

中範圍氣象理論模式之評介之一：鋒面問題

江 火 明

國立中央大學 大氣物理系

一、前 言

大約在一世紀以前，氣象學家才開始從天氣圖中注意到中緯度地區擾動的結構與特性。中緯度地區天氣現象的改變，往往與鋒面的存在和移動，有著密切的關係。因此，從事天氣預報的作業人員，以及致力於理論知識探討的氣象學者，都投下相當大的精神和心智，來認識鋒面的問題。

FitzRoy (1863) 首先注意到中緯度氣旋和反氣旋氣流的特性，他認為氣旋往往生成在兩個不同性質的氣團 (Air Mass) 之交界帶上，因此強調鋒面存在對天氣變化的重要性，雖然往後的二十年間，由於氣象測站不多且資料不完整，要做好每天天氣圖的分析是不太容易的，以致於他的貢獻沒有帶給實用的氣象專家很大的影響，但是已經有部份學者開始探討氣旋與不同氣團間之斜壓帶的關係，這觀念正是近代氣象學家對中緯度環流系統認識的重要關鍵。

Bjerknes (1919), Bjerknes and Solberg (1921; 1922) 發表極鋒理論 (Polar Front Theory) 之後，對鋒面與氣旋發展的認識，更為清楚，而且有冷鋒與暖鋒的觀念。

關於鋒面問題的探討，可以分為三方面來敘述，一是鋒面結構的研究，二是鋒面移動的研究，三是鋒面生成的研究。

極鋒理論發表後，Petterssen (1940; 1956) , Miller (1948), Berggren (1952) 等的研究，對綜觀尺度的鋒面結構，已有相當仔細且肯定的概念。至於鋒面帶中以及鋒前暖區 (Warm Sector) 較小尺度擾動系統，因基本資料的解析度

不高，不易分析研討，直到 1970 年代，雷達資料的廣泛利用，對鋒面帶及其附近之帶狀降水系統的分布與成長，才有較具體的認識。

Hesselberg (1913) 發現氣旋的移動與高空卷雲的平均移動是一致的，鋒面的移動對未來天氣現象的預報關係重大，1950 年代以後，有些學者利用二層鋒面模式，對鋒面移動的軌跡做數值實驗，除了注意鋒面移動的方向和速率之外，更強調鈹錮過程的模擬結果。Gutmen (1972) 注意到鋒面移速與其橫向環流 (Transverse Circulation) 的關係。

鋒生問題，在理論上是一深具挑戰性的問題，1950 年代許多氣象學家從實際資料的診斷分析與運動學、動力學的探討，認識鋒生的物理機制。然而，鋒生過程是非常複雜的，1960 年代末期，許多氣象學者開始借助數值模擬的技巧，來瞭解鋒生過程的因果關係。

二、鋒面的結構

關於典型的極鋒結構，Berggren (1952) 已有很具體且詳盡的描述。圖一為通過極鋒的垂直剖面圖，在圖中，虛線為溫度線，細實線為西風之風速等值線，粗實線為對流層頂與極鋒帶之邊界，極鋒的發展串穿了整個對流層，並伸入低層平流層中。在鋒面帶中水平溫度梯度相當大，而且是靜穩定的 (Static Stability)，其水平與垂直之風切也很大，從示意圖中可知，鋒面帶分開了南北兩氣團，南邊是暖對流層與冷平流層的空气，北邊是冷對流層與暖平流層的空气，這樣的極鋒結構，把氣團的觀念，擴大至低平流層中。

然而，針對每個發展中之鋒面帶個案，做仔細的中範圍結構的診斷分析，Senshu (1963)，Kurz (1979) 都發現鋒面帶中之溫度梯度並不是均勻的，溫度梯度極大值的位置，成間隔約百公里的帶狀分布，圖二所示者為 1957 年 12 月 12 日 2100 L，沿 35°N 的東西剖面圖，可以清晰地看出這種低層鋒面帶之中範圍熱力結構；在冷鋒前有一強烈的南風低層噴射氣流。

Nozumi and Arakawa (1968) 歸納了在日本 Tanegashima (47869) 雷達站的五年 (1960 至 1964) 雷達回波資料，共有 117 個氣旋通過該站的觀測範圍，其中有 96 個個案，在冷鋒前之暖區內，有平行於冷鋒之帶狀降水回波，這 96 個個案中，竟有 56 個個案具有兩條以上降水帶的，最多的情況曾發現有五條降水帶。這種雲雨帶的間隔，約在 70 至 200 公里之間，圖三為 1963 年 7 月 5 日 2102 L (即 1202 GMT) 觀測之回波圖，圖四是該站在當日冷鋒過境前後 (即 0000 GMT 至 1300 GMT) 之降水、溫度以及風的逐時連續觀測紀錄，這是冷鋒前兩條雲雨帶的個案。Omoto (1965) 探討在美國的個案，也同樣地在鋒面前發現帶狀之降水帶。

Elliott and Hovind (1965) 利用美國南加州五個測站 (平均距離 150 公里)，每隔 3 小時的觀測資料 (1961 年 1 月 26 日)，做合成圖分析，同樣地在溫度和水汽含量的變化中，發現這種約百公里間隔的雲雨的分布結構。

1970 年代，在英國的雷達分析，對伴隨在鋒面附近之雲雨帶以及包含在其中的雲束 (Cluster) 的結構，有了更深入的認識 (Browning and Harrold, 1969, 1970; Browning, 1971, 1974; Browning et al., 1973; Austin and Houze, 1972; Jonas and Tabony, 1973; Harrold, 1973; Roach and Hardman, 1975)。由許多個案的分析，得到冷鋒及暖鋒附近伴隨之雲雨帶的示意圖，如圖五所示。

關於理論上的探討，這種雲雨帶生成的原因，可能是鋒面區域 Ekman 層不穩定，也可能是鋒面

引發慣性重力波，也可能是由於不同的平流引起對流的自然尺度 (Browning et al., 1973)。

Bennetts and Hoskins (1979) 則嘗試用條件對稱不穩定 (Conditional Symmetric Instability) 來解釋，Orlanski and Ross (1977)，Ross and Orlanski (1978) 的數值模擬結果；Bennetts and Hoskins (1979) 的條件對稱不穩定的理論敘述相當一致。

三、鋒面的移動

關於鋒面移動問題的探討，在動力方程式中，非線性項是十分重要的，Abdullah (1949) 首先嘗試解一維的非線性方程式，來瞭解鋒面移動的特性。

Kasahara et al., (1965), Grammelvedt (1970) 以及 Turkel (1972) 利用二層模式 (視鋒面為兩密度不同之流體的交界面，在鋒面上流體之切線速度也是不連續的)，做鋒面氣旋系統發展的數值模擬，對鋒面移動的軌跡及錮錮過程，都有很清楚的描述。

圖六為 Kasahara et al., (1965) 模擬的結果，左圖是初始狀態，其中等值線是二層模式中之鋒面在南北方向傾斜的高度 (每隔 5000 呎繪一條)；具有黑點者為地面鋒面之位置，右圖為模擬 8 小時後之鋒面位置，很明顯地，冷鋒移動比暖鋒快得多，圖七是 Grammelvedt (1972) 模擬 72 小時之地面鋒面形狀的變化，更清楚地顯示錮錮的過程。

Liao and Jiang (1980) 嘗試採用原始方程模式，以單純初始值問題 (Initial-Value Problem) 的處理方式，對實際大氣鋒面移動的過程，做數值實驗，以檢驗鋒面氣旋系統發展之錮錮過程，其實驗結果與真實大氣之形勢相當接近。

Gutman (1972) 認為穩定鋒面之橫向環流的特性，與鋒面移速關係密切。假設 C 為鋒面移速 (以垂直鋒面方向之特性速度為單位)， α 為沿鋒面方向之特性速度與垂直鋒面方向之特性速度的比值， c 與 α 決定鋒面橫向環流的特性，由此將鋒面

分爲六種典型的形式，即(I)強烈上滑暖鋒 ($0 \leq c \leq 0.9, \alpha < 0$)，如圖八所示。(II)低層上下滑暖鋒 ($0.9 < c, \alpha < 0$)，如圖九所示。(III)強烈滯留鋒 ($c = 0, 1 < \alpha < 2$)，如圖十所示。(IV)強烈上下滑冷鋒，鋒面下方有微弱下降運動者 ($0.9 < c, \alpha > 0$)，如圖十一所示。(V)強烈上下滑冷鋒，鋒面前方暖區有微弱小範圍環流者 ($0.9 \leq c, \alpha < 0$)，如圖十二所示。(VI)中層下滑冷鋒 ($0 < c \leq 0.9, \alpha > 0$)，如圖十三所示。

