

梅雨锋中尺度扰动的结构特征 及稳定性研究

陆汉城 王敬伍

(空军气象学院)

提 要

利用华东中尺度天气试验(1981—1983年)获得的1981年梅雨锋资料,分析表明梅雨锋降水带内大、暴雨雨团与中间尺度(medium scale)和中尺度(meso scale)扰动相联系,这些扰动是在 baroclinic-CISK 联合不稳定条件下发展的,最优波长的选择与二维波动的经、纬向波长变化、层结稳定、涡动粘滞性有关,中尺度扰动具有重力惯性波特征。

引 言

梅雨锋是初夏活跃于我国江淮流域的主要降水系统,对梅雨期大气环流的研究比较深入:梅雨锋具有水平温度梯度小层结几乎为中性、锋区伴有低空急流等特征^[1,2];还观测到中间尺度和中尺度系统^[3];引起梅雨锋大、暴雨的次天气尺度系统是切变线、低涡、西南低空急流等中间尺度扰动^[2];中间尺度扰动被解释为 $R_i < 1$ 时的斜压波^[4];或者是一种含有积云对流作用的不稳定波^[5]。梅雨锋暴雨不仅有中间尺度还具有中尺度的特征,我们用华东中尺度天气试验获得的1981年6月24—27日典型梅雨天气过程的加密资料揭示中间(中)尺度扰动的结构特征,还研究这些扰动发展的联合不稳定条件。

一、梅雨锋降水及雷达回波特征

1981年6月24—27日伴有连续性大、暴雨的梅雨锋区徘徊于长江中下游地区,试验区(30—35°N 115—122°E)内有1320个测站的逐时降水资料。分析过程总降水量或日降水量及三小时滑动平均降水量都表明:在淮河流域和皖南山区各有一个雨带,称之为南、北雨带;过程最大降水量分别为224.2mm(岳西)和266.8mm(盱眙);二条雨带的强度有此长彼消的变化。图1中27日南雨带(30—32°N)和北雨带(33—34°N)分别占据南北宽约200km,东西长约800km的区域,雨带是中间尺度的,雨带内约有6—7个中尺度暴雨雨团,其间隔为100—200km(中尺度雨团降水强度为 $>10\text{mm/h}$),雨团生命周期平均约为5小时,其水平尺度为数十至数百公里,雨团区域有强的积云对流。

1985年3月4日收到,1986年6月30日收到修改稿。

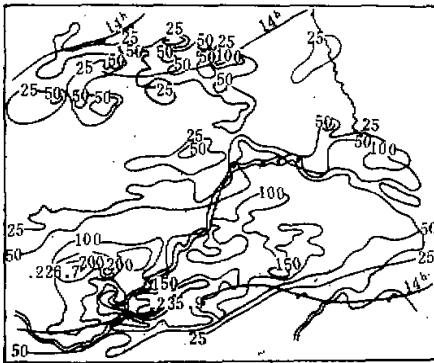


图1 1981年6月27日降水量分布和14时地面天气形势
标有时间的实线为切变线和锋面,数字为日降水量,单位: mm

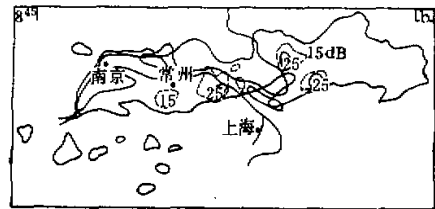
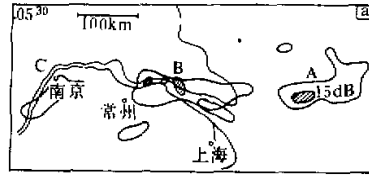


