

辐散风和瞬变的涡度通量对定常波的强迫

耿全震* 黄荣辉

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100080)

摘 要 本文从理论分析、资料诊断和正压模式数值试验三个方面研究了瞬变的涡度通量的辐合与辐散风产生的涡度源之间的关系及它们在对流层上层定常波维持中的作用。结果表明, 瞬变涡度通量的辐合对辐散风产生的涡度源有抵消或耗散的趋势; 定常波是在两种强迫力的共同作用下维持的。同时还研究了不同地区散度场对定常波的作用, 结果表明, 中纬度东亚地区的辐合场对维持东亚大槽是重要的, 并且这一辐合场与位于印度尼西亚地区的辐散场是维持西太平洋上副热带反气旋系统的主要强迫源。

关键词 辐散风 瞬变的涡度通量 强迫 定常波

1 引言

根据 Sardeshmukh 和 Hoskins^[1], 在对流层上层时间平均的涡度方程可以写成如下形式:

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \bar{V}_\psi \cdot \nabla (\bar{\zeta} + f) = S + \bar{F}, \quad (1)$$

其中,

$$S = -\nabla \cdot \bar{V}_\chi (\bar{\zeta} + f) - \nabla \cdot (\overline{V'\chi'}) \quad (2)$$

为涡度方程的强迫源项, 称为涡度源^[1], 将(2)式的第一项称为 Rossby 波源。这里 $\bar{\zeta}$ 为相对涡度, $\bar{D}$ 为散度, $\bar{V}_\psi$ 和 $\bar{V}_\chi$ 分别为旋转和辐散风, f 为 Coriolis 参数, $\bar{F}$ 为摩擦项。

由(1)和(2)式可知, 辐散风和瞬变的涡度通量是对流层上层大气环流的主要强迫力, 因而, 它们对大气环流强迫作用的研究一直受到人们的普遍重视。许多工作^[1~3]研究了热带和赤道地区的散度场(代表那里的积云对流加热及其异常)对大气环流维持及异常的影响。耿全震和陈受钧^[4]的研究说明, 定常波的结构和能量传播与辐散风产生的涡度源有密切的关系。从 70 年代后期起, 人们对瞬变力在定常波维持中的作用做了系统的研究^[5~9]。这些工作均表明, 瞬变波(包括高频和低频波)对定常波的维持是重要的。

但以前的研究大多是集中在探讨热带和赤道地区的散度场对大气环流的强迫作用, 很少有人研究实际大气中全球的散度场及不同地区的散度场对大气环流维持的作用; 而且以前的研究大多是将散度场和瞬变的涡度通量的作用分开来研究, 很少有人研究两者的关系以及它们对大尺度环流强迫的相对重要性。本文将就这些问题进行研究。

1995-01-08 收到, 1995-04-14 收到修改稿

* 现在国家气候中心工作

2 辐散风产生的涡度源与瞬变涡度通量的辐合之间的近似积分约束关系

在对流层上层, 如果考虑到摩擦力很小, 再考虑到(1)式实际上是一个定常的平衡方程, 因而数值很小的摩擦项可以略去, 这样时间平均的涡度方程(1)可以近似写为

$$\nabla \cdot \bar{\vec{V}}_{\psi}(\bar{\xi} + f) = -\nabla \cdot \bar{\vec{V}}_{\chi}(\bar{\xi} + f) - \nabla \cdot (\overline{\vec{V}'\xi'}). \quad (3)$$

如果对上述方程在以 L 为边界的水平面积 A 上进行积分, 则得

$$\oint_L (\bar{\xi} + f) \bar{\vec{V}}_{\psi} \cdot \vec{n} dl = -\int_A \nabla \cdot \bar{\vec{V}}_{\chi}(\bar{\xi} + f) dA - \int_A \nabla \cdot (\overline{\vec{V}'\xi'}) dA, \quad (4)$$

