〔解　説〕　　101：102：110（温室効果；金星大気）

金星大気の温室効果の特徴―地球の温室効果と比較して

松　田　佳　久*・高　木　征　弘**

1．序

2010年に金星を周回する気象衛星が日本によって打ち上げられる予定である．地上からの金星観測も活発になっており，日本においても金星大気に対する関心が高まっている．特に，金星気象衛星による観測の主要な目標である金星大気のスーパー・ローテーション[†]については，近年日本の研究者によって興味深い数値実験的研究がなされている（Yamamoto and Takahashi 2004；Takagi and Matsuda 2007；Kido and Wakata 2008；スーパー・ローテーションを含む金星気象全般に関しては，松田（2000）参照）．一方，金星にはスーパー・ローテーション以外にも地表面の700 K を超える高温という顕著な現象がある．放射平衡により金星の地表面の高温を説明する研究は1980年前後に既になされており，当時の二酸化炭素などの赤外線吸収データに基づくと，温室効果によりこの高温が説明できることが示された（Matsuda and Matsuno 1978；Pollack *et al*. 1980）．現在では，スーパー・ローテーションを説明するための大気大循環モデルのためにも，最新のデータに基づく精密な放射モデルを作ることが要請されており，筆者らはそれに従事している．本稿は精密な放射モデルの研究に先立ち，金星の放射平衡の特徴を地球と対比しつつ考察し，惑星の専門家以外の一般の気象研究者の方にも金星大気の鉛直構造を理解して頂くことを目的とする．

大気と地表面からなる惑星表層の温度は，惑星が吸収する太陽光のエネルギーと惑星が宇宙空間へ射出する赤外線放射エネルギーが量的にバランスすることによって維持されている．後者を温度 T_eの黒体からの放射と仮定すると，このバランスは

$$(1-A)F\cdot\pi a^2=\sigma T_e^4\cdot 4\pi a^2$$

と書ける．ここで，F は惑星軌道での太陽光の放射エネルギーフラックス，A はアルベード（太陽光の反射率），σ はシュテファン・ボルツマン定数，a は惑星半径である．この式を解いて $T_e=\sqrt[4]{(1-A)F/(4\sigma)}$ を得る．この T_eを有効放射温度という．よく知られているように，我々の住む地球表面付近の温度は温室効果により地球の有効放射温度（255 K）より高くなっている（第1表参照）．この地球の温室効果は地表面温度を有効放射温度から2割程度上昇させる．一方，金星の有効放射温度は，アルベードが大きい関係で，太陽に近いにもかかわらず，224 K と地球よりも低い．ところが，第1図に示されている金星大気の鉛直温度分布を見ると，地表面付近で730 K にも達している．今日，この高温は主として，地表面で92気圧に達する金星大気の97%をしめる膨大な量の二酸化炭素（地球より5桁多い）の温室効

第1表　金星と地球の放射特性の比較（松田 2000）．

パラメータ（単位）	金星	地球
太陽定数（Wm^{-2}）	2617	1370
アルベド	0.78	0.30
有効放射温度（K）	224	255
地表面気圧（hPa）	92000	1013
重力加速度（ms^{-2}）	8.90	9.78
大気の主成分	CO_2（96%）	N_2（78%）
	N_2（3.5%）	O_2（21%）

* 東京学芸大学自然科学系．
** 東京大学大学院理学系研究科．

―2008年1月29日受領―
―2008年9月6日受理―

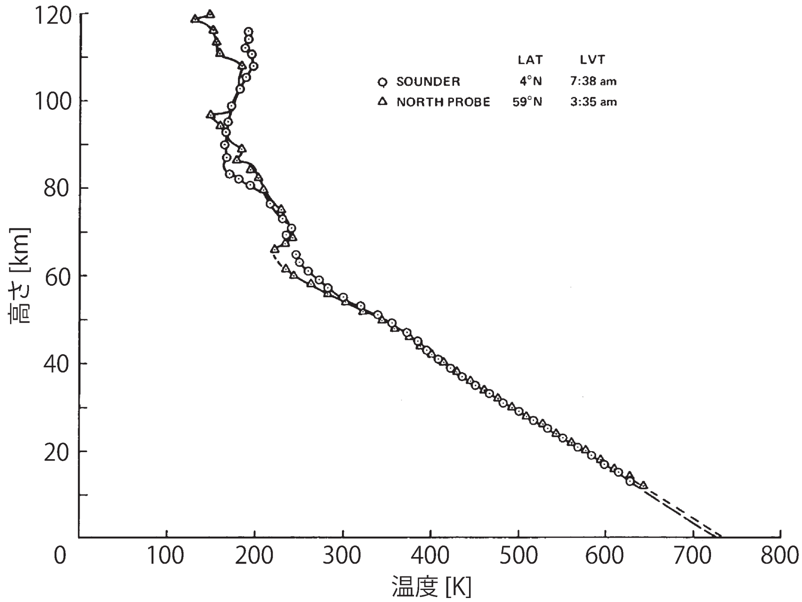
† 金星の大気が自転と同じ方向に自転よりも速く回転している特異な現象．高度70 km 付近では大気の回転が自転速度の60倍にも達している．

果によるものと考えられている．

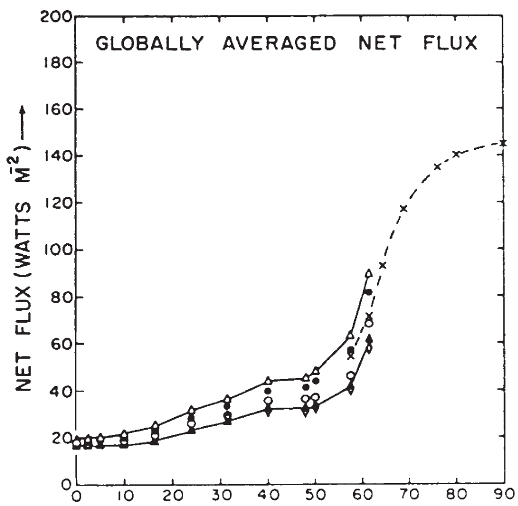
この二酸化炭素の量的な差に加えて，金星と地球の温室効果にはその特徴に次のような興味深い相違がある．

(1) 地球では太陽光の大部分が大気を透過し地面で吸収されるが，第2図に見られるように，金星では大部分，全球を覆う雲層（硫酸の液滴からなり，高度45-80 kmに存在している）で吸収され，地表にはわずか（全球平均約17 $\mathrm{Wm^{-2}}$，金星の全吸収量の約12%）の太陽光しか到達しない（Tomasko *et al*. 1980；川端 1987）．

(2) 地球では温室効果をもたらす赤外線吸収気体は水蒸気や二酸化炭素やオゾンであり，大気の少量または微量成分にすぎないが，金星では二酸化炭素が大気の約97%を占めている．



第1図 金星大気における温度（K，横軸）の鉛直分布（Seiff 1983を改変）．○は 4°N，△は59°N における観測．



第2図 金星大気における正味の下向き太陽放射フラックス（観測に基づく水平平均値，単位は $\mathrm{Wm^{-2}}$，縦軸）の鉛直分布（Tomasko *et al*. 1980）．○，●，△は推定誤差を含んだ値，×はモデルによる推定値を示す．

