文章编号:1000-5773(2012)06-0601-07

HMX 炸药燃烧转爆轰数值模拟*

董贺飞,赵艳红,洪 滔

(北京应用物理与计算数学研究所,北京 100094)

摘要:以两相流模型为基础,气相产物状态方程采用基于统计物理的类 CHEQ 的计算结果,建立了 HMX 炸药的燃烧转爆轰数学模型。采用 CE/SE 方法模拟了颗粒度为 125 μm 的 HMX 炸药的燃烧转爆轰过程,得到了爆轰参数及流场变化规律。模拟了装填密度对 HMX 炸药燃烧转爆轰的影响,并与实验进行了对比。数值模拟结果表明,在相同的点火条件下,爆轰成长距离在一定范围内随装填密度呈"U"形变化。

关键词:HMX 炸药;燃烧转爆轰;数值模拟

中图分类号:O381 **文献标识码**:A

1 引 言

燃烧转爆轰(DDT)是燃烧向爆轰转变的过程,它是炸药的重要特征之一。研究炸药的 DDT 过程对炸药的生产、储存和使用具有重要的意义,各国学者都十分重视。迄今为止,国内外对炸药的 DDT 过程进行了较多的实验研究。炸药的 DDT 过程受很多因素的影响,包括装填密度、颗粒尺寸、约束强度、化学能释放率等,因不可能进行大量的实验研究,所以数值模拟是 DDT 研究的有力工具。

目前,对炸药 DDT 过程的数值模拟主要采用两相流理论模型。Kuo 等[1]和 Gough 等[2]最早采用两相流模型研究燃烧问题,他们假定固相不可压缩,因此只考虑低速、低压的燃烧。为了考虑两相的可压缩性和颗粒间的相互作用,Passman 等[3]在两相模型中引入了体积分数守恒方程。Baer 等[4]和 Powers 等[5]进一步完善了两相流模型。Baer 在其模型的基础上,对不同装填密度的 HMX 炸药 DDT 过程进行了数值模拟。Gonthier 等[6]采用高精度 Godunov 方法求解了 DDT 模型方程。杨涛等[7]、张小兵[8]、秦根成等[9]采用 Mac Cormack 格式对火药颗粒床和 NEPE 推进剂的 DDT 过程进行了数值模拟。贾祥瑞等[10]采用二阶中心格式数值模拟了固体推进剂多孔床的 DDT 过程。数值模拟 DDT 过程首先要能够高精度处理流场中的强间断。Mac Cormack 格式和中心格式都需要加入很强的人工粘性,导致求解精度下降;而以 Riemann 问题为基础的各种方法在构造 Riemann 解时都非常复杂。为了克服这些困难,本研究采用 CE/SE[11]方法数值模拟 HMX 颗粒炸药的 DDT 过程。CE/SE 方法是一种新型的守恒型方程计算方法,它物理概念清晰、计算精度高、构造简单,是很有发展潜力的一种数值方法。

气相产物的状态方程是数值模拟炸药反应过程的重要参数。本研究采用类 CHEQ 的计算结果描述 HMX 炸药的产物性质,类 CHEQ 程序[12-13]建立在产物的基础上,采用统计物理的方法描述爆轰产物的性质,计算的爆轰参数与实验符合较好,物理规律更符合实际过程。

2 两相流模型

目前 DDT 过程的数值模拟主要为两相流理论模型,模型对 DDT 过程作了以下假设:气、固运动是

* **收稿日期**:2011-05-09;**修回日期**:2011-06-16

作者简介:董贺飞(1981—),男,博士,副研究员,主要从事爆轰理论分析和数值模拟研究. E-mail:dong_hefei@iapcm.ac.cn

通讯作者:洪 滔(1965—),男,博士,研究员,主要从事高速冲击、爆轰理论分析和数值模拟研究.
E-mail:hongtao@iapcm.ac.cn

一维的;气、固两相都是连续流,可占据空间任意一点;气体和固体满足各自的守恒方程,考虑气、固两相之间的质量、动量和能量交换;反应过程完全密封;粒子为球形,粒子着火从外表面开始燃烧,服从线性燃烧定律。DDT 过程的控制方程为

