

固体火箭发动机 气体动力学



国防工业出版社

固体火箭发动机 气体动力学

〔苏〕 A·A·希什科夫 著

耳玲姗 译

王南炎 校

国防工业出版社

内 容 简 介

本书较全面系统地阐述了固体火箭发动机气体动力学原理和气动力的工程计算方法，并把实用气体动力学方法应用到固体火箭发动机气流问题的研究中去，既可使问题的解法获得大量简化，又能提高计算精度。

全书共分五章，分别介绍了固体火箭发动机中燃气运动方程组；不同形状装药的发动机的定常气流计算问题；研究了喷管的形状和确定喷管参数的方法，并讨论了在火药装药通道里燃气的二维流动图等。

本书原为俄文版，后美国译成英文作为AD报告出版。中译本是按英文版译出的。

本书可供从事本专业的科技人员和大专院校师生参考。

Газодинамика пороховых
ракетных двигателей
(инженерный метод расчета)
А. А. Шишков
Машиностроение, 1968年

固体火箭发动机气体动力学

耳玲娜 译
王南炎 校

国防工业出版社 出版

北京市书刊出版业营业许可证出字第074号

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售
国防工业出版社印刷厂印装

787×1092¹/₃₂ 印张5³/₄ 119千字

1979年2月第一版 1979年2月第一次印刷 印数：0,001—7,300册

统一书号：15034·1707 定价：0.62元

绪 言

固体火箭发动机推力系统已广泛地应用于火箭技术的各个领域。为了合理的设计发动机系统，应熟悉在固体火箭发动机中的燃气的流动特性。

有关固体火箭发动机中燃气流动问题的资料，在内弹道手册、固体火箭设计和实用气体动力学等著作中及许多杂志的论文中均有一些，其中大多数是随着火箭技术的发展而在近几年才出现的。但这些资料多为某一片断，零散而不系统。目前关于固体火箭发动机的某些气体动力学问题还远未充分解决。

本书试图仅按照实用气体动力学原理的观点来叙述固体火箭发动机气动力的工程计算方法。把实用气体动力学方法应用到固体火箭发动机气流问题的研究中去，可以使这些问题的解法获得大量的简化，同时还能提高其精度和得到一些新的结果。

本书分为五章。

第一章是导论。在第一章中，扼要地推导了固体火箭发动机中的燃气运动方程组，系统地叙述了它们解的基本必要条件，并给出了最简单流动的计算例子。

在第二章中，利用气体动力学函数这个工具对不同形状装药的发动机的定常气流问题进行了计算。在计算中考虑了火药侵蚀燃烧和燃烧室中的水力学损失。

第三章专门研究了喷气发动机喷管的形状以及确定喷管

参数的最新方法。对含有固体颗粒的混合燃气的流动和型面变形的喷管工作时的载荷不对称状态，以及反压在大范围内变化的状态，均给予了特别的注意。

第四章研究了在推力切断、装药点火、互联发动机内气体泄流和燃气充满（发动机壳体与插于其中的固体推进剂装药之间的）死区等过程中的固体火箭发动机中气体容积的松弛过程，并给出了在燃烧室里气体波动问题的线性解。

最后一章讨论了在火药装药通道里燃气的二维流动图，给出了各段通道上的近似速度分布曲线，并证明了应用一维模型对固体火箭发动机的气体流动问题进行工程计算是有效的。

本书所研究的问题是典型的固体火箭发动机的气体动力学问题，但是其解法具有普遍意义，能够应用于各种不同的固体火箭发动机的气动力计算。

目 录

第一章 固体火箭发动机气体动力学方程	1
1.1 概述	1
1.2 气体运动方程	4
1.3 准定常流动	8
1.4 滞止参数	12
1.5 气体动力学函数	14
1.6 气体动力学函数在解实用气体动力学问题中的应用	21
1.7 湍流的流动分离	36
第二章 火箭燃烧室中的燃气运动	39
2.1 局部阻力区	39
2.2 喷管前室内的燃气流	42
2.3 燃气在火药装药圆柱形通道中的流动	45
2.4 固体推进剂沿通道的平均燃速	49
2.5 在非圆柱形火药装药通道中的燃气流	50
2.6 火箭燃烧室中压力的不均匀性	57
2.7 火箭燃烧室中的压力计算	60
第三章 喷管和喷流的特性	62
3.1 喷管的型面	62
3.2 喷管的流量系数	68
3.3 比推力	76
3.4 带有固体颗粒的燃气流动	80
3.5 有气流分离的喷管工作状态	88
3.6 非设计状态的超音速喷流	93
3.7 在台阶喷管和扩压器中的超音速流动	101

