

与低层“湿度锋”耦合的带状 CISK 和 暖切变型梅雨锋的产生

胡伯威

(武汉暴雨研究所, 武汉 430074, 北京大学暴雨监测与预测国家重点实验室)

摘 要 如果大气底层有一条强的湿度梯度带(底层“湿度锋”)则在尺度相对大的高空扰动诱发下,“湿度锋”南界附近最利于发生第二类条件不稳定,即在这里出现 CISK 增长率极大轴。发展的南北向尺度基本取决于“湿度锋区”宽度。由此可在“湿度锋”紧南侧发展起一条具有相当正压结构的切变线。文中分别讨论了 Ekman CISK 和 Wave-CISK 两种情况,均有类似的结果。这种与低层“湿度锋”耦合的 CISK 可以解释长江流域梅雨末期暖切变型梅雨锋的发生过程。

关键词 第二类条件不稳定 低层“湿度锋” 耦合 相当正压切变线

1 引言

位于长江流域的东亚梅雨锋西段,愈往西深入陆地,其两侧的温度差愈不明显。特别是到了梅雨末期,除了在 850 hPa 有“下雨下出来的假锋”以外,再往上一条伴有弱暖轴的相当正压切变线。我们^[1]把它叫做暖切变型梅雨锋。这种天气系统的结构和动力学性质已经显然不同于斜压锋面^[1,2],可想见它的产生过程和机制也是特别的。70 年代以来有不少文献指出,伴随对流降水释放的潜热是这种系统发展的首要因子。于是使人想到第二类条件不稳定(CISK)。郭英华和 Anthes^[3]做了一个数值模拟,除了表明潜热对梅雨锋西段的发展特别重要以外,还注意到梅雨锋云带与 850 hPa 上正涡度极大值的连线很吻合。这给与 Ekman 抽吸相联系的 CISK 的作用提供了一个佐证。此外,人们普遍知道的另一个事实是:梅雨锋及其暴雨无论是局段的发展和全线的发展几乎都出现在低层湿度(不同文献中分别用露点温度、 θ_{se} 或用“湿静力能量”来表示)“锋带”紧南侧,而不是在距“湿度锋”较远的宽广高湿区内,尽管那里低层潮湿不稳定条件可能更好一些。陈秋士^[4]研究了与湿绝热运动相联系的重力-惯性不稳定。其中在讨论次天气尺度“ Ω 型暴雨系统”的发展时,指出大尺度起始扰动与次天气尺度湿静力稳定度(σ_m)场的耦合可以加强这类不稳定。而且发展的水平尺度主要取决于后者。胡伯威^[1,3]最近分析暖切变型梅雨锋的发生过程时均发现,在尺度相对大的高空副热带弱波扰掠过长江中、下游时,低层正涡度的发展都选择地出现在低层“ θ_{se} 锋区”的紧南侧狭窄范围内。结果在这里产生出明显的梅雨锋切变线。在文献[2]中借鉴陈秋士的上述思路引伸到平直强湿度梯度带的情况,对此作了一个定性的初步讨论,但主要考虑积云对流加热的方式,提出了与低层“湿度锋”耦合的 CISK 设

想。本文具体论证这种 CISK 机制,以解释暖切变型梅雨锋的发生过程。第 2 节和第 3 节分别讨论 Ekman-CISK 和 Wave-CISK 两种情况。

2 与低层“湿度锋”耦合的 Ekman-CISK

Ekman-CISK 即经典的 CISK,其中控制对流云系加热场的云系层底部上升运动取决于边界层摩擦抽吸。纯粹的 Ekman-CISK 忽略非地转涡度,因此原则上属于一种准地转不稳定。在梅雨锋切变线(及相联系的低空急流)发生之前,长江流域风场很弱。可忽略平流项,采用下列线性两层模式:

$$\frac{\partial \zeta_1}{\partial t} - f_0 \frac{\omega_2}{\Delta p} = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \zeta_3}{\partial t} + f_0 \frac{\omega_2}{\Delta p} = 0, \quad (1b)$$

$$\nabla^2 \varphi_1 = f_0 \zeta_1, \quad (1c)$$

$$\nabla^2 \varphi_3 = f_0 \zeta_3, \quad (1d)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\varphi_1 - \varphi_3}{\Delta p} \right) - \sigma \omega_2 = \frac{R}{c_p p} Q_2, \quad (1e)$$

