

阻塞动力机制中两个本质性的物理因子

朱正心

(南京气象学院)

提 要

本文采用一个准地转两层低分辨率谱模式进行了阻塞过程的数值试验,并用控制性试验着重探讨了纬向不对称热力强迫及平流非线性这两个物理因子在阻塞演变过程中各自的作用。试验结果表明,单独由其中一个因子的作用不能产生稳定维持的阻塞形势,只有在两者共同作用下才有可能形成。阻塞就是在这两种作用共同控制下的一类特殊的超长波平衡态。试验证实了以上两个因子确是阻塞机制中缺一不可的、本质性的物理因素。

一、引 言

阻塞形势是一种富有特征的超长波系统,其动力特性与一般的移动性长波有很大不同。这种不同不仅表现在西风急流的分支和汇合、经向度很大的 Ω 型流场温度场等特征上,而且表现在流场准常定状态的长时间维持以及在一定季节里总是倾向于在一些特定地理区域内出现这些典型特点上。造成这种差异的根本原因何在?阻塞维持和演变的本质性的物理因素是什么?鉴于阻塞过程对大范围环流型式的重要影响,多年来阻塞形势的动力机制问题一直是人们所关注和争论的课题^[1-4]。

最近,朱抱真和作者^[5]采用高截断的谱分解方法,用理论模式得到了在纬向不对称热力强迫下的阻塞型平衡态,它具有实际阻塞形势的一些重要典型特征。[7]文并明确提出了非线性平流及纬向不对称强迫作用是阻塞机制中本质性的,缺一不可的两个物理因素。由于理论模式是高截断的,讨论的又是常定问题,因此显然有必要用包含更多的波谱分量的、时变的数值模式来进行检验,并进一步探讨这两个物理因子在阻塞机制中各自所起的作用。

二、模 式

把流函数分解为 $\psi = -\bar{u}y + \psi^*$,其中 $\bar{u} = \bar{u}(p)$ 可看作平均西风不随时间变化的基本部分。这样准地转涡度及热量方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \Delta^2 \psi^* + J(\psi^*, \nabla^2 \psi^*) + \beta \frac{\partial \psi^*}{\partial x} = f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} + A \nabla^2 \psi^* \quad (2.1)$$

1982年9月15日收到。

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial \phi^*}{\partial P} + J \left(\phi^*, \frac{\partial \phi^*}{\partial P} \right) - \frac{\partial \bar{u}}{\partial P} \frac{\partial \phi^*}{\partial P} + \sigma \omega / f_0 \\ & = - \frac{RQ}{C_p P f_0} + A \nabla^2 \frac{\partial \phi^*}{\partial P} \end{aligned} \quad (2.2)$$

方程中包含了侧向扩散作用, A 是侧向扩散系数, Q 是非绝热加热率, 其余符号都是常用的. 采用常见的二层模式, 把 (2.1) 式写在 1, 3 层次上, 把 (2.2) 式写在第二层次上, 并把下边界看作埃克曼层顶, 从而引进湍流摩擦作用. 然后以 L 及 f_0^{-1} 为长度及时间的单位使方程无量纲化, 得:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi &= -J(\phi, \nabla^2 \phi) - J(\phi, \nabla^2 \phi) - R_0 \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \phi - R_T \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \phi \\ &- \beta^* \frac{\partial \phi}{\partial x} - \gamma \nabla^2 (\phi - \phi) + A^* \nabla^4 \phi \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 - \lambda^*) \phi &= -J(\phi, \nabla^2 \phi) - J(\phi, \nabla^2 \phi) + \lambda^* J(\phi, \phi) \\ &+ R_0 \lambda^* \frac{\partial \phi}{\partial x} - R_T \lambda^* \frac{\partial \phi}{\partial x} - R_0 \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \phi - R_T \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \phi \\ &- \beta^* \frac{\partial \phi}{\partial x} + \gamma \nabla^2 (\phi - \phi) - Q^* + A^* (\nabla^2 - \lambda^*) \nabla^2 \phi \end{aligned} \quad (2.4)$$

其中

$$\begin{aligned} R_0 &= \bar{u} / f_0 L, \quad R_T = \bar{u}_T / f_0 L, \quad \beta^* = \beta L / f_0, \\ \gamma &= g \sqrt{\nu / 2 f_0} / R T_1, \quad \lambda^* = 2 f_0^2 L^2 / \sigma P_1^2, \quad A^* = A / L^2 f_0, \\ Q^* &= R Q / C_p \sigma P_1^2 f_0. \end{aligned}$$

ϕ, ϕ 为 500mb 上的流函数及热成风流函数; $\bar{u}, \bar{u}_T$ 为基本风速和热成风速, ν 为湍流摩擦系数. 边界条件取 $y = 0$, x 处为刚性壁, x 方向以 2π 为周期.

