

# 台风莫拉克 (2009) 暴雨过程中位势切变形变波作用 密度诊断分析和预报应用\*

楚艳丽<sup>1)2)†</sup> 王振会<sup>1)</sup> 冉令坤<sup>3)</sup> 郝寿昌<sup>4)</sup>

1) (南京信息工程大学, 气象灾害省部共建教育部重点实验室, 南京 210044)

2) (中国气象局北京城市气象研究所, 北京 100089)

3) (中国科学院大气物理研究所, 北京 100029)

4) (山西省气象台, 太原 030002)

(2012年5月31日收到; 2012年12月12日收到修改稿)

在水平风场切变形变的基础上引入物理量——位势切变形变, 把水平风场的垂直分量和切变形变与广义位温的空间梯度结合起来. 该物理量的二阶扰动被定义为波作用密度, 在局地直角坐标系中推导了能够描述中尺度扰动系统发展演变的波作用方程. 对2009年登陆台风莫拉克引发的暴雨过程进行诊断分析, 结果表明, 台风中心区切变形变向涡度的转化显著, 该转化通过纬向风的经向梯度实现. 纬向风速的经向梯度与广义位温垂直梯度的耦合引起位涡和位势切变形变之间的转化, 以至于位势切变形变和位涡的异常值区分别位于台风环流的外侧和内侧. 波作用密度因能够描述水平扰动风场的垂直切变和切变形变以及凝结潜热函数扰动梯度而与观测降水联系紧密. 相关统计分析表明, 2009年夏季波作用密度与6h观测降水存在明显滞后相关性, 对未来6h降水有一定的指示意义. 另外, 波作用密度通量散度和扰动非地转风位涡是影响波作用密度局地变化的主要物理因素. 基于波作用密度与观测降水的良好相关性, 建立了波作用密度暴雨预报方程. 2009年登陆台风“苏迪罗”, “天鹅”, “莫拉菲”和“巨爵”的暴雨预报个例分析和长时间序列的ETS评分计算表明, 波作用密度对台风暴雨具有较好的预报效果, 其预报降水能力略优于美国全球预报系统(GFS)的直接降水预报.

**关键词:** 位势切变形变, 波作用密度, 波作用通量散度, 台风暴雨

**PACS:** 92.60.-e, 92.60.Wc, 92.60.Ox

**DOI:** 10.7498/aps.62.099201

## 1 引言

登陆台风引发的暴雨及其突然增幅往往是洪涝, 山体滑坡和泥石流等自然灾害的直接诱因, 因此台风暴雨受到气象学家的关注. 研究表明, 台风暴雨与西南季风<sup>[1]</sup>、西太平洋副热带高压<sup>[2,3]</sup>、长波槽<sup>[4]</sup>、阻塞高压<sup>[5]</sup>、急流<sup>[6]</sup>、西风槽<sup>[7]</sup>、环境风场垂直切变<sup>[8]</sup>和地形<sup>[9-11]</sup>等有关. 通常中尺度对流系统是产生暴雨的直接因素, 而大尺度环流为暴雨提供有利的背景环境. 波流互作

用理论中的波作用密度能够描述中尺度扰动系统的发展演变, 满足通量形式的波作用方程

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} = S, \quad (1)$$

其中,  $A$  为波作用密度,  $\mathbf{F}$  为波作用通量,  $S$  代表波作用密度源汇项. 在过去的几十年里, 人们发展了各种波作用方程<sup>[12-19]</sup>, 其中位涡定理是建立波作用方程的重要方法之一, 其核心是涡度性质(即, 风矢量旋度的散度等于零). Petterssen (1956), Yoshio (1984) 和刘式适等 (1999) 认为水平风场除了具有旋转和辐散性质外, 还有形变特征<sup>[20-22]</sup>, 而位涡定

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CB430105, 2009CB421505)、中国科学院重点部署项目(批准号: KZZD-EW-05)、灾害天气国家重点实验室开放课题(批准号: 2011LASW-B15)、公益性行业(气象)科研专项(批准号: GYHY200906004)和国家自然科学基金(批准号: 41175060, 41075098, 41005005)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: ylchu@ium.cn

理没有体现风场形变的动力性质.

气象学家很早就开展风场形变的研究. 张元建 (1983) 和邓秋华 (1986) 研究表明形变场与强风暴密切相关, 可以作为未来 12 h 和 24 h 降水的指示因子 [23,24]. Martin (1998) 分析了准地转 Omega 方程的变形项, 发现当气旋发展到成熟阶段时变形项在对流层中层发挥重要作用 [25]. Wang 等 (2000) 讨论了在变形锋生的条件下斜压锋区对称扰动的发展 [26]. 韩桂荣等 (2005) 发现传统锋生函数中变形项的作用比散度项和扭曲项更重要 [27]. Li 等 (2005) 认为风场形变与位势涡旋之间的相互作用是南半球阻塞高压爆发的主要机理之一 [28]. Liu 等 (2007) 研究表明当考虑摩擦作用时低层高压不但与顺时针旋转变形有关, 而且还与辐散变形联系密切 [29]. Gao 等 (2008) 用总形变场的水平梯度来表示锋生, 分析表明, 形变气流的水汽输送与形变场的耦合是促进锋面暴雨发展的主要因素 [30]. Ran 等 (2009) 研究表明台风“Bilis”外围气旋环流具有明显形变特征, 登陆后形变场结构变得松散, 强度减弱 [31].

在以往研究的基础上, 本文把水平风场切变形引入波流相互作用理论中, 建立位势切变形变波作用方程; 针对登陆台风莫拉克 (2009) 引发暴雨过程, 分析位势切变形变波作用密度特征, 并检验其对台风暴雨的预报能力.

## 2 位势切变形变波作用密度

水平风场的形变包括切变形变和伸缩形变, 在局地直角坐标系中切变形变可写为

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (2)$$

其中  $u$  和  $v$  分别为  $x$  和  $y$  方向速度. 相对垂直涡度 (简称: 涡度) 可写为

$$\xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}. \quad (3)$$

这里,  $\zeta$  与  $\xi$  共享  $\frac{\partial u}{\partial y}$  项, 符号相反,  $\frac{\partial u}{\partial y}$  为  $\zeta$  和  $\xi$  之间的转换项. 在  $\frac{\partial v}{\partial x}$  不变的情况下, 当  $\frac{\partial u}{\partial y}$  大于零时,  $\zeta$  增强,  $\xi$  减弱, 代表涡度向切变形变转化; 当  $\frac{\partial u}{\partial y}$  小于零时,  $\zeta$  减小,  $\xi$  增长, 代表切变形变向涡度转化.

湿位涡 ( $q = -\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial y} + \xi \frac{\partial \theta^*}{\partial z}$ , 其中  $\theta^*$  为广义位温) 综合表征大气旋转动力性质和大

气热力学特点. 陶祖钰等 (2012) 研究表明, 位涡主要代表涡度与位势稳定度的耦合效应 [33]. 当切变形变向涡度转化, 引起涡度急剧增长时, 湿位涡也会增加, 降水系统发展, 所以湿位涡常被用来诊断分析暴雨过程. 为了反映暴雨过程中水平风场切变形变的动力性质, 仿照位涡定义, 本文提出位势切变形变的概念, 即

$$R = -\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial y} + \zeta \frac{\partial \theta^*}{\partial z}. \quad (4)$$

$q$  和  $R$  还可写为

$$q = \left( -\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial \theta^*}{\partial z} \right) - \left( -\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial \theta^*}{\partial z} \right), \quad (5)$$

$$R = \left( -\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial \theta^*}{\partial z} \right) + \left( -\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial \theta^*}{\partial z} \right). \quad (6)$$

可见, 位势切变形变与位涡通过

$$\left( -\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial \theta^*}{\partial z} \right)$$

项实现相互转化. 若

$$\left( -\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial \theta^*}{\partial z} \right) > 0,$$

则  $q$  向  $R$  转化; 若

$$\left( -\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial \theta^*}{\partial z} \right) < 0,$$

则  $R$  向  $q$  转化.

虽然位涡能够综合反映暴雨系统的动力和热力学特征, 但位涡包含大、中、小等多尺度的信息, 而暴雨过程的诊断分析需要更关注中尺度扰动系统. 为此, 本文以位势切变形变为切入点, 研究可表征中尺度扰动系统发展的位势切变形变波作用密度和波作用方程.

