



论文

北半球平流层准定常行星波与平均流的相互作用及其对 ENSO 事件的响应

兰晓青, 陈文*, 王林

中国科学院大气物理研究所季风系统研究中心, 北京 100190

* 联系人, E-mail: chenw@mail.iap.ac.cn

收稿日期: 2010-05-26; 接受日期: 2010-12-25

国家重点基础研究发展计划(编号: 2010CB428603)和国家自然科学基金(批准号: 41025017, 40775035)资助

摘要 利用 ERA-40 再分析资料和 ECHAM5/MPI-OM 模式输出资料分析了北半球平流层准定常行星波与平均流相互作用及其对 ENSO 事件的响应. 结果表明, 准定常行星波在冬季活动最强, 并分别沿极地和低纬两支波导传播, 准定常行星波活动的三维结构显示 45°N 以北的欧亚大陆和北太平洋是行星波活动的源. 行星波的传播特征清晰地表现出平均流对波动的影响, 而行星波上传至平流层后与平均流相互作用则会使纬向西风减弱. 通过对 El Niño 事件和 La Niña 事件的合成分析发现, 北半球冬季行星波对 ENSO 事件有显著的响应. 与 La Niña 事件相比较, El Niño 事件发生时行星波在平流层的向上传播明显增强, 并且更偏向极地; 波流相互作用的结果使得纬向平均风场呈现出偶极子型变化, 即中低纬西风增强, 而高纬平流层西风减弱. 通过对比模式模拟结果和再分析资料结果发现, 尽管平流层中的模拟结果仍然比再分析资料中略偏弱, 但 ECHAM5/MPI-OM 模式对行星波活动气候态的模拟总体较好, 且比以往的模式结果有很大提高. 但是, 模式中行星波对 ENSO 事件的响应与再分析资料结果差别较大, 不论是波动振幅还是行星波与平均流的相互作用都只在对流层中有较好的反映, 而在平流层中信号非常弱. 由此可见, 大气环流模式对平流层环流和动力过程的模拟仍然有待进一步的提高.

关键词

平流层
准定常行星波
波-流相互作用
ENSO

将大气运动分解为平均流和叠加在平均流上的波动是大气科学研究的基本观点. 大气运动的状态既取决于“波”与“流”二者各自的发展, 也取决于它们之间的相互作用^[1]. 自 20 世纪 60~70 年代 Charney 和 Drazin^[2], Eliassen 和 Palm^[3], Matsuno^[4]一系列奠基性的工作开始, 人们认识到大气波动能够从对流层上传至平流层, 但受到纬向平均风场的控制; 同时, 行星

波对动量通量和热量通量的输送会对平均流产生强迫. 近年来, 随着关于臭氧损耗和北极涛动(AO)等问题研究的开展, 平流层-对流层耦合相互作用的观点被广泛接受, 人们逐渐发现平流层过程很可能对对流层的天气和气候有着不可忽视的影响^[5,6], 而平流层的波-流相互作用对这种影响的产生有着十分重要的作用^[7-9]. 波-流相互作用是平流层尤其是冬季平流层动力

过程的主要驱动因素^[10-12], 由对流层上传至平流层的准定常行星波(通常指纬向波数为 1~3 的波动)在其中起到了重要的作用. Shiotani 等^[13]分析并比较了两半球平流层波-流相互作用的过程和异同, 指出准定常行星波在两半球的平流层波-流相互作用中发挥了主导作用, 并且发现南北半球中高纬度平流层行星波的 E-P 通量散度和纬向风时间序列相关系数分别达到 0.5 和 0.8 以上. 由于行星波空间尺度大, 演变周期长, 具有准定常性, 其演变对大气环流尤其是短期气候的变化具有十分重要的影响^[14,15]. 因此专门针对行星波的分析工作也有很多. van Loon 等^[16]最早计算了 1 月和 7 月北半球行星波振幅、位相的气候态, 此后这方面工作一直较少. 最近, 杨蕾等^[17]基于 40 年 NCEP/NCAR 再分析资料和 CCSR/NIES AGCM5.6^[18]的模式输出资料, 计算了 1 月和 7 月北半球准定常行星波的振幅、位相和三维传播的气候态, 并指出模式对平流层行星波模拟的不足. Wang 等^[19]指出由于同化系统具有更高的垂直分辨率, ERA-40 再分析资料比 NCEP/NCAR 再分析资料更适合用来做与行星波活动有关的分析. 此外, 近年来的数值模式在时空分辨率和物理过程的模拟等方面较之前已有很大提高^[20], 但其对行星波的模拟能力是否有较大改进, 这方面的工作目前尚不多见.

作为大气的内部动力过程, 波流相互作用对外部强迫十分敏感, ENSO 循环、臭氧损耗等外强迫信号都可能会引起它的变化, 并进一步引起大气环流的调整. 作为气候系统中的一个强信号, ENSO 对对流层气候的影响很早就已开展, 但直到 20 世纪 80 年代, 人们才开始关注 ENSO 事件对平流层的作用. Wallace 和 Chang^[21], van Loon 和 Labitzke^[22]分别基于 20 年和 27 年的观测数据, 指出 ENSO 冷事件的冬季平流层极涡一般较强, 而暖事件时情况相反. Hamilton^[23]利用更长的 34 个冬季的数据, 发现 20°N 以北的纬向平均流与 ENSO 并没有明显联系, 而与 QBO 的联系更显著一些. 然而, 受当时数据长度和质量的限制, 这些结论大多不能够通过显著性检验. 此后, Baldwin 和 O'sullivan^[24]通过分析 ENSO 有关的对流层三个主要模态对平流层的影响, 指出这三个模态的变化与平流层纬向风场关系有限, 而与 1 波和 2 波的振幅变化关系密切. 近年来, 数据的长度和质量有了长足的进步, Chen 等^[25]和杨蕾等^[26]利用 NCEP/NCAR 再分析资料发现 ENSO 循环与行星波年

际变率两个主要模态之一的平流层年际振荡有着显著的相关, 进一步发展了 Hamilton^[23], Baldwin 和 O'sullivan^[24]的结果. 这些研究虽然都指出了 ENSO 对于平流层行星波与平均流相互作用的重要作用, 但并未详细给出平流层行星波振幅、传播特征等对 ENSO 循环的响应结构.

另一方面, 由于对观测数据进行分析时无法排除 ENSO 以外其他外强迫因子的干扰, 因此越来越多的工作利用数值模拟来研究 ENSO 对平流层的影响. Hamilton^[27]较早利用 SKYHI 模式提出 ENSO 主要通过 1 波和 2 波影响平流层环流场; Sassi 等^[28]利用 WACCM 模式 51 年积分结果, 发现 ENSO 暖事件时平流层西风会受行星波异常上传的影响而减弱; Manzini 等^[29]利用 MAECHAM5 模式的模拟结果发现, 行星波活动的变化以及平流层的响应在 ENSO 暖事件时较明显, 而在冷事件时较弱; Garcia-Herrera 等^[30]则同时使用上述两个模式研究了平流层温度对 ENSO 的响应, 但主要考虑了 Brewer-Dobson 环流的响应, 并未细致分析行星波活动的变化. 以上研究均是基于大气环流模式的结果, 但利用海气耦合模式结果来分析平流层波流相互作用对 ENSO 循环响应的工作至今尚未见到.

因此, 本文将利用 ERA-40 再分析资料和 ECHAM5/MPI-OM 海气耦合模式在 IPCC-AR4 中 20 世纪气候实验(20C3M)的结果, 详细分析平流层的波流相互作用及其对 ENSO 事件的异常响应, 并将模式结果与再分析资料结果进行对比.

1 资料和方法

本文使用的资料包括欧洲中期天气预报中心(ECMWF)提供的 ERA-40 全球月平均再分析资料^[31]. 该资料水平分辨率为 $2.5^\circ \times 2.5^\circ$, 在经向和纬向分别有 144 和 73 个格点; 垂直方向从 1000~1 hPa 共分为 23 层. 本文还使用了德国马普气象研究所(MPI-M)为政府间气候变化委员会(IPCC)第四次评估报告(AR4)最新发展的海气耦合模式 ECHAM5/MPI-OM 的模式输出资料. 该耦合模式的大气模式 ECHAM5 分辨率为 T63L31, 即截断到 63 波, 垂直方向从海平面到 10 hPa 分为 31 层; 经向共有 192 个格点, 分辨率为 1.875° ; 纬向为 96 个格点的高斯网格, 分辨率约 1.875° . 海洋模式 MPI-OM 采用了正交曲线坐标, 两

个坐标投影点一个位于格陵兰岛, 另一个位于南极, 其水平网格精度从 20~180 km, 平均精度为 $1.5^\circ \times 1.5^\circ$, 垂直方向分为 40 层. 有关该模式的详细介绍参见相关文献^[32,33]. 本文使用的模式输出数据为 IPCC-AR4 中 20 世纪气候试验(20C3M)的 Run1, 模式输出数据的水平分辨率为 $1.875^\circ \times 1.875^\circ$, 在垂直方向上有 16 层, 最高到 10 hPa. 本文所分析的资料长度为 1961~2000 年共 40 年.

