

非均勻地形風場之數值模擬研究

Numerical Simulations of Wind Flows above Inhomogeneous Surfaces

國立台灣大學
生物環境系統工程學系
助理教授

國立台灣科技大學
機械系
副教授

國立台灣大學
水工試驗所
研究助理

國立台灣大學
水工試驗所副研究員及
生物環境系統工程學系
兼任副教授

謝正義*

Cheng-I Hsieh

陳明志

Ming-Jyh Chern

許志揆

Jyh-Kwei Hsu

賴進松

Jihn.-Sung Lai

摘 要

大氣邊界層的風場是邊界層氣候的重要因子，它同時也影響該層中熱能及水氣的傳輸進而影響溫度場及溼度場。本研究應用二階雷諾應力紊流模式(Reynolds Stress Model)來模擬非均勻地形的風場變化情形。模擬的地形變化情境共有四個：第一個情境為地形突然抬昇之變化；第二個情境為地形突然下降之變化；第三個情境為從上游平滑表面通過下游粗糙表面之流動(smooth-to-rough)；第四個情境(rough-to-smooth)為從上游粗糙表面通過下游平滑表面之流動。由模擬中顯示，當地形突然抬昇或變粗糙時(情境一和三)，紊流風場會變大有助於風場中物質的擴散。當地形突然下降或變平滑時(情境二和四)，紊流風場則只有些微變小。當地形突然抬昇或下降時會影響平均風場，產生反曲點(inflexion point)，反曲點的高度位於三倍地表高度；而其他情境下平均風場的變化則不大。

關鍵詞：紊流風場，雷諾應力模式，非均勻地表。

ABSTRACT

The flow field in the atmospheric boundary layer is an important factor of boundary-layer meteorology. This flow field also influences the transport of heat and water vapor and then the temperature and humidity fields. This study applied a Reynolds stress model to simulate the flow fields over inhomogeneous surfaces. Four inhomogeneous cases were considered: Case I: flow over a sudden lift on surface height; Case II: flow over a sudden descending surface; Case III: flow from smooth surface to

*通訊作者，國立台灣大學生物環境系統工程學系助理教授，10617 台北市大安區羅斯福路四段 1 號，hsieh@ntu.edu.tw

rough surface; Case IV: flow from rough surface to smooth surface. Our simulations demonstrated that: (1) the turbulent velocity fields became larger in Cases I and III; this change is helpful to turbulent dispersion of scalars; however, in Cases II and IV, the turbulent velocity fields were not affected much. (2) In Cases I and II, an inflection point was created in the average velocity fields due to the surface change; the height of this point was around three times of the surface height; while the average velocity fields were not influenced in other cases.

Keywords: Turbulent velocity field, Reynolds Stress Model, Inhomogeneous surfaces.

一、序 論

在流體通過平板表面時會產生兩個區域：一區域為邊界層，在邊界層內流體流動主要受平板邊壁粗糙度所影響；另一區域為自由剪力層，不受平板邊壁粗糙度所影響。層流邊界層內的流體運動受分子間的作用力影響，而紊流邊界層內的流體運動則主要受流體速度影響。在大氣中，大部分流動屬於紊流運動，所以大部分大氣邊界層屬於紊流邊界層。

大氣邊界層的風場是邊界層氣候的重要因子，它同時也影響該層的熱能及水氣的傳輸進而影響溫度場及溼度場。大部分邊界層的研究都假設均勻地形之流動，但在實際大氣邊界層中卻常遇到非均勻地表地形。均勻地形的風場可由 Monin-Obukhov similarity theory (MOST) 來描述 (Kaimal and Finnigan, 1994)。非均勻地形風場的研究則主要由風洞實驗 (Fang, 2004) 或數值模擬 (Shir, 1972; Deardorff, 1973; Launder *et al.*, 1975) 來進行。

Antonia *et al.* (1971, 1972) 以粗糙元表示地表之粗糙度，利用風洞實驗來探討地表粗糙度改變對流況及雷諾剪應力之影響，他們發現在突然改變之地形附近的垂直速度梯度變化明顯，且靠近地表附近之紊流動能增加。Rao *et al.* (1974) 的雷諾應力模式也顯示越靠近地形改變之過渡帶，表面粗糙度影響的程度越大。越往下游粗糙度改變之效應則相對減少。

本研究的目的是在利用數值模擬來同時比較

不同情境下，平均風場及紊流風場因地形改變而產生的變化。模擬的地形變化情境共有四個：第一個情境 (Case I) 為地形突然抬昇之變化。若設定空氣之入流方向相反，則為第二個情境 (Case II)：地形突然下降之變化。第三個情境 (Case III) 為從上游平滑表面通過下游粗糙表面之流動 (smooth-to-rough)。第四個情境 (Case IV) 為從上游粗糙表面通過下游平滑表面 (rough-to-smooth) 之流動。本研究採用的數值模式為二階紊流模式--雷諾應力模式 (Reynold's Stress Model, RSM)；此種模式在模擬二維紊流風速上較 k-ε 模式準確。

二、模式控制方程

本模式之控制方程式包含：連續方程、動量方程、雷諾應力方程、紊流動能方程及紊流動能消散率方程。利用這些方程式來求解平均風速、壓力、紊流風速及雷諾應力。平均流速及壓力由下列連續方程及動力方程來求解。

1. 連續方程

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots(1)$$

2. 動量方程

x 方向之動量方程

$$\rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial UU}{\partial x} + \frac{\partial UW}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial x} - \rho \overline{u'u'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial z} - \rho \overline{u'w'} \right) \quad \dots\dots\dots(2)$$

z 方向之動量方程

$$\rho\left(\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial UW}{\partial x} + \frac{\partial WW}{\partial z}\right) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial W}{\partial x} - \rho\overline{w'u'}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial W}{\partial z} - \rho\overline{w'w'}\right) \quad \dots(3)$$

