

三个冬季观测的波斜压能转换分析*

摘要 本文主要目的是按尺度统计各种波的相互转换以讨论斜压活动的一个方面 ($A_z \rightarrow A_m \rightarrow K_m$)**, 同时我们还考虑涡旋动能对单波斜压活动的影响。

运用简化的 ω -方程可以得出, 当 m 从小变大时两种斜压能转换 $C(A_z A_m)$ 和 $C(A_m K_m)$ ** 之间的相关应该增大。 $C(A_z A_m)$ 和 $C(A_m K_m)$ 这两个时间序列的交叉谱分析表明, 对于大尺度波 (如 $m=2, 3$) 显著的相关性集中在较长周期的范围内, 对于所谓的斜压波 ($m>5$), 其相关性则几乎均匀地分布在各个频率。

超长波 (例 $m=2, 3$) 斜压活动的一个显著特点是“爆发”过程。它的特征是持续性大、且有高度相关的斜压能转换。 为了强调这些爆发过程对通量相关的作用, 我们认为转换趋势在理论上是非线性反馈。

一、引言

超长波平均能量收支对斜压能转换过程重要性的了解已有一些时日了 (Saltzman, 1970; Saltzman 和 Fleisher, 1961; Wiin-

Nielsen 等, 1963; Steinberg 等 1972; Chen 和

* 本文删节刊用, 为方便读者参阅原文, 公式、图和表的编号仍与原文一致。——编注

** A_z 表示纬向有效位能, A_m 表示波的有效位能, K_m 表示波的动能。 $C(x, y)$ 表示某种能向另一种能的转换。
——校注

Hansen,1981)。本文给出的数据集作为斜压能转换的月平均和标准偏差 由图 1 示出,转换的定义见方程(3)和(4)。平均斜压能转换的最大值出现在波数为 $m=2\sim 5$ 间。所谓斜压波(即天气尺度波 $m=6\sim 8$)的斜压输入平均值较小,这对所研究的整个冬季各月份都成立。在上述波数和月份里, $C(A_m K_m)$ 愈大,则从纬向平均气流中获得的平均能量输入 $C(A_z K_m)$ 也较大。上述两种通量变化,一般说最长的波要比较小尺度的波为大。所以,

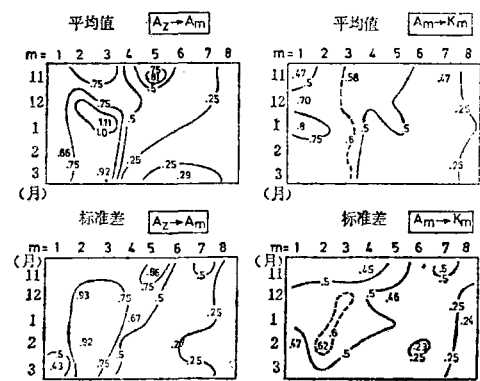


图 1 由三个冬季所作斜压能量转换的月平均值 (AV)和其标准差(Var^{1/2})。左图为 $C(A_z A_m)$, 右图为 $C(A_m K_m)$

具有相对强斜压活动的过程在长波里要比短波更容易出现。这些结论在中高纬度的对流层成立。为了检验纬度的约束作用,把我们所得的平均值与以前的研究结果 (Chen 等, 1981 和 Tomatsu, 1979)作了比较(见表 1 a, b)。尽管他们所用的平均值几乎是半球的,但我们发现全部谱特征却是相同的, $C(A_m K_m)$ 转换的驻波部分见表 1 c, 其中超长波部分相当大,较小尺度的可以忽略。然而,它最多只能解释 m 全部通量的 50%,剩余的瞬变部分其大小对全部 m 具有同一量级! 这与 1981 年 Chen 等所得的结果一致。

超长波的瞬变斜压活动有时是较强的,因为至少有一个阻塞个例 (Hansen 和 Chen 1982)说明有明显的斜压输入 $C(A_m K_m)$ 就出现在超长波里。Tsay 和 Kao(1978 a, b), Itoh (1983), Hansen(1986) 所做的研究也说明了斜压转换在超长波的增强过程中通常比较大。尤其在 $m=2$ 时, Tsay 和 Kao (1978 a) 发现斜压活动和能量增大率很一致。一般来说,对这种增大现象作解释比较困难,这是因为能量转换型式很复杂 (Itoh, 1983)。另一

表 1 冬季的均值和驻波(W/m²)

