

再生式液体发射药火炮贮液室 流体响应特性的分析

栗保明 金志明

(南京理工大学动力工程学院 南京 210094)

摘要 在再生式液体发射药火炮中,贮液室流体系统可能发生由自激振动与强迫振动构成的耦合振荡,在喷射结束期很可能形成共振。文中利用线性化近似方法推导出流体系统压力与流速的传递方程,并分析了贮液室流体系统对于瞬变激励的响应模态,其结论得到了实验结果的验证。这种研究方法对于再生式液体发射药火炮机构设计有重要的指导意义。

关键词 液体发射药火炮 流体响应 瞬变流 压力振荡

中图分类号 TQ562 TJ303.9

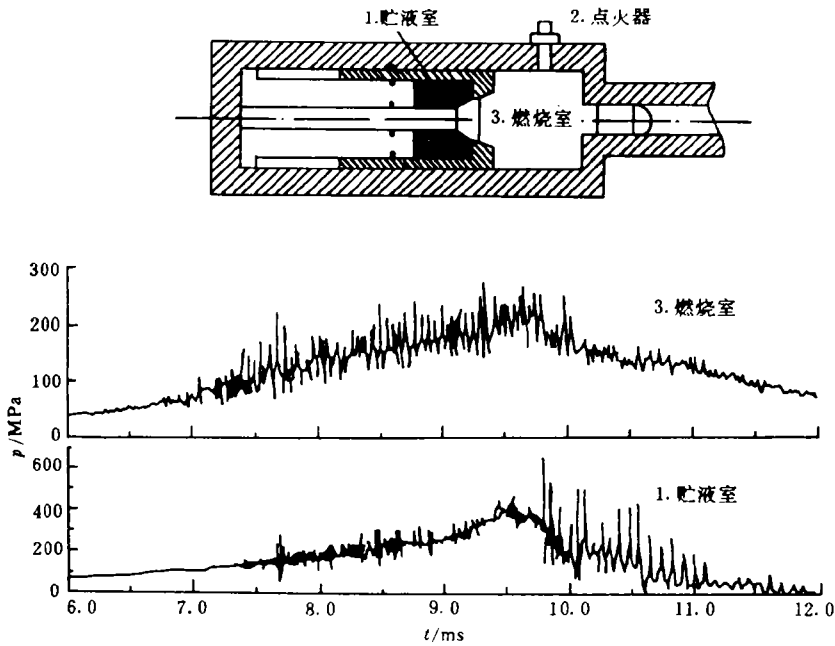
1 引言

图1是一种环形喷口式的再生液体发射药火炮(RLPG)及其典型的燃烧与贮液室压力曲线。

由图1可见,点火输出将对贮液室产生初始激励,而差动活塞、炮身系统及密封元件等都是能与贮液室流体系统发生响应的部件。另外,当燃烧室出现高频压力振荡时,可能诱发这些部件产生耦合振动。同时,高频压力振荡通过气液两相介质向贮液室传播,相当于以不规则周期运动的非正弦型强迫函数激励贮液室流体系统。前者称为自激振动,后者为强迫振动。对于自激振动方式,采用自由振动理论可以判断一个流体系统的动态性能;而对于强迫振动利用频率响应分析方法可以辨别流体系统的谐振特性。

不同口径 RLPG 射击实验发现,燃烧室与贮液室普遍存在着高频压力振荡,这些压力振荡对火炮机构、密封装置、弹丸引信及炮膛烧蚀等具有潜在的危害作用,目前已引起人们的极大重视。Klingenberg^[1]实验研究了 RLPG 中高频压力振荡的形成原因及各种条件对压力振荡的影响,并探讨了抑制压力振荡的方法。Klein^[2]利用二维两相流声振模型模拟了燃烧室内的高频压力振荡。然而,对于贮液室压力振荡的理论研究,目前尚无文献报道。在喷射结束期,贮液室普遍存在着大振幅高频压力振荡,甚至出现压力振荡增幅现象,即发生共振。因此,研究贮液室对各种激励作用的响应模式,对于火炮机构设计极为重要。

基于一维非定常可压缩流体动力学方程,利用线性化近似方法,推导出流体系统的压力与流速的传递方程。通过与燃烧室两相流声振模型耦联,可模拟贮液室流体系统的谐振特性;而利用贮液室边界条件与结构参数及流体的物性参量,可求解流体系统响应的固有频率及模态。



1. Liquid reservoir; 2. Igniter; 3. Combustion chamber
 图 1 环形喷口式 RLPG 及其燃烧室与贮液室压力曲线
 Fig. 1 Pressure vs time curves in the reservoir of the RLPG with the annular injection piston

