

# 液体火箭发动机初始雾化液滴分布预测

<sup>1</sup>黄 兵, <sup>2</sup>张 楠

(<sup>1</sup> 中国运载火箭技术研究院总体设计部; <sup>2</sup> 北京航天动力研究所)

**摘 要:** 在简要描述使用最大熵原理预测初始雾化液滴分布的基础上, 发展了较传统方法具有更大收敛域的数值计算方法, 建立了离心式喷嘴雾化特性研究实验台, 使用激光相位粒子分析仪进行了雾化粒径分布研究, 结果显示实验数据同使用最大熵原理预测的分布吻合性较好, 在此基础上最后提出了在液体火箭发动机雾化粒径分布预测应用中的策略。

**关键词:** 初始雾化; 液滴分布; 液体火箭发动机; 最大熵原理; 激光相位多普勒粒子分析仪

中图分类号: V434.1

文献标识码: A

文章编号: (2007) 02-0031-09

## Prediction of droplet size distributions of primary atomization in liquid rocket engine

<sup>1</sup> Huang Bing, <sup>2</sup> Zhang Nan

(<sup>1</sup> China Academy of Launch Vehicle Technology Systems Engineering Division, Beijing 100076, China;

<sup>2</sup> Beijing Aerospace Propulsion Institute, Beijing 100076, China)

**Abstract:** The method based Maximum Entropy Principle for prediction of droplet size distributions of primary atomization in liquid rocket engine is described and a developed numerical method is introduced. A study of swirl atomization characteristics is accomplished by using PDPA after an centrifugal type experimental system of atomization characteristics was built. The results show that the prediction value and the experimental data are in good accordance when compared with experimental data, therefore the strategy of applying the method for liquid rocket engine is presented.

**Key words:** primary atomization; droplet size distribution; liquid rocket engine; maximum entropy principle; laser phase doppler particle analyzer

收稿日期: 2006-10-25; 修回日期: 2007-01-26。

作者简介: 黄兵 (1974—), 男, 硕士, 研究领域为火箭动力系统。

## 1 引言

液体火箭发动机的燃烧组织过程以喷嘴将液体推进剂雾化成小液滴为基础。除了一些非常特殊的应用场合,雾化过程往往产生的是具有一定分布的不同大小和速度的液滴集合体。大量的研究工作表明,雾化液滴的分布对燃烧效率及其点火性能有非常显著的影响,通常这些影响并不是某个常用平均直径(如 SMD、 $D_{30}$  等)就能够充分反映;另一方面,近些年,由于 CFD 在不同燃烧系统数值仿真中得以成功应用和发展,使用初始粒径分布的实验关联式作为初始输入条件目前已被广泛应用在诸如 LSPRAY-II 类型的液雾燃烧程序中。因此,展开对初始雾化液滴分布的研究非常必要。

从数学角度看,雾化液滴分布实际上就是以液滴直径为随机变量的概率密度函数。目前常用

来描述雾化粒径分布的方法有两种:一种是基于粒子数量的分布  $f_0$ ,即某直径粒子数占总粒子数的百分比;另一种就是基于体积的分布  $f_3$ ,即某直径粒子体积占有所有粒子体积的百分比,这里主要指的是基于粒子数量的分布  $f_0$ 。最早用于分析粒子分布的方法主要有实验拟合方法和雾化模型方法(见图 1)。实验拟合方法通过使用各种雾化诊断仪器(如相位多普勒分析技术、马尔文粒度仪等)获取雾化粒径数据,然后对这些数据进行拟合。这种方法实际上是一种纯经验法,很难分辨哪种分布更好,而且这种方法无法将数据外插至其他工作条件下。除了对雾化数据的直接拟合方法外,雾化模型方法是另一种通过建立雾化机理模型而计算得到雾化粒径的方法,受制于当前对雾化机理的认识,这种方法很难给出完整的雾化产生和发展过程,通常只能给出过程中的某个平均粒径值。因此,无论是实验拟合方法还是雾化模型方法都很难满足对雾化液滴分布预测的需

