

上部成層圏と中間圏に関するシンポジウム

—昭和43年度春季大会シンポジウム予稿—

1. 日 時：5月28日（火）午後
2. 会 場：気象庁講堂
3. 座 長：堀内剛二
4. 話題提供：
 - 有住直介：成層圏・中間圏の気象観測
 - 関原 強：中間圏と成層圏の熱放射
 - 松野太郎：上部成層圏・中間圏大気の運動

成層圏・中間圏の気象観測*

有 住 直 介**

IGY 観測以来，超高層（気球を用いて測りうる高度，約 3,40km までを超高層と呼んでいる．正式な学術用語ではないが，便利なので使われる）の気象観測が進み，この分野における気象学の研究は急速に進展しつつあることは読者のよく知るところである．ここでは，成層圏，中間圏の気象観測について概要を述べたいと思う．観測の方法，センサーの種類，テレメータリングとシステム・デザイン環境試験という順序で述べたい．

1. 地上観測によって超高層を調べる方法

地上に観測機を据えて超高層を調べる方法は古くからいくつかあるが，その一つは大気中の伝播速度が気温によって異なることを利用する方法である．空気の平均分子量および比熱比をそれぞれ M および γ ，気温を $T^{\circ}\text{K}$ ，ボルツマンの定数を k ，とすれば音の伝播速度 v は，

$$v = \sqrt{\frac{\gamma k T}{M}}$$

で表わされる．地上から出た音は大気中を四方に伝わる

が，その伝播速度は上式のように気温の平方根に比例するので，気温傾度のある所を伝わる時は，その波面は傾き，音の進行方向（波面に垂直）は屈折する．対流圏では地上からトロポポーズまでは次第に気温は下つているので，音の進行方向は上方にまげられが，成層圏に入ると逆に上に行くほど気温が高くなり，音の進行方向は下方に曲げられ地上に達する．したがって，この音を地上の多くの場所で観測することによって，高層の気温分布を推測することができる．音は大気中を伝わるので，風の影響も受けるから，同時に高層の風の分布も推測することができる．火山の爆発音の可聴域，不可聴域を調査の結果，約 50km の高度に成層止面（Stratopause）があることがわかっていった．

この方法をロケット観測にも応用することができる．それについては後述するがグレネード法（grenade method，発音弾法）と呼ばれる．

流星を観測することによっても高層の風と気温を知ることができる．流星は毎秒数 1,000km という速さで大気中に突入し，80km ないし 100km の高度で，原子，分子をイオン化するので，短時間イオン化された尾ができ，これが風に流されながら拡散する．したがって，こ

* Meteorological Observation in Stratosphere and Mesosphere

** N. Arizumi, 気象庁高層課
1968年3月30日受理

の尾をレーダーで観測すると、80km~100kmの風と密度を知ることができる。この流星観測の方法は昼間やくもつた夜は観測できないが、現在においても重要な研究方法である。

高度約85kmのところに気温の極小値があることは、大気の潮汐運動の理論的研究からもわかった。大気の潮汐運動は海洋の場合と違って太陽の影響の方が大きい。これは大気自由振動周期が12時間に近いためであると Kelvin によって考えられた。G.I. Taylor, Pekeris 等の研究を経て、1947年に Weekes および Wilkes によって85kmに気温極小があれば、12時間周期の自由振動があることが証明された。大気潮汐は現在でも重要な問題である。

スペクトロフォトメーターを使って太陽からの紫外線を観測し、大気中のオゾン測定する方法¹⁾は、現在わが国では館野高層気象台、札幌管区気象台、鹿児島地方気象台(および南極昭和基地)で業務として行なっている。

2. 気球観測

これらの間接的な方法に対して、高層に運び上げる乗物を利用する方法には、まず気球がある。日本の高層気象観測所では、毎日2回のラジオゾンデ観測、毎日2回のレーウィン観測を行なっているが、約1.5kgのゾンデを吊して800グラムの気球だと平均約27kmまで上昇させることができる。気球を大きくすれば、さらに重いものをさらに高くまで上げることができるが、高さは40km位が限度である。それは、気球を大きくすれば、気球を丈夫にせねばならず、したがって純浮力あたりの気球自身の重さも大きくなるからである。

軽いものを高さ30km位まで上げるための観測用気球は自然ゴムまたはクロロレン製であり、上昇するに従って膨張し、破裂する時の膜の厚さは数ミクロンとなる。片桐由雄技官の調査によれば保存中の温度と最高高度との間に関係がある。

比較的重いものを飛揚するためにはポリエチレン膜を貼り合せた大型気球が使われる。東京大学宇宙航空研究所では西村教授を中心に大気球を用いて高層での各種観測を行なっており、現在でも大気球による研究観測は重要である。

3. ロケットを使用する観測

高さ30kmを越えた成層圏、中間圏の観測をねらうには小型ロケット(わが国では、ロケットの径が数10cm以下のものを小型ロケット、径が数10cmから1m半

位までを中型、それ以上のものを大型ロケットと呼んでいる。)を使う。ロケットの利用法にもいろいろある。

(1) 発音弾法 (grenade method)

ロケットに火薬弾を積み、ロケット上昇中に数kmの高度間隔で火薬弾を放出し爆発させ、その音を地上に配置した沢山のマイクロホンで音を記録すると同時に、いくつかのカメラで撮影する。爆発の音波がそれぞれのマイクロホンにとどいた時刻を解析して、方向別の音の速度を知り、これから高層の気温と風を知ることができる。大阪市立大学の竹屋教授が東京大学宇宙航空研究所の協力で、鹿児島県内之浦町で昭和33年以来何回もこの方法で観測している。

音の伝播には大気密度がある程度以上であることが必要で、80km以上をこの方法で測定することは困難である。解析にはかなり手数がかかること、平均的な値しかわからないこと、火薬弾を使うことのため、定常的な気象観測には向いていないが、測定精度はある意味で良いので、研究観測としては重要な方法である。

(2) チャフ (chaff) による風の観測

アルミニウム薄片や薄いナイロン(たとえば厚さ3ミクロン)をアルミニウム蒸着したもの(これらをチャフと呼ぶ)をロケットから超高層で放出する。チャフの一団は風に流されながら落下するから、これを地上一次レーダー(地上から電波を出し、標的にあたり反射してもどる電波を受信し、標的の位置を知る方式を一次レーダー方式またはスキン・レーダー方式という。)で追跡すれば、高層の風を知ることができる。

チャフは軽いものであり、放出も簡単であるから、ロケットも極めて小型ですむが、チャフの一団は落下しながら次第に拡がり、レーダーエコーは次第に不鮮明になるため、高度60kmから落したチャフは30km辺までしか追跡できないという欠点がある。

このようにチャフは diffuse target であるが、これに対して、discrete target としては、次のような気球が使われる。

(3) ロビン (Robin) による方法²⁾

Robin は rocket balloon instrument の頭の部分をとって作った言葉で、これは直径約1mのマイラー(mylar)製気球で、中に corner reflector を入れてある。初めたんでロケットに積み、ロケットから放出されると、中の液体イソペンタン(isopentane)が気化し、気球をふくらます。マイラーは伸縮性がないので、中の気圧がある程度大きくしておけば、その気圧相当の高度に

達するまでは、気球は一定の大きさを保っている。これを一次レーダーで追跡すると風を知ることができる。また大気抵抗による気球落下速度の減少から大気密度を知ることができる。これは気球が大きさ一定の完全球形で落ちてくるから可能なのである。しかしこの方法で密度を測るためには一次レーダーの位置測定精度は良くなければならない。

(4) 落下球法 (falling sphere method)

ロビン法で気球の落下速度の変化を一次レーダーで出すには位置測定精度が非常によくなければならないので、この代りに気球の中に加速度計、テレメーター、および発信器を入れ、気球の落下速度の変化を測定する方法は落下球法と呼ばれる。

高層大気密度は小さいから、大気抵抗も小さい。したがって軽く作らねばならないから、Jones や Bartman (1956) も大変だったろう。

Faucher 氏などの加速度の測り方は、球の中心部に電磁石を据え、これに小鉄球をつける。電磁石の電流をきると、気球は大気抵抗で減速するから、小球は電磁石に対して下に落ちる。小球が下部内側に接触すると電源が入り、電磁石が働いて小球を再び中心部にもどす。これを繰返させて、電源が入る時間間隔を記録すれば、減速のようを知ることができる。気球はマイラーで作り、中に計器を置くための骨組もマイラーのチューブ等を工夫している。