2 贮液室流体响应模式

2.1 基本假设

- (1) 贮液室为一维非定常流体；
- (2) 液体具有可压缩性；
- (3) 不考虑液体粘性的摩擦作用，粘性对流体响应模式的影响通过一个实验系数加以修正；
- (4) 忽略贮液室截面变化。

2.2 传递方程及响应模式

基于上述假设，贮液室中流体的流动方程为

$$\begin{cases} \frac{D\rho_l}{Dt} + \rho_l \frac{\partial v}{\partial x} = 0 & (1) \\ \rho_l \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} & (2) \end{cases}$$

引入流体的体积弹性模数 K ，则

$$\frac{1}{\rho_L} \frac{D\rho_L}{Dt} = \frac{1}{K} \frac{Dp}{Dt} \quad (3)$$

式(3)代入式(1)有

$$\frac{Dp}{Dt} + K \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

文献[3]发现,从贮液室末端至喷孔入口处,液体压力与速度的梯度较小,并且流速也较小。由此表明,在随体导数项 $\frac{Dv}{Dt}$ 、 $\frac{Dp}{Dt}$ 中,相对当地导数而言,迁移导数可忽略不计。因而,式(2)与(4)改写为

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial p}{\partial t} + K \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \end{array} \right. \quad (5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial p}{\partial x} + \rho_L \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \end{array} \right. \quad (6)$$

式中(5)与(6)中, K 与 ρ_L 相对于偏导数项变化很小,可近似认为 K 、 ρ_L 与偏导数项无关。因此,方程(5)与(6)为一阶拟线性偏微分方程。

分别将压力 p 与速度 v 分为两项,一项为流体系统无振荡条件下的压力 \bar{p} 或速度 \bar{v} ,另一项为振荡压力 p' 或速度波动 v' ,表示为

$$\left\{ \begin{array}{l} p = \bar{p} + p' \end{array} \right. \quad (7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v = \bar{v} + v' \end{array} \right. \quad (8)$$

式(7)与(8)代入拟线性方程(5)与(6),可得到振荡流方程为

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial p'}{\partial t} + K \frac{\partial v'}{\partial x} = 0 \end{array} \right. \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial p'}{\partial x} + \rho_L \frac{\partial v'}{\partial t} = 0 \end{array} \right. \quad (10)$$

对于方程(9)与(10)可采用分离变量法求解,先将式(9)与(10)变换为

$$\left\{ \begin{array}{l} K v'_{xx} = \rho_L v'_{tt} \end{array} \right. \quad (11)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} K p'_{xx} = \rho_L p'_{tt} \end{array} \right. \quad (12)$$

令 $p' = X(x)T(t)$, 并代入式(12),

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} = \frac{\rho_L}{K} \frac{1}{T} \frac{d^2 T}{dt^2} = \gamma^2 \quad (13)$$

其中, γ 为一复值常数。分别解式(13)中两个常微分方程,并整理有

$$p' = \exp st [C_1 \exp \gamma x + C_2 \exp(-\gamma x)] \quad (14)$$

其中, C_1 、 C_2 为积分常数; s 称为复频率; $\gamma^2 = \frac{s^2 \rho_L}{K}$; γ 称为传播常数。流体音速 $a = \sqrt{K/\rho_L}$, 所以,

$$\gamma^2 = \frac{s^2}{a^2} \quad (15)$$

将式(14)代入式(9)得

$$v' = -\frac{s}{\gamma K} \exp st [C_1 \exp \gamma x - C_2 \exp(-\gamma x)] \quad (16)$$

令复频率 $s = \sigma + i\omega$, σ 表示幅频特性, ω 表示相频特性, 以及

$$\begin{cases} p' = p(x)\exp st & (17) \\ v' = v(x)\exp st & (18) \end{cases}$$

对比式(14)与(17),式(16)与(18),则

$$\begin{cases} p(x) = C_1 \exp \gamma x + C_2 \exp(-\gamma x) & (19) \\ v(x) = -\frac{s}{\gamma K} [C_1 \exp \gamma x - C_2 \exp(-\gamma x)] & (20) \end{cases}$$

坐标原点选在贮液室末端。令 $x=0, p(0)=p_*, v(0)=v_*$ 。确定积分常数 C_1 与 C_2 , 并整理有

$$\begin{cases} p(x) = p_* \cosh \gamma x - \frac{\gamma K}{s} v_* \sinh \gamma x & (21) \\ v(x) = v_* \cosh \gamma x - \frac{s}{\gamma K} p_* \sinh \gamma x & (22) \end{cases}$$

