

大氣邊界層污染物擴散之日夜變化

吳清吉 吳志宏

國立台灣大學大氣科學系

(中華民國八十七年四月九日收稿，中華民國八十七年八月十九日定稿)

摘 要

本文以二維高階擴散模式，模擬邊界層內污染物擴散之日夜變化。擴散模式包括濃度、濃度通量、以及濃度與溫度互變異數三個預報方程。近源點處的污染物濃度採用高斯分佈。大氣邊界層背景場則由一維邊界層模式提供，這些背景場包括：水平風場、相當位溫、水汽總含量，以及紊流動能。模式包含凝結、蒸發、大氣輻射和地表能量收支等物理過程。

模擬結果顯示，夜間位於殘差層的連續點源，其煙流垂直擴散很小，大都侷限在釋放高度附近，但是愈下風處垂直擴散的距離愈大，大致符合Taylor的擴散理論。由濃度收支分析可知，污染物平流到下風處後，再由垂直擴散項分別向上、下擴展。在日間對流邊界層內，模擬大氣擴散的結果和水槽實驗相似，即污染物濃度中心線先下降到地面，再返回高層。日出後對流邊界層逐漸成長，當邊界層頂發展至污染源高度後，由於強烈紊流作用，使上層污染物迅速向下混合，這種燻煙過程，模式有很好的模擬結果。

關鍵詞：大氣邊界層、擴散、通量

一、前 言

大氣邊界層具有強烈的日夜變化特性，白天為不穩定、紊流很強的對流邊界層；太陽下山以後，穩定的夜間地面逆溫層逐漸發展，而在地面逆溫層之上，原來日間的混合層，紊流強度逐漸減弱成為殘餘層(residual layer)。第二天日出後，太陽短波輻射加熱地面，夜間的地面逆溫層逐漸被破壞，對流邊界層再次建立。在大氣邊界

層內污染物的擴散，會受到這種大氣熱力結構及動力狀態日夜變化強烈的影響。

對流邊界層內污染物擴散的水槽實驗結果顯示，若污染物由一個高層連續點源釋放時，煙流(plume)中心線先下降，在地面形成一個相對高濃度區後，再反彈(rebound)回高層。如果污染源在近地面，則煙流中心線先在地面行進一小段距離後，再升高至高層 (Deardorff and

Willis, 1975 ; Willis and Deardorff , 1978, 1981, 以下簡稱WD) (圖1) 。現場觀測實驗, 也得到和WD實驗相似的結果(Moninger *et al.* , 1983) (圖2) 。

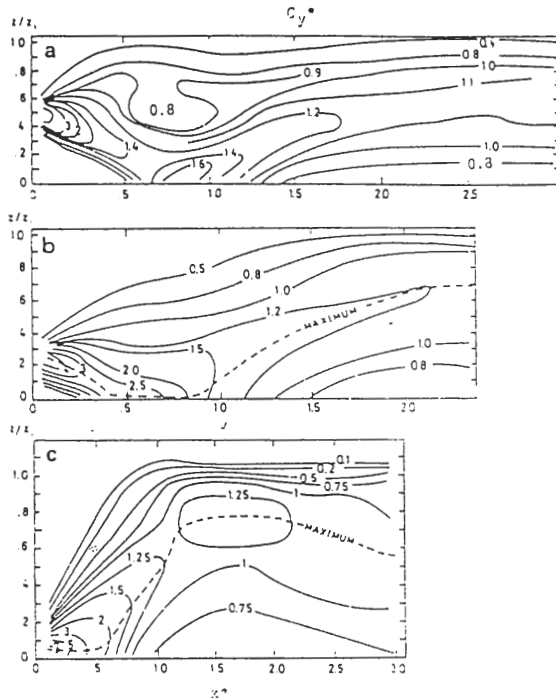


圖1 大氣對流邊界層內擴散的水槽實驗結果。釋放高度分別為 (a) $z/z_i=0.49$, (b) $z/z_i=0.25$ 及 (c) $z/z_i=0.067$ 。 z_i 為對流邊界層厚度, x^* 為無因次水平距離[方程式(10)]。(Deardorff and Willis, 1975; Willis and Deardorff, 1978, 1981)

長久以來, 簡單方便的高斯模式常被運用在擴散計算上。但是這種模式受到許多的限制, 例如: 要有穩定且均一的風向、風速, 不適用於靜風, 污染物必須為惰性物質。因此很難利用高斯或修正的高斯模式模擬出WD實驗的現象(例如Lamb, 1982)。有許多的研究, 也嘗試模擬這種對流邊界層內的擴散特性, 例如Lamb (1978), Enger (1983); 但是在他們的結果中, 煙流中心線強烈反彈現象並不明顯。有一些研究利

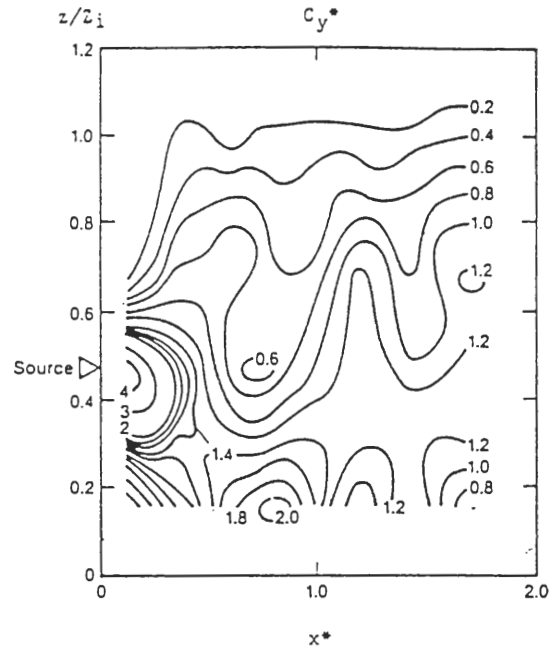


圖2 現場觀測大氣擴散(Moninger *et al.* , 1983)

用大渦流(Large Eddy Simulation, LES)方法模擬出不錯的結果, 但是此方法需要大量的計算機時間和容量(例如, Nieuwstadt *et al.* , 1987; Henn and Sykes, 1992) 。

Sun and Chang(1986)(以下簡稱SC)利用二維高階擴散模式, 成功模擬出WD的實驗結果。此模式包括濃度、濃度通量、以及濃度與溫度互變異數三個預報方程, 其定常狀態(steady state)的對流大氣邊界層背景場則由一個簡單的邊界層模式提供。在SC的結果中顯示濃度與溫度互變異數, 對於煙流中心線的反彈有重要的貢獻。

因為在穩定大氣邊界層內, 物理變量的變化非常小, 很困難作精確的測量, 因此對於穩定大氣層擴散的觀測瞭解仍然有限。在穩定邊界層內濃度通量的計算, 一般多採用K理論閉合方法。例如 Nieuwstadt and Ulden (1978)在連續點

源的垂直擴散問題上，採用Businger(1973)的相似理論，估計垂直渦流擴散係數。他們計算的垂直濃度分佈，和Prairie Grass實驗及Porton實驗結果(Thompson, 1965)比較，有很好的一致性。他們並且發現，穩定大氣的污染物垂直濃度分佈，接近高斯分佈，但是在對流不穩定時，則無法以高斯濃度分佈描述。Venkatram (1982) 利用Prairie Grass實驗的資料，找出描述穩定邊界層內無因次化濃度分布的半經驗公式。

Degrazia and Moraes (1992)利用局部相似理論和統計擴散理論求取垂直擴散係數。但是當大氣邊界層穩定度逐漸增加，紊流動能逐漸減小而失去連續性時，會有間歇性紊流的孤立區存在(Pleune, 1990)，這時候垂直渦流擴散就很難決

定。目前對穩定大氣內污染物的垂直擴散係數的求取，仍是一個需要進一步研究的工作。

圖3為由夜間穩定邊界層發展為白天的對流邊界層時，不同高度煙囪的煙流變化示意圖(Stull, 1989)。夜間，在殘餘層內源點所形成的煙流1，有微小垂直擴散，煙流呈椎狀；但是在地面逆溫層內的煙流2，則被限制在污染源的高度上，垂直擴散很小，煙流在水平面上呈扇狀。日出後，地面受到太陽輻射，對流邊界層逐漸發展，當地面逆溫層完全被侵蝕以後，停留在高層的污染物很快向下混合，造成所謂的燻煙(fumigation)現象。燻煙發生後，往往在地面附近造成很大的污染濃度。

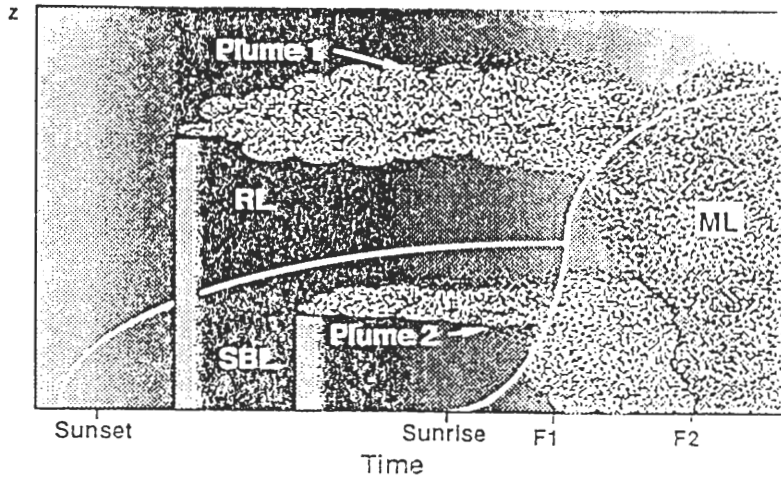


圖3 夜間穩定邊界層演化為白天對流邊界層時，位於殘餘層內的煙流1和地面逆溫層內的煙流2的變化示意圖。圖中RL：殘餘層，ML：混合層，SBL：穩定邊界層。(Stull, 1989)

在SC以及Sun (1989)的研究中，只考慮定常對流大氣邊界層的污染物擴散；本文進一步考慮大氣邊界層日夜變化時的大氣擴散。特別注重大氣邊界層由穩定轉為不穩定，以及由不穩定轉為穩定的過程中，大氣擴散的變化。大氣背景場

由一維總體平均邊界層模式提供(Wu and Sun, 1990)，再利用Sun (1989)的高階擴散模式計算大氣擴散。在第二章將描述高階擴散模式，網格結構，以及邊界、初始條件，第三章為結果討論，第四章為結論。

二、模式描述

(一) 控制方程式

一維總體平均邊界層模式包含四個平均場預報變數：水平風場 (U, V)、相當位溫(θ_e)、水汽總含量(q_w)，以及二階的紊流動能(E)。位溫(θ)和虛位溫(θ_v)可由相當位溫和水汽含量得到。模式含有凝結、蒸發、大氣輻射過程，地表溫度由地表能量收支方程預報。紊流通量由 K-理論參數化，其中的渦流擴散係數則由混合長度尺度和平均紊流動能決定。本模式被用於模擬 Wangara 實驗 (Clark et al., 1971) 第 33 天的觀

測，模擬結果與觀測資料、以及其他高階紊流模式結果相比，無論在平均場或紊流場都有相當的一致性 (Wu and Sun, 1990 ; Sun, 1993)。有關一維邊界層模式之細節則可參考 Wu and Sun (1990) 或 Sun (1993)。

