

雾化过程的多尺度仿真算法*

刘昌波¹, 雷凡培², 周立新¹

(1. 西安航天动力研究所, 陕西 西安 710100; 2. 中国航天科技集团公司, 北京 100037)

摘要:提出了一种雾化过程多尺度仿真算法:对大块液团运动,采用流体体积法直接模拟;将与网格尺度相当或更小的液滴简化成粒子,采用一种基于虚网格的拉格朗日粒子法进行追踪;湍流运动采用了湍流动能单方程输运模型的大涡模拟。基于新算法开发了一套仿真程序,并对此程序进行了验证,对影响模型精度的重要参数进行了深入研究。采用该算法对单股射流的雾化过程进行了仿真,雾场的瞬态和统计特性分析表明,仿真结果与试验结果吻合较好。

关键词:雾化;多尺度仿真;大涡模拟;流体体积法;拉格朗日粒子法

中图分类号:V434.13 **文献标志码:**A **文章编号:**1001-2486(2014)03-0025-07

A new multiscale simulation method for primary atomization

LIU Changbo¹, LEI Fanpei², ZHOU Lixin¹

(1. Xi'an Aerospace Propulsion Institute, Xi'an 710100, China;

2. China Aerospace Science and Technology Corporation, Beijing 100037, China)

Abstract: A new multiscale method of primary atomization is proposed. The liquid blobs larger than the grid volumes were captured by the volume of fluid algorithm, the droplets comparable with the grid volumes or smaller were simplified to particles and tracked by a Lagrangian particle tracking model on a virtual mesh. Large eddy simulation with one equation sub-grid scale turbulent energy transport model was used to describe the turbulent flow. A new developed code was validated by several cases, and some key parameters were investigated to improve the precision. The primary atomization of a single jet was calculated, and the results of instantaneous and average characteristics are in good agreement with the experimental results.

Key words: primary atomization; multiscale; large eddy simulation; volume of fluid; Lagrangian particle tracking

符号说明

α	液体体积分数	k	湍流动能	τ	应力张量
β	动量分配系数	κ	曲率 [m^{-1}]	U	速度 [ms^{-1}]
C	常数	m	质量 [kg]	V	体积 [m^3]
δ	Dirac 函数	n	界面单位法向	μ	动力粘度 [$kg\ m^{-1}\ s^{-1}$]
d, D	直径 [m]	p	压力 [Nm^{-2}]	ν	运动粘度 [m^2s^{-1}]
ε	湍流耗散率	ρ	密度 [$kg\ m^{-3}$]	x	位置 [m]
F	力 [N]	S	气液界面	σ	表面张力系数 [Nm^{-1}]
g	重力常数 [ms^{-2}]	S	源项	Δ	长度尺度/变化
I	单位张量	t	时间 [s]		

下标

α	液体体积分数	in	进入	P	粒子
i	i^{th} 网格	lim	控制限	r	相对
k	湍流动能	out	出去	ε	湍流耗散率

上标

'	气液界面	sgs	亚网格尺度	-	大涡过滤
T	转置				

* 收稿日期:2013-09-09

基金项目:国家重大基础研究资助项目(613193)

作者简介:刘昌波(1979—),男,山东平度人,博士研究生,E-mail:5993705@qq.com;

周立新(通信作者),男,研究员,博士,E-mail:Choulx@163.com

雾化是液体燃烧装置中非常关键的一个过程,雾化质量对燃烧性能和污染物排放具有重要的影响。根据仿真模型的复杂程度,雾化过程的数值仿真可以分为三类:工程中广泛使用的是简化模型,如波动破碎模型^[1]、Taylor 类比模型^[2]、两者的混合及衍生模型^[3]等,这些模型通常针对不同结构的喷嘴使用不同的经验系数,计算量较小,但精度一般较差,普适性也不好。雾化过程的准直接数值模拟广泛采用气液界面捕捉方法,如流体体积函数(Volume of Fluid, VOF)方法、水平集(Level Set, LS)方法等,这些方法能够自动识别出液滴的变形、破碎和聚合等复杂过程,近年来受到众多研究者^[5]的重视,但计算量巨大,且一般不考虑湍流的影响,限制了在工程领域的应用;雾化过程是典型的多尺度运动过程,大液团与小液滴通常相差几个数量级,对不同尺度运动采用不同模型来描述就称为多尺度仿真,该方法的计算量适中,既能够将雾化过程的本质特性反映出来,又具有较高的精度,具有很好的工程应用前景。

