

文章编号: 1001-1455(2002)03-0229-08

膛内等离子体点火及燃烧增强过程数值模拟

李海元, 栗保明, 李鸿志

(南京理工大学, 江苏 南京 210094)

摘要: 在初始点火过程中, 假设等离子体为充分发展射流流动, 因而可采用积分近似模型进行描述。而在随后的膛内燃烧过程中通过以经验公式给出等离子体混合长度的方法来处理等离子体的运动, 并给出了合适的相间阻力及传热公式。通过在计算网格设计中引入了自适应方法提高了数值解精度。计算膛压曲线与实验符合良好。相对常规内弹道情形, 等离子体能量的注入使在不同时刻膛内的气、固两相速度、压力和膛底温度等出现提高, 这是等离子体注入后对内弹道的增强过程。计算结果为固体工质电热化学炮的弹道设计提供了理论依据。

关键词: 等离子体; 固体工质电热化学炮; 数值模拟

中图分类号: O354.7; O362 文献标识码: A

*

1 引言

电热化学炮是一种通过高功率脉冲电源的快速放电, 将电能转变为等离子体形式的热能注入含能工质以提高火炮弹道性能的新概念发射装置^[1]。等离子体对内弹道性能的改善主要是通过点火和燃烧增强过程来体现的^[2]。在以固体推进剂作为工质的电热化学炮内弹道过程中, 等离子体对膛内的脉冲式注入, 可能引起膛内各流动参数在局部位置的突跃性变化, 从而使固体工质电热化学炮的内弹道过程表现出不同于常规情形的特点。

2 等离子体射流点火模型

等离子体点燃固体粒状药床的物理模型如图1所示。等离子体是由高功率脉冲电源向等离子体发生器中的毛细管放电而产生的^[3]。典型的放电电流为10~100kA, 放电时间为0.5~2ms, 等离子体温度为10000~40000K, 喷口速度1~9km/s。由聚乙烯毛细管放电产生的C-H混合物等离子体的热力学性质与输运性质参数(热导率、粘度等)的计算参见文献[4]。

等离子体射流由小孔喷入固体火药床, 与之发生混合并点燃火药。在等离子体点火期间(毫秒量级), 等离子体射流速度远大于膛内气、固两相流动速度, 在内弹道时间步长内假设射流为定常二维轴对称流动。等离子体物性与高压(1~10kV)放电回路计算相耦合, 只需给定放电回路初始参数以及等离子体发生器结构即可计算出等离子体发生器内任一时刻的等离子体参数^[5]。不考虑等离子体对已燃火药的传热; 等离子体流为非受限流(毛细管喷口直径/药室直径 < 0.1)。

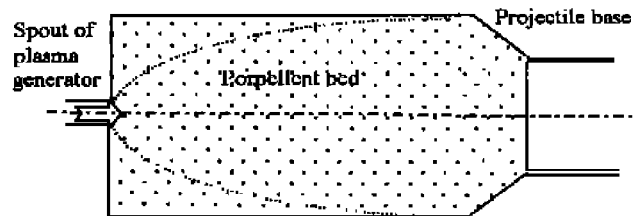


图1 等离子体射流点火模型

Fig. 1 Model of ignition with plasma jet

* 收稿日期: 2001-04-02; 修回日期: 2001-10-13

作者简介: 李海元(1972—), 男, 博士研究生, 讲师。

等离子体射流流动守恒方程组为

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho v) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho uu) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho uv) = -\frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(v_g \rho \frac{\partial u}{\partial r}) - F_s \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u c_{pg} T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho v c_{pg} T) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \lambda_g \frac{\partial T}{\partial r}) - q A_p - F_s u_p \quad (3)$$

式中: ρ, u, v, T, p 分别为等离子体射流的密度、轴向速度、径向速度、温度与压力; x, r 分别为轴向和径向坐标; v_g 为等离子体流的运动粘度, λ_g 为等离子体流的导热系数, F_s 为单位体积等离子体与颗粒相间阻力, q 为等离子体传给颗粒相的热流量, c_{pg} 为等离子体比热, u_p 为固相速度, A_p 为颗粒比表面积, $A_p = (1 - \varphi) \rho_p S_p / M_p$, φ 为空隙率, ρ_p 为药粒密度, S_p 为单颗药粒表面积, M_p 为单颗药粒质量。外流动量方程

$$\rho_1 u_1 \frac{du_1}{dx} = -\frac{dp}{dx} - F_{s1} \quad (4)$$

下标 1 表示各量在混合区边界上的值。

设气相流动为充分发展射流流动, 对各参数沿 r 的分布可引入近似剖面

$$(u - u_1) / (u_m - u_1) = F(\eta) \quad (5)$$

$$(T - T_1) / (T_m - T_1) = (\rho - \rho_1) / (\rho_m - \rho_1) = G(\eta) \quad (6)$$

