

二維非靜力模式對海陸風之數值模擬

劉千義

空軍氣象中心

摘要

本研究以二維非靜力模式來針對海陸風現象加以模擬，由模擬結果顯示，已能有效掌握海陸風環流的型態。由於非靜力模式之高解析度，能解析出較傳統靜力模式更小尺度的現象，因此除了對於海陸風中尺度環流的模擬外，對於小尺度紊流特色的顯現，更為一項特色。

模擬結果顯示，當海風環流發展至最強時，其海風在低層2公里內，由海面吹向陸地，同時由於陸地之邊界層內此時已生成許多大渦流（large eddies），當海風在受到輻合後，轉而成為垂直方向的運動，部份海風鋒面前之強上升運動還能穿越邊界層頂，而成為穿透對流（penetrative convection）；高度4公里以下，為海風之高層迴流區，較海風本身為弱且厚。同時在地表附近的地面層（surface layer）內，由於渦流（eddies）較小，型態比（aspect ratio）多為1:1，所伴隨的向上熱通量卻為最強。

第一章 前言

海陸風環流的形成，可由 Bjerknes 的環流理論（Hess, 1959）解釋；而觀測顯示，海陸風主要是由於在垂直平面上，跨越海岸線之溫度差異加熱效應所形成之熱力直接環流。其強度、影響範圍、持續時間等，主要是由地表對大氣提供熱量之水平梯度所決定（Kozo, 1982a, b）。定性上而，在環境場擾動微弱時，理想海風環流之發展可如圖 1-1 所示。當地表受太陽輻射加熱時，陸地相對於海水而言，比熱較小，因而增溫較海水為快，導致溫度梯度在水平方向形成。陸地表面附近的空氣，因為受到加熱以及靜力條件的影響，迅速膨脹，相對之下，海面上之低層局地氣壓，將會大於陸地上的局地氣壓，致使海面上 D 點空氣流向陸地 A 點，造成 A 點附近為輻合情形，近而有 A 點向 B 點之上升運動。位於高層 C 點的空氣，在低點空氣流動後，便下沉替代其因輻散所造成之空缺；此外在高層亦有由 B 點至 C 點之迴流現象。

此種空氣流動使得離岸地區之氣壓相對增加，而內陸空氣柱之質量減少，在水平方向便存在有壓力梯度力。這個壓力梯度力將海面上的空氣推向陸地，此即為白天之海風環流。當夜晚來臨時，陸地由於比熱小散熱較快，相對

於幾乎不變的海水溫度，形成海面溫度較陸地溫度為高，整個環流型態和白天相反，此即稱為「陸風」。

位於副熱帶地區的台灣，四面均環海。當綜觀系統擾動微弱時，海陸風為有可能發展之中尺度天氣現象，同時台灣地形相當複雜，大部份平原地區均鄰近海岸線，都市及工業區集中於濱海地區。當海風形成時，濱海地區工廠之煙囪排放物擴散與傳送問題，也引起人們的重視和研究。

第二章 數值模式簡界

當對流旺盛時，原始方程模式（primitive-equation model）中的靜力假設，便不再適用靜力模式。由於受到了靜力近似（hydrostatic approximation）的限制，一般無法對較小尺度的運動加以模擬。因此在本研究中所使用的數值模式，為台大許武榮教授與美國普度（Purdue）大學喬文義教授所共同發展之中尺度二維模式，而此模式為一非靜力近似模式（non-hydrostatic model），處理全壓縮（fully compressible）流體。

垂直方向使用之座標定義為：

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

其中網格點上的 p_0 為參考大氣氣壓值，為不隨時間變化的定值，而僅為高度的函數，因此類似於追隨地形的高度座標，而非傳統靜力模式的 σ - p 座標。模式中，相當位溫 (θ_e)、水汽總含量 (q_w)、氣壓 (p) 和三個風的分量 (u, v, w) 分別為六個預報量。

其中，相當位溫 θ_e 定義 $\theta_e = \theta + (L/C_p)(\theta/T)q$ ， θ 為位溫， T 為溫度， L 為水汽的潛熱釋放， C_p 為定壓比熱， q 為比溼。而水汽總含量 q_w 則為比溼 q 和液態水含量 q_l 之總和 ($q_w = q + q_l$)。

模式中之二度空間預報方程可以表示為：

一、動量方程

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial p}{\partial x} + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_z \frac{\partial p}{\partial \sigma} \right] = -u \frac{\partial u}{\partial x} - \sigma \frac{\partial u}{\partial \sigma} + f v - b w + diff(u) \quad (1)$$

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

$$\frac{\partial w}{\partial t} - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial z} \right) \frac{\partial p}{\partial z} = -u \frac{\partial w}{\partial x} - \sigma \frac{\partial w}{\partial \sigma} - \frac{\rho - \rho_0}{\rho} g + b u + diff(w) \quad (3)$$

二、壓力預報方程

$$\frac{1}{\gamma p} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \sigma \frac{\partial p}{\partial \sigma} \right] + \left[\frac{\partial u}{\partial x} - \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_z \frac{\partial u}{\partial \sigma} - \frac{\partial \sigma}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial \sigma} \right] = \frac{d \ln \theta}{dt} \quad (4)$$

三、診斷方程

$$\rho = f(p, \theta_e, q_w) \quad (5)$$

四、熱力方程

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

五、水汽方程

$$\frac{\partial q_w}{\partial t} = -u \frac{\partial q_w}{\partial x} - \sigma \frac{\partial q_w}{\partial \sigma} + diff(q_w) \quad (7)$$

六、垂直運動之計算

$$\sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial z} w + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_z u \quad (8)$$

其中，動量方程式(1)及(3)式中，擾動氣壓 $p' = p - p_0$ (2)，科氏參數 $f = 2\Omega \sin \phi$ ， $b = 2\Omega \cos \phi$ 。 ρ 為空氣密度，可由狀態方程式(5)求得。方程式(3)中的 ρ_0 為對應於參考大氣 $p_0(z)$ 的空氣密度。

$$\text{當 } q_w = 0 \text{ 時， } \rho = p_{00}^{R/C_p} \frac{1}{R\theta} p'^{\gamma}, \text{ 其中 } \gamma = C_p / C_v,$$

