

文章编号: 1001-1455(2000)01-0064-04

高能炸药散心爆轰波绕射传播的数值模拟^①

刘尔岩, 王元书

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

摘要: 从曲面爆轰波的 Hugoniot 关系式出发, 应用燃烧模型模拟散心爆轰波的传播, 分析了空间步长不是足够小时, 不能同时准确给出爆轰波走时及波阵面物理量的原因。对球壳装药散心爆轰波的长程绕射作了二维计算, 应用 δ 燃烧模型并细分空间网格。除起爆点附近, 计算的爆轰波走时与实验相差均在 0.2 μ s 以内; 稳定传播的爆轰波波阵面压力计算值接近 p_J 。可见, 应用燃烧模型模拟散心爆轰波的传播, 化学反应区内的空间步长需足够小。最后对 Program 燃烧模型不能很好地模拟多维效应作了分析。

关键词: 散心爆轰波; 燃烧模型; 反应率; 空间步长

中图分类号: O381 文献标识码: A

1 一维球面散心爆轰波

Bukiet^[1-2] 分析了散心曲面爆轰波的特性, 给出了曲面爆轰波的 Hugoniot 关系式

$$\begin{aligned}
J[\rho(u-D)] &= -\kappa\omega(\rho_1(u_1-D) + \bar{\rho}D) \\
J[\rho u(u-D) + p] &= -\kappa\omega(\rho_1 u_1(u-D) + p_1 + \bar{\rho}uD - \bar{p}) \\
J[\rho\epsilon(u-D) + up] &= -\kappa\omega(\rho_1 \epsilon_1(u_1-D) + u_1 p_1 + \bar{\rho}\epsilon D)
\end{aligned} \tag{1}$$

式中: $J[f] = f_0 - f_1$, $\epsilon = 0.5u^2 + e + (1-F)Q$, e 为质量内能, Q 为质量化学能。 F 为化学反应份额, 当 $F=0$ 时, $f=f_0$, 当 $F=1$ 时, $f=f_1$ 。

对比于平面爆轰波, 上式出现了正比于爆轰波波阵面曲率 κ 及化学反应区宽度 ω 的修正项, 使曲面爆轰波的传播速度及波阵面上的状态量均低于平面爆轰波稳定传播时的各物理状态量

$$p(\kappa) < p_J, \quad \rho(\kappa) < \rho_J, \quad D(\kappa) < D_J$$

我们应用 δ 燃烧模型计算了球心起爆的球面爆轰波的传播。基本方程组为

$$\begin{aligned}
\frac{\partial R}{\partial t} &= u, & \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{R^2}{r^2} \frac{\partial(p+q)}{\rho_0 \partial r}, & \frac{v}{v_0} &= \frac{R^2}{r^2} \frac{\partial R}{\partial r}, \\
\frac{\partial e}{\partial t} + (p+q) \frac{\partial v}{\partial t} &= 0, & q &= \frac{l^2}{2v} \frac{\partial u}{\partial r} \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right| \right)
\end{aligned}$$

① 收稿日期: 1999-01-06; 修订日期: 1999-05-05
基金项目: 中国工程物理研究院行业预研基金项目(980109); 国家自然科学基金项目(19872014)。
作者简介: 刘尔岩(1940—), 女, 副研究员。

式中: R 为欧拉坐标, r 为拉格朗日坐标, u 为质点速度, p 为压力, e 为比内能, v 为比容, q 为人工粘性项。

化学反应区及爆轰产物的状态方程都取为多方形式: $p = (\gamma - 1)\rho\delta$ 。其中 $\gamma = 2.99$, $D_J = 8.712\text{km/s}$, $\rho_0 = 1.845\text{g/cm}^3$ 。

炸药的 δ 燃烧模型^[3]: 化学反应区, $\delta = \alpha D_J(t - \tau)/\Delta R$, 其中 τ 为质团压缩比达到 1.03 的时刻, ΔR 为空间步长。 $\delta = 0, 1$ 分别对应于固体炸药及爆轰产物。

