

DOI: 10.11883/bzycj-2024-0224

考虑壳体运动惯性约束效应的装药燃烧 裂纹网络反应演化理论模型*

教继轩, 白志玲, 段卓平, 张连生, 黄风雷

(北京理工大学爆炸科学与安全防护全国重点实验室, 北京 100081)

摘要: 为合理描述机械约束下炸药装药点火后的反应演化行为, 深入分析壳体变形运动特征, 将壳体响应变化过程分为弹塑性准静态阶段、完全屈服运动阶段和壳体破裂后惯性运动约束阶段。考虑装药燃烧裂纹网络反应演化与壳体变形运动的耦合作用, 建立了反映壳体运动惯性约束效应的装药反应演化模型, 通过与典型实验结果进行对比, 验证了模型及参数的适应性。壳体运动速度和内部压力的变化本质表征了装药能量释放与产物气体对外做功的关系, 考虑壳体运动惯性约束效应可以更全面地表征装药反应演化过程, 利用该模型, 可以根据壳体壁面运动速度历史计算得到弹内压力、反应速率和反应度变化历史, 可为约束装药在意外刺激下的安全性设计与评估提供理论支撑。

关键词: 非冲击点火; 反应演化行为; 惯性约束效应; 广义等效惯性约束刚度

中图分类号: O389; TJ55 国标学科代码: 13035 文献标志码: A

A burning-crack network theoretical model for reaction evolution of explosives considering the inertial confinement effect of the shell motion

JIAO Jixuan, BAI Zhiling, DUAN Zhuoping, ZHANG Liansheng, HUANG Fenglei

(State Key Laboratory of Explosion Science and Safety Protection, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: To reasonably describe the reaction evolution behavior of explosives after ignition under mechanical confinement, we conduct in-depth analysis of the deformation and movement characteristics of the shell, and divide the response process of the shell into three stages: elastoplastic stage, complete yield stage, and shell rupture stage with inertial motion constraint. The combustion rate theory and the combustion crack-network theory are employed as pivotal parameters for the reaction evolution of the explosives. In the initial stage, the mechanical properties of the shell are taken into consideration, with the material properties serving as the upper limit for structural constraint strength. During this stage, the deformation of the shell remains relatively small. In the second stage, a generalized equivalent stiffness concept is introduced in order to account for the inertial confinement effect of the shell movement. Furthermore, a mechanical deformation analysis of cylindrical shells and end caps is conducted, which takes into account the coupled effects of combustion crack network reaction evolution and shell deformation movement based on a kinematic theory. The third stage is building upon the foundation established in preceding stages, the impact of gas leakage following shell rupture on the progression of the explosive reaction process is considered. The integration of these three stages yields a formula for pressure, shell velocity, and time in the non-impact ignition reaction evolution process of solid explosives. A model for explosives reaction evolution is established to characterize the inertial confinement effects of the shell movement. This model and the related parameters are verified by comparing the calculating results with typical experimental data. It is found that the velocity of shell motion and the changes in internal pressure

* 收稿日期: 2024-07-18; 修回日期: 2024-08-26

基金项目: 国家自然科学基金(12002044)

第一作者: 教继轩(1992—), 男, 博士研究生, 3220205028@bit.edu.cn

通信作者: 段卓平(1965—), 男, 博士, 研究员, duanzp@bit.edu.cn

fundamentally characterize the relationship between the energy release of the explosives and the work done by the product gas. Considering the inertial confinement effects of shell motion is more indicative for the evolution process of explosives reaction, by using this model, the internal pressure of the shell, reaction rate and reaction degree of solid explosives can be calculated based on the historical changes in the velocity of the shell's motion, thus providing a theoretical method for the explosive safety design and for evaluation under unexpected stimuli.

Keywords: non-shock ignition; reaction evolution behavior; inertial confinement effect; generalized equivalent inertia confinement stiffness

弹药通常为带壳体的约束装药, 约束装药点火后的灾变反应演化过程十分复杂, 涉及炸药本征燃烧特性、产物气体驱动炸药裂纹扩展、壳体发生力学变形和失效解体加速运动等过程, 决定了弹药最终的反应烈度。弹药在意外刺激下的安全性评估结果是弹药不敏感等级划定的重要依据, 建立约束装药灾变反应演化模型对实现弹药安全性量化评估具有重要意义。

针对约束装药点火后的反应演化行为, 在实验方面, Dickson 等^[1]观测到, 约束装药点火后, 火焰从中心孔射出, 初始裂缝由孔中气体压力产生的环向应力导致, 随后内部压力继续驱动裂纹扩展, 促使形成多条裂纹, 大大增加了反应表面积, 提高了反应速率。Parker 等^[2]认为, 在加热的炸药中, 裂纹内的燃烧可能会扩展形成连通的孔隙。Holmes 等^[3-4]分别对不同约束强度下的 PBX-9501 炸药开展了激光点火试验, 结果表明, 约束装药最终的反应演化程度受到壳体约束的影响, 其对产物气体的约束作用是促进炸药基体裂纹扩展的主控因素之一。Wang 等^[5]采用不同强度的金属约束圆环控制装药的约束强度, 观测了激光与装药中心电热丝点火加载下, 炸药燃烧产生高温高压气体驱动装药裂纹的形成和扩展过程, 发现强约束下裂纹扩展和基体破碎是加剧反应烈度的关键机制。姚奎光等^[6]通过测量内部压力和壳体膨胀速度, 研究了炸药力学性能及机械约束强度对炸药反应演化行为的影响, 结果表明, 机械约束条件对装药反应演化存在显著影响, 壳体膨胀速度可达量级差异。Tringe 等^[7]采用脉冲 X 射线技术对圆柱形约束装药点火实验进行了观测, 通过位移推算出径向侧壁和轴向端盖的运动速度, 但并未获得内部压力的分布历史, 结果表明, 炸药消耗情况与壳体膨胀速度存在关联。Smilowitz^[8]通过 X 摄影技术获得了约束装药烤燃试验的动态图像, 并利用固体密度损失的测量值推测出裂纹的传播速度, 认为壳体的运动速度是装药裂纹扩展的重要表征量。

上述研究表明, 装药内部压力和壳体膨胀运动速度是表征装药反应演化行为的关键参量, 反映了约束装药反应的能量释放和做功特性, 而考虑壳体惯性约束效应影响下壳体膨胀速度与内部压力的耦合关系是准确描述约束装药反应演化行为的前提。近年来, Hill^[9]基于 Dickson 等^[1]和 Parker 等^[2]的研究, 考虑炸药装药内孔隙分布规律, 建立了受约束炸药燃烧裂纹网络模型, 初步实现了炸药装药反应演化过程的计算, 但未给出与实验结果的对比, 模型的有效性有待验证, 且模型考虑因素单一, 与实际工程要求差距较大。段卓平等^[10-11]和白志玲等^[12]分别建立了强约束固体炸药燃烧裂纹网络演化和调控模型, 以及热刺激约束熔铸炸药装药燃烧气泡云反应演化模型, 可较好地反映炸药本征燃烧特征、装药结构尺寸、空隙体积、壳体厚度等对反应演化的影响, 但上述模型仅考虑了壳体的弹塑性变形直至失效破坏, 未考虑壳体的运动, 即未考虑壳体进入完全屈服后和壳体破裂后的运动惯性约束, 预测装药反应演化行为和量化表征反应烈度时误差较大。

本文中, 在段卓平等^[10-11]和白志玲等^[12]的模型的基础上, 建立考虑壳体运动惯性约束效应的装药燃烧裂纹网络反应演化模型, 描述壳体变形运动与装药反应压力演化的耦合作用过程, 通过与典型实验结果进行对比, 验证模型的合理性, 以期为弹药安全性设计与评估提供理论依据。

