

梅雨锋上 MCS 的发展、传播以及与低层 “湿度锋”相关联的 CISK 惯性重力波

胡伯威

中国气象局武汉暴雨研究所, 武汉 430074

摘 要 采用一个包含简单积云对流参数化的线性模式讨论在长江流域相当正压性质的梅雨锋上, 贯穿整个对流层的深厚惯性重力波的发生、传播和频散性质。结果表明, 与积云对流加热场有最密切关系的低层湿度条件及其水平分布不均匀性质都对扰动的波速和稳定度有重要影响, 最有利出现不稳定发展的地方是在“低层湿度锋区”南界附近, 因此这里是中尺度对流系统(MCS)的活跃地带。关于频散性质的分析表明, 能允许群速度大于相速度的低层湿度条件及其水平分布的特征值范围比较宽。而在上述稳定度接近中性的条件下最有利于出现沿“湿度锋区”轴向的上、下游效应。这个结果也许能很好地解释: 在梅雨锋上, 恰恰是当一个旺盛的 MCS 达到顶点而开始趋向衰减时, 在它的上、下游很快发展起新的 MCS, 新、旧 MCS 一起形成“云团波串”这样一个重要而有趣的观测事实。

关键词 CISK 惯性重力波 低层湿度锋区 梅雨锋 中尺度对流系统

文章编号 1006-9895(2005)06-0845-09

中图分类号 P463

文献标识码 A

Evolution and Propagation of MCSs over Meiyu Fronts and Inertia-Gravitational Wave-CISK Related to “Low-level Moisture Frontal Zone”

HU Bo-Wei

Wuhan Institute of Heavy Rain, China Meteorological Administration, Wuhan 430074

Abstract The so-called “Meiyu front” over the Changjiang River basin is actually an equivalent-barotropic zone in which the horizontal thermal gradient is negligibly weak but the humidity gradient is very strong particularly in the lower troposphere. In the Meiyu season most of the severe MCSs (mesoscale convective systems) with torrential rain may form, develop, move and newly emerge up and down-stream along such “low-level moisture frontal zone”. What kind of wave disturbance most relevant to these activities of MCSs is likely the deep mesoscale inertia-gravitational waves in company with the macroscopic cumulus cloud ensemble heating, which will be named “inertia-gravitational wave CISK” hereafter.

A three-dimensional linear model in a dimensionless vertical coordinate [$\text{pseudo-height } z \equiv -\ln(p/p_0)$] with a simple parameterized cumulus heating expression is most suitable to be used to discuss the deep mesoscale disturbances analytically. In this model some assumptions based on the characters of the thermal, humidity and wind field near the Meiyu front over the Changjiang River basin are made to investigate the behaviors and the weather influences of the inertia-gravitational wave CISK around a “low-level moisture frontal zone” on the MCSs activities.

The results show that the low-level condition of the humidity and its horizontally nonhomogeneous characters directly related to the cumulus heating field have an important influence on the wave speed and stability of the dis-

turbances. The areas where the instable evolution occurs most possibly are around the south border of the “low-level moisture frontal zone”. This leads to that the MCSs are likely most active in this area. So, when the dispersion of the wave disturbances and the possibility of the occurrence of “up and down-stream development” are discussed, more attention must be paid to those wave disturbances taking place near the south border of the moisture frontal zone and propagating basically along this frontal zone.

In these situations, it have been found the range of the characteristic values indicating the low-level humidity condition and its horizontal distribution, within which the envelope velocity is permitted to exceed the phase velocity and then the MCS will develop over both up and down-stream sides along the axis of the “low-level moisture frontal zone”. The range of these values is quite wide, which means that the MCSs may be easy to develop up and down-stream. Particularly, it is most favorable when the stability conditions mentioned above is nearly neutral. Actually the range of the characteristic values is wide on the stable side and narrow on the instable side. This result may be used to explain the following important and interesting observational phenomena: along the Meiyu front, once a vigorous MCS has developed to attain its peak and then tend to weaken, some new MCSs will rise rapidly on both sides to its “upper and lower reaches” to form a “cloud cluster wave train” with the existing former MCS.

It does not mean that the instability and dispersion of the inertia-gravitational wave-CISK are the only mechanism of the genesis of MCSs on both “up and down-stream” sides. Other mechanisms, including the “dry” inertial-gravitational wave in some stratification atmospheric layer, may also lead to the MCS development.

Key words Inertia-gravitational wave CISK, low-level moisture frontal zone, Meiyu front, mesoscale convective system

1 引言

在长江流域梅雨锋上,那些强度大而且能持续若干小时以上的降水过程直接发生在直径约 300 km 左右的强对流系统上。我们一直特别关心梅雨锋上这一类伴有低层正涡度的强对流云团^[1~5],尽管它在地面和高空天气图基本要素场上表现得并不明显但却有重大天气影响。我们曾把它称为长江流域梅雨锋上第二类(小型的)气旋性扰动^[5],为简洁起见,本文采用类似系统的泛称——MCS(mesoscale convective system,中尺度对流系统)。

关于 MCS 的产生和来源,在早年的不少工作中都特别注意夏季北方西风带小槽或青藏高原小槽和低涡东移到这里所起的触发作用。但是,梅雨锋上也有不少带来重大暴雨事件的 MCS,在它们发生的时候从高空图上并没有看到与上述“短波”槽涡有什么联系。20 世纪 70 年代,美国一些气象学家^[6,7]从中尺度分析中找到可靠的证据,认为中尺度重力内波(实际上在泛称“中尺度”的较大谱段—— α 中尺度,他们所说的“重力波”已具有惯性重力波性质)的传播与中尺度对流系统的产生、减弱或重新加强都可能密切关系。于是,我国有人认为^[8~10]在梅雨锋附近(特别是在梅雨锋南面的低空