Manton (1981) 亦同樣地由鋒面之移速所決定之橫向環流，來討論鋒面的特性。

四、鋒生過程的物理機制

一般而言，鋒面帶具有下列的通性：

- 1 溫度之水平梯度很大。
- 2 濕度很大。
- 3 鋒面在低壓槽的位置。
- 4 雲量多，多降水現象。
- 5 氣流在鋒面帶輻合。
- 6 水平風切很大。

如此粗糙的通性，並不是鋒面存在的充分條件。實際大氣中，並沒有數學上所謂的密度零階不連續的鋒面存在，而是在鋒面帶中，密度的梯度相當大。若視大氣爲理想氣體，則在等壓面上密度梯度很大的區域，正是溫度梯度甚大的區域。因此，可以用溫度梯度做爲鋒面度量的參數，由地轉平衡關係式可知，溫度梯度大的地方，也是地轉風之垂直風切很大的地方，所以也可以用地轉風切或位渦旋度，來做爲鋒面度量的參數。

Shapiro (1981) 則採用絕對動量 m 爲鋒面的參數，它的定義如下：

$$m = U_e - fy, \dots\dots\dots(1)$$

其中， U_e 爲地轉風在沿鋒面方向的分量， f 爲柯氏參數， y 爲垂直鋒面之水平距離（在冷區爲正，在暖區爲負），垂直鋒面之向量渦旋度 \vec{q} ，可寫成

$$\vec{q} = \frac{\partial m}{\partial p} \vec{j} - \frac{\partial m}{\partial y} \vec{k}, \dots\dots\dots(2)$$

因此，在鋒面帶的地方，是 $\frac{\partial m}{\partial p}$ 與 $\frac{\partial m}{\partial y}$ 很大的地方。

1976年4月17日0000 GMT，在美國中部發生一次鋒生的個案，圖十四所示者爲其垂直剖面圖，圖中實線爲絕對動量（每隔 $10 m/sec$ 繪一條），細虛線爲位溫（每隔 $4^\circ K$ 繪一條），粗虛線爲鋒面帶的位置，很清楚地可以看出，在鋒面帶中，位溫之梯度很大，絕對動量之梯度也很大。

Miller (1948) 以位溫 (θ) 爲鋒面參數，考慮絕熱之一維鋒面的鋒生函數 (F_1)，即

$$F_1 = \frac{d}{dt} \frac{\partial \theta}{\partial y} \\ = - \left[\frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right] - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial p}, \dots\dots\dots(3)$$

() 內，表水平運動的鋒生作用力，最後一項爲傾斜作用 (Tilting Effect) 對鋒生的貢獻，Kirk (1966) 曾強調傾斜作用在鋒面帶所扮演的重要角色。

Jiang (1980) 以 $\ln T$ 的梯度 (即 $\nabla \ln T$) 爲鋒面度量的參數，考慮二維鋒面之鋒生函數 (F_2)，即

$$F_2 = \frac{d}{dt} | \nabla \ln T | \\ = - \left[u_x T_x' T_x' / | \nabla T' | + v_y T_y' T_y' / | \nabla T' | - \left[v_x T_x' T_y' / | \nabla T' | + u_y T_y' T_x' / | \nabla T' | \right] + \frac{R}{pg} (r_a - r) (w_x T_x' + w_y T_y') / | \nabla T' | + \frac{Q}{c_p T} \{ T_x'' (Q_x' - T_x') + T_y'' (Q_y' - T_y') \} / | \nabla T' | \right], \dots\dots(4)$$

式中， T' 表 $\ln T$ ， Q 爲非絕熱加熱速率， r_a 爲乾絕熱溫度遞減率， γ 爲溫度遞減率，腳註 x 、 y 表對 x 、 y 的微分。右邊第一項爲水平壓縮變形場對鋒生的作用力，第二項爲水平風切變形場對鋒生的作用力，第三項是傾斜作用對鋒生的作用力，最後

一項是非絕熱的作用。

因此，除了非絕熱的作用之外，鋒生過程的外加作用，可分為兩部份，一是水平運動的機制，一是垂直運動的機制。水平運動包含非輻散部份 (Nondivergent Part) 與非渦旋部份 (Irrotational Part)。由連續方程式可知，垂直運動僅與非渦旋部份有關，因此，水平運動可分為適合地轉平衡的分量與地轉偏差分量 (Ageostrophic Component)，換言之，地轉分量是主環流部份 (Primary Circulation)，地轉偏差分量與垂直運動是次環流部分 (Secondary Circulation)。

由 Hoskins and Bretherton (1972) 的討論，如果鋒面不太窄，且移動速度不太大，則垂直鋒面方向的運動方程式，非常近似地轉平衡 (即 Cross-Front Geostrophic Balance)，對於這樣的鋒面系統，鋒生過程的作用力，可分為主變形場 (Primary Deformation) 的作用，與次變形場 (Secondary Deformation) 的作用，後者即橫向環流。

Bergeron (1928)，Namis and Clapp (1949) 以為一水平壓縮變形場的作用，在原來是均勻且微弱的溫度梯度場上，則將使溫度梯度增大，生成鋒面。這是一相當直覺而簡單的鋒生機制之假說。Sawyer (1956)，Eliassen (1959; 1962) 批評 Bergeron 的假說，認為變形場必須存在 3 至 4 天，才可能產生一般所見的大氣鋒面的強度，而事實上，鋒面的生成往往是一天左右就已完成，因此利用水平變形場來解釋鋒面生成，勢必有所差錯。從理論上推斷，水平壓縮變形場將引發一熱力直接橫向環流 (如圖十五所示)，這橫向環流在鋒生過程中扮演著十分重要的角色。在 Hoskins and Bretherton (1972)，Gidel and Shapiro (1979) 等人的數值模式中，都發現水平變形場引發的熱力直接橫向環流的結果。

然而，由 Miller (1948)，Gubin (1960)，Jiang (1980) 的分析，探討垂直運動對鋒生過程的作用，很清楚地顯示熱力間接次環流，才有利於鋒面的生成，那麼，由 Bergeron (1928) 的假

說，雖然壓縮變形場的主環流，有利於鋒面的生成，但是它所引發之次環流，却不利於鋒面的生成，因此，很多鋒生的數值模式，不能在短時間內生成一強烈的鋒面帶。

事實上，Reed and Sanders (1953)，Newton (1954)，Reed (1955)，Bosart (1970)，Shapiro (1970) 等人，從綜觀尺度的三維分析，來探討鋒生過程大氣運動的特性，發現在鋒面帶的暖緣有強烈的下降運動，亦即次環流是有利於鋒生的熱力間接環流。

因此，對鋒生過程的物理機制之研究，將使我們的注意力集中在次環流上，是什麼機制來引發次環流的？什麼樣的主環流，可以引發利鋒生的次環流的？

根據 Hoskins (1975) 的推導，如果大氣的系統在 $\frac{1}{f}$ 時間內 (約 3 小時)，其動量之大小與方向的改變不太大，則可以做地轉動量近似的假設，這種假設比準地轉設更接近原始方程式系。在 1975 年之後，廣為鋒面假研究者所接受與應用。

若假設大氣適合地轉動量近似，定義橫向流線函數 ψ (Transverse Stream Function)，亦即

$$\begin{cases} v_{\alpha\alpha} = -\frac{\partial\psi}{\partial p} \\ w = \frac{\partial\psi}{\partial y} \end{cases} \dots\dots\dots(5)$$

以及橫向 Jacobian 運算因子， $J(\alpha, \beta)$

$$\begin{aligned} J(\alpha, \beta) &= J_{\alpha\beta}(\alpha, \beta) \\ &= \frac{\partial\alpha}{\partial y} \frac{\partial\beta}{\partial p} - \frac{\partial\alpha}{\partial p} \frac{\partial\beta}{\partial y} \end{aligned} \dots\dots\dots(6)$$

並且考慮絕對動量 (m) 為鋒面參數，故鋒生函數

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial m}{\partial y} \right), \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial m}{\partial p} \right), \frac{d}{dt} \left(\gamma \frac{\partial\theta}{\partial y} \right) \text{ 與 } \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial\theta}{\partial p} \right), \text{ 可寫成}$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial m}{\partial y} \right) = J(m, w) \dots\dots\dots(7)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial m}{\partial p} \right) = -J(u_v, v_v) - J(m, v_{av}) \dots\dots\dots(8)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\gamma \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) = J(u_v, v_v) + \gamma J(\theta, w) \dots\dots\dots(9)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \theta}{\partial p} \right) = -J(\theta, v_{av}) \dots\dots\dots(10)$$

