

热带大气运动的长波和超长波(二)

李麦村 姚棣荣

(中国科学院大气物理研究所) (杭州大学地理系)

提 要

本文对热带湿大气运动的长波、纬向超长波(纬向扰动尺度 $L_1 \sim 10^4$ 公里, 经向扰动尺度 $L_2 \sim 10^4$ 公里)和经向超长波($L_1 \sim 10^4$ 公里, $L_2 \sim 10^4$ 公里)进行了尺度分析, 得到了适合这些运动的近似方程。对于纬向超长波, 与干大气一样为正压无辐散运动; 但对于长波和经向超长波, 它们的运动特征与干大气有着巨大的差别, 在这类运动中, 位势部分、辐散辐合和垂直气流相当重要, 而且重力内波波速大大变慢, 因而可以认定混合的 Rossby-重力波是热带长波和经向超长波的一个重要特性。我们所得的结果与 Charney 对干大气的分析不一致, 也与 Murakami 对湿大气的分析不一致。从而证实了谢义炳教授最近提出的空气湿度对大气运动有重要影响的观点。同时, 在假定基本气流 $U=0$ 的情况下, 对线性化扰动方程进行了频率分析, 证实了上述尺度分析的结果是正确的。

一、引 言

近年来, 许多国家的学者对热带大尺度大气运动进行了多方面的研究, 对热带大气运动有了许多新的认识。Charney^[1]曾指出在无凝结大气中, 热带运动是正压无辐散的, 其后 Matsuno^[2]等人认为热带干大气运动中存在一种混合 Rossby-重力波, 对这种运动自然不再是无辐散的。最近, 李麦村、姚棣荣^[3]采用超长波尺度分析, 统一了上述的不同提法。但是, 热带地区大多为广阔海洋, 对流活动旺盛, 因而, 应当把热带大气运动看成是潮湿空气的运动。正如谢义炳^[4]教授所指出的, 这种湿空气运动与干空气运动在动力学上完全不同。李麦村、姚棣荣^[5]也曾指出, 热带湿大气大尺度运动中位势运动, 辐合辐散、垂直气流广泛盛行, 与干大气运动有着巨大的差别, 这一结果与 Lindzen^[6]用另外的方法所得到的结果是一致的, 但与 Murakami^[7]对湿大气的分析结果不一致。

本文进一步对热带湿大气采用纬向和经向超长波分析, 得到了新的结果。

二、无因次运动方程

在赤道 β 平面上, 无外源(热源、地形)、无粘性的绝热运动方程组为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} = \beta yv - \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial p} = -\beta yu - \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (2)$$

* 本文于1979年5月12日收到, 1980年3月10日收到修改稿。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial p} + u \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial p} + v \frac{\partial^2 \phi}{\partial y \partial p} + s\omega = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (4)$$

式中 ϕ 是重力位势, $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$, 而

$$S = -\frac{RT}{p\theta_{se}} \frac{\partial \theta_{se}}{\partial p} \quad (5)$$

是热带湿大气静力稳定度, 其中假相当位温

$$\theta_{se} = \theta e^{\frac{Lq_s}{c_p T}} = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}} e^{\frac{Lq_s}{c_p T}} \quad (6)$$

这里 q_s 是饱和比湿, L 是相变潜热。令

$$\phi = \phi_0(p) + \phi'(x, y, p, t) \quad (7)$$

$\phi_0(p)$ 是标准大气的位势高度, ϕ' 是位势起伏部分。其它符号是一般动力气象学中常用的。

引入如下特征量

$$L_1 x' = x, \quad L_2 y' = y, \quad u_0 u' = u, \quad v_0 v' = v, \quad (8)$$

$$1/T = \frac{u_0}{L_1}, \quad T t' = t, \quad \beta_0 \beta' = \beta, \quad (9)$$

$$\omega_0 \omega' = \omega, \quad S_0 s' = s, \quad P_0 p' = p \quad (10)$$

因为在热带地区准地转关系不能满足, 则有

$$\frac{(\phi')_x}{f_0 L_1 v_0} \sim R \sim \frac{u_0}{f_0 L_1}, \quad \frac{(\phi')_y}{f_0 L_2 u_0} \sim R \sim \frac{u_0}{f_0 L_1}$$

所以 x 方向和 y 方向位势的起伏部分的特征量为

$$(\phi')_x \sim u_0 v_0, \quad (\phi')_y \sim \frac{u_0^2 L_2}{L_1} \quad (11)$$

