



天 気

1984年6月
Vol. 31, No. 6

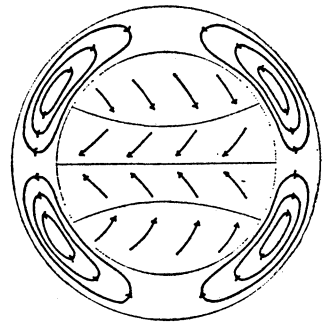
大気大循環のモデル再見 (I)*

木 田 秀 次**

1. はじめに

イギリスのハドレー (Hadley, 1735) が低緯度の貿易風を説明するために「大気大循環」なるものを初めて空想して以来、大気大循環の実態とその成因についての議論は、気象学において特に関心を集めてきたテーマの一つである。250年という時の流れの中で、ハドレーの大気大循環の描像 (第1図) は、修正されたり否定されたり揉みくちゃにされながらも常に議論の出発点であり核心であった。

気球による高層観測が普及した頃から対流圏全体の風系の特徴が次第に明らかにされ、それに伴って大気大循環の機構に関する議論も進展した。その気運の中で、1950年前後に行われた全球的観測資料の解析の研究は、大気大循環に占める大規模擾乱の本質的役割を明白にした。それに続き、大気大循環の数値シミュレーションも成功した (Phillips, 1956)。こうして20世紀の中頃には、解析・理論の両面において一応合理的な今日流布する大気大循環論の骨格がつくられた。その「現代的」大気大循環論は、大規模擾乱と三細胞子午面循環とを軸にして構成されている。その中では古典的なハドレーの大気大循環像は低緯度においてのみその片鱗をとどめるにすぎない。現代的大気大循環像は、古典的モデルと異なり、擾乱を第一義的に含むので単純に図化するのには難しいが、経度平均像という意味で図化されているのが第2図である。この種の問題図は、気象学書や学校の教科書



第1図 Hadley の大循環モデル。ただし図は Lorenz (1967) による。

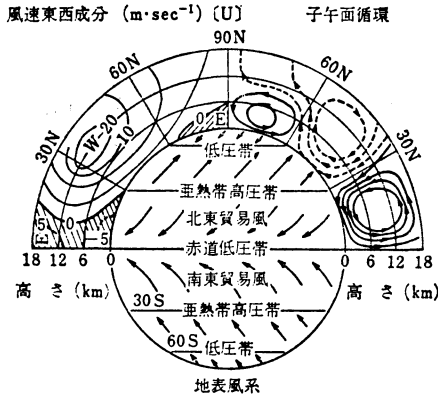
などに度々みかけるが、後の解説との関連で便宜上ここに引用しておく。

大気大循環論の現代化とその描像については、すでに著名な解説が幾つも出されているので、読者のためには、それらをジックリ読まれるようお奨めすれば十分であるかも知れない。それにもかかわらず、もし新たに書き加えるほどの何かがあるとすれば、それは「現代的」大気大循環論に対する問題意識の他にはあり得ないだろう。

対流圏のことゆえ対流圏にのみ注目していたときには無矛盾として見過ごしてきた事柄の中に、問題の所在が鮮やかに浮かび上がってきたのは、いわゆる中層大気に関する最近の観測的・理論的研究の成果の照り返しによってである。この小論では、概略にとどまるが、筆者の私見を中心にして、その辺りの事情に触れることとする。これが、読者にとって何がしかのお役に立ち、且つ

* A re-examination of models for the atmospheric general circulation.

** Hideji Kida, 気象研究所.



第2図 経度平均の風系と気圧のモデル。
気象ハンドブック (1979) より。

「天気」編集委員の栗原氏の好意に応えたことになるなら幸いである。

2. 「現代的」大気大循環論の概要

2.1. 平均流と擾乱

古典の大循環モデルの特徴は、風系や気温の分布に見られる経度方向の一様性を重視し、その反面、一様性からはずれた部分を単なる乱れとして副次的に扱うにすぎなかったことにありとされている。一方、19世紀末に始まる「近代的」大循環モデルでは、そういう乱れこそが大気大循環の形成や維持にとって本質的であると強調された。

ところで、天気図で親しんでいる高低気圧系のような擾乱は、目で見ていればそれが擾乱であるという判断も自然にできるが、それを客観的かつ量的に表現しようとすると、必ずしも単純なことではない。

通常の方法では、何かの気象学的物理量を ψ とすると、これを

$$\psi = \bar{\psi} + \psi' \quad (1)$$

のように平均値 $\bar{\psi}$ とそれからの偏差 ψ' とに分離して、この偏差部分を擾乱成分と考える。この後の議論では、平均として主に経度平均を考えるが、場合によっては、緯度方向や鉛直方向の平均または時間平均などともとることができる。

いま ψ として、風速 $\mathbf{V} = (u, v, w)$ を考えると、

$$\mathbf{V} = \bar{\mathbf{V}} + \mathbf{V}' \quad (2)$$

で、この $\bar{\mathbf{V}}$ を「経度平均運動」あるいは単に「平均流」と呼び、 \mathbf{V}' を「渦運動」あるいは単に「渦」と呼ぶ。このように、大気の運動は、平均流と渦 (擾乱) との二

つの運動系に分けて扱うことができる。以上は、大気の運動に関する言葉の定義であるから、それ自体特に問題はないだろう。

2.2. 子午面循環の様相

経度平均の風速 $\bar{\mathbf{V}}$ において特に子午面に平行な成分 \bar{v} と \bar{w} で表される運動は、経度平均子午面循環または単に「子午面循環」という。

年や季節、月などといった長時間の平均 $\langle \rangle$ を扱うときには、質量場の定常性から次のような非発散の関係が成り立つ。

$$\frac{\partial \langle \bar{\rho} \rangle \langle \bar{v} \rangle \cos \theta}{a \cos \theta \partial \theta} + \frac{\partial \langle \bar{\rho} \rangle \langle \bar{w} \rangle}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

ただし、 ρ は大気密度、 a は地球半径、 θ は緯度、 z は高度である。この $\langle \bar{v} \rangle$ と $\langle \bar{w} \rangle$ に対して、流線関数 $\langle \bar{\chi} \rangle$ を次のように定義できる。すなわち、

$$\langle \bar{v} \rangle = - \frac{\partial \langle \bar{\chi} \rangle}{2\pi a \cos \theta \langle \bar{\rho} \rangle \partial z},$$

