

# 北半球两大地形下游冬季环流的动力分析

## II. 行星波的垂直传播\*

邹晓蕾 吴国雄 叶笃正

(中国科学院大气物理研究所 北京)

### 提 要

线性、定常、多层半球谱模式模拟结果表明,在东亚纬向气流下,青藏高原能在平流层激发出强大的 1 波扰动,脊槽分别位于太平洋和大西洋上空。在北美纬向气流下,落基山在平流层激发的 1 波很弱。观测资料计算指出,对流层行星 1 波很难通过北美对流层顶上传,但却能自由穿过东亚高纬度地区的对流层顶向平流层传播。北美地形所激发的波动在上传过程中均折向低纬传播。青藏高原所激发的行星 1 波和 2 波在上传过程中有分支;折向低纬的一支主要局限在对流层中;折向高纬的一支进入平流层。模拟和分析证明,这些差异是北半球两大地形不同的动力作用的结果。

### 一、引 言

Charney 和 Drazin (1961)<sup>[1]</sup>在研究对流层中波动垂直传播和沿纬圈平均的纬向风  $U$  的关系时指出,当基本气流为西风且小于某临界值时,波动能自下而上在垂直方向传播。而当传播波遇到东风带或强西风带,将被截获或反射。根据典型的北半球冬季资料,中纬对流层的 1 波、2 波(可能还有 3 波)能向上传入平流层,波数大于 3 的波在垂直方向是衰减的。基于这一理论,Matsuno (1971)<sup>[2]</sup>认为,春季出现在平流层的爆发性增温是上传的行星波(波数 1 或 2)对纬向平均气流起减速作用所致。Dunkerton(1981)<sup>[3]</sup>、Palmer(1981)<sup>[4]</sup>和 Shiotani et al (1985)<sup>[5]</sup>利用 2 维 EP 剖面对实际资料进行的分析也证实了上述结论,即波的垂直传播与基本气流的铅直结构有关。

北半球冬季平流层的另一个重要的气候特征就是在北太平洋上存在巨大的反气旋(即阿留申高压)。Matsuno (1970)<sup>[6]</sup>认为阿留申高压是由对流层中波数为 1 的定常罗斯贝波的垂直传播维持的。Kasahara et al.(1973)<sup>[7]</sup>的有无地形的大气环流对比试验的结果表明,波数为 1,2 的行星波的垂直传播在有地形的情况下才显著。Manabe 和 Terpstra(1974)<sup>[8]</sup>所做地形数值模拟的对比试验则指出,仅在有地形的情况,在阿留申上空的平流层才发展出一个反气旋。Held (1983)<sup>[9]</sup>指出,对流层大气对地形响应有相当正压的特征。仅在尺度与青藏高原相当的地形源的下游 10—30 经度处,行星波振幅才在平流层继续增加(Held, 1983, 图 6, 18)。他们的工作表明平流层中存在高纬度带的阿留申高压与大气边界层的地形强迫有关。

既然波的垂直传播特征与基本气流的结构有关,而后者又受到地形强迫的强烈作用,可以推想,在青藏高原和落基山下游,由于地形所激发的基本气流的显著差异,波动的垂直传播行为也会明显不同。如是,则平流层高纬地区的高压中心只出现在青藏高原下游

\* 本文于 1989 年 7 月 14 日收到, 1989 年 10 月 13 日收到修改稿。

而不出现在落基山下游这一事实,只不过是两大地形动力差异的另一重要证据。基于上述分析,在本文第二节,我们用定常准地转线性斜压模式分析计算了不同西风结构中北半球东、西半球地形所强迫的超长波的传播特性,着重比较它们之间的异同。然后在第三节中通过比较亚太地区和美大区垂直传播波的临界波数的垂直分布去分析两地区波动行为的差异。在第四节中,我们用2维EP通量进一步分析实际大气中及模式大气中的波动行为。若干结论在第五节给出。

## 二、地形强迫作用的数值模拟

### 1. 模式大气中扰动位势的振幅和位相分布

这里采用 Gambo 和黄荣辉(1982)<sup>[10]</sup>的34层准地转线性、定常半谱模式。该模式采用球坐标,从大气顶 $P = P_i$ (冬季, $P_i = 1.140 \times 10^{-3} \text{hPa}$ )到地面 $P = P_0$ ( $P_0$ :地面气压)将模式大气分为N层( $N = 34$ )。地形的作用通过下边界上的垂直速度 $V_s \cdot \nabla P_0$ 引入。其中 $V_s$ 和 $P_0$ 各为地面风和气压。

为研究模式大气在不同基流下对东、西半球实际地形强迫的定常响应,我们设计了两组试验。试验A:东半球地形强迫,100 hPa以下的纬向平均风用1983年1月亚太区( $80^\circ\text{E} - 140^\circ\text{W}$ )(定义同我们的第I篇<sup>[11]</sup>,下简写ZYW)的区域平均纬向风(如图1a);试验B:西半球地形强迫,100 hPa以下的纬向平均风改为1983年1月美大区( $120^\circ\text{W} - 5^\circ\text{W}$ )(图1b)的区域平均纬向风。两组试验中100 hPa以上的风一致采用以下形式:60 km以上用Holton(1976)<sup>[12]</sup>的纬向风;60 km以下用Matsuno(1970)<sup>[6]</sup>的纬向风。

