

[美] V.杨 W.E.安德松 / 主编
张宝炯 洪 鑫 陈 杰 / 译

液体火箭发动机燃烧不稳定性



科学出版社

第一部分

发动机现象学及案例研究

第一章 液体火箭发动机燃烧不稳定综述

Fred E. C. Culick

California Institute of Technology, Pasadena, California 91125

Vigor Yang

Pennsylvania State University, University Park, Pennsylvania 16802

I. 引言

20世纪30年代末,几乎同时在固体和液体火箭发动机中发现了燃烧不稳定现象。此后,在大多数(即使不能说全部)新的研制计划中出现了不稳定振荡。事实上,由于在能量损失相对较低的容积内有很高的能量释放密度,用于推进系统的任何燃烧室中的条件通常趋于激发和维持振荡。

图1为一编年图,它概括了过去50年经历的有关燃烧不稳定的一些主要事件和特征。在这期间,以这样或那样的形式对燃烧不稳定开展了持续的研究。然而,研究重点自然要随着时间的推移而改变,它取决于哪一种全尺寸系统遇到了难题。第二次世界大战期间,美国在这方面的的工作几乎都集中于消除小型战术固体火箭发动机中的高频共振燃烧(当时的称谓)。一般采用被动控制方法解决,包括安装隔板、共振杆或者对几何形状作其它的改变。从那时起,各种尺寸的固体火箭发动机都陆续提出了燃烧不稳定问题。尽管固体火箭与液体火箭两种系统有明显的区别,但从固体火箭中获得的许多不稳定问题基本知识可应用于液体火箭。

虽然有关液体火箭燃烧不稳定的研究工作开始于20世纪40年代初,但是在二战结束后研制大型洲际弹道导弹(ICBM)之前,这方面既没有取得显著进展,也没有明确的需

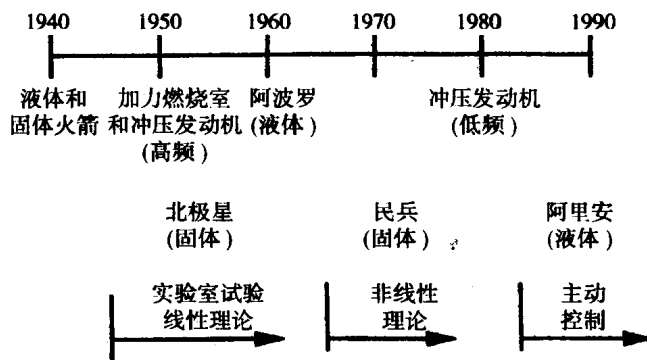


图1 燃烧不稳定编年图

求。20世纪60年代,阿波罗计划推动了大量不稳定方面的研究工作,因为火箭上有宇航员,故使这个问题变得非常重要。阿波罗计划取得的经验为研制航天飞机主发动机打下了部分基础。从20世纪70年代初到80年代中期,美国在燃烧不稳定问题上的研究实际上没有取得进展。后来,因提出了研制先进运载系统(ALS)的计划,对不稳定问题又再次发生兴趣,但不久ALS计划被取消。法国自1981年以来持续支持了一小规模、但却是很意义的不稳定燃烧研究计划,该计划作为阿里亚娜计划的一部分。本书第四、十和二十章介绍了多数西方研究人员不曾了解的前苏联多年来完成的大量研究工作。

喷气发动机加力燃烧室自20世纪40年代末问世以来,一直受燃烧不稳定的困扰。当时遇到的问题类型(现依然存在)是高频横向振型,类似于液体火箭中经常发生的振型。然而随着高涵道比发动机的研制,条件向着使整个发动机都参与运动的方向发展,出现了频率较低的纵向振动,这更难以用简单地改变几何形状的方法来解决。

与此类似,尽管早期的液体燃料冲压发动机的不稳定主要是高频的,但在70年代末,由于设计日趋紧凑,出现了几百赫兹范围的低频纵向振荡。在80年代,这些问题得到了密切关注,且通过几个重点研究计划对不稳定的起因和可采取的措施获得了一个良好的、基本的了解。

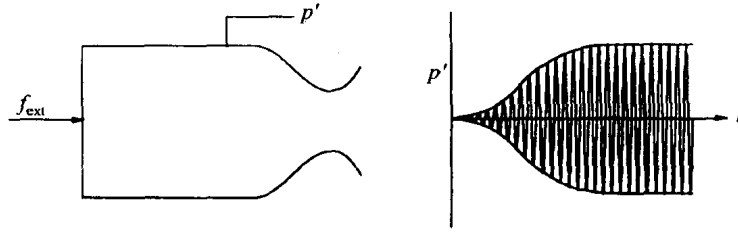
从大型ICBM和捆绑式助推火箭中出现的低频,到战术固体火箭中的很高的频率,固体火箭也存在频率范围很宽的不稳定现象。关于固体火箭不稳定问题的研究从50年代初开始以不同的研究强度持续至今。虽然与液体火箭相比,固体火箭问题的详细情况(特别是基本起因)有显著的不同,但就共同问题了解到的许多东西可直接应用于液体火箭。

实际上,在以上任何一个系统中所取得的进展都是相关的,且通常对了解和解决别的系统中的燃烧不稳定问题很重要。虽然本章对液体火箭发动机不稳定问题的综述是很简略的,但还是多次引用其它系统的结果,其目的是鼓励本领域的研究人员去了解所有类型的推进系统中的燃烧不稳定现象,如果对它们不熟悉的话。

为了解燃烧不稳定的基本特征,首先要区分线性和非线性特性。线性特性涉及的问题只有一个,即线性稳定性,它在50年代和60年代受到了广泛的关注。这可见有关文献,如Crocco和Cheng的专著¹以及Harje和Reardon编辑的综合性著作²中。任何扰动都可以分解为简谐运动的无穷级数。在多年发展起来的近似分析(参见Culick³及Culick和Yang⁴)中,作者采用了经典声学振型作为级数的项,并计算了各种振型计算燃烧室中各起作用的过程对其复波数的扰动。波数的实部给出了频移,而虚部给出了与各振型有关的增长(或衰减)常数。根据虚部为零来确定线性稳定性的形式条件,于是就可知线性稳定性与表征系统的参数的关系。

