

熱帶大氣低頻振盪研究

余嘉裕

中國文化大學大氣科學系

摘要

本文利用一個簡單熱帶大氣模式回顧熱帶大氣研究的幾個基本核心問題，包括積雲尺度與大尺度環流交互作用、伴隨海氣耦合之大氣低頻震盪等問題。研究結果顯示，大氣之主要低頻震盪，季內震盪和年際震盪，皆與海洋有密切之關係，前者之形成原因雖非肇因於海洋之動力，然其維持能量主要由海洋潛熱輸送所提供；後者則完全是海氣交互作用之產物，海洋動力主宰了大氣年際震盪之訊號。

一、前言

大尺度熱帶大氣運動與中緯度地區比較，最主要差異有二：首先從動力觀點來看，地轉效應（柯氏力）在熱帶地區小一個數量級，使得熱帶大氣的氣壓場和風場不再維持著如中緯度般近似地轉平衡的關係，低頻重力波因而成為熱帶地區主要的大尺度擾動。此外，科氏參數在跨越赤道時改變符號，其動力效應類似一道無形的牆，使得在赤道面上傳播的重力波將其能量（振幅）侷限在赤道附近，著名的赤道「凱爾文波」（Kelvin waves）即是熱帶大氣最重要的波動之一。其次從熱力觀點來看，熱帶大氣的區域熱力平衡主要由非絕熱加熱（積雲對流潛熱釋放）平衡絕熱運動（垂直對流），大氣溫度變化非常緩和。另外大氣的運動時間尺度隨著緯度降低加長，熱帶低頻重力波和海洋主要波動頻率接近，使得熱帶成為大氣與海洋間能量交換的主要地區。因此，瞭解熱帶積雲尺度對流和大尺度環境間交互作用以及與海洋間能量交換之關係不僅為熱帶大氣動力學的核心議題，也是研究短期氣候變化最關鍵的課題。

探討熱帶地區積雲尺度對流與大尺度環流間交互作用過程必須先釐清兩者潮濕大氣所扮演角色的差異。從對流可用位能變化觀點來看，前者扮演著「穩定化」（stabilize）大

氣環境之角色，後者扮演著「不穩定化」（destabilize）大氣環境之推手。換言之，大尺度環境透過水汽輻合提供積雲尺度對流所需之不穩定條件，而積雲尺度則透過對流潛熱釋放穩定大尺度環境。對於所探討現象的時間尺度若遠大於積雲生命週期（約2小時），積雲尺度和大尺度環流間之交互作用可視為調整大氣至某種近似平衡狀態之機制，此種對流準平衡假設也成為許多積雲對流參數化重要的物理基礎（Arakawa and Schubert 1974；Betts 1986；Betts and Miller 1986）。

由於海洋佔了地表百分之七十左右的面積，加上其熱容量為陸地的四倍，使得海洋一直扮演著大氣運動能源儲槽以及氣候調節器的角色。大氣和海洋的交界面存在著不同時間和空間尺度的交互作用，然一般而言，海洋對於風向改變所須之調整時間遠較大氣因海溫變化所需之調整時間為長，因此二者間大範圍的交互作用並不易產生，但是海洋之動力調整時間隨著緯度降低而縮短，熱帶地區海洋的時間尺度和大氣的低頻變化部份變得比較接近也比較容易產生大範圍之相互影響。本文之目的即希望透過簡化的大氣模式，探討熱帶大氣低頻振盪的維持機制，以及熱帶大氣低頻振盪和海面溫度變化間之關係。

二、模式介紹

根據 Yu and Neelin (1997)，原始方程模式採用 Betts-Miller (1986) 積雲參數化法，並忽略輻射作用項並假設基本大氣場為靜止且處於對流輻射平衡狀態下，大氣之控制方程可線性化成

$$(\partial_t + \varepsilon)\mathbf{V}' + f\mathbf{k} \times \mathbf{V}' = \nabla\phi'_0 + A^+\nabla h'_b \quad (2.1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V}' + \partial_p \omega' = 0 \quad (2.1b)$$

$$A(\partial_t + \varepsilon)h'_b + (\partial_p \bar{s})\omega' = Q'_c + g\partial_p F'_T \quad (2.1c)$$

$$\alpha\gamma A(\partial_t + \varepsilon)h'_b + (\partial_p \bar{q})\omega' = Q'_q + g\partial_p F'_q \quad (2.1d)$$

