

文章编号: 0258-1825(2009)增刊-0069-08

柱面气相散心爆轰波胞格演化规律研究

韩桂来¹, 姜宗林¹, 王春¹, 张凡²

(1. 中国科学院高温气体动力学重点实验室, 中国科学院力学研究所, 北京 100190;

2. Defence Research and Development Canada - Suffield, PO Box 4000, Stn. Main, Medicine Hat, AB T1A 8K6, Canada)

摘要: 本文采用二阶精度 NND 格式, 应用改进的二阶段化学反应模型, 通过求解二维 Euler 方程对柱面气相散心爆轰波胞格演化过程进行了数值模拟。计算结果表明在传播过程中, 空间尺度的扩张导致了散心爆轰波后气流的自然膨胀, 使得多波结构的爆轰阵面呈现出显著的胞格自组织特性。根据计算结果与理论分析, 本文归纳了五种胞格演化模式, 分别命名为内凹波阵面会聚、波阵面扭结、褶皱波面失稳、胞格自合并和三波点滑移, 并定义了各种模式的物理特征, 分析了其相关的演化机制和规律。

关键词: 柱面散心爆轰; 胞格自组织; 演化模式; 改进的二步法; NND 格式

中国分类号: V211.3 **文献标识码:** A

0 引言

爆轰波是在可燃气体介质中高速传播包含了放热化学反应的具有多维结构的激波^[1], 具有自持传播、多波结构和胞格自组织等物理特征。Lee^[2]提出了爆轰波的一系列动力学参数, 认为爆轰胞格尺度 λ , 即爆轰胞格宽度的统计平均值是最重要的参数之一, 它由混合气体的物性及其初始热力学状态决定。一般来讲, 当爆轰波经历空间或热力学状态变化时, 波阵面势必会作出相应的自我调整使胞格的平均宽度近似保持不变。对于一般的爆轰波, 这种自行组织过程非常短, 仅仅可见于起爆过渡区, 使得相关机理研究非常困难。然而, 在柱面散心爆轰的传播过程中, 波阵面的空间尺寸随着传播距离的增加而不断扩大, 为了保持其爆轰胞格尺度不变, 胞格数目势必不断增加。因此, 胞格自组织特性在柱面散心爆轰的传播过程中表现为一个持续演变的大尺度现象, 对于研究爆轰波传播和起爆机制有着重要的学术价值。Soloukline^[3]和 Lee^[4]先后开展了柱面散心爆轰的实验研究, 应用烟迹膜片技术记录的胞格呈现出近似等尺度的莲花形图案。Watt 等^[5]在讨论一维爆轰稳定性问题时, 初步给出了柱面散心爆轰胞格的结果, 但未能

开展胞格演化机理的讨论。Wang 等^[6]应用一步化学反应模型对散心爆轰自组织现象和横波形成进行了初步探讨。Han 等^[7]对柱面气相散心爆轰的胞格演化模式也开展了探索性研究。

目前, 在胞格爆轰的数值模拟方面已经取得了很大进展, 但是大多数情况下爆轰胞格的形成都依赖于初始的人工扰动。尽管一些研究^[8-10]已经表明, 在适当的初始扰动之下, 胞格最终可以达到其稳定尺度而不依赖于初始扰动, 但是这仍然在很大程度上降低了数值计算结果的可信度。由于散心爆轰波阵面的发展伴随着显著的自组织过程; 引入的初始扰动的影响在短时间内迅速衰减, 形成不依赖于初始扰动的胞格; 柱面散心爆轰计算可以避免复杂几何边界的影响, 所以散心爆轰波基本现象的研究对于爆轰物理是一个典型特例, 并具有普遍意义。本文对柱面气相散心爆轰波的传播和胞格演化进行了数值模拟, 通过分析流场中激波动力学现象、热力学参数和化学反应过程, 研究了波阵面结构发展、胞格演化规律及其演化模式的物理特征。

* 收稿日期: 2008-05-31; 修订日期: 2009-01-22.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10632090, 90205027).

作者简介: 韩桂来(1984-), 博士研究生, 高温气体动力学专业.

1 物理模型和数理方法

1.1 控制方程

由于黏性、热传导和分子扩散等输运效应对爆轰波运动的影响可以忽略,爆轰现象可以近似认为能够应用二维 Euler 方程组和二步反应模型描述。相应的控制方程为:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho\alpha \\ \rho\beta \\ \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} \rho u\alpha \\ \rho u\beta \\ \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E+p)u \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial y} \begin{pmatrix} \rho v\alpha \\ \rho v\beta \\ \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (E+p)v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho\dot{\omega}_\alpha \\ \rho\dot{\omega}_\beta \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

其中 $E = \rho h - p + \rho(u^2 + v^2)/2$ 表示单位体积气体的总能, $\alpha(0 \sim 1)$ 和 $\beta(0 \sim 1)$ 分别表征二步反应模型的诱导反应和放热反应进程的参数,而 $\dot{\omega}_\alpha$ 和 $\dot{\omega}_\beta$ 分别表示了它们各自的反应速率。参数 $(\rho, u, v, p$ 和 h 分别表示流场密度、速度分量、压力和单位质量气体的焓, t, x, y 为时间尺度和空间坐标。

在一般曲线坐标下,控制方程变换形式为

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial \tau} + \frac{\partial \bar{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \bar{G}}{\partial \eta} = \bar{S} \quad (2)$$

其中, $\bar{U} = \frac{U}{J}$, $\bar{F} = \frac{1}{J}(\xi_x F + \xi_y G)$, $\bar{G} = \frac{1}{J}(\eta_x F + \eta_y G)$, $\bar{S} = \frac{S}{J}$, $J = \frac{\partial(\xi, \eta)}{\partial(x, y)}$ 表示雅可比行列式。

1.2 改进的二步法化学反应模型

二阶段化学反应模型(二步法)将复杂的化学过程简化为诱导和放热两个阶段。在诱导反应阶段,激波压缩使得可燃气体活化,生成各种活化基团;在放热阶段,化学反应热逐步释放,完成化学反应过程。早期的二步法假定在化学反应前后气体介质的物性参数不变,这导致了某些气体动力学参数的计算误差。Sichel 等^[11]提出了一种考虑化学反应过程中组分变化的二步法,以化学组分的变化来描述化学反应的进程,弥补了原来二步法的缺陷。本文计算中采用当量比 H_2/O_2 混合气体,化学反应过程包含 $H_2, O_2, H_2O, OH, H, O, HO_2$ 和 H_2O_2 在内的八种组分,各组分在给定温度下的定压比热、比焓均由拟合公式^[12]给出,温度通过迭代求解总能公式和状态方程获得。

改进二步法的诱导和放热反应速率参数^[11]计算如下

$$\left. \begin{aligned} \dot{\omega}_\alpha &= \frac{P}{3R_0 T} \exp\left(35.1715 - \frac{8530.6}{T} - 7.22 \times 10^{-11} P^2 \exp\left(\frac{21205}{T}\right)\right) \\ \dot{\omega}_\beta &= a(1 - \beta) \exp\left(-\frac{b}{T}\right) + c \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

其中 P 的单位为 atm, $a = 1.2 \times 10^8$, $b = 8.0 \times 10^3$, $c = 0$ 。

1.3 数值离散格式

采用二阶精度的 NND 格式^[13]对控制方程进行离散,半离散的差分方程如下

$$\frac{\partial \bar{U}_{i,j}}{\partial \tau} = -\frac{1}{\Delta \xi} (\bar{F}_{i+\frac{1}{2},j} - \bar{F}_{i-\frac{1}{2},j}) - \frac{1}{\Delta \eta} (\bar{G}_{i,j+\frac{1}{2}} - \bar{G}_{i,j-\frac{1}{2}}) + \bar{S}_{i,j} \quad (4)$$

其中

$$\begin{cases} \bar{F}_{i+\frac{1}{2},j} = \bar{F}_{i+\frac{1}{2},j}^+ + \bar{F}_{i+\frac{1}{2},j}^- \\ \bar{G}_{i,j+\frac{1}{2}} = \bar{G}_{i,j+\frac{1}{2}}^+ + \bar{G}_{i,j+\frac{1}{2}}^- \\ \bar{F}_{i+\frac{1}{2},j}^+ = \bar{F}_{i,j}^+ + \frac{1}{2} \min \text{mod}(\bar{F}_{i,j}^+ - \bar{F}_{i-1,j}^+, \bar{F}_{i+1,j}^+ - \bar{F}_{i,j}^+) \\ \bar{G}_{i,j+\frac{1}{2}}^+ = \bar{G}_{i,j}^+ + \frac{1}{2} \min \text{mod}(\bar{G}_{i,j}^+ - \bar{G}_{i,j-1}^+, \bar{G}_{i,j+1}^+ - \bar{G}_{i,j}^+) \\ \bar{F}_{i+\frac{1}{2},j}^- = \bar{F}_{i+1,j}^- - \frac{1}{2} \min \text{mod}(\bar{F}_{i+2,j}^- - \bar{F}_{i+1,j}^-, \bar{F}_{i+1,j}^- - \bar{F}_{i,j}^-) \\ \bar{G}_{i,j+\frac{1}{2}}^- = \bar{G}_{i,j+1}^- - \frac{1}{2} \min \text{mod}(\bar{G}_{i,j+2}^- - \bar{G}_{i,j+1}^-, \bar{G}_{i,j+1}^- - \bar{G}_{i,j}^-) \end{cases}$$

