

熱力強迫作用下產生之熱帶大氣環流特徵

余嘉裕

中國文化大學大氣科學系

摘要

本文使用一個簡單之大氣模式以了解因熱力強迫作用產生之平均熱帶環流特徵。吾人之結果顯示，熱帶平均環流與海面溫度分佈有密不可分之關係，海溫最大中心之稍微北位移可明顯地改變哈德雷環流之分佈（夏支強，冬支弱）。另外在高海溫地區，第二類條件性不穩定（CISK）則主宰了大氣對海面溫度之反應，這點可由降水率遠大於局部蒸發率得到應證。吾人之數值結果也顯示大氣之動力反應會因所選用之動量消散形式不同而有顯著之變化，當使用較精確之亂流擴散項時，在最大SST以西之處會因Ekman效應而產生ITCZ分離之現象。另外使用較大之積雲調整時間（ τ_c ），除了使振幅減弱外，並不對大氣之動力反應有顯著之影響。

一、前言

根據觀測資料顯示，熱帶大氣之大尺度時間平均環流特徵（例如：間熱帶輻合區、華克環流、哈德雷環流等）與海面溫度之分布有很大之關係。高海面溫度（SST）地區往往和大氣「間熱帶輻合區」（ITCZ）之位置一致，圖1為十年平均SST及降水分佈圖。由圖中可知西太平洋和印度洋之旺盛對流區（密點區）皆發生在SST高於 28°C 之處，位於東太平洋上之北半球ITCZ雖然所在之處SST低於 28°C ，然而基本上也和當地局部最高SST之位置一致。由此可知熱帶大氣之輻合（及其伴隨之三度空間環流）很明顯受到SST分佈之調節。由於ITCZ之位置組成了「哈德雷環流」（Hadley cell）中之上升部份，且ITCZ之緯向不均勻分佈和東西向「華克環流」（Walker Circulation）之強弱有顯著之關連，因此了解海面溫度分佈與熱帶大尺度平均環流間之關係一直是熱帶動力學上非常吸引人的課題。

除了SST之影響外，研究熱帶現象時水汽之集合效應（collected effects）在動力及熱力過程中也扮演著重要的角色。目前模式中常用之水汽參數化方法大約可分為三大類：第一類為郭氏參數化法（Kuo 1965；Kuo 1974），此法將大尺度水汽輻合直接與積雲潛熱釋放關連在一起，通常以一個任意參數

來分配氣柱中潛熱釋放量與水汽增加量之比例。第二類為濕對流調整法（Manabe et al. 1965；Betts 1986；Betts and Miller 1986），此法假設在對流區域大氣之垂直溫度和濕度結構受到對流強烈控制並傾向調整到一個準平衡狀態（quasi-equilibrium state）。在Manabe et al.（1965）之濕對流調整法中，模式在每個時階（time step）作一次調整，因此模式中之濕對流調整過程往往受到所選用之時階大小影響，這點違反實際物理過程。Betts and Miller（1986）之濕對流調整法則是一個較緩和之調整過程，由於對流調整時間（convective relaxation time）為常數，因此調整過程可不受模式中選用之時階大小影響而得到較為平緩之對流調整結果。第三種為Arakawa and Schubert（1974）參數化法，此法為目前物理最完整也最複雜積雲對流參數化法。Arakawa-Schubert參數化法直接描述積雲尺度和大尺度環境間複雜之物理過程，並允許不同波譜之雲（以雲高來判定）同時存在。雖然Arakawa-Schubert參數化法也假設積雲集合體（cloud ensemble）與環境間會達到一個準平衡狀態，然他們之準平衡假設乃奠基在「雲功函數」（cloud work function）之平衡上，而「雲功函數」則描述積雲中浮力做功之大小。

本文利用一簡單之穩定狀態模式來了解

大氣中緯向對稱與非對稱環流之特徵。文中採用之模式與大多數GCM類似，大氣環流由海溫梯度所造成之表面熱通量差異（包括蒸發與可感熱）所驅動。海面上提供之能量輸入透過積雲對流過程將濕熱分配到整層對流柱內同時並驅動整個大氣環流。海面上提供之能量輸入雖可驅動大氣環流，然而大氣之穩定狀態若能維持則必須靠摩擦消散項。大氣內部量消散包含了非常寬頻之亂流運動。此種寬頻之亂流運動會將能量由大尺度依序地傳向小尺度，最後過分子黏滯消耗殆盡。對於大多數之簡單模式而言，此種大「能量階梯」（energy cascade）式的摩擦消耗往往用非粗略之「Rayleigh摩擦項」來表示（Gill 1990；Zebiak 1982；Weare 1986；Zebiak 1986；Lindzen and Nigam 1986；Neelin 1988；Kleeman 1991；Neelin and Yu 1994；Yu and Neelin 1994）。本文中吾人將首次利用一個簡單模式來比較「Rayleigh摩擦項」和「亂流擴散項」兩者在動力上如何對時平均環流造成影響。

本文使用之模式與大部分簡單模式之主要不同在於兩處：（1）控制大尺度動力與積雲尺度間交互作用之水汽過程在本文中被處理；（2）動量之消散改以較精確之亂流擴散參數化處理。第二節之內容討論模式方程以及物理參數化過程，其中包括Betts-Miller積雲參數化以及表面熱通量參數化等。第三節討論緯向對稱環流特徵，包括哈德雷環流之分佈、降水、潛熱加熱等。由於熱帶大氣在緯向有強烈之非對稱性，吾人將在第四節中詳細討論緯向不對稱環流之特徵，並討論不同摩擦項之處理形式以及對流調整時間對緯向不對稱環流之影響。第五節將總結並討論本文之結果。

二、數值模式

本篇文章所採用之模式為線性化後之穩定狀態原始方程模式。在赤道 β 平面上之運動方程、連續方程、靜力方程、以及熱力方程和水汽方程，可分別表示如下：

$$(\epsilon_u + \bar{u} \partial_z - \partial_z \nu \partial_z) u' + (\partial_z \bar{u} - \beta y) v' + \partial_z \phi' = A_H \nabla^2 u' \quad (2.1a)$$

$$(\epsilon_v + \bar{u} \partial_z - \partial_z \nu \partial_z) v' + \beta y u' + \partial_z \phi' = A_H \nabla^2 v' \quad (2.1b)$$

$$\partial_z u' + \partial_z v' + \partial_z \omega' = 0 \quad (2.1c)$$

$$\partial_z \phi' = -(\kappa/p) T' \quad (2.1d)$$

$$(\epsilon_T + \bar{u} \partial_z) T' + \bar{S}_p \omega' = Q' + g \partial_z F_s' \quad (2.1e)$$

$$\bar{u} \partial_z q' + \bar{q}_p \omega' = Q'_q + g \partial_z F_q' \quad (2.1f)$$

在上式中 u' 、 v' 、 ϕ' 、 T' 、 ω' 和 q' 分別代表緯向風、經向風、重力位、溫度、氣壓、垂直速度和比濕等擾動場。 ϵ_u 和 ϵ_v 分別為Rayleigh消散係數及Newtonian冷卻係數； $\bar{u}$ 為緯向基本風場； A_H 為水平擴散係數 ν 為垂直亂流混合係數； $\kappa = R/c_p$ ； $\bar{S}_p$ 和 $\bar{q}_p$ 分別代表基本狀態之「乾靜能」（dry-static energy）垂直梯度和比濕垂直梯度。熱力變數之垂直擴散則以通量之形式表示，其中 F_s' 代表可感熱通量； F_q' 代表水汽通量； Q' 代表積雲對流所產生之潛熱釋放； Q'_q 則代表水汽源。另外（2.1e）和（2.1f）中吾人已將等壓能容 C_p 和潛熱常數 L 吸收在溫度（ T ）和比濕（ q ）之中，因此它們兩者皆有能量之單位（ J kg^{-1} ）。

為了得到有意義之數值解，吾人對積雲對流效應加上如下之閉合假設（closure assumption）：

$$\int_{p_T}^{\bar{p}} Q' \frac{dp}{g} + \int_{p_T}^{\bar{p}} Q'_q \frac{dp}{g} = 0 \quad (2.1g)$$

上式中 p_T 為模式頂端之氣壓而 $\bar{p}_0$ 為模式底部之氣壓。（2.1g）代表潛熱釋放總量要和水汽輻合量平衡，此種能量約束（energy constraint）假設對於模式之垂直結構產生了極強之約束作用。在數值方法中（2.1g）將在熱力方程中之每一層產生能量修正項。

