

海洋大氣邊界層和海洋上層混合層 一維偶合模式研究

吳清吉 賈新興
國立台灣大學大氣科學系

(中華民國八十一年九月二十日收稿；中華民國八十一年十一月二十七日定稿)

摘 要

本文利用一個 $1\frac{1}{2}$ 階紊流閉合的一維大氣-海洋偶合邊界層模式，探討在理想的初始條件下，海氣的交互作用，以及海面大氣邊界層和海洋上層混合層的成長情形。模式中，包含大氣和海洋輻射，海面溫度則由能量收支方程預報。

模式實驗結果顯示，白天因太陽短波輻射加熱，在海水表層形成穩定層，阻礙動量向下傳送，使海洋上層混合層發展較淺；反之，晚上，海面長波輻射冷卻，在海水表層形成不穩定層，加強紊流的傳送，使海洋上層混合層發展較深。

由能量收支方程所預報的海面溫度，呈現明顯的日夜變化，其日夜差距約在 0.8°C 左右，和一般的觀測相近。基本上，此模式可以合理地模擬海-氣偶合時，大氣邊界層和海洋上層混合層的發展、紊流場的特性和海面溫度的日夜變化。

關鍵字：海氣交互作用、紊流參數化、慣性運動、艾克曼螺旋。

一、前 言

海-氣交互作用會影響大氣邊界層和海洋上層混合層的性質，進而影響大氣和海洋的環流結構 (Suarez and Schopf, 1988; Cayan, 1992)，是影響短期氣候變遷的重要物理機制。在時間尺度上，低緯海洋的較短週期變化與大氣變化相當；因此，劇烈海-氣交互作用，較易在低緯地區產生。科學家發現西太平洋熱帶海面溫度經年保持在 28°C 以上，是全球大氣對流最旺盛的區域。大量的潛熱釋放，會導致大尺度大氣環流的變化，進而影響到全球大氣環流結構；另一方面，大尺度大氣環流變化，則會回饋

海洋，影響海洋環流結構。海-氣的直接交互作用，是經由小尺度非線性過程，改變大氣與海洋的熱力和動力結構，再透過不同尺度的交互作用，影響大尺度結構。

海面溫度是海-氣能、質量交換的重要變數，它受海面的輻射、潛熱和可感熱通量、以及海水混合層深度等因素的影響 (Schudlich and Price, 1992)。海面溫度不像地面溫度具有明顯日夜變化；但是，在微風、強日照和無明顯天氣系統時，海面溫度也有明顯的日夜變化，其大小約為 0.5°C 左右，有時可達到 2°C (Delnore, 1972; Price et al., 1986)。晚上海面冷卻，使表層不穩定，加上風應力的強迫混合作用，

使海洋上層混合層容易發展；白天，海面吸收太陽輻射，使海面溫度升高，表面層穩定，阻礙海洋上層混合層的發展。因此，海面溫度的日夜變化會使海洋上層混合層的深度也有些微日夜變化(Kondo et al., 1979)。

當冷空氣通過有暖洋流流經的洋面，水汽供應豐富，容易形成雲層。Bougeault (1985)利用高階紊流模式研究海洋層積雲，發現雲底高度有明顯的日夜變化，白天升高，晚上下降，而雲頂高度的變化不明顯；同時雲底附近紊流熱通量、水汽通量亦具有日夜變化的特性。

一般常用整層模式(integral model)處理大氣和海洋較長期的偶合問題，例如，Sui et al. (1991)。此方法假設在混合層內的物理性質是均勻的，所以計算和處理上比較方便、省時，但無法了解邊界層的細部結構。另外的處理方法，則採用多層高階紊流閉合模式，其計算和處理雖然比較複雜和費時，但可了解邊界層的細部結構。其中類似Mellor and Yamada (1982)的紊流閉合模式常被應用在大氣和海洋邊界層的研究(例如，Yamada and Kao, 1986)。國內的海洋學者亦會利用此方法，研究海洋上層混合層的特性(例如，Chern and Wang, 1988；鄭與陳，1985)。

本文利用一個 $1\frac{1}{2}$ 階紊流閉合的一維大氣-海洋邊界層模式，探討在理想的初始條件下，海氣的交互作用，以及海面大氣邊界層和海洋上層混合層的成長情形。一般研究海面大氣邊界層或上層海洋混合層時，常假設海面溫度不隨時間變化，或是直接給定海面溫度。本文中，海面溫度則由能量收支方程預報。文中第二段將描述模式的內容、網格結構、初始條件和邊界條件。第三段將為結果討論，最後部份為結論。

二、模式描述

2.1 基本控制方程式

模式中，大氣的水平風速(U, V)、相當位溫(Θ_e)和總水汽量(Q_w)之基本控制方程式為

$$\frac{\partial U}{\partial t} = fV - fV_g + \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{u'w'}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -fU + fU_g + \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{v'w'}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Theta_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{w'\theta'_e}) - W \frac{\partial \Theta_e}{\partial z} - \left(\frac{\Theta}{T}\right) \left(\frac{1}{\rho C_p}\right) \frac{\partial F}{\partial z} \quad (3)$$

$$\frac{\partial Q_w}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{w'q'_w}) - W \frac{\partial Q_w}{\partial z} \quad (4)$$

式中變數的總體平均(ensemble average)以大寫表示，擾動部份則以“ $'$ ”表示。總水汽含量包括比濕 Q 和液態水含量 Q_l ，即 $Q_w = Q + Q_l$ ； W 為垂直風速(模式中事先給定)， f 為科氏參數，氣壓梯度由地轉風 U_g 和 V_g 代替。 ρ 為密度， T 為溫度。 $\overline{u'w'}$ 和 $\overline{v'w'}$ 為動量通量， $\overline{w'\theta'_e}$ 為相當位溫通量， $\overline{w'q'_w}$ 為水汽通量， F 為總輻射通量， $F = F^\uparrow - F^\downarrow$ ， F^\uparrow 和 F^\downarrow 分別表示向上和向下的輻射通量值， C_p 為空氣定壓比熱。相當位溫 $\Theta_e = \Theta + (L/C_p)(\Theta/T)Q$ ，式中 L 為水汽凝結潛熱釋放。虛位溫 Θ_v 可由 $\Theta_v = \Theta(1 + 0.61Q)$ 得到， Θ 為位溫。

紊流動能方程式為

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} = & \frac{g}{\Theta_0} \overline{w'\theta'_v} - \overline{u'w'} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial V}{\partial z} \\ & - \frac{\partial}{\partial z} \left[\overline{w' \left(e' + \frac{p'}{p} \right)} \right] - \epsilon_d \end{aligned} \quad (5)$$

式中 E 為紊流動能(ϵ)的總體平均， p 為壓力， g 為重力加速度， Θ_0 為平均狀態位溫。等號右邊第一項為浮力產生項，第二項、第三項為風切產生項，第四項為紊流動能傳送項，最後一項為耗散項。對於各種紊流通量、紊流動能傳送項和耗散項利用Deardorff (1980)的參數化方法，由紊流擴散係數和混合長度決定(Sun and Ogura, 1980)，細節可參考Wu and Sun (1990)。

海洋的控制方程式和大氣的相似，但加入分子的黏滯作用，並在變數的註腳加入“ s ”表示為海洋的變數，其它符號的意義和大氣相同。海洋流速(U_s, V_s)和海溫(T_s)的控制方程式如下

$$\frac{\partial U_s}{\partial t} = fV_s - fV_{g_s} + \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{u'_s w'_s} + \nu \frac{\partial U_s}{\partial z}) \quad (6)$$

$$\frac{\partial V_s}{\partial t} = -fU_s + fU_{g_s} + \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{v'_s w'_s} + \nu \frac{\partial V_s}{\partial z}) \quad (7)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{w'_s T'_s} + \nu_T \frac{\partial T_s}{\partial z}) + \frac{1}{\rho_s C_{ps}} \frac{\partial I}{\partial z} \quad (8)$$

式中 ν 和 ν_T 分別代表分子的動量和熱量擴散係數(文中 $\nu = \nu_T = 1.34 \times 10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$)，分子擴散係數對模擬的結果影響不大(Mellor and Durbin, 1975)。 ρ_s 為海水密度，由下列狀態方程得到(Price, et al., 1986)

$$\rho_s = \rho_{s0} + \alpha(T_s - T_{s0}) + \gamma(S - S_0) \quad (9)$$

式中常數 $\rho_{s0} = 1.025 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$, $T_{s0} = 17^\circ\text{C}$, $S_0 = 36 \text{ ppt}$, $\alpha = -0.23 \text{ kg m}^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, $\gamma = 0.76 \text{ kg m}^{-3} \text{ ppt}^{-1}$ 。 S 為海水鹽度，本文暫時假設海水鹽度不改變，鹽度的影響可以參考 Miller (1976)的結果。

海洋紊流動能方程式為

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_s}{\partial t} = & \beta g (\overline{w'_s T'_s}) - \overline{u'_s w'_s} \frac{\partial U_s}{\partial z} - \overline{v'_s w'_s} \frac{\partial V_s}{\partial z} \\ & - \frac{\partial}{\partial z} [\overline{w'_s (e'_s + \frac{p'_s}{\rho_s})}] - \varepsilon_s \end{aligned} \quad (10)$$

式中 $\beta (= 1.73 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1})$ 為海水熱膨脹係數，其餘各項說明同式(5)。海水各種紊流通量、傳送項和渦流係數的參數化，仿照大氣的方法。耗散項則由 $\varepsilon_s = 0.5 E_s^{3/2} / (B_1 l_s)$ 決定，其中 $B_1 = 16.6$ ， l_s 為長度尺度(Mellor and Yamada, 1982)。

2.2 輻射參數化

大氣輻射參數化中，長波輻射傳送方程的發射率(emissivity)，在無雲時利用Rodgers (1967)方法處理，有雲時則利用Stephens (1978)的方法。短波輻射則利用 Stephens and Webster (1979)的雙流輻射傳送(two-stream radiative transfer)方法計算。有關大氣輻射參數化的細節，可參考Wu and Sun (1990)。海洋的輻射主要以雙指數形式處理，細節可參考Paulson and Simpson (1977)和 Simpson and Dickey (1981)。

2.3 網格結構

模式使用交錯網格，大氣有22層，海洋有60層，把平均場與紊流場交錯放置，其安排如圖1所示。網格間距在大氣為100公尺，在海洋為1公尺。為使海氣交界附近有更好的解析度，其網格間距較小，在大氣為25公尺，海洋為0.25公尺。

2.4 邊界和初始條件

a. 邊界條件：

假設大氣上邊界的各種紊流通量為零，水汽和溫度不隨時間變化。

在海氣交界處的速度場和溫度場為連續，海面粗糙度(z_0)由 $z_0 = 0.018 u_*^2 / g$ 得到(Huang and Raman, 1988)。同時，利用Businger et al. (1971)的相似方程，求得摩擦速度 u_* 、溫度尺度 θ_* 和水汽尺度 q_* 。由

前述三個量，再進一步決定海氣交界面的動量通量(τ_0)、可感熱通量(H_S)和潛熱通量(H_L)。海面溫度($T_s(1)$)由下列方程式預報

$$\frac{\partial}{\partial t} T_s(1) = \frac{H_A}{\rho_s C_{ps} \Delta z} \quad (11)$$