作者/类型	平均范围	冬季定义	m							
			1	2	3	4	5	6	7	8
a. $C(A_z A_m)$ 的冬季平均										
本文/窄区 (ECMWF)	45—85° N 300—1000 hPa 3 个冬季	11.20~3.3	0.66	0.79	0.89	0.46	0.41	0.31	0.21	0.14
本文/加宽区 (ECMWF)	15—85° N 300—1000 hPa 3 个冬季	11.20~3.3	0.50	0.49	0.63	0.31	0.41	0.38	0.30	0.18
Tomatsu(1979) (NOAA, NWS)	25—75° N 100—925 hPa 1 个冬季	12.1~2.28 (1964/65)	0.53	0.64	1.09	0.34	0.58	0.52	0.31	0.22
b. $C(A_m K_m)$ 的冬季平均										
本文/窄区	*	*	0.65	0.70	0.60	0.44	0.45	0.38	0.32	0.24
本文/加宽区	*	*	0.46	0.40	0.42	0.26	0.35	0.35	0.33	0.24
Chen等(1979) (NMC)	20—85° N 100—1000 hPa 1 个冬季	12.1~1.31 (1977-78)	0.23	0.37	0.30	0.25	0.30	0.33	0.22	0.23
Tomatsu(1981)	*	*	0.43	0.28	0.51	0.37	0.38	0.29	0.27	0.22
c. $C(A_m K_m)$ 的驻波部分										
本文/窄区	*	*	0.31	0.30	0.19	0.04	0.02	0.02	0.00	0.00
Chen等(1981)	*	*	0.15	0.15	0.09	0.03	0.02	0.01	0.00	0.00

* 代表Tomatsu(1979)文中的表 1 a

方面,从能量学方面考虑,具有大且单一转换形式的过程应是比较简单的。作为第一步,我们集中研究以异常值为特征的一个转换过程。

正如上面所述,超长波的大或强的斜压活动可以经常观测到,它不能用经典的线性不稳定理论来解释,所以必须引入非线性理论。因为,如果初始振幅大,线性理论容易低估超长波的斜压发展过程(例Schilling1982, Schilling 1984)。如果正反馈作用于能量转换的增强瞬变部分,非线性作用的影响则不能忽略。反馈现象是斜压活动固有的特点。尺度小的非线性相互作用可看作波增长时附加的输入量(Gall 等 1979)。然而,我们的观点与 Gall 等(1979)不同,因为我们更注重已增强了的超长波的斜压活动。

因为线性理论解释较小尺度的斜压不稳定比较好(例如 $m > 5$ 的行星波),所以我们面临解决涡动斜压活动线性理论如何与尺度大小相关的技巧问题。而这个问题又蕴含在一个更普遍的,即不同尺度斜压能转换过程的时间结构问题之中。

相应地,这里研究的两个主要目的之一是斜压能转换随时间尺度演变的现象学问题。 $m=2, 3$ 波的时间序列以具有异常大的斜压活动持续过程为最主要特征,一般说,在

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \alpha}{\partial t} + u \frac{\partial \alpha}{\partial \lambda} (a \cos \varphi)^{-1} + v \frac{1}{a} \frac{\partial \alpha}{\partial \varphi} - \sigma(p) \omega = H \\ \alpha = RT/p \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

而静力稳定度

$$\begin{aligned} \sigma(p) &= -\alpha \frac{\partial \ln \bar{\theta}^{\lambda, \varphi}}{\partial p} \\ &= \left[\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos \varphi d\varphi \right]^{-1} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{1}{p} \left(\frac{R}{c_p} \frac{\bar{T}^{\lambda}}{p} - \frac{\partial}{\partial p} \bar{T}^{\lambda} \right) \cos \varphi d\varphi \end{aligned} \quad (2)$$

是根据 Lorenz(1955)有效位能概念取水平平均得到的,与(1)有关的转换系数

$$C(A_z A_m) = \frac{-1}{\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos \varphi d\varphi} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{p_{300}}^{p_{1000}} \frac{\overline{v_m \alpha_m^{\lambda}}}{\alpha \sigma(p)} \frac{\partial \bar{\alpha}^{\lambda}}{\partial \varphi} \cos \varphi \frac{dp}{g} d\varphi \quad (3)$$

$$C(A_m K_m) = \frac{-1}{\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos \varphi d\varphi} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{p_{00}}^{p_{1000}} \overline{\alpha_m \omega_m^{\lambda}} \cos \varphi \frac{dp}{g} d\varphi \quad (4)$$

该时期,涡旋动能(K_m)也随着增长,这种活动经常发展为斜压“爆发”。对更短的波(如 $m=7$)这类特征在我们所观测到的资料中很少见。注意我们只对能量转换的过程感兴趣。它与传统的天气学所讲过程(如阻塞)是有差别的。

本文第二个目的是研究两个斜压能转换 $C(A_z A_m)$ 与 $C(A_m K_m)$ 之间的相关性。 m 波的斜压活动转换模式(见后面的公式(3)和(4))为 $A_z \rightarrow A_m \rightarrow K_m$ 。Kao(1959)和 Chen、Marshall(1984)指出这些能量的转换必然或多或少地与具有相似尺度的波包有显著的相关。对单波(m)的研究,除了用很简单的模式(Brown, 1969)或短期观测外(Kubota, 1969),还未见到。

2. 数据和演变模式

本文研究以欧洲中期天气预报中心(ECMWF)日常全球分析各层的 v 场, T 场和 ω 场为基础。观测值表明对小的 m 值, dK_m/dt 和 $C(A_m K_m)$ 之间相关性低,对 K_m 来说尽管 $C(A_z A_m)$ 不是倾向方程的一项,但是 dK_m/dt 和 $C(A_z A_m)$ 的相关性较好。