式中: $\eta = r/b$, $b = b(x)$, b 为射流混合区半宽度, 下标 m 表示各量在轴线上的值, 下标 1 表示各量在射流混合区边界上的值。求解域为射流混合区以内。

参照射流实验, 速度、温度、密度近似剖面如下^[5]

$$F(\eta) = (1 - \eta^3)^2 \quad (7)$$

$$G(\eta) = (1 - \eta)^2 (1 + 2\eta) \quad (8)$$

将气相二维轴对称守恒方程沿通道径向由 $r=0$ 到膛内壁 $r=R$ 积分, 可得积分近似方程组

$$\frac{d}{dx} \int_0^R \rho u \cdot 2\pi r dr = 0 \quad (9)$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^R \rho uu \cdot 2\pi r dr = \pi R^2 \rho_1 u_1 \frac{du_1}{dx} + \int_0^R (F_{s1} - F_s) \cdot 2\pi r dr \quad (10)$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^R \rho u c_{pg} T 2\pi r dr = 2\pi R (\lambda_g \frac{\partial T}{\partial r})_R - \int_0^R (q A_p + F_s u_p) 2\pi r dr \quad (11)$$

$$\frac{d}{dx} (\rho_m u_m c_{pg} T_m) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \lambda_g \frac{\partial T}{\partial r})_{r=0} - q_m A_p - F_{sm} u_p \quad (12)$$

以上方程组结合已知外流条件可采用 Rung-Kutta 法求解。火药颗粒点火判据为火药着火温度。等离子体环境中各网格固相点火过程可视为一维非稳态半无限大平板导热过程。若热边界层厚度远小于火药弧厚, 则可以通过求积将一维非稳态导热方程简化为常微分方程^[6]。

$$\frac{4}{3} \alpha f(T_s, t) = \frac{d}{dt} \left[\frac{(T_s - T_{si})^2}{f(T_s, t)} \right] \quad (t > 0) \quad (13)$$

式中: T_s 为药粒表面温度, T_{si} 为药粒表面初始温度, α 为热扩散率, $f(T_s, t) = -\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0}$ 。

3 等离子体增强膛内燃烧过程两相流模型

假设: 火药颗粒群为具有连续介质特性的拟流体; 入射等离子体流以质量、动量、能量源项形式加入气相平衡方程; 沿混合长度, 等离子体各流动参量呈线性分布; 除点火期外, 混合长度以喷口处等离子体及气相密度等参量的函数给定^[7]。则两相流内弹道控制方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(A\varphi\rho_g) + \frac{\partial}{\partial x}(A\varphi\rho_g u_g) = A_p A \rho_p \dot{r} + \dot{m} \tag{14}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[(1-\varphi)A\rho_p] + \frac{\partial}{\partial x}[(1-\varphi)A\rho_p u_p] = -A_p A \rho_p \dot{r} \tag{15}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(A\varphi\rho_g u_g) + \frac{\partial}{\partial x}(A\varphi\rho_g u_g^2) + A\varphi \frac{\partial p}{\partial x} = A_p A (\rho_p \dot{r} u_p - f_p) \tag{16}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[(1-\varphi)A\rho_p u_p] + \frac{\partial}{\partial x}[(1-\varphi)A\rho_p u_p^2] + A(1-\varphi) \frac{\partial p}{\partial x} + A \frac{\partial}{\partial x}[(1-\varphi)R_s] = A_p A (f_p - \rho_p \dot{r} u_p) \tag{17}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}[A\varphi\rho_g(e_g + \frac{u_g^2}{2})] + \frac{\partial}{\partial x}[A\varphi\rho_g u_g(e_g + \frac{p}{\rho_g} + \frac{u_g^2}{2})] + p \frac{\partial}{\partial t}(A\varphi) = \\ AA_p[\rho_p \dot{r}(e_p + \frac{p}{\rho_p} + \frac{u_p^2}{2}) - q - f_p u_p] + \dot{e} \end{aligned} \tag{18}$$