第四章 固体火箭发动机中的不定常燃气流动106

- 4.1 火药装药点燃时气体容积的松弛106
- 4.2 固体火箭发动机的推力切断, 燃烧室两部分的分离113
- 4.3 气体的波动119
- 4.4 在两个并联固体火箭发动机中的不定常过程127
- 4.5 “死区”的充满过程132
- 4.6 各级发动机间分离截面上的外流135

第五章 火箭装药通道内的二维燃气流动139

- 5.1 概述139
- 5.2 流动图140
- 5.3 初始段的喷流流动142
- 5.4 界限速度147
- 5.5 附面层的增厚150
- 5.6 燃烧表面的燃气加入作用对通道中摩擦和热交换的影响152

附录161

参考文献171

第一章 固体火箭发动机气体动力学方程

1.1 概 述

在喷气发动机中，固体燃料火箭发动机的特点是结构简单：它由壳体、固体推进剂装药和喷管部分组成（图1）。对于采用固体燃料的制导火箭的动力装置，其主要部件还有推力向量控制和推力中断装置。有些情况下（互联的发动机组，延长管），动力装置的部件还有一个气体管道。

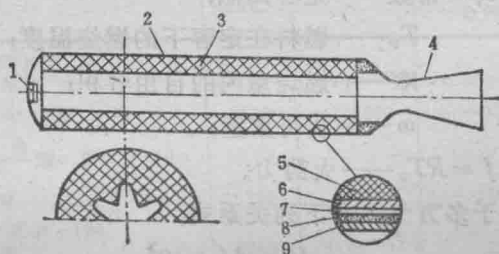


图1 固体推进剂火箭发动机（具有不同的自由插入的内孔燃烧的装药）

1—点火机构；2—壳体；3—装药；4—喷管；5—燃料；6—包覆层；7—死区（环形间隙）；8—隔热层；9—燃烧室壁。

在固体燃料火箭发动机中发生以下现象：

气流带着来自固体燃料装药通道表面的燃烧产物一起流动；

在喷管前室里流动的局部变形;
 在喷管中的超音速流动;
 在载荷不对称时, 流动从喷管壁分离;
 在装药点火和推力切断时, 燃气的不定常流动。

对于大部分固体火箭发动机的气体动力学问题, 假设其燃烧产物服从理想气体的状态方程, 能有足够的精度^{[4], [43], [48], [63]}:

$$pV = gRT \quad \text{或} \quad pW = \omega f \quad (1)$$

并且它们的内能 E 与温度成正比 (在这种情况下下的气体叫做多方气体):

$$E = c_v T_v \quad (2)$$

其中 c_v = 常数——定容比热;

T_v ——燃料在定容下的燃烧温度;

W ——燃烧室内的自由容积;

ω ——装药重量;

$f = RT_v$ ——火药力。

对于多方气体有下列关系式:

$$P = A(s) \rho^k; \quad (3)$$

$$a^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho} = kA(s) \rho^{k-1} = kgRT; \quad (4)$$

$$s - s_1 = c_v \ln \frac{T}{T_1} - R \ln \frac{p}{p_1} \quad (5)$$

其中 s ——熵;

ρ ——密度;

a ——音速;

$k = c_p/c_v$ ——固体燃料燃烧产物的比热比, $1 < k < 1.3$ 。

由于固体燃料装药燃烧的结果，燃气流入燃烧室。燃烧表面法线方向的燃烧速度，与燃气压力 p ，装药温度 T_3° 和在燃烧表面附近的燃气流动速度 v 等有关。

$$u = u(p, T_3^\circ, v) \quad (6)$$

根据火药样品试验的结果，燃烧速度与所列影响因素之间的关系式(6)可以被简化，并能用近似的解析式来表示，即燃烧速度定律。固体燃料燃烧速度的指数定律被广泛地应用(见表1)。

表 1

参 数	燃 料		
	HM-2 [50]	JPN	复合火药 72% NH_4ClO_4 + 10%Al + 18%粘 合剂[8]
燃速定律 $u = u_1 p^\nu$ 毫米/秒 (p 公斤力/厘米 ²)	$0.7 p^{0.6}$	$0.89 p^{0.89} \textcircled{1}$	$0.89 p^{0.69} \textcircled{2}$
火药力 f_0 , 公斤·米/公斤	~86000	~100000	~128000
比推力 $I_1 \frac{\text{公斤力} \cdot \text{秒}}{\text{公斤}} \textcircled{1}$, 在 $p = 100$ 公斤力/厘米 ² 时	224	242	259 $\textcircled{2}$
燃烧温度 $T_0^\circ\text{K}$, 在 $p = 100$ 公斤力/厘米 ² 时	2250	3125	3290
气体常数 R , 公斤力·米/公斤·°K	38	32	39
比热比 k	1.25	1.22	1.25
燃烧产物的临界音速 a_k , 米/秒	980	1040	1190
流量常数 $\textcircled{3}$ A 秒 ⁻¹	7×10^{-3}	6.5×10^{-3}	
完全燃烧的压力下限 $p \textcircled{1}$ 公斤力/厘米 ²		30~40	14