根據 Sun (1989)，二維高階擴散模式模式，只考慮 x-z 二維的變化，因此將變數沿 y-方向(垂直主要風向)積分。三個預報方程：污染物濃度 (C_y)、濃度垂直通量 ($w'c'_y$)、以及濃度與溫度之互變異數 ($c'\theta'_y$) 如下：

$$\frac{\partial C_y}{\partial t} = -U \frac{\partial C_y}{\partial x} - \frac{\partial \overline{w'c'_y}}{\partial z} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{w'c'_y}}{\partial t} = & -U \frac{\partial \overline{w'c'_y}}{\partial x} - \overline{u'w'} \frac{\partial C_y}{\partial x} - \overline{w'^2} \frac{\partial C_y}{\partial z} + \frac{g}{\theta_0} (1 - \alpha_2) \overline{c'\theta'_y} + \\ & A \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \sqrt{2E\lambda} \frac{\partial \overline{w'c'_y}}{\partial z} \right\} - \alpha_1 \frac{\sqrt{2E}}{\lambda} \overline{w'c'_y} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{c'\theta'_y}}{\partial t} = & -U \frac{\partial \overline{c'\theta'_y}}{\partial x} - \overline{w'\theta'_y} \frac{\partial C_y}{\partial z} - \overline{w'c'_y} \frac{\partial \theta}{\partial z} - \alpha_3 \frac{\sqrt{2E}}{\lambda} \overline{c'\theta'_y} \\ & + A \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \sqrt{2E\lambda} \frac{\partial \overline{c'\theta'_y}}{\partial z} \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

各式中下標 ($)_y$ 表示對 y-方向積分。在濃度方程 (式(1)) 中，右邊第一項為水平平流項，第二項為垂直擴散項。如果垂直速度遠小於水平速度，則垂直平流項可忽略，如果存在明顯的上升與下沉氣流，則垂直平流可能有影響。同時，假設水

平擴散項 ($-\partial \overline{u'c'_y} / \partial x$) 遠小於水平平流項 ($-U \partial C_y / \partial x$)，而被忽略。

在濃度通量 (式(2))、濃度與溫度互變異數 (式(3)) 兩個預報方程中，假設小尺度紊流結構為均向性，不考慮分子效應項。式中 $\lambda = 0.18l$ ， l 為混合長度尺度，由邊界層模式計算。 $\overline{w'^2}$ 未直

接預報，仿照Donaldson(1973)和Enger(1983)，由 $\overline{w'^2} = (2/3)E$ 參數化。在高階閉合時，常很難決定係數的大小，例如式(2)中的 α_2 ，Donaldson(1973)設為0，有人設為0.5，或其他的值。Sun(1989)對式中的一些係數做敏感度測

試，本文根據其結果，採用 $A=1, \alpha_1=0.15, \alpha_2=0.75, \alpha_3=0.13$ 。

為避免連續源污染源附近濃度梯度過大，所以在離開源點下風處5點內，濃度分布以高斯分配 (Gaussian distribution)表示，其方程式為：

$$C_y(x, z) = \frac{S}{\sqrt{2\pi}\sigma_z(x)U_s} \left\{ \exp\left[-\frac{(z_s - z_A)^2}{2\sigma_z^2(x)}\right] + \exp\left[-\frac{(z_s + z_A)^2}{2\sigma_z^2(x)}\right] \right\} \quad (4)$$

式中，

$$z_A = z_s + 0.5\left(\frac{x}{U}\right)^2 \frac{d\overline{w'^2}}{dz} \quad (5)$$

$$\sigma_z(x) = \sqrt{\frac{2}{3} E x / U_s} \quad (6)$$

σ_z 為距源點下風處 x 的垂直位移的標準差， z_s 為有效源點高度， U_s 為源點高度之風速， S 則為源點強度。

(二) 網格結構

模式在垂直方向上採交錯網格，共有20層。在0，25，100，200，...，1800公尺高度層，放置 U, V, θ, C_y 等平均場變數，而在0，50，150，250，...，1850公尺，放置 $\overline{w'c'_y}, \overline{c'\theta'_y}$ 等通量項和其他二階變數，其安排如圖4。在水平方向則採用等間距網格，網格間距為50公尺，網格點數共400點。

(三) 邊界條件

假設在上邊界 ($z = z_{top}$)，平均濃度和所有紊流通量梯度為零，即：

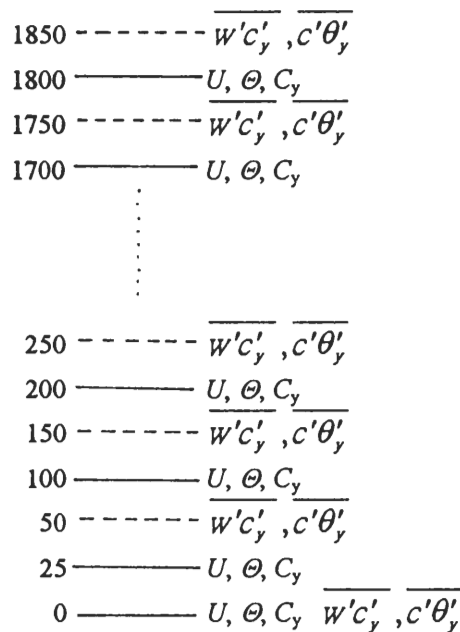


圖4 模式垂直網格結構，採交錯網格，共有20層。

$$C_y = 0, \quad \frac{\partial \overline{w'c'_y}}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \overline{c'\theta'_y}}{\partial z} = 0 \quad ,$$

在 $z = z_{top}$ (7)

在地面 ($z = 0$) 的平均濃度，設為離地第一層濃度的0.999倍；而濃度垂直通量、以及濃度與溫度互變異數則假設為零，即：

$$\overline{w'c'_y} = 0, \quad \overline{c'\theta'_y} = 0, \quad \text{在 } z=0 \quad (8)$$

地面溫度經由地表能量收支方程預報；地表紊流熱通量、動量通量則由Businger et al. (1971)相似方程決定。

源點置於上風(左側)邊界上，在離開源點下風處5點以內之濃度，以高斯分佈求得；在下風

(右側)邊界，則採用開放邊界條件。

(四) 初始條件

在大氣邊界層模式中，以Wangara實驗第33天早上9點的溫度、比濕和風速觀測資料，作為大氣的初始場 (圖5)。初始地表溫度為278.5K，

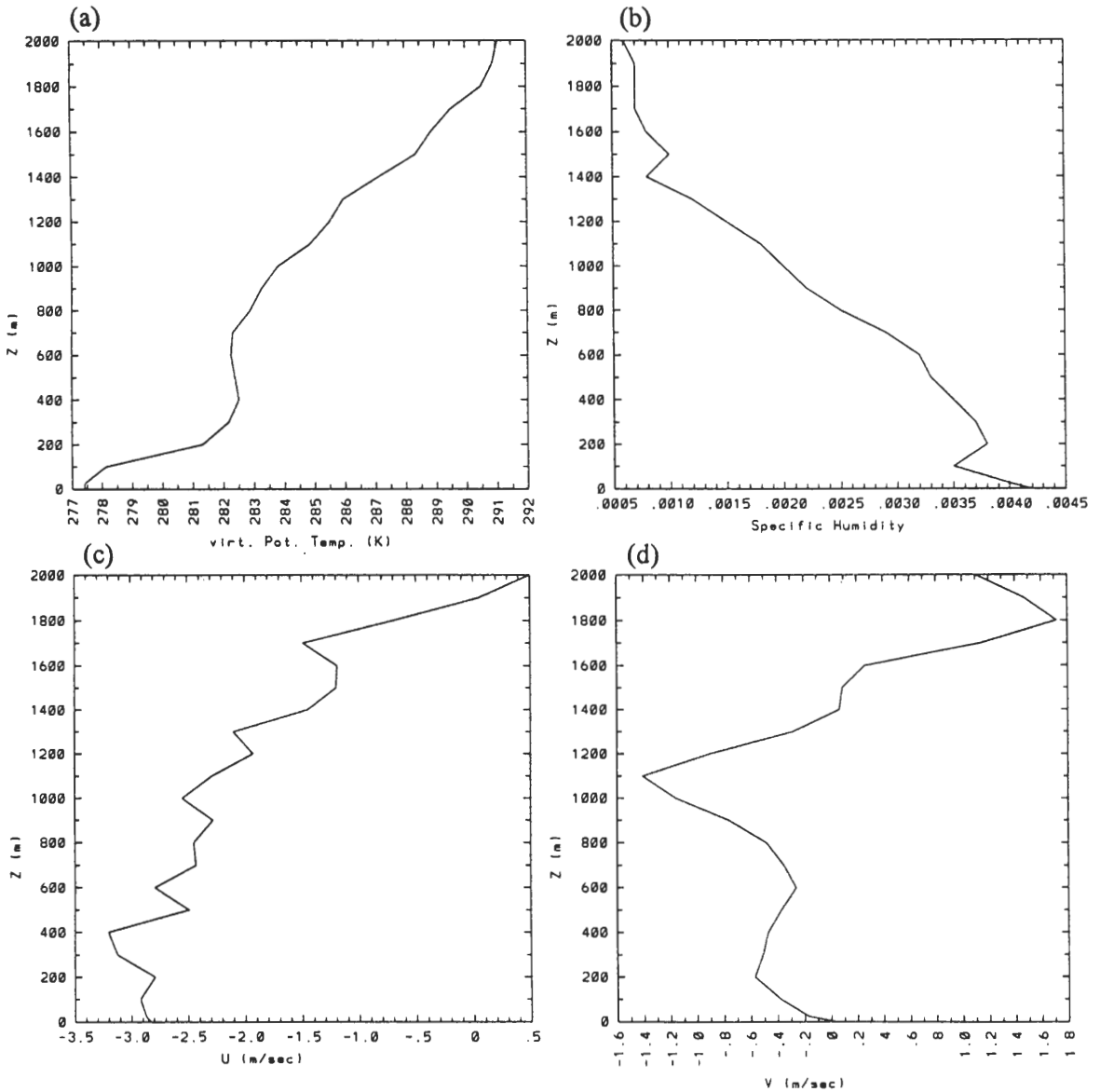


圖5 大氣初始場：Wangara實驗Day-33早上9點的(a)虛位溫，(b)比濕，(c)風速U，(d)風速V垂直剖面。

初始地表土壤濕度(土壤內液態水體積/土壤體積)為0.01。

源點強度 S 的值設為1000 g/s，平均濃度、濃度垂直通量、以及濃度與溫度互變異數的初始值皆設為零。

三、結果與討論

以 Wangara 實驗 Day-33 早上 9 點的觀測為初始場(圖 5)，一維大氣邊界層模式積分 48 小時，建立 U 、 θ 、 $\overline{u'w'}$ 、 $\overline{w'\theta'}$ 、 E 場，模擬的 U 、 θ 和觀測結果相較，一致性很好(Wu and Sun, 1990)。利用這些模擬的大氣背景場，大氣擴散模式由 Day-34 早上 04 時開始積分至 Day-35 早上 04 時，共 24 小時，以下將探討所得之結果。