其中, $\gamma = \frac{R}{pf} \left(\frac{p_{00}}{p} \right) C_v/C_p$, 由熱力風(Thermal Wind)關係式知:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial m}{\partial p} \right) = \frac{d}{dt} \left(\gamma \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) \dots\dots\dots(11)$$

將(8), (9)兩式相加, 可得

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial m}{\partial p} \right) &= \frac{d}{dt} \left(\gamma \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) \\ &= -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial m}{\partial y} \frac{\partial v_{av}}{\partial p} + \gamma \frac{\partial \theta}{\partial p} \frac{\partial w}{\partial y} \right) \dots\dots\dots(12) \end{aligned}$$

換言之, 對準地轉或地轉動量近似的大氣運動, 鋒生可視為純地轉偏差的過程。

當然, 我們的興趣在於什麼機制引發次環流, 將(8), (9)兩式相減, 可得

$$\begin{aligned} J(m, v_{av}) + \gamma J(\theta, w) \\ = -2J(u_v, v_v) \dots\dots\dots(13) \end{aligned}$$

亦即

$$-\gamma \frac{\partial \theta}{\partial p} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + 2 \frac{\partial m}{\partial p} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial p} - \frac{\partial m}{\partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} = Q \dots\dots\dots(14)$$

其中, 外加作用項 Q , 可寫成

$$\begin{aligned} Q &= -2J(u_v, v_v) \\ &= -2\gamma \frac{\partial v_v}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial y} + 2\gamma \frac{\partial u_v}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial x} \dots\dots\dots(15) \\ &\quad (Q_1) \quad (Q_2) \end{aligned}$$

(15)式右邊第一項為地轉壓縮變形場, 第二項是地轉風切變形場, 也就是說, 次環流是由地轉變形場所引發的。

Shapiro (1981) 分析 1978 年 4 月 11 日

1200 GMT, 美國中部的鋒生個案, 鋒面的垂直剖面圖如圖十六所示, 實線為位溫, 虛線為風速, 點線為風向, 箭頭所示者為飛機觀測的飛行路徑。圖十七所示者為地轉變形場的作用力 (Q) 與引發之次環流, 其中(a)圖是壓縮變形場之作用項 Q_1 , 在鋒面帶是正值區, 它所引發的次環流是直接環流(如(b)圖), (c)圖是地轉風切變形場之作用項 Q_2 , 在鋒面帶是負值區, 它引發之次環流是熱力間接環流(如(d)圖), (e)圖是 Q , 在鋒面帶的上層, 以風切變形場為主要作用, 在下層則以壓縮變形場為主要作用, 因此所引發的次環流, 具有兩個環流系(如(f)圖), 鋒面帶的上層是熱力間接環流, 而下層却是直接環流。

由上述的分析討論, 在鋒生過程中, 地轉運動與地轉偏差運動所扮演的角色, 已十分清楚。如何利用已知的物理機制, 建立一數值模式, 以驗證理論上的推演, 是很重要的。

五、鋒生過程數值模式的評介

在鋒生過程中, 溫度梯度的增大, 使氣壓梯度也增強, 因此風場隨之改變, 影響了它對鋒生的效應, 水平風場的改變, 也會改變垂直風的分布, 進而又影響鋒生的過程, 這樣複雜的關係, 是無法僅由運動學上的探討來瞭解的, 往往要借助於數值模擬的技巧, 來瞭解鋒生過程的因果關係。

在討論數值模擬之前, 面臨的問題是基本方程式是否可以簡化。早期的研究, 常遭到數學上以及數值方法上的困難, 而做準地轉近似的假設, 由前一節的討論, 鋒面帶是地轉偏差分量相當大的區域, 很顯然地, 準地轉假設是不合理的, 這樣的數值模式, 所模擬的結果就有許多與事實不符的了。

Hoskins (1975) 建議採用地轉動量近似, 即動量採用地轉動量值代替, 而平流速度仍然包含地轉偏差分量, 配合地轉坐標轉換, 可得到一組新的計算方程式, 它在數學形式上與準地轉模式相似, 在物理上却更接近原始方程模式, 這新的方程式組, 稱為半地轉方程式 (Semi-Geostrophic Equation), 用它來處理鋒生的問題, 比以往的

數值模式，已大為改善。但是，我們都知道，鋒生過程是地轉偏差分量增大的過程，而地轉動量近似却忽略了地轉偏差動量的時間變化，與鋒生的物理過程並不一致。

因此，在處理鋒生問題時，基本方程式是不可做任何近似地轉平衡的假設的，換言之，選擇原始方程模式是必須的。

Stone (1966) 引用 Elliott and Brown (1956) 的看法，以為大氣中之變形場強度與其時間變化很大，只要強度夠大，仍然可以在短時間內造成鋒生的，所以他採用 Bergeron (1928) 假設，利用解析方法，求得漸近解 (Asymptotic Solution)，在他的研究中，採用準地轉近似的假設，且水平壓縮變形場是均勻的，其結果確實在上下邊界處生成了溫度梯度很大的鋒面帶，在中層溫度梯度隨著時間的增大趨向某一定值，此外，與實際情況最不符合者，就是鋒面是垂直的，沒有傾斜的現象。

Williams (1967) 嘗試用數值方法來探討鋒生的過程，在他的二維模式中，允許斜壓不穩定的發展，數值積分 5.5 天後的結果，如圖十八所示，很明顯地，在 +500 公里處，有很大的風切和溫度梯度，鋒面向西傾斜且引發熱力直接次環流。

Williams and Plotkin (1968) 重複 Stone 的研究，在準地轉假設下求解析解，其漸近解的溫度剖面圖，如圖十九所示，與 Stone (1966) 的結果一樣，鋒面沒有傾斜的現象。由於 Williams 前後兩次的研究中，對鋒面傾斜的現象有不同的結果，因此 Williams (1972) 利用數值方法，來討論準地轉近似 (平流速度未包含輻散度部份)，與原始方程二維模式的比較，積分 30 小時之結果如圖二十所示，原始方程式之鋒生速度要快得多，而且鋒面有傾斜現象，改善了準地轉模式的缺失。

Blumen (1979) 利用 Hoskins and Bretherton (1972) 的鋒生模式，做數值積分，圖二十一所示者為其初始狀態以及積分 3 天和 5.25 天的結果，左圖中實線是沿鋒面方向之地轉風速，虛線是位溫，右圖中實線是垂直速度，虛線是垂直鋒面方向

的水平風速。很清楚地，積分 5.25 天後，在上下邊界之鋒面強度增強，有傾斜現象，而且鋒面附近的壓縮現象增強甚大。Blumen (1980) 利用他的數值計算結果，做鋒生函數的診斷分析，並與 Sanders (1955) 的實際個案分析做比較，其結果在定性上相當一致。

Mudrick (1974) 嘗試鋒生過程的三維數值模擬，並且比較原始方程模式和準地轉模式的結果，在他的模式中，允許斜壓不穩定和正壓不穩定同時存在。積分 6 天後的結果如圖二十二所示，(A)、(B) 圖分別為初始之地面氣壓場和溫度場，(C)、(D) 圖是由準地轉模式積分 6 天之地面氣壓場和溫度場，(E)、(F) 圖是由原始方程模式積分 6 天之地面氣壓場和溫度場。很明顯地，原始方程模式的鋒生速率較快，且強度較強。但在他的結果中，暖鋒之溫度梯度竟然比冷鋒大，這與實際情況不一致。

Hoskins and West (1979) 利用三維半地轉方程模式，考慮斜壓不穩定的發展引發鋒面的生成。圖二十三是積分 6 天的下層鋒生結果，虛線表高度場，(a) 圖中實線是位溫，(b) 圖中實線是渦旋度，除了鋒生的速率之外，其模擬的結果與實際情況非常接近。

Gidel (1978) 與 Hoskins and Heckley (1981) 利用數值模擬的方法，探討冷鋒和暖鋒特性的差異，有很詳細的分析與討論。

六、結論與討論

從以上的分析檢討，我們可以發現對於鋒面的生成、結構與移動等問題，還有許多尚未瞭解或無法解決的，除了加強資料的解析度，企圖從實際個案的分析中，認識鋒面的特性之外，在理論上探討其因果關係，也是迫切需要的。

數值模擬的技巧，並不是瞭解鋒面問題的唯一方法，但是面對著如此複雜的問題，任何簡化都可能帶來不可容忍的誤差時，要求得數學上的解析解，恐怕不是件容易的事，因此，借助數值模擬來處理鋒面問題，不失為目前可行的途徑，那麼，除了對鋒面問題的物理機制，做徹底的推敲之外，謀求

