

# 相位差與垂直對流加熱特性對穩定度影響之探討

邱瑞媛 王作臺

國立中央大學 大氣物理研究所

## 摘要

季內振盪 (intraseasonal oscillation) 是熱帶大氣擾動的重要現象之一，近年來有關此問題之觀測、理論及模擬之研究，皆有長足的進展，但對此擾動現象，在理論方面的探討仍未完整。在傳統 wave-CISK 之理論中，對潛熱造成的加熱分布，皆採取此加熱與低層輻合同相位之參數化方法，然而一些觀測證據顯示對流加熱與低層輻合常存在著一時間差。本研究主要目的即將此相位差之觀念，納入傳統線性 wave-CISK 之理論架構中，來探討不同相位差，以及不同垂直加熱分布 (包含人為設定及觀測資料分析) 對最不穩定波之波數、相速和成長速率的影響。同時分析此不穩定波的特性是否與沒有相位差時之結果有特徵性的差異。

結果顯示出對頻散的不穩定凱爾芬波而言，隨著對流加熱最大處高度被設定於較上層、雲簇生命期的增長，以及平均流場東風分量的增加，皆有助於造成最不穩定波為波數一或二的長波。此最不穩定波的成長速率隨加熱強度之增加而遞增。且當基本流場為西風帶時，不穩定波的特性與中緯度地區濕大氣的斜壓波相當類似。在相速方面，最不穩定波的相速仍有偏快的現象 (約為  $10 \sim 25 \text{ m/s}$ )，且其對加熱強度較無一整體性的趨勢。此外，對流加熱最大處於中下層時，對不穩定波相速的影響，視所給予的加熱分布和加熱強度而定。當使用由觀測所得之加熱分布，結果和由人為設定的加熱分布所得之結果相當一致。當基本流場為西風時，最不穩定波的波數在七以上，和以東風為基本場之結果特性上完全不同。

本研究亦討論了相位差與對流加熱分布特性對數值模式預報之可能影響。

## 一、前言

近二十幾年來，季內振盪 (週期約為 30 - 50 天) 是熱帶地區低頻擾動的一重要發現。Madden and Julian (1971, 1972) 首先利用波譜方法分析西太平洋的海平面壓和風場資料，發現熱帶地區對流層中，其環流存在著一行星尺度，且週期約為 30 - 50 天的低頻擾動 (即所謂之季內振盪)。此擾動由西向東移動，在印度洋及西太平洋地區，振幅具有極大值，且隨著其由西向東傳遞，而振幅逐漸減弱。而 Madden and Julian (1994) 的回顧文章，歸納了過去二十年由觀測得到有關此擾動之特性。

對於季內振盪的起源，已有不少學者提出了一些看法：一方面，有些學者認為季內振盪是因地區性振盪的熱源激發大氣擾動的產生，此擾動以被侷限的凱爾芬波 (Kelvin wave) 之形式向外傳遞出去。Chang (1977) 即利用經過線性化的赤道貝他面 (equatorial  $\beta$ -plane) 方程組，加入摩擦效應，可使系統所激發的凱

爾芬波具有摩擦模 (viscous mode)，而此模與季內振盪之特性相當類似。Webster (1983) 亦指出低頻擾動可由季風地區的水文循環與動力之間的交互作用來產生。

另一方面，Lau and Peng (1987) 和 Chang and Lim (1988) 則利用線性的數值模式，加入一因潛熱所造成的 positive heating profile，藉由潛熱與動力之間的交互作用 (即其所謂的 mobile wave-CISK 機制)，可模擬出赤道擾動向東傳遞的現象，速度約為  $20 \text{ m/s}$ ，此結果比觀測的相速 ( $5 \sim 10 \text{ m/s}$ ) 大了許多。Sui and Lau (1989) 則將邊界層過程做一簡單的參數化，納入有 mobile wave-CISK 機制的模式中，來解釋季內振盪的起源。此外，Emanuel (1987) 以及 Neelin et al. (1987) 則皆提出風與蒸發之間的回饋過程，做為季內振盪起源的一可能機制。

傳統的線性 wave-CISK 理論，在解釋低頻擾動的起源上，會出現二個與觀測不符合之結果。一為在線性理論中，Kelvin Wave 為非頻散波，使得其成長

速率與波數成正比，造成最不穩定的波為短波，而非觀測的行星波；另一則為由理論架構所得之相速比觀測大了二至三倍。

在相速方面，Lau and Peng (1987)和Chang and Lim (1988)之垂直正模分析中，顯示出當垂直加熱分布之加熱最大處出現在低對流層時，波數較大的垂直正模會互相混合，使得不穩定模之相速減由20 m/s減至約7 m/s (相當於66天之週期)。相同地，Miyahara (1987)、Takahashi (1987)亦指出垂直加熱分布對模式所欲探討之低頻擾動的相速，有重要的影響。然而，由於對熱帶地區垂直對流加熱分布了解的缺乏，Lau and Peng (1987)是以GATE密集觀測所得的加熱分布為基礎，來設定一因潛熱釋放造成的垂直加熱分布，其加熱最大處之高度為500 hPa。Chang and Lim (1988)之垂直加熱分布亦是人為給定，非由模式內部之動力過程決定。Sui and Lau (1989)則利用一簡單的一維雲模式，來決定潛熱造成的加熱分布，但其分布仍取決於所設定的雲型，即可藉由一變數來調整其加熱最大處。

在尺度選擇方面，Lau and Peng (1987)和Lim et al. (1990)認為線性wave-CISK理論中，允許在下降運動區內有負加熱的做法不合乎實際大氣的狀況。因此其將加熱的參數化改為只允許低層輻合區有正的加熱，其餘為零，即可使最不穩定的波出現在長波部份。Wang and Rui (1989; 1990)則指出透過艾克曼邊界層的效應，可使凱爾芬波與羅斯貝波(Rossby wave)互相耦合，使得成長速率最快的波出現在波數一、二處。

以上所介紹的wave-CISK理論，其水平方向的加熱最大處與最大輻合區出現在同一位置上。但Cho and Ogura (1974)由觀測資料之分析，指出積雲對流與低層輻合之間有一時間差；另外，Nakazawa (1988)亦由1980年5-7月的雲量資料，發現西太平洋赤道地區的超級雲團(super cloud cluster)以約10 m/s的速度向東傳遞，且數個超級雲團彼此之間呈現約40天的振盪。此外，每個超級雲團約包含了二至三個雲簇(cloud cluster)向西移動。在各個雲簇成熟時期，其東方約一千至二千公里處會生成一新的雲簇，再向西移動、消散。由此觀測結果可知最大加熱處與最大輻合區可不在相同的位置。Davies (1979)首先採取此相位差之觀念來修正wave-CISK理論，並以此解釋了熱帶擾動的特性。

鑒於這些研究，Cho et al. (1994)將因雲簇向西移動造成輻合與加熱之間存在著相位差的觀念，納入對潛熱造成加熱分布的參數化中，可使成長速率最快的波為行星波。即在線性wave-CISK theory中，

相位差之效應可解決尺度選擇的問題。本研究主要即依據Cho et al. (1994)之研究，作更進一步之探討。其目的在於了解不同相位差對不穩定波之波數、成長速率和相速的影響；且由以往的研究已知相位差為零時，垂直加熱分布最大處之高度影響甚鉅，然而當有相位差存在時，此加熱最大處之變動所造成的影響又為何？此外若加熱最大處之高度相同，最不穩定模之成長速率與相速對不同曲線的設定是否敏感？因此，本研究將利用人為設定之垂直加熱分布和由觀測資料所得的熱帶地區垂直加熱分布，放入理論架構中，來探討不穩定波之特性，並加以比較。