表 1 为半径 13cm 处球面爆轰波波阵面上的压力随空间步长的变化, 其中 $p_J = 35.1\text{GPa}$ 。可以看到, 随空间步长 ΔR 的增大, 散心爆轰波波阵面上压力 $p(\kappa)$ 单调下降。敏感高能炸药 (HE) 的化学反应区宽度为 0.01mm 量级^[4]。从 Bukiet 给出的曲面爆轰波的 Hugoniot 关系式 (1) 可以看到, 当 $\omega \rightarrow 0$ 时, 修正项作用很小, 当 HE 炸药的散心爆轰波稳定地传播时, 波阵面曲率影响不大^[4], 亦即 $p(\kappa) \approx p_J$ 。表 1 列出的波阵面上的压力下降可达 20% 以上, 完全是由于计算网格过大造成的。我们应用了对应 ZND 结构的燃烧模型, 计算反应份额 F 从 0 到 1 的爆轰增长过程。引入的化学反应率 dF/dt , 类似于无反应冲击波的人为粘性, 给爆轰波一个人工的厚度, 扩大了反应区的宽度, 过渡区占了 4~5 个网格。从式 (1) 可看到: 曲率效应也人为地扩大了许多倍, 致使 $p(\kappa)$ 较小 p_J 小了许多。可见, 应用燃烧模型计算时, 空间步长要足够小, 减小网格尺寸, 人为的反应区宽度减小, Hugoniot 关系式中修正项的作用下降, 人为的曲率效应也减小。因为爆轰波的数值宽度正比于网格尺寸, 所以在计算中, 网格大小和网格座向有重要影响。

表 1 球面散心爆轰波波阵面上
压力随空间步长的变化

Table 1 The influence of step length
on the calculated pressure of
spherical divergent detonation wave

$\Delta R/\text{mm}$	p/GPa	$(p_J - p)/p_J$
4.00	26.81	0.24
3.00	28.46	0.19
2.00	29.78	0.15
1.00	31.86	0.09
0.50	32.77	0.07
0.25	33.61	0.04

2 具有 Fe 内外惰层的球壳装药一点起爆

球壳装药的一点起爆装置如图 1, 装药内外半径分别为 7.2 和 9.1cm, 装药内外各有 5mm 厚 Fe 惰层, 在装药外界面上一点起爆。

我们应用 BAC 程序^[5] 对这一长程绕射问题作了弹塑性计算。装药的状态方程及化学反应率函数同于前面对一维球面散心爆轰数值模拟时的处理。除炸药外界面的起爆点附近, 炸药内、外界面的各点走时计算值与测试结果之差均在 0.2 μs 之内, 见图 2。从图 3 可见, 爆轰波波阵面上的压力已达到 34GPa, 接近 p_J (35GPa)。计算结果与实验测试结果符合很好。

在炸药外界面的起爆点附近, 爆轰波波阵面与外壳 Fe 的内界面交角接近 90°。从经典的冲击波极线理论可知, 当爆轰波与 Fe 斜相互作用角在 75°到 90°范围时, 将在爆轰产物中反射稀疏波。此时, 粒子速度方向与界面几乎成垂直, 这种情况下的滑移线如何处理, 尚待研究。从起爆点向炸药内界面作切线, 当爆轰波传播到切点附近, 爆轰产物中也出现了反射稀疏波, 导致爆轰产物的粒子喷射现象 (见图 4)。计算中在滑移线间设置一空腔, 爆轰产物粒子的喷射现象便消除了。

