

地形与热力共同作用下超长波的非线性平衡态与阻塞形势

朱正心

(中国科技大学研究生院)

提 要

本文采用高截断的谱分解方法,得到了在地形及热力和地形共同强迫作用下超长波的非线性平衡态解,并讨论了其稳定性。理论模式所得到的阻塞型平衡态在流场型式、高压位置及稳定性等方面反映了实际阻塞形势的主要特点。由于平衡态是解析地求得的,还引申出一些有关阻塞动力机制的讨论。

行星尺度的海陆热力及地形差异是阻塞形势产生和维持的一个根本原因。最明显的例证是北半球阻塞的频率和强度都大大超过南半球,这显然应归因于北半球有着远为明显的海陆差异。在[1]中我们讨论了在纬向不对称热力强迫作用下超长波平衡态,其中一类低指数的、近于共振特性的平衡态具有阻塞形势的一些典型特点。在这里我们将继续探讨在地形强迫下及地形和热力共同强迫下超长波平衡态的特性。

一、模 式

所采用的模式是前一篇文章^[1]的延伸,不同的是通过下边界垂直速度同时引进地面摩擦及地形爬流作用。本文不再重复与[1]相类似的推导过程,而集中注意力于加进地形强迫因子后所得结果的分析。与[1]相同的符号定义也不再说明。令

$$\omega_1 = -\frac{cP_1}{H} \{ \delta \nabla^2 (\phi - \epsilon) + J(\phi - \epsilon, h) \}$$

其中 h 是下边界海拔高度, H 是均质大气高度, c 是一比例常数,表示地面与 750mb 上风速之比。

以 L 、 f_0^{-1} 为长度及时间单位, $c^{-1}H$ 为 h 的单位,可得到二层斜压模式的无因次化方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi = & -R_0 \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \phi - R_T \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \epsilon - \beta \frac{\partial \phi}{\partial x} - \gamma \nabla^2 (\phi - \epsilon) \\ & - J(\phi - \epsilon, h) \end{aligned}$$

1981年11月23日收到修改稿。

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 - \lambda^*) \varepsilon &= J(\phi, \lambda^* \varepsilon) + R_0 \lambda^* \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \\
&- R_T \lambda^* \frac{\partial \phi}{\partial x} - R_0 \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \varepsilon - R_T \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \phi \\
&- \beta^* \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \gamma \nabla^2 (\phi - \varepsilon) + J(\phi - \varepsilon, h) - Q^*
\end{aligned} \quad (1.1)$$

上式已省略了表示无因次量的撇号, 采用与[1]类似的谱分解可得到截谱方程组

$$\begin{aligned}
-\varepsilon_i^2 \frac{d\phi_i}{dt} &= \sum_{j=1}^N b_{ji} [\varepsilon_j^2 (R_0 \phi_j + R_T \varepsilon_j) - \beta^* \phi_j] + \gamma \varepsilon_i^2 (\phi_i - \varepsilon_i) \\
&- \sum_{j=1}^N \sum_{K=1}^N (\phi_j - \varepsilon_j) h_K c_{ijK} \\
-(\varepsilon_i^2 + \lambda^*) \frac{d\varepsilon_i}{dt} &= \lambda^* \sum_{j < K} c_{ijK} (\phi_j \varepsilon_K - \phi_K \varepsilon_j) + \sum_{j=1}^N b_{ji} [\varepsilon_j^2 (R_0 \varepsilon_j \\
&+ R_T \phi_j) - \beta^* \varepsilon_j] - R_T \lambda^* \sum_{j=1}^N b_{ji} \phi_j + R_0 \lambda^* \sum_{j=1}^N b_{ji} \varepsilon_j \\
&- \gamma \varepsilon_i^2 (\phi_i - \varepsilon_i) + \sum_{j=1}^N \sum_{K=1}^N (\phi_j - \varepsilon_j) h_K c_{ijK} - Q_i^*
\end{aligned} \quad (1.2)$$

二、超长波平衡态解及其稳定性

取基函数为

$$F_A = \sqrt{2} \cos y, \quad F_K = 2 \cos nx \sin y, \quad F_L = 2 \sin nx \sin y.$$