取纬向波数 1~3 波来表示行星波的活动, 为计算准定常行星波的振幅, 对位势高度场做纬向谐波分解:

$$H_m = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(nm\Delta\lambda) + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin(nm\Delta\lambda),$$

$$m = 1, \dots, M, \quad (1)$$

其中 M 为纬圈上的网格点数, 网格距 $\Delta\lambda = 2\pi / M$, a_n 和 b_n 为傅立叶系数, n 为波数. 于是波动振幅可表示为

$$C_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}. \quad (2)$$

由于 Eliassen-Palm 通量(E-P 通量)平行于子午面上行星波的群速度^[34], 因此它常用来表示波动在子午面上的传播. 在球面对数压力坐标下, 准地转的 E-P 通量矢量表达式^[35]为

$$\vec{F} = (0, -\rho_0 a \cos \phi \overline{u'v'}, \rho_0 a \cos \phi f v' \theta' / \theta_z), \quad (3)$$

其中, ρ_0 为大气密度, a 为地球半径, ϕ 为地球纬度, f 为科里奥利参数, θ_z 为参考位温对 z 的导数, u' , v' 和 θ' 分别表示准定常行星波引起的风场和温度场扰动. 于是,

$$\nabla \cdot \vec{F} = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\vec{F}^{(\phi)} \cos \phi) + \frac{\partial \vec{F}^{(z)}}{\partial z}, \quad (4)$$

其中, $F^{(\phi)}$ 和 $F^{(z)}$ 分别为 E-P 通量在经向和垂直方向的分量. 因此, 平均纬向风速 $\bar{u}$ 的变形欧拉平均方程可以写为

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \bar{v}^* - \bar{X} = \frac{1}{\rho_0 a \cos \phi} \nabla \cdot \vec{F} = D_F, \quad (5)$$

其中, $\bar{v}^*$ 为剩余平均经向速度, $\bar{X}$ 为摩擦等其他强

迫项的纬向平均值, D_F 即为 E-P 通量散度的强迫项. 可以看到, E-P 通量的散度可以用来诊断波动对平均流的强迫作用.

为分析纬向风场对行星波传播的影响, 本文还计算了折射指数. 在 Charney 和 Drazin^[2]的理论研究之后, Matsuno^[4]最早将折射指数用于诊断行星波的垂传播, 指出行星波能够在折射指数为正值区域传播, 折射指数越大, 越有利于行星波传播. 之后, Andrews 等^[10]给出了球坐标下准地转的折射指数:

$$n_k^2(y, z) = \frac{\bar{q}_\phi}{u} - \left(\frac{k}{a \cos \phi} \right)^2 - \left(\frac{f}{2NH} \right)^2, \quad (6)$$

$$\frac{\bar{q}_\phi}{a} = \frac{2\Omega}{a} \cos \phi - \frac{1}{a^2} \left[\frac{(\bar{u} \cos \phi)_\phi}{\cos \phi} \right]_\phi - \frac{f^2}{\rho_0} \left(\rho_0 \frac{\bar{u}_z}{N^2} \right)_z; \quad (7)$$

其中, $\bar{q}_\phi$ 是纬向平均位势涡度的经向梯度, $\bar{u}$ 表示纬向平均风, k 表示波数, N 表示浮力频率, H 表示大气标高, Ω 为地球自转角速度, 下标表示在经向或垂直方向作微分. Hu 和 Tung^[36]将 Andrews 等^[10]的结果进一步发展, 将(7)式等号右侧第三项分解:

$$-\frac{f^2}{\rho_0} \left(\rho_0 \frac{\bar{u}_z}{N^2} \right)_z = \left(\frac{f^2}{HN^2} + \frac{f^2}{N^4} \frac{dN^2}{dz} \right) \bar{u}_z - \frac{f^2}{N^2} \bar{u}_{zz}. \quad (8)$$

本文所使用的正是 Hu 和 Tung^[36]所发展的折射指数形式.

本文使用三个月平均来代表各个季节, 即前一年的 12 月和 1, 2 月为冬季; 3, 4 和 5 月为春季; 6, 7 和 8 月为夏季; 9, 10 和 11 月为秋季. 在选取 ENSO 冷暖事件时, 参照了 Trenberth^[37]的定义, 即当 Niño3.4 区(5°S ~ 5°N , 120° ~ 170°W)海表面温度(SST)异常值的五个月滑动平均超过 $\pm 0.4^\circ\text{C}$ 达到 6 个月就分别定义为 El Niño 事件和 La Niña 事件. 同时将 SST 异常偏高且持续维持的几个年份记为一个耦合的 El Niño 事件, 反之记为耦合的 La Niña 事件. 依照这个标准, 我们分别针对再分析资料和模式中的海温选取 ENSO 冷暖事件, 结果如表 1 所示. 模式资料选取的 ENSO 冷暖

表 1 本文所选取的 1961~2000 年间 El Niño 和 La Niña 事件

	ERA-40	ECHAM5/MPI-OM
El Niño	1963~1964, 1965~1966, 1968~1970, 1972~1973, 1976~1978, 1982~1983, 1986~1988, 1991~1995, 1997~1998	1965~1967, 1969~1970, 1973~1975, 1977~1978, 1982~1984, 1987~1988, 1990~1991, 1993~1995, 1996~1998
La Niña	1964~1965, 1970~1972, 1973~1976, 1988~1989, 1998~2000	1961~1963, 1967~1968, 1970~1972, 1975~1977, 1980~1981, 1984~1986, 1988~1990, 1992~1993, 1995~1996, 1998~1999

事件较为对称, 数量上接近, 分别为 10 个和 9 个. 而 ERA-40 再分析资料中暖事件为 9 个, 较 5 个冷事件偏多. 在分析 ENSO 循环中行星波活动变化时, 我们将 El Niño 事件和 La Niña 事件相关物理量做合成差值, 并对合成差值的显著性做了 t 检验.

2 准定常行星波的活动特征

2.1 行星波振幅分布及其季节变化

行星波振幅是行星波活动的一个重要指标. van Loon 等^[16]在 1973 年使用 7 年的数据计算了北半球 1 月和 7 月准定常行星波振幅和位相的气候态. 后来杨蕾等^[17]使用 40 年 NCEP/NCAR 再分析资料做了类似的分析, 并对比了大气环流模式(CCSR/NIES)的模拟结果, 指出模式对行星波活动的模拟有较大的偏差. 鉴于大气环流模式的不断发展, 本文利用高分辨率的海气耦合模式模拟结果分析并比较了行星波振幅的变化特征, 并与 ERA-40 再分析资料的结果进行对比.

图 1 给出了季节平均的北半球准定常行星波 1~3 波合成的振幅的气候态分布. 可以看到, 冬季行星波的振幅最强, 其最大值位于平流层 $60^{\circ}\sim 70^{\circ}\text{N}$ 之间 10 hPa, 超过 1000 gpm; 此外在 $20^{\circ}\sim 30^{\circ}\text{N}$ 之间对流层顶附近也有一个极大值, 振幅约为 150 gpm. 进入春季后, 行星波振幅的分布形式与冬季大体类似, 但强度大幅减弱, 位于高纬平流层的振幅峰值仅为 300 gpm, 低纬对流层顶附近的大值中心也减弱到 100 gpm. 而在夏季, 行星波振幅基本都分布在对流层和平流层低层, 最大值为 200 gpm, 出现在 30°N 左右的 150 hPa 上, 次大值位于 $60^{\circ}\sim 70^{\circ}\text{N}$ 之间的 300 hPa 上, 仅为 150 gpm. 在秋季, 行星波振幅的分布形式与春季相似, 只是在强度上秋季行星波振幅比春季略大 50~100 gpm 左右. 模式模拟的行星波振幅气候态分布与再分析资料所得结果非常相似(见图 2), 只是强度略有差别. 具体来看, 冬季行星波振幅位于平流层的峰值仅为 800 gpm, 比再分析资料结果偏小约 20%, 低纬度对流层顶的极大值也比再分析结果小约 50

