

氣旋發展之預報 *Sverre Petterssen* 著 嚴夢輝譯

一、引言

Helmholtz 動力不穩定度觀念之嚴格應用，僅限於某些無擾動氣流之簡單情形。在實際工作中，往往遭遇困難，因大氣常有擾動，當前尚無特殊方法獲得無擾動之狀態。故探究大氣在觀測時不穩定之程度如何，實較研討某一狀態是否穩定更為有益。

在對流層底部，極多數鋒面區之氣旋生成，均以上層狀態為條件，此固有著多證據足以支持者。Dines 氏之補償觀念 (Compensation idea)，乃是高低氣層間交互作用之一種。由觀測資料，可知高空波狀環流系統之運動速率，與低層系統恒異其趣，高低層氣流型重疊之結果，足以產生或多或少之不穩平衡，此等不平衡酷似動力不穩狀態。

關於氣旋發展之天氣問題，氣象學者曾作無數次之探討與嘗試，其中以 J. Bjerknes 及 Sutcliffe 二氏之工作最受人贊賞。最先注意高空氣流型所操之作用者，實以 J. Bjerknes 氏為始，彼認為氣旋生成之程序有二：一為伴隨鋒面而來之動力不穩定度；一為高空槽不穩定發展之結果。而 Sutcliffe 氏認為此一問題乃繫諸垂直速度及輻散，彼應用 Dines 補償觀念，獲得一發展率 (Rate of development) 之算式，對於天氣分析及計算，極有幫助。兩氏之探討，形式雖殊，而本質則一。本文將述 Sutcliffe 氏之探討內容，因其對於連續之分析甚為便利，且與數值預報所用之方法甚相接近。

二、發展之意義

發展一詞係何意義，先有明瞭之必要。由方程式 $\frac{dQ}{dt} = -DQ$ (Q 為絕對渦度， D 為輻散)，可知輻含量 (負輻散) 乃正比於絕對渦度之產生率 (Rate of production of absolute vorticity)，因之 Sutcliffe 將輻合作為發展率 (Rate of development) 之計量。今設 C 為一運動系 (即一氣旋) 之運動速度， $\delta Q/\delta t$ 為某一點渦度之局部變化，若此一點對運動系保持相對之位置，則

$$(2.1) \quad \frac{\delta Q}{\delta t} = \frac{\partial Q}{\partial t} + C \cdot \nabla Q$$

而渦率方程式可書為

$$(2.2) \quad \dot{Q} = \frac{\partial Q}{\partial t} + W \cdot \nabla Q = \frac{\delta Q}{\delta t} (W - C) \cdot \nabla Q = -DQ$$

甚為明顯，輻散之一部分效應，乃用於渦度系統之加強 (其變化率為 $\delta Q/\delta t$)，其另一部分效應，對運動系相對而言，乃用於使渦度發生平流 (其速度為 $W - C$)。Sutcliffe 之定義，雖未必與「加強」之含義相同，但顯示渦度之產生，則其意至為明確。

非靜止度 (Degree of nonstationariness) 即渦度趨勢 $\partial Q/\partial t$ ，若此趨勢已經決定，則方程式 (2.1) 中強度項及運動項即可由動力之理論獲得。因地轉渦度方程式為

$$(2.3) \quad Q_g = \frac{g}{f} \nabla^2 Z + f$$

由 (2.3) 式，則渦度趨勢可表示如下：

$$(2.4) \quad \frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{g}{f} \nabla^2 \frac{\partial Z}{\partial t}$$

式中 Z 為等壓面之高度。此一公式可將觀測之高度變換為渦度趨勢，若應用於海平面圖，則此公式可適用於氣壓趨勢。除非要求十分嚴格，否則略去趨勢之水平變化仍能滿意。是以方程式 (2.4) 可書為

$$(2.5) \quad \frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{\alpha}{f} \nabla^2 \frac{\partial P}{\partial t}$$

式中 $\alpha (= 1/\rho)$ 為比容 (Specific volume)，與密度 ρ 成反比。

三、發展之動力

為易於獲得海平面渦度趨勢及輻散之表示形式，吾人將應用 Dines 補償觀念之結論——在任何由海平面至大氣頂部之空氣柱中，輻散符號之變換至少一次 (不必僅一次)，因之其淨輻散幾近消失。——由此可知，大氣中至少有一氣層，其輻散消失不見。在此一氣層上，渦度方程式變為

$$(3.1) \quad \frac{\partial Q}{\partial t} + W \cdot \nabla Q = -\omega \frac{\partial Q}{\partial p} \quad (D=0)$$

式中 W 為水平風速， $\omega = \frac{dP}{dt}$ ，為垂直速度。若 W_0 為 1,000mb 之風， W_T 為 1,000mb 至無輻散層之暖風 (Thermal wind)，則

$$W \equiv W_0 + W_T$$

同理，若 q_T 為暖風渦度 (Vorticity of the thermal wind)，則無輻散層之絕對渦度為

$$Q \equiv Q_0 + q_T \quad \text{及} \quad \frac{\partial Q}{\partial P} = \frac{\partial q_T}{\partial P}$$

