

曾庆存, 程雪玲, 吴琳. 2018. 浪花和飞沫水滴在海面大风边界层中的垂直传输 [J]. 大气科学, 42 (3): 448–462. Zeng Qingcun, Cheng Xueling, Wu Lin. 2018. Vertical transport of sea spray and spume droplets in high-wind marine atmospheric boundary layer [J]. Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese), 42 (3): 448–462, doi:10.3878/j.issn.1006-9895.1803.17288.

浪花和飞沫水滴在海面大风边界层中的垂直传输

曾庆存 程雪玲 吴琳

中国科学院大气物理研究所, 北京 100029

摘 要 对我们在南海海域建立的大气边界层观测站的资料进行分析表明, 在冷涌和热带气旋 (包括强台风) 过境的大风期间, 在边界层底层 10 min 平均的水平风速 $\bar{u}$ 基本不随高度而变, 甚至大都伴随有明显的上升气流 $\bar{w}$ 。而且风场脉动中含有强相干性的阵风扰动 ($\mathbf{v}_g$, 频率位于 1/60~1/600 Hz 频段), 以及近于随机性的高频湍流脉动 ($\mathbf{v}_t$, 频率大于 1/60 Hz), 它们的特性以及 $\bar{w}$ 都可以很好地用水平风速 $\bar{u}$ 来参数化表示。取实测的 ($\bar{u}$, $\bar{w}$) 和脉动 $\mathbf{v}' = \mathbf{v}_g + \mathbf{v}_t$, 或取实测的 $\bar{u}$ 与参数化的 $\mathbf{v}_g$ 、 $\mathbf{v}_t$ 和 $\bar{w}$, 应用拉格朗日随机模式作数值模拟, 结果表明: 由破头浪发射出来的浪花和飞沫水滴 (半径 r_p 为 10~500 μm) 有相当大的一部分可以飞离大气底层而进入 100 m 高以上的大气中, 继而对进入大气中的海盐气溶胶通量有重要贡献, 不可以被忽略。在水滴的垂直传输过程中, 阵风扰动起了极重要的作用, 而在 $\bar{w} > 0$ 且较显著时 $\bar{w}$ 更起重要作用。我们对上扬率 (可上升至 100 m 以上高度的水滴数与由海面发射出的水滴数之比) 作出了初步的参数化公式, 有很高的精度, 主要的参量是无量纲量 $\bar{u}^2 / (r_p g)$, 其中 r_p 和 g 分别是水滴半径和重力加速度。

关键词 海盐气溶胶 重粒子 海上大气边界层 相干阵风扰动 上扬率 数值模式

文章编号 1006-9895(2018)03-0448-15

中图分类号 P404

文献标识码 A

doi:10.3878/j.issn.1006-9895.1803.17288

Vertical Transport of Sea Spray and Spume Droplets in High-Wind Marine Atmospheric Boundary Layer

ZENG Qingcun, CHENG Xueling, and WU Lin

Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029

ABSTRACT Through analyzing the observational data obtained during high-wind conditions over the South China Sea, our results have shown that: (a) The 10-min average horizontal wind speed $\bar{u}$ is almost independent of height; (b) the 10-min average vertical velocity $\bar{w}$ is almost always positive; (c) there exists strong coherent gusty wind with low-frequency ($\mathbf{v}_g$, between 1/600 Hz and 1/60 Hz), and nearly random and isotropic turbulent fluctuations with high-frequency ($\mathbf{v}_t$, larger than 1/60 Hz). The vertical velocity $\bar{w}$ and the characteristics of the gusty wind and turbulence can be well parameterized through the horizontal wind speed $\bar{u}$. Using the observations of ($\bar{u}$, $\bar{w}$) and the parameterized gusty wind and turbulence, the Lagrangian stochastic model is implemented to study and simulate vertical transport of spume droplets. The results show that a quite high proportion of spray and spume droplets (the radius is between 10 and 500 μm) teared from the breaking waves can reach the 100 m height in ABL (Atmospheric Boundary

收稿日期 2017-11-24; **网络预出版日期** 2018-03-23

作者简介 曾庆存, 男, 1935 年出生, 研究员, 主要从事大气边界层物理、卫星气象遥感理论、数值天气气候预测理论和地球系统模式等研究。E-mail: zqc@mail.iap.ac.cn

资助项目 国家自然科学基金项目 41630530, 中国科学院前沿科学重点研究项目 QYZDY-SSW-DQC002

Funded by National Natural Science Foundation of China (Grant 41630530), the Key Research Program of Frontier Sciences, Chinese Academy of Science (Grant QYZDY-SSW-DQC002)

Layer) and contribute to the sea salt aerosol flux. The coherent gusty wind during high winds plays an important role in the vertical transport of droplets. Besides, we also parameterize the uplifting fraction of spume droplets that can reach the 100 m height in the ABL by using a nondimensional factor $\bar{u}^2 / (r_p g)$, where r_p is the radius of droplet and g is the gravitational acceleration.

Keywords Sea salt aerosol, Heavy particle, Marine atmospheric boundary layer, Coherent gusty wind disturbance, Upwelling fraction, Numerical simulation

1 引言

气候变化、大气污染和大气质量是当今世界十分关注的问题,而在两者之中,大气中气溶胶的种类和含量都是很重要但又未清楚认识的一些因素。气溶胶大致可分为人为排放和自然排放两类,后者以沙尘和海盐粒子为主,它们都是在风力的驱动下由地球表面刮起进入大气边界层最低层,这就是所谓发射过程,相应地有地表发射通量,或称生成函数(即 Sea-Spray Generation Function, 简称 SSGF)。在大气边界层内,这些粒子受重力以及各种尺度气流的动力和物理过程作用,甚至粒子间的相互作用,使得粒子或悬浮,或沉降重回地面,或上扬至边界层上层再上至对流层,可总称为垂直传输过程。发射和传输这两项过程都十分复杂,而且沙尘多起于沙漠及其周边,海盐粒子源于海洋,观测困难,资料奇缺。因此无论对局地的还是全球平均的气溶胶表面垂直通量以及气溶胶在大气柱中的含量,不同作者给出的数值均有很大的不确定度,甚至可在数量级上有差别,尤其是海洋气溶胶(Andreas, 1998, 2002, 2010; Fairall et al., 2009; Jaeglé et al., 2010; Veron et al., 2012)。

就海盐气溶胶来说,在较平静的海面上,它是海表和浪间的气泡破裂形成小水滴的弹射所产生,这种情况下的发射通量(或生成函数)今大体已比较确定。但在大风浪情况下发出的较大水滴和飞沫(水滴半径 $r_0 > 20 \mu\text{m}$)则是大风撕裂浪冠水体而抛射到大气所致。由于直接观测不多,有关的生成函数 SSGF 有很大的不确定度,甚至可相差一到数个数量级。关于这方面,已有许多文献加以讨论(Andreas, 1998, 2002, 2010; Petelski et al., 2005; Zhao et al., 2006; Fairall et al., 2009; Mueller and Veron, 2009a; Andreas et al., 2010; Jaeglé et al., 2010; Veron et al., 2012; 赵栋梁, 2012)。

至于海盐气溶胶自海面和浪尖发射出来之后,是怎样变成垂直传输通量,以及进一步在大气边界层中停留和穿透大气边界层而进入对流层,成为大

气中的气溶胶,这过程也非常复杂。水滴的发射速度只是其初始速度,此后在重力和水滴相对于流体运动所致的多种力作用下运动,甚至水滴还有蒸发和相互碰撞等。在这些因素综合作用下,就决定了含盐水滴粒子是上升、悬浮、还是下沉回到海面。这些都极其依赖于当地的大气边界层的结构和特性。至今,一方面缺乏在海上大气中海盐气溶胶通量和浓度的足够资料,二来也缺乏海上大风情况下大气边界层特性观测的足够资料,从而有不少重要的特性尚未被揭露。在第一个问题上,就作者所知,目前最好的资料是 NOAA 发布的 Pacific Marine Environmental Laboratory (PMEL) 1993~2008 年的 6 条航线的船上观测资料,美国迈阿密大学和全球自动观测网 AErosol RObotic NETwork (AERONET) 共计 15 个站点的观测资料(Jaeglé et al., 2010),由此来确定出气候平均情况,由于观测重点是成为海盐气溶胶粒子的浓度,半径大于 $10 \mu\text{m}$ 的大粒子都被人为删除了。至于海上大风边界层特性的观测资料则只有个例(Black et al., 2007; Zhang et al., 2008),但可惜也未注意到大风情况下边界层风场脉动的特点。以致直到目前,研究者们都只用到湍流传输理论将海盐气溶胶粒子的生成函数与扩散和沉降联系起来(Andreas, 1998, 2010; Fairall et al., 2009; Mueller and Veron, 2009b; Andreas et al., 2010),而没有直接研究大风期间粒子在整个大气边界层中的传输过程。在现有文献中,都认为大水滴(形成时的初始半径 $r_0 \geq 20 \mu\text{m}$)从浪冠射出后直接或很快地下掉回海面,不可能飞出边界层底层。最鲜明的叙述可见 Andreas (2010),尤其是其文中的图 1 和图 7。但事实上,尽管观测资料很少,在大气边界层中也常观测到有大大水滴存在,甚至其 $r_0 > 100 \mu\text{m}$ 乃至 1 mm 。这说明,必定是除湍流扩散混合过程外,还有别的过程存在,使得大水滴能够飞升,此问题值得研究。须知,水滴含盐量正比于其 r_0^3 ,故从海洋向大气输出的盐通量来说,一个 $r_0 = 100 \mu\text{m}$ 的大水滴抵得上 10^6 个 $r_0 = 1 \mu\text{m}$ 的小水滴。

本文就只研究讨论大水滴在大气边界层的运动和传输问题。第2节叙述海上大风期大气边界层的特性。使用我们近年来在海上直接观测的资料,发现大风期阵风扰动(广义来说,就是频率在 $1/60 \sim 1/600$ Hz的脉动)非常强,且相干性也很强,它迭加于平均流和高频湍流脉动(频率大于 $1/60$ Hz)之上。在风速小时阵风扰动则不常有,具偶发性,强度也弱。此外,还用平均水平风速作参量来表达,给出一些关于对阵风扰动和湍流脉动的特性的参数化公式,以利于计算应用。第3节叙述大水滴在大气边界层中的运动轨迹的计算方法。第4节给出数值模拟结果,用的是重粒子在具有拉格朗日随机过程的流体中运动的Thomson模式,气流场则是由观测得到的平均气流场和脉动场(包括用实测得到的和第2节给出的参数化公式计算结果),结果是大风期的阵风甚至还有平均气流的上升分量可使大水滴能飞出大气边界层低层。第5节给出由此算得的水滴上扬进入大气边界层低层的比率,及其参数化公式。第6节和第7节为小结和进一步的讨论。

