

- computation of infrared cooling rate in planetary atmospheres, *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **92**, 67-92.
- 10) Gutnik, M. 1966: How dry is the sky? *J. Geophys. Res.*, **66**, 2867-2872.
 - 11) Brown F., P. Goldsmith, H. F. Green, A. Holt and A.G. Parham, 1961: Measurements of the water vapor, tritium and carbon 14 content of the middle stratosphere over southern over southern England, *Tellus*, **13**, 407-416.
 - 12) Curtis, A. R. 1956: The computation of radiative heating rates in the atmosphere, *Proc. roy. Soc. London. A*, **236**, 156-159.
 - 13) Shved, G.M. 1964: Approximation of the single line during the transfer of radiant energy in the upper atmosphere *Bulletin of the Leningrad University Series Phys. & Chem*, Issue 1, #4, 79-81 (English Translation: *The Rand corporation P-3595*, May 1967.)
 - 14) Curtis, A.R. and R.M. Goody, 1956: Thermal radiation in the Upper atmosphere, *Proc. Roy. Soc London A*, **236**, 193-205.
 - 15) McClatchey, R.A., 1966: The effect of vibrational relaxation on atmospheric heating in the 4.3 microm CO₂ band, Ph.D. thesis Dept. of Meteorology, Univ. of California, Los Angeles.
 - 16) Johnson F.S. and E.M. Wilkins 1965: Thermal Upper limit on eddy diffusion in the mesosphere and lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **70**, 1281-1285.
 - 17) Colegrove, F.D., W.B. Hanson and F.S. Johnson, 1965: Eddy diffusion and oxygen transport in the lower thermosphere *J. Geophys. Res.*, **70**, 4931-4941.
 - 18) Hines C.O, 1965: Dynamical heating of the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.* **70**, 177-183.
 - 19) Lindzen, R.S. 1967: Thermally driven diurnal tide in the atmosphere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **93**, 18-42.

上部成層圏中間圏大気の運動*

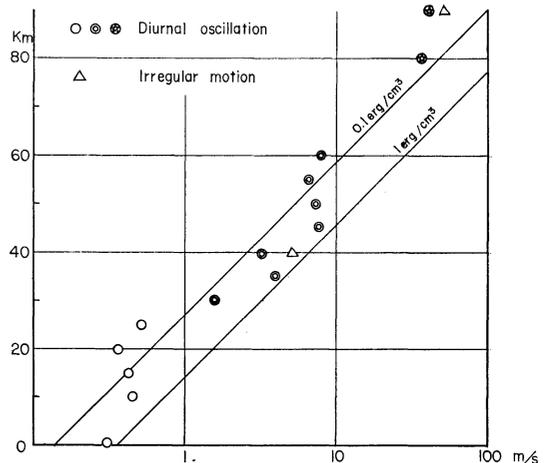
松野 太郎**

1. はじめに

まずこれから扱う現象について、我々になじみの深い対流圏・下部成層圏とどう状況が違うか検討してみよう。

高層風の観測は少数の決まった場所でのロケット観測及び流星痕のレーダー観測しかない。従って下層の様に Synoptic に流れの場をみるということは不可能に近く殆んど行われていない。代って観測結果の表現・分類の仕方として(非周期成分) + (周期的変動) + (不規則変化) という分け方がしばしば用いられる。非周期成分とは一日以上の周期を意味し、通常下層大気で Synoptic Analysis の対象となる現象はこの分け方では殆んど非周期成分に入ってしまう。あとの二つは下層大気中では小さな energy しかもたず(興味もさ程もたれないで)、しばしばノイズ扱いをうけるが、中間圏高度では energy 的にも非周期成分と比肩するようになり顕著な現象となる。この有様を第1図に示す。振動成分が高さと共に指数函数的に増していることがよみとれる。風速はこの様

に大きな値をとるが、これに対応する energy 密度を計算してみると、高さによらずほぼ同じである事を示せる。この事はこの種の現象が波動として自由に上下を行き来している事を示唆する。密度変化による風速の変化の order をあたってみよう。密度が圧力に比例すると



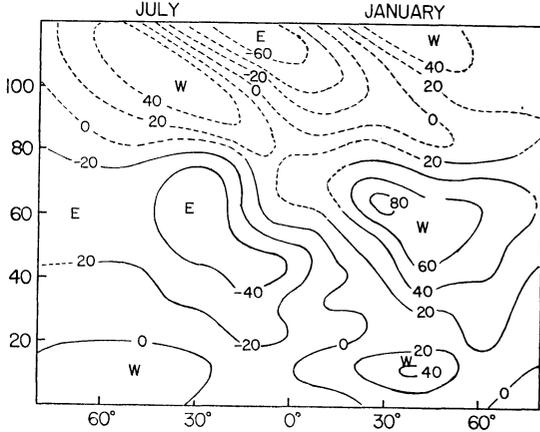
第1図 1日周期の風速変動の振幅の高さ分布 (Miersの編集したデータより)。内部重力波の代表的大きさを△で示す。

* Atmospheric Motions in the Upper Stratosphere and Mesosphere.

