

海風環流與陸地對流邊界層交互影響 之數值研究

許武榮 侯昭平

國立台灣大學大氣科學研究所

(民國八十五年十一月十八日收稿；民國八十六年九月五日定稿)

摘 要

海風環流與陸地邊界層之間的交互影響往往是十分顯著的，白天陸地邊界層的發展在海岸地區引發了海風環流，海風環流向內陸伸展時又改變了陸地邊界層的結構，同時海風鋒面在遭遇陸地邊界層內的對流胞時，也因為此兩種不同尺度運動交互作用而產生週期性的變化。本研究以一非靜力，高解析度模式探討此一交互影響過程。

本研究所模擬的海風環流相當完整，並且存在著海風風速較強，厚度較薄，且集中在低層，而迴流風速較弱，但厚度較深厚的特性，和一般觀測相符。對流邊界層內大渦流的尺度大小也和實際觀測相當接近。模擬結果顯示了海風冷平流效應是抑制陸上對流的主要機制，也指出海風鋒面強度變化的週期恰為海風鋒面移行通過一內陸對流胞所需的時間。

關鍵詞：海風、對流邊界層、海風鋒面、大渦流模擬

一、前 言

海風環流是海陸間溫度差異所引發的熱力直接環流，因此海風環流的形態、強度會因日照時間長短而改變，此外，地形與地表性質、雲的發生、不同的環境風場都會對此一中尺度系統帶來明顯的影響(Atkinson 1981)。雖然海風的基本生成原因很單純，但是其變化是相當多樣性的，其中有許多相關的問題值得探討，例如海風激發深對流(Pielke and Cotton

1977;Blanchard and Lopez 1985;Nicholls et al. 1991)，海岸地區地表熱通量、水汽通量輻射量的變化，海岸地區空氣污染與鹽份的傳播(Byers and Rodebush 1948;Gentry and Moore 1954;Pielke 1974)，森林火災預報(Fosberg and Schroeder 1969)、飛航安全(Watts 1995)....等等。

本文主要目的是探討海風環流與陸地白天對流邊界層的交互影響關係，海風的發生是因陸地對流邊界層發展空氣密度變小所致，海風環流向內陸移動時，卻又抑制了陸地上的對流運動，改變了邊界層的結構。海風環流的水平尺度是10公里以上，陸地上顯著對流胞水平尺度則約是1公里，這兩種尺度運動彼此交互影響，使得邊界層結構變得較為複雜。

圖1所顯示的是在美國佛羅里達州1991年CaPE(Convection and Precipitation/Electrification)實驗中NCAR(National Center for Atmospheric Research)CP-3晴空雷達垂直掃描(RHI)所得之陸地對流邊界層回波分佈，圖中垂直剖面大致上與海岸線相垂直，最右邊為大西洋，圖下方的粗實線代表陸地，實線中斷處為海灣與內陸河流，儘管地形相當複雜仍可顯示陸地邊界層的情形，在下午1:30時海風鋒面移至25公里處(SBF位置)對流最為強烈，而其前方(圖左半邊)邊界層發展至一公里高，許多大渦流(large eddies)使回波呈現忽強忽弱的情況，海風鋒面後方海風通過處(圖右半邊)則信號很微弱。

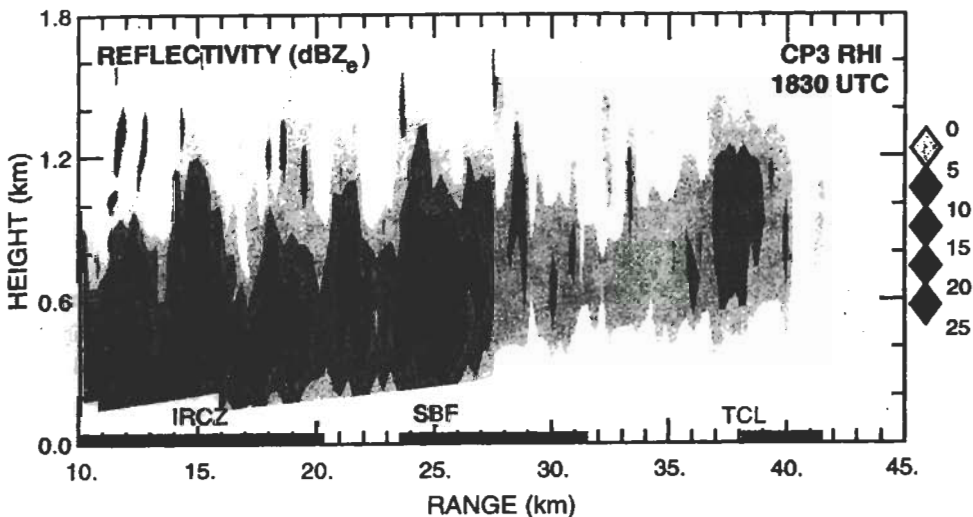


圖1 1991年7月26日1830UTC美國佛羅里達州Cape Canaveral附近NCAR CP-3雷達所測得之RHI回波強度圖。垂直剖面約與海岸相垂直，圖右方為大西洋。等值線間距是5dBZ。(摘自Laird et al,1995)

Wakimoto and Atkins (1993)亦針對此區域的雷達資料做了詳盡的分析，在下午1:10雷達回波1公里高度平面圖(圖2)中顯示了陸地邊界層熱對流與海風鋒面上的對流運動同時存在(coexistence)的情形，鋒面在深黑色區域(>8dBZ)連線位置，右側吹海風(東南東風)空

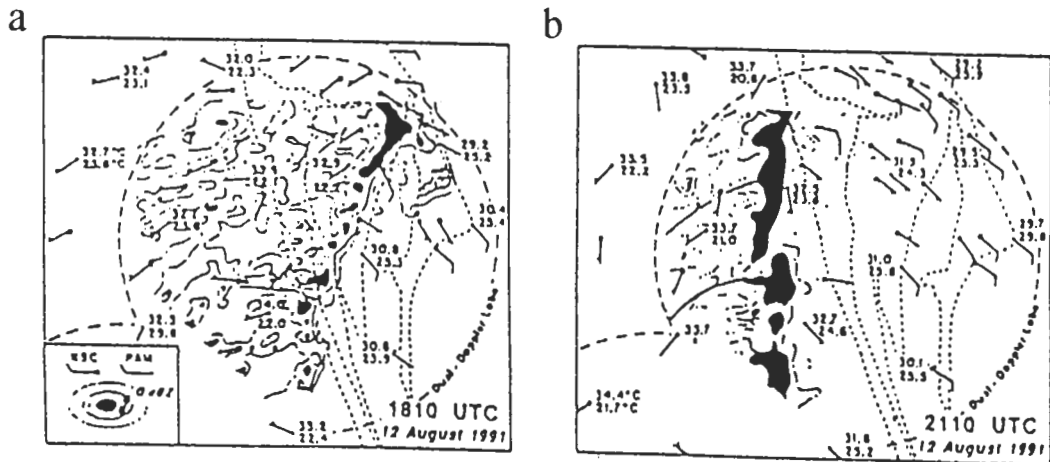


圖 2 1991 年 8 月 12 日(a)1810UTC;(b)2110UTC 美國佛羅里達州 Cape Canaveral 附近 NCAR CP-3 雷達所測得之 1 公里高度水平回波強度與地面測站風向、溫度、露點分佈。回波強度等值線分佈為 0, 4, 8dBZ。(摘自 Wakimoto and Atkins, 1993)

氣溫度較左側內陸區域為低，但露點溫度則較高，雖然這是非常小尺度的環流系統，兩側的空氣性質仍有相當明顯的差異，內陸邊界層內大氣運動紊亂，對流系統呈三度空間結構，並且伴隨著許多小朵積雲，三小時之後海風鋒面向內陸移動，並且隨著邊界層的變深而加強，海風鋒面通過的區域對流被抑制，回波減弱。

圖 3 是 Atkins et al. (1994) 在 1991 年 8 月 12 日在 CaPE 實驗中對佛羅里達半島進行雙都卜勒和飛機觀測實驗，根據都卜勒雷達離地面 1km 對海風鋒面掃描所畫出的時間序列圖，每張子圖的時間間距僅為 2-4 分鐘。在圖中雲的位置和強弱是根據雷達回波來決定，並給予編號。圖中細實線的部分為垂直速度的大小，從圖中可以明顯的看到海風鋒面向內陸穿透的同時由於會和對流邊界層熱對流發生交互作用而有忽強忽弱的情形。最左上方子圖顯示垂直速度有兩個高峰值，右邊極值對應於海風鋒面前緣的上升氣流，左邊極值則與陸地上的對流運動相關，此時積雲並不明顯。而在 13 分鐘之後(最左下方子圖)兩極值合而為一，海風鋒面強度達到最大，該觀測研究顯示此強度有接近於週期性的變化。

在數值模擬方面，由於海風本身是個多重尺度的問題，且要清楚的知道海風鋒面和內陸對流邊界層之間的關係，解析度的要求很高，因此除非設計一有效率的數值模式，否則幾乎是過於費時耗力，極難達成。Nicholls et al. (1991) 使用 RAMS (Regional Atmospheric Modeling System) 模式來模擬佛羅里達半島上海風鋒面和內陸對流邊界層交會的情況，他使用含水汽的溼模式，水平網格間距設為 1 公里，無法解析陸地上之對流運動。Sha et al. (1991) 對海風鋒面向內陸的穿越做了更細緻的模擬，他們採用的是二維的非靜力模式，水平網格間