图2 1981年6月27日05时30分(a)和08时45分(b)的雷达回波
图2b中数字为降水量,单位: mm/h

中尺度雨团可分为准静器和移动性两类,移动性的速度约15km/h,如27日南雨带区域05时英山为暴雨中心(25.4mm/h),11时移到无为(43.8mm/h),13时和15时分别在芜湖和高淳,17时东移消失,而英山移出一个雨团后又有新的雨团发展移动,使之在05时至11时持续有暴雨;这些中尺度雨团的活动,维持着中间尺度雨带的生存。

雷达回波分析表明南雨带有三个中尺度回波群(05时30分),回波顶高8.1km,为雷阵雨回波,在08时45分发展为长达600km的中间尺度回波带,加衰减显示可见回波带内有数个中尺度中心,回波带位于中间尺度切变线北侧,在高显上回波顶为山峰状,属混合型降水,加衰减后为柱状回波(图2a、b)。13—16时是梅雨锋暴雨强盛期,此阶段回波带均由多个中尺度回波群组成,回波顶高12km,回波带宽约200km;20—22时降水强度减弱,回波带减弱或分裂为小的对流单体。雷达回波和降水资料分析都揭示了梅雨锋降水的非均匀特征。

二、中间(中)尺度扰动结构特征

用试验区内26个常规加密探空站的天气报告(平均站距为90km,时间间隔3小时)分析扰动的结构特征。首先用线性内插法分别取得中尺度网格(格距为45km)及中间尺度网格(格距为150km)的资料,虽然不经过尺度分离,仍可较好地反映中尺度系统的特征^[6]。再用中央差分法分别计算涡度(ζ)、散度(D)、(侧边界内缩一圈),并用O'Brien法计算垂直速度(ω),由此描述中间(中)尺度扰动的一些特征。

1. 扰动的运动场

分别与雨带和雨团相联系的中间尺度、中尺度扰动的水平尺度约500—1000km和

100—500km, 它们各自具有一定的特征: 中间尺度的 ζ 、 D 、 ω 水平分布可见梅雨锋区处于大尺度西南暖湿气流的辐合带里, 因此其扰动的运动场在长江中下游为气旋性涡度 (700 hPa 以下), 沿东西向中间尺度雨带的对流层中、下层为辐合上升运动 (图略), 各物理量的数量级为 $\omega \sim 9 \times 10^{-3} \text{hPa/s}$, $D \sim 4 \times 10^{-3}/\text{s}$, $\zeta \sim 4 \times 10^{-3}/\text{s}$, 散度场的辐合区与上升运动对应, 雨带与中间尺度辐合线联系着, 雨带区域又是最大正涡度带。中尺度扰动的运动场的特点是相对于中间尺度辐合区内有几个中尺度辐合、辐散中心相间分布 (涡度场也有类似特征), 850hPa 等压面上 ζ 、 D 、 ω 的分布是: 反气旋性涡度对应辐合上升运动, 涡度场与散度场的位相差约 $\pi/2$ 左右 (图 3a、b), 就这一类中尺度扰动而言, 它具有重力惯性波特征。

有意义的是试验区内大、暴雨初始阶段 (27 日 08 时) 中尺度扰动特征不明显, 而降水达强盛时扰动发展, 强的雷达回波发生在中尺度扰动的强上升区, 雨团在衰减时 (27 日 20 时) 中尺度扰动的结构特征明显起来, 此时 ζ 、 D 、 ω 的数量级分别为 $14 \times 10^{-3}/\text{s}$, $13 \times 10^{-3}/\text{s}$, $20 \times 10^{-3} \text{hPa/s}$, 差不多是中间尺度各物理量的 2—3 倍。二种尺度的涡度场和散度场有相同的数量级。

从梅雨锋垂直剖面图可见中间尺度扰动的上升运动垂直伸展可达 200hPa, 最大上升运动在 500hPa 附近 ($\omega \sim 6.7 \times 10^{-3} \text{hPa/s}$), 同样沿中间尺度上升运动带内有几个中尺度的上升、下沉运动相间分布, 间距约 150km, 数值上约为中间尺度的 3 倍 ($\omega \sim 23.4 \times 10^{-3} \text{hPa/s}$), 而且中尺度上升区有强雷达回波。

