不安定上昇機構としての混合気塊の存在に就いて*

櫻 庭 信 一**

緒 言

最近 P. Raethjen, G. Seifert 等により混合気塊の不安定性と云ふ言葉が盛に用ひられてゐるが、之は主として上昇滑走前線の構造に關する上層の資料が集まるにつれて考へざるを得なくなつた一種の不安定上昇機構である。即ち上昇滑走面より屢々優勢な對流雲 (Cu 又は Cunb) が發達するにも拘らず上昇滑走雲氣が濕潤安定な溫度傾度を示す事が多いからである⁽¹⁾。P. Raethjen は之は、寒氣と暖氣の間の不連続面に沿ふて混合気塊が形成され、此の混合気塊が特別の不安定性を示すとして説明した。勿論此の説明では突進滑走面に沿ふて混合気塊の現象が起つてもよい理屈であるが、元來突進滑走面自體が對流雲を生起する性質を持つためはつきり顯證し難いとされてゐる。

混合気塊が不安定性を持つ事を理論的に證明した最初の人 H. v. Helmholtz⁽²⁾ であるが、彼は乾燥斷熱運動として取扱ひ而も力學的考察が主である (混合気塊輪の不安定度の條件を論ず)。

P. Raethjen⁽³⁾ は後に此の説を擴張し、濕潤斷熱運動にもあてはまる式を導いたが、理論の骨子は依然として力學的である。

筆者⁽⁴⁾は最近同じ問題を上述の著者達とは全く異なる、熱力學的考察によつて議論し、大體同じ結論に達したが、力學的考察による結論と異なるのは、混合気塊の容積の母氣塊の容積に對する比によつて不安定度が著しく變化する點である。但し以上の取り扱ひでは乾燥斷熱運動を假定した爲成雲機構には適用し難かつた。

本文では先づ理論的に混合気塊の不安定性を濕潤斷熱運動の場合に就いて證明し、次に雷雲發達の機構に混合気塊の不安定性が重要な役割りを演ずる事を一つの顯著な觀測例を分析して證明する。一般には種々の因子が重複して現象が複雑になり、混合気塊の不安定性を明瞭に摘出するのは困難な事が多い。

* S. Sakuraba: On the Lability of Mixed Air Mass.

** 中央氣象臺調査部圖書課長、氣象技師。

(1) 大氣の不安定成層が對流運動により短時間にして安定成層に轉化する (對流雲内で濕潤安定溫度減率を示す結果となる)。は筆者の最近のラヂオゾンデム資料の調査によつても經驗した所であり、又古くは Kopp, Lange 等により飛行機観測により (尤も之には時間變化の概念が入つてゐない) 確められてゐる。即ち對流雲塊内で濕潤安定減率が觀測されるのは雲塊が既に減衰期に入つてゐる證據と解さるべきである。従つて以下述べる混合雲塊の不安定性の機構が不連続面に起る不安定上昇運動をどの程度に説明し得るか疑問との考へも出ようが、上昇滑走に沿ふ運動様式の二重性、即ち烟霧層から積雲が發達する事實を説明するには矢張り混合気塊の不安定性機構を認めた方が自然である。

(2) H. v. Helmholtz: On Atmospheric Movements (2nd Paper). The Mechanics of the Earth's Atmosphere by C. Abbe 194—211 (1891).

(3) P. Raethjen: Die Aufgleitfront, ihr Gleichgewicht und ihre Umlagerung. Met. ZS. 51, 161—172; 212—225 (1934).

(4) 櫻庭信一、眞木宏一: 水平不安定勢力論 (5). 本誌, 第2輯, 第21卷第7號 (昭和18年).

理論的考察

第1圖に示す様な氣塊の水平分布を考へる。

茲に 1, 2 氣塊は寒氣塊及び暖氣塊で 3 氣塊は混合氣塊である。地上氣壓、氣温を順次に $p_{01}, T_{01}; p_{02}, T_{02}; p_{03}, T_{03}$ とし、 h の高さの頂上の氣温は T_{h1}, T_{h2}, T_{h3} で氣壓は共通の p_h とする。尙母氣塊の容積を 1, 混合氣塊の夫れを ε とする。