雾化过程的多尺度仿真有多种具体的实现方法。如 Kim 等^[7]采用改进的 LS 方法直接求解两相流体,用拉格朗日粒子法(Lagrangian Particle Tracking, LPT)来追踪破碎的小液滴,对同轴气体和液体射流雾化过程进行了多尺度仿真研究,这是一种典型的基于 LS 法的多尺度仿真方法。Tomar 等^[8]在开源软件 Gerris^[9]的基础上,采用 VOF 法来追踪大块液体运动,采用 LPT 法追踪小于一定尺度的液滴,取得了很好的效果,这是一种非常典型的基于 VOF 法的多尺度仿真方法。Li 等^[10]将自适应网格技术和 LPT 技术集成到 LS 和 VOF 组合(Coupled Level Set and Volume-of-Fluid, CLSVOF)程序中,对两股自击式喷嘴进行了仿真,计算量适中,直接数值模拟大大减少,结果仍然良好地反映了大块液团和小液滴的运动状态。总而言之,雾化过程的多尺度仿真是一种比较新颖的思想,具体的实现过程值得进一步研究。

本文提出了一种雾化过程的多尺度仿真算法,采用 VOF 法描述大块液体运动,采用 LPT 法追踪与网格尺度相当或更小液滴。LPT 法一般要求粒子体积小于网格尺度的 10%,为此提出了一种虚网格 LPT 法。为了更精细地描述湍流运动,采用了大涡模拟(Large Eddy Simulation, LES)方法。基于开源软件 OpenFOAM^[11],开发了雾化过程的多尺度仿真程序,并采用单股射流的雾化过程进行了考核。

1 控制方程和计算模型

雾化过程的多尺度仿真算法主要涉及 VOF-LES 法和虚网格 LPT 法,为了保证模型的完整性,还有液滴识别模块、液滴转化模块等附加模块。下面列出相关方法的控制方程及计算模型。

1.1 VOF-LES 法

两相不互溶、不可压流的连续方程、动量方程和体积分数方程分别如式(1)、(2)和(3)所示:

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{S}_p + \int_{S(t)} \sigma \kappa' \mathbf{n}' \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') dS \quad (2)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \mathbf{U}) + \nabla \cdot (\alpha(1-\alpha) \mathbf{U}_r) = 0 \quad (3)$$

动量方程(2)右边第一项是压力负梯度项,求解时通常与第三项重力项合并。第二项表示应力张量的散度。第四项是双向耦合的拉格朗日粒子法对动量方程的影响源项,后面将进行说明。最后一项是由于表面张力引起的动量源项,这一项仅对气液界面有影响。VOF 法得到的气液界面是一个区域,界面的精确位置和形状是未知的。这样,动量方程中的表面张力源项就不能直接沿气液界面面积分。Brackbill 等^[12]提出了连续表面力模型,将表面张力的影响转化成一个区域中的连续体积力,如式(4)所示:

$$\int_{S(t)} \sigma \kappa' \mathbf{n}' \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') dS \approx \sigma \kappa \nabla \alpha \quad (4)$$

式(4)中,界面曲率 $\kappa = -\nabla \cdot (\nabla \alpha / |\nabla \alpha|)$ 。

为了使求得的气液界面更加锐利,体积分数方程(3)中增加了界面人工压缩项。式中 \mathbf{U}_r 是界面处的气液相对速度,也称为压缩速度,Weller 等^[13]给出了该项最通用的表达式:

$$\mathbf{U}_r = \min(C_\alpha |\mathbf{U}|, \max(|\mathbf{U}|)) \frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \quad (5)$$

压缩速度的定义基于界面区域的最大速度,且只影响界面的法向($\nabla \alpha / |\nabla \alpha|$)。界面压缩的强度用压缩系数 C_α 来表征:当 $C_\alpha = 0$ 时,表示没有压缩;当 $C_\alpha = 1$ 时,表示守恒压缩;当 $C_\alpha > 1$ 时,表示加强压缩。

