

文章编号: 1000-5773(2001)03-0205-10

气相爆轰波沿胞格的动力学机理研究

胡湘渝^{1,2}, 张德良¹

(1. 中国科学院力学研究所高温气体动力开放实验室, 北京 100080;

2. 北京理工大学爆炸与安全科学国家重点实验室, 北京 100081)

摘要: 建立了一种以子单元分析为基础, 研究气相爆轰波沿胞格运动时的动力学机理的新方法。根据该子单元的性质和斜冲击波关系, 首先推导了对撞前后前导冲击波沿胞格对称轴的马赫数之比和入射冲击波入射角及胞格几何性质的关系, 求解了胞格结构中的三波点对撞问题。然后, 采用爆炸波模拟前导冲击波的自持运动过程, 求解气相爆轰波沿胞格的动力学过程, 理论分析表明, 气相爆轰波在胞格起点首先经历一个增长过程, 然后才出现衰减。理论分析结果与实验和数值计算结果的比较表明符合得较好。

关键词: 爆轰波; 数值模拟; 基元化学反应; 网格

中图分类号: O381 **文献标识码:** A

1 引言

实验研究已经证实^[1~4], 气相爆轰波具有明显的复杂结构, 即胞格结构 (Cellular Structure)。气相爆轰波的前导冲击波由多个间隔排列的马赫干和入射冲击波组成。横波 (Transverse Wave) 与马赫干和入射冲击波相交于三波点并形成三波结构。放在爆轰管壁的烟熏玻璃片或金属片能记录三波点的运动轨迹, 它们表现为如图 1 所示的不断重复的类似“菱形”或“鱼鳞形”图案, 即爆轰胞格 (Detonation Cell)^[2]。

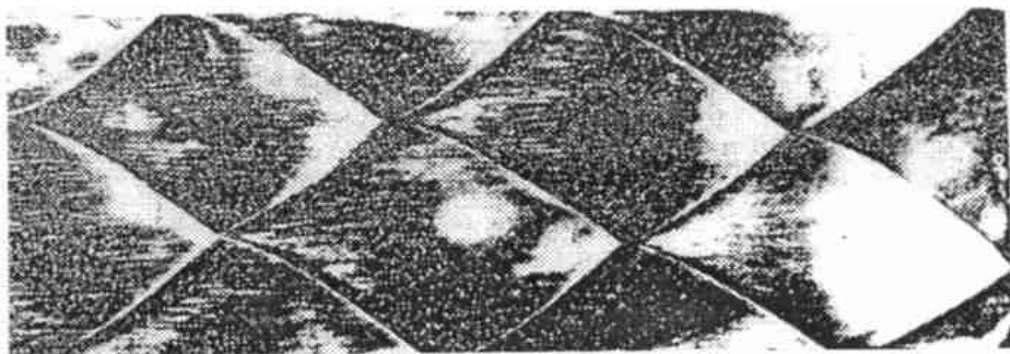


图 1 $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$ 混合气体中的爆轰胞格

Fig. 1 Detonation cells in $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$ mixture

* 收稿日期: 2000-12-21; 修回日期: 2001-02-21

基金项目: 国家自然科学基金资助(19872068)

作者简介: 胡湘渝(1973—), 男, 博士后。

关于气相爆轰波在传播过程中的动力学过程, Lundstrom^[5]、Crooker^[6]、Strehlow^[7,8]和 VMT^[9]等进行了大量的实验研究,图 2 给出了文献[10]实验测量的爆轰速度沿胞格对称轴的变化情况。Fickett^[2]、Lee^[11]和 Mitrofanov^[12]等对此作了很好的总结,认为气相爆轰波的传播速度在 $1.6 \sim 0.6 D_G$ 的范围内不断波动。Lundstrom^[5]、Strehlow^[13]、Edwards^[14]和 Urtiew^[15]等人的理论分析指出,三波结构在胞格的起点发生对撞,形成最大的爆轰压力和爆轰速度,当爆轰波沿着胞格对称轴传播时,爆轰压力和爆轰速度不断下降,在胞格的终点爆轰压力和爆轰速度达到最小值,然后又发生新的三波结构对撞,爆轰压力和爆轰速度产生阶跃,然后重复上述的动力学过程。

