

斜坡地形對邊界層風場日變化振盪的效應

林 沛 練

國立中央大學大氣物理系

(中華民國七十四年一月七日收件，二月十日修正)

摘 要

本文以理論探討以及數值模擬的方式來研究熱力強迫作用在斜坡地形上風場日變化振盪中所扮演的角色，我們知道對平坦底面上之旋轉或層流體而言，其主要的的作用力為科氏力、氣壓梯度力以及摩擦力（或黏滯力），因此在這種我們所熟知的艾克曼邊界層（Ekman Boundary Layer）中成層之作用只扮演了一個次要的角色，但是當邊界層之底面非為平坦情況而是一種斜坡面時，由理論推演以及模擬之結果均指出只要底邊界之斜坡面上有一點熱力之強迫作用存在，艾克曼層的特性就會為平行於斜坡面的重力分量所修飾，這時浮力與其他的主要作用力具相同之數量級大小，對加熱之斜坡地形而言，由於動量場與熱力量之耦合將會產生一沿斜坡面之浮揚力而激發或加強跨越等壓線之氣流。其次由本文之模擬結果也指出不均勻的斜坡加熱分佈，將會因為有浮揚艾克曼抽拉作用的存在而加強斜坡靠近底面處之垂直運動，反之，對均勻的斜坡加熱而言，最強之垂直運動會發生在接近斜坡頂部的地方。

一、前 言

有關低層風場之日變化振盪理論，已有許多學者加以研究，結果雖然有許多不同的推斷與假設（Wexler 1961, Buajitti and Blackadar 1957, Holton 1967, Uccelliui and Johnson 1979）但是一般較為大家所同意的說法是將低層強風振盪認為是大气邊界層對熱力強迫作用日變化所引發之一個複雜回應。熱力強迫作用對低層強風發展之貢獻可以歸納為下列兩種機制：

- (1)邊界層有效渦度黏滯性之時間變化。
- (2)斜坡上產生之熱力環流。

第一種機制乃 Blackadar (1957) 所提出，Buajitti and Blackadar (1957) 強調低層大氣之溫度遞減率之日變化，可以影響有效的亂流動量傳輸過程，而此種效應可由亂流交換係數 K_m 之日變化來表示，他們並導出可以合理模擬邊界層風垂直剖面日變化振盪之解析解。

Holton (1967) 則提出另外一種看法，他認為邊界層風之日變化振盪主要係由於斜坡地形上之太陽熱力強迫作用之日變化所造成，那也就是說，在山嶺起伏的斜坡地形處大氣之上坡運動可以產生濕氣之輻合、凝結，而後在午後產生對流。反之夜晚輻射冷卻後之空氣向下移動所產生之拉曳作用可在坡下平原處產生夜間雷雨。這種重力的拉曳機制（Gravitational Drainage Mechanism）暗示熱力邊界層與黏滯邊界層，經由密度之日變化振盪耦合在一起，而斜坡地形上低層風場之日變化振盪即由此密度振盪駕御而來。

Bonner and Paegle (1970) 由一簡單之解析模式推斷出地轉風變化與渦流黏滯係數之變化相聯結，可以產生與觀測結果頗為符合的強風。

Paegle and Rasch (1973) 應用 Paegle (1972) 所發展之包含水平非均勻流場以及渦流應力日變化振盪之數值模式來研究理想化之流場，結

果發現包含斜坡地形下之解答與恒穩線性之艾克曼解相差很大，而包含斜坡之模式的確可以產生足夠強度之低層強風，Chang (1976) 則由理論之探討以及數值模式之研究結果，特別強調斜坡地形在美國中部所出現之低層噴射氣流中所扮演之重要角色。

Paegle (1978) 曾經指出即使地形坡度只有 1/500 之起伏，即可引發與典型綜觀氣旋相當強度之低層輻合。Paegle and Mc Cawhorn (1983) 更利用一數值模式強調一般化地形對邊界層風場變化之重要性。

台灣雖然只是一個小島，但是地處亞熱帶島上地形複雜，中央山脈縱貫其中，山嶺，斜坡地形無論在動力上或熱力上均在邊界層大氣現象中扮演了極為重要之角色。夏季山區雷陣雨之屢見不鮮即為明證(圖1)。本文將根據 Holton (1967) 以及 Chang (1976) 等人之理論基礎來探討斜坡地形上之浮揚艾克曼邊界層的特性，並發展一包含斜坡地形之數值模式，來模擬浮揚邊界層熱力場與風場之發展。

二、艾克曼邊界層理論

我們知道，作用於平坦底面上之旋轉成層流體的主要作用力有科氏力，氣壓梯度力以及摩擦力(或是黏滯力)因此在這種我們所熟知的所謂艾克曼邊界層(Ekman Boundary Layer)中，成層之作用只扮演了一個次要的角色。但是邊界層之底面非為平坦情況而是一種斜坡面時，只要斜坡底面上有一點溫度擾動存在，艾克曼層的特性就將為平行於斜坡面上之重力分量所修飾，這時浮揚力(Buoyant Force)很可能和其他的主要作用力具有相同數量級的大小，一般即稱此種斜坡面上之邊界層為浮揚艾克曼邊界層(Buoyant Ekman Boundary Layer)以有別於正常之艾克曼層。以下我們針對斜坡地形上之控制方程式做個簡單的尺度分析探討以顯示浮揚力的重要性。

1 基本方程式

考慮一旋轉成層之流體系統，控制方程式直接

由高度坐標推導而得，並且做了下列之假設：(1)布新尼近似(Boussinesq Approximation)即大氣之標高(Scale height)遠大於流體之厚度，(2)流體靜力平衡(Hydrostatic Approximation)，(3)各種氣象參數在y方向為均勻之分佈，即只考慮兩度空間的流體系統，(4)Prandtl數為1，即運動黏滯性與熱力傳導性相同。在尋常的卡氏坐標系(x¹, y¹, z¹) (圖2)中，x¹坐標向東，z¹坐標向上，y¹坐標向北，東西與南北方向的風速分量分別以(u¹, v¹)表示，垂直速度則以w¹表之。則邊界層的基本控制方程式可以表示如下：

$$\frac{\partial u^1}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla u^1 - f v^1 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x^1} + \nu \nabla^2 u \dots(1)$$

$$\frac{\partial v^1}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla v^1 + f u = \nu \nabla^2 v \dots\dots\dots(2)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z^1} = g \dots\dots\dots(3)$$

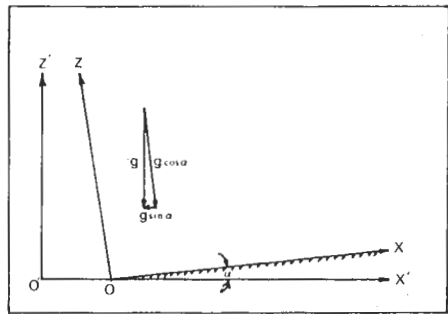


圖2：斜坡地形之坐標系統(重力有一沿著地形斜坡的分量 g sin α 存在)。

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \theta + w^1 \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial z} + \frac{g}{C_p} \right) = \nu \nabla^2 \theta \dots(4)$$

$$\frac{\partial u^1}{\partial x} + \frac{\partial w^1}{\partial x^1} = 0 \dots\dots\dots(5)$$