在处理燃烧不稳定时出现了两个基本的非线性问题:确定线性不稳定系统中极限循环的存在条件及其稳定性;确定线性稳定系统在足够大的扰动下变为不稳定的条件。用现代动力系统理论的术语讲,这两个问题分别为超临界分岔和亚临界分岔。术语分岔是指这样的特性,即在系统的一个参数连续变化时,系统的稳态特性发生定性突变。初一看,这好像是一种多余的对现象的形式描述。实际上,由近似分析法建立的框架以及动力系统理论的一些概念的应用为了解燃烧不稳定性打下了广泛应用的、合适的基础。

图2概要地示出了普遍接受的燃烧不稳定性观点。在某固定位置处测得的压力随时间的变化关系大致与简单机械振子的位移类似。因此,很自然地假设压力与其均值之差



$$\frac{d^2 P'}{dt^2} + 2\alpha \frac{dP'}{dt} + \omega_0^2 P' = f(t) = f_{int} + f_{ext}$$

$$p' = g(f) \Rightarrow f = g^{-1}(p')$$

图2 燃烧室压力振荡

的波动满足阻尼常数为 α 、自然频率为 ω_0 、强迫力为 $f(t)$ 的振子方程,

$$\frac{d^2 p'}{dt^2} + 2\alpha \frac{dp'}{dt} + \omega_0^2 p' = f(t) = f_{int} + f_{ext} \quad (1)$$

通常没有很显著的外力作用于燃烧室内的流动,因而忽略 f_{ext} 是允许的。内力表示在 α 和 ω_0 中一般没有考虑的一些过程,主要是燃烧,在某些公式中则表示非线性特性。

现在,我们将注意力限于图2中指数增长的幅值所显示的线性特性。为方便计,假设方程(1)中的 $2\alpha dp'/dt + \omega_0^2 p'$ 项包含了除与燃烧有关的过程外的所有线性过程,因此,内力 f_{int} 包含了趋于激励不稳定的机理。虽然未必总能事先确定 f_{int} ,但作为一种物理上可用的表达式,可以先假设它为以下形式:

$$f_{int} = q(p') = 2\alpha_c \frac{dp'}{dt} + \omega_c^2 p' \quad (2)$$

考虑到后面关于燃烧不稳定主动控制的评述,我们用图3所示的框图来解释上述模型。运动方程式(1)可以简化为输入(内力与外力之和)与输出之间的关系 $p' = g(f)$ 。图3中内力(即燃烧响应)以反馈分支的形式出现。因系统是线性的,故可用拉普拉斯变换表示为频域形式。联系压力与外力的传递函数为

$$\frac{P(s)}{F_c(s)} = \frac{G(s)}{1 - Q(s)G(s)} \quad (3)$$

[注意:为正确表示式(1)所表示的系统,力 f_{int} 应为正反馈,因此式(3)的分母中出现负号,而不是常见的正号]。令传递函数的分母等于零,可以确定固有振动(当无外力作用时是可能的),

$$Q(s)G(s) - 1 = 0 \quad (4)$$

对于这里的简单例子,由方程(1)和(2)可得

$$G(s) = \frac{1}{s^2 + 2\alpha s + \omega_0^2} \quad \text{及} \quad Q(s) = 2\alpha_c s + \omega_c^2 \quad (5)$$

代入方程(4),得

$$s^2 + 2(\alpha - \alpha_c)s + (\omega_0^2 - \omega_c^0) = 0 \quad (6)$$

该方程的根为

$$s = -(\alpha - \alpha_c) \pm i \sqrt{(\omega_0^2 - \omega_c^0) - (\alpha - \alpha_c)^2} \quad (7)$$

因此,如以前所述,假设 α 和 α_c 均为正值,则 s 可能有一正实部,当 $\alpha_c > \alpha$ 时固有振动是不稳定的。

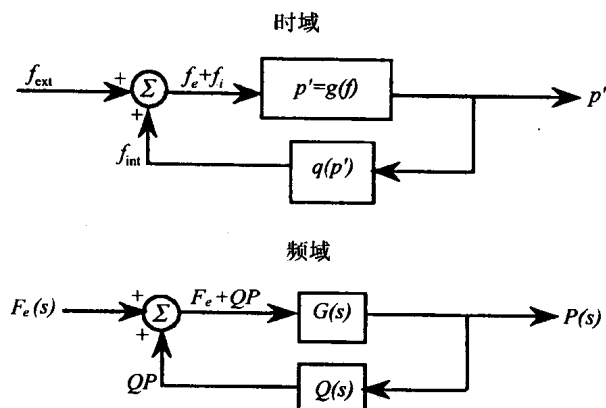


图3 燃烧室非稳态运动的反馈回路

条件 $\alpha - \alpha_c = 0$ 确定了中性稳定性,振动既不增长也不衰减。当用表征系统的参数表示 $\alpha - \alpha_c$ 时,参数空间中 $\alpha - \alpha_c = 0$ 的轨迹称为稳定性边界。在燃烧不稳定文献中,计算稳定性边界的方式通常各不相同,但其结果是等同的,这将在下面看到。

连续介质(如燃烧室内的气相环境)基本上是一无限自由度系统。但是,由于(线性)非稳态运动随时间作简谐变化的特性,在燃烧室边界条件下只存在离散模态频率解。各种振型基本上都可处理为单自由度振子,因此可应用方程(1)。现普遍认为燃烧响应(即系数 α_c 和 ω_c)随频率而变化。因此,燃烧使一振型失稳的程度取决于该振型的频率。若从燃烧响应获得的能量大于衰减的能量,则特定振型发生不稳定。从数学上讲,这个条件相当于方程(7)的本征值具有正实部。