然而, VMT^[9]和 Thomas^[10]得到的爆轰压力沿胞格对称轴变化的实验结果表明,在胞格起点附近的压力变化实验无法分辨。Taki、Yoneda 和 Hikita^[16]通过实验测得爆轰速度沿胞格对称轴变化的曲线表明,在胞格起点附近存在一个局部极大值。Barthel^[17]的理论分析认为,在胞格起点由于三波结构对撞引起冲击压力突然增加,一定时间的延迟之后,对撞点附近的化学反应迅速增加而形成压力波。该压力波会追赶并增强前导冲击波。最近,Oran^[18]和 Gamezo^[19]的数值模拟结果表明,前导冲击波在胞格起点附近先是得到增强,并且在离胞格起点不远处达到最大值,然后才开始衰减。可见,在分析爆轰波沿胞格的动力学时,需要考虑化学对前导冲击波的影响和自持爆轰的作用。

基于上述实验和数值模拟上的新认识,本文工作的目的是在接近二维理想气相爆轰的条件下,建立适当的理论分析模型,研究三波结构的对撞和爆轰波沿胞格的运动过程。首先讨论规则重复的爆轰胞格的形成过程,由此定义一种子单元分解胞格结构。然后,导出了三波结构对撞前后前导冲击波沿胞格对称轴的马赫数之比和入射冲击波入射角及胞格几何性质的关系。最后,根据胞格子单元的特性,应用爆炸波衰减模型,对爆轰波及其胞格结构的动力学机理进行分析,分析结果与实验和数值结果进行了比较。

2 爆轰胞格的规则结构及其子单元

气相爆轰波规则重复的胞格图案是在爆轰波沿胞格结构向前传播的过程中,由三波点的运动描绘而成的。在爆轰波向前推进时,前导冲击波阵面的各区域在三波结构中不断地交替表现为入射冲击波和马赫干,这种交替的过程通过相邻三波结构的对撞来实现。如图 3 所示,在前导冲击波从 位置运动到 位置的过程中,和相邻两个三波结构中相连的入射冲击波不断地消减,两个三波结构不断逼近,然后相撞(例如图 3 中的 A 点),相撞后,在对撞点出现两个新的三波结构,与这两个新的三波结构相连的为新的马赫干,冲击压力也突然增加。另一方面,和入射冲击波相邻的三波结构中的马赫干不断扩张,冲击压力也不断衰减。在三波结构对撞、产生新的马赫干的同时,马赫干衰减为新的三波结构中的入射冲击波,完成一次马赫干到入射冲击波的交替。随着气相爆轰波不断地向前运动,马赫干和入射冲击波又衰减到三波结构对撞之前的状态,开始新一轮相邻三波结构的对撞(图 3 中的 B 点)并产生新马赫干,马赫

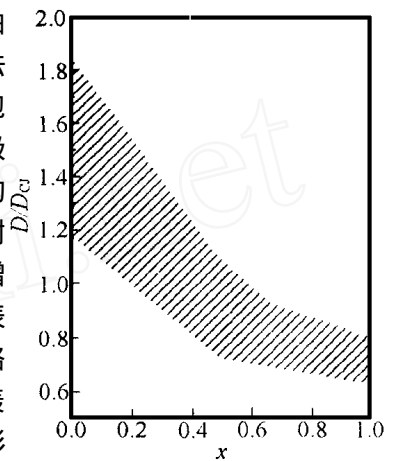


图 2 无量纲爆轰速度沿无量纲胞格位置变化范围

Fig. 2 Dimensionless detonation velocity versus dimensionless distance along cell

vesus dimensionless distance along cell

干又会衰减为新的入射冲击波,完成新一轮马赫干到入射冲击波的交替,并且不断地重复下去。同时,三波点的轨迹描绘出如图 3 所示规则重复的爆轰胞格图案。从图上不难看出,爆轰波阵面在不同胞格的相同相对位置具有相同的爆轰状态,这就是爆轰胞格结构的规则特性,即各胞格不但在几何上是全等的,而且在力学上也是全等的。

由于爆轰胞格具有规则重复的图案,因此通过分析爆轰波在一两个胞格的变化情况,就可以获得整个爆轰波阵面的信息。然而对于爆轰胞格的图案来说,构成胞格边界的各段三波点迹线都是相同的,因此有可能将爆轰胞格分解为更小的子单元,而爆轰波在该子单元内的变化能够代表整个爆轰波阵面的信息。

根据这一特性,我们可以将爆轰胞格图案进行分解:以两个相邻的马赫干和入射冲击波交替时的波阵面为纵向边界(图 3 中的 $A-C-A$ 和 $B-D-B$),以相邻的两个对称轴为横向边界(图 3 中的对称轴 2 和对称轴 3),作为整个爆轰胞格结构的子单元(图 3 中 $A-C-B-D$ 所围的部分),则整个边界内的爆轰胞格图案都可以由相同的子单元拼贴而成。可以看出,如果将气相爆轰波的前导冲击波阵面由胞格对称轴划分为前导冲击波阵面单元,则子单元实际上记录了一个前导冲击波阵面单元向前推进时的一次循环过程。

