

定常辐散场产生的涡源 和定常波能量传播

耿全震* 陈受钧

(北京大学地球物理系, 北京 100871)

摘 要 根据 ECMWF1980~1988 年的全球资料, 确定了南北两半球对流层上层定常的辐散场所形成的定常涡源的位置、定常波能量传播路径及它们的位置关系, 讨论了涡源的形成机制。由此揭示了热带西太平洋积云对流加热、风暴路径上的潜热释放、欧亚大陆冷源及青藏高原热力和动力作用等主要外源在冬夏南北半球定常波形成中的作用。

关键词 定常辐散场 涡源 定常波 能量传播路径

1 引言

自 50 年代以来, 大气中定常行星波的结构和维持机制已有很多研究。Charney 和 Eliassen^[1]及 Smagorinsky^[2]分别研究了山脉与非绝热加热在定常波形成中的作用。叶笃正等^[3]认为地形和非绝热加热都对西风带中的平均槽脊, 特别是东亚和北美东岸的大槽起到了重要作用。Grose 和 Hoskins^[4]用正压模式研究了主要山脉在大气中定常行星波形成中的作用。Valdes 和 Hoskins^[5]在一个线性的气候平均场的定常波模拟中表明, 大气对地形、非绝热加热以及由实际资料得出的瞬变通量辐散的响应的总和与北半球 200 hPa 环流场有很好的相似性。Plumb^[6]导出了一个适用于诊断定常波活动二维传播的波活动通量, 他计算了北半球冬季气候平均场的波活动通量且表明, 定常波场的主要强迫力源于青藏高原的地形作用以及西北大西洋、太平洋和西伯利亚的非地形作用(非绝热加热或与瞬变流的相互作用)。

本文的目的在于研究大气中定常的辐散场所产生的涡源对定常波的强迫, 讨论此强迫源与大气中定常波波型及其能量传播的关系。本研究所使用的资料是 ECMWF1980~1988 年 9 年的全球 $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ 格点的 200 hPa 每日风场资料, 各个月份的气候平均值是用每日资料平均得来的。

2 方法

根据 Sardeshmukh 和 Hoskins^[7]对流层上层定常辐散场所产生的涡源可以表示为以下的形式:

1993-02-17 收到, 1993-09-01 收到修改稿

* 现在国家气候中心工作

$$S^* = -[\bar{v}]_c \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\xi}^*}{\partial \varphi} - [\bar{v}]_c \frac{1}{a} \frac{\partial ([\bar{\xi}] + f)}{\partial \varphi} - ([\bar{\xi}] + f) \bar{D}^* - \bar{\xi}^* [\bar{D}], \quad (1)$$

式中的符号都是气象上常用的。定常波的强迫源还应包括瞬变的涡度通量及定常的涡度通量所产生的强迫。但对这两项以前已有人做过较详尽的研究^[8], 所以这里我们只讨论定常的辐散场对定常波的强迫作用。由于大气中的大尺度辐散风场主要是与非绝热加热不均及大地形有关的, 所以 S^* 基本上代表了定常的外部强迫源对大气中定常行星波的强迫。因而分析 S^* 的分布可以帮助了解大气中定常行星波产生的源地和机制。

我们采用 Plumb^[6]给出的球面上准地转的定常波活动通量来表示波动能量的传播方向, 其表达式为

$$\vec{F}_s = p \cos \left[\begin{array}{c} v^{*2} - \frac{1}{2a \cos \varphi} \frac{\partial (v^* \psi^*)}{\partial \lambda} \\ -u^* v^* + \frac{1}{2a \cos \varphi} \frac{\partial (u^* \psi^*)}{\partial \lambda} \end{array} \right], \quad (2)$$

* 表示与纬向和时间平均的偏差。 u^* 、 v^* 为旋转风速。 a 为地球半径, λ 、 φ 为经度和纬度, $p = P/P_0$, P 为气压, 其它为常用符号。 $\vec{F}_s$ 可表示波活动的传播, 它的方向与波动能量的传播方向一致。

下面讨论定常行星波的能量传播与环流型的关系。如果定常波的流函数可以简单地表示为

$$\psi^* = A \cos(kx + ly), \quad (3)$$

定常波的动能则可写为

$$K^* = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial y} \right)^2 \right] = \frac{1}{2} A^2 (k^2 + l^2) \sin^2(kx + ly), \quad (4)$$

