

## 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 陸軍氣象中心

## 摘要

海風是一中尺度環流系統，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現象，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的重要性，也充份解釋了海風鋒面強度發生週期性變化的原因。（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。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。

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數值模式，否則幾乎是過於費時耗力，極難達成。本文則是以高解析度，等網格間距

的方式探討此一課題。

## 二、數值模式

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 $\sigma$ (sigma)座標， $\sigma$ 座標的定義為：

$$\sigma = \frac{P_0(Z) - P_0(Z_{top})}{P_0(Z_{surf}) - P_0(Z_{top})} \frac{P_0(Z) - P_0(Z_{top})}{P^*}$$

其中 $P_0$ 為僅隨高度變化的大氣氣壓參考值。

在模式中，預報量分別為相當位溫( $\theta_r$ )、水汽總含量( $q_r$ )、密度 $\rho$ 以及三個風的分量( $u$ 、 $v$ 、 $w$ )，其中相當位溫為 $\theta_r = \theta + (L/C_p)(\theta/T)q$ ， $\theta$ 是位溫， $L$ 是水汽的潛熱釋放， $q$ 是比濕， $T$ 是溫度， $C_p$ 是定壓比熱， $q_r$ 是液態水。

二度空間模式的預報方程式系統如下：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \left( \frac{\partial \sigma}{\partial x} \right) \frac{\partial p}{\partial \sigma} \\ = -u \frac{\partial u}{\partial x} - \sigma \frac{\partial u}{\partial \sigma} + f_v - b_w + \text{diff}(u) \quad \dots (1)$$

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

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

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \left[ \frac{\partial u}{\partial x} + \left( \frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_1 \frac{\partial u}{\partial \sigma} + \frac{\partial \sigma}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial \sigma} \right] = -u \frac{\partial \rho}{\partial x} - \sigma \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} \dots (4)$$

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

$$\frac{\partial q_e}{\partial t} = -u \frac{\partial q_e}{\partial x} - \sigma \frac{\partial q_e}{\partial \sigma} + diff(q_e) \dots (6)$$

垂直運動與壓力的診斷方程式分別為

$$\sigma = \frac{\partial \rho}{\partial z} w + \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \right)_1 u \dots (7)$$

$$p = f(\rho, \theta_e, q_e) \dots (8) \text{ in adjustment stage}$$

$$p = \left[ \frac{R}{C_p} \rho \theta_e \right]_{P_{10}} \dots (9) \text{ in sound-wave stage}$$

動量方程式(1)及(3)式中，擾動氣壓  $p' = p - p_s(z)$  科氏參數  $f = 2\Omega \sin \Psi$ ， $b = 2\Omega \cos \Psi$ 。方程式(3)中的  $\rho_0$  為對應於參考大氣  $p_s(z)$  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(7)求得。方程式(9)中  $p_{10}$  為  $10^5 Pa$ ， $\gamma = C_p / C_v$ 。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 (subgrid) 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

$$diff(u) = \frac{\partial}{\partial x}(K_{11}A) + \frac{\partial}{\partial z}(K_{12}B)$$

$$diff(w) = \frac{\partial}{\partial x}(K_{21}B) + \frac{\partial}{\partial z}(K_{22}A)$$

其中

$$A = \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z} \right)$$

$$B = \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)$$

而此渦流擴散係數  $K_{ij}$  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。

### 三、初始、邊界條件

假設地表初始大氣壓力為 1020 hPa 之穩定大氣，穩定度  $N$  (Brunt-Vaisalla frequency) 定為  $0.01^{-1}$ 。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：

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

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

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。模式的網格範圍設計部分，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。

### 四、海風環流與陸地邊界層結構

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 1 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，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。

不受海風環流影響的內陸地區，對流邊界層的成長相當快速，從圖 2 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，對流邊界層已經成長到 1800 公尺左右，對流邊界層的逸入作用更為明顯，顯示熱泡活動相當劇烈，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。

海風鋒面位於海風環流的前緣，當它隨著海風向陸地傳播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，又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 3 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。4 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，則由於 B 胞移開，A 胞得以發展而變強；之後，B 胞開始持續減弱。至第 4 小時 38 分時，B 胞似被 A 胞吸入，而反向左移動，最後終於被合併而消失，此時 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。為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，以人為方式定義出之後，以各鋒面位置為中心，取左右共五點計算追隨海風鋒面的平均垂直速度剖面 (圖 4)。從圖中可以明顯看出海風鋒面

的深度，會隨著時此發展高度大致與陸地對流邊界層的發展高度相當，而強度方面則因和陸地對流邊界層的局部對流交互作用產生了明顯的變化，週期約為 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) 有關係 (圖 5)。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 4 變化週期相吻合。

### 五、結論

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。海風環流與陸地上對流邊界層交互影響十分顯著，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。

### 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: NSC86-2 111-M-002-008-AP3)。

### 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.

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.