在 (2.1a) 中，熱力參數 A^+ 定義為

$$A^+ = \kappa \int_{p_0}^p A(p) d \ln p$$

為了方便分析起見，(2.1a-d) 式需要合併或重整。首先，將動量方程 (2.1a) 減去其下邊界（在 $p = p_0$ 處）的分量可得

$$(\partial_t + \varepsilon)\mathbf{V}'_T + f\mathbf{k} \times \mathbf{V}'_T = \nabla h'_b \quad (2.2)$$

上式中 \mathbf{V}'_T 代表準平衡假設下大氣風場的斜壓分量，其數學型式為

$$\mathbf{V}'(x, y, p, t) = A^+(p)\mathbf{V}'_T(x, y, t) + \mathbf{V}'_0(x, y, t) \quad (2.3)$$

因此，在某一氣壓面上之擾動風場量應包含了斜壓風速（ \mathbf{V}'_T ）和地面風速（ \mathbf{V}'_0 ）兩分量的貢獻。然而 \mathbf{V}'_T 與 \mathbf{V}'_0 間可透過連續方程和給定的上下邊界運動條件而得到一個明確的關係式。為簡單起見，我們在上下邊界處使用不穿透邊界條件（亦即在 $p = p_T$ 和 $p = p_0$ 處令 $\omega' = 0$ ）代入積分後之連續方程式 (2.1b) 可得到

$$\mathbf{V}'_0 = -\hat{A}^+ \mathbf{V}'_T \quad (2.4)$$

之簡單對應關係。事實上，真實的大氣並沒有上邊界存在，因而允許能量往上輻射出去，此種能量往上輻射作用對波長愈短的波動愈明顯，足以影響熱帶波動的尺度選擇性（scale selectivity）。有關輻射邊界條件對波動解特性的影響將於下一小節中另行討論。

利用無穿透上邊界條件，代入運動方程式

(2.2) 和連續方程式 (2.1b) 中，可得如下之診斷方程：

$$\mathbf{V}' = (A^+ - \hat{A}^+)\mathbf{V}'_T \quad (2.5)$$

$$\omega' = (\nabla \cdot \mathbf{V}'_T) \int_p^{p_0} (A^+ - \hat{A}^+) dp \quad (2.6)$$

由上二式可知，一旦 \mathbf{V}'_T 之水平結構已知，透過 (2.5) 和 (2.6) 可計算出大氣之三度空間環流結構。

另外，利用能量守恆式，可合併熱力方程與水汽方程成為結合水汽效應之能量方程：

$$\left[A^*(\partial_t + \varepsilon) + \varepsilon_T \right] h'_b + \Delta p_T^{-1} \int_{p_T}^{p_0} (\partial_p \bar{h}) \omega' dp = (1 + \gamma_0) \varepsilon_T T'_s + F^* u'_T \quad (2.7)$$

上式中重新定義之熱力參數 A^* 和風回饋係數 F^* 可表示成

$$A^* = A + (\alpha\gamma A) ; \quad F^* = \hat{A}^+(F + G)g / \Delta p_T$$

將 (2.6) 帶入 (2.7) 中，能量方程可改寫成

$$\left[A^*(\partial_t + \varepsilon) + \varepsilon_T \right] h'_b + M \nabla \cdot \mathbf{V}'_T = (1 + \gamma_0) \varepsilon_T T'_s + F^* u'_T \quad (2.8)$$

其中參數 M 代表大氣之「粗濕穩定度」（gross moist stability），定義為

$$M = \Delta p_T^{-1} \int_{p_T}^{p_0} (\partial_p \bar{h}) \int_p^{p_0} (A^+ - \hat{A}^+) dp' dp \quad (2.9)$$

粗濕穩定度為基本狀態熱力變數之函數，其值決定赤道波動之傳播特徵（如相速）。

方程式 (2.2) 和 (2.8) 為對流準平衡近似條件下所簡化的一組線性預報方程，它們描述對流準平衡假設下，熱帶大氣之水平結構近似解。值得注意的事，該組預報方程僅含有水平變數，而大氣之垂直結構則對流準平衡假設的強約束條件分離出來變成診斷方程之一部份。

三、Kelvin Wave-CISK 機制探討

為了探討在對流準平衡假設下赤道凱爾文波的穩定度與傳播特徵，此處假設所有擾動

變數有如下波動特性：

$$\begin{pmatrix} u'_T(x, y, t) \\ v'_T(x, y, t) \\ h'_b(x, y, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{u}_T(y) \\ \tilde{v}_T(y) \\ \tilde{h}_b(y) \end{pmatrix} \exp\{i(kx - \mu t)\} \quad (2.9)$$