急流上)发生,继而向梅雨锋传播的惯性重力波可能是触发这类 MCS 的一种重要机制,但是尚缺乏比较可靠的(应该是中尺度的)观测依据。近来,有人^[11,12]借助精细的数值模拟为这个观点提供了支持。

此外,梅雨锋上的暴雨云团(即 MCS)常表现出类似“上、下游效应”并由此形成“云团波串”的现象^[3~5],这往往造成预报员无法事先追踪的就地突发暴雨。1990 年,胡伯威^[13]曾经设想这种现象的一个可能比较合理的解释应该是惯性重力波的频散。巢纪平和吴钦岳^[14]曾经从理论上说明在一定条件下惯性重力波的群速度可以大于其相速度,即惯性重力波也可能像 Rossby 长波一样有“上、下游效应”。

前述梅雨锋上暴雨云团的似“上、下游效应”现象发生在具有明显对流性质的东亚夏季风降水带上,所涉及的惯性重力波有可能是与第二类条件不稳定(conditional instability of second kind,简称 CISK)相关联的,贯穿整个对流层的深层扰动。我国已经有人讨论过有基本气流背景的与 CISK 相联系的惯性重力内波^[15~17]。李崇银^[15]针对热带系统用两层模式讨论了与基本气流正交方向的 CISK 惯性重力波,但其中准二维假设的限制排除了沿基本气流方向的波动。其他工作也有类似特点,而且所

采用的方程中对于积云对流宏观加热场的表述还值得斟酌。

CISK 不仅与大气湿度场和对流不稳定能量有关, 而且与它们的水平方向分布不均匀情况有关^[18], 所以与梅雨锋相联系的“低层湿度锋”是一个必须考虑的重要因素。

此外, 强的水平切变风场是发展旺盛的梅雨锋的重要特征, 惯性重力波还可能与水平切变不稳定扰动混存。为避免过于复杂, 我们把这两个方面分开考虑, 本文基本忽略水平切变不稳定的影响, 着重考虑了低层湿度锋, 前者将另文讨论。

2 基本方程组和积云对流加热场的参数化表述

采用下列虚拟高度坐标系中包括地转基本气流的线性方程组:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) u + v \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + w \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + f v, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) v = -\frac{\partial \phi}{\partial y} - f u, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} - v \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + C_0^* \omega - \frac{RQ}{c_p} = 0, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} - \omega = 0, \end{cases} \quad (1)$$

其中, u 、 v 为扰动水平风速分量; ϕ 为扰动等压面位势; $\bar{u} = (1/f)(\partial \bar{\phi}/\partial y)$ 为地转风基本气流, 忽略 $\bar{u}$ 随 x 和 t 的变化。

这个方程组并非 Boussinesq 近似, 因此不限于浅层运动, 可适用于与 CISK 有关的问题。方程中 z 是一种无因次的“虚拟高度”(pseudo-height), $z \equiv -\ln(p/p_0)$, 因此, 等 z 面严格对应等压面。可以证明, 若是等温大气, 则 z 与物理高度严格成正比; 而在非均温大气中, $\partial \phi/\partial z = RT$ 代表扰动温度场; $w = dz/dt$; $C_0^* \equiv p^2 \sigma$, σ 为一般熟悉的 p 坐标方程系中的“静力稳定度”。实际上, C_0 是扰动铅直尺度为“均质大气高度”情况下的重力波波速, 它在整个对流层中近似为常数(基本上不随高度而变), 实际上 $C_0^* \approx 7.5 \times 10^3 \text{ m}^2/\text{s}^2$ 。而一般习惯用的表示层结稳定度的 σ 和 N^2 (N 为 Brunt-Väisälä 频率)实际上都随高度有明显变化。这是采用这种虚拟高度坐标的主要优点, 它为求方程的解析解带来方便。只不过在连续性方程中增加了一项(参看文献

[19, 20])。

考虑到梅雨锋附近斜压性很弱, 因此可以忽略 $\partial \bar{u}/\partial z$ 。方程组(1)简化为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) u + v \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + f v, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) v = -\frac{\partial \phi}{\partial y} - f u, \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} + C_0^* \omega - \frac{RQ}{c_p} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} - \omega = 0, \quad (5)$$

略去 $v \partial \bar{u}/\partial z$ 和 $w \partial \bar{u}/\partial z$, 相当于滤去了斜压波因素, 而在 $v \partial \bar{u}/\partial y$ 项中保留了和水平切变不稳定有关的因素。

(4)式中 Q 为非绝热加热, 这里只考虑宏观的积云对流加热场。用一个简单的积云对流参数化来表示加热率: 按照 Arakawa-Schubert 积云对流参数化的物理概念, 认为直接引起“云功函数”变化的两方面宏观尺度强迫因素相配合, 控制着云系宏观加热的平衡点。简言之即这两个方面因素共同决定加热率。其一是混合层强迫, 其中主要是混合层顶部向上水汽通量; 其二是云系层强迫, 其中主要是云系所在层水汽水平通量辐合。为简化起见, 我们粗略地采用两个因子贡献的加权代数和。以下处理并不意味排除了其他因素, 但由于它们对扰动运动场本身不敏感, 其作用可以包含在表达式的一些常数系数中。

设全对流层气柱总加热量为 $\tilde{Q}$, 则按上述假设

$$\begin{aligned} \tilde{Q} = & -\kappa_b q_b \omega_b - \kappa \int_{p_b}^{p_e} q_m \frac{\partial \omega}{\partial p} dp = \\ & -\kappa q_m \omega_e + (\kappa q_m - \kappa_b q_b) \omega_b, \end{aligned}$$

