

DOI: 10.11883/bzycj-2024-0407

大口径模块装药火炮膛内三维流场特性数值模拟*

杨旭光, 余永刚, 陈 安

(南京理工大学能源与动力工程学院, 江苏 南京 210094)

摘要: 为探索某大口径模块装药火炮内弹道过程中火药床堆积分布对膛内起始压力波三维空间特性的影响, 建立了模块装药的三维气固两相燃烧动力学模型, 对不同药盒端盖初始破口大小的工况开展了数值模拟, 研究了膛内复杂气固两相反应流场特性, 分析了不同工况下药床的空间分布对膛内起始压力波特性的影响。结果表明, 药盒端盖初始破口角度由 0° 增大至 120° , 则药粒飞散、沉降后, 近膛底侧与近弹底侧区域的药粒占比差距由 12.2% 降至 0.6%, 弹底与膛底间初始负压差的绝对值由 1.62 MPa 降至 0.76 MPa; 弹丸启动时间由 2.82 ms 延至 2.94 ms, 弹底压力达到峰值所需时间由 4.04 ms 增至 4.20 ms, 端盖初始破口尺寸的差异会对膛内三维流场特性产生影响。

关键词: 模块装药; 三维气固两相燃烧动力学模型; 膛内流场; 药床堆积分布; 气固两相反应流

中图分类号: O381 国标学科代码: 13035 文献标志码: A

Numerical simulation of three-dimensional flow field characteristics in the chamber of large-caliber modular charge gun

YANG Xuguang, YU Yonggang, CHEN An

(School of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, Jiangsu, China)

Abstract: To explore the influence of the propellant bed accumulation distribution on the three-dimensional characteristics of initial pressure wave in the chamber during the internal ballistic process of a large-caliber modular charge gun, a three-dimensional gas-solid two-phase combustion dynamic model of the modular charge was established. Firstly, solid powder particles were treated as discrete phase. Based on Euler-Lagrange method, the motion law and accumulation distribution of propellant particles under different initial broken sizes of cartridge end caps were simulated. Then, the propellant particles were treated as continuous phase and the evolution of pressure distribution in the chamber after combustion of the powder bed with different accumulation distribution was numerically simulated using the Euler-Euler method. The results show that the characteristics of the three-dimensional flow field in the bore are affected by the difference of the initial fracture size of the cartridge end cap. When the initial breaking angle of the cartridge end cap increases from 0° to 120° , the difference of the propellant particles in the area near breech and the area near forcing cone decreases from 12.2% to 0.6% after the dispersion and settlement of the propellant particles. Additionally, the absolute value of the initial negative pressure difference between the breech and the forcing cone decreases from 1.62 MPa to 0.76 MPa. The start-up time of the bullet is extended from 2.82 ms to 2.94 ms, and the time required for the forcing cone pressure to reach its peak is increases from 4.04 ms to 4.20 ms. At the same time, complex three-dimensional pressure fluctuations were observed in the chamber. Before the bullet movement, the chamber pressure can be divided into four pressure evolution characteristics along the X -axis direction, presenting the pressure with no changing, gradually decreasing, first decreasing and then increasing, as well as gradually increasing. After the bullet movement, the chamber pressure consistently decreases along the X -axis direction. However, along the Y -axis direction, the

* 收稿日期: 2024-10-28; 修回日期: 2025-03-17

基金项目: 国家自然科学基金(52076111)

第一作者: 杨旭光(1996—), 男, 博士研究生, 1611549553@qq.com

通信作者: 余永刚(1963—), 男, 教授, 博士生导师, yygnjust801@163.com

pressure in the chamber remains essentially unchanged before and after the bullet movement. The pressure in the chamber can be also divided into four pressure evolution characteristics along the Z-axis direction, presenting basically maintaining a constant level, gradually decreasing, first decreasing and then increasing, first decreasing and then increasing and then decreasing. The research results have some reference value for the interior ballistic safety analysis of modular charge guns.

Keywords: modular charge; three-dimensional gas-solid two-phase combustion dynamic model; characteristics of flow field in chamber; propellant bed accumulation distribution; gas-solid reaction flow

大口径火炮作为现代武器装备的重要组成部分,其威力、射程及精确度主要依赖于装药的设计与优化^[1]。模块化装药技术作为一种革命性的技术,不仅提高了火炮系统的灵活性和作战效能,还极大地简化了后勤保障工作^[2-4]。但在模块装药点传火过程中,药盒内部压力逐渐升高直至破裂后,火药颗粒群会在药室内形成不均匀的无规则散布,这会加剧了膛内起始压力波的产生,进而影响火炮发射系统的安全性。因此,对大口径火炮模块装药膛内流场特性的研究具有重要的学术价值和现实意义。

模块化装药技术的核心思想是通过将装药分解成多个独立的模块,以实现不同的射击模式和效果。这一理念最早可追溯到 20 世纪 60 年代末,美国陆军研究实验室便开展了一系列的研究。目前使用的模块装药方式可分为单元模块装药和二元模块装药 2 种,例如:美国的 M231/M232 双模块发射装药系统、法国的 BCM/TCM 模块装药系统、德国的 MTL5 模块化推进装药系统以及以色列军事工业公司的单元模块装药技术^[5]。我国自 1998 年首次成功研制某大口径火炮刚性模块装药系统以来,对模块装药方式展开一系列的研究及讨论^[6]。纵观国内外模块装药技术的发展可见,模块装药已成为大口径火炮装药的主要发展方向。

关于模块装药火炮的内弹道性能,2010 年,聂奎^[7]设计了模块装药点传火模拟实验系统,针对击发底火的全装药内弹道过程及等离子体点火的全等模块装药内弹道过程进行了分析。2018 年,Woodley^[8]基于快速集成模块装药系统对不同装药结构的火炮内弹道过程开展了数值模拟。2021 年,陈安等^[9]基于离散单元法,对模块装药的内弹道计算展开研究,为模块装药火炮的内弹道设计提供了新思路。2022 年,森思义等^[10]采用时空守恒元与求解元方法,对模块装药的内弹道过程进行了编译,获得了膛内流场的轴向变化特性,数值模拟结果与实验结果的一致性较好。2024 年,冯渊等^[11]对不同中心点传火管强度条件下的模块装药内弹道过程开展了实验研究,并提出了一种与实验结果吻合度较好的点传火管失效模型。

针对模块装药火炮膛内气固两相流问题, Ma 等^[12]建立了(双)一维两相流内弹道模型,分析了膛内压力和温度等参数沿轴向的分布规律。Cheng 等^[13-14]建立了模块装药的二维两相流模型,对火炮膛内流场的二维演变特性展开了初步讨论。Ma 等^[15]针对传火管、模块盒和药室等结构,分区域建立了二维轴对称两相流模型,进一步研究了膛内流场特征参数的分布规律。以上工作中,均假设模块药盒同时破裂,且火药颗粒在药室内初始呈均匀分布。

然而,针对实际的模块装药火炮,尤其是小号装药,点传火过程中模块药盒端盖先行破裂后,药粒向膛内自由空间飞散、碰撞,在药室内呈非均匀分布,药粒着火后,膛内必定形成压力波动。目前,在模块装药火炮内弹道过程中,关于药盒在点传火过程中破裂、药粒飞散等问题已有相关研究^[16-17],但还未分析非均匀分布的药粒群着火后对膛内压力波的影响。因此,本文中针对此问题,先采用计算流体力学-离散元法耦合方法(computational fluid dynamics-discrete element method, CFD-DEM),计算药盒不同初始破口角度下药粒飞散、碰撞后的堆积形态,在此基础上,研究不同堆积形态的药床着火后对膛内压力波三维演变特性的影响,以为模块装药火炮的内弹道安全性分析提供参考。

1 理论模型

为了模拟大口径火炮模块装药内弹道过程中复杂的两相反应,先采用燃烧颗粒“冻结”法^[17],对模块药盒破裂后火药颗粒于药室空间的飞散、碰撞、沉降过程进行数值预测;再基于欧拉-欧拉方法,结合火药床的空间分布,建立短管火炮系统的膛内三维气固两相流燃烧理论模型,并提出如下假设:

- (1) 火药颗粒均服从几何燃烧定律和指数燃速定律, 各药粒间的尺寸及几何形状一致;
- (2) 火药燃烧产物的组分保持不变, 火药气体的热力参数, 如火药力 f 、余容 α 、绝热指数 γ 等均为常量;
- (3) 固体药粒不可压缩, 即固相物质密度 $\hat{\rho}_p$ 保持不变;
- (4) 气相状态变化服从 Nobel-Abel 状态方程;
- (5) 膛内的火药燃气湍流运动可采用 RNG (renormalization group) $k-\varepsilon$ 模型进行处理。

在膛内的气固两相燃烧计算中, 将固相火药颗粒按连续相处理, 并利用 UDF (user-defined function) 代码对火药燃烧及弹丸运动等过程进行编译, 火炮膛内气固两相的质量、动量、能量守恒方程及湍流方程、弹丸运动方程^[18]如下。

1.1 质量守恒方程

气相质量守恒方程^[18]为:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} = \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{u}_g) = -\dot{m}_c \quad (1)$$

其中:

$$\begin{aligned} \rho_g &= \phi \hat{\rho}_g, & \dot{m}_c &= \bar{A}_p A_c \hat{\rho}_p \dot{r}_c, & \bar{A}_p &= \frac{\hat{\rho}_p (1 - \phi) S_p}{M_p}, & \dot{r}_c &= u_1 p^\zeta \\ S_p &= \begin{cases} 2\pi c_p (R_p + n_0 r_p) + 2\pi (R_p^2 - n_0 r_p^2) & h_p \leq h_{p,1} \\ [2\pi c_{p,1} (R_{p,1} + n_0 r_{p,1}) + 2\pi (R_{p,1}^2 - n_0 r_{p,1}^2)] \left(1 + 2\lambda_s \frac{h_p}{h_{p,1}}\right) & h_p > h_{p,1} \end{cases} \end{aligned}$$

固相质量守恒方程^[18]为:

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_p \mathbf{u}_p) = -\dot{m}_c, \quad \rho_p = \phi_p \hat{\rho}_p \quad (2)$$

式中: ρ_g 、 $\hat{\rho}_g$ 、 ρ_p 和 $\hat{\rho}_p$ 分别为气相表现密度及质量密度和固相表现密度及质量密度, ϕ 为空隙率, ϕ_p 为固相体积比, \mathbf{u}_g 和 \mathbf{u}_p 分别为气相、固相速度矢量, \dot{m}_c 为发射药的燃气生成速率, \bar{A}_p 和 A_c 分别为固相比表面积及发射药的断面积, \dot{r}_c 为发射药线燃速, p 为大气压强, S_p 为一颗火药的表面积, M_p 为一颗发射药粒的质量, u_1 为燃速常数, ζ 为燃速指数, c_p 和 $c_{p,1}$ 分别为火药颗粒实时长度及火药颗粒初始长度, R_p 和 $R_{p,1}$ 分别为火药颗粒实时半径及火药颗粒初始半径; n_0 为多孔火药的孔数, r_p 和 $r_{p,1}$ 分别为火药颗粒实时孔径及火药颗粒初始孔径, λ_s 为火药颗粒的形状特征参数, h_p 为火药实时燃烧厚度, $h_{p,1}$ 为多孔火药半弧厚。