那么波动动能的最大轴应该满足方程

$$kx + ly = \frac{(2n+1)\pi}{2}, \quad (n=0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (5)$$

如果 k 和 l 不是 x 、 y 的函数或是 x 、 y 的缓变函数, 则

$$\left. \frac{dy}{dx} \right|_{K^*_{\max}} = -\frac{k}{l}. \quad (6)$$

据 Hoskins 和 Karoly^[9], 定常波的能量传播路径应该满足方程

$$\left. \frac{dy}{dx} \right|_{K^*_{\text{propagation}}} = \frac{C_{gy}}{C_{gx}} = \frac{l}{k}. \quad (7)$$

如图 1 所示, 设波动动能的最大轴(或槽、脊线)与 x 方向的夹角为 α_1 , 波动能量的传播方向与 x 方向的夹角为 α_2 , 则由(6)和(7)式可得 $\tan \alpha_1 \cdot \tan \alpha_2 = -1$, 那么,

$$\alpha_1 - \alpha_2 = \frac{3\pi}{2}. \quad (8)$$

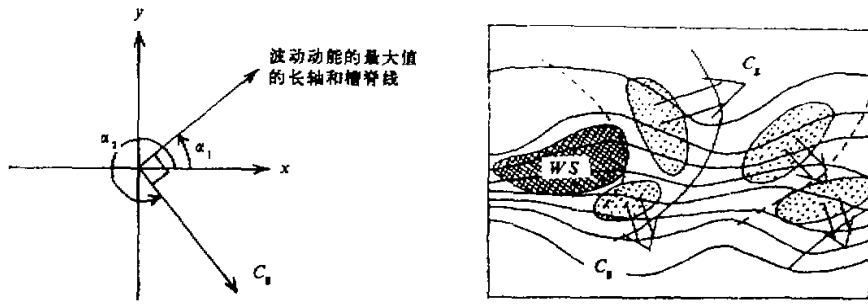


图 1 定常行星波的能量传播与波动动能和环流型的关系

重阴影区为涡源区(标有 WS), 轻阴影区为波动动能分布

因而定常波波动能量的传播方向必须与波动动能的最大值的长轴垂直, 也与环流型的槽脊线垂直。所以定常行星波的能量场和环流型可以很好地显示波动能量的传播。

3 定常辐散场产生的涡源和定常波能量传播

图 2 给出了南北半球 12~2 月定常辐散场强迫出的行星尺度的涡源 S^* 、环流场和波活动通量。如图 2a, 在北半球冬季 S^* 主要位于两个地区, 即中纬度东亚上空的正涡源和东北太平洋上空的负涡源。波活动通量自两个大的正负涡源区传播出来且波能量的传播方向与环流型的槽脊线近似垂直。

在图 2a 中用槽脊线作为参考来确定波能量传播, 则两个源自涡源大值区的波列是非常清楚的。自东北太平洋上空的负涡源区发出的波列分别向东北和东南方向传播, 波列的北支向东北方向传播到加拿大, 然后在加拿大东部上空转向东南方向传播, 通过大西洋到达西欧或非洲; 波列的南支沿着美国西岸向东南方向传播。从位于中纬度东亚上空的涡源发出的波列北支向东北方向传播到鄂霍次海和堪察加半岛; 另一支波列向东南方向传播到热带太平洋地区。根据 Hoskins 和 Karoly^[9]的理论, 这些波列看上去很象从局地强迫源发出的二维 Rossby 波的传播。

从上面的讨论可以看出, 表示定常波能量传播方向的波活动通量一般源自大的定常涡源区; 波动能量的传播方向近似地与波动动能的最大值的长轴和定常波波型的槽脊线垂直; 对流层上层的定常波型一般表现为大气对局地一个或多个 Rossby 波源响应的二维 Rossby 波列。

如图 2b, 南半球 12~2 月主要的涡源位于中纬度南太平洋和澳大利亚西南的印度洋上以及非洲西南的大西洋上。波动能量自中纬度南太平洋上的涡源区向东北方向传播, 一直到达热带南美和热带大西洋。自澳大利亚西南的印度洋上的涡源有一支波列向东南方向传播, 在 180° 左右的南极大陆边缘附近转向东北方向传播, 直到中纬度南太平洋; 另一支波列向东北方向传播到澳大利亚地区。自非洲西南的大西洋上的涡源区的波列也可以看到。