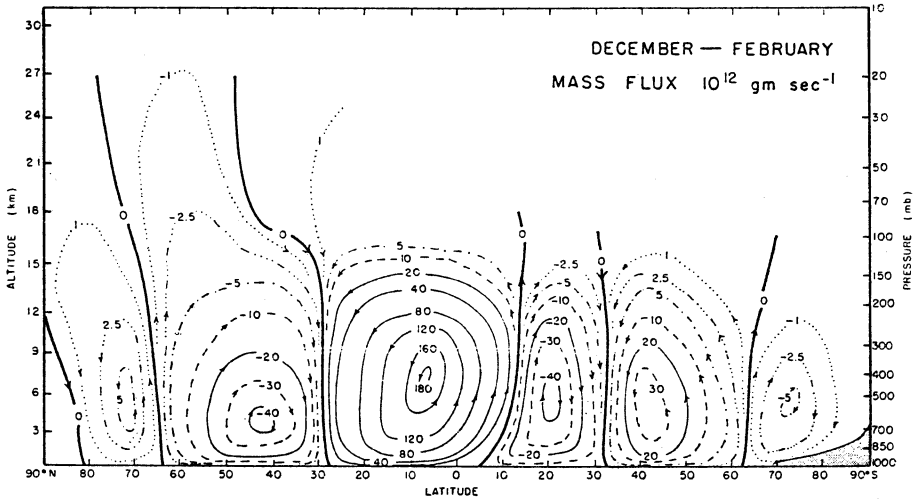
$$\langle \bar{w} \rangle = \frac{\partial \langle \bar{\chi} \rangle \cos \theta}{\langle \bar{\rho} \rangle a \cos \theta \partial \theta} \quad (4)$$

従って、もし風速を観測して $\langle \bar{v} \rangle$ や $\langle \bar{w} \rangle$ が分かれば、この式を用いて $\langle \bar{\chi} \rangle$ を決定することができる。今の場合、流線関数 $\langle \bar{\chi} \rangle$ の等値線は子午面循環の向きに一致するから、 $\langle \bar{\chi} \rangle$ は子午面循環の構造を表わす関数であると言える。

一般に、流体の運動は、運動の場が定常であれば、流線関数 χ の等値線と流体粒子の運動の軌道とが同じになる。従って、長時間平均の $\langle \bar{\chi} \rangle$ は、擾乱を徐いて考えたとき、流体粒子 (空気塊) の子午面上の循環の軌道を表しているように考えることができる。ただし、大気の現実的な状況では、個々の空気塊は擾乱によっても運動させられるので、必ずしも $\langle \bar{\chi} \rangle$ の流線に沿って運動するというわけではないだろう。

さて、実際の大気について長時間平均の $\langle \bar{\chi} \rangle$ を解析した結果を第3図に示す。解析によると、冬と夏とでは低緯度において少し変化がみられるものの、春秋に典型的に見られるように、一年を通じて各々の半球に三つの子午面循環細胞 (セル) が存在している。これに似た三細胞構造は、最近のよくできた数値モデル (GCM) でも再現されているので、対流圏の子午面循環の基本的特徴と思ってよいだろう。

それら三細胞のうち低緯度の循環はハドレー・セル、中緯度の逆向きの循環はフェレル・セルと命名されている。高緯度の循環は特に呼称はないようである。なお、セルの上昇域の気温が下降域の気温よりも高い場合、そ



第3図 経度平均の子午面循環の分布 (12~2月). Newell et al. (1972).

のセルは直接循環といい、低い場合には間接循環という。従って、ハドレー・セルと高緯度のセルは直接循環に属し、中緯度のフェレル・セルは間接循環に属する。直接循環は、熱対流に似た構造である。

初期の古典的大循環モデルでは、一つの直接循環型のセルだけが考えられたが(第1図)、現実の大気を見ると第3図のように間接循環を間にはさむ三細胞構造の子午面循環である。これは、観測事実の解析結果という点で、推察に基づく以前の古典的モデルに比べて決定的な重みがある。

経度平均の子午面循環が以上のようにであれば、地表付近における経度平均の風系分布は、低緯度と高緯度で赤道向きの風が吹き、中緯度では極向きの風が吹く、ということでもある(第2図)。一方、経度平均の地上気圧の分布についてみると、子午面循環の下降流のある辺りに亜熱帯高圧帯が位置し、上昇流の付近に中緯度低圧帯が位置している。これら地上気圧の分布は、子午面循環の分布との対応が一応合理的である。

2.3. 運動量の輸送と収支

経度平均としてみた大気大循環の著しい特徴は、風速の東西成分 \bar{u} が 10^1 m/s のオーダーであるの比べて、子午面循環の \bar{v} や \bar{w} は各々 10^0 m/s や 10^{-2} m/s といった程度にすぎないことである。然るに、平均流としての大気大循環は圧倒的に経度方向の運動が卓越している。

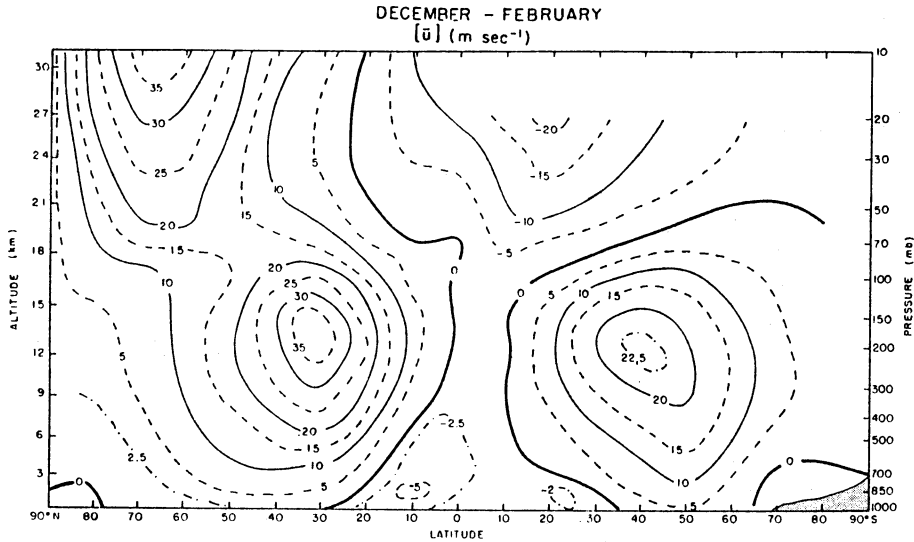
第4図は、観測された \bar{u} の子午面分布である。季節を通じて、 \bar{u} の分布の大局的特徴は変わらない。すなわ

ち、低緯度に東風 ($\bar{u} < 0$) が吹き、中高緯度には西風 ($\bar{u} > 0$) が吹いている。このような \bar{u} の分布は、一体どのように説明されているのであろうか。

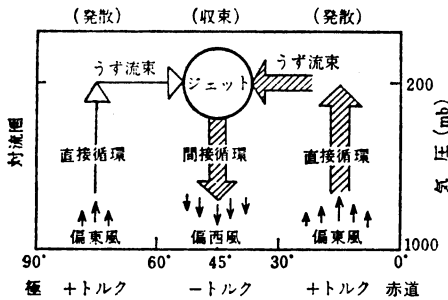
古典的大循環モデルが厳しい困難に立たされた大きな理由の一つは、中緯度上空の \bar{u} に関する定量的説明の破綻にあった。もし、ハドレーのモデルのような子午面循環が存在し、しかもそれが第一義的であるなら、角運動量保存則から考えて、中緯度上空の \bar{u} は何 100 m/s もの西風が吹いていなければならない、と批判されたのである。