$$\frac{\partial(\rho_1\varphi_1)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho_1\varphi_1 u_1)}{\partial x}=\Gamma \tag{1}$$

$$\frac{\partial(\rho_1\varphi_1 u_1)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho_1\varphi_1 u_1^{\,2}+p_1\varphi_1)}{\partial x}=\Gamma u_2-D \tag{2}$$

$$\frac{\partial[\rho_1\varphi_1(e_1+u_1^2/2)]}{\partial t}+\frac{\partial[\rho_1\varphi_1 u_1(e_1+u_1^2/2+p_1/\rho_1)]}{\partial x}=\Gamma(e_2+u_2^2/2+q_{\mathrm{chem}})-Du_2-Q \tag{3}$$

$$\frac{\partial(\rho_2\varphi_2)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho_2\varphi_2 u_2)}{\partial x}=-\Gamma \tag{4}$$

$$\frac{\partial(\rho_2\varphi_2 u_2)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho_2\varphi_2 u_2^{\,2}+p_2\varphi_2)}{\partial x}=-\Gamma u_2+D \tag{5}$$

$$\frac{\partial[\rho_2\varphi_2(e_2+u_2^2/2)]}{\partial t}+\frac{\partial[\rho_2\varphi_2 u_2(e_2+u_2^2/2+p_2/\rho_2)]}{\partial x}=-\Gamma(e_2+u_2^2/2)+Du_2+Q \tag{6}$$

$$\frac{\partial\varphi_2}{\partial t}+u_2\frac{\partial\varphi_2}{\partial x}=\frac{\varphi_1\varphi_2}{\mu_{\mathrm{c}}}(p_2-p_1-f)-\frac{\Gamma}{\rho_2} \tag{7}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t}+\frac{\partial(u_2 n)}{\partial x}=0 \tag{8}$$

$$\frac{4}{3}\pi r^3 n=\varphi_2 \tag{9}$$

$$\varphi_1+\varphi_2=1 \tag{10}$$

式中:下标“1”和“2”分别表示气相和固相;φ_1 和 φ_2 分别为气相和固相的体积分数,ρ、p、u、e 分别为密度、压力、速度和比内能,Γ 为单位时间内燃烧消耗的固相质量,D 为气、固相间阻力,Q 为两相之间的对流换热速率;q_{chem}为炸药化学反应释放的能量,f 为固体颗粒间应力,μ_{c} 为炸药的压缩粘性,n 为单位体积内的颗粒数目,r 为颗粒半径。

对于球形颗粒,根据表面线性燃烧定律,固相质量变化率为

$$\Gamma=\frac{3}{r}\rho_2\varphi_2 a p_1^{\,m}H(T_2-T_{\mathrm{ig}}) \tag{11}$$

式中:T_{ig}是炸药点火温度。H 是 Heaviside 函数,$T_2<T_{\mathrm{ig}}$时,$H=0$;$T_2\geqslant T_{\mathrm{ig}}$时,$H=1$。

相间阻力 D 为

$$D=\frac{\mu_{\mathrm{g}}}{(4r)^2}(u_1-u_2)f_{\mathrm{pg}} \tag{12}$$

式中:μ_{g}是气体粘性,f_{pg}为无量纲阻力系数

$$f_{\mathrm{pg}}=\left(\frac{\varphi_2}{\varphi_1}\right)^2\left[276+5\left(\frac{Re}{\varphi_2}\right)^{0.87}\right] \tag{13}$$

相间对流换热速率 Q 为

$$Q=\frac{3}{r}\varphi_2(T_1-T_2)h_{\mathrm{pg}} \tag{14}$$

式中:h 是传热系数

$$h_{\mathrm{pg}}=0.65\left(\frac{k_{\mathrm{g}}}{2r}\right)Re^{0.7}P_{\mathrm{r}}^{\,0.33} \tag{15}$$