铅直分层如图 1。上式中 ζ 为相对涡度, φ 为等压面位势高度, R 为空气气体常数, c_p 为定压比热, 科里奥利参数 f_0 取常数, $\sigma \equiv -(1/\rho)(\partial \ln \theta / \partial p)$ 为“干”静力稳定度, Q_2 实际上近似地代表整个对流云系层的平均加热强度。在关于 CISK 的经典文献中采取一种最简单的积云对流加热参数化形式, 即 $(R/c_p p)Q_2 = -\sigma \eta \omega_4$ 。它突出表现了通过混合层(边界层)顶向云系层输入水汽的作用。实际上无因次参数 η 不仅与混合层的因素有关, 它还与自由大气层中的一些因素有关。按照迄今被认为物理上比较清楚的 Arakawa-Schubert 理论^[6], 是由直接引起“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强度的平衡点。简言之就是这两方面因素共同决定加热强度。其一是混合层强迫 (mixed layer forcing), 其中主要是混合层顶部向上水汽通量。其二是云系层强迫 (cloud layer forcing), 其中主要是云系所在层的水汽水平通量辐合。梅雨锋所处的陆地环境与海上不同, 水汽主要由季风输入、边界层以上的水汽输送和辐合也是很重要的。即

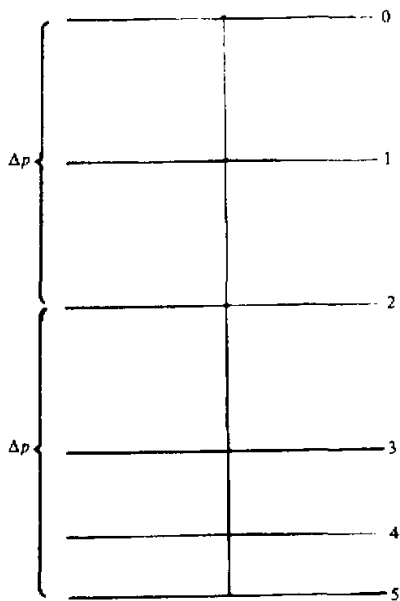


图 1 二层模式结构示意图
“4”标示边界层顶

使只考虑上述两个主要因素, Q_2 的函数形式仍将很复杂。为简化起见, 粗略地表示成两个因子贡献的代数和, 由于在次天气尺度区域内水汽通量辐合主要取决于 $-q \cdot \nabla \cdot \bar{\mathbf{r}}$ 部分, 因此可令

$$\frac{R}{c_p p} Q_2 = [\sigma \eta_1 \omega_2 - \sigma \eta_3 (\omega_2 - \omega_4)] - \sigma \eta_4 \omega_4, \quad (2)$$

其中 η_1 、 η_3 和 η_4 分别为 0~2 层、2~4 层和 4~5 层的湿度的增函数。显然方括号内的各项之和表示云系层水汽水平通量净辐合的贡献, 末项表示混合层顶铅直水汽通量的贡献。(2) 式还可写成

$$\frac{R}{c_p p} Q_2 = -\sigma \eta_c \omega_2 - \sigma \eta_b \omega_4, \quad (3)$$

其中 $\eta_c = \eta_3 - \eta_1 > 0$; $\eta_b = \eta_4 - \eta_3 > 0$ 。由于这类发展是在高空扰动诱发下开始的, 所以一开始便有 $|\omega_2| \gg |\omega_4|$, 于是 $-\sigma \eta_c \omega_2$ 和 $-\sigma \eta_b \omega_4$ 可分别近似地代表 (2) 式中的两个部分。

