

局域流型形成的初步研究

罗哲贤

谢金南

(南京气象学院, 南京, 210044)

(甘肃省气象局, 兰州, 730020)

马镜娴

(南京气象学院, 南京, 210044)

摘要

文中提出一个具有东西向偶极子形态的涡源强迫的解析式。8组时间积分达36个模式日的试验结果表明: 该涡源强迫可以激发出空间尺度约3000 km, 时间尺度为1个月的局域流型。局域流型对于强度扰动和位置扰动均具有稳定性性质。

关键词: 偶极子, 局域流型, 涡源强迫, 能量频散。

1 引言

中国西北地区东部夏季干旱的典型形势是: 500 hPa 高度距平场上, 西北地区为正距平, 东亚沿海附近为负距平, 造成西北地区东部上空偏北气流加强。这个正距平区的空间尺度约为3000 km, 时间尺度在1个月左右。这类空间尺度和时间尺度的局域流型, 在区域性旱涝短期气候形成的过程中, 占据着重要的地位。

关于3000 km 左右空间尺度局域流型的形成机理的研究, 已有重要进展。在 Hoskins^[1]的工作中, 相应于波数6的遥相关波列里, 就存在空间尺度为3000 ~ 6000 km 的扰动。黄荣辉等^[2]首先提出了东亚太平洋遥相关型, 也含有这类尺度的扰动。他们^[3]还进一步分析了西太平洋暖池对遥相关型的作用。徐祥德等^[4]实施了强迫二维 Rossby 波传播特征的数值试验, 波列中的成员也具有相近的空间尺度。这些进展为局域流型及区域旱涝的预测提供了理论基础。

此外, 罗哲贤^[5]在强迫耗散 KdV 动力学的框架内, 引进缓变坐标, 也讨论过这类空间尺度局域流型的问题。初步结果是: 由一个局域热源和一个局域热汇构成的偶极子型的热源强迫, 在一定的条件下, 可以激发出带有一个闭合中心的局域流型。上述研究^[1~4]中, 一个局域热源或涡源激发出带有多个闭合中心的波列。两者的图像是有区别的。文献[5]系理论分析, 缺乏物理空间中较高分辨率模式长时间数值积分结果的证实。本文将用一个空间格距为53.3 km 的准地转模式, 实施时间积分为36个模式日的多组试验, 给出初步的数

值结果。

2 局域热源强迫场的偶极子型分布

2.1 定性分析

带有热源强迫和耗散项的准地转正压涡度方程取如下形式^[6]:

$$-\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + J(\psi, \psi + y) = M^{-2}(\psi^* - \psi) \tag{1}$$

式中为常用符号。

令 L 为特征水平尺度, T 为特征时间尺度。这里, $L = 5000 \text{ km}$, $T = 1/f_0$, $f_0 = 2 \sin \phi_0$, 为地球自转角速度, ϕ_0 为 平面中线处纬度, 令 $\phi_0 = 40^\circ \text{ N}$ 。以 L, T 将式 (1) 无量纲化, 得无量纲方程。再令 $\psi = \bar{\psi} + \psi'$, 并令 $\bar{\psi}$ 描述的环境场为零, 则扰动流函数满足如下的无量纲形式(略去“ ψ ”):

$$-\frac{\partial^2 \psi'}{\partial t^2} + J(\psi', \psi') + \frac{\partial \psi'}{\partial x} = M^{-2} \psi' - M^{-2} \psi'^* \tag{2}$$

这里, M 的取值与文献[6]相同, 令 $M = 0.01$ 。

Charney 等^[6]先用高截谱方法将偏微方程(1)转化为一个强迫耗散的非线性自治系统。然后令谱系系数的时间变化项为零。通过这一途径, 在定常流型与定常热源之间建立了联系。继而分析在定常热源的强迫下, 定常流型的动力学问题。本文沿用了 Charney 等的思路。但与文献[6]有两点区别: 第一, 文献[6]中涉及的是全局流型, 我们考虑的是局域流型; 第二, 文献[6]处理的是方程(1)的高截谱形式, 我们直接从偏微方程(1)入手。