假设物理量可以写为基本态和扰动态之和的形式, 那么有

$$u = u_0 + u_e, \quad v = v_0 + v_e, \quad \theta^* = \theta_0^* + \theta_e^*, \quad (7)$$

其中, 下标“0”代表基本态, 下标“e”代表扰动态. 利用 (7) 式, 位势切变形变可写为

$$R = R_0 + R_e + A_r, \quad (8)$$

其中

$$R_0 = -\frac{\partial v_0}{\partial z} \frac{\partial \theta_0^*}{\partial x} - \frac{\partial u_0}{\partial z} \frac{\partial \theta_0^*}{\partial y}$$

$$+ \left( \frac{\partial v_0}{\partial x} + \frac{\partial u_0}{\partial y} \right) \frac{\partial \theta_0^*}{\partial z}, \quad (9)$$

$$R_c = - \frac{\partial v_0}{\partial z} \frac{\partial \theta_e^*}{\partial x} - \frac{\partial u_0}{\partial z} \frac{\partial \theta_e^*}{\partial y} + \left( \frac{\partial v_0}{\partial x} + \frac{\partial u_0}{\partial y} \right) \frac{\partial \theta_e^*}{\partial z} - \frac{\partial v_e}{\partial z} \frac{\partial \theta_0^*}{\partial x} - \frac{\partial u_e}{\partial z} \frac{\partial \theta_0^*}{\partial y} + \left( \frac{\partial v_e}{\partial x} + \frac{\partial u_e}{\partial y} \right) \frac{\partial \theta_0^*}{\partial z}, \quad (10)$$

$$A_r = - \frac{\partial v_e}{\partial z} \frac{\partial \theta_e^*}{\partial x} - \frac{\partial u_e}{\partial z} \frac{\partial \theta_e^*}{\partial y} + \left( \frac{\partial v_e}{\partial x} + \frac{\partial u_e}{\partial y} \right) \frac{\partial \theta_e^*}{\partial z}, \quad (11)$$

分别为位势切变的基本态, 一阶扰动和二阶扰动. 作为扰动振幅的平方项,  $A_r$  代表一种扰动能量, 表征水平扰动风场的垂直切变  $\left( \frac{\partial u_e}{\partial z}$  和  $\frac{\partial v_e}{\partial z} \right)$  和切变形变  $\left( \frac{\partial v_e}{\partial x} + \frac{\partial u_e}{\partial y} \right)$  与广义位温扰动梯度  $(\nabla \theta_e^*)$  的综合效应, 并且满足通量形式的倾向方程 (下面将推导), 因此  $A_r$  被称为位势切变波作用密度 (简称: 波作用密度).

(11) 式可改写为

$$A_r = (\nabla \times \mathbf{v}_{rhe}) \cdot \nabla \theta_e^*, \quad (12)$$

其中,  $\mathbf{v}_{rhe} = (-u_e, v_e, 0)$  是  $\mathbf{v}_{he} = (u_e, v_e, 0)$  关于  $y$  轴对称的扰动水平风矢量. 上式表明,  $A_r$  代表关于  $y$  轴对称的扰动水平风矢量的旋度在广义位温扰动梯度方向上的投影.

广义位温可写为

$$\theta^* = \theta \eta, \quad (13)$$

其中,  $\theta$  为位温,  $\eta = \exp \left[ \frac{L_v q_{vs}}{c_p T_c} \left( \frac{q_v}{q_{vs}} \right)^k \right]$  为凝结潜热函数,  $q_{vs}$  为饱和水汽比湿,  $q_v$  为水汽比湿,  $T_c$  为抬升凝结高度处的温度,  $k$  为经验常数. 把  $\theta = \theta_0 + \theta_e$  和  $\eta = \eta_0 + \eta_e$  代入 (13) 式, 则有

$$\theta_0^* = \theta_0 \eta_0, \quad \theta_e^* = \theta_e \eta_0 + \theta_e \eta_e + \theta_0 \eta_e. \quad (14)$$

把 (14) 式代入 (12) 式, 可以得到

$$A_r = \eta (\nabla \times \mathbf{v}_{rhe}) \cdot \nabla \theta_e + \theta_e (\nabla \times \mathbf{v}_{rhe}) \cdot \nabla \eta$$

$$+ \eta_e (\nabla \times \mathbf{v}_{rhe}) \cdot \nabla \theta_0 + \theta_0 (\nabla \times \mathbf{v}_{rhe}) \cdot \nabla \eta_e. \quad (15)$$

可见, 波作用密度由四项组成, 上式右端第一项代表凝结潜热函数权重的关于  $y$  轴对称的扰动水平风矢量旋度在扰动位温梯度方向的投影; 第二项代表扰动位温权重的扰动水平风矢量旋度在凝结潜热函数梯度方向上的投影; 第三项代表扰动凝结潜热函数权重的扰动水平风矢量旋度在基本态位温梯度方向的投影; 第四项代表基本态位温权重的扰动水平风矢量旋度在扰动凝结潜热函数梯度方向上的投影, 称之为基本态位温权重的凝结潜热波作用密度 (简称凝结潜热波作用密度).

为了讨论影响波作用密度发展的主要物理过程, 本文进一步推导了位势切变波作用方程 (简称波作用方程). 对 (11) 两端取时间偏导数, 可得到

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_r}{\partial t} = & - \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( \frac{\partial \theta_e^*}{\partial t} \frac{\partial v_e}{\partial z} + \theta_e^* \frac{\partial^2 v_e}{\partial z \partial t} \right) \right] \\ & - \frac{\partial}{\partial y} \left[ \left( \frac{\partial \theta_e^*}{\partial t} \frac{\partial u_e}{\partial z} + \theta_e^* \frac{\partial^2 u_e}{\partial z \partial t} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left[ \frac{\partial \theta_e^*}{\partial t} \left( \frac{\partial v_e}{\partial x} + \frac{\partial u_e}{\partial y} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + \theta_e^* \left( \frac{\partial^2 v_e}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 u_e}{\partial y \partial t} \right) \right] \right\}. \quad (16) \end{aligned}$$

利用如下线性化扰动方程组:

$$\frac{\partial u_e}{\partial t} = -v_e \cdot \nabla u_0 - v_0 \cdot \nabla u_e + f v_{ae}, \quad (17)$$

$$\frac{\partial v_e}{\partial t} = -v_e \cdot \nabla v_0 - v_0 \cdot \nabla v_e - f u_{ae}, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \theta_e^*}{\partial t} = -v_e \cdot \nabla \theta_0^* - v_0 \cdot \nabla \theta_e^* + S_{\theta_e^*}. \quad (19)$$

消去方程 (16) 右端的局地变化项, 则可得到波作用方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_r}{\partial t} = & \nabla \cdot \mathbf{F}_{A_r1} + \nabla \cdot \mathbf{F}_{A_r2} + \nabla \cdot \mathbf{F}_{A_r3} \\ & + \nabla \cdot \mathbf{F}_{rex} + \nabla \cdot (\mathbf{v}_{re} \times \nabla S_{\theta_e^*}), \quad (20) \end{aligned}$$

其中

$$\mathbf{F}_{A_r1} = -v_0 A_r, \quad (21)$$

$$\mathbf{F}_{A_r2} = -f \mathbf{v}_{rac} \times \nabla \theta_e^*, \quad (22)$$

$$\mathbf{F}_{Ar3} = \begin{pmatrix} -u_e \left[ -\frac{\partial v_e}{\partial z} \frac{\partial \theta_0^*}{\partial x} - \frac{\partial u_e}{\partial z} \frac{\partial \theta_0^*}{\partial y} + \frac{\partial u_e}{\partial y} \frac{\partial \theta_0^*}{\partial z} - \frac{\partial u_0}{\partial z} \frac{\partial \theta_e^*}{\partial y} + \left( \frac{\partial v_0}{\partial x} + \frac{\partial u_0}{\partial y} \right) \frac{\partial \theta_e^*}{\partial z} \right] \\ -v_e \left[ -\frac{\partial v_e}{\partial z} \frac{\partial \theta_0^*}{\partial x} - \frac{\partial u_e}{\partial z} \frac{\partial \theta_0^*}{\partial y} + \frac{\partial v_e}{\partial x} \frac{\partial \theta_0^*}{\partial z} - \frac{\partial v_0}{\partial z} \frac{\partial \theta_e^*}{\partial x} + \left( \frac{\partial v_0}{\partial x} + \frac{\partial u_0}{\partial y} \right) \frac{\partial \theta_e^*}{\partial z} \right] \\ -w_e \left[ \left( \frac{\partial v_e}{\partial x} + \frac{\partial u_e}{\partial y} \right) \frac{\partial \theta_0^*}{\partial z} - \frac{\partial v_0}{\partial z} \frac{\partial \theta_e^*}{\partial x} - \frac{\partial u_0}{\partial z} \frac{\partial \theta_e^*}{\partial y} \right] \end{pmatrix}, \quad (23)$$