对方程(1)、(2)和(3)组成的方程组进行过滤,将小尺度的运动从直接计算中移除,并用模型来封闭,就能够获得大涡模拟方程组。连续方程(1)的形式不变。动量方程(2)的非线性对流项

过滤后产生了附加项,即亚网格尺度(Sub-Grid Scale, SGS)应力项, $\tau^{sgs} = \overline{UU} - \overline{U}U$, 表示湍流小尺度涡的影响。用涡粘形式的湍流模型来封闭,如式(6)所示:

$$\tau^{sgs} - \frac{2}{3}kI = -\frac{\mu^{sgs}}{\rho}(\nabla \overline{U} + (\nabla \overline{U})^T) \quad (6)$$

式(6)中,湍流动能 k 采用 Yoshizawa 等^[14]提出的单方程 SGS 输运方程来求解,如式(7)所示:

$$\begin{aligned} \frac{dk}{dt} + \nabla \cdot (k\overline{U}) = \nabla \cdot [(\nu + \nu^{sgs})\nabla k + \tau^{sgs} \cdot \overline{U}] \\ - \epsilon - \frac{1}{2}\tau^{sgs} : (\nabla \overline{U} + (\nabla \overline{U})^T) \end{aligned} \quad (7)$$

SGS 湍流耗散率 $\epsilon = C_\epsilon k^{3/2}/\Delta$, SGS 湍流运动粘性 $\nu^{sgs} = \mu^{sgs}/\rho = C_k k^{1/2}\Delta$, SGS 长度尺度 Δ 一般等于网格尺度,常数 $C_\epsilon = 1.05$, $C_k = 0.07$ 。

对动量方程进行过滤时,表面张力的影响源项也会产生 SGS 附加项,即毛细力。当表面张力的影响相对于惯性力很小时,亚网格的表面张力影响也很小。当对体积分数方程进行过滤时,还会产生亚网格尺度的附加项,表示由于亚网格湍流引起的气液界面变形,对网格尺度产生附加的界面扩散。这两项的影响正好相反,将这两项忽略是可以接受的。

1.2 虚网格 LPT 法

采用 LPT 法,定义粒子特性如下:中心位置 x_p , 粒子直径 D_p , 粒子速度 U_p 和粒子密度 ρ_p 。假设粒子为球形,则体积为 $V_p = \pi D_p^3/6$, 质量 $m_p = \rho_p V_p$ 。作用在粒子上的力主要有拉力、升力、惯性力和浮力等。为了简化,本文仅考虑拉力的影响。则在拉格朗日坐标系下,粒子的位置方程和速度方程分别为

$$\frac{dx_p}{dt} = U_p \quad (8)$$

$$m_p \frac{dU_p}{dt} = \sum F \quad (9)$$

粒子对连续流体单位体积的作用力与进出该网格的动量差成正比。则粒子对连续流体的影响源项为

$$S_p = \frac{-1}{V_i \Delta t} \sum_p m_p (U_p(t_{out}) - U_p(t_{in})) \quad (10)$$

当流场中的液滴与网格尺度相当或更小时,VOF 法不能正确地描述其运动。一般认为,当液滴直径小于 2 个网格长度时^[15],式(3)的对流项误差将非常严重。本文取最大液滴直径为 4 倍当地网格边长,即当孤立液团的直径小于 4 倍当地

网格边长时,将这些小液滴简化成质点,采用 LPT 法进行追踪。Arlov 等^[16]的研究结果表明,当粒子体积达到 22% 拉格朗日网格体积时,仍然满足 LPT 理论,但 LPT 法一般要求质点体积小于追踪网格的 10%,本文也采用此约束条件。

由于识别的最大液滴与网格尺度相当,如果 LPT 法与连续场采用同一套网格,则不能保证粒子体积小于网格体积 10% 的假设,为此本文提出了一种虚网格 LPT 法。所谓虚网格 LPT 法,就是在不改变物理网格的基础上,实现粗网格下的粒子追踪,以满足粒子追踪的条件。具体做法如下:首先计算连续场;再根据连续场结果计算离散液滴的新位置和速度,这样离散液滴的动量就会发生变化,通过粒子对连续场的影响源项 S_p 向连续场施加影响。此时需要判断液滴体积是否满足 LPT 追踪条件,如果液滴体积小于当前网格体积的 10%,则动量源项 S_p 仅影响当前网格;如果不满足,则搜索当前网格的所有相邻网格,将当前网格和其相邻网格当成一个拉格朗日网格(对三维问题,一般情况下此时相当于网格体积扩大 27 倍),继续判断液滴是否满足 LPT 追踪条件,如果满足,则将动量源项 S_p 按一定规则分配到这些网格中。这样最多经过三次相邻网格搜索,就能够满足 LPT 追踪条件。下次迭代重复上述过程。这就是虚网格 LPT 法的具体实现过程。