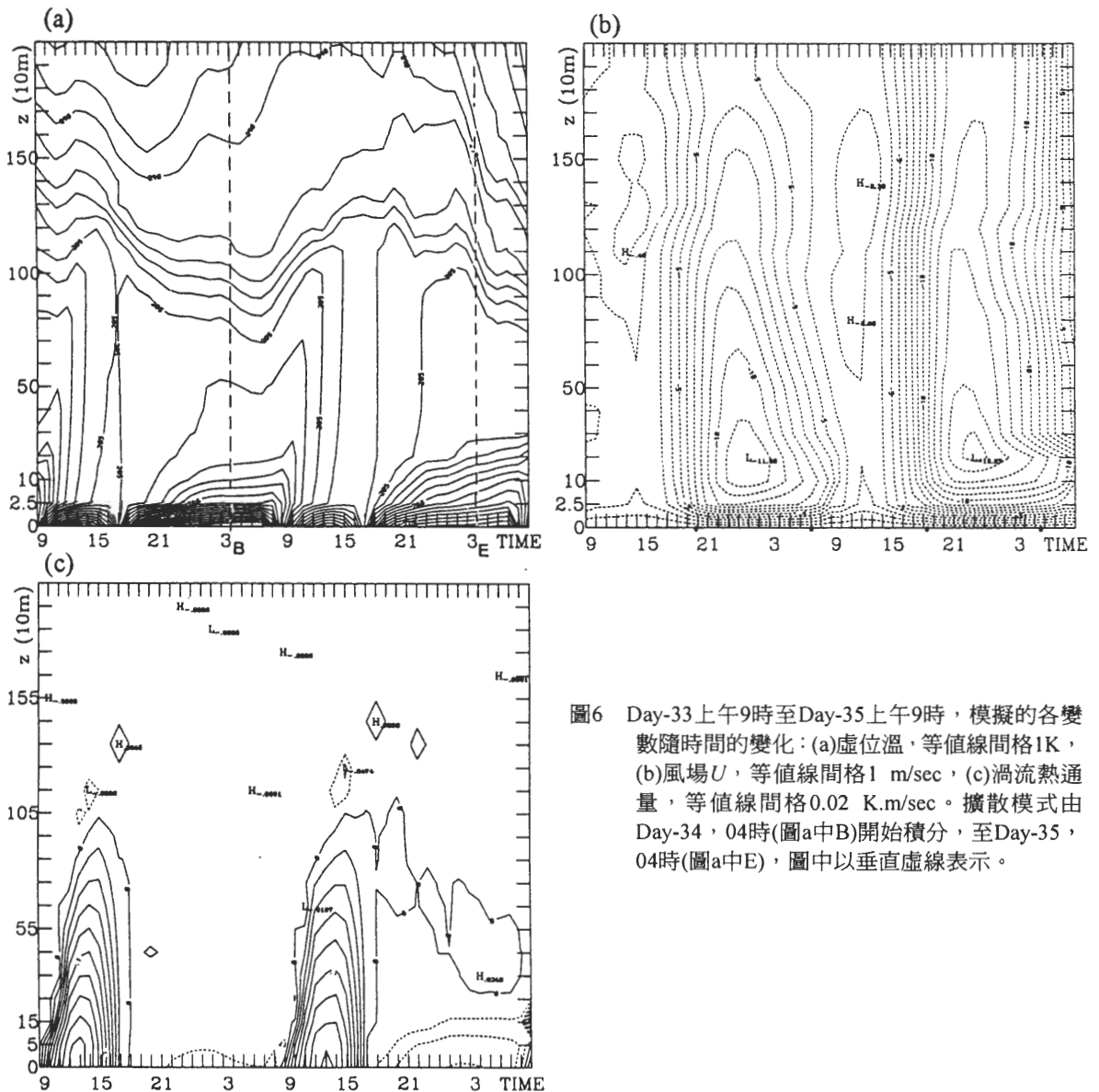


圖 6 Day-33 上午 9 時至 Day-35 上午 9 時，模擬的各變數隨時間的變化：(a) 虛位溫，等值線間格 1K，(b) 風場 U ，等值線間格 1 m/sec，(c) 渦流熱通量，等值線間格 0.02 K.m/sec。擴散模式由 Day-34，04 時(圖 a 中 B)開始積分，至 Day-35，04 時(圖 a 中 E)，圖中以垂直虛線表示。

(一) 大氣背景場

Day-33上午9時到Day-35上午9時模擬的虛位溫風場 U 隨時間的變化分別示於圖6a和6b中。由圖6a可看出Day-33白天地面溫度隨著時間而增加，近地面為超絕熱，其上近乎中性結構，對流邊界層亦逐漸增高，15時對流邊界層的厚度約為1200公尺。到了17時太陽下山以後，因為長波輻射冷卻地面溫度降低，夜間地面逆溫層逐漸

發展，其厚度在第二天（Day-34）早上太陽出來前，可達到200公尺。夜間殘餘層的層頂隨著紊流強度的減弱而降低，在Day-33，18時為1000公尺，到了Day-34，08時降到最低，只有700公尺。8時以後，虛位溫的日變化，大致上重覆Day-33的特性。

圖6b顯示在白天對流邊界層內的風速比較弱，夜間的穩定邊界層，由於慣性振盪作用

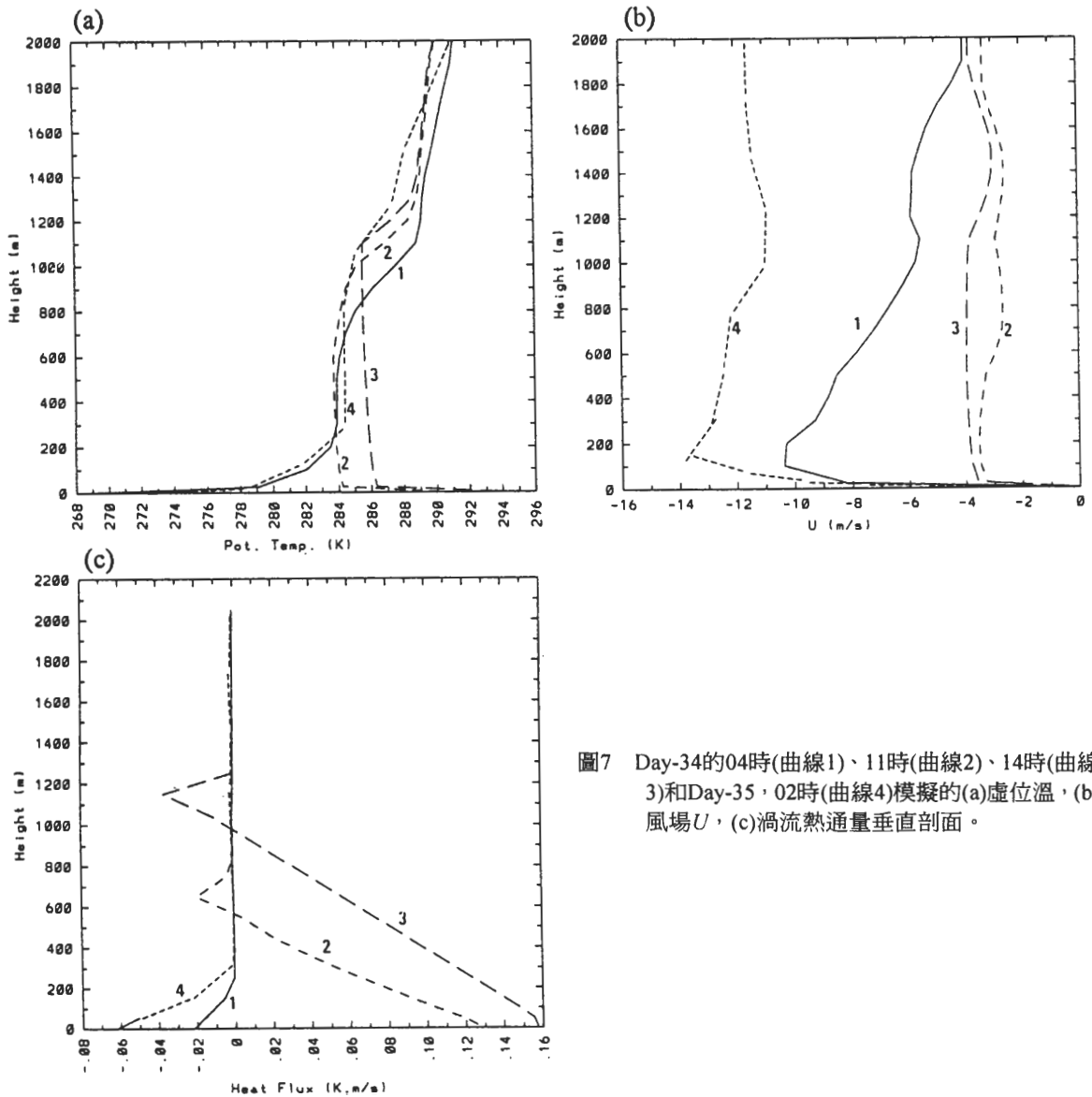


圖7 Day-34的04時(曲線1)、11時(曲線2)、14時(曲線3)和Day-35, 02時(曲線4)模擬的(a)虛位溫, (b)風場 U , (c)渦流熱通量垂直剖面。

(Blackadar, 1957), 在200公尺高度有夜間低層噴流出現, 和Wangara的觀測結果相似(Wu and Sun, 1990, Yamada and Mellor, 1975)。圖6c為熱通量的變化, 白天對流邊界層的熱通量比較大, 因為逸入作用在邊界層頂, 熱通量為負。夜間的熱通量很小, 在近地面附近有微小負值。在Day34-35夜間的殘差層的正熱通量比較明顯。紊流動能的變化情形(圖略)和熱通量很相似。

Day-34的04時、11時、14時和Day-35, 02時模擬的虛位溫、風場 U 和渦流熱通量垂直剖面, 分別示於圖7a至7c中。Day-34, 04時夜間地面逆位溫發展至200公尺, 在地面逆溫層之上近乎中性穩定的殘差層, 在200-800公尺之間, 殘差層之上為很穩定的高層逆溫層(圖7a)。日出後對流邊界層重新發展, 在地面層為超絕熱溫度直減率, 對流邊界層高度在11時為1000公尺, 平均虛位溫約為284.1K, 到了14時發展至1100公尺, 平均虛位溫增為286K。日落後, 夜間地面逆溫層再次建立, Day-35, 02時的溫度結構和Day-34, 04時相似, 只是殘差層頂的高度比較高。這些模擬溫度場的變化和Wangara 觀測結果十分相似(參考Wu and Sun, 1990)。白天因為對流混合作用強, 邊界層內風速垂直分布很均勻; 晚上則在地面逆溫層頂(約200公尺)出現夜間地層噴流(圖7b)。

圖7c顯示在對流邊界層內(Day-34, 11時、14時)的渦流熱通量隨高度增加而線性減少, 在逆溫層底因逸入作用而成負值; 而在夜間穩定邊界層內(Day-34, 04時、Day-35, 02時), 除了近地面附近有負值外, 其他高度的熱通量近乎為零。有關大氣背景場變化進一步的詳細討論, 可參考Wu and Sun(1990)。

大氣擴散模式以Day-34, 04時至Day-35,

04時的大氣背景場(圖6a橫座標B和E所示), 將連續點源分別置於495公尺、295公尺和95公尺三個高度上, 每5分鐘更新一次大氣背景資料。這三個點源高度是依隨WD和Sun(1989)的結果而設定的, 因為限於篇幅, 文中主要討論495公尺的結果。以下將先討論對流邊界層和穩定邊界層之擴散, 然後再討論早上由穩定邊界層轉為對流邊界層時, 以及傍晚由對流邊界層轉為穩定邊界層時之擴散情形。