(5) 人工雲法

D.R. Bates (1950) の考えたナトリウム蒸発法では、夕方または明け方、地上では暗いが高層では光がさしている時刻をえらんでロケットを打ち上げ、テルミット爐からナトリウムの蒸気を噴出させる。ナトリウムは日射を受けて橙黄色を発光する。地上数か所で写真を撮り、この人工雲の位置、動きを解析して、超高層の風を知ることができる。また、人工雲の平均径の拡がる速度からナトリウム原子の大気への拡散係数がわかり、この係数値から大気密度を求めることができる。

観測できる時間は夕方、明け方の数分間に限られること、しかもその時に観測の方向には雲のないことという条件はあるが、設備としては大したものが必要ないという利点がある。

ナトリウムの代りに、大気中の酸素原子と光化学反応をして発光する物質、たとえばトリメチルアルミニウムをロケットから放出し、これを写真に撮って調べる方法がある。これならば、夜間晴れさえすれば、観測するこ

とができる。

(6) ロケットゾンデ

ラジオゾンデとパラシュートをロケットに積んで打上げ、最高高度に達した時に、そのラジオゾンデとパラシュートをロケットから放出し、ラジオゾンデをパラシュートにぶら下げて降下させる。飛行機からのドロップゾンデと同様に、降下途中の気温を観測し、地上に無線で知らせる。また地上の方向探知機でこのラジオゾンデを追跡記録すれば、風を知ることができる。

気象情報をのせた電波を放送する方式の、普通のラジオゾンデを積んだ場合には、これを追跡するには一次レーダーを使用するため、反射体をつける必要がある。このためパラシュートの全部または一部をアルミニウム蒸着して導体化するのも一つの方法である。アメリカのアーカスロケットなどもこの方式を用いている。一次レーダーとしてはかなり強力なものを必要とする。

ラジオゾンデとしてトランスポンダー方式ゾンデ(わが国ではエコーゾンデとも云う)(この方式を一次レーダー方式に対して二次レーダー方式とも云う。)を用いることもできる。この方式では、地上から出されたパルス電波(送信パルスと云う)はまずエコーゾンデで受信され、受信されると直ちにエコーゾンデがパルス(返信パルスと云う)を出す。地上では返信パルスを受信し、送信パルスを出してから返信パルスを受けるまでの時間から、地上送受信機とエコーゾンデ間の距離を知る。気象庁使用の MT-135 気象ロケット⁴⁾にはこの種のものが使われている。

ラジオゾンデにいろいろの種類のもがあるようにロケットゾンデにも多種多様なものが考えられる。

ロケットから放出された直後のゾンデは秒速数 100m で飛んでいるので、これが安定した落下運動をするようになるまでには、約30秒、高度にして約 4 km を要する。この間の運動および測定値の補正等については鈴木茂技官、矢田技官が調査研究している。

ロケットゾンデの場合は、測定する機械によつて、気温だけでなく、気圧、イオン密度、空気電流、オゾン量等各種の気象要素を測定することができる。今後の発展が期待される。

(7) 人工衛星

観測の方法については、この他気象衛星からこれに積んだ赤外分光計で大気中のオゾン、気温等を測定する方法⁵⁾が考えられ、わが国でも研究が進められつつある。

次にロケットゾンデに積んで気象要素を測定するセン

サー (sensor, 感部) について簡単に述べたいと思う。

4. センサー

(1) 気温センサー

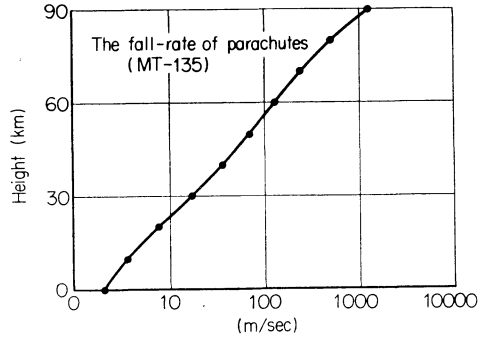
成層圏下部までの気球観測では、定常的な気温観測には、価格が安いのでバイメタルが使われる。厚さ0.3mm 大きさ 20cm² の真鍮・アンパー・バイメタルを使った時、時定数は地上で約10秒である。バイメタルを使ったラジオゾンデの気温測定誤差の標準偏差は 500mb で 0.5°C 位, 100mb で 1°C 位である。

成層圏中部以上になると大気密度は非常に小さくなるので、熱容量の小さいものが要求される。サーミスター、とくにビード・サーミスターは、かなりよいものである。しかし、小さくすると輻射による影響を受け易いので、その誤差を小さくするためには、これにコーティングした後、アルミニウム蒸着などをほどこす必要がある。最近、わが国でもかなりエイジングの小さい良質のサーミスターが作られるようになって来た。アメリカの気象ロケットにはたとえば 0.32mm のビードサーミスターを径25マイクロンの白金イリジウム線の間に入れたものなどが使用されている。

成層圏上部まで精確に測るために現在推薦されているのは金属線たとえば白金線などの温度による抵抗値の変化を利用する方法である。これは細くすれば容量はかなり小さくでき、輻射誤差も他のものより小さく、また変質等の心配もない等の利点がある。ジュール熱による誤差を考え、通常15マイクロ径よりは細くしないが、他に比べれば、非常に小さい容量とすることができる。高度 35km 位まで 0.2°C 以下の誤差で気温を測定しようとする基準ゾンデ (reference sondes) のための気温センサーとしては、この金属線を使用するのが最も良いと考えられている。気象庁の基準ゾンデおよび気象ロケットでは径20マイクロンのニッケル・鉄合金線が使われ、また2個の標準抵抗値と交互に切り換え、絶えず点検しながら測るようになっていた。時定数は高度 57km で 1.4sec 以下である。

気象ロケットを使用するような高層では、大気密度が小さくなりセンサーに衝突する分子の数が少ないので、空気とセンサーとの間の熱伝達が小さくなり、一方輻射による熱輸送が効いてくる。またセンサーを流れる電流によるジュール熱、およびセンサーにつながる導線を伝わる熱が問題となる。またパラシュートの落下速度も大きいので、センサーに衝突する空気分子の発熱がある。

パラシュートの落下速度は、その形状、大きさ等によ



第1図 MT 135 パラシュートの降下速度

って違いが MT-135 に使用しているものでは第1図の通りである。高度 60km では毎秒 100m をこえる。

空気分子の衝突によるセンサーの発熱は降下速度の平方で効いてくるので、50km 以上では大きくなる。この温度 t は、recovery factor を r 、速度を v 、空気の定圧比熱を c_p とすれば、

$$t = r \frac{v^2}{2c_p}$$

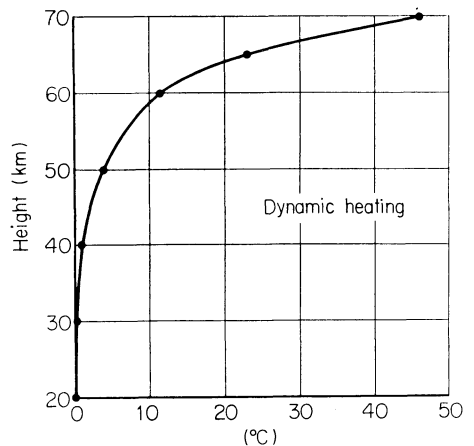
v , t の単位にそれぞれ m/sec, °C を作えば、

$$t = r \frac{v^2}{2000}$$

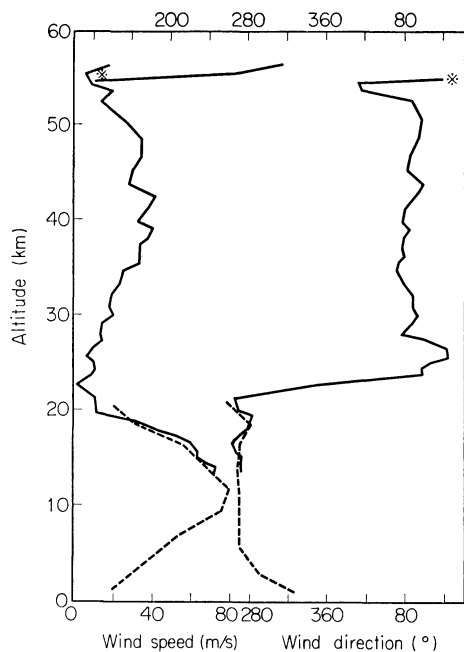
となる。

MT-135 の場合 $r=1.6$ と仮定すれば、第2図のようになる。日射による誤差は、50km で 1°C, 60km で 3°C 程度、その他による誤差はかなり小さいと考えられる。

