つて垂直渦に轉向するセンスは $ABCD$ 面 AB を軸として右に倒して D と D' とが一致し、 C と C' が一致したときに $ABCD$ 面内の渦巻がその儘 $ABC'D'$ 面内の渦巻ときつた形である。茲に注意を要する點がある。

即採用せられた Oberbeck 流の解法では、一日週期に比して長週期の現象にのみ應用出来る事である。

轉向力は水平渦を垂直渦に變換する作用を有するが、之は少くとも一日より長週期の環流週期の現象にのみ有効である。

但し此の制限は、現在の理論を低氣壓論に適用する事を阻むものではない。

(昭和十二年五月下旬)

濕球溫度及濕球溫位*

荒 川 秀 俊

C. G. Rossby⁽¹⁾ は相當溫位及相當溫度を嚴密に定義し、所謂 Rossby 圖を作つて氣塊(氣團)の定量的な判別法 (quantitative method for identifying air masses) に貢獻した。濕球溫度並に濕球溫位は相當溫度及び相當溫位と全く同價值なものであつて、その理論的研究は Normand 及び Brunt⁽²⁾等によつてなされたが、著者は濕球溫度及び濕球溫位を解析的に明確に定義し、知られた總ての性質を簡単に導き出す方法を案出した(以下溫度はすべて絶對溫度を用ひる)。

pseudo-adiabatic change を表はす特性微分方程式は單位質量の濕潤空氣のエントロピーを s とすると $ds=0$ で表はされる。空氣中に含まれる流體狀をなした水の エントロピーは非常に小さいから無視すると $ds=0$ は結局

$$c_p \frac{dT}{T} - AR \frac{dp_a}{p_a} + d \left(\frac{Lw}{T} \right) = 0$$

となる。こゝに T は氣溫、 R は空氣のガス常數、 c_p は乾燥空氣の定壓比熱 (0.241 cal/gr), A は熱の仕事當量の逆數、 L は液化の潜熱 $\{606.5 - 0.695 (T - 273)\}$, w は混合比、 p_a は乾燥空氣の分壓を示す。上述の微分方程式を積分して

$$c_p \log T - AR \log p_a + \frac{Lw}{T} = c \quad (c: \text{常數}). \quad (1)$$

* H. Arakawa: The Wet-bulb Potential Temperature and the Wet-bulb Temperature. 中央氣象臺彙報.

(1) C. G. Rossby: Thermodynamics applied to Air Mass Analysis, Meteorological Papers, Vol. 1, No. 3 (1932).

(2) Normand: Mem. Indian Met. Dept. 23, 1921, pp. 1; D. Brunt: Physical and Dynamical Meteorology, pp. 81 (1934).

分壓溫位 (partial potential temperature) を θ_a , 標準氣壓を P とすれば

$$\theta_a/T = (P/p_a)^{\frac{AR}{c_p}}.$$

又は

$$c_p \log \theta_a - c_p \log T = AR \log P - AR \log p_a.$$

依て (1) 式は

$$c_p \log \theta_a - AR \log P + \frac{Lw}{T} = c, \quad (2)$$

と書ける. 今濕球溫位 θ とは考へる小氣塊を大氣の最上端迄もちあげて, それから標準氣壓まで濕潤斷熱的に持ち上げたときにもつ溫度と定義する. そうすると常數は P と θ_w とで定められて,

$$c_p \log \theta_w - AR \log P + \frac{(Lw)P, \theta_w}{\theta_w} = c,$$

となる. こゝに $(w)P, \rho_w$ は氣壓 P , 溫度 θ_w のとき飽和すべき混合比を示す. 依て

$$c_p \log \theta_w + \frac{(Lw)P, \theta_w}{\theta_w} = c_p \log \theta_a + \frac{Lw}{T}$$

即ち

$$\theta_w e^{\frac{(Lw)P, \theta_w}{c_p \theta_w}} = \theta_a e^{\frac{Lw}{c_p T}}. \quad (3)$$

C. G. Rossby⁽¹⁾によると相當溫位 θ_e は

$$\theta_e = \theta_a e^{\frac{Lw}{c_p T}}, \quad (4)$$

依て

$$\theta_e = \theta_w e^{\frac{(Lw)P, \theta_w}{c_p \theta_w}}, \quad (5)$$

となる. 依て θ_e は θ_w のみの函數であることがわかる.

濕球溫位を知つて相當溫位を求めるには

$$\Delta \theta_{we} = \theta_w (e^{\frac{(Lw)P, \theta_w}{c_p \theta_w}} - 1)$$

だけ加へればよい. 一般に混合比 w は非常に小さいから $\Delta \theta_{we}$ は殆んど $\frac{(Lw)P, \theta_w}{c_p}$ に等しい. θ_w の種々な値に對する $\Delta \theta_{we}$ の値を第 1 表に示した. たゞし飽和水蒸氣の張力は Robitzsch の値を用ひた. 第 1 表及第 1 圖には $\Delta \theta_{we}$ と $\frac{(Lw)P, \theta_w}{c_p}$ とを比較してある.

濕球溫度 T_w は考へる小氣塊を大氣の最上端まで斷熱的に持ちあげ, しかる後に濕潤斷熱線に沿ふて, もとの分壓 p_a まで持ちかへつたときの氣溫を指すものとする. そうすると (1) より

$$c_p \log T_0 - AR \log p_{a0} + \frac{L_0 w}{T_0} = c_p \log T_w - AR \log p_a + \frac{(Lw)T_w, p_a}{T_w},$$

即ち

$$T_w e^{\frac{(Lw)T_w, p_a}{c_p T_w}} = T_0 \left(\frac{p_a}{p_{a0}} \right)^{\frac{AR}{c_p}} e^{\frac{L_0 w}{c_p T_0}},$$

(1) loc. cit., p. 10.

