第8卷 第3期
1988年7月

爆 炸 与 冲 击
EXPLOSION AND SHOCK WAVES

Vol. 8, No. 3
Jul., 1988

粘弹塑性热点燃烧模型的冲击起爆理论

章冠人
（西南流体物理研究所）

摘要 本文作者建议一种粘弹塑性燃烧模型作为冲击起爆的物理图象，并由此导出了著名的冲击起爆判据 $p^2\tau=$ 常数。

关键词：冲击起爆，热点，粘弹塑性，起爆判据。

一、引 言

冲击引爆机理的研究，已经发表了很多文章[1-6]，普遍接受的机理是冲击波对炸药不均匀地加热，形成热点，然后逐渐发展成爆轰波。热点形成问题，一般认为有下列几种机理：

1）不均匀炸药内所含孔隙的压缩；

2）炸药颗粒之间的摩擦；

3）不均匀炸药内所含孔隙表面能转化为动能；

4）晶体的位错和缺陷等。

1983年，作者在第二次全国爆轰学术讨论会上已经对各种热点模型作了评述和比较[7]。作者认为以不均匀炸药内孔隙的压缩模型最能吸引人，即当冲击波进入不均匀炸药时，压缩其中的孔隙，当绝热压缩到一定程度时，由于温度升高而使孔隙或气孔表面的炸药分解燃烧形成高温高压的热点而发展成爆轰波。Mader[8,9]曾用二维和三维数值模拟程序对冲击波压缩孔隙形成热点的模型进行了计算，得到了许多令人鼓舞的物理图象。本文的目的，就是在这个物理图象的基础上，利用一维粘弹塑性模型的解析解，再加上热点燃烧，从而发展成爆轰，并由此推导出著名的冲击起爆判据 $p^2\tau=$ 常数。这样就补充了文献[10]的证明，从细观上证明了这个宏观的起爆判据，达到了宏观和细观的统一。

二、 粘弹塑性球形孔隙压缩燃烧模型

设不均匀炸药内孔隙呈球状如图1所示。当受冲击波压缩后，认为两个球面之间的炸药是不可压的，则其中任一点的运动方程为：

$$\rho_T\frac{du}{dt}=\frac{\partial\sigma_r}{\partial r}+\frac{2(\sigma_r-\sigma_\varphi)}{r} \tag{1}$$

$$u=\dot{r}=\frac{dr}{dt} \tag{2}$$

$$\sigma_r-\sigma_\varphi=Y+2\eta\left(\frac{\partial u}{\partial r}-\frac{u}{r}\right) \tag{3}$$

1988年1月15日收到原稿，3月3日收到修改稿。

式中 r 为距球心的径向距离；ρ_T 为密实炸药的密度；t 为时间；$\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_\varphi$ 为应力分量；Y 为炸药的弹性极限；η 为其粘滞系数。

由于球对称

$$\sigma_\theta = \sigma_\varphi \tag{4}$$

$$p = -(\sigma_r + 2\sigma_\theta)/3 \tag{5}$$

初始条件为： $t=0$

$$r=b_0,\ p=p_{Tb}(0)=p_s \tag{6}$$

$$r=a_0,\ p=p_{Ta}(0)=p_0 \tag{7}$$

边界条件为： $t=t$

$$r=b,\ p=p_{Tb}(t)=p_s \tag{8}$$

$$r=r,\ p=p_{Tr}(t)=q(t) \tag{9}$$

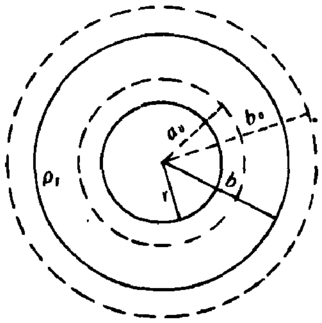

图 1 球形孔隙示意图

式中 $q(t)$ 为 r 处的压力，r 处以内的球体已完全变为气体。

由于假设密实炸药是不可压的，应有

$$b_0^3 - r_0^3 = b^3 - r^3 \tag{10}$$

式中 r_0 为对应于 r 的初始值。对式（10）微分，得

$$u = \dot{r} = \left(\frac{b^2}{r^2}\right)\dot{b} \tag{11}$$

$$\frac{du}{dt} = \frac{2b}{r^2}\left(1-\frac{b^3}{r^3}\right)\dot{b}^2 + \frac{b^2}{r^2}\ddot{b} \tag{12}$$