式中能量收支 H_A 為

$$H_A = (1-a)R_S - R_L^{\uparrow} + R_L^{\downarrow} - H_S - H_L - R_D - H_D \quad (12)$$

式中， a 為海面反照率(albedo)，可由Brutsaert (1984, p.136)求得。 R_S 和 R_L^{\downarrow} 分別為到達海面的太陽短波輻射和長波輻射，由大氣的輻射參數化得到。 R_L^{\uparrow} 為海面長波輻射，由海面溫度經史蒂芬-波茲曼公式得到。 R_D 是海水輻射通量，由海水輻射參數化

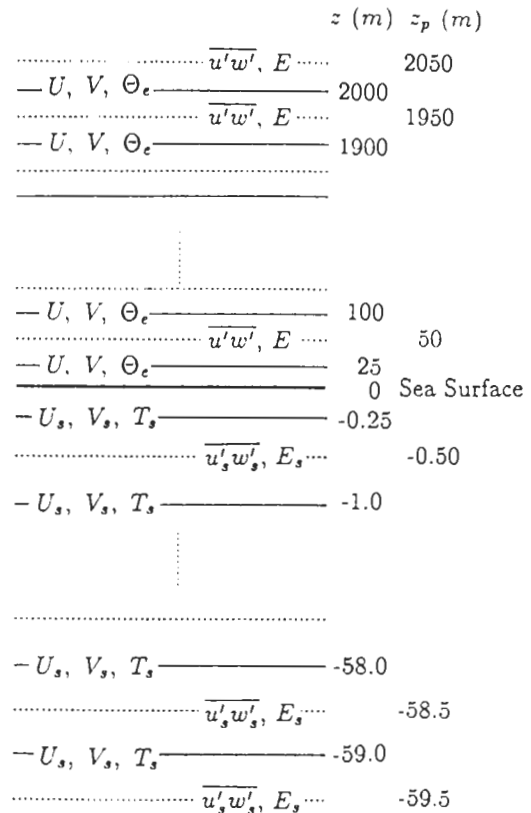


圖1 模式網格點安排，平均場和二階場交錯放置。

得到， H_D 是下層海水紊流熱通量。圖2為海面能量收支之示意圖。假設海洋流場的發展不會深達下邊界，所以在海洋下邊界的速度場和溫度場維持不變。

b. 初始條件：

修飾GATE day 253的觀測 (Nichollos and LeMone,

1980)，作為大氣位溫、水汽的初始場(圖3a和3b)。初始位溫在近海面為不穩定，從100 ~ 500公尺左右為弱穩定，其上則為穩定層，降溫率大小約為 $5.0 \times 10^{-3} \text{ Km}^{-1}$ 。總水汽含量在低層隨高度緩慢遞減，到500公尺以上水汽很快地減少。到1100公尺高度的水汽含量為海面的12%。初始風場設為

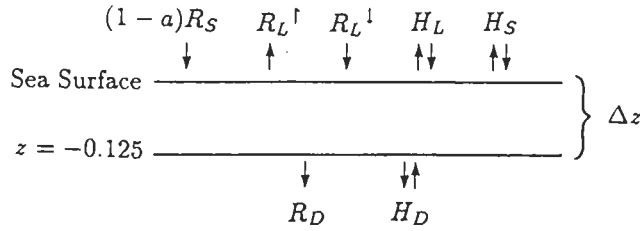


圖2 表面能量收支示意圖。 R_S ，到達海面的太陽短波輻射； a ，海面反照率； R_L^{\uparrow} ，大氣對海面的長波輻射； R_L^{\downarrow} ，海面對大氣的長波輻射； H_S ，海面可感熱通量； H_L ，海面潛熱通量； R_D ，海水的輻射通量； H_D ，海水的紊流熱通量。

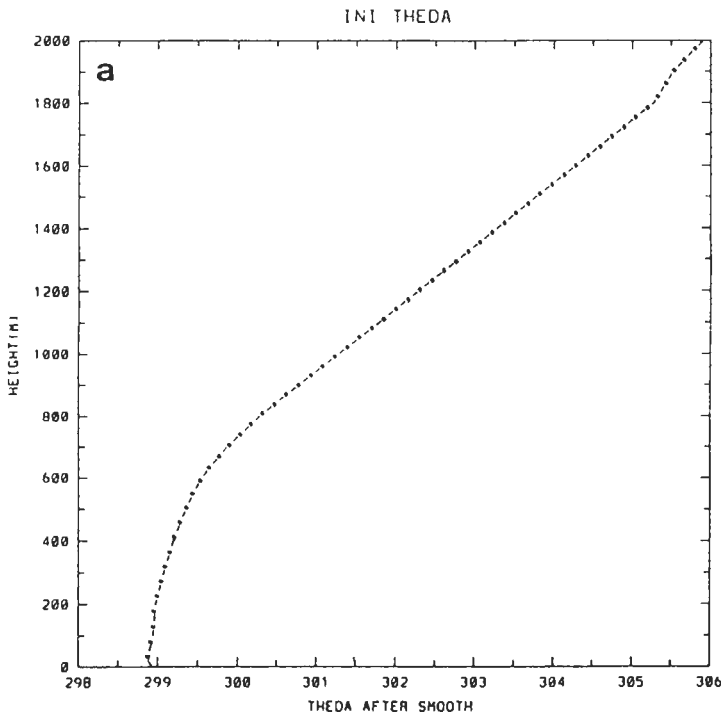


圖3 圖說見下頁。

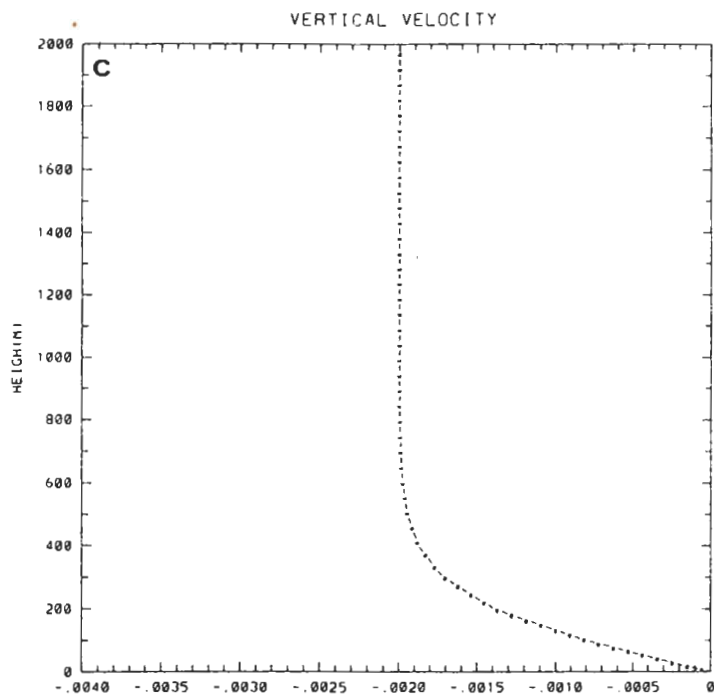
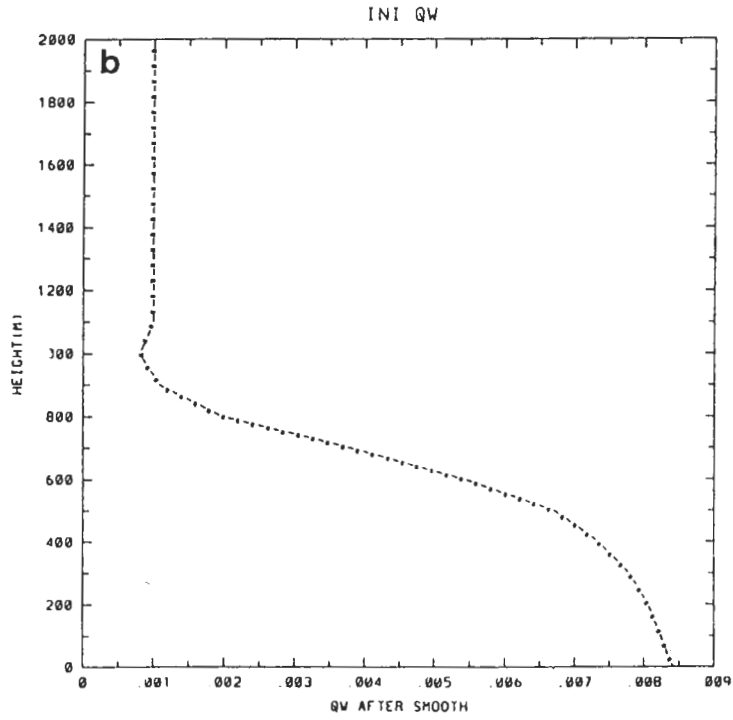


圖3 (a) 初始位溫場 $\Theta(K)$, (b) 初始水汽場 $q_w(k_q/k_g)$, (c) 垂直速度場 $W(m.s^{-1})$ 垂直剖面。

$(U, V) = (2, 0)(m/s)$, 假設地轉風和初始風場一致, 同時不隨時間變化。垂直速度場 W 假設隨高度呈雙曲正切函數變化(圖3c)。假設初始海洋速度場為靜止, 初始海溫隨深度之增加而線性減少, 其降溫率為 $0.04\text{ }^{\circ}Cm^{-1}$ 。

三、結果與討論

3.1 海-氣界面之風應力和加熱/冷卻對海洋上層混合層發展之影響

首先, 不考慮大氣的部份, 而在海-氣界面給定不同風應力和表面熱通量, 探討它們對於海洋上層混合層成長的影響。假設風應力作用在 x 方向上, 科氏參數 $f = 1.0 \times 10^{-4} s^{-1}$, 凡沙拉頻率 (*Brunt Väisälä frequency*) $N(= (\beta g dT_s/dz)^{1/2})$ 為 $8.23 \times 10^{-3} s^{-1}$, 系統的慣性周期為 17.45 小時。如 2.4 節所述, 初始流速場為靜止, 初始海溫隨深度線性減少。本文共進行三種情況的實驗, 各個案的風應力和表面熱通量大小, 如表一所示。由早上 9 時開始積分, 每次試驗積分四天(96 小時), 以個案 1 作為控制個案。

控制個案第一天每隔 6 小時的海溫剖面示於圖 4a 中。初始海溫隨深度線性遞減, 因為海面風應力

作用, 使表層海水均勻混合, 形成上層混合層。在前 12 個小時, 混合層發展很快, 大約可達 33 公尺, 一個慣性周期(約 17 小時)之後混合層的加深就變緩。四天後(圖未示), 混合層的深度為 44 公尺。