斜压能相互转换的计算是在对热力学第一方程作如下近似的情况时得出的(p 坐标, H 是有效加热):

其中 $\alpha_m = RT_m/p$

在对以下瞬变特征的研究中,我们不考虑季节趋势和月平均,用下列转换方法对时间序列标准化后,平均值取为0,方差取为1,设 $t_{k,j}$ 是单个时间序列 $Y(t)$ 的第 k 天, j 是实际月份,则

$$Z(t_{k,j}) = \frac{Y(t_{k,j}) - \langle Y \rangle_j}{[\langle Y^2 \rangle_j - \langle Y \rangle_j^2]^{1/2}} \tag{5}$$

以下分析所用标准化数据均由(5)式算得。

3. 不同 m 斜压转换的时间历程

a. 不同尺度斜压活动的例子

1981/82 年冬天斜压转换的演变过程说明了不同尺度的斜压活动的要点。作为一个例子,将波 $m=2$ 和 $m=7$ 的转换系数作了比较。

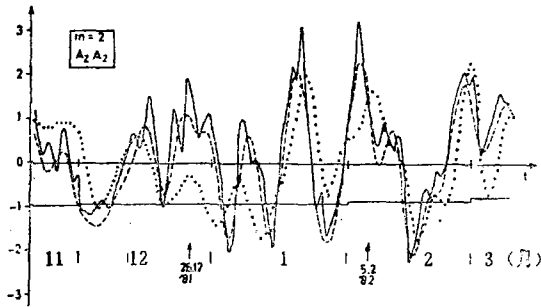


图 2 1981/82 年冬季 $m=2$ 波的标准化斜压能转换曲线.实线: $C(A_2A_2)$, 短划线:经低通滤波的 $C(A_2A_2)$,点线:经低通滤波的 $C(A_2K_2)$ 。各月平均值(参考值)在-0.9附近。箭头指出爆发过程

图 2 说明相对持续期的出现是与从纬向平均到 $m=2$ 波有较大能量输入过程(爆发过程)有关。同时我们发现 $C(A_2A_2)$ 几乎在这整个冬季都是正值(图2实线)。在图 2 中也已引入低通滤波通量,滤波器是周期短于 7 天的傅立叶级数截断(见图 2 短划线)。曲线表明对 $m=2$ 的爆发现象是长周期转换中的一部分。第二个转换系数 $C(A_mK_m)$ 也同样如此(见图 2 点线),在 $m=2$ 的爆发过程中, $m=2$ 的各通量很一致。

图 3 给出 $m=7$ 的转换过程。在 $m=7$ 处没出现斜压爆发过程。整个冬天的记录表

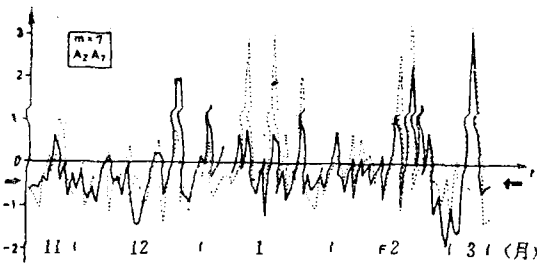


图 3 同图 2, 但为 $m=7$ 波,且各月均值在图左 右侧以箭头标出

明 $m=7$ 的各转换系数间都表现出较好的相关,高频部分的变率很明显,所以没有必要再做低通滤波通量(与图 9a 比较)。

很明显, 将纬向平均位能转换为波动能可有不同的方式。对超长波,具有较大能量转换且持续时间长的过程似乎很显著。在这些过程中,转换斜压输入能的效率很高。短波不断从斜压输入能中获得动能。然而图 1 显示通常只有中等或小的转换系数。

b. $m=2$ 的爆发过程

现在进一步研究爆发现象并将它们定义如下:至少应该连续三天观测到标准化通量 $C(A_2A_m) \geq 1$; 其前后日若具有标准化通量 $C(A_2A_m) \geq 0.75$ 也可属于爆发过程;如果连续数天 $C(A_2A_m) \geq 1$,但其中因有两天其最大 $C(A_2A_m) \geq 0.2$ 隔开,则认为它们都是爆发过程的组成部分。这种定义反映了一些爆发过程相对复杂的结构。在原文表 2 a, b 中,我们收集了所有资料中 $m=2, 3$ 的个例的起止日期。这种过程不只局限在窄纬度带内 ($m=2$)。

c. 全波能的讨论

表 2c 爆发过程中不同 m 的统计*

	1	2	3	4	5	6	7	8
出现次数	8	8	10	6	7	4	5	3
各时段个例百分率								
3—5天	63	38	90	83	100	100	80	67
6—8天	13	38	10				20	
9—11天	24	24		17				23
$C(A_2A_m)(W/m^2)$ 最大值	2.3	3.7	3.5	3.0	2.0	2.6	1.5	1.1