式中:k_{g}为气体热导率,Re 是雷诺数,P_{r} 是普朗特数。

颗粒间应力 f 采用线性假设[5],表达式为

$$f=\frac{\varphi_2}{\varphi_{20}}(p_{20}-p_{10}) \tag{16}$$

式中:下标“0”代表初始时刻。

为减小计算量,本研究并未将计算气相产物状态方程的类 CHEQ 程序作为子程序带入流体力学程序计算,而是将其计算结果拟合成 JWL 形式

$$p_1 = A\mathrm{e}^{-R_1\rho_{10}/\rho_1} + B\mathrm{e}^{-R_2\rho_{10}/\rho_1} + \omega\rho_1 c_{v1} T_1 \tag{17}$$

$$e_1 = \frac{A}{R_1\rho_{10}}\mathrm{e}^{-R_1\rho_{10}/\rho_1} + \frac{B}{R_2\rho_{10}}\mathrm{e}^{-R_1\rho_{10}/\rho_1} + c_{v1} T_1 \tag{18}$$

固相状态方程由 Helmholtz 自由能推出

$$p_2 = c_{v2}(T_2 - T_{20})\frac{\gamma\rho_2^{\ 2}}{\rho_{20}} + \frac{K_T}{N}\left[\left(\frac{\rho_2}{\rho_{20}}\right)^N - 1\right] \tag{19}$$

$$e_2 = c_{v2}(T_2 - T_{20}) - c_{v2}T_{20}\gamma\left[\left(\frac{\rho_2}{\rho_{20}}\right) - 1\right] + \frac{K_T}{\rho_{20}N(N-1)}\left[\left(\frac{\rho_2}{\rho_{20}}\right)^{N-1} - (N-1)\left(1 - \frac{\rho_{20}}{\rho_2}\right) - 1\right] \tag{20}$$

式中:K_T为体积模量,γ 为 Grüneisen 常数,N 为压缩常数,下标“0”代表参考点。

至此,得到了 DDT 过程的两相流模型方程,方程整体为含有源项的欧拉方程。在数值计算中,首先采用 CE/SE 方法求解不包含源项的欧拉方程,然后以此结果为初值,用 4 阶 Runge-Kutta 法求解关于源项的常微分方程。

3　CE/SE 方法

CE/SE 方法是 Chang[11] 提出的一种全新的守恒型方程计算方法,具有较高的间断分辨率。这种方法从根本上区别于传统方法,它将时间和空间统一对待,利用守恒型积分方程,通过定义守恒元和解元使得局部和整体都严格满足守恒律。CE/SE 方法构造简单,与其它迎风格式相比,无须进行黎曼分解。

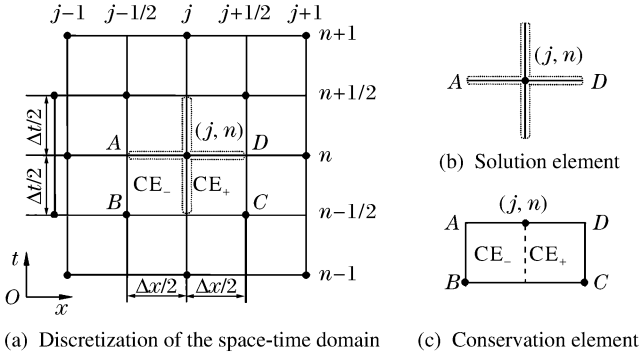


图 1　CE/SE 方法的时-空交替网格

Fig. 1　Staggered space-time mesh of the CE/SE scheme

对于守恒型方程 $\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F(U)}{\partial x} = 0$,CE /SE 方法将整个时-空计算区域划分为如图 1 所示的交替网格,黑色圆点为记录物理量的网格点。定义守恒元(CE)和解元(SE),假定解元内物理量连续变化,可采用泰勒级数展开,然后在守恒元内对方程进行积分,由此可以得到 CE/SE 计算格式。文献[11,14]中对 CE/SE 方法的推导均有介绍,此处不再赘述,直接给出计算格式

$$\begin{aligned} U_j^n = {} & \frac{1}{2}\left[U_{j-1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta x}{4}(U_x)_{j-1/2}^{n-1/2} + U_{j+1/2}^{n-1/2} - \frac{\Delta x}{4}(U_x)_{j+1/2}^{n-1/2}\right] + \\ & \frac{1}{2}\frac{\Delta t}{\Delta x}\left[F_{j-1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{4}(F_t)_{j-1/2}^{n-1/2} - F_{j+1/2}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{4}(F_t)_{j+1/2}^{n-1/2}\right] \end{aligned} \tag{21}$$

