第6卷 第4期　　大 气 科 学　　Vol. 6, No. 4
1982年12月　　SCIENTIA ATMOSPHERICA SINICA　　Dec., 1982

副热带天气尺度系统短期演变的泛准地转机理

胡 伯 威
（湖北省气象科学研究所）

提　要

在 Rossby 数 $\lambda \ll 1$ 的情况下，如果在大范围降水区域中潜热增温率大于温度平流，或者因热力对流引起的动量铅直传递大于动量平流，都能使运动偏离准地转状态．散度场和垂直速度场都比准地转情况下强．但除少数极端情况外，涡度场仍是准地转的（$f\Delta\psi = \Delta\phi$）．基于这一点，关于西风带天气系统准地转演变的一些基本原理也适用于一般副热带场合．本文论证了上述观点，提出泛准地转演变的概念．并给出一种能够清晰、简洁地表述泛准地转演变中各种扰源制约场变化的一般规律近似解析解．特别讨论了水汽潜热和涡度的对流铅直传递在其中的地位．

一、引　言

作者曾在文献[1]中适当简化平衡模式方程组的基础上用一种简单的五层模式得到关于各标准层上垂直运动$\left(\omega = \frac{dp}{dt}\right)$和涡度倾向的近似解析解．它较以往的各种诊断式子更明确和详尽地揭示了天气尺度演变中上、下各层间扰源场与系统演变的关系．并指出扰源场中除平流以外还可以包括非绝热热源、摩擦等能导致一定程度的非地转运动的因素．因此也可以适用于副热带情况．对这个观点，有必要作较严谨的论证．很有意思的一个途径是通过研究非绝热热源和摩擦对天气尺度运动性质的影响，设法适当变通和放宽准地转概念．使它可以容纳比较强的非绝热热源和对流摩擦，并可以包含比较强的天气尺度散度场和垂直运动，但期望能得到与传统准地转模式类似的垂直运动方程和场变量倾向方程，以致能够把准地转理论中引出的关于天气尺度演变的物理过程诊断分析原理开拓到一般副热带场合．此外，我们希望直接得到微分方程（而不是[1]中那种差分方程）解析解的一种合理的简化式．由此可以更深入地揭示"源"场影响天气尺度演变关系的各方面性质．这样更便于根据这种线性解表述的初级关系来进一步分析当扰源中包含凝结热和对流摩擦时形成的错综连环的复杂物理过程．

二、准地转涡度运动和泛准地转演变

夏季，我国广大地区受副热带环流系统控制，行星锋带很少到达长江流域和华南．这

1981年3月20日收到，8月22日收到修改稿．

些地区对流层空气通常是暖而潮湿；层结处于位势不稳定状态；热力对流盛行．水汽潜热在大气动力过程中起着突出的作用．在这种情况下，天气系统的水平尺度（L）往往属于“中间尺度”[2]．但由于离行星锋带较远，温度梯度和一般风速（V）都比较弱，所以与西风带相比，Rossby 数 $\left(\lambda=\frac{V}{fL}\right.$，$f$ 为柯氏参数$\left.\right)$ 并没有明显差别．上述情况说明演变过程中水汽潜热以及由于对流而发生的动量铅直传递可能大于水平平流而成为重要角色．这可能是在 Rossby 数并不大的情况下地转偏差常常比在西风带显著的原因．由此散度场与涡度并没有一个量级的差别．但另一方面，天气图上有规律的风-压配置仍然明显可见；天气尺度（本文将“中间尺度”也包括在内）系统的演变在一般情况下仍是相对平稳的．这说明仍具有某种运动平衡．这是我们的出发点．

对于绝热、无摩擦的情况，曾庆存[3]曾用尺度分析和小参数展开的方法确定不同运动类型及其间的相互关联．其中关键是，明确指出作为直接判据的参数 ε $\left(\varepsilon=\frac{1}{f_0T}\right.$，$T$ 是特征时间$\left.\right)$是受 Rossby 数制约的即 $O(\varepsilon)=O(\lambda)$．这种考虑基于大气运动的地转适应原理，给尺度分析以明确的物理基础．如果考虑了潜热和摩擦（包括边界层湍流摩擦和自由大气中的热力对流摩擦）则当潜热增温大于温度平流或摩擦项大于风速平流时 ε 可能并不受 λ 的制约．