海面加熱時, 在海水表面附近會形成層化穩定層, 使紊流強度減弱, 混合層變淺; 反之, 表面冷卻時, 會形成不穩定層, 使紊流強度增強, 混合層加深。模式積分 48 小時後, 在海面加入 $-1.0 \times 10^{-4} \text{ }^{\circ}C ms^{-1}$ 的熱通量時(加熱作用, 定義熱通量向上為正)(個案 2a), 由於熱力穩定作用使混合層不再加深, 而維持在 41 公尺左右(圖略)。反之, 在海面上有同量的冷卻作用時(個案 2b), 由於熱力不穩定作用, 使混合層發展較深, 積分 96 小時後, 混合層深度可達 48 公尺(圖略), 比沒有熱力作用(個案 1)時(44 公尺)深 4 公尺, 比加熱時(個案 2a)深 7 公尺。當海面風應力由原來的 $2 \times 10^{-4} m^2 s^{-2}$ 減小至 $1 \times 10^{-4} m^2 s^{-2}$ 時, 而仍維持 $-1.0 \times 10^{-4} \text{ }^{\circ}C ms^{-1}$ 的熱通量加熱時(個案 2c), 表面加熱的層化影響更為明顯, 混合層深度持續變淺(圖 4b); 相反地, 表面維持 $1.0 \times 10^{-4} \text{ }^{\circ}C ms^{-1}$ 的熱通量冷卻時, 混合層深度持續加深(個案 2d, 圖 4c)。圖 4d 為風應力減為 $0.17 \times 10^{-4} m^2 s^{-2}$, 表面熱通量為簡單的正弦函數變化時(個案 3a), 積分第四天, 每 6 小時的海溫剖面變化情

表一 上層海洋混合層模式的測試個案。

	表面應力($m^2 s^{-2}$)	表面熱通量($^{\circ}C ms^{-1}$)
1: 控制個案	2×10^{-4}	0.
2: 表面加熱/冷卻		積分 48 小時後加入表面熱通量 (正: 冷卻作用, 負: 加熱作用)
	a. 2×10^{-4}	a. -1.0×10^{-4}
	b. 2×10^{-4}	b. $+1.0 \times 10^{-4}$
	c. 1×10^{-4}	c. -1.0×10^{-4}
	d. 1×10^{-4}	d. $+1.0 \times 10^{-4}$
3: 表面熱通量具周期性時	a. 0.17×10^{-4} b. 0.68×10^{-4}	$6.0 \times 10^{-5} \sin(2\pi t/P)$ $6.0 \times 10^{-5} \sin(2\pi t/P)$ ($P=24$ hours)

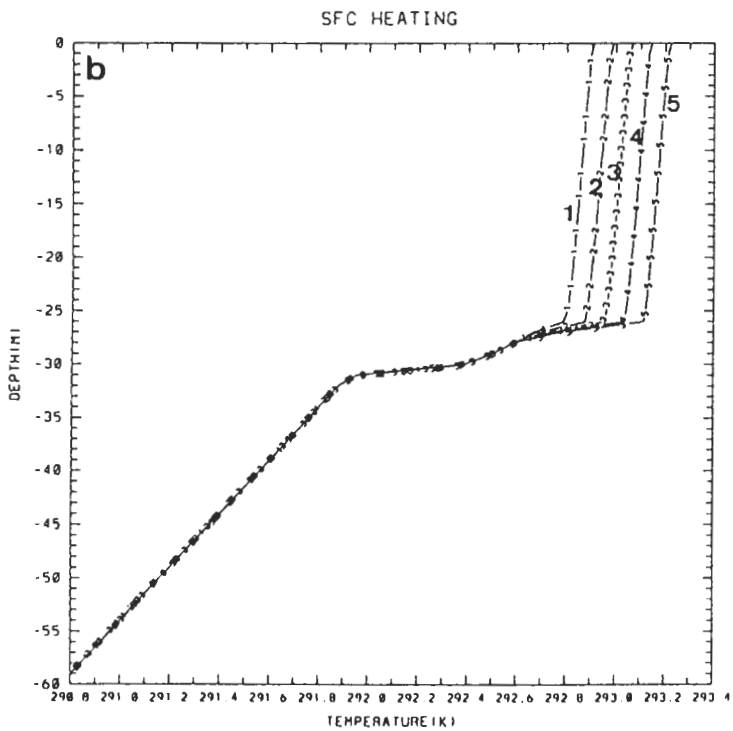
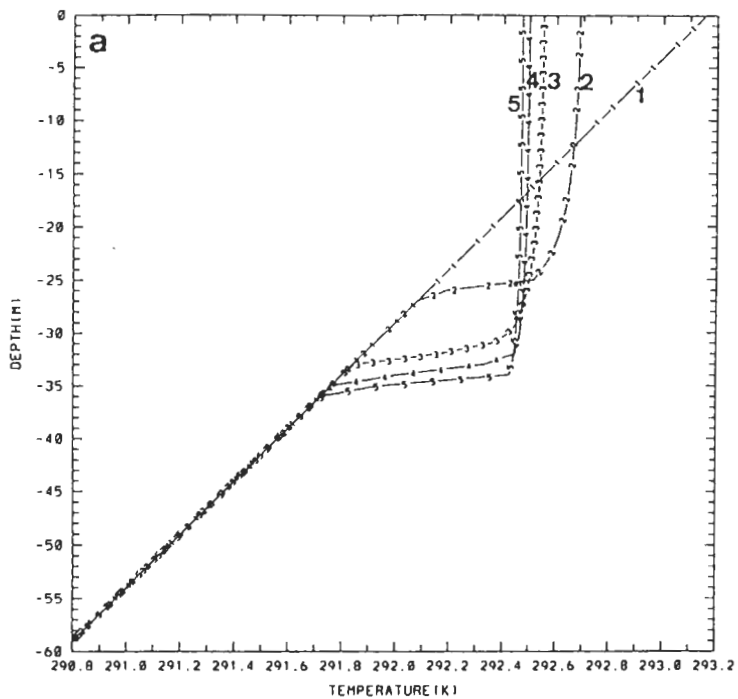


圖4 圖說見下頁。

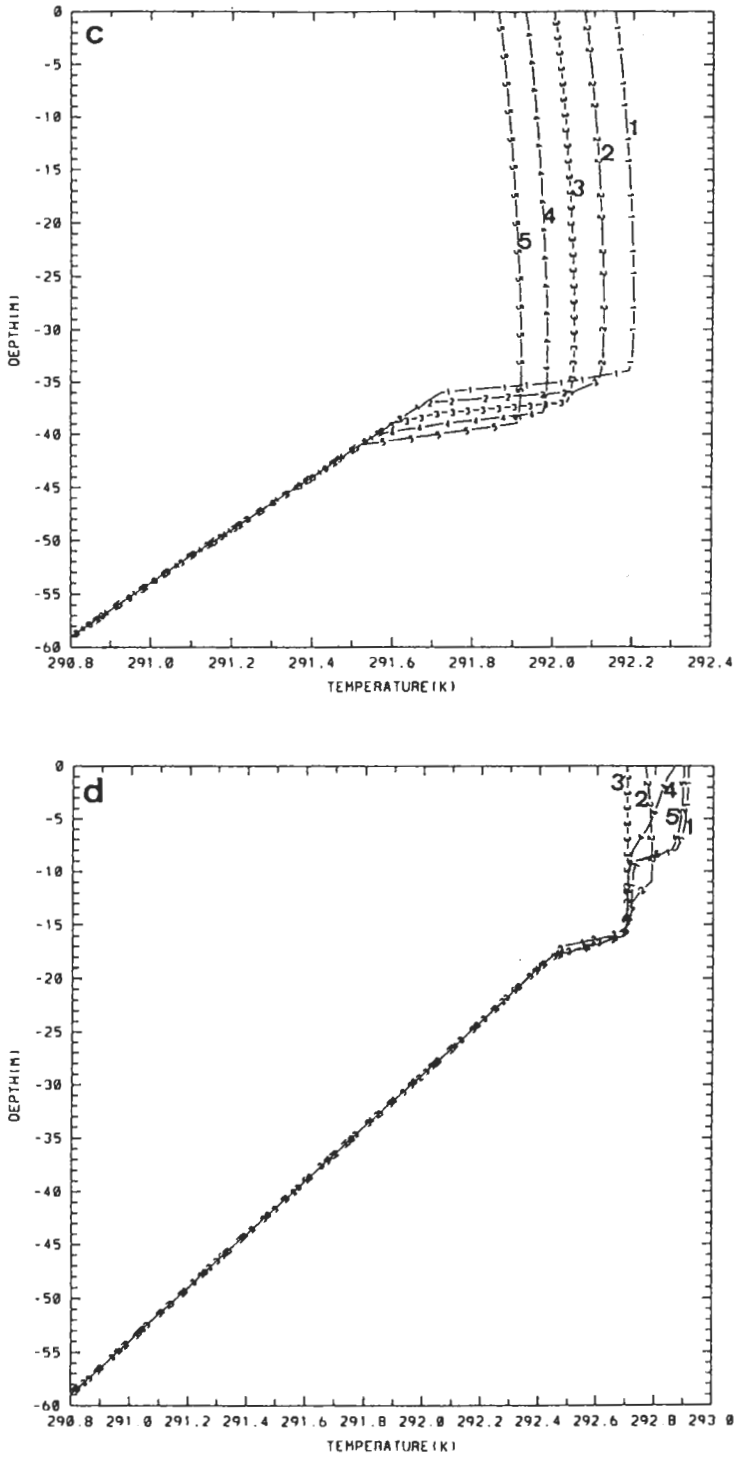


圖4 每隔6小時的海溫垂直剖面變化。(a) 個案1(控制個案) 第一天的情況：曲線1，09時；曲線2，15時；曲線3，21時；曲線4，次一日03時；曲線5，次一日09時，(b) 同圖(a)但為個案2c(海面加熱)第四天的情況，(c) 同圖(a)但為個案2d(海面冷卻)第四天的情況，(d) 同圖(a)但為個案3a(海面周期性加熱冷卻)第四天的情況。

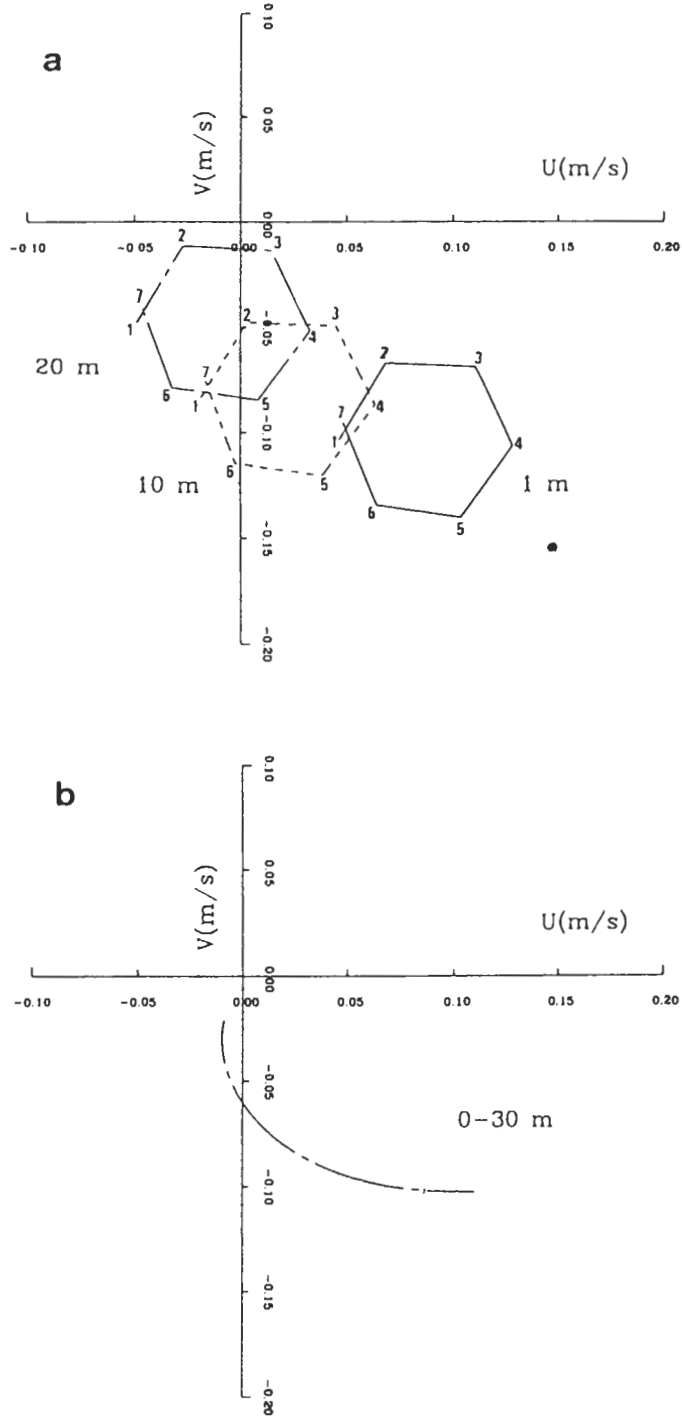


圖5 (a) 個案1在深度1公尺，10公尺，和20公尺，每隔3小時的流速向量頂點的連線，可明顯看出慣性振盪，周期約為17小時。點1，第三天09時；點2，第三天12時...；點6，第四天00時；點7，第四天03時。(b) 經時間平均後的流速場隨深度的變化，呈現艾克曼螺旋的改變。

