

激光引爆PETN炸药的数值模拟

孙承伟

(西南流体物理研究所)

摘要 本文在一维反应流体动力学方程组的能量方程中加入激光源项, 分别计算了透明玻璃窗口和镀膜窗口复盖下PETN炸药激光引爆的临界参数和炸药表面的温度和压力。结果表明, 这两种窗口情况下, 炸药起爆都是热机制。

关键词 炸药, 爆轰, 引爆, 激光应用。

一、引言

Bowden和Yoffe评述了激光器出现之前强闪光引爆炸药的研究^[1], 仅有一些起爆药发生爆炸, 其中除氯化银有直接光化学分解的可能性外, 其余都是热机制。巨脉冲激光器的亮度比脉冲闪光灯高几十亿倍, 可引爆许多种猛炸药^[2], 也已研制成功一些引爆装置^[3]。许多作者认为, 激光引爆仍然是热机制, 虽然目前尚缺少令人满意的理论模型^[4]。例如由于“Blow off”现象, 自由入射面的炸药在很强激光束作用下也不会引爆, 实验中炸药样品必须用窗口加以约束。而以前许多计算中都没考虑窗口的作用, 炸药依靠惯性约束而被激光引爆^[5-8]。Yang用镀膜窗口装置实现了激光引爆, 并认为这里是冲击引爆机制, 然而缺乏充分根据^[9]。更基本的问题是, 激光引爆炸药的反应动力学是否可以完全归结为Arrhenius定律? 这种爆轰方法可得出同实验差不多的临界起爆能量, 但炸药温度、感应时间以及爆轰发展过程的计算结果同实验差别较大。二维情形中光束直径同临界引爆能量密度的关系, 也是如此。

二、带有激光源项的反应流动方程组

一维平面Lagrange形式流体动力学方程组是

$$\frac{\partial^2 R}{\partial t^2} = \frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{\partial(p+q)}{\partial M} \quad (1)$$

$$V = \frac{\partial R}{\partial M} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(I + \frac{1}{2} U^2 \right) = -\frac{\partial [U(p+q)]}{\partial M} + \lambda \frac{\partial}{\partial M} \left(\frac{\partial T}{\partial R} \right) + Q \quad (3)$$

式中 U , V , I , T , R , p 和 q 分别为粒子速度、比容、比内能、温度、Euler 坐标、压力和人为粘性压力。 M 和 t 分别是质量和时间坐标。 $t=0$ 时激光开始自右方入射, Q 为激光源项。 λ 是热传导系数。

下标 s , g 和 m 分别表示未反应炸药, 爆轰产物和这两者混合物的状态。HOM 状态方

程给出^[10]

$$p_s = F_s(V_s, I_s) \quad (4)$$

$$T_s = G_s(V_s, I_s) \quad (5)$$

$$p_g = F_g(V_g, I_g) \quad (6)$$

$$T_g = G_g(V_g, I_g) \quad (7)$$

假定混合物中未反应炸药和爆轰产物处于压力和温度平衡, 比容及比内能则按照未反应炸药的质量分数 W 进行分配, 即

$$p_m = p_s = p_g \quad (8)$$

$$T_m = T_s = T_g \quad (9)$$

$$V_m = W V_s + (1 - W) V_g \quad (10)$$

$$I_m = W I_s + (1 - W) I_g \quad (11)$$

W 则由反应速率方程决定, 这里采用 Arrhenius 定律

$$\frac{dW}{dt} = -WZ \exp(-E^*/R_c T_m) \quad (12)$$

式中 Z, E^*, R_c 分别为频率因子, 活化能和气体常数。方程组(1)~(3)计算混合物的 V_m 和 V_m , 通过迭代从(4)~(11)式中求出 p_m 和 T_m 。

假设巨脉冲激光束强度不十分大, 以致炸药对激光的吸收服从 Bouguer-Lambert-Beer 定律, 质量吸收系数 ν_m 为常数。激光脉冲呈方波形状, 宽度 τ_l 不超过几百纳秒, 在这期间炸药颗粒的位置近似不变。聚焦光束沿柱面或球面径向入射, 轴线或球心位于 $R=0$ 。炸药的光入射界面位于 R_0 , 其右方为透明玻璃窗口, 左方炸药内坐标 $R < R_0$ 处截面通过的光通量是

$$\epsilon = (1 - A) B R_0^{\alpha-1} \exp \left\{ -\frac{\nu}{\alpha} R_0 \left[1 - \left(\frac{R}{R_0} \right)^\alpha \right] \right\} \quad (13)$$