① 在燃料温度为15°时;

② 考虑了 Al_2O_3 在 T_0 温度时的损失;

③ 流量常数 A , 是指当燃料一定时, 它即为常量。它是计算发动机流量的一个系数(见26式)。为了避免与第三章中的流量系数 $\mu = G_d/G_{нд}$ 相混, 故这里把 A 定为流量常数。——译校者

$$u = u_1(T_g) p^v \varphi_1(v, p) \quad (7)$$

其中 u_1 ——系数。

燃烧速度对于燃气流动速度的依赖关系，经常被称为吹旺燃烧或浸蚀燃烧，并将函数 $\varphi_1(v, p)$ 叫做火药的吹旺或浸蚀燃烧系数；函数 $\varphi_1(v, p)$ 在某些情况下，可以看成仅是燃气流动速度的函数

$$\varphi_1(v) = \begin{cases} 1, & \text{在 } v < v_n \text{ 时} \\ 1 + k_w(v - v_n), & \text{在 } v \geq v_n \text{ 时} \end{cases} \quad (8)$$

其中 v_n 为界限流速。

燃速定律^① (7) 是经验公式，经验常数 v 、 k_w 和 v_n 是与各种均质燃料（巴里斯太火药）和混合燃料相对应的。

1.2 气体运动方程

在固体火箭发动机的主要部件中燃气流动，主要是一维的（或简化到一维的），也就是所有的气体动力学参数仅与一个几何坐标和时间有关。假设气流是一维的，便可简化计算方法，并且容许考虑对气流的复杂影响。当燃烧室、扩压段和火箭喷管在同一直线上时，能提供令人满意的近似计算数据^{(4), (43), (48), (54), (63)}。在第五章中给出了用一维模型来计算火箭装药通道中燃气流动的依据。

现在来研究侧表面燃烧的固体燃料装药通道中燃气的一维流动。在通道中截出 Δx 长的微元段（图 2），并对这个微元段建立质量、动量和能量守恒定律^{(43), (51), (55)}。

所给定的这个微元，是由面积分别为 $F(x, t)$ 和

① 很显然，燃速定律 (7) 不包括火药的不稳定燃烧过程。

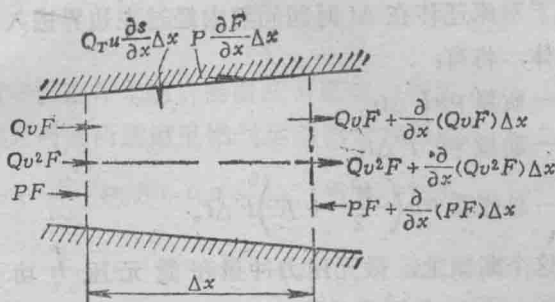


图2 运动方程的推导

$F(x + \Delta x, t)$ 的左断面和右断面, 以及燃烧表面微元 $\frac{\partial s}{\partial x} \Delta x$ 围成的。

在 Δt 时间里, 在微元体积 $F \Delta x$ 内, 将发生下列变化:

- 质量变化量 $\frac{\partial}{\partial t} (\rho F \Delta x) \Delta t$;
- 动量变化量 $\frac{\partial}{\partial t} (\rho v F \Delta x) \Delta t$;
- 动能和内能 E 所组成的总能量变化量

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho F \left(\frac{v^2}{2} + E \right) \Delta x \right] \Delta t.$$

在微元体内质量、动量和能量的变化, 仅仅是由下列因素引起的:

- 通过断面 $F(x, t)$ 和 $F(x + \Delta x, t)$ 的对流迁移;
- 作用在这些断面上压力的冲量和所做的功;
- 来自微元燃烧表面 $\frac{\partial s}{\partial x} \Delta x$ 的质量和能量, 以及在该微元燃烧表面上压力的冲量 (热扩散, 热传导, 在 x 轴方向上质量的冲量 $\rho_T \frac{\partial s}{\partial x} \Delta x u$, 在微元表面 $\frac{\partial s}{\partial x} \Delta x$ 上压力所作的功, 辐射能, 热交换, 摩擦力和质量力等均被忽略)。