其中f為科氏參數，g為重力加速度，P為氣壓，ρ為密度，θ為位溫，θ₀為標準大氣之位溫。假設東西方向有一與x¹軸成α角之斜坡存在，

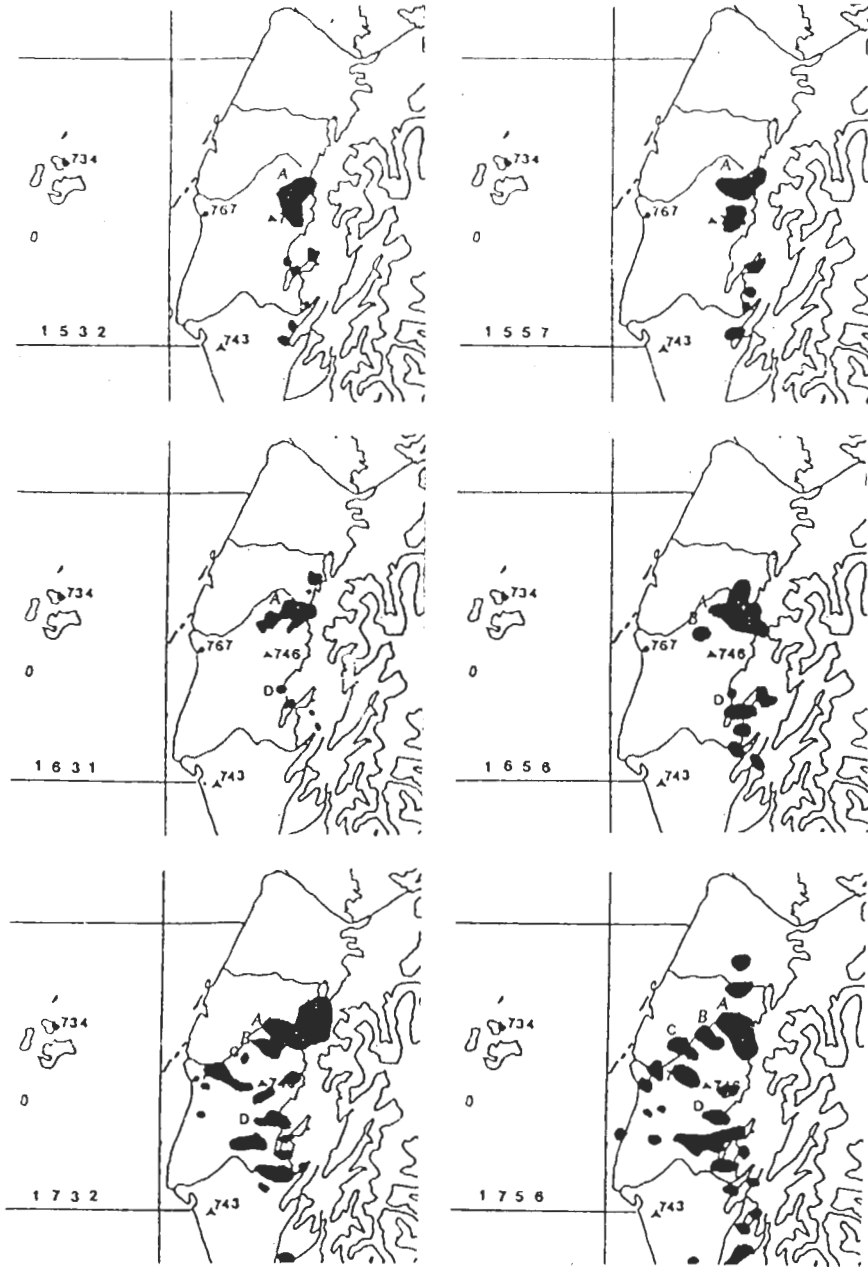


圖 1：1983年 8 月 19 日 CCK 雷達回波圖（仰角 0°，衰減強度 6 dB，地形曲線分別為 250m，100m，200m）（取自廖、俞等 1984）。

且地形在 y 方向也是均勻的分佈，如圖 2 所示之 (x, y, z) 系統，則此斜坡地形上邊界層之控制方程式可由 (x^1, y^1, z^1) 系統平移之後再對 y 軸旋轉 α 角而得，轉換方程式為

$$\begin{cases} x^1 = x \cos \alpha + z \sin \alpha \\ z^1 = x \sin \alpha + z \cos \alpha \\ y_1 = y \dots\dots\dots(6) \\ x = x^1 \cos \alpha + z^1 \sin \alpha \\ z = -x^1 \sin \alpha + z^1 \cos \alpha \\ y = y^1 \end{cases}$$

風分量之轉換

$$(u, w) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u^1 \\ w^1 \end{pmatrix} \dots\dots(7)$$

或

$$(u^1, w^1) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ w \end{pmatrix} \dots\dots(8)$$

轉換整理之後的控制方程系可寫成

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla u - f \cos(\alpha) \cdot v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - g \sin(\alpha) + \nu \nabla^2 \theta \dots\dots(9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla v + f \cos(\alpha) \cdot u = \nu \nabla^2 v \dots\dots(10)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = g \cos(\alpha) \dots\dots(11)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \theta + \Gamma (u \sin(\alpha) + w \cos(\alpha)) = \nu \nabla^2 \theta \dots\dots(12)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots\dots(13)$$

其中 Γ 為溫度之遞減率

氣壓梯度力以及重力項可以改寫為下列之形式

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - g \sin(\alpha) \\ & = -\frac{1}{\rho_s (1 + \rho^1 / \rho_s)} \frac{\partial (P_s + P^1)}{\partial x} \\ & \quad - g \sin(\alpha) \end{aligned}$$

足碼 S 代表標準狀態之參考值，只與 z^1 有關。

$$\frac{1}{1 + \rho^1 / \rho_s} = 1 - \frac{\rho^1}{\rho_s} + O\left(\frac{\rho^1}{\rho_s}\right)^2$$

忽略高次項並且引進標準狀態之靜力平衡關係

$$\frac{\partial P_s}{\partial z^1} = -\rho_s g$$

則

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - g \sin(\alpha) \\ & = -\frac{1}{\rho_s} \frac{\partial P^1}{\partial x} - \frac{\rho^1}{\rho_s} g \sin(\alpha) \\ & = -\frac{1}{\rho_s} \frac{\partial P^1}{\partial x} + \alpha_m \theta g \sin(\alpha) \end{aligned}$$

同理

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g \cos(\alpha) \\ & = -\frac{1}{\rho_s} \frac{\partial P^1}{\partial x} - \frac{\rho^1}{\rho_s} g \cos(\alpha) \\ & = -\frac{1}{\rho_s} \frac{\partial P^1}{\partial x} + \alpha_m \theta g \cos(\alpha) \end{aligned}$$

因此斜坡上大氣邊界層的基本方程式可以表示如下

：(省略足碼 (1))

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla u - f \cos(\alpha) \cdot v = -\frac{1}{\rho_m} \frac{\partial P}{\partial x} + \alpha_m \theta g \sin(\alpha) + \nu \nabla^2 u \dots\dots(14)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla v + f \cos(\alpha) \cdot u = \nu \nabla^2 v \dots\dots(15)$$

$$\frac{1}{\rho_s} \frac{\partial P}{\partial z} = \alpha_m \theta g \cos(\alpha) \dots\dots(16)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \theta + \Gamma (u \sin(\alpha) + \cos(\alpha)w) = \nu \nabla^2 \theta \dots\dots(17)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots\dots(18)$$

上式中 ρ_m 為流體的平均密度， α_m 為平均的熱膨脹係數。

2 尺度分析

在進行尺度分析之前，方程式中的所有變數均加以正規化 (Normalization)，

即令 $(u, v) = U(u^*, v^*)$

$$x = L(x^*)$$

$$z = D(z^*)$$

$$w = U \frac{D}{L} (w^*) \dots\dots\dots (19)$$

$$t = f^{-1} (t^*)$$

$$P = \rho_m f L U (P^*)$$

$$\theta = f L U / g \alpha_m D (\theta^*)$$

其中有 * 之變數為無次元之變數，在 f^{-1} 之時間尺度下，只有邊界層之慣性重力波以及擴散傳輸是重要之物理過程，因此氣壓之擾動假設為近於地轉平衡應不致有太大之誤差 (Chang, 1976)，至於溫度擾動則與氣壓擾動處於靜力平衡之狀況，水平距離以地形斜坡長為特性長度，垂直距離則以大氣厚度為特性單位，將 (19) 式代入控制方程式 (14)~(18) 式以後，我們可以得到一組無次元的控制方程式：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial t} + R_0 (\vec{V} \cdot \nabla u) - v \cos(\alpha) \\ &= - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\sin(\alpha)}{\lambda} \theta + E \left(\lambda^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \dots\dots\dots (20)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v}{\partial t} + R_0 (\vec{V} \cdot \nabla v) + u \cos(\alpha) \\ &= E \left(\lambda^2 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \dots\dots\dots (21)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \theta \cos(\alpha) \dots\dots\dots (22)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \theta}{\partial t} + R_0 (\vec{V} \cdot \nabla \theta) + S (\lambda \cos(\alpha) w + u \sin(\alpha)) \\ &= E \left(\lambda^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \dots\dots\dots (23)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (24)$$

