

南北一次元エネルギーバランスモデルを用いた  
地球の地表面温度分布の考察

塩尻 千里

神戸大学理学部地球惑星科学科  
流体地球物理学教育研究分野

2017/03/31



## 要旨

地球の地表面温度分布を調べることを目的として、太陽放射の吸収による加熱、地球放射による冷却、南北熱輸送による加熱を考慮した南北一次元エネルギーバランスモデルを作成した。実験では、異なる初期温度、太陽定数、拡散係数を与え、平衡状態における地表面温度分布のそれぞれに対する依存性および地表が氷に覆われる境界の緯度について調べた。現在地球の太陽定数を与えた実験から得られた地表面温度分布および熱収支は、現在地球の大まかな特徴をそれぞれ再現できた。異なる初期温度、太陽定数、拡散係数を与えた実験より、それぞれに対する依存性を確認し、地表面温度分布が、全球凍結解、部分凍結解、氷なし解といった多重解を持つことが分かった。また、地表が氷に覆われる境界の緯度についても、異なる初期温度、太陽定数、拡散係数を与えて実験し、得られた解について、解の性質および解の振る舞いを考察した。

# 目次

第1章	はじめに	3
第2章	南北一次元エネルギーバランスモデル	6
2.1	モデルの概要	6
2.1.1	太陽放射の吸収	8
2.1.2	アルベド	8
2.1.3	地球放射	9
2.1.4	南北熱輸送	9
2.2	支配方程式	10
2.3	支配方程式の離散化	10
2.4	計算条件	11
第3章	数値実験	13
3.1	概要	13
3.2	標準実験	13
3.2.1	実験設定	13
3.2.2	実験結果	13

3.3	初期温度依存性 . . . . .	17
3.3.1	実験設定 . . . . .	17
3.3.2	実験結果 . . . . .	17
3.4	太陽定数依存性 . . . . .	19
3.4.1	実験設定 . . . . .	19
3.4.2	実験結果 . . . . .	19
3.5	拡散係数依存性 . . . . .	22
3.5.1	実験設定 . . . . .	22
3.5.2	実験結果 . . . . .	22
3.6	氷線緯度の初期温度・太陽定数依存性 . . . . .	26
3.6.1	実験設定 . . . . .	26
3.6.2	実験結果 . . . . .	26
3.7	全球凍結状態・氷なし状態を維持できる最大および最小の太陽定数	29
3.7.1	実験設定 . . . . .	29
3.7.2	実験結果 . . . . .	29
3.8	太陽定数の変化による気候変動に対する示唆 . . . . .	32
<b>第4章 結論</b>		<b>33</b>
謝辞		35
参考文献		36

## 第1章 はじめに

現在の地球は、液体の水が存在できる温暖な気候である。この気候は様々な要因が関わるエネルギーバランスの結果として実現している。

まず、全球平均のエネルギーバランスを考える。全球の平均温度を考えることは、緯度、経度、高度によらないことから0次元であると言える。現在の地球が吸収する太陽放射エネルギーと地球が射出するエネルギーとのつり合いから定義される放射平衡温度は、255 K であり、現実の全球平均した地表面温度は、288 K である (Hartmann, 1994)。この計算では、アルベドは0.3 としており、この値は地球のおよその平均アルベドである。アルベドとは太陽放射に対する惑星の反射率である。放射平衡温度と観測値との差は大気の温室効果によって説明され得る。

次に、緯度変化を考慮した地表面温度分布について考える。このことは、緯度、経度、高度のうち緯度変化を考えることから一次元であると言える。図 1.1 は地球の年平均の地表面温度分布である。図 1.1 を見ると、温度分布はおよそ南北に対称である。赤道が最も高温で約 300 K、極に向かって温度が下がっていき、極では約 255 K である。赤道と極との温度差は約 45 K である。南北半球ともに緯度約 60 度から高緯度において、表面温度の値は 273 K を下回る。水の凝結温度を下回るとは、氷が存在することを示唆する。氷は白いため、氷に覆われた地面と、覆われていない地面ではアルベドが大きく異なる。氷の有無によるアルベドの違いは、温度に影響を与える。

図 1.2 は現在地球における、太陽放射による単位面積あたりの加熱率と地球放射による単位面積あたりの加熱率の熱収支である。図 1.2 を見ると、赤道における太陽放射による単位面積あたりの加熱率はおよそ  $300 \text{ Wm}^{-2}$ 、地球放射による単位面積あたりの加熱率はおよそ  $250 \text{ Wm}^{-2}$  であり、その差はおよそ  $50 \text{ Wm}^{-2}$  である。極における太陽放射による単位面積あたりの加熱率はおよそ  $80 \text{ Wm}^{-2}$ 、地球放射による単位面積あたりの加熱率はおよそ  $150 \text{ Wm}^{-2}$  であり、その差はおよそ  $70 \text{ Wm}^{-2}$  である。赤道では太陽放射による単位面積あたりの加熱率が地球放射による単位面積あたりの加熱率を上回っているが、緯度 35 度付近で太陽放射による単位面積あたりの加熱率は地球放射による単位面積あたりの加熱率を下回る。放射過程の

みを考えると、緯度 35 度付近よりも低緯度では太陽放射による単位面積あたりの加熱率が地球放射による単位面積あたりの加熱率を上回っていることから地表面温度はより高温に、高緯度では逆に下回っていることからより低温になると推測される。しかし現実の地球は平衡状態にあり、エネルギー収支はつり合っている。これは、大気や海洋によって、赤道付近の熱が極に向かって輸送されているためである。よって、緯度についての温度分布を考察する際には、南北方向の熱輸送についても考慮する必要がある。南北熱輸送について考慮しない場合、赤道と極との温度差が、より大きい温度分布になるだろう。南北熱輸送の効果は、赤道と極との温度差を減らす。

本研究では、ここまでで説明したような現在地球の地表面温度分布がどのように決まっているかを調べる。そのために、氷の有無によるアルベドの変化と南北熱輸送を考慮した南北一次元エネルギーバランスモデルを作成し、数値実験を行う。

本論文の構成は以下の通りである。2 章では、本研究で作成したエネルギーバランスモデルの概要を述べる。3 章では、数値実験の概要や結果を示し、考察する。4 章では、結論を述べる。

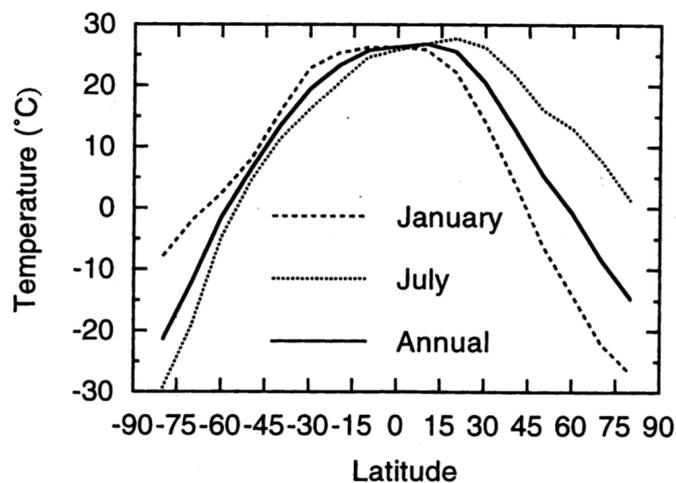


図 1.1: 現在地球の地表面温度分布 (Hartmann, 1994)

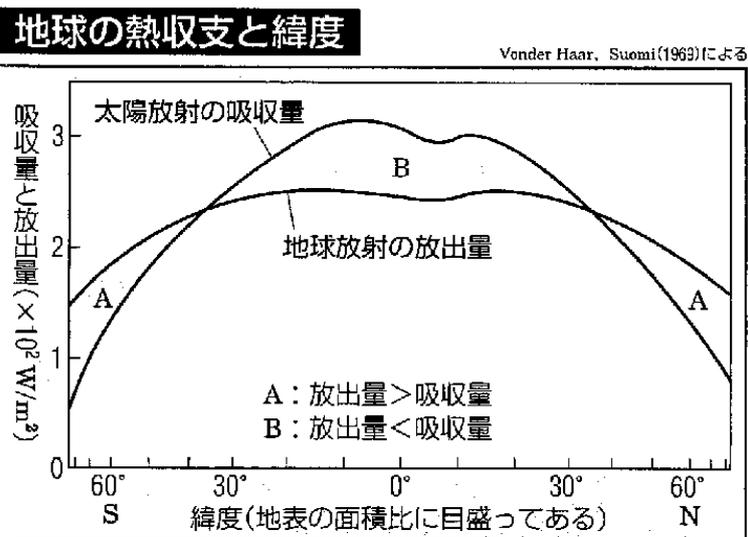


図 1.2: 現在地球の熱収支 (地学図表 (2010) より引用).

