基于统计学特征的密集型气液雾化随机模型 优化方法研究^{*}

邓 甜^{1,2},张新晨¹,汤 振¹,李亚轩¹

(1. 中国民航大学 中欧航空工程师学院,天津 300300;2. 中国空气动力研究与发展中心 结冰与防除冰重点实验室,四川 绵阳 621000)

摘 要:在高气液动量比的空气雾化流场中,液滴和液丝从液核剥离的过程具有高自由度、分布密 集的特点,传统理论模型难以对其准确预测。本文对结合大涡模拟方法的随机雾化模型进行优化,在初 始雾化过程,提出使用液滴统计平均温度来表征液滴碰撞统计学特性的改进方法。液滴的统计平均温度 分别采用气液相对动能模型的粒子追踪法和亚网格动能模型的粒子追踪法。研究表明,使用改进的气液 雾化随机模型预测密集型空气雾化流场,大幅改善了传统雾化随机模型在初始雾化区域过预测的缺陷, 平均动能的相对误差为15.5%,平均索特尔直径的相对误差为7.2%,与未改进前的模拟结果相比,误差 降低了41.1%和15.0%。此外,本文还探究了喷雾张角模型对雾化流场预测结果的影响,分别将实验所 得经验公式法、相界面气液动量平衡所得模拟法与亚网格动能模型的粒子追踪法结合。结果表明喷雾张 角经验公式预测结果更为准确,在平均索特尔直径预测方面准确性提高了17.3%。

关键词:空气雾化流场;数值模拟;随机浸入体模型;大涡模拟方法;亚网格动能粒子追踪法
中图分类号: V231.2⁺3 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2022) 07-201020-08
DOI: 10.13675/j.enki. tjjs. 201020

Improvement of Stochastic Model Based on Statistical Characteristics for Dense Air Atomization

DENG Tian^{1,2}, ZHANG Xin-chen¹, TANG Zhen¹, LI Ya-xuan¹

(1. Sino-European Institute of Aviation Engineering, Civil Aviation University of China, Tianjin 300300, China;
2. Key Laboratory of Icing and Anti/De-Icing, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China)

Abstract: In the air atomization flow field with high gas-liquid momentum ratio, the stripping of droplets and filaments from the liquid core has the characteristics of high degree of freedom and dense distribution. Therefore, the traditional model is difficult to predict accurately. The traditional stochastic atomization model combined with large eddy simulation is improved. In the primary atomization process, an improved method is proposed to characterize the statistical characteristics of droplet collision by using statistical mean temperature. The statistical mean temperature of droplet is calculated by particle tracking method of gas-liquid relative kinetic energy model and sub-grid kinetic energy model respectively. The results show that the improved stochastic model greatly improves the over-prediction of the traditional stochastic model in the primary atomization region. The mean kinetic

* 收稿日期: 2020-12-27; 修订日期: 2021-03-23。

基金项目: 天津市教委科研计划项目 (2020KJ036); 结冰与防除冰重点实验室开放课题 (IADL20200305)。

通讯作者:邓 甜,博士,讲师,研究领域为航空发动机燃烧室、多相流流动。

引用格式:邓 甜,张新晨,汤 振,等.基于统计学特征的密集型气液雾化随机模型优化方法研究[J].推进技术,2022,43(7):201020. (DENG Tian, ZHANG Xin-chen, TANG Zhen, et al. Improvement of Stochastic Model Based on Statistical Characteristics for Dense Air Atomization[J]. Journal of Propulsion Technology, 2022, 43(7):201020.)

energy relative error is 15.5% and the mean sauter diameter relative error is 7.2%, which is 41.1% and 15.0% lower than the simulation results before improvement. In addition, the influence of the spray angle model on the prediction of the atomization field is also explored. The empirical expression method and the simulation method which is derived by gas-liquid momentum balance at the interface are combined with sub-grid kinetic energy model. It shows that the improved stochastic model using sub-grid kinetic energy model and empirical spray angle expression is more accurate. In terms of prediction of mean sauter diameter, the accuracy is improved by 17.3%.