$$\mathbf{F}_{rex} = \begin{pmatrix} -\frac{\partial v_0}{\partial z} \left( v_e \frac{\partial \theta_e^*}{\partial y} + w_e \frac{\partial \theta_e^*}{\partial z} \right) + \left( v_e \frac{\partial v_e}{\partial y} + w_e \frac{\partial v_e}{\partial z} \right) \frac{\partial \theta_0^*}{\partial z} \\ -\frac{\partial u_0}{\partial z} \left( u_e \frac{\partial \theta_e^*}{\partial x} + w_e \frac{\partial \theta_e^*}{\partial z} \right) + \left( u_e \frac{\partial u_e}{\partial x} + w_e \frac{\partial u_e}{\partial z} \right) \frac{\partial \theta_0^*}{\partial z} \\ \left( \frac{\partial v_0}{\partial x} + \frac{\partial u_0}{\partial y} \right) \left( u_e \frac{\partial \theta_e^*}{\partial x} + v_e \frac{\partial \theta_e^*}{\partial y} \right) - \left( u_e \frac{\partial v_e}{\partial x} + v_e \frac{\partial v_e}{\partial y} \right) \frac{\partial \theta_0^*}{\partial x} - \left( u_e \frac{\partial u_e}{\partial x} + v_e \frac{\partial u_e}{\partial y} \right) \frac{\partial \theta_0^*}{\partial y} \end{pmatrix}, \quad (24)$$

$$\mathbf{v}_{rac} = (v_{ac}, u_{ac}, 0),$$

$u_a = u + \frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$  和  $v_a = v - \frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$  分别为纬向和经向非地转风分量,  $S_{\theta^*}$  为广义位温的源汇项.

上述方程右端前四项为二阶的波作用通量散度项 ( $\nabla \cdot \mathbf{F} = \nabla \cdot \mathbf{F}_{Ar1} + \nabla \cdot \mathbf{F}_{Ar2} + \nabla \cdot \mathbf{F}_{Ar3} + \nabla \cdot \mathbf{F}_{rex}$ ), 第五项为包含广义位温源汇项的波作用密度非守恒项, 代表非绝热加热对波作用密度局地变化的强迫. 波作用通量散度由四项组成, 代表强迫波作用密度发展的四种物理机制, 其中第一项  $\nabla \cdot \mathbf{F}_{Ar1}$  代表波作用密度的基本气流通量散度. 第二项  $\nabla \cdot \mathbf{F}_{Ar2}$  代表扰动非地转风与扰动广义位温梯度的耦合作用, 又可写为

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{F}_{Ar2} &= \nabla \cdot (-f \mathbf{v}_{rac} \times \nabla \theta_e^*) \\ &= -f (\nabla \times \mathbf{v}_{rac}) \cdot \nabla \theta_e^*. \end{aligned} \quad (25)$$

因此,  $\nabla \cdot \mathbf{F}_{Ar2}$  本质上是非地转风位涡的二阶扰动. 第三项  $\nabla \cdot \mathbf{F}_{Ar3}$  代表部分位势切变形变一阶扰动的扰动通量散度. 第四项  $\nabla \cdot \mathbf{F}_{rex}$  代表基本态位势切变形变与波作用密度之间扰动动量和扰动热量转换, 这是因为若二阶扰动量保留在基本方程组中作为基本态的强迫耗散项, 那么  $\nabla \cdot \mathbf{F}_{rex}$  同样出现在  $R_0$  的倾向方程中, 但符号相反 (受篇幅限制而略掉).

### 3 诊断分析

针对 2009 年 8 月 8—9 日登陆台风莫拉克引发的暴雨过程, 利用前述理论研究波作用密度与 6 h 观测降水的关系, 影响波作用密度发展的主要物理过程, 并探索波作用密度在实际台风暴雨预报中的应用.

### 3.1 登陆台风莫拉克概况

2009 年 8 月 4 日凌晨第 8 号热带风暴莫拉克生成于西北太平洋菲律宾以东洋面, 7 日 23 时 45 分 (北京时间) 登陆台湾花莲, 9 日 16 时 20 分在福建省霞浦市再次登陆; 随后向北移动, 先后经过福建, 浙江和江苏省, 10 日凌晨减弱为热带风暴, 12 日 02 时消散. 受副热带高压断裂, 重新发展和加强西伸, 多台风 (同期台风“天鹅”和“艾涛”) 相互作用和台湾地形阻挡等多重因素的影响, 莫拉克移动路径多变, 给台风登陆时间、地点和风雨的预报带来很大困难. 受其影响, 我国多省市出现严重的洪涝灾害, 台湾地区受创最严重, 福建和浙江省出现大范围强降水, 其中浙江省温州市泰顺县九峰乡累积降水量达到 1249.8 mm, 超过浙江省历史实测最大台风降水量.

### 3.2 资料和方法

本文的计算采用格点分析资料, 该资料由 Advanced Regional Prediction System (ARPS, Xue 等, 2001) 模式的 ARPS Data Analysis System (ADAS) 模块读入 NCEP/NCAR 全球最终分析资料 (FNL) 和常规地面探空观测资料进行客观分析而产生. 研究区域中心点为 (25°N, 120°E), 水平格点数为 97 × 97, 水平格距为 30 km; 垂直层数为 35 层, 平均垂直格距为 500 m.

本文波流相互作用理论中“流”是指大尺度基本态, “波”是指偏离基本态的扰动 (或涡动). 实际的中尺度灾害性天气是由各种不同尺度和不同类型的波动共同作用引起的, 而单频波动比较少

见 [22], 因此本文的波流相互作用理论不区分具体的波动, 研究对象是包含各种波动的综合扰动. 为此, 本文采用 Barnes 滤波方法对格点分析资料进行低通滤波, 影响半径约为 85 km, 经过多次连续迭代滤波后得到包含大尺度信息的理论尺度大于 900 km (响应函数为 0.9) 的大尺度基本态场, 由总物理量场减去大尺度基本态场而得到包含中  $-\alpha$  和中  $-\beta$  尺度信息的扰动场, 其理论尺度小于 900 km. 降水是由多尺度系统共同作用造成的, 虽然导致强降水的主要因素是中  $-\beta$  尺度系统, 但中  $-\alpha$  尺度系统在水汽输送和形成不稳定条件等方面也有重要贡献.

### 3.3 波作用密度分析

在台风莫拉克移动过程中, 台风中心区切变形变向涡度的转化比较明显, 对台风中心涡度有重要影响. 如图 1 所示, 2009 年 8 月 8 日 0600 UTC 台风莫拉克登陆台湾岛中北部, 中心涡度达到极大值, 随后逐渐减弱; 切变形的强度比涡度弱得多, 呈

缓慢增长的趋势. 中心区  $\frac{\partial v}{\partial x}$  与  $\frac{\partial u}{\partial y}$  的强度相当, 符号相反;  $\frac{\partial v}{\partial x}$  始终为正值, 促进涡度和切变形变共同发展;  $\frac{\partial u}{\partial y}$  始终为负值, 抑制切变形变发展, 促进涡度增长, 切变形变向涡度转化.

切变形变向涡度的转化相应地引起位涡与位势切变形变之间的转化. 如图 2 所示, 9 日 0000 UTC 台风西侧环流影响我国东南沿海, 福建和浙江省大部分地区出现强降水.  $\left(-\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial \theta^*}{\partial z}\right)$  和  $\left(-\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial \theta^*}{\partial z}\right)$  两项的异常值区位于台风西北环流内, 覆盖观测降水区. 在局部地区这两项呈反位相分布, 以至于位势切变形的异常值区出现在台风环流的外侧, 而位涡的异常值区主要位于台风中心区的西北侧和东南侧眼壁环流区 (如图 3 所示). 转化项  $\left(-\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial \theta^*}{\partial z}\right)$  正负值区交替分布, 台风东南环流内和中心区西北侧的正值区代表位涡向位势切变形变转化, 导致出现位涡负值区; 而福建省中南部的负值区代表位势切变形变

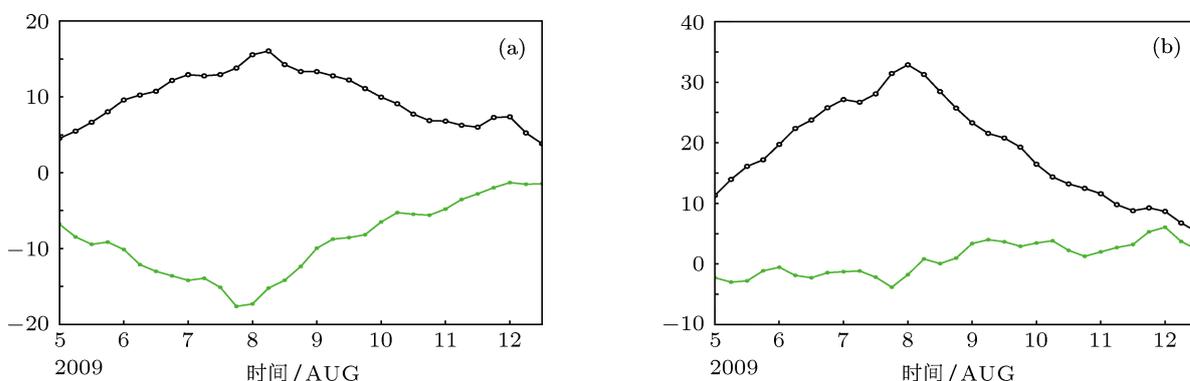


图 1 2009 年 8 月 5 日 0000UTC—12 日 1200UTC 1.75 km 等高面上莫拉克台风中心区 (a)  $\frac{\partial v}{\partial x}$ (黑色实线,  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ) 和  $\frac{\partial u}{\partial y}$ (绿色实线,  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ) 以及 (b)  $\xi$ (黑色实线,  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ) 和  $\zeta$ (绿色实线,  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ) 的时间演变