由于潜热项和摩擦项都不能严格地用大尺度场变量的函数来表示，因此很难象其它项一样统一地由几个基本参数来决定它们的量级并互相比较．我们不妨直接采用形如文献［3］中的无因次方程，只是加进与潜热和摩擦有关的项，并分别附带一个比较参数．于是关于风场的表达式为：

$$\left(\varepsilon^2\frac{\partial^2}{\partial t_1^2}+f_1^2\right)u_1=-f_1\frac{\partial\phi_1}{\partial y_1}-\varepsilon\left(\frac{\partial\phi_1}{\partial x_1\partial t_1}-f_1\frac{\lambda}{\varepsilon}a_v-f_1\frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon}\hat{a}_v\right)$$
$$+\varepsilon^2\frac{\lambda}{\varepsilon}\frac{\partial a_u}{\partial t_1}+\varepsilon^2\frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon}\frac{\partial\hat{a}_u}{\partial t_1}\tag{2.1}$$

$$\left(\varepsilon^2\frac{\partial^2}{\partial t_1^2}+f_1^2\right)v_1=f_1\frac{\partial\phi_1}{\partial x_1}-\varepsilon\left(\frac{\partial^2\phi_1}{\partial y_1\partial t_1}+f_1\frac{\lambda}{\varepsilon}a_u+f_1\frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon}\hat{a}_u\right)$$
$$+\varepsilon^2\frac{\lambda}{\varepsilon}\frac{\partial a_v}{\partial t_1}+\varepsilon^2\frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon}\frac{\partial\hat{a}_v}{\partial t_1}\tag{2.2}$$

关于涡度倾向和位势倾向的方程为：

$$\mathscr{E}\left(\frac{\partial\Delta\psi_1}{\partial t_1}\right)=-\frac{\lambda}{\varepsilon}\left\{\left[\mu^2\Delta a_Q-f_1\Delta\frac{\partial}{\partial Z}Za_T\right]-\varepsilon f_1\frac{\partial}{\partial Z}Z^2\frac{\partial}{\partial Z}\left(\frac{\partial a_D}{\partial t_1}\right)\right.$$
$$\left.+\varepsilon^2\frac{\partial}{\partial Z}Z^2\frac{\partial}{\partial Z}\left(\frac{\partial^2a_Q}{\partial t_1^2}\right)\right\}-\frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon}\left\{\mu^2\Delta\hat{a}_Q-\varepsilon f_1\frac{\partial}{\partial Z}Z^2\frac{\partial}{\partial Z}\left(\frac{\partial\hat{a}_D}{\partial t_1}\right)\right.$$
$$\left.+\varepsilon^2\frac{\partial}{\partial Z}Z^2\frac{\partial}{\partial Z}\left(\frac{\partial^2\hat{a}_Q}{\partial t_1^2}\right)\right\}+\frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon}f_1\Delta\frac{\partial}{\partial Z}Z\hat{a}_T\tag{2.3}$$

$$\mathscr{E}\left(\frac{\partial\phi_1}{\partial t_1}\right)=-\frac{\lambda}{\varepsilon}\left\{\left[\mu^2f_1a_Q-f_1^2\frac{\partial}{\partial Z}Za_T\right]+\varepsilon\mu^2\frac{\partial a_D}{\partial t_1}-\varepsilon^2\frac{\partial^2}{\partial t_1^2}\left(\frac{\partial}{\partial Z}Za_T\right)\right\}$$

$$-\frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon}\left(\mu^2 f_1 \hat{a}_\Omega + \varepsilon\mu^2 \frac{\partial \hat{a}_D}{\partial t_1}\right) + \frac{\hat{\hat{\lambda}}}{\varepsilon}\left[f_1^2 \frac{\partial}{\partial Z} Z\hat{\hat{a}}_T + \varepsilon^2 \frac{\partial^2}{\partial t_1^2}\left(\frac{\partial}{\partial Z} Z\hat{\hat{a}}_T\right)\right] \tag{2.4}$$

其中 $\hat{a}_u$ 和 $\hat{a}_v$ 是摩擦作用导致的无因次风速变率，$\hat{\hat{a}}_T$ 是无因次潜热增温率，$\hat{a}_\Omega$ 和 $\hat{a}_D$ 分别为摩擦导致的涡度和散度无因次变化率． 参数 $\hat{\lambda}$ 和 $\hat{\hat{\lambda}}$ 是这样定义的：$\hat{\lambda}/\lambda$ 表示风速的摩擦变率特征值与平流变率特征值之比，$\hat{\hat{\lambda}}/\lambda$ 表示潜热变温率特征值与平流变温率特征值之比．算符 $\mathscr{E}$ 和其余符号含义均同文献 [3]（科氏参数 f_1 在 [3] 中写成 l_1）.