式中： ρ_g, ρ_p 分别为气相及固相的物质密度， u_g 为气相速度， u_p 为固相速度， e_g 为气相比内能， \dot{r} 为火药线燃速， f_p 为单位面积相间阻力， R_s 为颗粒间应力， e_p 为单位质量火药的潜能， q 为单位表面相间热传导速率的平均值， \dot{m}, \dot{e} 分别为单位时间单位长度内喷入膛内主流的射流质量与等离子体热焓， A 为膛内截面积。

3.1 相间阻力

采用 Robbins 与 Gough 的相间阻力公式^[8]

$$C_D = 2.51Re^{-0.088} \lambda^{2.25} (1 + d_p/D_T)^{0.798} \tag{19}$$

$$Re = \rho_g \varphi |u_g - u_p| d_p / \mu \tag{20}$$

式中： λ 为形状因子， d_p 为等效直径， D_T 为内膛直径， μ 为火药气体粘性系数， C_D 为阻力系数， Re 为雷诺数。

3.2 相间热传导

膛内两相流动过程中，气、固两相间的热量传递方式主要是对流换热和辐射传热。

$$q = (h_p + h_{re})(T_g - T_s) \tag{21}$$

$$h_p = 0.4Re^{2/3} P_r^{1/3} k_f / d_p \tag{22}$$

$$P_r = 4k / (9k - 5) \tag{23}$$

$$h_{re} = \sigma_0 (T_g + T_s)(T_g^2 + T_s^2) \tag{24}$$

式中： q 为相间换热热流， h_p, h_{re} 分别为对流和辐射换热系数， k_f 为火药气体的导热系数， σ_0 为玻耳兹曼常数。

3.3 颗粒间应力

在颗粒群稠密的情况下需考虑由于颗粒间相互碰撞和挤压而产生的颗粒间应力^[9]。

$$R_s = \begin{cases} -\frac{\rho_p a_1^2}{1-\varphi} \frac{\varphi_0}{\varphi} (\varphi - \varphi_0) & \varphi \leq \varphi_0 \\ \frac{\rho_p \{a_1 \exp[-K_s(\varphi - \varphi_0)]\}^2}{2K_s(1-\varphi)} \{1 - \exp[-2K_s(1-\varphi)]\} & \varphi_0 < \varphi < \varphi_* \\ 0 & \varphi \geq \varphi_* \end{cases} \tag{25}$$

式中： φ_0 为堆积空隙率， $\varphi_* = \varphi_0 + 0.1513$ ， a_1 为 $\varphi = \varphi_0$ 时的颗粒群音速， K_s 为应力衰减因子。

火药气体状态方程为 Noble-Abel 方程，燃速采用压力指数函数形式，采用控制体积法进行弹底边界网格的分析^[8]。

通过在大压力梯度区使网格加密实现自适应网格。设求解域为 $0 \leq x \leq L$ ，引入 ξ 坐标，令

$$\Delta \xi = (1 + \alpha g(x)) \Delta x / (L + \int_0^L \alpha g(x) dx) \tag{26}$$

$$g(x) = (|\partial P / \partial x| - |\partial P / \partial x|_{\min}) / (|\partial P / \partial x|_{\max} - |\partial P / \partial x|_{\min}) \quad (27)$$

利用上式实现物理空间到计算空间的坐标变换,控制方程变成如下形式

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(F \frac{d\xi}{dx} \right) = H + \frac{d^2 \xi / dx^2}{d\xi / dx} F \quad (28)$$

求解时,由各格点位置以及相应的 $|\partial P / \partial x|$ 值,即可根据式确定各格点新位置,重新构筑网格,然后求解方程,进行气、固两相流动计算,求出新的网格下的参数分布。

4 计算结果与分析

计算条件:等离子体发生器直径 3mm,长度 48mm,内膛直径 30mm,初始放电电压 4kV,储能电容 1200 μ F,调波电感 25 μ H,弹重 65g,采用 4/7 火药,装填密度 550kg/m³。