在這一組方程式中，為方便計，我們已將所有 * 足碼省略之。變數施以無次元化後所引進之無次元參數定義如下：

$$R_0 = \frac{U}{fL} = \text{洛士貝數 (Rossby Number)}$$

$$\lambda = \frac{D}{L} = \text{縱寬比 (Aspect Ratio)}$$

$$E = \frac{\nu}{fD^2} = \text{艾克曼數 (Ekman Number)}$$

$$S = \frac{\Gamma g \alpha_m D}{f^2 L} = \text{穩定度參數 (Stability Parameter)}$$

對中緯度綜觀尺度級到中間尺度級之運動而言，洛士貝數 R_0 之數量級為 10^{-1} ，縱寬比 λ 之數量級為 10^{-2} ，艾克曼數 E 之數量級為 10^{-3} ，穩定度參數 S 之數量級為 10^{-2} 。將這些參數之大小代入控制方程式 (20)~(24) 中我們很容易就可以發現，只要地形斜坡之大小是在 10^{-3} ~ 10^{-2} 以上則平行於地形之浮揚力就變得和科氏力以及氣壓梯度力具有相同之大小，因此這種有斜坡地形存在的所謂浮揚艾克曼邊界層與尋常的艾克曼邊界層在特性上有很大的差異，沿著斜坡之重力分量在邊界層風場日變化振盪中應具有很重要之貢獻，不宜忽視之。

3 浮揚力的角色

在斜坡地形上之邊界層控制方程式中駕御斜坡環流的作用力主要來自浮揚力。

$$\text{即 } \frac{\rho^1}{\rho_m} g \sin(\alpha)$$

$$\text{或 } \alpha_m \theta^1 g \sin(\alpha)$$

對近似布新尼之流體 (Boussinesq Flow) 而言

$$\frac{\rho^1}{\rho_m} \approx \frac{-T^1}{T_m} \approx \frac{-\theta^1}{\theta_m} \approx -\alpha_m \theta^1$$

假設溫度日變化之振幅為 3°C

浮揚項可以估計如下：

$$\frac{3^\circ\text{K}}{300^\circ\text{K}} \cdot 10\text{ms}^{-2} \sin(\alpha)$$

$$\sim 0.1 \cdot \sin(\alpha) \sim 0.1 \frac{\partial Zg}{\partial x}$$

其中 Z_g 代表地形高度，如果斜坡斜率 $\sim 10^{-2}$ 則浮揚力為 10^{-3}ms^{-2} ；如果以地轉風來估計其重要性 (Paegle and Mc Lawhorn 1983)

$$\text{則 } fv = 10^{-3} \text{ms}^{-2}$$

$$v = 10^{-3} \text{ms}^{-2} / f$$

$f = 10^{-4} \text{S}^{-1}$ ($\sim 45^\circ\text{N}$) 則浮揚力相當於可以造成地轉風速 10ms^{-1} 之氣壓梯度分佈，因此在斜坡地形上，由於太陽加熱日變化之強迫作用的確是

可以引起邊界層風場頗為明顯之日變化振盪。

數學上來，前述斜坡地形上邊界層之控制方程式乃一六階偏微分方程初始值的問題，暫態解部分 (Transient Part) 至少包括有下列四種不同的振盪波模，即慣性振盪，重力振盪，加熱日變化振盪以及擴散傳輸等。因此暫態部分的解析幾乎是不可能求到的。為了簡化問題，Chang (1976) 曾以 Greenspan (1968) 以及 Cole (1968) 等人所提出的所謂擾動法求得浮揚艾克曼邊界層速度場與位溫場的恒穩解。

在平坦底面的情況下，艾克曼邊界層解指出，動量場與熱力場是彼此分離的，垂直運動只因摩擦輻合或艾克曼抽拉作用所引發。反之若有斜坡存在，則跨越等壓線之氣流會受到額外之浮揚力的作用而增強或減弱。對加熱之斜坡而言，會因有浮揚力之額外作用而引發上坡之氣流，反之對冷卻之斜坡邊界層則會因為額外的浮揚力作用而引發下坡之氣流。另外浮揚艾克曼邊界層解也可看出垂直運動乃由基本渦度場以及差異加溫場所驅動，假使地面加溫是均勻的 θ 分佈，則垂直運動只受到基本渦度場之控制。反之，假使地面加溫非均勻的分佈，則會存在另外一種對垂直運動貢獻的機制，因其有些類似艾克曼抽拉 (Ekman Pumping) 的作用，所以一般稱這種由地面非均勻加熱作用所引發的垂直運動為浮揚抽拉 (Buoyant Pumping) 作用，它可能增強或減弱渦度場所誘導的垂直運動。總之，由於斜坡地形之存在，的確可以使動量場與熱力場耦合在一起，不容忽視。

三、數值模擬的探討

(一) 模式簡介

為了印證前述理論推導之結果以及希望能夠進一步的了解斜坡地形在大氣邊界層中所扮演的角色，底下我們將利用一隨地形坐標 (The Terrain Following Coordinate) 的兩度空間中尺度數值模式，加上簡單而合理的邊界層參數化法來做斜坡地形對邊界層風場日變化振盪效應的模擬，此一模式乃修飾林 (1980) 及 Hong and Lin (1982)

的海陸風模式而來。

我們將各氣象變數依尺度分離為三部分即

$$(\quad) = (\quad) + (\quad) + (\quad)'$$

式中 (\quad) 是綜觀尺度的環境場， (\quad) 是摩擦及不均勻加熱，所產生的中尺度系統， $(\quad)'$ 則為次於格點尺度之擾動量，將此變數分離方法應用於一般旋轉成層之大氣系統的基本方程式，並做前述 y 方向均勻，流體靜力平衡以及布新尼近似等的簡化後，再採用下列的坐標轉換以方便處理地形，即

$$\eta = \frac{z - z_g}{z_t - z_g}$$

這裏 z_g 為地形之高度， z_t 則為模式頂之高度，經過這種坐標轉換之後，我們便可以得到一組新的隨地形坐標系統的模式方程。有關整個模式的詳細結構可以參考林 (1980) 及 Hong and Lin (1982)。對於垂直交換係數的處理，本模式採用了 Chang (1978) 的方法以計算地面的各種參數然後再由 Yamamoto & Shimanuki (1966) 的理論以求得近地層頂的交換係數，最後再利用 Pielke (1973, 1974 a, b) 所設計修飾 O'Brien (1970) 的分佈方式以求得整個模式的垂直交換係數。

在本文中我們選用 $z_t = 8$ 公里， z_g 則主要選用了的單純的斜坡地形，但是考慮不同的斜率以及不同的離海距離以探討斜坡熱力作用對邊界層風場日變化振盪的種種物理過程。

1 初始條件及邊界條件

(1) 初始條件

假設積分開始之時大氣完全靜止，即大氣呈穩靜之狀態。而初始之垂直位溫分佈則採用板橋及東港探空站十年夏季之統計平均值，其分佈見表一。大尺度位溫隨高度遞增，故大氣處於穩定成層的情況。

(2) 邊界條件

(A) 上邊界 ($\eta = 1$ 或 $z = z_t$)

我們將上界視為一等高度的剛體平面，為了消除人為的反射波，我們在接邊模式上界的區域內加進了強烈的人為消散機制，消散係數之取法如下：

表一 板橋與東港探空十年夏季平均位溫之分佈

k	$Z(m)$	板橋 (°K)	東港 (°K)
1	0.0	299.15	299.40
2	21.2	299.19	299.47
3	77.5	299.33	299.73
4	204.1	300.00	300.31
5	419.9	301.05	301.23
6	713.5	302.65	302.42
7	1062.8	304.55	303.94
8	1449.7	306.47	305.68
9	1862.4	308.69	307.86
10	2293.5	310.95	310.10
11	2738.1	313.32	312.50
12	3192.9	315.54	314.88
13	3655.6	317.91	317.03
14	4124.8	320.21	319.44
15	4599.1	322.49	321.75
16	5077.7	324.88	324.20
17	5559.9	327.26	326.61
18	6045.2	329.55	329.10
19	6533.1	332.02	331.43
20	7023.3	334.50	333.90
21	7515.6	336.90	336.18
22	8009.6	339.02	338.32
23	8505.2	340.76	340.33
24	9002.2	342.92	342.39
25	9500.5	344.94	344.37
26	10000.0	346.63	346.18

$$\nu (= \gamma) = 5 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1} \exp [(\zeta - 0.84) / 0.03474]$$

式中 ζ 乃新的垂直坐標

$$\zeta = \frac{1}{3.615} \times \ln \left(1 + \frac{\eta}{0.02766} \right)$$

有了這種消散機制之後，由控制方程式的漸近解知，該處不會有擾動存在。事實上對邊界層的一般現象而言，在到達 z_i 以前應該已沒有擾動的存在 (Pielke 1974 或 Estoque 1961, 1962)，因此這樣的人為邊界應該不會影響到結果的正確性。