距為 100 公尺到 2 公里，垂直網格間距為 20 到 640 公尺，僅在海風鋒面附近解析度較高，甚至模擬了因為低層海風與其迴流間的風切所引發的 Kelvin-Helmholtz waves。本文則是以等網格間距的方式探討海風鋒面的發展。

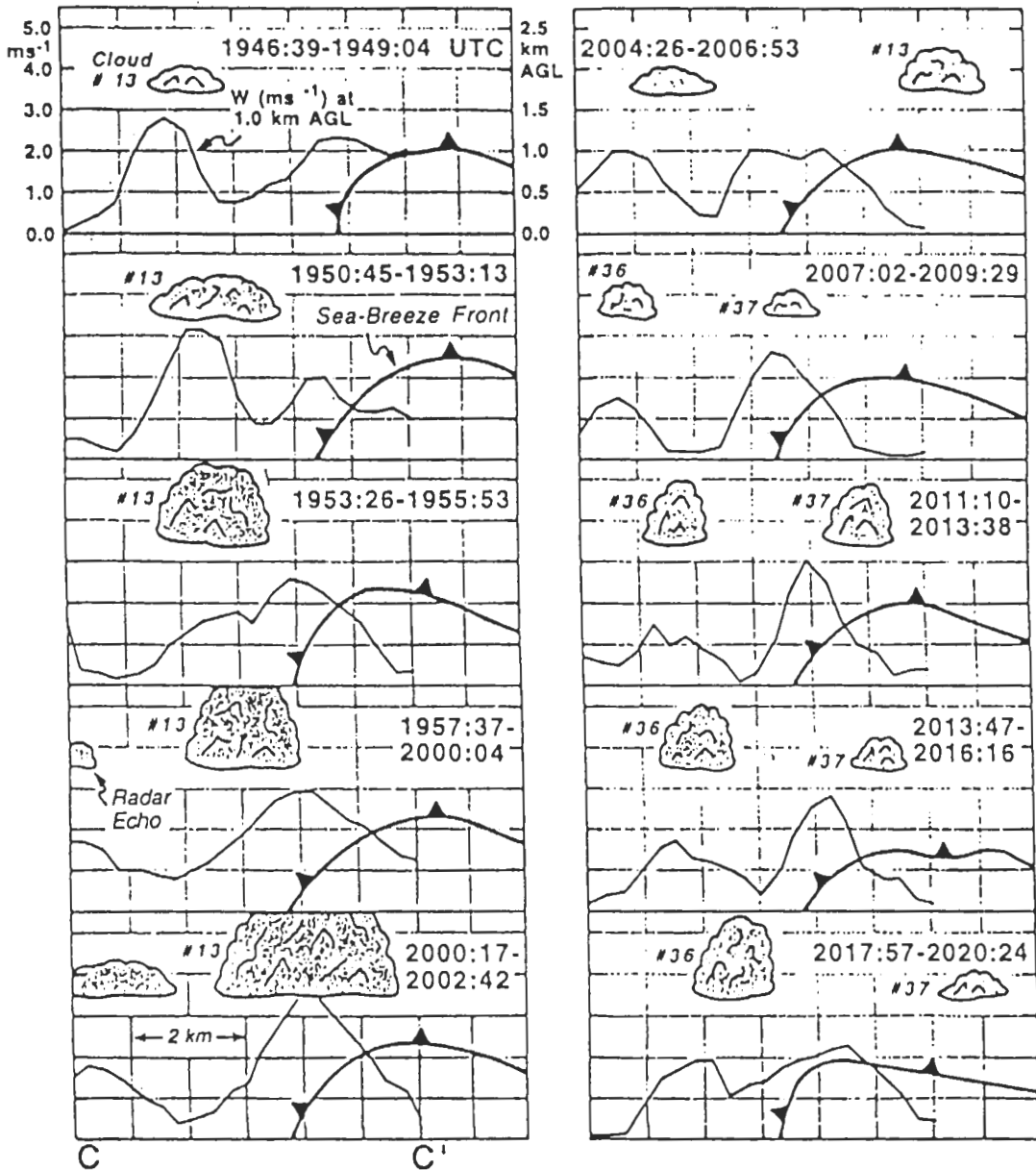


圖 3 1991 年 8 月 12 日在美國佛羅里達州 CaPE 實驗中使用雙都卜勒雷達掃描所畫出的海風鋒面、雲及垂直速度的時間連續圖，圖中右方為大西洋。(摘自 Atkins et al., 1994)

二、數值模式

由於靜力近似模式，在處理短波時會產生不穩定的現象，且當垂直網路距離與水平網路距離的比大於 1:10 也會產生不穩定(Sun, 1984)，所以對於對流過強的小尺度現象，靜力近似模式便不再適用，在本研究中使用的數值模式為許武榮與美國普度(Purdue)大學商文義教授所共同合作發展的二維非靜力近似模式(non-hydrostatic model)，雖然本篇報告中未加入地形，但模式中的垂直座標是採用追隨地形的 σ (sigma)座標 σ 座標的定義為：

$$\sigma = \frac{p_0(z) - p_0(z_{top})}{p_0(z_{surface}) - p_0(z_{top})} = \frac{p_0(z) - p_0(z_{top})}{p^*}$$

其中 p_0 為僅隨高度變化的大氣氣壓參考值。

在模式中，預報量分別為位溫 (θ)、密度 (ρ) 以及三個風的分量 (u 、 v 、 w)，在本研究中並未考慮水汽效應。二度空間模式的預報方程式系統如下：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial p'}{\partial x} + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_x \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right] = -u \frac{\partial u}{\partial x} - \sigma \frac{\partial u}{\partial \sigma} + diff(u) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - \sigma \frac{\partial v}{\partial \sigma} + diff(v) \quad (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma}{\partial z} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} = -u \frac{\partial w}{\partial x} - \sigma \frac{\partial w}{\partial \sigma} - \frac{\rho - \rho_0}{\rho} g + diff(w) \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_x \frac{\partial u}{\partial \sigma} + \frac{\partial \sigma}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial \sigma} \right] = -u \frac{\partial \rho}{\partial x} - \sigma \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - \sigma \frac{\partial \theta}{\partial \sigma} + diff(\theta) \quad (5)$$

垂直運動與壓力的診斷方程式分別為

$$\sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial z} w + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_x u \quad (6)$$

$$p = \left[\frac{R}{p_{\infty}^{R/C_p}} \rho \theta \right]^{\gamma} \quad (7)$$

動量方程式(1)及(3)式中，擾動氣壓 $p' = p - p_0(z)$ 。方程式(3)中的 ρ_0 為對應於參考大氣 $p_0(z)$ 的空氣密度值。平流項(advection term)中的 $\sigma = \frac{d\sigma}{dt}$ 可由診斷方程式(6)求得。方

程式(7)中的 p_{00} 為 10^5 Pa ， $\gamma = C_p / C_v$ 。由於模式的解析度很高，邊界層內比較有重大意義的大渦流(large eddies)已被解析，數值模式的結果對於次網格(sub-grid)參數化決定的方式較不敏感。因此我們使用了 Durran & Klemp(1983)較簡單的一階封閉方式計算擴散項

$$\begin{aligned} \text{diff}(u) &= \frac{\partial}{\partial x}(K_M A) + \frac{\partial}{\partial z}(K_M B) \\ \text{diff}(w) &= \frac{\partial}{\partial x}(K_M B) - \frac{\partial}{\partial z}(K_M A) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} A &= \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ B &= \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

而此渦流擴散係數 K_M 為動量渦流擴散係數，由理查遜數(Richardson number)來決定，當 $Ri < \frac{1}{3}$ 時，亂流的混合作用就會開始。

$$K_M = k^2 \Delta x \Delta z (A^2 + B^2)^{1/2} \times \left[\max\left(1 - \frac{K_H}{K_M} Ri, 0\right) \right]^{1/2}$$

$$Ri = \frac{N^2}{A^2 + B^2}$$

其中 $N^2 = g \frac{d \ln \theta}{dz}$ ， $k=0.21$ ， $\frac{K_H}{K_M} = 3$ 。

此外在(5)式中擴散項的定義為：

$$\text{diff}(\theta) = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_H \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_H \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)。$$

在模式中因為解析度的提高，所需的計算時間也跟著增加，為了節省電腦的計算時間，我們採用了時間分割法(time splitting scheme)的方式(Gadd,1978)來分別處理不同時間尺度的物理量，如圖 4。從圖中可以看到模式積分大致分為三個階段，第一階段為調整階段(Adjustment Stage)，處理平流項目與浮力項等，時間間距為 1s，第二階段(Sound-wave Stage)處理動量方程式中的氣壓梯度力項以及密度方程式中的輻散項所引發出的聲波(時間間距 $\Delta t_s = 0.2 \text{ s}$)，最後到了第三階段(Diffusion Stage)才去處理較緩慢的擴散項(時間間距 $\Delta t_b = 4.0 \text{ s}$)。另外，因為一般所常用的跳蛙格式(leap frog scheme)所需的電腦計憶體