对地形我们仅取其一个谱分量 $h = h_K F_K$, 当 $n = 2$ 时就是如图 1 所给出的理想化了纬向两大洋两大洋的地形分布. 这可以大致反映北半球海陆地形差异的实际情况, 因为由北半球地形的谱分析来看也的确是波数为 2 的分量最为显著. 非绝热加热场仍取为 $Q^* = Q_A^* F_A + Q_K^* F_K$. 其中 $Q_A^* F_A$ 表示经向加热差异, $Q_K^* F_K$ 表示纬向不对称加热差. 这样, 截谱方程可写为

$$-\dot{\phi}_A = \gamma(\phi_A - \varepsilon_A) - n\alpha h_K(\phi_L - \varepsilon_L) \quad (2.1)$$

$$-(1 + n^2)\dot{\phi}_K = -a_1 \phi_A + c_1 \varepsilon_L + b_1(\phi_K - \varepsilon_K) \quad (2.2)$$

$$-(1 + n^2)\dot{\phi}_L = a_1 \phi_K - c_1 \varepsilon_K + b_1(\phi_L - \varepsilon_L) + n\alpha h_K(\phi_A - \varepsilon_A) \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned}
-(1 + \lambda^*)\dot{\varepsilon}_A &= n\alpha \lambda^* (\phi_L \varepsilon_K - \phi_K \varepsilon_L) - \gamma(\phi_A - \varepsilon_A) \\
&+ n\alpha h_K(\phi_L - \varepsilon_L) - Q_A^*
\end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned}
-(1 + n^2 + \lambda^*)\dot{\varepsilon}_K &= n\alpha \lambda^* (\phi_A \varepsilon_L - \phi_L \varepsilon_A) - a_1 \varepsilon_L + c_1 \phi_L - b_1(\phi_K - \varepsilon_K) \\
&+ nR_0 \lambda^* \varepsilon_L - nR_T \lambda^* \phi_L - Q_K^*
\end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned}
-(1 + n^2 + \lambda^*)\dot{\varepsilon}_L &= n\alpha \lambda^* (\phi_K \varepsilon_A - \phi_A \varepsilon_K) + a_1 \varepsilon_K - c_1 \phi_K \\
&- b_1(\phi_L - \varepsilon_L) - nR_0 \lambda^* \varepsilon_K + nR_T \lambda^* \phi_K - n\alpha h_K(\phi_A - \varepsilon_A)
\end{aligned} \quad (2.6)$$

其中

$$\alpha = 8\sqrt{2}/3\pi, \quad a_1 = n[\beta^* - (1 + n^2)R_0],$$

$$b_1 = \gamma(1 + n^2), \quad c_1 = n(1 + n^2)R_T$$

通过极繁复的代数运算可求得 (2.1)–(2.6) 的常定解为

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}_K = & -\mu_1 \left\{ \frac{2(c_1 - a_1)}{n\alpha\lambda^*} + \frac{R_0 - R_T}{\alpha} \right\} \left(\mu_1^2 + \frac{b_1}{l} \mu_2^2 \right)^{-1} \pm \left(\mu_1^2 + \frac{b_1}{l} \mu_2^2 \right)^{-1} \\ & \times \sqrt{\left(\mu_1^2 + \frac{b_1}{l} \mu_2^2 \right) \frac{\mu_2^2 Q_A^*}{B_2 n\alpha\lambda^*} - \frac{b_1}{l} \mu_2^2 \left\{ \frac{2(c_1 - a_1)}{n\alpha\lambda^*} + \frac{R_0 - R_T}{\alpha} \right\}^2} \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\bar{\varepsilon}_L = \pm \sqrt{Q_A^* (n\alpha\lambda^* B_2)^{-1} - b_1 l^{-1} \bar{\varepsilon}_K^2} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}_A = & [(A_2 - 1)\bar{\varepsilon}_K - B_2 \bar{\varepsilon}_L]^{-1} \{ D_1 \bar{\varepsilon}_K^2 + D_2 \bar{\varepsilon}_K \bar{\varepsilon}_L + (c_1 - a_1)(n\alpha\lambda^*)^{-1} \\ & \times [(1 + A_2)\bar{\varepsilon}_K - B_2 \bar{\varepsilon}_L] + R_0 \alpha^{-1} \bar{\varepsilon}_K - R_T \alpha^{-1} (A_2 \bar{\varepsilon}_K - B_2 \bar{\varepsilon}_L) \} \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\bar{\phi}_K = A_3 \bar{\varepsilon}_K - B_2 \bar{\varepsilon}_L \quad (2.10)$$

$$\bar{\phi}_L = A_1 \bar{\varepsilon}_K + A_2 \bar{\varepsilon}_L \quad (2.11)$$

$$\bar{\phi}_A = \bar{\varepsilon}_A + D_1 \bar{\varepsilon}_K + D_2 \bar{\varepsilon}_L \quad (2.12)$$