Key words: Air atomized flow field; Numerical simulation; Random immersed model; Large eddy simulation method; Sub-grid kinetic energy particle tracing method

1 引 言

空气雾化喷嘴是航空发动机和火箭发动机燃烧 室中常用的雾化产生方式。雾化质量影响发动机性 能及污染物排放,因此对空气雾化流场的研究至关重 要。如图1所示^[1],液体燃料与空气同向射出喷口,空 气速度远大于液体燃料速度,离开喷口后的液柱会由 于较大相对速度产生的相互作用而变形、失稳、破裂, 同时还会受空气强紊流的横向扰动而失稳破裂,形成 大小形状各异的大尺度液体微团:液片、液丝,该过程 被称为初始雾化。接着,初始雾化形成的液丝在高速 空气的冲击下继续破裂形成粒径更小的液滴,该过程 被称为二次雾化。初始雾化过程受湍流、气动稳定性 等多方面因素控制,且其形成的液丝具有分布密集、 自由度高的特点。对于初始雾化尚未有公认的理论 模型,如何准确预测气液两相界面也是其中难点 之一。

目前,对于雾化流场的模拟方法有 IBF (Immersed boundary formulation), Level Set, VOF (Volume of fluid)以及唯象模型等。早期由 Peskin^[2]提出 IBF 方法,假设在不可压粘流控制体内存在无质量两相 边界,该边界随流体流动且具有破碎分裂的趋势,在 N-S方程中加入表面张力源项来描述该边界的运动。 由于两相界面发生破碎和合并的频率较高,若使用 IBF 方法难以追踪两相界面变化。Sussman 等^[3]提出 Level Set方法,通过构建特征标量场表征当地流体状 态,用特征标量零等值面表征气液两相界面。Tanguv^[4]和 Ménard 等^[5]将 Level Set 方法用于模拟初始雾 化,观察液丝以及液滴的形成过程并研究一次雾化 不稳定性。在数值计算中,液丝发生多次破碎后最 终破碎尺度为亚网格尺度,Level Set方法会出现液相 质量不守恒问题,且当韦伯数非常大时,使用Level Set方法描述初始雾化过程存在一定局限性。Hirt 等^[6]提出不可压流体的VOF模型,液相和气相流体共 用一个动量方程,通过液体体积分数来追踪气液两 相界面,液体体积分数在(0,1)内则表示该处为气液 两相界面。Sussman等^[7]的研究表明, VOF方法的优 势是可保证界面内质量守恒的条件下构造高精度体 积分数函数追踪气液两相界面,但该方法难以准确 计算两相界面的局部法向量和局部曲率。唯象模型 旨在节约计算资源的基础上准确地表征喷雾场特 性。传统唯象模型[8-9]基于拉格朗日法追踪初始雾化 液滴,将液体射流过分简化为液体小球,然而高雷诺 数高韦伯数射流雾化问题时具有过高的自由度,预 测近出口喷雾场液滴直径的准确率有限。为解决上 述问题, Ariane等^[10]提出基于射流液体与气体混合流 体控制方程的欧拉混合模型。Beau^[11]在此基础上, 引入代表单位体积两相界面面积的标量的传输方程 来预测液滴粒径。Jay等^[12]使用欧拉混合模型模拟了 火箭发动机工况下的喷雾燃烧。但是欧拉混合模型



(a) $u_1=0.86$ m/s, $u_g=30$ m/s (b) $u_1=0.26$ m/s, $u_g=50$ m/s Fig. 1 Images of breakup by a coaxial gas flow^[1]

忽略了液滴群的相互作用,预测高韦伯数射流雾化 场准确度不足。尽管针对射流雾化已经提出许多数 学和物理模型,但是以上模型均适用于低速流动情况, 在流速较高、气液动量差较大时均存在一定局限性。 邓甜等^[13]针对高速气流空气雾化流场提出随机浸入体 模型,该模型在预测液核长度、液滴尺寸方面准确度明 显优于传统唯象模型,但在初始雾化离散液滴模型中 未考虑液滴相互碰撞对动力学产生的影响。

本文在文献[13]基础上,针对较高气流速度下 高气液动量比的空气雾化流场的随机浸入体模型进 行优化,改进初始雾化液相离散相运动方程,并与实 验对比检验其模拟效果。