应用式（3）和（5）可以将式（1）改写为[11]

$$\rho_T\frac{du}{dt} = -\frac{\partial p_T}{\partial r} + \frac{2Y}{r} \tag{13}$$

粘滞系数只出现在介面条件内

$$p_T\big|_{r=r} = \frac{2}{3}Y + \frac{4\eta}{3}\left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r}\right)\Big|_{r=r} + q(t) \tag{14}$$

式中 $q(t)$ 是空隙内的瞬时压力。将式（12）代入式（13），然后对 dr 积分，从 b 到 r，可得

$$q(t) - p_{Tb} + \frac{2}{3}Y - 2Y\ln\frac{r}{b} = Q(\ddot{b}, \dot{b}, \dot{b}^2) \tag{15}$$

右边 Q 中各项是 $\ddot{b}$，$\dot{b}$，，$\dot{b}^2$ 的函数。当冲击波阵面扫过之后，达稳定阶段，速度和加速度均十分小，故式（15）右边 Q 可近似等于零。因而

$$q(t) = p_{Tb} - \frac{2}{3}Y + 2Y\ln\frac{r}{b} \tag{16}$$

将 $\ln(r/b)$ 用级数展开，取第一项，可得

$$q(t)=P_{Th}-\frac{8}{3}Y+\frac{2Y}{b}r \tag{17}$$

以后可以看到r/b总是小于1，当$r/b>1$时意味着孔隙的破裂，此时炸药已转变为爆轰。同样，如当孔隙内压力大于外面压力向外膨胀时，可以证明有

$$q(t)=P_{Th}+\frac{8}{3}Y-\frac{2Y}{b}r \tag{18}$$

在真正平衡时，孔隙内的压力为式（17）和（18）的平均值，即

$$q(t)=p_{Th} \tag{19}$$

这为冲击波扫过后，未受稀疏时，介质既不压缩又不膨胀的情形。但这种情况只是瞬时的。由于孔隙内壁炸药的燃烧，$q(t)$增加十分迅速，孔隙很快膨胀破坏。

按照Zel'dovich凝聚炸药的燃烧理论[12]，认为燃烧是在气相中的一个狭窄区域内发生的。主要的释热量集中在有燃烧的最大温度Tm附近的宽度为RT_m^2/E的窄范围内，其中R为气体常数，E为活化能。因此在孔隙内的压力变化，可以认为仅与孔隙内气体的密度有关而与温度关系不大，这样

$$\frac{dp}{dt}=c\frac{d\rho_g}{dt} \tag{20}$$

式中ρ_g为孔隙内气体密度，ρ_g的改变是由孔隙内表面炸药燃烧的结果，即

$$\frac{d\rho_g}{dt}=c'\rho_T S v \tag{21}$$

式中$S(=4\pi r^2)$为孔隙内表面积；ρ_T为密实炸药密度；c'和c均为常数；v为燃烧速度。根据文献〔13〕，燃烧速度正比于压力p

$$v=c''p \tag{22}$$

将式（21）和（22）代入式（20），得

$$\frac{dp}{dt}=4\pi cc'c''\rho_T r^2 p \tag{23}$$

用式（17）代去r，可得

$$\frac{dp}{dt}=K(p-\Delta p)^2 p \tag{24}$$

式中$K=4\pi cc'c''\rho_T(b/2Y)^2$，$\Delta p=p_{Th}+\frac{8}{3}Y$。因为从燃烧转变为爆轰的过程是很快的，压力的变化范围从十分之几吉帕到几十吉帕，Δp中的冲击波压力一般只有十分之几吉帕最大只有几个吉帕，炸药的弹性极限Y则更小，所以对式（24）积分时，不妨忽略掉Δp，因此得

