高压物理学报
CHINESE JOURNAL OF HIGH PRESSURE PHYSICS

第 32 卷　第 3 期
2018 年 6 月

高　压　物　理　学　报
CHINESE JOURNAL OF HIGH PRESSURE PHYSICS

Vol. 32, No. 3
June, 2018

DOI:10.11858/gywlxb.20170656

弹黏塑性热点模型的冲击起爆临界条件*

覃锦程,裴红波,李星翰,张　旭,赵　锋

(中国工程物理研究院流体物理研究所,四川 绵阳　621999)

摘要:非均质炸药冲击起爆临界条件是武器传爆系列设计以及安全性能评估中十分关注的问题。基于 Kim 弹黏塑性热点模型,通过数值求解冲击波作用下炸药局部热点的温升模型,获得了 TATB 和 HMX 基炸药在不同冲击压力作用下的冲击起爆临界阈值,定量分析了孔隙度对炸药冲击起爆临界阈值的影响。与实验数据对比,结果表明:在 1～10 GPa 范围内,采用该模型计算得到的冲击起爆临界阈值与一维短脉冲试验相符,对应的炸药冲击起爆临界阈值近似为一常量;当压力大于 10 GPa 时,非均匀炸药的冲击起爆机制开始由局部热点机制向整体均匀加热机制转变;在一定压力范围内,炸药孔隙度越大,冲击起爆临界阈值越小。

关键词:起爆判据;热点模型;弹黏塑性;冲击起爆

中图分类号:TJ55;O38　　**文献标识码**:A

非均质炸药在冲击波作用下,波后会形成会局部热点。热点的温升取决于炸药化学反应、外界做功和热传导能量损失的关系,当炸药化学反应释放能量与外界做功获得的能量之和大于热传导损失的能量时,该区域内能量便得到累积,温度继续升高,化学反应加剧[1],直到形成稳定爆轰。否则当热传导损失能量过大,热点温度不断降低,化学反应停止。在冲击作用下,炸药的临界起爆阈值一直是人们研究的重点,与武器传爆系列的设计以及安全性密切相关。

确定炸药冲击起爆临界阈值的一个重要方法,是对热点的形成过程求解热传导方程进行研究。Rideal 等[2]推导得到了热点增长过程中热点最小半径和热点临界温度间的关系。Boddington 等[3]给出了热点升温的解析公式,求出热点温度升高至“无穷大”所需的时间。Thomas[4]计算得到热点发生剧烈反应时的临界温度,和与之对应的冲击波输入能量的解析关系。目前工程上使用最为广泛的炸药冲击起爆判据由 Walker 等[5]首先提出

$$p^2\tau = \mathrm{const} \tag{1}$$

式中:p 是冲击波加载压力,τ 是加载时间,等式右侧常数主要由炸药本身性质决定。由于可以较好地表征炸药的冲击起爆现象,这个判据得到了广泛的运用。章冠人[6]通过推广 Thomas[4]的能量解析关系,以冲击波后炸药的均匀加热机制理论证明了这一判据,此后给出了一种对该判据基于黏弹塑性热点燃烧的细观证明[7]。对判据的修正和讨论方面,胡双启等[8]对该判据进行了热点高压区内侧向传播面积的修正;Peter 等[9]引入了点火延迟时间,对判据进行修正以使之与实验结果符合得更好。

为了方便研究,以前一般假设一个确定的热点尺寸和热点温度,以代替具体的热点形成过程,通过考虑这个温度下热点的化学反应和化学放热,来求解热点的热传导方程,最终得到炸药冲击起爆条件下热点尺寸和温度的临界关系。热点初始尺寸和温度的选择对计算结果有重要的影响,但以往论证中的取值往往没有经过严格的讨论和证明。此外部分论证[6]认为对于炸药的起爆机制,均相炸药和非均相炸药的区别仅在于均匀加热和非均匀加热,能量都来源于冲击波本身,可以不加区分。Loboiko 等[10]对