这里 $\vec{n}$ 为 L 的法向矢量。首先(4)式可以写成

$$\oint_L (\bar{\xi} + f) \bar{\vec{V}} \cdot \vec{n} dl = -\oint_L (\overline{\vec{V}'\xi'}) \cdot \vec{n} dl, \quad (5)$$

其中 $\bar{\vec{V}} = \bar{\vec{V}}_{\psi} + \bar{\vec{V}}_{\chi}$, (5)式说明从任何闭区域 L 流出的总的平均绝对涡度通量近似等于瞬变的涡度通量的流入。对(4)式还可以得到一些关于涡度源的近似约束关系, (4)式的左边在两种情况下可以明显地为零^[1]。第一, 对一个由绝对涡度等值线 $L_{\bar{\xi}}$ ($\bar{\xi} = \bar{\xi} + f$) 所包围的区域, 这时 $\oint_L (\bar{\xi} + f) \bar{\vec{V}}_{\psi} \cdot \vec{n} dl = (\bar{\xi} + f) \oint_L \bar{\vec{V}}_{\psi} \cdot \vec{n} dl = (\bar{\xi} + f) \int_A \nabla \cdot \bar{\vec{V}}_{\psi} dA \equiv 0$, 在第二种情况下, 由一个流函数的等值线 L_{ψ} 所包围的区域, 这时, $\bar{\vec{V}}_{\psi} \cdot \vec{n}$ 在 L_{ψ} 上到处为零。因而有近似关系

$$-\int_{A_{\chi}} \nabla \cdot \bar{\vec{V}}_{\chi}(\bar{\xi} + f) dA - \int_{A_{\xi}} \nabla \cdot (\overline{\vec{V}'\xi'}) dA = 0 \quad (6)$$

和

$$-\int_{A_{\psi}} \nabla \cdot \bar{\vec{V}}_{\chi}(\bar{\xi} + f) dA - \int_{A_{\psi}} \nabla \cdot (\overline{\vec{V}'\xi'}) dA = 0. \quad (7)$$

由上两式可知, 在由任意闭合的绝对涡度等值线或任意闭合的流函数等值线所包围的区域内, 由辐散风所产生的涡度源近似被瞬变的涡度通量的辐合所抵消。由此可推知, 由任意两条闭合的绝对涡度等值线或任意两条闭合的流函数等值线所夹的区域内, 瞬变的涡度通量的辐合会近似地抵消由辐散风所产生的涡度源。由此可见, 瞬变涡度通量的辐合有抵消或耗散辐散风产生的涡度源的趋势。下一节将从实际观测资料的诊断分析来证实上述理论结果。

3 定常流涡度源的诊断分析

本节用 ECMWF 1980~1988 年 200 hPa 的风场资料对辐散风产生的涡度源及瞬变的涡度通量的辐合进行分析。这里用 Kang 和 Held^[10]及 Held 和 Kang^[3]的方法来诊断气候平均的瞬变涡度通量的强迫项 $-\nabla \cdot (\overline{\vec{V}'\xi'})$, 即把这一瞬变的强迫项作为涡度方程

(1)式的余项来求, 考虑到在对流层上层摩擦项已很小, 所以可得

$$-\nabla \cdot (\overline{V' \zeta'}) = \nabla \cdot \overline{V}(\bar{\zeta} + f). \quad (8)$$

这一诊断方法的可靠性已被 Kang 和 Held^[10]所证实, 而且为了进一步证实此方法的可靠性, 我们比较了 1982/1983 年 12~2 月用直接算法和倒算法所得到的结果, 虽然两种结果的数值在某些地区有一定差别, 但两者分布极为相似。如果考虑到瞬变涡度通量辐合的计算本身误差就较大, 再考虑到这里只是定性的机制研究, 因而, 这些数值上的一些差别并不影响本文的结论。

图 1a 是按(8)式计算的气候平均的 12~2 月瞬变的涡度通量的辐合, 在东亚急流的入口处瞬变力趋于使急流减弱, 而在出口处则趋于使急流加强并有向极地方向移动的趋势。在北美急流的出口处也有同样的作用。这与以前的研究结果^[6~8]是一致的。