## 第2章 南北一次元エネルギーバランスモデル

この章では、本研究で作成したモデルについて述べる。

### 2.1 モデルの概要

エネルギーバランスモデルとは、太陽-地球間のエネルギー収支を考慮した、単純な気候モデルである。その原理は、太陽放射の吸収と、地球放射による宇宙空間への射出とのつり合い、すなわち熱平衡の状態にあることに基づいている。

本研究で作成したエネルギーバランスモデルは、東西方向に平均した、緯度方向のみに依存するエネルギーバランスモデルである。そのことから、このモデルを南北一次元エネルギーバランスモデルと呼ぶ。さらに本研究では、年平均を考え、地球を赤道に対して対称な球と仮定し、北半球のみを扱う。

これらの仮定の下で、各緯度帯に対するエネルギーバランスは、

$$F_{in} - F_{out} + F_{ao} = 0 \quad (2.1)$$

と表せる。ここで、 $x$  は緯度の正弦である。各項は、左から順に、太陽放射の吸収による加熱、地球放射による冷却、南北熱輸送による加熱である。以下、各項の詳細について述べる。

図 2.1 は地球のエネルギーバランスの概略図である。

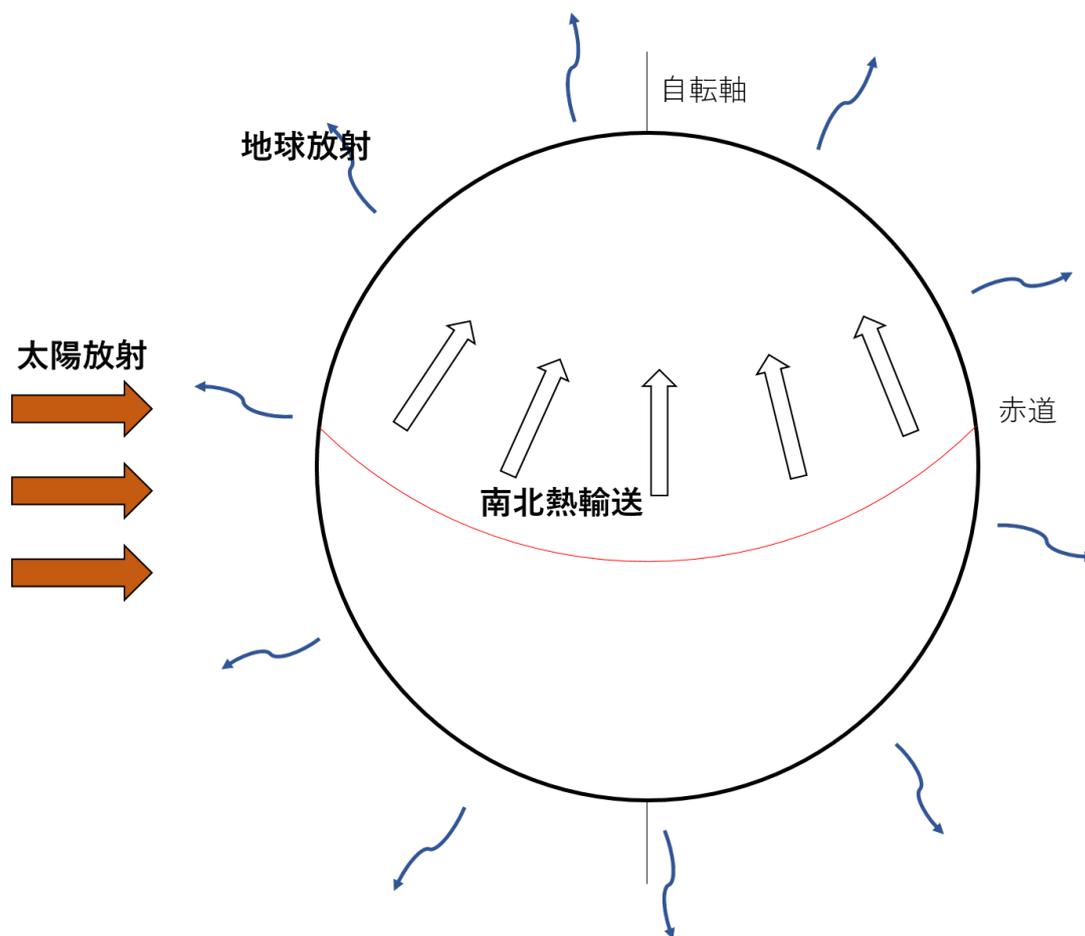


図 2.1: エネルギーバランスモデルの概略図

### 2.1.1 太陽放射の吸収

東西方向に平均した、太陽放射の吸収による加熱の大きさは、太陽定数、自転軸の傾き、アルベドと緯度に依存する。

太陽定数とは、地球と太陽の平均距離における、太陽光線に垂直な単位面積、単位時間当たりのエネルギー流量である。地球は自転軸の傾きがあるため、各緯度における年平均の太陽放射は、単純な形式で書くことができない。そこで近似として、年平均を表す関数、

$$s(x) \approx 1 - 0.241(3x^2 - 1) \quad (2.2)$$

を用いる (Lindzen, 1990)。ただし  $x$  は緯度の正弦である。  $s(x)$  を用いると、各緯度における年平均の太陽放射フラックスは、

$$Qs(x) \quad (2.3)$$

と書ける。ここで  $Q$  は、太陽定数を 4 で割った値である。

しかし、到達したエネルギーの全てが吸収されるわけではない。一部は吸収されることなく、宇宙空間に反射される。この反射率をアルベドと呼ぶ。従って、太陽放射の吸収による加熱  $F_{in}$  は、アルベド  $\alpha$  を用いて、

$$F_{in} \equiv Qs(x)(1 - \alpha) \quad (2.4)$$

と書ける。

### 2.1.2 アルベド

先に述べたように、アルベドは太陽放射に対する惑星の反射率である。本研究では、アルベドを温度  $T$  の関数として以下のように定義した:

$$\alpha = \begin{cases} \alpha_i & (T < 263 \text{ K}) \\ \alpha_s & (T \geq 263 \text{ K}). \end{cases} \quad (2.5)$$

氷が存在すると、地面が白くなり、アルベドが高くなることを考慮し、温度で場合分けした。  $\alpha_i$  は氷に覆われた地表のアルベド、  $\alpha_s$  は単に地表のアルベドである。ここで 263 K は、本研究で設定した、水の凝結温度である。水の凝固点よりも 10 K 低い値に設定したのは、273 K で水が氷り始めるとして、完全に氷になった状況を想定しているためである。

### 2.1.3 地球放射

地球は、太陽から熱を吸収するだけでなく、エネルギーを宇宙空間に放出している。地球放射とは、主に赤外線放射であり、その大きさは地表面温度などに依存する。地球放射によって熱を失うため、地球は冷却される。本研究では、地球放射による冷却の効果を、地表面温度の一次関数と近似し、

$$F_{out} \equiv I = A + BT \quad (2.6)$$

と表す (Lindzen, 1990)。 $A$ ,  $B$  は定数であり、Lindzen (1990) の値を参照し、 $A = -212.05 \text{ Wm}^{-2}$ ,  $B = 1.55 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  とした。ただし、Lindzen (1990) では、 $B$  にセルシウス度が用いられていたため、ケルビンに統一した。