将(8), (9), (10)和(11)式代入(3)式得

$$\frac{u_0^2 v_0}{L_1 p_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial t \partial p} + u \frac{\partial^2}{\partial x \partial p} + v \frac{\partial^2}{\partial y \partial p} \right) \phi + \omega_0 S_0 \omega S = 0 \quad (12)$$

在这里和下面, 我们都略去了各无因次量右上角的撇号。由(12)式得到

$$\omega_0 \sim R_i^{-1} \frac{P_0 u_0}{L_1} \quad (13)$$

式中

$$R_i = P_0^2 S_0 / u_0 v_0 \quad (14)$$

是 Richardson 数。由(4)式可得散度的特征表达式 D_0 为

$$D_0 \sim \frac{\omega_0}{P_0} \sim R_i^{-1} \frac{u_0}{L_1} \quad (15)$$

将(1)式和(2)式分别进行涡度和散度运算, 并代入特征量(8), (9), (10)和(11)式, 利用关系式(13), (14)和(15), 省去中间运算过程, 得到如下方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + \frac{L_1 v_0}{L_2 u_0} v \frac{\partial}{\partial y} \right) \zeta + \frac{2 \Omega \cos \varphi}{a} \frac{L_1 v_0}{u_1 \zeta_0} \beta v +$$

$$+ \frac{2 \Omega \cos \varphi}{a} \frac{L_2}{\zeta_0} R_i^{-1} \beta y D + R_i^{-1} \left(\zeta D + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + \frac{v_0}{L_1 \zeta_0} \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{u_0}{L_2 \zeta_0} \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p} \right) = 0 \quad (16)$$

$$R_i^{-1} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + \frac{L_1 v_0}{L_2 u_0} v \frac{\partial}{\partial y} \right) D = \frac{2 \Omega \cos \varphi}{a} \frac{L_1^2 L_2}{u_0^2} \zeta_0 \beta y \zeta - \frac{2 \Omega \cos \varphi}{a} \frac{L_1^2}{u_0} \beta u - \frac{v_0}{u_0} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{L_1}{L_2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + 2 \frac{L_1 v_0}{L_2 u_0} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} \right) - R_i^{-2} \left(D^2 + \omega \frac{\partial D}{\partial p} \right) - R_i^{-1} \left(\frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{L_1 v_0}{L_2 u_0} \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial p} \right) \quad (17)$$

由(12)式和(13)式得到

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial p} + u \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial p} + v \frac{\partial^2 \phi}{\partial y \partial p} + s \omega = 0 \quad (18)$$

在(16)式和(17)式中, φ 是地理纬度, a 是地球半径。上述方程中除特征量之外, 所有的量都是无因次的, 其量级为 10^0 。在热带地区, 取

$$\frac{2 \Omega \cos \varphi}{a} \sim 10^{-11} / \text{米} \cdot \text{秒} \quad (19)$$

因为在湿大气中, 静力稳定度 s_0 比干大气小了一个量级^[8], 由于热带湿大气中静力稳定度变小, 使重力内波波速大为变慢, 若取标准大气压的特征尺度为 1000 毫巴, 则重力内波波速为

$$C_0^2 = P_0^2 S_0 \sim 10^2 \text{米}^2 / \text{秒}^2 \quad (20)$$

即 $C_0 \sim 10^1$ 米/秒, 约为 10—20 米/秒, 这与热带的观测事实是一致的。

三、纬向超长波

所谓纬向超长波, 就是指扰动的东西方向尺度为 10^4 公里, 而南北方向尺度为 10^3 公里。对这类超长波, 我们取如下特征尺度

$$L_1 \sim 10^7 \text{米}, L_2 \sim 10^6 \text{米}, u_0 \sim 10^1 \text{米/秒}, v_0 \sim 10^0 \text{米/秒} \quad (21)$$

则

$$\zeta_0 \sim \frac{v_0}{L_1} \sim \frac{u_0}{L_2} \sim \frac{u_0}{L_2} \quad (22)$$

于是由(14)式和(20)式得

$$R_i \sim 10^1 \quad (23)$$

则由(16)式和(17)式得到零级近似的涡度方程和一级近似的散度方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \zeta + \beta v = 0 \quad (24)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = \beta y \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \beta u \quad (25)$$

式中 ψ 是流函数。在涡度方程中, $\beta y D$ 项比 βv 项小了一个量级, 在散度方程中, $\beta y \zeta$ 项与 βu 项是同量级。方程(24), (25)和(18)就是描写纬向超长波的近似方程, 这一结