设 ω_4 取决于边界层摩擦抽吸, 并设 $\zeta_4 = a \zeta_3$, $0 < a < 1$ 为常数, 则

$$\omega_4 = -K \zeta_4 = -k \zeta_3, \quad (k = aK)$$

于是 (1e) 式可写成

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\varphi_1 - \varphi_3}{\Delta p} \right) - \sigma^* \omega_2 - K \eta_b \zeta_3 = 0, \quad (1e')$$

其中

$$\sigma^* = (1 - \eta_c) \sigma.$$

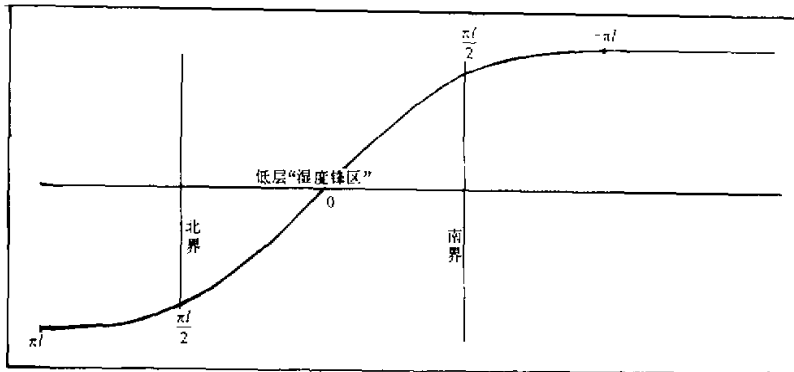
这里想顺便澄清一个问题。国内一些有关文献和教材在热力方程中同时考虑“大尺度上升凝结”和积云对流平均加热时, 将前者隐含在以“湿静力稳定度” σ_m 代替 σ 的修正中, 另外保留一个“积云对流加热项”, 这是不妥的。因为整体饱和的平均上升运动与积云对流实际上不可能同时同地共存。对流云区只可能部分饱和。而任何一种适当的积云对流加热参数化方案, 按其本意已描述了宏观气柱中全部与净凝结和对流交换有关的非绝热。我们这里将 σ^* 代替 σ , 其修正部分 $\sigma^* - \sigma$ 是直接由简单参数化的积云对流加热项中分离出来的。 σ^* 不同于一般定义的 σ_m 。此外由于 $\eta_c > 0$, 因此 $\sigma^* < \sigma$, 但 $\sigma^* > 0$ (即 $\eta_c < 1$)。因为 $\sigma^* < 0$ 将意味着一种假想的宏观尺度的第一类条件不稳定 (这不可能实现) 淹没了 CISK。

由式 (1a)~(1d) 和式 (1e') 可得到

$$\left(1 - \frac{(\Delta p)^2 \sigma^*}{2 f_0} \nabla^2 \right) \frac{\partial \zeta_3}{\partial t} + \frac{\Delta p k \sigma}{2 f_0} \nabla^2 (\eta_b \zeta_3) = 0. \quad (4)$$

在“锋区”内 η_b 随 y 陡变 (“湿度锋”亦即 η_b 的“锋”)。设 x 轴与低层“湿度锋”的中轴重合, 可构造如下函数来模拟 η_b 随 y 的分布:

$$\eta_b = \begin{cases} E_0 - \hat{E} \left(\frac{y}{l} + \sin \frac{y}{l} \right), & -\pi l \leq y < \pi l \\ E_0 + \pi \hat{E}, & y \leq -\pi l \end{cases} \quad (5)$$

图2 η_h (纵坐标) 随 y (横坐标, 北左、南右) 的变化

这个函数的图形如图2。它只定义在 $y < \pi l$ 区间。因为 $y \geq \pi l$ 已在干燥气团内, 那里方程(4)已没有意义。“湿度锋区”(陡变区)在 $-\pi l/2 \sim \pi l/2$ 之间, 其宽度 πl 相当于“半波长”。显见 η_h 及其对 y 的一二阶导数处处(包括 $y = -\pi l/2$ 点)连续。实际上“湿度锋”往往达到 850 hPa 以上。所以云系层下部一个薄层中也有湿度梯度, 使得 σ^* 也随 y 变化。但整层平均的结果, 这个变化不象边界层中那么明显。为简单起见, 可粗略地视 σ^* 为常数。令