虽然实际情况远比图3中的简化系统复杂,但上面的叙述归纳了在实际工作中研究、消除(如果可能的话)燃烧不稳定的基础。针对某种不稳定振型,显然有好几种方法可实现我们所希望的结果——使该振型稳定。首先,可以通过安装衰减装置(如小谐振腔或声衬)来增加阻尼,这是液体火箭发动机普遍采用的方法。这种方法会产生小的频移。第二种稳定方法涉及改变几何形状,使共振尖峰的频率足够高,所有尖峰频率都高于激励曲线。采用隔板就能产生这种效果。隔板将燃烧室分成若干个较小的空间,从而引入新的内部边界条件,使固有振型在较低的频率下发生。另一方面利用能量平衡的方法是降低不稳定共振区附近的激励。通常这种方法更费时、更昂贵,但是当不可能引入足够大的阻尼去稳定系统时,它是必然的途径。改变喷注器设计或推进剂喷射入口条件的做法会对激励曲线产生有利的影响,然而从某种意义上讲目前还远未了解这种方法。

本章其余部分对本书涉及的主题作了广泛地概括。在描述几个不稳定案例后,将简

要讨论普遍认为对液体火箭发动机燃烧不稳定最为重要的基本过程。第Ⅳ和第Ⅴ节将简要讨论数值模拟与分析。在第Ⅵ节将评述关于稳定性评定最重要的实际内容。关于燃烧不稳定问题的一个有趣的现象是虽然有数据,但没有理论可用于稳定性评定(本质上是非线性不稳定问题),而在线性稳定性方面有一些理论结果和相对较少的数据。因此,客观地讲,液体火箭发动机燃烧不稳定研究主要得到了形式上的理论结果和可用于解释观测结果的方法,对理论和实验的基本比较而言实际上还没有任何价值。理论依然无法解决实际系统特性中最困难的问题。

第Ⅶ节涉及了很重要的控制问题。实际系统中仅应用了被动控制。主动控制为将来提供了希望,但必须是在取得重大进展之后。

Ⅱ. 两个实际发动机燃烧不稳定实例

上节我们已强调,通过区分线性和非线性特性,可以对燃烧不稳定分类,这对理论工作特别重要。线性和非线性振荡的区别还对实验工作计划和实验数据分析有很大的影响。从某些方面讲,整理各种各样的实验观测结果最直接、最有效的方法是基于所用的推进剂。有三类主要的推进剂:液氧(LOX)与烃类燃料、液氧与液氢(通常称为低温推进剂)以及可贮存推进剂,后者用得最多的氧化剂是四氧化二氮,燃料是一甲基肼(MMH)或 A-50 [50%肼(N_2H_4)和 50%偏二甲肼(UDMH)的混合物]。因本章后面有几章将论述许多燃烧不稳定的实例,这里仅简要讨论取自阿波罗计划的两个实例:采用 LOX/RP-1 推进剂的一级发动机 F-1 和采用可贮存推进剂的登月舱下降发动机(LMDE)。

A. F-1 发动机的燃烧不稳定

F-1 发动机在研制期间经历了七年多的严重的不稳定问题。最近, Oefelein 和 Yang⁵ 对该问题作了全面的综述,第一次深入地研究了原始报告和备忘录。这里对该问题仅作粗略地讨论,提供部分概况。

F-1 发动机在 1966 年用于载人飞行,它满足了阿波罗计划中大推力的要求,但其起源可追溯至 20 世纪 50 年代 Rocketdyne 公司研制的几种发动机,其中主要有 E-1、宇宙神 MA-2 以及雷神/丘比特火箭所用的改型发动机 H-1, H-1 后来用于土星 I 运载火箭。在 1959 年 1 月至 1960 年 5 月对 F-1 初始设计方案所做的 44 次试验中,发生了 20 次燃烧不稳定,其峰值振幅大于平均压力或与平均压力相当。这与基于当时的实验和理论工作所做的预测不同,且较差的测试仪器显然无法提供有用的新信息。振荡使喷注面严重烧蚀或烧穿,这表明存在较大的径向和切向运动。

在 1960 年至 1962 年期间认识到了线性和非线性不稳定的区别,这有助于指导试验工作,至少有间接的帮助。在当时的文献中,术语“自激”通常指自发不稳定性或线性不稳定性,而动态不稳定性是指线性稳定系统在足够大的扰动下是非线性不稳定的。通过早期试验(1959~1962)得出一个重要结论:为得到动态稳定性,必须有隔板。该结论在此后所有的工作中都得到了证实。

为解决不稳定问题,研制稳定的 F-1 发动机,实施了称为“一号工程”(project first)的研究计划。“一号工程”持续了 4 年,分三步进行:初步飞行评定试验(PFRT)、飞行评定试

验(FRT)和飞行鉴定试验。这三个阶段的时间分别为1962年10月到1963年6月、1963年6月到1965年1月、1965年1月到1966年9月,涉及的主要工作是改进喷注器和隔板。期间,PFRT阶段用11种喷注器进行了207次全尺寸试验,FRT阶段用46种喷注器进行了422次全尺寸试验,鉴定阶段用51种喷注器进行了703次全尺寸试验,总共用了108种喷注器,进行了1332次试验。从开始研制到飞行,F-1发动机进行了2000多次全尺寸试验,这可能是迄今为止主要致力于解决燃烧不稳定问题的最忙碌、最昂贵的计划。