** T. Matsuno 九州大学理学部
—1968年3月28日受理—

して、15 km 毎に 1/10 になるから、地上に比べ 30 km (10mb) で 1桁, 60km (0.1mb) で 2桁, 90km (1μb) で 3桁, 風速は大きくなる。

非周期成分はどのような違いをもっているだろうか。第2図の平均東西流の分布から分る様に、大きさは余り



第2図 1月及7月の北半球における平均東西風速の分布 (Hand-book of Geophysics による)

違わないが、一見して、対流圏・下部成層圏と別個の風系をなしている事がよみとれる。前のテーマでの議論で示された様に、上部成層圏・中間圏はオゾン の存在の為、熱的に active な層で、その大循環はひとつの独立圏を成していると想像される。

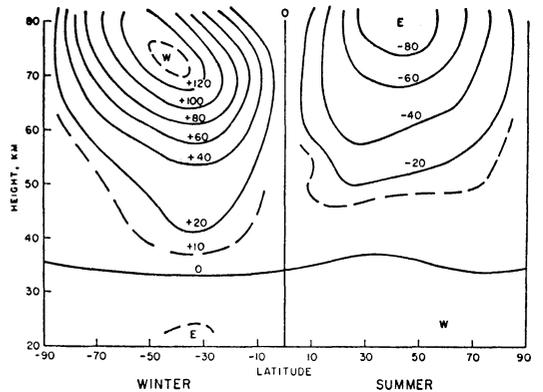
さて風の三つの成分への分類は便宜的に発生したものかも知れないが dynamics の立場からみても合理的な分け方の様に思う。以下これに従って話をすすめよう。

2. 平均風系と平均温度場

第2図は北半球で観測された夏と冬の状態での平均東西流の分布である。南北流については図を知らないが観測値より平均して出す事が困難な程度である事は確かである。前に記したように 30km~80km の層が一連りの領域をなしているように見える。特徴をあげると、(i) 夏半球は東風、冬半球は西風と反対称である。(ii) 中緯度に軸をもつ半球的風系があるだけで、対流圏のようにこまかい構造はみられない。以上の事から次の様に想像される。夏半球の加熱と冬半球の冷却のため子午面循環を生じそれがコリオリの力のため偏って、このような東西流分布を生み出したのではないか、要するに単一セルの Hadley 型大循環であると。

前項の放射熱収支の結論からの要請を復習してみよ

う。ozone による紫外線の吸収と主として CO₂ の 15μ 帯による熱放散のさし引き勘定は夏半球で全域加熱冬半球は冷却となり共に中心は極にある。大きさは10°C/day 前後であるから、実際の季節変化40°C/180dayと比べると1ケタ大きく、したがって何らかの形の熱輸送によって非平衡が解消されていなければいけない。ではその為の対流運動として如何なる運動がおこるだろうか。我々は対流圏について Rossby 型の対流というこみいった機構を知っているので心配になるが、まず経度に依存しない運動の形態を基礎方程式の解として求めてみるのが順当であろう。このような試みは Sawada と Matsushima (1964) 及び Leovy (1964) らによってなされている。第3図 a は Leovy が Murgatroyd と Singleton(1961) の与えた熱冷源分布をもとに計算した帯状流分布で大筋において観測された分布を再現している。即ち前述の単一セルの Hadley 循環の考えはよさそうだという事である。次にこれらの議論での問題点を挙げる。(i) 摩擦熱拡



第3図 a. 放射熱収支の過不足をもとに理論的に求められた中間圏—上部成層圏の帯状流 (Leovy による.)

散をどの様にとり入れるか。実際前記2論文はこの扱いについて全く対照的である。Sawada と Matsushima はわからない量であるまさつや拡散を省き、“保存的”モデルでどこまで説明可能かを試みたのに対し、Leovy は渦拡散係数を種々にとって、どの値によって実際にみられるような分布が得られるかを検討した。彼の結果によれば 500m²/s 位で、これは Lettau (1951) が見積った値にはかなり近いが、現在の乱流の理論からみても妥当なのであろうか？ (ii) 放射光化学過程との結びつき。Radiative relaxation 即ち放射平衡からずれた温度分布があった時放射熱交換がそのずれを小さくする様な作用がある事が知られているが、その係数を CO₂ 15μ 帯に