其中 \tilde{u}_T 、 \tilde{v}_T 、 \tilde{h}_b 分別為描述緯向斜壓風場、經向斜壓風場、邊界層濕焔之經向 (y 向) 結構函數， k 為緯向 (x 向) 波數， $\mu = \mu_r + i\mu_i$ 為複變數，其實數部份 (μ_r) 代表波動之頻率，虛數部份代表擾動之成長率。若 k/μ_r 之比為正值，則上述波動解代表一個由西往東傳播的波動，另外，若 μ_i 為正值代表擾動將隨時間而加強，為不穩定解；反之，若 μ_i 為負值，擾動將隨時間而減弱，為穩定解。

將 (2.9) 式代入 (2.2) 與 (2.8) 式中可得

$$(\varepsilon - i\mu)\tilde{u}_T - f\tilde{v}_T = ik\tilde{h}_b \quad (2.10a)$$

$$(\varepsilon - i\mu)\tilde{v}_T + f\tilde{u}_T = \partial_y \tilde{h}_b \quad (2.10b)$$

$$\begin{aligned} [A^*(\varepsilon - i\mu) + \varepsilon_T] \tilde{h}_b + M(ik\tilde{u}_T + \partial_y \tilde{v}_T) = \\ (1 + \gamma_0)\varepsilon_T \tilde{T}_s + F^* \tilde{u}_T \end{aligned} \quad (2.10c)$$

(2.10a-c) 式除了所有的時間導數項考慮了動力與熱力阻尼 (含 ε_m 、 ε_r 係數項) 作用，相速由粗濕穩定度取代 (亦即 $c^2 \equiv M$)，水面高度擾動由邊界層濕焔取代之外，其數學形式與線性化後之非黏滯淺水方程完全相同。有關線性非黏滯淺水方程所有水平波模 (horizontal modes) 解之結構特性可參考 Matsuno (1966) 之文章，本文不再贅述。阻尼作用對於水平波模的結構並沒影響，但會修改變波動之成長率和相速 (Neelin and Yu 1994)。

為瞭解純粹由積雲尺度對流和大尺度動力間交互作用下之特徵解，此處先忽略海溫和風回饋強迫項。僅考慮 Kelvin-Wave-CISK 效應，令 $\tilde{v}_T = 0$ ，(2.10a) 和 (2.10c) 可得到如下之頻散關係式：

$$\begin{aligned} \mu = -\frac{1}{2}i(2\varepsilon + \varepsilon_T / A^*) \\ + \frac{1}{2} \left[(4M / A^*)k^2 - (\varepsilon_T / A^*)^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (2.12)$$

上式之虛根部份代表擾動的成長率，實根部份代表波動之頻率。因負根代表西向傳播之凱爾

文波，違反邊界條件 (Matsuno 1966)，故此處僅取正根。(2.12) 示顯示，若跟號內之值為正，則僅能得到穩定解。凱爾文波的相速 ($C = \mu/k$) 為

$$C = \frac{1}{2k} [(4M / A^*)k^2 - (\varepsilon_T / A^*)^2]^{1/2} \quad (2.14)$$

典型的參數值顯示 (表一)，大括號內第一項遠大於第二項，因此

$$C \approx (M / A^*)^{1/2} \quad (2.15)$$

利用典型的熱帶深對流區探空 (e.g. Yu et al. 1998) 所估算出之相速介於 10 m s^{-1} 到 15 m s^{-1} 之間，換算成緯向波數一之波動，其週期介於 31 天到 47 天之間，與熱帶季內振盪現象之週期相近。由於特徵解 (2.12) 所描述之垂直結構與長週期特徵與觀測之熱帶季內震盪週期特性相當一致，因此可稱之為 Madden-Julian Mode 或 MJ Mode (Neelin and Yu 1994; Yu and Neelin 1994)。

由以上分析可知，積雲尺度對流與大尺度環流間交互作用 (亦即 Kelvin-Wave-CISK 機制) 為決定 MJ Mode 長週期 (或緩慢相速) 和高低層反相位分布結構的主要機制。然而我們的分析結果也顯示，該機制並非維持 MJ Mode 之主要能源，因為在考慮含摩擦效應時，(2.12) 式得到消散解，在忽略所有摩擦消散項時，亦僅得到中性解。因此，除了 Kelvin-Wave-CISK 機制外，必須有其他能源以維持熱帶季內震盪之震幅於不墜，可能之維持機制包括「蒸發與風回饋作用」(Neelin et al. 1987; Emanuel 1987)、「熱力渦流強迫」(Yu and Neelin 1994)、「中緯度強迫」(Magana and Yanai 1994) 等。