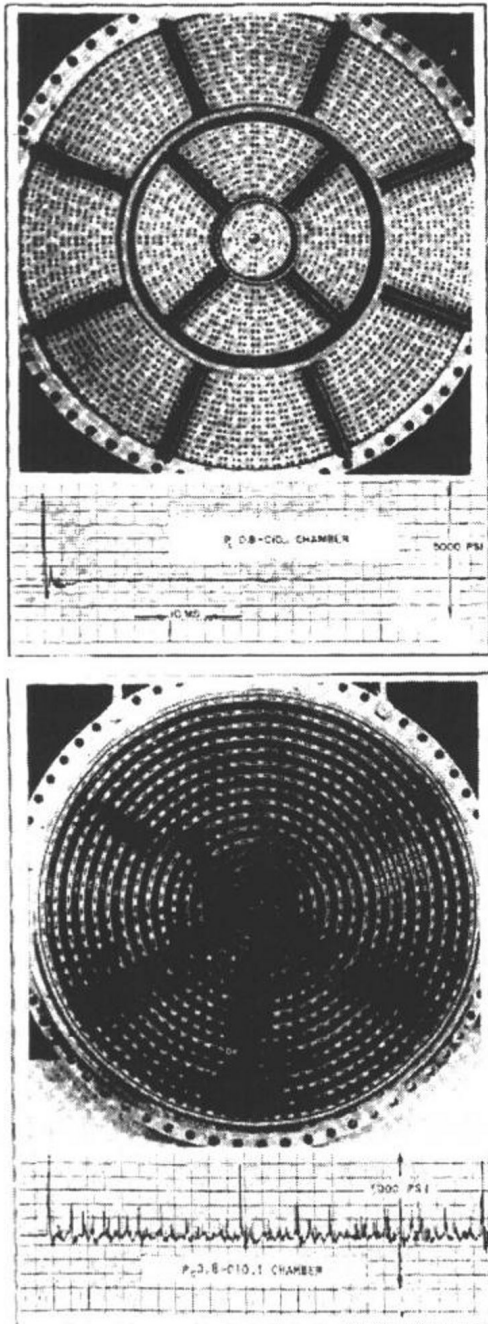


图4 隔板对F-1发动机动态稳定性的重要性

图4示出了有和没有隔板的5U喷注器。通过飞行鉴定的喷注器是根据该型喷注器反复修改得到的。在没有隔板时,发动机易于产生不稳定,该特征与过去使用LOX/RP-1推进剂的发动机所经历的情况一致。采用合适的隔板构型/喷注器组合后,发动机不仅没有出现自激振荡(线性不稳定),而且在有限幅值的扰动下也是稳定的(非线性稳定)。图中的压力曲线说明了该特性。

Oefelein和Yang⁵的报告详细叙述了在“一号工程”的四年间设计的逐步变化。这里只引用其主要结论。至少有两个理由可以解释纵向或风琴管振型比切向振型更稳定。第一,排气喷管对纵向振型的阻尼比切向振型大得多;第二,比起垂直于喷注面的非稳态运动,喷注面附近的理化过程(实际上包含了所有不稳定产生机理)通常对平行于喷注面的速度扰动更为敏感。此外,对于纵向波,端头附近的速度波动相对较小,在刚性端表面处波动为零。

在发动机中明显有多种不稳定激发机理在起作用。主要的几种看来是燃烧室中的振荡与喷射单元内非稳态运动的耦合(喷射耦合)、积存在液膜冷却边界表面的过量液体推进剂的周期性脉冲燃烧、在平行于喷注面的速度振荡的作用下燃料和氧化剂射流的横向位移。一次切向振型是很麻烦的振荡,该振型最终通过改进喷注器设计、安装从喷注面延伸到下游的隔板而得到了抑制。

F-1发动机发生不稳定的主要机理显然位于四个区域,其中三个在喷注面附近,第四个与表面液膜冷却有关。后者认为是“涌动”(resurg-ing)现象的主要原因,这种现象在用于

评定动态稳定性的爆炸弹爆炸后可经常观察到。图 5 所示的压力曲线表明了 PFRT 阶段观察到的涌动。它的主要原因是从燃烧室冷却液膜产生的液体层上脱离的液体燃料的脉冲燃烧。第二个原因可能是超临界压力下液滴的快速燃烧。通过确定液膜冷却的最佳状态(主要参数为液膜厚度),基本上在各种情况下都消除了涌动现象。

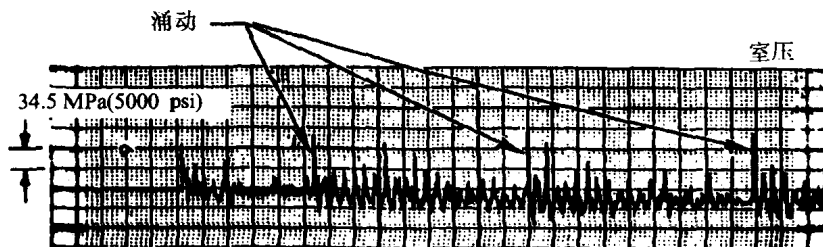


图 5 显示涌动现象的压力曲线

考虑到与液膜冷却有关的机理很大程度上是某些喷注器设计所特有的,故喷注器附近的其它原因更具普遍的重要性,这些原因也是研究的主题。前面提到的三个区是指:1)离喷注面最近的、包括喷雾扇和产生燃料液滴的所有过程的区域;2)大致延伸到喷注面下游 10in* 的燃料蒸发区;3)燃料和氧化剂均为气相、完成大部分燃烧的更下游的区域。靠近喷注面的区域中的主要过程为液体射流动力学及撞击射流所形成的喷雾扇的动力学。在该区域内(约从喷注面向下游延伸 3in),燃料液滴差不多已全部形成,LOX 液滴也差不多已完全蒸发。应注意最终采用的隔板从喷注面向下游延伸了 3in,喷注器直径为 40in。因此,隔板实际上遮蔽了该区域,在该区域中射流和液滴形成过程之间的相互作用是最重要的。隔板造成的另一个结果是把切向波动转变为纵向运动,纵向运动随后通过排气喷管而衰减,该结果的重要性在 F-1 计划中没有量化⁶。在区域 2 中,燃料液滴在气动力的作用下破碎,然后蒸发。在这里,气氧和燃料液滴之间的高相对速度促进了蒸发。若气相燃料和氧在经历 1 区和 2 区中的过程后没有均匀混合,则它与流动振荡的相互作用会引起混合比的波动,随后引起燃烧速率的波动。3 区中的相互作用强调了燃烧区位置的重要性。为产生大一些的燃料液滴,提高液滴与气氧的相对速度,对设计作了改进。改进后的试验表明强燃烧区移到了原位置的下流,稳定性得到了改进。最终的喷注器得到的比冲为 265.4 s,特征速度效率为 93.8%,这通过了 703 次全尺寸发动机试验的确认。图 6 示出了典型的爆炸弹试验结果。