1 模型构建

圆筒约束装药点火后生成的气体产物形成局部高压, 驱动裂纹扩展成网状, 燃烧比表面积增加, 加速反应进行, 壳体在内部不断升高的压力作用下发生变形、运动直至破裂, 最终形成破片并对外输出高

压气体, 约束装药壳体破裂后, 由于惯性效应, 内部压力衰减和装药反应将维持一定的时间, 同时推动破片做加速运动^[13-15]。为方便描述, 将圆柱段壳体变形分为 3 个阶段: (1) 准静态弹塑性变形阶段; (2) 完全屈服运动阶段; (3) 壳体破裂后运动的惯性约束运动阶段, 不考虑端盖变形, 仅根据端盖处是否达到剪切强度判断破坏的发生情况。需要指出的是, 本文中提及的裂纹和裂纹扩展泛指固体炸药装药的初始孔洞、裂纹以及在各种刺激载荷作用下产生的宏观孔洞、裂纹等。

1.1 圆柱段壳体弹塑性阶段

圆柱段壳体弹塑性阶段^[11]从装药点火时刻开始, 点火产生的内部压力使炸药基体局部破碎, 出现随机分布的裂纹, 随后的燃烧反应演化过程中, 圆柱段壳体在内部压力作用下发生弹塑性变形, 直至壳体达到完全屈服状态^[16]。该阶段的圆柱段壳体变形较小, 因此, 忽略壳体运动, 不考虑惯性约束效应。为研究装药反应演化过程, 便于试验测试, 壳体与炸药装药之间往往预留一定的空气隙, 该体积统称为初始空隙体积。因此, 约束装药体系总体积与炸药体积、初始空隙体积及裂纹扩展体积的关系满足:

$$V = V_e + V_a + V_f \quad (1)$$

式中: V 为约束装药体系总体积, V_e 为炸药体积, V_a 为初始空隙体积, V_f 为裂纹扩展体积。裂纹处理为类裂缝空间, 由装药体系的裂纹网络总表面积(S)和裂纹宽度(δ)决定, 即 $V_f = S\delta$ 。初始时刻, 炸药内部有裂纹缺陷但初始裂纹宽度 $\delta_0 = 0$ mm。因此, 装药初始体积 V_0 满足:

$$V_0 = V_{e0} + V_a \quad (2)$$

式中: V_{e0} 为炸药初始体积, 假设燃烧反应演化过程中, 初始空隙体积保持不变, 即 V_a 保持不变。

联立式 (1)~(2) 得

$$\frac{V - V_0}{V_0} = \frac{V_e - V_{e0}}{V_{e0}} \frac{V_{e0}}{V_0} + \frac{V_f}{V_0} \quad (3)$$

壳体内部空间体积的相对变化, 即为整个系统的体应变 $\varepsilon_v = (V - V_0)/V_0$ 。假设壳体广义等效刚度 I 满足 $I = p/\varepsilon_v$, p 为压力, 采用理想弹塑性本构模型描述圆筒壳体材料变形, 并考虑薄壳与厚壳等情况, 壳体弹塑性变形过程中广义等效刚度 I 的表达式参考文献 [11], 这里仅给出厚壁圆柱壳体的广义等效刚度 I ^[11] 的表达式:

$$I = \frac{\frac{\sigma_s}{\sqrt{3}} \left(1 - \frac{r^2}{R_o^2} + 2 \ln \frac{r}{R_o} \right)}{\frac{(1-2\mu)\sigma_s}{E(K^2-1)} \left(1 - \frac{r^2}{R_o^2} + 2 \ln \frac{r}{R_i} \right) \left(\frac{r^2}{2R_i^2} - \frac{1}{2} \right) + \frac{\sigma_s r^2}{ER_o^2} \left[(1-2\mu) \frac{r^2}{R_i^2} + (1+\mu)K^2 \right] + \frac{(1-2\mu)\sigma_s}{2E(K^2-1)} \left(1 - \frac{r^2}{R_o^2} + 2 \ln \frac{r}{R_i} \right)} \quad (4)$$

式中: R_i 、 R_o 分别为圆柱段壳体的初始内半径和初始外半径, r 为弹塑性半径, σ_s 为圆柱段壳体的静态屈服强度, K 为壳体初始内半径与外半径之比, μ 为圆柱段壳体的泊松比, E 为弹性模量。

炸药的体应变为 $\varepsilon_{ve} = (V_e - V_{e0})/V_{e0}$, 满足 $-B = p/\varepsilon_{ve}$, B 为炸药体积模量, 代入式 (3) 得:

$$\frac{p}{I} = -\frac{p}{B} \frac{V_{e0}}{V_0} + \frac{V_f}{V_0} \quad (5)$$

定义系统的广义刚度为 M , 满足:

$$\frac{1}{M} = \frac{1}{I} + \frac{1}{B} \frac{V_{e0}}{V_0} \quad (6)$$

由式 (5)~(6) 可得裂纹扩展体积:

$$V_f = \frac{pV_0}{M} \quad (7)$$

约束装药燃烧裂纹扩展如图 1 所示, 圆柱形约束装药中心发生一定强度的点火, 引发炸药基体表面形成燃烧区, 产生的高温高压气体驱动装药发生局部破碎形成裂纹, 燃烧比表面积增加, 导致产物气体增多, 进一步驱动裂纹扩展成网状, 为燃烧和气体产物提供了更多通道, 如此“正反馈”使得燃烧机制由层流燃烧转为自增强燃烧, 促进了反应高速进行。

炸药燃烧速率满足 Vieille 定律^[17]:

$$\dot{m}_q = \alpha p^\beta \quad (8)$$

式中: \dot{m}_q 为单位燃烧表面产物的质量流, α 为燃烧相关系数, β 为燃烧相关指数。

炸药装药体系含有足够多的裂纹时, 燃烧裂纹分叉扩展成网, 表征燃烧裂纹网络的关键参量即燃烧裂纹网络表面积 S 与压力 p 满足以下关系^[10-11]。

裂纹和裂纹扩展具有明显的不规则性和随机性, 可采用 Weibull 分布描述燃烧裂纹网络特征, 建立点火后燃烧裂纹网络微观结构与宏观性能的关系。点火后, 某条裂纹在压力 p 下发生扩展的概率密度函数 $f(p)$ 可定义为:

$$f(p) = \begin{cases} \frac{n}{P_r} \left(\frac{p-p_0}{P_r} \right)^{n-1} \exp \left[- \left(\frac{p-p_0}{P_r} \right)^n \right] & p \geq p_i \\ 0 & p < p_i \end{cases} \quad (9)$$

式中: n 为形状参数, 一般认为是材料常数; P_r 为尺度参数; p_0 为初始压力; p_i 为点火阈值压力。根据最薄弱环节理论, 在压力 p 作用下, 炸药装药燃烧裂纹网络发生扩展演化的概率为:

$$P_i(p) = 1 - \exp \left[- \left(\frac{p-p_i}{P_r} \right)^n \right] \quad (10)$$

于是, 燃烧裂纹网络面积 S 与压力 p 的关系表达式为:

$$S(p) = S_i + (\rho_{e0} V_{e0} S_{\max} - S_i) \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{p-p_i}{P_r} \right)^n \right] \right\} \quad (11)$$

式中: S_i 与点火强度有关, 可通过典型实验标定; S_{\max} 为燃烧饱和比表面积; ρ_{e0} 为炸药初始密度。

由式 (8) 和 (11) 得到产物气体质量增加速率:

$$\frac{dm_g}{dt} = S(p) \dot{m}_q = \alpha p^\beta S(p) \quad (12)$$

式中: m_g 为产物气体的质量, 即已反应的炸药质量。采用理想气体状态方程描述产物气体, 则存在以下关系:

$$p = \frac{\rho R_p T_p}{M_g} = \frac{m_g R_p T_p}{(V_a + p V_0 / M) M_g} \quad (13)$$