はじめにも触れたように、1950年前後に行なわれた実測データの解析で、運動量(ただし u) の南北方向の輸送 ($\bar{u}\bar{v} = \bar{u}\bar{v} + \overline{u'v'}$) を評価してみると、 $\bar{u}\bar{v} \ll \overline{u'v'}$ であることが判明した。すなわち、相対角運動量の南北方向の輸送は、主に大規模擾乱 ($\overline{u'v'}$) によっていることが明らかになったのである。この輸送の向きは、低緯度から中緯度あたりでは極向き ($\overline{u'v'} > 0$) で、高緯度では赤道向き ($\overline{u'v'} < 0$) である。これは、中緯度に運動量が収れんしていることを意味する。

中緯度上空に集まる正の運動量は、偏西風を加速させる。それと反対に、中緯度の地表付近では地表摩擦(や地形性トルク)によって運動量が大气から地面に吸収されるので偏西風は減速する。中緯度の上層と下層とで起こっている \bar{u} のそのような変化傾向を妨げる機構として、ここに、子午面循環(特にフェレル・セル)が重要な意味を帯びて登場してくる。



第4図 経度平均の東西風の分布 (12~2月). Newell et al. (1972).



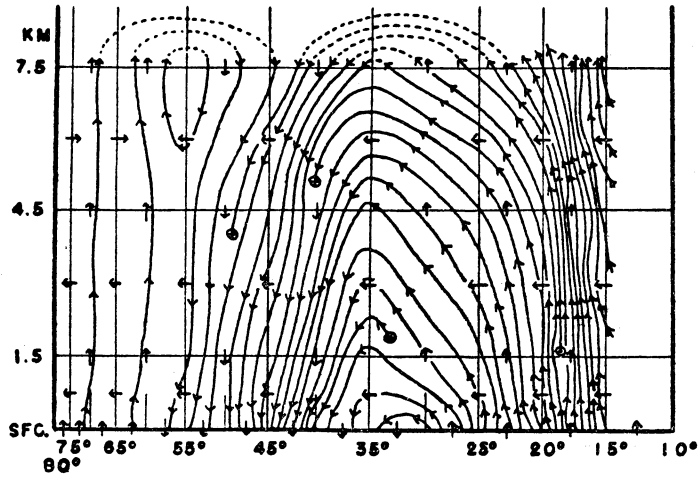
第5図 角運動量輸送のモデル.

運動量収支に果たす子午面循環の役割は、相対角運動量かそれとも絶対角運動量かのどちらを扱うかによって解釈の色合いが違ってくる。相対角運動量(当面は \bar{u} のことだと思ってよい)においては、 \bar{v} が存在するとコリオリの力 $f\bar{v}$ が働き \bar{u} の生成・消滅が生じる。 $f\bar{v}$ の鉛直積分は(定常では)ゼロになるが、ある鉛直気柱を考えるとときには、運動量 \bar{u} は、 $f\bar{v} < 0$ の層から $f\bar{v} > 0$ の層へと輸送されたと考えることもできる。すなわち、子午面循環は、コリオリの力を介して、運動量を鉛直方向に輸送すると見なすのである。この解釈では、低緯度のハドレー・セルは運動量を上向きに、また中緯度のフェレル・セルは下向きに輸送することになる。第5図の運動量輸送のモデルはそのような解釈に基づいている。余談ながら、Widger (1949) の古典的な絶対角運動量の解

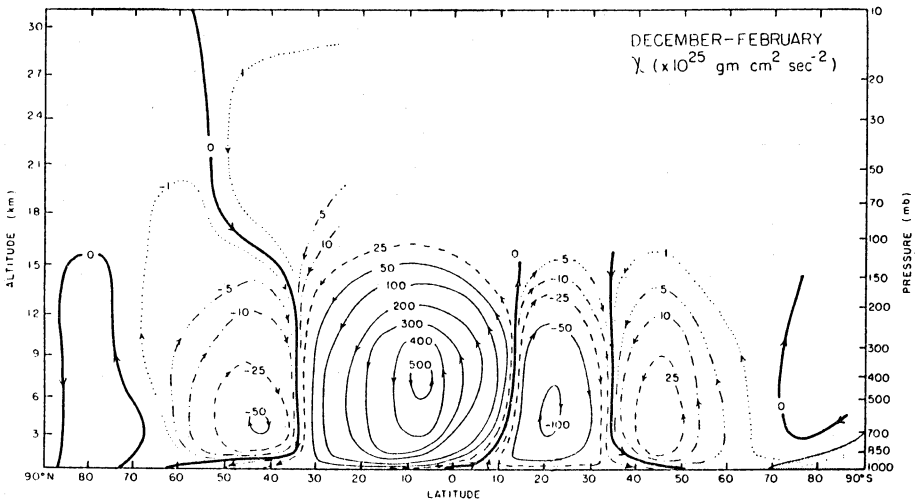
析例(第6図)は、それに用いたデータに多大の問題があるけれども、鉛直方向の輸送を運動量収支の残差から見積もるといった方法をとったことと子午面循環の効果を過少評価したため、結果的には、第5図のモデルとよい対応を示すことになり、このことが相対角運動量の流れをモデル化する上で一定の歴史的役割を果たしたのはおもしろい。

もう一つの解釈である絶対角運動量の収支を扱う場合には、全ての項が輸送量の形に書き下すことができるので、その量(flux)に対して前述の(4)式のような流れ関数を求め、運動量の流れを表現する。この立場から現実大気の絶対角運動量の流れを解析すると、水平方向の輸送は、 \bar{v} による地球自転角運動量(Ω 角運動量とも呼ばれる)の輸送が卓越し、それに加えて $\overline{u'v'}$ による相対角運動量輸送が少しある。そして、鉛直方向の輸送は、子午面循環の \bar{w} によるものが主である(第7図参照)。 \bar{v} は、相対角運動量の南北輸送には寄与が小さかったが、絶対角運動量に関しては大きい。

もちろん、本質的には、相対角運動量でも絶対角運動量でも同じ物理的内容を表しているのであるが、そのどちらをとらえるかによって、以上のように運動量収支や輸送のイメージがずい分と異なる。例えば、絶対角運動量を扱う後者の場合には、子午面循環(特に鉛直流 \bar{w})が重要であるが、前者の場合には水平流 \bar{v} が重要な意味をもつ。



第6図 角運動量輸送の古典的解析例 (Widger, 1949). この解析のデータには問題が多いが、歴史的意味あいから引用する。



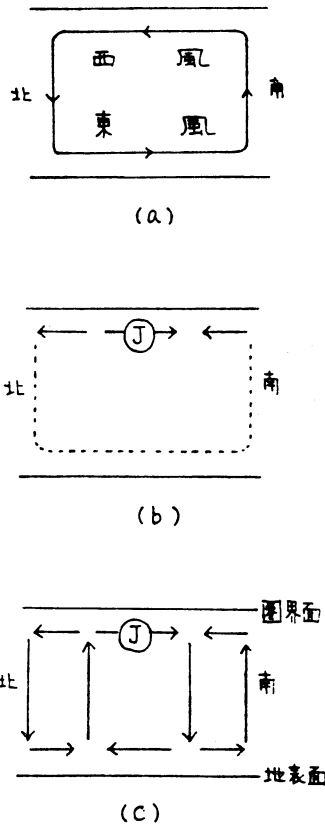
第7図 絶対角運動量輸送の解析例 (12~2月). Newell et al. (1972).