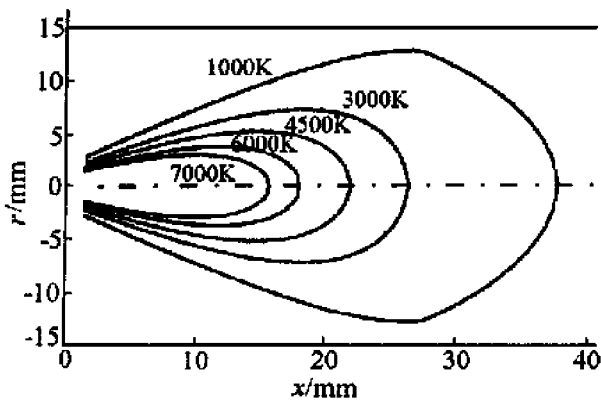


图 2 等离子体射流等温线
Fig.2 Isotherm map of plasma jet

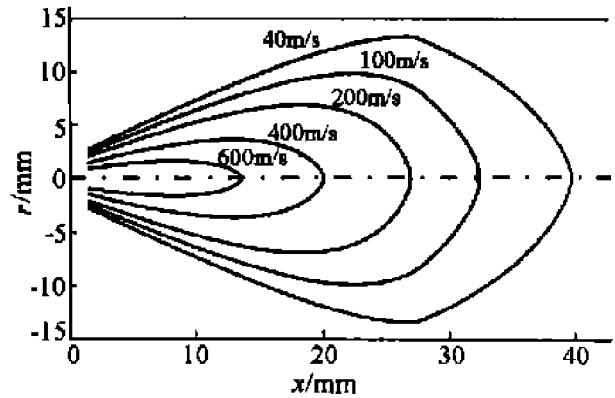


图 3 等离子体射流等速度线
Fig.3 Contour map of velocity plasma jet

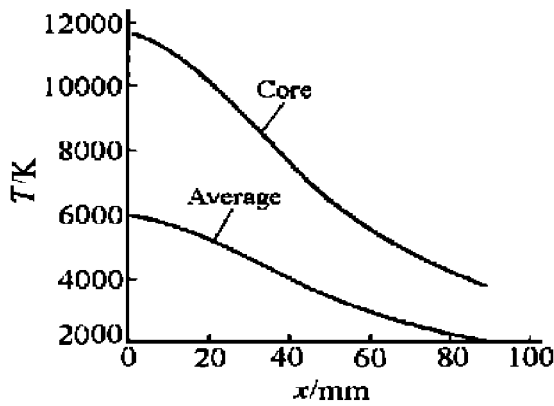


图 4 射流轴心、平均温度分布
Fig.4 Core and average temperature of plasma jet

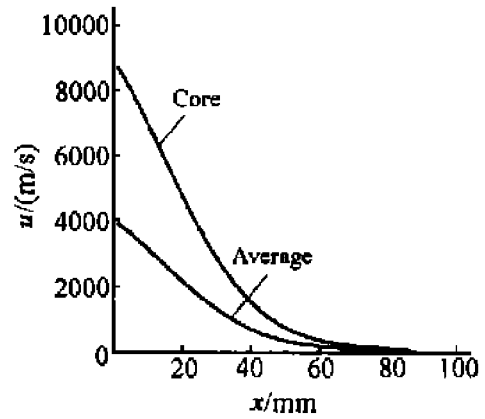


图 5 射流轴心、平均速度分布
Fig.5 Core and average velocity of plasma jet

图 2 ~ 图 3 为 0.02ms 时刻点火等离子体射流温度、速度等值线。由图 2 ~ 图 3 可见,等离子体射流的高温高速区基本集中于半径 8mm 的柱形空间内,在此柱形空间以外,图 2 中射流温度已逐渐低于正常膛内火药气体温度,因此计算表明在该电能水平下点火等离子体对药室壁的烧蚀很小,而当等离子体用于燃烧增强时,由于膛内压力很高,射流扩展更难,因此对膛壁烧蚀更小。图 4、图 5 为 0.2ms 时刻不同位置轴心、平均温度、速度曲线。由图可见,射流轴心速度、温度的衰减速率明显快于相应的平均值,这是由于射流轴心速度、温度最高,热散失速率以及与固相间的相间阻力更大的结果。图 5 中,虽然射流出口速度很高,但其轴心速度衰减很快,在离喷口 2cm 处,平均速度已降至 2000m/s 左右,这与实测所得射流前沿发展速度量级基本一致。

