

论天气尺度系统中的次级环流

孙子平 刘月贞 丁 一 汇

(中国科学院大气物理研究所) (国家海洋局海洋环境预报研究中心)

一、前 言

大量观测事实和理论研究表明,在中高纬地区,许多天气尺度系统,如锋面、高空槽脊、高低空急流等附近都伴存着一种次级环流。正是由于这种次级环流的存在,才使系统得以维持和发展,并能产生明显的天气现象。例如,在急流-锋面系统中次级环流十分重要,它不仅与锋系的基本动力学有关,而且起着触发中尺度对流(如锋前飑线)的作用。在热带地区,台风和热带气旋等系统中同样也存在着次级环流,它是系统维持和发展的重要因子。所以,不论是在中高纬地区或热带地区,天气系统的次级环流在系统的发展过程中均起着重要作用。

基本环流是指风场和气压场处在某种平衡关系(如地转平衡、梯度平衡)时的环流。而次级环流是指一种横向的非地转环流,它叠加于基本环流之上,并与基本环流相互作用,一旦基本环流的某种平衡关系由于扰动而破坏,次级环流便显现其作用——促使基本环流恢复平衡态。所以,次级环流是基本环流为保持其平衡关系而不断调整的必然产物。

自从 Eliassen (1951)^[1] 导出控制次级环流方程以来,人们先后研究了半球平均经圈环流、锋面横向环流和台风次级环流等问题。研究锋面横向环流是从五十年代开始的, Sawyer (1956)^[2] 在地转(沿锋面方向)假定下,导出了一套锋面次级环流方程。Eliassen (1962)^[3] 在以前工作的基础上,采用地转动量近似,导出了急流-锋面次级环流方程。他们的研究发现急流-锋面附近存在着一个热力直接环流,这个环流是地转汇合形变强迫的结果。当这个环流的上升支与高空槽前的上升运动区叠加时,就可产生强烈的气旋性涡旋和对流天气。以后, Hoskins 和 Bretherton (1972)^[4] 从理论上解释了这种汇合理论。但许多人发现在发展的高空锋暖区一侧有强下沉运动,因此指出这种次级环流的强迫机制是倾斜作用(即横交于锋面的垂直运动的梯度)。这种解释与汇合理论是不同的。后来, Shapiro (1981)^[5] 统一了这两种解释,指出当沿锋面温度梯度为正时,汇合伸长形变与气旋性切变的组合将在发展的锋面暖区一侧强迫出强下沉气流。

与此同时,人们还研究了积云对流、晴空湍流和非绝热加热等过程对次级环流的强迫作用。Newton (1950)^[6] 研究了对流系统内部的垂直气流所携带的动量如何强迫次级环流的问题。Shapiro (1981) 将 Gidel 和 Shapiro (1979)^[7] 的湍流参数化方案放进 Sawyer-Eliassen 次级环流方程中,讨论了晴空湍流对急流-锋面的次级环流的强迫作用。

1985年12月17日收到,1986年7月8日收到再改稿。

Pielke (1974)^[10] 研究了非绝热过程和边界层对地面锋面次级环流的影响, 指出由于沿锋面云量的不均匀分布所造成的加热梯度将有助于强迫锋前的热力直接环流。这种环流与海陆热力差异所强迫的海风环流类似。此外, Keyer 和 Anthes (1982)^[9] 将这套方程应用到挪威气旋模式中来说明锋面结构及其次级环流的空间演变。Orlanski 和 Ross (1977)^[10] 用类似于 Sawyer-Eliassen 的环流方程试图确定在锋区内一个发展的准稳态环流, 但其分析方法与 Sawyer 和 Eliassen 不同, 他们用的是非定常、非地转的数值模式。结果表明: 在静止锋中, 垂直环流是由对称斜压不稳定产生的; 而在移动的冷锋中, 垂直环流是由天气尺度风场的垂直切变产生, 后一种环流的上升支在有利的水汽和风场条件下足以触发强对流。