本文所採取的理論架構將在第二部分中加以說明之，第三部分為所得之結果與討論，最後則為結論與展望。

## 二、 理論說明

對凱爾芬波而言，在赤道貝他( $\beta$ )平面上，經過線性化的方程組為

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} + \beta y u = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \Phi}{\partial p} + \sigma \omega = Q \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\alpha = -\frac{RT}{p} \quad (5)$$

其中

$$\sigma = -\alpha \frac{\partial \ln \theta}{\partial p}$$

$u$ 、 $v$ 、 $\omega$ 、 $\phi$ 、 $T$ 、 $\theta$ 分別為緯向風、經向風、垂直風場、溫度以及位溫的擾動， $\alpha$ 為比容(specific volume)， $R$ 為氣體常數(gas constant)， $\sigma$ 為熱力穩定度(static stability)， $Q$ 為非絕熱加熱項。

假設擾動的形式為 $\exp(ik(x-ct))$ ，其中 $k$ 為東西方向之波數， $c$ 為相速。則可將(1)至(5)式化簡為

$$-ikcu + ik\Phi = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} + \beta y u = 0 \quad (7)$$

$$i k u + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (8)$$

$$-i k c \frac{\partial \Phi}{\partial p} + \sigma \omega = Q \quad (9)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\alpha = -\frac{R T}{p} \quad (10)$$

由(6)、(8)和(9)式可得

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} + \frac{\sigma}{c^2} \omega = \frac{1}{c^2} Q \quad (11)$$

現只考慮潛熱釋放所造成的非絕熱加熱過程，並假設

$$Q = \epsilon \sigma \omega^* f(p) \quad (12)$$

其中 $\epsilon$ 為潛熱釋放造成的加熱強度參數， $\omega^*$ 為艾克曼層(Ekman layer)頂( $p = p^*$ )的垂直速度， $p^*$ 為艾克曼層頂的氣壓， $f(p)$ 為垂直加熱分布，且 $f(p)$ 需滿足

$$\frac{1}{\Delta p} \int_{p_t}^{p_s} f(p) dp = 1 \quad (13)$$

其中 $p_s$ 為地面氣壓， $p_t$ 為大氣層頂之氣壓， $\Delta p = p_s - p_t$ 。

若 $\epsilon$ 為一實數，表示對流加熱與低層輻合處於同相位之狀況。但如加熱強度參數為一複數，則代表著對流加熱和低層輻合，二者之間存在一相位差。此加熱強度參數之複數形態可以下式表示之：

$$\epsilon = \epsilon_0 \exp(i\phi) \quad (14)$$

其中 $\epsilon_0$ 為一實數， $\phi$ 即為對流加熱與低層輻合之間的相位差，且正值(負值)表示對流加熱領先(落後)低層輻合。

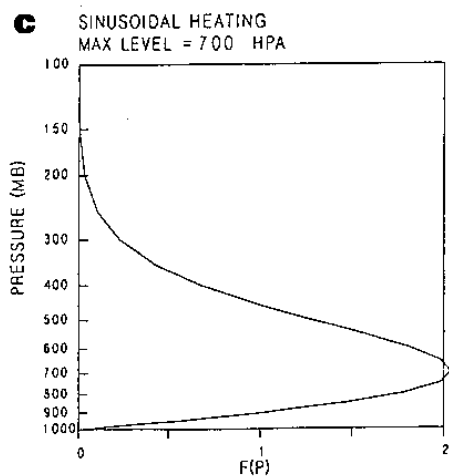
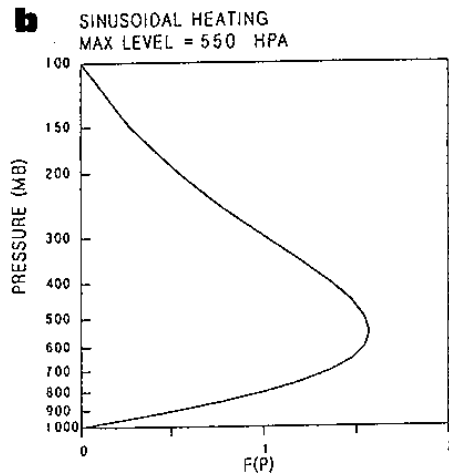
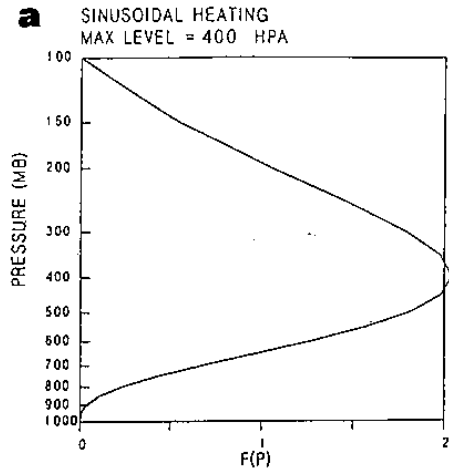
假設此相位差與雲簇的生命期、環境風場，以及波數有關，因此採取下列之參數化方式：

$$\phi = \frac{\tau}{2} (c_1 - c_r) k \quad (15)$$

其中 $\tau/2$ 為雲簇半生命期， $c_1$ 為平均流場， $c_r$ 為不穩定波相速之實數部份， $k$ 則為水平波數。

另一方面，由於對熱帶地區垂直對流加熱分布，隨地區和時間的不同而有差異，無法提供一唯一的加熱分布。因此本研究將使用一些人為設定，以及

由觀測資料分析所得之加熱分布納入理論架構中。針對不同的加熱分布，其求取不穩定特性之方法將分別說明之。



圖一、正弦函數之垂直加熱分布，加熱最大處高度分別為(a) 400 hPa；(b) 550 hPa；(c) 700 hPa。

(一) 人為設定之垂直加熱分布

假設

$$f(p) = \frac{\pi}{4} \left[ 2 \sin\left(\frac{\pi}{\Delta p} (p_s - p)\right) - \sin\left(\frac{2\pi}{\Delta p} (p_s - p)\right) \right] \quad (16)$$

此分布加熱最大處的高度為 400 hPa，其分布如圖一(a)所示。將此垂直加熱分布代入(11)與(12)式可得  $\omega$  之解為

$$\omega = \frac{\pi \epsilon \sigma \omega^*}{4} \left[ \frac{2}{(\sigma - c^2 (\frac{\pi}{\Delta p})^2)} \sin\left(\frac{\pi(p_s - p)}{\Delta p}\right) - \frac{1}{(\sigma - c^2 (\frac{2\pi}{\Delta p})^2)} \sin\left(\frac{2\pi(p_s - p)}{\Delta p}\right) \right] \quad (17)$$

由於  $\omega(p^*) = \omega^*$ ，則可得

$$g(c) = 1 - \frac{\pi \epsilon \sigma}{4} \left[ \frac{2}{(\sigma - c^2 (\frac{\pi}{\Delta p})^2)} \sin\left(\frac{\pi(p_s - p^*)}{\Delta p}\right) - \frac{1}{(\sigma - c^2 (\frac{2\pi}{\Delta p})^2)} \sin\left(\frac{2\pi(p_s - p^*)}{\Delta p}\right) \right] = 0 \quad (18)$$

此外亦設定其它的垂直加熱分布，其加熱最大處高度分別為 550 hPa 以及 700 hPa，並以下列函數表示之：

$$f(p) = \frac{\pi}{2} \sin\left[\frac{\pi}{\Delta p} (p_s - p)\right] \quad (19)$$