图 6 显示 F-1 发动机 FRT 喷注器衰减特性的压力曲线

* 1in = 2.54 cm。——译者注

B. 登月舱下降发动机(LMDE)的燃烧稳定性

阿波罗 LMDE 采用可贮存的 N_2O_4 氧化剂和 A-50 燃料作为推进剂。应使飞船下降并在月球着陆的严格要求,发动机推力须可调(最宽推力范围为 1000~9850 lbf),最长工作时间为 1000 s,并有三次起动要求。在整个工作范围内都不允许出现燃烧不稳定。最初由 NASA JPL 的 Elverum 设计、后来由 TRW 公司研制和生产的 TR 201 发动机^{7,8}成功地满足了所有要求,迄今为止该发动机依然是最出色的液体火箭发动机之一。

第五章给出了该发动机的总体构形和针栓式喷注器的示意图。燃料以圆柱形管状薄膜形式沿轴向喷射,而氧化剂射流在可动套筒端头附近多个位置处沿径向喷出。初一看,可能认为这种构型会产生不良的性能,然而情况并非如此。推力在 3000 lbf* 以上时比冲超过 300 s。同样值得注意的是,曾声明 LMDE 的工作在设计工作范围内“从未出现过持续的高频不稳定”,即使在严格的爆炸弹动态稳定性试验中也如此。如此稳定的主要原因在于声压和燃烧能量释放的相对分布。由于所采用的液体燃料和氧化剂的喷射方式,能量释放趋于集中在轴线和燃烧室边界之间的一环形区内,该区的轴向位置大约在头部和喷管之间的中部。居中的轴向位置不利于激发基阶纵向振型(事实上是所有奇数振型),且排气喷管对这种振型有很大的阻尼。此外,中间径向位置对一次径向和一次切向振型的不稳定影响为最小。

根据引言中的论点,我们不能指望发动机在所有可能状态下都是绝对稳定的。TR 201 曾经出现过短暂的振荡,特别是在迅速变推力时,或在富燃混合比下全推力工作时,或在发生某些局部故障时。此外,当采用不同的推进剂时,稳定工作的范围会发生变化。但是可以客观地说,发动机在所鉴定的、很宽的工作范围内是稳定的。用爆炸弹评定动态稳定性的方法将在第 VI 节中简要讨论。

III. 基本过程

液体火箭发动机中喷射系统和燃烧室的作用是在高温高压下可控地将液体推进剂转变为气体产物。气体通过排气喷管而膨胀,产生推力,将势能和热能转化为动能。尽管喷管内的流动特性对于确定发动机的总效率是很重要的,但这里我们主要关心喷管入口上游的非稳态过程。喷管对燃烧不稳定唯一的重要作用是由其位置引起的,它决定了燃烧室中波的下游边界条件。它最重要的影响是阻尼纵向振荡。

图 7 广泛概括了各种基本过程。把它们按顺序列出是比较方便的,该顺序与从推进剂供应到排气之间的事件的发生次序大致相应。然而,需认识到在某一空间区域内可以同时发生几个不同的过程,这一点很重要。

本书中有几章对这个主题过去的工作和当前的认识水平作了良好的归纳,并叙述了正在进行的研究。因此,这里不需要作详细评述。我们将试图阐明这些基本过程成为激发与维持燃烧不稳定的机理的来龙去脉。从实际意义上讲,这里的讨论以及任何对基本过程的考虑都不可能是完整的。对于某一发动机,不可避免地存在具体设计特有的特性。

* 1lbf = 4.44822N。——译者注

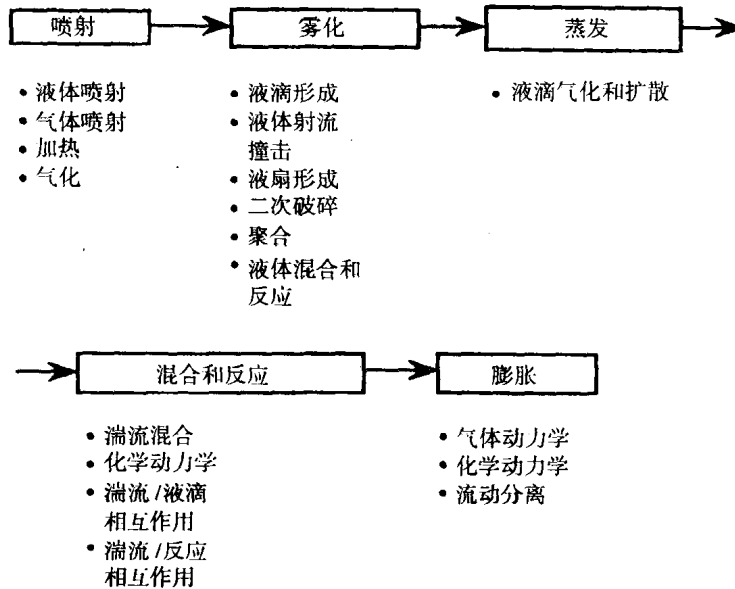


图7 液体火箭推力室中的理化过程

例如,在 F-1 发动机实例中已看到,燃烧室液膜冷却引起的液体燃料的积聚是造成不能接受的强烈非稳态运动的主要原因。

为了对图 7 所示的一些过程的重要性排序,最好按喷注器类型进行分类。为此,根据通过喷射单元喷入燃烧室的液体的形态把所有情况划分为三种不同的类型:1)撞击射流;2)同轴射流;3)射流/液膜(非同轴)。最后一类主要在登月舱下降发动机中出现。尽管研究正在进行,对这一类针栓式喷注器所涉及的基本过程仍知之甚少。