符合以上边条件的归一化正交函数组 $\sqrt{2} \cos my, 2 \cos nx \sin my, 2 \sin nx \sin my$ ($n, m = 1, 2, \dots$) 分别称之为 A, B, C 类基函数. 以此展开 ϕ, ϕ, Q 等场. 例如 ϕ 展开为

$$\begin{aligned} \phi &= \sum_{m=1}^M \phi_{Am} \sqrt{2} \cos my + \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N [\phi_{Bnm} 2 \cos nx \sin my \\ &+ \phi_{Cnm} 2 \sin nx \sin my] \end{aligned}$$

代入 (2.3)(2.4) 式, 然后方程两边同乘以某一个基函数并对整个区域积分, 则可得截谱方程:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (\phi_{Am}) &= \sum_{n=1}^N \sum_{m_1=1}^M \sum_{m_2=1}^M E_{n, m_1, m_2}^{m_1, m_2} (m_1^2 - m_2^2) m^{-1} (\phi_{Bnm_1} \phi_{Cnm_2} \\ &+ \phi_{Bnm_1} \phi_{Cnm_2}) - \gamma (\phi_{Am} - \phi_{Am}) - A^* m^2 \phi_{Am} \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (\phi_{Am}) &= \sum_{n=1}^N \sum_{m_1=1}^M \sum_{m_2=1}^M E_{n, m_1, m_2}^{m_1, m_2} [(m_1^2 - m_2^2 - \lambda^*) \phi_{Bnm_1} \phi_{Cnm_2} \\ &+ (m_1^2 - m_2^2 + \lambda^*) \phi_{Cnm_2} \phi_{Bnm_1}] (m^2 + \lambda^*)^{-1} + \gamma m^2 (m^2 + \lambda^*)^{-1} \\ &\cdot (\phi_{Am} - \phi_{Am}) - A^* m^2 \phi_{Am} + Q_{Am} (m^2 + \lambda^*)^{-1} \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt}(\psi_{Bnm}) = & \sum_{m_2=1}^M \sum_{m_3=1}^M E_{n,m_2}^{m,m_2}(n^2+m^2)^{-1}[(n^2+m_2^2-m_3^2) \\
& \cdot (\psi_{Cnm_3}\psi_{Am_2} + e_{Cnm_2}e_{Am_3})] + \sum_{n_1=1}^N \sum_{m_1=1}^M \sum_{n_2=1}^N \sum_{m_2=1}^M F_{n,n_1,n_2}^{m,m_1,m_2}(n^2 \\
& + m^2)^{-1}[(n_1^2+m_1^2-n_2^2-m_2^2)(\psi_{Bn_1m_1}\psi_{Cn_2m_2} + e_{Bn_1m_1}e_{Cn_2m_2})] \\
& - n[(R_0 - \beta(n^2+m^2)^{-1})\psi_{Cnm} + R_T e_{Cnm}] - \gamma(\psi_{Bnm} - e_{Bnm}) \\
& - A^*(n^2+m^2)\psi_{Bnm}
\end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt}(e_{Bnm}) = & \sum_{m_2=1}^M \sum_{m_3=1}^M E_{n,m_2}^{m,m_2}(n^2+m^2+\lambda^*)^{-1}[(n^2+m_2^2-m_3^2-\lambda^*) \\
& \cdot \psi_{Cnm_2}e_{Am_3} + (n^2+m_2^2-m_3^2+\lambda^*)\psi_{Am_2}e_{Cnm_3}] \\
& + \sum_{n_1=1}^N \sum_{m_1=1}^M \sum_{n_2=1}^N \sum_{m_2=1}^M F_{n,n_1,n_2}^{m,m_1,m_2}(n^2+m^2+\lambda^*)^{-1}[(n_1^2+m_1^2-n_2^2 \\