图 6 ~ 图 7 是有/无网格自适应情形的膛底压力计算结果比较,图中 N 为初始网格数。由图可见,

当初始网格数有较大变化而不采用自适应时,采用粗网格的压力峰值计算结果与细网格情形有明显差别;而当在粗网格条件下对网格作自适应重布,结果就发生了明显改善:在压力上升段(尚未放电),压力变化较平滑,采用自适应的计算结果与细网格的计算结果吻合良好,这说明了自适应计算的正确性;在压力下降段(开始双脉冲放电),电能的加入使压力发生突跃性上升,此时采用自适应的计算压力比采用细网格的计算压力变化更陡,更真实地反映了此时的压力突变过程,而采用细网格的计算结果则变化相对平缓。这是由于采用细网格后计算次数增多,滤波的次数亦相应增加,而滤波次数过多可能会使射击现象失真。而在粗网格上加入自适应,使两相流计算中初始网格数对计算结果的影响基本得到了消除。

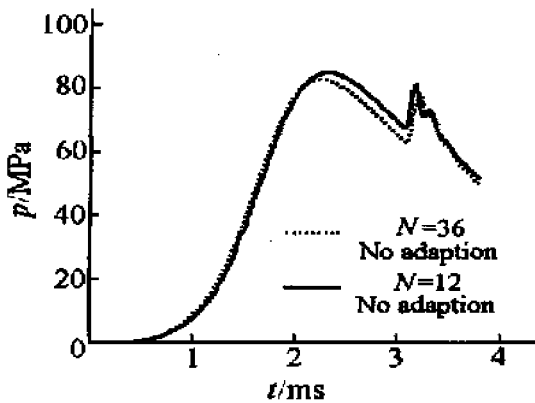


图 6 初始网格数对膛底压力影响
Fig.6 Influence of initial grid number on breech pressure

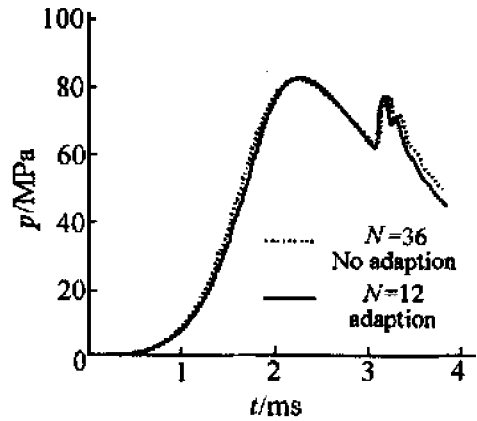


图 7 有/无网格自适应对膛底压力影响
Fig.7 Influence of self-adapted grid on breech pressure

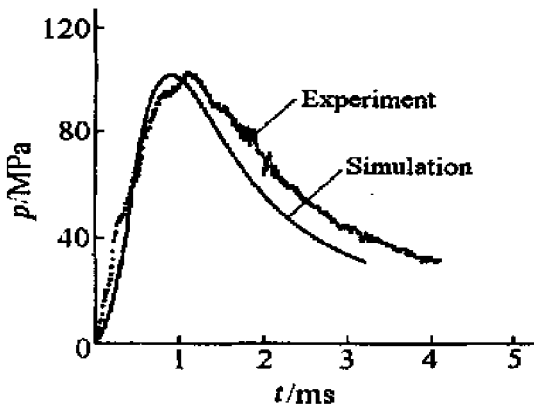


图 8 等离子体点火理论与实验压力
Fig.8 Theoretical and experimental pressure curve of plasma ignition

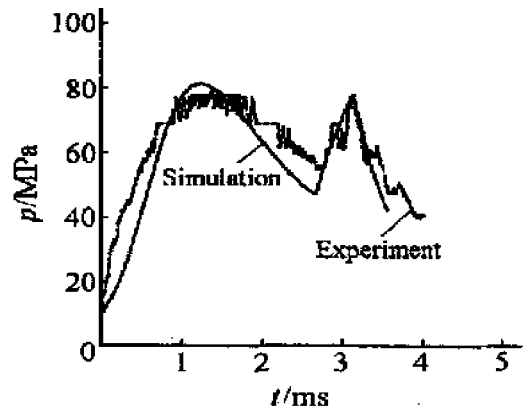


图 9 等离子体增强燃烧理论与实验压力
Fig.9 Theoretical and experimental pressure of combustion enhancement with plasma

定义电能密度为毛细管吸收的电能与装药量之比。图 8 为电能密度 0.72kJ/g 条件下,等离子体点火计算膛压曲线与实测膛压曲线的比较。图 9 为电能密度 0.9kJ/g 条件下,等离子体燃烧增强计算膛压曲线与实测膛压曲线的比较。计算与实测结果符合良好,验证了模型的正确性。

