

長期予報研究

# グロース ベッター

第10巻 第1号

— 目 次 —

1. Nimbus IIIによつて観測された成層圏の気温変動(紹介)  
八重樫 佐 平..... 1
2. フェドロフ：ソビエトのGARPへの参加(紹介)  
宮 川 和..... 251
3. 大循環の解析に用いられる物理量について  
— 1カ月予報の検討に関連して —  
森 信 成..... 301

---

1971年 12月

L. F. グループ

# Nimbus III によつて観測された 成層圏の気温変動

Large-scale temperature changes in the Stratosphere  
observed from Nimbus III, By S. Fritz and S.D. Soules  
J. of the Atmos. Scie., Vol. 27, No. 7, 1970

〔概要〕 Nimbus IIIの赤外分光計によつて波数 $669.3\text{ cm}^{-1}$  ( $15\mu$ )を中心とする $\text{CO}_2$ 帯放射が測定された。この放射は近似的に100 mb層以上の加重平均気温の尺度である。新しい測定結果によると、冬半球における成層圏の昇温には、同時に熱帯と夏半球の成層圏における冷却が伴っている。成層圏気温のこのような逆位相変化は、子午面循環の変動と大規模じょう乱によつて生ずる熱輸送の変化によつて説明される。

ある日付に観測される変化はすべての経度で起こるのではないけれども、緯度圏について平均した放射には成層圏気温の逆位相関係が明白に現われている。成層圏の等温線は放射が極小の日にはほとんど周極的になる傾向があり、昇温が極大に達した日は高放射がその緯度帯の一部分にのみ生ずる。冬半球において昇温が進んでいる間に、熱帯では広範囲の冷却が起こっており、最後には熱帯と夏半球の広い緯度幅のすべての経度で冷却が起こる。

大気は定常波のように振舞うが、その場合、気温変化の幅は冬半球の中、高緯度では熱帯と夏半球におけるより大きい。その節点は南半球の冬の間、 $25^\circ\sim 45^\circ\text{S}$ の範囲を季節と共にいくらか変動する。

放射資料もやはり $80^\circ\text{N}$ から $80^\circ\text{S}$ にわたる成層圏気温の季節的傾向を示し、中・高緯度では期待される季節変化が見出される。しかし、 $80^\circ\text{S}$ における冬季放射は $80^\circ\text{N}$ における冬季放射との関係において、30 mbまでの気候学的気温から期待されるほどには冷たくない。

## 1. ま え が き

Nimbus IIIは8つのチャンネルで地球と大気からの熱放射を測定する赤外分光計(SIRS)を備えており(Wark and Hilleary, 1969)、一つのチャンネルは $669.3\text{ cm}^{-1}$  ( $15\mu$ )を中心として $5\text{ cm}^{-1}$ のスペクトルバンド幅をもっている。

$669.3\text{ cm}^{-1}$ における放射エネルギーは、ほとんど完全に成層圏から放射されるもので、したがつて観測された放射の変動は主に100 mb層以上の気温変化によるものである。放射から実際の気温を求めるにはいくつかの仮定が必要である(Fritz, 1969)し、また全地球上で一日に2回気温を求めるには大量のデータ処理をしなければならない。気温になおすことに含まれる不確かさと、その結果を提出するまでの遅滞を避けるために、この論文では放射それ自体のみ

を考察している。

8°Nから8°Sまでの特定緯度における放射の季節変化が示され、興味ある不規則変動が起こっているのが見られる。冬半球の高緯度における成層圏昇温は、同時に熱帯と夏半球の成層圏における冷却を伴っていることを示す証拠が見られる。これらの結果は1969年の4~10月の期間に見出されたもので、1969年10月以降の詳細な解析はまだ進行中である。

## 2. 資料

赤外分光計は、衛星通路にそって約200km幅の狭い地帯における大気からの放射を測定した。81°Nから81°Sまでのあらゆる緯度で一日に2回の観測がなされた。つまり一回は北へ向かう軌道で正午近くの日中に、もう一回は南へ向かう軌道で真夜中ごろに測定された。

測器の精度は高い。衛星上の分光計の測定装置は約 $0.25 \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ ster}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ のrms誤差を示すが、資料を平均することによつて測定誤差の影響は一層減少させられる。地球上の4°副の緯度帯で毎日約100回の北向き観測がなされたのであるから、rms誤差は約 $0.03 \text{ erg/}$ (以下省略)まで減らされた。このことは南向き観測についてもいえる。 $1 \text{ erg/}$ の変化は近似的に気温1Kの変化に相当するので、毎日の気温の小さな変化も測定できる。

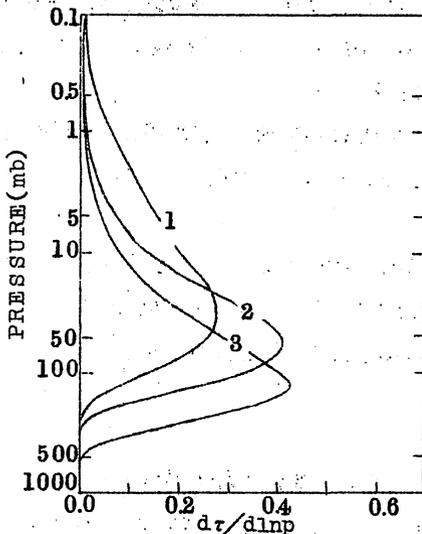


FIG. 1. Weighting function profiles which indicate the vertical distribution of infrared radiation emitted by the atmosphere at  $669.3 \text{ cm}^{-1}$  (curve 1),  $677.8 \text{ cm}^{-1}$  (curve 2) and  $692.3 \text{ cm}^{-1}$  (curve 3), as a function of pressure  $p$  and transmittance  $\tau$  (courtesy of Wark, Fleming and Smith).

ここで論じられる“気温”というものは、第1図に示すような鉛直方向に分布する“重み”をつけた100mb以上の大気加重平均気温のことである。

## 3. 放射の季節変化

特定緯度についての放射の季節変化を第2図に示す。南北両半球の緯度80°と60°では、春から夏に向かつてはかなりスムーズな急速な放射上昇が見られ、夏から秋に向かつては急速に放射が減少する。しかし、スムーズな季節変化からの有意な偏差が見られる。秋に大きな変動が現われ始め、それらは冬になお大きくなる。これらの変動は明らかに成層圏の厚い層の気温を変える力学系に関連している。

赤道では、年周変化と半年周期の2つの成分からなる季節変化を示す。これは太陽が一年に2回—8月と9月—赤道を横切る故に予期されることである。しかし、気温の季節変化は30km(10

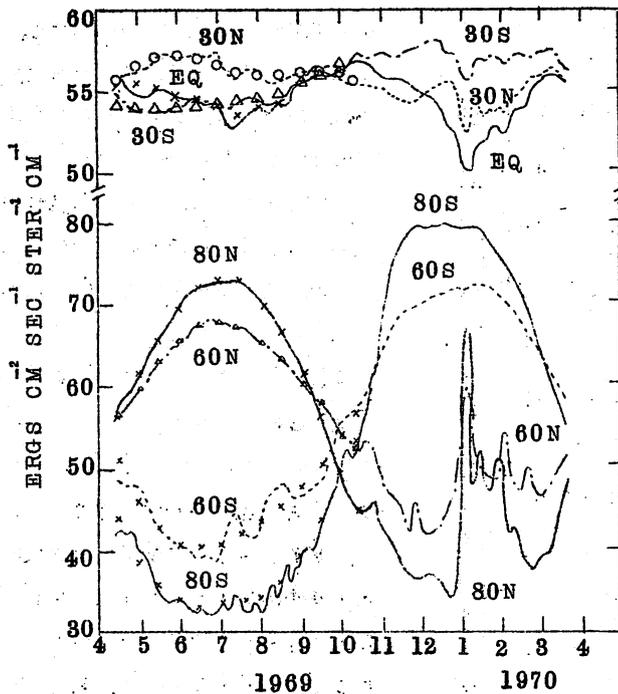


FIG. 2. Annual march of radiances at  $669.3\text{ cm}^{-1}$  for selected latitudes showing the seasonal warming and cooling of the stratosphere. Symbols (crosses, circles, etc.) indicate particular radiance values for the annual and semianual periods calculated from the data by a least-squares method. Data at one latitude represent observations for a  $4^\circ$  latitude zone averaged around the latitude circle daily.

で、 $80^\circ\text{N}$ では12月後半に  $34\text{ ergs/cm}^2\text{ sec ster cm}^{-1}$  であつたが、これは意外なことである。というのは、気候学的には南半球の冬の極成層圏は少くとも  $30\text{ mb}$  まで北半球の冬季成層圏よりも実質的により冷いのである。

#### 4. 不規則変動

##### a. 日平均値

第2図の放射の年周変化曲線に重なつている不規則な、季節変化でない変動についてはすでに述べたが、若干の事実がすぐ目につく。熱帯付近ではこのような変動は位相が合つているけれども、冬半球の  $60^\circ$  では熱帯と夏半球における変動と逆位相に変化している。この事を一層はつきりさせ、すべての緯度でこの現象を調べるために、4月14日から10月10日までの資料を分

$\text{mb}$ ) 以上と  $80\text{ km}$  以下の層では同じでないことに注意しなければならない。SIRS の放射観測は両方の層にわたる気温を積分したものである。

$80^\circ\text{S}$  における夏の放射極大は  $80^\circ\text{N}$  における夏の極大より約  $6\text{ ergs/cm}^2\text{ sec ster cm}^{-1}$  大きい。太陽は6月より12月に地球により近いので、明らかに南半球の夏の成層圏をより高い温度まで加熱する。

昼夜平分時ころは放射はどこでもほぼ等しい。その範囲は  $50\sim 56\text{ ergs/cm}^2\text{ sec ster cm}^{-1}$  で、熱帯の放射は高緯度より僅かに高い。それゆえに春分・秋分ころは、成層圏の平均気温の水平傾度は非常に小さく、両半球とも風が弱い (Murgatroyd et al., 1965)。一年の他の時期には、熱帯以外の夏半球で放射が極大になる。

両半球における冬の放射極小は同等であつた。 $80^\circ\text{S}$  における6・7月の平均放射は約  $32\text{ ergs/cm}^2\text{ sec ster cm}^{-1}$

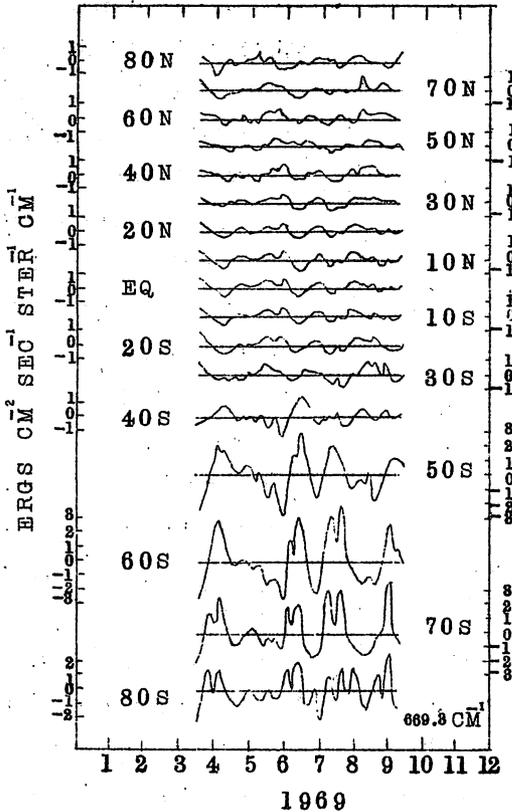


Fig. 8. Deviation of averaged latitudinal radiance from a least-squares fit for 80N-80S from 14 April-10 October 1969 showing the relationship between the Southern Hemisphere warming and cooling periods in high latitudes and the corresponding cooling and warming in tropical and Northern Hemisphere latitudes.

7月に最も北上していた。また、あまりはつきりはしないが、8月と9月に40°Nの北の方にも別の節点があることを注意したい。したがって2つの節点は緯度にして80°~90°離れていることになる。大きな昇温現象は30°~40°にわたる緯度帯に影響したように見える。一方、冷却域は60°~70°の緯度幅に広がっていた。

#### b. 総観分布

離して取り扱った。この期間には、北半球における放射はスムーズに変化し、最小自乗法を適用した資料は節変化をよく表わしている。

年周項と半年周期の2つの調和項を用いて、最小自乗法を適用した計算値を、生の資料から差し引いた結果を第3図に示した。50°~70°Sの緯度帯では±8 erg/の変動幅を示し、30°S~80°Nでは±1 erg/で変動が小さい。各緯度における変動の位相関係が一層はつきりしてきた。20°S~40°N帯では大きな極大・極小はほとんど完全に同位相で、特に6月~8月に著しい。40°Sから少くとも60°Sまでは、熱帯と北半球における変動と逆位相に変化している。

25°~45°Sの緯度帯は転移帯つまり節点となつているように見える。第4図は50°Sで大きな極大・極小放射が起こつた日についてプロットしたものであるが、節点の概念を説明している。図から逆位相関係が明らかで、大気は25°~45°Sを節点として定常波のように振動しているように見える。この節点の位置は季節と共に移動しているらしく、6・

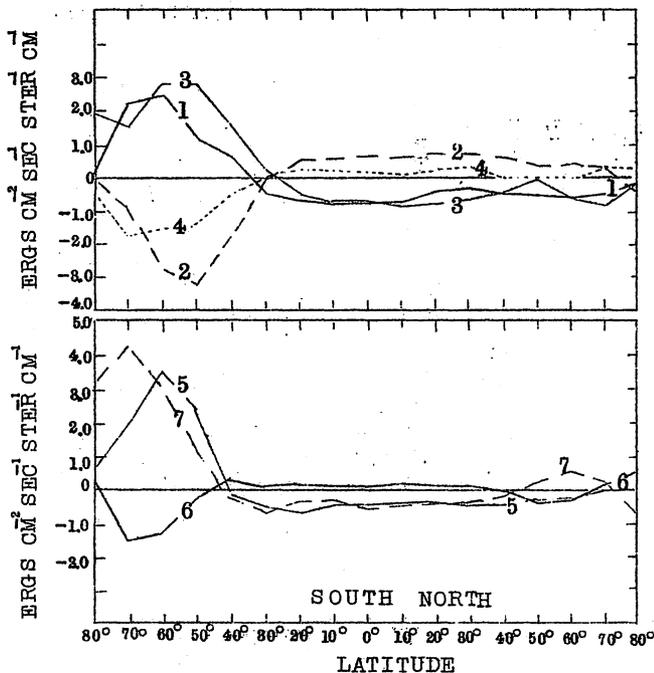


FIG. 4. Latitudinal distribution of the deviation of averaged radiances from the least-squares value for selected dates when major maxima and minima occurred (1, 5 May; 2, 26 June; 3, 10 July; 4, 26 July; 5, 8 August; 6, 2 September; 7, 30 September). A nodal point region between 25 and 45 S seems to move southward after the middle of the winter season.

例えば  $50^{\circ}\text{S } 100^{\circ}\text{W}$  では測定値は  $4 \text{ ergs/cm}^2 \text{ sec}$  で  $I_m$  より  $6 \text{ ergs/cm}^2 \text{ sec}$  / 小さかつた。  $\Delta I$  パターンの波長は経度で約  $160^{\circ}$  で、南北傾度は  $40^{\circ}\text{S}$  で最大である。  $40^{\circ}\text{S}$  以北では弱い正偏差を示し、第4図の逆位相関係と一致している。

第6図は7月10日の放射分布で、  $\Delta I$  は  $50^{\circ}\text{S}$  で極大であつた。第5図とは本質的に変わつており、大規模な極大が  $60^{\circ}\text{S } 60^{\circ}\text{E}$  付近にあつて、  $60^{\circ}\text{S } 60^{\circ}\text{W}$  には極小が見られる。この極大のために緯度平均でも正偏差になつたのであるが、  $20^{\circ}\text{S}$  以北では少くとも  $40^{\circ}\text{N}$  まで  $\Delta I$  が負偏差になつている。

第7図は6月25日から7月10日までの変化量で、つまり第6図から第5図を差し引いたものである。  $60^{\circ}\text{S } 60^{\circ}\text{E}$  付近に非常に大きな変化域があり、その他はどこも小さい。特に  $20^{\circ}\text{S}$

第3図と4図で述べた変化は緯度圏毎に平均した放射について説明したものである。しかし、中緯度と高緯度における変動は南半球の冬では経度によつてずいぶん変わつていた。一例として1969年6月25日と7月10日について調べてみよう。第3図をみると、6月25日に  $40^{\circ}\sim 70^{\circ}\text{S}$  で極小放射が現われ、7月10日に極大になつたが、  $20^{\circ}\text{S}\sim 40^{\circ}\text{N}$  では逆位相になつていた。

第5図は6月25日の放射分布図である。等値線は  $\Delta I = I - I_m$  を示し、生の測定値  $I$  から前に述べた最小自乗法を適用した値  $I_m$  を差し引いた値である。

図の右端に示した各緯度毎の  $I_m$  値からわかるように、放射の南北傾度は非常に大きく、等値線はほぼ緯度圏に平行であつた。  $40^{\circ}\sim 70^{\circ}\text{S}$  の広い範囲にわたつて負偏差が卓越し、たと

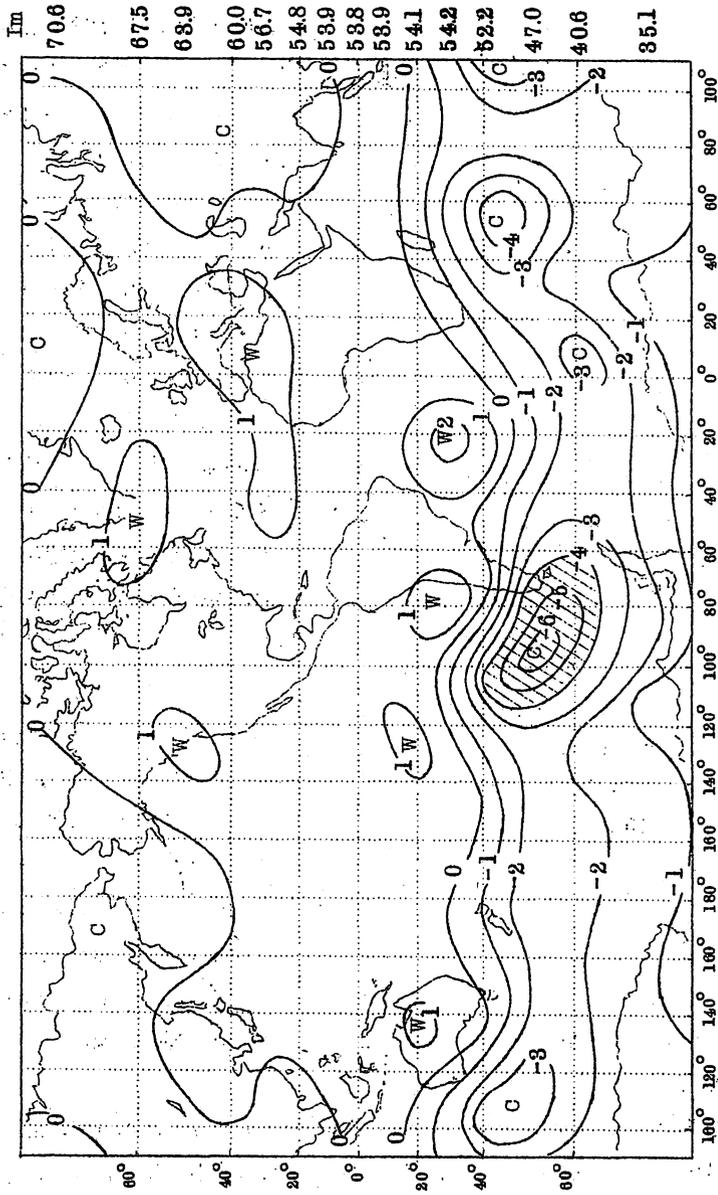


Fig. 5. Map for 25 June 1969 of radiance deviation (ergs/cm<sup>2</sup>) from  $I_m$ , the least-squares value for a given latitude. Relative warm (W) radiances dominate the tropics and Northern Hemisphere, while relatively cool (C) radiances are found from about 30-70 S. A large gradient of radiance exists near 40S, especially west of South America.

