

---

**研究展望**  
**Review**

# 研究展望

## 気象学における流体力学

### APPLICATION OF FLUID DYNAMICS FOR METEOROLOGY

浅井 富雄\*

By Tomio ASAI

#### 1. はしがき

気象は大気中で生起する諸現象であり、大気は流体であるから大気の運動とそれに伴う現象の物理学的考察は流体力学に基づかなければならない。気象力学とよばれる分野がそれであり、気象学の中の1つの重要な部分を占めている。気象力学は流体力学にその基礎を置いているから、本題は気象力学のすべてにかかわっている。しかしながら、ここでそのすべてにふれることはできないので、気象力学の基礎とその応用としての数値天気予報の一部に限定して述べることにする。

天体の運行は天体力学に基づいてはるか遠い将来まで正確に予測され暦が編まれている。それにもかかわらず、われわれの身近な地球上の気象に関しては、明日の天気さえいまだに正確な予測がなされていない。今世紀初頭、ノルウェーの気象学者 V. Bjerknes が天気予報は「物理流体力学(Physikalische Hydrodynamik)」に基礎を置かなくてはならないことを主張したが、現実の観測網の不備や現象の理解の不足はあまりにも大きく、両者のギャップを埋めるべく、多くの経験則や技術に依存せざるを得なかった。イギリスの L. F. Richardson は、ある時刻の風や気圧の分布がわかれば、流体力学の法則に従って、将来の気圧配置を予測できるはずだとし、実際、ヨーロッパ地域を対象に、鉛直方向には5層、東西南北方向にそれぞれ200 km 間隔、全部で3200個の格子点を取り、6時間ごとの状態を算出した。結果は失敗であったが、その試みは“Weather Prediction by Numerical

Process”(1922)として出版された。当時の失敗の原因が克服され、流体力学が日常の気象予報業務にとり入れられ実用化されたのは第二次世界大戦後の1950年代以降のことである。

#### 2. 気象力学の基礎方程式系

大気の運動は運動方程式、質量保存則、エネルギー保存則、空気の状態方程式などによって次のように表わされる。

$$\frac{dV}{dt} + 2\Omega \times V = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \phi + F \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot V = 0 \dots\dots\dots (2)$$

$$c_p \rho \frac{dT}{dt} - \frac{dp}{dt} = Q \dots\dots\dots (3)$$

$$p = R\rho T \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 $d/dt \equiv (\partial/\partial t) + V \cdot \nabla$ 、 $V$ 、 $p$ 、 $\rho$ 、 $T$  はそれぞれ空気の流れ、圧力、密度、温度であり、時刻と位置の関数である。 $\Omega$  は地球自転の角速度、 $\phi$  は重力のポテンシャル、 $F$  は摩擦力、 $c_p$  は空気の定圧比熱、 $Q$  は加熱率を示し、放射や水蒸気の凝結による潜熱放出などによる空気への熱の付加である。

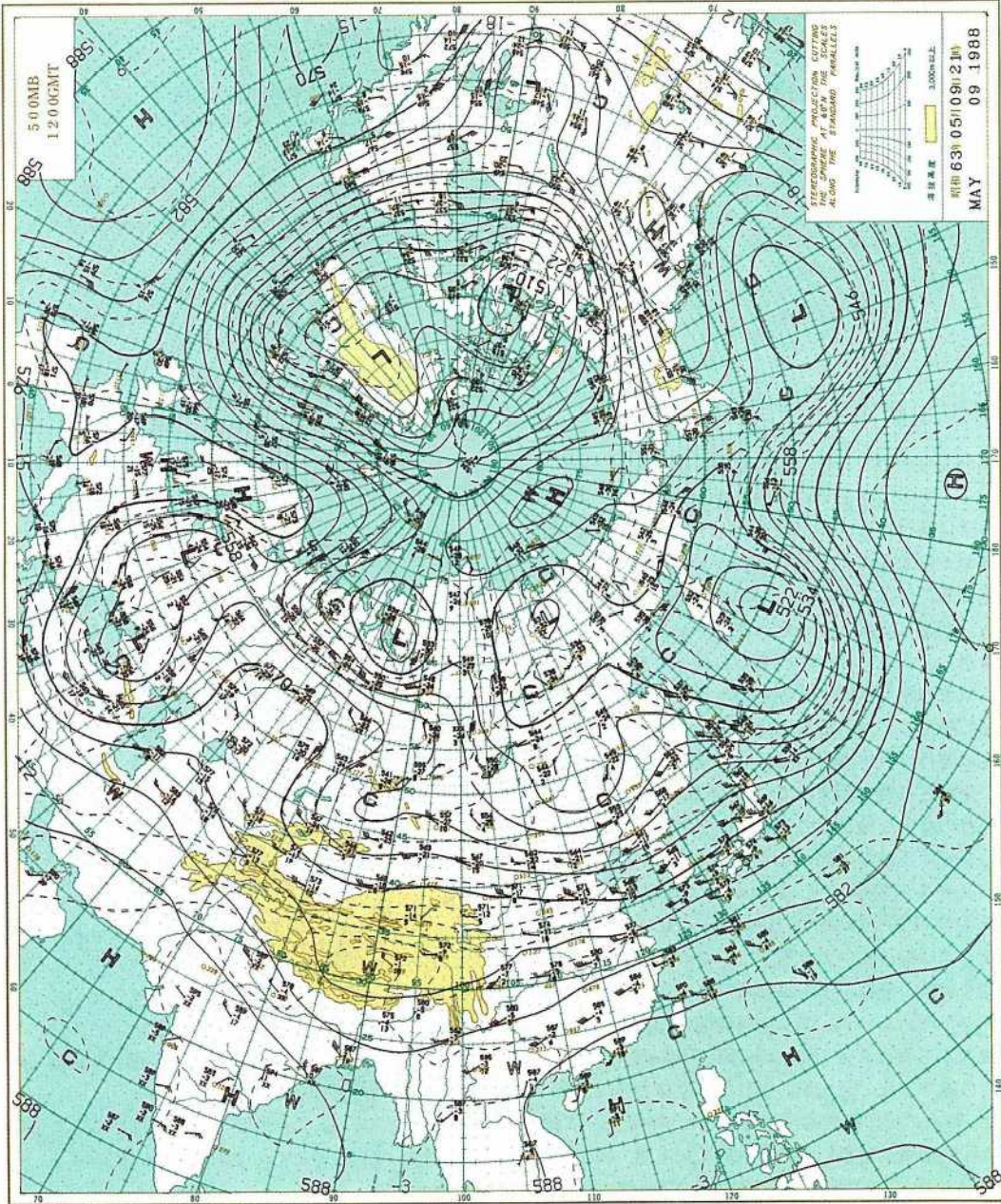
数学的にいえば、気象の予測は上記方程式系を適当な初期条件と境界条件のもとで解くことに帰着する。

#### 3. 地衡風と渦度

地球は自転しているから、地球上の物体が運動するとき慣性力の1つであるコリオリの力(転向力)が働く。式(1)の左辺第2項がそれで、速度に直角であり、北(南)半球では速度ベクトルを右(左)へ転向させるよ