果与描写干大气中纬向超长波的方程^[3]是一样的。说明湿大气的纬向超长波仍然可以采用正压涡度方程和平衡方程来描写。

若取特征量为

$$L_1 \sim L_2 \sim 10^7 \text{ 米}, u_0 \sim v_0 \sim 10^1 \text{ 米/秒} \quad (26)$$

则

$$R_i \sim 10^0 \quad (27)$$

由(16)式得

$$\beta y D \sim \beta v \quad (28)$$

这是 Burger^[9]的结果

四、经向超长波

所谓经向超长波,是指环流经向发展时期,扰动的南北方向尺度比东西方向尺度要大得多的一种大槽大脊。取如下特征量

$$\begin{aligned} L_1 &\sim 10^6 \text{ 米}, L_2 \sim 10^7 \text{ 米}, \\ u_0 &\sim v_0 \sim 10^1 \text{ 米/秒} \end{aligned} \quad (29)$$

则

$$\zeta_0 \sim \frac{v_0}{L_1} - \frac{u_0}{L_2} \sim \frac{v_0}{L_1} \quad (30)$$

$$R_i \sim 10^0 \quad (31)$$

于是由(16)式和(17)式得到

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) \zeta + \beta v + \beta y D + \zeta D + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + \\ + \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} = 0 \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p} \right) D = \beta y \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \beta u - \\ - \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - D^2 - \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial p} \end{aligned} \quad (33)$$

可见,在这一类运动中,位势部分、辐散辐合和垂直气流相当重要,这与中高纬度地区的经向超长波有很大的区别^[10],也与热带地区干大气的运动有着很大的不同^[3]。

五、长 波

若取

$$L_1 \sim L_2 \sim 10^6 \text{ 米}, u_0 \sim v_0 \sim 10^1 \text{ 米/秒} \quad (34)$$

则

$$R_i \sim 10^0 \quad (35)$$

由(16)式和(17)式得

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p} \right) \zeta + \beta v + \beta y D + \zeta D +$$

$$+\frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} + \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p} = 0 \quad (36)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p} \right) D = \beta y \Delta \psi - \beta u - \Delta \phi +$$

$$+ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} \right) - D^2 - \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial p} \quad (37)$$

这就是李麦村、姚棣荣^[6]的结果,也与 Lindzen^[6]用分析的方法所得到的结果是一致的。但与 Charney^[1]对干大气的分析结果不一致,也与 Murakami^[7]对湿大气的分析结果不一致。

六、频率方程

为了进一步讨论热带湿大气大尺度扰动的特征,我们采用[3]的做法,对线性化扰动方程进行频率分析。为了简单起见,我们假定基本气流 $U=0$, 于是(1)–(4)式线性化后的扰动方程组为

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \beta y v = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (38)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \beta y u = -\frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (39)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial p} + S \omega = 0 \quad (40)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (41)$$

为了方便,我们取 Rossby 参数 β 和重力内波波速 C 这样两个基本参数,于是水平尺度单位 L 和时间尺度单位 T 规定为

$$L = (C/\beta)^{1/2}, \quad T = 1/\beta L = (C\beta)^{-1/2} \quad (42)$$

垂直尺度单位为 P 。由此规定无因次变量为

$$\left. \begin{aligned} x', y' &= L(x, y), \quad p' = Pp, \quad t' = Tt \\ (u', v', \omega') &= C \left[u, v, \omega \frac{P}{L} \right] e^{i(kx + mp + \nu t)} \\ \phi' &= c^2 \phi e^{i(kx + mp + \nu t)} \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

式中带撇号的变量是有量纲的,没有撇号的变量是无量纲的,而且 u, v, ω 和 ϕ 是 y 的函数。 k 和 m 分别表示在 x 方向和垂直方向的无因次波数, ν 是波的无因次频率,它们与有因次量 k', m' 和 ν' 有如下的关系