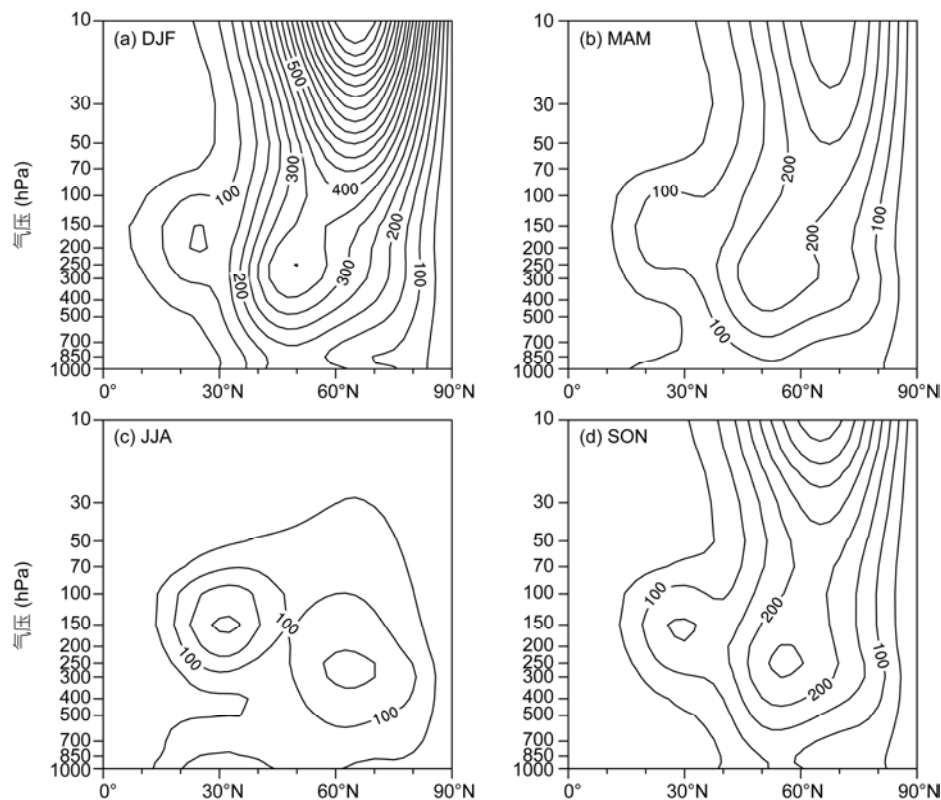


图 1 ERA-40 再分析资料中北半球准定常行星波 1~3 波合成振幅气候平均态
(a) 冬季; (b) 春季; (c) 夏季; (d) 秋季. 单位: gpm, 等值线间隔 50 gpm

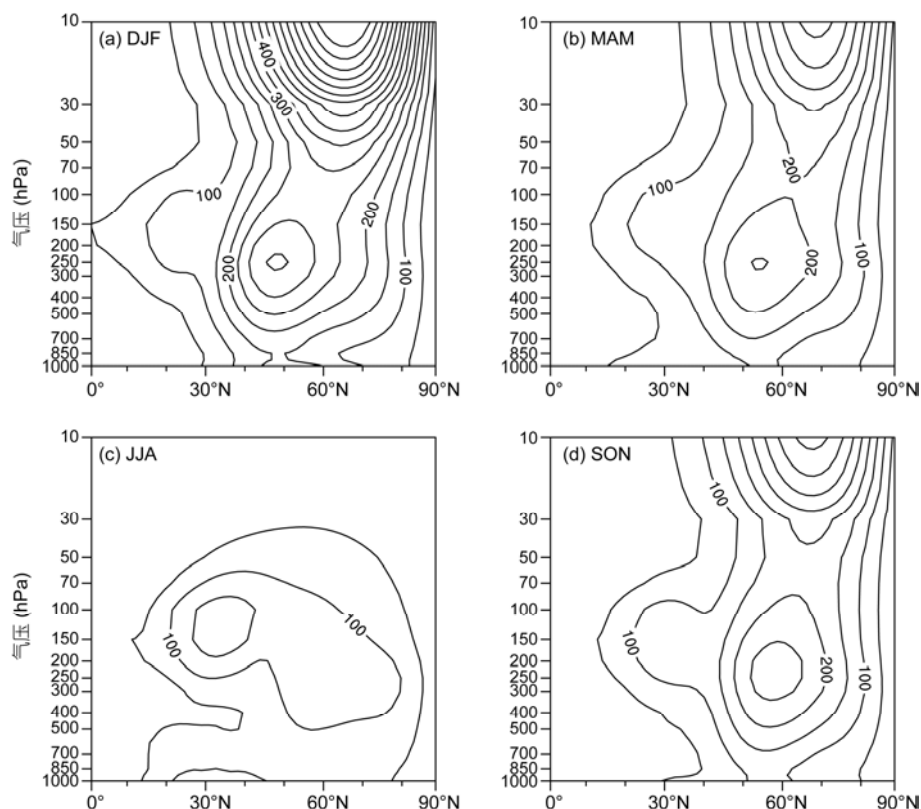


图 2 ECHAM5/MPI-OM 模式输出资料中北半球准定常行星波 1~3 波合成振幅气候平均态

(a) 冬季; (b) 春季; (c) 夏季; (d) 秋季. 单位: gpm, 等值线间隔 50 gpm

gpm 左右; 夏季模拟的行星波振幅分布的两个大值中心也均偏小约 50 gpm; 在春季和秋季, 模拟的行星波振幅分布在对流层和平流层低层与再分析资料的结果比较一致, 但在高纬平流层的模拟值有所偏大, 特别是春季偏大了 30% 左右. 由此可见, 行星波振幅的分布有明显的季节变化, 夏季行星波活动主要局限于对流层; 春秋两季行星波虽能上传到平流层, 但其振幅较小; 而在冬季, 平流层则有非常强的行星波活动. 因此, 下面的分析主要针对北半球冬季来进行.

图 3(a)~(c) 给出了由再分析资料得到的行星波振幅冬季平均的各个波数的贡献: 1 波振幅分布与 1~3 波之和较为相似, 起了决定性作用, 最大值为 700 gpm, 出现在 65°N 的平流层; 2 波主要分布在 40°~80°N 从对流层一直延伸至平流层的范围内, 最大值出现在平流层, 为 250 gpm; 3 波分布形式与 2 波类似, 但峰值出现在对流层, 且其数值和分布范围都要小于 2 波. 不难发现, 平流层行星波振幅主要来自

1 波和 2 波的贡献, 其中 1 波的贡献又大于 2 波, 特别是在 30 hPa 以上的平流层, 1 波的振幅约为 2 波的 2~3 倍. 而在对流层, 1~3 波的振幅贡献相差并不大. 这与 van Loon 等^[16]和杨蕾等^[17]的结果是一致的. 模式模拟的行星波 1~3 波的振幅分布形式与再分析资料结果大致相同, 但其数值都略偏小, 特别在 30 hPa 以上 2 波偏小约 100 gpm, 约为再分析结果的 60%, 1 波和 3 波也大致分别偏小 50 和 20 gpm. 但与杨蕾等^[15]研究中所用的 CCSR/NIES 结果相比, 可以发现 ECHAM5/MPI-OM 已经明显的增强了对行星波振幅的模拟能力, 尤其是对行星波 1 波的模拟, 这说明模式分辨率可能对行星波活动的模拟有重要作用.

2.2 北半球冬季行星波纬向平均的传播特征

E-P 通量作为诊断行星波活动的有力工具被广泛的应用于大尺度的动力学研究中. 图 4(a) 给出的 ERA-40 再分析资料中北半球冬季平均 1~3 波合成的 E-P 通量分布, 很好的印证了 Huang 和 Gambo^[38]提出