(二) 對流邊界層大氣擴散

根據 WD 和 Sun(1989), 在對流邊界層大氣擴散時, 把污染物濃度 C_y , 水平距離 x , 垂直高度 z , 分別無因次化為:

$$C^* = \frac{C_y}{\left(\frac{S}{U_m z_i}\right)} \quad (9)$$

$$x^* = \frac{x}{\left(\frac{U_m z_i}{w_*}\right)} \quad (10)$$

$$z^* = \frac{z}{z_i} \quad (11)$$

式中 S , z_i 和 U_m 分別為源點強度、對流邊界層高度和平均風速, w_* 為對流風速尺度, 定義為(Deardorff, 1970):

$$w_* = \left(\frac{gz_i \overline{w'\theta'_0}}{\Theta}\right)^{1/3} \quad (12)$$

$\overline{w'\theta'_0}$ 為地表渦流熱通量。濃度垂直通量、以及濃度與溫度互變異數分別無因次化為:

$$\overline{w'c'_y}^* = \frac{\overline{w'c'_y}}{(Sw_* / U_m z_i)} \quad (13)$$

$$\overline{c'\theta'} = \frac{\overline{c'\theta'_y}}{(S\theta_e / U_m z_i)} \quad (14)$$

θ_e 為溫度尺度。

1. 濃度和濃度收支

圖8a和8b分別為Day-34，14時(源點高度495公尺，或0.47z_i)的平均濃度和濃度垂直剖

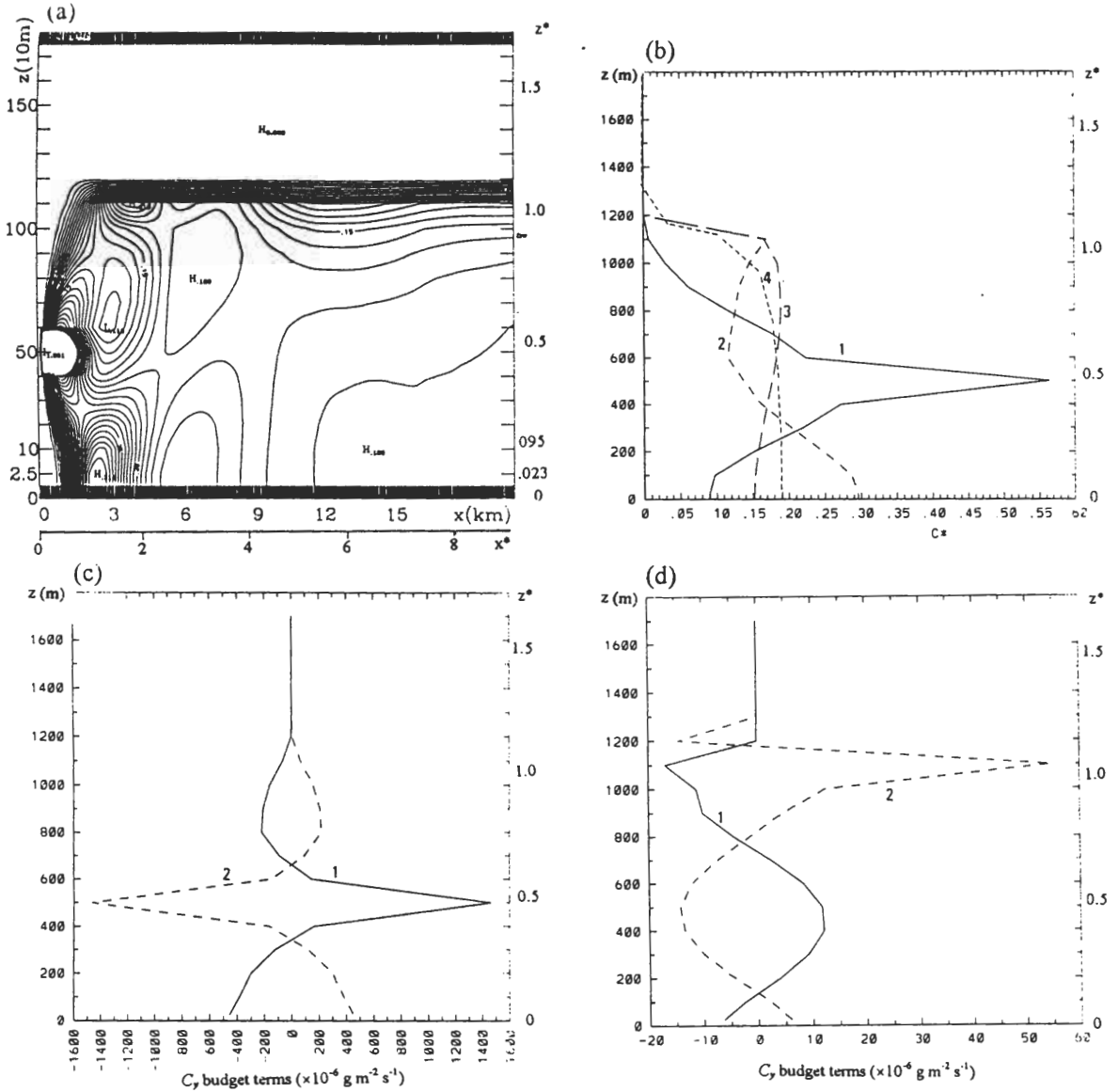


圖8 Day-34，14時的(a)無因次平均濃度 C^* 分布，等值線由0至0.3，間格0.01，(b)不同下風距離的無因次濃度垂直剖面： $x^*=0.5$ (曲線1)， $x^*=1.3$ (曲線2)， $x^*=2.9$ (曲線3)， $x^*=7.2$ (曲線4)，(c)在 $x^*=0.5$ 的濃度收支：曲線1，平流項 $-U(\partial C_y / \partial x)$ ；曲線2，垂直擴散項 $-(\partial w'c'_y / \partial z)$ ，(d)同(c)但在 $x^*=2.9$ 。各圖的垂直坐標同時標出高度 z (左邊)和無因次高度 z^* (右邊)；圖a的水平坐標同時標出下風距離 x 和無因次下風距離 x^* [方程式(10)]；各尺度為 $z_i=1050$ m， $U_m=3.83$ m/sec， $w_* = 1.82$ m/sec。

面。平均濃度場(圖8a)顯示,局部濃度高值的連線(煙流中心線)先下降至地面,在下游 $x^* = 1.2$ 處形成相對高濃度值後,再反彈(rebound)至高層,大約在 $z^*=0.8$, $x^*=3.0$ 處形成另一相對高值;然後煙流中心線再往下移動。雖然大氣背景場為非定常(unsteady),但是在對流邊界層內,這種煙流中心線向下再反彈的特性,與定常大氣背景場時的WD實驗,以及Sun(1989)的數值模擬結果相似。在 $x^*=0.5$, $z^*=0.7$ 附近,有一個高濃度舌向下游上方伸展,並在下游($x^*=1.8$)近逆溫層底附近形成相對高值。此高濃度舌在水槽實驗和現場觀測中都可發現,但並未在近逆溫層底附近形成相對高值,顯然模式對此有高估情形。這是因為所使用的一維模式,無法在上對流邊界層產生良好混合所致,可以被合理接受 (Sun and Chang, 1986)。這情形也在André et al. (1978)的高階閉合模式中發現。

在點源下風處四個不同點的平均濃度垂直分布示於圖 8b。在 $x^*=0.5$ 的地方(曲線 1),污染濃度最大值停留在點源的高度上,然後分別向上、下很快遞減。在 $x^*=1.3$ 的地方(曲線 2)是煙流中心線下降到地面之附近,在 $z^*>0.5$ 之上的 C_y^* 隨高度增加而稍微增加; $z^*<0.5$ 時, C_y^* 隨著高度減低而很快增加,在地面達到最大。在 $x^*=2.9$ 的地方(曲線 3),煙流中心線已反彈向上(參考圖 8a),因此在上層的 C_y^* 比較大,而在下層則比較小,但是其垂直變化很和緩。繼續往下游在 $x^*=7.2$ 的地方(曲線 4), C_y^* 在 z^* 小於 0.5 以下的垂直混合很均勻。

圖 8c 為 $x^*=0.5$ 的濃度收支的垂直分佈。在這地方濃度最大值在點源高度附近(參考圖 8b 曲線 1),水平平流項(曲線 1)為正,垂直擴散項(曲線 2)為負值,它們值的大小相近,互相平衡。這

表示污染物從上游平流到下游以後,再分別垂直向上、下擴散達成平衡。但是高度 $z^* > 0.7$ 或 $z^* < 0.4$, 因為水平濃度梯度 $\partial C_y / \partial x > 0$, 所以水平平流項為負,而垂直擴散項為正,兩者仍互相平衡,到了 z^* 大於 1.2 以上,兩個收支項趨於 0。

在 $x^*=2.9$ 的濃度收支(圖 8d)特性,大致上和 $x^*=0.5$ 的結果相似,只是在邊界層頂之上 $z^* \sim 1.1$ 附近,垂直擴散項的正貢獻遠大於平流項的負貢獻;在 $z^* \sim 1.2$ 垂直擴散項為負值。在下游 $x^*=7.3$ 處的邊界層頂附近的濃度收支,也具有這種性質(圖略)。

2. 濃度通量和濃度通量收支

Day-34, 14時的濃度通量分布示於圖9a。在點源往下游分別有向上和向下的濃度通量最大值軸線,在 $x^*=0.8$ 左右接觸到對流邊界層頂和地面。向上通量,在 $x^*=1.8$, $z^*=0.3$ 的地方形成相對高值。其下風處(x^* 在 2.9-4.8 之間, z^* 小於 0.9)則有微小的向下通量。比較圖9a和圖8a可見,濃度通量分布和濃度分布有很強的相關性,煙流中心線附近垂直濃度梯度強的地方,濃度通量大,而在 x^* 大於 2.5 以後的下風區垂直濃度梯度弱,濃度通量也小。

圖9b為 $x^*=0.5$ 處的濃度通量收支(方程式(2))垂直剖面。主要由垂直梯度產生項(曲線3)和擴散項(曲線5)互相平衡。在點源高度之上($z^* > 0.47$) $\partial C_y / \partial z < 0$ (參考圖8b曲線1),所以垂直梯度產生項為正;相反地,在點源高度之下($z^* < 0.47$) $\partial C_y / \partial z > 0$, 所以垂直梯度產生項為負。擴散項則與垂直梯度產生項的符號相反。由圖9a可以知道在點源高度之上 $\overline{\partial w'c'_y} / \partial x < 0$, 所以水平平流項(曲線1)為正;在點源高度之下

$\overline{\partial w'c'_y / \partial x} > 0$ ，水平平流項(曲線1)為負。壓力項(曲線6)和濃度通量的符號相反，在點源高度之上為負，在點源高度之下為正。互變異項(曲線4)則由溫度與濃度互變異數決定，在點源高度之下為負，在點源高度之上為很小正值。水平梯度產生項(曲線2)的貢獻很小，可以忽略。

在 $x^*=2.9$ 的濃度通量收支(圖 9c)特性，和

在 $x^*=0.5$ 的結果稍有不同。雖然垂直梯度產生項仍為主要項，因為大部分的 $\partial C_y / \partial z > 0$ (參考圖 8b 曲線 3)，所以垂直梯度產生項以負貢獻為主。因為 $\overline{\partial w'c'_y / \partial x} < 0$ (參考圖 9a)，水平平流項為正，而且成為主要的正貢獻項。基本上由水平平流項、浮力項與垂直梯度產生項、壓力項平衡。和圖 9b 相比，擴散項的貢獻相對減少。

