

引用格式: GAO Pan, WANG Jun, TANG Jiabin, et al. Investigation of Turbulence Parameters Based on Liquid-phase Cloud Microphysics Fluctuation Measured by Digital Holography[J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(7):0701002

高攀,王骏,唐家斌,等.基于数字全息干涉术测量液相云微物理起伏的湍流参数表征[J].光子学报,2021,50(7):0701002

# 基于数字全息干涉术测量液相云微物理起伏的湍流参数表征

高攀,王骏,唐家斌,高阳子,刘晶晶,闫庆,华灯鑫

(西安理工大学机械与精密仪器工程学院,西安 710048)

**摘 要:**针对云降水物理研究中湍流的测量需求,提出了一种基于数字全息干涉术测量液相云微物理起伏的湍流参数表征方法。该方法无需假设云滴谱分布函数及调整相关参数即可获得实际湍流影响的液相云微物理起伏。利用定常湍流影响的雾滴模拟液相云滴,采用像元尺寸 1.67  $\mu\text{m}$  的相机时序记录雾滴谱,获得含水量与雾滴平均半径的起伏。根据湍流理论,计算了湍流的方差,时间相关系数,协方差和互相关系数。最终,通过分析不同间隔时间含水量的时间相关系数,获得湍流场的时间尺度为 100 ms;在固定采样间隔 71 ms 的条件下,分析不同起始时间含水量的时间相关系数,其起伏量与平均值的最大偏差为 23%,证明了测量区域流场为定常湍流。该方法可为研究液相云微物理与湍流特性及相互作用机理提供有效的测量手段。

**关键词:**数字全息;同轴数字全息;液相云微物理;云滴谱

中图分类号:O438.1

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20215007.0701002

## Investigation of Turbulence Parameters Based on Liquid-phase Cloud Microphysics Fluctuation Measured by Digital Holography

GAO Pan, WANG Jun, TANG Jiabin, GAO Yangzi, LIU Jingjing, YAN Qing,  
HUA Dengxin

(School of Mechanical and Precision Instrument Engineering, Xi'an University of Technology,  
Xi'an 710048, China)

**Abstract:** In response to the measurement requirements of turbulence in the study of cloud precipitation physics, a turbulence parameter characterization method based on digital holographic interferometry to measure the microphysical fluctuation of liquid cloud is proposed. Since there is no need to assume the distribution function of the cloud droplet spectrum and adjust related parameters, digital holographic interferometry can obtain the microphysical fluctuations of the liquid phase cloud affected by the actual turbulence. The fog droplets affected by steady turbulence are used to simulate liquid phase cloud droplets, and the droplet spectrum is recorded by a camera with a pixel size of 1.67  $\mu\text{m}$ , and then the fluctuations of the water content and the average radius of the droplets are obtained. According to the theory of turbulence, the variance, time correlation coefficient, covariance and cross-correlation coefficient of turbulence are obtained. Finally, by analyzing the time correlation coefficients of water content at different intervals, the time scale of the turbulent field is 100 ms. Under the condition of a fixed sampling interval of 71 ms, the time correlation coefficient of water content at different initial times is analyzed, and the

基金项目:国家自然科学基金(Nos. 41875034,41975045)

第一作者:高攀(1997—),男,硕士研究生,主要研究方向为数字全息。Email: 1252900389@qq.com

导师(通讯作者):王骏(1979—),男,教授,博士,主要研究方向为数字光信息处理及数字全息术。Email: wangjun790102@xaut.edu.cn

收稿日期:2021-03-29;录用日期:2021-04-20

<http://www.photon.ac.cn>

maximum deviation of the fluctuation from the average value is 23%, which proves that the flow field in the measurement area is steady turbulence. This method can provide an effective measurement method for studying the characteristics of liquid cloud microphysics and turbulence and the mechanism of their mutual influence.