\* 東京大学海洋研究所教授 (〒164 中野区南台 1-15-1)

Keywords: meteorology, fluid dynamics, weather forecasting, extratropical cyclone, Rossby wave



図一 1988年5月9日21時の500mb面天気図（氣象庁）。実線は60m間隔で描かれた等高線（×10m）であり、破線は等温線である

うな加速度を与える。地球大気の大規模な運動について水平面内の力のつり合いを調べてみると、コリオリの力と気圧傾度力が他の力よりも著しく大きく、これら2つの力がほぼつり合った状態にある。すなわち、鉛直方向の単位ベクトルを  $\mathbf{k}$  で表わすと、

$$f\mathbf{k} \times \mathbf{V}_h = -\frac{1}{\rho} \nabla_h p \dots \dots \dots (5)$$

したがって、

$$\mathbf{V}_h = \frac{1}{f\rho} \mathbf{k} \times \nabla_h p \dots \dots \dots (6)$$

ただし、 $f \equiv 2\Omega \sin \phi$  は  $2\Omega$  の鉛直成分、 $\phi$  は緯度、添字  $h$  は水平成分を示す。式(6)で与えられる風を地衡風とよぶ。上式からわかるように、地衡風は水平面内の気圧傾度と直角、すなわち等圧線に平行で、その大きさは気圧傾度に比例する。図-1は500 mb 面の上層天気図であり、等高線(定高度面における等圧線と同じと考えてよい)は矢羽根で示される風とほぼ平行になっていることがわかる。

このように大気の大規模な運動では、ほぼ地衡風平衡が成り立つ。したがって流れは近似的に水平面内で非発散であり、気圧が流線関数に相当する。この性質があるので、気圧分布を調べれば流れもわかる。北(南)半球では、低気圧は反時計(時計)回りの渦、高気圧は時計(反時計)回りの渦になっている。しかしながら、地衡風の平衡は近似的なものであり、小さいながら非地衡風成分もある。それは速度ポテンシャルから導かれるような発散性の流れであり、天気の変化をもたらす上昇流や下降流に結びついており、また渦管の伸縮をひき起こすので、小さいけれども重要な成分である。

ヘルムホルツの渦定理としてよく知られているように、均質・非粘性流体中では、渦は不生不滅である。角速度で自転する地球上ではヘルムホルツの定理は次のように表わされる。

$$\frac{d}{dt} (\nabla \times \mathbf{V} + 2\boldsymbol{\Omega}) \cdot \delta\mathbf{S} = 0 \dots \dots \dots (7)$$

$\delta\mathbf{S}$  は流体素片の面素である。地球上では、たとえ均質・非粘性であっても、渦はもはや不生不滅ではない。地球の自転に伴う渦度  $2\boldsymbol{\Omega}$  (Planetary vorticity) が存在しているので地球に相対的な渦度  $\nabla \times \mathbf{V}$  が容易に生成する。式(7)からわかるように、自転軸に垂直な面が縮小すれば、したがって自転軸の方向に伸長すれば自転と同じ向きの渦度が生まれ、逆に拡大すれば、したがって短縮すれば、逆向きの渦度が生まれる。低気圧性の渦は前者の状況において、高気圧性の渦は後者の状況において発生する。

#### 4. 温帯低気圧の発達

中・高緯度の偏西風帯では、しばしば温帯低気圧が発生し、西から東へ移動する。温帯低気圧に伴って空気の上下運動が起こり、その結果、上昇気流域では空気の断熱冷却によって水蒸気が凝結して雲をつくり雨を降らせる。上昇気流は低気圧の構造に従って特定の位置に生じるから、低気圧の発生と移動を予測することが天気予報にとって不可欠となる。図-2は、静止気象衛星「ひまわり」からみた雲写真と地上天気図であり、そこに温帯低気圧の姿が認められる。

温帯低気圧は南北の気温差に起因する不安定現象であると理解されている。緯度に伴う太陽高度の差異により、地球上では低緯度が高温、高緯度が低温となっている。この南北の温度差のため、上層では極を中心として高緯度ほど気圧が低くなり、北極上に中心をもつ地球規模の低気圧を形成している。これとつり合う地衡風は極をとりまく西風となり、南北温度傾度の大きい中緯度で特に強い。この偏西風は東西方向の波状擾乱に対して力学的に不安定であり、実際の偏西風は極のまわりを蛇行しながら流れている。図-1や図-3(b)にこの様子が示されている。

このような流れが、南北の温度差に起因する不安定現象であることは、実験によっても確かめることができる。図-3(a)は回転水槽の実験によって得られた流れのパターンである。この実験では、二重円筒の容器に水を満たし、極に相当する内側を冷却し、赤道側に相当する外側を加熱し、かつ全体を鉛直軸のまわりに回転させる。表面には回転と同じ向きの流れが生じるが、自転速度と温度差との組合せがある条件を満たすときこの流れは不安定となり、図-3(a)に示すように大きく蛇行し、左巻きと右巻きの渦が順に並ぶ。内側から張り出した形の渦、すなわち北半球では反時計回りの渦の域内は低温、外側から張り出した逆向きの渦の域内は高温であり、このような構造は実際の大気の渦でもみられる。内側、すなわち、極側から張り出した形の渦が温帯低気圧である。

南北の温度差とそれに地衡風的に平衡する上層の偏西風は流体力学的に不安定で傾圧不安定 (baroclinic instability) とよばれる。式(1)~(4)の方程式で、南北の温度差に起因する上層の気圧傾度と、それにつり合う西風とを基本状態とし、それに重ね合わさった微小振幅擾乱についての擾動方程式を導出する。それを解く過程で用いられる仮定と近似の仕方により、得られる結果に多少の差異が生ずる。そのうちの一例は次のように表わされる。

$$\left\{ (\bar{u} - c) \left( \frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{S} \frac{d}{dz} - k^2 \right) + \beta + \frac{A}{S} \right\} V = 0 \dots \dots (8)$$