數值方法的改進，減少數值方法的誤差，也是件重要的工作。

在鋒生過程中，怎樣的機制造成迅速的鋒面尺度變化呢？基本流場如何隨時間變化呢？具有怎樣的尺度間交互作用呢？鋒面附近何以伴隨著更小尺度的雲雨帶呢？……許許多多的問題，等待著大家來研究解決。

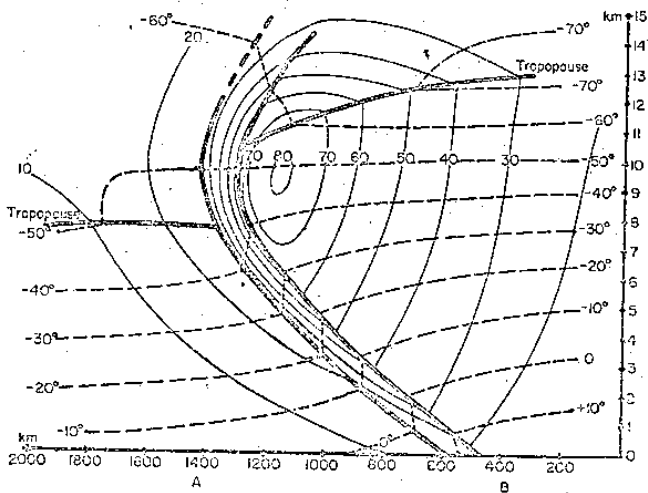
參考文獻

- Abdullah, A. J., 1949 : Cyclogenesis by a purely mechanical process. *J. Meteor.*, 6, 86-97.
- Austin, P.M. and R.A. Houze, 1972 : Analysis of the structure of precipitation patterns in New England. *J. Appl. Met.*, 11, 926-935.
- Bennetts, D.A. and B. J. Hoskins, 1979 : Conditional symmetric instability - - - A possible explanation for frontal rainbands. *Quart. J.R. Met. Soc.*, 105, 945-962.
- Bergeron, T., 1928 : Über die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse (I). *Geofys. Publikasjoner, Norske Videnskaps-Akad.* Oslo 5, No. 6, 1-111.
- Berggren, R., 1952 : The distribution of temperature and wind connected with active tropical air in the higher troposphere, and some remarks concerning clear air turbulence at high altitude. *Tellus*, 4, 43-53.
- Bjerknes, J., 1919 : On the structure of moving cyclones. *Geofys. Publikasjoner, Norske Videnskaps-Akad.* Oslo 1, No. 1, 1-8.
- Bjerknes, J., and H. Solberg, 1921 : Meteorological conditions for the formation of rain. *Geofys. Publikasjoner, Norske Videnskaps-Akad.* Oslo 2, No. 3, 1-60.
- Bjerknes, J. and H. Solberg, 1922 : Life cycle of cyclones and the polar front theory of atmospheric circulation. *Geofys. Publikasjoner, Norske Videnskaps-Akad.* Oslo 3, No. 1, 1-18.
- Blumen, W., 1979 : Unstable nonlinear evolution of an Eady wave in time-dependent basic flows and frontogenesis. *J. Atmos. Sci.*, 36, 3-11.
- Blumen, W., 1980 : A comparison between the Hoskins-Bretherton model of frontogenesis and the analysis of an intense surface frontal zone. *J. Atmos. Sci.*, 37, 64-77.
- Bosart, L.F., 1970 : Mid-tropospheric frontogenesis. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 96, 442-471.
- Browning, K.A., 1971 : Radar measurements of air motion near fronts, Part 2 : Some categories of frontal air motion. *Weather*, 26, 320-340.
- Browning, K.A., 1974 : Mesoscale structure of rain systems in the British Isles. *J. Met. Soc. Japan.*, 52, 314-327.
- Browning, K.A. and T.W. Harrold, 1969 : Air motion and precipitation growth in a wave depression. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 95, 288-309.
- Browning, K.A. and T.W. Harrold, 1970 : Air motion and precipitation growth at a cold front. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 96, 369-389.
- Browning, K.A., M.E. Hardman, T.W. Harrold and C.W. Pardoe, 1973 : The structure of rainbands within a mid-latitude depression. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 99, 215-231.
- Eliassen, A., 1959 : On the formation of fronts in the atmosphere. In 'The

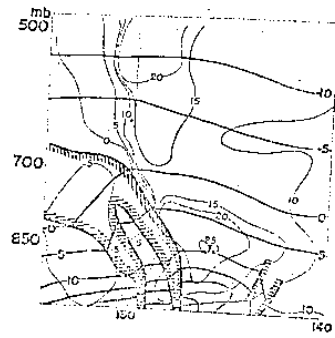
- Atmosphere and the Sea in Motion' (B. Bolin, ed.) 277-287.
- Eliassen, A., 1962 : On the vertical circulation in frontal zones. *Geofys. Publikasjoner, Norske Videnskaps-Akad. Oslo* 24, 147-160.
- Elliott, W. P. and H. A. Brown, 1956 : A synoptic study of horizontal deformation. *Publ. of A&M College of Texas*, reference 56-8T, 1-16.
- Elliott, R.D. and E.L. Hovind, 1965 : Heat, water, and vorticity balance in frontal zones. *J. Appl. Met.*, 4, 196-211.
- FitzRoy, R., 1863 : *The weather Book, A Manual of Practical Meteorology*, 2nd ed., London:
- Gidel, L.T., 1978 : Simulation of the differences and similarities of warm and cold surface frontogenesis. *J.G.R.*, 83, NO. C2, 915-928.
- Gidel, L.T. and M.A. Shapiro, 1979 : The role of clear air turbulence in the production of potential vorticity in the vicinity of upper tropospheric jet stream-frontal systems. *J. Atmos. Sci.*, 36, 2125-2138.
- Grammeltvedt, A., 1970 : Numerical simulation of the motion of atmospheric fronts using a two-layer model. *Tellus*, 22, 627-637.
- Gubin, V.I., 1960 : *Hydrodynamic Theory of Frontogenesis*. Translated and Edited by IPST Staff. pp96.
- Gutman, L.N., 1972 : *Introduction to the Nonlinear Theory of Mesoscale Meteorological Processes*. Translated and Edited by IPST Staff. pp224.
- Harröld, T.W., 1973 : Mechanisms influencing the distribution of precipitation within baroclinic disturbances. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 99, 232-251.
- Hesselberg, T., 1913 : Über die luftbewegung im Zirrusniveau und die Fortpflanzung der barometrischen Minima. *Beitr. Physik Freien Atmosphäre* 19, 198-205.
- Hoskins, B. J., 1975 : The geostrophic momentum approximation and the semi-geostrophic equations. *J. Atmos. Sci.*, 32, 233-242.
- Hoskins, B.J. and F.P. Bretherton, 1972 : Atmospheric frontogenesis models : mathematical formulation and solution. *J. Atmos. Sci.*, 29, 11-37.
- Hoskins, B. J. and W.A. Heckley, 1981 : Cold and warm fronts in baroclinic waves. *Quart. J.R. Met. Soc.*, 107, 79-90.
- Hoskins, B. J. and N.V. West, 1979 : Baroclinic waves and frontogenesis. Part II : Uniform potential vorticity jet flows-- cold and warm fronts. *J. Atmos. Sci.*, 36, 1663-1680.
- Jiang, H.M., 1980 : Atmospheric frontogenesis model. Part I : Mechanisms. *Bull. Geophys., N.C.U.*, 19, 104-112.
- Jonas, P.R. and R.C. Tabony, 1973 : Precipitation growth at a cold front. *Quart. J.R. Met. Soc.*, 99, 252-259.
- Kasahara, A., E. Isaacson, and J.J. Stoker, 1965 : Numerical studies of frontal motion in the atmosphere. *Tellus*. 17, 261-276.
- Kirk, T.H., 1966 : Some aspects of the theory of fronts and frontal analysis. *Quart. J.R. Met. Soc.*, 92, 374-381.
- Kurz, M., 1979 : Frontogenesis processes