式(1)-(3)中 U 及 W 為平均水平及垂直流速，P

為平均壓力，ρ為空氣密度，μ為黏滯係數，u' 及 w'為水平及垂直流速的紊流項。

3. 雷諾應力方程

式(1)-(3)中所出現的紊流風速($\overline{u'^2}$ 、 $\overline{w'^2}$)及雷諾應力($\overline{u'w'}$)則由下列的雷諾應力方程(Peng, 1993)來求解。

$$\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial t} + U\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + W\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}\left[(v + C_k\frac{k^2}{\epsilon})\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x}\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[(v + C_k\frac{k^2}{\epsilon})\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial z}\right] \quad \dots\dots\dots(4)$$

$$+ \frac{2}{3}(C_1 - 1)\epsilon - C_1\frac{\epsilon}{k}\overline{u'^2} - \frac{2}{3}C_2(\overline{u'w'}\frac{\partial W}{\partial x} + \overline{w'^2}\frac{\partial W}{\partial z}) - 2(1 - \frac{2}{3}C_2)(\overline{u'^2}\frac{\partial U}{\partial x} + \overline{u'w'}\frac{\partial W}{\partial z})$$

$$\frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial t} + U\frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial x} + W\frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}\left[(v + C_k\frac{k^2}{\epsilon})\frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial x}\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[(v + C_k\frac{k^2}{\epsilon})\frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z}\right] \quad \dots\dots\dots(5)$$

$$+ \frac{2}{3}(C_1 - 1)\epsilon - C_1\frac{\epsilon}{k}\overline{w'^2} - \frac{2}{3}C_2(\overline{u'w'}\frac{\partial U}{\partial z} + \overline{u'^2}\frac{\partial U}{\partial x}) - 2(1 - \frac{2}{3}C_2)(\overline{u'w'}\frac{\partial W}{\partial x} + \overline{w'^2}\frac{\partial W}{\partial z})$$

$$\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial t} + U\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + W\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}\left[(v + C_k\frac{k^2}{\epsilon})\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x}\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[(v + C_k\frac{k^2}{\epsilon})\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}\right] \quad \dots\dots\dots(6)$$

$$- C_1\frac{\epsilon}{k}\overline{u'w'} - (1 - C_2)(\overline{u'^2}\frac{\partial W}{\partial x} + \overline{w'^2}\frac{\partial U}{\partial z})$$

表 1 雷諾應力方程式之參數

C _k	C ₁	C ₂
0.09	1.5	0.6

式(4)-(6)中，C₁、C₂、C_k為常數，其值列於表 1 (Peng, 1993)，ν為 kinematic 黏滯係數，k 為紊流動能，而ε為紊流動能消散率。

4. 紊流動能方程及紊流動能消散率方程

式(4)-(6)中的紊流動能及紊流動能消散率由下列方程式來求解(Sue, 1998)。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U\frac{\partial k}{\partial x} + W\frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}\left[\left(v + \frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x}\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\left(v + \frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial z}\right] + prod - 3 \quad \dots\dots\dots(7)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U\frac{\partial \epsilon}{\partial x} + W\frac{\partial \epsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}\left[\left(v + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon}\right)\frac{\partial \epsilon}{\partial x}\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\left(v + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon}\right)\frac{\partial \epsilon}{\partial z}\right] + C_{\epsilon 1}\frac{\epsilon}{K}prod - C_{\epsilon 2}\frac{\epsilon^2}{K} \quad \dots\dots\dots(8)$$

其中

$$prod = \nu_t\left[2\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial W}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x}\right)^2\right] \quad \dots\dots(9)$$

式中 ν_t = C_μ $\frac{k^2}{\epsilon}$ 為渦漩黏滯係數(eddy viscosity)，

其中 C_μ、σ_k、σ_ε、C_{ε1}、C_{ε2}等為常數，其值列於表 2 (Sue, 1998)。

由式(1)-(8)我們可以求解平均風場(U、W)，紊流風場($\overline{u'^2}^{0.5}$ 、 $\overline{w'^2}^{0.5}$)及紊流通量($\overline{u'w'}$)。本研究中這八個方程式由有限體積法來離散

表 2 紊流動能及紊流動能消散率方程式之參數

C_μ	σ_k	σ_ϵ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$
0.09	1.00	1.29	1.44	1.92

(discrete)，黏滯項以中央差分法，平流項則以二階精度之 QUICK (Leonard, 1979)法加權處理。而方程式中壓力項則由一簡化 MAC (Marker and Cell method, Daly and Harlow, 1970)之 SOLA (SOLution Algorithm, Hirt et al., 1975)法處理。此方法中，不可壓縮流場的守恆性是由調整網格中心點之壓力而校正，流場中每一位置需符合式(1)，未校正之流速則會使式(1)產生一不為零之 divergence (D)值，為使 D 值為零，所以以壓力調整速度，而調整之壓力(δp)需符合下式：

$$\delta_p = \frac{-D}{2\delta_t(\frac{1}{\delta x^2} + \frac{1}{\delta y^2})} \dots\dots\dots (10)$$

式(10)中 δ_t 、 δ_x 及 δ_y 分別為間隔時間、計算網格水平及垂直距離大小。

三、模式驗證

在應用上述雷諾應力模式來進行流場模擬之前，我們先以已知的風洞實驗數據來驗證模式的準確性及其網格獨立性。模式的準確性以二維穴流實驗(Ghia *et al.*, 1982)和紊流通過風洞中二維方塊之流動(Acharya *et al.*, 1994)來加以驗證。

3.1 網格獨立性分析(Grid independence)

模擬計算的穩定性(stability)除了受到演算時距的限制之外，網格的疏密程度和數目的多寡也會影響計算結果的精確度，要確定所使用的網格是否足夠表現結果的精確性，則必須進行網格獨立性分析。

本研究中網格分別使用 45×20，45×30，45×50，90×40，等四組網格數進行比較。模擬結果顯示，疏網格(45×20)和密網格(90×40)的流場差異非常小，因此疏網格(45×20)已經夠密而達網格獨立性(grid independence)。但為捕捉流場之細微變化，本研究仍使用較多的網格數為 90×40。