根据前面的讨论可以认为无论在西风带或副热带，一般情况下 $O(\lambda) \leqslant 10^{-1}$． 倘若同时有 $O(\hat{\lambda}) \leqslant 10^{-1}$ 和 $O(\hat{\hat{\lambda}}) \leqslant 10^{-1}$ 则无论 λ、$\hat{\lambda}$、$\hat{\hat{\lambda}}$ 之间的相对大小如何，ε 的量级也不会大于 10^{-1}． 在这种情况下运动是准地转的． (2.3) 和 (2.4) 式右端带有时间导数的项都可略去，成为我们熟悉的可由当时的"源"场决定变量倾向的准地转发展方程． "源"中可以包括潜热、摩擦等，但其强度受到上述条件的限制．超过这个限制就不能严格维持准地转运动.

倘若 $O(\hat{\lambda}) > 10^{-1}$ 或 $O(\hat{\hat{\lambda}}) > 10^{-1}$，参照 [3] 的讨论不难理解，这时 ε 的量级应受比 λ 更大的 $\hat{\lambda}$ 或 $\hat{\hat{\lambda}}$（视其大者）的制约．即 $O(\varepsilon) = O(\hat{\lambda})$ 或 $O(\varepsilon) = O(\hat{\hat{\lambda}})$． 其中又可分两种情况：一是 $O(\varepsilon^2) = 10^{-1}$，则描述运动场结构的 (2.1) 或 (2.2) 式可简化为：

$$f_1^2 u_1 = -f_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial y} - \varepsilon\left(\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x_1 \partial t_1} - f_1 \frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon}\hat{a}_v\right) \tag{2.5}$$

$$f_1^2 v_1 = f_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial x_1} - \varepsilon\left(\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y_1 \partial t_1} + f_1 \frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon}\hat{a}_u\right) \tag{2.6}$$

因此:

$$f_1^2 D_1 = -\varepsilon\left(\frac{\partial}{\partial t_1}\Delta\phi_1 - f_1 \frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon}\hat{a}_\Omega\right) \tag{2.7}$$

$$f_1^2 \Delta\phi_1 = -f_1 \Delta\phi_1 + \varepsilon f_1 \frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon}\hat{a}_D \tag{2.8}$$

由 (2.5) (2.6) 式可见，在这种情况下地转偏差(即两式右端带 ε 的项)不能忽略．由 (2.7) 式，$O(D_1) = O(\varepsilon) = 10^{-\frac{1}{2}}$，可见散度仍比涡度小，但只有"半个"量级的差别．此外由于 $O(\hat{a}_D) = O(D_1)$*，所以 (2.8) 式右端第二项的量级为 10^{-1}，可以略去．有 $f_1\Delta\phi_1 = \Delta\phi_1$，因此可以说"涡度场是准地转的"．可以称这种情况为"准地转涡度运动".

这时发展方程 (2.3) (2.4) 就可以减化为:

$$\frac{1}{f_1}\Delta\mathscr{E}^*\left(\frac{\partial\phi_1}{\partial t_1}\right) = \mathscr{E}^*\left(\frac{\partial\Delta\phi_1}{\partial t_1}\right) = -\frac{\lambda}{\varepsilon}\left(\mu^2\Delta a_\Omega - f_1\Delta\frac{\partial}{\partial Z}Za_T\right)$$

$$-\frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon}\mu^2\Delta\hat{a}_\Omega + \frac{\hat{\hat{\lambda}}}{\varepsilon}f_1\Delta\frac{\partial}{\partial Z}Z\hat{\hat{a}}_T \tag{2.9}$$

算符 $\mathscr{E}^*$ 的含义仍同 [3]．按照 (2.9) 式场变量倾向完全由当时的一些"源"场决定.

---

* 在广义散度平流 a_D 中，只有狭义散度平流部分和 D_1^2 部分的量级直接与散度本身的量级有关．整体的量级则与散度没有直接关系．其无因次量级应为 1．而散度摩擦变化 $\hat{a}_D$ 的量级是直接与散度本身有关的 $O(\hat{a}_D) = O(D_1) = 10^{-\frac{1}{2}}$.