- in the lower troposphere.
- Contrib. Atmos. Phys., 52, 331-347.
- Liao, S.Y. and H.M. Jiang, 1980 : Numerical simulation of the frontal motion in the moist atmosphere. Bull. Geophys., N.C. U., 19, 44-55.
- Manton, M. J., 1981 : On the propagation of cold fronts. Quart. J.R. Met. Soc., 107, 875-882.
- Miller, J.E., 1948 : On the concept of frontogenesis. J. Meteorol., 5, 169-171.
- Mudrick, S.E., 1974 : A numerical study of frontogenesis. J. Atmos. Sci., 31, 869-892.
- Namias, J. and P.F. Clapp, 1949 : Confluence theory of the high tropospheric jet stream. J. Meteorol., 6, 330-336.
- Newton, C.W., 1954 : Frontogenesis and frontolysis as a three-dimensional process. J. Meteorol., 11, 449-461.
- Nozumi, Y. and H. Arakawa, 1968 : Prefrontal rain bands located in the warm sector of subtropical cyclones over the ocean. J. G. R., 73, 487-492.
- Omoto, Y., 1965 : On pre-frontal precipitation zones in the United States. J. Met. Soc. Japan., 43, 310.
- Orlanski, I. and B.B. Ross, 1977 : The circulation associated with a cold front. Part I : Dry case. J. Atmos. Sci., 34, 1619-1633.
- Petterssen, S., 1940 : Weather Analysis and Forecasting. 1st ed., McGraw-Hill, New York, pp503.
- Petterssen, S., 1956 : Weather Analysis and Forecasting. 2nd ed., McGraw-Hill, New York, vol. 1, pp428. vol. 2, pp266.
- Reed, R.J., 1955 : A study of a characteristic type of upper-level frontogenesis. J. Meteorol., 12, 226-237.
- Reed, R.J. and F. Sanders, 1953 : An investigation of the development of a mid-tropospheric frontal zone and its associated associated vorticity field. J. Meteorol., 10, 338-349.
- Roach, W.T. and M.E. Hardman, 1975 : Mesoscale air motions derived from wind-finding dropsonde data : the warm front and rainbands of January 1971., Quart. J.R. Met. Soc., 101, 437-462.
- Ross, B.B. and I. Orlanski, 1978 : The circulation associated with a cold front. Part II : Moist case. J. Atmos. Sci., 35, 445-465.
- Sanders, F., 1955 : An investigation of the structure and dynamics of an intense surface frontal zone. J. Meteorol., 12, 542-552.
- Sawyer, J.S., 1956 : The vertical circulation at meteorological fronts and its relation to frontogenesis. Proc. Roy. Soc., A234, 246-262.
- Senshu, T., 1962 : Three-dimensional analysis of a cold front associated with meso-scale disturbances. Papers Meteorol. Geophys., Tokyo, 13, 1-21.
- Shapiro, M.A., 1970 : On the applicability of the geostrophic approximation to upper-level frontal-scale motions. J. Atmos. Sci., 27, 408-420.
- Shapiro, M.A., 1981 : Frontogenesis and geostrophically forced secondary circulation in the vicinity of jet stream-frontal zone systems. J. Atmos. Sci., 38, 954-973.
- Stone, P.H., 1966 : Frontogenesis by horizontal wind deformation fields. J.

- Atmos. Sci, 23,455-465.
- Turkel, E., 1975 : Frontal motion in the atmosphere. *Tellus*, 26,630-637.
- Williams, R.T.,1967 : Atmospheric frontogenesis : A numerical experiment. *J. Atmos. Sci.*, 24.627-641..
- Williams, R.T., 1972 : Quasi-geostrophic versus non-geostrophic frontogenesis. *J. Atmos. Sci.*, 29,3-10.
- Williams, R.T. and J. Plotkin, 1968 : Quasi-geostrophic frontogenesis. *J. Atmos. Sci.*, 25, 201-206.

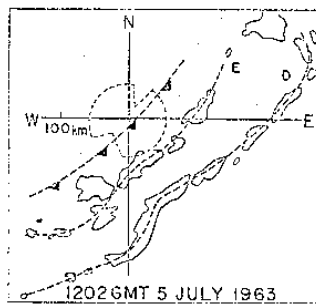
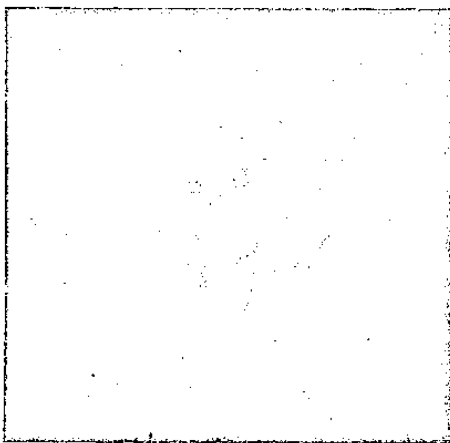


圖一： Schematic isotherms (dashed lines, °C) and isotachs (thin solid lines, meters per second) in the polar front zone. Heavy lines are tropopauses and boundaries of frontal layer. (Adapted from analysis model by Bergeron, 1952.)

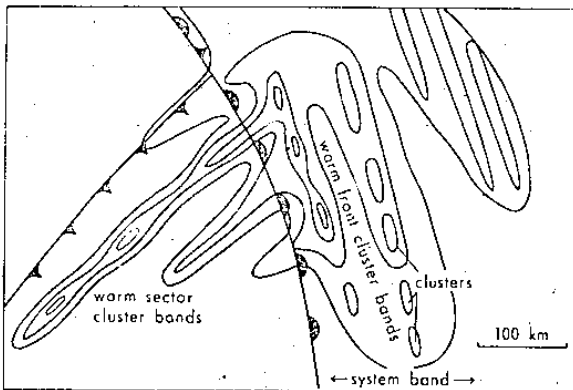


(a) 21 JST 12th Dec. 1957

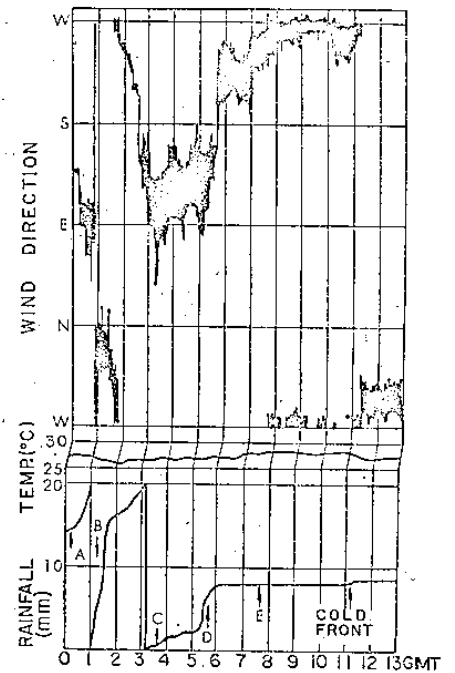
圖二： East-west cross section along 35°N. Thick solid line shows the temperature, (°C) thin line the wind in y-component, (m/sec) hatched zone means the frontal system. (After Senshu, 1962)



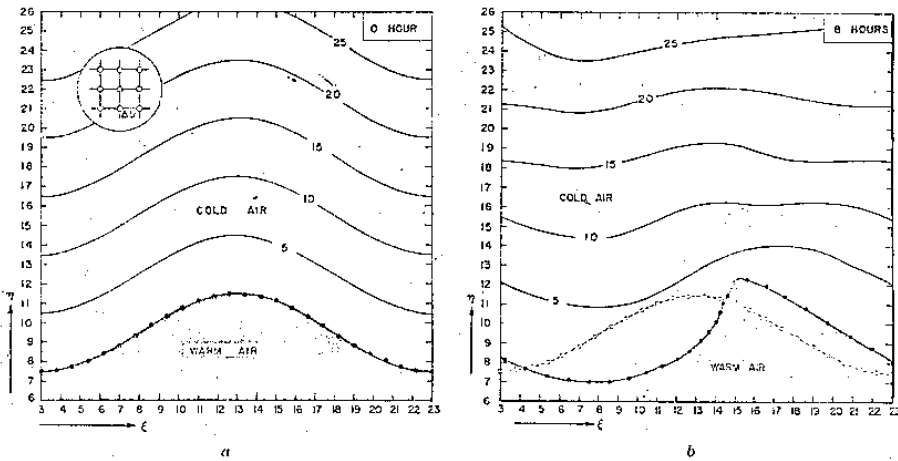
圖三： Echoes at 1202 GMT (2102 JST) July 5, 1963. (After Nozumi and Arakawa, 1968)