2 大风期海上大气边界层的特性

2008年起,我国在广东省沿海建立了一些海洋气象站,例如茂名市博贺站(北纬 $21^{\circ}27'37''$,东经 $111^{\circ}19'24''$),包括岸上的北山站、海上观测塔平台[离岸边6 km,台下水深11 m,塔上有四层超声仪观测(Gill R3-50型,采样频率20 Hz,分辨率 0.01 m s^{-1} ,测量精度 $< \pm 1\%$ RMS, Root Mean Square),从离海面8 m起至35 m]和离岛(峙仔岛)高塔观测。峙仔岛很小,高出水面10 m,周围水深6~10 m,其上的塔高100 m,有多层风杯(NRG-Symphonic型,启动风速 0.78 m s^{-1} ,测量范围 $0 \sim 70 \text{ m s}^{-1}$)和一层超声观测(Gill-Windmaster Pro.型,采样频率10 Hz,测量范围 $0 \sim 45 \text{ m s}^{-1}$,测量精度 $< \pm 1\%$ RMS)。三站间的距离在10 km以内。依据这些观测站,取得了几年冬、春季冷涌大风和几次台风过程的观测资料,尤其是强台风Hagupit(2008年9月24日)过境全过程的大气边界层中每10 min平均风场和脉动场(采样频率为10 Hz)的资料。这些资料的选例分析结果见Cheng et al.(2014, 2015)。

图1和图2给出冷涌期半小时和台风期一小时超声仪测得的原始记录。可以很明显地看出,大风期含有很强的脉动。而脉动(按通常记为 u', v', w'),又可明显分为两类,其性质差别很大。一类是几乎

是随机的,尤其是高频段频率大于 $1/60$ Hz(即周期小于1 min);另一类是较有明显结构、有较明显规律的及具有较强相干性的扰动,频率在 $1/60 \sim 1/600$ Hz之间(周期在1~10 min之间)。前者大体上属于Kolmogorov的惯性湍流区,可以较好地应用已有的湍流理论。而后者已远离惯性区,不满足经典湍流理论的条件。故将两部分区分开来分别分析。为简单计,我们对脉动场作Fourier分解,取频率大于 $1/60$ Hz的为前者,记作 (u_t, v_t, w_t) ,并简称为湍流脉动;而频率在 $1/60 \sim 1/600$ Hz之间的为后者,记作 (u_g, v_g, w_g) ,并称之为阵风扰动。按通常方法,我们将风场分为10 min滑动平均的风场 $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$,和脉动场 (u', v', w') ,于是有 $u' = u_g + u_t$,再取 $\bar{u}$ 沿顺风方向,于是 $\bar{v} = 0$ 。

下面给出本文需要进一步用到的一些结果:

(1) 在大风期,10 min平均的水平风速 $\bar{u}$,基本上不随高度而变,而且伴有上升气流,即 $\bar{w} > 0$ 。在冷空气入侵的冷涌时期是如此,如图3;在台风期也是如此,且上升气流 $\bar{w}$ 很强,甚至有 $\bar{w} > 1 \text{ m s}^{-1}$,如图4(由于 $\bar{w}$ 在靠近平台基的两层明显受台基的影响,图3中未给出)。

(2) 在大风情况下,具有很强的湍流脉动和阵风扰动,其振幅 A_t 和 A_g 的三分量(A_{tu}, A_{tv}, A_{tw})和(A_{gu}, A_{gv}, A_{gw})都很大。它们都可以较好地用参数化公式表达,主导参数为平均水平风速 $\bar{u}$ (因在边界层低层 $\bar{u}$ 大体不随高度变化, $\bar{u}$ 也理解为常用的海面上10 m高处风速 U_{10})。图5是 A_t 和 A_{tu}, A_{tv}, A_{tw} 随 $\bar{u}$ 的变化,图6是 A_g 和 A_{gu}, A_{gv}, A_{gw} 随 $\bar{u}$ 的变化,拟合的回归方程(参数化公式)亦给于图5中(Cheng et al., 2015)。

(3) 阵风扰动具有较强的相干性指数 $|r_g|$ (Zeng et al., 2010),即阵风扰动的水平分量和垂直分量负相关,其相关系数 r_g 的绝对值常大于0.5。 $|r_g|$ 和阵风等效周期 T_g [即以能谱为权重定义的周期,见Zeng et al.(2010)]及其由 $\bar{u}$ 表示的参数化公式见图7和图8。

(4) 大风情况下,风速脉动的动能能谱如图9,可见频率高于 $1/60$ Hz的能谱大体上仍满足 $-5/3$ 幂律,即属于惯性湍流区(Kolmogorov inertial subrange),可以用其理论;而频率在 $1/60 \sim 1/600$ Hz的阵风扰动的能谱分布就与惯性湍流区很不相同。由此可见我们将脉动分为这样两部分是合适的。在下面我们讨论气溶胶重粒子传输时可以很清楚地

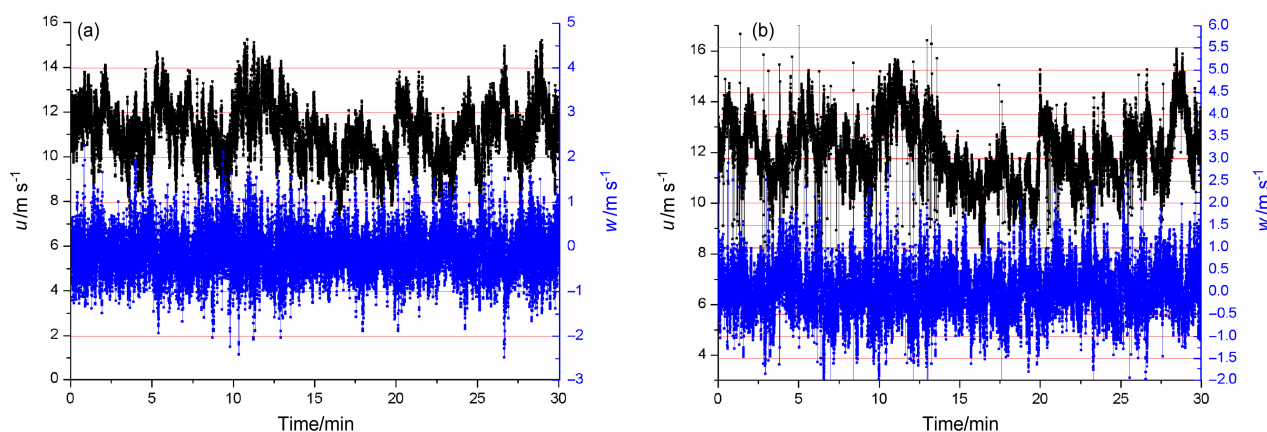


图1 2012年3月23日21:00~21:30(北京时,下同)博贺海上观测平台(a)8m和(b)27m观测高度冷涌期的风场时间曲线

Fig. 1 Wind speed time series during the cold surge period of 2100 BT–2130 BT (Beijing time) 23 March 2012 at Bohe marine observation platform at (a) 8 m and (b) 27 m high levels

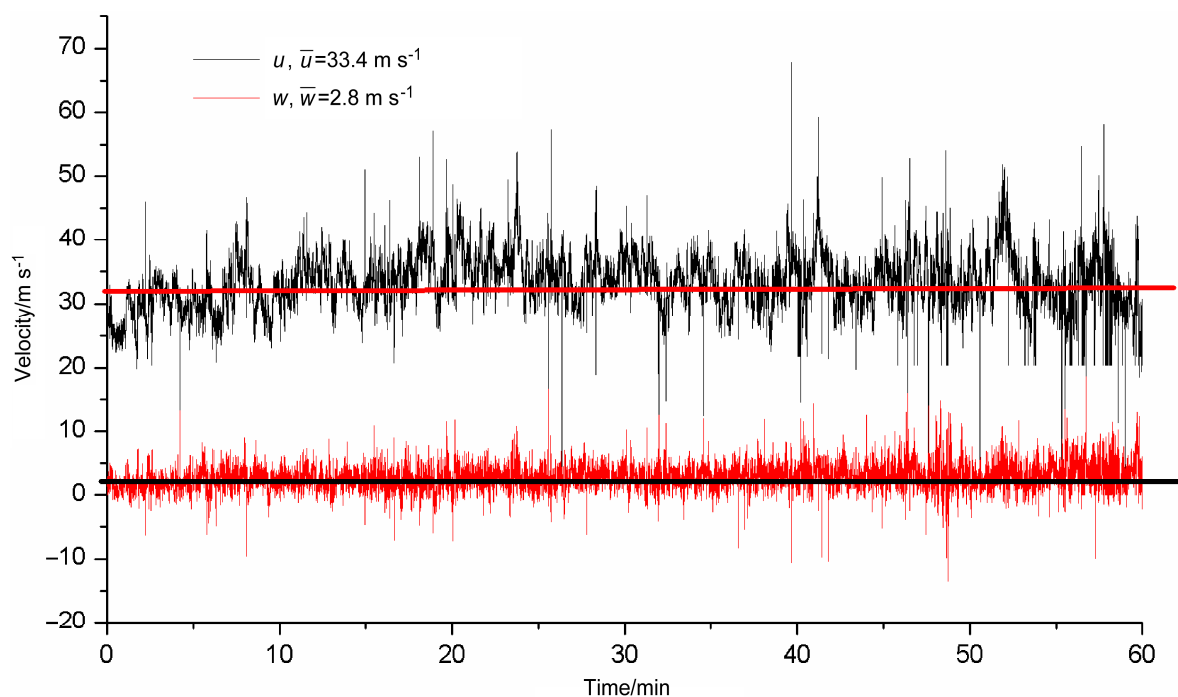


图2 2008年9月24日04:00~05:00 峙仔岛离海面70m高层观测台风期的风场时间曲线

Fig. 2 Wind speed time series during the typhoon period of 0400 BT–0500 BT 24 September 2008 at 70 m height above the Zhizi Island

看出它们起很不同的作用,尤其在理论模式的处理方法上就很不相同(由图9可见,峙仔岛塔上的超声仪在频率大于2 Hz时有误差,不过这给我们的分析和计算结果造成大的误差)。

3 重粒子在大气边界层中运动轨迹的数值模拟

水滴和沙尘等重粒子,如半径过大,特别是半径 $r_0 \geq 10 \mu\text{m}$,它在大气边界层中的传输,不能被

看作保守量而简单地用平流加扩散来处理,因为受惯性和重力的作用,重粒子并不跟随原先它在流体微团一起运动,二者的轨迹会分离。较好的方法是应用拉格朗日随机模式计算粒子在具有湍流的大气中运动的轨迹。例如应用 Thomson 推广了的 Langevin 方程 (Thomson, 1987) 作数值模拟。我们曾用这种方法计算沙尘粒子的垂直传输过程,其中大气边界层中的平均场直接用实测的每 10 min 平均的流场,而脉动也用实测或用由观测作出的参数化

公式表示。结果是相干的阵风扰动, 作为有足够强度的空间尺度很小的迷你平流将沙尘一阵阵传至边界层上层。但若删去阵风, 只靠湍流混合, 则沙尘只能聚集在最底层 (Zeng et al., 2010; Cheng et al.,

2011, 2012)。沙尘暴刚开始时, 目测也可以很清晰地看到这样的图像 (Cheng et al., 2012)。这里所谓“迷你尺度”是指空间尺度比一般所说的“小尺度”要小, 而比一般说的“微尺度”要大。按照泰勒

