

青藏高原热力作用下的非绝热 Rossby 波*

李黎明¹⁾ 柏晶瑜²⁾ 黄 锋¹⁾ 刘式适¹⁾ 王彰贵³⁾

¹⁾ (北京大学物理学院, 北京 100871)

²⁾ (中国气象科学研究院, 北京 100081)

³⁾ (国家海洋局海洋环境预报研究中心, 北京 100081)

提 要

从含非绝热项的准地转运动方程组出发, 分析了青藏高原大尺度热力作用下非绝热 Rossby 波的一些性质, 从理论上证明当背景西风气流为正压时, 冬季高原冷却作用有利于 Rossby 波的经向传播, 夏季高原大尺度热力作用不利于波动的经向传播。非绝热 Rossby 波的频率方程说明冬季高原的热力作用是中纬季节内振荡的重要激发机制。同时, 在背景西风气流为纯斜压条件下, 求解了高原热力作用下非绝热 Rossby 波的频率, 并由频率方程说明冬季高原热力作用有利于波动向不稳定方向发展, 而夏季高原的大尺度热力作用对波动稳定性的影响存在临界值。

关键词: 非绝热 Rossby 波 准地转 青藏高原 经向传播 低频振荡

引 言

Rossby 波在研究大尺度大气及海洋运动中具有重要的作用。在过去的几十年里, 科学家们已经对它进行了广泛而深入的研究。但由于大气和海洋运动的复杂性, 人们对它的认识还远远不够。另外, 经典的大气波动理论主要集中于绝热 Rossby 波的研究, 非绝热 Rossby 波尤其是中高纬非绝热 Rossby 波的探讨较薄弱, 这是大气中各种加热机制多样性和复杂性所决定的。

青藏高原作为世界上最为显著的大地形, 对北半球乃至全球范围内的大气环流和短期气候变化具有重要的影响: 夏季, 高原作为热源, 对东亚环流、季风、长江梅雨以及海气相互作用有极为重要的影响; 冬季, 由于辐射冷却使高原上空的大气变成一个冷源, 在散度场上表现为对流层中下层较为深厚的辐散层, 这些特点同样对大尺度大气具有重要的影响。另外在探讨青藏高原的热力和动力作用时, 正压运动方程组有其优点, 因为它很容易将地形项加入到运动方程中去^[1, 2]。随着 ECMWF 的格点资料的功率谱研究的逐渐深入, 李崇银等^[3]根据位势高度的 30 ~ 60 d 的带滤波分析得出: 夏半年, 东亚中纬度地区槽脊分布表现为对流层上层和下层反相的“斜压”结构。同时根据 1979 年第一次青藏高原科学试验资料和江吉喜等^[4]的研究可发现夏季在高原上有强烈发展的对流云活动。

* 本文由国家重点基础研究项目 G1998040900、G1999043809 和国家攀登 B 项目 TIPEX 资助。

2001-10-08 收到, 2001-12-07 收到修改稿。

青藏高原所在纬度对流层的热力结构特征与赤道低纬大气的斜压结构有许多相似之处。虽然冬季中高纬季节内振荡具有对流层上下层同位相的“正压”结构,但在中高纬描述大尺度大气非绝热运动较为准确的方程组依然应该是“斜压”的。这里我们将高原热力作用作为非绝热因子,并采用准地转斜压运动方程组来具体探讨中纬度的非绝热 Rossby 波。

1 准地转非绝热方程的引入

描述中高纬大气大尺度运动应为准地转运动方程组,以静止大气为背景,可得到 Boussinesq 近似下含加热项的准地转方程组:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u^{(0)} \frac{\partial}{\partial x} + v^{(0)} \frac{\partial}{\partial y}\right) (\nabla_h^2 \Psi) + \beta v^{(0)} = f_0 \frac{\partial w^{(1)}}{\partial z} \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u^{(0)} \frac{\partial}{\partial x} + v^{(0)} \frac{\partial}{\partial y}\right) \left(\frac{\partial \Psi}{\partial z}\right) + \frac{N^2}{f_0} w^{(1)} = Q^* \quad (2)$$

其中 $u^{(0)}$ 、 $v^{(0)}$ 表示零级近似, $w^{(1)}$ 表示一级近似, Ψ 为地转流函数, $Q^* = \frac{gQ}{f_0 c_p T_0}$ 为非绝热项。

在中纬度基本西风背景下,设: $u^{(0)} = \bar{u} + u'$, $v^{(0)} = v'$, $w^{(1)} = w'$, $\Psi = \bar{\Psi} + \Psi'$, $Q^* = \bar{Q}^* + Q'^*$ 代入方程(1)、(2),同时略去扰动量的乘积项,注意到沿纬圈平均的基本量满足方程(1)和(2),且不随 x 变化,得到该背景下包含非绝热项的大尺度大气准地转运动方程组:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) (\nabla_h^2 \Psi) + v' \frac{\partial}{\partial y} (\nabla_h^2 \bar{\Psi}) + \beta v' = f_0 \frac{\partial w'}{\partial z} \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \left(\frac{\partial \Psi'}{\partial z}\right) - v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{N^2}{f_0} w' = Q' \quad (4)$$

这里将非绝热项看作青藏高原的大尺度热力作用。Flohn^[5]指出,夏季青藏高原是一个巨大的热源,郭晓岚^[6]用 p - σ 五层原始方程模式证明:盛夏季节青藏高原的加热作用对高原上空辐合气流上升的维持有重要的作用; Yanai M、Nitta T 等^[7,8]对青藏高原的加热作用进行了具体的分析和深入的探讨。其共同结论是:加热促进了青藏高原上空低层大气的辐合上升;同时,根据第二次青藏高原大气科学试验的研究结果^[9],高原上空在冬季对流层下层(500 hPa 以下)为辐散层,整个对流层为深厚的下沉运动。