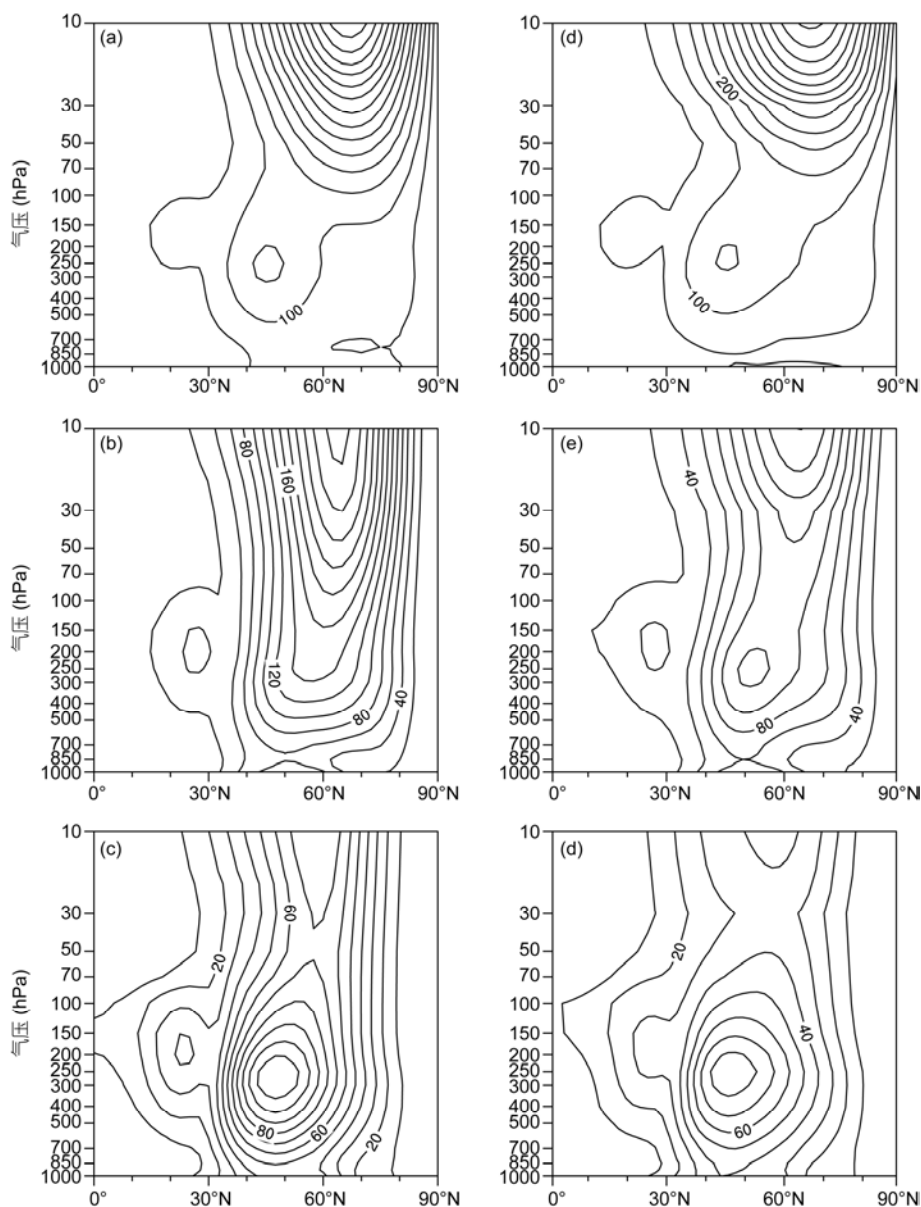


图3 ERA-40 再分析资料((a)~(c))和 ECHAM5/MPI-OM 模式输出资料((d)~(f))中冬季 1~3 波各波数振幅气候平均态
第一行到第三行分别为 1, 2 和 3 波. 单位: gpm. (a)和(d)等值线间隔 50 gpm; (b)和(e)间隔 20 gpm; (c)和(f)间隔 10 gpm

的北半球冬季行星波沿两支波导传播的理论, 行星波从中纬度 $40^{\circ}\sim 70^{\circ}\text{N}$ 对流层下层上传, 其中一部分折向赤道方向, 传播到低纬度的对流层中上层; 另一部分折向极地方向并继续上传, 进入平流层, 当上传到大约 30 hPa 高度时再向低纬偏转. 这一分布形势与杨蕾等^[17]使用 NCEP 再分析资料得到的 1 月 E-P 通量结果相似, 但若将杨蕾等^[17]的结果与 ERA-40 再分析资料得到的 1 月 E-P 通量比较则可以发现,

ERA-40 再分析资料的结果在平流层要比 NCEP 再分析资料结果大, 这与 Wang 等^[19]的结果也是一致的. 模式模拟的冬季 1~3 波合成的 E-P 通量(图 4(b))与再分析资料结果非常相似, 也呈现沿两支波导传播的特征, 但在数值上比再分析资料结果偏小. 这种差异在高纬平流层尤为明显, 且随高度升高而增大; 比如在 30 hPa 模拟结果仅为再分析结果的 60%~80% 左右. 对各个波数 E-P 通量(图未给出)的具体分析可以发现,

1 波在 1~3 波中占据主导地位, 分布形式也与 1~3 波之和相似, 两支波导都得到了体现, 强度大于 2 波和 3 波; 2 波主要表现为极地波导的形势, 在对流层向极地偏折并上传至平流层; 3 波被限制在对流层内, 折向低纬传播到对流层顶附近. 这一 E-P 通量的分布与波动振幅的分布基本是一致的. 对模式模拟结果而言, 在平流层偏小较明显, 尤其是 1 波和 2 波. 这种系统性的偏小一方面可能与模式分辨率以及模式顶高度有关, ERA-40 再分析资料的同化系统模式, 上边界到 0.1 hPa, 垂直方向分为 60 层, 并且在平流层

保证了分辨率不低于 $1.5 \text{ km}^{[39]}$, 这大大高于 ECHAM5 的模式分辨率; 另一方面也可能与模式中的平流层过程与实际的过程还有不少差别有关.

2.3 北半球冬季不同纬度带上行星波扰动的结构

为进一步了解行星波活动的三维结构, 我们特别选取了四个纬度带(30° , 45° , 60° , 75°N), 对北半球冬季准定常行星波位势高度的纬向偏差进行了分析. ERA-40 再分析资料得到的冬季 1~3 波合成的位势高度纬向偏差(图 5(a)~(d))表明, 无论在哪个纬度带上, 准

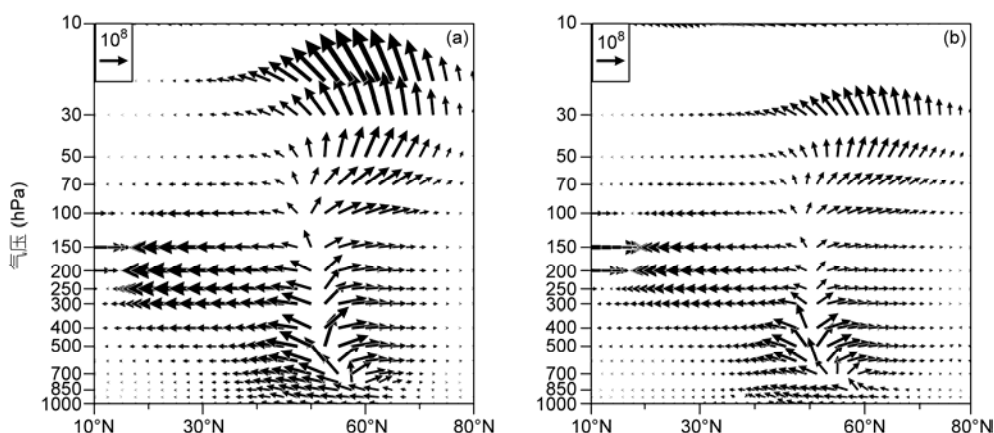


图 4 ERA-40 再分析资料(a)和 ECHAM5/MPI-OM 模式输出资料(b)中北半球冬季准定常行星波 E-P 通量的气候态
单位: $\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$

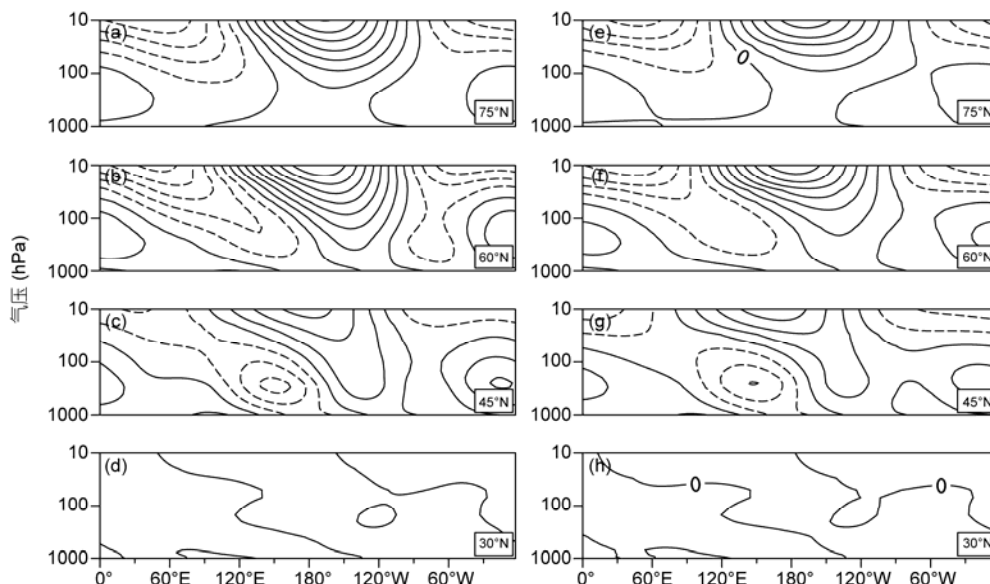


图 5 ERA-40 再分析资料((a)~(d)) and ECHAM5/MPI-OM 模式输出资料((e)~(h))中北半球不同纬度带 1~3 波的位势高度纬向偏差
单位: pgm, 等值线间隔 100 pgm

定常行星波在平流层均表现出 1 波的分布型, 该分布型在 30°N 以北地区比较明显, 且都随高度有显著的向西倾斜, 西倾分布在几乎整个东半球和西半球的 120°~180°W 之间, 即欧亚大陆和北太平洋. 由于位势高度扰动西倾代表着热量通量的向极输送, 这表明 E-P 通量的上传也主要发生在这一区域. 在 60°和 75°N, 纬向偏差的最大值出现在平流层, 波动能够一直上传到平流层, 而在 45°N 附近, 纬向偏差的最大值出现在对流层, 行星波被截获在对流层内. 相应的模拟结果(图 5(e)~(f))表明, 模式很好的模拟了行星波的扰动结构, 但在高纬平流层模拟强度略小, 这与前面指出的模式对平流层中行星波 E-P 通量和振幅的模拟偏小是一致的. 这里 ECHAM5/MPI-OM 海气耦合模式与 Manzini 等^[29]对位势高度纬向偏差的模拟结果也是十分接近的.