研究热带地区的台风或热带气旋等系统中的次级环流主要是从六十年代以后才开始的, 并且多数研究都是以 Eliassen (1951) 的次级环流方程为基础。Yanai (1961)^[11] 在研究台风形成过程中次级环流的作用时指出: 台风形成过程是一种由动力强迫的垂直环流向热力强迫的垂直环流逐渐演变的过程, 随后便在强的温度径向梯度作用下, 产生一种强烈的自由对流。Estoque (1962)^[12] 和 Rosenthal (1963)^[13] 进一步研究了大尺度凝结加热对台风次级环流的强迫作用。Charney 和 Eliassen (1964)^[14] 的 CISK 理论讨论了摩擦边界层的抽吸作用和天气尺度扰动之间的反馈作用, 并指出次级环流在这个过程中起着重要的作用, 其上升支使积云对流发展, 下沉支则加强边界层的辐合, 使边界层的摩擦作用也得以增强, 于是小尺度积云对流和大尺度流场演变相互作用, 互为因果, 使台风得到发展。Ogura (1964)^[15] 根据 Charney 和 Eliassen 的工作, 研究了热带气旋的径向环流, 指出驱动这种环流的机制是潜热释放, 而同时又受到地面边界层质量辐合的制约。陶诗言^[16] 指出, 在台风暴雨中, 次级环流的作用是增加暴雨的热机效率, 使暴雨区的上升运动加强。丁一汇等^[17] 根据对垂直气流的直接观测, 提出了五种类型的垂直环流圈(台风、冷锋、梅雨锋、冷涡和暖区切变线), 并指出在有降水的天气系统附近的垂直环流对于强降水和强对流天气的产生和维持有着密切的关系, 强调了垂直环流与台风系统的强降水有关, 通常强降水和灾害天气位于垂直环流圈的上升支中。Willoughby (1979)^[18] 通过对 Eliassen 的控制方程进行尺度分析, 得到了满足梯度风平衡和静力平衡的对称平衡方程组, 并以此方程组来诊断飓风中对流强迫产生的径向次级环流。最近, Shapiro 和 Willoughby^[19] (1982) 利用理想模型计算了平衡飓风涡旋中, 点热源和点动量源强迫的次级环流。

由上可见, 研究次级环流是研究天气尺度系统发展的一个重要部分, 它不仅具有重要的理论意义, 而且具有明显的实际预报意义。

二、急流-锋面系统中的次级环流

描写急流-锋面次级环流问题, 可用 P 坐标系。假定沿锋面的非地转平流很小, 且

$\frac{\partial v}{\partial x} \approx 0$, $f = \text{const}$, 在地转动量近似 (GM 近似) 和布辛内斯克近似下, 考虑非绝热和

粘性过程的地转方程可表示为:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial m}{\partial y} \right) = -J_{yp}(m, \omega) - \frac{\partial^2 U' \omega'}{\partial y \partial P} \quad (1a)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial m}{\partial P} \right) = -J_{yp}(U, V) - J_{yp}(m, V_a) - \frac{\partial^2 U' \omega'}{\partial P^2} \quad (1b)$$

$$\frac{d}{dt} \left(r \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) = J_{yp}(U, V) + r J_{yp}(\theta, \omega) - r \frac{\partial^2 \theta' \omega'}{\partial y \partial P} + r \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{d\theta}{dt} \right) \quad (1c)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \theta}{\partial P} \right) = -J_{yp}(\theta, V_a) - \frac{\partial^2 \theta' \omega'}{\partial P^2} + \frac{\partial}{\partial P} \left(\frac{d\theta}{dt} \right) \quad (1d)$$

式中: $U = -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y}$, $V = \frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial x}$ 分别为地转风的径向和切向分量; 热成风的径向和切向分量分别为 $\frac{\partial U}{\partial P} = \frac{\partial m}{\partial P} = r \frac{\partial \theta}{\partial y}$, $\frac{\partial V}{\partial P} = -r \frac{\partial \theta}{\partial x}$; 次级环流(非地转)速度分量为: $V_a = -\frac{\partial \phi}{\partial P}$, $\omega = \frac{\partial \phi}{\partial y}$; 地转绝对动量 $m = U - fy$; $r = \frac{R}{fP_0} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\gamma/\epsilon_p} \left(\frac{\partial r}{\partial P} \approx 0 \right)$; $J_{yp}(\alpha, \beta) = \frac{\partial \alpha}{\partial y} \frac{\partial \beta}{\partial P} - \frac{\partial \beta}{\partial y} \frac{\partial \alpha}{\partial P}$; $\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} + (V + V_a) \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial P}$.

方程组(1)分别表示沿气块轨迹的涡度垂直分量和水平分量; 正交于锋面的温度梯度 $\left(r \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)$ 和热力稳定度 $\left(\frac{\partial \theta}{\partial P} \right)$ 之锋生强迫。

对方程组(1)引入流函数, 经运算可得:

$$\begin{aligned} & -r \frac{\partial \theta}{\partial P} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + 2 \frac{\partial m}{\partial P} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y \partial P} - \frac{\partial m}{\partial y} \frac{\partial^2 \phi}{\partial P^2} \\ & = -2J_{yp}(U, V) - \frac{\partial^2 U' \omega'}{\partial P^2} + r \frac{\partial^2 \theta' \omega'}{\partial y \partial P} - r \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{d\theta}{dt} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

