

嵐の始まり

—スペースコロニーの物理学⑤—

福江 純

〈大阪教育大学 〒543 大阪市天王寺区南河堀町4-88〉

1. 嵐は始まるか?

「太陽熱が内部に到達したために、いまやラーマの気温は、上昇寸前の状態にあります。わたしの受けとった最新情報によれば、すでに氷点を越えたといえます。〈円筒海〉はまもなく溶解を開始するでしょう。地球上の氷塊と違い、この海は底のほうから上にむかって溶けはじめます。その結果、何かおかしい影響が現れるかもしれませんが、わたしがもっと気がかりなのは、大気のほうなんです。

熱せられるにつれて、ラーマ内の空気は膨張し—中心軸に向かって上昇しようとしはじめます。これが問題なのです。地上レベルでは、見かけは静止状態でも、実際には空気はラーマの自転と行動を共にしている—時速八百キロ以上で動いているのです。そして、軸に向かって上昇するときも、そのスピードを保とうとしますが—むろん、そういうわけにはまいりません。その結果生じるのは、暴風と乱気流です。わたしの見積りでは、時速二百キロと三百キロのあいだの風速になるでしょう」(アーサー・C・クラーク『宇宙のランデブー』p110より)。

太陽に近づいて外殻が熱せられたラーマでは、大気の内側に温度差が生じて対流が起こり、それがコリオリの力のために暴風へと発展する。今回は、スペースコロニー内での対流の問題を考えてみよう。次節でまずコロニー外殻の平衡温度を計算して、どういう条件でどれくらいの温度差が生じるかを調べてみよう。コロニー大気中において、

熱伝導がどれくらい効率よく働くかについては3節で考えてみる。さらに4節で、温度差が生じたときに対流が起こる条件を求めよう。

なお本稿ではラーマのような密閉型スペースコロニーを想定しているが、開放型スペースコロニーの気流に関しては、松田氏の研究〈ウィンドウウィンド〉がある(松田1983年)。もちろん研究自体も面白いのだが、日本の雑誌にスペースコロニーに関する研究が掲載される点も興味深い。日本の学術雑誌も捨てたもんじゃない。

2. 平衡温度

2.1. 平衡温度

エネルギーの輸送の形態には、伝導、対流、放射の3つがある。このうち、伝導と対流については、それぞれ3節と4節で考えるわけだが、一方、宇宙空間内のコロニーの温度を決めるのは、最後の放射によるエネルギー輸送である。すなわち太陽からの放射がコロニー外殻に吸収され、コロニー外殻からはある温度の黒体放射で放熱が起こるだろう。その吸収と放射の釣り合いとして、コロニー外殻の温度(平衡温度)が決まるのである(コロニー内部での発熱は無視する)。

まず太陽の光度すなわち太陽表面から単位時間当たり放射されるエネルギーを L_{\odot} とし、太陽とコロニーの距離を r とすれば(図1)、コロニーの位置で単位時間単位面積当りに入射する太陽光のエネルギー f は、

$$f = \frac{L_{\odot}}{4\pi r^2} \quad (1)$$

である。この(1)式は、放射エネルギーが距離の2乗に反比例して減少することを表している

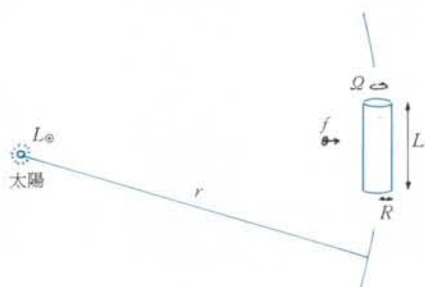


図1 太陽輻射

が、半径 r を通って流れるエネルギー $4\pi r^2 f$ が L_{\odot} に等しいというエネルギー保存則から導かれたものである。

コロニーの形状は底面の半径が R で長さ L の円筒とする（形状を球に置き換えれば、以下の話は惑星の平衡温度を求める問題になる）。また太陽光の当たり方が均一でないと計算が面倒になるので、図1のように太陽光はコロニーの側面から当たっていると仮定しよう。コロニーのサイズに対して距離 r が十分大きければ、コロニーに当たる太陽光線は平行光線と考えてよいので、単位時間にコロニーが受け取る輻射量は、単位時間単位面積当りのエネルギー f にコロニーの断面積をかけて、