式中: R_p 为普适气体常数, T_p 为产物气体温度, M_g 为产物气体的摩尔质量。

整理得到壳体弹性阶段的固体炸药装药非冲击点火反应演化过程中压力 p 关于时间 t 的表达式:

$$p_b = \int_0^{t_b} \frac{V_a + 2V_0 \xi / M}{\alpha \xi^\beta S(\xi) Z} d\xi \quad (14)$$

式中: $Z = R_p T_p / M_g$ 。圆柱段壳体达到完全屈服状态时, 准静态弹性阶段结束, 此刻系统体积为 V_b , 炸药体积为 V_{eb} , 内部压力为 p_b , 时间为 t_b , 圆筒内半径为 R_b , 圆柱高度为 L_b 。

1.2 圆柱段壳体完全屈服运动阶段

第一阶段结束后, 圆柱段壳体处于完全屈服状态, 假设圆柱段壳体在内部压力作用下以恒定屈服应力状态向外加速膨胀, 直至壳体发生断裂破裂, 断裂应变大小由材料性质决定。圆柱形装药壳体受内压作用发生破坏, 由于壳体具体结构及材料参数、点火后装药网络燃烧反应特性不同, 导致圆柱段壳体与端盖发生破坏的时刻不一致, 因此, 需要分别对 2 处结构是否发生破坏及顺序进行判断。

轴向端盖破坏判据假设端盖厚度与大小在装药反应过程中不发生变化, 顶部端盖达到轴向剪切强度 $[\tau]$ 时沿轴向发生剪切破坏。对端盖进行受力分析:

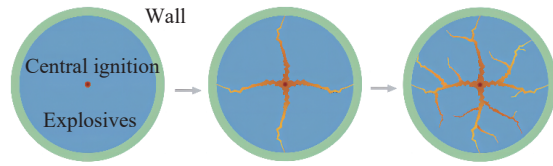


图 1 约束装药燃烧裂纹扩展示意图

Fig. 1 Schematic diagram of burning-crack propagation of confined explosives

$$\pi p R_1^2 - 2\pi \tau R_1 H_z = 0 \tag{15}$$

式中: H_z 为圆筒端盖厚度, τ 为剪切应力。端盖受均布压力和剪切力作用如图 2 所示。

圆柱段壳体破坏判据基于以下假设: (1) 圆柱段壳体材料不可压缩, 即密度不变; (2) 圆柱段壳体为薄壁圆筒, 不考虑圆柱壳体的伸长作用, 壳体环向屈服应力 σ_θ 沿厚度均匀分布; (3) 气体压力动态均匀分布于圆筒内壁, 变形过程中壳体应力处于材料流动应力(屈服应力)状态, 圆柱段仅受到环向屈服应力 σ_θ 约束。

考虑圆柱段壳体在变形过程中半径扩大, 壁厚不断变薄, 假设圆柱段壳体长度不变, 则总截面不变, 有:

$$R_o^2(t) - R_i^2(t) = R_o^2 - R_i^2 \tag{16}$$

$$H_r = R_o - R_i \tag{17}$$

$$H_r(t) = R_o(t) - R_i(t) \tag{18}$$

式中: $R_o(t)$ 、 $R_i(t)$ 分别为圆筒变形过程中的实时外半径和内半径, 其中 $R_i(t) = R_i + \int_{t_0}^t v_r dt$; H_r 为初始圆筒壁厚; $H_r(t)$ 为实时壁厚; v_r 为圆筒径向运动速度(这里不考虑内、外壁运动差)。

对于图 3 中的薄壳圆柱, 由于不考虑其 z 轴方向的长度变化, 因此, 不考虑轴向应力 σ_z 和厚度方向的剪切应力 τ_{rz} , 建立圆柱段壳体运动控制方程如下:

$$p R_i(t) d\theta dz - 2\sigma_\theta \sin \frac{d\theta}{2} H_r(t) dz = \frac{1}{2} [R_o^2(t) - R_i^2(t)] \rho_s d\theta dz \frac{dv_r}{dt} \tag{19}$$

式中: ρ_s 为材料密度。环向应变的表达式为:

$$\varepsilon_\theta = \frac{R_i(t) - R_i}{R_i} \tag{20}$$

圆柱段壳体达到断裂应变时壳体发生破裂, 即 $\varepsilon_\theta > \varepsilon_c$, ε_c 为材料的断裂应变, 由壳体材料的性质决定。

需要指出的是: 若轴向端盖约束较弱, 则需要在圆柱段壳体准静态弹塑性阶段内首先对轴向端盖是否发生破坏进行判断, 如果端盖发生破坏, 由于此时约束装药处于反应初期, 内部压力较小, 可能出现反应淬灭停止或圆柱段壳体无法变形至完全屈服阶段, 此时约束装药反应状态和壳体变形将停留在第一阶段; 如果反应继续进行, 需要对圆柱段壳体能否变形直至完全屈服阶段进行计算。

若轴向端盖约束较强, 在圆柱段壳体准静态弹塑性阶段内, 轴向端盖和圆柱段壳体均不发生破坏, 则圆柱段壳体将进入完全屈服阶段, 壳体破裂状态在时序上大致分为 2 种情况: 若端盖剪切应力达到剪切强度时, 圆柱段壳体的环向应变小于断裂应变, 则端盖结构先于圆柱段壳体发生破坏, 随后圆柱段筒身将继续膨胀或停止或破裂; 若圆柱段壳体的环向应变大于断裂应变时, 端盖剪切应力未达到剪切强度, 则圆柱段壳体结构先发生破坏形成破片, 随后端盖受到产物气体的作用在轴向发生运动。壳体的几种破坏状态如图 4 所示。

壳体破裂属于何种状态是由壳体膨胀时的环向应变和端盖的剪切大小决定的, 通过两者达到断裂应变的时间先后确定计算流程以及启动破裂后的惯性运动约束阶段计算。本文中“在圆柱段壳体完全屈服阶段, 端盖先发生破坏, 随后圆柱段壳体继续膨胀直至破裂”这种破坏状态为例简要描述分析建模过程。

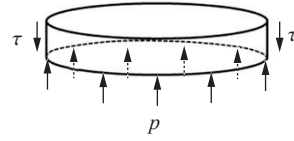


图 2 端盖受均布压力和剪切力作用
Fig. 2 End cover is subjected to uniform pressure and shear force