この節の最後に、運動量収支の観点から、子午面循環の三細胞構造が形成される過程の代表的な説明の一つを簡単に紹介しておこう (第8図参照)。

前述のように高低気圧渦のような大規模擾乱は中緯度上空に正の運動量を集中させる。その結果、 \bar{u} は加速するが、 \bar{u} が大きくなると赤道向きのコリオリの力 $f\bar{u}$ も大きくなり、極向きに働いている気圧傾度力との間でそれまで成り立っていた地衡風バランスが破れて、赤道向きの \bar{v} が生成される。こうして、対流圏上層では南北方

向の質量の収れん (亜熱帯) や発散 (亜寒帯) がつくられる。それに伴って、質量の連続性から、亜熱帯に下降流が、亜寒帯に上昇流が強制される。その下降流域には高圧帯が、上昇流域には低圧帯が各々対応する。

下層では地表摩擦によって地上の等圧線を斜めに横切る大気の流れ \bar{v} ができるので、結局、高圧帯から低圧帯へ向かう \bar{v} が子午面循環を閉じさせる役目をする。このように、大規模擾乱の運動量輸送の特徴的性質によって対流圏の三細胞子午面循環は形成され維持されている、と



第8図 三細胞子午面循環の形成の説明(1). 菊地 (1974) より転載.

解釈できる.

2.4. 熱の輸送と収支

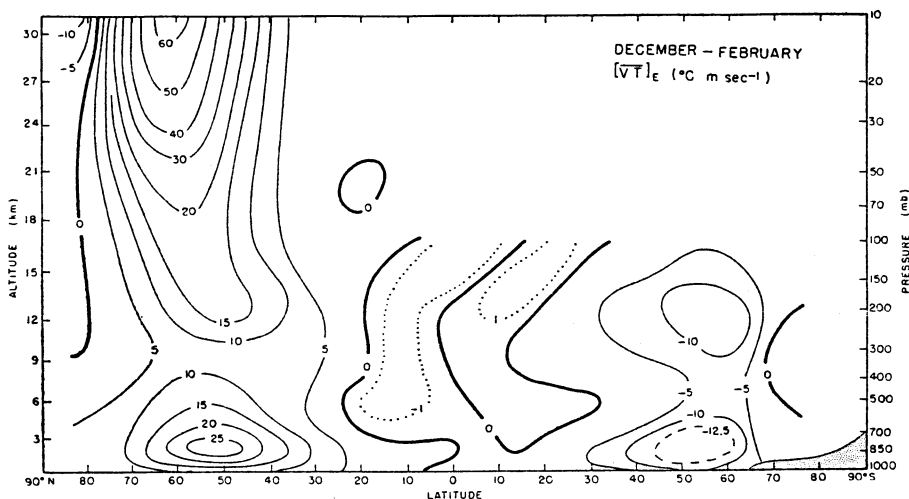
大気大循環と気温の分布とは密接に関係し合っているが、その気温の子午面分布を決める要因として、放射や潜熱などの他に大気運動による顕熱輸送が大きな役割を果たしている。実際の気候に関する解析によると、大規模擾乱による輸送 $(\overline{v'T'})$ が重要である (第9図参照)。

大規模擾乱による極向きの顕熱輸送は、中緯度において極大になっているので、亜熱帯や亜寒帯ではそれぞれ顕熱の発散や収れんが起きている。他に、子午面循環による熱輸送もあるが、これは特に鉛直流 w によるものが大きく、下降域で昇温、上昇域で降温をもたらす。

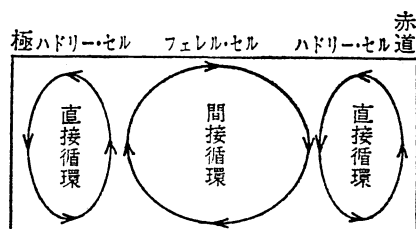
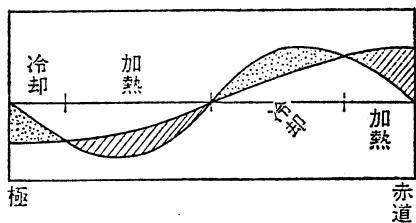
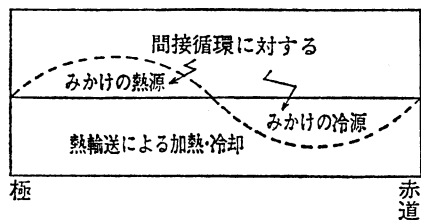
非断熱効果の大気加熱や冷却の子午面分布は、よく知られているように、赤道付近では、ほぼ全層で加熱が起きているが、それより高い緯度では大気の下層でのみ加熱がある。その他の領域では赤外放射による冷却が起きている。

ところで、大規模擾乱による顕熱輸送の方向をみると、赤道から極へ、下層から上層へという特徴がある。これは、大局的にみれば、非断熱効果による気温の変化を打ち消す効果を担っている。従って、低緯度の加熱や中高緯度の冷却は、古典的モデルのような対流的子午面循環の熱輸送によって補償されているのではないことを物語っている。ただし、低緯度のハドレー・セルにおいては熱対流的な性質が見受けられる。

三細胞構造の子午面循環の成因は、前節では運動量収



第9図 大規模擾乱による顕熱輸送 $(\overline{v'T'})$. Newell *et al.* (1972).



第10図 三細胞子午面循環の形成の説明(2), 新田(1981)より転載.