其中化学反应源项采用分裂算法解耦处理,化学反应特征时间步取为流动时间步的 1/20 以缓解刚性问题,数值通量采用 Steger - Warming 分裂方法^[14]。

1.4 物理问题描述和网格生成

柱面散心爆轰波传播的物理域示意图和初始条件如图 1(a) 所示。圆形区域内充满可燃混合气体,在中心区域采用高温高压气体起爆。计算采用柱坐标下的正交网格,根据对称性将计算区域简化为一个 30° 的扇形,外径为 15.5cm,内径取为 0.5cm 以避免奇性问题。在计算域的径向均匀分布 3000 个网格点,周向均匀分布 1000 个网格点,计算域及其网格分布如图 1(b) 所示。

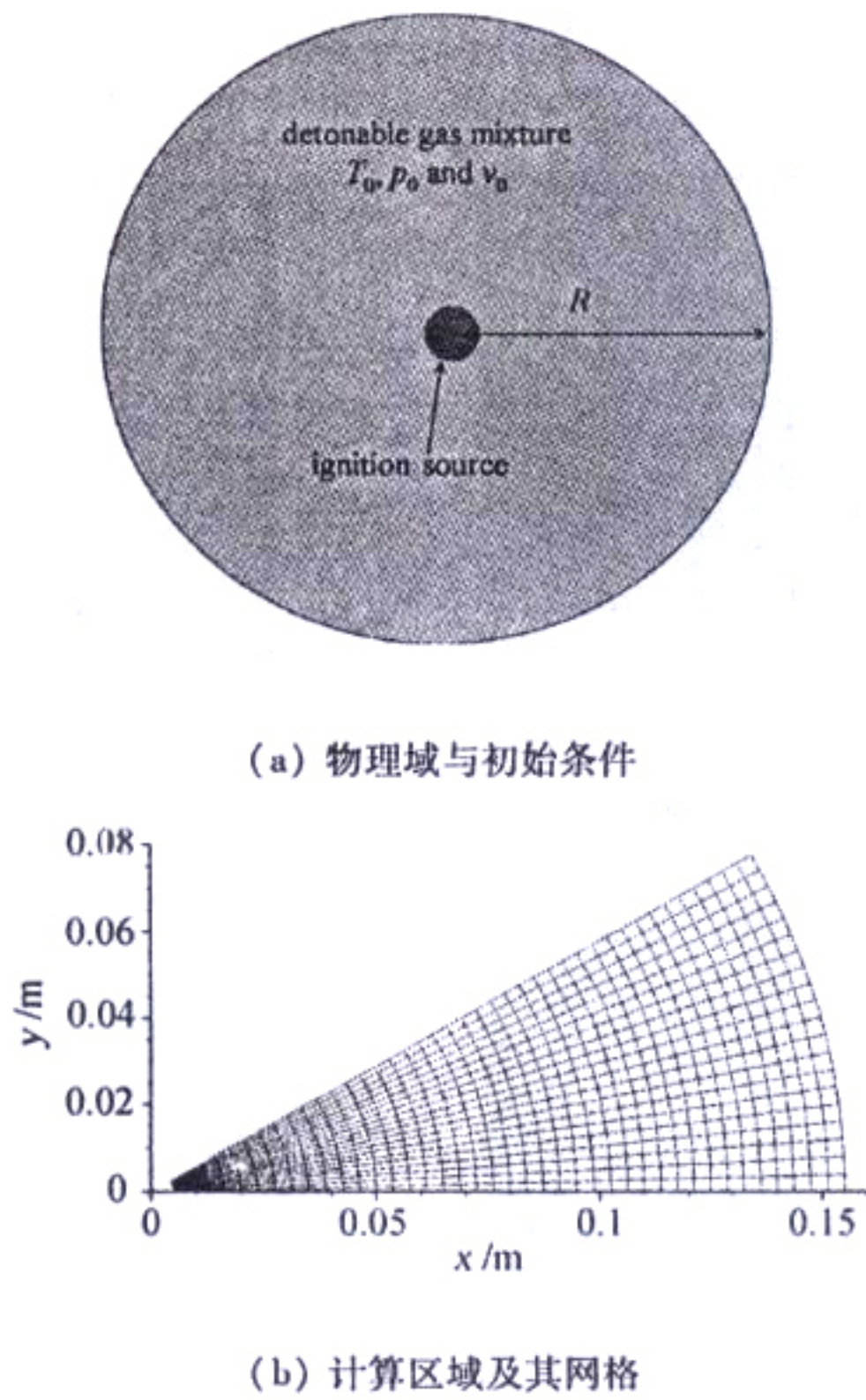
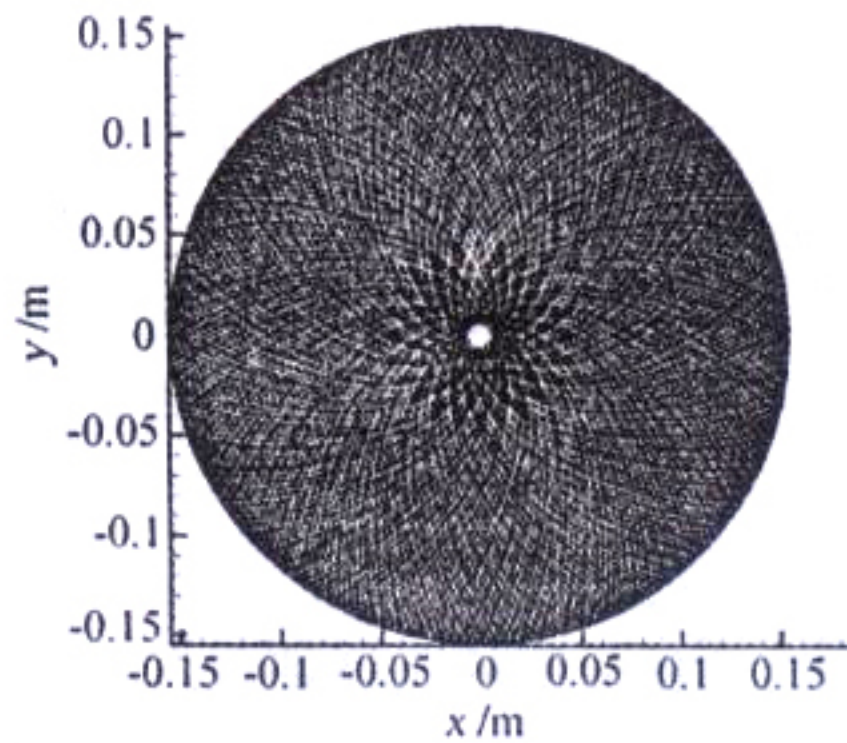


图1 柱面散心爆轰的物理问题描述

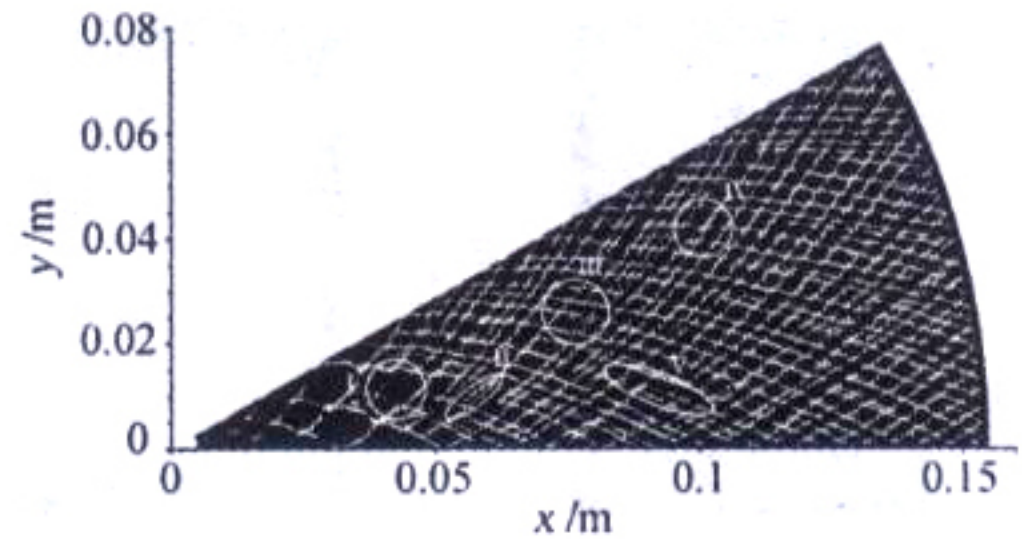
Fig.1 Problem descriptions of cylindrical detonations

