

淺論環球天氣預報模式的發展趨勢

鄭明典

美國國家大氣研究中心

一、導論

隨著經濟的成長，人類社會對天氣的敏感度一直是有增無減，對天氣預報的準確度與時效的需求也越來越明顯。數值天氣預報便是在此一趨勢下而廣受重視，目前世界各主要經濟大國均支持有各自的一套數值天氣預報系統，所使用的數值模式則包括有環球性的及區域性的涵蓋範圍。

基本上，現行的數值天氣預報模式均是建立在原始方程（Primitive Equations）的基礎上，但是在模式的細節結構方面，如數值方法的應用及各物理過程的參數化設計，則相當的紛歧。有鑑於此，本文嘗試藉由對模式差異性的成因分析，進而歸納出數值模式的發展通則。再根據此通則對最近一些有關數值模式發展的研究進行簡略的評估，期望對下一代的數值天氣預報模式有個前瞻性的輪廓描述。

二、模式差異性存在的意義

簡單的說，數值天氣預報模式的設計均遵循著求精確、求快速這兩個大原則。由於在數值天氣預報上永遠不會有太精確或太快速的問題，在有限的精確及有限的快速兩者之間便有折衝考慮的餘地。在一個數值模式的建立過程，有限的精確可引申為在時空尺度上訂定一有限的模擬或預報重點。通常時空尺度上的差別，其所隱含的物理特性也不一樣，而面對不同的物理特性，這裏面便又有可能牽涉到各種數值方法的選擇問題。為方便起見，這種因不同的模式設計目標，即不同的模擬或預報重點所促成的模式差異性，我們可稱之為理性的差異。一般來說，隨著電腦能力的擴充，各數值模式中理性差異的成份將逐漸減少。

在設計一數值模式時，最大的困擾還是在於參

數化一些我們並不完全瞭解的物理過程。由於對物理過程的瞭解不夠透徹，在參數化中所引入的額外限制（closure assumption）便沒有絕對的正確性，就優劣的比較上也很難有個絕對的標準。在這種情況下，模式中參數化構成的紛歧幾乎是必然的結果。也由於物理上的瞭解不充分，通常一個參數化構成的特性需要長時間的分析才能歸納出來，而它的「缺失」也往往要根據累積的經驗來給予修訂。這種對經驗的依賴使得對參數化問題的研究，或多或少的都各自有其「傳統」的存在，這種現象幾乎存在所有的參數化的研究上，其中則以對積雲參數化的研究改進方面最為明顯了。這種針對相同的物理過程，因為理解的不足而衍生的差異，我們可稱之為非理性的差異。

模式差異性的存在，從模式使用者的眼光來看，它表示任何數值模式都有基本限制的存在，要「有效的」或「正確的」利用一個數值模式並不是一件直截了當的事。以維持一個數值天氣預報模式所需的經費來衡量，如何完全而正確的利用一個模式，實在是個值得正視的課題。就探討模式發展趨勢的層面來看，我們必須認識模式差異的必然性，因為大氣中所發生的現象涵蓋的時空尺度相當的廣泛，一個數值模式永遠不可能有相同的時空涵蓋面，而人類在可預見的未來也不可能對大氣中所有物理過程有完全的理解。簡單的說，我們永遠不會有一個完美無缺的模式。在一個模式的建立、使用和改進過程中，或多或少都需要所謂的「經驗」為指導。這可能是氣象單位要各自有自己的預報模式的一個重要理由，這也是本文探討模式發展趨勢的動機。我們應找出一個適合的模式發展目標，以期累積有一貫性的經驗，提昇使用模式的能力與層次，不使模式的功能停留在提供固定預報圖的階段。

經驗雖然是本文所要強調的，但我們也不能忘

記數值模擬的對象一大氣—是個物理系統。大氣的行為，不論我們是否能完全的理解，它都是遵循著一定的物理定律，經驗的必要性是在補足我們未認知的物理，基本上經驗也應該是物理的一部份，它絕不能違背已知的物理定律或已知的、縱使僅是片斷的物理過程的特性。本文另一個目的，便是希望藉由對有關數值模式研究的討論，從基本物理的探討來評估各項研究發展的合理性。在這方面，我們將暫時脫離一切模式歷史的包袱，以目前我們已認知的物理，從一個理想的角度來對數值模式中的問題進行分析，畢竟物理上的精確永遠是模式發展的最根本原則之一，由物理上的分析也才能區分模式中過渡性的及長遠性的構成。

三、等位溫座標系的發展

對各種垂直座標的描述及優、缺點的討論可參閱Arakawa (1988) 和HSU (1988) 。在此僅節錄等位溫 (熵) 座標系的優、缺點如下：

1. 絕熱過程在等位溫座標上沒有垂直平流項，這可省除一般座標系上處理垂直差分上的困難。此外，沒有垂直平流表示沒有質量從座標層中流失，在座標面上的平均氣壓值便不會變化，這使得時間積分過程中的質量守恆性質很容易維持。一旦質量守恆沒問題，數學表示上便可以很嚴謹的定義出可用位能及大氣靜態穩定度 (gross static stability) ，而不會受到垂直方向不連續性所產生的不確定量的影響。

2. 在等位溫座標面上，氣壓梯度力是個非旋轉性向量，這使得準靜態 (quasi-static) 近似下的位渦度 (Ertel's potential vorticity) 表示式變得簡單明瞭，對於不連續位數值化處理中的位渦度守恆問題便相對的非常容易解決。

3. 在很強的逆溫層狀態下，兩個等位溫面之間的厚度可能變得很薄。這個特性使得等位溫座標非常的適合用來描述鋒面的結構，在溫度梯度大的地方自動的有較高的解析度，而在溫度梯度小的地方本來就不需要有很高的解析度。

4. 等位溫座標系的一個缺點是它的座標面可能變得很近垂直，這會喪失水平方向的解析度。

5. 等位溫座標系應用上最大的困難是在於處理座標面與地面相交的現象。不過，這並不是個不能解決的問題。

日前在等位溫座標系的問題研究上還只是在起步階段，雖然Hsu (1988) 提供了解決此座標系上難題的方法，要建立起氣象學家對這個座標系的熟悉程度及應用上的信心，則可能還需要一段時間。由它的特性上看，等位溫座標系可能優先使用於中緯度鋒面系統的模擬。此外，平流層中也有類似鋒面的系統存在，目前對這種平流層現象的瞭解不多，但由其具有的大溫度梯度及強風切的特性上看，平流層中的鋒面系統在熱量及動量的南、北傳輸上應有很重要的地位，等位溫座標系也很適合用來研究這類大氣中的現象。

單純的等位溫座標系在應用上不是很實際。譬如說，等位溫座標就不適用於模擬行星邊界層中的現象，而正確的行星邊界層處理對任何數值天氣預報模式都很重要。Hsu (1988) 提出在等位溫座標之外，用特別的方式單獨處理行星邊界層的構想，這裏便隱示有在一個模式中同時使用兩種或多種座標系的需要。此外，從環球尺度上看，等位溫座標會使大氣中較不穩定區域的垂直解析度變差，但是大氣中的一些重要的對流性天氣系統常發生在不穩定區。譬如熱帶中的中尺度對流性天氣系統，或整個間熱帶幅合區，而這些對流性系統通常都有某種不很單純的垂直結構。綜合上述，發展以等位溫座標系為基礎的天氣預報模式，應以區域性的涵蓋面為模式設計的優先目標。

任何垂直座標系中都會有上、下邊界條件的問題。在一個數值模式中，如果上邊界條件處理不當而造成人為的波動反射現象，數值預報的誤差會很快的傳到模式的底層。一個減小這種誤差的辦法是增加模式在高 (平流) 層的解析度，使波動能量的消散過程及南北傳播過程能合理的預報出來。但以天氣預報的角度來看，這是個很不經濟的處理方式，在實用的考慮下，上邊界條件的問題仍然值得做深入的研究。下邊界條件主要考慮的是地型的起伏問題。可預見的，Wallace et al. (1983) 所提 envelope orography 的概念將會被廣泛的應用，

這個概念只是考慮到風不會隨著真正的地型線吹到深而窄的山谷底去。隨著模式中水平解析度的增加，地型的作用將越形重要，有效地型高度隨風向與風速而變應該也不是一件奇怪的事。