$p_{00} = 1000 \text{ mb}$ ；而 $q_w \neq 0$ 時，則必須藉由反覆求解法 (iteration method) 求取密度。

平流項 (advection terms) 中的 $\dot{\sigma} = d\sigma/dt$ ，可由診斷方程式(8)得到。此外，擴散項則定義為：

$$diff(\psi) = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)$$

當 ψ 為 u, v 時， K 為動量的渦流擴散係數 K_m ； ψ 為 θ_e, q_w 時， K 為熱量的渦流擴散係數 K_h 。

在數值模式中，當垂直網格距離與水平網格間距的比值 (aspect ratio of the grid column) 大於 1:10 時，易有計算上的不穩定產生。在對流邊界層內，動量及熱量的傳送，大部分是藉由水平尺度小於 2 公里的渦流來完成，因此對靜力模式而言，在地形過陡，對流過強等小尺度現象下，均無法使用靜力近似模式，除了在特殊的情況下，如淺對流 (Hsu and Sun, 1991) 或平坦地形隻海陸風環流.....等，垂直尺度很小而水平尺度夠大的天氣現象，方可使用最高水平解析度 (最小的 Δx) 的極限約為 2 至 10 公里。

過去有關渦流擴散係數的決定，例如在以往的普度與台大中尺度模式 (Purdue-NTU Mesoscale Model) (Sun and Hsu (1988); Hsu and Sun (1994)) 的原始方程式盡似的靜力模式中，受限於水平方向的解析度，只能以次網格 (sub-grid) 參數化，來處理擴散正比於次網格渦流擾動能 (Turbulence Kinetic Energy; TKE) 的平方根 ($K \propto l \sqrt{E}$ ，其中 l 為長度尺度， \sqrt{E} 為速度尺度)，然 TKE 又為另一預報方程所決定。Deardorff (1976) 則以理查遜數 (Richard number) 來作為參數化之依據，在穩定的情況下，

$$K_T = K_m = 1.11 \frac{R_c - R_l}{R_l} l^2 \frac{\partial u}{\partial z},$$

在不穩定的情況下，

$$\begin{cases} K_m = (1 - 18R_l)^{-1/2} l^2 \frac{\partial u}{\partial z} \\ K_T = 3K_m \end{cases}$$

其中 R_l 為理查遜數， R_c 為臨界理查遜數。O'Brien (1970) 則假設 K 的垂直剖面可以一個三次多項式近似之 (圖 2-1)，在極不穩定而邊界層厚度達到 1 公里以上

的情況下， K 的數量級可以達到 100 至 500 $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ 左右。

本研究所使用之非靜力近似模式中，對於地表與大氣間通量之計算，則與靜力模式迥然相異。因模式解析度大幅提高，因此對於動量與熱量的傳送，除了在最底層之外，大部分皆由網格點解析之大渦流模擬 (large eddy simulation) 方式直接計算。網格大小與渦流間之關係如圖 2-2 所示。故在模式中，動量與熱量擴散傳送係數 K_m 與 K_h 可假設為一相當小之常數值 ($5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$)。

第三章 網格架構與背景資料

(一) 網格架構的配置及邊界條件的設定

在模式中水平網格的配置採用 Arakawa (1972) C 網格，垂直網格亦安排為交錯 (staggered) 網格 (圖 3-1)， $u, v, \rho, \theta_e, q_w$ 放在同一個垂直面上， w 則位於交錯的 σ 面上 (圖 3-2)。

在網格範圍大小方面，採用垂直方向 111 層，水平方向 500 點或 240 點之細緻二維網格架構，其網格間距 $\Delta x = 150$ 公尺 (500 點) 或 450 公尺 (240 點)， $\Delta z = 150$ 公尺，故積分之實際範圍為垂直方向 16.65 公里水平方向 75 公里 (500 點) 或 108 公里 (240 點)。

為減少積分過程中，測邊界誤差對模式內部之影響，因此設定為開放性邊界條件 (open boundary condition)，並且在最外圈網格，使用向外延伸 11 倍網格間距的測邊界處理法 (stretched grid-interval)，並且每 30 秒勻滑 (smoothing) 一次預報變數。在上邊界部分，則利用 Newtonian damping 方法來處理，設定垂直 40 層為緩衝區，每隔 10 秒勻滑一次，以減少內重力波由上邊界反射之影響。此外，模式之垂直速度在最頂及最底層，均設定為零。

(二) 背景場資料

為探討環境風場、地形等因子對海陸風環流之影響，故模式再開始積分時便將資料加入模式中加以積分。以下簡單介紹模式背景資料之處理方法：

假設在整個積分過程中，初始風場為地轉風場，並且在等壓面上是均勻的，無垂直風切。為了簡化模式起見，模式中並未考慮科氏作用力 (Coriolis force)、 y 方向之平流量及水汽的凝結與蒸發效應，因此在整個積分區間

內，為無雲且混合比 (q) 為零的情況。在大氣穩定度方面，假設地表初始大氣壓力為 1020hPa 之穩定大氣，穩定度可以不倫特-維賽拉頻率 (Brunt Vaialla frequency; N) 表示之，定為 0.01，意即在垂直方向之為溫遞減率 ($\partial \theta / \partial z$)

約為 $3 \text{ K} \cdot \text{Km}^{-1}$ 。

在地表溫度方面，以下面二式來分別表示海面及陸地溫度：

$$\begin{cases} T_{sea} = 298.0 = const \\ T_{land} = 298.0 + 8.0 \sin \left[\frac{2\pi t}{(24 \times 3600)} \right] \end{cases}$$

其中， t 為日出後以秒為單位之時間。式中之海水溫度，參考 1956 至 1985 年日本氣象廳所發布之海溫旬報，忽略海流與潮汐作用，視其為不隨時間變化之平均氣候值 298.0K。另外一方面，海陸溫差於日出後 6 小時及 18 小時達到最大，日變化之振幅為 8K，而此溫差在日出後的 12 及 24 小時為 0。整個海陸溫度之日變化曲線，則如圖 3-3 所示。

陸地配置於模式中央之最底層，二測為對稱的等溫洋面，於海陸交界處，設有水平網格 10 點之線性溫度遞增 (減) 緩衝區間 (cushion zone)。

第四章 模擬結果與討論

本章將以前面所建立之背景資料及初始條件放入包含第二章所述之二維非靜力模式來進行積分。將分為二個部分，第一部份為較粗網格間距，第二部分是較細網格間距之模擬結果。模式之開始積分時間設定為日出後，意即第 6 小時正午，第 18 小時為午夜，而第 24 小時為翌日清晨。

(一) 粗網格間距 ($\Delta x = 450$ 公尺) 模擬結果

本實驗室採用水平方向網格點數 240 點 $\Delta x = 450$ 公尺，左右兩側各 80 點 (36 公里) 為海洋，中央 80 點 (36 公里) 為陸地，且無環境風場影響下的實驗設計。

當積分至第 6 小時，陸地已被加熱至與海面溫度達最大溫差 8K，陸地上的低層空氣也因而受熱。圖 4-1 所示為積分至中午時，位溫與初始條件位溫較的增加量。除了在海陸交界附近受到了海風環流的影

