

蒋昱鑫, 2015. 包含超梯度力作用的台风次级环流诊断方程. 气象, 41(9):1049-1057.

包含超梯度力作用的台风次级环流诊断方程^{*}

蒋昱鑫

北京大学物理学院大气与海洋科学系, 100871

提 要: 次级环流在台风的发展和维持中起着重要作用, 基于梯度风平衡的 Sawyer-Eliassen(SE)方程常用于台风次级环流的诊断。然而梯度风平衡关系在台风边界层及边界附近有较大误差, 这导致 SE 方程求解出的次级环流在边界层也会有较大误差。本文在梯度风平衡方程中保留包含径向摩擦力项在内的超梯度力项, 得到包含超梯度力作用的 SE 方程, 从方程形式上看超梯度力主要是通过调节与斜压性相关的系数来影响次级环流的。对“森拉克”(2008)台风次级环流的诊断结果显示, 在不人为改变边界层流场结构的情况下, 新的 SE 方程能显著改善次级环流的求解效果, 避免眼墙外侧边界层附近的虚假对流并且减小虚假入流。

关键词: 台风, Sawyer-Eliassen 方程, 次级环流, 梯度风平衡, 边界层

中图分类号: P43

文献标志码: A

doi: 10.7519/j.issn.1000-0526.2015.09.001

A Supergradient Force Included Diagnostic Equation for Secondary Circulation of Typhoon

JIANG Yuxin

Department of Atmospheric and Oceanic Sciences, Peking University, 100871

Abstract: Secondary circulation plays an important role in the intensifying and maintenance of typhoon. The Sawyer-Eliassen (SE) equation derived based on gradient wind balance is usually used to diagnose the secondary circulation of typhoon. However, the gradient wind balance has large errors within and near the boundary layer, which leads to large errors of the secondary circulation solved by SE equation within the boundary layer. Based on the full formation of the radial momentum equation, a novel SE equation is derived in this paper. The supergradient force including the radial friction of boundary layer is therefore considered in the novel SE equation. And it turns out that the supergradient force can modulate the secondary circulation by affecting the coefficients related to baroclinicity in SE equation. The diagnostic analysis of the typhoon Sinlaku (2008) shows the novel SE equation can improve the solved secondary circulation remarkably without subjective modifying the flow structure near boundary layer. The novel SE equation can avoid the false convection at the out flank of the eyewall in and near the boundary layer, and can reduce the false strong boundary layer inflow.

Key words: typhoon, Sawyer-Eliassen equation, secondary circulation, gradient wind balance, boundary layer

* 国家自然科学基金项目(41375060、41130962 和 40921160380)共同资助

2015 年 3 月 8 日收稿; 2015 年 4 月 21 日收修定稿

作者: 蒋昱鑫, 主要从事天气气候动力学研究. Email: sappersapper@gmail.com

引 言

作为简化的描述,台风中的基本流场可看作是一级环流和次级环流的叠加(孙子平等,1990;Holton,2004;Fudefyasu et al,2011),一级环流是一个轴对称的、满足梯度风平衡及静力平衡关系的暖心涡旋,次级环流是叠加于其上的、主要指径向及高度方向的环流。次级环流对台风的维持和增强(Fudefyasu et al,2011;Shapiro et al,1982;Möller et al,2002)乃至结构的改变如眼墙替换过程(Wiloughby et al,1982;Sun et al,2013;Zhu et al,2014;Sawyer,1956)都起着很大的作用。

台风中的次级环流可基于一级环流的基本场并配合热力及动力强迫场使用 Sawyer-Eliassen (SE) 方程进行诊断,该方程最早由 Eliassen(1951)导出,而后 Sawyer(1956)、Eliassen(1962)导出了适用于锋面的次级环流方程,这之后有许多相关的理论工作(Wiloughby,1979;Shapiro et al,1982;Schubert et al,1983),孙子平等(1987)对 20 世纪 90 年代前的工作做了相关的综述。这之后也有些理论工作,如 Shapiro 等(1993)得到了包含 SE 方程的非对称平衡方程,Bui 等(2009)及 Pendergrass 等(2009)分别在高度坐标下推导了 SE 方程。

用于研究台风的各种不同形式的 SE 方程都使用了严格的梯度风平衡关系,台风中该平衡关系在边界层以上、对流层中低层能够较准确地成立(Wiloughby,1990;Bell et al,2008)。然而,在边界层以及在紧邻边界层的对流区,梯度风平衡关系有很大的误差(Gray et al,1973;Bell et al,2008;Miyamoto et al,2014;Montgomery et al,2014),例如 Gray 等(1973)用航测资料发现对流层低层台风最大切向风半径处的切向风比梯度风大 25%,Miyamoto 等(2014)用 7 km 分辨率的全球模式发现切向风局地最大可超过梯度风的 40%,Montgomery 等(2014)根据观测资料发现眼墙下方的平均最大切向风可以超过梯度风的 20%~60%。

因为描述台风次级环流的 SE 方程本身基于梯度风平衡,梯度风平衡关系的较大误差也就可能导致 SE 方程在描述次级环流上有较大误差。关于 SE 方程的台风研究,早年的工作多是诊断理想场,

或低分辨率合成场(刘月贞等,1988;孙子平等,1990),这一定程度上回避了该问题。本世纪以来,随着数值模式的发展和计算条件的改善,越来越多的工作将 SE 方程应用于台风个例的研究中(Möller et al,2002;Hendricks et al,2004;Montgomery et al,2006;Bui et al,2009;Pendergrass et al,2009;Fudefyasu et al,2010;2011;Fang et al,2011;Sun et al,2013;Abarca et al,2014a;2014b;Ohno et al,2014;Zhu et al,2014),如 Hendricks 等(2004)发现“黛安娜”(1984)台风的生成过程的次级环流可用平衡方程来诊断,Fang 等(2011)发现“多利”(2008)台风的增强过程主要是由轴对称的非绝热加热场主导的,Ohno 等(2014)用 SE 方程诊断理想台风的模拟结果显示台风眼区的位温倾向主要由非绝热加热及切向风的次网格摩擦强迫出的次级环流主导着,且两者呈负相关。那么,基于严格梯度风平衡的 SE 方程求解出的次级环流在结构上及强度上是否真实可信呢?