1.3 附加模块

除了上述的计算模型外,还需要多个附加模块才能够组成一个完整的多尺度仿真算法。

首先需要液滴的识别模块,将 α 场中的小尺度液滴识别出来。VOF 法引入了网格体积分数 α 的概念,通过 α 在流场中的输运来隐式表征气液界面的运动,这样就能够自动刻画出液体的破碎和聚合等复杂的过程。液滴识别时,只需要对当前时间步的 α 场进行扫描,就能够将流场中孤立的液滴识别出来。这里采用了一种关联网格法^[17]:将新生成的液滴存放于散列表(关键词为网格 ID 值,参数为搜索到的孤立液滴 ID 编号)中,搜索当前网格的所有相邻网格,如果这些相邻网格没有在散列表中找到,则认为是一个新液滴;如果有几个相邻网格已经存在于散列表中,则这些网格属于同一个液滴,将这些网格的参数值全部更改成液滴的最小 ID 值(相当于将网格连接起来了)。

对识别出来的 LPT 液滴,采用基于虚网格的双向耦合 LPT 法进行追踪。当 LPT 液滴再次与大块液团发生相撞时,还需要 LPT 液滴转化模块,将

其转化回连续场,包括液滴的体积分数和动量。

在一个时间步内,同一个网格中可能会出现多个液滴与液团相撞的可能性,这样在液滴转化后可能会出现该网格中 α 值大于 1.0 的情况,因此还需要流场的光滑模块,将流场中出现的畸点进行光滑处理,否则这些畸点会影响到计算的稳定性和收敛性。

在开源软件 OpenFOAM 的基础上,将 VOF - LES 法与 LPT 法成功地嵌入到多尺度仿真算法中。该算法将 LPT 法由单向耦合拓展成双向耦合,并提出了基于虚网格的 LPT 法,解决了在一套网格上实现细网格的连续场求解和粗网格下的 LPT 追踪。为了保证算法的完整性,还增加了液滴识别模块、液滴转化模块、流场光滑模块等附加模块。下面设计简单算例重点对多尺度仿真算法中的新增模块进行验证,并对关键的影响参数进行研究。

2 算例验证及关键参数选择

2.1 液滴识别模块

定义 α_{lim} 为液滴识别下限,即当网格 $\alpha \geq \alpha_{lim}$ 时,此网格才有可能被识别成 LPT 液滴的一部分。在流场中设置一液滴,理论直径 $3.322 \times 10^{-5} \text{m}$ 。当 α_{lim} 分别取 0.01、0.05、0.1 时,识别的液滴直径如图 1 所示。可以看出, α_{lim} 越小,扫描的网格就越多,识别的液滴直径越接近理论值。但 α_{lim} 取值太小,对多液滴识别会带来麻烦,使原本不相连的液滴误连起来的可能性增大。综合考虑,初步选取 $\alpha_{lim} = 0.05$ 。

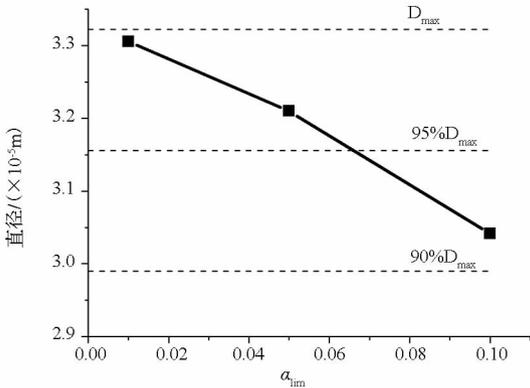


图 1 不同 α_{lim} 下的液滴直径

Fig. 1 Droplet diameters at different α_{lim}

2.2 虚网格 LPT 法

设计算例如图 2 所示,计算区域为边长 1.0mm 的立方体,下方一半为水,在水面上方 0.2mm 处设置一液滴,初始直径 $3.322 \times 10^{-5} \text{m}$,以 15m/s 的速度沿 z 轴负方向运动。为了进行比