式中, 下标 b 表示混合层顶(云系层底部)的有关参数; 下标 e 表示 ω 的极值层(无辐散层)的有关参数; q_m 为云系底部至无辐散层的平均湿度(水汽混合比); κ_b 、 κ 均为常数; $\omega = dp/dt$ 。这里采用了以下假设:

(1)中尺度区域水汽水平通量辐合(散) $\nabla_h \cdot q \bar{v} \approx q \nabla_h \cdot \bar{v}$ 。

(2)无辐散层以上 q 很小, 水汽通量辐合(散)可以忽略。

又设混合层顶高不变, 在 ω 随高度分布(廓线)为固定函数形式的情况下, $\omega_b/\omega_e = \gamma$ (常数), 于是

$$\tilde{Q} = (\kappa q_m \gamma - \kappa_b q_b \gamma - \kappa q_m) \omega_e.$$

设 $w = w_g(x, y)G(z)$, 可知 w_g 是局地 w 垂直廓线的一个特征值, 后面将给定这个函数的具体形式。

由定义可知 $w = -\omega/p$, 两者廓线之间的关系是固定的, 因此, w_g 与 ω_e 之间有固定比值, 即 $\omega_e = -\eta w_g$ 。

于是,

$$\tilde{Q} = -\eta(\kappa q_m \gamma - \kappa_b q_b \gamma - \kappa q_m) w_g.$$

根据一些暴雨分析^①中的事实, 可以粗略假设积云对流加热 Q 的廓线与 w 的廓线相似, 即

$$Q = Q_g G(z) = \frac{\tau \tilde{Q}}{H} G(z),$$

$$\frac{RQ}{c_p} = \frac{R\tau \tilde{Q} G(z)}{c_p H} = -\frac{\eta \tau R}{c_p H} (\kappa q_m \gamma -$$

$$\kappa_b q_b \gamma - \kappa q_m) w_g G(z) = \mu w,$$

H 为对流层顶“高度”, 设为常数, 并与 z 同样无因次。

$$\mu = \frac{\mu \tau R}{c_p H} [\kappa_b q_b \gamma + \kappa(1 - \gamma) q_m], \quad (6)$$

其中 η 、 τ 、 R 、 c_p 、 H 、 κ_b 、 κ 、 γ 均为常数, 而

$$1 - \gamma = 1 - \frac{\omega_b}{\omega_e} > 0.$$

因此, (6)式表示 μ 与混合层湿度 q_b 和云系层下半部平均湿度 q_m 的加权代数和成正比。 μ 的水平分布反映了对流层下部湿度积量(简称“低层湿度”)的水平分布。现在, (4)式可写成:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial \phi}{\partial z} + (C_0^e - \mu) w = 0. \quad (7)$$

注意, 虽然 $RQ/c_p = \mu w$ 以及(7)式最后一项在形式上与“湿绝热运动”的情况有些相似, 但这个表述深厚积云对流加热场的参数化式子只定义在指定的垂直气柱中, μ 值属于整个垂直气柱, 是 x 、 y 的函数。但针对“低层湿度锋”的情况, 后面将假设 μ 只是 y 的函数。

3 w 方程及其频率方程

对(2)式两边作 $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right)$ 运算, 并对(3)式两边作 $\left(f - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right)$ 运算, 合并可得:

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 + F^2\right] u =$$

$$-\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial \phi}{\partial x} - \left(f - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right) \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad (8)$$

对(3)式两边作 $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right)$ 运算, (2)式乘以 f , 相减可得:

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 + F^2\right] v = -\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial \phi}{\partial y} + f \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (9)$$

式中, $F^2 \equiv f(f - \partial \bar{u} / \partial y)$ 。

(8)式对 x 微商, (9)式对 y 微商, 相加可得:

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 + F^2\right] \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = -\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \nabla^2 \phi, \quad (10)$$

其中, 已忽略了 $[(\partial / \partial t + \bar{u} \partial / \partial x)^2 + F^2]$ 随 y 的变化^[21], 这个简化在基本风场的水平切变不十分强的情况下影响不大。将(5)式代入(10)式,

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 + F^2\right] \left(w - \frac{\partial w}{\partial z}\right) = -\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \nabla^2 \phi, \quad (11)$$

(11)式对 z 微分, 并对(7)式作 ∇^2 (拉普拉斯) 运算, 并设 μ 只是 y 的函数, 合并可得:

$$\begin{aligned} & \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 + F^2\right] \left(\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) - \\ & \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right) - (C_0^e - \mu) \nabla^2 w + \\ & 2 \frac{\partial \mu}{\partial y} \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial^2 \mu}{\partial y^2} w = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

胡伯威等^[4, 22]曾指出, 在典型的梅雨环流形式中, 在伸展轴基本沿长江流域的变形场作用下首先形成一条明显的“湿度锋”。强降水出现的初阶段, 低空急流和切变线都还比较弱。针对这种情况, 为简单起见, 我们暂时忽略(12)式中包含 $\partial \bar{u} / \partial y$ 和 $\partial^2 \bar{u} / \partial y^2$ 的两项, 只在 F^2 中还保留着 $\partial \bar{u} / \partial y$ 对绝对涡度的贡献。于是(12)式简化为

$$\begin{aligned} & \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 + F^2\right] \left(\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) - \\ & (C_0^e - \mu) \nabla^2 w + 2 \frac{\partial \mu}{\partial y} \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial^2 \mu}{\partial y^2} w = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

令

$$w = W \sin\left(\frac{\pi}{H} z\right) e^{\frac{\pi}{2} i(m x + n y - a t)}. \quad (14)$$