因此为了能客观地表述高原热力作用,并根据高原热力对大气的直接作用就是造成高原上空低层大气散度场改变的客观事实,将高原大尺度热力作用设为大气低层的散度场,即设高原热力作用为 $-\alpha_s \left[\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right]_{\text{低层}}$, 其中 α_s 为加热系数,且夏季 $\alpha_s > 0$, 表示大尺度大气低层辐合的作用;冬季 $\alpha_s < 0$, 表示辐散作用。由此可得:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \left(\frac{\partial \Psi'}{\partial z}\right) + \frac{N^2}{f_0} w' - \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial \Psi'}{\partial x} = -\alpha_s \left[\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right]_{\text{低层}} \quad (5)$$

方程(3)、(5)为基本气流下包含高原热力作用的运动方程组,这是讨论非绝热 Rossby 波的基础。下面将分基本背景气流为正压和斜压两种情况来探讨中高纬非绝热 Rossby 波

的性质。

2 基本西风气流为正压时的非绝热 Rossby 波

2.1 高原热力作用下非绝热 Rossby 波的经向传播

在基本西风气流为正压的条件下,西风气流不随高度变化,所以由方程(3)、(5)我们可得:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) (\nabla_h^2 \psi') + \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2}\right) \left(\frac{\partial \psi'}{\partial x}\right) = f_0 \frac{\partial w'}{\partial z} \quad (6)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \left(\frac{\partial \psi'}{\partial z}\right) + \frac{N^2}{f_0} w' = -\alpha_s \left[\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y}\right]_{\text{低层}} \quad (7)$$

为了使问题便于求解,采用简单的两层模式,仿照李崇银^[10]设定模式的下边界为边界层顶,即 $w'_4 = w'_B$ (两层模式如图 1 所示)。

将高原热力作用设在两层模式中的第三

层,即令: $-\alpha_s \left[\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y}\right]_{\text{低层}} = -\alpha_s$

$\left[\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y}\right]_3$,同时利用不可压缩流体的连

续方程将水平散度变为垂直速度的垂直变

化,得到高原热力作用为: $\eta \frac{N^2 H}{f_0} \left[\frac{\partial w'}{\partial z}\right]_3$ (其

中 $\eta = \alpha_s \frac{f_0}{N^2 H}$ 为高原热力系数, $\eta > 0$ 表示夏季高原加热作用, $\eta < 0$ 表示冬季冷却作用)。

对非绝热项进行中央差分,可得到: $\left[\frac{\partial w'}{\partial z}\right]_3 = \frac{w'_2 - w'_4}{\Delta z} = \frac{(1-b)w'_2}{\Delta z}$ (其中 $w'_4 = w'_B = bw'_2$),高原的热力作用便化为 $-\eta \frac{N^2 H(1-b)w'_2}{f_0 \Delta z}$,即高原的热力作用和对流层中层的垂直速度成比例,且冬季($\eta > 0$)高原热力不利于对流层中层的上升运动,而夏季($\eta < 0$)则有利于高原上空对流层中层的上升运动。其结果与实际大气中冬季高原上空主要为深厚的下沉运动,夏季主要为上升运动的事实相一致。

将方程(7)写在两层模式的第 2 层并将 z 方向的偏微分写成中央差分格式有:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \left(\frac{\psi'_1 - \psi'_3}{\Delta z}\right) + \frac{N^2}{f_0} w'_2 = \eta \frac{N^2 H(1-b)w'_2}{f_0 \Delta z} \quad (8)$$

将方程(6)写在模式的第 1-3 层,同时在 z 方向上作中央差分有:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) (\nabla_h^2 \psi'_1) + \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2}\right) \left(\frac{\partial \psi'_1}{\partial x}\right) = f_0 \frac{w'_0 - w'_2}{\Delta z} \quad (9)$$

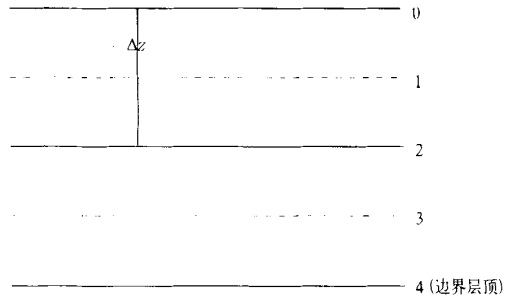


图 1 简单两层模式

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) (\nabla_h^2 \psi'_3) + \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2}\right) \left(\frac{\partial \psi'_3}{\partial x}\right) = f_0 \frac{w'_2 - w'_4}{\Delta z} \tag{10}$$

利用 $w'_0 = 0$, $w'_4 = w'_B = b w'_2$, 方程(9) - (10)得

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \nabla_h^2 (\psi'_1 - \psi'_3) + \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2}\right) \frac{\partial (\psi'_1 - \psi'_3)}{\partial x} = \frac{f_0 (b - 2) w'_2}{\Delta z} \tag{11}$$

根据方程(8)、(11)消去 w'_2 , 并设 $\Delta z = \frac{H}{2}$, $\psi'_1 - \psi'_3 = \hat{\psi}$, 可得:

$$\frac{N^2}{f_0} [2 \eta (1 - b) - 1] \left| \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \nabla_h^2 (\hat{\psi}) + \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2}\right) \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial x} \right| = \frac{f_0 (b - 2)}{(\Delta z)^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \hat{\psi} \tag{12}$$

为了分析非绝热 Rossby 波的经向传播, 设 $\hat{\psi} = \overline{\psi}(y) e^{i(kx - \omega t)}$, 由上式得到

$$\frac{d^2 \overline{\psi}}{dy^2} + n^2 \overline{\psi} = 0 \tag{13}$$

其中 $n^2 = \frac{(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2})}{\bar{u} - c_x} - k^2 - \frac{f_0^2 (2 - b)}{N^2 (\Delta z)^2 [1 - 2 \eta (1 - b)]}$, $c_x = \frac{\sigma}{k}$ 。