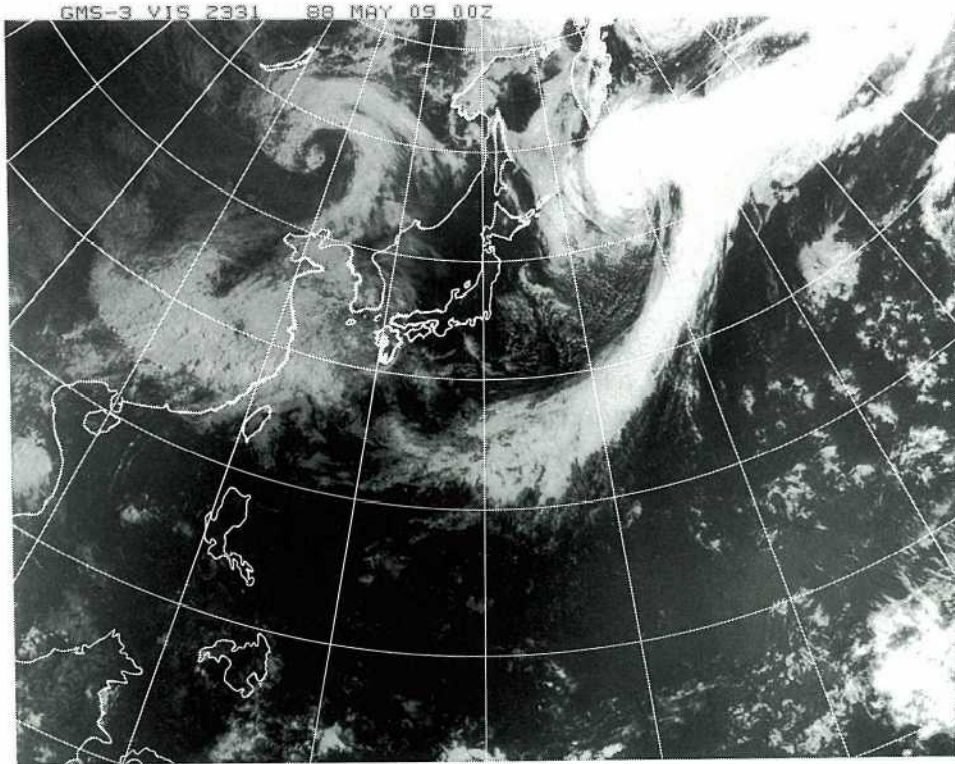


図-2 (a) 1988年5月9日9時の静止気象衛星「ひまわり」赤外画像

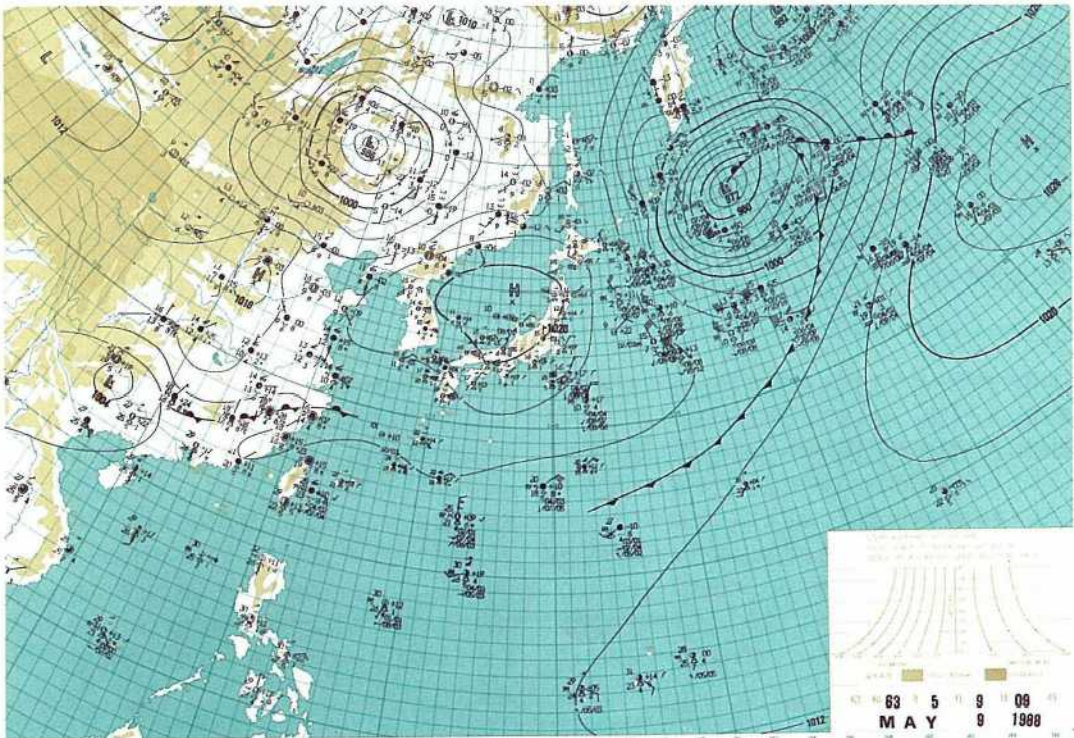


図-2 (b) 1988年5月9日9時の地上天気図(気象庁). 実線は4 mb 間隔で描かれた等圧線 (mb 単位)

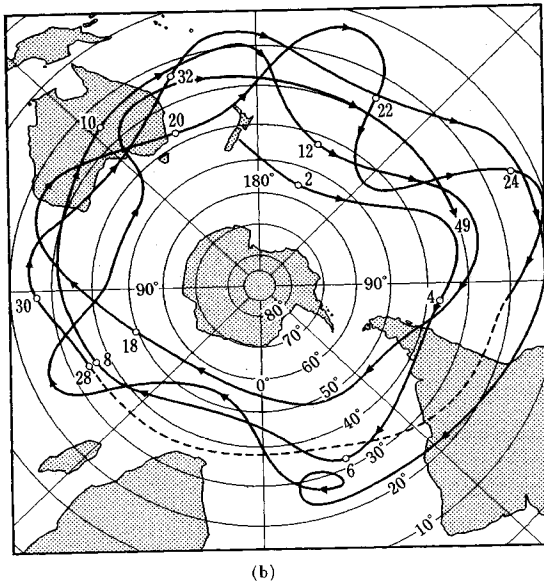
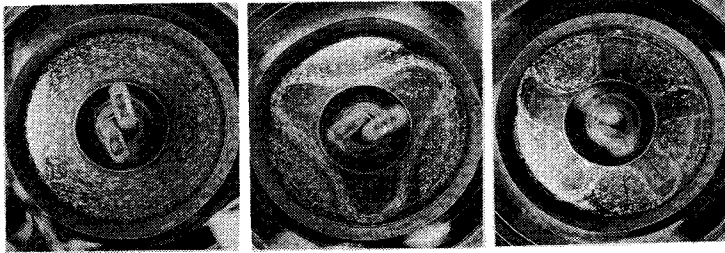
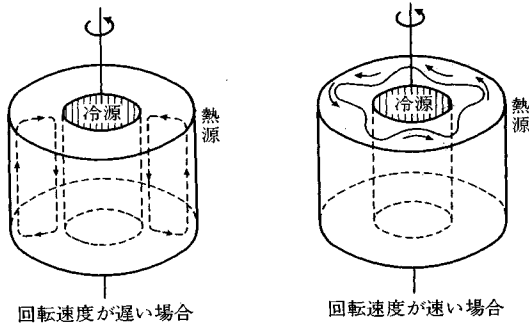


図-3 (a) 回転水槽実験。水面に軽いアルミ粉末を浮かべ、水の表面の動きを見やすくしている。(b) 南半球 200 mb(高さ約 12 km) を浮遊する気球の軌跡を比較のため示す。数字はニュージーランドで放球された後の日数で、気球が南北へ大きく蛇行しながら、偏西風に乗って 10 日あまりで地球を一周していることがわかる。