**Key words:** Digital holography; In-line digital holography; Liquid-Phase cloud microphysics; Cloud droplet spectra

**OCIS Codes:** 010.1615; 010.7060; 090.1995; 090.2880

## 0 引言

云降水物理是水循环的重要环节,对天气、气候、人工影响天气和大气化学都有着重要影响,也是天气气候模式中最不确定的因子之一<sup>[1-4]</sup>。云降水机制不明确的主要原因是云降水的理论认识不充分,且现有的参数化方案不足以描述云降水的关键过程,特别是云微物理过程。同时,湍流对云滴的凝结与碰并增长以及云滴谱拓宽等云微物理过程影响仍然不明确。目前,云微物理参量和湍流观测精度与时间尺度的不足,都阻碍了对云降水过程的理解。大量学者就湍流对云微物理的影响进行了大量的理论与仿真研究,以更好地了解两者相互作用的机理。LU Chunsong等<sup>[5]</sup>研究了云与周围空气的湍流夹带混合机制与湍流尺度之间的关系;FALKOVICH G等<sup>[6]</sup>得出了湍流可大大加速降雨中大液滴的出现;SARDINA G等<sup>[7]</sup>研究表明随着 $t^{1/2}$ 的增加,液滴尺寸分布变化随时间增加,其增长率与湍流积分尺度成正比,但与湍流平均耗散率无关;KUMAR B等<sup>[8]</sup>提出了湍流混合的直接数值模拟方法;GRABOWSKI W W等<sup>[9]</sup>对比了拉格朗日粒子方法与欧拉 bin 方法,并阐述了将两种方法应用于云模拟的前景;BAREKZAI M等<sup>[10]</sup>通过模拟发现辐射冷却的增加可导致液滴尺寸的标准偏差加倍;THOMAS L等<sup>[11]</sup>使用直接数值模拟的新方法来研究各向同性均匀湍流对云滴凝结生长的影响。然而,以上研究仅限于理论分析和模型仿真,没有云微物理参量和湍流测量方法来证明上述研究成果。因此,实验测量方法越来越受到研究人员的关注。

与传统的光学全息干涉术不同,数字全息干涉术(Digital Holographic Interferometry, DHI)大大简化了全息图的记录和处理程序。由于具有众多优点,例如快速、实时、无损、高分辨率、全视场光学测量<sup>[12]</sup>等,被认为是动态测量云微物理的潜在工具。RAUPACH S M F等<sup>[13]</sup>利用DHI在阿尔卑斯山的高海拔研究站,研究了 $9.9 \text{ cm}^3$ 的采样体积内,从 $10 \text{ }\mu\text{m}$ 到几毫米之间的云滴谱分布;FUGAL J P等<sup>[14]</sup>与CHAMBERS T E等<sup>[15]</sup>分别研制了机载与陆基DHI成像设备,用于云微物理观测,并开展了实验测试,他们将DHI成像设备放置于飞机、气象气球和气象塔式上,显著增加了原位云微物理观测的实用性和数据的丰富性;BEALS J M等<sup>[16]</sup>利用DHI研究了云滴谱在夹带和与纯净空气混合的响应。然而,在上述研究成果中,云粒子的最小探测尺寸为 $5 \text{ }\mu\text{m}$ ,对于研究云滴谱难以提供完整的谱数据(缺少 $2 \text{ }\mu\text{m}$ 至 $5 \text{ }\mu\text{m}$ )支持,进而无法实现云微物理参量起伏的研究。DHI也在湍流测量中得到了大的发展,MENG Hui等<sup>[17]</sup>介绍了三种全息粒子成像测速的光路,并给出了两个示例及测量结果;SHENG J等<sup>[18]</sup>介绍了利用数字全息显微术同时测量光滑壁上湍流边界层内的瞬时三维流结构及壁切应力的空间分布;JONG J D等<sup>[19]</sup>利用全息粒子图像测速技术测量了各向同性湍流中惯性粒子的统计相对速度;GAO Jian等<sup>[20]</sup>介绍了显微双透视层析全息术在测量致密颗粒三维位置和运动方面的应用。然而,在上述研究中关注固态粒子的动力学特性,湍流对粒子本身无影响,只影响其运动特性。然而,湍流与液相粒子相互作用时除动力学特性改变,自身微物理特性也发生改变,因此需要同步测量两者。目前没有关于液相云微物理与湍流同测的相关报道。在湍流作用下,液相云粒子运动表现出不规则的起伏,进而引起液相云微物理参数的不规则波动,例如平均半径,水含量、不同直径的粒子数量等。在湍流理论中,可以通过液相云微物理的起伏获得湍流参数。本文利用同轴DHI测量了液相云滴的三维分布和粒径,由于无需假设云滴谱的分布函数及无需调整其中参数,因此可以真实获得云微物理参量的起伏,并分析了湍流参数。该方法可以用于研究受叠加湍流影响的暖云微物理特性。

## 1 理论

同轴DHI中,在远场记录条件下,粒子图像和孪生图像之间的相互干扰较小。当使用平面波照射粒子时,粒子的衍射光(作为物光)与未受干扰的平面光(作为参考光)发生干涉形成全息图,由电荷耦合器件(Charge-Coupled Device, CCD)或互补金属氧化物半导体(Complementary Metal-Oxide-Semiconductor Transistor, CMOS)记录数字全息图。由于穿过粒子的光振幅经过调制,因此粒子的轮廓边界实际上表现为振幅突变界面。使用数值重构,可以在重建平面上获得再现距离为 $z_r$ 的二维复振幅分布,表示为

$$U_R(u, v) = \frac{1}{j\lambda} \iint_{\infty} R(x, y) I_H(x, y) \frac{\exp\left(jk\sqrt{(u-x)^2 + (v-y)^2 + z_r^2}\right)}{\sqrt{(u-x)^2 + (v-y)^2 + z_r^2}} dx dy \quad (1)$$