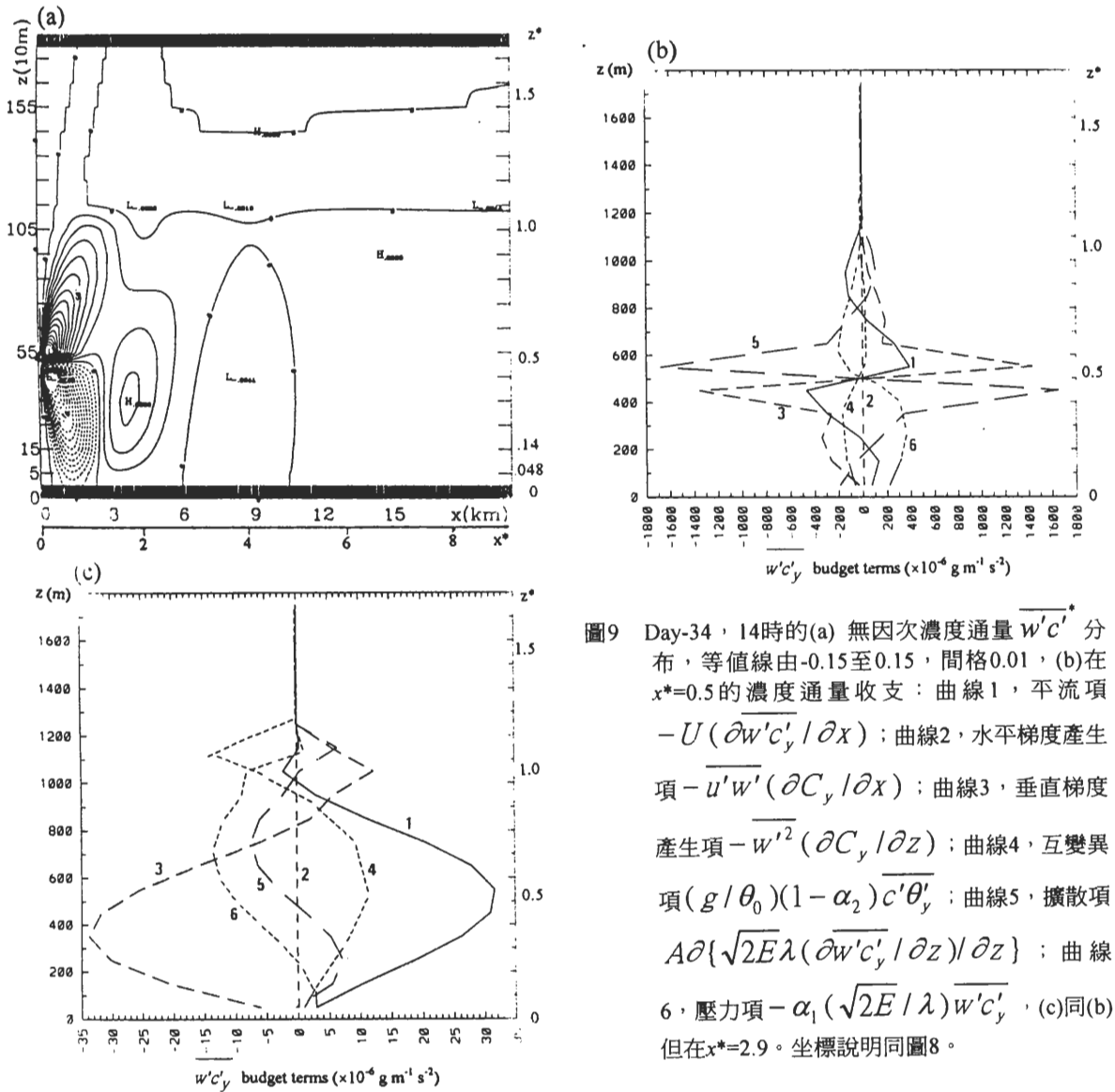


圖9 Day-34, 14時的(a) 無因次濃度通量 $\overline{w'c'_y}$ 分布，等值線由-0.15至0.15，間格0.01，(b)在 $x^*=0.5$ 的濃度通量收支：曲線1，平流項 $-U(\overline{\partial w'c'_y / \partial x})$ ；曲線2，水平梯度產生項 $-\overline{w'(\partial C_y / \partial x)}$ ；曲線3，垂直梯度產生項 $-\overline{w'^2(\partial C_y / \partial z)}$ ；曲線4，互變異項 $(g/\theta_0)(1-\alpha_2)\overline{c'\theta'_y}$ ；曲線5，擴散項 $A\partial\{\sqrt{2E\lambda}(\overline{\partial w'c'_y / \partial z}) / \partial z\}$ ；曲線6，壓力項 $-\alpha_1(\sqrt{2E/\lambda})\overline{w'c'_y}$ ，(c)同(b)但在 $x^*=2.9$ 。坐標說明同圖8。

3. 濃度與溫度互變異數和收支

濃度與溫度之互變異數示於圖10a，其外觀和濃度通量類似，在點源往下游正相關軸線向上延伸，在 $x^*=1$ 左右接觸到對流邊界層頂，再往上則轉為負相關；而負相關軸線則往下游向下延伸，在 $x^*=0.8$ 左右接觸到地面。在其下游的對流邊界層內(x^* 在1.5-3.0之間)則轉為正相關，最大值位於 $x^*=2.0, z^*=0.2$ 附近。更下游(x^* 在3-5之間)

則為微弱負相關。在邊界層頂附近有負相關存在。

在 $x^*=0.5$ 處，濃度與溫度互變異數的收支(方程式(3))示於圖10b。在點源高度之上，擴散項(曲線5)為負，在點源高度之下則為正。擴散項與平流項(曲線1)、梯度產生項(有兩項，曲線2及曲線3)三項互相平衡。在 $z^*<0.3$ 以下則由梯度產生項和其他三項平衡。

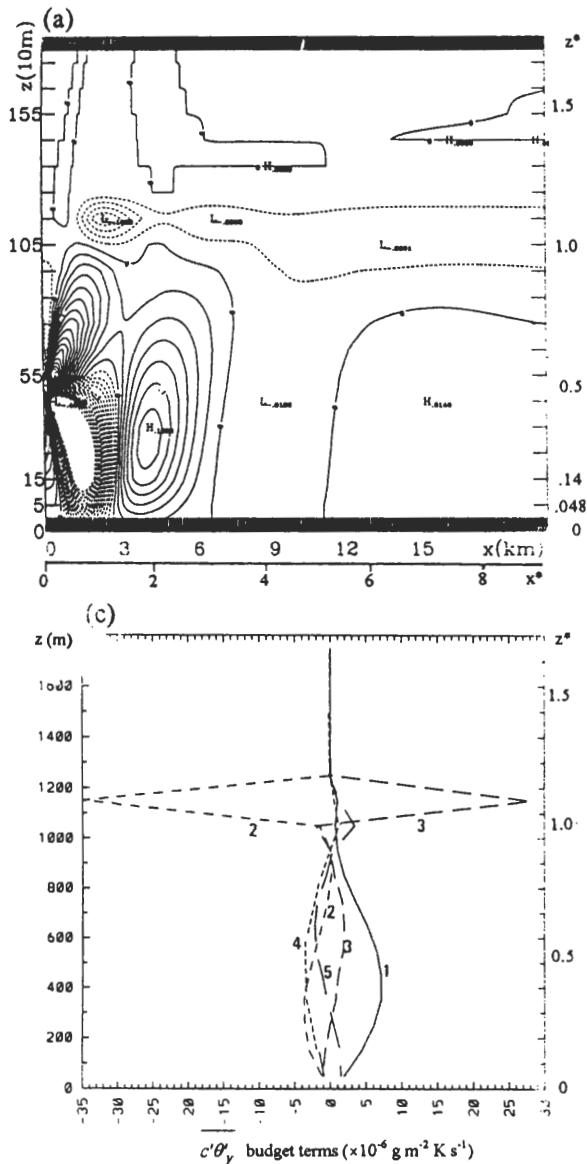


圖10 Day-34, 14時的(a)無因次濃度與溫度互變異數 $\overline{c'\theta'}$ 分布, 等值線由-0.3至0.3, 間格0.02, (b)在 $x^*=0.5$ 的濃度與溫度互變異數收支: 曲線1, 平流項 $-U(\partial \overline{c'\theta'_y} / \partial x)$; 曲線2, 濃度梯度產生項 $-w'\theta'_y(\partial C_y / \partial z)$; 曲線3, 溫度梯度產生項 $-w'c'_y(\partial \Theta / \partial z)$; 曲線4, 壓力項 $(-\alpha_3(\sqrt{2E/\lambda})\overline{c'\theta'_y})$; 曲線5, 擴散項 $A\partial\{\sqrt{2E\lambda}(\partial \overline{c'\theta'_y} / \partial z) / \partial z\}$, (c)同(b)但在 $x^*=2.9$ 。坐標說明同圖8。

在 $x^*=2.9$ 的濃度與溫度互變異數的收支(圖10c)特性,和在 $x^*=0.5$ 的結果不同。在對流邊界層之上約 $z^*=1.1$ 附近,濃度梯度產生項(曲線2)為負,溫度梯度產生項(曲線3)為正,但數值比前者小。而在其他的高度各個收支項就變得比較小。

(三) 夜間大氣邊界層擴散

在考慮夜間大氣邊界層擴散時,各變數的

無因次化仍仿照方程式(9)-(11)、(13)、(14),只是 z_i 為夜間地面逆溫層高度, w_* 則由摩擦風速 u_* 取代。

1. 濃度和濃度收支

圖11a和11b分別為Day-35, 02時(源點高度495公尺,或 $1.65z_i$)的平均濃度和濃度垂直剖面。由虛位溫結構可知,此時夜間地面逆溫層高度 z_i 約為300公尺,高層逆溫層底下降至1000公尺

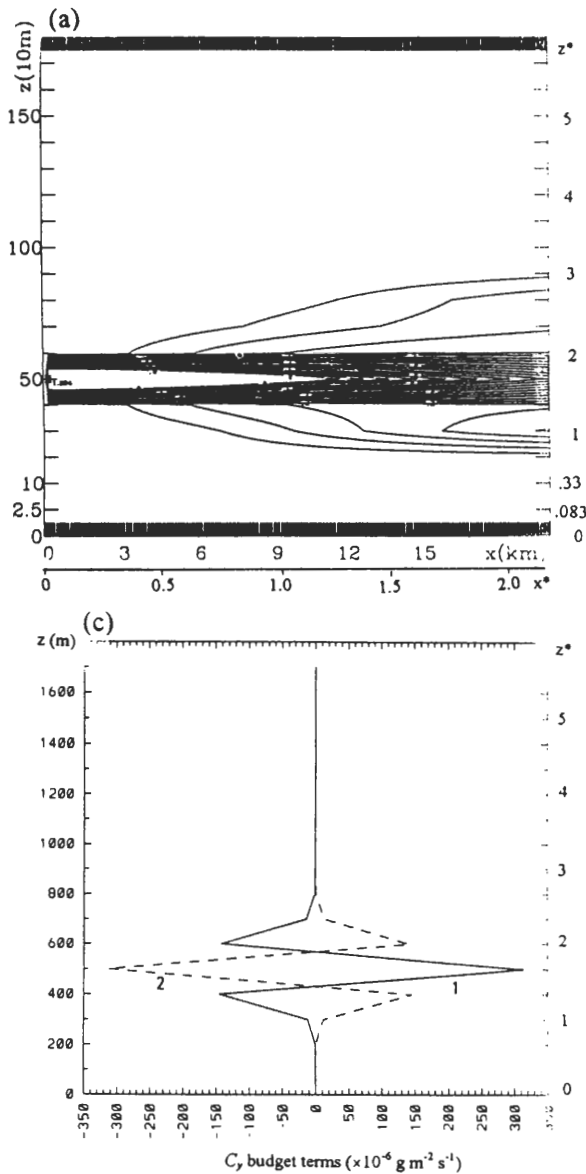


圖11 Day-35, 02時的(a)無因次平均濃度 C^* 分布,等值線由0至0.8,間格0.04,(b)不同下風距離的無因次濃度垂直剖面: $x^*=0.13$ (曲線1), $x^*=0.31$ (曲線2), $x^*=0.69$ (曲線3), $x^*=1.70$ (曲線4),(c)在 $x^*=0.13$ 的濃度收支。各尺度為 $z_i=300$ m, $U_m=8.88$ m/sec, $u_* = 0.283$ m/sec。其他說明參考圖8。