这就是所谓 Sawyer-Eliassen 急流-锋面次级环流方程。方程右边是地转形变、湍流(或积云)动量和热量通量, 非绝热加热项。方程(2)是 ϕ 的二阶线性方程, 利用系数判别式 $\Delta = B^2 - AC$ 可确定方程的类型。这里 $B = \frac{\partial m}{\partial P}$, $A = -r \frac{\partial \theta}{\partial P}$, $C = -\frac{\partial m}{\partial y}$, 可得*。

$$\Delta = r J_{yp}(\theta, m)$$

* 吴国雄同志建议引入 Richardson 数, 考虑如下:

利用 ϕ 的二阶方程的系数 $\Delta = a_{12}^2 - a_{11}a_{22} = \left(\frac{\partial m}{\partial P} \right)^2 - r \frac{\partial \theta}{\partial P} \frac{\partial m}{\partial y} = r J_{yp}(\theta, m)$, 注意到

$$\begin{aligned} \mu = \frac{a_{11}a_{22}}{a_{12}^2} &= r \frac{\partial \theta}{\partial P} \frac{\partial m}{\partial y} \left/ \left(\frac{\partial m}{\partial P} \right)^2 \right. = \frac{R}{fP_0} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\gamma/\epsilon_p} \frac{(-\rho g) \frac{\partial \theta}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial y} - f \right)}{\left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2} \\ &= \frac{R\rho\theta_0}{P_0} \frac{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x}}{\left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2} \cdot \frac{f - \frac{\partial u}{\partial y}}{f} = \frac{f - \frac{\partial u}{\partial y}}{f} Ri, \end{aligned}$$

故方程类型的判断应为:

$$\Delta \begin{cases} < 0 & \text{椭圆型} \\ = 0 & \text{抛物型} \\ > 0 & \text{双曲型} \end{cases} \quad \text{在 } f - \frac{\partial u}{\partial y} > 0 \text{ 时, 等价于 } Ri \begin{cases} > 1 & \text{稳定} \\ \approx 1 & \text{中性} \\ < 1 & \text{不稳定} \end{cases}$$

由于位涡度

$$P = - \left. \frac{\partial m}{\partial y} \right|_{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial P} = -J_{\theta P}(m, \theta) = J_{\theta P}(\theta, m)$$

与 Δ 只差一常数 r , 故可用 P 判别方程类型.

$$P \begin{cases} < 0 & \text{方程为椭圆型, 稳定} \\ = 0 & \text{方程为抛物型, 中性} \\ > 0 & \text{方程为双曲型, 不稳定} \end{cases}$$

Eliassen 和 Kleinschmidt (1957)^[20] 和 Hoskins (1974)^[21] 都指出双曲不稳定型将在系统内部产生水平尺度为 $10 \sim 100 km$ 的横向环流, 这种环流可导致锋面雨带和中尺度雨带的产生.

下面在急流-锋面系统中讨论 (2) 式右边强迫项的物理意义:

1. 地转强迫项 $-2J_{\theta P}(U, V)$

$$Q = -2J_{\theta P}(U, V) = -2rJ_{xy}(U, \theta) = -2r \left(\frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial y} - \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) \quad (3)$$

可分为两项:

$$Q_1 = -2r \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial y} = 2r \frac{\partial V}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial y} \quad \text{地转伸长形变}$$

$$Q_2 = 2r \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad \text{地转切变形变}$$

Q 项在锋面和急流中的强迫机制不尽相同, Shapiro^[2] 对北美冷锋计算了该项的作用, 结果表明, Q_1 在对流层为正, 平流层为负, 相应在对流层强迫出一正环流, 平流层为一弱的反环流. 而 Q_2 与 Q_1 正好相反. 其总作用在对流层底层为一正环流, 中上层为一反环流, 天气将主要发生在对流层底层正环流圈的上升支附近.

对高空急流, Q 项对急流次级环流的强迫作用有下列几种情况 (假定 y 方向温度梯度 $\frac{\partial \theta}{\partial y} < 0$):

(a) 纯伸长 (见图 1a):

$$Q = Q_1 = -2r \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial y}$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} \begin{cases} > 0 & \text{急流入口区南侧和北侧} & \therefore Q > 0 \\ < 0 & \text{急流出口区南侧和北侧} & \therefore Q < 0 \end{cases}$$

此时在入口区产生热力直接环流, 出口区产生热力间接环流.

