

地球自转速度变化对副高脊线南北进退的作用*

钱维宏

(江苏省盐城市气象局)

众所周知,西太平洋副热带高压脊线位置的南北进退与汛期影响我国的雨带位置南北移动有着密切的关系。江苏的预报员发现脊线位置达 20°N 左右时苏南梅雨开始^[1]。因此,副高脊线稳定通过 20°N 日期的长期预报是人们所关心的。然而对长期,尤其是以月和季为时间尺度的长期预报尚缺乏有效的方法。由于地球自转速度存在几十年的变化周期^[2]和世纪减慢现象,彭公炳等^[3]统计发现在对应的地转减慢阶段副高位置偏南,地转加快阶段副高位置偏北以及北太平洋高压中心纬度有世纪南移的现象。对我们来说,关心的是地转变速通过怎样一个机制在影响副高脊线的南北进退,还有地转短期(年际)变速与副高脊线的年际进退迟早有有什么关系。

副高可作为行星尺度的超长波系统,我们首先在一个两层大气模式下推导地转速度变化作用于超长波活动的相速公式,从理论上说明地转变速对副高脊线南北进退的作用,然后从二十多年的地转逐月变化率资料和历年副高脊线稳定通过 20°N 时间序列的关系分析中提出副高脊线南北进退及我国雨带南北移动的一种长期预报方法。

1. 地球旋转对大气的作用

当考虑均匀旋转的地球时,在控制大气运动的方程中只有与地转有关的地转偏向力,但当考虑变速的地球时还会出现地转附加力^[2]。我们曾推出下列水平坐标下的分量方程

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv - \frac{d\Omega}{dt} a \cos \varphi \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu \quad (2)$$

其中 $-\frac{d\Omega}{dt} a \cos \varphi$ 就是我们所要考虑的地转附加力, a 为地球半径, $\frac{d\Omega}{dt}$ 为地转角速度 Ω 随时间的变化,其它为常用符号。需要指出的是文献[2]是以固体地球为参考对象的。因此,(1)、(2)式只能适用于固体地球(可将其看作为极缓慢的流体),而不能直接应用于海洋和大气。据文献[2]和[3]角动量守恒原理的推导,固体地球与地球海洋和地球大气之间旋转变角速度变化有下列关系

$$\frac{d\Omega_{海}}{dt} = -10^4 \frac{d\Omega_{固}}{dt} \quad (3)$$

$$\frac{d\Omega_{气}}{dt} = -10^6 \frac{d\Omega_{固}}{dt} \quad (4)$$

由此可知,当应用(1)式于海洋和大气流体时,就该以 $\frac{d\Omega_{海}}{dt}$ 和 $\frac{d\Omega_{气}}{dt}$ 代替(1)式中的 $\frac{d\Omega}{dt}$ 。有了关系式(3)、(4),又由于 $\frac{d\Omega_{固}}{dt}$ 是可定量测量的,因此我们就可以定性地研究固体地球旋转速度变化对大气或海洋的作用。

* 本文于1989年1月26日收到,1989年8月10日收到最后修改稿。

我们应用(1)、(2)式于大气,并对其求水平涡度,可得到大尺度大气运动的涡度方程

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \mathbf{V}_h \cdot \nabla_h \xi + \beta v = f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} + 10^8 \frac{f_0}{2\Omega} \frac{d\Omega_{\text{固}}}{dt} \quad (5)$$

其中 $\xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$, $\beta = \frac{\partial f}{\partial y} \Big|_{\varphi_0}$, $\mathbf{V}_h = ui + vj$, $\nabla_h = i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y}$, $f_0 = 2\Omega \sin \varphi_0$, ω 为 p 坐标下的垂直速度; i, j 分别为 x, y 方向的单位矢。

由于我们以下要研究的问题是以为年为时间尺度的,即时间尺度 T 取为 10^8 s, 当应用(5)式于副高这种尺度的系统时,其系统的经、纬向运动尺度分别为 $L_\varphi \sim 10^5$ m, $L_\lambda \sim 10^8$ m, 水平特征尺度 $L \sim 10^7$ m, 则系统运动的特征速度 $U \sim \frac{L_\lambda}{T} \sim 10^{-2}$ m/s, $V \sim \frac{L_\varphi}{T} \sim 10^{-3}$ m/s, 由于 $\frac{\Delta\Omega_{\text{固}}}{\Omega} \sim 10^{-8}$, $f_0 \sim 10^{-4}$ s $^{-1}$, 根据尺度分析理论

$$\xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \sim \frac{V}{L}, \quad \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \ll \frac{V}{L}$$

则由涡度方程(5)各项的量级分别为

$$\begin{cases} \frac{\partial \xi}{\partial t}, u \frac{\partial \xi}{\partial x}, v \frac{\partial \xi}{\partial y} \sim \frac{U^2}{L^2} \sim 10^{-18} \text{s}^{-2} \\ v\beta \sim V\beta \sim 10^{-14} \text{s}^{-2} \\ f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} < f_0 \frac{V}{L} \sim 10^{-13} \text{s}^{-2} \\ 10^8 \frac{f_0}{2\Omega} \frac{d\Omega_{\text{固}}}{dt} \sim 10^8 \frac{f_0}{T} \frac{\Delta\Omega_{\text{固}}}{\Omega} \sim 10^{-14} \text{s}^{-2} \end{cases} \quad (6)$$