& - m_2^2-\lambda^*) \cdot \psi_{Bn_1m_1}e_{Cn_2m_2} + (n_1^2+m_1^2-n_2^2-m_2^2+\lambda^*)\psi_{Cn_2m_2}e_{Bn_1m_1}] \\
& - n(n^2+m^2)(n^2+m^2+\lambda^*)^{-1}[(R_0 - \beta(n^2+m^2)^{-1})e_{Cnm} + R_T\psi_{Cnm}] \\
& + n\lambda^*(n^2+m^2+\lambda^*)^{-1}(R_T\psi_{Cnm} - R_0e_{Cnm}) \\
& + \gamma(n^2+m^2)(n^2+m^2+\lambda^*)^{-1}(\psi_{Bnm} - e_{Bnm}) - A^*(n^2+m^2)e_{Bnm} \\
& + Q_{Bnm}^*(m^2+n^2+\lambda^*)^{-1}
\end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt}(\psi_{Cnm}) = & \sum_{m_1=1}^M \sum_{m_2=1}^M E_{n,m_1}^{m,m_2}(n^2+m^2)^{-1}[(m_1^2-m_2^2-n^2) \\
& \cdot (\psi_{Am_1}\psi_{Bnm_2} + e_{Am_1}e_{Bnm_2})] - \sum_{n_3=1}^N \sum_{m_3=1}^M \sum_{n_4=1}^N \sum_{m_4=1}^M (n^2+m^2)^{-1} \\
& \cdot \{F_{n,n_3,n_4}^{m,m_3,m_4}(n_3^2+m_3^2)(\psi_{Bn_3m_3}\psi_{Bn_4m_4} + e_{Bn_3m_3}e_{Bn_4m_4}) \\
& + G_{n,n_3,n_4}^{m,m_3,m_4}(n_4^2+m_4^2)(\psi_{Cn_3m_3}\psi_{Cn_4m_4} + e_{Cn_3m_3}e_{Cn_4m_4})\} \\
& + n\{[R_0 - \beta(n^2+m^2)^{-1}]\psi_{Bnm} + R_T e_{Bnm}\} - \gamma(\psi_{Cnm} - e_{Cnm}) \\
& - A^*(n^2+m^2)\psi_{Cnm}
\end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt}(e_{Cnm}) = & \sum_{m_1=1}^M \sum_{m_2=1}^M E_{n,m_1}^{m,m_2}(n^2+m^2+\lambda^*)^{-1}[(m_1^2-m_2^2-n^2-\lambda^*) \\
& \cdot \psi_{Am_1}e_{Bnm_2} + (m_1^2-n^2-m_2^2+\lambda^*)\psi_{Bnm_2}e_{Am_1}] \\
& - \sum_{n_3=1}^N \sum_{m_3=1}^M \sum_{n_4=1}^N \sum_{m_4=1}^M (n^2+m^2+\lambda^*)^{-1}\{F_{n,n_3,n_4}^{m,m_3,m_4}[(n_3^2+m_3^2+\lambda^*) \\
& \cdot \psi_{Bn_3m_3}e_{Bn_4m_4} + (n_3^2+m_3^2)\psi_{Bn_4m_4}e_{Bn_3m_3}] \\
& + G_{n,n_3,n_4}^{m,m_3,m_4}[(n_4^2+m_4^2+\lambda^*)\psi_{Cn_3m_3}e_{Cn_4m_4} + (n_4^2+m_4^2) \\
& \cdot \psi_{Cn_4m_4}e_{Cn_3m_3}]\} + n(n^2+m^2)(n^2+m^2+\lambda^*)^{-1} \\
& \cdot \{[R_0 - \beta(n^2+m^2)^{-1}]e_{Bnm} + R_T\psi_{Bnm}\} \\
& - \lambda^*n(n^2+m^2+\lambda^*)^{-1}(R_T\psi_{Bnm} - R_0e_{Bnm}) \\
& + \gamma(n^2+m^2)(n^2+m^2+\lambda^*)^{-1}(\psi_{Cnm} - e_{Cnm}) \\
& - A^*(n^2+m^2)e_{Cnm} + Q_{Cnm}^*(n^2+m^2+\lambda^*)^{-1}
\end{aligned} \quad (2.10)$$

以上方程中 E, F, G 为非线性相互作用系数。限于篇幅此处不再给出具体计算公式。取 $N = 5, M = 2$, 则方程组 (2.5)–(2.10) 共包含 44 个常微分方程。时间积分采用 Runge-Kutta 方法。

