

二氧化碳 4.3 微米吸收帶的反射陽光及其訂正

曾忠一^{1 2} 李衍民³

¹ 中央研究院物理研究所

² 國立台灣大學大氣科學系

³ 海軍氣象中心

(中華民國八十三年六月六日收稿；中華民國八十五年二月五日定稿)

摘 要

二氧化碳 4.3 微米紅外吸收帶頻道可以用來探測氣溫垂直分布，但這個波段的短波部分白天時會受到反射陽光的影響，使得這個吸收帶頻道無法應用。本文使用離散方向法配合複雜的下邊界條件來建立散射大氣的輻射傳遞模式，以便對二氧化碳 4.3 微米吸收帶頻道做一探討，希望能了解反射陽光的影響。資料來源為 1993 年 5 月 18 日氣象衛星 NOAA-11 號上輻射計 HIRS/2 第 13 到 17 頻道的觀測資料。

在與衛星資料校驗方面，這五個頻道的模擬結果在天頂角小於 45° 時和觀測資料都相當一致，但天頂角大於 45° 時則誤差隨著增大，這種類似系統性的誤差，我們認為可能是模式所考慮的模式大氣和所使用的散射相位函數未能與真實大氣一致所引起的。在反射陽光訂正方面，我們將雙頻道訂正法和理論模擬的結果互相比較，由於雙頻道訂正法只考慮海面的反射部分，並沒有包含大氣的散射效應，所以二者會有差異是可以預期的。

因此除了有必要進一步研究當地的大氣光學性質和散射相位函數之外，如果能對誤差來源提供一定量分析的方法，將可有效地改善模式的架構，以增進模式實際應用的能力。

關鍵詞：輻射傳遞模式、反射陽光、雙頻道訂正法

一、前 言

1960 年第一顆氣象衛星升空時，上面所裝載的電視攝影器材成功地觀測到雲系的分布。後來衛星愈來愈大，可以裝載更多的儀器，執行更多的任務；而且儀器的靈敏度也大幅改善，可

以同時進行多種觀測。觀測對象為晝夜的雲系分布，以接收到的紅外輻射推算氣溫和水汽的垂直分布，並以微波來探測雲下的大氣。另外，地球同步衛星可追蹤雲塊的移動來決定風向和風速。

第四代氣象衛星 TIROS-N/NOAA 系列載有更精密的輻射計，可以決定雲量、海面溫度、氣溫和水汽的垂直分布及其他水文和環境資料。這一系列的衛星上裝載有多種儀器，簡述如下：

- a. 極精密高分辨率輻射計 (AVHRR)：共有五個頻道，可以得到可見光雲圖和紅外雲圖。
- b. 泰洛斯業務垂直探測器 (TOVS)：主要目的在探測自地表到 10 毫巴的氣溫和水汽垂直分布及臭氧總含量。
- c. 太空環境監測器 (SEM)：負責偵測太空中的太陽質子、 α 粒子及電子通訊等資料。
- d. 地球輻射收支試驗 (ERBE)：可以監測太陽常數、行星反照率以及射出長波輻射等參數。

其中泰洛斯業務垂直探測器 TOVS 主要在探測氣溫與水汽的垂直分布及臭氧總含量，是由三組儀器所組成，分別為高分辨率紅外輻射探測器 (HIRS/2)、平流層探測單元 (SSU) 及微波探測單元 (MSU)。

在泰洛斯業務垂直探測器 TOVS 中共有三組吸收帶頻道可用來探測氣溫垂直分布，分別為二氧化碳 4.3 微米吸收帶、二氧化碳 15 微米吸收帶及氧 0.5 厘米吸收帶。

在求取氣溫垂直分布時，這三種吸收帶各有其優缺點 (Fleming, 1978; 曾, 1988b)。表一中列出這三種吸收帶若干特性的比較，溫度欄中 200 K 代表冷區，300 K 代表暖區。在對雲的穿透性上，氧 0.5 厘米吸收帶佔絕對優勢。但在晴空的情況下，氧 0.5 厘米吸收帶就遠比其他兩個吸收帶差。單從能量上看，二氧化碳 15 微米吸收帶具有獨特的優越性，這是因為 15 微米吸收帶正好位於地表和氣溫範圍內黑體輻射強度出現極大值的區域。但波長越短，黑體輻射強度對溫度的依賴就越大。Shaw *et al.* (1970) 指出，物體在室溫下所放出的輻射，4.3 微米吸收帶比 15 微米吸收帶有更好的相關，因此用 4.3 微米吸收帶可獲得較佳的溫度廓線。以現有的檢測器技術以及頻道寬度和光學視場的要求來說，以二氧化碳 4.3 微米吸收帶用來感應大氣暖區，15 微米吸收帶用來感應大氣冷區是比較適當的。因此在晴空下，從暖區溫度靈敏度和溫度的相關上來說，二氧化碳 4.3 微米吸收帶較其他兩個吸收帶為優。表二中列出 HIRS/2 二氧化碳 4.3 微米五個頻道的中心波長、吸收氣體和能量最大處的氣壓層 (Smith *et al.*, 1979)。

表一 4.3 微米、15 微米及 0.5 厘米等三個吸收帶特性的比較 (取自曾, 1988)。

特 性	溫 度	4.3 微米	15 微米	0.5 微米
(a) 能量 (相對黑體輻射強度)	200K	1.25	5,000	1
	300K	200	15,000	1
(b) 對溫度的靈敏性 (相對於檢測器噪聲*)	200K	1	10	4
	300K	20	6	1
(c) 透雲性 (透射率)	200K	6%	1%	96%
	300K	1%	1%	99.98%

*4.3 微米、15 微米和 0.5 厘米吸收帶頻道的檢測器噪聲分別設為 0.002, 0.2 爾格 / 釐米²·秒·釐米⁻¹·球面度和 0.7K。

表二 HIRS 二氧化碳 4.3 微米吸收帶各頻道的中心波長、主要吸收氣體、能量最大氣壓層(取自曾, 1988b)。

HIRS 頻道序號	中心波長 (微米)	主要吸收氣體	權重函數最大的氣壓層
13	4.57	N ₂ O	1000毫巴
14	4.52	N ₂ O	950毫巴
15	4.46	CO ₂ /N ₂ O	700毫巴
16	4.40	CO ₂ /N ₂ O	400毫巴
17	4.24	CO ₂	5毫巴

可是紅外波段的短波部分，則會受到反射陽光的影響。在3.75微米處，反射陽光的輻射強度約為黑體輻射強度的10%。Takashima and Takayama(1981)利用3.7微米窗區頻道來計算海面溫度，經反射陽光訂正後，誤差可降低到2K。在他們的研究中指出，反射陽光會有50 K以上的影響(圖1)。同樣地二氧化碳4.3微米吸收帶有些頻道也會受到反射陽光的影響。因此在使用這些頻道時，必須將反射陽光影響的部分加以訂正，這樣才可在白天時利用這些頻道的優點獲得較準確的氣溫垂直分布。現在遙測問題中通常用雙頻道訂正法(Fleming, 1978; Hayden *et al.*, 1981; 曾; 1988b)來進行反射陽光訂正，HIRS/2第18和第19頻道，位於4.0微米窗區，併用這兩個頻道資料可以除去反射陽光的影響。

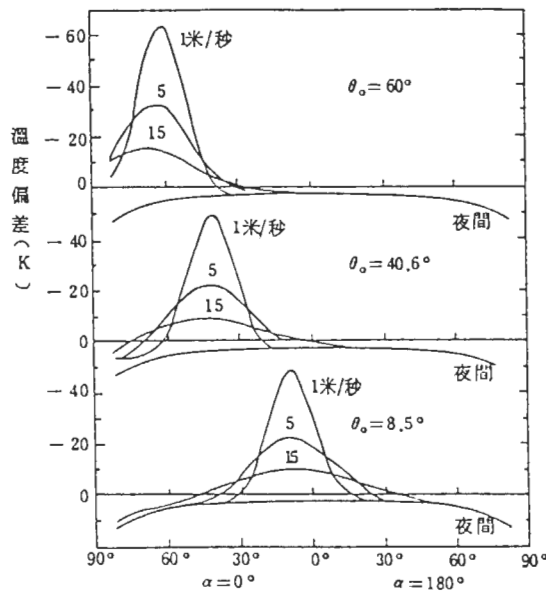


圖1 晴空下3.7微米處反射陽光對海面溫度的影響。橫座標是相對方位角在0°及180°下的天頂角，縱座標是由模式計算出來的天頂處亮度溫度和海面溫度的差值，海面風速為1m/s、5m/s及15m/s，太陽天頂角分別為60°，40.6°及8.5°的情形；為方便比較，夜間的溫度偏差也畫在圖中(取自Takashima and Takayama,1981)。

對於反射陽光問題，必須考慮大氣中的散射效應，即求解散射大氣中的輻射傳遞方程。處理多重散射輻射傳遞方程的方法可分為下列四種：

- a. 直接求解輻射傳遞方程，如球面諧函數法、離散方向法等。
- b. 不變性原理，如倍加法。
- c. 直接對輻射傳遞方程求解，如疊代法。
- d. 蒙地卡羅法。

第二種方法發展較早，使用最廣，計算過程穩定，但所花費的計算機時間比第一種方法多。第三種方法較少使用。第四種方法的準確度較差，若要提升準確度就要耗費可觀的計算機時間。

本文選擇離散方向法連同複雜的下邊界條件建立輻射傳遞模式，來處理反射陽光的問題。離散方向法常被用來處理各向異性散射的問題，其形式非常直接，在物理上易於掌握；而且計算時間相當短，具有足夠的準確度與穩定性，近年來已發展相當成熟。本文所使用的模式是由黃(1989)發展出來的，當初是包含複雜下邊界的單層模式，周(1990)將這個模式推廣為4層，並對3.7微米頻道的反射陽光做了一些定性的討論，林(1992)進一步對3.7微米的理論模擬結果和衛星資料做定量的比較。本文利用這個模式對二氧化碳4.3微米吸收帶的反射陽光效應做定性和定量的分析，並且較驗上述雙頻道訂正法的準確度。