式中:$U_x = \frac{\partial U}{\partial x}$,$F_t = \frac{\partial F}{\partial t}$,表示网格点上物理量的偏导数。

CE/SE 方法在得到网格点物理量的同时,也给出了物理量的偏导数

$$(U_x)_j^n = \frac{|U_x^+|^\alpha U_x^- + |U_x^-|^\alpha U_x^+}{|U_x^+|^\alpha + |U_x^-|^\alpha} \tag{22}$$

式中:$U_x^\pm = \pm\dfrac{U_{j\pm1/2}^{n-1/2} + \dfrac{\Delta t}{2}(U_t)_{j\pm1/2}^{n-1/2} - U_j^n}{\Delta x/2}$,$\alpha$=1～2。得到 U_x 之后就可以根据链式法则和守恒方程得到其它物理量导数,如 F_x、U_t 和 F_t 等。

4 计算结果与分析

采用前面的模型方程和数值方法，对长度为 0.5 m、装填密度(固相体积分数)为 0.632 的 HMX 颗粒炸药的 DDT 过程进行了数值模拟。炸药的初始条件和物态参数分别为 $\rho_1=10$ kg/m^3，$T_1=300$ K，$\rho_2=1\,900$ kg/m^3，$T_2=300$ K，$\varphi_2=0.632$，$r_0=62.5$ μm，$a=2.9$ nm/(Pa·s)，$m=1$，$T_{ig}=550$ K，$\mu_c=1\,000$ kg/(m·s)，$q_{chem}=5.84$ MJ/kg，$A=220.3$ GPa，$B=15.4$ GPa，$R_1=4.5$，$R_2=1.5$，$\omega=0.28$，$c_{v1}=2\,400$ J/(kg·K)，$\gamma\rho_2=2\,100$ kg/m^3，$K_T=13.5$ GPa，$N=9.8$，$c_{v2}=1\,500$ J/(kg·K)。计算区域划分为 500 均匀网格，左端前 10 个网格点火。点火条件为：$T_1=1\,000$ K，$T_2=1\,000$ K，$\rho_1=80$ kg/m^3。

图 2 和图 3 分别为气相压力和速度分布。左端点火之后，HMX 颗粒燃烧释放大量高温气体，使气体压力和速度开始增大，压力升高又进一步加快颗粒的燃烧速率，炸药逐渐由燃烧转为爆轰。此时反应区内的压力峰值达到 25 GPa，速度峰值为 3 200 m/s。反应区后的稳定压力为 4.8 GPa，速度为零。