1.2 动量守恒方程

气相动量守恒方程^[18]为:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_g \mathbf{u}_g) + \nabla \cdot [\rho_g (\mathbf{u}_g \mathbf{u}_g)] + \phi \nabla p = \dot{m}_c \mathbf{u}_p - \mathbf{f}_s + \nabla \cdot (\phi \boldsymbol{\tau}_g) \quad (3)$$

其中:

$$\mathbf{f}_s = C_f \left(\frac{1 - \phi}{d_p} \right) |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p) \hat{\rho}_g, \quad C_f = \begin{cases} 1.75 & \phi \leq \phi_0 \\ 1.75 \left(\frac{1 - \phi}{1 - \phi_0} \frac{\phi_0}{\phi} \right)^{0.45} & \phi_0 < \phi \leq \phi_1 \\ 0.3 & \phi_1 < \phi \leq 1 \end{cases}$$

$$d_p = 6 \frac{M_p}{\hat{\rho}_p S_p}, \quad \phi_1 = \{1 + 0.02 [(1 - \phi_0) / \phi_0]\}^{-1}, \quad \boldsymbol{\tau}_g = 2\mu_g \boldsymbol{\varepsilon}_g + \lambda_g (\nabla \cdot \mathbf{u}_g) \mathbf{I}, \quad \nabla \cdot (\phi \boldsymbol{\tau}_g) = \phi \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_g + \boldsymbol{\tau}_g \cdot \nabla \phi$$

固相动量守恒方程^[18]为:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_p \mathbf{u}_p) + \nabla \cdot (\rho_p \mathbf{u}_p \mathbf{u}_p) + \phi_p \nabla p + \nabla (\phi_p R) = -\dot{m}_c \mathbf{u}_p + \mathbf{f}_s + \nabla \cdot (\phi_p \boldsymbol{\tau}_p) \quad (4)$$

$$\boldsymbol{\tau}_p = 2\mu_p \boldsymbol{\varepsilon}_p + \lambda_p (\nabla \cdot \mathbf{u}_p) \mathbf{I} \quad (5)$$

式中: f_s 为稳态条件下单位体积的相间阻力, τ_g 和 τ_p 分别为气相黏性应力张量及固相黏性应力张量, C_f 为圆柱形多孔火药组成的颗粒床摩擦系数, d_p 为有效直径, ϕ_0 为稳定空隙率, 即火药自然装填后所表现出的空隙率, ϕ_1 为相间阻力被流化为单颗粒数值时的空隙率, μ_g 、 μ_p 分别为气相、固相动力黏度, ε_g 和 ε_p 分别为气相、固相变形率张量, λ_g 和 λ_p 分别为气相、固相速度系数, \mathbf{I} 为二阶单位张量, R 为颗粒间的应力。

1.3 能量守恒方程

火炮膛内气固两相的能量守恒方程^[18]为:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho_g \left(e_g + \frac{\mathbf{u}_g \cdot \mathbf{u}_g}{2} \right) \right] + \nabla \cdot \left[\rho_g \mathbf{u}_g \left(e_g + \frac{\mathbf{u}_g \cdot \mathbf{u}_g}{2} + \frac{p}{\rho_g} \right) \right] + p \frac{\partial \phi}{\partial t} = \dot{m}_c \left(e_p + \frac{\mathbf{u}_p \cdot \mathbf{u}_p}{2} + \frac{p}{\rho_p} \right) - (f_s \cdot \mathbf{u}_p) - \bar{A}_p q + \nabla \cdot (\phi \tau_g \cdot \mathbf{u}_g) + \nabla \cdot (\phi k_g \nabla T_g) \quad (6)$$

$$e_p = \frac{f}{\gamma - 1} \quad (7)$$

式中: e_g 为气相比内能, e_p 为单位火药燃烧释放的化学能, f 为火药力, γ 为火药气体的绝热指数, H 为总焓, q 为热流矢量, k_g 为气相导热系数, T_g 为气相温度。气相能量方程中, 与其他源项相比, 黏性应力所做的功 $\nabla \cdot (\phi \tau_g \cdot \mathbf{u}_g)$ 和气相本身传热传导 $\nabla \cdot (\phi k_g \nabla T_g)$ 的数值甚小, 因而在计算时可忽略不计。

1.4 湍流方程

火炮膛内两相流动和燃烧过程不仅是高温高压、强烈化学反应的瞬态过程, 而且湍流脉动效应也非常明显, 这种两相湍流脉动对火药燃烧、火焰传播及压力波都有影响。为了更好地描述内弹道过程中的湍流脉动现象, 并综合考虑模型适应性和计算成本, 本文中采用 RNG k - ε 湍流模型, 方程如下:

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\alpha_k \mu_{\text{eff}}) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M \quad (8)$$

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\alpha_\varepsilon \mu_{\text{eff}}) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon \quad (9)$$

式中: k 为湍流动能, ε 为耗散率, x_i 为某轴向的空间坐标, α_k 和 α_ε 分别为湍流动能与耗散率的普朗特数的倒数, G_k 为层流速度梯度产生的湍流动能, G_b 为浮力产生的湍流动能, Y_M 为可压缩湍流波动膨胀对总耗散率的贡献。

1.5 初边条件

三维流场计算的初始条件为: $p = p_0$, $T_g = T_{g0}$, $T_p = T_{p0}$ 。其中, p_0 为膛内初始压力, T_{g0} 和 T_{p0} 分别为膛内气相初始温度及膛内火药初始温度。

三维流场计算的边界条件为: $p_d = p_1$, $S p_d = \varphi_1 m dv/dt$ 。其中, 膛底边界及药室侧壁为定边界; 弹底边界为动边界, 当弹底压力 p_d 达到启动压力 p_1 时, 弹丸开始运动; 且弹丸的运动规律遵循牛顿第二定律, 式中 S 为弹底表面积, m 为弹丸质量, v 为弹丸运动速度。

2 计算模型及实验验证

2.1 计算模型

首先, 参照文献 [17] 中的耦合计算模型, 对模块药盒破裂后、药粒的飞散过程进行数值模拟, 得到不同工况下药粒的堆积分布形态。然后, 计算不同工况下各区域的体积并统计各区域的药粒数, 得到各区域空隙率等参数。最后, 构建模块装药三维气固两相燃烧动力学模型, 借助流体动力学模拟软件, 对火炮膛内复杂的两相流动及燃烧反应过程开展数值模拟, 模型如图 1 所示。

因需考虑弹丸运动情况并模拟火炮膛内燃烧过程中复杂的两相流反应, 因此需将计算域的右边界按动态边界处理, 并对该边界的运动控制及气固两相的质量、动量、能量守恒方程进行用 UDF 编译。其中, 模型药室区域的内径为 115 mm、长度为 480 mm, 模型扩展区域的身管内径为 105 mm, 初始长度为

10 mm。将耦合计算阶段终态时刻的各种环境参数作为本文燃烧计算模型的初始设置条件, 弹丸启动压力设为 30 MPa, 求解时选择基于压力瞬态求解且考虑重力因素, 计算模型选择双欧拉模型, 并选择 RNG $k-\varepsilon$ 模型处理湍流运动, 选择 Gidapow 阻力模型、Saffman-Mei 升力模型、Gunn 传热模型, 动边界选择 Rigid Body, 网格扩展方式为 Smoothing, 设置两相计算时间步长为 1.0×10^{-7} s。

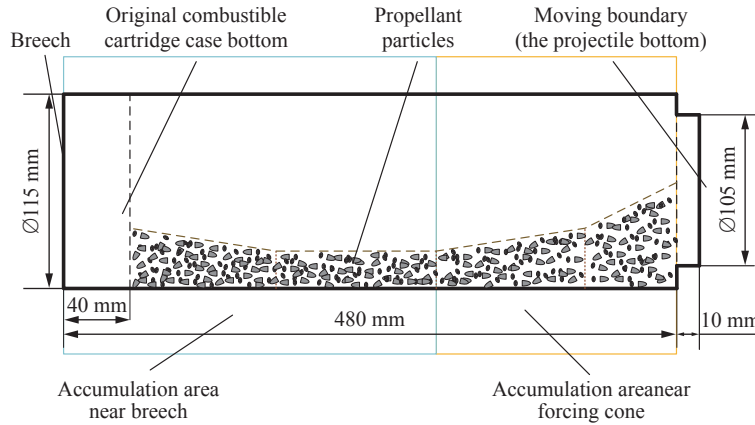


图 1 三维气固两相燃烧计算模型

Fig. 1 Three-dimensional gas-solid two-phase combustion calculation model

2.2 网格无关性验证

根据理论经验及计算条件, 采用网格尺寸分别为 2 mm(细网格)、5 mm(中网格)和 10 mm(粗网格)3 种网格划分方式, 划分火炮膛内的计算域。计算总时长设为 6 ms, 以 0.2 ms 为时间间隔取点, 共取 31 个特征参考点, 各时刻膛内平均压力的计算结果如图 2 所示。

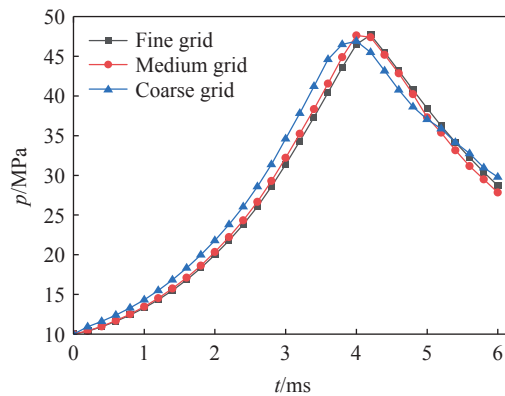


图 2 3 种网格尺寸划分平均膛压计算结果比较

Fig. 2 Comparison of the calculation results of average chamber pressure divided by three types of grid sizes

以细网格划分方式下的仿真结果为基准, 分别计算中网格和粗网格 2 种划分方式于 31 个参考点处压力的平均误差, 分别为 1.89% 和 6.34%。考虑到选取粗网格划分时的误差较大, 因此不予使用。而中网格与细网格的误差较小, 为了兼顾计算精度和计算效率, 选用网格尺寸为 5 mm 的中网格划分方式进行后续计算。

2.3 模型的实验验证

为验证上述模型的准确性, 以文献 [19] 中的实验条件为基准, 运用 2.1 节中所述模型对 155 mm 口径短管实验炮系统内弹道过程中的两相燃烧反应开展数值模拟。其中, 火药装填方式为 6 个相互耦合的模块药盒组合装填, 采用 23/19 的发射药, 总装药量为 13.9 kg, 实验平台系统如图 3 所示。

