Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics

流体力学

2017 年 11 月

低密度风洞瑞利散射测速实验中纳米粒子 跟随性数值分析¹⁾

李中华2) 李志辉 陈爱国 吴俊林

(中国空气动力研究与发展中心超高速所,四川绵阳 621000)

摘要 在低密度风洞试验流场中,加入少量纳米粒子,可以增强瑞利散射测速试验的散射光强度.纳米 粒子能否适应流场气流速度变化是测量结果准确性的关键.为了研究瑞利散射测速实验中测量到的纳米 粒子的速度能否反映流场当地气流速度,采用基于直接模拟蒙特卡罗方法的稀薄两相流双向耦合算 法,对低密度风洞流场中纳米粒子在大梯度流场中的跟随性进行了数值研究.仿真了 10 nm,50 nm 和 100 nm TiO₂ 三种尺寸的纳米粒子在大梯度流场中的跟随性进行了数值研究.仿真了 10 nm,50 nm 和 100 nm TiO₂ 三种尺寸的纳米粒子分别在 M6 和 M12 低密度风洞返回舱高超声速绕流流场中的运动特 性.仿真结果显示,不同尺寸的纳米粒子在不同的流场稀薄度条件下的跟随性不同,纳米粒子尺寸越 小,跟随性越好.在稀薄度较低的 M6 流场中,10 nm 粒子跟随性很好,与瑞利散射测量结果比较接 近,粒径 50 nm 以上的粒子跟随性较差,而在稀薄度较高的 M12 流场中,10 nm 粒子的跟随性也变 差,表明通过瑞利散射测量到的纳米粒子速度和流场中气体速度有一定差距,不能准确反映流场当地 速度.

关键词 瑞利散射,低密度风洞,纳米粒子,跟随性,直接模拟蒙特卡罗方法

中图分类号: O356 文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-17-108

NUMERICAL ANALYZITION OF NANO-PARTICLE FOLLOWING FEATURES FOR RAYLEIGH SCATTERING VELOCITY MEASUREMENT TEST IN LOW DENSITY WIND TUNNEL¹⁾

Li Zhonghua²⁾ Li Zhihui Chen Aiguo Wu Junlin

(Hypervelocity Aerodynamics Institute, CARDC, Mianyang 621000, Sichuan, China)

Abstract The scattering light intensity can be enhanced in Rayleigh scattering measurement velocity test by adding a small quantity of nano-particles into low density wind tunnel flow field. It is a key factor for the accuracy of measurement result whether nano-particles can adapt the variation of the flow velocity. To investigate the measurement velocity of nano-particle by Rayleigh scattering test whether or not can represent the local flow field velocity, a two-way coupling DSMC method used in rarefied two phase flow is applied to simulate following features of nano-particle in low density flow filed with large grads. TiO₂ particles with 10 nm, 50 nm, 100 nm diameter in low density hypersonic flows around a spaceship model in M6 and M12 cases are carried out respectively. It is shown that the following features of

1) 国家重点基础研究发展计划 (2014CB744100) 和国家自然科学基金 (11325212, 91016027) 资助项目.

2) 李中华, 高级工程师. 主要研究方向: 稀薄气体动力学. E-mail: lzh@cardc.cn

²⁰¹⁷⁻⁰³⁻²⁹ 收稿, 2017-09-29 录用, 2017-09-29 网络版发表.

引用格式: 李中华, 李志辉, 陈爱国, 吴俊林. 低密度风洞瑞利散射测速实验中纳米粒子跟随性数值分析. 力学学报, 2017, 49(6): 1243-1251 Li Zhonghua, Li Zhihui, Chen Aiguo, Wu Junlin. Numerical analyzition of nano-particle following features for Rayleigh scattering velocity measurement test in low density wind tunnel. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2017, 49(6): 1243-1251

variety size nano-particles in different rarefication flow are distinguishing, and the following feature of smaller size nanoparticle is good in complex hypersonic flow. In simulation results, 10 nm nano-particle's following feature in lower rarefication of M6 is better, and good agreement with Rayleigh scattering measurement result. Following features of particle with diameter larger than 50 nm are bad, and in higher rarefication of M12, even 10 nm nano-particle's following feature become worse. This means that velocity of particle measured by Rayleigh scattering can not reflect velocity of flow field.