式中, $\lambda$ 为激光波长; $R(x, y)$ 为参考光; $I_H(x, y)$ 为干涉条纹的强度; $k$ 为波数。再现距离为 $z_r$ 的粒子将在重建平面中聚焦,针对一张数字全息图依次重建不同再现距离,即可获得采样区间内所用粒子的信息。结合融合数字图像的灰度梯度方差法和三阶拉普拉斯算子的塔形融合算法,可实现云滴粒子尺寸及三维位置的精确测量。对采样区间内的粒子图像采用图像识别算法,即可获得粒子数量和直径。通过统计可获得含水量和平均半径,表示为

$$\begin{cases} q_w = \sum_{i=1}^n \frac{4}{3} \pi r_i^3 \rho_w \\ \bar{r} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n r_i \end{cases} \quad (2)$$

式中, $n$ 是云滴粒子的数量, $r$ 是云滴半径,而 $\rho_w$ 是水的质量密度。

云体温度高于 $0^\circ\text{C}$ 的暖云是由大量液相粒子组成的云系统,由于湍流引起云滴的不规则运动将引起云微物理参数发生起伏。根据湍流理论,根据云滴谱及其导出量随时间的随机波动可表征湍流,湍流方差和相关系数表示为

$$\begin{cases} \sigma_A^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (A_i - \bar{A})^2 \\ R(\tau) = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (A_i(t_0) - \bar{A}_i(t_0))(A_i(t_0 + \tau) - \bar{A}_i(t_0 + \tau))}{\sigma_A^2} \end{cases} \quad (3)$$

式中, $A$ 为变量的测量值, $\bar{A}$ 是变量测量值的平均值, $N$ 是变量的个数, $\tau$ 是采样间隔时间。利用两个变量 $A$ 和 $B$ 的相关性,可获得协方差和互相关系数,表示为

$$\begin{cases} \sigma_{A,B}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (A_i - \bar{A}) \cdot (B_i - \bar{B}) \\ R_{A,B} = \frac{\sigma_{A,B}^2}{\sigma_A \cdot \sigma_B} \end{cases} \quad (4)$$

## 2 实验装置

图1是基于同轴DHI测量液相云微物理起伏的实验光路。自光纤输出的DPSS激光器( $\lambda = 532 \text{ nm}$ )的光束传播通过透镜( $L_1$ 和 $L_2$ ),以产生扩束准直光照明液滴,并且光斑的功率密度均匀性大于80%。液滴产生的衍射光与未受干扰的照明光产生干涉。1倍的4f成像系统( $L_3$ 和 $L_4$ )将采样区域的粒子成像到记录平面,并可提高光轴方向的粒子定位测量精度。实验中采用CMOS相机记录全息图,分辨率为 $3840 \text{ W} \times 2748 \text{ H}$ 像素,像素大小为 $1.67 \mu\text{m} \times 1.67 \mu\text{m}$ ,采样速度为14帧/秒。偏振器P用于产生线性偏振光。实验在恒温恒湿条件下进行。由于液相云滴与雾滴具有相同的物化特性,实验使用超声波雾化器产生的中值直径为 $3.9 \mu\text{m}$ 的雾滴作为液相云滴的模拟。由于湍流的随机性和非线性,随机风场被加载到出雾口以模拟湍流对云微物理的影响。

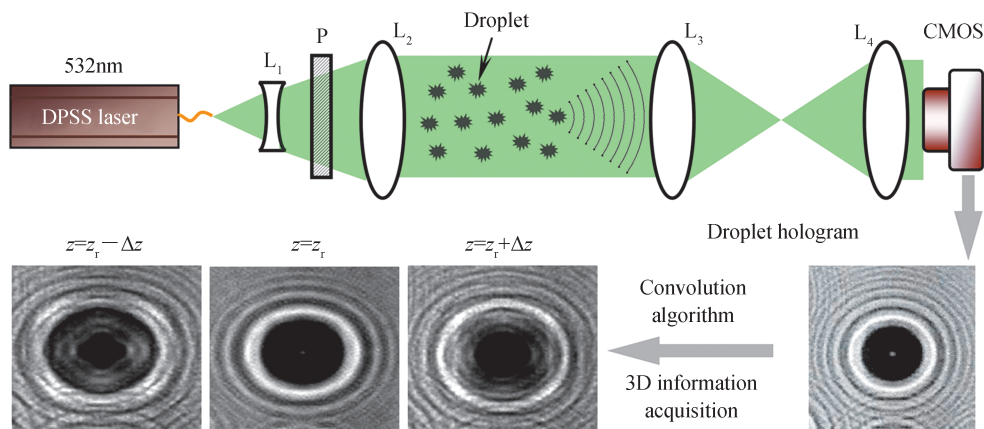


图1 测量液相云微物理起伏的实验光路

Fig. 1 Experimental setup for observing the fluctuation of liquid phase cloud droplets spectra