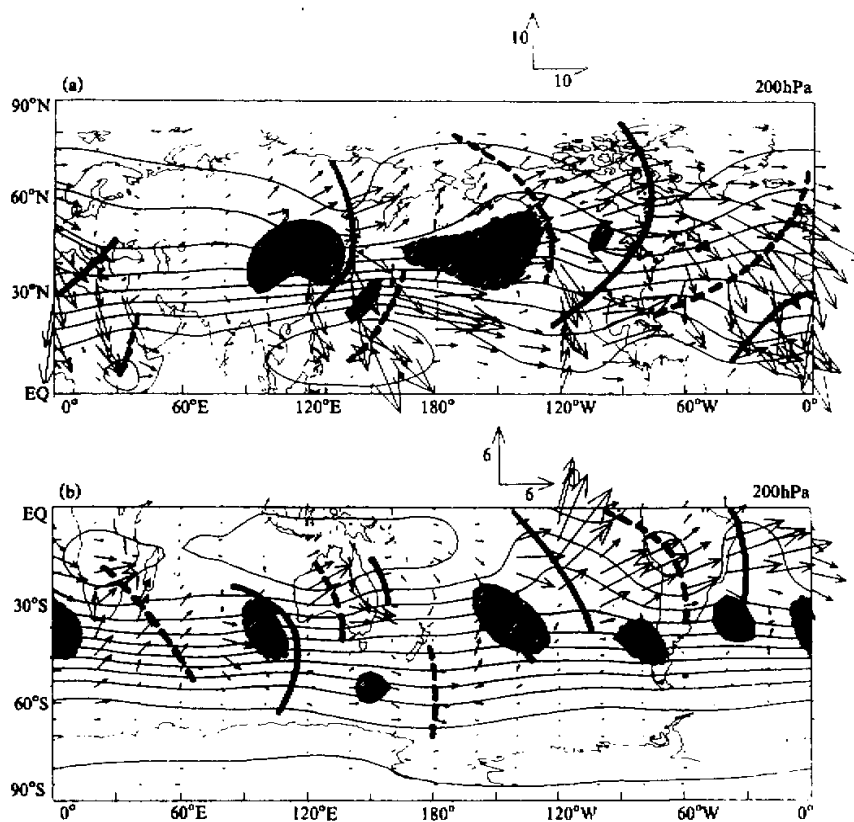


图2 12~2月 200 hPa 的流函数场、涡源分布和波活动通量(单位: $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$)
(a) 北半球($2.0 \times 10^7 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$, $5.0 \times 10^{-11} \text{ s}^{-2}$); (b) 南半球($1.2 \times 10^7 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$, $2.5 \times 10^{-11} \text{ s}^{-2}$)

括号里的数字分别为流函数场和涡源的等值线间隔,

涡源的阴影区表示大于3倍或小于负3倍的等值线间隔的区域

图3给出了南北半球6~8月定常的涡源、环流场和波活动通量。在北半球夏季(图3a), 最大的定常涡源位于地中海上空; 青藏高原附近和西北太平洋上有很强的负涡源; 中纬度太平洋东岸和中纬度大西洋出现了弱的涡源区。这些涡源在夏季北半球大气环流的形成中起到了重要作用。如图3a中所示, 最大的波活动来自地中海上空强大的定常涡源区; 自西北太平洋和青藏高原上空定常涡源区的波活动向东南方向传播经过太平洋到达热带, 同时也有波活动向东北方向传播。自中纬度太平洋东岸的弱的定常涡源有一支波列向美国北部及加拿大东部传播, 然后转向东南且传向大西洋地区。Wallace^[10]从200 hPa位势高度场上也观察到了这一波列结构。

如图3b, 南半球冬季定常行星波的涡源相似于夏季的特征。在中纬度南太平洋和澳大利亚西南的印度洋上有较大的定常涡源。与夏季不同的是在南极大陆上空定常涡源也开始增强起来。波活动从位于南太平洋上的涡源向东北方向传播到达热带太平洋。从