響，位溫增加量較大外，陸地上面邊界層的發展（位溫的增加）大致上是均勻的。近海面位溫較清晨增加 3K，邊界層頂約發展至 800 公尺，800 公尺以上位溫幾乎保持不變。由數值計算的眼光看溫度的增加式由三種原因所造成的，首先是次網格擴散的計算，由於本研究所用的 K 值極小，所以只有在近地面中午陸地底層位溫梯度極大的情況下，此作用才有顯著的效果。其次是有限差分模式需避免非線性計算不穩定而使用之勻滑處理，多少也會有擴散的效應；第三是不穩定邊界層內，數值模式所解析的紊流傳送熱量導致增溫。

圖 4-1 中陸地上邊界層內位溫等直線的波狀結構顯示了此三種效應的發生，位溫較高（等值線由向下凸起的部分）的區域對應於向上氣流（圖 4-2），整個內陸約有 6 個上升氣流紊流的對流胞（convection cell），因此，地表空氣在受到加熱後，藉由紊流作用，會有熱量上傳至較高層情形。

對於紊流而言，本實驗所採用之網格間距仍嫌過大，所得到的對流胞水平尺度約 3 至 4 公里，對流運動也不強，因此對流邊界層的發展較弱。由於在陸地上，低層空氣受熱，地表壓力（圖 4-3）減小 0.2 至 0.3hPa，海陸交界處之壓力梯度為最大。在此壓力梯度的推動下，海風環流得以發展。圖 4-4 為 6 小時之水平風場，在低層海陸交界處，有偏陸之海風產生。海風的深度約與內陸邊界層的厚度（約 800 公尺）相當，此時海風強度約僅 $1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ，高層迴流則較為深厚，最大值為 $0.46\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

在垂直風場方面，圖 4-2 再海陸交界處之二個明顯上升氣流，對應於此海風環流的前緣上升速度達 $0.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。溫度擾動（圖 4-1）亦非常明顯。此外，海風鋒面（sea-breeze front）的上升運動穿透了邊界層頂，而延伸至穩定層內，因此位溫擾動便號為負值（圖 4-1），是為穿透對流（penetrative convection）。

透過紊流使得上層空氣之加熱，會有延遲（lag）的現象。因此，整個海風環流在第 7 小時，才達最強（圖 4-5），此時迴流厚度約 2500 公尺，遠比低層海風為厚（約 1000 公尺）。同時，由陸地上之位溫垂直分布（圖 4-6），混合層也發展至 1700 公尺左右。圖 4-7 為此時隻擾動壓力場之分布，陸地上因受熱而

產生了一個熱低壓，氣壓下降約 0.6hPa，其上，則有因伴隨上升運動而冷卻的高壓。

在夜晚陸風的模擬方面，12 小時以後，陸地表面較等溫的海水溫度而言，為冷卻現象。但白天受到加熱的大氣，由於缺乏大尺度環境平流的影響，依然保留部分熱量在大氣中。圖 4-8 為 18 小時（午夜）之位溫分布，在海陸交界處有 6K 的水平溫度差異，圖 4-9 陸地平均之位溫垂直分布，更顯示了在 700 公尺以下，為非常穩定層。從 700 公尺到 1500 公尺的高度間，位溫的梯度接近零，與白天時均勻混合的情形相似，我們可稱之為「剩餘層」（residual layer）。圖 4-10 為擾動位溫場，亦顯示在地表附近穩定層上方，白天所殘餘下來的熱量使得位溫較初始值增高 2K 左右。整個環流也與海風環流一樣，圖 4-11 為 23 小時陸風強度最強時之水平風速，圖中顯示，位於上層之路風迴流強度較陸風本身微弱，並且整個環流在 1200 公尺以下發生。積分至第 24 小時（清晨），夜間穩定邊界層的發展更為明顯（圖 4-12），影響範圍也較擴大。陸風環流較海風環流為淺且弱的結果，與 Pielke（1984）頗為一致。在擾動壓力場方面（圖 4-13），地表附近的壓力上升了 0.88hPa 左右，與白天的情形相反。

（二）細網格間距（ $\Delta x = 150$ 公尺）模擬結果

本實驗是採用水平方向網格點數 500 點， $\Delta x = 150$ 公尺，相較於第一節之模擬實驗，為更細緻的網格間距。與第一節相仿，在模式底層左右兩側各配置 100 點（15 公里）為海洋，中央 300 點（45 公里）為陸地，且環境風場為靜止大氣的實驗設計。

當網格距離變小時，數值模式可解析之紊流尺度變小，陸上之紊流熱通量值也明顯增大（比較圖 4-14 與 4-15）。本個案中低層之熱通量值最高，大致上隨著高度遞減，與一般所熟知的邊界層特性相符合，同時，由於向上熱通量在垂直方向的幅合，使得邊界層內溫度增加。積分至第 8 小時，也有更強烈之紊流現象在垂直運動場（圖 4-16）中發現，這伴隨了較大之熱通量（ $w'\theta'$ ）（圖 4-17）。圖 4-18(a)至(b)分別為圖 4-16 中自 7.5 至 67.5 公里每隔 15 公里之局部垂直速度分部情形，垂直方向之尺度為 5 公里，此時在陸地上之邊界層發展至 2 公里高，在邊界層內約包含有 30 個對流胞，平均水平尺度為 1.5 公里（10 個

網格點），對流之型態比（aspect ratio，即水平尺度除以對流深度）接近於 1:1。對流邊界層內主要的熱量傳送，應該是藉著這些大渦流血(large eddies)來完成。

在邊界層的發展方面，圖 4-19 為第 8 小時陸地平均之位溫垂直分佈，2100 公尺以下有良好的混合作用。比較圖 4-6 與圖 4-19，在本節之較小網格間距的個案中，由於混合作用較佳，混合層發展的高度比第一節之個案為高，混合層內的溫度也高出達 1K 左右，同時近地層之超絕熱層的厚度，也因有較強的紊流模擬而發展較高；擾動壓力場部份，亦有與第一節類似的形態分佈，其中，第 8 小時有最大的擾動氣壓（圖 4-20）發生，在陸地上下降了 1.1hPa，比第一節時的最大下降值 0.6hpa(圖 4-7)還多。圖 4-21 為圖 4-18(b)之平均上升運動頻率垂直分佈，大多數的上升運動均在 3100 公尺以下發生，愈接近地面層，則有熱對流所產生之上升運動比率愈高，然伴隨之下沉運動較上升運動為弱，故沉降區域多於上升區域，造成頻率在垂直方向上的分佈未超過 50%。至於 4000 公尺附近之頻率為零的分佈，可能為數值計算中所產生之系統性誤差，在此不另做討論。此時由於強烈的小尺度對流系統非常明顯，與中尺度海風環流間產生了交互作用，因而在水平風場(圖 4-22)方面，有較複雜的情形。圖 4-23、4-24 分別為使用 filter30 次後之水平與垂直風速，在濾除小尺度的擾動後，留下了較大尺度的運動情形，圖中顯示了中尺度的海風仍存在於海陸交界處，而離岸邊約 22 公里處之強上升運動，則定義為海風鋒面之所在。圖 4-25、4-26 為圖 4-18(a)與(b)中平均之擾動動能見 $(\overline{u'^2 + w'^2})/2$ 垂直分佈，可知在兩側之海風環流中，由於 1000 公尺下之海風與紊流形態十分明顯，所伴隨之平均擾動動能較其上 1000 至 3000 公尺迴流區為強，因此可知整個環流為海風明顯而迴流較弱較厚的型態，同時兩側之環流發展強度亦相當的一致性。