若使非绝热 Rossby 波在 y 方向能够传播, 则 $n^2 > 0$ 。对于初始时定常(静止)的非绝热 Rossby 波来说, $n^2 = 0$ 可得到其经向传播的临界风速为:

$$\bar{u}_{c0} = \frac{(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2})}{k^2 + \frac{f_0^2 (2 - b)}{N^2 (\Delta z)^2 [1 - 2 \eta (1 - b)]}} \tag{14}$$

则经向传播条件 ($n^2 > 0$) 可改写为: $\bar{u}_{c0} - \bar{u} > 0$ \tag{15}

下面分析高原冬季冷却作用对 Rossby 波经向传播的影响。根据绝热 Rossby 波经向传播的条件, 可知: 冬季高原冷却作用造成的上空低层大气辐散作用 ($\eta < 0$) 更有利于非绝热 Rossby 波的经向传播。由于冬季高原的热力作用比较显著, 因此在这里定量地描述冬季高原热力作用对波动经向传播的影响, 不考虑基本气流对 y 的二次导数, 并且取:

$$b = 0.4, \beta = 2 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}, \\ \bar{u} = 10^1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, \Delta z = 5 \times 10^3 \text{ km}, \\ N^2 = 10^{-4} \text{ s}^{-2}, f_0 = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

可得到在不同冷却强度下经向传播条件随纬向波长的变化(图 2)。

该图表明, 在中纬地区由于基本西风

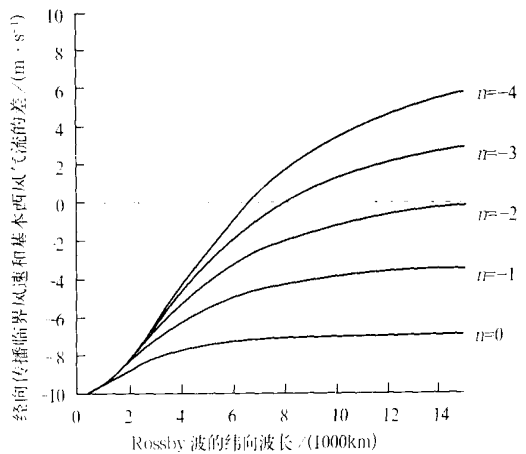


图 2 不同冷却强度下经向传播条件和纬向波长的关系

气流的存在,对于非绝热波动或当高原的冬季冷却作用较弱时,大尺度 Rossby 波一般不会作经向传播;而当高原的冷却作用超过一定限度时,大尺度非绝热 Rossby 波可作经向传播,且其经向传播的临界纬向波长随高原冷却强度的变大而趋于减少,尤其是当青藏高原冬季冷却作用较为强烈时 ($\eta < -3$),对于波长超过 8000 km 的非绝热 Rossby 波可作经向传播。

根据以上分析,青藏高原冬季冷却强迫下的大尺度非绝热 Rossby 波不仅沿纬向传播,也沿经向传播。设 $\hat{\psi} = \overline{u} e^{i(kx + ly - \sigma t)}$,由方程式(12)可得频率方程为:

$$\sigma = k\overline{u} - \frac{k(\beta - \frac{d^2\overline{u}}{dy^2})}{k^2 + l^2 + \frac{f_0^2(2-b)}{N^2(\Delta z)^2[1-2\eta(1-b)]}} \quad (16)$$

则冬季高原冷却下非绝热 Rossby 波水平传播的波速和群速度为:

$$\left\{ \begin{aligned} c_x &= \frac{\sigma}{k} = \overline{u} - \frac{(\beta - \frac{d^2\overline{u}}{dy^2})}{K^2}; c_y = \frac{\sigma}{l} = \frac{k}{l} c_x \\ c_{gx} &= \frac{\partial \sigma}{\partial k} = \overline{u} - \frac{(\beta - \frac{d^2\overline{u}}{dy^2})}{K^2} + \frac{2k^2(\beta - \frac{d^2\overline{u}}{dy^2})}{(K^2)^2}; c_{gy} = \frac{\partial \sigma}{\partial l} = \frac{2kl(\beta - \frac{d^2\overline{u}}{dy^2})}{(K^2)^2} \end{aligned} \right. \quad (17)$$

其中 $K^2 = k^2 + l^2 + \frac{f_0^2(2-b)}{N^2(\Delta z)^2[1-2\eta(1-b)]}$ 。

从绝热波动的频率方程可看到:夏季高原大尺度加热造成的高原上空低层大气的辐合上升 ($\eta > 0$) 不利于非绝热 Rossby 波的经向传播,即夏季纯粹高原加热作用下的非绝热 Rossby 波不作经向传播。因此在简单讨论非绝热波动纬向传播的特性时可忽略 $\hat{\psi}$ 的经向变化,设 $\hat{\psi} = \overline{u} e^{i(kx - \sigma t)}$,由方程(12)可得频率方程为:

$$\sigma = k\overline{u} - \frac{k(\beta - \frac{d^2\overline{u}}{dy^2})}{k^2 + \frac{f_0^2(2-b)}{N^2(\Delta z)^2[1-2\eta(1-b)]}} \quad (18)$$

同理,可得夏季高原加热作用下非绝热 Rossby 波水平传播的波速和群速度为:

$$c_x = \frac{\sigma}{k} = \overline{u} - \frac{(\beta - \frac{d^2\overline{u}}{dy^2})}{K^2}; c_{gx} = \frac{\partial \sigma}{\partial k} = \overline{u} - \frac{(\beta - \frac{d^2\overline{u}}{dy^2})}{K^2} + \frac{2k^2(\beta - \frac{d^2\overline{u}}{dy^2})}{(K^2)^2} \quad (19)$$