(2) M. Robitzsch: Die Verwertung der durch aerologische Versuche gewonnenen Feuchtigkeitsdaten zur Diagnose der jeweiligen Atmosphärischen Zustände, Der Arbeiten des Preussischen Aeronautischen Observatoriums, XVI Band, Wissenschaftliche Abhandlungen, Heft C, Braunschweig, 1928.

第 1 圖 (標準分壓 $P=760$ 托)

 第 1 表
(標準分壓は 760 mmHg とす)

$\theta_w - 273$	(θ_w)	$\Delta\theta_{we}$	$(Lw)c_{pw}P$ c
25°	(298°)	51.5°	47.5°
20	(293)	37.5	35.3
15	(288)	27.1	25.9
10	(283)	19.4	18.8
5	(278)	13.7	13.4
0	(273)	9.6	9.4
-5	(268)	6.6	6.5
-10	(263)	4.5	4.5
-15	(258)	3.0	3.0
-20	(253)	2.0	2.0
-25	(248)	1.3	1.3
-30	(243)	0.80	0.79
-35	(238)	0.50	0.49
-40	(233)	0.30	0.30
-45	(228)	0.18	0.18

こゝに p_d, T_0 及 L_w は condensation level における氣壓、氣溫及び蒸發の潜熱を示す。

しかして $T = T_0 (p_d / p_{d0})^{\frac{AR}{c_p}}$ であるから

$$T_{we} \frac{(Lw)T_{w0}p_d}{c_p T_{w0}} = T e^{\frac{L_0 w}{c_p T_0}} \quad (6)$$

一般に混合比は非常に小さく、大約 2% を越へることは尠いから、(6) 式は近似的に

$$T_w + \frac{(Lw)T_{w0}p_d}{c_p} = T + \frac{L_0 w}{c_p} \frac{T}{T_0} \cong T + \frac{L_0 w}{c_p} \quad (7)$$

となる。今液化の潜熱が温度と共に變化する小さい影響を無視するならば (7) は August, Abjohn 等の求めた通風寒暖計で觀測される濕球溫度に関する公式と同じい、又 Normand が濕球溫度の熱力學を論ずる際に用いた公式にも等しくなる。

第 2 圖

依て T_w は濕球溫度として觀測される値に等しい。かくて濕球溫位及び濕球溫度を嚴密、明確に定義し、併せて其の性質をすべて導き出すことが出来た。即ち相當溫度は濕球溫度のみの函數であり、相當溫位は濕球溫位のみの函數である。今飽和しない空氣塊を斷熱的にもちあげると、乾球溫度は乾燥斷熱的に、濕球溫度は濕潤斷熱的に遞降する。しかして雨級に入る點 O を求めるには斷熱圖に於て乾球溫度を通る乾燥斷熱線と濕球溫度を通る濕潤斷熱線との交點を

求めればよい。濕球溫位は、この點を通り濕潤斷熱線に沿ふて標準壓 (760 mm Hg 又は 1000 mb) までひきさげたときの溫度 θ_w を讀めばよい。相當溫位は、 O を通る濕潤斷熱線に沿ふて大氣の最上端 (氣壓零) まで持ちあげ、残つた乾燥空氣を乾燥斷熱線に沿ふて標準壓までひきさげたときの溫度 θ_e を讀めばよい。從て $\theta_w < \theta_d < \theta_e$ である。 θ_e を通る乾燥斷熱線と θ_w を通る濕潤斷熱線とは非常な高層に至るにつれ漸近的に近づく。 θ_e も θ_w も共に斷熱膨張又は壓縮に對しては勿論、斷熱變化の過程に液化又は蒸發がおこつても不變である。但し熱傳導、混合及び輻射の影響を受けると變化することは勿論のことである。(註, Normand はこゝに論じた T_w を saturation temperature と呼んだ。)

成層圏及び對流圏内の溫度分布*

淵 秀 隆

世界各國に於ける第二極年中の高層氣象觀測結果が次第に發表されつゝあるから之等の材料に基いて少しく調査を試みた。

(1) 各國に於ける觀測材料

(i) 亞米利加合衆國⁽¹⁾極年中 Dallas, Omaha, Ellendale (1933 年 6 月より Pembina にて觀測) の三ヶ所で月に六回揚げ 85 % 戻つて來てゐるので相當立派な觀測結果が發表せられてゐるが生の材料がないので此處では餘り使用出來なかつた。

(ii) 印度 極年中及び其の以後 Agra, Poona, Madras の三ヶ所で相當數多く立派な觀測を行つてゐるが Poona と Madras では季節風の關係上觀測不能の月がある。今次に報告⁽²⁾から計算した各月の氣溫を第 1 表——第 3 表に示すことにする。

(iii) 諾威 極年以後 Ås と Bergen でやつてゐるが Bergen では 1,2 回の觀測にとどまり主に Ås で行はれてゐる。報告⁽³⁾からの計算値を示せば第 4 表の如くである。

(iv) 南亞弗利加聯邦 Pretoria⁽⁴⁾ に於て 1932 年秋に三、四回の觀測を實行しただけであるが南半球としては貴重な材料であるから第 5 表に掲げる。

* H. Futi: The Vertical Distribution of Temperature in the Stratosphere and Troposphere over the Earth. 中央氣象臺彙報。

(1) J. C. Ballard:—Some results of sounding balloon observations during the second international polar year. Wea. Mon. Rev. Feb. 1934.

(2) Upper Air Data (India) Part 14, 1932, 1933, 1934.

(3) Jahrbuch des Norwegischen Meteorologischen Instituts für 1932, 1933, 1934.

(4) Report on Meteorological Observations taken during the Polar Year 1st August, 1932 to 31st August, 1933 (The Union of South Africa).