

文章编号: 1001- 2486(2009) 05- 0106- 06

# 驱动管中柱状装药爆轰过程的数值模拟\*

白晓征<sup>1</sup>, 刘瑞朝<sup>2</sup>, 刘 君<sup>1</sup>

(1. 国防科技大学 航天与材料工程学院, 湖南 长沙 410073; 2. 总参工程兵科研三所, 河南 洛阳 471023)

**摘要:** 数值模拟了爆炸驱动管中柱状装药内爆轰波的传播过程。计算采用欧拉型有限体积方法, 炸药及爆轰产物均采用 JWL 状态方程, 空气采用理想气体状态方程, 采用“点火- 生长”模型计算化学反应速率。计算得到了驱动管内波系结构的发展过程, 爆速与经验公式符合得较好。计算表明, 驱动管侧壁的压力峰值在 800MPa 以上, 而在管底中心处, 由于激波的汇聚, 压力峰值高达 12.4GPa。

**关键词:** 爆炸力学; 凝聚态炸药; 爆轰; 点火- 生长模型

中图分类号: O383.3 文献标识码: A

## Numerical Simulation of Detonation in Cylindrical Explosives in Driving Tube

BAI Xiao-zheng<sup>1</sup>, LIU Rui-chao<sup>2</sup>, LIU Jun<sup>1</sup>

(1. College of Aerospace and Material Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China;

2. The Third Engineer Scientific Research Institute, General Staff of PLA, Luoyang 471023, China)

**Abstract:** The evolution of detonation waves in cylindrical explosives in driving tube is simulated in this paper. Eulerian finite volume method is used, in which the JWL (Jones-Wilkins-Lee) state equation is used for both explosives and detonation products, while the perfect gas state equation for air, and the ignition and growth model is used to calculate chemical reaction rates. The evolution of wave structures is obtained, which can calculate detonation speed accords well with experiential formula. It is also demonstrated that the peak pressure on the side inboard of the tube is above 800MPa, and due to the converge of shock waves, the peak pressure in the center of bottom is as high as 12.4GPa.

**Key words:** explosion mechanics; condensed explosive; detonation; ignition and growth model

空气中的常规化学爆炸或核爆炸都会引起爆炸波, 爆炸波对人员、设备、防护工程的破坏作用研究在国防上具有重要的应用价值。对于爆轰波与结构的相互作用, 目前常用的有两种数值模拟方法, 一是采用拉格朗日型算法, 这在模拟爆轰驱动飞片<sup>[1]</sup>、结构的爆轰加载<sup>[2]</sup>上应用较广; 另一种是采用欧拉型算法, 但忽略爆轰反应的细节, 而采用瞬时爆轰模型或自相似解作为爆炸的初场, 这主要用于模拟球形装药爆炸的远距效应<sup>[3-5]</sup>。

在某型爆炸激波管的工程设计中, 采用钢质驱动管中的 TNT 装药的爆轰来产生空气中的冲击波, 因此驱动管中爆轰波的发展过程、驱动管所受的载荷是设计过程中所亟待解决的问题, 对设计的安全性有重要影响。这一问题中爆轰产物与空气间存在复杂的相互作用, 二者间界面也经历了很大的变化, 难以采用拉格朗日型算法; 而且流场的发展与爆轰波的传播过程密切相关, 必须考虑爆轰反应的过程, 因而前述的两种数值方法均不能直接应用于此问题中。

为此, 本文采用一种流体混合型算法模拟此问题, 控制方程为守恒的欧拉型多组分控制方程组, 采用 JWL 状态方程模拟炸药和爆轰产物, 采用“点火- 生长”模型计算化学反应率。在炸药与爆轰产物间采用等压假设, 在爆轰产物与空气间采用等温假设。

\* 收稿日期: 2009- 04- 22

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(90505003, 10602064); 国防科技大学优秀研究生创新资助项目

作者简介: 白晓征(1983-), 男, 博士生。

## 1 物理模型

驱动管和药柱的布置方式如图 1 所示, 驱动管为圆柱形, 垂直地装在墙上, 驱动管内放有圆柱形 TNT 药柱, 药柱与驱动管同轴, 二者之间是静止空气。实验时, 在药柱顶端, 即驱动管出口处点火, 爆轰波将沿药柱向驱动管底部传播。