支の観点に基づいて説明されたが、ここでは熱収支からの説明も紹介しておこう。大規模擾乱による顕熱輸送で、亜熱帯や亜寒帯に熱の発散や取れんが起っていると上に述べたが、この熱の発散や取れんは、見かけ上の熱源のように見なすことも可能である。すなわち、顕熱の発散域は冷却域に、取れん域は加熱域に対応する。その見かけ上の熱源は対流を励起し亜熱帯に下降流が、亜寒帯に上昇流をつくる。そして、質量連続の関係から南北流 \bar{v} もつくれ、結局、三細胞の子午面循環が形成される(第10図参照)。

以上のように、運動量収支および熱収支のいずれの立場からも、三細胞の子午面循環は説明できる。いずれの立場からもというよりも、双方の立場の組み合わせによって、というべきであろう。その性質こそ、中緯度の大規模擾乱の特質なのである。

上述の説明は、三細胞子午面循環が中緯度の大規模擾乱の存在とその運動量輸送や熱輸送の性質とに本質的に

依存していることを教えている。特に中緯度のフェレル・セルは、擾乱あってこそその存在である。こうした認識は、古典的モデルでは欠けていたもので(全く無かったわけではないが)、「現代的」大循環論の特徴になっている。しかしながら、この小論では、そういう擾乱が存在しても三細胞構造の子午面循環は存在しない、という結論が示されようとしていることをここに予告しておこう。

3. モデルの見直し

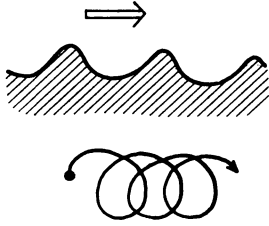
3.1. 大気の運動の表現

大気の運動は、言うまでもなく、大気を構成している空気塊の運動である。その空気塊の運動を記述しようとするときに、二通りのアプローチがある。一つは、場所と時間の関数として、それに関する空気塊の運動を記述する方法である。これはオイラー的記述とよばれる。もう一つの方法は、個々の空気塊の運動を一定の時間に互って追跡するもので、これはラグランジュ的記述とよばれる。

これまで紹介してきた大気大循環論では、ほとんど無意識のうちにラグランジュ的運動を思い浮かべながら説明や解釈をほどこしていたといえる。その典型が、2.2. 節の子午面循環である。すなわち、空気塊は「平均的」には第3図の流線に沿って流れているように考えた。だからこそ、その循環による何かの物理量(熱や運動量、組成)の輸送というものを具体的なイメージをもって理解してきたのだった。しかしながら、そういう物理的解釈は果たして許されるのだろうか。その答えは否である。なぜなら、これまでの通常解析は、全て場所と時間の関数として記述されたオイラー的運動に基づいており、その場合には、物理的解釈においてもオイラー的枠組みをはみ出してはならないのである。とり分け、平均値のような量についてはその注意がある。従って、第3図の子午面循環は、高度と緯度の関数として見た空気塊の瞬間的な経度平均運動(の時間平均)を表している、という以上の解釈をしてはならない。流線のように見た目では運動が継続しているように見える場合でも、空気塊の移動の継続性を必ずしも反映していないのである。

運動の記述がオイラー的である場合には、平均値であれ擾乱成分であれ、場所と時間の関数として表される大気の運動にすぎないという自明の事柄でも、我々は時にそれを忘れてしまい勝ちである。このような反省に立って、大気の運動を改めて考え直してみる。

我々が望んでいる大気大循環のモデル像は、第1に、空気塊が大気中をどのようにめぐっているか、という疑



第11図 ストークスの波と粒子の運動。

間に答えるものではないだろうか。そういう暗黙の思いがあるからこそ、これまでの描像や大気大循環の説明は、無意識的にラグランジュ運動に基づいていたのであろう。ところが、必ずしもそういうラグランジュ的解釈が許されない場合にも無批判にラグランジュ的解釈が行われていたきらいがあるので、ここで、初心にもどり、一から空気塊の運動をラグランジュ的に記述するという解析をやり直す必要がある。

ある空気塊 a について考えてみる。それは一般にはあちらこちらと運動するだろう。そのオイラー的記述では、時間 t_1 で場所 X_1 に在る空気塊 a の速度 V は、

$$V = \left(\frac{\partial X}{\partial t} \right) (X_1, t_1) \quad (5)$$

である。

次に、ラグランジュ的運動を記述するために、一定の時間 dt をとる。そして、その時間に対する平均速度 V_a を考えると、それは、

$$V_a = \frac{\Delta X}{\Delta t} \quad (6)$$

である。ただし X は、 a の位置ベクトルで、 ΔX はその変位ベクトル。 $\Delta t \rightarrow 0$ のときにオイラー的速度に一致する。

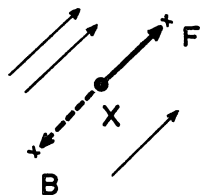
このようにして、ある時間内に、注目している空気塊が正味どれだけ移動するか、という量を考える。一般には、 dt の大きさに応じて、それに対する V_a が変化する。この点、常にユニークなオイラー的速度 V と大きく異なる。すなわち、ラグランジュ的運動という概念は、大気の運動をどのような(時間・空間)スケールで把握するかということに関係しているのである。

ラグランジュ的の時間平均速度を考えることの必然性を示す好例は、ストークスの波にみられる海水の運動である(第11図)。それは、海面の波形が図のように非対称である波だが、その時の海水粒子の運動を調べると、波動による楕円運動が卓越しているが、それに重なってわ

ずかながら水平方向の移動がある(ストークスのドリフト)。そのため、楕円軌道は完全には閉じずに、少しずつずれる。こういう状況で、例えば海水中のある一点で海水の流速 V (つまりオイラー的速度) を測ってやると、時間的に正弦的な周期変化を示す。この事実から、周期 T で時間平均 $\langle \rangle$ をとると、 $\langle V \rangle = 0$ になる。そこで、その計測者は、「海水は周期的に振動するものの質量の正味の流れはない」と結論したら、それは誤りである。なぜなら、海水粒子の一つ一つは、周期 T の間に確実に一定の方向に移動しているのであるから。このパラドキシカルな結論は、オイラー的時間平均速度 $\langle V \rangle$ では、それに関与する海水粒子がことごとく異なるのに対して、 V_a では、ある一つの粒子を継続的に追跡している、という違いに基づいている。つまり種類の違う量を比べているのであって、相互に矛盾があるというわけでは全然ない。ただ我々は、ある場所に固定した流量計から割り出した $\langle V \rangle$ を正味の質量の輸送のように受けとってしまいやすい。それは時に誤解であるから、注意する必要がある。この例だと、波動の周期 T を Δt にとってやると、ラグランジュ的時間平均速度は、粒子の楕円軌道の1回転当たりの平行移動の大きさに相当し、個々の楕円運動は消去されている。

3.2. 移流と渦について

ラグランジュ的の時間平均速度は流体の正味の移動を表すのに適しているというわけであるが、次に、大気の運動を移流と乱れ(渦)に分類する方法を考えてみよう。なお、蛇足ながら、そもそも空気塊の運動を移流とか渦とかに分けて考えようとする行為は、空気塊の側から言うと迷惑なことかも知れない。個々の空気塊にとっては、それぞれ独自に速度 V で運動しているにすぎず、それが移流によるか渦によるかなどというのはどうでもよいことだからである。しかし、我々にとっては、なるべく少ない形式で無数の空気塊の複雑な運動を整理したいという要求がある。その時の整理の仕方が道理にかなっていれば、それは大気の運動の「モデル」と呼ぶに足るのであろう。空気塊の運動を支配する根本的な法則は既に運動の法則としてよく知られている通りであるが、それ自体は大気大循環のモデルと直接には結びつかないものである。我々が色々な気象現象を研究したりするのは無限の自由度の中で、なぜ現実是我々の眼前にあるような形でその現象が起こっているのか、ということを知ることにある。その時、眼前の現象をどう見つめるかは、我々人間の側の問題ではないだろうか。空気塊にとっては、