(b) 纯切变且 $\frac{\partial \theta}{\partial x} > 0$ (见图 1b):

$$Q = Q_2 = 2r \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial x}$$

$$\frac{\partial U}{\partial y} \begin{cases} > 0 & \text{急流入口区和出口区南侧} & \therefore Q > 0 \\ < 0 & \text{急流入口区和出口区北侧} & \therefore Q < 0 \end{cases}$$

此时在急流入口区和出口区南侧均强迫出热力直接环流, 北侧强迫出热力间接环流。这两种环流的下沉支均位于急流轴上。

(c) 伸长+切变, 且 $\frac{\partial\theta}{\partial x} > 0$ (见图 1c)。

		Q_1	Q_2	Q	环 流
出 口 区	北 侧	>0	<0	<0	热力间接环流
	南 侧	>0	>0	可能两相抵消	
入 口 区	北 侧	<0	<0	可能两相抵消	
	南 侧	<0	>0	>0	热力直接环流

强迫出的两个环流下沉支均位于急流轴附近。

(d) 伸长+切变, 且 $\frac{\partial\theta}{\partial x} < 0$ (见图 1d)。

		Q_1	Q_2	Q	环 流
出 口 区	北 侧	>0	>0	可能两相抵消	
	南 侧	>0	<0	<0	热力间接环流
入 口 区	北 侧	<0	>0	>0	热力直接环流
	南 侧	<0	<0	可能两相抵消	

强迫出的两个环流上升支均在急流轴附近。

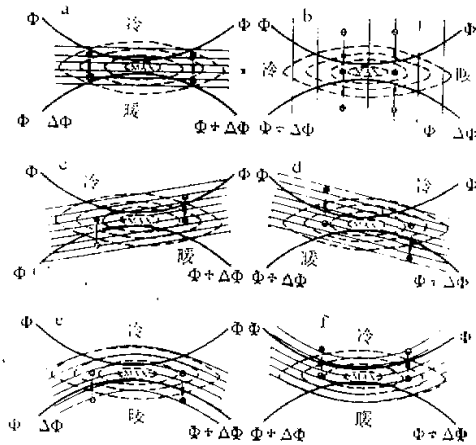
(e) 入口区 $\frac{\partial\theta}{\partial x} > 0$, 出口区 $\frac{\partial\theta}{\partial x} < 0$, 温度脊中伸长+切变(见图 1e)。

		Q_1	Q_2	Q	环 流
出 口 区	北 侧	>0	>0	可能两相抵消	
	南 侧	>0	<0	<0	热力间接环流
入 口 区	北 侧	<0	<0	可能两相抵消	
	南 侧	<0	>0	>0	热力直接环流

正环流下沉支和负环流上升支均在急流轴附近。

(f) 入口区 $\frac{\partial\theta}{\partial x} < 0$, 出口区 $\frac{\partial\theta}{\partial x} > 0$, 温度槽中伸长+切变(见图 1f)。

		Q_1	Q_2	Q	环 流
出 口 区	北 侧	>0	<0	<0	热力间接环流
	南 侧	>0	>0	可能两相抵消	
入 口 区	北 侧	<0	>0	>0	热力直接环流
	南 侧	<0	<0	可能两相抵消	

图1 对流层中层急流中的地转变形场^[33]

粗实线是等势线, 虚线是等风速线, 细实线是等焓线, 箭头表示地转变形(Q)强迫的方向, Q 向北和向南分别表示热力直接环流和间接环流, 加号和减号分别表示 $\omega > 0$ (下沉)和 $\omega < 0$ (上升). (a) 纯伸长形变; (b) 在 $\frac{\partial \theta}{\partial x} > 0$ 下的纯切变形; (c) 在 $\frac{\partial \theta}{\partial x} > 0$ 下的伸长加切变; (d) 在 $\frac{\partial \theta}{\partial x} < 0$ 下的伸长加切变; (e) 入口区 $\frac{\partial \theta}{\partial x} > 0$, 出口区 $\frac{\partial \theta}{\partial x} < 0$, 温度槽之伸长加切变; (f) 入口区 $\frac{\partial \theta}{\partial x} < 0$, 出口区 $\frac{\partial \theta}{\partial x} > 0$, 温度槽之伸长加切变.

正环流上升支和负环流下沉支均在急流轴附近.

综上所述, 在急流带中, 一般 Q_1 可强迫出直接环流, Q_2 则强迫出间接环流.

$$2. Q_1 = - \frac{\partial^2 U' \omega'}{\partial P^2} + r \frac{\partial^2 \theta' \omega'}{\partial y \partial P}$$

这项是小尺度运动对次级环流的贡献, 在晴空区可看成湍流运动, 在云区则是积云对流. Gidel 和 Shapiro (1979) 对 Q_1 在晴空区进行了湍流参数化计算, 但他们仅考虑了反梯度输送的一种情况. 其计算方案如下:

$$Q_1 = \frac{\partial^2}{\partial P^2} \left(K_m \frac{\partial U}{\partial P} \right) - r \frac{\partial^2}{\partial y \partial P} \left(K_h \frac{\partial \theta}{\partial P} \right)$$

或

$$Q_1 = (K_m - K_h) \frac{\partial^3 U}{\partial P^3} + r \left[\frac{\partial^2 K_m}{\partial P^2} \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right) - \frac{\partial^2 K_h}{\partial y \partial P} \left(\frac{\partial \theta}{\partial P} \right) \right] \\ + r \left[\left(2 \frac{\partial K_m}{\partial P} - \frac{\partial K_h}{\partial P} \right) \frac{\partial^2 \theta}{\partial y \partial P} - \frac{\partial K_h}{\partial y} \frac{\partial^2 \theta}{\partial P^2} \right]$$

若 Prandtl 数 $P_r = \frac{K_m}{K_h} = 1$, 则 $Q_1 = -r \frac{\partial}{\partial P} J(\theta, K_h)$, 计算表明, 晴空湍流强迫产生的次级环流在对流层是一正环流, 在平流层为反环流.