$$\frac{dp}{dt}=Kp^3 \tag{25}$$

积分上式，积分限从真正平衡时$t=0$开始到τ，则

$$\int_{p_{Th}=p_s}^{p}\frac{dp}{p^3}=K\int_0^t dt \tag{26}$$

可得

$$p=\frac{p_s}{(1-Kp_s^2\tau)^{1/2}} \tag{27}$$

从式（27）可以发现，如

$$1-Kp_s^2\tau=0$$

即

$$p_s^2\tau=\frac{1}{K}=\text{常数} \tag{28}$$

p将上升为无限大，这意味着孔隙的早已破裂,也就是炸药早已转变为爆轰。

上面是认为燃烧速度正比于压力p的情形。严格地说炸药的燃烧速度与p^m成比例，其中m大于1. 同样的方法代入式（21），可以证明起爆判据为

$$p_s^n\tau=\text{常数} \tag{29}$$

式中$n=m+2$。这就是更严格的起爆判据形式。

三、结　论

本文从球面孔隙的粘弹塑性模型出发，加上孔隙内表面炸药燃烧的假设，证明了Walker和Wasley[1]提出的$p^2\tau$起爆判据。他们的证明完全是从飞片输入炸药能量角度出发的，是宏观的，而这里从细观的一个孔隙受压缩的模型出发，没有应用能量的概念而直接应用了压力。两者均证明了这个起爆判据，可以说两者殊途而同归。另外本文的证明也补充了Anderson[10]文章中对整个冲击起爆的过程没有一个完整的物理图象这一缺点。

参　考　文　献

[1] Walker, F.E., Wasley, R.J., *Explosivestoff*, 17 (1969), 9.

[2] Gittings, E.F., *Fourth Symposium (International) on Detonation*, ACR-126, US Printing office, Washington.D.C., (1965), 373.

[3] Campbell, A.W. et al., *Phys. of Fluids*, 4 (4) (1961), 498.

[4] Travis, J.R., *Fourth Symposium (International) on Detonation*, ACR-126 US Printing office, Washington D.C. (1965), 386.

[5] Voskoboinikov, I.M., Bogomolov, V.M., et al., Doklady Akademii Nauk. USSR, 167 (1966), 610.

[6] Partom, Y., *Seventh Symposium (International) on Detonation* U.S Naval Academy, Annapolis, Maryland June, 16－19 (1981), 506.

[7] 章冠人,第二次全国爆轰学术讨论会论文集（1），南京，（1983）.

[8] Mader, C.L., Numerical Modeling of Detonation, University of California Press, Berkeley, Los Angeles (1979), Chapter 3.

[9] Mader, C.L., Kershner, J.D., *Eighth Symposium (International) on Detonation*, Preprint (1985), 366.

[10] Anderson, W.H., *Propellents, Explosive, Pyrothechnica*, 9 (1984), 39.

[11] Дунин, С.З., Сурков, В.В., *ЖПМТФ* 5 (1979), 107.

[12] Беляев, А.Ф., Боболев В.К. и др., *Наука*, (1970), 30.

[13] Баталова, М.В., Бахрах, С.М., Зубарев, В.Н., *ФГВ*, 16 (1980), 105.

THEORY OF INITIATION OF HOT SPOT IN HETEROGENEOUS EXPLOSIVE WITH VISCO-ELASTIC-PLASTIC AND COMBUSTION MODEL

Zhang Guanren

(Southwest Institute of Fluid Physics)

ABSTRACT In this paper, the author proposed a visco-elastic-plastic and combustion model of the initiation of a hot spot in heterogeneous explosive and derived the famous criterion of detonation $p^2\tau$=const.

KEY WORDS shock initiation, hot spot, visco-elastic-plastic, criterion of detonation