Key words Rayleigh scattering, low density wind tunnel, nano-particle, following feature, DSMC

引言

瑞利散射测量技术作为一种非接触测量技术, 具有准确度高、线性度好、动态响应快、测量范围 大、非接触测量等特点,在流场测量,尤其是超声 速、高超声速非定常复杂流动测量中应用潜力巨 大.激光通过流场产生的瑞利散射光包含气体的密 度、温度、速度信息,其中散射光的信号强度与气 体密度有关、谱线宽度与温度有关、频率的移动与 速度有关^[1-14],因此可用于测量流场密度、温度、 速度.

在高超声速风洞中,很多情况下,流场的气体 密度很低,瑞利散射光的信号很弱,不得不通过延 长 EMCCD 相机的曝光时间来获得干涉信号.在有 些情况下,由于测点信号非常弱,即使延长 EMCCD 相机的曝光时间效果也不明显.为了得到足够散射 光强,可以在主流中加入少量的纳米粒子,流场中 的散射光偶尔会有的强信号,通过 EMCCD 相机 捕捉实验过程中不连续的强信号,可以收到很好的 效果.

在 CARDC 的低密度风洞中,开展过瑞利散射 测速实验.在 M5 喷管的流场中,开展了两个状态 的测速实验 (状态 1: 总压 P_O = 200 kPa,总温 T_O= 288 K;状态 2: P_O = 200 kPa, T_O = 533 K.流动介 质为 N₂).两个状态,总压相同,总温不同,在状 态 1 实验中,发现流场中散射光信号较强,如图 1 所示.速度测量结果为 698 m/s.采用皮托压力探针 进行流场校测,测量结果是:该点速度为 707 m/s, 瑞利散射测量结果与之偏差为 1.3%.状态 2 实验中, 发现流场中散射光信号很弱,通过延长 EMCCD 相机的曝光时间,降低帧频,关闭分光镜来的参考 光,以风洞内的壁面反射光为参考,测量的速度 为 961 m/s.皮托管测量结果为 963 m/s,瑞利散射 测量结果与之偏差为 0.2%.



图 1 流场散射光照片 (状态 1) Fig. 1 Scatting photo of flow filed (case 1)

分析认为,在状态1中,由于总温较低,在气体膨胀过程中,温度下降到很低的量值,流场中有尺度很小的冷凝液滴,可以得到较强的散射信号. 而状态2中,总温较高,流场中没有出现冷凝现象,散射光信号就很弱.

在进行复杂外形高超声速绕流流场测速的实验 中,由于流场中有强激波存在,冷凝的液滴会被气 化,靠液滴来得到强的散射光信号很不现实.而 且,流场中气体冷凝,会改变流场的参数,应当尽 量避免.而通过在流场中加入纳米粒子是一个较好 的方法.

在较高密度的流场中,纳米粒子的跟随性一般 能符合要求^[15-17].在稀薄流场中加入纳米粒子,纳 米粒子的跟随性在复杂高超声速流场中变化很大, 与纳米粒子的尺寸、密度、流场稀薄度、流场结构 的复杂程度等因素密切相关^[18].纳米粒子的跟随性 是否满足要求,适应气相流场,达到气相流场的当 地速度,直接关系到瑞利散射测量结果的准确性. 本文采用数值仿真方法,仿真返回舱外形在不同流 场稀薄度条件下不同尺寸的纳米粒子的气固两相流 流场,并与瑞利散射实验测量结果进行比较,研究 纳米粒子在气相流场中跟随性与瑞利散射测量结果 的关系.

1244

第6期

1 数值模拟算法

在连续流条件下,颗粒特别是纳米级的颗粒与 气体相互作用的仿真已经发展出了多种方法^[19-21]. 而在流动较为稀薄的条件下,连续流方法已经不再 适用.

本文数值仿真采用基于直接模拟蒙特卡罗方法^[21] (direct simulation Monte Carlo, DSMC)的稀薄两相流 方法.该方法采用有限数目的仿真分子模拟实际流 场中数目巨大的真实分子.通过跟踪流场中仿真分 子的运动和分子间的碰撞达到流场模拟的目的.该 方法广泛用于模拟稀薄气体的流动,具有很高的精 度.Gallis等^[22]提出了一种改进的 DSMC 方法.他们 利用格林函数发展的 DSMC 方法适用于求解在任 意分子速度分布的气相流场中颗粒所受的力和热, 可以模拟包括稀薄和化学惰性固体颗粒相在内的稀 薄流动.后来经 Burt等的发展,建立了一种适用于 DSMC 方法的双向耦合算法 (two-way coupled),既 考虑气相对固相的力和热的作用,又考虑固相颗粒 对气相的作用,能够准确描述固相颗粒在稀薄过渡 流中的输运过程^[21-30].