* **收稿日期**:2017-10-10;**修回日期**:2017-11-02

基金项目:国家自然科学基金(11602248);国防科工局技术基础项目(JSZL2015212C001);科学挑战专题(TZ2018001)

作者简介:覃锦程(1993—),男,硕士研究生,主要从事炸药爆轰反应区研究. E-mail:jc_qin@163.com

通信作者:裴红波(1987—),男,博士,助理研究员,主要从事炸药基础爆轰性能研究. E-mail:hongbo2751@sina.com

© 2018 Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics　http://www.gywlxb.cn

大量实验数据总结分析后指出，冲击波波后对于炸药基体的加热机制，可以由冲击波后的温升区分为两种情况，高于 1 000 K 时对应冲击波对炸药整体直接均匀加热的“热起爆”，低于 1 000 K 时则为冲击波对热点压缩做功主导的“冷起爆”。因此，需要对热点初始尺寸和温度以及两种起爆机制进行讨论，补充现有起爆判据的理论分析。

Carroll 等[11]通过将弹塑性材料空隙简化为空心球求解，得到了空隙坍塌过程中热点吸收的塑性功。Kim 等[12]基于这一求解方法，提出一种空隙塌缩模型，由于可以准确地计算由黏塑性做功导致的热点形成过程，目前在研究热点的诸多模型中，该模型得到广泛的使用和研究。为了将塑性功效应加入热点的形成过程进行讨论，将 Kim 模型引入热传导方程中，通过计算验证了判据(1)在 1～10 GPa 低压区间的适用性，并研究了冲击起爆过程中，不同冲击压力下冲击波对炸药整体均匀加热的“热起爆”，和热点非均匀加热“冷起爆”的竞争关系。

1　热点温升的临界时间

Kim 提出的空隙塌缩模型，可以计算出受压炸药内部，由黏塑性加热生成的热点尺寸和温度。考虑热点的形成过程，热点内部的热平衡方程表示为

$$c_p\rho\frac{\partial T}{\partial t}=\frac{2.25\gamma\left[p_0-p_g-2\sqrt{3}k\ \ln(r_o/r_i)\right]^2}{k(r_i^{-3}-r_o^{-3})r_o^{6}}+\lambda\nabla^2T+\rho Qk_0\mathrm{e}^{-E/RT} \tag{2}$$

式中：左边代表温升，等式右边第一项是黏塑性做功，第二项是热传导，第三项是化学反应释能部分。c_p、ρ、λ、Q 是炸药定压比热、密度、热传导系数以及反应热，p_0、p_g 是冲击波压力和大气压，k 是炸药的剪切屈服强度，γ 为黏性系数，因为讨论的是热点附近的小区域，故做功项中半径取炸药等效空心球的内径 r_i，r_o 为空心球的外径。

章冠人[6]对(2)式采用以下无量纲化变量和 Frank-Kamenetskii 近似

$$\begin{cases}\theta=\dfrac{E}{RT_0^2}(T-T_0),\ \eta=\dfrac{\lambda t}{\rho c_p r_i^2}=\dfrac{a^2t}{r_i^2},a=\dfrac{\lambda}{\rho c_p}\\ \delta=\dfrac{Qk_0Er_i^2\exp(-E/RT_0)}{\lambda RT_0^2},\xi=\dfrac{x}{r_i}\\ K=\dfrac{2.25Er_i^2\gamma\left[p_0-p_g-2\sqrt{3}k\ln(r_o/r_i)\right]^2}{\lambda RT_0^2k(r_i^{-3}-r_o^{-3})r_o^6}\\ \exp(-E/RT)\approx\exp(-E/RT_0)\cdot\exp(\theta)\end{cases} \tag{3}$$

对(2)式进行无量纲化，可以得到

$$\frac{\partial\theta}{\partial\eta}=K+\delta\exp(\theta)+\nabla_\xi^2\theta \tag{4}$$