① 胡伯威, 彭广. 梅雨锋的准定常状态和持续对流暴雨. 国家气象局强风暴实验室文集(1990~1991). 1~14, 强风暴实验室刊印

这里, 我们已经设定了第 2 节中 w 的垂直廓线函数的具体形式, 即

$$w = w_g(x, y) \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right) e^{\frac{\pi}{2}}. \quad (15)$$

除了是一个适合方程(13)的模拟(即本征函数)外, 它还比较符合梅雨锋暴雨系统中的观测实际。(15)式实际上也给出了上下边界条件, 即在地面和对流层顶 w 均为 0。设对流层顶在 150 hPa, 图 1 为与(15)式相应的 $w = dp/dt$ 的廓线和水平散度廓线, w 的极大绝对值(无辐散层)出现在 462 hPa。在上升运动区, 对流层中、下部有深厚而相对弱的辐合, 对流层上部有相对浅薄而强的辐散。除了在下边界层不应该有那么大的辐合(但这对整体没有明显影响)以外, 它与典型的观测实际是比较接近的。

将(14)式代入(13)式, 得到频率方程:

$$\alpha = m\bar{u} \pm (F^2 + K^2 N_c^2 + M_2 + inM_1)^{\frac{1}{2}}, \quad (16)$$

其中, $K^2 = m^2 + n^2$, $N_c^2 = E(C_0^2 - \mu)$, $M_1 = 2E\partial\mu/\partial y$, $M_2 = E\partial^2\mu/\partial y^2$, $E = (\pi^2/H^2 + 1/4)^{-1}$ 。

(15)式可写为 $\alpha = m\bar{u} \pm Ae^{i\frac{\theta}{2}} = m\bar{u} \pm A(\cos\theta + i\sin\theta)^{\frac{1}{2}}$ 形式, 其中

$$\cos\theta = \frac{F^2 + K^2 N_c^2 + M_2}{[(F^2 + K^2 N_c^2 + M_2)^2 + n^2 M_1^2]^{\frac{1}{2}}},$$

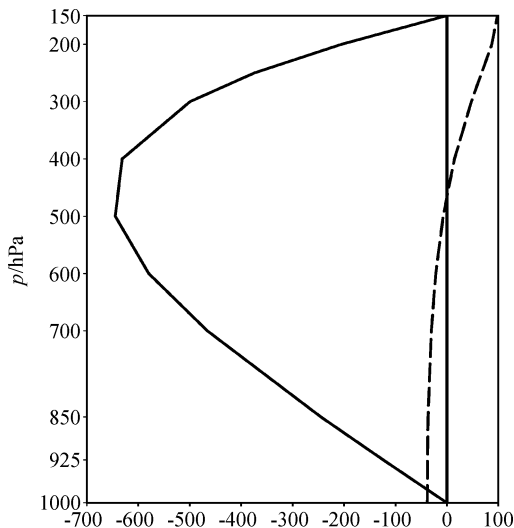


图 1 $\frac{w}{\omega_g}$ (实线)、 $\frac{\nabla \cdot \bar{v}}{\nabla \cdot \bar{v}_g} \times 30$ (虚线) [ω_g 和 $\nabla \cdot \bar{v}_g$ 的意义同 (15)式中的 $w_g(x, y)$] 随气压 p 的变化

Fig. 1 The variation of $\frac{w}{\omega_g}$ (solid line) and $\frac{\nabla \cdot \bar{v}}{\nabla \cdot \bar{v}_g} \times 30$ (dashed line) [the meanings of ω_g and $\nabla \cdot \bar{v}_g$ are the same as $w_g(x, y)$ in Eq. (15)] with pressure

$$\sin\theta = \frac{nM_1}{[(F^2 + K^2 N_c^2 + M_2)^2 + n^2 M_1^2]^{\frac{1}{2}}},$$

按定义, 分母中平方根一律取正值。

利用三角函数半角公式, 得:

$$\alpha = m\bar{u} \pm \frac{\sqrt{2}}{2} \left\{ [(F^2 + K^2 N_c^2 + M_2)^2 + n^2 M_1^2]^{\frac{1}{2}} + F^2 + K^2 N_c^2 + M_2 \right\}^{\frac{1}{2}} \pm i \frac{\sqrt{2}}{2} \left\{ [(F^2 + K^2 N_c^2 + M_2)^2 + n^2 M_1^2]^{\frac{1}{2}} - F^2 - K^2 N_c^2 - M_2 \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (17)$$

无论 $F^2 + K^2 N_c^2 + M_2$ 为正值或负值, (17)式中两个大括号内的值均 ≥ 0 , 其平方根为实数, 即(17)式右边前两项与第 3 项分别为实数和虚数。前者为波的局地频率 α_r , 后者为单位虚数 i 乘波幅随时间的指数增长率 α_i 。

4 低层“湿度锋”附近 CISK 惯性重力波的特性

4.1 波速

在各种具体情况下, 局地波速矢量在物理上的合理定义应该是该处等位相面的法向移速。由(17)式, 波位相速度的模量:

$$C = \frac{\alpha_r}{K} = a\bar{u} \pm \frac{\sqrt{2}}{2} \left\{ (F^2 K^{-2} + N_c^2 + M_2 K^{-2})^2 + b^2 M_1^2 K^{-2} \right\}^{\frac{1}{2}} + F^2 K^{-2} + N_c^2 + M_2 K^{-2} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (18)$$

其中, $\alpha = m/K = \cos\beta$, $b = n/K = \sin\beta$, β 为波的速度矢量与湿度锋走向即 x 轴的交角。

(18)式右边第 1 项为波速随基本气流的平流部分, 第 2 项为波速的传播部分。由(18)式可见, 积云对流加热的参入使 $N_c^2 = E(C_0^2 - \mu)$, 比干过程 $N_c^2 = EC_0^2$ 减小, 导致波速减慢, 但在有“湿度锋”的情况下, 湿度场(积云对流加热场)的梯度 M_1 可导致波速(在有偏南、北分量时)增大; 水平分布二次导数 M_2 也在不同地点对波速有正的或负的影响。