这与准地转演变的情况是类似的．关于绝热、无摩擦的准地转演变的物理过程，陈秋士[4,5]曾作过详细讨论．我们要强调的是：由当时的某些"源"场决定场变量倾向的这样一种决定关系在适当放宽的条件下仍旧存在．虽然 Rossby 数仍须远小于 1，但在扰源中除了强度受这个条件限制的平流以外，还可以包含更强一些的其它扰源(潜热、对流摩擦等)．在这种情况下可以有一定程度的地转偏差．天气尺度的散度和垂直运动也可以比准地转情况下强．具有这种性质的演变可以称为"泛准地转演变"．狭义的准地转演变是其中的特例．在原始的涡度方程和热力学方程中我们看到这些扰源直接导致涡度场和温度场(因而气压场)的一部分变化．我们把这种变化成份称为"源变"．此外按照地转适应机理，源变场还制约着上述两个方程中的线性项．由此也决定着线性项引起的那一部分变化．因此源变场实际上决定着全部变化．

另一种情况：$O(\hat{\lambda}) \geqslant 1$ 或 $O(\hat{\hat{\lambda}}) \geqslant 1$，这时 $O(\varepsilon) \geqslant 1$，则上述准地转涡度的场结构和泛准地转演变性质不再能保持．这说明摩擦和潜热的特征强度都有一个临界值．在自由大气中强的"摩擦"和潜热释放都与热力对流有密切关系，所以 $\hat{\lambda}$ 与 $\hat{\hat{\lambda}}$ 应有正相关．这里我们只对维持泛准地转演变的潜热限度作一个半经验的讨论．

已知温度平流的特征强度应为 $\frac{f^2LV\theta_s}{g\delta}\lambda$．其中 θ_s 是大气平均温度特征值；g 是重力加速度；δ 是系统的铅直特征尺度．按照第二节关于 $\hat{\hat{\lambda}}$ 的定义，则潜热增温率的特征强度应为 $\frac{f^2LV\theta_s}{g\delta}\hat{\hat{\lambda}}$．经验表明主要伴随着潜热释放过程而发展起来的副热带低层低值系统中最大正涡度层到零涡度层的距离一般约为 3 公里，据此折算 δ，那么在 30°N 系统直径为 1500 公里的情况下，要使 $\hat{\hat{\lambda}} < 1$，则潜热增温率应小于 4×10^{-4} 度·秒$^{-1}$．这约相当于 12 小时 40 毫米降水的凝结潜热用以加热 500 mb厚度空气的结果．这说明在成片暴雨的情况下，控制天气尺度系统演变的因子和演变的规律将更复杂．须对原始方程作更详尽的考虑．

三、泛准地转问题的解

与上节 (1.9) 式相应的垂直运动(ω)方程可写成：

$$\left(\sigma\Delta + f^2\frac{\partial^2}{\partial p^2}\right)\omega = -f\frac{\partial S_\zeta}{\partial p} - \frac{R}{p}\Delta S_T \tag{3.1}$$

p 为气压，R 为空气气体常数，σ 为静力稳定度，S_ζ 为涡度源变(即广义涡度平流与涡度的摩擦变率之和)，S_T 为温度源变(即温度平流与非绝热变温率之和)．

(3.1) 在形式上与一般准地转 ω 方程相似，只是在 S_ζ 和 S_T 中包含了 Krishnamurti[6] 的平衡模式 ω 方程中的许多因子，但不包括带有时间导数的项．

可以证明方程 (3.1) 积分形式解的格林函数(影响函数)在水平方向的显值范围远小于扰动的水平尺度，而在铅直方向的显值范围与扰动的铅直尺度相当．因此可以在场的每一个铅直轴附近用某个零至二阶导数都与实况拟合的标准函数来代替场变量和源变的实际水平分布，这样能把方程降到一维．例如，对于纬向波动系统和中心系统可以分别假

设为简单谐波分布和零阶 Bessel 分布，于是 (3.1) 可退化为：

$$f^2\frac{\partial^2\omega}{\partial p^2}-\frac{\sigma}{L^2}\omega=-f\frac{\partial S_\zeta}{\partial p}+\frac{R}{pL^2}S_T \tag{3.2}$$

表征场的水平微分性质的参数 L 在上述两种情况下分别约为"波长"的 0.1 倍和"直径"的 0.2 倍. 可以证明它与上一节中的 L(水平特征尺度)是一致的.