在冲击脉冲的压力幅值 p_0 恒定时，(3)式表示的单位时间内的简化做功温升 K 是恒值，于是此处任务变为求(4)式中 K 和 δ 的临界取值，当存在满足某一 $f(K,\delta)>f_c$ 的条件阈值时，热点温度会剧烈上升，反之由于热传导的冷却效应，温度下降或不再继续上升而使炸药无法起爆。

在最开始时由于温度较低，温度梯度较小，热传导效应即(4)式中最后一项可以忽略，时间到达温度开始剧烈上升的临界值时，热传导的冷却效应才起较大作用[6]，故在临界时间前(4)式可化为

$$\frac{\partial\theta}{\partial\eta}=K+\delta\exp(\theta) \tag{5}$$

将(5)式对时间积分可得

$$\int_0^{\theta_c}\exp(-\theta)\mathrm{d}\theta=\delta_c\int_0^{\lambda_c}\mathrm{d}\lambda+K\int_0^{\lambda_c}\exp(-\theta)\mathrm{d}\lambda \tag{6}$$

下标“c”表示各物理量在临界点的值，由于温度到达临界值后，理想条件下可以瞬间上升到无穷大，故(6)式左边可化为

$$\int_0^{\theta_c}\exp(-\theta)\mathrm{d}\theta\approx\int_0^{\infty}\exp(-\theta)\mathrm{d}\theta=1 \tag{7}$$

同时(6)式中右边第二项自然常数 e 的负 $\theta(\lambda)$ 次指数项积分存在上限,因此由积分中值定理,可将该项表示为某平均系数的乘积形式

$$\int_0^{\lambda_c} \exp(-\theta)\mathrm{d}\lambda = \bar{W}\lambda_c \tag{8}$$

式中:$\bar{W}$ 的大小由温升的剧烈程度决定,此时(6)式可化简为

$$1 = \delta_c\lambda_c + K\bar{W}\lambda_c \tag{9}$$

可得临界时间

$$\lambda_c = \frac{1}{\delta_c + K\bar{W}} \tag{10}$$

由此可知,热点到达剧烈温升的临界时间存在,并由化学反应和黏塑性做功两部分共同决定。

2　模型建立与数值求解

冲击波在通过炸药内部时,会对炸药整体均匀加热,整个过程在波后 1 ns 内完成[10],由于冲击温升时间极短,加热完成的温度可以作为(2)式的初始温度。

炸药的冲击温升可通过求解状态方程得到,对于未反应炸药,显含温度形式的 JWL 状态方程

$$p_0 = A\mathrm{e}^{-R_1\bar{v}} + B\mathrm{e}^{-R_2\bar{v}} + \omega c_V\frac{T_0}{\bar{v}} \tag{11}$$

式中:p_0 冲击波为对炸药输入压力,$\bar{v}=v/v_0$ 为炸药的相对比容,T_0 为冲击波通过瞬间炸药的温度。

对于炸药的冲击波后温度 T_0,可近似拟合为与炸药比容相关的 Hom 状态方程形式

$$\ln(T_0) = F_s + G_s\ln v_s + H_s(\ln v_s)^2 + K_s(\ln v_s)^3 + J_s(\ln v_s)^4 \tag{12}$$

通过给定初始输入压力 p_0,联立求解(11)式、(12)式,可以得到炸药在冲击波后的初始温度 T_0 和比容 v_s,表 1 将求解状态方程所需的参数列出,其中 TATB 的 HOM 状态方程采用了成分相近的 COMP-B 炸药参数[15]。

表 1　计算炸药初始温度所需状态方程参数

Table 1　JWL & HOM EOS parameters for calculating initial temperature of unreacted explosives

Explosive	A/GPa	B/GPa	R_1	R_2	ω	$c_V/(\mu\mathrm{J}\cdot\mathrm{kg}^{-1}\cdot\mathrm{K}^{-1})$
HMX[13]	6 969	−172.7	7.8	3.9	0.857 8	25.05
TATB[14]	632 07	−4.472	11.3	1.13	0.893 8	24.87
Explosive	F_S	G_S	H_S	K_S	J_S	
HMX[15]	−9.042	−71.32	−125.2	−92.04	−22.19	
TATB[15]	−8.868	−79.74	−159.4	−135.4	−39.13	

