



天 気

1982年7月
Vol. 29, No. 7

551. 515

日本気象学会創立100周年記念レビュー

中小規模擾乱に関する研究の発展

——その一断面——*

浅井 富雄**

目 次

- | | |
|------------------|--------------|
| 1. はしがき | 5. 対流雲 |
| 2. 熱因論から力学的大気像へ | 5.1. 熱対流 |
| 3. メソ気象学の勃興 | 5.2. 積雲対流 |
| 3.1. メテオログラムと天気図 | 5.3. 巨大積乱雲 |
| 3.2. 高層気象観測 | 6. 局地風 |
| 3.3. 雷雨解析とレーダー | 6.1. 3種類の風 |
| 4. 大気擾乱の分類 | 6.2. 海陸風 |
| 4.1. 現象のスケール | 6.3. 山越え気流 |
| 4.2. 自由擾乱と強制擾乱 | 6.4. 斜面風と山谷風 |
| | 7. あとがき |

1. はしがき

温帯低気圧などのいわゆる大規模擾乱を除く大気中の諸擾乱, とりわけ中小規模擾乱について最近100年間の研究を回顧することが与えられた課題である。しかしな

がら, 大, 中, 小などというスケールについての認識が科学的根拠に基づいて明確になったのは1960年頃であり, その分類によって系統的に研究の進展の歴史を追跡することは大仕事である。今, その余裕はないので, とりあえずここでは, スケールの概念を厳密に適用しないで, 通常中小規模現象と呼ばれているものなかからいくつかの現象を採り上げ, それぞれの研究の発展をその

* An aspect of progress in studies of meso- and micro-scale disturbances in the atmosphere.

** Tomio Asai, 東京大学海洋研究所.

節目に重点を置いて振り返ってみることにしたい。

ともあれ、今世紀に入りとりわけ第二次世界大戦後の30数年間に気象学は大气科学へと大きな発展を遂げた。筆者が気象界に身を投じたのも20数年前であり、目まぐるしい変遷を身近かに体験した。しかし、最近20~30年間における研究の発展については既に本紙「天気」や、「気象研究ノート」などに多くのレビューがあるので、重複を避けてここでは生々しい部分には触れないことにし、それよりも古いやや枯れたところに焦点を合わせてとりまとめることにした。

2. 熱因論から力学的大気像へ

15世紀中葉、大航海時代の幕開けとともに、多くの船乗りたちは太平洋や大西洋で定常的に吹く東寄りの風—貿易風—の存在を知るようになった。赤道をはさんで北側の北東風と南側の南東風が赤道に向かって南北から収束する定常的な風系—貿易風—の存在は当然多くの人達の注目を集めた。フランスの天文学者 Halley (1686) は、太陽による加熱の最も強い赤道域で暖められた空気は上昇し、それを補償すべく赤道域へ向かう地上風が生ずるという対流説を唱えた。そして、更に加熱される場所が太陽と共に東から西へ移動するため東風成分が生ずるとした。Halley の対流説がその後どのような変遷を経て今日の大気大循環像が築き上げられるに至ったかは本稿の課題ではないが、ここで指摘しておきたい興味深いことは、Halley の考え方は約300年後の今日、いわゆる moving flame experiment にその再現を見ることがある。すなわち、円筒を用いた回転流体実験において、流体を満たした円筒(同心円筒)の外縁底面を加熱し、その熱源(flame)を縁に沿って回転させると、内部の流体は正味の角運動量を獲得し、熱源の回転と逆向きに回転することが示された。最近、これを惑星大気の高速帯状流形成の説明に用いようとする試みもある。

今日、その発生が傾圧不安定に起因するものとしてよく知られている温帯低気圧についても100年以前には世界各国とも(英国の Buchan, フランスの Peslin, ドイツの Reye, ノルウェーの Mohn, 米国の Espy 等)、低気圧の形成は暖気の上昇と水蒸気の凝結などの熱力学過程に依存するという対流説あるいは熱成因説が有力であった。すなわち、断熱冷却する湿潤空気の対流運動に伴い、水蒸気の凝結時に解放される潜熱が低気圧の駆動力であり、低気圧の中心での気圧の低下は暖湿気の上昇流中での水蒸気の凝結に伴う潜熱解放による加熱に帰せ

られた。この仮説の欠陥が指摘されたのは19世紀末のことである。ようやくその頃、低気圧の運動エネルギーの第一義的源泉を潜熱解放による局地的加熱に求める熱因論に対して、暖気と寒気の移流へ目が向けられることになるのである。

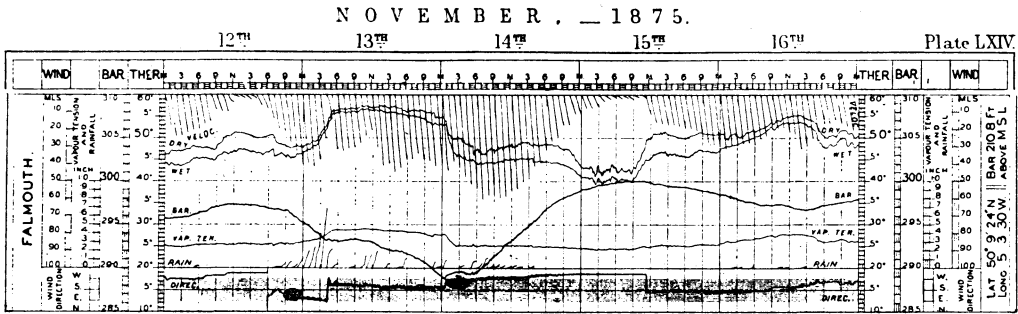
Margules (1903) は初めて、寒気と暖気が不安定に分布する簡単なモデルに基づいて、暖気の上昇と寒気の下降を伴う安定な状態への気団の断熱的再分布はその全体の系の重心を下げ、位置エネルギーの運動エネルギーへの転換をもたらす得るであろうことを示した。しかしその転換過程については述べられなかった。一方、Helmholtz (1888) は中緯度帯で低緯度からの暖気と高緯度からの寒気との間に「不連続面」が形成され、この不連続面は力学的に不安定であることを示した。不連続面とその力学的性質に関する理論的研究は Helmholtz や Margules らによって展開されたが、当時はまだそれを裏付ける観測に欠けていた。今世紀初頭、Bjerknes 父子ら北欧の気象学者(後にベルゲン学派あるいはノルウェー学派とも呼ばれる)は当時としては比較的密なヨーロッパの地上観測網の資料を駆使して、北側の寒冷な寒帯気団(Polar air mass)と南側の温暖な熱帯気団(Tropical air mass)の境界面としての寒帯前線面(polar frontal surface)の構造を解析し、さらにその不連続面の不安定に伴って形成する低気圧の一生を詳細に記述してモデル化した。これが有名な寒帯前線波動論である。

このように、大循環論、低気圧論ともに熱対流に発し、それを克服することによって近代理論が築きあげられた。一方、対流そのものについての本格的研究が開始されたのは今世紀に入ってからである。

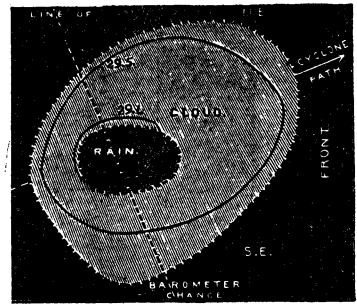
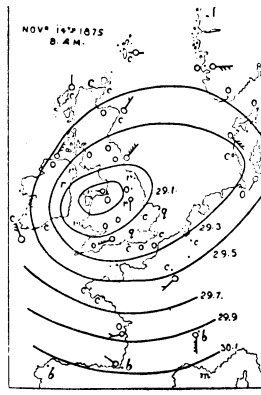
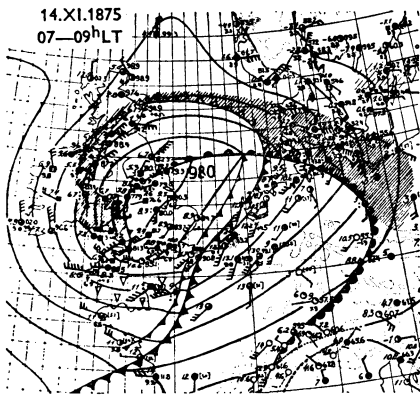
3. メソ気象学の勃興

3.1. メテオログラムと天気図

前章で本稿の対象外である温帯低気圧に触れた理由の1つは、低気圧研究の発展史に重要な位置を占めた総観天気図解析のなかに、あまり日のめを見ずに埋没した、しかし、今日のメソ気象解析の発展の源流ともいえる貴重な仕事が含まれていたからでもある。その1つは、メテオログラム(meteorogram)として知られている。1860年代イングランドとスコットランドには自記気象計(meteorograph)をもつ気象観測所が7カ所あり、それぞれ、気圧、乾球・湿球温度、風向、風速、水張、降水量の7気象要素を同一の記録紙上に自記した。その記録、すなわちメテオログラムの一例が第1図である。そ



第1図 1875年11月12日から16日まで5日間の Falmouth におけるメテオログラムの一例。低気圧通過時のものである (Bergeron, 1959).



(a)

(b)

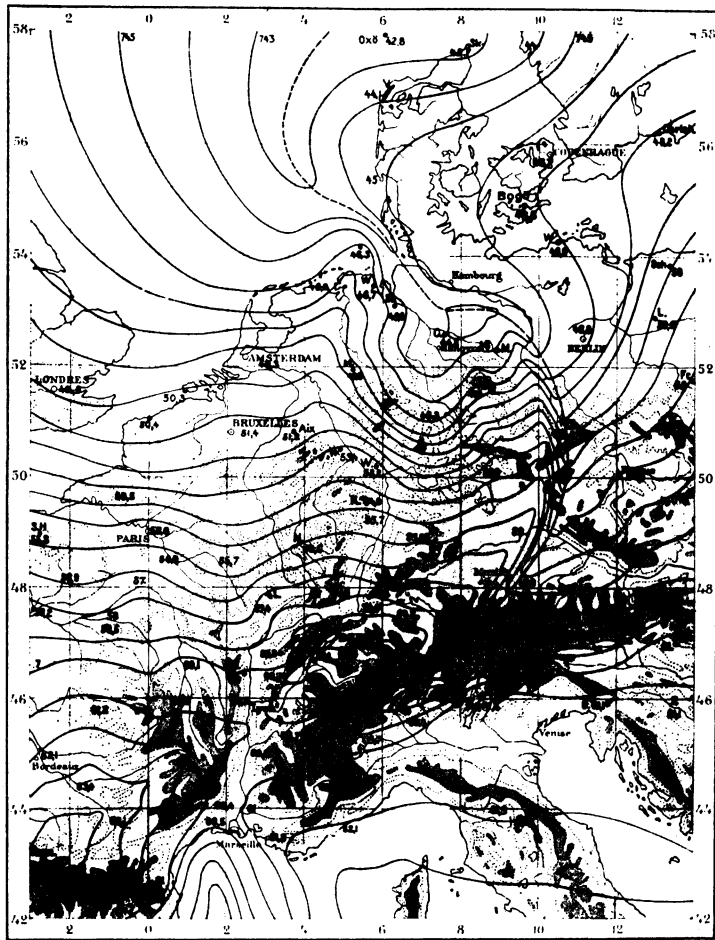
(c)

第2図 1875年11月14日7～9時北西ヨーロッパにおける天気図。(a) Bergeron の解析 (1935), (b) Abercromby の解析 (1878), (c) (b) をモデル化したもの。

これは1875年11月12～16日、低気圧通過時の Falmouth における5日間の記録を示し、今日の自記記録に比して遜色のない鮮明なものである。英国の Golton はこれらの記録をロンドン気象局から1869～1880年の12年間 Quarterly Weather Report として出版した。その第1巻(1869)の序文で彼は「このような連続的な自記紙記録の利点は断続的な数表では失われるかもしれない現象の完全な全体像を表わすことにある。これらの全体像を数表で再現することの煩雑さを考えると、この新しい形式の出版の意義は十分あるであろう。」と述べている。その有用性を感じながらもまだその利用法についての具体的アイデアに欠けていたこと、また、たぶん資金面・人員面でも維持困難となったため、その価値が生かされることなく10年余りで出版が打ち切られた。

Abercromby (1887) は、彼の著書 “Weather” のなか

で「毎時、しかも5～10マイル間隔の観測点の資料で天気図がつくられれば、それ以上の知識をメテオログラムからひき出すことはできないであろう。しかし、そのような観測網を展開することは不可能であろうから、疎な地点での断続的な観測がある場所での連続的な観測と対照しながら精査することは非常に有意義である。例えば、低気圧の trough (たぶん寒冷前線のことであろう) は僅か1～2マイルの幅をもつ一本の“線”になっており、天気図のみからその気圧変化の意義を理解することは困難であろう。」としている。それにもかかわらず、Abercromby とその弟子達はメテオログラムや時間断面解析を用いなかったようで、等圧線分布の幾何学的形状を重視し、それを総観気象学に導入した。すなわち、低気圧型、副低気圧型、V字状低気圧型、高気圧型、尾根型、鞍型、直線型の7つの代表的パターンに分類し、それに



第3図 Durand-Gréville (1894) が解析した 1890 年 8 月 27 日 9 時の天気図。squall line に沿う等圧線の特徴は気圧自記記録紙上の気圧の緩慢な下降と急激な上昇を反映している。数値は気圧 (mmHg) を示す。