此式同於 Cho et al. (1994) 中所使用的加熱分布，加熱最大處之高度為 550 hPa，其垂直分布示於圖一(b)中。另一分布則為

$$f(p) = \frac{\pi}{4} \left[ 2 \sin\left(\frac{\pi}{\Delta p} (p_s - p)\right) + \sin\left(\frac{2\pi}{\Delta p} (p_s - p)\right) \right] \quad (20)$$

加熱最大處為 700 hPa，圖一(c)為其垂直結構。

(二) 觀測之垂直加熱分布

透過傅立葉正弦轉換方法(Fourier sin transformation)，可將觀測所得之垂直加熱分布寫成下列之形式：

$$f(p) = \sum_{m=1}^{ND+1} C_m \sin\left[\frac{\pi}{ND+1} \cdot m \cdot \left(\frac{p - p_t}{\delta p} + 1\right)\right] \quad (21)$$

$m = 1, 2, \dots, ND+1$

其中  $\delta p = 50 \text{ hPa}$ ，ND 為資料數， $C_m$  為  $f(p)$  傅立葉係數。

同理可得

$$g(c) = 1 - \sum_{m=1}^{ND+1} \frac{\epsilon \sigma C_m}{\sigma - c^2 \left(\frac{m\pi}{(ND+1)\delta p}\right)^2} \sin\left[\frac{m\pi}{ND+1} \cdot \left(\frac{p^* - p_t}{\delta p} + 1\right)\right] = 0 \quad (22)$$

(18) 與 (22) 式即是在此動力系統以及不同加熱分布狀況下，決定不穩定波特性的方程式。

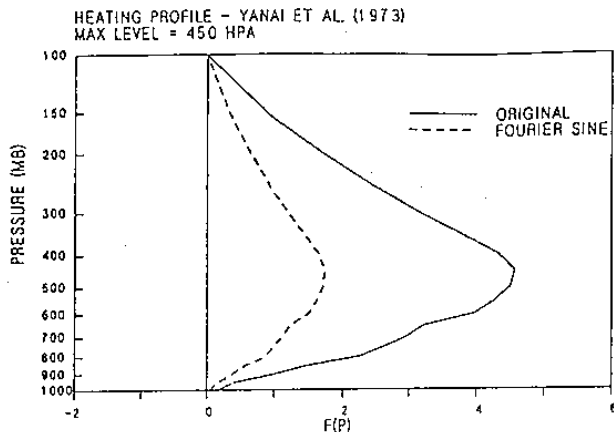
求解的方法與 Cho et al. (1994) 所使用的方法相同。在  $0 < c_r \leq 50$  和  $0 < c_i \leq 50$  之區域內，以 0.1 m/s 之間隔找尋滿足  $g(c) \equiv 0$  的解。當  $g(c)$  之實數或虛數部份變號時，即可得出此方程式的根。此外，將某一些參數給予下列之定值：

$$\begin{aligned} p_s &= 1000 \text{ hPa}, \\ p_t &= 100 \text{ hPa}, \\ p^* &= 900 \text{ hPa}, \\ p_p &= 400, 550, 700 \text{ hPa}, \\ \sigma &= 10^{-6}, \end{aligned} \quad ND = 19$$

### 三、 結果與討論

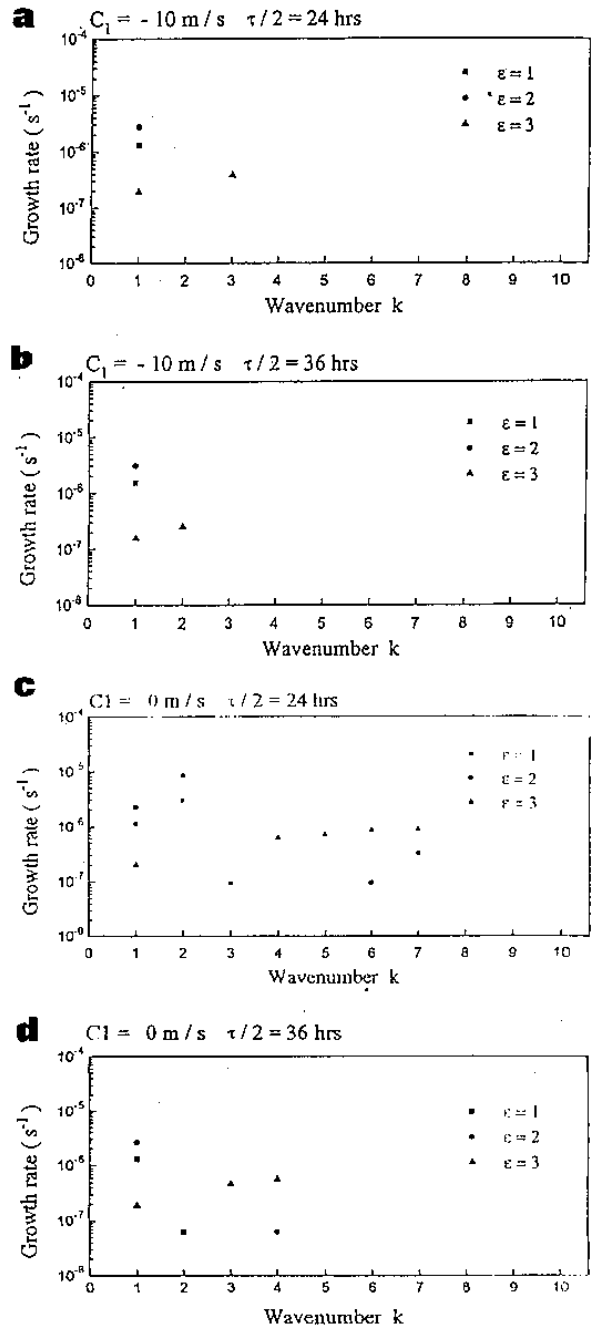
基於(12)和(15)式對潛熱造成之增溫及對相位差的參數化，可得出不穩定波的特性。首先當所使用的垂直加熱分布採用 Yanai et al. (1973) 對西太平洋做熱量收支計算所得之曲線時(如圖二所示)，所激發的不穩定波其成長速率與波數之間的關係示於圖三。結果顯示出當環境流場為東風時，不穩定波皆發生在波數一、二或三處，屬於一行星尺度的擾動；且隨著雲簇半生命期的增長，不穩定波之範圍略向波數較小處集中。當  $\epsilon_0 = 1$  時(對大氣的增溫率相當於約  $1.5^\circ\text{K}$ )，e-folding time 約為 7.7 至 9 天，週期為 48 至 56 天；當  $\epsilon_0 = 2$ ，e-folding time 為 3.9 至 4.3 天，週期為 24 至 27 天。但當  $\epsilon_0$  為 3 時，所得的成長速率明顯地小了一個 order。因此，當平均流場為東風時，所得的不穩定波之波數和成長速率，大致與觀測之季內振盪的特性相當的類似。然而，當環境風場的東風分量減小至無風狀態時，不穩定波之範圍出現向波數較大處擴展，但較不穩定波仍維持在長波處。此外，當  $c_1 = 0 \text{ m/s}$  時，不穩定波範圍受到雲簇生命期增加而向長波處集中的現象，在此狀況下可更清楚地顯現出來。至於不論環境風場為  $-10$  或  $0 \text{ m/s}$ ，不穩定波的相速(如圖四所示)，則顯現出當  $\epsilon_0 = 1$  時，所產生的相速皆約在  $20 \text{ m/s}$  以上，仍較季內振盪的相速快。而當加熱強度( $\epsilon_0$ )較大時，可得出以一較慢相速傳遞的不穩定波(約為  $10 \text{ m/s}$ )。