对(5)式作量级比较后可将涡度方程的局地变化项和平流项作为小项略去,最后剩下

$$\beta v = f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} + \alpha \quad (7)$$

其中 $\alpha = 10^8 \frac{f_0}{2\Omega} \frac{d\Omega_{\text{固}}}{dt}$, $\alpha > 0$ 为地转加速, $\alpha < 0$ 为地转减速。(7)式表明,在地转年际变速和超长波尺度的运动过程中,作为第一近似, β 项的作用是和水平散度项及 α 项的作用相平衡的。当(7)式中去掉 α 项,则蜕变成所谓的伯格模式。正如文献[4]的作者所认为的,伯格模式下简化的涡度方程,其意义在于把罗斯贝波从动力学方程中滤掉了,从而突出超长波的性质。

2. 含地转变速作用的超长波相速公式

为了推导地转变速作用的超长波相速公式,我们给出垂直结构如图1所示的两层模式, $\omega_s = 0$ 考虑为平坦的下垫面。模式中引入绝热大气的热力学方程

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \mathbf{V}_h \cdot \nabla_h \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \sigma \omega = 0 \quad (8)$$

其中 σ 为大气静力稳定参数, ϕ 为位势高度。

把方程(7)写在两层模式等压面 p_1, p_2 上,方程(8)写在 p_2 等压面上,可得下列方程组(下文省略下标 h)

$$\beta v_1 = f_0 \frac{\omega_2}{p_2} + \alpha \quad (9)$$

$$\beta v_2 = -f_0 \frac{\omega_2}{p_2} + \alpha \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right)_2 + \mathbf{V}_2 \cdot \nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right)_2 + \sigma_2 \omega_2 = 0 \quad (11)$$

(9)-(10)和(9)+(10)分别得

$$\beta(v_1 - v_3) = 2f_0 \frac{\omega_2}{p_2} \quad (12)$$

$$\beta(v_1 + v_3) = 2\alpha \quad (13)$$

(11)式中

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial p}\right)_2 = \frac{\phi_1 - \phi_3}{p_1 - p_3} = -\frac{\phi'}{p_2} \quad (14)$$

则(11)式有

$$\frac{\partial \phi'}{\partial t} + \mathbf{V}_2 \cdot \nabla \phi' - p_2 \sigma_2 \omega_2 = 0 \quad (15)$$

由于

$$\mathbf{V}_2 \cdot \nabla \phi' = (u_i + v_j)_2 \cdot \left(\frac{\partial \phi'}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial \phi'}{\partial y} \mathbf{j} \right) = u_2 \frac{\partial \phi'}{\partial x} + v_2 \frac{\partial \phi'}{\partial y} \quad (16)$$

当取 $u_2 = \bar{U}$, \bar{U} 为平均纬向气流, $v_2 = (v_1 + v_3)/2 = \frac{\alpha}{\beta}$, 及 $\omega_2 = \frac{\beta p_2}{2f_0}(v_1 - v_3)$ 代入(15)式后, 得

$$\frac{\partial \phi'}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \phi'}{\partial x} + \frac{\alpha}{\beta} \frac{\partial \phi'}{\partial y} - \frac{p_2^2 \sigma_2 \beta}{2f_0} (v_1 - v_3) = 0 \quad (17)$$

由地转风及热成风关系

$$v = \frac{1}{f_0} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (18)$$

$$v_1 - v_3 = \frac{1}{f_0} \frac{\partial \phi'}{\partial x} \quad (19)$$

最后(17)式成为

$$\frac{\partial \phi'}{\partial t} + \left(\bar{U} - \frac{p_2^2 \sigma_2 \beta}{2f_0^2} \right) \frac{\partial \phi'}{\partial x} + \frac{\alpha}{\beta} \frac{\partial \phi'}{\partial y} = 0 \quad (20)$$

设方程(20)有如下形式的平面波解

$$\phi' = A e^{i[k_1 x + k_2 y - \eta t]} \quad (21)$$

其中 A 和 η 分别为超长波的振幅和圆频率, k_1 和 k_2 分别为 x 方向和 y 方向的波数。将(21)式代入(20)式得

$$\eta = \left(\bar{U} - \frac{p_2^2 \sigma_2 \beta}{2f_0^2} \right) k_1 + \frac{\alpha}{\beta} k_2 \quad (22)$$