付随する天気分布を対応づけている。

その約 50 年後に Bergeron (1935) は当時の、従って Abercromby 等も用いることができたであろう 1875 年 11 月 14 日 7～9 時の北西ヨーロッパ上の低気圧を、1878 年以前に発表されている第 1 図に示されたメテオログラムを含む観測資料の全てを用いて解析し、Abercromby (1878) の天気図と比較した。第 2 図に示されているように、楕円型の等圧線と若干の観測点が記入されている Abercromby の低気圧はその隣に示されている英国の密な観測網とメテオログラムから得られる雲や降水データによって与えられた実況と合致していない。低気圧の

前・後部を分かつ“squall-line”は寒冷前線か閉塞前線に対応しているかもしれないが、いずれにせよ、前線 (front) の概念は欠如していた。今日、われわれが寒冷前線と呼んでいる現象あるいはモデルについて Ley (1878)、Köppen (1879) らは既に気付いていたようであるが、温暖前線と共に寒冷前線が低気圧系の不可欠な部分として認識されるのは今世紀に入ってからであり、ベルゲン学派による研究成果を待たねばならなかった。

第一次世界大戦を経てヨーロッパを中心にかなり密な地上観測網が展開された。天気図解析においては、(1) 天気図には地形をできるだけ明瞭に記入する。そうする

ことにより、風や降水に及ぼす地形効果についての種々の新しい知見をつぎつぎと加えることができた。(2)すべての観測点のすべての気象要素を同一の天気図上に記入する。(3) 流線によって風の様子を表現する。この流線パターンは準定常であれば空気の軌跡の近似となりラグランジュの考察にも役立つ(流線図は1919年以降等圧線が再導入されたため、ルーチンには熱帯を除き描かれなくなった)。これら地上観測の丹念な総観解析を集積して、1918年 J. Bjerknes は低気圧の構造について革命的な見解を発表した。“On the structure of moving cyclones”がそれであり、後に brilliant eight-pages paper と呼ばれている有名な論文である。ここでは steering-line (今日の温暖前線) と squall-line (今日の寒冷前線) は低気圧の不可欠な構成要素として重要な位置を占めている。a line of active thunderstorms として初めて squall-line* を定義したフランスの気象学者 Durand-Gréville (1892) はできるだけ精密な天気図を描くことを試みた(第3図)。その際、気圧の日記記録から得られる時間断面を用いて気圧場の詳細を求める過程で squall-line の概念を導出するに至った。これら前線やスコールラインなどの解析がその後のメソ気象解析の発展につながって行く。

日々の天気図が描かれ始めて約60年後、前線と温帯低気圧の構造の解明に輝かしい成果を取ることができた。この成功に基づいて、ベルゲン学派は1919年以後、英・仏その他各国の協力を得て、雲、視程、降水などについてははるかに豊富な資料を提供するより良い international reporting system を確立した。

3.2. 高層気象観測

19世紀末、Hildebrandson (1889), Teisserenc de Bort (1891) らは雲の観測から上層の風系を推定し、Ferrel (1856, 1859) や Thomson (1857) の描いた大気大循環像の矛盾を指摘した。一方、Hann (1899), Bjerknes と Solberg (1921) らは山岳観測所の資料を利用して高・低気圧や前線の立体構造を解析した。とりわけ Bjerknes

らのベルゲン学派は当時、極めて乏しい上層の気象観測を有効に利用して、地上での雲や降水などの観測から上層の風、気温、湿度などの分布を推定しようとした。これらの研究に刺激され、高層気象観測への要望がますます高まった。

(1) 雲の動きから上層風の推定

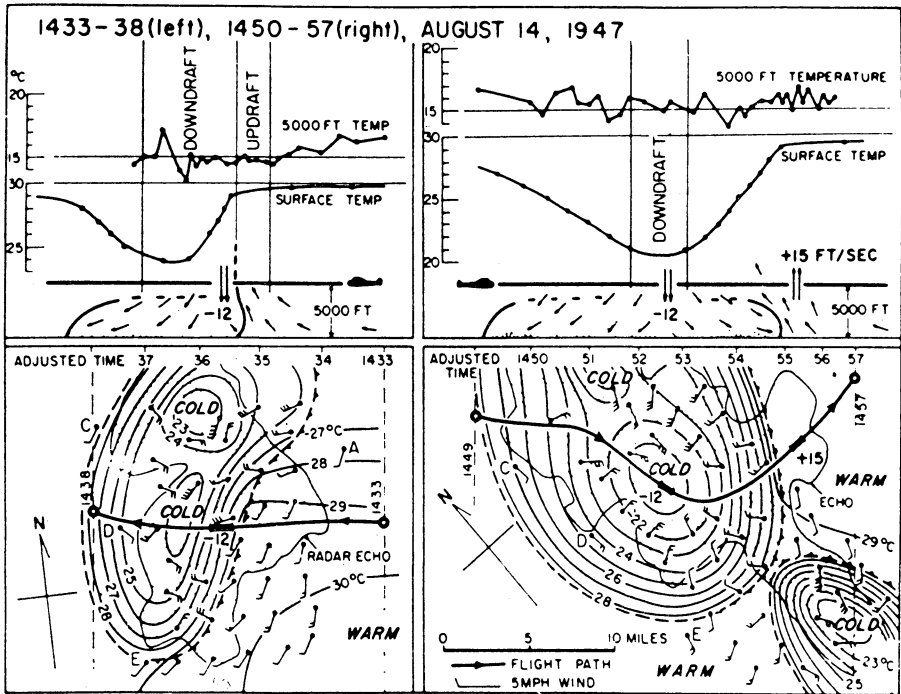
1894年ウプサラで開催された国際気象会議 (International Meteorological Congress, 略称 IMC, WMO の前身) は、それまで用いられていた Howard (1803) の7種の雲形(基本3種に4変種を加えたもので、上層雲は巻雲、巻積雲、巻層雲、下層雲は層雲、積雲、積層雲、乱雲)は粗過ぎるとし、Abercromby, Hildebrandson, Teisserenc de Bort らの多年の研究成果をとり入れて修正した10種雲級を採択した。これが今日用いられているもので、翌1895年日本でもこの雲級(但し、積層雲を層積雲と改称)を採用している。その直後、1896/97に実施された International Cloud Year の資料に基づいて Bigelow (1904) はいくつかの高度の雲の移動パターンから上層風を推定し、更にそれから気圧場を導出した。今日、われわれは気象レーダーや気象衛星により得られる雲の映像の追跡により、ある高度の風の様子を求めている。つまり、雲の観測技術やデータ処理法は近代化されたが、その基本的考え方は今も昔も変わっていない。また、奇しくも100年後の今日、その目的は異なるけれども International Satellite Cloud Climatology Project (国際衛星雲気候計画) が、気候変動研究計画の一環として立案されつつある。

(2) 山岳気象観測

1788年、フランスの H.B. de Saussure 父子はモンブラン近く高度3360mの Col due Gréant で2時間毎の気象観測を行ない、高度1050mのシャモニと高度375mのジュネーブで同時に行なった観測と比較し、気温減率とその日変化を調べた。彼等の成果は、それから100年後に Hann が得た結果とほぼ同じであり、従って「最初の山岳気象学者」とも呼び得る業績であった。

19世紀中葉になると、世界各地で、天体観測と併行して高山での気象観測が組織的に実施されるようになった。カナリー島の Peak of Tenerife, 米国の Mt. Washington などはその例である。1879年ローマで開かれた第2回国際気象会議は、Hann らの示唆により、高層気象観測促進のため欧米諸国に高山での気象観測の実施を勧告した。勧告に従って、アルプス最高峰 Mont Blanc や米国の Pikes Peak などそれぞれ1893年、1892年から観測が

* Glossary of Meteorology (Huscke, 1970) によると、non-frontal line or narrow band of thunderstorms と定義されている。thunderstorm は一般に、電光、雷鳴、強い雨(しばしば雹を含む)、強い風を伴う積乱雲またはいくつかの積乱雲の集合体を意味し、severe convective storm あるいは severe local storm (local という語は cyclone と区別するため、Winston 1956) と同義語として用いられることが多い。



第4図 1947年8月14日 thunderstorm の解析例。下段には2つの異なる時刻における地上メソ天気図を示す。実線は等温線(°C), 破線は寒気周縁のシア線, 1本の矢羽は5 mph. 上段には下段の太い実線に沿う地上と高さ5000ftでの気温の分布を示す(Fujita, 1955).

開始された。日本では富士山での観測が1889年から毎夏に、またその他のいくつかの山岳でも観測が開始された。富士山では1932年第2回極年観測(Polar Year)を契機として以降通年観測、1965年からはレーダー観測も加わり非常に充実された。

ところが、世界各国では、当初の山岳観測への熱意にもかかわらず、通信線の維持の困難という技術面、資金難という財政面の他に、これらの観測資料が天気図解析に有効に利用されなかったことなどのために山岳観測維持の関心が減じていった。そして、20世紀に入るまでに次々と山岳観測所は閉鎖の道をたどることになる。しかしながら、これらの試みは一方では山岳の近傍の天気と及ぼす影響、山岳気象、局地気象の研究を促し、他方では風や気球などによる上層気象観測に一層拍車をかけることになった。

気球と無線技術を応用したラジオゾンデを結合した探測技術の開発が進み、1930年代にはラジオゾンデ観測が普及した。その結果、高層天気図も描かれるようになり、大気立体構造は徐々に鮮明の度を加えることにな

る。その過程で、成層圏の発見(Teisserenc de Bort, 1902)、惑星波(Rossby, 1932)、ジェット気流の発見など特筆すべき成果が挙げられたのである。

3.3. 雷雨解析とレーダー

Ligda (1951) は第2次世界大戦以来急速に発達したレーダー観測技術の降水現象の解明に果たす重要性を指摘し、その技術は一点で観測され得る micro-scale と総観天気図上で見出され得る synoptic-scale あるいは macro-scale との中間の規模における大気構造や変動についての情報を提供するであろうとし、このサイズの現象を中規模気象(meso-meteorological phenomena)と呼んだ。

レーダーや飛行機による観測の他に、Fujita (1955) は気圧、気温、湿度、降水量の自記記録を用い、その時間変化を空間分布に変換して、通常の総観天気図では表現できない、雷雨(thunderstrom system)の性状—中規模気象系の構造—を描き出した。第4図はその一例である。Fujita, Newton らの一連の解析的研究によって、それ以前の断片的研究が体系化され、現象の実体に迫る

SCALE DEFINITION				時間スケール	月 (1/β _R)	日 (1/f)	時 (1/√(g/dθ/dz))	分 (1/√(g/dθ/dz))	秒	
MACRO-SCALE	MACRO-SCALE	MACRO-SCALE	MACRO-SCALE	10,000 km	停滞波	超長波	潮汐波			MACRO-SCALE
				2,000 km		温帯性高・低気圧				MACRO β SCALE
INTERMEDIATE SCALE				200 km		前線				MESO-SCALE
				20 km		台風				MESO β SCALE
	MESO-SCALE		MESO-SCALE	2 km		夜間下層ジェット スコールライン 積性波 積性クラスト 山谷風、海流環 ヒートアイランド				MESO γ SCALE
MESO-SCALE				200 m			雷雨嵐 内部重力波 晴天乱流 積乱雲			MESO γ SCALE
				20 m			竜巻 積雲 重力波			MICRO-SCALE
MICRO-SCALE	MICRO-SCALE		MICRO-SCALE	20 m			雷旋回 熱気泡 ウェイク			MICRO β SCALE
								プルーム サーマル 境界層の乱れ		MICRO γ SCALE
JAPANESE NOMENCLATURE	EUROPEAN NOMENCLATURE	G.A.T.E.	U.S.A. NOMENCLATURE	C.A.S.	CLIMATOLOGICAL SCALE	SYNOPTIC AND PLANETARY SCALE	MESO SCALE	MICRO-SCALE		PROPOSED DEFINITION

第5図 スケールの定義と種々の時間・空間スケールをもったいくつかの大気現象の例 (Orlanski, 1975).

