

高層大気の放射特性*

山本義一** 田中正之**

1. はしがき

過去約20年間、特に IGY 及び IQSY によって、上部成層圏から中間圏にわたる高層大気の観測は著しく進歩した。その必然の結果として、高層大気の大循環をはじめ、その力学的・物理化学的な特性の解明が、気象学の新しい課題として広く認識されるようになった。

大循環の力学理論の出発点としては、非断熱的な熱源・冷源の時間的・空間的な位置とその強さを知る必要がある。対流圏では、このような熱・冷源として水蒸気の蒸発・凝結に伴う潜熱と、放射の収斂・発散による加熱・冷却が共に重要であるが、上部成層圏・中間圏においては、熱・冷源の分布は主として放射のみによってきまってくる。上部中間圏から下部熱圏では、上層で光解離した酸素原子が下層にはこぼれ、そこで三体衝突によって再結合する時に出す熱のような化学反応による発熱も重要であるといわれているが (Kellogg, 1961)、定量的には今後の研究、特にこの高度での空気の化学組成、その輸送や混合についての研究をまたなければならない。いずれにせよ高層大気においては、放射過程が対流圏におけるよりもはるかに重要になることだけは確かであろう。

ところで放射過程が大気の熱構造をきめる重要な要素であることから、高層大気の放射特性の研究は、その観測の歴史と並行して行なわれてきた。前世紀末から今世紀はじめにかけて Hermite (1893) や Teisserence de Bort (1902) が、対流圏の温度成層とその上の等温層の存在を気球観測によって明らかにすると、1909年には Humphreys (1909) と Gold (1909) が夫々この等温層

の理論的説明を試みている。即ち Humphreys は下層大気は赤外線に対して black, 上層大気は diathermonous であるとして、放射平衡によってこの等温層の存在を説明した。一方 Gold は、下層の対流平衡の気層の上に放射平衡の気層が重なった二層大気の形成のメカニズムを論じている。1923年には Lindemann and Dobson (1923) と Whipple (1923) が、夫々流星の出現・消失高度の解析及び音波の異常伝播の解析から、stratopause に対応する温度極大層の存在を明らかにしている。Lindemann and Dobson は、同時に、この温度の極大が O₃ による太陽紫外線の吸収によってよく説明出来ることも示唆している。これはその後 Gowan (1928, 1930) による成層圏の放射平衡に関する初期の研究の中で理論的に証明された。このように高層大気の放射特性の研究は時代と共に精密なものになってきているが、これら初期の研究に共通しているのは、成層圏以上の大気は放射平衡にあるとする考え方である。この観点は最近 Ohring (1958) や Murgatroyd and Goody (1958) の特に後者の、高層大気の放射熱収支の研究が出るまで根強く残っていたものである。Murgatroyd and Goody は高層大気は低・中緯度ではほぼ放射平衡にあるが、夏半球の高緯度と冬半球の高緯度に夫々顕著な加熱および冷却のアンバランスがあることを示し、このアンバランスを補うものとして力学過程の重要性を示唆している。これは、丁度この頃、高層大気の観測の進歩によって、上部成層圏から中間圏の大気が対流圏の循環系統とは一応独立の、別個の力学系を形成していることが認識され、これに対する力学研究者の関心が高まってきたことと呼応している。

高層大気の放射特性に関する最近の研究では、分子分光学に関する理論的・実験的な成果の上に立って、band model の改良、combined Doppler and Lorentz shape の導入、稀薄大気中での非局所熱力学的平衡の導

* The Radiation Property of the Upper Atmosphere

** G. Yamamoto, M. Tanaka 東北大学理学部地球物理学教室

—1970年7月28日受理—

入及び O_2 , O_3 , CO_2 等による日射の吸収の再評価などに注意が払われ、一層精密な議論をしようとする努力がなされてはいるが、基本的な吸収物質の量やその分布、 CO_2 をはじめとする多原子分子の振動励起状態の衝突緩和過程の時定数などに未だ不明の点が多く、今後の研究にまつ面も多い。

ここでは、高層大気の放射熱収支に関する最近の研究結果とその問題点について述べてみたい。

2. 大気成分とその吸収帯

まずはじめに、上部成層圏、中間圏及び下部熱圏での放射による加熱・冷却に関係する成分とその吸収帯について概観しよう。加熱については、主なものは勿論太陽放射の吸収で、mesopause 付近及びその上では O_2 の解離連続吸収帯特に Schumann-Runge Continuum による太陽紫外線の吸収が支配的である。又弱いながら Herzberg Continuum の寄与も無視出来ない。中間圏から上部成層圏では O_3 の連続吸収帯特に Hartley 帯の吸収が支配的となる。近紫外域の Huggins 帯及び可視域の Chappuis 帯の吸収は弱く下層まで透過して20~30kmの主オゾン層で吸収される。なお定量的には問題があるが、80km付近には CO_2 4.3μ (ν_3) 帯及び 2.7μ ($\nu_3 + \nu_1$, $\nu_3 + 2\nu_2$) 帯による太陽近赤外線による加熱が無視し得ない程度にあると考えられる。又夏の低温の mesopause には、 CO_2 15μ (ν_2) 帯による大気放射(下層大気から放射された)の吸収による加熱がある。

冷却については、全域にわたって一番重要な寄与をしているのは CO_2 15μ 帯からの熱放射である。但しこれは上に述べたように、夏の mesopause では吸収として作用する。次に重要なのは O_3 9.6μ (ν_3 , ν_1) 帯による熱放射で、これは30kmから70kmの冷却に寄与している。 O_3 14μ (ν_2) 帯の寄与も無視し得ないと考えられるが、これについての研究はない。 H_2O の回転帯及び 6.3μ (ν_2) 帯は対流圏では主役であるが、上部成層圏から中間圏では、その重要性はこの領域で水蒸気が果してどの位あるかによってかなり左右される。現在考えられている最も少なめの水蒸気量をとってもその影響を無視出来ないことだけは確かである。