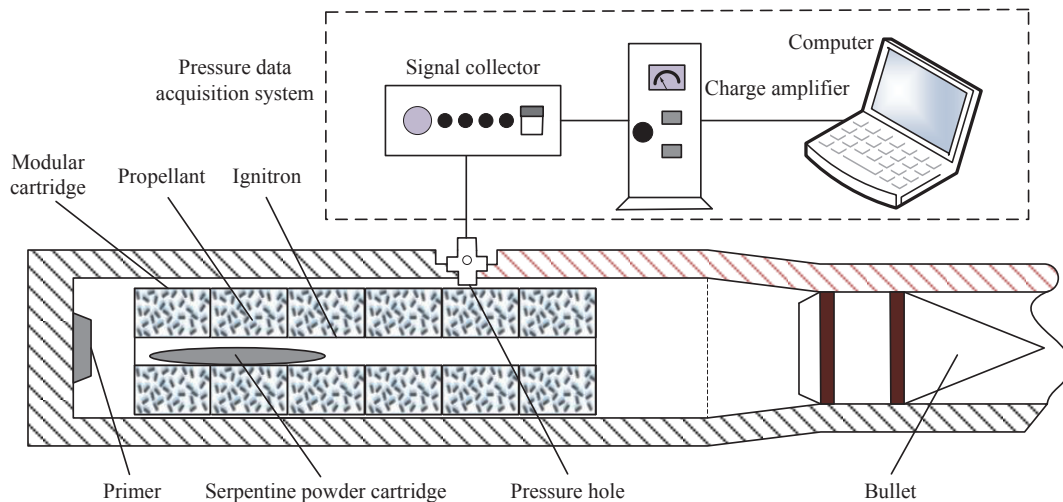
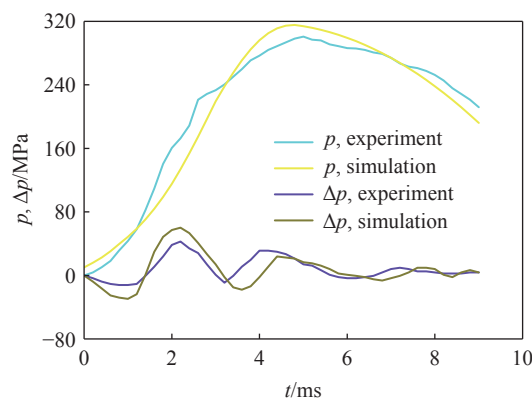


图 3 155mm 短管火炮射击实验系统

Fig. 3 155mm short barrel gun firing experiment system

将火炮膛底压力、坡膛处与膛底处压差的数值计算结果和实验结果的对比,如图 4 所示。从图 4 可以看出,数值计算结果与实验结果^[19]的变化趋势一致,两者基本吻合,验证了计算模型的合理性。

图 4 实验膛底 $p-t$ 和 $\Delta p-t$ 曲线与计算结果的比较Fig. 4 Comparison of experimental and simulation results of the $p-t$ curves at the breech and the $\Delta p-t$ curves between forcing cone and breech

3 火炮膛内起始压力波的数值预测

实验过程中发现,火炮发射系统中底火击发后,传火药包被引燃,模块药盒内外压差升至破盒压力后药盒端盖破裂,发射药粒脱离了药盒的束缚并在整个药室空间中飞散碰撞,这会导致火药床在膛内的空间分布不同,即火药床空隙率和药室自由空间等条件存在差异。在发射药床燃烧过程中,药粒堆积分布的不均匀性会诱发膛内压力波的产生,且药床各堆积形状参数的变化也会影响压力波的演变过程。针对这一现象,分别对不同工况下火炮膛内的三维气固两相燃烧反应过程进行数值模拟,探究内弹道过程中火炮膛内起始压力波的产生及演变规律。

3.1 药室内火药床堆积参数的数值预测

模块药盒破裂,药粒飞散、碰撞、沉降后,火药床沿轴向可依次分为缓坡下降堆积区域、水平堆积区域、缓坡上升区域及陡坡上升区域,且靠近弹底区域的药粒数占比要多于其他区域。为了便于各工况间形状参数的比较及后期燃烧阶段膛内起始压力波问题的分析,将缓坡下降堆积区域和水平堆积区域统称为近膛底堆积区域,将缓坡上升区域和陡坡上升区域统称为近弹底堆积区域,如图 5 所示。

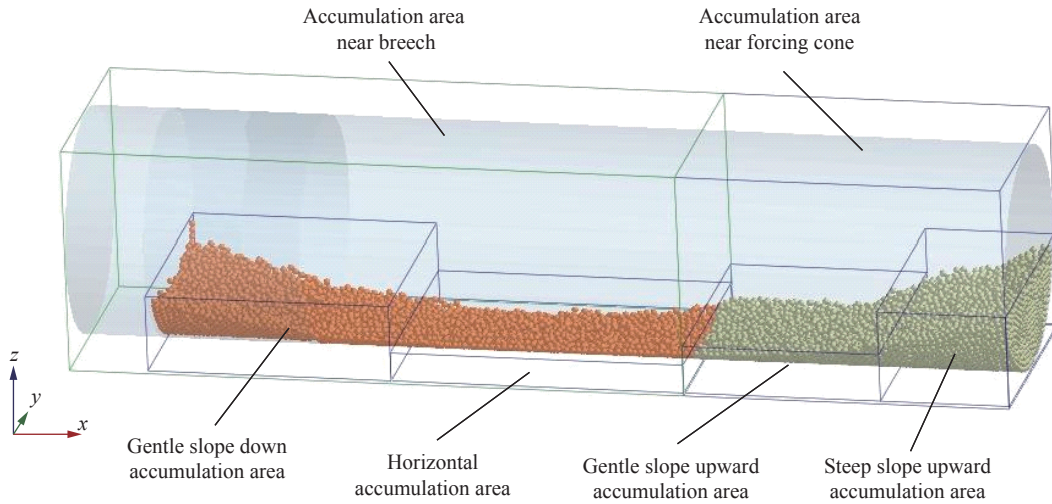


图 5 火药床堆积区域划分

Fig. 5 Propellant bed accumulation area division

由于药盒材料加工差异、燃烧不均匀等原因, 模块药盒端盖在整体打开前有时会先破开一部分且其大小存在差异, 先破开部分如图 6 阴影部分所示, 其对应的扇形夹角为 θ 。分别对 θ 取值为 0° 、 30° 、 60° 、 90° 和 120° 的工况进行数值仿真, 火药床的堆积分布主视图如图 7 所示, 图中药床的堆积形态已得到了实验^[17] 验证。

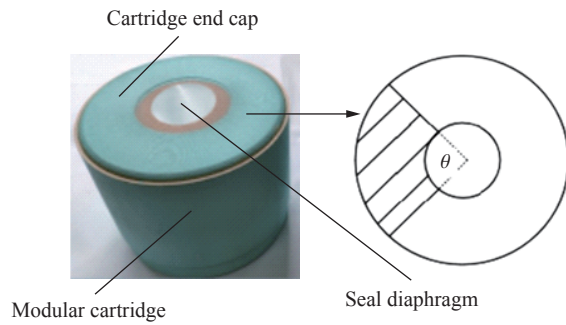
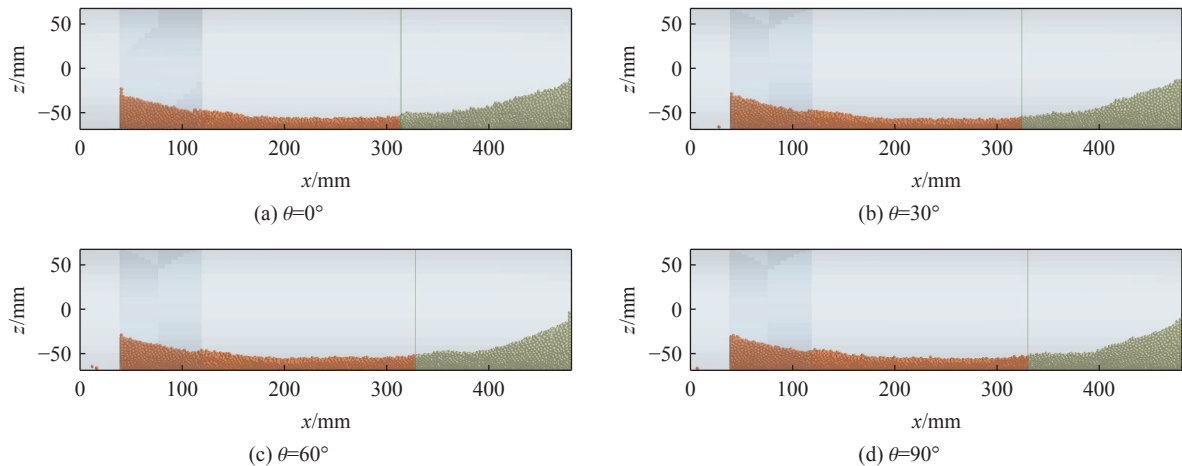


图 6 端盖先破口部分示意图

Fig. 6 Schematic diagram of the first break of the end cover

由图 7 可知, 各工况下火药床堆积分布的整体趋势近似, 但各堆积区域的形状特征仍有明显差异。为了更好地分析火药床的空间分布特性, 引入 6 个特征参量: 近膛底堆积区域轴向长度、近弹底堆积区域轴向堆积长度、近膛底堆积区域药床平均堆积厚度、近弹底堆积区域药床平均堆积厚度、近膛底堆积区域药粒占比和近弹底堆积区域药粒占比。分别对 5 种工况下的仿真结果进行统计分析, 数据汇总如表 1 所示。

由表 1 可知, 随着模块药盒端盖先破开区域的增大: 近膛底堆积区域的轴向长度增大, 平均堆积厚度增大, 药粒数占比提高; 近弹底堆积区域的轴向长度减小, 平均堆积厚度减小, 药粒数占比降低。即在



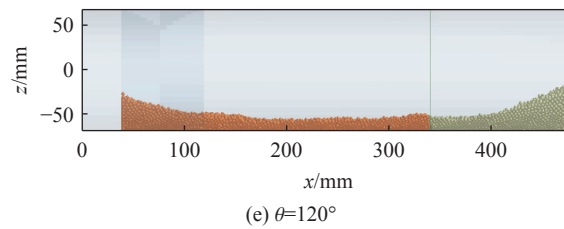


图 7 火药床堆积分布主视图

Fig. 7 Main views of propellant bed accumulation distribution

一定初始破角范围内,端盖先破开区域越大,近膛底侧与近弹底侧区域的药粒占比越接近,药室内药粒分布就越均匀。这是因为:端盖先破开区域增大会使药粒群飞散的初始流量增大,但模块药盒的泄压速率也会提高,药粒获得的加速度降低,从而导致火药颗粒因相互间碰撞而减速、停止的数量相对增多,到达弹底附近的数量相对减少,两区域的药粒数占比会更接近,整个药室内药粒的空间分布更均匀。

表 1 不同工况下火药床形状特征参数

Table 1 Shape characteristic parameters of propellant bed under different working conditions