第 1 圖

氣温遞減率を Γ/n (Γ : 乾燥斷熱遞減率, $n:1$ より大なる常數) とせば, (p_{02}, T_{02}) のエントロピーと等しい

(π_1, ϑ_1) 及び (p_{h1}, T_{h1}) と等しい (π_2, ϑ_2) なるエントロピーが存在する⁽¹⁾

今 1, 2 兩氣塊は乾燥斷熱的, 3 氣塊のみ濕潤斷熱的に轉層を行つたとせば, 轉層後には $p_{01} \sim \pi_1$ の部分は最下層に, その上に $\pi_1 \sim p_h$ と $p_{01} \sim \pi_2$ の混合せる部分が來, $\pi_2 \sim p_{h2}$ の部分は更にその上に, 最上層には $p_{03} \sim p_h$ の降雨層が重なる。尙今後の計算に於いては濕潤斷熱遞減率より小さい氣温遞減率を採用するから, 轉層による放出勢力には濕潤不安定勢力は全く與らず, 混合氣塊の不安定性として出て來るものは水平不安定勢力によるもののみなる事を注意すべきである。

混合氣塊の温度としては本文では

$$T_{03} = (T_{01} + T_{02})/2$$

を假定する。始めの狀態の質量積分は簡単に

$$\int T_1 dm_1 = \frac{1}{g} \frac{n}{n+\kappa} (p_{01} T_{01} - p_h T_{h1}), \quad \int T_2 dm_2 = \frac{1}{g} \frac{n}{n+\kappa} (p_{02} T_{02} - p_h T_{h2}),$$

$$\int T_3 dm_3 = \frac{\varepsilon}{g} \frac{n}{n+\kappa} (p_{03} T_{03} - p_h T_{h3}),$$

の如く exact に求まるが, 終りの狀態のそれは簡單でない。結果を層序の順に下から書くと次の様になる:

$$\int T'_1 dm'_1 = \frac{1}{g} \int_{\pi_1}^{p_{01}} T_{01} \left(\frac{p_1}{p_{01}} \right)^{\frac{\kappa}{n}} \left(\frac{p'_1}{p_1} \right)^{\kappa} dp_1, \quad p'_1 = \frac{1}{2+\varepsilon} (p_1 + p_{02} + \varepsilon p_{03}),$$

$$\int T' dm' = \frac{(1+r)}{g} \int_{p_h}^{\pi_1} T_{01} \left(\frac{p_1}{p_{01}} \right)^{\frac{\kappa}{n}} \left(\frac{p'}{p_1} \right)^{\kappa} dp_1, \quad p' = \frac{1}{2+\varepsilon} (p_1 + r p_1 + \varepsilon p_{03}),$$

$$p_{02} = r p_1, \quad \pi_2 = r p_h,$$

$$\int T'_2 dm'_2 = \frac{1}{g} \int_{p_h}^{\pi_2} T_{02} \left(\frac{p_2}{p_{02}} \right)^{\frac{\kappa}{n}} \left(\frac{p'_2}{p_2} \right)^{\kappa} dp_2, \quad p'_2 = \frac{1}{2+\varepsilon} (p_2 + p_1 + \varepsilon p_{03}),$$

(1) 即ち 1 氣塊の最大のエントロピーが 2 氣塊の最小のエントロピーより大なる場合を考へる。

$$\int T_3' dm_3' = \frac{\epsilon}{g} \int_{p_4}^{p_{03}} \bar{T}_{03} \left(\frac{p_3}{p_{03}} \right)^{\frac{\lambda}{n}} \left(\frac{p_3'}{p_3} \right)^{\lambda} dp_3, \quad p_3' = \frac{1}{2+\epsilon} (2p_4 + \epsilon p_3). \quad (1)$$

然らば放出運動勢力 (K) は次の式で與へられる:

$$(K) = \frac{c_p}{A} \left[\left\{ \int T_1 dm_1 + \int T_2 dm_2 \right\} - \left\{ \int T_1' dm_1' + \int T_2' dm_2' + \int T_3' dm_3' \right\} \right. \\ \left. + \frac{\lambda}{\lambda} \left\{ \int T_3 dm_3 - \int T_3' dm_3' \right\} \right]$$

偕て數値計算を施す爲に

$$T_{A1} = 258^\circ\text{K}, \quad T_{A2} = 268^\circ\text{K}, \quad T_{A3} = 263^\circ\text{K}, \quad p_A = 510 \text{ mmHg}, \quad h = 3000 \text{ m}, \quad \lambda = \kappa/2^{(2)}$$

とおく。然らば放出勢力は單位質量毎の風速で表はして次の様になる。

氣温 遞減率	$\epsilon = 0$ (混合氣塊の存在しない場合)	0.0001	0.001	0.01	0.1	1
$\frac{1}{2} \Gamma$	11.5	13.23	13.36	13.18	12.77	4.69 (m/sec)
$\frac{1}{3} \Gamma$	10.0	11.13	11.14	11.02	10.11	negative energy