设式(2)存在一定常解 $\psi' = \psi_s(x, y)$ 。这意味着, 当 (x, y, t) 达到 $\psi_s(x, y)$ 时, $\frac{\partial \psi'}{\partial t} = 0, \frac{\partial^2 \psi'}{\partial t^2} = 0$, 在空间所有坐标点 (x, y) 成立。据此, 可得定常强迫涡源:

$$\psi_s^*(x, y) = \frac{1}{M} J(\psi_s, \psi_s) + \frac{\partial \psi_s}{\partial x} + \psi_s \tag{3}$$

式中 $\psi_s^* = \psi_s^2$, $\psi_s = \psi_s^2$ 。

由 ψ_s^* 可求出 ψ_s , 即 $\psi_s = \psi_s^{-1}$ 。这里的 ψ_s^* 为牛顿型加热。

设定常解具有以下形式:

$$\psi_s(x, y) = \begin{cases} s_0 \sin \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \sin \frac{y - y_1}{y_2 - y_1} & r \leq r^* \\ 0 & r > r^* \end{cases} \tag{4}$$

其中, $r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$, x_0 为区间 $[x_1, x_2]$ 的中点, y_0 为区间 $[y_1, y_2]$ 的中点。 $s_0 > 0, D = x_2 - x_1 = y_2 - y_1, r^* = D/2 = 1500 \text{ km}$ 。这样, 式(4)描述的是一个中心位于 (x_0, y_0) 的对称同心圆结构的反气旋环流。这在一定意义上与引言中所述正距平区相对应。

由式(4)可得:

$$\psi_s = - \left(\frac{2}{(x_2 - x_1)^2} + \frac{2}{(y_2 - y_1)^2} \right) \psi_s \tag{5}$$

因 D 的取值已给定, 故式(5)右端系数为常数。显然, 在式(4), (5)的约束下, 式(3)中非线性项等于零。其天气学意义是: ψ_s 与 ψ_s^* 具有中心重合的相同形状的同心圆分布。在此

配置下, 等 s_0 线与等 s_1 线之间的平流交角为零。此时, 式(3)简化为:

$$^*(x, y) = \left(\frac{MD}{D} \cos \frac{x - x_1}{D} - \frac{2}{D^2} \sin \frac{x - x_1}{D} \right) s_0 \sin \frac{y - y_1}{D} \quad (6)$$

由式(6)和 $^* = -1^*$, 可得热源强迫 * 。

式(6)是相应于 s_0 的强迫涡源场 * 的解析形式。由式(6)可得以下定性结果:

(1) 沿 y 方向, 强迫涡源的分布与定常解 s_0 的分布相同, 它们均以 x 轴为对称($= 0$ 处, $y = y_1/2$)。

(2) 注意到式(6)中参数取以下无量纲量: $= 0.2978, D = 1.8848, M = 0.01$, 因此, 式(6)右端括号中, 第一项的系数值要比第二项大一个量级。

(3) 在 * 场的正东方向, $\frac{D}{2} < (x - x_1) < D, \cos \frac{x - x_1}{D} \in [-1, 0]$; 在 * 场的正西方向, $0 < (x - x_1) < \frac{D}{2}, \cos \frac{x - x_1}{D} \in [1, 0]$ 。故在 * 场中心的两侧, 符号相反, 可能显示出偶极子型的分布。

据上述定性分析, 可以猜想: 一个只有一个闭合中心呈同心圆分布的局域定常解 s_0 , 可能并不是与一个仅有一个闭合中心的涡源强迫场相应, 而是与一个带有两个闭合中心的呈偶极子分布的涡源强迫场相应。这一猜想需要数值计算的验证。

2.2 数值计算

如上所述, 在对称同心圆结构的条件下, s_0 与 s_1 的分布只相差一个常数(见式(5))。由此推论, 在式(4)的假设下, 数值计算时, 给出 $s_0(x, y)$ 的分布与给出 $s_1(x, y)$ 的分布是等同的。据计算经验, 先给出 $s_0(x, y)$ 再求 $s_1(x, y)$ 的途径, 计算精度较高。因而, 实际计算时, 先给出 $s_0(x, y)$ 的分布:

$$s_0(x, y) = \begin{cases} s_0 \sin \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \sin \frac{y - y_1}{y_2 - y_1} & r < r^* \\ 0 & r > r^* \end{cases} \quad (7)$$