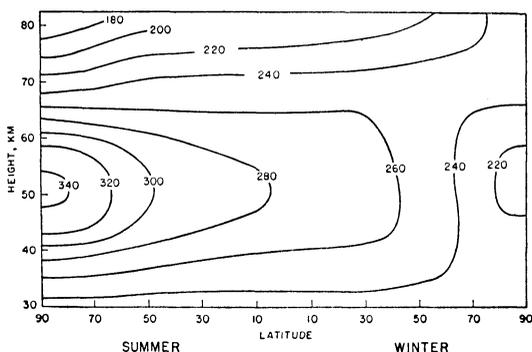
当って計算してみると $5 \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$ 位になるという。即ちずれが $1/e$ になるのに 20 日かかる勘定である。これに対して Leovy は、温度上昇 $\rightarrow \text{O}_3$ の分解反応速度の増加 $\rightarrow \text{O}_3$ 減少 \rightarrow 日射の吸収量減少という形の link が温度のずれを元へ戻す効果のある事に着目し、その時定数を求めた所 Stratopause で $2 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ という大きな値をとる事が分った。この種の coupling については Lindzen (1966) がいろいろ模型を考えている様だが正負いずれにせよ前記の如き値をもつ feed back があるとすれば、中間圏のゆっくりした運動を論ずる時重要な因子となろう。(iii) 冬の極地方の高温。60km 以上の冬の極地方は低緯度よりも高温であり、かつ又季節変動とみても夏より高温である。(前田・石川・両氏の解説が天気14巻11号(1967)にある。)そこに述べられている様に化学反応に伴う発熱等も考えられるが決定的でない。そこで中間圏の大循環によってこの高温を説明出来ないだろうかという事が重要なポイントになる。前記2論文共これを試みているが、その機構は、Stratopause 近くにある強い冷却部での下降運動が、その上の弱い冷却層(乃至断熱層)に及び断熱圧縮によって昇温がおこる、というものである。対流圏での議論になぞらえて energy 変換の図をかくと、 $\overline{Q} \rightarrow \overline{P}_L \rightarrow \overline{K}_L - (\overline{p w}) \rightarrow \overline{K}_U \rightarrow \overline{P}_U \rightarrow$ 赤外輻射 という形にでもなろう。ここで U, L という添字はそれぞれ上層及下層を示す。第3図bに Leovy によって得られた温度分布を示す。これは3aと別の熱冷源に対応するものでうまくいった例である。い

$\sim +40^\circ$) 力学的原因のみで説明されるかも知れない。

3. 潮汐振動

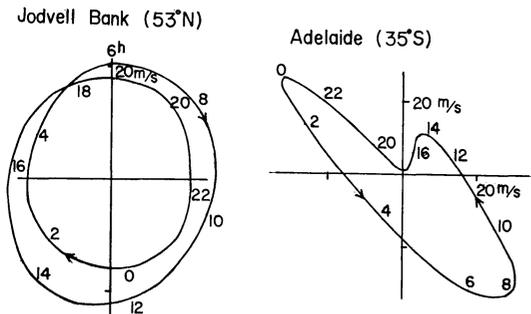
習慣に従って潮汐と呼ぶが、ここでは太陽の加熱による圧力の日変化、半日変化に伴う大気の運動をとりあげる。第4図は流星痕のレーダー観測より得られた Jodrell Bank (53°N) と Adelaide (35°S) での風の日変化の図である。高度は80km~100km, 中間圏の上端である。まずその振幅の大きさに注目して欲しい。いずれも 20m/s 以上で、これは対流圏の日変化 10cm/s に比べ100倍強になっている。これが密度の減少にほぼ見合うものであることは最初に記した通りである。更に高い所については、静穏な日の地磁気の日変化(いわゆる S_q) をつくり出す電流系から推定した風の分布が求められており(Kato, 1956) キはり数 10m/s の風になる。これらの層と気球で観測出来る高さとの間は長く空白であったが、近年ロケット観測によって少しづつデータが得られるようになった。しかし、地上から電離層までの潮汐振動の全ぼうはまだ明らかでない。第1図に色々な方法で観測された一日周期の潮汐振動の振幅の高度分布を示す。データは Miers (1965) が編集したものの中から選んであり、観測地点はいずれも低緯度 (30°) である。振幅が高度と共に指数的に増大している事がわかる。次節の内部重力波とも関連してこの理由を考えておこう。今我々が考えている波は重力とコリオリの力の作用のみ受けているがこの2つの力はいずれも質量に比例する。このような条件下の微小運動は、基本状態の密度の絶対値によらない事が運動方程式其他を書いてみればわかる。即ち位相速度、群速度といった波の性質は密度の絶対値によらない。そこで垂直方向の波の伝播を考えると、群速度が変わらない事から同一エネルギーは密度の大小に拘らず同一容積によって担われる事になり、波に伴う運動の大きさは密度の減少と共に増幅する。

所で潮汐の理論の方はどうなっているのか。ちよつと意外な様だが一日周期の潮汐の計算は2, 3年前まで殆んど手つかずの状態で放置されていたが, Kato (1966), Lindzen (1967) らの研究によって大きく前進した。これらの理論の最も興味ある結論は、半日周期の振動が地球的規模の内部重力波として垂直に伝播可能なのに対し、1日周期の運動には、(i) 内部重力波として上下に伝播するが 30° より赤道よりものみ大きな振幅をもつモードと、(ii) 中高緯度にひろがりをもつが上下方向には伝わらないモードの二つの型がある、という事である。後者は圧力と風の関係が地衡風に近く強制 Rossby