2 气液雾化随机模型

2.1 随机浸入体模型

假设液核周围液丝形成过程和碰撞过程的时间 尺度远小于湍流时间尺度^[13],且随机浸入体的局部加 速度由相界面加速度控制。采用大涡模拟方法(LES) 模拟湍流气流场,固定结构化网格,其控制方程为

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} = \begin{cases} -\frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho_{\rm g}} \frac{\partial \langle \sigma_{ij} \rangle}{\partial x_j} & (\text{if } P_1(\boldsymbol{x}, t) = 0) \\ P_1(\boldsymbol{x}, t) \dot{U}_{\rm s} n_i & (\text{if } P_1(\boldsymbol{x}, t) \neq 0) \end{cases}$$
(1)

式中〈...〉为 LES 模拟中的过滤项; $\langle u_i \rangle$ 为速度分量; $P_1(\mathbf{x}, t)$ 为该处的液相存在概率, 若 $P_1(\mathbf{x}, t)$ = 0表示 不存在液相; \dot{U}_s 为相界面加速度; $n_i(\mathbf{x}, t)$ 为相界面外 法向向量。后三者实际上反映了连续液相(液核)作 为"浸入体"对其周围湍流气流场的体积力。

采用随机粒子方法模拟液核,在进行气流模拟 的同时从喷嘴内边界向流场射入一束质量为零、速 度与液体射流速度相等的随机粒子,每一个随机粒 子的轨迹即为某时刻下气液两相界面可能存在的位 置。每个随机粒子在其"生命周期"内在流场中流 动,之后被移除流场。其"生命周期"为

$$\tau_1^{-1} = \sqrt{\frac{|\rho_g u_{g,0}^2 - \rho_1 u_{1,0}^2|}{2\rho_1}} \frac{1}{D_1} = \frac{u_1}{D_1} \sqrt{\frac{|M - 1|}{2}}$$
(2)

式中 M 为气液动量比。

随机粒子的径向位置 $r_{s,x}$ 可由上一时刻的径向位置 f = (0, 1)之间的随机数 α 相乘得到,选取 $\langle \ln^2 \alpha \rangle / \langle \ln \alpha \rangle$ 作为该随机过程的全局参数,见式(3)。 若 $\xi(x,t)$ 为气液两相界面的参数方程,那么喷嘴出口 附近的液相分布概率可表示为式(4)。当 $P_1(x,t) = 1$ 时,该位置处于液相区域;当 $P_1(x,t) = 0$ 时,该位置处

于气相区域;当 $0 < P_1(x,t) < 1$ 时,该区域处于气液 两相区域,即形成液丝区域。

$$\frac{r_{s,x} + u_{10}\Delta t - r_{s,x}}{r_{s,x}} = \left[\left\langle \ln \alpha \right\rangle + \frac{\left\langle \ln^2 \alpha \right\rangle}{2} \right] \frac{\Delta t}{\tau_1} + \sqrt{\frac{\left\langle \ln^2 \alpha \right\rangle}{2\tau_1}} \, \mathrm{d}W$$
(3)
$$P_1(\boldsymbol{x}, t) = \left\langle \delta \left(\xi(\boldsymbol{x}, t) - r_{s,x} \right) \mathrm{d}\xi \right\rangle$$
(4)

每个随机粒子的运动方向同样具有随机性。假 设存在以随机粒子为中心的单位半径球面,该球面 存在布朗运动,那么某一时刻的运动方向可由随机 粒子到布朗运动位置的单位矢量 n_i(x,t)规定, n_i(x,t)使用球坐标系表示^[13]。

相界面加速度可由相界面速度与该节点处上一时刻速度之差得到,如式(5)所示,其中u_{*}为对流速度。本文采用50个随机粒子计算方法,已在文献[13] 中通过与实验结果对比液核长度验证了该计算方法。

$$\begin{cases} \left\langle u_{i} \right\rangle^{n+1} = (1 - P_{1}(\boldsymbol{x}, t)) \left\langle u_{i} \right\rangle^{n} + P_{1}(\boldsymbol{x}, t) u_{s}^{n+1} \\ (\text{if } 0 < P_{1}(\boldsymbol{x}, t) < 1) \\ \left\langle u_{i} \right\rangle^{n+1} = u_{s}^{n+1} n_{i} \\ (\text{if } P_{1}(\boldsymbol{x}, t) = 1) \end{cases}$$
(5)