$$f \times 2RL \tag{2}$$

になる。一方、コロニーは太陽に対して自転しているので表面の温度 T は均一であり、その温度の黒体輻射で放熱しているとする。黒体輻射の場合、ステファン・ボルツマンの定数を σ として、単位時間単位面積当りに放射されるエネルギーは σT^4 なので、単位時間にコロニーから放射される輻射量は、それにコロニー（側面）の表面積をかけて、

$$\sigma T^4 \times 2\pi RL \tag{3}$$

となる。ここではコロニーの円筒の2つの底面からの放射は無視した。

平衡状態では（2）式の吸収と（3）式の放射が釣り合っていないなければならないので、それらを

等号で結んで整理すると、コロニー外殻の平衡温度として、

$$\begin{aligned} T &= \left(\frac{f}{\pi\sigma} \right)^{1/4} \\ &= \left(\frac{L_{\odot}}{4\pi^2\sigma} \right)^{1/4} \frac{1}{r^{1/2}} \end{aligned} \tag{4}$$

が得られる。ただし2行目の変形では（1）式を用いた。

この（4）式から、コロニー外殻の平衡温度は（惑星の平衡温度も同じだが）、太陽光度の $1/4$ 乗に比例し、距離の $1/2$ 乗に反比例することがわかる。たとえば、コロニーが地球軌道にある場合は、 $L_{\odot} = 3.85 \times 10^{26} \text{Js}^{-1}$ 、 $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{Js}^{-1}\text{m}^{-2}\text{K}^{-4}$ 、 $r = 1 \text{ AU}$ （天文単位） $= 1.5 \times 10^{11} \text{m}$ を代入すると、コロニー外殻の平衡温度として、

$$T = 296 \text{ K} \text{ (地球軌道)}$$

が得られる。ちなみに、他のいくつかの場所では、

$$T = 348 \text{ K} \text{ (金星軌道)}$$

$$T = 475 \text{ K} \text{ (水星軌道)}$$

$$T = 3300 \text{ K} \text{ (太陽表面から 50 万 km)}$$

になる。

もちろん以上の値はあくまでもコロニー外殻の平衡温度であるので、コロニー内部が常に上の値まで上昇するとは限らない。すなわちずっと同じ位置に留まれば、コロニー内部の温度も外殻の温度にまで上昇するが、その位置に滞在する時間が短い場合（軌道運動などによって半径が変化するとき）には、内部の温度上昇は、コロニー外殻の熱伝導率と関係するからだ。その意味で、上の値は、コロニー内部の温度の上限だと捉えて欲しい。

2.2. 温度の変化幅

つぎに次節以降への関連として、軌道運動によってコロニーの太陽からの距離が変化したり、あるいはコロニーが惑星などの遮蔽物の影に入ったときに、どれくらい温度が変化するかを考えてみよう。

まずコロニーがラグランジュ点にある場合を見積ってみよう。このとき太陽からの距離は、約 27

日(月の公転周期)で、(1 AU±地球月間の距離)だけ変化する。(4)式から、平衡温度は距離の1/2乗に反比例するので、温度の相対的な変化幅は、

$$[1 \text{ AU} / (1 \text{ AU} \pm \text{地球月間の距離})]^{1/2} = 0.999 - 1.001 \text{ 程度}$$

であり、絶対幅にして、±0.3 K ぐらいに過ぎない。この程度の温度変化は無視できるだろう。

つぎにコロニーが静止軌道にある場合、距離の変化による温度変化幅はやはり微小だが、地球の影に入る可能性がある。半径 42250 km の静止軌道の円周の長さは、265500 km ほどで、地球の影の幅が地球半径 (6378 km) の2倍の 12760 km 程度とすると、軌道の内側で影に入っている部分の割合は、12760/265500=0.048 になる。あるいは静止軌道の公転周期は 24 時間だから、影に入っている時間は、0.048×24 時間=1.152 時間=1 時間 9 分程度である。したがってコロニーが静止軌道にある場合は、24 時間の間に 1 時間くらい外殻の温度が下がる。