将(2)式化为温升描述的显式,有

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{2.25\gamma\left[p_0 - p_g - 2\sqrt{3}k\ln(r_i/r_o)\right]^2}{c_p\rho k(r_i^{-3} - r_o^{-3})r_o^6} + \frac{\lambda\nabla^2 T}{c_p\rho} + \frac{Qk_0}{c_p}\mathrm{e}^{-T^*/T} \tag{13}$$

以冲击波后等效空心球的初始温度和密度作为初始条件,对(13)式采用 Fortran 语言自编程序数值求解,表 2 将模型计算所需的参数和来源列出,其中对 TATB 采用了组分接近的 PBX-9502 炸药剪切屈服强度[18]。

表 2　Kim 空穴坍塌模型参数

Table 2　Parameters for Kim's pore collapse model

Explosive	Frequency factor K_0/Ms	Activation temperature T^*/K	Specific heat c_p/ $(10^3\mathrm{m}^2\cdot\mathrm{s}^{-2}\cdot\mathrm{K}^{-1})$	Density $\rho/(\mathrm{g}\cdot\mathrm{cm}^{-3})$	Shear yield strength k/MPa
HMX[16]	50	26 500	1.385	1.84	8.0
TATB[16]	31.8	30 140.8	2.005[17]	1.80	12.702[18]
Explosive	Chemical heat $Q/(10^6\mathrm{m}^2\cdot\mathrm{s}^{-2})$	Thermal conductivity $\lambda/(10^{-10}\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}\cdot\mathrm{K}^{-1})$	Viscosity coefficient γ/s^{-1}	Outer radius of pore r_o/cm	Inner radius of pore r_i/cm
HMX	5.439	8.0	300[12]	0.01	0.003 24
TATB	2.51	8.0	300[12]	0.01	0.003 24

在 $p_0=4$ GPa 初始压力作用下，HMX 炸药内部热点温升曲线，和热点形成过程中导致温升的化学反应和塑性功作用比例，分别如图 1、图 2 所示。

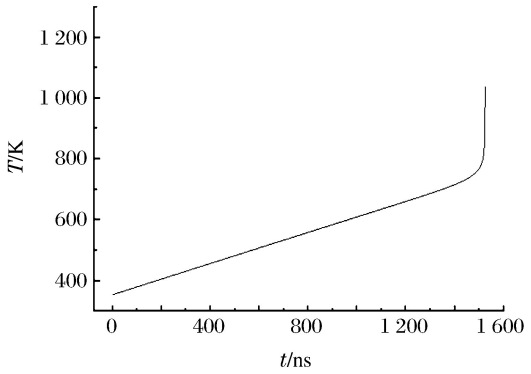

图 1　热点形成过程温升计算结果

Fig. 1　Calculated result of temperature rising in the hot-spot formative process

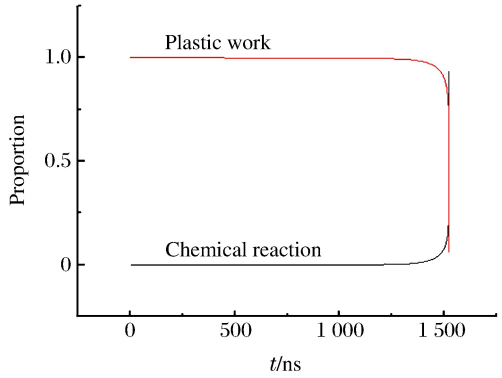

图 2　热点形成过程中导致温升的化学反应和塑性功作用比例

Fig. 2　Proportion of temperature rising due to chemical reaction and plastic work in the hot-spot formative process