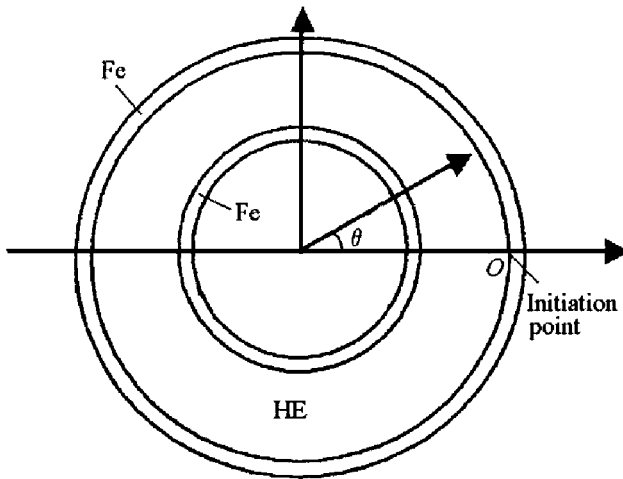


图 1 球壳装药的一点起爆装置
Fig.1 The scheme for diffraction of divergent detonation

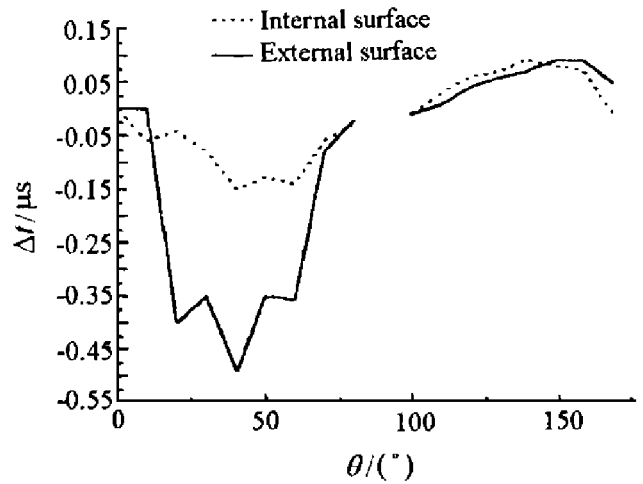


图 2 炸药内外界面爆轰波走时差
Fig.2 The time difference between calculated result with δ Burn Model and experimental record for spread of divergent detonation

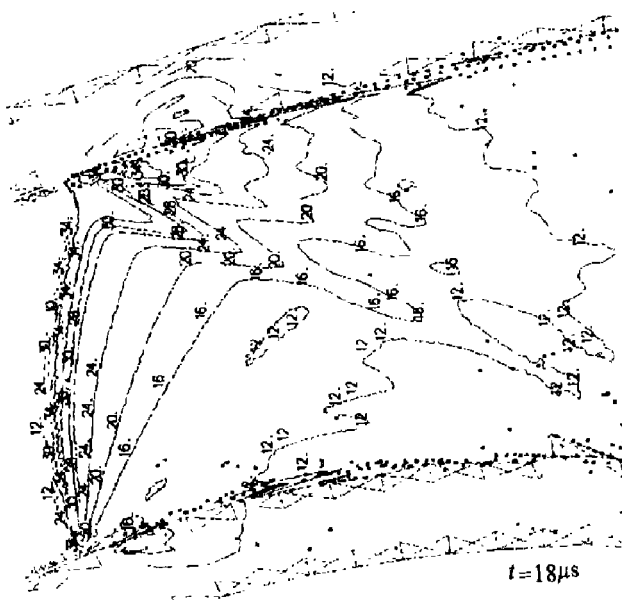


图 3 爆轰波波阵面压力
Fig.3 The calculated results of diffraction of the divergent detonation wave

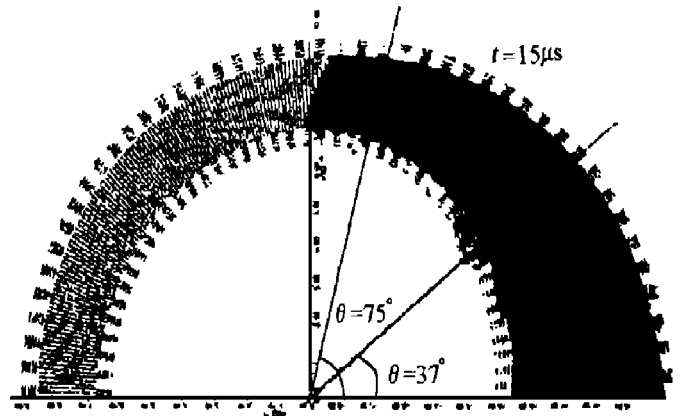


图 4 爆轰波的传播
Fig.4 Shape of detonation head at $t = 15\mu s$ after ignition for a spherical shell