左右(圖6a及7a)。點源位於殘差層內，紊流動能和熱通量很小(圖7c)。因為受到穩定限制，煙流垂直擴散很小，污染物濃度主要侷限在 $z^*=1.3 \sim 2.0$ 之間，到下游 $x^* > 0.3$ 之後，始有較明顯微弱的垂直擴散(圖11a)，但其範圍僅及於殘差層內。

Taylor的理論統計分析指出，在均勻紊流中，初期煙流的擴散尺度和污染物被釋放後的時間 τ (或距源點的下風距離 x)成正比；而在後期則和 τ (或 x)的開方成正比(Pasquill and Smith, 1983, p.113)。因此在圖11a、11b中，愈下游垂直擴散愈大。往下擴散的污染物，因為受到夜間地面逆溫層頂的限制，很難繼續向下擴散，所以在 $x^* > 1.6$ 以後，煙流觸及地面逆溫層頂之後，無法繼續下傳，因此在逆溫層頂上形成相對高濃度區。

濃度收支分析顯示($x^*=0.13$, 圖11c)，在點

源高度上、下各50公尺附近附近($1.5 < z^* < 1.8$)，水平平流項為正值，垂直擴散項為負值，兩項的大小相近，互相平衡；此顯示水平平流作用將污染物從上游傳送至下游，然後經由垂直擴散，將污染物分別向上、下向擴散，達成平衡。

水平平流項和垂直擴散項的符號，在高度 $z^* > 1.8$ 、或 $z^* < 1.5$ ，則與在 $1.5 < z^* < 1.8$ 時相反(圖11c)。由濃度分布(圖11a)可知，在中、下游，當 $z^* > 1.8$ 、或 $z^* < 1.5$ 時， $\partial C_y / \partial x$ 為正，使得水平平流項對濃度收支為負貢獻，而垂直擴散則為正貢獻，以平衡平流項。其他地點濃度收支的特性大致和圖11c相似。垂直擴散項的正負、貢獻原因，在下一段中有進一步的討論。

2. 濃度通量和濃度通量收支

圖12a顯示在點源高度之上，濃度通量正值，而在點源高度之下，則為負值。這樣的分布，遠比對流邊界層時(圖9a)單純許多。由於通量的

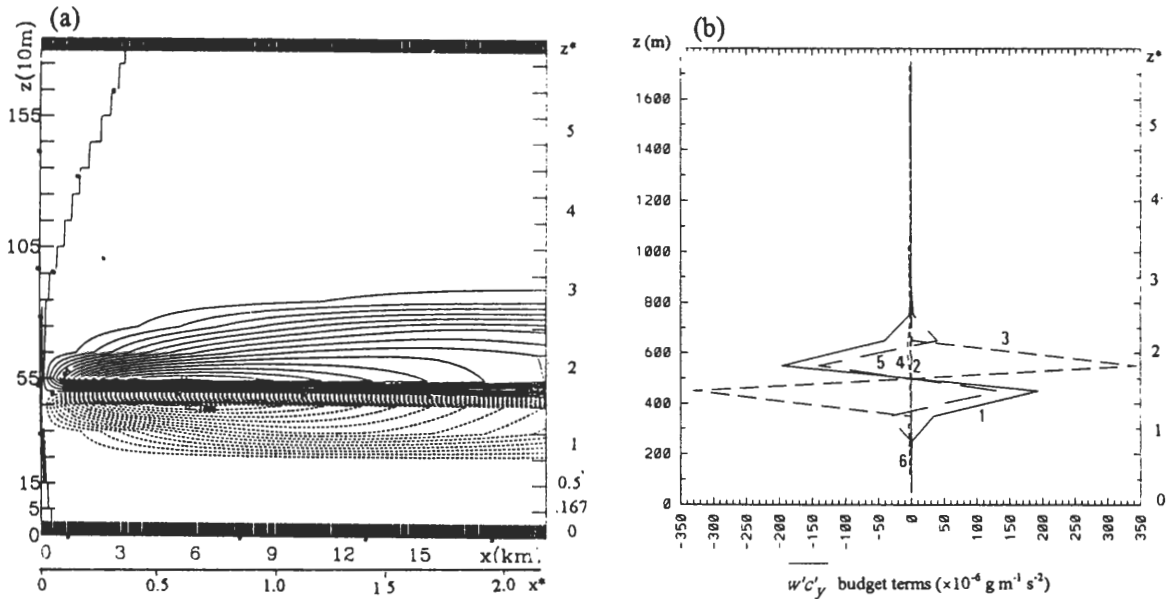


圖12 Day-35, 02時的(a)無因次濃度通量 $w'c'$ 分布，等值線由-0.15至0.15，間格0.01，(b)在 $x^*=0.13$ 的濃度通量收支。其他說明參考圖9。

正、負極值高度，分別在 $z^*=1.8$ 和 1.5 ，使得在這兩個高度之間的 $\overline{\partial w'c'_y} / \partial z$ 為正，因此，在前述濃度收支中(圖11c)，垂直擴散項對濃度為負貢獻；反之，在 $z^* < 1.5$ 或 > 1.8 時的 $\overline{\partial w'c'_y} / \partial z$ 為負，對濃度收支為正貢獻。

圖12b為 $x^*=0.13$ 處的濃度通量收支(方程式(2))垂直剖面。主要由平流(曲線1)、擴散(曲線

5)兩項和垂直梯度產生項(曲線3)互相平衡。在點源高度之上($z^* > 1.65$)垂直梯度產生項為正，在點源高度之下則為負，產生這種結構的原因已在節(二)之2中討論過。擴散項、水平平流項與垂直梯度產生項的符號相反。除了這三項以外，水平梯度產生項(曲線2)、浮力項(曲線4)、壓力項(曲線6)很小，可以忽略。在其他地方的濃度通量收支(圖略)，除了水平平流項變小以外，大致和圖12b相似。

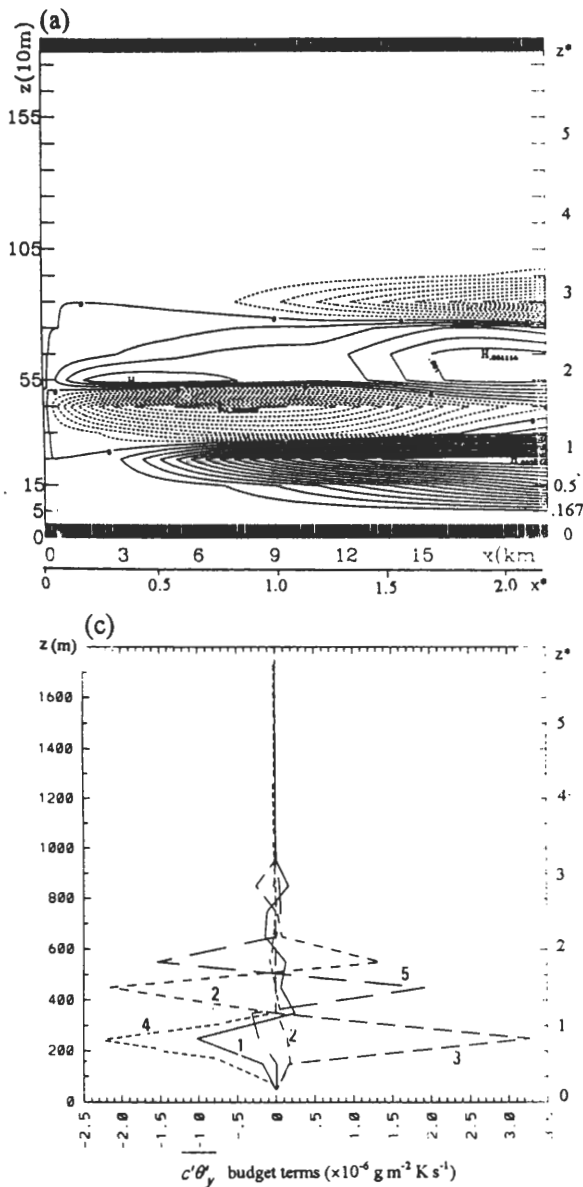


圖13 Day-35, 02時的(a)無因次濃度與溫度互變異數 $\overline{c'\theta'}$ 分布，等值線由-0.002至0.003，間格0.0002，(b)在 $x^*=0.13$ 的濃度與溫度互變異數收支，(c)同(b)但在 $x^*=0.69$ 。其他說明參考圖10。

3. 濃度與溫度互變異數和收支

濃度與溫度互變異數示於圖 13a。在點源高度之上， $1.7 < z^* < 2.5$ 互變異數為正，而 $z^* > 2.5$ 以上時，則變為負；相反地，在點源高度之下， $1.0 < z^* < 1.7$ 互變異數為負，而在 $z^* < 1.0$ 之下，則變為正。

其實在 Day-34，20 時 30 分之前，夜間殘差層內濃度(圖 14)和互變異數(圖 15)的分布都比圖 11a 和 13a 單純。但是 21 時之後，殘差層內的熱通量和紊流動能稍微增強，使得垂直擴散加強，結構變得複雜。

在 $x^*=0.13$ 處的濃度與溫度互變異數收支(方程式(3))垂直剖面示於圖 13b。主要由平流項(曲線1)、擴散項(曲線5)兩項和濃度梯度產生項(曲線2)互相平衡。在點源高度之上($z^* > 1.65$)， $\partial C_y / \partial z < 0$ (參考圖 11b)， $\overline{w'\theta'_y}$ 為微弱正值濃度(參考圖 6c)，所以濃度梯度產生項為正；在點源高度之下 $\partial C_y / \partial z > 0$ ，所以濃度梯度產生項為負。平流項和擴散項的符號則與濃度梯度產生項相反，而互相平衡。

上述之收支情形在 $x^*=0.69$ 時(圖 13c)略有不同，主要由濃度梯度產生項和擴散項互相平衡，平流項的貢獻只有在 $z^* < 1$ 時才比較大。

(四) 穩定度轉換期之濃度變化

大氣邊界層在日出後，漸漸由夜間的穩定邊界層轉為白天的對流邊界層；相反地，日落後則由對流邊界層轉為穩定邊界層。在這兩個轉換期，濃度分布形態有很大的變化。圖 16 和圖 17 分別表示這兩個穩定度轉換期間的濃度分布變化。因為轉換期間，各種邊界層尺度變化很大，為了便於比較，所以沒有把圖中的變數無因次