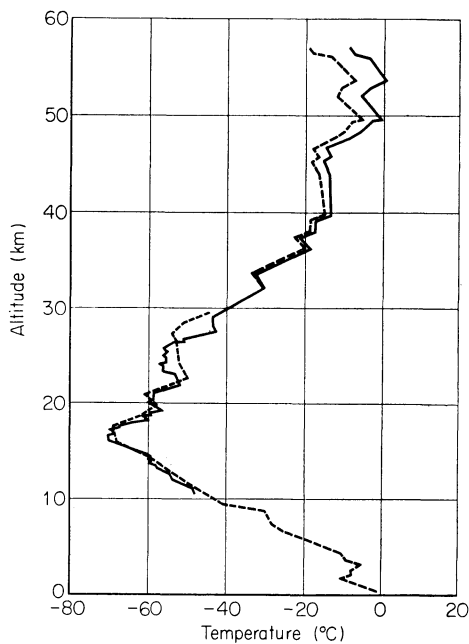
第3図に MT-135 で観測した風と気温の値を示す。下層にある破線は気球観測によるものであり、高層の破



第2図 Dynamic heating, $r=1.6$ とである



第3図 (a) MT-135 で観測された風向、風速の垂直分布



第3図 (b) MT-135 で観測された気温の垂直分布

線は気温の補正をほどこした値である。

第2図を見るとわかるように、60km をこすと、このための補正值は 10°C 以上を要し、測定精度は悪くなる。この種の測定法の限界であろう。

音波の伝播速度をゾンデで測ることによって気温を求める方法もすでに開発されているが、将来性のあるものであろう。

(2) 気圧、密度のセンサー

ルーチンのラジオゾンデに使われている空盒気圧計は、材質として磷青銅を用いるもので、気温による誤差があるので、補正をして使用している。材質をスミスパン等に変えれば、この誤差はきわめて小さくすることができる。現在松島富美雄検定官らが研究中であり、高層気象台乳井課長のところで研究とテストが行なわれている。

10mb 以上では空盒で測ることはむずかしく、沸点気圧計が現在米国では使われている。これは液体の沸点温度を測り、その温度から気圧を知るもので、わが国でも高層気象台乳井課長のところで研究開発中である。

次にロケットで 30km 以上の気圧を測る場合であるが、ロケット上昇中にピトー管を用いて測ることができ、ただしその取付け場所は、ロケットを風洞で調べ、最適の箇所をきめる必要がある。下層ではロケットから

出るガスのための誤差が生ずるから注意を要する。

気圧がある程度以下であり、気体が分子領域にあれば、一般に気体の熱伝導はその気圧の関係であるから、この性質を利用して気圧を測ることができ。たとえば空気中に白金抵抗線またはサーミスター等をおき、これに電流を流して熱し、その温度を測る。次に周囲の気圧が下れば、その温度は変るから抵抗も変わる。したがって、その抵抗の変化を測定すれば、その温度変化を知り、その気圧の変化を知ることができるわけである。この原理を利用するものはピラニ・ゲージと呼ばれ、ロケットを用いる気圧測定にも使われる。種々改良されたピラニ・ゲージ⁶⁾が考えられているので、今後超高層観測に大いに利用されると思われる。

(3) 湿度のセンサー

成層圏における湿度を測定するものとしては、露点ゾンデが使用される。原理は、小さな金属鏡を冷やしてゆきこれに露(または霜)が結んだことを、鏡で反射した光を光電管に受けることによって知り、その時の鏡の温度から露点を知るというもので、1949年 E.W. Barrett⁷⁾らが初めてこのゾンデを用いて 30km までの水蒸気量を測定した。現在気象庁で使っているものは、小林寿太郎教授が開発し⁸⁾、関口理郎調査官、奥住技官ら⁹⁾が改良したものである。気圧がかなり低くなり、水蒸気量も

少くなると、結んだ霜も少いので、弱い光で検出することは大変むずかしくなる。30km 位が限度であろうか。

30km 以上では、赤外分光による水蒸気量測定が利用される¹⁰⁾。これは 33.0 μ 付近の赤外線が水蒸気に吸収されることを利用するものである。今後の進歩が期待される。

また吸湿性物質に水蒸気を吸収し、これを回収してその水蒸気量を測定することも実験されている。

(4) オゾンのセンサー

波長 3000Å~2100Å の紫外線はオゾンに吸収されるから、各高度毎にこの光の強さを測れば、二高度間で吸収された光量がわかり、したがってその間のオゾン量を知ることができる。ロケットによるオゾンの測定はわが国では東京大学の永田武教授、等松隆夫助教授鶴田治雄助教授が行ない、昼間でも、オゾンの極大層は、高度20数 km のところの他に60数 km 辺にもある。ことを見出した¹¹⁾。

気球によるオゾン観測には、光学的な方法は精度が変わる。主として化学的な方法が用いられる。わが国のこの種のオゾンゾンデは、小林寿太郎教授¹²⁾らの開発したもので、昭和42年以降南極昭和基地でも使用されている。

(5) 気象電気のセンサー

大気中の空気電流、イオン密度、電位傾度を求めるラジオゾンデが内川規一調査官らによって開発され、気球観測が行なわれており¹³⁾、また最近は大気球やロケットゾンデによって、内川規一調査官らは空地電流を、名古屋大学の石川教授らはイオン密度を、京都大学の小川俊雄教授らは電位傾度を測定した¹⁴⁾。

5. テレメーターリングとシステム・デザインおよび環境試験

以上、100km 以上における気象観測のセンサーについてかけ足で述べたが、多くの場合、観測した値を地上で知るためにはテレメーターリングが必要である。ロケットを利用する宇宙開発の初期には、ロケットエンジン関係の人々が重要な役割を果たしたことは言うまでもないが、エンジンが安定化するとともに観測、テレメーターリング関係で活躍する人々が増えて来、コスパー会議出席者中の電子工学関係者の占める割合は年とともに増えてきつつあるという。

詳細な観測が数多く行なわれるようになると、一回の観測を何か月もかかって解析するというのでは、進展がおくれるし能率がわるいから、データの処理ということが大切な問題になる。最近では電子計算機が活用され易く

なつたので、これに載せ易い形にすることが大切である

観測する場合、センサーに何をを使い、どんなテレメータ方式を採用し、データ処理をどうするか、ということシステム・デザインの根幹をなすものである。システム・デザインは観測を行なう前に十分に検討する必要があることは言うまでもない。

システム・デザインを練る場合、最も大切なことはできるだけ観測の状態と同じ状態で実験するというのである。これには環境試験機を必要とする。時間にせまられたりして真空中での環境試験を地上の実験ですまし設計したりすると思わぬ失敗をまねいて若汁をなめることになる。その時、その場で利用し得る環境試験機は、どんなにちやちなものでも、できるかぎり活用することを立て前としたい。

考え得る限りどんなに準備しても、気球、ロケットまたは衛星等を使う観測の場合は、測器が手もとを離ればあとは如何ともし難い場合が多く、観測が失敗した場合、その故障の原因を知ることは一般に難しい。このため、事故の原因となり易い個所からは、チェックのための情報を得るように工夫することがよい。とくに開発中にはこれを実行したいものである。

超高層観測の場合は、地上観測と違い、低温と低圧と強い日射等、およびこれに付随するもろもろの予期しない現象が起る可能性があることをいつも念頭におかねばならない。後からふり返って見れば、いずれも当然起るべくして起ることなのであろうが、それを見とおすことは大変むずかしい。

データーを發表して初めて観測は完了するのであるが、これについてはここでは省略したい。ただ気象ロケットによる観測値は国内的には Aerological Data of Japanに、国際的には World Data Center A, Meteorologyにのせられていることを一言する。

文 献

- 1) 気象庁：オゾン分光光度計によるオゾン観測指針，1967。
- 2) L.M. Jones: COSPAR, Technique Manual Series, Falling Sphere method, 1967.
- 3) H.N. Ballard: COSPAR; Technique Manual Series, A guide to Stratospheric Temperature and Wind Measurement, 1967.
- 4) F. Tamaki, T. Nomura and N. Arizumi: MT-135 Meteorological Sounding Rocket, SES RECORD 0001.
- 5) たとえば, D.O. Wark and H.E. Fleming: Indirect Measurements of Atmospheric Temperature Profiles from Satellites, Monthly

Weather Review, Vol. 94, No. 6, 1966.

