

大氣邊界層

陶家瑞 陳樂 廖湧本

摘要

大氣裡大部份的動態與熱能是在大氣邊界層裡進行交換之工作，然而這些交互作用甚為複雜，使得大氣邊界層在理論上與觀測上均倍為困難，迄今仍停滯於半經驗 (Semi-experience) 階段。就運動學上之觀點，大氣邊界層可分為三層：(一)近地面層 (Surface Layer)——摩擦力不隨高度而改變，高度從幾公尺至幾十公尺，(二)Ekman 層或過渡層 (Transition Layer)——此層內空氣之運動決定於氣壓梯度力、地面摩擦力、與科氏力三力之平衡，高度從近地面層頂至 1000 m 左右，(三)在 Ekman 層以上即屬於自由大氣 (Free Atmosphere)，空氣之運動由地轉平衡所控制。本文僅就常見之 Ekman(1905) 簡單模式與 Estoque(1963) 之改良數值模幫之結果做一比較，其中資料為 Summer MONEX(1979) 在東部阿拉伯海飛機觀測資料。一般而言，Estoque 之數值模式結果較 Ekman 模式在 U 分量上為佳，當然主要因為 Ekman 之假設過於簡單，Estoque 模式較接近真實大氣，然而從此二模式之結果可發現兩個事實：(一)邊界層內之渦動黏滯係數 (Km) 之垂直分佈，非為一常數，它們的變化與當地之地表性質、空氣密度及風速之大小均在密切之關係。

一、概述

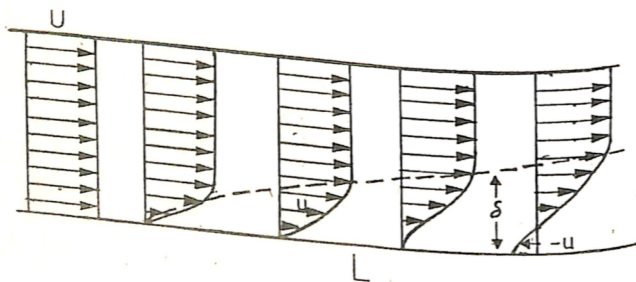
大氣邊界層之問題興起於本世紀初，如 Boussinesq(1903)、Prandtl(1904) 等人指出在近邊界層裡流體之黏滯力 (Viscous forces) 扮演著重要的角色。在此同時 Ekman(1904) 提出在邊界層中氣壓梯度力、科氏力 (Coriolis force) 與黏滯力等之平衡關係。由於近邊界層裡影響流體運動的因素很多，而觀測儀器之靈敏度不足，阻礙了大氣邊界之發展，迄今仍然有一些參數得自於實驗的統計 (亦即取自參數化) 結果。

大氣裡有一半或一半以上的機械能消耗在邊界層裡；同時邊界層會影響大氣的熱力結構；大氣裡的水汽透過蒸發作用穿越邊界層逸入大氣上層；可感熱在邊界層裡的傳播亦是非常重要的。由以上各種因素看來，大氣邊界層在整個大氣裡扮演著一個重要的角色，但是，其內部與環境大氣及地表之間的交互作用却是非常的複雜，亦就由於其過於複雜

，致使理論與觀測均極為困難。

二、大氣邊界層之概念

大氣邊界層之理論源於流體力學中之流體與物體之那因有摩擦力之存在，故在運動時，會有流體之邊界處有一層流體之流速因受摩擦力之影響而減速，此一薄層即稱之為邊界層 (如圖一)。



圖一 大氣邊界層示意圖

(1) 邊界層之厚度估計

邊界層之厚度在流體力學中定義是指被減速流體速度達到未減速流體之 99% 時之高度，即為邊界層之高度 (δ)。但在氣象上，無法明確的測量速度之分界，故亦只能從因次分析上來估計大氣邊界層大致之高度。

假設在 ABL 內力之大小約等於黏滯力 (或摩擦力之大小，其可表示如下式：

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} \approx \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1)$$

式中 u 為東西向風速， x 、 y 表平面之座標， μ 為動力黏滯係數 (Dynamic Viscosity Coefficient)

ρ 為流體之密度，

式(1)若以因次表示可寫成下式：

$$\rho \frac{U^2}{L} \approx \mu \frac{U}{\delta^2} \quad (2)$$

式中 L 表示平板之長度，

U 表示平均流體速度 (特性速度)