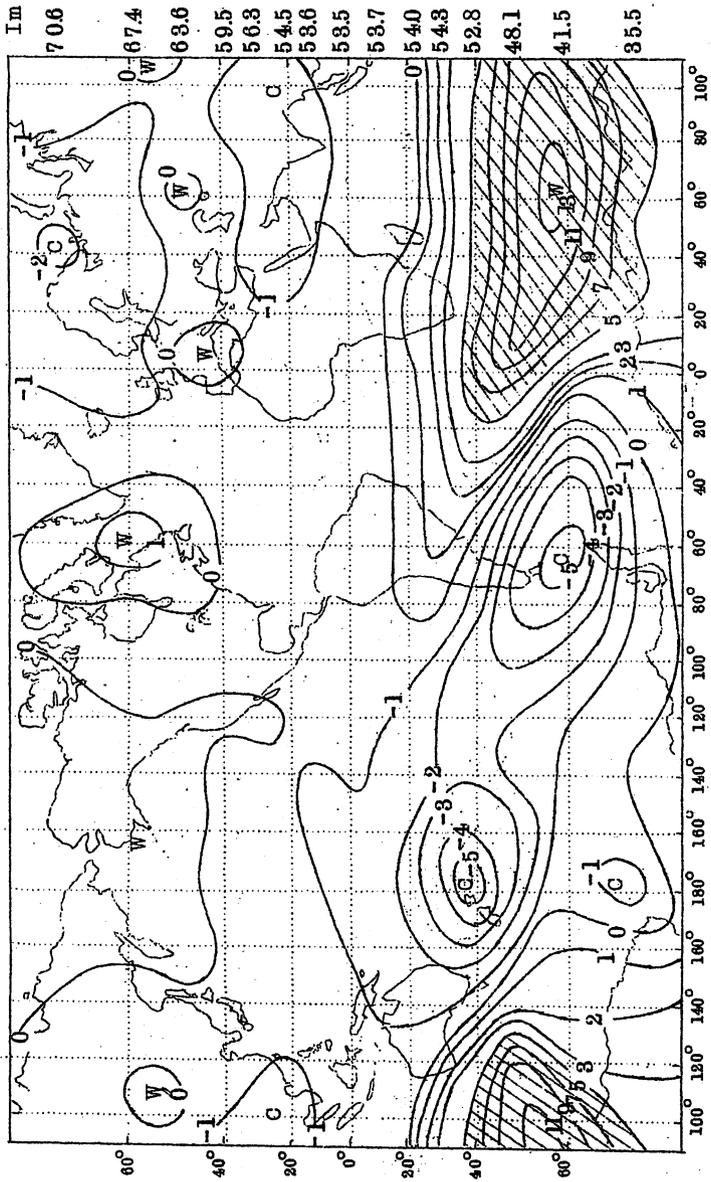


FIG. 6. Map for 10 July 1969 of radiance deviation (ergs/cm<sup>2</sup>) from  $I_m$ , the least-squares value for a given latitude. A large-scale warm area appears over the South Atlantic and Indian Oceans; relatively cold areas appear over the South Pacific Ocean and over wide areas of the tropics and the Northern Hemisphere.

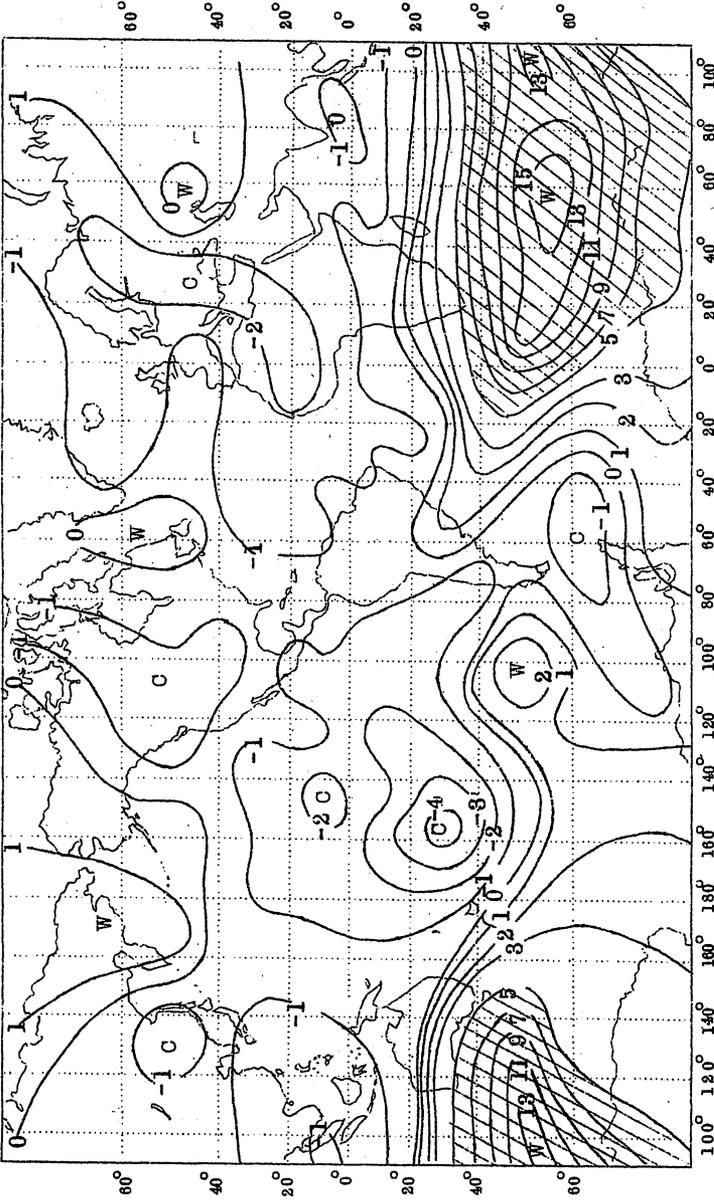


Fig. 7. Change in radiance (ergs/cm<sup>2</sup>) from 25 June 1969 (Fig. 5) to 10 July 1969 (Fig. 6). Cooling (C) occurred everywhere from 20S-40N, while large-scale warming (W) took place over much of the region south of 20S.

～40°N間ではどこも例外なく負の変化を示していることに注目されたい。

## 5. 考 察

第2～7図に表わされた事実は明白であつて、その資料には測器あるいはその他の宇宙技術的原因に帰せられるような誤差は何ら見出されなかつた。第8図の結果は資料の操作によるものとは思われぬ。それは統計操作を施さない第2図にもやはり見られるからである。そこで資料は確実なものと考え若干の考察を試みよう。まず大気の内部的原因かもしくは地球外からの原因が考えられるが、一番もつともらしいのは、大気の構造と不安定性の力学的影響があげられる。Manabe and Hunt (1968) は観測結果を検討するための一つのモデルを提供している。それによると、冬季の成層圏における熱平衡は、大規模じよう乱、子午面循環および放射の3つの要因によつて支配される。彼らの記述した平衡条件では、緯度25°以上のところでは大規模じよう乱と子午面循環は相互にうち消し合う傾向があり、放射成分は35°以上の緯度では負の気温変化を生じ、35°以下の緯度帯では正の変化を生ずるように作用する。したがつて、第2～7図に見られた大規模な変動は非平衡な現象によつて起こされたものである。まず1969年6月25日についてみると、放射は40°～70°S帯で極小であつた。次の12日間で緯度平均放射は6 ergs/つまり一日当り0.5 ergの割で増加した。このことは100 mb層以上の大気にとつて、10～60 mb層で極大加重をもつ加重平均気温で一日に0.5 Kの上昇に相当する。この期間に20°S～40°Nでは、放射が1 erg減少したが、それは一日当り0.1 K冷却したことになる。

Manabe and Huntによつて与えられたような放射温度変化の割合が時間的にほとんど変わらないと仮定すると、SIRSによつて観測された放射変動は、大規模じよう乱かもしくは子午面循環による熱輸送の変化によるものであろう。これらの熱輸送は観測された放射変動に一致させるように多くの方法で分割できる。Mahlman (1969) は1958年1月の北半球における成層圏昇温を研究したが、帯状平均気温上昇は60°N以北での上昇運動に関連していたことを見出した。もともと上昇運動は冷却をもたらすはずであるが、大規模じよう乱による熱輸送によつてもたらされる昇温が上昇運動による冷却を十分に上回つたので、大きな昇温が起こつたのである。しかしながらMahlmanも述べているように、“沈降運動は限られた地域に起こる非常に大きな昇温を説明するのにはおそらく非常に重要なものである。”

Mahlmanの結果は、第3図の60°～70°Sに見られる緯度平均昇温は大規模じよう乱の水平熱輸送によつて生じたことを示唆するものであろう。けれども50°S以北では鉛直子午面循環が卓越したにちがいない。Manabe and Huntは緯度15°と5°の間ではじよう乱の熱輸送はほとんど零で、子午面循環による冷却と放射による加熱との間で平衡が保たれていることを示した。夏半球はこの意味での熱帯と同様に考えられると仮定すれば、第8図の40°Nまでの領域で冷却を生ずるように平均子午面循環が卓越したのであろう。

実際の状態は緯度平均値によつて示されるよりはもつと複雑である。おそらくある緯度帯の一

部分で急激な変化が起こり、そこから循環によつて移流が生じ、そして増大してゆくのかも知れない。この段階では明らかに離れた地域との間に非常に急速な“伝達”があり、このことが同時に各地に影響する、つまりそのインパルスが急速に（おそらく音の速さで）伝わるのであろう。第3図によると、現象はどこでも一日以内に起こっており、たとえば $50^{\circ}\text{S}$ の大きな極小は $20^{\circ}\text{N}$ での極大日の一日以内に起きている。この関係は $50^{\circ}\text{S}$ の大きな極大とそれに対応する $20^{\circ}\text{N}$ の極小との間でもやはり同じことである。

Manabe and Huntのような諸研究は放射観測結果を力学的原因で十分に説明しているけれども、観測された現象に寄与すると思われる地球外からの原因についても述べておかねばなるまい。そのような原因としては、太陽からでる紫外線(uv)放射の変動と、月一太陽重力潮の2つが考えられる。

Heath (1969) は $1800$ と $2600 \text{ \AA}$ における太陽放射の変動を観測したが、これらの波長のエネルギーはオゾン層を加熱し、上部成層圏の同時気温変化に寄与している。とすれば、太陽のuv放射の変動が $30^{\circ}\text{S} \sim 80^{\circ}\text{N}$ における同時放射変化に寄与したのではないだろうか。

Brier (1968) は月一太陽重力潮によつて生ずる大気要素の変動を調べて、緯度 $45^{\circ}$ 以上の収束と $45^{\circ}$ 以下のところの収束は逆位相になつていることを示した。この効果が南半球(冬季)で見出された逆位相関係に寄与したのではないだろうか。これら2つの地球外効果のどちらかが変化をひき起こして、その結果昇温現象が別の日ではなく観測された日に始まつたのではないだろうか。

地球外の影響はおそらく力学的作用が生じうる影響よりも小さいであろう。しかし、それらが観測された放射変動に寄与したかどうかを示すためには、多くの資料によつてより一層の研究が必要である。

## 6. むすび

以上、南北半球成層圏における大規模な同時放射(気温)変化の証拠を提示して、これらの観測された変化に見合う循環変動を論じた。特に冬季成層圏が大規模じょう乱の熱輸送によつて、また局地的にはおそらく沈降運動によつて昇温している時に、熱帯では冷却が起こっていることを説明するために大規模な子午面循環によるものと考えた。

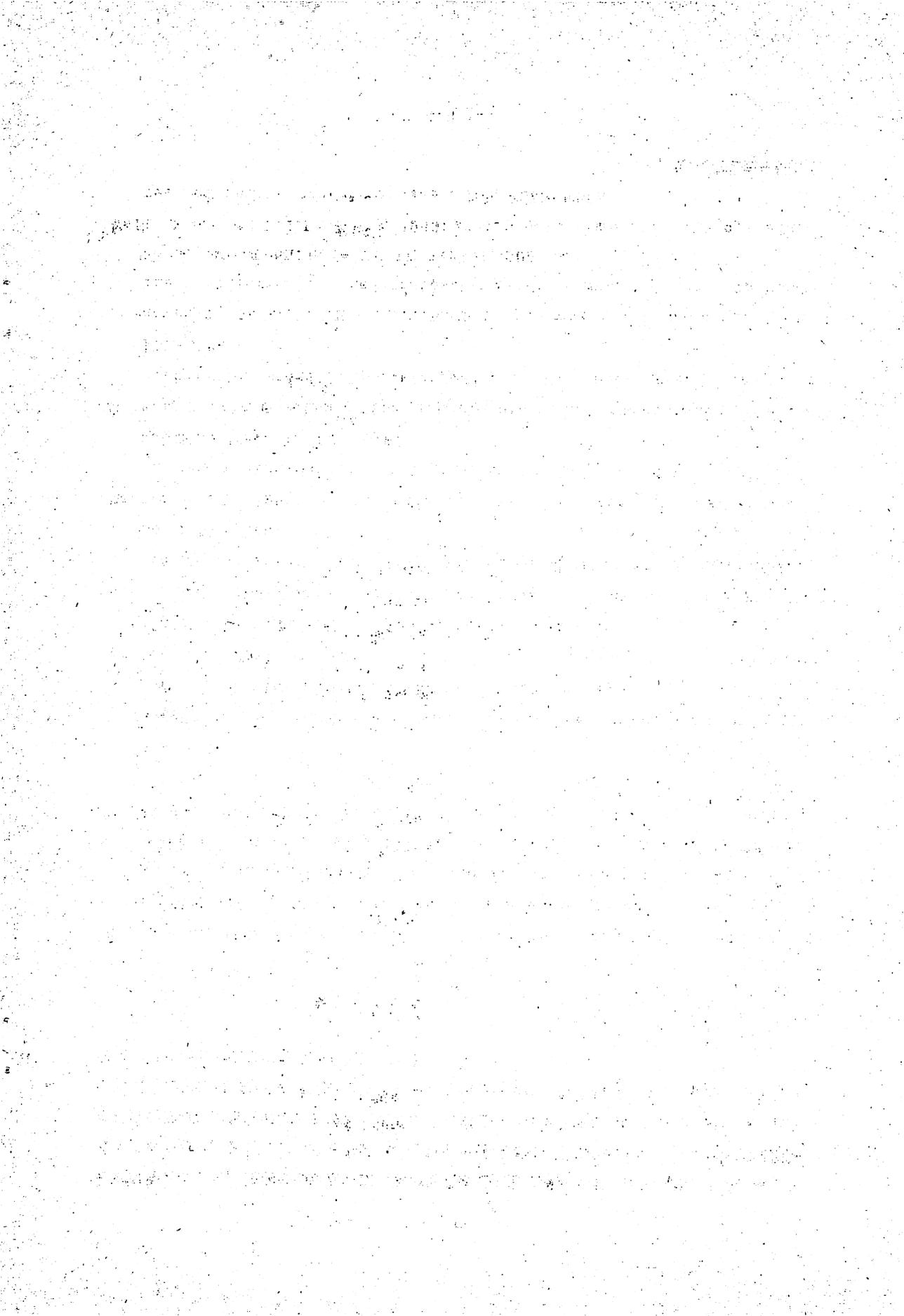
この子午面循環の影響を若干調べてみよう。子午面循環の上昇流には発散・収束が関連しているが、収束は地表気圧変化に関連づけられるにちがいない。説明できない気圧変化が広く離れた地域で同時に起こることが前から知られていた。Frolov (1942) はカリブ海地域とアフリカで同時気圧変化を見出した。最近ではBrier and Simpson (1969) が $2500$ マイル離れたフィリピン諸島とマーシャル群島での同時気圧変化を見出した。熱帯における成層圏の放射変化もまた広範囲にわたつて同時に起こる。このことは第7図から明らかなように、6月25日から7月10日にかけて熱帯全般に放射が減少した。このような成層圏の気温変化は子午面循環