我们很容易从图 3 看出,本文中定义的子单元 $A-C-B-D$ 具有如下特性:

(1) 子单元的横向宽度正好为爆轰胞格宽度的 $1/2$,即 $d/2$ 。爆轰胞格的长度 l 有如下关系

$$AD > \frac{l}{2} > CB, AD + CB = l \tag{1}$$

(2) 因为子单元纵向两边的阵面在各自所在的爆轰胞格内的相对位置相同,所以有

$$Ma_A = Ma_B, p_A = p_B \tag{2}$$

其中 Ma_A 、 Ma_B 和 p_A 、 p_B 分别为阵面 $A-C-A$ 和 $B-D-B$ 的法向马赫数和冲击压力。

(3) 如果将子单元沿三波点迹线分割成两部分,将其中之一翻转并和另一半沿纵向拼接,则构成一个爆轰胞格沿对称轴的一半,又由于爆轰胞格的对称性,可知该子单元中的爆轰状态变化可以代表整个胞格中的爆轰状态变化。如果以马赫干和入射冲击波交替时的波阵面将胞格分为前后两部分,则三波点迹线凸向的部分($A-B-D$)代表前半胞格的区域,三波点迹线凹向的部分($A-C-B$)代表后半胞格的区域。

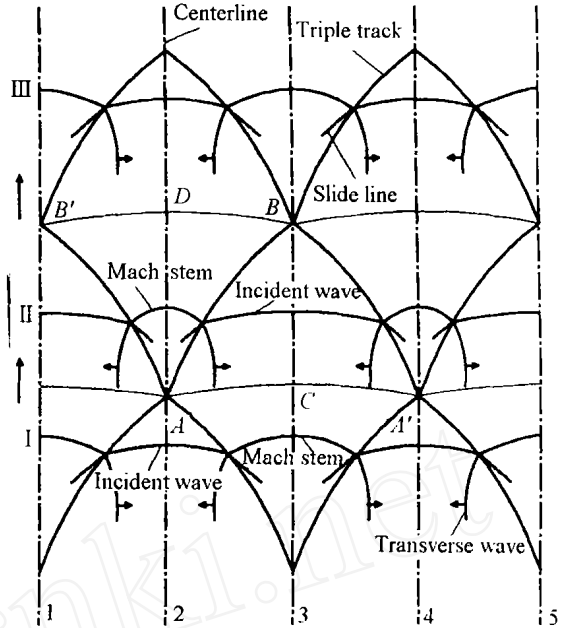


图 3 气相爆轰波的胞格结构和子单元

Fig. 3 Schematic of detonation cells and sub-cells

3 三波结构的对撞

Strehlow^[20]、Oppenheim^[21]和 Urtiew^[15]研究了气相爆轰波传播过程中的三波结构对撞问题,他们假设在三波点对撞前后入射冲击波的入射角 α_1 保持不变,采用图解法得到了胞格入射角 α_2 和出射角 α_2 与马赫干和入射冲击波阵面夹角 θ_1 的关系

$$\alpha_2 = \alpha_1 - \theta_1 \tag{3}$$

并且,求得三波结构对撞前后前导冲击波沿胞格对称轴的马赫数之比 Ma / Ma' 和入射冲击波的入射角 α_1 的关系

$$Ma / Ma' = \sin^2(\alpha_1 + \theta_1) / \sin^2 \alpha_1 \tag{4}$$

然而大部分气相爆轰实验数据只有烟熏膜记录的胞格几何信息,很难测得 α_1 的值。采用本文的方法可以得到 Ma / Ma' 和胞格入射角 α_2 和出射角 α_2 的直接函数关系。