### 3 结果与分析

#### 3.1 粒子三维信息获取

在垂直于光轴的平面内( $x-y$ 平面),数字全息技术的测量分辨率主要由记录介质的像素大小、靶面尺寸及记录距离决定。单一采用重建距离确定在光轴方向的粒子位置时,仅能获得较低的横向分辨率。在实验中,我们利用融合数字全息图的灰度梯度方差法进一步提高光轴方向的粒子定位精度。在重建数字全息图中,聚焦平面内的粒子边界具有更窄的亮暗过渡带,即具有更剧烈的灰度变化。因此,根据粒子边界处的灰度梯度方差 $k$ 可定量描述变化的剧烈程度,表示为

$$k = \frac{\sum [G(x, y) - \overline{G(x, y)}]}{N_p} \quad (5)$$

式中, $G$ 为粒子区域内各点灰度梯度; $\overline{G}$ 为粒子区域内所有像素点的平均灰度梯度, $N_p$ 为全息图各粒子区域像素点总数。实验中, $z$ 轴位置精度验证通过采用位移精度为0.01 mm的电控直线位移平台和标准尺寸为10  $\mu\text{m}$ 分辨率白板来验证。在 $z$ 轴方向利用位移平台移动 $\Delta z$ 前后,分别拍摄两张的数字全息图。通过全息图预处理后,可获得在两个位置处位置精度为1 mm的重建结果,再选取1 mm距离中的101幅再现全息图进行图像融合,如图2(a)所示。根据式(5),发现10  $\mu\text{m}$ 分辨率白板在聚焦平面处灰度梯度方差取得最大值,如图2(b)所示。在图2(b)中,第30张再现全息图为聚焦平面,第31、35和40张再现全息图为分别距离聚焦平面0.01 mm、0.05 mm和0.10 mm处,则粒子 $z$ 轴位置精度为0.01 mm。

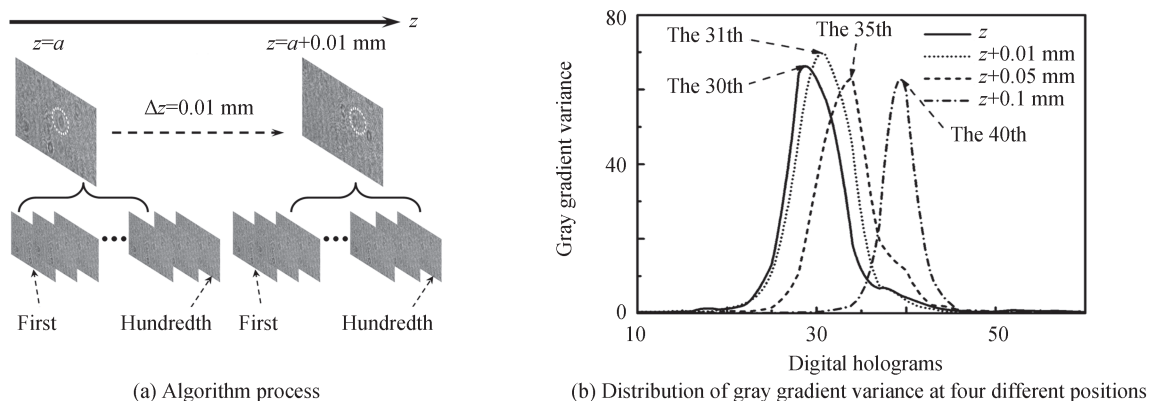


图2 融合全息图的灰度梯度方差法

Fig. 2 Gray gradient variance distribution of fusion hologram

基于隔帧双曝光和拉普拉斯算子的塔形融合算法,在垂直于光轴的平面内可获得粒子的二维位置、粒径和数量,图3(a)是塔形融合算法的流程。将原始全息图(假设为 $G_0$ )视作高斯金字塔的原始第0层,对其

进行隔行(或列)采样和低通滤波,获得结果视为第一层;循环往复以上过程,即可构建一个多层数字全息图的高斯金字塔。在构建中假设金字塔的第 $l$ 层图像为 $G_l$ ,可表示为

$$G_l(x, y) = \sum_{m=-2}^2 \sum_{n=-2}^2 \omega(m, n) G_{l-1}(2i + m, 2j + n) \quad (6)$$