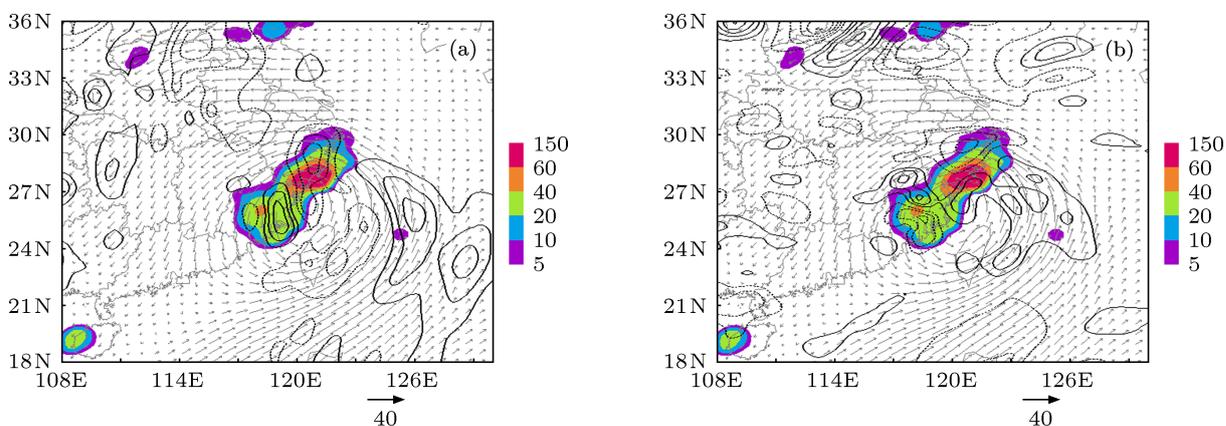


图 2 2009 年 8 月 9 日 0000 UTC 1.75 km 等高面上  $\left(-\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial \theta^*}{\partial z}\right)$  (a) ( $10^{-7} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) 和  $\left(-\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \theta^*}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial \theta^*}{\partial z}\right)$  (b) ( $10^{-7} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) 的水平分布

向位涡转化, 以至于台风中心区西南侧出现位涡正高值区. 进一步分析表明, 该转换项的高值区主要是由纬向风经向切变  $\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)$  和位势稳定度  $\left(\frac{\partial \theta^*}{\partial z}\right)$  两个因素共同作用造成的 (图略).

为了分析中尺度扰动的特征, 本文计算了波作用密度绝对值的垂直积分 (即,  $\langle |\cdot| \rangle = \int_{z_b}^{z_t} |\cdot| dz$ , 其中  $z_b = 250 \text{ m}$ ,  $z_t = 10750 \text{ m}$ ). 如图 4 所示, 9 日 0000 UTC 波作用密度高值区主要位于台风眼壁西侧, 与

观测降水区, 强雷达回波区和云顶亮温 (TBB) 低值区相交, 代表波作用密度所表征的对流扰动系统强烈发展, 与观测降水联系紧密. 随着莫拉克登陆, 观测降水区向东北方向移动, 波作用密度高值区始终伴随着降水区, 但其强度逐渐减弱, 代表扰动系统衰减 (图略). 由于缺乏台湾岛观测降水资料, 所以台湾岛南端的波作用密度高值区没有明显的观测降水.

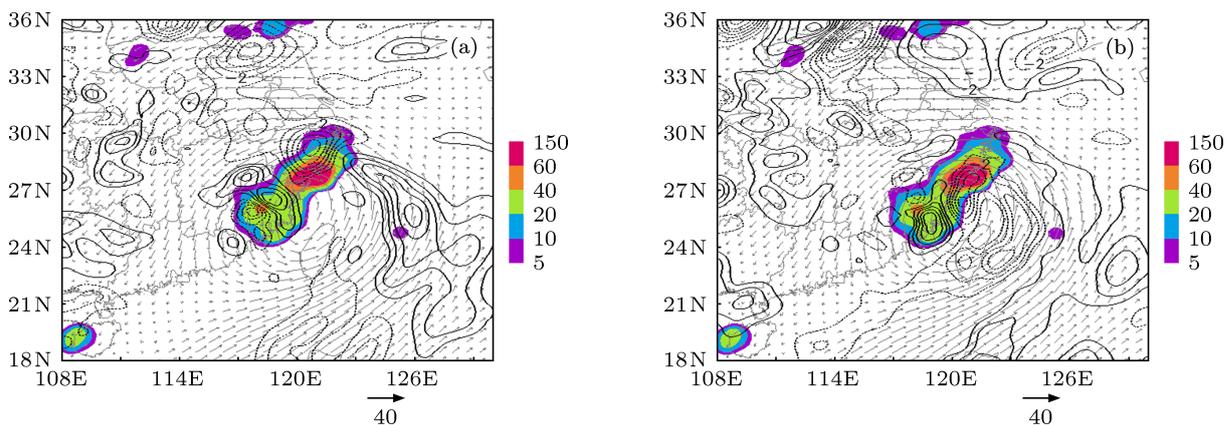


图 3 2009 年 8 月 9 日 0000 UTC 1.75 km 等高面上  $R$  (a) ( $10^{-7} \text{ K}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ) 和  $q$  (b) ( $10^{-7} \text{ K}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ) 的水平分布

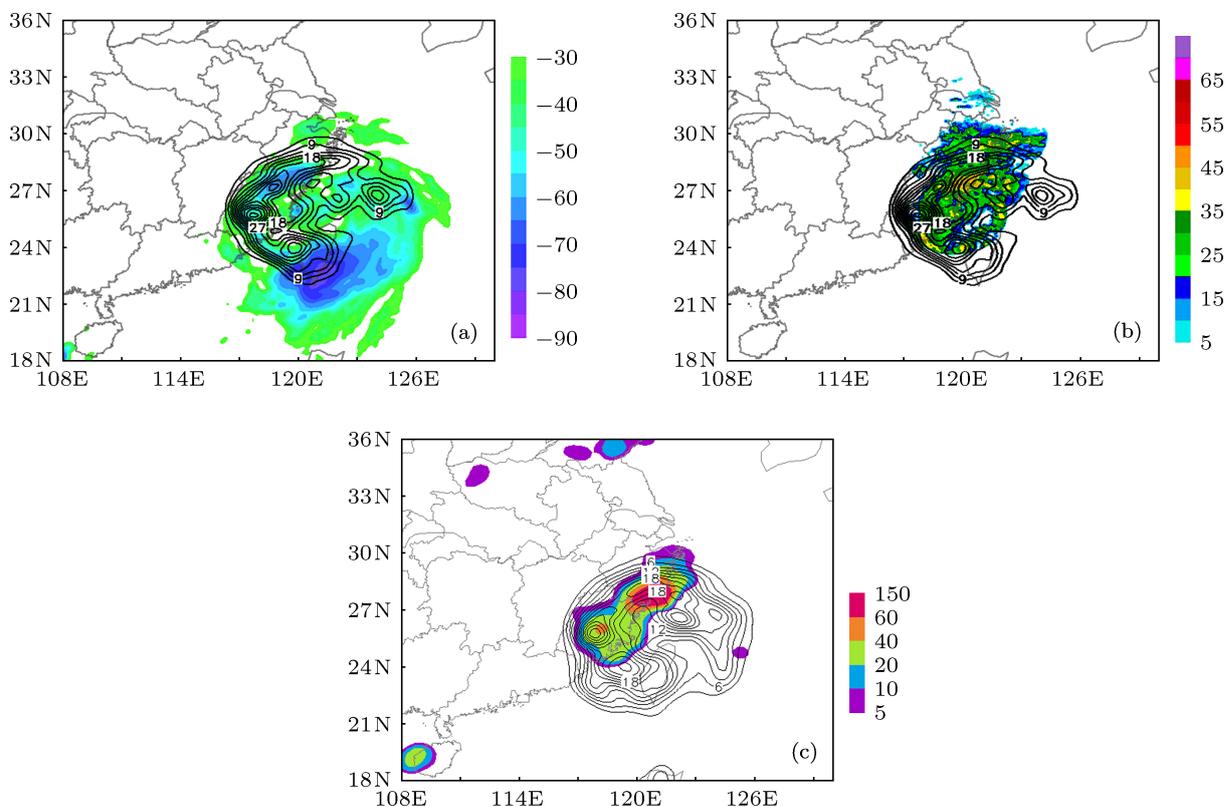


图 4 2009 年 8 月 9 日 0000 UTC 云顶亮温 (a) (彩色填色图, K), 雷达组合反射率 (b) (彩色填色区, dBZ) 和观测的 6 h 累积降水量 (c) (彩色填色区, mm) 的水平分布, 其中黑色等值线代表  $\langle |A_r| \rangle$  ( $10^{-5} \text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$ )