由前文爆轰胞格规则特性的分析可知,三波结构对撞的初态和终态分别对应于三波结构在子单元三波点迹线终点 B 和起点 A 的状态。图 4 表示在一个子单元中三波点迹线起点 A (即碰撞后瞬间状态)和终点 B (即碰撞前瞬间状态)的三波结构详图。从图 4 中可以看出, A 、 B 点都在胞格结构的对称轴上,因此可假设 B 点的马赫干和 A 点的入射冲击波都垂直于对称轴。设入射冲击波 AC 在 A 点的法向马赫数为 Ma_{A1} ,且和马赫干的夹角为 θ_{A1} ,马赫干 BD 在 B 点的法向马赫数为 Ma_{B2} ,且和入射冲击波的夹角为 θ_{B2} ,则有

$$Ma_{A1} = Ma_{B2}, \quad \theta_{A1} = \theta_{B2} \tag{5}$$

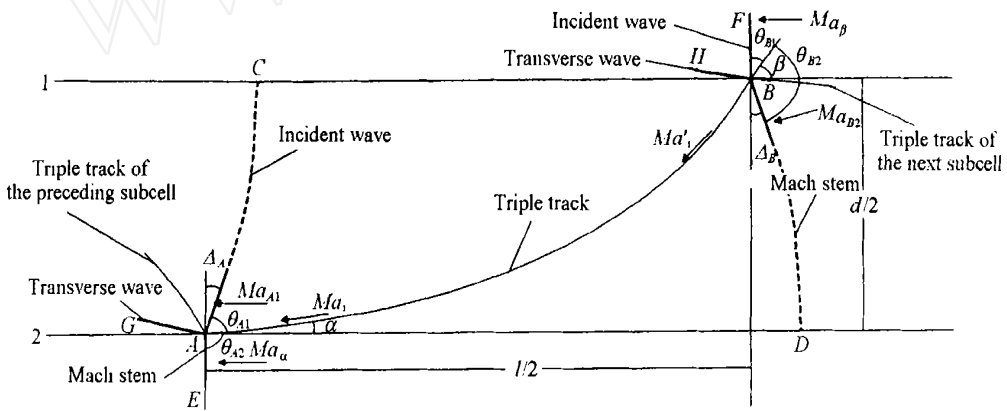


图 4 子单元中,三波起点、终点的三波结构

Fig. 4 Triple-shock structures at the two ends of the triple-point track of sub-cell

根据三波结构中的斜冲击波关系,对于 A 点,设马赫干的法向马赫数为 Ma ,三波点的来流马赫数为 Ma_i ,入射冲击波和马赫干的入射角分别为 α_1 和 α_2 ,有

$$Ma_i = Ma_{A1} / \sin \alpha_1 = Ma / \sin \alpha_2 \tag{6}$$

$$\alpha_1 + \alpha_2 = \theta_{A1} + \theta_{A2}$$

$$= \theta_{B2} - \theta_{B1} + \theta_{A2}$$

对于 B 点,设入射冲击波的法向马赫数为 Ma ,三波点的来流马赫数为 Ma_i ,入射冲击波和马赫干的入射角分别为 α_1 和 α_2 ,有

$$\begin{aligned}
 Ma_B &= Ma / \sin \alpha_1 = Ma_{B2} / \sin \alpha_2 \\
 \alpha_1 + \alpha_2 &= \alpha_B \\
 &= \alpha_B - \alpha_1
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

由这些几何关系,有

$$Ma_{A1} / Ma = (\cot \alpha_A - \tan \alpha_1) \sin \alpha_A \tag{8}$$

$$Ma_{B2} / Ma = (\cot \alpha_2 + \tan \alpha_B) \sin \alpha_B \tag{9}$$

将(5)式关系代入(8)式和(9)式,相除有

$$Ma / Ma = (\cot \alpha_A - \tan \alpha_1) / (\cot \alpha_2 + \tan \alpha_B) \tag{10}$$

若采用三波点对撞前后入射冲击波的入射角 α_1 保持不变的假设,则对于三波点迹线起点和终点的三波结构有 $\alpha_1 = \beta_1 = \alpha_1$ 成立,根据(6)式和(7)式的关系,可以得出

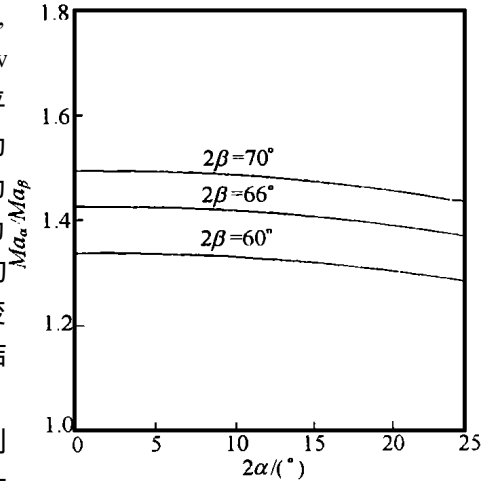
$$\frac{Ma_{A1}}{Ma} \cdot \frac{Ma_{B2}}{Ma} = 1 \tag{11}$$