我们已经讨论了采用撞击式喷注器的 F-1 发动机,其它采用该类喷注器的还有登月舱上升发动机、一些运载火箭的发动机以及航天飞机轨道机动发动机。采用同轴喷注器的有著名的 RL-10 和航天飞机主发动机。本书中,Anderson 和 Santoro 在第八章论述了撞击射流问题,Vingert 等、Zaller 与 Klem 分别在第六、第七章论述了同心或同轴喷射过程,Vingert 等在第六章中作了精彩的综述。迄今似乎还没有什么工作为定量评定各种喷注器构型的相对稳定性奠定基础。在这方面,曾经有报导说前苏联认为撞击射流喷注器比同轴射流喷注器更易于引起燃烧不稳定,即使使用烃类燃料。我们一直无法证实该结论。

图 8(取自文献 10)示出了撞击液体射流的一种状态。喷雾扇或液膜在撞击后立即形成。液膜随后破碎,原因要么是射流中已经增长的扰动,要么是液膜本身就是不稳定的(可能两者都有)。破碎形式有多种,但不管怎样,所形成的液滴的尺寸和速度分布范围相当宽。由于周围的气体运动,液滴和液膜受剪切力的作用,该剪切力促使它们破碎。在燃烧室内,这些过程在燃烧气体产物与气体反应物所组成的环境中发生。

对液体射流转变成液滴这个过程的了解大部分来自于室温下对无燃烧的液体所做的试验。尽管这种试验是需要的、有价值的,且确实得到了大量有用的信息,但我们决不能忘记,这种情况与燃烧条件可能有显著的不同。由液滴燃烧造成的向上游的传热与压力扰动对破碎前和破碎时的射流和喷雾液膜可能有强烈的影响。例如,对于自燃推进剂,反

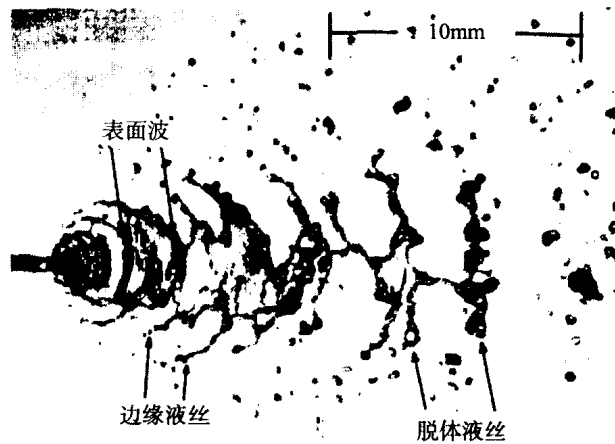


图 8 两股湍流水射流撞击形成的典型的喷雾

应流的吹离 (blow-a-part) 和液体的爆音 (popping) 或间歇性的爆炸可能足以激发不稳定。

不管是哪种环境, 液体射流转变为液滴的第一步必然涉及某种类型的不稳定。对于撞击射流, 射流本身可能就是不稳定的, 或者喷雾扇是不稳定的。同轴射流在它的内部界面处是不稳定的。造成不稳定的基本过程通过可应用比例法则的各种无量纲参数来表征 (第六章和第九章对比例法则作了很好的讨论)。

从理论上确定液滴尺寸和速度的分布是非常困难的, 它甚至比分析不稳定的起因还要麻烦。一般来说, 气动力对射流破碎和液滴二次破碎的影响是非常复杂的, 无法对其进行实际分析。

燃烧在气相中发生, 之前必定要混合。在 LOX/烃系统中 (如 F-1 发动机), 液氧的蒸发比液体燃料要快得多。因此, 喷雾燃烧的很大一部分涉及富氧环境中燃料的蒸发和随后的燃烧。看来, 对喷注单元的设计作细小的变动最终可能造成蒸发速率变化很大。与此类似, 当采用同样的推进剂组合时, 采用同轴喷注器与采用撞击射流可能造成稳定性有很大的差别。

尽管对单滴燃烧已积极研究了好几十年, 且有了相当好的了解 (详情参见 Sirignano 等写的第十一章), 但关于喷雾燃烧, 尤其是火箭燃烧室条件下由相互作用的液滴组成的稠密喷雾, 依然知之甚少。对于非稳态喷雾燃烧, 只有特定的模型。在高压燃烧室中, 除了纯流体力学和纯化学问题外, 出现了更复杂的问题, 也就是超临界特性带来的问题。这并不是什么新的课题, 但直到最近才对其作了适用于液体火箭发动机燃烧不稳定条件下的深入的分析, 且尚未完成¹¹⁻¹⁴。临界点附近燃烧的特性独特, 其根本起因是热物性发生了急剧的变化。对于一给定的物质或多种物质的混合物, 其临界特性是完全确定的。但是, 临界点本身的独特特性会延伸到临界点附近的某个区域, 虽然其程度会有所降低。因此显然, 燃烧室条件无需正好处于临界状态, 燃烧就会产生奇特的现象。

具体地说, 考虑一个氧液滴以液态 (因此温度低于临界点) 喷入高温富燃环境——最简单的情况是高温氢气。假设室压高于燃料和氧化剂混合物的临界值。随着液滴沿其轨迹的运动, 其温度上升, 氧蒸发, 而氢气向液滴中心方向扩散。假如条件合适, 在液滴中心

和远处环境之间的某处,可假设温度和压力为当地氢氧混合物的临界值。对于球对称流动,在球表面达到临界点。从局部讲,物性随温度的剧烈变化将使球表面及其附近的流场发生剧烈的变化。从总体讲,这些效应对蒸发速率有显著的影响。