本文发现,在使用 SE 方程求解出的次级环流的结构上,存在明显的变形,在本文第三节会详细描述,而在强度上,从现有的实际个例的应用上看,存在着相互矛盾之处,许多结果显示 SE 方程得到的人流比模拟结果明显偏小(Bui et al,2009;Abarca et al,2014a),另一些结果却显示 SE 方程得到的人流明显偏强(Montgomery et al,2006;Fudefyasu et al,2011),而 SE 方程所能捕捉到的次级环流相对实际次级环流的大小在台风原理增强的分析中是个很关键的因素(Bui et al,2009;Fudefyasu et al,2011)。本文的个例研究显示,这种不一致可能与本文称之为正规化处理的过程有关:为了使 SE 方程稳定求解出次级环流,常需要人为对流场进行调整(Möller et al,2002;Bui et al,2009;Abarca et al,2014b)。Bui 等(2009)和 Abarca 等(2014a)的工作中明确指出对边界层区域的流场进行调整后,他们得到的径向入流明显偏小。而 Montgomery 等(2006)和 Fudefyasu 等(2011)没有对边界层区域的流场进行调整,求解出的径向入流明显偏大。Bui 等(2009)对此进行过一定的讨论。该调整具有很强的主观性,详见本文第二节。

基于现有的描述台风次级环流的 SE 方程存在的问题,是否能用更广泛的平衡关系来代替梯度风

平衡? 文中将基于完整的径向风方程来推导 SE 方程。并对其效果进行检验。

1 推 导

这里从 f 平面、Boussinesq 近似、水平面使用极坐标、垂直方向使用假相当高度坐标 (Hoskins et al, 1972) 下的方程出发推导 SE 方程, 选用该坐标是因为形式简单且使用广泛 (Hendricks et al, 2004; Montgomery et al, 2006; Fudeyasu et al, 2010; 2011; Fang et al, 2011;), 设物理场 H 可分解为 $H = \bar{H} + H'$, 其中 \bar{H} 为切向平均场, H' 为切向扰动场, 则切向平均的基本方程组可写为:

$$\bar{v}(f_0 + \frac{\bar{v}}{r}) = \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial r} + \bar{S} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u}\bar{\eta} + \bar{w}\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = \bar{F} \quad (2)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial r\bar{u}}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial r\bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial t \partial z} + \bar{u}\frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial r \partial z} + \bar{w}\frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial z^2} = \frac{g}{\theta_0}\bar{Q} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} = g\frac{\bar{\theta}}{\theta_0} \quad (5)$$

以上五个方程分别为径向动量方程、切向动量方程、连续方程、热力学方程、静力方程, 其形式同 Montgomery 等 (2006), 除了这里在切向方程中补充了超梯度力项 \bar{S} , 其中 $\bar{S} = -\bar{F}_u - \overline{v'v'}/r + \overline{w\partial u/\partial t} + \overline{u\partial u/\partial r} + \overline{w\partial u/\partial z}$, $\bar{F} = \bar{F}_v - \overline{u'\eta'} - \overline{w'\partial v'/\partial z}$, F_u 及 F_v 分别为数值模式中径向及切向的次网格过程, 主要为边界层摩擦, $\bar{Q} = \bar{Q}_a - \overline{u'\partial \theta'/\partial r} - \overline{w'\partial \theta'/\partial z}$, Q_a 为非绝热加热率, $\bar{\eta} = f_0 + (1/r)(\partial r\bar{v}/\partial r)$ 为绝对涡度的垂直分量, $\phi = gh$ 为重力位势, $z = [1 - (p/p_0)^\kappa] (c_p\theta_0/g)$ 为假相当高度, z 与实际高度 h 的转化关系为 $\theta dz = \theta_0 dh$, $\kappa = R_d/c_p$, R_d 是干空气比气体常数, c_p 是定压比热容, p_0 和 θ_0 为参考气压及参考位温, 分别为 1000 hPa 及 300 K。

式(1)中若忽略 \bar{S} , 就是经典的梯度风平衡关系:

$$f_0\bar{v} + \frac{\bar{v}^2}{r} = \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial r} \quad (6)$$

其反映的是科氏力、离心力、气压梯度力的平衡。引言已指出, 该平衡关系在台风边界层以上的大部分

区域都能较好地满足, 但在台风边界层及紧邻边界层的对流区有很大误差。本文使用包含超梯度力的径向方程(1)来推导次级环流方程。

式(1)对 z 求偏导, 式(5)对 r 求偏导, 代换掉 $\frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial r \partial z}$ 项, 得

$$-\frac{\partial \bar{S}}{\partial z} + \bar{\xi}\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = \frac{g}{\theta_0}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} \quad (7)$$

式中 $\bar{\xi} = f_0 + 2\bar{v}/r$ 为涡旋惯性场。式(7)若忽略第一项, 就是轴对称涡旋的热成风平衡关系, 反映径向的位温梯度与切向风速随高度变化之间的平衡。

式(7)对时间 t 求偏导, 得

$$-\frac{\partial^2 \bar{S}}{\partial t \partial z} + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{\xi}\frac{\partial \bar{v}}{\partial t}) = \frac{g}{\theta_0}\frac{\partial}{\partial r}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} \quad (8)$$

由式(2)得 $\frac{\partial \bar{v}}{\partial t}$, 由式(5)代入式(4)得 $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t}$, 都代入式(8), 得

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r}(\frac{g}{\theta_0}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r}\bar{u} + \bar{N}^2\bar{w}) + \frac{\partial}{\partial z}(-\bar{\xi}\eta\bar{u} - \bar{\xi}\frac{\partial \bar{v}\bar{w}}{\partial z}) \\ = \frac{g}{\theta_0}\frac{\partial \bar{Q}}{\partial r} - \frac{\partial(\bar{\xi}\bar{F})}{\partial z} + \frac{\partial^2 \bar{S}}{\partial t \partial z} \end{aligned} \quad (9)$$