另外吾人需要 F_s' 與 F_q' 之上下邊界條件來閉合（2.1g），在模式頂端吾人假設可感熱與水汽通量皆為零，而在模式底部吾人假設 F_s' 和 F_q' 分別趨近表面可感熱（ S' ）與表面蒸發量（ E' ）：

$$F_s' = 0 \text{ 且 } F_q' = 0, \quad p = p_T \quad (2.2a)$$

$$F_s' = S' \text{ 且 } F_q' = E', \quad p = \bar{p}_0 \quad (2.2b)$$

上式中 S' 和 E' 為海氣邊界層之表面熱通量交換，海洋透過它們和大氣產生交互作用。根據觀測資料顯示，熱帶地區蒸發大約比可感熱大一個數量級左右，因此蒸發為熱帶洋面上主要之大氣大尺度擾動之能量源。詳細之積雲參數化與表面熱通量參數化於下二小節中討論。

（一）積雲對參數化

在本文中吾人利用Betts-Miller（Betts 1986, Betts and Miller 1986）之濕對流調整法來參數化積雲對流之集合效應。Betts-Miller參數化法之主要精神之一在於使用了一個可調整之緩和時間尺度（relaxation time scale） τ_c ，因此對流調整之時間將依此緩和時間尺度將溫度場和濕度場平緩地調整到所選擇之參考剖面。通常 τ_c 之大小代表著積雲之生命週期，或者是積雲尺度影響大氣穩定度之特性時間，因此又可稱為積雲時間尺度。根據Betts and Miller（1986）之研究， τ_c 之合理值應在0.5~2小時之間。積雲潛熱釋放以及水汽源因此參數化成

$$Q' = \tau_c^{-1} (T_c' - T' - \Delta T_c') \quad (2.3a)$$

$$Q'_q = \tau_c^{-1} (q_c' - q') \quad (2.3b)$$

上二式中 T_c' 和 q_c' 分別為積雲對流所要調整到之溫度和比濕參考剖面，而 $\Delta T_c'$ 則為滿足（2.1g）之能量修正項。在數值解中能量修正項為

$$\Delta T_c' = \Delta p_T \left[\int_{p_T}^{\bar{p}} (T_c' - T') \frac{dp}{g} + \int_{p_T}^{\bar{p}} (q_c' - q') \frac{dp}{g} \right] \quad (2.4)$$

（2.4）式將在求解矩陣中之熱力方程部份產生交互作用項。上式 Δp_T 中定義成濕對流調整之氣柱厚度。在數值計算中吾人讓對流調整加熱部份【即 $\tau_c^{-1} (T_c' - T')$ 】在雲底為零，然而能量修正項（ $\Delta T_c'$ ）則加在包括雲底之整層對流層。

溫度和濕度之參考剖面則依Neelin and Yu（1994）之建議：

（1）吾人將溫度參考剖面可表達成邊界層（PBL）濕度（ h' ）之簡單函數：

$$T_c' = A(p, x, y) h' \quad (2.5)$$

其中 $h' = (T_c' + q_c')$ 為PBL之濕度， $A(p, x, y)$ 代表

溫度剖面 h' 間之三度空依賴關係。依Betts-Miller原始參數化之精神， $A(p, x, y)$ 應由觀測到之氣候平均值來決定。在本文中我們假設對流層之濕對流過程沿著濕絕熱過程運動，而PBL則維持乾絕熱過程，因此 $A(p, x, y)$ 之三度空間分佈便成為

$$A(p, x, y) = (1 + \gamma)^{-1} \exp \left[-\kappa \int_{p_T}^{\bar{p}} (1 + \gamma)^{-1} d \ln p \right], \quad p \geq p \geq p_T \quad (2.6a)$$

$$A(p, x, y) = (1 + \gamma_s)^{-1} \left(\frac{p}{p_s} \right)^{\gamma_s}, \quad p \geq p > p_s \quad (2.6b)$$

$A(p, x, y)$ 之結構由基本狀態之熱力變數所決定，對於大多數之例子而言， $A(p, x, y)$ 在水平之變化量遠小於垂直向之變化量。

（2）水汽參剖面則選用某百分比之飽和

$$q_c' = \alpha q_{sat}' = \alpha \gamma T' \quad (2.7)$$

其中 $\gamma = (dq_{sat}/dT)_{T'}$ ，而 q_{sat}' 為飽和比濕。當 $\alpha = 1$ 中時表示以100%飽和大氣為水汽參考剖面，因此 α 代表大氣飽和程度之係數。吾人知道即使在降水區，大氣仍然很少到達100%飽和程度，因此吾人選用0.8~0.95作為 α 之值。雖然對流層之飽和程度係數 α 在Betts-Miller參數化中為一個自由決定參數，因為PBL濕度和位溫通常受到近地層摩擦之影響混合得相當均勻，在PBL內則須滿足之關係。

$$\alpha(p, x, y) = \left(\frac{h'}{p} \right) \left(\frac{A}{p} \right)^{\gamma_s}, \quad p \geq p \geq p_s \quad (2.8)$$

（二）表面熱通量之參數化

依Neelin and Yu（1994）之參數化方式，吾人將表面熱通量 E' 和 S' 參數化如下：

$$S' = \rho C_D \bar{w} (T_s' - T_0') - F U_0' \quad (2.9a)$$

$$E' = \rho C_D \bar{w} (\gamma_0 T_s' - q_0') - G U_0' \quad (2.9b)$$

上二式中 $\bar{w}$ 為平均表面風速， $\gamma_0 = (dq_{sat}/dT)_{T_0'}$ ， ρ 為空氣之密度， C_D 為空氣之黏滯係數。 T_s' 代表海溫之擾動量， T_0' 和 q_0' 則分別為海平面上之大氣溫度與比濕擾動。（2.9a,b）中等號右邊第二項代表風回饋效應（wind feedback effect）。其中蒸發之風回饋效應為

$$F = -\left(\frac{dw}{du}\right) \rho C_d [\bar{q}_m(T_i) - \bar{q}_0] \quad (2.10a)$$

而可感熱之風回饋效應則為

$$G = -\left(\frac{dw}{du}\right) \rho C_d [\bar{T}_i - \bar{T}_0] \quad (2.10b)$$

在(2.10a,b)中F和G分別為蒸發與可感熱之風向饋係數。由上二式知,當平均風場為東風時,F和G為正值。另外為了簡化問題,吾人假設在PBL內溼度和位溫混合均勻,因此吾人可以将海平面之 T_0 和 q_0 與PBL頂之 T_i 和 q_i 相關聯。而改寫(2.9a,b)為

$$S' = \epsilon_r \left[T_i' - \left(\frac{P_i}{P_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} T_0' \right] \left(\frac{\Delta P_i}{g} \right) - F U_0' \quad (2.11a)$$

$$E' = \epsilon_r \left[\gamma_0 T_i' - q_0' \right] \left(\frac{\Delta P_i}{g} \right) - G U_0' \quad (2.11b)$$

上式中吾人已定義 $\epsilon_r = \rho C_d (\Delta P_i / g)^{-1}$ 為每單位氣柱(ΔP_i)溫度與水汽之熱力消散係數。 ϵ_r 之值依選用參數值之不同通常在 $(10 \text{ day})^{-1}$ 到 $(20 \text{ day})^{-1}$ 之間。另外由(2.11ab)中知SST擾動可透過蒸發或可感熱將能量傳到大氣邊界層內,而隨後之大氣對流則將PBL增加之溼焔重新分配到對流層內,以維持大氣三度空間環流之結構。吾人同時注意到熱通量中僅有一半之分量(T_i' 項)用在外力強迫上而另一半(T_0' 和 q_0' 項),則為大氣反應之一部份。此種參數化方式允許大氣反應和SST外力強迫間作雙向之交互作用(two-way interaction)。

(三)邊界層亂流混合之參數化

根據觀測資料顯示,在低對流層垂直亂流混合作用對於熱和水汽之上傳與動量之下傳扮演著非常有效之角色,因此我們選擇亂流混合係數之分佈如下(如圖二):

$$\begin{cases} v = v_0 & , P_0 \leq P \leq P_0 \\ v = v_0 - (v_0 - v_m)(P_0 - P) / \Delta P_m & , P_m \leq P \leq P_0 \\ v = v_r + (v_m - v_r) \exp[-(P_m - P) / \Delta P_r] & , P \leq P_m \end{cases} \quad (2.12)$$

上式中 v_0 , v_m 和 v_r 分別代表邊界層頂、信風

層頂以及模式層頂混合係數。 ΔP_m 代表信風層之厚度,而 ΔP_0 則代表一個模擬混合係數往上迅速遞減之尺度。另外為了表示移行擾動(transient eddy)效應,我們在運動方程也加上了水平擴散項。吾人注意到混合係數 v 和水平擴散係數 A_H 在大氣中變化很大,特別是 A_H 值之估計特別困難且無可信度。儘管如此大部份研究學者建議 A_H 值在 $o(10^5 \sim 10^6)$ 之間,靠近地表時 v 則在 $10^3 \text{ pa}^2 \text{ s}^{-1}$ 左右。表一列出模式中採用之一些重要參數值大小。