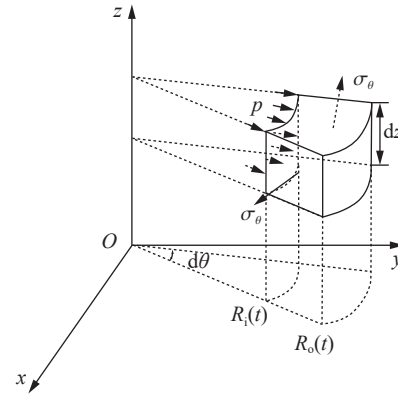


图 3 圆筒侧壁简化受力分析

Fig. 3 Simplified stress analysis of thick-walled cylinder

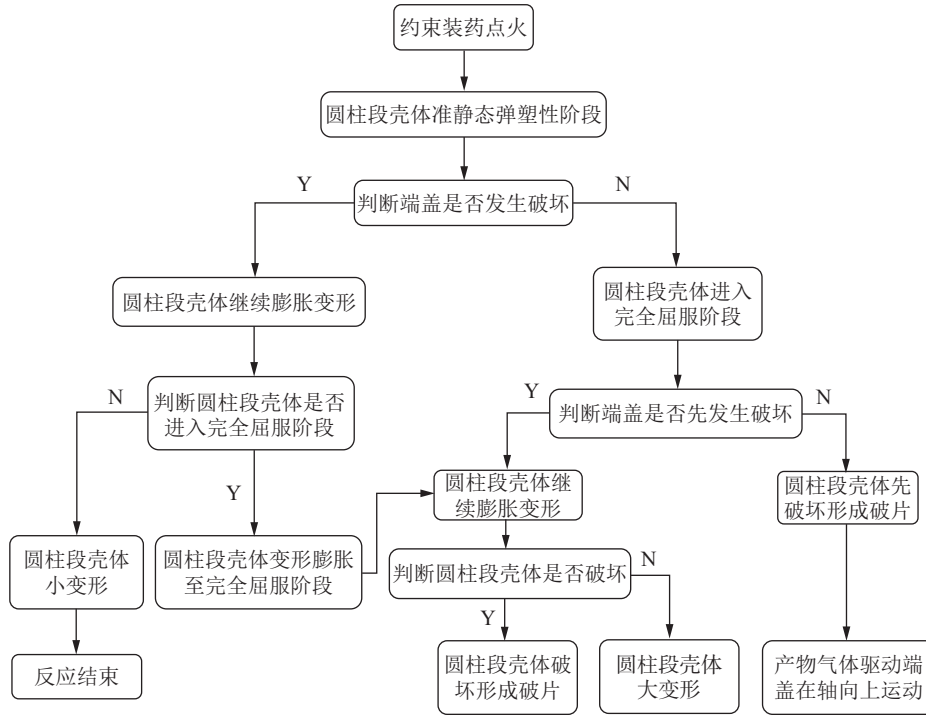


图 4 壳体破坏状态流程

Fig. 4 Flow chart of the destruction state of the shell

以圆柱段壳体弹塑性阶段结束时刻 t_b 作为圆柱段壳体完全屈服阶段的起始时刻, 此阶段系统体应变的表达式为:

$$\varepsilon_v^{\text{II}} = \frac{\pi \left(R_b + \int_{t_b}^t v_r dt \right)^2 \left(L_b + \int_{t_b}^t v_z dt \right) - \pi R_b^2 L_b}{\pi R_b^2 L_b} \quad (21)$$

壳体完全屈服阶段运动过程的时间为 $t_b \sim t$, 壳体的广义等效刚度依旧满足 $I^{\text{II}} = p/\varepsilon_v^{\text{II}}$, 重新定义此阶段系统的广义变形等效刚度为 M^{II} , 得到壳体完全屈服阶段的裂纹扩展体积:

$$V_f^{\text{II}} = \frac{pV_b}{M^{\text{II}}} \quad (22)$$

采用理想气体状态方程描述产物气体, 则存在以下关系:

$$p = \frac{\rho R_p T_p}{M_g} = \frac{m_g R_p T_p}{(V_a + V_f + V_f^{\text{II}}) M_g} \quad (23)$$

整理得到壳体完全屈服阶段固体炸药装药点火后反应演化过程中压力 p 关于时间 t 的表达式:

$$p_c - p_b = \int_{t_b}^{t_c} \frac{V_a + V_f + V^{\text{II}} - V_b + \frac{2V_{eb}\xi}{B}}{\alpha\xi^\beta S(\xi)Z - \xi \frac{dV^{\text{II}}}{dt}} d\xi \quad (24)$$

式中: V^{II} 为壳体完全屈服阶段的系统体积, 其中

$$\frac{dV^{\text{II}}}{dt} = \pi \left[R_b \left(2L_b v_r + R_b v_z + 2v_r \int_{t_b}^{t_c} v_z dt + 2v_z \int_{t_b}^{t_c} v_r dt \right) + 2v_r L_b \int_{t_b}^{t_c} v_r dt + 2v_r \int_{t_b}^{t_c} v_r dt \int_{t_b}^{t_c} v_z dt + v_z \left(\int_{t_b}^{t_c} v_r dt \right)^2 \right].$$

已有研究表明, 弹体达到断裂应变时壳体发生破裂, 破裂应变由材料性质决定^[18], 此时完全屈服阶段结束, 形成终态破片, 此刻系统体积为 V_c , 炸药体积为 V_{ec} , 壳体内部压力为 p_c , 时间为 t_c , 圆筒内半径为 R_c , 圆柱高度为 L_c 。

1.3 壳体破裂后惯性运动约束阶段

壳体破裂后, 内外压差导致高压气体产物通过裂缝向外泄漏, 壳体破碎形成的破片在向外高速运动的同时仍对装药存在约束作用, 在惯性约束运动阶段, 装药持续反应的增压效应与壳体运动及泄压导致的降压效应相互耦合作用, 共同决定了装药的反应演化进程。如图 5 所示, 假设圆柱段壳体沿 z 方向形成长条形破片, 壳体应力消失, 运动方程只考虑惯性约束力, 气体产物驱动破片做加速运动, 破片之间力的作用可以忽略, 破片尺寸不再发生变化。

根据牛顿第二定律, 对惯性运动约束效应阶段圆筒侧壁建立运动控制方程:

$$2\pi p R_c L_c = 2\pi R_c L_c \rho_c H_r \frac{dv_r}{dt} \quad (25)$$

端盖运动满足:

$$\pi p R_c^2 = \pi R_c^2 \rho_c H_z \frac{dv_z}{dt} \quad (26)$$

以壳体破碎时刻 t_c 为惯性运动约束效应的起始时刻, 此阶段系统体应变的表达式为:

$$\varepsilon_v^{\text{III}} = \frac{\pi \left(R_c + \int_{t_c}^t v_r dt \right)^2 \left(L_c + \int_{t_c}^t v_z dt \right) - \pi R_c^2 L_c}{\pi R_c^2 L_c} \quad (27)$$

定义系统广义等效惯性约束刚度为 M^{III} , 得到壳体破裂后惯性运动约束阶段的裂纹扩展体积为:

$$V_f^{\text{III}} = \frac{p V_c}{M^{\text{III}}} \quad (28)$$

考虑壳体破裂后的高压“泄漏”效果如图 6 所示, 裂缝由多个随机宏观裂缝组成, 泄露效果等同于随半径扩大而增大的裂缝泄漏。

裂缝的泄压面积为:

$$A_g = 2\pi \left(R_c + \int_{t_c}^t v_r dt \right) \left(L_c + \int_{t_c}^t v_z dt \right) - 2\pi R_c L_c + \pi \left(R_c + \int_{t_c}^t v_r dt \right)^2 - \pi R_c^2 \quad (29)$$

对于不考虑散热流动, 随壳体一起运动的理想气体近似为准定常流动, 由能量守恒定律可知, 壳体内任一点与泄压处上的点存在以下关系^[19]:

$$H_{g1} + \frac{v_{g1}^2}{2} = H_{g2} + \frac{v_{g2}^2}{2} \quad (30)$$

式中: H_{g1} 为壳体内部的焓, H_{g2} 为壳体泄压到大气压时的焓, v_{g1} 为壳体破裂后“壳体内部”的产物气体径向膨胀速度, v_{g2} 为气体泄漏速度。气体径向膨胀速度比泄压处气体流速小得多, 因此, 可以忽略。 $H_{g1} = p\gamma/(\rho\gamma - \rho)$, $H_{g2} = p_{g2}\gamma/(\rho_{g2}\gamma - \rho_{g2})$, 其中 γ 为气体等熵指数, ρ 为产物气体密度, p_{g2} 为大气压强, 取 1.013×10^5 Pa, ρ_{g2} 为泄压至大气压时的密度。