圖五為當平均流場為一西風狀況時，所造成的不穩定波之特性分布圖。由其成長速率與波數之關係



圖二、垂直加熱分布。實線為 Yanai et al. (1973) 針對西太平洋地區之計算所得；虛線為前者經傅立葉轉換後之分布。

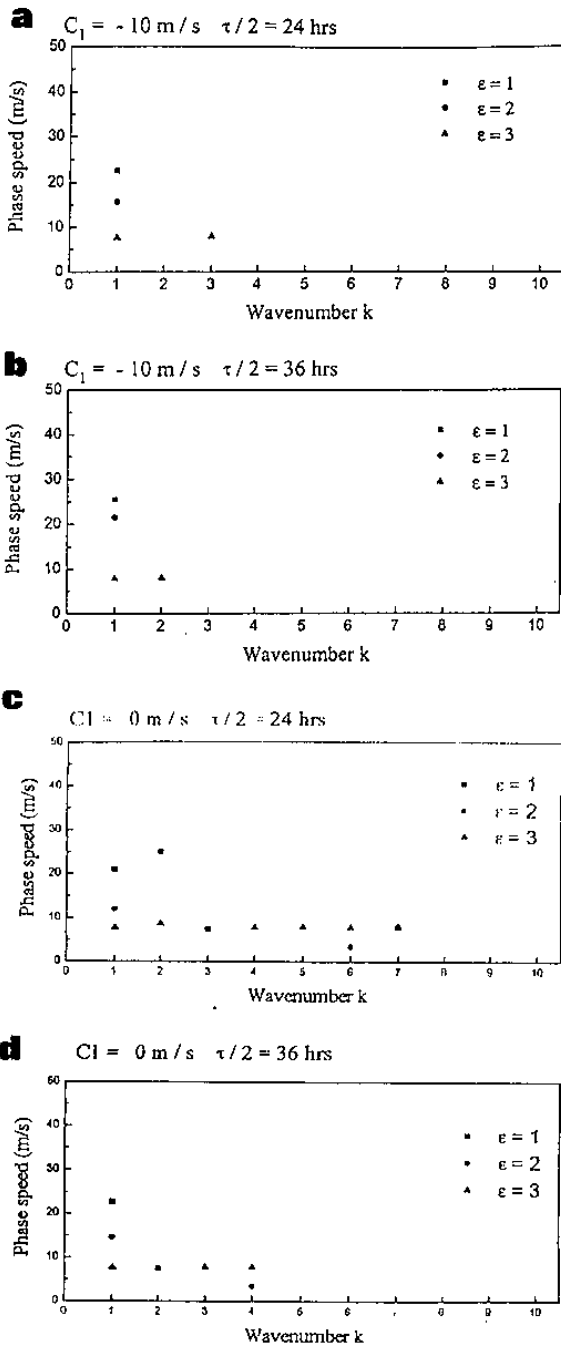
Heating Profile - Yanai et al. (1973)  
Max Level = 450 hPa  
Growth Rate



圖三、當使用圖二中虛線之垂直加熱分布時，不穩定波之成長速率隨波數之變化。方塊、圓圈及三角形分別表加熱強度為一、二和三。其中(a)  $C_1 = -10 \text{ m/s}$ ,  $\tau/2 = 24 \text{ hrs}$  ; (b)  $C_1 = -10 \text{ m/s}$ ,  $\tau/2 = 36 \text{ hrs}$  ; (c)  $C_1 = 0 \text{ m/s}$ ,  $\tau/2 = 24 \text{ hrs}$  ; (d)  $C_1 = 0 \text{ m/s}$ ,  $\tau/2 = 36 \text{ hrs}$  ;

分布圖，發現較不穩定的擾動發生在短波處，成長速率約為  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ，屬於一綜觀尺度之波動，與所欲探討的季內振盪之特性並不一致。此狀況所產生的不穩定波範圍隨著加熱強度的增強，有向短波方面延伸之現象，此結果和 Mak (1982) 在準地轉系統

Heating Profile - Yanai et al. (1973)  
Max Level = 450 hPa  
Phase Speed

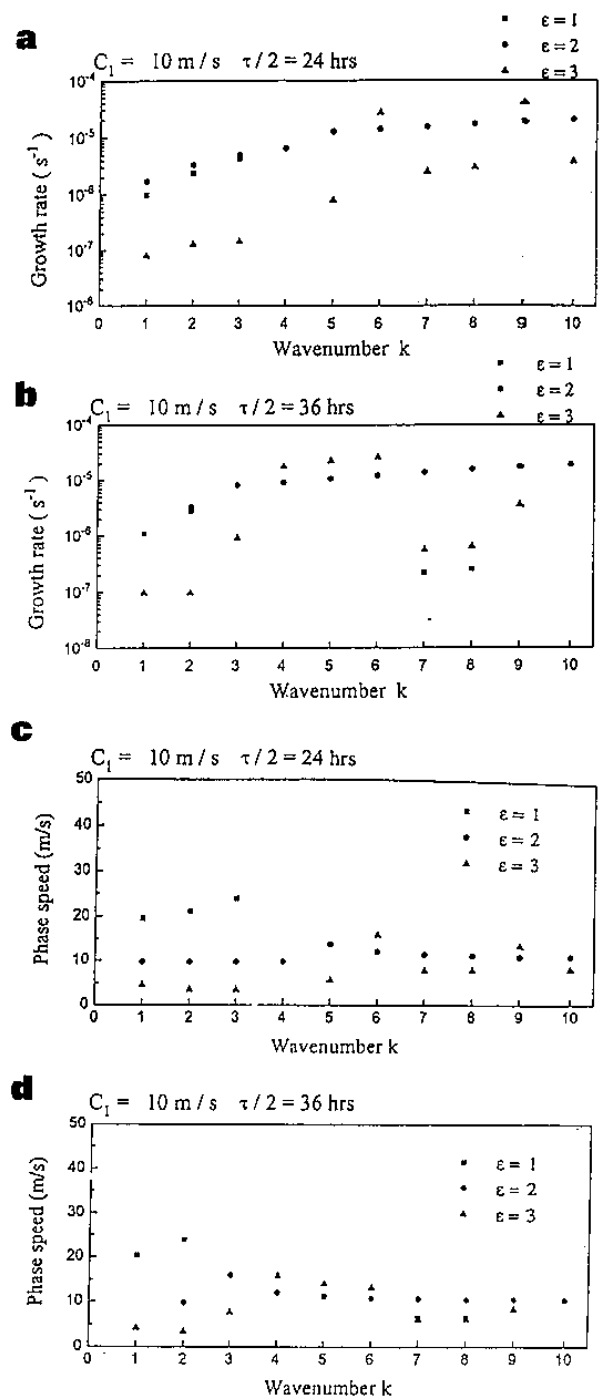


圖四、同圖三，但為不穩定波之相速隨波數變化之關係圖。

下，對中緯度地區濕大氣之斜壓不穩定所得之結果頗為類似。另一方面，當加熱強度等於一時，所產生的相速仍偏快，而加熱強度較大時所產生的較不穩定波，其相速則皆約為 10 m/s。

以上所述之結果乃針對某些特定的加熱強度，不穩定波之特性隨波數的變化。現欲進一步地了解隨著加熱強度的增加，所產生的最不穩定模 (the most unstable mode) 特性之變化。首先由人為設定的正弦