再根据(8)式和(9)式,即可得出胞格入射角 α_2 和出射角 α_2 与马赫数和入射冲击波阵面夹角的关系,即(3)式的关系。由(3)式,(10)式变为

$$\frac{Ma}{Ma} = \frac{\cot(\alpha_B - \alpha_1) - \tan \alpha_1}{\cot(\alpha_2 - \alpha_1) + \tan \alpha_1} \tag{12}$$

这样,我们采用子单元的性质和斜冲击波关系,推导了三波结构对撞前后前导冲击波沿胞格对称轴的马赫数之比 Ma / Ma 和胞格几何形状的直接函数关系。另外,如果我们考察(12)式和(3)式,即可联立两式求解 α_1 。可见, α_1 并不独立于爆轰胞格的形状,即如果爆轰胞格确定, α_1 也是确定的。

图 5 给出了在胞格入射角为 60 ~ 70 °情况下, Ma / Ma 随胞格出射角 α_2 值变化的情况。Strehlow 等人根据实验分析表明^[20],在胞格爆轰的条件下,平均胞格入射角 α_2 对于所有的系统都几乎相同,约为 70 °。对于 2H₂ + O₂ + 7Ar 混合气体,胞格出射角约为 22 °,根据本文模型可以求得 α_1 约为 51 °, Ma / Ma 为 1.43。在通常情况下,胞格出射角要比胞格入射角的小得多,因此 Ma / Ma 的值应当总在 1.5 左右变化,这时, α_1 的变化范围应当在 50 °左右,这和实验结果相当符合^[2,9,22]。



如果认为爆轰波在胞格中的变化为衰减过程,则本文的计算值比图 2 的实验值小。可以证明,本文计算三波结构对撞的模型实际上和 Oppenheim 和 Urtiew 等人的模型是等价的。Urtiew 在分析 Ma / Ma 和实验值的关系时,通过变化 α_1 来符合实验值,而 α_1 本身并不独立,所以采用的 α_1 和实验值仍有较大差别。实

图 5 Ma / Ma 与胞格入射角和出射角的关系
Fig. 5 Dependence of Ma / Ma on the entrance angle and the exit angle

际上本文下一节的分析将指出,爆轰波在胞格中的变化过程有可能并不完全是一个衰减过程,三波结构对撞引起对撞点附近的化学反应突然增强,将对爆轰波在胞格内的波动有着重要影

响。

4 气相爆轰波在胞格中的变化过程

为了求解爆轰波在胞格中的变化过程,必须建立描述前导冲击波的模型。和 Lundstrom^[5]、Edwards^[14]和 Urtiew^[15]等一样,本文中我们采用衰减柱面爆炸波模型模拟前导冲击波在胞格内的变化。它前半胞格表现为马赫干,后半胞格表现为入射冲击波。定义衰减系数

$$= \frac{d \ln(Ma^{-2})}{d \ln r} \quad (13)$$

其中 Ma 为爆炸波阵面法向马赫数, r 为爆炸波阵面到一假想起源点的距离,该点位于胞格起点前距离为 r_0 的位置。然而根据第一节的讨论,我们假设爆轰波在胞格起点附近由于化学反应的突然增长而形成和衰减爆炸波同心的柱面压力波,该压力波追赶并增强前方的衰减波,从而影响爆炸波的衰减过程。因此,将前导冲击波在胞格中的变化过程划分为两个部分:一部分为从胞格起点附近长度为 k 的范围,定义前导冲击波的衰减系数为 α_1 ,以描述压力波对爆炸波的影响;另一部分为 k 以后的范围,定义前导冲击波的衰减系数为 α_2 ,并假设 α_1 和 α_2 皆为常数。

图 6 表示将该模型应用到一个子单元的情况。根据子单元的定义和特性可知,在子单元任意位置的三波结构中,入射冲击波由前一个子单元中的爆炸波衰减而成,显然其衰减系数为 α_2 。马赫干由当前子单元的爆炸波衰减而成。当马赫干在胞格起点附近的衰减系数为 α_1 时,马赫干在剩下区域内的衰减系数则为 α_2 。