形。由圖可見因為風應力較小，所以混合層深度的發展較淺，同時因為受海面周期性加熱的影響，使得混合層深度也有周期的變化。若風應力增大到可以克服海溫的層化作用時，混合層的周期變化則較不明顯(個案3b, 圖略)。

初始流速場為靜止，在積分前12小時內，上層垂直方向有很強的速度梯度，經由剪力產生項的作用，使紊流發展、動量向下傳送和混合層向下發展。圖5a為個案1第三天後，在深度1公尺、10公尺以及20公尺每隔3小時的平均流速向量，由圖中可見順時針方向的慣性圓運動，其周期約為17小時。若將流速場作時間平均(圖5b)，則可以清楚看出平均流速向量隨深度呈現艾克曼螺旋的變化。這些流速場的模擬結果符合理論解特性，並且和其他研究(例如：Chern and Wang, 1988; Klein, 1980; Kundu, 1980;

Mellor and Durbin, 1975)的結果一致。

個案1和個案3的海面溫度隨時間的變化示於圖6中。在個案1(表面熱通量為0, 曲線a)前12小時，混合層發展很快，上層較暖的水和下層較冷的水，經由紊流混合作用，使混合層的海溫均勻，所以開始時，海面溫度減小很快，隨後混合層加深減緩後，海面溫度隨時間的變化就很小。表面熱通量為週期性，風應力較小時(個案3a, 曲線b)，海面溫度的週期變化較明顯(振幅約為 0.2°C)；但當風應力增加時(個案4b, 曲線c)，則海面溫度的週期變化減弱(振幅約為 0.1°C)。

3.2 海—氣耦合模式實驗

耦合模式的初始條件，示於2.4節中，為了不使雲產生，在海面的水汽場維持在相對濕度80%，模

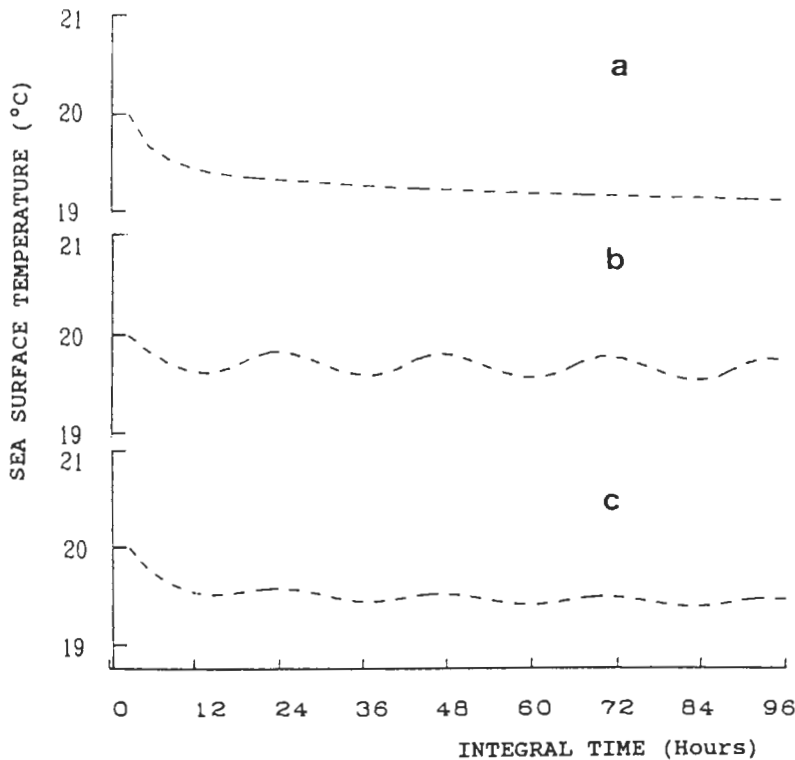


圖6 海面溫度隨時間的變化，(a) 個案1，沒有表面熱通量，(b) 個案3a，表面熱通量為周期性，海面風應力為 $0.17 \times 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ，(c) 個案3b，海面風應力增至4倍， $0.68 \times 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ，其他條件同個案3a。