由图 1 可见，温度在随时间近似线性升高的过程中，到达某一特征临界点后骤增，温升速率趋于无穷大，即存在明显的拐点。因此可以将该处视为冲击压缩的临界时间点，以温度作为参考依据，若能达到该临界温度则认为热点温度升高足够，能够引燃炸药基体进一步形成爆轰。图 2 给出了热点形成过程中两种主要效应的作用比例，可以看出，在压缩过程前期温升由做功主导，温度接近临界点后化学反应才变得剧烈，对温升的贡献显著增加，不同冲击压力对应的临界时间计算结果如表 3 所示。

表 3　冲击脉冲压力、温升临界时间及对应起爆阈值计算结果

Table 3　Calculated result of impulse pressure, temperature rising time and corresponding initiation threshold

Pressure/ GPa	Time/ ns	Initiation threshold/ (GPa^2 · ns)	Pressure/ GPa	Time/ ns	Initiation threshold/ (GPa^2 · ns)
25			2	5 877	23 508
20	11	4 400	1	22 869	22 869
15	65	14 625	0.60	64 980	23 392
10	215	21 500	0.55	78 355	23 702
9	277	22 437	0.50	96 911	24 277
8	362	23 168	0.45	124 914	25 295
7	485	23 765	0.44	132 530	25 657
6	671	24 156	0.43	141 293	26 125
5	974	24 350	0.42	151 635	26 748
4	1 522	24 336	0.40	181 031	28 964
3	2 674	24 066	0.38		

由表 3 计算结果可知，对于压力区间 1～10 GPa 的脉冲而言，基本满足 $p^2\tau=\text{const}$ 的经验关系。同时可以看出，1 GPa 以下的低压区域计算阈值偏离常值较大，该结果与 Peter 等[9]低压长脉冲下，实际压力阈值往往高于判据曲线，同时存在最小起爆压力值的低压冲击起爆实验结论保持一致。热平衡方程(2)的分析仅是对于单一热点而言，而在炸药的起爆过程中，还涉及热点对周围炸药基体的燃烧扩散，实际需要的最低压力应该高于热点计算的最小值，所以由(2)式在 1 GPa 及以下压力范围内计算得到的最小起爆压力，应该小于实验临界起爆压力。

对于高压短脉冲段,冲击阈值在 10 GPa 以上与 10 GPa 以下计算所得结果较大,温升临界时间缩短到 100 ns 以内,该时间长度和炸药的爆轰反应区时间相当。这是因为在高压区间,主要的起爆机制发生了转变,即此时冲击温升占主导,波后炸药瞬间达到较高的初始温度,故更容易发生起爆。由计算可得在输入压力为 25 GPa 时仅由冲击波引起的整体加热已使炸药初始温度达到 1 000 K 左右,足够令炸药发生剧烈化学反应,所以在高压下,热点形成对炸药的冲击起爆影响较小。另外由 Peter 等[9]的非均匀炸药冲击起爆实验可知,主要成分为 HMX、密度为 1.84 g/cm^3 的 PBX-9404 实验拟合起爆阈值为 $p^2\tau$=17 000 GPa^2 · ns,密度为 1.80 g/cm^3 的 TATB 实验拟合阈值为 $p^2\tau$=37 000 GPa^2 · ns,同密度和孔隙度的 HMX 模型计算结果约为 24 000 GPa^2 · ns,TATB 为 60 000 GPa^2 · ns。实验值和计算结果都反映了敏感和钝感炸药,具有明显不同的起爆脉冲阈值,两者起爆阈值的区别由两种炸药不同的冲击压缩性质、化学反应性质、吸收做功能力和比热等共同决定。

此外,使用该模型可定量研究炸药孔隙度对起爆阈值的影响。热点一般形成在缺陷、微裂纹和微损伤附近,炸药的孔隙度表征了炸药中缺陷、微裂纹和微损伤的质量分数。若干实验结果已经证明,非均匀炸药的孔隙度对于冲击起爆有重要的影响。在 Kim 模型中,孔隙度 φ 定义为

$$\varphi=\frac{V_{\mathrm{i}}}{V_{\mathrm{o}}}=\frac{r_{\mathrm{i}}^3}{r_{\mathrm{o}}^3} \tag{14}$$