再用高精度迭代求出 $s_1(x, y)$ 。式(7)中参数: $s_0 = -5.0, r^* = 0.9424$ 。计算区域为 151×121 个格点, 格距等于 0.031415 。计算结果列于图1。

图1a中, 扰动流函数的定常解 s_0 呈同心圆结构, 空间尺度在 3000 km 左右。图1b为式(6)右端第一项的分布。可见: 该项显现出清晰的对称偶极子型分布。图1c为式(6)右端两项之和, 即强迫涡源 * 的分布, 这时, 对称性分布已经破坏。图1d为热源强迫场 * 的分布, 东侧为热源区, 西侧为热汇区, 两个中心之间相距约 4000 km 。这些计算结果与定性分析较为一致。

式(4)描述的定常解 s_0 是数学意义的定常解。至于物理上能否实现, 数值试验中能否观测到, 必须进一步研究定常解的稳定性。

3 定常解稳定性的数值研究

图1中所示定常解 $s_0(x, y)$, 强迫涡源 $^*(x, y)$ 和热源强迫 $^*(x, y)$, 三者理应存在一一对应的关系。 $^*(x, y)$ 和 $^*(x, y)$ 是在 (x, y, t) 一旦达到 $s_0(x, y)$ 时, 式(2)中的时间变化项即为零的条件下求得的。因此, 将 $^*(x, y)$ 或 $^*(x, y)$ 代入式(2), 对式(2)实

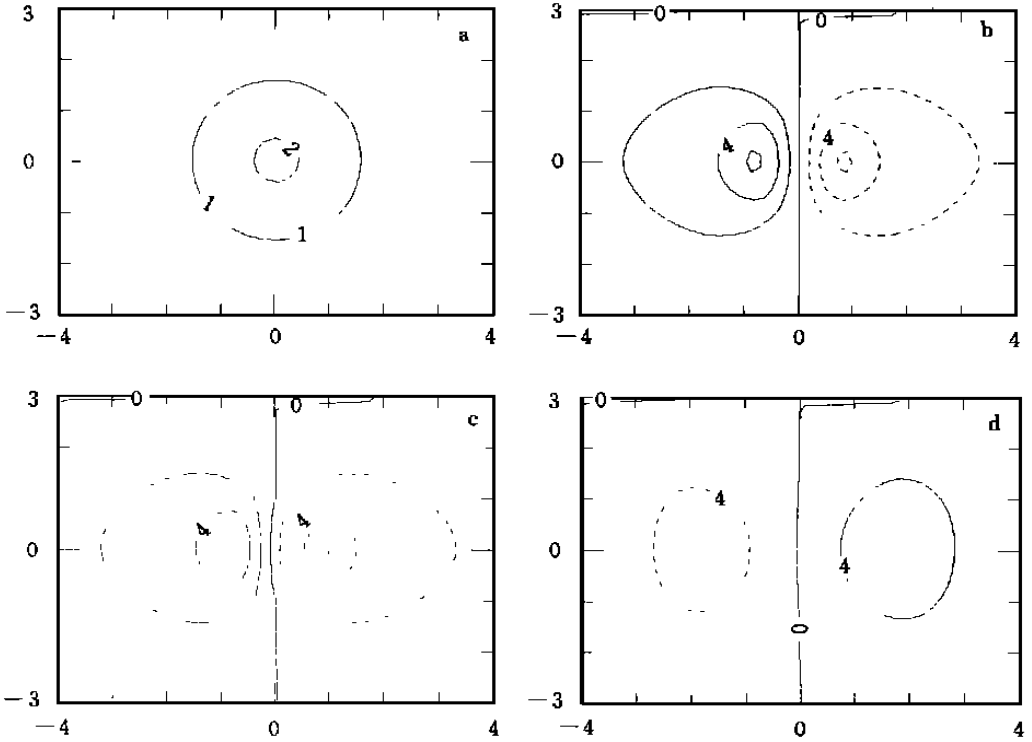


图1 s_s , s_s^* , s_s^* 的空间分布

(a. s_s ; b. 式(6)右端第一项; c. s_s^* ; d. s_s^* 等值线上标注的数字分别放大40(a), 10(b, c)和15(d)倍。等值线间隔为0.025(a), 0.40(b, c)和0.2667(d)。实线正值, 虚线负值。图框坐标每格代表1000 km)