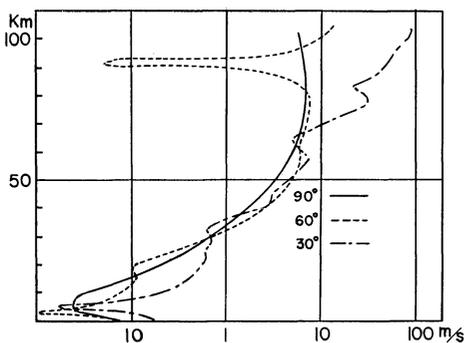
第3図 b. aと同様にして計算された温度の分布。但し熱冷源はaと違ったものによる。(Leovyによる。)

ずれにせよ冬の極の高温を大循環の結果として説明する事はまだ充分でないようだ。逆に夏には極が加熱の極であるにもかかわらず低温となっているが、量的には小さく(赤道を基準にとると夏極 $-10^\circ \sim -15^\circ$, 冬極 $+30^\circ$)



第4図 80km~100kmの高さでの風の日変化を示すホドグラフ。左右でスケールが違うので注意。(Haurwitzの総合報告より、元の資料はGreenhowとNeufeldに拠る)

波と見做せる。第4図をみると Adelaide では一日周期が卓越するのに Jodrell Bank では一日周期成分が余りみられないことに気付くが、上の観点からこれをうまく説明出来る。第5図に Lindzen (1967) が水蒸気及びオゾンの吸収による加熱の日変化 [SmallとButler (1963), Leovy (1964)] を与えて理論的に求めた南北成分の高度分布を示す。低緯度では伝播成分が効いてはば energy 密度一定で伝わり 90km で 30m/s に達する。これに対し 60° では、伝播成分が殆んどないため励起層 (50km 辺) より上では energy 的に減衰し低緯度より1桁近く小さい。一方 Kato (1966) によれば S_q より導びかれた一日周期の風の分布 (午前8時に低気圧



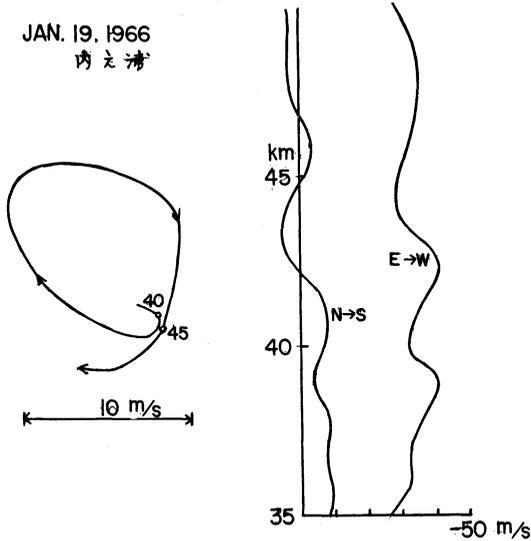
第5図 理論的に求められた日の周期振動の高さ分布、(南北風の大きさ) (Lindzen による.)

性回転、午後8時に高気圧性回転の中心)に対応する気圧の緯度分布は基底モードの固有函数 (伝播不能) と殆んど同一であるという。これは電離層の一日周期の変動

は、そのごく近くに Source をもつ圧力変動に起因する事を意味し、そうなると下層大気との結びつきはうすくなる。しかし第5図をみると低緯度では 50km 層に源をもつ波動が伝わり電離層で 100m/s をこえる風をもたらすことになっており、果たして電離層に入る前に減衰してしまうのか、或いは非線型効果で砕け波になるのか、そうならばどういふ現象がひきおこされるか、色々面白そうな問題がある。