加热场 Q 也可以表示为辐射、感热、凝结潜热之和, 并用参数化方式来计算。但由于本文的目的是讨论加热场强度对阻塞的控制机制, 为了使问题更简单明确, 我们采取一种给定的、不随流场而变的加热场, 例如取

$$Q^* = Q_A^* \sqrt{2} \cos y + Q_{B21}^* \cos 2x \sin y \quad (2.11)$$

其加热场分布就相当于理想化的纬向两大陆两大洋由于地表热状况不同而造成的加热差 (图 1)。

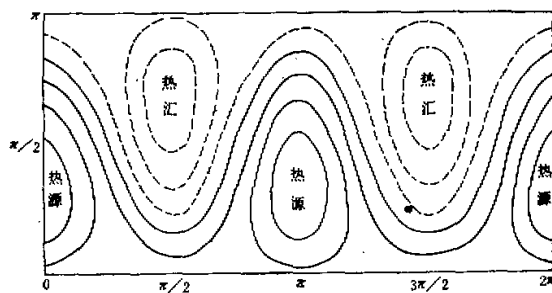


图 1 加热场

三、非线性平流与强迫源共同作用下阻塞的演变过程

理论模式^[7]在高度截断的条件下, 考虑到了带状流与超长波之间非线性相互作用以及纬向不对称热力强迫作用, 得到一类流场温度场特点及稳定性都相似于实际阻塞形势的平衡态。现在我们要用以上数值模式试验在存在更多的波谱分量而且时变的情况下, 是否也可能存在稳定维持的阻塞型准平衡状态。

试验中各物理量参数大致符合中高纬大气实际状况。 $L = a/2$, a 为地球半径, $\beta = 1.3 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 气温直减率为 $0.61^\circ \text{C}/100 \text{ m}$, Ekman 层厚度 10^3 m , $A = 1.8 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 。在以上参数条件下进行了大量的数值试验, 结果表明, 阻塞能否形成及阻塞过程的具体特点与基本气流及热源强度的取值有很大关系, 这将在另一文^[10]中详细讨论, 由于侧重点不同, 本文仅给出一例阻塞过程, 以便与以后两个试验作比较而得出平流非线性及热力强迫在阻塞机制中的作用。取 $\bar{u} = 13.8 \text{ ms}^{-1}$, $\bar{u}_T = 13.0 \text{ ms}^{-1}$, $Q_A^* = 0.005$, $Q_{B21}^* = 0.0071$ (相当于热源中心强度为 1.2×10^{-3} 卡/克秒)。积分初值为平直西风气流, 即各分量值都取很小的数值。

积分一开始, 在纬向不对称加热的激发下, 出现了迭加在平直西风之上的纬向 2 波扰动, 到第 4、5 天时槽脊剧烈加深。第 7 天时开始出现闭合高低压中心, 西风气流在高压前形成绕流, 阻塞形势开始形成, 第 9 天时阻塞高压达到最强盛期 (图 2), 这时高压中心与

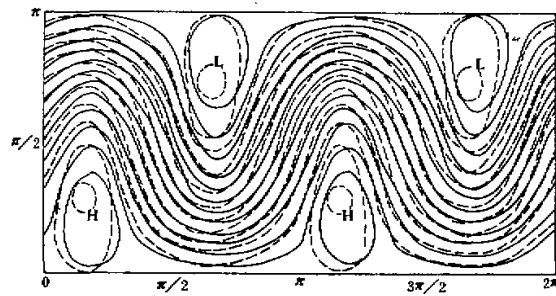


图2 第9天时的500 mb 流场(实线)厚度场(虚线)

高温中心几乎重合了。阻塞高压从第7天到第15天共维持了9天时间,在此期间其强度及位相都只有一些很缓慢的变化。这种形势无论从流场型式还是从位相上看都与理论模式^[7]所得到的阻塞型平衡态十分相似,高压中心也都是位于热源中心以东不到四分之一波长处。显然,数值模式积分所得到的这种阻塞型准平衡状态与理论模式的结果是一致的。也就是说,在非线性平流与强迫源共同作用的条件下,有可能存在稳定维持的阻塞形势。

将试验结果与实际阻塞形势相比较,在阻塞高压的位置上也很有相似之处。北半球冬季主要的加热中心位于大西洋及太平洋的西部区域,地中海黑海也有一弱中心,相应地阻高出现频率最高的区域也就在两大洋的东部沿岸及乌拉尔地区。这种位相上的配置与试验结果是一致的。