施长时间的数值积分, 当 (x, y, t) 取 $s_s(x, y)$ 时, $\frac{1}{t^2}$ 项确实为零, 就说明 $s_s(x, y)$ 是一个稳定的定常解。同时也验证了 $s_s^*(x, y)$, $s_s^*(x, y)$ 表达式及计算结果的正确性。

首先设计试验1。试验1中, 令初值 $(x, y, 0) = s_s(x, y)$, 热源强迫由式(6)的 $s_s^*(x, y)$ 求出。对式(2)积分36个模式日。计算区域151 × 121个格点, 格距为0.031415, 相当于53.3 km, 时步30 min。

其次, 实施两组强度偏离试验。令初始时刻 $(x, y, 0)$ 的空间分布, 包括中心位置和等值线型式均与 $s_s(x, y)$ 相同, 但中心强度 $(x_0, y_0, 0) = s_s(x_0, y_0)$ 。试验2中, 令 $(x_0, y_0, 0) = 0.9 \times s_s(x_0, y_0)$; 试验3中, 令 $(x_0, y_0, 0) = 1.1 \times s_s(x_0, y_0)$ 。目的在于: 识别初始时刻位于定常解 s_s “邻域”的相点是否向 s_s 逼近, 或者说, 考察 s_s 是否是一个具有一定吸引域的稳定的吸引子。

再次, 实施4组位置偏离试验。令初始时刻 $(x, y, 0)$ 的强度和分布型式均与 $s_s(x, y)$ 相同, 但中心位置 (x_0, y_0) 不同。在试验4 ~ 7中, 与 $s_s(x, y)$ 相比, 中心位置分别向西、东、北、南偏离1000 km。目的在于: 了解初始时刻位置偏离的流型, 能否向定常解 $s_s(x, y)$ 的中心逼近, 并在该中心驻定下来。

在上述7个试验中, 均每隔2个模式日输出一组扰动流函数场; 每隔1个模式日输出一

次中心强度 (x_0, y_0, t) 和中心位置坐标 (x_0, y_0) 。根据中间输出结果, 计算7个试验第(6~36)个模式日扰动流函数的平均场, 作为月平均场。主要结果如下:

(1) 试验1中, 无论是扰动流函数场的分布型式, 中心强度, 还是中心位置, 在36个模式日的积分过程中, 均呈准定常状态, 说明定常解 $s(x, y)$ 是稳定的(图略)。

(2) 试验2, 3扰动流函数的月平均场(图2a, b)与 $s(x, y)$ (图1a)十分相似。说明初始时刻强度偏离的流型会恢复到定常解流型。

(3) 试验4~7扰动流函数的月平均场(图2c, d, e, f)与 $s(x, y)$ 也是相似的。说明初始时刻位置偏离的流型, 在偶极子型热源 $^*(x, y)$ 的强迫下, 也会恢复到定常解流型。