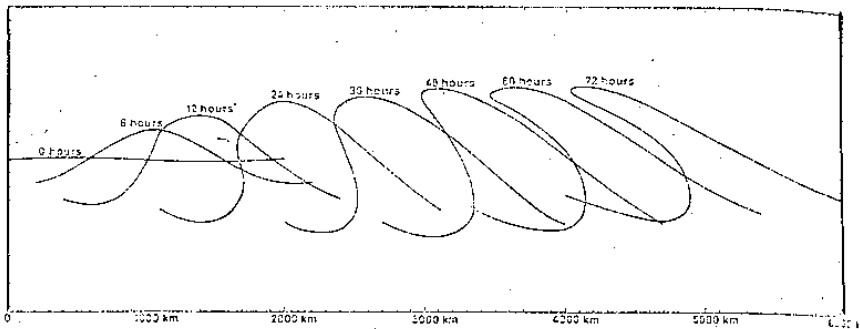
圖五： Mesoscale structure of the precipitation associated with a partially occluded system (After Harrold, 1973)



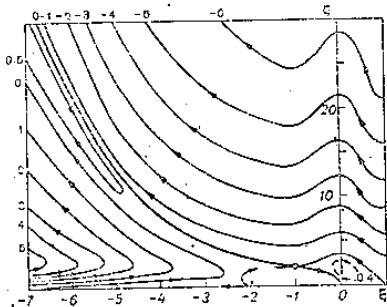
圖四： Combined portion of wind-vane trace, thermograph trace, and rain-gage trace for the period 0000 to 1300 GMT July 5, 1963. (After Nozumi and Arakawa, 1968)



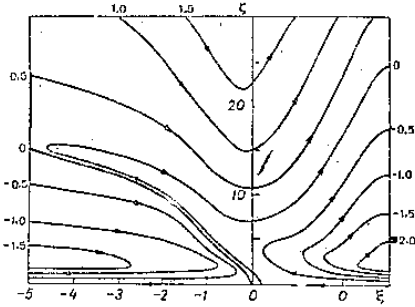
圖六 (a) Height contour pattern of cold air for Case A at $t=0$. The contour lines are drawn at 5000 feet intervals. (b) Height contour pattern of cold air for Case A at $t=8$ hours. The contour lines are drawn at 5000 feet intervals. (After Kasahara et al. 1965)



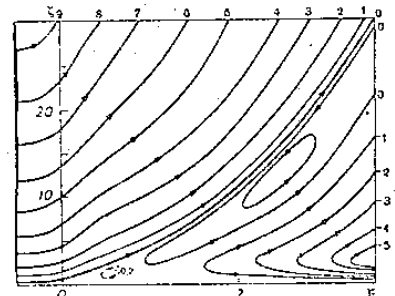
圖七 The position of the surface front at 12 hours interval from initial time up to 72 hours of simulated time. (After Gutman, 1972)



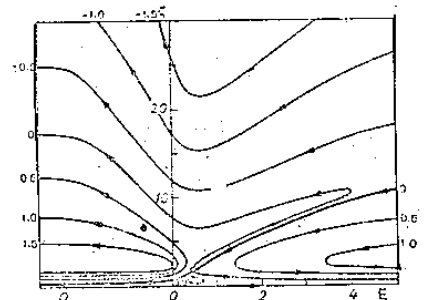
圖十二 Streamlines at a vertical section normal to a frontal surface in a coordinate system moving with a front (type V). (After Gutman, 1972)



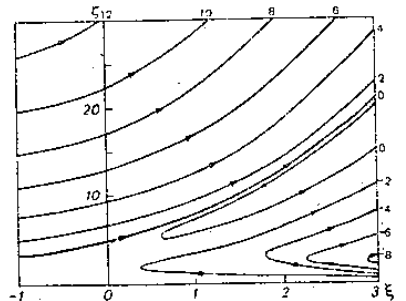
圖十三 Streamlines at a vertical section normal to a frontal surface in a coordinate system moving with a front (type VD). (After Gutman, 1972)



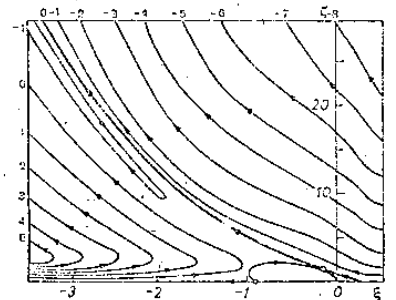
圖八 Streamlines at a vertical section normal to a frontal surface in a coordinate system moving with a front (type D). (After Grammelvedt, 1972)



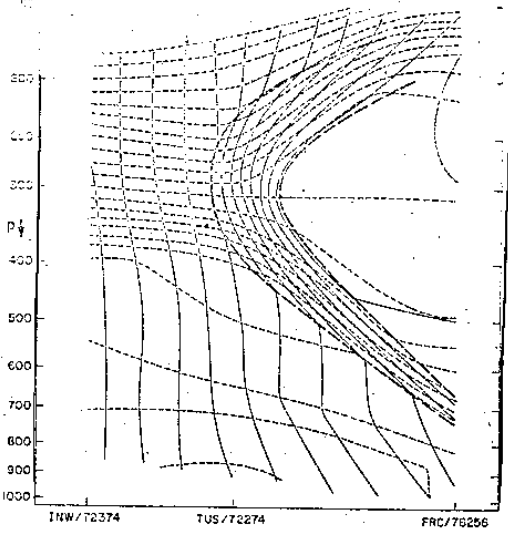
圖九 Streamlines at a vertical section normal to a frontal surface in a coordinate system moving with a front (type MD). (After Gutman, 1972)



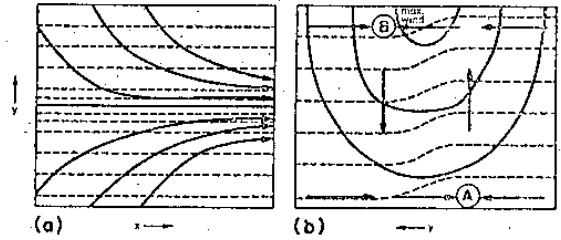
圖十 Streamlines at a vertical section normal to a frontal surface in a coordinate system moving with a front (type ID). (After Gutman, 1972)



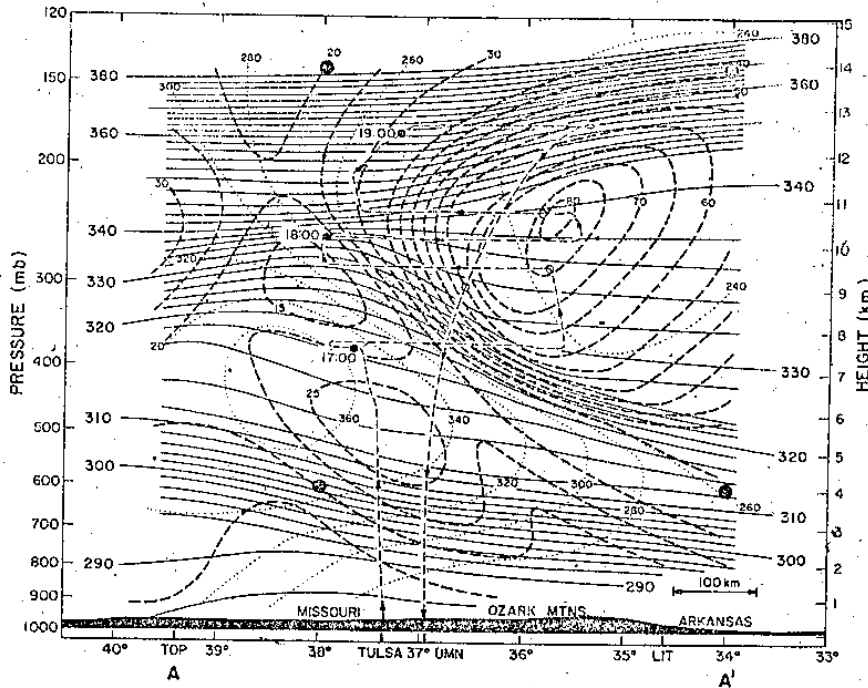
圖十一 Streamlines at a vertical section normal to a frontal surface in a coordinate system moving with a front (type IV). (After Gutman, 1972)