3. 稀薄大気中の放射伝達

高層大気の放射特性の評価における困難の多くは、それが極めて稀薄な大気であるということから生じている。その一つは、少なくとも上部中間圏あるいはそれ以上の高度では、大気の局所熱力学的平衡(local thermodynamic equilibrium: LTE) は成り立たなくなり、

source function が Planck 関数によって一義的に与えられるとする Kirchhoff の法則は通用しなくなるのである。又もう一つは、高層大気では放射の net flux そのものに較べて、その収斂・発散量が著しく小さくなることから、透過関数の評価をはじめ数値計算に下層大気におけるよりはるかに細心の注意が必要なことである。ここではこれらの問題について、もう少し立入って考察してみたい。

3.1 稀薄大気における非局所熱力学的平衡(non-LTE)

下層大気では、分子の振動、回転及び熱運動の間の energy transfer は頻繁な collision によって充分速やかに行なわれている。その結果、夫々の mode の各エネルギー準位にある分子の数は Boltzmann 分布(熱運動については Maxwell 分布)になり、大気の状態は考える場所の温度(kinetic temperature)によって一義的に記述出来る。これが局所熱力学的平衡の状態で、この場合にはよく知られているように熱放射の放出係数と吸収係数の比即ち source function は、Planck の関数としてその場所の温度だけで決まる。ところが中間圏以上の高度になると、collision の頻度が小さくなるので、分子の回転エネルギーはまだ依然として熱力学的平衡にあるが、振動エネルギーの方は熱力学的平衡から逸脱するという状況が生じてくる。地球大気の熱放射の放出・吸収にあずかる吸収帯は、 H_2O 回転帯を除いては、すべて振動エネルギーの遷移を伴うものであるから、高層大気ではこの問題を抜きにして放射収支を論ずることは出来ない。ここでは最も簡単化したモデルによってこの問題を考察してみよう。現実の現象は多少複雑であるが、基本的な点は以下の議論の中につくされている。

今単位質量当りの吸収係数を k_ν , 放出係数を j_ν とすると、巨視的にみた放射伝達方程式は

$$dI_\nu/ds = k_\nu \rho I_\nu + j_\nu \rho \quad (1)$$

と書ける。 ρ は物質の密度である。(1)の意味は放射の進行方向に沿って測った強度 I_ν の変化は途中での放出と吸収の差で表わされるというだけのことである。(1)の両辺を単位体積当りの吸収係数 $k_\nu \rho$ で割って

$$-\frac{dI_\nu}{k_\nu \rho ds} = I_\nu - S_\nu \quad (2)$$

を得る。 $S_\nu \equiv j_\nu/k_\nu$ は source function である。若し大気が熱力学的平衡にあるならば、Kirchhoff の法則によって、source function は Planck の関数になる。即ち

$$S_\nu = B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (3)$$

ここで簡単のために two-level たとえば ground state と 1st excited state だけを持つような分子 (又は原子) を考える。各 level の population density を n_1, n_2 とすると、放射伝達方程式は (4) で与えられる。

$$dI_\nu/ds = -\frac{h\nu}{4\pi} \phi_\nu (n_1 B_{12} I_\nu - n_2 B_{21} I_\nu - n_2 A_{21}) \quad (4)$$

ここに B_{12} は Einstein の吸収係数、 B_{21} は誘導放出係数、 A_{21} は自然放出係数である。又 ϕ_ν は line shape factor で、ここでは放射の吸収と放出は同じ線形に従うとしている。(4) から source function は

$$S_\nu \equiv \frac{j_\nu}{k_\nu} = \frac{n_2 A_{21}}{n_1 B_{12} - n_2 B_{21}} \quad (5)$$

となる。ここで Einstein 係数の間のよく知られた関係

$$A_{21} = \left(\frac{2h\nu^3}{c^2} \right) B_{21}, \quad B_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{21} \quad (6)$$

を用いると (5) は次のようになる。

$$S_\nu = \frac{n_2 (2h\nu^3/c^2)}{n_1 \frac{g_2}{g_1} - n_2} = \frac{2h\nu^3/c^2}{\frac{n_1}{n_2} \frac{g_2}{g_1} - 1} \quad (7)$$

もし考える level が熱力学的平衡にあるならば、その population density (n_1^*, n_2^*) は Boltzmann の法則にしたがって

$$\frac{n_2^*}{n_1^*} = \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu/kT} \quad (8)$$

で与えられる。したがって各 level の statistical weight の比 g_2/g_1 は、平衡状態での population density を用いて

$$\frac{g_2}{g_1} = \frac{n_2^*}{n_1^*} e^{h\nu/kT} \quad (9)$$

とかける。(9) を (7) に代入して

$$S_\nu = \frac{2h\nu^3/c^2}{\frac{n_1}{n_2} \frac{n_2^*}{n_1^*} e^{-h\nu/kT} - 1} \quad (10)$$

を得る。もしも system が熱力学的平衡にあるならば、定義から n_1, n_2 は夫々 n_1^*, n_2^* であるから、(10) は (3) に一致し、Kirchhoff の法則が得られる。一般には source function は各 level の population によってきまる。そこで次に、level の population が何によって決定されるかを調べてみよう。

level 1, 2 が熱力学的平衡にあるか否かにかかわらず、その間に統計的平衡が成立していることは、われわれ

れが一つの定常状態を考えていることからして明らかである。これは次のように表わされる。

$$n_2(R_{21} + C_{21}) = n_1(R_{12} + C_{12}) \quad (11)$$

ここで R_{21} は level 2 から 1 への radiative transition rate, C_{21} は collisional transition rate である。又 R_{12}, C_{12} は level 1 から 2 への対応する transition rate である。ところで R_{21}, R_{12} は Einstein 係数を用いて表わせるから (11) は

$$n_2(A_{21} + B_{21}J + C_{21}) = n_1(B_{12}J + C_{12}) \quad (12)$$

とかける。 J は放射場の平均強度で

$$J = \frac{1}{4\pi} \int d\omega \int d\nu \phi_\nu I_\nu \quad (13)$$

によって定義される。若し分子の熱運動の速度が Maxwell 分布であるとすると (この仮定は地上から exosphere の底即ち 1000km 付近迄至るところで成立している) collisional transition rate C_{21}, C_{12} の間には次の関係があることが容易に証明出来る。

$$C_{12} = \frac{n_2^*}{n_1^*} C_{21} \quad (14)$$

(14) と (6) を (12) に代入して

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{J + \frac{C_{21}}{A_{21}} (1 - e^{-h\nu/kT}) B_\nu}{\frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{g_1}{g_2} \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} J + \frac{C_{21}}{A_{21}} \right)} \quad (15)$$