四、波譜模式與網格式模式的對照

從天氣預報的角度看，我們關心的是一個模式預報的準確度及其提供預報資訊的效率。很可惜的，在波譜模式與網格式模式之間，目前並沒有很嚴格的就預報準確度來做比較。日本氣象研究院及歐洲中心曾經針對他們各自建立的某一波譜模式及有相當水平解析度的網格式模式做了比較，他們發現這兩種模式在預報準確度上的差距非常的小。歐洲中心所做的比較顯示，他們在處理低雲的作用上做些小小的改變，模式預報上的變化便要比波譜及網格式預報之間的差異還大。在效率的比較上，兩種模式的差距也並不顯目，在目前環球模式的解析度下，波譜模式的運算速度會稍微快一些。

從模式建立者的角度看，波譜模式有它方便的一面。雖然波譜方法被廣泛的應用在環球天氣預報模式上的歷史並不長，但是波譜模式中求解的方法及運算步驟幾乎已達標準化的地步，這可避免因個人的觀點不同而造成模式品質的差異。從相反方向來看，標準化的結果使得波譜模式顯得很沒有彈性。譬如說，一個獨立的積雲對流過程，在波譜模式中也會被當成一種環流的物理現象，而以很複雜的非線性能量交換過程，才能把這種獨立事件的影響表示出來。此外，波譜模式在處理陡峭地型的作用時也有相同的問題。這種所謂非平流或非二次非線性項的重要性會隨著模式解析度的提高而大大的增加，相對的來說，平流二次項的重要性便會減小。在這種情況下，波譜模式沒有 Aliasing error 的優點很可能便會被掩蓋過去，而網格式模式則可以有相當的彈性，利用不同數值方法的特性，合理的處理這些非平流非線性項的作用。由於大氣中不論從能量或動量收支的觀來看，很多重要的物理過程都有相當小的水平尺度，增加模式的解析度可說是模式發展的必然趨勢，因此就長期發展上來看，網格式模式可以彈性處理不同的物理過程，包括地域性的

或局部性的物理現象，這個優點將可以使用網格式模式的精確度和效率超越同級的波譜模式。

五、預報方程數目的增加

一般原始方程天氣預報模式中的預報變數包括水平風場、位溫（或溫度）、水汽混合比、地面大氣壓和地表溫度等基本變量，有些模式則具有預報積雪厚度、海水及地表水汽含量的能力。最近，模式中對懸浮的雪、冰晶、雲滴及雨滴的預報能力則漸漸的受到重視。

懸浮的雪、冰晶、雲滴和雨滴的重要性可從兩方面來討論，一個是就輻射加熱（冷卻）的影響上來看，另一個是從相關於水的相變化而來的潛熱釋放作用上來看。目前在環球模式的考慮是以輻射加熱的影響為止，而潛熱釋放的作用只有在水平方向上有很高的解析度是才有其重要性。一般來說，輻射的熱力學作用在大氣短期的熱收支中往往並不是一個主要項，雖然它的作用無法在模式中被忽略掉，但它的重要性也一直未被強調過，只有在氣候模式中輻射加熱才被當成一個關鍵性的物理量。

輻射作用在天氣預報模式中的重要性，最直接的證明就是降水的日變化及半日變化。降水的日及半日變化不只發生在陸地上，海洋上的降水也有很強的日及半日變化，表示這種變化並不是單純的由於輻射對地表的加熱作用而來。在對流層中，以輻射熱作用的觀點來說，水的各相是最重要的介質了。降水的日變化及半日變化主要是由於輻射過程與個別積雲的交互作用而來，如果我們要對個別積雲對輻射過程的影響做較仔細的描述，那我們就沒理由不去考慮狀雲或積雲頂端砧狀雲的輻射作用。這類雲的生命期比個別積雲的生命期長很多，因此在模式中便需要以新的預報變數，如雪、冰晶、雲滴和雨滴等，來合理的描述它們的時間變化。就模式長期發展的角度看，當水平解析度增高到一定程度，可解析尺度的凝結、降水及蒸發過程將會變得很重要，這時僅從積雲熱力學的觀點看，模式中也需要對水的各相能有合理的預報方程來描述它們的時間變化，這些預報方程中還應該包括對雲物理的各項參數化過程，最少要包括雪片的成長和溶化、雨

滴的成長、降落和再蒸發等。

對於雲與輻射的交互作用，在此要強調這是一個極為非線性的過程。通常一個模式中如果沒有降水的日變化或半日變化，這並不表示等量的降水便會平均的分佈在一天當中。在大氣環流模式模擬氣候的實驗中，僅僅改變積雲對流日變化的相位，所得到的模擬氣候便有所不同，在陸地上的降水氣候分佈對這種日變化週期的存在與否更是敏感。就氣候模擬的觀點看，輻射與所有雲系的交互作用是模式中一個相當重要的構成，基於目前環球天氣預報模式與大氣環流模式幾無差別的事實，增加對水的各相的預報方程應該是個必然的趨勢。

另外，現在的環球天氣預報模式中，臭氧的預報還是可有可無。對臭氧預報的重要性也是和模式的解析度有關，當模式中平流層的解析度提高，模式要求對平流層的大氣環流系統也能合理掌握時，臭氧預報便絕對的有必要。目前一般的模式中，臭氧的分佈大多根據氣候平均值而給定。

再就由加州大學洛杉磯分校的大氣環流模式的經驗來談，在一個模式中訂定行星邊界層的高度或層頂的氣壓為模式預報數之一也有它的優點。因為邊界層裏主要為很小尺度的擾動所控制，在物理上這是一個很自由大氣截然不同的物理層，在模式中以模式的一個座標面區區開兩者，這是個很合邏輯的處理方式。當然，不刻意去區分邊界層和自由大氣，而由模式內部自己去形成邊界層，這也是無可厚非，這個問題是屬於模式非理性差異的範圍，在討論邊界層模擬的問題時將會再述及。

六、增進時間積分的效率

大氣中氣象上有興趣的系統，它們的水平尺度和時間尺度大致上有正相關性。水平尺度較大的天氣系統，一般來說它的時間尺度也較長，而水平尺度較小的天氣系統則有較短的時間尺度。邏輯上，模式中時間上的解析度和水平方向的解析度之間的關係，應該根據天氣系統在時間尺度和水平尺度之間的關係來決定。在實際原始方程模式的運算中，如果模式使用的是顯示（explicit）時間積分法，則時間積分的間隔和水平解析度（網格距）的關

係要由所謂的 CFL 條件（Courant - Friedrichs - Lewy condition）來決定。CFL 條件考慮的是模式中理論上能存在最高頻的波動，通常指的是慣性重力波及水平傳播二度空間聲波（Lamb waves）。在這個條件下，模式的時距要非常的小，否則便會造成高頻波的不合理成長而產生數值積分的不穩定性。就天氣預報的角度看，太短的時距是個計算機資源的浪費，通常從天氣預報上考慮的合理時距，要比早期單純由 CFL 條件所決定的時距大好幾百倍。

增進時間積分效率上的一大突破在於使用半隱式時間差分的技巧（Semi-implicit time-differencing scheme）（Robert, 1969; Kwizak and Robert, 1971; Robert et al., 1972; Burridge, 1975），方法是將方程式中對高頻波的存在具有決定性的項，以隱式時間積分的方式處理，而其他項則以隱式時間積分方式運算，以維持模式的準確性。但是，事實上對時間積分所用時距最大的限制是從平流項（對一般大氣模式而言是水平平流項）而來，因此又有各種的 Semi-Lagrangian 方案的提出（e. g. Robert, 1981, 1982; Bates and McDonald, 1982; Bates, 1984, 1988; Robert et al., 1985; McDonald, 1986; Ritchie, 1986; Cote' and Staniforth, 1988）。Semi-Lagrangian 技巧上的主要問題關鍵在於如何求取軌跡及如何內插或求解某特定軌跡起始點上的值，不同方案的差異便在於處理這兩個步驟使用的方法有別。

Semi-Lagrangian 技巧可以推廣並應用到任何座標系，也可使用到波譜模式，對於這種技巧的一個普遍化的數學描述可參閱 Smolarkiewicz and Rasch (1990)。由於大氣運動的複雜性，模式效率的提高在某些程度上會傷害局部的準確性，但效率提高可允許模式有較高空間上的解析度，而有全面性的準確度提高，所以這是數值方法上的重大突破。按照計畫，歐洲中心下一代的環球天氣預報模式將使用 Semi-Lagrangian scheme 做時間積分的基本構成，他們的重點將是增加水平的解析度，模式使用的時距將不會改變。