δ 表示邊界層之厚度

由(2)式可估計出邊界層之厚度等於

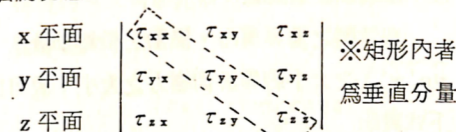
$$\delta^2 \approx \frac{\mu L}{\rho U} \quad \text{或} \quad \frac{\nu L}{U} \quad (3)$$

$\therefore \nu (= \frac{\mu}{\rho})$ 為運動學黏滯係數 (Kinematic Viscosity coefficient)， μ 之單位為 $[\frac{NS}{m^2}]$ 或 $[Pa \cdot s]$ 而 ν 之單位為 $[\frac{m^2}{s}]$ 。在 20°C 時， $\nu_{water} \approx 1.01 \times 10^{-6} m^2/s$ ，而 $\nu_{air} \approx 14.8 \times 10^{-6} (m^2/s)$ 。

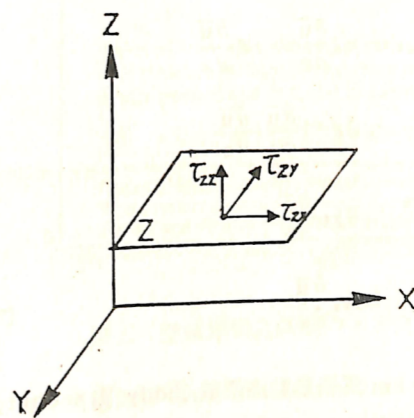
如將此觀念應用於氣象上，假設 $\nu = 50 m^2/s$ ， $L = 500 km$ ， $U = 10 m/s$ 時，大氣邊界層之厚度為 50m，此值與實際之觀測頗為符合。由此亦可看出，大氣邊界層之厚度與風速、摩擦力及經過之長度大小有着密切的關係。

(2) Reynold Stress (τ)

對於一理想的流體內通常假設其為不可壓縮 (incompressible) 和無摩擦力存在，亦即指當流體運動時無切應力 (Shearing Stress)，僅有垂直應力 (Normal Stress)。但是實際的流體由於分子間的吸引力，使得運動流體與物體之間會產生切應力。因此真實的流體內 Reynold 應力有 9 個分量，其中有 6 個為切應力，3 個為垂直應力：



各各應力之相關位置如下圖(2)所示：



圖二 Reynold 應力各相關位置示意圖

此稱為應力張量 (stress tensor)，其相對應之張量大小相等，故是為對稱型 (即 $\tau_{xy} = \tau_{yx}$ ， $\tau_{xz} = \tau_{zx}$ ， $\tau_{yz} = \tau_{zy}$)。在氣象上，吾人只考慮垂直之應力，切應力不予考慮，此為簡化問題。

(3) 混合長度原理 (Mixing Length Theory)

Prandtl(1932) 首先提出混合長度之原理，用以將小尺度之擾動予以參數化，他認為小尺度渦動之動量傳播可以用大尺度之平均氣流來予以表示。他認為吾人所觀測到的氣象因子，可以分為兩個量 (平均量和擾動量)，以風速而言：

$$u = \bar{u} + u', \quad v = \bar{v} + v', \quad w = \bar{w} + w' \quad (4)$$

式中 \bar{u} 、 \bar{v} 、 \bar{w} 表示其測站上之時間上風速平

均量而 u' 、 v' 、 w' 則表示某時間上之擾動差異量 (參閱 Holton 第五章)。有了此種關係之後，風速擾動量可以用下列式表示：

$$u' \approx \ell \frac{\partial u}{\partial z}, v' \approx \ell \frac{\partial v}{\partial z}, w' \approx \ell \frac{\partial w}{\partial z} \quad (5)$$

由於擾動在數量級之大小上 $u' \approx v' \approx w'$ ，故一般均以 u' 表示之。

在流體之邊界層內，擾動之平均動量 ($\overline{\rho u' w'}$) 之大小約等於切應力之大小，故可以下式表示

$$\tau_{zx} \sim \overline{\rho u' w'}, \tau_{zy} \sim \overline{\rho v' w'} \quad (6)$$

$$\therefore \tau_{zx} \approx \rho \ell \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \cdot \ell \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

$$= \partial \ell^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

$$= \partial km \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

$$= A_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (7)$$

式中 km 為渦動黏滯係數 (Eddy Viscosity Coefficient)

A_z 為渦動交換係數 (Eddy exchange coefficient 或 Austausch coefficients)。

(4) 如何求得混合長度 (ℓ)