另外為了使系統封閉,垂直混合項需要二個邊界條件,吾人假設亂流混合在模式層頂為零而在表時則依下列表面黏滯定律

$$\partial_z v' \big|_n = -\frac{\rho C_d \bar{V}_0}{\Delta P_0 / g} V_0' \quad (2.13a)$$

$$v' \big|_n = 0 \quad (2.13b)$$

上式中 ρ 為空氣之密度; C_d 為黏滯係數, V_0 為平均地面風, ΔP_0 為邊界層厚度。另外關於平均基本風場,吾人假設整個熱帶為 5 ms^{-1} 之東風。

三、緯向對稱環流

自從Hadley於1735年提出在赤道區上空之空氣因加熱而上升並於極區冷卻下降之簡單熱力驅動南北環流之後,研究大氣平均緯向對稱環流便一直是動力氣象學上之重要課題。在本節中,吾人探討海面溫度型態如何影響時間平均緯向對稱環流之位置、結構以及動力。

由於SST在緯度上有明顯之季節變化且通常觀測之SST並非總是相對於赤道是對稱的,因此我們使用了二種SST類型。第一個類型之最大SST赤道上(赤道對稱型);第二個類型將最大SST中心北移6度以模擬北半球夏季時之情況(見圖3)。圖4為第一類型(對稱型)SST擾動所產生之緯向對稱環流。由圖中之氣壓場分佈(圖4a)吾人發現明顯之雙胞環流:強上升運動發生在赤道上而二支較弱之下沉氣流則在南北緯12度左右。最大上升運動之振幅超過 15 Hpa day^{-1} ,大約為最大下沉運動之兩倍。另外由溫度場之分佈(圖4b)發現,最大溫度之反應發生在上對流層(250 Hpa 左右)其振幅可達 0.6 K 。

另一個局部最大值則發生在邊界層內,其最大振幅可達 0.3 K 左右。此邊界層之最大值顯然和邊界層內之混合作用有關,然而值得吾人注意的是,儘管吾人加大邊界層之消散項(例如採用 $\epsilon_0 = 1 \text{ day}^{-1}$),邊界層之溫度仍然無法到達SST之值。

圖4c顯示潛熱加熱率之分佈。圖中顯示最大加熱率發生在 400 Hpa 左右而其加熱率可達 0.8 K day^{-1} ,此結果與大部分深對流區之觀測相符。除了赤道區上空之加熱外,在副熱帶地區也發現二個伴隨著哈德雷環流下降區域之冷卻中心。另外在邊界層內也發現冷卻趨勢以維持保守之特性。圖4d則比較降水率(實線)和局部蒸發率(虛線)之分佈。吾人發現降水分佈大略和SST之分佈相近,然而在高海溫地區降水率則遠大於局部蒸發率,這顯示大部分之降水由大尺度輻合所提供,再一次證明高海溫地區CISK主宰了大氣對海溫之反應。

圖5顯示非對稱SST型態下之大氣緯向對稱環流特徵。吾人注意到SST些微之北移明顯地改變了哈德雷環流之強度,特別是在夏半球(北半球)環流明顯地減弱了,在此同時冬半球(南半球)環流則明顯地增強了。此結果與觀測之熱帶哈德雷環流特徵(Oort and Rasmussen 1970; Lindzen and Hou 1988)完全相符。在圖5c當中亦發現冬半球有較強之冷卻率而夏半球則相對地小多了。同時吾人也發現溫度與降水之最大振幅幾乎不受SST北移之影響,但是最大反應中心亦隨SST中心之北移而北移。

四、緯向不對稱環流

由於緯向不對稱環流在整個大氣環流中佔有顯著之分量,因此值得吾人探討緯向不對稱環流對熱帶強迫作用之反應。在本節中吾人使用了一個理想化之SST分布(如圖6),其中最大SST擾動位於模式中心,其振幅為 1° K 。吾人同時設計了三個數值實驗以了解控制大氣對海溫變化反應之機制以及熱帶ITCZ之維持機制。在吾人設計之三個實驗當中,前二個實驗比較簡單之Rayleigh式摩擦(Exp1)和較真實之亂流摩擦(Exp2)之動力差異,第三個實驗(Exp3)則探討積雲對

流調整時間尺度 τ_c 對大氣動力反應之影響。

(一)Rayleigh摩擦vs.亂流擴散

圖7顯示低層風(962.5 Hpa)與降水反應之分佈。上圖為使用Rayleigh摩擦(Exp1)之結果。在模式中吾人在運動方程使用了5天之消散時間尺度,吾人發現在Exp1中降水擾動和SST擾動之位置重合,最大降水擾動大約 5 mm day^{-1} 。在最大SST之西,低層風場被Rossby波動所主宰,而在最大SST以東低層風則被Kelvin波所主宰。同時吾人也發現伴隨著華克環流下沉運動之負降水擾動中心出現在最大SST之東。反之伴隨著南北向之哈德雷環流訊號在此例中甚為微弱。

下圖則為使用亂流擴散(Exp2)時之結果。吾人發現一有趣之現象:最大降水中心(ITCZ)在最大SST以西有分離成雙ITCZ之趨勢(在 $\pm 10^\circ \text{ N/S}$),但在最大SST以東則維持一條長而窄之ITCZ。此種特性主要是因為Ekman效應(由亂流擴散項提供)作用在低層風之結果,在最大SST以西(低層風以西風為主),Ekman效應將西風偏離赤道,因此造成ITCZ之分離;然而在最大SST以東(低層風以東風為主),Ekman效應則將東風偏向赤道造成單一狹長之ITCZ。

另外吾人亦注意到在最大SST以東因單一ITCZ而使得二個局部哈德雷環流(對稱於赤道)更明顯。同時與Rayleigh摩擦實驗(Exp1)之另一不同在於人伴隨華克環流之訊號在Exp2中以最大SST中心以西之下沉氣流為主。同時吾人知道ITCZ分離成雙ITCZ與運動方程中之亂流擴散係數之大小有關,若使用較小之亂流擴散係數或者較大之水平擴散係數時雙ITCZ之現象則較不明顯。

前面所述之哈德雷以及華克環流可以圖8和圖9來詳細說明。圖8顯示Exp1在最大SST(180°)處大氣反應之緯度/高度剖面圖。在圖8a中吾人發現整層大氣對流層在赤道上都有上升運動,最大上升運動區大約在 400 m 左右,此種垂直結構和觀測結果頗為相符。最大溫度反應(圖8b)則發生在高對流層(250 Hpa),其振幅可達 0.6 K 。另一個局部最大值則在PBL頂部,其振幅可達 0.3 K 。另外低對流層亦有顯著之水汽擾動,其振幅最

大可達 $0.3g\ kg^{-1}$ (圖8c)。圖8d則顯示潛熱加熱率之分布情形，吾人發現整個對流層地區都屬於正加熱區，最大加熱率發生在500mb左右。同時負加熱擾動則出現在PBL內此結果與能量保守修正項有關，因為潛熱釋放必須在PBL內和可感熱通量在此處平衡。在物理上此結果則與PBL中之下降氣流(down draft)有關。

圖9顯示Exp1中在赤道上大氣反應之經度/高度剖面。在圖9a中發現上升運動主要集中在SST最大值處，最大上升運動可達 $40\ Hpa\ day^{-1}$ 之量。吾人同時發現華克環流在東西向有極端不對稱性，東支通常比西支來得強。溫度和水汽反應(圖9a, 9c)則侷限在SST中心附近，然而東邊則有延伸較廣之趨勢。此結果與熱帶波動理論之結果相符，因為東邊之Kelvin波速為西邊Rossby波最快波速之三倍。潛熱加熱(圖9d)也顯示出深厚之結構，其中最大加熱率發生在500Hpa左右，其振幅可達 $2.4K\ day^{-1}$ 。

圖10為Exp2在 $150^{\circ}E$ 處(此處ITCZ分離最明顯)大氣反應之緯度/高度剖面。吾人注意到，與降水之水平分布一致，所有之物理量皆分離成二中心，最大中心約偏離赤道 $6^{\circ}\sim 8^{\circ}$ 之間。伴隨著輻散場之下沉運動在赤道上相當顯著，並造成降水擾動之顯著減少。圖10顯示Exp2在赤道面上之經度/高度剖面。吾人發現大氣溫度和濕度之垂直結構與振幅不管在定量或定性上都非常類似Exp1。此結果再一次證明Betts-Miller溼對流調整法在垂直向之強熱力約束條件之作用。然而動力上之反應則截然不同，特別是上升運動中心位移到最大SST以東，此處單一ITCZ存在。同時顯著之下沉運動在 $90^{\circ}E$ 和 $180^{\circ}E$ 之間出現，以下沉運動在此區伴隨著局部冷卻作用(圖10d)。所有之結果皆與圖7b中之水平環流以及降水一致。吾人同時發現由於亂流擴散係數在垂直向有顯著變化，垂直傾斜在低層大氣特別明顯。