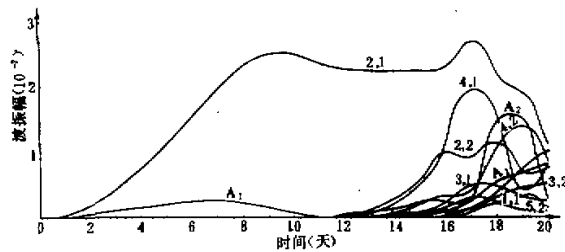


图3 各波分量振幅随时间的演变

图3给出了整个积分期间各波动分量振幅随时间的变化。对于波动分量,振幅是这样求得的:

$$\psi_{nm} = \sqrt{\psi_{2nm}^2 + \psi_{3nm}^2}$$

n, m 分别为其纬向、径向波数。由图3可以看到在阻塞建立之前(2,1)波振幅明显地增长,与此同时带状流分量 ψ_{A1} 振幅也有些增长,其它波动则仍维持在初值时很小的数值上。显然,(2,1)波的增长是由于相同波数的加热强迫所引起的。从第7—16天,(2,1)波的振幅虽有些起伏,但基本上维持在一定的强度上。与此同时,整个流场显示出一种准常定的阻塞维持状态。第13天以后,其余各波动特别是短波开始发展起来,到第16天这种移动性波动的发展造成了阻塞崩溃,第17天以后(2,1)波振幅也明显下降了。

四、纬向不对称强迫的作用

以上在非线性平流及纬向不对称强迫共同作用的情况下,得到了在流场特征和维持时间都与实际情况比较相似的阻塞过程.那末显然要问在只有非线性平流或只有不对称强迫时是否也能形成阻塞,换句话说,这两个物理因子是否对阻塞形成和维持是缺一不可的?这一节先试验前一种情形,即有非线性平流而纬向不对称加热不存在时的情况.并把试验结果与上一个试验相比较,从而得出纬向不对称强迫的作用.

其它各参数取值都与第三节相同,不同的仅是取 $Q_{21}^* = 0$,即不存在纬向加热差.初值仍取为平直西风气流.积分共进行了 15 天,始终没有出现阻塞形势.流场和厚度场上始终都是一些移动性波动.

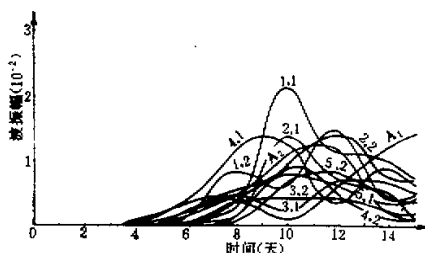


图 4 无纬向不对称加热时各波动振幅的演变

图 4 给出了在没有纬向不均匀加热时的各波振幅的演变.可以看到每一个波分量的振幅都起伏很大,不存在一个准稳定的时期.而且没有一个波动是始终占主要地位的.与图 3 相比,就可以看出有无纬向不对称强迫时差别是很大的.在有强迫作用时,由于强迫所引起的 (2,1) 波振幅的增长速度要比其他波动快得多,从阻塞形成到维持阶段,这个强迫波的振幅远大于其他波动,整个流场就由这个阻塞波控制着.呈现一种稳定维持的准常态状态.而在没有强迫作用时,则各种波动都在此长彼消地发展,整个流场都为各种移动性波动所控制,因此看不到有阻塞形势出现和维持.

很明显,阻塞波的发展及维持与纬向不对称强迫的作用是分不开的.这种由于纬向海陆差异所造成的热力强迫作用,直接为阻塞波的发展提供了扰动有效位能,使其不断增长起来.因此,阻塞波的发展与一般波长较短的 Rossby 波从其成因及能量来源讲应是有差异的,前者主要是由于强迫作用,而后者则主要是由于南北温差所造成的斜压不稳定位能的释放.这可能是阻塞形势与一般的 Rossby 长波在物理机制上的一个重大差异.

