

固体推进剂电弧点火延迟时间仿真研究

卢洪义¹, 伍鹏¹, 王玉峰¹, 张宗伟²

(1. 海军航空工程学院, 山东 烟台 264000; 2. 92154 部队, 山东 烟台 264000)

摘要: 首先对电弧进行了仿真研究, 得到了不同电弧功率下电弧温度时间特性, 然后利用该温度特性, 作为固体推进剂点火的边界条件, 采用数值差分方法, 计算了固体推进剂的点火延迟时间; 结果表明: 固体推进剂的点火延迟时间随着电弧功率的增大而减小, 当电弧功率从 50 W 增加到 500 W 时, 固体推进剂的点火延迟时间从 8.82 ms 减小到 0.99 ms, 并且随着电弧功率的升高, 点火延迟时间减小的速度减慢。

关键词: 电弧; 固体推进剂; 点火延迟时间

本文引用格式: 卢洪义, 伍鹏, 王玉峰, 等. 固体推进剂电弧点火延迟时间仿真研究[J]. 兵器装备工程学报, 2016(11): 6-9.

Citation format: LU Hong-yi, WU Peng, WANG Yu-feng, et al. Simulation Studies on Solid Propellant Ignition Delay Time Under Arc Plasma[J]. Journal of Ordnance Equipment Engineering, 2016(11): 6-9.

中图分类号: TJ45 **文献标识码:** A **文章编号:** 2096-2304(2016)11-0006-04

Simulation Studies on Solid Propellant Ignition Delay Time Under Arc Plasma

LU Hong-yi¹, WU Peng¹, WANG Yu-feng¹, ZHANG-Zong-wei²

(1. Aircraft Engineering Department, Naval Aeronautical Engineering Institute, Yantai 264000, China;
2. The 92154th Troop of PLA, Yantai 264000, China)

Abstract: Firstly, a simulation research was carried on, and the temperature characteristics changing with time under different power between the two electrodes was obtained. Then the temperature of arc plasma center was used as a boundary conditions for solid propellant ignition, and solid propellant ignition delay time under different power was calculated. Finally, come to a conclusion that the solid propellant ignition delay time decreases with the increase of electrode power, when the electrode power increase from 50 W to 500 W, solid propellant ignition delay time decreases from 8.82 ms to 0.99 ms, and with the increase of power, the growth of ignition delay time is slowing down.

Key words: arc plasma; solid propellant; ignition delay time

点火延迟时间是固体火箭发动机点火的几个重要参数之一, 固体火箭发动机常规的点火方式有桥丝式, 半导体桥式等等^[1], 为了研究电弧对固体火箭发动机点火延迟时间的影响, 本文采用固定电极距离电弧放电, 对固体推进剂点火进行了研究。电弧是一种平衡态低温热等离子体, 具有能量

集中、温度高、亮度大等特点。在工业上广泛应用于金属冶炼、切割、焊接, 燃气轮机启动等等^[2]。本文首先对电弧的性能进行了仿真研究, 得到了不同功率条件下电弧的相关温度时间特性, 利用这个温度时间特性作为固体推进剂点火的边界条件, 计算了电弧作用下固体推进剂的点火延迟时间。

1 电弧放电的温度特性

1.1 推进剂电弧点火物理模型

为了计算固体推进剂的点火延迟时间,建立如图1所示的物理模型,两电极置于推进剂表面之上。两电极放电击穿空气产生电弧等离子体,电弧等离子体通过对推进剂进行对流传热,推进剂表面温度升高,到达点火温度,推进剂即被点燃,本文中两电极的间距为10 mm,电极直径1 mm。

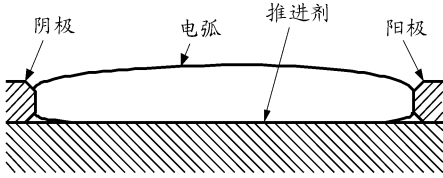


图1 电弧点火模型

1.2 电弧放电磁流体(MHD)模型

空气中电弧放电是一个复杂的过程,除了一般流体具有的重力、压强、粘性等作用外,带电粒子的在电场中的流动会产生磁场,磁场又会产生感应电流。电流的作用产生焦耳热带电粒子与磁场作用又会改变流体的运动,是一个涉及多物理场的过程。对于这个过程,可用磁流体力学模型加以描述。