儘管部份學者認為因亂流擾動係數改變而產生之現象值得懷疑(特別是 v 和 A_H 之值在大氣中很難判定)，然而吾人之結果至少提供了一個對大尺度動力反應如何因不同之

摩擦消散型式而改變之定性描繪。吾人之結果顯示ITCZ分離可因Ekman效應產生之動力偏離而產生，若使用Rayleigh型式之摩擦消散則大氣將僅會在最大SST擾動處產生最大之反應。

另外吾人亦注意到PBL之溫度絕不會調整到SST擾動之值且其型式與SST也不盡相同，此結果對於模擬大氣氣流場對SST反應方面之研究亦有正面之修正。另外前述實驗中雖為線性模式之結果然而其結果與許多GCMs模擬之合成結構卻非常相似(Hayashi and Sumi 1986; Numaguti and Hayashi 1991a, b; Hess et al. 1993)，這點也證明在高海溫地區，CISK為主宰大氣對海溫反應之最主要機制。

(二)積雲調整時間之效應

前述積雲調整時間 τ_c 代表積雲尺度之生命週期也代表著模式中將熱力場調整到參考剖面所需之時間。因此由物理觀點來看，吾人應避免讓 τ_c 隨空間和時間而改變。然而在一個使用Betts-Miller溼對流調整法之GCM中，對流/不對流條件在每一層每一時階皆要被確認。對於部份地區介於對流和不對流之間時，其它效應則將造成對流和不對流之相互變化，此結果將加長模式對流之有效調整時間(儘管吾人使用固定 τ_c 之值)。同時準平衡假設成立與否需要 τ_c 值為小數，因此 τ_c 值之大小如何影響大氣之穩定反應是一個值得澄清之問題。

在Exp3中吾人使用了較長之積雲調整時間($\tau_c=6$ 小時)以測試大氣反應和 τ_c 大小間之關係。圖12顯示降水和低層風場之水平分布。吾人發現，除了反應振幅變小之外，整體反應型態並無改變。最大降水擾動只達 $4mm\ day^{-1}$ ($\tau_c=2$ 小時為 $6mm\ day^{-1}$)，減少了百分之五十左右。此種結果無疑地和有限 τ_c 效應造成之熱力消散增強有關(Yu and Neelin 1994)。大氣反應之經度/高度和緯度/高度剖面(形態類似故無圖示)亦顯示與Exp2有相似之構造，特別是溫度與濕度之振幅幾乎不受 τ_c 變大之影響。此結果顯示使用Betts-Miller參數化積雲對流之集合效應，除了振幅受到影響之外，大氣之熱力結構對 τ_c

之大小並不敏感，也再一次證明Betts-Miller溼對流調整法對於模擬深對流區大氣對海溫變化之反應為一適當之方法。

五、總結與討論

本文討論由理想化之海面溫度擾動所強迫產生之平均熱帶環流之特徵。在文中我們假設基本場為均勻的且到處皆為深對流，如此理想化之模式雖然產生一些已經在其它簡單模式或全球環流模式中討論過之重要物理特徵，但是本文仍然提供一些在溼對流調整下之大氣如何對海面溫度起反應之重要訊息：

- (1)熱帶地區之緯向對稱環流強烈地受到海面溫度之影響。將海面溫度之極大值稍微偏離赤道一點即可產生顯著的不對稱哈德雷環流——強且寬之冬半球環流以及弱且窄之夏半球環流——此結果與其它用固定加熱剖面之研究結果(Lindzen and Hou, 1988; Hou and Lindzen 1992)類似。
- (2)在所有之數值實驗當中，大部分地區之降水率皆遠大於局部蒸發率。此結果顯示，在深對流區CISK主宰了大氣對海洋之反應，意即水汽輻合及其伴隨之熱力反應主宰了大氣對海洋之動力反應。
- (3)數值解顯示大氣對海溫反應之水平與垂直結構與熱力準平衡模式之結果(Yu 1993)相近，此結果顯示準平衡假設(小 τ_c 之極限)在深對流區不失為解釋熱帶大尺度環流之理想假設。然而改變 τ_c 效應也對動力反應產生了顯著之影響，當 τ_c 之值取大時，哈德雷及華克環流將比 τ_c 較小時來得弱。
- (4)在運動方程使用不同形式之消散項時，大氣之反應有截然不同之表現。當我們使用最簡單之Rayleigh摩擦項時(Exp1)，最大降水區(即ITCZ)總是發生在最大海溫擾動中心處。然而當我們改用較接近真實狀況之亂流擴散項時，因為Ekman效應之作用，在最大海溫之西發生了ITCZ分離之現象。此結果與早期部份學者(Numaguti and Hayashi 1991a, b; Hess et al. 1993)推測ITCZ分離無法

在溼對流調整模式中維持之結論相左。

儘管完全分離成雙ITCZ之現象在大氣中極為罕見(Hubert et al. 1969)，然而也有部份學者指出最大降水區並非總是發生在最高海溫地區(Waliser and Somerville 1993)，本文之穩定狀態模式則從物理觀點提供動力效應如何影響CISK主宰之環流以及如何使ITCZ偏離最大SST中心。根據我們結果顯示ITCZ是否偏離最大SST中心與運動方程中所採用之摩擦消耗形式有關，當使用亂流擴散之摩擦消耗形成時，Ekman效應不僅對熱帶波動有顯著之影響，亦改變了ITCZ之位置，而緯向不對稱環流與緯向對稱環流之主要差異即在此種動力效應上反應出來。

誌謝：

本文為作者在美攻讀博士學位期間研究內容之一部份，作者感謝UCLA教授David Neelin, Akio Arakawa, Michio Yanai, 以及UC Davis教授Brian Weare所提供之寶貴意見。最後要感謝八十四學年度教育部「基礎科學教育改進計畫—物理地科類」補助購買DEC ALPHA工作站，以及國科會研究計畫NSC85-2111-M-034-002-AGT資助購買繪圖軟體，方使本文得以順利在台修訂完成。

參考資料

- Arakawa, A., and W. H. Schubert, 1974: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part I. *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.
- , 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.
- Gill, A. E., 1980: Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 106, 447-462.
- , and E. M. Rasmusson, 1983:

- The 82–83 climate anomaly in the equatorial Pacific. *Nature*, 306, 229–234.
- Hayashi, Y. Y., and A. Sumi, 1986: The 30–40 day oscillations simulated in an "aqua planet" model. *J. Meteor. Soc. Japan*, 64, 451–466.
- Hess, P. G., D. S. Battisti and P.J. Rasch, 1993: The maintenance of the intertropical convergence zones and the large-scale tropical circulation on a water-covered earth. *J. Atmos. Sci.*, 50, 691–713.
- Hou, A. Y., and R. S. Lindzen, 1992: The influence of concentrated heating on the Hadley circulation. *J. Atmos. Sci.*, 49, 1233–1241.
- Hubert, L. F., A. F. Krueger, and J. S. Winston, 1969: The double intertropical convergence zone — a fiction? *J. Atmos. Sci.*, 26, 771–773.
- Jordan, C. L., 1958: Mean sounding for the West Indies area. *J. Meteor.*, 15, 91–97.
- Kleeman, R., 1991: A simple model of the atmospheric response to ENSO sea surface temperature anomalies. *J. Atmos. Sci.*, 48, 3–18.
- Kuo, H.-L., 1965: On formation and intensification of the tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 22, 40–63.
- , 1974: Further studies of the parameterization of the effect of cumulus convection on large-scale flow. *J. Atmos. Sci.*, 31, 1232–1240.
- Lindzen, R. S., and S. Nigam, 1987: On the role of sea surface temperature gradients in forcing low-level winds and convergence in the tropics. *J. Atmos. Sci.*, 44, 2418–2436.
- , and A. Y. Hou, 1988: Hadley circulation for zonally averaged heating centered off the equator. *J. Atmos. Sci.*, 45, 2416–2427.
- Manabe, S., J. S. Smagorinsky, and R. F. Strickler, 1965: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrological cycle. *Mon. Wea. Rev.*, 93, 769–798.
- Numaguti, A., and Y. Y. Hayashi, 1991a: Behaviors of the cumulus activity and the structures of the circulations in the "aqua planet" model. Part I: The structure of the super clusters. *J. Meteor. Soc. Japan*, 69, 541–561.
- , and, ———, 1991b: Behaviors of the cumulus activity and the structures of the circulations in the "aqua planet" model. Part II: Large scale structures and the evaporation–wind feedback. *J. Meteor. Soc. Japan*, 69, 563–579.
- Neelin, J. D., and J.-Y. Yu, 1994: Modes of tropical variability under convective adjustment and the Madden–Julian Oscillation. Part I: Analytical theory. *J. Atmos. Sci.*, 51, 1876–1894.
- , 1988: A simple model for surface stress and low-level flow in the tropical atmosphere driven by prescribed heating. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 114, 747–770.
- Oort, A. H., and E. M. Rasmusson, 1970: On the annual variation of the monthly mean meridional circulation. *Mon. Wea. Rev.*, 98, 423–442.
- Waliser, D. E., and R. C. Somerville, 1993: The preferred latitudes of the Intertropical Convergence Zone. *J. Atmos. Sci.*, 51, 1751–1764.
- Weare, B. C., 1986: A simple model of the tropical atmosphere with circulation dependent heating and specific humidity. *J. Atmos. Sci.*, 43, 2001–2016.
- Yu, J.-Y., 1993: *The Tropical Atmosphere under Convective Adjustment*. Ph.D. dissertation, University of California, Los Angeles, CA 90024, 205pp.
- , and J. D. Neelin, 1994: Modes of tropical variability under convective adjustment and the Madden–Julian Oscillation. Part II: Numerical results. *J. Atmos. Sci.*, 51, 1895–1914.
- Zebiak, S. E., 1982: A simple atmospheric model of relevance to El Niño. *J. Atmos. Sci.*, 39, 2017–2027.
- , 1986: Atmospheric convergence feedback in a simple model for El Niño. *Mon. Wea. Rev.*, 114, 1263–1271.