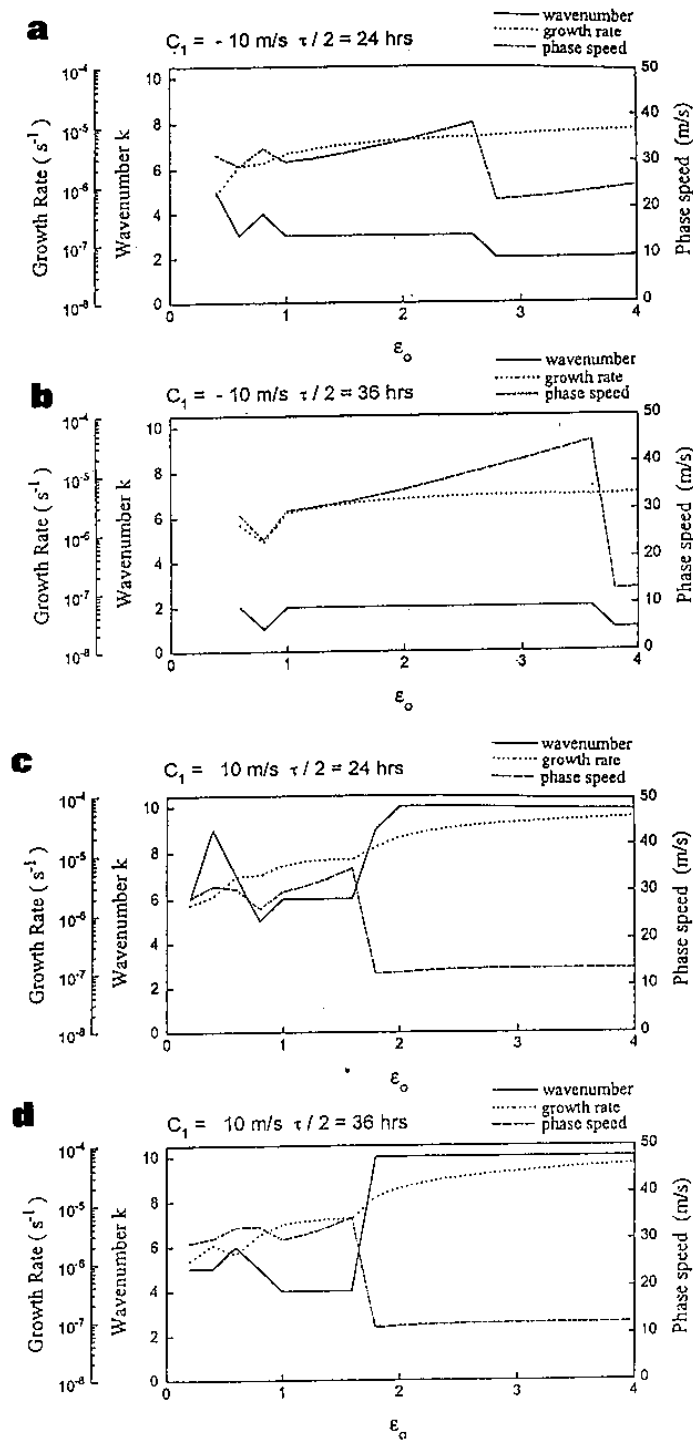
Heating Profile - Yanai et al. (1973)  
Max Level = 450 hPa



圖五、同圖三，但使用圖二中虛線之垂直加熱分布時且平均流場為 10 m/s 時，不穩定波之成長率隨波數變化之關係圖；其中 (a)  $\tau/2 = 24 \text{ hrs}$ ；(b)  $\tau/2 = 36 \text{ hrs}$ ；以及不穩定波之相速隨波數變化之關係圖；其中 (c)  $\tau/2 = 24 \text{ hrs}$ ；(d)  $\tau/2 = 36 \text{ hrs}$ 。

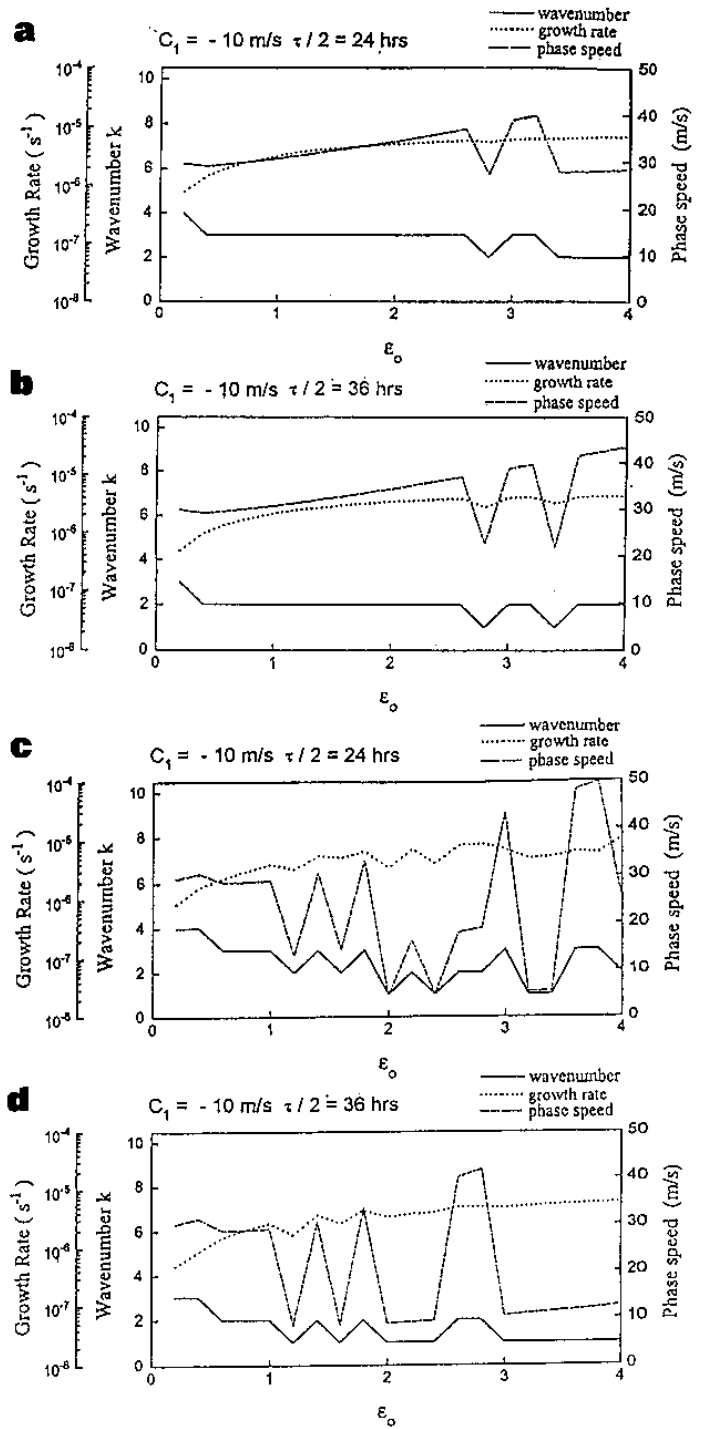
加熱分布 (加熱最大處高度在 550 hPa) 出發，其所激發的最不穩定模之特性示於圖六中。結果顯示出當處於東風的環境風場下，不論加熱強度為何值，所