在水平解析度與預報速率的折衝之間，一種折衷式的處理方式是使用不均勻網格系統，或局部的築入高解析度網格，目的是使局部有特殊興趣的地方有較高的解析度，而希望這局部的增加解析度不致於過度的影響整個模式的效率。在精神上，這有將目前並存的環球模式及區域模式合而為一的味道。理想上，合併的模式通常要比分開的模式有效率，同時在合併的模式中可以允許粗網格和細網格之間的交互作用，對模式的準確度也應該會有所助益。使用不均勻網格的最大問題在於數值處理上的困難，包括處理數值上的波動反射、折射及數值不穩定性等問題。嚴格的講，幾乎所有模式在垂直方向上都是不均勻網格，只有以高度為垂直座標的模式例外，而在水平上，以經緯度為基準的座標也是不均勻的。不過，從天氣預報的觀點及大氣環流的特性來分析，垂直座標上的不均勻通常有助於提高低層大氣的解析度，而經緯度座標也不會有太嚴重的問題，因為大氣的平均環流主要是緯向的，而經緯度座標通常在緯向上及經向上分別來看是均勻的。對於特別的築入式不均勻網格，或水平上特別設計的不均勻網格，就數值處理上來說問題便不太一樣。特殊數值處理的結果，通常是使用高保守性的數值方法，通常都在某種程度上都會犧牲到模式局部的準確度。因此，使用水平上高度不均勻網格，以取代區域性模式的使用，其整體上的優點可能沒有想像中那麼高。加拿大SEA 計劃中的下一代環球數值天氣預報模式將是個水平上高度不均勻的網格模式，對這類模式價值的評估可能要在長期的統計分析之後，才能有個客觀而正確的認識。

七、行星邊界層的模擬

行星邊界層是指和地球表面相接的一層大氣，在這一層中擾動對其顯熱、水汽及動量的垂直分佈具有決定性的影響力。因為大氣運動的主要能量來源，是地表經由擾動顯熱及水汽通量的形式，透過邊界層再以積雲對流的過程輸入對流層。而地表上的磨擦力在整個大氣動能收支上也是一個重要過程。由於行星邊界層具有控制自由大氣和地表相互作用的角色，合理的行星邊界層模擬或參數化，在任

何環球數值模式中都是一項重要的因子。

在環球模式或大尺度模式中對行星邊界層的處理，大致上可區分為兩個大方向。一個是Deardorff (1972) 提出的概念，隨後Randall (1976)，Benoit (1976) 和Suarez et al. (1983) 繼續發展出來的“Bulk”行星邊界層模式。這種模式參數化的對象是邊界層的某種平均的垂直結構，其中最重要的參數是邊界層的厚度及在邊界層頂的不連續面。這裏，邊界層的厚度是個預報值，可隨著大氣及地面通量的狀態而變，這是個很重要的特性，因為這個厚度代表著邊界層能接受多少地面通量的「容積」，它對地面通量有直接的調節作用。“Bulk”模式的優點是簡單及計算上的經濟，缺點是無法預報邊界層內部結構的變化這在處理積雲對流——尤其是對流性下降氣流與邊界層的交互作用時，是個很大的困擾。有關“Bulk”模式的詳細介紹、模式的特性及實際應用的預報結果，可參閱Randall et al. (1985)。

另一種邊界層的處理方式是使用擾動的高階截斷模式 (high-order closure models)，這類模式中至少有一個擾動的變量是預報變數。隨著截斷階數的不同，這種模式可預報邊界層的某些內部結構，從物理上看，這是比較精密的邊界層處理方式。它的缺點是模式結構複雜，需要很高的邊界層解析度，是很不經濟的處理方式。這方面的數值應用可參閱Miyakoda and Sirutis (1977) 和 Miyakoda et al. (1983)。

在上述兩種方法之外，目前比較普遍被採用的是從對流的觀點出發，想像邊界層中的通量是經由一單一結構的對流胞羣而達成。在這種觀點下，擾動通量的大小決定於對流胞上昇及下降氣流的特性及強度，而由於有上昇區和下降區的考慮，邊界層頂層狀層的形成，從無到完全遮蓋之間便可以有連續性的描述。這種方法基本上不屬於高階截斷，但又不是只考慮邊界層的平均垂直分佈而已，所以算是介於兩者之間的一個折衷模式。有關的資料可參閱：Betts (1973)，Albrecht, et al. (1979)，Hanson (1981)，Penc and Albrecht (1986)，Wang and Albrecht (1986, 1990)

)，Randall (1987) 和 Chatfield and Brost (1987)。

如果我們要對邊界層中對擾動通量有重要貢獻的運動系統做解析式的預報，保守上的估計，模式的垂直解析度要高於25公尺，這對環球模式來說還是一個相當遙遠的目標。因此，環球模式中以參數化方式處理邊界層的趨勢仍將延續一段時間，而如果參數化的本質不變，縱使增加垂直解析度可增加對邊界層處理的自由度，模式因此而獲得準確度的提高可能也會相當的有限。在模式能使用25公尺或更細的垂直解析度之前，目前看不出有明顯的理由去刻意的增加邊界層內的垂直解析度，合理的選擇可能是以數值上的考慮為主，使邊界層內的解析度和其上方模式的解析度一致，也就是使模式趨於均勻化可能是個合理的選擇。短期內可預見的是，各模式中對邊界層的處理方式仍將有相當程度的紛歧，這是個非理性的模式差異的問題，這也顯示我們有必要對邊界層中擾動的特性有更進一步的瞭解。最後要提的一點是目前所有的非擾動解析性的邊界層模式，均無法提供一個物理上可理解的過程，來描述對流性下降氣流穿越邊界層頂之後的輻散、攪拌及混合的種種邊界層的現象，及其在熱力和動力學上的作用。

八、環球數值模式中積雲參數化的問題

積雲對流中的潛熱釋放是大部份熱帶擾動的主要能量來源，伴隨著積雲對流的熱量、水汽及動量的垂直傳播，可以直接改變大氣的熱力及動力結構，而大氣結構的變化則又控制著積雲對流的發展，這是個大氣中相當重要又相當複雜的交互作用過程。和邊界層擾動作用的需要參數化的道理一樣，在可預見的未來，環球模式仍將無法對個別的積雲進行有效的解析式的預報。廣義的積雲參數化包括對積雲對流統計量的描述，及對層狀雲，如卷雲及邊界層頂常出現的層雲等的熱力學及動力學作用的描述。數值模式中的積雲參數化問題，最近被指為是數值氣候模擬及氣候變化預測上最關鍵的問題，就中、長期天氣預報的角度看，積雲參數化也是目前數值天氣預報模式中的主要問題所在。

現行積雲參數化方案，細分的說，種類相當繁多，以本文的觀點看，這是屬於非理性模式差異的問題，這種莫衷一是的紛歧現象，正顯示我們對這個問題的認識不足。而由另一方來看，持續不停的有人對現存參數化進行修訂及探究，則顯示出積雲參數化問題確有其不容忽視的重要性。在眾多的積雲參數化方案中，大致上可分別出五個主要系統，以下僅例舉一些相關的參考文獻。

1. 溼對流調整 (Moist-Convective Adjustment Schemes) : Manabe et al. (1965) , Miyakoda et al. (1969)。

2. Kuo-type Schemes : Kuo (1965 , 1974) , Krishnamurti et al. (1976 , 1980 , 1983 , 1988) Anthes (1977) Fritsch and Chappell (1980) , Geleyn (1985) , Morinari and Corsetti (1985)。

3. The Arakawa-Schubert Scheme : Arakawa and Schubert (1974) , Lord and Arakawa (1980) , Lord (1982) , Lord et al. (1982) , Kao and Ogura (1987) Miyakoda and Sirutis (1989) , Cheng and Arakawa (1990)。

4. Mass Flux Scheme : Tiedtke (1989)。

5. Betts-Miller Scheme : Betts (1986) , Betts and Miller (1986)。

有人把 Fritsch and Chappell (1980) 所提的參數化方案視為一獨立的參數化系統，但其所作的物理考慮及數值處理方式並沒有超越 Kuo 方案的基本處理原則。Mass Flux Scheme 中深積雲對流的強度決定於中、低對流層的水汽輻合量，這一點在精神上也屬於 Kuo 方案，不過 Tiedtke 把高、中、低雲分開處理，這算是個新觀念。Betts-Miller 方案本質上屬於 Moist-Convective Adjustment，但其所做的物理考慮則與 Manabe 的方案相去甚遠，因此可以被歸為一個獨立的參數化系統。

要分析積雲參數化的發展趨勢，我們有必要對積雲參數化的問題有個根本性的瞭解，以下以大氣中水汽收支方程為例，對參數化問題做逐步的討論

。水汽收支方程可寫成

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \nabla \cdot \underline{V}q + \frac{\partial \omega q}{\partial p} = - (c - e), \quad (1)$$

