

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. Kyozsuka, and H. Muramatsu: On Variions Metheds 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\*

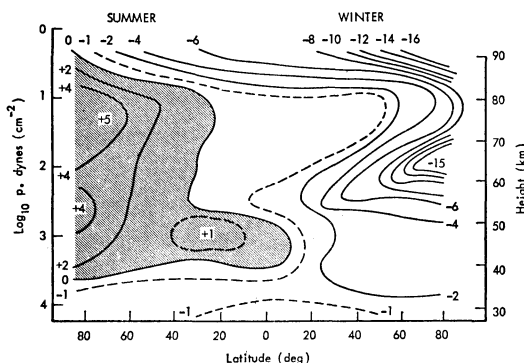
関原 疆\*\*

#### 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 Goody<sup>1)</sup>である。彼等の計算では 90km 以上で重要になる O<sub>2</sub> 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

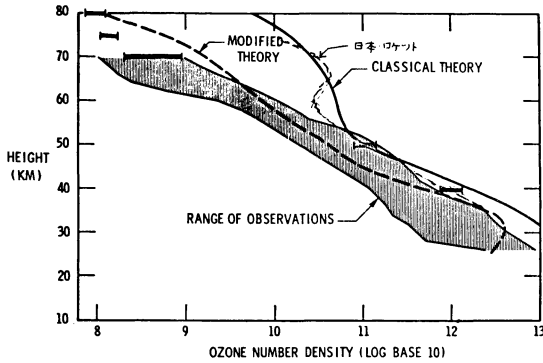
#### 2. オゾン分布

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。

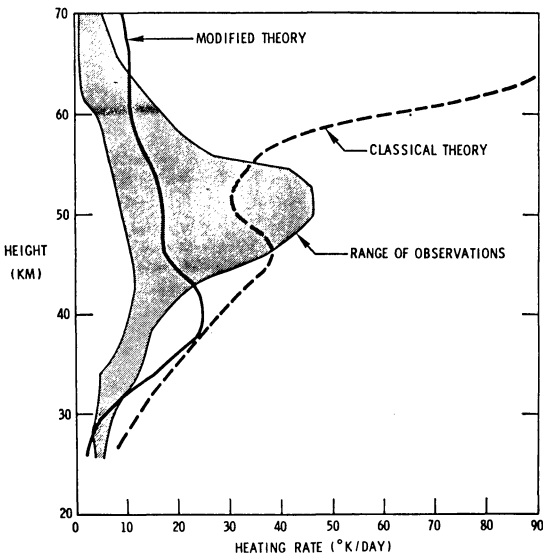
これらのオゾン分布に対して固定した大気密度分布を仮定すれば日射吸収による加熱の分布が出る。それを第 3 図に示す。50km 附近の温度の極大がオゾンの吸収によることが分るがその附近のオゾンの変動が又加熱の変

\* Heat Radiation in Mesosphere and Stratosphere

\*\* K. Sekihara, 気象研究所  
1968年3月23日受理



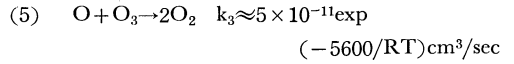
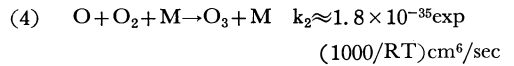
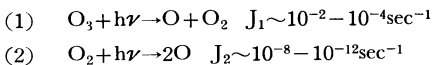
第2図 オゾン分子数濃度の実測値と理論値ハッチの部分が見測領域横線は特に Rawcliffe 等による観測値、実線は古典論による理論値、破線は水蒸気を光化学理論に入れた理論値 (何れも Hunt<sup>2)</sup>による)



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, O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub> 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

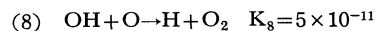
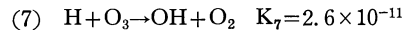
$$(6) \quad [O_3] = [O_2] \left\{ \frac{J_2 k_2 [M]}{J_1 k_3 \left( 1 + \frac{J_1 k_1}{k_3 k_2} [O_2] \right)} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

又は

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

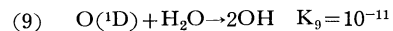
あとの式は (3) 式があまりきかない 55km 以下で成立つ、ここで注意すべきは k<sub>3</sub> が温度係数をもっているためにオゾン濃度が非常に温度に依存することである。これらの反応式の Time constant を考えると 40km~70 km でオゾン濃度は平衡値に近い。更に 30km 又は 80 km までもあまり平衡値からはなれないといってよい。第2図に実線でかいたのが Hunt<sup>2)</sup>による古典的計算値である。この計算値は常に実測より大きく、3倍又は4倍に達している。明らかに何等かの減少機構を考える必要がある。

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<sup>3)</sup> (1961) 及び Hunt<sup>4)</sup> (1966) の述べる所である。重要な反応は