### 2.1.4 南北熱輸送

地球では、極付近よりも赤道において、より多く太陽放射が吸収されており (図 1.2), 地表面温度が高い。大気と海洋は、地表面温度の勾配を減らすように、極に向かって熱を輸送する。本研究では、この大気と海洋による南北方向の熱輸送の効果を、熱拡散として近似的に表現した。

まず初めに球座標系で熱拡散を考える。半径  $r$ , 余緯度  $\theta$ , 経度  $\phi$  とする。動径方向、経度方向には一様とし、拡散係数を  $D$  とすると、

$$\nabla \cdot (D\nabla T) = \frac{1}{r} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{D}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) \quad (2.7)$$

である。ここでは赤道を 0 度、極を 90 度として緯度  $\varphi$  を用いて表すと、 $\varphi = \frac{\pi}{2} - \theta$  となる。また、地球の半径を  $r = 1$  とすると、(2.7) は、

$$\nabla \cdot (D\nabla T) = \frac{-1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( -\cos \varphi D \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) \quad (2.8)$$

と書ける。

次に  $x = \sin \varphi$  として、 $x$  の式に座標変換する。

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \quad (2.9)$$

を用いると、(2.8) は

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (D\nabla T) &= \frac{-1}{\cos \varphi} (\cos \varphi) \frac{\partial}{\partial x} \left( -\cos \varphi D (\cos \varphi) \frac{\partial T}{\partial x} \right) \\ &= -\frac{\partial}{\partial x} \left( -D(1-x^2) \frac{\partial T}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

となる。よって、南北熱輸送による加熱の項は、

$$F_{ao} \equiv \nabla \cdot (D \nabla T) = \frac{\partial}{\partial x} \left( D(1-x^2) \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (2.10)$$

と書ける。

## 2.2 支配方程式

前節の議論より、本研究で作成したエネルギーバランスモデルの支配方程式は、

$$C \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = Q_s(x)(1-\alpha) - I + \frac{\partial}{\partial x} D(1-x^2) \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \quad (2.11)$$

である。ただし、ここでは (2.1) を拡張し、太陽放射の吸収による加熱、地球放射による冷却、南北熱輸送による加熱のつりあいに伴う、エネルギー変化率の項を左辺に加えている。\$C\$ は熱容量である。アルベド \$\alpha\$ と地球放射 \$I\$ の定義は以下の通りである：

$$\alpha = \begin{cases} \alpha_i & (T < 263 \text{ K}) \\ \alpha_s & (T \geq 263 \text{ K}), \end{cases} \quad (2.12)$$

$$I = A + BT. \quad (2.13)$$

## 2.3 支配方程式の離散化

本節では、前節に示した支配方程式 (2.11) を数値的に解くために、離散化を行う。有限差分法により、式 (2.11) の微分項を離散化すると、

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_i &\sim \frac{T_i^{t+\Delta t} - T_i^t}{\Delta t} \quad (2.14) \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( D(1-x^2) \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_i \right) &\sim \frac{D(1-x_{i+\frac{1}{2}}^2) \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2}} - D(1-x_{i-\frac{1}{2}}^2) \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i-\frac{1}{2}}}{\Delta x} \\ &= \frac{D}{\Delta x^2} \left[ (1-x_{i+\frac{1}{2}}^2)(T_{i+1} - T_i) - (1-x_{i-\frac{1}{2}}^2)(T_i - T_{i-1}) \right] \quad (2.15) \end{aligned}$$

となる。ただし、上付きの添字は時間を表し、下付きの添字は位置を表す。(2.15)の物理量は全て、ある時刻  $t$  における値である。

よって離散化された支配方程式は、

$$T_i^{t+\Delta t} = T_i^t + \left[ Q_S(x)(1 - \alpha) - I + \frac{D}{\Delta x^2} \left\{ (1 - x_{i+\frac{1}{2}}^2)(T_{i+1} - T_i) - (1 - x_{i-\frac{1}{2}}^2)(T_i - T_{i-1}) \right\} \right] \Delta t \quad (2.16)$$

である。ただし、右辺の物理量はすべて時刻  $t$  における値である。

ただし、両端においては熱のやり取りがないため、境界条件は、

$$\begin{cases} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i-\frac{1}{2}} = 0 & (i = 1) \\ \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2}} = 0 & (i = nx) \end{cases} \quad (2.17)$$

である。

数値計算を行うにあたり、図 2.2 に示すように、赤道から極まで ( $0 \leq x \leq 1$ ) を微小領域  $\Delta x$  に分割した。ただし、 $x$  の目盛りは、0 から  $\frac{\Delta x}{2}$  だけずれた位置から  $\Delta x$  ずつ刻まれている。つまり、赤道 ( $x = 0$ ) から  $i$  番目の領域における  $x$  の値は、

$$x(i) = \frac{\Delta x}{2} + \Delta x \times (i - 1) \quad (2.18)$$

と書ける。

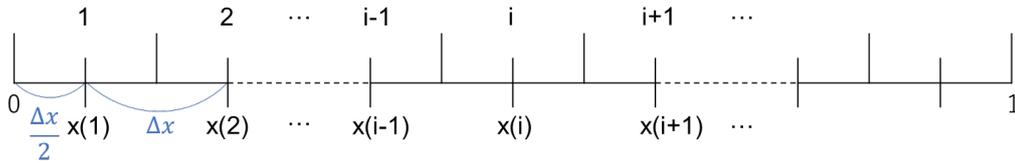


図 2.2: 数値計算の概略図

## 2.4 計算条件

用いた物理量の値は、熱容量  $C = 1.0 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}$ 、アルベドは、

$$\alpha = \begin{cases} 0.60 & (T < 263 \text{ K}) \\ 0.25 & (T \geq 263 \text{ K}). \end{cases} \quad (2.19)$$

である。拡散係数, 初期温度および太陽定数は実験ごとに異なる。

数値実験にあたり,  $0 \leq x \leq 1$  を 500 の領域に分割し  $\Delta x = 2.0 \times 10^{-3}$  とした。時間の刻み幅は  $\Delta t = 2.0 \times 10^{-6}$  とした。ただし, 時刻  $t + \Delta t$  における温度と時刻  $t$  における温度の差, つまり  $T^{t+\Delta t} - T^t$  が,  $1.0 \times 10^{-6}$  K より小さくなった時, 定常状態になったとして計算を終了する。

## 第3章 数値実験

### 3.1 概要

この章では、第2章で述べた、南北一次元エネルギーバランスモデルを用いて、平衡状態における、地球の地表面温度分布を調べる。まず、地球における太陽定数を与えて平衡状態を計算することにより、モデルが現実の地球の地表面温度分布をどの程度再現できるのか確認する。そして、異なる初期温度および太陽定数、拡散係数を与えて実験を行うことで、地表面温度分布の初期温度依存性、太陽定数依存性、拡散係数依存性を調べる。また、地表が氷に覆われる境界の緯度について調べる。

### 3.2 標準実験

#### 3.2.1 実験設定

南北一次元エネルギーバランスモデルに、地球における太陽定数  $1367 \text{ Wm}^{-2}$  (Hartmann, 1994) を与え、平衡状態の地表面温度分布を調べる。初期温度には  $280 \text{ K}$  を与え、拡散係数は  $0.20 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  とする。以後、この実験を標準実験と呼ぶ。

#### 3.2.2 実験結果

図 3.1 は実験から得られた地表面温度分布である。図にはモデルで設定した水の凝結温度  $263 \text{ K}$  も示してある。地表面の温度が凝結温度よりも高い領域は地表に氷がなく、凝結温度よりも低い領域は地表が氷で覆われていることを示す。

温度分布の曲線が、極域で途切れているのは、数値計算方法と描画方法によるも

のである。本研究で作成したモデルでは、格子の代表点が  $x = \frac{1}{2}\Delta x, \frac{3}{2}\Delta x, \dots, 1 - \frac{3}{2}\Delta x, 1 - \frac{1}{2}\Delta x$  に位置しているため、両端から  $\frac{\Delta x}{2}$  までの領域は描画されない。赤道付近も極域同様に空白があるが、球面の効果により、赤道では  $\Delta x$  の緯度間隔が小さいため目立たない。