混合特性長度 (ℓ) 為一參數化之數值，其值之大小實為我們在進行數值之模擬時，造成很大的困擾。而混合長度之值與渦動交換係數之大小有着密切的關係。Prandtl (1932) 提出 km 之值可以下式表示：

$$km = \ell^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (8)$$

其中 ℓ 之值根據經驗結果， ℓ 隨高度之變化，可分成兩個考慮：

(i) 在近地層， ℓ 隨高度呈線性變化：

$\ell = k_0 (Z + Z_0)$ ， k_0 ：von Karman 常數，其值約為 0.4， Z_0 為地面粗糙度 (Roughness)。

(ii) 在高層， ℓ 隨高度減小 (Rossby, 1935)。此外尚有其他學者提出 ℓ 之表示如下：

(a) Blackadar (1962)
$$\ell = \frac{k_0 (Z + Z_0)}{\ell + \frac{k_0 (Z + Z_0)}{\lambda}}$$

(b) Ohmstede 和 Appleby (1964)
$$\ell = \lambda \left[1 - e^{-\frac{k_0 (Z + Z_0)}{\lambda}} \right]$$

(c) Lettau (1962)
$$\ell = \frac{k_0 (Z + Z_0)}{1 + \left(\frac{Z}{Z_m} \right)^{5/4}}$$

式中之 λ 為混合長度之最大值 ($\lambda = \frac{27 Vg \times 10^{-5}}{f}$)， Z_m 為混合長度達最大值時之高度 ($Z_m = \frac{736 u_* \times 10^{-4}}{f}$)， u_* 為摩擦速度 ($u_*^2 = \frac{\tau_z}{\rho}$)，典型之摩擦速度約為 0.3 ms^{-1} ，在以上三個公式中，當 Z 值小時 $\ell = k_0 (Z + Z_0)$ ，當 Z 值增大時 ℓ 接近 λ ，而 Lettau 的值是 ℓ 在最大值時之高度 Z_m ，在 Z_m 以上其減小之程度隨 $Z^{-1/4}$ 減小。因此 ℓ 之值與其外在之參數 Vg 、 f 、 Z_0 有關。

由於 ℓ 與 km 之垂直分佈有直接的關係，因此知 km 在邊界層之垂直分佈並非線性之分佈，此外地面之粗糙度，對於 km 之垂直分佈亦有影響。圖三顯示不同地面粗糙度所造成之 km 不同垂直分佈。

除以上三者所提出之結果外，O'Brien (1970) 提出 km 的 3 次多項式之垂直分佈如下式：

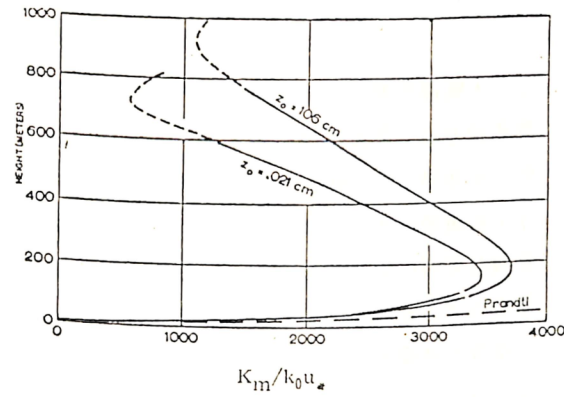
$$k_{mi} = \left(\frac{Z-H}{h-H} \right) \left[k_{mh} - k_{mi} + (Z-h) \left(\frac{k_{mh}}{h} - \frac{2(k_{mh} - k_{mi})}{H-h} \right) \right] + k_{mi} \quad (9)$$