较,取液滴与水面的中间线为取样线,取样时间为 $10\mu\text{s}$,此时液滴已越过取样线。下面采用纯 VOF 法和基于虚网格 LPT 法的多尺度仿真算法进行计算,并将结果进行对比分析。

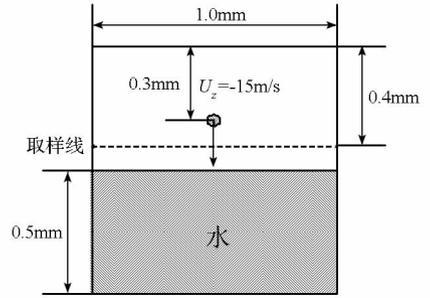


图 2 单液滴落入水中

Fig. 2 A droplet falls into water

图 3 给出了纯 VOF 法和多尺度仿真法在取样时间时的计算结果,两种方法模拟的速度场形状相似,在液滴经过的两旁,均出现了两个回流区。但多尺度仿真计算的液滴与气体之间的耦合要弱一些,液滴的速度更大,气体获得的速度增量较 VOF 法要小。这说明,将液滴简化成 LPT 粒子后,粒子与流体之间的耦合作用要小一些。对雾化过程的多尺度仿真法,动量分配系数 β 的取值

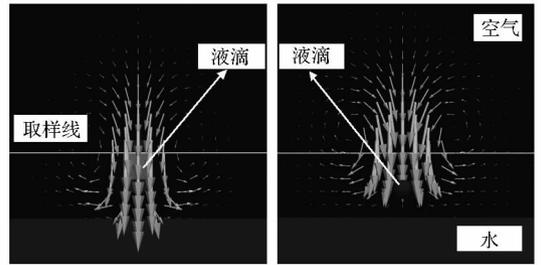


图 3 VOF 法和多尺度仿真结果

Fig. 3 Results of VOF and multiscale simulations

非常关键,直接影响到 LPT 液滴的动量变化对连续场的影响。采用不同的 β ,对该算例进行仿真,将取样线上的速度与 VOF 法相减,获得的速度差如图 4 所示(由于 VOF 法的液滴与流体之间的耦合更强烈,故速度差越小表示当前网格的速度变化越大)。从图中可以看出, β 取值越大,表示分配到当前网格中的动量越大,当前网格的速度变化也越大。当 $\beta = 1.0$ 时,表示 LPT 液滴全部动量变化均作用于当前网格。由于连续场和离散场是分别计算的,如果动量分配系数取值越大,表示离散场对连续场的局部扰动就越大,此时不仅有可能违背物理事实,也会影响到计算的稳定性。但 β 也不应太小,否则就体现不出对当前网格影响较大,对相邻网格影响较小的物理事实。经过大量的计算分析,认为 $\beta = 0.5$ 比较合理。

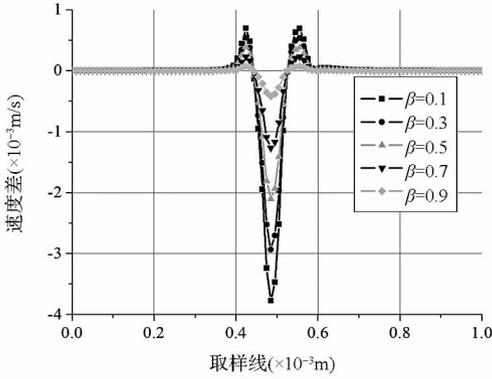
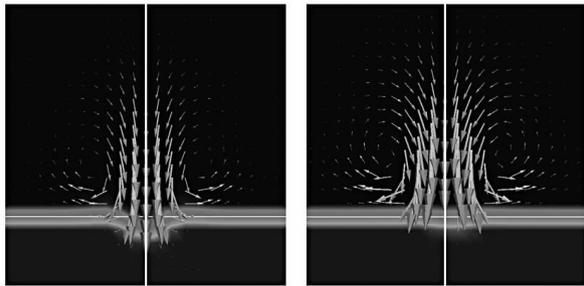