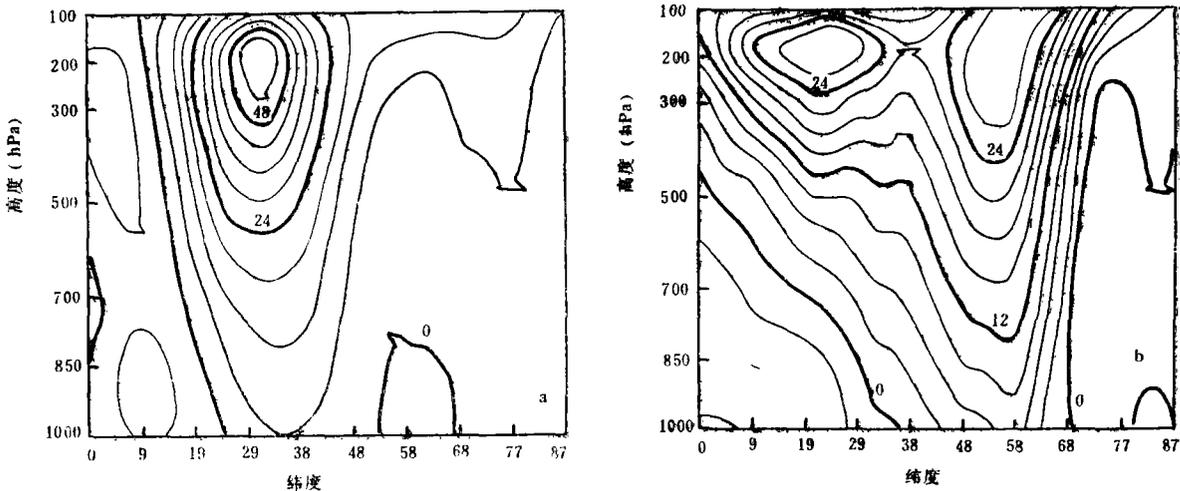


图1 1月份平均纬向风速的垂直分布

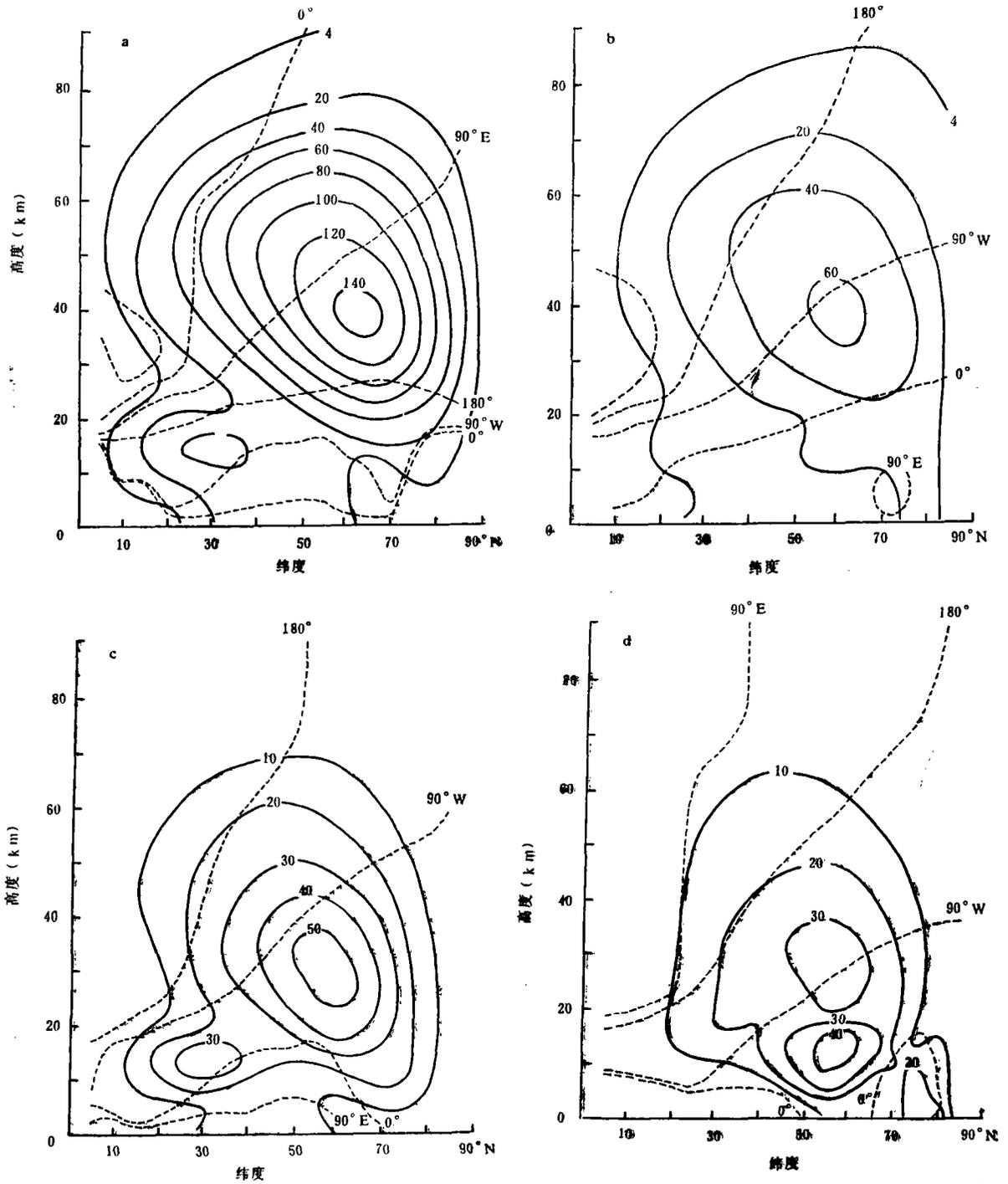
(a) 1983年A区( $80^\circ\text{E} - 140^\circ\text{W}$ ),等值线间隔 $6 \text{ m s}^{-1}$ ; b) 1983年B区( $120^\circ\text{W} - 5^\circ\text{W}$ ),等值线间隔为 $3 \text{ m s}^{-1}$ )

图2给出试验A和试验B中的定常波1—3波的振幅和脊线的位相分布。从1波的分布(图2a,b)可以看出以下主要特点。

1) 东西半球地形强迫的定常1波在高层是反位相的,即在太平洋上空为强高压中心,而在大西洋上空为强的低压中心,反之亦然。它们的位相随高度向西倾;随纬度的增加一般东倾,但在对东半球地形的响应中,在对流层 $50^\circ\text{N}$ 以北位相随纬度的增加西

