Doi：10.11883/bzycj-2024-0404

非冲击点火质量惯性约束装药燃烧反应演化模型研究*

潘传鱼，黄熙龙*，李平，李涛，傅华，尚海林

（中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理全国重点实验室，四川 绵阳 621900）

摘　要：发展基于结构装药非冲击点火反应演化的物理机制的工程模型，描述反应演化过程并量化表征反应烈度，对评估武器弹药安全性具有重要意义。当前，描述装药反应演化行为的模型主要有燃烧裂纹一维增压模型与装药燃烧裂纹网络模型，但上述模型假定较多且存在未考虑空腔膨胀体积，燃烧裂纹扩展系数物理定义不明确等限制性问题。本文基于装药反应裂纹扩展的主控机制，以断裂韧性与反应压力为主要参量，构建了约束装药燃烧反应演化模型，可描述装药燃烧过程中燃烧气体产物增压和壳体结构约束强度的变化过程。利用质量惯性约束作用下的 PBX-3 炸药燃烧反应演化实验，验证了约束装药反应燃烧演化模型的可靠性。分析结果表明：模型计算获得的反应增压历程与实验中的反应压力增长趋势（通过质量块运动速度历程推算）大致吻合，考虑结构泄压效应的模型能够反映压力增长历程中燃烧产气增压与泄气释压竞争的物理机制，压力增长趋势随泄压面积系数的变化关系符合机理分析预期。研究成果可为加深认识受约束炸药燃烧反应演化机制提供支撑。

关键词：非冲击点火；燃烧演化；质量惯性约束；模型验证；燃烧裂纹

中图分类号：XXXX.X　　**国标学科代码：**XXXXX　　**文献标识码：**A

Investigation on Combustion Reaction Evolution Model of Charge with Mass Inertia Constraint via Non-shock Ignition

Chuanyu PAN，Xilong HUANG*，Ping LI，Tao LI，Hua FU，Hailin SHANG

(National Key Laboratory of Shock Wave Physics and Explosive Physics, Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang 621900, Sichuan, China)

Abstract: It is of great significance to develop an engineering model based on the physical mechanism of non-shock initiation reaction of structural charge, which can be used to describe the reaction evolution process and quantify the reaction intensity for evaluating the weapons and ammunition safety. Currently, some models describing the charge reaction evolution were one-dimensional pressurization of burning crack and charge burning crack network, but these models had many assumptions, and some restrictive problems, such as non-considering of the cavity expansion volume, and the unclear burning crack propagation coefficient. Therefore, a constrained charge combustion reaction evolution model was established with fracture toughness and reaction pressure as the main parameters based on the main control mechanism of charge reaction crack propagation in this study, which can describe the combustion gaseous product pressurization and shell constraint strength during combustion evolution. Relevant details for the control model establishment process were given. The model reliability of confined charge reaction combustion evolution was verified via the experiments of PBX-3 (87% HMX) explosive combustion reaction evolution under mass inertial confinement. The mass velocity-time was recorded by PDV (Photonic Doppler Velocimetry) transducers, the pressure-time profiles was recorded via pressure transducers and the experimental process was captured via high-speed camera. Above experimental results were compared with calculated results from the control model

***收稿日期：**2024-10-24；　**修回日期：**2024-12-04；
基金项目：国家自然科学基金(12402445)；　国防基础稳定支持项目(JCKYS2024212108)；
全国重点实验室基金 (2024CXPTGFJJ06404).
第一作者：潘传鱼（1995－ ），男，博士，助理研究员. E-mail: ustcpcy@mail.ustc.edu.cn.；
通信作者：黄熙龙（1988－ ），男，博士，副研究员. E-mail: huangxl7@foxmail.com。

录用稿件，非最终出版稿

proposed in this work. The results show that the reaction pressurization process calculated via the model is roughly consistent with the pressure increasing trend in the experiment (calculated by the mass velocity), and the control model considering the structural venting effect can reflect the competition mechanism between combustion gas pressurization and venting in the pressure increasing process, and the relationship between the pressure increasing trend and the vent coefficient is in line with the mechanism analysis expectation. The results can provide support for deepening the understanding of accidental explosives combustion reaction evolution mechanism.

Keywords: non-shock ignition; combustion evolution; mass inertia constraint; model verification; burning crack.

0 引言

结构约束装药在受到力热刺激后，可能发生局域温升导致分解。若该热分解反应自持，将发生点非冲击点火反应[1]。当燃烧产物气体不断积累并在装药内部形成压力，高温气体将沿结构间隙或燃烧裂纹快速传热，可能导致较高强度反应（爆燃、爆炸），甚至造成严重危害。因此，炸药的燃烧反应演化行为对最终事故危害起着决定性作用[2,3]。发展基于结构装药非冲击点火反应演化的物理机制的工程模型，描述反应演化过程并量化表征反应烈度，对评估武器弹药安全性具有重要意义。

在装药燃烧反应过程中，反应增压作用下的固体含能材料可能出现断裂破碎、裂纹表面燃烧、燃烧裂纹扩展等物理过程。针对固体含能材料缝隙对流燃烧问题，前人们开展了大量研究。Griffiths 和 Nilson[4]耦合了一维流体动力学模型与脆性材料的准静态二维弹性变形模型，用于描述固体推进剂裂纹的燃烧扩展过程，分析了材料力学参数、燃烧常数和约束强度等因素对单条裂纹内压力分布与火焰传播速度的影响。Belyaev 等人[5]提出了燃烧产物气体进入炸药裂纹的临界压力判据，Jackson 等人[6]基于缝隙出口气动堵塞引起缝隙内增压的机制，建立了炸药缝隙燃烧增压模型，预测了炸药单个缝隙内的燃烧压力发展。尚海林等人[7]根据一维等熵流动假设，建立了基于空气动力学的燃烧产物流动简化模型。在不考虑粘性和气动摩擦阻力情况下，针对单条炸药裂纹燃烧的计算结果与实验结果定性一致。尽管上述模型均适用于描述单个燃烧裂纹扩展或燃烧增压，但无法直接描述受约束炸药的燃烧反应过程（如燃烧裂纹网络的扩展）。

由于炸药材料的非均匀性，因复杂化学反应引起的裂纹扩展存在较大的不确定性，给实验中的关键参量诊断带来了巨大挑战，目前大多只能定性观测裂纹的扩展形态或半定量评估裂纹的扩展速度。Berghout 等人[8-10]针对预置炸药裂纹燃烧扩展开展了实验研究，得到了不同裂纹宽度下的实验临界压力。尚海林等人[11,12]进一步发展了预置裂纹燃烧扩展实验，获得了裂纹宽度对火焰尖端速度和反应压力峰值的影响规律。利用预置缺口点火的实验方法[13]，得到了燃烧产物驱动下的裂纹扩展速度，讨论了燃烧演化与动态裂纹扩展的耦合特性。Smilowitz 等人[14-16]采用 X 射线透射成像技术观测了 PBX9501 炸药燃烧裂纹扩展和燃烧消耗过程，结合质子照相技术[17,18]，获得了裂纹扩展引起的空间非对称燃烧行为特征。Swanson 等人[19]建立了基于断裂能和断裂韧度的裂纹扩展速度半经验模型。Bennett 等人[20]基于炸药粘弹性响应分析（Visco）和统计断裂力学（SCRAM）方法，建立了考虑断裂韧度、裂纹长度和材料应力状态的裂纹扩展速度模型。