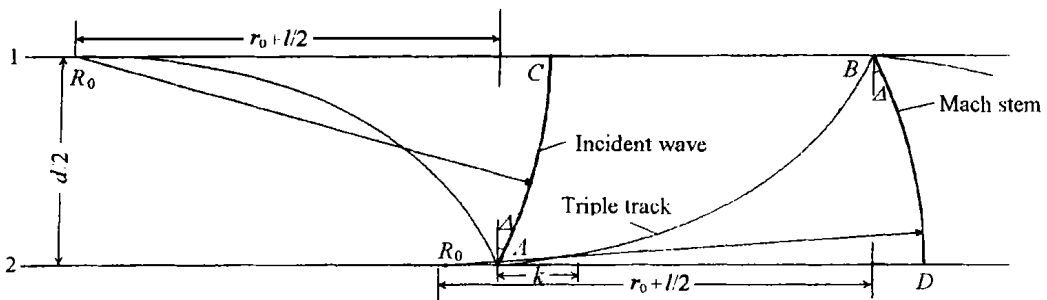


图 6 在子单元中任意位置的爆轰波衰减

Fig. 6 Modified blast wave model in a sub-cell

根据波阵面的几何关系,可以求得三波点迹线两端三波结构中的马赫干和入射冲击波的夹角为

$$= \arctan\left(\frac{d/2}{r_0 + l/2}\right) \quad (14)$$

根据几何关系,入射冲击波在子单元中三波点迹线起点的衰减半径为

$$r_h = [(r_0 + l/2)^2 + (d/2)^2]^{1/2} \quad (15)$$

根据子单元的性质,其在子单元中三波点迹线终点的衰减半径为 $r_0 + l$ 。因此,入射冲击波在 C 点和 B 点的法向马赫数的关系为

$$\frac{Ma_{A1}}{Ma} = \left(\frac{r_0 + l}{r_h}\right)^{\gamma/2} \tag{16}$$

同理,马赫干在子单元中三波点迹线起点附近的衰减半径 r_0 到 $r_0 + k$ 有

$$\frac{Ma_k}{Ma} = \left(\frac{r_0}{r_0 + k}\right)^{\gamma/2} \tag{17}$$

根据子单元的性质,马赫干在子单元内三波点迹线终点的衰减半径和入射冲击波在子单元中三波点迹线起点的衰减半径相等,也为 r_h ,则马赫干在衰减半径 $r_0 + k$ 到 r_h 有

$$\frac{Ma_k}{Ma_{B2}} = \left(\frac{r_0 + k}{r_h}\right)^{\gamma/2} \tag{18}$$

将(16)式、(17)式和(18)式代入(2)式,可得

$$\frac{Ma}{Ma} = \left(\frac{r_0 + k}{r_0}\right)^{\gamma/2} \cdot \left(\frac{r_0 + l}{r_0 + k}\right)^{\gamma/2} \tag{19}$$

由(12)式,上式可以写为

$$\frac{\cot(\alpha) + \tan(\beta)}{\cot(\alpha) - \tan(\beta)} = \left(\frac{r_0 + k}{r_0}\right)^{\gamma/2} \cdot \left(\frac{r_0 + l}{r_0 + k}\right)^{\gamma/2} \tag{20}$$

另外,由(2)式、(3)式、(9)式、(14)式和(16)式,可求得爆炸波起源点到胞格起点的距离和衰减系数 α

$$r_0 = \frac{d - l \tan(\alpha)}{2 \tan(\alpha)} \tag{21}$$

$$\alpha = \frac{2 \ln \{ [\cot(\alpha) + \tan(\beta)] \sin(\alpha) \}}{\ln \{ [\cot(\alpha) + l/d] \sin(\alpha) \}} \tag{22}$$

设爆轰波贯穿胞格的平均爆轰速度的马赫数为 Ma_{av} ,则衰减的爆轰波贯穿胞格所花费的时间和以平均爆轰速度贯穿胞格所花费的时间相同。另外,根据本文子单元的定义和性质(3),爆轰波在前半个胞格的传播时间和其在后半半个胞格的传播时间相等,因此有

$$\frac{r_0 + k}{r_0} \frac{dx}{Ma} + \frac{r_h}{r_0 + k} \frac{dx}{Ma} = \frac{r_0 + l}{r_h} \frac{dx}{Ma} = \frac{1}{2 Ma_{av}} \tag{23}$$

根据上式的后面两项,可以求得

$$Ma = \frac{2 Ma_{av} (r_0 + l)}{l (\gamma/2 + 1)} \left[1 - \left(\frac{r_h}{r_0 + l}\right)^{\gamma/2 + 1} \right] \tag{24}$$