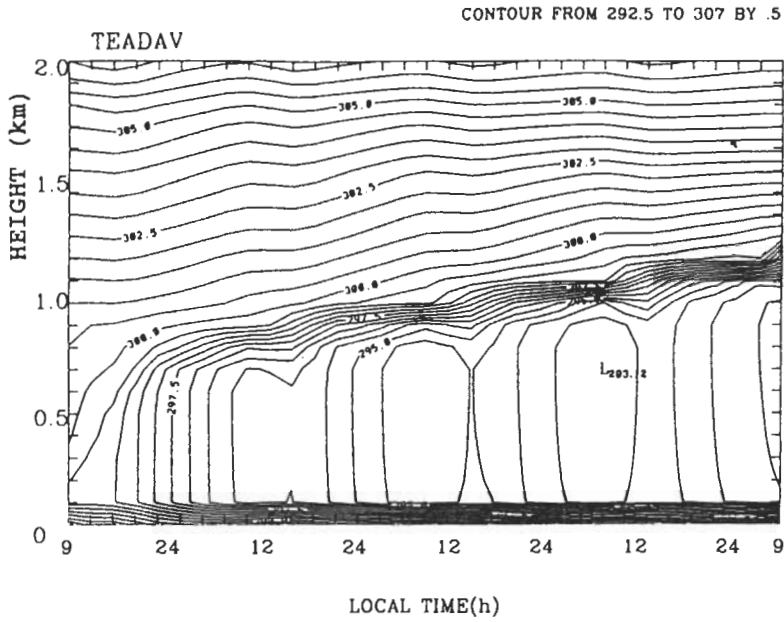


圖7 大氣虛位溫的高度—時間變化，等值線間隔為0.5K。

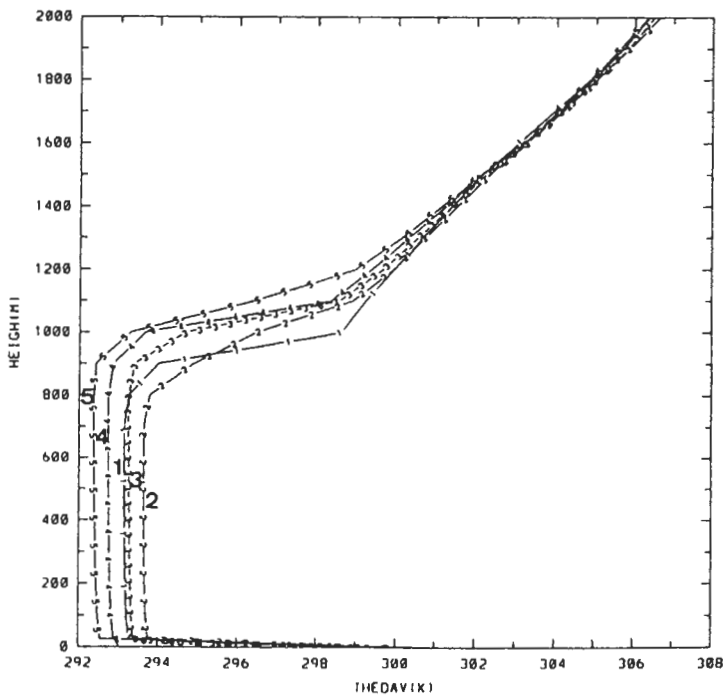


圖8 第四天每隔6小時的大氣虛位溫垂直剖面變化。曲線1，09時；曲線2，15時；曲線3，21時；曲線4，次一日03時；曲線5，次一日09時。

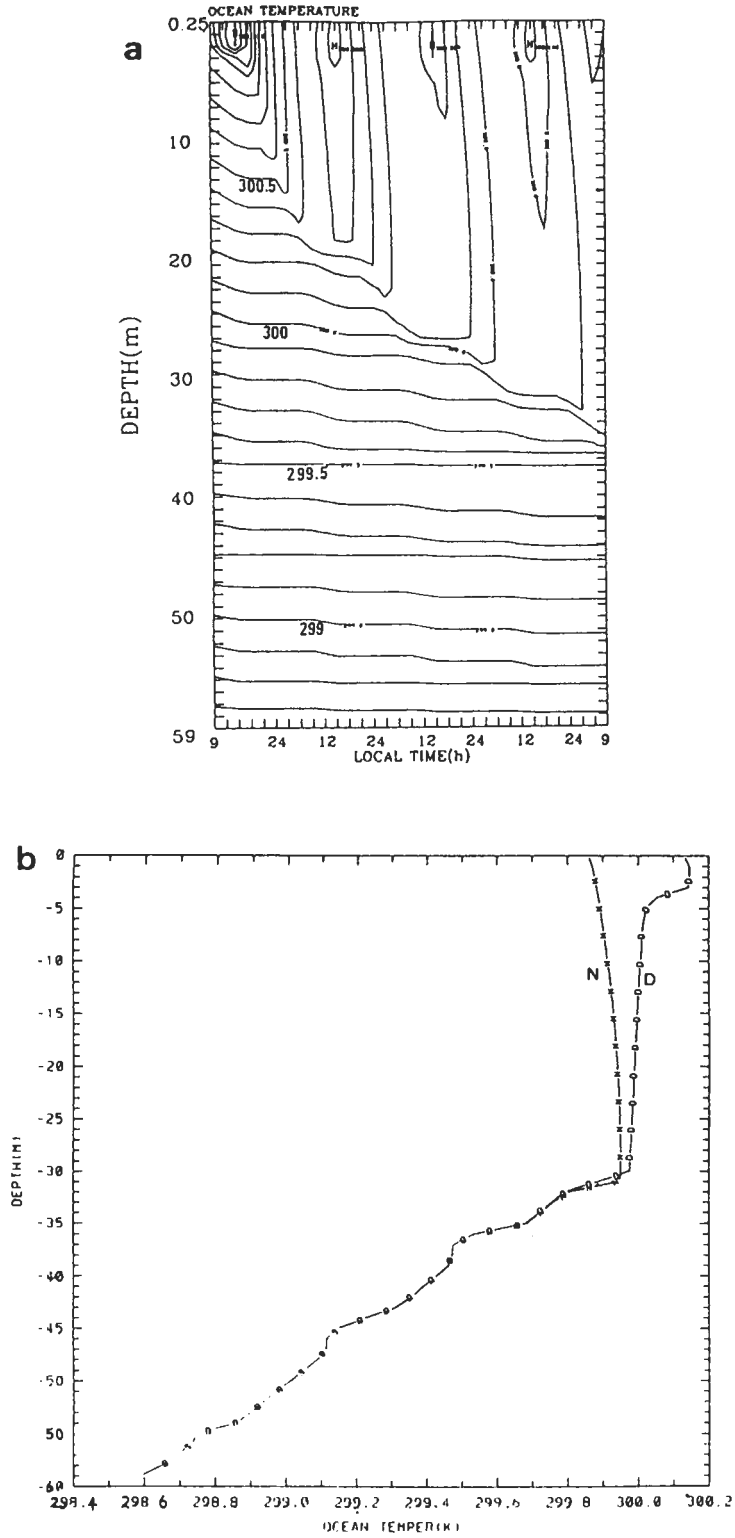


圖9 (a) 海溫的深度-時間變化, 等值線間隔為 0.1K。(b) 積分第三天15時(曲線D)和第四天00時(曲線N)的海溫垂直剖面變化。

式從早上9時開始積分，共積分四天，其溫度場、海面能量收支和溫度場、水汽場和速度場的變化分述於下。

a. 溫度場：

圖7為大氣虛位溫隨高度-時間的變化情形，初始時，對流邊界層逐漸成長，由於近海面大氣一直為不穩定(參考圖12)，使得對流邊界層持續成長。對流邊界層頂，在第一天約為600公尺，在夜間其高度不太變化；但是在白天，會緩慢升高，第二天可達約700公尺，第三天約800公尺，第四天約900公尺。邊界層內氣溫有日變化，其振幅隨時間增加而減小，低層最低溫大約發生在日出前。積分第四天每隔6小時的大氣虛位溫垂直剖面示於圖8中，對流邊界層頂在800到900公尺之間。邊界層內第四天早上9時溫度約為293.2 °K(曲線1)，15時增至293.7 °K(曲線2)，增加約0.5 °K，晚上溫度逐漸降低。次一天早上3時為292.9 °K(曲線4)，早上9時為292.4 °K。溫度有日變化，但振幅不大，由於海面可感熱通量的補充，無法完全平衡夜間長波輻射所散失的熱量

，故次一日早上9時的溫度(曲線5)無法完全恢復到第四天早上9時的溫度(曲線1)。

圖9a為海溫隨深度-時間的變化情形，一開始，海洋上層混合層很快發展；然後隨著時間增加而加深。白天太陽短波輻射加熱，使得海面溫度升高，每日15時左右，在深度4公尺之上，海溫有相對最大值存在，使表層形成穩定的過渡斜溫層(transition thermocline)。如3.1節中所述，這層穩定層，使得熱量和動量不易向下傳送，限制海洋上層混合層的向下發展，使海洋上層混合層深度不易加深，同時對紊流場結構也有很重要的影響。夜間，因為長波輻射冷卻，使海面溫度變小，表層變為不穩定，加上風應力的攪動作用，上層海洋混合層較易發展。海洋上層混合層的深度，在夜間有明顯的加深。到了隔天的白天，又因為表面加熱，形成過渡斜溫層，使混合層不繼續發展或變淺；夜間，又因表面冷卻形成不穩定層，混合層又得以發展。因此海面溫度日夜變化的作用(參考圖12)，使海洋上層混合層亦有日夜的變化。這種日夜周期性的變化，顯示洋面

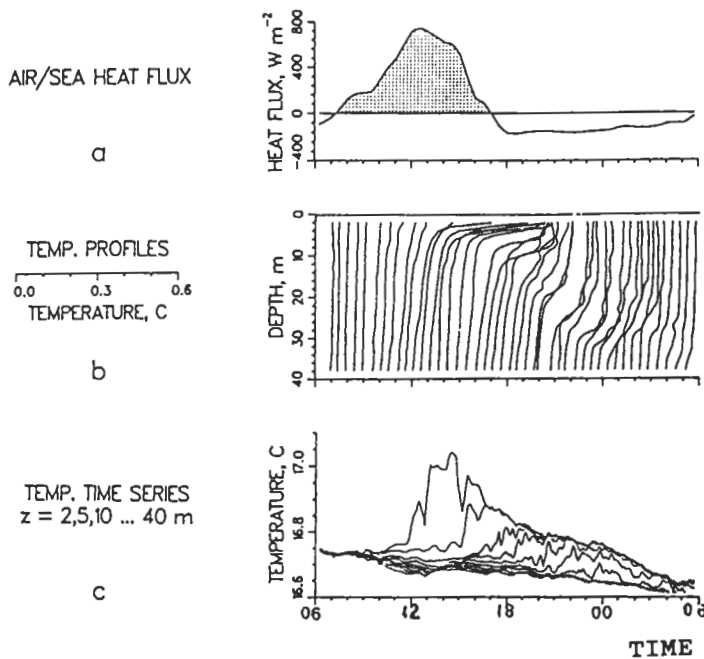


圖 10 R/P Flip 第130天的觀測，(a) 海—氣熱通量，包括太陽短波輻射、長波輻射、潛熱和可感熱通量，(b) 由CTD 觀測之海溫剖面，(c) 深度2, 5, 10..., 40m的海溫時間序列(Price, et al., 1986)。

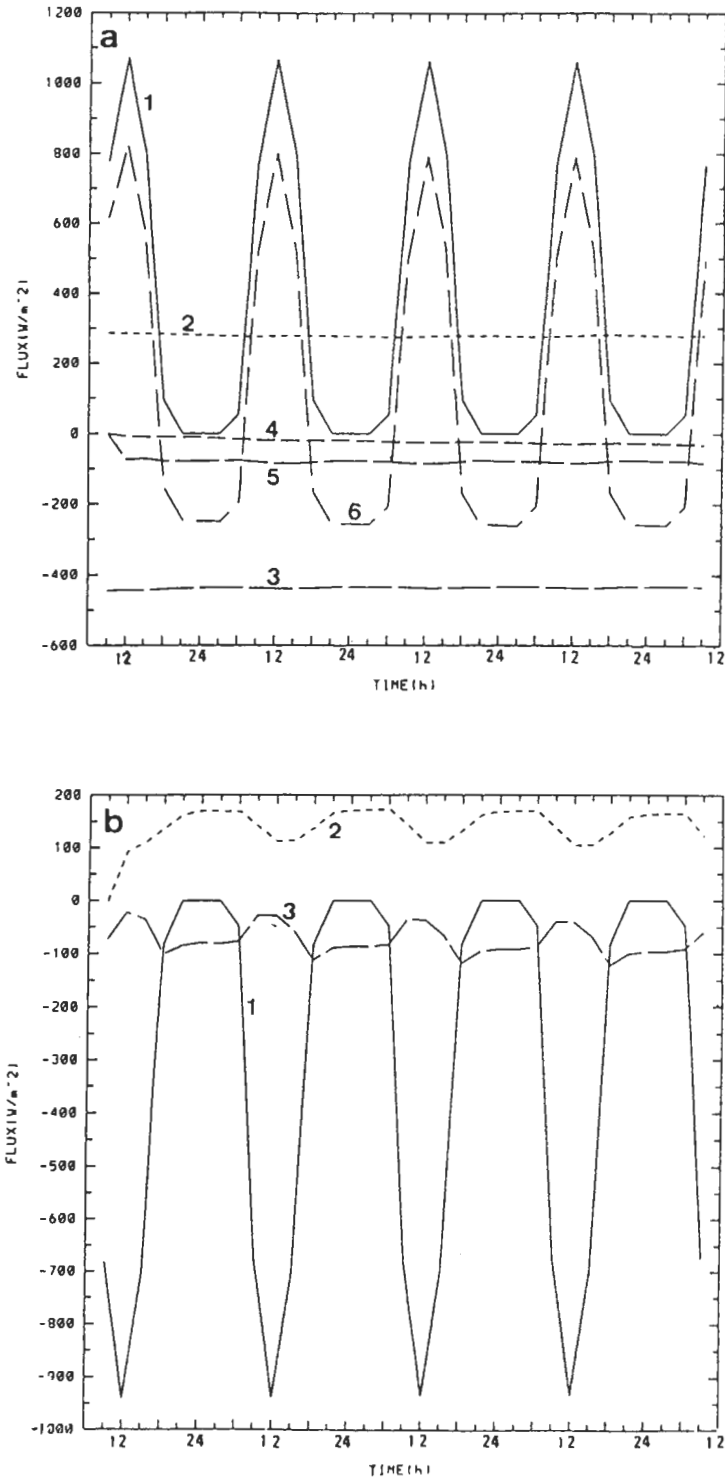


圖 11 海溫各項能量收支。(a) 曲線 1, $(1-a)R_S$; 曲線 2, R_L^1 ; 曲線 3, R_L^2 ; 曲線 4, $-H_S$; 曲線 5, $-H_L$; 曲線 6, 以上各項之和, (b) 曲線 1, R_D ; 曲線 2, H_D ; 曲線 3, H_A 。

約有1/4的時間被加熱，3/4的時間是被冷卻(Price et al. 1986)。第四天早上9時，海洋上層混合層的深度，約為30公尺。這深度的大小和一般海洋觀測結果很一致(參考圖10b)。

積分第三天15時和第四天00時海溫的深度剖面變化示於圖9b中。白天，在深度5公尺之上有過渡斜溫層存在，但海洋上層混合層的深度，沒有明顯的改變；晚上，混合層內的海溫逐漸減小，同時深度稍有加深。圖10為R/P File在 $30.9^{\circ}N$ ， $123.5^{\circ}W$ 。(美國聖地牙哥西方400公里)，海洋觀測的表面熱通量，海溫剖面 and 不同深度海溫隨時間變化(Price et al. 1986)。由圖中可見，海洋上層混合層的深度約在30公尺左右，白天的熱通量最大可達 $800Wm^{-2}$ ，2公尺深度的海溫，日夜差距約為 $0.3^{\circ}C$ 。

b. 海面溫度變化：

海面溫度是由海面能量收支方程式(11)和式(12)直接預報，收支項包括太陽短波輻射、大氣和海面長波輻射、海面潛熱通量、可感熱通量、海洋

熱通量以及海水輻射吸收。以上各項隨時間變化示於圖11a和b中。由圖11a中可見，太陽的短波輻射通量項(曲線1)，有日夜周期性的變化，在中午12時最大時約 $1050Wm^{-2}$ 左右，晚上則為零。大氣向海面的長波輻射通量(曲線2)約在 $300Wm^{-2}$ 左右，不太隨時間改變，海面向大氣的長波輻射通量(曲線3)主要受海面溫度控制，因此和海面溫度有相同的變化趨勢。可感熱通量比較小(曲線4)，但也有些微日變化(圖中因尺度關係不易看出)，且其趨勢隨時間增加稍有增加，主要是因為可感熱通量和海氣溫差成正比，海-氣溫差增加使得可感熱通量增加。潛熱通量約在 $100Wm^{-2}$ 左右(曲線5)，遠比可感熱通量大。以上五項的和示於曲線6中，在白天最大約為 $800Wm^{-2}$ ，夜間負最大值約為 $220Wm^{-2}$ ，和一般的觀測結果(參考圖10a)相近。海洋輻射通量和海洋熱通量示於圖11b中，海洋輻射通量(曲線1)和海面的輻射通量有關，呈現日夜的變化，海洋熱通量(曲線2)，主要是受海洋垂直溫差控制，也呈現日夜變