図 3.1 を見ると、赤道で最も温度が高く、極に向かうにつれ温度が下がっている。地表面温度は中緯度付近で凝結温度 263 K を下回っており、氷がない地表と氷に覆われた地表とが同時に存在する状態であることが分かる。地表が氷に覆われる境界の緯度は約 53 度である。この解を部分凍結解と呼ぶ。赤道は約 322 K、極は約 225 K であり、赤道と極の間の温度差はおよそ 97 K である。

現在地球の地表面温度分布 (図 1.1) と本実験から得られた地表面温度分布 (図 3.1) を比較する。図 1.1 を見ると、赤道でおよそ 300 K、極でおよそ 255 K であり、赤道と極の間の温度差はおよそ 45 K である。また、凝結温度を下回る緯度はおよそ 75 度である。実験結果と比較すると、地表面温度および凝結温度を下回る緯度は異なるが、現在地球の地表面温度分布の大まかな特徴を表すことができた。現在地球の地表面温度分布と実験結果の差異については、本実験においてアルベドを凝結温度を境に不連続に与えていることや、南北熱輸送を拡散で近似的に表現したこと、アルベドおよび拡散係数の値といった様々な原因が考えられる。

図 3.2 は、太陽放射の吸収による加熱、地球放射による冷却、南北熱輸送による加熱の、平衡状態における熱収支である。図 3.2 より、赤道における太陽放射による単位面積あたりの加熱率は約  $318 \text{ Wm}^{-2}$ 、地球放射による単位面積あたりの加熱率は約  $278 \text{ Wm}^{-2}$ 、南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率は約  $30 \text{ Wm}^{-2}$  である。極における太陽放射による単位面積あたりの加熱率は約  $71 \text{ Wm}^{-2}$ 、地球放射による単位面積あたりの加熱率は約  $138 \text{ Wm}^{-2}$ 、南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率は約  $66 \text{ Wm}^{-2}$  である。緯度約 53 度において南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率が冷却から加熱に変化していることが分かる。

図 3.2 を見ると、太陽放射および南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率は、緯度約 53 度において不連続であるのに対し、地球放射による単位面積あたりの加熱率は、連続である。太陽放射による単位面積あたりの加熱率が不連続であるのは、部分凍結解ではアルベドが凝結温度を境に不連続であるためである。地球放射による単位面積あたりの加熱率が連続であるのは、地表面温度が連続であるためである。南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率が不連続であるのは、不連続である太陽放射による加熱と連続である地球放射による冷却とつり合うように熱を輸送しているためである。

また図 3.2 より、緯度約 53 度を境に異なる熱収支をしていることが分かる。赤道

から緯度約 53 度までは、太陽放射による単位面積あたりの加熱率と地球放射による単位面積あたりの加熱率がほとんどつり合っており、熱収支に対する南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率の寄与は少ない。一方で、緯度約 53 度から極までは、熱収支に対する南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率の寄与が大きく、太陽放射による単位面積あたりの加熱率に南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率が加わることで、地球放射による単位面積あたりの加熱率とつり合っている。

現在地球の熱収支 (図 1.2) と本実験から得られた熱収支 (図 3.2) を比較すると、どちらも、極に向かうにつれて太陽放射および地球放射による単位面積あたりの加熱率は減少している。また、赤道においては太陽放射による単位面積あたりの加熱率が地球放射による単位面積あたりの加熱率を上回り、極においては地球放射による単位面積あたりの加熱率が太陽放射による単位面積あたりの加熱率を上回っている。これらの観点で、本実験から得られた熱収支の図は現在地球の熱収支の大まかな特徴を表している。

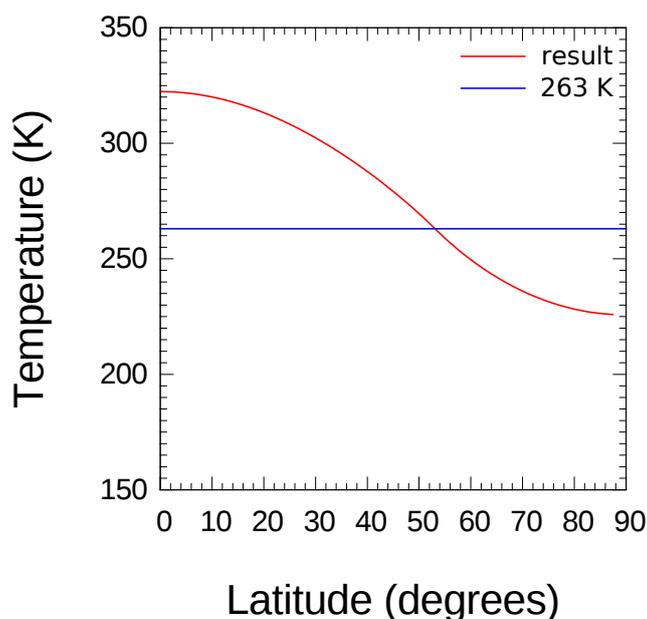


図 3.1: 初期温度 280 K, 太陽定数  $1367 \text{ Wm}^{-2}$ , 拡散係数  $0.20 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  の実験 (標準実験) で得られた平衡状態における温度分布 (赤線). 青線はモデルで設定した凝結温度 263 K である.

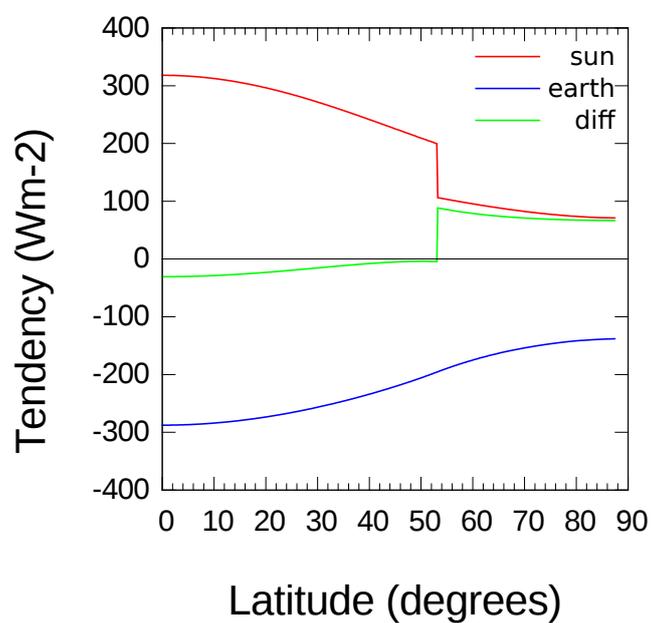


図 3.2: 初期温度 280 K, 太陽定数  $1367 \text{ Wm}^{-2}$ , 拡散係数  $0.20 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  の実験 (標準実験) で得られた平衡状態における熱収支. 各緯度における, 太陽放射 (赤線), 地球放射 (青線), 南北熱輸送 (緑線) による単位面積あたりの加熱率.

## 3.3 初期温度依存性

### 3.3.1 実験設定

初期温度依存性を調べるため、初期温度を 250 K と 310 K とし、平衡状態の地表面温度分布を調べる。前節と同様、太陽定数は  $1367 \text{ Wm}^{-2}$ 、拡散係数は  $0.20 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  とする。

### 3.3.2 実験結果

図 3.3, 3.4 は、初期温度がそれぞれ 250 K, 310 K の場合の地表面温度分布である。

図 3.3 を見ると、全ての緯度で地表面温度は凝結温度 263 K を下回る。つまり極から赤道まで氷に覆われている状態にあることが分かる。この解を全球凍結解と呼ぶ。赤道は約 237 K、極は約 201 K であり、赤道と極の間の温度差は約 36 K である。標準実験の結果と比較すると、赤道と極の間の温度差が小さい。このことは、全ての緯度で地表面温度が凝結温度を下回ることからアルベドがどこでも大きく、太陽放射の吸収による加熱が大きい領域がないことによると考えられる。

図 3.4 を見ると、標準実験と同様、部分凍結解である。地表面温度分布も標準実験の結果とほとんど同じで、赤道は約 322 K、極は約 226 K であり、赤道と極の間の温度差はおよそ 96 K である。地表が氷に覆われる境界の緯度は約 53 度であり、標準実験で得られた結果と同じである。