这里 $\alpha=1, 2, 3$ 分别对应于平行光束, 柱和球面聚焦光束; A —炸药表面反射系数; $\nu (= \rho_0 R_0^{\alpha-1} \nu_m)$ —炸药的线吸收系数, ρ_0 是炸药初始密度; B —激光束入射光通量。单位时间内 R 到 $(R-\Delta R)$ 间沉积的光能量为 $\Delta\epsilon = (\partial\epsilon/\partial R)\Delta R$, 换算为比内能变化率即得(3)式中的激光源项

$$Q = \frac{1}{\rho_0 R^{\alpha-1}} \frac{\partial\epsilon}{\partial R} = (1 - A) \frac{\nu B}{\rho_0} \exp \left\{ -\frac{\nu}{\alpha} R_0 \left[1 - \left(\frac{R}{R_0} \right)^\alpha \right] \right\} \quad (14)$$

显然, 当 $R_0 \sim (\alpha-1)/\nu$ 时, 聚焦光束深处的光通量会大于入射面处值, 它同平行光束才会有明显区别。例如 $\nu=50\text{cm}^{-1}$, R_0 约 $0.2\sim 0.4\text{mm}$, 这样高度聚焦的激光束会击穿炸药界面前的空气或玻璃介质。实验条件下的聚焦光束可按平行光束处理, 以下均采用 $\alpha=1$ 。

设有限差分计算的空间步长为 Δx , 炸药界面格点编号 J_0 , 坐标 R 处格点编号 $j < J_0$,

(14) 式的差分格式是

$$(1-A) \frac{\nu B}{\rho_0} \exp \left\{ -\nu J_0 \Delta x \left[1 - \left(\frac{j+\frac{1}{2}}{J_0} \right) \right] \right\} \quad (15)$$

吸收最强的格子处指数项为 $\exp(-\nu \Delta x/2)$ ，其误差为 $O(\nu \Delta x/2)$ 。

三、巨脉冲激光引爆 PETN 炸药的计算

厚度 0.25cm 的 Pyrex 玻璃窗口左方是密度 1.775g/cm^3 的 PETN 炸药，平行激光束自右入射，激光通量存在一个临界值 B_{cr} ，在此以下的激光束将不会使炸药爆炸。 $(1-A)\tau_l B_{cr}$ 是临界起爆时，单位面积炸药吸收的激光能量， $(1-A)\nu B_{cr}$ 则是单位面积及吸收深度的炸药体积内吸收的激光功率。图 1 表示这两个量同激光脉宽 τ_l 的关系。 $(1-A)\tau_l B_{cr}$ 随 τ_l 变动不大，同吸收系数 ν 近似成反比；反之 $(1-A)\nu B_{cr}$ 则随 ν 变化不大，同 τ_l 近似成反比。低功率激光实验测量 PETN 样品的 ν 约 31cm^{-1} ，由于炸药表面汽化，有效的 ν 值还要大些（文献[8]采用 ν 为 134cm^{-1} 作计算）。 $\tau_l B_{cr}$ 的实验值约 $90 \sim 110\text{kJ/m}^2$ [11]，同计算结果接近。计算中发现，不计窗口的热传导损失，对结果无影响。