最後に、ラーマのように、地球軌道外から太陽近傍まで移動した場合には、外殻の平衡温度の変化幅は非常に大きくなる(ラーマでは近日点付近で太陽表面から 50 万 km すなわち太陽中心から 120 万 km ぐらいまで近づいた)。これはコロニーが長円軌道を描いている場合も同じである。移動(したがって温度変化)は大体自由落下のタイムスケールで起こる。質量 M の天体に半径 r から自由落下する時間 t は、

$$t = \pi(r^3/8GM)^{1/2} \tag{5}$$

である(参考文献『宇宙を解く』)。 M に太陽質量、 r に 1 天文単位を入れると、落下の時間として、約 60 日が得られる。すなわちラーマの外殻は、1 カ月程度で非常に高温になっていったのである。

3. 熱伝導

コロニー外殻したがってコロニー内壁の温度が上昇したときに、熱は大気内部へどのように伝わ

っていくのだろうか。すぐわかるように大気中における熱伝導の効率は非常に悪いのだが、念のためにここで見積っておこう。なお、コロニー外殻が熱せられたとき、熱はまずコロニーの殻を内壁まで伝わるわけで、順序としては、殻内の熱伝導を考えるべきだろうが、外殻の物質の不定性が大きいのでその部分は省略する。

3.1. 熱伝導方程式

熱の伝わり方を表す方程式は、時間に関して 1 階、空間に関して 2 階の偏微分方程式で表され、熱伝導方程式と呼ばれている。図 2 のようにコロニーの内壁から中心に向かって x 軸をとろう。しかも内壁の近傍だけを考えるならば、コロニーの円筒形状は無視できて、熱の伝わり方は x 座標だけに依存する 1 次元の問題とみなしてよい。このとき熱伝導方程式は、温度を T 、時間を t として、

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \tag{6}$$

のような偏微分方程式で表される。

ただしここで K は、温度伝導率と呼ばれるもので、気体の場合は、熱伝導率 k と密度 ρ 、定圧比熱 C_p を用いて、

$$K = \frac{k}{\rho C_p} \tag{7}$$

と表される。たとえば空気の場合、 k 、 ρ 、 C_p はそれぞれ、

$$k = 2.41 \times 10^{-2} \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1} (0^\circ \text{C}) \tag{8}$$

$$\rho = 1.293 \text{ kgm}^{-3} (0^\circ \text{C}, 1 \text{ atm}) \tag{9}$$

$$C_p = 1.006 \text{ Jg}^{-1} \text{ K}^{-1} (20^\circ \text{C}, 1 \text{ atm}) \tag{10}$$

なので、

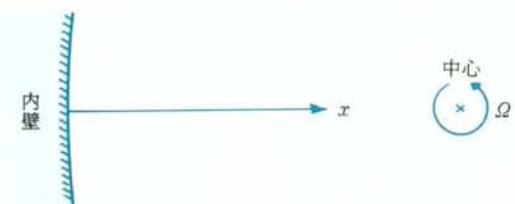


図2 内壁近傍の座標

$$K = 1.853 \times 10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \quad (11)$$

となる。

コロニー内のある時刻における温度分布は、温度分布の初期値を等温とし、内壁での温度変化を境界値として与えて、(6)式を数値的に解けば得られる。これはそんなに難しくないが、ここでは熱伝導の様子を知りたいだけなので、いくつかの特別な場合の解析解で考えるだけにします。

3.2. 点熱源：モデルケース1

外殻の温度が急激に上昇した場合の極限として、時刻 $t=0$ で $x=0$ にボンと点熱源を置いた状況を考えてみよう。このときの $t>0$ での温度分布は、

$$T(x, t) = \frac{T_0}{2\sqrt{\pi Kt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Kt}\right) \quad (12)$$

で与えられる(ランダウ&リフシッツ p210)。この(12)式が(6)式の解であることは、実際に(12)式を(6)式に代入して偏微分を丁寧に実行してみれば確かめることができる。

時間が経つにつれ、熱(温度)は x 軸の正の方向(コロニーの内部)に図3左のように伝わっていく。この場合、熱が伝播した広がり様子は、(12)式右辺の指数部で大体決まる。すなわち、熱が浸透した x 方向の距離を l と置けば、