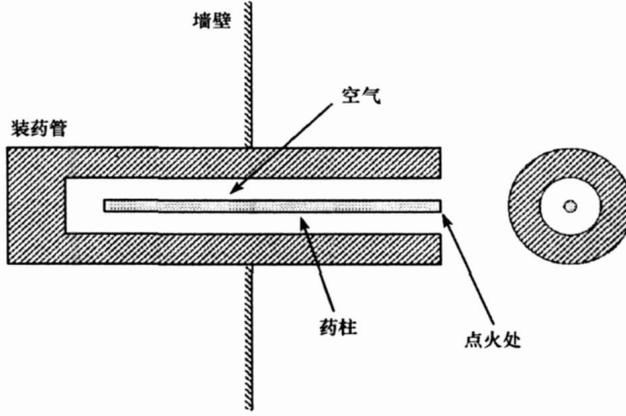


图 1 物理模型

Fig. 1 Problem configuration

## 2 计算方法

### 2.1 控制方程

考虑化学反应的二维轴对称 Euler 方程组为

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial r} + S_a = S_c \quad (1)$$

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \\ \rho_1 \\ \rho_2 \end{bmatrix}, \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u v \\ (E + p)u \\ \rho_1 u \\ \rho_2 u \end{bmatrix}, \mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \\ \rho_1 v \\ \rho_2 v \end{bmatrix}, S_a = \frac{v}{r} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E + p \\ \rho_1 \\ \rho_2 \end{bmatrix}, S_c = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ Q_c \\ \sigma_1 \\ \sigma_2 \end{bmatrix} \quad (2)$$

其中,  $S_a$  为轴对称源项,  $S_c$  为化学反应源项,  $x$  表示轴向坐标,  $r$  为径向坐标,  $u, v$  分别为径向和轴向速度,  $E$  为气体的总能,  $E = \rho e + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2)$ ,  $\rho$  为混合气体的密度,  $p$  为混合气体压力,  $e$  为混合气体的比内能,  $\rho_i$  为第  $i$  种组分的密度,  $Q_c$  为化学反应的放热项,  $\sigma_i$  为化学反应中第  $i$  种组分的生成率。在本文中, 下标 1 代表未反应炸药, 下标 2 代表爆轰产物气体, 下标 3 代表空气, 于是有

$$\rho_3 = \rho - \rho_1 - \rho_2 \quad (3)$$

### 2.2 混合物的状态方程

空气采用量热完全气体模型, 状态方程为

$$p = \rho R T \quad (4)$$

式中  $p, \rho, T$  分别是气体的压力、密度、温度,  $R$  是气体常数。

炸药及爆炸产物的状态方程均为 Jones-Wilkins-Lee (JWL) 状态方程, 形式为

$$p = p(\rho, e) = A \left[ 1 - \frac{\omega}{R_1 v} \right] e^{-R_1 v} + B \left[ 1 - \frac{\omega}{R_2 v} \right] e^{-R_2 v} + \omega \rho e \quad (5)$$

或

$$p = p(\rho, T) = A e^{-R_1 v} + B e^{-R_2 v} + \omega C_V Q^T \quad (6)$$

式中  $v = \rho_0/\rho$ ,  $\rho_0$  为未反应炸药的密度,  $C_V$  为定容比热,  $A$ 、 $B$ 、 $R_1$ 、 $R_2$ 、 $\omega$  均为常数。

Lee 和 Tarver<sup>[6]</sup> 指出, 使用 JWL 状态方程计算爆轰问题时, 在炸药与爆轰产物间应当采用等压假设, 即同一个单元内的炸药和爆轰产物具有相同的压力, 而温度可能不同<sup>[7]</sup>。在产物气体与空气间, 本文采用等温假设, 即产物气体与空气的温度相同, 压力满足分压定理。同时考虑炸药、产物气体、空气时, 本文采用如下的假设:

- (1) 固相与气相的压力相等;
- (2) 气相组分间温度相同, 且满足分压定理。

也即

$$p = p_1 = p_2 + p_3, T_2 = T_3, \rho_e = \sum_{i=1}^3 \rho_i e_i \quad (7)$$

将状态方程(4)~(6)代入上式, 即可得到混合物的状态方程。

## 2.3 反应模型

采用 Lee 和 Tarver 提出的“点火-生长”反应模型<sup>[6]</sup>, 具体形式为

$$\frac{d\lambda}{dt} = I \left[ 1 - \lambda \right]^x \left[ \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right]^r + G \left[ 1 - \lambda \right]^x \lambda^y p^z \quad (8)$$