工况	端盖初始破口 角度/(°)	近膛底区域 长度/mm	近弹底区域 长度/mm	近膛底区域 厚度/mm	近弹底区域 厚度/mm	近膛底区域 药粒占比/%	近弹底区域 药粒占比/%
1	0	314	166	15.1	28.1	43.9	56.1
2	30	324	156	18.6	27.8	44.8	55.2
3	60	328	152	19.2	27.0	47.1	52.9
4	90	333	147	19.7	25.6	48.7	51.3
5	120	340	140	20.1	24.6	50.3	49.7

3.2 火炮膛内的压力波动现象

由 3.1 节可知,药室内火药床的空间分布并不均匀,药床燃烧后,炮膛内会产生自高压一端向低压一端传递的初始压力梯度。随着压力波的传递,初始低压端的燃气被药室端面滞止,气体密度不断提高,且燃烧药粒会在相间曳力的作用下被由高压一侧推向低压一侧,这些现象会导致膛内两端的压差逐渐降低。当初始低压侧区域压力提高至超过初始高压侧后,膛内会形成反向的压力梯度,燃气及燃烧药粒的运动规律也将发生改变。在反向压力梯度的作用下,火药床又被推回初始高压一侧,且初始高压侧区域的气相密度再次反超,于是又形成了正向压力梯度。这种在膛底和弹底之间往复传播与反射的轴向起始压力波,会对药室内的燃烧反应及火炮的内弹道稳定性产生重要影响。

为了探究火炮膛内的起始压力波现象,随机选择 $\theta=90^\circ$ 这一工况进行分析。基于 3.1 节所得到的药床空间堆积分布,采用 2.1 节的膛内气固两相燃烧计算模型进行数值仿真,计算中身管口径为 105 mm,药室容积为 5.07 L,模拟弹质量为 6.25 kg,弹丸启动压力为 30 MPa,单模块火药质量为 0.4 kg,火药力为 980 J/kg,燃速系数为 $1.78 \times 10^{-8} \text{ m/s} \cdot \text{Pa}^{-n}$,燃速指数为 0.85。

药室内膛底处平均压力与坡膛处平均压力的差随时间的变化如图 8 所示。由图 8 可知,随着压力波动在炮膛内的往复传递,膛底处及坡膛处的平均压力交替居高,各时段内压差曲线的变化: $0 \sim 0.96 \text{ ms}$ 为负轴向压力波动; $> 0.96 \sim 1.64 \text{ ms}$ 转为正轴向压力波动; $> 1.64 \sim 2.32 \text{ ms}$ 再次转为

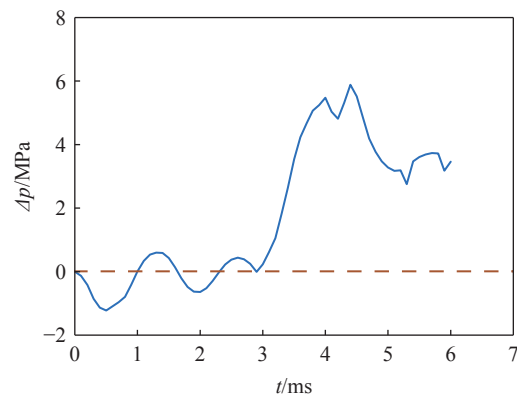


图 8 膛底与坡膛的压差曲线

Fig. 8 Pressure difference curve between breech and forcing cone

负轴向压力波动; >2.32~2.92 ms 又转为正轴向压力波动; >2.92 ms 弹丸开始运动, 弹底附近压力的上升速率急剧下降, 膛内再次转为负轴向压力梯度的趋势得到滞止, 以后持续保持正轴向压力梯度, 直至弹丸出炮口。为了更直观地展现各时段内的膛内轴向压力梯度, 将各时段中间时刻的膛内压力三维空间分布在图 9 中显示。

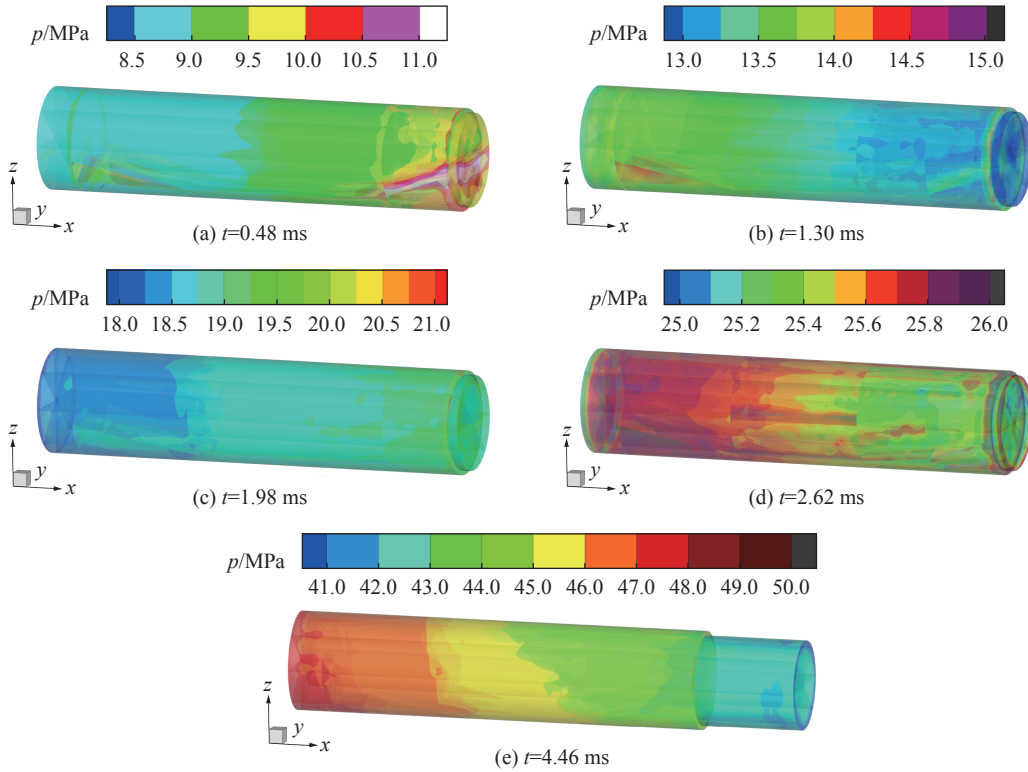


图 9 各特征时刻膛内压力三维空间分布

Fig. 9 3D spatial distribution of pressure in chamber at each characteristic time

3.3 火炮膛内压力场的三维空间演变

为了进一步分析火炮膛内起始压力波的变化, 仍以 $\theta=90^\circ$ 的工况为例, 在计算域内分别沿 x 轴 80、160、240、320 及 400 mm 处做切面, 并将各切面上, y 轴、 z 轴坐标分别取值 -30、-15、0、15 和 30 mm 所围成的 25 个交叉点设为观测点。对上述各观测点的实时压力进行定量分析, 从而得到火炮膛内压力场的三维空间演变, 各监测点于火炮膛内的三维空间分布如图 10 所示。

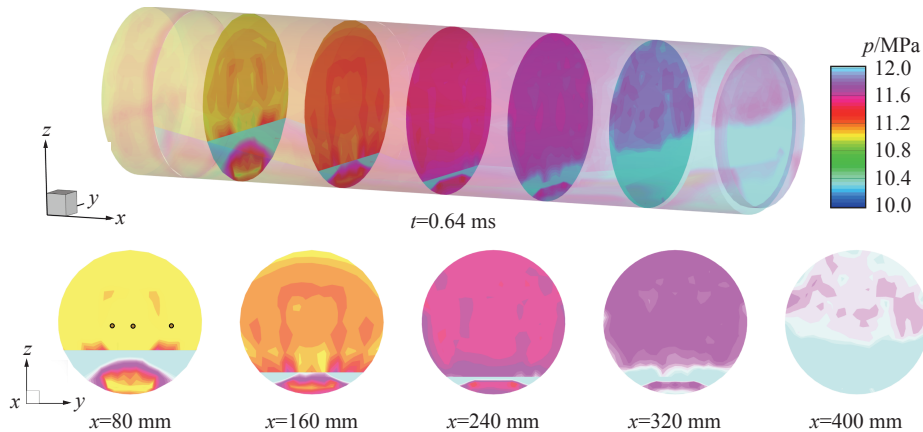
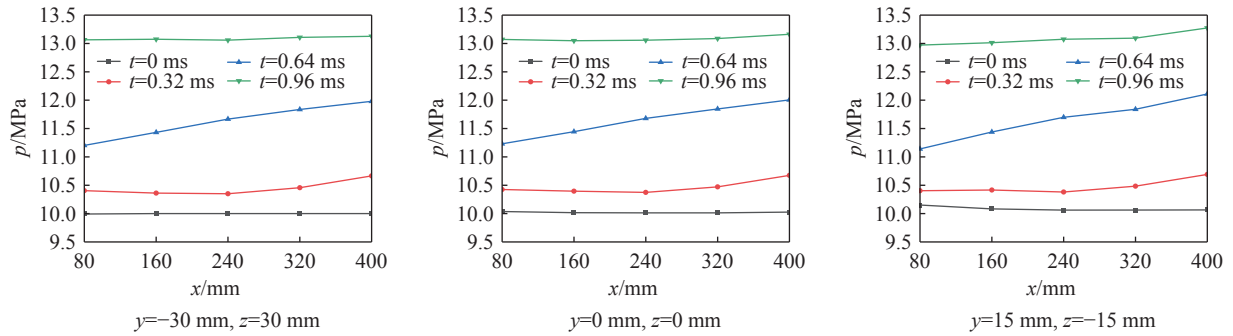


图 10 火炮膛内观测点的三维空间分布

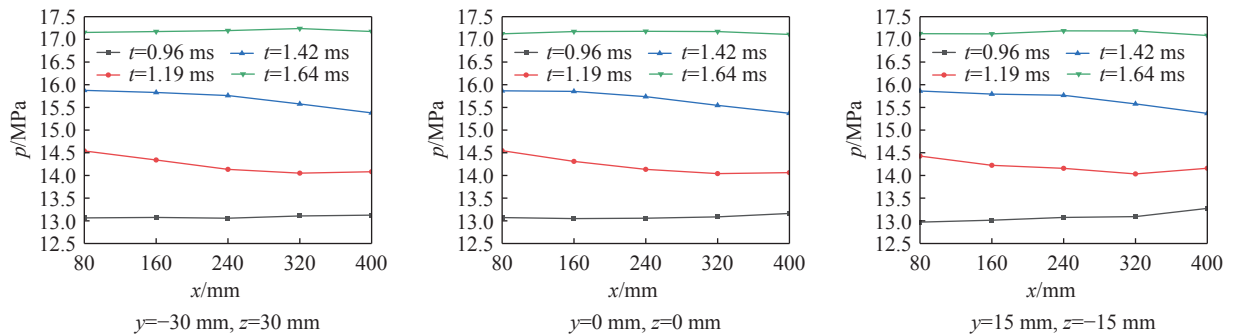
Fig. 10 Three-dimensional spatial distribution of observation points in chamber