上表に據ると氣温遞減率の値によつて多少の變化はあるにしても $\epsilon = 0.001$ の邊に放出勢力の最大があり、兩側に減少する。 $\epsilon = 0$ は混合氣塊の存在しない場合の値であるから、之より大きい値を持つ時は混合氣塊が不安定性を持つ事が云へる。此の邊の關係を詳しく知るために $\epsilon = 0.1 \sim 1$ 間を細分して計算すると

	$\epsilon = 0.1$	0.2	0.3	0.4	($\epsilon = 0$)
$n = 2$	12.77	12.06	11.39	11.05	(11.5) m/sec
$n = 3$	10.11	9.00	7.98	6.62	(10.0) "

の如くで、遞減率が $\frac{1}{2} \Gamma$ では混合氣塊の不安定性は $\epsilon = 0.2 \sim 0.3$ の間に限界點があり、 $\frac{1}{3} \Gamma$ では $\epsilon = 0.1$ あたりが境となつてゐる。即ち氣温遞減率の大なる程混合氣塊の容積が相當大きくても不安定性を持ち得るので、氣温遞減率が小さくなるにつれて混合氣塊の容積が小さくならなければ不安定性を示し得ない。換言すれば大氣の成層狀態によつて混合氣塊の大きさは種々の値をとり得る。

茲に特に注意しておきたいのは混合氣塊の不安定性は決して濕潤不安定(一般的には垂直不安定)に因るものでなく、水平不安定の形態であることである。即ち濕潤斷熱遞減率を $\frac{1}{2} \Gamma$ にとつてあるに對し、氣温遞減率は $\frac{1}{2} \Gamma$ 及び $\frac{1}{3} \Gamma$ の場合を計算例として取り扱つてゐるから濕潤不安

(1) 濕潤斷熱遞減率を $\frac{\lambda}{2} \Gamma$ とおき、 λ は常數とする。

(2) 濕潤斷熱遞減率を $\frac{1}{2} \Gamma$ とおく事を意味する。

定勢力は全く存在しない。

以上の計算の結果は次の様に解釋出来る。

第2圖に於いて $\theta_1, \theta_2, \dots$ は夫々等温位線である。假定により 1, 2 氣塊内では等温位線は水平であるが、混合氣塊内では傾斜してゐる（吾々の計算では温度は水平的に不連続であるから温位の走行は斯の様なにならないが）、従つて母氣塊内では空氣粒子が乾燥斷熱的に

第 2 圖

運動する限り水平的にしか運動し得ないが（垂直運動は勢力の消費となる）、混合氣塊内では等温位面が傾斜してゐるから、運動は垂直成分を持ち得る。此の垂直成分は混合氣塊の容積が小さい程等温位面の傾斜が大になる程大きくなる。但し全體の平均の運動勢力値を計算するのであるから混合氣塊の不安定性を含めた全體の勢力値には混合氣塊の或る容積に就いて極大値があり、兩側に減少すべきである。之は乾燥斷熱運動に就いてであるが、濕潤斷熱運動に就いては更に大きい不安定性が期待出来る。

斯くの如く混合氣塊の無い時の水平不安定勢力より混合氣塊の加はつた時の水平不安定勢力が大きくなるのは等温位面の傾斜が起つて垂直運動成分を誘起するからである。

最後に注意しておきたいのは混合氣塊の不安定勢力の大きさである。その大きさは云ふまでもなく、 $\epsilon=0$ の場合の勢力との差で與へられるが、表では氣塊全體（母氣塊と混合氣塊）の平均の單位質量毎の値として表はしてゐるため一見非常に小さい量となつてゐる。但し混合氣塊の存在による不安定勢力が混合氣塊の上昇運動だけに使用されるとせば莫大な値になる。即ち此の時は平均の値を $(2+\epsilon)/\epsilon$ 倍する事になるからである。例へば混合氣塊の平均の不安定勢力が $\epsilon=0.1$ で 1m/sec の時は混合氣塊のみの上昇流速に換算して $1\text{m/sec} \times (2+0.1)/0.1 = 21\text{m/sec}$ と云ふ大きい値になる。

観 測 例

次に混合氣塊の不安定性によつて發達したものと解釋される優勢な雷雲とその附隨現象に就いて述べる。

7 月 20 日の某地點の觀測記事から見た天氣變化を次に掲げる：

8 時 30 分 SSW の山に S かかる。

10 時 00 分 K は SW にあり。風向 N、風速 0.1m/sec ⁽¹⁾、雲形 K、雲量 1（此の時の一般流は南寄り、此の地點の風向が N となつてゐるのは南西方の K の發達に對應する弱い收斂流を示すものと解される）。