$$l \sim \sqrt{Kt} \quad (13)$$

になる。空気の場合は、 K に(11)式を入れると、

$$l \sim 8.6 \times 10^{-3} \text{m} (t/\text{秒})^{1/2}$$

$$\sim 6.7 \text{m} (t/1 \text{週間})^{1/2}$$

$$\sim 14 \text{m} (t/1 \text{カ月})^{1/2}$$

ぐらいになる。たとえばラーマが太陽に接近する時間の1カ月程度でも熱の変化は10m程度しか伝わらない。

3.3. 熱の波：モデルケース2

別の解析解の例として、たとえばコロニーが惑星などの影に入ったりして、外殻(したがって内壁)の温度が周期的に変化する場合を考えてみよう。このとき、 $x=0$ での(周期的)温度変化が、角振動数を ω 、時間を t として、

$$T = T_B \exp(i\omega t) \quad (14)$$

で与えられたとしたら、 $x>0$ での温度分布は、

$$T(x, t) = T_B e^{-\sqrt{\omega/2K} \cdot x} \times e^{i\omega t - i\sqrt{\omega/2K} \cdot x} \quad (15)$$

になる(ランダウ&リフシッツ p218)。この(15)式が(6)式の解であることは、やはり代入して確かめることができる。

内壁での周期的な温度変化に伴って、熱はコロニー内部へ図3右のような熱の波として伝わっていく。このときに熱の波が減衰する距離 l は、やはり(15)式の指数部(最初の方)で支配され、大体、

$$\begin{aligned} l &\sim \sqrt{2K/\omega} \\ &\sim \sqrt{PK/\pi} \end{aligned} \quad (16)$$

程度になる。ただしここで $P=2\pi/\omega$ は温度の変化の周期である。具体的に空気の場合の数値を入れてみると、

$$l \sim 2.43 \times 10^{-3} \text{m} (P/\text{秒})^{1/2}$$

$$\sim 0.71 \text{m} (P/\text{日})^{1/2}$$

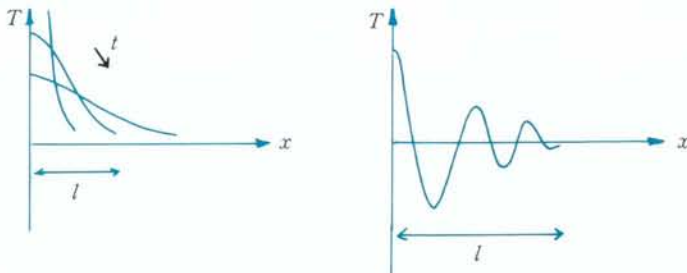


図3 温度分布の様子

ぐらいになる。コロニーが静止軌道にあって1日で温度変化が起こったとき、熱の波は1m程度しか浸透しない。すなわち熱の波は急速に減衰する。

以上みたように、空気中の熱伝導は、甚だ効率が悪いことがわかる。したがって、コロニー内壁の温度が上がったときに起こるのは、まず対流なのである。つぎの節でそれを調べよう。

4. 対流条件

味噌汁をついだときに、お椀の中で対流が起きているのは誰でも見たことがあるだろう。空気に接している味噌汁の表面では温度が下がって味噌汁が冷えるが底ではそれほど冷えないために、味噌汁の内部で鉛直方向に温度差ができて、それが原因で対流が生じるのである。このような対流を熱対流ともいう。重力のもとで鉛直方向に密度分布が変化している成層大気中でも、大気の中で鉛直方向に温度差が生じると、場合によっては対流が生じる。ここでは温度差あるいは温度勾配がどのような条件を見たしたときに対流が生じるかを求めてみよう。

4.1. 対流不安定の条件

対流を引き起こす力は浮力である。すなわち図4のように、空気塊を断熱的に上昇させたときに、まわりの空気と比べて密度が大きいと、空気塊に働く重力に比べて浮力が小さく、空気塊は下へ沈んでしまう。この場合は対流は起こらない。一方、上昇させたときにまわりの空気と比べて密度が小さくなると、浮力が重力に優って、空気塊はさらに上昇を続け、ついには対流となる。今の条件を式で表すと以下ようになる。

まず図4のように、重力（遠心力）に対して鉛直上向きに z 軸をとる。高度 z での大気の密度および圧力をそれぞれ $\rho(z)$ 、 $p(z)$ とし、着目している空気塊の同じく高度 z での密度および圧力には（'）をつけて $\rho'(z)$ 、 $p'(z)$ としよう。空気塊を高度 z から $z+\Delta z$ まで上昇させたとき、高度 $z+\Delta z$ での空気塊の密度 $\rho'(z+\Delta z)$ と周辺の空気の密度 ρ