1.1 DSMC 方法

对气相流场,采用 DSMC 方法.在 DSMC 方法 中,采用变刚球分子模型,能量交换采用 L-B 模型.网格采用二级直角网格,碰撞网格根据密度自 适应,碰撞对的选取限制在碰撞网格内^[21].

1.2 两相流双向耦合算法

两相流 DSMC 模拟运算法则基于相间动量和 能量瞬时变化的解耦,把气相对固相的作用和固相 对气相的作用分别处理.

第一步,考虑气相对固体颗粒的作用.假设固体颗粒处于当地自由分子流的状态,从颗粒表面反射的气体分子与颗粒周围的气体分子不发生碰撞(碰撞在气相 DSMC 方法中处理),在颗粒周围不会形成流场结构.同时不考虑多原子气体的振动激发,在同一个网格里每个 DSMC 气体仿真分子作用到一个固体颗粒上的动量和能量分别为^[4]

$$\boldsymbol{F}_{\mathrm{P}} = \frac{\pi R_{\mathrm{P}}^2 N_{\mathrm{g}}}{V_{\mathrm{c}}} \left(m c_{\mathrm{r}} + \frac{\tau}{3} \sqrt{2\pi m k T_{\mathrm{P}}} \right) \boldsymbol{u}_{\mathrm{r}}$$
(1)

$$\dot{Q}_{\rm P} = \frac{\pi R_{\rm p}^2 \tau N_{\rm g} c_{\rm r}}{V_{\rm c}} \times \frac{1}{2} m c_{\rm r}^2 + e_{\rm rot} \left(2 + \frac{1}{2}\Lambda\right) k T_{\rm p} \qquad (2)$$

式中, R_p为等效颗粒半径; N_g为每个计算分子所 模拟的真实气体分子数目; r 为颗粒表面导热调节 系数; V_c 为网格体积; m 为单个气体分子质量; u_r 为气体分子与相关颗粒的相对速度, $c_r \ge u_r$ 的 绝对值; k 为 Boltzmann 常数; T_p 为颗粒温度; Λ 为气体转动自由度数; e_{rot} 为单个分子转动能.

对网格内所有仿真分子对颗粒的作用求和,可 以得到时间步长内颗粒的动量和能量变化.

第二步,考虑固体颗粒对周围气体的影响.首 先要确定在每个时间步长内哪个仿真分子将与颗粒 进行碰撞.对 Bird 的非时间计数方法进行修正,来 确定与所选的颗粒可能发生碰撞的计算分子数 n_s

$$n_{\rm s} = N_{\rm p} n_{\rm g} \pi R_{\rm p}^2(c_{\rm r})_{\rm max} \Delta t / V_{\rm c} \tag{3}$$

式中, *N_p* 为一个仿真颗粒所表示的实际固体颗粒的数量; *n_g* 为与固体颗粒在同一网格里的气体仿真分子的数量; Δ*t* 为时间步长; (*c_r*)_{max} 为网格内采样到的分子–颗粒对碰撞前最大相对速度.

一个给定的气体仿真分子与这个颗粒发生的碰撞,要么为以概率等于颗粒热适应系数 τ 的等温漫反射碰撞,要么为概率为 1- τ 的镜面反射.如果发生镜面反射,则相对速度 c_r 在碰撞中不发生改变,碰撞后的相对速度 u_r^* 可通过 c_r 与单位矢量 n 相乘得到.如果发生漫反射,碰撞后相对速度 u_r^* 围绕初始相对速度 u_r 的方位角 ε 在[0, 2 π]上等概率分布. 在漫反射碰撞中,碰撞后相对速度 c_r^* 不能假定等于初始相对速度 c_r ,而是需要通过使用"取舍"法,从如下分布函数来确定 c_r^* 的值

$$f(c_{\rm r}^*) = 2\beta^4 c_{\rm r}^{*3} \exp(-\beta^2 c_{\rm r}^{*2})$$
(4)

式中, β 为气体在颗粒温度处最可几速度的倒数, $\beta = [m/(2kT_p)]^{1/2}$.

对于漫反射多原子分子气体,碰撞后转动能 e_{rot}也必须改变.漫反射双原子气体分子的转动能可 计算如下

$$e_{\rm rot} = \ln(R_{\rm f})kT_{\rm p} \tag{5}$$

式中, R_f 为(0,1)之间的一个随机数.