由连续方程(3), 引入流函数 ψ 以减少变量: $\bar{u} = -\frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial z}$, $\bar{w} = \frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial r}$, 式(9)可化简为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r}(\frac{\bar{A}}{r}\frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\bar{B}_1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial z}(\frac{\bar{B}_2}{r}\frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\bar{C}}{r}\frac{\partial \psi}{\partial z}) \\ = \frac{g}{\theta_0}\frac{\partial \bar{Q}}{\partial r} - \frac{\partial(\bar{\xi}\bar{F})}{\partial z} + \frac{\partial^2 \bar{S}}{\partial t \partial z} \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $\bar{A} = \bar{N}^2 = g/\theta_0 \partial \bar{\theta}/\partial z$ 为静力稳定度, $\bar{B}_1 = -g/\theta_0 \partial \bar{\theta}/\partial r$ 为以水平位温梯度表征的斜压性场, $\bar{B}_2 = -\bar{\xi} \partial \bar{v}/\partial z = -(f_0 + 2\bar{v}/r)\partial \bar{v}/\partial z$ 为以切向风垂直切变表征的斜压性场, $\bar{C} = \bar{\xi} \bar{\eta} = (f_0 + 2\bar{v}/r)[f_0 + (1/r)(\partial r\bar{v}/\partial r)]$ 为惯性稳定度。

方程(10)由于右侧含有时间的偏导项, 通常还不能作为诊断方程使用, 而下一节中通过对实际个例的诊断能够发现, 方程右侧的 $\partial^2 \bar{S}/(\partial t \partial z)$ 项很小, 若略去这一项, 就得到关于次级环流的诊断方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r}(\frac{\bar{A}}{r}\frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\bar{B}_1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial z}(\frac{\bar{B}_2}{r}\frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\bar{C}}{r}\frac{\partial \psi}{\partial z}) \\ = \frac{g}{\theta_0}\frac{\partial \bar{Q}}{\partial r} - \frac{\partial(\bar{\xi}\bar{F})}{\partial z} \end{aligned} \quad (11)$$

当 $\bar{D} = \bar{A}\bar{C} - (\bar{B}_1 + \bar{B}_2)^2/4 > 0$ 时, 方程(11)为关于台风次级环流流函数 ψ 的椭圆型方程, 可用数值方法如超松弛法求解出次级环流 (Press et al, 1992),

方程右侧的两项分别为热力强迫相关的源项及动量强迫相关的源项。

方程(11)中, $\bar{B}_1 \neq \bar{B}_2$, 若将严格的热成风关系代入, 得 $\bar{B}_1 = \bar{B}_2$, 这就回到了经典的 SE 方程, 各文献中出现的都是以 \bar{B}_2 代替 \bar{B}_1 的形式, 其椭圆型方程的判别式为 $\bar{D} = \bar{A}\bar{C} - \bar{B}_2^2 > 0$ 。 \bar{B}_1 或 \bar{B}_2 代表的是斜压作用, 而超梯度力的存在导致这两项不一致, 即超梯度力是通过调节次级环流方程中与斜压作用有关的系数来影响次级环流的。

边界条件可取为在内边界及上、下边界没有穿越边界的流动, 即 $\psi|_{r=0, \text{ or } z=0, Z=0} = 0$, 而在外边界可认为对流已很弱, 垂直速度为零, 即 $(\partial\psi/\partial r)|_{r=R} = (r\omega)|_{r=R} = 0$, 其中 Z 为涡旋顶的高度, R 为涡旋外边界。

这样处理后, 次级环流方程包含了超梯度力的作用, 而求解中需要用到的仍然是切向平均位温及切向风场, 超梯度力自然隐含于其中, 无需显式计算。

2 试验设置

本文使用“森拉克”(2008)台风的模拟个例来进行次级环流的诊断。使用 WRF V3. 1. 1 (Skamarock et al, 2008), 外层区域分辨率为 10. 8 km 格点数为 174×210 , 内层区域分辨率为 3. 6 km, 格点数为 169×169 , 采用涡旋跟随的双向嵌套方案, 垂直方向为 σ 坐标设置为 40 层, 参数化方案边界层为 YSU, 微物理为 WSM6, 外层区域的积云对流方案为 Kain-Fritsch。模拟开始时间为 2008 年 9 月 9 日 0000 UTC, 选用 NCEP 的 FNL 数据作为初始条件及边界条件, 并且在初始时刻植入了 bogus 涡旋, 积分 96 h。在该设置下积分, 模拟出了“森拉克”台风快速增强、第二眼墙生成以及眼墙替换的过程, 详见 Sun 等(2013)。

跟随着模拟出的“森拉克”台风中心, 可以建立一个柱坐标系, 将各物理场插值到该柱坐标系, 其径向分辨率为 3. 6 km, 高度方向分辨率为 0. 5 km, 使用 The NCAR Command Language(2014)的 wrf_user_intrp3d 函数进行插值。该柱坐标系的顶高 20 km, 径向范围 450 km, 由于内层嵌套区域的半径不足 450 km, 超出该区域的格点值用粗网格线性插值

到对应位置后的值代替。对各物理场再做切向平均, 就得到切向平均场。从而可以作为 SE 方程的输入场来进行次级环流的诊断。

关于求解时的正规化处理, 首先对绝对涡度做了径向 18 km, 垂直方向 1 km 的滑动平均, 这可增强求解的稳定性而对结果的影响很小。不满足椭圆形方程的区域主要有两片, 一是高层出流区, 二是边界层内的对流区, 对于高层出流区的不稳定, 本文将即惯性稳定度的最小值设置为 $5 \times 10^{-9} \text{ s}^{-2}$, 类似的处理可见于 Möller 等(2002), Bui 等(2009)及 Fudeyasu 等(2011), 这样能增强求解的稳定性, 对求解结果尤其是中低层的流场没有明显影响。对于边界层流入区的不稳定, 本文在求解时每个时次都做了 3 组实验: (1) 不做处理, 求解改进后的 SE 方程; (2) 不做处理, 求解原始的 SE 方程; (3) 在 $\bar{A}\bar{C} - \bar{B}_2^2 < 0$ 的区域, 将 \bar{B}_2 设置为其 0. 5 倍, 再求解原始的 SE 方程, 与这一处理类似的如 Bui 等(2009)选用的系数是 0. 8, Abarca 等(2014b)选用的系数是 0. 15。还有许多前人的工作中没有明确写出如何处理边界层区域的不稳定, 可见这里有相当大的主观性, 本文选用 0. 5 是因为这样处理后得到的不稳定区域与不做处理的改进的 SE 方程相当, 从而方便对比两者对次级环流的描述效果。且若以改进后的 SE 方程作为标准, 可认为 0. 5 是原始 SE 方程中 \bar{B}_2 的最优修正系数。