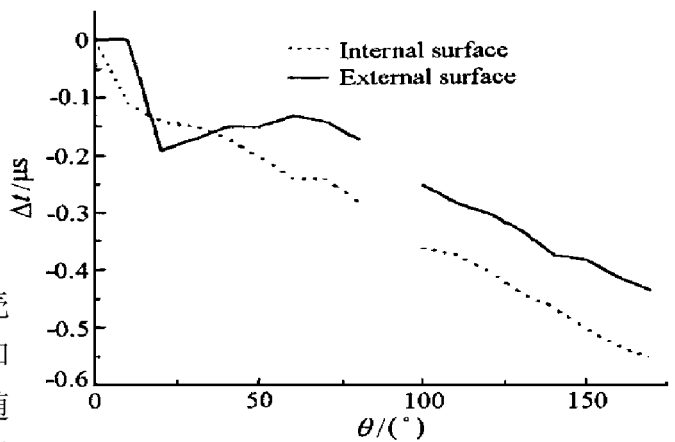


图 5 炸药内外界面爆轰波走时差
Fig.5 The time difference between calculated result with Program Burn Model and experimental record for spread of divergent detonation

3 多维装药与边界条件的影响

应用Program BurnModel也计算了上述球壳装药散心爆轰波的绕射传播过程, 网格划分和其他计算条件完全与 2 相同。从图 5 可见, 随着爆轰波绕射极角的增加, 炸药内外界面上爆轰波走时的计算值与实验值之差越来越大, 计算值偏快。这是由于计算中假定了爆轰波的传播速度为常数 D_j , 爆轰波与边界相互作用产生的反射冲击波或稀疏波的作用不能体现在爆轰

波的走时计算中,致使 Program Burn Model 不能很好地模拟多维效应。

参考文献:

- [1] Bukiet B G. Detonation Waves and the Front Tracking Method [J] . Phys Fluids A, 1992, 4(9): 2070 ~ 2081.
- [2] Bukiet B G. Understanding Curved Detonation Waves [A] . Proceedings Tenth International Detonation Symposium [C] . Boston: [s. n.], 1993. 19 ~ 26.
- [3] 朱建士, 魏振典, 周德忠. 定常爆轰数值模拟中人为粘性与人为反应率的选取 [J] . 爆炸与冲击, 1983, 3(1): 21 ~ 27.
- [4] Bdzil J B, Wildon Fickett D, Scott Stewart. Detonation Shock Dynamics: A New Approach to Modeling Multi-dimensional Detonation Waves [R] . LA-UR 89-2872, 1989.
- [5] 恽寿榕, 等. 爆炸力学计算方法 [M] . 北京: 北京理工大学出版社, 1995. 211 ~ 221.

Numerical Simulation of Diffraction of a Divergent Detonation

LIU Er-yan, WANG Yuan-shu

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

Abstract: From Hugoniot formula of divergent detonation, we have analyzed the cause that the numerical results of running time and physical state cannot be simultaneously accurate enough for a divergent detonation wave when the grid length is not small enough. The long distance diffraction of the divergent detonation in a spherical explosive shell is simulated with the δ Burn Model and with small grids. The computed running times of the detonation along the surfaces of the explosive are in good accord with the experimental records within $0.2\mu\text{s}$, except at the neighborhood of the detonator. Finally, the Program Burn Model is discussed in this paper.

Key words: divergent detonation wave; burn model; reactive rate; grid size