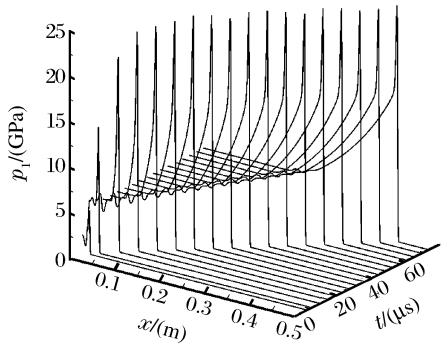


图 2 气相压力分布

Fig. 2 Gas-phase pressure profile

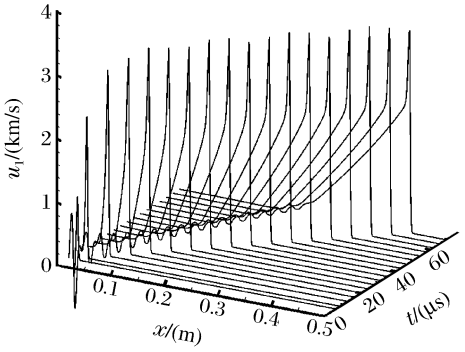


图 3 气相速度分布

Fig. 3 Gas-phase velocity profile

图 4 和图 5 分别给出了反应过程中炸药颗粒半径和固相体积分数在 10 个不同时刻的分布。点火之前，炸药颗粒半径为 62.5 μm，固相体积分数为 0.632。点火之后颗粒开始燃烧，炸药半径和固相体积分数逐渐减小。与此同时，燃烧区前端的炸药在气体压力作用下被压紧，固相体积分数增大。由(7)式可知，有两个因素决定固相体积分数的变化：一个是两相压力与颗粒间应力的不平衡，另一个是燃烧速率。在初始时刻，炸药中压力不高，燃烧较慢，对固相体积分数影响相对较小，固相被压紧，体积分数增大到 0.72；随着燃烧不断加快，压缩逐渐减小，最终只有轻微压缩。点火后 10 μs 时(第 4 时刻)，一部分炸药已全部燃烧完，颗粒半径和固相体积分数为零。

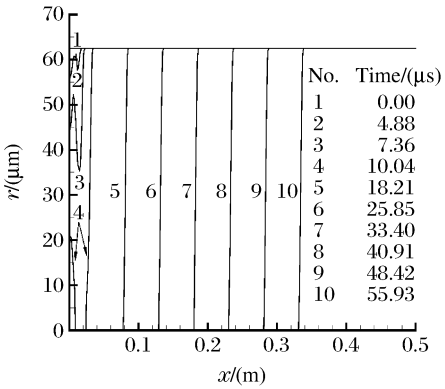


图 4 不同时刻的颗粒半径

Fig. 4 Granular radius at different time

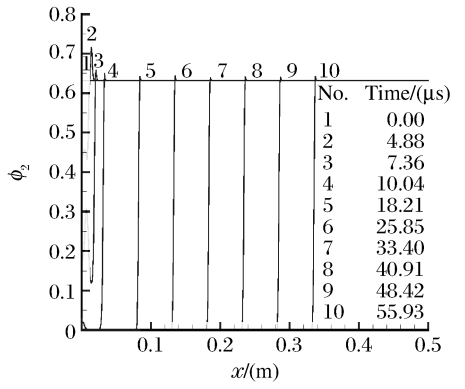


图 5 不同时刻的固相体积分数

Fig. 5 Solid volume fraction at different time

对比图 4 和图 5 还可以发现,此时,在 $x=0$ 附近的部分颗粒仍具有较大半径,但体积分数已经接近为零,说明此处只有数目很少的颗粒未燃烧完全。点火 18 μs 之后,颗粒半径和固相体积分数以各自相同的规律向前传播,达到稳定爆轰状态,平均爆轰速度为 6 721 m/s。

通过数值模拟可以确定爆轰波 CJ 面的位置,图 6 和图 7 分别为点火后 52 μs 时激波面附近气相压力和炸药颗粒半径的分布。此时,CJ 面上的压力为 17 GPa。如果以激波面到 CJ 面的距离为爆轰反应区宽度,那么此时的爆轰反应区宽度为 6 mm。CJ 面上的颗粒半径为零,说明颗粒已在反应区内完全燃烧。