3 结果与分析

这一节将对比改进后的 SE 方程与原始的 SE 方程在“森拉克”台风的模拟个例中对其次级环流的求解效果。首先, 确认第一节方程推导中出现的源项 $\partial^2 \bar{S} / (\partial t \partial z)$ 确实是可忽略的。图 1 为 SE 方程中各源项的最大值的时间演变曲线。由图可见 80 h 之前最大的项是蓝线所示的切向摩擦作用相关项, 该项最大值在眼墙替换之前逐渐增大, 这与切向风速逐渐增大相一致, 眼墙替换过程开始后, 随着最大风速半径外扩, 该项迅速减小。与加热作用相关的源项构成台风次级环流的另一个重要的源项, 其最大值在图中多数时段不及切向摩擦相关的源项大, 在 80 h 之后开始成为最大的项。图中黑色实线为与超梯度力对应的源项即 $\partial^2 \bar{S} / (\partial t \partial z)$, 可见该项在

模拟过程的绝大部分时段都非常小,远小于前述两项,唯一的例外是在第 72 至 75 h 出现了峰值,其时从最大值看与前述两项作用相当,这段时间正好对应着内眼墙的内流被外眼墙切断,径向风的分布有较大变化,这导致该项在这段时间相对较大。经计算,即使在最大的这段时间,加入或不加入该项对求解出的次级环流影响很小。图 2 给出了第 73 h 的求解对比,可见两者并没有明显差异。进一步地诊断表明这是由于该时次 $\partial^2 \bar{S}/(\partial t \partial z)$ 的大值区域很小,故对次级环流的影响也很小。因此,包含超梯度力的 SE 方程中确实可以忽略该源项。此外,图 1 黑色虚线为 $\partial^2 \bar{F}_u/(\partial t \partial z)$ 项,从极值上看,与边界层径向的次网格动量强迫对应的源项多数时候可以代表与超梯度力对应的源项。

图 3 为第 18 h 次级环流的模拟场及 SE 方程的求解场的对比图。此时“森拉克”台风处于初始的发展增强阶段,已形成稳定的主眼墙,但强度还远没有发展到最强(此时模拟的海平面最低气压是 973 hPa)。由图可见,该时次总体而言三组求解试验都较好地再现了模拟场的次级环流,不同的是:(1)原始 SE 方程求解结果在 1 km 以下的眼墙对流区靠近入流一侧,相对原始垂直速度场,有向地面延伸的

较强的垂直速度(图 3c),与之对应的眼墙外侧的径向入流也较强(图 3g)。从物理意义上讲,这是可能

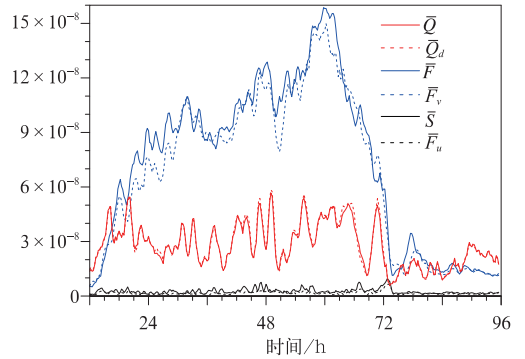


图 1 SE 方程中各源项绝对值的最大值,对各场在时间上做了 1 h 滑动平均,最大值的找寻范围为 10 km 以下、离台风中心 250 km 以内的区域(红色实线为考虑切向扰动后的等效加热场对应的源项,红色虚线为切向平均非绝热加热对应的源项。蓝色实线为考虑切向扰动后的等效切向摩擦对应的源项,蓝色虚线为切向次网格摩擦对应的源项。黑实线为径向方向中梯度风平衡的剩余项即超梯度力对应的源项,黑色虚线为其中径向摩擦对应的源项)

Fig. 1 Maximum absolute values of source terms in SE equation; the maximum are found according to one-hourly-running-average fields within 250 km in radial and beneath 10 km in height (Solid red line is the source term corresponding to \bar{Q} , dashed red line corresponding to \bar{Q}_u , solid blue line corresponding to \bar{F} , dashed blue line corresponding to \bar{F}_v , solid black line corresponding to \bar{S} , dashed black line corresponding to \bar{F}_u)