を得る。即ち level の population はその場所の温度 (kinetic temp.) と放射場の平均強度 J とによって決定される。 J は大気全体での温度分布と吸収物質の分布、又もしあれば外部放射場を反映してきまる量である。

(15) を (10) に代入して結局

$$S_\nu = \frac{J + \frac{C_{21}}{A_{21}} (1 - e^{-h\nu/kT}) B_\nu}{1 + \frac{C_{21}}{A_{21}} (1 - e^{-h\nu/kT})} \quad (16)$$

となる。(16) から容易に

$$S_\nu = B_\nu = \frac{2h\nu^3/c^2}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad \text{for } \frac{C_{21}}{A_{21}} \gg 1$$

$$= J = \frac{1}{4\pi} \int d\omega \int d\nu \phi_\nu I_\nu \quad \text{for } \frac{C_{21}}{A_{21}} \ll 1 \quad (17)$$

が得られる。前者は LTE の場合、後者は non-LTE の極限である完全な共鳴散乱の場合である。この後者の場合には、放射場と物質の熱エネルギーの間のエネルギー交換は存在しない。(16), (17) から明らかのように、source function の振舞いを決定する重要なパラメーターは C_{21}/A_{21} である。このうち Einstein の自然放出

係数 A_{21} は線強度 (level 1, 2 が振動エネルギー準位である時は band intensity) $\int k_\nu d\nu$ を用いて次のようにかける。

$$A_{21} = 8\pi \frac{\nu^2}{c^2} \frac{g_1}{g_2} \int k_\nu d\nu \quad (18)$$

したがって、 A_{21} は従来の分光学の知識から正確に評価出来る。問題なのは C_{21} の評価であるが、これについては3・2で述べる。なお $\theta = 1/A_{21}$ 及び $\lambda = 1/C_{21}$ を夫々励起状態の radiative relaxation (or life) time 及び collisional relaxation (or life) time と呼び、 A_{21} 、 C_{21} の代りに θ 、 λ が用いられるのが普通である。

以上の議論は吸収分子が two level だけを持つとする多少理想化されたモデルに関するものであったので、最後に現実の問題について一言ふれてみたい。高層大気で最も重要な CO_2 15 μ (ν_2) 帯についてみると、これは ground state (000) から bending vibration の 1st excited state (010) へのエネルギー遷移によって生ずる吸収帯であるが、これらの level の population したがって (000-010) transition に対する source function は、正確にはこれらの level と upper state 例えば(020) との間の放射及び衝突過程によるエネルギー交換によっても影響される (many level 問題)。ただ幸なことに地球大気の問題ではこの影響は非常に小さい (Shved, 1965; Kuhn and London, 1969)。又上の議論では、衝突分子が直接その熱運動のエネルギーを得たり失ったりすることによって、collisional relaxation や excitation が起るとしているが、一般には衝突分子の振動エネルギーの遷移を伴うのが普通である。しかも衝突分子は単一気体ではなく混合気体であるから、このような過程は次々と起ってくる。もしもその途中で赤外吸収帯を持つような大気成分の振動が励起されると、そのエネルギーは比較的容易に radiative に失われ熱エネルギーとはならない (multi-stage 問題)。中間圏での CO_2 4.3 μ 帯による日射の吸収がまさにこれで、その熱作用の評価は極

めてむづかしい問題になってくるのである。

3・2 衝突緩和時間

分子の振動励起状態の衝突緩和過程の研究は、気体レーザーの理論や出力の大きい気体レーザーの開発の問題と関係して最近の量子電子工学や分子物理学の大きな課題となっているが、ここで問題になる H_2O 、 CO_2 、 O_3 等の空気 (即ち N_2 、 O_2) との衝突による緩和時間については、まだ推定の域を出ていないという状況である。第1表に H_2O 6.3 μ 帯、 CO_2 15 μ 帯及び O_3 9.6 μ 帯の衝突緩和時間をあげた。参考のため H_2O 回転帯及び代表的な electronic band についてもあげてある。表において衝突緩和時間 λ は 1 気圧 210°K での値である。低圧では気圧に逆比例して λ は大きくなる。温度については高温になると λ は小さくなる。 λ と θ の比はこの気圧で λ と θ が等しくなることを意味する。その高度を Hc として示してある。Hc より上層では Kirrhoff の法則が成立しなくなると見做してよい。 O_3 9.6 μ 帯については研究がないので著者の推定値である。 CO_2 15 μ 帯については多くの研究者によって議論されている。 CO_2 - CO_2 collision による緩和時間については測定値の報告が50編を越える程である。しかし CO_2 - N_2 、 CO_2 - O_2 collision になると data はまだ少ない。表の 6×10^{-6} sec は最近の Houghton (1969) の評価であるが、これは CO_2 - CO_2 collision に関する実験値と、衝突緩和に関する Schwartz, Slawsky and Herzfeld (1952) の理論 (SSH theory) とに基いた推定値である。ちなみにこの理論はまだ不完全で測定結果を定量的に説明するところまでは至っていない (最近ではより近代的な理論が開発されつつあり、二原子分子の緩和時間の説明などで成功している)。一方 7×10^{-5} sec の方はやはり極く最近の Tayler and Bitterman (1969) による値であるが、これは CO_2 レーザーの効率という間接的なものからの推定である。SSH theory によると CO_2 - CO_2 collision よりも CO_2 - N_2 或は CO_2 - O_2 collision の方が励起状態