4.2 发展

波幅的指数增长率

$$\alpha_i = \pm \frac{\sqrt{2}}{2} \left\{ [(F^2 K^{-2} + N_c^2 + M_2 K^{-2})^2 + b^2 M_1^2 K^{-2}]^{\frac{1}{2}} - F^2 K^{-2} - N_c^2 - M_2 K^{-2} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (19)$$

包括一个增长的模和一个衰减的模, 波的稳定度取决于前者。积云对流加热(CISK)主要发生在梅雨锋带附近, 因此首先考虑基本沿梅雨锋走向(x 轴方向)传播的波, 这种情况下 b 值很小可以忽略。

$$\alpha_{i1} = \begin{cases} 0, & F^2 K^{-2} + N_c^2 + K^{-2} M_2 > 0, \\ (-F^2 K^{-2} - N_c^2 - K^{-2} M_2)^{\frac{1}{2}}, & F^2 K^{-2} + N_c^2 + K^{-2} M_2 \leq 0, \end{cases}$$

α_{i1} 为 α_i 的增长模。可见稳定度取决于 $F^2 K^{-2} + N_c^2 + K^{-2} M_2$ 的值, 一般(基本)的第二类条件稳定度由 $F^2 K^{-2} + N_c^2$ 的值决定, 而在“湿度锋”附近, 稳定度还受湿度场(即积云对流加热场) y 方向不均匀度(即二次导数) M_2 的影响, 在 M_2 负值最大的地方它对不稳定的贡献最大。用以下简单函数来描述(拟合)一条典型的“湿度锋”是比较接近实际的(见图 2),

$$\alpha_{i1} \mu = M_0 - M \left(\frac{2\pi}{L} y + \sin \frac{2\pi}{L} y \right), \\ -\frac{L}{2} \leq y \leq \frac{L}{2}. \quad (20)$$

μ 的最大值和最小值分别在定义区域南界($y = -L/2$)和北界($y = L/2$)处, 而 $M_2 = \partial^2 \mu / \partial y^2$ 的最大负值和最大正值分别在 $y = -L/4$ 和 $y = L/4$, 这之间 μ 的梯度很陡, 所以这两处分别可以看作“湿度锋区”的南界和北界。可见, M_2 对不稳定贡献最

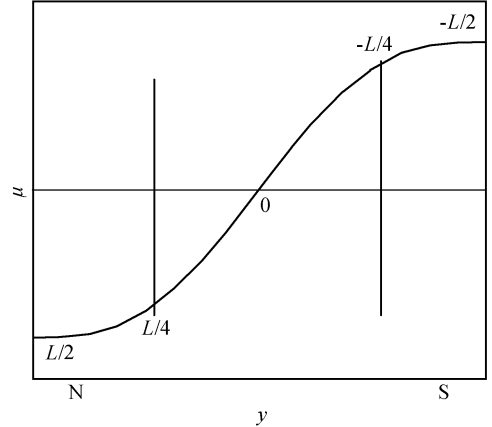


图 2 μ 随 y (北左、南右)变化的示意图

Fig. 2 The sketch map of μ -variation with y (the ordinate denotes μ , the abscissa denotes y , the direction on the left is north, and the right is south)

大的地方在“湿度锋区”南界。而在 $y = -L/4$ 到 $y = -L/2$ 之间 μ 值变化平缓, 增加值很小, 即 N_c^2 值的减小不明显, 所以最不稳定应该出现在“湿度锋区”的南界附近。这符合一个重要的观测事实: MCS 常在以“湿度锋区”南界为轴的这条带上(而不是高湿区的中央带)发展活跃。

4.3 能量频散和上、下游效应

在扰动大致上沿梅雨锋走向传播, 即(18)式中 b 值很小、 $a \approx 1$ 的情况下, 展开(18)式略去高阶小项:

$$C \approx \bar{u} \pm \frac{\sqrt{2}}{2} \left(|F^2 K^{-2} + N_c^2 + K^{-2} M_2| + \frac{1}{2} \frac{b^2 M_1^2 K^{-2}}{|F^2 K^{-2} + N_c^2 + K^{-2} M_2| + F^2 K^{-2} + N_c^2 + M_2 K^{-2}} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \\ \bar{u} \pm \begin{cases} (F^2 K^{-2} + N_c^2 + K^{-2} M_2)^{\frac{1}{2}} + \frac{b^2 M_1^2}{8} (F^2 K^{-\frac{2}{3}} + N_c^2 K^{\frac{4}{3}} + K^{-\frac{2}{3}} M_2)^{-\frac{3}{2}}, & F^2 K^{-2} + N_c^2 + K^{-2} M_2 > 0, \\ \frac{|b M_1|}{2} (-F^2 - N_c^2 K^2 - M_2)^{-\frac{1}{2}}, & F^2 K^{-2} + N_c^2 + K^{-2} M_2 < 0. \end{cases} \quad (21)$$

群速度 $C_g = C + K(dC/dK) = C_a + C_e + K(dC/dK)$, $C_a = \bar{u}$ 为相速随基本气流的平流部分; C_e 为(21)式右边第 2 大项, 是相速的传播部分, 它有正、负两个同值, 对应扣除 C_a 后指向“下游”和“上游”的两族波。 $dC_a/dK = 0$, 所以 $dC/dK = dC_e/dK$ 。很明显, 当 dC_e/dK 与 C_e 异号时, 能量频散不会超出这两族波的“波前”之间的范围, 即不会出现上、下游效应, 反之则会出现上、下游效应。