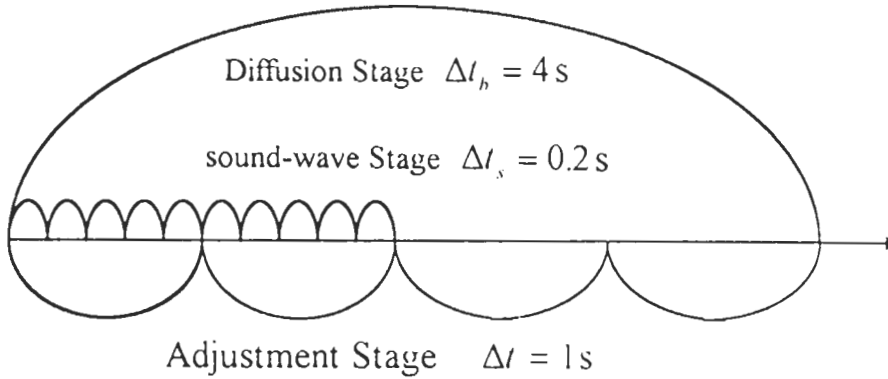


圖 4 數值模式所使用的時間分割法示意圖。

(computer memory)較多，也較不穩定，因此在模式中使用 forward-backward scheme 的方法處理第一、二階段。擴散項則採用前差法(forward scheme)。

三、初始、邊界條件與網格架構

假設地表初始大氣壓力為 1020hPa 之穩定大氣，穩定度 N (Brunt-Vaisalla frequency) 定為 $0.01s^{-1}$ 。另外，為了簡化模式，並沒有加入環境風場(初始 $u=0$)、水汽、地形，且未計算地表能量收支方程式。在地表溫度方面，以下面兩式分別表示海面及陸地溫度：

$$T_{sea} = 298.0 = const$$

$$T_{land} = 298.0 + 5.0 \sin \left[\frac{2\pi}{(24 \times 3600)} \right]$$

總積分時間為 5 小時 02 分，積分過程中海溫保持常數，陸地溫度則在日出後緩慢增加。

在模式的積分過程中，採用開放性的海綿側邊界條件(sponge open boundary condition)，也就是說在模式的兩個側邊界所對應的網格上，使用向外延伸 11 倍網格間距的側邊界處理法，如此可以避免雜波經由側邊界反射而對模擬結果造成影響，在上邊界部分設定了 40 層的吸收層(damping levels)，以 Newtonian damping 的方式，使所有的預報量逐漸回復初始值，以減少內重力波經由上邊界反射而對模擬結果產生影響，在模式的最高及最低層垂直速度均設為零。

在本模式採用 Arakawa(1972)C 網格，將各個變數在水平網格中交錯安排在網格點上，另外，垂直網格亦安排為交錯網格， w 與 u, v, ρ, θ, q_w 在不同的高度上。模式的網格範圍

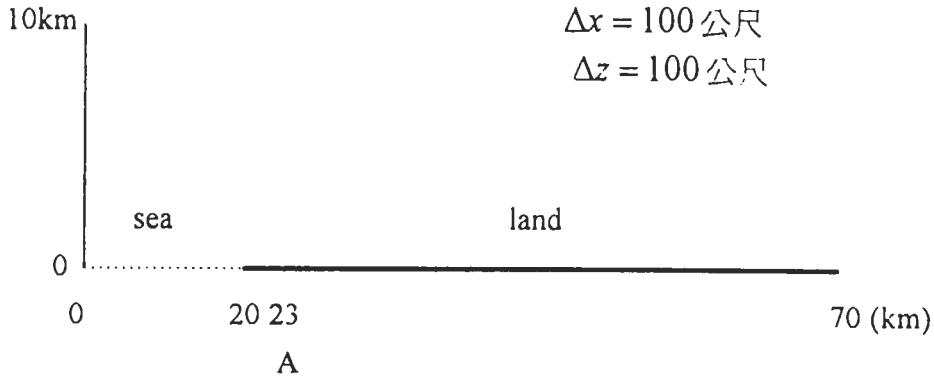


圖 5 為模式中海洋、陸地及固定點 A 的位置配置圖。

設計部分，水平方向共 70 公里，網格間距 $\Delta X = 100$ 公尺(700 點)，垂直方向則有 101 層， $\Delta Z = 100$ 公尺(100 點)，總高度 10 公里，海陸交界在第 20 公里處，也就是說陸地共有 50 公里(圖 5)。圖中 23 公里處為下一節將討論之 A 點的所在位置。

四、海風環流與陸地邊界層結構

數值模式的初始積分時間相當於上午 6 時，日出後陸地持續加熱至 11 時 02 分即停止積分，海陸最大的地表溫差為 4.83K。在開始積分時，假設大氣為完全靜止的穩定狀態，而隨著時間地面位溫逐漸升高，使原來穩定的大氣在低層變成不穩定，大約到了兩個小時以後，在海陸交界的低層大氣產生明顯的水平位溫梯度，微弱的海風環流因而形成。模式積分至 3 小時 30 分鐘時，海風環流已經相當明顯(圖 6a)，其前緣(leading edge)，亦即海風鋒面，已移動至第 25 公里的地方。從圖中也可以清楚看到迴流的存在，不過迴流的強度和水平尺度都比海風環流為小，為了能夠更清楚的看到海風環流和迴流之間強度和厚度的關係，我們以海風鋒面所在的地方向後取 1 公里(24 到 25 公里)做水平風場的平均，如圖 7，在圖中海風環流集中在低層，厚度大約是 500m，平均水平風速在 200m 最強為 3.8ms^{-1} ，而在它上方的迴流平均水平風速在 1000m 最強為 -1.2ms^{-1} ，平均厚度為 800m，這樣的結果和實際觀測所得之海風風速較強、厚度較薄，迴流強度較弱，但厚度較為深厚的特性(Atkinson, 1981)相符。

在垂直速度場方面，位於 25km 處最左邊的對流胞(圖 6b)對應於海風鋒面，為一強上升區。而海風鋒面上方的負區則對應於下降的迴流。海風鋒面上的對流運動是傾斜的，由於海風鋒面向內陸推進而受地面摩擦效應較強的影響造成傾斜，也導致下降的迴流(Durand et al. 1989)。海風鋒面右方的對流邊界層因為地表持續加熱的關係，出現了極不穩定的大渦流，