第1表 大気成分の各吸収帯の放射及び衝突緩和時間

molecule	mode	ν_0/c (cm^{-1})	θ (sec)	λ (sec) (1 atm, 210°K)	λ/θ	Hc (km)
H_2O	$\nu_2(6.3\mu)$	1595	0.12	$1 \sim 1.5 \times 10^{-5}$	8.3×10^{-5}	67
CO_2	$\nu_2(15\mu)$	667	0.74	7×10^{-5} 6×10^{-6}	9.5×10^{-5} 8.1×10^{-6}	66 81
O_3	$\nu_3(9.6\mu)$	1042	0.09	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-4}$	~ 66
H_2O	pure rotation		0.1	10^{-10}	10^{-9}	210
	electronic bands			10^{-8}	$> 10^{-6}$	
	exception: $\text{O}(^3\text{P}_2 \rightarrow ^3\text{P}_1)$		10^4	10^{-10}	10^{-14}	1000

の緩和により effective であるという結果が得られるが、Taylor and Bitterman は最近の CO₂ レーザーの効率 (efficiency) に関するいくつかの独立の実験が、逆に CO₂-CO₂ collision の方がより effective であることを示していると論じている。この点は、その後の Bauer and Schotter (1968) 及び Merrill and Amme (1969) による直接測定によっても確かめられている。Bauer and Schotter 及び Merrill and Amme は、夫々超音波の吸収及び分散を用いて、CO₂-N₂ 或は CO₂-O₂ collision による ν_2 帯の衝突緩和時間を測定しているが、その結果は 1 気圧 210°K に直して 2~4×10⁻⁶sec である。おそらくこの辺が現在最も信憑性のある値ということになるが、確かなところは今後の研究にまたなければならぬ。

次に H₂O 6.3 μ 帯の衝突緩和時間については、資料は極めて乏しい。Goody (1964) によると 1.5×10⁻⁶sec, Houghton (1969) によると 1×10⁻⁶sec とよい一致を示しているが、この一致は必ずしも値の信憑性を意味しない。なお H₂O 回転帯についてみると、大部分の line について自然放出による緩和時間 θ は 0.1sec の order である。一方回転エネルギー準位間のエネルギー gap は小さいので、衝突緩和時間 λ の方は振動回転帯よりもずっと短くなる。Anderson theory によると、この回転帯の衝突緩和時間は吸収線の半幅値 (勿論 pressure broadening width) の測定から評価出来、主な吸収線について 10⁻¹⁰ sec の order であることがわかる。 $\lambda/\theta=10^{-9}$ 即ち 10⁻⁹ 気圧の高度といえは 200km 以上であるから、水蒸気が存在しその吸収・放出が問題になるような高度では、回転帯については、すべて熱力学的平衡が成立していると見做してよい。この結論は H₂O に限らず CO₂, O₃ 等の回転状態についても適用出来

る。

Electronic なエネルギーについてみると、たいがいの transition に対して θ は 10⁻⁸ sec の order である。 λ に関する研究はないが、これはエネルギー gap に比例する。electronic band が可視から紫外に生ずることからわかるようにそのエネルギー gap は振動エネルギー準位間の gap より 1 桁から 2 桁大きい。従って振動励起状態に対する衝突緩和時間の小さい目のもの (10⁻⁶ sec) をとれば、この場合の衝突緩和時間がそれよりはるかに大きいだろうということは確実である。 $\lambda/\theta > 10^2$ となり、100 気圧よりずっと高圧でようやく熱力学的平衡に近づくという結果である。即ち地球大気中では、一般に、光子の吸収によって分子や原子の electronic なエネルギー状態が励起されても、そのエネルギーは早晚自然放出によって失われ熱エネルギーに変換されることはない。2 で述べた O₂ や O₃ による太陽紫外線の吸収が、それらの連続吸収帯だけで起っているのはこの理由によるものである。ただし上の議論には一つの重要な例外がある。それは酸素原子 O の基底状態 (³P) の 3 つの level の間の遷移特に ³P₁ と ³P₂ の間の遷移による放射の吸収・放出の場合である。これはいわゆる禁制線で自然放出に対する life time は 10⁴ sec と著しく長い。一方エネルギー gap は極めて小さい (62 μ) ので、一回の collision によって緩和されると考えられる。collision interval が 10⁴ sec になるのは 1000km の高度であるから、この場合には大気中至るところで熱力学的平衡にあるということになる。事実 ³P₁ から ³P₂ への遷移に基づく放射冷却が熱圏で極めて重要になることが知られている。(Craig and Gille, 1969).

3.3 高層大気における flux divergence の評価

高層大気放射熱収支の評価におけるより primitive

第 2 表 CO₂ 15 μ 帯の net flux と層厚を 3~4 km にとった場合の 1°C/day の冷却を与える net flux の変化量・(n) は 10ⁿ を示す (Young (1964) による)

Z (km)	P (dyne cm ⁻²)	ΔP	F (ergs cm ⁻² sec ⁻¹)	ΔF	$\Delta F/F$
4	0.6 (6)	0.2 (6)	0.775240 (5)	0.338 (3)	0.436
20	0.5 (5)	0.25 (5)	0.120235 (6)	0.229 (4)	0.249 (-1)
35	0.5 (4)	0.25 (4)	0.152267 (6)	0.299 (3)	0.196 (-2)
50	0.625 (3)	0.313 (3)	0.163332 (6)	0.374 (2)	0.229 (-3)
65	0.781 (2)	0.391 (2)	0.167626 (6)	0.465 (1)	0.277 (-4)
81	0.489 (1)	0.245 (1)	0.168312 (6)	0.292	0.173 (-5)
96	0.306	0.153	0.167751 (6)	0.182 (-1)	0.108 (-6)