根据(21)式, 若 $F^2 K^{-2} + N_c^2 + K^{-2} M_2 > 0$,

$$\frac{dC_e}{dK} = \pm \left[\frac{-(F^2 + M_2) K^{-3}}{(F^2 K^{-2} + N_c^2 + M_2 K^{-2})^{\frac{1}{2}}} - \frac{b^2 M_1^2 (-F^2 K^{-2} + 2N_c^2 - M_2 K^{-2}) K^{-3}}{8(F^2 K^{-2} + N_c^2 + M_2 K^{-2})^{\frac{5}{2}}} \right], \quad (22)$$

当 $b=0$ 时, 只有在 $F^2 + M_2 < 0$ 的情况下, dC_e/dK 与 C_e 同号。在梅雨锋切变线附近无疑有 $F^2 > 0$, 因此要求 $M_2 < 0$, 且 $|M_2| > F^2$ 。在湿度锋区南界最有利于满足这个条件。但(22)式是在 $F^2 K^{-2} + N_c^2 + K^{-2} M_2 > 0$ 的前提下成立的, 要同时满足这两

个条件至少必须有 $N_c^2 > 0$ 。 $N_c^2 = E(C_0^2 - \mu)$, C_0^2 为常数, 在梅雨锋切变线上 f 与 $-\partial \bar{u} / \partial y$ 同号, 且它们的代表性(平均)数量大致相近。为了对上述条件作一个概念的了解(定性估计), 设 $F^2 \approx 2f^2$ 也近似为常数。因此, 上述两个条件主要是把作为积云对流主要发展因子的低层湿度参数 μ 及其水平不均匀度 M_2 限制在一个范围内。

由描述理想“湿度锋区”的(20)式, 在湿度锋区南侧($y = -L/4$ 处):

$$\mu = M_0 + \frac{\pi}{2} M + M,$$

$$M_2 = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 M.$$

前面关于不稳定条件的讨论表明, MCS 是在与“低层湿度锋区”耦合的惯性重力波 CISK 机制下发展起来的, 因此, 可以期望由此产生的扰动的尺度大致与“湿度锋”的 y 方向尺度相当, 即 $K \approx 2\pi/L$, 于是 $M_2(y = -L/4) = -(2\pi/L)^2 M$ 。此外, 可令 $M_0 \approx \pi M$ (这样在定义域内 μ 的最小值近于零, 这是可容许的, 因为虽然湿度不可能为零, 但是积云对流的发生有一个“门槛”, 即临界要求。前面关于 μ 的理想分布的假设是粗糙的, 在物理上湿度不为零时, 直接与加热率成比例的 μ 可以为零), 于是前面两个条件可表述为

$$2f^2 \left(\frac{L}{2\pi}\right)^2 + E C_0^2 - E \left(\frac{3\pi}{2} + 1\right) M - M > 0,$$

$$2f^2 \left(\frac{L}{2\pi}\right)^2 - M < 0,$$

即

$$\frac{2f^2 \left(\frac{L}{2\pi}\right)^2 + E C_0^2}{E \left(\frac{3\pi}{2} + 1\right) + 1} > M > 2f^2 \left(\frac{L}{2\pi}\right)^2, \quad (23)$$

在长江流域 $f^2 \approx (\pi/86400)^2 \text{ s}^{-2}$ 。

观测事实表明“对流云团波列”的波长约 500 km, 即 $L \sim 5 \times 10^5 \text{ m}$, 则 $2f^2 (L/2\pi)^2 \approx 16 \text{ m}^2/\text{s}^2$, 已知 $C_0^2 \approx 7.5 \times 10^3 \text{ m}^2/\text{s}^2$, 代入(23)式, 则 $0.87 \times 10^3 \text{ m}^2/\text{s}^2 > M > 1.6 \times 10 \text{ m}^2/\text{s}^2$ 。

这表明允许出现上、下游效应的 M 值范围两端相差将近两个量级, 实际上只要不大到突破“稳定”条件, 对允许出现上、下游效应的 M 值限制并不苛刻。

由(22)式可知, 在 $M < 0.87 \times 10^3 \text{ m}^2/\text{s}^2$ 的前提下, 它的值愈大(即在“稳定”的范围内愈接近中性)

则 $F^2 + M_2$ 的负值愈大, 分母 $(F^2 K^{-2} + N_c^2 + K^{-2} \cdot M_2)^{\frac{1}{2}}$ 的值愈小。于是 $|K dC_e/dK|$ 愈大, 即在接近中性情况下可以迅速产生上、下游效应。

如果波行方向(等位相面法向)向南、北偏($b^2 = \sin^2 \beta > 0$), 则由上所述, 若要 dC_e/dK 与 C_e 同号, 在(22)式右边前一个主要项中已限定 $F^2 + M_2 < 0$, $N_c^2 > 0$, 因此 $-F^2 K^{-2} + 2N_c^2 - M_2 K^{-2} > 0$, 第 2 项与 C_e 反号, 成为上、下游效应不利的因素。可见, 最有利于出现上、下游的情况是扰动(以及与之相联系的 MCS)在“低层湿度锋”南界附近, 并沿着锋带走向传播。

若 $F^2 K^{-2} + N_c^2 + M_2 K^{-2} \leq 0$, (即前述“不稳定”情况)则由(21)式

$$\frac{dC_e}{dK} = \pm \begin{cases} 0, & b = 0 \\ \frac{b M_1 |N_c^2 K^{-2}}{2} (-F^2 K^{-2} - N_c^2 - M_2 K^{-2})^{-\frac{3}{2}}, & b \neq 0. \end{cases} \quad (24)$$