突破口が開かれたのである。

4. 大気擾乱の分類

4.1. 現象のスケール

メソ気象学は低気圧の内部構造の詳細な解析から始まり、1950年代にその存在が認知されたと見るべきであろう。しかしながら、その後も、meso-scale の定義はその語を用いる人によって差異がある。Tepper (1959) は macro-, meso-, micro- に3分割したが、研究が進むにつれてそれは粗過ぎておさまりがよくなってきた。

第5図は米国における最近の中規模気象研究計画 SESAME (Severe Environmental Storms and Mesoscale Experiment の略) の立案会議で Orlanski (1975) が整理して示したものである。多くの人々によってなされてきたように縦軸に現象の水平スケール、横軸に時間スケールをとり、個々の現象例をそれぞれ図中の対応する場所にあてはめると、いくつかのグループに分けることがで

きる。大気中の運動のスケールリングにおいては、長さの基本的なスケールとして用いられるのは地球の半径 a 、大気の「層厚」に相当するスケールハイト h 、であり、時間のそれとしては地球の自転周期 $\sim 1/\Omega$ (Ω は自転の角速度) あるいは地球上で慣性振動周期 $\sim 1/f$ (f はコリオリパラメータ)、密度成層をした流体層中での重力振動に伴う Brunt-Vaisälä 周期 $\sim 1/\sqrt{g \cdot \frac{d\theta}{dz}}$ (θ は温位、 g は重力の加速度、 z は鉛直上向き座標) がしばしば用いられる。これらの組み合わせによって他のいろいろなスケールを導入することができ、ロスビーの変形半径 $l_R = \frac{h}{f} \sqrt{\frac{g}{\theta} \cdot \frac{d\theta}{dz}}$ とロスビーパラメータ β (コリオリパラメータの緯度変化率) を用いて得られる時間スケール $1/(\beta l_R)$ がその1例である。

第5図右上欄の時間スケールを見ると、1カ月～1日のスケールは $1/(\beta l_R)$ 、1日～1時間は $1/f$ 、1時間～1分に対しては $1/\sqrt{\frac{g}{\theta} \cdot \frac{d\theta}{dz}}$ でそれぞれ代表され、も

っと短い時間スケールについては、 $1/\sqrt{\frac{g}{h}}$ や l/u (l, u はそれぞれ擾乱の空間スケール、代表的な風速であり、移流時間と呼ばれる) などが適当な時間スケールとなる。その最下欄には1日程度以上の時間スケールをもった planetary スケール(地球規模)、synoptic スケール(総観規模といわれ、通常の日々の天気図で表現されるもので移動性高・低気圧がその好例)と呼ばれる大規模、数時間スケールの中規模、1時間以下の短い小規模という大別が示されている。

縦軸を見ると、水平スケールが地球規模に対応する $\sim 10^4$ km から下へ次第に小さくなり、最下段の ~ 1 m までとっており、それに対応させて大規模、中規模、小規模の分類がいく通りか示されている。米国では、2,000km 以上のものを大規模、2,000 \sim 2 km を中規模、2 km 以下を小規模と分類しており、各国ともほぼそれに近い。日本* では、中規模と大規模との間に intermediate scale (中間規模と呼んでいる)を設けて両者と区別している。梅雨前線帯上にしばしば発現する低気圧、冬から春にかけて東シナ海上で観測される低気圧など、一部の低気圧は100 km オーダの中規模よりはるかに大きいのが通常の温帯低気圧に比してかなり水平スケールが小さいこと、またその形成機構も温帯低気圧に比していまだ不明な点が多いことなどのため、一応区別しておいた方がよいという判断で設けられたものである。macro, meso, micro はそれぞれ large, intermediate, small に相当するギリシア語であるから、この命名法は感心しない。中間規模という名称はいわば苦し紛れの産物であって必ずしも適切な用語とはいえない。しかし、もともとこのような分類で、広範かつ多様なすべての大気現象を適切に律しきれものではない。単純に空間スケールと時間スケールを用いて分類するよりも、むしろ力学的相似性に着目した方がよいかも知れない。物理的には共通点の多い現象でも時間・空間スケールが異なるものもたくさんある。また、ある波動に固有の周期と、それが平均流で移動することによるドップラーシフト周期とが接近すると、その波動が平均流の向きに伝播するか否かで観測される時間スケールは非常に異なる。しかもそれは中規模波動にしばしば見られる現象である。時間・空間スケールで大

気における諸々の擾乱を分類整理することはごく大ざっぱなとらえ方であるが、第5図の現象例は左上から右下へほぼ直線上に配列している。つまり、空間スケールの大きい現象はその時間スケールは長く、空間スケールが小さくなると時間スケールも短くなることを意味し、非常に有意義である。

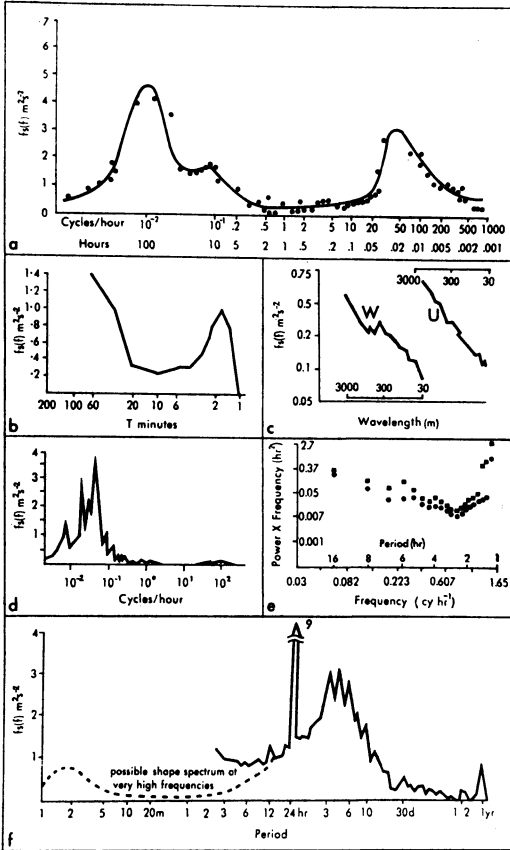
4.2. 自由擾乱と強制擾乱

前にも述べたように、同様の時間・空間スケールをもつ現象は必ずしも同じ力学的性質をもつとは限らない。擾乱を生成する原因として、まず外部因子と内部因子に大別して考えてみよう。外部因子としては地形、海陸分布などの外力の直接作用をあげることができる。一方、内部因子としては種々の流体力学的不安定性が考えられる。このように、大気は絶えず外因や内因によって不均衡を生じ、同時にその不均衡を解消して新たな平衡状態へ再調整する。その過程で大気中に種々の形態の擾乱が発現する。そこで、外因により調整を強制されるという意味で前者を強制擾乱、内因によりみずから調整を行なうという意味で後者を自由擾乱ということができる。

したがって、擾乱を理解しようとするとき、(1)その擾乱が発生・発達するのに必要なエネルギー源(source)と、そのエネルギーの擾乱の運動エネルギーへの転換過程、(2)擾乱の構造(structure)、およびこれまでに述べてきた(3)擾乱の空間的・時間的スケール(scale)を調べるのが重要なポイントとなる。もっとも、擾乱の構造は熱や運動量などの輸送を、したがってまたエネルギーの変換を制御し、それらの輸送量の相対的大きさは擾乱のスケールや構造に関与する。つまり、これら3つの事柄はおたがいに独立ではなく密接に関連しながら擾乱の物理的性質を決定しているから、全く別々に論ずることは適当でない。

大気の運動エネルギーの源は、さかのぼればすべて太陽からの放射による熱エネルギーということになる。しかし、太陽放射による加熱は一様ではなく、加熱率は緯度が低いほど大きく、また海と陸とでも異なる。その他諸々の過程を経て大気に温度分布が形成され、結局、太陽から獲得した熱エネルギーのごく一部が運動エネルギーに変換し得る有効な位置エネルギーとして蓄積されることになる。このようにして蓄積された有効位置エネルギーが解放される際、2つの代表的な運動様式が発現する。1つは鉛直温度勾配に伴う有効位置エネルギーが解放される場合で、発現する擾乱は水平スケールが鉛直のそれとほぼ同じオーダの大きさをもつ「熱対流」であり、

* 我が国の GARP 計画を立案する際、用語による混乱を避けるため、便宜的に採用した「中間規模」を“medium-scale”と呼んだ。GARP Publication Series No. 13 “The Air-Mass Transformation Experiment” (1973) を参照。



第6図 各種観測資料に基づく風速のスペクトル解析例。

- (a) ブロックヘブン, 高さ約 100 m (Van der Hoven, 1957).
- (b) ミネソタ, 高さ約 9 km (Mantis, 1963).
- (c) オーストラリア, 高さ 9~11 km (Reiter と Burns, 1965).
- (d) オレゴン, 地上 (Frye 他, 1972).
- (e) ネバダ, 高さ約 450 m (Cornett と Brundidge, 1970).
- (f) メイン, 地上 (Oort と Taylor, 1969).

その際熱を上方へ輸送することにより「静力学的不安定」を解消して位置エネルギーの一部を擾乱の運動エネルギーに変換する。その擾乱はスケールから見ればおもに小規模擾乱に分類されるべきものであろう。もう一つは、水平温度勾配に伴う有効位置エネルギーが解放される場合で、発現する擾乱の典型例は移動性高・低気圧と呼ばれるもので、水平スケールが数 1000 km に達する準水平運動で、熱を上方のみならず水平方向にも輸送することにより、「傾圧不安定」を解消して位置エネルギーの一

部を擾乱の運動エネルギーに変換する。これは大規模擾乱の例である。つまり、一口に位置エネルギーが擾乱のエネルギー源であるといっても、位置エネルギーの蓄積形態とその解放機構によって発現する擾乱のスケールや、その他の性状もずいぶん異なる。

一般風が一様でない場合、すなわち、シアのある風系のもつ運動エネルギーの一部が擾乱を発達させるに必要な運動エネルギーに変換される場合もある。たとえば、直線状の流れがそれに直角方向の速度分布に変曲点があるとき、一種の流体力学的不安定が起こり得ることはよく知られている。シアの集中域とみなすことができる前線は当然シアに起因した不安定が期待される。もっとも寒帯前線波動とそれに伴う高・低気圧は、最初 Helmholtz (1888), その後 Bjerknes, Solberg (1921) らが考えたような単なるシア不安定の所産ではなく、その後の研究の発展経過は、気象学史を彩るエピソードに満ちている。

静力学的に安定な成層をした水平な流れが鉛直方向にシアのある場合、重力の安定化作用の影響を受けたシア不安定が見出される。波状雲 (billow cloud) はこの Kelvin-Helmholtz 不安定の一例とされており、水平スケールは数 km 以下で小規模擾乱のカテゴリーに入る。角運動量が中心から外に向かって減少する回転流体では「慣性不安定」の起ることもよく知られている。いずれにしても、これらは流れ (一般流) の運動エネルギーが擾乱の運動エネルギーに転換される例であり、エネルギー源が運動エネルギーであるという意味で、広義の「慣性不安定」と名付けられ、前に述べた位置エネルギーをエネルギー源とする「重力不安定」と区別することができる。

中規模擾乱には物理的性質の異なる現象がたくさんあって、その発生原因を1つにしぼることはできない。海陸風などの強制擾乱はそのメカニズムが割合よくわかっているが、水平規模が ~100 km の自由擾乱に関しては、その機構がわからず、そのことがひいては中規模擾乱の曖昧さの大きな原因の1つとなっている。

世界各地での風の観測資料を用いて得られたスペクトル解析結果の代表例を第6図に示す。図からわかるように、エネルギースペクトルには、中規模擾乱の存在を統計的に示すピークは見られない。また、大規模擾乱や小規模擾乱に比して、その卓越スケールとしての物理的根拠も明らかでない。とすると、個々の現象として中規模のものがあっても、それはいわゆる大規模あるいは小規

模擾乱のある過渡的なものか並みはずれのものに過ぎず、基本的にはそれらのいずれかに属するのではないかという疑問もでる。しかし、中規模の自由擾乱はいつでもどこでも発現するものではなく、ある限定された特定の状況でのみ発現し得るとすれば、これまでの時間スペクトル解析ではそのスペクトルにピークをつくりがたいであろう。何といっても実態の把握が大切で、そのためには観測資料に基づく case study を積み重ねていく以外に良い方法はない。これまでの気象に関する研究の多くは、日々の天気予報のため数 1000 km の空間スケール、数日程度の時間スケールをもつ大規模擾乱と、われわれが日常生活している地表面近くの小規模擾乱に向けられてきた。通常のルーチン観測も主としてそのために実施されており、中規模擾乱の解明には不適當である。やはり、目的に沿って計画された観測が必要となる。実施にはたいへん困難を伴うが、その努力はなされてきたし、現在もなされつつある。そのような観測を計画するためにも、また観測結果の解析のためにも、そのガイドラインを与える理論的研究が同時に不可欠となる。

5. 対流雲

5.1. 熱対流

大気は平均すると低緯度帯で加熱され高緯度帯で冷却され、同時に下から加熱され上で冷却される。従って、高低緯度間に水平気温勾配、上下方向に鉛直気温勾配が生ずる。現実の大気中ではこれら両者は1つに組み合わされているが、4.2. 節でも述べたようにある臨界状態を越えるとその平衡状態は崩れて種々の擾乱が発現し、熱を低緯度地方から高緯度地方へ、下から上へ輸送する。これら擾乱を次の2つの型の運動に大別できる。1つは南北熱輸送の卓越する水平規模の大きないわゆる高低気圧擾乱であり、他は鉛直熱輸送の卓越する小規模な対流である。気象学では通常、後者の小規模な対流を単に対流または熱対流と呼んでいる。対流は地球大気の熱収支、ひいては大気大循環にとって不可欠な一部を構成していると同時に、局地的な降水を伴う激しい気象現象はまた対流を主要な核として成り立っている。

対流(熱対流)は静力学的に不安定な流体中においてその不安定を解消すべく発現する運動である。大気は常に水蒸気を含み、それが容易に相変化を起こす熱的に極めて活性な流体であり、このように湿った大気中では条

件付不安定な成層状態のもとでも雲の発現(水蒸気の凝結・昇華)を伴う対流が起こり得る。このような対流を積雲対流と呼んでいる。水蒸気の相変化を伴わない対流は絶対不安定の成層状態のもとでのみ起こり得る。従って、後者の「乾いた」対流を絶対不安定層中の対流、前者の「湿った」対流、すなわち積雲対流を条件付不安定な対流として特徴づけることができる。