の変動をとおして、説明のつかない広範囲の地表気圧変化に関連づけられないだろうか。もしそうであるならば、極方面における昇温現象と熱帯や夏半球における冷却というような冬季成層圏の不安定性は、熱帯対流圏における大規模現象に相当の影響を及ぼしているかもしれない。成層圏の気温変化と地表気圧の変化とさらにおそらく熱帯における雲量とのこのようなありそうな関係についていま調査中である。(謝辞省略)

#### 参 考 文 献

- Brier, G.W., 1968: Long-range prediction of the zonal westerlies and some problems in data analysis. *Rev. Geophys.*, 6, 525-551.
- , and J. Simpson, 1969: Tropical cloudiness and rainfall related to pressure and tidal variations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 95, 120-147.
- Fritz, S., 1969: On the question of measuring the vertical temperature distribution of the atmosphere from satellites. *Mon. Wea. Rev.*, 97, 712-715.
- , 1970: Earth's radiation to space at 15 microns—Stratospheric temperature variations. *J. Appl. Meteor.*, 9, 815-824.
- Frolov, S., 1942: On synchronous variations of pressure in tropical regions. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 23, 239-254.
- Heath, D.F., 1969: Observations of the intensity and variability of the near ultraviolet solar flux from Nimbus III satellite. *J. Atmos. Sci.*, 26, 1157-1160.
- Mahlman, J.D., 1969: Heat balance and mean meridional circulations in the polar stratosphere during the sudden warming of January 1958. *Mon. Wea. Rev.*, 97, 534-540.
- Manabe, S., and G.B. Hunt, 1968: Experiments with a stratospheric general circulation model: 1. Radiative and dynamic aspects. *Mon. Wea. Rev.*, 96, 477-502.
- Murgatroyd, R.J., F.K. Hare, B.W. Boville, S. Teweles and A. Kochanski, 1965: The circulation in the stratosphere, mesosphere, and lower thermosphere. WMO Tech. Note TP 87, Geneva, 206 pp.
- Wark, D.Q., and D.T. Hilleary, 1969: Atmospheric temperature: Successful test of remote probing. *Science*, 165, 1256-1258.

(入重樫佐平紹介)



# フェドロフ：ソビエトの GARP への参加\*

宮 川 和\*\*

551.5

大気過程は全地球的な規模であるからその研究に国際協力を必要とする。そのほかの理由もあるが、特にこの理由のために、各国の当時の国家気象機関によって約百年前、国際気象機関 (International Meteorological Organization) が設立された。地球物理学研究の最初の国際プログラムは第1回国際極観測年 (the first International Polar Year, 1882—83) 中に実施された。その後の研究プログラムは第2回国際極観測年 (1932—33)、国際地球観測年 (International Geophysical Year, 1957—58) および太陽極小期国際観測年 (International Years of the Quiet Sun, 1964—65) である。

最近数十年、技術的な進歩は環境についてさらに正確かつ完全な情報を必要としており、また同時にその入手に新たな可能性が開けてきた。現在、国家気象機関のさらに高次元の国際協力を伴った新しいプログラム——WWW——が実施されており、また時を同じくして大規模な国際的 GARP が発展しつつある。

GARP はある特殊な問題を解決するよう計画されたものであるという点で、これまでの国際地球物理研究とは異なっている。その基本目的は、長期予報法や大規模な大気過程の調節法を開発するにあたって理解しなければならない地球大気過程の機構の姿を明らかにすることにある。B. Bolin 教授 (スウェーデン) を議長とし、多くの国々の著名な科学者よりなる GARP 合同組織委員会 (JOC) が WMO 執行委員会と国際科学連合理事会 (ICSU) の合同で設立された。多くのすぐれた専門家の助力を得て R. V. Garcia 教授 (アルゼンチン) の下にその合同企画スタッフ (JPS) はこの2年間に GARP 実施についての提案を作成した。

このプログラムの主要な特徴はいわゆるグローバル熱帯実験である。

本文は GARP の性格と目的に対する幾つかの意見を含んでいるが、これらはソビエトの GARP 国内委員会が要約したソビエト科学者の提案と原則的に一致しており、GARP 計画会議 (ブリュッセル, 1970年3月) で承認

され、また今後の検討のために採択されたものである。筆者の意見としては、GARP は次の四項目に別けて考えられると思われる。

- A. 大気状態の新しい数値計算法の開発と実験。
- B. 大気状態と地球表面に関する情報の新しい入手法の開発と実験。
- C. 大気中の諸現象の過程と大気-地球表面間の相互作用の過程とにおける重要なものの研究およびこのような過程の量的データの入手。
- D. メソおよびマクロスケールの気候、天気調節の研究。

以下にこれらの各項目について検討したい。

## 大気状態の数値計算法の開発

ソビエトの科学者はこの方面に大規模な調査研究を導入しつつあり、上記A項についての詳細な作業計画を作成している。その主要な調査研究プロジェクトは次に開するものである。

大規模な過程、大気大循環の数値実験、および長期予報。

境界条件。

大気中の大規模な強制的、自然的非線型振動。

水の循環、および雲量と降水量の長期予報に関連する問題。

熱帯域の大気過程を含む大気過程の全地球的な特性を考慮した、流体力学的長期予報の予想期間延長の可能性。

海流を含む 大気-海洋相互作用の研究結果を利用した、流体力学的気象予報の予想期間延長の可能性。大気大循環および長期予報の流体力学的、統計学的模擬実験。

気候の流体力学理論の開発と実験。

気候調節の手段。

これらの諸問題の数学的な解を得るためには、大気大循環の非常に正確な数値モデルの開発、ある方程式を積分する新しい方法の応用、その他数多くの数学問題を解

\* 本文はソビエトの水理気象局長官 E. K. Fedorov 博士による論文 *Meteorologia i gidrologia* (No. 7, July 1970, pp. 3—14) の抄訳が WMO Bulletin 1971年1月号に掲載されたものを、さらに訳出したものである。

\*\* 気象庁予報部長期予報管理官付

く必要があろう。

このプログラムのA項の作業は現在各国の、主として大型計算機を有する大きな気象センターで進行中である。この作業はどこでも気象学におけるその他の研究の主要な理論的基盤であると考えられており、当然国際プログラムがなくても発展するものかもしれない。

GARPの中にこの作業を含むことによって、多数の国でこの分野で作業を行ってきた多数の科学者の努力を統合し、作業を適宜分散化し、不必要な重複を避けることが可能となる。このことは基本的には得られた結果の合同討議また将来の作業計画によって果たされることになる。一方、特に国際協力という形により、理論研究の結論を調整し、新しい情報に対する要求を推測し、またこの目的のためのある作業（いわゆる実験）を実行することが重要である。

このような作業は一般に広範かつ密接な国際協力によってのみ遂行可能である。

上で簡単に触れたソビエトの科学者の提案ならびにJOC報告中の豊富な素材がプログラム中のこの項目に対する有効明確な計画の企画を可能にするとわれわれは考える。

#### 情報の新しい入手法の開発

GARPのこの項目についてのJOCの主要な提案は、軌道衛星と静止衛星を含む気象宇宙システムの開発、大気の大気温度と湿度の鉛直分布の測定技術の改善および測器の解像力と感度の増加である。その他の提案プログラムとしては気象衛星へ情報を送信する浮遊気球および海洋自動気象観測所と気象観測船の観測網の開発がある。

ソビエトにおいては、各種の新しいデータ入手法の開発実験テストで重要作業が行なわれている。われわれは特に、大気の大気遠隔測定と各種移動観測施設のための新しい測定手段の開発に関心を持っている。また、われわれは気象衛星が全地球的規模の大気過程の情報入手の主要な手段であると考えている。

現在、ソビエトにおいては、地球の昼間側の雲層のTV写真および夜間側の赤外写真よりなる情報、ならびに大気と地上からの各種波長の放射についての広範な情報を送信する二つの極軌道衛星を含むMeteor宇宙気象システムを運用している。

Meteorシステムは今後もさらに改良され、GARPが実施される時点までには、おそらく鉛直温度分布と（できれば）湿度を送信できるようになるだろう。また、Cosmosシリーズとして、大気とその下面の各種特性を測定する比較的短命の実験衛星の打上げ計画が検討されている。モスクワのWMC（世界気象センター）ならびに

ノボシビルスク、タシュケント、ハバロフスクのソビエト地区センターは、ソビエトや外国のあらゆる気象衛星からのデータの解析配布に積極的に参加する用意がある。

漂流、緊留ブイ上の自動海洋観測所も大洋域のデータを入手するのに非常に重要なものとなる。筆者の感じとしては、衛星による測定の新たな可能性と比較して、このシステムの価値を専門家は現在低く評価しているように思われる。たとえいかに宇宙システムが発展しても、海洋観測所、船舶、自動ブイからの大気過程計算に必要な海水の諸特性の測定は、比較的浅海でさえ、なお長期間必要とされるだろう。いずれにしても、海洋観測所は衛星による測定値のチェックや数値検定（calibration）にとって必要である。このような観測所の数は当然宇宙システムの能力によって左右されるが、広大な大洋をカバーするためには、20~30の気象観測船、100~300の自動ブイより少ないということはないだろう。気象および水文測定の自動測器を搭載したブイは現在ソビエトにおいて開発中であり、遠くから外国と共同でこのような観測所の全地球的な観測網を設定することが可能となるだろう。

ソビエトの第一級の気象観測船が海洋の各所に配置されている。ソビエトの気象観測船は、高層ロケット探測を含む大気測定と、海洋の全水深にわたる広範囲の水文測定のために必要なあらゆる測器を持った大型の新鋭船である。これらはソビエトの研究プログラムに従って配置され運用されている。しかしながら、外国でも協同作業を希望するならば、GARPに間に合うよう協同でさらに多くの気象観測船を整備することが可能であろう。

ソビエトの科学者がGARPの下に自国領域内であらゆる必要な作業を実施することは、いうまでもない。補助ラジオゾンデ観測所、気象レーダー、自動観測所がソビエトの過疎遠隔地域ならびに北極や南極地域に展開されるかもしれない。

当分の間、ソビエトの科学者は浮遊気球の飛揚プログラムに参加しない。なぜならば、浮遊気球が航空にとって危険なのは明白であり、大規模に使用できるかどうか疑問視しているからである。

#### 重要大気過程の研究

われわれの意見としては、大規模な大気過程の間をつなぐ、幾つかの重要な鍵となる過程の研究は非常に大切である。

われわれはGARPに関する前項において、将来のある時点で気象機関のルーチン作業に採用するという観点から、計算法と観測法の開発と実験応用を取り扱った。ここでは、量的理論に到達し、適宜の計算技術を案出するために、特定の過程のある期間内における物理的機構

の研究を取り扱っている。これらの技術は長期予報、大気循環の数値実験および気候理論の形成に利用されることになろう。

### 熱帯実験

この標題で JOC から提案された研究プログラムが上記のような研究調査の一例であると思われる。熱帯における大気/海洋相互作用による大気過程は非常に重要である。ソビエト科学者の意見としては、熱帯実験の主要目的は熱帯域における海洋から大気への熱と水分の輸送を決定する量的データを得ること、およびハリケーンや熱帯低気圧の生成などを研究することである。

また、南北両半球の相互作用を支配する法則および熱帯域の雲系と大規模な熱帯過程の相互関係も研究しなければならない。海洋/大気の相互作用についてのある種の量的なデータのほかに、作業の結果として、熱帯域の気圧と風の場合および雲量の新しい解析と予報法の開発が可能である。

### 極実験

50~70°N の範囲において、中緯度と極の間の熱と水分の交換の重要な過程がある。この過程が全北半球の長期間の天候を決定するのに重要な役割を果たしていることはよく知られている。よって、大西洋と太平洋から極へまた大西洋からヨーロッパ大陸への熱と水分の輸送の量的データを得ることを目的とした研究を実施するようわれわれは提唱する。

このプログラムには、極氷との相互作用を考慮した大気と海洋の循環の流体力学モデルの作成、および極地域に特有な過程の数式モデル化が含まれよう。同時に、われわれは極氷に影響を与えることを目的とした既存のプロジェクトを実施した場合に、どのような結果が出るかを、数式モデルに基づいてテストすることを考えている。極洋が部分的または全面的に水でおおわれており、さらに海面がひどく荒れている場合における大気/大洋の相互作用を研究することが計画されている。これらの測定は、大西洋、太平洋北部の数隻の研究観測船の航海、観測ブイの設定および北極の大気や氷の状態についてのデータを入手するため観測網全体をある期間だけ強化すること、などによって自然条件のもとに行なわれる。この目的のために、研究観測所、海岸観測所、漂流自動観測所および人工衛星が利用されるだろう。

### 陸地/大気

ソビエトの科学者は地球上の幾つかの典型的な地域における地表面と大気間のエネルギーと水分の交換に関する情報を得ることを提案する。この提案の詳細は WMO Bulletin (Vol. XIX. No. 4, p. 217) に掲載されている。

### 成層圏

ソビエトの科学者は赤道成層圏循環の準2年周期性を研究し、亜熱帯緯度圏の過程との相互関係を明らかにするプログラムを実施するよう提案する。よって、次の問題が研究されることになろう。

- (a) 準2年周期と熱帯緯度圏の成層圏および対流圏循環との相互関係。
- (b) 準2年周期性に関連するマクロスケール型の大気と海洋循環の相互作用。
- (c) 熱帯成層圏内の新たな準2年周期の原因となる中間圏から上部成層圏への西風の侵入の条件。
- (d) 準2年周期の数値モデル化の可能性。

これらの問題の解決によって、準2年周期性とその大気大循環との相互関係を気象や大循環の超長期予報(6か月から1年)に利用できることになろう。

このプログラムのために、大西洋・インド洋・太平洋の経度線に沿って、研究観測船からの高層ラジオゾンデとロケットによる特別観測(同時観測を含む)が組織されることになろう。また同時にルーチンのラジオゾンデ観測の結果も利用されることになろう。われわれの意見として、このプログラムで最も重要な部分は、同一子午線上で気象センサーをロケットに搭載し同時に打上げることである。よって、ソビエトの科学者はフランスとインドの科学者と協同して、フランツヨシフ諸島(カラ海の北方)から南へ伸び、南極の Molodeznaya 基地に及ぶ子午線に沿い 60~80°E の間で同様な観測を行なうことになろう。ボルゴグラード(ボルガ川流域)、インド半島南部、ケルグレン島(インド洋南部)、インド洋ソビエト観測船が中間点である。われわれはまた、南北アメリカ大陸を通過する反対側の子午線上において同時に同様な観測を行なうことが適切であると感じている。

以上の提案はブリュッセルの会議に提出され、採択された。そして JOC がさらに検討することになった。

### 気象過程の制御

ソビエト科学者の意見としては、まずローカルおよび地区スケールで大気過程制御の特別研究を GARP の枠内で組織すべきであると考えている。これは各種の人類活動(たとえば工業による熱の発生、土地の開発、灌がい、大気や水の汚染)による影響が、そうと意図したわけではないが非常に増大したために、最近特に重要視されている問題である。これらの環境への影響から、自然過程の現在の平衡状態を乱す危険性が生じている。さらに、局地的な気象現象の制御に関する実験から、自然に発生する不安定性を利用して、比較的小さな手段によって大規模な過程を大幅に制御する現実的な可能性が示さ

れている。つまり、より大きな過程に対して適宜の制御原則が見出されることになると考えられる。さらに、人類社会のエネルギー生産の著しい成長を考慮する必要がある。つまり、来たる数十年中に気象過程を制御するためにエネルギーを直接応用することが可能となるか、あるいはおそらく必要となるだろう。

今日まで、気候制御の作業は多くの国で完全に局地的なベースで実行されており、その結果はよく知られている。同時に地域的あるいは地球全体としての気候制御に関して多くの提案が出た。そのあるものは健全な原則に基づいており、またあるものはとほうもないものである。われわれは、GARP の枠内でこの分野において国際協力を組織する時期に到達していると考えている。

ここ数年以内に、気候理論の数式化と同時に、地域スケールあるいは全地球的規模で気候を制御する可能性について、慎重な理論研究を出発させることが可能となろう。また、気候制御を目的としたのではない各種の機構（主として大気汚染）がどのような役割をする可能性があるかについても特に注意する必要がある。気候制御の各種提案、少なくとも科学的基盤に立つものについては検討しなければならない。