静力稳定度 σ 随 p 有很大变化. 但 $p^2\sigma$ 在对流层接近常数(约为 7.5×10^3米$^2\cdot$秒$^{-2}$). 对流层到平流层之间有一个较明显的变化. 但后面将证明平流层的情况对对流层影响不大，因此可以认为 $p^2\sigma=K$ (常数). 于是 (3.2) 可写成：

$$\frac{\partial^2\omega}{\partial p^2}-\frac{K}{f^2L^2p^2}\omega=-\frac{1}{f}\frac{\partial S_\zeta}{\partial p}+\frac{R}{f^2L^2p}S_T \tag{3.3}$$

上边界条件 $\lim\limits_{p\to0}\omega=0$，下边界 (在 Prandtl 层顶) 与地面很接近. 因此 $\omega(p_b)\sim\rho_bg\boldsymbol{V}_b\nabla h_b$ (p_b, ρ_b, $\boldsymbol{V}_b$, h_b 分别为下边界的气压，密度，风矢量和海拔高度) 记为 ω_b. 由 (3.3) 式结合相应形式的涡度方程和热力学方程得到 ω、$\frac{\partial\zeta}{\partial t}$ 和 $\frac{\partial T}{\partial t}$ 的积分形式解(经过适当简化)：

$$\omega=p_*^{\kappa}\omega_b+\int_0^1[G_\zeta^\omega(p_*,\pi_*)S_\zeta+G_T^\omega(p_*,\pi_*)S_T]d\pi_* \tag{3.4}$$

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t}=\kappa fp_b^{-1}p_*^{\kappa}\omega_b+\int_0^1[G_\zeta^{\zeta'}(p_*,\pi_*)S_\zeta+G_T^{\zeta'}(p_*,\pi_*)S_T]d\pi_* \tag{3.5}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}=\frac{K}{R}p_b^{-1}p_*^{\kappa}\omega_b+\int_0^1[G_\zeta^{T'}(p_*,\pi_*)S_\zeta+G_T^{T'}(p_*,\pi_*)S_T]d\pi_* \tag{3.6}$$

其中：

$$G_\zeta^\omega(p_*,\pi_*)=\begin{cases}\dfrac{p_b}{2f}(p_*^{2\kappa}-1)E & (\pi_*<p_*)\\[2ex] \dfrac{p_b}{2f}(\pi^{2\kappa}+1)E & (\pi_*>p_*)\end{cases} \tag{3.7}$$

$$G_T^\omega(p_*,\pi_*)=\begin{cases}\dfrac{Rp_b}{2\sqrt{K}fL}(p_*^{2\kappa}-1)E & (\pi_*<p_*)\\[2ex] \dfrac{Rp_b}{2\sqrt{K}fL}(\pi^{2\kappa}-1)E & (\pi_*>p_*)\end{cases} \tag{3.8}$$

$$G_\zeta^{\zeta'}(p_*,\pi_*)=\begin{cases}\dfrac{\sqrt{K}}{2fL\pi_*}(p_*^{2\kappa}+1)E & (\pi_*<p_*)\\[2ex] \dfrac{\sqrt{K}}{2fL\pi_*}(\pi_*^{\kappa}+1)E & (\pi_*>p_*)\end{cases} \tag{3.9}$$

$$G_T^{\zeta'}(p_*,\pi_*)=\begin{cases}\dfrac{R}{2fL^2\pi_*}(p_*^{2\kappa}+1)E & (\pi_*<p_*)\\[2ex] \dfrac{R}{2fL^2\pi_*}(\pi^{2\kappa}-1)E & (\pi_*>p_*)\end{cases} \tag{3.10}$$

$$G_{\zeta}^{T'}(p_*, \pi_*) = \begin{cases} \dfrac{K}{2Rf\pi_*}(p_*^{2\kappa} - 1)E & (\pi_* < p_*) \\ \dfrac{K}{2Rf\pi_*}(\pi_*^{2\kappa} + 1)E & (\pi_* > p_*) \end{cases} \tag{3.11}$$

$$G_T^{T'}(p_*, \pi_*) = \delta(p_* - \pi_*) + \begin{cases} \dfrac{\sqrt{K}}{2fL\pi_*}(p_*^{2\kappa} - 1)E & (\pi_* \leqslant p_*) \\ \dfrac{\sqrt{K}}{2fL\pi_*}(\pi_*^{2\kappa} - 1)E & (\pi_* \geqslant p_*) \end{cases} \tag{3.12}$$