因在無輻散層之 $D=0$ ，則

$$D_0 = -D_T$$

故海平面 (1,000mb) 之輻散等於暖風之輻合，反之亦然。將上列諸恒等式代入 (3.1) 式中，因在海平面之垂直運動 $\omega=0$ ，得

$$(3.2) \quad \dot{Q}_0 = -D_0 Q_0 = -\frac{\partial q_T}{\partial t} - W \cdot \nabla q_T - W_T \cdot \nabla Q_0 - \omega \frac{\partial q_T}{\partial P}$$

上式字母右下角不附 0 者表示無輻散層之情形。

因暖風乃是斜壓性 (Baroclinicity) 之一種測量，故海平面之狀態若保持正壓狀態，則既無渦度之產生，亦無渦度之破壞。此一結論已得實際天氣經驗之有力支持，即所有在海平面之充分發展系統，必與鋒面相關，亦即發生於有強烈之斜壓性區域。

但斜壓性並非系統發展之充分條件，因方程式 (3.2) 右端各項可以平衡。嚴格之平衡，當然限於單線或單點 (Singular lines or points)，因大氣始終有其多少之斜壓性，故若干系統之發展，當不絕孳生。從預報之觀點言，主要問題乃在判斷大規模的不平衡行將發生之區域，而此等區域必有鋒面，或強烈斜壓性區域以伴同出現。

方程式 (3.2) 說明渦度之產生率及海平面之輻散，完全依無輻散層以下之條件如何以為斷，此層以上之條件如何，並不必獲知，故洞悉無輻散層究在何高度，至為重要。方程式 (3.2) 之利用，有賴於無輻散層在空間之假定位置，然其真確性並無顯著之預示，此一問題將留待下節討論。

必須說明者，若 $\omega (=dP/dt)$ 為負，乃指向上運動；為正乃指向下運動。由計算可知，此 $\omega(\partial q_T/\partial P)$ 項對渦度之產生，微不足道，故該項可以忽略。因之 (3.2) 式變為

$$(3.3) \quad \dot{Q}_0 = -D_0 Q_0 = -\frac{\partial q_T}{\partial t} - W \cdot \nabla q_T - W_T \cdot \nabla Q_0$$

而 $W_T = W - W_0$ ， $q_T = Q - Q_0$ 及 $\dot{Q} = \partial Q_0/\partial t + W_0 \cdot \nabla Q_0$ ，故 (3.3) 式可書為

$$(3.4) \quad \frac{\partial Q_0}{\partial t} = -W \cdot \nabla Q - \frac{\partial q_T}{\partial t}$$

式中之 W 及 Q 乃對無輻散層而言。上述二方程式實

彼此相當，前者以渦度之產生 (或輻散) 表示發展；後者以渦度趨勢表示發展。若應用平流之符號則甚為便利，其正負依空氣由渦度高值向低值抑由低值向高值運動而定。如將此定義用於溫度，則暖平流為正，冷平流為負。以後之討論，將用下列諸符號：

$$(3.5) \quad \begin{aligned} A_0 &= \text{無輻散層之渦度平流} \\ A_T &= \text{自 1,000mb 至無輻散層之厚度平流} \end{aligned}$$

根據 Sutcliffe 之探討，應用熱力學第一定律，可使 $\partial q_T/\partial t$ 項獲得一便利之形式。因氣壓可用作垂直坐標故此處降溫率中之高度用氣壓代替之實為必要。今設 γ_a 及 γ 各代表絕熱 (乾或濕) 及實際溫度直減率，以高度表示之；而 Γ_a 及 Γ 各為以氣壓表示的相當之溫度直減率。由流體靜力方程式 ($-\delta P = \rho g \delta Z$)，即得

$$(3.6) \quad \Gamma_a = \frac{1}{\rho g} \gamma_a, \quad \Gamma = \frac{1}{\rho g} \gamma$$

故熱力學第一定律可書為

$$(3.7) \quad \frac{\partial T}{\partial t} = -W \cdot \nabla T + (\Gamma_a - \Gamma)\omega + \frac{1}{C_p} \frac{dW}{dt}$$

式中 $W \cdot \nabla T$ 為水平之溫度平流，而 dW/dt 為單位時間熱 (非潛熱) 由單位質量中逸出或輸入。此一方程式說明溫度局部變化率 (或溫度趨勢) 係由下列三部分所組成：(一) 水平之平流，(二) 絕熱變化，(三) 由於非絕熱之加熱或冷却所起之變化。

若上述方程式由 1000mb 至無輻散層用 $\log P$ 積分之，則可獲得一厚度趨勢方程式。因 q_T 為暖風渦度，故

$$(3.8) \quad \frac{\partial q_T}{\partial t} = \frac{R}{f} \nabla^2 \left[\frac{g}{R} A_T + \log \left(\frac{P_0}{P} \right) \left(\omega (\Gamma_a - \Gamma) + \frac{1}{C_p} \frac{dW}{dt} \right) \right]$$