对 $G_l$ 采用内插法,放大后的图像 $G_l^*$ 表示为

$$\begin{cases} G_l^*(x, y) = 4 \sum_{m=-2}^2 \sum_{n=-2}^2 \omega(m, n) G_l\left(\frac{x+m}{2}, \frac{y+n}{2}\right) \\ \omega = \frac{1}{16} \begin{bmatrix} 1 & 2 & 2 \\ 2 & 4 & 2 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix} \end{cases} \quad (7)$$

式中, $x$ 和 $y$ 分别为高斯金字塔第 $l$ 层的行数和列数; $\omega(m, n)$ 是一个二维的 $3 \times 3$ 窗口函数,拉普拉斯塔形分解为

$$LP_l = G_l - G_{l-1} \quad (8)$$

式中, $0 \leq l < 4$ ,  $LP_l$ 是拉普拉斯金字塔分解的第 $l$ 层图像。假设经过拉普拉斯金字塔分解后的第 $l$ 层图像的源图 $A$ 与 $B$ 分别为 $LPA_l$ 和 $LPB_l$ ,则融合结果定义为 $LP$ ,计算各层的区域能量

$$\begin{cases} Ar(x, y) = \sum_{p=-1}^1 \sum_{q=-1}^1 \omega(p, q) |LPA_l(x+p, y+q)| \\ Br(x, y) = \sum_{p=-1}^1 \sum_{q=-1}^1 \omega(p, q) |LPB_l(x+p, y+q)| \end{cases} \quad (11)$$

根据区域能量 $Ar$ 和 $Br$ ,可得图像融合结果

$$LP(x, y) = \begin{cases} LPA_l(x, y) & Ar(x, y) \geq Br(x, y) \\ LPB_l(x, y) & Ar(x, y) < Br(x, y) \end{cases} \quad (12)$$

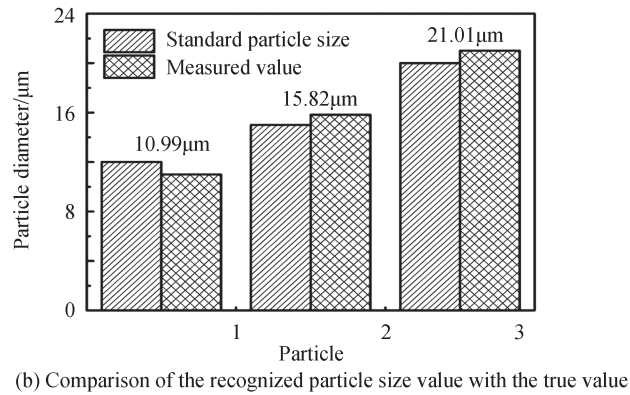
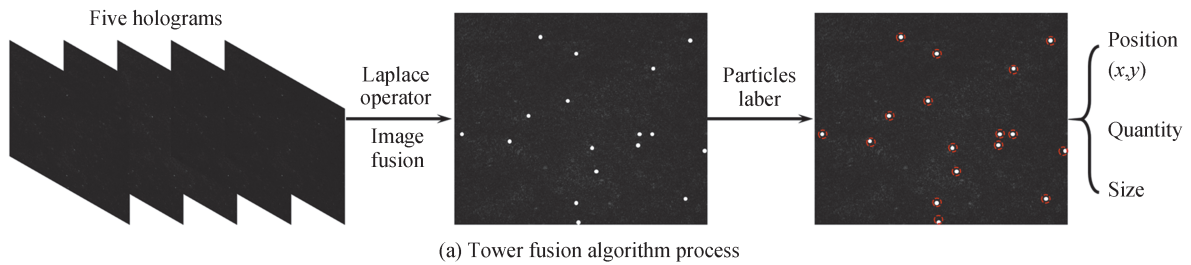


图3 塔形融合算法与实验结果

Fig. 3 Tower fusion algorithm and experimental results.