整体坐标系下 u_r 的分量为 u_r , v_r , w_r . 采用 Bird 二元弹性碰撞,相对速度 u_r 的各分量可以由 u_r , v_r , w_r , c_r 和 c_r^* ,角 δ 和 ε 计算得到.有

$$u_{\rm r}^* = \frac{c_{\rm r}^*}{c_{\rm r}} \left[-u_{\rm r}\cos\delta + \sin\delta\sin\varepsilon \cdot (v_{\rm r}^2 + w_{\rm r}^2)^{1/2} \right]$$

$$v_{\rm r}^* = \frac{c_{\rm r}^*}{c_{\rm r}} \frac{-v_{\rm r}\cos\delta + \sin\delta(c_{\rm r}w_{\rm r}\cos\varepsilon - u_{\rm r}v_{\rm r}\sin\varepsilon)}{(v_{\rm r}^2 + w_{\rm r}^2)^{1/2}}$$

$$w_{\rm r}^* = \frac{c_{\rm r}^*}{c_{\rm r}} \frac{-w_{\rm r}\cos\delta - \sin\delta(c_{\rm r}v_{\rm r}\cos\varepsilon + u_{\rm r}w_{\rm r}\sin\varepsilon)}{(v_{\rm r}^2 + w_{\rm r}^2)^{1/2}}$$

$$(6)$$

式中, δ 为碰撞偏转角,定义为 u_r 与碰撞后的相对 速度矢量 $u_r^* = u_m^* - u_p^*$ 之间的夹角,这里 u_m^* 和 u_p^* 分别 为碰撞时气体分子和颗粒的绝对速度.

镜面反射碰撞的偏转角分布为

$$f(\delta) = 1/2\sin\delta, \ \delta \in [0,\pi]$$
(7)

漫反射碰撞的偏转角分布为

$$f(\delta) = 0.020 \ 42\delta^6 - 0.251 \ 5\delta^5 + 1.104\delta^4 - 1.903\delta^3 + 0.493 \ 8\delta^2 + 1.248\delta \tag{8}$$

可以通过 DSMC 方法中常用的取舍法得到 δ角.

碰撞后气体分子的绝对速度为

$$\boldsymbol{u}_{\mathrm{m}}^{*} = \boldsymbol{u}_{\mathrm{r}}^{*} + \boldsymbol{u}_{\mathrm{p}} \tag{9}$$

2 风洞实验

实验在中国空气动力研究与发展中心 (CARDC) 的 Φ0.3 m 高超声速低密度风洞上进行,该风洞是 一座典型的高压下吹、真空抽吸的暂冲运行风洞. 风洞由气源系统、加热器、稳定段、喷管、实验 段、扩压段、冷却器、真空系统和测试系统等部分 组成.风洞出口直径为 300 mm.实验根据不同的状 态可分别选用石墨电阻加热器或储热式加热器进行 加热或不加热.本次实验用喷管是出口马赫数 *Ma* 为 6 和 12 的型面喷管,介质为氮气和空气.测 量参数包括总压、总温、风洞实验段静压、流场速



图 2 风洞主体和测试设备图 Fig. 2 Wind tunnel and measurement facilities

度和湍流度,风洞和测试系统如图2.

实验采用瑞利散射测速系统^[11]测量返回舱外形 高超声速绕流流场内一点的速度(光路如图 3 所示). 测量系统的激光器为大功率连续激光器,提供波长 为 532 nm 的光源.在主气流中加入些微的 TiO₂ 纳 米粒子,模型绕流场中的散射光会有偶尔的强信号,通过 EMCCD 相机捕捉实验过程中不连续的强信号,可测量出速度.TiO₂ 粒子具有较高的折射率^[31-33],实验中采用 TiO₂ 纳米粒子.纳米粒子的平均尺寸为 50 nm,实验气体为氮气.与数值仿真结



图 3 瑞利散射干涉测速系统光路示意图

果进行对比的两个实验状态:

状态 1(M6): 喷管 $Ma \approx 6$, $P_0 = 310$ kPa, $T_0 = 288$ K;

状态 2(M12): 喷管 $Ma \approx 12$, $P_{\rm O} = 5.53$ MPa, $T_{\rm O} = 628$ K.

实验模型为返回舱缩比外形.模型缩比 2.18%, 头部直径为 55 mm.