2.2 初始雾化液体离散相改进模型

模拟初始雾化液滴的形成过程,首先要获得初 始液滴的位置,还需要规定该液滴粒径和初始方 向。其中液滴的初始尺寸由假设的负指数分布函 数获得,液滴的初始方向由喷雾角度决定。在射 流破碎的随机过程中,大粒径液滴的生成概率与 大液滴破碎生成的小液滴的概率成正比^[14],即 $f(r_1 + r_2) \approx f(r_1)f(r_2)$ 。由实验现象可知,液丝剥离 形成液滴,Rayleigh-Taylor不稳定性成主导作用,因 此用 R-T 不稳定波长 $\lambda_{\rm RT}$ 作为初始液滴粒径分布的 特征尺寸,从而初始尺寸的分布函数为

$$f(r) = \frac{1}{\lambda_{\rm RT}} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_{\rm RT}}\right)$$
(6)

液滴的初始方向由喷雾张角决定,喷雾张角有 两种计算方法:喷雾张角经验公式和喷雾张角模拟 法。喷雾张角经验公式由实验结果所得,见式(7)。 喷雾张角模拟法定义卷吸速度 u_e和对流速度 u_s的比 值为初始喷雾角的正切,见式(8)。假设初始液滴从 相界面外法向向量为 n 位置剥离,那么该相界面位置 取决于气液相动量平衡的卷吸速度 u_e,见式(9)。两 种喷雾角模拟结果将在 3.2.2 节中进行对比分析。

$$\theta \approx \left[45^{\circ} - \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{M^{\frac{1}{2}}}{6}\right) \right]$$
(7)

$$\boldsymbol{u}_{e} = u_{1,0} \sqrt{\frac{\boldsymbol{\rho}_{1}}{\boldsymbol{\rho}_{g}}} \boldsymbol{n}$$
 (8)

$$\tan \theta = n_{y} \frac{u_{1,0} \sqrt{\rho_{1} / \rho_{g}}}{u_{z}}$$
(9)

初始雾化液滴可使用拉格朗日法追踪法,但是空 气雾化喷嘴出口附近区域存在大量密集液滴,它们之 间的相互碰撞频率十分高,对液滴的动力学产生强烈 的影响,因此没有考虑液滴间碰撞的拉格朗日追踪法 在该区域的模拟准确性较差。然而高频率的液滴碰撞 导致其轨迹通常是不规则且具有随机性,很难对液滴 进行直接追踪,所以要引入可准确反映这种碰撞特性、 又不影响计算效率的简化模型,提高液滴追踪准确性。

本文提出一种使用液滴统计平均温度来表征液 滴碰撞特性的粒子追踪法,将 $P_1(\mathbf{x}, t) \neq 0$ 气液两相 区域内的高频率碰撞过程视为各向同性,通过追踪 假想粒子光滑后的轨迹来表征该区域的液滴碰撞动 力学特性,碰撞过程平均化后的运动方程为式(10)。 其中v_p,*i*是液滴的瞬时速度分量,*v*_p,*i*是液滴碰撞平均 化后的速度,液滴质量为m,T,为由于液滴碰撞产生 的统计平均温度, τ_{s} 为斯托克斯时间常数。

$$\frac{\mathrm{d}\bar{v}_{\mathrm{p},i}}{\mathrm{d}t} = \begin{cases} -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{T_{\mathrm{p}}}{m_{\mathrm{p}}}\right) + \frac{\left\langle u_i \right\rangle - \bar{v}_{\mathrm{p},i}}{\tau_{\mathrm{st}}} & (\text{if } P_1(\boldsymbol{x},t) \neq 0) \\ \frac{\left\langle u_i \right\rangle - v_{\mathrm{p},i}}{\tau_{\mathrm{st}}} & (10) \\ \frac{\left\langle u_i \right\rangle - v_{\mathrm{p},i}}{\tau_{\mathrm{st}}} & (\text{if } P_1(\boldsymbol{x},t) = 0) \\ \tau_{\mathrm{st}} = \frac{2\rho_1 r^2}{9\rho_a \nu_a} \frac{1}{1 + 0.15Re^{0.687}} & (11) \end{cases}$$