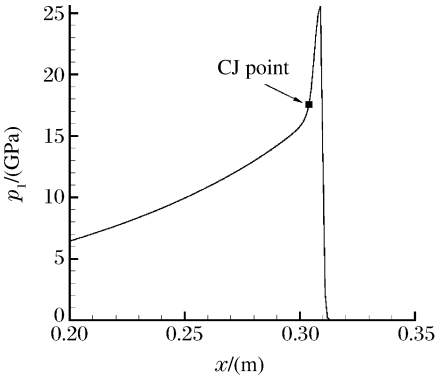


图 6　激波面附近的气相压力分布

Fig. 6　Gas-phase pressure near the shock wave

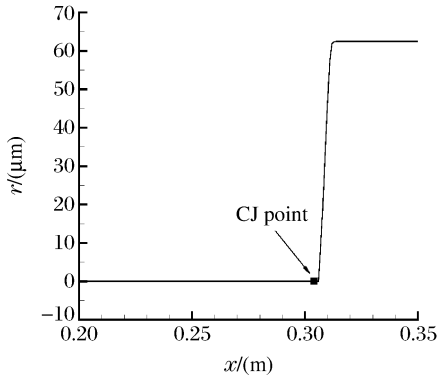


图 7　激波面附近的颗粒半径分布

Fig. 7　Granular radius near the shock wave

炸药 DDT 过程受装填密度影响较大,黄毅民[15]采用两种不同装填密度的 HMX 颗粒炸药进行了 DDT 实验,测量了爆轰成长距离和爆速。由于数学模型和实际 DDT 过程有一定差别,模型中的本构关系还不能完全由与 DDT 条件相同的实验来确定,因此用数值方法完全模拟 DDT 实验是非常困难的[7]。为了尽可能与实验进行对比,对两次实验采用完全相同的条件进行模拟。首先根据第一次实验确定数值模拟的点火条件,然后利用此点火条件对第二次实验进行数值模拟。表 1 是本研究数值模拟结果与文献数据的比较,二者符合较好。同时,对多种装填密度进行了数值模拟,图 8 是不同装填密度时的爆轰成长距离。图 8 中离散的数据点是数值模拟预测的结果,曲线根据离散点拟合而成。在装填密度从 0.50 增大到 0.95 的过程中,爆轰成长距离先减小后增大,呈“U”型变化。说明装填密度太小或太大都难以形成爆轰。这是因为装填密度太小时,炸药渗透性较大,气体压力上升较慢,颗粒燃烧速率上升较慢;而装填密度太大时,渗透性太差,只能通过热传导加热未反应颗粒,燃烧速率上升较慢。

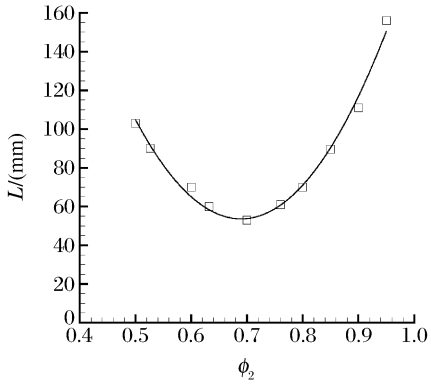


图 8　不同装填密度时的爆轰成长距离

Fig. 8　The run distance to detonation at various solid volume fractions

表 1　数值模拟与实验结果的比较

Table 1　Comparison between calculated and experimental results

Solid volume fraction	Distance to detonation/(mm)		Detonation speed/(m/s)	
	Experiment[15]	Simulation	Experiment[15]	Simulation
0.526	96	90	6 100	6 012
0.632	63	60	6 772	6 721

5 结 论

建立了 HMX 炸药的 DDT 数学模型，采用 CE/SE 方法编制了数值模拟程序。对 HMX 炸药的 DDT 过程进行了数值模拟，分析了流场中气相压力和速度、固相体积分数和颗粒半径等物理量的变化规律。计算得到了密度为 1.0 g/cm^3 和 1.2 g/cm^3 的 HMX 炸药 DDT 过程的爆轰成长距离和爆速等特征值，与实验符合较好。在此基础上，对多种装填密度的 HMX 炸药进行了数值模拟，得到了装填密度对 DDT 过程的影响规律。

References:

[1] Kuo K K, Vichnevetsky R, Summerfiled M. Theory of flame front propagation in porous propenllant charges under confinement [J]. AIAA J, 1973, 11(4): 444-451.

[2] Gough P S, Zwarts F J. Modeling heterogeneous two-phase reacting flow [J]. AIAA J, 1979, 17(1): 17-25.

[3] Passman S, Nunziato J W, Walsh E K. A theory of multiphase mixtures [A]//Rational Thermodynamics [C]. New York: McGraw-Hill, 1984: 286-325.