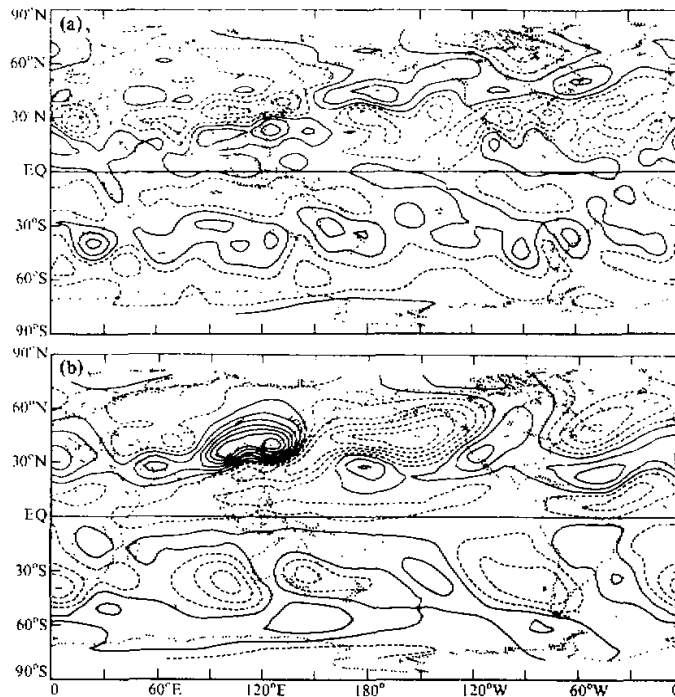


图 1 12~2 月 200 hPa 气候平均的 (a) 瞬变涡度通量的辐合; (b) 辐散风产生的涡度源
等值线间隔均为 $0.5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$, 正负值的起始线分别为 $\pm 0.2 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$, 虚线为负值

由辐散风所产生的涡度源是这样计算的, 即先从 ECMWF 资料中求出辐散风, 然后再求 $-\nabla \cdot \overline{V}_\chi(\bar{\zeta} + f)$ 。图 1b 是由辐散风产生的涡度源分布, 在北半球, 中纬度东亚为大的正涡度源区, 而在东北太平洋则有一个负的涡度源大值区, 西北大西洋也为负的涡度源。南半球涡度源的分布则表现为与北半球有很好的反对称分布形势。

比较由辐散风形成的涡度源与瞬变的涡度通量辐合的分布可以发现, 瞬变的涡度通

量的辐合有抵消辐散风所产生的涡度源的趋势,即瞬变的涡度通量所起到的是一种耗散作用,这种现象在东北太平洋和中纬度东亚地区表现的十分清楚,在这两个地区及许多其它地区两者的符号有相反的趋势。这与上节的理论分析是一致的。

必须注意的是,ECMWF 资料的初值化方法在 1980~1988 年间有很大变化,1980~1984 年应用绝热正规波方法,在低纬度散度场被抑制了,1985 年以后有改善,热带地区的散度场更接近实际,因而在求 1980~1988 年的平均时热带地区散度场会有一些的误差,所以在应用本文结果时要注意这一点。

4 正压模式

正压模式已被证明是阐明大气环流维持和异常机制的非常有用的工具^[1,2,11]。我们这里选择了一个非线性的正压涡度方程模式来研究涡度源对定常波的强迫作用,模式采用三角形截断到 21 波,即 T21,其基本方程的形式为

$$\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial t} + \bar{V}_\psi \cdot \nabla (\bar{\xi} + f) = -\nabla \cdot \bar{V}_\chi (\bar{\xi} + f) - \nabla \cdot (\bar{V} \bar{\xi}') - \gamma \bar{\xi} - \kappa \nabla^4 \bar{\xi}. \quad (9)$$