理論的解析の過程においては、特殊観測あるいは（文字どおりの）実験（これは GARP のサブプログラムに含まれるが）を行なう必要性が生じるのは避けがたい。

結局、すでにアメリカで実行している研究を拡大するため、熱帯ハリケーンのようなメソスケール現象の制御についての合同特殊実験を行なうのが適切であろう。

GARP に気候制御研究、特に大気汚染の役割の研究を含ませる提案がブリュッセル会議で歓迎された。

#### 資財の準備およびプログラムの管理

これらの問題を検討してみると、著者の意見では、すべての作業は関係国政府の（幾つかの国では非政府）研究所と機関で実施されるという基本条項が含まれている。またこれらの機関が必要な財源を供給することになっている。これらの理由から、著者は WMO や ICSU 国際機関が主として GARP への新しい提案やこれらの提案についての科学的討論を担当し、よって国際機関の加盟国としてこの作業に参加を決定し、その上で作業組織への参加国が行なう援助をきめる必要があると信じている。この援助の最も重要な形は、最終的な取り決めが行なわれるまで、専門家の会議を組織することであろう。このことさえ実現されれば、運用管理はこの目的の運営グループを設立した参加国に任される。JOC からの GARP 作業の科学上の指導者やその他の管理者を指名する提案は著者からみると時期尚早と思われる。

このような作業の組織や管理はそのおのおのの作業の性質によるものであって、したがって一般的な標準手続きをふむことはあまり適当とはいえない。

GARP において国の参加の仕方は相当重要である。参加の主な形は当然資財の割当て、たとえば衛星システム、船舶、自動ブイや陸上観測所、航空機、理論研究、および大型計算機を有する研究所のデータ解析によるサービスとなろう。しかしながら、このような貢献のできる国はあまり多くはないだろう。同時にあらゆる参加を受け入れるべきであり、おそらく多くの国からは少額の財政援助の形ということになるだろうが、これらは会議の組織に役立つであろう。

自国領域内で GARP 作業の遂行を承諾した国、あるいは作業域の近辺の国は、自国領域の追加観測の責任を果たすことによって、または外国の参加者の仕事を支援する——たとえば関係の船舶や航空機へ港や空港施設を提供する——ことによって、貢献できよう。

このような国際科学協力の一例として Thumba（インド）における気象ロケットの国際打上げがあり、ここではインド当局は専門家のサービスのみならず大きな施設を提供した。

GARP では作業をその結果に照らして変更するよう計画しているから、入手したデータの急速な第一次の処理や解析に最大の注意を払う必要がある。そのプログラム計画は計算機の利用に基づく必要があることは当然であるが、特別に GARP 実施のための大きな計算機センターの創立計画は著者にとっては不必要かつ非現実的であると思われる。最近ほとんどすべての国が WWW の枠の中で計算機を整備した気象センターの設置に大きな努力を払っている。WWW で設置された世界・地区・国内センターならびに全地球的通信システムが GARP の資料の処理や解析に主要な責任を果たすべきであるとわれわれは考えている。

ブリュッセル会議の討議中において、以上の意見は明らかに他の GARP 参加者にも支持された。

#### 結論

以上の意見は GARP の実施について述べたものである。WMO、ICSU、JOC のおかげですでにかなりの量の作業が実行された。

今やこれらの計画を実施に移すことが重要である。地球上の天然資源の相当な部分がすでに利用されており、自然環境の意識的また無意識的な制御のスケールが自然過程のスケールと同程度となりつつある人類社会と自然環境の相互作用の現段階では、この地球大気過程研究計画のような国際協力が絶体的に必要である。

解 説

この欄には気象業務に直接あるいは間接に必要な技術および知識の解説および総合報告をのせます。

大循環の解析に用いられる物理量について

—1 か月予報の検討に関連して—

森 信 成\*

551.509.313:551.513:551.515

1. はしがき

昭和 45 年度全国長期予報技術検討会で、1 か月予報の精度向上を旨とする技術開発について討論が行なわれ、その際長期予報管理官は「今後の1 か月予報では、対象となる気象現象の立体構造や大循環との総観的関連性を考慮し、少なくとも機構的段階における検討を行なうように、あらゆる点での努力が必要である。」と述べている。この言葉を主観的に解釈するなら、1 か月予報の精度向上には従来の予報法に加えて、大循環変動の機構に関する知識を取り入れていく必要があることを示唆したものである。

言うまでもなく、大気の流れはある一定の物理法則にしたがって運動しており、変動の機構を知ることなしには的確な予測はあり得ないであろう。大気変動の機構を知るには、まず大気の状態とそれに関係する物理量で記述し、その量的変化から大気の変動の過程を解明していくという手順がもっとも正統的な道であり、短期予報の成功もそこにあったと言えるであろう。ところで、数値シミュレーション(新田 1970)や大循環の解析(たとえば、Oort and Rasmusson 1970)では、その様相を表現するのにいろいろの物理量が用いられ、それらの研究の目標は当然大気変動の予測にあるが、現段階ではその大部分はまだ気候学的表現を記述するの域を脱していないようである。

一方、従来の概念からすると、長期予報に上述のような考え方を業務の中に取り入れて行こうとすることは画期的である反面、従来の方法や資料の面で体系だてられてきた現場では何か異質な感を抱くことがなきにしもあらずやと考えられ、あるとすればいくらかでその軽減に役立てばというのがこの小文の目的である。この趣

旨に沿って、現在長期予報管理官室で北半球解析資料として計算されている物理量のおもなものについて、数式的表現、物理的意味、大循環の立場でその物理量を用いた解析例を述べたものである。したがって内容的には新しいことはなく、諸所に分散記述されている事柄をまとめたものであり、わかりやすくということを主眼におき、しかも長期予報管理官室の業務面との関係で取り急いだ点もあって、論旨に厳密を欠いたり、冗長にわたったり、また解析例に不相当と思われるものがあるかもしれないことをお断りしておきたい。

2. 運動量の水平輸送

大規模運動に適用される風の東西成分の運動方程式は緯度経度気圧座標を用いると次のように書かれる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{a \cos \varphi \partial \lambda} + v \frac{\partial u}{a \partial \varphi} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} - \frac{\tan \varphi}{a} uv - 2\Omega \sin \varphi v + \frac{\partial \phi}{a \cos \varphi \partial \lambda} = F_\lambda \quad (2.1)$$

ここに  $u, v, \omega$  は普通に使われる風の三成分を、 $t, \lambda, \varphi, p$  は時間、経度、緯度、気圧を、 $a, \Omega, \phi, F_\lambda$  は地球の半径、地球の角速度、ゼオポテンシャル高度、摩擦の東西成分をそれぞれ表わす。

(2.1) 式は連続の式

$$\frac{\partial u}{a \cos \varphi \partial \lambda} + \frac{\partial v \cos \varphi}{a \cos \varphi \partial \varphi} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (2.2)$$

を使い

$$\begin{aligned} v \frac{\partial u}{a \partial \varphi} - \frac{\tan \varphi}{a} uv + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial v \cos \varphi}{\partial \varphi} \\ = \frac{v \cos \varphi}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{uv}{a \cos \varphi} \frac{\partial \cos \varphi}{\partial \varphi} \\ + \frac{u \cos \varphi}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial v \cos \varphi}{\partial \varphi} \end{aligned}$$

\* 気象研究所予報研究部

$$= \frac{v}{a \cos \varphi} \left( \frac{\partial u \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{a \cos \varphi}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial v \cos \varphi}{\partial \varphi}$$

$$= \frac{1}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial uv \cos^2 \varphi}{\partial \varphi}$$

なる関係があることから

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{a \cos \varphi \partial \lambda} + \frac{\partial uv \cos^2 \varphi}{a \cos^2 \varphi \partial \varphi} + \frac{\partial u \omega}{\partial p} - 2\Omega \sin \varphi v$$

$$+ \frac{\partial \phi}{a \cos \varphi \partial \lambda} = F_\lambda \quad (2.3)$$

のように書きなおされる。

(2.3) 式はある場所における風の東西成分  $u$  の時間変化はいくつかの効果に関係していることを示している。しかし、個々の場所でこの式を扱っても北半球の大規模な現象に対して  $u$  の時間変化にどの項による寄与がより効果的であるかなかなか掴みにくい。そこで、われわれは北半球の大規模な現象に対しては半球的な空間平均をしてもその特徴は失われまいであろうと考え、(2.3) の式に帯状平均の操作をし、自由大気中で摩擦は小さいとして無視すると、次の式を得る。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = - \frac{\overline{\partial uv \cos^2 \varphi}}{a \cos^2 \varphi \partial \varphi} - \frac{\overline{\partial u \omega}}{\partial p} + 2\Omega \sin \varphi \bar{v} \quad (2.4)$$

ここに記号  $\bar{\quad}$  は帯状平均量を表わす。(2.4) 式の右辺各項のおおよその大きさを見積もってみる。第1項については長期予報管理官室の北半球解析資料1968年1月を使い中緯度における値を計算してみると、月平均で  $0.6 \times 10^{-5} \text{ m/sec}^2$ 、半月平均で  $1.4 \times 10^{-6} \text{ m/sec}^2$  ほどの大きさになる。第2項と第3項の大きさを見積もるのは非常に困難で解析結果もあまりないが、第2項については前と同じ資料から最大を見積もっても  $1.3$  ないし  $2.0 \times 10^{-6} \text{ m/sec}^2$  となり、また第3項は岸保(1962)によるオーダーの見積もりでは  $1 \times 10^{-6} \text{ m/sec}^2$  程度である。したがって、 $\bar{u}$  の時間変化に寄与する効果の中で主役をとめるのは、じょう乱による運動量の水平輸送であることが知られ、(2.4) 式は次のように書ける。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = - \frac{\partial \overline{u'v' \cos^2 \varphi}}{a \cos^2 \varphi \partial \varphi} \quad (2.5)$$

ここに記号  $'$  は帯状平均からの差を表わす。いま、地衡風を仮定し、等圧面高度を  $z$ 、ある緯度の南、北側をそれぞれ添字  $s, n$  で表わすとき

$$\bar{u} = - \frac{g}{2\Omega \sin \varphi} \frac{\partial \bar{z}}{\partial \varphi} \approx \alpha(\varphi)(\bar{z}_s - \bar{z}_n) \quad (2.6)$$

となり、 $\bar{u}$  はいわゆる帯状指数 zonal index に対応することが知られ、(2.5) 式から運動量の水平輸送  $\overline{u'v'}$

は帯状指数の変動によい目安を与えるだろうと考えられる。また、われわれはよく、たとえば極東というような限られた範囲の帯状指数を使うことがある。このような場合には  $\bar{\quad}$  および  $'$  の意味も変わって来るとともに  $\bar{u}$  の時間変化の式も

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = - \frac{\partial \overline{u'v' \cos^2 \varphi}}{a \cos^2 \varphi \partial \varphi} - \frac{1}{a \cos \varphi \partial \lambda} (u_e^2 - u_w^2) \quad (2.7)$$

のようになる。添字  $e, w$  はそれぞれ東と西の境界での値を表わし、(2.7) 式の右辺第2項は東西の境界における  $u$ -運動量の流入、流出量に相当する。

境界がある場合二つの問題を含んでいる。その一つは誤差の問題で、一般に計算値には誤差が含まれるが、このような誤差はランダムなものとしてある種の平均をした場合小さくなると仮定される。(2.7) 式の右辺第1項の帯状平均にはこのような意味も含まれているだろう。

一方第2項は、もし境界の値に誤差が含まれていれば、それがそのまま  $\bar{u}$  の時間変化の計算値に影響を及ぼしてしまう。第二に、気象力学の方程式が一般にそうであるように、(2.7) 式も  $\bar{u}$  の時間変化が運動量の空間分布で置きかえられていることを示している。したがって当然時間スケールと空間スケールとの関係が重要になってくるし、第1項に関してその関係はだいたい知られているが、第2項に関して境界の値が考えている時間スケールに対応しているかどうかはおそらく知ることはできないであろう。

以上述べたように、ある限られた区域で帯状指数の変動を運動量の水平輸送と関連させて考えることは解析の面でもむずかしい問題を含んでおり、簡単には扱えないように思われる。また、(2.5) 式はいわゆる岸保-荒川の予報式(荒川 1958)の基本形でもあって、その予報式が  $\bar{u}$  の変動をかなりよく表現していることは知られている。

次に  $\overline{u'v'}$  は じょう乱の水平構造にも関係しているので、それを見てみよう。いま簡単のために  $x$ - $y$  座標系を考え、等圧面高度が

$$z = A(y) + B(y) \cos \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y)] \quad (2.8)$$

のように表わされるとき、地衡風の  $u, v$  は

$$u = - \frac{g}{2\Omega \sin \varphi} \frac{\partial z}{\partial y}$$

$$= \frac{g}{2\Omega \sin \varphi} \left\{ - \frac{\partial A}{\partial y} - \frac{\partial B}{\partial y} \cos \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y)] \right.$$

$$\left. - B \frac{2\pi}{L} \frac{\partial x_0}{\partial y} \sin \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y)] \right\} \quad (2.9)$$

$$v = \frac{g}{2Q \sin \varphi} \frac{\partial x}{\partial x} = -\frac{g}{2Q \sin \varphi}$$

$$B \frac{2\pi}{L} \sin \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y)] \quad (2.10)$$

である。(2.9)式で右辺第1項は  $\bar{u}$  に相当し、第2、3項が  $u'$  に相当する。また(2.10)式で地衡風を仮定しているのだから、 $\bar{v}=0$ 、したがって  $v=v'$  となる。さらに

$$\overline{uv} = \frac{1}{L} \int_0^L uv \, dx$$

を意味しているから、

$$\frac{1}{L} \int_0^L \left( -\frac{\partial A}{\partial y} \right) \left\{ -B \frac{2\pi}{L} \sin \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y)] \right\} dx = 0$$

$$\frac{1}{L} \int_0^L \left\{ -\frac{\partial B}{\partial y} \cos \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y)] \right\} \left\{ -B \frac{2\pi}{L} \sin \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y)] \right\} dx$$

$$= \frac{1}{L} \int_0^L \frac{\partial B}{\partial y} B \frac{2\pi}{L} \frac{1}{2} \sin 2 \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y)] dx = 0$$

また、不定積分

$$\int \sin^2 ax \, dx = \frac{1}{2} \left( x - \frac{1}{2a} \sin 2ax \right) \quad (2.11)$$

の関係を使うと

$$\frac{1}{L} \int_0^L \left\{ -B \frac{2\pi}{L} \frac{\partial x_0}{\partial y} \sin \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y)] \right\} \left\{ -B \frac{2\pi}{L} \sin \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y)] \right\} dx$$

$$= \frac{1}{2} \left( B \frac{2\pi}{L} \right)^2 \frac{\partial x_0}{\partial y}$$

すなわち、

$$\overline{uv} = \overline{u'v'} = \frac{1}{2} \left( \frac{g}{2Q \sin \varphi} B \frac{2\pi}{L} \right)^2 \frac{\partial x_0}{\partial y}$$

$$= \frac{v'^2}{2} \frac{\partial x_0}{\partial y} \quad (2.12)$$

となる。ここに  $v'^2$  は常に正であり、 $x_0$  は じょう乱の位相であるから、 $\partial x_0 / \partial y$  すなわち、じょう乱の南北位相差の符号と  $\overline{u'v'}$  の符号とは同じになる。言いかえると、じょう乱の谷・尾根の軸が北東から南西に傾いているとき ( $\partial x_0 / \partial y > 0$ ) には運動量は北に輸送され、北西から南東に傾いているとき ( $\partial x_0 / \partial y < 0$ ) には運動量は南に輸送されていることになる。このように運動量の水平輸送は じょう乱の水平構造と重要な関係にあるが、この量からは谷・尾根の軸の帯状平均的な状態が知

られるのであって、個々の谷・尾根の軸がどうなっているかは判断できないことに注意すべきである。

上述のことと関連して、 $\bar{u}$  の南北分布、 $\overline{u'v'}$  および気圧系の位相速度などのそれぞれの間にも密接な関係がある。いま、 $x-y$  座標系でパロトロピックうず度方程式を書くと

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial (\zeta + f)}{\partial y} = 0$$

である。ここに  $\zeta$  は相対うず度、 $f$  はコリオリのパラメーターを表わす。 $x$ -方向の平均を  $\bar{\quad}$ 、それからの偏差を  $'$  で表わし、じょう乱のうず度方程式を線型化すると

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \zeta'}{\partial x} + v' \frac{\partial \zeta}{\partial y} + v' \frac{\partial f}{\partial y} = 0 \quad (2.13)$$

となる。流線関数  $\psi$  を使って

$$v' = \frac{\partial \psi'}{\partial x}, \quad \zeta' = \nabla^2 \psi'$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial y} = -\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}, \quad \frac{\partial f}{\partial y} = \beta$$

と表わし、これらを(2.13)式に入れると

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \psi' + \left( \beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \quad (2.14)$$

のように書きなおせる。さらに、流線関数  $\psi'$  の型を

$$\psi' = A \cos \frac{2\pi}{D} y \cos \frac{2\pi}{L} (x - ct) \quad (2.15)$$

のように置く。ここに  $L$  は じょう乱の東西波長、 $D$  は じょう乱の南北の幅、 $c$  は じょう乱の位相速度を表わす。(2.15)式の表現から

$$\frac{\partial \psi'}{\partial x} = -\frac{2\pi}{L} A \cos \frac{2\pi}{D} y \sin \frac{2\pi}{L} (x - ct)$$

$$\frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} = -\left( \frac{2\pi}{L} \right)^2 A \cos \frac{2\pi}{D} y \cos \frac{2\pi}{L} (x - ct)$$

$$\frac{\partial \psi'}{\partial y} = -\frac{2\pi}{D} A \sin \frac{2\pi}{D} y \cos \frac{2\pi}{L} (x - ct)$$

$$\frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} = -\left( \frac{2\pi}{D} \right)^2 A \cos \frac{2\pi}{D} y \cos \frac{2\pi}{L} (x - ct)$$

$$\nabla^2 \psi' = \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2}$$

$$= -\left[ \left( \frac{2\pi}{L} \right)^2 + \left( \frac{2\pi}{D} \right)^2 \right]$$

$$A \cos \frac{2\pi}{D} y \cos \frac{2\pi}{L} (x - ct)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi' = -\frac{2\pi}{L} c \left[ \left( \frac{2\pi}{L} \right)^2 + \left( \frac{2\pi}{D} \right)^2 \right]$$

$$A \cos \frac{2\pi}{D} y \sin \frac{2\pi}{L} (x-ct)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi' = \frac{2\pi}{L} \left[ \left( \frac{2\pi}{L} \right)^2 + \left( \frac{2\pi}{D} \right)^2 \right]$$

$$A \cos \frac{2\pi}{D} y \sin \frac{2\pi}{L} (x-ct)$$

が導かれ、これらを (2.14) 式に代入して、 $c$  を求めると

$$c = \bar{u} - \frac{D^2}{L^2 + D^2} \frac{\beta L^2}{4\pi^2} + \frac{L^2 D^2}{4\pi^2 (L^2 + D^2)} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \quad (2.16)$$