假设产物气体等熵膨胀, 根据多方方程:

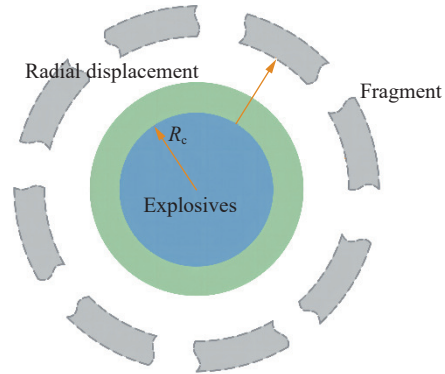


图 5 约束装药圆筒壁运动示意图

Fig. 5 Schematic diagram of cylinder wall expansion motion of confined explosives

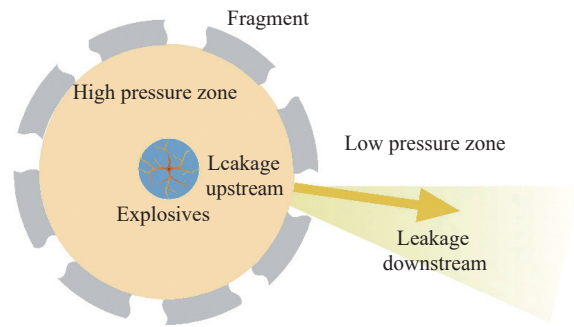


图 6 裂缝产物气体泄漏示意图(炸药应有燃烧裂纹)

Fig. 6 Schematic diagram of leakage from product gas cracks

$$\frac{p_{g2}}{p} = \left(\frac{\rho_{g2}}{\rho} \right)^\gamma \quad (31)$$

结合式 (30), 得到产物气体泄漏速度 v_{g2} 为:

$$v_{g2} = \left\{ \frac{2\gamma}{\gamma-1} p V^{\text{II}} \left[1 - \left(\frac{p_{g2}}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

综上, 产物气体泄漏质量流率为:

$$\dot{m}_{\text{out}} = A_g p \sqrt{\frac{2\gamma M_g}{R_p T_p (\gamma-1)} \left[\left(\frac{p_{g2}}{p} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{p_{g2}}{p} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]} \quad (33)$$

惯性约束效应阶段的产物气体质量增加速率为:

$$\frac{dm_g}{dt} = S(p) \dot{m}_q - \dot{m}_{\text{out}} = \alpha p^\beta S(p) - \dot{m}_{\text{out}} \quad (34)$$

当压力开始下降时, 炸药裂纹 $S(p)$ 不再随压力变化而变化。

采用理想气体状态方程描述产物气体, 则存在以下关系:

$$p = \frac{\rho R_p T_p}{M_g} = \frac{m_g R_p T_p}{(V_a + V_f + V_f^{\text{II}} + V_f^{\text{III}}) M_g} \quad (35)$$

整理得到壳体破裂后惯性运动约束阶段固体炸药装药非冲击点火反应演化过程中的 $p-t$ 表达式:

$$p - p_c = \int_{t_c}^t \frac{\left(V_a + V_f + V_f^{\text{II}} + V_f^{\text{III}} - V_c + \frac{2V_{ec}}{B} \xi \right)}{\left\{ \alpha \xi^\beta S(\xi) - \xi A_e \sqrt{\frac{2\gamma M_g}{R_p T_p (\gamma-1)} \left[\left(\frac{p_{g2}}{\xi} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{p_{g2}}{\xi} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]} \right\} Z - \xi \frac{dV^{\text{III}}}{dt}} d\xi \quad (36)$$

式中: V^{III} 为壳体破裂后惯性运动约束阶段的系统体积, 其中

$$\frac{dV^{\text{III}}}{dt} = \pi \left[R_c (2L_c v_r + R_c v_z + 2v_r \int_{t_c}^t v_z dt + 2v_z \int_{t_c}^t v_r dt) + 2v_r L_c \int_{t_c}^t v_r dt + 2v_r \int_{t_c}^t v_r dt \int_{t_c}^t v_z dt + v_z \left(\int_{t_c}^t v_r dt \right)^2 \right].$$

反应演化过程中, 装药反应度的表达式为:

$$\lambda = \frac{\int_0^t S(p) \dot{m}_g dt}{\rho_{e0} V_{e0}} \quad (37)$$

反应速率 λ 为反应度的导数。

2 模型验证与分析

为确定反应演化模型参数并验证模型的合理性, 建立典型约束装药点火及反应演化测量实验系统, 如图 7 所示。装药为 PBX8701, 装药尺寸为 $\varnothing 50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$, 密度为 1.60 g/cm^3 , 一端中心开有 20 mm 的深孔, 采用点火具和孔内预填黑火药实现装药中心点火; 约束壳体由壁厚为 20 mm 的环向筒体和厚度可调节的顶端约束体组成, 通过调整约束体底部厚度改变壳体约束强度, 设计了 2 种约束体底部厚度, 分别为 1 和 3 mm 。筒体侧壁安装 QSY 压力传感器用于测量内部压力-时间曲线, 采用多通道光子多普勒测速系统 (photon Doppler velocimetry, PDV) 测量筒体侧壁膨胀运动速度-时间曲线。

将实验数据和模型计算压力以及筒体侧壁运动速度结果汇总, 分别如图 8~9 所示。计算用 8701 炸药的热力学参数及壳体参数如表 1 所示。结果表明, 计算结果与实验数据均符合较好, 初步验证了本文中模型的合理性。