式中 H 為邊界層頂

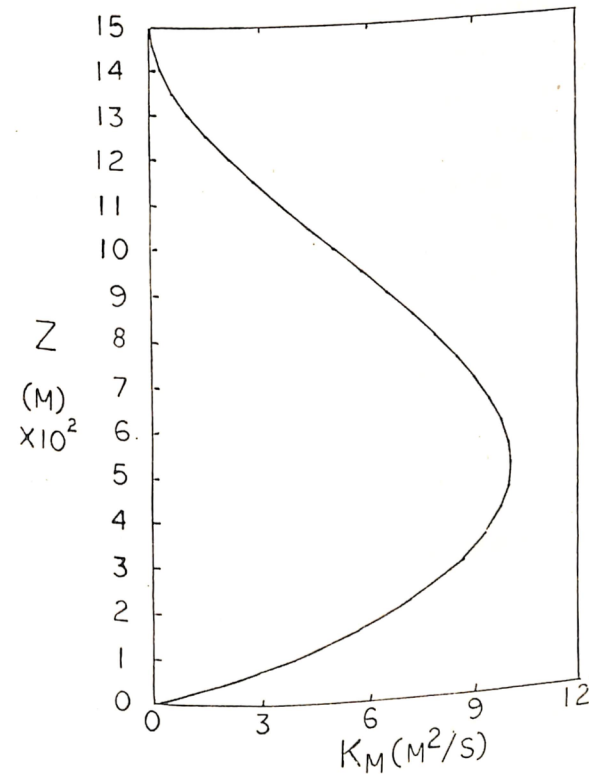
h 為邊界層內任意高度

i 表邊界層內任意層

此式中不涉及地面粗糙度之問題，純為一經驗公式，而其最大值約在 $1/3$ 邊界層之高度處 (圖四)



圖三 $km / (k_0 u_*)$ 隨風場之垂直向分佈

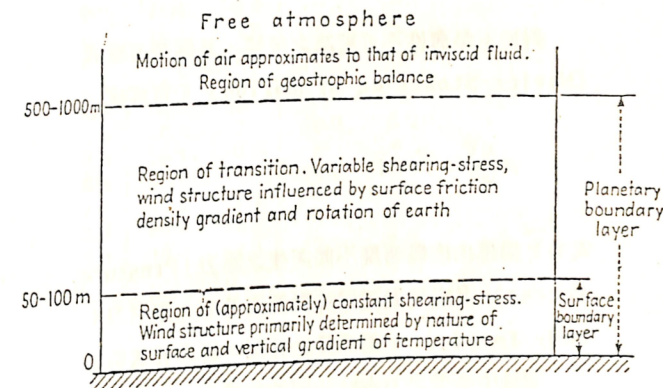


圖四 O'Brien's 之 km 垂直分佈
最大值約在 $1/3$ 邊界層處

三、大氣邊界層之結構

在綜觀尺度上，為了簡化方程式，將大氣假設

為不可壓縮、無摩擦力及恒穩狀態之流體。但在中、小尺度時，地面與大氣動量之交換，變得格外重要，因此不能再忽略邊界層內之摩擦力。由於摩擦力之影響，機械擾動愈近地面愈大，然後隨著高度之增加迅速減小。空氣中的水汽動量亦就是靠此種擾動向上傳播，故穩定的空氣，水汽動量向上傳播量小；反之，水汽動量向上傳播量亦大。亦就因此種特性，大氣邊界層可分為三層 (如圖五)，其特性分述如下：



圖五 空氣運動之區域內，力之平衡關係

(1) 近地面層 (Surface layer)：

此層之高度為接近地面之一層空氣，其高度小於 100m，在此一層內之水平向之摩擦力幾乎不隨高度之改變而減小 ($< 10\%$)，亦即摩擦力在此層內為一常數，而風速之垂直分佈則決定於大尺度之氣壓梯度與地表之特性，一般而言，近地面層之風速剖面可寫成

$$u = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{Z}{Z_0} \right) \quad (10)$$

雖然在導出此式時，有許多之假設，但一般而論，尚能符合近地面層之觀測值，中性時地轉風與地面風之間的角度相交約 30° ，而且其變化亦相當的大。

(2) 過渡層 (Transition layer)

此層又可稱之為 Ekman 層 (Ekman layer)，其範圍從近地面層頂向上至約 1000m 處，在此層內空氣運動乃是經由三個力所影響：氣壓梯度力、科氏力 (Coriolis force)、摩擦力 (friction)

onal force)。此層內，摩擦力不再隨高度保持不變，而是隨高度之增加迅速的減小，最後到邊界層頂為最小。Ekman 假設 k_m 隨高度不變，此處實際大氣之摩擦力之變化頗有出入，關於此點，容後再討論。

(3) 自由大氣層 (Free Atmosphere)

過渡層頂以上，即為自由大氣層，在此層內已不再在摩擦力存在，其氣流之運動與地轉平衡一致。

四、大氣邊界層之模式

對於有黏滯性不可壓縮之流體，其運動方程式 (Navier-Stokes eq of motion)，可寫成

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{P} + \vec{F} \quad (11)$$

式中 \vec{P} 為經由流體密度不同產生之壓力 (Pressure forces)， \vec{F} 為運動流體塊對環境造成之作用力 (Body forces)， \vec{v} 為流體之速度。應用於氣象之上，空氣中所受之力有分子間的黏滯力、氣壓梯度力、摩擦力及科氏力，則(11)式可寫成下式：

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \mu \nabla^2 \vec{v} - \nabla \bar{P} + \vec{F}$$

Inertial viscous 氣壓梯 摩擦力
terms forces 度力

(12)