磁流体力学模型的建立是基于以下假设:电弧等离子体处于局部热力学平衡状态(LTE);空气已经充分电离,是平衡态等离子体;电弧处于层流并且不可压缩;不考虑重力的影响;不考虑感应电场的作用。

电弧放电的控制方程^[3-4]如下:

(1)流体力学方程:

质量守恒方程:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot u = 0 \quad (1)$$

动量守恒方程:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u \right) = \nabla \cdot \left[-pI + \mu (\nabla u + (\nabla u)^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot u) I) \right] + J \times B + \rho E \quad (2)$$

能量守恒方程:

$$\rho C_p \left(\frac{\partial E}{\partial t} + u \cdot \nabla E \right) = \nabla \cdot (k \nabla T) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{k_B T}{2e} \left(\frac{k}{C_p} + 5 \right) \right) (\nabla T \cdot J) + \nabla \cdot (\tau \cdot u) \quad (3)$$

$$\nabla \cdot (-pu) + J \times E + Q_{\text{rad}} \quad (4)$$

$$E = e + \frac{1}{2} u \cdot u$$

状态方程:

$$p = \rho RT \quad (5)$$

k 为导热系数, μ 为粘性系数, k_B 为玻尔兹曼常数, e 为热力学能, Q_{rad} 为辐射损失。

(2)麦克斯韦方程:

高斯定律:

$$\nabla \cdot D = 0 \quad (6)$$

电位移 D 与电场强度 E 的关系为:

$$D = \epsilon_r E \quad (7)$$

安培定律:

$$\nabla \times B = \mu_r \left(J + \frac{\partial E}{\partial t} \right) \quad (8)$$

磁感应强度 B 与磁位能 A 的关系为:

$$B = \nabla \times A \quad (9)$$

空间电流密度与电场强度的关系为:

$$J = \sigma E \quad (10)$$

法拉第感应定律:

$$\nabla \times E = 0 \quad (11)$$

电场强度 E 与电压 V 的关系为:

$$E = -\nabla V \quad (12)$$

高斯磁定律:

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (13)$$

其中, σ 为电导率, ϵ_r 为相对磁导率, μ_r 为相对介电常数。

本文的研究采用的边界条件是电弧的功率,其计算式为

$$P = \iint_S V(n \cdot J) dS \quad (14)$$

其中, S 为阳极表面积。

1.3 边界条件设置

计算区域如图2所示,计算区域呈二维轴对称,为了方便起见,只给出一半模型的边界条件。

ABCD为阴极功率源,GHIJ为阳极接地,DEFG为开边界,AJ为对称轴,各边界的边界条件设置如表1所示。

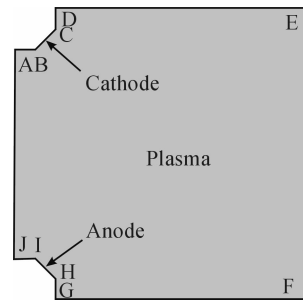


图2 计算区域

1.4 计算结果

仿真采用COMSOL Multiphysics感应直流耦合放电模块,该模块是专门用来研究感应电流和磁场变化引起的平衡放电。该模块添加四个单物理场接口:电流、磁场、流体传热,以及层流。多物理场耦合接口增加了特定的边界条件实

现流体力学方程与麦克斯韦方程的耦合。

表1 计算区域边界条件设置

| | 流体传热 | 层流 | 磁场 | 电场 |
|----|-------------------------------------|--|--|--|
| AB | | | | |
| BC | $T = T_0$ | $u = 0$ | | $P = P_0$ |
| CD | | | | |
| DE | | | | |
| EF | $-n \cdot q = 0$ | $n \times u = 0$ | $n \times A = 0$ | $n \times J = 0$ |
| FG | | | | |
| GH | | | | |
| HI | $T = T_0$ | $u = 0$ | | $V = 0$ |
| IJ | | | | |
| JA | $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$ | $u_r = 0$ $\frac{\partial u_z}{\partial r} = 0$ | $A_z = 0$ $\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$ | $J_r = 0$ $\frac{\partial J_z}{\partial r} = 0$ |