其中 g 是水汽混合比， \underline{V} 是水平風向量， W 是垂直的氣壓速度， C 是水汽凝結速率， e 則是水滴的蒸發速率。在等號的右邊是淨凝結速率。如果我們把風場及水汽混合比的分佈按其水平尺度分成 $(\bar{\quad})$ 及 (\prime) 兩個組成，也就是說

$$\underline{V} = \bar{\underline{V}} + \underline{V}', \quad (2)$$

$$\omega = \bar{\omega} + \omega' \quad (3)$$

$$\text{及 } q = \bar{q} + q' \quad (4)$$

把(2)，(3)和(4)代入(1)，我們可以得到

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\underline{V}}\bar{q} + \frac{\partial \bar{\omega}\bar{q}}{\partial p} = - (c - e) \\ - \frac{\partial q'}{\partial t} - \nabla \cdot \bar{\underline{V}}q' - \nabla \cdot \underline{V}'\bar{q} - \nabla \cdot \underline{V}'q' \\ - \frac{\partial \omega'q'}{\partial p} - \frac{\partial \omega'\bar{q}}{\partial p} - \frac{\partial \omega'q'}{\partial p} \quad (5) \end{aligned}$$

積雲參數化的理論討論要面對的第一個問題就是 $(\bar{\quad})$ 的定義問題。傳統上，一般是把 $(\bar{\quad})$ 解釋為 Reynolds average， (\prime) 則為實際值對 $(\bar{\quad})$ 的偏差值。如果 $(\bar{\quad})$ 所代表的量的水平尺度和 (\prime) 所代表者有很大的差距，數學上我們有以下的近似特性：

$$(\bar{\prime}) \cong 0, \quad (6)$$

$$(\bar{\bar{\quad}}) \cong (\bar{\quad}), \quad (7)$$

$$(\overline{(\prime)}) \cong 0 \quad (8)$$

$$\text{及 } (\overline{(\prime)\prime}) \cong (\overline{(\prime)\prime}). \quad (9)$$

那麼，對整個方程式(5)取 $(\bar{\quad})$ ，並利用(6)，(7)，(8)和(9)的特性，我們可以得到在一般數值模式中使用的蒸汽收支方程式或稱為水汽混合比預報方程。這個方程的型式為

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\underline{V}}\bar{q} + \frac{\partial \bar{\omega}\bar{q}}{\partial p} = - (c - e) \\ - \nabla \cdot \bar{\underline{V}}q' - \frac{\partial \omega'q'}{\partial p} \quad (10) \end{aligned}$$

這裏一個嚴重的問題是，從觀測上我們發現大氣運動的尺度，在波譜分析上是相當具有連續性的

，不論 (\prime) 的定義如何， (\prime) 和 $(\bar{\quad})$ 之間很難有個理想上的尺度差距。也就是說，(6)，(7)，(8)和(9)的特性對實際大氣的運動系統是不成立的。在這種情況下，對整個方程式(5)取 $(\bar{\quad})$ ，我們得到的方程式應有以下的型式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\underline{V}}\bar{q} + \frac{\partial \bar{\omega}\bar{q}}{\partial p} = - (c - e) \\ - \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} - \nabla \cdot \bar{\underline{V}}q' - \nabla \cdot \underline{V}'\bar{q} - \nabla \cdot \underline{V}'q' \\ - \frac{\partial \bar{\omega}q'}{\partial p} - \frac{\partial \omega'\bar{q}}{\partial p} - \frac{\partial \omega'q'}{\partial p} \quad (11) \end{aligned}$$

數學上我們無法由任何 \bar{g} 求得 \bar{g} 的值，因此(11)不能應用到數值模式中做為一個預報方程。從這個觀點看，任何使用(11)或類似(11)的方程式所做診斷分析的研究，這種研究在型式上和積雲參數化的問題沒有直接的關係。

由於數值模式只能使用(10)或類似(10)的方程式為預報方程，這類方程式只有在 $(\bar{\quad})$ 被解釋為網格框內的平均值時，才是一個嚴格精確的方程式。將 $(\bar{\quad})$ 定義為網格框內平均值，則不論大氣運動的波譜分佈如何，關係式(6)，(7)，(8)和(9)中可以等號表示而且且是絕對成立的。對波譜模式 $(\bar{\quad})$ 表示可解析的波動， (\prime) 則表示不可解析的波動，在觀念上 $(\bar{\quad})$ 可以定義為一理想的濾波運算子。如此，在波譜模式中的水汽混合比預報方程式應寫成

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\underline{V}}\bar{q} + \frac{\partial \bar{\omega}\bar{q}}{\partial p} = - (c - e) \\ - \nabla \cdot \bar{\underline{V}}q' - \nabla \cdot \underline{V}'\bar{q} - \nabla \cdot \underline{V}'q' \\ - \frac{\partial \bar{\omega}q'}{\partial p} - \frac{\partial \omega'\bar{q}}{\partial p} - \frac{\partial \omega'q'}{\partial p} \quad (12) \end{aligned}$$

方程式(12)是水汽混合比預報方程在波譜模式中的正確表示式，它和(10)在型式上有相當的差異性。因此，數學上嚴格的說，積雲參數化問題在波譜模式中和在網格模式中是不一樣的。從這個角度看，目前所謂的積雲參數化問題在定義上都還不太明確。由於目前的積雲參數化方案還不夠精密到必須考慮波譜和網格模式之間的差異，以下的討論只以網格模

式中的參數化問題考慮對象。

採用 $\bar{(\quad)}$ 為網格框內平均值的定義，從(10)中很清楚的可以定義出我們要參數化的目標，也就是

$-\nabla \cdot \overline{\mathbf{V}'q'}$ ， $-\frac{\partial}{\partial p} \overline{\omega'q'}$ 及伴隨著這些小尺度運動的凝結及蒸發過程。一般來說，積雲所占有的水平面積相對於整個對流活動區是很小的，所以一個積雲能穿越網格框的「機率」相當的低，僅以這個理由，我們便可判定積雲對流對 $-\nabla \cdot \overline{\mathbf{V}'q'}$ 的貢獻一定很小。在這裏我們只能討論「機率」，因為不論模式的解析度如何，一個獨立積雲發展的水平位置，基本上是個無法預報的量。縱使模式的解析度高到和積雲的尺度差不多，我們也只能以統計的觀點來看積雲對流的作用，而「機率」和網格的大小並沒有明顯的關係。 $-\nabla \cdot \overline{\mathbf{V}'q'}$ 只有在考慮中尺度對流系統的次網格作用時，才可能有其潛在的重要性。

現行所有積雲參數化方案，理論上都是以 $-\frac{\partial}{\partial p} \overline{\omega'q'}$ 及其伴隨的凝結及蒸發過程為對象，在這個範圍內，下一個必須探討的問題是——積雲對流和 $-\frac{\partial}{\partial p} \overline{\omega'q'}$ 有什麼關聯。

首先我們定義 σ_j 為第 j 種雲在平均上或期望值上於單位面積中所占有的部份，那麼一個網格框內的平均質量通量可表示為

$$\begin{aligned} \bar{M} = -\bar{\omega} &= -\sum_j \sigma_j \omega_j - \sigma_m \omega_m - (1 - \sum_j \sigma_j - \sigma_m) \tilde{\omega} \\ &= \sum_j m_j + M_m + \tilde{M}, \end{aligned} \quad (13)$$

其中 \sum_j 是考慮有不同種類的雲的存在， σ_m 是積雲之外其它過程的貢獻， $\tilde{\omega}$ 則是積雲和 σ_m 所代表之量的共同環境的平均量。類似的，網格框內的平均水汽混合比及平均垂直水汽通量可寫成

$$\begin{aligned} \bar{q} &= \sum_j \sigma_j q_j + \sigma_m q_m + (1 - \sum_j \sigma_j - \sigma_m) \tilde{q} \quad (14) \\ \text{及 } \overline{\omega'q'} &= \sum_j \sigma_j \omega_j q_j + \sigma_m \omega_m q_m + (1 - \sum_j \sigma_j - \sigma_m) \tilde{\omega} \tilde{q}. \end{aligned} \quad (15)$$

從平均值的定義上，我們也可以把平均垂直通量寫成

$$\overline{\omega'q'} = \overline{\omega q} + \overline{\omega'q'}. \quad (16)$$

從(16)我們得到

$$-\overline{\omega'q'} = \overline{\omega q} - \overline{\omega q}. \quad (17)$$