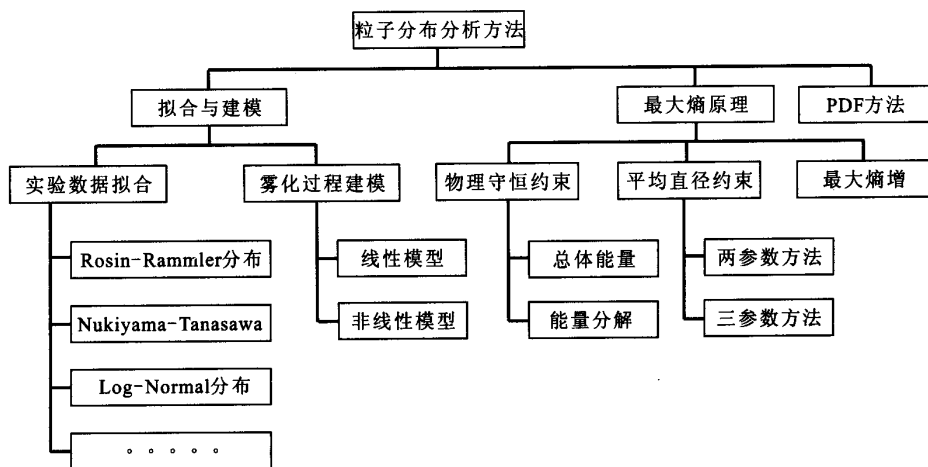


图 1 常用的粒子分布分析方法

Fig.1 Methods for droplet size distributions

要。

直到上世纪 80 年代后期,人们将信息理论中的最大熵原理(Maximum Entropy Principle,简称 MEP)成功地应用到了粒径和速度联合概率分布预测中去,从而开辟了粒子分布预测的新篇章。关于 MEP 在雾化粒径分布中应用发展历程,可参见 Bainsky 和 Sojka<sup>[1]</sup> 做的总结和回顾。然而,正如 2005 年 Li 和 Li<sup>[2]</sup> 等人所指出的一样,

严格说,以往的 MEP 方法只适用于孤立系统,但实际雾化过程却并非如此,由此他们认为先前的 MEP 方法之所以能比较成功的预测粒子液滴分布的原因在于特定的雾化条件下雾化场对平衡态偏离程度较小。在详细考虑了实际雾化过程并分析了雾化过程熵增情况之后,他们首次提出使用最大熵增方法(Maximum Entropy Generation,简称 MEG)来改进 MEP 方法,并得到了同使用

$D_{10}$  和  $D_{20}$  为约束条件的 MEP 方法具有相同形式的非线性方程组。经过实验与预测分布比较,发现 MEG 方法比 MEP 方法在实验分布上具有更好的吻合性。

相对于 MEP 方法,MEG 方法无论在基本建模思路方面还是在数值算法方面都基本一致,因此本文将 MEG 方法纳入 MEP 方法范畴之内,并称之为 MEP 方法为经典 MEP 方法。尽管人们对 MEP 方法或 MEG 方法进行了深入研究,但其应用却集中在一些工业用途的喷嘴之上,少有关于该类方法在液体火箭发动机喷嘴雾化粒径分布方面应用的报道,因此本文试图在该方面作一些尝试。鉴于 MEG 方法物理过程更加合理,本文将采用由该方法导出的数学模型为基础,一方面研究数值计算方法;另一方面通过实验来验证其预测能力,并提出使用该方法来预测液体火箭发动机雾化液滴分布的策略和途径。

## 2 最大熵原理及在雾化分布研究中的应用

### 2.1 最大熵原理

信息论中熵的概念是由信息论创始人 Shannon 首先提出的,它是对概率分布不确定度的一种度量,由于其在表达形式上同热力学熵类似,所以也被命名为熵。信息的存在将减小过程不确定度,对于一个具有  $n$  个可能结果的过程而言,其输出结果的不确定度和概率分布  $P=(p_1, p_2, p_3, \dots, p_n)$  有关。Shannon 在一些公理条件的支持下,推导出了信息熵的表达式:

$$S=-k \sum p_i \ln p_i \quad (1)$$

式中,  $k$  为波尔兹曼常数。后来, Jaynes<sup>[3]</sup> 将这一概念加以推广应用至统计力学,并称之为最大熵原理。在文献 [3] 中, Jaynes 对最大熵原理做了如下阐释:

“当根据部分信息进行推理时,必须选择这样一组概率分配,使它具有最大的熵,并服从一切已知的信息,这是我们能够作出的唯一的无偏分配;使用任何其他概率分配,就等于对原来丢失的信息作了随意的假设”。换句话说,就是充

分使用所有已知信息而避免使用任何未知信息。根据 Jaynes 对信息熵的理解,使用最大熵原理将意味着,如果根本不存在任何可用信息,那么对于整个过程的所有可能结果而言,他们应该具有相等的概率,也就是对结果的不确定度最大,没有哪个结果更优于另一个结果。

一般而言,基于 MEP 方法的研究过程主要有两步:第一步建立一套约束机制;第二步就是求解在这些约束条件下满足信息熵极值的概率分布函数,整个过程可以通过典型的带约束条件下的拉格朗日极值算法来完成。设已知状态  $j$  下的某种统计量  $g_n$  的期望值:

$$\sum p_j g_{nj} = \langle g_n \rangle \quad (2)$$

其中

$$n=1,2,3,\dots$$

式中,  $p_j$  为  $j$  状态概率;  $\langle \rangle$  为期望值。

显然,作为概率分布,还有

$$\sum p_j = 1 \quad (3)$$

而最大熵原理实际上就是在式 (2) 和 (3) 约束条件下最大化 Shannon 熵——式 (1),对上述问题的最经典的解决方法就是拉格朗日乘数法,其一般求解形式为:

$$p_j = \exp(-\lambda_0 - \lambda_1 g_{1j} - \dots - \lambda_n g_{nj}) \quad (4)$$