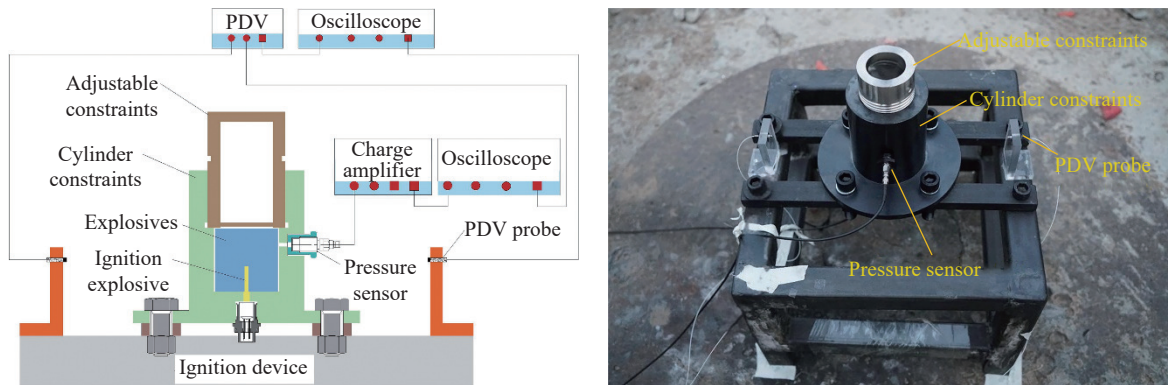


图 7 约束装药反应演化实验测试系统及装置

Fig. 7 Experimental testing system and device for charge reaction evolution

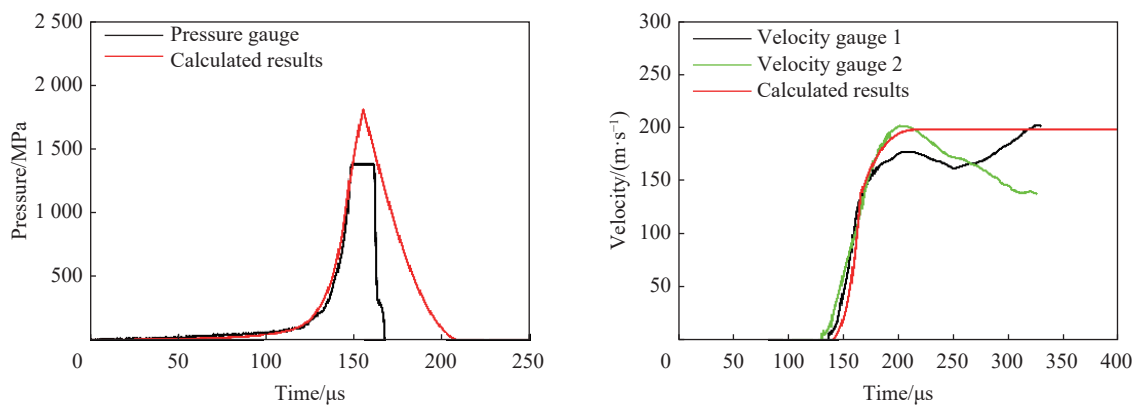


图 8 (约束体厚度 1 mm) 装药反应演化过程压力和壳体运动速度变化历史的计算与实验结果的对比

Fig. 8 Comparison between the calculating results and experimental data of the pressure profiles and wall velocity of the steel case with 1 mm wall thickness

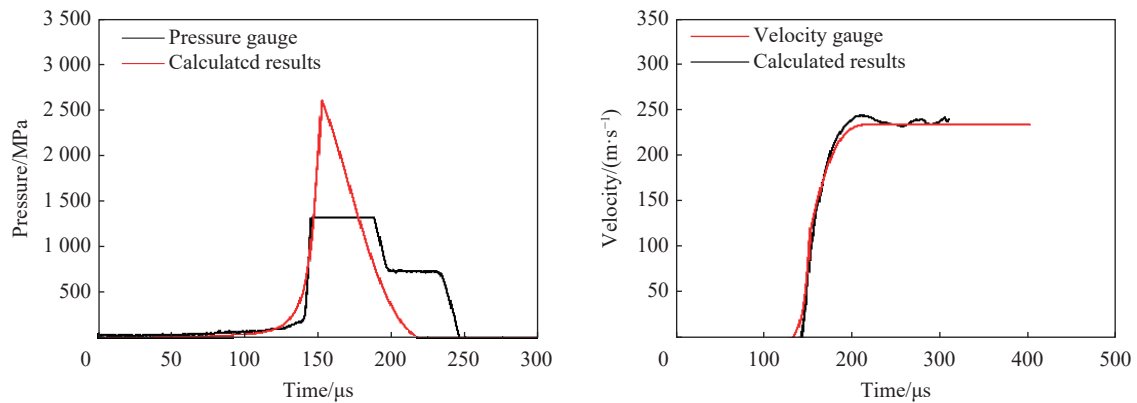


图 9 (约束体厚度 3 mm) 装药反应演化过程压力和壳体运动速度变化历史的计算与实验结果的对比

Fig. 9 Comparison between the calculating results and experimental data of the pressure profiles and wall velocity of the steel case with 3 mm wall thickness

表 1 计算所需 PBX8701 炸药的热力学参数及壳体参数

Table 1 Thermodynamic parameters of PBX8701 and physical parameters of wall

$\rho_{e0}/(\text{g}\cdot\text{cm}^{-3})$	B/GPa	$\alpha/(\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{MPa}^{-\beta})$	β	$R_p/(\text{cm}^3\cdot\text{MPa}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	T_p/K	$M_g/(\text{g}\cdot\text{mol}^{-1})$	p_l/MPa	S_{\max}/cm^2	S_l/cm^2
1.65	5.0 ^[20]	1.16 ^[21]	0.87 ^[21]	8.314 472 ^[22]	4 000.0 ^[23]	22.21	1.6	239.0	159.0
p_r/MPa	H_r/cm	R_i/cm	R_o/cm	K	E/GPa	μ	σ_s/MPa	γ	
1 822.0	2.0	2.575	4.575	1.78	200.0 ^[10]	0.3 ^[10]	235.0 ^[24]	1.4 ^[25]	

采用本模型计算得到点火至壳体破裂过程的炸药反应度曲线, 如图 10 所示。壳体破碎时刻, 1 和 3 mm 约束厚度装药反应度分别为 33.74% 和 46.96%。可以看出, 底部尺寸越薄的结构约束强度越小, 装药点火后自增强燃烧速率增长越慢, 最终反应度越低, 装药释放总能量也越小。

需要解释的是, 实验选用的 QSY 压力传感器的有效量程为 0~1 GPa, 实际装药反应压力峰值超过传感器的最大量程, 压力-时间曲线均出现了截顶现象, 因此, 无法对压力峰值进行定量对比。此外, 由于壳体破碎的随机性, 筒体侧壁不同测点的运动速度存在一定差异。

针对约束体厚度为 1 和 3 mm 的装药反应演化过程, 对比实验测量与理论模型计算得到的内部压力和壳体膨胀速度, 如图 11~12 和表 2 所示, 由于惯性约束效应, 壳体破裂后存在约束作用, 导致内部装药继续反应, 压力持续上升, 壳体碎片在高压气体的推动下做加速运动, 壳体的运动惯性约束效

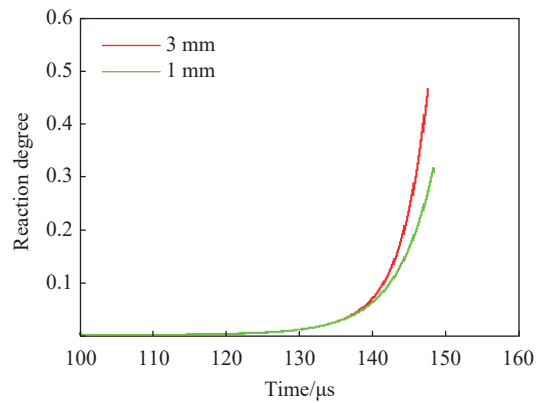


图 10 (约束体厚度 3 和 1 mm)约束装药反应度增长过程
Fig. 10 Reaction growth of explosives under confinement with 3 and 1 mm wall thickness

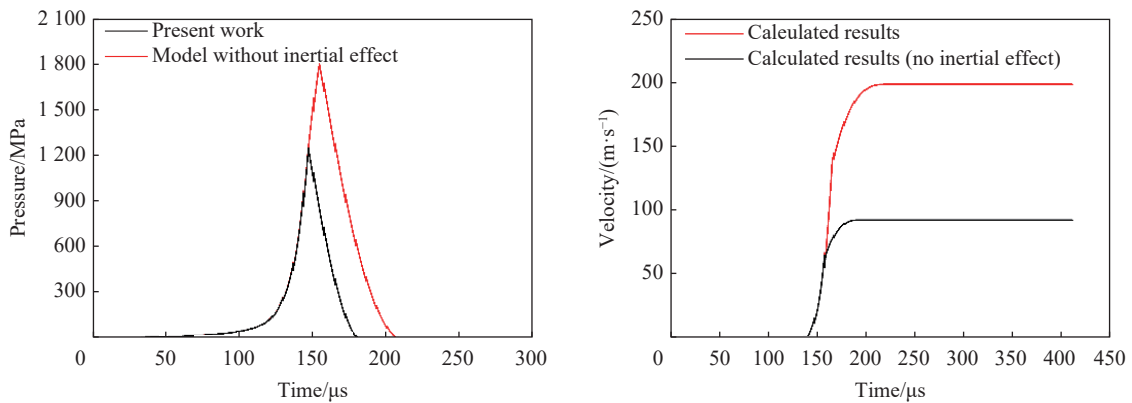


图 11 (约束体厚度 1 mm)惯性约束效应对装药反应演化过程压力和壳体运动速度的影响
Fig. 11 Influence of the inertial effect on the calculated histories of the pressure profiles and wall velocity of the steel case with 1 mm wall thickness