以上各式中，$p_* = \dfrac{p}{p_b}$ 为被影响点的无因次气压；π_* 为源点的无因次气压；

$$\kappa = \frac{\sqrt{K}}{fL}; \qquad E = \exp\left(-\frac{\sqrt{K}\Delta Z}{HfL}\right);$$

H 为均质大气高度；

$$\Delta Z = \left|H \ln \frac{\pi_*}{p_*}\right|$$

大体等于源点至被影响点的距离；$\delta(p_* - \pi_*)$ 为 $p_* - \pi_*$ 的 δ 函数.

四、源变场的影响规律

影响函数式 (3.7)—(3.12) 非常简明地表现了泛准地转演变中点源的影响关系．它与 [1] 中讨论过的结果是一致的．但有一些关系揭示得更清楚，这里简略指出以下几点：

1. 由于 $0 \leqslant p_* \leqslant 1$，$0 \leqslant \pi_* \leqslant 1$，所以各式右端括号中的因子确定了函数的正负号，即影响的趋向：

点　源	正(负)涡度源变	正(负)温度源变
对 ω 的影响	源点上方下沉(上升)运动 源点下方上升(下沉)运动	全气柱上升(下沉)运动
对 $\dfrac{\partial \zeta}{\partial t}$ 的影响	全气柱正(负)涡度变化	源点上方负(正)涡度变化 源点下方正(负)涡度变化
对 $\dfrac{\partial T}{\partial t}$ 的影响	源点上方升(降)温 源点下方降(升)温	除源点升(降)温以外 全气柱降(升)温

2. 各影响函数都带有因式 $E = \exp\left(-\dfrac{\sqrt{K}\Delta Z}{HfL}\right)$．说明各种影响都随距离指数地减弱．如果 ΔZ^* 为影响衰减到 e^{-1} 倍的"特征影响距离"，则 $\Delta Z^* = \dfrac{HfL}{\sqrt{K}}$．可见源变的铅直特征影响距离与柯氏参数及扰动的水平尺度均成正比，而与稳定度参数的 1/2 次方成反比．如果以影响减弱到 10^{-1} 倍的距离为"有效影响距离"，记为 ΔZ^{**}，则 $\Delta Z^{**} \sim 2.3\Delta Z^*$．在 30°$N$，扰动直径为 1500 公里，$K$ 为正常值 7.5×10^3 米^{2}秒$^{-2}$的情况下，ΔZ^*

为 2 公里多，ΔZ^{**} 约 5 公里，其概量与扰动的铅直尺度相仿. 天气系统的发展、形成都与扰源的影响过程分不开，既然扰源的铅直影响范围与扰动的水平尺度成正比，则可以期望天气系统的铅直尺度与水平尺度有正相关. 这符合一般经验事实.

同样的铅直距离在大气高层对应的气压间隔比在低层小. 如果以气压标尺来度量铅直"距离"，则有效影响距离与源点气压成正比. 因此在文献 [1] 中已指出：在对流层短时演变问题上可忽略高层作用.

3. 由各影响函数式还可以看到：单位强度的温度源变或涡度源变在不同气层 (π_*)、不同纬度、不同水平尺度、不同层结稳定度的条件下对 ω 场和变量倾向场有不同程度的影响. 可用单位强度点源对整个气柱影响的总和(即影响函数绝对值的全气柱积分)来表示这种影响程度. 除了下边界附近以外，各影响函数在括号内的因式变化缓慢，积分时把它近似当作常数，得到如下结果：

$$\tilde{G}_\zeta^\omega = \frac{p_b L \pi_*}{\sqrt{K}} C_\zeta^\omega \quad (4.1); \qquad \tilde{G}_T^\omega = \frac{R p_b \pi_*}{K} C_T^\omega \quad (4.2)$$

$$\tilde{G}_\zeta^{\zeta'} = C_\zeta^{\zeta'} \quad (4.3); \qquad \tilde{G}_T^{\zeta'} = \frac{R}{L\sqrt{K}} C_T^{\zeta'} \quad (4.4)$$

$$\tilde{G}_\zeta^{T'} = \frac{L\sqrt{K}}{R} C_\zeta^{T'} \quad (4.5); \qquad \tilde{G}_T^{T'} = C_T^{T'} \quad (4.6)$$

其中 $\tilde{G} \sim \int_0^1 |G| dp_*$， C 近似为常数.