以上より、異なる初期温度を与えた結果、全球凍結解が得られたことから、地表面温度分布は初期温度に依存することが分かった。

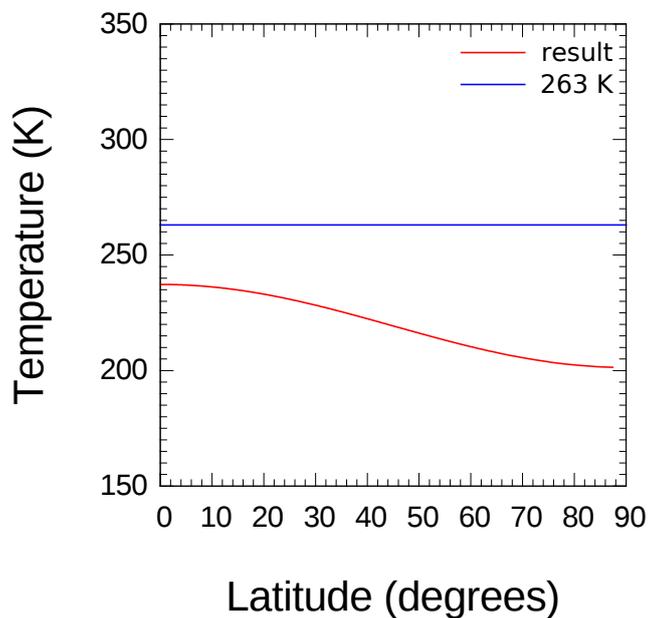


図 3.3: 図 3.1 と同じ. ただし初期温度は 250 K.

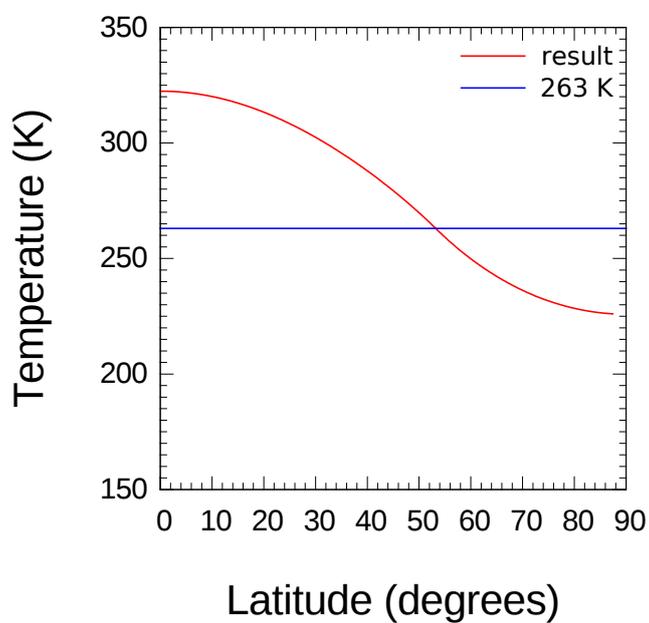


図 3.4: 図 3.1 と同じ. ただし初期温度は 310 K.

## 3.4 太陽定数依存性

### 3.4.1 実験設定

太陽定数依存性を調べるため、太陽定数を  $1450 \text{ Wm}^{-2}$  として平衡状態の地表面温度分布を調べる。初期温度を 250 K, 280 K, 310 K, 拡散係数は  $0.20 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  とする。

### 3.4.2 実験結果

図 3.5, 3.6, 3.7 は、初期温度がそれぞれ 250 K, 280 K, 310 K の場合の地表面温度分布である。

図 3.5 を見ると、全ての緯度で地表面の温度は凝結温度 263 K を下回るので全球凍結解である。赤道は約 243 K, 極は約 205 K であり、赤道と極の間の温度差はおおよそ 38 K である。同じ初期温度 250 K を与えた 3.3 節の実験結果と比較すると、赤道と極の間の温度差はほとんど同じだが、地表面温度はやや高温である。

図 3.6 を見ると、同じ初期温度 280 K を与えた標準実験と同様、部分凍結解である。赤道は約 334 K, 極は約 242 K であり、赤道と極の間の温度差はおおよそ 98 K である。氷に覆われる境界の緯度は約 65 度であり、標準実験で得られた結果 (約 53 度) よりも高緯度である。標準実験と比較すると、赤道と極の間の温度差はほとんど同じだが、地表面温度は 20 K ほど高温である。

図 3.7 を見ると、全ての緯度で地表面の温度は凝結温度 263 K を上回る。つまりどこも氷に覆われていない状態にある。この解を氷なし解と呼ぶ。赤道は約 335 K, 極は約 264 K であり、赤道と極の間の温度差はおおよそ 71 K である。同じ初期温度 310 K を与えた 3.3 節の実験結果と比較すると、地表面温度は 30 K ほど高温である一方、赤道と極の間の温度差はおおよそ 20 K 小さい。温度差が小さいことは、全ての緯度で地表面温度が凝結温度を上回ることからアルベドがどこでも小さく、太陽放射の吸収による加熱が小さい領域がないことによると考えられる。

以上より、太陽定数を大きくした結果、三つの実験全てで地表面温度が高温になった。これは太陽放射の吸収による加熱が大きくなったことによると考えられる。また、太陽定数を大きくした結果、太陽定数  $1367 \text{ Wm}^{-2}$  の実験では得られなかった氷なし解が得られた。異なる太陽定数と初期温度を用いた実験より、地表面温度分

布は初期温度に加えて太陽定数にも依存することが分かった。

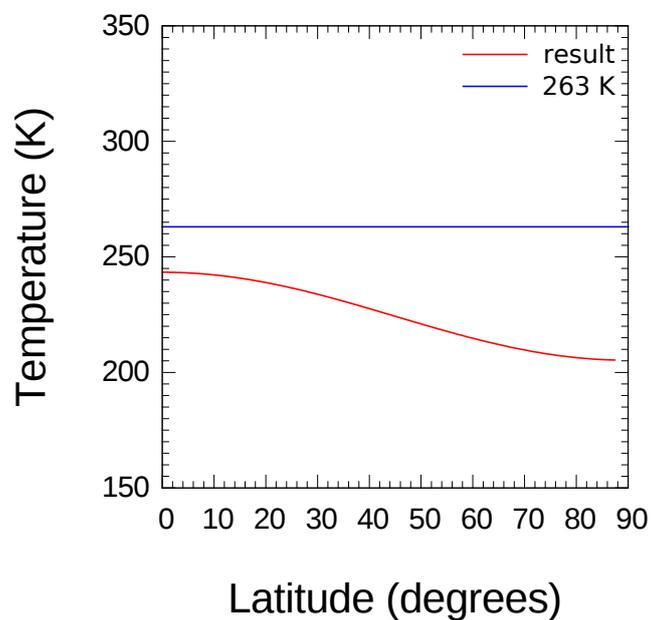


図 3.5: 初期温度 250 K, 太陽定数  $1450 \text{ Wm}^{-2}$ , 拡散係数  $0.20 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  の実験で得られた平衡状態における温度分布 (赤線). 青線はモデルで設定した凝結温度 263 K である.

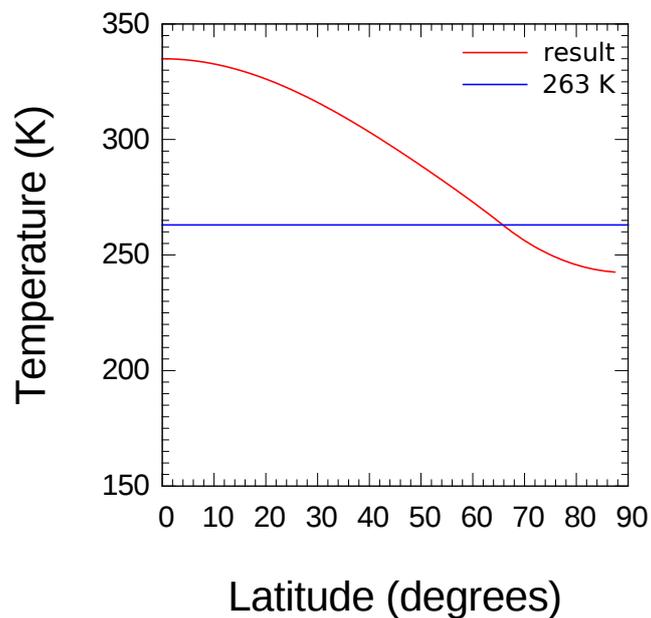


図 3.6: 図 3.5 と同じ. ただし初期温度は 280 K.