その他，金星の下層大気は地球と比べて大変高圧である．この事が温室効果に対して有する意義は本稿の終わり（第8節）で述べることにして，まず，上の2点を問題としたい．(1) は地球の温室効果にとって有利な点であり，(2) は金星の温室効果が地球よりはるかに強力である理由であるが，本論文では，(1)，(2) による金星と地球の温室効果の特徴の相違を，以下のような論点を中心として議論したい．

- 金星において，雲層での太陽光吸収は地表面付近の温室効果に寄与するのか，しないのか？これがあることによって放射平衡温度分布はどのような影響を受けるのか？
- 放射平衡温度分布が静的不安定ならば，対流圏が生成される．地球の場合，対流圏を成立させている要因は何であるのか？
- 金星の場合，放射平衡温度分布は不安定なのか（つまり，対流圏が存在するのか）？ 雲層での太陽光吸収が下層大気の安定性に影響するのか，しないのか？

本論文では非常に簡単な放射のモデルを用い，その解析解を調べることにより，以上の諸問題を定性的に

考察したい．

2．放射モデル

序で述べた目的のため，本論文では最も簡単な放射モデルを用いて，考察を進めたい．つまり，

(a) 灰色大気の近似

(b) 2方向（2-streams）近似

を採用して議論を展開したい（松野・島崎　1981；会田　1982）．簡単に説明しておくと，灰色大気の仮定は「大気の吸収係数が光の波長に依らず一定である」という仮定である．実際には，赤外線の吸収は水蒸気や二酸化炭素といった気体分子の振動・回転のエネルギー準位の遷移に関係した吸収線に依っている．従って，吸収係数は波長に強く依存するが，この依存性を無視するのが灰色大気の仮定である．ただし，この場合でも吸収係数の温度・圧力依存性（つまり高度依存性）を考慮することはできる．これについては第8節で検討することにしたい．一方，放射強度は光が進行する方向（天頂角と方位角）に依存する．通常，赤外放射については方位角に対する依存性は無視するが，天頂角に対する依存性は無視できない．一般に赤外の放射強度は天頂角の連続関数である．この依存性を非常に単純化して，上向きと下向きの放射のみで，放射強度の天頂角依存性を表現するのが，2方向の近似である．

(a)，(b) の仮定の下に，この問題の議論に必要な基礎方程式を書き下すと，以下のようになる（上記文献参照）．

$$\frac{\partial F^{\uparrow}}{\partial w}=F^{\uparrow}-B \tag{1}$$

$$\frac{\partial F^{\uparrow}}{\partial w}=-F^{\downarrow}+B \tag{2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}=-\frac{1}{C_p\bar{\rho}}\frac{\partial(F^{\uparrow}-F^{\downarrow})}{\partial z}+\frac{Q}{C_p\bar{\rho}} \tag{3}$$

ここで $F^{\uparrow}$ は上向きの放射フラックス，$F^{\downarrow}$ は下向きの放射フラックス，T は絶対温度，t は時間，z は高さ，$\bar{\rho}$ は赤外線吸収物質を含む高さ z での空気の密度，C_pはその定圧比熱，B は温度 T の黒体が単位時間に単位面積から射出するエネルギー（$B=\sigma T^4$），Q は高さ z の大気が単位時間・単位体積当たり吸収する太陽放射エネルギーである．w は大気の上端から計った光学的厚さの3/2倍であり，k を吸収係数，ρ を赤外線吸収気体の密度として，

$$w(z)=\frac{3}{2}\int_z^{\infty}k(z')\rho(z')\,dz' \tag{4}$$

のように書ける．本解説ではこの w を単に光学的厚さと呼ぶ．大気下端（$z=0$）での w，つまり

$$w_b=w(0)=\frac{3}{2}\int_0^{\infty}k\rho dz \tag{5}$$

が大気全体の光学的厚さであり，全光学的厚さという．3/2という因数の代わりに1.66などの値を用いる流儀もあるが，本稿での議論にはほとんど影響しない．

放射平衡温度分布を求める場合は，(3) 式で定常を仮定し$\partial T/\partial t=0$と置いて，(1) — (3) 式を解き，B，$F^{\uparrow}$，$F^{\downarrow}$を光学的厚さ w（すなわち高さ z）の関数として表現すればよい．以下では鉛直1次元定常問題のみを扱うので，物理量は全て高さのみの関数である．

3．地球の温室効果

金星の温室効果の議論に入る前に，前節で述べた放射モデルを使って地球の温室効果を復習しておきたい（松野・島崎　1981；会田　1982）．地球の場合，太陽エネルギーは大部分，地表で吸収される．それを単純化して，太陽光が全て地面で吸収されると仮定した場合の解を概観することにしよう．この場合，(3) 式は定常かつ $Q=0$ なので

$$\frac{\partial(F^{\uparrow}-F^{\downarrow})}{\partial z}=0$$

つまり，$F^{\uparrow}-F^{\downarrow}=$一定　となる．この場合は簡単に解けて，$T_e$を有効放射温度，$B_e=\sigma T_e^4$ として，

$$B=\frac{1}{2}B_e(w+1) \tag{6}$$

$$F^{\uparrow}=\frac{1}{2}B_e(w+2) \tag{7}$$

$$F^{\downarrow}=\frac{1}{2}B_e w \tag{8}$$

という，よく知られた結果が得られる．

(6) — (8) 式は (4) 式を介して，高さ z の関数となっていることに注意して頂きたい．(6) 式と$B=\sigma T^4$より，大気温度 T は光学的厚さ w の単調増加関数（高さ z の単調減少関数）である．大気の上

端 $z\to\infty$（$w\to 0$）では $T\to T_e/\sqrt[4]{2}$ となる．大気下端では，下向きの放射フラックス $F^{\downarrow}$ と地表面で吸収される太陽光放射の和が，地表面が上向きに射出する放射エネルギーとバランスする．すなわち，地表面の温度を T_g とし，吸収される太陽光のエネルギーが $\sigma T_e{}^4$ に等しいことに注意すると，

$$\sigma T_g{}^4=F^{\downarrow}(w=w_b)+\sigma T_e{}^4=\frac{1}{2}B_e(w_b+2)$$

である．一方，大気の最下端の温度を $T_b=T$（$w=w_b$）とすると，(6) 式から $\sigma T_b{}^4=B_e(w_b+1)/2$ となる．従って，地表面の温度 T_g と大気の最下端の温度 T_b の間には

$$\sigma T_g{}^4=\sigma T_b{}^4+\frac{1}{2}\sigma T_e{}^4 \tag{9}$$

という関係が成り立っており，$T_g>T_b$ となる．よく知られているように，放射平衡では地表面で温度にギャップが存在している．また，地表面温度は大気の全光学的厚さ w_b が大きいほど高い．太陽光が大気を透過し，地表面で吸収されるという仮定の下では，大気の赤外の全光学的厚さ w_b が大きくなれば，それと共に地表面温度がいくらでも高くなることが分かる．

色々な値の w_b に対する放射平衡温度分布が第3図に示されている．w_b が小さい大気では全層が等温（$=T_e/\sqrt[4]{2}$）に近く，地表面温度がほぼ T_e であることが分かる．w_b が大きくなると，上層はほぼ $T_e/\sqrt[4]{2}$ のままであるが，下層で温度が高くなっているのが分かる．現実の地球大気は灰色ではないが，地球の w_b はおおよそ 2－3 程度に相当する．

次に問題なのは，このようにして得られた放射平衡温度分布が静的不安定か否か，つまり断熱勾配を超えるか否かということである[††]．不安定ならば対流が生じ，対流圏が形成される．この条件を求めてみよう．