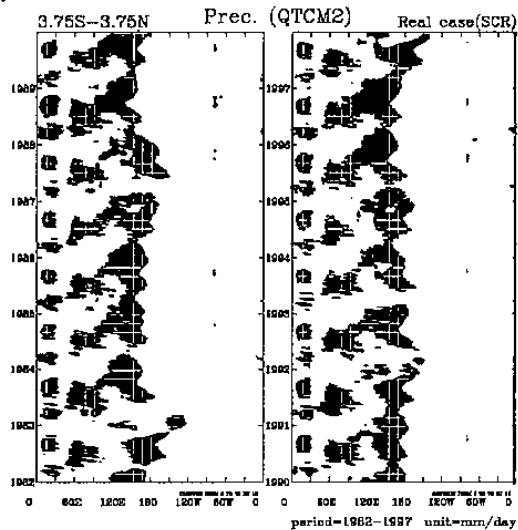
三、數值模擬

本節採用 UCLA 所發展的「準平衡熱帶環流模式」(Quasi-equilibrium Tropical Circulation Model, 簡稱 QTCM)，該模式根據 Yu and Neelin (1997) 簡單大氣模式架構所發展出來，其設計目的在提供一個計算上較為經濟但物理參數化盡量完整且適合熱帶地區的迷你型

大氣環流模式 (Mini-GCM)，提供熱帶短期氣候變化 (低頻振盪) 研究之用。

(1) 季內振盪

熱帶大氣季內振盪現象主要特徵之一為赤道印度洋和西太平洋「超級雲簇」(super cloud cluster) 的緩慢東移，圖 1 比較了熱帶緯圈觀測外逸長波 (OLR) 與模擬降水資料之時間序列分佈。此處為凸顯季內振盪訊號，濾除短週期之東風波，所採用觀測 OLR 或模擬降水資料皆為五日平均值。觀測 OLR 時間序列 (圖 1 左) 顯示，赤道附近最主要的對流活動位於西太平洋和印度洋上，其次在非洲和南美也有顯著對流活動，然其範圍和強度遠遠不及前者。值得注意的是，上述對流活躍區之對流活動伴隨有顯著之東向 (eastward) 傳播特徵，其東向傳播週期約在 30 至 60 天之間。模式模擬降水 (圖 1 右) 亦有顯著之東向傳播特徵，且其播週期與觀測 OLR 相當一致，顯示簡單的準平衡環流模式已能成功地模擬出熱帶大氣最主要低頻震盪現象之一的「季內震盪」現象。



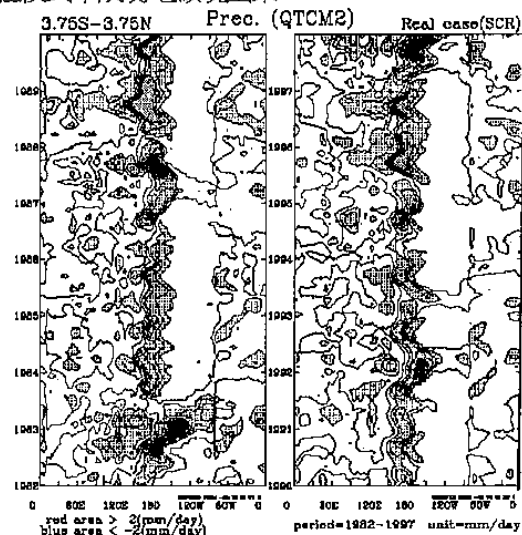
圖一：1990 年觀測 OLR (左圖) 與模擬降水 (右圖) 之比較。OLR 和降水資料已經五日平均處理。OLR 小於 $200 \text{ watts} / \text{m}^2$ 以及降水大於 $20 \text{ mm} / \text{day}$ 以陰影處理。

(2) 年際變化

大氣的年際訊號主要由伴隨聖嬰現象之海溫變化所引起，此訊號在對流區改變和風場變化尤

為顯著。圖 2 比較了赤道緯圈觀測 OLR 與模擬降水時序分佈。左圖為 OLR 距平去除季節循環效應分量時序分佈，圖中顯示，赤道地區對流活動年際變異最顯著區位於太平洋盆地，其分佈以換日線為界，呈東西反相位，亦即當東太平洋地區對流活躍時，西太平洋地區對流將被顯著抑制，前述情況主要發生在聖嬰年 (如 82/83、86/87、91/92、93/94、97/98 聖嬰年)；在反聖嬰年 (如 83/84、88/89、95/96、98/99 反聖嬰年)，東太平洋對流被抑制，西太平洋對流則略為增強。