式中  $\rho_0$  为炸药的初始密度,  $\lambda$  为反应度, 含义为爆炸产物的质量分数,  $I$ 、 $G$ 、 $x$ 、 $y$ 、 $z$ 、 $r$  是与炸药有关的六个可调系数。

引入反应速率模型后, 式(2)中源项的各分量就可写为

$$\sigma_1 = - \left[ \rho_1 + \rho_2 \right] \frac{d\lambda}{dt}, \sigma_2 = - \sigma_1, Q_c = \left[ \rho_1 + \rho_2 \right] \frac{d\lambda}{dt} \cdot Q_0 \quad (9)$$

其中  $Q_0$  为单位质量炸药爆轰释放的能量。

## 2.4 离散方法

本文采用格心格式的有限体积方法离散控制方程(1), 采用 Green 公式计算单元内变量梯度, 获得空间二阶精度; 为了抑制振荡, 采用了 Venkatakrishnan 限制器; 采用 AUSM<sup>+</sup>-up 格式计算单元边界上的通量。时间推进采用二阶精度的四步 Runge-Kutta 方法。

## 3 计算结果与讨论

### 3.1 计算模型

采用轴对称二维程序对这一问题进行模拟, 驱动管内的网格数为  $2000 \times 115$  (轴向  $\times$  径向), 整个计算域共 28.4 万网格单元。在对称轴上采用对称边界条件, 在驱动管内外壁及墙面均采用滑移壁面条件, 流场的外边界取得足够远, 物理量一阶外推。

点火时, 在点火区的 4 个网格内以 G-J 状态起爆炸药, 并以此时为零时刻。TNT 炸药的物性参数及反应率系数与文献[8]相同。计算中假定驱动管及墙壁均为刚体, 不考虑其变形。

### 3.2 流场结构

药柱点火后, 爆轰波会通过药柱向左传播。由于药柱的长度相对其直径很大, 因而爆轰波阵面的强度会逐渐稳定, 其结构相当于有限直径装药中的二维爆轰波, 如图 2 所示。图中上方是  $\lg p$  的等值线, 下方是  $\lg \rho$  的等值线。可以

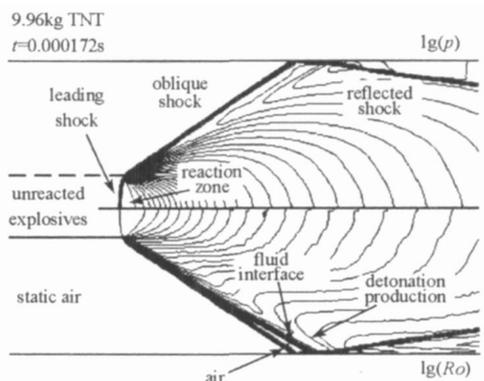


图 2 典型的爆轰波结构

Fig. 2 Typical structure of detonation waves

看出,同一维平面爆轰波不同,先导冲击波略呈弧形;由于爆轰产物的侧向飞散,先导冲击波后拖着一道斜激波,此斜激波打在驱动管管壁后产生一道反射激波。在密度等值线上可进一步看出,静止空气经斜激波压缩后形成一个很薄的压缩空气层,空气层之后便是侧向飞散的爆轰产物,压缩空气层的密度远小于产物气体,二者之间以一道接触间断分开。

图2中所示的爆轰波结构类似于有限直径圆杆药柱中的定常二维爆轰波,此时的斜激波运动速度与爆速 $D$ 相同。对管壁而言,反射激波波后位置的压力达到最大,为了准确计算管壁载荷,必须能准确模拟爆速 $D$ 。另一方面,爆速 $D$ 实际上反应了炸药能量释放的快慢,对流场的非定常发展过程有重要影响,因此爆速 $D$ 的计算结果在一定程度上反映了流场计算的精度。表1列出了计算得到的爆速与经验值的比较。经验值是根据理论爆速以及爆速与装药直径的经验关系式计算得到的,这里采用Bdzil的经验公式<sup>[9]</sup>:

$$D/D_J = 1 - 2A(d - d_f) \quad (10)$$

其中 $D_J$ 为理想爆速, $d$ 为装药直径, $A$ 和 $d_f$ 为拟合常数。

从表1可以看出,爆速的计算值与经验值存在2%的误差。根据之前数值模拟的经验,这一误差主要来自于网格,由于计算能力所限,本文采用的网格仍不够密。但考虑到爆速测量的误差,以及装药密度、直径对爆速的影响的复杂性,计算结果已经能够满足需求。