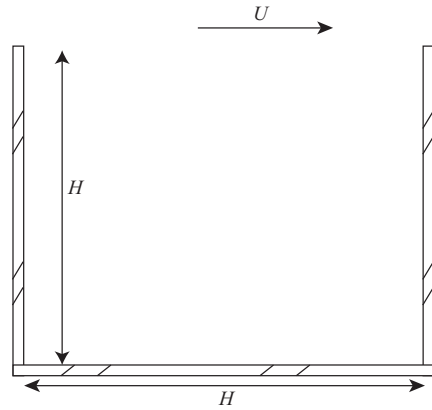


圖 1 二維穴流之幾何模型。穴槽為長、寬(H)各 1.0 m 的正方形，開口在上方

3.2 二維穴流(2D cavity flow)

本二維穴流之驗證利用 Ghia *et al.* (1982)之風洞穴流實驗數據為之。該二維穴槽為一正方形凹槽，開口在上方，其幾何構造如圖 1 所示。H (= 1.0 m)為穴槽的高與寬，入流風速為 1 m/s 由上方開口流入。雷諾數 $Re = 10,000$ ， δ_x 為 10^{-2} m， δ_y 為 10^{-2} m，計算時間間隔 δ_t 為 10^{-4} 秒，並設定總模擬時間為 100 秒，以達穩態解(steady state solution)。

圖 2(a)顯示穴流幾何中心點(0.5, 0.5) 水平速度 U 隨垂直線(y 軸)之變化情形。圖 2(b)則顯示穴流幾何中心點水平線(x 軸)上之垂直速度 W 的變化情形。圖中圓圈為風洞實驗值，直線為數值模擬值。從圖 2 中可看出數值模擬之結果與風洞實驗值(Ghia *et al.*, 1982)相當吻合。

3.3 紊流通過風洞中方塊之流動(turbulent flow over a 2D rib)

紊流通過方塊之流動亦用來驗證本研究採用模式之準確性。本驗證的風洞實驗數據來自 Acharya *et al.* (1994)。

本實驗的配置如圖 3 所示，風洞長 0.28575 m，高(H)0.061 m，一長(h)寬(b)各為 6.35 mm 之方塊設置於風洞下方的邊壁上。邊界層外自由流風速 $U_0 = 3.6$ m/s，雷諾數 $Re = 14,000$ 。這些實驗參數也整理於表 3。該實驗之入流速度(u)分佈

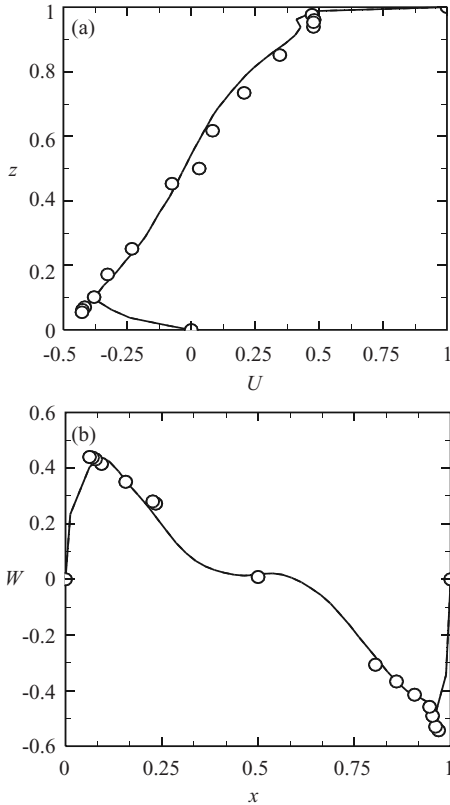


圖 2 穴槽中心點(0.5, 0.5)平均水平風速(U)隨高度(z)之變化情形(a); 平均垂直風速(W)隨水平距離(x)之變化情形(b); 圖中圓圈為實驗值, 直線為模擬值

則如下式(Acharya *et al.*, 1994) :

$$\text{當 } \frac{z}{\delta_u} < 1 \text{ 且 } \frac{z}{\delta_u} > \left(\frac{H}{\delta_u} - 1\right) \text{ 則 } \frac{u}{U_0} = \left(\frac{z}{\delta_u}\right)^{1/5.6} \dots\dots\dots (11a)$$

$$\text{當 } 1 \leq \frac{z}{\delta_u} \leq \left(\frac{H}{\delta_u} - 1\right) \text{ 則 } \frac{u}{U_0} = 1 \dots\dots\dots (11b)$$

式(11)中 δ_u 為邊界層厚度, 設定為 3.3h。出流條件設定為平均與紊流流速梯度皆為零, 邊牆部分設定為無滑移條件(no slip condition)。為達穩態解, 模擬時間設定為 100 秒, 計算時間間隔 δ_t 為 10^{-3} 秒, 其中計算網格水平距離 δ_x 及垂直距離 δ_y 分別為 3.175×10^{-2} m 及 1.27×10^{-2} m。

表 3 紊流通過方塊之實驗模型邊界及幾何條件設定參數

U_0 (m/s)	H (mm)	h (mm)	b (mm)
3.6	61	6.35	6.35
Lin (mm)	Lout (mm)	δ_u (mm)	$Re = U_0 \times H/\nu$
95.25	190.5	3.3h	1.4×10^4

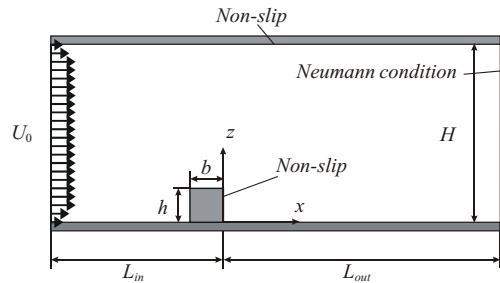


圖 3 紊流通過方塊之風洞實驗示意圖。 $U_0 = 3.6$ m/s, $H = 61$ mm, 方塊的寬(b)及高(h)皆為 6.35 mm, $L_{in} = 15h = 95.25$ mm, $L_{out} = 30h = 190.5$ mm, 雷諾數 ($Re = U_0 \times H/\nu$)為 1.4×10^4