图 10~图 17 为等离子体增强燃烧过程与常规内弹道过程各有关参数(气、固两相速度、膛压、气相温度、空隙率)在不同时刻随弹丸行程的分布。常规点火情形的空隙率和固相速度分布与等离子体增强燃烧情形类似。由于实验炮点火孔在药室中部附近,故在点火初期火药气体由点火孔位置向膛底、弹底运动,并在此形成气相温度、速度、空隙率峰值。随膛内流动过程,点火孔与其它位置处的速度、温度、空隙率差值趋于减小。在不同内弹道时期常规情形气、固相速度的曲线波动较少,但由于实验炮膛处很陡,从而造成压力曲线在该位置转折明显。从图还可看出,固相速度小于气相速度,即两相间存在滑移现象。对于等离子体增强燃烧过程,电能加入后随膛内流动过程,在不同时刻膛内不同位置处的气、固

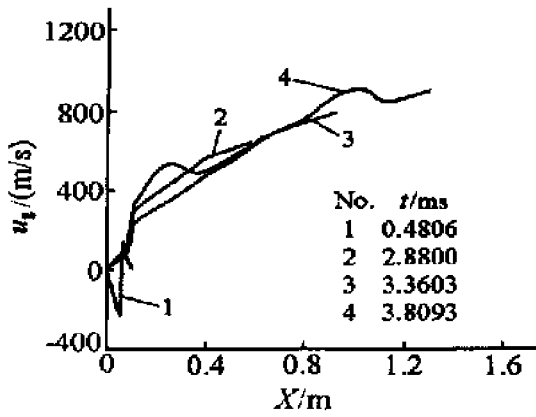


图10 气相速度分布(等离子体增强燃烧情形)
Fig.10 Velocity distribution of gas phase
(combustion enhancement with plasma)

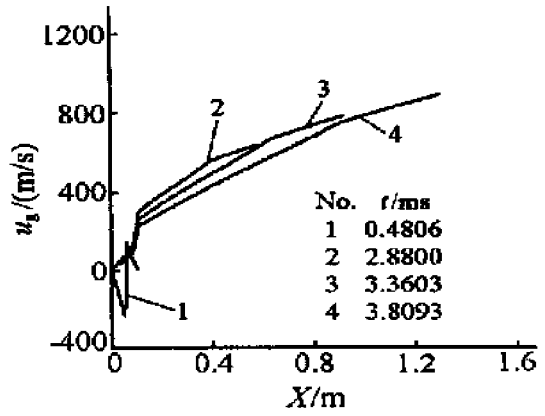


图11 气相速度分布(常规情形)
Fig.11 Velocity distribution of gas phase
(conventional)

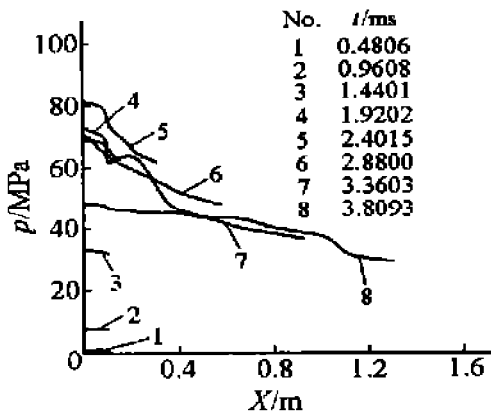


图12 膛内压力随行程分布(等离子体增强燃烧情形)
Fig.12 Pressure distribution in bore with travel
(combustion enhancement with plasma)

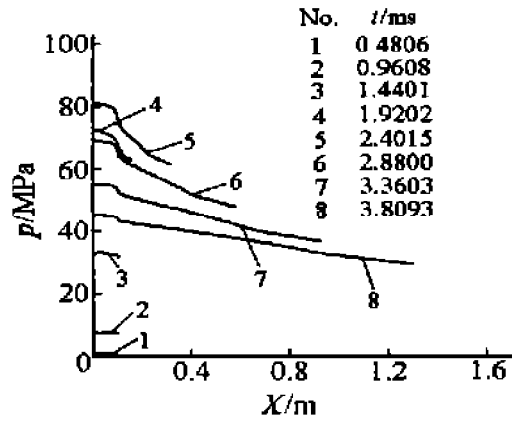


图13 膛内压力随行程分布(常规情形)
Fig.13 Pressure distribution in bore with travel
(conventional)