其中

$$l = b_1 + (nah_K)^2/\gamma, \quad A_1 = b_1(c_1 - a_1)(a_1^2 + b_1 l)^{-1}$$

$$A_2 = (a_1 c_1 + b_1 l)(a_1^2 + b_1 l)^{-1}, \quad B_2 = l A_1 / b_1$$

$$D_1 = nah_K A_1 / \gamma, \quad D_2 = a_1 D_1 / b_1$$

$$\mu_1 = D_1 + (A_2 - 1)Q_A^* Q_A^{*-1}, \quad \mu_2 = D_2 - B_2 Q_A^* Q_A^{*-1}.$$

(2.7)–(2.12) 说明在地形和热源共同作用下超长波有可能存在四种不同的非线性平衡态解, 我们称之为第一、二、三、四类平衡态, 分别对应于 (2.7) 及 (2.8) 中取 (+, +), (+, -), (-, +), (-, -) 四种情况。

在讨论平衡态对超长波及长波小扰动的稳定性时做法与 [1] 类同, 限于篇幅不再给出其系数矩阵。下面我们将着重讨论具有明显的阻塞型流场温度场并且对上述两种扰动都能稳定的那些平衡态, 而对其他类型的平衡态仅略作描述。

三、单纯地形强迫作用下平衡态的特点

令 $Q_A^* = 0$, 由 (2.7)–(2.12) 可以讨论单纯地形强迫下的超长波平衡态。单纯热力强迫^[1]下有两类平衡态解, 另外两个是重根, 而单纯地形作用下则有四类平衡态解。

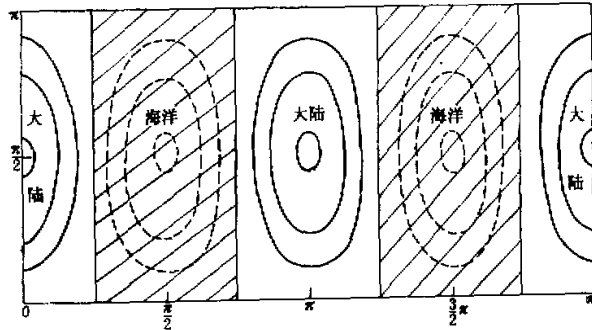


图1 地形高度场, $h_K = 0.015$, 阴影区表示海洋。

为了了解这四类平衡态的流场特性及稳定性,我们在不同的基本气流及经向加热差情况下计算了大量的个例. 其它各参数取值为 $\beta^* = 0.35$, $L = a/2$, a 为地球半径, $r = 0.02$, $\lambda^* = 36$, $n = 2$, $h_K = 0.015$, 地形等高线如图 1 所示, 其中大陆海洋最大高差约 700 米.

大量个例计算表明,第一类平衡态是一种高指数波状流场,槽区位于大陆西部,这类平衡态一般是不稳定的,只有在 Q_1^* 极强时才能稳定,由计算结果看,这样强的经向加热差是难以达到的. 第二类平衡态全都是不稳定的,这种不稳定可用 Charney^[3,4] 等提出的地形强迫不稳定来解释. 第三类平衡态在少数情形下是稳定的,并且不需要极强的经向加热差,但其流场是高指数波状的,其脊位于大洋中心略偏西处. 第四类平衡态是一种低指数流场,其流场温度场常呈明显的 Q 型 (见图 2). 在基本气流风速及热成风速的一定范围内时这类平衡态是稳定的,稳定所需要的经向加热差也在合理的数值范围内. 因此这类平衡态在基本气流及经向加热差取值适当的条件下表现出明显的阻塞型特点. 值得注意的是这类平衡态的高压及高温中心大致相重合并位于大洋中心稍偏东处. 而实际阻塞高压出现频率最大的地区也恰恰是在北大西洋及北太平洋的东部区域. 这可能说明行星尺度的地形强迫作用对阻塞高压出现的位置是有重大影响的.