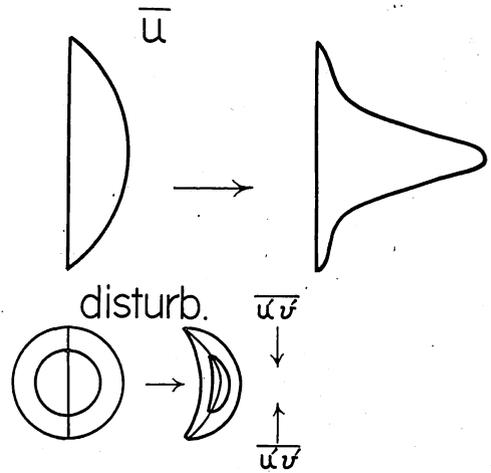
のように表わされる。いま  $D$  に対して  $L$  が無視し得るような場合、すなわち、じょう乱の横幅が無限に近く、 $D^2/(L^2 + D^2) \approx 1$  と仮定され、 $\bar{u}$  の南北分布を考慮しないとき、(2.16) 式は

$$c = \bar{u} - \frac{L^2}{4\pi^2} \beta$$

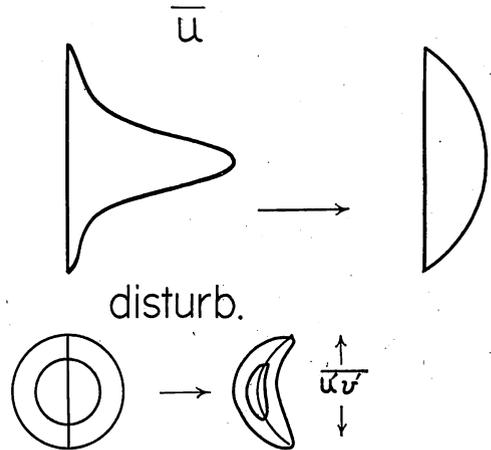
となる。これは 1939 年 Rossby によって導かれた有名な関係式で、この式により偏西風波動の移動を説明する最初の理論的根拠を与えた。偏西風波動がロスビー波と呼ばれるゆえんである。Haurwitz (1940) は上式にじょう乱の横幅  $D$  が有限である条件を加えて、 $c$  は (2.16) 式の右辺第 1 項と第 2 項で表わされることを導き、さらに Kuo (1949) は (2.16) 式と同等の式を使って大気のパロトロピック不安定を議論している。

さて、いま中緯度でゆるやかな極大を持つような南北分布をした  $\bar{u}$  の上に軸が南北に立っている円形をしたじょう乱が重なっていたとする。このような状況のとき、そのじょう乱は  $\bar{u}$  の影響を受けて中緯度では高低緯度よりは早く進み、じょう乱の軸は中緯度より北では北西—南東、南では北東—南西に傾くようになる。その結果じょう乱の軸の傾きと関連して運動量は高低緯度から中緯度に運ばれるようになり、(2.5) 式からわかるように高低緯度の運動量の減少はそれらの  $\bar{u}$  を弱め、中緯度の運動量の集積はその  $\bar{u}$  を強める。結局  $\bar{u}$  の南北分布は中緯度で非常に鋭く突出した型となり、いわゆるジェット気流型となる。その変化の様子が第 2.1 図に示される。

今度は逆に  $\bar{u}$  が中緯度で鋭く突出しているような南北分布をしている上に軸が南北に立っている円形のじょう乱が重なっている場合を考えてみる。(2.16) 式からじょう乱の位相速度は  $\bar{u}$  ばかりでなく、 $\bar{u}$  の南北の曲率にも関係していることがわかる。いまの場合高低緯度では (2.16) 式の右辺第 3 項の効果が卓越し、高低緯度のじょう乱の位相速度は中緯度よりは早くなり、



第 2.1 図



第 2.2 図

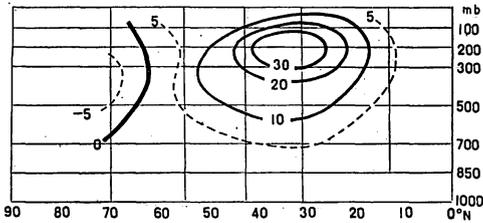
じょう乱の軸の傾きは中緯度より北では北東—南西、南では北西—南東となる。これに対応して運動量は中緯度より高低緯度に運ばれ、その結果中緯度の  $\bar{u}$  は弱まり、高低緯度の  $\bar{u}$  は強まる。したがって、 $\bar{u}$  の南北分布は中緯度で鋭い突出型からゆるい極大をもつ型に変わる。その様子が第 2.2 図に示される。大気中のじょう乱は第 2.1 図型の変動から第 2.2 図型の変動へ、また第 2.1 図型へと絶えずその変動をくり返していることであろう。

前にも述べたように、個々の場所の運動量輸送を議論するよりもむしろその帯状平均量を取り扱うほうがその物理的意味あるいは大循環的な役割を理解するのに容易であるし、また半球的規模の現象に対しては半球的空間平均量にもその特徴が現われているであろうと考えた。

しかし空間平均量とはいえあくまでも個々の場所の値の集積であるから、ある場所での気圧系の特徴的な変化、たとえば季節の進行に伴い、高低気圧の位置、移動経路の変化に対応して  $\bar{u}$ ,  $\overline{u'v'}$  の変動が見られるのではないかと思われる。

このような立場にたって、山鹿 (1970) および浜田 (1970) は総観場の変動と  $\bar{u}$ ,  $\overline{u'v'}$  の変動との関係を調べている。従来、力学的数値解析と総観的解析とはそれぞれ独立に行なわれ、数値解析の主題は変動の機構に、総観解析の主題は現象の類別あるいは層別化に置かれてきたようである。今後変動の機構を考慮した天候の予測へと進むには、物理量によって表現される変動の機構に対して総観場の変動がどう対応しているか、数値解析と総観解析の中間的領域における研究が必要であろうと思われる。

最後に、資料は古いが諸所によく引用される運動量の水平輸送の分布図を第 2.3 図に掲げておく。第 2.3 図は Starr and White が実測風から求めた  $\overline{u'v'}$  で 1950 年の年平均である。単位は  $m^2/sec^2$ 。



第 2.3 図

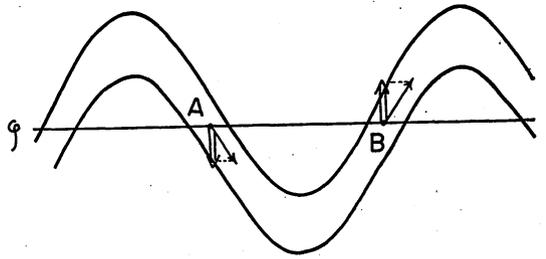
### 3. 南北指数 (meridional index)

南北指数の定義は地衡風南北成分の二乗を緯度圏に沿って平均した量、すなわち式で表わすと

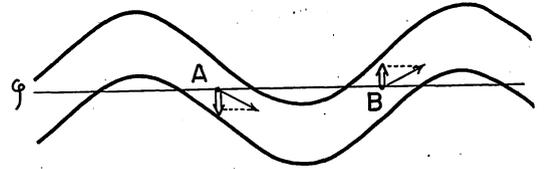
$$\begin{aligned} \overline{v'^2} &= \left( \frac{g}{f} \frac{\partial z}{a \cos \varphi \partial \lambda} \right)^2 \\ &= \left( \frac{g}{fa \cos \varphi \partial \lambda} \right)^2 (z_e - z_w)^2 \end{aligned} \quad (3.1)$$

と書ける。ここに  $f$  はコリオリのパラメーター、 $a$  は地球半径、 $\varphi$  は緯度、 $\delta \lambda$  はラジアンで表わした経度角、 $g$  は重力加速度、添字  $e$  と  $w$  はある点に関し東側、西側を表わす。

いま第 3.1 図に示されるような じょう乱を考えると、緯度  $\varphi$  上の A および B の点の地衡風は等圧線に沿って矢印の方向に吹いており、その南北成分はそれぞれ二重矢印の方向である。図からすぐわかるように地衡風の南北成分をそのまま緯度圏に沿って平均したので



第 3.1 図



第 3.2 図

はゼロになってしまう。そこで各点の  $v'$  を符号に関係のない量とするため二乗して平均すれば、じょう乱に関してゼロでないある特徴を示す物理量となる。また、じょう乱の振幅の大きい第 3.1 図の  $v'$  の絶対値は第 3.2 図の振幅の小さい じょう乱の  $v'$  の絶対値より大きいことが容易に知られる。すなわち、振幅のより大きい じょう乱では  $\overline{v'^2}$  は大きく、振幅のより小さい じょう乱では  $\overline{v'^2}$  は小さい。以上のことから南北指数  $\overline{v'^2}$  は

(1) 帯状指数と同様空間平均量として定義されている。

(2) じょう乱の強さを表わす一つの物理量である。と言うことができる。(したがってある領域を限定して  $\overline{v'^2}$  を取り扱う場合には、当然閉じた系として扱えないことを考慮しておく必要がある。)

前節で述べた帯状指数 (Zonal index) は等圧面高度  $z$  の南北差から地衡風の東西成分の強さに比例する量として表わされるのに対し、 $\overline{v'^2}$  は  $z$  の東西差の大きさに比例する量として表わされるので南北指数 (meridional index) と呼ばれる。

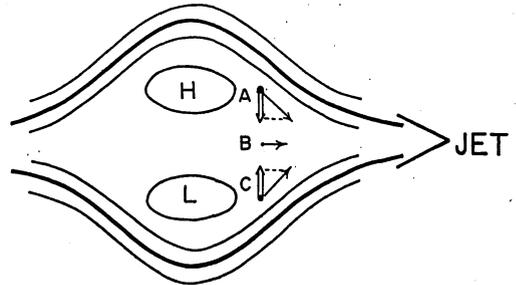
北半球的な大規模なパターンやその変動と帯状指数との関係は多くの人達により数多く調べられており、帯状指数の大きいとき (高指数のとき) は帯状平均の風速は大きく、短波の じょう乱の東進速度も大きく、等高度線のメアンダーは小さくて波長の長い じょう乱が卓越し、反対に帯状指数の小さいとき (低指数のとき) は帯状平均の風速は弱く、短波の じょう乱の東進速度は遅

く、等高線のメアンダーは大きく、比較的波長の短いじょう乱が卓越し、しばしばいわゆる切離高気圧、切離低気圧の伴うことがあると言われている。また、高指数期間と低指数期間の現われる周期が平均でほぼ3週間ぐらいであることもすでに常識としてわれわれは知っている。

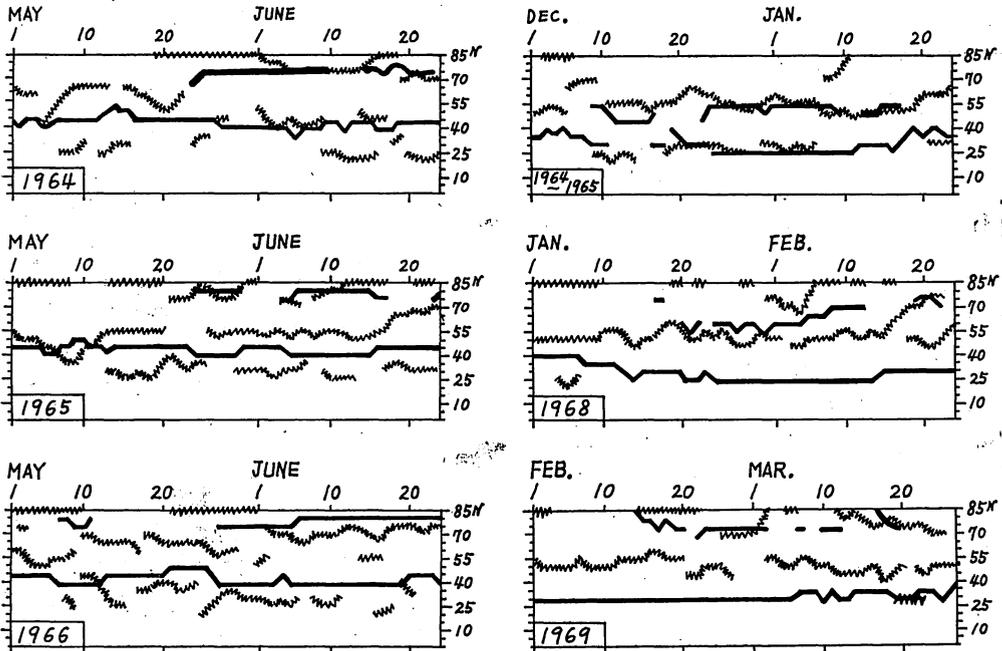
一方、南北指数についてはなぜかあまり調べられていないようである。南北指数の大きいときはじょう乱の振幅が大きいときであるから、先の帯状指数の記述によればその低指数のときに対応するはずであり、その反対も考えられる。帯状指数に劣らず南北指数は半球規模の現象を表現する重要な物理量の一つであるにもかかわらず、南北指数と帯状指数との対応についてすら今までの所調べられた結果は見当たらないようである。

この南北指数は単にじょう乱の強さを表わす物理量というだけでなく、すでに(2.12)式で見たようにじょう乱による運動量の水平輸送に関係しているし、後に述べるようにじょう乱による顕熱の水平輸送にも関係している。また、いわゆる岸保-荒川の $\bar{u}$ の予報式系(荒川 1958)の中にも運動量の水平輸送とともに欠くことのできない重要な物理量として組み込まれている。このように南北指数は他の物理量と密接な関係を持ちながら大循環変動の機構に重要な役割を果たしている。

つぎに、南北指数を使った解析の例としてブロッキング現象と南北指数の変動との関係をあげてみる(森 1970)。いまブロッキング現象のパターンの定義を第3.3図のように高緯度に切離高気圧、その南に切離低気圧があり、これらの気圧系を挟んでジェットが分流しているとしよう。第3.3図の点A、B、Cにおける地衡風は矢印のように吹いているであろう。それぞれの南北成分 $v'$ (図中の二重矢印)を比べると、A、Cでは比較的大きな南向き、北向きの南北成分の値を持つが、Bではほとんどゼロに近いであろう。もし第3.3図に示されるようなパターンが半球規模で卓越しているならば、AおよびCの緯度では南北指数は大きく、Bの緯度では小さいと推察されるだろう。すなわち、切離高気圧および切離低気圧のある緯度では南北指数の極大が見



第 3.3 図



第 3.4 図

られるだろうし、ブロッキング現象の定義にある一定期間持続の条件を加えるならば相当長い期間にわたって南北指数の二重極大軸が現われてもよいはずである。

このような考えから南北指数の変動を調べた結果の一例が第 3.4 図に示される。第 3.4 図で縦軸は緯度、横軸は日付、太線は地衡風東西成分の帯状平均  $\bar{u}$  の極大軸、鋸歯状の線は南北指数の極大軸を表わす。 $\bar{u}$  の二重極大軸と南北指数の二重極大軸の現われ方はブロッキング現象と比較的よい対応を示しているのが見られる。

また、ここには示さないが、南北指数を波数に分解して調べてみると、ブロッキング現象の起きているとき、その二重極大軸はほぼ波数 2 あるいは 3 の じょう乱による寄与が大きいことがわかる。すなわち、ブロッキング現象では超長波の じょう乱が主役を演じているということが言えるであろう。しかし、前節における議論と同様に南北指数の南北分布や変動だけからではブロッキング現象が北半球のどの地域に起きているかは知ることができない。やはり総観場との対応を調べなければならない。

#### 4. 顕熱の水平輸送

顕熱の水平輸送は大循環の様相を表わす物理量の中でも特に重要な物理量であり、大循環の解析には必ずといってよいぐらいこの量を取り扱われている。以下の説明からその重要性が容易に理解されるであろう。

顕熱の水平輸送は一般に  $vT$  (あるいは  $vh$ ) と書かれる。ここに  $T$  は温度、 $h$  は層厚を表わす。顕熱の水平輸送を帯状平均して二つの部分に分けると

$$\overline{vT} = \overline{vT} + \overline{v'T'} \quad (4.1)$$

と書くことができ、右辺第 1 項は  $\bar{v}$  すなわち平均子午面循環による顕熱の輸送を、第 2 項は じょう乱による顕熱のうず輸送を表わす。 $v$  とし地衡風を仮定するとき、 $\bar{v} = 0$  となり、(4.1) の式は

$$\overline{vT} = \overline{v'T'} \quad (4.2)$$

と書きなおせる。地衡風を用いるとき、顕熱の水平輸送は じょう乱の効果だけで行なわれることがわかる。

実際にも、一般に じょう乱と平均子午面循環との二つの効果を比較するとき、前者による効果が圧倒的に卓越している。以下に顕熱の水平輸送が物理的にどんな意味を持っているかを考えてみよう。