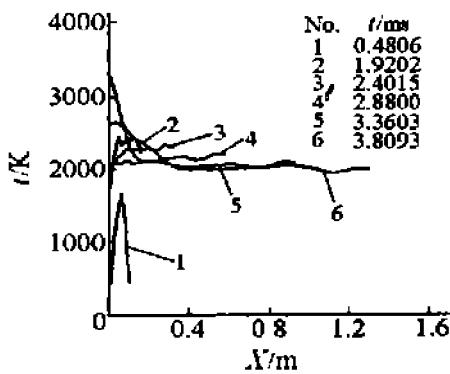


图14 膛内温度随行程分布(等离子体增强燃烧情形)
Fig.14 Temperature distribution in bore with travel
(combustion enhancement with plasma)

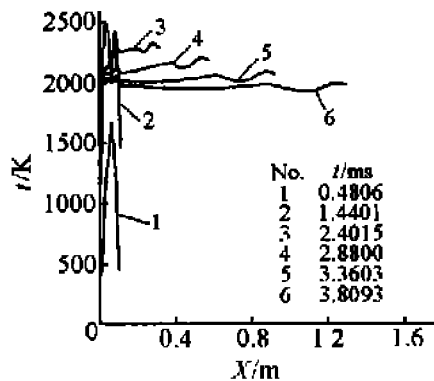


图15 膛内温度随行程分布(常规情形)
Fig.15 Temperature distribution in bore with travel
(conventional)

两相速度以及压力出现提高,这是等离子体注入后对内弹道的增强过程。相对常规情形,电能加入后空隙率改变不明显,这是由于燃烧增强情形电能可在膛压峰值之后加入,膛底附近空隙率已接近于1,并且此时膛压很大,等离子体射流长度很短,从而此时等离子体流的注入对空隙率影响较少。电能加入后,

膛底温度增加近一倍,但由于火药气体密度较大,气相流动速度很高,因此气相温度又很快衰减至主流温度。

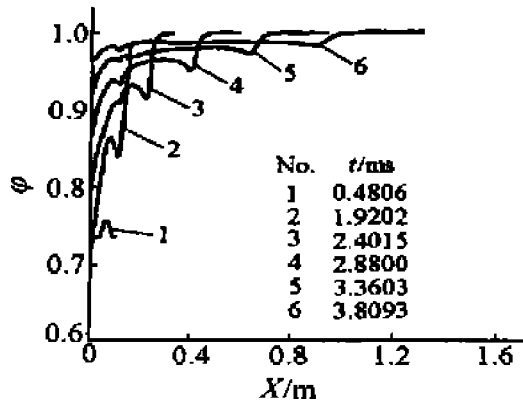


图16 空隙率随行程分布(等离子体增强燃烧情形)

Fig.16 Porosity distribution with travel
(combustion enhancement with plasma)

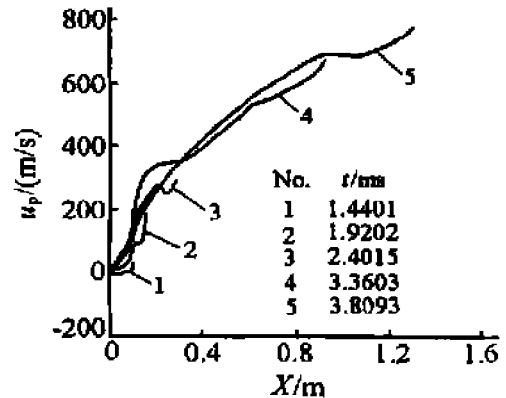


图17 固相速度随行程分布(等离子体增强燃烧情形)

Fig.17 Velocity distribution solid phase with travel
(combustion enhancement with plasma)

5 结论

(1)建立了等离子体射流积分近似数学模型,针对25mm电热化学发射实验进行了计算。结果表明,在充电电压4kV、装填密度 $550\text{kg}/\text{m}^3$ 、毛细管长径比=16条件下,等离子体射流的高温高速区基本集中于半径较小的一柱形空间内,因此在该条件下点火等离子体对药室壁烧蚀很小。