3 北半球冬季行星波与平均流的相互作用

3.1 行星波对平流层纬向平均风场的作用

根据公式(5), 行星波传播的辐合或辐散会引起纬向平均流的变化: 行星波 E-P 通量辐散则平均流增强, 反之平均流减弱. ERA-40 再分析资料的结果显示(图 6(a)), 北半球冬季纬向平均风场几乎全部被西风占据, 对流层顶附近的极锋急流和高纬平流层的极夜急流强度分别超过了 40 和 30 m s^{-1} . 而行星波

E-P 通量在 40°N 以北表现为大面积的辐合, 在 60°~70°N 之间 300~400 hPa 的辐合达到 $-4 \text{ m s}^{-1} \text{ d}^{-1}$, 这可能主要是由于行星波在传播至对流层顶时部分被截获而形成的 E-P 通量的辐合. 沿着行星波极地波导传播路径基本都表现为 E-P 通量辐合, 随高度升高辐合增强, 在 10 hPa 达到 $-3 \text{ m s}^{-1} \text{ d}^{-1}$. 这意味从气候态的角度来看, 北半球冬季在行星波的强烈活动下, 纬向西风会趋于减弱, 尤其会对冬季平流层的极夜急流产生显著的影响. 在某些冬季甚至可以使纬向风从西风转变为东风, 发生平流层爆发性增温事件, 从而显著的改变平流层的热力和动力状况. 此外, 在低纬 10°~25°N 的对流层中上层也存在一个 E-P 通量的辐合中心, 峰值为 $-2 \text{ m s}^{-1} \text{ d}^{-1}$.

纬向平均风场的模拟结果(图 6(b))与再分析资料结果也是相似的, 基本上再现了冬季纬向平均风场的主要特征, 只是模拟的冬季平流层极夜急流的范围明显偏大. 模拟的 E-P 通量散度也与再分析资料结果基本一致, 不过与再分析资料结果中 E-P 通量在中高纬自对流层至平流层连续的辐合分布不同, 模式结果表现为对流层和平流层的两个独立 E-P 通量辐合中心. 此外, 模拟的行星波 E-P 通量散度位于中高纬对流层中上层的辐合中心的位置比再分析资料结果偏南约十个纬度. 但是与杨蕾等^[17]使用的 CCSR/NIES 模式相比, 本文所采用的 ECHAM5/MPI-OM 海气耦合模式更好的反映了行星波扰动对于平流层极夜急

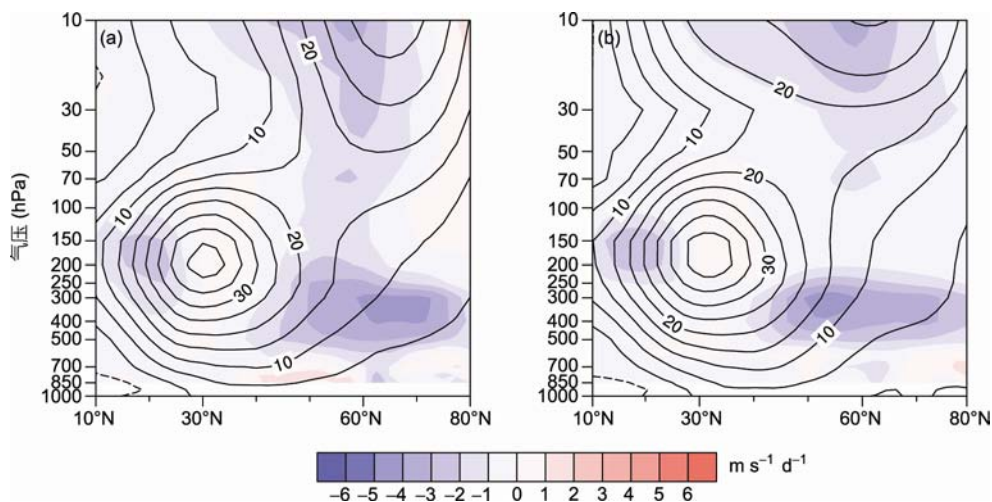


图 6 ERA-40 再分析资料(a)和 ECHAM5/MPI-OM 模式输出资料(b)中北半球冬季纬向平均风场和准定常行星波 1~3 波 E-P 通量散度的气候态

平均风场(等值线)间隔为 5 m s^{-1} ; E-P 通量散度(阴影)间隔为 $1 \text{ m s}^{-1} \text{ d}^{-1}$

流的削弱.

3.2 纬向平均风场对行星波传播的影响

纬向平均风场的结构对行星波传播有着至关重要的影响, 其作用可以用折射指数来诊断. 研究表明, 波动总是向着折射指数的大值方向传播, 并且不能穿越折射指数的负值区^[4]. 图 7(a)~(c)给出的是由 ERA-40 再分析资料计算得到的北半球冬季行星波折射指数. 可以看到, 折射指数的最大值都出现在副极地对流层顶附近, 波数越大, 大值区的范围越小. 同

时, 各个波数的折射指数都在高纬平流层出现了折射指数的负值区, 即行星波无法传播的区域. 对于 1 波, 折射指数负值区仅仅存在于 80°N 以北; 而对于 2 波, 这一范围明显扩大, 基本上覆盖了 70°N 以北的平流层; 3 波的折射指数负值区占据了北半球 30°N 以北的平流层低层. 这些正说明了 1 波和 2 波能够上传到平流层, 而 3 波对平流层的影响已经十分有限, 这与 Hu 和 Tung^[36]的结果也是一致的. 折射指数在高纬的负值区和中纬度平流层的低折射指数区(约 $30^{\circ}\sim 50^{\circ}\text{N}$ 之间)之间即为冬季北半球准定常行星波上