- 6) たとえば, A.W. Smith: Extended Range Piramni Gauge, the Review of Scientific Instruments, Vol. 30, No. 6, 1959.
- 7) E.W. Barrett, L.R. Herndon, Jr, and H.J. Carter: Some Measurements of the Distribution of Water Vapor in the Stratosphere, Tellus, Vol. 2, No. 4, 1950.
- 8) J. Kobayashi: Investigations on Hygrometry, Papers in Meteorology and Geophysics, Vol. XI, No. 2-4, 1960.
- 9) 日本気象学会: 高層気象シンポジウム, 天気, Vol. 12, No. 8.
- 10) たとえば, D.M. Gates, D.G. Murcray, C.C. Shaw, and R.J. Herbold: J. Opt. Soc. Am.,

Vol. 48, 1958.

- 11) T. Nagata, T. Tohmatsu and H. Tsuruta: Observations of Mesospheric Ozone Density in Japan, Space Research VIII, 1967.
- 12) J. Kobayashi, Y. Toyama, M. Kyozuka, and H. Muramatsu: On Various Methods of Measuring the Vertical Distribution of Atmospheric Ozone, Papers in Meteorology and Geophysics, Vol. XVII, No. 2, 1966.
- 13) K. Uchikawa: Atmospheric Electricity Radiosondes for IQSY, Geophysical Magazine, Vol. 33, No. 2, 1966.
- 14) たとえば, 東京大学宇宙航空研究所; 大気球シンポジウム, 1966.

中間圏と成層圏の熱放射*

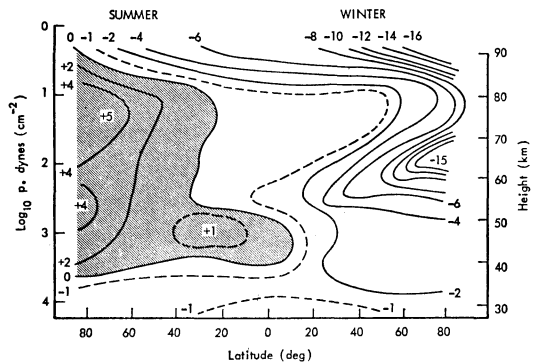
関原 彊**

1. はしがき

中間圏と成層圏という名前はここでは 25km から 100 km 程度の高さにわたる領域で対流圏の循環系統からは独立して考えられると共に分子拡散が主な役割を演ずる熱圏よりも下にある空間を意味する。この領域は Leovy によれば中間大気 (Middle Atmosphere) と命名して論じられている。

この領域では冷源熱源の分布に関係する要素としては力学的な通常の熱の移動の他に放射, 光化学およびその他の要素が働らくがここでそれらの要素の評価について考えてみる。

少なくとも高さ 80km までは最も重要な要素はオゾンによる日射の吸収と炭酸ガスによる放射冷却である。この種の計算をはじめてくわしくやつたのは Murgatroid と Goody¹⁾である。彼等の計算では 90km 以上で重要になる O₂ による紫外吸収, 又冷却にある程度の役割を果たすオゾン 9.6μ の放射冷却も計算している。最近のより新しい計算によつてもこの計算の本質は変わらないようである。第 1 図に彼等の結果を図示するが, これからの議論の方向は現在不明の点の多いオゾン分布の問題又ここではあつかわれなかった水蒸気の問題についての吟味である。



第 1 図 中間大気の加熱率 (°K/day) 分布

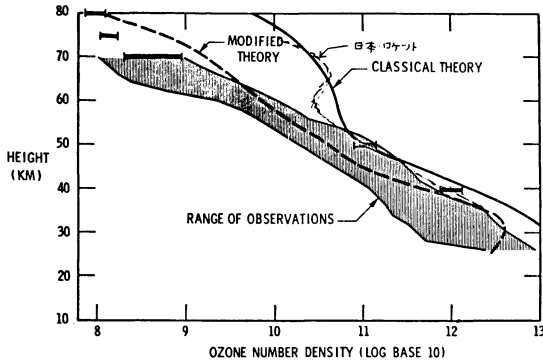
2. オゾン分布

第 2 図のハッチの部分と水平の線はオゾン観測に関する今までの主な結果の要約である。50km 以上は主としてロケット又は人工衛星による結果, 50km 以下はケミルミネッセンスを用いたゾンデ観測の結果である。水平の線分は 50km 以下のものは反転観測の結果で 70km 以上のものは人工衛星のものである。尚点線は我が国のロケット観測の結果であるが 60~70km で他国のものより 1 桁多い結果が出ている。

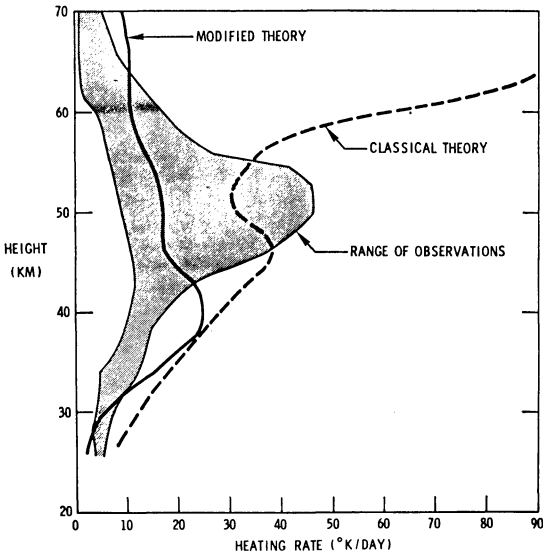
これらのオゾン分布に対して固定した大気密度分布を仮定すれば日射吸収による加熱の分布が出る。それを第 3 図に示す。50km 附近の温度の極大がオゾンの吸収によることが分るがその附近のオゾンの変動が又加熱の変

* Heat Radiation in Mesosphere and Stratosphere

** K. Sekihara, 気象研究所
1968年3月23日受理



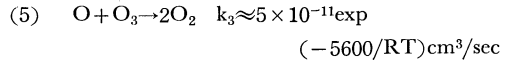
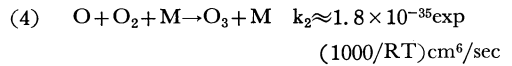
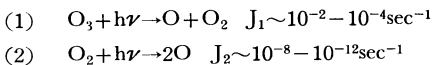
第2図 オゾン分子数濃度の実測値と理論値ハッチの部分観測領域横線は特に Rawcliffe 等による観測値、実線は古典論による理論値、破線は水蒸気を光化学理論に入れた理論値(何れも Hunt²⁾による)



第3図 第2図における各オゾン濃度に対応した加熱率分布

化にも最も大きな影響を与えていることが分る。

オゾン分布を定量的に説明しようとする光化学理論に最近新しい傾向が現われているが、順次に説明する。はじめに古典理論として従来行なわれた理論をのべるとこれは紫外線による分子の解離とこれから出発する二次反応をあつかうのであるが、すべて酸素の同素体、O, O₂, O₃をあつかうのが特徴である。これらを式でかくと、



反応(2), (4)がオゾン生成, 反応(1), (5)はオゾン消滅, 反応(3)は55km以上で重要でO原子の消滅反応である。平衡状態のオゾン濃度の式は

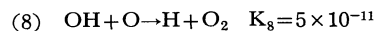
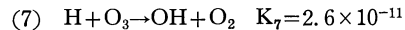
$$(6) \quad [O_3] = [O_2] \left\{ \frac{J_2 k_2 [M]}{J_1 k_3 \left(1 + \frac{J_1 k_1}{k_3 k_2} [O_2] \right)} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

又は

$$(6') \quad [O_3] \approx [O_2] \left\{ \frac{J_2 k_2 [M]}{J_1 k_3} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