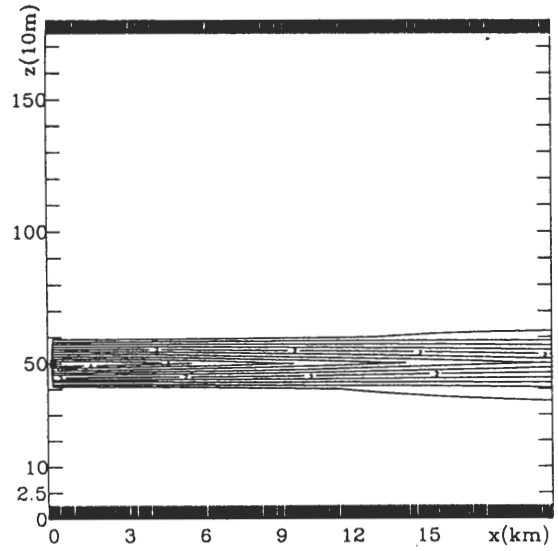


圖 14 Day-34，20時30分的無因次平均濃度C*分布，等值線由0至0.8，間格0.04。

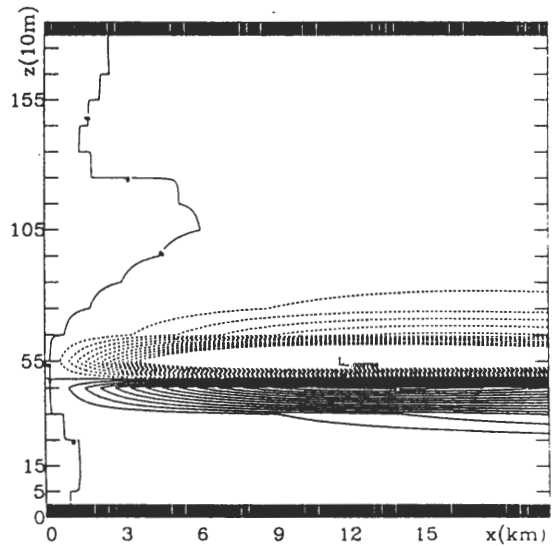


圖 15 同圖 14，但為濃度與溫度互變異數 $\overline{c'\theta'}$ 分布，等值線由-0.002至0.003，間格0.0002。

化。

1. 邊界層由穩定轉為不穩定時

圖 16a 至 16d 分別為 Day-34，10:30 至 12:00，每格 30 分鐘一次的濃度分布。雖然日出

後對流邊界層逐漸發展，但是在 10:30 時尚未發展至點源高度，所以污染物仍停留在高層(圖 16a)。在 11:00 時(圖 16b)對流邊界層發展至點源高度，強烈的對流混合作用，使上層的污染物向下擴散，形成煙煙現象。點源下游的煙流中心線，一方面向下擴展，在 $x=5\text{km}$ 地面附近形成

相對最大值；另一方面則在 400m 高度附近仍有高濃度舌存在。到了 11:30 以後(圖 16c 和 16d)，污染物分布的特性，和節(二)中對流邊界層內擴散特性相似，只是流邊界層頂的高度在 12:00 時比 11:30 時為高，所以在圖 16d 中污染物濃度線伸展得比圖 16c 略高。

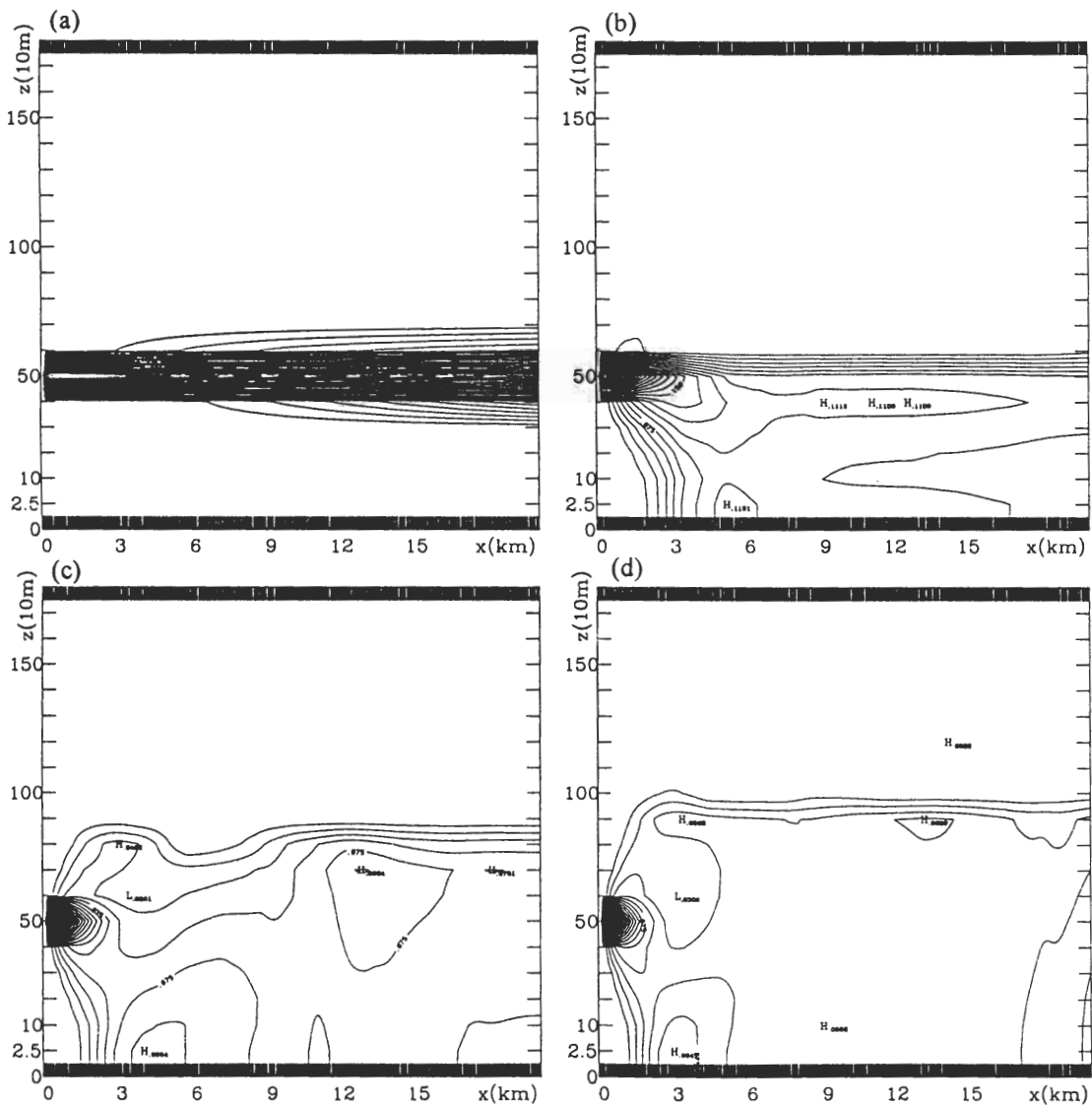
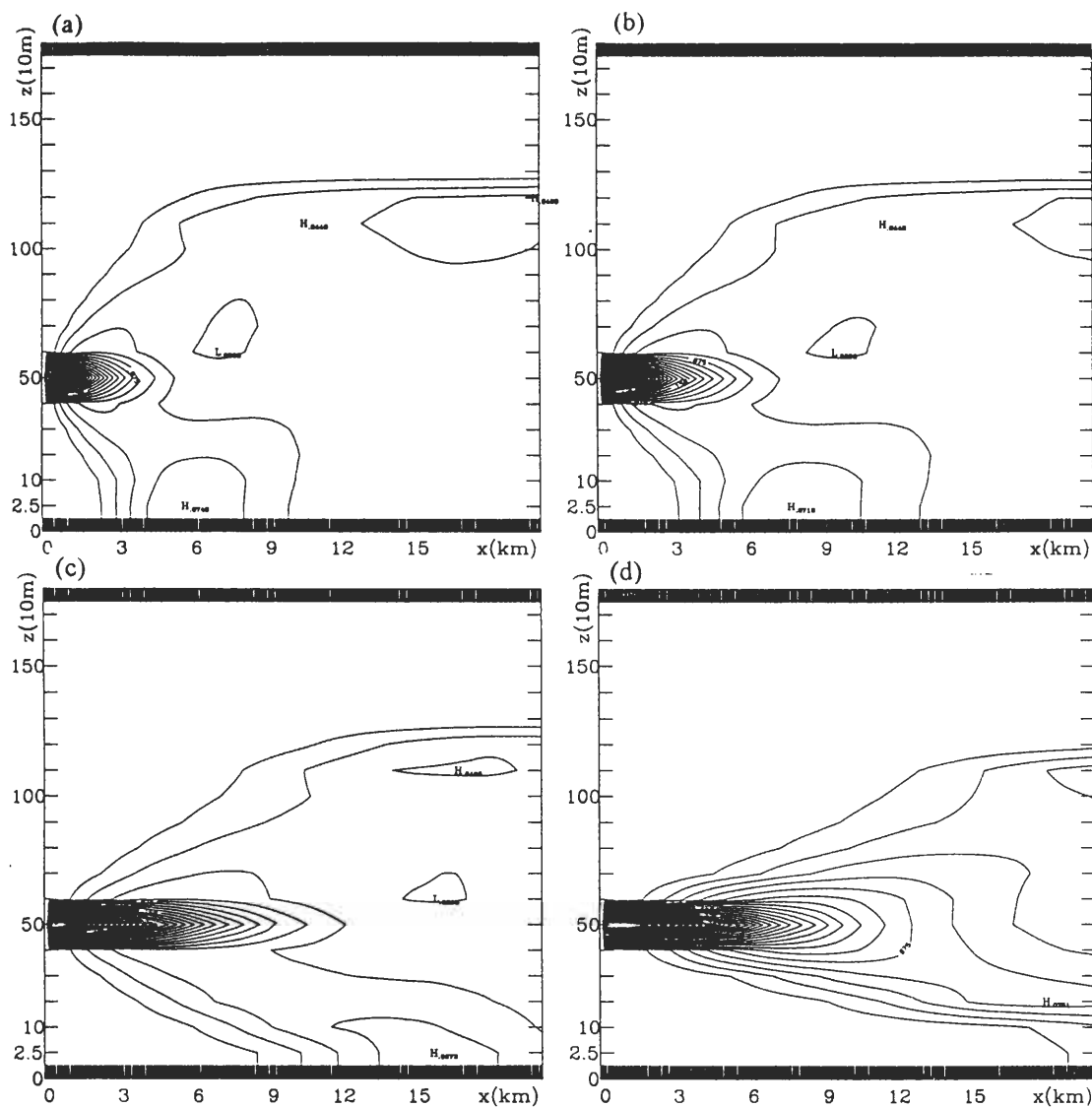


圖 16 Day-34, 10時30分至12時, 每格30分鐘一次的平均濃度(g m^{-2})分布: (a) 10時30分, (b) 11時, (c) 11時30分, (d) 12時。等值線由0至0.45, 間格0.015。

2. 邊界層由不穩定轉為穩定時

圖 17a 至 17f 分別為 Day-34, 16:30 至 19:00, 每格 30 分鐘一次的濃度分布。圖 17a 顯示在 16:30 時, 濃度場維持對流邊界層擴散的特性; 到了 17:00 時(圖 17b)接近日落時刻, 這時候對流邊界層逐漸減弱, 雖然濃度場外觀和 16:30 時相似, 但在點源附近污染物已有停留在高層傾向, 這時候近地面濃度中心已由前一時刻

(16:30)的 $x=6$ km(圖 17a), 往下游移動到 $x=8$ km(圖 17b), 到了 17:30 時已移到 $x=16$ km(圖 17c)。隨著日落以後近地面穩定邊界層逐漸成長, 殘差層的紊流減弱, 因此污染物離開點源以後, 雖然仍平流到下風處, 但垂直擴散變小, 逐漸被限制在點源的高度(495 m)附近, 這種趨勢繼續發展(圖 17d 和 17e)。到了 19:00 以後, 污染物濃度分布的特性已和節(三)中穩定邊界層內擴散特性相似。