表1 计算得到的爆速与经验公式的比较

Tab.1 Comparison of detonation velocity between computational and experiential results

	爆速(m/s)	误差
经验值	6953	
计算值	7100	2.1%

在图2中,如果将坐标系固连在爆轰阵面上,则左侧空气以7100m/s的速度到达斜激波阵面,相当于马赫数20.88,而斜激波的激波角为 $33.9^\circ$ ,根据斜激波关系式,可知波后波前压力比为158。同样地,不考虑爆轰产物的影响,则反射激波波后的压力应为来流压力的1955倍。根据计算结果,斜激波波后的空气压力约为16MPa,与上面的分析符合得很好,而反射激波波后的压力峰值超过了800MPa,大大高于上面的分析值0.2GPa。分析其原因,应当是爆轰产物气体的影响。在图中的接触间断两侧,空气和产物气体的压力相同,但产物气体的密度、切向速度都比空气高很多,它遇到反射激波波后的空气,会进一步对其压缩,致使空气的密度、压力进一步升高。这在图中也可以看出,反射激波在靠近反射点附近非常贴近壁面,在这里空气受到了极度的压缩,空气的密度最大达到了 $78.6\text{kg/m}^3$ 。

图3给出了不同时刻的流场云图。在图3(a)中,100 $\mu\text{s}$ 时,稳定的爆轰波结构已经形成,爆轰波沿药柱向左传播,从药柱边缘发出的斜激波1打在管壁后产生反射激波2,反射激波与管壁间形成一高压区。同时,高压的爆轰产物向右侧空气中运动,在空气中产生了冲击波3,在产物气体中产生反射激波4,激波4相对产物气体向左运动,而从爆轰阵面后发出的稀疏波一直延伸到了激波4的左侧。激波5的形成原理与4相同,高压气体通过管口的拐角后膨胀加速,然后通过激波5减速增压。

190 $\mu\text{s}$ 时,反射激波2已在轴线处相遇,并分为三段:激波2继续随爆轰波向左传播;激波6相互穿透,并在轴线附近形成了新的高压区;激波7继续向右传播,逐渐追赶激波4。

288 $\mu\text{s}$ 时,激波6与管壁相遇反射,形成反射激波9。激波6的右侧部分成为激波8,它位于驱动管外,并沿着远离轴线的方向运动。而激波7追上了激波4,并与之碰撞,产生了一系列复杂的结构,如图3(c)所示。管底波系的详细结构如图4(a)所示,爆轰波越过了药柱底端,此时绝大部分的炸药已经完成了爆轰;爆轰波透射入空气后,在空气中形成了冲击波10,在爆轰产物中产生反射激波11,二者之间是空气与爆轰产物的分界面。由于冲击波后已无反应区提供能量,因而轴线上的峰值压力迅速下降。

310 $\mu\text{s}$ 时,轴线处的冲击波10已经与驱动管管底相遇并反射,而驱动管侧壁的冲击波尚未到达管底,其详细结构如图4(b)所示。轴线附近的激波10到达管底后产生反射激波12,激波12在向侧壁运动的过程中形成激波15、17。随着爆轰反应的完成,冲击波波后压力迅速下降,也即激波11的波后压力