在实验认识取得一定突破后，学者们开始尝试通过建立唯象模型来描述装药燃烧反应演化的复杂过程。Hill[21]针对强约束炸药的燃烧反应过程，考虑反应压力、约束结构和燃烧裂纹的耦合效应，建立了裂纹网络燃烧模型。该模型主要描述裂纹宽度、裂纹燃烧总表面积和反应压力的发展，能够快速模拟特定条件下炸药的燃烧反应。但 Hill 模型的适用性和准确性受到多类假定限制，包括未考虑结构空腔和壳体膨胀体积、未明确燃烧裂纹面积参数的赋值方法等。段卓平等人[22]新发展了燃烧裂纹扩展的临界压力判据，即利用 Weibull 分布模型描述燃烧裂纹的扩展特性，并假设炸药宏观的裂纹扩展特性与脆性材料微观裂纹扩展特性一致，由此建立细观裂纹结构与燃烧裂纹宏观特性之间的关系。该判据从概率统计学的角度对燃烧裂纹的发展进行了预测，但在燃烧裂纹扩展的物理过程描述方面尚有欠

录用稿件，非最终出版稿

缺。白志玲[23]假设炸药点火后基体熔化，高温产物以气泡云的形式膨胀反应，提出采用燃烧气泡数来表征炸药反应速率。该模型能够反映炸药的本征燃烧速率以及反应压力的增长，但未考虑燃烧裂纹的扩展，无法从力学上描述炸药燃烧反应过程。

虽然现有的受约束炸药燃烧反应演化模型预测能力有限，但 Hill 模型[21]的构建思想具有很强借鉴意义，即利用燃烧裂纹宽度、裂纹燃烧表面积和结构约束强度等关键参量建立唯象的工程模型，避免了对炸药断裂、气体产物对流和炸药表面点火反应等复杂过程的直接模拟。在此基础上，通过典型实验对模型关键参数进行标定，可满足工程计算的需求。因此，本项研究将基于燃烧裂纹扩展的主控机制（压力、断裂韧度），发展燃烧裂纹扩展的临界压力判据。同时，基于燃烧裂纹宽度、燃烧裂纹面积与反应压力之间的耦合关系，建立一种新的装药非冲击点火反应演化模型。最后，利用质量惯性约束效应下的炸药燃烧反应演化实验，对新发展的模型进行验证，说明模型应用的有效性。

1 模型建立

图 1 显示了受约束炸药中的燃烧裂纹网络，与前人研究[21,22]相比，考虑了结构空腔（壳体与炸药的间隙）。当炸药在靠近结构空腔的表面发生点火，随即形成层流燃烧。燃烧生成的高温气态产物在结构空腔内堆积，导致结构内部反应压力升高，炸药基体在反应压力作用下产生裂纹。随后气体进入裂纹并引起裂纹表面燃烧。随着内部压力和温度的不断升高，燃烧裂纹进一步扩展。上述物理过程包括炸药表面热传导燃烧、炸药裂纹扩展、裂纹缝隙中的对流燃烧和结构空腔体积增长等。

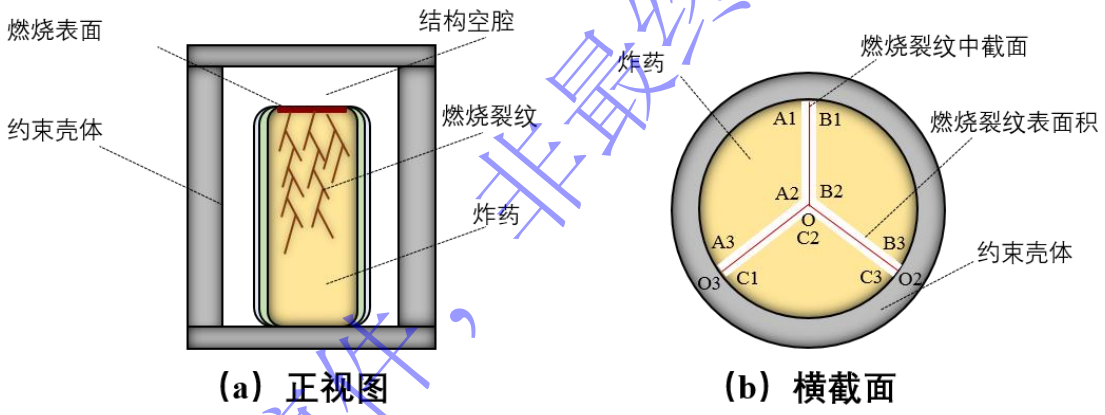


图 1. 受约束炸药燃烧裂纹网络示意图：（a）正视图；（b）横截面.

Fig. 1. Schematic of a burning crack network in confined explosives: (a) Front view; (b) Cross section.

为便于建模，针对反应过程提出以下假设：

（a）建模对象为致密的 PBX 炸药，忽略炸药的初始裂纹宽度；

（b）裂纹网络相互连通且与结构空腔相连，同一时刻裂纹的宽度相同；

（c）反应体系为绝热系统，燃烧产物为理想气体；

（d）裂纹内的压力与结构腔内的压力相同，不考虑点火延迟；

（e）结构为强约束，反应中结构壳体未发生大变形。

考虑到本模型中燃烧压力的增长来自于气态反应产物的堆积，根据绝热反应与理想气体假定，反应压力P采用下式描述：

$$P = \rho_g R_p T_p == \frac{m_g R_p T_p}{S\delta(P)} \tag{1}$$

这里的ρ_g为理想气体密度，R_p为气体常数，T_p为温度，m_g为燃烧产物气体的总质量，S为燃烧裂纹的中截面面积（如图 1（b）所示），$\delta(P)$为燃烧裂纹的特征宽度。图 2 展示了反应燃烧演化模型推导逻辑，主要从裂纹宽度、裂纹面积、燃烧产物质量三方面定量表征反应压力。图 2 右侧公式表明燃

录用稿件，非最终出版稿

烧气体产物质量主要与燃烧裂纹面积和表面燃烧推移速率相关；燃烧裂纹中截面面积与裂纹扩展的临界压力判据相关；裂纹宽度通过体积模量表征，建立裂纹宽度与反应压力的定量关系。本文主要展示计算模型推导过程以描述模型的建立过程。

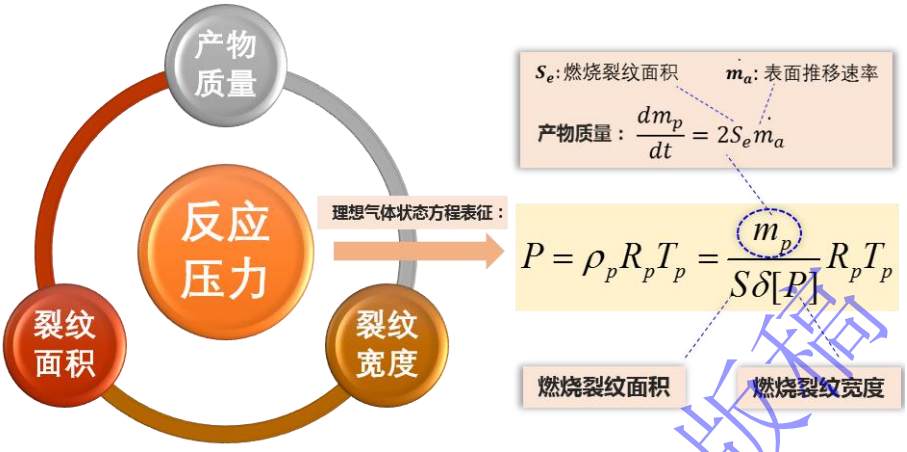


图 2. 反应燃烧演化模型推导逻辑图

Fig. 2. Derivation logic diagram of combustion reaction evolution model.