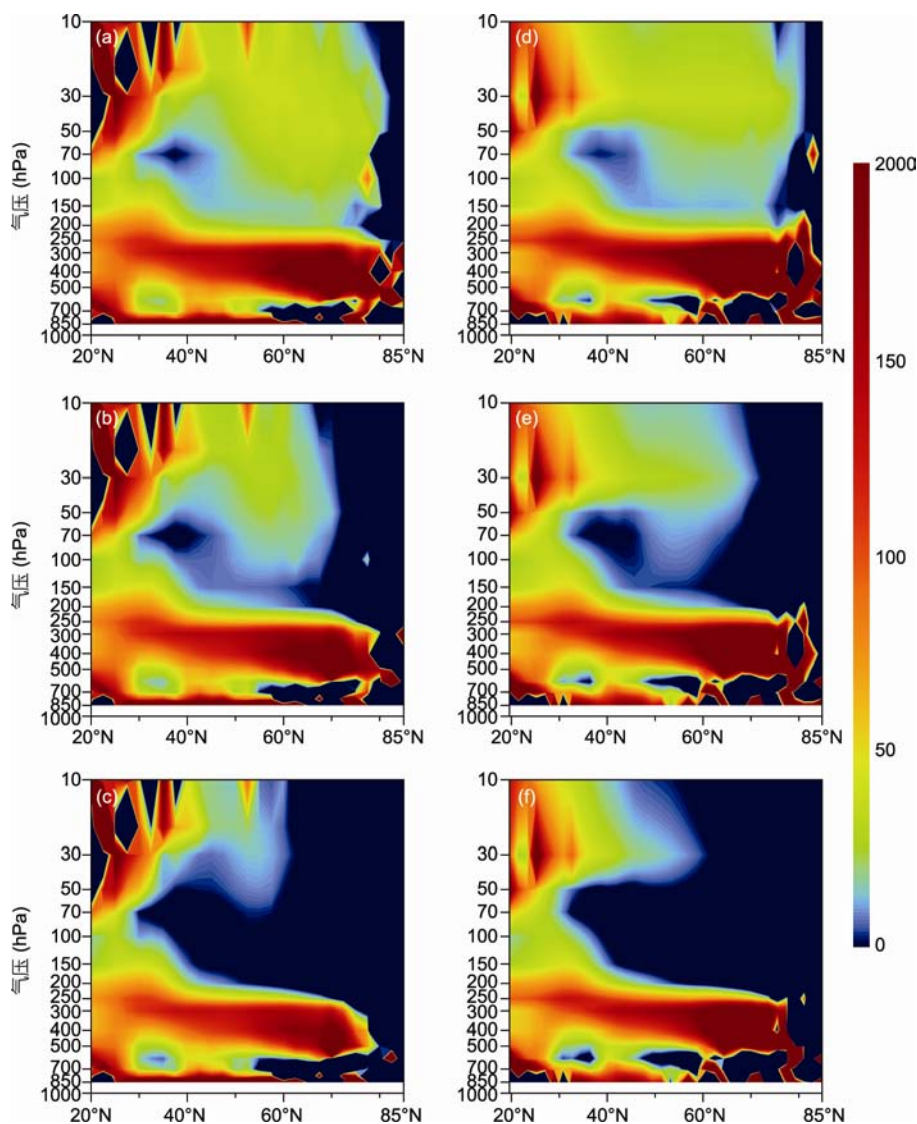


图 7 ERA-40 再分析资料((a)~(c))和 ECHAM5/MPI-OM 模式输出资料((d)~(f))中北半球冬季准定常行星波折射指数的气候态

第一行到第三行分别为 1, 2 波和 3 波

传的极地波导. 低纬波导则是中纬度波动上传在这个区域发生折射, 向南偏折导致. 折射指数的分布也很好的符合理论研究所提出的“两支波导”, 并反映了平均流对平流层行星波传播的影响. 图 7(d)~(f)给出的相应模式结果较好的反映了折射指数分布的主要特征, 受纬向平均风场影响形成的行星波传播的两支波导在模式结果中较为清晰. 但不同波数在副极地对流层顶折射指数大值区的范围差异并没有得到明显的体现. 此外再分析资料显示的低纬平流层的负值区在模式结果中也没有出现, 这可能与模式对低纬平流层东风的模拟不好有关.

4 对 ENSO 事件的响应

已有研究表明, ENSO 事件可以影响到平流层行

星波的活动^[25], 因此在前两节分析气候平均情况下行星波活动及其与平均流相互作用特征的基础上, 本节着重分析 ENSO 事件发生时上述行星波活动及其与纬向平均风场相互作用的变化和异常.

4.1 行星波活动对 ENSO 的响应

ENSO 循环中行星波振幅在暖事件和冷事件中的差异(图 8(a))在中高纬平流层表现出以 70°N 为界南负北正的偶极子分布型, 峰值分别超过 -80 和 90 gpm , 但都未通过 95% 的信度检验. 平流层的振幅异常向下一直延伸到了对流层, 其中位于低纬对流层顶附近的负异常中心达到 30 gpm , 并通过了置信度水平为 99% 的检验. 相应的模式结果(图 8(b))虽然也出现了类似偶极子的异常分布型, 但异常值明显位置偏低, 且强度偏弱, 正负异常中心仅为 -20 和 10 gpm 左

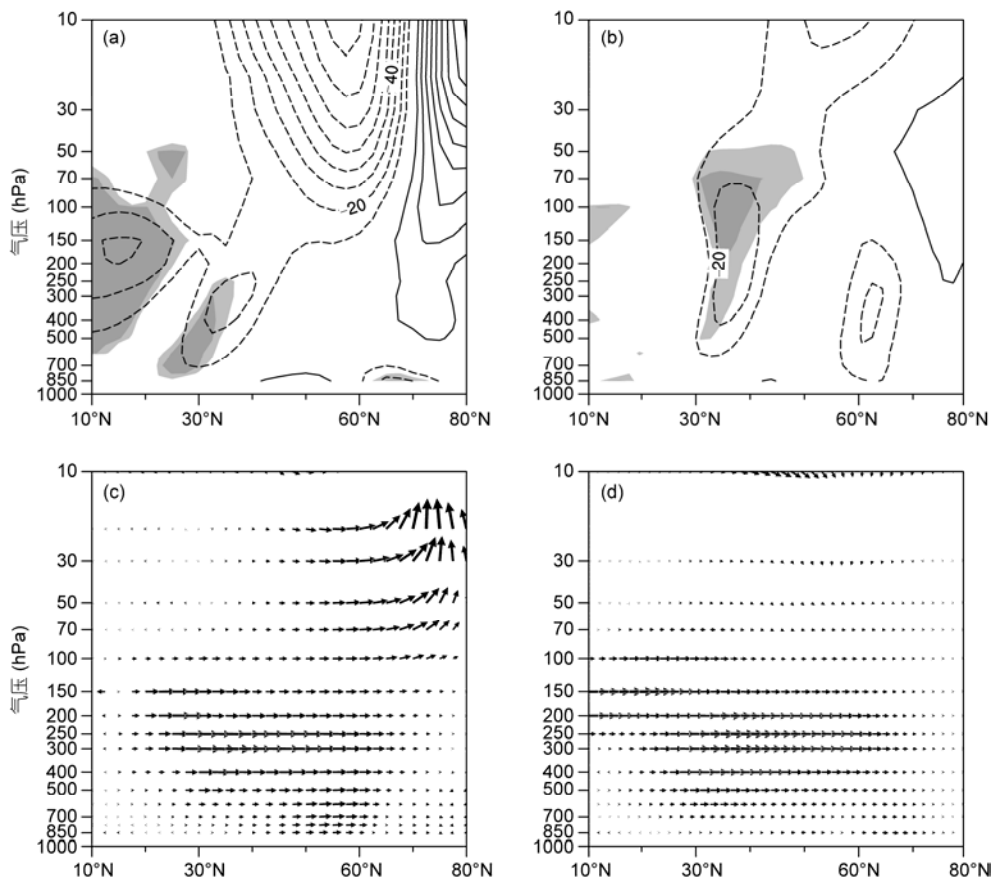


图 8 北半球准定常行星波 1~3 波振幅((a), (b))和 E-P 通量((c), (d))在 ENSO 暖事件和冷事件中的差值

(a), (c) 为 ERA-40 再分析资料; (b), (d) 为 ECHAM5/MPI-OM 模式输出资料的结果. 振幅单位: gpm , 等值线间隔 10 gpm , 零线未显示. E-P 通量单位: $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$. 虚线为负值, 深浅阴影分别表示通过 99% 和 95% 信度

右, 而且其中仅有 $30^{\circ}\sim 40^{\circ}\text{N}$ 之间平流层下层的振幅负异常通过了 95% 的信度检验. 这说明 ENSO 事件对行星波的影响主要不是表现在其振幅上. 合成的 ENSO 暖、冷事件 E-P 通量的差异则清楚的显示了行星波在 ENSO 循环中的异常活动. 从 ERA-40 再分析资料得到的 E-P 通量的差值图可知, 在整个对流层中上层 1~3 波 E-P 通量差值几乎都表现为异常的向极传播, 尤其在 $20^{\circ}\sim 60^{\circ}\text{N}$ 之间的 300~150 hPa 上最为显著; 而在高纬度(约 $60^{\circ}\sim 80^{\circ}\text{N}$ 之间)平流层则呈现很强的异常上传(图 8(c)). 这些现象都说明, 与 La Niña 事件相比, El Niño 事件中 E-P 通量的低纬波导有所减弱而极地波导则显著增强且其传播路径更加偏向极地方向. 相应的模式结果(图 8(d))表明, 1~3 波之和的 EP 通量差值自低纬到中高纬的对流层中上层都表现为明显的向极输送, 与再分析资料结果一致, 但高纬度平流层的异常上传信号没能得到再现, 这与模式对平流层行星波扰动的模拟偏弱也是一致的. 由于模式模拟得到的海温变化幅度稍大于实际的海温变化, 因此, 模式对 ENSO 循环的响应模拟不好并不是由于模式本身对 ENSO 模拟的影响, 而很可能与模式对平流层过程的描述与实际有差异有关.

前面仅是给出了 1~3 波合成的结果, 实际上行星波各个波数对 ENSO 事件的响应并不完全相同, 1 波和 2 波在平流层的振幅变化近似为反相, 1 波振幅异常增大的峰值位于约 80°N , 超过 120 gpm, 而 2 波振幅异常减弱更为偏南, 中心位于约 65°N , 达到 -120 gpm, 正是 1 波和 2 波异常的相互叠加, 才使得合成的振幅分布呈现出偶极子的分布型. 这一特征在 ENSO 暖事件和冷事件中合成的 1 波和 2 波 E-P 通量的差值图上也能得到体现. 对行星波活动在 ENSO 循环中三维结构变化的分析同样支持这样的观点, ENSO 循环中 1 波和 2 波异常所在的纬度不同: 在 75°N 附近受 1 波控制, 波动在整个纬度带都异常上传; 而在 45° 和 60°N , 2 波和 1 波的作用相互抵消导致没有明显的波动异常上传. 由于模式还不能很好地模拟平流层异常, 因此模式结果也没能反映出 1 波和 2 波对 ENSO 事件响应的不同.