本文第二節中先介紹輻射傳遞模式的建立。第三節中將下邊界和輻射傳遞模式結合，然後使用這個模式模擬NOAA-11號氣象業務衛星上HIRS/2的第13到17頻道，並與實際衛星資料比較。第四節中使用這個模式對二氧化碳4.3微米吸收帶做定性的探討，以了解反射陽光的影響。第五節中使用雙頻道訂正法計算反射陽光訂正值，並和理論模擬的結果互相比較。第六節是本研究的結論。

二、輻射傳遞模式

過去三十多年來，多重散射大氣的輻射傳遞計算已經有許多方法被發展出來，例如球面諧函數法(spherical harmonics method)、離散方向法(discrete ordinate method)和蒙地卡羅法(Monte-Carlo method)等，這些方法各有它們的計算原理和優缺點，在這裡我們使用離散方向法。

基本上說離散方向法是一種常常被用來求解散射大氣中輻射傳遞方程的方法，這個方法自從在1940年代由Chandrasekhar提出以後，就被許多學者用來研究行星大氣中可見光和紅外波段的輻射傳遞問題(例如Liou, 1975; Stamnes and Dale, 1981)。離散方向法把輻射傳遞方程簡化成單純的常微分方程，使我們容易求得特徵解，這個常微分方程也可看成是相應此特徵解的特徵方程。離散方向法的形式非常直接，在物理的理解上也易於掌握，而且近年來的發展已經相當成熟，在加入複雜下邊界擬和的輻射傳遞計算中，黃(1989)提出的計算方法已獲得良好的結果。

至於詳細的輻射傳遞模式，包括求解輻射傳遞方程的離散方向法，和林(1992)、周(1990)完全一樣，不在這裡贅述，只列在後面的附錄中，以供參考。

接著對上述大氣輻射模式做一些計算。在這模式中垂直方向共分為四層，離散天頂角取48

個高斯點，方位角以12個Fourier分量展開。總光程厚度設定為1.0，單次散射反照率為0.9，太陽天頂角為 60° ，入射光強度為1單位輻射強度。首先考慮不含下邊界且各層都由Haze-L散射相位函數(Deirmendjian, 1964)，由此計算出輻射強度在天頂角方向上的變化，並與Benassi *et al.* (1984)由球面諧函數法所得到的結果比較。圖2為模擬的結果，表示在光程0.1、0.2、0.5及0.75處透射輻射強度和反射輻射強度隨天頂角的變化。縱座標為輻射強度，橫座標為天頂角餘弦，正值代表反射，負值代表透射。實線是由理論模擬得到的，標記”+”是Benassi *et al.* (1984)由球面諧函數計算得到的公認標準值。輻射強度在反射部分和標準值非常吻合，透射部分則在峰值附近有較大的出入。對這個問題Stamnes and Dale(1981)做過討論，他指出反射部分大約需Fourier分量展開到10項就可收斂得很好；而透射部分，則需展開到20項左右才會收斂。我們主要是探討反射的問題，因此在模式中Fourier分量展開到12項已經足夠了。

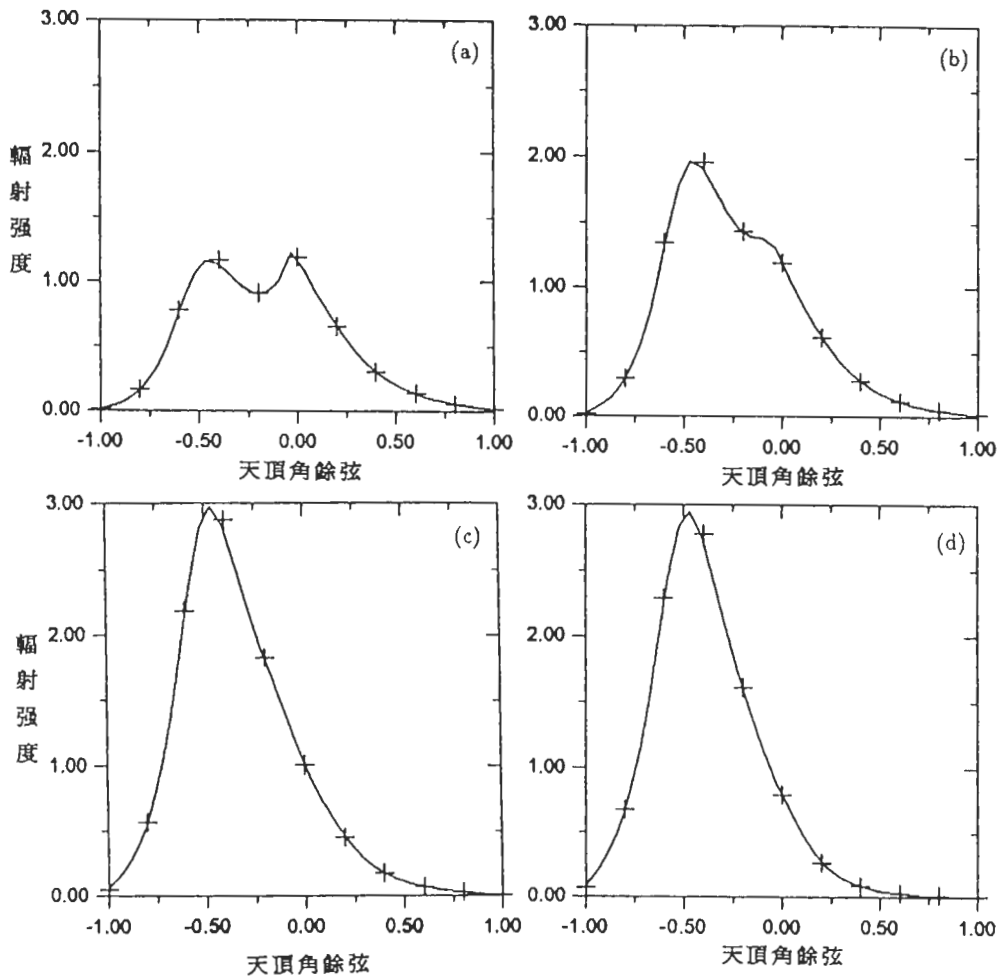


圖2 本模式在不考慮下邊界反射和放射， $\omega_0 = 0.9$ ，太陽入射天頂角為 60° ，入射光強度為1單位輻射強度，總光程為1的情況下，反射($\mu > 0$)和透射($\mu < 0$)場隨天頂角的變化。其中”+”為Benassi *et al.* (1984)的計算結果。(a)光程為0.1。(b)光程為0.2。(c)光程為0.5。(d)光程為0.75。

三、完整的輻射傳遞模式

完整的輻射傳遞模式還需要包括下邊界的放射和反射效應，因此下邊界條件應改寫為

$$I(\tau_{LN}, \mu, \phi) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 R(\mu, \phi, \mu', \phi') I^*(\tau_{LN}, -\mu', \phi') \mu' d\mu' d\phi' + \varepsilon(\mu) B[T_s] \tag{1}$$

其中 R 為雙向反射函數， ε 為地表放射率， I^* 是下邊界處的向下輻射強度，其他符號的意義可參考附錄。

海面雙向反射函數的建立可參考黃(1989)。海面假設為由無數的小片所組成，每一小片都是鏡面反射面。為了描述小片的分布，本文以隨機的方式進行模擬，也就是所謂的蒙地卡羅法。此外我們採用 Sobolev(1975) 對反射函數的定義以進行隨機模擬，而模式中海面斜率分布隨風速的變化則採用 Cox and Munk(1954) 提出的關係式。 R 除了與風速有關之外，也隨天頂角而增大 (Payne, 1972 ; Burt, 1954)。

(1) 式積分號中 I^* 是包含直射光與漫射光的向下輻射強度，通常分開處理較方便：

$$I(\tau_{LN}, \mu, \phi) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 R(\mu, \phi, \mu', \phi') I(\tau_{LN}, -\mu', \phi') \mu' d\mu' d\phi' + \mu_0 S_0 \exp\left(\frac{-\tau_{LN}}{\mu_0}\right) R(\mu, \phi, -\mu_0, \phi_0) + \varepsilon(\mu) B[T_s] \tag{2}$$

等號右邊第一項為漫射光部份，第二項為直射光部份。為了和模式中的矩陣公式結合，將 $R(\mu, \phi, \mu', \phi')$ 和 $I(\tau_{LN}, -\mu', \phi')$ 展開如下：

$$R(\mu, \phi, \mu', \phi') = \sum_{m=0}^M \sum_{m'=0}^M R_{m,m'}(\mu, \mu') \cos m\phi \cos m'\phi' \tag{3}$$

$$I(\tau, \mu, \phi) = \sum_{m=0}^M I_m(\tau, \mu) \cos m\phi \tag{4}$$

μ 方向只取高斯點上的值，並將(2)式中的積分部分都用高斯求積法來近似，就可求得第 m 個 Fourier 分量的邊界條件為：

$$I_{m,i} = \sum_{m'=0}^M (1 + \delta_{m',0}) \sum_{i'=1}^n R_{m,m',i,i'} I_{m',-i'} \mu'_i a'_i + S_{m,i}(\mu_0, \phi_0) + \delta_{m,0} \varepsilon(\mu_i) B(T_s) \quad (i = 1, n; m = 0, M) \tag{5}$$

其中

$$S_{m,i}(\mu_0, \phi_0) = \mu_0 S_0 e^{-\tau_N/\mu_0} \sum_{m'=0}^M R_{m,m'}(\mu_i, \mu_0) \cos m'(\phi + \pi) \tag{6}$$