重力 (Gravity)、科氏力、離心力等均屬於 \vec{F} (Body forces)，而摩擦力、壓力、氣壓梯度力等均屬於 \vec{P} (Pressure forces)，若將(12)式展開，可寫成下式：

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} + x \quad (13)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial y} + y \quad (14)$$

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} + z \quad (15)$$

大氣邊界層之模式依其目的之不同可分為許多種方法；如僅考慮近地面層時，我們可以用近地面層方法 (Surface-Layer methods)，在處理時不考慮科氏力加速度項；如考慮整個邊界層則需利用 K-Theory 模式，將渦動黏滯力予以參數化，此時則需考慮科氏力、氣壓梯度力及摩擦力等之平衡，而基本上均以 Navier-Stokes 方程為主，在此僅述及以 Ekman (1905) 方程為主之 K-Theory 模式。

(1) Ekman 模式 (1905)

Ekman 假設大氣是在水平恒穩狀態 (steady state) 下則其加速度 ($\frac{d\vec{v}}{dt}$) 很小，足以忽略不計，另在整個大氣邊界層內的密度 (ρ)、渦動黏滯力 (k_m)、氣壓梯度力等均為一致；經由此假設後，Navier-Stokes 運動方程可寫成下式：

$$-f v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\tau_{zx}}{\rho} \right) \quad (16)$$

$$f u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\tau_{zy}}{\rho} \right) \quad (17)$$

式中氣壓梯度力可以地轉風公式代替：

$$u_g = -\frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad v_g = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (18)$$

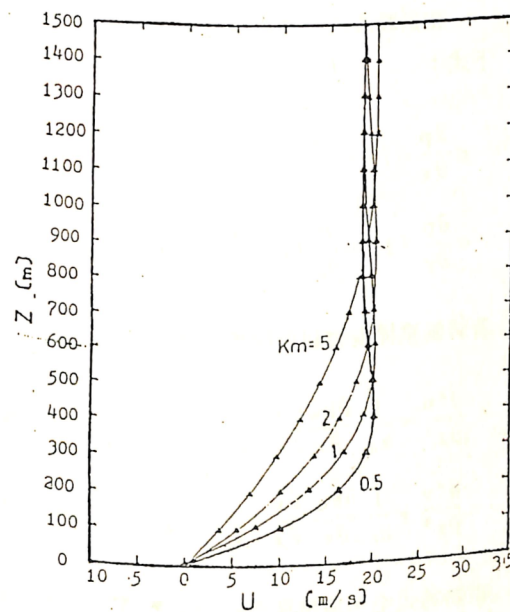
(18)式代入(16)(17)式，則 Ekman 方程式可寫成下式：

$$k_m \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + f(v - v_g) = 0 \quad (19)$$

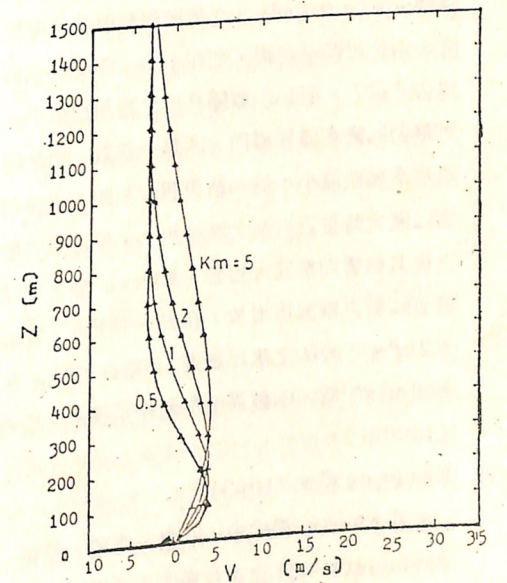
$$k_m \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - f(u - u_g) = 0 \quad (20)$$

表一 由 Ekman 方程估量之 u、v 值以不同 K 值 ($M^2 S^{-1}$) 分列如表，“De” 表示厚度 (m)，實際觀測之 u、v 亦列於表中右方。