1.1 燃烧裂纹宽度表征

根据图 1 的模型描述和假定，结构内的空间体积满足：

$$V(t) = V_{ca}(t) + V_e(t) + V_c(t) \tag{2}$$

其中V表示结构内空间的总体积，V_{ca}表示结构空腔体积，V_e和V_c分别表示炸药和裂纹空隙体积。根据图 1（b），$V_c(t)$可以被表示为：

$$V_c(t) = S_c(t)\delta(t) \tag{3}$$

其中S_c指燃烧裂纹中截面面积，δ是裂纹宽度。由于初始裂纹可忽略，因此结构内空间的初始总体积V_0为：

$$V_0 = V_{ca0} + V_{e0} \tag{4}$$

联立公式(2)-(4)，反应过程中结构空间的膨胀体积可以整理表示为：

$$\frac{V(t)-V_0}{V_0} = \frac{V_{ca}(t)+V_e(t)-(V_{ca0}+V_{e0})}{V_0} + \frac{S_c(t)\delta(t)}{V_0} \tag{5}$$

此外，未反应炸药体积比满足：$\varphi(t) = (V_{e0} - S_0 h(t))/V_0$，其中$S_0$为炸药端面燃烧面积，$h(t)$表示已消耗炸药厚度。注意到，系统体积应变$\varepsilon_v = (V(t) - V_0)/V_0$，系统面积应变$\varepsilon_s = (S_c(t)/S_0 - 1)$，炸药面积应变 $\varepsilon_{se} = (S_e(t)/S_0 - 1)$，$\eta$为表征系统膨胀各向异性的形状因子且满足$\eta = 3\varepsilon_s/2\varepsilon_v$，单位质量炸药的裂纹表面积$s = 2S_e/m_e$。因此，$S_e(t)/V_e(t)$可以表示为：

$$\frac{S_e(t)}{V_e(t)} = \frac{S_e(t)\rho_e(t)}{m_e(t)} = \frac{1}{2}\rho_e(t)s(t) \tag{6}$$

根据体积应变表达式$\varepsilon_v = P/I$、$\varepsilon_{ve} = -P/B$，其中P为反应压力，I为约束结构的体积模量，B为炸药基体的体积模量。定义系统刚度$M(t)$满足：

$$M(t) = \frac{BI}{B+\varphi(t)I} \tag{7}$$

基于约束壳体和炸药为有限变形假定，可得$\ll \sqrt{IB}$、$P \ll B$以及 $0 < \varphi < 1$，满足以下表达式：

$$\frac{P}{I} = \frac{P}{M(t)} - \varphi(t)\frac{P}{B} \approx \frac{P}{M(t)} \tag{8}$$

联立公式(6)-(8)，简化整理的燃烧裂纹宽度δ可表示如下：

录用稿件，非最终出版稿

$$\delta(t)=\frac{6m_e p}{(3M(t)+2\eta P)\varphi(t)\rho_{e0}S_c} \tag{9}$$

1.2 燃烧裂纹扩展面积表征

燃烧裂纹扩展程度可用燃烧裂纹面积扩展系数Φ来表征，即$\Phi=S_c/S_{max}$。S_{max}是最大的燃烧裂纹表面积，这里取理论可达裂纹孔洞表面积的饱和值。基于粘弹塑性 SCRAM 模型[20]，裂纹扩展速度与炸药断裂韧度K_{IC}和应力状态有关，因此燃烧裂纹面积扩展系数Φ的表达函数也应到受炸药断裂韧度K_{IC}和反应压力P的影响，即$\Phi\sim\Phi(K_{IC},P)$。对于典型 PBX 炸药，裂纹往往沿炸药颗粒间的粘接界面发展，因此炸药粒径l_0对炸药断裂有重要影响，即$\Phi\sim\Phi(K_{IC},P,l_0)$。在 Hill 模型[21]中，燃烧裂纹面积的发展与反应压力呈幂函数关系。参考该形式，并考虑到实际的装药燃烧反应演化过程中，燃烧裂纹的扩展还与炸药材料的力学属性、炸药材料的化学属性、炸药已有裂纹状态等密切相关，因此引入工程参数 a，b，c 分别表征以上三个重要影响因素，从而形成封闭的无量纲表达式：

$$\Phi=\frac{S_c}{S_{max}}=[1-c(\frac{{K_{IC}}^2}{Pl_0})^a]^b \tag{10}$$

其中 K_{IC}和l_0利用标准实验测量获取。参数 a 主要表征炸药材料力学特性（装药形状特征或点火位置）；参数 b 主要表征裂纹出现后被引燃的难易程度；参数 c 表示炸药的初始损伤程度（c=0 表示炸药完全碎化，c=1 表示炸药完好）。在相同压力条件下，炸药裂纹燃烧系数将随参数 a 的增大而增大、随参数 b 的增大而减小、随参数 c 的增大而减小。以上规律与装药燃烧反应演化的物理规律相符，但参数 a，b，c 的主控因素仍需进一步讨论，并利用基础分解实验予以验证，这将在未来工作中进一步开展。当$\Phi\geq 0$时，即表示出现了裂纹燃烧行为，因此燃烧裂纹出现的临界压力P_{cr}可表示为：

$$P_{cr}=c^{\frac{1}{2a}}\frac{K_{IC}}{\sqrt{l_0}} \tag{11}$$

在 Hill 的工作[21]中，由 Belyaev 判据[5]得到燃烧产物气体进入一定宽度炸药裂缝的临界压力判据如下：

$$P_{cr}^{1+2\beta}w^2=k \tag{12}$$

其中，β为炸药层流燃烧速率的压力指数；w为裂缝宽度；k是与炸药材料有关的常数。对于 PBX-9501，$\beta=0.98$，$k=8\times10^8$，在μm 量级宽度的炸药裂纹中，根据公式（12）计算的临界压强P_{cr}约为 50MPa～110MPa。基于本文提出的判据式（11），针对无初始损伤炸药（$c=1$）），取炸药颗粒特征粒径$l_0\approx100\ \mu m$和$K_{IC}=5\times10^5 Pa{\cdot}m^{1/2}$，$K_{IC}$赋值依据来自引文[20]，计算$P_{cr}$约为 50MPa，与公式（12）相符。

1.3 燃烧反应压力表征

基于前文对裂纹宽度以及燃烧裂纹表面积的表征，并对公式（1）进行时间微分，可整理如下：

$$\frac{dP}{dt}\left(V_{ac}+\frac{1}{2}S_c\delta(t)\right)+\left(\frac{dV_{ac}}{dt}+\frac{1}{2}S_c\frac{d\delta(t)}{dt}\right)P=\frac{dm_g}{dt}R_pT_p \tag{13}$$

定义炸药反应气体生成速率ω为燃烧产物气体质量与炸药消耗质量之比，即$\omega=m_g/m_e$，产物气体的质量增长速率可表示为：

$$\frac{dm_g}{dt}=\omega\frac{dm_e}{dt}=S_{burn}r(P)\rho_e\omega \tag{14}$$

其中S_{burn}表示炸药燃烧面积的总和，包含炸药端面燃烧表面积S_0和裂纹燃烧表面积S_c；r表示炸药的层流燃速，满足 Vielle 定律[2]（$r=\alpha P^\beta$）。基于假设，整个气体可以进入所有裂纹，并立即点燃裂纹表面，满足：$S_{burn}=S_c+S_0$。联立公式（8）、（10）、（13）和（14），公式（13）可被整理如下：

$$\frac{d\tilde{P}}{dt}=\frac{M\rho_{e0}^2\omega\alpha R_pT_pS_{max}P_0^{\beta-2}}{4m_e}\tilde{P}^{\beta-1}\left[1-c\left(\frac{{K_{IC}}^2}{P_0^2l_0}\right)^a\tilde{P}^{-2a}\right]^b \tag{15}$$