$$\zeta_3 = Z \cos \frac{x}{L} \cos \frac{y - y_0}{L} e^{at}, \quad (6)$$

采用方程(4)的这样一个本征函数, 意味着初始时刻 ($t=0$) 在某种高空系统影响下, 低层涡度场有一个尺度为 L 的形似圆涡(与严格的圆涡稍有差别)的扰动, 其范围覆盖着“湿度锋”, 其中心与“湿度锋”中轴线的距离为 y_0 。一般“锋区”宽度 $\pi l < 200$ km。正涡度扰动的直径 $\pi L > 700$ km。因此至少有 $L^2 > 10l^2$ 。

将(5)、(6)式代入(4)式可得

$$\alpha = \begin{cases} \frac{f_0 k \sigma \Delta p}{L^2 f_0^2 + \sigma^* (\Delta p)^2} \left[E_0 - \hat{E} \left(\frac{y}{l} + \sin \frac{y}{l} \right) - \frac{L \hat{E}}{l} \left(1 + \cos \frac{y}{l} \right) \right] \frac{y - y_0}{L} \\ \quad - \frac{L^2 \hat{E}}{2l^2} \sin \frac{y}{l} \Big], & -\pi l \leq y < \pi l \\ \frac{f_0 k \sigma \Delta p (E_0 + \pi \hat{E})}{L^2 f_0^2 + \sigma^* (\Delta p)^2}, & y \leq -\pi l \end{cases} \quad (7)$$

可见, 在离“湿度锋”较远的潮湿气团内部 ($y \leq -\pi l$) 发展的水平尺度和增长率除了与湿气团内的湿度条件有关以外, 只与起始涡度扰动场的尺度有关。在 L 的大值范围内, 增长率随 L 减小而急剧增大。而在 L 的小值范围内, 增长率渐近地趋向常数。这与一般 CISK 的结果一致, 只是表示形式有些差别。原来 η 参数中所含物理因素现在分别反映在 $E_0 + \pi \hat{E}$ 和 $\sigma^* - \sigma$ 中。

在“湿度锋”区及其附近 ($-\pi l < y < \pi l$), 发展取决于起始扰动场与“湿度锋”的耦

合。其中主要表现在方括号中最后一项 $-(L^2 \hat{E} / 2l^2) \sin(y/l)$ 。由于 $l^2 \ll L^2$, “湿度锋”的存在使增长率大大加强。在起始时刻,

$$\left(\frac{\partial \zeta_3}{\partial t} \right)_{t=0} = \alpha. \quad (8)$$

由 α 的表达式 (7) 已可粗略看出, 由于 $-(L^2 \hat{E} / 2l^2) \sin(y/l)$ 是大项, 增长率突出地表现了中尺度分布, 其极大值应在 $y = -\pi l / 2$ 附近, 即“湿度锋”南界附近。可进一步作以下具体分析:

将 (7) 式代入 (8) 式并对 y 求导, 可以得到在 $(\partial^2 \zeta_3 / \partial y \partial t)_{t=0} = 0$ 处

$$\operatorname{ctg} \frac{y}{l} \sim \frac{L^2}{L^2 + 4l^2} \left\{ \left[\frac{3l}{L} + \frac{2l^3}{L^3} \left(1 + \frac{y}{l} \csc \frac{y}{l} \right) \right] \operatorname{tg} \frac{y - y_0}{L} - \frac{4l^2}{L^2} \csc \frac{y}{l} \right\}. \quad (9)$$

令 $y = -(\pi l / 2) + \Delta y$, (9) 式可改写为

$$\operatorname{tg} \frac{\Delta y}{l} \sim \frac{L^2}{L^2 + 4l^2} \left\{ \left(\frac{3l}{L} + \frac{4l^3}{L^3} \right) \operatorname{tg} \frac{-(\pi / 2) - y_0 + \Delta y}{L} + \frac{4l^2}{L^2} \sec \frac{\Delta y}{l} \right\}. \quad (10)$$