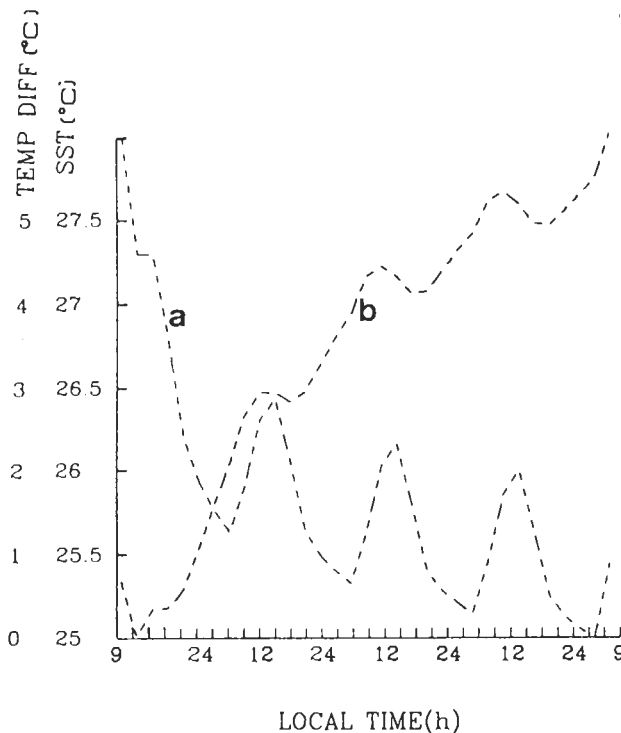


圖12 海面溫度(曲線a)和海面溫度與25公尺高大氣之溫度差(曲線b)隨時間的變化。

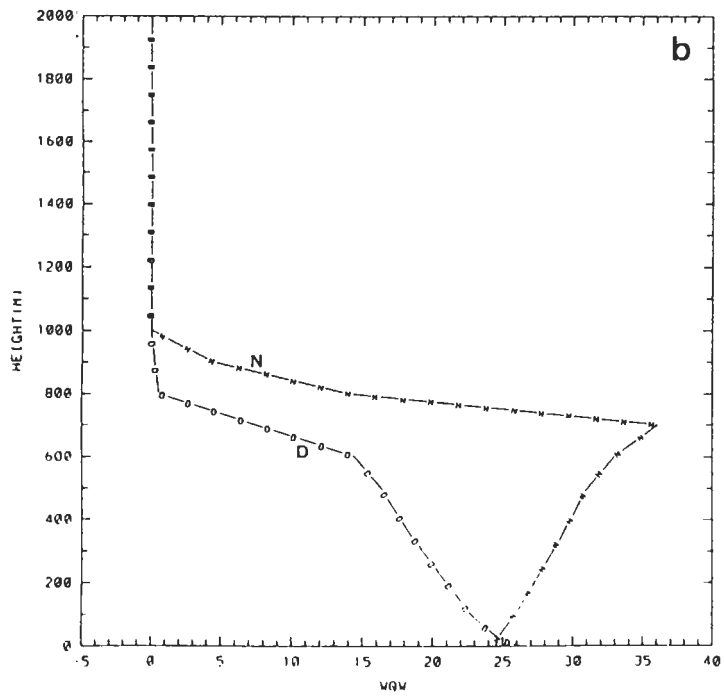
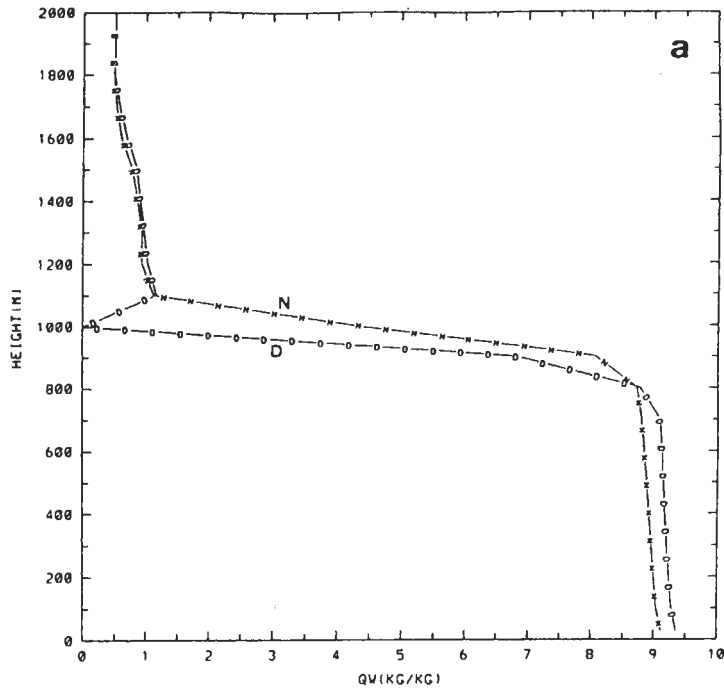


圖13 第三天15時(曲線D)和第四天00時(曲線N)的(a)總水汽垂直剖面(放大 10^3 倍)(b)水汽通量(放大 10^6 倍)。

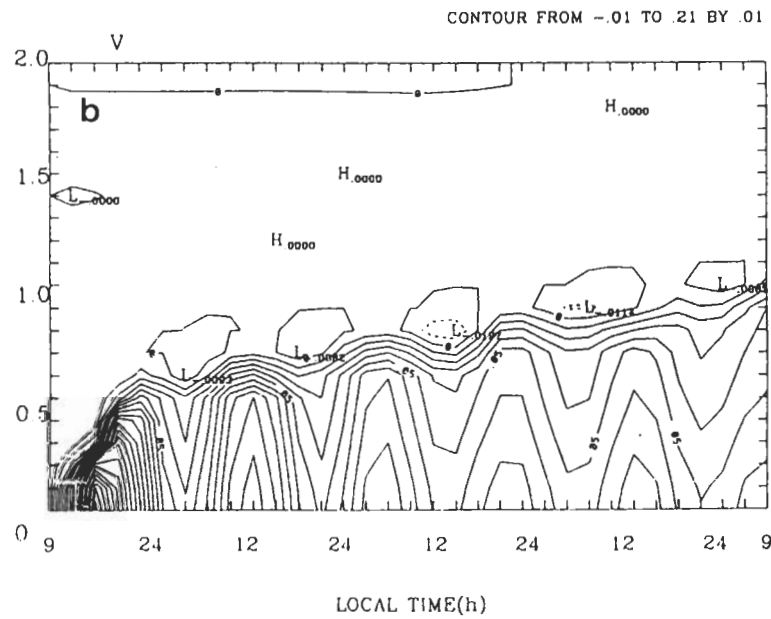
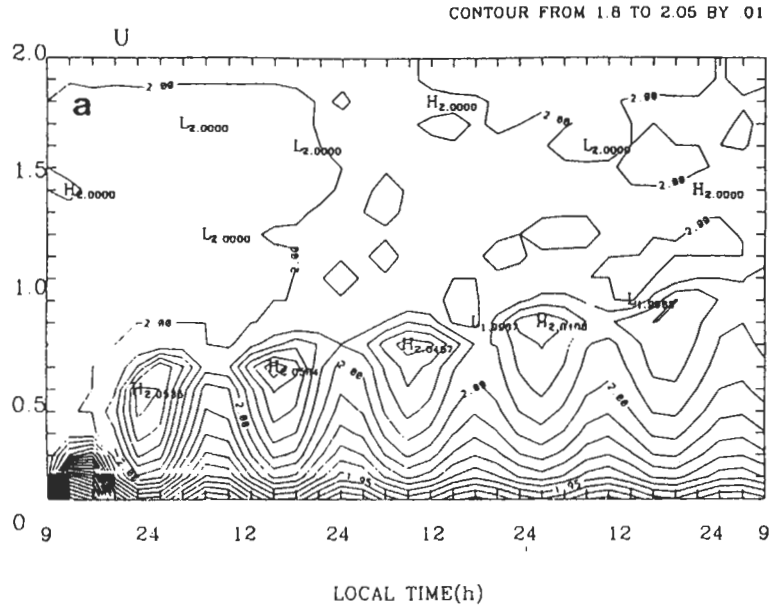