2 计算结果与分析

应用上节描述的初、边界条件,本文模拟了柱面散心爆轰波传播和演化过程,通过模拟烟迹技术获得的胞格分布如图2所示。有图可见起爆后胞格的平均宽度逐步趋近于一个一定的胞格尺度,随着爆轰波向外传播,鱼鳞形胞格逐渐产生,胞格数目不断增加。



(a) 模拟烟迹技术获得的数值爆轰胞格分布图



(b) 五种胞格演化模式发生的区域

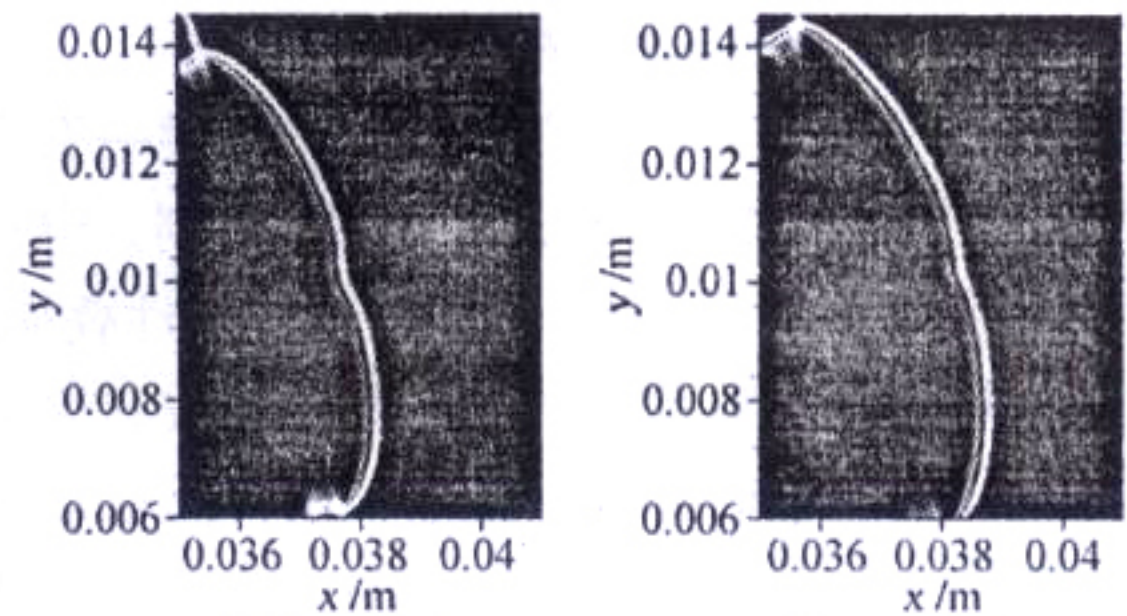
图2 柱面散心爆轰波胞格分布和胞格演化模式

Fig.2 Cellular cell pattern of cylindrical detonations

数值计算结果表现出了与实验烟迹同样的莲花状图案^[3]和演化规律。通过对计算结果的仔细观察和分析,本文归纳了散心爆轰胞格演化的五种典型模式,分别命名为内凹波阵面会聚、波阵面扭结、褶皱波面失稳、胞格自合并和三波点滑移。图2(b)中分别标出了演化模式发生的胞格区域,下面将具体分析各个模式的物理特征和演化机理。

2.1 内凹波阵面会聚

图3给出了四个不同时刻爆轰波阵面结构的演化图。由于波阵面后气体的膨胀导致先导激波强度下降,激波强度最弱的中间部位由于波速降低而逐渐产生向内凹曲的波面。激波强度降低导致化学反应速度降低,使得化学能的释放率不足以支持爆轰波的传播,导致先导激波和化学反应区的耦合受到影响,化学反应区尺度变宽,如图3(a)所示。随着内凹波面传播,波阵面和反应带的会聚效应逐渐占优势,在内凹阵面上又会聚形成一个如图3(b)所示的内凹尖角。内凹尖角处热力学状态的提升最终导致一个点爆炸,在波阵面上形成一对新的三波结构,并以相反的方向运动,如图3(c)和(d)所示。



(a) $t = 14.3 \mu s$

(b) $t = 14.5 \mu s$

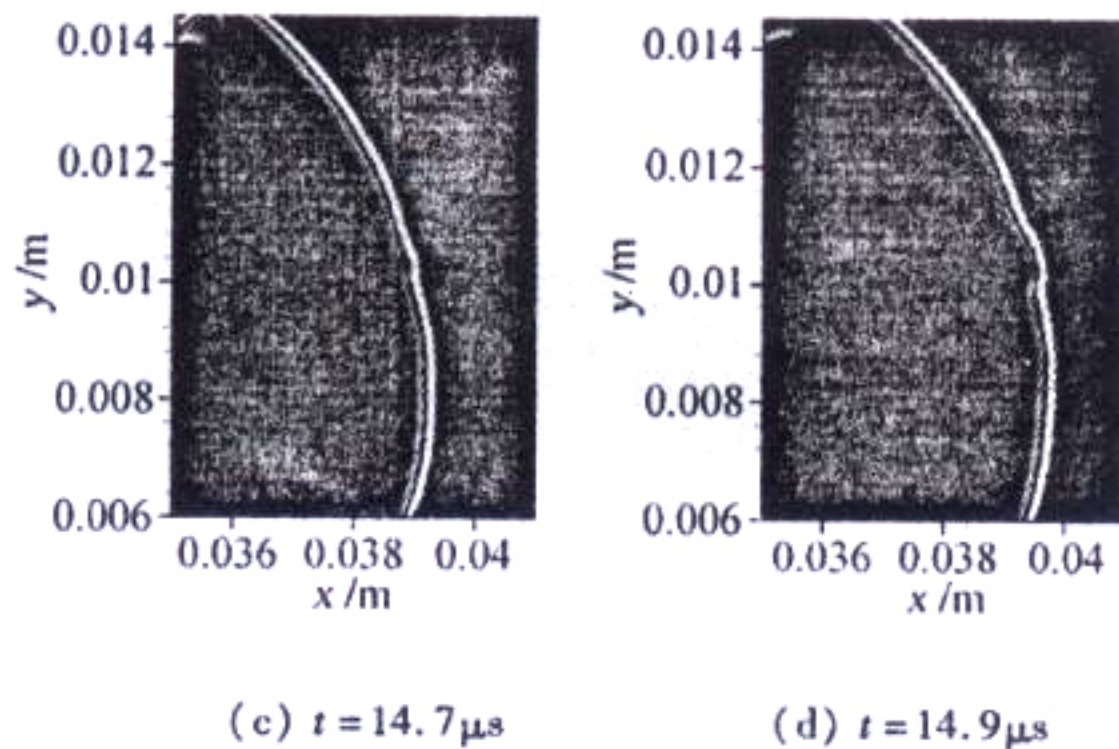


图3 密度梯度表示的内凹波面会聚产生的横波结构

Fig. 3 Density gradient showing new transverse waves generation due to the concave front focusing

内凹波阵面会聚机理可以结合示意图4和图5表示的密度和反应度进行说明。在膨胀过程中,激波强度下降,化学反应速率降低,负反馈过程形成,化学反应区变宽,激波强度最弱的中间部位逐渐落后,形成如图5(a)所示的向内弯曲的波面。若采用固定于激波阵面的坐标系,则流场中通过前导激波的流线则作如图4所示的偏转,类似于斜激波对流动偏转机制。内凹激波使流线产生偏转,造成了波后未反应气体的密度提高和化学反应速率加强,如图5(b)所示。