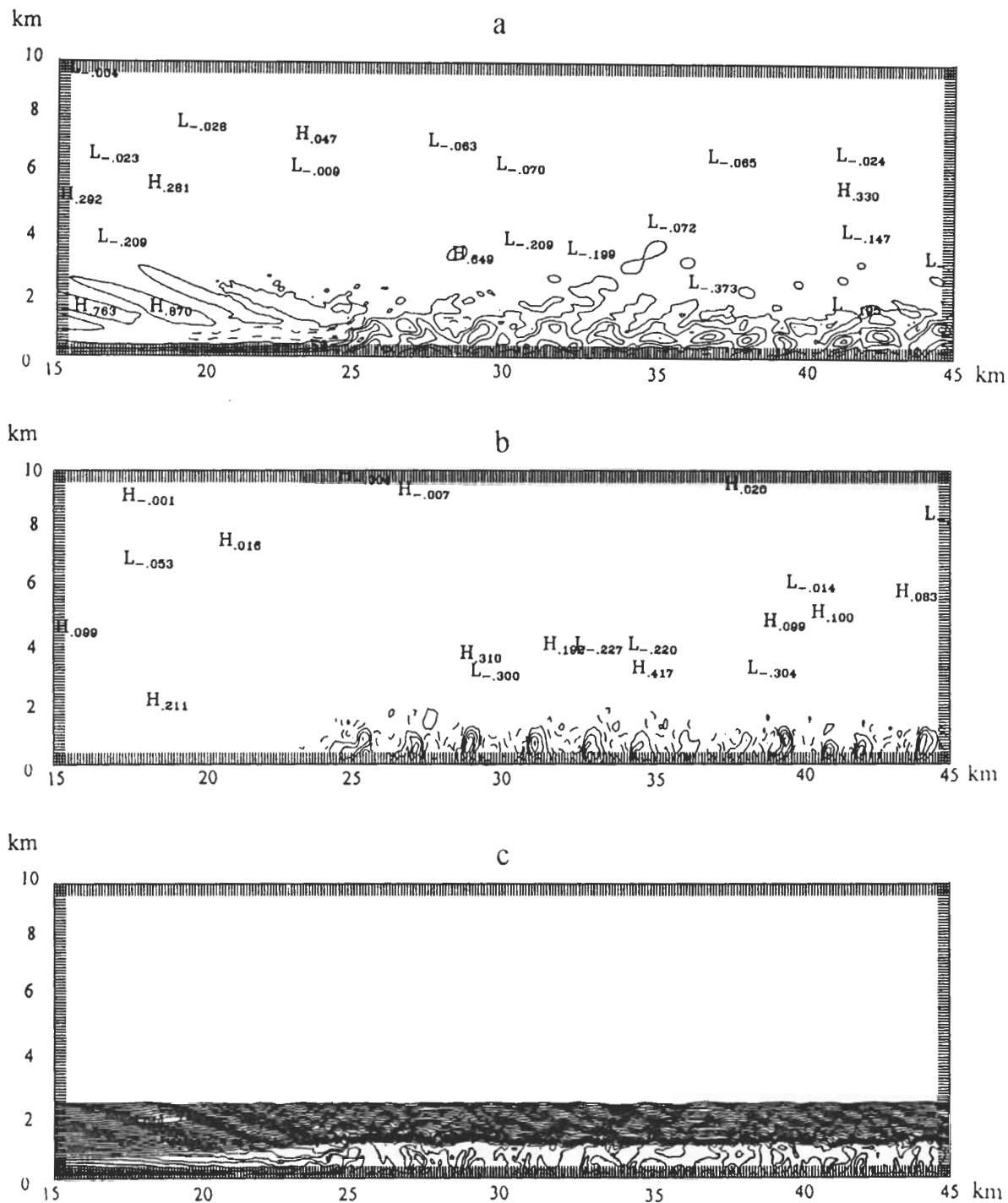


圖 6 模式積分至 3 小時 30 分的 (a) 水平風場 (b) 垂直速度 (c) 位溫。等值線間距分別為 1ms^{-1} 與 0.2K ，虛線為負值。

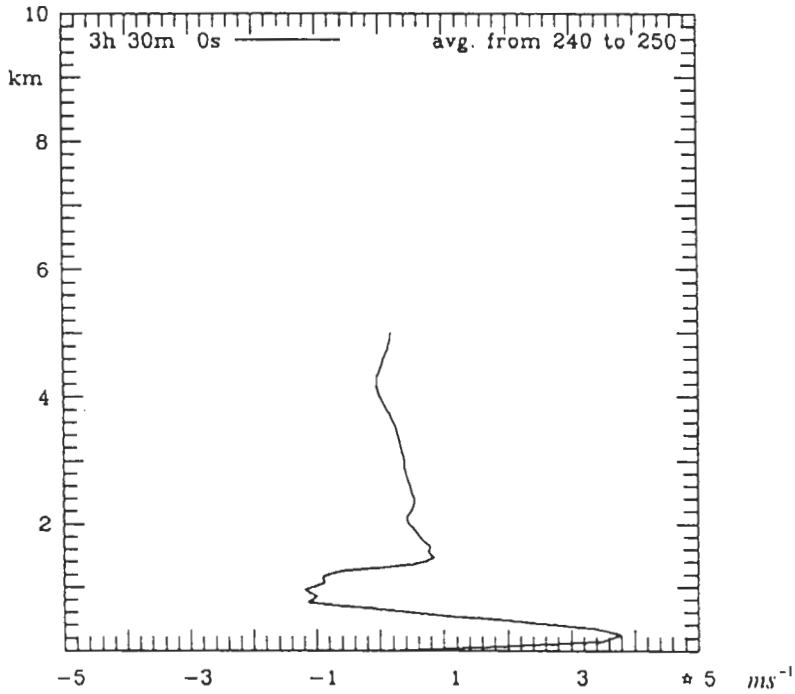


圖 7 第 24 至 25 公里水平風場的平均(積分至 3 小時 30 分)。

由於在模式中大渦流的產生是隨機(random)的；因此，在同一時間中，出現的大渦流強度和數量都非固定值，而整個對流邊界層的大渦流也表現出了淨質量通量為零的特性，即上升區強而集中，在下沉區則弱而寬廣。此時在圖示的 25 公里至 45 公里處範圍內，存在 12 個對流胞，因此對流的水平尺度約 2 公里，對流的垂直深度則與邊界層的厚度(圖 6c)約略相等為 1 公里。另外由於海風環流低層冷平流的效應，因此在海風通過的地方，即使是正在加熱中的陸地，對流邊界層仍然無法發展，此模擬結果也和圖 2 Wakimoto and Atkins(1993)所觀測到的結果相當一致。

混合層內的位溫分佈是相當均勻的，圖 6c 中位溫等值線間距僅為 0.2K。在上升氣流快速向上成長到達了對流邊界層頂部逆溫層的時候，穿透(overshooting)的現象相當明顯，迫使逆溫層產生擾動(內動波)。至於圖中左半部海風環流所在的地方可以清楚的看到垂直位溫梯度很大，仍然保持著穩定層化的結構。陸地邊界層內的垂直速度與位溫呈現正相關關係(本文未圖示位溫擾動)，地表的熱量得以藉紊流向上傳送。圖 8 顯示大部份熱量的傳送都是靠模式所解析之大渦流來完成，參數化的過程僅在地表附近扮演了重要的角色。總傳送量則是隨著高度線性遞減，逆溫層內則為負值，該分佈與一般所熟悉之對流邊界層特性相吻合。

一個小時之後，也就是當模式積分至第 4.5 小時的時候，海風環流更為明顯(圖 9)，低層海風最強達到 4ms^{-1} ，迴流亦發展至 2ms^{-1} ，海風鋒面前進到了座標 30 公里的地方，若以海風鋒面在 3.5 小時的 25 公里到此時的 30 公里來計算，平均移動速度大約為 1ms^{-1} ，此與

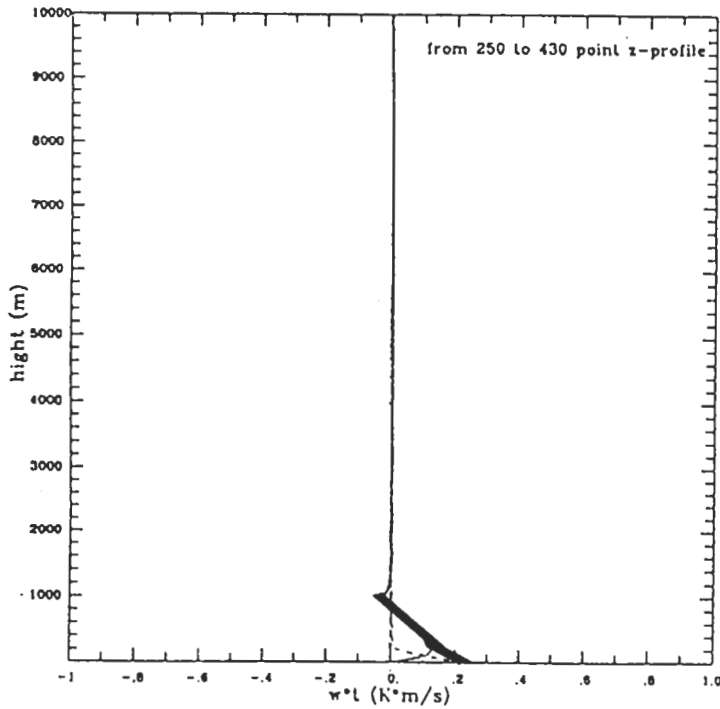


圖 8 為模式積分至 3 小時，第 25 至 43 公里平均紊流熱通量 ($\overline{w'\theta'}$) 的垂直剖面圖，虛線為次網格參數化所計算的熱通量，細實線為模式網格點所解析的熱通量，粗實線則為兩者的合成。

Wakimoto and Atkins(1994)個案的 1.2ms^{-1} 相當，較 Nakane and Sasano(1986)的 3.3ms^{-1} ，Laird et al(1995)的 2 與 5ms^{-1} 比起來則慢了些。內陸之對流邊界層亦持續加深至 1600 公尺的高度(圖 9c)，隨著垂直尺度變大，對流的強度亦增強，水平尺度也變大(圖 9b)，在圖示之範圍內僅存在著 8 個對流胞，較一個小時前(圖 6b)為少，除了對流胞水平尺度改變的因素外，海風鋒面向前推進時鋒面上之對流系統與內陸之對流胞合併亦是原因之一。

為了能更進一步瞭解海洋和陸地對流邊界層隨時間發展的情形，我們選取了整個海洋和大部份的陸地分別的平均狀態做了以下的分析。在圖 10 中海洋上即使模式積分到第 5 小時，低層大氣仍然相當穩定，垂直運動也非常微弱，因此溫度變化並不大，只是受海風迴流暖平流的影響，200 到 800 公尺高度的地方，溫度略為上升。但在不受海風環流影響的內陸地區對流邊界層的成长則相當快速，從圖 11 可以清楚看到積分到第 3 小時後近地表有著代表大氣極不穩定的超絕熱現象，而經過大渦流的擾動後，混合層(mixed layer)的位溫已相當均勻，此時對流邊界層的高度為 1000 公尺左右，到了第 5 小時，對流邊界層的逸入作用更為明顯，對流邊界層已經成長到 1800 公尺左右，顯示熱胞活動相當劇烈，而混合層則顯示地表附近整個大氣的平均溫度已升高為 302K。至於在海岸附近如圖 5 中 A 點的陸地上，邊界層的發展