本文进一步分析了波作用密度及其四个组成项的垂直结构. 如图 5 所示, 9 日 0000 UTC 24—28°N 出现强降水, 波作用密度高值区位于降水区 2—4 km 高度范围内, 代表波活动明显; 而在非降水区, 波作用密度的数值比较小, 表明波活动比较弱. 波作用密度四个组成项的高值区都出现在降水区对流层中下层, 其中  $A_{r4} = \theta_0(\nabla \times \mathbf{v}_{rhe}) \cdot \nabla \eta_c$  的强度远大于其他三项, 并且  $A_{r4}$  的垂直结构与  $A_r$  非常相似, 说明  $A_{r4}$  是波作用密度的主要组成项, 而  $A_{r4}$  的高值区主要是由  $\theta_0 \left( \frac{\partial v_e}{\partial x} + \frac{\partial u_e}{\partial y} \right) \frac{\partial \eta_c}{\partial z}$  项造成的 (图略), 所以波作用密度主要代表基本态位温权重的凝结潜热波作用密度, 体现降水区对

流层中低层切变形扰动和凝结潜热函数扰动垂直梯度的耦合效应, 这是台风暴雨的一个重要特点. 由此可见, 波作用密度与降水联系紧密主要是因为波作用密度包含切变形扰动和凝结潜热函数扰动梯度两因素, 其中凝结潜热函数既包括凝结潜热, 还包括水汽幂指数. 降水区对流层中低层存在垂直伸展的水汽湿舌, 水汽相变释放凝结潜热, 这导致对流层中低层出现凝结潜热函数扰动的高值区, 其等值线倾斜密集, 水平和垂直梯度都比较明显; 在水平扰动风场垂直切变和切变形配合下, 降水区凝结潜热波作用密度表现异常.

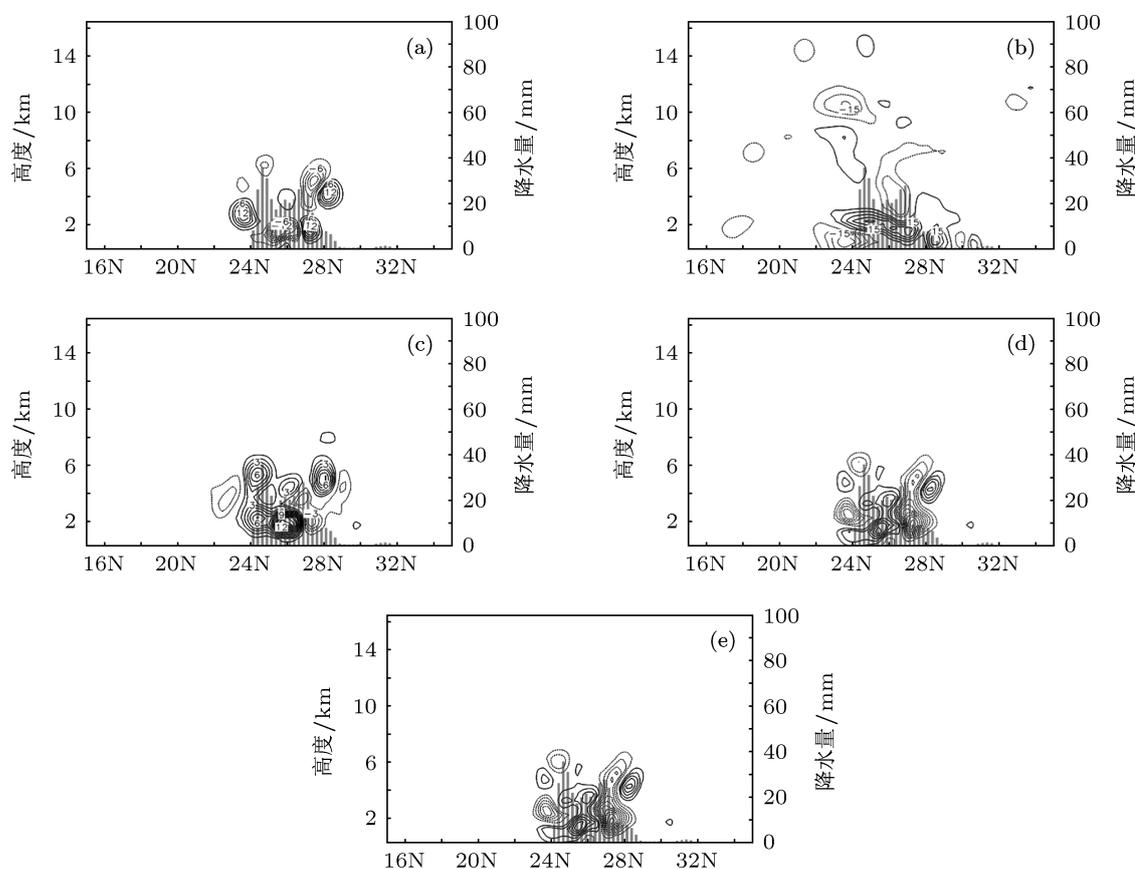


图 5 2009 年 8 月 9 日 0000 UTC (a)  $\eta(\nabla \times \mathbf{v}_{rhe}) \cdot \nabla \theta_e$ ; (b)  $\theta_e(\nabla \times \mathbf{v}_{rhe}) \cdot \nabla \eta$ ; (c)  $\eta_e(\nabla \times \mathbf{v}_{rhe}) \cdot \nabla \theta_0$ ; (d)  $\theta_0(\nabla \times \mathbf{v}_{rhe}) \cdot \nabla \eta_c$ ; (e)  $A_r$ (单位:  $10^{-10} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) 在沿着 120E 的经向垂直剖面内的分布, 其中灰色直方图代表观测的 6 h 累积降水 (mm)

相关统计分析表明, 2009 年 6 月 1 日—10 月 1 日夏季温州和福州地区波作用密度与同期 6 h 观测降水的相关系数 (间隔 6 h, 共 489 个时间样本) 分别为 0.73372 和 0.82264, 均方根 RMS 分别为 0.10247 和 0.08163, 小于观测降水量的标准差 Sd (分别为 0.10533 和 0.12735), 表明波作用密度与观测降水存在良好的相关性, 并通过显著性检验. 超

前和滞后相关分析表明, 如图 6 所示, 波作用密度与未来 6 h 降水的相关性最显著, 对未来 6 h 降水有明确的指示作用.

除了台风暴雨过程, 2009 年夏季还包括如华南暴雨等其他降水过程, 上述相关统计结果说明波作用密度不但可以描述台风暴雨的发展, 也可表征其他降水过程的演变, 这主要是因为波作用密度的异

常在很大程度上依赖于凝结潜热函数扰动空间梯度的分布, 而该函数与凝结潜热释放和水汽集中有关. 这种凝结潜热函数扰动不仅出现在台风眼壁, 而且也存在于其他降水过程, 因此波作用密度与其他降水过程也有一定的相关性.