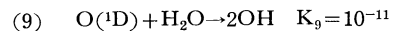
あとの式は(3)式があまりきかない55km以下で成立つ、ここで注意すべきはk₃が温度係数をもっているためにオゾン濃度が非常に温度に依存することである。これらの反応式のTime constantを考えると40km~70kmでオゾン濃度は平衡値に近い。更に30km又は80kmまでもあまり平衡値からはなれないといってよい。第2図に実線でかいたのがHunt²⁾による古典的計算値である。この計算値は常に実測より大きく、3倍又は4倍に達している。明らかに何等かの減少機構を考える必要がある。

60~70kmの所で水蒸気の光解離により生じた水素原子又はヒドロキシル(OH)原子がオゾンの減少にあずかることはBates & Nicolet (1950), 堀内³⁾ (1961)及びHunt⁴⁾ (1966)の述べる所である。重要な反応は

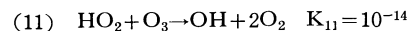
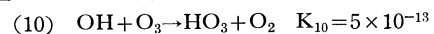


ここに必要なH又はOHの供給源としては水蒸気の光化学分解で大体まかなわれるとみられ又その量は夜光のOH発光量とも矛盾しない。

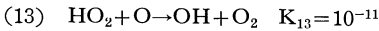
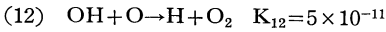
60km以下では水蒸気の解離に必要な紫外線が到達せず従つてオゾンを減少させるために水素分子以外の何かを考える必要が出てくる。Hampson⁵⁾ (1964)は励起酸素原子が水蒸気を解離することを提唱している。すなわち



生じたOHが更に

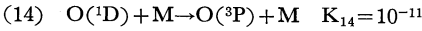


の如くにO₃を減少させる。Mesopeakのあたりでは更に、



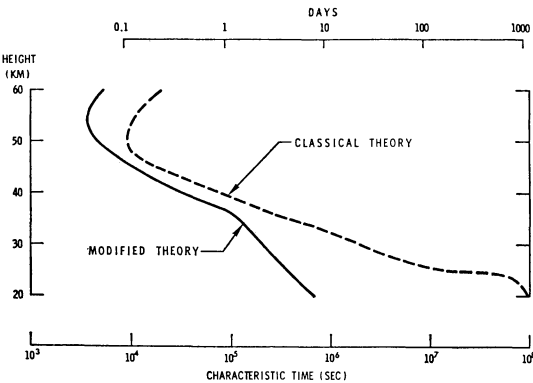
が O 原子従ってオゾン分子を減少させる。

Hunt²⁾ (1966) はこれらの反応すべてを含める28箇の反応式を用いて水蒸気の混合比として $3 \times 10^{-6} \text{gm/gm}$ の仮定のもとに新たな計算をしてオゾン分布として Fig 2 の破線の結果を得た。ここで重要なのは (9) 式の反応と



で表わされる O 原子の deactivation 反応である。Hunt は (14) 式の反応速度恒数として $10^{-12} \text{cm}^2/\text{sec}$ を用いているがこれは2桁程小さすぎるのではないかともいわれている。[Hunt²⁾(1966), Dalgarno & Wakler⁶⁾(1964)] だとすれば 60km 以下では H 原子と OH 基はオゾン原子の減少に大して役割を果さないという事になる。

60km 以下ではオゾン量を左右するのに水素の化合物が関係するかそれとも古典的な解釈でよいのかということはオゾンの循環機構と関連して重大な意味をもってくる。それは平衡に達する時間に差が生じる結果となることにある。第4図はその計算結果である。数らしい計算



第4図 光化学平衡時間、平衡恒数は Hunt²⁾ のものを用いてある

方法によれば 30km 以下で従来は保存量とされていた考えがあらためて考えなおされねばならないことになる。

オゾンが循環機構と関係して増減する可能性の第2のものとして古典的な反応方式での光化学平衡量が温度係数をもっているという問題である。(反応式 (5) 又は (6')) 平衡オゾン密度は温度上昇に逆比例し紫外線吸収による加熱量はオゾン密度に比例することを考えると光化学平衡の温度効果は温度変化につき平衡温度からの変差をなくする方向に働らく、この作用は Mesopause では熱的なダンピングの時間が5日もかかるので最も重要な

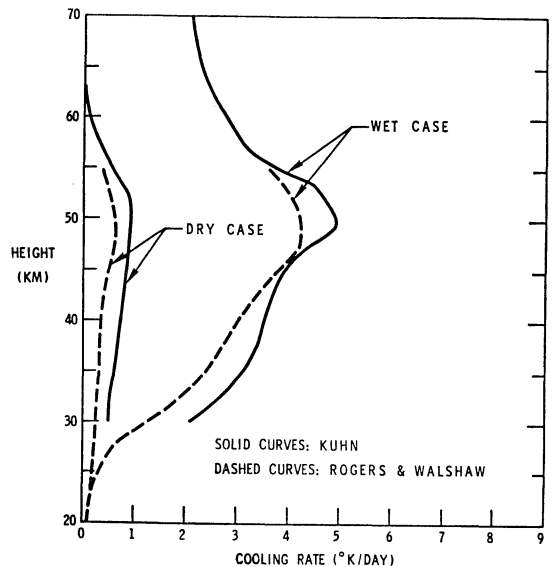
役割を演ずる。これと同程度又はそれより長いスケールの循環系は当然大きな影響を受ける。之に反しオゾン濃度が水素化合物で支配されるならばこれが温度にあまり強く作用されないからこの様なオゾン密度の変動による熱的ダンピング効果はない。

オゾン生成の古典論と実測との間の矛盾を解決する方法として他にも考え方がある。例へば Brewer & Wilson⁷⁾は 30km 以下における 2100Å 附近の Window 紫外線強度に関連して通常の光化学理論より強度とか吸収係数とかが小さい値を用いそれに相当する酸素の解離恒数の測定を行なったが、彼等の用いた値が真実ならば 30 km から 55km までのオゾン量は半分になる。

3. 水蒸気分布

この問題の重要な理由は二つある。一つはその解離して出来たものがオゾンと反応して中間圏のオゾン量を左右すること、又 Hunt の反応式が事実とすれば成層圏上部のオゾン濃度も左右する。もし成層圏の水蒸気混合比が100万分の2~3以上のものであるならば Hunt の反応方式の速度恒数の条件は多少ゆるめられる。更に水蒸気濃度に変動があるならばその変動は水素化合物の反応の教える所では直ちにオゾン濃度に反映される。

第2の重要性は水蒸気が赤外放射を吸収、発光するために直接放射による加熱冷却に関係することである。そのうち吸収加熱の方は 25km 以上でさほど大きくない。



第5図 それぞれ乾いた場合と湿った場合における水蒸気による冷却率の計算

第5図で放射冷却につき Kuhn⁸⁾(1966) と Rodgers & Wilshaw⁹⁾(1966) の計算結果を図示する。これは共に水蒸気に関し混合比 10^{-4} gm/gm のしめつた状態と $1 \sim 2 \times 10^{-6}$ 程度の乾いた状態を仮定している。両者の相異は温度分布、計算方式など多少のものがあるが大体同じ傾向でその特長はメゾピークの冷却がしめつた場合に $4^\circ\text{K}/(\text{day})$ 程度、乾いた場合に $1^\circ\text{K}/(\text{day})$ 程度である。前者ならばこれはある程度重要だが後者の場合は無視し得る程度である。

それでは成層圏、中間圏の水蒸気量はどれだけであるのか、この問題は成層圏気象学の中で最も問題点の多い所である。Gutnik¹⁰⁾(1961) は一つの総合報告をかいてある。それ以来下部成層圏の問題についてはかなりの進歩があるが、25 km 以上についてはまだよく分らない。観測方法として大別して二つある。露点法と分光学的方法である。両者ともにコンタミネーションが重要な困難な実験問題となっている。

圏界面から 25 km 位までは両者とも $1 \sim 4 \times 10^{-1}$ gm/gm 程度の非常に一定した混合比を示している。25 km 以上ではそれ程明瞭でない。ひきつづき乾いているという結果もあるが、Brown et al.¹¹⁾(1961) のものは重水素を気球につめてコンタミネーションのチェックとした実験であったが、平均 40×10^{-6} gm/gm の大きい混合比を得ている。更に真珠雲の存在はこの高さで 10^{-4} gm/gm の水蒸気を要求している。