温度減率 $\Gamma=-dT/dz$ を求めるため，(6) 式を z で微分する．高さ z での赤外線吸収気体の混合比（密度比）を $q(z)$ とすると，赤外線吸収気体の密度と光学的厚さは空気全体の密度 $\bar{\rho}$ を用いてそれぞれ $\rho(z)=q(z)\bar{\rho}(z)$，$w=(3/2)\int_z^{\infty}kq\bar{\rho}dz'$ と書けるので，

$$4\sigma T^3\frac{dT}{dz}=\frac{1}{2}B_e\frac{dw}{dz}=\frac{1}{2}B_e\left(-\frac{3}{2}kq\bar{\rho}\right)$$

上式の両辺に T を乗じ，再び (6) 式を用いて整理すると，

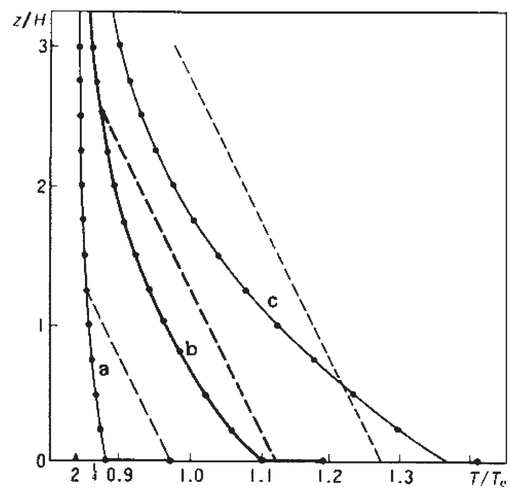
$$\Gamma=\frac{\frac{1}{2}B_e\cdot\frac{3}{2}kq\bar{\rho}\times T}{4\sigma T^3\times T}=\frac{1}{4}\frac{\frac{3}{2}kq\int_z^{\infty}\bar{\rho}dz'}{\frac{3}{2}\int_z^{\infty}kq\bar{\rho}dz'+1}\frac{g}{R} \tag{10}$$

ただし，理想気体の状態方程式と静水圧平衡の式を使い，$\bar{\rho}T=\bar{p}/R=\int_z^{\infty}\bar{\rho}gdz'/R$ とした（$\bar{p}$ は空気全体の圧力，R は空気の気体定数，g は重力加速度）．k と q が z によらず一定ならば，(10) 式で

$$\frac{\frac{3}{2}kq\int_z^{\infty}\bar{\rho}dz'}{\frac{3}{2}\int_z^{\infty}kq\bar{\rho}dz'+1}\leq 1$$

が成り立つので，温度減率 $\Gamma=-dT/dz$ は

$$\Gamma\leq\frac{1}{4}\frac{g}{R}=\frac{1}{4}\frac{C_p}{R}\frac{g}{C_p} \tag{11}$$



第3図　灰色大気モデルを用いて求めた全光学的厚さに対する放射平衡温度分布の変化（松野・島崎　1981）．横軸は有効放射温度 T_e で規格化した温度，縦軸は赤外線吸収物質のスケールハイトで規格化した高度である．a，b，c の順に全光学的厚さ w_b が0.1，1，3の場合を示す．破線は対流が生じた場合の温度分布を概念的に描いたもの．

[††] 金星ではどの高度でも水蒸気の密度が非常に小さいので，相転移に伴う潜熱の解放を考慮する必要がない．従って，本稿では対流は全て乾燥対流を意味する．

となる．吸収係数や赤外線吸収気体の密度が大きい（つまり光学的厚さが大きい）場合は，（10）式の分母の1が無視でき，Γ は一定値 $g/4R$ に漸近する．地球大気の主要成分である二原子分子気体の場合は $C_p/R=3.5$であり，$\Gamma<g/C_p=\Gamma_d$（ここで Γ_dは乾燥断熱減率）が成り立つ．つまり温度分布は安定となる．

勿論，現実の地球の放射平衡温度分布は不安定であり，対流が発生し対流圏が形成されている．上述の結果が正しくないのには2つの理由がある．第1は，吸収係数 k が上で仮定したように，一定ではないことである．吸収線の幅は周囲の圧力とともに広がり，それと共に赤外線の吸収が強くなることがよく知られている．従って，灰色大気の近似の範囲内でこの効果を取り入れるには，（波長に依存しない）吸収係数 k が圧力と共に増大すると仮定するのが妥当である（この問題に関しては第8節で議論したい）．第2に，地球大気の場合，主要な赤外線吸収気体である水蒸気が下層に集中して分布し，混合比 q が一定ではないことである．経験的な水蒸気のスケールハイトは2 km 程度で，空気全体のスケールハイトである約8 km よりかなり小さい．これら2つの効果は，k と q が z の減少とともに増大することを意味し，$\int_z^\infty kq\bar{\rho}dz'$よりも $kq\int_z^\infty \bar{\rho}dz'$を大きくするように作用する．というのは，前者の積分では k と q が積分の中に含まれ，$kq\bar{\rho}$ が高度 z'の関数として積分されるのに対し，後者では k，q が積分に含まれず，ある高度 z での値 $k(z)q(z)$が $\bar{\rho}$ の積分にかかる形になっているからである．従って，k と q の高度変化を考慮すると，それらを高さに対して一定と仮定した場合に比べて（10）式の温度減率 Γ が増大するようになり，放射平衡温度分布が不安定になる可能性が生じる．実際，この理由により地球では大気下層で放射平衡温度分布が不安定となり，対流圏が形成される．単に吸収係数の値が大きい，または（吸収係数 k が高さ方向に一定の条件下において）混合比が一定のままで赤外線吸収気体の絶対量が高度が低くなるに従い増大する，という理由だけでは放射平衡温度分布は不安定とならないことに注意していただきたい．

勿論，放射平衡における大気下端と地表面の温度ギャップも大気下層を不安定化させ対流を発生させる要因のひとつである．しかしながら，Manabe and Strickler（1964）の複雑な放射モデルによる放射平衡・放射対流平衡の計算結果によると，地球大気の放射平衡温度分布は高度9 km 付近まで超断熱勾配（つまり静的不安定）となるため，大気下端と地表面の温度ギャップを考慮せずともほぼ現実的な対流圏の形成を説明することができる．対流を考慮し，放射平衡による不安定成層と大気下端と地表面での温度ギャップをともに解消した場合，対流圏界面高度は11–13 km 程度となる．従って，大気下端と地表面の温度ギャップによる対流層の広がり（の上限）は2–4 km 程度である．

4．金星の温室効果

金星大気の場合はほとんどが二酸化炭素なので，混合比 q は一定としてよい．仮に吸収係数 k も一定とすると，（10）式において$\int_z^\infty kq\bar{\rho}dz'=kq\int_z^\infty \bar{\rho}dz'$が成り立つ．また，膨大な二酸化炭素量のためこれらの積分は十分大きいので，（11）式においてほぼ等号が成立するとしてよく，温度の高度分布は直線的（高さ z の1次関数）となる．$C_p/R=$(気体分子の自由度＋2)/2と考えると，二酸化炭素分子の自由度は5なので，$C_p/R=3.5$である．従って温度減率 Γ は g/C_pより小さくなり，静的安定ということになる．しかし，実際の二酸化炭素の定圧比熱は振動モードの影響で大きく変化し，C_p/R の値は低温では3.5に近いものの，300 K（1気圧）で4.46，700 K（90気圧）で6.16であり，金星大気の雲層以下では4より大きい（Staley 1970）．従って，金星下層大気の放射平衡温度分布は超断熱勾配となり，静的不安定となりそうである．