图3为不同功率下弧柱径向电极距离 r 处的平均温度随着时间的变化曲线,由图可知,随着功率的增加,温度升高的速度加快,最终达到平衡,功率越高,平衡时的温度也越高。

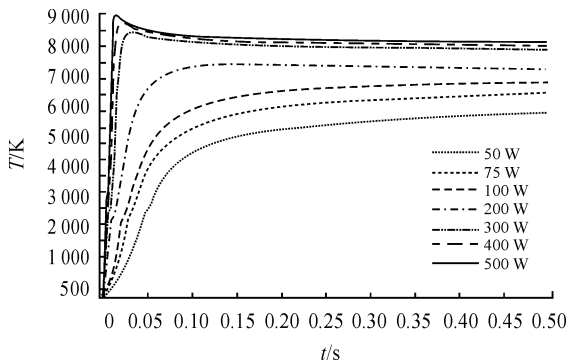


图3 不同功率下弧柱径向 r 处温度特性

2 电弧作用下固体推进剂点火

2.1 推进剂点火理论

由上文可知,电弧的温升过程非常快,时间非常短,是一个瞬态传热过程,非傅里叶导热效应明显,必须考虑热量传播速度,不能沿用常规的傅里叶传热定律,应该采用非傅里叶导热定律^[5-6]。电弧与推进剂表面接触,进行对流换热,使推进剂温度升高。当电弧的电流小于100 A时,电弧的辐射作用非常小,本文研究的电弧电流远远小于100 A,所以不考虑电弧的辐射作用^[7]。点火的判据有温度判据、温升速率判据、反应速率判据等,本文采用温度判据。

基于上文所述,提出了电弧作用下的固体推进剂点火模型,为方便简化计算,做了如下假设:

- 1) 模型是一维的,以电弧与推进剂交界面为坐标原点,推进剂方向为正方向;
- 2) 固体推进剂各向同性;
- 3) 固体推进剂的导热系数 λ 、对流换热系数 h 、热松弛时间 τ 不随温度改变;
- 4) 辐射对点火过程的影响非常小,不考虑辐射。

电弧作用下推进剂的点火控制方程为

$$\tau \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + b \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (15)$$

$$a = \frac{\lambda}{\rho C_p}, \quad b = \frac{QZ}{\rho C_p}$$

τ 为固体推进剂热松弛时间, ρ 为推进剂密度, T 为推进剂温度, C_p 为推进剂比热, λ 为推进剂导热系数, Q 为推进剂反应热, Z 为指前因子, E 为活化能, R 为气体常数。

边界条件:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = h(T_g - T), \quad x = 0 \quad (16)$$

$$T = T_0, \quad x = +\infty$$

h 为对流换热系数, σ 为黑体辐射常数, T 为固体推进剂表面温度, T_g 为电弧温度,已经拟合成如图3所示。

初始条件:

$$T|_{t=0} = T_0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}|_{t=0} = 0 \quad (18)$$

2.2 数值计算

对方程(15)左边取时间上的一阶和二阶中心差,右边取空间上二阶中心差,对内热源项取时间上的差分,在边界上可以得到下式:

$$\tau \frac{T_0^{n+1} - 2T_0^n + T_0^{n-1}}{\Delta t^2} + \frac{T_0^{n+1} - T_0^n}{\Delta t} = a \frac{(T_1^n - 2T_0^n + T_{-1}^n)}{\Delta x^2} + b \exp\left(-\frac{E}{RT_0^n}\right) \quad (19)$$

对于边界条件,在空间上取中心差分,对于边界外的点 T_{-1}^n ,可以令 $x_{-1} = -\Delta x$,将边界条件化为下式^[8]:

$$\lambda \frac{T_1^n - T_{-1}^n}{2\Delta x} = h(T_g^n - T_0^n) \quad (20)$$

对于初始条件,取时间上的前差,可以得到下式:

$$T_i^1 = T_i^0 \quad (21)$$

将式(20)中 T_{-1}^n 代入式(19),又由式(21),即可求得 $T_0^2 \cdots T_0^{n+1}$ 。

按照相关的点火判据,对于复合固体推进剂HTPB,当其表面温度当达到一定温度时,即判定推进剂被点燃,这段时间即点火延迟时间。按照上述差分方程及边界条件与初始值,编译Matlab程序,计算了不同电弧功率下的点火延迟时