4. 赤外放射伝達

最も重要なのは CO_2 15 μ 帯、次に O_3 9.6 μ 帯、又最後に前節でのべた H_2O 回転帯であろう。その種の問題では吸収帯の微細構造までが伝達の問題に大きな影響をもちそのうち何が重要で何は大体のモデル化でよいのかというのが課題であった。結論としてはスペクトル線の強度と巾、形特に中心と裾の中間にある領域が重要であるようである。線の位置そのものは大して重要でない。下層の問題と異なる特質を列記すれば、

1) Fluxdivergence は非常に小さいから下層で通常用いられるフラックスの差を求める方法は極度に正確な透過関数を必要とするので得策でない。Curtis¹²⁾(1956) により導入されたマトリクス形式の直接計算方法が大きな進歩である。

2) スペクトル線の形として圧力効果によるローレンツ型から熱運動に基づくドップレル型への移行を考慮に入

れる必要がある。尤も裾の方の計算が或る程度合理的になされていけば移行の細かい点まで問題とする必要はない。

3) 35km 以上ではスペクトル線の重なりを特に考慮に入れる必要はない。これは結論としてスペクトル線の平均の中とその強度の統計的分布が分つていけば個々の形としては同一の線構造の集まりを論じればよいということになり非常に簡単になる。(Murgatroyd & Goody¹³⁾(1958) Kuhn⁸⁾(1966), Shved¹³⁾(1965))。

4) 中間圏では局所的熱力学的平衡が成立たなくなりこれが放射伝達に影響してくる。局所的熱平衡とは分子エネルギー準位に状態がボルツマン則に従い分布していることであるが、状態分布は放射場と分子衝突両者により影響される。衝突の方は熱平衡に持つて行く傾向があるが、放射の方は放射場のもっているエネルギーと平衡になるような分布に持つて行く傾向がある。衝突の頻度が小さくなると振動エネルギー準位間にその場所の温度に相当する状態分布が成立つまでにある時間を要する。この時間を振動緩和時間(Vibrational relaxation time)といいこの時間が分子の励起状態の平均寿命(これはスペクトル線強度に逆比例する)と同程度になると状態分布に放射場が影響してくる。この高さを vibration relaxation level といっている。成層圏で最重要な CO_2 の ν_2 基準振動の場合はこの高さは 75~85km である。(Curtis & Goody¹⁴⁾(1956))。

放射によるエネルギーの交換は分子のエネルギー準位間に分布したエネルギーと放射場に含まれるエネルギーの差に依存するわけであるから vibrational relaxation level より上では放射によるエネルギーの交換、従つて加熱、冷却は減つてくる。

Kuhn(1966) は $\text{CO}_2 \nu_2$ 基準振動に対する Vibrational relaxation process* のモデルとして励起状態と基底状態の二種のレベルのみを考えたものがよく事実を表わしていることを示した。この様な系においては加熱率は励起状態にある分子数 n_2 の関数として次式で表わされる。

$$(15) \left\{ \begin{aligned} \rho_a C_p \frac{\partial T}{\partial t} &= - \iint \frac{dI_\nu}{ds} dv d\omega \\ &= \rho_i \iint dv d\omega \nu (I_\nu - S_\nu) \\ &= \rho_i \iint dv d\omega \nu \left(I_\nu - \frac{n_2 B_\nu}{n_2} \right) \end{aligned} \right.$$

ここで ρ_a は空気密度、 C_p は定圧比熱、 $\partial T/\partial t$ はその吸収帯の放射による局所的な温度変化、 I_ν はある方向か

* 回転帯エネルギーについてはずっと高い所まで局所的熱平衡が成立っている。

らの放射強度, dI/ds は I_ν の立体角内に於けるグラディエント, ρ_i は放射物質の密度, k_ν は質量吸収係数, S_ν は Source function, \bar{n} は局所的熱平衡における励起状態にある分子数, B_ν はプランクの関数である. 積分は立体角と振動数について行なう. 局所的熱平衡では $n_2 = \bar{n}_2$ で Source function は単にプランクの関数となる. 状態分布を放射が決定する場合には

$$n_2/\bar{n}_2 \rightarrow \frac{\int \int d\nu d\omega k_\nu I_\nu}{4\pi \int d\nu k_\nu B_\nu}$$

そして温度の変化率は 0 となる. 中間の状態では放射と衝突により分子が夫々の振動エネルギー準位に分配される速度によって n_2/\bar{n}_2 が決定される. これらのエネルギー準位への分子の配分は温度の変化のスケールの時間より速いから近似的に夫々が互に平衡関係にあると見做され次の式が成立つ.

$$(16) \quad - \int \frac{dI_\nu}{ds} b \omega d\nu + h\nu_0 \left(\frac{dn_2}{dt} \right)_{col} \approx 0$$

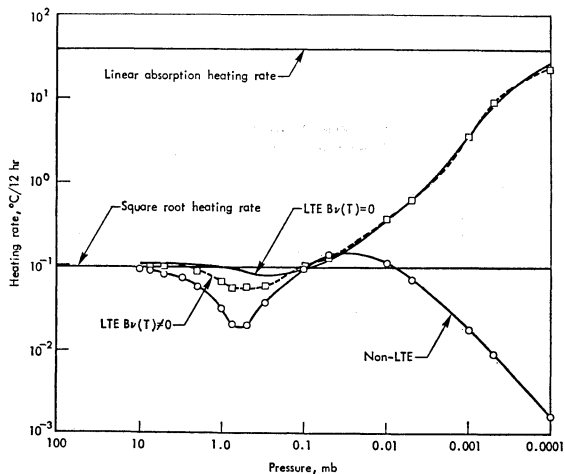
ここに第 1 項は放射による, 第 2 項は衝突による, 夫々振動エネルギーの変化率である. ν_0 は吸収帯の中心の振動数である. 今の簡単な二状態モデルでは $(dn_2/dt)_{col}$ は $n_2 - \bar{n}_2$ に比例し従つて (15), (16) 式と共に次式が成立して方程式の系が成立する.

$$(17) \quad \left(\frac{dn_2}{dt} \right)_{col} = -\frac{1}{\lambda} (n_2 - \bar{n}_2)$$

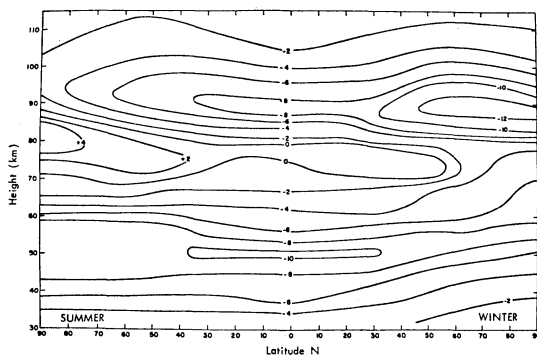
ここに λ は vibrational relaxation time でこれは圧力に反比例する. 放射強度の角度分布が平面大気に対称性をもっていればこれらの方程式系は差分法とマトリクスの方法又は差分法と逐次近似法で解ける. CO_2 ν_2 振動に対しては λ は 10^{-5} 秒と 10^{-6} 秒の間にある. 不確定の度は約 1 桁で多分これは温度係数がある.

vibrational relaxation は又近赤外の日射の吸収でも重要な役割を果たす. 例へば McClatchey¹⁵⁾ (1966) によれば CO_2 4.3μ の日射の吸収は vibrational relaxation を考慮に入れずに温度上昇するとすれば 1 日あたり数十度の上昇と計算されるがこの効果を入れることにより実際には温度上昇は問題にならない程度のものとなる. 第 6 図にその様様がかかかれている. 水平線は夫々 linear 及び平方根則に従う場合の吸収量を表わす. 1.0 mb のくぼみは Doppler 型の吸収によるものである.

Kuhn⁸⁾ は夫々 CO_2 , O_3 及び混合比 10^{-6} gm/gm の H_2O を入れた放射伝達の計算をした. その結果を第 7



第 6 図 局所的熱平衡(LTE)と非平衡(Non-LTE)における CO_2 4.3μ による加熱実線は大気放射を無視, 点線はこれを入れたもの.



第 7 図 第 2 図赤外放射による加熱と冷却の緯度と高さの断面図, CO_2 relaxation time として 1000 mb で 10^{-5} sec を仮定している. (Kuhn⁸⁾ による.)