(a) いま等温線と等高度線とが一致している場合を考えてみる。第 4.1 図に示されるように、ある緯度  $\varphi$  上の二点 A, B における顕熱の水平輸送量を比較してみる。A, B における温度  $T$  は同じで、地衡風の南北成分  $v'$



$$T_A = T_B$$

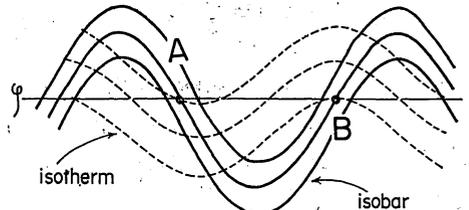
$$v'_A < 0, v'_B > 0$$

$$|v'_A| = |v'_B|$$

第 4.1 図

は絶対値は同じで符号は反対であることが容易に知られる。言いかえると、A 点で  $\varphi$  を横切って南に運ばれた顕熱の量だけ B 点で  $\varphi$  を横切って北に輸送されることを表わしている。このような場合、緯度圏全体を考えると、その北側と南側の顕熱の量には変化がないことになり、緯度圏  $\varphi$  を横切って顕熱の輸送は行なわれていないことと同じになる。すなわち、等温線と等高度線が一致しているときには帯状平均では顕熱の輸送は行なわれず、顕熱の水平輸送が行なわれるためには等温線と等高度線とがずれていなければならないことを示しており、大循環において温度場と高度場との関係を表わす重要な量であることがわかる。

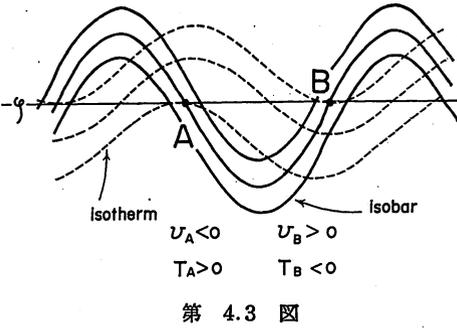
では、温度場と高度場がどんな関係のときに顕熱がどのように運ばれるかをみってみる。第 4.2 図に示されるように等温線に対して等高度線が東に寄っているとき、ある緯度  $\varphi$  上の点 A, B における顕熱の輸送量を比較してみる。図から明らかなように A ではより冷たい空気が南に運ばれ、B ではより暖かい空気が北に運ばれている。したがって、 $\varphi$  の緯度圏全体で考えると、 $\varphi$  の緯度の北側の大気はより冷たい空気を出してより暖かい空気を受けとっているので顕熱の総量としては増加している。反対に、緯度  $\varphi$  の南側の大気ではより暖かい空気を送り出してより冷たい空気をもっているので顕熱の総量としては減少している。結局、緯度  $\varphi$  を



$$v'_A < 0 \quad 0 < v'_B$$

$$T'_A < 0 \quad 0 < T'_B$$

第 4.2 図



横切って南から北へ顕熱が運ばれたことを表わしている。また、冷たい空気が南に運ばれることは暖かい空気が北に運ばれることと同等の意味を持っており、第 4.2 図の中の記号から顕熱が北に運ばれることは  $v'T' > 0$  であることがわかる。

さらに、等温線に対して等高度線が西に寄っている場合には、前と同様に第 4.3 図で考えるとき、A ではより暖かい空気が南に運ばれ、B ではより冷たい空気が北に運ばれることを表わしている。結局、緯度  $\varphi$  より南の大気が顕熱を獲得し、顕熱は南に輸送されたことになる。冷たい空気が北に運ばれることは暖かい空気が南に運ばれることと同等であり、 $v'T' < 0$  である。

(b) 顕熱の輸送は じょう乱の鉛直構造とも関係している。いま簡単のために  $x, y, p$  座標系をとり、等圧面高度を

$$z = A(y, p) + B(y, p) \cos \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y, p)] \quad (4.3)$$

と置くと、温度と地衡風の南北成分は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} T &= -g \frac{p}{R} \frac{\partial z}{\partial p} \\ &= -g \frac{p}{R} \left\{ \frac{\partial A}{\partial p} + \frac{\partial B}{\partial p} \cos \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y, p)] \right. \\ &\quad \left. + B \frac{2\pi}{L} \sin \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y, p)] \right\} \end{aligned} \quad (4.4)$$

ここに  $g, R$  はそれぞれ重力加速度と乾燥空気の比気体定数を表わす。(4.4) 式の右辺第 1 項は  $\bar{T}$  に、同じく第 2 項、第 3 項は  $T'$  に相当する。また、地衡風を仮定するとき

$$\begin{aligned} v = v' &= \frac{g}{f} \frac{\partial z}{\partial x} \\ &= -\frac{g}{f} B \frac{2\pi}{L} \sin \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y, p)] \end{aligned} \quad (4.5)$$

しかるとき、顕熱の水平輸送の帯状平均は

$$\begin{aligned} \overline{vT} &= \overline{v'T'} = \frac{1}{L} \int_0^L v'T' dx \\ &= \frac{1}{L} \int_0^L \frac{g^2 p}{fR} \frac{\partial B}{\partial p} B \frac{2\pi}{L} \cos \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y, p)] \\ &\quad \sin \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y, p)] dx \\ &\quad + \frac{1}{L} \int_0^L \frac{g^2 p}{fR} \left( B \frac{2\pi}{L} \right)^2 \frac{\partial x_0}{\partial p} \sin^2 \frac{2\pi}{L} \\ &\quad [x - x_0(y, p)] dx \end{aligned}$$

となる。ここで

$$\begin{aligned} \frac{1}{L} \frac{g^2 p}{fR} \frac{\partial B}{\partial p} B \frac{2\pi}{L} \int_0^L \cos \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y, p)] \\ \sin \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y, p)] dx \\ = \frac{1}{L} \frac{g^2 p}{fR} \frac{\partial B}{\partial p} B \frac{2\pi}{L} \frac{1}{2} \int_0^L \sin 2 \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y, p)] dx = 0 \end{aligned}$$

また、(2.11) の式を使うと

$$\begin{aligned} \frac{1}{L} \frac{g^2 p}{fR} \left( B \frac{2\pi}{L} \right)^2 \frac{\partial x_0}{\partial p} \int_0^L \sin^2 \frac{2\pi}{L} [x - x_0(y, p)] dx \\ = \frac{1}{2} \frac{g^2 p}{fR} \left( B \frac{2\pi}{L} \right)^2 \frac{\partial x_0}{\partial p} = \frac{p}{R} f v'^2 \frac{\partial x_0}{\partial p} \end{aligned}$$

となる。もう一度整理して書きなおすと

$$\overline{vT} = \overline{v'T'} = \frac{p}{R} f v'^2 \frac{\partial x_0}{\partial p} \quad (4.6)$$

(4.6) 式を北半球で考えるとき、 $f v'^2 p/R > 0$  であるから  $\overline{v'T'}$  と  $\partial x_0/\partial p$  とは同符号となる。すなわち、 $\overline{v'T'} > 0$  の場合 (顕熱が北に輸送されているとき) 谷・尾根の軸は上方に行くにしたがい西に傾き、 $\overline{v'T'} < 0$  の場合 (顕熱が南に輸送されているとき) 谷・尾根の軸は上方に行くにしたがい東に傾いていることになる。その傾きの大きさは  $v'T', f, v'^2$  に関係しているが、顕熱がより多く北に運ばれていれば谷・尾根の軸は上方に行くにしたがい西に傾くことがわかる。

(c) 先に述べたように顕熱が南北に輸送されるといことは気圧場と気温場とが交わっていることに対応している。また、このような大気を等圧面と等比容面で区切ると、等圧面と等比容面で囲まれる管ができる。この管をソレノイドと言い、ソレノイドを持つ大気をパロクリニック大気と呼んでいる。

いま、いわゆる  $\omega$ -方程式を線型化して主要な項だけを取り出すと、次のように書ける

$$\nabla^2 \omega' + \frac{f^2}{S} \frac{\partial^2 \omega'}{\partial p^2} = \frac{f}{S} \left( 2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \nabla^2 v' + \beta \frac{\partial v'}{\partial p} \right) \quad (4.7)$$

ここに  $S$  は安定度,  $\beta$  はコリオリのパラメーターの南北微分を表わす.  $\omega'$  のだいたいの見積もりをするため, (4.7) 式をさらに簡略にすると次のような関係になる.

$$\omega' \sim \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} v' \quad (4.8)$$

一方

$$T' = \frac{p}{R} \frac{1}{\rho'} = \frac{p}{R} \alpha' \quad (4.9)$$

であるから

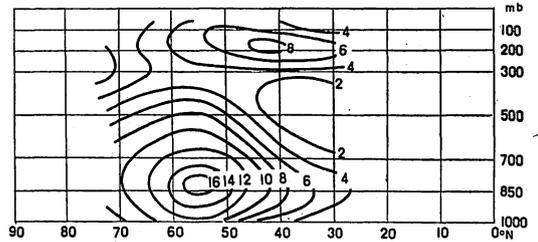
$$\overline{v'T'} \sim \overline{\omega'\alpha'} \quad (4.10)$$

の関係が得られる. 周囲とエネルギーの交換がない閉じた空間でこの  $\omega'\alpha'$  が積分されるとき, その値はいわゆるじょう乱の有効ポテンシャル・エネルギーからじょう乱の運動エネルギーへのエネルギー交換量を表わし, パロクリニック大気不安定の尺度として非常によく用いられる. (4.7) 式からもわかるように,  $\omega'$  を求めるにはかなりめんどろな計算を必要とするので,  $\omega'\alpha'$  の代わりに比較的楽に計算できる  $\overline{v'T'}$  をもってパロクリニック大気不安定の目安としてよく代用される. しかしすでに見たように, (4.10) 式の関係を導くのに非常な簡略化を行なっているため,  $\overline{v'T'}$  と  $\overline{\omega'\alpha'}$  とは完全に対応する量ではなくて, あくまでも第一近似的に  $\overline{\omega'\alpha'}$  に比例する量であることに注意すべきであろう.

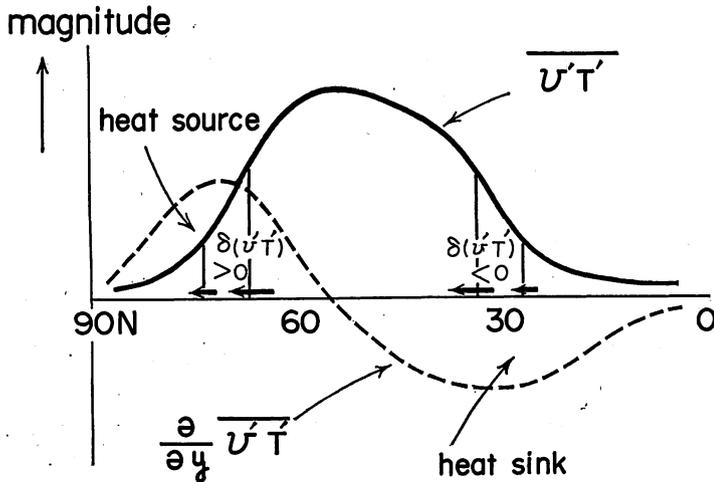
実際の大气中で低気圧が発達するようなパロクリニック不安定な状態にある場合,  $\{\omega'\alpha'\} > 0$  ( $\{ \}$  は閉じた系での積分を表わす) であり, 谷の前面で暖気が北へ運ばれ後面では寒気が南下し, 低気圧の軸は上方でより西

に傾いている. これらの現象はパロクリニック不安定のエネルギー変換と顕熱の水平輸送との関係が定性的によく一致していることを表わしている.

(d) では  $\overline{v'T'}$  の南北分布はどうなっているであろうか. やはり少し古いがよく引用される代表的観測結果として, Starr and White による 1950 年の年平均値を第 4.4 図に示す. 単位は  $^{\circ}\text{C m/sec}$ , 顕熱の水平輸送は年平均ではどの緯度でも北向きで, その最大値は  $55^{\circ}\text{N}$  の 850 mb にあり, 第二の極大値が  $40^{\circ}\text{N}$  の 200 mb にある. この第 4.4 図から対流圏下部の  $\overline{v'T'}$  の南北分布を模式的に書くと, 第 4.5 図の実線のようになる. この図から  $\overline{v'T'}$  の極大の緯度  $55^{\circ}\text{N}$  より南の緯度では, 南からはいつてくる顕熱の輸送量より北へ運び出される輸送量のほうが大きいことから大気を持つ熱が失われていることを示している. すなわち, 見かけ上の冷源と見なされる. 逆に,  $55^{\circ}\text{N}$  より北の緯度では南からはいつてくる顕熱の輸送量は北へ運び出される輸送量より大きいので, 大気は熱を獲得する状態にある. すなわ



第 4.4 図



第 4.5 図

ち、見かけ上の熱源と見なされる。この冷熱源分布の模様第 4.5 図に点線で示されている。この見かけ上の冷源および熱源の最大値を示す緯度はほぼ 30°N と 70°N とにあり、それぞれ下降流と上昇流の中心域とみられる。これらの緯度は気候学的にはそれぞれ中緯度高圧帯と極前線帯の存在する緯度に対応しており、定性的にも顕熱の水平輸送による見かけ上の冷熱源分布と気候学的事実とはよく一致している。

(e) 大循環の立場から特異な現象と言え、まずブロッキング現象があげられるであろう。村上・渡辺 (1965) によれば、ブロッキング現象とは「南北の熱の不均衡を解消するもっとも効果的な現象である」というように大循環におけるブロッキング現象の役割を評価している。もしそうであるならば、ブロッキング現象の卓越している期間には じょう乱による顕熱の水平輸送量が多くてもよいはずであろう。一方、片山 (1970) は寒候期の、また森 (1968) は暖候期のブロッキング現象期間についての顕熱の水平輸送を調べているが、必ずしもそれが大きくなっているという結果は得られていない。むしろブロッキング現象の起きている期間ではその値は小さくなっているようである。

この結果によれば、ブロッキング現象は南北の温度差を解消するために顕熱の北向き輸送が行なわれた後の安定した事後現象とも言うことができそうである。ブロッキング現象の総観場を見ると、北に温暖な切離高気圧、南に寒冷な切離低気圧が存在するパターンが持続していることから、あながち事後現象という見方もまちがっているとも思えない。

このように顕熱の水平輸送量を用いて大循環の変動の機構を議論することができるが、現在のところまだ事例研究的な解析の段階であり、一見矛盾していると思われるような解析結果が導かれることもあり得るであろう。

とにかく現段階では顕熱の水平輸送という物理量の一つとってみても、まだまだ大循環の変動に果たす役割の不明の点が多い。長期間の変動の模様を調べ解析結果を積み重ねていくことが重要ではないかと思われる。

### 5. エネルギーと変換量

物体が静止状態から運動を起こすには、他からエネルギーが与えられ、運動によってそのエネルギーが消費される。そして物理学の法則にしたがって獲得したエネルギーと消費されたエネルギーとから物体の運動状態が記述される。大気の運動の場合でも例外でなく、大気大循環の変動の機構を知るにはどうしてもいろいろの形態で

大気の獲得したエネルギーがどういう形態に変わって消費されていくか、種々の経路のエネルギーを量的に追跡していく必要があるだろう。大気の場合獲得し消費されるエネルギーは一義的にはそれぞれ太陽の放射エネルギーと摩擦であるが、この二つの間に種々のエネルギー形態が存在する。以下にこれらのことを若干数式を使って記述してみよう。

大規模な運動をしている大気の状態を表わす式は運動方程式、熱の式、連続の式、気体の状態方程式および静力学の式であるが、これらの中で運動の変化に関する式は運動方程式と熱の式で、他は各変数間の関係を表わすいわゆる診断方程式と考えてよいだろう。

東方向に  $x$  軸、北方向に  $y$  軸、下方に  $p$  軸をもつカーテシアン座標系を使うとき、二つの式は次のように書ける。

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} + \omega \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} + f \mathbf{k} \times \mathbf{V} + \nabla \phi = \mathbf{F} \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \theta + \omega \frac{\partial \theta}{\partial p} = Q \quad (5.2)$$

ここに  $\mathbf{V} = i\mathbf{u} + j\mathbf{v}$  で  $u, v$  は風の  $x, y$  成分、 $\mathbf{k}$  は  $x-y$  平面に垂直な単位ベクトル、 $\theta$  は温位、 $\mathbf{F}$  は単位質量に対する摩擦力、 $Q$  は単位時間に単位質量に対する熱の変化量を表わす。いますべての量を  $x$  方向の平均とそれからの偏差とに分け、—および ' の記号で表わす。まず (5.1) 式に  $\bar{\mathbf{V}}$  および  $\mathbf{V}'$  をスカラー乗積して  $x$  方向に平均する。たとえば、

$$\begin{aligned} \overline{\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V}} &= (\overline{i\mathbf{u} + j\mathbf{v}}) \left[ (i\mathbf{u} + j\mathbf{v}) \left( i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} \right) (i\mathbf{u} + j\mathbf{v}) \right] \\ &= \overline{i\mathbf{u} + j\mathbf{v}} \left[ u \frac{\partial}{\partial x} (i\mathbf{u} + j\mathbf{v}) + v \frac{\partial}{\partial y} (i\mathbf{u} + j\mathbf{v}) \right] \\ &= \overline{u\mathbf{u}} \frac{\partial u}{\partial x} + \overline{v\mathbf{u}} \frac{\partial v}{\partial x} + \overline{u\mathbf{v}} \frac{\partial u}{\partial y} + \overline{v\mathbf{v}} \frac{\partial v}{\partial y} \end{aligned}$$