由此可见与中间尺度雨带联系着的一类中间尺度扰动有类似热带扰动的特点, 即它们的涡度及散度的垂直分布特点: 低层为气旋性涡度对应辐合上升运动, 高层为反气旋性涡度有辐散场对应 (最大辐散层在 300hPa), 这种低层最大正涡度和最大辐合中心的一致, 表明垂直上升运动并由此而引起的积云对流可能归因于埃克曼抽吸, 积云对流凝结潜热释放进一步加强扰动的发展。而与雨团联系的一类中尺度扰动具有重力波特征。

2. 温、湿场特征

在垂直于梅雨锋的 θ_{se} 剖面图上可见锋区对流层中层 $\frac{\partial \theta_{se}}{\partial p} \cong 0$, 而低层锋区仍较明显, 有一定的水平温度梯度, 最大水平温度梯度带与中间尺度雨带平行, $\frac{\partial T}{\partial y} \cong 3^\circ\text{C} / 100\text{km}$, 在低层锋区北侧 300hPa 上还有一锋区, 它是极锋的反映, 但在梅雨锋上空 300 hPa 为一暖脊, 暖区自华南延伸到长江中下游, 梅雨锋上空的暖中心与凝结潜热释放有关, 这种潜热释放还增大了大气的斜压性, 因此中纬度锋面内扰动的不稳定不仅与对流潜热释放有关, 斜压不稳定也还是重要因素。

观测还表明: 梅雨锋内不同高度上维持着急流, 一支为在梅雨锋北侧 200hPa 高度上与极锋对应的高空急流, (风速为 40m/s 左右), 一支在梅雨锋上空的对流层中层 (风速约为 32m/s), 它是暖湿气流的输送带, 此外还有经常出现在梅雨锋南侧的低空急流, 这些急流的强度变化, 直接影响着梅雨锋内扰动的发展和降水的强度。本文不讨论这个问题。

由于中空西南暖湿气流的输送, 大尺度物理量场分析表明湿舌自云贵高原伸展到长江流域、该区域对流层中、下层均有湿中心, 中间尺度最大湿度带与雨带一致, 垂直方向上水汽输送伸展到对流层中、高层, 因而湿度锋垂直方向伸展比温度锋要高得多。水汽通量散度场与辐合上升运动同位相, 这说明了梅雨锋上空暖中心是由积云对流增热引起的可靠性。

因而认为梅雨锋仍具有斜压性, 还具备相似于热带扰动的 CISK 条件, 这样梅雨锋期间大、暴雨的持续及扰动的发展演变可能与 baroclinic-CISK 联合不稳定有关。