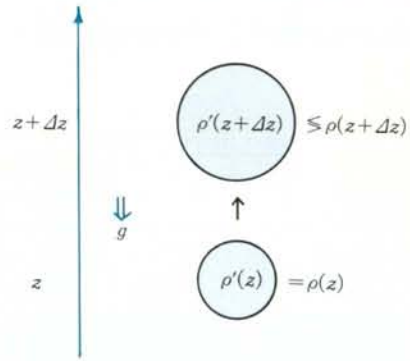


図4 対流

($z+\Delta z$) の間で、

$$\rho'(z+\Delta z) < \rho(z+\Delta z) \tag{17}$$

という条件が成り立っていれば、空気塊の方が密度が小さく、空気塊はまわりの空気からさらに浮力を受けて上昇を続ける。すなわち対流が起こる。この(17)式が対流不安定の条件であるが、あまりにも漠然としているので、もっとわかりやすい形に変形しよう。

まず空気塊は上昇させる前にまわりの空気と同じだったと考えてよいから、高度 z での条件として、

$$\rho'(z) = \rho(z) \tag{18}$$

$$p'(z) = p(z) \tag{19}$$

が成り立つ。また上昇させる最中には常にまわりの空気と圧力が釣り合っていないなければならない(圧力平衡という)。したがって高度 $z+\Delta z$ でも、空気塊の圧力はまわりの空気の圧力と等しい。

$$p'(z+\Delta z) = p(z+\Delta z) \tag{20}$$

さらに、空気塊の上昇が周囲との熱のやりとりをせず断熱的に起こったとする。気体の断熱変化では、比熱比を γ として、 p/ρ^γ が一定になるから、

$$\frac{p'(z+\Delta z)}{\rho'(z+\Delta z)^\gamma} = \frac{p'(z)}{\rho'(z)^\gamma} = \text{一定} \tag{21}$$

が成り立つ。

さてまず(21)式より、高度 $z+\Delta z$ での空気塊の密度を、

$$\rho'(z+\Delta z) = \left[\frac{p'(z+\Delta z)}{p'(z)} \right]^{1/\gamma} \times \rho'(z)$$

と表すことができる。この式の右辺に、(18)式、(19)式、(20)式を代入すると、

$$\rho'(z+\Delta z) = \left[\frac{p(z+\Delta z)}{p(z)} \right]^{1/\gamma} \times \rho(z)$$

となる。さらにこの式を(17)式に入れて整理すると、対流不安定の条件として、

$$\frac{p(z+\Delta z)}{p(z)} < \left[\frac{\rho(z+\Delta z)}{\rho(z)} \right]^\gamma \quad (22)$$

が得られる。

Δz が z に比べて十分小さければ、

$$\rho(z+\Delta z) \sim \rho(z) + \frac{d\rho(z)}{dz} \Delta z \quad (23)$$

$$p(z+\Delta z) \sim p(z) + \frac{dp(z)}{dz} \Delta z \quad (24)$$

と展開できるので、これらを(22)式に代入して(以下の変形では物理量はすべて高度 z で評価するので、 z を省く)、

$$1 + \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} \Delta z < \left[1 + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \Delta z \right]^\gamma$$

$$1 + \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} \Delta z < 1 + \gamma \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \Delta z$$

$$\frac{d}{dz} \ln p < \gamma \frac{d}{dz} \ln \rho \quad (25)$$

と変形できる。あるいは、左辺に移項して整理すれば、対流不安定の条件は、最終的に、

$$\frac{d}{dz} \ln \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) < 0 \quad (26)$$

となる。

4.2. 温度勾配に対する条件

大気密度分布および圧力分布が(26)式の条件を満たす分布になっていると、そのような大気では対流が生じる。ここでは対流不安定の条件(26)式を温度勾配に対する条件に直してみよう。

理想気体の状態方程式

$$p = \frac{R_g}{\mu} \rho T \quad (27)$$

を(25)式の右辺の ρ に代入して変形していくと、

$$\frac{d}{dz} \ln p < \gamma \frac{d}{dz} \ln \left(\frac{p}{R_g T / \mu} \right)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} < \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} - \frac{1}{T} \frac{dT}{dz}$$

$$-\frac{1}{T} \frac{dT}{dz} > -\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}$$

となり、右辺分母の p に(27)式を入れて、結局、温度勾配に対して、

$$-\frac{dT}{dz} > -\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{1}{R_g/\mu} \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} \quad (28)$$