录用稿件，非最终出版稿

其中，$\widetilde{P}=P/P_0$，P_0为初始点火时的内部压力，定义特征参数 $A=\frac{M\rho_{e0}^2\omega\alpha R_pT_pS_{max}P_0^{\beta-2}}{4m_e}$，公式（15）可被整理如下：

$$At=\int_{P_0}^{\widetilde{P}(t)}\zeta^{1-\beta}\left(1-c\left(\frac{K_{IC}{}^2}{P_0^2l_0}\right)^a\zeta^{-2a}\right)^{-b}d\zeta \tag{16}$$

公式（16）可通过欧拉 B 函数进行表示，经整理可以得到：

$$Zt=B\left[\frac{K_{IC}{}^{2a}c}{P_0^2l_0{}^a}\zeta^{-2a},\frac{\beta-2}{2a}-1,-b\right]\Bigg|_{P_0}^{\widetilde{P}(t)} \tag{17}$$

其中$Z=-2aA\left(\frac{K_{IC}c^{\frac{1}{2a}}}{P_0\sqrt{l_0}}\right)^{\beta-2}$，若装药系统刚度$M$是有限的，则：

$$\frac{dP}{dt}=\frac{\rho_{e0}^2\omega\alpha R_pT_p}{12m_e}\frac{(3M_0+2\eta P)^2}{3M_0+(4\eta-1)P}P^{\beta-1}S_c(P) \tag{18}$$

若考虑反应过程中炸药质量的消耗，即$\mathrm{d}m_e/dt=-\rho_{e0}S_{burn}r(P)$，则：

$$\frac{dP}{dt}=\frac{\rho_{e0}\alpha}{12m_e(t)}\frac{(3M_0+2\eta P)^2}{3M_0+(4\eta-1)P}\left[\frac{6P}{(3M_0+2\eta P)}+\rho_{e0}\omega R_pT_pS_c(P)\right]P^{\beta-1} \tag{19}$$

针对反应压力一般式（19），将相关壳体参数与炸药材料参数代入，可采用积分一步的变步长欧拉方法进行解析求解。

2 典型装药的质量惯性约束效应实验结果验证

在典型装药非冲击点火反应中，约束效应是装药燃烧反应演化的重要影响因素。除装药自身的结构约束以外，结构的质量惯性效应对装药燃烧反应的气体膨胀同样有阻滞作用。针对装药结构和质量惯性约束效应问题，本文对传统 DDT 管进行改进，建立了一套约束强度可调的柱壳三维爆炸装置。基于高速摄影与壳体测速的联合测试方法，实现了对事故反应演化时空图像的精细观测，支撑了对反应烈度的定量表征。

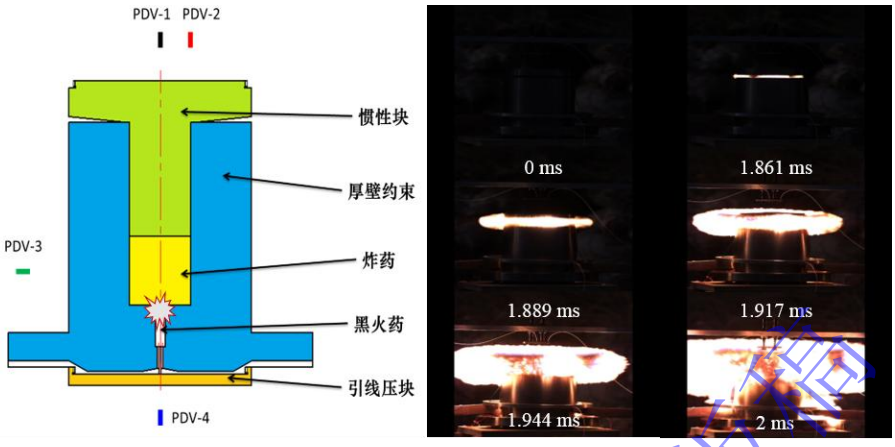
2.1 实验方法

图 3(a)为质量惯性约束柱壳装药爆炸装置示意图。装置四周和底部均为厚壁约束(内径为 50 mm、外径为 120 mm，材料为高强度钢)，厚壁约束装置强度约 217 MPa。顶部为自由的金属质量块（6 kg），金属质量块与筒体之间紧密贴合且可自由活动，通过调整质量块质量可实现不同的质量惯性约束强度。本次实验中，顶部质量块发生运动（不考虑质量块与筒壁之间的摩擦）的临界压力约为 0.03 MPa。实验采用Φ50 mm×50 mm 的 PBX-3（HMX 质量分数约 87%）药柱。实验中采用电点火头加黑火药的方式对炸药底部进行点火，采用高速相机和 PDV 探针分别记录装药的反应过程和壳体的膨胀速度。为避免反应后的火光引起过曝，本实验高速相机拍摄曝光时间设置为 20 μs，分辨率为 640×824，相机频率设置为 36000fps，以电点火头放电时刻作为零时。

实验中，高速相机获得的装药反应演化图像如图 3（b）所示。由于高速相机曝光率设置较低，且装置整体为强约束结构，电点火头放电后未观察明显响应。约 1.861 ms 后，顶部惯性质量块与筒体的界面处逸出火光，随后大量高温气体产物从顶部冲出，顶部惯性质量块在反应压力作用下发生向上运动。在反应火光的照明下，观察到实验装置筒体发生了明显的膨胀变形（1.917 ms 时）。约 2 ms 时，实验装置主体结构发生断裂破坏，冲出的反应火焰将整个实验装置包覆，随后实验装置碎块向四周飞出。在装置周围安装了 4 个 PDV 测速探头，分别位于惯性质量块顶部（#1、#2）、装置侧壁（#3）、装置底部点火引线压块（#4）处。利用惯性质量块的运动速度历程数据，可估算装置内部产物体积增

录用稿件，非最终出版稿

长、反应压力增长；通过对侧壁和底部压块的运动速度测量，可获得实验装置结构的响应过程，并估算装药内部反应压力。



(a) 实验装置　　(b) 高速拍摄反应燃烧过程图像

图 3 典型装药的质量惯性约束效应实验装置示意图

Fig. 3. Experimental setup for charge with mass inertia constraint.