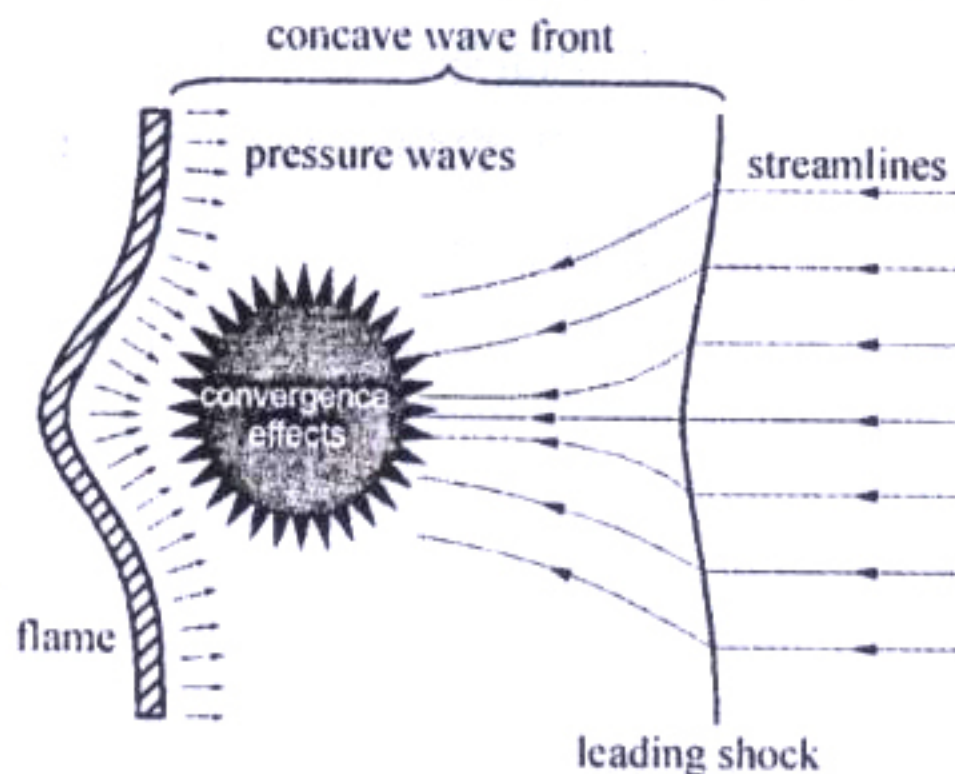


图4 内凹波阵面会聚机理示意图

Fig. 4 Schematic of the mechanism in the mode of the concave front focusing

在爆轰波的传播过程中,化学反应区将产生一系列的压缩波以支持前导激波,形成一种平衡机制。但是内凹的反应区结构造成了部分压缩波的非线性叠加,导致叠加区域热力学参数的提高。前导激波和化学反应区相互作用产生的会聚效应导致内凹反应区局部未反应气团化学能迅速释放,在该区域形成一个如图5(c)所示的强烈点状爆炸。爆炸波驱动前导激波,形成一对新的以相反方向运动的三波结构,如图5(d)

所示。内凹阵面会聚模式导致了一对三波结构的产生,使得原先的爆轰胞格一分为二,是一种最为直观的、并具有一定规则性的模式,如图2(c) I区所示。

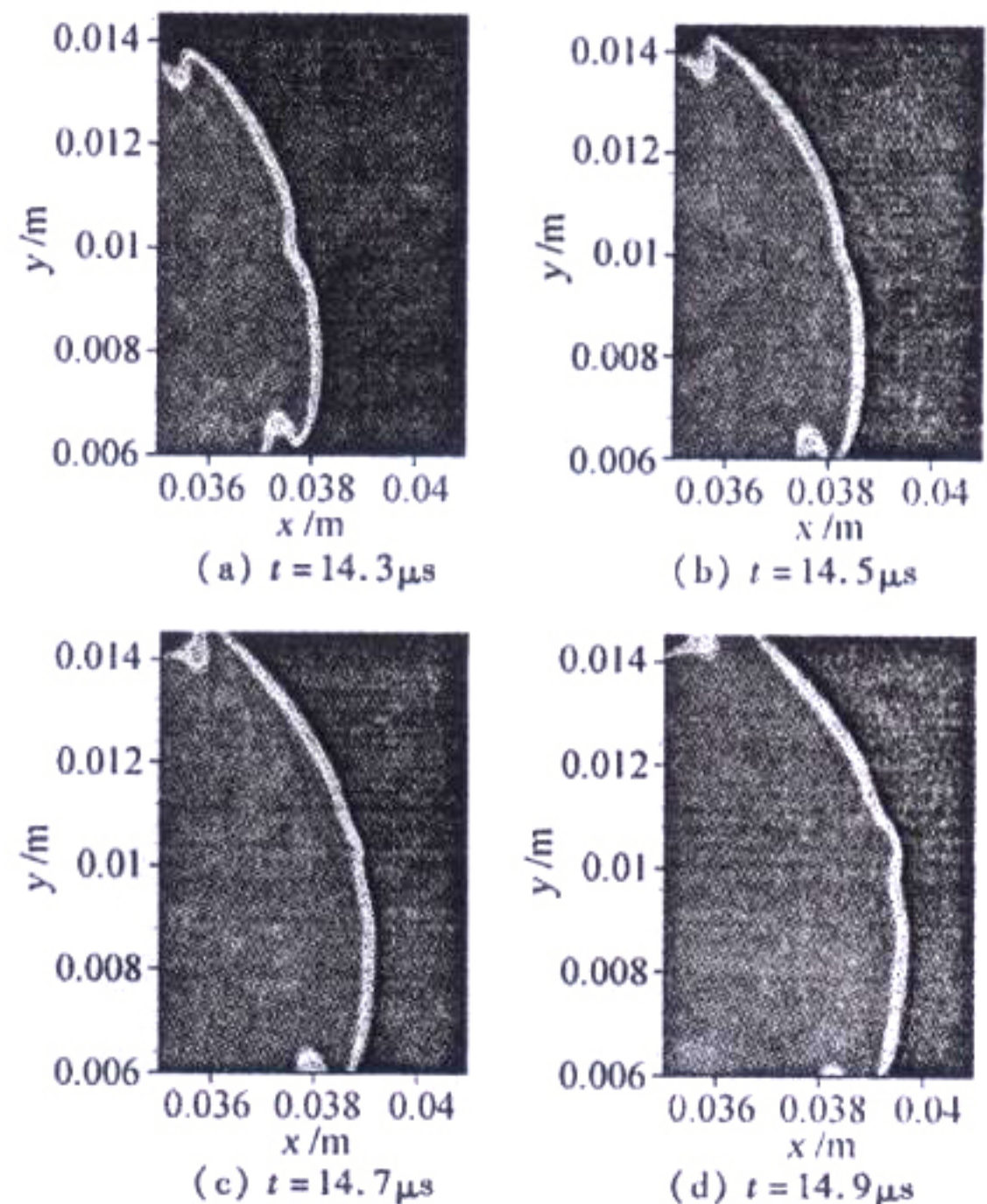


图5 内凹波面会聚模式下四个时刻密度等值线和放热反应进程度 β 分布

Fig. 5 Density contour and chemical reaction parameter β showing concave front focusing at four successive time instants

2.2 波阵面扭结

随着爆轰波阵面的演化,其波面曲率接近于零,不稳定性增强。图6的密度梯度分布给出了观察到的波阵面产生扭结变形导致的单个三波结构及其发展与演化过程,箭头表示了新三波结构的位置。

为了考察图6表现出的胞格生成模式,图7给出了四个时刻流场的密度等值线和放热反应进程 β 的分布云图,由此图可以进一步理解单个三波结构的产生和演化机理。图7(a)中箭头表示了前导激波弱化产生的化学反应区局部尺度增加的位置,前导激波减弱及其与化学反应带的脱离随着传播距离增加而加剧。由于缺乏足够化学能释放率的支持,前导激波逐渐弯曲。进一步的计算结果分析表明在解耦和未解耦波阵面的交接处两侧的流场是不同的。未解耦波阵面之后的流动参数和热力学参数高于解耦阵面之后的参数,因而造成波后流场的局部差异和流动的不匹配,所以在解耦和未解耦部分交接位置会形成单个三波结构,如图7(b)和(c)所示。该过程的本质是

一道过度变形激波结构的演化,也可以看作是两道激波的相互作用导致横向激波产生作为流场调整的补充,称之为波阵面扭结模式。由于三波结构的存在,在其后会逐渐形成一个化学反应程度相对较低的气囊,未释放的化学能逐渐积聚,如图7(d)所示。当达一定程度时,积聚的能量迅速释放,化学反应带与波阵面迅速耦合,导致新的三波点形成,如图6(c)和6(d)所示。因此,波阵面扭结模式可以划分为两个阶段:首先是过度变形波阵面的弱化导致横向波形成,然后是激波相互作用导致再点火起爆。整个过程只对应于单个三波结构的形成,因此图2(c) II区所示的胞格图片上只对应于一条三波点轨迹的形成。