しかしながら，g/C_pを断熱減率とするのは，理想気体という前提の下でのみ正しい．理想気体を前提しない，一般的な断熱減率の表式は

$$-\frac{T}{\bar{\rho}}\left(\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial T}\right)_p\left(\frac{g}{C_p}\right) \tag{12}$$

である（Staley 1970）．ここで理想気体を仮定すれば，（12）式は g/C_pを再現する．当然，このときの C_pは理想気体を仮定した空気の定圧比熱である（これを C_{pi}と書くことにする）．つまり，断熱減率を g/C_pと考え，C_pに（理想気体を前提しない）実験の測定値を代入した議論は，厳密には正しくないことになる（量的には以下の議論参照．より詳しい解説が Curry and Webster（1999）にある）．

理想気体の範囲内で考えると，断熱減率は g/C_{pi}でよいから，放射平衡温度分布の安定性に対しては C_{pi}/R の値が問題となる（k，q 一定の光学的に十分厚い大気を仮定した場合には，（11）式においてほぼ

等号が成立することに注意）．二酸化炭素のような直線状分子の場合，C_{pi}は

$$C_{pi}=\frac{7}{2}R+\sum_{T_v}\left[R\left(\frac{T_v}{2T}\right)^2\sinh^{-2}\left(\frac{T_v}{2T}\right)\right] \tag{13}$$

で与えられる（Staley　1970）．ここで T_vは振動温度（vibrational temperature）で，二酸化炭素の場合には T_v ＝960，960，2000，3380 K である（960 K が 2 つあるのは変角振動モードが縮退しているため）．従って，C_{pi}/R の値は4.47（300 K），5.93（700 K）と 4 より大きく，金星下層大気の条件では（11）式よりやはり静的不安定となる．

（12）式で与えられる理想気体を仮定しない一般的な断熱減率は g/C_{pi}とも $g/$(実験値の C_p)とも異なると述べたが，その差は現実の金星大気中では 8 %程度に収まる．このため，近似的には g/C_pまたは g/C_{pi}の値から金星大気の静的安定性を判定することが可能である．本研究で用いるモデルは理想気体の状態方程式を仮定しているため，以下では乾燥断熱減率を g/C_{pi}として議論を進めるが，一般の惑星大気の安定度を問題にする場合には十分注意が必要であろう．いずれにせよ，金星大気中では二酸化炭素の定圧比熱が約 4 R をはさんで変化し，放射平衡の温度減率 $\Gamma=-dT/dz$ が静的安定性の臨界値付近で変化するため，金星下層大気の安定性を議論する場合には定圧比熱の温度・圧力依存性に注意が必要である．

第 8 節でみるように，吸収係数の圧力依存性を考慮すると，金星下層大気の放射平衡の温度減率はさらに大きくなり，より不安定となる．ただし，これは吸収係数の波長依存性を無視した場合の結果であることは言うまでもない．

5．雲による太陽光吸収を考慮した場合の温室効果

温室効果というのは，そもそも大気が太陽光をよく透過するということが前提となっている．ところが，温室効果によって地表面付近の高温が維持されていると考えられる金星では，太陽光の大部分は45-80 km にある雲層に吸収され，地面まで透過する太陽光は全吸収量の十数%に過ぎない．当然，雲層で吸収される大部分の太陽光エネルギーと地表面で吸収される残りの僅かなエネルギーとが，それぞれ温室効果に対してどの程度寄与するかが問題となる．そこでまず，2 方向，灰色近似の放射モデルにおいて，大気中において太陽光吸収がある場合の解析解を求め，その効果を検討してみたい．このような場合の解は日本語の本のみならず，英語の大気放射の標準的な概説書（Goody and Yung 1989；Liou 2002）にも記述されていないようである．地球のオゾン層など，日射の直接吸収量が少ない場合については，松野・島崎（1981）を参照されたい．

基礎となる方程式は（1）-（3）式である．（3）式で$\partial T/\partial t=0$　とおき，（4）式を用いると，

$$\frac{d(F^{\uparrow}-F^{\downarrow})}{dw}=-\frac{2}{3}\frac{Q}{k\rho} \tag{14}$$

（1），（2）式を使って左辺を書き換えると，

$$F^{\uparrow}+F^{\downarrow}-2B=-\frac{2}{3}\frac{Q}{k\rho} \tag{15}$$

となる．（1）式に（2）式を加えると，

$$\frac{d(F^{\uparrow}+F^{\downarrow})}{dw}=F^{\uparrow}-F^{\downarrow} \tag{16}$$

一方，（1）式から（2）式を差し引くと，

$$\frac{d(F^{\uparrow}-F^{\downarrow})}{dw}=F^{\uparrow}+F^{\downarrow}-2B=-\frac{2}{3}\frac{Q}{k\rho} \tag{17}$$

この式を大気上端 $w=0$ とある高さ w の間で積分して，

$$F^{\uparrow}(w)-F^{\downarrow}(w)=B_e-\frac{2}{3}\int_0^w\frac{Q}{k\rho}dw'$$

となる．ただし，大気上端の境界条件として $F^{\uparrow}(w=0)=B_e$，$F^{\downarrow}(w=0)=0$ を使った．さらに，惑星全体の放射エネルギー収支から

$$B_e=\int_0^{\infty}Qdz'=\frac{2}{3}\int_0^{w_b}\frac{Q}{k\rho}dw'$$

が成り立つ（積分中の大気下端 $z'=0$ と $w'=w_b$は地表面を含む）．これら 2 式から B_eを消去すると，

$$F^{\uparrow}(w)-F^{\downarrow}(w)=\frac{2}{3}\int_w^{w_b}\frac{Q(w')}{k\rho}dw' \tag{18}$$

この式を（16）式の右辺に代入して，

$$\frac{d(F^{\uparrow}+F^{\downarrow})}{dw}=\int_0^z Q(z')dz'=\frac{2}{3}\int_w^{w_b}\frac{Q}{k\rho}dw'$$

この式の両辺を $w'=0$ から $w'=w$ まで積分すると，

$$F^{\uparrow}(w)+F^{\downarrow}(w)-B_e=\frac{2}{3}\int_0^w\left(\int_{w'}^{w_b}\frac{Q(w'')}{k\rho}\,dw''\right)dw' \quad (19)$$

結局，(15) 式と (18)，(19) 式が積分された 3 つの式になる．(15)，(19) 式から $F^{\uparrow}+F^{\downarrow}$ を消去して，

$$B=\frac{1}{3}\frac{Q}{k\rho}+\frac{1}{2}B_e+\frac{1}{3}\int_0^w\left(\int_{w'}^{w_b}\frac{Q(w'')}{k\rho}\,dw''\right)dw' \quad (20)$$

を得る．$B=\sigma T^4$なので，この式により温度が大気上端から計った光学的厚さ w，つまり高さ z の関数として求められたことになる．右辺第 3 項の二重積分は

$$\int_0^w\left(\int_{w'}^{w_b}\frac{Q(w'')}{k\rho}\,dw''\right)dw' =\int_0^w w'\frac{Q(w')}{k\rho}\,dw'+w\int_w^{w_b}\frac{Q(w')}{k\rho}\,dw' \quad (21)$$