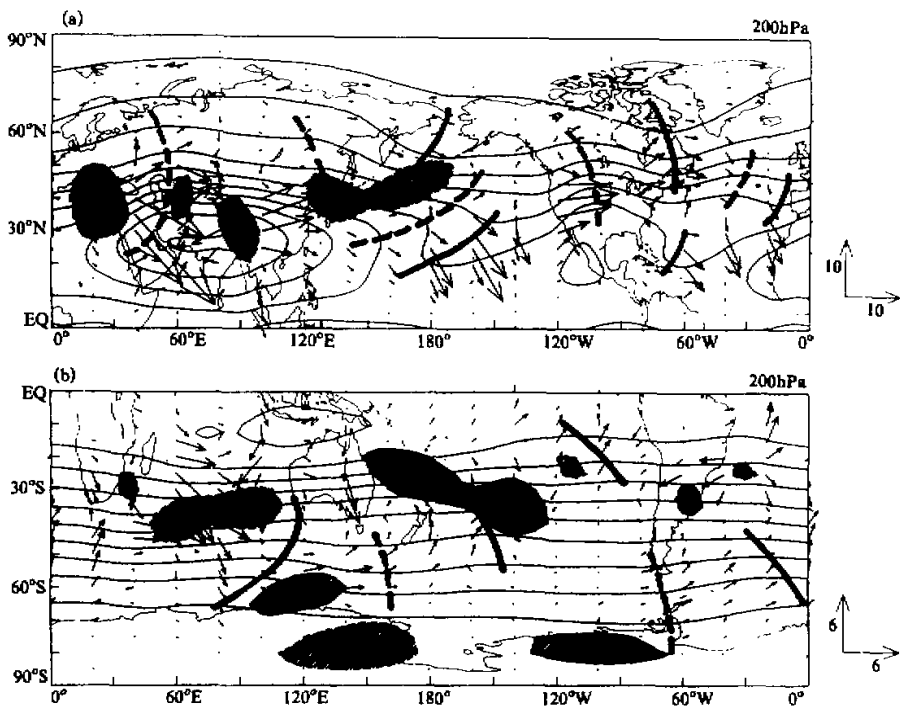


图3 同图2, 但为6~8月

(a) 北半球($1.0 \times 10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $4.0 \times 10^{-11} \text{ s}^{-2}$); (b) 南半球($2.0 \times 10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $2.5 \times 10^{-11} \text{ s}^{-2}$)

中纬度印度洋上的涡源波活动向东南方向传播, 到达高纬度转向东北方向传播, 直到中纬度南太平洋; 从南极大陆涡源区发出的波活动向东北方向传播, 经过大西洋到达非洲的南端。

4 定常涡源的形成机制

为了研究定常涡源的形成机制, 我们计算了全球 200 hPa 12~2 月及 6~8 月季节平均的辐散风场。图 4a 为全球 12~2 月 200 hPa 上的辐散风场。据以前的研究^[11,12], 位于印度尼西亚、非洲和南美洲的强烈赤道对流区的降水所释放的潜热可在热带和赤道地区产生非绝热加热区, 南半球南太平洋上的热带辐合带为积云对流加热区, 沿着风暴轴移动的天气系统在降水时释放的潜热可在中纬度北太平洋和北大西洋上产生强热源, 欧亚大陆为冷源区。这些非绝热加热场可以引起对流层上层大尺度辐合辐散场的出现^[13], 图 4a 所示的辐散风场与非绝热加热场有很好的对应关系。热带和赤道西太平洋地区的积云对流加热所产生的强大辐散风场流向北半球中纬度东亚和南半球澳大利亚西南的印度洋上的冷源区, 从而在那里形成了强的辐合场。同时青藏高原的地形作用对东

