

# 多孔 TNT 炸药中热点形成的 粘塑性塌缩机理

张振宇 浣石 卢芳云 朱文辉

(国防科技大学应用物理系)

**摘要** 本文探讨了多孔 TNT 炸药中热点形成的粘塑性塌缩机理。在研究孔隙周围介质的粘塑性运动和由此引起的加热时,考虑了熔化效应,并对所建立的模型进行了数值计算。结果表明,在约 3GPa 的较低幅值冲击波加载下,受熔化影响,在具有不同尺寸的孔隙边界附近,熔化区温度均保持在熔点附近,而熔化区的存在保证了加热层具有一定的深度。对大颗粒样品,由于孔隙塌缩过程中熔化区的不断扩大,在熔化区中屈服强度为零,粘性很小,孔隙边界最终可以达到较高的塌缩速度。因此,在孔隙闭合阶段必须考虑点火的流体动力学机理,而对细颗粒样品,熔化则强烈地降低了点火感度。

**关键词** TNT 粘塑性孔隙塌缩 熔化效应

## 1 引言

我们知道在多孔、非均质凝聚炸药的冲击波起爆过程中,由于密度的不均匀性,导致了内能的增加集中于受冲击介质的“热点”内。

Khasainov 等人<sup>[1]</sup>提出,在高密度非均质炸药中导致局部加热,从而形成“热点”的最有可能的机理是粘塑性孔隙塌缩。他认为“热点”温度依赖于孔隙尺寸、孔隙塌缩速率和热传导,而未考虑孔隙边界层的熔化。对 TNT 炸药来说,由于它的熔点较低,因此,在孔隙塌缩过程中,熔化效应将严重地影响多孔 TNT 炸药样品内孔隙边界附近的温度分布。因此,我们在研究孔隙周围介质的粘塑性运动和由此引起的加热时,考虑了熔化效应,并建立了相应的模型。

## 2 热点形成的粘塑性加热模型

我们的工作是在研究多孔物质受冲击波作用的行为时所提出的球形胞元模型<sup>[2~4]</sup>为基础。该模型假设:①在孔隙附近的流场是球对称的,而且孔隙附近的压力仅与半径有关;②密实材料不可压缩;即介质的固体密度  $\rho_r$  恒定不变,而样品密度  $\rho$  的变化主要由孔隙闭合引起;③以胞元外边界恒定压力  $P$ ,近似冲击加载过程。又假设,在多孔物质中的孔隙尺寸分布是单一的,并且不考虑胞元间相互作用。因此,我们可以把整个物质分成各含一个孔隙的相同的球形胞元,并根据胞元的行为来研究整个多孔物质的行为。胞元

的孔隙率  $\alpha$  被定义为:

$$\alpha = \frac{\rho_T}{\rho} = \frac{b^3}{b^3 - a^3} \quad (1)$$

式中:  $b$  和  $a$  分别为  $t$  时刻胞元和孔隙的半径。密实材料的不可压缩行为可由下式描述:

$$r^3 - a^3 = r_0^3 - a_0^3 \quad (2)$$

式中:  $r$  为  $t$  时刻在随球形胞元一起运动的动坐标系中, 以球心为原点的欧拉坐标, 下标 0 表示初始值。

胞元的孔隙塌缩动力学方程由下式描述<sup>[6]</sup>:

$$-a\rho_T\ddot{a} = \frac{P - P_g}{1 - Z} + \rho_T\dot{a}^2\left(2 - \frac{1}{2} \frac{1 - Z'}{1 - Z}\right) + \frac{2}{1 - Z} \int_0^b \left[ -Y(P_T, T) + 6\mu(P_T, T) \frac{a^2\dot{a}}{r^3} \right] dr \quad (3)$$

方程有初始条件:

$$a(0) = a_0, \dot{a}(0) = 0 \quad (4)$$

其中:  $Z = a/b = a/\sqrt[3]{a^3 + b_0^3 - a_0^3}$ ,  $P$  为胞元外表面所施加的压力(即冲击波加载压力);  $P_g$  为孔隙中受绝热压缩气体的压力, 其变化规律取如下形式:

$$P_g = P_{g0}(a_0/a)^{\gamma} \quad (5)$$

其中  $P_{g0}$  为孔隙中的初始气体压力,  $\gamma$  为绝热指数, 取  $\gamma = 1.4$ 。

(3)式中  $Y(P_T, T)$  和  $\mu(P_T, T)$  分别为屈服应力和粘度。由于要考虑熔化效应,  $Y$  和  $\mu$  不能取作常数, 而必须与胞元球壳中的压力分布  $P_T(r, t)$  和温度分布  $T(r, t)$  有关。因此, 它们又可写成  $Y(r, t)$  和  $\mu(r, t)$ 。取熔点温度  $T_m(P_T)$ , 屈服应力  $Y(P_T, T)$  和粘度  $\mu(P_T, T)$  的函数形式如下<sup>[5, 6]</sup>:

$$T_m(P_T) = T_{m0} + \beta P_T \quad (6)$$

$$Y(P_T, T) = \begin{cases} Y_0, & T < T_m - 30; \\ Y_0(T_m - T)/30, & T_m - 30 < T < T_m; \\ 0, & T > T_m; \end{cases} \quad (7)$$

$$\mu(P_T, T) = \begin{cases} \mu_0, & T < T_m \\ \mu_0 \exp\left(\frac{E_m}{T} - \frac{E_m}{T_m}\right), & T \geq T_m \end{cases} \quad (8)$$

式中:  $T_{m0}$  为常压下介质的熔点,  $\beta$  为实验所确定的参数,  $E_m$  是粘性流体由实验决定的激活温度。由于材料在孔隙附近以受剪切力为主, 一旦发生熔化, 孔隙附近熔化区中的应力立刻下降。为使问题简化, 我们在(8)式中忽略了粘度对压力的依赖关系。

介质由粘塑性耗散能加热与热传导导致的热散失之间的竞争, 由如下热平衡方程表达:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + r \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{K}{\rho_T C} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{12\mu a^4 \dot{a}^2}{\rho_T C r^6} - \frac{2Y a^2 \dot{a}}{\rho_T C r^3} \quad (9)$$

其边界条件和初始条件为:

$$T(r,0) = T_0, \quad \frac{\partial T(a,t)}{\partial t} = 0 \text{ 和 } \frac{\partial T(b,t)}{\partial t} = 0 \quad (10)$$

这个边界条件意味着将忽略由孔隙内气体绝热加热通过热传导对炸药点火感度造成的影响。式中  $K$  和  $C$  分别是热传导系数和比热容。

利用胞元压缩的介质运动方程:

$$\rho_T \ddot{r} = -\frac{\partial P_T}{\partial r} + \frac{2Y}{r} \quad (11)$$

以及与  $\sigma_r(a,t) = -P_g$  等价的边界条件:

$$P_T(a,t) = P_g + \frac{2}{3}Y(a,t) - 4\mu(a,t) \frac{\dot{a}}{a} \quad (12)$$

可以求得压力分布的表达式如下:

$$P_T(r,t) = P_g + \frac{2}{3}Y(a,t) - 4\mu_0 \frac{\dot{a}}{a} + 2 \int_a^r \frac{Y}{r} dr - \frac{\rho_T}{3} B \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{a} \right) - \frac{\rho_T}{18} B^2 \left( \frac{1}{r^4} - \frac{1}{a^4} \right) \quad (13)$$

式中:  $B = -3a^2 \dot{a}$ ,  $\dot{B} = -3a^2 \ddot{a} - 6a\dot{a}^2$ 。上式只适合于孔隙边界温度未达到熔点时的情况, 当有熔化区存在时, 在固-液两相交界面上的局部应力张量的法向分量连续:

$$\sigma_r(r_{+}, t) = \sigma_r(r_{-}, t) \quad (14)$$

其中  $r_{-}$  为固-液两相交界面的径向坐标, 即熔化区半径。

由边界条件(12)和连续性条件(14), 解方程(11)可得到有熔化区存在时的压力分布:

$$P_T(r,t) = P_g - 4\mu(a,t) \frac{\dot{a}}{a} - \frac{\rho_T}{3} B \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{a} \right) - \frac{\rho_T}{18} B^2 \left( \frac{1}{r^4} - \frac{1}{a^4} \right) \quad a \leq r \leq r_{-} \quad (15)$$

$$P_T(r,t) = P_T(r_{-}, t) + \frac{2}{3}Y(r_{+}, t) - 4\mu_0 \frac{a^2 \dot{a}}{r^3} + 4\mu(r_{-}, t) \frac{a^2 \dot{a}}{r^3} + \int_{r_{-}}^r \frac{2Y}{r} dr - \frac{\rho_T}{3} B \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_{-}} \right) - \frac{\rho_T}{18} B^2 \left( \frac{1}{r^4} - \frac{1}{r_{-}^4} \right) \quad r_{+} \leq r \leq b \quad (16)$$