以模型头部顶端为坐标原点,状态1的测点位 置为(47.96 mm, -31.433 mm, 0.0 mm, 如图4中 红十字所在位置.),测量结果: *U* = 637 m/s.状态 2 的测点位置为(27.96 mm, -37.433 mm, 0.0 mm, 如图5).测量结果: *U* = 520 m/s.

3 结果与讨论

实验中, TiO₂ 纳米粒子的平均直径为 50 nm,



图 4 流场散射光照片及测点位置 (状态 1) Fig. 4 Scatting photo of flow filed and measurement position (case 1)

Fig. 3 Optical path sketch of Rayleigh scattering interferometer velocity measurement system

第6期





实际测量到的纳米粒子有可能不是这个尺寸的粒子.为了考察几种可能情况,本文对Ma = 6流场分别计算了直径 D_p 为10 nm 和 50 nm 粒子的流动,纳米材料的密度为3 840 kg/m³.对Ma = 12流场分别计算了 D_p 为10 nm,50 nm 和 100 nm 粒子的流动.计算中,纳米粒子的数密度均设为 $n_p = 4 \times 10^{11}$ m⁻³,假设纳米粒子在喷管内完全能跟随气体流动,速度与温度分别和风洞喷管出口的气相速度与温度相同.

3.1 M6 流场

状态 1 的喷管出口马赫数 Ma = 6.035, 气体分子数密度 $n_g = 3.69 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

图 6 给出的是两种直径的纳米粒子与对应的气相数密度 *n* 和速度场 *U* 的分布比较,图中黑色"+" 所在位置为瑞利散射测点位置.

高超声速气流在大钝头模型前产生很强的激 波,经过大钝头后气流膨胀,在这个过程中,纳米 粒子随气相的流场结构改变空间分布.

比较两种尺度纳米粒子条件下气相速度场,速 度在空间上分布完全一致,表明本文仿真计算中所 设的纳米粒子数密度比较合适,没有对气相流动产 生影响.

在 *D*_p = 10 nm 的情况下,气相和纳米粒子的速 度场除尾流区外,基本一致,表明这种条件下,纳 米粒子跟随性很好,能够适应复杂的流场结构.在 尾流区,由于气体密度很低,纳米粒子不能完全适 应气体流动.

而在 $D_p = 50$ nm 的情况下,纳米粒子的空间分 布是有界的. 经过大钝头后,纳米粒子在壁面附近 没有分布,这表明在这种流场条件下,当 $D_p = 50$ nm 时,纳米粒子的跟随性已经不好,在随气流膨胀的





(b) $D_{p}=50 \text{ nm}$

图 6 状态 1 数密度和速度场比较 Fig. 6 Comparison of velocity filed of case 1

过程中,速度不能跟上当地气流速度的变化.

图 7 是沿测点水平线 (y = -31.433 mm) 上气相和纳米粒子速度和数密度分布比较. 在激波前,气相速度和纳米粒子的速度相等 (仿真计算时设置的边界条件),在跨激波过程中 D_p = 10 nm 的纳米粒

子的速度与气相基本上同时变化,而 D_p =50 nm的 纳米粒子轴向和径向速度变化均落后于气相速度变 化.在波后,气相数密度上升,达到很高的量值 (1.75×10²⁴ m⁻³),在这里,两种纳米粒子的速度均 达到了气相的速度.随着气流的膨胀,气体密度急 剧下降,低于来流气体密度,在这个过程中, D_p =



图 7 y = -31.433 mm 线上速度和数密度分布比较 (状态 1) Fig. 7 Comparison of velocity distribution at y = -31.433 mm (case 1)

10 nm的纳米粒子的速度基本上随气体的速度变化 而变化,与气体的速度保持一致.而 $D_p = 50$ nm的 纳米粒子的速度变化跟不上气体速度的变化,量值 上与气体速度有一定差距.这进一步表明,在状态 1 的流场条件下, $D_p = 10$ nm 的纳米粒子的跟随性 在一定流场区域内很好, $D_p = 50$ nm 的纳米粒子的 跟随性已经不太好.