至於夜間陸風環流，圖 4-27、4-28 分別為 23 小時夜間環流最強時，位溫與水平風場的模式輸出結果。在位溫場方面，800 公尺以下為極穩定層($\partial\theta/\partial z > 0$)，最大降溫處已較初始場下降達 7K<陸風現象謹在近地層 400 公尺以下的海陸交界處發生，其上層迴流的厚度約為陸風厚度的 3 倍。在擾動壓力場的分析中。也可以看出，在陸地上因為冷卻而成為一個高壓，中心氣壓約比初始氣壓場上升約 1hPa(圖 4-29)。這些結果，與 Kondo(1990)所模擬日本

地區的結果，十分近似。而到了夜晚時，邊界層內保留有較多的熱量，而較明顯的陸風環流，也遲至 20 小時後才顯現出來。

綜合上述所言，由於模式底層地表邊界為兩邊對稱的射計，所得到的兩側環流之結構，有極高的對稱性。在整個積分過程中，細網格間距的模擬，不論在環流強度、整個發展高度方面，都較第一節之模擬結果強，顯示模式在解析度高的時候，與一般觀測結果相比，會有較合理的表現。由風場強度增強，邊界層內混合情形，以及環流影響的範圍等來看，以細網格之模擬效果為佳，同時也因解析度提高，運轉力模式所無法解析之紊流現象，均也已包含其中，在結構方面也更清晰。

第五章 結論

在本研究中運用二維非靜力模式來針對海陸風現象加以模擬，是一個非常有用的工具。在模擬的結果與實際觀測的比對中，亦發現有相當高的一致性，尤其是在小尺度現象的模擬，更能顯式本模式為能準確掌握傳統靜力模式所無法解析之現象。在不同初始條件下所得之結果，也分別有不同型態的海陸風環流型態，有助於瞭解局部環流中之部分結果。也由於解析度較以往靜力模式的大幅提高，因此除了模擬出之中尺度海陸風環流外，小尺度紊流特性的顯現，也是一項特色。

圖 5-1、圖 5-2 與 5-3 分別為水平網格間距 2 公里，450 公尺及 150 公尺模式積分至第 4 小時之水平風速。在 2 公里的網格資料間距下，環流較局勻滑，同時，強度也比較弱；但當模式在提高解析度之後，由於所能掌握之通量的計算更加精確，因此所引發之環流強度也相對提高，同時亦發展較快，且影響的範圍也較增大。又由於實驗初始場的設計，在無環境風場的條件下，所模倣推擬出來之海陸風環流的演化，具有對稱性高的型態。

整體而言，本研究運用二維非靜力模式，已能有效掌握海陸風環流的型態。例如當海陸風環流發展至最強時，其海風在低層 2 公里內，由海風吹向陸地，同時由於陸地之邊界層內此時已生成許多大渦流（Large eddies），海風在受到幅合後，轉而成為垂直方向的運動，部分海風鋒前之強上升運動還能穿過邊界層頂，而成為穿透對流（penetrative convection）；高度 4 公里以下，為海風之高

層迴流區，較海風本身為弱且厚。同時在地表附近的地面層 (surface layer) 內，由於渦流較小，型態比 (aspect ratio) 多為 1:1，所伴隨的向上熱通量卻為最強 (圖 5-4)。

在加入水平風場的敏感度測試中發現，當水平風場強度過強時，其平流作用會破壞整個利於海陸風環流生成之熱力結構，同時，若環境風場較微弱時，平流作用依然對風場的影響頗大。在上風區的海風部分，與外圍環境風場方向一致，因而激發之幅合現象及垂直運動等，均較下風處二者風向相反時的結果來的和緩些，顯示當存在與海風 (陸風) 同向的外圍環境風場時，海風 (陸風) 環流的發展，可預期會比外圍環境風場與海風 (陸風) 相反方向時，強度較弱且厚度較薄。

在有平台地形作用下，海風 (陸風) 的發展也會與發生於斜坡上之上坡 (下坡) 風，有交互作用的情形發生，導致環流的整個隨時間的演化有提前的情形。

當模式積分至 24 小時時，由擾動位溫場的分佈可知，大氣中仍保有前一日所剩餘未耗散完的熱量，若再持續積分，此剩餘的熱量，將有可能導致隔日海風發展的時間往前提前。此外，一般在海風的觀測中，常會有海風鋒面的移行，但是在本論文中，卻無明顯的移行現象，推測與地表溫度的增溫、減溫為人為方式給定有關。例如當海風發生時，伴隨海風吹入陸地內的空氣，為較冷的海面空氣，這會導致沿海地區，即使是與內陸地區在同樣的加溫條件下，受到此種海面上冷空氣移入的「冷平流」作用，地表溫度的昇降並不是目前給定的函數所表示的，因而有海風鋒面移行的情形。

水汽效應目前仍未加入模式中，但加入後的複雜多變性，為日後仍須再努力的方向。

參考文獻

Deardorff, J. W., 1976: Usefulness of liquid-water potential temperature in a shallow-cloud model. *J. Appl. Meteor.*, 15, 98-102.

Hsu, W. R. and W. Y. Sun, 1991: Numerical study of mesoscale cellular convection. *Bound. Layer Meteorol.*, 57, 176-188.

Kozo, T. L., 1982a: An observation study of sea breezes along

the Alaskan Beaufort sea coast: Part I., *J. Appl. Meteorol.*, 21, 891-905.

——, 1982b: An observation study of sea breezes along the Alaskan Beaufort sea coast: Part II., *J. Appl. Meteorol.*, 21, 906-924.

Pielke, R. A., 1984: *Mesoscale Meteorological Modeling*. Academic Press, 612pp.

Sun, W. Y. and W. R. Hsu, 1988: Numerical study of cold air break over the warm ocean. *J. Atmos. Sci.*, 45, 1205-1227.