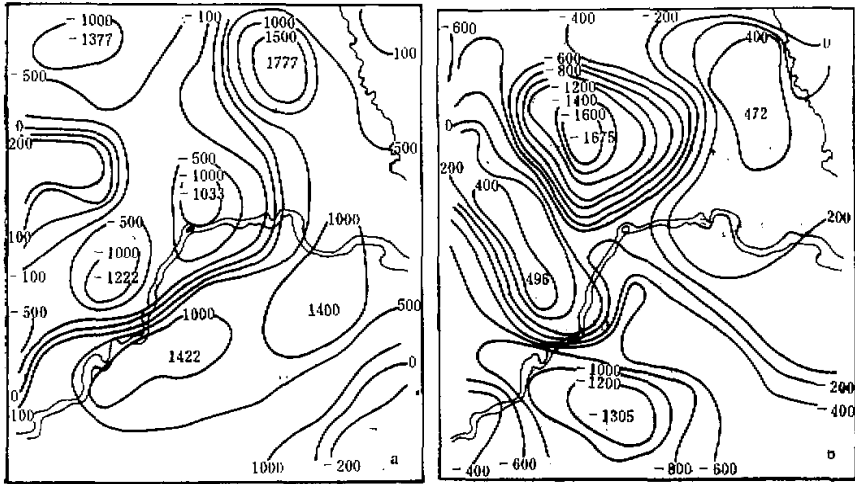


图3 1981年6月27日20时850hpa 涡度场(a)、散度场(b) 水平分布
单位: $\times 10^{-7}/s$

三、中间(中)尺度扰动的稳定性

考虑积云对流作用下非地转静力平衡方程组, 用本征值问题讨论扰动的稳定性。

1. 基本方程组和假定

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} - f v &= -\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial p} + f u &= -\frac{\partial \varphi}{\partial y} + \nu \nabla^2 v \\ \frac{\partial \varphi}{\partial p} &= -\alpha \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} &= 0 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + u \frac{\partial \alpha}{\partial x} + v \frac{\partial \alpha}{\partial y} - \omega \bar{s} = \frac{R}{c_p p} \frac{dQ}{dt} + K \nabla^2 \alpha$$

非绝热加热只考虑对流凝结潜热, 采用 Ooyama、Charney (1964) 参数化方案; $\frac{R_{dQ}}{c_p p \frac{dQ}{dt}} = -\eta \omega_D$, η 为无量纲加热系数, $\bar{s}$ 为静力稳定度, ν 为粘性系数, κ 为扩散系数, 这里假定: $\nu = \kappa = \lambda$, 大气基本气流为: $U = U(p)$, 并有 $fU = -\frac{\partial \Phi}{\partial y}$, $-\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\bar{\alpha}$, $\frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial y} = f \frac{\partial U}{\partial p}$, 用微扰理论处理, 风场用流函数及势函数 ψ, χ 表示, 则有:

$$D_1 \nabla^2 \psi - \frac{\partial U}{\partial p} \frac{\partial \omega}{\partial y} - f \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0$$

$$D_1 \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} - f \frac{\partial U}{\partial p} \left(\frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi - \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial p} \right) + \bar{s} \nabla^2 (\omega - \eta \omega_D) + f D_1 \nabla^2 \frac{\partial \psi}{\partial p} = 0$$

式中已认为中尺度运动 $\beta = 0$, $D_1 = \frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2 + U \frac{\partial}{\partial x}$, $\bar{s} = \bar{\alpha} \frac{\partial}{\partial p} \ln \bar{\theta}$, 表示扰动的“,”已省略, ω_D 为边界层顶垂直速度。

2. 本征值问题

在垂直方向上考虑一个常见的二层模式, 用 0, 1, 2, 3, 4, 分别表示 0, 250, 500, 750, 1000 各等压面 (单位: hPa), 下边界是埃克曼层顶, 其垂直速度 $\omega_0 = \omega_D \cong -\rho g \times \sqrt{\frac{\tau'}{2f}} \nabla^2 \psi$, $= -F \nabla^2 \psi$, 令 $\Delta p = 500 \text{ hPa}$, $\Lambda = U_1 - U$, $M = K^2 + f^2$, 以标准谐波解 $e^{i(Kx+ly-Kct)}$ 用到二层模式上, 并取 $\omega_0 = 0$, 则有:

$$[K(\bar{c} - u_1) + M \phi_1 + \left(\frac{1\Lambda}{2\Delta p} + \frac{if}{\Delta p} \right) \omega_1] \omega_1 = 0$$

$$\left[K(\bar{c} - u_2) + \left(\frac{1\Lambda}{2\Delta p} + \frac{if}{\Delta p} \right) \right] M \phi_2 + \left(\frac{1\Lambda}{2\Delta p} - \frac{if}{\Delta p} \right) \omega_1 = 0$$

$$\begin{aligned} \frac{iKf}{\Delta p} \left(\bar{c} - u_2 - \frac{\Lambda}{2} \right) \phi_1 + \left[\frac{FK^2}{\Delta p^2} (\bar{c} - u_2)^2 - \frac{iKf}{\Delta p} (\bar{c} - u_2) - \eta FM \bar{s} \right. \\ \left. + \frac{if\Lambda}{2\Delta p} \left(\frac{1F}{\Delta p} + K \right) \right] \phi_2 = \left[\frac{2K^2}{M\Delta p^2} (\bar{c} - u_2)^2 - \bar{s} \right] \omega_2 \end{aligned}$$