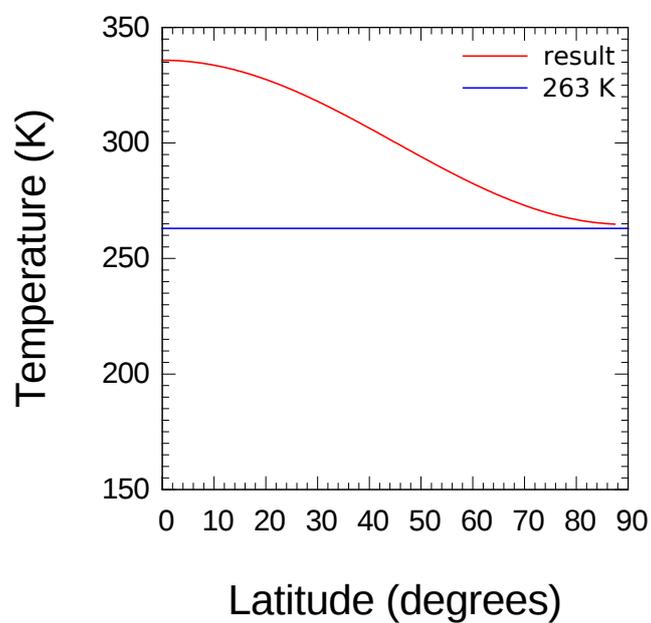


図 3.7: 図 3.5 と同じ. ただし初期温度は 310 K.

## 3.5 拡散係数依存性

### 3.5.1 実験設定

拡散係数依存性を調べるため、拡散係数を  $0.40 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  として、平衡状態の地表面温度分布を調べる。3.2 および 3.3 節の実験と同様に、初期温度には 250 K, 280 K, 310 K と 3 つの異なる値を与え、太陽定数は  $1367 \text{ Wm}^{-2}$  として、拡散係数を  $0.20 \text{ WK}^{-1}\text{m}^{-2}$  とした実験結果と比較する。

### 3.5.2 実験結果

図 3.8, 3.9, 3.10 は、初期温度がそれぞれ 250 K, 280 K, 310 K の場合の地表面温度分布である。図 3.11 は初期温度が 280 K の場合の熱収支である。

図 3.8 を見ると、同じ初期温度 250 K を与えた 3.3 節の実験結果と同様、全球凍結解である。赤道は約 233 K, 極は約 208 K であり、赤道と極の間の温度差はおよそ 25 K である。3.3 節の結果と比較すると、赤道の温度はおよそ同様だが、極の温度はおよそ 25 K 高温であり、赤道と極の間の温度差がおよそ 10 K 減少した。

図 3.9 を見ると、同じ初期温度 280 K を与えた標準実験の結果とは異なり、氷なし解である。赤道は約 317 K, 極で約 270 K であり、赤道と極の間の温度差はおよそ 47 K である。標準実験の結果と比較すると、赤道の温度はおよそ同様だが、極の温度がおよそ 45 K 高温であり、赤道と極の間の温度差はおよそ 50 K 減少し、約  $\frac{1}{2}$  倍となった。現在地球の地表面温度分布 (図 1.1) の赤道と極の間の温度差はおよそ 45 K であり、より近い値が得られた。

図 3.10 を見ると、同じ初期温度 310 K を与えた 3.3 節の実験結果とは異なり、氷なし解である。地表面温度分布は図 3.9 とほとんど同じで、赤道は約 318 K, 極で約 271 K, 赤道と極の間の温度差はおよそ 47 K である。3.3 節の結果と比較すると、赤道の温度はおよそ同様だが、極の温度がおよそ 45 K 高温であり、赤道と極の間の温度差はおよそ 50 K 減少した。

異なる拡散係数を用いた実験から、地表面温度分布は拡散係数にも依存することが分かった。三つの実験全てにおいて、赤道と極の間の温度差が減少したことから、拡散係数を大きくしたことによって、南北熱輸送の効果が強まったことを確認できた。

しかし、拡散係数を大きくした実験結果と、標準実験および 3.3 節の結果を比較すると、赤道の温度はおよそ同様であり、極の温度だけが高温になったことについては考察の余地がある。このことについて、拡散係数が  $0.20 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  である標準実験の熱収支 (図 3.2) と、拡散係数が  $0.40 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  である本実験の熱収支 (図 3.11) を用いて考察する。

図 3.11 より、赤道における太陽放射による単位面積あたりの加熱率は約  $318 \text{ Wm}^{-2}$ 、地球放射による単位面積あたりの加熱率は約  $280 \text{ Wm}^{-2}$ 、南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率は約  $37 \text{ Wm}^{-2}$  である。極における太陽放射による単位面積あたりの加熱率は約  $133 \text{ Wm}^{-2}$ 、地球放射による単位面積あたりの加熱率は約  $207 \text{ Wm}^{-2}$ 、南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率は約  $74 \text{ Wm}^{-2}$  である。緯度約 35 度において、南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率が冷却から加熱に変化していることが分かる。また、全ての単位面積あたりの加熱率が連続である。このことは、本実験では氷なし解のため、全ての緯度で地表面温度が凝結温度を上回ることからアルベドがどこでも小さく、太陽放射の吸収による加熱が小さい領域がないことによると考えられる。

標準実験の熱収支 (図 3.2) と比較すると、まず、極における熱収支に違いが見られる。図 3.2 では、太陽放射による単位面積あたりの加熱率と南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率はほぼ同値であるのに対し、図 3.11 では太陽放射による単位面積あたりの加熱率が南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率を大きく上回っている。このことは、標準実験では部分凍結解、本実験では氷なし解のため、極におけるアルベドが異なることによると考えられる。

図 3.11 を見ると、図 3.2 と同様、赤道付近では熱収支に対する南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率の寄与は小さく、高緯度になるにつれて大きくなっている。このことから、拡散係数を大きくした結果、赤道の温度がおよそ同様であり、極の温度に差があるのは、赤道付近では南北熱輸送による効果が弱く、高緯度になるにつれて強まるためだと考えられる。

ただし、本実験の結果と標準実験の結果を比較すると、赤道と極の両方において、南北熱輸送による単位面積あたりの加熱率の絶対値は大きい。このことは拡散係数を大きくしたことによると考えられる。

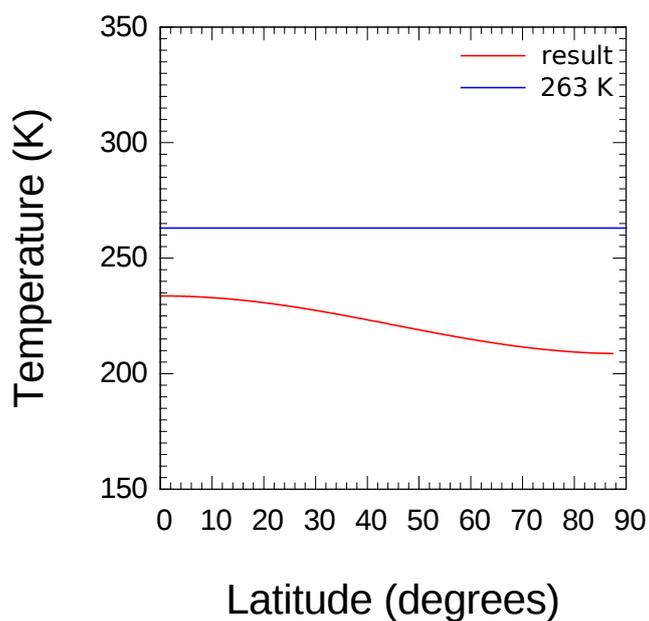


図 3.8: 初期温度 250 K, 太陽定数  $1367 \text{ Wm}^{-2}$ , 拡散係数  $0.40 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  の実験で得られた平衡状態における温度分布 (赤線). 青線はモデルで設定した凝結温度 263 K である.