附錄 A：數值方法

為了節省電腦記憶容量以及更有效地獲得數值解，吾人採用半波譜法 (semi-spectral) 來解本文中提示之模式。本文之模式方程 (5.1a~g) 在垂直和南北向使用有限差分法來表示，而緯向則以波譜法展開。垂直向從 1000Hpa 到 100Hpa 分 12 層而南北向則以 2 個緯度為網格間距。緯向之所有變數皆以如下之波譜轉換取代。

$$(\cdot) = \sum_{n=0}^N (\cdot)_n e^{ik_n \lambda} \quad (\text{A.1})$$

上式中 k 為第 n 個緯向波數，而 $(\cdot)_n$ 為波數 n 之 Fourier 轉換變數， N 則為最大截斷波數。在南北邊界上，吾人選用簡單之無垂直邊界條件 ($v=0$)。由於熱帶之擾動振幅主要集中在赤道上，因此若吾人選取之南北邊界距離赤道夠遠時，上述邊界條件並不會影響到吾人有興趣範圍內之物理理解。

第二節中提及之穩定狀態因此可以寫成如下之線性系統：

$$\sum_{n=0}^N (\underline{A}_n \underline{\tilde{X}} = \underline{\tilde{F}}_n) \quad (\text{A.2})$$

其中 $\underline{A}_n$ 為複數帶狀矩陣 (大部非零係數皆沿著矩陣對角軸附近)； $\underline{\tilde{X}}_n$ 為 Fourier 轉換後之解向量 (solution vector)，包含了 $\tilde{u}$ 、 $\tilde{v}$ 、 $\tilde{\phi}$ 、 $\tilde{\omega}$ 、 $\tilde{T}$ 、 $\tilde{q}$ 和 $\tilde{\tau}$ 之解。則 $\underline{\tilde{F}}_n$ 為 Fourier 轉換後之外力強迫向量，在本文中外力強迫項由海面溫度擾動所提供。在本文之計算中吾人截取 20 個緯向波數。若已知外力強迫大小 ($\underline{\tilde{F}}_n$)，(A.2) 所述之線性系統可以

透過逆轉矩陣而求得其解。然而由於本文所討論之現象屬於帶狀矩陣 (band matrix) 之形式，吾人可以將此矩陣轉換成更為有效之形式，例如：一個 $n \times n$ 之帶狀矩陣有 l 列上斜角係數 (super diagonals) 以及 m 列下斜角係數 (sub diagonals)。吾人可以將此帶狀矩陣轉換成 $(l+m+1) \times n$ 之陣列。此種轉換矩陣之對角線係數以及列係數將維持不變，而大部分為零之係數則不再需要儲存起來。此種方法可節省大量之電腦記憶體空間，以本文模式為例，轉換成帶狀矩陣之形式，大約節省了 93% 之記憶容量，換算成 CPU 時大約只要原來矩陣之 1/16 而已，大大縮短了計算所需之時間。

圖表說明

圖 1：熱帶地區海面溫度與降水分布之氣候圖。資料取自 COADS (comprehensive ocean-atmosphere data set) 1978 年 10 月到 1988 年 9 月十年之月之平均資料。等值線代表海面溫度並以攝氏 12 度為間距，降水強度則以打點表示，其中密點區代表降水量大於 200mm month⁻¹ 而疏點區則代表降水量介於 100mm month⁻¹ 到 200mm month⁻¹ 之間。陸地上之海面溫度為內差值並不代表實際溫度。

圖 2：亂流混合係數之垂直分布。

圖 3：用以驅動緯向平均環流之兩類 SST 擾動。第一個 SST 分布對稱於赤道，最大值為 1K；第二個 SST 分布則將最大中心往北移 6 個緯度左右。

圖 4：對稱赤道 SST 分布所強迫之緯向對稱平均大氣環流。(a) 垂直速度之分布，等值線間距為 3Hpa day⁻¹ (b) 溫度分布，等值線間距 0.05 K (c) 潛熱加熱分布，等值線間距為 0.2K day⁻¹ (d) 降水 (實線) 與局部蒸發 (虛線) 之分布。在 (a) (b) (c) 圖等值線中實線代表正值，虛線代表負值。

圖 5：非對稱赤道 SST 分布所強迫之緯向對稱平均大氣環流，其餘與圖 4 相

同。

圖 6：一個驅動緯向不對稱環流之理想化 SST 分布，最大振幅 $1K$ 位於模式中心。

圖 7：低層風 ($962.5Hpa$) 與降水反應。上圖為使用簡單 Rayleigh 摩擦之結果 (EXP1) 下圖則為使用亂流擴散之結果 (EXP2) 等值線間距為 $1mm\ day^{-1}$ ，而右下角箭長度代表風速為 $6ms^{-1}$ 。

圖 8：EXP1 在 180 度經度之大氣緯度 / 高度剖面圖。(a) 垂直速度分布，等值線間距為 $4Hpa\ day^{-1}$ (b) 溫度分布，等值線間距為 $0.05K$ (c) 比濕分布，等值線間距為 $0.02g\ kg^{-1}$ (d) 潛熱加熱分布，等值線間距為 $0.3K\ day^{-1}$ 。

圖 9：EXP1 沿著赤道之經度 / 高度剖面圖，其餘同圖 8。

圖 10：EXP2 在 150 度經度之緯度 / 高度剖面圖，其餘同圖 8。

圖 11：EXP2 沿著赤道之經度 / 高度剖面圖，其餘同圖 9。

圖 12：EXP3 之低層風 ($962.5Hpa$) 與降水分布，其餘同圖 7。

表一

參數	符號	值
邊界層頂亂流係數	ν_b	$1000\ pa^2s^{-1}$
信風層頂亂流係數	ν_m	$700\ pa^2s^{-1}$
模式層頂亂流係數	ν_r	$100\ pa^2s^{-1}$
水平擴散係數	A_H	$10^{-6}m^2s^{-1}$
邊界層厚度	Δp_b	$75mb$
信風層厚度	Δp_m	$225mb$
亂流係數遞減尺度	Δp_e	$75mb$
邊界層熱力消散尺度	ϵ_b	$(1day)^{-1}$
邊界層水汽消散尺度	ϵ_q	$(1day)^{-1}$
Newtonian 冷卻係數	ϵ_r	$(10days)^{-1}$

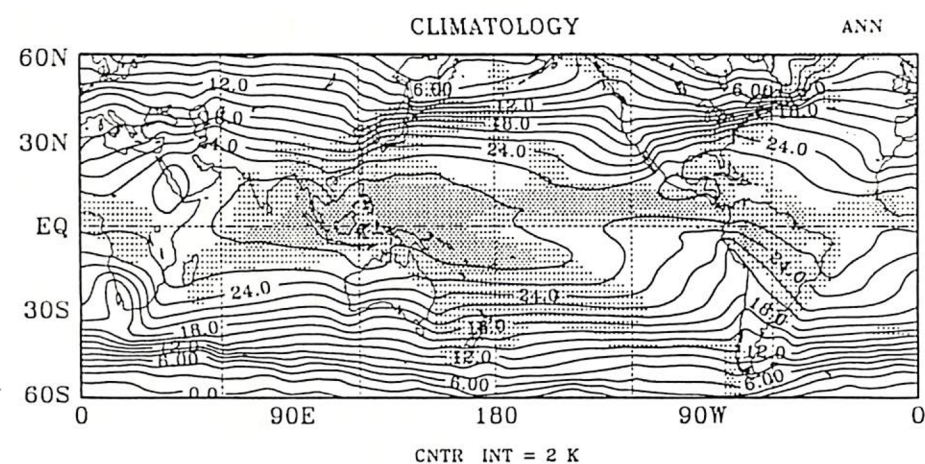
The Tropical Circulation Characteristics under Thermal Forcing