將(47)式(見附錄)代入(5)式中並展開後，得到

$$\sum_{j=1}^n \left[L_{j, LN}^m g_{j, LN}^m(\mu_i) e^{-\lambda_{j, LN}^m \tau_{LN}} + L_{-j, LN}^m g_{-j, LN}^m(\mu_i) e^{\lambda_{j, LN}^m \tau_{LN}} \right] = -I_p^m(\tau_{LN}, \mu_i) + S_{m,i}(\mu_0, \phi_0) + \delta_{m,0} \varepsilon(m u_i) B[T_B]$$

$$+ \sum_{m'=0}^M (1 + \delta_{m',0}) \sum_{i'=1}^n R_{m,m',i,i'} I_{m',-i'} \mu'_i a'_i \quad (i = 1, n) \quad (7)$$

則由(57)式、(58)式和(7)式三式聯立就可解出包含下邊界反射、放射條件時齊次解的待定係數。再由(47)式獲得相應的輻射強度，至此模式已建立完成。

接著利用這個模式先對3.7微米頻道進行測試，並與 Takashima and Takayama (1981)的倍加法結果(圖1)比較。圖3為計算出來的天頂處向上輻射強度的結果(但在這裡都將輻射強度改用亮度溫度表示)，縱座標為亮度溫度，橫座標為天頂角，海面溫度是294K，太陽入射天頂角為60°，相對方位角為0°；海面狀況則考慮風速為1m/s、5m/s及10m/s的情形。由圖中可知，反射陽光最強處，剛好對應太陽入射天頂角的鏡面反射方向。海面風速越小，則反射陽光影響越大。當天頂角增加時，散射陽光所經光程越大，衰減越強，例如夜間的最大衰減量可達到54K，這是臨邊昏暗的情形，和實際大氣的性質是一致的。

圖4是太陽入射天頂角在8.5°和40.6°(大氣條件同圖3)的模擬結果。其中縱座標已改為亮度溫度和海面溫度的差值，這是為了方便與 Takashima and Takayama (1981)的結果(圖1)比較。模擬結果表明，反射陽光峰值產生的位置和強度大小與 Takashima and Takayama (1981)的結果相當一致，這增加了我們進一步利用這個模式對其它波長進行模擬的信心。

由於模式計算考慮了大氣吸收的效應，而且在各天頂角都不相同，因此反射陽光的效應應該表現在有陽光和無陽光下亮度溫度的差值，而不是只減去海面溫度。圖5為太陽入射天頂角在8.5°及40.6°，相對方位角為0°，海面風速為1m/s、5m/s及10m/s三種情況下反射陽光隨天頂角的變化，其中縱座標已改為有陽光和無陽光下天頂處亮度溫度的差值。比較圖5與圖4可知，各個天頂角在不同海面條件下的反射陽光在定性上相當一致，但在定量上則前者較後者高些。以後本文所探討的反射陽光效應都以圖5的定義為準。

氣象衛星NOAA-11號上高分辨率紅外輻射探測器HIRS/2第13到17頻道為二氧化碳4.3微米吸收帶頻道，我們想進一步利用這個模式計算這些頻道的結果。

選取的個案為1993年5月18日下午3時的衛星資料。在這裡我們討論的是比較單純的晴空狀況，首先將資料做濾雲處理。因HIRS/2的掃描速度為6.4秒/掃描線，而AVHRR則為1/6秒/掃描線，所以在每個HIRS/2視場內會有二百個以上的AVHRR像元落在其中。因此當HIRS/2視場內AVHRR像元的第一、二頻道反照率資料都小於0.1時，則認定該HIRS/2視場為晴空視場。

海面溫度利用日本十日海溫平均圖決定。經過濾雲後，再選擇海面狀況在海面溫度301K，風速在1m/s左右的視場資料進行模擬。資料點的太陽天頂角集中在45°附近，相對方位角在15°至20°之間，因此使用太陽天頂角45°，相對方位角18°。由於資料在角度上很少剛剛好，所以在選取衛星資料時，太陽天頂角和相對方位角選取的範圍均取在正負2.5°之間。本模式共分為4層，第一、二層的散射相位函數使用Haze-L散射相位函數(Deirmendjian, 1964)，單次散射反照率為0.1。三、四層的散射相位函數則使用由Junge(1955)的粒徑分布計算出來的米氏散射相位函數。由於Junge(1955)的粒徑分布是陸地上測量的結果，在這裡被用在海洋上，可能會造成若干誤差。

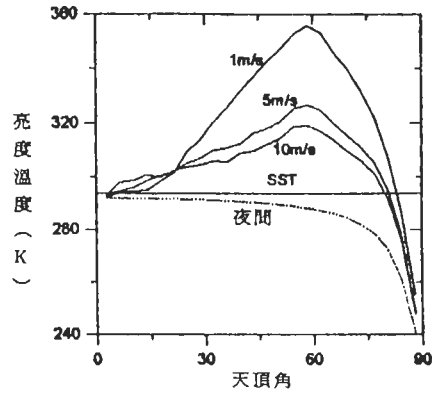


圖3 模式中入射光波長為3.7微米，太陽入射天頂角 60° ，相對方位角 0° ，海面溫度294K，海面風速為1m/s、5m/s、10m/s及夜晚時天頂處亮度溫度隨天頂角的變化。

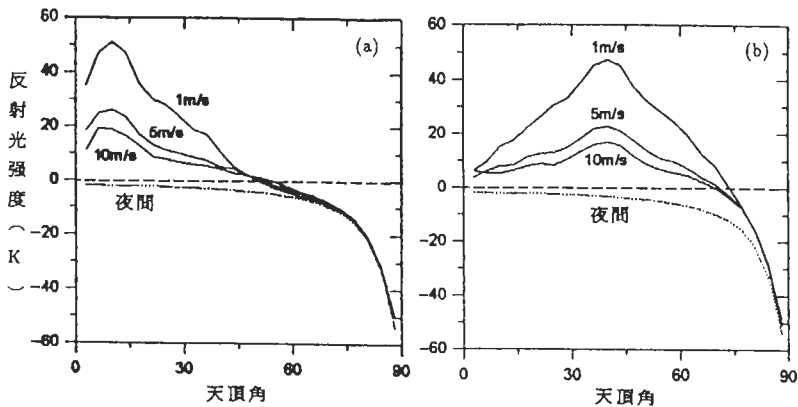


圖4 同圖3，但縱座標為天頂處亮度溫度和海面溫度的差值。(a)太陽天頂角 8.5° 。(b)太陽天頂角 40.6° 。

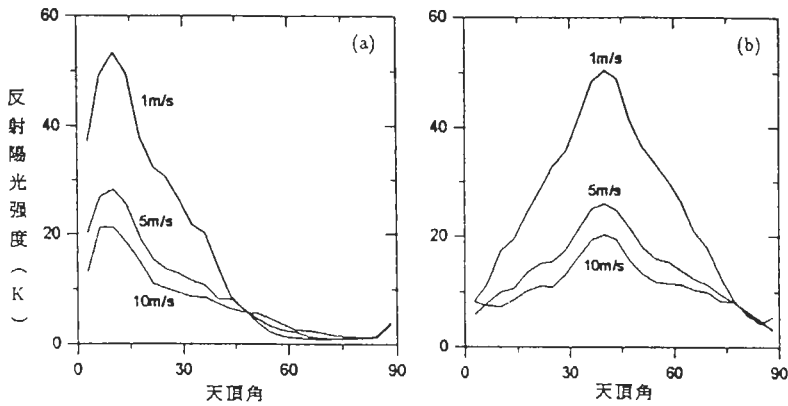


圖5 同圖4，但縱座標為天頂處有陽光和無陽光下亮度溫度的差值。(a)太陽天頂角 8.5° 。(b)太陽天頂角 40.6° 。

圖6為對第13至17頻道的模擬結果，實線為理論模擬的結果，標記”+”代表衛星資料。圖6a為第13頻道，由圖中可知，天頂角在 20° 至 45° 的範圍內，模擬和觀測的結果在定性上和定量上都相當一致，但天頂角大於 45° 時則誤差變大。圖6b為第14頻道，模擬結果在定性上和衛星資料相當一致，但定量上則低了 8° 左右。圖6c為第15頻道，模擬結果和衛星資料在天頂角 30° 左右較為吻合，但和第13頻道類似，在天頂角大於 40° 時誤差開始變大。圖6d為第16頻道，模擬結果和衛星資料在天頂角小於 30° 以內相當一致，大於 30° 則衛星資料突然增高10K左右，這可能是模式所考慮的大氣及其相位函數未能與真實大氣一致所引起的。圖6e為第17頻道，除了在天頂角 40° 附近模擬的結果稍為偏大3K左右，模擬的結果和衛星資料相當一致。