内径 r_{i} 为平均缺陷尺寸,外径 r_{o} 为炸药颗粒的平均尺寸,保持外径不变,根据不同的孔隙度取不同的空心球内径,采用不同强度的冲击波加载,以同样的数值方法进行计算,可以得到 PBX-9404 炸药不同孔隙度下 $p^2\tau$ 的计算值。

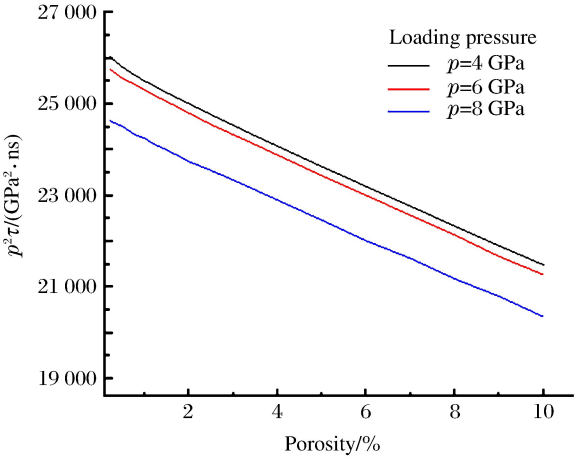

图 3　不同孔隙度下 PBX-9404 的冲击起爆阈值

Fig. 3　Initiation thresholds of PBX-9404 with different porosities

图 3 为不同孔隙度下 PBX-9404 的冲击起爆阈值。可以看出,随着炸药孔隙度的下降,冲击起爆阈值呈上升趋势,这是因为炸药内部缺陷越少,冲击压缩下热点越难以形成,炸药的冲击起爆越难以发生。

3　结　论

(1) 从 Kim 的弹黏塑性空心球压缩模型出发,考虑了热点在炸药冲击起爆过程中的影响,由计算热点温升陡变点的方法,验证了 1～10 GPa 压力下一维短脉冲冲击起爆判据的适用性。

(2) 从计算结果可以看出,就冲击起爆而言,10 GPa 以上和 10 GPa 以下的冲击波加载,对炸药的起爆起主要作用的两种机制有明显的区别。随着压力升高,逐渐由热点“冷起爆”向冲击波对炸药整体加热的“热起爆”转化。

(3) 通过计算验证炸药存在一个理论最小冲击起爆压力值。此外,还验证了炸药孔隙度越大,冲击越容易发生的实验现象。

参考文献:

[1]　孙锦山,朱建士. 理论爆轰物理 [M]. 北京:国防工业出版社,1995:332-334.
SUN J S,ZHU J S. Theoretical detonation physics [M]. Beijing:National Defense Industry Press,1995:332-334.

[2]　RIDEAL E K,ROBERTSON A J B. The sensitiveness of solid high explosives to impact [J]. Proceedings of the Royal Society A,1948,195(1041):135-150.

[3]　BODDINGTON T. The growth and decay of hot spots and the relation between structure and stability [J]. Symposium on Combustion,1963,9(1):287-293.