ただし、 $z=0$  において

$$\left\{ (\bar{u} - c) \frac{d}{dz} - \Lambda \right\} V = 0$$

また、 $z \rightarrow \infty$  のとき、 $V \rightarrow$  有限値である。

ここで、 $V$  は擾乱の南北速度成分で、スケールされた高さ  $z$  の関数、 $k$  は擾乱の東西方向の波数、 $c$  は東西

方向の位相速度で上式の固有値として求められるべきものである。

$\bar{u}$  は基本状態の西風で、 $\bar{u} = \Lambda z$  で表わされる。 $\Lambda \equiv d\bar{u}/dz$  は鉛直シアであり南北の温度傾度に比例する。また、 $S \equiv d\bar{p}/dz$  は基本場の鉛直密度傾度、 $\beta$  は planetary vorticity の鉛直成分  $f (\equiv 2\Omega \sin \phi)$  の南北傾度、 $\beta \equiv df/dy$  である。 $S$  や  $\beta$  に起因する安定化作用に対し、 $\Lambda$  は不安定化効果をもっている。

上記の問題を解いて得られた固有値  $c$  は一般に複素数であり、したがって擾乱は成長率  $kc_i$  ( $c_i$  は  $c$  の虚数部) で増幅する。その成長率が波長 ( $2\pi/k$ ) と西風の鉛直シア ( $\Lambda$ ) の関数として図-4 に示される (成長率の単位は  $\text{day}^{-1}$ )。実際の大气でみられる偏西風の鉛直シアは冬に  $30 \text{ ms}^{-1}/10 \text{ km} = 3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 、夏にはその半分ぐらいになる。 $\Lambda$  としてこの値をとると、最も発達しやすい低気圧の波長は約 4000 km、2 日で  $e$  倍になる成長率をもつ。これらは実際に観測される状況とよく一致している。また、固有解として得られる擾乱の構造も低気圧中心軸が上層ほど西にずれ、低気圧の中心から東側に上昇流域があるな

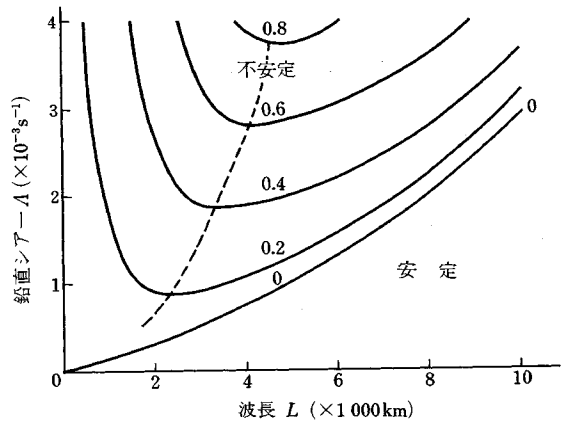


図-4 波動擾乱の東西方向の波長 ( $\times 1000 \text{ km}$ , 横軸) と偏西風の鉛直シア ( $\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ , 縦軸) に伴う成長率 ( $\text{day}^{-1}$ ) を示す傾圧不安定度曲線

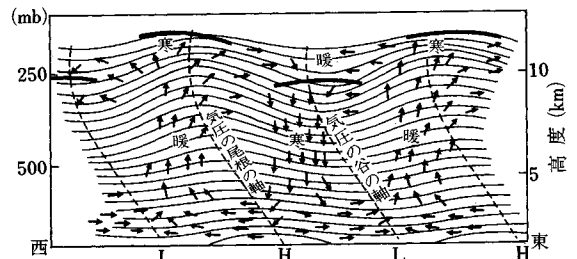


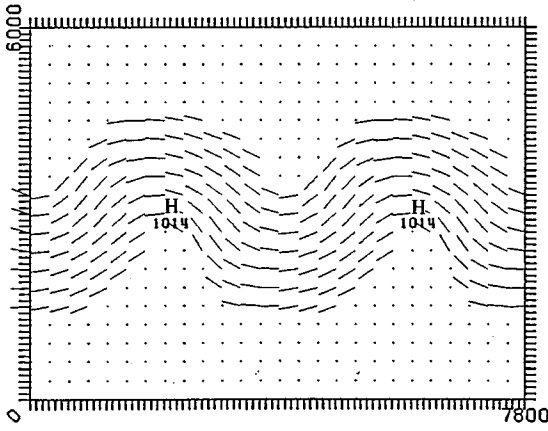
図-5 傾圧不安定波の鉛直構造の模式図 (小倉, 1984)

ど実際の温帯低気圧のそれとよく似ている (図-5).

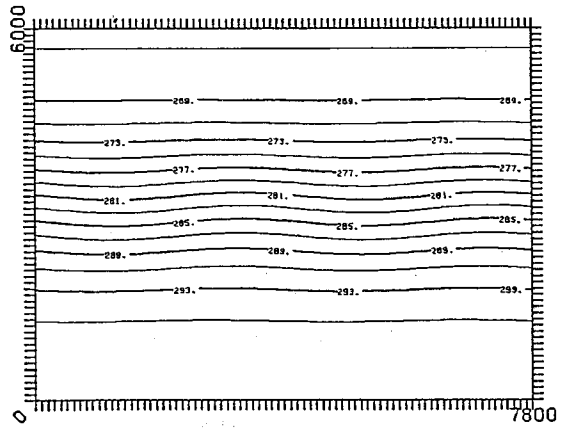
回転水槽の状況に対しても式 (8) とほぼ同じ式が導かれ、それを解くことによって実験結果と定量的にもよ

く合う安定度の臨界曲線が得られている。

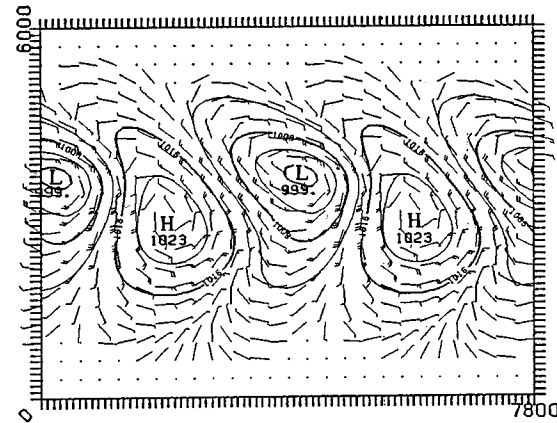
温帯低気圧の基本的構造は線形論での固有解として決まるが、実況と比較するには非線形方程式を数値的に解