ここで、さらに各変数を—と ' に分け、たとえば

$$\begin{aligned} \overline{u(v+v')} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u} + u') &= \overline{u\bar{v}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \overline{u\bar{v}'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \\ &\quad + \overline{u\bar{v}} \frac{\partial u'}{\partial y} + \overline{u\bar{v}'} \frac{\partial u'}{\partial y} \\ &= \overline{u\bar{v}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \overline{u\bar{v}'} \frac{\partial \bar{u}'}{\partial y} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{\mathbf{V} \cdot (f \mathbf{k} \times \mathbf{V})} &= (\overline{i\mathbf{u} + j\mathbf{v}}) \cdot [f \mathbf{k} \times (i\mathbf{u} + j\mathbf{v})] \\ &= (\overline{i\mathbf{u} + j\mathbf{v}}) \cdot (j\mathbf{u} - i\mathbf{v}) f \\ &= f[-\bar{u}(\bar{v} + v') + \bar{v}(\bar{u} + u')] = 0 \end{aligned}$$

のように演算して、連続の式を使って各項を整理する

と、帯状平均の運動エネルギーの方程式が次のように導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}{2} \right) &= -\frac{\partial}{\partial y} \left\{ \bar{v} \frac{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}{2} + \bar{v} \bar{\phi} \right\} \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial p} \left\{ \bar{\omega} \frac{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}{2} + \bar{\omega} \bar{\phi} \right\} \\ &\quad - \left\{ \bar{u} \left( \frac{\partial \bar{u}' v'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}' \omega'}{\partial p} \right) \right. \\ &\quad \left. + \bar{v} \left( \frac{\partial \bar{v}'^2}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}' \omega'}{\partial p} \right) \right\} \\ &\quad + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial p} + \bar{V} \bar{F} \end{aligned} \quad (5.3)$$

(5.1) 式に  $\mathbf{V}'$  をスカラー乗積して上と同様な演算を行なえば、じょう乱の運動エネルギーの方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{u'^2 + v'^2}{2} \right) &= -\frac{\partial}{\partial y} \left\{ \bar{v} \frac{u'^2 + v'^2}{2} + \overline{v' \frac{u'^2 + v'^2}{2}} \right. \\ &\quad \left. + \bar{v}' \bar{\phi}' + \bar{u} \bar{u}' v' + \bar{v} \bar{v}'^2 \right\} \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial p} \left\{ \bar{\omega} \frac{u'^2 + v'^2}{2} + \overline{\omega' \frac{u'^2 + v'^2}{2}} \right. \\ &\quad \left. + \bar{\omega}' \bar{\phi}' + \bar{u} \bar{u}' \omega' + \bar{v} \bar{v}' \omega' \right\} \\ &\quad + \left\{ \bar{u} \left( \frac{\partial \bar{u}' v'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}' \omega'}{\partial p} \right) \right. \\ &\quad \left. + \bar{v} \left( \frac{\partial \bar{v}'^2}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}' \omega'}{\partial p} \right) \right\} \\ &\quad + \bar{\omega}' \frac{\partial \bar{\phi}'}{\partial p} + \bar{V}' \bar{F}' \end{aligned} \quad (5.4)$$

今度は温度場のエネルギー方程式を導くのであるが、まず等圧面上の面積平均あるいはノーマル的な量を  $\bar{\theta}$  の記号で表わし、 $\theta = \bar{\theta} + \bar{\theta}' + \theta'$  のように分けて考えてみる。ここで  $\bar{\theta}$  の意味をあいまいな表現で定義したが、 $\bar{\theta}$  は後に出てくる安定度に関する量  $C$  および有効ポテンシャル・エネルギーの定義に関係しており、時間に関し変動しないノーマル的な意味を持たせるか（ただし  $p$  方向には変化させる）、時間や空間に関し変化させるかは用いる方程式系の全エネルギーがどちらの意味で保存するかによって決められる。

いわゆる準地衡風方程式系では安定度の時間および空間の変化を考えると全エネルギーは保存しなくなる。さて、定義にしたがって  $\theta$  を三つの部分に分けて、(5.2) 式を書きなおすと

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\theta} + \theta') + \mathbf{V} \cdot \nabla (\bar{\theta} + \theta') + \bar{\omega} \frac{\partial}{\partial p} (\bar{\theta} + \bar{\theta}' + \theta') = Q \quad (5.5)$$

となる。これに  $\bar{\theta}$  を乗じて帯状平均すると帯状平均のポテンシャル・エネルギーの方程式が得られる。すなわち、連続の式を使って若干の演算の後で

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\bar{\theta}^2}{2} &= -\frac{\partial}{\partial y} \bar{v} \frac{\bar{\theta}^2}{2} - \frac{\partial}{\partial p} \bar{\omega} \frac{\bar{\theta}^2}{2} \\ &\quad - \bar{\theta} \left( \frac{\partial \bar{v}' \theta'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\omega}' \theta'}{\partial p} \right) - \bar{\theta} \bar{\omega} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} + \bar{\theta} \bar{Q} \end{aligned}$$

となる。ここで

$$\frac{\bar{\alpha}}{\bar{\theta}} = \frac{\bar{\alpha}}{\bar{\theta}}$$

と仮定するとき、上の式は

$$\begin{aligned} C \frac{\partial}{\partial t} \frac{\bar{\theta}^2}{2} &= -C \frac{\partial}{\partial y} \bar{v} \frac{\bar{\theta}^2}{2} - C \frac{\partial}{\partial p} \bar{\omega} \frac{\bar{\theta}^2}{2} \\ &\quad - C \bar{\theta} \left( \frac{\partial \bar{v}' \theta'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\omega}' \theta'}{\partial p} \right) \\ &\quad + \bar{\alpha} \bar{\omega} + C \bar{\theta} \bar{Q} \end{aligned} \quad (5.6)$$

また、同様に (5.5) 式に  $\theta'$  を乗じて帯状平均すると、じょう乱のポテンシャル・エネルギーの方程式が得られる。すなわち、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\bar{\theta}'^2}{2} &= -\frac{\partial}{\partial y} \left( \bar{v} \frac{\bar{\theta}'^2}{2} + \bar{v}' \frac{\bar{\theta}'^2}{2} + \bar{v}' \theta' \bar{\theta}' \right) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial p} \left( \bar{\omega} \frac{\bar{\theta}'^2}{2} + \bar{\omega}' \frac{\bar{\theta}'^2}{2} + \bar{\omega}' \theta' \bar{\theta}' \right) \\ &\quad + \bar{\theta}' \left( \frac{\partial \bar{v}' \theta'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\omega}' \theta'}{\partial p} \right) - \bar{\theta}' \bar{\omega}' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} + \bar{\theta}' \bar{Q}' \end{aligned}$$

ここで

$$\frac{\bar{\alpha}'}{\bar{\theta}'} = \frac{\alpha'}{\theta'}$$

を仮定して

$$\begin{aligned} C \frac{\partial}{\partial t} \frac{\bar{\theta}'^2}{2} &= -C \frac{\partial}{\partial y} \left( \bar{v} \frac{\bar{\theta}'^2}{2} + \bar{v}' \frac{\bar{\theta}'^2}{2} + \bar{v}' \theta' \bar{\theta}' \right) \\ &\quad - C \frac{\partial}{\partial p} \left( \bar{\omega} \frac{\bar{\theta}'^2}{2} + \bar{\omega}' \frac{\bar{\theta}'^2}{2} + \bar{\omega}' \theta' \bar{\theta}' \right) \\ &\quad + C \bar{\theta}' \left( \frac{\partial \bar{v}' \theta'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\omega}' \theta'}{\partial p} \right) + \bar{\alpha}' \bar{\omega}' + C \bar{\theta}' \bar{Q}' \end{aligned} \quad (5.7)$$

となる。ここに

$$C = -\frac{\bar{\alpha}}{\bar{\theta}} \frac{1}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p}}$$

である、

(5.3)、(5.4) および (5.6)、(5.7) の各式で、右辺第1項と第2項はそれぞれ南北と上下から流入流出する

エネルギーの量を表わしている。これらの項は考えている空間内のエネルギーの再配分に寄与する効果を表わし、考えている空間を全大気を広げ、全空間に関して積分するならば当然消えてしまう効果である。現在われわれが大循環の状態を調査解析しようとする場合、どんなに努力しても、たとえば北半球の対流圏あるいは少し広げても下部成層圏までの空間がせいぜいであり、依然として赤道および上下の境界は残ってしまう。このような場合には

(1) 第2節で述べたと同様に、境界でのエネルギーの流入流出をどのように見積もるか。その見積もり方のいかににより取り扱っている空間内におけるエネルギーの時間変化に当然影響を与える。

(2) 便宜上いま議論を逆に進めているが、後述の有効ポテンシャル・エネルギーは理論的には大気全体を対象とした空間で定義されるべき量であること。

の二点がエネルギー的に議論を進める上での問題として残り、現在では避けられないむずかしさがある。しかし、運動の本質を記述するのはやはりエネルギーであるから、このためにエネルギー的考察を避けて通るわけにはいかないであろう。そこで、(1)の点についてはなるべく広い範囲を、少なくとも半球的な空間をとること。また、境界の影響が無視されるような解析操作をすること。たとえば、適当であるかどうか目下の所不明であるが、時間平均をしてみたならばどうなるであろうか。(この場合どの効果も小さくなるが、特に時間変化の効果は無視されるほどに小さくなることが予想される。) (2)についても現在のわれわれには半球の規模の空間をとることで満足せざるを得ないであろう。したがって、結果を解析あるいは解釈する場合、上の二点を注意する必要があるだろう。

議論を先に進めて、いま

$$K_z = \int_M \frac{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}{2} dM \quad (5.8)$$

$$K_E = \int_M \frac{\bar{u}'^2 + \bar{v}'^2}{2} dM \quad (5.9)$$

$$A_z = \int_M -\frac{\bar{\alpha}}{\bar{\theta}} \frac{1}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p}} \frac{\bar{\theta}^2}{2} dM \quad (5.10)$$

$$A_E = \int_M -\frac{\bar{\alpha}}{\bar{\theta}} \frac{1}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p}} \frac{\bar{\theta}'^2}{2} dM \quad (5.11)$$

$$I(K_E, K_z) = - \int_M \left\{ \bar{u} \left( \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}'\omega'}{\partial p} \right) + \bar{v} \left( \frac{\partial \bar{v}'^2}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}'\omega'}{\partial p} \right) \right\} dM \quad (5.12)$$

$$I(K_z, A_z) = \int_M \bar{\alpha} \bar{\omega} dM = - \int_M \bar{\omega} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial p} dM \quad (5.13)$$

$$I(A_z, A_E) = \int_M -\frac{\bar{\alpha}}{\bar{\theta}} \frac{1}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p}} \left( \frac{\partial \bar{v}'\theta'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\omega}'\theta'}{\partial p} \right) \bar{\theta} dM \quad (5.14)$$

$$I(A_E, K_E) = \int_M \bar{\alpha}'\omega' dM = - \int_M \omega' \frac{\partial \bar{\phi}'}{\partial p} dM \quad (5.15)$$

のように記号で表わし、大気全体の質量  $M$  について (5.3), (5.4), (5.6), (5.7) の各式を積分して、(5.8) ~ (5.15) 式の表現を使って書くと

$$\frac{\partial K_z}{\partial t} = I(K_E, K_z) - I(K_z, A_z) + \int_M \bar{V} \bar{F} dM \quad (5.16)$$

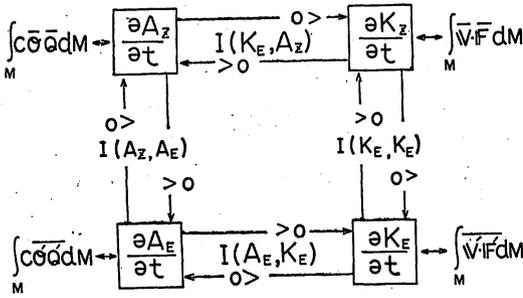
$$\frac{\partial K_E}{\partial t} = I(A_E, K_E) - I(K_E, K_z) + \int_M \bar{V}' \bar{F}' dM \quad (5.17)$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial t} = I(K_z, A_z) - I(A_z, A_E) + \int_M C \bar{\theta} \bar{Q} dM \quad (5.18)$$

$$\frac{\partial A_E}{\partial t} = I(A_z, A_E) - I(A_E, K_E) + \int_M C \bar{\theta}' \bar{Q}' dM \quad (5.19)$$

が得られる。(5.16)~(5.19)の式からすぐわかるように、たとえば  $I(A_E, K_E) > 0$  であるならば、 $I(A_E, K_E)$  は  $\partial A_E / \partial t < 0$ ,  $\partial K_E / \partial t > 0$  に作用することが容易に知られる。すなわち、 $A_E$  の形態にあるエネルギーが減少し、その分だけ  $I(A_E, K_E)$  のエネルギー輸送形態を通して  $K_E$  の形態をしたエネルギーを増加させることを示している。他の関係についても同様で (5.12) ~ (5.15) 式はエネルギーの形態を変えさせる作用を持つ物理量であることから、一般にエネルギー変換量と呼ばれている。また、たとえば  $I(A_E, K_E)$  は括弧内の記号  $A_E$  と  $K_E$  との間のエネルギー変換の役割を持っていることを表わし、他も同様である。

いうまでもなく、 $K_z$  は帯状平均の運動エネルギーを、 $K_E$  は じょう乱の運動エネルギーを、 $A_z$  は帯状平均の有効ポテンシャル・エネルギーを、 $A_E$  は じょう乱の有効ポテンシャル・エネルギーを表わす。(5.16)~(5.19) 式の関係を図示すると、よく知られている第5.1図のようなエネルギー・フロー・ダイアグラムとなる。



第 5.1 図

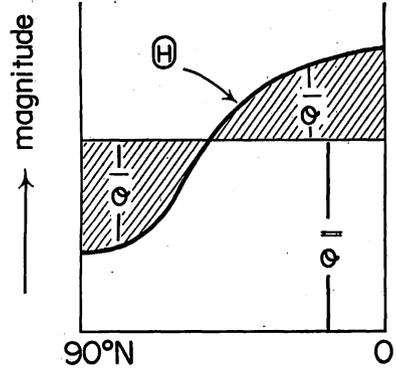
第 5.1 図の矢印は各エネルギー変換量が正負の場合にどちらの方向にエネルギーが変換されるか、その方向を示す。

われわれは運動方程式と熱の式とからエネルギー方程式を導き、大気中には  $K_z, K_E, A_z, A_E$  の四つのエネルギー形態があることを知った。(というよりはそのように分類したと言うほうが適しているのかもしれない。) これらの中で  $K_z$  と  $K_E$  については容易に理解されると思われるが、 $A_z$  と  $A_E$  については式だけからではその物理的意味を理解しにくいのではないと思われる。

静止大気からどのように運動が起こり始めるかという問題については、多くの大循環の数値実験がその解答を与えている。すなわち、太陽からの放射エネルギーにより赤道地域の気柱はより多く暖められ、極方向にいくにしたがい気柱の暖められ方は少なくなっていく。その結果赤道地域にはより多くの全ポテンシャル・エネルギー  $c_p T$  が貯えられ、極地域にはより少ない  $c_p T$  しか貯えられず、赤道と極との  $c_p T$  の間に不均衡を生ずる。大気は当然  $c_p T$  の不均衡を解消するように、より暖かい所では上昇運動、より冷たい所では下降運動が全エネルギーを保存するように、すなわち全ポテンシャル・エネルギーの減少したエネルギー量に相当する運動が生ずるのである。

このようにして生じた運動は  $c_p T$  の補給がなかった場合、それがゼロになるまで続くわけではなく、赤道と極との間の  $c_p T$  の不均衡がなくなれば運動は止むであろう。このように  $c_p T$  の全部が運動エネルギーに転換可能ではなくて、その一部分に過ぎない  $c_p T$  の中で運動エネルギーへの最大転換可能な量をわれわれは有効ポテンシャル・エネルギーとみなすことができるだろう。

以上のことを第 5.2 図に示すような半球的空间で考えてみる。さきに  $\theta$  を三つの部分に分けたが、その中



第 5.2 図

で等圧面内での面積平均に相当する  $\bar{\theta}$  は運動が止んで南北の  $c_p T$  の不均衡がなくなった状態における温位面に対応し、 $\theta$  は  $\bar{\theta}$  と運動が始まる前の帯状平均温位面  $\theta$  との差に相当する。したがって、帯状平均有効ポテンシャル・エネルギー  $A_z$  は第 5.2 図の影を施した面積に対応するような量と考えてもよいだろう。

さらに、第 5.2 図から南北の温度こう配が大きければ  $A_z$  も大きく、温度こう配が小さければ  $A_z$  が小さいことが容易に知られ、逆に  $A_z$  は南北の温度こう配を半球の規模で表わしている量とも言うことができる。実際の解析に当たっては、 $\bar{\theta}$  の値として  $\theta$  の面積平均値を用いるが、いまもし取り扱う空間がたとえば極東地域あるいは東半球というような限定された範囲であるならば、そこでの  $\theta$  の面積平均値には先に説明した大気が運動を停止して平衡状態にあるときのポテンシャル・エネルギー量という基準の意味は含まれていないであろう。空間の範囲の取り方により  $\theta$  の面積平均値は一般には異なるが、そのような量に基準の意味がないのは当然であろう。

じょう乱の有効ポテンシャル・エネルギー  $A_E$  についても東西方向に温度の不均衡があった場合、 $\bar{\theta}$  を基準量として前と同様な考え方で説明することができるであろう。したがって、 $A_z$  が南北の温度こう配を半球の規模で表わしている量であるのに対し、(5.11) 式からわかるように  $M$  を半球の範囲にとるならば、 $A_E$  は東西方向の温度場のじょう乱の大きさを半球の規模で表現している量と言うことができる。 $A_z$  の場合、地球大気の太陽放射獲得量の緯度差がそれを生じさせる外力であることは確かであろう。