其中 $K^2 = k^2 + \frac{f_0^2(2-b)}{N^2(\Delta z)^2[1-2\eta(1-b)]}$ 。

2.2 高原热力作用下非绝热 Rossby 波和低频振荡

低频振荡是大气运动的一个重要现象, Hayashi^[11]、Miyahara^[12]和 Takahashi^[13]的研究表明:非绝热因子是低纬低频振荡特别是 30 ~ 60 d 季节内振荡的重要激发机制,同时 Krishna murti 和 Subrah manya m^[14]以及 Anderson 和 Rosen^[15]指出低频振荡存在于包括中高纬在内的全球大气中。那么中高纬的非绝热因子(例如青藏高原的热力作用)是否也对中高纬的低频振荡有重要影响呢?利用所得的频率方程来分析非绝热因子对低频振荡的

影响。设经向波长和纬向波长具有相同的量级,根据方程(16)、(18)可得非绝热 Rossby 波的频率随高原热力系数和水平波长、纬向波长的变化(图 3)。

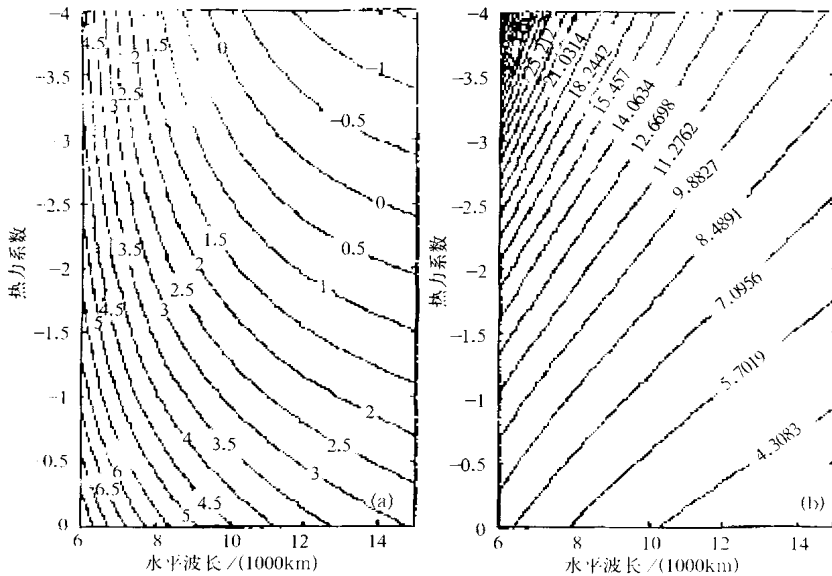


图 3 非绝热波动频率随高原热力系数和水平波长、纬向波长变化的等值线(单位为 10^{-6}s^{-1})

(a) 冬季高原冷却; (b) 夏季高原加热

下面分析冬季高原冷却和低频振荡的关系: 周期 $t = \frac{2\pi}{\sigma} \times \frac{1}{24 \times 3600}$ (单位: d), 当 $\sigma < 2 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$ 时, 非绝热 Rossby 波的周期大于 30 d。由图 3 可以看到: (1) 青藏高原冬季冷却作用有利于大尺度大气向低频方向发展; (2) 对于较为强烈的高原冷却作用下的 Rossby 波来说, 当水平尺度大于 8000 km 时即可产生周期大于 30 d 的季节内振荡; (3) 水平尺度小于 8000 km 的 Rossby 波, 虽然高原冷却作用有利于波动向低频发展, 但一般不会产生季节内振荡, 而对于水平尺度大于 8000 km 的超大尺度波来说, 伴随着冷却强度的增强可产生时间尺度更长的甚低频运动。

以上分析有力地说明了高原冬季冷却作用下水平尺度为 8000 km 左右的 Rossby 波是驱动中纬地区冬季 30 ~ 60 d 季节内振荡的重要机制, 并由经向波速和纬向波速的关系可知, 这种空间尺度的低频振荡同时向北传播 ($c_y = \frac{\sigma}{l} > 0$)。这些与 M. Murakami^[16]通过波谱分析所得到的在中高纬 30 ~ 60 d 大气振荡以纬向波数 3 较为突出并缓慢向北传播的结论一致, 而且同实际大气中大气低频变化有别于长波系统的纬向分布, 以二维波列传播为主要特征的事实相符合。

由夏季高原加热情况下非绝热 Rossby 波频率的变化可知: 单纯的大尺度高原夏季加热不利于季节内振荡的产生, 非绝热加热的强度越大, 其波动的频率越大。但由于夏季高原存在强烈的中小尺度的对流运动, 所以夏季高原对低频振荡的综合影响不易确定。因此, 冬季高原的冷却作用强烈驱动中纬度 30 ~ 60 d 的季节内振荡, 而大尺度高原夏季热力作用不利于季节内振荡的产生, 这或许是中高纬地区 30 ~ 60 d 振荡具有明显冬强夏弱

年变化特征的原因之一。

2.3 高原热力作用下非绝热 Rossby 波的能量关系

在准地转低频波的研究工作中,常把波列分成两部分:高频载波和低频波包。因此常使用多尺度摄动法来研究低频波的能量问题。

首先设 $\frac{(\Delta z)^2}{(2-b)}[1-2\eta(1-b)] = M$, 则由方程(12)得:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \left(\nabla_h^2 - \frac{f_0^2}{N^2 M}\right) \widehat{\psi} + \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2}\right) \frac{\partial \widehat{\psi}}{\partial x} = 0 \quad (20)$$

设 $\widehat{\psi}$ 为下列二维缓变波列: $\widehat{\psi} = A(X, Y, T) e^{i\theta(x, y, t)}$,