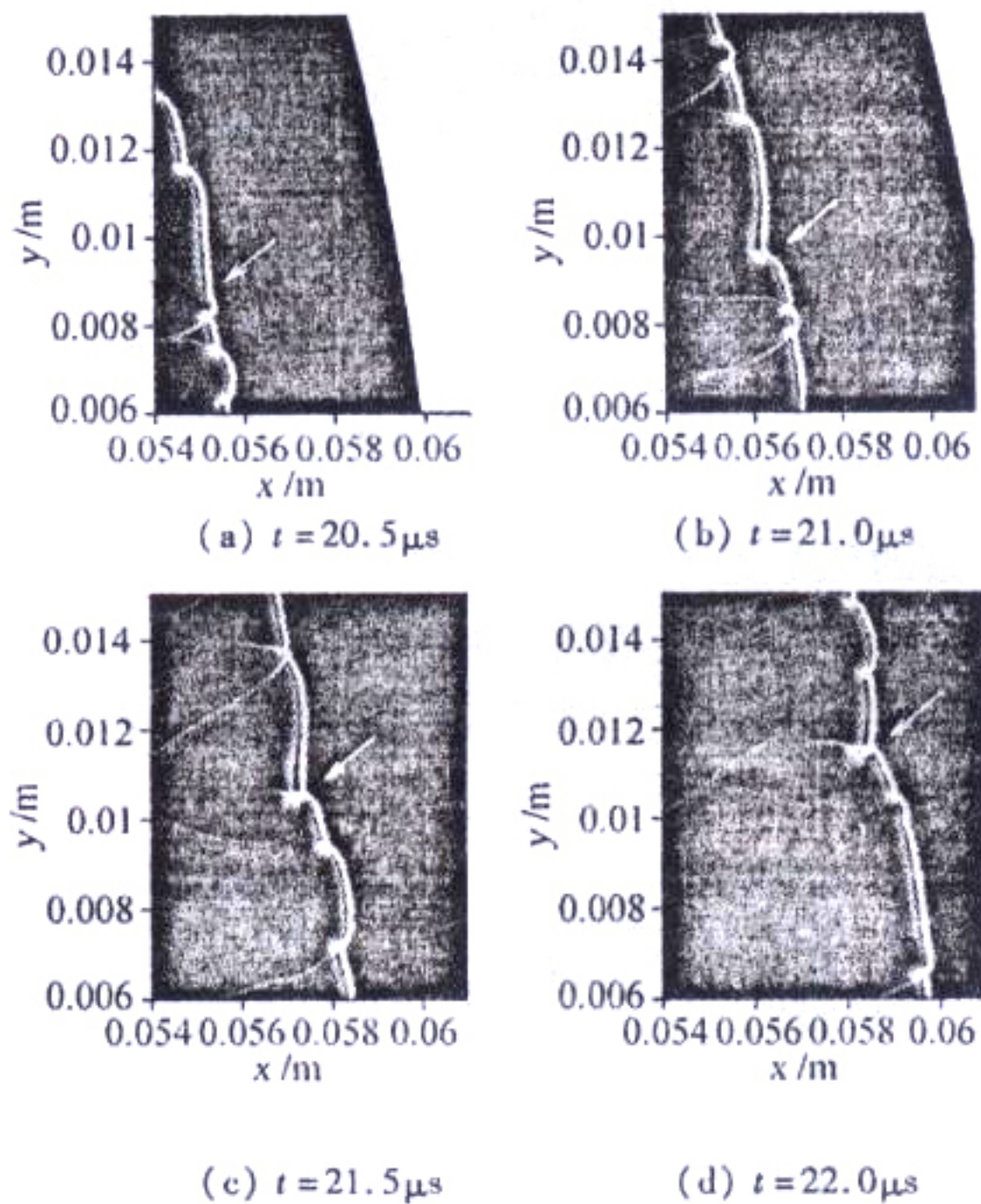
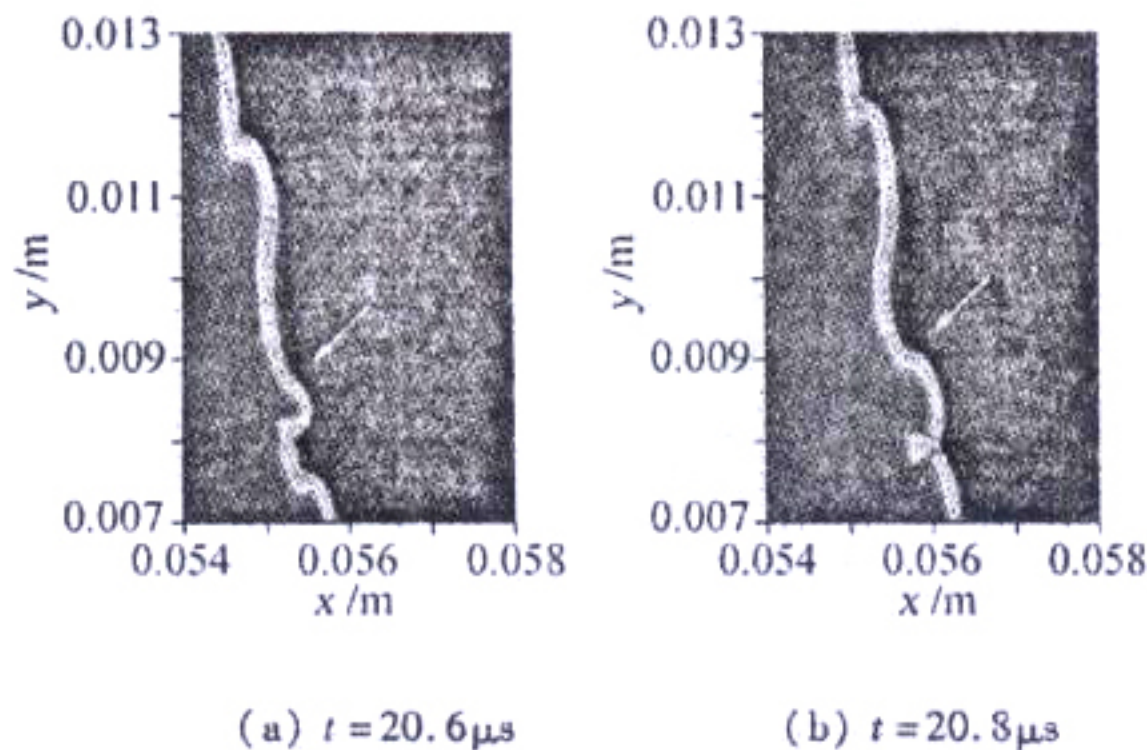


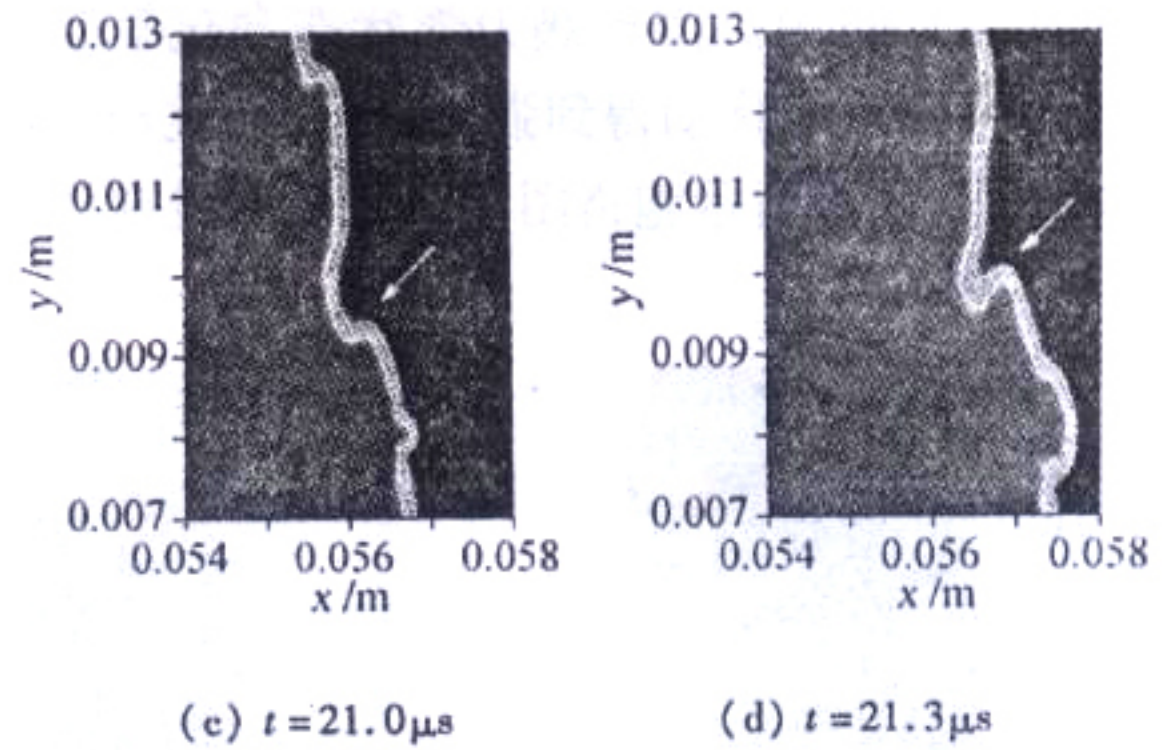
图6 密度梯度表示的波阵面扭结模式的爆轰阵面结构演化

Fig. 6 Density gradient showing a single transverse wave generation due to the kinked wave front