2.2 燃烧演化模型的应用

基于质量惯性约束柱壳装药设计，为方便计算建模，将图 3（a）所示实验装置简化为厚壁筒体、约束质量块和柱形炸药的组合体，忽略约束质量块与筒体内壁摩擦。计算模型中的炸药材料特性、几何尺寸、约束壳体材料、特征厚度同实验设计保持一致。

点火初始时刻，点火压力为P_{IG}，初始燃烧面为药柱底部端面S_0，以层流燃烧方式沿药柱高度方向推进。假设除药柱底部端面以外，药柱侧面与顶部端面均不发生燃烧。当底部空腔反应压力增大（P>Pcr），药柱会产生系列网状燃烧裂纹。上述过程中炸药的燃烧总表面积S_{burn}包括药柱端面燃烧S_0和炸药裂纹燃烧S_c两部分。筒体底部的空腔体积V_{ca}随着质量块的运动而不断增大，可表示为:

$$\frac{dV_{ca}}{dt} = S_0(r(P) + v(t)) \tag{20}$$

此处$r(P)$为炸药燃烧面推移速度，即层流燃速，$v(t)$为惯性质量块运动速度。当反应压力为P时，忽略质量块的摩擦力，质量m的质量块惯性受力满足：$ma(t) = PS_0 - mg - P_0S_0$，基于此，惯性质量块运动速度$v(t)$可表示为:

$$v(t) = \frac{S_0}{m}\int_{t_0}^{t} P(t)dt - \left(g + \frac{P_0S_0}{m}\right)(t - t_0) \tag{21}$$

考虑结构壳体的膨胀、炸药的压缩以及惯性质量块的运动，装药结构内产物气体体积v_g可表示为:

$$v_g(\mathrm{t}) = V_{ca}(t) + S_0P\left(\frac{\int_{t_0}^{t} v(t)dt}{I} - \frac{\int_{t_0}^{t} r(P)dt}{B}\right) \tag{22}$$

将公式（7）、公式（20）-（22）代入公式（19）并进行适应性修正，获得燃烧反应压力表达式：

$$\frac{d\tilde{P}}{dt} = \frac{\Phi_1(\tilde{P}) - \Phi_2(\tilde{P}) - \Phi_3(\tilde{P})}{V_{ca}(t) + \Phi_4(\tilde{P})} \tag{23}$$

其中，

录用稿件，非最终出版稿

$$\begin{cases} \Phi_1\left(\tilde{P}\right) = \rho_e \omega R_P T_P \alpha (S_0 + S_c) p^{\beta-1} \tilde{P}^{\beta} \\ \Phi_2(\tilde{P}) = \dfrac{3\alpha S_0 p^{\beta+1}}{\left(3M + 2\eta p\tilde{P}\right)\varphi}\left[\dfrac{V_e}{V_0}\dfrac{3M^2}{\left(3M + 2\eta p\tilde{P}\right)B} + \dfrac{V_e}{V_0\varphi} - \dfrac{S_c}{S_0} - 1\right]\tilde{P}^{\beta+2} \\ \Phi_3(\tilde{P}) = S_0\left(\alpha p^{\beta}\tilde{P}^{\beta} + v\right)\tilde{P} \\ \Phi_4\left(\tilde{P}\right) = \dfrac{6V_e p\tilde{P}}{3M + 2\eta p\tilde{P}}\left(1 - \dfrac{\eta p\tilde{P}}{3M + 2\eta p\tilde{P}}\right) \end{cases} \tag{24}$$

公式（24）可采用变步长欧拉法一次积分求解。通过相关标定实验，可获得气体产物温度、摩尔质量等材料参数。计算中使用的壳体参数和炸药材料参数见表 1 和表 2。

表 1 约束柱壳参数数值

Table 1 Parameter values of confined cylindrical shell

约束壳体参数	数值
内径, R_1 (mm)	25
外壳 R_2 (mm)	75
泊松比, μ	0.3
弹性模量, E (GPa)	200
屈服强度, σ_s (MPa)	370
弹性极限强度, P_e (MPa)	189.9
塑性极限强度, P_s (MPa)	469.4
广义等效刚度[22], I (GPa)	146.34

表 1PBX-3 炸药基本参数

Table 2 Parameter values of PBX-3 Explosives

炸药基本参数	数值
体积模量, B (GPa)	10.1
初始密度, ρ_{e0} (g/cm^3)	1.845
初始体积, V_{e0} (cm^3)	98.175
初始质量, m_{e0} (kg)	0.181
气体产物转化率, ω	1.0
气体通用常数, R (cm^3·MPa/mol/K)	8.314472
气体产物温度, T_P (K)	4000
气体产物摩尔质量, M_g (g/mol)	27.2
气体产物常数, R_P (m^2/s^2/K)	305.68
颗粒平均粒径, l_0 (μm)	90
断裂韧性, K_{IC} (MPa·m$^{1/2}$)	0.5
初始点火压力, P_{IG} (MPa)	1
炸药燃烧系数, α (mm/(MPa)$^{\beta}$/s)	1.63 (燃速实验标定)
燃烧指数, β	0.92 (燃速实验标定)
最大饱和燃烧面积 S_{max} (m^2)	6.533
形变几何参数, η	1

质量惯性约束柱壳内炸药所受围压较弱，点火方式为柱形端面点火，点火后反应压力对炸药的挤压具有更加明显的非均匀特征，更加有利于炸药基体断裂破碎。在本次计算中，选定工程参数 a=0.05，实验中使用炸药柱无初始损伤，取工程参数 c=1。在工程参数 b 不同的取值条件下，基于公式（10）的计算炸药燃烧裂纹表面积随反应压力的增长规律如图 4 所示。可以发现随着工程参数 b 的增大，计

录用稿件，非最终出版稿

算炸药燃烧裂纹表面积随反应压力增长斜率呈下降趋势，印证了工程参数 b 表征裂纹出现后被引燃难易程度，参数 b 越大，裂纹越难引燃，裂纹表面积增长越慢。

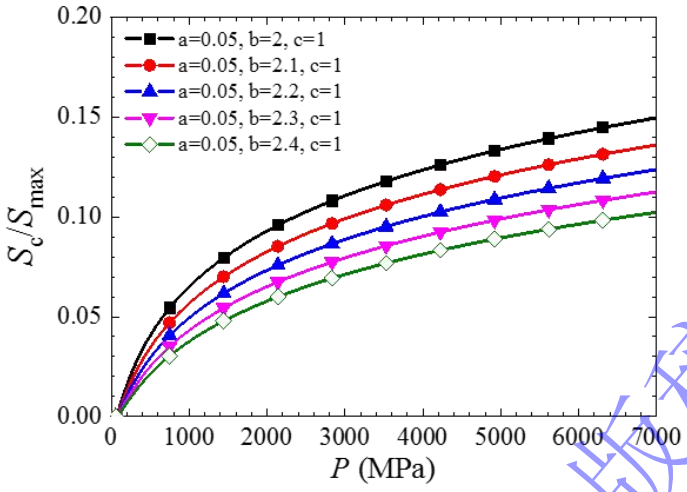


图 4 不同工程参数组合下的 PBX-3 炸药燃烧裂纹表面积增长

Fig. 4. Growth of burning crack area of PBX-3 under different combinations of engineering parameters.