とも書き換えられる．

(20)，(21) 式により大気中に加熱がある時の放射平衡温度分布が表現されている．大気中の太陽加熱 Q がなければ大気上端 $w\to 0$ で $B=\sigma T^4\to\sigma T_e^4/2$ となり，(6) 式の結果と一致する．(20) 式の右辺第 1 項はある高さ（光学的厚さ w）での放射強度 B（つまり温度 T）に対するその高さの加熱 Q の寄与を表している．(21) 式の右辺第 1 項はその高さより上の Q の寄与を，第 2 項はその高さより下の Q の寄与を表している．前者では下層ほど大きくなる重み w'が Q につくが，後者ではどの高さの Q にも共通の w という重みがつくだけであることに注意していただきたい．

以下，特定の太陽光吸収分布に対して具体的に放射平衡温度分布を求めてみよう．まず，ある高さ w_qだけにデルタ関数的に加熱が集中している場合を考える．加熱分布

$$\frac{Q(w)}{k\rho}=\frac{\bar{Q}}{k\rho}\delta(w-w_q)$$

を (20) 式に代入すると，

$$\int_{w'}^{w_b}\frac{Q(w'')}{k\rho}\,dw''=\begin{cases}\dfrac{\bar{Q}}{k\rho} & (w'<w_q)\\ 0 & (w'>w_q)\end{cases}$$

なので，

$$B=\frac{1}{3}\frac{\bar{Q}}{k\rho}\delta(w-w_q)+\frac{1}{2}B_e+\frac{1}{3}\frac{\bar{Q}}{k\rho}\begin{cases}w & (w<w_q)\\ w_q & (w>w_q)\end{cases} \quad (22)$$

となる．惑星全体のエネルギー収支より，

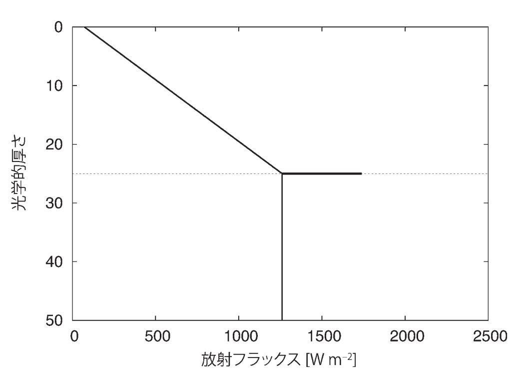
$$\int_0^\infty Qdz=B_e=\sigma T_e^4$$

であるが，デルタ関数的な加熱分布の場合，この式の左辺は $(2/3)\bar{Q}/\{k(w_q)\rho(w_q)\}$ となる（(4) 式より $dz=-(2/3)dw/(k\rho)$ であることを用いた）．故に，(22) 式は

$$B=\frac{1}{2}B_e\delta(w-w_q)+\frac{1}{2}B_e+\frac{1}{2}B_e\begin{cases}w & (w<w_q)\\ w_q & (w>w_q)\end{cases}$$

と書ける．

この温度分布を示すと，第 4 図のようになる．加熱高度にデルタ関数的な高温が生ずるが，それを別とすれば，大気の上端から加熱高度まで下方に行くに従い温度が上昇し，加熱高度以下では等温になる（このような温度分布が持つ熱力学的な意味については Houghton (2002) を参照）．加熱高度よりも上層での温度分布は，地球のように，温室効果によって下の方が温度が高くなっている．加熱高度より下方では，太陽光が全く入らないが，赤外線の放射が入るので，気温は絶対零度にはならず，加熱高度 w_qにおける（デルタ関数の寄与は除いた）温度が一様に地表まで分布するような等温層ができる．この図から明らかな



第 4 図　デルタ関数的加熱に対する放射平衡温度に対応する放射フラックスの高度分布．縦軸は大気上端から測った光学的厚さである．

ように，加熱高度が下方にある程，地表面温度，大気全体の平均温度は増大する．太陽光吸収が地表面に集中している場合に，地表面温度と大気全体の平均温度が最大になるのも明らかであろう．

次に，金星のように雲層と地表面の両方に太陽光加熱がある場合の温度分布を考えてみたい．既に述べたように，金星の場合，大部分の太陽光は45 km から80 km にある雲層に吸収される．この太陽光エネルギーが金星の下層の高温維持にどの位寄与するのか，また上の解に見られるような雲層より下の層の等温化（安定成層化）をどの位もたらすのか，検討してみたい．

高さ z_1 と z_2（大気上端から計った光学的厚さ w_1 と w_2）の間の大気層内で q_c，地表面で q_g の太陽エネルギーがそれぞれ吸収されるとする．

$$q_c=\int_{z_1}^{z_2} Q(z)\,dz=\frac{2}{3}\int_{w_1}^{w_2}\frac{Q(w)}{k\rho}\,dw$$

$$q_g=\int_{0_-}^{0_+} Q(z)\,dz=\frac{2}{3}\int_{w_{b^-}}^{w_{b^+}}\frac{Q(w)}{k\rho}\,dw$$

ここで，地表面と雲層が吸収するエネルギーの割合をそれぞれ $\gamma_g=q_g/(q_c+q_g)$，$\gamma_c=q_c/(q_c+q_g)$，雲層の代表的な高度に対応する光学的厚さを $w_c=(w_1+w_2)/2$ と定義しておく．勿論，$q_c+q_g=B_e=\sigma T_e^4$ であり，$\gamma_g+\gamma_c=1$ が成り立つ．現実の金星では，雲層より下の大気でも太陽光が吸収されるが，簡単のためにここでは無視すると，$\gamma_g=0.12$ となる．計算を簡単にするために，w_1 と w_2 の間での太陽光エネルギーの吸収分布は $Q/k\rho$ が一定，つまり

$$\frac{Q}{k\rho}=\frac{3}{2}\frac{q_c}{w_2-w_1}$$

と仮定する．(20)，(21) 式にこの吸収分布を代入すると，簡単な計算により，以下の結果を得る．

●雲頂より上（$w<w_1$）では，

$$B=\frac{1}{2}B_e(w+1) \tag{23}$$

●雲層（$w_1<w<w_2$）では

$$B=\frac{1}{2}\frac{q_c}{w_2-w_1}+B_e+\frac{1}{4}q_c\frac{w^2-w_1{}^2}{w_2-w_1}+\frac{1}{2}w\left(\frac{w_2-w}{w_2-w_1}q_c+q_g\right) \tag{24}$$

●雲底下（$w>w_2$）では

$$B=\frac{1}{2}B_e(\gamma_g w+1+\gamma_c w_c) \tag{25}$$

太陽光が地面でのみ吸収される，つまり $q_g=B_e$，$q_c=0$（$\gamma_g=1$，$\gamma_c=0$）とすれば，(6) 式が再現される．勿論，$B=\sigma T^4$ であり，上式により温度分布が決まる．これを図示すると，第5図のようになる．雲頂より上の解は，地表面のみに太陽光吸収がある場合の (6) 式と同様である．雲層の中では加熱があるので，温度分布は少し複雑になっている．雲底下の温度分布は，（γ_g に比例する）地表面での太陽光吸収の寄与と，（γ_c に比例する）雲層での太陽光吸収による寄与を含んでおり，前者の効果により下層ほど温度が高くなる．