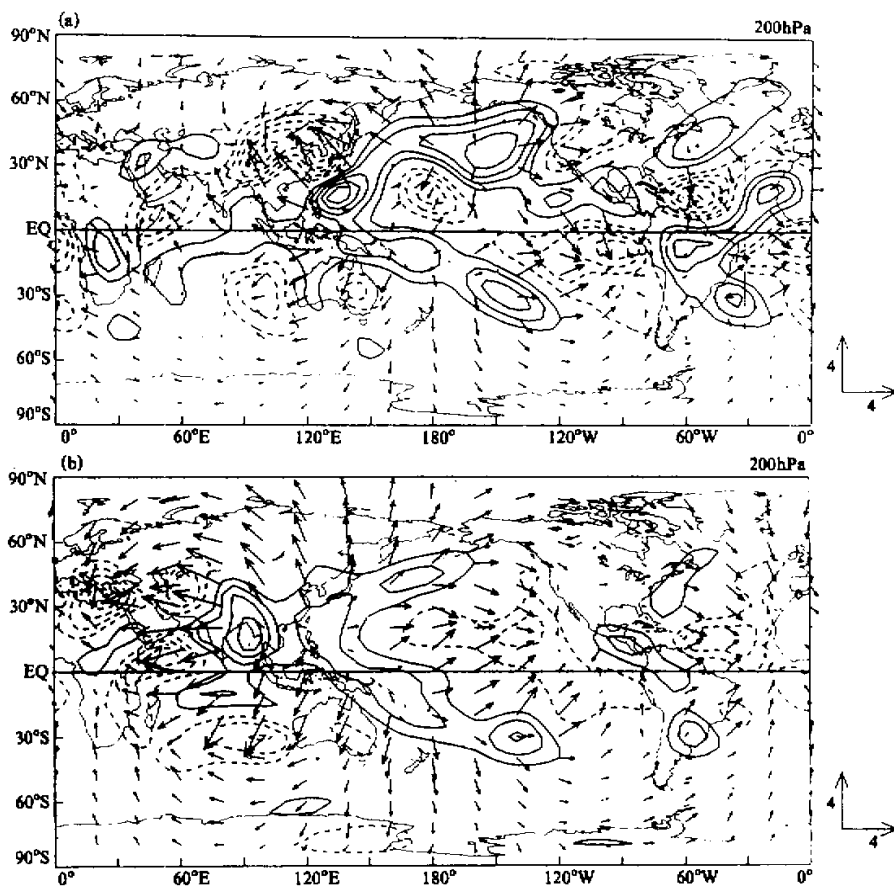


图4 200 hPa 定常的辐散风(单位: m s^{-1})和辐散场(等值线间隔为 $5.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$)
(a) 12~2月; (b) 6~8月

亚对流层上层的辐合场也起到了重要作用。若用正压模式来描述大气,则地形对辐散场的贡献可简单的表示为 $D \approx \frac{[U_b]}{H} \frac{\partial h_T}{\partial x}^{[14]}$, 其中 $[U_b]$ 为纬向平均近地面纬向风速, h_T 为山脉高度, H 为平均流体深度。因而,在青藏高原东侧对流层上层为辐合。东北太平洋和南太平洋上的非绝热加热形成了较强的辐散场。根据(1)式,就形成了图2a中位于中纬度东亚上空的正的涡源和东北太平洋上空的负的涡源以及图2b中南半球澳大利亚西南印度洋上空的负涡源和中纬度南太平洋上空的正的涡源。这些定常的涡源在决定全球大气中定常行星波型中起到了重要作用。

在6~8月,据文献[11]的研究,北半球加热场的主要特征为,夏季风的降水在东南亚产生了很强的潜热释放,加上青藏高原的热力作用和热带西太平洋上的积云对流加热,在东南亚和热带西太平洋形成了强大的热源区;由于地中海周围的沙漠地带为净辐

射的汇, 上空的大气柱会不断的冷却, 所以那里为强的冷源。另外, 中纬度太平洋和大西洋为相对冷源区。如图 4b 所示, 这种冷热源分布形成了热带西太平洋和东南亚上空的强大辐散场, 地中海上空很强的辐合场, 南印度洋上的辐合和中纬度南太平洋上的辐散。根据(1)式就形成了图 3a 中位于东亚及西北太平洋上空的负涡源, 地中海附近上空的正涡源和中纬度东太平洋上空的正涡源。在南半球冬季, 北半球热带西太平洋和东南亚的热源所产生的强大辐散气流越过赤道流向南半球的冷源区, 对南半球中纬度印度洋上的负涡源的形成起到了重要作用, 这可能是南北半球相互作用的一个重要途径; 中纬度南太平洋上的弱热源形成了其上空的正涡源; 而位于南半球极地地区的涡源有可能与南极大陆地形的机械强迫有关。