では  $A_E$  の場合はどうであろうか。地球表面は一樣ではなく、海陸が分布しており、陸上でも表面の状態は

多種多様であるので、同じ緯度圏上で太陽からの放射受容量は同じでも地表面での熱の蓄積され方は異なり、それに接する大気の温められ方も当然異なってくる。このことから  $A_B$  が生ずることは明らかであろう。

運動が起きた後では、顕熱の水平輸送により  $A_B$  が生ずることは第 5.1 図あるいは (5.14) 式から知ることができる。 $A_B$  を生じさせる原因は他にも、たとえば雲量分布による大気の日射吸収の相違や降水による潜熱の放出など種々考えられるだろう。

気圧場の じょう乱の大きさを表わす量として  $\overline{v^2}$  があることを述べたが、同様に温度場の じょう乱を表わす量として  $\overline{T'^2}$  (あるいは  $\overline{\theta'^2}$ ) を考えることができる。 $A_B$  が、たとえば半球の規模のような全空間の平均として表わされるのに対し、 $\overline{T'^2}$  は帯状平均値として表わされる。したがって、 $\overline{T'^2}$  から温度場の じょう乱の緯度分布を見ることができ、気圧場の場合と同様に温度場の じょう乱の大きさは帯状平均された量に意味が出てくる。

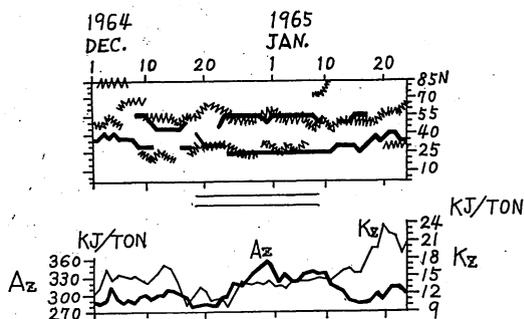
実際の資料から計算されたエネルギー変動の調査結果を長期予報の立場で選んでここに掲げてみる。森(1970)は寒暖両期のブロッキング現象形成前後の  $A_z$ 、 $K_z$  の変動の様態を調べた。その結果が第 5.3 図(寒候期)、第 5.4 図(暖候期)に示される。いずれも上の図の太線は  $\bar{u}$  の極大軸、鋸歯状の線が  $\overline{v^2}$  の極大軸、下の図の太線は  $A_z$ 、細線は  $K_z$ 、横軸は日付、二重線はブロッキング現象が起きていると思われる期間を表わし、 $K_z$  の変動は  $A_z$  の変動の 10 倍に拡大してある。 $\bar{u}$ 、 $\overline{v^2}$ 、 $K_z$  は 500 mb 等圧面での値、 $A_z$  は 500 mb と 1000 mb の高度場から計算されている。したがって、北半球下部対流圏の現象だけを見ていると考えられる。

まず寒候期(第 5.3 図)から見てみると、 $A_z$  はある一定値の上下を変動しているが、ブロッキング現象が形

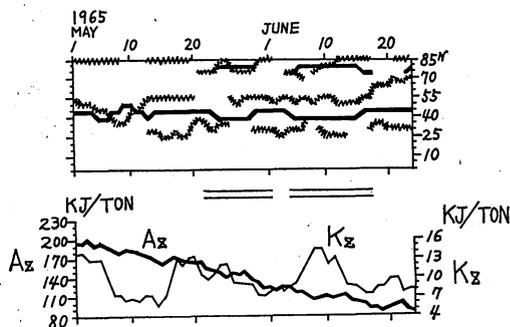
成されている二重線の期間では、その前後より大きな値を示している。もしよく言われているように、ブロッキング現象が南北の温度こう配が大きくなってある限界状態に達したとき、それを解消するような効率のよい自己調節作用であるならば、前に述べた  $A_z$  の持つ意味から、ブロッキング現象の形成以前では  $A_z$  は次第に増大し、その形成とともに減少してもよいはずである。第 5.3 図に見られる  $A_z$  の変動はそのような傾向を示しておらず、南北の温度こう配の自己調節作用というブロッキング現象の大循環的役割を証拠だてているような結果は得られなかった。

$K_z$  の変動はブロッキング現象の終期あるいは消滅後にはその増加がみられ、ブロッキング現象期間中はほぼ極小期に相当している。一般に  $K_z$  の大きいときは帯状指数でいう高指数型で、 $K_z$  の小さいときは低指数型に対応し、ブロッキング現象は低指数型と従来いわれてきたことと一致しているようである。第 5.3 図は 1964 年の例であるが、同様のことは 1968、1969 年の寒候期のブロッキング現象についても言うことができる。

つぎに、暖候期(第 5.4 図)についてみてみる。 $A_z$  の変動は短周期の細かい変動も見られるがだいたいにおいて単調に減少しており、ブロッキング現象形成前後の差をほとんど示していない。他の年でも同様であり、寒候期のそれとはかなり違っており、暖候期のブロッキング現象は規模が小さいのか、あるいは寒候期のものと機構が違うのか、今後の興味ある課題であるように思われる。 $K_z$  の変動も寒候期と違っており、極大値は寒候期のそれよりは小さいが、ブロッキング現象の形成期に現われている。一般的に寒候期と暖候期とのエネルギーおよび変換量の大きさを比較するとき、暖候期のそれらは寒候期より小さく、大気の変動は緩慢であることが知られる。



第 5.3 図



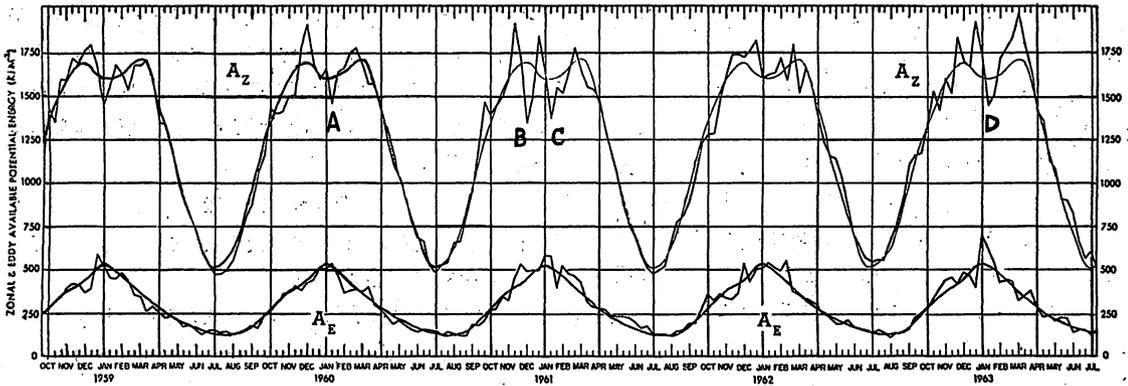
第 5.4 図

つぎに, Krueger, Winston and Haines (1965) は 1958 年 10 月より 1963 年 7 月までの約 5 年間の毎日の資料 (850~500 mb) から  $A_z$ ,  $A_B$ ,  $K_z$ ,  $K_B$  などを計算し, 10 日平均値の変動を図にしている. ここではその一部を第 5.5 図 ( $A_z$ ,  $A_B$ , 図中の A, B, C, D の記号はここでの説明のため筆者がつけた) と第 5.6 図 ( $K_z$ ,  $K_B$ ) に示す.

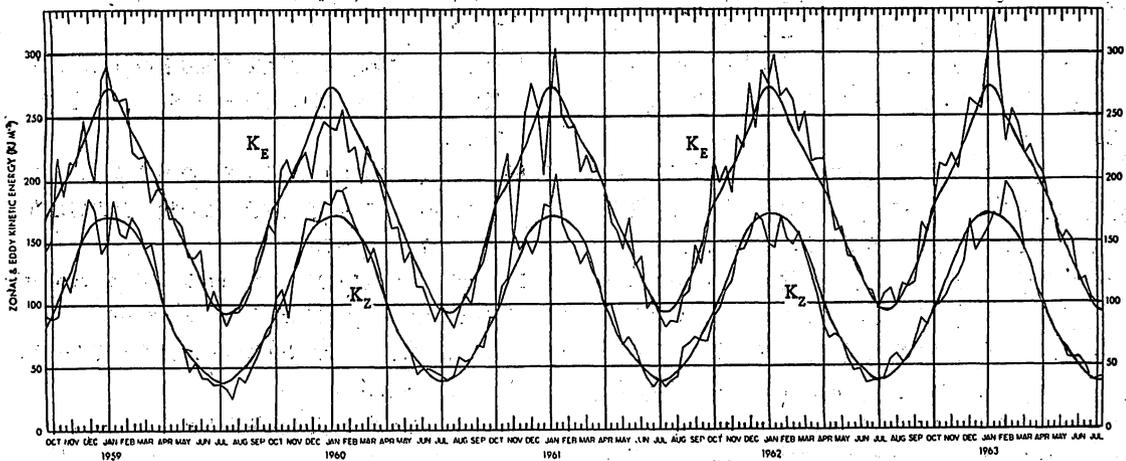
どの曲線も非常に大きな年変動が見られ,  $K_z$  と  $K_B$  にはさらに年変動よりは小さいがはっきりした短周期の変動が重なっている. 特に興味がひかれるのは  $A_z$  と  $A_B$  の変動である.  $A_z$  の場合, どの年も 3 月中旬より 10 月初旬にかけてはほとんど細かい変動は見られないが, 冬の期間にはかなり顕著な極大極小が現われている. 1960 年 1 月中旬の A, 12 月初旬の B, 1961 年 1 月中旬の C, 1963 年 1 月中旬の D には非常に顕著な極

小値が現われており, われわれが別の資料で調べた結果によれば, この A, B, C, D の時期にはブロッキング現象が起きている. 1962 年の冬には  $A_z$  の顕著な極小値がないが, われわれの資料でもはっきりしたブロッキング現象は起きていないようである. A, B, C, D の時期がブロッキング現象に対応しているとするとき, それらの期間の前にならず大きな  $A_z$  の極大値が現われている. ということは, 先に述べたようにブロッキング現象の起こる前には南北の温度こう配が大きくなり, ブロッキング現象の形成とともに南北の温度が解消されたことを示している.

さらに, A, B, C, D はそれぞれ  $A_B$  の極大の時期にはほぼ一致している. このことは帯状平均温度場の南北こう配の減少分 (あるいはその一部) は東西方向のじょう乱の温度場を増大させていることを表わしている.



第 5.5 図



第 5.6 図

ブロッキング現象が形成されているとき、高緯度に温暖な切離高気圧、その南の緯度に寒冷な切離低気圧の存在するパターンが卓越する。これは  $A_B$  の増大と非常によく対応する。この A, B, C, D の場合には、前に述べたブロッキング現象は大循環における自己調節作用という考え方は非常によく適用されるようであるが、一方資料が異なるが前に引用した片山 (1970) や森 (1968) の結果はこの考えと異なっている。したがってブロッキング現象のような問題については、それを理解するのにまだまだ知識が不足しており、より多くの解析例の積み重ねが必要であろう。

以上述べてきたように、エネルギーおよびその変換量を解析に使うとき、現象の変動の機構を理解するのに非常に有効であることが知られるであろう。ただし、エネルギーおよびその変換量を使って議論する場合、局所的現象には適用されない短所を持っているが、これがかえって大循環的な現象を捉えなければならない長期予報にとっては長所であるようにも思われる。大循環的規模で異常現象が起きた場合、必ずエネルギーおよびその変換量にその異常さが反映されるはずであろうし、第 5.1 図のエネルギー・フロー・ダイアグラムのどの部分に大循環変動の異常が現われたかを知ることは現象の理解に非常に役立つであろう。そのためにはぜひとも各エネルギーおよびその変換量の平年値、たとえば 5 日平均、10 日平均、1 か月平均のような値が必要であるように思われる。

## 6. むすび

現在、長期予報では等圧面高度場を主体として経験法則が用いられてきている。一方、数値予報の目ざましい発展に伴い、短期の数値予報の延長として 1 か月予報あるいは季節予報の可能性が論ぜられるようになってきたが、現状ではまだその道は必ずしも平らではないようである。

現在、経験法則はきわめて有用であるが、時折結果が悪い場合があるのは原因と結果を結ぶ途中の物理的機構の考察が欠けていることにあるだろう。しかも、使用した経験法則がなぜ悪かったかという物理的検証の方法がないことが、いつまでも経験法則が経験法則のままであるゆえんである。大気現象の変動に関する物理的機構がより完全に理解されるならば、より精度の高い予報が期待されることは誰もが承知のことであり、言うはやすく行なうは非常にむずかしいことである。現状から一足飛びにその物理的機構の知識を得ることは不可能であり、やはり

一步一步知識を積み重ねていく以外にないであろう。ここに述べたそれぞれの物理的意味を持つ物理量の力を借りて従来の経験法則を検証し、取捨選択し、さらに物理的内容のある予報法へと質的に変えていくのも一つの方向であろう。

また、現在の短期の数値予報の状況から察するに、将来たとえ力学的長期予報が有効になったとしても、人間の判断に頼る部分が多々残ることであろう。人間の判断による部分に対しては、やはり大気変動の機構に関する物理的知識、物理量を判断の道具として使用することが必要となってくるであろう。

最後に、この小文をまとめるにあたって有用な助言を下された気象庁長期予報管理官室調査係長 久保木光熙氏に、また図の作成について協力をいただいた矢島栄三氏に深謝の意を表します。

(なお、すでに長期予報管理官室から、1970 年 12 月～1971 年 2 月の 3 か月にわたる北半球解析資料が各予報中枢に配布され、昭和 46 年度はこれらの資料を主体にして 1 か月予報法の検討が行なわれると聞いている。この解説が、それらの解析資料を扱う際に参考になれば幸いである。)

## 参 考 文 献

- 荒川昭夫 (1958) : 最近の大気大循環論. 気象研究ノート, 9, 4, 1~134.
- 岸保勘三郎 (1962) : 力学及び熱力学の方法による長い期間の予報 (I). グロースベッター, 1, 3, 1~13.
- 岸保勘三郎 (1962) : 力学及び熱力学の方法による長い期間の予報 (II). グロースベッター, 1, 4, 1~22.
- 岸保勘三郎 (1963) : 力学及び熱力学の方法による長い期間の予報 (III). グロースベッター, 2, 1, 1~27.
- 浜田周作 (1971) : 低気圧の移動の不順についての考察. 昭和 45 年度全国予報技術検討会広島地方気象台資料, 39~58.
- Haurwitz, B. (1940) : The motion of atmospheric disturbances. J. Mar. Res., 3, 35~50.
- 片山 昭 (1962) : 地球の熱収支. 気象研究ノート, 13, 2, 1~69.
- 片山 昭 (1969) : 大気大循環と熱. グロースベッター, 7, 2, 1~64.
- 片山 昭 (1970) : 北半球のブロッキングおよび顕

- 熱の南北輸送. グロースベッター, 8, 2・3, 1~28.
- Krueger, A. F., J.S. Winston and D.A. Haines (1965) : Computations of atmospheric energy and its transformation for the northern hemisphere for a recent five-year period. *Mon. Wea. Rev.*, 93, 4, 227-238.
- Kuo, H-L. (1949) : Dynamic instability of two dimensional non-divergent flow in a barotropic atmosphere. *J. Meteor.*, 6, 105-122.
- Lorentz, E. (1955) : Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, 7, 157-167.
- 森 信成 (1968) : 春から夏にかけての大循環の変動について. 昭和 42 年度全国長期予報技術検討会気象研究所参考資料, 1-26.
- 森 信成 (1970) : ブロッキング現象とじょう乱の指数の変動とについて. 日本気象学会春季大会講演予稿集.
- 村上多喜雄・渡辺正雄 (1965) : ブロッキング現象について. グロースベッター, 4, 2, 1-25.
- 新田 尚 (1970) : 気象力学における数値シミュレーション. 気象研究ノート, 103, 9-43.
- Oort, A. H. and E. M. Rasmusson (1970) : On the annual variation of the monthly mean meridional circulation *Mon. Wea. Rev.*, 98, 6, 423-442.
- Rossby, C. G. and Collaborators (1939) : Relation between variation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action. *J. Mar. Res.*, 2, 38-55.
- 山鹿 延 (1970) : 週間予報の立場からみた  $\bar{u}$ ,  $\overline{u'v'}$  の利用法. *天気*, 18, 1, 35-42.

昭和45年度L・Fグループ会計報告  
 (昭和45年6月21日～昭和46年4月20日)

収 入		支 出	
会 費 収 入	141,900円	グロス・ベッター印刷費	106,500円
内 訳		内 訳	
昭43.44年度	20,800円	9巻1号	49,500円
昭45年度	116,000円	9巻2号	39,000円
昭46.47年度	5,100円	9巻3号	18,000円
預 金 利 子	6,015円	発 送 費 (3回)	4,745円
前年度繰越金	83,667円	編 集 ・ 印 刷 謝 礼	3,340円
		事 務 費 ・ L F 総 会 費 等	3,600円
計	231,582円		118,185円
次年度繰越金		113,397円	

次年度繰越金 内訳

郵便預金	5,651円7角
富士銀行預金	48,244円
現金	8,686円

以上の通り相違ありません。

なお、昭46.3.12現在(9巻3号発送)の会員数 488名

昭和46年4月21日

L・Fグループ事務局  
 昭45年度代表 朝 倉 正  
 佐 藤 和 敏

(注) 昭和45年度会費未納 57名

編集あとがき

10巻1号は発行ができましたが、お届けします。早いもので、このグロスベッターも風雪とインフレに堪えて、10巻めとなりました。

八重樫さんの紹介は、前号を出した後にいただき、大変おくれたこととおわびいたします。また本号には宮川さん、森さんの測候時報に掲載された別刷ですが、著者および測候時報の編集部のご好意を得て配布することにしました。有難うございました。

グロスベッターの今年度分の会費、至急お送り下さい。(久保木・宮川記)

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944

1944