本文对波作用通量散度

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \nabla \cdot \mathbf{F}_{A_r1} + \nabla \cdot \mathbf{F}_{A_r2} + \nabla \cdot \mathbf{F}_{A_r3} + \nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{rex}}$$

进行计算, 以此分析影响波作用密度发展的关键物理过程. 如图 7 所示, 2009 年 8 月 9 日 0000 UTC 波作用通量散度及其组成项的高值区覆盖观测降水区, 其中  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}| \rangle$  高值中心与强降水中心相重叠, 表明波作用通量的辐散辐合引起降水区波作用密度的强烈变化.  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}_{A_r1}| \rangle$  高值区主要位于福建和浙江省东南部的强降水区内, 其水平范围和分布形

态与  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}| \rangle$  相当, 但强度略弱; 在东南沿海地区  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}_{A_r2}| \rangle$  的强度略弱于  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}_{A_r1}| \rangle$ , 而在台湾岛地区其强度大于  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}_{A_r1}| \rangle$ , 这可能与台湾特殊地形

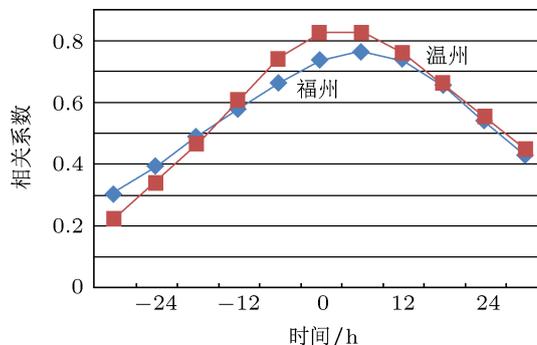


图 6 2009 年 6 月 1 日—10 月 1 日温州地区和福州地区  $\langle |A_r| \rangle$  与观测 6 h 累积降水的超前和滞后相关系数

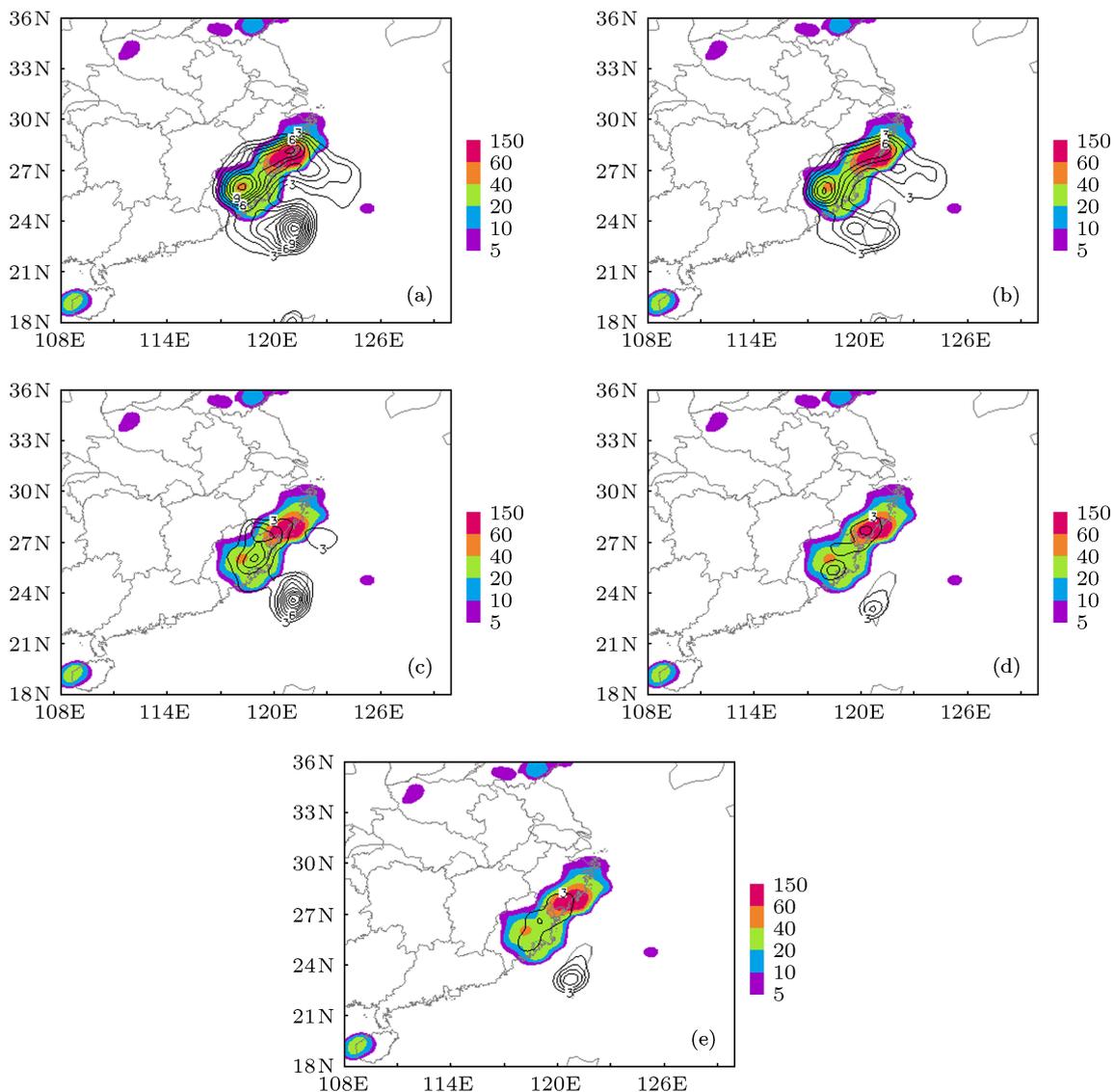


图 7 2009 年 8 月 9 日 0000 UTC (a)  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}| \rangle$ ; (b)  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}_{A_r1}| \rangle$ ; (c)  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}_{A_r2}| \rangle$ ; (d)  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}_{A_r3}| \rangle$ ; (e)  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{rex}}| \rangle$  (单位:  $10^{-7} \text{ K} \cdot \text{s}^{-2}$ ) 的水平分布, 其中彩色填色区代表观测的 6 h 累积降水 (mm)

引发的非地转风扰动增强有关; 虽然  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}_{Ar3}| \rangle$  和  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{tex}}| \rangle$  的高值区与降水区相重叠, 但是其强度明显地小于前两项. 这表明, 波作用密度通量散度 ( $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}_{Ar1}| \rangle$ ) 和扰动非地转风位涡 ( $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}_{Ar2}| \rangle$ ) 对降水区波作用密度局地变化起主要强迫作用, 而在台湾地区扰动非地转风位涡的强迫作用更重要. 虽然莫拉克登陆后波作用通量散度及其组成项都明显减弱 (图略), 但  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}_{Ar1}| \rangle$  和  $\langle |\nabla \cdot \mathbf{F}_{Ar2}| \rangle$  依然是波作用密度的主要强迫项.

#### 4 预报应用

为了把波作用密度与观测降水的良好相关性应用到实际台风暴雨预报中, 本文发展了波作用密度暴雨预报方程. 首先假设波作用密度与观测降水存在如下线性动力统计关系:

$$Er(x) = cx, \quad (26)$$

其中,  $Er$  为 6 h 观测降水,  $x$  为利用分析资料计算的波作用密度,  $c$  为有量纲的常数. 利用 2009 年 6 月 1 日—10 月 1 日的观测降水资料和分析资料 (间隔 6 h, 共 489 个时间点), 在每个格点上对 (28)

式进行回归分析, 根据最小二乘法原理, 求解系数  $c$ . 由于每个格点上的  $Er$  和  $x$  都不同, 所以  $c$  是二维水平空间的函数. 作为线性函数的斜率,  $c$  实质上对波作用密度起到平滑滤波的作用, 增强 (削弱) 降水区 (非降水区) 的波作用密度. 然后利用获得的  $c$  建立波作用密度暴雨预报方程:

$$\tilde{E}r(\tilde{x}) = c\tilde{x}, \quad (27)$$

其中,  $\tilde{x}$  为利用 NCEP/NCAR GFS 预报场资料计算的波作用密度,  $\tilde{E}r$  为由  $\tilde{x}$  经过二维函数  $c$  滤波而得到的 6 h 累积降水量, 称之为波作用密度预报降水量.

图 8 为 2009 年夏季 4 个典型登陆台风个例的观测降水和波作用密度预报降水. 如图所示, 台风“苏迪罗”, “天鹅”, “莫拉菲” 和 “巨爵” 引发的暴雨主要发生在我国东南沿海地区, 波作用密度 12 h 预报降水区 (即, 利用 GFS 12 h 预报场资料计算波作用密度, 然后由 (27) 式计算得到预报降水) 位于观测台风暴雨区内, 二者的中心位置比较接近, 但波作用密度预报降水比观测实况略偏强. 总体上, 波作用密度预报降水能够反映实际台风暴雨的落区, 表现出一定的预报能力.