5 结语

本文分析了南北两半球定常辐散风所产生的定常涡源和定常波的能量传播, 讨论了它们与定常行星波环流型的关系, 研究了定常涡源的形成机制, 表明, 热带和赤道西太平洋地区的积云对流加热、中纬度太平洋地区风暴路径上的潜热释放、欧亚大陆冷源及青藏高原大地形等对全球 12~2 月定常行星波的形成和维持都起到了一定的作用。在 6~8 月, 热带西太平洋上的积云对流加热、夏季风降水释放的潜热及青藏高原的热力作用在东南亚和热带西太平洋地区所形成的巨大热源及其它冷热源在南北两半球定常波形成中起到了很大作用。这些结论对重新认识全球定常行星波的形成和维持机制是有意义的。

热带和赤道西太平洋地区的积云对流活动、中纬度太平洋地区的风暴路径、东南亚季风降水释放的潜热和青藏高原的热力作用有很强的年际变化, 致使涡源发生异常, 从而影响到东亚和我国上空的冬夏季环流系统, 对我国气候异常可能有重要意义。

致谢: 感谢黄荣辉院士和吴国雄教授的宝贵意见。本文的作者之一耿全震在日本东京大学工作期间曾得到该校住明正教授和增田耕一博士给予的多方面的关怀和指导, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- 1 Charney, J.G. and A. Eliassen, 1949, A numerical method for predicting the perturbations of the midlatitude westerlies, *Tellus*, **1**, 38-54.
- 2 Smagorinsky, J., 1953, The dynamical influence of large-scale heat sources and sinks on the quasi-stationary mean motions of the atmosphere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **79**, 342-366.
- 3 叶笃正, 朱抱真, 1958, 大气环流的若干基本问题, 科学出版社.
- 4 Grose, W.L. and B. J. Hoskins, 1979, On the influence of orography on large-scale atmospheric flow, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 223-234.
- 5 Valdes, P. J. and B. J. Hoskins, 1989, Linear stationary wave simulations of the time-mean climatological flow, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2509-2527.
- 6 Plumb, R. A., 1985, On the three-dimensional propagation of stationary waves, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 217-229.
- 7 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.

- 8 Hoskins, B.J. and D.J. Karoly, 1981, The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographical forcing, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1179~1196.
- 9 Wallace, J. M., 1983, The climatological mean stationary waves: observational evidence, *Large-scale Dynamical Processes in the Atmosphere*, B.J. Hoskins and E.P. Pearce, Eds., London: Academic Press, 27~53.
- 10 Hoskins, B.J. et al., 1989, Diagnostics of the global atmospheric circulation based on ECMWF analyses 1979~1989, WMO / TD-No. 326, WCRP-27.
- 11 Webster, P.J., 1983, The large-scale structure of the tropical atmosphere, *Large-scale Dynamical Processes in the Atmosphere*, B.J. Hoskins and E.P. Pearce, Eds., London: Academic Press, 235~273.
- 12 Hoskins, B.J., 1983, Modelling of the transient eddies and their feedback on the mean flow, *Large-scale Dynamical Processes in the Atmosphere*, B.J. Hoskins and E.P. Pearce, Eds., London: Academic Press, 169~197.
- 13 Lau, N.-C., 1980, A diagnostic study of the local sources and sinks of momentum, kinetic energy, vorticity and heat in the observed Northern Hemisphere wintertime circulation, ECMWF Workshop on Diagnostics of Diabatic Processes, 33~60.
- 14 Held, I.M., 1983, Stationary and quasi-stationary eddies in the extratropical troposphere: theory, *Large-scale Dynamical Processes in the Atmosphere*, B.J. Hoskins and E.P. Pearce, Eds., London: Academic Press, 127~168.

Vorticity Source by Stationary Divergent Wind and Energy Propagation of Stationary Waves

Geng Quanzhen and Chen Shoujun

(Department of Geophysics, Peking University, Beijing 100871)

Abstract Using ECMWF Data of 1980~1989, the vorticity source by stationary divergent wind and energy propagation routes of the upper troposphere stationary waves of the Northern and Southern Hemispheres are studied. The generation mechanisms of vorticity sources are discussed. It is found that the convective heating over tropical western Pacific, latent heat released by the precipitations on the storm track, cold source over the Eurasian Continent, thermal and orographic forcings of the Tibetan Plateau are important forcings of winter and summer stationary waves of both Northern and Southern Hemispheres.

Key words stationary divergent wind vorticity source stationary waves energy propagation routes