上式中之 R 為氣體常數，橫線代表該氣層間之平均值，含有 ω 項代表由於絕熱過程 (乾或濕) 所生之厚度局部變化，因 $\Gamma_a - \Gamma$ 為靜止穩定度 (Static stability) 之一種測量，故此項可視為穩定度 (浮力) 項。含有 dW 之項代表由於熱之輸入或逸出所起之厚度變化。為簡便計，可以下列諸符號代表各項：

$$(3.9) \quad \begin{aligned} \log \left(\frac{P_0}{P} \right) \omega (\Gamma_a - \Gamma) &= S \quad (S \text{ 代表穩定度}) \\ \log \left(\frac{P_0}{P} \right) \frac{1}{C_p} \frac{dW}{dt} &= H \quad (H \text{ 代表熱}) \end{aligned}$$

故方程式 (3.8) 可書為下列形式

$$(3.10) \quad \frac{\partial q_T}{\partial t} = \frac{R}{f} \nabla^2 \left(\frac{g}{R} A_T + S + H \right)$$

因之，方程式 (3.4) 變為

$$(3.11) \quad \frac{\partial Q_0}{\partial t} = A_Q - \frac{R}{f} \nabla^2 \left(\frac{g}{R} A_T + S + H \right) \\ = A_Q - \frac{g}{f} \nabla^2 A_T - \frac{R}{f} \nabla^2 S - \frac{R}{f} \nabla^2 H$$

式中 $A_Q = -W \cdot \nabla Q$ ，為無輻散層之渦度平流。同理，表示渦度產生率之方程式 (3.3) 可書為

$$(3.12) \quad \dot{Q}_0 = -Q_0 D_0 = A_Q + W_0 \cdot \nabla Q_0 - \frac{R}{f} \nabla^2 \left(\frac{g}{R} A_T + S + H \right)$$

因 $W_0 \cdot \nabla Q_0$ 之值甚小，對渦度之產生影響極微，故對海平面言，渦度產生率 (\dot{Q}_0) 實與渦度趨勢 ($\partial Q_0 / \partial t$) 無甚差異。

氣旋發展之過程，複雜多端，由方程式 (3.11) 可知，海平面 (或 1000mb) 系統之發展，乃是由於無輻散層之渦度平流，與夫熱分量 A_T ， S ，及 H 等之 Laplacian，彼此間有其不平衡存在之故。渦度平流與厚度平流，甚易由通常之天氣圖獲得，而由絕熱及非絕熱溫度變化所引起之因素，在一般分析中則難於捉摸矣。

若加以若干簡單之假定，則方程式 (3.11) 可由數值或圖解之方法獲得解決。關於系統之發展，本文僅着重於性質之討論及其評價。

四、非絕熱之影響

必須注意者，方程式 (3.11) 中之熱分量 A_T ， S 及 H ，均彼此相關，不可視為個別之物理程序。就現有進一步之觀測資料，關於諸項彼此間相互之重要性，吾人仍將予以評論。

若大氣對地球言為相對靜止者，則 A_Q ， A_T 及 S 諸項必將消失，又因 $\partial f / \partial t = 0$ ，故方程式 (3.11) 變為

$$\frac{\partial Q_0}{\partial t} = -\frac{R}{f} \nabla^2 H$$

因大氣既經假定為靜止，故相對渦度之產生，僅可視為熱源及冷源之結果。由此可知，若論及熱源及冷源之型式，則渦度之相當型式必將產生，亦即氣旋或渦度必在熱源之上空發展，而反氣旋式渦度必在冷源上空發展，如是產生之運動系統，其顯例乃是季風系統，陸海風，山谷風等等。此等系統之產生與持續，端賴地球表面之熱源與冷源固無論矣。

在個別情況中，非絕熱之影響雖難計算，但有甚

多之統計資料，足以說明其重要性。由氣旋及氣旋生成之頻率圖，易知地理上之分佈，若其周界為冷源或熱源，則對氣旋或反氣旋之發展，影響極為顯著。例如內陸之水體，被較冷陸地所包圍時，由方程式 (3.9)，知 H 為正，而 $\nabla^2 H$ 為負，因之，使渦度趨勢產生一正值之助力。同理，被暖水所包圍之寒冷陸地，因 $H < 0$ ，及 $\nabla^2 H > 0$ ，故使渦度趨勢產生一負值之助力。

雖然，地形上所起之冷却或加熱，以局部言仍為重要，但對於長期活動系統之發展，通常並無影響。在自由大氣中，經輻射程序而起的熱之得失，甚多方面均屬重要，但對氣旋之發展，似乎並無顯著之效果。而最重要者乃是非絕熱之加熱及冷却，此種型式，恒伴隨運動於不規則表面之空氣，直接發生。例如，氣旋後部之極地空氣 (隨氣旋運動者)，在冬季向南流經洋面時，其溫度之增加，每日約 10°C 者，在極地空氣中實非常見。而熱帶空氣流向高緯度時，其溫度之增加，每日約 5°C 者，則屢見不鮮。熱自接觸面獲得或損失，並由渦動之交換 (Eddy exchange) 分配於深厚氣層中，完全依賴空氣之運動。此類加熱及冷却型式，被轉變為運動系統或維持系統之運動。故該項效應實為一頗持久者。

當氣團行經一較暖表面時，非絕熱影響將增加氣旋之發展 (或減低反氣旋之發展)，而氣團行經一較冷表面時，則減低氣旋之發展 (或加強反氣旋之發展)。雖然，非絕熱影響 (由於與接觸面熱之交換) 難以使其孤立，然其為複合之效應，甚易判斷，尤以冬季為然。