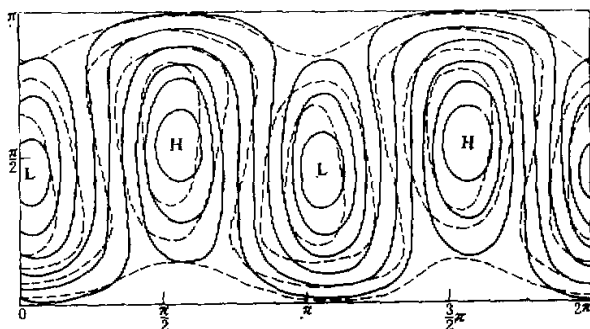


图 2 地形强迫下第四类平衡态, $R_0 = 0.045$,
 $R_T = 0.04$, $Q_1^* = 0.00371$, $\max \sigma_{\text{real}} = -0.00074$.

下面由平衡态的解析表达式中引申出一些单纯地形强迫下阻塞动力机制的讨论.

1. 地形强迫下阻塞存在的必要条件

由(2.7)式可得有实根的必要条件为

$$Q_1^* \geq \left\{ \frac{r^2 b_1}{(n\alpha h_K)^2} + r \right\} \frac{n\alpha\lambda^*}{c_1 - a_1} \left\{ \frac{2(c_1 - a_1)}{n\alpha\lambda^*} + \frac{R_0 - R_T}{a} \right\}^2 = Q_{1c}^* \quad (3.1)$$

上式说明单纯地形强迫下只有在经向加热差 Q_1^* 强度达到某一临界值以上时阻塞型平衡态才有可能存在. 这与 Charney 等^[4]用数值方法所得到的结论是类似的.

由(3.1)式可看到地形高差越大则临界值 Q_{1c}^* 越小, 也就是阻塞存在的必要条件越容易得到满足. 当然, 在半球范围内地形高差是固定不变的, 由(3.1)可以看到 Q_{1c}^* 的数值更多地取决于基本气流风速及热成风速的数值. 实例计算表明只有在高层风速 $\bar{u}_1$ 接

近于 Rossby 临界风速 $\bar{u}_c$, 同时低层风速 $\bar{u}_3$ 很小时 Q_{*c}^* 才有可能有较合理的数值, 否则就会大得实际上不可能达到。计算还表明 Q_{*c}^* 对基本风速取值的敏感性比单纯热力作用时的临界值 Q_{*c}^{*13} 对基本风速的敏感性要大得多, 这说明如果没有纬向不对称热力强迫, 只有单纯的地形强迫, 那么只有在基本气流十分有利的条件下才有可能存在稳定维持的阻塞形势。

2. 地形强迫下阻塞的振幅

在推导平衡态解的过程中还得到以下关系式

$$\bar{e}_K^2 + [1 + (1 + n^2)(n\alpha h_K)^2]\bar{e}_L^2 = \frac{Q_A^*(a_1^2 + b_1^2)}{n\alpha\lambda^*b_1(c_1 - a_1)} + \frac{(1 + n^2)(n\alpha h_K)^2Q_A^*}{n\alpha\lambda^*b_1(c_1 - a_1)}, \quad (3.2)$$

由于冬季 Q_A^* 大得多, 由(3.2)式可看到相应地阻塞振幅也较大。此外, 还可看到当 $c_1 - a_1$ 很小即 $\bar{u}_1$ 接近于 $\bar{u}_c$ 时平衡态振幅很大, 这说明超长波与地形强迫接近于共振时的情形。完全共振以致振幅无穷大的情形是不可能发生的, 因为此时 Q_{*c}^* 也变为无穷大, 从而不存在平衡态。这些结论与单纯热力强迫时相类似。由此可以认为阻塞形势是流场与行星尺度的热力或地形强迫接近于共振状态的一种非线性的平衡态。这种状态的实现要求基本西风风速接近于 Rossby 临界风速, 也就是自由超长波移速缓慢时才有可能。