图 4 取样线上的速度差(相对于 VOF 法)

Fig. 4 Velocity differences to VOF method on sampling line

2.3 液滴转化模块

当 LPT 液滴与大块液团相撞时,液滴必须能够正确地转化到连续场中。而 VOF 法无法精确地给出气液界面的位置和形状,因此如何确定液滴与界面相撞成为问题的关键。这里假设,当液滴经过网格的 α 达到一定值(分析认为 $\alpha = 0.5$ 比较合理)时,即认为 LPT 液滴与气液界面发生了碰撞。采用图 1 设置的算例进行仿真,结果如图 5 所示,图中同时给出了 VOF 法的计算结果。从图中可以看出,当 LPT 液滴与液面相撞时,液滴成功地转化到连续场中,包括体积分数、密度和速度等参数均协调地发生了变化。但多尺度仿真的液面反应比 VOF 法要滞后一些。总而言之,液滴转化模块能够比较准确地判断液面,并将与液面相撞的 LPT 液滴协调地转化到连续场中。



(a) VOF (b) 多尺度仿真

图 5 液滴与液面撞击

Fig. 5 A droplet impacts the surface

上面通过相对简单的算例对开发的雾化过程多尺度仿真算法进行了验证和关键参数取值分析。初步结果表明,多尺度仿真算法能够给出比较满意的结果。下面采用此算法对单股射流的雾化过程进行仿真计算,进一步考核该算法的性能。

3 单股射流雾化过程多尺度仿真

单股射流的雾化过程是一个经典算例,许多

研究者以不同的方法对此进行过研究。本文选择 Villier 等^[18]曾用的研究算例,采用新开发的多尺度仿真程序对其进行研究。

3.1 问题设置

液体经过一个较长的喷嘴,即认为射流达到充分发展湍流状态,以 460m/s 的速度喷入静止热燃气中,燃气压力 5.2MPa,温度 900K。液体密度 840 kg/m³,气体密度 20kg/m³。液体表面张力 0.0261N/m。此时,射流处于典型的雾化区。算例的初始参数汇总如表 1 所示。

表 1 初始参数表

Tab. 1 Summary of atomization conditions

参数	数值	单位
液体密度	840	kg/m ³
气体密度	20	kg/m ³
液体粘度	5.952×10^{-6}	m ² /s
气体粘度	8.5×10^{-7}	m ² /s
表面张力	0.0261	N/m
喷嘴直径	0.2	mm
射流速度	460	m/s
Re	15500	--
We	1.36×10^6	--
Ma	0.76	--

计算区域和边界条件的设置如图 6 所示。喷嘴下游取 10d,大于试验观察的 $3 \sim 7d$ ^[18]的破碎长度。结构和网格采用 ANSYS 公司的 ICM 软件生成,总网格量约 160 万。为了获得喷嘴内充分发展湍流初场,首先对圆管湍流进行 LES 模拟。有许多研究者对充分发展的湍流圆管进行了计算,Eggels 等^[19]认为圆管长度取 5d 就足够了,这里参考 Rudman 等^[20]的研究,取圆管长度 $2\pi d$ 。圆管初场设置参考文献[21],设置圆管内初始速度为抛物线型,壁面速度为 0,中心速度为最高;在近壁区施加类似正弦的展向速度,便于后续能够快速生成条带结构;再对此速度场施加随机扰动,这样经过足够长的时间,管中的流动就会转捩到充分发展的湍流状态,将此流场赋值给喷嘴作为初始条件。为了实现充分发展湍流入口条件,在入口采用“mapped”边界,表示入口下游 2d 处值(主要指速度、湍流动能和湍流应力)不断地映射到入口,这样在整个计算过程中入口能够维持一种合理的湍流结构。对本算例,分析认为经过约 $6\mu s$ 就能够达到充分发展状态,本文一直计算到 $20\mu s$,后续统计平均过程中取 $14 \sim 20\mu s$ 值。