な、しかしそれ故により厄介な、問題は net flux の値に比べてその高度による変化(収斂・発散)が極めて小さいことである。大気が稀薄で熱容量が小さいので、net flux の評価におけるわずかな誤差が温度変化率における致命的な誤差になり得るのである。この点について Plass (1956) は、上向き及び下向き flux における3%の誤差が50kmでは冷却率の30%の誤差になり、60km以上では冷却率は全く不確実なものになると述べているが、これはまだかなり楽観的な見方のように思われる。第2表に Young (1964) による CO₂ 15μ 帯の net flux F の高度分布と、気圧差 ΔP の気層(厚さ3~4 km) について 1°C/day の温度変化率を与える net flux の変化量 ΔF 及び比 ΔF/F を示してある。例えば81kmでは net flux に 1.7×10⁻³% の probable error があれば温度変化率の probable error は 10°C/day となる。65 kmでは0.028%, 50kmでは0.23%で10°C/dayの誤差になる。このことから net flux の評価に著しく高い精度が要求されることが理解出来る。なお第2表を詳細にみればわかるように、Young のこの計算は30km以上で非現実的に大きな冷却率(50km付近で60°C/day)を与えている。これは net flux の評価に上の要請よりはるかに大きい誤差が含まれているためである。しかしこのことは上の議論にはさしつかえない。さて、flux の評価の精度をあげるためには、必然的に透過函数の精度が要求される。今 CO₂15μ 帯を例にとり上層の光学的に薄い気層を考えてみよう。吸収帯全体にわたっての平均透過率は近似的に

$$T_{\Delta\nu} = 1 - \frac{Su}{\Delta\nu} \quad (19)$$

で与えられる(Weak region approx). S は band intensity で CO₂15μ 帯については約240cm⁻²atm⁻¹, Δνは吸収帯の占める波数範囲で、この場合 210cm⁻¹ 程度である。u は考える気層中に含まれる CO₂ の量である。この気層として95km~100km をとり、CO₂ の混合比は下層と同じ0.03%であるとすると $u = 9 \times 10^{-5}$ atm-cm となる。これらの値を(19)に代入して

$$\Delta T_{\Delta\nu} \left(= -\frac{Su}{\Delta\nu} \right) \approx 1 \times 10^{-4}$$

が得られる。ということは、この高度で厚さ5 km の分解能で flux divergence を評価するためには透過関数を4桁の精度で評価したのではおぼつかなく、せめて5桁まで必要であるということの意味している。一口に5桁といえば簡単だが、一般に赤外吸収帯は数100本の強弱

さまざまな吸収線からなり、大気は温度・圧力に関して不均質な成層であるから各吸収線の線強度も線形も高度によって異なるため、この透過関数の評価は膨大な計算を要する仕事である。Kuhn and London (1969) に代表される最近の研究の多くは、透過関数の評価は band model と不均質成層に関する Curtis-Godson 近似 (Goody, 1964) の適用によって手数を省くことが工夫されている。band model として用いられているのは quasirandom model (Wyatt et al., 1962) で、これはこれまでに開発された多くの band model の中で最も精度のよいものである。しかし上に述べたように透過関数に著しく高い精度が要求されることから、このような近似が許されるかどうかは疑問がある。band model の適用を避けて波数平均に厳密計算を用いた試みもあるが (Drayson, 1967), 残念ながらこのような点は充分検討されていない。ちなみにこれら最近の研究では透過関数は4桁までしか求められていない。なお圧力の変化による吸収線の線形の変化については30km以下では Lorentz shape, 70km以上では Doppler shape, 中間で combined Doppler and Lorentz shape というようになりていぬいな注意が払われている。

透過関数の評価と関連して問題になるのは、上に述べたような数値計算の精度だけではない。もう一つの重要な問題は、吸収帯の全強度、各吸収線の線強度及びその半幅値等の分子分光学的な基礎量に関する知識に、今日なおかなりのあいまいさが残されていることである。これについては、例えば CO₂15μ 帯の collision broadening の半幅値を0.065cm⁻¹としたものと0.1cm⁻¹としたものについて冷却率を比べると45kmで15%即ち約1°C/dayのちがいが出てくるというような研究もあるが (Kuhn, 1966), 充分な検討は行なわれていない。総じてこれまでの研究で最も欠けているものは誤差の検討であるといえるだろう。

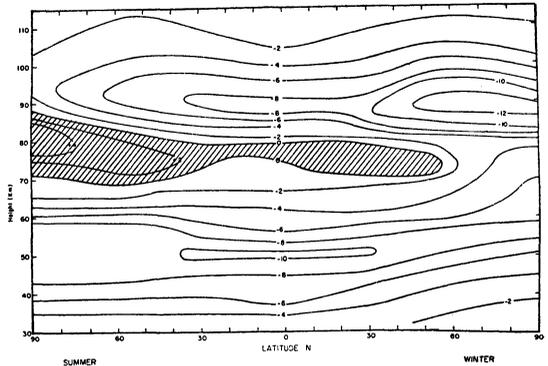
最後に付記するならば、高層大気の放射特性の定量的評価を困難にしているもう一つの問題は、大気モデル特に CO₂, O₃, H₂O 等の量や分布が今日なお充分正確に知られていないということである。これについては関原 (1968) によって解説されている。