式中,  $\lambda_n$  为拉格朗日乘数因子,需要通过代入式 (2) 和 (3) 中加以确定。

### 2.2 液滴分布的经典 MEP 方法

显然,要将 MEP 方法成功的应用到雾化液滴分布预测之中,首先需要解决的是约束机制的选择问题。一种比较直观的方法就选择雾化过程中的物理守恒关系。以离心喷嘴液膜雾化为例,使用该方法首先需要划定图 2 中标示的控制体,控制体的边界一般选择为液滴开始从射流剥离位置,对压力喷嘴而言控制体即为图 2 中所示的液膜,划定控制体之后,对控制体内的流体流动过程分别建立质量守恒、动量守恒和能量守恒方程。在这些方程的建立之中,对可能存在的雾化射流和周围气体之间的相互作用、转换或者是蒸发、冷凝等物理过程,采用相对应质量、动量、

能量源项来分别加以刻画。以 1985 年, Sellens 和 Brzustowski<sup>[4]</sup> 的工作为例, 对该方法作简要介绍。考虑速度为  $V$ , 且在液膜破碎区域厚度为  $\tau$  的液膜破碎情况, 使用如下的物理守恒条件:

$$\text{质量守恒} \quad \int_{\psi} f D_*^3 dD_* dv_* = 1 + SO_m$$

$$\text{动量守恒} \quad \int_{\psi} f D_*^3 v_* dD_* dv_* = 1 + SO_{mv}$$

$$\text{能量守恒} \quad \int_{\psi} f D_*^2 dD_* dv_* = \frac{1}{3\tau_*} + SO_s$$

$$\int_{\psi} f D_*^3 v_*^2 dD_* dv_* = 1 + SO_v$$

$$\text{概率归一化条件} \quad \int_{\psi} f dD_* dv_* = 1$$

其中

$$\tau_* = \frac{1}{3 \left( (D_{20}/D_{30})^2 - S_s \right)}$$

式中, 下标 \* 为无量纲;  $SO$  为源项, 下标  $m$ 、 $mv$ 、 $S$ 、 $v$  分别表示为质量、动量、表面能和动能。

在分析中直径和速度分别使用质量平均直径  $D_{30}$  和液膜速度  $V$  进行无量纲化。依据上述约束条件, 由最大熵原理得到如下分布:

$$f_0 = \exp(-\lambda_0 - \lambda_1 D_*^2 - \lambda_2 D_*^2 - \lambda_3 D_*^3 v_* - \lambda_4 D_*^3 v_*^2)$$

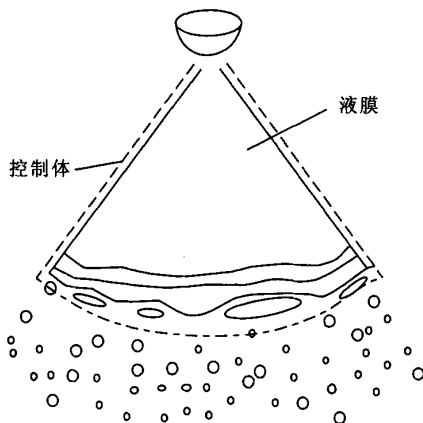


图 2 控制体的示意图

Fig.2 Control volume

使用物理守恒方程作为约束条件的 MEP 方法, 关键在于如何准确的确定物理过程中的源项。然而, 大量研究表明, 源项是同雾化机理和喷嘴类型相联系, 因此需要依据不同的喷嘴和雾化机理来预估源项大小。这意味着, 尽管在理论上可行的基于源项约束条件的最大熵原理其实际应用可行性非常小。

MEP 方法约束机制的第二种选择是使用已知的平均粒径。为了解决源项的准确确定, 给 MEP 方法所带来的严重困难, Cousin<sup>[5]</sup> 进行了深入的研究而发展了两参数模型, 其基本思路是直接使用类似于概率论中矩的概念来作为约束条件, 即

$$\int_0^{\infty} f_0 D^q dD = D_{q0}^q$$

其中

$$q=1,2,3$$

同时, 还必须满足概率归一化条件

$$\int_0^{\infty} f_0 dD = 1$$

相对于以物理守恒条件作为约束条件的方法, 通过选择平均粒径作为约束条件的方法不再需要去考虑复杂而困难的源项设置。而那些计算所需的平均粒径往往可通过一些经验关联式, 或者是雾化模型计算得到, 这无疑提供了一种可以完全脱离实验调整具有真实“预测”性能的方法。

### 2.3 液滴分布的 MEG 方法

MEG 方法是近年来对 MEP 方法的最新发展和完善。由热力学理论可知, 对达到平衡态的孤立系统的不可逆过程, 系统的熵将达到最大; 然而液体雾化过程实际上是一个非孤立系统经历的非平衡不可逆过程, 依据热力学原理, 系统中的熵增将最大化。