Jia-Yuh Yu

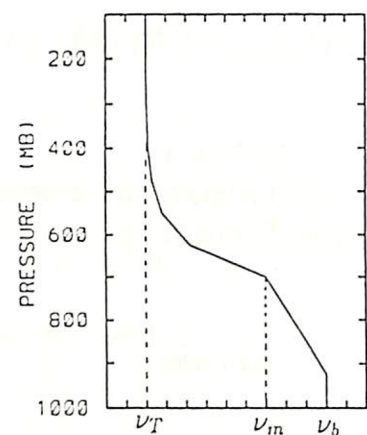
Department of Atmospheric Sciences
Chinese Culture University

Abstract

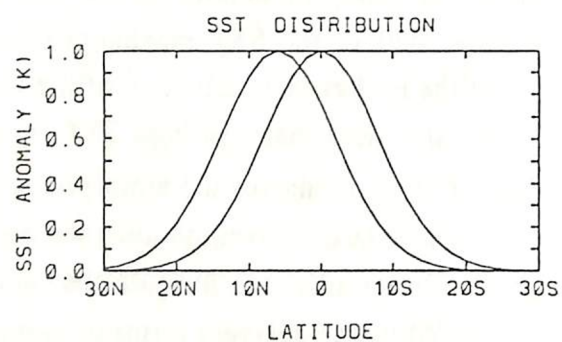
In this paper, we use a simple atmospheric model to understand the time-mean characteristics of the tropical atmospheric circulation. Our results indicates that the time-mean tropical circulation is highly modulated by the sea surface temperature (SST) distribution and a slight shift of the SST maximum center to the north can result in a dramatic change of the Hadley cell pattern (with a weak summer cell and a strong winter cell). We also note that, in high SST regions, the conditional instability of the second kind (CISK) dominates the atmospheric response to the SST anomalies as indicated by a much larger precipitation rate compared to the local evaporation in most regions. Our results also indicate that notable changes of the dynamic response can be observed due to different forms of momentum damping used in the model. Using larger value of the cumulus adjustment time (τ_c), however, does not have significant impact on the response pattern except that it produces weaker amplitude of the response.