利用上述过程测量了 $12 \mu\text{m}$ 、 $15 \mu\text{m}$ 和 $20 \mu\text{m}$ 标准粒子的直径,分别为 $10.99 \mu\text{m}$ 、 $15.82 \mu\text{m}$ 和 $21.01 \mu\text{m}$ 。粒子直径的测量偏差小于10%。在垂直于光轴的平面内,由于光学放大率和系统像差的影响,粒子定位精度可实现 $\mu\text{m}$ 量级(一个像素)。此外,隔帧双曝光及三阶拉普拉斯算子的塔形融合算法可有效抑制粒子衍射对粒子直径识别造成的误差。

### 3.2 湍流参数计算

实验中,使用同轴DHI连续记录雾滴区域的31张数字全息图。假设起始时间为 $t_0$ ,图2显示了 $t_0$ 时刻中值直径为 $3.9\ \mu\text{m}$ 的雾滴谱的测量结果。在图4中,液滴主要分布在雾出口附近,并且由于湍流碰撞过程而出现约 $10\ \mu\text{m}$ 的大液滴颗粒。在图4(a)雾滴三维分布图中,由于湍流作用在雾出口处,小液滴出现簇状现象。图4(b)显示了采样体积内的雾滴尺寸分布。 $3.5\sim 4\ \mu\text{m}$ 的直方图取得最大值,和标称的中值直径相符。由于系统中CMOS的像素和靶面尺寸、及记录距离所影响的分辨率极限,没有获得 $2\ \mu\text{m}$ 以下的液相粒子信息。为了提高系统的分辨率,可结合显微成像技术,或进一步减小记录介质的像素尺寸和增大靶面尺寸,进而获得小液相粒子的信息。

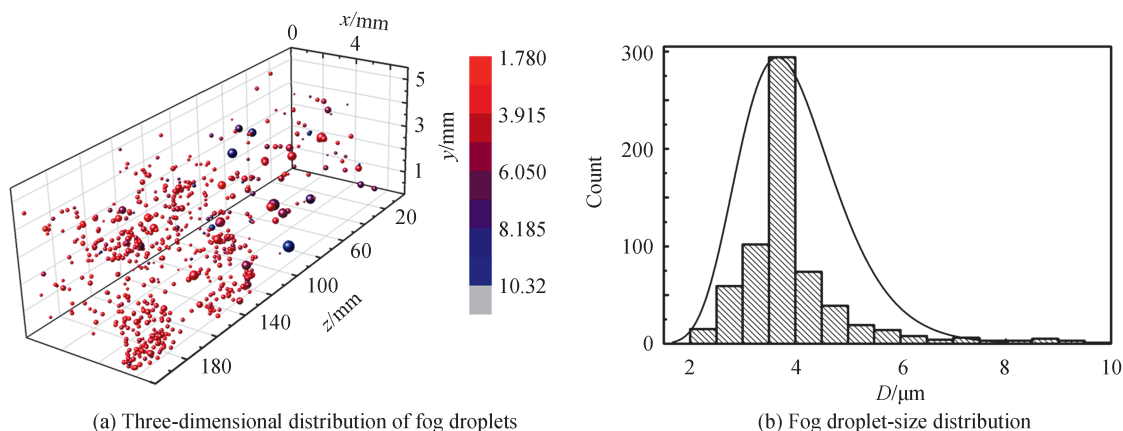


图4 雾滴谱的测量结果

Fig. 4 Measurement results of fog droplets spectra

当通过同轴DHI测量液相云滴三维分布和粒径时,由于无需假设雾滴谱分布函数和无需调整函数中的参数,因此可以真正测量出云微物理参量的起伏。根据式(2),在采样时间内可以获得含水量和平均半径的起伏,如图5所示。他们分别为 $0.122\ \text{g}/\text{m}^3$ 和 $1.918\ \mu\text{m}$ 。