式(21)与(22)称为压力与流速的传递方程。

定义:流动阻抗 $z(x) = \frac{p(x)}{\rho_L A_L v(x)}$; 特征阻抗 $z_c = \frac{\gamma K}{\rho_L A_L s}$

其中, A_L 为贮液室横截面积。

式(21)与(22)可变换成用阻抗表示的传递方程

$$z(x) = \frac{z_* - z_c \tanh \gamma x}{1 - (z_*/z_c) \tanh \gamma x} \quad (23)$$

当 $z_* = \infty$, 则

$$z(x) = -\frac{z_c}{\tanh \gamma x} \quad (24)$$

由此可知,当周期性强迫振动函数已知时,可求出流体系统的谐振特性。

对于 RLPG, $v_* = 0, z_* = \infty$ 。令贮液室某一时刻长度为 $l_R, z_0 = z(l_R), p_0 = p(l_R), v_0 = v(l_R)$ 。因而

$$\exp 2\gamma l_R = \frac{z_0 - z_c}{z_c + z_0} \quad (25)$$

由式(15)可知

$$\gamma = \frac{s}{a} = \frac{\sigma}{a} + i \frac{\omega}{a} \quad (26)$$

将式(26)代入式(25),由虚部有

$$\omega = \frac{n\pi a}{2l_R}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (27)$$

从实部可得

$$\sigma = \frac{a}{2l_R} \ln [(-1)^n \frac{z_c - z_0}{z_c + z_0}], \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (28)$$

由式(27)与(28)即可确定流体系统的响应模式。由式(28)可见, σ 恒小于 0, 即振荡流动呈衰减状态。由此表明,由瞬变激励产生的振荡流通过喷口将发生能量耗散。

当 $z_0 = z_c, \sigma \rightarrow -\infty$, 则

$$\begin{aligned} p'(x, t) &\rightarrow 0 \\ v'(x, t) &\rightarrow 0 \end{aligned}$$

其中: $\omega_0 = \frac{1}{\rho_l A_l v_0} p_0$; $\omega_c = \frac{a}{A_l}$ 。因而

$$p_0 = \rho_l a^2 v_0 \quad (29)$$

式(29)即为流体系统不产生振动的条件。

3 结果讨论

在口径 23mm 环形喷口式 RLPG 上, 利用水工质研究了点火作用对贮液室中液体压力瞬变的影响。这种压力瞬变相当于一个非线性弹性系统受到瞬时作用后的阻尼振动。图 2 为不同点火条件下测出的贮液室压力曲线。由图 2 可见, 贮液室中液体在点火作用下存在明显的压力瞬变, 其频率为 4kHz, 并且点火条件与液体压力的振荡频率无关, 但对振荡幅度影响较大。

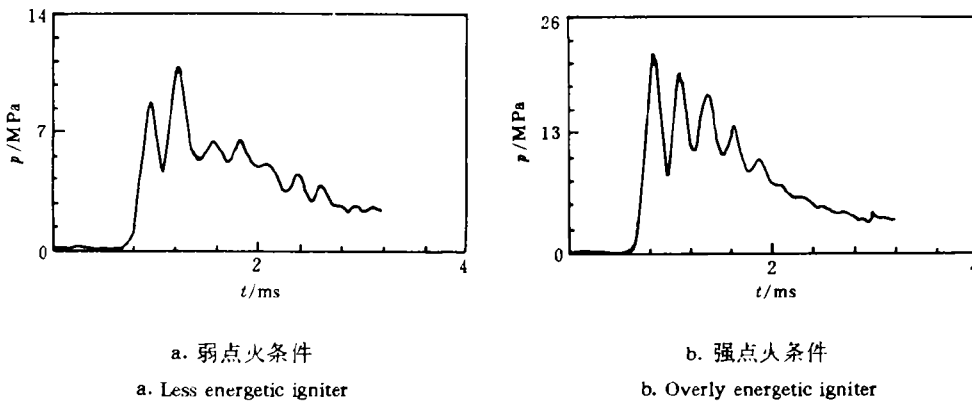


图 2 不同点火条件下测出的液体压力曲线

Fig. 2 Measured liquid pressure vs time curves under different conditions of ignition