(B) 下邊界 ($\eta = 0$ 或 $z = z_0$)

模式之下邊界就定在地表上，故非滑動的邊界條件 (No Slip Boundary Condition) 可以應用，由於海水之熱容量遠大於陸地，我們假設海水之溫度日變化可以忽略，而令海面之大尺度位溫保持固定即

$$\text{海面 } \theta(t) |_{s=300^\circ\text{K}} \quad \theta(t) |_{s=0}$$

至於陸地，因為太陽短波輻射加熱與長波輻射散熱的交互作用，溫度日變化非常明顯，而且這種日變化的振幅又依地形之高度以及斜坡之走向而不同，在這裏我們以一簡化的公式來代表地面位溫的日變化情況，即令

$$\begin{aligned} \text{地表 } \theta(t) |_i &= 300^\circ\text{K} \\ \theta(t) |_i &= F \times \{ 7.5 \sin(15T - 140^\circ) \\ &\quad + \sin(30T + 5^\circ) \} \end{aligned}$$

式中 $F = 1$ 或 $F = \exp(-z_0/1000m)$ ， T 則為以小時為單位的地方時間。

至於海陸交界處則令

$$\theta(t) = \frac{1}{2} (\theta(t) |_i + \theta(t) |_s)$$

(C) 模式水平之側邊界

因為水平範圍取得夠大 (450 km)，因此各種變量在靠近側邊界時應該已經沒有什麼變化存在，所以我們採用零梯度的側邊界條件。

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{\pi}}{\partial x} = 0$$

2 數值方法

在本模式中所用之定差方法是採用 G add

(1978 a, b) 所改良的分段外顯模式 (The Split-Explicit Method)，將方程式分開成兩個階段，兩種時間尺度 (δt 及 $\Delta t = M\delta t$)。首先是調節階段 (δt)，此時預報方程式包括氣壓梯度力項、科氏力項以及垂直平流項，此一階段我們用“前行一後行法”(Forward-Backward Scheme) 來處理。其次是平流階段 (Δt)，僅處理水平平流作用以及擴散作用，此一階段則以 Gadd (1978 b) 改良的“Lax-Wendroff Scheme”來處理。在本模式中取 $\delta t = 120$ 秒， $\Delta t = 360$ 秒。

3 解析度之座標轉換

為了維持模式主要區域的解析度以期能夠正確的解析吾人所要模擬的物理過程，而且又要能夠滿足計算時間經濟的考慮，因此我們採用了下列的兩種坐標轉換以達到經濟、有效的要求。

(1) 水平坐標轉換

$$\zeta = \text{SIN}(b) + \text{SIN}(x/a - b)$$

式中 $b = 1.39626342$

$$a = X / (2 \times b)$$

$X = 450 \text{ Km}$ ，即模式水平的寬度。

水平坐標經過了這樣的坐標轉換之後，我們模式的水平網格點分佈，除了接近邊界時格點間距逐漸加大到 30 公里之外，主要區域的內格點間距都在 10 公里左右。

(2) 垂直坐標轉換

$$\zeta = \frac{1}{b^1} \ln \left(1 + \frac{\eta}{a^1} \right)$$

式中

$$a^1 = 2.766289 \times 10^{-2}$$

$$b^1 = 3.61495$$

垂直坐標經過這樣的轉換之後，格點間距從低邊界的 27 公尺逐漸加大到上邊界的 1190 公尺，如此垂直積分所涵蓋的範圍夠大，而且邊界層的解析度也能夠符合要求。

(二) 模擬結果與討論

我們使用前述的兩維模式，來做各種斜坡地形效應的模擬，模擬是在 CYBER 170/720 的計算機上進行，結果則利用 CALCOMP 960 繪圖機

描繪出各種圖形。其次爲了方便討論斜坡效應的各種物理過程，以及斜坡斜度的影響，本文模擬的斜坡對象儘量使其斜度保持均勻的分佈以避免參進複雜的曲率效應，而使問題複雜化。我們總共模擬了四個個案，每一個個案的地形分佈特徵以及加熱作用的強迫情形如下：

個案 1：

地形斜率： 10^{-2}

$$F = EXP(-Z_0 / 1000 m)$$

(F 乃地表位溫日變化振幅的加權因子)

個案 2：

地形斜率： 10^{-2}

$$F = 1$$

個案 3：

地形斜率： 5×10^{-3}

$$F = EXP(-Z_0 / 1000 m)$$

個案 4：

地形斜率： 10^{-2}

$$F = 1$$

有海洋存在，海岸線在 $X = 0.0$ 處

熱力斜坡風 (The Thermal Slope Wind) 的發生和海陸風發生的原理非常類似，也是由於局部地區熱力強迫作用日變化振盪所引起。白天山坡處因爲吸收太陽短波輻射而增加溫度，之後經由熱傳導與熱擴散乃使其鄰近的空氣也較同高度之空氣暖，浮揚力沿斜坡向上而生，因此使空氣在白天沿著山坡上升而在離斜坡稍遠處下降，形成爬坡風環流，晚間情況剛好相反，近斜坡處之空氣由於斜坡面夜晚的長波輻射而冷卻，重力沿斜坡向下的分量會對空氣產生拉曳作用，因此氣流沿著斜坡下降而在近平原處上升是爲下坡風環境。

●個案 1：

我們檢視玉山、阿里山、陽明山、日月潭以及其他平地測站的位溫日變化資料，發現位溫日變化之振幅隨高度而不同，熱力強迫作用之日變化振盪隨高度而有緩慢之遞減現象，此與 Orville (1964) 的看法相一致。

積分是從早上六點鐘開始，此時斜坡面的溫度

由於夜間長波輻射的結果仍然較鄰近空氣之溫度爲低，重力拉曳作用所產生的夜晚下坡風仍有跡象可尋。四小時之後地面由於吸收太陽短波輻射而開始增溫，雖然斜坡地形之坡度只有 10^{-2} 左右，但是一開始增暖，沿著斜坡面向上的浮揚力馬上發生作用，因此緊貼著斜坡面處之風向馬上反了過來。隨著斜坡地面的繼續加熱，上坡風也不斷地增強，但是在積分六小時以前，緊貼斜坡面的上坡風仍然比上邊界層處夜晚殘餘之下坡風小。之後隨著上坡風的繼續增強，回流亦因應而生而和上邊界層原本殘餘之夜晚下坡風耦合在一起。積分八小時，即 1400L，整個上坡風環流已非常完整 (圖 3) 上坡風最強的地方發生在斜坡下半段的鄰近處，約爲 1.5 m/sec。而回流則發生在 1.5 公里高處之上邊界層，其風速的最大值也有 1 m/sec 左右。

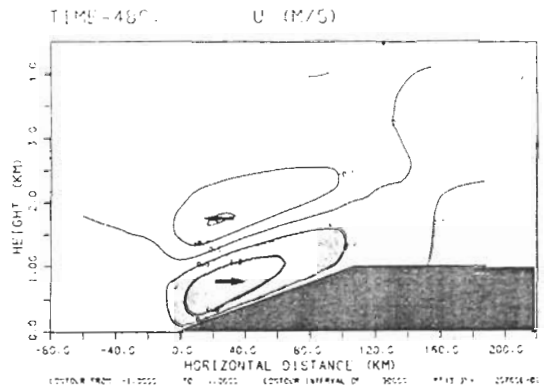


圖 3：個案 1，1400LT 的東西向水平速度場，深影區爲斜坡地形，淺影區爲上坡風區

地面持續加溫到積分九小時爲止，之後斜坡面的溫度逐漸下降，但是因爲慣性作用以及亂流傳輸動量與熱量需要一段時間，因此上坡風直到積分十小時，也就是 1600L 附近才達到最旺盛之狀態，此時最強之上坡風速約有 2 m/sec (圖 4a, 4b) 而回流系統也於此時最爲明顯，最強回流風速約有 1.5 m/sec 左右。過了此段成熟期之後，上坡風開始逐漸因爲斜坡面之降溫影響而減弱，但位溫擾動場受到環流扭曲之現象却更爲明顯 (圖 5)。