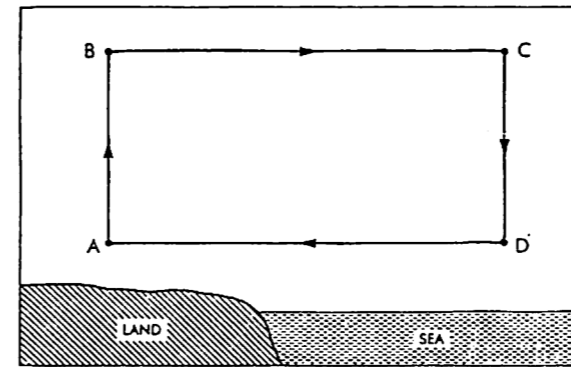


圖 1-1、海風環流概念模式。(Atkinson, 1981)

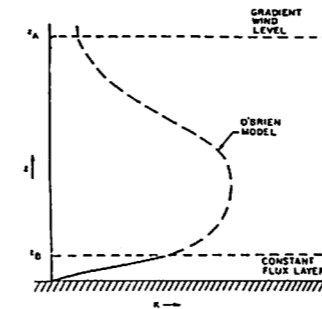
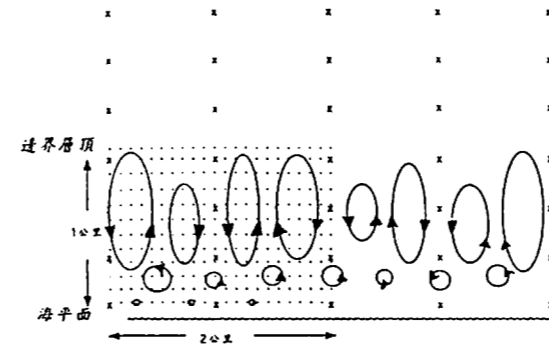


圖 2-1、三次多項式近似之 K 值剖面。(O'BRIEN, 1970)



註：x 過去靜力模式之網格
本研究非靜力模式網格 (Δx=Δz=150公尺)