用数值方法联立求解上述各式, 可以得到胞元孔隙塌缩的动力学行为及胞元球壳内介质的压力分布和温度分布。

在计算中, 熔化区半径  $r_{+}$  可以通过比较温度分布和熔点温度分布得到。另外, 我们在计算时, 还考虑了相变潜热的影响, 当  $r$  处的质点满足  $T(r,t) > T_m(r,t)$  时, 热平衡方程(9)中的粘塑性耗散力作功要减去该点由于发生相变而吸收的能量, 使该点的温度上升减缓, 当该点处的粘塑性耗散功的积累大于相变潜热  $E_m$  时, 认为该点开始熔化, 这时在计算中要取上述各式中相应于熔化区的参数值及计算公式。

由于上述模型中, 方程(3)的差分式与压力分布和温度分布有关, 因此, 一般地说, 在每一时间步长上为了使与时间有关的参数精确化, 进行迭代计算是必要的。但是, 只要空间网格和时间步长在满足稳定性的条件下取得充分小, 数值实验证明, 不作迭代, 对所计算的孔隙塌缩行为和温度分布不会带来显著的误差。

计算中必须用到的 TNT 炸药的参数值见表 1。

表 1 TNT 炸药的材料参数<sup>[5,6]</sup>

Table 1 Properties of TNT used in calculations

| 参 数  | 值                   |
|--|---------------------|
| 比热容 $C / (\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$                      | $1.29 \times 10^3$  |
| 热传导系数 $K / (\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$ | 0.262               |
| 密实介质密度 $\rho_T / (\text{kg}/\text{m}^3)$   | $1.654 \times 10^3$ |
| 样品密度 $\rho / (\text{kg}/\text{m}^3)$   | $1.62 \times 10^3$  |
| 粘度 $\mu_0 / (\text{Pa} \cdot \text{s})$  | 100                 |
| 屈服强度 $Y_0 / (\text{GPa})$  | 0.05                |
| 熔点温度 $T_{m0} / (\text{K})$   | 353                 |
| $\beta / (\text{K}/\text{GPa})$  | 200                 |
| 熔化激活温度 $E_m / (\text{K})$  | 3880                |
| 冲击波加载压力 $P / (\text{GPa})$   | 3                   |

### 3 计算结果及讨论

在计算中,我们取加载压力  $P=3\text{GPa}$ ,孔隙初始半径  $a_0=4\mu\text{m}$ ,这是因为高密度多孔炸药中的平均孔隙尺寸约为几个微米的数量级<sup>[1]</sup>。模型计算结果如图 1 所示。

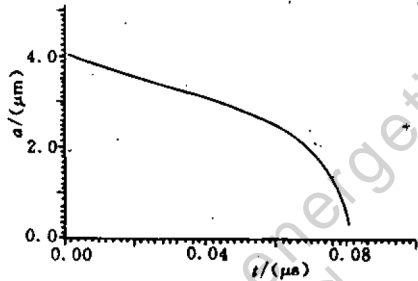


图 1 (a)  $a_0=4\mu\text{m}$  时,孔隙半径随时间变化曲线

Fig. 1 (a) Cavity radius versus time at  $a_0=4\mu\text{m}$ .

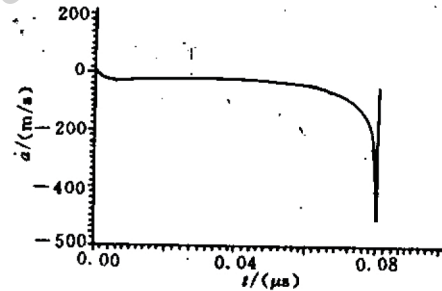


图 1 (b)  $a_0=4\mu\text{m}$  时,孔隙表面介质塌缩速度随时间变化曲线

Fig. 1 (b) Velocity of cavity boundary versus time at  $a_0=4\mu\text{m}$ .

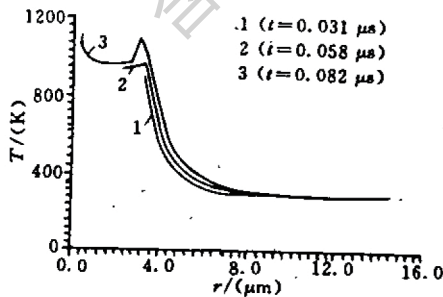


图 1 (c)  $a_0=4\mu\text{m}$  时,胞元球壳中的温度分布

Fig. 1 (c) Temperature distribution in the spherical shell at  $a_0=4\mu\text{m}$ .