圖 4 顯示在不同的下風處(x/h), 平均風速(U/U_0)隨高度(z/h)之變化情形。圖中圓圈為風洞實驗值, 直線為數值模擬值。從圖 4 中可見方塊前方及流線分離區域之速度預測結果和實驗一致。為進一步了解模式在紊流風場預測的準確性, 我們將水平紊流速度($\overline{u}^{2.05}/U_0$)及垂直紊流速度($\overline{w}^{2.05}/U_0$)的模擬值與實驗值之比較分別繪於圖 5 及圖 6。圖 5-6 顯示模式在預測水平及垂直紊流速度方面有良好的準確度。

四、非均勻地形之流場模擬

本研究同時比較兩大類共四種非均勻地表紊流流況的風場情形：第一類流況為空氣從平滑表面流向粗糙表面；第二類流況為空氣從粗糙表面到平滑表面；每類流況各包含兩個不同的地表變化。數值模擬結果著重在研究流況經過地形上之突然變化時, 平均速度及紊流速度之變化情形。

本研究的四種非均勻地形之紊流模擬分述如下。情境一(Case I)為地形突然抬昇之風場變化。模擬風場高(H)為 0.635 m, 平坦地形延伸

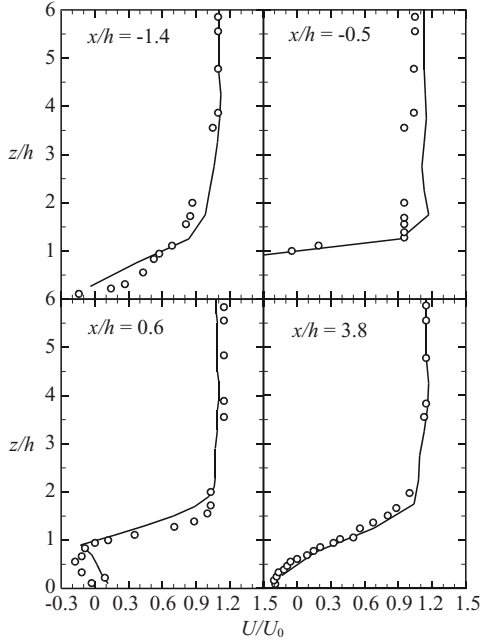


圖 4 平均風速(U/U_0)在不同水平位置(x/h)隨高度(z/h)之變化情形：圖中圓圈為實驗值，直線為模擬值

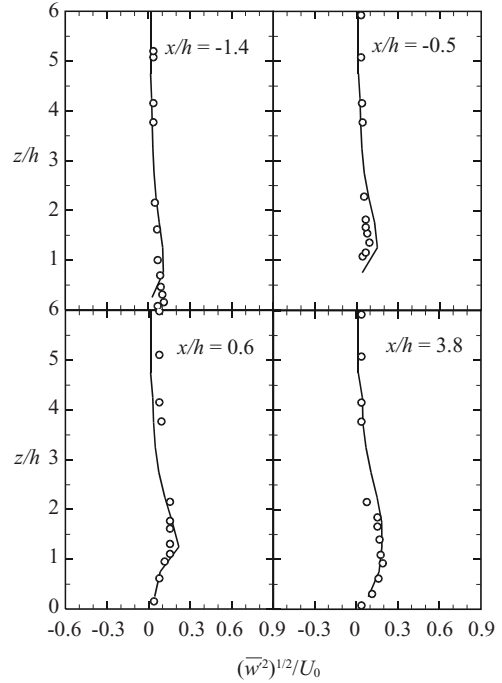


圖 6 垂直紊流風速($(\overline{w^2})^{1/2}/U_0$)在不同水平位置(x/h)隨高度(z/h)之變化情形：圖中圓圈為實驗值，直線為模擬值

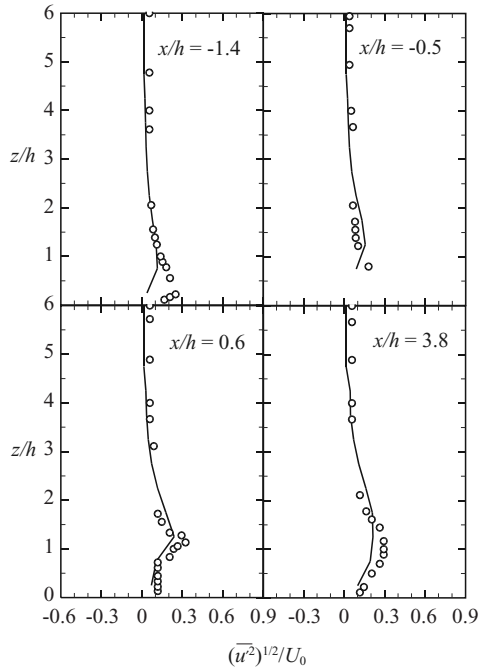


圖 5 水平紊流風速($(\overline{u^2})^{1/2}/U_0$)在不同水平位置(x/h)隨高度(z/h)之變化情形：圖中圓圈為實驗值，直線為模擬值