其中 $X = \varepsilon x, Y = \varepsilon y, T = \varepsilon t, \theta = kx + ly - \sigma t$, 其中 θ 为波位相, 将 $\widehat{\psi}$ 代入方程(20)有:

$$\left| -i(\sigma - k\bar{u}) + \varepsilon \left(\frac{\partial}{\partial T} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial X}\right) \right| \left| -K_h^2 A + i\varepsilon \left(2k \frac{\partial A}{\partial X} + 2l \frac{\partial A}{\partial Y} + A \frac{\partial k}{\partial x} + A \frac{\partial l}{\partial y}\right) + \varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2 A}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial Y^2}\right) - \frac{f_0^2}{N^2 M} A \right| + \left(\beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}\right) (ikA + \varepsilon \frac{\partial A}{\partial X}) = 0 \quad (21)$$

($K_h^2 = k^2 + l^2$)

依据小参数展开,波振幅 $A(X, Y, T)$ 可以表示为: $A = A_0 + \varepsilon A_1 + \varepsilon^2 A_2 + \dots$, 将其代入式(21), 由 ε 的零级近似可得频率方程为:

$$\sigma = k\bar{u} - \frac{k\left(\beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}\right)}{K_h^2 + \frac{f_0^2}{N^2 M}} \quad (22)$$

这与方程(16)的结果完全相同,在此不作过多分析。方程(20)的一级近似为:

$$\left(\frac{\partial}{\partial T} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial X}\right) \left(K_h^2 + \frac{f_0^2}{N^2 M}\right) A_0 - (\sigma - k\bar{u}) \left(2k \frac{\partial A_0}{\partial X} + 2l \frac{\partial A_0}{\partial Y} + A_0 \frac{\partial k}{\partial x} + A_0 \frac{\partial l}{\partial y}\right) - \left(\beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}\right) \frac{\partial A_0}{\partial X} = 0 \quad (23)$$

利用方程(17), 并令 $c_{gh} = c_{gx} \bar{i} + c_{gy} \bar{j}$, $\frac{D_{gh}}{DT} = \frac{\partial}{\partial T} + c_{gx} \frac{\partial}{\partial X} + c_{gy} \frac{\partial}{\partial Y}$, $\nabla_h = \bar{i} \frac{\partial}{\partial X} + \bar{j} \frac{\partial}{\partial Y}$ 经过变换并以 $\frac{A_0}{2}$ 乘之, 可得到:

$$\frac{1}{4} \left| K_h^2 + \frac{f_0^2}{N^2 M} \right| \frac{D_{gh} A_0^2}{DT} + \frac{1}{4} A_0^2 \frac{D_{gh} K_h^2}{DT} + \frac{1}{4} \left| K_h^2 + \frac{f_0^2}{N^2 M} \right| A_0^2 \nabla_h \cdot c_{gh} - \frac{1}{2} kl A_0^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial Y} = 0 \quad (24)$$

设 $E_h = \frac{K_h^2 A_0^2}{4}$ 为水平波能密度, 得到波能方程:

$$\frac{\partial E_h}{\partial T} + \nabla \cdot E_{hcgh} + \frac{f_0^2}{4 N^2 M} \frac{D_{gh} A_0^2}{DT} + \frac{f_0^2}{4 N^2 M} A_0^2 \nabla_h \cdot c_{gh} - \frac{1}{2} kl A_0^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial Y} = 0 \quad (25)$$

在边界扰动为零的条件下,在波列所占的区域上积分可得:

$$\iiint_V \frac{\partial E_h}{\partial T} \delta T = - \frac{(2-b)f_0^2}{4N^2[1-2\eta(1-b)]} \iiint_V \frac{\partial(A_0^2)}{\partial T} + \frac{1}{2} \iiint_V klA_0^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial Y} \delta \tau \quad (26)$$

此式表明:高原热力作用下 Rossby 波的水平波能决定于非绝热热力项以及波动的空间分布和基本气流的经向变化;而且,青藏高原冬季冷却作用($\eta < 0$)使波动的水平波能增加,促进了波动的二维传播,这也说明冬季青藏高原的冷却效应有利于中纬 30~60 d 等低频振荡的维持,与此相反,夏季高原的大尺度加热作用使波动的水平波能减少,不利于中高纬度地区季节内振荡的维持。

3 基本西风气流为斜压下的非绝热的 Rossby 波

假设基本气流为纯斜压,由方程(3)(5)可得:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) (\nabla_h^2 \psi') + \beta_0 \frac{\partial \psi'}{\partial x} = f_0 \frac{\partial w'}{\partial z} \quad (27)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial \psi'}{\partial z} + \frac{N^2}{f_0} w' - \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial \psi'}{\partial x} = \alpha_s \left| \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right|_{\text{低层}} \quad (28)$$

同样在图 1 所示的二层模式中求解方程组,并将非绝热项写在模式的第 3 层,利用不可压缩流体的连续方程可将水平散度变为垂直速度的垂直变化,然后进行中央差分可将热流量方程中的非绝热项写为:

$$\eta \frac{N^2 H(1-b)}{f_0} \frac{w'_2}{\Delta z} \quad (\eta > 0 \text{ 表示高原夏季加热作用}, \eta < 0 \text{ 表示冬季冷却作用})$$

将热流量方程(28)写在两层模式的第 2 层,并在垂直方向采用中央差分格式得到:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_2 \frac{\partial}{\partial x}\right) \left(\frac{\psi'_1 - \psi'_3}{\Delta z}\right) + \frac{N^2}{f_0} w'_2 + \frac{\bar{u}_3 - \bar{u}_1}{\Delta z} \frac{\partial \psi'_2}{\partial x} = \frac{2\eta N^2(1-b)}{f_0} \frac{w'_2}{\Delta z} \quad (29)$$

设 $\bar{u}_2 = \frac{1}{2}(\bar{u}_1 + \bar{u}_3)$, $\psi'_2 = \frac{1}{2}(\psi'_1 + \psi'_3)$, 则可得:

$$w'_2 = \frac{f_0[2\eta(1-b) - 1]}{N^2 \Delta z} \left| \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_3 \frac{\partial}{\partial x}\right) \psi'_1 - \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_1 \frac{\partial}{\partial x}\right) \psi'_3 \right| \quad (30)$$