* 爆发过程的起止日期, 原文表 2 的 a, b 曾列出。

爆发过程与 m 波能量的详细联系我们将在别处讨论。这里我们只讨论全波能 $A_m + K_m$ 和 $C(A_z A_m)$ 二维频率的分布,也就是从

$$K_m = \left[\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos \varphi d\varphi \right]^{-1} \times \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{p_{.00}}^{p_{1000}} \frac{1}{2} \frac{(u_m^2 + v_m^2)^{\lambda}}{(u_m^2 + v_m^2)^{\lambda}} \cos \varphi d\varphi \frac{dp}{g}$$

$$A_m = \left[\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos \varphi d\varphi \right]^{-1} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{p_{.00}}^{p_{1000}} \frac{1}{\sigma} \frac{R^2 T_m^{2\lambda}}{p^2} \frac{dp}{g}$$

其中 u_m, v_m 和 T_m 分别表示 m 波水平速度和温度, $A_m + K_m$ 仍是根据(5)式得出标准化的值。 $m=2$ 波的能量输入和全波能间的相关性的频率分布略图如图 8, 根据 $C(A_z A_m) \geq 1$ 所得出与爆发过程有关的数据在图 4 中给出。一般地可见, 大值 $K_m + A_m$ 与大值 $C(A_z A_m)$ 通量相对应, 在爆发过程更是如此。应该指出当 m 小时, 这个相关要比任一单波的 $C(A_m K_m)$ 与 K_m 间的相关性好。

4. 理论思路

本节我们导出一个很简单的与时间有关的单波斜压能转换模式。我们的思路是: 控制方程以准地转形式为基础, ψ_m 表示 (u_m, v_m) 的流函数且 $\partial \psi_m / \partial p \approx -a_m / f_0$ 。(1) 式中的净加热仅考虑为以牛顿格式表达的纬向平均气流。摩擦作用仅考虑为简单的阻尼。

忽略不同波之间的非线性相互作用, 但 m 波与纬向平均(用横杠表示)的非线性耦合

$$\frac{\partial}{\partial t} v_m + \bar{u} \frac{\partial v_m}{\partial x} - \frac{\beta^*}{\kappa^2} \frac{\partial v_m}{\partial x} = -\frac{f_0}{\kappa^2} \frac{\partial^2 \omega_m}{\partial p \partial x} - r v_m$$

$$\text{其中 } \beta^* = \beta + \Lambda^2 \bar{u} \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t \partial p} \psi_m + \bar{u} \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial p \partial x} - v_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} = -\frac{\sigma}{f_0} \omega_m - r \frac{\partial \psi_m}{\partial p}$$

$$\text{其中 } \sigma = \overline{\sigma(p)^p} \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial p \partial t} \bar{u} = -\kappa_2^2 v_m \frac{\partial \psi_m}{\partial p} + \frac{\sigma}{a f_0} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial \varphi} + \chi \frac{\partial}{\partial p} (\bar{u}_* - \bar{u}) \quad (8)$$

式中假设 m 波和 $\bar{u}$ 用典型的水平波数 κ 、 Λ 来表示, 引入 $\partial / \partial x = (a \cos \phi)^{-1} \partial / \partial \lambda$, 热通量的经向结构 $v_m \partial \psi_m / \partial p$ 用 κ_2 表示。Gambo 发现可以将 ω 对 $\partial^2 \bar{u} / \partial t \partial p$ 的影响

纬向平均得到的输入能量。有效位能 (A_m) 和波动能 (K_m) 通过下式给出:

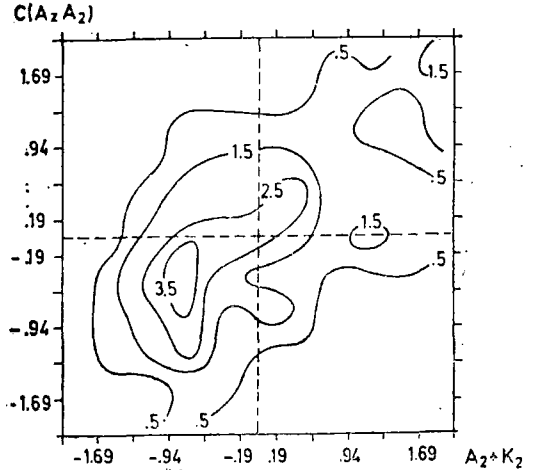


图 8 标准化 $C(A_z A_m)$ 和 $A_2 + K_2$ 的二变量频率分布, 单位为百分比

保留。这种假设有相当大的局限性, 因为在长波动力学中, 波与波之间的非线性相互作用十分显著(见 Schilling 1986, Egger 1983)。

m 波的准地转近似方程是:

合并到热通量项中, 参数 r, χ 和 u_* 看作常数。

$\bar{v}_m^2$ 的趋势方程是用 (6) 式与 v_m 相乘并取纬向平均得到的, 即:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{v_m^2}}{\partial t} = \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{1}{\lambda_0^2 + \kappa^2} \left\{ \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} (2\kappa^2 - A^2) \overline{v_m \frac{\partial \psi_m}{\partial p}} - \frac{\partial}{\partial p} \left(\beta^* v_m \frac{\partial \psi_m}{\partial p} \right) \right\} - r v_m^2 \quad (9)$$

将(6)式与(7)式合并, 我们得到谱形式的 ω 方程:

$$\omega_m = \frac{f_0}{\sigma} \frac{1}{\kappa^2 + \lambda_0^2} \left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial p} (2\kappa^2 - A^2) v_m - \beta^* \frac{\partial v_m}{\partial p} \right] \quad (10)$$

我们用(10)式来简化(9)式的右端各项。用 $(f_0^2/\sigma) \partial^2 \omega / \partial p^2 \approx -\lambda_0^2 \omega$ 近似 可将(10)式大大地简化。方程(10)的结果将(3)式和(4)式的被积函数建立了关系:

$$\overline{\omega_m \frac{\partial \psi_m}{\partial p}} \approx \frac{f_0}{\sigma} \frac{2\kappa^2 - A^2}{\kappa^2 + \lambda_0^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \overline{v_m \frac{\partial \psi_m}{\partial p}} \quad (11a)$$

$$C(A_m K_m) \approx \frac{2\kappa^2 - A^2}{\kappa^2 + \lambda_0^2} C(A_z A_m) \quad (11b)$$

(11b) 式是分析 m 波的斜压活动的最简单的模式, 从它可推知两个斜压转换之间的相关性应随着波 m (或 κ) 的增大而增大, 但这并不意味着 $C(A_m K_m) \sim (2\kappa^2 - A^2)/(\lambda_0^2 + \kappa^2) C(A_z A_m)$ 总是因为 κ 小而保持小值, 相反地, 在爆发过程中常可观测到大值 $C(A_z A_m)$, 由(11b), 它同时还增强了 $A_m \rightarrow K_m$ 的转换。

根据以上的分析*, 我们得出对 $C(A_z A_m)$ 演变有影响的4点结论: ① 与 $C(A_z A_m)$ 成比例的线性扩散项必须加以考虑; ② 另一项 $\sim (\overline{v_m \partial \psi_m / \partial p})^2$ (它大致与 $C(A_z A_m)^2$ 成比例) 代表一项负反馈; ③ 正反馈包括波能; ④ K_m 与 $\overline{v_m^2}$ 密切相关。

剩下没讨论的各项都与 $v_m \partial \psi_m / \partial p$ 成比例, 它们对热通量演变的联合影响较难分析。 $\overline{\partial v_m^2 / \partial p}$ 的贡献趋向于取负号。另一方面, 加热项(见原文(13a))很大, 它将有效地抵消了 $\overline{\partial v_m^2 / \partial p}$ 的贡献。根据以上分析, 我们指望有一个与 $\overline{v_m \partial \psi_m / \partial p}$ 成比例的正反馈。

关系式(11b)反映了这些过程中 $C(A_m K_m)$ 类似的强迫作用。研究上述的 $C(A_z A_m)$ 的4点结论之综合作用是否可以改

进用 $C(A_z A_m)$ 去解释(11b)中的 $C(A_m K_m)$ 是很有趣的。

5. 谱协方差和其它统计量**

c. $C(A_z A_m)$ 和 $C(A_m K_m)$ 的协方差(COV)

原文图9a-d(译文已删)上的第三***组线反映通量的滞后协方差, 因为自协方差之形式很强烈地依赖于功率谱的特性, 这足以使我们注意到 $C(A_z A_m)$ (光滑线)和 $C(A_m K_m)$ (短折线曲线)的自协方差的减少是与各个功率谱的红色度一致的。好的总体相干性确保了 $C(A_z A_m)$ 和 $C(A_m K_m)$ (点线)的协方差及相应通量的自协方差的相似性。特别是对 $m \geq 4$ 的情况更是如此。

d. 频率分布(FRQ)

最后一组线是反映通量值的相关频率, 间隔为0.4, 例如横轴上的 $(-0.2, 0.2)$ 代表间隔 $-0.2 \leq X \leq 0.2$ 。

对所有 m , 分布有些偏斜于负值一侧。由于我们只考虑均值是零的正态通量, 这种情况下非正态的零是通过点向左移动得到, 这些零点由箭头给出。通过这样做看到: 很明显对所有 m 正输入是主要的, 同时, 对较长波长正输入的情况比较短波长正输入更容易出现(参见图9a-d底部), 这与图2、3(参见有关曲线)是一致的。

e. 频率空间中的斜压活动

谱交叉相关分析给出了不同频带两个通量之间的相互关系。我们从线性意义上把此作为衡量斜压不稳定过程 $A_z \rightarrow A_m \rightarrow K_m$ 的度量。我们将通过考虑下列频率范围在5d节中予以扼要阐述:

第I波段: $32d \geq \text{周期} P_s \geq 6.4d$

第II波段: $5.3d \geq \text{周期} P_s \geq 3.2d$

* 这里删去了公式(12)和(13)对转换系数趋势的分析, 有兴趣的读者可查原文。——编注

** 本节的(a)、(b)分别为相干性、功率谱, 已略去。——编注

*** 第三疑是第四之误。——校注

第 III 波段: $3.1 d \geq \text{周期 } P_i \geq 2.0 d$

在一个波段范围内相对稳定的交互相关估计是:

$$r_{XY}(k, 0) \approx \sum_{j \in J_k} N(P_j) \text{COH}(X, Y, P_j) \times \left[\frac{\text{POW}(Y, P_j) \text{POW}(X, P_j)}{\sum_{j \in J_k} \text{POW}(X, P_j) N(P_j) \sum_{j \in J_k} \text{POW}(Y, P_j)} \right]^{1/2} \quad (16)$$

其中 J_k 代表 P_i 属于 k 波段的所有下标 j 的集合, 这样我们得到模式(11)的依赖于频率的得分(SKILL), 用(16)式的平方估计之:

$$\text{SKILL}^2(k) = r_{XY}^2(k, 0) \quad (17)$$

应当注意到(16)和(17)式之后的模式不同于基础的总相关平方(即瞬变回归)。实际上, 如果限制在相对窄的频带内, (17)正是模式的 SKILL, 表达式为:

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(u) X(t-u) du$$

在这个模式中, 得到(16)式并不需要位相近似于零的假设。同时应注意到持续性的影响是通过以时间为变量的回归系数隐含于这个模式中的。当然如果不考虑频散效果, 这个 SKILL 应当同总体 SKILL 相似, 总体 SKILL 可由两通量的相关平方给出。

图 10 反映了在线性意义上总体 SKILL 和波段 SKILLS 都是 $m=7, 8$ 的波最好。长周期和短周期的 SKILL 在这种情形下只有微小差别。考虑到更长的波, 长周期 SKILL 是最大的。特别是对于 $m=3$ 的波, 长周期 SKILL 与较高波数(例 $m=7$)的 SKILL 是类似的。 $m=2$ 的长周期能量转换的 $1/3$ 由 $A_2 \rightarrow A_2 \rightarrow K_2$ 来解释。其中一个特征由于标准化而被去掉。注意对不同 m (注意图 1) 方差有不同的信度。考虑到这点我们得到 $m=2$ 的方差与较小尺度的方差是类似的。

再者, 斜压活动(这里是波段 SKILL)对周期的依赖性因较长波和较短波而不同。它

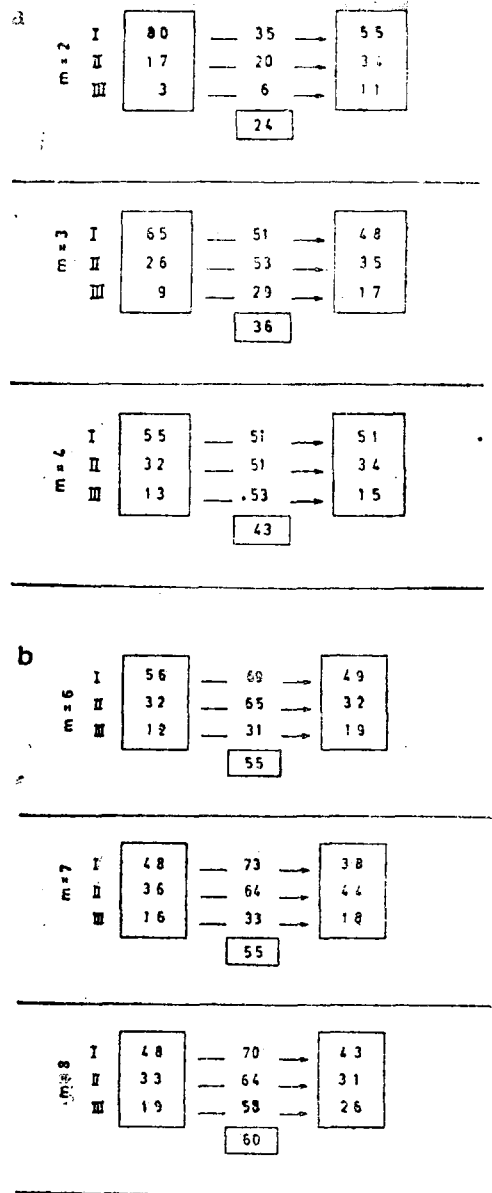


图 10 不同时段各类波的 $C(A_2, A_m)$ 和 $C(A_m, K_m)$ 最优线性相关, a: $m=2, 3, 4$, b: $m=6, 7, 8$ 。图中左方块内数字为 $C(A_2, A_m)$ 的功率谱(%), 右方块为 $C(A_m, K_m)$, 中间一列为由(16)、(17)式算得的 $C(A_m, K_m)$ 得分(%), 其下小方块内数字为 $C(A_2, A_m)$ 和 $C(A_m, K_m)$ 间的总体相关得分(%)