把(13)，(14)和(15)代入(17)式中等號右邊的兩項，稍加整理後，我們可導出

$$\begin{aligned} -\overline{\omega'q'} &= \left[\sum_j \sigma_j \omega_j + \sigma_m \omega_m + (1 - \sum_j \sigma_j - \sigma_m) \tilde{\omega} \right] \times \left[\sum_j \sigma_j q_j + \sigma_m q_m \right. \\ &\quad \left. + (1 - \sum_j \sigma_j - \sigma_m) \tilde{q} \right] \\ &\quad - \left[\sum_j \sigma_j \omega_j q_j + \sigma_m \omega_m q_m + (1 - \sum_j \sigma_j - \sigma_m) \tilde{\omega} \tilde{q} \right] \\ &= \sum_j (m_j - \sigma_j \bar{M}) (q_j - \tilde{q}) \\ &\quad + M_m - \sigma_m \bar{M} (q_m - \tilde{q}). \end{aligned} \quad (18)$$

在導出(18)式的過程中，我們沒有做任何減化處理，唯一的考慮是在水平分佈上可以區分出 σ_j 及 σ_m 。我們也可以把 $-(c - e)$ 區分成在積雲中及積雲之外發生的兩種組成，也就是

$$-(c - e) = -(c - e)_{cu} - (c - e)_m. \quad (19)$$

利用(18)和(19)，水汽混合比預報方程便可寫成以下型式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + -\nabla \cdot \overline{\mathbf{V}'q'} \frac{\partial}{\partial p} \overline{\omega q} &= -(c - e)_{cu} - (c - e)_m \\ &\quad - \nabla \cdot \overline{\mathbf{V}'q'} + \frac{\partial}{\partial p} \left[\sum_j (m_j - \sigma_j \bar{M}) (q_j - \tilde{q}) \right] \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial p} [M_m - \sigma_m \bar{M} (q_m - \tilde{q})]. \end{aligned} \quad (20)$$

從(10)式到(20)式的演證過程，基本上我們只是將原來純數學的符號，以具有較清楚物理意義的符號代替，所以(20)仍可視為一絕對精確的預報方程。

在(20)式符號的右邊各項中， $-(c - e)_m$ 通常被考慮為可解析幅度的凝結及蒸發過程，這在第五節中曾討論過。 $-\nabla \cdot \overline{\mathbf{V}'q'} - \frac{\partial}{\partial p} [M_m - \sigma_m \bar{M} (q_m - \tilde{q})]$ 在一般數值模式中均被忽略掉，

對後一項的仔細討論可參閱 Cheng and Yanai (1989)，至於 $-\nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'q'}$ 隨著網格大小的變化，可能有其潛在的重要性，這是個尚待深入研究的課題。就積雲作用的部份來說，我們還可更進一步的分析，譬如我們可以考慮個別積雲的水汽收支。積雲的水汽收支方程可寫成。

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_j q_j + \sigma_j q_j - \varepsilon_j \tilde{q} - \frac{\partial}{\partial p} m_j q_j = - (c_j e_j)_{cu}, \quad (21)$$

其中 δ_j 和 ε_j 分別為積雲的捲出 (detrainment) 和捲入 (entrainment) 項，這是對水平平流項的一種表示式。方程式(21)是個很基本的關係式，它本身和積雲模式沒有任何關聯。類似於(21)，積雲的質量收支方程可寫成

$$\frac{\partial \sigma_j}{\partial t} + \delta_j - \varepsilon_j - \frac{\partial m_j}{\partial p} = 0. \quad (22)$$

為方便起見，我們定義

$$\left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} \right)_{cu} = - (c - e)_{cu} + \frac{\partial}{\partial p} \left[\sum_j (m_j - \sigma_j - \bar{M}) (q_j - \tilde{q}) \right] \quad (23)$$

其中 $\sigma_j \bar{M} / m_j = \bar{\omega} / \omega_j$ 。利用 $\bar{\omega} / \omega_j \ll 1$ 及(21)和(22)，我們可導出 (在此 \tilde{q} 不以 \bar{q} 取代)

$$\left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} \right)_{cu} \sim \sum_j \frac{\partial \sigma_j}{\partial t} (q_j - \tilde{q}) + \sum_j \sigma_j (q_j - \tilde{q}) - Mc \frac{\partial \tilde{q}}{\partial p} \quad (24)$$

其中 $Mc = \sum_j m_j$ 。

積雲在初始發展階段， $\sigma_j (q_j - \tilde{q})$ 的變化由無到有之間是個不連續的變化，但在消散時期，其變化則是連續而漸變的。因此，(24)式等號右邊第一項就積雲的生命期 $\bar{\tau}$ 取平均將得

$$\frac{1}{\bar{\tau}_j} \int_{t_0}^{t_0 + \tau_j} \left[\frac{\partial \sigma_j}{\partial t} (q_j - \tilde{q}) \right] dt \sim \frac{\sigma_j}{\bar{\tau}_j} (q_j - \tilde{q}). \quad (25)$$

典型的 Kuo 方案可解釋成使用(24)式的一個特例，該方案相當於假設(24)式等號右邊中以第一項為最主要項，而且積雲的時間尺度 $\bar{\tau}$ ，對水汽場的作用和對溫度場的作用可以不一樣。在另一方面，Arakawa and Schubert (1974) 則提議忽略到(24)式等號右邊第一項而僅保留第二項和第三項，這也只是使

用(24)式的一個特例。最近 Tiedtke (1989) 所提方案中對深積雲的作用，則僅考慮(24)式等號右邊第三項。以上這些例子都可視為對積雲作用的不完整表達，由診斷分析的經驗來說，典型 Kuo 方案的近似處理方式是較不合理的一個。使用(25)式最大的問題在於我們對 \tilde{q} 知道的相當有限，但是就物理上分析，(24)式右邊三項應該都有其重要性，第一、二項通常和第三項有正、負相反的關係，所以一、二項之間至少應保留一項以與第三項有折衝的作用。就提高積雲參數化的準確性來說，(24)式不應再做減化，而且考慮不同種類積雲的作用也有其必要性，從這個角度看，Arakawa - Schubert 方案最具有發展潛力，唯就短期發展來說，僅考慮深積雲、低雲及中層雲三種類的雲，在計算的經濟考慮下也有其可取之處，只是目前 Tiedtke 方案中對此三種雲的處理都還有可議之處。

在(24)中，積雲的性質量， q_j 及 m_j 的高度函數都必須經由解(21)及(22)來求得。求解(21)及(22)的過程往往需要額外的假設，如雲底及雲頂的條件，捲入及捲出項的隨高度變化，及 c_j 和 e_j 的參數處理等，這過程中還是有許多不確定性。典型的 Kuo 方案使用的是雲層中無捲出及無捲入的假定，Arakawa - Schubert 原始方案採用的是無捲出但考慮常數化的相對捲入，Tiedtke 對深積雲的處理則是無捲出、有捲入的考慮。就考慮的物理量與處理的方式來說，在求積雲的性質過程中所產生的誤差，一般來說，在整個積雲參數化的步驟中算是較小的一個誤差來源，積雲參數化最困難的地方在於如何由大尺度各變量的值來決定積雲對流的強度。

如果我們對(24)式由地面至雲頂做垂直積分，並將 $-\nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'q'}$ 忽略，積分的結果可寫成

$$\int_0^{Z_T} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} dz + W = -P - \left[\frac{1}{\rho q} \overline{\omega'q'} \right]. \quad (26)$$

這裏 Z_T 是雲頂高度， $W \equiv \int_0^{Z_T} \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'q'} dz$ 是大尺度水汽總輻合， P 是地面降水， $-\left[\frac{1}{\rho q} \overline{\omega'q'} \right]$ 是地面的擾動水汽通量。如果不考慮地面通量的作用，任何對 W 與 P 的關係做了假設，等於是直接對 $\int_0^{Z_T} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} dz$ 的值做了假設，這樣的假設將使模

式失去對 $\int_0^{Z_T} \bar{q} dz$ 的預報能力，而觀測上我們更發現在積雲對流發生的前後，W和P之間並不存在有簡單的比例關係，這是典型Kuo方案及所有嘗試由W和P的關係中決定積雲對流強度的方案，所具有的一個共同缺陷。Tiedtke (1989) 假設

$$\int_0^B \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} dz = 0, \text{ 其中 } B \text{ 是雲底的高度，這是個}$$