图 2 表示临界起爆时炸药表面的温度和压力随 τ_l 和 ν 不同，临界温度约 $670 \sim 700\text{K}$ ，临

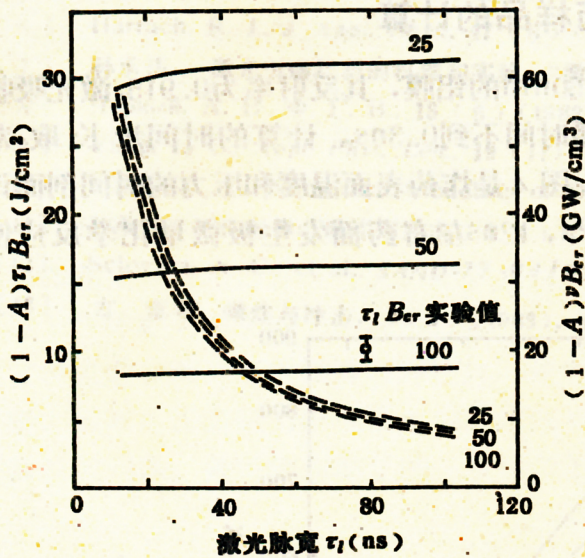


图 1 临界引爆参数同激光脉宽的关系。
(炸药表面单位面积吸收激光能量 $(1-A)\tau_l B_{cr}$ —实线；单位体积吸收激光功率 $(1-A)\nu B_{cr}$ —虚线。曲线上标数字为吸收系数 $\nu(\text{cm}^{-1})$)

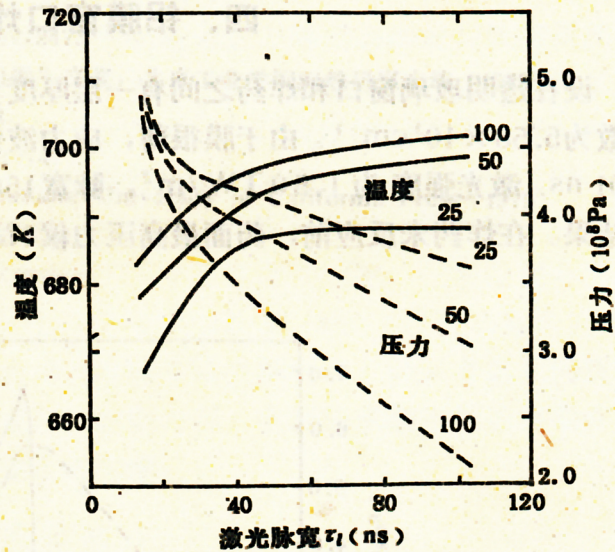


图 2 临界引爆下激光脉冲终止时炸药表面的温度和压力。
(曲线上标数字为吸收系数 $\nu(\text{cm}^{-1})$)

界压力约 $0.2 \sim 0.5\text{GPa}$ 。药面温度没有实验测量，但计算揭示的临界温度阈值性质是明显的。PETN 炸药冲击引爆的判据是，当 $\rho_0 = 1.2\text{g/cm}^3$ ； $\tau = 0.047\mu\text{s}$ ， $p^2\tau = 0.047(\text{GPa})^2\mu\text{s}$ [12]。图 2 中最高压力换算的 $p^2\tau$ 值比上述判据小 10 倍以上。这表明透明窗口下 PETN 炸药的激光

引爆是热机制。

图3表示 $B > B_{cr}$ 时起爆感应期的变化。激光能量下降趋于临界值时,感应期很快增长

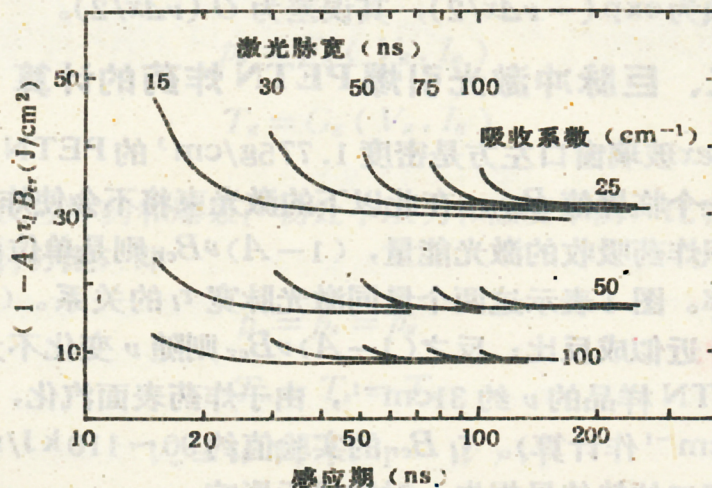


图3 超临界引爆时感应期与单位面积吸收的激光能量 $(1-A)\tau_l B$ 的关系

另一方面光强很大时感应期也会短于激光脉宽,但图中只计算到感应期等于 τ_l 为止。

四、铝膜窗口炸药样品的计算

设在透明玻璃窗口和炸药之间有一层厚度为150nm的铝膜,其反射率为0.915,激光吸收系数为 $5.58 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ 。由于膜很薄,应力波传播时间不到0.3ns,计算的时间步长取为0.01 ns。激光强度为 1.50 TW/m^2 ,脉宽15ns。图4是炸药表面温度和压力的时间剖面计算结果。在炸药未反应前,药面最高压力仅17MPa,12ns左右药面发生极微量化学反应使