4. 重力波とプラネタリー波

流星痕のレーダー観測の結果を前記の分類にしたがって整理した時、不規則変動成分として残った部分には垂直スケール数 km~10km の変動が 10m/s のオーダーでふくまれている。この種の不規則運動が存在する事は電波の散乱や電離層の動き等から推測されており、“乱流”と考えられていたが、Hines (1960) はこの変動成分を内部重力波として解釈すると都合がよい事を示した。Hines の指摘した特徴のうちいくつかを挙げると；
 (i) 垂直方向に 10km 程度の波長をもつ。
 (ii) 周期 200 分位。
 (iii) 水平方向のスケールは垂直の 20 倍位。
 (iv) 運動は水平成分が卓越し鉛直成分は 10% を越えない。
 (v) 固定した点でみると位相が上から下に伝わる。……等である。内部重力波の性質を等温大気中の微小運動の解を求めて調べてみると上記諸点は実にうまく辻まががある。その後発光弾の観測等によって電離層高度 (100~130 km) の風の変動にも同じ性質の波動 (と思われるもの) が 50m/s 位の大ききで含まれている事が確かめられている。ではこの波動はどこで発生したものであろうか。上下について言えば下層に起源をもつと考えるのが次の点で都合がよい。(i) 内部重力波の性質として位相が上から下に進むものは波群としては下から上に伝わってきたものである。(ii) 大気の上方向の密度変化を考えると energy が下から来た波動は振幅が大きくなる。(iii) 下層大気中には対流圏の様に大気の乱れた部分があり波動発生源としてもっともらしい。でも下から伝わって来たものとするとな当然途中の層でも検出されなければいけない。先に記した energy 密度一定の考えから推算すると 90km で 30m/s のものは 60km で 3m/s、45km で 1m/s の程度になる。実際ロケット観測による風のデータをあたってみるとそれとおぼしい irregularity が見出される。第6図に気象庁のロケットゾンデの観測による風速成分の高度分布と 40km 近くの風のホドグラフを示してあるが、大きな trend の上に波長 5km 振幅 5m/s 位の波形の分布が重畳してい



第6図 気象庁のロケットゾンデ観測の結果にみられる高層風の小有動。

るのがみられよう*。この様なわけで上層大気中に内部重力波がかなりの大きさの energy を持つて存在している事は間違いない。そこで波の発生する機構、どうしてあるせまい波長域の波動のみが電離層にまで到達するのかななどを理論的に解き明かす事が問題になる。伝達の理論は比較的攻め易いので先ずこの方面から研究が進展して来た。Hines (1960) は水平・鉛直波長と振動数の組み合わせがある範囲内ないと内部重力波として上下に伝播出来ないという性質と粘性による減衰とから、電離層に生き残り得る波動の範囲を定め、実測の波がその中に入っている事を示した。しかし許される範囲が広く、実際にみられる波長域のせまさを説明していない。所で実際の大气中では第2図にみられる様に強い風が吹いているが、このような流れの中で内部重力波が伝播する時には、屈折・反射等の効果をうけるだろう事は音の伝播、更に Rossby 波の伝播等との類推から想像出来る。Hines と Reddy (1967) 及び Booker と Bretherton (1967) 等はシアのある流れの中での内部重力波の伝達を取扱ったが彼らの得た重要な結論は“内部重力波はその水平位相速度が基本流の速度と同じになる所で吸収され、それより向うへは殆んど到達しない”という事である。内部波の水平位相速度は高々 100m/s の程度であり殊に鉛直に伝わり易い短波長の波程遅いから 80m/s

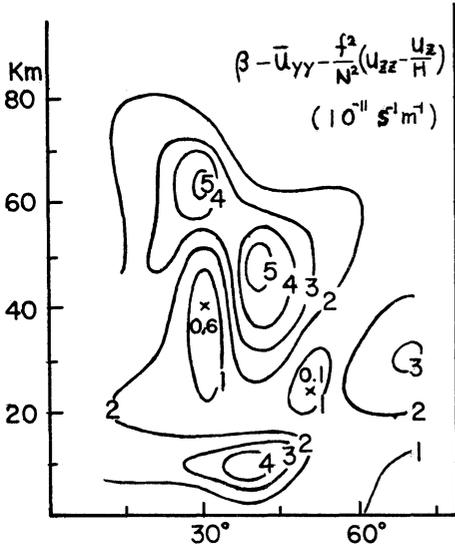
に達する中間圏 Jet の存在は電離層に到達する波の spectrum に影響すると思われる。

さて重力波の発生源であるが、そもそもの事のおこりである電離層の乱れは対流圏の気象現象と結びつけて説明された事もある。これを重力波を仲介にして結ぶと重力波を盛んに放射する領域が対流圏の擾乱と関係して存在するという事になるが、此方面の研究については私はよく知らない。一方中間圏の大きな特色は対流圏と同じように気温が上程低いという事だがこの事実から中間圏では乱流や対流が盛んにおこっていると想像されてきた。だが現在の観測によれば温度減率は 4°C/km の程度であるし(Richardson 数も大)乱流のせいと思われていた現象の中には重力波で説明のつくものもあり、対流や乱流は余り強いとは思えない。しかし次の点で内部重力波の発生源としてオゾン層の加熱による対流を考えてみる事は面白そうである。

尚、Mesopause 附近に出現する夜光雲は、顕著な波状を示す事が知られているが、この波が、ここでいう内部重力波と同一のものか、それとも上下に伝播しない界面波であるか、もしそうなら何によって励起されるのか等も興味ある問題である。