式中 $\bar{c} = c + i \frac{\nu M}{K}$, $\omega_1 \cong \frac{1}{2} \omega_2$, $\omega_2 \cong \frac{1}{2} (\omega_1 + FM \phi_2)$,

再令 $\xi = \frac{\bar{c} - U_1}{\Lambda}$, $Ri = \frac{\bar{s} \Delta p^2}{\Lambda^2}$, $R_x = \frac{K}{f} \Lambda$, $R_y = \frac{1}{f} \Lambda$, $\lambda_1 = F/\Delta p$

Ri , R_x , R_y 分别是 Richardson 数, x, y 方向上热力的 Rossby 数, 利用这些无量纲数, 得到无量纲本征值方程 (复系数四次方程):

$$A\xi^4 + B\xi^3 + C\xi^2 + D\xi + E = 0$$

式中

$$A = 2R_x^2 \quad B = \lambda_1 R_x \left(\frac{3}{2} R_y + i \right)$$

$$\begin{aligned}
 C &= - \left[Ri(R_x^2 + R_y^2) + \frac{1}{2} R_y^2 + \frac{3}{4} \lambda_1 R_x R_y + i \frac{1}{2} \lambda_1 R_x \right] \\
 D &= - \frac{1}{2} \lambda_1 \frac{R_y}{R_x} [(1 + \eta)(R_x^2 + R_y^2)R_i + 1] - i \frac{\lambda_1}{R_x} (1 - \eta) \\
 &\quad \times (R_x^2 + R_y^2)R_i + i \left[\frac{\lambda_1}{2} \frac{R_y^2}{R_x^2} - \frac{\lambda_1}{R_x} + R_y \right] \\
 E &= \frac{1}{4} Ri(R_x^2 + R_y^2) - \frac{1}{2} - \frac{3}{4} \lambda_1 \frac{R_y}{R_x} + \frac{1}{4} \lambda_1 (1 + \eta) Ri \\
 &\quad \times (R_x^2 + R_y^2)R_i / R_x + \frac{\lambda_1}{2R_x} [(1 - \eta)Ri(R_x^2 + R_y^2) - 1]i
 \end{aligned}$$

3. 扰动稳定性讨论

取 $\lambda_1 = 3.8961 \times 10^{-2}$, $A = 10 \text{ m/s}$, $f = 8.365 \times 10^{-3} \text{ /s}$, $\lambda = 0.5 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}$ (或 $\lambda = 1.0 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}$), 用数值方法求解本征值问题, 则得到复数解, 有增长率随波长变化的函数, 由此讨论稳定性。

a) 二维波动不稳定

按照 Stone (1966) 的对称性不稳定具有 $l \rightarrow \infty$, $K = 0$ 的特点^[7], 我们讨论经、纬向波数变化对最不稳定扰动波长选择性的影响。

观测表明, 平均情况下梅雨锋区的 R_i 数是很小的, K. Gambo 和 P. Tokioka (1970, 1971) 在小 R_i 数下只得到中间尺度的扰动为最不稳定。我们取 R_i 数较小时的本征解在

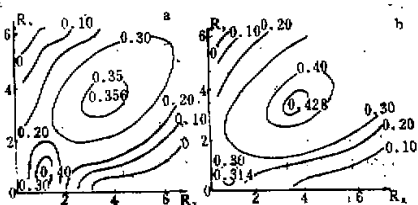


图 4 不同加热系数时增长率的 R_x - R_y 分布图

a: $\lambda = 1.0 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}$, $R_i = 0.5$, $\eta = 3$ b: $\lambda = 1.0 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}$, $R_i = 1.0$, $\eta = 6$