不失一般性, 考虑如图 3 所示的离心喷嘴, 该喷嘴在喷嘴出口处 (截面 1) 形成中空的锥形液膜, 随着截面下移液膜逐渐变薄, 直至截面 2 处开始破碎而形成液滴。选择截面 1 和截面 2 之间的连续液膜为研究对象——控制体。假定雾化过程稳态且绝热, 依据热力学第二定律, 有:

控制体内的熵增长速率=流入控制体的熵（截面 1）-流出控制体的熵（截面 2）+控制体内熵增

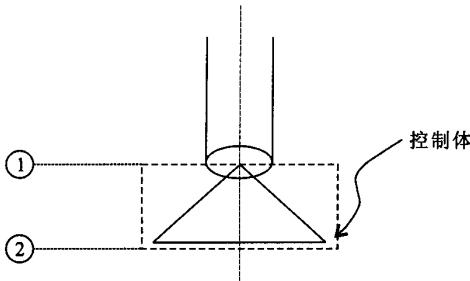


图 3 控制体划分示意图

Fig.3 Control volume

由于假定了雾化过程稳态，因此上式中的左

边项为 0，因此控制体内的熵增实际上是可以通  
过确定截面 1 和截面 2 的熵来得到。在截面 1 处  
形成的是带自由表面的液体，其熵由液体热力学  
熵和表面张力形成的熵所组成。截面 2 由于处于  
液滴初始破碎区，因此其熵也应该由两部分组  
成，第一部分同截面 1 处分析相类似，第二部分  
为由于液滴的分布所产生的类似统计热力学熵，  
该部分熵直接同液滴分布相关，详细的推导过程  
可参见文献[2]。

在得到关于控制体内熵增的具体表达式后，  
在概率归一化及其质量流量守恒的约束下对使控  
制体内的熵增进行最大化处理，可得到如下形式  
的非线性方程组：

$$f_0=3\overline{D}^2\exp\left(-\lambda_0-\lambda_1\overline{D}-\lambda_2\overline{D}^2-\lambda_3\overline{D}^3\right) \tag{5}$$

$$\int_{\overline{D}_{\min}}^{\overline{D}_{\max}} f d\overline{D} = \int_{\overline{D}_{\min}}^{\overline{D}_{\max}} 3\overline{D}^2 \exp\left(-\lambda_0-\lambda_1\overline{D}-\lambda_2\overline{D}^2-\lambda_3\overline{D}^3\right) d\overline{D} = 1 \tag{6}$$

$$\int_{\overline{D}_{\min}}^{\overline{D}_{\max}} \overline{D} f d\overline{D} = \int_{\overline{D}_{\min}}^{\overline{D}_{\max}} \overline{D} 3\overline{D}^3 \exp\left(-\lambda_0-\lambda_1\overline{D}-\lambda_2\overline{D}^2-\lambda_3\overline{D}^3\right) d\overline{D} = \overline{D}_{10} \tag{7}$$

$$\int_{\overline{D}_{\min}}^{\overline{D}_{\max}} \overline{D}^2 f d\overline{D} = \int_{\overline{D}_{\min}}^{\overline{D}_{\max}} \overline{D}^2 3\overline{D}^4 \exp\left(-\lambda_0-\lambda_1\overline{D}-\lambda_2\overline{D}^2-\lambda_3\overline{D}^3\right) d\overline{D} = \overline{D}_{20}^2 \tag{8}$$

$$\int_{\overline{D}_{\min}}^{\overline{D}_{\max}} \overline{D}^3 f d\overline{D} = \int_{\overline{D}_{\min}}^{\overline{D}_{\max}} \overline{D}^3 3\overline{D}^5 \exp\left(-\lambda_0-\lambda_1\overline{D}-\lambda_2\overline{D}^2-\lambda_3\overline{D}^3\right) d\overline{D} = 1 \tag{9}$$

式中， $\overline{D}=D/D_{30}$ 。MEG 方法实际上就是要求出式中  
 $\lambda_0$ 、 $\lambda_1$ 、 $\lambda_2$ 和 $\lambda_3$ 。观察所得到的表达式，发现该非线  
性方程组形式上是和使用平均直径 $\overline{D}_{10}$ 和 $\overline{D}_{20}$ 作为约束  
条件的 Cousin 的 MEP 方法完全一致，但 MEG 方法  
揭示了雾化中所蕴藏的物理过程。

需要说明的是，尽管从理论推导过程来看，  
使用 MEG 或经典 MEP 方法得到的是整个初始喷  
雾场的雾化粒径分布，但如果将整个稳态的喷雾  
场划分为无穷多的流管微元，那么该方法同样适  
用于喷雾场单点粒径分布，只不过使用的平均直  
径 $\overline{D}_{10}$ 和 $\overline{D}_{20}$ 应该对应于该位置处的数据。