4. 高層大気の放射熱収支

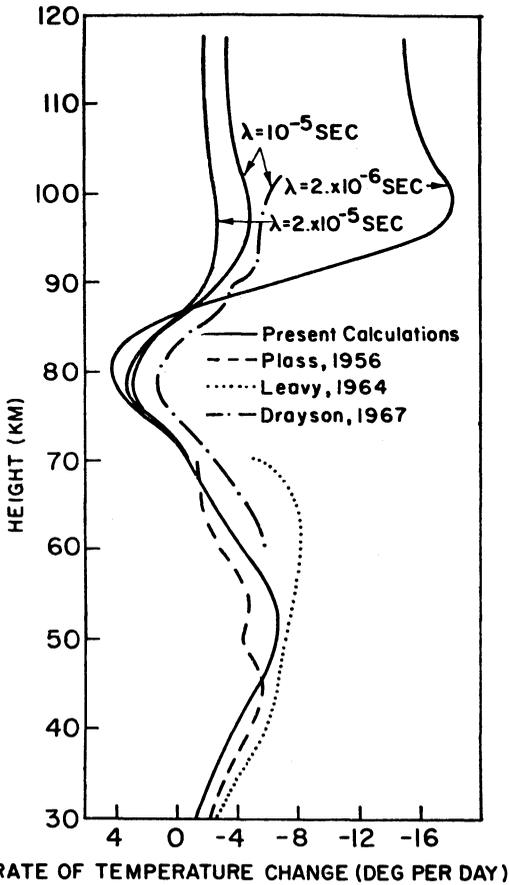
4.1 太陽放射による加熱

太陽放射の吸収による高層大気の加熱率については、Pressmann (1954) や Murgatroyd and Goody (1958) をはじめ多くの研究者によって論ぜられてきた。上部成

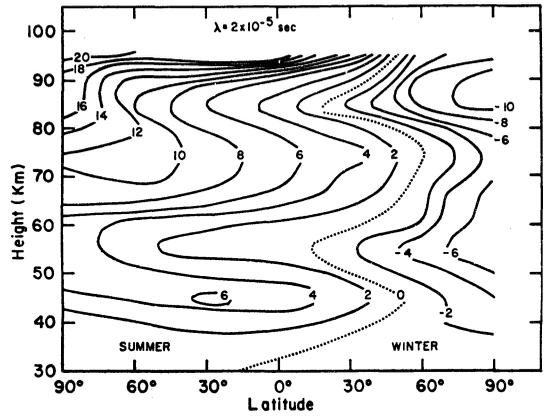
層圏から中間圏にわたって O₃ の吸収による加熱があり、加熱率の極大は 50km 付近にある。下部熱圏では O² の吸収による加熱があり、100km 付近にその極大がある。80km 付近で加熱率は極小になっている。solstice の頃には夏半球の極地方で加熱率は各高度共一番大きく冬極に向けて減少している。equinox の頃には低緯度地方で加熱率は大きく、春秋両半球の極地方で小さくなっている。又この時期には加熱率の緯度-高度分布は両半球でほぼ対称になる。これらの一般的な特徴は今日よく確立されたものと見做してよいだろう。定量的な点は太陽紫外線のスペクトル強度、O₂、O₃ 等の連続吸収帯の吸収係数及びオゾン量にかかっており、今後とも議論の必要がある。最近 Kuhn (1968) は、太陽紫外線強度としては Tousey (1963) の値を用い、O₂ 及び O₃ の吸収係数としては Ditchburn and Young (1962)、Wata-



第2図 CO₂ 15μ 帯、O₃ 9.6μ 帯及び H₂O 回転帯、6.3μ 帯による温度変化率の緯度高度分布 (Kuhn and London (1969) による)

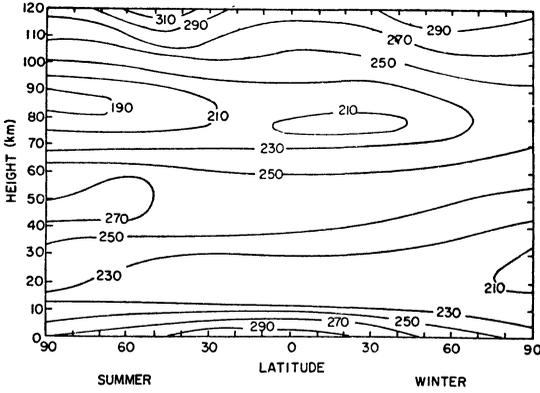


第1図 U.S. Standard Atmosphere ('62) に対する CO₂ 15μ 帯による放射温度変化率 (Kuhn (1968) による)

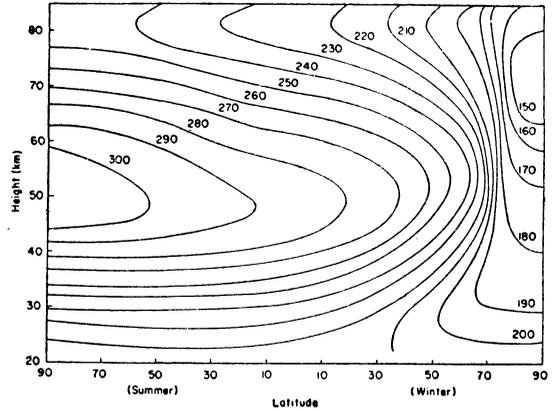


第3図 O₂、O₃ による加熱と CO₂、O₃、H₂O による冷却を加えた net radiative temperature change (Kuhn (1968) による)

nabe (1958), Inn and Tanaka(1953), Vigroux(1953)等によるものを用いて加熱率の再評価を行なっているが、その結果として特に 80km 及びその上での O₂ の吸収による加熱を従来よりかなり大き目に評価している点が注目される。なお O₂、O₃ による紫外線の吸収以外に、CO₂ 4.3μ 帯及び 2.7μ 帯による太陽近赤外線線の吸収があり、80km 付近で重要になると考えられるが、3・1で述べたように、この場合吸収される放射エネルギーのうちどれだけの部分が熱に変換されるかということについての見積りにむづかしい点があり、まだ確定的なことはわかっていない。これについては McClachey (1866), Kuhn (1968) 及び Houghton (1969) の研究があり、その中では最も確からしい Houghton の評価によれば80km 付近の加熱率は 2 °C/day 程度である。