対流は伝導・放射とともに熱の輸送形式の1つであるが、伝導・放射と異なり流体の運動を通して熱を輸送する。従って、対流は単に熱のみでなく同時に運動量や流体中の物質なども輸送する。この運動を“convection”と名付けたのは Prout (1834) である。彼は「熱を輸送するこのモードを示す単一の言葉がないので、convection (convectio: 運搬あるいは収束) という用語を提案したい。これは主要な事実を表すのみならず、2つの他の用語、conduction と radiation と大変よく調和する。」と述べている。19世紀中葉には不安定に成層した流体の不安定性に注目され始め (Espy 他)、対流平衡という概念も導入された (Kelvin, 1861)。また、今日理解されているような流体中の熱対流現象を発見したのは Rumford (1870)* であるといわれている。

(1) ベナール型対流

対流の実験を系統的・定量的に行い、その後の研究に貢献したのは Benard (1900, 1901) である。厚さ約 1 mm の静止した鯨油層の下面を一様に加熱したとき、ある臨界状態に達すると六角形状の対流セルが発現した。不幸にして彼はその実験結果が表面張力によって非常に大きな影響を受けたことに気付かなかつた。Low と Brunt (1925) は Benard の実験での温度勾配が後述の臨界レイリー数から期待されるものよりはるかに小さいことを指摘し、後に、Benard (1927, 1928) もその不一致を認めた。Benard の示した六角形の対流細胞は、流体層が十分浅くその上面が空気と接しているときに見出され、Pearson (1958)、Nield (1964) らの研究に基づき今日では流体の浮力によるよりも表面張力によって形成されたものと推定されている。それにしても、対流の研究における Benard の功績は損なわれず、Brunt (1939) は静止した不安定流体中に発現する対流細胞を“Benard cell”と名付けた。

Rayleigh (1916) は Benard の実験結果の物理的考察を企てた。すなわち、対流を流体中に起きる不安定現象と考え、微小振幅擾乱の摂動理論に基づいてベナール細胞状対流の発生基準を導出した。無次元量 $Ra \equiv g_{\alpha} \beta d^4 /$

* 「何故アップルパイよりスープの方が早く冷えるのか」その理由を見出すために対流実験を樹脂を用いて試みたそうである。

($\kappa\nu$) が臨界値 R_{ac} を越えると不安定が発現する、つまり対流が発生するというを示した。ここで、 R_{ac} はレイリー数と呼ばれ、 g は重力の加速度、 d は流体層の厚さ、 β は温度勾配、 α 、 κ 、 ν はそれぞれ流体の体膨張係数、温度伝導度、運動学的粘性係数である。Rayleigh は R_{ac} の最小値に対応するモードの対流細胞が発現するとして、そのときの R_{ac} と対流細胞の規模を導出した。その結果、 $R_{ac}=657.7$ および $l/d=2\sqrt{2}$ (l は対流細胞の水平波長)を得ている。彼の用いた境界条件は完全に滑らかな導体の固定面に対するものであった。その後、多くの人々によって種々の境界条件の場合に Rayleigh の理論が拡張された。たとえば、Jeffreys (1926, 1928) は上下両面が粗な導体の境界の場合に $R_{ca}=1708$ 、および $l/d=2.0$ の結果を得たが、これは Silveston の実験結果 $R_{ac}=1700\pm 51$ 、Schmidt と Milverton (1935) の実験結果 $R_{ca}=1770\pm 140$ などと極めてよい一致を示している。

作業流体として気体を用いた対流の室内実験では、通常開細胞型（セルの中心部で下降流、周辺で上昇流）、液体を用いた場合には閉細胞型（セルの中心部で上昇流、周辺で下降流）となることが知られており、その原因は分子粘性係数の大きさの温度に伴う変化の仕方が気体と液体とで異なること—一般に気体の分子粘性は温度の上昇と共に増大するが、液体のそれは逆に減少する—に求められた (Graham, 1933)。Tippelskirch (1956) は熔融状態の硫黄を用いて対流実験を行い、Graham の考えを明確に支持する結果を得た。Stommel (1947) はこの現象を粘性による摩擦消散が最少になるように対流循環の向きが決まるという直観的な仮説を用いて説明しようとした。すなわち、気体の場合、対流細胞のより冷たい部分—相対的に粘性の小さい部分—がより大きな水平速度を持ち、暖かい下の境界に沿って中心から遠ざかりつつ暖まりその速度を減少する。そのような中心部で下降、まわりで上昇を伴う開細胞型の向きの循環となる。液体の場合、最も冷たい部分—粘性の大きい部分—はまわりで下降し、そこでは水平速度はより小さく、下の境界に沿って中心部へ流入すると共に加熱され、加速し、その下面境界で粘性摩擦が最少になるような循環型、従って閉細胞型の循環となる。Palm (1960) らは理論的に温度上昇に伴う粘性の増加または減少に対応してそれぞれ細胞の中心部で下降または上昇運動が現れることを示した。

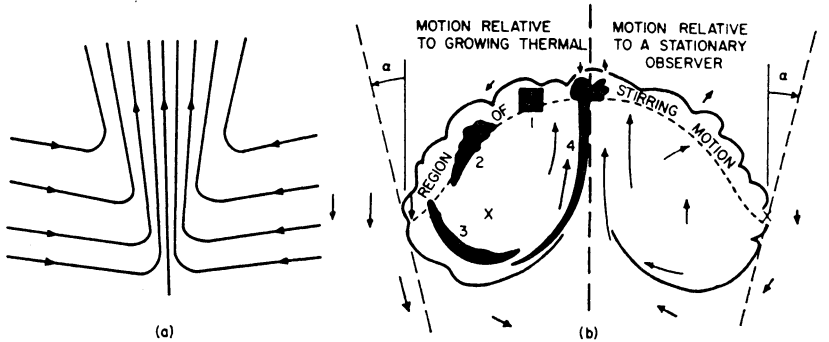
前に述べたように、準定常なベナール細胞状対流は臨

界レイリー数を越える時発現し、その対流細胞の水平スケールの鉛直スケールに対する比、すなわち縦横比は2~3になることが明らかにされた。しかしながら、上述の線型理論では細胞状対流の水平パターンすなわち水平面における幾何学的形状を決定することはできない。実際、Bénard の実験で示された規則正しい六角形状の対流細胞が現れるとは限らず、六角形の他にロール状、長方形、正方形なども現れる。このように、対流細胞の形状は流体層の水平規模が十分大きければ非線型効果やその他の二次的効果などによって決定されるであろう。

レイリー数が臨界値を越えて更に大きくなると細胞状対流はしだいに非定常となり、レイリー数の増大と共に形状は不規則になり乱れてくる。turbulent convection と呼ばれるのがそれである。平面平行流—シア—流—においてはレイノルズ数がある臨界値を越えると層流から急速に乱流へ遷移するが、ベナール対流の場合、レイリー数がその臨界値を越えても、乱流に至るまで超臨界レイリー数のかなり広い範囲にわたって有限振幅の対流が認められる。この過渡的状态を調べると、レイリー数の増大につれ、各段階に特有の対流細胞の性状と鉛直熱輸送量を示すいくつかの段階を経ながらやがて乱れた対流に転移する。従って、熱対流は乱流が始まる前のかかなり広い範囲にわたって流体運動の非線型過程やそれにひき続く乱流への遷移過程を観察することができる。地表面付近における熱の輸送は主に乱れた対流によっているのでその性質を知ることは重要となるであろう。

(2) ロール状対流

Jeffreys (1928) は静力学的に不安定な成層をした一定の鉛直シア—をもつ流れはその流れに平行な鉛直面内の全ての波長の擾乱の発達を抑制し、従ってそこで発現する対流は軸対称的なベナール細胞状ではなく、流れに平行な縞状のロール型となることを示唆した。一方、Idrac (1920)、Mal (1930)、Phillips and Walker (1932) はシア—の強さによってセル構造に種々の変化の生ずることを示し、Terada (1928)、Graham (1933) らは、流れの方向に沿って縞模様ができ、それらはロール状の対流運動に対応することを室内実験で示した。その後、多くの理論的および実験的研究がなされ、ロール状対流の発生とその機構は非常に明確になった。一方、大気中においては、縞状、筋状あるいはバンド状と呼ばれる雲がしばしば現われ、大気中の風の鉛直プロフィールと関係づける調査が数多くなされているが、室内実験や理論と異なり単純な条件が得られにくいいため、解析結果の整



第7図 (a) プリューム (或いはジェット) モデル (Stommel, 1947).
 (b) サーマル (或いはバブル) モデル (Scorer, 1957), 上部から内部へ流入するにつれ変形する気塊を番号順に黒色域で示した.

理や解釈に混乱があり, 統一的に理解され得る状態には達していない.

(3) サーマルとプリューム

これまでに述べた水平に一樣な加熱や冷却のある場合と異なり, 一樣でない熱・冷源によって生ずる対流の例がサーマル (thermal) やプリューム (plume) である. 局所的に加熱されると, 加熱された流体塊はそのまわりの流体との間に密度差が生じ, 浮力が作用して上昇運動を始める. この加熱が時間的に連続して与えられたとき上昇する流れをプリュームと呼び, 加熱が瞬間的に与えられるときサーマルと名付けられている (第7図). 前者の場合円錐を逆さまにしたような形状をとりジェット (jet) とも呼ばれる. 後者は球状のものとなり気泡 (bubble) ともいわれる. サーマルやプリュームは一般流がなければ軸対称あるいは面对称となり得るので, これまでの多くの研究はそれらを点熱源あるいは線熱源からの上昇運動として議論している. その際, 次の4つの成層大気について考察される. すなわち, (1) 中立成層, (2) 安定成層, (3) 不安定成層, (4) 条件付不安定成層 (湿った対流), である. なかでも, 中立成層の場合が最もよく研究されている. 相似則と次元解析に基づいて導出されたサーマルの性質 (Batchelor, 1954) は室内実験でも確かめられた (Scorer, 1957).

上昇するサーマルやプリュームはその側壁を通して周囲の空気をひきずり込む. その時まわりの空気の流入速度はその高さのサーマルやプリュームの上昇速度に比例するものとする. これがエントレーンメント (entrainment) の仮定と呼ばれ, 1940年代ジェット流の研究で Taylor が導入した仮説である. このエントレーンメン

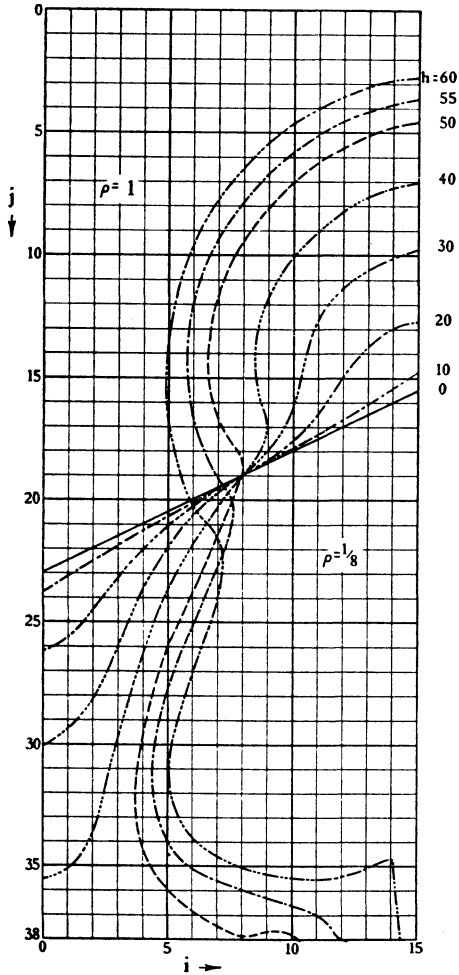
トの仮定を用いると, 質量保存則に基づいてサーマルやプリュームによる上向き質量輸送量の増加率 (エントレーンメント率) はそれらの半径に逆比例することになる. その比例係数 (エントレーンメントの常数) は実験的に決められている. 大気中では一般に水平に一樣な加熱は実現し難く, サーマルやプリュームは有力なモデルとなる.

1950年代, Neumann の示唆によって Los Alamos のグループ (Blair *et al.*, 1959) は熱対流の数値シミュレーションについて先駆的な仕事を試みた. 第8図はその例で不安定に成層した2層流体の転倒する過程の数値シミュレーションに成功した. 他方, Malkus and Witt (1959) はサーマルの上昇過程を2次元モデルで数値実験を試み, 非線型計算不安定 (Phillips, 1959) のためごく初期の短時間に限られたが, 大気中の対流の研究にこの手法を用いることを勇気づけた. 1960年代に入って上述のように, 大気対流の流体力学的研究に数値実験が有力な手段となり得ることが一層明らかになり, 積雲対流の研究へ発展した.

5.2. 積雲対流

Benard や Rayleigh に始まるこれら熱対流に関する実験と理論の成果は直ちに気象学の分野にとり入れられたわけではなかった. Brunt (1934, 1939) の名著 “Physical and Dynamical Meteorology” はこれらの成果に触れている数少ない教科書の1つである. 細胞状対流やロール状対流を雲の分布へ適用することに目を向けながらも, 彼の関心は対流を主に乱渦発生 of の1つの機構として考えるにとどまった.