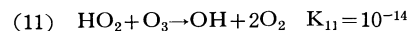
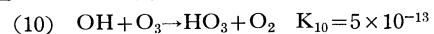


ここに必要な H 又は OH の供給源としては水蒸気の光化学分解で大体まかなわれるとみられ又その量は夜光の OH 発光量とも矛盾しない。

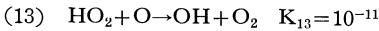
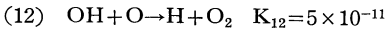
60km 以下では水蒸気の解離に必要な紫外線が到達せず従つてオゾンを減少させるために水素分子以外の何かを考える必要が出てくる。Hampson<sup>5)</sup> (1964) は励起酸素原子が水蒸気を解離することを提唱している。すなわち



生じた OH が更に

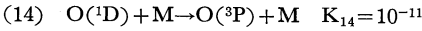


の如くに O<sub>3</sub> を減少させる。Mesopeak のあたりでは更に、



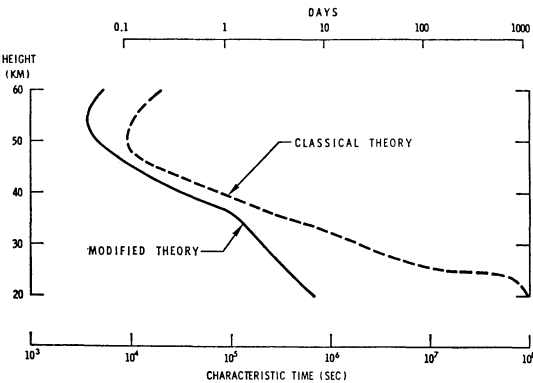
が O 原子従ってオゾン分子を減少させる。

Hunt<sup>2)</sup> (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。[Hunt<sup>2)</sup>(1966), Dalgarno & Wakler<sup>6)</sup>(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 Hunt<sup>2)</sup> 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

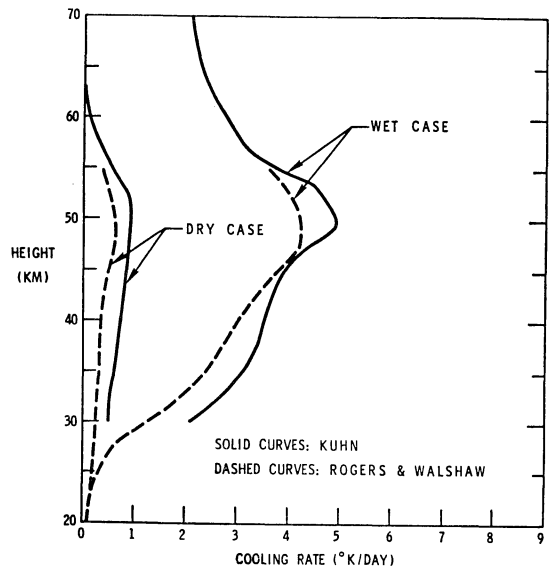
役割を演ずる。これと同程度又はそれより長いスケールの循環系は当然大きな影響を受ける。之に反しオゾン濃度が水素化合物で支配されるならばこれが温度にあまり強く作用されないからこの様なオゾン密度の変動による熱的ダンピング効果はない。

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る。例へば Brewer & Wilson<sup>7)</sup> 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 Kuhn<sup>8)</sup>(1966) と Rodgers & Wilshaw<sup>9)</sup> (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。Gutnik<sup>10)</sup> (1961) は一つの総合報告をかいている。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.<sup>11)</sup> (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  $40 \times 10^{-6}$  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  $\text{CO}_2$  15 $\mu$  帯、次に  $\text{O}_3$  9.6 $\mu$  帯、又最後に前節でのべた  $\text{H}_2\text{O}$  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。Curtis<sup>12)</sup>(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れ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 & Goody<sup>13)</sup> (1958) Kuhn<sup>8)</sup> (1966), Shved<sup>13)</sup> (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  $\text{CO}_2$  の  $\nu_2$  基準振動の場合はこの高さは 75~85km である。(Curtis & Goody<sup>14)</sup>(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  $\rho_a$  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、 $I_\nu$  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  $I_\nu$  の立体角内に於けるグラディエント,  $\rho_i$  は放射物質の密度,  $k_\nu$  は質量吸収係数,  $S_\nu$  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,  $B_\nu$  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.