倾。

2) 东半球地形强迫的1波最大振幅远大于西半球地形强迫的1波最大振幅,后者只是前者的百分之四十三。



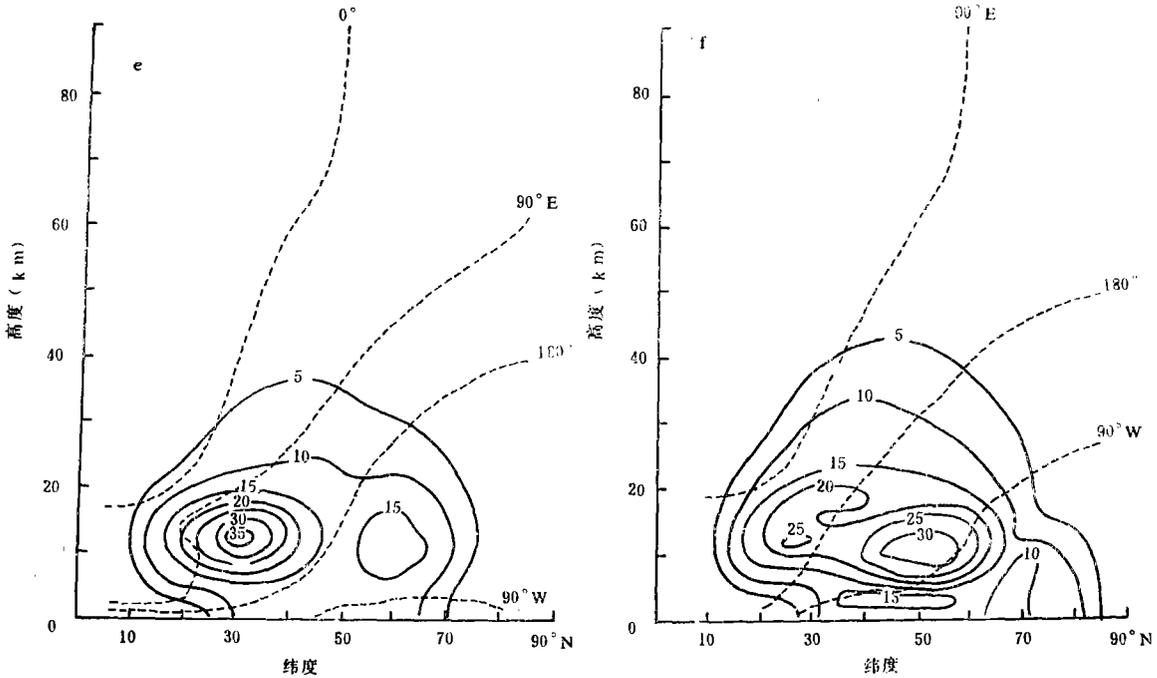


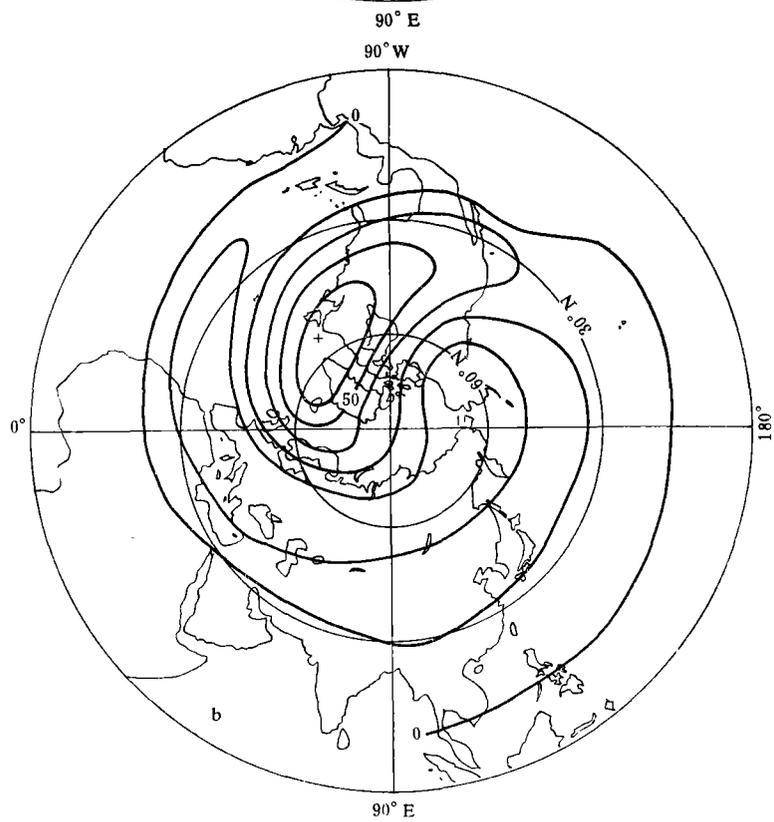
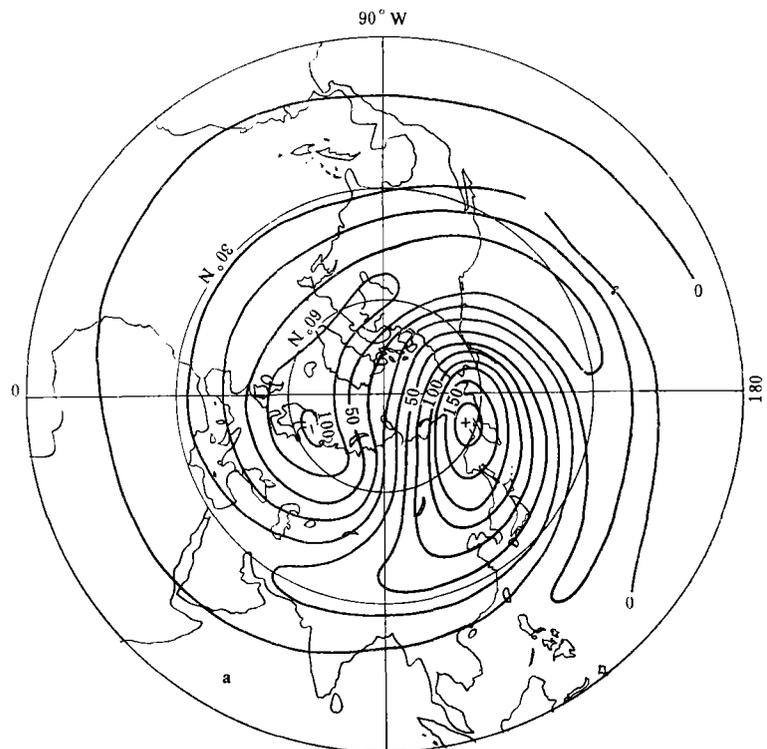
图 2 线性定常模式中地形的机械强迫所激发的行星波的振幅(实线, 单位: gpm)和脊线位置(虚线)的垂直分布