可爭議的假設，因為在對流前後，邊界層的熱力及動力學結構常有非常顯著的變化 (e.g., Betts, 1976; Echternacht and Garstang, 1976)，這種變化是對流性下降氣候的一個很重要的作用，也由於這種邊界層的變化，積雲對流能夠直接促成地面通量的變化，這是地表的狀態對積雲對流的一個相當重要的回饋過程。目前對積雲對流強度的決定，只有 Arakawa-Schubert 的雲功函數準平衡的假設，可由觀測上獲得直接的驗證 (Lord and Arakawa, 1980; Arakawa and Chen, 1986; Chen, 1989)。

溼對流調整方案方面，由於這類的方案總要對大氣的結構直接做假定，因此方案本身往往有較低的自由度，這種低自由度的方案能否準確的描述非常複雜的積雲對流過程，這是個很令人懷疑的。但是鑑於目前並沒有一個完美的積雲參數化方案，溼對流調整也有它可信的一面，如果使用得當，這類方案至少有它簡單而經濟的優點。以 Betts-Miller 方案為例，它使用由觀測得來的大氣垂直結構 (vertical profiles of the saturation pressure) 為溼對流調整的參考基本，這至少可使預報的大氣熱力學垂直結構保持在一合理的範圍內，這對短期天氣預報來說是一項具有高穩定性的優點。但從另一角度看，天氣預報的重點應是天氣的變異性而不是它的不變性，溼對流調整方程是否能滿足天氣預報的需求，這要在實際運用之後才能知道。

積雲參數化一直被認為是大氣數值模式中最重要的問題之一，但是以模式發展的歷史來看，這一子題却是進步最緩慢的模式構成之一。造成這種現象的原因很多，最主要的是大部份在這一問題的研究工作，都是對某些現存的概念作機械式的試驗調

整，極少研究是從最根本問題定義、基本假設、數值處理上，按步就班的研討。事實上，大部份現行參數化方案，均可借由數學上的討演及物理上的判斷，而進行某些程度上客觀的評估。或許目前是因為模式中的問題太多，所以一般人對模式各構成在物理上的合理性並沒有很迫切的要求，但是就長期發展上，在物理上不合理的方案終會被淘汰的。從本節的分析，目前似乎只有 Arakawa-Schubert 的方案具有長期繼續發展的潛力，可能的改進方式包括使用各合理的積雲模式、顯示的使用積雲動能預報方程使積雲對流有時間上的連續性、合理的處理積雲對流與邊界層的交互作用等。不過由本文對模式非理性及理性差異成因的分析，相信積雲參數化各方案紛雜並陳的現象仍將持續下去。

九、次網格動量垂直傳播

在數值模式中通常可歸類出三種處理次網格動量垂直傳播過程的方式，一是考慮大氣能量由大尺度分流到小尺度運動，最後透過分子粘滯性的作用而消散。在這個觀念下，模式中常引進一個擾動粘滯係數，而以擴散的型式在模式方程中出現。由於擴散的消散作用大致上與波長的平方有近似反比的關係，擾動粘滯性的考慮有助於消除模式中的小尺度雜訊，但是這也會造成模擬的天氣系統過度的消散。目前對於模式中的小尺度雜訊常以數值方法上的考慮予以限制，擾動粘滯性的考慮並沒有絕對的必要。

其次一種考慮是重力波牽引的作用。觀測上對重力波作用的分析可參閱 Palmer et al. (1986) 和 Shutts (1986)。事實上重力波牽引作用在數值模式中的潛在重要性，並不是由觀測上得知，而是在分析數值模擬的氣候分佈時得到的結論。Manabe and Hahn (1981) 及 Pitcher et al. (1983) 發現模擬氣候的準確性在南北半球的分佈上有很大的差異，模式對北半球的環流分佈模擬的相當不錯，但對南半球的氣候模擬便顯示不夠準確，特別是模擬的南半球緯向平均環流過度的微弱。這個現象乍看之下像是在處理南半球某些特殊物理過程時出了問題，但是一個更合理的解釋是模式

中少了在北半球有較強作用，地形所引發的重力波牽引，在北半球這個缺陷模式中過強的擾動消散作用所掩蓋，而這過強的擾動消散作用則在南半球顯現出來。當模式的水平解析度提高，大氣中動量的南北傳輸過程能更準確的模擬時，這種和地形相關的重力波牽引作用就更有其必要性，因為所謂的地形摩擦作用在環球動量收支上是一個主要項（Jeffries, 1933）。目前在參數化重力波牽引作用的設計上，還處於基本線性理論的基礎。最近高解析度重力波數值模式的使用（e.g. Bacmeister and Schoeberl, 1989）及理論上的分析（e.g. Fritts, 1984; Lindzen, 1981, 1988），使我們對重力波的特性有較清楚的概念，但這同時也指出了參數化過程所將面臨問題的複雜性。毫無疑問的，這是個尚待研究解決的問題，一個實際參數化應用的例子可參閱Miller, Palmer and Swinbank (1989)。

第三種考慮是目前還頗具爭議性的積雲摩擦作用（Cumulus friction）。由於傳統動力學理論可以證明(1)絕不會有淨渦度穿越任何等熵面；(2)在兩個等熵面之間溫度不會增加也不會減少（Haynes and McIntyre, 1987）。而經由積雲的垂直動量傳播過程，渦度方程中會增加一類似垂直渦度平流的項來（Sui et al., 1989），因此積雲摩擦項的提出在觀念上常被誤解而不被一般綜觀天氣學家所接受。事實上，只要考慮積雲能傳輸水汽及熱量，積雲能傳輸動量應該是一件理所當然的事，有關積雲動量傳輸的觀測證據可參閱Sui and Yanai (1986)。值得一提的是歐洲中心的天氣預報模式在1989年五月也正式加入積雲摩擦項。要參數化積雲摩擦項的最大問題，在於處理積雲尺度氣壓梯度力上，這個尚待解決的問題。基本上，任何動量的傳播都是有方向性的，而對一個積雲來說，它所能感覺出有方向性的量只有垂直風切，因此合理的參數化應該有風切的變數在內。目前參數化的方式仍屬於積雲動量守恆的範圍，在參數化中，積雲頂多能藉由捲入項而加入風切的變量，不過縱使如此，Sui et al. (1989)證明這種簡單的參數化方案仍可解釋許多觀測上有關積雲動量傳

輸的現象，這表示積雲的動量傳輸基本上是可以被參數化的，預測不久的將來，大部份數值天氣預報模式中都會有積雲摩擦項的加入。

十、結 論

數值天氣預報模式的使用有兩個層面，一個是提供預報圖，用作天氣預報的參考；另一個層面是把模式當成一個學習的工具，以期對天氣系統有個深入的瞭解。不論就那個層面看，正確而有效的使用一個數值模式均有賴經驗為指導。經驗的重要是第二節所強調的一個重點，要在模式理性差異中做選擇，需要經驗；要理解模式非理性差異所代表的模式能力上的限制，也需要經驗。因為經驗的重要，每個稍具規模的氣象預報中心都有必要維持各自的數值天氣預報系統。但是經驗也不能違背物理的通則，本文的目的便是期望以基本的物理概念，在衆多紛雜的模式細節構成中，找出一個最有可能的模式未來發展趨勢。

第三節為對模式垂直座標的討論，對以原始方程為基礎的環球模式而言，目前普遍被使用的 σ 座標或其變型座標有它方便的地方，短期內將不會有大變化。但由等位溫座標潛在的優點來分析，它將會引起更多研究者的興趣，當對等位溫座標使用的經驗累積到某一程度，區域性天氣預報模式廣泛的使用等位溫座標將是可預期的，而混合使用多種垂直座標的環球天氣預報模式也會逐漸出現。

第四節中我們簡單的分析網格模式和波譜模式的主要差異，由於有相同物理、類似解析度的網格和波譜模式，在預報的精確度上差異不大，對這兩種模式的選擇主要在於建立過程上的方便性及模式的運算效率。在正文中沒有提到的一點是，下一代的超級電腦將以增加平行運算能力為發展目標，預計平行運算的概念將會使模式設計上的數值考慮有革命性的變化。網格模式中的運算具有局部性，在觀念上更能利用下一代電腦的特性而增加運算效率。就模式的長期發展而言，網格模式將會再度受到歡迎而被廣泛的使用。

第五節討論模式中預報方程增加的趨勢。需要增加預報方程的原因，一個是基於輻射收支運算上

的必要，另一個是在模式解析度增加的前提下，具於物理考慮上的必要，這應該是模式發展上的一個必然現象。

第六節討論增進時間積分效率的基本原理，這將是下一代數值天氣預報模式，在運算效率上的一大突破，這也是下一代模式能有極顯著解析度增加的關鍵，這是個在研究上及應用上相當值得注意的課題。