由于对流迁移在 Δt 时间间隔内经过左边界进入所研究的微元体, 将有:

——质量 $\rho v F \Delta t$;

——动量 $\rho v^2 F \Delta t$;

——总能量 $\rho v \left(\frac{v^2}{2} + E \right) F \Delta t$ 。

在这个断面上, 微元压力冲量和微元压力功分别以 $pF \Delta t$ 和 $pvF \Delta t$ 的形式给出。

研究在右边界面 $F(x + \Delta x, t)$ 上的对流迁移, 可导出其微元压力冲量和微元压力功与前面类似的、含有自变量为 $x + \Delta x$ 的关系式。用相应的表达式之差, 可确定留在微元体内的质量、动量和总能量, 保留一阶小量时, 它们分别等于

$$-\frac{\partial}{\partial x} \rho v F \Delta x \Delta t;$$

$$-\frac{\partial}{\partial x} \rho v^2 F \Delta x \Delta t - \frac{\partial p F}{\partial x} \Delta x \Delta t;$$

$$-\frac{\partial}{\partial x} \rho v F \left(\frac{v^2}{2} + E \right) \Delta x \Delta t - \frac{\partial p v F}{\partial x} \Delta x \Delta t;$$

由于火药在面积为 $\frac{\partial s}{\partial x} \Delta x$ 的微元表面上燃烧, 故流入所研究微元体的质量和总能量由下列关系式来确定:

$$\rho_T u \frac{\partial s}{\partial x} \Delta x \Delta t;$$

$$\rho_T u \frac{\partial s}{\partial x} H_T \Delta x \Delta t$$

其中 H_T ——燃料的焓。

燃烧表面微元, 在 x 轴方向上的压力冲量为

$$p \frac{\partial F}{\partial x} \Delta x \Delta t。$$

根据守恒定律来组合前面所引进的一些表达式，变换后可得到在火药装药通道里燃气运动微分方程组如下：

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho v F &= \rho_{\tau} u \frac{\partial s}{\partial x} \quad (\text{质量守恒}); \\ \frac{\partial \rho v F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho v^2 F + p F) &= p \frac{\partial s}{\partial x} \quad (\text{动量守恒}); \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho F \left(\frac{v^2}{2} + E \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho v F \left(\frac{v^2}{2} + H \right) \right] &= \rho_{\tau} u \frac{\partial s}{\partial x} H_{\tau} \quad (\text{能量守恒}); \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

其中 $H = E + \frac{p}{\rho} = c_p T = \frac{k}{k-1} RT$ ——燃气热容量(焓)。

还必须把下列方程加到方程组(9)中去：

$$p = \rho g RT \quad (\text{状态方程});$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} = u(p, v) \frac{\partial s}{\partial x} \quad (\text{燃烧方程})。$$

方程的数目(五个)与未知数相等，因而在相应的边界条件和初始条件下，不需要任何附加的假设，就能唯一地计算出燃气流动情况(在连续运动的范围内)。方程组(9)是理想气体在透气壁通道中特殊情况下的运动方程，它是由 G. G. Chernym^[59]推导出的，并且与下列假设是一致的：

——由通道壁面流(透)进的单位质量气体的总热容量等于轴向气流的滞止焓值；

——由壁面流(透)进的气体的流速在通道轴向上的投

影等于零，

——通道的每个横截面上，包括边界在内，压力是均匀的。

用方程组 (9) 可确定以下各项：

——在火药装药通道内理想气体的流动；

——气体在不透气壁面通道内的流动（例如在喷管和气体导管里）时， $u = 0$ 。

在固体燃料火箭发动机的工作过程中，所有的气体动力学特性和火药装药通道横截面积均发生变化。因此，严格的说，在方程组 (9) 中，所有对时间的偏导数都不等于零；方程组 (9) 的一般解只有用数值方法 [67] 才有可能得到。

1.3 准定常流动

实际上在大多数情况下^{[43], [48], [55], [83]}，固体火箭发动机气体动力学方程，可根据准定常假设或略去由气体不定常流动所引起的不均匀性而进行简化。