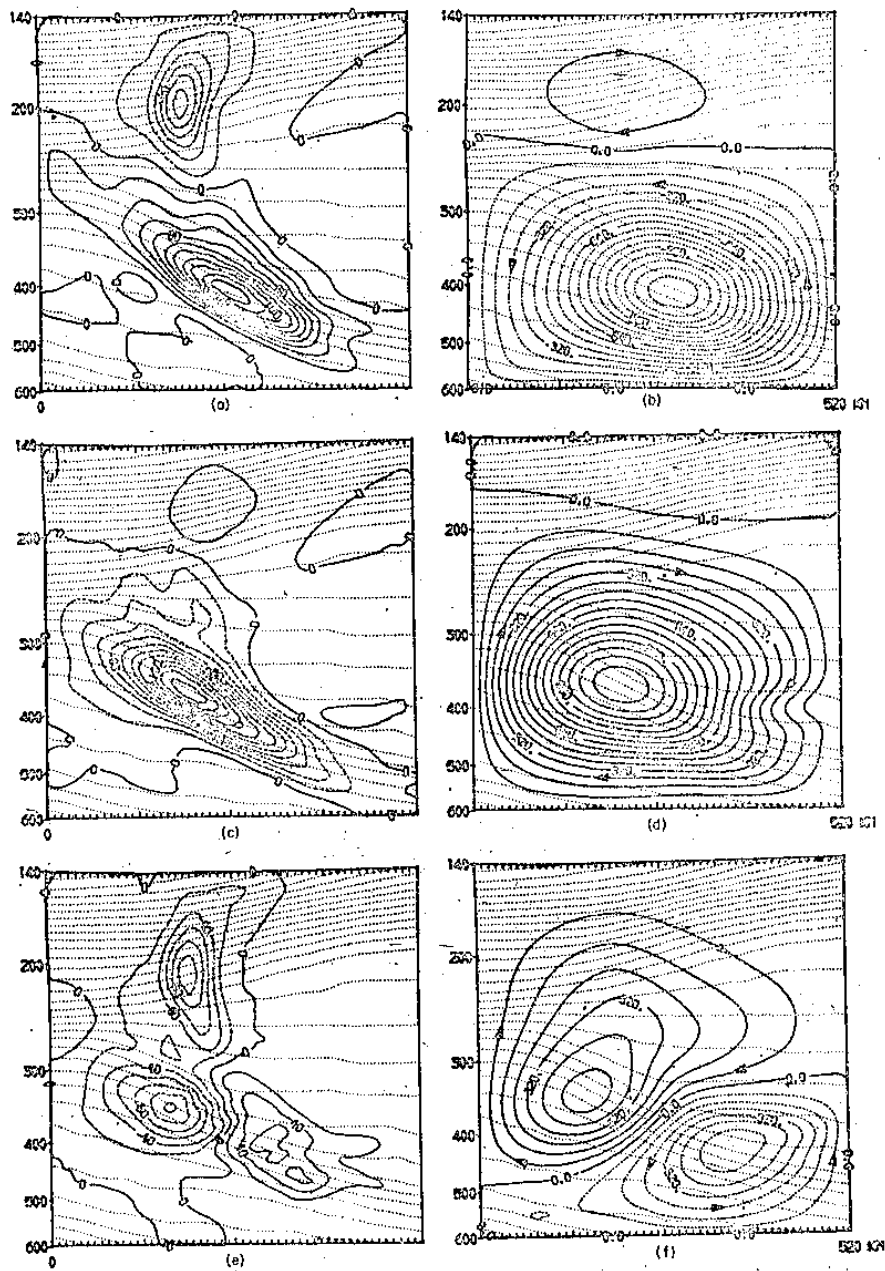
图十四 Cross section of potential temperature ($^{\circ}\text{K}$, dashed lines) and absolute momentum (m/sec , solid lines) at 0000 GMT 17 April 1976. NWS balloon soundings from Winslow, Arizona (INW), Tucson, Arizona (TUS) and Fraccionamiento, Mexico (FRC). 4°K and 10m/sec resolution isopleths. (After Shapiro, 1981)



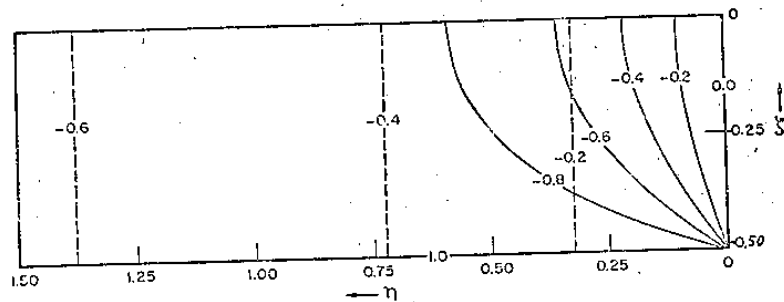
图十五 (a) Horizontal streamlines and isotherms in a frontogenetic confluence; (b) vertical section across the confluence, showing isotachs (solid), isotherms (dashed), and vertical and transverse motions (arrows). (After Sawyer, 1956.)



图十六 Cross section of potential temperature (K , solid lines), wind speed (m s^{-1} , dashed lines) and wind direction (degrees, dotted lines) for 11 April 1978. Flight track indicated with arrowed dashed line. Solid circles indicate hours GMT, open circles half-hours. NWS balloon soundings from Topeka (TOP), Kansas, Monett, Missouri (UMN), and Little Rock, Arkansas (LIT) aided in this analysis. Corner points for Figs. 11 computational domain, large black dots. (After Shapiro, 1981)

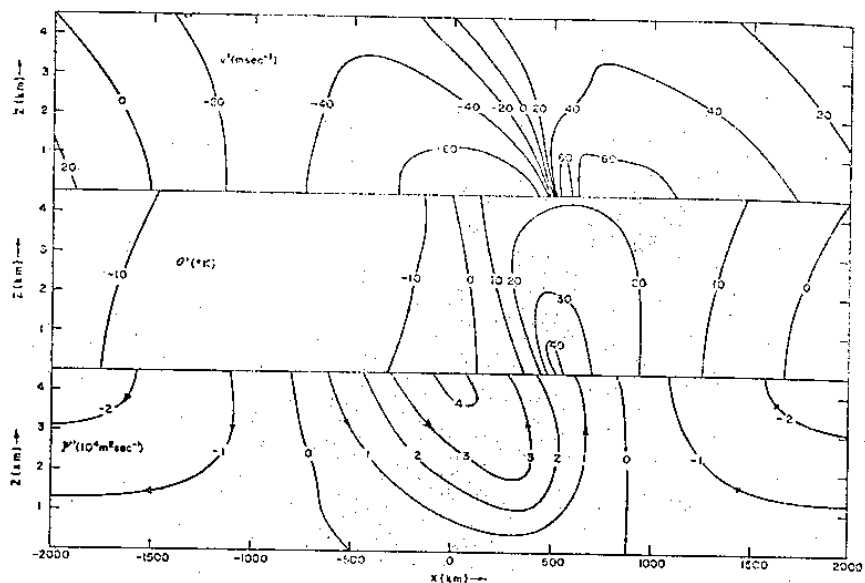


圖十七 Geostrophic deformation forcing and secondary circulation for Fig. 11. (a) Stretching deformation $Q_1 = (\partial U/\partial \rho)(\partial V/\partial y)$ ($10^{-8} \text{ m s}^{-2} \text{ mb}^{-1}$, heavy lines). (b) Circulation streamfunction ($\text{m s}^{-1} \text{ mb}^{-1}$, heavy lines) for Fig. 12a forcing. (c) Shearing deformation, $Q_2 = -(\partial U/\partial y)(\partial V/\partial \rho)$, lines as in Fig. 12a. (d) Circulation streamfunction for Fig. 12c forcing, lines as in Fig. 12b. (e) Total deformation, $Q_1 + Q_2$, from Figs. 12a and 12c, lines as in Fig. 12a. (f) Total circulation streamfunction for Fig. 12e forcing, lines as in Fig. 12b.
(After Shapiro, 1981)



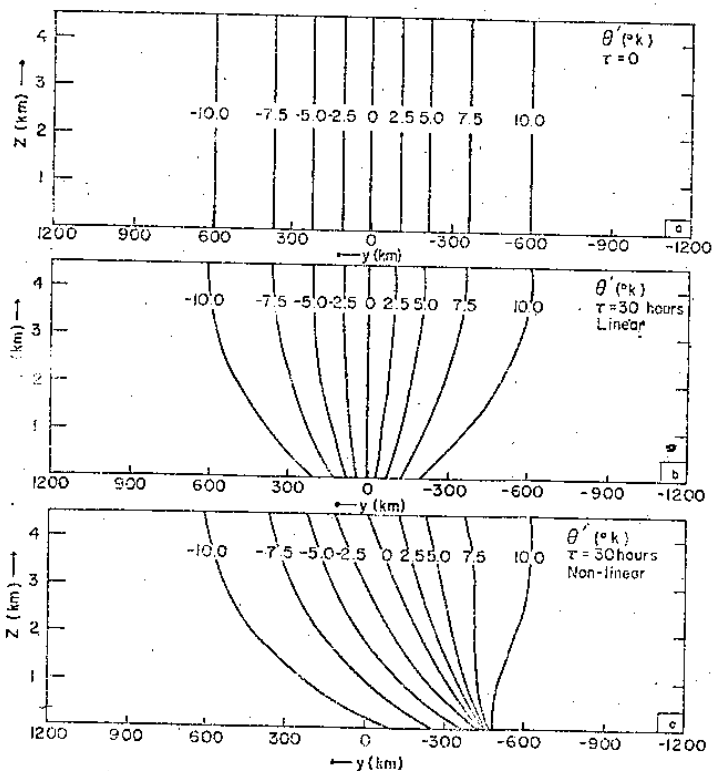
圖十九 The field $\theta' = \theta - \theta_0$, as a function of η and t . The dashed curves represent the initial state and the solid curves represent the final state ($\tau = \infty$).