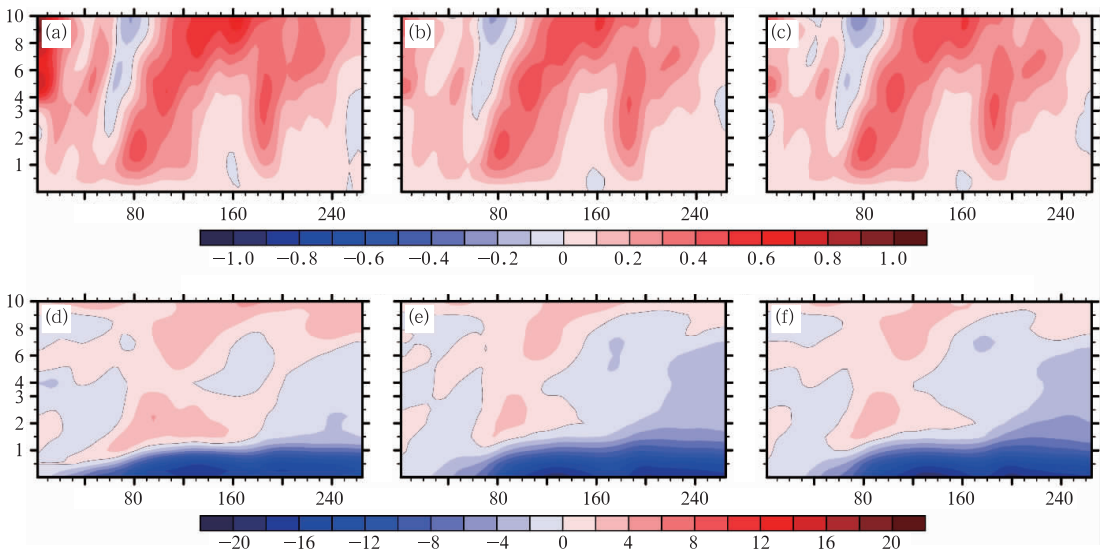


图 2 第 73 h 的(a)模拟的垂直速度场,(b)用改进的 SE 方程(11)求得的垂直速度场,(c)用方程(10)计算到的垂直速度场,其中源项 $\partial^2 \bar{S}/(\partial t \partial z)$ 直接用模式资料代入计算;(d, e, f)同(a, b, c)不过换成了径向速度(图中黑线为零线,为清楚显示边界层内的信息,0~3 km 做了拉伸,物理场在半径方向做了 10 km 滑动平均)

Fig. 2 Various fields on the 73rd hour, (a) the simulated \bar{w} , (b) \bar{w} got from the improved SE equation (11), (c) \bar{w} got from equation (10) where the source term $\partial^2 \bar{S}/(\partial t \partial z)$ is calculated directly with the model data; (d, e, f), as in (a, b, c), except for \bar{u} (Black lines are zero contours, for clarity, the fields from 0 to 3 km in height are stretched and the 10 km-running-average are performed on the fields)

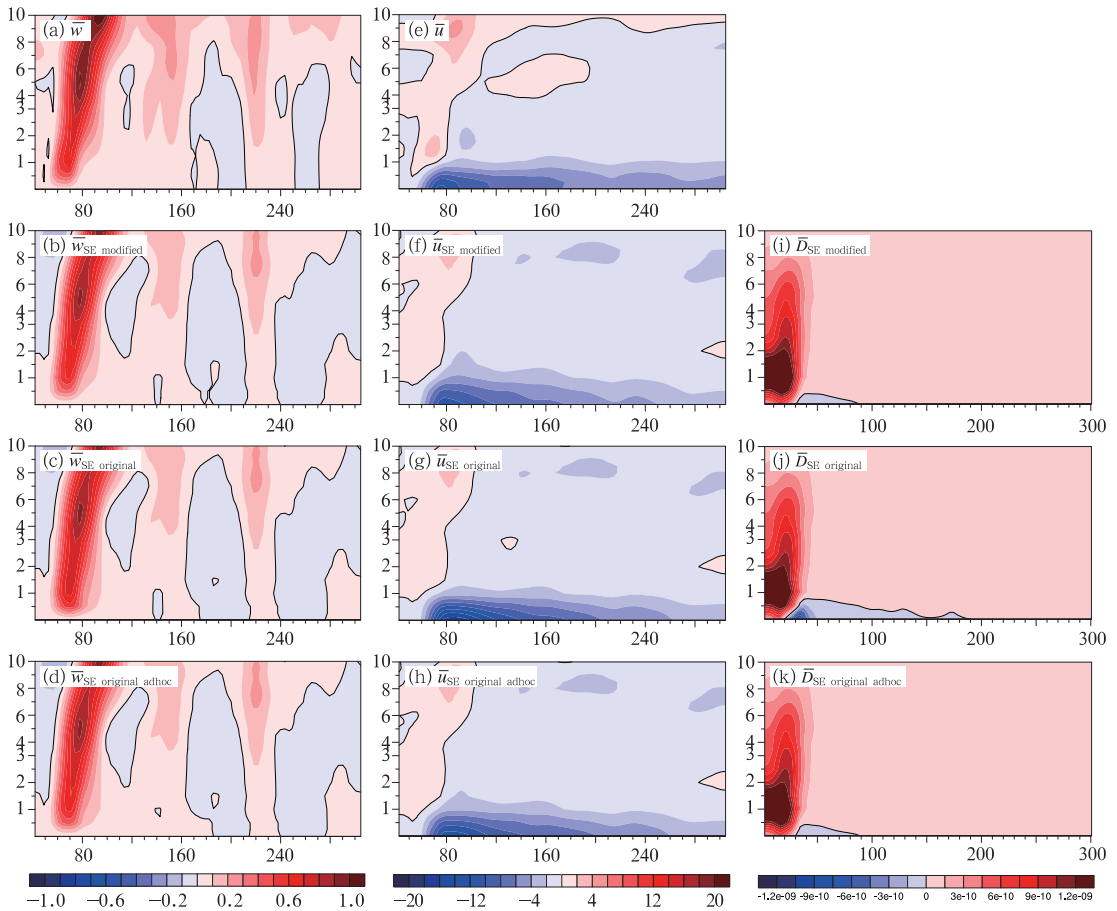


图 3 第 18 h 的各物理场 (a) 模拟的垂直速度场, (b) 用改进的 SE 方程求得的垂直速度场, (c) 用原始的 SE 方程求得的垂直速度场, (d) 原始的 SE 方程斜压系数 \bar{B}_2 乘以 0.5 后求得的垂直速度场; (e, f, g, h) 同 (a, b, c, d) 不过换成了径向速度; (i, j, k) 同 (b, c, d) 不过换成了椭圆方程的条件数 \bar{D} (图中黑线为零线, 为清楚显示边界层内的信息, $0 \sim 3$ km 做了拉伸, 物理场在半径方向做了 10 km 滑动平均)

Fig. 3 Various fields on the 18th hour, (a) the simulated \bar{w} , (b) \bar{w} got from the improved SE equation, (c) \bar{w} got from the original SE equation, (d) \bar{w} got from the original SE equation with the \bar{B}_2 modified;

(e, f, g, h), as in (a, b, c, d), except for \bar{u} ; (i, j, k), as in (b, c, d), except for \bar{D}

(Illustration is same as Fig. 2)