R_x - R_y 平面上得到增长率 $\left(\frac{KC_i}{f}\right)$ 的分布(图 4a、b)。发现有二个增长率极值中心, 一个直径向波数 (l) 小的区域, 它与通常的斜压波相似, 相当于 K. Gambo 等的中间尺度扰动; 另一个在经向波数 (l) 较大的区域, 是中尺度扰动, 在积云对流潜热被夸大时, 只有一个增长率中心出现在中尺度扰动区域(图略)。

当积云对流加热一定时, 中间(中)尺度扰动在经、纬向波长取较长(较短)时有增长率的极值, 因此对于径向短波的中尺度扰动优先得到发展。随着加热的增强, 中尺度扰动发展比中间尺度的快得多。而加热被夸大时, 扰动只是中尺度的, 在通常情况下, 二种尺度扰动均可发展。因此在经纬向波动相互制约的条件下, 取较宽的纬向通道, 含有积云对流作用的中间尺度扰动易于发展, Tokioka 等的工作是上述情况下的一类, 事实上梅雨锋内

与大、暴雨联系的扰动是多种尺度的,在考虑到径向波长的变化,可以得到另一类尺度的扰动也占主导地位,如中尺度扰动。在二维波动不稳定条件下,可以更接近分析观测事实中多重雨带及雨团相联系的中间尺度、中尺度扰动的稳定性。

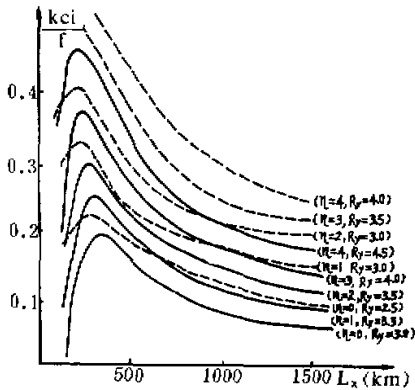


图5 粘性效应下增长率与波长关系图

一种粗略的处理,随着 η 的增加,中尺度扰动代替了中间尺度扰动;然而加热被夸大时,最不稳定的扰动是对流尺度的,这种积云尺度扰动,我们并不讨论,因此,加入粘性作用,讨论尺度选择性:

(i) 取 $\lambda = 1.0 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}$ $Ri = 0.5$ 时 从图5实线可见增长率随加热系数的增加而增加($\eta = 0$ 时 $\frac{KC_i}{f} = 0.2$, $\eta = 4$ 时 $\frac{KC_i}{f} = 0.42$); 最不稳定扰动向短波移动($\eta = 1$ 时 $L_x = 300\text{km}$, $\eta = 4$ 时 $L_x = 200\text{km}$).

(ii) 取 $\lambda = 0$ 即不考虑粘性,则图5中虚线表明 $\eta > 1$ 时不稳定扰动变为对流尺度. 因此有了粘性作用,得到中尺度扰动为最不稳定波. Syono 及 Yamaski (1966) 在讨论台风发展时,同样指出粘性效应对波长选择的贡献.

c) 层结对稳定性的影响

理论研究指出了 R_i 数大小对扰动尺度选择的贡献^[4,5],梅雨锋内层结几乎趋于中性, R_i 数很小,在上述非地转模式中,讨论随 R_i 数的变化扰动波长选择问题是必要的. 分析表明: R_i 数减小(即层结稳定度减弱),增长率增加($R_i = 1$ 时 $\left(\frac{KC_i}{f}\right)_{\max} = 0.24$, $R_i = 0.25$ 时 $\left(\frac{KC_i}{f}\right)_{\max} = 0.46$);而且最不稳定波长减短($R_i = 5, 2$ 时是中间尺度的,约500—750km, $R_i = 0.25, 1$ 时是中尺度的,约250—300km),因此 $R_i > 1$ 时中间尺度扰动或通常情况下的斜压波在积云对流条件下为最不稳定,梅雨锋内雨区有较小的 R_i 数(R_i 数小于1趋于零),因此利于中尺度扰动的发展. 需要指出的是,理论上指出中间尺度或中尺度扰动是在小的 R_i 数区域发生,但不能可以说有了 R_i 数的小值区,就有中间(中)尺度扰动产生,因为由于扰动的存在和发展也可以造成 R_i 数变小的层结,它们之间的因果关系尚需进一步研究.