Sinusoidal Heating  
Max Level = 550 hPa  
The Most Unstable Mode



圖六、當使用圖一(b)之垂直加熱分布時，最不穩定波特性隨加熱強度變化之關係圖。實線為波數；點線為成長速率；點虛線為相速。其中(a)  $C_1 = -10 \text{ m/s}$ ,  $\tau/2 = 24 \text{ hrs}$  ; (b)  $C_1 = -10 \text{ m/s}$ ,  $\tau/2 = 36 \text{ hrs}$  ; (c)  $C_1 = 10 \text{ m/s}$ ,  $\tau/2 = 24 \text{ hrs}$  ; (d)  $C_1 = 10 \text{ m/s}$ ,  $\tau/2 = 36 \text{ hrs}$ 。

激發的最不穩定波之波數皆發生在行星尺度處；且隨著雲簇生命的增加，最不穩定波之波數明顯地存



圖七、同圖六，但  $C_1 = -10 \text{ m/s}$  且 (a), (b) 為使用加熱最大處在 400 hPa 之正弦垂直加熱分布。其中 (a)  $\tau/2 = 24 \text{ hrs}$  ; (b)  $\tau/2 = 36 \text{ hrs}$ 。 (c), (d) 為使用加熱最大處在 700 hPa 之正弦垂直加熱分布，其中 (c)  $\tau/2 = 24 \text{ hrs}$  ; (d)  $\tau/2 = 36 \text{ hrs}$ 。

在著遞減的現象。在成長速率方面，隨著加熱強度的增加，呈現出遞增的趨勢；且隨  $\tau/2$  增加而略有增加的現象。其相速亦隨加熱強度增加而遞增，但在某些特定的  $\epsilon_0$  處，會有突然減小的現象出現。就最不穩定波之波數以及成長速率而言，東風平均流場下所產生的最不穩定模，與季內振盪的特性相當一

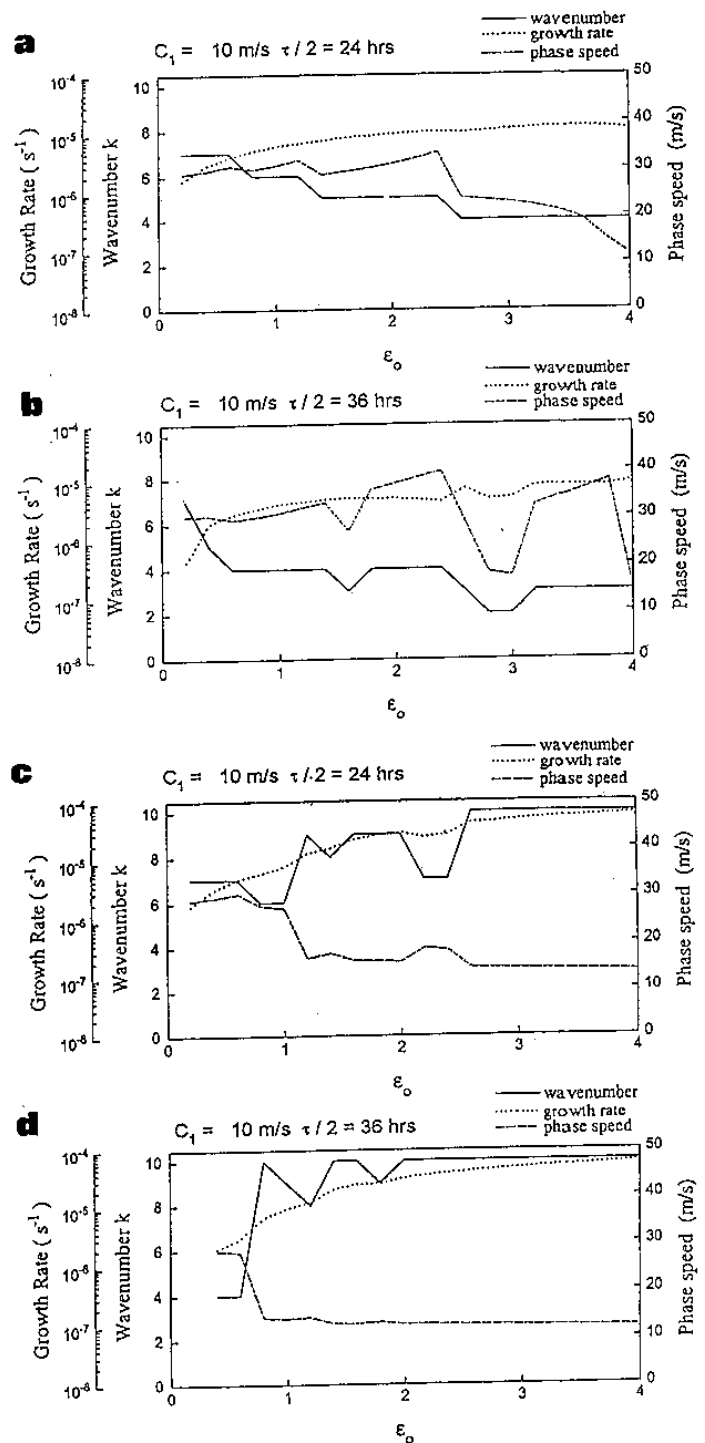
致；但就相速方面，大致皆有偏快的情形產生。

當平均流場為西風時，所激發的不穩定波之波數明顯地皆比東風狀況時大。當加熱強度較大時(約大於二)，不論雲簇半生命期為24或36小時，最不穩定波之波數皆為10；當加熱強度較小時，波數則約為4~9，且仍隨 $\tau/2$ 增加而遞減。在成長速率方面，其亦隨 $\epsilon_0$ 增加而增加，且遞增的幅度比東風時大。此外，相速隨加熱強度的變動與東風情形類似，且當最不穩定模屬較短波時，所伴隨的相速較慢(約10 m/s)。

將加熱最大處的高度設定在400 hPa時所得的最不穩定之特性(如圖七(a), (b)所示)，與加熱最大處在中對流層的結果互相比較，可發現在環境風場為東風時，此加熱最大處高度由400 hPa下降至550 hPa，會使所激發的最不穩定模在 $\epsilon_0$ 較大處，特性上略有變動：成長速率略為增加，相速則有較明顯地減少，但在波數方面，二者差別不大。此與Lau and Peng (1987, 1990)之結果相當類似。然而在 $\epsilon_0$ 較小處，此加熱最大處高度的下降，並沒有造成特徵性的差異。另一方面，當加熱最大處的高度由550 hPa降至700 hPa時(如圖七(c), (d)所示)，其影響則主要反應在 $\epsilon_0$ 較小處。此時加熱最大處高度的下降，對最不穩定之波數及成長速率影響較小；但仍在相速方面造成顯著減慢的現象。

此外，當平均流場為西風時(如圖八所示)，加熱最大處由高對流層降至中對流層，可明顯地使波數增加、成長速率增加，以及相速的減小，且此變動主要反應在 $\epsilon_0$ 較大處。另一方面，當加熱最大處由中對流層再降至低對流層時，最不穩定模特性的改變同於由400 hPa降至550 hPa時，但主要反應在 $\epsilon_0$ 較小處。此結果與在東風下所得之結果相當類似，但變動的幅度皆比東風時大了許多。