2.3 计算结果与实验结果对比讨论

如前所述，装药结构内空腔体积的增大一方面来自于炸药自身的消耗与约束壳体的膨胀，另一方面还来自于筒体顶部惯性质量块向上运动引起的空腔体积增大。如图 5（a）所示，展示了惯性质量块运动速度历程计算结果与实验中 PDV 测速结果比较。通过对运动速度进行时间积分，可获取质量块的位移变化曲线，如图 5（b）所示。

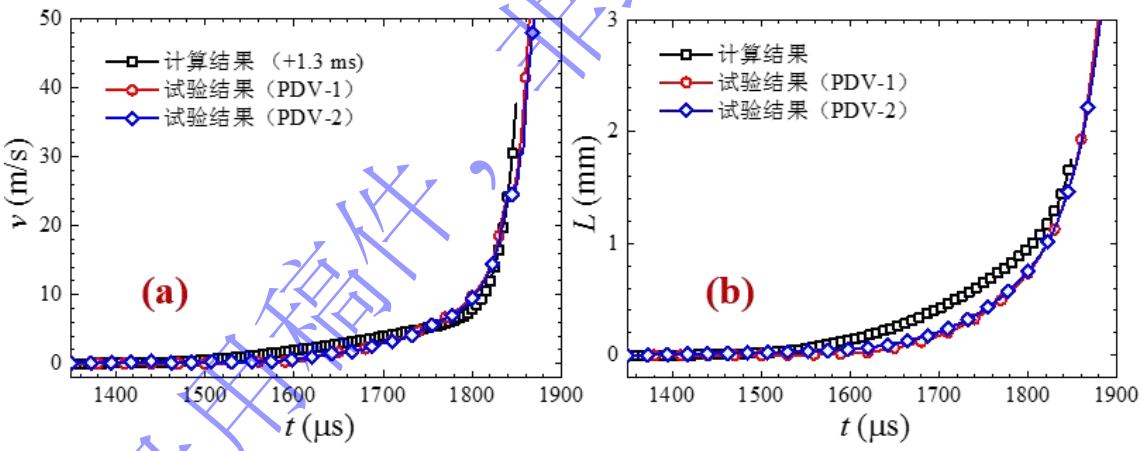


图 5 (a) 金属质量块运动速度计算结果与实验结果对比；(b) 金属质量块运动位移计算结果与实验结果对比.

Fig. 5. Comparison between calculated and experimental results for: (a) metal mass velocity; (b) displacement.

观察图 5 可以发现，公式（21）的计算速度增长过程与实验 PDV 测试结果基本一致。在反应初期，质量块速度增长较缓慢（加速度约 14.6×10^3 m/s^2）。在约 1.8 ms 时，质量块的运动速度加速增长，对应时刻下的高速摄影结果中，具有明显的反应火光溢出（见图 3（b）），此时运动速度约 19 m/s（对应时刻的反应压力约 2 GPa）。在反应后期，质量块运动速度达到约 40 m/s，质量块总位移约 2 mm。在计算时间内，质量块的位移相较于实验测试结果偏大（如图 5（b）所示），其原因主要是计算中未考虑产物气体从质量块与筒体之间的间隙泄出，因而计算得到的反应初期压力值偏大。质量块的运动计算结果表明，尽管反应过程中因质量块运动造成的泄压作用有限，但因其自身质量的惯性，为装药反应提供了足够的反应时间，使其能够演化为高烈度反应。

图 6（a）为 PBX-3 质量惯性约束效应实验反应压力历程的计算结果与实验结果对比。反应初期，

录用稿件，非最终出版稿

炸药的燃烧反应主要以底部端面的层流燃烧为主，燃烧面积有限，因而压力增长缓慢。随着反应的发展，实验结果与计算结果均出现了反应压力陡增的趋势。分析认为，由于内部反应压力达到燃烧裂纹出现的临界压力，燃烧裂纹出现动态扩展，燃烧面积激增导致单位时间内燃烧气体产物生成量增多，反应压力剧增，在较短时间内达到 GPa 水平。计算结果与实验测试结果都很好的再现了这一物理过程。观察图 6（a）可以发现，计算结果的压力增长趋势与实验结果较为接近，但计算的压力发展相对快了 1.3 ms。这主要是由于计算模型中未考虑炸药裂纹中的气体对流传热时间、以及炸药热响应时间，因此计算得到的反应压力在整体发展规律与实验结果相吻合的前提下，反应压力快速增长的起始时刻有所提前。其次，由于实验零时为电点火头放电时刻，黑火药将炸药端面引燃还需要一定时间，而计算并未考虑该过程。

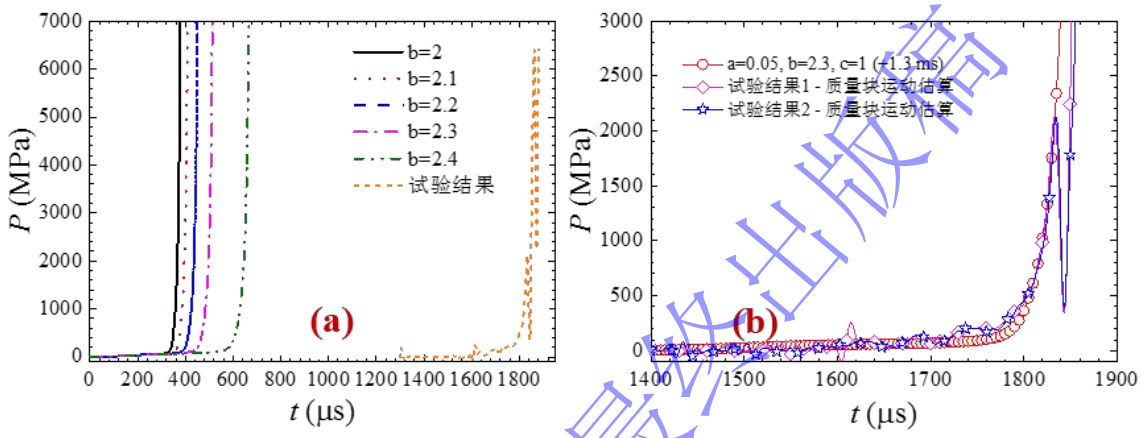


图 6 实验结果与计算结果对比：(a)不同工况参数组合下的反应压力计算结果-实验结果对比；(b)时间平移后的典型工况参数组合下的反应压力计算结果-实验结果对比

Fig. 6. Comparison between calculated and experimental results for: (a) reaction pressure under different combination of engineering parameters; (b) After time translation.

此外，根据图 6（a）中不同工况参数组合下的反应压力计算结果，可以发现参数 b 增大，计算压力陡增的时间变长，且反应压力增长速度有轻微放缓，这与参数 b 表征裂纹出现后的引燃难易程度有关。图 4 说明了参数 b 与燃烧裂纹面积增长速度呈负相关，燃烧裂纹面积增长决定了反应压力的增长，因此参数 b 增大导致压力增长放缓是符合预期的。忽略时间影响，将计算反应压力增长曲线时间轴进行适当平移（时间平移约 1.3 ms），使反应压力快速增长时刻与实验结果保持一致，选定工程参数 a=0.05、b=2.3、c=1，计算结果如图 6（b）所示。该处的实验反应压力通过质量块的运动速度历程推算获得。可以发现，计算获得的反应压力增长过程与实验大致吻合。

需要说明的是，实验中的 1.85 ms 时刻，反应压力先出现陡降，而后又急剧攀升，计算结果并未再现这一规律。通过分析高速摄影图像发现，在约 1.861 ms 后顶部惯性质量块与筒体的界面处逸出火光，随后大量高温气体产物从顶部冲出，顶部惯性质量块发生了向上运动（见图 3（b））。因此，1.85 ms 时刻的反应压力突降，主要由惯性质量块的向上位移导致柱壳内部形成泄压引起。此时装置内部的反应压力增长由装药反应燃烧增压与质量块运动泄压相互竞争所主控，当装置内部装药燃烧增压速率大于泄压速率后，反应压力又开始急剧增大，出现图 6（b）中实验结果展示的情况。由于计算模型并未考虑质量块运动泄压这一过程，导致计算反应压力持续增长。接下来将在模型中进一步考虑结构泄压的影响。