四、地形与热力共同作用下的超长波平衡态

以上我们分别讨论了单纯的热力或地形强迫下的阻塞型平衡态, 它们都可以部分地但却不能较完整地解释阻塞位置分布的观测事实, 例如用单纯热力作用不能解释为什么夏季作为热汇的大洋的东部仍常出现阻塞高压; 而用单纯地形作用则难以解释乌拉尔地区及夏季鄂毕次克海阻塞高压的存在, 很明显这两种强迫作用实际上是在共同作用着的。由于方程的非线性, 这种共同的作用不能简单地由两种单独作用的常定解迭加而得, 它们共同作用的结果必然是更为复杂的。从以下的讨论将可以看到共同作用下得到的阻塞型平衡态更符合实际情况些。

以下分冬夏两种典型情形加以讨论。冬季时海洋上是热源而大陆上是热汇, Q_K^* 与 h_K 反号, 夏季则海洋上是热汇大陆上是热源, Q_K^* 与 h_K 同号。讨论的方法仍然是在不同的基本气流及 Q_K^* 值的情况下利用(2.7)—(2.12)计算大量的平衡态个例及其稳定性。 h_K 仍取为 0.015, Q_A^* 在冬季时取为 0.005, 夏季时为 0.001, 换算成有因次量分别与冬夏典型的经向加热差强度大致相当^[3]。

1. 冬季时各类平衡态的特性

冬季时第一、二类平衡态全都是不稳定的, 我们将不讨论它们。第三类平衡态是一种有可能稳定的平衡态, 它是一种高指数的波状流场, 其槽区位于大陆(热汇)的西部。由于它不是阻塞型平衡态, 因此也不是讨论的重点。

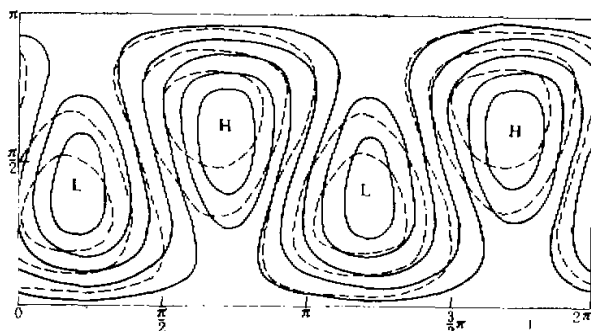


图 3a 冬季第四类平衡态, $R_0 = 0.05$, $R_T = 0.035$, $Q_A^* = 0.005$,
 $Q_R^* = -0.00693$, $\max \sigma_{\text{real}} = -0.002347$.

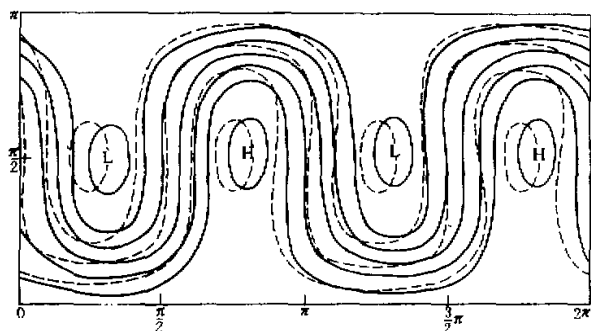


图 3b Q_R^* 较弱时的第四类平衡态, $Q_R^* = -0.00493$, 其余参数
 同 3a $\max \sigma_{\text{real}} = -0.000002$.

冬季时只有第四类平衡态具有明显的阻塞型流场温度场而且是有可能稳定的. 因此这种平衡态是在冬季的热源与海陆地形配置下所形成的阻塞型平衡态. 它的高压中心位于海洋(热源)以东与大陆交界处附近, 当热源较强时其高压偏西且强度较强(如图 3a), 反之则偏东且强度弱, 稳定性也差(如图 3b). 从冬季阻塞高压位置的统计资料^[7]来看, 阻塞高压出现频率最大的区域正是在两大洋的东部及沿岸地区, 这与以上阻塞型平衡态的高压位置是符合的. 另外, 它还可以说明隆冬时期由于海陆热力差异更强, 因此阻高出现的区域比冬半年其它月份更偏西的观测事实^[7].