12 時 00 分 K は SW より W にかけてあり。氣壓漸降す（K の發達に對應して南方への弱い氣壓傾度が作られる爲と解せられる。氣壓の日變化とは考へられない）。風向 NNE、風速 0.2m/sec

13 時 SW の K 發達して KN となる。T°sw 13 時 05 分（20～30 秒間隔）——。

(1) 正しい數字であるまいが、弱風ながら北風である事は確かである。

- NW にも獨立せる KN あり (此の KN は以下述べる雷の現象には直接の關係無し).
- 13 時 50 分 KN の底部らしき N 狀の雲 SW より來り, 全天を覆ひ, 暗澹たる光景となる.
- 13 時 59 分—● 14 時 07 分—.
- 14 時 00 分 風速 0, 雲形 KN, 雲量 8, 雲向 WSW, 雲速 7.
- 14 時 20 分 SSW の風少しく吹く.
- 14 時 32 分—● 14 時 38 分—● 14 時 43 分.
- 14 時 30 分 氣壓約 1 耗急昇, 下降す (廣向も SSW より SSE に變轉).
- 14 時 38 分 SSW の空は殆ど晴れて SSW に又新しき鐵砧雲出現す.
- 14 時 40 分 ENE へ去りつつある KN の底と思はれる後端に乳房雲出現す. —14 時 55 分消滅.
- 15 時 00 分 風向 SSE, 風速 1.0 m/sec. (以下略)

此の時の氣溫の自記紙の寫しを第 3 圖に示す. 圖より解る様に氣溫の不連續的降下は 13 時 30 分に始まり (此の時刻以前に氣溫の不規則な振動が起つてゐる), 以後緩慢に降下を續けるが, 14 時 37 分に至り急激に降下して (丁度此の時刻に風向の飛躍が起つてゐる. 氣壓の暴は

第 3 圖

此の 7 分前に觀測された). 14 時 50 分に最低溫度に達し (13 時 30 分より此の時刻までの氣溫降下約 7.5°C), 後緩慢に増加して 17 時に普通の狀態に復してゐる. 茲に普通の狀態の氣溫日變化曲線を示してゐないが, 13 時 30 分より 17 時までが雷雲の襲來によつて惹起された擾亂を表はす事は明らかである.

氣溫の自記記象だけから見た印象では以上の氣溫降下は寒冷前線の襲來を示してゐる. 但し 13 時 30 分より 14 時 20 分まで (此の間に積亂雲が觀測所に接近し過ぎ去りかけてゐる) の間には風向の變轉は全く起つてゐない. 雷雲の現象が出現してゐるのは 13 時 30 分より 14 時 38 分まで, 14 時 38 分よりは全く快晴となつてゐるから, 13 時 30 分より 14 時 38 分までの氣溫の緩慢に降下する域 (之を假に混合氣塊の域と名付ける) と 14 時 38 分より 17 時までの氣溫が最低に達して後緩慢に増加する域 (快晴域であり同時に寒氣域である) とを區別して考へるのが合理的である.

此の混合氣塊前線と寒氣前線の移動は他の觀測點を考慮して調べてみると殆ど同じで始め南西から北東に, 後東北東に進み, 移動速度も同じく 4 m/sec 程度である.

14 時の測風氣球觀測によると地上より 1200 m までは南東風 (風速は 3~5 m/sec), 1200 m より 3000 m までは南西風 (風速は 8~10 m/sec 程度) でその上は西南西に轉するらしいが欠測の爲不明である. 但し風速は上にゆく程増大するであらう.