在云区主要考虑积云对流过程,这可根据 Yanai (1973)^[22] 的方法,将垂直扰动输送量表示成

$$-\overline{U'\omega'} = M_c(U_c - \bar{U}) \quad -\overline{\theta'\omega'} = M_c(\theta_c - \bar{\theta})$$

于是

$$Q_c = \frac{\partial^2}{\partial P^2} [M_c(U_c - \bar{U})] - \frac{\partial^2}{\partial y \partial P} [M_c(\theta_c - \bar{\theta})]$$

M_c 是积云质量通量, U_c 和 θ_c 为云的风速和位温, \bar{U} 和 $\bar{\theta}$ 是环境风速和位温。

图 2 给出了动量通量所强迫的次级环流。当高空急流反气旋性一侧和地面锋面前沿有动量汇,便会在对流区前界强迫出上升运动(图 2a), 后界强迫出下沉运动(图 2b)。这种质量环流锋面前方的上升支提供了对流系统自身传播的机制。

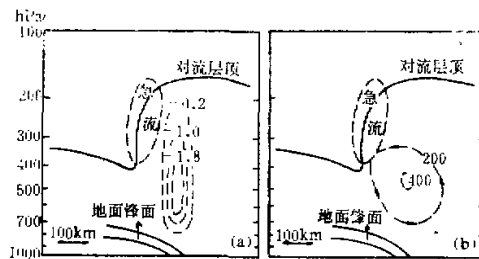


图 2 模拟急流-锋面附近动量强迫的次级环流^[53]。

(a) 对流动量垂直通量, 单位: $10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-2}$

(b) 动量强迫的次级环流, 单位: $\text{ms}^{-1} \text{hPa}^{-1}$

3. 非绝热加热的侧向梯度 $-r \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{d\theta}{dt} \right)$

该项由沿锋面上云量分布不均匀造成。图 3 表示当高空急流反气旋性一侧和低层锋面前有非绝热加热时,沿最大加热轴上会有上升运动(图 3a),而在对流边界有下沉运动(图 3b)。在斜压情况下该项所强迫的环流将发生倾斜,使低空辐合区略超前于最大加热区,有助于系统向前传播。

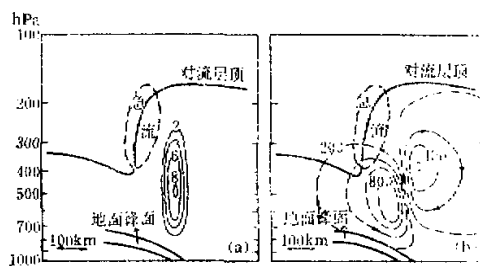


图 3 模拟急流-锋面附近热力强迫的次级环流^[53]。

(a) 对流非绝热(潜热)加热, 单位: 10^{-4}K s^{-1}

(b) 潜热强迫的次级环流, 单位: $\text{ms}^{-1} \text{hPa}^{-1}$

三、台风中的次级环流

1. 基本方程组

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{v}{r} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + u \frac{\partial u}{\partial r} - v \left(\frac{v}{r} + f \right) + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial \phi}{\partial r} = \Phi_u \quad (4a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + u \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} + f \right) + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} = \Phi_v \quad (4b)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{v}{r} \frac{\partial w}{\partial \lambda} + u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} - b + \frac{\partial \phi}{\partial z} = \Phi_w \quad (4c)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} + \frac{v}{r} \frac{\partial b}{\partial \lambda} + u \frac{\partial b}{\partial r} + N^2 w = \Phi_b \quad (4d)$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{w}{H} = 0 \quad (4e)$$

其中 Φ_u 、 Φ_v 、 Φ_w 和 Φ_b 分别表示 u 、 v 、 w 和 b 之强迫。 $b = g \frac{T - T_r}{T_r}$ 为浮力, T_r 是未