0.58 m 後突然抬昇 0.0635 m 高(h)。情境一的地形結構如圖 7(a)所示。情境二(Case II)為地形突然下降之流場變化。如同情境一，模擬風場高(H)為 0.635 m，平坦地形延伸 0.85 m 後突然下降 0.0635 m 的高度(h)。情境二的地形結構如圖 7(b)所示。第三個情境(Case III)為空氣從上游平滑表面通過下游粗糙表面之流場變化(smooth-to-rough)，模擬風場高(H)為 0.635 m，平滑地形在延伸 0.7 m 後突然由平滑變為粗糙，該粗糙表面由高寬(h)皆為 0.03175 m 的正方體粗糙元所構成，該粗糙元的高度與上游平滑地型的高度相同，每個粗糙元的間隔距離為 0.0952 m ($3h$)。情境三的地形結構如圖 8(a)所示。第四個情境(Case IV)為空氣從上游粗糙表面通過下游平滑表面之流況(roughness-to-smooth)，模擬風場同樣為高(H) 0.635m，粗糙地形在延伸 0.73 m 後突然由粗糙變為平滑，上游的粗糙表面由高寬(h)皆為 0.03175 m 的正方體粗糙元所構成，每個粗糙元的間隔距離為 0.0952 m ($3h$)，下游平滑地型的高度與粗糙

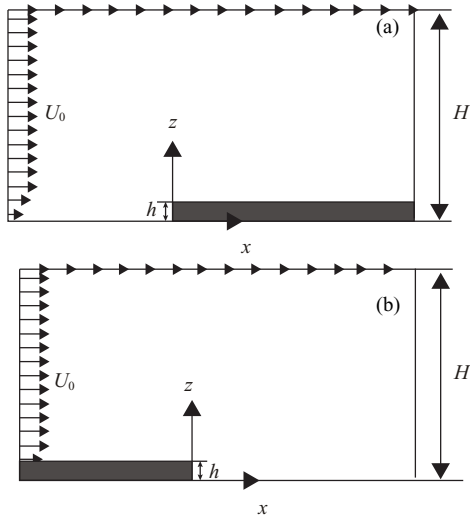


圖 7 情境一之模擬示意圖(a)；情境二之模擬示意圖(b)。圖中 $H = 0.635 \text{ m}$ ， $h = 0.0635 \text{ m}$

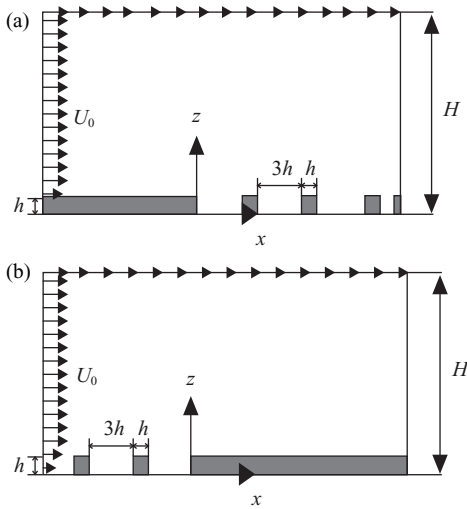


圖 8 情境三之模擬示意圖(a)；情境四之模擬示意圖(b)。圖中 $H = 0.635 \text{ m}$ ， $h = 0.03175 \text{ m}$

元的高度相同。情境四的地形結構如圖 8(b)所示。在情境三和四中，設定粗糙元高度和上游地表高度對齊之原因為減少第一塊凸出粗糙元之高度變化對壓力擾動之影響。根據 Antonia *et al.* (1971)實驗指出，此粗糙元設定即使在高雷諾數下($Re = 19,000$)，粗糙元正面及背面之壓力差只有(0.1mm 水柱)。

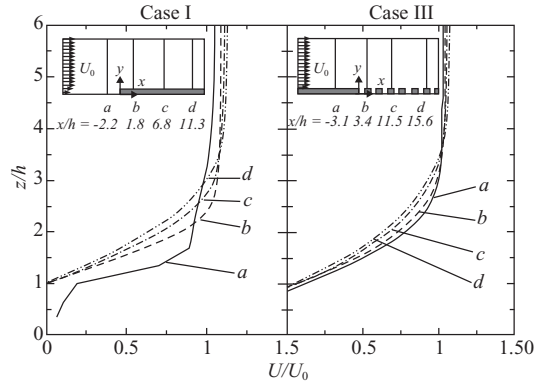


圖 9 情境一(Case I)及情境三(Case III)中，平均風速(U/U_0)在不同水平距離各點(a b c d)隨高度(z/h)之變化情形

上述四個情境之模擬之入流邊界條件為 $U_0 = 3.6 \text{ (m/s)}$ ， $Re = 1.4 \times 10^4$ ，入流速度分佈如式(11)。四個情境之模擬總時間設定為 100 秒，間隔時間 δ_t 為 10^{-3} 秒，而質量殘餘值(D)皆為 10^{-9} 。其中情境一和情境二之計算網格 δ_x 及 δ_y 分別為 $3.175 \times 10^{-2} \text{ m}$ 及 $2.116 \times 10^{-2} \text{ m}$ ；而情境三和情境四之計算網格 δ_x 及 δ_y 則皆為 $1.5875 \times 10^{-2} \text{ m}$ 。

4.1 流動從平滑地形到粗糙地形

4.1.1 平均速度

圖 9 顯示在情境一及三中空氣由平滑地表流過粗糙地表的水平平均流速(U/U_0)隨高度(z/h)及不同水平距離各點(a b c d)的變化情形。圖 9 顯示下列特徵：(1)在情境一下，當 $z/h > 3.3$ ，平均風速不隨下風處距離而改變；這也就是說此高度以上的氣流很快的與地表達成平衡狀態。(2)在情境三下，當 $z/h > 3.0$ ，上風處與下風處的平均風速一樣；這顯示因地表粗糙度改變而產生的內邊界層高度在 $z/h = 3$ 以下。(3)不論情境一或三平均風速的變化梯度皆隨下風處距離的增加而變小，但情境三的收斂速度較情境一快。圖 9 也顯示了雖然地形的改變都是由平滑到粗糙，但平均風場在情境一下的變動要比在情境三下來得大。