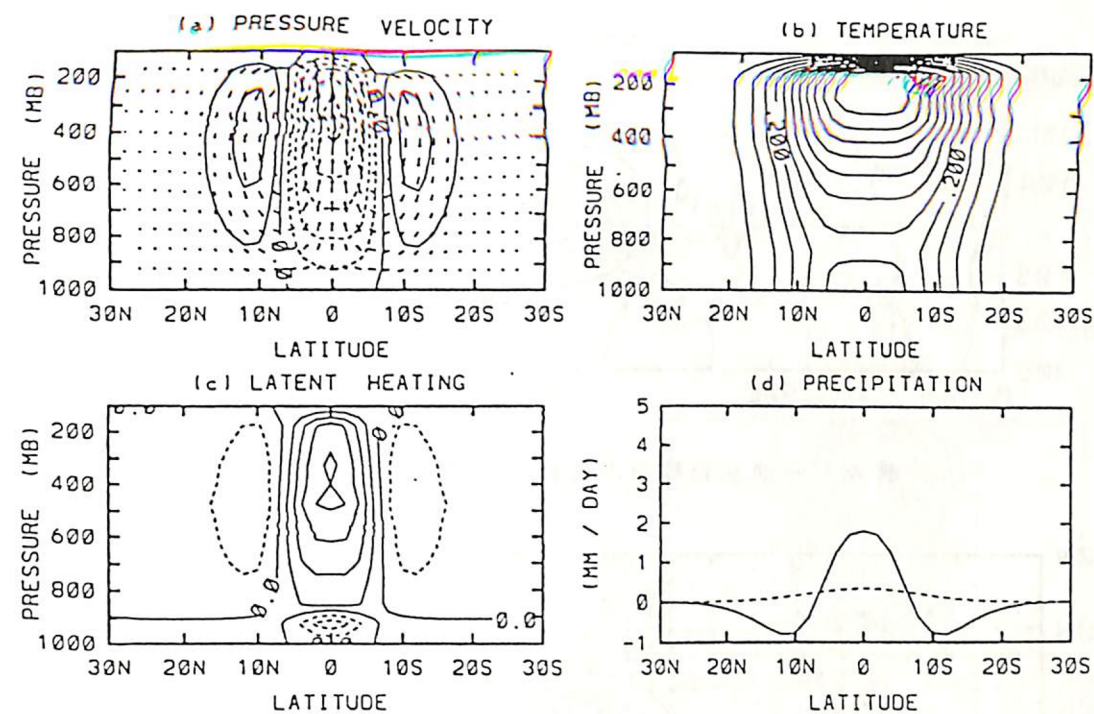
圖一 熱帶地區海面溫度與降水分布之氣候圖



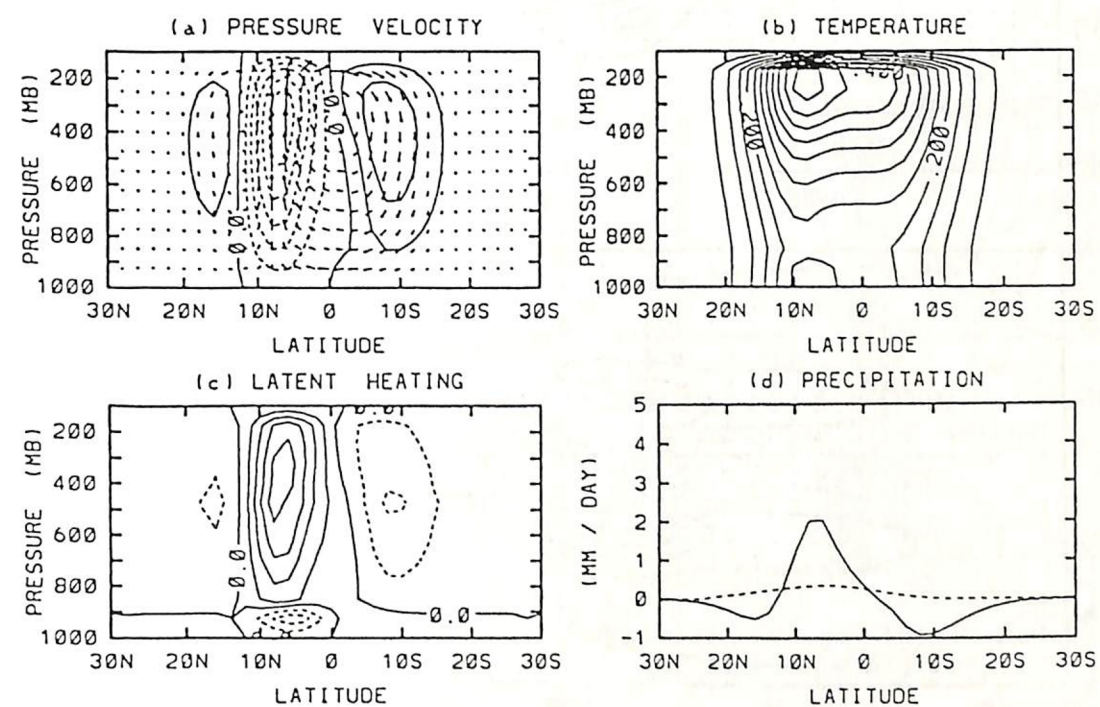
圖二 亂流混合係數之垂直分布



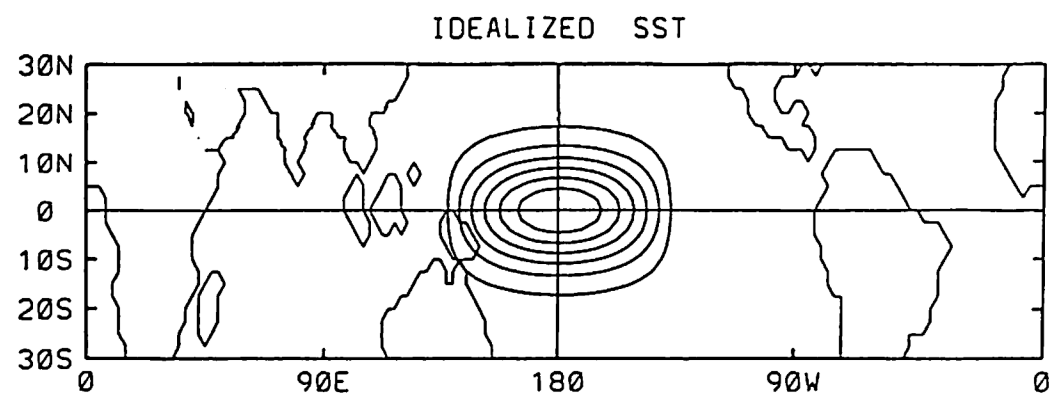
圖三 用以驅動緯向平均環流之兩類SST擾動



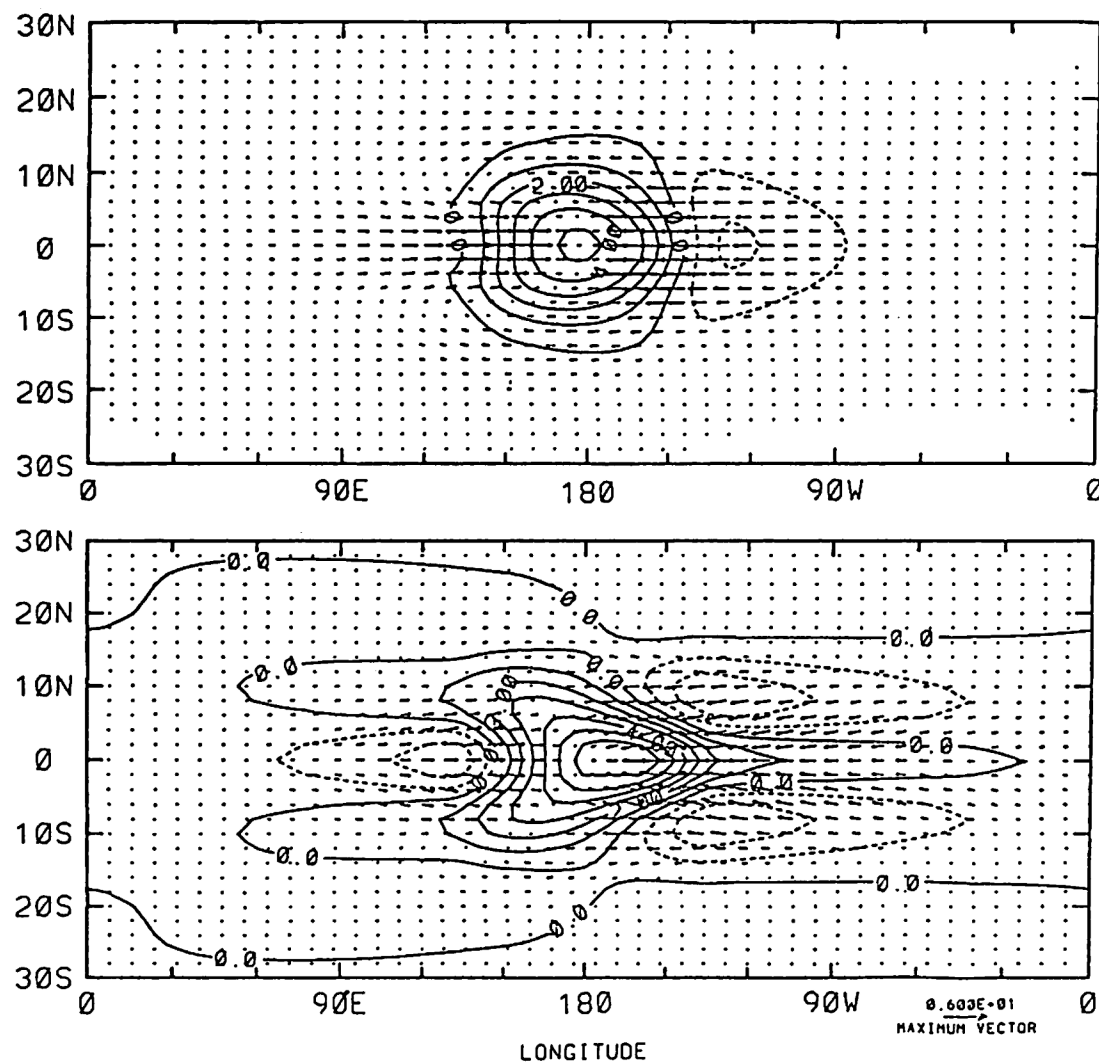
圖四 對稱赤道SST分布所強迫之緯向對稱平均大氣環流



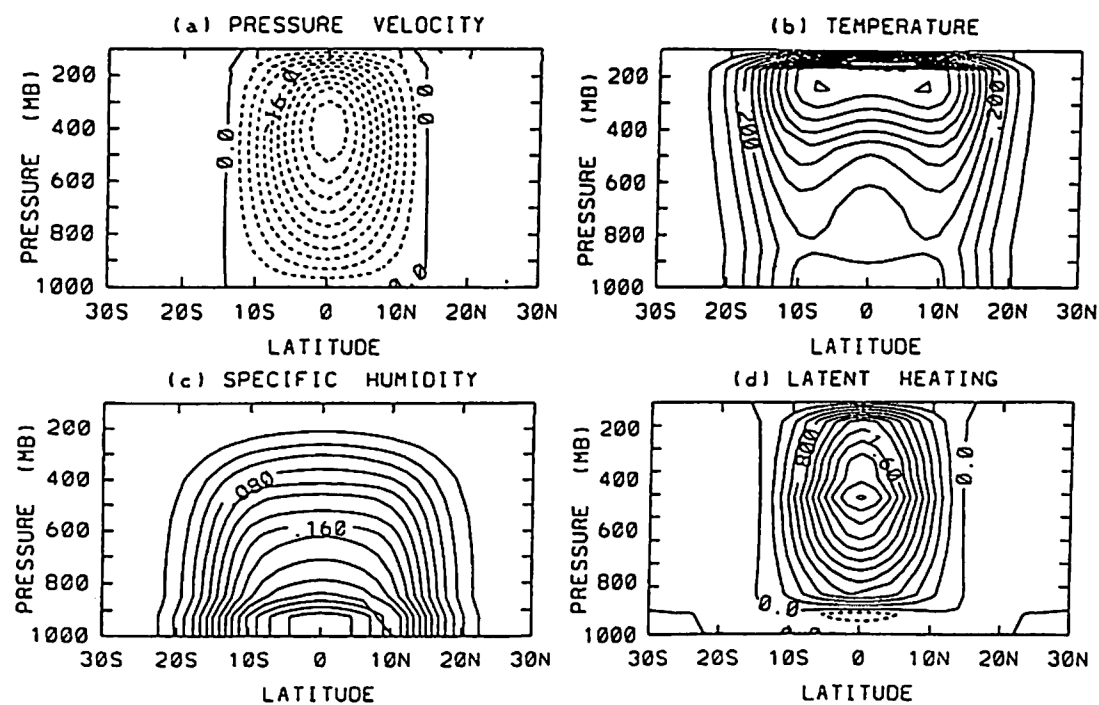
圖五 非對稱赤道SST分布