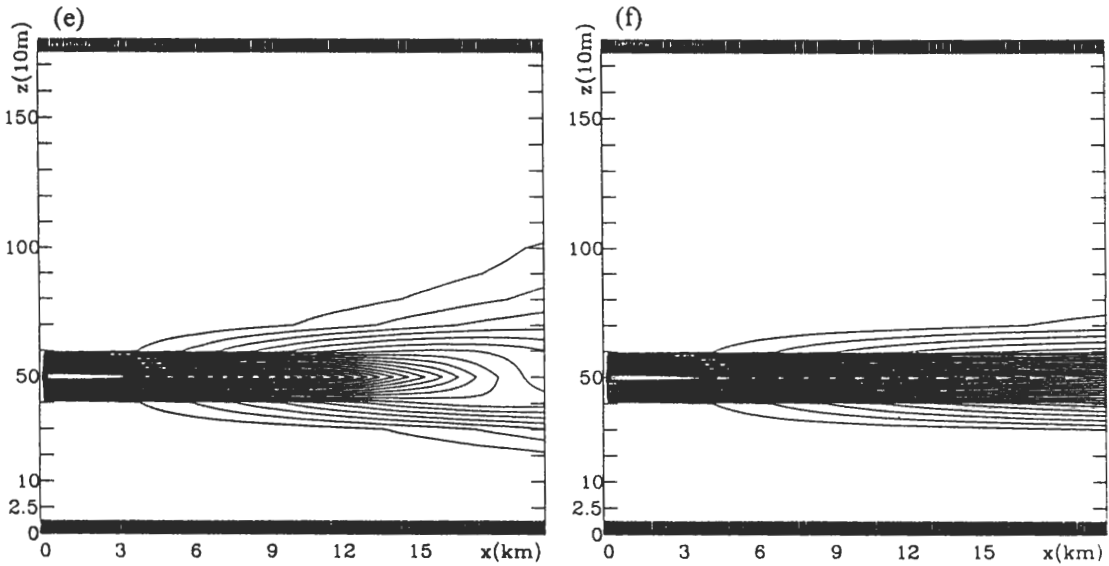


圖17 同圖16，但為Day-34，16時30分至19時：(a)16時30分，(b)17時，(c)17時30分，(d)18時，(e)18時30分，(f)19時。

(五) 定點污染物濃度的日變化

圖 18a 和 18b 分別為在下游 $x=2\text{km}$ (A 處) 和 10.5km (B 處) 兩處，污染物濃度的垂直分佈時間序列。圖 18a 顯示夜間因為穩定邊界層的層化限制，物染物都被限制在源點高度附近。雖然日出以後對流邊界逐漸發展，但是在 10:30 以前，對流邊界層尚未發展到點源高度，所以污染物仍留在高層(比較圖 16a)。等到對流邊界發展到源點高度以後(約 10:40)，污染物迅速下傳，造成煙煙現象。隨著時間增加，高濃度軸線在 10:30 左右，由源點高度附近向下移動，在 13:20 左右在地面形成一相對高濃度區，然後軸線再向上移；在地面相對高濃度區之上(約在 $z=400\text{m}$)，有一個相對低濃度中心。在白天隨著對流邊界層的演化，污染物向上擴散的高度增加，在 15:00 達到最高。其後，因為邊界層的對流強度慢慢減弱，在 16:40 以後逐漸受到影響，污染物垂直擴散範圍逐漸變窄(參考圖 17b)。18:00 之後，污染

物再度被侷限在點源放高度附近(參考圖 17d)，這種情況一直維持下去。

如果進一步察看圖 18a，可以發現在 Day-34 04:00 至 10:40 間的垂直擴散範圍比 Day-34，17:20 至 Day-35，04:00 間略小。這種現象在 B 處更為明顯(圖 18b)。這主要是在後一段時間 (Day-34，17:20 至 Day-35，04:00) 殘差層內紊流動能比前一段時間 (Day-34，04:00 至 10:40) 稍大所造成的(參考圖 6c)。

在下游 10.5 公里處(B 處) 污染物濃度的垂直分佈日變化(圖 18b)，外觀大致和 2 公里處 (圖 18a) 相似，但仍有一些差異。首先在殘差層內的垂直擴散，在 B 處遠比 A 處為大，尤其 Day-35，20:00 以後兩者的差異更為明顯。根據在節(三) 中討論的 Taylor 理論，後期煙流的擴散尺度和距離 x 的開方成正比，則在 B 處的擴散尺度應為 A 處的 2.3 倍 ($\sqrt{10.5/2} \cong 2.3$)。在 Day-34，04:00 至 10:40 B 處的垂直擴散範圍約為 400 公

則大都為正相關。浮力項對於濃度通量收支很重要，可以影響濃度通量的方向。

模擬結果也顯示，當白天邊界層發展至點源高度時，強烈的垂直混合作用，使累積在高層的污染物下傳，造成燻煙現象。在對流邊界層內，平均濃度分布和 Willis and Deardorff (1978,1981)實驗，以及 Sun(1989)數值模擬結果相似。煙流中心線先下降至地面，在地面形成相對高濃度區後，再反彈回高層，形成另一相對高值區。

由定點的污染物濃度的垂直分佈日變化可知，在較下游處殘差層內的垂直擴散，比近點源處為大，它們的擴散尺度比值符合 Taylor 的擴散理論。在穩定邊界層內的大氣擴散，由於缺少觀測數據，模擬結果無法進一步與觀測結果比較。

誌 謝

本文的大氣擴散模式由美國普度大學商文義教授提供，特此誌謝；並感謝審查者所提供寶貴的意見。本文的部分工作是在國科會研究計劃編號 NSC 87-2111-M-002-014-AP3 的支助下完成。

參考文獻

- André, J. C., G. DeMoor, P. Lacarrere, G. Therry and R. duVachat, 1978 : Modeling the 24 hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1861-1883.
- Blackadar, A. K., 1957: Boundary layer wind maxima and their significance for the growth of nocturnal inversion. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **38**, 283-290.
- Businger, J. A., 1973 : Turbulent transfer in the atmospheric surface layer. In *Workshop on Micrometeorology*, pp.67-100, Amer. Meteor. Soc.
- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Bradley, 1971 : Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181-189.
- Clark, R. H., D. G. Reid and A. J. Troup, 1971: The Wangara experiment: Boundary layer data. Tech. Paper 19. Div. Meteor. Phys., CSIRO, Australia
- Deardorff, J. W., and G. E. Willis, 1975 : A parameterization of diffusion into the mixed layer. *J. Appl. Meteor.*, **14**, 1451-1458.
- Degrazia, G. A. and O. L. L. Moraes, 1992 : A model for eddy diffusivity in a stable boundary layer. *Bound. Layer Meteor.*, **58**, 205-214.
- Donaldson, C. duP., 1973: Construction of a dynamic model of production of atmospheric turbulence and the dispersion of atmospheric pollutants. In *Workshop of Micrometeorology*, Edited by Haugen, Amer. Meteor. Soc., 313-392.
- Enger, L., 1983 : Numerical boundary layer modeling with application to diffusion. Part II : A higher order closure dispersion model. Dept. of Meteor., University of Uppsala, Sweden, Report No. 71.
- Henn, D. S. and R. I. Sykes, 1992: Large-eddy simulation of dispersion in the convective boundary layer. *Atmos. Envir.*, **26A**, 3145-3159.
- Lamb, R. G., 1978 : A numerical simulation of dispersion from an elevated point source in the convective planetary boundary layer. *Atmos. Envir.*, **12**, 1297-1304.
- Lamb, R. G., 1982 : Diffusion in the convective boundary layer. In *Atmospheric turbulence and air pollution modeling*. Edited by Nieuwstadt, F. T. M. and van Dop H., 159-229.

- Moninger, W. R., W. L. Eberhard, G. A. Briggs, R. A. Kropfli and J. C. Kaimal, 1983 : Simultaneous radar and lidar observations of plumes from continuous point source. *Preprints 21st Conf. on Radar Meteorology*, Edmonton, Amer. Meteor. Soc., 246-250.
- Nieuwstadt, F. T. M. and A. P. van Ulden, 1978 : A numerical study on the vertical dispersion of passive contaminants from a continuous source in the atmospheric surface layer. *Atmos. Envir.*, **12**, 2119-2124.
- Nieuwstadt, F. T. M. and J. P. J. de Valk, 1987: A large-eddy simulation of buoyant and non-buoyant plume dispersion in the atmospheric boundary layer. *Atmos. Envir.*, **21**, 2573-2587.
- Pasquill, F. and F. B. Smith, 1983: *Atmospheric diffusion*. Ellis Horwood Limited, 437pp.
- Pleune, R., 1990 : Vertical diffusion in the stable atmosphere. *Atmos. Envir.*, **24**, 2547-2555.
- Stull, R. B., 1989: *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer Academic Pub., 666pp.
- Sun, W. Y., 1993: Numerical simulation of a planetary boundary layer: Part I. Cloud-free case. *Atmos. Phy.*, **66**, 3-16.
- Sun, W. Y., 1989 : Numerical study of dispersion in the convective boundary layer. *Atmos. Envir.*, **23**, 1205-1217.
- Sun, W. Y. and C. Z. Chang, 1986 : Diffusion model for a convective layer. Part II : Plume released from a continuous point source. *J. Clim. Appl. Meteor.*, **25**, 1454-1463.
- Thompson N., 1965 : Short-range vertical diffusion in stable conditions. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **91**, 175-183..
- Venkatram, A., 1982 : A semi-empirical method to compute concentrations associated with surface releases in the stable boundary layer. *Atmos. Envir.*, **16**, 245-248.
- Willis, G. E. and J. W. Deardorff, 1978 : A laboratory study of dispersion from an elevated source within a modeled convective planetary boundary layer. *Atmos. Envir.*, **12**, 1305-1311.
- Willis, G. E. and J. W. Deardorff, 1981 : A laboratory study of dispersion from a source in the middle of the convectively mixed layer. *Atmos. Envir.*, **15**, 109-117.
- Wu, C. C. and W. Y. Sun, 1990 : Diurnal oscillation of convective boundary layer. Part 1 : Cloud-free atmosphere. *TAO*, **1**, 23-43.
- Yamada, T., and G. L. Mellor, 1975: A simulation of Wangara atmospheric boundary layer data. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 2309-2329.

Diurnal Variation of Dispersion in the Atmospheric Boundary Layer

Ching-Chi Wu Chih-Hung Wu

Department of Atmospheric Sciences, National Taiwan University

(Manuscript received 9 April 1998 · in final form 19 August 1998)

ABSTRACT

A two-dimensional diffusion model is used to study the dispersion in the atmospheric boundary layer. This model includes three prognostic variables, which are the concentration, the concentration flux, and the covariance of temperature and concentration. A boundary layer model provides the environmental background, including the virtual potential temperature, the wind, and the turbulent kinetic energy.

During the day, the plume concentration centerline descends, firstly, and intercepts the ground. Then, it rebounds to the mixed layer. But at the night, the pollutant is confined in the residual layer and rarely disperses down to the ground. At sunrise in the next day, the surface heating due to solar radiation erodes the nocturnal surface inversion layer. Therefore the mixed layer grows again. As soon as the mixed layer develops to the height of the elevated plume from the previous night, the pollutants are mixed down to the ground immediately. This process is call fumigation. This diffusion model simulates the fumigation process well.

Key words : Atmospheric boundary layer, Diffusion, Flux,