可以看到冬季时地形与热力强迫作用在位相上是比较一致的, 因为由上面对两种强迫单独作用的分析可以看出, 热力作用下阻塞型平衡态的高压是在热源以东 $1/4$ 波长处, 而地形作用下则是在大洋中心以东处. 在冬季海洋上是热源, 这两种强迫作用都是倾向于在大洋(热源)的东部地区形成阻塞高压, 因此在位相上是比较一致的. 不仅如此, 还可以看到这两种强迫作用是比较一致地使阻塞形势得到加强的. 这可以从下面的例子看出来: 对应于图 3a 例中的基本气流条件下, 单纯热力作用时纬向加热临界值 $Q_{Rc}^* = 0.0086$, 单纯地形作用时经向加热临界值 $Q_{Ac}^* = 0.00745$, 而图 3a 例中所给的 Q_R^* 和 Q_A^* 都分别小于这两个数值, 这就是说此时对两种单独的强迫作用来说都还不足以形成阻塞型平衡

态,但在两者共同的作用之下却形成了很强的阻塞形势(见图 3a),这说明在冬季地形和热力的强迫作用是比较一致地使阻塞高压得以在大洋(热源)的东部维持和加强。

2. 夏季时各类平衡态的特性

夏季时各类平衡态的特性及稳定性与冬季时有很大不同,这时第四类平衡态都是不稳定的,第三类平衡态一般也是不稳定的,仅在少数情形下可能稳定,而且是波状高指数流场。可能维持稳定的主要是第一、第二类平衡态,这与冬季几乎正好相反。不仅如此,下面我们还可以看到夏季存在着两种不同类型的阻塞型平衡态。夏季与冬季的差异主要是由于热源(汇)的反位相所造成的。

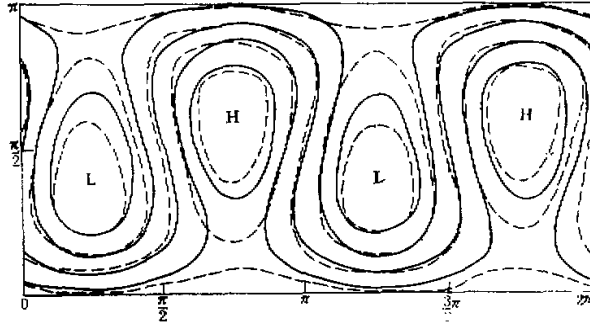


图 4a 夏季第二类平衡态, $R_0 = 0.04$, $R_T = 0.035$,
 $Q_A^* = 0.001$, $Q_K^* = 0.00771$, $\max \sigma_{\text{real}} = -0.00027$.

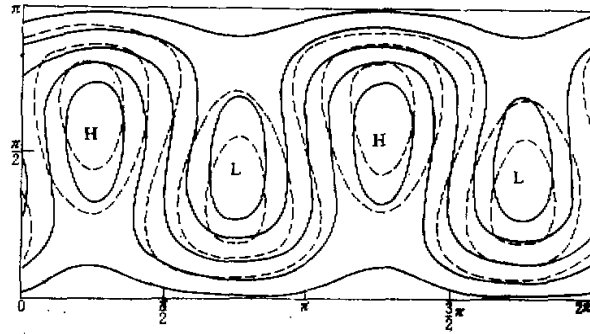


图 4b 夏季第一类平衡态各参数与 4a 相同。

$$\max \sigma_{\text{real}} = -0.00057.$$

第二类平衡态是夏季主要的一类阻塞型平衡态(见图 4a),其高压位于大洋(热汇)的东部靠近大陆处。由 Rex^[8] 及 Sumner^[9] 的统计来看,夏季阻高出现最多的区域是在西经 $10^\circ-20^\circ$ 及 $130^\circ-140^\circ$,恰好也是在两大洋的东部地区。因此可以设想这类平衡态正是说明这一类位于大洋东部的阻塞高压。从高压的位置来看可能是地形强迫在起主要

的作用,因为地形强迫形成的阻塞型平衡态的高压就位于大洋东部,而单纯热力强迫的高压则应位于大洋(热汇)的西部,这两种强迫作用各自所造成的阻塞型平衡态的位相是不一致的,甚至是反位相的,这与冬季时一致地倾向于在大洋(热源)东部形成阻高的情况是不同的.因此从高压的位置来看这类平衡态的高压位置可能主要是由于地形强迫所决定的.当然,把两种作用分开来考虑并推测哪一种作用为主只是一种粗略的分析,因为由于方程的非线性,两种强迫单独作用得到的解是不可以叠加的.