从实际情况来看,阻塞形成与海陆热力及地形差异有关也是很明显的.众所周知,北半球阻塞的出现频率、强度和维持时间都比南半球显著得多,这种差异显然是因为北半球有着远为显著的海陆差异所致.从北半球情况来看阻塞高压又总是倾向于出现在一些地理区域如两大洋东部及欧亚大陆中部地区.这种特点离开了地形及热力强迫的影响同样是无法理解的.第三节的试验中阻塞出现于热源中心下游约四分之一波长处,也说明了

强迫源对阻高出现位置有着控制作用。由于篇幅所限,我们将在另一篇文章中详细叙述强迫源的强度对阻塞发展、位相、强度、维持时间等的影响^[10]。

由此看来,纬向不对称强迫在阻塞机制中是一个不可缺少的根本性的物理因素,而且具有控制性的影响。了解这一点,对于正确地预报阻塞发展演变崩溃等过程可能是有启发意义的。

五、非线性相互作用在阻塞机制中的影响

阻塞形势是一种经向度很大的系统,平流(特别是温度平流)的非线性作用是不可忽略的,Rossby^[1]曾提出阻塞可以部分地由非线性平流所造成的“水跃”现象来解释,叶笃正和陈雄心^[2]的工作也表明不考虑非线性作用就不能出现 Ω 流场,这些工作都强调了非线性平流在阻塞机制中的作用。

现在我们用数值试验来讨论非线性的作用。仍然用反证法,即试验在没有非线性作用而只有纬向不对称强迫时的情形,并与第三节的试验相比较而得出有无非线性作用时的差异。

各参数取值与第三节的试验相同,不同的是所有的非线性相互作用系数都取为0,此时方程组变为线性的。初值也是取平直西风气流,各分量初值都很小。积分一开始的5,6天内,由于强迫源的激发,(2,1)波开始发展加深,这种情况与第三节的试验大致相似,仅有强度上不太大的差异。这说明在振幅不太大的情况下,非线性作用的影响还不很明显,线性模式所得到的结果与非线性模式相差不太大。但第7天以后,随着振幅的增强,这种线性模式中流场的变化就与考虑非线性时大不一样了。第7天时出现了闭合高低压中心,高压中心也是位于热源中心偏东一些的地方,中心强度比第三节的试验要强些。但这种情况不能稳定维持,(2,1)波仍在很快地增强,与此同时,其他各种波动也很快增强起来,到第9天在原先高压的位置上虽然仍是一个高压中心,但中心的数值已增大到不符合实际可能的情况,而且流场也在变乱,第9天以后这种波动增强的情况更加剧了,一直计算到第19天都是这样继续不断的增长,以致于完全不象真实大气的流场了。

图5给出了各波振幅的演变,注意它的比例尺与图3、4不一样。由图5可以看到,在线性模式中强迫的(2,1)波的振幅随时间的稳定的速率不断增长着,这与非线性模式(见图3)中的情形是大不相同的。在非线性的情况下强迫波增长到第7、8天以后就不再增长,而后出现了一个9天时间的维持阶段,在阻塞崩溃后强迫波振幅明显下降。显然,造成这种差异的原因就在于非线性作用。在非线性的条件下,波动与带状流之间以及波与波之间是有着非线性相互作用的。这种非线性的能量交换使得波动不可能无限止增长,其振幅是有限的。对于这一点,Lorenz^[8]及Pedlosky^[9]都曾给予过证明,所不同的是在我们的数值模式中情况更复杂些,它包含了强迫作用,而且流场是强非线性的,不是弱非线性的。在Pedlosky^[9]的工作中,斜压波与带状流之间能量上是此长彼消的关系,因此波动振幅随时间呈现周期性的涨落。在我们这里还加进了一个固定的强迫作用,此外还有摩擦作用,可能正因为如此,使得阻塞维持时期波动振幅的涨落现象变得不明显,而出现稳定维持的状态。

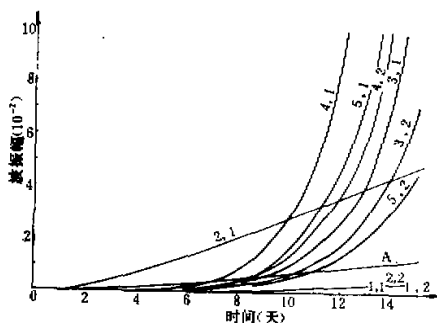


图 5 线性、有强迫时各波振幅变化

由图 3 与图 5 的对比可以说明,非线性相互作用对强迫波的发展起着抑制作用。如果没有非线性作用,波动就会无限止增长下去(图 5),不存在稳定维持的准平衡状态,从而就不会有阻塞形势出现。在同时考虑非线性平流及纬向不对称强迫源时(图 5),强迫波就不再无限止增长。在阻塞形成之前的发展时期,很显然是由于纬向不对称热力强迫所产生的扰动有效位能,使得强迫波不断增强,经向度逐渐增大,与此同时,强迫波与带状流的非线性相互作用也随之增强起来,因而抑制了波动的进一步增长,到第 7、8 天以后强迫作用与非线性作用达到一种准平衡的状态,此时也就是阻塞维持的阶段。当然,这种平衡状态中还包括了 β 作用及摩擦作用在内。