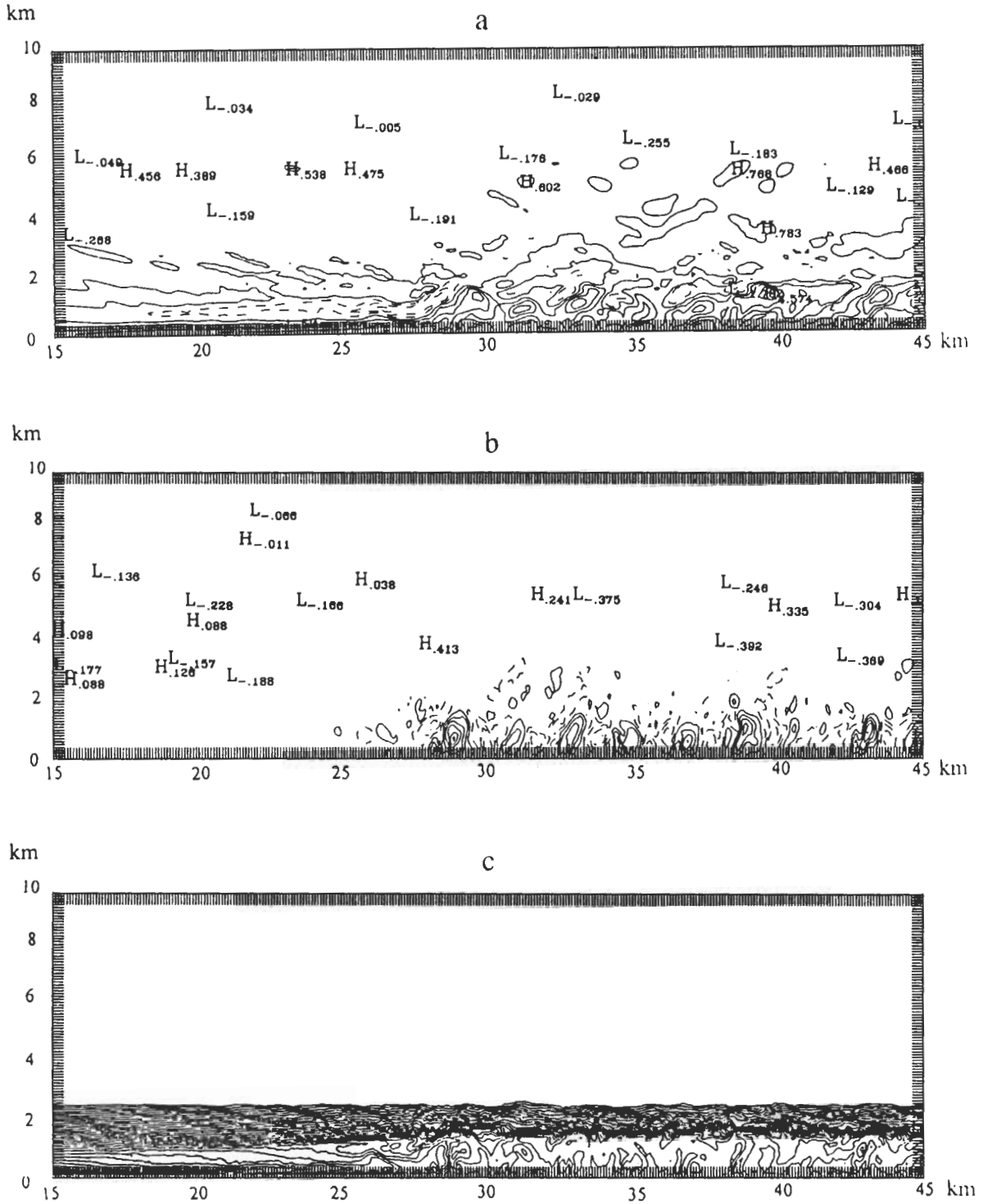


圖 9 同圖 6，但為第 4 小時 30 分鐘的模擬結果。

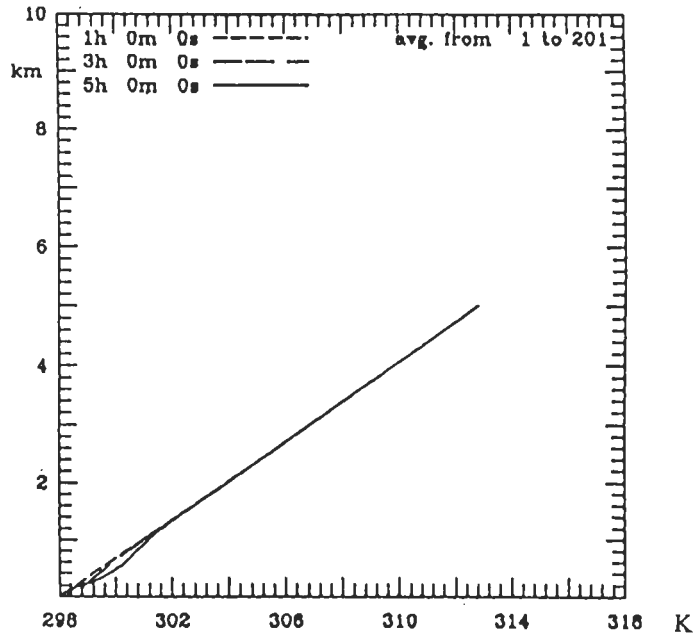


圖 10 第 1、3、5 小時海洋上的平均垂直位溫剖面圖。

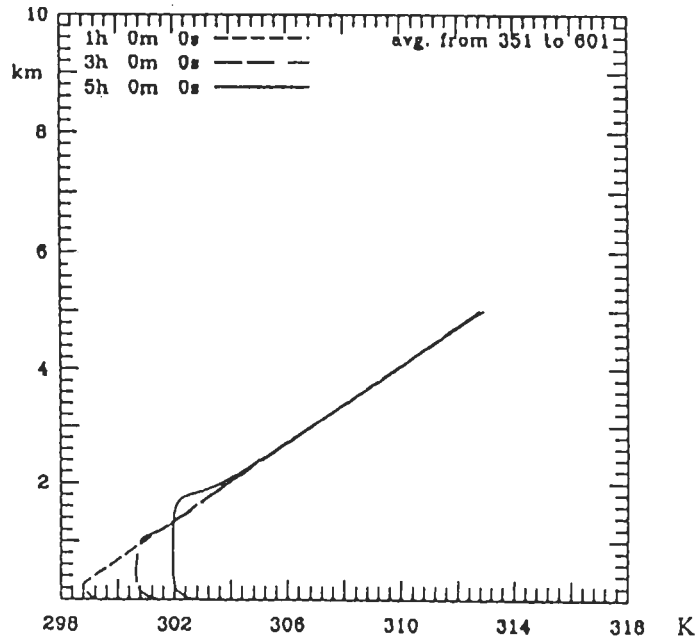


圖 11 第 1、3、5 小時陸地上(第 35 至 60 公里)的平均垂直位溫剖面圖。

則明顯的受到低層海風影響由原來不穩定的情形轉為穩定(圖 12)，積分至第 5 小時，鋒面已通過該位置，低層冷平流使 600 公尺到地表的大氣層溫度下降約 1K 左右，對流運動因而消失。