液滴统计平均温度 T_是反应液滴相互碰撞对液 滴动力学影响的物理量。为使式(10)方程封闭,引 入两种不同的模型来表征该物理量:(1)气液相对动 能模型,假设液滴统计平均温度完全由气液相对动 能提供,仅取决于气流的动能耗散,见式(12)。本文 将液滴拖拽的特征时间取为斯托克斯时间,因此气 液相对动能模型的统计平均温度为式(13);(2)亚网 格动能模型,假设液滴统计平均温度与亚网格动能 成正比,其比例为 $T_{\rm L}/(T_{\rm L} + \tau_{\rm st})$,其中 $T_{\rm L}$ 是拉格朗日湍 流时间尺度。在大涡模拟中,拉格朗日湍流时间尺 度也可被近似为应变率的倒数,即 $T_{L} \sim |S_{i}|^{-1}$ 。最终, 适用于大涡模拟的亚网格动能模型为式(15)。

$$\varepsilon = \frac{1}{2} v_{g} \left(\frac{\partial \langle u_{i} \rangle}{\partial x_{i}} + \frac{\partial \langle u_{j} \rangle}{\partial x_{i}} \right)^{2}$$
(12)

$$\frac{T_{\rm p}}{m_{\rm p}} = \frac{1}{2} v_{\rm g} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right)^2 \tau_{\rm st}$$
(13)

$$\frac{T_{\rm p}}{m_{\rm p}} = \overline{u^2} \frac{T_{\rm L}}{T_{\rm L} + \tau_{\rm st}} \tag{14}$$

$$\frac{T_{\rm p}}{m_{\rm p}} = \left(\frac{v_{\rm eff}}{\Delta}\right)^2 \frac{1}{1 + \tau_{\rm st}} \left|S_{ij}\right| \tag{15}$$

密集型喷雾流场模拟结果分析 3

 m_{\cdot}

3.1 数值方法和网格划分

对文献[15]的雾化流场进行数值模拟,气相 为空气,射流直径 0.04m,速度 20~90m/s,液相为 水,射流直径0.02m,速度0.173~0.78m/s。基于气 体射流直径进行无量纲化,最终建立 $L_x = 7, L_y =$ 15, L_z = 2的计算域。使用大涡模拟方法和前文建 立的随机浸入体模型和离散相模型,亚网格应力 模型方面使用 Smagorinsky 模型,使用非均匀四阶 紧致差分格式和四阶 Runge-Kutta 格式。入口、出 口和侧壁均采用无反射边界条件。气流入口纵向 速度刨面为双曲正切型结构,给出来流特征变量 的时间变化,通过内偏导数计算流出气体特征变 量。经过网格无关性验证后,最终选择96×245×32 的网格^[13]。

3.2 模拟结果分析

基于2.2节的研究,初始破碎液体离散相模型在 初始雾化液滴追踪法方面有两种改进:气液相对动 能模型的粒子追踪法(Simplified collision I)和使用亚 网格动能模型的粒子追踪法(Simplified collision II); 在喷雾张角方面有两种计算方法:经验公式(Presumed angle)和模拟法(Simulated angle)。因此设置 计算对比方案,如表1所示。

Table 1 Different models of dispersed phase

Case	Description
А	Standard tracking + Presumed angle
В	Standard tracking + Simulated angle
1	Simplified collision I + Presumed angle
2	Simplified collision I + Simulated angle
3	Simplified collision II + Presumed angle
4	Simplified collision II + Simulated angle