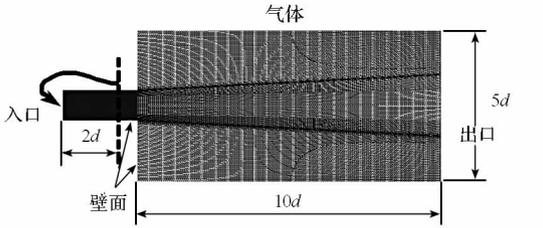


图 6 计算区域及边界条件

Fig. 6 Calculation domain and boundary conditions

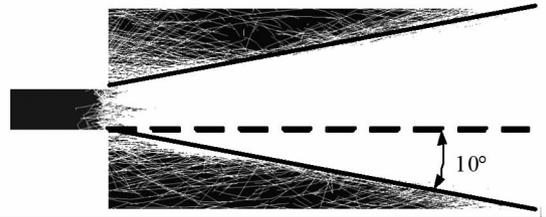


图 8 喷雾半角

Fig. 8 Half of spray angle

3.2 瞬态特性分析

图 7 给出了 $20\mu\text{s}$ 时的雾化图,图中示意出了用虚网格 LPT 法追踪的离散液滴和用 VOF 法描述的大块液团。雾化结构用 $\alpha = 0.5$ 等值来表示,连续场和离散场均用当场速度着色。雾化图与试验观察非常相似。射流刚喷出喷嘴就会产生表面不稳定,这是由于气液速度差产生的气动力引起的。表面波的发展呈现出一种非对称性,使气液表面发生扭曲变形,并不断有液体从液核上剥离生成液丝,液丝进一步破碎成较大的液团和(或)更小的 LPT 液滴。射流喷出越远,表面不稳定现象发展越深,在射流喷出计算区域前已经完全破碎了。生成了大量的液团和液滴围绕在射流的周围。在射流喷出时,没有出现试验中观察到的伞状头部,分析认为这可能是由于采用了充分发展的湍流入口条件引起的^[18]。

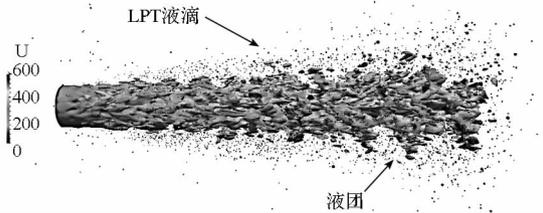


图 7 $20\mu\text{s}$ 时的雾化图

Fig. 7 Morphology of the spray cloud at $t = 20\mu\text{s}$

3.3 统计特性分析

喷雾角和液核的破碎长度是单股射流雾化非常重要的两个参数。喷雾角是通过分析 LPT 液滴的运动轨迹线来获得的,如图 8 所示,底面为通过射流轴线的平面,并用体积分数着色。轨迹线计算时间段选取为 $14 \sim 20\mu\text{s}$ 。从图中可以看出,多尺度仿真获得的喷雾半角约为 10° ,喷雾角约为 20° ,与 17.5° 的试验值^[22] 比较接近。液核破碎长度是通过在 $14 \sim 20\mu\text{s}$ 的体积分数场求平均获得的,取 $\alpha = 0.99$ 的等值线,得到的液核长度约为 $4.47d$,如图 9 所示,落入试验观察的 $3 \sim 7d$ ^[18] 范围内。

采用多尺度仿真算法对单股射流的雾化过程

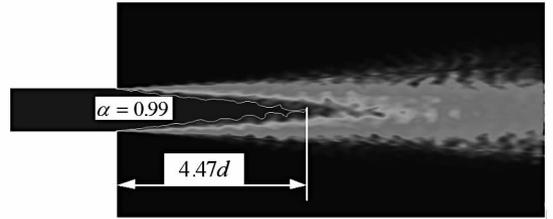


图 9 破碎长度

Fig. 9 Breakup length of the liquid core

进行了计算。从瞬态和统计特性的分析来看,该算法能够较好地预测复杂的雾化过程,计算结果与试验值吻合较好。

4 结束语

本文提出了一种新的多尺度仿真算法来预测复杂的雾化过程。选择了 VOF 法结合 LES 湍流模型来追踪大块液体的运动,对流场中与网格尺度相当和更小的液滴采用虚网格 LPT 法进行追踪,并开发了相关的附加模块。通过算例验证和分析,确定了关键参数的取值。

采用新开发的多尺度仿真算法,对单股射流的雾化过程进行了研究。瞬态结果表明,雾化结构与试验观察非常接近。对喷雾角和液核破碎长度的分析表明,计算结果与试验值吻合较好。