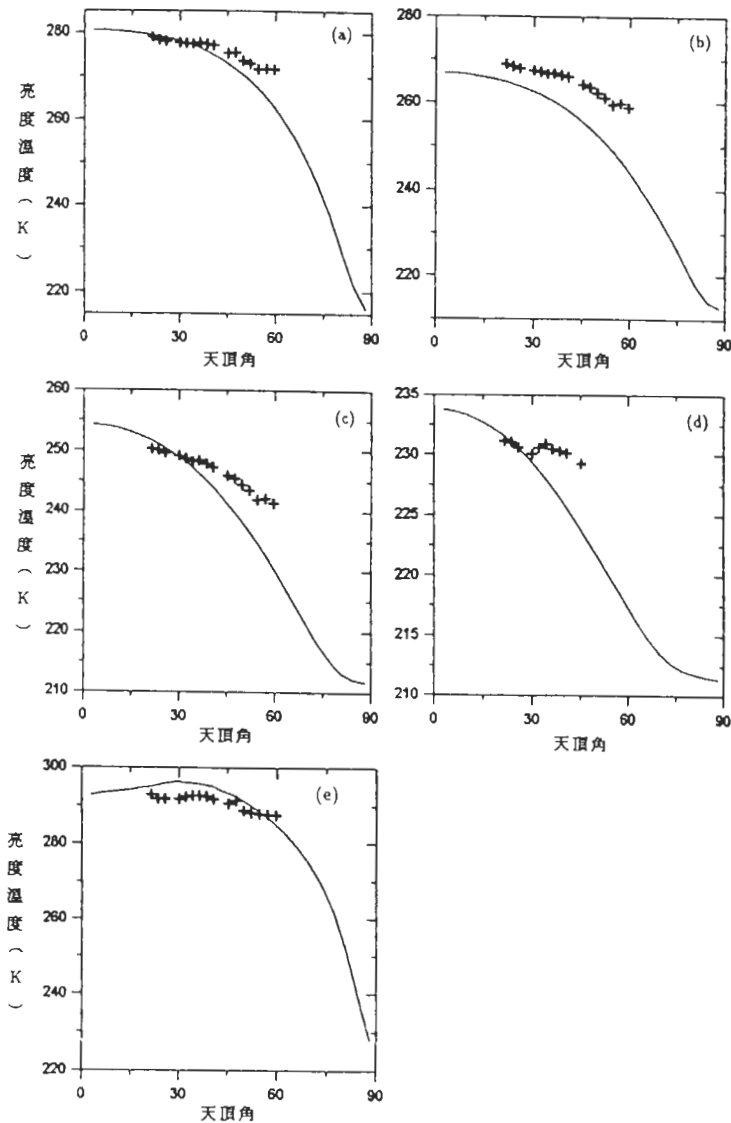


圖6 1993年5月18日NOAA-11號衛星HIRS/2各頻道的結果，太陽入射天頂角為 45° ，相對方位角 18° ，海面溫度301K，海面風速1m/s。其中實線是理論模擬結果，”+”為衛星觀測資料。(a)第13頻道。(b)第14頻道。(c)第15頻道。(d)第16頻道。(e)第17頻道。

圖7為各頻道模擬誤差對實際資料的百分比，整個誤差都小於6%，在天頂角小於45°以內則可小於3%。除了第17頻道外，當天頂角增加時誤差也隨著增加，這種系統性的表現可能是由於這個模式所考慮的大氣和所使用的散射相位函數未能與真實大氣一致，以致模式的散射效應大於真實大氣，因而產生類似臨邊昏暗效應加強的效果。因此，進一步研究當地的光學性質對於輻射傳遞模式的實際應用應有相當大的助益。

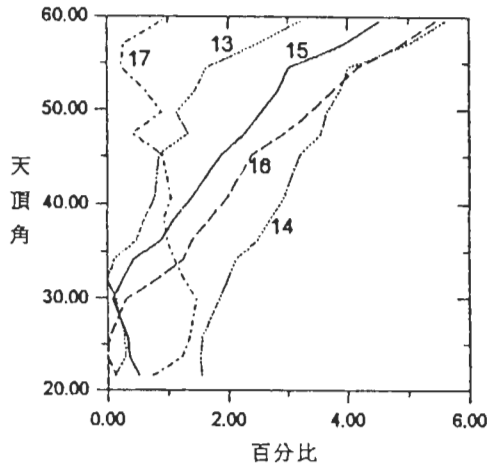


圖7 13到17頻道理論模擬結果和衛星觀測資料的誤差百分比。橫座標為百分比值，縱座標為天頂角。

四、二氧化碳4.3微米吸收帶的反射陽光

本節將對二氧化碳4.3微米吸收帶，對反射陽光部分做定性的探討，看看在不同海面狀況和不同太陽天頂角下反射陽光的影響。在這裡反射陽光的定義和第三節一樣，就是將反射陽光定義為模式中考慮有陽光和無陽光時輻射強度的差值。

模式大氣使用LOWTRAN-7套裝程式中的冬季中緯度大氣。模式各層的散射相位函數和上一節相同，海面風速分為1m/s、5m/s和10m/s，太陽天頂角在20°和60°三種條件下進行討論。

圖8到10為冬季中緯度大氣中第13頻道的結果。圖8為陽光入射天頂角20°，海面風速1m/s，天頂處亮度溫度在天頂角和相對方位角上的分布。圖中三個同心圓自內而外分別代表天頂角30°、60°和90°；正北為相對方位角180°，也就是太陽光入射的方向。如圖所示，天頂處亮度溫度在相對於太陽入射天頂角有極大值，這是鏡面反射的表現。圖9為不同太陽天頂角下的反射陽光，由圖中可明顯地看出，當太陽天頂角越小時，反射陽光影響範圍越大，同時反射陽光的最大值也發生在入射陽光的鏡面反射上。圖10是反射陽光隨海面風速的變化情形。由圖中可知，反射陽光受海面風速影響很大，當風速自1m/s增大至5m/s時，反射陽光減小一半以上，但5m/s和10m/s的變化就沒有那麼大。這意味著當風速超過某一臨界值之後，模式中海面粗糙度將使得下邊界逐漸趨向理想的漫反射面，因此海面反射行為的差異性也就趨於一致了，這個

結果也表示本模式的下邊界結構已可掌握到海面反射行為的基本物理過程。基本上說，熱帶大氣和冬季中緯度大氣中的反射陽光有類似的性質，但強度上小很多，在冬季中緯度大氣中可達到8K的影響，而在熱帶大氣中最大僅3K左右。從這個角度也可以了解不同大氣結構反應出不同的光學性質，這直接影響到我們所感興趣的反射陽光效應。

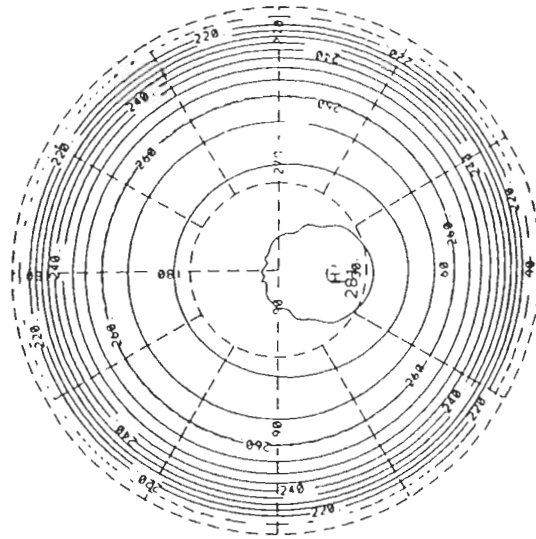


圖8 第13頻道理論模擬結果，冬季中緯度大氣中海面風速1m/s時，天頂處亮度溫度隨天頂角和相對方位角的變化。圖中圓心為局地天頂，同心圓由內而外代表天頂角為30°、60°及90°，正北方向為相對方位角180°，也就是太陽入射的方向。太陽入射天頂角為20°。

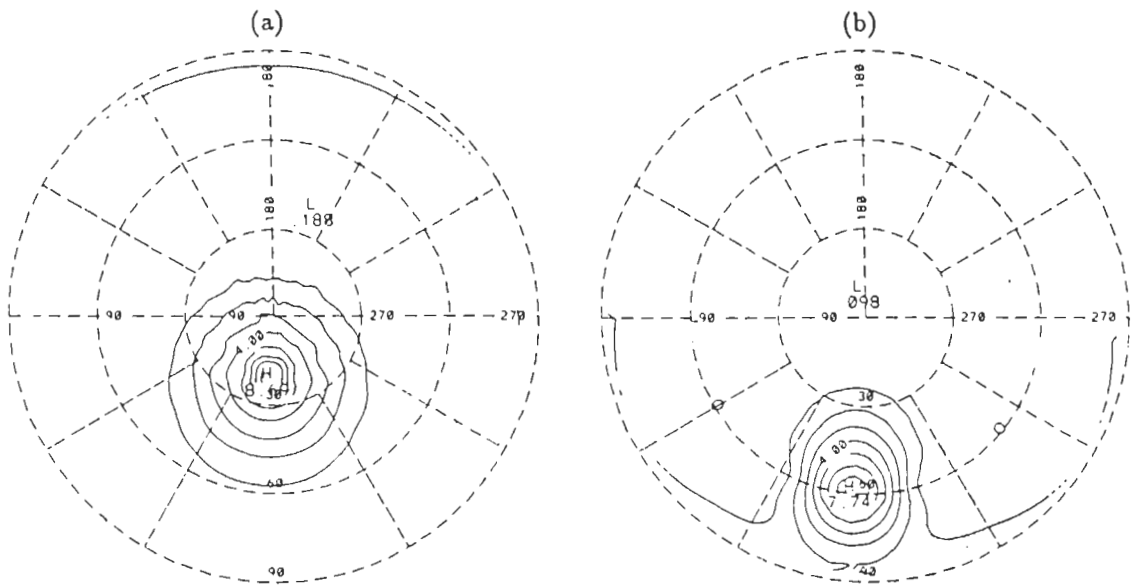


圖9 同圖8，但為反射陽光值。(a)太陽天頂角20°。(b)太陽天頂角60°。

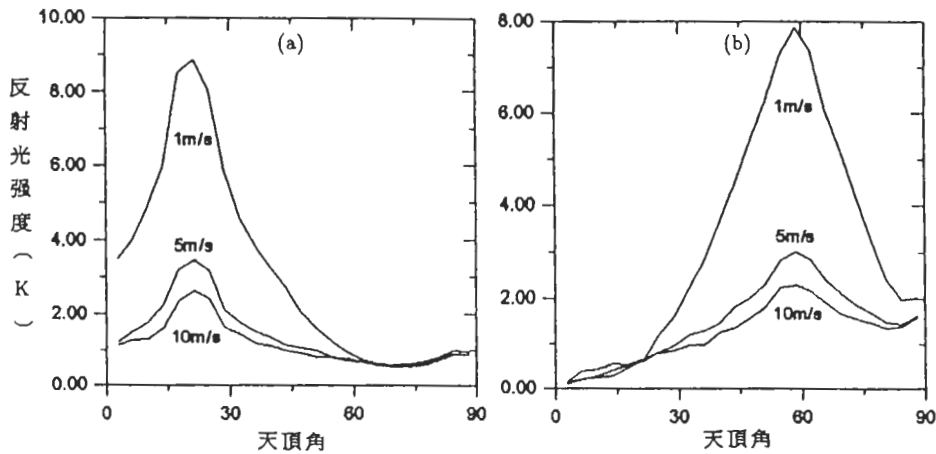


圖 10 第 13 頻道的理論模擬結果，冬季中緯度大氣中，相對方位角 0° 剖面上，反射陽光值隨天頂角的變化。(a) 太陽天頂角 20° 。(b) 太陽天頂角 60° 。