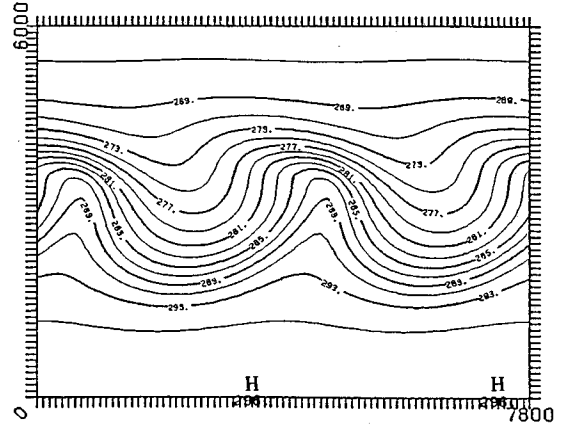
(a) 初期状態



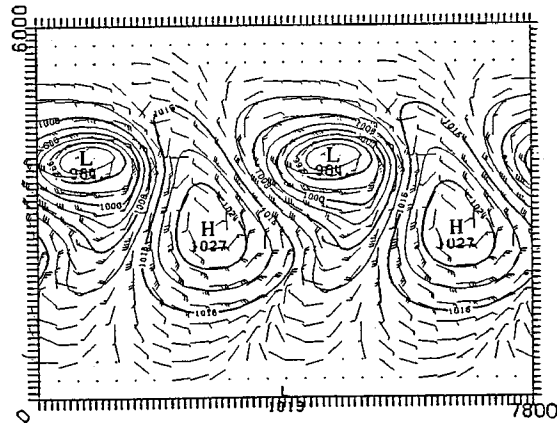
(a) 初期状態



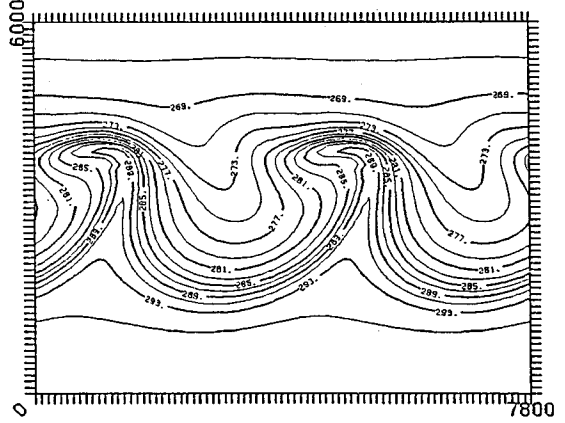
(b) 4日後



(b) 4日後



(c) 5日後



(c) 5日後

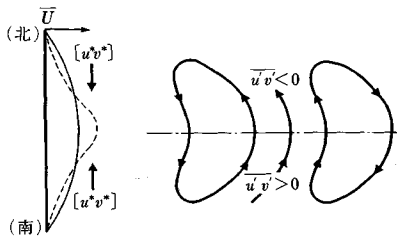
(1) 地上付近における気圧と風の分布

(2) 地上付近における温度分布

図-6 数値モデルによる傾圧不安定波としての温帯高・低気圧の発達過程 (高藪, 1986). 矢羽は風を, 実線は等圧線と等温位線を示す.

いて得られる有限振幅解の方が適当である。そこで、初期状態として南北に温度傾度をもつ基本状態に微小振幅の擾乱を重ね、数値積分して得られた十分に発達した温帯低気圧および高気圧を図一6に示す。微小振幅のときには正弦波的で、したがって高・低気圧が同じ形であったものが、時間の経過につれやがて非対称になる。全体の等圧線パターンは実際の天気図上にみられるものとよく似ている。特に注目すべきことは、低気圧の中心からのびる「前線」が形成されている点である。初期状態としては、南北に一定の温度傾度を与えたのであるが、低気圧による風の場によって変形された結果、温度傾度は北東から南西にのびる幅の狭い帯の中に集中するようになる。同時に、この帯沿いに正の渦度が増大し、その東側に強い上昇気流がみられる。これらの特徴は、すべて実際にみられる前線の構造と一致している。

温帯低気圧の発達過程で注目すべきもう1つの側面は偏西風の集中、すなわち、ジェット気流の形成である。温帯低気圧は傾圧不安定によって発生発達するものであるから、その過程で南北の温度差を減ずる。低気圧中心の東側では南風が吹いて南側の暖気を北へ運び、低気圧の西側では北風が北方から寒気を南へ運び、全体として南北の空気を入れ換え、温度差を減ずるように働いている。南北温度差の減少に対応して、それと地衡風の間に平衡している偏西風の鉛直シアも減少する。偏西風は南北の温度傾度に対応して中緯度で最も強くなっているのであるが、そのような緯度変化をもつ偏西風帯で低気圧や高気圧の擾乱が発生し発達するに伴って生ずるであろう結果を図一7に示す。ジェット流の中で擾乱に伴う渦度は偏西風によって移流され、図一7に示されるような構造になる。強風帯の南側では渦の主軸が北東-南西の傾きをもつので、擾乱による運動量輸送  $\overline{u'v'}$  ( $u', v'$  は速度擾乱の  $x, y$  成分) は正、すなわち西風運動量を北に運ぶ。一方、強風帯の北側では逆に西風運動量を南に運ぶ。これらの運動量輸送の効果は強風軸付近で西風を加速し、両側で減速するので、西風ジェットが鋭くなる。もとの西風が風速一定であれば図一7に示されるような



図一7 偏西風帯の傾圧不安定波に伴う運動量南北輸送による西風運動量の集中を示す模図

渦度の非等方性は生じないし、西風が強まることもない。最初にわずかな不均一があると傾圧不安定波はその不均一性を強めることになるので、渦粘性という見方をすれば、粘性係数は負になる。この負粘性効果によって中緯度の上層には強い偏西風ジェットが形成する。この過程は傾圧不安定波を含む大気モデルで長時間の数値積分をすることによって確かめられている。

### 5. ロスビー波

地球の半径に比べて大気層はきわめて薄いから、大気中の大規模な運動は、薄い球殻の中に限られている。回転する薄い球殻中の特有の波動としてロスビー波 (Rossby wave) がある。球面のかわりに、考える点で地球に接する平面をとり、東向きに  $x$  軸、北向きに  $y$  軸をとると平面内の運動に対する渦度方程式は次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \left( u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) (\zeta + f) &= 0 \\ f &= f_0 + \beta y \\ f_0 &= 2 \Omega \sin \phi_0, \quad \beta = 2 \Omega \cos \phi_0 / a \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

ただし、 $\zeta$  は平面内の運動に伴う渦度、すなわち、 $\nabla \times \mathbf{V}$  の鉛直成分、 $f$  は地球自転に伴う渦度の鉛直成分、 $\beta$  はその南北傾度でロスビー・パラメーターとよばれる。 $\phi$  は緯度、 $a$  は地球半径である。式 (9) は回転系でのヘルムホルツの渦定理、式 (7) で面素の大きさが変わらないとしたものにほかならない。 $u, v, \zeta$  を流線関数  $\psi$  を用いて表わすと、式 (9) は次のような解をもつ。