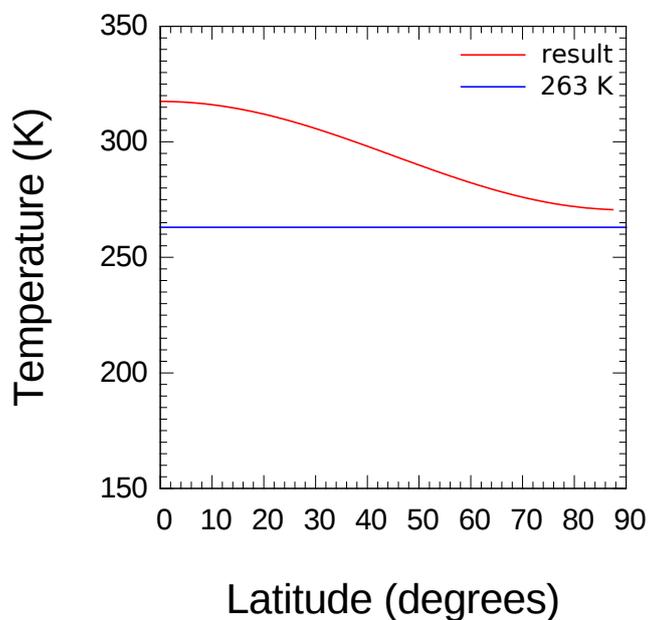


図 3.9: 図 3.8 と同じ. ただし初期温度は 280 K.

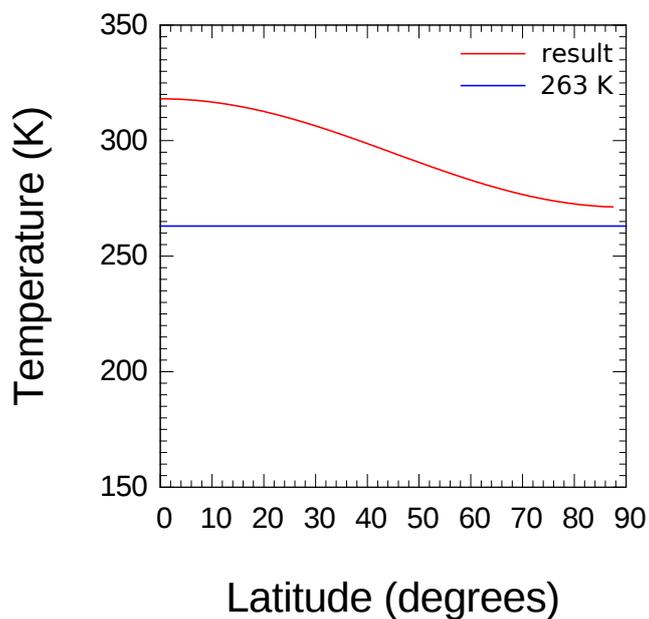


図 3.10: 図 3.8 と同じ. ただし初期温度は 310 K.

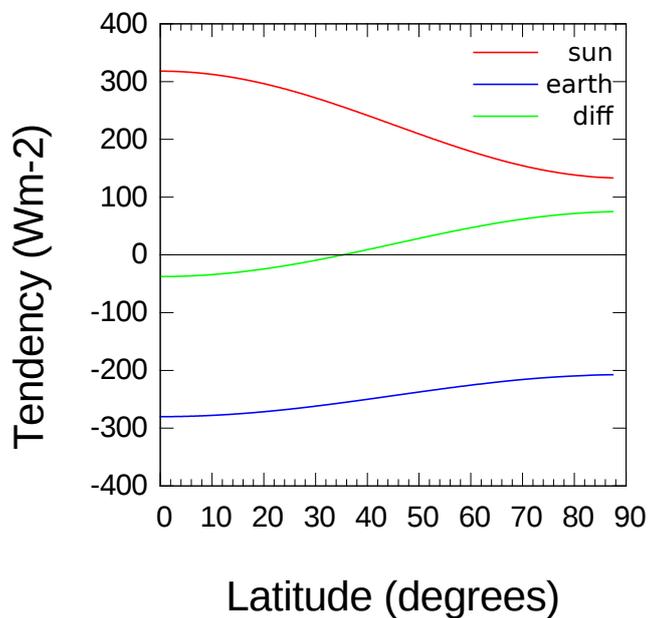


図 3.11: 初期温度 280 K, 太陽定数  $1367 \text{ Wm}^{-2}$ , 拡散係数  $0.40 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  の実験で得られた平衡状態における熱収支. 各緯度における, 太陽放射 (赤線), 地球放射 (青線), 南北熱輸送 (緑線) による単位面積あたりの加熱率.

### 3.6 氷線緯度の初期温度・太陽定数依存性

先に示したように、地表面温度分布は、全球凍結解、部分凍結解、氷なし解の多重解を持つ。本節では、地表が氷に覆われる境界の緯度について、異なる初期温度および太陽定数を与えて調べる。ここでは、地表が氷に覆われる境界の緯度を氷線緯度と呼ぶ。

#### 3.6.1 実験設定

氷線緯度の初期温度および太陽定数依存性を調べるため、初期温度は 250 K から 330 K まで 10 K ずつの値、太陽定数は  $1100 \text{ Wm}^{-2}$  から  $1900 \text{ Wm}^{-2}$  まで  $10 \text{ Wm}^{-2}$  ずつの値、拡散係数は  $0.20 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  として、解を系統的に調べる。

#### 3.6.2 実験結果

図 3.12 が実験から得られた氷線緯度の分布である。緯度 0 度にある点は、赤道まで地表が氷に覆われていることを表し、全球凍結解である。緯度 90 度にある点は、極まで地表が氷に覆われていないことを表し、氷なし解である。その中間の緯度にある点は、その緯度までの地表が氷に覆われていることを表し、部分凍結解である。

太陽定数  $1367 \text{ Wm}^{-2}$  に注目すると、解は、緯度 0 度と約 53 度にあり、全球凍結解と部分凍結解の二つの解を持つことが分かる。このことは、3.2, 3.3 節に示した、全球凍結解と部分凍結解に対応する。3.2 節において初期温度に 280 K を与えた標準実験で得られた氷線緯度と、3.3 節において初期温度に 310 K を与えて得られた氷線緯度が同じであることも、この図に示されている。また、太陽定数  $1450 \text{ Wm}^{-2}$  に注目すると、解は、緯度 0 度、約 67 度、90 度であり、3.3 節に述べた、全球凍結解、部分凍結解、氷なし解の三つの解に対応する。

図 3.12 の全球凍結解および氷なし解の太陽定数に注目すると、太陽定数にそれぞれ上限、下限があることが分かる。全球凍結解の最大の太陽定数は  $1720 \text{ Wm}^{-2}$ 、氷なし解の最小の太陽定数は  $1440 \text{ Wm}^{-2}$  である。本実験では南北熱輸送の効果があるため、全球凍結状態を維持できる最大の太陽定数および氷なし状態を維持できる最小の太陽定数は、南北熱輸送の効果がない場合に比べて、それぞれ大きく、または小さくなっていると考えられる。南北熱輸送の効果がない場合については、次節で述べる。

図 3.12 より, 初期温度によって解の分布が異なることや, 太陽定数によって解の数が異なることも分かる. 太陽定数  $1100 - 1220 \text{ Wm}^{-2}$  および  $1730 - 1900 \text{ Wm}^{-2}$  では解は一つである. 太陽定数  $1230 - 1430 \text{ Wm}^{-2}$  および  $1480 - 1720 \text{ Wm}^{-2}$  では解は二つである. 太陽定数  $1440 - 1470 \text{ Wm}^{-2}$  では解は三つである. しかし, 図 3.12 を見ると, 氷線緯度が 0 度から 25 度, 約 70 度から約 90 度となる解が存在しないことが分かる.

そこで, 本実験で得られた解の安定性について考察する. 解に摂動を与えた際に元の位置に戻る解を安定解と呼び, 摂動を与えると元の位置に戻らず, 別の安定解に収束してしまう解を不安定解と呼ぶ.