因为 $p_0 < \rho_l a v_0$, 由式(28)可知, 自由振荡频率为偶次谐振。选取基频 $n=2$, 由式(27)可算出固有频率 $f=16\text{kHz}$ 。由于在式(27)推导过程中, 忽略了流体粘性摩擦作用。对于 RLPG 贮液室, 除喷孔入口附近流速较大之外, 其它位置流速很小, 因而忽略粘性摩擦是合理的。然而, 液体粘性对高频振荡(1kHz 以上)具有明显的耗散效应。这种影响可利用一个系数 ζ 对式(27)进行修正, 因而式(27)与(28)写成

$$\omega = \frac{n\pi a}{2\zeta l_R} \quad (30)$$

$$\sigma = \frac{a\zeta}{2l_R} \ln\left[(-1)^n \frac{\omega_c - \omega_0}{\omega_c + \omega_0}\right] \quad (31)$$

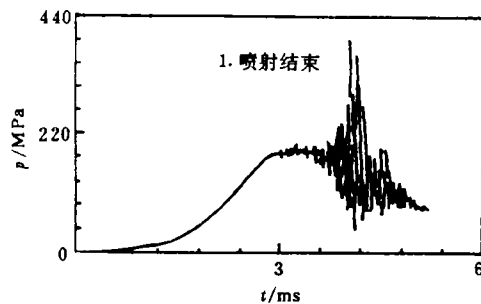
对于层流, ζ 通常取 1.15^[4]。

由式(30)计算出修正后的固有频率 $f_{\#}=14\text{kHz}$ 。由此可见, 点火激励产生的液体压力振荡频率小于流体系统的固有频率, 因而流体系统不会产生共振。由于喷口及液体粘性产生能量耗散, 振荡流动很快发生衰减。

在喷射初期及主喷射阶段, 贮液室横向尺寸与纵向尺寸相比较小, 径向流动很弱, 贮

液室基本上为一维流动,并且贮液室平直部分所占比例很大。因而本文的理论模型是完全适用的。当贮液室横向尺寸接近或大于纵向尺寸时,径向流动增强,贮液室截面变化的部分所占比例增大,模型的预测能力降低。在这种情况下,可以选用贮液室纵向尺寸略大于横向尺寸时的流体系统,分析喷射后期的流体响应模式。此时液体药量与初始药相比很小,而流动仍表现为一维方式^[3]。因此,应用理论模型预测喷射后期的流体响应模式也是可行的。

在逆向式外环再生喷射燃烧实验装置上,实验发现,在喷射结束期液体压力瞬变现象非常明显。图3为实测出的在喷射结束期流体系统产生共振的液体压力曲线。振荡频率为28kHz。由于 $p_0 > \rho_c a v_0$,自由振荡频率为奇次谐振。选取基频 $n=1$,由式(30)可计算出固有频率为32kHz,自激振荡频率接近于固有频率,因而产生共振。



1. Completion of injection

图3 喷射结束期发生共振的液体压力曲线

Fig. 3 Measured liquid pressure vs time curve in resonance at the end of stroke

由此看出,理论预测与实验结果基本一致,表明本文的研究方法对于分析贮液室流体系统的响应特性是适用的。

参 考 文 献

- 1 Klingenberg G. Liquid Propellant Propulsion Technology. In: Proceedings of International Symposium on Cannon and Gun Technology. Nanjing; China Ordnance Society, 1993. 176~196
- 2 Klein N, Coffee T P, Leveritt C S. Pressure Oscillations in a Liquid Propellant Gun-Possible Dependence of Propellant Burning Rate. ADA252758, 1992.
- 3 Morrison W F. Velocity and Pressure Distributions in the Liquid Reservoir in a Regenerative Liquid Gun. ADA201103, 1988.
- 4 Brown F T, Margolis D L, Shab R P. Small Amplitude Frequency Behavior of Fluid Lines with Turbulent Flow. J Basic Eng, Trans. ASME, 1969, 91(4): 678~693

**ANALYSES ON TRANSIENT RESPONSE OF THE
RESERVOIR FOR REGENERATIVE LIQUID
PROPELLANT GUN (RLPG)**

Li Baoming, Jin Zhiming

(Nanjing University of Science & Technology, Nanjing, 210094)

ABSTRACT In the regenerative liquid propellant gun, the coupling oscillation of the fluid system in the reservoir including free vibration and forced vibration may be formed. At the end of stroke, there may lead to resonate. Based on the linearizing flow equations, the transfer equations of pressure and flow velocity are deduced, and the response modes of fluid system imposed the transient excitation are analysed, its results are agreement with the test data. This analytic method is important for the mechanism design of RLPG.

KEY WORDS liquid propellant gun, fluid response, transient flow, pressure oscillation