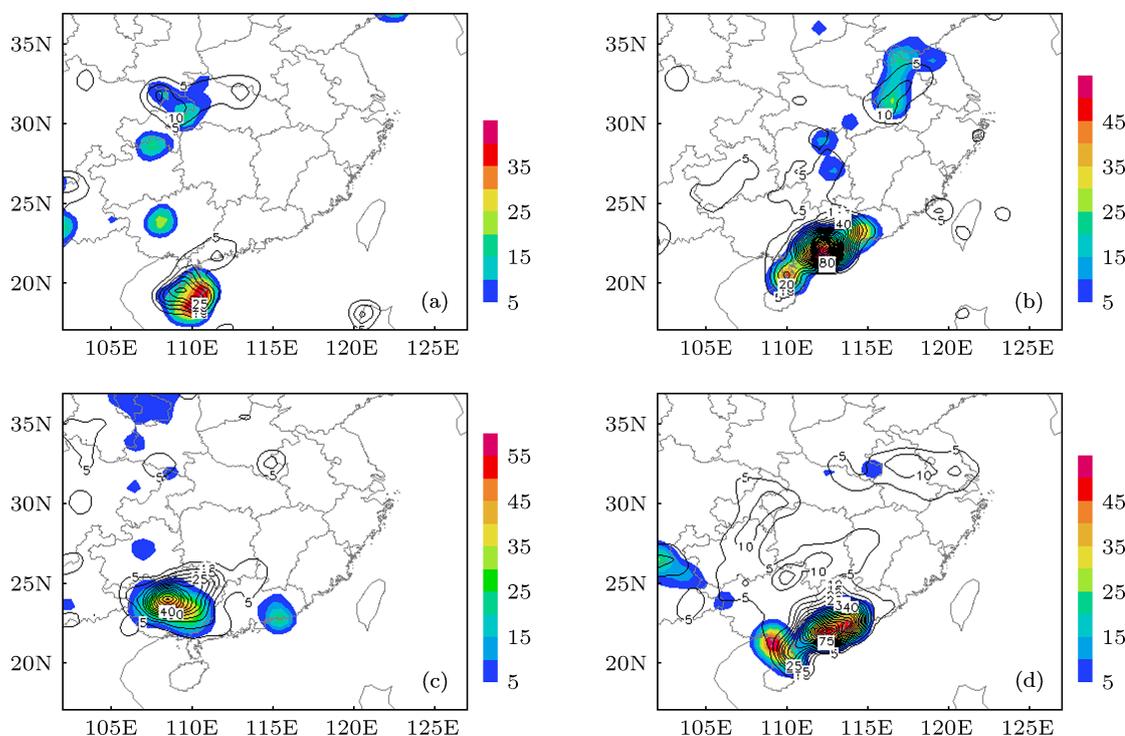


图 8 NCEP/NCAR GFS 12 h 预报场计算的波作用密度降水量 (黑色等值线, mm) 与观测的 6 h 累积降水量 (彩色填色区, mm) (a) 2009 年 7 月 12 日 0000 UTC 登陆台风“苏迪罗”; (b) 2009 年 8 月 6 日 0000 UTC 登陆台风“天鹅”; (c) 2009 年 7 月 19 日 1200 UTC 登陆台风“莫拉菲”; (d) 2009 年 9 月 15 日 0000 UTC 登陆台风“巨爵”

为了定量地评估波作用密度暴雨预报能力, 本文计算了区域 ( $20^{\circ}\text{--}35^{\circ}\text{N}$ ,  $105^{\circ}\text{--}125^{\circ}\text{E}$ ) 内波作用密度预报降水与 GFS 模式本身预报降水 (简称: 模式预报降水) 的格点 Equitable Threat Score (ETS) 评分. 如图 9 所示, 2009 年 6 月 2 日—10 月 1 日波作用密度降水和模式降水的 ETS 评分介于 0—0.5 之间, 大部分极大值大于 0.2, 表明波作用密度预报降水和模式预报降水都有一定的预报技巧. 在大部分研究时段内 (例如, 图 9(a) 中 7 月 22 日—8 月 1

日), 波作用密度预报降水的评分略高于模式预报降水; 在部分研究时段内 (例如, 图 9(a) 中 7 月 1—10 日) 二者的评分相当; 但也有个别研究时段前者评分略低于后者 (例如, 图 9(a) 中 7 月 15—20 日). 对于 12 h 和 24 h 预报的大于 10 mm 的降水, 2009 年夏季平均的波作用密度预报降水评分为 0.101 和 0.085, 略高于平均的模式预报降水评分 (0.091 和 0.071). 这表明波作用密度降水预报能力略高于 GFS 模式的降水预报.

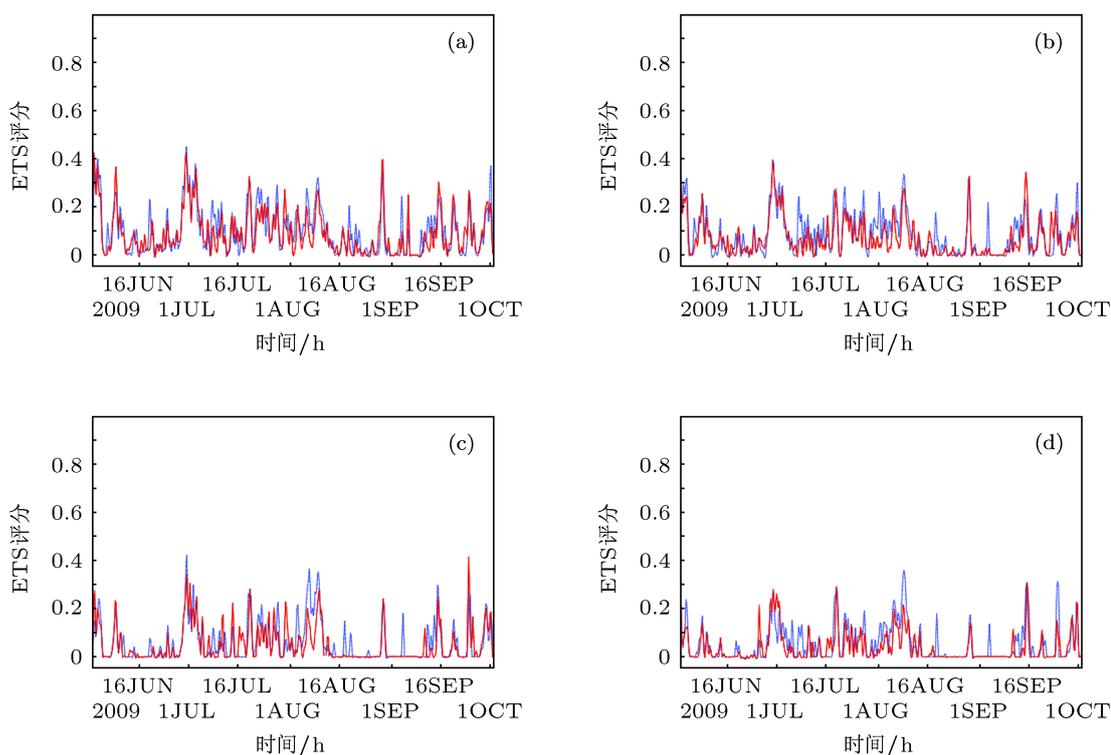


图 9 2009 年 6 月 2 日—10 月 1 日华南地区 ( $20^{\circ}\text{--}35^{\circ}\text{N}$ ,  $105^{\circ}\text{--}125^{\circ}\text{E}$ ) 6 h 观测降水量大于 10 mm (a, b) 和大于 20 mm (c, d) 的 GFS 12 h 预报 (a, c) 和 24 h 预报 (b, d) 波作用密度降水量 (蓝色实线) 以及 GFS 预报 6 h 降水量 (红色实线) 的 ETS 评分的时间演变

数值模式降水预报是模式中云微物理过程和积云对流过程的产物, 而实际暴雨的发生除了需要云微物理过程, 还离不开宏观动、热力场的有利配合. 云微物理过程实现水汽和云凝结物之间的相互转化, 释放凝结潜热, 加热周围环境, 导致降水区对流层宏观动、热力场垂直结构异常, 而波作用密度能够综合反映这种异常特征, 因此波作用密度对暴雨落区有较好的预报能力.

## 5 结论

本文把水平风场的垂直切变和切变形变以及广义位温的空间梯度结合起来, 引入“位势切变形

变”的概念, 该物理量的二阶扰动被定义为位势切变形变波作用密度, 并推导波作用方程. 由于该波作用密度和波作用方程建立在非地转和非静立平衡的动力框架下, 因此该理论可用于中尺度扰动系统发展演变的研究.

利用相关理论对 2009 年 8 月 8—9 日登陆台风莫拉克引发的暴雨过程进行分析, 结果表明, 切变形变对台风中心区涡度的发展有重要影响, 通过纬向风速的经向梯度, 台风中心区切变形变向涡度转化. 切变形变向涡度的转化相应地引起了位涡与位势切变形变之间的转化, 纬向风速的经向梯度与广义位温垂直梯度的耦合项是主要的转换项. 由于降水区对流层中低层存在明显的水平扰动风场垂直

切变和切变形变以及广义位温扰动梯度,特别是切变形变扰动和广义位温扰动垂直梯度,所以波作用密度高值区与6 h观测降水区相重叠.相关统计分析表明,2009年夏季波作用密度与6 h观测降水有良好的相关性,对未来6 h降水有一定的指示意义.波作用密度包含凝结潜热函数扰动的空间梯度,其中凝结潜热函数体现了水汽集中和凝结潜热释放,而这两种因素在降水过程中是普遍存在的,因此波作用密度与台风暴雨和其他降水过程联系紧密.