取 $L = 5l$ (根据天气分析这是一个比较适中的比值) 可得到

$$\frac{\Delta y}{L} = 0.2 \operatorname{arctg} \left[-0.54 \operatorname{tg} \left(\frac{-(\pi / 2) - y_0}{L} + \frac{\Delta y}{L} \right) - 0.14 \sec \frac{5\Delta y}{L} \right]. \quad (11)$$

这里 $y_0 + (\pi l / 2)$ 是起始扰动中心与“湿度锋区”南界的距离; Δy 是增长率极大值所在与“湿度锋区”南界的距离, 正值在北, 负值在南。按 (11) 式用迭代方法可以算出两者的数值关系如图 3。

可以看到, CISK 增长率最大值位置随着起始扰动中心略有位移, 但变动的幅度远

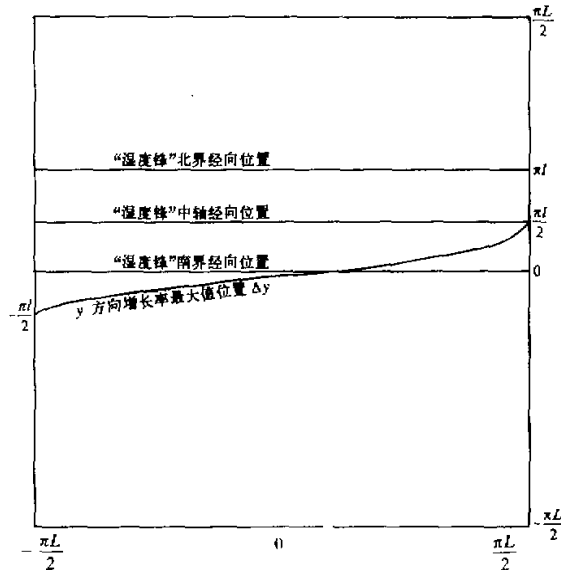


图 3 最大增长率的经向位置 (纵坐标) 随初始扰动经向位置 (横坐标) 的变化

小于后者, 而明显地被“吸引”在“锋区”南界附近; 当 $-\pi L/3 < y_0 + \pi l/2 < \pi L/3$, 即扰动的主要部分覆盖“锋区”南界时, $|\Delta y|$ 不到锋区宽度 (πl) 的 $1/5$ 。在这范围以外 Δy 随 $y_0 + \pi l/2$ 的变化稍大一些。但最大距离 (当南界位于扰动边缘, 即 $y_0 + \pi l/2 = \pm \pi L/2$ 时) 也只有“锋区”宽度的一半, 因此最大增长率总是位于“锋区”中轴线以南。另一方面, 由 (7) 式很容易看出, 增长率在东西 (x) 方向只是与初扰值成正比, 变化平缓且对称。总之, 这种 CISK 非但没有内在的尺度选择性, 而且增长率的水平分布与起始扰动风场也只有很弱的关系, 却与低层“湿度锋”有强的关系, 显著发展区是一条平行于“湿度锋”并在其南界附近的狭窄带。由方程组 (1) 本身很容易看到, 高层负涡度带以及暖带与低层正涡度带同步发展, 并且在水平方向位相完全一致。其结果是产生一条伴以暖轴的相当正压切变线。当然这个十分简化的模式无法描述伴随对流降水的非绝热过程在边界层产生一条浅薄狭窄的冷带及其南侧“假锋”的现象^[1-3]。

3 与低层“湿度锋”耦合的 Wave-CISK

Wave-CISK 是联系着区域平均积云对流平均加热的重力-惯性不稳定, 其中设加热场直接受非平衡的铅直运动 (而不是诸如 Ekman 抽吸等过滤性强迫的铅直运动) 控制。当然, 实际上可以, 而且往往会两种机制混合存在。但由于这里还要考虑湿度场耦合问题, 为避免过于复杂化, 在前一节已讨论了 Ekman-CISK 之后, 本节忽略 Ekman 抽吸, 讨论纯粹的 Wave-CISK。只要将两种结果联系起来, 可以定性地推断同时包含两种机制的混合情况。