表 1 中给出了测点位置气体和纳米粒子的速度. 在实验中,瑞利散射只得到测点的一个方向的速度 (X方向),气相速度为两次计算 ($D_p = 10$ nm和 $D_p = 50$ nm)的平均值. 偏差 (err)代表了纳米粒子速度与气相速度的差别,可以看出, $D_p = 10$ nm的粒子速度与气体速度很接近,偏差约 1%,可以代表气体的速度. $D_p = 50$ nm的粒子速度比气体速度低约 4.28%,以此代表气体的速度会偏低. 实验测量值比气体速度高约 4.77%,由于实验只有一个

表1 测点气相与纳米粒子速度比较(状态1)

Table 1 Comparison of velocity at measurement position (case 1)

$D_{\rm p}/{\rm nm}$	$U_{\rm g}/({\rm m}\cdot{\rm s}^{-1})$	$U_{\rm p}/({\rm m}\cdot{\rm s}^{-1})$	Err/%
10	608	602	-0.99
50	608	582	-4.28
Exp.	_	637	4.77

测点,需要更多的测量点来进行评估.

3.2 M12 流场

状态 2 的喷管出口马赫数 Ma = 12.718, 气体 分子数密度 $n_g = 9.93 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. 流场稀薄度大于状态 1.

图 8 是状态 2 三种直径的纳米粒子与气相数密 度和速度场的分布比较.可以看出,在状态 2 流场 条件下, *D*_p = 10 nm 的纳米粒子的空间分布也是有 界的,在大钝头后的气流膨胀过程中,不能扩散到 模型壁面和尾流区内,这表明粒子已经不能适应流 场气体速度的变化,跟随性不太好.随着纳米粒子 直径的增大,扩散的角度越来越小,表明其跟随性 越来越差.

图 9 是沿测点水平线 (y = 37.433 mm) 上气相和纳米粒子速度和数密度分布比较. 在跨越激波时, $D_p = 10$ nm 的纳米粒子能够跟随气体的速度变化,并且能够达到气体的波后速度. 而在气流膨胀加速过程中,随着气体密度降低,纳米粒子的跟随性变差,速度逐渐跟不上气体的速度,不过整体上



图 8 状态 2 数密度速度场比较

Fig. 8 Comparison of velocity filed of case 2

来说,10 nm 的粒子与气体的速度差别不大. $D_p \ge$ 50 nm 的纳米粒子在跨越激波的过程中,速度变化 落后于气体的速度变化,粒子直径越大,变化越 慢.在波后,粒子的速度也达不到气体波后速度的 最小值,粒子直径越大,速度最小值越大,最小值 的位置越靠后.在随气流膨胀加速的过程中,已经 完全跟不上气体的速度,粒子直径越大,与气体的 速度差别也越大,表明其跟随性越差.

在测点位置, 气体和纳米粒的速度列于表 2.





 $D_p = 10 \text{ nm}$ 的纳米粒子速度比气体速度低约 3%, 在一定精度要求范围内,能够代表气体的速度.而 $D_p \ge 50 \text{ nm}$ 的纳米粒子速度与气体速度差别太大, 不能代表气体的速度.实验测量值比 $D_p = 100 \text{ nm}$ 的 纳米粒子速度还要低,有可能有如下的原因:(1)不 排除纳米粒子由于团聚效应而形成尺寸更大的粒 子,测量到的速度会偏低;(2)纳米粒子在来流中 的速度已经跟不上气体速度,而边界条件设置两种 速度相等导致仿真结果偏高.这两种可能的原因需 要进一步开展研究.测量值与气体的速度差别达到

表 2 测点气相与纳米粒子速度比较 (状态 2)

 Table 2
 Comparison of velocity at measurement position

 (case 2)

(6456 2)				
D _p /nm	$U_{\rm g}/({\rm m}\cdot{\rm s}^{-1})$	$U_{\rm p}/({\rm m}\cdot{\rm s}^{-1})$	Err/%	
10	834	809	-3.0	
50	834	688	-17.5	
100	834	590	-29.3	
Exp.	_	520	-37.6	

37.6%,不能代表气体的速度.

4 结论

本文采用基于 DSMC 方法的稀薄两相流的双 向耦合算法,对高超声速低密度风洞瑞利散射测速 实验的不同流场稀薄度状态下的 TiO₂ 纳米粒子的 跟随性进行了数值研究.研究表明,在高超声速流 场条件下,不同尺寸的纳米粒子在不同的流场稀薄 度条件下的跟随性不同,纳米粒子尺寸越小,跟随 性越好.随着流场稀薄的增加,纳米粒子的跟随性 会降低,较大尺寸纳米粒子的速度难以达到流场当 地的气流速度,通过瑞利散射测量到的纳米粒子的 速度和流场中气体速度有一定差距,不能准确反映 流场当地速度.实验测量时必须考虑纳米粒子跟随 性的影响,采用与流场稀薄度相适应的纳米粒子尺 寸,以得到准确的测量结果.