是由于原始的 SE 方程忽略了边界层内对入流起阻碍作用的径向摩擦, 故入流增强, 在连续方程的约束下垂直速度也相应增强。(2) 人为调整斜压系数 \bar{B}_2 后, 入流明显减弱 (图 3h)。另外图中可见, 改进后的 SE 方程在边界层区域的 \bar{D} 明显增大 (图 3i 和 3j), 即能更好地满足椭圆方程的条件, 而人为调节 \bar{B}_2 为 0.5 倍的效果从 \bar{D} 上看与改进的 SE 方程相当 (图 3i 和 3k)。

图 4 为第 65 h 的各试验对比图, 此时第二眼墙正在形成, 在低层距台风中心 120 km 处已明晰可见对流极大值区域。各试验的求解结果在第一眼墙附近差异不大, 而在形成中的第二眼墙附近能看出明显区别: 具体的, 原始 SE 方程得到的垂直速度

(图 4c) 可见两个虚假的大值区, 一是主眼墙外侧, 相对模拟结果略微偏大, 二是第二眼墙外侧, 明显可见向外向下延伸的垂直速度偏大的区域。人为系数修正后的原始 SE 方程的求解结果也仍然能看出这样的畸变 (图 4d); 原始 SE 方程得到径向入流 (图 4g) 在外眼墙区域明显有虚假增大, 且从形态上看, 有向内向上虚假凸起的趋势, 下面还将看到, 该虚假形变在图 5 中表现得尤为明显。这两类虚假畸变也常见于前人的研究, 如 Fudeyasu 等 (2011) 的图 12, Abarca 等 (2014a) 的图 3。

图 5 为第 80 h 的各试验对比图, 此时眼墙替换已完成, 该时次外围眼墙的对流较强, 其低层约 2 km 处有强对流, 其外围边界层内有下沉气流, 由

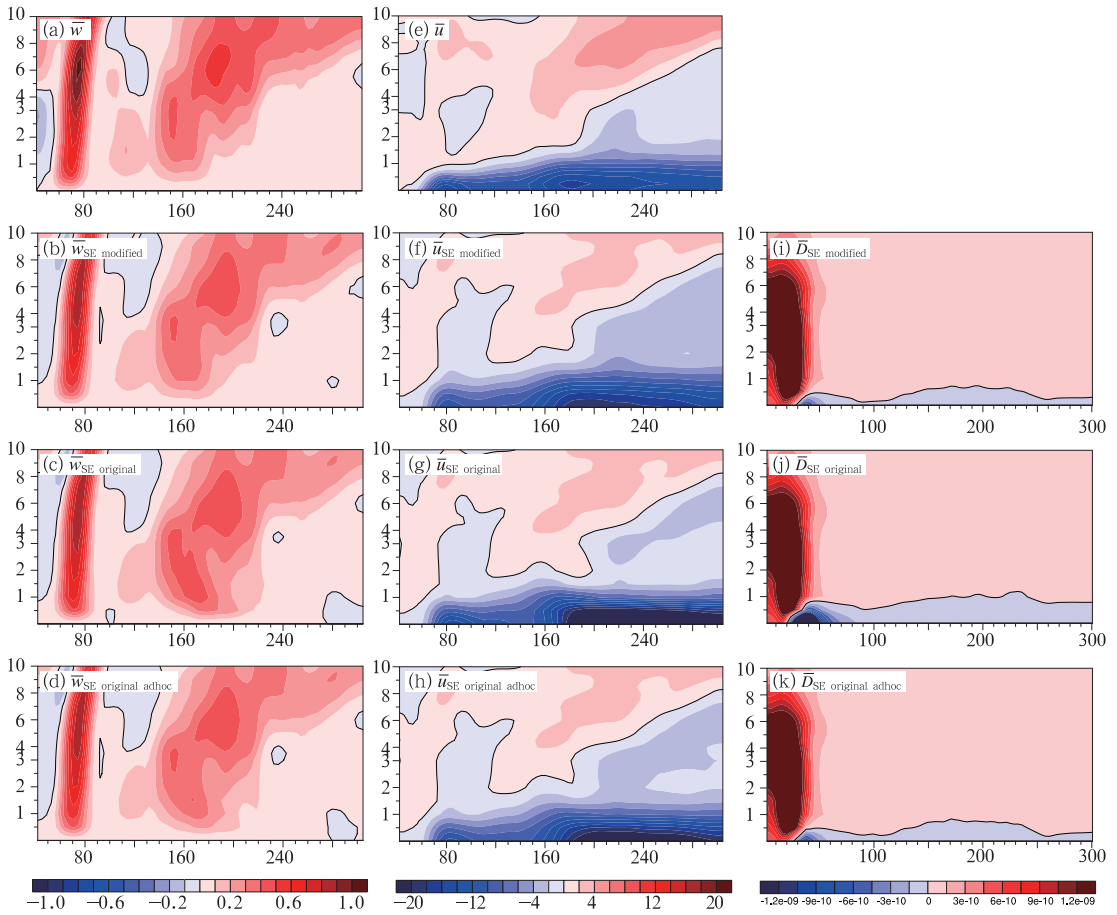


图 4 同图 3, 但为第 65 h

Fig. 4 As in Fig. 3, except on the 65th hour

图可见,该时次各试验有明显不同:改进后的 SE 方程能较好地还原次级环流,原始的 SE 方程求解出的次级环流存在前述的两种虚假形变,且对流场在 200 km 附近处边界层内出现虚假强下沉,径向风场在 140~200 km 的边界层内出现了虚假出流。人为调节系数后的原始 SE 方程求解出的次级环流相对未调节有明显改善,但仍然可见明显畸变。该个例表明包含超梯度力作用的 SE 方程有可能明显改善台风次级环流的求解效果。

4 结论与讨论

本文首先基于包含超梯度力的径向风方程,推导出了包含超梯度力作用的诊断台风次级环流的 SE 方程,从方程形式上看,超梯度力对次级环流的影响主要有两方面,一是调节方程中与斜压性相关的系数,二是增加了一个含有时间偏导的源项。而根据实际个例的诊断结果可知,后者即增加的源项

的作用非常小,可以忽略,于是方程仍然可作为诊断方程使用。对于次级环流结构改变较快的情形,该结果的适用性尚需进一步验证。

使用改进后的 SE 方程对“森拉克”台风的模拟个例进行了次级环流的诊断,结果显示使用改进的 SE 方程能较好地还原次级环流场。而原始的 SE 方程求解出的次级环流,结构上看会有畸变,即在边界层附近,眼墙对流会有向外侧向下的虚假扩展,径向入流有向内侧向上的虚假扩展;从强度上看,若不经人为的系数调节,边界层入流会明显偏大。