3 考虑结构泄压的燃烧演化模型应用

3.1 考虑结构泄压的燃烧演化模型

如前所述，当出现结构泄压后，装置内部的反应压力增长过程中，装药燃烧增压与质量块运动泄

录用稿件，非最终出版稿

压相互竞争。依据装药燃烧增压、泄压结构泄压的竞争关系，构建了考虑泄压面积的反应增压模型，如图 7 所示。燃烧增压主控模型采用燃烧反应模型，即公式(23)-(24)。结构泄压模型主要采用 Graham 泄压模型[24]，基于可压缩理想流体的 Bernoulli 方程，假设泄压通道内外压差大于 0.08 MPa 获得泄放释压速率。Duan 等人[23]提出的质量释放速率也是基于可压缩理想流体的 Bernoulli 方程，将 Graham 泄压模型与 Duan 泄压模型进行数学变换后，两者模型形式一致。

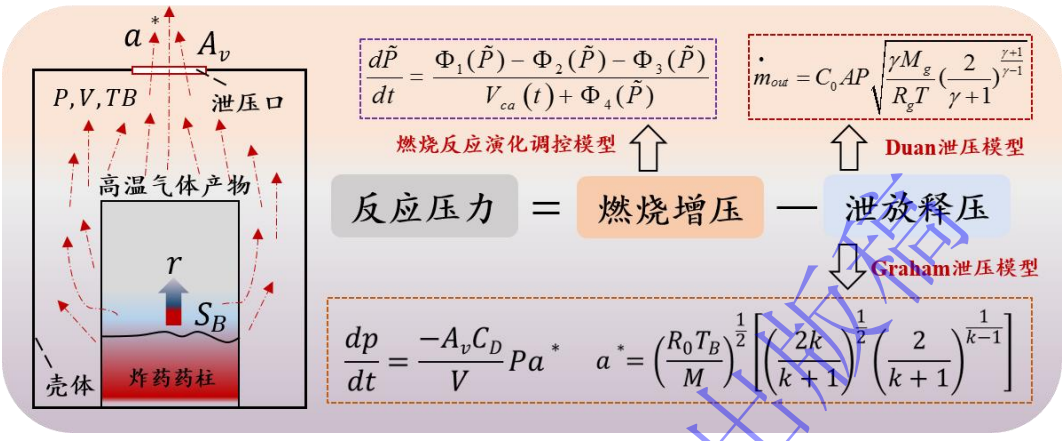


图 7 含泄压结构的反应压力增长主控机制示意图

Fig. 7. Schematic diagram of reaction pressure increase mechanism in cylindrical shell with venting.

在含内部高压气体的结构空腔内，若存在泄压孔，当泄压气流马赫数等于 1 时，气体流速将达到最大（形成流动雍塞）。此时结构内的压力下降速率[23,24]满足：

$$\frac{dp}{dt}=\frac{-10S_VC_d}{V}Pa^* \tag{25}$$

其中S_V为泄压口面积，C_d为泄压口气流系数（与孔口形状有关，通常取 0.6-1），V为结构空腔体积，a^*为泄压口处的气流速度，P为结构空腔中的气体压力。当内部压力大于外部压力 0.08 MPa 以上时，气体流动变为声速流动，泄压口气流速度可以表示为：

$$a^*=\left(\frac{R_0T_B}{M}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\left(\frac{2k}{k+1}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}}\right] \tag{26}$$

式中，k表示气体多方指数。取$k=1.27$，得到a^*=732 m/s。同时，本工作的典型装药惯性约束效应实验装置为圆筒形，因此假定$C_d=1$。联立公式（25）和（26），得到：

$$\frac{dp}{dt}=-6.62\left(\frac{S_V}{V}\right)C_d(R_0T_B)^{1/2}P \tag{27}$$

依据图 7 所示主控机制。将公式（23）和（27）联立求解，可得到考虑结构泄压的燃烧演化模型，即：

$$\frac{d\tilde{P}}{dt}=\frac{\Phi_1(\tilde{P})-\Phi_2(\tilde{P})-\Phi_3(\tilde{P})}{V_{ca}(t)+\Phi_4(\tilde{P})}-6.62(S_V/V)C_d(R_0T_B)^{(1/2)}P \tag{28}$$

联立公式（24）和（28），针对质量块固定和自由运动两种情况，分别对不同泄压面积工况开展计算分析。

3.2 模型计算结果分析

针对质量块固定和自由运动两种情况，首先定义泄压面积系数$\theta=S_V/S_0$。惯性质量块固定时，仅考虑质量块装配间隙泄压，其反应压力的增长历程如图 8（a）所示。显然，随着泄压面积系数θ的增长，意味着泄压面积增大，单位时间内产物气体的向外泄放量增加，导致泄压效应增强。进而引起结构内部的反应压力增速减缓，到达临界压力P_{cr}的时间延长、形成裂纹燃烧的时刻延后，炸药层流燃烧主导的反应初期持续时间增大。此外，当反应压力累积增长到燃烧裂纹临界压力时，在炸药开裂形成

录用稿件，非最终出版稿

更多气体空间以及持续向外泄压的共同作用下，反应压力的增长出现了一个增长“平台期”，这是燃烧增压速率与泄压速率相持的结果。随着反应的发展，燃烧裂纹进一步扩展、炸药燃烧表面积增大，在经过一度时间的“增压-泄压”竞争相持期后，对流燃烧产气增压占据主导，导致反应压力快速增长。

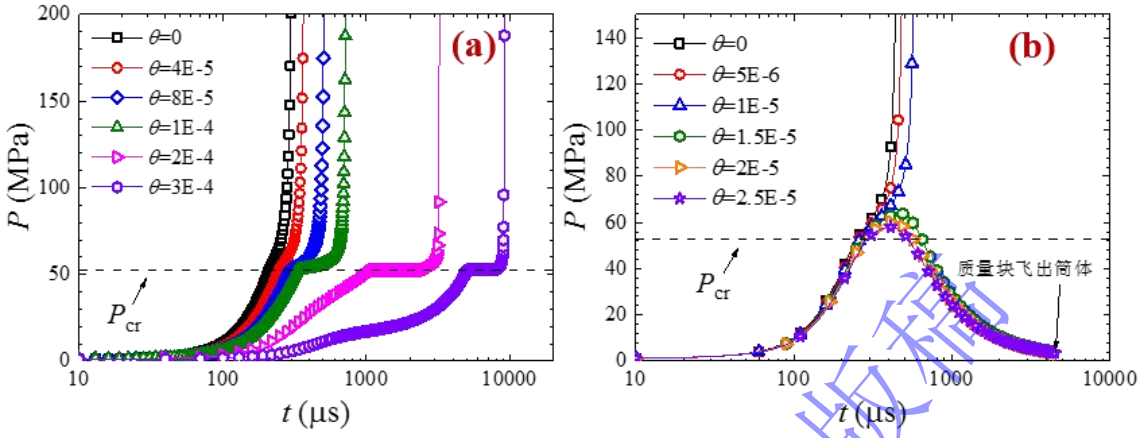


图 8 考虑泄压结构的计算反应压力-时间分布曲线：(a)质量块固定；(b)质量块自由.

Fig. 8. Calculated reaction pressure-time curve considering venting: (a) fixed mass block; (B) free mass block.