由(24)式可知在“不稳定”情况下, 也须 $N_c^2 > 0$, 则当波行方向偏离 x 轴向时, dC_e/dK 与 C_e 同号, 有可能出现上、下游效应。但是由于 $F^2 > 0$, 同样要求 M_2 有足够大的负值, 所以最有利的地方也在湿度锋区南界一带。用与前面类似的方法估计 M 的范围, 可得: $0.87 \times 10^3 \text{ m}^2/\text{s}^2 < M < 1.31 \times 10^3 \text{ m}^2/\text{s}^2$ 。因此, 可能出现上、下游效应的条件可放宽到很接近中性的狭窄不稳定范围内。

看到的实际情况往往是: 当一个 MCS 发展到顶点并开始趋向衰减时, 在它的上游和下游很快地发生发展起新的 MCS。可以认为, 此时原先的 MCS(能量频散源)附近稳定度已近中性(这往往是 MCS 经过充分发展的结果), 虽然此时其上、下游积蓄着不稳定条件, 但实际情况比这个简单模式描述的复杂。当上、下游“波峰”所在处扰动运动强度尚未突破积云对流发展的“门槛”时, 积云对流加热尚未进入角色。在“干”的阶段, 那里的条件仍可视作近中性稳定的, 所以整个带区的条件都使上、下游效应能够实现。一旦上、下游“波峰”附近的上升运动(低层水汽辐合)突破“门槛”时, 不稳定增长得以实现, 新的 MCS 就爆发出来。

5 结论和讨论

本文的线性方程组采用了一种适合于对深厚的中尺度大气扰动作解析研究的虚拟高度坐标系和一

种简单的积云对流参数化表述。针对长江流域梅雨锋附近温、湿、风场的基本特征,研究了具有水平切变的地转基本气流和“低层湿度锋”背景的,以及有宏观积云对流加热场参与的深厚惯性重力波(简称“CISK 惯性重力波”)的性质及其天气学意义。作为这个研究的第一部分,本文暂时忽略水平切变基本气流的部分作用,即排除了水平切变不稳定因素中与科里奥利力无关的部分。

结果表明,与积云对流加热场有最密切关系的低层湿度条件及其水平分布不均匀性质都对扰动的波速和稳定度有重要影响。最可能出现不稳定发展的地方是在“低层湿度锋”南界附近,因此这里是 MCS 的活跃地带。

所以,我们在研究波扰的频散和出现上、下游效应的可能性时,主要考虑在湿度锋区南界并基本沿锋带走向传播的波扰。这不仅是为了简洁明朗,更是因为惟独它有重要的天气意义。

在这个情况下,低层湿度条件及其水平分布能够允许出现上、下游效应的特征范围比较宽。最有利于快速出现上、下游效应的条件是稳定度在中性($F^2 K^{-2} + N_c^2 + M_2 K^{-2} = 0$)附近。在稳定的一边允许的范围较宽,在不稳定一边允许的范围很窄(即限于很接近中性的弱不稳定)。用这个结果也许可以解释一个曾经多次重复出现并引起我们浓厚兴趣的观测事实:梅雨锋上恰恰是当一个旺盛的 MCS 发展到顶点而开始趋向衰减时在上、下游很快发展起新的 MCS,新、旧 MCS 一起形成“云团波串”。

MCS 演变的似“上、下游效应”现象与惯性重力波的关系,也许还有其他方式,例如那种只发生在相对浅薄的层结稳定的大气层(行星边界层或对流层上部)的“干”惯性重力波,它们可以在一定条件下触发 MCS 或者使它加强或减弱^[9]。反过来, MCS 在发展的某个阶段也引发显著的振荡,从而产生惯性重力波。MCS 本身并不一定伴随这些波的位相移动,即 MCS 的移速与这些惯性重力波的相速不一致(一般可设想后者的绝对值更大)。于是就可能在与现时存在的 MCS 有一定距离的地方触发新的 MCS。这个“一定距离”是因为已有的 MCS 附近的补偿下沉区的抑制作用会把可以产生新 MCS 的地方限制在这个区域之外。当然,最有利于产生新 MCS 的地带仍旧是“湿度锋区”南界附

近,这样新、旧 MCS 就沿梅雨锋形成“云团波串”。今后依靠比较完备的中尺度观测资料和采用中尺度数值模拟也许可以验证哪一种机制更符合实际,抑或两者兼有。

致谢 李俊协助查找部分参考文献,王晓芳承担了作图、打印、校对等工作。

参考文献 (References)

