高度(軒)	1月	2月	3月	4月	5月	6月	7月	8月	9月	10月	11月	12月	年
0	18.3	19.0	18.7	19.0	19.1	17.5	17.5	18.0	17.4	18.6	14.6	18.6	18.1
0.5	16.2	15.6	15.8	13.3	14.8	15.9	14.6	15.4	14.9	14.2	13.1	14.4	14.9
1	14.0	12.9	13.9	12.3	11.4	12.8	12.4	12.0	12.9	12.6	11.7	12.1	12.8
1.5	12.4	11.6	13.2	11.3	12.2	11.2	10.8	11.1	11.1	10.2	11.0	10.6	11.4
2	10.5	10.1	10.6	10.3	11.6	9.7	8.9	9.3	8.9	8.8	10.1	9.3	9.8
2.5	9.1	8.6	9.1	8.7	9.2	7.7	7.7	6.4	7.6	7.1	9.0	7.5	8.2
3	7.4	7.9	8.5	7.6	7.6	6.1	6.4	5.5	6.1	5.9	7.9	6.7	6.9
3.5	6.4	6.8	7.8	7.2	6.6	5.2	5.1	4.7	4.4	5.5	7.2	5.3	5.8
4	5.6	6.4	7.1	6.3	5.2	4.7	4.4	3.8	3.8	5.5	6.6	4.8	5.3
4.5	5.0	5.8	6.1	5.7	4.6	3.8	3.6	3.5	2.9	4.9	6.3	3.7	4.6
5	4.3	5.1	5.3	5.0	3.7	3.1	2.8	3.5	2.0	4.2	5.7	3.5	3.9

以上の材料により全年の平均比湿の状態

第 6 圖

曲線を圖示したのが第6圖である。又略々子午面に沿ふた断面圖を月別及び全年について作ると第7,8圖のやうになる。この圖から判斷すると夏期の南の季節風期には南半球側が南半球側の赤道附近よりも遙かに湿度が大きなことが斷言できる。

本報告は文部省科學研究費“南方氣候の比較研究”を得て遂行し得たものである。變らぬ御指導を給はりたる岡田武松先生、手傳つて頂いた林豐伯氏に對し厚い謝意を表する。

赤道を越える氣流の運動*

櫻庭 信 一

赤道を越える際に氣流が如何なる経路をとつて運動するかを知る事は興味深い。即ち赤道を越えて他の半球に侵入する季節風の運動は熱帶性低氣壓の發生と關聯して非常に重要だからである。

第1圖は Deppermann の“Mean Transport of Air in the Indian and South Pacific Oceans”から轉載せる赤道附近の7月の流線と等壓線であるが、南半球より赤道を越えて北半球に侵入する季節風が氣壓分布によつて種々の経路を示す(地形的因子もあらう)のが注目される。

北半球に侵入する氣流が如何なる循環を持つてゐるかは熱帶性低氣壓の發生論と關聯して重要である。

* S. Sakuraba: The Motion of Air across the Equator. 中央氣象臺彙報.

第 1 圖 7 月の流線と等壓線 (Deppermann に據る)

第 2 圖 熱帯前線 (實線) と季節風 (上 1 月, 下 7 月)

第 2 圖は 1 月 (上) と 7 月 (下) に於ける季節風の流線と熱帯前線 (inter-tropical front) を示すものであるが、7 月に就いて云ふと低氣壓性循環を持つて北半球に侵入する氣流は殆ど例外なく熱帯性低氣壓の發生域と關係してゐるのを注目すべきである。

斯くの如く重要な問題であるに拘らず、赤道を越える氣流の運動の理論的取り扱いには A. Grimes⁽¹⁾ の論說以外殆ど見當らない。之は轉向力の變化する場に於ける氣流の運動を論ずる事が嚴密には困難なのに原因があらう。

A. Grimes は此の困難を避ける爲に赤道の極く近所だけを考へ、 $\sin \varphi \div \varphi$ (φ は緯度) の近似が許されるものとし、且つ平面座標の運動として問題を簡單化した。

本文では斯かる省略算を避け、球面座標上の運動として一步嚴密性を進めた。

球面座標 r, θ, λ (r は動徑, θ は餘緯度, λ は經度) に沿ふ速度成分を v_r, v_θ, v_λ とすれば、摩擦の無い運動の方程式は

(1) A. Grimes: The Movement of Air across the Equator. Memoirs of the Malayan Meteorological Service, No. 2, 1-14 (年號不明).

$$\frac{dv_r}{dt} - \frac{v_\theta^2 + v_\lambda^2}{r} - 2\omega \sin \theta \cdot v_\lambda + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{dv_\theta}{dt} + \frac{v_r v_\theta}{r} - \frac{\cot \theta}{r} v_\lambda^2 - 2\omega \cos \theta \cdot v_\lambda + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{r \partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = 0,$$

$$\frac{dv_\lambda}{dt} + \frac{v_r v_\lambda}{r} + \frac{\cot \theta}{r} v_\theta v_\lambda + 2\omega (v_r \sin \theta + v_\theta \cos \theta) + \frac{1}{\rho} \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = 0$$