2.4 最大熵/熵增原理的数值计算方法

求解形如式（6）、（7）、（8）、（9）的非  
线性方程组的最直接的方法就是经典 Newton 法。  
通常情况下，Newton 法是否能成功应用往往同给

定的初始猜测值同实际真实值之间的接近程度密  
切相关。在使用经典 Newton 法求解上述非线性  
方程组的尝试中，发现即便是使用非常接近于真  
实值的初始值，计算过程中也出现了使雅可比矩  
阵产生严重病态而无法正常迭代的情况，为此发  
展了具有较好数值收敛性的带参数 Newton 法。

具有  $n$  个方程的非线性方程组具有如下通用式：

$$\tilde{f}(\tilde{x}) = 0$$

其中

$$\tilde{x} = \{x\} = \begin{bmatrix} x_1 \\ \cdots \\ \cdots \\ x_n \end{bmatrix}$$

对上式进行泰勒级数展开，并保留二阶项，可构  
造如下迭代方程：

$$\left[ \begin{array}{c} \frac{\partial f_i}{\partial x_1} \frac{\partial f_i}{\partial x_1} \dots \frac{\partial f_i}{\partial x_n} \\ \left[ \frac{\partial f_i}{\partial x_1} \frac{\partial f_i}{\partial x_1} \dots \frac{\partial f_i}{\partial x_n} \right] + \frac{1}{2} \left[ \delta_1^0 \delta_2^0 \dots \delta_n^0 \right] \end{array} \right] + \left[ \begin{array}{ccc} \frac{\partial^2 f_i}{\partial x_1^2} & \frac{\partial^2 f_i}{\partial x_1 \partial x_2} & \dots \frac{\partial^2 f_i}{\partial x_1 \partial x_n} \\ \frac{\partial^2 f_i}{\partial x_2 \partial x_1} & \frac{\partial^2 f_i}{\partial x_2^2} & \dots \frac{\partial^2 f_i}{\partial x_2 \partial x_n} \\ \dots & \dots & \dots \\ \frac{\partial^2 f_i}{\partial x_n \partial x_1} & \frac{\partial^2 f_i}{\partial x_n \partial x_2} & \dots \frac{\partial^2 f_i}{\partial x_n^2} \end{array} \right] \left[ \begin{array}{c} \delta_1 \\ \delta_2 \\ \dots \\ \delta_n \end{array} \right] = -f_i(\tilde{x}) \quad (10)$$

式中，上标 0 表示为上一步迭代值，将式（10）写成矩阵形式：

$$\{\delta\} = -(\mathbf{J} + \mathbf{I})^{-1} \{f\} \quad (11)$$

其中

$$I(i, j) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial^2 f_i}{\partial x_j \partial x_k} \delta_k^0 \right\}$$

式中， $\mathbf{J}$  为雅可比矩阵。将式（6）作如下变换：

$$e^{\lambda_0} = \int_{\bar{D}_{min}}^{\bar{D}_{max}} 3\bar{D} \exp\left(-\lambda_1 \bar{D} - \lambda_2 \bar{D}^2 - \lambda_3 \bar{D}^3\right) d\bar{D} \quad (12)$$

代入式（7）、（8）和（9）中，将等式右边项移至等式左边，构造如下非线性方程组：

$$B_1(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) = \int_{\bar{D}_{min}}^{\bar{D}_{max}} 3\bar{D} \exp\left(-\lambda_1 \bar{D} - \lambda_2 \bar{D}^2 - \lambda_3 \bar{D}^3\right) d\bar{D} / e^{\lambda_0} - \bar{D}_{10} = 0 \quad (13)$$

$$B_2(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) = \int_{\bar{D}_{min}}^{\bar{D}_{max}} 3\bar{D} \exp\left(-\lambda_1 \bar{D} - \lambda_2 \bar{D}^2 - \lambda_3 \bar{D}^3\right) d\bar{D} / e^{\lambda_0} - \bar{D}_{20} = 0 \quad (14)$$

$$B_3(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) = \int_{\bar{D}_{min}}^{\bar{D}_{max}} 3\bar{D} \exp\left(-\lambda_1 \bar{D} - \lambda_2 \bar{D}^2 - \lambda_3 \bar{D}^3\right) d\bar{D} / e^{\lambda_0} - 1 = 0 \quad (15)$$

对该非线性方程组采用上述二阶精度 Newton 法，其中积分采用 Simpson3/8 公式。为了解决使用式（11）求解过程中所遭遇到的方程组严重病态问题，对式（11）作如下变化处理：

$$\{\delta\} = -\zeta(\mathbf{J} + \mathbf{I} + \xi \mathbf{E})^{-1} \{f\}, \quad 0 < \zeta \leq 1 \quad (16)$$