从文中的三个示例来看,当台风眼墙的半径较大时,改进的 SE 方程的优势更明显,这可能是由于较大半径处的惯性稳定度比较小半径处要小很多,从而受斜压性的影响更大。而第一节已指出,超梯度力是通过调节改进的 SE 方程中与斜压作用有关的系数来影响次级环流的,所以该改进在半径较大处对次级环流的影响就更大。而文中后两个时次的差别可能是由于眼墙强弱的差异造成的,即眼墙对

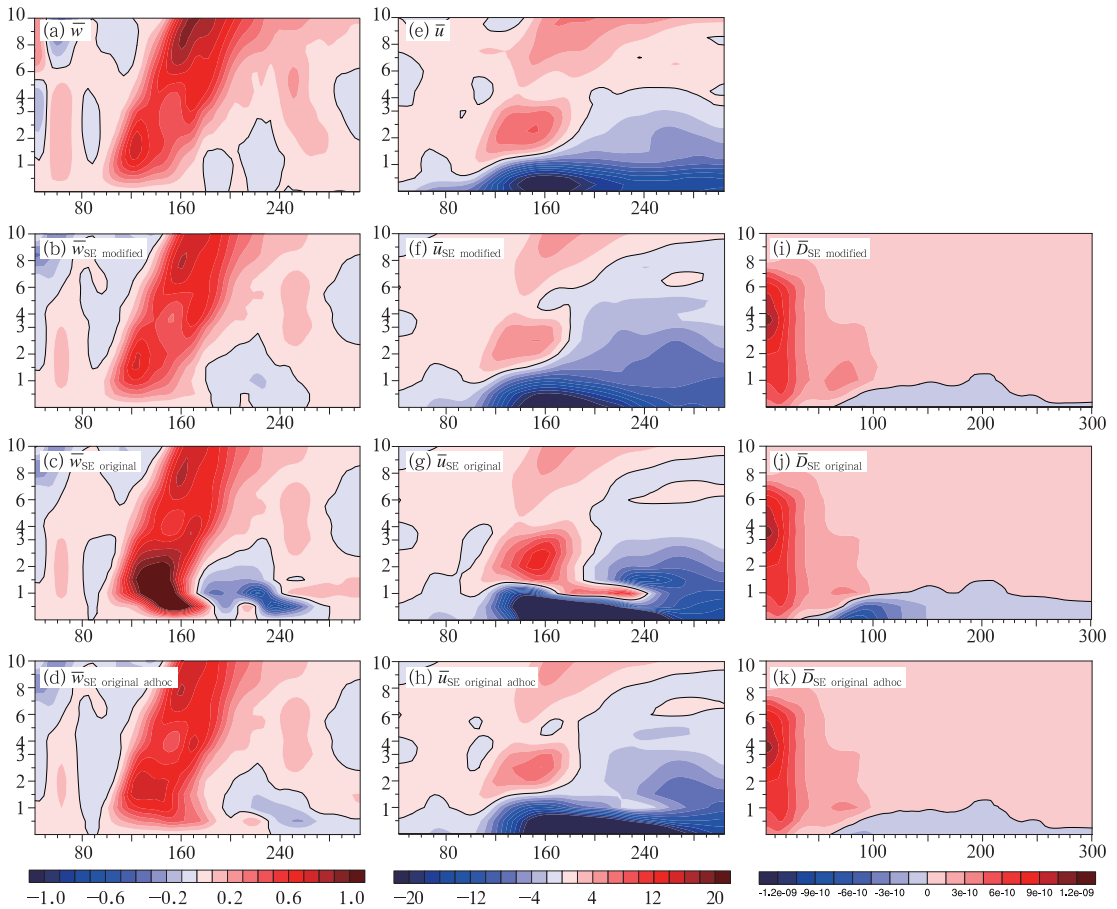


图 5 同图 3, 但为第 80 h

Fig. 5 As in Fig. 3, except on the 80th hour

流较强时,与之相伴随的边界层内入流区的超梯度力也较大,从而使用新的 SE 方程求解出的次级环流效果提升较明显。

针对前人用 SE 方程捕捉次级环流得到的相矛盾的结果,本文的数值试验揭示了这可能是前人为了尽量让 SE 方程满足椭圆方程的条件而人为调节 SE 方程中与斜压性相关的系数而造成的,即人为减小该系数后,椭圆型方程条件更易满足,但入流也会随之明显减小。而使用改进的 SE 方程,就可能避免这一因人为调节的程度不同而导致的问题。

使用原始的 SE 方程研究实际台风个例的困难可总结如下:若不进行正规化处理,次级环流会有畸变,且入流明显偏强;若进行正规化处理,边界层入流强度又很大程度上受人为调节的影响,且次级环流结构上仍然有畸变。本文改进的 SE 方程可广泛应用于模拟台风的诊断,如可应用于高拴柱等(2009),杨文霞等(2011),周冠博等(2012;2015),杨文霞(2013)的工作中。前人的许多工作将 SE 方程

求解出的次级环流尤其是边界层入流相对原始场偏小完全归因于平衡过程,本文的结果显示这方面尚有待进一步的研究。

致谢:感谢谭本植教授和黄嘉佑教授的指导和鼓励,受益匪浅。

参考文献

- 高拴柱,孟智勇,杨贵名. 2009. 台风麦莎渤海转向的可预报性研究. 气象, 35(2): 8-14.
- 刘月贞,丁一汇,陶诗言. 1988. 热力强迫对台风次级环流的作用. 气象学报, 46(4): 432-444.
- 孙子平,丁一汇. 1990. 动力强迫对台风次级环流的作用. 大气科学, 14(3): 293-305.
- 孙子平,刘月贞,丁一汇. 1987. 论天气尺度系统中的次级环流. 大气科学, 11(1): 88-99.
- 杨文霞. 2013. 台风螺旋雨带云结构和降水形成机制研究. 气象, 39(2): 194-202.
- 杨文霞,赵利品,邓育鹏,等. 2011. 台风眼壁的云结构与降水形成机制分析. 气象, 37(12): 1481-1488.
- 周冠博,崔晓鹏,高守亭. 2012. 台风“凤凰”登陆过程的高分辨率数值