(a 东半球地形和A区平均纬向风所对应的1波分布, b 西半球地形和B区平均纬向风所对应的1波分布, c 东半球地形和A区平均纬向风所对应的2波分布, d 西半球地形和B区平均纬向风所对应的2波分布, e 东半球地形和A区平均纬向风所对应的3波分布, f 西半球地形和B区平均纬向风所对应的3波分布)

3) 东半球强迫的1波振幅除了与西半球地形强迫的1波振幅一样在37 km高度65°N附近有最大值外,在15 km高度30°N附近有一次大值。Webster(1972)<sup>[13]</sup>指出低纬的时间平均环流是由低纬和副热带的加热和地形强迫形成的。Huang Rong-hui(黄荣辉)和Gambo(1982)<sup>[10]</sup>又指出来自高纬的地形强迫作用对低纬对流层上层的定常波更重要。我们这里的对比试验表明,青藏高原的地形强迫对低纬对流层上层的定常波是重要的。

2波振幅和位相分布如图2c和2d所示。其位相随高度和纬度的变化与1波相似。但平流层中振幅分布比1波弱得多,中心位置也低于1波的位置。东半球地形强迫的2波振幅在(29 km, 60°N)的最大值仅为1波的三分之一(图2a);在(13 km, 30°N)附近有次大值。而西半球地形强迫的2波振幅(13 km, 60°N)也只有相应1波的一半;次大值在(29 km, 55°N)。而且,平流层中大西洋上2波脊的强度(30 gpm)更远小于1波槽的强度(140 gpm),这说明青藏高原强迫的2波的大部分能量能向平流层传播,但由落基山强迫的2波的大部分能量在对流层顶附近被截获。

图2e和2f是地形强迫的3波振幅和位相分布。振幅的最大值和次大值强度比2波的还小且都集中在对流层顶附近,平流层已没有振幅极值。无论是东半球地形还是西半球地形强迫所产生的3波均不能向上传入平流层。



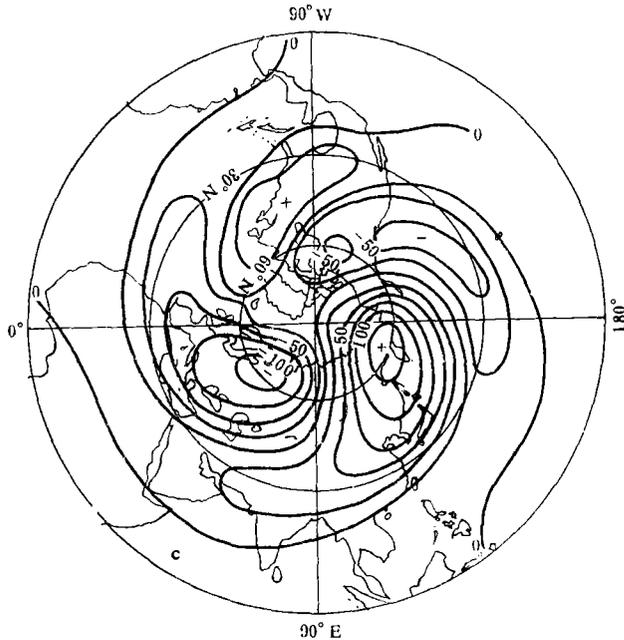


图 3 线性定常模式中,地形的机械强迫所激发的 10 hPa 上的扰动位势  
(单位: gpm, a 东半球地形和 A 区纬向风的情况, b 西半球地形和 B 区纬向风的情况, c  
为 a 和 b 的代数和)

为检验基本纬向风的作用,我们将试验 A, B 中的 100 hPa 以下的平均区域纬向风改为 Matzuno (1970)<sup>[6]</sup> 给定的纬向平均风又作了 A' 试验和 B' 试验。结果表明(图略),基本纬向风分布的不同主要影响振幅的强度。如试验 A' 中 1 波的振幅有明显的减弱,是试验 A 中 1 波振幅的 71%, 而试验 B' 中 1 波的振幅却比试验 B 中 1 波的振幅增强了约一倍半, 2 波的振幅也增大约一倍。此外,振幅的次大值中心也不同。由此可见,基本纬向风分布的不同对定常波的传播是有影响的,但地形强迫的定常波传播的定性结果不变。

## 2. 10 hPa 上扰动位势的分析

图 3 a 是试验 A 中 10 hPa 上的位势扰动分布。图中一个显著的特点是北太平洋上有强大的正位势扰动,即在平流层有很强的阿留申高压出现。试验 B (图 3 b) 中在北大西洋上虽然也有正的位势扰动,但强度很弱,还没有图 3 a 中北大西洋上负扰动的数值大。把图 3 a 和图 3 b 相加得图 3 c。图中只在阿留申上空仍有很强的正异常,冰岛上空没有正异常中心,北美东岸是一很弱的正异常区。此外,欧洲北部有一较强的负异常。由此可见,青藏高原的动力作用对阿留申高压的形成是相当重要的。