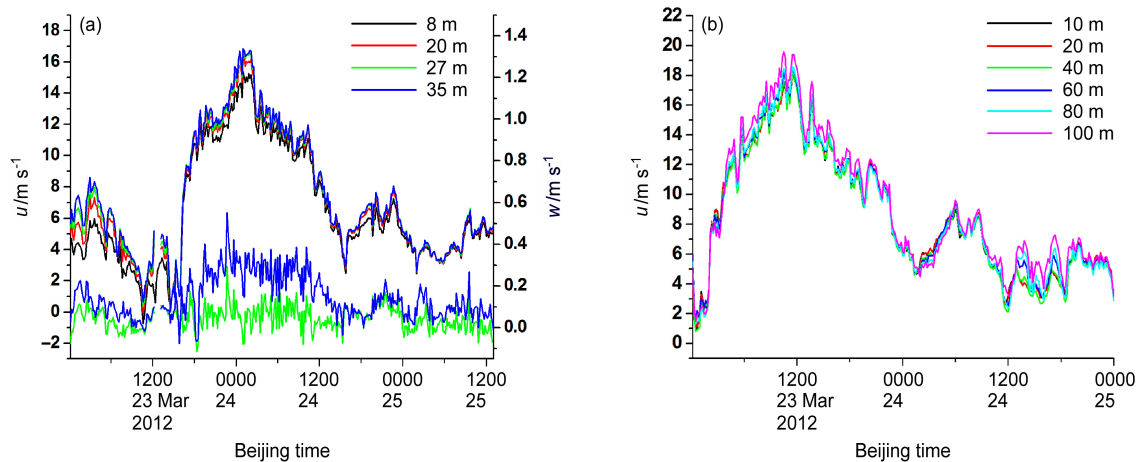


图3 2012年3月23~25日(a)海上平台、(b)峙仔岛塔观测站冷涌大风期各高度层观测的 $\bar{u}(t)$ 和 $\bar{w}(t)$ 。引自Cheng et al. (2015)

Fig. 3 $\bar{u}(t)$ and $\bar{w}(t)$ at various high levels (a) at the observation platform and (b) above the Zhizi Island during the cold surge period on 23–25 March 2012. Quoted from Cheng et al. (2015)

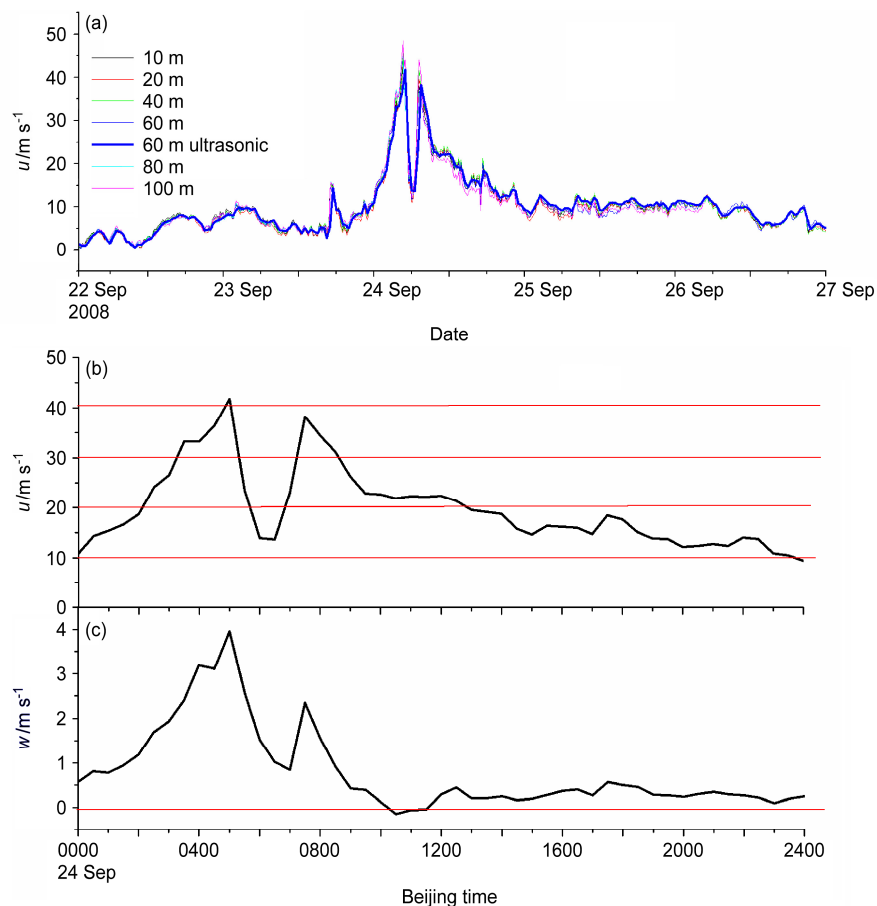
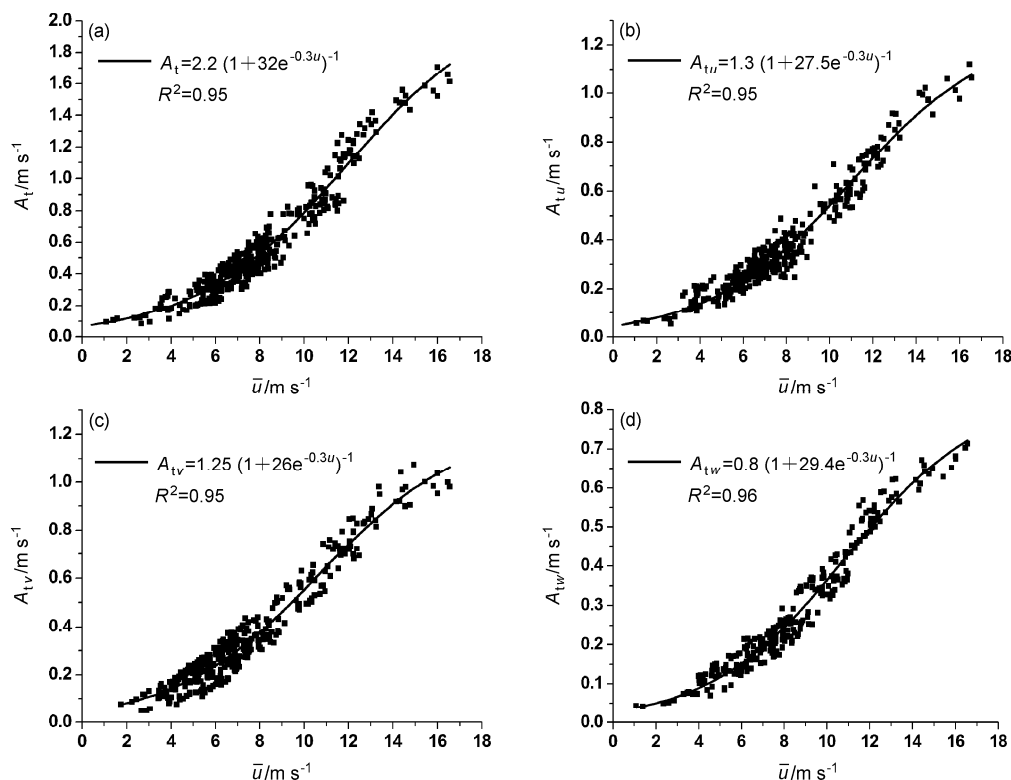
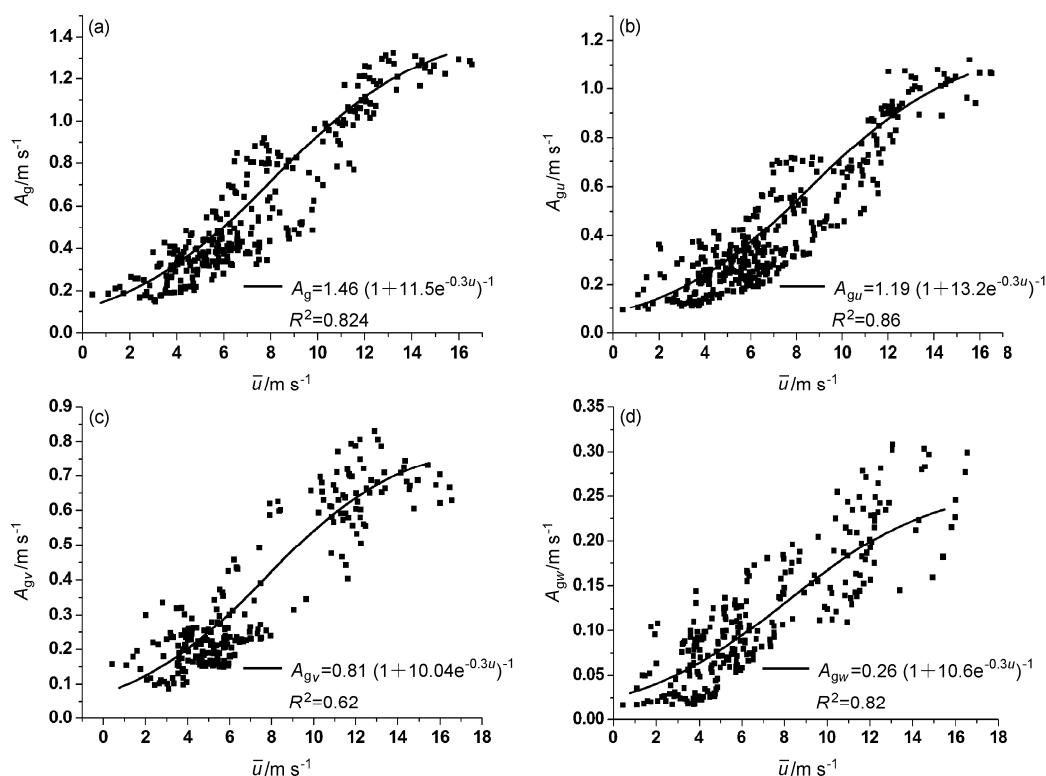
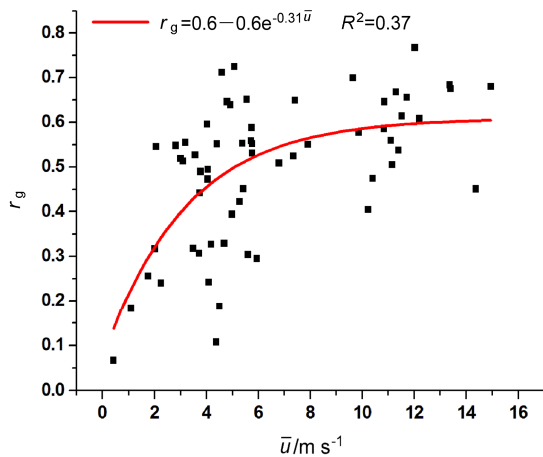
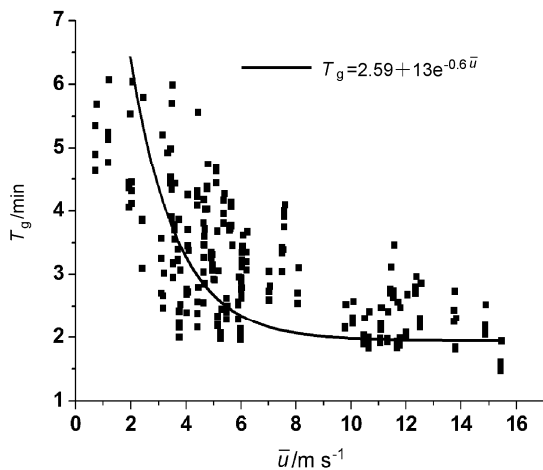