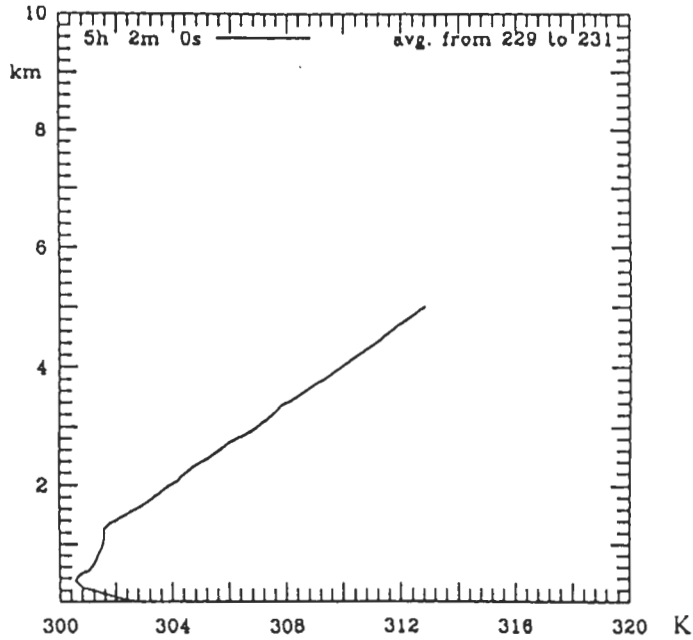
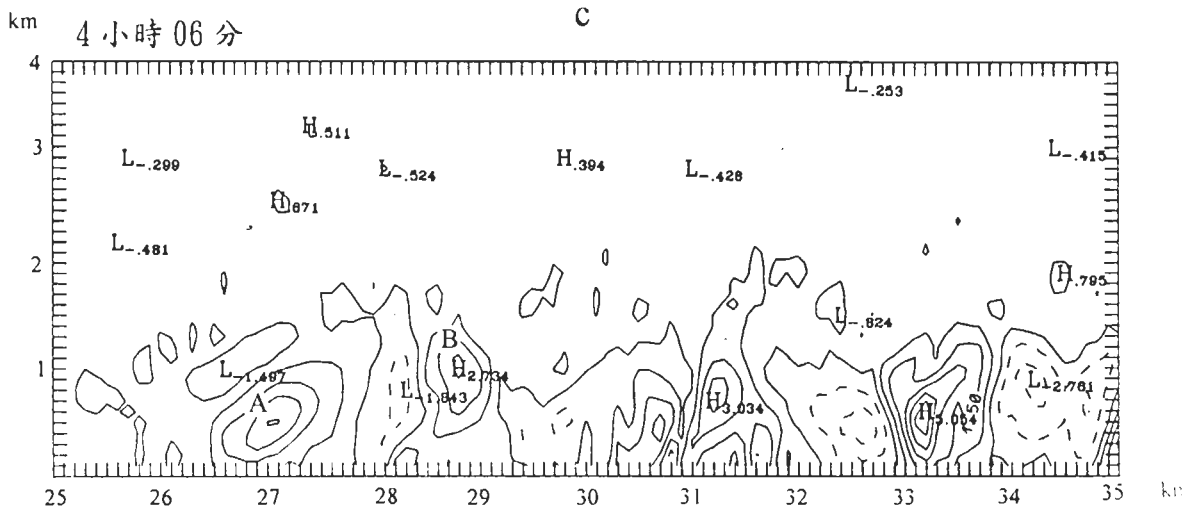
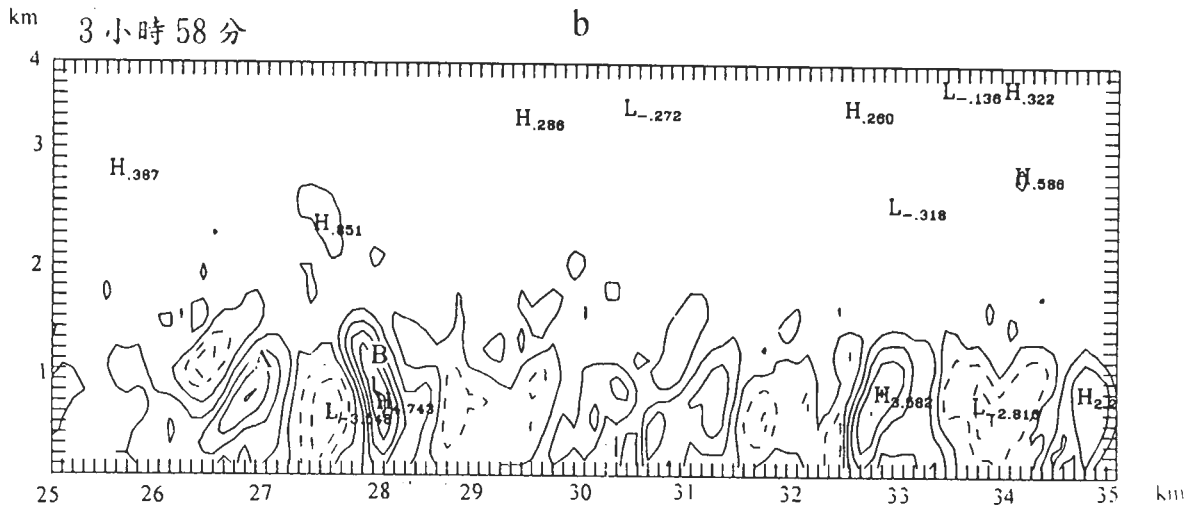
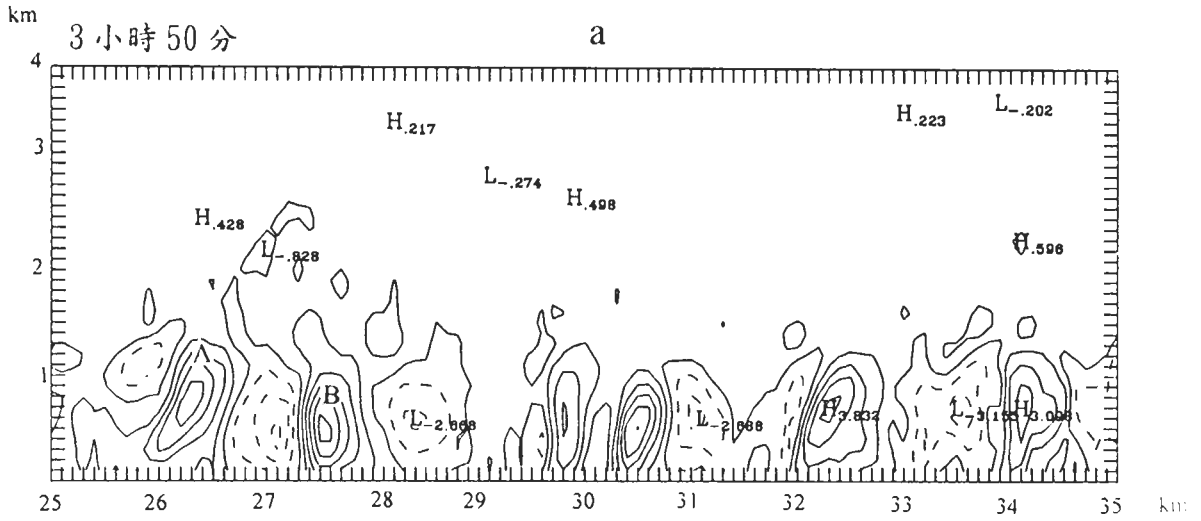
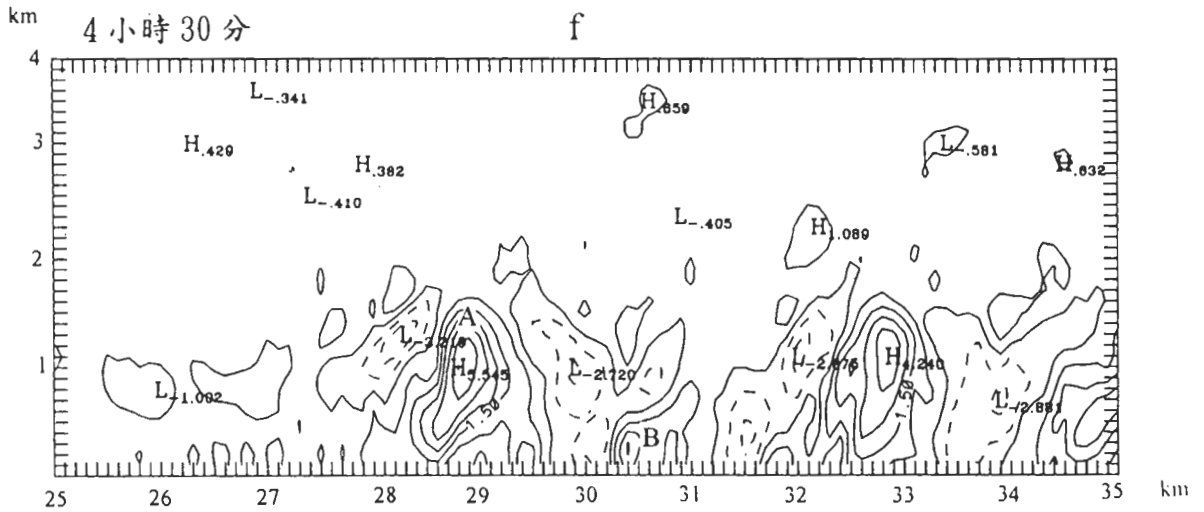
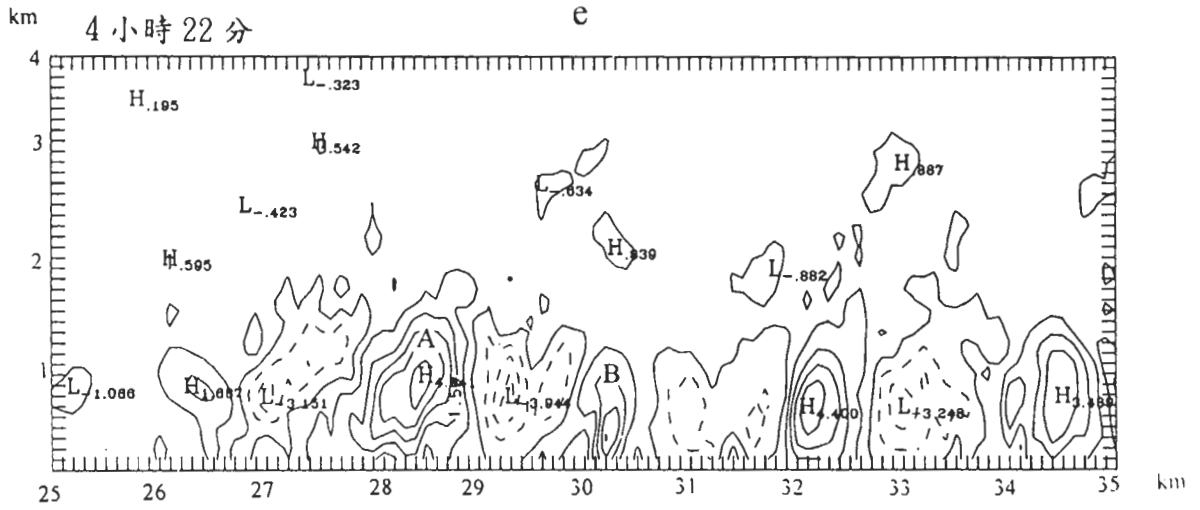
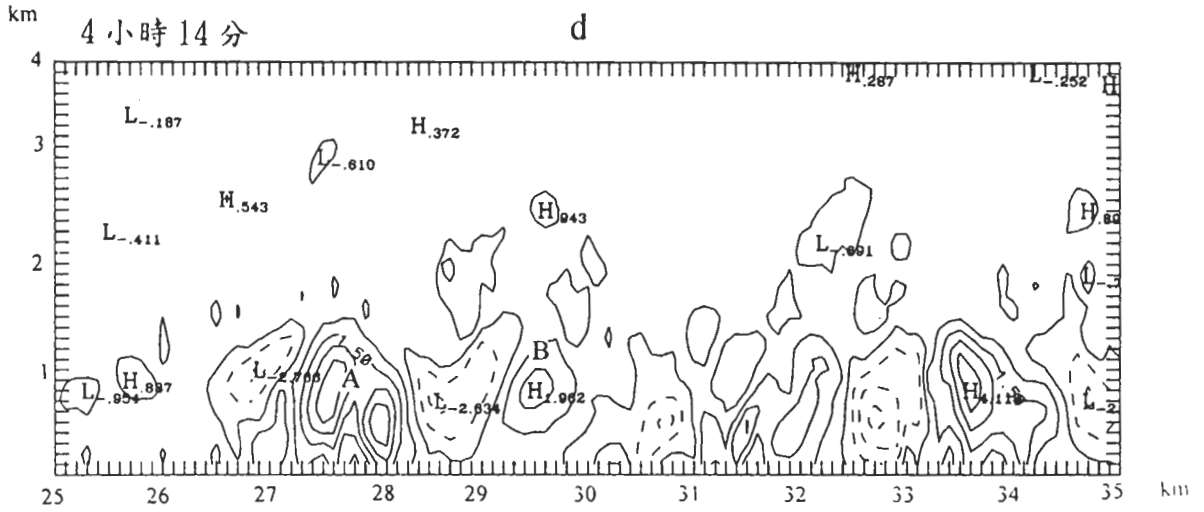