间,点火采用的 HTPB 推进剂具体参数如表 2 所示。

表 2 HTPB 推进剂性能参数

| | | |
|---------|-----------|---|
| 密度 | ρ | $1.7 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ |
| 比热 | C_p | $1.2925 \times 10^3 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$ |
| 导热系数 | λ | $0.375 \text{ J/(s} \cdot \text{m} \cdot \text{K)}$ |
| 对流换热系数 | h | $0.2 \times 10^3 \text{ J/(s} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{K)}$ |
| 推进剂初始温度 | T_0 | 293 K |
| 热松弛时间 | τ | $3 \times 10^{-9} \text{ s}$ |
| 反应热 | Q | 1 260 kJ/mol |
| 指前因子 | Z | 1.35×10^8 |
| 活化能 | E | 1 134 kJ/mol |

2.3 计算结果

计算结果如图 4 所示,随着电极功率的增加,推进剂表面温度随着时间加大,假设以表面温度达到 630 K 为点火数据,电弧功率从 50 W 增加到 500 W 时,固体推进剂点火延迟时间从 8.82 ms 降低 0.99 ms,并且随着功率的增加,点火延迟时间减小的速率减慢,如图 5 所示。

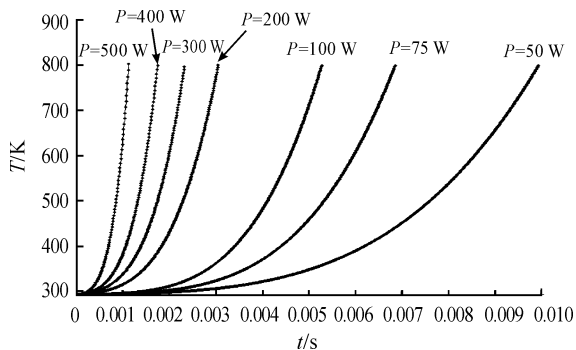


图 4 不同电极功率下表面温度-时间的关系

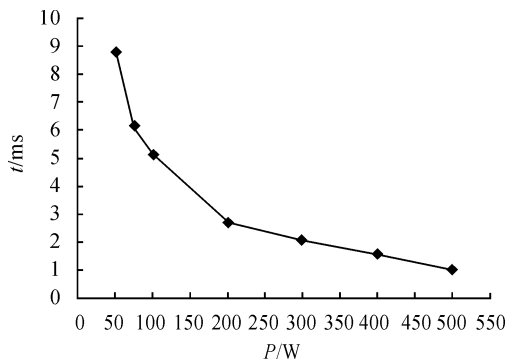


图 5 点火延迟时间与电极功率关系

3 结论

本文采用空气电弧放电电磁流体力学模型,结合非傅里叶传热条件下固体推进剂的点火,对 HTPB 推进剂的点火延迟时间进行了研究,通过对计算结果的分析,得到以下结论:当电极距离固定为 10 mm 时,固体推进剂的点火延迟时间随着电极功率的升高而减小,当电极两端功率从 50 W 增加到 500 W 时,HTPB 推进剂的点火延迟时间从 8.82 ms 降低到 0.99 ms,并且随着电极两端电压的升高,点火延迟时间减小的速率降低。

参考文献:

- [1] 孙骑,曲家惠. 固体火箭发动机点火装置的技术现状和发展趋势[J]. 四川兵工学报,2011,32(10):17-20.
- [2] 过增元,赵文华. 电弧和热等离子体[M]. 北京:科学出版社,1986:64-73.
- [3] 成满庆,安艳丽,杜华云,等. 电流参数变化对电流温度场和速度场的影响[J]. 焊接学报,2010,31(4):33-37.
- [4] 邵其璠,何煜,郭文康,须平等. 直流等离子体弧温度测量与模拟计算结果的比较[J]. 物理学报,1999,48(9):1691-1700.
- [5] 姜任秋. 热传导、质量扩散与动量传递中的瞬态特性的研究[M]. 北京:科学出版社,1997.
- [6] 张清光,曹炳阳,过增元. 稳态导热中的非傅立叶效应[J]. 工程热物理学报,2008,28(3):271-273.
- [7] 周守强. 膏体推进剂火箭发动机多次启动技术研究[D]. 南京:南京理工大学,2010:25-28.
- [8] 陶文铨. 数值传热学[M]. 西安交通大学出版社,2001:23-30.

(责任编辑 周江川)