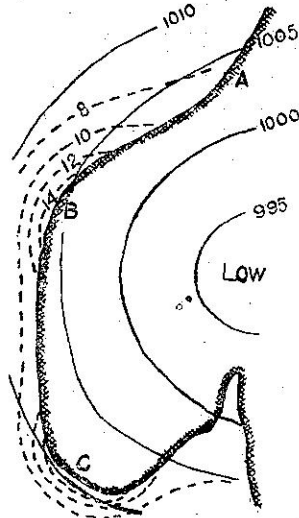
此等複雜影響之充分認識，可作地方性預報之參考。茲闡述若干標準之類例如下：

- (一) 在冬季當一氣旋擾動 (Cyclone disturbance) 接近北美大湖區域時，中心之前恒有另一擾動開始發生，當中心移出大湖區域時，則中心後部之發展加強，致使前進之中心發生倒退。冷季時，大湖區域 (及其他內陸水體) 對氣旋中心之影響，由此可以說明。
- (二) 較湖泊效應 (Lake effect) 更甚者，乃是海洋與大陸間性質差異之效應。例如，冬季一氣旋自北美移進北大西洋，當寒冷大陸空氣到達灣流 (Gulf stream) 上空時，則氣旋之後，將有另一新生波產生。反之，冬季一氣旋進入歐洲大陸，由於接觸面冷却之結果，常使該氣旋減低其強度。另一方面，氣旋移入北海及波羅的海時，在

離開暖水面以前，常能保持甚或增強其強度。

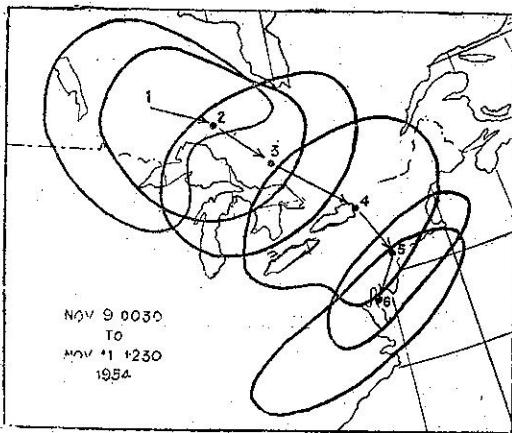
(三)在夏季，一氣旋位於斯堪地那維亞半島時，常顯示其強度在日間增強，至晚間減弱，此乃挪威氣象學者公認之經驗。圖

(4.1) B點及C點在日間發生強風時，而同時間沿海岸線A點之風速則甚微弱。此種風速(及渦度)日際變化的區域差異，雖被認為係海陸風與盛行氣流複合之結果，但由於海岸所起之角隅亦必須計及之。試察方程式(3.11)，可知熱型之系統形態(Laplacian)，對圖(4.1)中B及C區渦度之集中有甚大之助力，而在A區之助力為零或為負，上述之效應，即通常所謂角隅效應(Corner effect)；其量全賴陸上之加熱率及海岸之形態，最適宜之海岸形態乃是海岸線順風向成氣旋式彎曲者。



圖(4.1)圖示「角隅效應」，實線為等壓線，斷線為等風速線，午後強風在「氣旋式彎曲」於海岸所起之角隅。

圖(4.2)冬季為一等壓線所圍之極地大陸反氣旋之連續位置。注意當高壓接近海岸所起之變形。

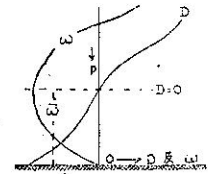


(四)角隅效應對於反氣旋亦甚顯著。例如，一冬季大陸高壓由加拿大西北移向美國東海岸，可見當接近海岸時，其移行速率及形態均起變化。離海岸之空氣加熱，使渦度由反氣旋式變為氣旋式，此前進之反氣旋，變成後退，而氣壓之分佈常變為橢圓形，且其長軸多少與海岸平行。圖(4.2)即為一例，當此高壓繼續移入大西洋，其強度即顯然減弱。

其他非絕熱加熱或冷卻之效應，乃是溫度直減率伴同發生變化之反應，空氣由其下加熱，將獲得一峻急之溫度直減率，而易使熱力輸送至較高氣層。反之，空氣由下方冷卻，則成爲一穩定層，而使接觸面限於一狹窄氣層。由是可知，非絕熱影響使方程式(3.11)中之穩定度項受甚大之變化。

五、絕熱影響

方程式(3.11)中之穩定度(或浮力)項代表絕熱溫度變化，全賴穩定度因子 $(\Gamma_a - \Gamma)$ 及垂直運動 ω 而定。 ω 向上運動爲負，向下運動爲正。若 $\bar{\omega}$ 代表由海平面至無輻散層之平均值，易知除當 $\bar{\omega} \geq 0$ 外，在海平面上，不可能有輻合或輻散存在，此可由連續方程式 $(D = -\partial\omega/\partial P)$ 及海平面之界限條件(Boundary condition) $(\omega_0 \approx 0)$ 說明之。因 ω 在海平面小至幾乎消失，而在無輻散層有一極大數值(幾乎爲常數)，見圖(5.1)，故若有任何輻散，則必 $\bar{\omega} \geq 0$ 。尤有進者，可知海平面有輻合($D_0 < 0$)時，則 $\bar{\omega}$ 爲負(向上)；有輻散($D_0 > 0$)時，則 $\bar{\omega}$ 爲正(向下)。今設一區域中，有一向上運動之極大值 $\nabla^2 \bar{\omega} > 0$ ，則方程式(3.11)中之穩定度項，可以成爲一種阻力或助力，完全視氣層之層序爲穩定抑不穩定爲斷耳。