取下列两层线性模式 (铅直分层同图 1):

$$\frac{\partial \zeta_1}{\partial t} - f_0 \frac{\omega_2}{\Delta p} = 0, \quad (12a)$$

$$\frac{\partial \zeta_3}{\partial t} + f_0 \frac{\omega_2}{\Delta p} = 0, \quad (12b)$$

$$-\frac{1}{\Delta p} \frac{\partial \omega_2}{\partial t} + \nabla^2 \varphi_1 - f_0 \zeta_1 = 0, \quad (12c)$$

$$\frac{1}{\Delta p} \frac{\partial \omega_2}{\partial t} + \nabla^2 \varphi_3 - f_0 \zeta_3 = 0, \quad (12d)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\varphi_1 - \varphi_3}{\Delta p} \right) - \sigma \omega_2 = \frac{R}{c_p p} Q_2. \quad (12e)$$

形式上方程组 (12) 与 (1) 的唯一区别是在 (12c) 和 (12d) 中包含了铅直运动的非平衡变化。但将看到还有一个重要的区别是关于加热场的描述。按与前节同样的参数化考虑有

$$\frac{R}{c_p p} Q_2 = -\mu_c \sigma \omega_2 - \mu_b \sigma \omega_4, \quad (13)$$

由于现在考虑边界层顶的铅直运动与 Ekman 抽吸无关, 而是从属于整个气柱的重力-惯性振荡或不稳定, 因此可以近似认为气柱中的铅直运动分布形式为全气柱平均值乘以

p 的某种标准化函数 (标准廓线)。于是 ω_4 近似与 ω_2 成正比, 即 $\omega_4 = r\omega_2$, 代入 (13) 式有

$$\frac{R}{c_p p} Q_2 = -(\mu_c + r\mu_b)\sigma\omega_2 = -\mu^*\sigma\omega_2. \quad (13)'$$

将 (13)' 代入 (12) 式有

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\varphi_1 - \varphi_3}{\Delta p} \right) - \sigma(1 - \mu^*)\omega_2 = 0. \quad (12e)'$$

由 (12a) ~ (12d) 和 (12e)' 可得到

$$\frac{\partial^2 \omega_2}{\partial t^2} - \frac{(\Delta p)^2 \sigma}{2} \nabla^2 [(1 - \mu^*)\omega_2] + f_0^2 \omega_2 = 0. \quad (14)$$

这里由于高空波扰诱发起始的边界层顶上升运动时不必经过 Ekman 抽吸, 因此直接讨论 ω_2 的变化更为方便。它与涡度场和温度场 $((\varphi_1 - \varphi_3)/\Delta p)$ 的变化密切相联。

为描述“湿度锋”的存在, 同样可设

$$\mu^* = \begin{cases} M_0 - \hat{M} \left(\frac{y}{l} + \sin \frac{y}{l} \right), & -\pi l \leq y < \pi l \\ M_0 + \pi \hat{M}, & y \leq -\pi l \end{cases} \quad (15)$$

结合 (13)' 式可以看出, μ^* 的表式 (15) 不仅反映了“湿度锋”在边界层的主体部分, 同时也反映它延伸到云系层最下层的那部分。云系层中, 上层基本无湿度梯度, 这部分的情况和作用反映在常数项 M_0 中。

令

$$\omega_2 = \Omega \cos \frac{x}{L} \cos \frac{y - y_0}{L} e^{\alpha t}, \quad (16)$$

将 (15)、(16) 代入 (14) 式可得

$$\alpha = \begin{cases} \pm \left\{ \frac{(\Delta p)^2 \sigma}{L^2} \left[M_0 - \hat{M} \frac{y}{l} - \hat{M} \sin \frac{y}{l} - \frac{L \hat{M}}{l} \left(1 + \cos \frac{y}{l} \right) \right] \lg \frac{y - y_0}{L} \right. \\ \quad \left. - \frac{L^2 \hat{M}}{2l^2} \sin^2 \frac{y}{l} \right] - \left[\frac{(\Delta p)^2 \sigma}{L^2} + f_0^2 \right] \right\}^{1/2}, & -\pi l \leq y < \pi l \\ \pm \left[\frac{(\Delta p)^2 \sigma}{L^2} (M_0 + \pi \hat{M}) - \frac{(\Delta p)^2 \sigma}{L^2} - f_0^2 \right]^{1/2}, & y \leq -\pi l \end{cases} \quad (17)$$