所で重力波と共に disturbance として考えられるものに高低気圧擾乱更にスケールの大きい planetary wave がある。まず最初に中間圏に低気圧はあるか? との疑問に答えなければいけない。観測点の時間的空間的密度から言って日々変動する流れや圧力場を synoptic にみるという事が困難であるから断定は出来ないが、少くとも対流圏の様に顕著な乱れ即ち平均流と同程度以上の時間的空間的変動はなさそうだ。理論的予測としてはどうだろうか。2に記した様に、中間圏の平均流が単一セルの Hadley 循環として量的にも大体説明がつくという事は乱れによる物理量の輸送が無視でき、その振幅も大きくない事を示唆している。しかし、これは高低気圧の存在自体を否定するものでなく、その為には中間圏帯状流の安定性を議論しなければいけない。まず中間圏 Jet へのみ着目すれば、Charney と Stern (1962) とよって提出されたいわゆる内部 Jet。——温度傾度が流体内部にのみ存在するような流れ——の安定度基準を当てはめるのがよさそうである。そこで第2図の平均流に対応する $\beta - \partial^2 u / \partial y^2 - f^2 / N^2 (\partial^2 u / \partial z^2 + \partial \ln \bar{\rho} / \partial z \cdot \partial u / \partial z)$ の分布を大雑把に求めてみると第7図の様になっている。Charney-Sternの条件はこの量が領域内で符号を変える事と等価である。この図が統計的に平滑化された結果である

* ホドグラフが円に近い時計廻りになっている事は周期が1日に近い事を示唆し、多少問題だ。



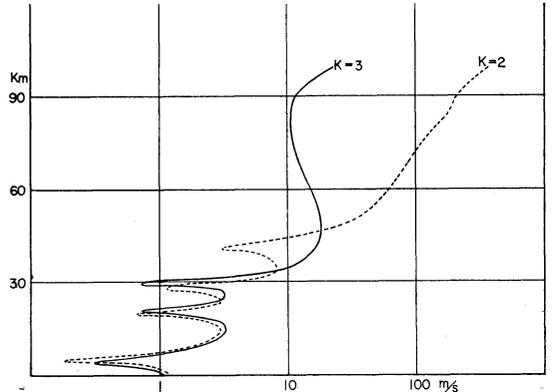
第7図 第2図に示された冬の風から計算した断熱ポテンシャル温度の緯度微分, 図に書かれた式の中で f, N は慣性及びプラント振動数, y 及 z の添字は高さ及緯度方向の微分を示す.

事を考慮して負符号の現われる可能性を求めるとすればそれは Polar night jet の南縁 30km 近所だろう。これは前記の論文や Murakami の論文 (1965) でもそうになっているのだが, 下部成層圏特有の polar night jet に伴ったものであるから, もしも上部成層圏中間圏循環を模式的にとり出しその安定度を議論するなら安定という事が言えよう。何故対流圏の様に不安定でないのか? Eady の条件でなく Charney-Stern の条件をあてはめたからである。物理的な説明は難かしいが, 高低気圧の発達に必要な東西方向の寒暖の差を強制的に生み出す様な水平な境界面が存在しないからと言ってよいだろう。

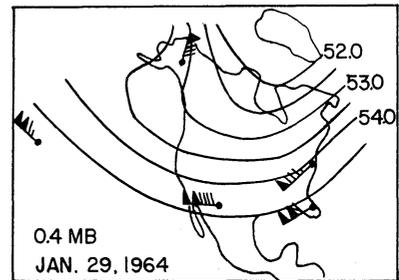
ちょっと飛躍するが中間圏において古典的な Bjerkn-es-Solberg 型の不安定が実現していないだろうか? 前記の内部重力波が, 時間・空間スケールその他の点で斜めの軌道をもつシア-不安定波と類似している事よりこの様な想像をするのは楽しい。

中間圏自体でひとりりで低気圧が発生しないという事になると, 対流圏でできた低気圧 (傾圧不安定波) が如何に上層に影響を及ぼすかが重要な問題となる。実際潮汐振動や内部重力波の様にもし対流圏の高低気圧擾乱が波動として伝播するならば元々大きな energy をもつこれらの擾乱は上層では桁違いに大きな運動をひき起こすと想像される。この問題は Charney と Drazin (1961)

によって論じられその結果によると対流圏で自動的に発達する傾圧波は上層大気に侵入し得ず, 対流圏の温度場から作り出された莫大な運動 energy はそこからもれ出す事はない。(半無限媒質への energy 輻射を伴う波動は自動的にあり得ない。) 一方対流圏には自発的に発達する高低気圧渦の他に海陸分布によって強制的にひきおこされたスケールの大きな渦一定常な超長波が存在するがその様な擾乱の上層への伝達を調べてみると地球をとりまいて波の数が1とか2とかのものは中間圏高度にまで達し得る事が示される。冬季の代表的風系の下で, 地上に 1 mm/s の強制上昇流があつた時生すべき定常擾乱の大きさを Charney および Drazin が導いた方程式に従つて計算した結果を第8図に示す。波数1の波は中間圏で数 10 m/s になっている。第9図はロケットネットワークによる北米大陸上空 Stratopause 附近の天気図であるが波数1, 2の擾乱が存在すると見做してよさそうである。所で Charney と Drazin の議論によると定