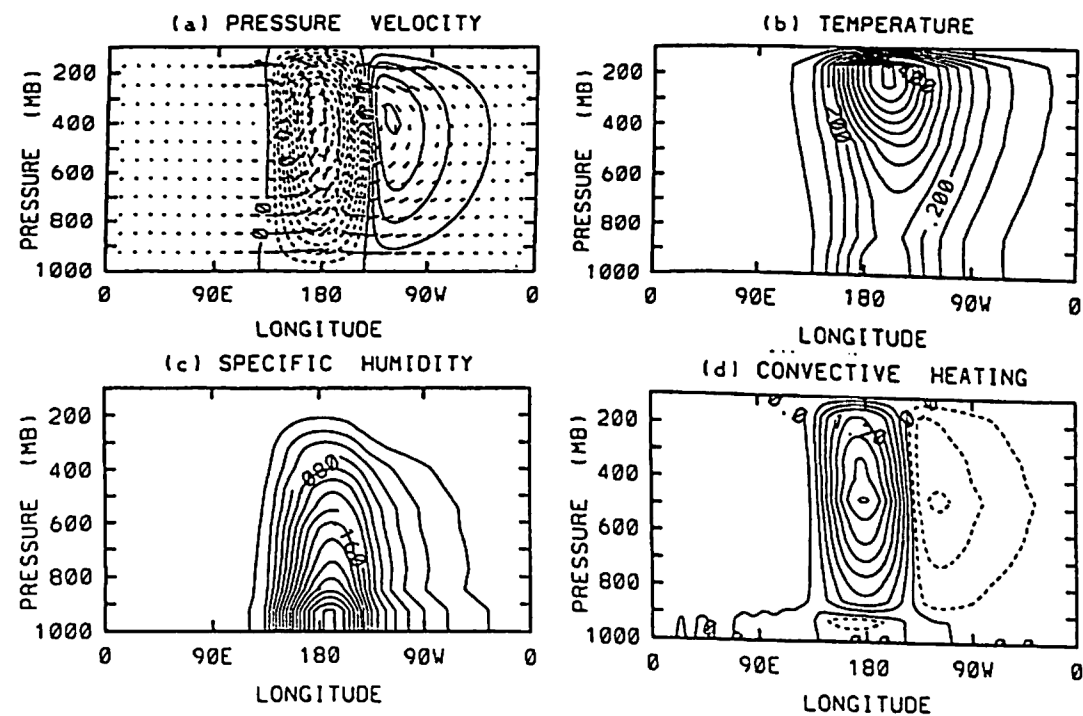
圖六 一個驅動緯向不對稱環流之理想化SST分布



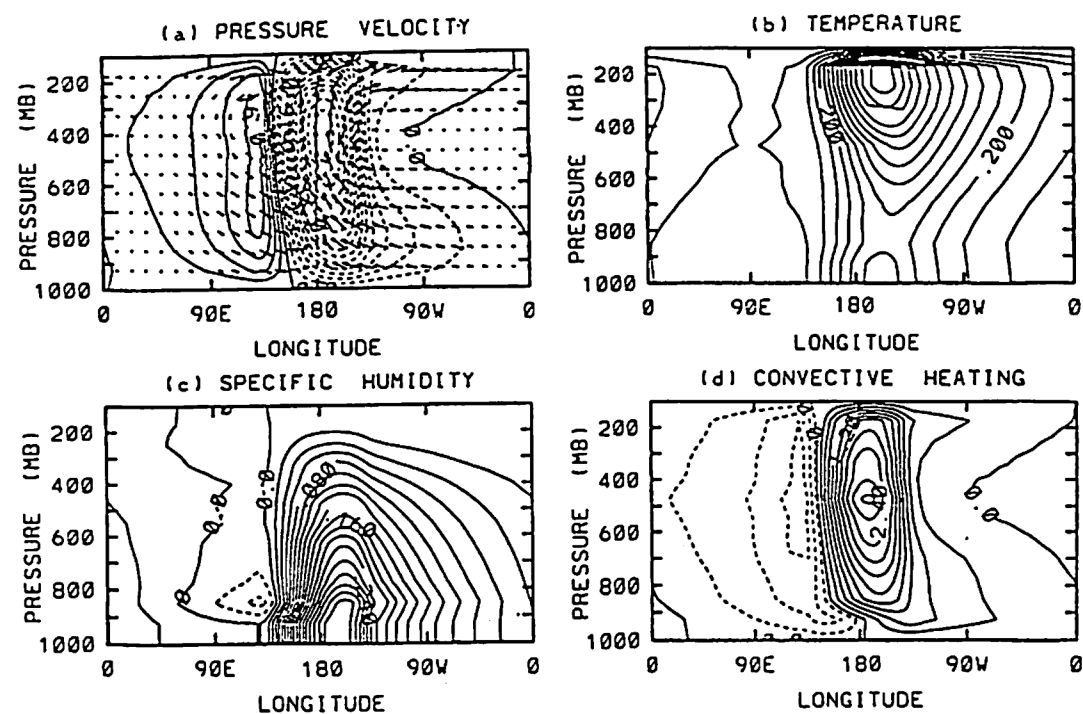
圖七 低層風(962.5Hpa)與降水反應



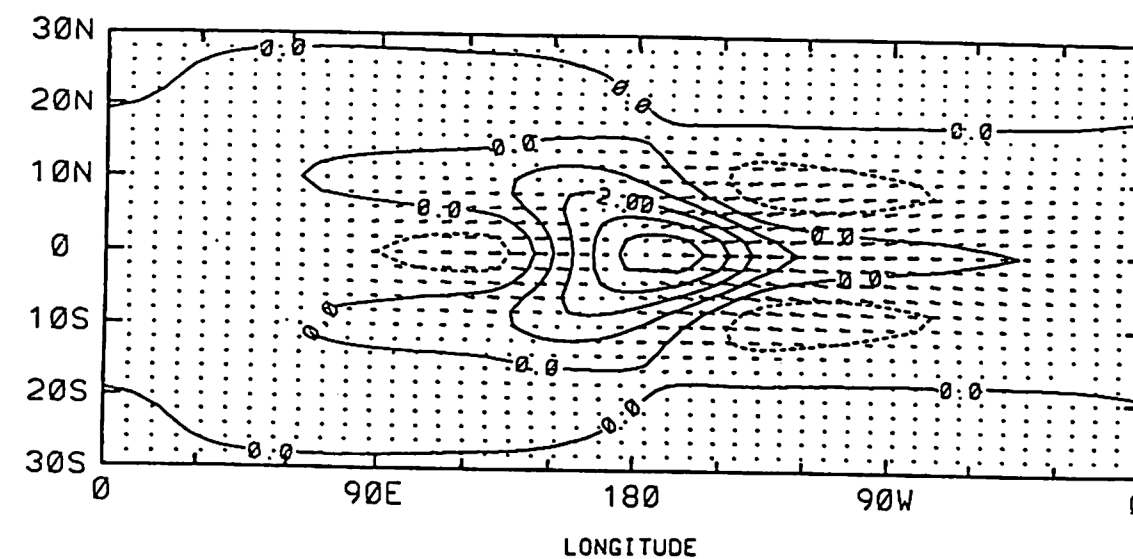
圖八 EXP1在180度經度之大氣緯度/高度剖面圖



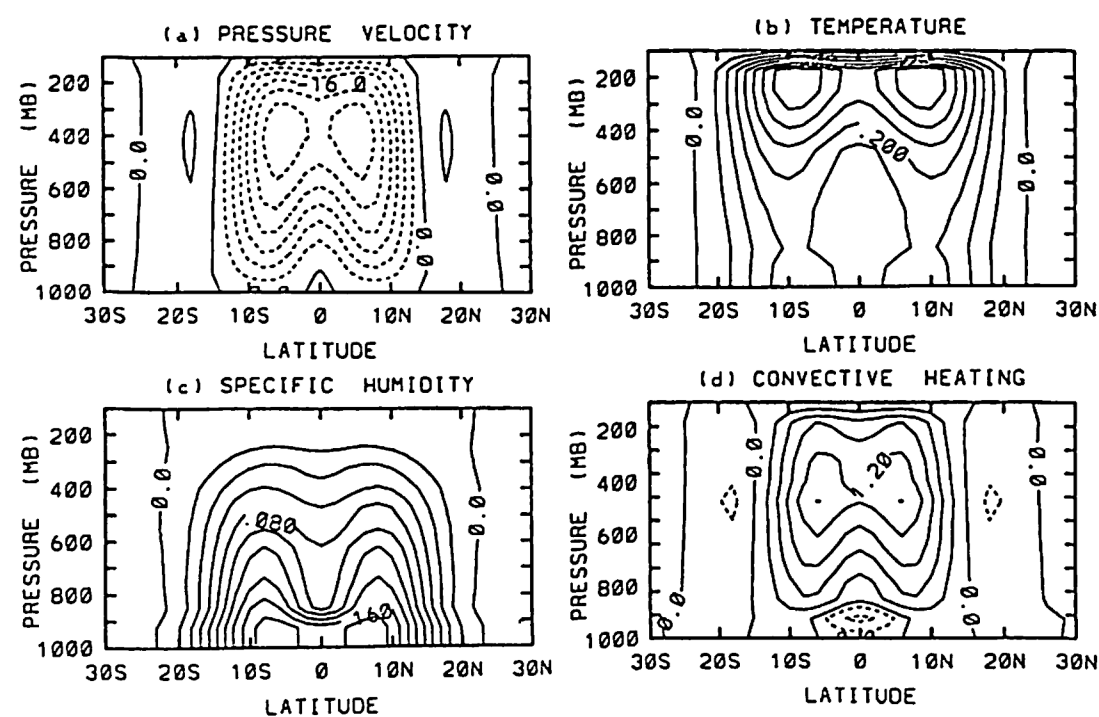
圖九 EXP1沿著赤道之經度/高度剖面圖



圖十 EXP2在150度經度之緯度 / 高度剖面圖



圖十二 EXP3之低層風 (962.5Hpa) 與降水分布



圖十一 EXP2沿著赤道之經度 / 高度剖面圖