3.3.1 x 轴向压力变化

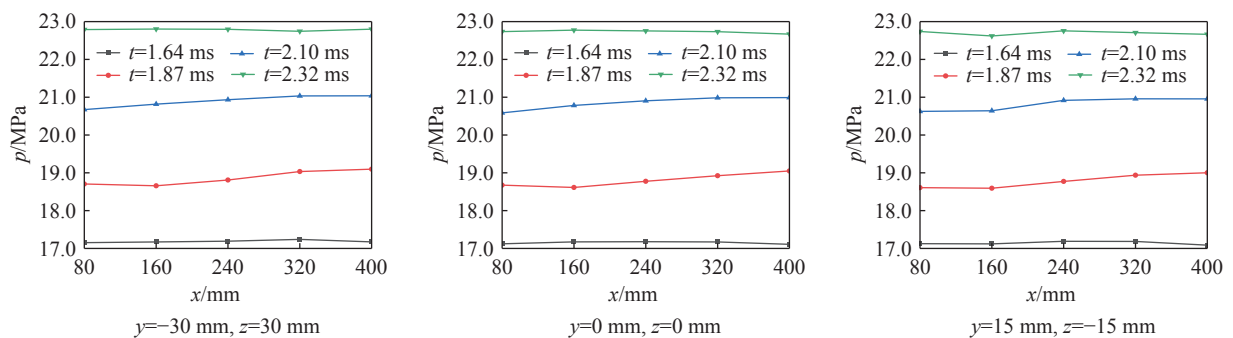
为了探究火药床燃烧后膛内压力场沿 x 轴向的变化, 采用控制变量法, 即保证 y 、 z 坐标相同, 控制 x 坐标为变量, 将在上述 125 个观测点分成 25 个沿 x 轴坐标变化的观测组, 选取其中 3 组进行分析。第 1 组 5 个观测点的坐标分别为: $x=80, 160, 240, 320, 400$ mm, $y=-30$ mm, $z=30$ mm; 第 2 组 5 个观测点坐标分别为: $x=80, 160, 240, 320, 400$ mm, $y=0$ mm, $z=0$ mm; 第 3 组 5 个观测点坐标分别为: $x=80, 160, 240, 320, 400$ mm, $y=15$ mm, $z=-15$ mm。各时段内 3 组观测点处的压力变化如图 11 所示。



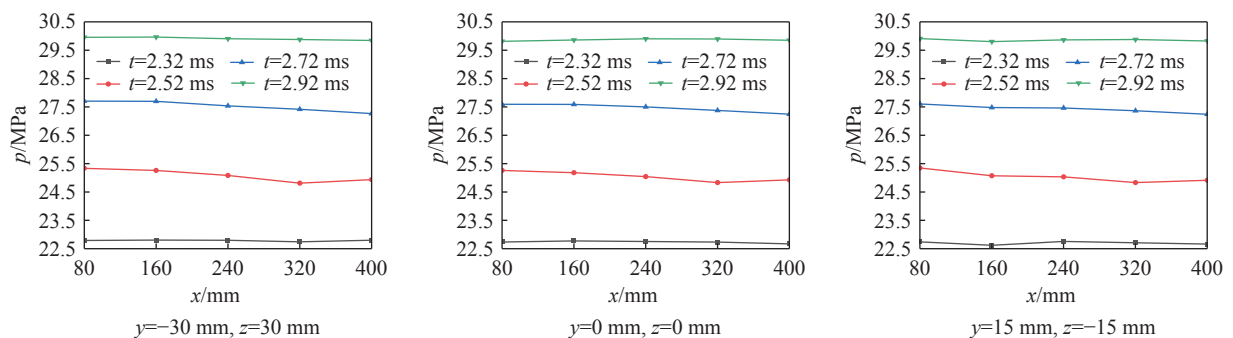
(a) Pressure changes at 3 groups of observation points in 0–0.96 ms



(b) Pressure changes at 3 groups of observation points in 0.96–1.64 ms



(c) Pressure changes at 3 groups of observation points in 1.64–2.32 ms



(d) Pressure changes at 3 groups of observation points in 2.32–2.92 ms

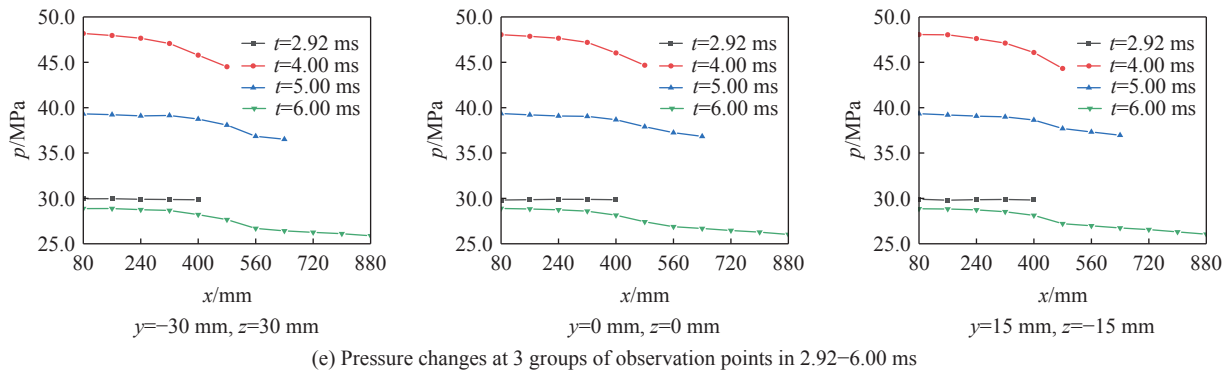


图 11 火炮膛内的 x 轴向压力演变

Fig. 11 Evolution of x -axial pressure in chamber

由 3.1 节可知, $\theta=90^\circ$ 的工况下, 膛内药床呈“缓坡下降-水平堆积-缓坡上升-陡坡上升”分布, 且近弹底侧药粒占比大于近膛底侧。因此, 如图 11(a) 所示, 药粒刚开始燃烧时, 以 0.32 ms 时刻为例, 膛内会产生一股自膛底向药室中部及一股自弹底向药室中部的燃气流, 此时膛内各组观测点处的压力沿 x 轴向的变化为先下降后上升; 一段时间后, 两股气流于膛内中部汇聚、碰撞, 由于靠近弹底一侧区域的药粒数更多, 因此自弹底向药室中部的燃气流强度更高, 两股气相的交界面逐渐向膛底侧偏移, 以 0.64 ms 为例, 此时药室内均统一为自弹底向膛底的压力梯度, 膛内各组观测点处的压力沿 x 轴向的变化为持续上升; 0.96 ms 时, 膛内起始压力波的首次传递过程结束, 弹底与膛底的平均压力基本相同, 此时膛内各组观测点处的压力沿 x 轴向基本保持不变。0~0.96 ms 在压力梯度的作用下, 膛内的气相密度分布产生变化, 同时在相间曳力的作用下, 药粒堆积分布发生改变, 因此 0.96~1.64 ms 膛内转而产生自膛底向弹底的压力梯度, 该压力波与前一时段内尚未传递至端面的反向压力波相遇, 如图 11(b) 中 1.19 ms 时刻为例所示, 此时膛内各组观测点处的压力沿 x 轴向的变化为先下降后上升; 由于 0.96~1.64 ms 时段内自膛底向弹底的压力梯度占据主导地位, 因此一段时间后, 以 1.42 ms 为例, 膛内各组观测点处的压力沿 x 轴向的变化为均保持持续下降; 1.64 ms 时, 膛内起始压力波的反向传递过程结束, 弹底与膛底的平均压力基本相同, 此时膛内各组观测点处的压力沿 x 轴向基本保持不变。同理, 如图 11(c) 所示, 在 1.64~2.32 ms 内, 除 2 个端点时刻膛内各组观测点处的压力沿 x 轴向基本保持不变外, 膛内压力沿 x 轴向先下降后上升, 一段时间后沿 x 轴向持续上升; 如图 11(d) 所示, 2.32~2.92 ms 时段内, 2.32 ms 时, 膛内各组观测点处的压力沿 x 轴向基本保持不变外, 随后膛内压力随 x 轴向先下降后上升, 再一段时间后膛内压力沿 x 轴向持续下降。2.92 ms 时, 弹丸达到启动压力开始运动, 弹后空间区域的 x 轴向尺度逐渐增大, 为了更好地探究炮膛 x 轴向的压力变化, 各观测组沿 x 轴方向每隔 80 mm 再增设一个压力观测点。如图 11(e) 所示, 弹丸运动后, 膛内空间弹底附近区域的压力上升趋势骤降, 因此, 2.92 ms 之后的时段内膛内压力沿 x 轴变化持续下降; 同时, 发射药燃烧及弹丸运动均会对膛内燃气密度产生重要影响, 且两者存在竞争机制, 考虑到 2.92 ms 时, 仍有 48.71% 的发射药未燃烧, 火药燃烧导致膛内压力升高仍占据主导地位, 因此 2.92~6.00 ms 时段内膛内各组观测点处的压力均先上升后下降。

3.3.2 y 轴向压力变化

为了探究火药床燃烧后膛内压力场沿 y 轴向的变化, 采用控制变量法, 即保证 x 、 z 坐标相同, 控制 y 坐标为变量, 将在上述 125 个观测点分成 25 个沿 y 轴坐标变化的观测组, 选取其中 3 组进行分析。第 1 组 5 个观测点坐标分别为: $x=80$ mm, $y=-30, -15, 0, 15, 30$ mm, $z=30$ mm; 第 2 组 5 个观测点坐标分别为: $x=240$ mm, $y=-30, -15, 0, 15, 30$ mm, $z=0$ mm; 第 3 组 5 个观测点坐标分别为: $x=400$ mm, $y=-30, -15, 0, 15, 30$ mm, $z=-15$ mm。不同时刻, 各组内 5 个压力观测点处的压力相对平均偏差 δp 见表 2。

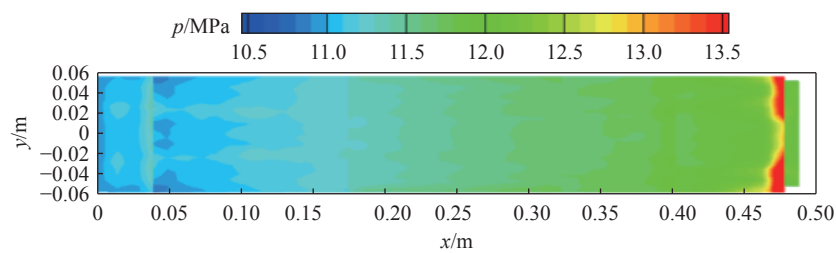
由表 2 可知, 在膛内起始压力波传递过程中, 任意时刻沿 y 轴方向各组观测点处压力的相对平均偏差均小于 0.300%, 即同一时刻火炮膛内 y 轴向压力基本相同。为了探究这一现象的产生机理, 做火炮膛