圖(5.1) $\bar{\omega}$ ， ω 及D關係

在溫帶氣旋中，氣層之層序，通常均爲穩定者(即 $\Gamma_a - \Gamma > 0$)，尤以未飽和之區域爲然。無輻散層以下之向上運動(此乃使海平面輻合之必要者)，恒使發展中產生一制動力，此種制動力係由絕熱冷卻所致。在雲區範圍內，實際溫度直減率常超過濕絕熱冷卻率，是種情形，穩定度項有其正值趨勢，此等不穩區域，僅能代表溫帶氣旋中一相對之較小部分，故其淨效應爲一負值。但就熱帶風暴言(例如颱風)，不

穩定雲區分佈於運動系統之大部分，故浮力項對於發展極佔優勢矣。

若其他條件相同，則穩定度項在未飽和空氣中，遠較飽和空氣中為大。由中緯度預報經驗之指示，潮濕空氣之大量供給，乃是一強烈溫帶氣旋發展之必要條件，幾乎所有大型風暴，均由副熱帶供給溫濕之空氣，此可支持浮力項重要性之觀點。無論如何，溫帶氣旋之發展，甚難由於飽和之破壞而發生及維持者，在發展開始後，浮力效應（伴同飽和不穩定）即行活躍，由於他種程序之參與，大規模雲系因以形成。就溫帶氣旋而論，凝結之主要作用，係使穩定度項之效應減為負值，雖在有限區域中，該項之助力仍為正值。

垂直運動項，在一般天氣分析中常隱晦不彰，因之溫度直減率及濕度分佈之分析，極為重要。若其他條件均屬有利，則氣旋之發展，必在穩定度極小，濕度極大及一低凝結面之處開始發生。

六、厚度平流

試回顧方程式 (3.11)，應行注意者，含有 A_T 之一項，係代表厚度平流之效應，亦與其他熱分量相若，其型式之分佈形態，遠較其數量更有決定性。因熱平流在發展之氣旋前部，有一極大之正值；在其後部，有一極小之負值，見圖 (6.1)，故平流之 Laplacian，在氣旋前部為一正助力，其後部為一負助力，中心則無任何助力。

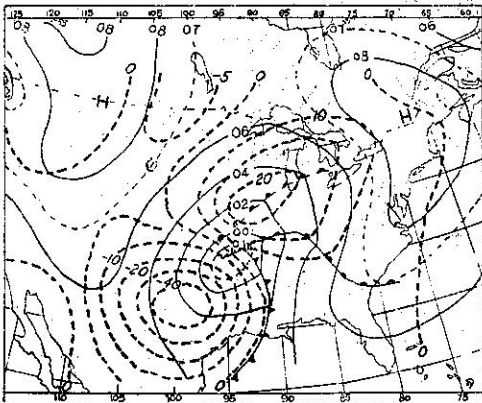


圖 (6.1) 一強烈風暴中1,000至500mb熱平流之顯例 (Nov. 25, 1952, 1500GCT)。

厚度平流之主要效應，乃是在發展中產生非對稱之形勢，亦即在暖平流極大區，有龐大之正渦度趨勢（及正渦度產生）；冷平流極大區，有龐大之負渦度趨勢（及負渦度發生）。因氣旋中心必自降渦度趨勢

至升渦度趨勢之方向移動，是故厚度平流之主要作用，乃有助於氣旋之運動。

據第四節之討論，可知由於平流所起之溫度（及厚度）變化，必被因接觸面所引起之非絕熱影響所破壞。且上升運動之區域，有與正溫度平流區域重疊之傾向；而下降運動之區域，有與負溫度平流區域重疊之傾向。故知熱平流項，實為非絕熱暨絕熱溫度變化諸項所強烈反對者。

因方程式 (3.11) 中代表熱分量之 S 及 H ，在通常天氣分析時每消失不見，故 Petterssen, Bradbury, 及 Estoque 諸氏曾嘗試藉下列簡化方程式之助，以說明渦度變化係與氣旋相伴而至者。

$$(6.1) \quad \frac{\partial Q_0}{\partial t} = A_Q - \frac{g}{f} \nabla^2 A_T$$

如是計算所得之， $\partial Q_0/\partial t$ 其型式與觀測之渦度趨勢甚相吻合，但其數量則由一因數而變大，此因數值可變化於 2 與 4 之間。此種過大之數值，反映該環境中熱平流之效應，與絕熱暨非絕熱溫度變化之效應適為相反。