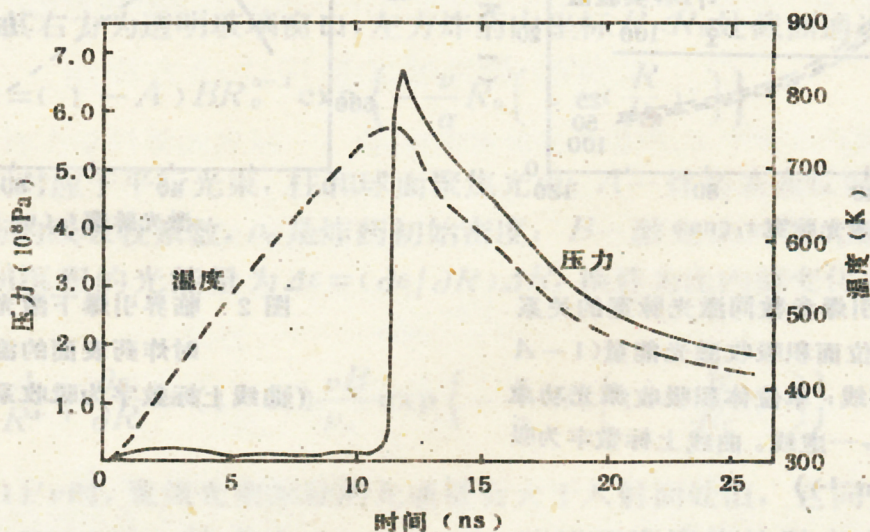


图4 铝膜窗口下炸药表面温度和压力的时间剖面(激光强度 1.50 TW/m^2 ,脉宽15ns)

压力跃升为670MPa。铝膜本身最高压力约464MPa, 最高温度860K以上, 通过热传导使炸药表面加热, 发生反应。

我们曾用脉宽50ns激光束照射100nm厚的铝膜窗口, 光强约800GW/m², 测得低密度PETN起爆的 $\tau_1 B_{cr}$ 值约为41.7kJ/m²。如果在铝膜和PETN之间放置一薄片玻璃, 冲击波的传播无明显衰减, 但即使激光能量增大六倍以上, 也不能使炸药起爆。激光强度若为1.14TW/m², 测得铝膜中压力峰值为0.515GPa, 说明本计算结果是可信的^[13]。把本节的计算值同上节对照, 并根据实验事实可知, 铝膜窗口下PETN炸药的激光起爆也是热机制。

本文利用了方青, 宋海法、叶于观提供的实验数据, 谨致谢意。

参 考 文 献

- [1] Bowden, F. P., Yoffe, A. D., *Fast Reactions in Solids*, Butterworths Scientific Pub., London.(1958).
- [2] Menichelli, V. J., Yang, L. C., *Proc. of the 7th Symp. on Explosives and Pyrotechnics*, III-2 (1971),1.
- [3] Yang, L. C., *Proc. of the 9th Symp. on Explosives and Pyrotechnics*, IV (1976),1.
- [4] Брун, А. А., Газеев, И. Р., *Ф. Г. Б.*, 5 (4)(1969),475.
- [5] Boddington, T., *AD-619542* (1964).
- [6] Harrach, R. J., *J. Appl. Phys.*, 47 (6) (1976),2473.
- [7] 孙承伟, 激光引爆炸药的机理和实验, “激光引爆”文集, 北京工业学院84教研室主编 (1978),1.
- [8] Чернуш, А. В., *Ф. Г. Б.*, 18 (6) (1982),48.
- [9] Yang, L. C., *Appl. Phys. Lett.*, 19 (11) (1971),473.
- [10] Mader, C. L., *Numerical Modeling of Detonations*, University of California Press (1979).
- [11] 孙承伟, 王作妮等, 爆炸与冲击, 1 (1) (1981),84.
- [12] Schwarz, A. C., et al., *SAND-77-0416C* (1978).
- [13] 方青等, 爆炸与冲击, 3 (3) (1983), 80.