圖 11、12 和 13 分別為冬季中緯度大氣中第 14、15 和 16 頻道在太陽天頂角為 20° 和 60° 及海面風速為 1m/s, 5m/s 和 10m/s 時的反射陽光值。第 14 頻道的反射陽光特性和第 13 頻道很類似，但強度上減弱很多。例如海面風速 1m/s 且太陽天頂角 20° 時，第 13 頻道的反射陽光最大值為 9K，第 14 頻道則只有 3.7K。此外，第 14 頻道的反射陽光有一部分表現為臨邊增亮的現象，而且隨著太陽入射天頂角的增大而增大，由此可知這個頻道的大氣散射效應比第 13 頻道強，特別當光程變大時（也就是太陽天頂角增加時）尤為顯著。第 15、16 頻道的臨邊增亮更為顯著，尤其是第 16 頻道的反射陽光已不隨海面風速而變化，這意味著反射陽光主要不是表現在海面的直接反射，而是大部分被大氣散射掉並表現為臨邊增亮的現象。第 17 頻道的反射陽光（圖 14）和第 13 頻道類似，但強度上則超過甚多。如圖 14a 所示，當海面風速 1m/s，太陽天頂角 20° 時，最大反射陽光可達 24K，相對的圖 6a 中的第 13 頻道則只有 9K。

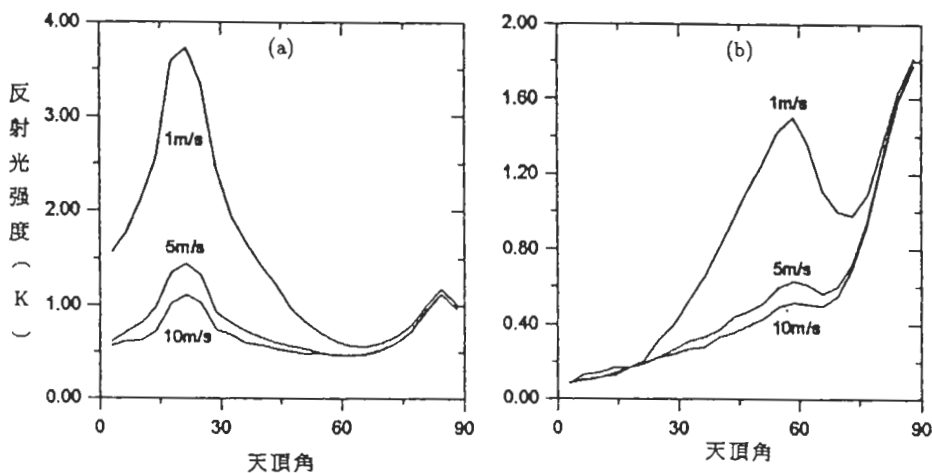


圖 11 同圖 10，但為第 14 頻道。

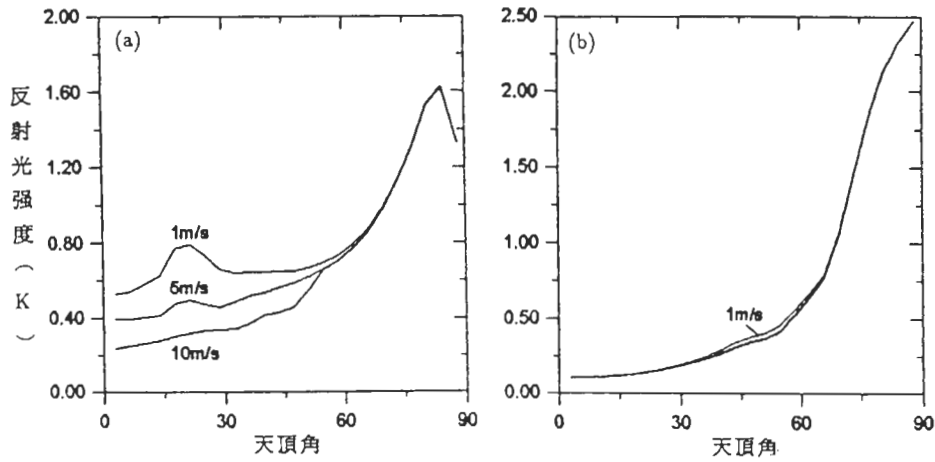


圖 12 同圖 10，但為第 15 頻道。

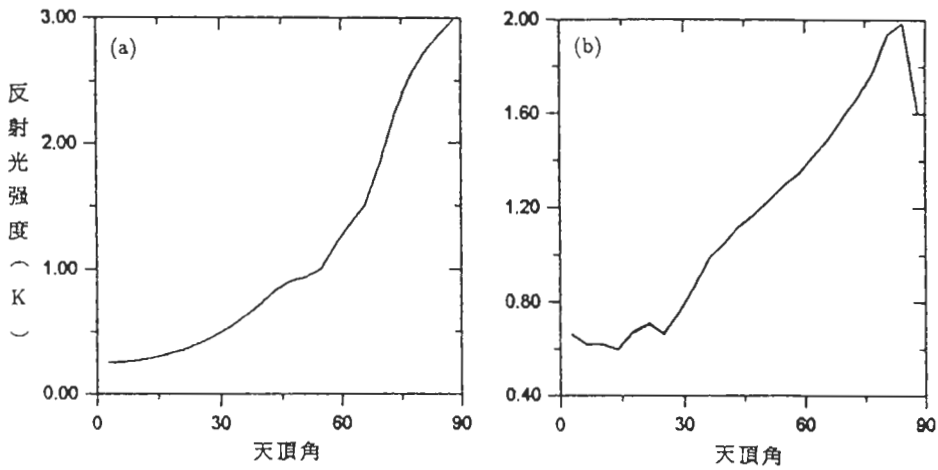


圖 13 同圖 10，但為第 16 頻道。

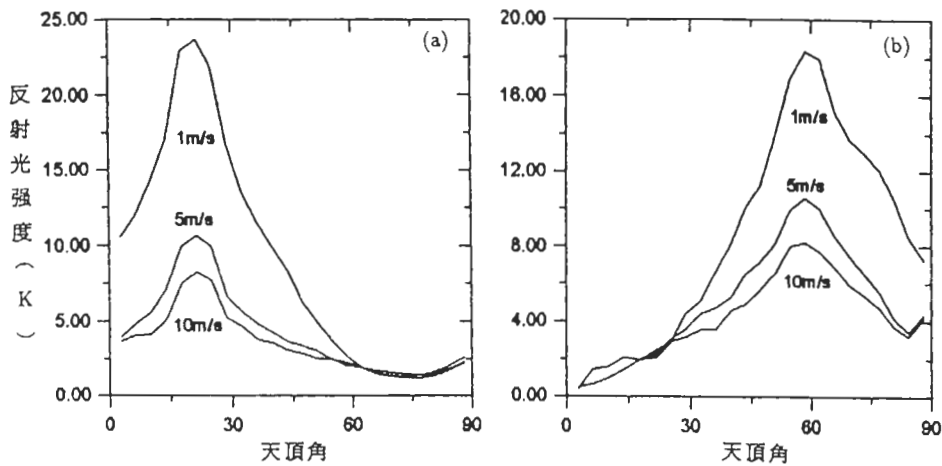


圖 14 同圖 10，但為第 17 頻道。

由前面的討論可歸納出下面幾點。首先海面風速會影響下邊界的反射行爲，風速越大反射陽光越弱。其次，不同頻道由於對大氣背景場的光學反應不同，反射陽光的性質也不同。第13及17頻道最強，且主要表現在海面的直接反射部分，第14到16頻道較不顯著，同時因為大氣散射作用較強，因此海面的反射陽光幾乎全部被散射掉而以臨邊增亮的形式表現出來。

五、雙頻道訂正法

接著我們利用雙頻道訂正法和理論模擬結果來對反射陽光訂正值做一比較。氣象衛星NOAA上裝載的HIRS/2輻射計，在4.0微米窗區處有兩個頻道，即第18和第19頻道，大約位於4.0微米和3.7微米，併用這兩個頻道可以計算出這個波段附近頻道內反射陽光的成分(Fleming, 1978; Hayden *et al.*, 1981; 曾, 1988b)，進而除去反射陽光的影響。這就是所謂的雙頻道訂正法。雙頻道訂正法只考慮直射太陽輻射，並未考慮散射部分。