雾化过程的多尺度仿真算法,能够反映雾化的主要特征,而且计算量不是很大,是雾化过程数值模拟的发展方向之一。

参考文献 (References)

- [1] Reitz R D. Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays [J]. Atomization and Spray Technology, 1987, 3(4):309-337.
- [2] Orouke P J, Amsden A A. The TAB method for numerical calculation of spray droplet breakup [R]. International Fuels and Lubricants Meeting and Exposition, 1987.
- [3] Chang S K, Koo J Y, Chung H C. Transient liquid jet breakup model and comparison with phase doppler measurements [J]. KSME Journal, 1995, 9(1):41-50.
- [4] Koo J Y. An overview of liquid spray modeling formed by high-shear nozzle/swirler assembly [J]. KSME Journal, 2003, 17(5):726-739.
- [5] Desjardins O, Moureau V, Pitsch H. An accurate conservative

- level set/ghost fluid method for simulating turbulent atomization[J]. *Journal of Computational Physics*, 2008, 227(18):8395–8416.
- [6] Chen X D, Ma D J, Yang V. Mechanism study of impact wave in impinging jets atomization [R]. 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 2012–1089, 2012.
- [7] Kim D, Herrman M, Moin P. The breakup of a round liquid jet by a coaxial flow of gas using the refined Level Set Grid Method[C]//59th Annual Meeting of the APS divisions of Fluid Dynamics, 2006.
- [8] Tomar G, Fuster D, Zaleski S, et al. Multiscale simulations of primary atomization[J]. *Computers & Fluids*, 2010, 39(10):1864–1874.
- [9] Popinet S. Gerris: a tree-based adaptive solver for the incompressible Euler equations in complex geometries [J]. *Journal of Computational Physics*, 2003, 190(2):572–600.
- [10] Li X Y, Arienti M, Soteriou M C. Towards an efficient, high-fidelity methodology for liquid jet atomization computations [R]. AIAA 2010–092407, 2010.
- [11] Weller H G, Tabor G, Jasak H, et al. A tensorial approach to computational continuum mechanics using Object – Orientated techniques[J]. *Computers in Physics*, 1998, 12(6):620–631.
- [12] Brackbill J U, Kothe D B, Zemach C. A continuum method for modeling surface tension [J]. *Journal of Computational Physics*, 1992, 100(2):335–354.
- [13] Edin B. Investigation of free-surface flow associated with drop impact; numerical simulations and theoretical modeling[D]. Aus Zenica; Technischen Universität Darmstadt zur, 2010.
- [14] Yoshizawa A, Horiuti K. A statistically-derived subgrid-scale kinetic energy model for the large-eddy simulation of turbulent flows[J]. *Journal of the Physical Society of Japan*, 1985, 54(8):2834–2839.
- [15] Erne G, Petelin S, Tiselj I. Numerical errors of the volume-of-fluid interface tracking algorithm[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2002, 38(4):329–350.
- [16] Arlov D, Revstedt J, Fuchs L. A different approach for handling large bubbles in a square cross – sectioned bubble column combining large eddy simulation with LaO-grangian particle tracking [C]//6th International Conference on Multiphase Flow, Leipzig, Germany, 2007.
- [17] Vallier A, Revstedt J, Nilsson H. Procedure for the break – up of cavitation sheet [C]//4th International Meeting on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems, 2011.
- [18] de Villiers E, Gosman A D, Weller H G. Large eddy simulation of primary diesel spray atomization [R]. SAE Technical paper, 2004–01–0100, 2004.
- [19] Eggels J G M, Unger F, Weiss M H, et al. Fully developed turbulent pipe flow: a comparison between direct numerical simulation and experiment [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1994, 268(12):175–209.
- [20] Rudman M, Blackburn H M. Large eddy simulation of turbulent pipe flow[C]//Second International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries, 1999.
- [21] Villiers E D. The potential of large eddy simulation for the modeling of wall bounded flows [D]. London: Imperial College of Science, 2006.
- [22] Arai M, Tabata M, Hiroyasu H, et al. Disintegrating process and spray characterization of fuel jet injected by a diesel nozzle[R]. SAE 840275, 1984.