4.1.2 紊流風速及雷諾應力

圖 10 顯示在情境一及三中水平紊流速度($\overline{u'^2}^{0.5}/U_0$)隨高度(z/h)及不同水平距離各點(a b

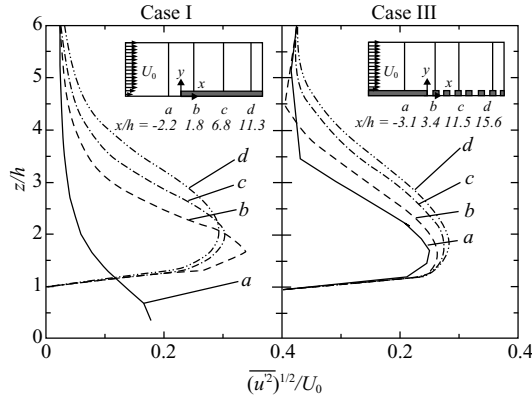


圖 10 情境一(Case I)及情境三(Case III)中，水平紊流風速 $(\overline{u^2})^{1/2}/U_0$ 在不同水平距離各點(a b c d)隨高度(z/h)之變化情形

c d)的變化情形。由圖 10 中可以注意到下列特徵：(1)在情境一下，當 $z/h > 6.0$ ，水平紊流風速不隨下風處距離而改變；這也就是說此高度以上的紊流風速不受地形變化的影響。(2)在情境三下，當 $z/h > 5.0$ ，上風處與下風處的水平紊流風速一樣。(3)不論情境一或三水平紊流風速的變化梯度皆隨下風處距離的增加而變小，但情境三的收斂速度較情境一快。(4)不論情境一或三水平紊流風速皆隨下風處距離的增長而變大，顯示下游粗糙地表增加對流場之擾動，這與水平平均風速的變化趨勢相反。圖 10 也顯示了雖然地形的改變都是由平滑到粗糙，但紊流風場在情境一下的變動要比在情境三下來得大。

圖 11 與圖 10 同，但顯示的是垂直紊流速度 $(\overline{w^2})^{0.5}/U_0$ 的變化情形。圖 11 所顯示出來的特徵與圖 10 相似，圖 12 也與圖 10 同，但顯示的是雷諾應力 $(-\overline{u'w'})/U_0$ 的變化情形。由圖 12 可發現下列的特徵：(1)在情境一下，因地形改變而產生的雷諾應力內邊界層的高度隨下風處距離的增長而增加；在 a 處內邊界層的高度為 $z/h = 3$ ；在 b 處內邊界層的高度增為 $z/h = 3.7$ ；在 c 處內邊界層的高度在增高至 $z/h = 4.2$ 。(2)在情境三下，因地形改變而產生的雷諾應力內邊界層的高度也與情境一時類似，隨下風處距離的增長而增加；在 a 處內邊界層的高度為 $z/h = 3$ ；在 b 處內邊界層的高度增為 $z/h = 3.5$ ；在 c 處內邊界層

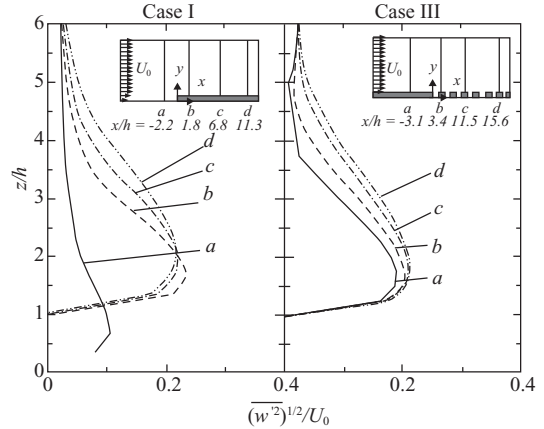


圖 11 情境一(Case I)及情境三(Case III)中，垂直紊流風速 $(\overline{w^2})^{1/2}/U_0$ 在不同水平距離各點(a b c d)隨高度(z/h)之變化情形

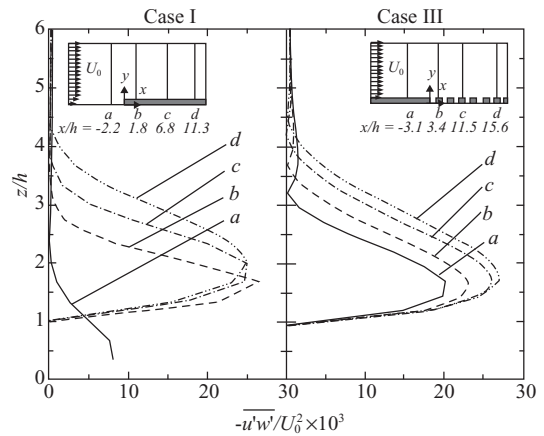


圖 12 情境一(Case I)及情境三(Case III)中，雷諾應力 $(-\overline{u'w'})/U_0^2$ 在不同水平距離各點(a b c d)隨高度(z/h)之變化情形

的高度在增高至 $z/h = 4.0$ 。(3)不論情境一或三雷諾應力的變化梯度皆隨下風處距離的增加而變小，但情境三的收斂速度較情境一快。(4)不論情境一或三雷諾應力皆隨下風處距離的增長而變大，這與水平平均風速的變化趨勢相反。而圖 10-12 也都顯示一個共同的特徵：紊流風速及雷諾應力內邊界層中，較低層之數值較內邊界層上方的數值來得大。這是因為在粗糙地表附近紊流擾動產生，而在邊界層外部的區域，速度梯度變化並不明顯。此現象顯示：邊界層內之擾動主要