由前面對反射陽光的定性討論可知，第13和17頻道的反射陽光比較顯著，所以在這裡主要針對第13和17頻道進行討論。使用的衛星資料為1993年5月17和18日，海面風速1m/s，散射相位函數的取法同前。圖15和16分別為17日及18日第13和17頻道的反射陽光訂正值，其中實線為模式的計算結果，標記“+”為雙頻道訂正法的計算結果。我們所選取的個案中，太陽入射天頂角為 45° ，相對方位角為 18° ，由雙頻道訂正法計算出來反射陽光訂正值的峰值，一如所預測的出現在 45° 左右，但理論模擬結果則偏移至 40° 左右。這可能是我們在方位角方向用Fourier級數展開，且在天頂角方向只取高斯點上的值所導致的誤差。如圖所示，不論是第13或17頻道，模擬結果都比雙頻道訂正法來得大。第13頻道理論模擬的反射陽光最大值約為1K，和雙頻道訂正法的誤差在0.5K以下；第17頻道理論模擬的最大值約為6.5K，誤差在0.5至3.5K之間。如第三節所述，在模式中未能全盤考慮實際大氣結構及妥慎處理散射相位函數，這將會影響到反射陽光的計算結果。此外，雙頻道訂正法只考慮海面的反射效應，而在模式中不僅考慮海面的反射效應，也包含大氣的散射效應，因此二者會有差異是可以預期的。然而這是一個相對誤差值，很難分辨理論模擬和雙頻道訂正法孰優孰劣。因此如何對誤差來源提供一定量分析，並由此改善模式的架構，將是未來的主要工作之一。

六、結論

本文選用離散方向法並加上複雜的下邊界條件來建立散射大氣中的輻射傳遞模式，以便描述大氣散射、吸收及下邊界反射、放射的輻射傳遞問題。這個模式在不含下邊界反射、放射時和Benassi *et al.* (1984)的結果比較，有良好的吻合。而在含下邊界的測試中，首先就Takashima and Takayama (1981)的個案進行模擬，結果在定性上和定量上都相當一致，顯示本模式具有相當程度的準確性。然後再進一步模擬1993年5月18日NOAA-11號上HIRS/2第13到17頻道的資料，模擬結果在天頂角小於 45° 時和觀測資料相當一致，但天頂角大於 45° 時則誤差便隨著增大。這種系統性的表現，我們認為可能是模式所考慮的大氣和所使用的散射相位函數未能與真實大氣一致，因而當光程增加時散射行爲的差異就被突顯出來了。

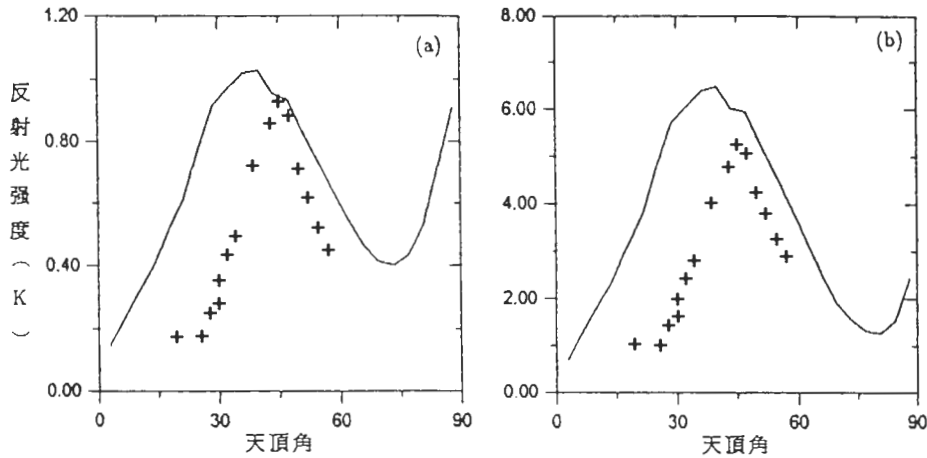


圖 15 1993年5月17日的反射陽光訂正值，其中實線是理論模擬結果，”+”為雙頻道訂正法結果。(a)第13頻道。(b)第17頻道。

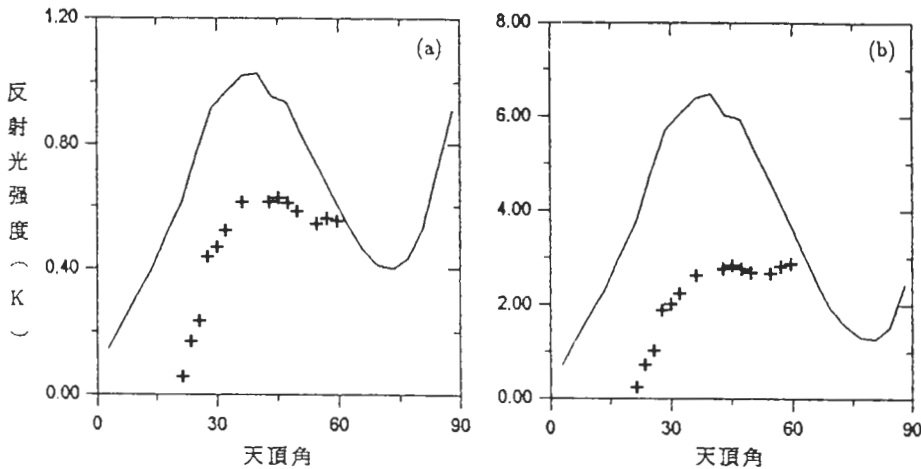


圖 16 同圖15，但為1993年5月18日。

接著利用本模式對第13到17頻道的反射陽光做定性上的探討，我們發現第17頻道的反射陽光最強，第13頻道次之，第14到16頻道又次之。其中第15、16頻道的反射陽光效應絕大部分被大氣散射掉，並表現為臨邊增亮的現象，海面直接反射所佔的比例已是相當微弱了。此外，這個模式也顯示出反射陽光受海面風速的影響非常顯著，因為這直接關係到模式中下邊界的結構，這也意味著本模式在模擬海面的反射行為時已能掌握到基本的物理過程。接著就1993年5月17、18日第13、17頻道的衛星資料利用雙頻道訂正法和理論模擬結果針對反射陽光部分進行定量的比較。研究結果顯示二者有一些差異，但這個差異很難判定孰優孰劣，因為並沒有一個客觀的標準來做為判斷的依據。而且雙頻道訂正法只考慮海面的反射部份，並沒有包含大氣的散射行為，所以二者會有差異是可以預期的。

本模式針對二氧化碳4.3微米吸收帶頻道的輻射問題做了一些定性和定量的探討。總的來說，在定性上模式具有足夠的詮釋能力，但在定量上則存在一些系統性的誤差。若要解決這個問題，有必要進一步研究當地的大氣光學性質和散射相位函數，這應該是很有意義的。此外，在

與觀測資料校驗時(特別是和反射陽光訂正值校驗時)，如果對誤差來源提供一定量分析的方法，將可以有效地改善模式的架構，以增進模式實際應用的能力。

誌 謝

特別感謝中央大學太空與遙測研究中心提供衛星資料及在資料處理上的諸多幫忙，中央研究院計算中心在數值計算上的協助在此一併致謝。本文是在國家科學委員會專題研究計劃支持下完成的，計劃編號為NSC82-0202-M-001-109。

附 錄

在水平均勻、平行平面和非極化假設下漫射輻射場的基本方程如下(曾，1988a)：

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = I(\tau, \mu, \phi) - J(\tau, \mu, \phi) \quad (8)$$

$$J(\tau, \mu, \phi) = \frac{\omega_0(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\mu, \phi, \mu', \phi') I(\tau, \mu', \phi') d\mu' d\phi' + Q(\tau, \mu, \phi) \quad (9)$$

$$Q(\tau, \mu, \phi) = \frac{\omega_0 S_0}{4\pi} P(\mu, \phi, -\mu_0, \phi_0) e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} + [1 - \omega(\tau)] B[T(\tau)] \quad (10)$$

$$P(\mu, \phi, \mu', \phi') = P(\cos \Theta) \quad (11)$$

$$S_0 = \pi B[5800K] \left(\frac{a_0}{d_m} \right)^2 \quad (12)$$

上面幾個式子中，各符號的意義如下：

τ ：光程

μ ：反射光天頂角餘弦，正號代表向上反射，負號代表向下透射

μ' ：入射光天頂角餘弦

ϕ ：反射光方位角

ϕ' ：入射光方位角

ω_0 ：單次散射反照率

a_0 ：太陽半徑

d_m ：日地平均距離

S_0 ：大氣層頂處的太陽通量密度(即太陽光譜)

$B[T]$ ：Planck函數(即黑體輻射強度)

$I(\tau, \mu, \phi)$ ：在光程 τ 處沿 μ, ϕ 之單色輻射強度

$J(\tau, \mu, \phi)$ ：輻射源函數， $Q(\tau, \mu, \phi)$ 包含紅外輻射源與太陽輻射源

$P(\cos \Theta)$ ：散射相位函數， Θ 為散射角

(8)式中除了 π, a_0 和 d_m 外的變數也是波長的函數，但在這裡省略所有的表示波長的下標。以離散方向法求解輻射傳遞方程，最早是由Chandrasekhar(1960)提出來的，做法如下。首先將 I, Q 在 ϕ 方向做Fourier展開：

$$I(\tau, \mu, \phi) = \sum_{m=0}^N I_m(\tau, \mu) \cos m\phi \quad (13)$$

$$Q(\tau, \mu, \phi) = \sum_{m=0}^N Q_m(\tau, \mu) \cos m\phi \quad (14)$$

接著將散射相位函數離散化，未標準化的散射相位函數可寫成

$$P(\tau, \cos \Theta) = \sum_{l=0}^N \omega_l(\tau) P_l(\cos \Theta) \quad (15)$$

其中 $P_l(\cos \Theta)$ 為 Legendre 多項式， $\omega_l(\tau)$ 為展開係數。由 Legendre 多項式的正交關係式可求得 $\omega_l(\tau)$ 如下：

$$\omega_l(\tau) = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 P(\cos \Theta) P_l(\cos \Theta) d \cos \Theta \quad (16)$$

根據 Legendre 多項式的加法定理，有

$$P_l(\cos \Theta) = \sum_{m=0}^l (2 - \delta_{0,m}) \frac{(l-m)!}{(l+m)!} P_l^m(\mu) P_l^m(\mu') \cos m(\phi - \phi') \quad (17)$$