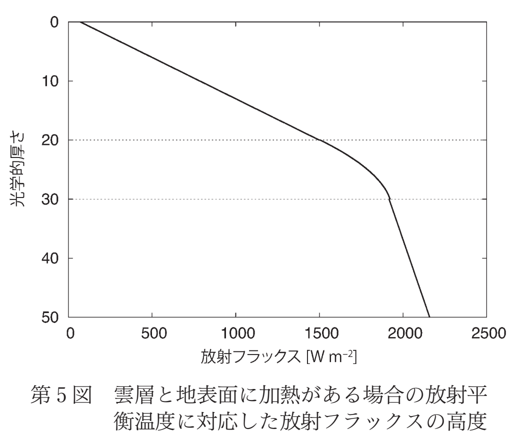
前節と同様にして，雲底下での温度減率を求めてみよう．(10) 式の場合と同様，(25) 式を高さ z で微分して，

$$\Gamma=\frac{1}{4}\frac{\gamma_g\left(\frac{3}{2}kq\int_z^\infty\bar{\rho}dz'\right)}{\gamma_g\left(\frac{3}{2}\int_z^\infty kq\bar{\rho}dz'\right)+1+\gamma_c w_c}\frac{C_p}{R}\frac{g}{C_p} \tag{26}$$

明らかに，

$$\frac{\gamma_g\left(\frac{3}{2}kq\int_z^\infty\bar{\rho}dz'\right)}{\gamma_g\left(\frac{3}{2}\int_z^\infty kq\bar{\rho}dz'\right)+1+\gamma_c w_c}<\frac{\left(\frac{3}{2}kq\int_z^\infty\bar{\rho}dz'\right)}{\left(\frac{3}{2}\int_z^\infty kq\bar{\rho}dz'\right)+1} \tag{27}$$

なので，雲層での太陽光吸収は温度減率の減少，つま



第5図　雲層と地表面に加熱がある場合の放射平衡温度に対応した放射フラックスの高度分布．縦軸は大気上端から測った光学的厚さである．

り大気の安定化に寄与する．

最後に，金星の場合について，(25)，(26) 式を数量的に見積もってみよう．観測によると，地面付近では $T_g=730$ K，有効放射温度は $T_e=224$ K なので，$\sigma T_g^4/\sigma T_e^4=112.7\cong 100$．故に，(25) 式で $w=w_b$ とすれば $\gamma_g w_b+1+\gamma_c w_c\cong 200$ である．γ_c は0.8-0.9程度，大気上端から計った雲層での光学的厚さ w_c はせいぜい10のオーダーである（高さ50 km 付近で1気圧なので，50 km 以上の大気質量は金星大気全体の1/100程度，雲の赤外に関する光学的厚さ w_2-w_1 は全体で10-15と考えられている）．故に，$\gamma_g w_b\cong 200$ となる．$\gamma_g=0.12$ なので，$w_b\cong 2000$ が得られる．もし仮に太陽光エネルギーのほとんど全てが金星の地表面に届くならば（$\gamma_g\sim 1$，$\gamma_c\sim 0$），730 K という地表の高温は全光学的厚さ w_b が200程度の大気層がもたらす温室効果で説明できる．しかし，実際には入射太陽エネルギーのわずか1割程度しか地表に届かない（$\gamma_g\sim 0.1$，$\gamma_c\sim 0.9$）ので，2000という膨大な光学的厚さが必要なわけである．

(25) 式で興味深いのは，雲層での太陽光吸収 γ_c が大きくても，そこでの（大気上端から計った）光学的厚さ w_c がそれにかかるので，雲底下の十分大きな光学的厚さに位置する大気（$w\gg w_c$）の温度にはあまり寄与しないことである．これは同時に，大気下層においては，(26) 式の分母における $\gamma_c w_c$ の寄与が第1項（$\gamma_g w$）の寄与に比べて小さく，温度減率に対する雲の影響が大きくないことを意味する．従って，金星では太陽光エネルギーの大部分が雲層で吸収されるので，それ（現実の金星雲層で吸収されている太陽光エネルギー）が下層の温度分布ひいては安定性に影響するという議論は，定性的には正しいものの，定量的には無視できるほどの効果しかなく，誤りである．下層の温度分布はほとんど地表面で吸収される太陽光エネルギーに支配される．

なお，ここでは金星大気の全光学的厚さが2000程度と見積もられたが，これは灰色大気の放射平衡を仮定した場合の結論である．観測されている金星の地表面温度730 K が（放射平衡温度分布が不安定である結果生じる）対流活動の効果を含んで決まっている（放射対流平衡）ならば，2000は全光学的厚さ w_b の下限値であり，実際の全光学的厚さはそれよりかなり大きい可能性もある．

6．多層黒体モデル

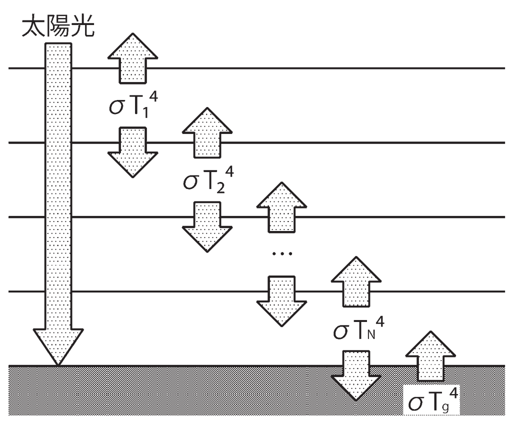
気象学の入門的教科書には多層黒体モデルによって温室効果が議論されていることがある（例えば，小倉 1999）．これは第6図のように大気が N 層の黒体からなると仮定して，放射平衡を求めるものである．地球の場合は大気層全体でやっとほぼ黒体と見なせる程度だから，多層で考える必要性はあまりない．この多層黒体モデルは，光学的厚さが厚い金星大気でこそ効力を発揮する．太陽光が全部地表面で吸収される場合の N 層黒体モデルでの温度分布は，上から層の番号をつけて，

$$T_1=T_e,\quad T_2=\sqrt[4]{2}\,T_e,\quad \cdots,\quad T_N=\sqrt[4]{N}\,T_e,\qquad T_g=\sqrt[4]{N+1}\,T_e \tag{28}$$

となる（小倉　1999，または以下参照）．それでは，大気層で太陽光吸収がある場合のこのモデルでの温度分布はどうなるであろうか．それを本節で求めてみたい．

第 i 層からの上下に射出される黒体放射エネルギーを $B_i=\sigma T_i^4$，第 i 層での太陽光吸収を Q_i，地表面を添字 $N+1$ で示すと，各層でのエネルギー収支は，左辺を吸収，右辺を射出として，上の層から順に次のように書ける．

$$\begin{aligned}
&B_2+Q_1=2B_1\\
&B_1+B_3+Q_2=2B_2\\
&\quad\vdots\\
&B_{N-1}+B_{N+1}+Q_N=2B_N\\
&B_N+Q_{N+1}=B_{N+1}
\end{aligned}$$



第6図　N 層黒体モデルの模式図．

これを少し書き換えると，

$$\begin{aligned} &B_1-(B_2-B_1)=Q_1 \\ &(B_2-B_1)-(B_3-B_2)=Q_2 \\ &\qquad\vdots \\ &(B_N-B_{N-1})-(B_{N+1}-B_N)=Q_N \\ &B_{N+1}-B_N=Q_{N+1} \end{aligned} \tag{29}$$