第七節討論行星邊界層參數化上的問題。首先，它的重要性是很明顯的，因為地面的水汽及熱通量、地面的摩擦效應都要透過行星邊界層而傳到其上的自由大氣。目前似乎只有在探討氣候的數值模擬時，模式的部份缺失才會被歸咎到邊界層參數化的問題上。隨著模式上物理考慮的越趨精密，邊界層參數化上的問題將無法再被忽視，對流性下降氣流對邊界層的作用便是一例，這是目前被忽略掉的一個相當重要的物理過程。邊界層的參數化的發展則以折衷式的、以“Bulk”模式為基礎、加入高階截斷模式的概念，所建立的參數化方案最為可能，至於細節上應如何處理，這是個尚待研究的問題。

第八節討論積雲參數化的問題，這是個模式構成中最重要的一個獨立子題。由於大部份在這方面的研究都是機械式的，藉由不斷的試驗、調整來進行所謂的改進，一些積雲參數化上的基本問題反而被誤解或忽略掉。本文以較大的篇幅對這個問題做了很根本性的探討，並指出了現行參數化方案部份不合理的地方。事實上，大部份模式使用者或多或少都察覺到現行參數化方案在物理上的缺陷，但是在沒有有絕對優勢的參數化方案之前，一般的模式使用者嘗試以經驗彌補物理缺陷的原則也是很自然的現象。唯就長期發展上看，以物理為主的考慮方式終將取代純機械式的經驗處理方式。

第九節討論曾經很具爭議性，但逐漸被認同的次網格垂直動量傳播問題。早期模式中擾動粘滯性的考慮方式，其重要性將逐漸為重力波牽引作用及積雲摩擦作用所取代。擾動粘滯性的作用基本上沒有地域性的，重力波牽引作用則與地形息息相關，而積雲摩擦作用則集中於赤道地區。由於這種地域分佈上的不同，這三種不同的物理過程在模式中

的個別缺失，可以藉由分析模式預報的氣候分佈而分析出來。從另一個角度看，利用這三種過程不同的物理特性，過度的使用經驗式的調整，則將很容易的會把模式中的其它缺失掩飾掉，這在模式長期發展上將會是個障礙。除了這個顧慮外，由於它們的重要性，模式中加入重力波牽引及積雲摩擦項的作用，應是個理所當然的事，只是模式使用者必須記得，這還是個我們並不完全瞭解，還不能很精確處理的物理過程，繼續的研究是必須的。

數值模式中可能還包括有地表水系循環及植被（vegetation）等的參數化，這些是比較獨立的子題，但不包括在本文的討論中。此外，在本文的討論中並沒有刻意的去區分環球天氣預報模式和大氣環流模式，甚至也不強調環球模式和區域模式的區別，因為大部份模式的問題都是相通的，只是問題的輕重有別而已。就數值天氣預報的成功要件來看，模式初始值的給定具有關鍵性的地位。在這方面，利用模式對觀測資料進行四維同化分析，將是一個必然的趨勢，也是個必要的過程。而就資料的四維同化觀點來看，模擬氣候的能力將成為模式的基本要求之一，在這條件下，環球天氣預報模式和大氣環流模式已沒有任何實質上的差別，這也應是一個綜觀的模式發展趨勢。

REFERENCES

- Albrecht, B.A., A.K. Betts, W.H. Schubert, and S.K. Cox, 1979: A model of the thermodynamic structure of the trade-wind boundary layer. Part I: Theoretical formulation and sensitivity tests. *J. Atmos. Sci.*, 36, 73-89.
- Anthes, R.A., 1977: A cumulus parameterization scheme utilizing a one-dimensional cloud model. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 270-286.
- Arakawa, A., 1988: Finite-difference methods in climate modeling. In M.E. Schlesinger (ed.), *Physically-Based Modelling and Simulation of Climate and Climatic Change - Part I*, Kluwer Academic Publishers, 79-168.
- Arakawa, A., and J.-M. Chen, 1986: Closure assumptions in the cumulus parameterization problem. *WMO/IUGG Symposium on Short- and Medium-Range Numerical Weather Prediction*, Tokyo, 123-128.
- Arakawa, A., and W.H. Schubert, 1974: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part I. *J. Atmos. Sci.*, 31, 674-701.
- Bacmeister, J.T., and M.R. Schoeberl, 1989: Breakdown of vertically propagating two-dimensional gravity waves forced by orography. *J. Atmos. Sci.*, 46, 2109-2134.
- Bates, J.R., 1984: An efficient semi-Lagrangian and alternating direction implicit method for integrating the shallow water equations. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 2033-2047.
- Bates, J.R., 1988: Finite-difference semi-Lagrangian techniques for integrating the shallow-water equations on the sphere. Proceedings of the ECMWF Workshop in Techniques for Horizontal Discretization in NMP Models, 1987. (Available from European Center for Medium-range Weather Forecast, Shinfield Park, Reading, Berkshire, RG2 9AX, U.K.)
- Bates, J.R., and A. McDonald, 1982: Multiply-upstream, semi-Lagrangian advective schemes: Analysis and application to a multilevel primitive equation model. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 1831-1842.
- Benoit, R., 1976: A comprehensive parameterization of the atmospheric boundary layer for general circulation models.

- Ph.D. thesis. McGill University, Montreal, Canada, 270 pp.
- Betts, A.K., 1973: Non-precipitating cumulus convection and its parameterization. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 99, 178-196.
- Betts, A.K., 1976: The thermodynamic transformation of the tropical sub-cloud layer by precipitation and downdrafts. *J. Atmos. Sci.*, 33, 1008-1020.
- Betts, A.K., 1986: A new convective adjustment scheme. Part I: Observational and theoretical basis. *Quart. J. R. Soc.*, 112, 677-691.
- Betts, A.K., and M.J. Miller, 1986: A new convective adjustment scheme. Part II: Single column tests using Gate wave, BOMEX, ATEX and arctic air-mass data sets. *Quart. J. R. Soc.*, 112, 693-709.
- Burridge, D.M., 1975: A split semi-implicit reformulation of the Bushby-Timpson 10-level model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 101, 1831-1842.
- Chatfield, R.B., and R.A. Brost, 1987: A two-stream model of the vertical transport of trace species in the convective boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 92, 13263-13276.
- Chen, J.-M., 1989: Observational study of the macroscopic behavior of moist-convective processes. Ph.D. dissertation, Dept. of Atmos. Sci, The University of California, Los Angeles.
- Cheng, M.-D., and A. Arakawa, 1990: Modeling the effects of convective downdrafts on the large-scale fields. Technical Report. Dept. of Atmos. Sci., The University of California, Los Angeles. (To be published.)
- Cheng, M.-D., and M. Yanai, 1989: Effects of downdrafts and mesoscale convective organization on the heat and moisture budgets of tropical cloud clusters. Part III: Effects of convective-scale downdrafts. *J. Atmos. Sci.*, 46, 1566-1588.
- Cote, J., and A. Staniforth, 1988: A two-time-level semi-Lagrangian semi-implicit scheme for spectral models. *Mon. Wea. Rev.*, 116, 2003-2012.
- Deardorff, J.W., 1972: Parameterization of the planetary boundary layer for use in general circulation models. *Mon. Wea. Rev.*, 100, 93-106.

- Echternacht, K.L., and M. Garstang, 1976: Changes in the structure of the tropical sub-cloud layer from the undisturbed to disturbed states. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 40-417.
- Fritsch, J.M., and C.F. Chappell, 1980: Numerical prediction of convectively driven mesoscale pressure systems. part I: Convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 37, 1722-1733.
- Fritts, D.C., 1984: Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of theory and observations. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 22, 275-308.
- Geleyn, J.F., 1985: On a simple, parameter-free partition between moistening and precipitation in the Kuo scheme. *Mon. Wea. Rev.*, 113, 405-408.
- Hanson, H.P., 1981: On mixing by trade-wind cumuli. *J. Atmos. Sci.*, 38, 1003-1014.
- Haynes, P.H., and M.E. McIntyre, 1987: On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces. *J. Atmos. Sci.*, 44, 828-841.
- Hsu, Y.-J., 1988: Numerical modeling of the atmosphere with an isentropic vertical coordinate. Ph.D. thesis, Dept. of Atmos. Sci., The University of California, Los Angeles, 169 pp.
- Jeffries, H., 1933: The function of cyclones in the general circulation. Reprinted in B. Saltzman (ed.), *Theory of Thermal Convection*, 1962, Dover Publications Inc., 200-213.
- Kao, C.-Y.J., and Y. Ogura, 1987: Response of cumulus clouds to large-scale forcing using the Arakawa-Schubert cumulus parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 44, 2437-2476.
- Krishnamurti, T.N., and H.S. Bedi, 1988: Cumulus parameterization and rainfall rates: Part III. *J. Atmos. Sci.*, 116, 583-599.
- Krishnamurti, T.N., M. Kanamitsu, R. Godbole, C.B. Chang, F. Carr, and J. Chow, 1976: Study of a monsoon depression (II). Dynamical structure. *J. Meteor. Soc. Japan*, 54, 208-225.
- Krishnamurti, T.N., S.-L. Nam, and R. Pasch, 1983: Cumulus parameterization and rainfall rates II. *Mon. Wea. Rev.*, 111, 815-828.
- Krishnamurti, T.N., Y. Ramanathan, H.-L. Pan, R.J. Pasch, and J.