注意到相速 C_{ph} 与波动频率的关系 $C_{ph} = \frac{\eta}{K^2} \mathbf{k}^{[5]}$ 后, 则得到相速在 x 轴和 y 轴上的分量分别为

$$C_{ph,x} = \frac{\eta}{K^2} k_1 = \left(\bar{U} - \frac{\beta}{g} \right) \frac{k_1^2}{K^2} + \frac{\alpha}{\beta} \frac{k_1 k_2}{K^2} \quad (23)$$

$$C_{ph,y} = \frac{\eta}{K^2} k_2 = \left(\bar{U} - \frac{\beta}{g} \right) \frac{k_1 k_2}{K^2} + \frac{\alpha}{\beta} \frac{k_2^2}{K^2} \quad (24)$$

其中 $K^2 = k_1^2 + k_2^2$, $g = \frac{2f_0^2}{p_2^2 \sigma_2}$ 。

由(23)和(24)式可以看出超长波在东西方向和南北方向上的移动是由 α , β 和基本气流 \bar{U} 决定的。对 β 和 \bar{U} 的作用文献[4]已有讨论。我们着重讨论 α 项对南北方向超长波位相的作用, 即

$$C_{SN} = \frac{\alpha}{\beta} \frac{k_2^2}{K^2} \quad (25)$$

用(25)式讨论副高时, 就是副高脊线位置的南北进退。显见, C_{SN} 的正负决定于 α 的符号。地转加快时 $\alpha > 0$, 则 $C_{SN} > 0$, 副高脊线位置北移; 反之南退。

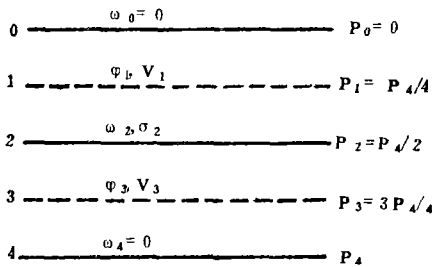
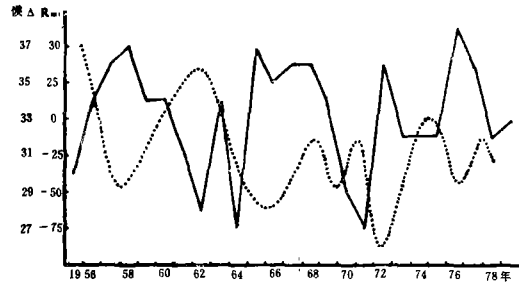


图 1 两层模式的垂直结构

图 2 地转速率月偏差(ΔR_{mi})的平滑曲线(点线)与历年副高脊线稳定通过 20°N 候数(实线)

3. 地转变速与副高脊线南北进退迟早的关系

图 2 表征为地转速率月偏差(ΔR_{mi})的平滑曲线(取自文献[2])与历年副高脊线稳定通过 20°N 的候数之间的关系。从图 2 可以看出, 它们之间呈反位相变化关系, 就是在地转速率月偏差曲线的下降(地转减慢)阶段, 对应副高脊线稳定通过 20°N 的时间逐年推迟; 反之, 地转速率月偏差曲线上升(地转加快)阶段, 对应副高脊线稳定通过 20°N 的时间逐年提早。在 1955~1978 年中地转速率明显的变化有四次波动, 平均 5~6 年有一次波动, 则对应副高脊线历年南北进退的迟早有四次往复。

4. 结 束 语

通过分析, 我们初步得到下列几点认识:

1) 根据地转速率年际变化观测资料的分析, 在以年为时间尺度内, 地转速度的变化通过地转附加力对超长波的活动有不可忽略的影响。

2) 西太平洋副热带高压脊线的南北进退决定着影响我国雨带的南北移动。历年副高脊线北进的迟早与地球自转速度的年际变化有着内在的联系, 地转加快时段对应副高脊线北进偏早, 地转减慢时段对应副高脊线北进推迟。

3) 根据地转速率年际变化与历年副高脊线南北进退迟早这一关系, 我们可较为方便地利用地球自转年际变化趋势预测来年副高北抬的迟早及影响某一地区雨季开始的迟早。

参 考 文 献

- [1] 江苏省气象局预报课题组编著, 江苏重要天气分析和预报(上册), 22—31, 气象出版社, 1988。
- [2] 钱维宏, 我国气候振动与地球自转速度变化的关系, 热带气象, 2, 2, 171—178, 1986。
- [3] 彭公炳等编著, 气候的第四类自然因子, 156—157, 科学出版社, 1983。
- [4] 章基嘉, 超长波活动规律的定性分析, 大气科学, 3, 2, 99—108, 1979。
- [5] 郭晓岚, 大气动力学, 28—53, 江苏科学技术出版社, 1981。

**EFFECTS OF CHANGE IN SPEED OF THE
EARTH'S ROTATION ON THE SOUTHWARD
OR NORTHWARD MOVEMENT OF SUB-
TROPICAL HIGH OVER WESTERN
PACIFIC**

Qian Weihong

(The Weather Bureau of Yancheng City, Jiangsu Province)

Abstract

Based on the analysis of the theory and data, the result shows that the increasing speed of the earth rotation is corresponding to the ridge line northward movement of subtropical high over the western Pacific, and vice versa. The conclusions may be used for the long-range prediction of rain belt over China.