以上の事實より混合氣塊域及び寒氣域の雷雲の發達, 維持に及ぼす意味に就いて次の事が注目さ

れねばならない。

- (1) 雷雲は混合氣塊の域内に限られる。
- (2) 混合氣塊前線及び混合氣塊域内に於いて風向は飛躍しない。(もつとも 14 時 20 分に SSW の風となつてともかく風向の變轉となつてゐるが風力(地上)も弱く、且つ 14 時 30 分に SSE に變轉するから大して問題にするにあたらない)。
- (3) 混合氣塊内の主風は極めて弱い北寄りの風であるが、之は積亂雲への收斂流であり、上層氣流よりも解る様に、此の收斂流と寒氣前線とが衝突を起して優勢な上昇流を誘起する機構は全然考へられない。
- (4) 寒氣前線は所謂突進滑走前線の性質を持ち、風向が飛躍するが、寒氣前線の到達と共に快晴域に入る。此の快晴域は恐らく混合氣塊域内の旺盛な上昇流と結ばれた下降流域を示すものであらう。
- (5) 混合氣塊前線及び寒氣前線の進行方向は 1200 m 以上の上層流の方向と一致するが、速度は上層流の半分以下である。又之等の前線の到達による特別の風力の増強は認められず、寒氣の暖氣内への突進による強制的上昇流の誘起機構は考へ難い。
- (6) 氣溫降下は最大 7.5°C であるが、之は Suckstorff, Normand 等の主張する如く、濕潤斷熱的の下降運動に因る冷却が大部分の原因であらう(冷氣の部分の水蒸氣張力の方が大きい)。従つて第 3 圖に見られる氣溫の水平分布は垂直運動の所産と解される。此の意味からすれば混合氣塊と云ふ名稱は不適當であるが、成因機構の如何を問はずともかく、第 3 圖の如き氣塊の水平分布が存在すれば一種の不安定上昇機構(之を混合氣塊の不安定性と呼ぶ)が存在し得る事は既に理論的に證明した所である。

尙今後の結論に就いての理解の爲地上觀測より推定せる雷雲と冷氣との關係を第 4 圖に示す

第 4 圖をみただけでは、寒冷前線と對流雲の關係に就いて從來云はれて來たものと外見的に大體同じである⁽¹⁾。但し兩者は本質的に異なる。即ち普通の教科書にかゝれてあるのは寒氣塊

第 4 圖

の突進による暖氣の強制上昇であるが、吾々の場合には斯かる現象は全く認められず、對流運動は全く熱力學的的不安定性に因るものと看做さざるを得ない。特に混合氣塊の不安定性を強調する所以は、上昇運動が混合氣塊の域内に限られる事、突進滑走面の強制上昇作用の考へ難い事である。

以上より熱的積亂雲の發達機構を推定してみよう。先づ熱的不安定により上昇流が誘發される。此の上昇流の勢力の大部分は濕潤不安定勢力によつて供給される。上昇流の發達と共に背後に下降

(1) 例へば S. Petterssen: Weather Analysis and Forecasting, p. 293 (第 159 圖)(1910)。

氣流帯を生じ、此の下降流域は濕潤斷熱下降運動によつて冷却し、茲に循環系をなす非對稱形(熱的)氣塊分布を生起する。此の氣温の水平傾度により混合氣塊の不安定性が現はれ、上昇流は最も不安定度大なる混合氣塊域に集積し、背後の下降域は上昇流域の上昇運動の増大と共にはつきりして来る。上昇速度に比して下降速度は一般に小さいから、下降流域の方が大きい。第4圖によると下降流域は上昇流域の約3倍であるから連續の考へからすれば下降速度は上昇速度の $1/3$ 程度であらう⁽¹⁾。此の値は下降速度として若干大き過ぎる様であるが、そう不自然とも思はれない。

第3圖から見られる混合氣塊の存在に對應する溫度曲線は尙典型的なものとは云べない。第5圖に代表的な形をあげよう。

第5圖では溫度の緩慢に下降する混合氣塊域と急激に下降して最低溫度の域に入る所とが極めてはつきり現はれてゐる。

最後に注意しておきたいのは、茲に述べた例は上昇流域と下降流域が劃然たる雲の分布によつてはつきり區別出來た場合で、多くの場合には他の種の擾亂が重複して現象は相當に複雑なのが普通である。

第 5 圖

結 語

烟霧塊の存在する上昇滑走面より屢々強烈な積亂雲が發達する。此の場合下の寒氣塊は必ずしも濕潤不安定成層を示さない。斯の種の上層氣象學的事實(前線面の二重性)を説明するために屢々混合氣塊の不安定性なる機構が提出される⁽²⁾。

本文では一見突進滑走面によると思はれる積亂雲の發達が實は混合氣塊の不安定性によるとして説明した方が合理的な一例をあげた。尙混合氣塊の不安定性なる意味を熱力學的にはつきり確立した。

本文の数値計算は西崎陸子嬢によつてなされたものである。茲に篤く謝意を表する。

(1) 上昇流域の高度の方が高い事と上昇流域内にも下降流の存在する事とが大體相殺しよう。

(2) G. Seifert: Instabile Schichtungen der Atmosphäre und ihre Bedeutung für die Wetterentwicklung im Königsberger Gebiet. Veröff. d. Geophys. Inst. Leip. 6, H. 5, 223—379 (1935).