圖 2-1、網格大小與渦流間之關係示意圖。

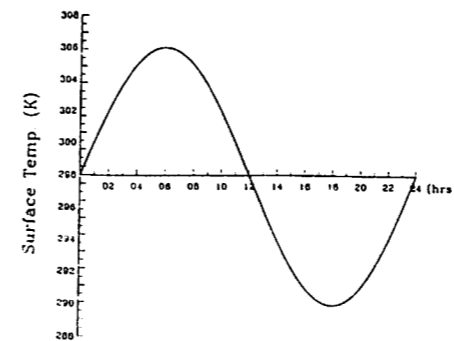


圖 3-3、模式中所設定之地表溫度隨時間之變化曲線。

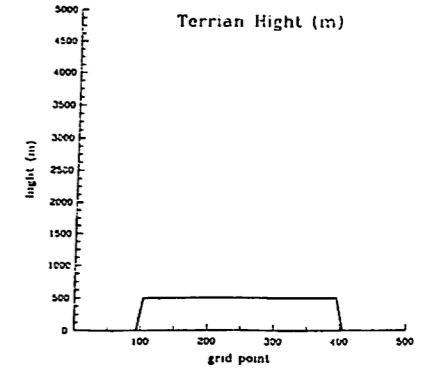


圖 3-4、模式中所設定之平台地形。

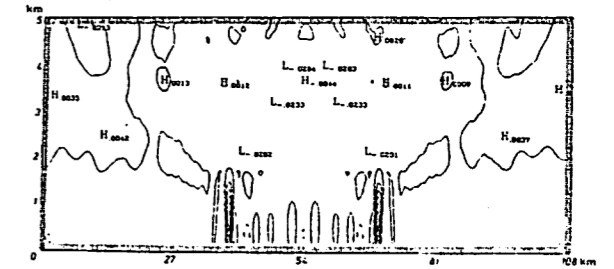


圖 4-1、粗網格個案積分與第六小時之擾動位溫(位溫減去初始位溫)。虛線為負值，等值線間距為 0.5k。

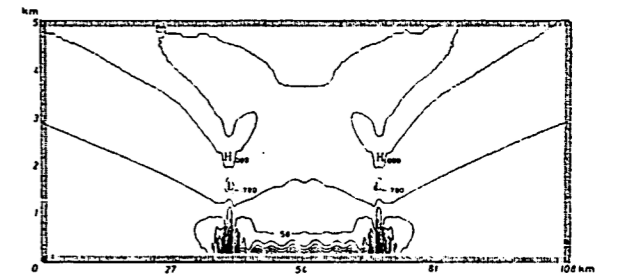


圖 4-2、同圖 4-1，但為垂直速度。等值線間距為 0.1m/s。

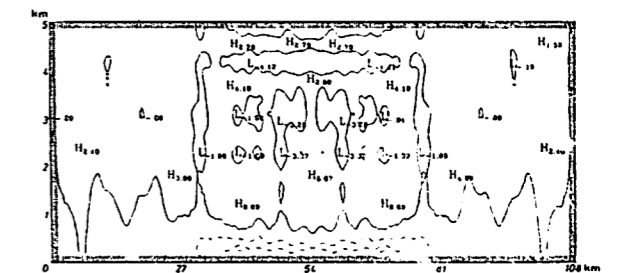


圖 4-3、同圖 4-1，但為擾動壓力場(壓力減去初始壓力)。等值線間距為 0.1hPa。

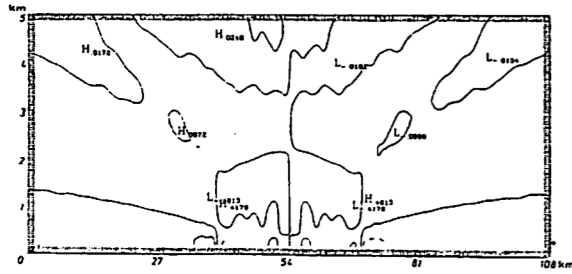


圖 4-4、同圖 4-1，但為水平風速。等值線間距為 0.5m/s。

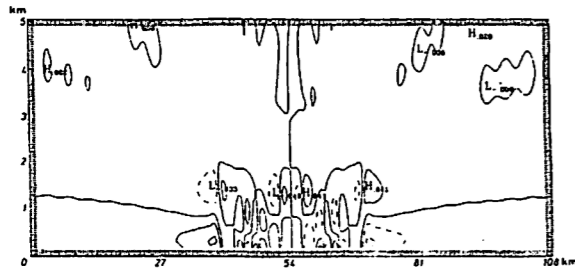


圖 4-5、粗網格個案積分與第七小時之水平風速。虛線為負值，等值線間距為 0.5m/s。

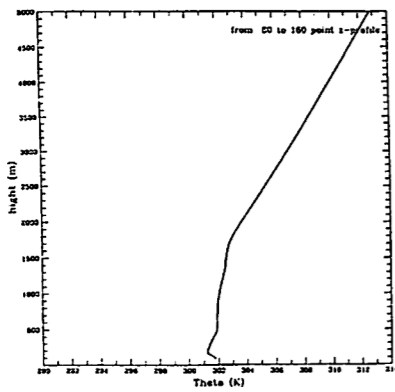


圖 4-6、同圖 4-5，但為陸地平均位溫垂直分佈。

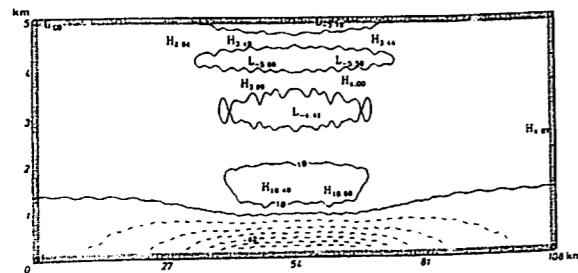


圖 4-7、同圖 4-5，但為擾動壓力場(壓力減去初始壓力)。等值線間距為 0.1hPa。

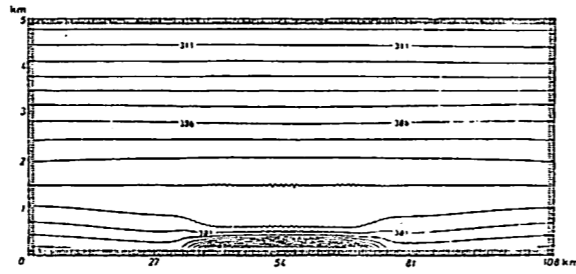


圖 4-8、粗網格個案積分與第十八小時之擾動位溫，等值線間距為 1k。

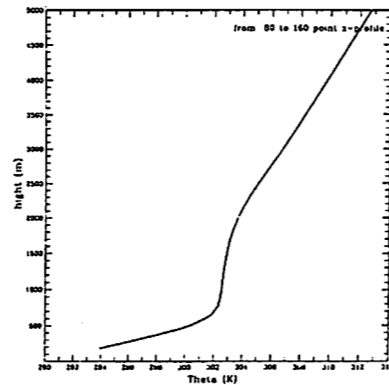


圖 4-9、同圖 4-8，但為陸地平均位溫垂直分佈。

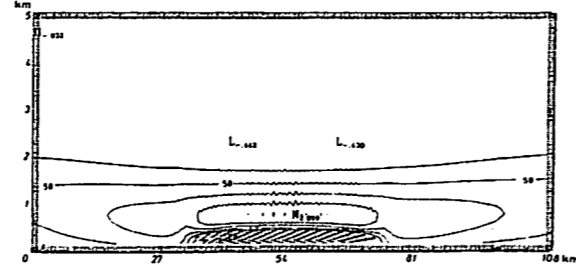