(a) $t = 20.6 \mu s$

(b) $t = 20.8 \mu s$



(c) $t = 21.0 \mu s$

(d) $t = 21.3 \mu s$

图7 波阵面扭结模式下四个时刻密度等值线和放热反应进程β云图

Fig. 7 Density contours and chemical reaction parameter β showing the kinked wave front at four successive time instants

2.3 褶皱波阵面失稳

在褶皱波阵面失稳模式的作用范围内,从胞格图上总可以观察到一些比较弱的轨迹,对应于爆轰波阵面上一些相对较弱的波结构或者弱扰动,图8显示了在大胞格内部出现的弱三波点轨迹,这些较弱的轨迹在演化过程中逐渐清晰,将原先的胞格分割成多个较小的胞格。换言之,弱扰动在演化过程中逐渐强化,最终形成新的爆轰三波结构,实现了另一种形式的胞格分裂。这些弱扰动来自于爆轰波阵面上产生褶皱变形处,是波与流动和化学反应不稳相互作用形成的,称为褶皱阵面失稳模式。

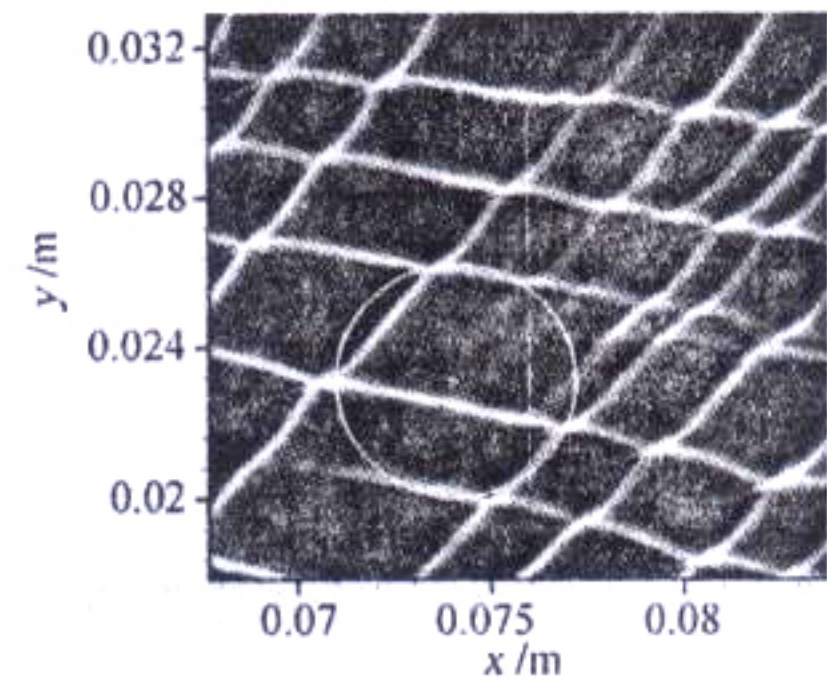


图8 褶皱阵面失稳模式下的爆轰胞格演化

Fig. 8 Detonation cell evolution during the wrinkled wave front instability

柱型波阵面的膨胀,导致爆轰波尤其是马赫干强度的迅速下降,很快形成一个如图9(a)所示的平面爆轰波面。在多维空间这种平面结构很容易受到流动扰动或者化学反应不稳定性影响而失稳。随着爆轰波传播,这些逐渐放大的扰动诱导波阵面变形,导致平面马赫干结构渐变为褶皱的波阵面,如图9(b)~9(d)所示。褶皱波阵面上的这些弱结构沿着

爆轰阵面横向传播,并与横波、三波点等强结构或者其他扰动相互作用。由于热力学状态和化学反应速率的提升可以使弱扰动得到强化,逐渐形成新的横波或三波结构,图8所示胞格图中轨迹的深浅变化也证明了这一点。

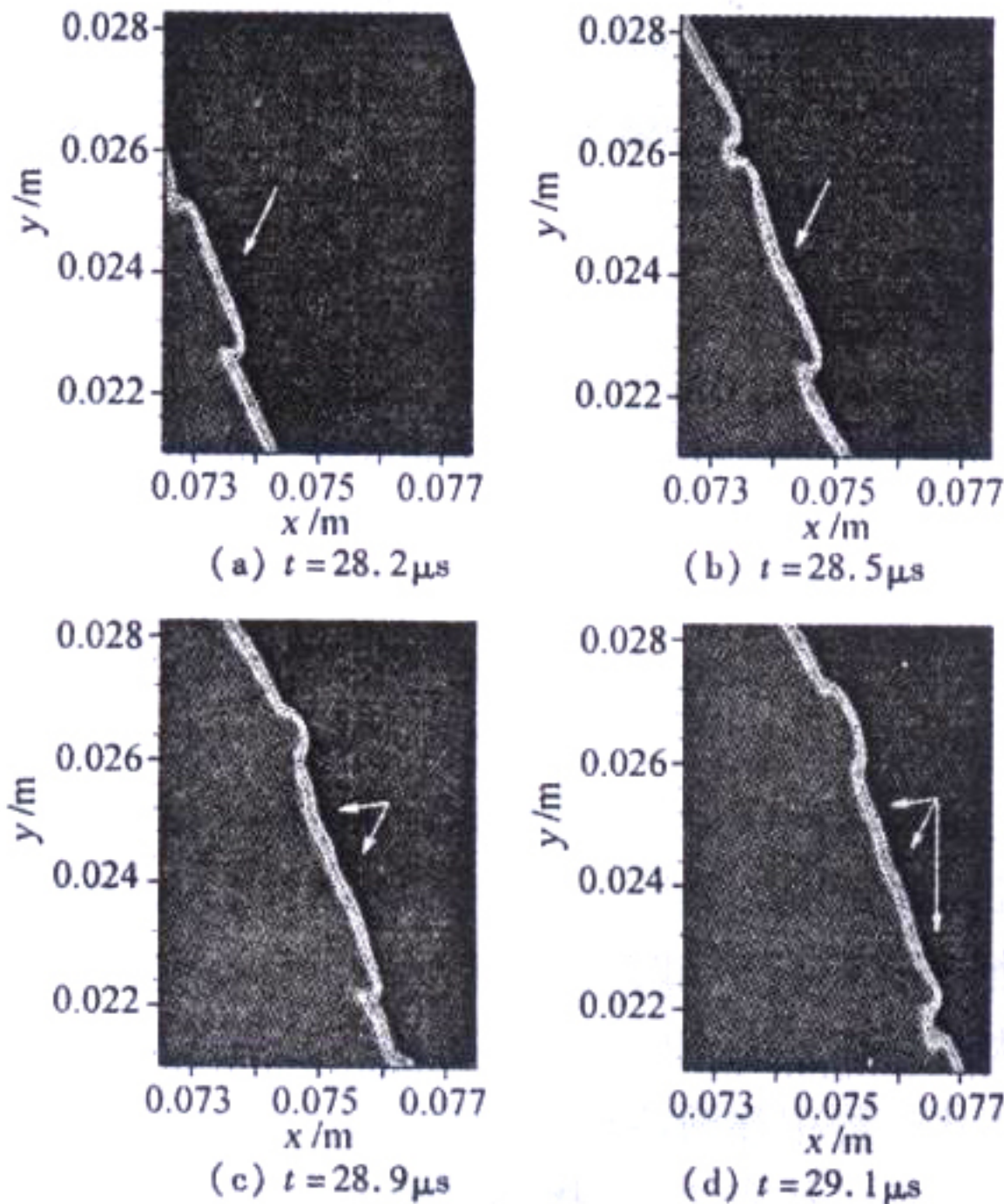


图9 褶皱波阵面失稳模式下四个时刻密度等值线和放热反应进程 β 云图

Fig. 9 Density contours and chemical reaction parameter β showing the kinked wave front at four successive time instants

对于这种演化模式而言,主要的物理因素可以归结为前导激波与流动稳定性和化学反应区的相互作用。这使得该模式比其他模式的演化过程更复杂,也需要更深入的研究。

2.4 胞格自合并

胞格自合并演化模式的主要特征如图10所示,这里三条轨迹 S_1 、 S_2 和 S_3 最终演变为两条轨迹 S_1' 和 S_2' ,这也就意味着有两个胞格合并了,因此称为胞格自合并演化模式。图11给出了自合并演化过程中四个时刻的密度分布图。图10所示三条轨迹分别对应于图11(a)的三波结构A、B和C,其中A和B相向运动,而C和B的运动方向一致。由于三波结构B之后强烈的化学反应释放了大量能量,提高了流场的热力学状态。当C跟随B运动时,较高的热力学状态使得C结构的强度有所降低。另外,随着三波结构的运动,B在C之前遗留了大量的燃烧产物,使得三波结