其中 $P_l^m(\cos \Theta)$ 為連帶 Legendre 多項式。由 (16) 式和 (17) 式得到

$$P(\mu, \phi, \mu', \phi') = \sum_{m=0}^N (2 - \delta_{0,m}) \left[\sum_{l=m}^N \omega_l^m(\tau) P_l^m(\mu) P_l^m(\mu') \right] \cos m(\phi - \phi') \quad (18)$$

其中

$$\omega_l^m = \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \omega_l(\tau) \quad (19)$$

將 (13) 式、(14) 式及 (18) 式代入輻射傳遞基本方程 (8) 式，則可得到任意第 m 個 Fourier 分量方程：

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_m(\tau, \mu)}{d\tau} &= I_m(\tau, \mu) - \frac{1}{2} \sum_{l=m}^N \omega_l^m P_l^m(\mu) \int_{-1}^1 P_l^m(\mu') I_m(\tau, \mu') d\mu' \\ &\quad - Q_m(\tau, \mu) \end{aligned} \quad (20)$$

(20) 式中沿天頂角的積分部分以高斯求積法來近似，即

$$\int_{-1}^1 P_l^m(\mu') I_m(\tau, \mu') d\mu' \simeq \sum_{\substack{j=-n \\ j \neq 0}}^n P_l^m(\mu_j) I_m(\tau, \mu_j) a_j \quad (21)$$

其中 μ_j 為第 j 個高斯點， a_j 為相應的權重。由此可得到離散方向法的基本公式如下：

$$\begin{aligned} \mu_i \frac{dI_m(\tau, \mu_i)}{d\tau} &= I_m(\tau, \mu_i) - \frac{1}{2} \sum_{\substack{j=-n \\ j \neq 0}}^n \sum_{l=m}^N \omega_l^m P_l^m(\mu_i) P_l^m(\mu_j) a_j I_m(\tau, \mu_j) \\ &\quad - Q_m(\tau, \mu_i) \end{aligned} \quad (22)$$

其中下標 i 表示漫射方向， j 表示入射方向。(22) 式的結構非常特殊， τ 始終都是連續變數， ϕ 方向上則類似波譜，而 μ 方向上卻是離散的。在(21)式中，由於越高階的連帶 Legendre 多項式振盪得越厲害，需要越多的高斯點來準確地表達積分式，所以在(22)式中的 N 和 n 應滿足

$$4n - 1 > 2N$$

否則使用太少的點去解析高階展開項，不但沒有意義，反而會帶來誤差。在本文的計算中，都將 N 設為 $2n - 1$ 。

本文中關於離散方向法的矩陣解法是 Stammes and Swanson (1981) 及 Stammes *et al.* (1988) 等人所提出的。(22) 式的解可分為齊次解和特解，將在下面分別討論。

首先處理(22)式的齊次部分：

$$\mu_i \frac{dI_m(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I_m(\tau, \mu_i) - \sum_{\substack{j=-n \\ j \neq 0}}^n C_{i,j}^m I_m(\tau, \mu_j), \quad (i = -n, n) \quad (23)$$

其中

$$C_{i,j}^m = \frac{1}{2} \sum_{l=m}^N \omega_l^m P_l^m(\mu_i) P_l^m(\mu_j) a_j \quad (24)$$

(23) 式是線性聯立微分方程組，可寫成矩陣形式如下：

$$\frac{d}{d\tau} \begin{pmatrix} I_m^+ \\ I_m^- \end{pmatrix} = (-1) \times \begin{pmatrix} A_m & B_m \\ -B_m & -A_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_m^+ \\ I_m^- \end{pmatrix} \quad (25)$$

I_m^+ 和 I_m^- 分別表示向上與向下的輻射強度，其中

$$A_{i,j}^m = \frac{(C_{i,j}^m - \delta_{i,j})}{\mu_i} \quad (26)$$

$$B_{i,j}^m = \frac{C_{i,-j}^m}{\mu_i} \quad (27)$$

設齊次解的形式為

$$I_m^\pm = g_m^\pm e^{-\lambda\tau} \quad (28)$$

將(28)式代入(25)式，得到

$$\begin{pmatrix} A_m & B_m \\ -B_m & -A_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_m^+ \\ g_m^- \end{pmatrix} = \lambda \begin{pmatrix} g_m^+ \\ g_m^- \end{pmatrix} \quad (29)$$

(29) 式是標準的代數特徵值問題，由於(18)式中矩陣具有特殊的結構，其特徵值將會正負成對出現，這個 $2n \times 2n$ 的問題可簡化為 $n \times n$ 的矩陣問題。(29) 式可改寫為

$$A_m g_m^+ + B_m g_m^- = \lambda g_m^+ \quad (30)$$

$$B_m g_m^+ + A_m g_m^- = -\lambda g_m^- \quad (31)$$

(30)式和(31)式兩式相加相減可得到

$$(A_m + B_m)(g_m^+ + g_m^-) = \lambda(g_m^+ - g_m^-) \quad (32)$$

$$(A_m - B_m)(g_m^+ - g_m^-) = \lambda(g_m^+ + g_m^-) \quad (33)$$

將(32)式和(33)式合併，得到

$$(A_m - B_m)(A_m + B_m)(g_m^+ + g_m^-) = \lambda^2(g_m^+ + g_m^-) \quad (34)$$

由(34)式可求出 $(g_m^+ + g_m^-)$ ，再由(32)式求出 $(g_m^+ - g_m^-)$ 後，自然就可求得 g_m^+ 和 g_m^- 。因此齊次部分的解為

$$I_m(\tau, \mu_i) = \sum_{\substack{j=-n \\ j \neq 0}}^n L_j^n g_j^m(\mu_i) e^{-\lambda_j^m \tau} \quad (i = -n, n) \quad (35)$$

其中 L_j^n 為待定係數，要由特解、邊界條件和連續條件的擬合決定出來。

特解部分包含紅外輻射源和太陽輻射源特解兩部分，兩者的函數形式並不一樣，故特解的形式也不一樣，所以分開來處理比較方便。首先求紅外輻射源特解，它應滿足下式：

$$\mu_i \frac{dI_0(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I_0(\tau, \mu_i) - \sum_{\substack{j=-n \\ j \neq 0}}^n C_{i,j}^0 I_0(\tau, \mu_j) - Q_{IR}^0(\tau) \quad (36)$$

紅外輻射源是各向同性的(當 $m > 0$ ， $Q_{IR} = 0$)，令 $B(\tau) = B[T(\tau)]$ ，則 $Q_{IR}^0(\tau)$ 可寫成

$$Q_{IR}^0 = (1 - \omega_0)B(\tau) \quad (37)$$

將 Q_{IR} 以 τ 的幕級數展開如下：

$$Q_{IR}^0 = (1 - \omega_0)B(\tau) = \sum_{r=0}^M X_r \tau^r \quad (38)$$

再設解為 τ 的幕級數：

$$I(\tau, \mu_i) = \sum_{r=0}^M Y_r(\mu_i) \tau^r \quad (39)$$

(38)式的展開係數可用最小二乘法求解。將(38)式和(39)式代入(36)式中，並令 τ 的係數相等，得到下面的關係式：

$$\sum_{j=-n}^n (\delta_{i,j} - C_{i,j}^0) Y_M(\mu_j) = X_M \quad (40)$$

$$\sum_{j=-n}^n (\delta_{i,j} - C_{i,j}^0) Y_r(\mu_j) = X_r + \mu_i(r+1)Y_{r+1}(\mu_i), \quad r = 0, 1, 2, \dots, M-1 \quad (41)$$

Y_M, Y_{M-1}, \dots, Y_0 可由上二式依次求得。

對於太陽輻射源來說，因為與方向有關，故須滿足下面的方程：

$$\mu_i \frac{dI_m(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I_m(\tau, \mu_i) - \sum_{\substack{j=-n \\ j \neq 0}}^n C_{i,j}^m I_m(\tau, \mu_j) - Q_{sol}^m \quad (42)$$

其中

$$Q_{sol}^m(\tau, \mu_i) = \frac{S_0}{4\pi} (2 - \delta_{m,0}) \sum_{l=m}^N (-1)^{m+l} \omega_l^m P_l^m(\mu_i) P_l^m(\mu_0) \times \exp(-\tau/\mu_0) \cos m\phi_0 \quad (43)$$

設解的形式為

$$I_{sol}^m(\tau, \mu_i) = Z_m(\mu_i) \exp(-\tau/\mu_0) \quad (44)$$

將(43)式和(44)式代入(42)式中得到

$$\sum_{\substack{j=-n \\ j \neq 0}}^n \left[\left(1 + \frac{\mu_i}{\mu_0}\right) \delta_{i,j} - C_{i,j}^m \right] Z_m(\mu_j) = Q_m(\mu_i, \mu_0, \phi_0) \quad (45)$$

其中

$$Q_m(\mu_i, \mu_0, \phi_0) = \frac{S_0}{4\pi} (2 - \delta_{m,0}) \sum_{l=m}^N (-1)^{m+l} \omega_l^m P_l^m(\mu_i) P_l^m(\mu_0) \cos m\phi_0 \quad (46)$$

係數 $Z_m(\mu)$ 可由(45)式求出，如此則太陽輻射源特解就可由(44)式得到。現在齊次解與特解都已解出，(22)式的完整解可寫為：

$$I_m(\tau, \mu_i) = \sum_{\substack{j=-n \\ j \neq 0}}^n L_j^m g_j^m(\mu_i) e^{-\lambda_j^m \tau} + I_p^m(\tau, \mu_i) \quad (47)$$

其中

$$I_p^m = I_{sol}^m(\tau, \mu_i) + \delta_{m,0} I_{IR}^m(\tau, \mu_i) \quad (48)$$