根据上式的前面两项,以及(19)式的关系,我们有

$$\frac{(\gamma/2 + 1)}{(\gamma/2 + 1)} \left[(r_0 + k)^{\gamma/2 + 1} - r_0^{\gamma/2 + 1} \right] = (r_0 + k)^{(\gamma - \gamma/2)/2} \left[(r_0 + k)^{\gamma/2 + 1} + (r_0 + l)^{\gamma/2 + 1} - 2 r_h^{\gamma/2 + 1} \right] \tag{25}$$

根据本文模型, r_0 、 r_h 、 α 、 Ma 和 Ma 可以从(21)式、(15)式、(22)式、(24)式和(12)式直接求出,而 β 和 k 可以通过(20)式和(25)式联立求解。这样,如果确定胞格的入射角、出射角以及胞格的尺寸,即可求解影响气相爆轰波在胞格的变化过程的所有参数。

根据 β 、 α 以及气相爆轰波在胞格起点和终点的法向马赫数 Ma 和 Ma 以及(13)式,在胞格起点附近有

$$Ma = Ma \left(\frac{R}{R + x}\right)^{\gamma/2}, \quad 0 \leq x \leq k/l \tag{26}$$

其中 $R = r_0/l$ 为爆炸波起源点的相对位置, x 为气相爆轰波在胞格中沿对称轴的归一化位置。在胞格其它区域有

$$Ma = Ma \left(\frac{R+1}{R+x} \right)^{1/2}, \quad k/l < x < 1 \quad (27)$$

这样,我们得到了气相爆轰波在胞格内沿对称轴不同位置的爆轰速度变化情况。实际上,由于通过本文模型得到了描述爆轰胞格内爆轰状态需要的所有参数,因此可以计算在任意时刻和任意位置的爆轰波前导冲击波结构,包括横波的变化以及三波点迹线的形状等。

对于 $2H_2 + O_2 + 3Ar$ 混合气体,根据实验数据^[22],可以求得 α_1 、 α_2 分别约为 -0.94 和 0.8。图 7 为计算的爆轰速度沿胞格对称轴的变化过程。计算结果显示爆轰波在胞格的波动过程分为两个部分,首先在胞格附近得到增强,这一段增长的距离大约为胞格长度的十分之一,然后才开始衰减过程。用本文模型计算的爆轰波的衰减阶段和前文给出的实验结果^[12]相当符合,而不需要通过改变 α_1 来调整曲线的变化趋势。关于胞格附近的情况,实验的数据点十分缺乏,但是,本文的计算结果与 Oran^[18]和 Gamezo^[19]的数值模拟得到的爆轰速度在胞格起点的变化曲线比较符合。

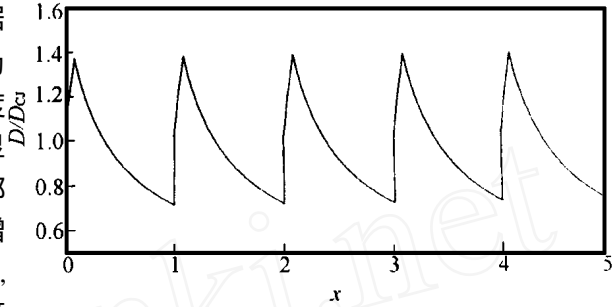


图 7 轴向爆轰速度沿胞格的波动变化

Fig. 7 Variation of detonation velocity along the centerline

5 结 论

采用子单元描述气相爆轰波胞格结构,给出了求解三波点对撞问题的分析新方法,该方法可以通过爆轰胞格的入射角和出射角的数据直接计算三波结构对撞前后轴向马赫数之比 Ma / Ma 和入射冲击波的入射角 α_1 ,计算的 α_1 值和实验结果相符。应用子单元分析的结果和爆炸波衰减模型,得到求解气相爆轰波在胞格中运动过程的分析方法。计算实例表明,气相爆轰波在胞格起点首先经历一个增长过程,然后才出现衰减,直到胞格的终点。计算值与实验和数值计算结果的比较表明符合得较好。

参考文献:

- [1] Strehlow R A. Gas Phase Detonations: Recent Developments [J]. Combustion and Flame, 1968, 12(2): 81-101.
- [2] Fickett W, Davis W C. Detonation [M]. Berkeley, CA: University of California Press, 1979.
- [3] Lee J H S. Dynamic Parameters of Gaseous Detonations [J]. Ann Rev Fluid Mech, 1984, 16: 311-336.
- [4] Nettleton M A. Gaseous Detonation [M]. London: Chapman and Hall, 1987.
- [5] Lundstrom E A, Oppenheim A E. On the Influence of Nonsteadiness on the Thickness of the Detonation Waves [J]. Proc Roy Soc A, 1969, 310: 463-478.
- [6] Crooker A J. Phenomenological Investigation of Low Mode Marginal Planar Detonations [D]. University of Illinois, 1969.
- [7] Strehlow R A. Multi-Dimensional Detonation Wave Structure [J]. Astronautica Acta, 1970, 15: 345-357.