第一类平衡态一般是波状流场,当 Q_K^* 较大时也可以出现阻塞型的流场温度场(如图4b),其高压中心位于大洋(热汇)西岸附近.由周晓平所作的亚洲地区阻塞形势的统计研究^[10]来看,夏季在鄂霍次克海也经常出现阻塞高压,而且只有在夏半年才有这种情况,从高压的位置来看与第一类平衡态是相一致的.这种阻塞型平衡态从其需要较大的 Q_K^* 值及其高压的位置来看,可能热力强迫作用更为重要些.

综上所述,与冬季情形不同,夏季热力与地形两种强迫作用对阻塞形势位相的作用是不一致的,因此夏季有可能存在两类不同的阻塞型平衡态,这比冬季两种强迫作用较一致地倾向于在大洋(热源)东部形成阻高的情况要更复杂些.值得注意的是,在冬夏两种典型情形下所得到的阻塞型平衡态从其高压的位置来看与实际阻高出现位置的统计是比较一致的.

由于解是解析地求得的,我们还可从中引申出两种强迫作用共同作用时阻塞型平衡态存在的必要条件;

$$Q_K^* \geq Q_{Kc}^* - \frac{b_1^2 \left(D_1^2 + \frac{A_1}{B_1} D_1^2 \right) Q_A^*}{A_1^2 (a_1^2 + b_1^2)} = Q_{Kcr}^* \quad (4.1)$$

其中 Q_{Kc}^* ^[11] 及 Q_{Kcr}^* 分别为单纯加热作用及热力地形共同作用时的纬向加热差异的临界值.由(4.1)式可看到 $h_K = 0$ 时 $Q_{Kc}^* = Q_{Kcr}^*$, 而 $h_K \neq 0$ 时则 Q_{Kcr}^* 总是小于 Q_{Kc}^* , 因此地形强迫的存在总是使这个临界值比单纯热力强迫时减小,这意味着阻塞存在的必要条件较易得到满足.从这个意义上讲可以说地形强迫作用对阻塞的形成和维持提供了有利的条件或者说起了一种触发的作用.而这个必要条件能否达到还要看非绝热加热的强度及分布.

实际天气过程中地形与热力强迫作用总是共同在起作用的,下面我们将试图对这两种强迫作用在阻塞形势中所起的不同作用作一讨论.由于阻塞形势是非线性很强的系统,我们不可能用象对平均槽脊所采用的线性化方法那样去讨论这两种强迫作用所造成的定常扰动的大小,在这里我们也不打算去比较这两种作用的大小强弱,而仅从定性上讨论它们对阻塞形势所起的不同作用.

海陆地形差对阻塞形势起着重要的作用,它使阻塞高压无论冬夏都易于在大洋的东部稳定维持,而且地形的存在使阻塞型平衡态存在的必要条件易于得到满足,从这个意义上说,地形差异对阻塞形势的存在提供了一个背景条件.但相对于热力强迫来说,地形的作用是比较固定的.用单纯地形的动力强迫作用难以解释各年、季之间阻塞出现的频率、强度、持续时间及位置的差异,这种可变性可能更多地依赖于行星尺度的热源(汇)的位相和强度的变化.

主要由海陆热力差异所造成的纬向非绝热加热差异的强度及位相都是在不断变化着的,因此它对阻塞活动起着更为活跃可变的控制作用。由前面的讨论可以看到,只有当这种加热差达到一定的强度以上时才有可能存在阻塞型平衡态;由前面的讨论还可以看到,正是由于热源(汇)位相随季节的改变造成了冬夏之间阻塞高出现位置及强度的差异。这些启示我们在进一步研究各年、季之间阻塞活动的频率、强度、位置等差异时应更多地着眼于行星尺度的热源(汇)本身强度及位相的变化。Namias^[1]曾从天气学的角度推测热力作用对阻塞活动有着控制作用,他指出大西洋北部海域海面温度在1958—60年间发生持续性的异常,比正常年份高出2℃左右,与此同时大西洋及欧洲沿岸地区阻塞活动也异常频繁,这个事实与我们的结论是相吻合的。