图4 2008年台风Hagupit过境时峙仔岛观测塔9月22~27日观测的(a)各高度层的 $\bar{u}(t)$ 以及9月24日70 m高度层的(b) $\bar{u}(t)$ 和(c) $\bar{w}(t)$ 。引自Cheng et al. (2014)

Fig. 4 (a) Time series of $\bar{u}(t)$ at various high levels on 22–27 September, (b) $\bar{u}(t)$ and (c) $\bar{w}(t)$ at 70 m high level of the Zhizi Island tower during the period when typhoon Hagupit was passing by on 24 September 2008. Quoted from Cheng et al. (2014)

图 5 大风期的 (a) 湍流脉动振幅 A_t 和其分量 (b) A_{tw} 、(c) A_{tv} 、(d) A_{twv} 与 $\bar{u}$ 的关系Fig. 5 (a) The amplitude of turbulent fluctuation and (b–d) its three components against $\bar{u}$ 图 6 大风期的 (a) 阵风扰动振幅 A_g 和其分量 (b) A_{gu} 、(c) A_{gv} 、(d) A_{gw} 与 $\bar{u}$ 的关系Fig. 6 (a) The amplitude of gusty wind fluctuation and (b–d) its three components against $\bar{u}$

图7 大风期阵风扰动的相干性指数 $|r_g|$ Fig. 7 The gusty wind coherent coefficients $|r_g|$ during high wind episodes图8 大风期阵风扰动的等效周期 T_g 与水平风速的相关Fig. 8 Change in gusty wind equivalent period T_g with horizontal velocity during high wind episodes

冻结假设, 则由观测到时间序列可算得其水平尺度(波长)为 500~1500 m, 垂直尺度(波长)为 50~150 m。在台风情况下, 垂直尺度 300 m 甚至更大。

我们想象, 既然海面上大风期存在着较强的相干阵风扰动, 而且甚至还有大尺度的上升速度, 由破头浪冠发射出来的较大的水滴(如果不是太重的话), 应该有相当的数量能够扬上大气边界层, 而不是全部降落回海面上。为此, 我们做了许多数值模拟。

Kolmogorov (1962) 的湍流理论对高雷诺数粘性不可压流的均匀惯性湍流区已被证实是相当正确的。在实际的大气边界层中, 总是雷诺数 $Re_L \gg 1$ 。即使在大风情况下, 频率高于 1/60 Hz 的湍流脉动仍可看作惯性区(见图 9); 而“均匀”性一般可代之以“局部均匀性”。对该区(即 u_t 、 v_t 、 w_t)来说,

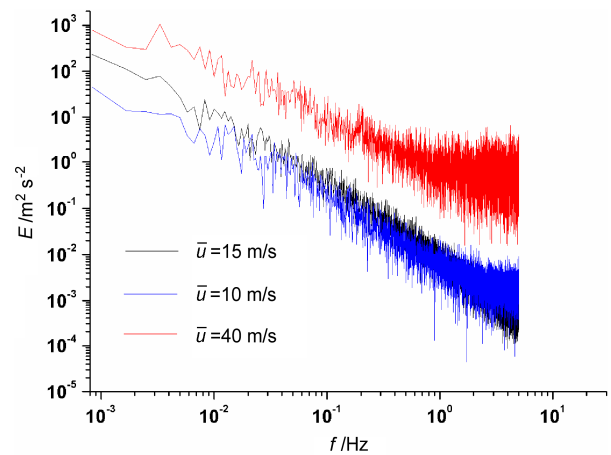


图9 大风时脉动动能的能谱分布。黑色曲线为冷涌大风时, 蓝色和红色为 Hagupit 台风时

Fig. 9 Power spectra of fluctuation energy during high wind episodes (black line: cold surge; blue and red lines: typhoon Hagupit)

Kolmogorov 理论可以应用。此外, 若相邻两时刻的间隔 Δt 远大于 Kolmogorov 时间尺度 $\tau_k = (\nu / \varepsilon)^{1/2}$, 则还可应用 Thomson (1987) 理论 (Thomson 自己已将其理论推广, 可应用于高维空间问题), 其中 ν 和 ε 分别是空气的运动学粘性系数和空气的湍流能量耗散率。由于我们最关心的是垂直传输, 不妨暂时认为水平面上的传输主要由平均流和阵风扰动来完成, 即略去湍流 u_t 和 v_t 。今为简单计, 改记 w_t 为 w 。故就流体湍流元微团来说, 加速度的拉氏相关时间尺度 T_r , 小于速度的拉氏自相关时间尺度 T_L , $T_r/T_L \approx 1/\sqrt{Re_L} \ll 1$ (Monin and Yaglon, 1975), 则 $t+\Delta t$ 时刻的速度只与 t 时刻的速度相关, 于是流体质点(微团)的位置及其速度组成马尔科夫过程, 其位置坐标 z 和速度 w 可用下面的方程描述:

$$\begin{cases} dz = (\bar{w} + w_g + w)dt, \\ dw = a(z, t)wdt + b(z, w, t)d\xi, \end{cases} \quad (1)$$

而其水平坐标 (x, y) 与湍流无关, 由下列方程给出:

$$\begin{cases} dx = (\bar{u} + u_g)dt, \\ dy = (\bar{v} + v_g)dt, \end{cases} \quad (2)$$

其中, $\bar{u}(z, t)$ 、 $\bar{v}(z, t)$ 、 $\bar{w}(z, t)$ 和 $u_g(z, t)$, 以及 $v_g(z, t)$ 和 $w_g(z, t)$ 为已知函数。按 Thomson 和 Kolmogorov 理论 (Thomson, 1987; Mueller and Veron, 2009b; Cheng et al., 2012), 有

$$\begin{cases} a(z, t) = -\frac{c_0}{2} \frac{\bar{\varepsilon}}{\sigma_w^2}, \\ b(z, w, t) = \sqrt{c_0 \bar{\varepsilon}}, \end{cases} \quad (3)$$

其中, $c_0=2.1$ 是 Kolmogorov 常数; $\bar{\varepsilon}$ 是湍流动能耗散率, $\bar{\varepsilon} = 5u_*\sigma_w^2 / (c_0 z)$, 以及 $\sigma_w^2 \equiv \overline{w_t^2}$ 和 $u_{t*} \equiv \overline{u_t w_t}^{1/2}$ 是由观测资料给出的。而公式(1)中 $d\xi$ 则是高斯分布的随机量, 其平均值为 0, 且方差 $\langle d\xi^2 \rangle = dt$ 。

考虑到大气中的气溶胶粒子主要受粘曳力和重力作用, 又因粒子的密度 $\rho_p \gg \rho_a$, ρ_a 为空气的密度, 可以略去压力梯度、附加质量和 Basset 效应的作用。在大风情况下, 和平均流相比, 可略去流体速度水平分量的湍流部分, 于是关于气溶胶粒子的速度 $\mathbf{v}_p(u_p, v_p, w_p)$ 和位置 (x_p, y_p, z_p) 可用下列方程确定 (Cheng et al., 2012):

$$\begin{cases} \frac{du_p(t)}{dt} = \frac{f}{\tau_p} (\bar{u}(z, t) + u_g(z, t) - u_p(z, t)), \\ \frac{dv_p(t)}{dt} = \frac{f}{\tau_p} (\bar{v}(z, t) + u_g(z, t) - v_p(z, t)), \\ \frac{dw_p(t)}{dt} = \frac{f}{\tau_p} [(\bar{w}(z, t) + w_g(z, t) + w(z, t)) - w_p(z, t)] - g, \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} \frac{dx_p}{dt} = u_p, \\ \frac{dy_p}{dt} = v_p, \\ \frac{dz_p}{dt} = w_p, \end{cases} \quad (5)$$

其中, 公式(4)右端第一项是流体对粒子的拖曳力, 而 g 是重力加速度。 τ_p 为质点的张弛时间, 表示粒子在 Stokes 拖曳力作用下速度减小为原来的 $1/e$ 所用的时间:

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu}, \quad (6)$$

其中, μ 为空气粘性系数 ($\mu = \nu \rho_a$)。 f 为 Stokes 曳力系数, 当 $Re_p \ll 1$ 时, 流动为 Stokes 流, 且 $f=1$; 当 $Re_p \geq 1$, 有 (Clift et al., 1978)

$$f = 1 + 0.15 Re_p^{0.687}, \quad (7)$$

公式中, $Re_p = d_p |\mathbf{v} - \mathbf{v}_p| / \nu$ 为粒子的雷诺数。 d_p 为粒子的直径, $\mathbf{v}$ 和 $\mathbf{v}_p$ 分别是流体 (空气) 和气溶胶粒子的速度矢量。

求解公式(1)和(2), 得到空间各点流体的湍流垂直速度 w , 代入公式(4), 同时平均流 $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ 和阵风扰动 (u_g, v_g, w_g) 为由观测和参数化得到 (即已知函数), 于是求解公式(4)和(5)就得到气

溶胶粒子的轨迹。

为简化计算, 特别是我们只有单点的观测时间序列, 在下一节的数值模拟中, 我们将只考虑 (x, z) 平面, 略去公式(4)和(5)中的关于 v_p 和 y_p 的方程。还要指出, 在上面的方程中, 是设流体运动不受其中的气溶胶粒子的影响, 且粒子间的运动互不影响, 这在水滴在破头浪冠之上运动时是可以的。但在破头浪附近, 即当水滴发射时或掉落其下时不行 (Muell and Verson, 2009b)。

4 数值模拟结果示例

用上节的模式作数值模拟, 取 $\Delta t = \min(\tau_p, 0.05 T_L)$, 它满足上节所述的条件。取二维空间 (x, z) , $z=0$ 为破头浪冠高度, 10^3 个水滴, 由其中的一段 $0 \leq x \leq \Delta x$ 上作 Gaussian 随机发射, 中点 $\langle x_p^{(0)} \rangle$ 和离散度 $\sigma_{xp}^{(0)}$ 均等于 $x/2$ 。初始速度 $u_p^{(0)} = \bar{u}(z=0)$ (略去了阵风 $u_g(z=0)$), $w_p^{(0)} = \langle w_p^{(0)} \rangle + w_p^{(0)'}; w_p^{(0)'}$ 取高斯分布, 其均值为 0, 离散度 $\sigma_{wp}^{(0)} = \langle w_p^{(0)'} \rangle / 2$, 其中 $\langle w_p^{(0)} \rangle / \bar{u}$ 即是破头浪的平均局地陡度 S 。按观测资料、水槽试验和一些理论分析 (Massel, 2007; Fairall et al., 2009; Mueller and Veron, 2009b, 2014; Andreas, 2010), 有 $S \approx 0.2 \sim 1$, 今取 $\langle w_p^{(0)} \rangle = 0.6 \bar{u}$, 于是 $\langle w_p^{(0)} \rangle / \bar{u}$ 就在 $0.2 \sim 1$ 范围。