参考文献

- Seasholtz RG, Panda J. Rayleigh scattering diagnostic for dynamic measurement of velocity and temperature. AIAA-99-0641, NASA/TM-2001-210698, 1999
- 2 Panda J, Seasholtz RG, Velocity and temperature measurement in supersonic free jets using spectrally Resolved rayleig. AIAA-99-0296, 1999
- 3 Seasholtz, RG, Panda J. Rayleigh scattering diagnostic for simultaneous measurements of dynamic density and velocity. AIAA-2000-0642, 2000
- 4 Seasholtz RG, Panda J, Elam KA. Rayleigh scattering diagnostic for dynamic measurement of velocity fluctuations in high speed jets. AI-AA-2001-0847, NASA/TM—2001-210821
- 5 Bivolaru D, Danehy PM, Gaffney RL, et al. Direct-view multi-point two-component interferometric Rayleigh scattering velocimeter. AI-AA-2008-0236, 2008
- 6 Mielke AF, Elam KA, Sung CJ. Multiproperty measurements at high sampling rates using Rayleigh scattering. *AIAA Journal*, 2009, 47(4): 850-862
- 7 Mielke AF, Elam KA, Clem MM. Multiple point mass flux measurement system using Rayleigh scattering. AIAA2009-528, 2009
- 8 Mielke AF, Clem MM, Elam KA, et al. Progress on a Rayleigh scattering mass flux measurement technique. AIAA-2010-856, 2010
- 9 Jacob G, Thomas J, Richard M. Diagnosis of high speed flows using filtered Rayleigh scattering. AIAA 2014-2231, 2014
- 10 王杰, 施翔春, 肖绪辉等. 瑞利散射用于分子流场多参数测量. 天 津大学学报, 2000, 33(1): 21-24 (Wang Jie, Shi Xiangchun, Xiao Xuhui, et al. Multiplex parametric measurements for molecules flow by rayleigh scattering. *Journal of Tianjin University*, 2000, 33(1): 21-24 (in Chinese))
- 11 陈力,杨富荣,苏铁等. 基于法布里一珀罗干涉仪的瑞利散射测速 技术研究. 光子学报, 2015, 44(1): 0112004-1-4 (Cheng Li, Yang Furong, Su Tie, et al. Interferometric Rayleigh scattering velocimetry using a Fabry-Perot interferometer. *Acta Photonica Sinica*, 2015, 44(1): 0112004-1-4 (in Chinese))
- 12 Amy FF, Kristie AE, Khairul BM. Two-point dynamic rayleigh scattering measurements in a free jet. AIAA 2016-3109, 2016
- 13 Jacob G, Thomas J, Nathan G. Simultaneous multi-property laser diagnostic for high speed flows using filtered rayleigh scattering. AI-AA 2016-3110, 2016
- 14 Jacob G, Christopher L, Thomas J, et al. Measurement of dissociation fraction and temperature using laser Rayleigh scattering methods. AIAA 2016-3114, 2016
- 15 Guillaume B, Rémy M, Dmitry D, et al. Modeling of Rayleigh scattering imaging of detonation waves: Quantum computation of Rayleigh cross-sections and real diagnostic effects. *Combustion and*