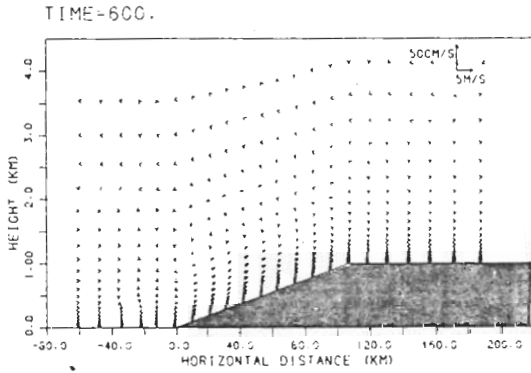


圖 4a：個案 1，1600 LT 的 X - Z 合成風向
標標

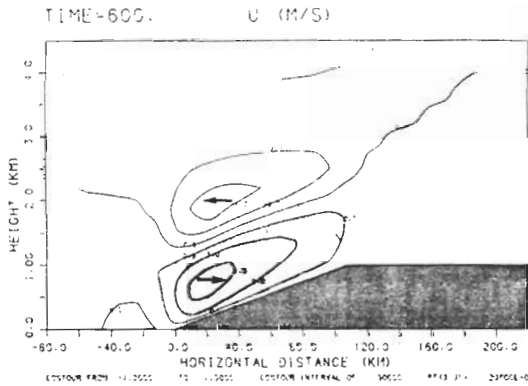


圖 4b：個案 1，1600 LT 的東西向水平速度
場，餘者同圖 3

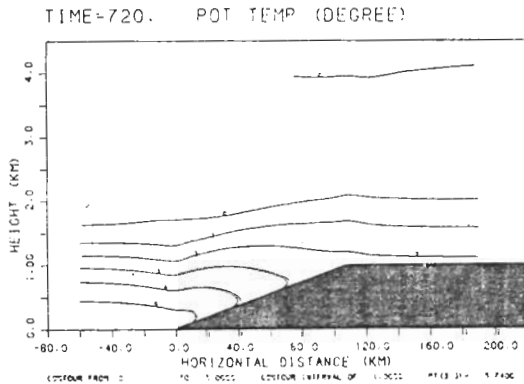


圖 5：個案 1，1800 LT 的位溫擾動場

另外值得一提的是科氏力的效應，上坡風剛開始發生的時候，水平風幾乎只有東西方向的分量，但是隨著時間的增加，科氏力的作用也逐漸的明顯，圖 6 是積分 12 小時後之南北向擾動速度分量，圖中明白的指出上坡風是有一向南的速度分量，但令人更驚異的却是，雖然回流遠比上坡風弱，但是回流所產生的南風分量竟然比上坡風所產生之北風分量強了很多，這應歸功於夜晚殘存下坡風與白天上坡風耦合所生的時間累積效果，以及回流遠離近地層地面遲滯效應較小之故。

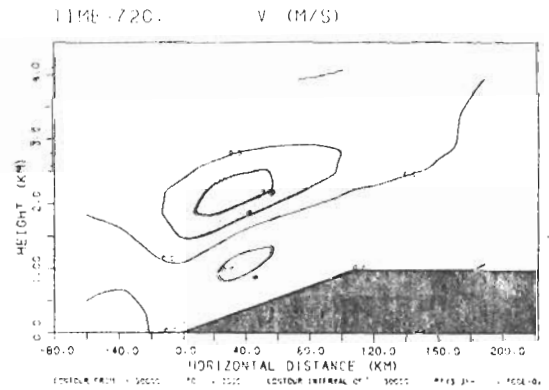


圖 6：個案 1，1800 LT 的南北向水平速度
場，陰影部分為南風區

入夜之後地面冷卻更快，大約 2100L 左右，斜坡面上之中尺度位溫擾動接近於零，但因為位溫擾動之振幅隨高度而不同，因此貼近斜坡面處之風速在 2000L 左右（積分 14 小時）雖然相當小，但總約已可以看出風向是反了過來，那也就是說此後重力沿斜坡之拉曳作用開始駕御著斜坡鄰近處空氣的運動。這時下邊界層的北風分量已不復可尋，但上邊界層回流所引起之南風分量仍然存在，或許這是因為地面冷卻所造成的逆溫穩定層將其自近地層隔開之故（圖 7）。

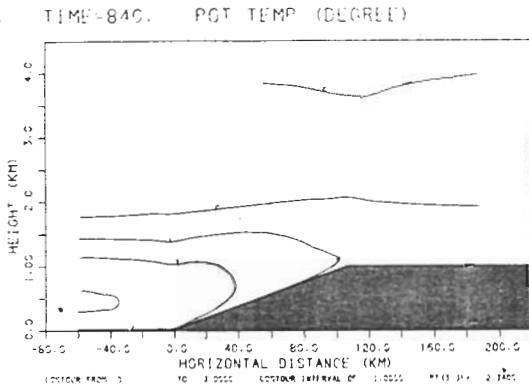


圖 7：個案 1，2000 LT 的位溫擾動場

下斜風最強的時刻大約發生在積分二十個小時之後(圖 8a, b)，雖然最大風速也在 1.5m/

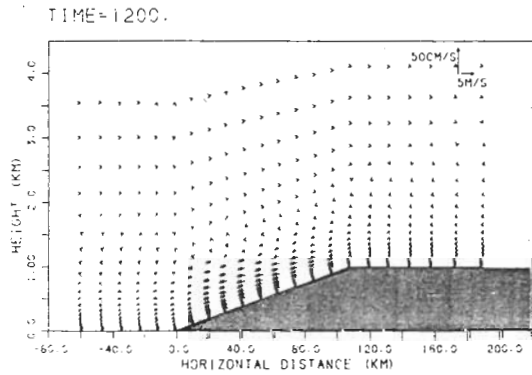


圖 8a：個案 1，0200 LT 的 X-Z 合成風向量場

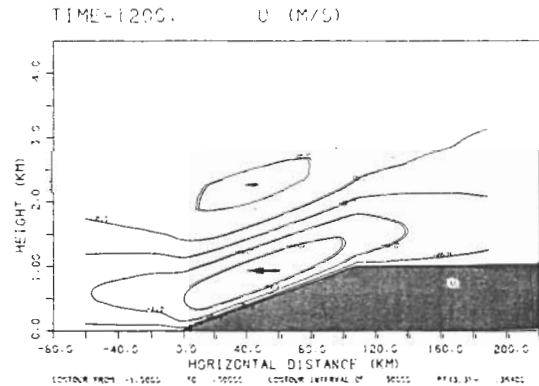


圖 8b：個案 1，0200 LT 的東西向水平速度場，餘者同圖 3

sec ~ 2m/sec 左右，但是回流並不太明顯，而且下坡風的最大風速軸(圖 8b)分佈比上坡風最大風速軸之分佈(圖 4b)均勻。由此可見浮揚力沿斜坡之分佈對加熱之斜坡而言較局限在斜坡之下半部，反之對冷卻之斜坡而言則分佈較為均勻。其次由科氏力對下坡風作用所產生之南風分量在同一時刻也非常明顯，最大之南風風速幾與下坡風速一樣(圖 9)，這種結果和 Holton (1967)，Chang (1976) 等人所稱之低層強風日變化振盪相一致。

• 個案 2：

為了探討斜坡面均勻加熱與非均勻加熱所造成的差別效果，在個案 2 中我們令其斜坡面之加熱為

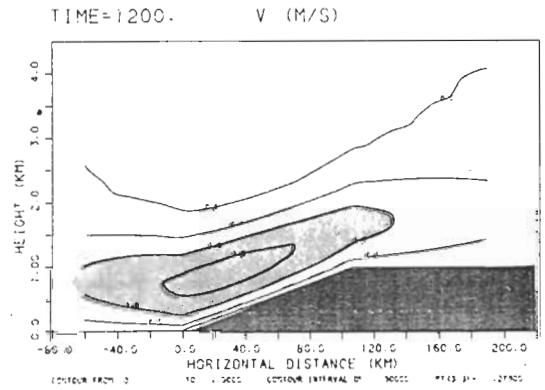


圖 9：個案 1，0200 LT 的南北向水平速度場，餘者同圖 6

均勻之分佈，結果到了積分 5 小時，也就是落後非均勻情況 1 小時，夜晚殘留之下坡風方向開始轉向，這應該是因為斜坡面均勻加熱使得坡頂附近之溫度梯度加大，而使夜間重力拉曳作用所產生之下坡風氣流變強變廣，因此清晨之後殘留之下坡風仍然維持一段時間。