(17) 式表明, 在离“湿度锋”较远的潮湿气团内 ($y < -\pi l$), 若 $M_0 + \pi \hat{M} < 1 + f_0^2 L^2 / (\Delta p)^2 \sigma$, 则 α 为虚数, 只有振荡和频散, 没有不稳定发展。反之则 α 为实数, $|\omega_2|$ 有一个随时间指数增长的模。湿度条件愈充沛, 增长率愈大; 起始扰动的水平尺度愈小, 增长率愈大。并且不存在 Ekman-CISK 那样的渐近限值。这都与以往讨论 Wave-CISK 的结果类似。

与上节讨论的 Ekman-CISK 一样, 在“湿度锋”及其附近 ($-\pi l < y < \pi l$), 这种 Wave-CISK 的强度、水平尺度和位置受制于“湿度锋区”。是一种与低层“湿度锋”耦合

的 Wave-CISK。虽然这里 α 的表式 (17) 与前一节的 (6) 不同, 但不难证明, 对于 $(\partial^2 \omega_2 / \partial r \partial t)_{t=0} = 0$, Δy 与 y_0 之间的近似关系式与前一节 Ekman-CISK 的情况完全一致。这说明, 虽然两种机制中决定发展强度及其随时间变化的因素和具体数学关系有所差别, 但发展的空间分布特点是一样的。由此可以定性地推断, 在铅直运动 (和散度场) 的非平衡变化与边界层摩擦抽吸都起显著作用的情况下, 增长率的空间分布特点仍将与上述结果一样。只有在单纯振荡 (不发展) 的情况下, 后一类机制决定的涡度场变化与加热场以及温度场变化分别有 πT 和 $\pi T / 2$ (T 为周期) 的时间位相差。而在不稳定发展情况下, 两种机制决定的涡度场都与加热场和温度场一致增长。所以加上摩擦抽吸之后, 不稳定发展的增长率应大于单纯的 Wave-CISK 增长率。

参 考 文 献

- 1 胡伯威、彭广, 1996, 暖切变型梅雨锋结构及其形成和维持机制, 大气科学, 20(4), 463~472.
- 2 胡伯威, 1996, 夏季副热带相当正压切变线的动力学性质, 大气科学, 20(3), 326~336.
- 3 Kuo, Y. H., R. A. Anthes, 1982, Numerical simulation of a mei-yu system over Southeastern Asia, *Paper in Meteorological Research*, 5, 15~35.
- 4 陈秋士, 1987, 天气尺度和次天气尺度的动力学, 北京: 科学出版社.
- 5 胡伯威、彭广, 1995, 长江中下游梅雨锋产生和发展的个案研究, 气象学报, 53, 613~621.
- 6 Arakawa, A., W. H. Schubert, 1974, Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part I, *J. Atmos. Sci.*, 31, 674~701.

The Band of CISK Coupled with Low Level "Moisture Fronts" and the Genesis of Warm Shear Line-Type Mei-yu Fronts

Hu Bowei

(Wuhan Heavy Rain Institute, Wuhan 430074, LSSR, Peking University)

Abstract When there is a zone of strong moisture gradient (the "moisture front") in the lowest layer of the atmosphere, the conditional instability of secondary kind (CISK) is most likely to occur near the south boundary of it induced by the disturbance in upper layers on a relatively large scale. This means that the increase rate of CISK will show a maximum axis here. The south-north extent of the development is also basically determined by the width of the "moisture front". Through this mechanism, a shear line with equivalent-barotropic structure develops up south of the "moisture front". Both the Ekman-CISK and wave-CISK are discussed in this paper and two results are nearly the same. Such a low level "moisture front"-coupling mechanism can explain the genesis of the warm shear line-type Mei-yu front in the last stage of the Yangtze River valley Mei-yu season.

Key words conditional instability of secondary kind low level "moisture front" coupling equivalent barotropic shear line