となる．左辺の (B_i-B_{i-1})，$-(B_{i+1}-B_i)$ は第 i 層から上方および下方に射出される正味の放射エネルギーを表す．勿論，有効放射温度の定義により，

$$Q_1+Q_2+\cdots+Q_N+Q_{N+1}=\sigma T_e{}^4$$

である．(29) 式は B_i ($i=1, 2, \cdots, N, N+1$) を未知数とする線型の連立代数方程式であり，加熱分布 Q_iに対して解の重ね合わせができる．つまり，２つの異なった加熱分布に対するそれぞれの解が得られれば，２つの加熱分布を重ね合わせた加熱分布に対する解は，２つの解を重ね合わせることによって得られることを注意しておく．(29) 式の形に書き換えられていると，階差数列の考えにより簡単に解けて，

$$B_i=\sigma T_i{}^4=\sum_{k=1}^{i}kQ_k+i\sum_{k=i+1}^{N+1}Q_k \tag{30}$$

となる．これは (20) 式の右辺第３項，つまり (21) 式の右辺に相当する．

もし加熱が第 I 層だけに集中していて，$Q_i=\bar{Q}_I\delta_{Ii}$ (この δ はクロネッカーの δ) と書けるならば，これを (30) 式に代入して，そのときの温度分布

$$\sigma T_i{}^4=\begin{cases} i\bar{Q}_I & (i\leq I) \\ I\bar{Q}_I & (i>I) \end{cases} \tag{31}$$

を得る．第４図に示されているように，加熱層より上では下方ほど温度が高く，加熱層より下では等温層となっている．前節で得られたデルタ関数的加熱に対する温度分布 (22) 式と同様な結果が得られた訳である (ただし，(22) 式の第１項に対応する項はない)．この結果から，温室効果は太陽エネルギーが下層で吸収されるほど有効に働き，大気を高温にすることが再確認された．また，$\bar{Q}_i=0$ ($i=1, 2, \cdots, N$)，$\bar{Q}_{N+1}=\sigma T_e{}^4$ とすれば (28) 式が得られる．

それでは，N 層黒体モデルを記述する (29) 式と前節の方程式系とはどのような関係があるのだろうか．それを考察してみたい．まず，(29) 式の一般項は

$$2B_i-(B_{i-1}+B_{i+1})=Q_i \tag{32}$$

と書けることに注意する．一方，前節の (15)–(17) 式より，$F^\uparrow+F^\downarrow$ と $F^\uparrow-F^\downarrow$ を消去すると，B について次式が得られる．

$$\frac{d^2B}{dw^2}=\frac{1}{3}\frac{d^2}{dw^2}\left(\frac{Q}{k\rho}\right)-\frac{1}{3}\frac{Q}{k\rho} \tag{33}$$

この式の右辺第１項を無視して，変数 w の格子間隔を Δw として差分化すると，

$$\begin{aligned} &2B(w)-\{(B(w+\Delta w)+B(w-\Delta w)\} \\ &=\frac{1}{3}\frac{Q(w)}{k\rho}\Delta w^2 \end{aligned} \tag{34}$$

を得る．$\Delta w=(3/2)k\rho\Delta z$ であり，$Q\Delta z$ は Q_iに相当するので，

$$\frac{1}{3}\frac{Q(w)}{k\rho}\Delta w^2=\frac{1}{2}\Delta wQ_i$$

と書ける．結局，$\Delta w=2$ とすると，(34) 式は (32) 式に一致する．つまり，連続的な大気を光学的厚さ２の層に分割したものが黒体モデルであることが分った (ただし，黒体モデルでは (33) 式の右辺第１項は表現できない)．

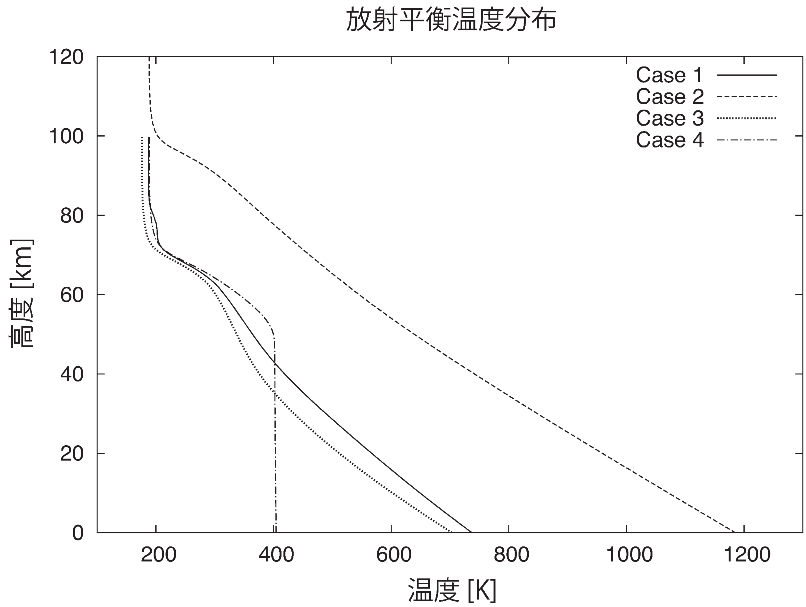
７．放射平衡の数値解

以上，解析解に基づいて金星の放射平衡を議論してきたが，本節では数値解により，それを例示したい．基礎方程式は (1) — (3) 式であり，適当な初期状態から出発する時間発展問題として定常解を求めた．計算において，吸収係数は一定 (圧力依存性もなし) とし，大気が吸収する全太陽光エネルギーは現実の金星の値と等しいとする．そのエネルギーによる加熱分布を色々変えてみることにより，数値実験を行った．ただし，第２図に示されているような太陽光エネルギーの吸収分布に対して，地表面温度が730 K になるように一定の吸収係数をまず決定した．その吸収係数による大気の全光学的厚さは1657になり，上の2000という大雑把な推定値と矛盾しない．計算結果は第７図にまとめられている．

Case 1 が現実的な加熱分布に対する温度分布である．当然，地表面温度は730 K になっている．全ての太陽光が地表面で吸収されると仮定した場合が Case 2 で，地表面温度が1200 K に近くなっている．現実

において地表面で吸収される太陽光エネルギーは全吸収量の約12％なので，Case 2 の地表面での吸収エネルギーは8.33倍となっている．1200 K は730 K×$\sqrt[4]{8.33}$＝1240 K により，ほぼ求まる．

一方，全ての太陽光が雲層で吸収されるとした場合が Case 4 で，上で議論した解析解から予想されるように，雲層より下には等温層が形成されている．その温度は350 K 位である．雲層で吸収されるエネルギーが地表面の温度を上げることにあまり寄与しないことが分る．Case 3 は雲底と地表面の間で大気に吸収される太陽光エネルギーを無視した場合である．Case 1 と比べて，雲底下の温度が少し低下しているが，地表面温度の変化はそれほど大きくはなく，この部分の太陽光吸収がなくても，現在の地表面の高温はおおよそ維持されることが分る．要するに，金星の730 K という地表面温度は，太陽光が全部地表で吸収される場合と全部雲層で吸収される場合のほぼ中間であることが明らかになった．また，ここでは吸収係数を一定として計算しているので，Case 1－3 の下層の温度分布は第 4 節で指摘したように直線的になっている．



第 7 図　いろいろな加熱分布に対して求めた放射平衡温度分布．入射太陽光強度は143 Wm^{-2}，全光学的厚さは1644.7とした．Case 1：金星大気における現実的な加熱分布を用いた場合．Case 2：入射太陽光がすべて地表面で吸収される場合．Case 3：金星大気における現実的な加熱分布で，雲底下と地面の間の大気による太陽光吸収を無視した場合．Case 4：入射太陽光がすべて雲層で吸収される場合．大気下端と地面での温度ギャップは Case 1－3 で0.2 K 程度，Case 4 ではほとんどない．