这里保留 $\partial \bar{\xi} / \partial t$ 是为了在模式积分过程中达到一个定常的状态。在模式中小尺度的耗散用 Rayleigh 摩擦来代表,取摩擦系数 $\gamma = 1 / (10 \text{ d})$,为了防止能量在谱截断后的小尺度谱区累积,模式中包括了一个 4 次的扩散项,取 4 次扩散系数为 $\kappa = 0.22335 \times 10^{17} \text{ m}^4 \cdot \text{s}^{-1}$ 。模式的初始场为气候平均的 12~2 月 200 hPa 纬向平均流,模式积分 60 天后便基本达到了准定常状态,因而后面的结果都是模式积分 60 天后的环流分布。

5 全球涡度源对定常波的强迫作用

为了便于比较,图 2 给出了观测到的 12~2 月 200 hPa 气候平均定常波流函数的分布,可以看出,北半球中高纬度最明显的系统为东亚和北美东部上空的大槽、太平洋东岸和大西洋东岸的脊,而在副热带则以副热带西太平洋地区的反气旋系统及其东部的槽

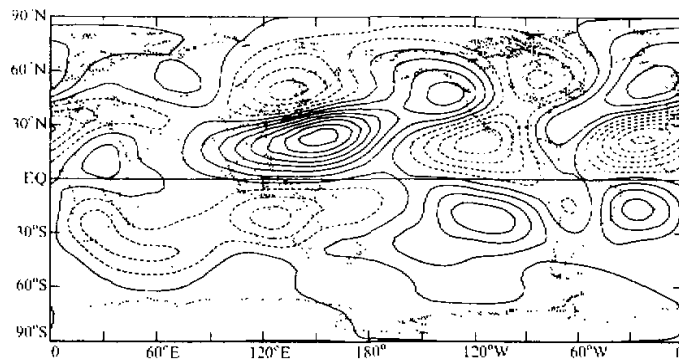


图 2 观测到的 12~2 月 200 hPa 气候平均的定常波流函数
等值线间隔为 $0.4 \times 10^7 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 虚线为负值

最为明显, 副热带大西洋为一个槽。南半球定常波的振幅远远小于北半球, 主要特征为热带和副热带地区与北半球相对称的槽脊系统。

图 3a 为只有辐散风而没有瞬变的涡度通量作为强迫所得到的定常波流函数分布, 与观测到的 12~2 月 200 hPa 定常波流函数 (图 2) 相比, 无论在振幅和位相上都有较大差别, 整个来说定常波的振幅比观测值要强, 特别是在中高纬地区, 东亚大槽和太平洋东部的脊都比观测的位置偏西, 而西太平洋副高则偏东偏北, 总而言之, 只用辐散风