Mitsumoto, S., H. Ueda, and H. Ozone, 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 obser-

vation. J. Meteor. Soc. Japan, 64, 787-792.

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.

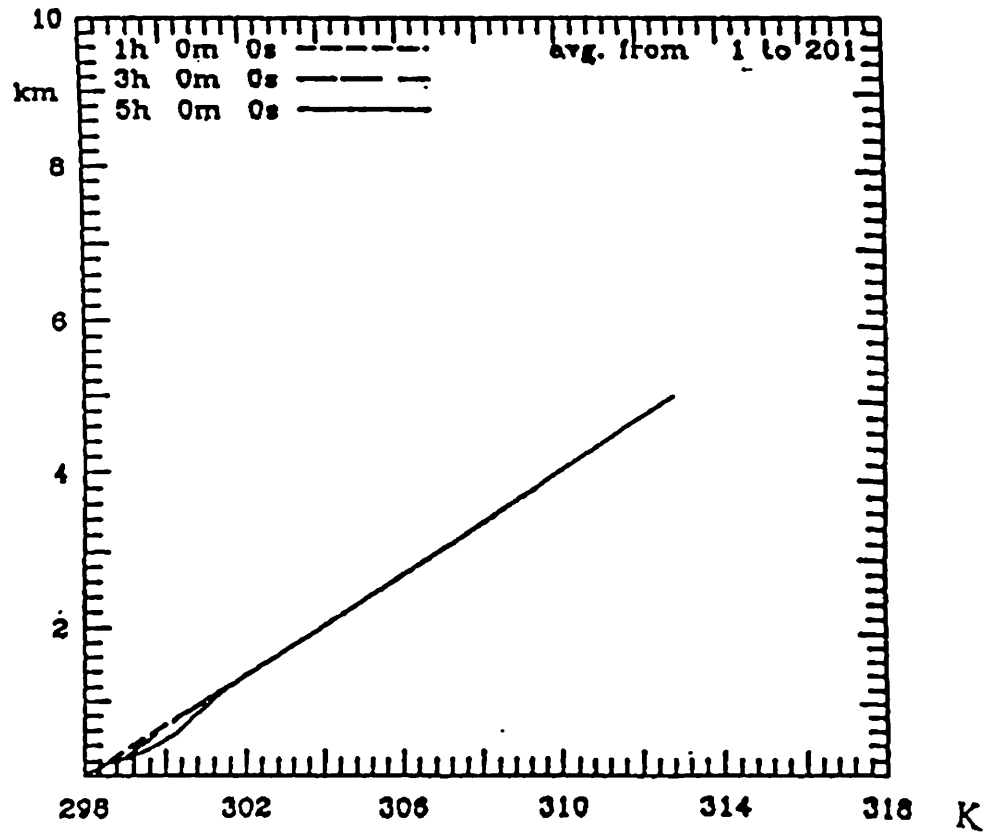