如果在试验 A 和试验 B 中改用纬向平均的模式纬向风,则 10 hPa 上,由东半球地形强迫的强大的正位势扰动中心在北太平洋上空的位置偏西,并且西半球地形强迫的位势扰动在北大西洋偏西有一强大的正中心(图略),这与实际是不符的。这里的结果表明,用局地的纬向平均风能更好地模拟定常波的特征。换言之,局地纬向风的垂直结构对波的垂直传播及平流层高纬度上阿留申高压的形成也是很重要的。在下一节中,我们将从波

传播的运动学观点出发,通过实际观测资料去分析波动垂直传播的行为。

### 三、波动垂直传播的临界波数

Charney 和 Drazin (1961)<sup>[11]</sup>及 Held (1963)<sup>[9]</sup>从准地转涡度方程和热力学方程出发,导得定常扰动流函数的振幅  $\tilde{\psi}(z)$  所满足的方程为:

$$\frac{f_0^2}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial Z} \left( \frac{\rho_0}{N^2} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial Z} \right) = \tilde{\psi} \left( K^2 - \frac{\partial[q]/\partial y}{[u]} \right) \quad (1)$$

其中  $K^2 = k^2 + l^2$ , 如令

$$\tilde{\xi} = \tilde{\psi} \exp(-Z/2H) \quad (2)$$

便可得定常波垂直传播特征的判定方程

$$\frac{\partial \xi^2}{\partial Z^2} = \tilde{\xi} \frac{N^2}{f_0^2} \left( K^2 + \gamma^2 - \frac{\partial[q]/\partial y}{[u]} \right) \quad (3)$$

其中  $\gamma = f_0/(2NH)$ 。N 为 Brunt-Vaisala 频率。显然,方程(3)有波动解的条件是水平波数

$$K^2 < K_c^2 = \frac{\partial[q]/\partial y}{[u]} - \gamma^2 \quad (4)$$

其中  $K_c$  就是我们所要计算的波动垂直传播的临界波数。它表明,波数大于  $K_c$  的波在垂直方向是衰减的。只有波数小于  $K_c$  的行星波才能向上传播。我们可以通过  $K_c$  的计算去了解波传播的运动学特征。这里我们利用欧洲中期天气预报中心的资料对青藏高原和落基山下游波的垂直传播特征进行分析。取  $H = 10 \text{ km}$ ,

$$N^2 \begin{cases} = 1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2} & z \leq 10 \text{ km} \\ = 2.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2} & z > 10 \text{ km} \end{cases} \quad (5)$$

从亚太区 ( $80^\circ \text{ E} - 140^\circ \text{ W}$ , A区)和北大区 ( $120^\circ \text{ W} - 5^\circ \text{ W}$ , B区)的纬向风剖面(图1)上分别取高、中、低纬三个宽为 15 度的纬度带,其纬向平均西风 and 临界波数  $K_c$  的分布如图4所示。在青藏高原及其下游地区,低纬  $K < K_1 = 4.4$  的波在对流层顶两侧都能传播。 $K_1 < K < K_2 = 6.8$  的波在对流层顶有转向点,而  $K > K_2$  的波在对流层内就转向了。这里  $K_1$  和  $K_2$  分别指对流层顶不连续层上临界波数的最小和最大值。同样的讨论适用于落基山下游地区的低纬,只是那里的  $K_1 = 6.0$ ,  $K_2 = 8.4$ 。因此,在低纬度,同高度上 A 区的可传播波少于 B 区。在中纬度两区域中的临界波数的分布很相近。高纬的情况与低纬相反。在高纬  $60^\circ \text{ N}$  附近, A 区的  $K_1 (= (k^2 + l^2)^{1/2}) = 8.3$ , 从该区西风带宽度(约为 30 个纬距)可估计出南北向波数  $l$ , 由此算得相应的纬向波数为  $k \approx 3.0$ 。这意味着在青藏高原的下游,高纬对流层中的纬向波数为 1 和 2 的波可向上传入平流层。而在 B 区,  $K_1 = 6.1$ , 对同样的半波宽的西风带,它对应  $k_1 = 0.6$ , 即在落基山的下游,波动在高纬不能向平流层传播。此外,就 A 区来说,临界波数随纬度的增加而增大;在 B 区临界波数随纬度的增加而减小。从图 4 还可以看出纬向风的强度和水平切变对波垂直传播的重要影响[见(4)式]。在  $45^\circ \text{ N}$  附近,北美和东亚均存在强水平风切变,它与  $\beta$  效应相抵消,导致位涡梯度  $\partial[q]/\partial y$  差别较小,从而,两区域临界波数廓线差异不大。在  $60^\circ \text{ N}$  附近,两区域纬向风均较小,但西风水平切变在北美很大,在东亚很小(图1),因此两地区临界波数的差异很