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

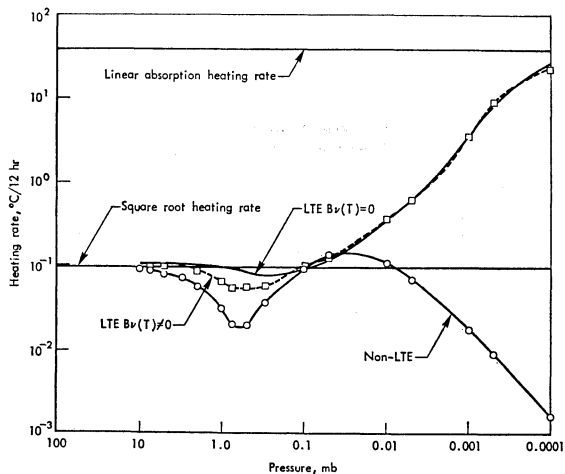
ここに第 1 項は放射による, 第 2 項は衝突による, 夫々振動エネルギーの変化率である.  $\nu_0$  は吸収帯の中心の振動数である. 今の簡単な二状態モデルでは  $(dn_2/dt)_{col}$  は  $n_2 - \bar{n}_2$  に比例し従つて (15), (16) 式と共に次式が成立して方程式の系が成立する.

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

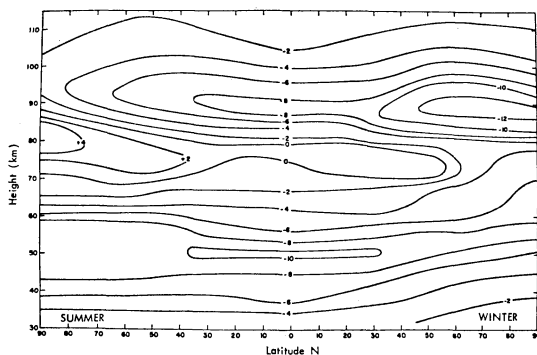
ここに  $\lambda$  は vibrational relaxation time でこれは圧力に反比例する. 放射強度の角度分布が平面大気に対称性をもっていればこれらの方程式系は差分法とマトリクスの方法又は差分法と逐次近似法で解ける.  $CO_2$   $\nu_2$  振動に対しては  $\lambda$  は  $10^{-5}$  秒と  $10^{-6}$  秒の間にある. 不確定の度は約 1 桁で多分これは温度係数がある.

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 McClatchey<sup>15)</sup> (1966) によれば  $CO_2$   $4.3\mu$  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.

Kuhn<sup>8)</sup> 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  $CO_2$   $4.3\mu$  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. (Kuhn<sup>8)</sup> 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  $\lambda$  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  $45^\circ$ 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 O<sub>2</sub> 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/cm<sup>2</sup>sec 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 Wilkins<sup>16)</sup>(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/cm<sup>2</sup>sec 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/cm<sup>2</sup>sec と見積られる(Colegrove, Hanson & Johnson<sup>17)</sup>(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/cm<sup>2</sup>sec 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

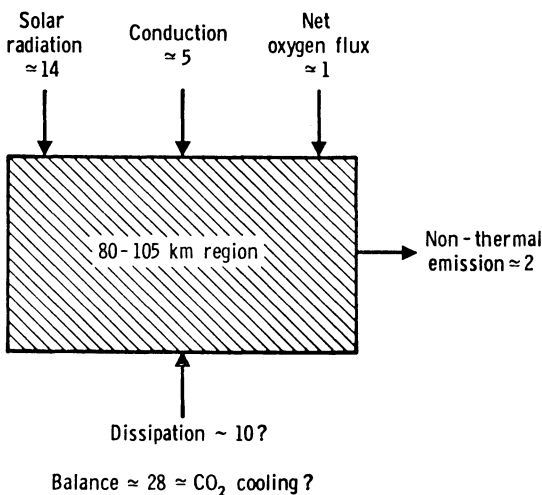
1 cm/sec の下降があつても 10°k/day の加熱となる。最も分らないのが dissipative heatiseq である。Hines<sup>18)</sup>(1965)は 95km で 10°k/day と評価している。Lindzen<sup>19)</sup>(1967)によれば 1 日週期の潮汐振動にもなうエネルギーの上向きフラックスは赤道附近で 7 ergs/cm<sup>2</sup>sec それ以外では 1 erg/cm<sup>2</sup>sec ということである。このエネルギーの多くが 80~105km で消費されているらしい対流圏からの上向きフラックス(シノ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/cm<sup>2</sup>sec でこれは CO<sub>2</sub>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 CO<sub>2</sub> 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\*

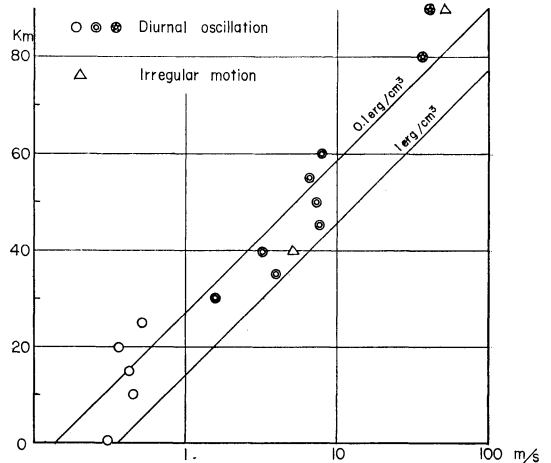
松野 太郎\*\*

#### 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—