另外，將使用觀測資料所得之加熱分布，來探討其所產生的最不穩定模隨 $\epsilon_0$ 變化的情形，並與人為設定之垂直對流加熱分布所得知結果互相比較。當使用Yanai et al. (1973)所提出的加熱分布(加熱最大處之高度位於450 hPa)，所激發的最不穩定波之特性示於圖九中，其中包含平均流場為東風及西風之狀況。若環境風場為東風且 $\tau/2$ 為24或36 hrs時，所產生的最不穩定模之波數皆發生在波數為一、二或三，顯示出與觀測的季內振盪相符合的特性；且此波數隨著雲簇半生命期的增加而減小。最不穩定模的成長速率隨著 $\epsilon_0$ 增加，大致上呈現出增加的趨勢，此雖與人為設定的加熱分布所得之結果一致，但由Yanai et al. (1973)所得之最不穩定模，其成長速率對 $\epsilon_0$ 比由設定的加熱分布所得更為敏感。在相速方面，Yanai



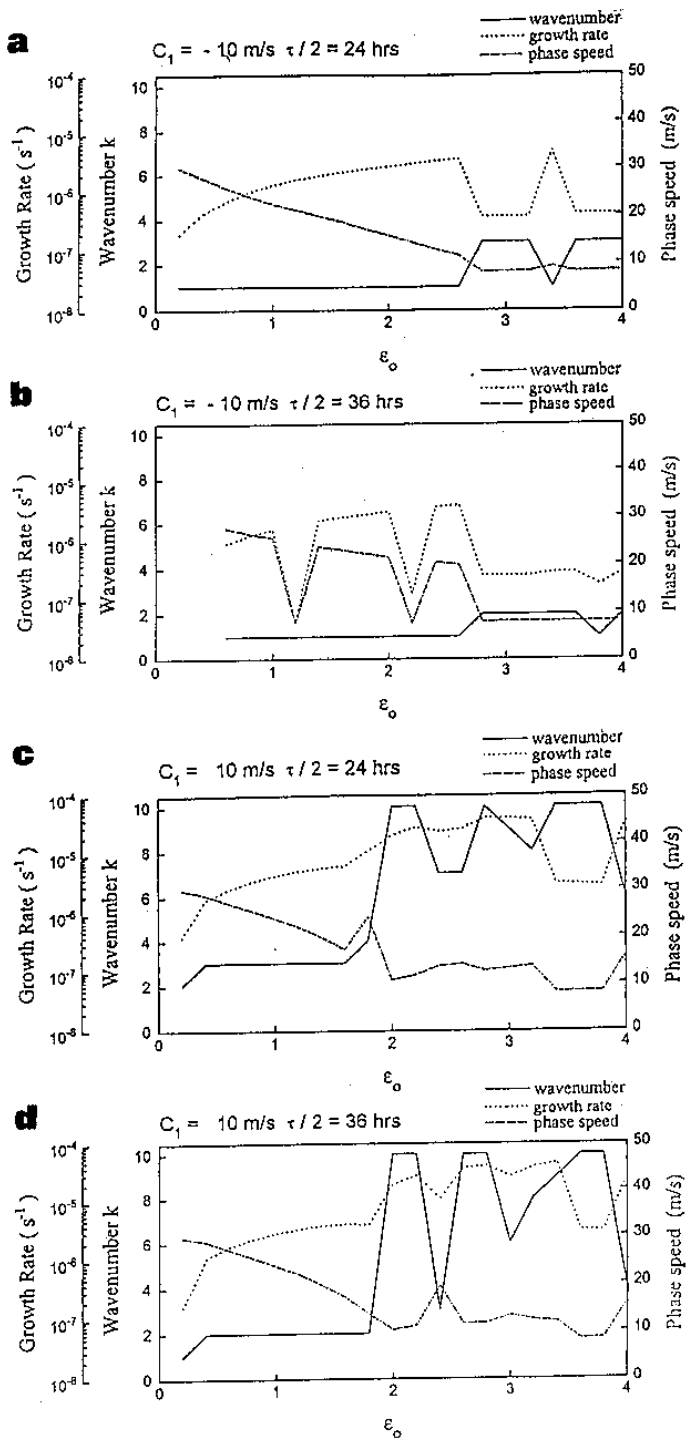
圖八、同圖七，但 $C_1 = 10$  m/s。

et al. (1973)之加熱分布所產生的相速隨 $\epsilon_0$ 增加則持續遞減，因此當 $\epsilon_0$ 較大時可具有與季內振盪較接近的傳遞速度。此相速的特性和人為設定加熱分布所得之結果大不相同，且亦對 $\epsilon_0$ 具有較敏感的反應。

若平均流場為西風帶時，在 $\epsilon_0$ 較小處，所激發的最不穩定波之波數仍為波數1、2或3，且隨 $\tau/2$ 增加而遞減；但在 $\epsilon_0$ 較大處，最不穩定波則發生在波數較大處(約為7~10)，顯示出環境風場東風分量的增加，有助於使最不穩定波之波數減小，使其更接



Heating Profile - Yanai et al. (1973)  
 Max Level = 450 hPa  
 The Most Unstable Mode



圖九、同圖六，但使用圖二中虛線所表示之垂直加熱分布。

近季內振盪之特性。此外，此時所激發的成長速率仍隨加熱強度的增強而遞增，增加的速率比東風時快。這些結果皆與人為設定加熱分布所得類似。然而，相同地，相速隨著加熱強度的持續增加而減慢，與東風下所得相同，但與 sine profile 所得不同。將此西風下所得最不穩定之特性與 Mak (1982) 之結果互

相比較，可發現當潛熱釋放造成的加熱率約為  $6^\circ K$  內時，最不穩定模之波數及成長速率皆隨著加熱強度增強而遞增，但在相速方面則有不同的趨勢。

#### 四、 結論

本研究將對流加熱與低層輻合之間的相位差納入赤道貝他面上，來探討相位差對季內振盪可能的影響。其中對此相位差進行一簡單的參數化，並使用不同的垂直對流加熱分布(包括人為設定和以觀測資料分析所得)以及不同的加熱最大處高度，來了解這些差異對熱帶地區擾動的波數、成長速率和相速有何修正。由此簡單的理論系統，結果顯示出熱帶大氣低頻擾動的波數、成長速率以及傳遞速度，明顯地受到環境風場、雲簇生命期，及加熱最大處高度的影響。

對頻散的不穩定凱爾芬波(Kelvin wave)而言，對流加熱和低層輻合之間的相位差被假設為與不穩定波的波數以及相速有關。此不穩定波之波數範圍隨著雲簇生命期的增加、環境風場東風分量的增加，以及加熱最大處高度的上升，具有向波數較小處集中的現象，且與垂直加熱分布的設定方法並無太大的相關。當環境風場為東風或無風狀態時，所激發的不穩定波皆出現在波數為1、2或3處；然而當處於西風之平均流場時，不穩定波的波數較大(可達至波數10處)，與東風或無風所得之結果相當不同。

此外，當使用人為設定的加熱分布時，在最不穩定模對加熱強度變動的關係方面，可歸納出幾點結論：

(1) 當加熱最大處之高度被設定在較高層時，所產生的最不穩波可具有較小的波數。加熱最大處高度的下降，會造成最不穩定模的波數、成長速率增加，相速減慢的現象；且此最不穩定特性改變的程度，需視垂直加熱分布和加熱強度而定。

(2) 環境風場東風分量的增加，有助於減少最不穩定模的波數和成長速率。最不穩定波的相速大致隨平均流場東風分量增加而遞增，但仍需取決於加熱強度。

(3) 較長雲簇生命期會使得最不穩定模的波數與成長速率有減小的現象；但其對最不穩定波相速方面的影響，並無一致性的趨勢。

(4) 對某一特定的環境風場以及雲簇生命期之狀況而言，最不穩定模的成長速率大致隨加熱強度增強而有遞增的現象；然而此特性在西風下、加熱強度較大時並不存在。

由觀測之垂直加熱分布所得的最不穩定模之特性，與上述結論相當類似，但除了其特性對加熱強度較由人為設定之加熱分布所得的結果敏感外，其相速隨加熱強度增強而遞增的現象，亦與後者相當不同。