构C缺乏足够的化学反应能量的支持。这两方面因素的共同作用使得三波结构C逐渐弱化,并最终转化为如图11(b)和图11(c)所示的弱压缩扰动。三波结构A和B产生碰撞,演化为两个新的三波结构A'和B',如图11(c)所示。B'又继续运动并与弱扰动C相互作用形成B'',而轨迹 S_1' 和 S_2' 就是分别由A'和B''运动的,如图10和图11(d)所示。

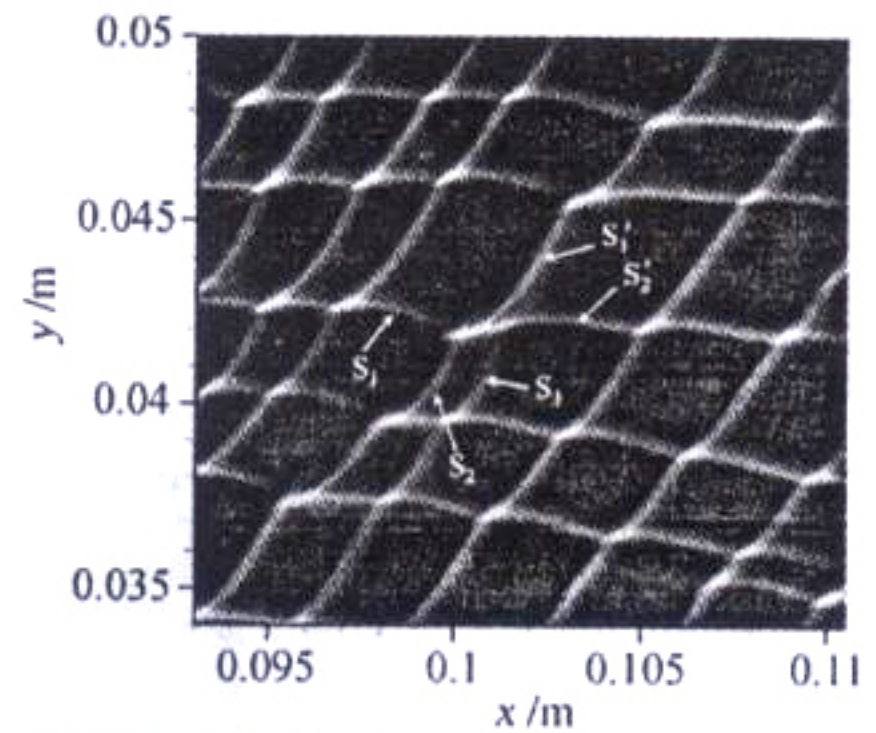


图10 胞格自合并模式下的爆轰胞格演化

Fig. 10 Detonation cell evolution during cells self-merging

胞格自合并现象的主要物理机制是三波结构的相互作用。如果一个正常三波结构向具有较高热力学参数的区域运动时,该三波结构的强度将逐渐降低。换言之,其生存环境的变化使得运动的三波结构缺乏足够的能量支持,导致了三波结构的弱化,而最终转化为沿波面运动的扰动波。

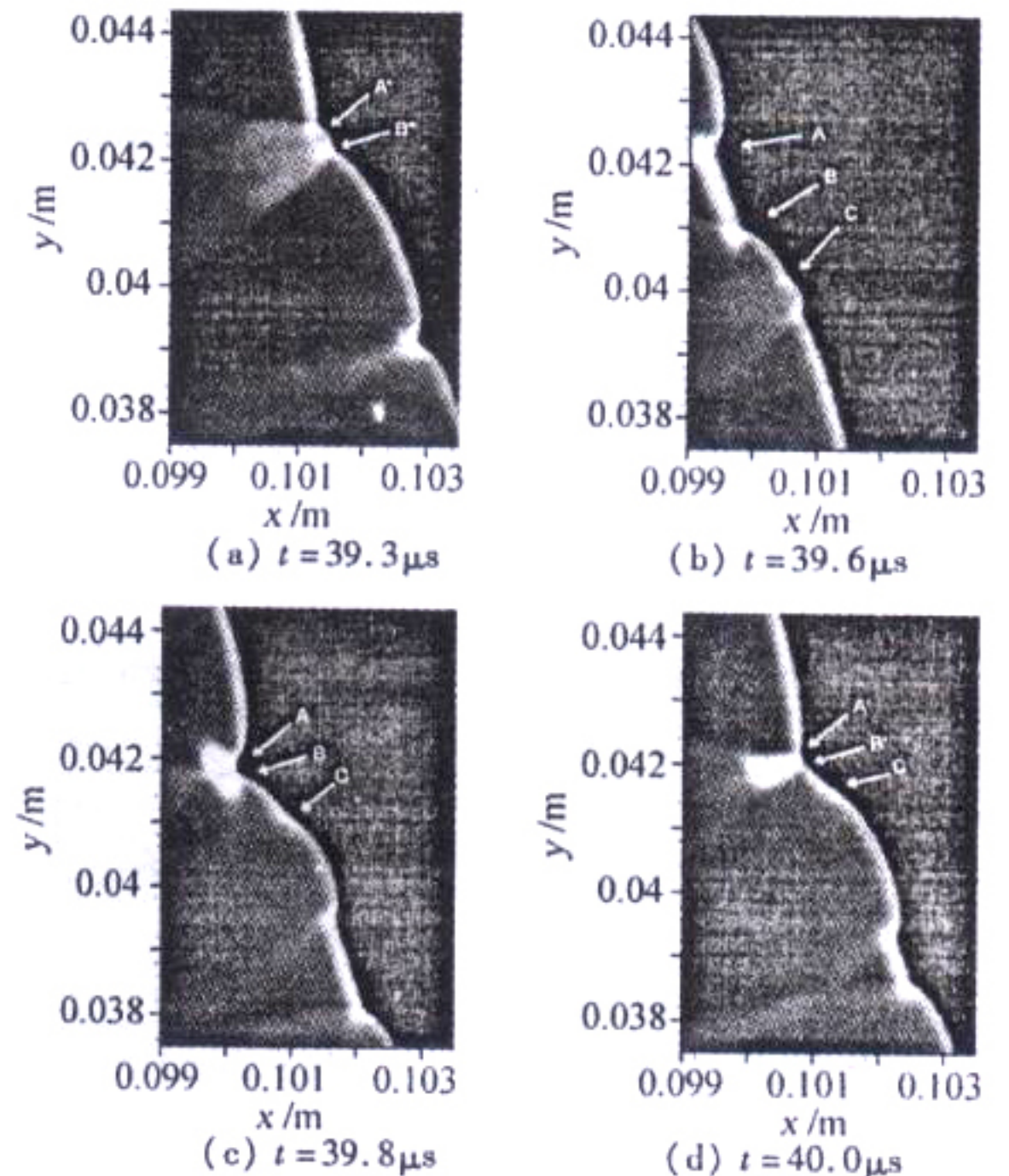
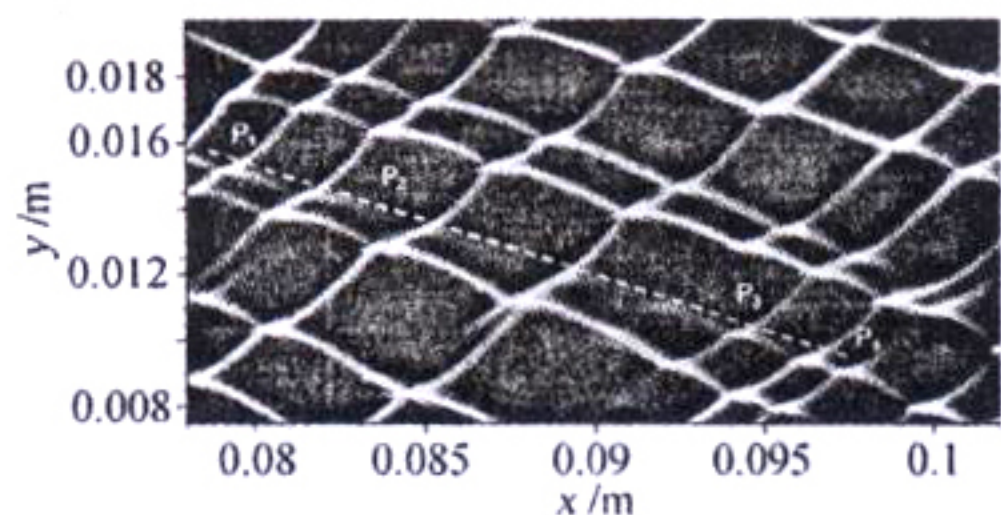