但只用影响的总和 $\tilde{G}$ 来度量影响程度是有片面性的. $\tilde{G}$ 值相同，但若特征影响范围 ΔZ^* 小(集中度大)则在源点近层有更强的影响. 各影响函数 (3.7—3.12) 式右端括号前的参数分式即代表源点最近层 ($p_* \to \pi_*$ 处) 的影响强度.

4. 各影响函数式中，括号内的因式在下边界附近 (p_* 或 π_* 接近 1) 有很大的变化. 它表现了刚体边界对影响关系的约束. 因此凡具体分析到各种源变对边界层的影响，或在边界层内的各种源变对气柱各处的影响时，就要考虑这个因式. 例如涡度源变对上方的影响都含有 ($\pi_*^{2\alpha} + 1$)，温度源变对上方的影响都含有 ($\pi_*^{2\alpha} - 1$). 因此边界层内的涡度源变(如摩擦变化)对其上方的影响不能忽视. 边界层内的温度源变(如下垫面加热)除非经湍流向上输送，否则它对上方的影响很微弱.

5. (3.4—3.6) 式中的第一项都不包括在上述影响函数内. 它描述了地形强迫垂直运动在整个气柱中的分布以及地形强迫垂直运动对整个气柱的涡度场和温度场变化的影响.

以上关于点源影响规律的几个方面(各种影响的趋向、影响的空间分布、不同条件下的影响程度、下边界附近的特点等)的推论对于具体地定性分析各种情况下系统演变中的物理过程都有应用意义. 掌握了点源影响的规律，在某项源变场分布形式较简单的情况下不难定性地推断其效果. 可以针对各种有普遍意义的天气学问题，归纳出其中各演变阶段的源变场模式，然后根据上述影响规律的各方面来综合分析这些源变场制约系统演变的物理过程，以了解各种典型过程的机理. 可参看已发表的一部分实例分析[7,8]. 此外还可以根据具体问题把各项源变的铅直分布分段地用能反映主要分布特点的多项式（实际

上往往只须 2—3 项的简单多项式)表示．由于影响函数也是简单的多项式，所以 (3.4—3.6) 中的积分很容易求出．根据得到的结果可以点绘出一项或几项源变场的综合影响效果曲线(表示影响效果的铅直分布)，这比定性推断更可靠和细致一些．特别是适合于源变分布较复杂的情况(实例略)．

五、副热带主要源变场的一些性质

1. 平流场

经验表明在副热带，平流场(主要是狭义的涡度平流和温度平流场)仍旧是制约系统演变的主要因素之一．但由于副热带大气温、压、风场的空间配置不一定是严格准地转的，而且系统的形式往往不是简单的带状波动，因此很难象西风带系统那样归结出很少数几种平流场结构的简单模式．应该根据具体的风场、温度场结构，具体分析各层的平流场，归纳出更丰富多样的平流场模式[7,8]．

应注意，这里讨论的平流还包括非地转风部分(主要是“散度风”)携带的平流．在不少场合，等温线、等涡度线与等高线接近平行，这时只有非地转风能够造成明显的平流，更值得重视．

2. 潜热场

在泛准地转演变中，潜热作为一种温度源变而与温度平流有相同的动力效果．但这种热源本身是与空气垂直运动(也就是与适应调整变化)联系着的．如果潜热释放与天气尺度垂直运动有确定的函数关系，那么潜热在演变中的贡献就可以被看成是其它各项源变(通过制约垂直运动)的间接贡献．例如至今最简单和常用的假定是潜热加热率与 $-\omega$ 成正比．由此推得潜热的作用相当于静力稳定度的减小．但这个近似关系只在没有热力对流时大体是对的，因为在对流降水的情况下，平均潜热释放率与天气尺度上升运动虽有较好的相关，但没有简单、确定的函数关系．因此由这种方法引出的一部分结果将不符合实际．例如在位势不稳定的条件下可以推论出当扰动尺度小到某种限度以下时，地转适应不复可能，而且理论上将出现无限制的不稳定发展[9]．这是因为凝结率与 $-\omega$ 成正比意味着它们之间可能存在无限的相互促进增长作用．而实际上这是不可能的．例如水汽供应就是有限的．这时大气平均状况将不可能维持准饱和，凝结率不可能随 ω 无限增长，不稳发展必定是有限度的．根据本文前述结果，在初级关系上可以把潜热看作一项独立源变．根据有关的影响规律，在推断潜热场的动力效果的同时，定性考虑其它源变场制约天气尺度上升运动而对潜热释放的影响，由此来分析潜热的反馈作用、不稳定作用等现象，虽然是定性的，但对其中物理过程看得更为清楚，也便于针对不同条件对问题作具体的分析[7,8]．