扰动的参考温度, $N^2 = g \frac{T_s - T_r}{T_r}$ 为浮力频率的平方。

将上式无量纲化,并按小参数展开,可得对称运动的方程组

$$\frac{V_r^{*2}}{r^*} + \frac{V_r^*}{R_0} = \frac{1}{F_r} \frac{\partial \phi_r^*}{\partial r^*} \quad (5a)$$

$$\frac{\partial V_r^*}{\partial t^*} + u_s^* \zeta^* + w_s^* s^* = \Phi_r^* \quad (5b)$$

$$\frac{\partial \phi_r^*}{\partial z^*} = b_s^* \quad (5c)$$

$$\frac{1}{F_r} \frac{\partial b_s^*}{\partial t^*} + u_s^* \zeta^* s^* + R_i N^{*2} w_s^* = \Phi_b^* \quad (5d)$$

$$\frac{\partial u_r^*}{\partial r^*} + \frac{u_r^*}{r^*} + \frac{\partial w_s^*}{\partial z^*} - \frac{2w_s^*}{H^*} = 0 \quad (5e)$$

还可得非对称运动方程组,这里不列出了。式中涡度 $\zeta^* = \frac{\partial v_r^*}{\partial r^*} + \frac{v_r^*}{r^*} + \frac{1}{R_0}$; 惯性参数

$\xi^* = \frac{2v_r^*}{r^*} + \frac{1}{R_0}$; 切向风垂直切变 $s^* = \frac{\partial v_r^*}{\partial z^*}$; Rossby 数 $Ro = \frac{v}{fR}$; Froude 数 $Fr =$

$\frac{v^2}{\mu g H}$; Richardson 数 $Ri = \left(\frac{Nz}{v} \right)^2$ 。* 表示无量纲量,角标 s 为变量的对称部分。

2. 次级环流方程

由对称方程组可导出次级环流方程:

$$\frac{\partial}{\partial r^*} (u_s^* \zeta^* s^* + Ri N^{*2} w_s^*) - \frac{\partial}{\partial z^*} (u_r^* \zeta^* \xi^* + s^* \xi^* w_r^*)$$

$$= \frac{\partial \Phi_{v_i}^*}{\partial r^*} - \frac{\partial}{\partial z^*} (\xi^* \Phi_{v_i}^*) \quad (6)$$

令 $u_i^* = -\frac{1}{r^* \rho^*} \frac{\partial \phi}{\partial z^*}$, $w_i^* = \frac{1}{r^* \rho^*} \frac{\partial \phi}{\partial r^*}$, 得流函数形式的方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\text{RiN}^{*2}}{r^* \rho^*} \frac{\partial \phi}{\partial r^*} - \frac{s^* \xi^*}{r^* \rho^*} \frac{\partial \phi}{\partial z^*} \right) + \frac{\partial}{\partial z^*} \left(\frac{\xi^* \xi^*}{r^* \rho^*} \frac{\partial \phi}{\partial z^*} - \frac{s^* \xi^*}{r^* \rho^*} \frac{\partial \phi}{\partial r^*} \right) \\ &= \frac{\partial \Phi_{v_i}^*}{\partial r^*} - \frac{\partial}{\partial z^*} (\xi^* \Phi_{v_i}^*) \end{aligned} \quad (7)$$

方程(7)的类型可用 $D^* = \text{RiN}^{*2} \xi^* \xi^* - (s^* \xi^*)^2$ 来判断。当 $D^* > 0$ 时,为椭圆型,涡旋为稳定的,此时方程有解;当 $D^* < 0$ 时,为双曲型方程,即涡旋为对称不稳的,得不到 ϕ 的唯一解。

由方程(6)和(7)可见,强迫作用是由加热的水平导数和动量强迫的垂直导数所决定。当加热向外迅速增强或动量强迫向上减小时,便强迫出一个逆环流(高层流入→下沉→低层流出);反之,当加热向外减小或动量强迫向上增加时,便强迫出一个正环流。所以方程(6)和(7)说明了热力和动力强迫与次级环流的径向和垂直运动分量的关系。

3. 次级环流的强迫因子

从方程(6)和(7)我们已经看到,热源和动量源都可以强迫出次级环流,正如 Eliassen^[1] (1951) 所指出:在稳定的圆形涡旋中,径向环流必须与动量源或热量源相对应。这个径向环流即是所谓消除大尺度气压场和风场之间不平衡的次级环流。下面对热量强迫和动量强迫分别讨论。

1) 热力强迫项

热力强迫应包括大尺度和积云尺度的凝结加热、积云对流热输送、辐射加热以及云中液态水的再蒸发作用。

对凝结潜热加热项的处理,六十年代就有过几种参数化方案,包括把 500hPa 上的潜热加热考虑成与边界层的垂直速度成正比等。但对另几个热力强迫因子的讨论,则是近几年开始的。

Willoughby (1979) 根据 Schneider 和 Lindzen (1976)^[23] 的参数化方案,将热力项考虑为:

$$\Phi_s^* = \frac{g^* M_c}{T_c} \left[\left(\frac{\partial T_c}{\partial z^*} + r_d^* \right) + \delta (T_c - T_i) \right]$$