3.2.1 液滴追踪法对比

图 2 为基础方案 Case A、改进方案 Case 1, Case 3 与实验结果的对比。气液动量比为16(气相速度 60m/s,液相速度0.52m/s),对比0 < x/D1 < 5区间内平 均动能 $\sqrt{u_{p}^{2} + v_{p}^{2} + w_{p}^{2}}$, 平均索特尔直径 d_{32} 的预测结 果。如图2(a)所示,在平均动能预测方面,考虑随机 浸入体中液滴间碰撞的改进追踪方法显然更加准 确,在初始雾化区域(如 y/D₁ = 0.75, y/D₁ = 1.0处),大 量液丝、液滴被剥离液核,液滴间相互碰撞发生频繁 导致传统拉格朗日追踪法(Case A)过预测现象明显, 亚网格动能模型粒子追踪法(Case 3)预测更加准确, 相对误差为 15.5%,与基础方案相比误差减小了 41.1%。如图 2(b)所示,在特征粒径预测方面,也可 以得出类似结论,两种改进追踪方法也更加准确。 在 $y/D_1 = 0.75$ 处和 $y/D_1 = 1.0$ 处,亚网格动能模型粒 子追踪法预测的结果与实验结果相差最小,在 $x/D_1 > 3$ 处,与实验结果平均相对误差为 7.2%,与基础方案 相比误差减小了 15.0%。但在更靠近喷嘴出口的 $y/D_1 = 0.5$ 处,三种方案的预测值与实验值相比均偏 低(50 μ m)。

图 3 为基础方案 Case B,改进方案 Case 2, Case 4



Fig. 2 Comparison of velocity and mean Sauter diameter of droplets (presumed spray angle) with measurements^[15]



Fig. 3 Comparison of velocity and mean Sauter diameter of droplets (simulated angle) with measurements^[15]

和实验结果的对比。也可明显看出:与传统拉格朗 日追踪法相比,考虑液滴间碰撞的改进追踪法预测 结果更加准确。在平均动能预测方面,如图 3(a)所 示,亚网格动能模型粒子法的预测结果均最为准确。 在平均索特尔直径模拟方面,在如图 3(b)所示,在 y/D₁=0.75和1处,亚网格动能模型粒子追踪法预测的 结果更贴近实验结果。但在 y/D₁=0.5处,亚网格动能 模型粒子追踪法较气液相对动能模型粒子追踪法预 测结果偏差略大一些。 进一步探究亚网格动能模型粒子追踪法在近喷 嘴区域 y/D₁=0.5 处粒径预测情况,保持气液动量比不 变,改变气相和液相入射速度。图4为采用亚网格动 能模型粒子追踪法预测的两种液滴平均直径 d₁₀和 d₃₂。可以看出,随着气流速度增大,两种液滴平均直 径的预测结果与实验结果的误差均逐渐减小。当气 流速度>40m/s时,预测的相对误差不超过 20%。综 上可知:当气液动量比和气流流速较大时,亚网格动 能模型粒子追踪法预测效果最佳。



3.2.2 喷雾张角预测模型对比

使用亚网格动能模型粒子追踪法对比喷雾张角 经验公式与模拟法预测效果,即表1中改进方案 Case 3与 Case 4 对比。图 5 为气相入射速度 60m/s,液相入 射速度 0.52m/s 时,预测索特尔直径 d₃₂的结果。可 以看出:在 y/D₁=0.75 和 1 处,喷雾张角经验公式的索 特尔平均直径预测结果相对准确,特别是越远离喷 嘴出口,预测结果越准确,相比模拟法准确性提高 17.3%。通过上节对图 4 的分析可知, y/D₁=0.5 处的 偏差会随气流速度的增加逐渐减小。结合上节不同 追踪法的对比结果,在气流速度较大时,使用喷雾张 角经验公式和亚网格动能粒子追踪法,即改进方案 Case 3 对密集型空气雾化流场的预测效果更佳。 3.2.3 喷雾场和速度场特性分析

采用 Case 3 对气液动量比 M=16,70,220 进行 模拟计算,图 6 为其速度和液滴尺寸分布。可以 看出:随着动量比增大,液核周围的速度梯度逐 渐降低,这表明动量比增大导致气流对液滴的拖 拽增强,气液间动量交换增加,雾化作用更加强 烈,液滴粒径减小。通过随机浸入体模型理论的 定性分析也可以得到类似的结论,即动量比增 加,液相分布概率 $P_1(\mathbf{x}, t) \neq 0$ 区域增大, \dot{U}_s 相界 面加速增大, $n_i(\mathbf{x}, t)$ 很快松弛到各向同性,喷嘴



Fig. 5 Comparison of prediction results using different spray angle model

附近液滴粒径也更小。另外,从图 6(b)中还可以 看出,在高气液动量比条件下,液核更容易被剥 离出液丝。



Fig. 6 Comparison among M=16, 70, 220

4 结 论

通过本文研究,得到以下结论:

(1)初始雾化区域亚网格动能粒子追踪法预测 准确性最佳,平均动能和平均索特尔直径的平均相 对误差分别为15.5%和7.2%,与传统拉格朗日法相 比误差降低了41.1%和15.0%。

(2)尽管亚网格动能粒子追踪法在靠近喷嘴出 口区域预测的液滴平均粒径偏小,但气液动量比和 气流流速较大时(大于40m/s),该模型预测效果较 好,最大误差不超过20%。

(3) 在 y/D₁=0.75 和 y/D₁=1 处,喷雾张角经验公 式预测的平均索特尔直径更接近实验结果,特别是 在远离喷嘴出口时,相比模拟法准确性提高 17.3%。

(4)使用亚网格动能粒子追踪法和喷雾张角经 验公式优化的初始破碎液体离散相模型,在高气液 动量比、高气流速度的密集型空气雾化流场预测准 确度上更具优势。

致 谢:感谢天津市教委科研计划项目,中国空气动力 研究与发展中心结冰与防除冰重点实验室资助。

参考文献

- Lasheras J C, Hopfinger E J. Liquid Jet Instability and Atomization in a Coaxial Gas Stream [J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1998, 32(1): 275-308.
- Peskin C S. Numerical Analysis of Blood Flow in the Heart [J]. Journal of Computational Physics, 2015, 25 (3): 220-252.
- [3] Sussman M, Fatemi E, Smereka P, et al. An Improved Level Set Method for Incompressible Two-Phase Flows
 [J]. Computers & Fluids, 1998, 27(5/6): 663-680.
- [4] Tanguy S. Développement d'une Méthode de Suivi D'interface. Applications aux Ecoulements Diphasiques [D]. *Rouen*: Université Rouen, 2004.
- [5] Ménard T, Tanguy S, Berlemont A. Coupling Level Set/ VOF/Ghost Fluid Methods: Validation and Application to 3D Simulation of the Primary Break-Up of a Liquid Jet
 [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2007, 33 (5): 510-524.
- [6] Hirt C W, Nichols B D. Volume of Fluid Method for the Dynamics of Free Boundaries [J]. Journal of Computational Physics, 1981, 39(1): 201-225.

[7] Sussman M, Puckett E G. A Coupled Level Set and Vol-

推进技

术

- [8] Yong Y I, Reitz R D. Modeling the Primary Breakup of High-Speed Jets[J]. Atomization and Sprays, 2004, 14 (1): 53-80.
- [9] Tanner F X. Development and Validation of a Cascade Atomization and Drop Breakup Model for High-Velocity Dense Sprays [J]. Atomization and Sprays, 2004, 14 (3): 211-242.
- [10] Ariane V, Burluka A A, Borghi R, et al. Development of a Eulerian Model for the "Atomization" of a Liquid Jet
 [J]. Atomization and Sprays, 2001, 11(6): 619-642.
- [11] Beau P A. Modélisation de L'atomisation d'un Jet Liquid. Application aux sprays Disel[D]. Rouen: Université Rouen, 2004.

- [12] Jay S, Lacas F, Candel S. Combined Surface Density Concepts for Dense Spray Combustion [J]. Combustion and Flame, 2006, 144(3): 558-577.
- [13] 邓 甜,陈 伟,任兴明,等.密集型空气雾化流场 破碎特征数学模型研究[J].推进技术,2021,42(2): 355-361. (DENG Tian, CHEN Wei, REN Xing-ming, et al. Mathematical Model of Breakup Characteristics in Dense Air Atomization Flow Field[J]. Journal of Propulsion Technology, 2021, 42(2): 355-361.)
- [14] Gorokhovski M, Jouanguy J, Chtab-Desportes A. Stochastic Model of the Near-to-Injector Spray Formation Assisted by a High-Speed Coaxial Gas Jet[J]. Fluid Dynamics Research, 2009, 41(3): 035509.
- [15] Hong M. Atomisation Et Mélange Dans Les Jets Coaxiaux Liquide-Gaz [D]. Grenoble: Institut National Polytechnique de Grenoble, 2003.

(编辑:朱立影)