Flame, 2015(162): 2191-2199

报

- 16 冈敦殿, 易仕和, 赵云飞. 超声速平板圆台突起物绕流实验和数值 模拟研究. http://wulixb.iphy.ac.cn, 2015 (Gang Dundian, Yi Shihe, Zhao Yunfei. Experimental and numerical studies of supersonic flow over circular protuberances on a flat plate. http://wulixb.iphy.ac.cn, 2015 (in Chinese))
- 17 付佳, 易仕和, 王小虎等. 高超声速平板边界层流动显示的试验研 究. http://wulixb.iphy.ac.cn, 2015 (Fu Jia, Yi Shihe, Wang Xiaohu, et al. Experimental study on flow visualization of hypersonic flat plate boundary layer. http://wulixb.iphy.ac.cn, 2015 (in Chinese))
- 18 李中华,李志辉,蒋新宇,等. NPLS流场测量技术在高超声速风洞 中纳米粒子跟随性数值仿真. 实验流体力学, 2017, 31(1): 73-39 (Li Zhonghua, Li Zhihui, Jiang Xinyu, et al. Numerical simulation of nano-particle following features for NPLS measurement technology used in hypersonic wind tunnel. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2017, 31(1): 73-39 (in Chinese))
- 19 徐飞彬,周全,卢志明.二维方腔热对流系统中纳米颗粒混合及凝 并特性的数值模拟.力学学报, 2015, 47(5): 740-750 (Xu Feibin, Zhou Quan, Lu Zhiming. Numerical simulation of Brownian coagulation and mixing of nanoparticles in 2-D Rayleigh-B'enard convection. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2015, 47(5): 740-750 (in Chinese))
- 20 费明龙, 徐小蓉, 孙其诚等. 颗粒介质固——流态转变的理论分析 及实验研究. 力学学报, 2016, 48(1): 48-55 (Fei Minglong, Xu Xiaorong, Sun Qicheng, et al. Studies on the transition between solid- and fluid-like states of granular materials. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2016, 48(1): 48-55 (in Chinese))
- 21 丁珏, 李家骅, 邱骁等. 蒙特卡洛方法数值研究大气颗粒物动力学 效应和辐射传输性质. 力学学报, 2016, 48(3): 557-565 (Ding Jue, Li Jiahua, Qiu Xiao, et al. Numerical study on dynamics e_ect and radiation transfer characteristics of atmospheric particle by Monte Carlo method. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2016, 48(3): 557-565 (in Chinese))
- 22 Gallis MA, Rader DJ, Torczynski JR. DSMC simulations of the thermophoretic force on a spherical macroscopic particle. AIAA Paper 2001-2890, 2001
- 23 Bird GA. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows. Oxford: Clarendon Press, 1994
- 24 Burt JM, Boyd ID. Development of a two-way coupled model for two phase rarefied flows. AIAA 2004-1351, 2004
- 25 Burt JM, Boyd ID. Monte carlo simulation of a rarefied multiphase plume flow. AIAA 2005-964, 2005
- 26 Harris AJL, Ripepe M, Hughes E A. Detailed analysis of particle launch velocities, size distributions and gas densities during normal explosions at Stromboli. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 2012, 231-232: 109-131
- 27 Sergey FG, Alina AA, Dean CW, et al. The influence of particulates on thruster plume /shock layer interaction at high altitudes. AIAA 2005-766, 2005
- 28 Gallis MA, Torczynski JR., Rader DJ. An approach for simulating the transport of spherical particles in a rarefied gas flow via the direct simulation Monte Carlo method. *Phys. Fluids*, 2001, 13(11): 3482-3492
- 29 李洁, 任兵, 陈伟芳. 稀薄流过渡区气固两相喷流的建模与数值模拟 稀薄流过渡区气固两相喷流的建模与数值模拟. 空气动力学 学报, 2005, 23(4): 484-489 (Li Jie, Ren Bing, Chen Weifang. Mod-

eling and numerical simulation of gas-solid jet in the transitional-rarefied regime. *Acta Aerodynamic Sinica*, 2005, 23(4): 484-489 (in Chinese))

- 30 李中华,李志辉,彭傲平等.一种稀薄两相流动的数值模拟方法. 空气动力学学报,2015,33(2):266-271 (Li Zhonghua, Li Zhihui, Peng Aoping, et al. A numerical method for simulating rarefied two phase flow. Acta Aerodynamic Sinica, 2015, 33(2):266-271 (in Chinese))
- 31 赵玉新, 易仕和, 田立丰等. 基于纳米粒子的超声速流动成像. 中 国科学 E 辑, 2009, 39(12): 1911-1918 (Zhao Yuxin, Yi Shihe, Tian Lifeng, et al. Supersonic flow imaging via nanoparticles. *Sci China*

Ser G, 2009, 39(12): 1911-1918 (in Chinese))

- 32 李明, 易仕和, 祝智伟等. 激光散射技术在高超声速激波与边界层 干扰试验中的应用. 红外与激光工程, 2013, 42(s1): 79-83 (Li Ming, Yi Shihe, Zhu Zhiwei, et al. Application of laser scattering technique to hypersonic shock-wave and boundary layer interactions. *Infrared and Laser Engineering*, 2013, 42(s1): 79-83 (in Chinese))
- 33 田立丰, 易仕和, 赵玉新. 超声速弹头凹型光学头罩流动显示研究. 实验流体力学, 2009, 23(1): 15-17 (Tian Lifeng, Yi Shihe, Zhao Yuxin. Flow visualization of supersonic flow around a concave optical bow cap model of warhead. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2009, 23(1): 15-17 (in Chinese))