波作用通量散度的分析表明,在台风登陆我国东南沿海地区的前后,波作用密度通量散度和扰动

非地转风位涡是影响波作用密度发展的主要强迫项,说明基本气流输送和扰动非地转风是影响波作用密度的主要物理因素.

依据波作用密度与观测降水的良好相关性,建立了波作用密度暴雨预报方程.计算结果表明,波作用密度预报的降水能够反映实际台风暴雨的落区位置,表现出较好的台风暴雨预报能力.长时序的ETS评分分析表明,波作用密度预报降水的能力略优于GFS模式本身的降水预报.正因为如此,这种暴雨预报方法已经在一些气象业务部门推广应用,为暴雨预报提供参考.

- [1] Chen L S, Meng Z Y 2001 *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* **25** 420 (in Chinese) [陈联寿, 孟智勇 2001 大气科学 **25** 420]
- [2] Sun J H, Zhao S X 2000 *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* **24** 223 (in Chinese) [孙建华, 赵思雄 2000 大气科学 **24** 223]
- [3] Tao S Y 1980 *China Heavy Rainfall* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [陶诗言 1980 中国之暴雨 (北京: 科学出版社)]
- [4] Qiu Y Y 1997 *Meteorological Monthly* **23** 3 (in Chinese) [仇永炎 1997 气象 **23** 3]
- [5] Chen J K, Ding Z Y 2000 *Journal of Applied Meteorological Science* **11** 271 (in Chinese) [陈久康, 丁治英 2000 应用气象学报 **11** 271]
- [6] Zhang X Q, Ding Z Y, Wang Y 2001 *Meteorological Monthly* **27** 3 (in Chinese) [张兴强, 丁治英, 王焱 2001 气象 **27** 3]
- [7] Zhu H Y, Chen L S, Xu X D 2000 *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* **24** 669 (in Chinese) [朱洪岩, 陈联寿, 徐祥德 2000 大气科学 **24** 669]
- [8] Rogers R, Chen S Y, Tenerelli J, Willoughby H 1998 *Monthly Weather Review* **131** 1577
- [9] Chen L S, Xu X D, Luo Z X 2002 *Introduction to Tropical Cyclone Dynamics* (Beijing: Meteorological Press) (in Chinese) [陈联寿, 徐祥德, 罗哲贤 2002 热带气旋动力学引论 (北京: 气象出版社)]
- [10] Lin Y L, Chiao S, Wang T A, Kaplan M L, Weglarz R P 2001 *Weather and Forecasting* **16** 633
- [11] Dong M Y, Chen L S, Zheng P Q, Pan J S 2009 *Journal of Tropical Meteorology* **25** 495 (in Chinese) [董美莹, 陈联寿, 郑沛群, 潘劲松 2009 热带气象学报 **25** 495]
- [12] Chen Z M, Yang K Q, Wu H Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4362 (in Chinese) [陈志明, 杨康权, 伍红雨 2009 物理学报 **58** 4362]
- [13] Edmon H J, Hoskins B J, McIntyre M E 1980 *J. Atmos. Sci.* **37** 2600
- [14] Dai X G, Wang P 2004 *Chin. Phys.* **13** 1770
- [15] Gao S T, Ran L K 2009 *J. Geophys. Res.* **114** 08119
- [16] Huang F, Lou S Y, Gao Y 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4622
- [17] Huang R H 1983 *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* **7** 393 (in Chinese) [黄荣辉 1983 大气科学 **7** 393]
- [18] Feng G L, Dong W J, Jia X J 2004 *Chin. Phys.* **13** 413
- [19] Ran L K, John P B 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1138
- [20] Petterssen S 1956 *Weather Analysis and Forecasting* (Vol. 1) (New York: McGraw-Hill)
- [21] Yoshio K (Translated by Tian C S) 1984 *Introduction of atmospheric dynamics* (Beijing: Meteorological Press) (in Chinese) [约斯特.K 著 田春生译 1984 大气动力学入门 (北京: 气象出版社)]
- [22] Liu S K, Liu S D 1999 *Atmospheric Dynamics* (Beijing: Peking University Press) (in Chinese) [刘适瓜, 刘适达 1999 大气动力学 (北京: 北京大学出版社)]
- [23] Zhang Y J 1983 *Acta Meteor. Sin.* **41** 219 (in Chinese) [张元箴 1983 气象学报 **41** 219]
- [24] Deng Q H 1986 *J. Appl. Meteor. Sci.* **1** 165 (in Chinese) [邓秋华 1986 应用气象学报 **1** 165]
- [25] Martin J E 1998 *Mon. Wea. Rev.* **126** 2000
- [26] Wang X B, Wu R S 2000 *Acta Meteor. Sin.* **58** 403 (in Chinese) [王兴宝, 伍荣生 2000 气象学报 **58** 403]
- [27] Han G R, He J H, Fan Y F, Deng H J 2005 *Acta Meteor. Sin.* **63** 468 (in Chinese) [韩桂荣, 何金海, 樊永富, 邓华军 2005 气象学报 **63** 468]
- [28] Li D, Colucci J 2005 *J. Atmos. Sci.* **62** 4043
- [29] Liu G, Liu S D, Liu F, Liu S K 2007 *Acta Sci. Nat. Univ. Pekin.* **43** 17 (in Chinese) [刘刚, 刘式达, 刘峰, 刘式适 2007 北京大学学报 (自然科学版) **43** 17]
- [30] Gao S T, Yang S, Xue M, Cui C 2008 *Adv. Atmos. Sci.* **25** 11
- [31] Ran L K, Yang W X, Hong Y C 2009 *Journal of Tropical Meteorology* **15** 167
- [32] Gao S T, Wang X R, Zhou Y S 2004 *Geophys. Res. Lett.* **31** 12113
- [33] Tao Z Y, Zhou X G, Zheng Y G 2012 *Meteorological Monthly* **38** 28 (in Chinese) [陶祖钰, 周小刚, 郑永光 2012 气象 **38** 28]

# Diagnosis and application of potential shear deformation wave-activity density in the torrential rain of Typhoon Morokat (2009)\*

Chu Yan-Li<sup>1)2)†</sup> Wang Zhen-Hui<sup>1)</sup> Ran Ling-Kun<sup>3)</sup> Hao Shou-Chang<sup>4)</sup>

1) (Key Laboratory of Meteorological Disaster of Ministry of Education, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, China)

2) (Institute of Urban Meteorology, CMA, Beijing 100089, China)

3) (Institute of Atmospheric Physics, CAS, Beijing 100029, China)

4) (Shanxi Provincial Meteorological Service, Taiyuan 030002, China)

(Received 31 May 2012; revised manuscript received 12 December 2012)

## Abstract

Based on previous studies of the interaction between wave and flow, combining the vertical component of disturbance convective vorticity vector, the disturbance horizontal divergence and the vertical gradient of disturbance generalized potential temperature, We define a new disturbance thermodynamic shear advection parameter in this paper. This parameter means a typical wave action density, its equation of tendency is a typical wave action equation, which could describe the development or evolution of mesoscale disturbance. With the wave action density and the wave action equation, we have conducted a diagnostic analysis of the heavy-rainfall event caused by landfall typhoon “Morakot” in 2009. Results show that the abnormal values of the wave action density (namely the disturbance thermodynamic shear advection parameter) will always change with the development of the observed precipitation regions, both their horizontal distribution and their temporal evolution are quite similar. Statistical analysis reveals a certain correspondence between the wave action density and the observed 6-hour accumulated surface rainfall in the summer of 2009, and they are intimately related to each other. The wave action density may be used to describe the typical vertical structure of dynamic and thermodynamic fields of a precipitation system, so it is closely related to the occurrence and development of the precipitation system and may have certain relation with the surface rainfall regions. The calculation of the wave action flux divergence shows that at the time around the landing of typhoon “Morakot” in the southeastern China coastal region, the potential vorticity of disturbance ageostrophic wind is the main forcing term affecting the local variation of wave action density. The contribution of the coupled term between the first-order disturbance advection and disturbance shear to the local variation of wave action density is secondary. While the exchange of disturbance momentum and disturbance heat between the basic state and disturbance has relatively weak influence on the development and evolution of disturbance. After the landing of typhoon “Morakot” in the southeastern China coastal region, these forcing terms and the wave action itself are apparently weakened.

**Keywords:** disturbance thermodynamic shear advection parameter, wave action density, convective vorticity vector, generalized potential temperature

**PACS:** 92.60.—e, 92.60.Wc, 92.60.Ox

**DOI:** 10.7498/aps.62.099201

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2013CB430105, 2009CB421505), the Key Program of the Chinese Academy of Science (Grant No. KZZD-EW-05), the Project of CAMS (Grant No. 2011LASW-B15), the Special Scientific Research Fund of the Meteorological Public Welfare of Ministry of Sciences and Technology (Grant No. GYHY200906004), and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 41175060, 41075098, 41005005).

† Corresponding author. E-mail: ylchu@ium.cn