第4図 現実大気の温度分布 (kuhn and London (1968) による)



第5図 Leovy による放射平衡の温度分布

4.2 大気放射による冷却

上部成層圏・中間圏の放射冷却に最も大きく寄与しているのは $\text{CO}_2 15\mu$ 帯の熱放射である。第1図は U.S. Standard Atmosphere ('62) について、 $\text{CO}_2 15\mu$ 帯による冷却率を評価したもので、実線が Kuhn (1968) によるものである。これによると stratopause 付近で $6^\circ\text{C}/\text{day}$ の冷却, mesopause では逆に $4^\circ\text{C}/\text{day}$ の加熱となっている。下部熱圏では衝突緩和時間 λ が小さい程大きな冷却率になっている。局所熱力学的平衡 ($\lambda = 0$) とすると冷却率は著しく大きくなる (Curtis and Goody 1956, Kuhn 1966)。3.2 で述べたことから現実には図の $\lambda = 2 \times 10^{-5} \text{ sec}$ の場合に一番近いものであろうと考えられる。なお図には同じ大気モデルに対する Drayson (1967) の計算結果 ($\lambda = 10^{-5} \text{ sec}$) も示されている。すでに述べたように Drayson の計算は透過関数の評価で band model の代りに厳密計算を用いたものであるが、そのためか冷却率で $2^\circ\text{C}/\text{day}$ 程度の systematic な差がみられる。しかしこの程度の差を云々する程の精度はいずれの計算にもないだろう。

70km 以下で Plass (1956) と Leovy (1964) の計算結果も比較してあるが、これらは大気モデルも透過関数もちがったものを用いているので、その一致不一致には余り意味がない。ただ大体の傾向はわかる。 $\text{CO}_2 15\mu$ 帯による冷却率の緯度-高度分布を solstice 時についてみると、まず stratopause 付近に1日当り数度の冷却率の極大がある。mesopause 付近には夏極に極大をもって冬半球の中緯度まで及んでいる加熱層がある。その上は又冷却で冬極の 90km 付近に極大がある。(Kuhn and London 1969, Murgatroyd and Goody 1958)。

次に $\text{O}_3 9.6\mu$ 帯は 30km から 70km の冷却に寄与している。冷却率の極大は stratopause にありその値は約 $3^\circ\text{C}/\text{day}$ である (Kuhn and London 1969, Murgatroyd and Goody 1958)。

H_2O については回転帯と 6.3μ 帯があるが、相対的に回転帯が圧倒的に重要である。 H_2O による冷却率は上部成層圏・中間圏での水蒸気量が不明のため定量的に議論出来ないが、若し H_2O が混合比で $10^{-4} \text{ gm}/\text{gm}$ あるとすれば、冷却率は stratopause 付近で最大で $3 \sim 4^\circ\text{C}/\text{day}$ となり、その重要性は CO_2 , O_3 と同程度である。又若しも混合比が $10^{-6} \text{ gm}/\text{gm}$ とすれば冷却率は $1^\circ\text{C}/\text{day}$ 程度となりさほどに重要ではないということになる。

(Rodgers and Walshaw 1966, Drayson and Kuhn 1968)。

第2図は Kuhn and London (1969) による solstice 時の大気の冷却率で、上に述べた CO_2 , O_3 , H_2O の寄与を全部含めたものである。 $\text{CO}_2 15\mu$ 帯の衝突緩和時間として $\lambda = 2 \times 10^{-5} \text{ sec}$, H_2O の混合比として $10^{-6} \text{ gm}/\text{gm}$ が仮定されている。70km 以下についてみると stratopause に $10^\circ\text{C}/\text{day}$ 程度の冷却率の極大があること、冷却率の緯度による変化はむしろ小さいことなどがわかる。70km 以上は $\text{CO}_2 15\mu$ 帯だけできまっており、既に述べた通りである。

4.3 放射熱収支

上に述べた各放射収支成分に関する議論から、太陽放射の吸収と大気自身の熱放射の放出の差引きとしての温度変化率のおおよそのところがわかる。第3図は Kuhn (1968) によるこのような温度変化率の評価である。 $\text{CO}_2 15\mu$ 帯の衝突緩和時間は第2図と同じ $\lambda = 2 \times 10^{-5}$

sec を仮定している。これによると夏半球から冬半球低緯度が全層で加熱，冬半球の中・高緯度が全層で冷却である。放射による熱源は夏の極地方が各高度共一番大きく，その勾配は夏極から冬極の方向に向いている。この結果を以前の Murgatroyd and Goody (1958) の結果と比べると，上に述べたような定性的な特徴ではよく一致している。定量的な一致は必ずしもよくはないが，これについては不確定要素が多すぎてその是非を論ずることはむづかしい。

最後に，上に述べた放射熱収支のアンバランスを少しちがった観点からながめてみたい。つまり現実の温度分布と放射平衡を仮定して理論的に得られる温度分布とを比べるという見方があるわけである。第4図は Kuhn and London (1969) の計算に用いられた温度分布で実測に基いてかかれたものである。いうまでもなく stratosphere 付近では温度の水平傾度は夏極から冬極に向いている。mesopause 付近では逆に温度傾度は冬極から夏極に向いている。第3図にみるように放射熱収支は夏半球でかなりの加熱，冬半球中・高緯度でかなりの冷却であるから，力学過程によってエネルギーが夏極から冬極の方向に運ばなければならないことになるが，その際上部中間圏から下部熱圏では温度傾度の向きとは逆の熱輸送が起ることになる。一方第5図は Leovy (1964) による放射平衡の温度分布である。一見して明らかのようにこの温度分布は現実の温度分布とは全くちがっている。この場合冬の極地方は全般的に著しく低温で，温度傾度は全層で夏極から冬極に向いている。これから現実の温度分布が放射平衡から大きくずれていることがわかるが，又第5図のような温度成層が力学的に安定なものでないということも一見して明らかであろう。尚 Leovy のこの計算では，オゾン量が太陽放射の吸収によって温度場に作用し，温度場は光化学反応の反応速度を通してオゾン量をコントロールするという形で放射と光化学の coupling を考えており，第5図は正しくは光化学・放射平衡温度とでもいうべきものであろう。この例にとどまらず，高層大気では放射・光化学及び力学過程の間に密接な関連があり，今後は各分野の研究者の直接的な協力も時に必要になってくると思われる。

文 献

- Bauer, H.J., and R. Schotter, 1969: *J. Chem. Phys.*, **51**, 3261-3270.
 Craig, R.A., and J.C. Gille, 1969: *Atm. Sci.*, **26**, 205-209.