[4] Baer M R, Nunziato J W. A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials [J]. Int J Multiphas Flow, 1986, 12: 861-889.

[5] Powers J M, Stewart D S, Krier H. Theory of two-phase detonation-Part 1: Modeling [J]. Combust Flame, 1990, 80: 264-279.

[6] Gonthier K A, Powers J M. A high-resolution numerical method for a two-phase model of deflagration-to- detonation transition [J]. J Comput Phys, 2000, 163: 376-433.

[7] Yang T, Jin Z M. Numerical simulation of deflagration-to-detonation transitionin highly packed granular propellant beds [J]. J Propul Tech, 1994, (6): 76-82. (in Chinese)
杨 涛, 金志明. 高密实颗粒药床燃烧转爆轰的数值模拟 [J]. 推进技术, 1994, (6): 76-82.

[8] Zhang X B, Yuan Y X. Modelling of DDT in high loaded propellant beds [J]. J Ballistics, 1996, 8: 16-25. (in Chinese)
张小兵, 袁亚雄. 密实火药床燃烧转爆轰的数值模拟 [J]. 弹道学报, 1996, 8: 16-25.

[9] Qin G C, Hou X, Chen L Q, et al. Numerical simulation of deflagration-to-detonation transition in high energy propenllant [J]. J Solid Rocket Tech, 2006, 29(3): 186-189. (in Chinese)
秦根成, 侯 晓, 陈林泉, 等. 高能固体推进剂燃烧转爆轰的数值模拟 [J]. 固体火箭技术, 2006, 29(3): 186-189.

[10] Jia X R, Li D X, Sun J S, et al. An analysis of the deflagration-to-detonation transition(DDT) in NEPE propenllants [J]. ACTA Amementarii, 1997, 18: 46-51. (in Chinese)
贾祥瑞, 李冬香, 孙锦山, 等. 高能固体推进剂燃烧转爆轰数值模拟 [J]. 兵工学报, 1997, 18: 46-51.

[11] Chang S C. The method of space-time conservation element and solution element-a new approach for solving the navier-stokes and euler equations [J]. J Comput Phys, 1995, 119: 295-324.

[12] Zhao Y H, Liu H F, Zhang G M. Equation of state of detonation products based on statistical mechanical theory [J]. Acta Phys Sin, 2007, 56(8): 4791-4797. (in Chinese)
赵艳红, 刘海风, 张弓木. 基于统计物理的爆轰产物物态方程研究 [J]. 物理学报, 2007, 56(8): 4791-4797.

[13] Zhao Y H, Liu H F, Zhang G M. Equation of state of detonation products for PETN explosive [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2009, 23(2): 143-149. (in Chinese)
赵艳红, 刘海风, 张弓木. PETN 炸药爆轰产物状态方程的理论研究 [J]. 高压物理学报, 2009, 23(2): 143-149.

[14] Liu K X, Wang J T, Zhang D L. A review on the CE/SE method [A]//Advances in Computational Explosion Mechanics [C]. Qingdao, 2006: 21-28. (in Chinese)
刘凯欣, 王景焘, 张德良. 时-空守恒元解元(CE/SE)方法简述 [A]//计算爆炸力学进展 [C]. 青岛, 2006: 21-28.

[15] Huang Y M, Feng C G, Long X P, et al. Deflagration to detonation transition behavior of explosive JOB-9003 [J]. Chinese Journal of Explosives & Propenllants, 2002, 25(1): 54-56. (in Chinese)
黄毅民, 冯长根, 龙新平, 等. JOB-9003 炸药燃烧转爆轰现象研究 [J]. 火炸药学报, 2002, 25(1): 54-56.

Numerical Simulation of the Deflagration-to-Detonation Transition Behavior of Explosive HMX

DONG He-Fei, ZHAO Yan-Hong, HONG Tao

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing* 100094, *China*)

Abstract: The deflagration-to-detonation transition (DDT) model of the granular HMX was established based on the two-phase detonation model. The equation of state of the gas products was described by the calculated results of the CHEQ-like program which was based on the statistical mechanical theory. The DDT process of the granular HMX beds with an average grain size of 125 μm was numerical simulated by the CE/SE method. The effects of the loading density on the DDT was studied and compared with the experimental results. Numerical results indicate that the run distance to detonation has a U-shaped relation with the loading density.