圖 4-10、同圖 4-8，但為擾動位溫(位溫減去初始位溫)。虛線為負值，等值線間距為 0.5k。

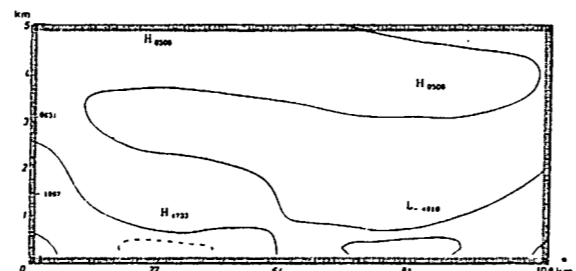


圖 4-11、粗網格個案積分與第二十三小時水平風速。虛線為負值，等值線間距為 0.5m/s。

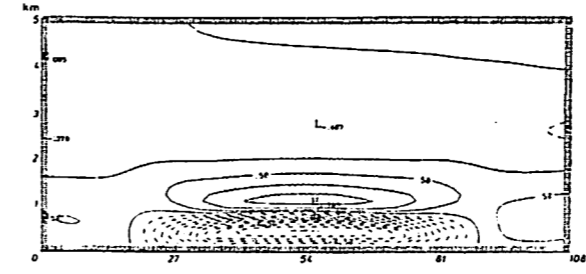


圖 4-12、粗網格個案積分與第二十四時之擾動位溫(位溫減去初始位溫)。虛線為負值，等值線間距為 0.5k。

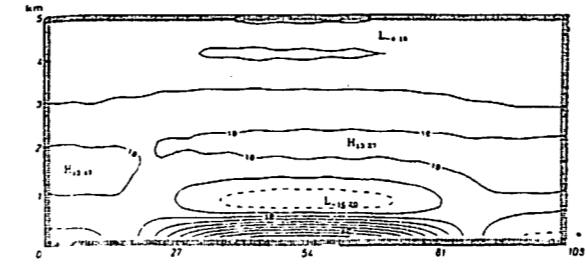


圖 4-13、同圖 4-12，但為擾動壓力場(壓力減去初始壓力)。等值線間距為 0.1hPa。

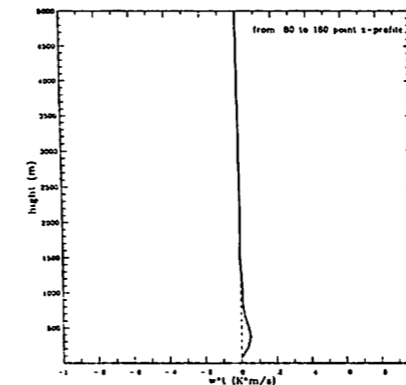


圖 4-14、粗網格個案積分與第六小時之平均陸地熱通量垂直分佈。

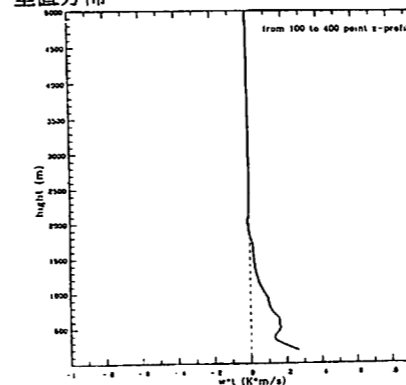


圖 4-15、同圖 4-14，但為細網格個案。

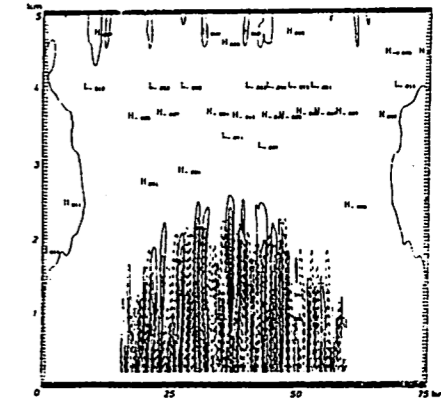


圖 4-16、細網格個案積分與第八小時之垂直速度。虛線為負值，等值線間距為 0.1m/s。

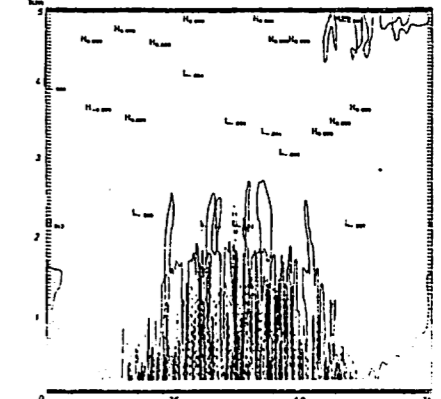
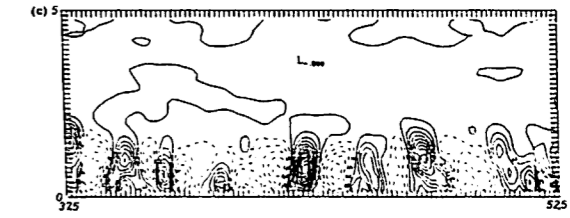
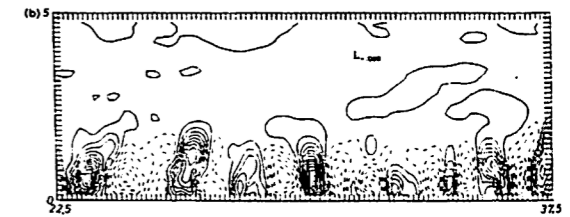
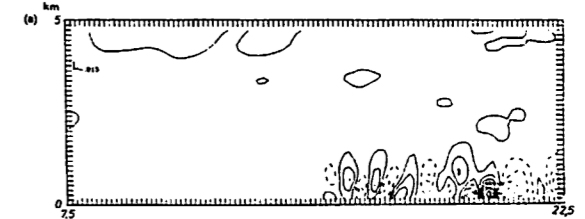


圖 4-17、同圖 4-16，但為紊流熱通量，等值線間距為 0.1Km/s。



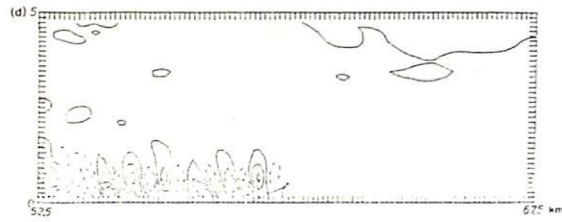


圖 4-18、圖 4-16，但等值線間距為 0.2Km/sC。(a)7.5-22.5km(b)22.5-37.5km ©37.5-52.5km(d)52.5-67.5km