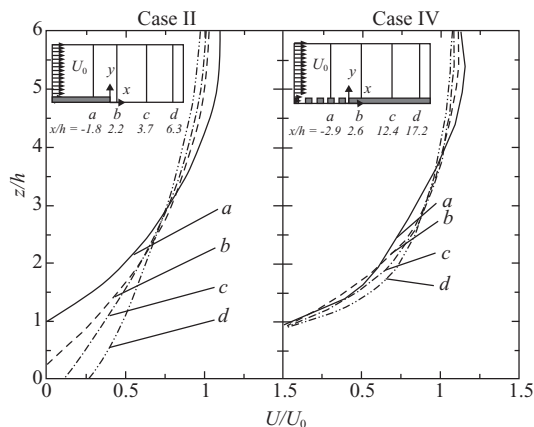


圖 13 情境二(Case II)及情境四(Case IV)中，平均風速(U/U_0)在不同水平距離各點(a b c d)隨高度(z/h)之變化情形

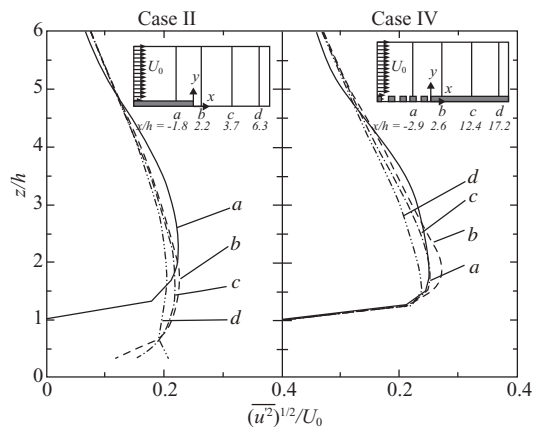


圖 14 情境二(Case II)及情境四(Case IV)中，水平紊流風速($(\overline{u^2})^{1/2}/U_0$)在不同水平距離各點(a b c d)隨高度(z/h)之變化情形

受地表幾何，粗糙度，及黏滯力所影響，而邊界層之外則受大規模平流運動所影響。大規模平流運動控制了邊界層外之區域，所以外部區域沒有紊流性質如雷諾剪應力及紊流強度產生。

綜合圖 9-12，不論是平均流速、紊流風場或雷諾應力，在情境一下的變動都要比在情境三下來得大。

4.2 流動從粗糙地形到平滑地形

4.2.1 平均速度

圖 13 顯示在情境二及四中空氣由粗糙地表流過平滑地表的水平平均流速(U/U_0)隨高度(z/h)及不同水平距離各點(a b c d)的變化情形。圖 13 顯示下列特徵：(1)在情境二下，平均流速以 $z/h = 3.0$ 為界線分為兩區。在 $z/h > 3.0$ 時，平均風速隨下風處距離的增加而遞減且遞減率隨距離的增加而變小。在 $z/h < 3.0$ 時，平均風速隨下風處距離的增加而增加，尤其是在地表下降區($z/h < 1$)風速變化特別明顯。(2)在情境四下，平均流速隨地形的變化並不明顯。圖 13 也顯示了雖然地形的改變都是由平滑到粗糙，但平均風場在情境二下的變動要比在情境四下來得大。

4.2.2 紊流風速及雷諾應力

圖 14 顯示在情境二及四中水平紊流速度($(\overline{u^2})^{0.5}/U_0$)隨高度(z/h)及不同水平距離各點(a b

c d)的變化情形。由圖 14 中可以注意到下列特徵：(1)在情境二下，水平紊流速度在經過地形突然改變區域(transition edge)，即 b 點附近，在高度 $z/h = 1$ 上下有劇烈變化(瞬間變大)，但在經過 b 點處的劇烈變化後，便維持該值，隨下風處距離的增加而產生的改變很小。而當 $z/h > 1.5$ 時，水平紊流風速不隨下風處距離而改變；這也就是說此高度以上的紊流風速不受地形變化的影響。(2)在情境四下，與平均風場的情況類似，上風處與下風處的水平紊流風速大致相同，但隨著下風處距離的增加，水平紊流風速有微幅的減小。圖 14 也顯示了雖然地形的改變都是由平滑到粗糙，但水平紊流風場在情境二下的變動要比在情境四下來得大。

圖 15 與圖 14 同，但顯示的是垂直紊流速度($(\overline{w^2})^{0.5}/U_0$)的變化情形。圖 15 所顯示出來的變化特徵與圖 14 是一樣的。圖 16 也與圖 14 相同，但顯示的是雷諾應力($-\overline{u'w'}/U_0$)的變化情形。由圖 16 可發現下列的特徵：(1)在情境二下，雷諾應力在經過地形突然改變區域(transition edge)，即 b 點附近，在高度 $z/h = 1$ 上下有瞬間變大的現象，但在經過 b 點處的劇烈變化後，便維持該值，隨下風處距離的增加而產生的改變很小。而當 $2 < z/h < 4$ 時，雷諾應力瞬間變小，之後維持定值不隨下風處距離而改變。而當 $z/h > 4$ 時，上

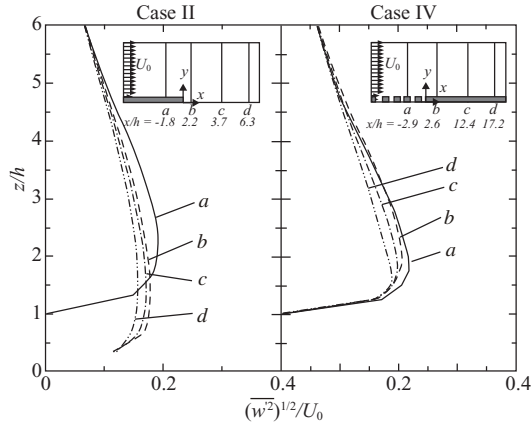


圖 15 情境二(Case II)及情境四(Case IV)中，垂直紊流風速 $(\overline{w^2})^{1/2}/U_0$ 在不同水平距離各點(a b c d)隨高度(z/h)之變化情形