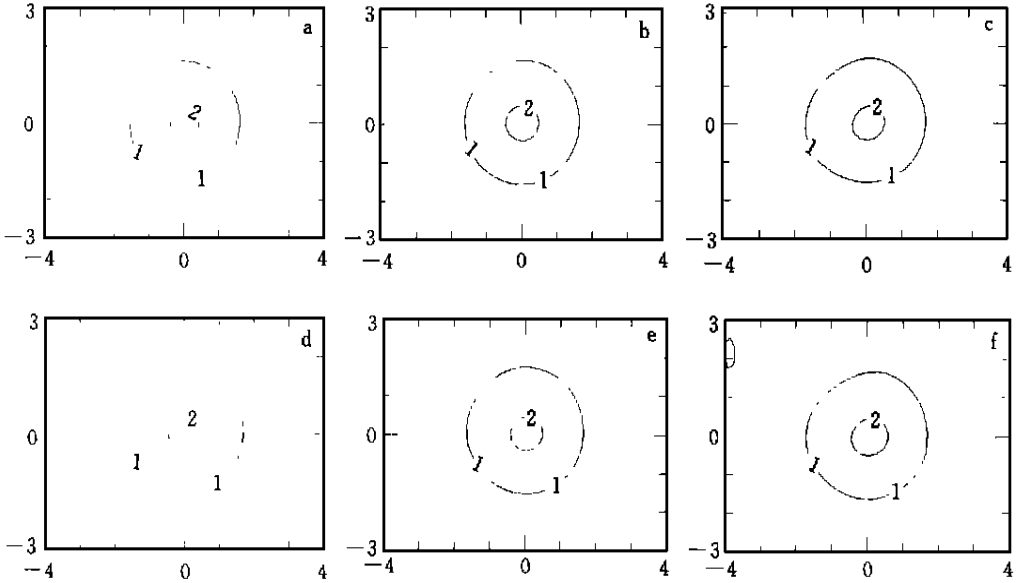


图2 试验2~7中, 月平均扰动流函数场的分布

(a. 试验2; b. 试验3; c. 试验4; d. 试验5; e. 试验6; f. 试验7。等值线数值, 间隔及图框坐标见图1说明)

4 准定常局域流型的形成

定常解 $s(x, y)$ 在月时间尺度的稳定性性质, 为进一步分析准定常局域流型的形成打下了基础。如上所述, 当初始流型的强度与定常解 $s(x, y)$ 产生较小偏离(试验2, 3)时, 在偶极子热源强迫下, 其月平均场会逼近定常解。现在的问题是: 若偏离程度加大, 其极端情况是初始时刻扰动流函数处处为零, 在此情况下, 偶极子型热源能否强迫生成如 s 的局域流型? 这就涉及到局域流型的形成问题。

为此, 实施了试验8。试验8中, 令初始场 $(x, y, 0)$ 在计算区域处处为零。模式中热源强迫 $^*(x, y)$ 仍由式(6)定义的 $^*(x, y)$ 求出。积分36个模式日。根据中间输出数据, 计算了逐候平均的扰动流函数分布图。这里, 记第(1~5)个模式日为第1候, 第(6~10)个模式日为第2候。依次类推。图3列出了扰动流函数逐候平均图的演变。

初始时刻计算区域扰动流函数处处为零。在偶极子型热源强迫下, 第1候的平均图上, 在计算区域中心以东约600 km处已经出现了一个扰动流函数的弱中心(图3a)。然后, 这