4.2 行星波和平均流相互作用对 ENSO 的响应

在 ENSO 循环中, ENSO 暖事件和冷事件合成的纬向平均风场的差值在 ERA-40 再分析资料中表现出大约以 45°N 为界的接近正压的偶极子型分布(图

9(a)). 45°N 以南差值为正, 即 ENSO 暖事件相对冷事件纬向西风增强, 且大都通过了 99% 的信度检验, 尤其在 $20^{\circ}\sim 30^{\circ}\text{N}$ 之间自 300~70 hPa, 纬向西风增强超过 4 m s^{-1} . 45°N 以北差值为负, 但只有 $50^{\circ}\sim 60^{\circ}\text{N}$ 的东风异常通过 95% 的信度检验, 西风减弱程度随高度增强, 并在 10 hPa 达到最大值 -8 m s^{-1} . 模式结果(图 9(b))对中低纬度纬向西风增强的模拟较好, 但没有模拟出中高纬平流层的西风异常偏弱. 合成的 ENSO 暖事件和冷事件 1~3 波 E-P 通量散度的差值(图 9(c))在 $60^{\circ}\sim 80^{\circ}\text{N}$ 的高纬度平流层表现为异常辐合, 达到 $2.5\text{ m s}^{-1}\text{ d}^{-1}$, 其中心区域通过了显著性水平为 99% 的检验, 这与中高纬平流层纬向西风的减弱是相匹配的, 即 El Niño 事件时异常增强的行星波活动会在气候平均的基础上进一步削弱平流层极夜急流. 在 $40^{\circ}\sim 65^{\circ}\text{N}$ 之间对流层中上层也是异常辐合, 但强度小于平流层, 仅为 $1.5\text{ m s}^{-1}\text{ d}^{-1}$. 此外, 在 30°N 以南的对流层中上层存在较弱的 E-P 通量辐散中心, 强度都通过了 99% 的信度检验, 与中低纬纬向西风的增强也是相对应的. 相应的模式结果(图 9(d))与再分析资料所得结果差异较大, 在平流层基本没有 E-P 通量的辐合辐散, 对流层内的 E-P 通量辐合辐散与再分析资料结果比较相似. 总的看来, ENSO 循环中的暖事件相对冷事件, 会有更多的行星波进入平流层, 对纬向平均流产生强迫, 造成中高纬平流层纬向西风尤其是极夜急流的减速.

5 结论和讨论

本文使用了 1961~2000 年共 40 年的 ERA-40 再分析资料和 IPCC-AR4 中 ECHAM5/MPI-OM 的模式输出资料对北半球平流层行星波和平均流的相互作用进行了分析. 行星波振幅的气候态表明, 行星波活动在冬季最强, 而行星波 E-P 通量则进一步给出了行星波沿极地和低纬的两支波导传播的路径, 波动从中纬度对流层激发并上传, 一支折向极地上传至平流层, 另一支向低纬度对流层顶附近传播, 其中 1 波发挥主要作用, 2 波主要体现为上传至平流层的极地波导, 而 3 波则被限制在对流层内向低纬传播, 这与之前的研究结果一致^[16,17,19,38]. 进一步针对行星波活动的三维结构的分析表明, 冬季 45°N 以北的欧亚大陆和北太平洋地区的行星波位势高度纬向偏差向西倾斜, 是行星波上传的源. 此外, 从折射指数的分布可

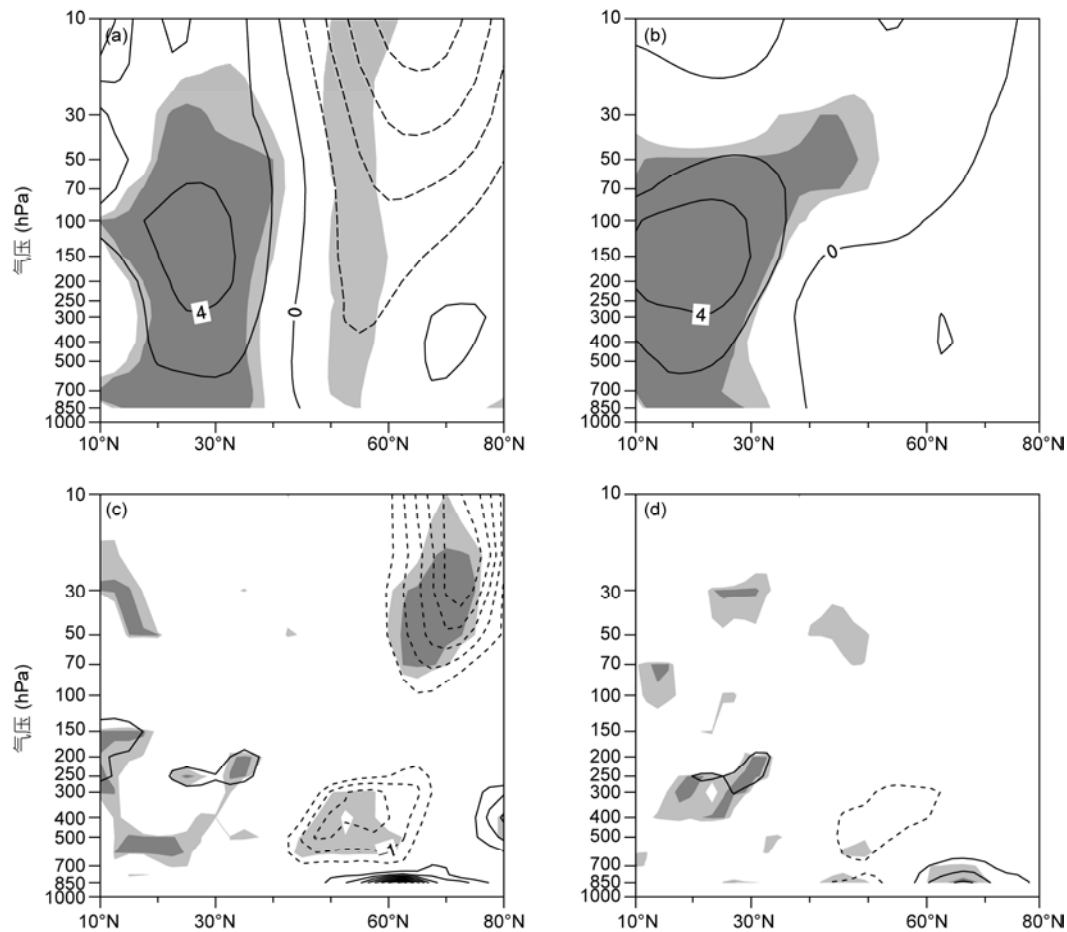


图 9 北半球冬季纬向平均风场((a), (b))和准定常行星波 E-P 通量散度((c), (d))在 ENSO 暖、冷事件中的差值

(a), (c)为 ERA-40 再分析资料; (b), (d)为 ECHAM5/MPI-OM 模式输出资料. 平均风场单位: m s^{-1} , 等值线间隔 2 m s^{-1} ; E-P 通量散度单位: $\text{m s}^{-1} \text{ d}^{-1}$, 等值线间隔 $0.5 \text{ m s}^{-1} \text{ d}^{-1}$, 零线未显示. 虚线为负值, 深浅阴影分别表示通过 99%和 95%信度

以看到, 行星波的传播路径正是受到平均流影响的结果, 折射指数在高纬平流层的负值区以及中纬度平流层的低值区使得行星波按两支波导传播, 1 波和 2 波能够上传至平流层, 而 3 波多被限制在对流层内. 而行星波活动对平流层纬向西风的作用平均来看则主要是使得北半球冬季纬向西风减弱. ECHAM5/MPI-OM 模式相比之前研究^[16,17]中所使用的模式, 对平流层行星波和平均流相互作用的模拟能力得到了显著提升, 能够重现主要的气候分布特征, 但对平流层行星波活动的模拟结果较 ERA-40 再分析资料结果偏小.