溫度平流大部係由環繞氣旋及反氣旋之循環運動所決定。當氣旋發展初期，暖平流極小，故暖平流實由其他之機械作用所逐漸產生者。無論如何，當熱場 (Thermal field) 在循環運動中漸成彎曲時，則 $g/f \nabla^2 A_T$ 對於發展更有助益，而此系統遂變為自動發展 (Self-developing) 矣。

七、渦度平流

由第三節之定義，知風自渦度高值吹向低值時，則渦度平流為正。在對流層中上部，槽前常為正渦度平流，若此類槽在高空不斷出現，則海平面氣旋之發展較稀，此即表示方程式 (3.11) 中熱助力之淨效應，與渦度平流適成比例也。反之，當一氣旋開始發展，由經驗可知，其在高空槽前之位置幾無變化。尤有進者，極多數海平面氣旋之生成，必當此渦度平流區位於一前進槽之前方，且此槽漸與半滯留或移行緩慢之鋒面重疊，而沿鋒面之熱平流為不連續者。在對流層底部，一鋒面系統之高空槽逼近，乃是海平面氣旋發展極可靠象徵之一，此種逼近，常伴隨一峻急且強烈之鋒面區。

因絕對渦度方程式為

$$Q = VK_s - \frac{\partial V}{\partial n} + f$$

及渦度平流 $A_Q = -V \partial Q / \partial S$ ， S 為沿氣流線（或等高線）所量之長度。由計算可知，沿氣流線之切變

剪(Shear)及地球偏轉力(Coriolis)參數甚少變化(除非一強烈氣流分為二支,此種情形切變之變化應包括在內)。為計算渦度平流之近似量,則下式當可滿足

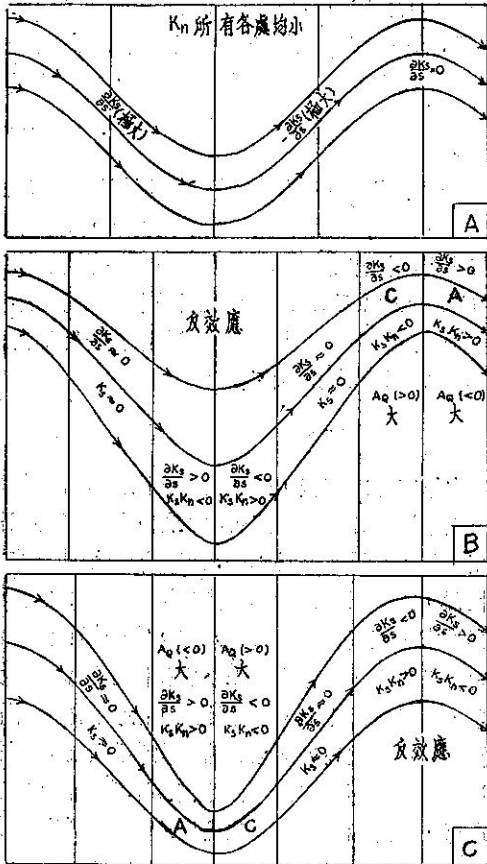
$$(7.1) \quad A_2 = -V \frac{\partial Q}{\partial S} = -V \left(V \frac{\partial K_s}{\partial S} + K_s J \right)$$

$$\frac{\partial V}{\partial S} = \text{渦度平流}$$

因 $\partial V/\partial S$ 為輻合之測量,可寫為 VK_n , K_n 為氣流線之垂直線曲率(Orthogonal curvature),其正負依順風之方向,視氣流線為輻合抑或輻散而定。故渦度平流又可書為

$$(7.2) \quad A_2 = -V^2 \left(\frac{\partial K_s}{\partial S} + K_s K_n \right)$$

由是可知,渦度平流乃與風速之平方成正比,故若氣



圖(7.1) 氣流線曲率(K_s)及垂直線曲率(K_n)之略示圖。在正弦波(圖A)中,渦度平流均小,惟在轉向點有其數字上之極大值。有匯流及分流之波(圖B及C),渦度平流高度集中於匯流進入之槽脊附近。C代表有利於海平面氣旋發展之區域,A代表有利於反氣旋發展之區域。

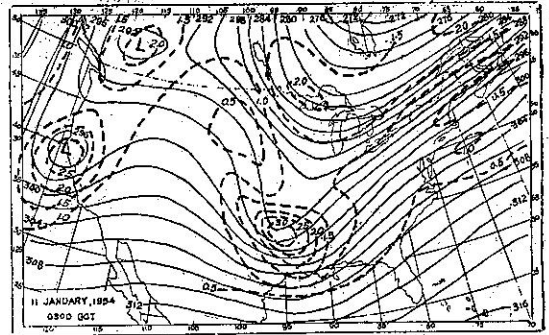
流線(等高線)之形態適宜,則噴射氣流中渦度平流將甚大。

為明瞭氣流線形態之重要性,吾人試先考察圖(7.1)中之A圖,其中氣流線為互相平行之正弦曲線,自槽開始, $\partial K_s/\partial S$ 順風時為負,逆風時為正,極大值之轉向點,或在槽與脊之中途。此等氣流線中之 K_n ,不論何處均甚小,伴隨正弦波之渦度平流極少有大有者,因自槽至脊渦度之變化甚為均勻之故。