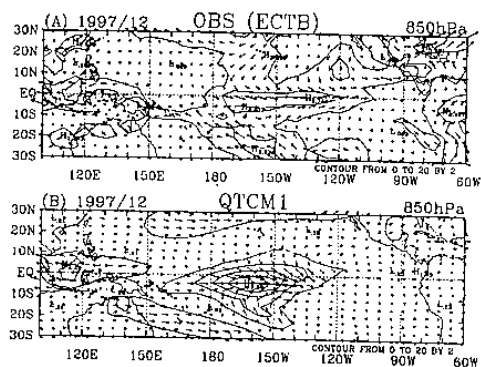
右圖為模式模擬降水距平時間序列。模擬降水顯示，主要聖嬰和反聖嬰年之東西太平洋對流異相位特徵都已被掌握。以 82/83 超級聖嬰為例，觀測 OLR 發現早自 1982 年初，赤道中太平洋對流活動即有顯著增加之趨勢，而模擬降水也成功地反映出此趨勢。再以 97/98 超級聖嬰為例，觀測 OLR 顯示，1996 年的反聖嬰現象與隔年的強聖嬰現象有密切關連，1996 年中位於西太平洋地區的對流在隔年初移至中太平洋地區，隨後形成 97/98 超級聖嬰。模式結果也成功地模擬出此次超級聖嬰現象形成過程中，西太平洋對流東移所扮演的重要角色。另外，東西距平差異不一致，東太平洋區距平值約為西太平洋二到三倍，此一特徵也在模式中成功地顯現出來。



圖二：赤道緯圈觀測降水距平 (左圖) 與模擬降水距平 (右圖) 之比較。

由於 1997 年 12 月為本世紀最近一次超級聖嬰事件成熟期，熱帶大範圍風場異常達到最

大，圖 3 因此以上述時間為模式模擬檢驗期。觀測風場（850 hpa）距（上圖）顯示，在聖嬰現象成熟時，赤道東太平洋地區顯著西風距平分量為主要特徵，主要西風分量由換日線往東延伸至 100W 附近，最大西風軸位於 160W 附近。另外，在西風軸南北兩側各有氣旋式環流，此即所謂的熱力強迫 Rossby waves (Gill 1980)。除西風較實際觀測大外，模式風場距（下圖）對主要的西風距平和 Rossby waves 環流都能成功地模擬出來，再一次驗證準平衡熱帶環流模式對大氣低頻現象有相當的模擬能力。前述模式中西風距平過大現象與模擬降水在該處過強有關，此點也是大部份簡單大氣模式待改進之處。



圖三：1998 年 12 月觀測月平均風場距平（左圖）與同月模擬風場距平（右圖）之比較。

四、結論

季內震盪和年際震盪為熱帶大氣主要之低頻震盪訊號，前者肇因於對流尺度和大尺度間知交互作用，但能量之主要維持機制來至海面上之潛熱通量，後者則由赤道東太平洋大範圍海面溫度變化所引起，顯示熱帶大氣低頻訊號與海洋表面熱力變化息息相關。因此，掌握海洋表面溫度演變便成為預知大氣短期氣候變化之關鍵。本研究顯示，適當的處理大氣潛熱參數化過程，即使是簡單的大氣模式也能有效反映出熱帶大氣低頻變異的特徵。

致謝

作者感謝美國洛杉磯加州大學 (UCLA) Dr. Neelin 提供準平衡熱帶環流模式的程式碼以及 Dr. Chia Chou 的多次討論，使本文得以順利完成。

參考資料

- Arakawa, A., and W. H. Schubert, 1974: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674-701.
- Betts, A. K., 1986: A new convective adjustment scheme. Part I: Observational and theoretical basis. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 677-691.
- Betts, A. K., and M. J. Miller, 1986: A new convective adjustment scheme. Part II: Single column tests using GATE wave, BOMEX, ATEX, and arctic air-mass data sets. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 693-709.
- Matsuno, T., 1966: Quasi-geostrophic motions in equatorial areas. *J. Meteor. Soc. Japan*, **2**, 25-43.
- Neelin, J. D., and J.-Y. Yu, 1994: Modes of the tropical variability under convective adjustment and the Madden-Julian Oscillation. Part I: Analytical theory. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1876-1894.
- Yu, J.-Y., and J. D. Neelin, 1994: Modes of the tropical variability under convective adjustment and the Madden-Julian Oscillation. Part II: Numerical results. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1895-1914.
- Yu, J.-Y., and J. D. Neelin, 1997: Analytical approximations for moist convectively adjusted regions. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 1054-1063.