平流层行星波和平均流的相互作用对 ENSO 事件的响应较为敏感, 通过对行星波振幅和 E-P 通量的合成分析可以看到, El Niño 事件相比 La Niña 事件, 行星波在平流层的向上传播明显增强, 更多的行星

波能够上传至平流层上层, 并且更偏向极地. 准定常行星波的产生主要是由大尺度地形强迫和海陆热力差异所产生, ENSO 事件的发生使得赤道中东太平洋偏暖(偏冷), 改变了大尺度的海陆热力对比, 使冬季的海陆温差增大(减小), 从而可能增强(削弱)了波动的振幅. 行星波对 ENSO 事件的响应通过波流相互作用, 使得纬向平均风场呈现出偶极子型变化, 中低纬西风增强, 而高纬平流层西风减弱. 行星波 E-P 通量散度的差异表明行星波活动对平流层纬向西风的异常起到了重要作用. ECHAM5/MPI-OM 模式对 ENSO 影响平流层行星波和平均流的相互作用的模拟明显不如对于气候态的模拟. 当然关于平流层行星波和平均流相互作用对 ENSO 的响应这一问题的研究仍存在不少值得进一步研究的问题, 例如 Manzini 等^[29]曾

指出行星波活动对 ENSO 循环的响应是不对称的, 对 El Niño 事件的响应要强于 La Niña 事件, 这是否与行星波 1 波和 2 波的反相变化有关, 值得进一步深入地分析。

本文由 ERA-40 再分析资料得到的结果为今后模式研究提供了检验依据。虽然模式是分析这一问题的有力工具, 有助于揭示其物理机制, 但由于目前不同研究中 ENSO 冷暖事件选择标准的不同, 所用资料时

间长度的不同, 模式实验情景的不同, 外强迫和初始场不同等等, 导致结果有一定差别。因此, 不同模式在同一情景下多次模拟的集合是今后研究工作的一个重要方向。此外, 由于 IPCC-AR4 中所用模式基本上都缺乏较好的平流层描述, 考虑到平流层过程对气候的影响, AR4 的部分评估结果可能是值得商榷的。可以预期, 在下一次 IPCC 的评估实验中, 模式对平流层过程的改善将会对评估结果产生重要影响。

致谢 感谢审稿专家提出的宝贵意见。

参考文献

- 1 何金海, 胡亮, 杨松. 大气中的波流相互作用研究进展. 热带气象学报, 2008, 24: 1–10
- 2 Charney J G, Drazin P G. Propagation of planetary scale waves from the lower atmosphere to the upper atmosphere. J Geophys Res, 1961, 66: 83–109
- 3 Eliassen A, Palm E. On the transfer of energy in stationary mountain waves. Geophys Publ, 1961, 22: 1–23
- 4 Matsuno T. Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere. J Atmos Sci, 1970, 27: 871–883
- 5 Wang L, Chen W. Downward Arctic Oscillation signal associated with moderate weak stratospheric polar vortex and the cold 2009 December. Geophys Res Lett, 2010, 37: L09707, doi: 10.1029/2010GL042659
- 6 陈文, 魏科. 大气准定常行星波异常传播及其在平流层影响东亚冬季气候中的作用. 地球科学进展, 2009, 24: 272–285
- 7 Baldwin M P, Dunkerton T J. Stratospheric harbingers of anomalous weather regimes. Science, 2001, 294: 581–584
- 8 谭本旭, 所玲玲, 黄嘉佑. 各层北半球环行模态异常与地面大气温度的关系研究. 气象学报, 2007, 65: 718–724
- 9 Limpasuvan V, Hartmann D. Wave-maintained annular modes of climate variability. J Clim, 2000, 13: 4414–4429
- 10 Andrews D G, Holton J R, Leovy C B. Middle Atmosphere Dynamics. International Geophysical series. Vol. 40. New York: Academic Press, 1987. 489
- 11 Hu X, Zhang X J, Huang X Y. Equatorial QBO and the interannual variability of winter stratospheric circulation. J Atmos Terr Phys, 1995, 57: 1203–1208
- 12 邓淑梅, 陈月娟, 陈权亮, 等. 平流层爆发性增温期间行星波的活动. 大气科学, 2006, 30: 1236–1248
- 13 Shiotani M, Hirota I. Planetary wave-mean flow interaction in the stratosphere: A comparison between Northern and Southern Hemispheres. Q J Roy Meteor Soc, 1985, 111: 309–334
- 14 叶笃正, 曾庆存, 郭裕福. 当代气候研究. 北京: 气象出版社, 1991. 353
- 15 Hoskins B, James I, White G. The shape, propagation and mean-flow interaction of large-scale weather systems. J Atmos Sci, 1983, 40: 1595–1612
- 16 van Loon H, Jenne R L, Labitzke K. Zonal harmonic standing waves. J Geophys Res, 1973, 78: 4463–4471
- 17 杨蕾, 陈文, 黄荣辉. 北半球准定常行星波气候平均态的资料分析和数值模拟. 大气科学, 2006, 30: 361–376
- 18 Numaguti A, Takahashi M, Nakajima T, et al. Description of CCSR/NIES atmospheric general circulation model. Tsukuba: National Institute for Environmental Studies, 1997. 1–48
- 19 Wang L, Huang R H, Gu L, et al. Interdecadal variations of the East Asian winter monsoon and their association with quasi-stationary planetary wave activity. J Clim, 2009, 22: 4860–4872
- 20 Randall D A, Wood R A, Bony S, et al. Climate Models and Their Evaluation. In: Solomon S, Qin D, Manning M, et al, eds. Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge: Cambridge University Press, 2007
- 21 Wallace J M, Chang F C. Interannual variability of the wintertime polar vortex in the Northern Hemisphere middle stratosphere. J Meteorol Soc Jpn, 1982, 60: 149–155
- 22 van Loon H, Labitzke K. The Southern Oscillation. Part V: The anomalies in the lower stratosphere of the Northern Hemisphere in winter and a comparison with the quasi-biennial oscillation. Mon Weather Rev, 1987, 115: 357–369

- 23 Hamilton K. An examination of observed Southern Oscillation effects in the Northern Hemisphere stratosphere. *J Atmos Sci*, 1993, 50: 3468–3474
- 24 Baldwin M P, O'sullivan D. Stratospheric effects of ENSO-related tropospheric circulation anomalies. *J Clim*, 1995, 8: 649–667
- 25 Chen W, Takahashi M, Graf H F. Interannual variations of stationary planetary wave activity in the northern winter troposphere and stratosphere and their relations to NAM and SST. *J Geophys Res*, 2003, 108(D24): 4797, doi:10.1029/2003JD003834
- 26 杨蕾, 陈文, 黄荣辉. 关于北半球准定常行星波年际变化的资料分析和数值模拟. *大气科学*, 2005, 29: 682–696
- 27 Hamilton K. A general circulation model simulation of El Niño effects in the extratropical Northern Hemisphere stratosphere. *Geophys Res Lett*, 1993, 20: 1803–1806
- 28 Sassi F, Kinnison D, Boville B A, et al. Effect of El Niño–Southern Oscillation on the dynamical, thermal, and chemical structure of the middle atmosphere. *J Geophys Res*, 2004, 109(D17): 108, doi:10.1029/2003JD004434
- 29 Manzini E, Giorgetta M A, Esch M, et al. The influence of sea surface temperatures on the Northern winter stratosphere: Ensemble simulations with the MAECHAM5 model. *J Clim*, 2006, 19: 3863–3881
- 30 Garcia-Herrera R, Calvo N, Garcia R R, et al. Propagation of ENSO temperature signals into the middle atmosphere: A comparison of two general circulation models and ERA-40 reanalysis data. *J Geophys Res*, 2006, 111(D6): 101, doi:10.1029/2005JD006061
- 31 Uppala S, Kallberg P, Simmons A, et al. The ERA-40 re-analysis. *Q J Roy Meteor Soc*, 2005, 131: 2961–3012
- 32 Roeckner E, Baeuml G, Bonventura L, et al. The atmospheric general circulation model ECHAM5. PART I: Model description, Report 349, Max Planck Institute for Meteorology, Hamburg, 2003
- 33 Marsland S, Haak H, Jungclaus J, et al. The Max-Planck-Institute global ocean/sea ice model with orthogonal curvilinear coordinates. *Ocean Modelling*, 2003, 5: 91–127
- 34 黄荣辉. 球面大气中行星波的波作用守恒方程及用波作用通量所表征的定常行星波传播波导. *中国科学 B 辑*, 1984, 14: 766–775
- 35 Andrews D, McIntyre M. Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J Atmos Sci*, 1976, 33: 2031–2048
- 36 Hu Y, Tung K. Interannual and decadal variations of planetary wave activity, stratospheric cooling, and Northern Hemisphere annular mode. *J Clim*, 2002, 15: 1659–1673
- 37 Trenberth K. The definition of El Niño. *Bull Amer Meteorol Soc*, 1997, 78: 2771–2777
- 38 黄荣辉, 岸保勘三郎. 关于冬季北半球定常行星波传播另一波导的研究. *中国科学 B 辑*, 1983, 13: 940–950