- [8] Strehlow R A ,Crook A J. The Structure of Marginal Detonation Waves [J]. Acta Astronautica ,1974 ,1 :303-315.
- [9] Voitsekhovskiy B V ,Mitrofanov V V ,Topchian M E. Front Structure of Detonation in Gases [R]. AD-633821. 1963.
- [10] Thomas G O ,Lefebvre M H ,van Tiggelen P J. Preliminary Experimental Investigation of Pressure Evolution in Detonation Cells [J]. Experimental and Fluid Science ,2000 ,21 :64-70.
- [11] Lee J H S. Dynamic Structure of Gas Detonation ,Dynamic Structure of Detonation in Gaseous and Dispersed Media [M]. Netherland : Kluwer Academic Publishers ,1991. 1-25.
- [12] Mitrofanov V V. Modern View of Gas Detonation Mechanisms [J]. Progress in Astronautics and Aeronautics ,1996 ,137 :324-340.
- [13] Strehlow R A. Detonation Structure and Gross Properties [J]. Combustion Science Technology ,1971 ,4 :65-71.
- [14] Edward D H ,Hopper G ,Job E M ,et al. The Behaviour of the Frontal and Transverse Shocks in Gaseous Detonation Waves [J]. Astronautica Acta ,1970 ,15 :323-333.
- [15] Urtiew P A. Idealized Two-Dimensional Detonation Waves in Gaseous Mixtures [J]. Acta Astronautica ,1976 ,3 :187-200.
- [16] Takai R ,Yoneda K ,Hikita T. Study of Detonation Wave Structure [A]. Fifteenth Symposium (International) on Combustion [C]. Pittsburgh :The Combustion Institute ,1974. 68-78.
- [17] Barthel H O. Reaction Zone-Shock Front Coupling in Detonations [J]. Physican of Fluids ,1972 ,15 (1) :43-50.
- [18] Oran E S ,Weber J E ,Stefaniw E I ,et al. A Numerical Study of Two-Dimensional H₂-O₂-Ar Detonation Using a Detailed Chemical Reaction Model [J]. Combustion and Flames ,1998 ,113 :147-163.
- [19] Gamezo V N ,Desbordes D ,Oran E S. Formation and Envolution of Two-Dimensional Cellular Detonations [J]. Combustion and Flames ,1999 ,116 :154-165.
- [20] Strehlow R A ,Admaczyk A A ,Stiles R J. Transient Studies of Detonation Waves [J]. Astronautica Acta ,1972 ,17 :509-527.
- [21] Oppenheim A E ,Smolen J J ,Kvak D ,et al. On the Dynamics of Shock Intersections [A]. Fifth Symposium (International) on Detonation [C]. Arlington ,Va :ONR ,Department of Navy ,1972. 119-1136.
- [22] Steel G B. Experimental Study of the Wave Structure of Marginal Detonation in a Rectangular Tube [D]. Berkeley , CA :University of California ,1966.

STUDY ON DYNAMIC MECHANISM OF CELLULAR STRUCTURE

HU Xiang-yu^{1,2}, ZHANG De-liang¹

(1. *LHD, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Science, Beijing 100080, China;*

2. National Laboratory of Explosion and Safety Science, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract : In this paper, the regular detonation cells were divided into the primary units, referred to as sub-cells of cellular detonation. By examining the dynamic process of detonation waves propagating along these sub-cells, theoretical analysis was conducted to study the dynamic mechanism of the two-dimensional idealized detonation waves in gaseous mixtures. Based on the theory of oblique shock waves, an analytical formula was derived to describe the relation between the Mach number ratio through triple-shock collision and the geometric properties of detonation cells. From this formula the incident angle can be also calculated. By applying a modified blast wave theory, an analytical model was developed to predict the dynamic process of detonation waves along the sub-cell. The results calculated from the analytical model show that detonation waves are first strengthened at the beginning of the sub-cell after triple-shock collisions, and then decay until the detonation waves reach the sub-cell end. These analytical results were compared with experimental data and previous numerical results, the agreement between them appears to be good, in general.

Key words : gaseous detonation, detonation cell, cellular structure, dynamic mechanism