内过原点的 xy 切面, 如图 12(a) 所示。以 0.48 ms 时刻为例, 切面内燃气相沿 x 轴向、 y 轴向的速度分布分别如图 12(b)~(c) 所示。

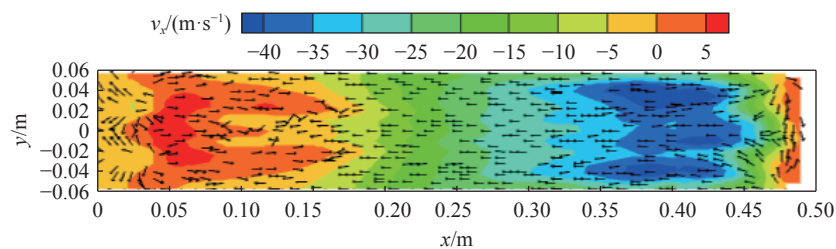
表 2 各组压力观测点处压力的相对平均偏差

Table 2 The relative mean deviation of pressure at each pressure observation point

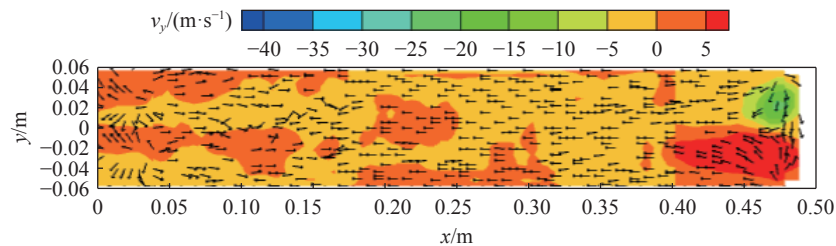
时间/ms	$\delta p/\%$		
	$x=80\text{ mm}, z=30\text{ mm}$	$x=240\text{ mm}, z=0\text{ mm}$	$x=400\text{ mm}, z=-15\text{ mm}$
0.00	0.035	0.015	0.050
0.48	0.075	0.083	0.185
0.96	0.056	0.055	0.191
1.30	0.064	0.040	0.232
1.64	0.034	0.041	0.140
1.98	0.051	0.069	0.193
2.32	0.031	0.054	0.079
2.62	0.048	0.082	0.095
2.92	0.063	0.052	0.163
4.46	0.029	0.013	0.139
6.00	0.077	0.035	0.132



(a) Cloud image of pressure distribution in chamber on the origin xy plane



(b) Gas velocity cloud image along x axis and gas phase velocity vector image on the origin xy plane



(c) Gas velocity cloud image along y axis and gas phase velocity vector image on the origin xy plane

图 12 火药燃烧后膛内压力梯度及气相运动规律示意图

Fig. 12 Schematic diagrams of pressure gradient and gas phase movement in the chamber after propellant combustion

结合图 12, 并根据 3.1 节中火药床燃烧前的初始堆积分布情况可知, 同 x 、 z 轴坐标下, 不同 y 轴坐标位置的空隙率基本相同, 因此, 火药床燃烧后 y 轴方向不会产生明显的初始压力梯度; 同时, 由于药室的内空间为长圆柱形结构, y 、 z 轴向半径仅为 57.5 mm、而 x 轴向长度为 490 mm, 因此, 火药燃烧后主要压力梯度方向及燃气的主运动方向也将沿 x 轴方向, 而非沿 y 轴方向。

3.3.3 z 轴向压力变化

为了探究火药床燃烧后膛内压力场沿 z 轴向的变化, 采用控制变量法, 即保证 x 、 y 坐标相同, 控制 z 坐标为变量, 将在上述 125 个观测点分成 25 个沿 z 轴坐标变化的观测组, 选取其中 3 组进行分析。第 1 组 5 个观测点坐标分别为: $x=80$ mm, $y=-30$ mm, $z=-30/-15/0/15/30$ mm; 第 2 组 5 个观测点坐标分别为: $x=240$ mm, $y=0$ mm, $z=-30/-15/0/15/30$ mm; 第 3 组 5 个观测点坐标分别为: $x=400$ mm, $y=15$ mm, $z=-30/-15/0/15/30$ mm。不同时刻, 各组观测点处沿 z 轴方向的压力变化可分为基本保持相同、逐渐降低、先降低后升高和先降低后升高再降低这 4 种压力演变特性。选取一些特征时刻为例, 上述沿 z 轴向的 4 种压力演变特性如图 13 所示。

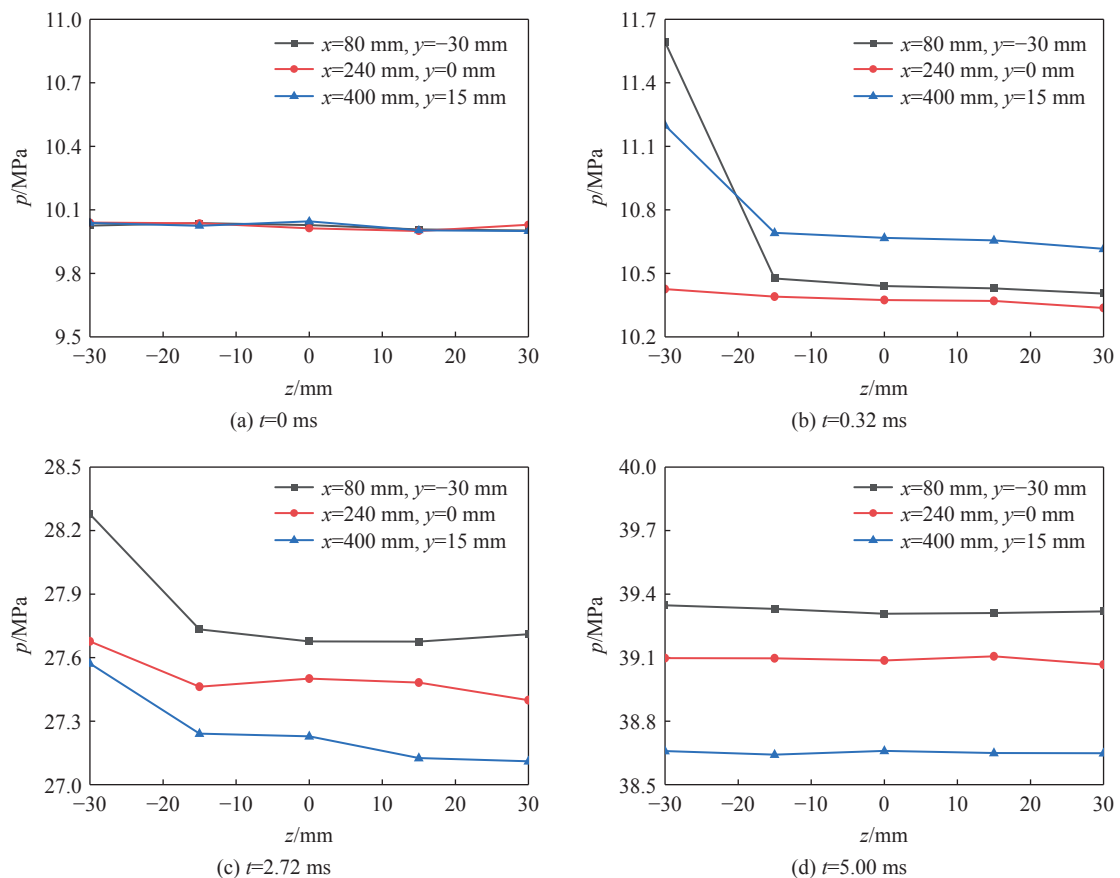


图 13 火炮膛内的 z 轴向压力演变

Fig. 13 z -axial pressure evolution in the chamber

火药床燃烧初始时刻, 各组沿 z 轴方向各观测点处的压力基本相同, 如图 13(a) 所示。模块药盒破裂后, 火药颗粒于膛内空间飞散、碰撞, 并在重力因素的影响下, 大多沉降于药室底部, 因此, 发射药燃烧后一段时间内, 药室内会形成自药室底部向药室顶部的压力梯度, 同一时刻各组沿 z 轴方向各观测点处的压力逐渐降低, 且由于各组观测点的 x 轴向空间分布不同、药床堆积厚度不同, 导致压力降低的幅度也彼此存在差异, 如图 13(b) 所示。两相燃烧反应持续一段时间后, 部分燃烧的发射药粒在相间曳力的作用下, 被气相带至药室顶端, 并在壁面的滞止效果下, 少部分颗粒于药室顶端堆积, 导致药室顶端区域

的固相药粒占比略高于附近区域,但整体固相药粒分布仍是药室底部高于顶部。因此,膛内 z 轴向会新形成一股由药室顶部向药室底部的压力梯度,且强度弱于由药室底部向药室顶部的压力梯度,两股压力波汇聚、碰撞,产生了压力波动现象。在上述现象的持续影响下,发射药继续燃烧一段时间后,各组内观测点处的压力沿 z 轴会呈现逐渐降低、先降低后略微升高和先降低后略微升高再略微降低 3 种压力演变特性,如图 13(c) 所示。当火药全部燃烧结束后,药室内沿 z 轴方向不再存在固相占比差异,且 z 轴方向的边界固定,因此,膛内沿 z 轴方向将不再存在压力梯度,同一时刻各组内观测点处的压力沿 z 轴方向再次恢复基本保持相同,如图 13(d) 所示。

3.4 炮膛内火药床的空间分布对膛内起始压力波特性的影响

为探究火药床的空间分布对膛内起始压力波特性的影响,基于药盒端盖不同初始破口大小下火药床的堆积分布,利用 Fluent 软件,对各工况条件下膛内复杂的三维两相燃烧反应进行仿真计算并展开讨论。

3.4.1 弹丸运动前

对表 1 所示的各工况进行数值仿真,弹丸均未启动前,膛底处与弹底处的压差随时间的变化如图 14 所示。由图 14 可知,在一定角度范围内,药盒端盖的初始破口区域越大,初始负压差的绝对值就越小,火炮膛内的起始压力波动越弱,火炮的弹道稳定性和发射安全性更强。这是由于 $\theta=0^\circ$ 的工况,即在模块药盒端盖整体一起破开的条件下,发射药粒在药室内飞散碰撞后,于弹底区域的堆积占比更高,火药床沿 x 轴的空间分布更不均匀,发射药燃烧后将会产生更剧烈的初始压力波动。当药盒端盖的初始破孔区域增大后,模块药盒的泄压速率提高,药粒获得的加速度降低,导致火药颗粒因相互间碰撞而减速、停止的数量相对增多,到达弹底附近的数量相对减少,近膛底区域与近弹底区域的药粒数占比会更接近,整个药室沿 x 轴方向的药粒空间分布变得更均匀,因此发射药燃烧后产生的 x 轴向压力梯度也会明显减小。