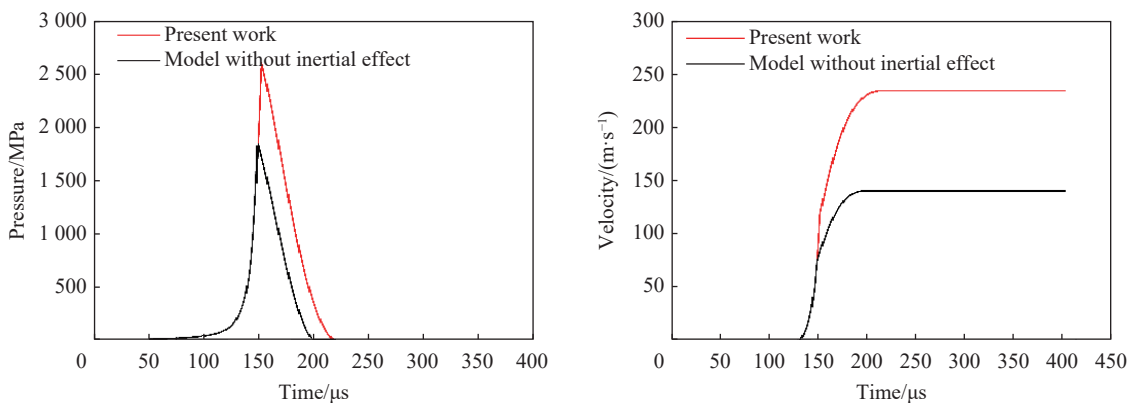


图 12 (约束体厚度 3 mm)惯性约束效应对装药反应演化过程压力和壳体运动速度变化历史的影响
Fig. 12 Influence of the inertial effect on the calculated histories of the pressure profiles and wall velocity of the steel case with 3 mm wall thickness

应对点火后炸药反应的后续成长影响显著, 本文中模型有效弥补了理论计算^[11]精度不足的问题, 可为后续约束装药安全性评估提供基础。导致模型产生误差的原因是, 目前模型采用的理想弹塑性本构模型未考虑圆柱壳体在 z 轴方向的伸长变化等因素, 后续工作将进一步完善模型及壳体变形过程。

表 2 约束体厚度为 1 和 3 mm 时实验与理论模型壳体膨胀速度的对比

Table 2 Comparison between the experimental data and calculating results of wall velocity of the steel case with 1 and 3 mm wall thickness

约束体厚度/mm	壳体膨胀速度/(m·s ⁻¹)			误差/%	精度提高/%
	实验峰值	模型峰值	无惯性		
1	202.5/177.1	197.8	91.6	4.0	47.52
3	243.6	234.2	140.1	3.9	38.63

关注装药尺寸对装药点火反应增长过程的影响, 以约束体厚度 1 mm 为例, 如图 13 所示, 在几何相似条件下(取外半径与内半径之比 $K=1.78$), 装药直径越大, 炸药点火后经历的早期高温产物气体流动和后续炸药表面燃烧导致裂纹增压扩展过程的时间越长, 炸药燃烧反应初期越缓慢, 压力成长越缓慢, 壳体最终破坏后压力峰值越高, 但壳体变形响应时间相应延后, 速度峰值变大。

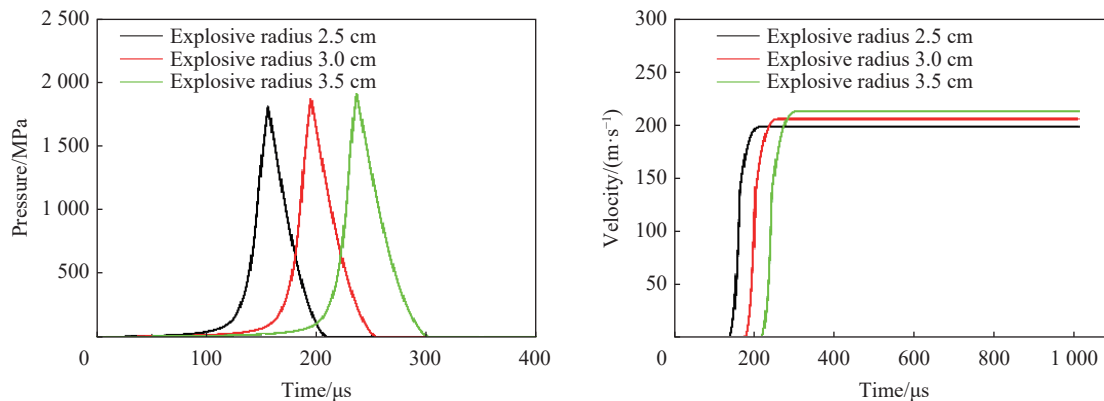


图 13 装药尺寸对炸药装药点火后反应增长过程的影响

Fig. 13 Influence of explosive size on the reaction growth after explosive charge ignition

壳体厚度对装药点火反应增长过程的影响如图 14 所示。从图 14 可以看出, 壳体越厚, 结构约束越强, 壳体变形越小, 装药反应过程压力成长越快, 但质量也越大, 壳体膨胀速度成长越缓慢, 速度峰值反而越低。

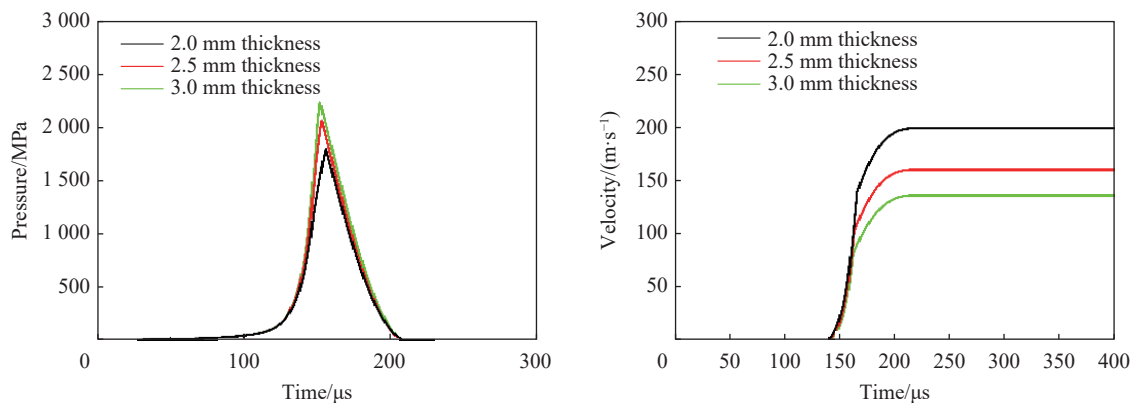


图 14 壳体厚度对炸药装药点火后反应增长过程的影响

Fig. 14 Influence of shell thickness on the reaction growth after explosive charge ignition

3 结 论

建立了考虑壳体惯性约束效应的装药反应演化模型来描述装药反应演化、壳体膨胀与破裂后运动的耦合作用, 反映出惯性约束效应在装药反应演化过程中不可忽视的影响, 表明内部压力与壳体速度的变化本质是能量释放与产物气体对外做功耦合的结果, 完善了机械约束下装药点火后反应演化行为的数学表征, 得到以下主要结论:

(1) 惯性约束效应对壳体解体后装药反应演化过程十分重要, 忽略惯性约束效应将导致模型计算得到的内部压力、壳体速度、反应度和反应速率偏低;