(After Williams and plotkin, 1968)



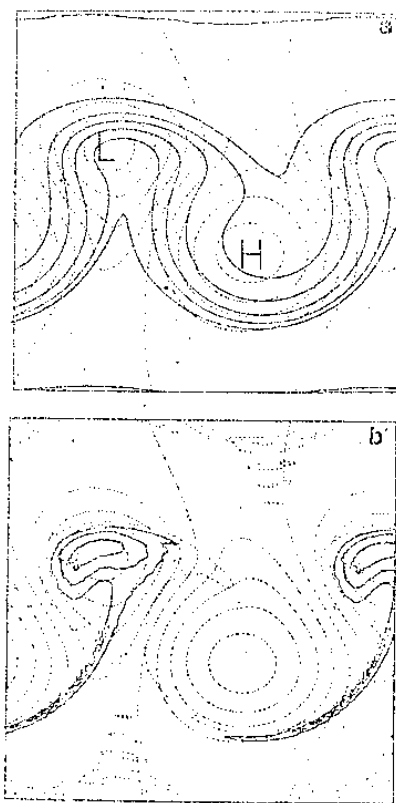
圖十八 The fields at $t = 5.5$ days for experiment 1b in the lower half of the domain. Top, $v' = v - \bar{v}$; middle, $\theta' = \theta - \bar{\theta}$; bottom, $\Psi' = \Psi - \bar{\Psi}$.

(After Williams, 1967)



圖二十 The θ' field as a function of y and z . Fig. a contains the initial field, b the linear prediction at $t = 30$ hr and c the nonlinear prediction at $t = 30$ hr.

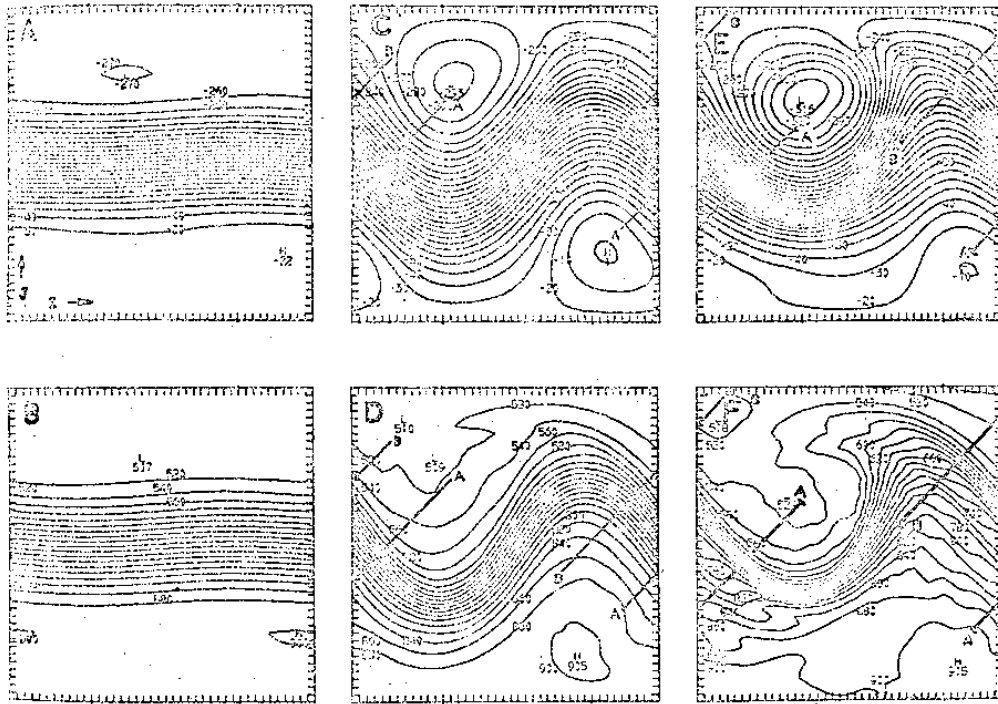
(After Williams, 1972)



圖二十三 Surface maps of (a) potential temperature solid line and height field dashed line and (b)

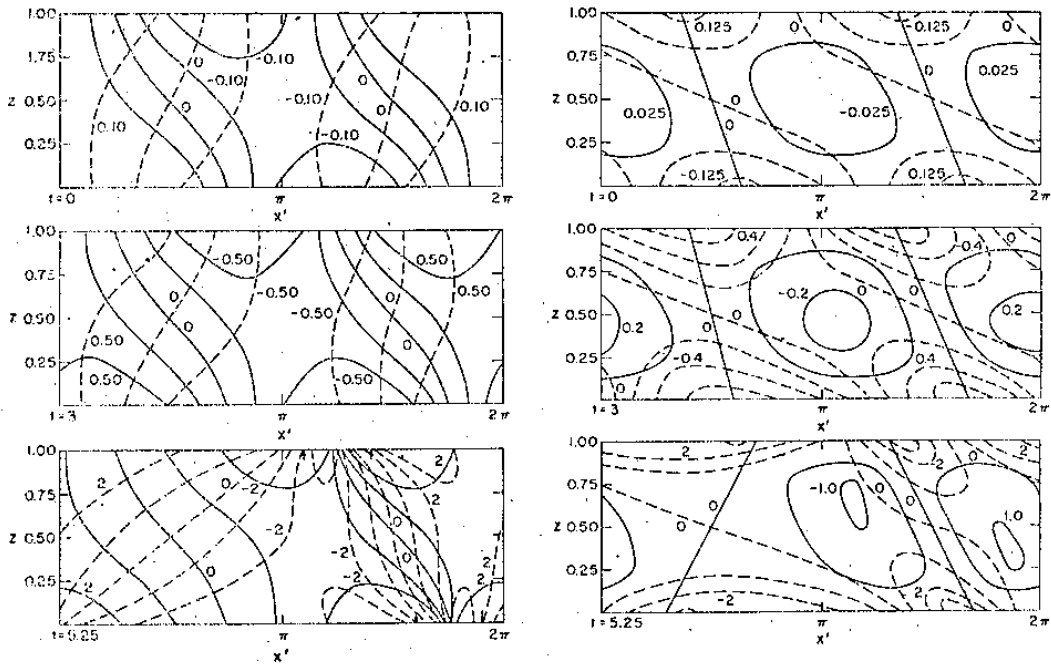
relative vorticity solid lines and height field dashed lines for the $\mu = 1$ mode at day 6.

(After Hoskins and West, 1979)



图二十. Run 2 pressure p and buoyancy b (level $k=9$). (A) 0 hr 2QG, p [$L=-0.0270$; contour interval in (A), (C) and (E) corresponds to 2.67 mb]. (B) 0 hr 2QG, b [$H=0.0900$; contour interval in (B), (D) and (F) corresponds to 0.92°C]. (C) 144 hr 2QG, p [$L=-0.0293$]. (D) 144 hr 2QG, b [$H=0.0903$]. (E) 144 hr 2PE, p [$L=-0.0316$]. (F) 144 hr 2PE, b [$H=0.0915$]. "X" marks location of maximum downward motion in Fig. 15a. Line segments AA, BB are discussed in text.

(After Mudrick, 1974)



图二十一. (Left) Meridional geostrophic velocity v_g (solid) and potential temperature θ (dashed) as a function of $x'=x-l$ and non-dimensional height z for indicated times t in days when the basic flow is steady. $|v_g|=1$ corresponds to 20 m s^{-1} and $|\theta|=1$ corresponds to 5.5 K . The short arrows at the boundaries indicate $|v_g|_{\text{max}}=2.97$ (59.4 m s^{-1}). (Right) Ageostrophic vertical velocity w (solid lines) and horizontal velocity u (dashed lines). $|w|=1$ corresponds to $4 \times 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$ and $|u|=1$ corresponds to 4 m s^{-1} .

(After Blumen, 1979)