我们分别取第 2 节中冷涌大风期和飓风时一小时实测的风场 $\bar{u}(t) + u_g(t)$ 和垂直气流 $\delta \cdot \bar{w}(t) + w_g(t)$, 及相应的 σ_w 和 u_{t*} , $\rho_p = 1.03 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$, $r_p = 10 \sim 200 \text{ } \mu\text{m}$, $\Delta x = 50 \text{ m}$ 。计算轨迹如图 10~13。其中 δ 取 0 或 1, $\delta=0$ 就是未考虑垂直上升速度。且计半小时内飞上 100 m 高度的水滴数为 N_1 、下沉至海面的水滴数为 N_2 、悬浮于 $0 \sim 100 \text{ m}$ 层的水滴数为 N_3 , 给出 N_1 、 N_2 和 N_3 的统计结果。

由这些图可见, 在大风情况下, 即使不考虑 $\bar{w} > 0$, 在相干阵风扰动的作用下, $r_p > 70 \text{ } \mu\text{m}$ 的水滴有相当大的比例可飞上 100 m 高以上的大气中。

考虑到目前所有的天气和气候数值模式都不能正确地模拟出阵风扰动。为了应用起见, 我们用参数化公式表示 $\bar{w}$ 和阵风扰动 (u_g, w_g) 以及湍流特性参数, 再作数值模拟, 取

$$u_g = A_{gu} \cos\left(\frac{2\pi}{T_g} t\right), w_g = A_{gw} \sin\left(\frac{2\pi}{T_g} t + \alpha_g\right), \quad (8)$$

其中, A_{gu} 、 A_{gw} 、 T_g 由 $\bar{u}$ 表达的参数化公式, 已在

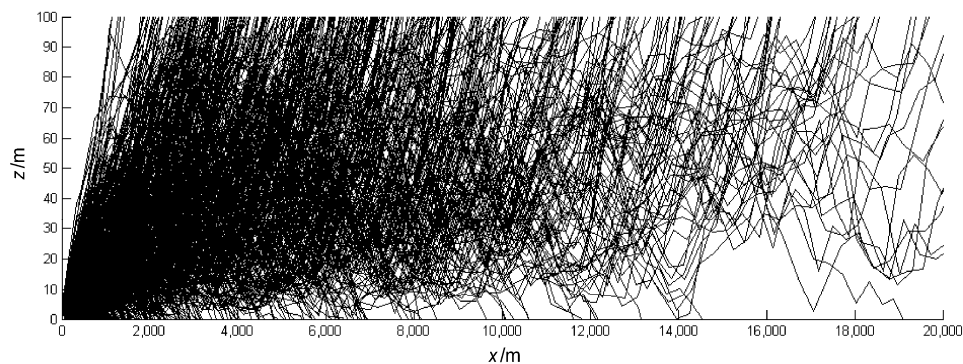


图 10 2012 年 3 月 23 日 21:00~22:00 冷涌大风时期水滴轨迹的数值模拟结果。 $r_p=70\text{ }\mu\text{m}$, $\bar{u}$, u_g 和 w_g 取为实际资料, $\bar{u} \approx 15\text{ m/s}$; 取 $\delta \cdot \bar{w}=0$ (实际 $\delta \cdot \bar{w} > 0$); 半小时内飞上 100 m 高度的水滴数 $N_1=433$, 下沉至海面的水滴数 $N_2=567$, 悬浮于 0~100 m 层的水滴数 $N_3=0$

Fig. 10 Simulation results of the droplet trajectories, $r_p=70\text{ }\mu\text{m}$, $\bar{u}$, u_g and w_g are wind velocities observed during the cold surge period of 2100 BT–2200 BT 23 March 2012, $\bar{u} \approx 15\text{ m/s}$, $\delta \cdot \bar{w}=0$ ($\delta \cdot \bar{w} > 0$ for observed velocity). $N_1=433$, $N_2=567$, $N_3=0$

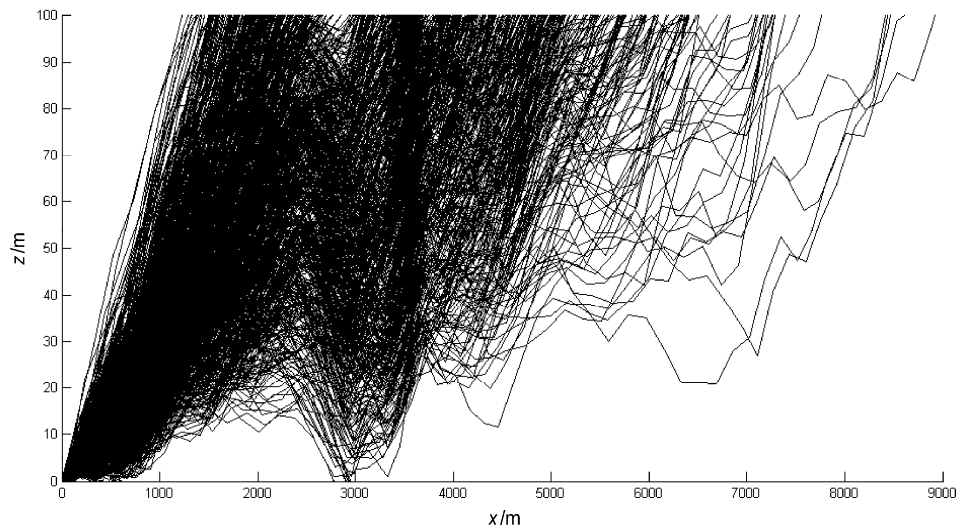


图 11 2008 年 9 月 24 日 04:00~05:00 台风眼的前壁大风时期水滴轨迹的数值模拟结果。 $r_p=100\text{ }\mu\text{m}$, $\bar{u}$, u_g 和 w_g 取为实际资料, $\bar{u} \approx 35\text{ m/s}$; 取 $\delta \cdot \bar{w}=0$ (实际 $\delta \cdot \bar{w} > 0$); $N_1=863$, $N_2=137$, $N_3=0$ 。

Fig. 11 Simulation results of the droplet trajectories, $r_p=100\text{ }\mu\text{m}$, $\bar{u}$, u_g and w_g are wind velocities observed during 0400 BT–0500 BT 24 September 2008 at the front quadrant of the typhoon eyewall, $\bar{u} \approx 35\text{ m/s}$, $\delta \cdot \bar{w}=0$ ($\delta \cdot \bar{w} > 0$ for observed velocity). $N_1=863$, $N_2=137$, $N_3=0$

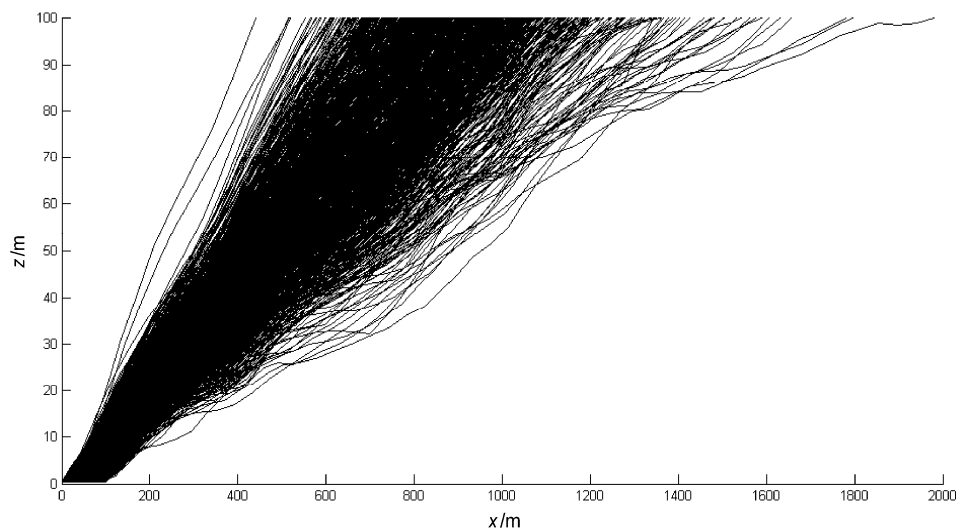


图 12 同图 11, 但取 $\delta \cdot \bar{w}$ 为实测值, $\delta \cdot \bar{w} \approx 3\text{ m/s}$; $N_1=1000$, $N_2=0$, $N_3=0$

Fig. 12 Same as Fig. 11, except that $\delta \cdot \bar{w}$ is observed and $\delta \cdot \bar{w} \approx 3\text{ m/s}$. $N_1=1000$, $N_2=0$, $N_3=0$

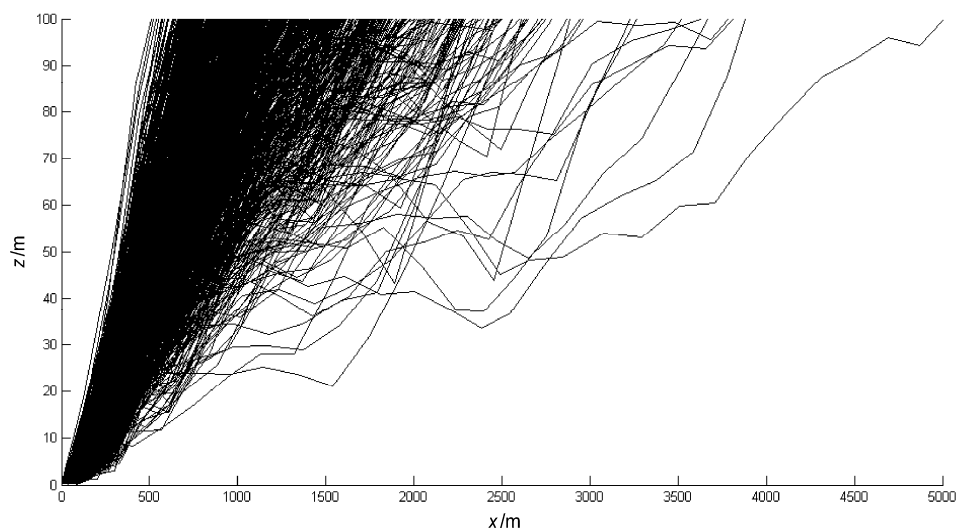


图 13 同图 11, 但为 06:00~07:00 处于台风眼附近, $\bar{u} \approx 15 \text{ m/s}$, 并取 $\delta \cdot \bar{w}$ 为实测值, $\delta \cdot \bar{w} \approx 1 \text{ m/s}$; $N_1=1000, N_2=0, N_3=0$

Fig. 13 Same as Fig. 11, except that $\bar{u}, u_g$ and w_g are wind velocities observed during 0600 BT–0700 BT 24 September near the typhoon eye, $\bar{u} \approx 15 \text{ m/s}$, $\delta \cdot \bar{w}$ is observed and $\delta \cdot \bar{w} \approx 1 \text{ m/s}$. $N_1=1000, N_2=0, N_3=0$