[4] THOMAS P H. An approximate theory of "hot spot" critically [J]. Combustion and Flame,1973,21(1):99-109.
[5] WALKER F E,WASLEY R J. Critical energy for shock initiation of heterogeneous explosives [J]. Explosive Stoffe,1969,17(1):9-13.
[6] 章冠人. 瞬时加热热点的近似临界理论 [J]. 爆炸与冲击,1982,2(3):53-60.
ZHANG G R. An approximate theory of criticality of "hot spot" of instantaneous addition of heat [J]. Explosion and Shock Waves,1982,2(3):53-60.
[7] 章冠人. 粘弹塑性热点燃烧模型的冲击起爆理论 [J]. 爆炸与冲击,1988,8(3):20-24.
ZHANG G R. Theory of initiation of hot spot in heterogeneous explosive with visco-elastic-plastic and combustion model [J]. Explosion and Shock Waves,1988,8(3):20-24.
[8] 胡双启,谭迎新,张景林. 凝聚炸药的冲击起爆 [J]. 中国安全科学学报,1995,5(4):57-61.
HU S Q,TAN Y X,ZHANG J L. Shock initiation of heterogeneous explosive [J]. China Safety Science Journal,1995,5(4):57-61.
[9] PETER J H,MALCOLM D C. A modified criterion for the prediction of shock initiation thresholds for flyer plate and rod impacts [C]//14th International Detonation Symposium. Coeur d'Alene,ID,2010:199-207.
[10] LOBOIKO B G,LUBYATINSKY S N. Reaction zones of detonating solid explosives [J]. Combustion Explosion & Shock Waves,2000,36(6):716-733.
[11] CARROLL M M,HOLT A C. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials [J]. Journal of Applied Physics,1972,43(4):1626-1636.
[12] KIM K,SOHN C H. Modeling of reaction buildup processes in shock porous explosive [C]//8th International Symposium on Detonation. Albuquerque,NM,1985:926-933.
[13] LEE E L,TARVER C M. Phenomenological model of shock of shock initiation in heterogeneous explosives [J]. Physics of Fluids,1980,23(12):2362-2372.
[14] GARCIA M L,TARVER C M. Three-dimensional ignition and growth reactive flow modeling of prism failure tests on PBX 9502 [C]//13th International Detonation Symposium. Norfolk,VA,2006:164-169.
[15] 章冠人,陈大年,凝聚炸药起爆动力学 [M]. 北京:国防工业出版社,1991:129-130.
ZHANG G R,CHEN D N. Condensed explosive initiation dynamics [M]. Beijing:National Defense Industry Press,1991:129-130.
[16] 张震宇,田占东,陈军,等. 爆轰物理 [M]. 长沙:国防工业出版社,2016:206-207.
ZHANG Z Y,TIAN Z D,CHEN J,et al. Detonation physics [M]. Changsha:National Defense Industry Press,2016:206-207.
[17] LIU Y R,DUAN Z P,ZHANG Z Y,et al. A mesoscopic reaction rate model for shock initiation of multi-component PBX explosives [J]. Journal of Hazardous Materials,2016,317:44-51.
[18] HOFFMAN D M. Mechanical mocks for insensitive high explosives [J]. Journal of Energetic Materials,2003,21(4):201-222.

Shock Initiation Thresholds of Heterogeneous Explosives with Elastic-Visco-Plastic Hot Spot Model

QIN Jincheng,PEI Hongbo,LI Xinghan,ZHANG Xu,ZHAO Feng

(*Institute of Fluid Physics,CAEP,Mianyang* 621999,*China*)

Abstract:The initiation criterion of heterogeneous explosives is important for weapon design and safety evaluation. In this paper,based on Kim's elastic-visco-plastic "hot-spot" model,we numerically solved a temperature rising model of a local hot-spot inside the explosive,and obtained the initiation thresholds for TATB and HMX under different shock loading pressures. We quantitatively analyzed the influence of explosives' porosities on the shock initiation thresholds,and compared the calculated thresholds with experimental results. We drew the following conclusions:under a pressure of 1-10 GPa,the calculated initiation thresholds agree well with the one-dimensional shock initiation experimental results;the corresponding initiation thresholds of the explosives are approximately constant;under a pressure above 10 GPa,as the pressure rises gradually,the dominant shock initiation mechanism of the heterogeneous explosives transforms from the uneven heating of the local hot spot,to the shock's direct heating of the bulk of the explosive. Furthermore,we also verified that,within a given pressure range,the initiation threshold dropped as the explosives' porosities increased.

Keywords:initiation criterion;hot spot model;elastic-visco-plastic;shock initiation