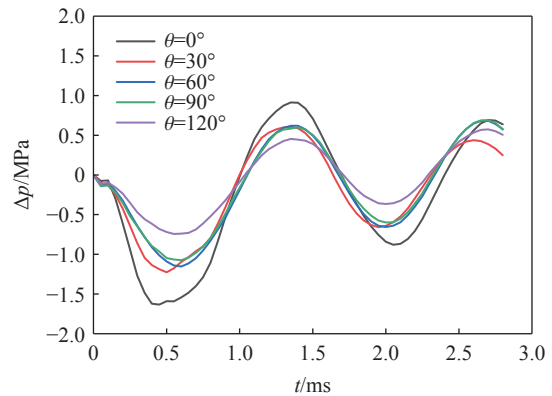
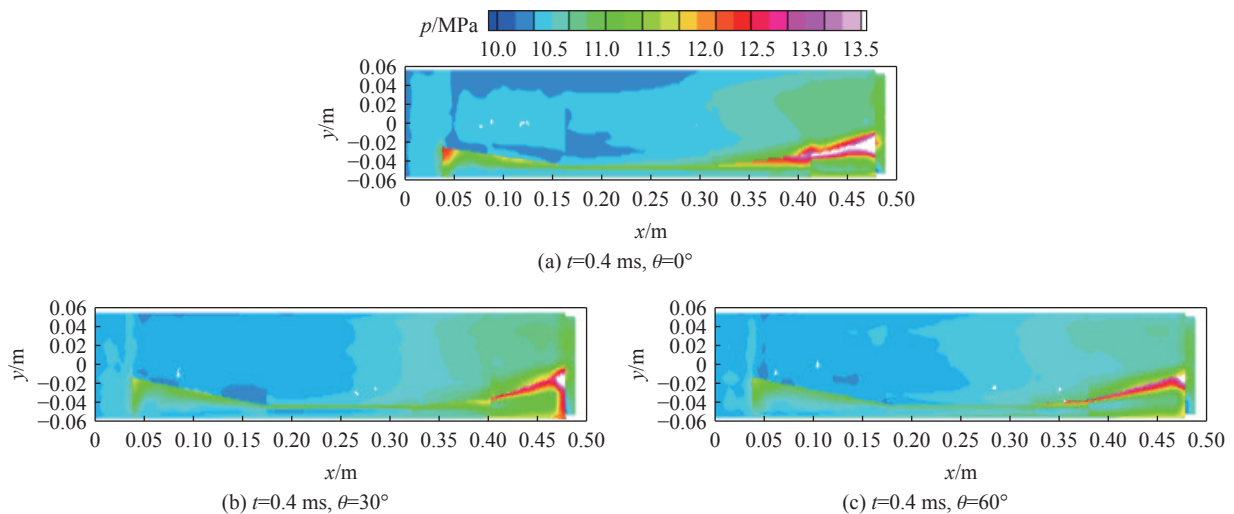


图 14 弹丸运动前各工况弹底与膛底的压差曲线

Fig. 14 Pressure difference curves between forcing cone and breech different conditions before the bullet movement

为了探究火药床空间分布对弹丸启动前膛内起始压力波传递过程的影响,以 0.4 ms 这一时刻为例,绘制各工况于过原点 XZ 切面上的压力梯度云图,如图 15 所示。由图 15 及表 1 可知,药盒端盖初始破口



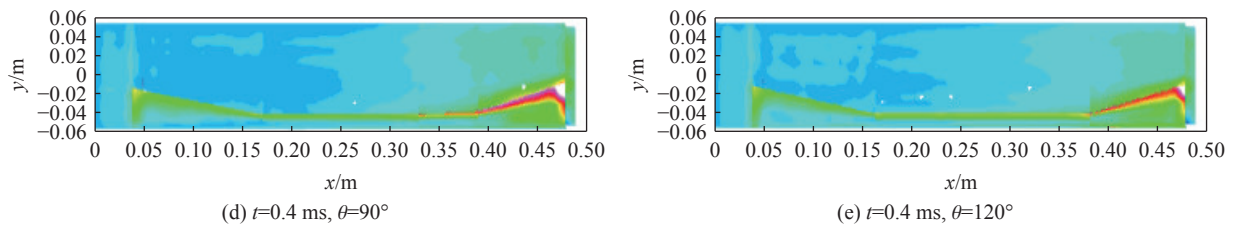


图 15 弹丸启动前各工况于过原点 xz 切面上的压力梯度云图

Fig. 15 Cloud image of pressure gradient at the origin xz plane before the bullet movement under each condition

的对应夹角越小, 近膛底区域与近弹底区域药粒占比差距越大, 即火药床沿 X 轴方向的空间分布越不均匀, 弹丸运动前、同一计算时刻, 弹底附近压力与膛底附近压力相差越大, 起始压力波的波动越剧烈。综上所述, 火药床的空间分布越均匀, 弹丸运动前膛内的压力梯度越小, 起始压力波传递过程中的膛内扰动越轻微, 火炮内弹道性能越稳定。

3.4.2 弹丸运动后

数值计算中, 弹丸的启动压力设为 30 MPa, 当药室内弹底平均压力达到启动压力后, 弹丸开始运动。仿真过程中发现, 随着各工况膛内火药床空间分布参数的变化, 弹丸的启动时间、弹底压力达到峰值所需时间以及同一时刻弹丸的位移、加速度等弹丸运动特征参量均存在差异。为了分析膛内火药床空间分布对火炮系统弹丸运动的影响, 汇总各工况的仿真数据: 其中, 各工况弹丸启动时刻及弹底压力达到峰值所需时间

表 3 各工况弹丸启动时刻及弹底压力达到峰值所需时间

Table 3 The bullet starting time and the time required for the bottom pressure to reach the peak under each working condition

药盒端盖破口 夹角/(°)	弹丸启动 压力/MPa	弹丸启动 时刻/ms	弹底压力 峰值/MPa	弹底压力达到峰值 所需时间/ms
0	30.00	2.82	44.24	4.04
30	30.00	2.88	43.92	4.06
60	30.00	2.89	43.82	4.08
90	30.00	2.92	44.27	4.14
120	30.00	2.94	43.84	4.20

如表 3 所示; 再根据弹丸启动时刻、弹底压力达到峰值时刻以及全过程时间, 选取 7 个特征时刻, 各工况弹丸位移 L 及加速度 a 的演变过程分别如表 4~5 所示。

表 4 特征时刻各工况弹丸位移

Table 4 Bullet displacements at characteristic times under different working conditions

药盒端盖破口夹角/(°)	L/mm						
	$t=2.94 \text{ ms}$	$t=3.49 \text{ ms}$	$t=4.04 \text{ ms}$	$t=4.12 \text{ ms}$	$t=4.20 \text{ ms}$	$t=5.10 \text{ ms}$	$t=6.00 \text{ ms}$
0	0.54	18.44	65.13	74.63	84.83	244.15	423.58
30	0.16	15.35	58.56	67.50	77.13	223.78	410.12
60	0.09	14.45	56.40	65.11	74.52	219.10	403.39
90	0.02	13.05	53.49	61.96	71.13	215.46	401.76
120	0.00	12.22	51.65	59.53	68.92	212.53	399.70

表 5 特征时刻各工况弹丸的加速度

Table 5 Bullet accelerations at characteristic times under different working conditions

药盒端盖破口夹角/(°)	$a/(\text{m}\cdot\text{s}^{-2})$						
	$t=2.94 \text{ ms}$	$t=3.49 \text{ ms}$	$t=4.04 \text{ ms}$	$t=4.12 \text{ ms}$	$t=4.20 \text{ ms}$	$t=5.10 \text{ ms}$	$t=6.00 \text{ ms}$
0	78336	94929	110507	109684	108052	53903	32037
30	76957	92420	109887	109008	108389	54387	33754
60	76354	91012	109072	109656	109000	54724	34373
90	75619	90273	107845	110463	110569	54871	34562
120	75081	89268	106811	108438	110787	55036	34771

由表 3 可知, 由于模块药盒初始破口区域越大, 药粒沉降后, 火药床近弹底区域的药粒数占比越小, 因此, 弹底平均压力达到启动压力所需的时间就越长, 导致各工况的弹丸启动时间、弹底压力峰值及达到弹底压力峰值所需时间存在差异。同时, 由表 4~5 可知, 在同一火炮发射装置且装药量相同的条件下, 弹丸初始运动时段内, 火药床初始分布越不均匀、弹底附近区域的火药占比越多, 弹丸越先启动, 同一时刻弹丸的总位移越长。弹丸运动加速度的变化规律则是: 弹底平均压力均未达到峰值前, 模块药盒初始破口区域越大, 同一时刻弹丸的加速度越低; 部分工况弹底平均压力均未达到峰值时, 由于部分初始破口小的工况加速度开始降低, 因此各工况的弹丸加速度呈非线性变化; 弹底平均压力均达到峰值后, 模块药盒初始破口区域越大, 同一时刻弹丸的加速度越高。

为了探究火药床空间分布对弹丸启动后膛内起始压力波传递过程的影响, 以各工况弹丸启动后 1.5 ms 时刻为例, 绘制各工况于过原点 xz 切面上的压力梯度云图, 如图 16 所示。

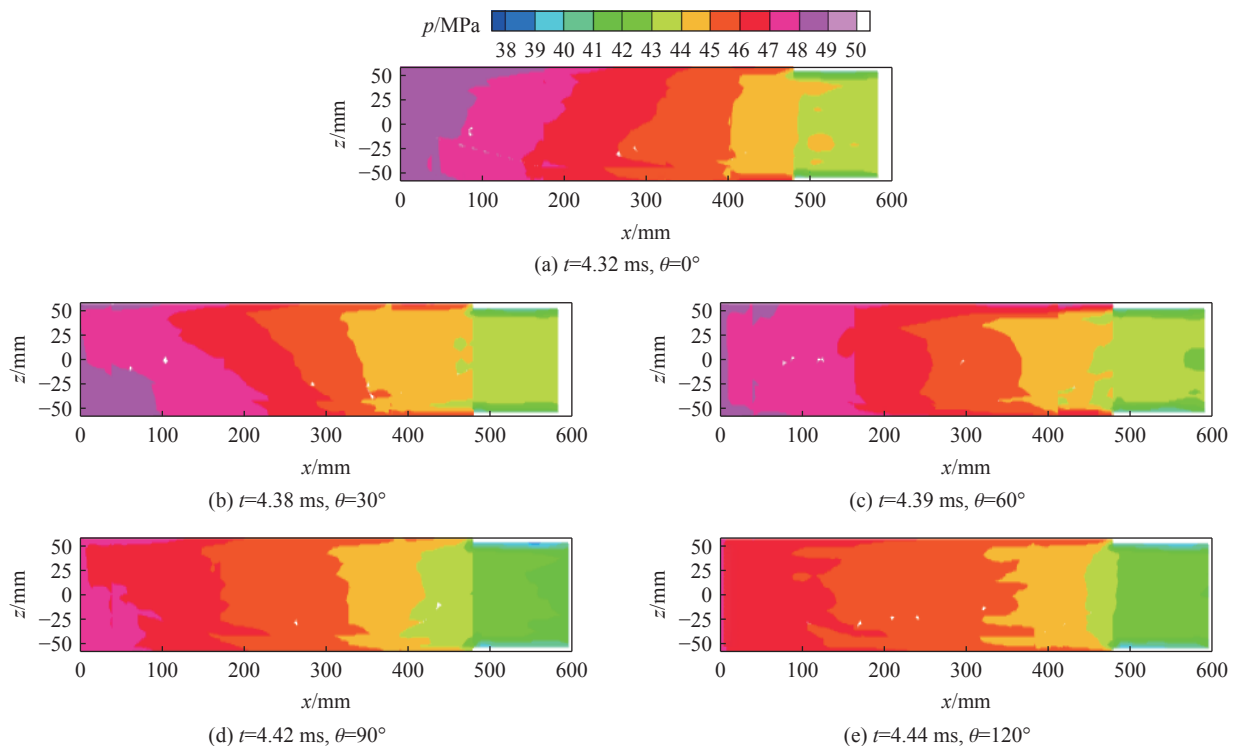


图 16 弹丸启动后各工况于过原点 xz 切面上的压力梯度云图

Fig. 16 The pressure gradient cloud image of each condition on the origin xz plane after the bullet movement