式中， $\mathbf{E}$  为单位矩阵； $\xi$  为阻尼因子，其作用是保证矩阵  $(\mathbf{J} + \mathbf{I} + \xi \mathbf{E})^{-1}$  的对角占优而消除雅可比矩阵  $\mathbf{J}$  的奇异性； $\zeta$  为下降松弛因子。式（16）具有大范围收敛的特性，并显著降低了收敛特性同初始估计值之间的依赖关系。

### 3 液滴分布实验与预测比较

为了检验使用 MEG 方法预测粒子分布能力和本文所发展的数值计算方法的有效性，在实验间使用了 PDPA（Phase Doppler Particle Analyzer，相位多普勒粒子分析仪）系统对液体火箭发动机

离心喷嘴进行实验研究。实验系统如图 4 所示，离心喷嘴实验系统液路采用挤压供液方式。流量控制通过液体阀门控制台实现。系统中采用质量流量计和压力传感器来分别测量质量流量和压力，数据采集系统采用 NicoletXP 采集器，为实现数据的远程采集和控制，使用同轴电缆和网卡将计算机同采集器相连，同时在 VB6 语言平台上开发了具有较好通用性的远程控制程序。该程序通过调用 NicoletXP 配套的 VisionAPI 函数来实现远程通信。雾化粒径诊断仪器是由 Aerometrics 公司引进的三维 PDPA 系统，该设备具有同时测量球形粒子速度和大小的能力。为减小高斯光束效应引发的错误测量，使用了 10:1 光强校准设置，散射光接收角为 30°，采集样本不小于 6000。

考虑到 PDPA 系统只能测量球形粒子直径，且在粒子数密度较大区数据率严重降低的特点，此次实验测量了距喷口距离为 15mm、27mm、37mm 三个截面。

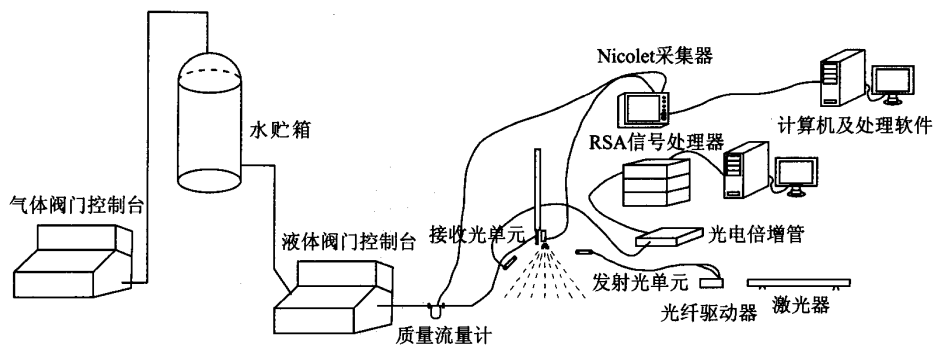


图 4 离心式喷嘴雾化特性实验系统图

Fig.4 Experimental system of atomization characteristics of swirl injector

由于 PDPA 属于单点测量技术，因此无法同时给出瞬时喷雾场的粒径分布，而且也很难通过单点测量来准确获得喷雾场的粒径分布，不过如上所述，MEP/MEG 方法具有适用于单点粒径分布的特点，因此表 1 中给出的是实验中各截面上数据率最高点处的平均直径，表 2 中列出的是使用 MEG 方法得到的待定参数值，图 5 给出的是实验和理论预测分布比较情况。

从图 5 中可以看出 MEG 方法在距喷口距离为 15mm 和 27mm 的截面上雾化液滴分布预测性能是比较好的，尤其是对分布峰值对应粒径的预测，但是当测量截面进一步下移到距喷口 37mm 处时，根据 MEG 方法所预测出的粒径值整体上偏小约  $10\mu\text{m}$ （注：图中 MEG 预测曲线已整体右移  $10\mu\text{m}$ ），不过预测分布包络线和实测值比较接近。

因此，可以认为在距喷口距离一定范围内 MEG 预测能力并没有随着界面的下移呈现出大的规律性变化，这可能是由于所选择的各位置处没有发生显著的蒸发、冷凝等物理过程，但一旦超出了该距离，由于雾化液滴相互碰撞引发的液滴之间聚合作用，使实际雾化液滴变大，而在 MEG 方法中并没有考虑到该作用的影响，因此在预测上出现较大偏差，而这也进一步证明了，MEG 方法只适用于雾化的初始液滴分布的预测，

对于雾化过程中的后续作用无法给出正确结果。不过基于将 MEG 预测分布整体右移后同实验分布接近的事实，似乎可以认为该类喷嘴的雾化聚合作用只是将该截面上的所有粒径整体加了某一值，但这样的结论是否有普遍性还需进一步研究。