将方程(27)写在模式的第 1-3 层,利用中央差分法和垂直边界条件,并将式(30)代入可有:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_1 \frac{\partial}{\partial x}\right) (\nabla_h^2 \psi'_1 + \lambda_1 \psi'_3) - \lambda_1 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_3 \frac{\partial}{\partial x}\right) \psi'_1 + \beta_0 \frac{\partial \psi'_1}{\partial x} = 0 \quad (31)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_3 \frac{\partial}{\partial x}\right) (\nabla_h^2 \psi'_3 + \lambda_2 \psi'_1) - \lambda_2 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_1 \frac{\partial}{\partial x}\right) \psi'_3 + \beta_0 \frac{\partial \psi'_3}{\partial x} = 0 \quad (32)$$

其中 $\lambda_1 = \frac{f_0^2[1-2\eta(1-b)]}{N^2(\Delta z)^2}$, $\lambda_2 = \frac{(1-b)f_0^2[1-2\eta(1-b)]}{N^2(\Delta z)^2}$ 。设 $\psi'_1 = \hat{\psi}_1 e^{i(kx+ly-\alpha)}$,

$\psi'_2 = \hat{\psi}_2 e^{i(kx+ly-\alpha)}$, $K_h^2 = k^2 + l^2$, 则由式(31)(32)有:

$$[K_h^2(\sigma - k\bar{u}_1) + \lambda_1(\sigma - k\bar{u}_3) + \beta_0 k] \hat{\psi}_1 - \lambda_1(\sigma - k\bar{u}_1) \hat{\psi}_2 = 0 \quad (33)$$

$$[K_h^2(\sigma - k\bar{u}_3) + \lambda_2(\sigma - k\bar{u}_1) + \beta_0 k] \hat{\psi}_3 - \lambda_2(\sigma - k\bar{u}_3) \hat{\psi}_1 = 0 \quad (34)$$

这是 $\hat{\psi}_1, \hat{\psi}_3$ 的线性方程组, $\hat{\psi}_1, \hat{\psi}_3$ 有非零解的条件是其系数行列式必须为零,则得到

频率方程

$$\sigma = \frac{-[\beta_0 k(2K_h^2 + \lambda_1 + \lambda_2) - kK_h^4(\bar{u}_1 + \bar{u}_3) - 2kK_h^2(\lambda_2 \bar{u}_1 + \lambda_1 \bar{u}_3)]}{2[K_h^4 + K_h^2(\lambda_1 + \lambda_2)]} \pm \frac{\sqrt{\beta_0^2 k^2(\lambda_1 + \lambda_2) + \beta_0(\lambda_1 - \lambda_2)(\bar{u}_1 - \bar{u}_3) - K_h^4(\bar{u}_1 - \bar{u}_3)^2(4\lambda_1 \lambda_2 - K_h^4)}}{2[K_h^4 + K_h^2(\lambda_1 + \lambda_2)]} \quad (35)$$

如果在两层模式里取模式的下边界为地表,则有: $w'_4 = 0$, 这相当于 $b = 0$, 即有:

$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda = \frac{f_0^2(1 - 2\eta)}{N^2(\Delta z)^2}$, 在这种情况下, 式(35)可简化如下:

$$\sigma = k \frac{\bar{u}_1 + \bar{u}_3}{2} - \frac{\beta_0 k(K_h^2 + \lambda)}{K_h^4 + 2K_h^2\lambda} \pm \frac{k \sqrt{\beta_0^2 \lambda^2 - K_h^4(\frac{\bar{u}_1 - \bar{u}_3}{2})^2(4\lambda^2 - K_h^4)}}{K_h^4 + 2K_h^2\lambda} \quad (36)$$

方程(36)是纯斜压西风背景下高原热力作用下的非绝热 Rossby 波的频率, 下面着重讨论在该条件下, 高原热力作用下 Rossby 波的稳定性。

3.1 高原热力作用下 Rossby 不稳定的临界波长

由频率方程(36)可知: 以斜压西风气流为背景, 高原热力作用下波动不稳定的条件为:

$$\beta_0^2 \lambda^2 - K_h^4 \left(\frac{\bar{u}_1 - \bar{u}_3}{2}\right)^2 (4\lambda^2 - K_h^4) < 0 \quad (37)$$

由于 $\beta_0^2 \lambda^2 > 0$, 则上式成立的必要条件是: $4\lambda^2 - K_h^4 > 0$ (38)

设 $K_h = \frac{2\pi}{L}$ (L 为水平波长), 由 $4\lambda^2 - K_h^4 = 0$, 则水平临界波长为:

$$L_c = \sqrt{\frac{4\pi^4 N^4 (\Delta z)^4}{f_0^4 (1 - 2\eta)}} \quad (39)$$

由此式(38)可化为:

$$L > L_c \quad (40)$$

当水平波长 L 满足方程(40), 波动才可能不稳定。我们可作出临界波长随高原热力系数变化的图像(图4):

由图4可知:(1) 在纯斜压西风气流背景下, 对于不含高原热力的绝热波动来说, 其不稳定的临界波长大约为 2500 km;(2) 对于高原冬季冷却作用下的非绝热波动, 其临界波长随冷却强度的增强而变小, 即冬季高原冷却使一些尺度较小的

稳定的非绝热波动变得不稳定;(3) 对于高原夏季加热下波动的稳定性略为复杂, 即加热强度对波动稳定性的影响存在一个临界值(在本文所设的加热形式中 $\eta = 0.5$), 加热强度在此临界值以下时, 高原加热使不稳定的临界波长变大, 而当加热强度超过这一临界值时, 高原热力作用使不稳定的临界波长迅速变小。特别的, 当夏季高原的加热强度恰为临