Krishnamurti et al. (1992) 在初始場中保留一低頻模(mode)，發現可使全球模式有更好的預報；然而此低頻擾動是透過人為設定，而非由模式本身產生。本文即希望藉由了解相位差和垂直對流加熱分布對季內振盪的修正，來更仔細地考慮在積雲參數化中，可能會影響對流加熱與低層輻合之間的相位差，以及垂直對流加熱分布的物理過程。若積雲參數化方法可表現較佳的相位差和垂直對流加熱分布，則可使模式本身即能產生與觀測較接近的季內振盪，進而促使數值模式對預報可有更好的掌握。

此研究所得之結果乃是以對相位差進行一簡單的參數化為基礎，但對於此對流加熱與低層輻合之間的相位差，仍需透過觀測資料的分析做更進一步地探討。例如：熱帶大氣存在的相位差約為何值？且當對此相位差採取不同的參數化時，所得之結果是否與本文之結論有特徵性差異？此外，當使用觀測之加熱分布時，所激發的最不穩定模之特性對加熱強度相當敏感，因此對於熱帶地區潛熱造成平均增溫率的估計，亦是相當必要的。若能對這些問題有進一步地了解，將有助於加強對季內振盪起源之認識。

## 五、 致謝

感謝禱漢如教授與胡志文先生的協助。本研究在國科會計劃 NSC82-0202-M008-33 及 NSC83-0202-M008-27 之資助下完成。

## 參考文獻

- Chang, C.-P., 1977: Viscous internal gravity waves and low-frequency oscillations in the tropics. *J. Atmos. Sci.*, 34, 901-910.
- , and H. Lim, 1988: Kelvin wave-CISK: A possible mechanism for the 30-50 day oscillation. *J. Atmos. Sci.*, 45, 1709-1720.
- Cho, H.-R., and Y. Ogura, 1974: A relationship between cloud activity and the low level convergence as observed in Reed-Recker's composite easterly waves. *J. Atmos. Sci.*, 31, 2058-2065.

- , K. Fraedrich, and J.-T. Wang, 1994: Cloud cluster, Kelvin wave-CISK, and the Madden-Julian oscillations in the equatorial troposphere. *J. Atmos. Sci.*, 51, 68-76.
- Krishnamurti, T. N., M. Subramaniam, G. Daughenbaugh, D. Oosterhof, and J. Xue, 1992: One month forecast of wet and dry spells of the monsoon. *Mon. Wea. Rev.*, 120, 1191-1223.
- Lau, K. M., and L. Peng, 1987: Origin of low frequency (intraseasonal) oscillations in the tropical atmosphere. Part I: The basic theory. *J. Atmos. Sci.*, 44, 950-972.
- , and —, 1990: Origin of low frequency (intraseasonal) oscillations in the tropical atmosphere. Part III: Monsoon dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 47, 1443-1462.
- Lim, H., T. K. Lim, and C. P. Chang, 1990: Reexamination of wave-CISK theory: Existence and properties of nonlinear wave-CISK modes. *J. Atmos. Sci.*, 47, 3078-3091.
- Madden, R. A., and P. R. Julian, 1971: Detection of a 40-50 day oscillation in the zonal wind in the tropic Pacific. *J. Atmos. Sci.*, 28, 702-708.
- , and —, 1972: Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40-50 day period. *J. Atmos. Sci.*, 29, 1109-1123.
- , and —, 1994: Observations of the 40-50 day tropical oscillation— A review. *Mon. Wea. Rev.*, 122, 814-837.
- Mak, M., 1982: On moist quasi-geostrophic baroclinic instability. *J. Atmos. Sci.*, 39, 2028-2037.
- Miyahara, S., 1987: A simple model of the tropical intraseasonal oscillation. *J. Meteor. Soc. Japan*, 65, 341-351.
- Nakazawa, T., 1988: Tropical super clusters within intraseasonal variations over the western Pacific. *J. Meteor. Soc. Japan*, 66, 823-839.
- Sui, C. H., and K. M. Lau, 1989: Origin of low frequency (intraseasonal) oscillations in the tropical atmosphere. Part II: Structure and propagation of mobile wave-CISK modes and their modifications by lower boundary forcings. *J. Atmos. Sci.*, 46, 37-56.

Takahashi, M., 1987: A theory of the slow phase speed of the intraseasonal oscillation using the Wave CISK. *J. Meteor. Soc. Japan*, 65, 43-49.

Wang, B., and H. Rui, 1989: Some dynamical aspects of the equatorial intraseasonal oscillations. *East Asia and Western Pacific Meteorology and Climate*. P. Sham and C.P. Chang, Eds. World Scientific Publishing. 119-130.

—, and —, 1990: Dynamics of the coupled moist

Kelvin Rossby wave on an equatorial  $\beta$  plane. *J. Atmos. Sci.*, 47, 397-413.

Webster, P.J., 1983: Mechanisms of monsoon low frequency variability: Surface hydrological effects. *J. Atmos. Sci.*, 40, 2110-2124.

Yanai, M., S. K. Esbensen and J. H. Chu, 1973: Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. *J. Atmos. Sci.*, 30, 611-627.

## The Effects of Phase Lags and Different Heating Profiles on the Tropical Kelvin Wave Disturbances

Jui-Yuan Chiu Jough-Tai Wang

*Institute of Atmospheric Physics  
National Central University  
Chung-Li, Taiwan 32054, ROC*

### ABSTRACT

Rapid progress has been made in understanding the phenomena and the origin of the intraseasonal oscillations during the past two decades. The frameworks of the wave-CISK theories were proposed by several researchers to explain the origin of the intraseasonal oscillations.

In the traditional wave-CISK theory, the parameterization of the condensational heating is usually based on the assumption that cumulus heating and the wave-induced low-level convergence occur at the same time. However, some observations already demonstrate that a time shift often exist between cumulus heating and low-level convergence. In the study, the concept of the phase shift is adopted within dynamic framework of the equatorial  $\beta$ -plane. The effects of different phase lags and distributions of the vertical heating profiles (including the hypothesized and observed) on the most unstable modes are examined. The characteristics of unstable modes, in terms of the wavenumber, growth rate and phase speed with respect to those factors are analyzed.

The results reveals that for the dispersive unstable Kelvin wave, regardless which heating profile is adopted, the elevating of the peak heating level, longer lifetime of cloud cluster and the decreasing of the background westerly wind component can be favorable in generating the most unstable mode with wavenumber 1 or 2. The growth rate of the most unstable mode increases with increasing heating intensity and also when the peak heating level is lowered.

The phase speed of the most unstable mode is still faster than observed. In contrast to the growth rate, the response of phase speed to heating intensity ( $\epsilon_0$ ) can not be generalized. The effect of lowering the peak heating level has the general tendency to reduce the phase speed of the unstable mode, however, the net change should depend upon the vertical heating profiles and heating intensity. Moreover, the characteristics of the most unstable mode generated by observed heating profiles are similar to those from hypothesized profiles. And when the background wind is westerly, the unstable wave's response possesses a totally different characteristics from those of easterly mean flow situation.

Modulation effects due to different vertical heating profiles and peak levels on the characteristics of the low-frequency oscillations through the phase difference mechanism will have profound implications for the tuning of the cumulus parameterization scheme. Its potential impact on the numerical weather prediction are also discussed.