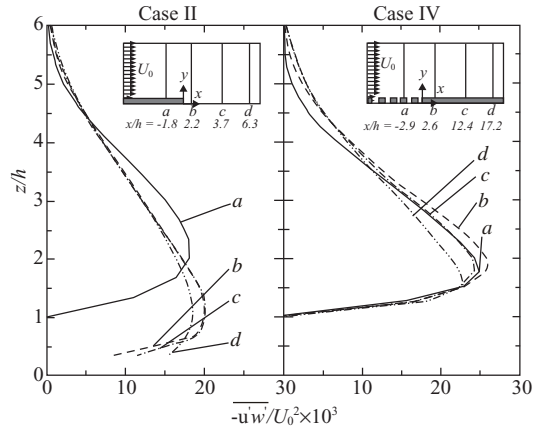


圖 16 情境二(Case II)及情境四(Case IV)中，雷諾應力 $(-\overline{u'w'})/U_0^2$ 在不同水平距離各點(a b c d)隨高度(z/h)之變化情形

風處與下風處的雷諾應力相同，顯示因地形改變而發展的雷諾應力內邊界層在此高度以下。(2)在情境四下，與平均風場的情況類似，上風處與下風處的雷諾應力大致相同，不因粗糙度的減小而有大幅度的改變。

綜合圖 13-16，因地形由粗糙變為平滑而引起的風場變化，不論是平均流速、紊流風場或雷諾應力，在情境二下的變動都要比在情境四下來得大。而在情境四狀況下，風場因地形改變而引起的變化是很小的。

總的來說當空氣由平滑地表流過粗糙地表時(Case I 及 III)，其紊流風場及雷諾應力場會隨下風處距離之增加而增加；在平均風場方面，當地形突然抬升時(Case I)，則有一個反曲點(約在 $z/h = 3$)產生，在此點以上的高度，風速會因粗糙度的變大而變快；在此點以下，風速會因粗糙度的變大而變慢，這個變慢的幅度會較上述變快的幅度來的大。

而當空氣由粗糙地表流到平滑地表時(Case II 及 IV)，其風場的變化情形，不論是平均風場、紊流風場或雷諾應力場，皆與由平滑變粗糙時的情形相反。

五、結 論

本研究利用雷諾應力模式來模擬風場因地

形變化所產生的改變，模擬的情境共有四個，分別是地形突然抬昇、地形突然下降、地形由平滑表面變為粗糙表面及地形由粗糙表面變為平滑表面。由本研究的結果顯示：

1. 不論地形由平滑變為粗糙(情境三)或由粗糙變為平滑(情境四)，平均風場的變化皆不大。
2. 地形的抬昇(情境一)或下降(情境二)皆對平均風場有相當程度的影響。
3. 水平紊流風場與垂直紊流風場在同一情境中，其變化的趨勢一致。
4. 雷諾應力場受地形由粗糙變為平滑(情境四)而產生的改變很小，但在另外三種情境下則有相當程度的變化。
5. 當地形突然抬昇或變粗糙時(情境一和三)，紊流風場會變大有助於風場中物質的擴散。
6. 當地形突然下降或變平滑時(情境二和四)，紊流風場會有些微變小，對於風場中物質的擴散影響不大。
7. 當地形突然抬昇或下降時會影響平均風場，產生反曲點(inflexion point)，反曲點的高度位於 $z/h = 3.0$ 。地形突然抬昇時，反曲點以下的風速會變小，反曲點以上的風速會變大；地形突然下降時風場的變化則反之。

參考文獻

1. Antonia, R. A. and Luxton, R. E., 1971, The response of a turbulent boundary layer to a step change in surface roughness, Part 1. Smooth-to-Roughness, *J. Fluid Mech.*, 48, part4, pp. 721-761.
2. Antonia, R. A. and Luxton, R. E., 1972, The response of a turbulent boundary layer to a step change in surface roughness. Part 2. Roughness-to-smooth, *J. Fluid Mech.*, 58, part4, pp. 737-757.
3. Acharya, S., Dutta, S., Myrum, T., 1994, Turbulent flow past a surface-mounted two-dimensional rib, *ASME J. of Fluids Engineering*, 116, 238-246.
4. Daly, B. J. and Harlow, F. H., 1970, Transport equations of turbulence, *Phys. Fluids.*, 13, 2634.
5. Deardorff, J. W., 1973, Three-dimensional numerical modeling of the planetary boundary layer. Workshop on Micrometeorology, Amer. Meteor. Soc., Edited by D. Haugen. 271-311.
6. Fang, W. T., 2004, Master thesis, Wind tunnel measurements of turbulence flow between the plant canopies and atmosphere, Department of Civil Engineering, National Central University.
7. Ghia, U., Ghia, K. N. and Shin, C. T., 1982, High-Re solutions for incompressible flow using the Navier-Stokes equations and a multigrid method, *Journal of Computational Physics*, 48, 387-411.
8. Hirt, C. W., Nichols, B. D., and Romero, N. C.: 1975, 'SOLA - A Numerical Solution Algorithm for Transient Fluid Flows', Los Alamos Scientific Lab. Rep., LA-5852.
9. Kaimal, J. C. and Finnigan, J. J.: 1994, *Atmospheric Boundary Layer Flows: Their Structure and Measurements*, Oxford Univ. Press, New York, 289 pp.
10. Launder, B. E., Reece G. J. and Rodi, W., 1975, Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure, *J. Fluid Mech.*, 68, part3, pp. 537-566.
11. Leonard, B. P.: 1979, 'Stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation', *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* **19**, pp. 59-98.
12. Peng, Y. F., 1993, The development and application of an anisotropic Reynolds stress model. Ph. D. Thesis, Department of Engineering Science and Ocean Engineering, National Taiwan University.
13. Rao, K. S., Wyngaard, J. C., and Cote, O. R., 1974, The Structure of the two-dimensional internal boundary layer over a sudden change of surface roughness, *J. Atmospheric Sci.* 31, 738-746.
14. Shir, C. C., 1972, A numerical computation of air flow over a sudden change of surface roughness, *Journal of the atmospheric sciences*, 29, 304-310.
15. Sue, Y. J., 1998, Development and application of numerical simulation technique for free-surface wave flows. Ph. D. Thesis, Department of Engineering Science and Ocean Engineering, National Taiwan University.

收稿日期：民國 97 年 10 月 7 日
修正日期：民國 97 年 11 月 5 日
接受日期：民國 97 年 11 月 6 日