为了检验 MEG 方法在其他一些类型的液体火箭发动机喷嘴中的应用可能性，随机抽取了 2005 年某型同轴剪切式喷嘴的一组数据<sup>[9]</sup>，得到如图 6 所示的结果。可以看出 MEG 方法在同轴剪切式喷嘴粒径分布预测能力上同样表现优异。

综合图 5 和图 6，认为使用 MEG 方法所预测的分布同实验分布吻合程度比较高，只是在峰值大小上存在细微差别，而这些差别很可能与 PDPA 测量技术自身局限性相关，实验证明：将 MEG 方法应用在液体火箭发动机初始液滴分布预测上是可行的。

表 1 各界面测量点处平均粒径值

Tab.1 Mean droplet diameters at three cross-sections

截面	$D_{10}/\mu\text{m}$	$D_{20}/\mu\text{m}$	$D_{30}/\mu\text{m}$
15mm	39.9584	51.855	63.9518
27mm	31.984	41.4349	51.6823
37mm	39.6751	43.8251	48.2787

表 2 MEG 方法计算得到的预测分布待定参数值  
Tab.2 Parameter values computed by using MEG method

截面	$\lambda_0$	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$\lambda_3$
15mm	-5.91377868803841	7.06978291319750	-2.73217979254332	2.12325332165374
27mm	-4.28088154375520	7.46122220723021	-3.04697314265145	1.07977800840023
37mm	-4.30564260344139	7.37114974039808	-2.66722285008428	0.84198722159975

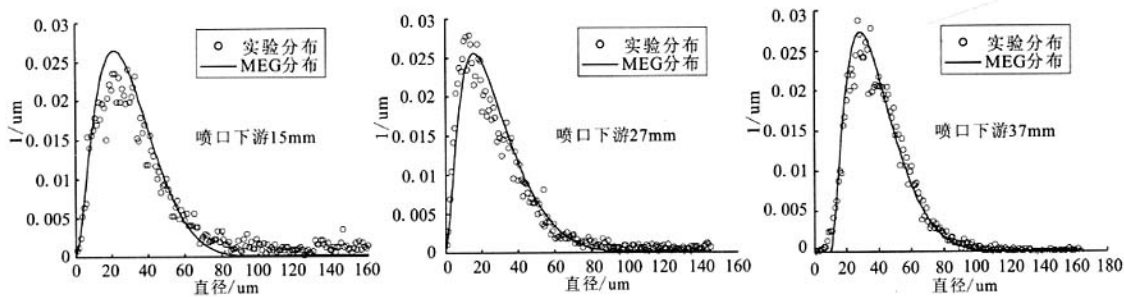


图 5 离心式喷嘴在三个截面上的实验分布与预测分布比较  
Fig.5 Comparison of predictions with experimental data of swirl injector at three cross-sections

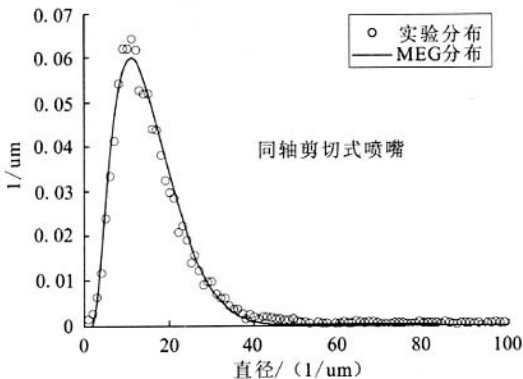


图 6 同轴剪切式喷嘴实验分布与预测分布比较  
Fig.6 Comparison between MEG predictions and experimental data of shear coaxial injector

4 最大熵/熵增原理在液体火箭发动机雾化液滴分布应用中的策略

为了验证 MEP/MEG 方法的有效性，文中通过将实验数据获得的平均直径  $\bar{D}_{10}$  和  $\bar{D}_{20}$  直接作为模型的输入条件而计算得到了预测分布曲线。尽管证明了方法的正确性，但作为一种具有“预测”能力的分析方法，最显著的特点应该是独立

于实验，即不需要通过实验来进行参数调整，却能得到和实验吻合程度很高的结果。因此，在应用 MEP/MEG 方法之前还需要预先确定出作为输入条件的平均粒径。目前，有两种途径可提供需要的平均粒径：其一使用粒径关联式；其二采用雾化模型。这里以同轴剪切式喷嘴为例分别加以说明。

4.1 粒径关联式

粒径关联式是依托喷嘴雾化场测量数据而建立的以物性参数、工作参数以及喷嘴几何参数为自变量的某一平均直径函数（譬如  $D_{32}$ 、 $D_{30}$ ）。目的就是通过对有限的统计数据，来外推该类型喷嘴其他状态下的雾化平均粒径。1991 年，Zaller<sup>[7]</sup>在他所收集的关联式预测能力进行考察时发现，尽管属于同轴剪切式喷嘴范畴，但由于得到这些关联式所采用的测试技术及模拟介质、实验参数及其几何结构千差万别，导致这些关联式的预测能力十分有限。这说明在采用关联式提供初始平均粒径时应慎重考虑，最好的方法就是制定详细的研究计划通过大量的实验建立适合自身工作条件的雾化关联式，而且这些关联式应以所需要的平均直径作为关联对象，譬如  $D_{10}$ 、 $D_{20}$  和  $D_{30}$ 。