b) 积云对流加热对不稳定发展的贡献

献

观测事实的分析表明了梅雨锋内一类中间尺度扰动相似于热带扰动,但CISK条件毕竟与热带扰动(如台风)不一样,例如水平尺度要小得多,此外 Ooyama (1963) 等是在平衡模式(balance model)下讨论台风气旋发展的,他们只把边界层的水平辐合归因于该层摩擦作用,本文采用非地转模式,考虑了变压效应(allobaric effect)引起的水平辐合,而积云对流的凝结潜热是与水平辐合成正比的,加热的垂直分布将影响扰动的发展,这里取 η 为常数是一种

d) 理论计算的一些结果

采用积云对流参数化方案以研究对流加热对扰动发展的影响,方案是半经验性的,但证明了其对波长选择的功能,再取实际梅雨大气中的一些参数,计算部分结果如下:

$\lambda = 1.0 \times 10^4 \text{m}^2/\text{s}$, $Ri = 5$, $\eta = 2$, 则得到最不稳定波长 $L_x = 250 \text{km}$, $L_y = 215 \text{km}$, 此时 $(KC_i)_{\max} = 2.3422 \times 10^{-3}/\text{s}$, e -折迭时间 $\tau = 11.9 \text{h}$, 相连 $C_r = 16 \text{m/s}$, 周期 $T = 4.3 \text{h}$. 而 $\eta = 3$, 其它参数与上相同时 $L_x = 215 \text{km}$, $L_y = 200 \text{km}$, $(KC_i)_{\max} = 3.1452 \times 10^{-3}/\text{s}$, e -折迭时间 $\tau = 8.8 \text{h}$ 相连 $C_r = 16.2 \text{m/s}$, 周期 $T = 3.7 \text{h}$. 因此扰动的最不稳定波长是中尺度的,与实际分析的梅雨大气中的中尺度扰动一致.

四、中尺度扰动的性质

实际资料分析得到梅雨锋中一类中尺度扰动具有重力波特征,重力波被认为是一种暴雨激发的机制^[4],但暴雨和重力波的因果关系尚需进一步研究.梅雨锋内的暴雨持续发生,又有一定间隔的周期变化.从实际资料分析模式解析解的特征,对揭示暴雨与中尺度扰动之间的关系是有益的.例如取小值的 R_i 数(此时 $\bar{s} = 0.26 \times 10^{-4} \text{m}^2/\text{hPa}^2 \cdot \text{s}^2$), $\eta = 4$, 模式解得到的最不稳定扰动是中尺度的,其波长 $L_x = 300 \text{km}$, $L_y = 200 \text{km}$, 周期 $T = 4.1 \text{h}$, 频率为 $4.23 \times 10^4/\text{s}$, 其流函数势函数、温度及垂直速度的垂直分布为:

$$\phi_1 = 1.07A \cos(Kx + lg - KC_r t + 65^\circ)$$

$$\phi_2 = 0.87A \cos(Kx + lg - KC_r t + 34^\circ)$$

$$\phi_3 = A \cos(ux + lg - KC_r t)$$

$$x_1 = 1.53 \cos(ux + lg - KC_r t - 58^\circ)$$

$$x_2 = 1.94 \times 10^{-2} A \cos(kx + lg - KC_r t)$$

$$x_3 = 1.51A \cos(kx + lg - KC_r t + 121^\circ)$$

$$T_2 = 0.29 \times 10^{-3} A \cos(kx + lg - KC_r t + 145^\circ)$$

$$w_2 = 1.68 \times 10^{-6} A \cos(kx + lg - KC_r t - 58^\circ)$$

式中 A 为常数,由上式可见,垂直方向上随高度增加涡度场稍向后倾而散度向前倾,构成底层辐合、高层辐散;500hPa 温度场与垂直运动相差近 180° ,即暖中心对应辐合上升运动,冷区为下沉运动,因而还具备斜压波的特征;另一方面,对流层底层气旋前部对应辐合上升运动,位相差大约 $\frac{\pi}{2}$.这是积云对流加热作用改变了重力波.

在 1981 年 6 月 24—27 日梅雨期加密观测的 17 个时次资料,容易分析得到这种重力波特征的中尺度扰动,例如 27 日 16 时,正是暴雨发生的强盛阶段,用细网格计算 850hPa 高度 ζ 、 D 、 ω 的水平分布(图 6)即说明了上述的重力波特征:暴雨中心与辐合中心大致

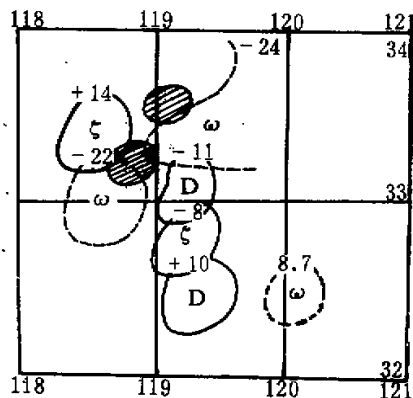


图6 1981年6月27日16时暴雨中心与850hPa中尺度扰动分布
阴影区是暴雨,实线是涡度与散度,单位: $10^{-4}/\text{s}$
虚线是垂直速度,单位: hPa/s

重合,而涡度与散度的位相差几乎等于 $\frac{\pi}{2}$.

五、结论和讨论

初步分析研究表明,梅雨锋内中间尺度雨带和中尺度雨因分别与中间尺度和中尺度扰动相联系,中尺度扰动具有惯性重力波特征,它是在联合不稳定条件下发展起来的,天气尺度和次天气尺度运动的不稳定使积云对流组织化,组织化了的积云对流加热产生反馈不稳定,从而使中尺度扰动不稳定.当然我们没有深入讨论其间的非线性作用及积云对流对动量输送的贡献.

初步揭露的中间(中)尺度扰动结构特征不能说明与暴雨联系的扰动的全貌,例如与中尺度雨团联系的扰动是否仅为上面提到的,还有哪些特征等等,正是需要继续揭露的.

施金尤、郭曙光等参加了本文的计算工作.

参 考 文 献

- [1] 中国科学院大气物理研究所,1979,夏季梅雨期降水的形成和预报(集刊第7号),科学出版社.
- [2] 陶诗言等,1980,中国之暴雨,科学出版社.
- [3] 中央气象局科学技术情报研究所,1977,国外暴雨专题参考资料.
- [4] Gambo, K. 1970, The Characteristic feature of medium Scale disturbance in the atmosphere (I) (II), *J. Met. Soc. J.*, Vol. 48, p. 173—184, p 315—330.
- [5] Tokioko, T., 1973, A Stability of medium Scale disturbance with inclusion of convective effects, *J. Met. Soc. J.*, Vol 51, p. 1—10.
- [6] 二宮洗三,1974,梅雨前線帯の豪雨中间規模 α_0 中規模擾乱,气象研究,一ト,第120号 p. 17—41.
- [7] Stone, H., 1966, On non-geostrophic baroclinic stability, *J. Atmos. Soc.*, Vol. 23. p. 390—400.
- [8] 李麦村,1978,重力波对特大暴雨的触发作用,大气科学,第2卷第3期, p. 201—209.