3. 摩擦场

大气行星边界层的一般湍流摩擦对低层垂直运动以及系统发展是一个重要因素．在大地形平坦的情况下，摩擦力场的一个重要性质是其旋度与边界层流场的涡度反号．摩

擦时强度愈接近地面愈大．按照这个性质，运用上节影响函数得到的结果与根据 Ekman 方程得到的结果将是同样的．

在降水系统中与深厚的对流相联系的平均动量铅直传递也可以看成一种“摩擦”．由于气块对流运动的铅直路长与天气系统的铅直尺度相仿，很难用混合长理论来处理．解析地描述这种现象几乎不可能．但有一点是可以肯定的，即在热力对流活跃的范围内，平均涡度通过对流输送将在铅直方向趋于均匀化．在泛准地转演变中这也是一种涡度源变．它对天气尺度的垂直运动以及温度场的适应调整也有贡献．例如在副热带低值系统发展过程中，低层涡度大于高层涡度 $\left(\frac{\Delta\zeta}{\Delta p}>0\right)$．对流混合（摩擦）的直接作用是削弱这种涡度场．但这样一种涡度源变场（上增下减）却能促进上升运动和潜热释放，有利于系统发展．

蒙曾庆存、周晓平等同志详细审阅并提供宝贵意见，特此致谢．

参 考 文 献

[1] 胡伯威，副热带天气尺度和次天气尺度系统短期演变的一般机制，气象学报，1981 年第 4 期．
[2] 谢义炳，湿斜压大气的天气动力学问题，《暴雨文集》，1—15，吉林人民出版社．
[3] 曾庆存，大气运动的特征参数和动力学方程，气象学报，1963 年第 4 期．
[4] 陈秋士，简单斜压大气中热成风的建立和破坏(一)(二)，气象学报，1963 年第 1、2 期．
[5] 陈秋士，中纬度大尺度系统发生发展的物理过程，数值预报和数理统计预报文集，科学出版社，1973．
[6] Krishnamurti, T. N., A diagnostic balance model for studies of weather systems of low and high latitudes. Rossby number less than 1. *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 197—207, 1968.
[7] 胡伯威等，梅雨锋内中间尺度扰动的发生，《长江流域暴雨文集》，气象出版社，1980．
[8] 胡伯威等，梅雨的环流背景以及切变线、低涡若干问题探讨，湖北省气象科学研究所《气象科研成果汇编》(二)，1979．
[9] 陈秋士，惯性波的对流不稳定和台风形成初期阶段的物理分析，气象学报，1964 年第 4 期．

THE GENERALIZED QUASI-GEOSTROPHIC MECHANISM OF SHORT-RANGE EVOLUTION FOR SYNOPTIC SCALE REGIME IN SUBTROPICAL ZONE

Hu Bo-wei

(Institute of Meteorology, Hubei Province)

Abstract

In case where the Rossby number $\lambda \ll 1$, the motion may deviate from quasi-geostrophic state, if the increase rate of temperature due to release of latent heat is stronger than thermal advection in any broad rainfall region, or alternatively, if the vertical transport of momentum by thermal convection is stronger than momentum advection. In this case, the divergence field and the ω-field are both stronger than that in quasi-geostrophic situation. However, expect for a few extreme occasions, the vorticity field may still be quasi-geostrophic, i.e. $f\Delta\psi = \Delta\varphi$. It follows that some basic principles concerning the quasi-geostrophic evolution of the synoptic regime in westerlies are valid for subtropic circumstance.

In this paper, evidence is provided for the ideas mentioned above, and the concept, "generalized quasi-geostrophic evolution" is introduced. An approximate analytical solution which can clearly and simply express the common rule about the variation of meteorological field governed by some forcing sources during generalized quasi-geostrophic evolution. Particularly, we have discussed the role of latent heat and convective vorticity transport in above-mentioned evolution process.