第12図 移流。整然とした流れ。または、微小時間 dt に対する流れ。

運動の法則に従って V なる運動を忠実に実現しているわけだが、ある広い観点からその運動を見ると、それをあやつる体系のようなものが見えてくる。そういう体系の仕組みがここでいうモデルというものに当たるのかも知れない。気象を研究する大きな動機は、そういうモデルを組み立てることにもあるのであって、何も根本的な物理法則を探究することだけにあるのではないだろう。

そういうわけで、問題は、大気中に見られる複雑な運動 V をどのように見れば我々にとって有用なモデルが得られるかということになる。前述の(1)式のように、経度平均運動とそれからの偏差とに分けるオイラー的方法は、数学的な扱いがスッキリしていて、それ故に多くの長所がある。しかし、その方法は、これまで何度か述べてきたように、空気塊の移動や質量の正味の輸送などという大気大循環論にとって特に重要な問題に対処するには必ずしも適当でない。そこで、そういう問題に応えるにはどうすればよいか検討する必要があるが、そのために、単純な状況から考えてゆくことにしよう。

空気粒子の集団 A を考える。ただし、粒子とは連続体としての流体を構成する点であって、いわゆる分子や原子といった具体的な粒子のことではない。さて、その A の幾何学的重心のラグランジュ的時間平均速度 V_A を求める。この V_A は一般には、後ほど述べられるように、移流と渦との両運動を起源とする速度成分を含んでいる。長い水道管の中の滑らかな流れのような場合だと、一個の粒子に関するラグランジュ的時間平均速度 V_a と集団 A の V_A とは一致するので、わざわざ集団 A というものを考えなくてもよいが、例えば乱流を含む流れのような場合だと、 V_a と V_A とは異なる。

考えやすいように、まず、乱れが無い場合の V_A から検討するが、第12図のように、 A の重心はある時間に位置 X にあったとする。 dt 時間後に、 A の重心が矢印の方向に移動したとすれば、それに対するラグランジュ的時間平均速度 V_{A+dt} は、

$$V_{A+dt} \equiv \frac{\Delta X_{A+dt}}{dt} \tag{7}$$

である。ただし、 ΔX_{A+dt} は、 dt 時間後の A の重心の変位ベクトル (XF)。通常、ラグランジュ的時間平均速度と呼ばれるものは、この(7)式で定義されるものを指す。

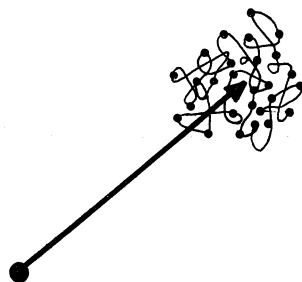
次に時間の符号を逆にして考える。つまり A の運動を過去に遡らしてみる。同じく dt だけ時間を遡ったときの A の重心の変位ベクトル (XB) を ΔX_{A-dt} とすると、

$$V_{A-dt} \equiv \frac{\Delta X_{A-dt}}{dt} \tag{8}$$

のように、時間的に後方のラグランジュ的時間平均速度が定義できる。もし、水道管の中の水の流れのように整然とした運動であれば、明らかに、 $V_{A+dt} = -V_{A-dt}$ である。

そこで、これを足掛かりにして、逆に、 $V_{A+dt} = -V_{A-dt}$ であるような流体の運動があれば、その運動を「移流 (advection 又は flow)」と呼ぶことにする。

ところで、空気粒子の集団 A を扱うことの意味は、 A を構成する多数の粒子が時間を経るにつれて序々に拡散する現象を表現することにある。すなわち、 A の運動には、全体としてのつまり平均としての運動 (例えば幾何学的重心の移動) と各粒子の個別的運動との2種類の運動に分けて考えることができる。もし、 A の構成粒子の運動が全て A の平均的運動と一致していれば、 A を一つの粒子のように扱えるが、現実の大気ではそのように扱うことはできない。それを模式的に描いたのが第13図である。 A を構成する粒子は、全体として矢印の方向に運動するが、その途中、何を原因とするかはさておき、次第に A の重心のまわりに拡散するであろう。



第13図 移流と渦運動。重心の移動とその周囲に分散する粒子の運動。

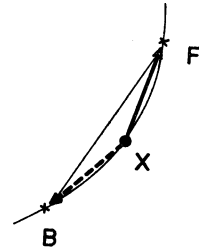
その場合、もし拡散の大きさが空間的に均一であれば、 A の平均的運動(重心移動)は A を一つの質点として扱った時と同じである。すなわち、その拡散は、重心の移動に何ら影響を及ぼさない。ところが問題なのは、拡散の大きさが空間的に不均一である場合である。この時には、 A の重心は、拡散の存在に影響されて、「移流」が存在しない場合でも、拡散の大きな方へ移動するのである。すなわち、移流という運動によらずに、拡散によって質量の輸送が「見かけ上」発生する。それで、この場合の重心の移動の意味をもう少し掘り下げるために、拡散とは何かということを改めて考えてみよう。

筆者は、流体粒子の拡散という現象を次のように解釈すると分かりよいのではないかと思っている。すなわち流体は無数の粒子で構成されているが、それらは、乱れ運動によって位置が変化するのである。その時、粒子が互いに場所を入れ替わるだけだと、それは全体として方向性のある質量の輸送をもたらさない。そういう粒子の個別的運動は、全体的運動(移流)から区別して、「乱れ」または「渦」と呼べそうである。そうすると、渦運動は、「混合運動」であり、初期に狭い領域に集中していた粒子群に注目すれば「拡散運動」でもある。従って渦運動の規模が空間的に不均一だと、混合や拡散などの規模も不均一になる。

以上のように、混合や拡散をもたらす渦運動を、多数の流体粒子の場所替え運動であると考えすることは、一定の方向性をもつ移流のような正味の質量輸送をもたらさないものとして渦運動を枠付けすることになる。

従って、渦運動が空間的に不均一の場合に生じる粒子集団 A の重心の移動は、 A を構成する粒子が周囲へ拡散する過程だけに目を向けているが故に生じた重心移動であると言える。ある瞬間、ある場所に集中している粒子群に対して、それらの過去の存在場所を考えてみると、それらはかえってその周囲にちらばって存在していたはずである。すなわち、元は散らばっていた粒子群が、渦運動によって一個所に収れんしたと考えざるを得ない。このように、渦運動は、粒子を拡散させるだけでなく、特定の粒子群に関しては、集中させる効果をもっているのである。

渦運動のその性質は重要であって、(7)および(8)式で定義されるラグランジュの時間平均速度の中に含まれている(渦運動の不均一に因る)見かけ上の質量輸送を消去する方法を示唆している。すなわち、(7)と(8)式とは、正味の質量輸送を表す成分(移流)と渦運動の



第14図 場所によって変化する流れの場合。
移流 BF は、 Δt のスケールに依存して解釈される。流れの変化が滑らかであれば局所的移流($\Delta t \rightarrow$ 小)の近似になる。