図に示す. これによるとメゾピーク附近に広い冷却帯がある. これはオゾン加熱により大きくバランスされる. 冬季高緯度以外ではメゾポーズ附近で加熱がある. 他の計算にもこれはあるから多分事実なのであろう. しかしこの加熱をバランスする冷却が何によりもたらされるかは簡単には分らない. 力学的にはこの様な広範囲の冷却は考えにくい. 85 km 以上では冬季高緯度で著しい冷却がある. この冷却は vibrational relaxation time λ の値の推定値に大いに依存する. 図では海面気圧で 10^{-5} 秒を用いているが $\lambda = 10^{-6}$ とすれば冷却は 95 km で 45° k/day となるであろう.

5. 80km以上の熱源と冷源

炭酸ガス、水蒸気の放射冷却も一応問題であるが前者は vibrational relaxation time が十分にみじかいことが必要だし後者は混合が十分に烈しくて水蒸気の光化学分解による消耗が常に下から補なわれるという条件がつく。水蒸気の場合 90 km 以上では考えにくい。O(3p)からの赤外放射は 105km 以下では多分重要でない。

放射加熱として最も重要なのは O₂ の Schuman-Runge帯吸収及び連続吸収域による太陽紫外線吸収である。この量は 80km で 1.0°k/day 以下、105km で 20°k/day と計算されている。その分布は夏半球ではほぼ一様で冬季極地方で 0 となる。エネルギーの大きさは 80~105km の領域で 14erg/cm²sec である。

この領域での特徴は non-radiative の効果が熱収支に入ってくることである。Johnson と Wilkins¹⁶⁾(1965)は伝導と乱流により 100km の線を通つて下向きに運ばれる熱量は 5 ergs/cm²sec と評価した。酸素原子の移動による化学エネルギー輸送は更に 3 ergs/cm²sec と見積られる(Colegrove, Hanson & Johnson¹⁷⁾(1965)これらがすべて 80~100km の加熱に役立つとすれば 10°k/day ともなるわけであるが実際にはO-原子の下降は80km 以下まで持ち越されここでのエネルギーの放出量は全体に比し小さいし、又 80~100km では放射の形で再放出されるのが大きい、なかで最も大きいのは Meinel OH-帯である。その量は 2 ergs/cm²sec で温度に換算すると 2°k/day である。酸素原子の降下による加熱は平均的には小さいが地域的に下降があれば著しく強められ例へば

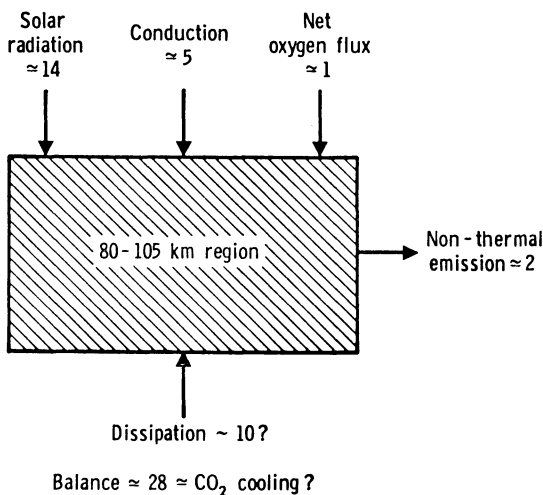
1 cm/sec の下降があつても 10°k/day の加熱となる。最も分らないのが dissipative heatiseq である。Hines¹⁸⁾(1965)は 95km で 10°k/day と評価している。Lindzen¹⁹⁾(1967)によれば 1 日週期の潮汐振動にもなうエネルギーの上向きフラックスは赤道附近で 7 ergs/cm²sec それ以外では 1 erg/cm²sec ということである。このエネルギーの多くが 80~105km で消費されているらしい対流圏からの上向きフラックス(シノプティックスケールのもの)もある筈だが量的にまだよく分らない。

以上のエネルギー収支を第 8 図に示す。80~105km に入るエネルギーは 28ergs/cm²sec でこれは CO₂冷却でバランスされていると見られる。(Kuhn の放射計算の結果と一致する)地域的・時間的分布については未知といつてよい。

参考文献

この総合報告は主として C. B. Leovy が昨年 Lucerne で行なわれた LUGG 第 14 回総会の高層観測シンポジウム(ICMUA)において行なつた講演予稿によつたものである。文中の参考文献としてはそのうちのごく重要と思われるもののみをあげておく。

- 1) Murgatroid, R.J. and R.M. Goody 1958: Sources and sinks of radiative energy from 30 to 90km, Quart. J. Roy Met. Soc., **84**, 224-234.
- 2) Hunt B. G. 1966: Photochemistry of ozone in a moist atmosphere, J. Geophys. Res. **71**, 1385-1398.
- 3) Horiuchi, G. 1961: Odd Oxygen in the mesosphere and some meteorological considerations, Geophys. Mag. **30**, 441-517.
- 4) Hunt, B.G. 1966: The need for a modified photochemical theory of the ozonosphere, J. Atmos. Sci. **23**, 88-95.
- 5) Hampson, J. 1964: Photochemical behavior of the ozone layer. Tech. Note. 1627/64, CARDE, Valcartier Quebec.
- 6) Dalgarno, A. and J.C.G. Walker 1964, The red line of atomic oxygen in the day airglow, J. Atmos. Sci., **21**, 463-474.
- 7) Brewer A.W. and A.W. and A.W. Wilson, 1965: Measurement of solar ultraviolet radiation in the stratosphere, Quart J. Roy. Met. Soc, **91**, 452-461.
- 8) Kuhn, W.R. 1966: Infrared radiative transfer in the upper stratosphere and mesosphere. Ph. D. Thesis Dept. of Astrogeophysics, University of Colorado, Boulder.
- 9) Rodgers C.D. and walshaw C.D. 1966: The



第 8 図 80km から 100km における層の熱収支の模式図

- 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*

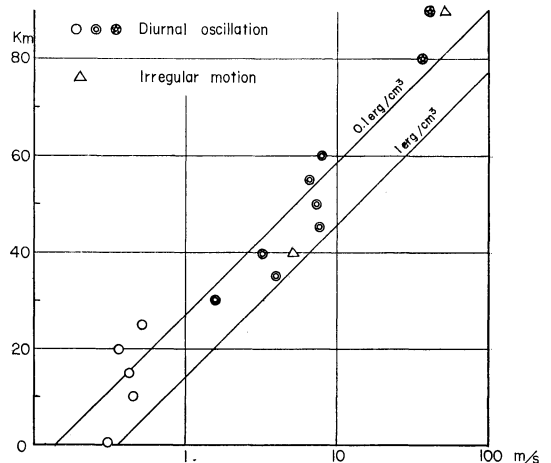
松野 太郎**

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



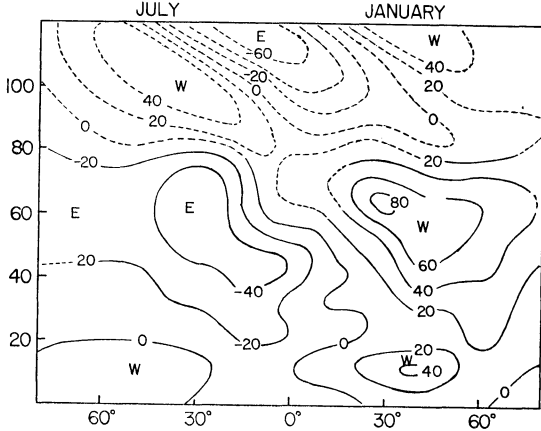
第1図 1日周期の風速変動の振幅の高さ分布 (Miersの編集したデータより)。内部重力波の代表的大きさを△で示す。

* 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。

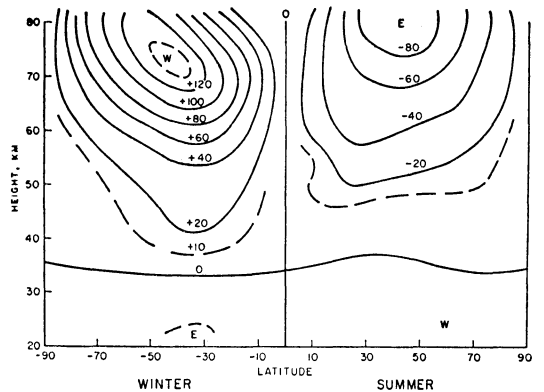
さて風の三つの成分への分類は便宜的に発生したものかも知れないが dynamics の立場からみても合理的な分け方の様に思う。以下これに従って話をすすめよう。