古くから雲の発生・発達に関する研究においては, 小



第8図 密度が1と1/8の非圧縮完全流体がそれぞれ上下に重なっているとき、少し傾斜した境界面が転倒して行く過程の追跡。h, i, j はそれぞれ無次元化された時間、水平座標、鉛直座標 (Blair et al., 1959)。

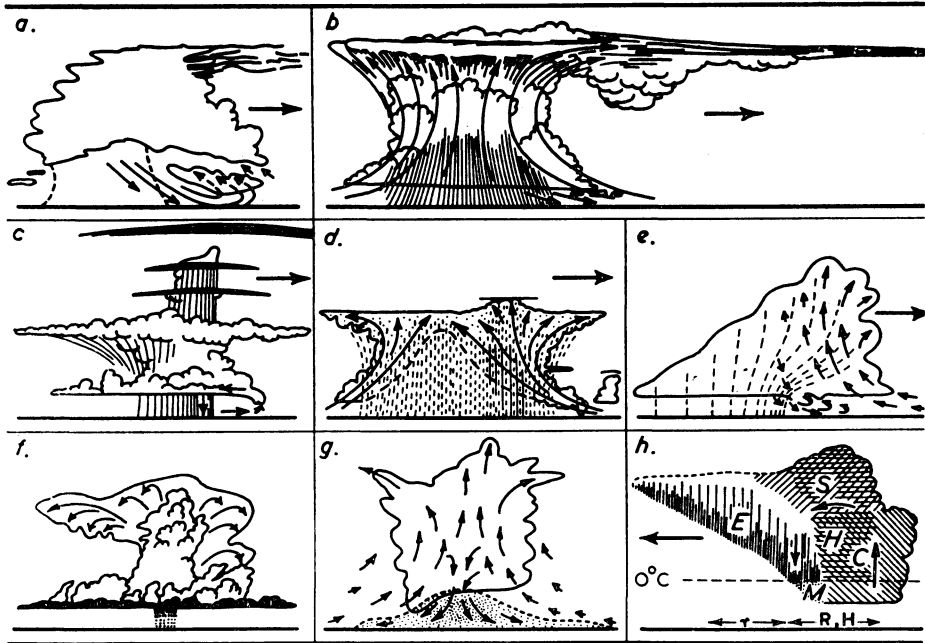
気塊 (parcel) の断熱運動 (凝結高度までは乾燥断熱、その上では湿潤断熱) に伴う熱力学的過程に基づいて大気の安定性、雲底や雲頂高度などが論じられた。いわゆるパーセル法がそれである (Refsdal, 1930; Normand, 1938他)。

第二次世界大戦以来、3次に渡り Woods Hole 海洋研究所が中心となってカリブ海域で実施した一連の観測において、Wyman, Woodcock らは貿易風帯の積雲やその雲底下の気層を調べるため、船による海上気象観測に加えるに飛行機観測も行った (Bunker et al., 1949)。

飛行機は直径約 3 km の螺旋を描きながら 60 m min^{-1} の緩慢な上昇率で乾球および湿球温度を測定し、貿易風帯の気温や水蒸気の鉛直分布を調べた。1953年には smoke flare による風向の測定や飛行機による雲の写真観測も加えた。雲中の観測結果は湿潤な気塊の断熱上昇運動から期待されるものと次の点で矛盾した。(1) 気温減率は湿潤断熱のそれより大きくむしろ周囲の気温減率に近い。(2) 雲水量は湿潤断熱から期待されるものの数分の一である。(3) 上昇速度が小さく、また雲頂も低い。これらの事実を説明するためには上昇気塊と周囲の空気との混合が行われねばならないとして、Stommel (1947) は 5.1. 節で述べたエントレーンメントの概念を導入した。この仮説はその後多くの人々によって採用され、パーセル法をより現実的な積雲モデルに近づけるのに役立った。静止大気中において非常に強い上昇流が起こると、まわりの空気を引きずり込んで混合しながら積雲が発達するという考えである。Morton, Taylor, Turner (1956) らは、プルーム (あるいはジェット) モデルを用いて定常的な積雲対流の鉛直構造を記述した。Scorer, Ludlum (1953) らはサーマル (あるいはバブル) モデルを用いて本質的に非定常な積雲構造の時間変化を調べた。手法としては、質量やエネルギーの保存則を用いた相似理論と、運動方程式系を数値的に時間積分して構造の変化を見る数値実験の2つが用いられる。とりわけ後者の手法を用いた単一对流雲のモデルには熱力学的、微物理学的な過程が順次繰り入れられ精密化されつつある。動的な雲物理学の実験室として今後大いに活用され得るであろう。

エントレーンメントや乱渦による雲の側壁を通して雲中とまわりとの熱・水蒸気・運動量の混合の効果は、飽和湿潤上昇気塊のもつ浮力を減じ、また摩擦力として作用し上昇運動の発達を抑制する。水平混合の効果は上昇気塊の水平規模の小さいものほど有効に働くので、上昇気塊の水平規模の小さいものは背の高い対流雲になりにくいという結果が得られる。

一方、水平面を横切る正味の質量輸送はないとし、上昇運動に伴う補償的下降流を導入して、パーセル法の欠陥を修正したのが、Bjerknes (1938), Petterssen (1939) である。Bjerknes のいわゆるスライス法は水蒸気の凝結による潜熱の放出を伴う上昇流の熱力学的過程が凝結を伴わない下降流のそれと異なるという点で条件付不安定層における対流が絶対不安定層における対流と基本的に異なることを単純明快に示した。すなわち、大気中に



第9図 積乱雲モデル, (a) Möller 1884, (b) Davis 1894, (c) Wegener 1911, (d) Brooks 1922, (e) Simpson 1924, (f) Letzmann 1930, (g) Suckstorff 1939, (h) Findeisen 1940. 太い矢印は雲の進行方向を示す。

対流運動が発生すると、雲のある上昇流域とその周囲に雲のない下降流域ができる。上昇流のまわりの下降流はその断熱昇温によって対流運動を抑制する作用を持ち、従って下降流域が上昇流域に比して広ければ広い程下降流速は小さくなり抑制作用も減じ対流は起こりやすくなる。逆にいえば上昇流域が下降流域に比して狭ければ狭い程対流が発達しやすいということになる。そして、上昇流域の占める大きさは大気不安定度によって決まるある値以上にはなり得ないことを示し、条件付不安定大気中の対流の特性の一側面を明らかにした。Cressman (1946) は Bjerknes のスライス法に一般場の上昇・下降気流（すなわち、ある水平面を通して正味の質量の流れがある場合）の影響を導入し、一般場の上昇運動存在域での雲量の増大、下降運動存在域での雲量の減少を説明しようと試みた。

1950年代に入って、熱帯低気圧の発生論の立場から条件付不安定大気の流体力学的安定性が Haque (1952), Syono (1953), Kuo (1960) らによって展開され、安定から不安定へ転移する境としての臨界安定性に着目することによって得られる～100 km のスケールの擾乱が熱

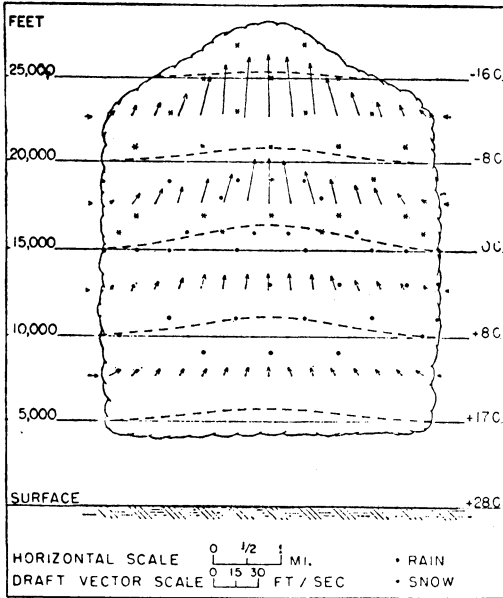
帯低気圧に見てられた。しかしこの考え方の誤りは、その後の熱帯低気圧の数値実験 (Kasahara, 1961, 他) の経験を積むなかで明らかにされ、それが契機となってようやく積雲対流の流体力学的研究が始められた (Lilly, 1960; Kuo, 1961; Ogura, 1962; Asai, 1964, 他)。

5.3. 巨大積乱雲

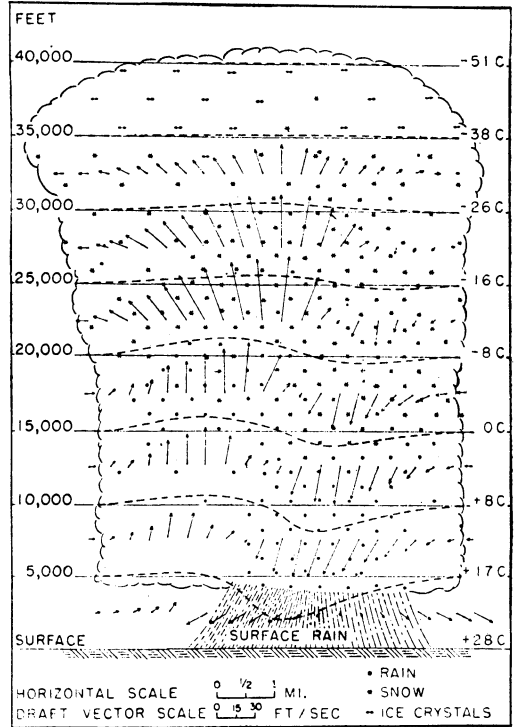
積乱雲は対流性の雲のなかでも、劇的な変化と、雷・雹・突風などによる被害を伴うことなどもあって古くから調査の対象となった。以下では、積乱雲という用語を巨大積乱雲, thunderstorm, severe local storm などにも特にことわらないで用いる。

(1) 目視観測時代

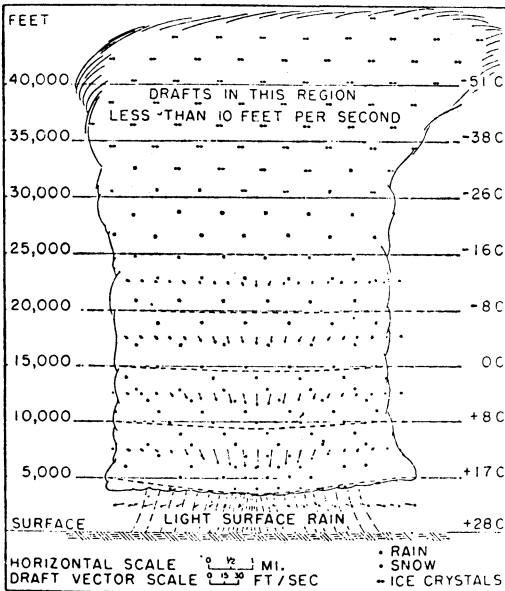
Howard (1803) により積雲から積乱雲への変形が記述されて以来、主に地上観測と地上からの目視観測のもとに積乱雲中の気流や降水分布がモデル化されてきた。第9図は Ludlam (1963) が19世紀末から第2次世界大戦までの半世紀の間に多くの人達により提案された成熟期の積乱雲の種々のモデルをまとめたものである。Möller (1884) と Davis (1894) らは、上昇気流域の上空で顕著な水平発散を示唆する「かなとこ雲」と地上で



(a)



(b)



(c)

第10図 積乱雲のライフサイクルと鉛直断面内の気流、雲水、温度の分布。(a) 成長期, (b) 成熟期, (c) 減衰期, (Byers and Braham, 1949).

降雨域から広がる冷気流の存在により特徴づけられた構造を示している。そして、その降雨は雨粒の重量と蒸発・融解による冷却によって下降気流を維持するものと推測されてきた。さらに Davis は中緯度帯の積乱雲のもう1つの特徴、すなわち、かなとこ雲が進行方向はるか前方へ広がるという非対称性をも示した。その後、Wegener (1911), Brooks (1922), Simpson (1924), Letzmann (1930), Suckstorff (1939), Findeisen (1940) など続々と積乱雲モデルを描いた。Simpson のモデルでは雲の形状は現実性に乏しいが気流と降水はわかりやすく描かれ、多くの観測事実を満たしている。Findeisen は気流についての表示に乏しいが、微物理過程を非対称雲へ導入した。そこには Bergeron (1933), Findeisen (1938) らの降水機構に関する氷晶説がとり入れられている。第9図(h)の上昇気流域で凝結(C)、昇華(S)、電の生長(H)、下降気流域で氷粒の蒸発(E)、融解(M)、がある。 r は弱い雨、その後面 R, H で、強い雨が降り上昇流付近で雹がある。このようにそれぞれのモデルに差異はあるが、Möller, Davis 以降著しい進展は見られなかった。

(2) 測器観測時代

1940年代、積乱雲内に航行できる飛行機やレーダーが観測に利用できるようになり、新しい時代に入る。1946～1947年、米国気象局、シカゴ大学グループなどが共同で実施した Thunderstrom Project が新時代の幕明けとなった*。その主な成果 (Byers and Braham, 1949) は積乱雲を数個のセルから成る複合体として把握し、そのライフサイクルを強調したことである。すなわち、第10図に示されるように (a) 雲内全域が上昇気流で占められ、中層に雨粒が形成される生長段階—cumulus stage, (b) 地上に降水が達すると共に、下降気流が雲内の一部に現れる。同じ高さの周辺に比し上昇流中の気温は高く、下降流では低く、 $\sim 10 \text{ ms}^{-1}$ の鉛直流が見出される成熟段階—mature stage, (c) 冷たい下降気流がセルの下部に広がるにつれ上昇流は弱まり消滅する。下降流は全域に拡がり、やがて弱まり消滅する減衰段階—dissipating stage の3段階である。さらに地上付近では下降気流が拡がり、セルの片側を占め、小型の強い寒冷前線状の不連続面をつくり、この流出する寒冷気流の上に新しいセルをつくること、積乱雲の移動速度は対流圏下半層