为了简单起见，下面来研究应用准定常假设来解 $u = 0$ 和 F 为常数时气体动力学问题的条件^[35]。当然，准定常近似条件也可用于其它更复杂的情况。

设 τ 和 L 分别为气流速度出现显著变化的时间间隔和距离的数量级。例如，在火箭燃烧室中， L 为燃烧室长度，而 $\tau = \tau_2 = L/v$ ，为气体体积松弛时间（气体体积的松弛过程，就是定常流动在这个体积中的建立过程）。在动量方程中，通过 $\frac{dv}{dt}$ 和 $(1/\rho)(\partial p/\partial x)$ 两项的比较，我们将得到 $v/\tau \sim \Delta p/\rho L$ 或 $\Delta p \sim \rho v L/\tau$ 。把音速的表达式 $\Delta p/\Delta \rho = a^2$ 代入此式，可得到 $\Delta \rho \sim \rho v L/\tau a^2$ 。再来比较连续方程中的

$\partial \rho / \partial t$ 和 $\rho \partial v / \partial x$ 两项, 则发现导数 $\partial \rho / \partial t$ 可以忽略不计。也就是说, 如果 $\Delta \rho / \tau \ll \rho \frac{v}{L}$ 或 $L^2 \ll a^2 \tau^2$, 也即为

$$\tau \gg \frac{L}{a} \quad (10)$$

时, 可以认为 $\rho = f(x)$ 即运动是定常的。

条件 (10) 具有明显的意义, 它表明声音信号通过距离 L 所需的时间, 与气体流动发生显著变化所需要的时间 τ 比较是很小的。因此, 如果在火箭燃烧室里, 气体体积的松弛时间 $\tau_2 \sim (L/v)$ 比扰动的传播时间 $\tau_3 \sim L/a$ 大很多时, 则固体火箭发动机中的气体运动是准定常的; 当 $v/a \ll 1$ 时, 这个条件便可满足。

根据对连续方程和动量方程中相应项的比较^①, 我们得到可以忽略 $\frac{\partial F}{\partial t} = u \frac{\partial s}{\partial x} \approx u \Pi$ 的条件如下:

$$\rho \ll \rho_T \text{ 和 } u \ll \frac{vF}{L\Pi} \text{ 或 } \rho \ll \rho_T \text{ 和 } \tau_2 = \frac{L}{v} \ll \tau_1 = \frac{e}{u}$$

其中 e 为装药的燃层厚度。

最后一个不等式具有的简单意义是: 横截面面积变化的时间 τ_1 (或者发动机工作时间) 比气体体积松弛时间 τ_2 大很多。

在研究近乎瞬变的快速过程中, 进一步利用准定常概念是可能的。例如, 在燃烧室里扰动的传播同在发动机里的气

① 对 (9) 式的连续方程 (即质量守恒) 的第一项和等号后项比较, 可得 $\rho \ll \rho_T$ 条件; 对第一项和第二项比较, 可得 $u \ll \frac{vF}{L\Pi}$ 条件。故与动量方程无关。——译校者

② 符号 Π 原书中未说明, 似应为通道横截面的边界周长。——译校者

体的流动过程（或气体体积松弛过程）相比可看作是瞬变过程，而后者与装药燃烧过程相比又可被看作是瞬变过程。同样，根据 Я. Б. Зельдович 的燃烧速度随外界条件而变的理论来确定的固体燃料加热层的松弛过程，在准定常近似条件下和气体体积的松弛过程相比较，可看作是瞬变的。气体的热松弛时间和化学反应松弛时间均比 τ_2 小几个数量级⁽⁴¹⁾，因而可以忽略不计。

于是，在准定常近似中，在任何瞬间沿着发动机的气体参数的分布，是在同一瞬间由几何特性来确定的，并且由略去全部对时间的偏导数的方程组（9）得出：

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dx} (\rho v F) &= u \rho_{\tau} \frac{ds}{dx}; \\ \frac{d}{dx} [(p + \rho v^2) F] &= p \frac{dF}{dx}; \\ \frac{d}{dx} \left[\rho v F \left(H + \frac{v^2}{2} \right) \right]^{(*)} &= u \rho_{\tau} \frac{ds}{dx} H_T; \\ p &= \rho g RT; \end{aligned} \right\} (11)$$

方程组（11）的解，当 $u = 0$ 时在 1.4~1.6 节中给出，而当固体火箭发动机工作状态 $u \neq 0$ 时在第二章中给出。

方程组（11）的解可做为初始方程组（9）的第一次近似解。把方程组（11）的解代入方程组（9）以后，接着沿通道的长度（或燃烧室体积）积分运动方程，我们将得到在容积中气体的平均参数随时变化的常微分方程组^{(8),(43),(48)}：

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} (\rho W) &= \varphi \rho_{\tau} S u - \eta A p \sigma_{\kappa p} \\ \frac{d}{dt} (\rho E W) &= \varphi \rho_{\tau} S u H_T - \eta A p \sigma_{\kappa p} H_0 \end{aligned} \right\} (12)$$