若环境压力和温度发生振荡,则即使平均室压远离临界值,在非稳态条件下液滴某处也有可能达到临界状态。此外,强烈的热物性波动会强化瞬变波动,其结果是可能使燃烧室内的声学运动与液滴燃烧发生耦合。最近发表的文献11~14已对超临界条件下的液滴蒸发和燃烧作了最详尽的分析。如以上评论所指的,当室压高于所喷出的推进剂的临界状态时,计算中忽略超临界特性会带来严重的误差。

IV. 分析与数值模拟

与其它许多工程领域一样,计算能力的迅速增长不断推动着燃烧室非稳态特性精确计算的发展。术语“数值模拟”系指对运动控制方程的数值求解,运动控制方程包括了基本守恒方程以及公式中涉及的所有物理过程的模型。在数值模拟中存在两类不精确性:计算误差和方程近似带来的误差。尽管对于大多数应用,目前方法的误差在其有效范围内实际上可忽略,但数值分析本身不可能是完美的。物理模型不可能很完善,它是造成结果不精确的最主要的原因。因此,即使计算能力有了巨大的进展,试图求解完整的三维非稳态燃烧室问题依然是不现实的,燃烧过程模型与计算能力都不足以这样做。

除了刚才讨论的无法避免的限制和所涉及的费用外,数值模拟的主要缺点是每个计算案例只针对那一种情况。了解整个参数(用于描述给定的问题)范围内的总体特性和趋势可能是非常昂贵、费时的,且通常无法得到可用于解释实验数据、指导实际设计的简洁明了的准则。因此,解析分析始终都是需要的,这种方法在任何情况下都必须引入近似。

近似分析法必须基于与数值模拟所用的相同的控制方程,但对物理过程模型通常进行一些简化以便求解。因此,对于某一问题,数值模拟结果的精度至少与分析结果相同。近似分析最大的好处是可能推导出通用准则、可以从理论上研究复杂系统的总体特性。对于燃烧不稳定问题,这第二个好处的最重要的应用在于了解非线性特性。

因此,整个燃烧不稳定问题可以分为三部分:实验与全尺寸试验、分析与理论、数值模拟,后者有时也认为是计算流体力学(CFD)的一部分。在第II节讨论的F-1发动机的案例是展示研制计划中燃烧不稳定问题耗资之大的(或许是最大的)极端事例。也许分析和数值模拟的主要实际目的都在于为减少所需的实验和试验数量提供合理的依据。完全取消试验是不可能的,但理论工作可以大大减小需要试验的参数范围。

本节我们首先简述当前研究液体火箭发动机燃烧不稳定所用的通用公式和模型,其次概述一种已在其它应用中证明为行之有效的、能导出有用的理论结果的近似分析方法。这里无需再讨论数值模拟,Habiballah等与Grenda等分别在本书第十八章和十九章对其作了非常详细的论述。

A. 燃烧室非稳态运动方程

这里我们不对运动方程进行推导,也不采用最通用的形式。我们的主要目的是尽可能详尽地传达主要概念,概述研究更重要的理论结果的基础。虽然观测到的不稳定主要

是气相振荡,但还是要考虑液相的存在,这是非常重要的。为方便讨论,我们将液体燃料和氧化剂集中在一起作为一种液相考虑,并用单一的平均气体表示多组分气体混合物^{3,4}。由此,我们处理的是两相反应混合物,其守恒方程如下:

质量守恒

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g + \rho_l) + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{u}_g + \rho_l \mathbf{u}_l) = w_{eg} + w_{el} \quad (8)$$

动量守恒

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g \mathbf{u}_g + \rho_l \mathbf{u}_l) + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{u}_g \mathbf{u}_g + \rho_l \mathbf{u}_l \mathbf{u}_l) = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_g + m_{eg} + m_{el} \quad (9)$$

能量守恒

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_g e_{g0} + \rho_l e_{l0}) + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{u}_g e_{g0} + \rho_l \mathbf{u}_l e_{l0}) \\ & = \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}_g \cdot \mathbf{u}_g) - \nabla \cdot \mathbf{q}_g + Q + Q_e \end{aligned} \quad (10)$$

下标 g 指气体, l 指液体;下标 0 表示滞止状态。下标 e 表示外部源项,文献中通常不包括这些源项,这里包括进去,因为它们可用于表示主动控制的作用,主动控制问题将在后面论述。应力张量 $\boldsymbol{\tau}_g$ 假设与气相物性有关,它可写为静压与黏性应力张量 $\boldsymbol{\tau}_v$ 之和

$$\boldsymbol{\tau}_g = -p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}_v \quad (11)$$

所有外部影响作用于流动的力通过动量源项 m_{eg} 和 m_{el} 表示。这里不考虑分布力(重力、电磁力等)。非零的 m_{eg} 和 m_{el} 是由与穿过燃烧室边界的物质流有关的动量交换以及与物质喷射(为实施主动控制)有关的相互作用引起的。 \mathbf{q}_g 表示内部热流,对于气相,用傅里叶定律可得到相当好的近似。 Q 表示燃烧过程(不包括凝聚相向气相的转变)向气相添加的热量。 e_{g0} 只表示滞止热能,不包含与化学过程有关的能量。对于理想气体混合物,各组分的比热为常数,即

$$e_{g0} = C_v T_g + \frac{1}{2} u_g^2 \quad (12)$$

式中 C_v 和 u_g 严格表示对所有气体组分作质量平均后的值。

令 w_l 表示液相转变为气相的速率,则式(8)可写为以下两个方程之和:

气相质量守恒

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{u}_g) = w_l + w_{eg} \quad (13)$$

液相质量守恒

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \mathbf{u}_l) = -w_l + w_{el} \quad (14)$$

下面的变换其目的在于最终写出控制混合物中波动特性的非线性波动方程。波传播的弹性(弹簧常数)由气体的压缩性唯一确定,介质中基元振子的质量为单位容积内气体

和液体的质量之和。

混合物的总密度方程(8)可重新写为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}_g) = w + w_e \quad (15)$$