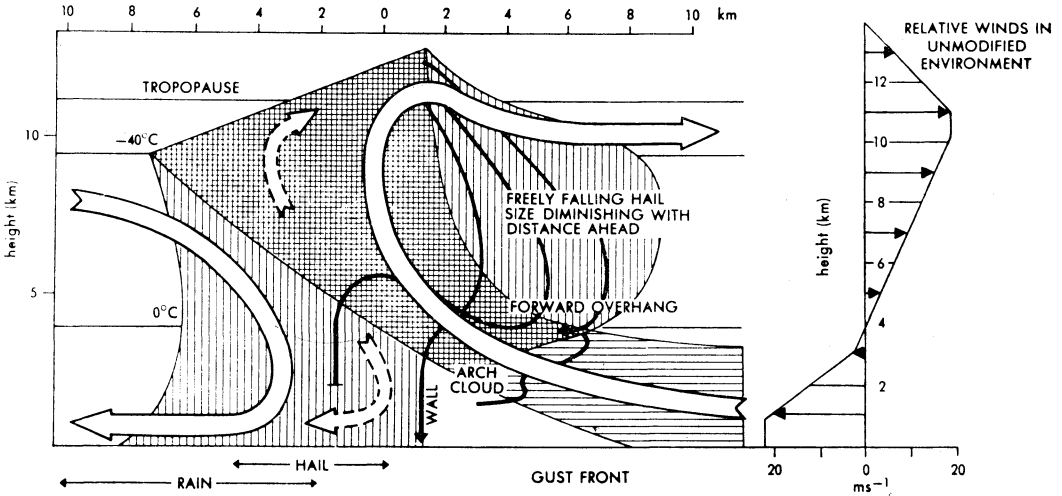
の平均風に近いことなどを示した。これらの新しい観測資料を用いて積乱雲モデルは定量化されたのである (Byers and Braham, 1949; Faust, 1951)。

(3) 雲力学の誕生

中緯度帯ではシアアの強い風系中で積乱雲とりわけ severe storm の頻発することが報告されている。Prohaska (1907) は20世紀初頭までの多くの観測結果をもとにして寒冷気団と温暖気団の境界域で形成する積乱雲 (frontal thunderstorm) は同一気団内で発生するもの (airmass thunderstorm) より強力でときには数時間以上にも長続きすることを示し、これら気団の境界域での力学過程が日射加熱などによる地面付近の熱的不安定効果よりその発達にとって重要であると考えられた (Namias, 1940)。

3.3. 節でも述べたように、1950年代に入ると気象レーダーが積乱雲の観測に利用できるようになり、雲内の構造の理解に大きく貢献した。ほぼ同時代に、飛行機観測や地上自記観測資料のメソ解析も盛んになった。このようにして、1960年代に入ると、積雲と積乱雲は非常に異なること、すなわち、前者は風のシアアが強いと発達抑制されるが、後者はその逆である。積雲を伴う対流では基本要素はサーマルであり、それが上昇し拡大するとき内外の空気が交換し、混合する。しばしば見られるカリフラワー型積雲はそのような多数のサーマルから成ることを示している。通常積雲は雲頂が対流圏中層に達したとき降水をもたらす、顕著な変化が、とりわけその大きさや強さに見られる。降水形成後30分以内に、雲頂は対流圏上部に貫入し、より強いより長続きする対流は氷晶雲をきのこ状に拡げ、成熟期の積乱雲に伴うかなとこ雲を形成する。これは積雲とは全く異なる形状を示す。上部対流圏の冷たい清浄空気のサーマルへの混入は凝結生成物を蒸発させるのに有効ではなく、従ってサーマルは平衡高度に達した後、水平に拡大し長続きする。このように大きな長続きする積乱雲が強い鉛直シアアのある風系中に存在することが明らかになり、この現象のモデル化も1960年代に入って始められた。第11図にその一例を示しておく。ドップラーレーダーによる雲の内部の気流分布の直接観測への第一歩が踏み出され、気象衛星がメソ解析に有効な観測資料を提供したのもこの頃からである。これらの貴重な貢献にもかかわらず、中緯度帯の巨大積乱雲の構造について多くの問題が残されている。また、個々の積乱雲とそれらの中規模集団やその他の中規模循環との関係についてもわれわれの知識は乏しい。し

* 1940～1947年夏期、関東地方で総合的な雷雨観測が実施された (Fujiwara, 1950)。戦時中であったため、最終報告の出版はおくれ、1950年になった。



第11図 鉛直シアのある風系中の積乱雲モデルの一例。移動方向に沿う鉛直断面で、水平線陰影は上昇流、鉛直線陰影はレーダーエコーを示す (Browning and Ludlam, 1962)。

かしながら、微視的な雲物理学と巨視的な力学を総合した雲力学が新しく生まれ育ちつつある。

6. 局地風

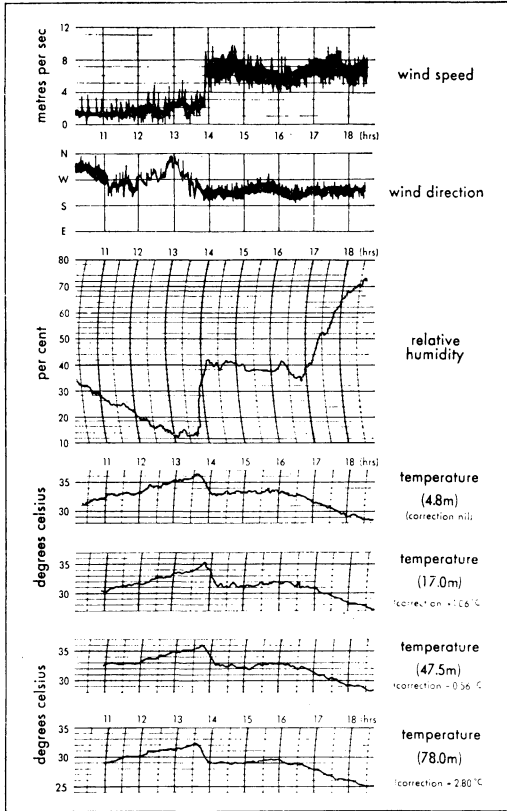
6.1. 3種類の風

強制擾乱の典型例として、山谷風、海(湖)陸風などが考えられる。その他、世界各地に、それぞれの地域の地形の影響を受けて、局地風が形成される。局地風の形成には地形の凸凹、障害物としての力学的作用や、表面の放射特性、比熱、熱伝導率などの差異による熱的作用などが関与している。山岳波は前者の力学的作用に起因し、海(湖)岸域で見られる海(湖)陸風系は後者の熱的作用に依存している。山谷風のように両方の作用を同時に受けるものもある。

Jeffreys (1922) は彼の論文 “On the dynamics of wind” の冒頭で次のように述べている。「Napier Shaw に奨められて katabatic wind を定量的に論ずることが本研究の動機であった。しかし問題は当初予想していた程単純ではないので、その現象の詳細に入る前に、その物理的特性を明らかにしておきたい。そのためには他の風系の特徴と比較することが必要となり、必然的にそれらの風についても記述せねばならず、遂に風の力学の一般的説明が必要となった。無論、風についての完全な説明は気象力学そのものであるから、一編の論文で尽くすことはできない。ここでは、各種の風の特徴を決定するのに関与する様々な要因の相対的重要性を論ずることに

し、将来、個々の風の議論をさらに展開する際には一々すべての風系に共通の基本原理に戻らないで進めることにする。」このようないきさつでなされた Jeffreys の風の分類は力学的に風系を体系づけた最初のものであり、今日のスケールアナリシス (Charney, 1948, 他) のいわば「はしり」と見なすことができる。

Jeffreys は気圧勾配力は空気の地球に相対的な運動をひき起こす駆動力であるとし、運動方程式の他の項の大小関係によって次の3つの型の運動に大別した。(1) Eulerian wind (オイラー風) : コリオリと摩擦の項が加速度項に比し小さいとして無視できるならば、空気の加速度は気圧勾配力によることになる。その運動方程式は Euler によって最初に定式化されたので、この型の風をオイラー風と呼ぶ。(2) Geostrophic wind (地衡風) : コリオリ項が加速度と摩擦の項に比して圧倒的に大きいならば、気圧勾配の項はコリオリ項とほとんどバランスする。その風を Shaw に従って “geostrophic” と呼ぶ。(3) Antitriptic wind: 摩擦項がコリオリと加速度項に卓越するとき、風は気圧勾配力により誘起され、その方向に沿って吹く。摩擦は空気が絶えず加速するのを抑制し、支配的影響を及ぼす。ギリシア語の “摩擦に抗して” の意味で “antitriptic” と呼ぶ。このような分類の他に、気圧勾配項と匹敵する項が2つ以上ある種々の場合があるが、その運動は、上記3つの型の複合あるいは中間型と見なし得る。それによると、熱帯低気圧やトルネードはオイラー風、温帯低気圧から大規模循環に至る広範囲

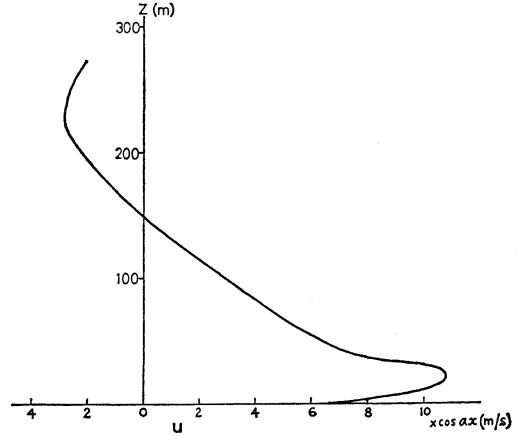


第12図 1930年4月15日カラチにおける海風開始時の風速 (ms^{-1}), 風向, 相対湿度 (%) と地上4高度の気温 ($^{\circ}\text{C}$) の変化 (Ramadas, 1931).

の風は近似的に地衡風であり、海陸風や山谷風などは antitriptic であるとした。そして Jeffreys はこれら風系 (circulation) のサイズとそれ自身の振舞は互いに大きな影響を及ぼし合うことを示唆した。

6.2. 海陸風

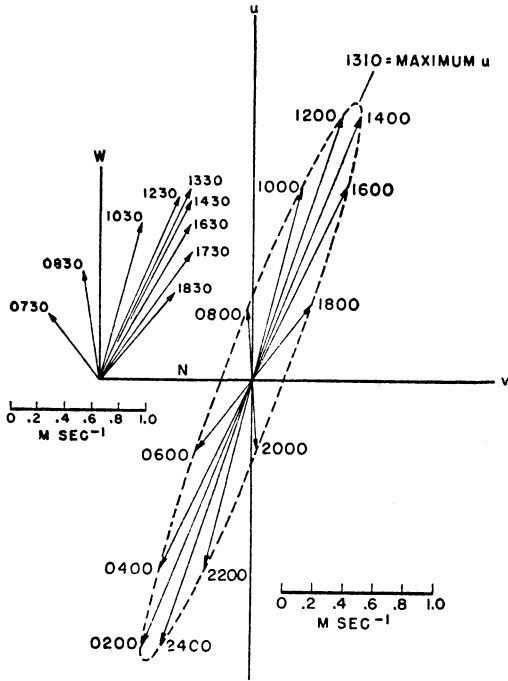
海(湖)岸地域で日変化する海陸風系が存在することは古くから知られ、漁民らはそれを利用してきた (Newman and Partsch, 1885)。しかしながら、19世紀末までは測器による観測は少なく、しかもその観測は地上に限られていた (Sherman, 1880)。今から約100年前、後の王立気象協会長 J.K. Loughton (1873) は海風の形成を「日中海上でより大きな蒸発は海上大気中に弾性力を生じ、陸上の空気を押し戻す……」と考えたが、一方、彼は気球の経験に基づいて上層の反流に気付いていたらしい。今世紀に入って、気球による上層風の観測もなされるようになり、バダビア (現在のジャカルタ) にお



第13図 Jeffreys (1922) が理論的に導出した海風の鉛直分布の一例。

る Van Bemmelen (1922), Braak (1923), プーナにおける Ramanathan (1931), カラチにおける Ramadas (1931), ダンツィヒにおける Koschmieder (1936, 1941), ボストンでの Bolezel *et al.* (1945) などの観測報告が見られるようになった。海風出現に伴う気象変化を示す一例が第12図である。当時上層観測はほとんどごく下層に限られていたため、海風や陸風の気層の厚さを評価することは困難であった。Van Bemmelen (1922)の観測報告は海陸風系を概観し得る数少ない好例の1つであり、そのため最近に至るまでしばしば引用されてきた。これまでの結果を総合すると、海風層の高さは100~1000 m, 陸風層のそれは~100 mである。理論から予測される上層の反流(補償流)は初期の観測では高くまで測定されていなかったことや一般風などのためほとんど見出されていない。さらに反流の風速は小さいため今日でもそれを検出することは容易ではないが、500~3000 mの高さに反流が存在する。また、海風の内陸への侵入距離は20~50 km, その最大風速は摩擦層の上端~100 m付近で数 ms^{-1} に達する。一般に熱帯での海陸風は規模、風速ともに中緯度帯におけるよりも大きい。しかしながら、いずれにしても陸上での観測が主であった。船や飛行機を用いて海上・陸上を含む海陸風系の三次元観測が実施されたのは第二次世界大戦後のことであり、Fisher (1960)によりその口火が切られた。神戸海洋気象台 (1953, 1966) が瀬戸内海沿岸域で観測を行ったのもこの頃である。

他方、今世紀初頭までの断片的な観測と V. Bjerknes の循環定理を根拠に、海陸風は海岸線を横切る鉛直面内の直接循環であり、海陸間の温度差に起因することが知