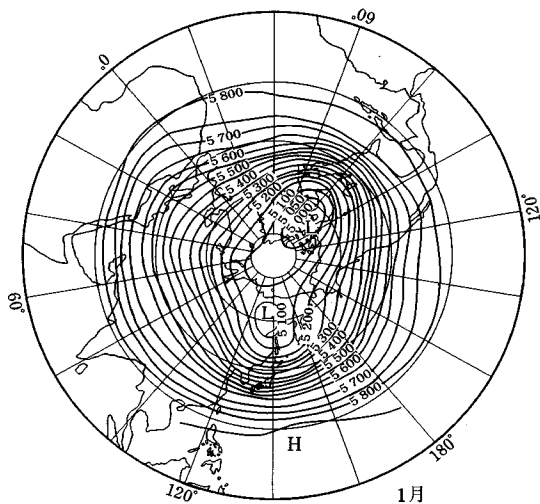
$$\psi = e^{i(kx + ly - \omega t)} \dots\dots\dots (10)$$

$$\omega = - \frac{\beta k}{k^2 + l^2} \dots\dots\dots (11)$$

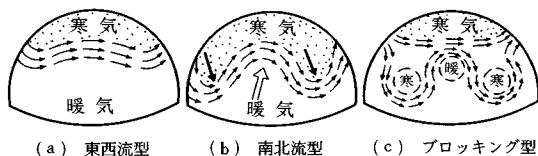
分散関係から東西方向の位相速度  $c_x$  は  $c_x = \omega/k = -\beta/(k^2 + l^2)$  となる。これからわかるように、この波は常に西向きに進み、波数の小さいもの、すなわち波長の長いものほど速い。式 (9) が示すように、この波動は絶対渦度 ( $\zeta + f$ ) の保存に基づいて生ずる。

波長約 4 000 km ぐらいの傾圧不安定波の西進速度は  $5 \text{ ms}^{-1}$  ほどに過ぎず、偏西風速  $20 \sim 30 \text{ ms}^{-1}$  に比べてはるかに小さい。したがって、高・低気圧は通常偏西風に乗って西から東へ移動する。しかし波長が  $\sim 10 \text{ 000 km}$ 、すなわち、地球をとりまく波動の波数が  $1 \sim 4$  になるとそれらの位相速度は偏西風速に匹敵するようになり、西風が吹いているにもかかわらず静止あるいは西進するようになる。ロッキー山脈、ヒマラヤ山塊などのような大規模な山岳は偏西風に対して障害物となり、流れの蛇行をひき起こすが、その中でロスビー波として静止できるような波長成分は共鳴を起こし大振幅となる。このような停滞ロスビー波は山岳の力学的作用のみでなく、海陸





図—8 1月平均北半球 500 mb 等圧面高度 (m)



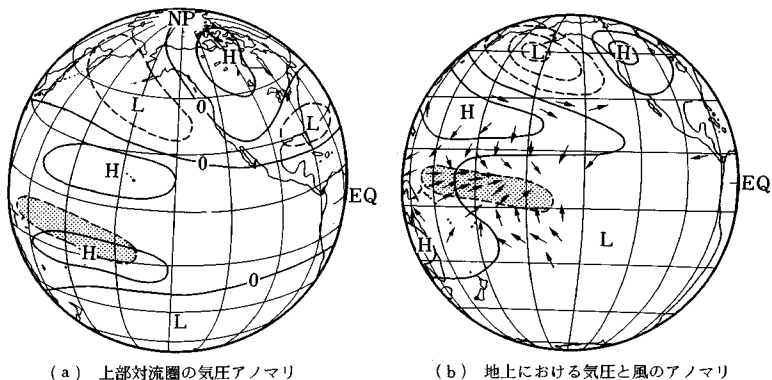
図—9 中緯度偏西風帯における気流型

の温度差に起因する熱的効果によっても形成される。北半球には、これらの原因でつくられる波数1~4の定常波が存在している。長時間(1~3か月)の平均をとった流れの場では、日々変動する傾圧不安定波が平滑化され、図—8に示されるような定常ロスビー波が卓越して現われる。この定常波のためユーラシア大陸の東岸、北アメリカ大陸の東岸、東ヨーロッパの3か所に南下する流れが見出される。北極の寒気はこれら3か所で南へ流れ出しやすい。ロスビー波の成因となる大陸と山岳は地球をとりまいてそれぞれ2か所、すなわち、ユーラシアと北アメリカ、ヒマラヤとロッキーであるのに波数3が

卓越するのは、これが偏西風に対して共鳴に近いからと考えられている。これらロスビー波は地球規模(惑星規模)の波なので惑星波(planetary wave)ともよばれる。

ロスビー波の位相や振幅は、偏西風の風速、偏西風の山岳に当たる位置、海陸の温度差による加熱率の水平分布、などに応じて年によって変化する(図—9参照)。日本付近の気圧の谷が少し東へずれると日本には北西の風が吹き寒冬となるが、逆に西へずれると南よりの風も少し吹くようになり暖冬となる。これが異常気象の原因の1つと考えられるが、偏西風の強度と位置の年による違いがどうして起こるかについては明らかではない。

異常気象の原因として最近注目されている他の1つの定常ロスビー波は熱帯域での大気加熱によって励起され、中・高緯度帯伝播するものである。熱帯では、海面水温が高く、しかも日射が強いので対流雲が発達しやすく大量の雨をもたらす。対流によって大気上層が加熱され、それに伴って高気圧性の渦が形成する。対流の発生域が固定すれば、渦を源として定常ロスビー波が形成される。通常、海面水温の分布と熱帯地方の陸地の分布の関係で、赤道域における対流活動は、インドネシアの近くで最も強くなるが年によって変化し、またその位置がずれる。図—10は中部太平洋赤道域に源をもつ定常ロスビー波の例である。通常、太平洋中・東部赤道域は深層から低温の水が湧昇するので水温が低く、したがって対流活動も不活発である。ところが、数年に一度、海流の異変によって湧昇が弱まり、同時に西部太平洋から暖水が流れ込むことによって、この海域の表面水温が異常に高くなることがある。この現象はエル・ニーニョとよばれている。この現象が起こると通常おだやかな太平洋中部赤道域で対流が活発になる。図—10で影をつけたこの領域の上空に高気圧性の渦が生成し、そこから定常ロスビー波が北東に伝播する。ロスビー波は渦度の波であるから、波の伝播路に沿って反時計回り、時計回りの渦が順に並ぶことになる。実際の偏西風の中で停滞し得



図—10 太平洋熱帯域に励起源をもつ定常ロスビー波の伝播 (Shukla and Wallace, 1983)

る波長をもとに計算してみると渦の配置はおおよそ図10に示すようになる。北米西岸に高気圧（時計回りの渦）、東岸に低気圧（反時計回りの渦）を生じる。この結果、西岸からアラスカにかけては暖冬で乾燥し、アメリカ中西部と東岸地方はカナダからの寒気の流入によって寒い冬となる。

### 6. 数値天気予報

式(1)~(4)は大気の数学モデルを構成する。式(1)における摩擦項  $F$  と式(3)における加熱率  $Q$  が変数  $V, \rho, p, T$  等の関数として表現されるならば、適当な境界条件と初期条件のもとで、予測変数の時間的变化が決定され得る。ただし、微分方程式は複雑で、一般に解析的に解けないので、数値解法を用いる。