图11 四个时刻的密度分布表示了胞格自合并模式作用下三波结构的运动及相互作用

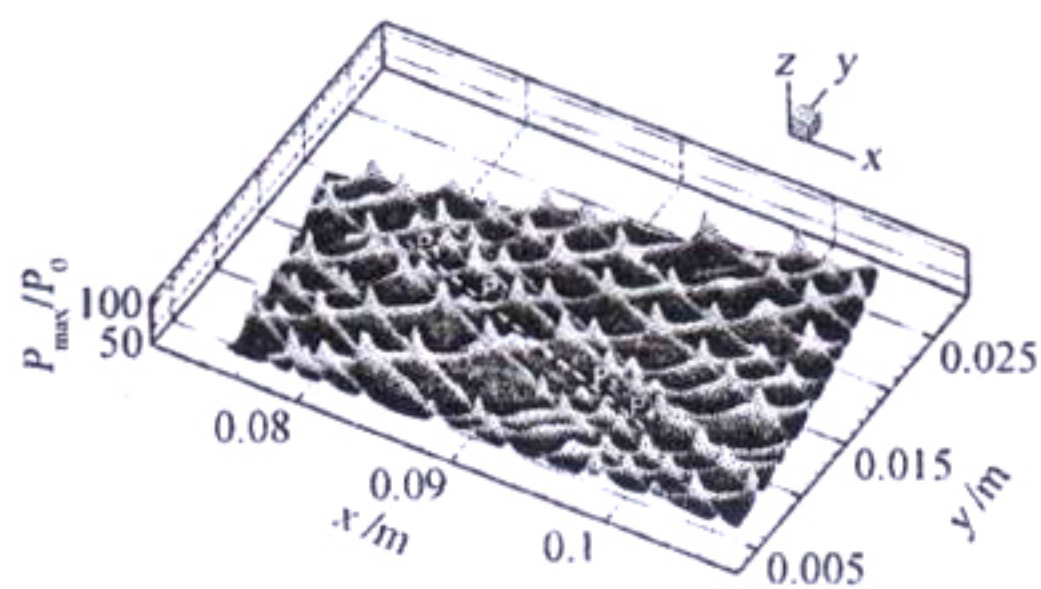
Fig. 11 Density contour showing the triple points interaction during cells self-merging at four successive time instants

2.5 三波点滑移

图 12(a)虚线表示了一种轨迹在 P_2 位置由强变弱,之后又在 P_3 位置重新变强的趋势。整个过程看似三波结构由 P_2 位置滑向了 P_3 ,因此形像地称为三波点滑移。三波结构在 P_2 点的弱化符合胞格自合并模式,它在 P_1 和 P_2 之间弱化为一个压缩扰动。随后在爆轰传播过程中,这个压缩扰动与流场中的其他结构相互作用而逐渐强化,并在 P_3 点重新形成一个三波结构,符合褶皱波阵面失稳模式。图 12(b)显示了流场中各点最大压力的分布云图,沿虚线的压力最大值变化也表示出这一三波结构的演化过程。 P_2 位置两侧的压力差异显示出三波结构的弱化,而在 P_3 之后压力峰值的增加也标志着爆轰三波结构的再生。沿虚线的压力峰值始终能够在云图中明显分辨出来,这也证明了前面所提的弱扰动可以沿波阵面传播,并在适当条件下在强化发展成为三波结构的结论。



(a) 三波点轨迹演化图



(b) 流场最大压力分布

图 12 三波点滑移模式

Fig. 12 The mode of triple point trajectory slipping

定义第五种演化模式的意义在于着重强调散心爆轰胞格演化过程中弱扰动的重要性。其演化形式是一个连续三波结构弱化和强化的变换,可以划分为二个阶段:一是爆轰三波结构的弱化,这里胞格自合并机理起主要作用;二是弱化的扰动沿波阵面传播过程中与其他结构相互作用不断强化的过程,褶皱波

阵面失稳机制主导。这种演化模式通常发生在较大的时空尺度里,涉及到了褶皱波阵面失稳和胞格自合并模式,对于实验观察研究是一个难题。

3 结 论

本文通过数值模拟研究了柱面散心爆轰的演化过程,讨论了五种主要的胞格演化模式的物理特征和演化机制:分别定义为内凹波阵面会聚、波阵面扭结、褶皱波阵面失稳、胞格自合并和三波点滑移。

内凹波阵面会聚模式的机制是内凹的前导激波和化学反应区共同作用的典型反馈过程,在这里存在一个流动膨胀弱化和波面会聚强化的竞争机制,最终会聚作用导致局部点爆炸产生,形成一对新的三波结构。波阵面扭结模式有两个主要物理过程,即过度变形波阵面演化和激波相互作用,它们的相互作用导致了单个三波结构的产生。对于褶皱波阵面失稳模式,局部爆轰阵面曲率趋于零,其稳定性处于临界状态,弱扰动导致褶皱阵面的形成,随后在与其他波结构的相互作用中形成新的三波结构。胞格自合并模式反映了三波结构之间的相互作用,即一个三波结构存在环境受到另外一个的影响,导致其弱化或破坏,该模式可以避免流场中形成尺寸过小的胞格。三波点滑移定义了三波结构弱化和强化的演变规律,其演变过程具有较大的时空尺度,表明了弱扰动在柱面散心爆轰演化过程中的重要作用,蕴涵了多种模式相互作用的物理机制。

参 考 文 献:

[1] 俞鸿儒. 激波在气体中传播[J]. 气体物理, 2006, 1: 1 - 5.
 [2] LEE JHS. Dynamic parameters of gaseous detonations [J]. *Ann. Rev. Fluid Mech*, 1984, 16:311 - 336.
 [3] SOLOUKLIN R. IZV. AKAD. Nauk SSSR [J]. *OTN Mekhan*, 1959, 6: 145.
 [4] LEE JHS. Initiation of gaseous detonation [J]. *Ann. Rev. Phys. Chem.*, 1977, 28: 75 - 104.
 [5] WATT SD, SHARPE GJ. Linear and nonlinear dynamics of cylindrically and spherically expanding detonation waves [J]. *J. Fluid Mech.*, 2005, 522: 329 - 356.
 [6] WANG C and JIANG Z. Numerical simulation of the cellular structure evolution in cylindrically diverging detonation [A]. 26th International Symposium on Shock Waves [C], Goettingen, Germany, 15 - 20 July (2007).

- [7] HAN GL, JIANG ZL, WANG C, ZHANG F. Cellular cell bifurcation of cylindrical detonations [J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2008, 25(6): 2125 - 2127.
- [8] ACHASOV OV, PENYAZKOV OG. Dynamics study of detonation - wave cellular structure 1. Statistical properties of detonation wave front [J]. *Shock Waves*, 2002, 11(4): 297 - 308.
- [9] 胡宗民, 孙宇峰, 郭长铭等. 气相爆轰波传播特性的数值模拟及实验对照 [J]. *空气动力学学报*, 2005, 23(2): 178 - 182.
- [10] 王昌建, 徐胜利. 直管内胞格爆轰的基元反应数值研究 [J]. *爆炸与冲击*, 2005, 25(5): 405 - 416.
- [11] SICHEL M, TONELLO N, ORAN E et al. A two - step kinetics model for numerical simulation of explosions and detonations in $H_2 - O_2$ mixture [J]. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 2001, 458: 49 - 82.
- [12] MCBRIDE B, ZEHE M, GORDON S. NASA glenn coefficients for calculating thermodynamics properties of individual species [R]. 2002, NASA/TP 211556.
- [13] ZHANG H. Non - oscillatory and non - free - parameter dissipation difference scheme [J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 1988, 6: 143 - 165.
- [14] STEGER JL, WARMING RF. Flux vector splitting of the inviscid gasdynamic equations with applications to finite difference methods [J]. *J. Comp. Phys.*, 1981, 40: 263 - 293.

Study on evolution mechanisms of cylindrically - diverging gaseous detonations

HAN Gui - lai¹, JIANG Zong - lin¹, WANG Chun¹, ZHANG Fan²

(1. Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Chinese Academy of Sciences, Institute of Mechanics, Beijing, 100190, China;

2. Defence Research and Development Canada - Suffield, PO Box 4000, Stn. Main, Medicine Hat, AB T1A 8K6, Canada)

Abstract: The evolution of cylindrically - diverging gaseous detonation has been numerically investigated by solving Euler equations implemented with an improved two - step chemical kinetic model and NND scheme. The expansion of the diverging space leads to the self - organization of traverse waves and cellular cell bifurcation during the detonation propagation, which results in roughly constant cell size as detonation front continuously expanding. From numerical results, five major modes for the wave front evolution are identified, named as the concave front focusing, the kinked wave front evolution, the wrinkled wave front instability, the self - merging of cells and the triple - point trajectory slipping, respectively, and the physical characteristics and propagation mechanisms related to each mode are examined carefully and explained in detail.

Key words: cylindrically - diverging detonation; self - organization of traverse waves; evolution modes; improved two - step method; cellular cell bifurcation