至于图 5 中一些波长较短的波动振幅的增长,显然是由于基本气流的斜压不稳定激发所致,从图 5 可看到纬向波数为 1、2 的波发展很小(除强迫波外),波数 3 以上的波才有明显增长,而且随时间是典型的指数增长型,这不难由线性条件下斜压波的发展得到解释。

由以上三个试验的对比,清楚地说明了纬向不对称强迫及平流非线性作用确实是阻塞动力机制中两个根本性的、缺一不可的物理因子。如果只单独地考虑其中的一个因子,则这两种物理因素都是起着偏离和破坏平衡状态的作用。这从前面的两个实验中可以看出,单纯考虑强迫作用时波动的振幅会不断增长,而单纯考虑非线性作用时则产生流场的形变,因此它们都是倾向于偏离平衡状态的。但是,在一定的条件下,当这两个因子共同作用时,却可以产生稳定维持的阻塞型平衡态。这是一种很有意义的现象,我们可以把这种现象与孤立波现象作某些类比。在孤立波现象中,平流非线性形变与色散这两种因素本来都是破坏波形的因素,但在一定条件下,它们的共同作用却可以产生波形和波速都不变的奇特的孤立波。孤立波与阻塞形势这两种奇特现象的一个共同物理原因就是平流非线性作用,不考虑非线性作用就不会产生这些现象。当然,这两种现象在物理成因上毕竟是各不相同的,在某些文献中用孤立波来解释阻塞成因的提法可能也是不适当的,但这两种现象之间确实存在着某些可类比之处。

以上我们采用一个准地转两层谱模式,试验了在纬向不对称热力强迫与非线性共同作用下阻塞形势的演变过程,并采用控制性试验的方法,分别探讨了这两个物理因素在阻塞发展维持中的作用,这对于进一步深入了解阻塞动力机制,从而改善对阻塞形势的预报

可能是具有一定的启发意义的。由于模式的着眼点在于了解动力机制而不是模拟真实的阻塞过程, 作了不少简单化和理想化的处理, 因此其结果与实际阻塞形势还有一些差距, 例如阻高虽能出现维持, 但 Q 型式总还不够典型等, 这些还有待于改进。

78 级同学肖洁、胡雪也参加了部分计算工作。

参 考 文 献

- [1] Rossby, C. G., *J. Chin. Geophys. Soc.*, 2, 1—13, 1950.
- [2] 叶笃正、陈建山, *气象学报*, 33, 145—151, 1963.
- [3] Egger, J., *J. Atmos. Sci.*, 35, 1788—1801, 1978.
- [4] Charney, J. G. and Devore, J. G., *J. Atmos. Sci.*, 36, 375—386, 1979.
- [5] Engenia Kalnay-Rivas and Lee-or Merkin, *J. Atmos. Sci.*, 38, 2077—2091, 1981.
- [6] Tung, K. K., and Lindzen, R. S., *Mon. Wea. Rev.*, 107, 714—734, 1979.
- [7] 朱正心、朱抱真, *中国科学(B辑)*, 361—371, 1982.
- [8] Lorenz, E. N., *J. Atmos. Sci.*, 20, 448—464, 1963.
- [9] Pedlosky, J., *J. Atmos. Sci.*, 27, 15—30, 1970.
- [10] 朱正心、肖洁, 阻塞形势动力机制的数值试验(待发表).

TWO ESSENTIAL PHYSICAL FACTORS IN THE DYNAMICS OF BLOCKING

Zhu Zhenxin

(Nanjing Institute of Meteorology)

Abstract

It is proposed that the zonally asymmetric forcing and the nonlinearity of horizontal advection are the two essential factors in the mechanism of blocking. This idea is numerically tested with a quasi-geostrophic, two level spectral model including the effect of asymmetric diabatic heating. The results show that a stably maintained blocking pattern will be created only when the two factors are included simultaneously. The blocking pattern does not occur when either of two factors is omitted. The effect of individual factor on blocking process is examined by means of controlled experiments. It is confirmed that the blocking pattern is one of nonlinear equilibrium states of air flow forced by zonally asymmetric heating or orography.