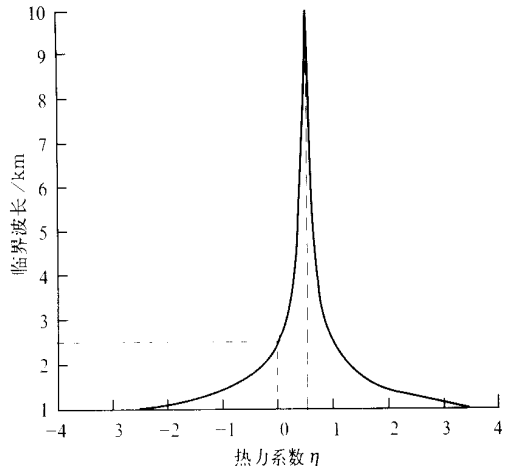


图4 Rossby 波不稳定的临界波长随高原热力系数的变化

($\eta > 0$ 表示夏季加热, $\eta < 0$ 表示冬季冷却)

界值时,不稳定的临界波长趋向无穷,即对于各种尺度的大尺度 Rossby 波都是稳定的。

3.2 高原热力作用下 Rossby 不稳定时西风气流垂直切变的临界值

当非绝热 Rossby 的水平波长满足方程(40)时,波动不稳定的条件式(37)可化为:

$$(\bar{u}_1 - \bar{u}_3)^2 > \frac{4 \beta^2 f_0^4 (1 - 2 \eta)^2}{K_h^4 \left[\frac{4 f_0^4 (1 - 2 \eta)^2}{N^4 (\Delta z)^4} - K_h^4 \right]} = u_c^2 \quad (41)$$

其中 u_c 为使波动不稳定的西风气流的垂直切变的临界值。由上式可看出,对于高原热力作用下的非绝热 Rossby 波来说,当西风气流的垂直切变大于某一特定值时,波动就变得不稳定。由方程(41)可作出夏季不同加热条件下西风气流垂直切变的临界值随水平波长的变化(图 5):(1) 当西风气流的垂直切变的绝对值大于垂直切变的临界值的绝对值时,波动是不稳定的,并且西风气流的垂直切变越大,不稳定波段的范围也越大;(2) 当夏季高原加热强度的值为 0.5 时,其风速的垂直切变的临界值为零(此时临界波长趋向无穷,所以各种尺度的大尺度波动都是稳定的),并且当加热强度小于 0.5 时,使波动不稳定的西风垂直切变的临界值随着加热强度的增强而增大;同时不稳定波段的范围变小,即加热使一些不稳定的波动稳定了,此时的高原加热有利于某些波段 Rossby 波的稳定。反之,当高原加热强度大于 0.5 时,高原加热有利于某些波段的 Rossby 波的不稳定发展。由方程(41)可作出不同冬季冷却强度下西风垂直切变的临界值随水平波长的变化(图 6)。

冬季高原冷却作用下非绝热 Rossby 波的稳定性变化比较单一,与夏季高原热力作用下波动稳定性变化一样,西风风速的垂直切变越大,Rossby 波不稳定波段的范围就越大。同时,随着冬季冷却强度的增强,其风速垂直切变的临界值变小,高原的冷却作用使某些处于稳定状态的 Rossby 波变得不稳定了,即冬季高原的冷却作用促进了大尺度 Rossby 波的不稳定发展。

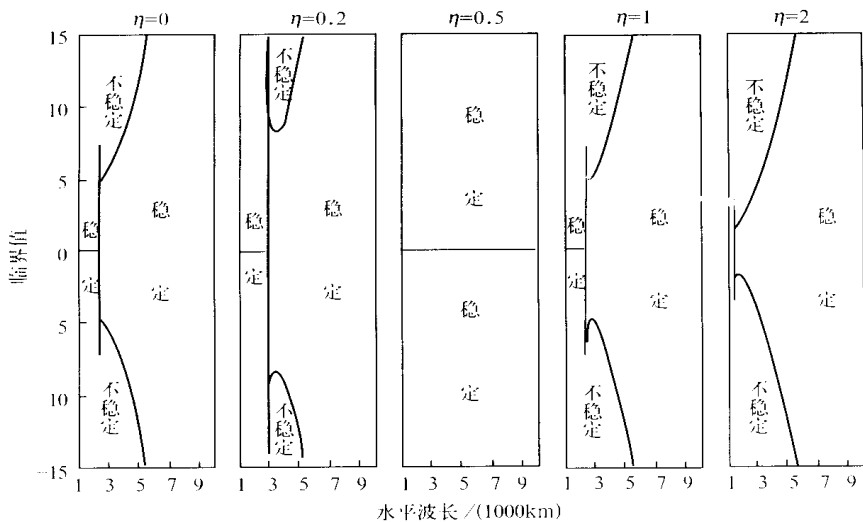


图 5 夏季不同加热强度下西风气流切变的临界值随水平波长的变化

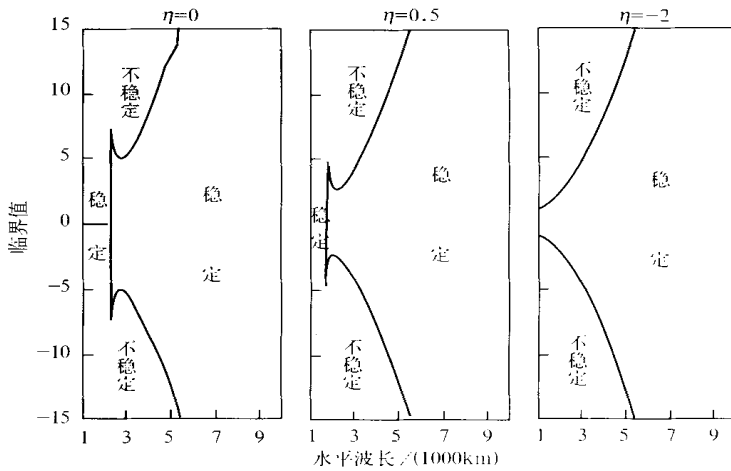


图 6 冬季不同冷却强度下西风气流切变的临界值随水平波长的变化

4 结 论

本文运用准地转运动方程组和两层模式探讨了基本气流为正压和斜压时青藏高原热力作用下非绝热 Rossby 波的一些性质。得到如下结论:

(1) 基本西风气流为正压时青藏高原的冷却作用有利于大尺度 Rossby 波的经向传播,该条件下的非绝热 Rossby 波是驱动中高纬度地区 30 ~ 60 d 季节内振荡的重要机制;

(2) 单纯夏季高原的大尺度加热不利于 Rossby 波的经向传播,并对中高纬度地区季节内振荡起阻尼作用,同时,高原热力作用下的非绝热 Rossby 波的水平波能决定于高原加热项以及波动的空间分布和基本气流的经向变化;

(3) 当基本西风气流为纯斜压时,高原热力作用不但改变波动的频率且影响其稳定性:夏季高原热力强度对波动不稳定的临界波长以及不稳定时西风垂直切变的临界值的影响有一个分界点,仅当加热强度大于此分界点时,夏季高原的热力作用才有利于非绝热 Rossby 波的不稳定发展;

(4) 冬季高原冷却作用对非绝热波动稳定性的影响较为单一,即高原冷却使波动不稳定的临界波长以及不稳定时西风垂直切变的临界值都变小,有利于非绝热 Rossby 波的不稳定发展。

参 考 文 献

- 1 刘式适,柏晶瑜,徐祥德,等. 青藏高原大地形的动力、热力作用与低频振荡. 应用气象学报, 2000, 11(3): 311 ~ 321.
- 2 李崇银. 气候动力学引论. 北京: 气象出版社, 1995. 139 ~ 142.
- 3 李崇银. 大气低频振荡. 北京: 气象出版社, 1993. 56 ~ 58.
- 4 江吉喜, 项续康, 范梅珠. 青藏高原夏季中尺度强对流系统的时空分布. 第二次青藏高原大气科学实验理论进展(一). 1999. 69 ~ 73.
- 5 Flohn H. Contributions to a meteorology of the Tibetan Highlands. Atmos. Sci. paper, No. 130, Colorado State. U-

- niv. Fort Collins, 1968.
- 6 Kuo H L, Qian Y P. Influence of Tibetan Plateau on cumulative and diurnal change of weather and climate in summer. *Mon. Wea. Rev.*, 1981, **109**: 2337 ~ 2356.
 - 7 Yanai M, Li C E, Song Z S. Seasonal heating of the Tibetan Plateau and its effects on the evolution of the Asian summer monsoon. *J. Meteor. Soc. Japan*, 1992, **70**: 319 ~ 351.
 - 8 Nitta T. Observational study of heat sources over the eastern Tibetan Plateau during the summer monsoon. *J. Meteor. Soc., Japan*, 1983, **61**: 500 ~ 605.
 - 9 罗会邦, 符春. 冬半年高原地面感热输送与大气热源若干特征. 第二次青藏高原大气科学试验理论研究进展(一). 1999. 1 ~ 8.
 - 10 李崇银. 气候动力学引论. 北京: 气象出版社, 1995. 119 ~ 124.
 - 11 Hayashi Y. A theory of large-scale equatorial waves generated by condensational heat and accelerating the zonal wind. *J. Atmos. Sci.*, 1970, **31**: 140 ~ 160.
 - 12 Miyagara S. A simple model of the tropical intraseasonal oscillation. *J. Meteor. Soc. Japan*, 1987, **65**: 340 ~ 351.
 - 13 Takahashi M. A theory of the slow phase speed of the intraseasonal oscillation using the wave-CISK. *J. Meteor. Soc. Japan*, 1987, **65**: 42 ~ 49.
 - 14 Krishnamurti T N, Subrahmanyam D. The 30 ~ 50 day mode at 850 mb during MONEX. *J. Atmos. Sci.*, 1982, **39**: 2088 ~ 2095.
 - 15 Anderson J R, Rosen R D. The latitude - height structure of 40-50 day variations in atmospheric angular momentum. *J. Atmos. Sci.*, 1983, **40**: 1584 ~ 1591.
 - 16 Murakami M L. 30 - 40 day global atmospheric changes during the northern summer 1979. *GARP Special Report*, 1984, **44**: 113 ~ 116.

DIABATIC ROSSBY WAVES UNDER THERMAL EFFECTS OF TIBETAN PLATEAU

Li Liming¹⁾ Bai Jingyu²⁾ Huang Feng¹⁾ Liu Shikuo¹⁾ Wang Zhanggui³⁾

¹⁾ (School of physics, Peking University, Beijing 100871)

²⁾ (Chinese Academy of Meteorological Sciences, Beijing 100081)

³⁾ (National Research Center for Marine Environment Forecast, Beijing 100081)

Abstract

From diabatic quasi-geostrophic equations of motion, the characteristics of diabatic Rossby waves under the thermal effects of the Tibetan Plateau are analyzed. When the basic zonal flow is barotropic, it is demonstrated that the cooling of the Tibetan Plateau in winter not only facilitates the meridional propagation of Rossby waves, but also is an important driving mechanism of the intraseasonal oscillations in the middle and high latitudes. The large-scale heating of the Tibetan Plateau in summer prevents Rossby waves from propagating meridionally. When the basic zonal flow is baroclinic, it is found that the cooling of the Tibetan Plateau in winter facilitates the instability of Rossby waves, while there is a threshold in the influence of the heating of the Tibetan Plateau in summer on the stability of Rossby waves.

Key words: Diabatic Rossby wave Quasi-geostrophic Tibetan Plateau Meridional propagation Low-frequency oscillation