現実的な加熱分布に対応する Case 1 の場合，下層の温度減率は9.42 K/km となった．これは理想気体としての二酸化炭素の定圧比熱から求めた断熱減率 g/C_{pi}（700 K で7.84 K/km，500 K で8.71 K/km，400 K で9.39 K/km）より大きい．つまり，得られた放射平衡温度分布は静的不安定であり，第 4 節での結論を再確認している．

8．吸収係数の圧力・温度依存性

以上，吸収係数が波長にも圧力にも依存しない一定の場合について放射平衡温度分布を検討した．主として，金星の雲層での太陽光吸収が下層の温度分布にどのような影響を及ぼすか議論した．現在の金星の地表面温度は太陽放射の10％強が地表面で吸収される結果であることが分った．また，下層の温度分布は超断熱勾配となり，静的不安定であることが示唆された．この結論は吸収係数が圧力に依存する場合，修正を蒙るだろうか．最後に吸収の圧力依存性の効果を考えてみたい．

実際の気体による赤外線吸収は非常に多数の吸収線により行われ，従って吸収係数は波長の非常に複雑な関数である．それを赤外領域で平均したものが灰色近似における吸収係数である．しかし，地球の成層圏以下では，分子間の衝突の効果により吸収線の幅が広がり波長方向に積分した全体の吸収が大きくなることが知られている．その効果は圧力に比例し，温度の平方根に反比例する．現実の大気は高さにより圧力が大幅に変わるので，圧力依存性が重要である．この効果を考慮して，灰色大気の範囲内において吸収係数が圧力に比例すると仮定することができる：

$$k=k_0\frac{p}{p_0}$$

ここでp_0は基準の圧力，k_0はそこでの吸収係数である．これをp-スケーリングという．この場合，第3節・第4節で議論した大気の安定性はどうなるであろうか．

金星の場合でも雲での太陽光吸収が下層の成層に与える影響が少ないことが第5節の議論で分かったので，第3節の（10）式で考えればよいであろう．赤外線吸収気体の混合比を$q(z)=1$とすると，

$$\frac{3}{2}k(z)\int_z^\infty \bar{\rho}(z')\,dz' \geq \frac{3}{2}\int_z^\infty k(z')\bar{\rho}(z')\,dz'$$

となり，（10）式の積分を含む分数は1より大きくなり得る．実際，経験式として，$p=p(0)e^{-z/H}$，$\bar{\rho}=\bar{\rho}(0)e^{-z/H}$を採用すると（$H$は大気全体のスケールハイト），

$$\frac{\frac{3}{2}k(z)\int_z^\infty \bar{\rho}(z')\,dz'}{\frac{3}{2}\int_z^\infty k(z')\bar{\rho}(z')\,dz'+1}\simeq 2$$

となり，地球の場合でも，金星の場合でも断熱減率はg/C_pより大きくなる．つまり，赤外線吸収の圧力増幅の効果を考えると，放射平衡温度分布はより不安定になることになり，前節までの結論を強めることが分かった．

9．まとめ

以上，金星大気の鉛直構造を理解するため，金星と地球における放射平衡の特徴，特に太陽光吸収の鉛直分布の違いが温室効果に与える影響を，簡単な放射モデルを用いて考察した．金星地表面の高温の維持には地表面に到達するわずかな太陽光が重要である．また，金星大気中では雲層での太陽光吸収が下層大気の安定化をもたらすが，その効果は量的には非常に小さいことが示された．灰色大気の仮定の下では，吸収係数の圧力増幅の効果がなくても，二酸化炭素の定圧比熱の温度・圧力依存性を考慮すると，金星下層大気の放射平衡温度分布は静的不安定である．

本論文の考察は全て，吸収係数の波長依存性がないという意味で灰色大気の仮定に基づいている．吸収係数の波長依存性を考慮した場合は別の論文で議論したい．

謝　辞

阿部　豊，はしもとじょーじ，山中大学の各氏には，灰色大気の放射平衡に関して多くのことをご教示頂きました．第7図の作成では政石晃秀氏の協力を得ました．また，森　厚氏に有益なコメントを頂きました．

参　考　文　献

会田　勝，1982：大気と放射過程．東京堂出版，280 pp.
Curry, J. A. and P. J. Webster, 1999：Thermodynamics of Atmospheres and Oceans. Academic Press, 471 pp.
Goody, R. M. and Y. L. Yung, 1989：Atmospheric Radiation. Oxford Univ. Press, 519 pp.
Houghton, J., 2001：The Physics of Atmospheres（3 rd ed.）. Cambridge Univ. Press, 416 pp.
川端　潔，1987：惑星大気内エアロゾルのリモートセンシング．気象研究ノート，(155)，1-34.
Kido, A. and Y. Wakata, 2008：Footprint of multi-equilibrium states in a Venusian atmospheric general circulation model. Theor. Appl. Mech. Japan, **56**, 343-355.
Liou, K. N., 2002：An Introduction to Atmospheric Radiation（2 nd ed.）. Academic Press, 577 pp.
Manabe, S. and R. F. Strickler, 1964：Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment. J. Atmos. Sci., **21**, 361-385.
松田佳久，2000：惑星気象学．東京大学出版会，204 pp.
Matsuda, Y. and T. Matsuno, 1978：Radiative-convective equilibrium of the Venusian atmosphere. J. Meteor. Soc. Japan, **56**, 1-18.
松野太郎，島崎達夫，1981：成層圏と中間圏の大気．大気科学講座　3，東京大学出版会，279 pp.
小倉義光，1999：一般気象学　[第2版]．東京大学出版会，308 pp.
Pollack, J. B., O. B. Toon and R. Boese, 1980：Greenhouse models of Venus' high surface temperature, as constrained by Pioneer Venus measurements. J. Geophys. Res., **85**, 8223-8231.
Seiff, A., 1983：Thermal structure of the atmosphere of Venus. in Venus, ed. by D. M. Hunten *et al*., Univ. of Arizona Press, 681-765.
柴田清孝，1999：光の気象学．応用気象学シリーズ　1，朝倉書店，182 pp.
Staley, D. O., 1970：The adiabatic lapse rate in the Venus atmosphere. J. Atmos. Sci., **27**, 219-223.
Takagi, M. and Y. Matsuda, 2007：Effects of thermal tides on the Venus atmospheric superrotation. J. Geophys. Res., **112**, D09112, doi：10.1029/2006

JD007901.
Tomasko, M. G., L. R. Doose, P. H. Smith, and A. P. Odell, 1980：Measurements of the flux of sunlight in the atmosphere of Venus. J. Geophys. Res., **85**, 8167-8186.
Yamamoto, M. and M. Takahashi, 2004：Dynamics of Venus' superrotation：The eddy momentum transport processes newly found in a GCM. Geophys. Res. Lett., **31**, L09701, doi：10.1029/2004GL019518.

Characteristics of the Greenhouse Effect in the Venus Atmosphere

Yoshihisa MATSUDA* and Masahiro TAKAGI**

* *Department of Astronomy and Earth Science, Tokyo Gakugei University, 4-4-1 Nukuikita-machi, Koganei, Tokyo 184-8501, Japan.*
** *Department of Earth and Planetary Science, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan.*

（Received 29 January 2008；Accepted 6 September 2008）