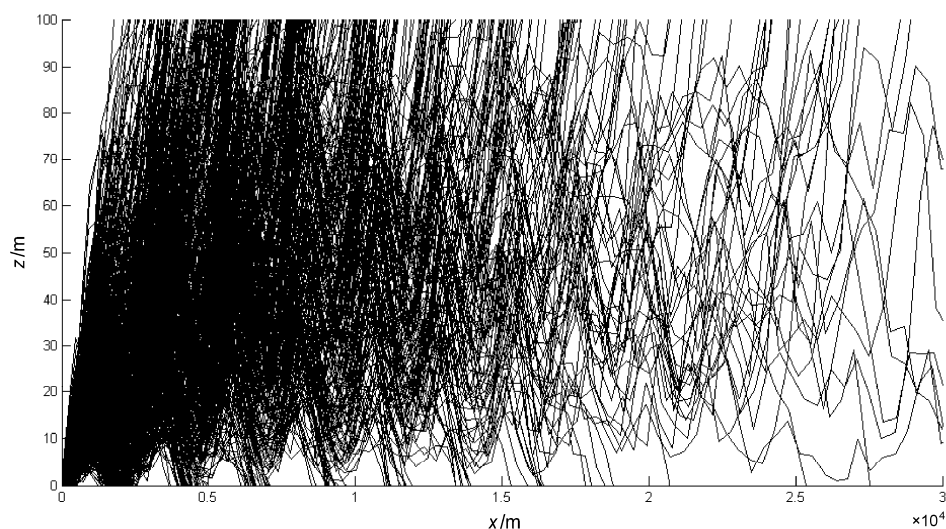


图 14 2012 年 3 月 23 日 21:00~22:00 冷涌大风时期水滴轨迹的数值模拟结果。 $r_p=70 \text{ }\mu\text{m}$, $(u_g, w_g, \sigma_w, u_{t*})$ 为由参数化公式给出, $\bar{u} \approx 15 \text{ m/s}$; $\delta \cdot \bar{w}=0$; $N_1=436, N_2=564, N_3=0$

Fig. 14 Simulation results of the droplet trajectories, $r_p=70 \text{ }\mu\text{m}$, $u_g, w_g, \sigma_w, u_{t*}$ are given by the parameterization formula during the cold surge period of 2100 BT–2200 BT 23 March 2012, $\bar{u} \approx 15 \text{ m/s}$, $\delta \cdot \bar{w}=0$. $N_1=436, N_2=564, N_3=0$

第 2 节中给出; 而且

$$\alpha_g = \sin^{-1} r_g = \frac{r_g}{|r_g|} \cdot \sin^{-1} |r_g|. \quad (9)$$

应用公式 (8) 和 (9) 算得的结果 (图 14 至图 17) 与图 10 至图 13 相应, 但图 17 不与图 13 相对应, 为的是与图 14 比较, 以便看 $\bar{w}$ 的作用; 并与图 12 比较, 看不同的 $\bar{w}$ 的效果 (虽然 $\bar{u}$ 相同,

但在冷涌和台风情况下的 $\bar{w}$ 可有不同)。

5 上升率 ε 的参数化公式

我们取 $\bar{u} \in [10, 40] \text{ m s}^{-1}$, $r_p \in [10, 500] \text{ }\mu\text{m}$, 并利用 $\bar{w}$ 以及湍流脉动和阵风扰动的参数化公式, 作数值模拟, 得到不同情况下的上升率 $\varepsilon(r_p, \bar{u})$, 给予表 1 至表 4 中。 ε 即上升入 100 m 高度以上的粒子

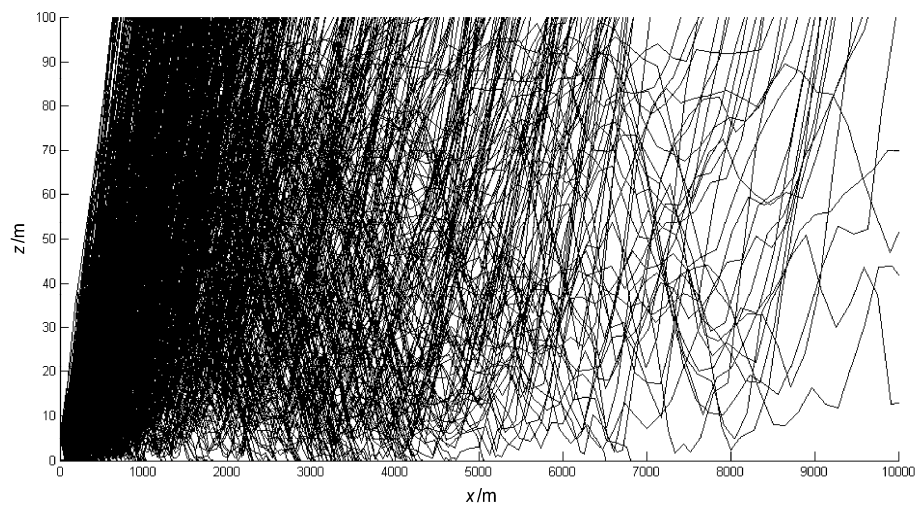


图 15 2008 年 9 月 24 日 04:00~05:00 台风眼的前壁大风时期水滴轨迹的数值模拟结果。 $r_p=100\text{ }\mu\text{m}$, $(u_g, w_g, \sigma_w, u_{te})$ 为由参数化公式给出, $\bar{u} \approx 35\text{ m/s}$; 取 $\delta \cdot \bar{w} = 0$; $N_1=764$, $N_2=236$, $N_3=0$

Fig. 15 Simulation results of the droplet trajectories, $r_p=100\text{ }\mu\text{m}$, $u_g, w_g, \sigma_w, u_{te}$ are given by the parameterization formula during 0400 BT–0500 BT 24 September 2008 at the front quadrant of the typhoon eyewall, $\bar{u} \approx 35\text{ m/s}$, $\delta \cdot \bar{w} = 0$. $N_1=764$, $N_2=236$, $N_3=0$

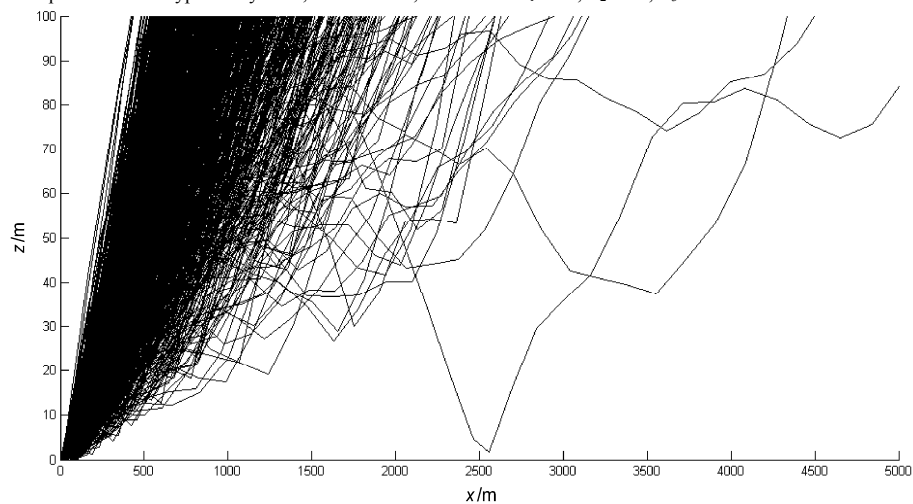


图 16 同图 15, 但 $\delta \cdot \bar{w} = 3\text{ m/s}$; $N_1=955$, $N_2=45$, $N_3=0$ 。

Fig. 16 Same as Fig. 15, except that $\delta \cdot \bar{w} = 3\text{ m/s}$. $N_1=955$, $N_2=45$, $N_3=0$

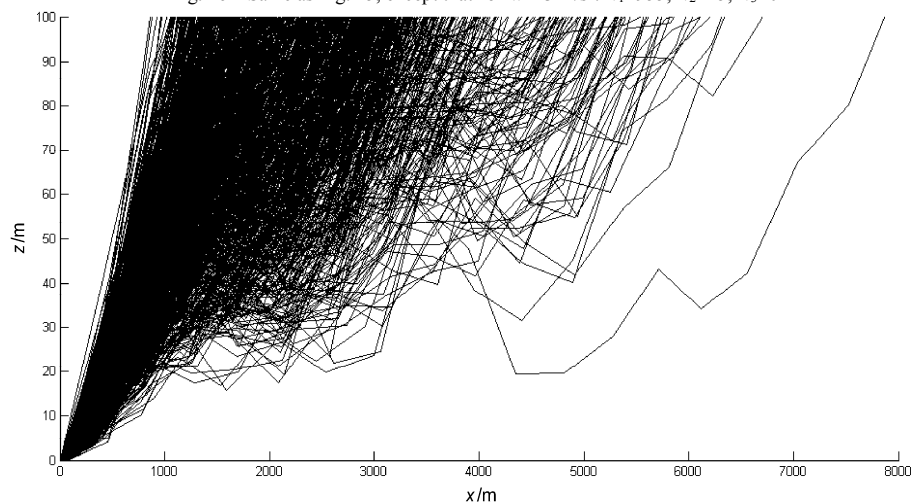


图 17 同图 14, 但 $\delta \cdot \bar{w} = 0.5\text{ m/s}$; $N_1=1000$, $N_2=0$, $N_3=0$

Fig. 17 Same as Fig. 14, except that $\delta \cdot \bar{w} = 0.5\text{ m/s}$. $N_1=1000$, $N_2=0$, $N_3=0$

数与由表面发射的粒子数之比, $0 \leq \varepsilon \leq 1$ 。

表 4 考虑了垂直速度的作用, 比表 1 更准确;
但因冷涌情况下我们测得的 $\bar{w}$ 可能有不小的不确

定度, 用表 1 和表 4 哪个更好, 尚难确知。只有一点应该指出, 表 1 给出的是下限 (因未考虑到 $\bar{w} > 0$ 的作用)。

表 1 冷涌情况时上升率 $\varepsilon(r_p, \bar{u})$ ($\delta \cdot \bar{w} = 0$)

Table 1 Uplifting fraction $\varepsilon(r_p, \bar{u})$ during cold surge ($\delta \cdot \bar{w} = 0$)

$\bar{u} / \text{m s}^{-1}$	ε													
	$r_0=10$ μm	$r_0=20$ μm	$r_0=50$ μm	$r_0=70$ μm	$r_0=100$ μm	$r_0=120$ μm	$r_0=150$ μm	$r_0=200$ μm	$r_0=250$ μm	$r_0=300$ μm	$r_0=350$ μm	$r_0=400$ μm	$r_0=450$ μm	$r_0=500$ μm
10	41.7%	38.6%	17.6%	4.8%	0.1%	0	0	0	0	0	0	0	0	0
15	62.6%	62.1%	53.5%	43.6%	26.7%	16.4%	4.3%	0	0	0	0	0	0	0
20	67.9%	66.2%	58.3%	50.6%	36.3%	23.6%	7.2%	0	0	0	0	0	0	0
25	71.2%	65.4%	61.0%	51.4%	36.5%	23.3%	5.9%	0	0	0	0	0	0	0
30	68.6%	69.3%	64.2%	54.1%	37.4%	26.7%	5.7%	0	0	4%	0	0	0	0
35	70.1%	68.7%	62.2%	52.7%	36.6%	23.1%	7.0%	0	0	0	0	0	0	0
40	66.2%	66.5%	60.0%	52.5%	37.1%	21.9%	5.9%	0	0	0	0	0	0	0