惯性质量块自由时的结构内部反应压力历程如图 8（b）所示。与图 8（a）压力结果类似，随着泄压面积系数的增长，炸药燃烧裂纹的出现时刻延后，以炸药层流燃烧主导的反应初期持续时间增大。显著不同的是，在反应压力增大到一定程度后，在较大的泄压面积系数θ下，反应压力出现了陡降过程。分析认为，惯性质量块自由的情况下，结构内部的“泄压”除了来自于泄压通道排出气体，还来自于质量块运动引起的内部空腔增大。虽然燃烧裂纹的发展会引起燃烧增压加快，但当其增压速率小于结构泄压速率和质量块自由运动引起的泄压速率时，反应压力将出现明显下降。在较小的泄压面积系数θ下，整体的泄压速率较小，反应压力的发展过程由燃烧增压主控，呈现出与反应压力陡降过程截然相反的情况。

4 结 论

基于 Hill 关于燃烧裂纹扩展和炸药燃烧反应的解析模型构造思想，提出了一种新的约束装药反应燃烧演化模型。通过体积模量建立反应压力与裂纹宽度关系，并考虑了结构壳体膨胀和炸药消耗。在粘弹塑性 SCRAM 模型[20]基础上，基于断裂韧性与应力状态的关键影响因素，建立了固体炸药燃烧裂纹出现的临界压力判据，以此构建了炸药燃烧反应演化模型。该模型考虑了炸药燃烧反应增压、装药结构响应和燃烧裂纹扩展的相互作用，描述了装药燃烧过程中燃烧气体产物增压和壳体约束强度的变化过程。

利用质量惯性约束效应下 PBX-3 装药非冲击点火反应演化实验结果，对模型的计算结果进行对比验证，分别比较了反应压力与壳体膨胀速度。除计算压力历程存在时间延迟（未考虑裂纹气体对流传热时间、炸药热响应时间），其与实验测试推算获得的反应压力增长过程大致吻合，增长趋势符合物理规律。针对结构泄压问题，根据装药燃烧反应增压、结构泄放释压的竞争关系，构建了考虑泄压面积的反应压力模型，计算压力增长趋势与泄压面积系数的关系符合机理分析预期。本模型将有助于约束装药燃烧反应的工程模拟分析和过程机制的解释。

需要说明的是，模型中的幂函数关系参数（a、b、c）的主控因素尚未足够明确。考虑泄压效应的装药反应燃烧演化模型因实验定量观测手段限制以及泄压模型适应性问题影响，也未与实验结果进行定量对比。未来将依据燃烧裂纹扩展因子建立参数（a、b、c）与压力、温度和产品性能之间的定量关

录用稿件，非最终出版稿

联，进一步明确其物理意义。同时，将开展考虑泄压效应的炸药燃速-压力关系实验，明晰泄压效应下装药燃烧反应演化机制，进而完善装药反应泄压模型。

参考文献

[1] PICART D. Non-Shock Ignition of HMX-Based High Explosives：Thermo-Mechanical Numerical Study［C］// 14th International Detonation Symposium, 2010, 717-724.

[2] ASAY B W. Non-Shock Initiation of Explosives [M]. Shock Wave Science and Technology Reference Library, Vol. 5. Springer Berlin Heidelberg, 2010:11-488.

[3] HUANG H, HUANG H J, WANG J, CHEN H X, et al. Development Ideas and Technical Approaches for Safety Ammunition [J]. Hanneng Cailiao, 2023:31(10):1079-1087. DOI:10.11943/CJEM2023165

[4] GRIFFITHS S K, NILSON R H. Similarity analysis of fracture growth and flame spread in deformable solid propellants [J]. Combustion and flame, 1992, 88:369-383. https://doi.org/10.1016/0010-2180(92)90040-V.

[5] BELYAEV A F, BOBOLEV V K, KOROTKOV A I, et al. Transition from deflagration to detonation in condensed phases [M]. Place Published: 1973.

[6] 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: 2307-2313. https://doi.org/10.1016/j.proci.2008.05.089.

[7] 胡海波，傅华，李涛，尚海林，文尚刚. 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, 40:1-13. DOI：10.11883/bzycj-2019-0346.

[8] BERGHOUT H L, SON S F, ASAY B W. Convective burning in gaps of PBX 9501[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2000, 28: 911-917. https://doi.org/10.1016/S0082-0784(00)80297-0.

[9] BERGHOUT H L, SON S F, SKIDMORE C B, et al. Combustion of damaged PBX 9501 explosives[J]. Thermochemical Acta, 2002, 384: 261-277. https://doi.org/10.1016/S0040-6031(01)00802-4.

[10] BERGHOUT H L, SON S F, HILL L G, et al. Flame spread through cracks of PBX 9501 explosive (a composite octahydro-1,3,5,7-tetranitro-1,3,5,7-tetrazocine-based explosive) [J]. Journal of Applied Physics, 2006, 99(11): 114901. https://doi.org/10.1063/1.2196219.

[11] 尚海林，杨洁，胡秋实，等. 炸药裂缝中的对流燃烧现象实验研究[J]. 兵工学报, 2019, 40(1): 99-106. DOI: 10.3969/j.issn.1000-1093.2019.01.012.

[12] 尚海林，杨洁，李涛，等. 约束 HMX 基 PBX 炸药裂缝中燃烧演化实验[J]. 含能材料，2019, 27(12): 1056-1061. DOI:10.11943/CJEM2018339.

[13] 尚海林，马骁，程赋，等. 炸药燃烧产物驱动裂纹动态扩展耦合特性[J]. 含能材料, 2019, 27(10): 819-823. DOI:10.11943/CJEM2019136.

[14] SMILOWITZ L, HENSON B F, ROMERO J J, et al. Direct Observation of the Phenomenology of a Solid Thermal Explosion Using Time-Resolved Proton Radiography[J]. Physical Review Letters, 2008, 100: 228301. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.228301.

[15] SMILOWITZ L, HENSON B F, ROMERO J J, et al. Thermal decomposition of energetic materials viewed via dynamic x-ray radiography[J]. Applied Physics Letters, 2014, 104: 124107. https://doi.org/10.1063/1.4858965.

[16] SMILOWITZ L, HENSON B F, OSCHWALD D, et al. Internal sub-sonic burning during an explosion viewed via dynamic X-ray radiography[J]. Applied Physics Letters, 2017, 111:184103. https://doi.org/10.1063/1.5004424.

[17] SMILOWITZ L, HENSON B F, ROMERO J J, et al. The evolution of solid density within a thermal explosion. I. Proton radiography of pre-ignition expansion, material motion, and chemical decomposition[J]. Journal of Applied Mechanics, 2012, 111:103515. https://doi.org/10.1063/1.4711071.

[18] SMILOWITZ L, HENSON B F, ROMERO J J, et al. The evolution of solid density within a thermal explosion II.

录用稿件，非最终出版稿

Dynamic proton radiography of cracking and solid consumption by burning[J]. Journal of Applied Mechanics, 2012, 111:103516. https://doi.org/10.1063/1.4711072.

[19] SWANSON S R. Application of Schapery's Theory of Viscoelastic Fracture to Solid Propellant[J]. Journal of Spacecraft, 1976, 13(9): 528-533. https://doi.org/10.2514/3.27925.

[20] BENNETT J G, HABERMAN K S, JOHNSON J N, et al. A constitutive model for the non-shock ignition and mechanical response of high explosives[J]. J Mech Phys Solids, 1998, 46(12): 2303-2322. https://doi.org/10.1016/S0022-5096(98)00011-8.

[21] HILL L G. Burning crack networks and combustion bootstrapping in cookoff explosions[J]. AIP Conference Proceedings, 2006, 845: 531-534. https://doi.org/10.1063/1.2263377

[22] 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.

[23] 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模型[J]. 含能材料, 2023, 31: 1004-1012. https://doi.org/10.11943/CJEM2023160.

[24] GRAHAM K J. Mitigation of fuel fire threat to large rocket motors by venting[C]∥Insensitive Munitions & Energetic Materials Symposium Munich，DE，2010.

（责任编辑　爆炸与冲击）

录用稿件，非最终出版稿