| Z (m) | K=0.5 | | K=1.0 | | K=2.0 | | K=5.0 | | Observed | |
|--------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|----------|---------|
| | u (m/s) | v (m/s) | u (m/s) | v (m/s) | u (m/s) | v (m/s) | u (m/s) | v (m/s) | u (m/s) | v (m/s) |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | -- | -- |
| 50 | 5.4 | 3.0 | 3.9 | 2.3 | 2.8 | 1.8 | 2.8 | 2.8 | -- | -- |
| 100 | 10.0 | 4.1 | 7.4 | 3.6 | 5.4 | 3.0 | 3.5 | 2.1 | 5.0 | 3.0 |
| 200 | 16.3 | 3.1 | 13.1 | 4.0 | 10.0 | 4.1 | 6.7 | 3.4 | -- | -- |
| 300 | 19.2 | 0.8 | 16.8 | 2.9 | 13.6 | 3.9 | 9.6 | 4.0 | -- | -- |
| 400 | 20.1 | -1.3 | 18.9 | 1.2 | 16.3 | 3.1 | 12.0 | 4.1 | 11.0 | 7.0 |
| 500 | 19.9 | -2.6 | 19.8 | -0.4 | 18.1 | 2.0 | 14.1 | -3.9 | -- | -- |
| 600 | 19.4 | -3.2 | 20.1 | -1.6 | 19.2 | 0.8 | 15.8 | 3.3 | -- | -- |
| 700 | 18.9 | -3.3 | 19.9 | -2.5 | 19.8 | -0.3 | 17.2 | 2.7 | 15.0 | 5.0 |
| 800 | 18.7 | -3.3 | 19.5 | -3.0 | 20.1 | -1.4 | 18.2 | 1.9 | -- | -- |
| 900 | 18.6 | -3.2 | 19.2 | -3.2 | 20.0 | -2.0 | 19.2 | 1.2 | -- | -- |
| 1000 | 18.5 | -3.1 | 18.9 | -3.3 | 19.9 | -2.6 | 19.5 | 0.4 | 18.0 | 3.0 |
| 1100 | 18.5 | -3.0 | 18.8 | -3.3 | 19.2 | -2.9 | 19.1 | -0.3 | -- | -- |
| 1200 | 18.6 | -3.0 | 18.7 | -3.3 | 19.1 | -3.2 | 20.0 | -0.9 | 22.0 | 1.0 |
| 1300 | 18.6 | -3.0 | 18.6 | -3.2 | 19.1 | -3.3 | 20.1 | -1.4 | -- | -- |
| 1400 | 18.8 | -3.0 | 18.6 | -3.1 | 18.9 | -3.3 | 20.0 | -1.9 | 17.5 | -3.0 |
| 1500 | 18.8 | -3.0 | 18.6 | -3.0 | 18.8 | -3.3 | 20.0 | -2.3 | -- | -- |
| De (m) | 595.5 | | 842.2 | | 1191.0 | | 1883.3 | | | |



圖六 Ekman 模式中的 u 分布



圖七 Ekman 模式中 v 分布

(19)(20)式即為吾人常稱之 Ekman Equations, 式中 $k_m = \frac{\tau_{zx}}{\rho}$ 或 $\frac{\tau_{zy}}{\rho}$ 。為解 Ekman 方程式, 必須有邊界條件, 假設:

- (i) 在地面 $Z = 0$ 時, $u = 0, v = 0$
(ii) 在邊界層頂 $Z = H$ 時, $u = u_g, v = v_g$
如此可解得其解為:

u = u_g - u_g e^{-rz} cos(rz) - v_g e^{-rz} sin(rz)
v = v_g - v_g e^{-rz} cos(rz) - u_g e^{-rz} sin(rz)

式中 $r = (f/2k)^{1/2}$ 。Ekman 層 (Ekman layer) 之高度為 $D_e = \frac{\pi}{r}$ 。表 1 為 Ekman 模式在不同渦動黏滯係數下風速之變化, 表中資料為 1979 年在阿拉伯海所進行之季風實驗資料 (Summer MONEX, 1979), 觀測資料為觀測飛機在從 4000m 下降時各高度上所觀測之值, 表中模式結果與觀測之結果相比較, 發現當 $k_m = 2 m^2 s^{-1}$ 時, 在 100m 處, 模式之結果與觀測之結果非常相近, 而在接近邊界層頂時, $k_m = 0.5 m^2 s^{-1}$ 之值與觀測值又再度接近, 由此可得一結果, 即在 100m 時 k_m 值約為 $2 m^2 s^{-1}$, 而 k_m 值隨高度之增加而減小, 可證明 k_m 值在邊界層內, 非為一常數, 而是隨高度增加而減小; 另一結果圖六及圖七中得到當 k_m 愈大時接近地面之風速愈小, 而達某高度之後其影響即無甚大影響。Ekman 層之厚度隨着 k_m 值之增加而增加, 在表一中所示, 當 $k_m = 2 m^2 s^{-1}$ 時 D_e 之值已超過 1000m, 當 $k_m = 5.0 m^2 s^{-1}$ 時, D_e 值甚至於超越了模式之高度 (1500m)。