反映典型超长波(例 $m=2$ 和 3)的斜压活动的时间结构不同于所谓斜压波的时间结构。

6. 斜压活动的回归模式

通常, 显著的统计结果描述稍微不同于平均值的状态。如果模型中无反馈变量, 单一的、前期的、显著的现象如“爆发”, 用线性统计方法只能得出不大好的结果。这个思想就是在回归模式中, 当描述已知反馈过程时要考虑的预报因子。注意这些预报因子附加的回归方程式将反映其非线性特征, 我们把它们作为受前期斜压活动影响的强迫因子。基于第4节理论上的考虑, 我们选取 $C(A_2 A_m)$ 的平方和有效位能 A_m 作为这种预报因子, 更详细的描述我们将通过研究回归模型给出。

这里, 我们采用 $C(A_m K_m)$ 的追算模式 (hindcast model)

$$\left. \begin{aligned} C(A_m K_m)(t) = Y = & \mu C(A_m K_m)(t) \\ & - \Delta t + \alpha C(A_2 A_m)(t) + \gamma A_m(t) \\ & + \nu C(A_2 A_m)^2(t) + \epsilon(t) \end{aligned} \right\} (21)$$

(21)式的得分为:

$$SKILL = 1 - \frac{\langle \epsilon^2 \rangle}{\langle Y^2 \rangle} \quad (22)$$

在图12 a中, 我们给出了 $C(A_2 K_2)$ 的历史时期即1981/82年冬天中一些爆发过程, 并用(21)式作说明。我们注意到在这些过程中, 模式运行很好。作为比较, 我们把(21)式中 $m=7$ 的特性(在1981/82年的冬季里)在图12 b中绘出。它比 $m=2$ 的好。很明显, 附加过程对于 A_2 与 K_2 的转换的扰动作用要大于对 $A_7 \rightarrow K_7$ 的作用。

在许多著作中, 更喜欢用半球平均的能量转换, 所以我们做了加宽纬带 ($15^\circ \leq \phi \leq 85^\circ N$) 后的数据拟合, 计算了(21)SKILL的估计值。(20)式中的SKILL作为总体SKILL的一部分在小 m 时, 提高了许多 (见图13 a)。(21)式模式中的SKILL对 $m=2$ 的情况高达40%之多。尽管短波 m 具有最大的SKILL, 但其与超长波的SKILL之差距减小得甚小 (参见 $m=3$)

1981/82年冬季在加宽纬带和 $m=2$ 情况

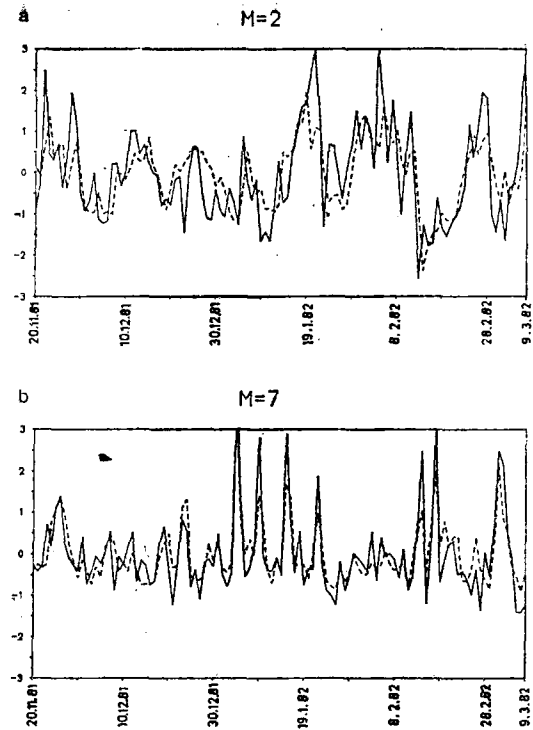


图12 实线为1981/82年冬季 $45^\circ N \leq \phi \leq 85^\circ N$ 充分发展并标准化了的 $C(A_2 K_2)$, 虚线为按(21)式计算的, a: $m=2$, b: $m=7$

下(21)式的爆发过程在图13 b中给出, 该图表明结果很好, 正合在第4节中我们所期望的4点考虑。在 $15^\circ \leq \phi \leq 45^\circ N$ 的加宽带中, 模式(20)和(21)对所有波 m , 在信度为0.95时皆是显著的。

7. 结 论

长波的冬季月平均斜压能通量有规则地比短波大。很长波的 $C(A_m K_m)$ 的瞬变部分与较短波的 $C(A_m K_m)$ 的瞬变部分相近, 这与斜压不稳定理论的线性结果矛盾。

从纬向平均转换为波动能的斜压输入直接途径对所谓的斜压波 ($m > 5$) 非常有效。在这种波数范围内, 它们通量的相关性用线性回归完全可以解释大部分 $C(A_m K_m)$ 的方差。在这种过程中, 对大部分短波动能转换方面的解释详见 Chen 和 Marshall 1984 年的文章。