- [1] 胡伯威,王灵艳. 梅雨锋上中间尺度扰动的发生. 长江流域暴雨文集. 北京:气象出版社,1980. 1~10
Hu Bowei, Wang Lingyan. The initiation of intermediate-scale disturbances in Meiyu front. *The Collection of Heavy Rain in Changjiang River Basin* (in Chinese). Beijing: China Meteorological Press, 1980. 1~10
- [2] 胡伯威. 对我国梅雨天气次尺度系统的一些认识. 气象科技, 1986, **92**(2): 21~29
Hu Bowei. Some recognition on the intermediate-scale disturbances in China Meiyu season. *Meteorological Science and Technique* (in Chinese), 1986, **92**(1): 21~29
- [3] 胡伯威,潘鄂芬,顾中华. 梅雨锋上云团活动的个例分析. 应用气象学报, 1992, **3**(1): 42~50
Hu Bowei, Pan Efen, Gu Zhonghua. A case study on the activity of cloud clusters with heavy rain in Meiyu front. *Journal of Applied Meteorological Science* (in Chinese), 1992, **3**(1): 42~50
- [4] 胡伯威,彭广. 长江中下游梅雨锋产生和发展的个例研究. 气象学报, 1995, **53**(增刊): 613~621
Hu Bowei, Peng Guang. A case study on the generation and development of Meiyu front in the middle-down reaches of Yangtze river. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 1995, **53**(Suppl): 613~621
- [5] 胡伯威,潘鄂芬. 梅雨期长江流域两类气旋性扰动和暴雨. 应用气象学报, 1996, **7**(2): 138~144
Hu Bowei, Pan Efen. Two kinds of cyclonic disturbances and their accompanied heavy rain in the Yangtze River valley during the Meiyu period. *Journal of Applied Meteorological Science* (in Chinese), 1996, **7**(2): 138~144
- [6] Eom J K. Analysis of the internal gravity wave occurrence of 19 April 1970 in the Midwest. *Mon. Wea. Rev.*, 1975, **103**(6): 217~226
- [7] Uccellini L W. A case study of apparent gravity wave initiation of severe convective storms. *Mon. Wea. Rev.*, 1975, **103**(6): 497~513
- [8] 孙淑清,翟国庆. 低空急流的不稳定性及其对暴雨的触发作用. 大气科学, 1980, **4**(4): 327~337
Sun Shuqing, Zhai Gaoqing. On the instability of the low level jet and its trigger function for the occurrence of heavy rainstorms. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (Scientia Atmosphere Sinica)* (in Chinese), 1980, **4**(4): 327~337

- [9] 孙淑清. 低空急流对内重力波不稳定发展的作用. 大气科学, 1983, **7**(2): 136~144
Sun Shuqing. The dynamic effect of Tibet Plateau on the formation of zonal type circulation over east Asia. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (Scientia Atmosphere Sinica)* (in Chinese), 1983, **7**(2): 136~144
- [10] Sun Shuqing. Gravity waves on the axis of low level jet and thier instability. *Advances in Atmospheric Sciences*, 1985, **2**(1): 112~123
- [11] Peng Jiayi, Wu Rongsheng, Wang Yuan. Initiation mechanism of meso- β scale convective systems. *Advances in Atmospheric Sciences*, 2002, **19**(5): 870~884
- [12] 许晓峰, 孙照渤. 非地转平衡流激发的重力惯性波对梅雨锋暴雨影响的动力学研究. 气象学报, 2003, **61**(6): 655~660
Xu Xiaofeng, Sun Zhaobo. Dynamic study on influence of gravity wave induced by unbalanced flow on Meiyu front heavy rain. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 2003, **61**(6): 655~660
- [13] Hu Bowei. The meso- α scale convective cloud cluster with heavy rain in Mei-Yu frontal zone. Joint United States-Peoples Republic of China Workshop on Mesoscale Meteorology, Boulder, Colorado, 1990, 18~19
- [14] 巢纪平, 吴钦岳. 地转气流中的重力惯性内波. 气象学报, 1964, **34**(4): 523~530
Chao Jiping, Wu Qinyue. Some aspects on the gravitational waves in a geostrophic currents. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 1964, **34**(4): 523~530
- [15] 李崇银. 垂直风切变中的 CISK. 大气科学, 1983, **7**(4): 427~431
Li Chongyin. CISK with the vertical shear of wind. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (Scientia Atmosphere Sinica)* (in Chinese), 1983, **7**(4): 427~431
- [16] 王永中, 夏友龙. CISK 影响下的线性和非线性惯性重力波. 应用气象学报, 1996, **7**(1): 82~88
Wang Yongzhong, Xia Youlong. The linear and nonlinear inertial-gravitational waves influenced by CISK. *Journal of Applied Meteorological Science* (in Chinese), 1996, **7**(1): 82~88
- [17] 夏友龙、王永中. 切变气流中的 CISK 机制与惯性重力波. 热带气象学报, 1996, **12**(4): 341~348
Xia Youlong, Wang Yongzhong. The CISK inertial-gravitational waves in shear flow. *Journal of Tropical Meteorology* (in Chinese), 1996, **12**(4): 341~348
- [18] 胡伯威. 与低层“湿度锋”耦合的带状 CISK 和暖切变型梅雨锋的产生. 大气科学, 1997, **21**(6): 679~686
Hu Bowei. The band of CISK coupled with low level “Moisture Fronts” and the genesis of warm shear line-type Meiyu fronts. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (Scientia Atmosphere Sinica)* (in Chinese), 1997, **21**(6): 679~686
- [19] 胡伯威. 夏季副热带相当正压切变线的动力学性质. 大气科学, 1996, **20**(3): 326~336
Hu Bowei. The dynamic characters of equivalent-barotropical shear-line in summer subtropics. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (Scientia Atmosphere Sinica)* (in Chinese), 1996, **20**(3): 326~336
- [20] 胡伯威. 次天气尺度系统中的非地转运动和广义平衡模式. 气象学报, 1997, **55**(3): 271~284
Hu Bowei. The ageostrophic motion in subsynoptic scale systems and the generalized balance model. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 1997, **55**(3): 271~284
- [21] 刘式适, 刘式达. 大气动力学. 北京: 北京大学出版社, 1991. 427
Liu Shikuo, Liu Shida. *Atmosphere Dynamics* (in Chinese). Beijing: Beijing University Press, 1991. 427
- [22] 胡伯威. 江淮流域典型梅雨锋结构及其形成和维持的机制. 见: 丁一汇报. 1991 年江淮流域持续性特大暴雨研究. 北京: 气象出版社, 1992. 69~83
Hu Bowei. The structure, formation and maintenance mechanism of the Meiyu front in the Changjiang River and Huaihe River basins. *Research of Excessively Torrential Rain over Changjiang-Huaihe River Valley in 1991* (in Chinese), Ding Yihui, Ed. Beijing: China Meteorological Press, 1992. 69~83