- Molinari, 1980: Cumulus parameterization and rainfall rates I. *Mon. Wea. Rev.*, 108, 465-472.
- Kuo, H.L., 1965: On formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 22, 40-63.
- Kuo, H.L., 1974: Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. *J. Atmos. Sci.*, 31, 1232-1240.
- Kwizak, M., and A.J. Robert, 1971: A semi-implicit scheme for grid point atmospheric models of the primitive equations. *Mon. Wea. Rev.*, 99, 32-36.
- Lindzen, R.S., 1981: Turbulence and stress due to gravity wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.*, 86, 9707-9714.
- Lindzen, R.S., 1988: Supersaturation of vertically propagating internal gravity wave. *J. Atmos. Sci.*, 45, 705-711.
- Lord, S.J., 1982: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part III: Semi-prognostic test of the Arakawa-Schubert cumulus parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 39, 88-103.
- Lord, S.J., and A. Arakawa, 1980: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part II. *J. Atmos. Sci.*, 37, 2677-2692.
- Lord, S.J., W.C. Chao, and A. Arakawa, 1982: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part IV: The discrete model. *J. Atmos. Sci.*, 39, 104-113.
- Manabe, S., D.G. Hahn, 1981: Simulation of atmospheric variability. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 2260-2286.
- Manabe, S., J. Smagorinsky, and R.F. Strickler, 1965: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrological cycle. *Mon. Wea. Rev.*, 93, 769-798.
- McDonald, A., 1986: A semi-Lagrangian and semi-implicit two time-level integration scheme. *Mon. Wea. Rev.*, 114, 824-830.
- Miller, M.J., T.N. Palmer, and R. Swinbank, 1989: Parameterization and influence of subgridscale orography in general circulation and numerical weather prediction models. *Meteor. Atmos. Phys.*, 40, 84-109.

- Miyakoda, K., and J. Sirutis, 1977: Comparative integrations of global models with various parameterized processes of subgrid-scale vertical transports. *Beitr. Phys. Atmos.*, 50, 445-487.
- Miyakoda, K., and J. Sirutis, 1989: A proposal of moist turbulence closure scheme, and the rationalization of Arakawa-Schubert cumulus parameterization. *Meteor. Atmos. Phys.*, 40, 110-122.
- Miyakoda, K., J. Smagorinsky, R.F. Strickler, and G.D. Hembree, 1969: Experimental extended predictions with a nine-level hemispheric model. *Mon. Wea. Rev.*, 97, 1-76.
- Miyakoda, K., T. Gordon, R. Caverly, W. Stern, and J. Sirutis, 1983: Simulation of a blocking event in January 1977. *Mon. Wea. Rev.*, 111, 846-869.
- Morinari, J., and T. Corsetti, 1985: Incorporation of cloud-scale and mesoscale downdrafts into a cumulus parameterization: Results of one- and three-dimensional integrations. *Mon. Wea. Rev.*, 113, 485-501.
- Palmer, T.N., G.J. Shutts, and R. Swinbank, 1986: Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parameterization. *Quart. J. R. Meteor. Soc.*, 112, 1001-1039.
- Penc, R.S., and B.A. Albrecht, 1986: Parametric representation of heat and moisture fluxes in cloud-topped mixed layers. *Bound. Layer Meteor.*, 38, 225-248.
- Pitcher, E.J., R.C. Malone, V. Ramanathan, M.L. Blackmon, K. Pain, and W. Bourke, 1983: January and July simulations with a spectral general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, 40, 580-604.
- Randall, D.A., 1976: The interaction of the planetary boundary layer with large-scale circulations. Ph.D. thesis, The University of California, Los Angeles, 247 pp.
- Randall, D.A., 1987: Turbulent fluxes of liquid water and buoyancy in partly cloudy layers. *J. Atmos. Sci.*, 44, 850-858.
- Randall, D.A., J.A. Abeles, and T.G. Corsetti, 1985: Seasonal simulations of the planetary boundary layer and boundary-layer stratocumulus clouds with a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, 42, 641-676.

- Ritchie, H., 1986: Eliminating the interpolation associated with the semi-Lagrangian scheme. *Mon. Wea. Rev.*, 114, 135-146.
- Robert, A.J., 1969: The integration of a spectral model of the atmosphere by the implicit method. Proceedings of the WMO/IUGG symposium on Numerical Weather Prediction, Tokyo, VII19-VII24.
- Robert, A.J., 1981: A stable numerical integration scheme for the primitive meteorological equations. *Atmos. Ocean*, 19, 35-46.
- Robert, A.J., 1982: A semi-Lagrangian and semi-implicit numerical integration scheme for the primitive meteorological equations. *J. Meteor. Soc. Japan*, 60, 319-324.
- Robert, A.J., J. Henderson, and C. Turnbull, 1972: An implicit time integration scheme for baroclinic models of the atmosphere. *Mon. Wea. Rev.*, 100, 329-335.
- Robert, A.J., T.L. Yee, and H. Ritchie, 1985: A semi-Lagrangian and semi-implicit numerical integration scheme for multilevel atmospheric models. *Mon. Wea. Rev.*, 113, 388-394.
- Shutts, G., 1986: Parameterization of sub-grid scale gravity wave momentum transfer and its influence in forecast/climate models. ECMWF seminar 1985, 167-198.
- Smolarkiewicz, P.K., and P.J. Rasch, 1990: Monotone advection on the sphere: An eulerian versus semi-Lagrangian approach. (To be published.)
- Suarez, M.J., A. Arakawa, and D.A. Randall, 1983: The parameterization of the planetary boundary layer in the UCLA general circulation model: Formulation and results. *Mon. Wea. Rev.*, 111, 2224-2243.
- Sui, C.-H., and M. Yanai, 1986: Cumulus ensemble effects on the large-scale vorticity and momentum fields of GATE. Part I: Observational evidence. *J. Atmos. Sci.*, 43, 1618-1642.
- Sui, C.-H., M.-D. Cheng, X. Wu, and M. Yanai, 1989: Cumulus ensemble effects on the large-scale vorticity and momentum fields of GATE. Part II: Parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 46, 1609-1629.
- Tiedtke, M., 1989: A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, 117,

1779-1800.

Wallace, J.M., S. Tibaldi, and A.J. Simmons, 1983: Reduction of systematic forecast errors in the ECMWF model through the introduction of an envelope orography. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 109, 683-717.

Wang, S., and B.A. Albrecht, 1986: Stratocumulus model with an internal circulation. *J. Atmos. Sci.*, 43, 2374-2391.

Wang, S., and B.A. Albrecht, 1990: A mean-gradient model of the dry convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 46, 126-138.

On the Projected Features of Global Weather
Forecasting Models

by Ming-Dean Cheng

National Center for Atmospheric Research, U.S.A.

ABSTRACT

Almost all current global numerical weather forecasting models are based on Primitive equations. Nevertheless, details of each model are always very different. Some of the differences among models are intentionally made to meet the interest of modelers. However, most of the differences are created because of poor understanding of the physical processes whose effects need to be included in a numerical model. To provide a reference for developing a global weather forecasting model, this paper reviews recent studies of some subjects which are related to the numerical modeling of atmosphere, including the use of an isentropic vertical coordinate, the uses of spectral and grid models, the needs for an increase of prognostic variables in a numerical weather forecasting model, techniques for improving the efficiency of time integration, parameterization of the planetary boundary layer, problems related to cumulus parameterization, and parameterization of subgrid vertical transports of momentum. Projected features of global weather forecasting models based on this survey are presented and discussed.