第14図 摩擦とコリオリ効果を考慮したモデルによる海陸風日変化。北緯45度で海陸間温度差は12時に最大とする。左上のベクトル図はボストンの空港において海風時40例の平均風の hodograph (Defant, 1951)。

られるようになった。1922年、海陸風を気圧勾配力が主に摩擦力とバランスするいわゆる antitriptic wind と見なした Jeffreys によって海陸風系の定量的理論の基礎が築かれた。

彼の理論に基づき海陸の表面温度差を 20°C 、水平方向の波長を $\sim 60\text{ km}$ 、気温減率を $5^{\circ}\text{C km}^{-1}$ 、渦拡散係数を $10^4\text{ cm}^2\text{ s}^{-1}$ としたとき得られる結果が第13図に示される。地上の風速約 8 ms^{-1} 、高度約 150 m を境として下層に強い海風が、上方に弱い反流が存在する。これは海風の鉛直構造をかなりの確に表現しており、現象の最も基本的なメカニズムをとらえているであろう。

以来、関与する物理過程の一部をそれぞれある程度考慮することによって理論の改良が重ねられ、今日に至っている。物理因子のどの部分を取り入れ、それをどのよ

うに取り扱うかの違いによって種々の異なる理論モデルが現れた。

最初に、Kobayashi と Sasaki (1932)、Arakawa と Utsugi (1937) 等が Jeffreys の理論を改良・拡張した。後者の場合、熱・運動量の渦交換、鉛直移流による熱の輸送を考慮し、地表面温度の周期的変動にตอบสนองする大気 of 非定常的な振舞いを表現することが試みられ、海陸風 of 特性を更に具体化したものといえる。その解は幾重にも積み重なった循環セルが上昇または下降することを表わす。渦拡散係数 (K) の値が大きい程全体としてセル of 厚さは増す。地表面風速の最大時において、地表付近 of 風向が逆転する高度は、水平波長を 400 km 、気温減率を $4^{\circ}\text{C km}^{-1}$ とすると、 K の値が $10^4, 10^5, 10^6\text{ cm}^2\text{ s}^{-1}$ のとき、それぞれ $120, 500, 1000\text{ m}$ となる。また、地表面 of 最大風速は海陸の最大温度差に比例し、 1°C につき約 1.6 ms^{-1} である。

第二次世界大戦後、いち早く Haurwitz (1947) は気圧場とその時間変化、Schmidt (1947) は温度場とその時間変化を与え、風系がそれにどのようにตอบสนองするかを調べ、類似の結果を得た*。ここで特に注目されるのは摩擦力の他にコリオリ力を導入したことである。これらの結果によれば、コリオリ力の主要な役割は、風向を北半球では時計まわりに回転させること、および、風速 of 振幅を増大させること (摩擦のない場合、緯度30度では無限大) である。摩擦力については、これを考慮しない場合、風の位相と海陸温度差の位相とのずれ—例えば海風速の最大時と (地表面温度-海面温度) の最大時との時間差—は $1/4$ 周期、すなわち6時間であるが、摩擦力の導入はこのずれを小さくする。海陸風の記述は海岸線に直交する鉛直面内の循環に関するものが多いが、19世紀末にはすでに Taylor (1877)、Davis *et al.* (1890) らによって風向が1日の間に1回転すること、その回転は北半球では時計回り (veering)、南半球では反時計回り (backing) であること、海風、陸風ともにその末期には海岸線を横切るよりも平行に吹くことなどを報告している。その後、Sutcliffe (1937) も観測によって上記事実を確認していたにも拘らず、その理論的解析は第二次世界大戦後の Haurwitz らの研究に待たねばならなかった。

Defant (1951) は前述の Arakawa と Utsugi のように、表面のみで温度場を指定し、鉛直移流と渦伝導による熱の鉛直伝達過程を導入することによっても表面温度と風の位相のずれが短縮されることを指摘した。それは

* 両者の論文は奇しくもほぼ同時に当時の米国気象学会誌 "Journal of Meteorology" に投稿され、それぞれ同じ号の1~8頁、9~15頁に掲載された。

Defant の例では摩擦なしでも約4.7時間となっている。第14図は摩擦とコリオリ力をも考慮した場合の地表付近のホドグラフを示したものである。

線型理論に基づく研究によって海陸風の基本的な物理過程は明らかにされたということができ、定性的理論モデルとしては、かなり満足すべき段階に達している。

線型理論の主要な欠点は解析的な解法を可能にするための制約的な仮定によってもたらされている。たとえば海岸線に直角な方向にサイクリックな温度場を指定することは、それが全空間であれ、地表面のみであれ、現象の水平スケールを限定してしまうことになる。そして水平スケールを大きくすると海陸間の温度勾配が小さくなり、海陸風が弱くなることは現実と合わず、温度場を海岸線からの距離に対して正弦関数などで与えることの欠陥を表わしている。また、線型理論では海風と陸風との非対称性が十分に扱われていない。Haurwitz は1日平均で海から陸へ向かう気圧勾配がある場合、海風が陸風よりも強くなることを示した。しかし、問題はなぜ気圧勾配の変化が非対称になるのか、そして海陸の気温分布はどのように変化していくのか、またその変化をもたらす熱の輸送過程は海風時と陸風時とでどのように異なるか、などに考察を進める必要がある。特に乱流熱輸送は大気温度や風の分布に依存し、逆に大気の状態は乱流熱輸送に大きく影響されている。より重要な問題点は移流の効果を無視することにある。海陸風循環ではそのロスビー数は1のオーダーで、運動方程式中の慣性項はコリオリ項とほぼ同じ大きさであり、また、慣性項において移流項の無視できないことは容易に示される。熱力学方程式においても、海風に伴って冷気が陸上に侵入して温度場を変形させるなど、移流項の役割の重要性は明白であろう。それ故、モデルの飛躍的な改良は非線型過程の導入を通して行われることになる。

数値解法を用いた非線型モデルの開発によって、海陸風理論はいわば第二近似の段階に入り、さらに海岸線の

屈曲、陸地面の起伏と熱的性状をより正確に導入することによって、現実の海陸風循環との対比による定量的議論が可能になった。その萌芽はすでに1950年代中頃から見られる（たとえば Pearce, 1955; Fisher, 1961）ものの、幾多の物理的な仮定や技術的制約のため、非線型過程本来の機構が充分にとり入れられず、結果的に充分信頼できる解が得られなかった。非線型過程の本格的な取扱いは Estoque (1961) 以降、1960年代に入ってからである。

6.3. 山越え気流

3.2. 節で述べたように19世紀以来、山岳における気象観測が組織的に行なわれるようになり、その結果、山岳気象学あるいは地形気象学の発展に寄与することとなった。

山岳などの地形は障害物として、また熱的パターンの生成により近傍の気流に熱的・力学的影響を及ぼす。

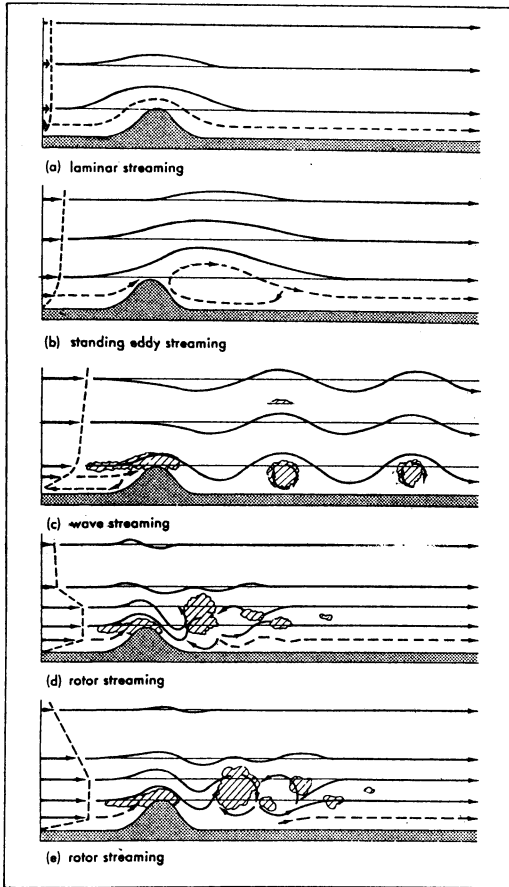
地形（山岳）の規模や大気条件によって、(1) 地球規模、(2) 総観規模、(3) 局地規模など種々の空間的・時間的規模の効果が見出される。ヒマラヤ山塊やロッキー山脈などにより偏西風帯に形成する惑星波や大陸と海洋の分布に伴うモンスーンは地球規模の効果の例である。総観規模の効果の例としては低気圧が山越えするとき、その構造、特に前線の構造を変形 (masking effect, Godske *et al.*, 1957あるいは barrier effect, Church and Stevens, 1941と呼ばれる) したり、流線が anticyclonic な変形を受け、風下に向かって山の左端で気圧勾配が強められる (corner effect, Bergeron *et al.*, 1957と呼ばれる)。また、山の風下側で低気圧が生成あるいは強化される (lee cyclogenesis) ことなどが挙げられる*。ここでは(1)と(2)は対象外であり(3)について述べることにする。

障害物としての山岳は気流に(1)波動、(2)斜面風 (katabatic あるいは anabatic と呼ばれるような斜面に沿う滑降流あるいは滑昇流)、(3)風が細長い峡谷を吹き抜ける際気流の収束によって強風となるジェット効果風などを生ぜしめる。それに伴って特有の雲や降水分布がもたらされる。この雲については富士山の雲の研究 (Abe, 1941)、リーゼン山脈の Moazagotl** (Kuettner, 1939)の研究が、降水分布については Bjerknes と Solberg (1921)、Bergeron (1949)らの地形性上昇流、ショウルダー効果、地形性収束などについての研究がそれぞれ大きな貢献をしている。

(1) 山岳波

* 1981年から実施されているアルプスの大気循環におよぼす影響を調べる GARP 副計画 ALPEX (Alpine Experiment) はこれらの諸問題に関する最大規模の国際共同観測である。

** 元来、東独・ポーランド・チェコスロバキアの国境の北緯51度付近をほぼ東西に走る Sudeten 山脈の一部 Riesengebirge 上に南風時によく見られる高い雲を意味する方言。多分この地方でその雲の出現を悪天候の予測に用いた予言者 Gottlieb Matz に由来する。



第15図 山脈を越える気流の型。(a) 層流型, (b) 定在渦型, (c) 波動型, (d) と (e) では乱れが激しいローター型。左側に風の鉛直プロフィールを示す(Förchtgott, 1949)。

山岳の影響による波動の存在は、世界各地の山岳付近にしばしば見られるレンズ雲 (lenticular cloud)、準定常的な波状の雲列などによって古くから気付いていたと考えられているが、山岳等の地形の起伏はその高さよりはるか上層まで波動の及んでいることがわかったのは、1920年代に入ってグライダーの使用が、とりわけヨーロッパにおいて活発になってからである。これらの資料をもとに Küttner (1938)、Förchtgott (1949) らは山岳の影響により生ずる気流系を整理して記述した。単純な長い山脈の稜線に直交する安定成層流に及ぼす影響に関して、Förchtgott (1949) は風の鉛直プロフィールによって次の3つの型の流れに分類した (第15図)。

(a) 一様流と考えてよい弱風の場合には山はだに沿

う層流、(b) 風が少し強くなりある程度の鉛直シアアがある流れの場合には、山の風下に反流を伴う定在渦 (standing eddy)、(c) 強い鉛直シアアの場合、定常重力波と見られる一連の風下波を形成し、それは風下数10kmにも達することがある。さらに図の (d)、(e) に見られるように、気流が表面から剝離すると、ローター (rotor) 運動が生じ波の峰 (wave crest) の下に個々の渦が形成され (Scorer, 1955; Corby, 1957)、そこでは激しい乱れが生ずる。風下波の振動周期はほぼ Brunt-Väisälä 周期 (Brunt, 1927)、すなわち成層 $\left(\frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}\right)^{-1/2}$ で決まるから安定度が強い程、風が弱い程、波長は短く、振幅が大きく、周期が短くなる。

山岳波は川の流れが障害物を越えるとき生ずる波と同じ機構で形成するであろうことを Abbe (1896) は示唆した。今世紀に入って、Kelvin (1886) の均質流中の定常波や Lamb (1916) の成層非圧縮流中の波動などに関する理論の線に沿って研究が進むことになる。Prandtl の弟子 Lyra (1940, 1943) によって口火が切られ、その後、Queney (1947, 1948)、Scorer (1949, 1953)、Palm (1953)、Corby and Sawyer (1958) らによって発展された。これらの研究に基づき、山岳によって誘起される大気擾乱は基本的には内部重力波であり、その性状は (1) 山の形状、(2) 風の鉛直プロフィール、(3) 大気の静力学的安定度などに依存することが明らかになった。

一方、室内流体実験の寄与も見逃すことができない。内部波の実験的研究は長い歴史を有するが、なかでも地球物理学的に重要な貢献は今世紀初頭、Ekman (1904)、Schmidt (1908, 1910) らによってなされた。Ekman の仕事は19世紀末、たまたま航海中に遭遇した “dead water” の説明に端を発している。Nansen, V. Bjerknes らの示唆により、Ekman は過大な抵抗は数 m 深の上層淡水層に伴う強い内部波によって生ずることを実験で示した。それらの研究は約半世紀後の1950年代 Long (1953, 1954, 1955, 1959) の一連の研究によって発展させられ、障害物の成層流に及ぼす影響の現れ方が Froude 数 $(\bar{u}^2/gh \frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}})$ 、 $\bar{\rho}$ は流体の平均密度、 $\Delta\rho$ は上・下層の流体の密度差、 \bar{u} は平均流速、 h は流体層の厚さ) に関係づけられた。