で、連続の方程式は

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{2}{r} v_r + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\cot \theta}{r} \cdot v_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} = 0$$

である。茲に ω は地球廻轉の角速度、 ρ は密度、 p は氣壓、 Φ は重力ポテンシャルを表はす定常状態の運動を考へて $\partial/\partial t = 0$ とし、且つ垂直速度 $v_r = 0$ で、経度方向の變化はないものとする ($\partial/\partial \lambda = 0$)。更に $r = a$ (a は地球の半径) とし、空氣は非壓縮性と假定する。然らば上の方程式は

$$v_\theta \frac{\partial v_\theta}{a \partial \theta} - \frac{\cot \theta}{a} v_\lambda^2 - 2\omega \cos \theta \cdot v_\lambda + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{a \partial \theta} = 0, \quad (1)$$

$$v_\theta \frac{\partial v_\lambda}{a \partial \theta} + \frac{\cot \theta}{a} v_\theta v_\lambda + 2\omega \cos \theta \cdot v_\theta = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \cot \theta \cdot v_\theta = 0 \quad (3)$$

の如く簡單になる。(3) 式から $(v_\theta)_{\theta=\theta_0} = v_\theta^0$ の條件で

$$v_\theta = \frac{\sin \theta_0}{\sin \theta} v_\theta^0 \quad (4)$$

を得、(2) 式より、 $(v_\lambda)_{\theta=\theta_0} = v_\lambda^0$ の條件によつて

$$v_\lambda = \frac{a\omega}{2 \sin \theta} (\cos 2\theta - \cos 2\theta_0) + \frac{\sin \theta_0}{\sin \theta} v_\lambda^0 \quad (5)$$

を得る。(5) 式は角運動量保存則を表はすものに外ならない。即ち角運動量 Ω は

$$\Omega = r^2 \sin^2 \theta (\dot{\lambda} + \omega)$$

で與へられるが、本文の記號で

$$\Omega = a \sin \theta (v_\lambda + a\omega \sin \theta)$$

と書かれる⁽¹⁾。 Ω = 一定の條件により、 $(v_\lambda)_{\theta=\theta_0} = v_\lambda^0$ より

$$\Omega = a \sin \theta_0 (v_\lambda^0 + a\omega \sin \theta_0)$$

となり、以上 2 式より

$$v_\lambda = \frac{a\omega}{\sin \theta} (\sin^2 \theta_0 - \sin^2 \theta) + \frac{\sin \theta_0}{\sin \theta} v_\lambda^0 \quad (5')$$

(1) $a \sin \theta \cdot \dot{\lambda} = v_\lambda$.

を得る。(5') 式と (5) 式が同じものである事は明らかである。但し 實用上からは (2) 式に於いて $v_\theta v_\lambda$ の項を無視した

$$v_\theta \frac{\partial v_r}{a \partial \theta} + 2\omega \cos \theta \cdot v_\theta = 0 \quad (6)$$

の解：

$$v_\lambda = 2a\omega(\sin \theta_0 - \sin \theta) + v_\lambda^0 \quad (7)$$

を用ひて充分足りる。數量的に調べると (5) 式と (7) 式は殆ど同じである。従つて今後の議論には専ら (7) 式のみを用ひる⁽¹⁾。

(4), (7) 式は球面座標上の運動を決める式で、(1) 式は之等の運動に對應する氣壓傾度を與へる。

(4), (7) 式より、運動は赤道 ($\theta = 90^\circ$) に對して對稱なる事が解る。特に運動の東進又は西進を決定する (7) 式を見るに、第一項 $2a\omega(\sin \theta_0 - \sin \theta)$ は θ_0 が 90° より大であると (南半球に原點があるとき) $\theta_0 \sim 90^\circ$ 間は負で、北半球に於いても赤道より θ_0 の緯度までの緯度距離と等しい所まで負である。従つて南半球で v_λ^0 が負であると南半球では赤道まで東風で、赤道を越えて後も赤道に對して對稱な緯度まで東風で、以降急速に西風に轉ずる。南半球で v_λ^0 が正であると、 v_λ^0 の大きさによつて、南半球で一度西風より東風に轉じ、北半球に入つて直ちに西風に轉ずるものと、南半球に於いても西風を繼續して北半球に到るものとの 2 つの場合が起る。

$$\text{即ち前者は} \quad |2a\omega(\sin \theta_0 - 1)| > v_\lambda^0 \quad (v_\lambda^0 > 0 \text{ とする}) \quad (8)$$

$$\text{に相當し、後者は} \quad |2a\omega(\sin \theta_0 - 1)| < v_\lambda^0 \quad (9)$$

の條件に於いて起る。

以上で南半球から赤道を越えて北半球に侵入する氣流の運動の概貌は得られたのであるが、更に經路を詳しく求めるには流線を描いてみるとよい。

$$\text{流線の式は此の場合} \quad \frac{d\theta}{v_\theta} = \frac{\sin \theta \cdot d\lambda}{v_\lambda} \quad (10)$$