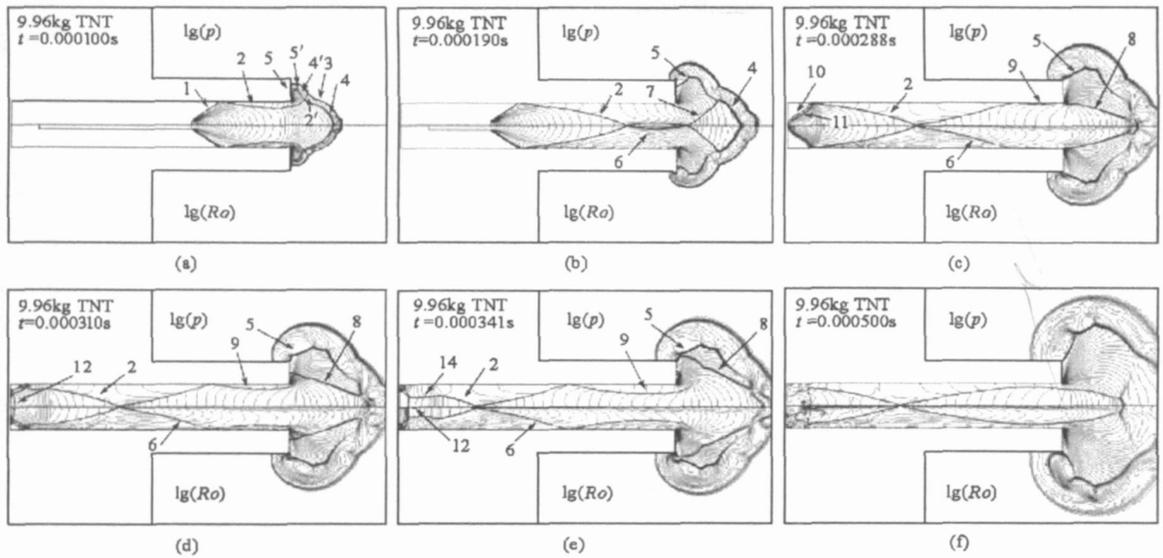


图3 不同时刻的压力、密度等值线

Fig. 3 Contours of pressure and density at different time

远小于爆轰波稳定传播时激波 1 的波后压力, 因而反射激波 2 的前部开始向激波 11 后的低压区运动, 形成了图 4(b) 中的激波 14、16。同时, 随着激波 10 的运动, 在其与侧壁交点处形成了马赫杆 13。

随着激波 10、11、13、15 的运动, 位于管底周围的静止空气区越来越小。341 $\mu$ s 时, 激波 10、11 均运动至管底及侧壁并发生反射, 而激波 13、16 与 15、17 也发生碰撞, 在管底形成了复杂的波系结构, 如图 4(c) 所示, 产生了向右运动的激波 19、21, 以及轴向运动的激波 20、22, 同时在管底的高压区中还存在一道较弱的孤立激波 18。

365 $\mu$ s 时, 管底的激波结构进一步发展, 在激波 19 与激波 20 间形成新的激波 23, 管底周围的高压区进一步扩大; 激波 14 即将在驱动管轴线处相交; 同时, 激波 2 与激波 6 之间形成马赫杆 24。此时流场中存在两个高压区, 一是管底四周, 激波 20、23、19 所包围的区域, 压力约为数十到上百兆帕; 二是轴线上激波 24 的波后, 峰值压力达到了 1GPa。

之后, 如图 4(e) 所示, 激波 20、22、14、2 等均在轴线处相遇并穿过, 产生新的激波 26、28、25。激波反射后管底中心的压力急剧上升, 在激波相遇的瞬间压力峰值达到了 12GPa, 之后随着激波的运动而迅速下降, 在图示时刻, 激波 26、27 所包围的区域的压力约为 (400~450) MPa, 仍大大高于管底四周的压力。图 4(e) 中还可以看到高压区内存在一道孤立的接触间断 29。

420 $\mu$ s (图 4(f)) 时, 激波 19、25 分别在远离管底和远离轴线的方向继续运动, 激波 23 和 28 已经追上了 21, 形成一道新的更强的激波 30; 管底压力继续下降, 管底中心压力约为 200MPa, 管底边缘压力仍不足 100MPa。

到 500 $\mu$ s (图 3(f)) 时, 管底的波系结构已变得十分复杂, 难以辨认。

设计中十分关心驱动管内壁尤其是管底的受力情况。侧壁的压力峰值出现在反射激波 2 的波后区域, 压力峰值超过了 800MPa; 管底角点的压力峰值约为 500MPa; 管底中心的压力峰值出现在激波 20、22 在轴线上相遇的瞬间, 即 374.5 $\mu$ s 左右, 由于是聚心激波的碰撞, 因而产生的压力峰值极高, 达到了 12.4GPa, 尽管此压力的作用范围仅限于管底中心的极小区域, 作用时间也极短, 但其对结构的影响仍应引起重视。