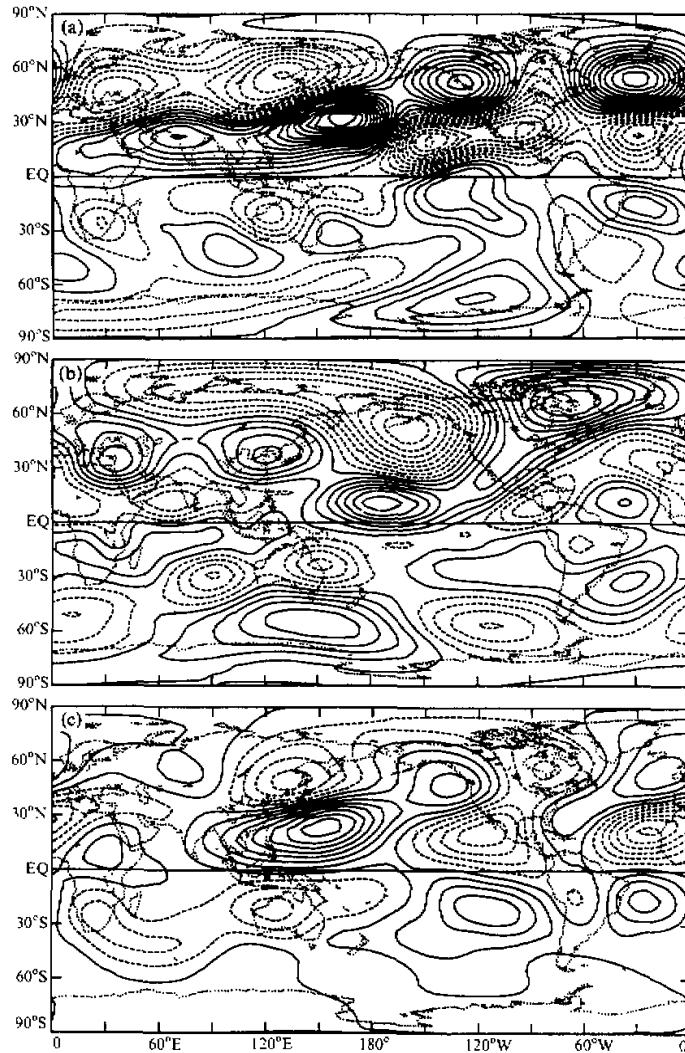


图 3 正压模式模拟得到的 12~2 月 200 hPa 定常波流函数
(a) 以辐散风产生的涡度源作为强迫; (b) 以瞬变涡度通量的辐合作为强迫; (c) 以总的
涡度源作为强迫。等值线间隔为 $0.4 \times 10^7 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 虚线为负值

作为强迫所得的定常波系统与观测形势相差较远。

图 3b 为只有瞬变的涡度通量的辐合所强迫出的定常波流函数，与图 3a 相比，它有抵消辐散风强迫出的定常波环流趋势，这主要表现为在许多地区如东北太平洋、副热带东太平洋、中纬度欧亚地区以及南半球的许多地区两者的定常波流函数都是反号的，这证实了前面从理论和诊断分析得出的瞬变涡度通量的辐合有抵消辐散风所产生的涡度源的趋势的结论。

图 3c 为包括了辐散风和瞬变的涡度通量两种强迫所产生的环流场，与观测到的定常波（图 2）相比，无论在振幅还是在位相上都是非常一致的。上面的数值试验结果说明，仅有辐散风做为强迫所产生的定常波流函数与观测分布相差很大，瞬变的涡度通量的辐合在决定定常波的结构中也起到了重要的作用，其主要作用是对辐散风强迫的耗散或抵消作用。

为了更进一步阐明瞬变的涡度通量的耗散性，图 4 给出了模式积分过程中能量增长率的变化，可以看出，没有包括瞬变的涡度通量作为强迫的数值试验的能量增长率在开始的 10 几天里大大超过包括瞬变的涡度通量在内的数值试验，而且在以后的积分过程里，仅有辐散风作为强迫的试验能量增长率一直在上下振荡而不衰减，而包括两种强迫力的数值试验则能量增长率逐渐趋向于零，也即环流很易达到定常状态。为了作为比较，我们还在这张图上给出了仅由瞬变的涡度通量的辐合作为强迫所做数值试验的能量增长率变化，可以看出，其能量增长率在一开始的 10 几天里也比包括两种强迫力的数