式中 $\rho = \rho_l + \rho_g$, 总的外部质量源项为

$$w_e = w_{eg} + w_{el} \quad (16)$$

及

$$w = -\nabla \cdot (\rho_l \delta \mathbf{u}_l) \quad (17)$$

凝聚相与气相之间的滑移速度定义为 $\delta \mathbf{u}_l = \mathbf{u}_l - \mathbf{u}_g$ 。现在展开动量方程(9)并把有关定义代入, 得以下方程:

气相动量守恒

$$\rho_g \frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial t} + \rho_g \mathbf{u}_g \cdot \nabla \mathbf{u}_g + \nabla p = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_v + \mathbf{F}_l - (\boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\sigma}_e - m_e) \quad (18)$$

式中

$$\mathbf{F}_l = -\rho_l \left(\frac{\partial \mathbf{u}_l}{\partial t} + \mathbf{u}_l \cdot \nabla \mathbf{u}_l \right) \quad (19)$$

$$\boldsymbol{\sigma} = (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_l) \tau \omega_l = -\delta \mathbf{u}_l \tau \omega_l \quad (20)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_e = \mathbf{u}_g \tau \omega_{eg} + \mathbf{u}_l \tau \omega_{el} \quad (21)$$

$$m_e = m_{eg} + m_{el} \quad (22)$$

方程(19)为凝聚相动量方程, $\boldsymbol{\sigma}$ 表示已经存在的气体向新产生的气体供应动量的速率。因此, 方程(18)中的 $-\boldsymbol{\sigma}$ 表示正在蒸发的凝聚相作用于气相的力。

对方程(18)加上 $\rho_l [\partial \mathbf{u}_g / \partial t + \mathbf{u}_g \cdot \nabla \mathbf{u}_g]$, 得

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial t} + \mathbf{u}_g \cdot \nabla \mathbf{u}_g \right] + \nabla p = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_v + \delta \mathbf{F}_l - (\boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\sigma}_e - m_e) \quad (23)$$

式中

$$\delta \mathbf{F}_l = -\rho_l \left[\frac{\partial \delta \mathbf{u}_l}{\partial t} + \delta \mathbf{u}_l \cdot \nabla \delta \mathbf{u}_l + \delta \mathbf{u}_l \cdot \nabla \mathbf{u}_g + \mathbf{u}_g \cdot \nabla \delta \mathbf{u}_l \right] \quad (24)$$

上式为凝聚相和气相之间的相互作用力。

经更复杂的变换后, 最终可导出用气相温度表示的能量方程

$$\begin{aligned} & \rho \bar{C}_v \left(\frac{\partial T_g}{\partial t} + \mathbf{u}_g \cdot \nabla T_g \right) + p \nabla \cdot \mathbf{u}_g \\ &= (\boldsymbol{\tau}_v \cdot \nabla) \cdot \mathbf{u}_g - \nabla \cdot \mathbf{q}_g + (Q + Q_e) + \mathbf{u}_g \cdot (\boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\sigma}_e - m_e) \\ & \quad + \delta Q_l + \omega_l \delta e_0 + \delta \mathbf{u}_l \cdot \mathbf{F}_l - (e_{g0} \omega_{eg} + e_{l0} \omega_{el}) \end{aligned} \quad (25)$$

式中

$$Q_l = -\rho_l \left(\frac{\partial e_l}{\partial t} + \mathbf{u}_l \cdot \nabla e_l \right), \quad \delta e_0 = e_{l0} - e_{g0} \quad (26)$$

相应于方程(24), 两相之间的热交换为

$$\delta Q_l = -\rho_l c_l \left[\frac{\partial \delta T_l}{\partial t} + \delta \mathbf{u}_l \cdot \nabla \delta T_l + \delta \mathbf{u}_l \cdot \nabla T_g + \mathbf{u}_g \cdot \nabla \delta T_l \right] \quad (27)$$

式中 $\delta T_l = T_l - T_g$ 。混合物的质量平均比热定义为

$$\bar{C}_v = \frac{1}{\rho} (\rho_g C_v + \rho_l C_l) = \frac{C_v + C_m C_l}{1 + C_m} \quad (28)$$

其中 $C_m = \rho_l / \rho$ 为液相载率, 即单位容积内液体的质量分数。

为了简化书写, 下面我们将用符号 \mathbf{u} 代替气相速度 \mathbf{u}_g , T 代替气相温度 T_g , 并略去质量平均热物性上的横杠。因此, 两相混合物非稳态运动的三个基本方程如下:

质量守恒

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} + w + w_e \quad (29)$$

动量守恒

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \mathcal{F} + \mathcal{F}_e \quad (30)$$

能量守恒

$$\rho C_v \frac{DT}{Dt} = -p \nabla \cdot \mathbf{u} + \mathcal{Q} + \mathcal{Q}_e \quad (31)$$

式中源项为

$$w + w_e = -\nabla \cdot (\rho_l \delta \mathbf{u}_l) + w_{\kappa} + w_d \quad (32)$$

$$\mathcal{F} + \mathcal{F}_e = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_v - \sigma + \delta \mathbf{F}_l - (\sigma_e - m_e) \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{Q} + \mathcal{Q}_e = & (\boldsymbol{\tau}_v \cdot \nabla) \mathbf{u} - \nabla \cdot q_g + Q + \mathbf{u} \cdot \sigma_e + \delta Q_l + \delta e_0 w_l + \delta \mathbf{u}_l \cdot \mathbf{F}_l \\ & + \mathbf{u} \cdot (\sigma_e - m_e) - (e_{g0} w_{\kappa} + e_{l0} w_d) + Q_e \end{aligned} \quad (34)$$

通过气相速度, 定义物质导数为

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \quad (35)$$

相应于本章这种表述的状态方程为

$$p = \rho R T_g \quad (36)$$

式中 R 为质量平均气体常数, 等于 $\bar{C}_p - \bar{C}_v$ 。根据以上方程可导出压力方程