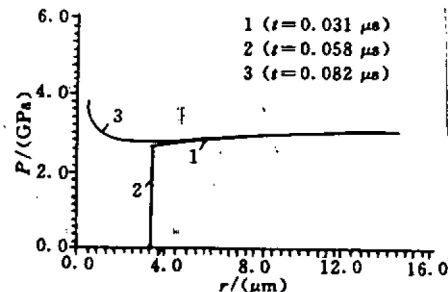


图 1 (d)  $a_0=4\mu\text{m}$  时,胞元球壳中的压力分布

Fig. 1 (d) Pressure distribution in the spherical shell at  $a_0=4\mu\text{m}$ .



图 1(a)~图 1(d)分别显示了孔隙半径和孔隙表面介质塌缩速度随时间的变化关系以及胞元球壳中三个不同时刻的温度分布和压力分布。由于粘塑性耗散功对孔隙径向坐标有较强的依赖关系,在孔隙塌缩初期,孔隙附近的介质有一个温度梯度较大的局部升温区(见图 1(c)中曲线 1)。一旦孔隙边界附近的质点发生熔化后,其压力由于剪切强度降低而迅速下降至  $P_0$  附近,该质点转变成  $Y=0$  的液态,这时与塑性有关的能量聚集效应可以排除。同时,粘度由于受温度的影响也迅速下降,使粘滞性塑性功也变得很小。因而造成在熔点影响温度的诸因素中,热传导起了主要作用,使已熔化质点的温度保持在熔点附近。当孔隙边界物质熔化后,粘塑性耗散能转而聚集在与熔化区相交的边界上,使该点处介质温度迅速上升,继而发生熔化(有熔化区存在时,胞元球壳中的温度分布见图 1(c)中曲线 2)。随着熔化区的不断扩大,在孔隙塌缩的最后阶段,孔隙附近介质被加速至较高的速度,孔隙半径迅速减小。同时,由于与速度相关的粘性耗散能的增加,孔隙边界处介质的温度再次上升。此时,胞元球壳中的温度分布见图 1(c)中曲线 3。由温度分布图可见,熔化区半径约等于孔隙初始半径。

根据上述模型结果,我们可以得到多孔 TNT 炸药在较低幅值冲击波加载下,“热点”形成的定性图象:

(1) 与不考虑熔化影响的模型结果相比,虽然熔化效应降低了小尺寸孔隙边界的最高温度,但考虑到炸药样品内孔隙尺寸有一定的分布,对大尺寸孔隙,由于孔隙边界最终可以达到相当高的塌缩速度,受惯性力影响,孔隙边界在闭合瞬间有很高的压力。这时,在粘性模型(8)式中必须考虑压力对粘度,从而对温度的影响,甚至要考虑流体动力学加热机理。这时孔隙边界介质将在熔点基础上再以很大幅度升高,甚至超过不考虑熔化时的温度值,使孔隙边界处介质瞬时点火。我们对孔隙初始尺寸  $a_0=12\mu\text{m}$  的胞元模型也进行了计算,结果见图 2。

(2) 在闭合孔隙表面上达到给定点火温度的条件,是化学上会起反应物质点火的必要条件,但不是充分条件。热点能够发展的可能性,要由充分深的加热层存在保证,而只有存在一定的温度梯度才能保证加热层的深度。由于我们在模型中考虑了熔化效应,熔化区的存在就保证了这样的温度梯度及深度,由于熔化区的温度显著地高于周围介质温度,我们有理由将熔化区尺寸定义为热点尺寸。

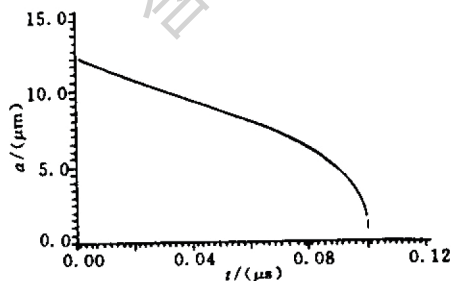


图 2 (a)  $a_0=12\mu\text{m}$  时,孔隙半径随时间变化曲线

Fig. 2 (a) Cavity radius versus time for the case  $a_0=12\mu\text{m}$ .