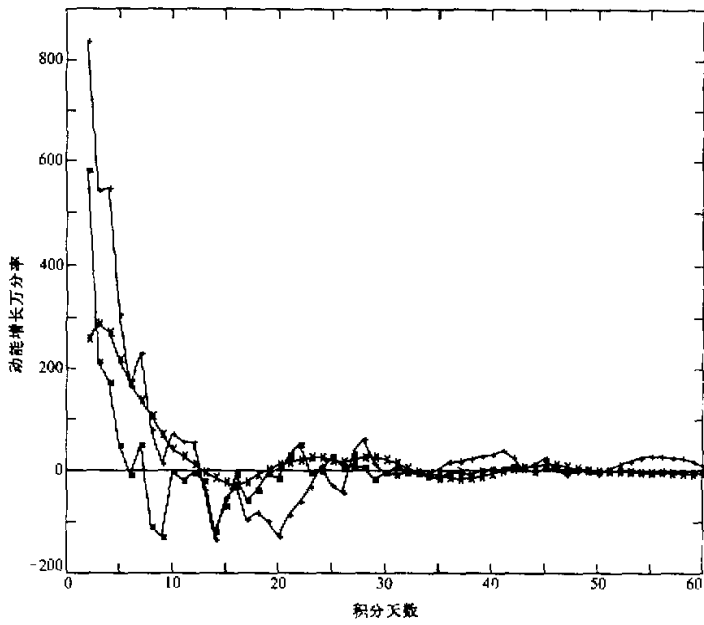


图 4 正压模式积分过程中全球面积平均动能的增长率随积分天数的变化
纵坐标为动能增长万分率，横坐标为积分天数，“+”、“*”和“×”分别表示对应只有辐散风强迫、
辐散风和瞬变的涡度通量共同强迫和只有瞬变的涡度通量作为强迫的模式积分

值试验大, 而且在以后的积分过程中, 能量增长率的衰减也比较慢, 呈上下振荡趋势。这又从能量的角度证实了瞬变涡度通量的辐合对辐散风产生的涡度源的抵消或耗散性。

6 不同地区散度场对定常波的强迫作用

为了进一步研究定常波环流的维持, 这里给出不同地理位置上的散度场对定常波的强迫。如图 5 为气候平均的 200 hPa 散度场和辐散风的分布, 我们针对两个最大的散度中心, 即位于印度尼西亚地区的辐散中心及位于中纬度东亚地区的辐合中心做了数值试验。第一个试验中, 以印度尼西亚附近 (5°S , 145°E) 为中心, 将 $15^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$ 及 $100^{\circ}\text{E}\sim 170^{\circ}\text{W}$ 的矩形区域内的散度去掉 (即假定这一地区的散度为零), 而这个区域以外的散度则为气候平均值, 考虑到全球散度面积平均必须为零的约束, 这里将这一假定下所产生的散度减少由全球平均分配提供。在整个试验中, 全球瞬变的涡度通量的辐合保持为气候平均值不变。这样产生的定常波流函数异常 (本试验所得的定常波流函数减去图 3c 中的流函数) 由图 6a 给出, 可以看出, 将印度尼西亚地区的散度场去掉所引起的环流异常主要是南北两半球关于赤道对称的系统, 特别是位于此散度中心西北和西南侧的关于赤道对称的两个气旋式异常中心强度最强, 这说明位于印度尼西亚地区的散度场对维持副热带西太平洋上反气旋系统西半部的强度是重要的。第二个数值试验是将中纬度东亚地区 $25^{\circ}\sim 50^{\circ}\text{N}$ 及 $90^{\circ}\sim 135^{\circ}\text{E}$ 的一个矩形区域内的散度假定为零, 而这个区域以外的散度为气候平均值, 其它条件与上一个试验相同。图 6b 为这一数值试验所产生的定常波流函数异常, 最值得注意的是位于副热带西太平洋上的强气旋性异常及位于东亚地区的正异常中心, 这说明中纬度东亚地区的辐合场对副热带西太平洋上的反气旋系统以及东亚大槽的维持起到了重要的作用。

从上述数值试验结果可以将这两个散度中心对西太平洋上副热带反气旋系统维持的作用概括成如图 7 所示的简单动力过程。中纬度地区的散度场对西太平洋副热带反气旋

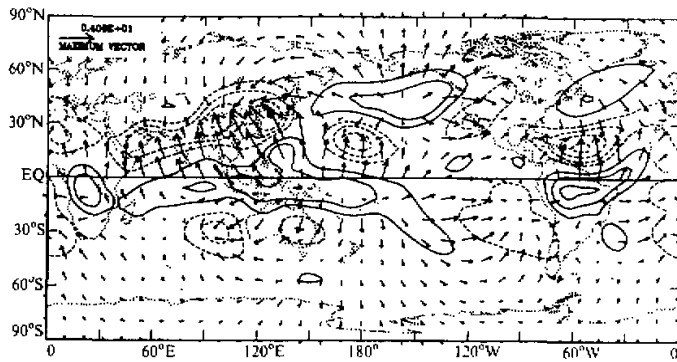


图 5 全球气候平均的 12~2 月 200 hPa 辐散风和散度场
散度场等值线间隔为 $0.8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, 虚线为负值, 未画零线