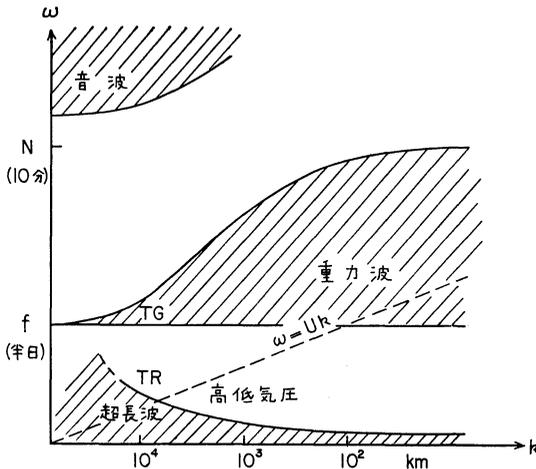


第8図 代表的な冬の風系を与えて計算した定常ロスビー波の高度分布。地面で 1 mm/s の強制上昇を仮定した場合の南北風成分の大きさを示す。Kは波数



第9図 冬の stratopause 附近の天気図。線は 0.4 mb 面の等高線で km 単位。(Webbより)

常 Rossby 波に対する上層大気の transmissivity は弱い西風の時最も大きく、従って春秋に対流圏からの擾乱の侵入がおこり易いと結論されている。今見た様に冬に於てさえも波数 1, 2 の擾乱が中間圏高度で相当な強さをもっているから、春秋にはどんな事になるかと期待されるが、平均帯状流の緯度方向の変化度を考慮に入れると必ずしもそうならない事が推論される。(松野・重久：学会発表予定) 結局対流圏の大きな乱れは、さ程高層大気に影響しないという事になる。



第 10 図 波数 k と振動数 ω の組合せに対応するいろいろな現象とその鉛直伝播性。影をつけた部分は伝播可能。 $\omega = Uk$ は基本流 U によって地面に固定したものをみた時の振動数であり、又風速の影響の目安でもある。図は模式的にかかれており正確でない。

最後に重力波、潮汐振動の 2 つのモード、低気圧プラネタリー波の上層大気への伝播の特性を波数と振動数の図の上にまとめておこう。静止大気中でのこれらの波の振動数 ω を鉛直方向の波数をパラメータとし水平方向の波数 k の函数として画くと第 10 図の如くなる。 f, N はコリオリのパラメータ及プラント振動数で図は模式的にかいてあり正確でない。影をつけてある部分は鉛直伝播可能な k と ω の組合せで、観測される重力波及ドブラー効果を考えた時 ($\omega = Uk$; U は基本流速) の定常プラネタリー波はここに入る。白く残っている所は鉛直伝播を禁止された組合せで(従って発達する可能性をもっている) 高低気圧は此処に位置する。ここと伝播可能な Rossby 波とを分ける線は非発散の Rossby の速度公式で与えられ、Rossby 波型の自由振動即ち Haurwitz (1937) によって議論され Eliassen (1965) 等によって天気図上よ

り検出されている波はこのすぐ近くにある。 f を局所的に一定としているので潮汐振動は少し無理な解釈になる。即ち重力波モード (TG) は、 $2\Omega \sin\phi < \omega$ の如き緯度に主要部をもつので f より上に、Rossby 型モード (TR) は中高緯度に拡っているので f より下に位置すると考えられる。

5. 波動による物理量の輸送

前節まで上層大気中での平均循環と擾乱とを別々に考えてきた。自然のなりゆきとしてこれらの現象間の相互作用はどうかという事が問題となる。平均流が擾乱に及ぼす影響については重力波の伝達及定常ロスビー波の伝達に関して議論して来た。逆にこれらの擾乱は平均風系及平均温度場の形成維持に如何なる意味を持ち得るだろうか。既に平均循環の力学を考えた時大筋は輻射熱の非平衡に起因する直接循環として説明できる事より、みだれの貢献を小さいと考えた。しかし冬の極の高温の様に充分説明し切れない現象もあり、擾乱が平均場の維持に一役買っている可能性はある。実際冬の極の空気を輻射冷却に対して高温に保っているものは、下層大気から伝達して来る内部重力波の energy であるとする人は多い。そこで重力波等擾乱の平均場に対する影響に関連した問題点をいくつか挙げてみる。

(i) 波動が大きな役割を果たす。上下に伝播可能な波動は上層に行っても energy 密度を変えないので、相対的に重みを増し中間圏高度以上では平均流と同程度の energy をもつ。対流圏で、平均流と同じ位の energy をもった高低気圧や積雲対流が平均場の形成に決定的役割を果たしているが、中間圏やそれ以上で内部重力波や潮汐振動がその様な役割を演じている可能性はある。