- 模拟及其降水的诊断分析. *大气科学*, 36(1):23-34.
- 周冠博, 冉令坤, 高守亭, 等. 2015. 台风莫拉克动力结构的高分辨率数值模拟及诊断分析. *气象*, 41(6):727-737.
- Abarca S F, Montgomery M T. 2014a. Are eyewall replacement cycles governed largely by axisymmetric balance dynamics? *J Atmos Sci*, 72(1):82-87.
- Abarca S F, Montgomery M T. 2014b. Departures from axisymmetric balance dynamics during secondary eyewall formation. *J Atmos Sci*, 71(10):3723-3738.
- Bell M M, Montgomery M T. 2008. Observed structure, evolution, and potential intensity of Category 5 Hurricane Isabel (2003) from 12 to 14 September. *Mon Wea Rev*, 136(6):2023-2046.
- Bui H H, Smith R K, Montgomery M T, et al. 2009. Balanced and unbalanced aspects of tropical cyclone intensification. *Quart J Roy Meteor Soc*, 135(644):1715-1731.
- Eliassen A. 1951. Slow thermally or frictionally controlled meridional circulation in a circular vortex. *Astrophysica Norvegica*, 5: 19-60.
- Eliassen A. 1962. On the vertical circulation in frontal zones. *Geofys Publ*, 24(4):147-160.
- Fang J, Zhang F. 2011. Evolution of multiscale vortices in the development of hurricane dolly (2008). *J Atmos Sci*, 68(1):103-122.
- Fudeyasu H, Wang Y. 2011. Balanced contribution to the intensification of a tropical cyclone simulated in TCM4: Outer-core spinup process. *J Atmos Sci*, 68(3):430-449.
- Fudeyasu H, Wang Y, Satoh M, et al. 2010. Multiscale interactions in the life cycle of a tropical cyclone simulated in a global cloud-system-resolving model. Part II: System-scale and mesoscale processes. *Mon Wea Rev*, 138(12):4305-4327.
- Gray W M, Shea D J. 1973. The hurricane's inner core region. II. Thermal stability and dynamic characteristics. *J Atmos Sci*, 30(8):1565-1576.
- Hendricks E A, Montgomery M T, Davis C A. 2004. The role of "vortical" hot towers in the formation of tropical cyclone Diana (1984). *J Atmos Sci*, 61(11):1209-1232.
- Holton J R. 2004. An introduction to dynamic meteorology, fourth Edition. Academic Press, 535.
- Hoskins B J, Bretherton F P. 1972. Atmospheric frontogenesis models: Mathematical formulation and solution. *J Atmos Sci*, 29(1):11-37.
- The NCAR Command Language (Version 6. 2. 1) [Software]. (2014). Boulder, Colorado; UCAR/NCAR/CISL/VETS. DOI: <http://dx.doi.org/10.5065/D6WD3XH5>.
- Möller J D, Shapiro L J. 2002. Balanced contributions to the intensification of hurricane opal as diagnosed from a GFDL model forecast. *Mon Wea Rev*, 130(7):1866-1881.
- Miyamoto Y, Satoh M, Tomita H, et al. 2014. Gradient wind balance in tropical cyclones in high-resolution global experiments. *Mon Wea Rev*, 142(5):1908-1926.
- Montgomery M T, Zhang J A, Smith R K. 2014. An analysis of the observed low-level structure of rapidly intensifying and mature hurricane Earl (2010). *Quart J Roy Meteor Soc*, 140(684): 2132-2146.
- Montgomery M T, Nicholls M E, Cram T A, et al. 2006. A vortical hot tower route to tropical cyclogenesis. *J Atmos Sci*, 63(1):355-386.
- Ohno T, Satoh M. 2014. On the warm core of a tropical cyclone formed near the tropopause. *J Atmos Sci*, 72(2):551-571.
- Pendergrass A G, Willoughby H E. 2009. Diabatically induced secondary flows in tropical cyclones. Part I: Quasi-steady forcing. *Mon Wea Rev*, 137(3):805-821.
- Press W H, Flannery B P, Teukolsky S A, et al. 1992. Numerical recipes in FORTRAN 77. Cambridge, Cambridge University Press, 992.
- Sawyer J S. 1956. The vertical circulation at meteorological fronts and its relation to frontogenesis. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 234(1198):346-362.
- Schubert W H, Hack J J. 1983. Transformed Eliassen balanced vortex model. *J Atmos Sci*, 40(6):1571-1583.
- Shapiro L J, Willoughby H E. 1982. The response of balanced hurricanes to local sources of heat and momentum. *J Atmos Sci*, 39(2):378-394.
- Shapiro L J, Montgomery M T. 1993. A three-dimensional balance theory for rapidly rotating vortices. *J Atmos Sci*, 50(19):3322-3335.
- Skamarock W, Klemp J, Dudhia J, et al. 2008. A description of the advanced research WRF version 3. NCAR Technical Note, NCAR/TN-475+STR, 113pp. Doi: <http://dx.doi.org/10.5065/D68S4MVH>.
- Sun Y Q, Jiang Y, Tan B, et al. 2013. The governing dynamics of the secondary eyewall formation of typhoon sinlaku (2008). *J Atmos Sci*, 70(12):3818-3837.
- Willoughby H E. 1979. Forced secondary circulations in hurricanes. *J Geophys Res: Oceans*, 84(C6):3173-3183.
- Willoughby H E. 1990. Gradient balance in tropical cyclones. *J Atmos Sci*, 47(2):265-274.
- Willoughby H E, Clos J A, Shoreibah M G. 1982. Concentric eyewalls, secondary wind maxima, and the evolution of the hurricane vortex. *J Atmos Sci*, 39(2):395-411.
- Zhu Z, Zhu P. 2014. The role of outer rainband convection in governing the eyewall replacement cycle in numerical simulations of tropical cyclones. *J Geophys Res: Atmospheres*, 119(13): 2014JD021899.