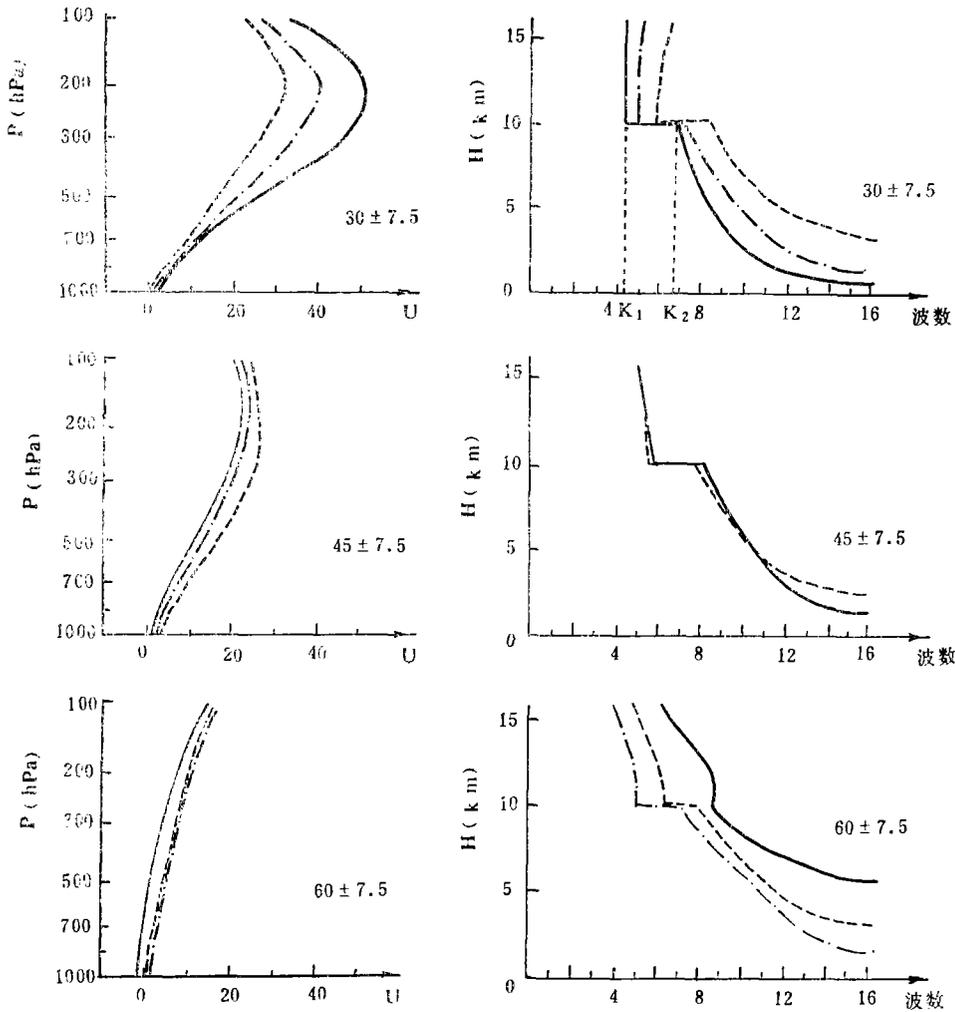


图4 不同区域在不同纬带上的区域纬向平均风速(左列)和相应的垂直传播波的临界波数 $K_c$ (右列)的分布  
 (图中实线为A区(80°E—140°E),虚线为B区(120°W—5°W),点划线为整个纬圈平均;  
 上图为(30±7.5)°N,中图为(45±7.5)°N,下图为(60±7.5)°N)

大。行星波之所以能在东亚高纬带从对流层向平流层传播,看来与青藏高原位于低纬度,使高纬纬向风较小、风的水平切变弱有关。

在我们关于波的水平传播的平行研究(ZYW)中,我们曾指出,北美的波动均向低纬传播。但东亚的波链即出现分支:高波数的天气波向低纬传播,行星尺度波则向高纬传播。根据这里的分析,东亚地区向北传播的行星波将易于在高纬地区向平流层传播。因此,东亚高纬地区是对流层行星波动向平流层传播的重要窗口。这一结论与上一节中数值模拟的结果也是一致的:在10hPa图中,强大的平流层反气旋只出现在东亚高纬地区。

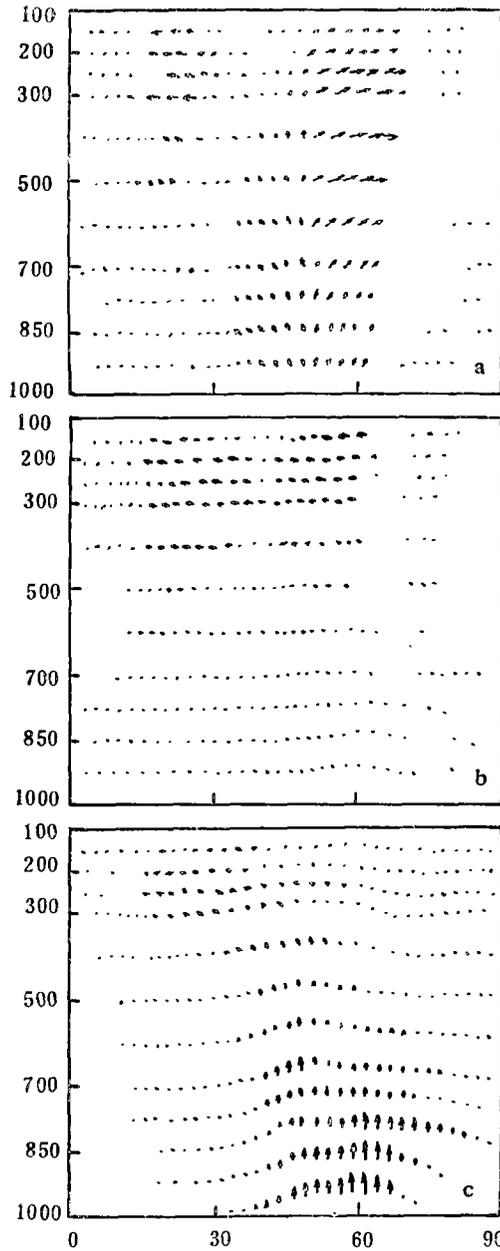


图5 1983年1月不同区域上2维EP通量的分布

(a A区(80°E—140°W), b B区(120°W—5°W), c 纬圈平均)

## 四、EP 通量的分布

### 1. 2 维 EP 通量及其物理意义

Andrews 和 McIntyre(1976)<sup>[14]</sup> 曾把 EP 通量定义为:

$$E = (-[u^*v^*], f_0 \Theta_P^{-1} [v^*\theta^*])$$

Edmon, Hoskins 和 McIntyre(1980)<sup>[15]</sup> 也指出 2 维 EP 通量与群速度平行。该属性可广泛用于波的传播与演变的研究中。

这里我们用 1983 年 1 月的实测资料计算了青藏高原下游 A 区和落基山下游 B 区的区域平均的 2 维 EP 通量的分布, 如图 5 所示。A 区在对流层中通量在 55°N 以北向极地高纬传播进入平流层。在对流层上部 EP 通量出现分支, 产生了另一支向赤道的通量, 它比向极地的一支弱。B 区的 EP 通量都是一致指向赤道的。这与我们第 I 部分的工作 (ZYW) 关于北美和东亚两大区域波链的水平传播形式及水平临界波数的计算结果是一致的。