圖 12 模式積分至 5 小時 2 分，A 點位溫的垂直分佈。第 1 與第 3 小時該點位溫垂直分佈與圖 11 之第 1 與第 3 小時位溫分佈相接近。

五、海風鋒面與陸地對流邊界層的交互作用

海風鋒面位於海風環流的前緣，當它隨著海風向陸地移動的同時會和陸地上的對流發生交互作用(Mitsumoto et al.1983;Nakane and Sasano 1986)，近年來的研究也顯示邊界層的對流的確會影響到海風鋒面的結構(Crook et al.1991;Wilson et al.1992)。而在本模擬中也發現海風鋒面的確會受到陸地上局部對流的影響而有忽強忽弱的情形，而對流邊界層內的對流胞的強度亦因海風接近產生極大的變化，整個演化過程非常複雜。圖 13 顯示了部份的演化過程，A 胞代表海風鋒面的上升運動區，B 胞表示鋒面前方的第一個顯著的上升運動區。在 3 小時 50 分鐘時(圖 a)，A 胞(在 26.2 公里處)向右方移動，接近 B 胞。8 分鐘之後(圖 b)，海風鋒面因前方下沉區的影響而減弱，B 胞則受到推擠，變的扭曲且狹窄，再過 8 分鐘之後(圖 c)，海風鋒面已經移動到了 27 公里的位置，而此時 B 胞亦向右方移動並減弱。到了 4 小時 14 分鐘的時候(圖 d)因 B 胞移開，B 胞下降運動區遠離，在不穩定的環境下 A 胞得以發展而變強，之後(圖 e, f)，B 胞範圍持續變小且貼近於地面。至 4 小時 38 分(圖 g)B 胞似被 A 胞吸入，因 A 胞低層的輻合運動而反向左移動，最後(圖 h)終於被合併而消失，A 胞上升速度最強甚至到 5ms^{-1} 以上。在圖示的過程中，A 胞移行了 4 公里，強度一直在改變，而陸地上的對流胞變化也很大，同時也因為這一個小時內邊界層增厚，對流尺度亦變大，對流變強。





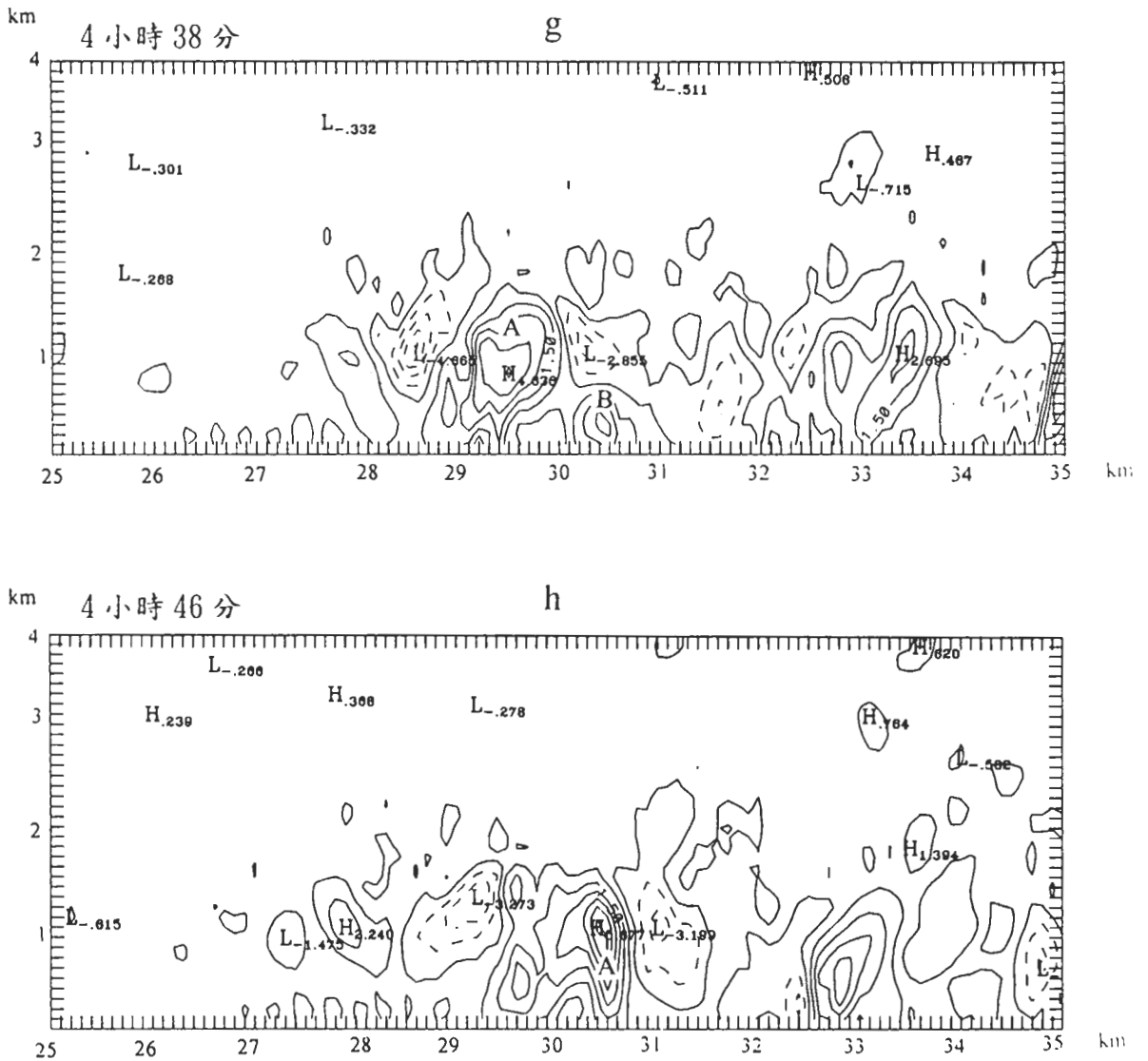


圖 13 從積分至 3 小時 50 分起到 4 小時 46 分爲止，每隔 8 分鐘之垂直速度分佈，等值線間距爲 1ms^{-1} 。

爲了更進一步了解海風鋒面忽強忽弱的情形，我們將每四分鐘鋒面的位置以人爲方式定義出之後，以各鋒面位置爲中心，取左右共五點計算追隨海風鋒面的平均垂直速度剖面(圖 14)。從圖中可以明顯看出海風鋒面的深度，會隨著時間增加，從 2h06 的 800 公尺到 5h02 的 1800 公尺，此發展高度大致與陸地對流邊界層的發展高度相當，而對流強度方面則因和陸地邊界層內的局部對流交互作用產生了明顯的變化，週期約爲 40 分鐘。此週期變化在 Atkins et al. (1995) 文章中亦有所討論，它應該與海風鋒面移動速度(U)以及對流胞水平尺度(L)有關

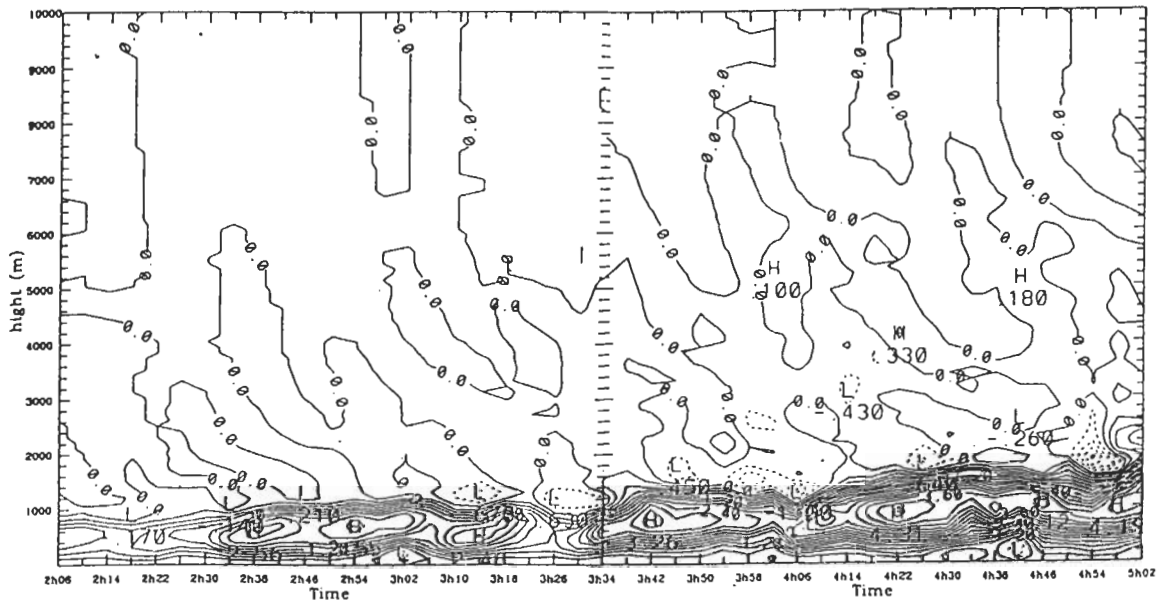


圖 14 為追隨海風鋒面，5 點平均垂直速度時間序列，等值線間距為 0.3ms^{-1} ，虛線為負值。

係(圖 15)。在本個案中， U 約略是 1ms^{-1} ， L 約略是 2 到 3 公里，若以 2.5 公里估計，鋒面通過一個對流胞的時間($T=L/U$)約為 42 分鐘，因此我們將海風鋒面每隔四分鐘的移動速度算出後，恰與圖 14 變化週期相吻合。顯然，鋒面的強度變化是受到了邊界層內對流運動的影響。