圖14 風速的高度-時間變化。(a) U分量，等值線間隔為 $0.01ms^{-1}$ ，(b) V分量，等值線間隔為 $0.01ms^{-1}$ 。

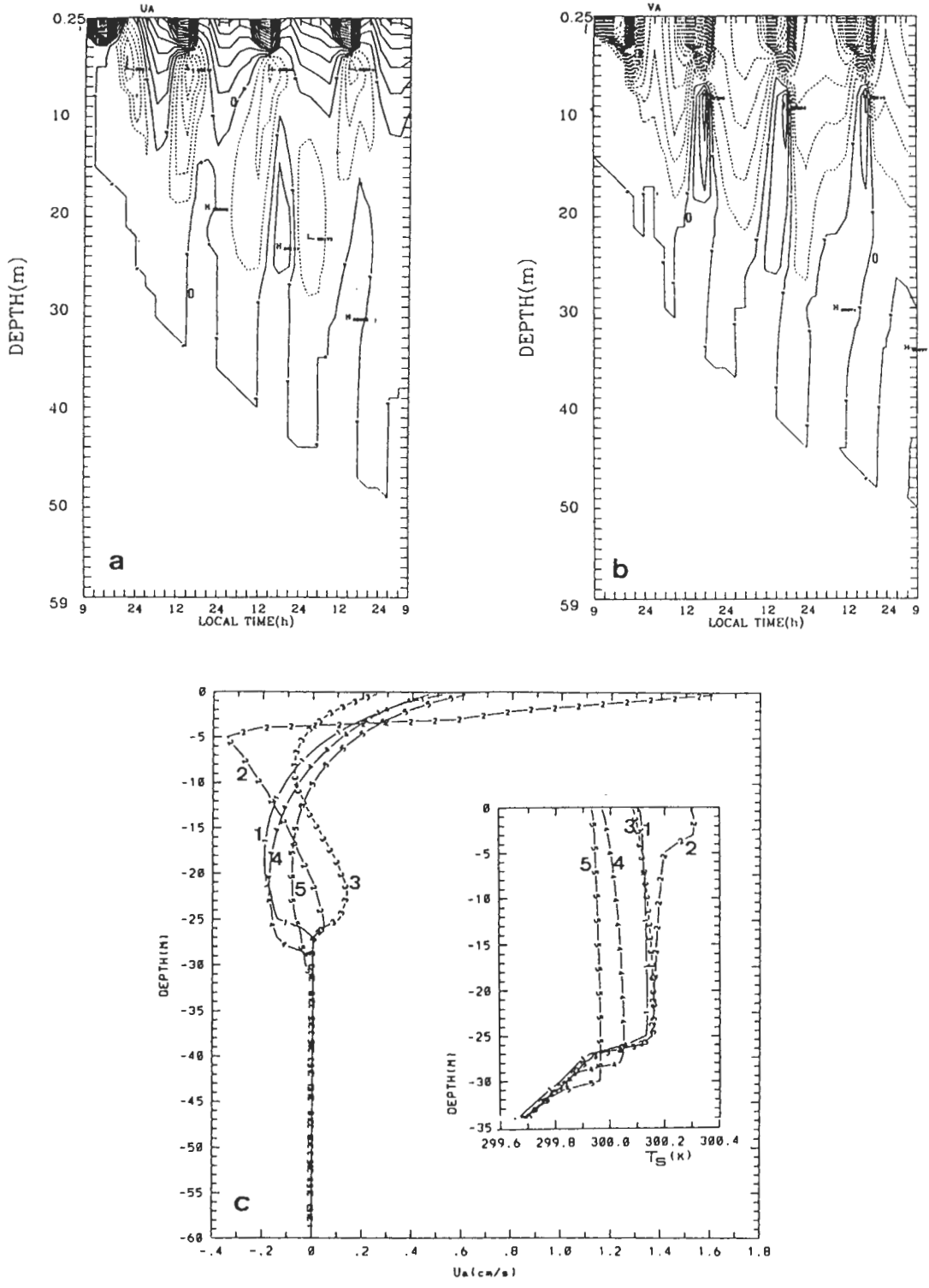


圖 15 海洋流速的深度-時間變化。(a) U_s 分量, 等值線間隔為 0.01cm s^{-1} , (b) V_s 分量, 等值線間隔為 0.01cm s^{-1} 。(c) 第三天 U_s 分量(插圖海溫)每隔6小時的垂直剖面變化, 曲線符號同圖4。

化。近海面層的各项淨能量收支(H_A , 曲線3), 有日夜周期性變化, 而且小於零, 因此, 海面溫度也隨時間增加而減小。

海面溫度隨時間的變化示於圖12。第一天因為海洋上層混合層的開始成長, 上層較高溫的海水和下層較低溫者混合, 使海面溫度急速下降, 但到了第二天日出後, 太陽的短波輻射作用, 使海面溫度上升, 在下午3時左右達到最高, 然後再下降。因為假設初始的海溫場隨深度遞減, 當海洋上層混合層深度逐漸加深後, 下層較冷的海水會逐漸和上層較暖的海水混合, 使海面溫度有緩慢降低的趨勢, 但此趨勢隨著混合層深度, 加深的變緩而變小。海面溫度的日夜變化很清楚, 最高海面溫度和最低海面溫度的差距約 0.8°C , 和一些觀測結果(例如: Delnor, 1972; Price et al., 1986)十分接近。海面溫度和25公尺高的氣溫差隨時間變化示於圖12b中, 因為海面溫度隨時間減少比大氣對流邊界層內的降溫小, 導致海氣溫差大小隨時間而有增加, 但其趨勢慢慢變緩, 在積分四天後, 溫差約為 5°C 左右, 但其日夜周期性變化仍然十分清楚。

c. 水汽場:

圖13為積分第三天15時(曲線D)和第四天00時(曲線N), 總水汽混合比和水汽通量的垂直剖面。混合比隨高度緩慢的減少, 到達逆溫層底, 急速減少, 在逆溫層頂的尖角是因為數值的運算造成的, 只是短暫的現象。水汽通量隨高度有增加的(曲線D), 也有隨高度減少的(曲線N), 此種水汽混合比和水汽通量的結構和一些觀測結果十分相似(例如, Nicholls and LeMone, 1980)。

d. 速度場:

大氣邊界層內風速(U, V)隨高度-時間的變化示於圖11a和b中。因為假設初始風速(U, V) = (2, 0), 不隨高度改變, 且假設地轉風和初始風速場一致, 同時不隨時間改變。海面和大氣溫度場雖然有日夜變化, 但強度不大, 且大氣低層一直維持不穩定的情況, 使得大氣邊界層內風場的日夜變化不明顯, 而慣性周期較為明顯, 但是其振幅很小, 最大只在 0.2 ms^{-1} 左右, 而海面風應力的慣性的周期變化(圖略)。

海洋流速場的時間-深度變化示於圖15a和b中, 由圖可見流速有周期性的運動。在白天, 因為表層有穩定層存在, 如果海面風速不大, 風應力的作

用被陷在表層, 使動量不易向下傳送, 所以在白天表層有相對較大的流速存在、表層流速的垂直梯度很大(圖15c, 曲線2), 所以在圖15b中, 白天流速會有類似偶極(dipole)的結構, 類似大氣邊界層的夜間低層噴流(nocturnal low level jet)的現象; 相反在晚上, 因海面長波輻射冷卻, 在表層較易形成不穩定層, 表面風應力的作用容易下傳, 使海洋上層混合層發展較深。在Price et al. (1986)和Schudlich and

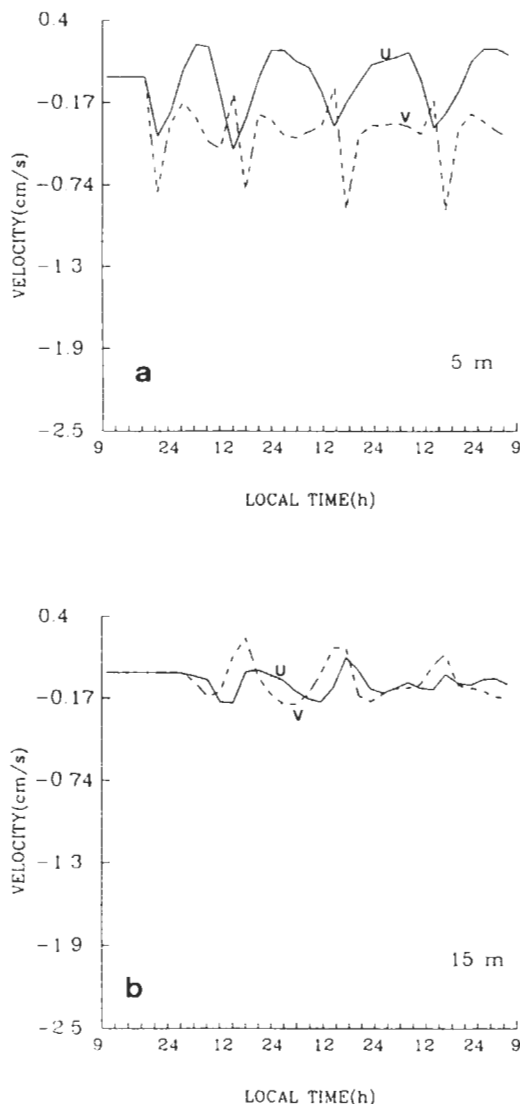


圖16 (a)水深5公尺和(b)水深15公尺海洋流速的時間序列, 實線為 U_x 分量, 虛線為 V_x 分量。

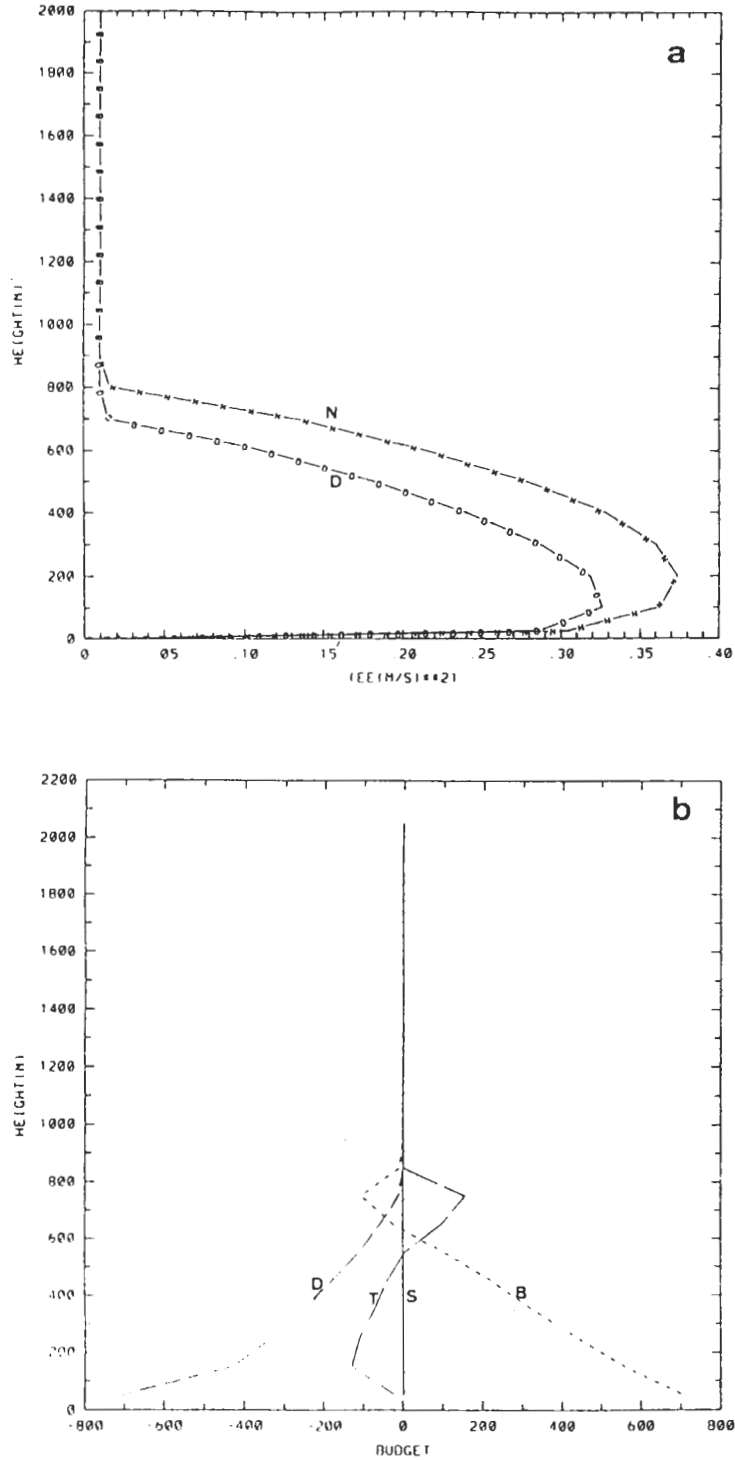


圖 17 (a) 第三天 15 時(曲線 D)和第四天 00 時(曲線 N)的大氣紊流動能垂直剖面, (b) 第三天 15 時的大氣紊流動能收支。B: 浮力項, S: 風切產生項, T: 傳送項, D: 耗散項(皆放大 10^6 倍)。