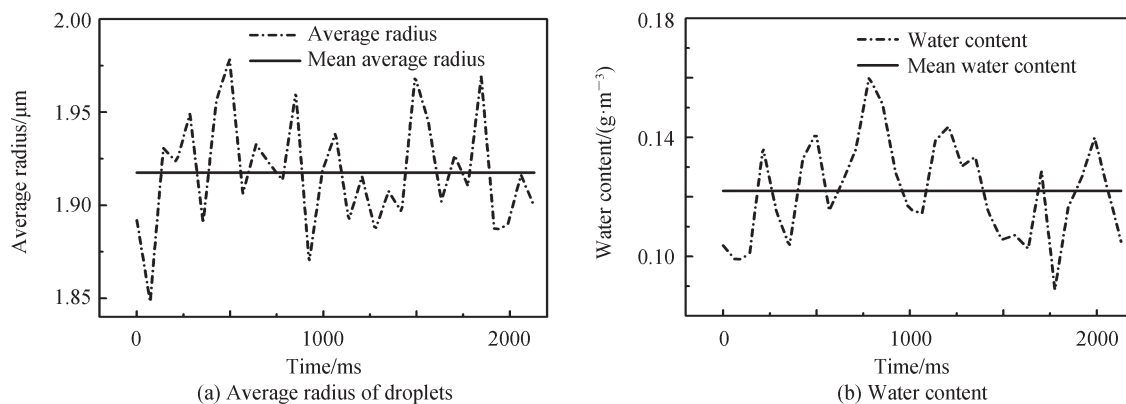


图5 液相云微物理参量起伏

Fig. 5 Fluctuations of cloud microphysics

根据湍流理论,可获得含水量和平均半径的方差 $\sigma^2$ ,时间相关系数 $R(\tau)$ ,协方差 $\sigma_{A,B}^2$ 和互相关系数 $R_{A,B}$ ,如表1所示。在表1中, $\tau$ 是一个采样间隔( $71\ \text{ms}$ )。由于该实验在超净实验室中开展,因此可忽略温度变化对液滴凝结的影响。含水量和平均半径的方差意味着它们的数据变化小,进而湍流强度也小。它们的互相关系数大,意味着平均半径随含水量的增加而增加。

由于湍流是流体的运动形式,因此在短时间内物理量起伏之间存在相关性。随着间隔时间变长,相关程度将逐渐降低。由于相关系数是时间的连续函数,因此可以根据函数曲线确定湍流的时间尺度。当设置相同的开始时间 $t_0$ 和不同的间隔时间 $b\tau$ ( $b=0, 1, 2, \dots, 11$ )时,也可获得一系列含水量的时间相关系数,如图

表 1 基于液相云微物理起伏的湍流参数  
Table 1 Turbulence parameters based on liquid-phase cloud microphysics fluctuation

Microphysics	Turbulence	Value
Water content	$\sigma^2$	0.000 3
	$R(\tau)$	0.395
Average radius	$\sigma^2$	0.000 9
	$R(\tau)$	0.936
Water content and Average radius	$\sigma_{A,B}^2$	0.000 3
	$R_{A,B}$	0.577

6所示。当间隔时间为 $2\tau$ 时,时间相关系数已经小于零。在湍流理论中,当相关系数小于0.2时,两个变量的相关度极低。根据图6所示曲线,加载随机风场的时间尺度约为100 ms。由于实验中间隔时间 $\tau$ 为每两张数字全息图之间的采样间隔,为获得时间尺度上湍流的细节,可使用具有高采样频率的高速相机。

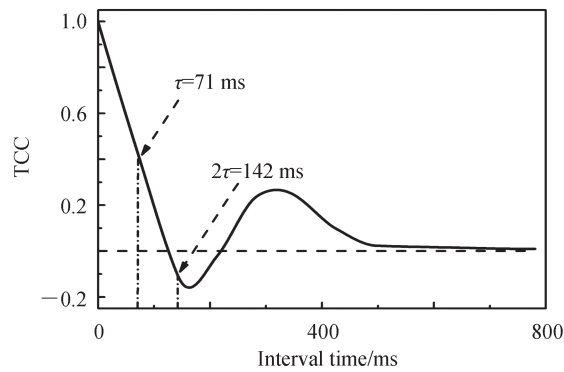


图 6 不同间隔时间含水量的时间相关系数

Fig. 6 Time correlation coefficient of water content at different interval times

当湍流的时间尺度大于通过探测器的时间尺度时,泰勒冻结假设是有效的。因为加载的随机风场的时间尺度100 ms大于采样时间71 ms,所以将 $\tau$ 定义为71 ms。当设置不同的开始时间 $t_0+a\tau$ ( $a=0,1,2,\dots,11$ )时,可获得一系列含水量的时间相关系数,如图7所示。起伏量与平均值的最大偏差为23%。在湍流理论中,统计参数不随时间变化的湍流被定义为稳定湍流。因此,加载的随机风场可认为是稳定湍流。

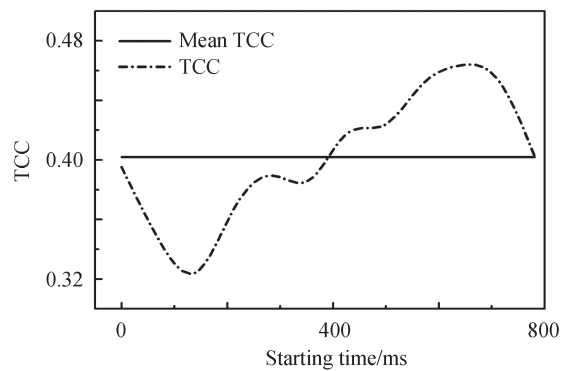


图 7 不同开始时间含水量的时间相关系数

Fig. 7 Time correlation coefficient of water content at different starting times

## 4 结论

由于无需假设云滴谱的分布函数及无需调整函数中的参数,因此利用同轴DHI测量的云微物理参量起伏可真实反映云中湍流特性。在原位测量中,该方法可以获得湍流和云微物理的时间特征。此外,通过加大采样时间,对液相云微物理参量的起伏曲线进行快速傅里叶变换,还可获得湍流的频率、能谱曲线、耗散