由图 16 及表 1 可知, 药盒端盖初始破口所对应的夹角越大, 近膛底区域与近弹底区域药粒占比差距越小, 即火药床沿 X 轴向的空间分布越均匀, 弹丸启动相同时长后, 弹底附近压力与膛底附近压力相差越小, 起始压力波的波动越平缓, 且弹丸行程相对略长。综上所述, 火药床的空间分布越均匀, 弹丸运动后膛内的压力梯度就越小, 起始压力波传递过程中的膛内扰动越轻微, 火炮内弹道性能越稳定。

4 结 论

(1) 大口径火炮模块装药点传火过程中, 药盒端盖初始破口角度由 0° 增大至 120° , 则药粒飞散、沉降后, 近膛底侧与近弹底侧区域的药粒占比差距由 12.2% 降至 0.6%, 膛内药床空间分布越均匀。

(2) 药室内火药床空间分布的差异导致火炮膛内燃气在膛底与弹底之间往复的传播和反射, 形成了膛内纵向起始压力波传递过程, 对药室内的燃烧反应及火炮的内弹道安全性产生重要影响。

(3) 火炮膛内压力沿三维空间各轴的演变为: 沿 x 轴方向, 同一时刻, 弹丸运动前, 膛内压力沿 x 轴方

向可分为基本相同、逐渐降低、先降低后升高和逐渐升高 4 种压力演变特性, 弹丸运动后, 膛内压力保持沿 x 轴向递减的梯度; 沿 y 轴方向, 同一时刻, 弹丸运动前后, 膛内压力随 y 轴方向均基本保持不变; 沿 z 轴方向, 同一时刻, 膛内压力随 z 轴方向可分为基本保持相同、逐渐降低、先降低后升高和先降低后升高再降低 4 种压力演变特性。且膛内压力沿各轴向均随时间呈先上升后下降的变化趋势。

(4) 随着药盒端盖初始破口区域的增大, 近膛底侧与近弹底侧区域药粒占比的差距由 12.2% 减小至 0.6%, 弹丸启动时间由 2.82 ms 延长至 2.94 ms, 弹底压力达到峰值所需时间由 4.04 ms 增长至 4.20 ms, 弹底与膛底间初始负压差的绝对值由 1.62 MPa 减小至 0.76 MPa, 火炮的弹道稳定性和发射安全性更强。

本文中主要针对单模块装药, 分析了模块盒破裂药粒散布形态对膛内压力波演变特性的影响。未来将对双模块、三模块等半装药工况展开研究, 分析多个药盒异步破裂后药粒的飞散、药粒群的相互作用以及膛内的三维流场特性, 为模块装药火炮内弹道安全性分析提供参考。

参考文献:

- [1] 王彬, 周涛, 胡志东, 等. 全可燃药筒发展现状及前景 [J]. *兵工自动化*, 2019, 38(8): 88–90. DOI: 10.7690/bgzd.2019.08.026. WANG B, ZHOU T, HU Z D, et al. Combustible cartridge case development current situation and its prospects [J]. *Ordnance Industry Automation*, 2019, 38(8): 88–90. DOI: 10.7690/bgzd.2019.08.026.
- [2] 董凤鸣, 刘东尧. 模块药盒装填位置及药粒散布状态对内弹道特性影响的数值模拟研究 [J]. *弹道学报*, 2023, 35(4): 20–26. DOI: 10.12115/j.issn.1004-499X(2023)04-003. DONG F M, LIU D Y. Numerical simulation on the influence of filling position of modular cartridge and particle distribution state on internal ballistic characteristics [J]. *Journal of Ballistics*, 2023, 35(4): 20–26. DOI: 10.12115/j.issn.1004-499X(2023)04-003.
- [3] QIAN H Y, YU Y G, LIU J. Effects of module number and firing condition on charge thermal safety in gun chamber [J]. *Defence Technology*, 2022, 18(1): 27–37. DOI: 10.1016/j.dt.2020.11.003.
- [4] BRUNET L E, FITAS T, CUVELIER S, et al. Deep and machine learning architecture for high accuracy prediction of interior ballistics for modular charges [J]. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 2023, 48(10): e202300151. DOI: 10.1002/prop.202300151.
- [5] 王泽山. 模块装药技术及其进展 [J]. *含能材料*, 2004, 12(S1): 122. DOI: 10.3969/j.issn.1006-9941.2004.z1.031. WANG Z S. Module charging technology and its progress [J]. *Chinese Journal of Energetic Materials*, 2004, 12(S1): 122. DOI: 10.3969/j.issn.1006-9941.2004.z1.031.
- [6] 王育维, 郭映华, 董彦诚, 等. 可燃容器对小号模块装药压力波影响的研究 [J]. *火炮发射与控制学报*, 2016, 37(2): 31–35, 45. DOI: 10.19323/j.issn.1673-6524.2016.02.007. WANG Y W, GUO Y H, DONG Y C, et al. Study of combustible case effects on pressure waves for low-zone of bi-modular charge [J]. *Journal of Gun Launch and Control*, 2016, 37(2): 31–35, 45. DOI: 10.19323/j.issn.1673-6524.2016.02.007.
- [7] 聂奎. 等离子体点火对模块装药内弹道性能影响的研究 [D]. 南京: 南京理工大学, 2010. DOI: 10.7666/d.Y1698160. NIE K. Studies on influence of plasma ignition to the interior ballistic performance of the gun with modular charges [D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2010. DOI: 10.7666/d.Y1698160.
- [8] WOODLEY C. On the use of accurate ignition and combustion models in internal ballistics gun codes [J]. *Chinese Journal of Explosives and Propellants*, 2018, 41(2): 117–121. DOI: 10.14077/j.issn.1007-7812.2018.02.002.
- [9] 陈安, 余永刚. 两模块装药点传火过程及药粒散布特性 [J]. *爆炸与冲击*, 2021, 41(7): 072301. DOI: 10.11883/bzycj-2020-0215. CHEN A, YU Y G. Ignition process and propellant grains distribution of the two-module charge [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2021, 41(7): 072301. DOI: 10.11883/bzycj-2020-0215.
- [10] 森思义, 王浩, 陶如意. 基于 CE/SE 方法对模块装药点传火过程的数值模拟及特性研究 [J]. *含能材料*, 2022, 30(7): 744–751. DOI: 10.11943/CJEM2022002. SEN S Y, WANG H, TAO R Y. Numerical simulation and characteristics analysis on ignition and flame-propagation process of modular charge based on CE/SE method [J]. *Chinese Journal of Energetic Materials*, 2022, 30(7): 744–751. DOI: 10.11943/CJEM2022002.

- [11] 冯渊, 王育维, 朱文芳, 等. 基于 CE/SE 方法的某大口径火炮模块装药内弹道数值模拟 [J]. *火炮发射与控制学报*, 2023, 44(6): 51–59. DOI: 10.19323/j.issn.1673-6524.2023.06.008.
FENG Y, WANG Y W, ZHU W F, et al. Numerical simulation on interior ballistic of a large caliber cannon with modular propellant charge based on CE/SE method [J]. *Journal of Gun Launch & Control*, 2023, 44(6): 51–59. DOI: 10.19323/j.issn.1673-6524.2023.06.008.
- [12] MA C J, ZHANG X B. Interior ballistic modeling and simulation for different charge zones in modular charge system [J]. *Journal of Applied Mechanics*, 2013, 80(3): 031404. DOI: 10.1115/1.4023314.
- [13] CHENG S S, TAO R Y, XUE S, et al. Two-phase flow characteristics of different charging structure in ignition and flame-spreading [J]. *Combustion Theory and Modelling*, 2021, 25(4): 751–764. DOI: 10.1080/13647830.2021.1937703.
- [14] CHENG S S, TAO R Y, XUE S, et al. The particle element method to obtain parameter distributions of two-phase reactive flow in a propulsion combustion system [J]. *Combustion Science and Technology*, 2024, 196(5): 730–752. DOI: 10.1080/00102202.2022.2101104.
- [15] MA T Y, WANG H, TAO R Y. Investigation of combustion process in a modular charge system with a primer gap [J]. *AIP Advances*, 2023, 13(11): 115018. DOI: 10.1063/5.0170254.
- [16] CHEN A, YU Y G. Three-dimensional particle-scale investigation of transient gas-solid flow characteristics in the propulsion system with a complex charge structure [J]. *Physics of Fluids*, 2024, 36(8): 085122. DOI: 10.1063/5.0216737.
- [17] 杨旭光, 余永刚, 陈安. 单模块装药点火燃烧过程中端盖破裂形态对药粒散布的影响 [J]. *火炸药学报*, 2022, 45(4): 582–589. DOI: 10.14077/j.issn.1007-7812.202201005.
YANG X G, YU Y G, CHEN A. Effect of rupture form of end cover on grain dispersion during ignition and combustion of single module charge [J]. *Chinese Journal of Explosives and Propellants*, 2022, 45(4): 582–589. DOI: 10.14077/j.issn.1007-7812.202201005.
- [18] 金志明. 枪炮内弹道学 [M]. 北京: 北京理工大学出版社, 2004.
JIN Z M. Interior ballistics of guns [M]. Beijing: Beijing Institute of Technology Press, 2004.
- [19] 陆中兵, 周彦煌. 模块装药火炮膛内两相燃烧模型及压力波模拟 [J]. *爆炸与冲击*, 1999, 19(3): 269–273. DOI: 10.11883/1001-1455(1999)03-0269-5.
LU Z B, ZHOU Y H. Two phase-combustion model and numerical simulation of pressure wave in the gun with modular charges [J]. *Explosion and Shock Waves*, 1999, 19(3): 269–273. DOI: 10.11883/1001-1455(1999)03-0269-5.

(责任编辑 张凌云)