剩下的問題是求出 L_j^m ，它需由邊界條件和連續條件來決定，在這裡先討論無反射邊界條件的問題。

對於輻射傳遞方程的齊次解，待定係數必須靠邊界條件和連續條件來決定。在無下邊界反射或放射時有下面的關係：

$$I_{m,1}(0, -\mu_i) = 0 \quad (i = 1, n) \quad (49)$$

$$I_{m,L}(\tau_L, \mu_i) = I_{m,L+1}(\tau_L, \mu_i) \quad (i = -n, n; L = 1, LN - 1) \quad (50)$$

$$I_{m,LN}(\tau_{LN}, \mu_i) = 0 \quad (51)$$

下標 L 代表所在的層數，第 1 層在最高處， LN 為總數。將(47)式代入(49)式、(50)式和(51)式中，並加以展開，得到

$$\sum_{j=1}^n [L_{j,1}^m g_{j,1}^m(-\mu_i) + L_{-j,1}^m g_{-j,1}^m(-\mu_i)] = -I_{p,1}^m(\tau_0, -\mu_i), \quad (i = 1, n) \tag{52}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^n \left\{ [L_{j,L}^m g_{j,L}^m(\mu_i) e^{-\lambda_{j,L}^m \tau_L} + L_{-j,L}^m g_{-j,L}^m(\mu_i) e^{\lambda_{j,L}^m \tau_L}] \right. \\ & \left. - [L_{j,L+1}^m g_{j,L+1}^m(\mu_i) e^{-\lambda_{j,L+1}^m \tau_L} + L_{-j,L+1}^m g_{-j,L+1}^m(\mu_i) e^{\lambda_{j,L+1}^m \tau_L}] \right\} \\ & = I_{p,L+1}^m(\tau_L, \mu_i) - I_{p,L}^m(\tau_L, \mu_i), \quad (i = -n, n; L = 1, LN - 1) \end{aligned} \tag{53}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^n [L_{j,LN}^m g_{j,LN}^m(\mu_i) e^{-\lambda_{j,LN}^m \tau_{LN}} + L_{-j,LN}^m g_{-j,LN}^m(\mu_i) e^{\lambda_{j,LN}^m \tau_{LN}}] \\ & = -I_p^m(\tau_{LN}, \mu_i), \quad (i = 1, n) \end{aligned} \tag{54}$$

必須注意，上面三個方程中係數矩陣同時包含了 $\exp(\lambda_{j,L+1}^m \tau_L)$ 和 $\exp(-\lambda_{j,L+1}^m \tau_L)$ 兩項，當離散方向取得很多時，最大特徵值會比最小的特徵值大很多。以48個高斯點的情況為例，最大特徵值大約為30.5，最小特徵值則只有0.96，如此容易造成病態矩陣，避免的方法可採用 Stamnes and Conklin(1984)所提出的方法。令

$$L_{-j,L}^m = x_{-j,L}^m \exp(-\lambda_{j,L}^m \tau_L) \tag{55}$$

$$L_{j,L}^m = x_{j,L}^m \exp(\lambda_{j,L}^m \tau_{L-1}) \tag{56}$$

代入(52)式，(53)式和(54)式中，得到

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^n [x_{j,1}^m g_{j,1}^m(-\mu_i) + x_{-j,1}^m g_{-j,1}^m(-\mu_i) e^{-\lambda_{j,1}^m \tau_1}] = -I_{p,1}^m(\tau_0, -\mu_i), \\ & (i = 1, n) \end{aligned} \tag{57}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^n \left\{ [x_{j,L}^m g_{j,L}^m(\mu_i) e^{-\lambda_{j,L}^m (\tau_L - \tau_{L-1})} + x_{-j,L}^m g_{-j,L}^m(\mu_i)] \right. \\ & \left. - [x_{j,L+1}^m g_{j,L+1}^m(\mu_i) + x_{-j,L+1}^m g_{-j,L+1}^m(\mu_i) e^{-\lambda_{j,L+1}^m (\tau_{L+1} - \tau_L)}] \right\} \\ & = I_{p,L+1}^m(\tau_L, \mu_i) - I_{p,L}^m(\tau_L, \mu_i), \quad (i = -n, n; L = 1, LN - 1) \end{aligned} \tag{58}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^n [x_{j,LN}^m g_{j,LN}^m(\mu_i) e^{-\lambda_{j,LN}^m (\tau_{LN} - \tau_{LN-1})} + x_{-j,LN}^m g_{-j,LN}^m(\mu_i)] \\ & = -I_{p,LN}^m(\tau_{LN}, \mu_i), \quad (i = 1, n) \end{aligned} \tag{59}$$

這樣在(57)式、(58)式和(59)式中沒有指數函數 $\exp(\lambda_{j,L+1}^m \tau_L)$ ，就不會有病態的情形發生了。現在不含下邊界反射射的解就是

$$\begin{aligned} I_{m,L}(\tau, \mu_i) & = \sum_{j=1}^n [x_{j,L}^m g_{j,L}^m(\mu_i) e^{-\lambda_{j,L}^m (\tau - \tau_{L-1})} + x_{-j,L}^m g_{-j,L}^m(\mu_i) e^{-\lambda_{j,L}^m (\tau_L - \tau)}] \\ & + I_p^m(\tau, \mu_i) \end{aligned} \tag{60}$$

參考文獻

- 曾忠一, 1988a: 大氣輻射。聯經出版事業公司, 台北, 360頁。
- 曾忠一, 1988b: 大氣衛星遙測學。渤海堂, 台北, 630頁。
- 黃慧萍, 1989: 海面的雙向反射模式及其在海溫遙測上的應用。國立台灣大學大氣科學研究所碩士論文, 95頁。
- 周鑑本, 1990: 大氣中近紅外波段的反射陽光。國立台灣大學大氣科學研究所碩士論文, 65頁。
- 林炳汎, 1992: 衛星資料的海面反射陽光訂正。國立台灣大學大氣科學研究所碩士論文, 54頁。
- Benassi, M., R. D. M. Garcia, A. H. Karp, and C. E. Siewert, 1984: A high-order spherical harmonics solution to the standard problem in radiative transfer. *Astrophys. J.*, **280**, 853-864.
- Burt, W. V., 1954: Albedo over wind-roughened water. *J. Meteor.*, **11**, 283-290.
- Chandrasekhar, S., 1960: *Radiative Transfer*. Dover, New York, 393 pp.
- Cox, C., and W. H. Munk, 1954: Statistics of the sea surface derived from sun glitter. *J. Mar. Res.*, **13**, 198-221.
- Deirmendjian, D., 1964: Scattering and polarization properties of water clouds and hazes in the visible and infrared. *Appl. Opt.*, **3**, 187-196.
- Fleming, H. E., 1978: Topics in Remote Sensing and Satellite Observations. Unpublished manuscript.
- Hayden, C. M., W. L. Smith and H. M. Woolf, 1981: Determination of moisture from NOAA polar orbiting satellite sounding radiances. *J. Appl. Meteor.*, **20**, 450-466.
- Junge, C., 1955: The size distribution and aging of natural aerosols as determined from electrical and optical data on the atmosphere. *J. Meteor.*, **12**, 12-25.
- Payne, R. E., 1972: Albedo of the sea surface. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 959-970.
- Shaw, J. H., M. T. Chahine, C. B. Farmer, and L. D. Kaplan 1970: Atmospheric and surface properties from spectral radiance observation in the 4.3 μ m region. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 773-780.
- Smith, W. L. *et al.*, 1979: The TIROS-N Operational Vertical Sounder. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **60**, 1177-1187.
- Sobolev, V. V., 1975: *Light Scattering in Planetary Atmosphere*. Pergamon, Oxford, England, 256 pp.
- Stamnes, K., and P. Conklin, 1984: A new multi-layer discrete ordinate approach to radiative transfer in vertically inhomogeneous atmospheres. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **31**, 273-282.
- Stamnes, K., and R. A. Swanson, 1981: A new look at the discrete ordinate method for radiative transfer calculations in anisotropically scattering atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 387-399.
- Stamnes, K., and H. Dale, 1981: A new look at the discrete ordinate method for radiative transfer calculations in anisotropically scattering atmospheres. II: intensity computations. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2696-2706.
- Stamnes, K., S. C. Tsay, W. Wiscombe, and K. Jayaweera, 1988: Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.*, **27**, 2502-2509.
- Takashima, T., and Y. Takayama, 1981: Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 3.7 μ m window region. *J. Meteor. Soc. Japan*, **59**, 876-890.

The Reflected Sunlight and its Corrections in the $4.3\mu\text{m}$ Carbon Dioxide Band

Chung-Yi Tseng¹ Yen-Min Li²

¹Academia Sinica and National Taiwan University

²Naval Weather Center

ABSTRACT

The radiative transfer equation in a scattering atmosphere was solved by the discrete ordinate method together with complex lower boundary conditions. This model was then used to study the reflected component of solar radiation in the $4.3\mu\text{m}$ carbon dioxide band. This band, as compared with the $15\mu\text{m}$ carbon dioxide band, has the advantage of greater sensitivity to vertical temperature gradients except at lower temperatures and of greater carbon dioxide absorption so that one can sense higher in the atmosphere. However, due to strong solar reflectivity, the channels in this band cannot be used to retrieve temperature profiles during daytime. The so-called two-channel method is often used to correct $4.3\mu\text{m}$ channel data for the reflected sunlight.

The radiances at the top of the atmosphere were first determined by the model and then compared with those observed by the $4.3\mu\text{m}$ channel of the HIRS/2 aboard the NOAA satellites. It is found that they are in good agreement for zenith angles less than 45° . However, the error would increase as the zenith angles become larger than 45° . It seems that this kind of systematic errors is due to the difference between the model atmosphere and the real atmosphere. We also investigated the validity of the two-channel method. As is expected, there are some differences between the reflected component of solar radiation computed by the model and two-channel method. They are due to the fact that the multiple scattering processes in the atmosphere are not taken into account in the two-channel method.

Key words : Radiative transfer model, Reflected sunlight, Two-channel method.