$$k = k' L, \quad m = m' P, \quad \nu = \beta L \nu' \quad (44)$$

另外,我们取 $S = C^2 m^2 / P^2$, 于是由(38)–(41)式得到如下无量纲方程

$$\nu u - y v = -k \phi \quad (45)$$

$$\nu v - y u = \phi, \quad (46)$$

$$\nu \phi = m \omega \quad (47)$$

$$k u + v_y + m \omega = 0 \quad (48)$$

式中下标 y 表示偏导数。

为了确定波长与频率之间的色散关系,通常采用令方程组的系数行列式为零的做法,这里不能用这种方法,而要经过如下的推导过程得到。

由(47)和(48)式消去 ω , 得

$$ku + v_y + v\phi = 0 \quad (49)$$

再由(45)和(49)式,可以得到 $v \neq k$ 的 u 和 ϕ 的解

$$\Delta u = -kv_y - v_y v \quad (50)$$

$$\Delta \phi = v_y + kv_y v \quad (51)$$

式中

$$\Delta = k^2 - v^2 \quad (52)$$

把这些关系式代入(46)式,得到如下关于 v 的二阶微分方程

$$\frac{d^2 v}{dy^2} + \left[\frac{k}{v} - \Delta - y^2 \right] v = 0 \quad (53)$$

或者写成

$$\frac{d^2 v}{dy^2} + \left[v^2 - k^2 + \frac{k}{v} - y^2 \right] v = 0 \quad (54)$$

这就是 Matsuno^[22]、郭晓岚^[11,12]讨论过的方程。因为我们讨论热带赤道附近的波动运动,在远离赤道时可以认为扰动消失,所以取如下边界条件

$$y \rightarrow \pm \infty, v \rightarrow 0 \quad (55)$$

方程(54)在齐次边界条件(55)下,具有非零解的条件为

$$v^2 - k^2 + \frac{k}{v} = 2n + 1, n = 0, 1, 2, \dots \quad (56)$$

此时,(54)式的解和相应的函数 u 和 ϕ 的振幅为

$$v = e^{-\frac{1}{2}y^2} H_n(y) \quad (57a)$$

$$u = -\frac{1}{k+v} \left\{ \frac{k}{k-v} \frac{dH_n}{dy} - yH_n \right\} e^{-\frac{1}{2}y^2} \quad (57b)$$

$$\phi = \frac{1}{k+v} \left\{ \frac{k}{k-v} \frac{dH_n}{dy} + yH_n \right\} e^{-\frac{1}{2}y^2} \quad (57c)$$

式中 $H_n(y)$ 是 n 阶 Hermite 多项式。(56)式就是我们所讨论问题中的频率方程,它表示频率与经向波节数 n 之间的关系。

对于 $n \geq 1$ 时,(56)式的近似解为

$$v_1 \cong \frac{k}{k^2 + 2n + 1} \quad (58a)$$

$$v_{2,3} \cong \pm \sqrt{k^2 + 2n + 1} \quad (58b)$$

v_1 表示向西传播的 Rossby 波,而 $v_{2,3}$ 分别表示向西和向东传播的惯性-重力波。如果我们采用量纲参数来描写上述波的相速度,可以看得更清楚。其相应的相速度为

$$c_1 = -\frac{\beta}{k^2 + \frac{\beta}{C}(2n + 1)} \quad (59a)$$

$$c_{2,3} = \mp C \sqrt{1 + \frac{1}{k^2} \frac{\beta}{C}(2n + 1)} \quad (59b)$$

式中已略去了有量纲参数右角上的撇号。上述结果表明, 在经向扰动尺度不是很大时 ($n \geq 1$) 而对于纬向波长 L_x 为 10^5 公里, 即相当于纬向扰动尺度 $L_1 \sim 10^4$ 公里的运动, Rossby 波与惯性-重力波可以明显的区分, 这就证实了我们用尺度分析得到的纬向超长波可以用正压无辐散涡度方程来描写的结果是正确的, 在这种模型中只存在 Rossby 波, 而将重力波滤掉了。另外, 由于湿大气的静力稳定度变小, 使重力内波波速(即 C 值)大大变慢, 由(59 a)和(59 b)式可知, 对于纬向波长 L_x 为 10^4 公里(即 $L_1 \sim 10^3$ 公里)的运动, 重力波和 Rossby 波的快慢是一样的, 所以往往不能把重力波作为噪音而滤掉, 即出现重力波与 Rossby 波混合的特征, 这一点与我们在尺度分析中用完全涡度方程(36)来描写长波运动的结果是一致的。