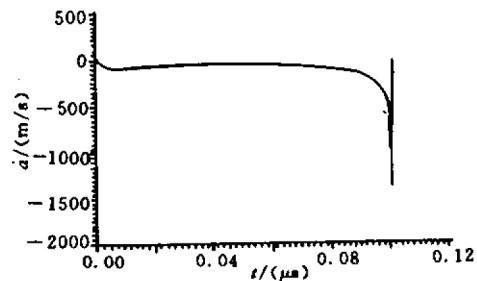


图 2 (b)  $a_0=12\mu\text{m}$  时,孔隙表面介质塌缩速度随时间变化曲线

Fig. 2 (b) The velocity of cavity boundary versus time for the case  $a_0=12\mu\text{m}$ .

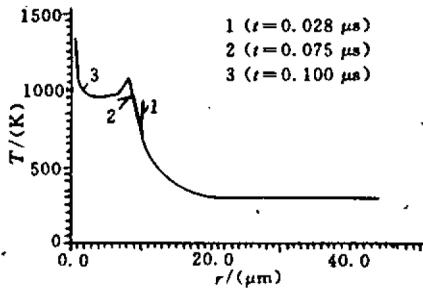


图 2 (c)  $a_0=12\mu\text{m}$  时,胞元球壳中的温度分布  
Fig. 2 (c) Temperature distribution in the spherical shell at  $a_0=12\mu\text{m}$ .

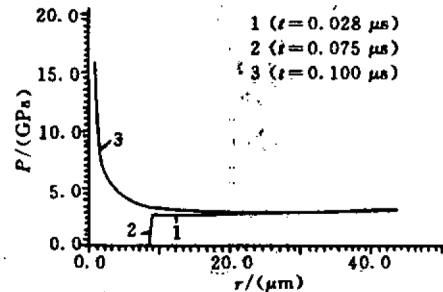


图 2 (d)  $a_0=12\mu\text{m}$  时,胞元球壳中的压力分布  
Fig. 2 (d) Pressure distribution in the spherical shell at  $a_0=12\mu\text{m}$ .

(3) 对细颗粒压装的 TNT 样品在初始密度一定的条件下,由于其具有较小的孔隙尺寸分布,不论从孔隙边界的最高温度,还是“热点”尺寸来看,熔化都强烈地降低了它的点火感度。

今后,我们准备对如下几个问题进行更进一步的研究: ① 当加载压力较高时,在模型中考虑密实材料本身受冲击压缩造成的整体温度上升; ② 研究对象 PETN 这类熔点和感度都较高的非均质炸药,当熔化效应可以忽略时,热点形成的粘塑性机理; ③ 将此模型加入宏观冲击波起爆动力学模型中,并通过冲击波起爆实验间接证明本模型的可靠性。

### 参 考 文 献

- 1 Khssainov B A. Proc. 7th Symp. (Intern.) on Detonation. 1981. 35
- 2 Carroil M M, Holt A C. J. Appl. Phys., 1972, 43 (4), 1626~1636
- 3 Butcher B M, Carroll M M, Holt A C. J. Appl. Phys., 1974, 45 (9), 3864~3875
- 4 Carroll M M, Kim K T. J. Appl. Phys., 1986, 59 (6), 1692~1671
- 5 Frey R B. Proc. 7th Symp. (Inter) on Detonation. 1981.
- 6 Frey R B. Proc. 8th Symp. (Inter) on Detonation. 1985.

## VISCOPLASTIC COLLAPSE MECHANISM OF HOT-SPOT FORMATION IN POROUS TNT EXPLOSIVES

Zhang Zhenyu Huan Shi Lu Fangyun Zhu Wenhui

*(National University of Defence Science and Technology)*

**ABSTRACT** The viscoplastic collapse mechanism of hot-spot formation in pressed porous TNT charges was studied. A model was proposed and numerically calculated based on the viscoplastic motion and induced heat of the media around cavities due to the melting effect. The results showed that in molten region near the boundary of cavities with different dimensions the temperature was kept near the melting point, and the existence of the molten region ensured a heat layer with a certain depth under the shock pressure with amplitude of about 3 GPa. Due to the enlargement of molten region during the collapse of cavities, the yield stress tended to zero and viscoplasticity was very small in the molten region, these factors may result in a high velocity of cavity boundary collapse, therefore on the close stage of cavity the fluid-dynamics mechanism of ignition must be considered for these samples from large granular, while the melt remarkably decreased the sensitivity of ignition for these samples from fine granular.

**KEY WORDS** TNT, viscoplastic collapse of cavity, melting effect.