空間的不均一性から生じる成分とが含まれているが、前者の成分は、時間に関して反対称であるが、後者の成分は対称である。従って、(8)式の符号を逆にして、(7)と(8)式とを加えると、後者の成分は互いに打ち消し合って、前者つまり移流の成分だけが残るはずである。従って、移流の速度は、

$$\mathbf{V}_A \equiv \frac{\mathbf{V}_A^{+t} + (-\mathbf{V}_A^{-t})}{2} \quad (9)$$

のように求めることができる。

これまでの話では、運動の場の統計量が定常である状況を暗黙に考えてきた。この場合には、必ずしも有限の大きさの Δt にこだわる必要はない。すなわち、十分に小さな Δt をとって(7)~(9)式のような量を考えてもかまわない。というよりも、小さな量を考えたときに、移流が時間に関して反対称であると言え、その移流を場所の関数として表現できる。

しかしながら、運動の場が非定常の場合には、その変動のスケールに応じて Δt の大きさを選ぶ必要がある。その時には、たとえ渦運動が一切なくとも、 \mathbf{V}_A^{+t} と \mathbf{V}_A^{-t} とは、時間に関して完全には反対称にならないことがある。その時にも(9)に準じた定義が可能であるが、その説明はここでは省略する(Kida, 1983)。その他、第14図のように、流れの場が場所によって変化する場合も、大きな Δt に対して、 \mathbf{V}_A^{+t} と \mathbf{V}_A^{-t} とは反対称ではないので、(9)式によって定義される \mathbf{V}_A は、必ずしも、ある場所の移流というわけにはいかず、 Δt という時間スケールに対応する空間スケールの領域における移流と解釈する必要がある。

後ほど、大気の大循環を上述の方法で解析するが、その場合、大気の移流は、採用する Δt に対して十分に滑

らかという前提にたつが、解析結果は、その前提に矛盾するものでないことが分かる。

参考までに、ラグランジュ的速度成分が時間に関して対称であるとか反対称であるとかという事を直感的に納得できるように、次のような例を考えてみる。

ビルの窓から何か物を投げたとする。もちろん、それは落下して地面に達するであろう。その一連の過程を撮影して映写したとき、もし落下物が地上からビルの窓へ上昇する映像であったなら、我々はそのフィルムが逆向きであることを知るであろう。つまり、時間の向きと現象の方向性とが逆であることに直ぐ気付くからである。

ところが、「渦運動」という現象は、フィルムが逆向きに映写されていても、それに気付かないような現象なのである。通常、我々は大気中の拡散というと、どこかに集中している汚染物等のソースのようなものを考え、それが大気中に拡がっていく現象を思い浮かべる。しかし、流体の粒子の場合には、粒子のソースというものは前もって存在しない。ある注目している粒子群が四方に拡散すれば、それに代わって、四方からその穴うめのために集中してくる粒子の一群がある筈である。従って、拡散する粒子群と集中する粒子群とは、互いに場所を交代するという運動をするに過ぎず、それら粒子群の統計的挙動は両者同じなので、たとえ映写フィルムを逆向きに回しても、それに気付くことはない。

3.3. 波動的擾乱と粒子の運動について

仮に「波動」なるものが介在しない場合には、実は、ラグランジュ的記述でなくともオイラー的記述で質量輸送は表現できる。すなわち、(7) や (8), (9) 式などは、 $dt \rightarrow 0$ の時にも意味があって、そのオイラー的速度で話は通せる。ところが、波動が存在すると先にストークスのドリフトの例に顕在化したような思いがけない結果が生じる。そのためには、実質的な質量の移動を常に表すラグランジュ的時間平均速度が必須になる。

それを言いかえると、もし波動の影響を取り除くことができれば、あとに残った運動成分は、オイラー的記述のように、場所と時間の関数として扱うことはできる、ということの意味する。この性質は貴重である。

ところが、波動とは何かと改めて考え直すと、なかなか明確にしにくい面がある。しかし、これまでの説明と調和させるために流体粒子のラグランジュ的運動の観点に立って、次のように考えることにしたい。すなわち、流体粒子が互いに入り乱れることなく周期的な振動をする場合、その運動系を波動と呼ぶ、と。つまり、弾性体

の波動のイメージである。

波動が複雑な時間変化を起こすと、その結果「渦運動」をつくりだす可能性がある。その一つとして、振幅の大きな波動が砕波する場合も渦運動をもたらす。広く行われているところの運動の場をフーリエ展開する解析では、波数(波長)と振幅とで全てを記述するので、波動と渦運動とを特に区別しない。この点、流体粒子のラグランジュ的運動の観点からは渦運動と波動とを異なる運動系としてとらえられる可能性がある。

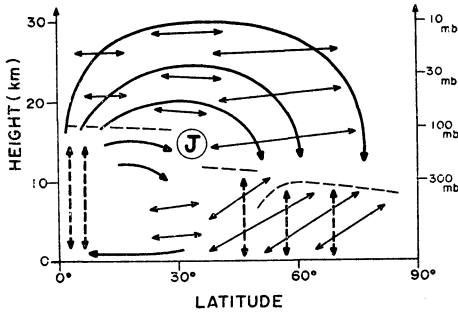
さて、特徴的な時間 T (dt) をとると、粒子の周期的運動つまり波動成分が除去できるので、後に残った運動成分は移流と渦運動とにかかわる成分である。これは、先述のようにオイラー的記述が可能である。このことに関連することであるが、大気大循環のラグランジュ的解析を筆者が行った際には、空気粒子の集団 A として、ある高度で地球を経度方向にとりまく緯度線上の多数の粒子を扱った。この場合には、波動の周期 T を dt にとって、個々の粒子に対するラグランジュ的時間平均速度を求めると、緯度線上の多数の粒子の重心の平均速度を求めるとは等価である。すなわち、 dt の時間平均は、粒子集団の平均に置き換えることができる。この性質によって、「移流」を解析する場合は、必ずしも周期 T の大きさにこだわらなくとも、適当に小さな dt で粒子集団 A のラグランジュ時間平均速度を求めてもよい。然るにそうして得られた「移流」は、場所の関数としてオイラー的に扱うことが可能になるのである。

実際に行った筆者の解析では、主にエルゴード性を保証するための統計的理由から、 dt として月のオーダの大きさを採用した。このような dt は必ずしも小さくないので、その解析の結果として得られた「移流」は、局所的な場所の関数としては一つの近似であると解釈すべきである(第14図参照)。

4. 大気大循環の解析結果

ラグランジュ的観点に立って、大気の運動を記述する方法についての考え方を述べてきたが、実際にその方法に基づいて大気大循環を解析したらどうということになるか。その解析結果を概念的に描いたのが第15図である。ただしこれは、いわゆる大気大循環の数値モデルを解析して得たものである。現実の大気の場合には、鉛直運動などの精度にかなりの問題があるので、当面は数値モデルで代用しておく。

第15図における太実線は、「移流」すなわち V_A を表



第15図 空気塊の移動のモデル. 図中の破線はトロポポーズ(圏界面)の大よその高度を示す(Kida, 1983).