(2) Estoque 模式 (1963)

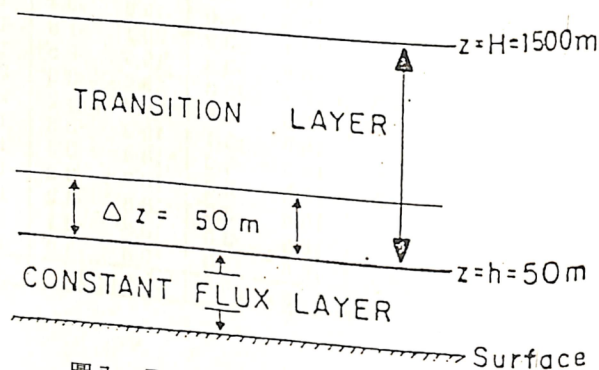
在 Ekman 模式中, k_m 為一常數, 但在 Estoque (1963) 之數值模式中考慮 k_m 隨高度而變化, 其原始之模式中, 因在求 k_m 時亦牽涉到地面粗糙度之問題, 因此在本文之 Estoque 模式中的 k_m , 採用 O'Brien's (1970) 之 3 次多項式之結果 (如 (9) 式), 本模式中之假設:

- (i) 在恒穩狀態下,

- (ii) 無平流作用存在。

經由此兩假設後, 大氣邊界層可分成兩層:

- (一) 等通量層 (Constant flux layer) 或稱近地面層, 此層內之各種通量由地表傳播至大氣中幾乎不隨高度而改變, 其高度約由地面起至 50m 之高度 (h), (二) 過渡層, 此層內, 其力之平衡與 Ekman 層內相同, 由氣壓梯度力、科氏力及摩擦力相平衡, 數值模式之圖形如下:



圖八 Estoque's 模式之圖形

在過渡層內, 邊界層內之控制方程可寫成下式:

-alpha * dp/dx + fv + d/dz (k_m * du/dz) = 0

-alpha * dp/dy - fu + d/dz (k_m * dv/dz) = 0

若將氣壓梯度力以地轉風代替, 可得下式:

d^2u/dz^2 + 1/k_m * d k_m/dz * du/dz + f/k_m * (v - v_g) = 0

d^2v/dz^2 + 1/k_m * d k_m/dz * dv/dz + f/k_m * (u_g - u) = 0

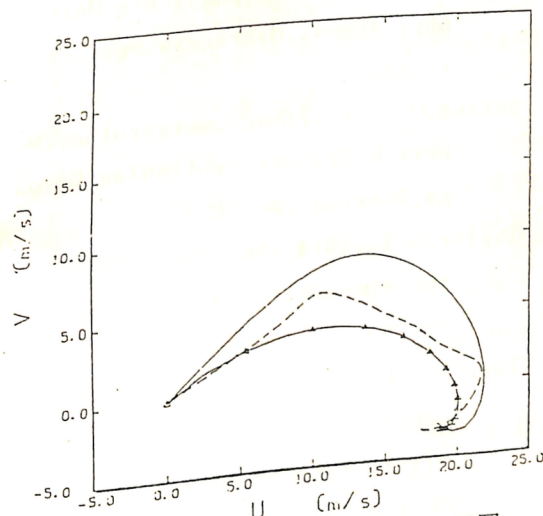
在 (25)(26) 式中, 地轉風與 k_m 均允許隨高度而變化, 而可以用弛張法 (Relaxation method) 解得各層之風速, 其邊界條件如下:

- (i) 在地面 z = 0 時, u = 0, v = 0, k_m = 0
(ii) 在邊界層頂 z = H 時, u = u_g, v = v_g

, k_m = 0.1(k_m)_h
在處理 SUMMER MONEX (1979 年 6 月 20 日) 在阿拉伯海上觀測飛機 Electra 在 11°N, 70°E 附近所觀測之資料與模式之結果相比較, 模式中 k_m 值在近地面層之值用 1 m^2 s^-1, 故在 100m 時其值約為 2 m^2 s^-1 (參閱圖四)。弛張法之風速容忍值 (Tolerance value) 為 0.3 m s^-1。其在同一觀測點之資料用不同模式所得之結果與實際飛機觀測資料相比較之結果如表二及圖九。

表二 不同 Ekman 模式計算出風速值與實際觀測比較表

Table with 7 columns: Z (m), u (m/s), v (m/s) for Generalized Ekman, u (m/s), v (m/s) for Estoque's model, and u (m/s), v (m/s) for Observed winds at Electra S.



