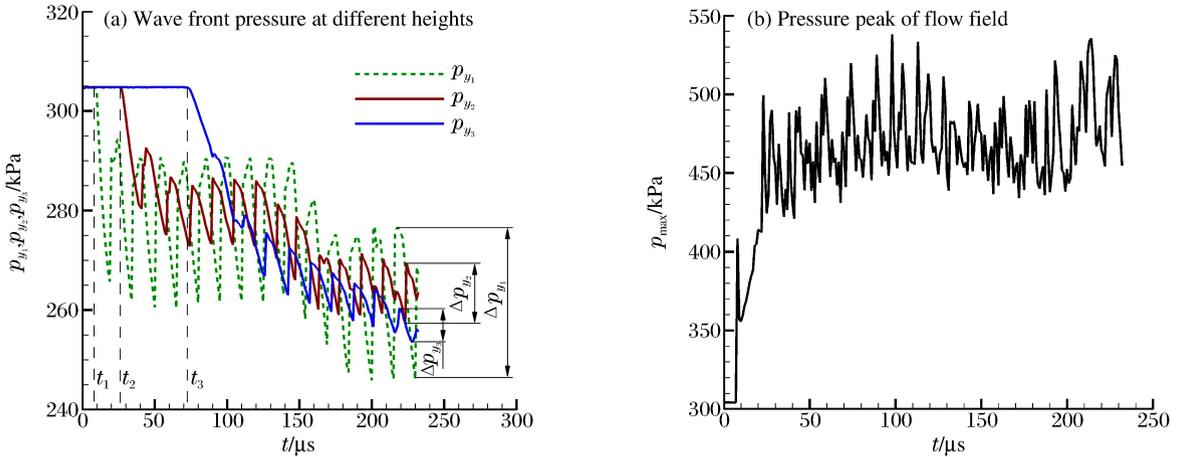


图 6 入射激波波阵面 3 个不同高度上的压力以及流场中最大压力随时间的变化

Fig. 6 Pressure histories of incident shock fronts at three different heights as well as the pressure peak in the flow field

3 结 论

结合高精度 WENO 格式和 AMR 技术, 对激波在矩形凹槽管道内的传播过程进行了数值模拟。计算结果与已有实验结果^[4]吻合较好, 准确描述了入射激波与矩形凹槽阵列相互作用的过程, 并得到以下主要结论: (1) 入射激波与单个凹槽作用时, 会在凹槽左侧发生绕射而产生膨胀波, 入射激波与凹槽右侧碰撞产生反射激波。入射激波与每个凹槽的相互作用过程相同, 均产生一对膨胀波-反射激波传入管内。(2) 产生的膨胀波导致入射激波压力降低, 而反射激波则导致入射激波压力升高, 但其升高值小于膨胀波导致的下降值, 因此入射激波波阵面压力出现振荡下降趋势。(3) 入射激波距离凹槽越近的部位受膨胀波和反射激波的影响越早, 但最终入射激波波阵面上各点压力的平均值相差不多。

参考文献:

- [1] Dosanjh D S. Interaction of grids with travelling shock waves[R]. NACA-TN-3680, 1956.
- [2] Sasoh A, Matsuoka K, Nakashio K, et al. Attenuation of weak shock waves along pseudo-perforated walls[J]. Shock Waves, 1998, 8(3):149-159.
- [3] Britan A, Igra O, Ben-Dor G, et al. Shock wave attenuation by grids and orifice plates[J]. Shock Waves, 2006, 16

- (1):1-15.
- [4] Gongora-Orozco N, Zare-Behtash H, Kontis K. Experimental studies on shock wave propagating through junction with grooves[C]//Proceedings of the 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Florida, USA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2009:5-8.
- [5] Epstein D B, Kudryavtsev A N. Shock and blast wave propagation through a porous barrier[C]//Proceedings of the 28th International Symposium on Shock Waves; Vol 2. Springer Berlin-Heidelberg, 2012:537-542.
- [6] 许应清,徐燕侯,吴青松.激波穿过孔板系统的传播及其诱导的流场[J].气动实验测量与控制,1996,10(2):69-73.
Xu Ying-qing, Xu Yan-hou, Wu Qing-song. The propagation of shock wave through a baffle system and induced flow field[J]. Aerodynamic Experiment and Measurement & Control, 1996,10(2):69-73.
- [7] 谢波,范宝春,夏自柱,等.大型通道中主动式水雾抑爆现象的实验研究[J].爆炸与冲击,2003,23(2):208-214.
Xie Bo, Fan Bao-chun, Xia Zi-zhu, et al. Experimental study of explosion suppression by active water sprays in large-scale duct[J]. Explosion and Shock Waves, 2003,23(2):208-214.
- [8] 范宝春,李鸿志.惰性颗粒抑爆过程的数值模拟[J].爆炸与冲击,2000,20(3):208-214.
Fan Bao-chun, Li Hong-zhi. Numerical simulations of explosion suppression by inert particles[J]. Explosion and Shock Waves, 2000,20(3):208-214.
- [9] Chen Zhi-hua, Fan Bao-chun, Jiang Xiao-hai. Suppression effects of powder suppressants on the explosions of oxygen-hydrogen gas[J]. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 2006,19(6):648-655.
- [10] Liu X D, Osher S, Chan T. Weighted essentially non-oscillatory schemes[J]. Journal of Computational Physics, 1994,115(1):200-212.
- [11] Hillier R. Computation of shock wave diffraction at a ninety degrees convex edge[J]. Shock Waves, 1991,1(2):89-98.

Numerical investigations on shock wave propagation through a tube with rectangular grooves*

Sha Sha¹, Chen Zhi-hua¹, Han Jun-li^{1,2}

(1. National Key Laboratory of Transient Physics,

Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, Jiangsu, China;

2. Beijing Research Institute of Mechanical & Electrical Technology, Beijing 100083, China)

Abstract: Based on the 2D Euler equations, the shock wave propagation through the tube with rectangular grooves was numerically simulated by combining the fifth-order weighted essentially nonoscillatory (WENO) scheme and the adaptive mesh refinement (AMR) technique. The numerical results display the interaction of the incident shock wave with the grooves during its propagation inside the tube as well as its evolution within every single groove, and agree with the existent experimental results by N. Gongora-Orozco, et al. In addition, the numerical results reveal that the phenomena of expansion wave induced by shock wave diffraction and reflected shock wave due to collision appear during the interaction of the incident wave with a single groove. The expansion wave attenuates the incident shock wave, the reflected wave amplifies its intensity, but the attenuation effect dominates the process, resulting in the front intensity decrease of the incident wave in a vibrating way.

Key words: fluid mechanics; shock wave attenuating; WENO scheme; tube with rectangular grooves

* Received 31 October 2011; Revised 7 March 2012

Corresponding author: Chen Zhi-hua, chenzh@mail.njust.edu.cn

(责任编辑 张凌云)