Price (1992)的觀測及模擬也有相同的現象。海洋的流速因為受海面溫度日夜變化的影響，不會有如個案1(圖5a)的純慣性周期，而是受到日夜變化周期和慣性周期疊加的影響，圖16a和b分別為在水深5公尺和15公尺流速隨時間變化，在5公尺深的流速要比15公尺深的流速大，後者在第二天12小時之後才開始有流速，它們的周期不是純日夜周期，也不是純慣性周期。

e. 紊流動能：

積分第三天15時(曲線D)和第四天00時(曲線N)的大氣紊流動能的垂直剖面示於圖17a。紊流動能先隨高度增加而增加，在對流邊界層約三分之一的高度達到最大，然後再隨高度減少，到達對流邊界層頂後，很快減少，可以忽略。同時，因為邊界層皆呈不穩定情況，且海面溫度的日夜變化不大，故曲線N接近曲線D。積分第三天15時的紊流動能收支示於圖17b中，紊流動能在低層主要是浮力產生項和耗散項為主，兩者互相平衡，在接近高層逆溫層底

，由傳送項提供紊流動能，以平衡浮力項和耗散項的消耗，這些紊流動能垂直分佈及其收支和觀測結果和高階的紊流閉合模式結果很一致。而本個案中，風速很小，同時垂直風切也很小，故風切產生項(S)的貢獻很小。

積分第三天15時(曲線D)和第四天00時(曲線N)海洋紊流動能的垂直分佈示於圖18中，在白天，雖然在表層為穩定層，但是海面風應力仍能克服部分的層化作用，使動量下傳。紊流強度和下傳深度，視海面風應力的大小和表層穩定層的強弱而定，如果穩定層較強，同時風速較小，則動量較難下傳，下層紊流會明顯減弱，上層混合層深度也會變淺。夜晚，表層不穩定和風應力的作用，使紊流比較強，而且發展的深度也比較深。海洋的紊流動能收支，類似於大氣紊流能量收支(圖17b)的倒影，不再詳述。

由以上結果討論可知，模式可以模擬出合理的大氣邊界層和海洋上層混合層的成長，以及海-氣較

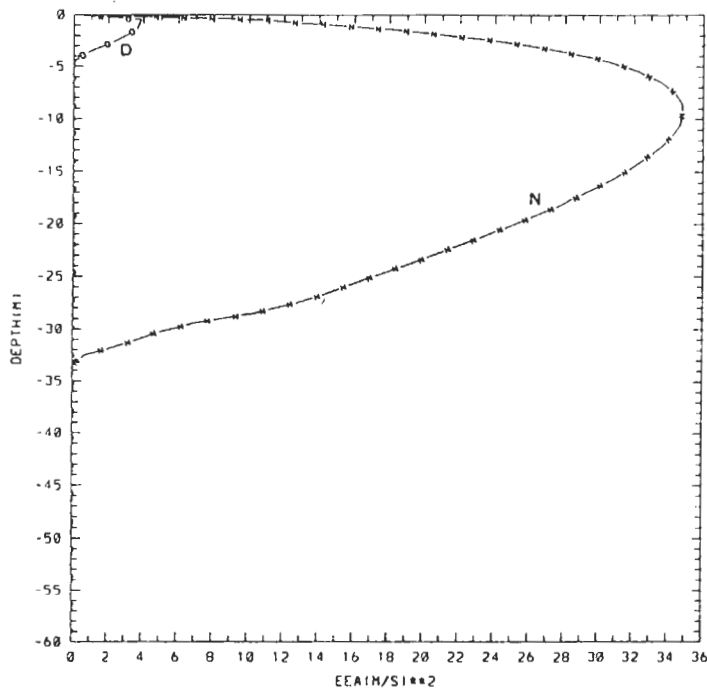


圖 18 第三天15時(曲線D)和第四天00時(曲線N)的海洋的紊流動能深度剖面(放大 10^5 倍)。

短周期的交互作用。

四、結 論

一個一維的總體平均海-氣偶合模式，被用於探討大氣和海洋上層混合層的發展，以及海-氣的交互作用。模式的預報變數包括大氣的相當位溫、總水汽含量、水平風速，以及海洋水平流速和海溫。同時，模式中包含大氣輻射和海洋輻射參數化；海面溫度則由海面能量收支預報。各種紊流通量利用 Deardorff (1980)的方法得到，紊流擴散係數由紊流動能和長度尺度決定；紊流動能則由紊流動能預報方程式預報，長度尺度則採用 Sun and Ogura (1980)的方法決定。海-氣交界面的動量通量、熱量通量、和水汽通量由 Businger et al. (1971)的相似方程得到。

海面風應力和加熱/冷卻作用的敏感測試結果顯示，海面加熱的穩定層化作用，會阻礙海洋上層混合層的發展；反之海面冷卻作用則有利它的發展。風應力愈小，加熱/冷卻的影響作用愈大。

海-氣的偶合實驗結果指出，白天，太陽短波輻射加熱，使海面溫度升高，在表層形成穩定層，阻礙紊流發展，使海洋上層混合層發展較淺；反之，晚上，海面長波輻射冷卻，使海面溫度降低，在表層形成不穩定層，加強紊流強度，使海洋上層混合層發展較深。由能量收支方程所預報的海面溫度，呈現明顯的日夜變化，其日夜差距約在 0.8°C 左右和一般的觀測相近。海面風速較小時，受到海面溫度日夜變化的影響，海洋上層混合層也有明顯的日夜變化。

因為較難得到大氣和海洋邊界層的同時觀測資料，因此本文採用一些理想的初始條件，試驗模式。基本上，模式結果和一般的觀測結果的大小和特性相比較，模式可以掌握住大氣邊界層和海洋上層混合層的平均場和紊流場發展的特性，以及海面溫度的日夜變化。

本文為初步的結果，進一步將探討有雲產生時洋面大氣邊界層的成長特性。同時，可利用此模式結果，比較不同容積公式(bulk formula)對於海-氣界面的紊流通量參數化結果，以及西風加強時，海-氣

邊界層紊流通量的變化。此一維模式亦可作為推展為三維模式的基礎，並用於實際觀測結果的模擬。

致 謝

本文是在國科會研究計畫編號 NSC 81-0202-M-002-06 的支助下完成。研究進行中本系李啓運教授、柯文雄教授、本校海洋所陳慶生教授和國立中央大學大氣科學系黃清勇教授、林松錦教授，提供許多寶貴的意見，特此誌謝。

參考文獻

- 鄭震雄與陳慶生，1987：變動風應力下海洋混合層之數值模擬，國立臺灣大學海洋研究所碩士論文。
- Bougeault, P., 1985: The diurnal cycle of the marine stratocumulus layer: A higher-order model study. *J. Atmos. Sci.*, 42, 2826-2843.
- Brutsaert, W., 1984: *Evaporation into the atmosphere: Theory, history, and applications*. Reidel Pub. Co., 299pp.
- 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.
- Cayan, D. R., 1992: Latent and sensible heat flux anomalies over the northern ocean: The connection to monthly atmospheric circulation. *J. Climate*, 5, 354-389.
- Chern, C. S., and J. Wang, 1988: Modeling the oceanic mixed layer under a variable wind stress, *Seventh Conference on Ocean Atmosphere Interaction*, 199-202.
- Deardorff, J. W., 1980: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three dimensional model.

Bound. Layer Meteor., 18, 495-527.

- Delnore, V. E., 1972: Diurnal variation of temperature and energy budget for the oceanic mixed layer during BOMEX. *J. Phys. Oceanogr.*, 2, 239-247.
- Huang, C. Y., and S. Raman, 1988: A numerical modeling study of the marine boundary layer over the Gulf Stream during cold air advection. *Bound. Layer Meteor.*, 45, 251-290.
- Klein, P., 1980: A simulation of the effects of air-sea transfer variability on the structure of marine upper layers. *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 1824-1841.
- Kondo, J., Y. Sasano., and T. Ishii, 1979: On wind driven current and temperature profiles with diurnal period in the oceanic planetary boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.*, 9, 360-372.
- Kundu, P. K., 1980: A numerical investigation of mixed layer dynamics. *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 220-236.
- Mellor, G. L., and P. A. Durbin, 1975: The structure and dynamics of the ocean surface mixed layer. *J. Phys. Oceanogr.*, 5, 718-728.
- Mellor, G. L., and T. Yamada, 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problem. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20, 851-875.
- Miller, J. R., 1976: The salinity effect in a mixed layer ocean model. *J. Phys. Oceanogr.*, 6, 29-35.
- Nicholls, S., and M. A. LeMone, 1980: The fair weather boundary layer in GATE: The relationships sub-cloud fluxes and structure to the distribution and enhancement of cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 37, 2051-2067.
- Paulson, C. A., and J. J. Simpson, 1977: Irradiance measurements in the upper ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 7, 952-956.
- Price, J. F., R. A. Weller, and R. Pinkel, 1986: Diurnal cycling: observation and models of the upper ocean response to diurnal heating, cooling and wind mixing. *J. Geophys. Res.*, 91, C7, 8411-8427.
- Rodgers, C. D., 1967: The use of emissivity in atmospheric radiation calculations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 93, 43-54.
- Schudlich, R. R., and J. F. Price, 1992: Diurnal cycles of current, temperature, and turbulent dissipation in a model of the equatorial upper ocean. *J. Geophys. Res.*, 97, 5409-5422.
- Simpson, J. J., and T. D. Dickey, 1981: The relationship between downward irradiance and upper ocean structure. *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 309-323.
- Stephens, G. L., 1978: Radiative properties of extended water clouds: II Parameterizations. *J. Atmos. Sci.*, 35, 2133-2142.
- Stephens, G. L., and P. J. Webster, 1979: Sensitivity of radiative forcing to variable cloud and moisture. *J. Atmos. Sci.*, 36, 1542-1556.
- Suarez, M. J., and P. S. Schopf, 1988: A delayed action oscillator for ENSO. *J. Atmos. Sci.*, 45, 3283-3287.
- Sui, C. H., K. M. Lau, and A. K. Betts, 1991: An equilibrium model for the coupled ocean atmosphere boundary layer in the tropics. *J. Geophys. Res.*, 96, C7, 3151-3163.
- Sun, W. Y., and Y. Ogura, 1980: Modeling the evolution of the convective planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 45, 1205-1227.
- 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 C.-Y. J. Kao, 1986: A modeling study on the fair weather marine boundary layer of the GATE. *J. Atmos. Sci.*, 43, 3186-3199.

On an One-dimensional Coupled Air-sea Boundary Layer Model

Ching-chi Wu Hsin-hsing Chia

Department of Atmospheric Science
National Taiwan University

(manuscript received 20 September 1992; in final form 27 November 1992)

ABSTRACT

An one-dimensional coupled air-sea boundary layer model is used to study the growth of the marine atmospheric boundary layer and the upper oceanic boundary layer. The model includes the effect of radiation on the atmosphere and ocean. Sea surface temperature (SST) is predicted by a surface energy budget equation.

In the daytime, the heating of solar radiation strengthens stratification and slows down the growth of upper oceanic boundary layer. On the other hand, during night time, sea surface cooling caused by longwave radiation enhances the instability and deepens the upper oceanic boundary layer.

The predicted SST shows diurnal variation with a range of about 0.8°C which is close to the observed value. In general, the model simulates the diurnal variation of SST and developments of the atmospheric and upper oceanic boundary layer reasonably well.

Key Words: Air-sea Interaction, Turbulence Parameterization, Inertial Motion, Ekman Spiral.