圖九 不同 Ekman 模式計算風速風徑圖。三角形為一般 Ekman 模式實線為 Estoque 模式, 虛線為實測值

(3) 結果

從圖九中各種模式結果與觀測資料相比較得知, Ekman 模式在低層邊界層處與實際風場較符合, 亦表示在低邊界層裡的 k_m 為一常數, 但在較高之邊界層由於 k_m 值之隨高度迅速減小, 使得風速偏離, 一般而言, Ekman 的模式均低估風速, 主要由於大氣之邊界層裡, 氣壓梯度及摩擦力均非為一常數, 它們乃隨高度之增加而遞減, 但目前仍然不完全了解。

Estoque 模式中, 一般而言均高估風速, 其原因為採用了 O'Brien (1970) 的 k_m 之垂直分佈, 在邊界層之上層因 k_m 之值減小, 且實際風與地轉風接近, 故在上層之風與實際接近, 而中、低層之風則偏於高估之現象, 尤其在 V 之分量上, 在 u 分量上相差在 2 m/s 以內, 但在 v 分量上最大相差 4.1 m/s 在 100 m 處, 此種現象除了受 k_m 之影響外, 尚受到東西向氣壓梯度 (dp/dx) 之影響, 即 dp/dx 之值偏大, 致使南一北風之分速偏高, 此一現象主要是在 MONEX (1979 年 6 月 20 日) 觀測期間, 由南半球北上之氣流經阿拉伯海到印度時受地形之影響, 使得東一西向氣壓梯度增加, 整體來看, 除了 v 分量之估計過高外, Estoque 模式之結果較 Ekman 之結果為好。由兩模式之結果亦可了解到, 邊界層內之 k_m 與氣壓梯度力隨高度之變化, 非為一常數。

四、結 論

在大氣邊界層之底層, 由於摩擦力之影響, 使得氣流之運動偏離地轉平衡, 而造成它們穿越等壓線, 此種現象在大氣動力學裡非常重要; 此外, 邊界層裡之交互作用, 使得各氣團直接或間接的改變其渦度。一個理論模式若不包含有邊界層之效應, 不能算是一個完整的模式, 更不可能做準確的預報。本文中所談僅為根據理論之運動學之觀點來討論大氣邊界層裡的一些現象, 除此之外, 邊界層內之熱力效應之影響亦至鉅, 邊界層對於氣候亦有影響。亦就因為邊界層之重要, 許多氣象學者致力於邊界層之研究, 但是邊界層之研究却是十分困難的,

不僅是觀念、理論上困難，在觀測上仍然是很困難，因此目前理論上仍停滯在半經驗之狀態下，此正有待於我輩們共同努力。

參 考 資 料

- Belt, L., 1984: A diagnostic approach to obtaining planetary boundary layer wind using satellite-derived thermal data. ph.D. dissertation, Saint Louis University. 153 pp.
- Blackadar, A.K., 1962: The Vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.* 67, 3095-3102.
- Deardroff, J.W., 1972: Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 11, 91-115.
- Deardroff, J.W., 1974: Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. *Bound. Layer Meteor.*, 7, 199-226.
- Ekman, V.W., 1905: On the influence of the Earth's rotation on Ocean currents *Arkiv. Math. Astrof. Fysik.*, 2, 11.
- Estoque, A., 1963: A numerical model of the atmospheric boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 68, 1103-1113.
- Haugen, A., 1973: Workshop on micrometeorology. AMS, Boston, 217 pp.
- Holton, R., 1979: A introduction to dynamic meteorology. Academic Press., New York, 319 pp.
- Krishnamurti, T. N., V. Wong, H.L. Pan, R. Pasch, J. Molinari and P. Ardenuy, 1982: A three-dimensional planetary boundary layer model for Somali Jet. *J. Atmos. Sci.*, 40, 894-908.
- Malkus, J.S., 1962: Large scale interactions; The Sea, Vol. 1, New York, Interscience, Press. 88-294.
- 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.
- Prandtl, L., 1932: Meteorologische Anwendung der Stromungslehre. *Beitr. Phys. Atmos.*, Bierkness. Festschrift, 188.
- Sutton, O.G., 1977: Micrometeorology. Robert E. Krieger Publishing Company, Florida., 86 pp.
- Taylor, G.I., 1914: The eddy motion in the atmosphere. *Phil. Trans. Roy. Soc. A.*
- Tao, Chia-Rei, 1985: The Various marine boundary layers-barotropic, baroclinic, recovered and suppressed. Master thesis, Saint Louis University.