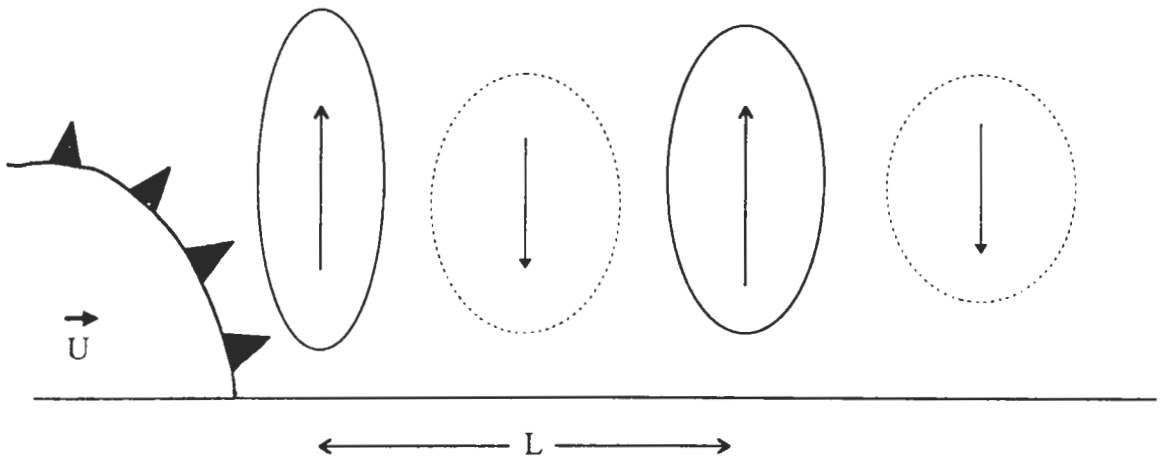


圖 15 海風鋒面與對流胞關係之示意圖， U 代表鋒面移動速度， L 代表對流胞水平尺度。

六、結 論

海風環流大致上看起來是個中尺度環流，但當它向陸地移動後卻又變成了一個會和陸地對流邊界層交互作用的多重尺度問題，因此在觀測上並不容易，觀測資料的時間與空間解析度更是不足，所以對有限資料的分析與解釋是非常困難的，而數值模式雖然無法模擬得到完全真實的局部環流，但卻可以控制模擬的時間與空間解析度，了解邊界層與局部環流的演化過程。

本研究所模擬的海風環流相當完整，並且存在著海風風速較強，厚度較薄，且集中在低層，而迴流風速較弱，但厚度較深厚的特性，和一般觀測相符。而海風鋒面的最大上升速度與移動速度也相當合理。由於模式使用了水平及垂直皆為 100 公尺的高解析度，因此在對流邊界層的大渦流模擬(Large eddy simulation)中，大渦流的尺度大小和實際觀測相當接近，而有效的將大渦流模擬出來後，避免了以參數化的方式來決定低層大氣主要傳播機制的困擾，因而在紊流熱通量方面也有了比較合理的表現。邊界層內渦流的其它統計性質如位溫分佈等也都與實際情形相接近。

海風環流與陸地上對流邊界層的交互影響是十分顯著的，陸地邊界層引發了海風環流，海風環流又改變了陸地邊界層的結構，海風鋒面在掃描過對流胞時，也因為此兩種尺度系統交互作用而產生週期性的變化。

本研究中並沒有考慮水汽、環境風場、地形且未計算地表能量收支方程，未來研究仍有許多發展空間，持續這項研究，相信對於海風鋒面激發深對流等一類的重要問題會有更清楚的了解。

誌 謝

本研究所使用的數值模式是與普渡大學(Purdue University)商文義教授合作發展的。經費方面則由國科會資助(計劃編號：NSC86-2111-M-002-008-AP3)。我們亦感謝兩位審查者寶貴的意見。

參考文獻

- Atkins, N. T., R. M. Wakimoto, and T. M. Weckerth, 1994: Observation of the sea-breeze front during CaPE. Part II: Dual-Doppler and Aircraft Analysis. *Mon. Wea. Rev.*, 123, 944-969.
- Atkinson, B. W., 1981: Meso-scale atmospheric circulation, *Academic Press*, 125, 214pp.
- Arakawa, A., 1972: Design of the UCLA general circulation model, Numerical simulation of weather and climate, *Tech. Rept.*, 7, *Dept. of Meteorology*, Univ. of California, Los Angeles.
- Blanchard, D. O., and R. E. Lopez, 1985: Spatial patterns of convection in south Florida. *Mon. Wea. Rev.*, 113, 1282-1299.
- Byers, H. R. and H. R. Rodenbush, 1948: Causes of thunderstorms of the Florida peninsula. *J. Meteor.*, 5, 275-280.
- Crook, N. A., T. L. Clark, and M. W. Moncrieff, 1991: The Denver cyclone. Part II: Interaction with the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 48, 2109-2126.
- Durand, P., S. Briere, and A. Druilhet, 1989: A sea-land transition observed during the COAST experiment. *J. Atmos. Sci.*, 46, 96-116.
- Durrant, D. R., and J. B. Klemp, 1983: A compressible model for the simulation of moist mountain waves. *Mon. Wea. Rev.*, 111, 2358-2360.
- Fosberg, M. A., and M. J. Schroeder, 1969: Marine air penetration in central California. *J. Appl. Meteor.*, 5, 573-589.
- Gadd, A. J., 1978: A split explicit integration scheme for numerical weather prediction, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 104, 569-582.
- Gentry, R. C., and P. L. Moore, 1954: Relation of local and general wind interaction near the sea coast to time and location of air mass showers. *J. Meteor.*, 11, 507-511.
- Laird, N. F., D. A. R. Kristovich, R. M. Rauder, H. T. Ochs III and J. Miller, 1995: The cape canaveral sea and river breezes: kinematic structure and convective initiation. *Mon. Wea. Rev.*, 123, 2942-2956.
- Mitsumoto, S., H. Ueda, and H. Ozoe, 1983: A laboratory experiment on the dynamics of the land and sea breeze. *J. Atmos. Sci.*, 40, 1228-1240.
- Nakane, N., and Y. Sasano, 1986: Structure of a sea-breeze front revealed by scanning lidar observation. *J. Meteor. Soc. Japan*, 64, 787-792.
- Nicholls, M. E., R. A. Pielke, and W. R. Cotton, 1991: A two-dimensional numerical investigation of interaction between sea breezes and deep convection over the Florida peninsula. *Mon. Wea. Rev.*, 119, 298-323.
- Pielke, R. A., 1974: A three-dimensional numerical model of the sea breezes over south Florida. *Mon. Wea. Rev.*, 102, 115-139.
- Pielke, R. A., and W. R. Cotton, 1977: A mesoscale analysis over south Florida for a high rainfall event. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 343-362.
- Sha, W., T. Kawamura, and H. Ueda, 1991: A numerical study on sea/land breezes as a gravity

current : Kelvin-Helmholtz Billows and inland penetration of sea-breeze front. *J. Atmos. Sci.*, 1649-1665.

Sun, W. Y., 1984: Numerical analysis for hydrostatic and nonhydrostatic equations of inertial gravity waves. *Mon. Wea. Rev.*, 112 , 259-268.

Wakimoto, R.M., and N. T. Atkins , 1993: Observations of the sea-breeze front during CaPE.Part I : Single-Doppler , satellite and cloud photogrammetry analysis. *Mon. Wea. Rev.*, 122 , 1092-1114.

Watts, A. J., 1955: Sea-breeze at Thorney island. *Meteor. Mag.*, 84 , 42-48.

Wilson, J. W. ,G. B. Foote, N. A. Crook, J. C. Frankhauser, V. G. Wade, J. D. Tuttle, C. K. Mueller, and S. K. Krueger , 1992: The role of boundary-layer convergence zones and horizontal rolls in the initiation of thunderstorms :A case study. *Mon. Wea. Rev.*, 120 , 1785-1815.

A Numerical Study on Sea Breeze and Its Interaction with Inland Boundary-layer Large Eddies

Wu-ron Hsu Jou-Ping Hou

Department of Atmospheric Sciences, National Taiwan University

ABSTRACT

Sea breezes are triggered by the convective boundary layer developed over coastal areas during the day. The horizontal spatial scale of the circulation is on the order of 10 km while the scale of the dominant large eddies inside the convective boundary layer over land is about 1 km. When sea breeze penetrates inland, it collides with the large eddies and the structures of the two systems of different spatial scale change. The effect of cold advection brought by sea breeze suppresses the thermal convection over land, while the leading edge of the sea breeze circulation undulates due to interaction with the large eddies.

We use a numerical model to examine this phenomenon. The model is two-dimensional and non-hydrostatic. It is free of artificial smoothing commonly used in numerical models and can still maintain numerical stability. The results show consistency with observations as regards to structures of both sea breeze and inland boundary layer. Our study demonstrates the importance of the advection process and explains the periodic behavior of the intensity of sea breeze fronts.

Key words: Sea breeze, Convective boundary layer, Sea breeze front, Large-eddy simulation.