率等。在机载平台上,此方法可以同时获得时空尺度的湍流特性。然而,该方法还存在重建时间过长,及系统发射和接收端在流场中易产生 Karman-vortex 现象的缺点。因此,减少重建时间并优化测量系统是我们持续研究的重点。本文方法将为研究云微物理和湍流特性提供有效的测量手段。

#### 参考文献

- [1] SHI Yining, ZHANG Zhang, CHAN Kalok, et al. Multi-layer solar radiative transfer considering the vertical variation of inherent microphysical properties of clouds[J]. *Optics Express*, 2019, 27(20): A1569.
- [2] ZHANG Yupeng, ZHAO Chuanfeng, ZHANG Kai, et al. Retrieving the microphysical properties of opaque liquid water clouds from CALIOP measurements[J]. *Optics Express*, 2019, 27(23): 34126-34140.
- [3] LI Jiming, LV Qiaoyi, ZHANG Min, et al. Effects of atmospheric dynamics and aerosols on the fraction of supercooled water clouds[J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2017, 17(3): 1847.
- [4] GAO Sinan, LU Chunsong, LIU Yangang, et al. Contrasting scale dependence of entrainment-mixing mechanisms in stratocumulus clouds[J]. *Geophysical Research Letters*, 2020, 47(9): 086970.
- [5] LU Chunsong, LIU Yangang, SEONG S Y, et al. Reconciling contrasting relationships between relative dispersion and volume-mean radius of cloud Droplet size distributions[J]. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, 2020, 125(9): 031868.
- [6] FALKOVICH G, FOUXON A, STEPANOV M G, Acceleration of rain initiation by cloud turbulence[J]. *Nature*, 2002, 419: 151-154.
- [7] SARDINA G, PICANO F, BRANDT L, et al. Continuous growth of Droplet size variance due to condensation in turbulent clouds[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(18): 184501.
- [8] KUMAR B, GOTZFRIED P, SURESH N, et al. Scale dependence of cloud microphysical response to turbulent entrainment and mixing[J]. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 2018, 10: 2777.
- [9] GRABOWSKI W W, WANG L P, Growth of cloud droplets in a turbulent environment [J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2013, 45: 293-324.
- [10] BAREKZAI M, MAYER B, Broadening of the cloud Droplet size distribution due to thermal radiative cooling: turbulent parcel simulations[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2020, 77(6): 1993.
- [11] THOMAS L, GRABOWSKI W W, KUMAR B, Diffusional growth of cloud droplets in homogeneous isotropic turbulence: DNS, scaled-up DNS, and stochastic model[J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2020, 20(14): 9087.
- [12] WANG Jun, ZHAO Jianlin, QIN Chuan, et al. Digital holographic interferometry based on wavelength and angular multiplexing for measuring the ternary diffusion[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(7): 1211-1213.
- [13] RAUPACH S M F, VOSSING H J, CURTIUS J, et al. Digital crossed-beam holography for in situ imaging of atmospheric ice particles[J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2006, 8: 796-806.
- [14] FUGAL J P, SCHULZ T J, SHAW R A, Cloud particle size distributions measured with an airborne digital in-line holographic instrument atmospheric measurement techniques[J]. *Atmospheric Science*, 2009, 2(1): 259-271.
- [15] CHAMBERS T E, HAMILTON M W, REID I M, A low cost digital holographic imager for calibration and validation of cloud microphysics remote sensing[C]. *SPIE*, 2017, 10001: 100010P.
- [16] BEALS J M, FUGAL J P, SHAW R A, et al. Holographic measurements of inhomogeneous cloud mixing at the centimeter scale[J]. *Science*, 2015, 350(6256): 87-90.
- [17] MENG Hui, PAN Gang, PU Ye, et al. Holographic particle image velocimetry: from film to digital recording [J]. *Measurement Science and Technology*, 2004, 15(4): 673-685
- [18] SHENG J, MALKIEL E, KATZ J, Using digital holographic microscopy for simultaneous measurements of 3D near wall velocity and wall shear stress in a turbulent boundary layer[J]. *Experiments in Fluids*, 2008, 45(6): 1023-1035.
- [19] JONG J D, SALAZAR J P L C, WOODWARD S H, et al. Measurement of inertial particle clustering and relative velocity statistics in isotropic turbulence using holographic imaging[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2010, 36(4): 324-332.
- [20] GAO Jian, KATZ J, Self-calibrated microscopic dual-view tomographic holography for 3D flow measurements [J]. *Optics Express*, 2018, 26(13): 16708-16725.