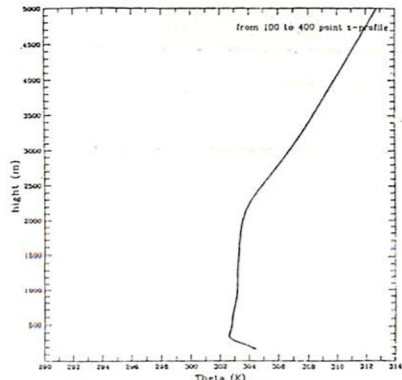


圖 4-19、同圖 4-16，但為陸地平均位溫垂直分佈。

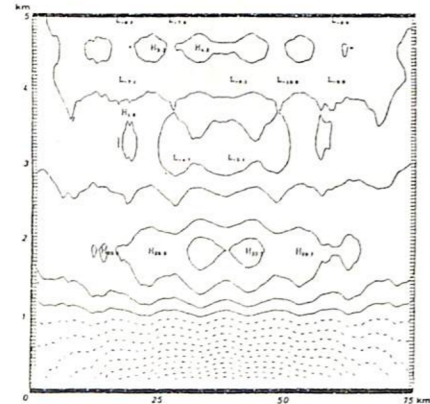


圖 4-20、同圖 4-16，但為擾動壓力場(壓力減去初始壓力)。等值線間距為 0.1hPa。

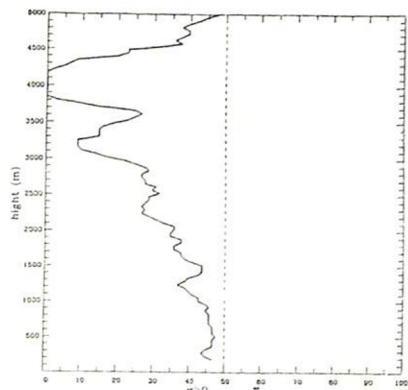


圖 4-21、同圖 4-18(b)中平均上升運動頻率垂直分佈。

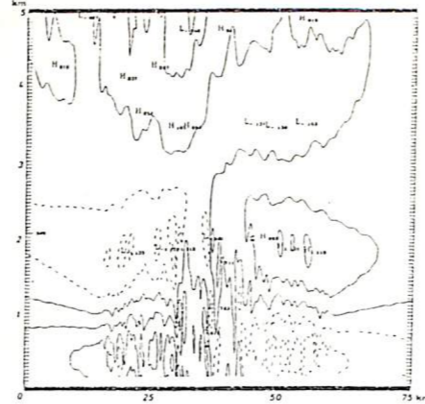


圖 4-22、同圖 4-16，但為水平風速。等值線間距為 0.5m/s。

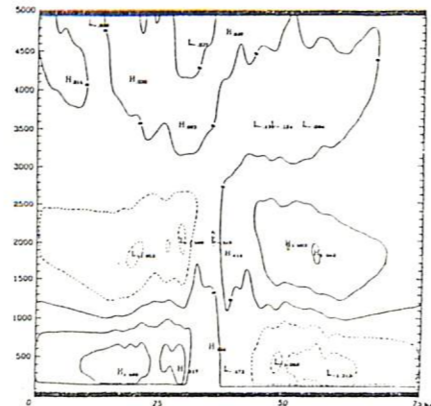


圖 4-23、filter 30 次處理過後之細格個案積分與第八小時之但為水平風速。等值線間距為 0.5m/s。

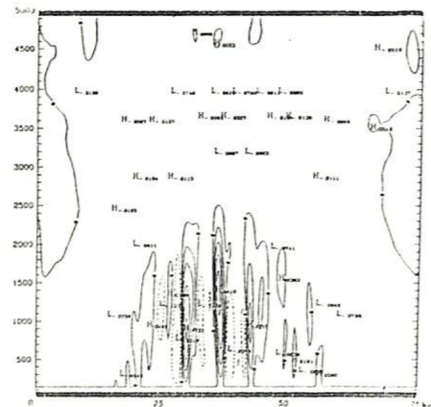


圖 4-24、同圖 4-23，但為垂直速度。虛線為負值，等值線間距為 0.1m/s。

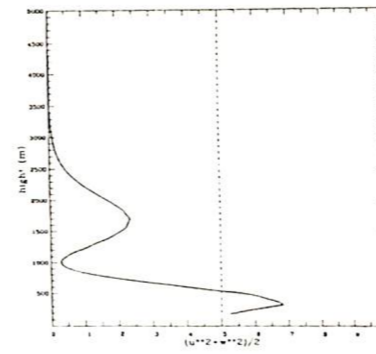


圖 4-25、同圖 4-18(a)中平均擾動動能垂直分佈。單位為 m.m/s。

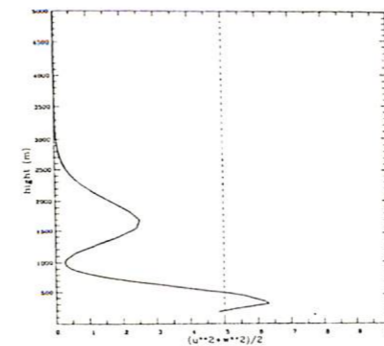


圖 4-26、同圖 4-25，但為圖 4-18(d)中平之分佈。

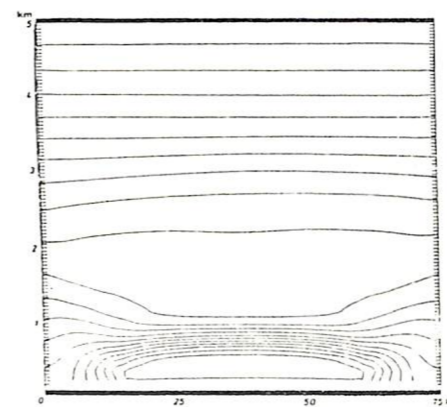


圖 4-27、細網格個案積分與第二十三小時位溫場。等值線間距為 0.5k。

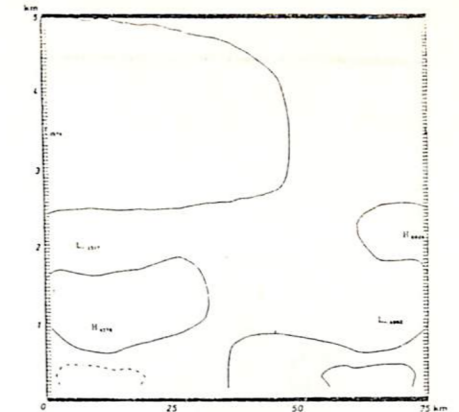


圖 4-28、同圖 4-27，但為水平風速。虛線為負值，等值線間距為 0.1m/s。

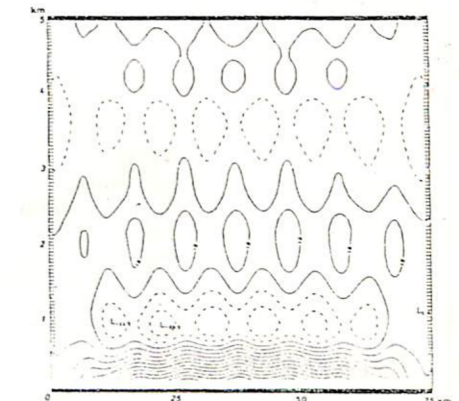


圖 4-29、同圖 4-27，但為擾動壓力場(壓力減去初始壓力)。等值線間距為 0.1hPa。

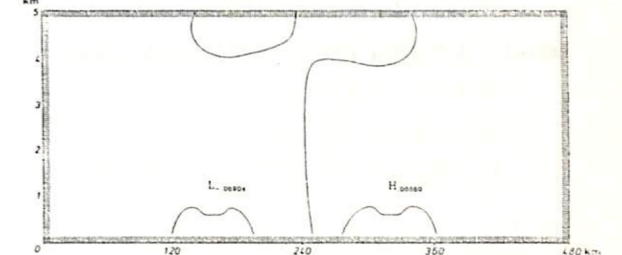


圖 6-1、水平網格間距為 2Km 個案積分與第四小時之水平風速。虛線為負值，等值線間距為 0.5m/s。

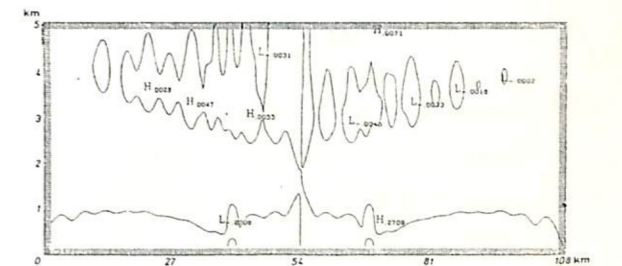


圖 6-2、同圖 6-1，但水平網格間距為 450m。

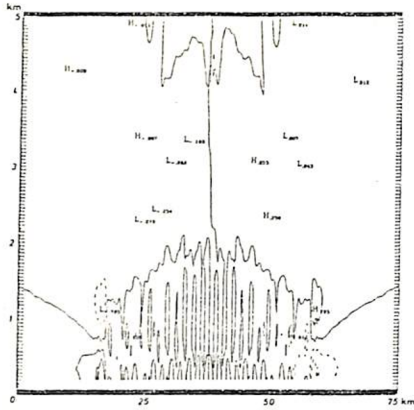


圖 6-3、同圖 6-1，但水平網格間距為 150m。

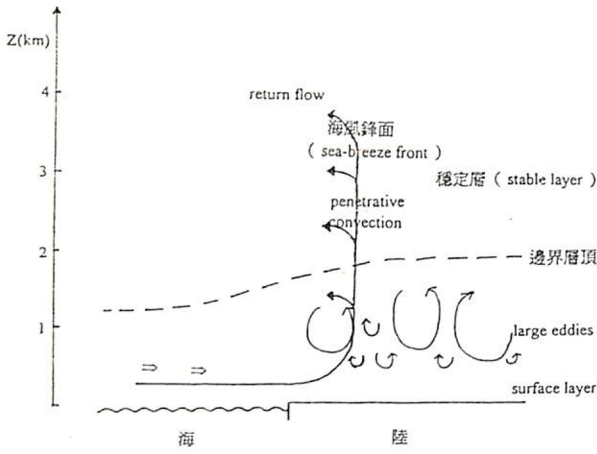


圖 6-4、包含多種運動尺度之理想海風環流示意圖。