所谓的斜压波的斜压活动要比长波的总

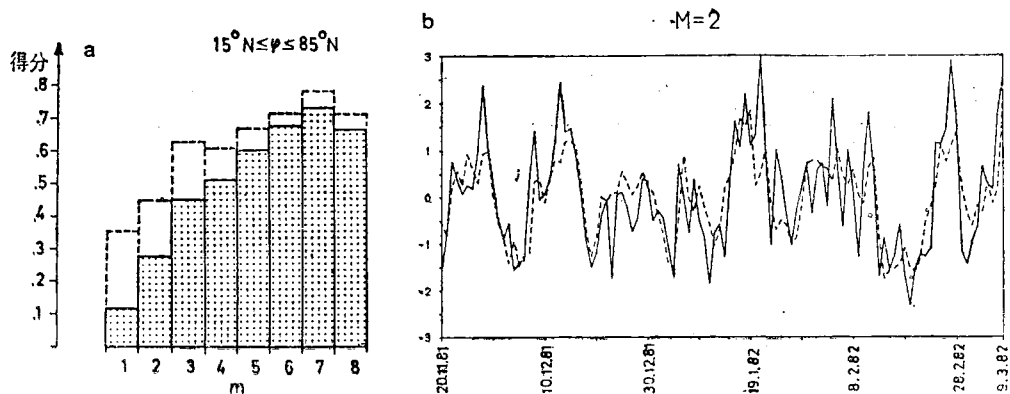


图 13 a: $15^\circ N \leq \varphi \leq 85^\circ N$ 范围内标准化 $C(A_m K_m)$ 的得分, 实线由原文的公式(20)算得, 虚线由(21)式算得并考虑了持续性。b: 同图 12 但为 $15^\circ N \leq \varphi \leq 85^\circ N$

表 4 仅按斜压活动来定 $C(A_m K_m)$ 时各模式的得分

模 式 规 定	m							
	1	2	3	4	5	6	7	8
按(11b)式作瞬变回归	0.07	0.24	0.36	0.43	0.52	0.55	0.55	0.60
按(17)式 > 6 天	0.09	0.35	0.51	0.51	0.53	0.69	0.73	0.70
按(20)式作回归, 无持续性	0.18	0.24	0.39	0.41	0.57	0.58	0.64	0.58
仅考虑持续性	0.15	0.20	0.13	0.14	0.12	0.06	0.07	0.04
按(21)式作带持续性回归	0.31	0.40	0.48	0.50	0.62	0.61	0.66	0.61
试验1: 用(21)式	0.28	0.29	0.50	0.46	0.58	0.58	0.68	0.63
试验2: 除 $v=0, r=0$ 外同试验1	0.06	0.23	0.41	0.41	0.51	0.54	0.55	0.57

斜压活动更有效。在这里, 效率是由两通量间的线性相关程度来衡量的。如果仅讨论较长周期的范围, 其效率增加很多。尤其对 $m=2, 3$ 和 4 的波更是如此。 $m=2$ 的总体效率比起 $m=3$ 和 $m=4$ 的效率要低得多。如果持续性和与非线性斜压活动过程有关的反馈参数被加到数据拟合模式中, 则可以更好地用 $C(A_z A_m)$ 来解释 $C(A_m K_m)$, 在表 3 中, 我们收集了本文选定模式的不同 $C(A_m K_m)$ 的得分(SKILL)。波 $m=3$ 和 $m=4$ 的 SKILL 与天气尺度波的 SKILL 相差不多。但是 $m=1$ 和 $m=2$ 的波的 SKILL 相对较小。如果 $C(A_2 K_2)(t - \Delta t)$ 在持续项中被各自模式选定值代替的话, 对于 $m=2$, 它的 SKILL 增值很小。然而由斜压活动给出的 $C(A_2 K_2)$ (也包括其反馈) 的方差却比其它任何天气尺度波的大。这通过下列计算很容易看出: 对于 $m=2$, $C(A_2 K_2)$ 的总体方差大约等于

$(0.5)^2$, 用我们模式所解释的那部分约为 0.25 或稍大点, 这使得解释方差为 $0.06 W^2 m^{-4}$; 对于 $m=6, 7$ 和 8 的情况, 则上述三值分别为 $(0.25)^2, 0.67$ 和 $0.04 W^2 m^{-4}$ 。对更长的波, 用 $C(A_m K_m)$ 并不能很好地解释动能的方差。

最长的波并不象在理论研究中常常假设的那样为正压的 (例: 采用第二种准地转假设, Phillips, 1963)。这种结论不仅从月平均通量中得出, 且由斜压通量的瞬变部分证实了。在爆发过程中, $m=2$ 和 $m=3$ 的波将纬向平均输送量转化为波动能的效率较高, 但所谓的斜压波却相当小。斜压波具有较大的总体效率, 但平均来说转换率却较小。

我们仅研究了冬季的月份, 所得出的结论不能轻易地推广到夏季有关的斜压活动中去, 更何况我们仅考虑了三个冬季。也许对研究长波特别有利的冬季碰巧被我们选中。