至於上坡風最強之時刻也比個案 1 的非均勻加熱情況晚了兩小時，而且整個流場之分佈與個案 1 之情況差別很大(圖 10a, b)，非均勻加熱之情況如(圖 4b)所示，強風主要集中在斜坡之下半部，均勻加熱之情況(圖 10b)則強風集中在接近

，坡頂有一平原，因浮揚抽拉作用對垂直運動之貢獻仍然存在，只是位置與非均勻加熱之情況不同。

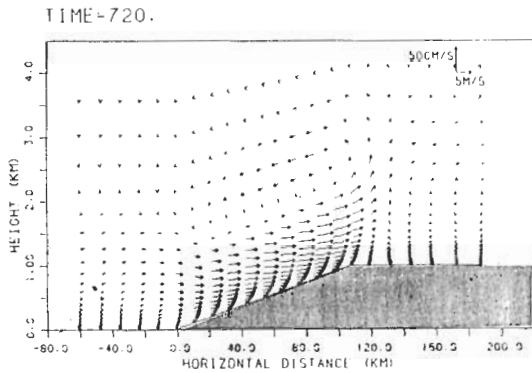


圖 10a：個案 2，1800 LT 的 X-Z 合成風向量場

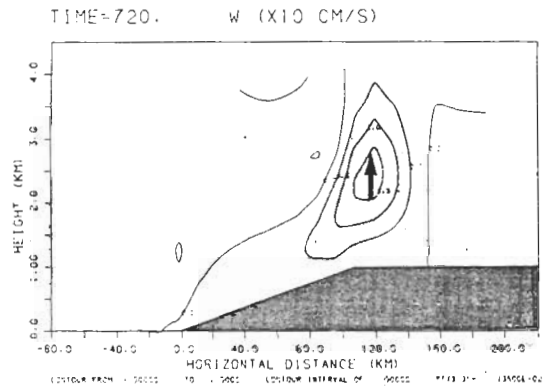


圖 11：個案 2，1800 LT 的垂直速度場，陰影部分為上升區

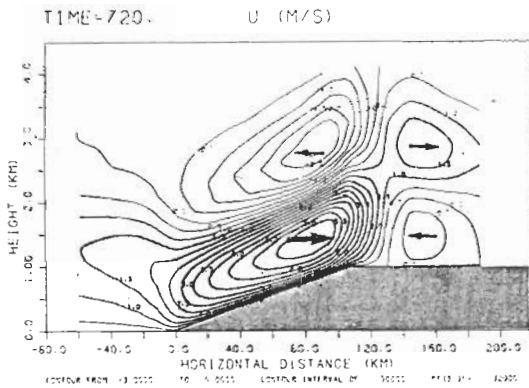


圖 10b：個案 2，1800 LT 的東西向水平速度場，餘者同圖 13b

坡頂附近，而且強度大了許多，最強之上坡風可達 6.0m/sec 左右，回流也接近了 3m/sec，而且由於坡頂附近強烈之艾克曼抽拉作用乃使坡頂平原處也產生了反向之環流，而坡頂上方之垂直速度亦達 15 cm/sec 以上（圖 11），由此可知非均勻加熱之斜坡，其浮揚抽拉作用（Buoyant Pumping）主要發生在斜坡之中下部，而均勻加熱之斜坡則浮揚抽拉之作用主要發生在坡頂，這種結果與 Chang（1976）的理論解非常一致。但 Chang（1976）之情況為一無限長之斜面因此均勻加熱的個案，垂直運動只受到基本渦度場的控制，但因我們的個案

，上坡風環流所誘導的南北向風速分量，在積分 14 小時左右達到最強，此時斜坡鄰近處出現了高達 3m/sec 以上的北風分量，而回流所引發之南風分量亦有 2.0m/sec 以上之強度（圖 12）而且

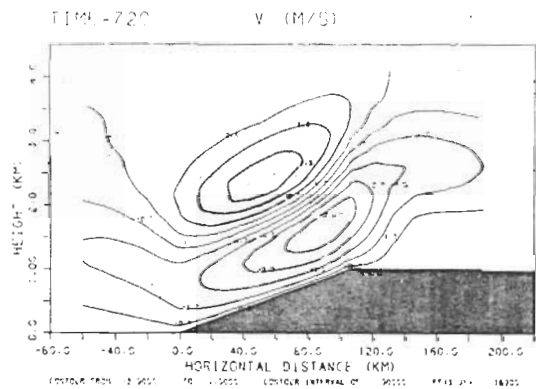


圖 12：個案 2，1800 LT 的南北向水平速度場，陰影部分為南風區

這種狀況一直維持了兩個小時以上才逐漸消退，但既使在午夜兩點以後，下坡風已有很大發展之時，這種南北風分量之配置亦僅為下坡風所誘導之南風擠往上空。綜合而言，由於斜坡地形之存在，不管東西風分量或南北風分量之日變化振盪都非常明顯

，這是否與夏季之雷雨有關，很值得探討。

• 個案 3 :

由前面兩個個案，我們已經證實斜坡地形對邊界層大氣風場日變化振盪有很大之貢獻，為了察驗一下斜坡坡度之影響，在本個案中，我們考慮一個斜度只為前兩例之半的情形，而斜坡上之加熱強迫作用同個案 1 一樣為非均勻之分佈。

雖然斜率只為前兩個個案的一半，但是沿著斜坡面的重力分量仍然扮演了相當重要之角色，浮揚力之存在照樣的引發了邊界層風場的日變化振盪。上坡風的引發與個案 1 相同，也是在積分 4 小時之時即有跡象可尋，又因為斜坡面之加熱也是非均勻之情況，因此上坡風首先在斜坡之下半部鄰近平原處形成，但是因為坡度之減小，使斜坡鄰近處之溫度對比減小，浮揚力也隨之減小，因此既使在上坡風發展最旺盛的 1600L，最大之風速也只有 1 m/sec 左右而已(圖 13)，而且因為是非均勻之斜坡加熱，因此強風之位置也如同個案 1 一樣侷限在斜坡之底端。另外斜坡開始降溫之後，熱力場也明顯的受到環流場之扭曲。

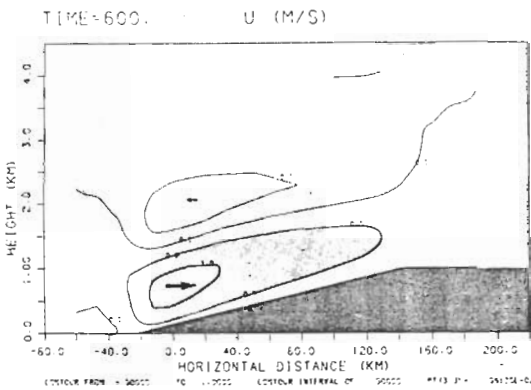


圖 13：個案 3，1600 LT 的東西向水平速度場，陰影部分為上坡風區

夜晚下坡風之情況除了強度稍弱之外，其強風軸之分佈形態一如個案 1 的結果，緊貼著斜坡呈現均勻之分佈(圖 14)，而且強度比白天之上坡風強，比較圖 13 與圖 14，可見既使斜坡僅有 5 ×

10⁻³ 這樣小的坡度浮揚力之作用仍然會造成明顯的斜坡風場日變化振盪，只是南北向之日變化並不怎麼明顯。

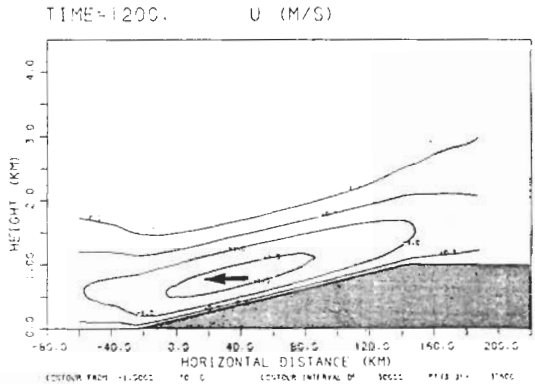


圖 14：個案 3，0200 LT 的東西向水平速度場，餘者同圖 13

• 個案 4 :

在最後這一部分，我們要來考察一下海洋的存在，對斜坡風日變化振盪的影響，本個案中的斜坡特徵以及加熱分佈完全和個案 2 一樣，所不同者為有海洋之存在。我們雖然考察了幾種不同的斜坡離海距離，因為篇幅的限制在這裏我們僅討論一下上坡風最強的狀況。(圖 15 a, b, c)，(圖 16 a, b, c)，(圖 17 a, b, c) 分別為坡底距海岸線 60 公里，30 公里，0 公里之情況。