(2)建立了SPETCG内弹道一维两相流模型,得出了各内弹道参量随弹丸行程的分布参数,更好反映膛内流动过程,计算压力曲线与实测符合更好。

(3)对常规内弹道两相流数值方法加以改进,在计算网格设计中引入了自适应方法,从而更好地描述了等离子体能量加入后膛压的突跃性变化过程,使内弹道计算时间大大缩短,并使常规两相流计算中初始网格数对计算结果的影响基本得到了消除。

(4)相对常规内弹道情形,等离子体能量的注入会使膛压、空隙率、气相温度、燃烧速率以及气、固两相速度等主要内弹道参量都发生明显改变,从而使SPETCG的内弹道过程表现出不同于常规情形的特点。因此应在等离子体与火药相互作用机理的进一步研究基础上进行固体工质电热化学炮的装药结构设计,以充分利用等离子体流的优点使弹道性能得到明显提高。

参考文献:

- [1] Gary Katulka. Parametric Study of High Energy Plasma for Electrothermal-chemical Propulsion Applications [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1997, 25(1): 66-72.
- [2] Gloria Wren, William Oberle, Paul Gaugh. Consideration of Pressure Gradients in Electrothermal-chemical Guns [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1997, 33(1): 356-361.
- [3] 卢顺祥, 栗保明, 吴轩. 电热加速器中毛细管高压放电特性研究 [J]. 弹道学报, 1998, 22(4): 313-316.
LU Shun-xiang, LI Bao-ming, Wu Xuan. Study on High-voltage Discharge Characteristics of Capillary in an Electrothermal Accelerator [J]. Journal of Ballistics, 1998, 22(4): 313-316.
- [4] 栗保明, 李鸿志, 沈志海. 消融控制电弧等离子体热力学与输运性质的计算方法 [J]. 弹道学报, 1999, 11(2): 9-15.
LI Bao-ming, LI Hong-zhi, SHEN Zhi-hai. A Methodology for Computing Thermodynamic and Transport Properties of Ablation-controlled Arc Plasma [J]. Journal of Ballistics, 1999, 11(2): 9-15.
- [5] 谢象春. 湍流射流理论与计算[M]. 北京: 科学出版社, 1975. 123-145.
XIE Xiang-chun. Theory and Calculation of Turbulent Jet [M]. Beijing: Science Press, 1975. 123-145.

- [6] 埃克特, 德雷克. 传热与传质分析 [M]. 北京: 科学出版社, 1983. 191-196.
Eckert, Drake. Analysis of Heat and Mass Transfer [M]. Beijing: Science Press, 1983. 191-196.
- [7] Roger Alimi, Lior Perelmutter, Uri Onn. Modeling an Internal Injection Process for the Solid Propellant Electrothermal Chemical Gun [A]. Proceedings of the 16th international Symposium on Ballistics [C]. 1996. 409.
- [8] 金志明, 袁亚雄, 宋明. 现代内弹道学 [M]. 北京: 北京理工大学出版社, 1992. 121-126.
JIN Zhi-ming, YUAN Ya-xiong, SONG Ming. Modern Interior Ballistics [M]. Beijing: Beijing University of Science & Technology Press, 1992. 121-126.
- [9] 周彦煌, 王升晨. 实用两相流内弹道学 [M]. 北京: 兵器工业出版社, 1990. 61-65.
ZHOU Yan-huang, WANG Sheng-chen. Applied Two-Phase-Flow Interior Ballistics [M]. Beijing: Weapon Industry Press, 1990. 61-65.

A Study on Numerical Simulation of Ignition and Combustion Enhancement with Plasma in Bore of ETC Guns

LI Hai-yuan, LI Bao-ming, LI Hong-zhi

(Nanjing University of science and Technology, Nanjing 210094, Jiangsu, China)

Abstract: Based on the assumption that the plasma in bore is a fully developed jet flow, the jet integral approximation model for plasma ignition process is proposed. In the following combustion process, plasma flow is treated by introducing plasma mixing length in the form of empirical relations. Appropriate interphase drag and heat transfer formulation are also suggested. An adapted grid method has been incorporated to the above model to improve numerical calculation accuracy. Calculated pressure curves reproduce the experimental results well. Compare with the conventional interior ballistic situation, the velocity and pressure of gas, Solid phase at different time and temperature at bore bottom are increased. It shows the enhancement of interior ballistics by plasma injection. Calculated results provide a theoretical basis for the ballistic design of solid propellant electrothermal-chemical (ETC) gun.

Key words: plasma; electrothermal-chemical (ETC) gun; numerical simulation