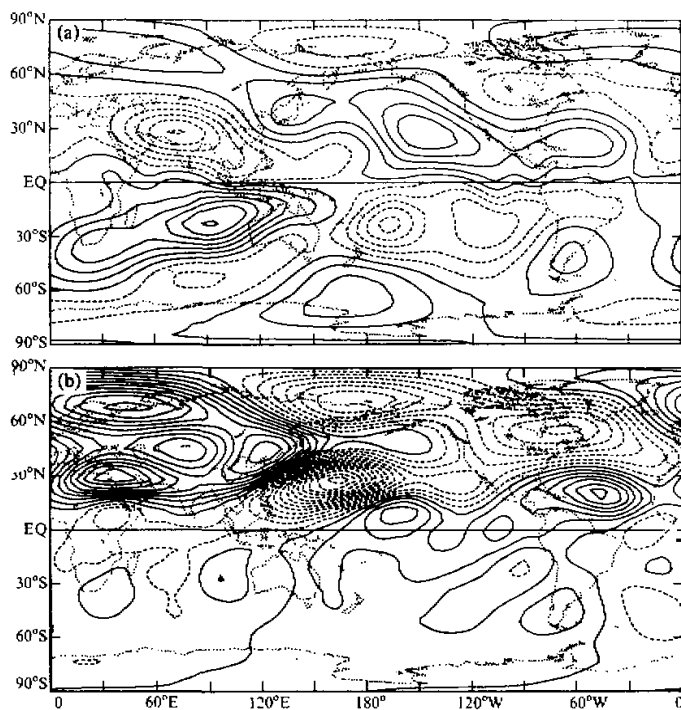


图 6 (a) 将 $15^{\circ}\text{S} \sim 5^{\circ}\text{N}$ 和 $100^{\circ}\text{E} \sim 170^{\circ}\text{W}$ 的印度尼西亚地区的散度场去掉后及 (b) 将 $25^{\circ} \sim 50^{\circ}\text{N}$ 和 $100^{\circ}\text{E} \sim 170^{\circ}\text{W}$ 的中纬度东亚地区的散度场去掉后模拟得到的 12~2 月 200 hPa 定常波流函数异常场
等值线间隔为 $0.2 \times 10^7 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 虚线为负值

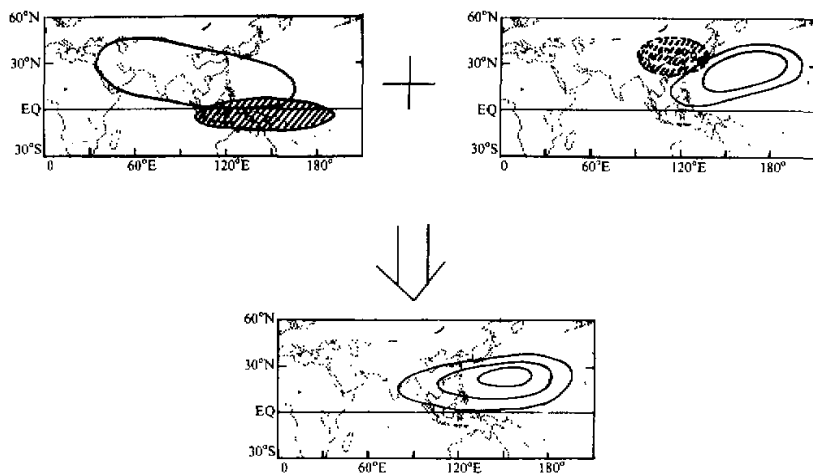


图 7 12~2 月 200 hPa 副热带西太平洋反气旋系统的维持机制示意图
实阴影表示辐散, 虚阴影表示辐合, 等值线为散度场强迫出的在副热带西太平洋上的定常波中心