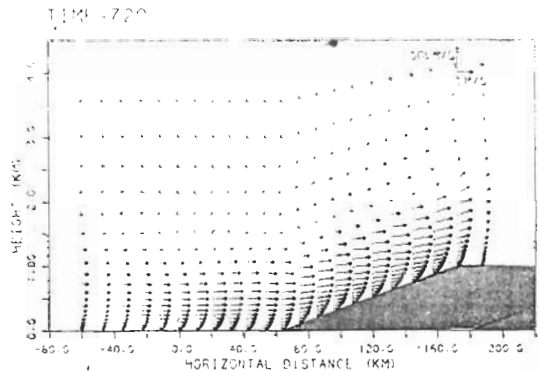


圖 15a：個案 4，1800 LT 的 X-Z 合成風向量場，X = 0.0 處為海岸線之位置，斜坡底距海岸線 60 公里

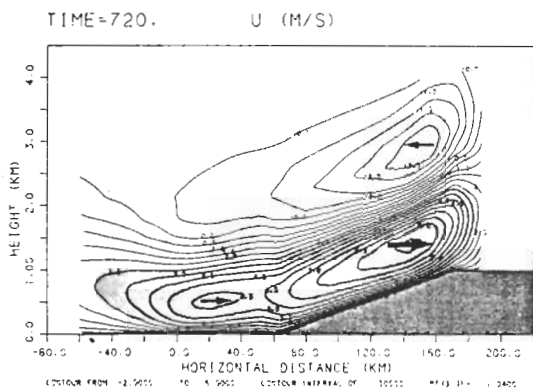


圖 15b：個案 4，1800 LT 的東西向水平速度場，其餘同圖 15a，陰影部分為西風區

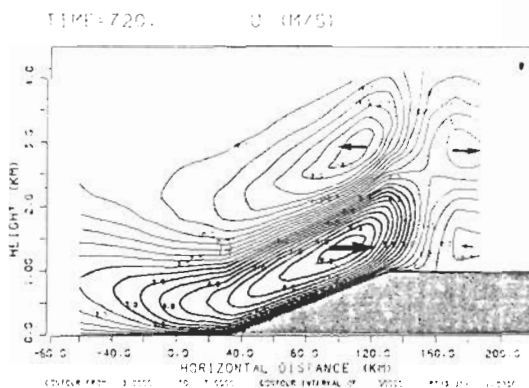


圖 16b：個案 4，1800 LT 的東西向水平速度場，其餘同圖 16a，陰影部分為西風區

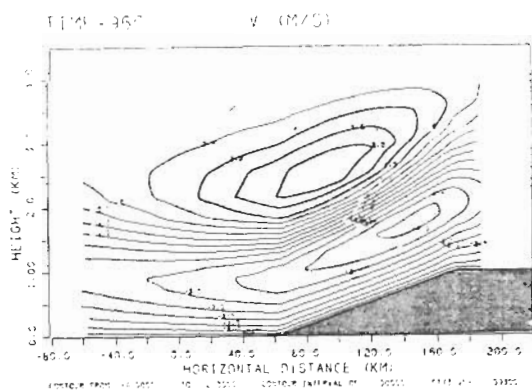


圖 15c：個案 4，2200 LT 的南北向水平速度場，其餘同圖 15a，陰影部分為南風區

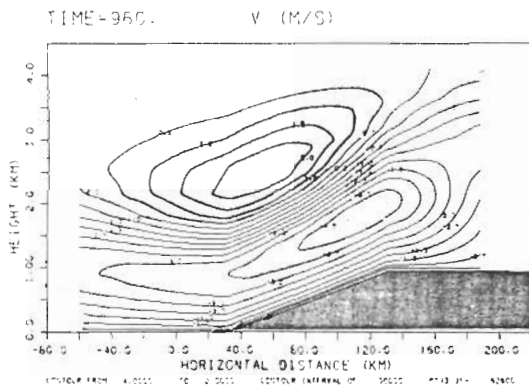


圖 16c：個案 4，2200 LT 的南北向水平速度場，其餘同圖 16a，陰影部分為南風區

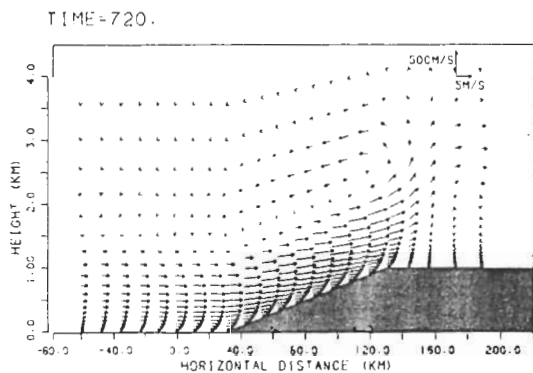


圖 16a：個案 4，1800 LT 的 X-Z 合成風向量場，X = 0.0 處為海岸線之位置，斜坡底距海岸線 30 公里

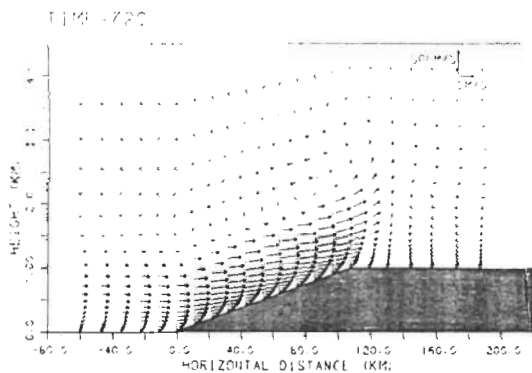


圖 17a：個案 4，1800 LT 的 X-Z 的合成風向量場，X = 0.0 處為海岸線之位置，斜坡底緊鄰著海洋

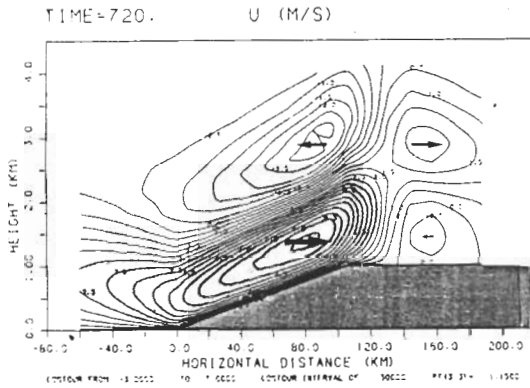


圖 17b：個案 4，1800LT 的東西向水平速度場，其餘同圖 17a，陰影部分為西風區

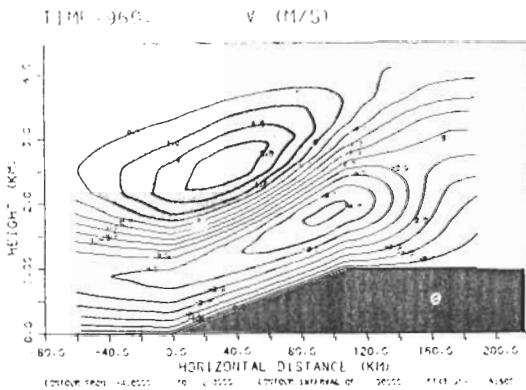


圖 17c：個案 4，2200LT 的南北向水平速度場，其餘同圖 17a，陰影部分為南風區

將這幾張圖與個案 2 之 (圖 10 a, b) 以及 (圖 12) 來做個比較，我們不難發現由於海陸溫差的存在所引發之海風有加強上坡風的作用，既使斜坡離海有 60 公里之遠，海風仍然可使坡頂之浮揚抽拉作用加強，最強之上坡風由 (圖 10b) 之 6.0 m/sec 增強為 (圖 15b) 之 6.5 m/sec 可為佐證，而且整個上坡風環流範圍擴大向海方向延伸，但海風之中心仍然清晰可見。當斜坡更靠近海岸線 (圖 16a, b) 或是鄰臨鄰海岸線時 (圖 17a, b) 海風整個沒入上坡風的環流中，而使上坡風格外的旺盛，中心最大風速可達 7.0 m/sec 以上。由此可見恰當之離海距離可以使海風與上坡風整