圖1 第1、3、5小時海洋上的平均垂直位溫剖面圖。

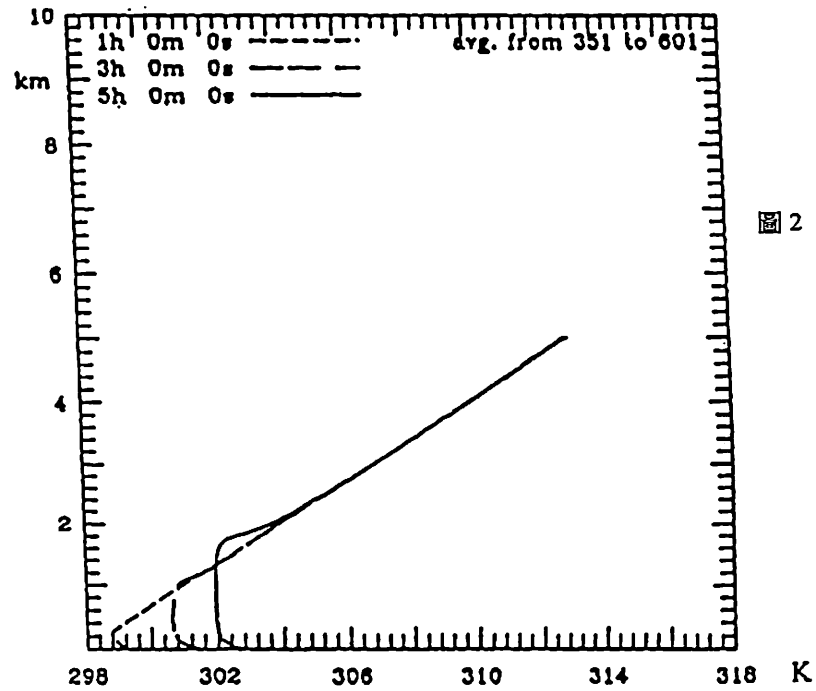


圖2 第1、3、5小時陸地上(第35至60公里)的平均垂直位溫剖面圖。

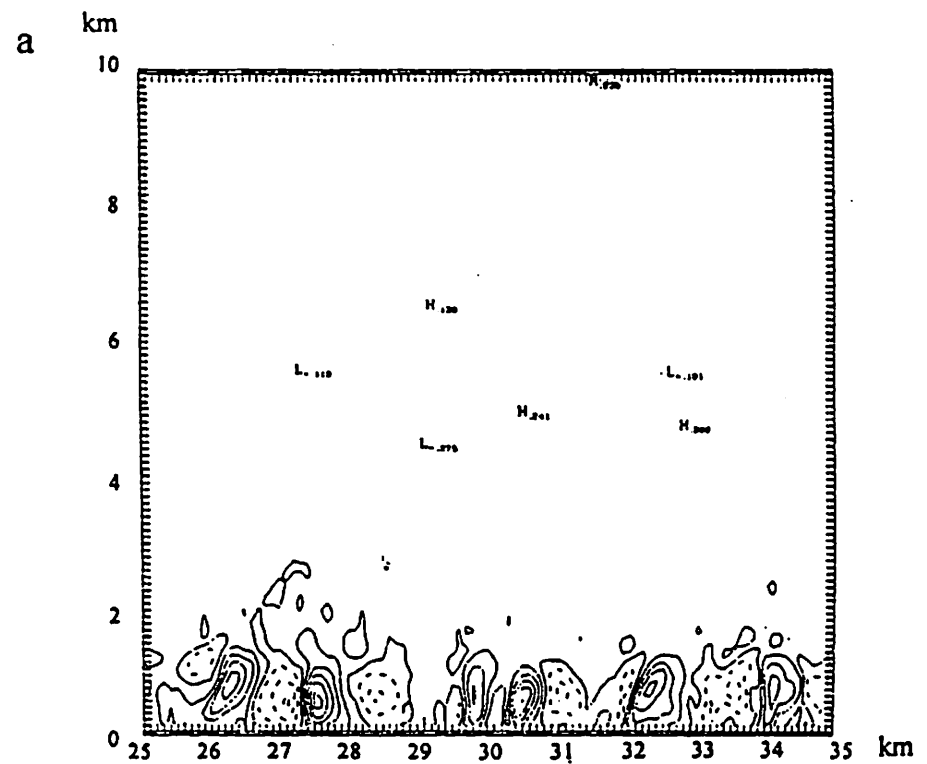


圖3(a) 模式積分至(a)3小時50分(b)3小時54分(c)4小時02分的垂直速度，等值線間距為 $1ms^{-1}$ 。

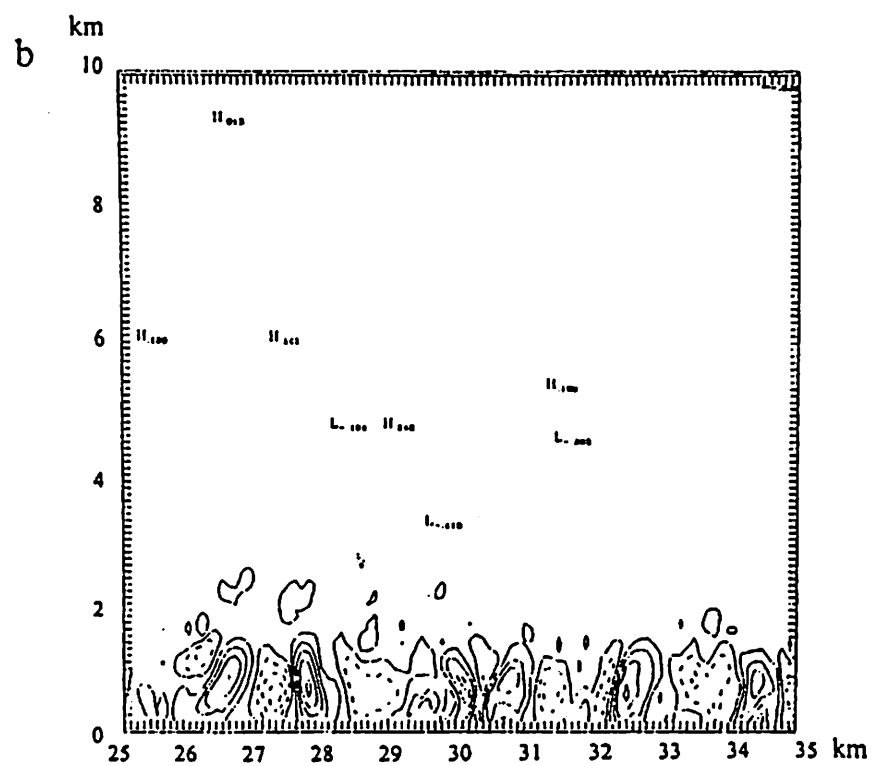


圖 3 (b)