系统的强迫作用还解释了为什么 12~2 月对流层上层在两半球副热带 140°E 附近都有反气旋系统存在但北半球的反气旋系统确远远强于南半球相应的系统, 因为如果考虑到中纬度地区散度场的强迫, 北半球东亚地区的辐合远远强于南半球对应的澳大利亚以西印度洋上的辐合, 所以其强迫出来的副热带地区反气旋系统的强度也将比南半球强得多。

7 小结

本文从理论分析、资料诊断和正压模式数值试验三个方面研究了瞬变涡度通量的辐合与辐散风所产生的涡度源之间的关系及它们在对流层上层定常波维持中的作用, 结果表明:

(1) 瞬变的涡度通量的辐合对辐散风所产生的涡度源有抵消或耗散的趋势, 定常波是在两种强迫力的共同作用下维持的。

(2) 热带地区的散度场和中纬度地区的散度场都对强迫全球的定常波环流起到了重要作用。特别是, 中纬度东亚地区的辐合场对维持东亚大槽是重要的, 并且这一辐合场与位于印度尼西亚地区的辐散场是维持西太平洋上副热带反气旋系统的主要强迫源。

参 考 文 献

- 1 Sardeshmukh, P.D. and B.J. Hoskins, 1988, The generation of global rotational flow by steady idealized tropical divergence, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1228~1251.
- 2 Simmons, A.J., 1982, The forcing of stationary wave motion by tropical diabatic heating, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **108**, 503~534.
- 3 Held, I.M. and I.-S. Kang, 1987, Barotropic models of the extratropical response to El Niño, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3576~3586.
- 4 耿全震、陈受钧, 1996, 定常辐散场产生的涡源和定常波能量传播, *大气科学*, **20**, 298~305.
- 5 Holopainen, E.O., 1983, Transient eddies in mid-latitudes: observations and interpretation, in: *Large-scale Dynamical Processes in the Atmosphere*, B.J. Hoskins and R.P. Pearce, Eds, Academic Press, London, 201~230.
- 6 Holopainen, E.O. and A.H. Oort, 1981, On the role of large-scale transient eddies in the time-mean atmospheric flow, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 270~280.
- 7 Hoskins, B.J., 1983, Modelling of the transient eddies and their feedback on mean flow, in: *Large-scale Dynamical Processes in the Atmosphere*, B.J. Hoskins and R.P. Pearce, Eds, Academic Press, London, 169~197.
- 8 Lau, N.-C. and E.O. Holopainen, 1984, Transient eddy forcing of the time-mean flow as identified by geopotential tendencies, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 313~328.
- 9 Valdes, P.J. and B.J. Hoskins, 1989, Linear stationary wave simulations of the time-mean climatological flow, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2509~2527.
- 10 Kang, I.-S. and I.M. Held, 1986, Linear and nonlinear diagnostic models of stationary eddies in the upper troposphere during Northern Summer, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 3045~3057.
- 11 Lau, N.-C. and L. Peng, 1992, Dynamics of atmospheric teleconnections during the Northern Summer, *J. Climate*, **5**, 140~158.

The Forcing of Divergent Wind and Transient Vorticity Fluxes to the Stationary Waves

Geng Quanzhen and Huang Ronghui

(*Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080*)

Abstract The relationship of the convergence of transient vorticity fluxes and the vorticity sources generated by divergent wind, and their forcings to the upper troposphere stationary waves are studied with theoretical analysis, data diagnostics and barotropic model experiments. It is found that the convergences of transient vorticity fluxes tend to cancel or dissipate the vorticity sources generated by divergent wind. Both of these forcings are important to the maintenance of stationary waves. Meanwhile the roles of the divergences in different regions to the maintenance of stationary waves are also investigated. The results show that the convergence over mid latitude East Asia is important to the maintenance of East Asia trough. This convergence together with the strong divergence over Indonesia are the main forcings of the subtropical western Pacific anticyclone.

Key words divergent wind transient vorticity flux stationary wave forcing