し, 両矢印の付いた細実線は「渦」による混合・拡散運動を模式的に表している. この解析結果によると, 大気中において移流が存在するのは成層圏だけである. しかし, その流れは独立して存在するというよりも, 準水平方向の著しい拡散運動と共存している. 一方, 対流圏では, 移流と呼べるほどの流れはほとんど見られず, 強いて指摘するなら, 低緯度でハドレー・セルに相当する流れが見られるぐらいである. ただし, 筆者がこの解析に用いた数値モデルは, 半球モデルでしかも非断熱過程を極めて簡略化したものなので, 低緯度の流れが本当にこの図に示されているようなものかまだ少し問題点として残っている.

対流圏の中高緯度では, 全体が拡散的である. ここには, 大循環と呼べるような空気の流れは全く見当たらず, 高低気圧系の擾乱による傾斜的な渦運動が卓越している. しかも, 大規模な傾斜拡散に重なって鉛直拡散もあり, それら両者が組み合わさって, 中高緯度では一層効果的な混合・拡散が起こる.

以上のような解析結果は, 第2章で紹介した「現代的」大気大循環論の描像(例えば第3図)と大きな違いがある. すなわち, 対流圏における三細胞構造の子午面循環は, 今回のラグランジュ的解析では全くその姿を見せない. 参考までに言うと, 上の数値モデルに対して従来通りのオイラー的解析(経度平均速度と偏差)をほどこすと, 明瞭に三細胞の子午面循環が現れる. 従って, 第15図と第3図との違いは, 現象の違いを意味するのではなく, 解析の立脚点の違いによることを示しているのである(松野, 1976; Uryu, 1979).

今回の解析は, 空気塊が実質的にどのように移動するかを表しているから, 大気の大循環と呼ぶにふさわしい. 興味深いことに, この大気大循環の描像では, 中緯度の

大規模擾乱が主人公であることは明らかであるが, その背景に古典的なハドレーの大循環が存在しているように筆者には見える. こういう描像は, 「現代的」な大気大循環論の中で忘れられがちな先人の達見の幾つかを思い起こさせる.

5. (I) のおわりに

子午面断面に投影して見た大気の流れは, これまで三細胞子午面循環として知られていた運動とはかなり違うものであるらしい. 従って, 今後, 大気大循環として従来の経度平均値の子午面循環を引用する時には注意深い理解なしでは誤解に導く恐れがある. 少々きつい言い方をすると, そういう危なかしい子午面循環はわざわざ引き合いに出すほどの意義と迫力がもはや失われたように思われる. 読者のために言及しておくが, 廣田(1983)は最近の著書において「近代」の大気大循環論の系譜をたどっている. しかし, その中で, 一つの時代を象徴した三細胞子午面循環については一瞥をも与えていない. それには理由があるということはこの小論の読者なら今や理解できるはずである.

本稿は, 当初, 空気塊のラグランジュ的運動の観点から運動量や熱の収支をも議論し, 従来の解釈と比べるのを一つの目的にしていた. しかし, そのためにはいまま少し時間と紙数とが必要なので, ひとまずここで区切りをつけることにしたい.

文 献

- Hadley, G., 1735: Concerning the cause of the general trade, *Phil. Trans.*, **39**, 58-62.
- 廣田 勇, 1983: 地球をめぐる風(中公新書), 中央公論社, 206 pp.
- Kida, H., 1983: General circulation of air parcels and transport characteristics, *J. Met. Soc. Japan.*, **61**, 171-187, 510-523.
- 菊地幸雄, 1974: 大規模な大気運動はどのようにして維持されているか, *天気*, **21**, 113-126.
- 気象ハンドブック編集委員会編, 1979: 気象ハンドブック, 朝倉書店.
- Lorenz, E.N., 1967: The nature and theory of the general circulation of the atmosphere, WMO, 161 pp.
- 松野太郎, 1976: 日本気象学会秋季大会.
- Newell, R.E. et al., 1972: The general circulation of the tropical atmosphere and interactions with extratropical latitudes. 1-2, MIT press.
- 新田 尚, 1980: 大気大循環論. 東京堂出版, 438 pp.
- Phillips, N.A., 1956: The general circulation of

the atmosphere; a numerical experiment, Quart. J. Roy. Met. Soc., 82, 123-164.
Widger, W.K., 1949: A study of the flow of angular momentum in the atmosphere, J. Met.,

6, 291-299.
Uryu, M., 1979: Lagrangian mean motion induced by a growing baroclinic waves, J. Met. Soc. Japan, 57, 1-20.

第22期第17回常任理事会議事録

日時 昭和59年4月16日(月) 9時50分~13時00分

場所 気象庁観測部会議室

出席者 岸保, 松本, 嶋村, 杉村, 内田, 松野, 竹内, 河村, 増田, 田宮

議事

(1) 昭和59年度予算案(最終)について

担当理事から, これまでの審議の結果に基づいて作った最終案について説明された。案は, 従来の予算の建て方とほとんど同じであるが, 収入・支出の部の繰越金のうち, 前納会費額が両者同額で計上してある点が変わっている。審議の結果, 原案どおり承認され, 予算書(案)と58年度収支計算書並びに補足説明の資料を添えて, 理事に送付し検討を願うこととなった。

(2) 学会賞, 藤原賞, 山本賞の受賞者の決定について各賞委員会担当理事の報告のとおり, 受賞者が決定された。

(3) 昭和59年度総会における報告と議題について

総会報告事項を審議し, 後日修正するところがあれば担当理事に連絡することで了承された。議題については, 従来どおりとし, これに学会会費の値上げのための「定款の一部を変更する案の承認について」を加えることとなった。

(4) その他

ア. 九州支部からの申し入れの「59年度秋季大会参加の学会員に対する旅行サービスの業者(全日空サービス他4社)による取り扱い」について, 承認された。

イ. 「海洋空間の有効利用に関する国際シンポジウム(昭和60年6月4~6日, 日本学会館)」の論文募集案内を「天気」に掲載することについて, 承認された。

ウ. スライデックス株式会社からの59年春季大会会場での商品展示の申し入れについては断わることとした。

エ. アメリカ合衆国会図書館からの「気象研究ノート」の寄贈方の要請について, 1983年から寄贈することとなった。

オ. 第23期選挙管理委員会委員及び「天気」編集委員の交替等について, それぞれ次のとおり承認された。

- 選挙管理委員 (新) 北村 修 会員(長期予報課)
- (旧) 上野達雄 会員
- (新) 高崎洋見 会員(予報課)
- (旧) 土屋 喬 会員
- 「天気」編集委員 (新) 白木正規 会員(気象研)
- (旧) 久保田効 会員
- 新任 斉藤 清 会員(東京管区)

承認事項

個人会員 中川 清ほか12名の新規加入が承認された。