表 2 飓风情况时上升率 $\varepsilon(r_p, \bar{u})$ ($\delta \cdot \bar{w} = 0$)

Table 2 Uplifting fraction $\varepsilon(r_p, \bar{u})$ during typhoon period ($\delta \cdot \bar{w} = 0$)

$\bar{u} / \text{m s}^{-1}$	ε													
	$r_0=10$ μm	$r_0=20$ μm	$r_0=50$ μm	$r_0=70$ μm	$r_0=100$ μm	$r_0=120$ μm	$r_0=150$ μm	$r_0=200$ μm	$r_0=250$ μm	$r_0=300$ μm	$r_0=350$ μm	$r_0=400$ μm	$r_0=450$ μm	$r_0=500$ μm
10	49.3%	41.7%	14.1%	3.6%	0.6%	0.5%	0	0	0	0	0	0	0	0
15	59.3%	57.8%	44.8%	33.4%	14.8%	7.5%	1.5%	0.4%	0	0	0	0	0	0
20	63.2%	66.4%	57.8%	48.4%	35.2%	23.1%	9.3%	0.2%	0.2%	0	0	0	0	0
25	73.6%	72.8%	68.1%	60.5%	48.6%	39.6%	17.0%	0.6%	0.5%	0.5%	0.5%	0	0	0
30	82.5%	82.3%	78.5%	74.1%	64.8%	55.1%	35.7%	13.1%	1.4%	0.3%	0	0	0	0
35	89.6%	87.8%	80.8%	77.5%	76.4%	67.5%	57.8%	36.1%	18.2%	7.5%	1.9%	1.5%	0.6%	0
40	88.7%	85.2%	78.4%	76.5%	68.0%	67.6%	58.8%	47.5%	37.1%	27.4%	19.2%	11.6%	5.5%	2.9%

表 3 同表 2, 但 $\delta \cdot \bar{w} > 0$ ($\bar{w}$ 由参数化公式给出)

Table 3 Same as Table 2, except that $\delta \cdot \bar{w} > 0$ ($\bar{w}$ is given by the parameterization formula)

$\bar{u} / \text{m s}^{-1}$	ε													
	$r_0=10$ μm	$r_0=20$ μm	$r_0=50$ μm	$r_0=70$ μm	$r_0=100$ μm	$r_0=120$ μm	$r_0=150$ μm	$r_0=200$ μm	$r_0=250$ μm	$r_0=300$ μm	$r_0=350$ μm	$r_0=400$ μm	$r_0=450$ μm	$r_0=500$ μm
10	100%	100%	100%	99.5%	12.3%	0	0	0	0	0	0	0	0	0
15	100%	100%	100%	100%	99.8%	88.0%	4.2%	0	0	0	0	0	0	0
20	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	39.3%	0	0	0	0	0	0
25	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	9.5%	0	0	0	0
30	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%
35	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%
40	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%

表 4 同表 1, 但 $\delta \cdot \bar{w} > 0$ ($\bar{w}$ 由参数化公式给出)

Table 4 Same as Table 1, except that $\delta \cdot \bar{w} > 0$ ($\bar{w}$ is given by the parameterization formula)

$\bar{u} / \text{m s}^{-1}$	ε													
	$r_0=10$ μm	$r_0=20$ μm	$r_0=50$ μm	$r_0=70$ μm	$r_0=100$ μm	$r_0=120$ μm	$r_0=150$ μm	$r_0=200$ μm	$r_0=250$ μm	$r_0=300$ μm	$r_0=350$ μm	$r_0=400$ μm	$r_0=450$ μm	$r_0=500$ μm
10	96.1%	96.6%	96.6%	97.1%	0.3%	0	0	0	0	0	0	0	0	0
15	95.3%	95.7%	96.3%	96.5%	95.5%	47.6%	0.4%	0	0	0	0	0	0	0
20	95.5%	95.7%	96.4%	96.8%	96.2%	96.3%	95.6%	5.1%	1.6%	0	0	0	0	0
25	95.5%	96.0%	96.1%	96.4%	96.0%	96.7%	97.0%	95.5%	95.4%	29.0%	2.9%	0	0	0
30	96.0%	95.1%	95.9%	95.9%	96.3%	96.2%	96.2%	95.8%	95.2%	94.9%	96.5%	95.4%	70.0%	95.1%
35	96.5%	95.5%	96.0%	96.6%	94.6%	95.0%	96.7%	95.7%	94.7%	96.2%	96.1%	94.4%	94.6%	94.6%
40	95.0%	94.6%	92.8%	92.7%	95.1%	94.2%	93.2%	96.1%	96.2%	96.1%	94.1%	95.7%	96.2%	94.8%

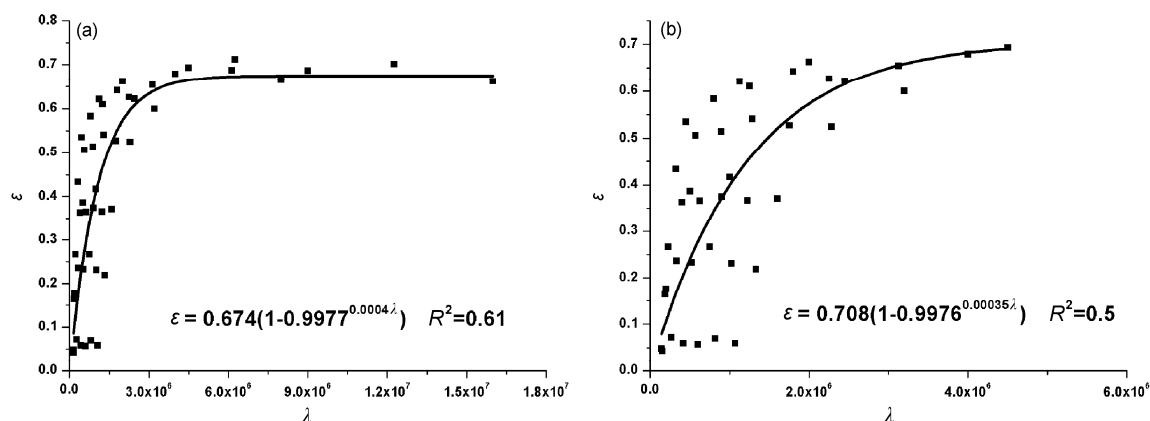


图 18 (a) 冷涌情况下的上升率 $\varepsilon(r_p, \bar{u}) = \varepsilon(\lambda)$, $\lambda \equiv (\bar{u}^2 / r_p g)$, $\bar{w} = 0$; (b) 是 (a) 在 $\lambda \in [0, 6 \times 10^6]$ 区间的放大

Fig. 18 (a) Uplifting fraction during cold surge $\varepsilon(r_p, \bar{u}) = \varepsilon(\lambda)$, $\lambda \equiv (\bar{u}^2 / r_p g)$, $\bar{w} = 0$; (b) Fig. 18a in the range $\lambda \in [0, 6 \times 10^6]$ is amplified

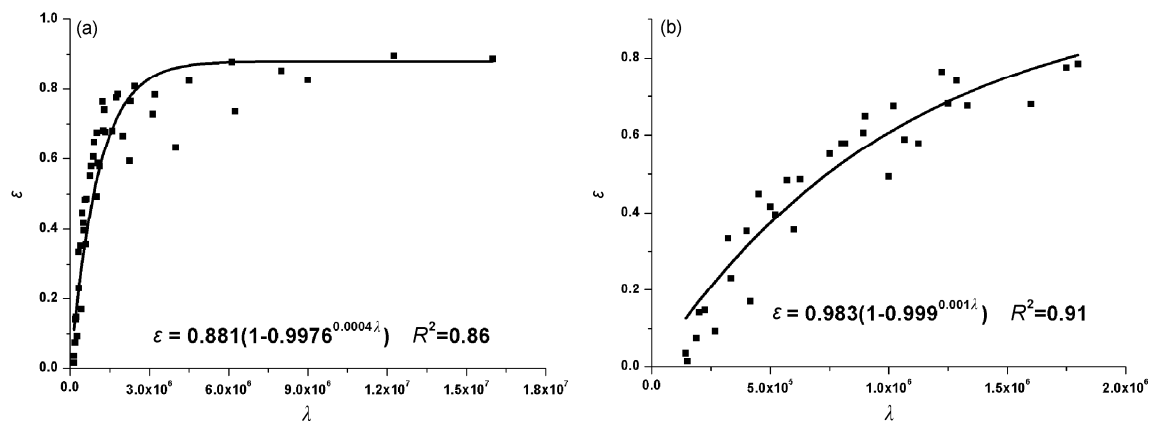


图 19 同图 18, 但为台风情况

Fig. 19 Same as Fig. 18, but for typhoon period

进一步, 我们尝试作出 $\varepsilon(r_p, \bar{u})$ 的参数化公式。考虑 $\bar{w}$ 以及湍流和阵风特性都可较好地用参数化公式由 $\bar{u}$ 表达, 可选择的一个最简单的无量纲参数为

$$\lambda \equiv \bar{u}^2 / (r_p g), \quad (10)$$

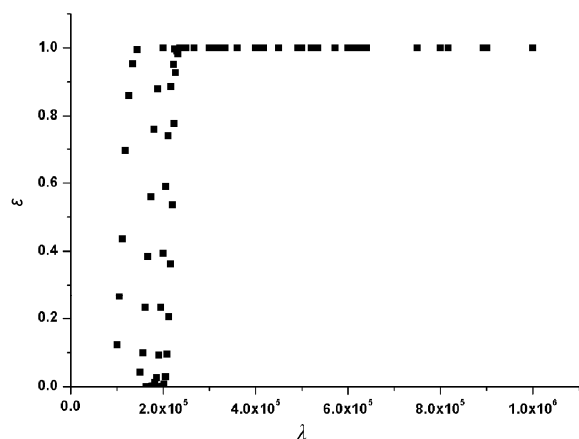
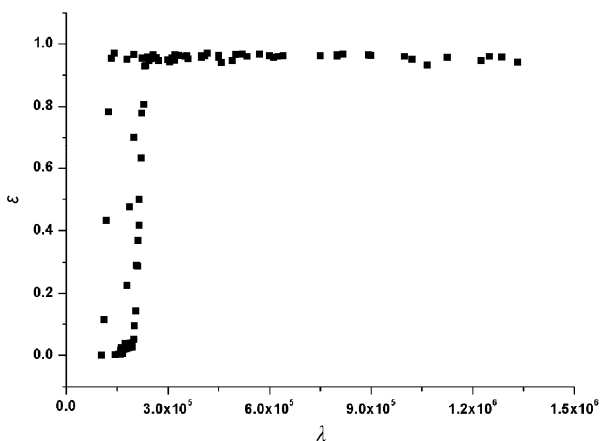
于是可将上面所述的数值模拟结果综合成 $\varepsilon(r_p, \bar{u}) = \varepsilon(\lambda)$, 点聚图和参数化公式如图 18 至图 21。