### 2. 不同地形强迫下斜压大气中的 2 维 EP 通量的分布

吴国雄等 (1988)<sup>[16]</sup> 在分析不同波数域中的 EP 剖面时指出, 对流层的天气尺度通量在上传时折向副热带, 呈“砧状”结构, 而行星尺度的通量在上传过程中发生向高、低纬的分支, 呈现“花椰冠”结构。这意味着, 只有行星波才能够同时向上和向极地传播。为进一步了解行星波的行为和地形的动力效应的关系, 这里我们用 2 维 EP 通量对第二节的地形模拟结果作进一步的分析。对应于图 2 a, b 和图 2 e, f, 图 6 a—d 分别给出东西半球地形强迫下的 1 波和 3 波的 EP 通量的分布。不管是东半球还是西半球, 波数 3 及以上的波

在上传过程中全折向低纬(图 6 c, d), 对高纬平流层影响不大。而 1 波(图 6 a, b), 和 2 波(图略)在东西半球呈现极大差异。西半球地形强迫的 2 波也向赤道传播, 1 波上传较弱。东半球地形强迫的 1 波 EP 通量在对流层上层 50°N 附近有分支, 较强的北支向极上传入平流层。这同图 2 a 中 1 波的振幅分布是一致的, 2 波也有明显的分支现象(图略),

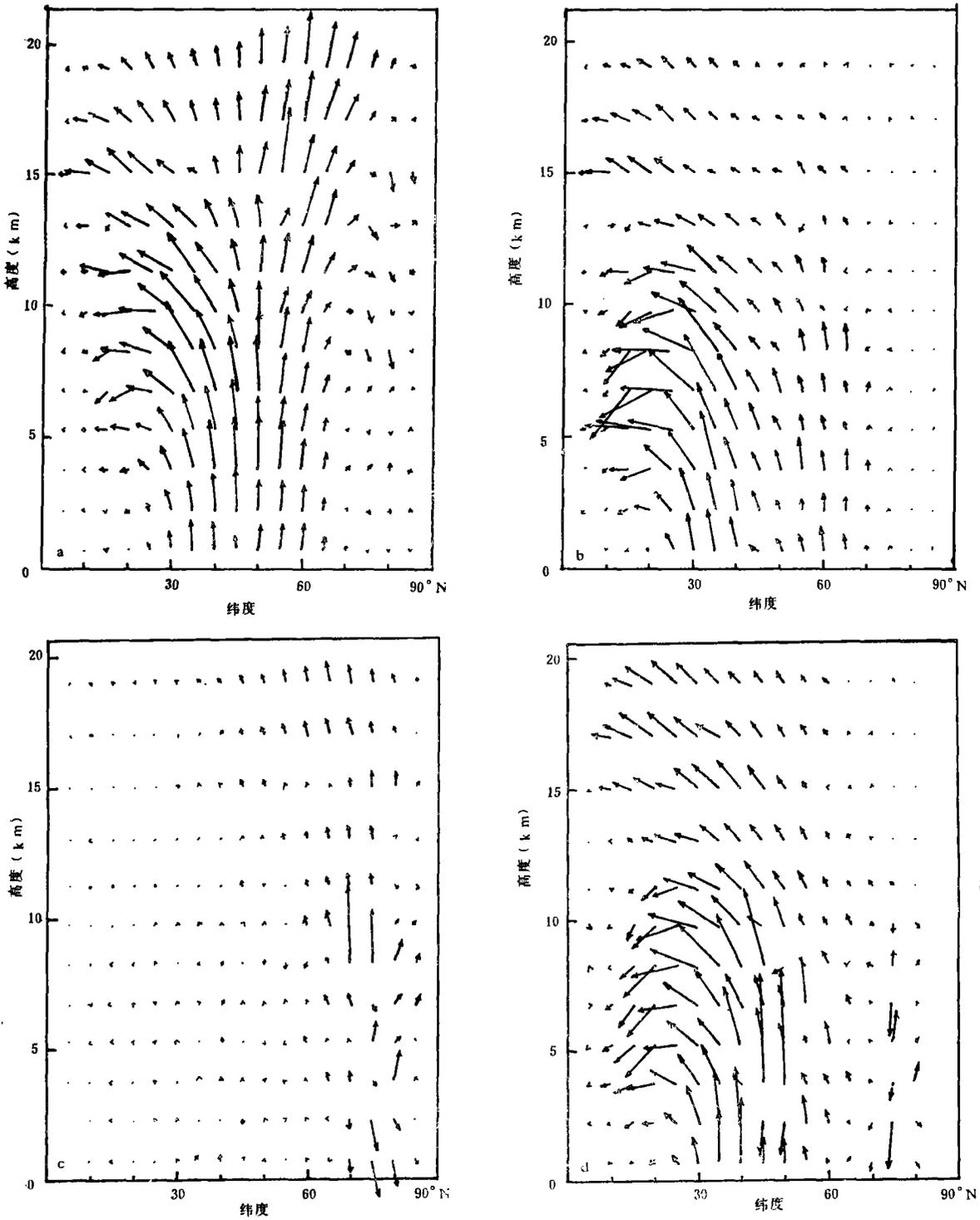


图 6 线性定常模式中地形的机械强迫所激发的 2 维 EP 通量的分布  
 (a 东半球地形和 A 区平均纬向风所对应的 1 波通量, b 西半球地形和 B 区平均纬向风所对应的 1 波通量, c 东半球地形和 A 区平均纬向风所对应的 3 波通量, d 西半球地形和 B 区平均纬向风所对应的 3 波通量)