(2) 通过壳体膨胀速度变化等信息, 模型可以反演弹内压力变化, 是研究能量释放特性与做功传递关系的重要参量, 同时模型可得到终态时装药的反应度与反应速率。

参考文献:

- [1] DICKSON P M, ASAY B W, HENSOPM B F, et al. Thermal cook-off response of confined PBX 9501 [J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2004, 460(2052): 3447–3455. DOI: 10.1098/rspa.2004.1348.
- [2] PARKER G R, PETERSON P D, ASAY B, et al. Examination of morphological changes that affect gas permeation through thermally damaged explosives [J]. *Propellants Explosives Pyrotechnics*, 2010, 29(5): 274–281. DOI: 10.1002/prop.200400057.
- [3] HOLMES M D, PARKER G R, HEATWOLE E M, et al. Center-ignited spherical-mass explosion (CISME), FY 2018 report: LA-UR-18-29651 [R]. USA: Los Alamos National Laboratory, 2018.
- [4] HOLMES M D, PARKER G R, BROILO R M, et al. Fracture effects on explosive response (FEER), FY 2018 report: LA-UR-18-29694 [R]. USA: Los Alamos National Laboratory, 2018.
- [5] WANG S, LIANG W, LU F Y, et al. Simulation of convective combustion reactions in PBX based on DEM-CPM [J]. *AIP Advances*, 2021, 11(8): 085326. DOI: 10.1063/5.0062549.
- [6] 姚奎光, 王淑娟, 樊星, 等. 不同机械约束下压装 PBX 炸药反应演化行为 [J]. *兵工学报*, 2022, 43(8): 1772–1778. DOI: 10.12382/bgxb.2021.0445.
YAO K G, WANG S J, FAN X, et al. Reaction evolution behaviors of pressed plastic-bonded explosive (PBX) under different mechanical confinement conditions [J]. *Acta Armamentarii*, 2022, 43(8): 1772–1778. DOI: 10.12382/bgxb.2021.0445.
- [7] TRINGE J W, MOLITORIS J D, SMILOWITZ L, et al. Time-sequenced X-ray observation of a thermal explosion [J]. *American Institute of Physics*, 2009, 1195: 424–427. DOI: 10.1063/1.3295164.
- [8] SMILOWITZ L. The evolution of solid density within a thermal explosion II. dynamic proton radiography of cracking and solid consumption by burning [J]. *Journal of Applied Physics*, 2012, 111(10): 617–1214. DOI: 10.1063/1.4711072.
- [9] HILL L G. Burning crack networks and combustion bootstrapping in cookoff explosions [C]//Conference of the American Physical-Society Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter. Baltimore, MD: American Institute of Physics, 2006. DOI:10.1063/1.2263377.
- [10] 段卓平, 白志玲, 白孟璟, 等. 强约束固体炸药燃烧裂纹网络反应演化模型 [J]. *兵工学报*, 2021, 42(11): 2291–2299. DOI: 10.3969/j.issn.1000-1093.2021.11.001.
DUAN Z P, BAI Z L, BAI M J, et al. Burning-crack networks model for combustion reaction growth of solid explosives with strong confinement [J]. *Acta Armamentarii*, 2021, 42(11): 2291–2299. DOI: 10.3969/j.issn.1000-1093.2021.11.001.
- [11] DUAN Z P, BAI M J, BAI Z L, et al. Combustion crack-network reaction evolution model for highly-confined explosives [J]. *Defence Technology*, 2023, 26: 54–67. DOI: 10.1016/j.dt.2022.06.011.
- [12] 白志玲, 段卓平, 李治, 等. 热刺激约束 DNAN 基不敏感熔铸炸药装药点火后反应演化调控模型 [J]. *含能材料*, 2023, 31(10): 1004–1012. DOI: 10.11943/cjem2023160.
BAI Z L, DUAN Z P, LI Z, et al. Regulation model for reaction evolution of confined DNAN-based cast explosives after ignition under thermal stimulation [J]. *Chinese Journal of Energetic Materials*, 2023, 31(10): 1004–1012. DOI: 10.11943/cjem2023160.

- [13] 胡海波, 傅华, 李涛, 等. 压装密实炸药装药非冲击点火反应传播与烈度演化实验研究进展 [J]. *爆炸与冲击*, 2020, 40(1): 011401. DOI: 10.11883/bzycj-2019-0346.
HU H B, FU H, LI T, et al. Progress in experimental studies on the evolution behaviors of non-shock initiation reaction in low porosity pressed explosive with confinement [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2020, 40(1): 011401. DOI: 10.11883/bzycj-2019-0346.
- [14] 李涛, 胡海波, 尚海林, 等. 强约束球形装药反应裂纹传播和反应烈度表征实验 [J]. *爆炸与冲击*, 2020, 40(1): 011402. DOI: 10.11883/bzycj-2019-0348.
LI T, HU H B, SHANG H L, et al. Propagation of reactive cracks and characterization of reaction violence in spherical charge under strong confinement [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2020, 40(1): 011402. DOI: 10.11883/bzycj-2019-0348.
- [15] BERGHOUT H L, SON S F, ASAY B W, et al. Convective burning in gaps of PBX 9501 [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2000, 28(1): 911–917. DOI: 10.1016/S0082-0784(00)80297-0.
- [16] ASAY B W. Shock wave science and technology reference library, vol. 5: non-shock initiation of explosives [M]. Heidelberg, Baden-Württemberg, Germany: Springer, 2010: 245–401.
- [17] 陈明详. 弹塑性力学 [M]. 2 版. 北京: 科学出版社, 2021: 297–302.
CHEN M X. Elasticity and plasticity [M]. 2nd ed. Beijing: Science Press, 2021: 297–302.
- [18] 奥尔连科. 爆炸物理学 [M]. 孙承纬, 译. 北京: 科学出版社, 2011: 797–803.
- [19] 赵衡阳. 气体和粉尘爆炸原理 [M]. 北京: 北京理工大学出版社, 1996: 186–196.
- [20] ZHANG W Y, DENG X Y, CHEN S J, et al. Molecular dynamics simulation of thermal sensitivity, thermal expansion and mechanical properties of PBX9501 [J]. 2016, 39(3): 32–36. DOI: 10.14077/j.issn.1007-7812.2016.03.006.
- [21] 祝明水, 龙新平, 蒋小华, 等. 不同粒径 RDX 的燃烧特性研究 [J]. *含能材料*, 2004, 12(1): 40–42. DOI: 10.3969/j.issn.1006-9941.2004.01.012.
ZHU M S, LONG X P, JIANG X H, et al. Study on the combustion characteristics of RDX with different particle sizes [J]. *Chinese Journal of Energetic Materials*, 2004, 12(1): 40–42. DOI: 10.3969/j.issn.1006-9941.2004.01.012.
- [22] JACKSON S I, HILL L G. Runaway reaction due to gas-dynamic choking in solid explosive containing a single crack [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2009, 32(2): 2307–2313. DOI: 10.1016/j.proci.2008.05.089.
- [23] GREBENKIN K. Comparative analysis of physical mechanisms of detonation initiation in HMX and in a low-sensitive explosive (TATB) [J]. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2009, 45(1): 78–87. DOI: 10.1007/s10573-009-0011-y.
- [24] 范钦珊, 殷雅俊, 唐靖林, 等. 材料力学 [M]. 3 版. 北京: 清华大学出版社, 2014: 42–49.
- [25] 张震宇, 田占东, 陈军, 等. 爆轰物理 [M]. 长沙: 国防科技大学出版社, 2016: 68–73.

(责任编辑 蔡国艳)