6 结论和讨论

我们对南海上冷涌大风和台风过境期间的大气边界层特性的分析表明: 由于风和浪的作用, 从海表到至少 100 m 高度, 10 min 平均水平风速 $\bar{u}$ 基本不随高度而变, 且大多还伴有平均上升气流, 即 $\bar{w} > 0$; 有很强的相干的阵风扰动 (频率在 1/60 ~ 1/600 Hz); 而高频 (大于 1/60 Hz) 的湍流脉动则大体上仍属于 Kolmogorov 的惯性湍流区, 其特性

及 $\bar{w}$ 都可表成以 $\bar{u}$ 作参数的参数化公式。

应用 Thomson 的湍流模式, 与粘性流体力学方程耦合, 我们计算了破头浪冠射出的各种半径 $r_p \in (10 \mu\text{m}, 500 \mu\text{m})$ 的水滴在大气边界层内的垂直传输轨迹和上升率 ε (飞上 100 m 高的水滴数与浪冠射出的水滴数之比)。结果表明, 在阵风扰动作用下, 尤其迭加在上升气流 $\bar{w} > 0$ 之上, $r_p > 200 \mu\text{m}$ 甚至 500 μm 的大水滴在半小时内有相当数量可上扬, 并非全部立即掉落回水面。由于含盐量与 r_p^3 成正比, 故在大风情况下, 输入大气中的海盐气溶胶的总含盐量主要由 $r_p \geq 10 \mu\text{m}$ 的水滴所致。浪花和飞沫对海盐气溶胶的贡献至关重要, 不能忽略。以前的研究者忽略了这些上升的大水滴, 是由于他们没有注意到在海上大风情况下, 大气边界层中存在着较强的阵风扰动 (还加上大尺度上升气流) 的存在, 以及它们对水滴垂直传输的作用。尽管我们只分析了少数个例, 由此而得到的结果只是初步的,

图 20 同图 18, 但 $\bar{w}$ 由参数化公式给出Fig. 20 Same as figure 18, but $\bar{w}$ is given by the parameterization formula图 21 同图 18, 但为台风情况, $\bar{w}$ 由参数化公式给出Fig. 21 Same as Fig. 18, but for typhoon period, $\bar{w}$ is given by the parameterization formula

尤其是上升率 $\varepsilon(r_p, \bar{u})$ 的参数化公式还需进一步准确化, 但这些结论在定性上说是正确的。

7 一些问题的进一步说明和讨论

有一些问题需要说明和进一步澄清:

(1) 海气间的能量和物质交换通量, 一般都写成是海上 10 m 高处的平均风速 (U_{10}) 的函数。而在大风情况下 U_{10} 其实没有意义, 甚至只是虚拟的。从蒲福风力表中注明的海况可知, 在 8 级大风 (17.2~20.7 m/s), 浪高是 5.5 m (一般) 到 7.5 m (最高); 10 级狂风 (24.5~28.4 m/s), 浪高是 9.0 m (一般) 到 12.5 m (最高); 12 级飓风 (32.7~36.9 m/s), 浪高是 14 m (一般) 到大于 16 m (最高)。不过, 我们的观测表明大风期海上大气边界层低层的风速 $\bar{u}$ 基本不随高度而变, 可以取 $\bar{u}$ 权作

U_{10} 。

(2) 在我们的数值模拟中尚未计入水滴在大气中的蒸发, 从而半径 r_p 变小, 而更易于上升, 可见上升率比未考虑蒸发作用时的还应提高。计算水滴的蒸发作用也不难, 例如见 Edson and Fairall (1994)。但须应用湍流系数, 而非静止粘性大气的扩散系数。这样, 上升率就还依赖于空气中的相对湿度 (RH) 以及空气温度 T_a 和海表水温 T_s 。

(3) 大水滴进入大气后, 除蒸发而变小变干成含盐率高的粒子外, 还可能发生极其复杂的与大气湍流团的碰撞以及粒子间的相互作用而分裂成小粒子的过程。因此, 海盐气溶胶粒径谱分布会与初离浪冠时的水滴谱有很大的不同。由于这些复杂过程难于计算, 不妨用大气边界层上层的观测到的谱形, 而取总盐量等于全部进入该层的水滴的总盐量。

(4) 有上升气流存在的海上大气边界层顶往往很低, 而且有云。上升到该处的海盐气溶胶粒子或者成为云滴的凝结核, 或者被云滴所吞并, 从而不可能继续进入更高的高度, 但使总云量增加。其次, 还有很多机会 (如在风暴和台风等) 会碰到下雨, 于是这些盐滴气溶胶又作为湿沉降回到洋面上, 这些都使进入大气对流层中的海盐气溶胶数量和总盐量比由洋面上发出的大为减少。

参考文献 (References)

- Andreas E L. 1998. A new sea spray generation function for wind speeds up to 32 m s⁻¹ [J]. J. Phys. Oceanogr., 28 (11): 2175–2184, doi:10.1175/1520-0485(1998)028<2175:ANSSGF>2.0.CO;2.
- Andreas E L. 2002. A review of sea spray generation function for the open ocean [M]//Perrie W A. Atmosphere–Ocean Interactions. Southampton: WTT Press, 1–46.
- Andreas E L. 2010. Spray-mediated enthalpy flux to the atmosphere and salt flux to the ocean in high winds [J]. J. Phys. Oceanogr., 40 (3): 608–619, doi:10.1175/2009JPO4232.1.
- Andreas E L, Jones K F, Fairall C W. 2010. Production velocity of sea spray droplets [J]. J. Geophys. Res., 115 (C12): C12065, doi:10.1029/2010JC006458.
- Black P G, D'Asaro E A, Drennan W M, et al. 2007. Air–sea exchange in hurricanes: Synthesis of observations from the coupled boundary layer air–sea transfer experiment [J]. Bull. Am. Meteor. Soc., 88 (3): 357–374, doi:10.1175/BAMS-88-3-357.
- Cheng X L, Zeng Q C, Hu F. 2011. Characteristics of gusty wind disturbances and turbulent fluctuations in windy atmospheric boundary layer behind cold fronts [J]. J. Geophys. Res., 116 (D6): D06101, doi:10.1029/2010JD015081.

- Cheng X L, Zeng Q C, Hu F. 2012. Stochastic modeling the effect of wind gust on dust entrainment during sand storm [J]. *Chinese Sci. Bull.*, 57 (27): 3595–3602, doi:10.1007/s11434-012-5230-z.
- Cheng X L, Wu L, Song L L, et al. 2014. Marine-atmospheric boundary layer characteristics over the South China Sea during the passage of strong typhoon Hagupit [J]. *J. Meteor. Res.*, 28 (3): 420–429, doi:10.1007/s13351-014-3279-0.
- Cheng X L, Huang J, Wu L, et al. 2015. Structures and characteristics of the windy atmospheric boundary layer in the South China Sea region during cold surges [J]. *Adv. Atmos. Sci.*, 32 (6): 772–782, doi:10.1007/s00376-014-4228-7.
- Clift R, Grace J R, Weber M E. 1978. *Bubbles, Drops, and Particles* [M]. New York: Academic Press.
- Edson J B, Fairall C W. 1994. Spray droplet modeling. I. Lagrangian model simulation of the turbulent transport of evaporating droplets [J]. *J. Geophys. Res.*, 99 (C12): 25295–25311, doi:10.1029/94JC01883.
- Fairall C W, Banner M L, Peirson W L, et al. 2009. Investigation of the physical scaling of sea spray spume droplet production [J]. *J. Geophys. Res.*, 114 (C10): C10001, doi:10.1029/2008JC004918.
- Jaeglé L, Quinn P K, Bates T S, et al. 2010. Global distribution of sea salt aerosols: New constraints from in situ and remote sensing observations [J]. *Atmos. Chem. Phys.*, 11 (7): 3137–3157, doi:10.5194/acp-11-3137-2011.
- Kolmogorov A N. 1962. A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number [J]. *J. Fluid Mech.*, 13 (1): 82–85, doi:10.1017/S0022112062000518.
- Massel S R. 2007. *Ocean Waves Breaking and Marine Aerosol Fluxes* [M]. Berlin, Germany: Springer.
- Monin A S, Yaglom A M. 1975. *Statistical Fluid Mechanics* [M]. Cambridge: MIT Press, 605pp.
- Mueller J A, Veron F. 2009a. A sea state-dependent spume generation function [J]. *J. Phys. Oceanogr.*, 39 (9): 2363–2372, doi:10.1175/2009JPO4113.1.
- Mueller J A, Veron F. 2009b. A Lagrangian stochastic model for heavy particle dispersion in the atmospheric marine boundary layer [J]. *Bound.-Layer Meteor.*, 130 (2): 229–247, doi:10.1007/s10546-008-9340-8.
- Mueller J A, Veron F. 2014. Impact of sea spray on air-sea fluxes. Part I: Results from stochastic simulations of sea spray drops over the ocean [J]. *J. Phys. Oceanogr.*, 44 (11): 2817–2834, doi:10.1175/JPO-D-13-0245.1.
- Petelski T, Piskozub J, Paplińska-Swerpel B. 2005. Sea spray emission from the surface of the open Baltic Sea [J]. *J. Geophys. Res.*, 110 (C10): C10023, doi:10.1029/2004JC002800.
- Thomson D J. 1987. Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows [J]. *J. Fluid Mech.*, 180: 529–556, doi:10.1017/S0022112087001940.
- Veron F, Hopkins C, Harrison E, et al. 2012. Sea spray spume droplet production in high wind speeds [J]. *Geophys. Res. Lett.*, 39 (16): L16602, doi:10.1029/2012GL052603.
- Zeng Q C, Cheng X L, Hu F, et al. 2010. Gustiness and coherent structure of strong winds and their role in dust emission and entrainment [J]. *Adv. Atmos. Sci.*, 27 (1): 1–13, doi:10.1007/s00376-009-8207-3.
- Zhang J A, Black P G, French J R, et al. 2008. First direct measurements of enthalpy flux in the hurricane boundary layer: The CBLAST results [J]. *Geophys. Res. Lett.*, 35 (14): L14813, doi:10.1029/2008GL034374.
- 赵栋梁. 2012. 海洋飞沫及其对海—气相互作用影响的研究进展 [J]. *地球科学进展*, 27 (6): 624–632.
- Zhao Dongliang. 2012. Progress in sea spray and its effects on air-sea interaction [J]. *Adv. Earth Sci. (in Chinese)*, 27 (6): 624–632.
- Zhao D L, Toba Y, Sugioka K I, et al. 2006. New sea spray generation function for spume droplets [J]. *J. Geophys. Res.*, 111 (C2): C02007, doi:10.1029/2005JC002960.