匯流(Confluence)及分流(Diffuence)效應,在一正弦波上之重疊,由圖B及C可見其概略。按圖可知,渦度平流有集中於槽脊附近之趨勢,且匯流而入,分流而出。

在對流層中上部出現之槽,常與理想模式大異其趣,圖(7.2)為一標準實例。由圖可知,渦度大量集中於Texas州東北之銳槽上,渦度平流(係與等渦度線及等高線所形成之四邊形成反比)則大量集中於此銳槽之前後,而遠在北部之環狀槽(Rounded trough)僅有微弱之平流。

根據環繞高空氣流線之幾何性,近年來若干預報海平面氣旋發展之法則,已經建立。最完善者,可能為Riehl與其共同研究者所得之噴射氣流法則,因彼等公認高空強風重要性之故。Scherhag基於分流效應,已完成一組法則,當高空之 K_n 甚大且為負時



圖(7.2) 300mb等高線(單位百英尺)及相當之渦度(單位 10^{-4} 秒 $^{-1}$)等渦度線形成與等高線適宜之相交。注意渦度平流高度集中於槽之附近。

此種效應對氣旋發展實為主要者。就渦度平流而論,應注意其淨效應乃視 $\partial K_s/\partial S$, $K_s K_n$ 諸項乘風速之平方而定。分流有時雖屬重要,但槽前曲率(即 $\partial K_s/\partial S$)之減小更佔優勢。再者,匯流效應係依切線曲率(Tangential curvature)之存在而產生。

復察方程式(3.11),除渦度平流外,尚須考慮

熱量之分佈。Sutcliffe 及 Forsdyke 所作之法則，曾有論及。上述法則所根據之假定，係在對流層中部某處有一無輻散層，而使 Dines 之補償作用發生效力。當海平面氣旋獲得相當成熟之階段以後，此種作用顯屬真實，但在氣旋發展開始以前，並不生效。在氣旋發展之初期，渦度平流項之優勢，幾使熱之助力減色，故渦度平流一項之重要，不待縷述矣。

八、初期發展

預報工作中最困難問題之一，乃是當觀測之氣壓趨勢尚無發展之跡象以前，而欲作海平面氣旋發展之預報。此問題之粗略處理，可用數值預報或圖解預報。茲僅基於方程式 (3.11)，加以性質方面之論述。

一成熟氣旋伴隨暖平流之分佈，圖 (6.1) 乃其一例。由第六節之討論，可知暖平流之發生，主要係由於環繞氣旋中心之循環運動。在此運動形成以前，暖平流 (及其 Laplacian) 實甚小。為簡單計，吾人可想像氣旋發展之初期，等溫線乃與半靜止鋒平行，此時暖平流必不明顯。在任何適當之發展開始以前，海平面之輻合必甚微，由第五節之討論，可知方程式 (3.11) 中之垂直速度項及穩定度項亦必甚小。且如第五節所述，穩定度項常阻止氣旋發展，任何局部之熱源或冷源均缺乏時，則初期發展，僅由某些較高層代表渦度平流之項所決定，蓋無疑義。

雖然上列討論之模式過於簡單，但一般之結果頗稱實用。為獲更佳之結論，乃有訴諸經驗之必要，下列各點尚應注意：

(一) 對流層中上部之波狀運動型，係由冷槽暖脊所組成，此類系統之移行速度，可由 C. G. Rossby 之長波方程式決定之，但由一氣層至另一氣層常有變化。任何此類波型之速度，在 600mb 高度以上之諸層，則幾無變化，其原因尚未充分明瞭。反之，一高空波，尤其波長較短者，其移行速度每遠比海平面之鋒面及氣壓系統為快。

(二) 由觀測資料，可知海平面極大多數之氣旋生成，均發生於靜止或移動緩慢之冷鋒上，其後且有冷平流。當此拖曳之鋒被高空快速運動波之一槽追及時，則氣旋之發展即行開始矣。

海平面氣旋發展之一般景象，可由圖 (8.1) 加以解釋。圖 A 表示一拖曳冷鋒，鋒後為冷平流，鋒前在暖空氣中有微弱之暖平流，此等條件乃極多數之標準情形，圖中 T 線代表一高空波動槽之位置，斜線區域表示對流層上部 (例如 300mb) 之正渦度平流區。今

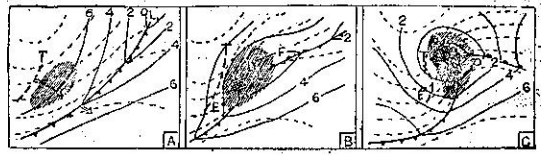


圖 (8.1) 氣旋發展之歷程。當高空冷槽移近，且明顯之渦度平流區域 (有影線者) 在鋒面區上空擴張時，此一不平衡之造成，遂使低空發生輻合。

高空冷槽相對移近海平面鋒區時，若流體靜力條件保持不變，則下列諸條件必能滿足：

(一) 高空前進槽之前緣，其下層若無冷平流，則地面氣壓將下降。若有冷平流，則槽之前進效應可被補償或竟超過補償。通常在一冷槽之後，氣壓均為上昇者。

(二) 若高空冷槽較海平面之鋒為相對前進者，則海平面之鋒與槽線間氣柱中之全部斜壓性將增加，而鋒區益形峻急。且海平面鋒與前進槽間之氣柱中，熱風變強，伴隨高空槽之渦度亦將增加，渦度平流亦然。