個耦合在一起，海風輸進水汽，上坡風將之沿斜坡往上送，再透過浮揚抽拉之作用將之送往空中成雲，下雨之機會應該非常之大。事實上我們曾由雷達回波圖的分析中，發現台灣夏季之雷雨下在山坡處之機會非常之大 (如圖 1 所示)，斜坡風之日變化振盪再加上海風水汽之供應 是否就是其形成之機制，很值得進一步之探討。

最後我們再比較一下 (圖 12)，(圖 15c)，(圖 16c)，(圖 17c) 等各不同狀況的南北風分量。由於海風對上坡風環流的正貢獻，所以科氏力誘導而來的南北向分量因海風之存在的確是有加強之趨勢，而且斜坡離海愈遠北風之分量似乎也愈強，當然斜坡距海仍有個最大之限制，否則兩個環流完全分開，當然是不會有互相之作用存在。

四、結 論

我們知道作用於平坦底面上之旋轉成層流體的主要作用力有科氏力、氣壓梯度力以及摩擦力，而在此吾人所熟知的艾克曼邊界層中，成層之作用只扮演了一個次要的角色，但是邊界層之底面非為平坦情況而是一種斜坡面時情況又變得怎麼樣呢？

本文即以理論探討以及數值模擬的方式來研究熱力強迫作用，在斜坡地形上風場日變化振盪當中所扮演之角色。不管理論探討或是數值模擬的結果均強調：邊界層之底面非為平坦情況，而是一種斜坡面時，只要底邊界之斜坡面上有一點熱力之強迫作用存在，艾克曼邊界層的特性就會被平行於斜坡面的重力分量所修飾，這時浮力項與其他的主要作用力項將具有相同數量級之大小。根據尺度分析之結果顯示，地形之斜率只要在 $10^{-3} - 10^{-2}$ 之間，平行於斜坡面之浮揚力就與科氏力、氣壓梯度力具有相同之重要性。模擬之結果亦顯示，對加熱之斜坡地形而言，由於動量場與熱力場之偶合，將會產生一沿斜坡向上之浮揚力而激發或加強跨越等壓面之氣流，反之對冷卻之斜坡地形而言，由於沿斜坡向下之重力分量的拉曳作用，將會誘導一沿斜坡向下之氣流。其次由於科氏力作用的存在，隨著上坡風與下坡風的交替出現，亦可引發頗為強烈之南

北風日變化振盪。

幾種不同個案的模擬結果指出，熱力作用所引起之斜坡風場日變化振盪之強度與斜坡之坡度以及加熱之分佈大有關聯，對不均勻的斜坡加熱分佈而言，浮揚幫浦之作用主要發生在斜坡的下半部，反之，當斜坡之加熱為一均勻之分佈時，整個上坡風場偏聚於坡頂，而浮揚幫浦之作用亦在鄰近山頂處最為強烈。

假使斜坡地形附近有海洋之存在，則由海陸差異加溫之螺線力管場所驅動之海風環流很容易與斜坡風環流合併在一起而誘導出一個更強、更深、更廣之近海斜坡環流系統。

致 謝

本文之完成得力於洪秀雄教授與張能復教授在觀念上的啓發與指導，另外洪秀雄教授惠予使用繪圖系統也是本文順利完成所不可缺乏的協助，在此特別感謝他們。

References

- Blackadar, A.K., 1957 : Boundary layer wind maxima and their significance for the growth of nocturnal inversions. Bull. Amer. Meteor. Soc., 38, 283-290.
- Bonner, W.D., and Jan Paegle, 1970 : Diurnal variations in boundary layer winds over the south-central United States in summer. Mon. Wea. Rev., 98, 735-744.
- Buajitti, K. and A.K. Blackadar, 1957 : Theoretical studies of diurnal wind structure variations in the planetary boundary layer. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 83, 486-500.
- Chang, L.-F.W., 1976 : A numerical study of the diurnal variation of low level jet. Ph.D. Thesis, University of Oklahoma, 110pp.
- Chang, L.-F.W., 1978 : Determination of surface flux of sensible heat latent heat and momentum utilizing the Bulk Richardson number. Papers in Meteor. Research, 1, 16-24.
- Cole, J.D., 1968 : Perturbation Methods in Applied Mathematics. Ginn (Blaisdell), Waltham, Massachusetts.
- Estoque, M.A., 1961 : A theoretical investigation of the sea breeze. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 87, 136-146.
- Estoque, M.A., 1962 : The sea breeze as a function of the prevailing synoptic situation. J. Atmos. Sci., 19, 244-250.
- Gadd, A.J., 1978a : A split explicit integration scheme for numerical weather prediction, Quart. J.R. Met. Soc., 104, 569-582.
- Gadd, A.J., 1978b : A numerical advection scheme with small phase speed errors. Quart. J.R. Meteor. Soc., 104, 583-594.
- Greenspan, J.P., 1968 : The theory of Rotating Fluids. Cambridge Univ. Press. London.
- Holton, J.R., 1967 : The diurnal boundary layer wind oscillation above sloping terrain. Tellus, 19, 199-205.
- Hong, S.-s. and P.-L. Lin, 1982 : Topographic effects on the land-sea breeze circulation. Bull. of Geophys. No. 23, 57-88.
- O'Brien, J.J., 1970 : A note on the vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer. J. Atmos. Sci., 27, 1213-1215.
- Orville, H.D., 1964 : On mountain upslope winds. J. Atmos. Sci., 21,

- 622-633.
- Paegle, J. and D.W. McLawhorn, 1983: Numerical modeling of diurnal convergence oscillations above sloping terrain. Mon. Wea. Rev., 111, 67-85.
- Paegle, J., 1978: A linearized analysis of diurnal boundary layer convergence over the topography of the United States. Mon. Wea. Rev., 106, 492-502.
- Paegle, J. and G.E. Rasch, 1973: Three-dimensional characteristics of diurnally varying boundary layer flows. Mon. Wea. Rev., 101, 746-756.
- Pielke, R.A., 1973: A three dimensional numerical model of the sea breeze over south Florida. Ph. D. dissertation, The Pennsylvania state university, 135pp.
- Pielke, R.A., 1974a : A three dimensional numerical model of the sea breezes. Mon. Wea. Rev., 102, 115-139.
- Pielke, R.A., 1974b : A comparison of three-dimensional and two dimensional numerical predictions of sea breezes. J. Atmos. Sci., 31, 1577-1585.
- Uccellini, L.W., and D.R. Johnson, 1979: The coupling of upper and lower troposphere jet streaks and implications for the developments of severe convective storms. Mon. Wea. Rev., 107, 682-703.
- Wexler, H., 1961 : A boundary layer interpretation of the lowlevel jet. Tellus, 13, 368-378.
- Yamamoto, G., and Shimamiki, 1966 : Turbulent transfer in diabatic conditions, J. Meteor. Soc. Japan, Ser. 2, 44, 301-307.
- 林沛練, 1980 : 地形對海陸風環流之影響: 二維數值模式。國立中央大學碩士論文 pp.108
- 廖學益、俞家忠、洪秀雄、陳景森、江火明、孔令誠, 1984 : 中尺度天氣系統之雷達分析, (一) 初步探討, 國科會專題研究報告, Grant NSC-72-0202 M008-05. pp.74

The Effects of A Sloping Terrain on the Diurnal Oscillation of the Boundary Layer Wind

Pay-liam Lin

Dept. of Atmospheric Physics
National Central University

ABSTRACT

Diurnally periodic motions forced by diurnally fluctuating buoyancy forces above the sloping terrain are studied by numerical experiments and by simple theoretical scale analysis. The purpose of this study is to take interest in the understanding the physics of a Buoyant-Ekman layer under the influence of diurnal heating and cooling of the underlying sloping surface and the role of thermal forcing in the diurnal oscillation of the planetary boundary layer wind above sloping terrain.

The scale analysis and the numerical experiments show that the terrain slopes as gentle as 10^{-2} or 10^{-3} , the buoyancy force parallel to the terrain becomes as important as the coriolis and pressure gradient forces. The characteristics of the Ekman layer will be modified as long as temperature perturbations occur at the bottom boundary.

Because the gravitational force vector has a component parallel to a sloping boundary, the diurnal temperature oscillation in the boundary layer provides a source of potential energy which derives a diurnal oscillation in the boundary layer wind, thus the Ekman boundary layer and the thermal boundary layer are coupled. If the surface heating is homogeneous, the pattern of the upslope wind circulation is located near the top of the sloping terrain. Otherwise, in the case of an uneven distribution of surface heating, the pattern of circulation is confined to the lower part of the slope.