Key words: HMX explosive; deflagration-to-detonation transition(DDT); numerical simulation

《高压物理学报》征稿简则

《高压物理学报》是我国高压物理领域唯一的专业性学术刊物，在国内外公开发行。力求及时报道高压物理学科基础理论和应用研究方面具有创新性、高水平、有重要意义的研究成果，读者对象为国内外科技工作者。征稿内容为动态及静态高压技术，人工合成新材料，高温高压下材料的力学、光、电、磁等特性以及物质微观结构的研究，动态及静态高压研究中的测试技术，高温高压下的相变，高温高压物态方程等。《高压物理学报》接受中、英文稿件。

(1) 来稿应具有科学性、先进性和实用性，论点明确、论据可靠、数据准确、逻辑严谨、文字简练、图表清晰。每篇论文的篇幅应在 6 000～8 000 字以内，请使用中华人民共和国法定计量单位。论文格式请参考近期出版的《高压物理学报》，请登录《高压物理学报》网站 www.gywlxb.cn 进行投稿。

(2) 所投稿件不得涉及国家及本单位机密，投稿时请附本单位保密审查意见，由审查者签名并加盖公章。

(3) 文章标题字数应在 20 字以内。文中图、表应有自明性，所有图题、图注、表题、表注均为中、英文对照，图、表中的文字一律用英文。

(4) 第一作者应确保全体作者同意文章署名，请提供第一作者、通讯作者简介(姓名、出生年、性别、职称、学位、研究方向等)，以及所有联系方式(通信地址、邮政编码、电话号码、传真、电子邮箱等)，以备联系。请注明论文(工作)的资助项目(资助项目名称和批准号)，简要介绍工作背景和论文意义。

(5) 来稿应保证文章版权的独立性，严禁抄袭，文责自负，请勿一稿多投。

重点注意事项

(1) **中英文摘要**　摘要用第三人称书写，语言要简练，应有具体内容。要求：拥有与论文同等量的主要信息，重点包括 4 个要素：即研究目的、方法、结果和结论。以提供论文梗概为目的，不得评论、解释论文内容。中文摘要应在 200～400 个字之间，英文摘要不少于 120 个实词。为便于 Ei Compendex 以及国外其它数据库收录，英文摘要中尽量避免特殊字符(各种数学符号、上下脚标及希腊字母)及由特殊字符组成的数学表达式；第一句不要与英文题名重复；尽量用短句子并避免句形单调；用过去时态叙述主要工作，用现在时态叙述结论，尽量用主动语态代替被动语态。

(2) **参考文献**　参考文献应是公开出版物。请充分著录参考文献，引用条数不宜太少，并尽量引用近期国内外文献，采用“顺序编码制”著录。中文参考文献必须附英译文，著录项目应齐全。

(3) **版权与稿酬**　《高压物理学报》已加入《中国学术期刊(光盘版)》、万方数据——数字化期刊群、中国核心期刊(遴选)数据库、中文科技期刊数据库、中国期刊网、台湾中文电子期刊服务——思博网(CEPS)等，并被 Ei Compendex 光盘收录。凡经本刊录用的稿件，其著作权(包括光盘版和网络版出版权)便自动转让给《高压物理学报》编辑部，编辑部不再另行通知。

《高压物理学报》一贯秉承服务科学、服务读者、服务作者的办刊理念，慎重对待每一篇来稿，尊重作者劳动。优秀稿件享有快速发表通道，重大创新性成果可在 3 个月内刊出。

通信地址：四川绵阳 919 信箱 110 分箱《高压物理学报》编辑部，邮政编码：621900

网　　站：www.gywlxb.cn　　电子邮件：gaoya@caep.ac.cn

电　　话：(0816)2490042　　传　　真：(0816)2485139

《高压物理学报》编辑部