此外,热源(汇)强度的变化对阻塞形势的演变过程具有控制作用。由于在维持中的阻塞形势演变是很缓慢的,可以设想把这种演变过程看作流场温度场与强迫源保持相适应的准平衡演变过程。由前一篇文章^[2]及本文第四节的分析可看到当纬向不对称的热源(汇)强度增强时阻塞形势强度增大位相西移,反之东移减弱,当 Q_2^* 低于临界值时就不再能维持平衡态而崩溃,虽然由于加热量不能直接观测得到,因此没有直接的证据来证实热源强度变化对阻塞演变控制,但我们可从阻塞演变的一些统计规律中得到启示,如阻塞高压在发展时期一般是加强并略有西移的,而在消弱时期则大多东退乃至崩溃,设想这正是主要由于热源(汇)强度的变化所引起的。当然,阻塞演变过程本质上是非定过程,而且可能与流场和热源(汇)之间复杂的反馈机制有关,因此实际的演变过程是不能由以上的准定过程来充分说明的。我们已在着手进行数值试验来讨论阻塞演变过程。

五、小 结

本文从大气运动的非线性及纬向不对称的热力和地形强迫作用这两个根本性的物理因子出发,采用高度截断的谱分解方法,解析地得到了斜压情况下超长波非线性平衡态的近似解,并讨论了平衡态对长波及超长波扰动的稳定性。在适当的强迫源及基本气流条件下,在单纯热力^[2]、单纯地形及两者共同强迫这三种情形下都得到了具有阻塞型流场温度场并能稳定的阻塞型平衡态。其中对两者共同强迫还分别讨论了典型的冬季和夏季两种情况下阻塞型平衡态的特点。具有启发意义的是不仅在流场特点及稳定性上,而且在高压位置上都与冬夏实际阻塞形势的特征大致吻合。这是以前对阻塞形势的理论研究中未曾得到的。一个高度简化的理论模式的结果能够反映阻塞形势的一些主要特征,相信这应归因于模式中包含了非线性及强迫源这两个根本性的物理因子,忽略其中任一因子都不可能得到以上的结果。由于平衡态解是解析地求得的,还引申出一些强迫源对阻塞形势控制作用的推论。我们准备在数值试验中进一步验证这些结论。

致谢: 本文是在朱抱真先生指导下完成的,并曾承叶笃正先生指正,特此致谢。

参 考 文 献

- [1] 朱正心、朱抱真, 纬向不对称热力强迫下超长波非线性平衡态与阻塞形势, 中国科学, B 辑, 361—371, 1982.
- [2] Mintz, Y., World meteor. Org., Tech. Note. no. 66, 141—155.

- [3] Charney, J. G. and DeVore, J. G., *J. Atmos. Sci.*, **36**, 375—386, 1979.
- [4] Charney, J. G. and Straus, D. M., *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1157—1176, 1980.
- [5] Tung, K. K. and Lindzen, R. S., *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 714—734, 1979.
- [6] Egger, J., *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1788—1801, 1978.
- [7] 叶笃正等, 北半球冬季阻塞形势的研究, 科学出版社, 1962.
- [8] Rex, D. F., *Tellus*, **2**, 275—301, 1950.
- [9] Sumner, E. J., *Meteor. Mag.*, **88**, 300—311, 1959.
- [10] 周晓平, 气象学报, **28**, 75—85, 1957.
- [11] Namias, J., *Tellus*, **16**, 394—407, 1964.

EQUILIBRIUM STATES OF ULTRALONG WAVES FORCED BY PERTURBATION HEATING AND OROGRAPHY AND BLOCKING SITUATION

Zhu Zhengxin

(Graduate School, University of Science and Technology of China)

Abstract

Using a highly truncated spectral method, the nonlinear solutions of equilibrium states of ultralong waves forced by perturbation heating and orography are obtained. The stabilities of the states are discussed. The characteristics of the equilibrium states of blocking type in cases of orographic forcing and joint forcing of perturbation heating and orography are studied in detail. It is shown that these equilibrium states of blocking type in winter and summer possess the typical features of the actual blocking situations, including the characteristics of the flow and the stability and even the positions of the blocking highs.

Since the equilibrium states are analytically obtained, some inferences about the controlling effects of forcings on the blocking are deduced. Furthermore the differences between the effects of thermal and orographic forcings on the blocking are discussed qualitatively.