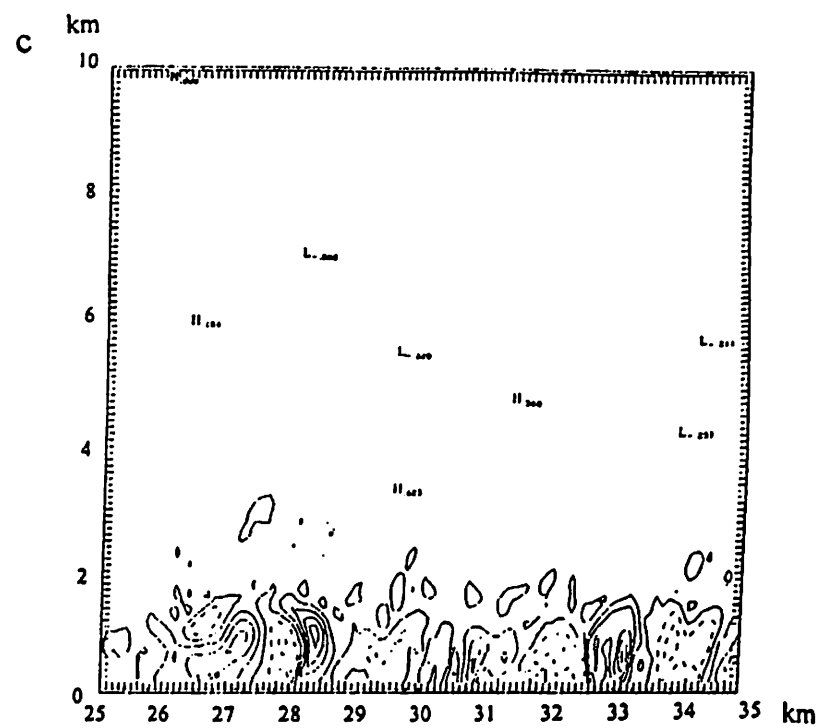


圖 3 (c)

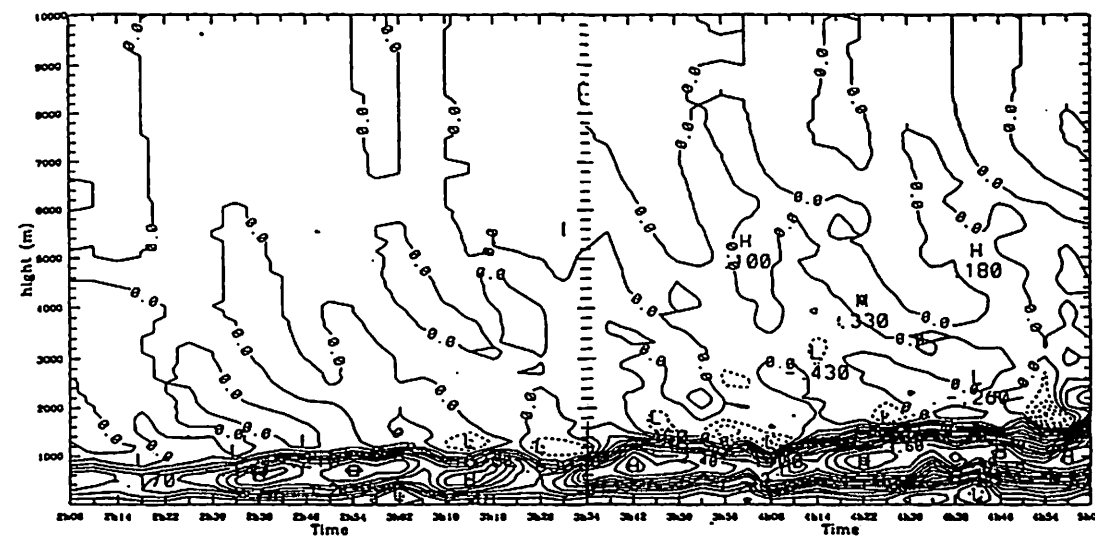


圖 4 追隨為海風鋒面，5 點平均垂直速度時間序列，等值線間距為 $0.3ms^{-1}$ ，虛線為負值。