で、(4), (7) 式を代入して積分すると

$$2a\omega(\theta \cdot \sin \theta_0 + \cos \theta) + v_\lambda^0 \cdot \theta - \sin \theta_0 \cdot v_\theta^0 \cdot \lambda = K \quad (11)$$

となり、(4), (5) 式を採用する時は

$$a\omega \left(\sin^2 \theta_0 \cdot \log \tan \frac{\theta}{2} + \cos \theta \right) + \sin \theta_0 \cdot v_\lambda^0 \cdot \log \tan \frac{\theta}{2} - \sin \theta_0 \cdot v_\theta^0 \cdot \lambda = K \quad (12)$$

となる。茲に K は流線常數を示す。

第 3 圖は (12) 式によつて計算せる流線圖で、 $\theta_0 = 100^\circ$ (10°S)、 $v_\lambda^0 = -4.2 \times 10^2 \text{ cm/sec}$ 、 $v_\theta^0 = -$

(1). (7) 式は實用的にはともかく、理論的には嚴密でない。此の意味で後に示す流線の計算には (5) 式を用ひたものもある。

第3圖 $\theta_0 = 100^\circ$, $v_{\lambda^0} = -4.2 \times 10^2$ cm/sec,
 $v_{\theta^0} = -4.2 \times 10^2$ cm/sec.

第4圖 $\theta_0 = 95^\circ$, $v_{\lambda^0} = -4.2 \times 10^2$ cm/sec,
 $v_{\theta^0} = -4.2 \times 10^2$ cm/sec.

第5圖 $\theta_0 = 100^\circ$, $v_{\lambda^0} = 4.2 \times 10^2$ cm/sec,
 $v_{\theta^0} = -4.2 \times 10^2$ cm/sec.

第6圖 $\theta_0 = 95^\circ$, $v_{\lambda^0} = 4.2 \times 10^2$ cm/sec,
 $v_{\theta^0} = -4.2 \times 10^2$ cm/sec.

4.2×10^2 cm/sec⁽¹⁾ の數値を採用してある。

即ち 10°S に於いて南東風を表はすもので (圖は若干不正確), 對稱の緯度 10°N に於いても南東風となつてゐる。

第4圖は第3圖の場合と同じ條件に於けるものであるが, 唯 $\theta_0 = 95^\circ$ (5°S) としてあるのが違

(1) A. Grimes の採用せる値を借用したものであるが, $\theta_0 = 100^\circ$ としたのが違つてゐる。(A. Grimes は $\theta_0 = 95^\circ$ を用ゐてゐる)。

つてゐる。爲に南半球で轉向力を受ける度合が少くて北半球に入るから、移動経度は第 3 圖の夫れに比して著しく小さい。

第 5 圖は以上 2 例と異なつて 10°S に於いて南西風の場合である。

然も此の場合 (8) 式の條件を満足するから、南半球で一度東寄りの風に轉じ、北半球に入つて漸次西寄りに轉じて 10°N では 10°S に於けると同じ風向、風速を持つ。

第 6 圖は第 5 圖の場合と似てゐるが、 5°S で $v_{\lambda}^0 = 4.2 \times 10^2 \text{ cm/sec}$ としてゐる爲 (8) の條件を満足せずして南半球内では東寄りの成分を持たない。但し v_{λ}^0 の値が小さい爲移動経度は小さい。

運動を維持する氣壓傾度 子午線氣壓傾度は (1) 式で與へられる。 v_{θ}, v_{λ} の値として (4), (7) 式を採用し、對應して (1) 式に於いて v_{λ}^2 の項を無視する時は

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{a \partial \theta} = 4a\omega^2 (\sin \theta_0 - \sin \theta) + 2\omega \cos \theta \cdot v_{\lambda}^0 + \frac{\sin^2 \theta_0 \cdot v_{\theta}^{02}}{a} \cdot \frac{\cos \theta}{\sin^3 \theta} \quad (13)$$

となる。(13) 式から今迄述べて來た経路の運動は如何なる氣壓傾度に附隨してゐるかを知る事が出来る。

一例として第 3 圖の型の徑路及び第 5 圖の型の徑路に對する氣壓傾度の値を次表に示す。

		$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{a \partial \theta}$						
	θ	95°	94°	93°	90°	87°	85°	84°
I	$\left\{ \begin{array}{l} v_{\lambda}^0 = -2 \times 10^2 \\ v_{\theta}^0 = -2 \times 10^2 \end{array} \right\}$	+0.03	-1.17	-3.23	-5.15	-3.27	-0.03	+2.27
	$\left\{ \begin{array}{l} v_{\lambda}^0 = +2 \times 10^2 \\ v_{\theta}^0 = -2 \times 10^2 \end{array} \right\}$	-0.03	-1.21	-3.27	-5.15	-3.23	+0.03	+2.33

即ち I の場合では 5°N は氣壓傾度の符號の變る所に近く、茲より氣壓は南に一樣に減少して 5°S より又増加する。

II の場合には北半球では 5°N を若干南に越えた所で氣壓傾度の符號が變り南半球に入つても尙 5°S を越えて若干距離減少を繼續するのが注目される。