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风系があるだけで、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) の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

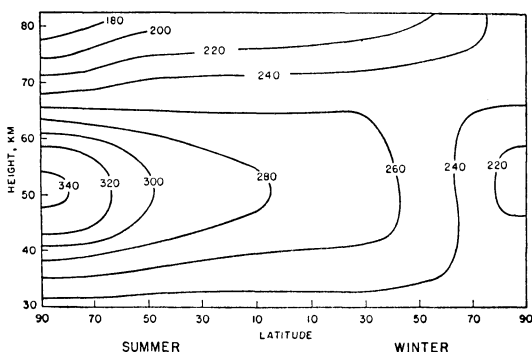
当って計算してみると $5 \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$ 位になるという。即ちずれが $1/e$ になるのに 20 日かかる勘定である。これに対して Leovy は、温度上昇 $\rightarrow \text{O}_3$ の分解反応速度の増加 $\rightarrow \text{O}_3$ 減少 \rightarrow 日射の吸収量減少という形の link が温度のずれを元へ戻す効果のある事に着目し、その時定数を求めた所 Stratopause で $2 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ という大きな値をとる事が分った。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

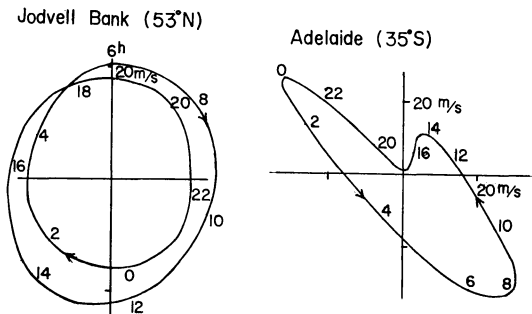
習慣に従って潮汐と呼ぶが、ここでは太陽の加熱による圧力の日変化、半日変化に伴う大気の運動をとりあげる。第4図は流星痕のレーダー観測より得られた Jodrell Bank (53°N) と Adelaide (35°S) での風の日変化の図である。高度は80km~100km, 中間圏の上端である。まずその振幅の大きさに注目して欲しい。いずれも 20m/s 以上で、これは対流圏の日変化 10cm/s に比べ100倍強になっている。これが密度の減少にほぼ見合うものであることは最初に記した通りである。更に高い所については、静穏な日の地磁気の日変化(いわゆる S_q) をつくり出す電流系から推定した風の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



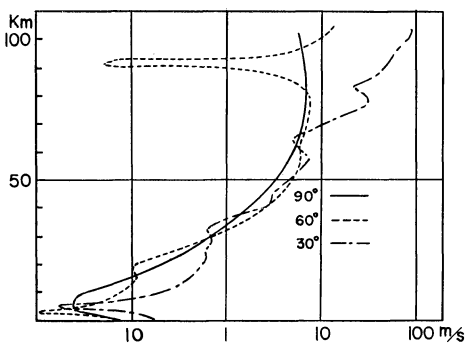
第3図 b. aと同様にして計算された温度の分布。但し熱冷源はaと違ったものによる。(Leovyによる。)

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



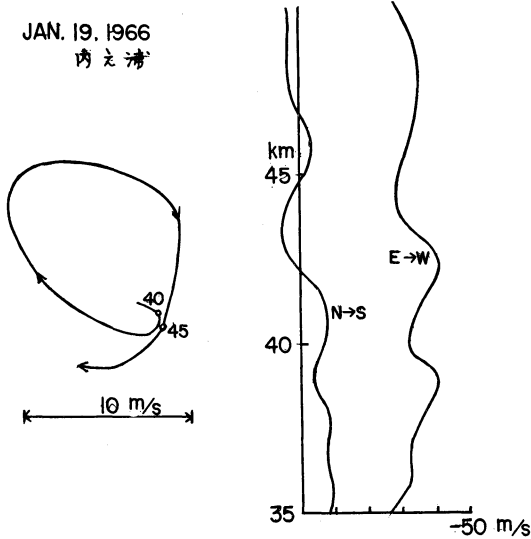
第5図 理論的に求められた日の周期振動の高さ分布、(南北風の大きさ) (Lindzen による.)

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、そうならばどのような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流れが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

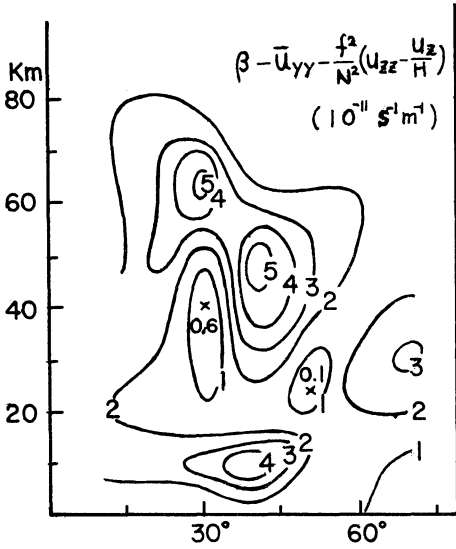
に達する中間圏 Jet の存在は電離層に到達する波の spectrum に影響すると思われる。

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 $\beta - \partial^2 u / \partial y^2 - f^2 / N^2 (\partial^2 u / \partial z^2 + \partial \ln \bar{p} / \partial z \cdot \partial u / \partial z)$ 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。



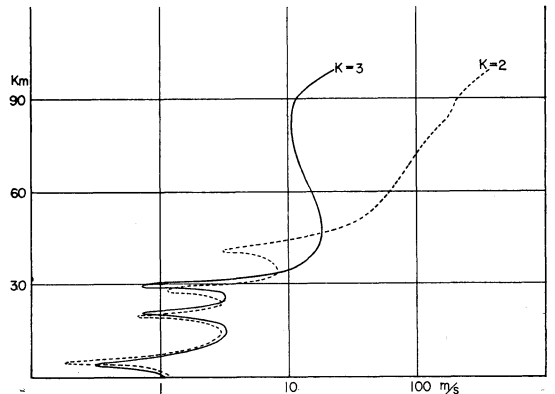
第7図 第2図に示された冬の風から計算した断熱ポテンシャル温度の緯度微分, 図に書かれた式の中で f, N は慣性及びプラント振動数, y 及 z の添字は高さ及緯度方向の微分を示す.

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。

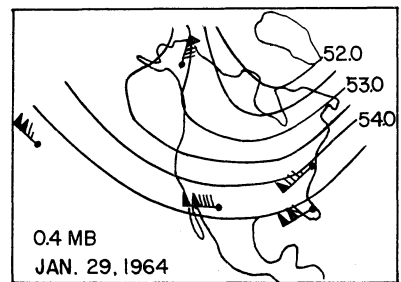
ちょっと飛躍するが中間圏において古典的な Bjerkn-es-Solberg 型の不安定が実現していないだろうか? 前記の内部重力波が, 時間・空間スケールその他の点で斜めの軌道をもつシア-不安定波と類似している事よりこの様な想像をするのは楽しい。

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



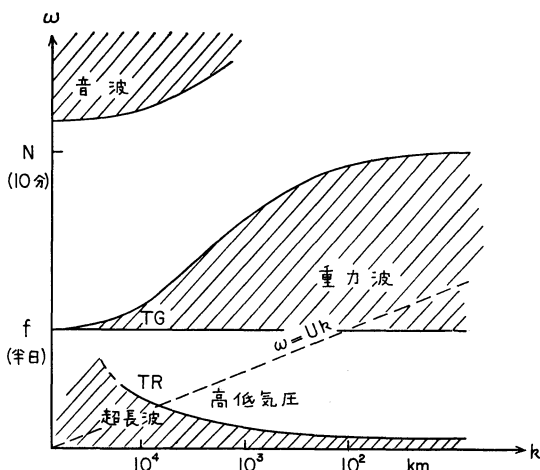
第9図 冬の stratopause 附近の天気図。線は 0.4 mb 面の等高線で km 単位。(Webbより)

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。

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) は中高緯度に括っているので 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。



第 10 図 波数 k と振動数 ω の組合せに対応するいろいろの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。

(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

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

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