- Ditchburn, R.W., and P.A. Young, 1962: *J. Atmos. Terr. Phys.*, **24**, 127-139.
 Drayson, S.R., 1967: College of Engr. Report No. 07584-1-T Univ. of Michigan, Ann Arbor
 Drayson, S.R., and W.R. Kuhn, 1968: College of Engr. Report No. 05863-14-T, Univ of Michigan, Ann Arbor
 Gold, M.A., 1909: *Proc. R. Soc. A*, **82**, 43-70.
 Goody, R.M., 1964: *Atmospheric Radiation*, Oxford University Press
 Gowan, E.H., 1928: *Proc. R. Soc. A*, **120**, 655-669.
 Gowan, E.H., 1930: *Proc. R. Soc. A*, **128**, 531-550.
 Harmite, G., 1893: *L'Aerophile*, **1**, 45-55.
 Houghton, J.T., 1969: *Quart. J.R. Met. Soc.*, **95**, 1-2.
 Humphreys, W.J., 1909: *Astrophys. J.*, **29**, 14-32.
 Inn, E.C.Y., and Y. Tanaka, 1953: *J. Opt. Soc. Amer.*, **43**, 870-873.
 Kellogg, W.W., 1961: *J. Meteor.*, **18**, 373-381.
 Kuhn, W.R., 1966: Ph.D. Thesis Department of Astro-Geophysics, University of Colorado, 159 pp.
 Kuhn, W.R., 1968: College of Engr. Report No. 05863-15-T, Univ. of Michigan, Ann Arbor
 Kuhn, W.R., and J. London, 1969: *J. Atm. Sci.*, **26**, 180-204.
 Leovy, C., 1964: *J. Atm. Sci.*, **21**, 238-248.
 Lindemann, F.A., and G.M.B. Doson, 1923: *Proc. R. Soc. A*, **102**, 411-437.
 McClachey, R.A., 1966: Ph. D. Thesis Dept. of Meteorology, Univ. of California, Los Angeles.
 Merrill, K.M., and R.C. Amme, 1969: *J. Chem. Phys.*, **51**, 844-846.
 Murgatroyd, R.J. and R.M. Goody, 1958: *Quart. J.R. Met. Soc.*, **84**, 224-234.
 Ohring, G., 1958: *J. Meteor.*, **15**, 440-451.
 Plass, G.N., 1956: *Quart. J.R. Met. Soc.*, **82**, 310-324.
 Prssmann, J., 1954: *J. Geophys. Res.*, **59**, 485-498.
 Rodgers, C.D., and C.D. Walshaw, 1966: *Quart. J.R. Met. Soc.*, **92**, 67-92.
 Schwartz, R.N., Z.I. Slawsky and J.F. Herzfeld. 1952: *J. Chem. Phys.* **20**, 1592-1599.
 Shved, G.M., 1965: *Bull. Leningrad Univ. Series Phys. Chem. Issue*, **1**, **4**, 67-79.
 Taylor, R.L., and S. Bitterman, 1969: *Rev. Mod. Phys.*, **41**, 21-47.
 Teisserence de Bort, L.P., 1898: *C.R. Acad. Sci.*,

- Paris, **127**, 135-138.
 Tousey, R., 1963: Space Sci. Rev., **2**, 3-79.
 Vigroux, E., 1953: Annl's Phys., **8**, 709-762.
 Watanabe, K., 1958: Adv. Geophys., **5**, 153-221.
 Whipple, F.J.W., 1923: Nature, Lond, **111**, 187
- (See also Q.J.R. Met. Soc., **61**, 285-308.
 Wyatt, P.J., V.R., Stull, and G. Plass, 1962: J. Opt. Soc. Amer., **52**, 1209-1217.
 Young, C., 1964: College of Engr. Report No. 04682-1-T. Univ. of Michigan, Ann. Arbor
 関原 疆, 1963: 天気, **15**, 149-155.

大気科学における確率と統計の国際シンポジウム

上記シンポジウムがアメリカ気象学会と WMO の共催により、ハワイ大学において、1971年6月1~4日に開催されるむね、アメリカ気象学会の気象統計委員会 R.H. Jones 委員長から日本気象学会山本義一理事長あて通知があった。

シンポジウムの内容は標準技術のルーチンの応用ではなく、大気科学への確率と統計の革新的利用に重点が置かれている。プロシーディングスはあらかじめ印刷され会場で配布される予定である。下記項目についての論文が特に歓迎される。

- 1) Statistical dynamic prediction
- 2) Time series analysis
- 3) Climatological applications such as

inadvertent climatic modification

- 4) Probabilistic prediction
- 5) Analysis of meteorological fields

講演題目とアブストラクトは **1971年1月15日必着**、その後11×14インチの特別の原稿用紙（8½×11インチすなわち23%の縮図）が著者に送られるので**1971年3月31日までに**図表を含み6ページを越えない完全な原稿（写真印刷用）を送付のこと。

アブストラクトは下記あて送付のこと。

Richard H. Jones Programme Chairman Information Sciences Programme, University of Hawaii, 2565 The Mall, Honolulu, Hawaii 96822.