(ii) 波動は物理量の輻射輸送を行う。対流や高低気圧が熱や運動量を輸送する如く、波動もその構造に応じて energy や水平運動量を輸送する。形式的には同じ Reynolds Stress で書かれるが、流体自身の移動が小さくても波の位相の伝わりによって energy や運動量が速く遠方に運ばれるので“輻射輸送”という見方がふさわしい。

(iii) 波の伝達と吸収。波動は場の性質に応じて反射されたり回折されたりするが、それに応じて物理量も色々変化に富んだ運ばれ方をする。紫外線の energy が途中の空気層を通り抜けてオゾン層を加熱する様に、波動によって輸送される energy や momentum も途中の大気には何ら影響を与えず、波動を吸収する能力をもった層に直接作用する。一種の遠隔作用である。粘性による

運動の伝達，コリオリ力による渦運動の伝達がいずれも途中の流体部分を順々に動かし乍ら伝わるのと対照的である。大気の流れ力学的波動に対する反射能吸収能を決めるものは平均流との相互作用と粘性熱拡散である。前者は理想流体でもおこり得る可逆過程であるのに対し後者は非可逆な“熱化”である。今まで問題にしてきたスケールの波動の熱化は電離層より高い所で問題となり中間圏位では基本流との相互作用が重要と思われる。

(iv) Eliassen-Palm, Charney-Drazin の理論。短波長内部重力波による運動量の垂直輸送は、基本流の速度が変化していても高さによらず一定である。即ち粘性のない大気層は運動量輻射に対して透明である。又長波長の定常ロスビー波は上層大気に深く侵入するが、この様な波に伴う熱及運動量の南北輸送は平均流及平均温度場の変化をもたらさない。これは eddy flux と、それによつて誘起された平均子午面循環の効果とが打消し合うからである。

(v) 臨界層に於ける輸送量の不連続と吸収。前項の議論は基本流の速度と波の位相速度が一致する所では成り立たない。そのような場所（臨界層）より遠方へは運動量、energy 輸送は及ばず、臨界層での一般流との相互作用によつてそこに吸収される。定常ロスビー波で言えば平均東西流が西風から東風に変る部分で擾乱の energy の吸収がおこり、かつそれによつて平均流が変化し得る。

(vi) 高層に於ける増幅と砕け波。波動が energy 密度を保つて上層に伝わり運動の振幅は大きくなり、ついには流体部分の速度が波動の位相速度と同じになり、砕け波をおこす可能性がある。この場合も波に伴う energy や運動量はそれより上層に伝わらず、砕け層に集積すると思われる。

以上思いつくままに問題点を列挙したが、もし上記の如き事柄が起つていれば、下層大気の大循環の理論や数値実験で積雲対流や高低気圧を考えるように、上層大気の大循環論では内部重力波や潮汐振動の効果を取り入れなければいけないだろう。

おわりに

原稿を書き終えてみて、学会のシンポジウムの為のものというより学生のレポートの観があるのに気付きます。私がこの方面の研究をしている専門家でない事が最も大きな原因ですが、テーマ自体少々広汎にすぎing 様にも思います。その大本の原因はこの分野の研究者が日本気象学会の中に殆んど居ないせいです。かつて気象学会の長期計画の一試案を提出すべく大学の気象研究者が集つて議論した事があります。その時将来我々が攻略すべき領分として低緯度と高層が挙げられました。以来何年か経ち低緯度についてはいくつかの拠点を確保している様です。高層大気力学の研究にもっと多くの研究者が進出される事が望まれます。

引用文献

- 1) Booker, J. R. and F.P. Bretherton: 1967, J. Fluid. Mech. **27**, 513-539.
- 2) Charney J.G. and M.E. Stern: 1962, J. Atm. Sci. **19**, 159-172.
- 3) Charney J. G. and G. P. Drazin: 1961, J. Geophys. Res., **66**, 83-109.
- 4) Greenhow J.S. and E.L. Neufeld: 1961. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. **87**, 472-489.
- 5) Haurwitz. B.: WMO Tech. Note No. 58.
- 6) Hines, C.O.: 1960, Canadian, J. Phys. **38**, 1441-1480.
- 7) Hines, C. O. and C. A. Reddy: 1967, J. Geophys. Res. **72**, 1015-1034.
- 8) Kato, S: 1956, J. Geomag. Geoelec. **8**, 24-36
- 9) Kato, S: 1966, J. Geophys Res. **71**, 3201-3209
- 10) Leovy: 1964, J. Atm. Sci. **21**, 327-341
- 11) Lettau: 1951, Compendium of Meteorology.
- 12) Lindzen: 1967, Quart J. Roy. Meteor. Soc. **93**, 18-42
- 13) Miers: 1965, J. Atm. Sci. **22**, 382-387
- 14) Murakami: 1965, J. Meteor. Soc. Japan. **43** 262-283
- 15) Sawada, R. and A. Matsushima: 1964 J. Meteor Soc. Japan. **42**, 97-108
- 16) Webb: 1965. Structure of the Stratosphere and Mesosphere