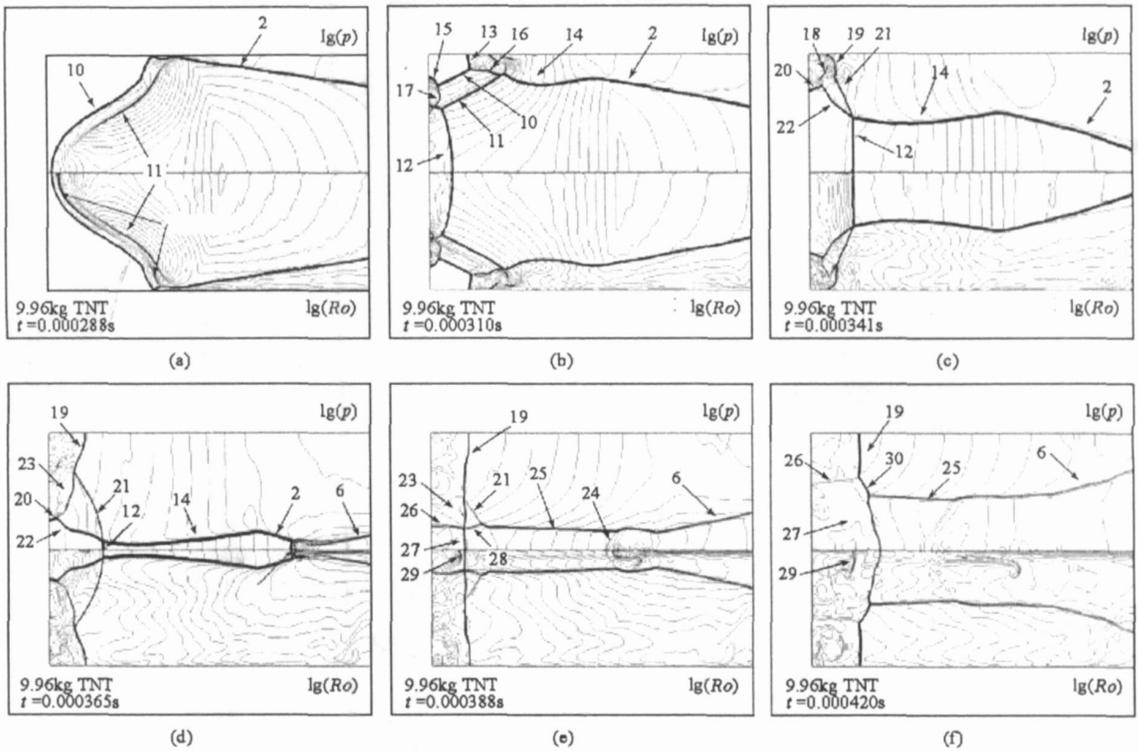


图4 管底的激波结构

Fig. 4 Structure of shock waves at the bottom of the tube

## 4 结论

(1) 点火后爆轰波沿药柱向管底传播, 形成有限直径装药中的二维爆轰波结构, 计算得到的爆速与经验公式间的误差在 2% 左右。

(2) 爆轰反应区所发出的斜激波与驱动管侧壁相交并产生反射激波, 在反射点之后驱动管侧壁所受的压力到达峰值, 超过了  $800\text{MPa}$ 。

(3) 爆轰波到达驱动管管底后, 在管底形成了复杂的结构。管底中心处由于聚心激波的汇聚, 压力峰值高达  $12.4\text{GPa}$ 。

## 参考文献:

- [1] 金柯, 李平, 吴强, 等. 爆轰产物驱动飞片运动数值模拟研究[J]. 爆炸与冲击, 2004, 24(5): 419-424.
- [2] 王永刚, 贺红亮, 王礼立, 等. 滑移爆轰内部加载圆钢管层裂的二维数值模拟[J]. 兵工学报, 2007, 28(5): 587-591.
- [3] 刘君, 刘瑞朝, 贾忠湖, 等. 爆炸波与物体干扰流场的数值模拟[J]. 空气动力学学报, 2000, 18(1): 55-60.
- [4] 张亚军, 张梦萍, 徐胜利, 等. 爆炸容器内冲击波系演化及壳体响应的数值研究[J]. 爆炸与冲击, 2003, 23(4): 331-335.
- [5] 张亚军, 徐胜利. 中心内爆引起的圆柱壳流固耦合问题数值模拟[J]. 中国科技大学学报, 2007, 37(1): 6-12.
- [6] Lee E L, Tarver C M. Phenomenological Model of Shock Initiation in Heterogeneous Explosives[J]. Physics of Fluids, 1980, 23(12): 2362-2372.
- [7] Chitter J K, Belk D. Simulation of Detonation Wave Interaction Using an Ignition and Growth Model[J]. Shock Waves, 2002, 12(3): 251-263.
- [8] Kury J W, Breithaupt R D, Tarver C M. Detonation Waves in Trinitrotoluene[J]. Shock Waves, 1999, 9: 227-237.
- [9] 孙承纬, 卫玉章, 周之奎. 应用爆轰物理[M]. 北京: 国防工业出版社, 2000.