という条件が得られる。

さらに、何度も出てきた、重力加速度 g が一定で、平行平板大気での静水圧平衡の式、

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} = -g \quad (29)$$

を用いると、(28)式の温度勾配に対する条件は、最終的に、

$$-\frac{dT}{dz} > \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{g}{R_g/\mu} \quad (30)$$

となる。重力加速度 g が一定で大気構造が平行平板的に成層化している大気中では、鉛直方向の温度勾配が(30)式で与えられる勾配よりも大きくなると、大気は対流的になる。

角速度 Ω で回転しているスペースコロニーの場合も同じである。ただし、鉛直方向の座標 z の代わりに、座標として半径 r を用いると、温度勾配の条件(28)式は、

$$\frac{dT}{dr} > \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{1}{R_g/\mu} \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \quad (31)$$

と表せる。また重力加速度が $g = r\Omega^2$ であることを使うと、(30)式は、

$$\frac{dT}{dr} > \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{r\Omega^2}{R_g/\mu} \quad (32)$$

のように書ける。

4.3. 数値例

どれくらいの温度勾配ができたなら対流が始まる

のか、具体的な数値をあたってみよう。

(1) 地球大気

まず地球大気の場合だと、(30) 式の右辺に、

$$\text{気体定数 } R_g = 8.314 \times 10^7 \text{ erg g}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$\text{平均分子量 } \mu = 29$$

$$\text{比熱比 } \gamma = 7/5$$

$$\text{重力加速度 } g = 980 \text{ cms}^{-2}$$

を代入し、対流不安定になる条件として、

$$-\frac{dT}{dz} > 0.977 \text{ K / 100m}$$

という数値が得られる。すなわち 100 m 当り約 1 度温度が下がると対流が起こり始める。この右辺の値は、乾燥断熱減率と呼ばれている。実際の地球対流圏では、温度の減少の割合は、100 m 当り約 0.6 K であり、乾燥断熱減率よりも小さい。これは対流に伴う水蒸気の凝結の影響であるそうだ(『一般気象学』)。

(2) ラーマの場合

ラーマの場合は、半径によって加速度が大きくなるために、対流不安定となる温度勾配の条件も違ってくる。(32) 式の半径 r をラーマの内径 R で無次元化し、

$$\frac{dT}{dr} > \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{R\Omega^2}{R_g/\mu} \frac{r}{R}$$

として、ラーマの数値、

$$\text{内径 } R = 8 \text{ km}$$

$$\text{回転角速度 } \Omega = 0.0262 \text{ s}^{-1}$$

$$\text{遠心力加速度 } R\Omega^2 = 0.56 \text{ G}$$

を用いると、対流不安定になる温度勾配の条件は、

$$\frac{dT}{dr} > 0.546 \frac{r}{R} \text{ K / 100m}$$

となる。すなわち、内壁近傍 ($r=R=8 \text{ km}$) では、高度 100 m で 0.5 度程度温度が下がれば対流が起こるが、内径の 10 分の 1 くらいの高度では ($r/R=0.1$)、100 m で 0.05 度下がっただけで対流が起こる。

4.4. 対流圏の構造

さて対流が起こると大気はかき混ぜられて、対

流が起こる寸前の温度勾配を持った大気構造になるだろう。そのような大気すなわち対流圏の構造を求めておこう (連載第 3 回参照)。

(1) 地球大気の対流圏

対流に対して中立状態の大気の温度分布は、(30) 式の不等号を等号に置き換えて、

$$-\frac{dT}{dz} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{g}{R_g/\mu} \quad (33)$$

で得られる。重力加速度が一定としてこの式を積分すると、

$$-T = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{g}{R_g/\mu} z + \text{定数}$$

となり、 $z=0$ での温度を T_0 として定数を定めると、対流圏の温度分布として、

$$T = T_0 \left(1 - \frac{z}{H}\right) \quad (34)$$

が得られる。

ただしここで H はスケールハイトで、

$$H = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{R_g T_0}{\mu g} \quad (35)$$

である (連載第 3 回の定義とファクターが少し違う)。温度を 300 K として他は地球の場合の数値を入れると、スケールハイト H は、

$$H = 30.7 \text{ km}$$

となる。対流圏 (断熱大気) のスケールハイトは等温大気のスケールハイト $H = R_g T_0 / (\mu g) = 8.8 \text{ km}$ とは違うことに注意して欲しい。