(三) 當前進槽前部之渦度平流，在鋒區上空擴展並進入暖平流區域時，則一狀態將產生。即渦度平流不能再被暖平流之 Laplacian 所補償。略去非絕熱影響，則方程式 (3.12) 顯示如此產生之不平衡，必被海平面之輻合及穩定度項所補償 (略去 $W_0 \cdot \nabla Q_0$ 項)，兩者均與垂直運動有關，如圖 (5.1) 所示。

(四) 若氣層之層序甚為穩定，則穩定度項必佔優勢 (因 Γ_a 遠較 Γ 為大)，而垂直運動與海平面輻合將甚微小。若穩定因子甚小，為滿足方程式 (3.12)，則鉅值之垂直速度與大量之海平面輻合實為必需者。

圖 (8.1) 中之 B 圖，表示氣旋初期發展之概略情形。以 1,000mb 之等高線與厚度線交織成之網格作為厚度平流之粗略測量，可知圖 B 中包圍 D 之面積內，暖平流之 Laplacian 甚小，而渦度平流之效應則佔優勢；同理，環繞 E 之面積內，暖平流之 Laplacian 甚大且為正，而渦度平流則甚小。因之，包圍 D 之面積中將有氣旋式之發展，而環繞 E 之面積中將有反氣旋式之發展。

圖 C 表示氣旋發展之成熟期，暖平流之 Laplacian，在 F 附近為大而負者，在 E 附近為大而正者，且此二區域之暖平流效應，不受渦度平流所阻。由此可見，暖結構 (Thermal structure) 在 F 附近已變成

氣旋式渦度之產生；而在E附近則行破壞。於環繞D之區域，渦度平流效應不受暖平流效應所阻，因之氣旋遂繼續加強。

因氣旋中心乃一渦度極大中心，且必須自降渦度趨勢至昇渦度趨勢之方向而運動，故由方程式(3.11)，其中心將自E至F之正常方向移動。

由上述之討論，在無輻散層之渦度平流，實為初期氣旋發展之首要。參照無輻散層之特性，可資實用之假設簡述如下：

若對流層上部，有一可察見之渦度平流區，漸與海平面一緩慢移動或半靜止鋒重疊時，則海平面之氣旋發展，當可於此時此地發生。

此簡單法則與日常預報之關係，曾作一試驗，該試驗之週期延展至50日，採用97次24小時氣旋發展預報之結果。此等預報，係以環繞氣旋周圍之環流弱，作為核對之標準，表(8.1)即為所得之結果。

表8.1：氣旋發展預報之核對結果

預 報	觀 測 所 得				
	強 烈	中 度 至 強 烈	中 度	輕 度 至 中 度	無 或 減 弱
強 烈	3	0	1	0	0
中 度 至 強 烈	0	5	0	2	0
中 度	0	1	14	0	5
輕 度 至 中 度	1	0	1	13	3
無 或 減 弱	2	1	0	1	44

由核對結果，可知在97次預報中，有79次落於預報範圍，有6次近於不確，12次重大失敗。此等重大失敗，根據事後剖析，其中4次(在表中左下角)顯然係應用錯誤所致。但表中右上方之8次失敗，仍未能解釋。推應注意所有未能解釋之失敗，均係預報所

預測之氣旋發展較實測為甚者。無論如何，該結果顯示前述之假設，對於性質之推斷甚具價值無疑。

應強調者，該假設僅為上列諸節所討論原理之重要骨幹而已，氣旋發展之強度，尚有賴其他甚多之因子，且此等因子恒因情況之差異，而發生相當之變化。下列諸點尤宜注意者：

- (一)氣旋發展之強度，大部分有賴於深厚之空氣層中，全部溫度之差別。
- (二)有強烈切變而移行緩慢之鋒較諸無切變之鋒，更適宜於氣旋之發展，蓋前者所生之溫度平流將較後者為強也。
- (三)一強度漸增之高空槽(但較海平面之鋒面系統移動為快者)，對於海平面之急速發展，尤屬有利。
- (四)低值之靜止穩定度(即峻急之氣溫直減率)，及高值之水汽含量(尤和在暖空氣中)，對於氣旋發展均極有助。
- (五)某些地理區域，對氣旋之發展較其他因子更具影響。此等影響，一部分由於局部之熱源及冷源；一部分由於垂直運動而氣流跨越山脈屏障。尤其當高空槽攀登山脈時，則迎風面之低層，必有大量之氣流輻合。氣旋發展之預報，實應運用此種統計資料加以調劑，因甚多主要之發展，均在地理環境適宜之區域發生故也。

以上所討論者，主要係相當強度之氣旋發展。而小型之發展，在高空並無明顯之渦率平流時，亦常見發生，試再察圖(7.1)，可知有滙流進入之脊，高空之正渦度平流亦可發生，在此種脊上，氣旋之發展(緯度較高區)雖常被測知，但其強度概極微弱耳。(完)

原文題目：Development of cyclones and anticyclones

原文刊載：Weather analysis and forecasting, Vol, 1596