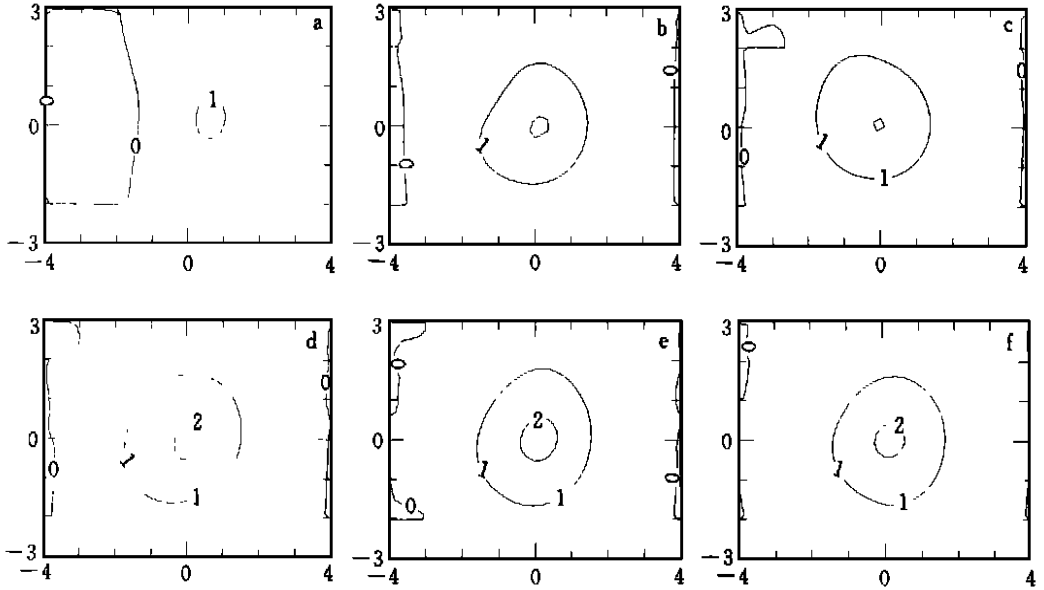


图3 试验8中扰动流函数逐候平均图

(a. 第1候; b. 第2候; c. 第3候; d. 第4候; e. 第5候; f. 第6候。等值线数字, 间隔及图框坐标参见图1说明)

个弱中心的位置向西移动, 强度增强, 范围加大(图3b, c)。第4候起, 平均图的流型与定常解流型比较接近(图3d, e, f)。另外, 我们还实施了与试验8条件相同但积分时间更长的试验, 与定常解流型相似的局域流型能够持续1个月以上。

概括而言, 局域偶极子型热源强迫有能力激发出空间尺度3000 km 左右的局域流型。其形成的时间尺度约为半个月。形成以后, 可以持续1个月以上。

5 结果与讨论

如果存在一个大尺度的初始涡旋, 或者存在一个带有单个闭合中心的涡源强迫, 通过二维 Rossby 波在球面大气中传播的机制, 既可以激发出6000 km 以上的行星尺度扰动, 也可以激发出3000 ~ 6000 km 空间尺度的扰动^[1-4]。这些结果是大尺度动力学的重要进展, 给长期天气预报的思路带来深刻的变化。本文分析了与此有关的另一类问题, 即如果存在一个带有两个闭合中心呈东西向偶极子型分布的涡源强迫, 也能使3000 km 左右空间尺度的局域流型在模式大气中显现出来。

中长期时间尺度的演变问题, 应该在强迫、耗散、非线性的领域里研究, 应该分析与此相应的非线性行为^[7]。本文出发方程尽管包含了这三者, 但没有涉及非线性现象, 需要继续研究。

参考文献

- 1 Hoskins B. Energy dispersion in a barotropic atmosphere. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1981, 103: 553-567
- 2 黄荣辉, 李维京. 夏季热带西太平洋上空的热源异常对东亚上空副热带高压的影响及其物理机制. *大气科学(特刊)*, 1988, 107-116

- 3 黄荣辉, 孙凤英. 北半球夏季遥相关型的年际变化及其数值模拟. 大气科学, 1992, 16: 52 ~ 61
- 4 徐祥德等. 强迫二维 Rossby 波传播特征的数值试验. 气象学报, 1993, 51: 111 ~ 117
- 5 罗哲贤. 阻塞高压形成机制的数值研究. 中国科学(B 辑), 1989, 6: 665 ~ 672
- 6 Charney J G, DeVore J G. Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. J Atmos Sci, 1979, 36: 1205-1216
- 7 丑纪范. 大气动力学的新进展. 兰州: 兰州大学出版社, 1990. 1 ~ 9

A NUMERICAL STUDY OF FORMATION OF LOCAL FLOW PATTERNS

Luo Zhexian

Xie Jinnan

(*Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing, 210044*) (*Meteorological Bureau of Gansu Province, Lanzhou, 730020*)

Ma Jingxian

(*Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing, 210044*)

Abstract

An analytical formula of the vorticity forcing having the like dipole form is put forward. By using a quasigeostrophic barotropic model, eight experiments whose integration times equal to 36 model days were performed. Results show that the vorticity forcing can create local flow patterns with the space scale being about 3000 km, and the time scale being more than 30 model days. In the formation process of the patterns, the energy dispersion plays a leading role. The local flow patterns have stabilities for the intensity perturbation and the locational perturbation, respectively.

Key words: Energy dispersion, Local flow patterns, Vorticity forcing, Dipole form.