## 4.2 雾化模型

圆柱射流雾化建模方法主要有流嵌入法 (JE 法)、流体容积法 (VOF 法) 及 Blob (液滴) 方法。基于柴油发动机压力喷嘴而发展的 Blob (液滴) 方法是完全建立在线性理论基础之上的, 其假设的喷嘴出口瞬时出现的 Blob (液滴) 实际上并不能代表同轴剪切式喷嘴的液核, 因此实际可应用在同轴剪切式喷注器上的雾化建模方法主要是 JE 法和 VOF 法。由于 VOF 只能对整个射流形状进行求解, 而无法捕获射流表面的扰动波结构及其增长情况。而更为重要的是, VOF 方法最大的局限性在于需要对液体射流及其相邻气流进行非常细密的网格划分, 这带来的计算量非常惊人, 且能给出波增长特性的 JE 方法所替代。

JE 方法采用多网格概念, 对气相使用规则网格, 而对液核使用嵌入式的贴面自适应网格。将 JE 方法和表面波不稳定性理论相结合可计算预测出射流核轨迹的波增长和液滴分离过程。JE 方法中, 液核运动可以使用完整的 N-S 方程或者依据需要精度简化后的方程组来描述。该方法通常考虑使用射流的连续和动量方程, 并通过引入一个名为单位表面积的射流破碎速率对连续和动量方程进行牛顿迭代。在早期的 JE 法中, 射流破碎速率很大程度上取决于实验来给出, 2004 年 Stephen Gen-KenChuech 等人<sup>[6]</sup>通过在模型中引入扰动波增长振幅超过波长作为从液核上剥离出的液带的破碎标准, 使 JE 方法从半经验方法发展成为完全意义上的数值方法。不过 Stephen Gen-KenChuech 等人直接使用是由基于时域线性稳定性导出的色散方程, 其间并没有考虑气体粘性作用, 因此该模型还需要进一步的发展。

使用雾化模型的优点是完全独立于实验, 但却无法同时给出两个或两个以上平均直径, 因此为了完整的预测出实际的基于数量的分布, 实际上还需要另寻途径获得其他平均直径。相比之下, 粒径关联式更具有针对性和灵活性。

## 5 结论

本文首先对最大熵/熵增原理进行了简要介

绍, 并发展了相应的具有较好收敛特性的数值计算方法。为检验该方法的可行性, 组建了离心式喷嘴的雾化实验系统, 并使用 PDPA 系统作为粒径诊断系统测量得到了大量的雾化特性数据, 通过将其中的分布数据同使用 MEG 方法得到的分布比较后证明了 MEG 方法的有效性, 后又将该方法扩展到同轴剪切式喷嘴的粒径分布, 在实验和理论预测之间得到了很好的一致性。文中最后, 提出了 MEG 方法在液体火箭发动机中的应用策略和方法, 认为在粒径关联式和雾化模型两种方法中, 粒径关联式更具有针对性, 但该式应该通过大量的实验来拟合得到适用于自身需要的雾化粒径关联式。

需要说明的是, 尽管通过实验证明了 MEG 方法的有效性, 但还有许多问题需要进一步去研究, 譬如 MEG 方法是否适用于具有双峰分布模式的粒径分布等。

## 参考文献:

- [1] E Babinsky, P E Sojka. Modeling drop size distributions[J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2002, 28.
- [2] Xianguo Li, Meishen Li, etc. Modeling the initial droplet size distribution in sprays based on the maximization of entropy generation[J]. Atomization and Sprays, 2005, 15.
- [3] E T Jaynes. Information theory and statistical mechanics[J]. Physical Review. 1957, 106(4).
- [4] Sellens R W, Brzustowski T A. A prediction of the drop size distribution in a spray from first principles [J]. Atom Spray Technol, 1985.
- [5] Cousin J, Yoon S J, Dumouchel C. Coupling of classical linear theory and maximum entropy formalism for prediction of drop size distribution in sprays: application to pressure swirl atomizers[J]. Atom Sprays, 1996.
- [6] 黄兵, 丁振晓, 郑颖, 张楠. 氢氧发动机同轴剪切式气液喷嘴雾化特性研究[J]. 航天推进与动力, 2006, (1).
- [7] M zaller. LOX/Hydrogen coaxial injector atomization test program[R]. NASA-CR-187037.
- [8] Stephen Gen-Ken Chuech, Andrzej J Przekwas. Numerical modeling for atomization of coaxial liquid/gas jets [J]. Journal of Marine Science and Technology, 2004, 12(4).

(编辑: 马杰)