但北支较弱,且局限在对流层顶附近有分支,再向上层 EP 通量又转向赤道。很明显,青藏高原在行星波向平流层的传播中起着极为重要的作用。

## 五、总 结

落基山的机械作用及与之联系的纬向风结构使波动在上传过程中折向低纬传播,波动很难在高纬度传入平流层。青藏高原的地形强迫及与之联系的纬向风结构使超长波(尤其是波数为1的波动)能在东亚高纬向平流层传播。青藏高原对高纬平流层阿留申高压形成的作用看来来自两方面。第一,受它影响的东亚纬向风分布使波动在北传中发生色散,只有行星1波和2波才向高纬传播。第二,受其影响的急流中心位于副热带,高纬西风弱,临界波数大。因此,东亚高纬地区成为行星1波(有时2波)向平流层传播的重要天窗。

在东半球地形和东亚的背景风场下,1波的2维EP通量的一支在对流层上层300 hPa附近转向副热带。而向极的一支能传到平流层的较高层。2波的转向赤道的一支与1波类似,但转向极地的一支较弱,3波只有转向赤道的一支,且上传高度更低。而在西半球地形强迫和北美的背景风场下,1波和2波的2维EP通量较弱,分布也较乱,3波的2维EP通量较大,主要指向低纬。

综合以前我们关于波动水平传播的分析,不难发现,在北美和东亚,长波( $K \geq 3$ )传播特征较为相似:上传中都折向低纬传播。青藏高原和落基山对波垂直传播影响的差异主要表现在行星尺度的超长波,尤其是1波和2波上。由于受地形影响的局地纬向风分布不同,北美的超长波在上传中折向副热带,东亚的超长波在上传中有一支折向高纬进入平流层。由此看来,冬季平流层高纬度单一的阿留申高压的形成是与青藏高原对大气运动的机械强迫作用密切相关的。

感谢:黄荣辉和严邦良同志为本文的计算提供了模式。作者谨此致以谢意。

## 参 考 文 献

- [1] Charney, J. G., and P. G. Drazin, Propagation of the planetary scale disturbance from the lower into the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **66**, 83-109, 1961.
- [2] Matsuno, T., A dynamical model of the stratospheric sudden warming, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1479-1494, 1971.
- [3] Dunkerton, T. C., P. F. Hsu and M. E. McIntyre, Some Eulerian and Lagrangian diagnostics for a model stratospheric warming, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 819-843, 1981.
- [4] Palmer, T. N., Diagnostic study of a wavenumber-2 stratospheric sudden warming in a transformed Eulerian-mean formalism, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 844-855, 1981.
- [5] Shiotani, M., and I. Hirota, Planetary wave-mean flow interaction in the stratosphere: a comparison between northern and southern hemisphere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 309-334, 1985.
- [6] Matsuno, T., Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871-883, 1970.
- [7] Kasahara, A., T. Sasamori and W. N. Washington, Simulation experiments with a 12-layer stratospheric global circulation model, I. Dynamical effect of the earth's orography and thermal influence of continentality, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1229-1251, 1973.
- [8] Manabe, S., and T. B. Terpstra, The effects of mountains on the general circulation of the atmosphere as identified by numerical experiments, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 3-42, 1974.
- [9] Held, I. M., Stationary and quasi-stationary eddies in the extratropical troposphere: theory,

- Large-scale Dynamical Processes in the Atmosphere, B. Hoskins and R. Pearce, Eds., Academic Press, 127-168, 1983.
- [10] Huang Rong-hui and K. Gambo, The response of a hemispheric multi-level model atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources: (I) Forcing by topography, *J. Meteor. Soc. Jap.*, **60**, 78-92, 1982.
- [11] 邹晓蕾、叶笃正、吴国雄, 北半球两大地形下游冬季大气环流的动力分析 (1) 环流. 遥相关和定常波的联系, *气象学报* **49**, 129-140, 1991.
- [12] Holton, J. R., Introduction to Dynamical Meteorology, Academic Press, 142, 1979.
- [13] Webster, P. J., Response of the tropical atmosphere to local, steady forcing, *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 518-541, 1972.
- [14] Andrews and M. E. McIntyre, Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031-2048, 1976.
- [15] Edmon, H. J., B. J. Hoskins and M. E. McIntyre, Eliassen-Palm cross section for the troposphere, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600-2616, 1980.
- [16] 吴国雄、陈彪、吴正贤, 干湿模式不同波数域中的 EP 剖面 and 余差环流, *大气科学特刊*, 94-160, 1988.

# THE ANALYSIS OF DYNAMIC EFFECTS ON WINTER CIRCULATION OF THE TWO MAIN MOUNTAINS IN THE NORTHERN HEMISPHERE

## II. Vertical Propagation of Planetary Waves

Zou Xiaolei Wu Guoxiong Ye Duzheng

(Institute of the Atmospheric Physics, Academia Sinica, Beijing)

### Abstract

A linear, hemispheric and stationary spectral model with multilayers in the vertical is employed to simulate the vertical propagation of waves triggered by mountains. Results show that, in cooperation with the East Asian zonal mean flow, Tibetan plateau can excite a strong wave number 1 perturbation in the stratosphere with its ridge and trough respectively located over Pacific and Atlantic Ocean; whereas it is very weak the stratospheric wave number 1 perturbation caused by the mechanical forcing of the Rocky Mountains in cooperation with the North American zonal mean flow. The calculations from observational data of the vertical profile of the critical wave number for vertically propagating waves imply that the tropospheric wavenumber 1 perturbation can hardly penetrate the North American tropopause upwards, whereas it can freely propagate through the East Asian tropopause into the stratosphere.

Two dimensional EP cross-sections obtained from both observation data and simulation results also demonstrate that waves excited by the Rocky Mountains are reflected towards low latitudes in the troposphere during their upward propagation; whereas, in addition to the above mentioned equatorward leaning branch, the wavenumber 1 and 2 planetary waves excited by Tibetan Plateau possess another branch which is reflected to high latitudes during upward propagation and penetrates the tropopause into the stratosphere. It is therefore concluded that the difference in the two half hemispheres of the horizontal as well as vertical propagations of waves with wavenumber 1 and 2 is a result of the different dynamical forcing induced by the two main mountains in the Northern Hemisphere.