对于 $n=0$, 即经向扰动尺度很大时, (56)式可以写成

$$(v-k)[v^2 + kv - 1] = 0 \quad (60)$$

其中一个根 $v=k$ 是不存在的, 因为在推导(53)式时利用了(50)式的关系, 即

$$u = \frac{-kv_y - v_y v}{(k-v)(k+v)}$$

它要求分母不等于零, 否则不能满足方程(46)和边界条件(55)。所以, 在 $n=0$ 时两个频率的允许解为

$$v_1 = -\left(\frac{k^2}{4} + 1\right)^{1/2} - \frac{k}{2} \quad (61a)$$

$$v_2 = \left(\frac{k^2}{4} + 1\right)^{1/2} - \frac{k}{2} \quad (61b)$$

v_1 是向东传播的惯性-重力波, 而 v_2 是向西传播的混合 Rossby-重力波。且当 $0 \leq k \leq 1/\sqrt{2}$ 时, v_2 相当于向西传播的惯性-重力波, 而 $k \geq 1/\sqrt{2}$ 时, v_2 相当于 Rossby 波。可见, 在 $k=1/\sqrt{2}$ 的情况下, Rossby 波和惯性-重力波才是混合的, 此时, 由(44)式可以算得 $k=1/\sqrt{2}$ 时的纬向波长 L_x 为 10^4 公里, 即相当于纬向扰动尺度 $L_1 \sim 10^3$ 公里。这表明纬向波长在 10,000 公里附近, 而经向扰动尺度为无穷大 ($n=0$), 或者比纬向尺度至少大一个量级时, Rossby 波和重力波是混合的, 这也就证实了我们对经向超长波尺度分析的结果是正确的。

在 $n=0$ 的情况下, (54)式的解和相应的函数 u 和 ϕ 的振幅应为

$$v = e^{-\frac{1}{2}y^2} \quad (62a)$$

$$u = \phi = \frac{y}{k-v} e^{-\frac{1}{2}y^2} \quad (62b)$$

另外, 在赤道地区还存在一种热带波动, 即 Kelvin 波, 已在很多文献^[3, 2, 7]中作过讨论, 这里不再赘述。

七、结 论

通过对超长波的尺度分析和对线性化扰动方程的频率分析, 我们得到如下的结果:

1. 对于热带湿大气的纬向超长波, 与干大气的纬向超长波一样是正压无辐散运动, 描写这类运动的涡度方程(24)中, 只存在 Rossby 波。这说明, 在纬向扰动尺度比经向尺度大一个量级时, Rossby 波和惯性-重力波可以明显的区分, 因而在无辐散条件下, 可以

把重力波滤掉，这在频率分析中，当 $n \geq 1$ ，即经向扰动尺度不是很大，且纬向扰动尺度 $L_1 \sim 10^4$ 公里时，得到了 Rossby 波和惯性-重力波可分的结果所证实。

2. 对于长波和经向超长波，我们得到的涡度方程(36)和(32)中，表明这类运动的位势部分、辐散辐合和垂直气流相当重要。因而热带扰动的垂直联系是十分强的。

3. 由于在热带湿大气中，重力内波波速(即 C 值)很小，所以在 $n \geq 1$ ，且纬向扰动尺度 $L_1 \sim 10^3$ 公里时，重力波与 Rossby 波的快慢一致，而往往不能把重力波作为噪音滤掉；另外，当 $n=0$ ，即经向扰动尺度很大，而纬向波长在 10,000 公里附近时，Rossby 波和惯性-重力波是不可分的，是混合在一起的，这也就证实了对长波、经向超长波尺度分析的结果是正确的。由此可以得出，混合的 Rossby-重力波是热带湿大气长波和经向超长波的一个重要特性。

参 考 文 献

- [1] Charney, J. G., *J. Atmos. Sci.*, **20**, 607—609, 1963.
- [2] Matsuno, T., *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 25—43, 1966.
- [3] 李麦村、姚棣荣，大气科学（待发表）。
- [4] 谢义炳，气象科技资料，第 2 期，5—9，1978。
- [5] 李麦村、姚棣荣，气象学报，第 37 卷第 1 期，28—35，1979。
- [6] Lindzen, R. S., Dynamics of the tropical atmosphere note from a colloquium, Summer 1972, 127—134.
- [7] Murakami, T., *J. Atmos. Sci.*, **29**, 463—487, 1972.
- [8] Corly, G. A., The global circulation of atmosphere. 113—136, 1969.
- [9] Burger, A. P., *Tellus*, **10**, 195—205, 1958.
- [10] 李麦村、大气科学，第 2 期，114—122，1977。
- [11] Kuo, H. L., *Pure and Applied Geophysics*, **115**, 915—936, 1977.
- [12] Kuo H. L., *J. Atmos. Sci.*, **32** 2229—2245, 1975.