第二次世界大戦の頃から、大気中の重力波についての関心は航空気象と結びついて増大したが、さらに近年、これらの波動は従来考えられていたより大気循環に大きな影響を及ぼす現象であることが認識されるようになり、波動の発達・伝播とその運動量・エネルギーの水平・

鉛直輸送についての研究へと拡大しつつある。

(2) おろし

おろし (fall wind, あるいは downslope wind) は山から吹きおりてくる強風で, 斜面下降風, すなわち katabatic wind の一種であり, その気温の特徴によってフェーン型とボラ型に分けられている。おろしはボラ型の風を指す場合が多く, もともと冷たい空気のため山の斜面を吹き降りてもなお冷たいのが特徴である。

おろしがしばしば伴う強風にもかかわらず, 19世紀における研究は主にその気温や湿度に向けられた。19世紀の気象学は大抵地上観測に依存していたため, そしておろしの開始に伴う気温と湿度の著しい変化に遭遇したからであろう。アルプスの北側のヨーロッパでは古くローマ時代以来, 暖かい乾燥したおろしについて知られていた。ドイツ語の Föhn—現在では広くそのような風の一般名として用いられている—は西風を意味するラテン語の “favonius” に由来する。「ローマ人にとって “favonius” の最も重要な特徴はその方向ではなくてその暖かさであった。彼等はアルプスの北斜面に達したとき, ……そして暖かい風に出会ったとき, これを地中海からの “favonius” であると信じた。かくしてその名前はアルプス北斜面を滑降する暖かい乾いた風を意味するようになった。」と Brinkman (1971) は言う。

一方, アドリア海の東側沿岸地域ではしばしば “bora” と呼ばれる冷たい乾いたおろしが見られる (Yoshino, 1969)。ギリシャ語で「北」を意味する “bora” は今日ではこの種の風の一般的用語として受け入れられている。世界各地で見られるフェーン型, ボラ型の風にはそれぞれ異なる地方名が付けられている。なかでもロッキー山脈東麓の chinook は有名であり, わが国でも各地に～ダツ, ～オロンが知られている。

各地での観測資料に基づいて, Hann (1866) は山の風上で降水を伴う湿潤断熱上昇, 風下で乾燥断熱下降するという山越え気流の断熱運動によってフェーンが発現すると考えた。いわゆる「熱力学説」である。これによって, 風下での乾燥した熱風を説明することができ, 多くの教科書にもその説が採用されている。しかしながら, 山の風上で降水を伴わないフェーンがしばしば見出され, Hann (1885) もその事実を認め, その後広く知られている (Cook and Topil, 1952, 他)。Ficker (1905, 1910) らは下層に逆転 (あるいは安定層) がある場合, 風上における下層の空気はブロックされ, 山頂高度付近の気層の空気が風下へ断熱的に下降することで十分フェ

ーンは起こり得るとする山の「blocking 作用」を提案した。一方, Wild (1901) は何故強い斜面下降流が生ずるかという点に着目し, そのためには山岳波が不可欠であるとする「力学説」を展開した。当時, フェーンを山岳波を起こし得る風が吹くときに限定しようとした Wild の考えは受け入れられなかったが, 半世紀後, 山岳による下層逆転層の blocking と共に大きな振幅の波動の出現をおろしの要因とする Scorer と Klieforth (1959) によって復活した。さらに山の風下波に伴う “hydraulic jump” も成因の1つとして Küttner (1939), Schweitzer (1953) らによって指摘された。

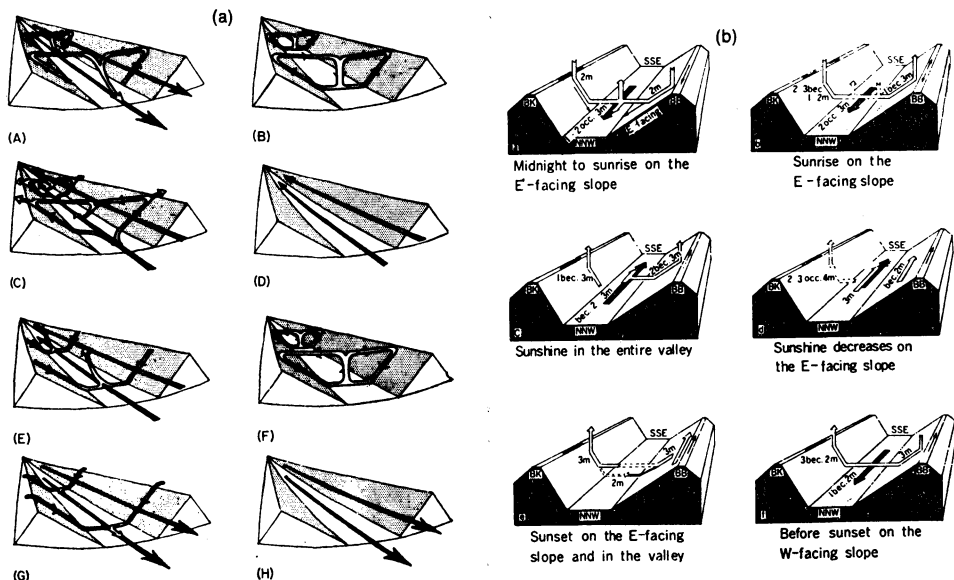
おろしは総観規模での大気条件, 山岳地形に依存し, 必ずしも全てのおろしに同じメカニズムはあてはまらないであろう。

6.4. 斜面風と山谷風

19世紀に入って, 斜面付近に見られる特有の風系, とりわけ各地の山や谷に見られる奇妙な風系は多くの気象学者の関心をひいた。夜間斜面沿いの下降流 (katabatic wind), 日中逆に滑昇流 (anabatic wind) が観測される。非常に多くの観測にもかかわらず, 山谷風系についての詳細な性質を明らかにできないまま数10年が過ぎた。

Fournet (1840) は地上観測資料を調査して Savoie 谷における山谷風について記述した。今世紀に入ると, 上層観測も加わり山谷風系の立体構造が解析されるようになった (Ekhart, 1932; Riedel, 1936; Burger and Ekhart, 1937等)。

すでに述べたように, Jeffreys (1922) は「山谷風」(実際には「斜面風」)は antitriptic であると考え, 気圧勾配力, 重力, 摩擦力の平衡を仮定した。さらに, 空気の非圧縮性を仮定して, 風速は水平温度勾配と地面の傾斜によって変ることを示し, 「……等温面が水平ならば平衡になり得る。もしそれが傾いているならば, たとえ等圧面が水平であっても, 等温面は等圧面と交叉するため密度は変り, 従って気圧は他の高さでは一定ではなくなるだろう。」と述べ, 斜面風系の傾圧性を明示した。その一年後, Wenger (1923) は, 多分 Jeffreys の論文を知らずに, Hann (1910, 1919) の理論を論駁して, Bjerknæs の循環定理を斜面風に適用した。すなわち, 日中, 斜面による日射の吸収は斜面近くの空気を暖め, 同じ高度の自由大気の空気より暖かくなる。従って静力学平衡を考えれば, 水平気圧勾配が生じ, 斜面近くの空気は斜面から遠ざかり, 下層では平野上で気圧が高くなり, 平野から斜面へ向かう気圧勾配力を生じ, 斜面滑昇



第16図 山谷風系の日変化と谷間急斜面における斜面風との相互作用。(a) 日射による谷間斜面の一樣加熱を仮定している。(A) 日の出, (B) 正午前, (C) 正午直後, (D) 日没前, (E) 夕方, (F) 夜, (G) 真夜中, (H) 早朝 (Defant, 1951). (b) 谷の走向により斜面での日射加熱の差異を考慮したモデル (Urfer-Henneberger, 1964).

風とその上層に反流を伴う循環を形成する。夜間、同様にして逆向きの循環が形成される。その前後に A. Defant (1910), Kleinschmidt (1921), Ficker (1932), Ekhardt (1932) らの理論が出、紆余曲折はあったが、結局、斜面風を傾圧直接循環とする Wenger の理論は妥当であることがその後の研究から明らかになった。

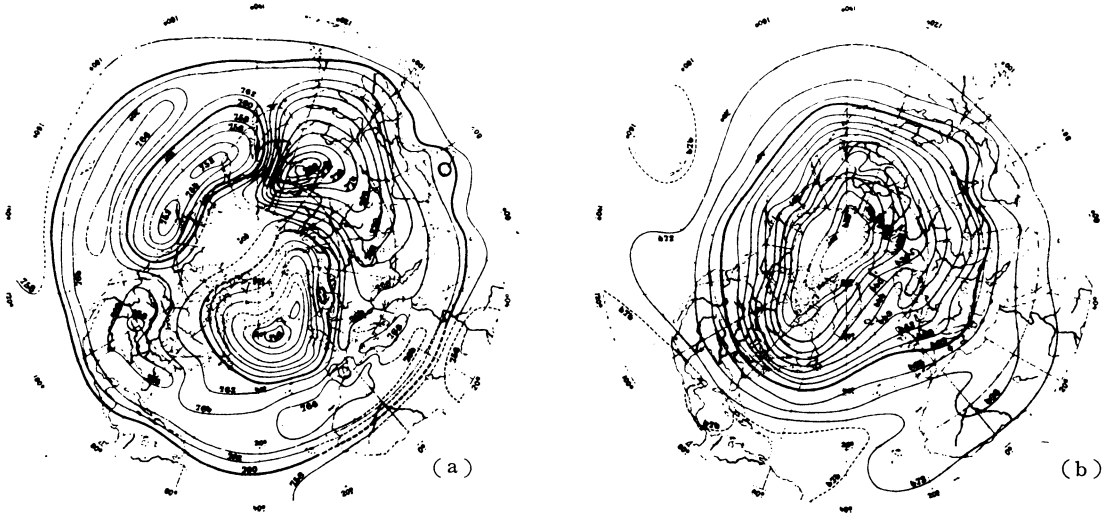
一般に山岳は単純な地形を示さず、複合系を構成する場合が多い。斜面風は山塊内のさまざまな走向をもった全ての斜面で形成される。Wagner (1932, 1938) は斜面風を谷線に沿う循環系と谷線を横切る循環系とに分けて整理し考察した。日中の早い時期に発現する谷線を横切る循環系において、加熱された山の斜面を滑昇する気流は斜面近く薄い気層内に限られ、絶えず斜面から熱を得て断熱冷却を補償する。谷の中央部の下降流は斜面沿いの上昇流よりはるかに広い水平断面を占め、その速度は上昇流より小さく、断熱圧縮と放射加熱によって暖められる。従って、日中の斜面風循環は谷間の空気全てを暖め、谷間の気温を隣接する平野上の同じ高さの気温より高くする。個々の斜面風循環より大きな規模の全体的な循環に発達し、平野部から谷間への流入気流を発現させ、上層で弱い反流となって平野上へ発散する。この日中の循環が谷風 (valley wind) 循環である。一方、夜

間、同じ谷間で、斜面下降流は冷たい斜面沿いに限定され、放熱のため同じ高度のまわりの気温より低く滑降を続ける。もし谷線の傾斜が非常に緩やかであれば、斜面滑降流により、谷風に一種の冷氣湖が生じ、その空気は谷の中央部で徐々に上昇せねばならず、断熱膨張と放射によって冷却するであろう。このようにして夜間、谷間の空気は周りの平野の同じ高さの空気より低温となり、その結果生ずる前述の日中と反対の循環が山風 (mountain wind) 循環である。ここで初めて斜面風と山谷風との結びつきが示された。Wagner の理論を Defant (1951) がモデル化したものが第16図 (a) で、しばしば引用されている。その後、山谷風系に及ぼす谷線の走向の差異が Sterten (1963), Urfer-Henneberger (1964) らによって提案された (第16図 (b)).

7. あとがき

近年、レーダー、人工衛星、航空機などの観測手段、電子計算機によるデータ処理能力の飛躍的發展に伴って、われわれが入手し得る情報は量的にも質的にも向上した。

GARP 国際研究会議 “Preliminary FGGE Data Analysis and Results” が1980年ベルゲンで開かれた折、A. Eliassen はその招待講演でベルゲン学派と低気圧論



第17図 1月平均天気図。(a)は海面,(b)は高度4kmにおける気圧分布(Tesserenc de Bort, 1906).

を回顧し、次のような言葉で講演をしめくくっている「高度4kmの1月の平均北半球天気図を示したい(第17図(b))。これは1月の平均地上天気図(第17図(a))と僅かな資料から推算された平均気温分布に基づいてTesserenc de Bortが描いたもので、1906年に発表された。ほぼ正しい位置に主要定常トラフが描き出されていることに気付くであろう。このことは物理的洞察が観測資料にいかにか有効な情報を付加し得るかをわれわれに示

している。そしてまた、FGGEデータをもってしても、われわれはただ観測のみに頼ることはできず、理論から抽出することのできる全ての付加的情報を必要とするだろうということを示している。」今日、われわれは観測資料がない、不足しているといいながら、多くの資料を生かし切っていない面がないだろうか。自然に対するわれわれの洞察力の不足にも原因はないだろうか。大変教訓的な結論だと思う。