基礎方程式の時間積分に際して以下に述べるように気象学および数値計算上の制約から生ずる問題をうまく処理するために、前記の基礎方程式を変形することによって力学モデルを定式化することがモデリングの課題であり、大気数値モデリングが数値天気予報にとって重要となる。

大気の大規模運動の水平サイズは鉛直のそれよりはるかに大きいので、鉛直の加速度  $dw/dt$  や摩擦項の鉛直成分  $F_z$  は式(1)で無視される。この近似は静力学平衡とよばれる重要な関係式

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad \text{あるいは} \quad \frac{\partial p}{\partial \phi} = -\rho \dots\dots\dots(12)$$

を与える。  $g$  は重力の加速度である。

運動方程式(1)の水平成分、静力学平衡式(12)、質量保存式(2)、熱力学式(3)、理想気体の状態方程式(4)は primitive 方程式系とよばれる。静力学平衡の仮定は音波の鉛直伝播を除去するように基礎方程式系を修正する。 primitive 方程式系のもう1つの重要な性質は鉛直速度はもはや予測変数ではないということである。  $\partial \rho / \partial t$  と  $\partial p / \partial t$  の計算が常に静力学平衡を満たすという条件から診断的に  $w$  が求められる。

静力学平衡を満たさない積乱雲など対流性中小規模現象を記述するのに primitive 方程式系は適当ではない。この状況で音波の鉛直伝播を除去するために、通常、連続式で  $\partial \rho / \partial t$  が無視される。このモデリング手法は非弾性 (anelastic) 仮定とよばれ、水平、鉛直両方向の音波の伝播を除去し、それによって非常に短い時間ステップ  $\Delta t$  の使用が避けられる。

### 7. 物理過程のパラメタリゼーション

予測モデルは熱力学方程式における加熱項  $Q$  や運動方程式における摩擦項  $F$  の表式を定めなければ完全ではない。天気予報では加熱率や摩擦効果が重要となり、

それらを正しく導入しなければ誤差は大きくなる。

加熱率  $Q$  は次のように分解される。

$$Q = Q_r + Q_s + Q_c \dots\dots\dots(13)$$

$Q_r$  は太陽放射および大気放射による加熱、  $Q_s$  は顕熱の鉛直・水平拡散、  $Q_c$  は水蒸気の凝結潜熱の解放である。

同様に、摩擦項  $F$  は大規模摩擦と分解能以下の小規模の運動量輸送によるそれぞれ運動量の時間変化率  $F_i$  と  $F_s$  の和として表わされる。

$$F = F_i + F_s \dots\dots\dots(14)$$

加熱率と摩擦効果を予報モデルの従属変数を用いて表わすためにはそこに含まれる物理過程についての知識が必要になる。これらの詳細な物理過程は大気力学、大気放射学、微気象学、水文学、雲物理学等の各分野で研究されている。モデルの従属変数を用いたこれら物理過程の定式化はパラメタリゼーション (parameterization) とよばれる。

#### (1) 太陽放射と地球放射

大気や海洋の運動のすべてのエネルギーは究極的には太陽からの入射放射である。大気頂での入射太陽エネルギーは  $\sim 1380 \text{ Wm}^{-2}$  であり、太陽定数として知られている。太陽放射の地表面に直交する平均フラックスは太陽定数の1/4に相当し、  $345 \text{ Wm}^{-2}$  となる。このうち約30%は反射され(地球のアルベドは約0.3)、約20%が大気中で、50%が地表面で吸収される。地球系の平均温度が年々変わらないのは、地球の獲得した放射エネルギーと同量のエネルギーが地球系から熱放射として宇宙空間へ放出されているからである。

低緯度帯では地球-大気系は入射太陽放射エネルギーが射出地球放射エネルギーより大きい。高緯度帯では逆のことが起こる。この放射エネルギー収支の不均衡は大気と海洋の運動による熱エネルギーの低緯度帯から高緯度帯への輸送によって解消される。

式(13)における放射加熱項  $Q_r$  は次の2つに分離される。

$$Q_r = Q_{rs} + Q_{rl}$$

ここで、  $Q_{rs}$  は大気中での入射太陽放射の吸収による加熱、  $Q_{rl}$  は大気から射出された赤外(長波)放射による加熱である。  $Q_{rs}$  は放射伝達理論と大気中の放射的に活性な気体の鉛直分布に基づいて算定される。通常、主要な放射活性気体成分は水蒸気、二酸化炭素およびオゾンである。  $Q_{rs}$  の計算には、主要吸収気体による吸収のみならず、大気分子、エアロゾル、塵埃等による散乱や雲による反射の効果も考慮される。大気頂における入射太陽放射は太陽定数と太陽天頂角に依存する。雲による太陽放射の反射は高さの関数としての雲量を考慮して求められる。

同様に、 $Q_{ri}$  は放射伝達理論と水蒸気、二酸化炭素、オゾンを含む大気吸収係数と気温の鉛直分布に基づいて算定される。上向き、下向き両者のフラックスは赤外放射の計算に含まれるから、 $Q_{ri}$  の決定に際しての雲の効果の取り扱いには  $Q_{rs}$  の計算より複雑になる。

## (2) 雲と降水の効果

気象学特有の問題は大気における水蒸気役割である。大気中の水蒸気はわずかであるが、水の三相一気・液・固相一存在は大気運動に大きな影響を与える。雲と降水の予報は天気予報の主要な部分であるが、その時間・空間スケールは大規模運動のそれに比してはるかに小さいので扱いは困難である。

水蒸気の混合比  $q (= \rho_w / \rho, \rho_w, \rho$  はそれぞれ水蒸気、乾燥空気の密度) が飽和混合比  $q_s$  を越えるとき、過剰の水蒸気は通常凝結あるいは昇華して雨や雪を生ずる。凝結あるいは昇華の潜熱は相変化の際に解放され、空気の加熱に使われる。この過程に伴う加熱率が式 (13) の  $Q_c$  である。

雲の形成や降水を予測する第一歩は大規模な水蒸気分布の予測である。これは水蒸気の保存式を用いてなされる。

$$\frac{dq}{dt} = -M + D_q \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 $M$  は水蒸気の凝結率であり、 $D_q$  は水蒸気の拡散である。気温、風速度、水蒸気量などの大規模流の変量に基づいた雲型、雲高、雲量など雲の予測は雲のパラメタリゼーションの目標である。層雲などの層状雲は太陽・地球放射と関連して重要であり、一方熱帯における積雲・積乱雲など背の高い対流雲はそれらの集団中で解放される潜熱を通して大気大循環の主要な熱源となる。対流雲は熱や水蒸気に加えて運動量を輸送し、鉛直混合の役割を果たすので、対流雲のパラメタリゼーションは層状雲のそれより困難である。熱源や運動量、水蒸気の混合などに果たす対流雲の役割を理解することは天気予報における鍵の1つである。