上の結果が示すように、地球の対流圏では、温度は約 300 K の地表温度から高度と共に直線的に減少し、約 30 km の高度で 0 K になる (実際はそれ以前に成層圏へ移り変わる)。

(2) ラーマの対流圏

ラーマの内部が対流的になっているとしたら、同じようにその対流大気の構造を求めることができる (連載第 3 回で求めた等温大気の構造と比較して欲しい)。

対流に対して中立状態の大気の温度分布は、

(32) 式の不等号を等号に置き換えて、

$$\frac{dT}{dr} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{r\Omega^2}{R_g/\mu} \quad (36)$$

で得られる。この式を半径 r で積分すると、

$$T = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\Omega^2/2}{R_g/\mu} r^2 + \text{定数}$$

となり、内壁 $r=R$ での温度を T_R として定数を定めると、スペースコロニー内の対流大気温度分布として、

$$T = T_R \left(1 + \frac{r^2 - R^2}{H^2} \right) \quad (37)$$

が得られる。

ただしここで H はスケールハイトで、

$$H^2 = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{2R_g T_R}{\mu \Omega^2} \quad (38)$$

である。内壁での温度を 300 K として他はラーマの場合の数値を入れると、スケールハイト H は、

$$H = 29.6 \text{ km}$$

となる。スペースコロニーの場合も、対流大気のスケールハイトは等温大気のスケールハイト $H = (2R_g T_R / \mu)^{1/2} / \Omega = 15.8 \text{ km}$ とは違うことに注意して欲しい。

上の結果が示すように、ラーマの大気が対流的である場合、温度は内壁の約 300 K から中心に近づくほど 2 次関数的に減少する。(34) 式で表される地球の対流圏の温度分布とは大きく異なる。図 5 に内壁の温度を 0°C および 40°C としたときの大気の温度分布を示す。温度勾配は内壁近傍ほど大きいことがわかるだろう。

またラーマの中心軸 ($r=0$) と内壁 ($r=R$) での温度差は、約 22 K になる。すなわち対流的な大気の場合、対流によって熱エネルギーの輸送が行われるため、中心軸上での温度に比べて内壁の温度が 22 K よりも高くなることはない。

ところで最初の問題。ラーマに嵐は起こるのだろうか？中心軸上の温度（すなわち最初の温度）に比べて内壁の温度が 22 K 以上に上昇した途

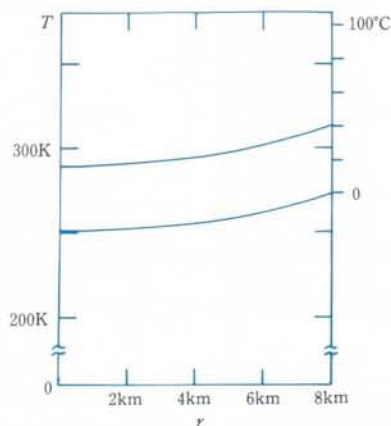


図 5 ラーマの対流圏

端、突然、嵐が始まるのだろうか？多分、否である。対流する空気塊の大きさとも関係するが、内壁の温度が上がり始めたら、まずは内壁近傍で温度勾配が急になり、その付近で局所的に対流が起こり始めるだろう。そして内壁の温度が上がるにつれ、対流領域が中心軸へ向かって内部へ広がっていくだろう。対流領域の拡大は、内壁の温度が上がるタイムスケールで起こる。したがってまず内壁（すなわちラーマの地表）付近で風が吹き初め、ラーマが太陽に近づいていくにつれ、1カ月ぐらいいかけてラーマ全体に広がっていくと思われる。かりにラーマで嵐が起こるにしても、嵐の始まりはゆっくりとしたものになるに違いない。

参考文献

- 福江 純 1991, ハード SF 研究所公報, 44, 24.
- アーサー・C・クラーク『宇宙のランデブー』（南山 宏訳）早川書房（1985年）
- Matsuda, T. 1983, *J. Phys. Soc. Japan*, 52, 1904.
- 小倉義光『一般気象学』東京大学出版会
- 横尾武夫編『宇宙を解く』恒星社厚生閣（1988年）p9
- ランダウ&リフシッツ『流体力学』東京図書（1970年）