式中 M_c 是积云质量通量, T_c 是云内温度, δ 是夹卷率。该方案没有考虑云中液态水的蒸发。对这个问题还有不同看法, Ogura 认为这项作用较小,但 Yanai (1973) 则认为该项作用较大,即云中液态水的再蒸发可造成云周围的补偿下沉气流,这种气流在云和环境相互作用过程中起着重要作用。

2) 动量强迫项

动量强迫应该包括动量的涡旋输送和积云动量混合(或称积云摩擦),以及大尺度风

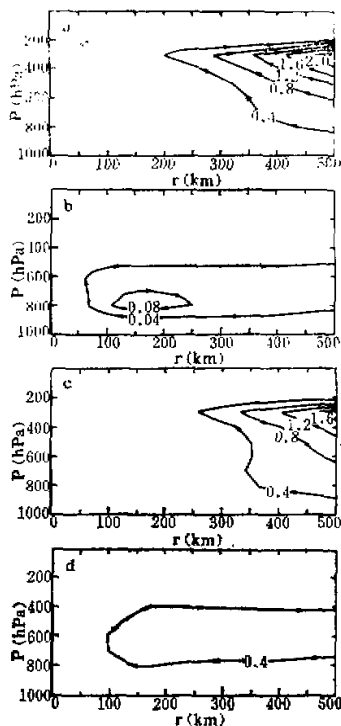
场切变。关于前两项在台风发展过程中的作用和对次级环流的强迫作用, 很多人从其它途径(如理论分析、数值模拟)做过研究, 但结果不尽相同。

人们的注意力首先集中在动量涡旋输送上。许多人都曾计算过成熟台风向内的动量通量分布。Pfeffer (1965)^[24] 还计算过台风各部位的动量涡动通量, 其结果表明, 台风形成过程中波动的非对称性是由动量涡动通量造成的。近几年, Challa 和 Pfeffer (1980)^[25], Pfeffer 和 Challa (1981)^[26], (1982)^[27] 用 Sundquist (1970)^[28] 的对称模式来讨论涡动动量通量在台风增强过程中所起的作用, 模拟的结果表明, 动量涡动通量的强迫作用可以激发出一个较强的次级环流。但在控制次级环流的流函数方程中如何考虑该项还有待研究。

后来, 人们认识到积云动量混合项(即积云动量垂直输送)也是一个十分重要的局地动量源, 这种输送是逆梯度方向的。这和 Lee (1984)^[29] 用实际资料所得的结果大致相同。Willoughby (1979) 将动量强迫项定义为 $\Phi_r^* = M_c[s^* + \delta \times (v_r^* - v_r^*)]$, 当时他没有考虑水平涡动动量通量项。以后, Challa 和 Pfeffer (1984)^[30] 又用了 Sundquist (1970) 的对称模式讨论积云动量混合项对次级环流的强迫作用和台风发展过程中的作用, 模拟结果是该项强迫出较弱的次级环流(图 4)。他们分别用加上和不加上积云摩擦的模式进行积分, 并将结果进行比较, 发现加上该项比不加该项所模拟的台风要弱, 切向风要小, 气压要高。所以, 认为该项有可能是抑制台风发展的。

Gray (1979)^[31] 提出了一个假设, 即在台风生成早期, 在距中心 5° 纬距的地方, 积云动量垂直输送可能增强垂直切变, 以使风场在低层变得更加气旋性, 高层更加反气旋性, 以后气压场将向改变的风场调整。

Mak, M., (1980)^[32] 在 Gray 的假设基础上, 利用轴对称模式, 从理论上分析了积云动量混合在台风发展中所起的作用。他认为, 深厚积云造成的垂直动量混合在台风发展过程中起双重作用, 一方面它消耗低压扰动的能量, 但另一方面又可以强迫出次级环流, 增强垂直运动。由这个次级环流所造成的水汽辐合作用可以完全补偿它所消耗的扰动能量且有剩余。所以其净作用是促使初始扰动发展。Mak 对这个过程做了如下的物理描述: 积云除了提供潜热外, 深厚积云对流活动还可以造成水平动量的垂直输送(混合), 在



这个过程中产生次级环流,加强垂直运动,从而使凝结潜热释放得更多,低压涡旋加深发展,积云对流更强,……。如此循环,形成积云对流与低压扰动间的正反馈过程,促使低压发展为台风。Mak 把这个过程称为 CMM-CISK (Cumulus momentum mixing)。

由于上面这些相反的结论,使积云动量混合这个问题更富有吸引力。

四、讨 论

许多天气尺度系统都存在着次级环流,我们只讨论了急流-锋面系统和台风中的次级环流,但这两种系统的次级环流是具有典型意义的。把急流和锋面放在一个系统中,讨论两者耦合起来的次级环流,可以了解次级环流对强对流天气发生发展的重要作用。台风次级环流的讨论对于了解台风的生成机制和制约因子是非常重要的。目前还有一些问题有待解决:

(1) 涡动动量输送可强迫出一个次级环流,目前一致认为该项对台风发展起促进作用。但迄今还没有把该项引入次级环流的流函数方程中加以计算。

(2) 积云动量混合(或称积云摩擦)也可强迫出次级环流,但该项对台风发展是起加强作用还是抑制作用,目前正处在探索中。

(3) 可以把涡动动量通量和积云动量混合同时放入控制方程中考虑,来比较它们对系统发展的相对贡献大小。

(4) 积云动量混合与大尺度扰动的相互作用称为 CMM-CISK 机制,因而有必要考虑积云动量混合和摩擦边界层的抽吸作用,以互相比对相对贡献。

(5) 云中液态水的再蒸发作用是否重要,也有待进一步研究。

致谢: 本文得到陶诗言先生的热情帮助,吴国雄同志提出了许多有益的建议,在此一并表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] Eliassen, A., 1951, *Norv.*, 5, 19—60.
- [2] Sawyer, J. S., 1956, *Proc. Roy. Soc. London*, A234, 346—362.
- [3] Eliassen, A., 1962, *Geofys. Publ. Geophys. Norvegica*, 24, 147—160.
- [4] Hoskins, B. J., and P. P. Bretherton, 1972, *J. Atmos. Sci.*, 29, 11—37.
- [5] Shapiro, M. A., 1981, *J. Atmos. Sci.*, 38, 954—973.
- [6] Newton, C. W., 1950, *J. Meteor.*, 7, 210—222.
- [7] Gidel, I. T. and M. A. Shapiro, 1979, *J. Atmos. Sci.*, 36, 2125—2138.
- [8] Pielke, R. A., 1974, *Mon. Wea. Rev.*, 102, 115—139.
- [9] Reyer, D., and R. A. Anthes, 1982, *J. Atmos. Sci.*, 39, 1783—1802.
- [10] Orlanski, L., and B. B. Ross, 1977, *J. Atmos. Sci.*, 34, 1619—1633.
- [11] Yanai, M., 1961, *J. Meteor. Soc. Japan*, 39, 282—309.
- [12] Zatoque, M. A., 1962, *Tellus*, 14, 395—402.
- [13] Rosenthal, S. L., 1963, *Mon. Wea. Rev.*, 91, 453—464.
- [14] Charney, J. G., and A. Eliassen, 1964, *J. Atmos. Sci.*, 21, 68—75.
- [15] Ogura, Y., 1964, *J. Atmos. Sci.*, 21, 610—621.
- [16] 陶诗言, 1980, 中国之暴雨, 科学出版社。
- [17] Yi-hui Ding, Li Hong Zhou, Cai Ze Yi and Li Jishun, 1980, Denver, Colo. Published by the American Meteorological Society, Boston, Mass.

- [18] Willoughby, H. Z., 1979, *J. Geophys. Res.*, **84**, 3173—3183.
- [19] Shapiro, L. J., and H. Z. Willoughby, 1982, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 379—394.
- [20] Zilassen, A., and Z. Kleinschmidt, 1957, *Dynamic Meteorology*, Handbuchder Physik, S. Flugge. Ed., Vol. 48, Springer-verlag, Berlin, Germany, 1—154.
- [21] Hoskins, B. J., 1974, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **100**, 480—482.
- [22] Yanai, M., S. Eliassen and J. H. Cho, 1973, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 611—627.
- [23] Schneider, Z. K., and R. S. Linden, 1976, *J. Geophys. Res.*, **81**, 3158—3160.
- [24] Pfeffer, R. L., 1965, *Geophys. Int.* **5**, 119—129.
- [25] Challa, M., and R. L. Pfeffer, 1980, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1603—1618.
- [26] Pfeffer, R. L., and M. Challa, 1981, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2393—2398.
- [27] Pfeffer, R. L., and M. Challa, 1982, *Intense Atmospheric Vortices*. L. Bengtsson and J. Lighthill, Eds. Springer-verlag, 81—94.
- [28] Sundquist, H., 1970, *Tellus*, **22**, 369—390.
- [29] Lee, C. S., 1984, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 590—603.
- [30] Challa, M. and R. L. Pfeffer, 1984, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1312—1319.
- [31] Gray, W. M., 1979, D. B. Shaw, Ed., *Rev. Meteor.*, 155—218.
- [32] Mak, M., 1980, 13th Technical Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology of the American Meteorological Society, Miami Beach, Fla.
- [33] University Corporation for Atmospheric Research, 1983, *The National Storm Program*.

ON SECONDARY CIRCULATION IN SYNOPTIC SCALE SYSTEMS

Sun Ziping Liu Yuezheng

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica*)

Ding Yihui

(*National Research Center for Marine Environmental Forecast, State Oceanic Administration*)