水蒸気の凝結により生じた液相・固相の雲水はすべて雨や雲となって落下するのではなく、一部は雲として空気とともに運動する。したがって雲水の混合比  $m$  の保存則は次式で表わされる。

$$\frac{dm}{dt} = M + P + D_m \dots\dots\dots (16)$$

ここで、 $P$  は水滴の落下による変化率、 $D_m$  は水滴の拡散効果である。水滴の落下速度はその粒子の大きさに依存するので、水滴の粒径分布を知る必要がある。

## (3) 大気境界層

地球表面から高さ約 1000 m までの領域は大気境界層とよばれる。ここでは摩擦による運動エネルギーの消散

のみならず、地表面から大気中へ顕熱や水蒸気(潜熱)を輸送するエネルギー源としても働く。大気境界層上の自由大気では、前線近傍でのシア不安定により生ずる晴天乱流、積雲対流、重力波等を除けば、摩擦効果は一般に無視される。

大気境界層は二層に分割される。高さ 100 m 以下の最下層(surface boundary layer あるいは Prandtl layer) では、運動量、熱、水蒸気等の鉛直フラックスは高さによらないと仮定され、大気構造は地表面の特性、熱的成層、風の高度分布によって決定される。

上記の最下層と自由大気との間の領域は planetary boundary layer あるいは Ekman layer である。それは混合層とよばれるときもある。混合層の上に安定な自由大気、その下に乱流運動が閉じ込められ、また、混合層頂は雲で覆われることがある。

## (4) 土壌水分と水文学

大気と地表面間の小規模乱流による顕熱・潜熱の交換は大気運動を駆動する重要な熱源である。土壌の比熱は水のそれより小さく、土壌は水と異なり対流を生じないから、地表面温度は水面温度より急激に変化する。したがって、陸地面温度の日変化や季節変化は一般に湖沼や海洋のそれに比して大きい。陸地面温度は表面エネルギー平衡式を用いて算定される。

陸地の特徴は土壌含水量、地形や種々の植生により複雑である。地面から補給される顕熱量と潜熱量は主に土壌の湿り具合に依存する。土壌水の少ない砂漠では、主として顕熱の形で補給されるが、一方、湿潤地帯では、蒸発により潜熱として補給される。陸地面から輸送される潜熱は植物の新陳代謝により液相から気相へ変わる蒸散を通して植物の葉によって影響される。

降水と気温は土壌水分を制御する主要な要因である。降水が雨としてであれば、水は土壌中へ飽和するまで浸透し、過剰分は流出する。降水が雪としてであれば、陸上に堆積し、積雪として地面アルベドを変える。降水と地上気温はまた、植物の成長に影響し、それはまた、地面アルベド、地表面での蒸発量と顕熱輸送量を変える。

陸上雪氷カバーは地面アルベドを増し、それはひるがえって大気の冷却を助長するから、積雪カバーと寒冷天気の持続との間に正のフィードバックがある。このように大気と陸地の水文過程は大気境界層過程と密接に関連しているので、陸地面過程をより忠実に記述することは数値予報モデルの改良に寄与する。

## (5) 海洋と海水

海は地球表面の約 70 % を占め、かつ大きな熱容量をもっているため、大気に大きな影響を及ぼす。陸地と同様、大気・海洋相互作用を特徴づける最も重要な変量は海面温度である。海面温度を決定するのに、陸地面に対

すると同様、表面エネルギー平衡式が用いられる。

海洋循環の知識は、深層海洋への熱輸送や海流に伴う熱輸送による熱の正味授受を評価するのに必要である。しかしながら、短期予報に対しては、時間的に固定した海面水温を与えれば十分である。なぜなら海面水温の時間変化は大気運動の時間変化よりはるかに緩慢であるからである。

極地方の天気予報には海水の効果も考慮に入れる必要がある。地球上の全水分の約2%が極地域や氷河の水として貯蔵されている。海水は極域での大気と海洋間の熱・水蒸気・運動量の交換を制御する主要な役割を演じている。氷は海から大気への熱と水蒸気の補給を遮断し、アルベドを増す。したがって、陸上の積雪カバーと同様、海水は氷面上の冷却に寄与し、ひいては氷を厚くしようとする正のフィードバック作用をもつ。

海水を予測するには、海水のアルベド、氷の厚さや密集度も求める必要がある。その問題はちょうど大気中の対流雲の密集度を予測することに似ている。氷の力学についての知識も海水の観測資料についてもともに乏しいため、海水のパラメタリゼーションは困難である。

#### (6) サブグリッドスケール過程

大気の数値モデルは連続体を表わすのに有限の解像度を用いねばならない。計算分解能より小さなスケールの雷雨、積雲対流、重力波等ある種の物理・力学過程は大規模モデルでは陽に表わされない。そのような解像不可能な運動をサブグリッドスケール過程とよぶ。

サブグリッド規模運動のより大規模なものへの寄与はサブグリッド規模運動に含まれるエネルギー量によって測られる。約3000 kmより小さな規模の運動の運動エネルギーは、その波長を $L$ で表わすと、 $L^3$ で変化することを大気中の運動エネルギーのスペクトルが示している。したがって、サブグリッド規模運動の運動エネルギーは幸いにして小さい。しかしながら、このことは、サブグリッド規模の運動の影響を無視し得るということを意味しない。流体運動の非線形性のゆえに、小規模運動の

運動エネルギーはより大きな規模の運動のそれへカスケードアップする。小規模誤差はいずれ大規模エネルギーの変動幅の大きさに成長する。

数値モデルが非常に微細な格子を用いるならば究極のエネルギー消散は分子粘性に依存するが、実際には、いかに微細とはいえ、最小グリッドサイズはそのようなものよりはるかに大きい。サブグリッド規模運動のパラメタリゼーションの目的は理想的状態におけるグリッド規模でのカスケディングエネルギーに匹敵するエネルギーを抜き去るエネルギーシンクをもたらす物理的な定式化を考案することである。いわゆる渦粘性の係数の定式化は乱流論に基づきエネルギーカスケード過程を模写する典型例の1つとみなされる。

サブグリッド規模のパラメタリゼーションの課題は数値予報モデルの空間解像度に依存して大きく異なる。格子間隔~100 kmの低解像度モデルでは単純な渦拡散の定式化はかなり有効である。しかし、~10 kmの高解像度モデルにおけるサブグリッド規模過程のパラメタリゼーションでは未解像ではあるが有意な中規模(meso-scale)運動に関する物理過程についての知識が不可欠となる。要するに、数値予報モデルを改善するために信頼度の高い物理的パラメタリゼーションは力学方程式の高い近似度と同じように重要な課題である。大気現象は複合過程であるから、数値予報モデルを設計する際、どの大気過程を含めるべきかを決定することが重要となる。ある物理過程の重要度は、大規模運動の変量による定量的定式化がなされたとき、その敏感度実験をすることによって判断され得る。

降水、とりわけ局地的豪雨の数値予報の困難性はその現象に見合う空間・時間的に密な観測資料が不足していることほかに、その物理学的機構の理解が不十分であることにある。その詳細についての記述は別の機会に譲る。

(1989. 3. 13・受付)