図 3.12 上のある部分凍結解に注目し, 太陽定数は一定のまま, 地表面温度を少し上昇させることを考える. このとき, 地表面温度が上昇したことにより, 氷線緯度は高緯度に後退する. そして, この後の系の振る舞いは, 地表面温度の上昇に伴って後退した氷線緯度が, より後退するのか, または低緯度に張り出すかどうかによって依存する. 図 3.12 より, 後退した氷線緯度を持つ平衡解の太陽定数は, 今注目している解の太陽定数よりも大きい. そのため後退した氷線緯度で平衡状態であるためには太陽放射の吸収による加熱が足りず, 地表面温度は下がることになる. その結果として注目していた解の氷線緯度は, 元の平衡会の位置へと戻るだろう.

全球凍結解についても考えてみる. 同様に, 図 3.12 上のある全球凍結解に注目し, 太陽定数は一定のまま, 地表面温度を少し上昇させる. このとき, 地表面温度が凝結温度より高くならなければ, 地表面温度が上昇したことで, 太陽放射の吸収による加熱は同じのまま地球放射による冷却が強まるため, 地表面温度は下がる. 結果として注目していた解は, 全球凍結解のままである.

氷なし解については, 温度を少し下げた場合を考える. 図 3.12 上のある氷なし解に注目し, 太陽定数は一定のまま, 地表面温度を少し下げる. このとき, 地表面温度が凝結温度より低くならなければ, 地表面温度が下がったことで, 太陽放射の吸収による加熱は同じのまま地球放射による冷却が弱まるため, 地表面温度は上がる. 結果として注目していた解は, 氷なし解のままである.

よって, 本研究で作成したエネルギーバランスモデルで得られた解は全て安定解だと考えられる. 図 3.12 において解が存在しない場所は, 不安定解の存在の可能性がある.

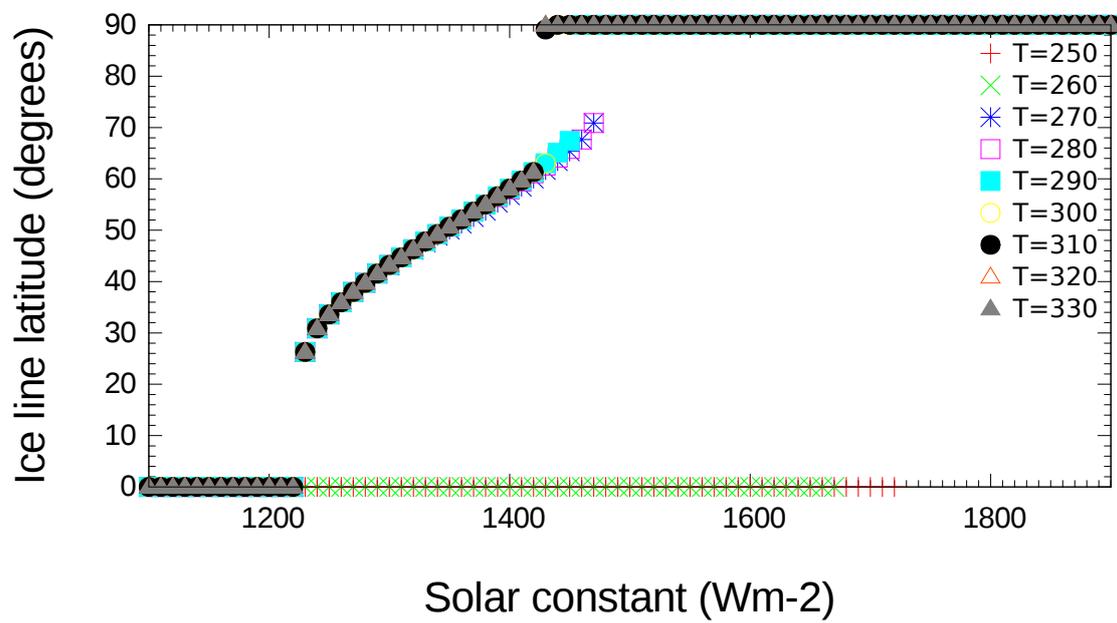


図 3.12: 氷線緯度の初期温度・太陽定数依存性. 初期温度 250 – 330 K, 太陽定数 1100 – 1900  $\text{Wm}^{-2}$ , 拡散係数  $0.20 \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  とした.

### 3.7 全球凍結状態・氷なし状態を維持できる最大および最小の太陽定数

前節において、全球凍結解および氷なし解の太陽定数にそれぞれ上限、下限があることを述べた。全球凍結解の太陽定数の上限つまり全球凍結状態を維持できる最大の太陽定数、および氷なし解の太陽定数の下限つまり氷なし状態を維持できる最小の太陽定数は、南北熱輸送の効果の有無によって異なると考えられる。そこで本節では、拡散係数をゼロとして、南北熱輸送が働かず、放射過程のみが働く条件を考え、全球凍結状態を維持できる最大の太陽定数、氷なし状態を維持できる最小の太陽定数を調べる。そして得られた結果と南北熱輸送の効果がある場合の結果(図 3.12)を比較し、南北熱輸送の効果による太陽定数の違いについて考察する。

#### 3.7.1 実験設定

初期温度に 200 K と 400 K を与え、太陽定数として  $700 \text{ Wm}^{-2}$  から  $2100 \text{ Wm}^{-2}$  まで  $10 \text{ Wm}^{-2}$  ずつの値を用いて、解を系統的に調べる。

#### 3.7.2 実験結果

図 3.13 は実験から得られた氷線緯度の分布である。図 3.13 の全球凍結解および氷なし解の太陽定数に注目すると、全球凍結解の最大の太陽定数は  $1580 \text{ Wm}^{-2}$ 、氷なし解の最小の太陽定数は  $2010 \text{ Wm}^{-2}$  である。初期温度が 200 K、400 K の二つなのは、太陽定数の上限下限を調べるにあたり、200 K よりも初期温度が低い場合(100 K) および 400 K よりも初期温度が高い場合(500 K) で実験した結果、同じ結果が得られたためである。

全球凍結状態を維持できる最大の太陽定数とは、最も高温である赤道の温度が凝結温度 263 K である場合の太陽定数である。氷なし状態を維持できる最小の太陽定数とは、最も低温である極の温度が凝結温度 263 K である場合の太陽定数である。本研究で定義したアルベドは凝結温度 263 K を境に不連続なため、地表面温度が 263 K の場合、両方の値をとり得る。

そこで、この実験結果について、放射過程のみを考慮したエネルギーバランスの式

$$Q_s(x)(1 - \alpha) - I = 0 \quad (3.1)$$

より, それぞれの値を代入し, 太陽定数を見積もることで検証する.

まず全球凍結状態を維持できる最大の太陽定数について見積もる. 最も高温である赤道が凝結温度 263 K の場合を考えるので, 式 (3.1) に,  $s(0) \approx 1.241$ , アルベド 0.60, 地表面温度 263 K を代入すると,

$$Q \approx 394.0 \quad (3.2)$$

が得られる. 一方アルベドを 0.25 として上記の条件で計算すると,

$$Q \approx 210.2 \quad (3.3)$$

が得られる. よって全球凍結状態を維持できる最大の太陽定数は, 約  $1576 \text{ Wm}^{-2}$  および  $840.3 \text{ Wm}^{-2}$  であり, それぞれ実験結果の値とほぼ一致している. ただし  $Q$  の定義より,  $Q$  に 4 をかけたものが太陽定数である.

次に氷なし状態を維持できる最小の太陽定数について見積もる. 最も低温である極が凝結温度 263 K の場合を考えるので, 式 (3.1) に,  $s(1) \approx 0.518$ , アルベド 0.25, 地表面温度 263 K を代入すると,

$$Q \approx 503.5 \quad (3.4)$$

が得られる. 一方アルベドを 0.60 として上記の条件で計算すると,

$$Q \approx 944.0 \quad (3.5)$$

が得られる. よって氷なし状態を維持できる最小の太陽定数は, 約  $2014 \text{ Wm}^{-2}$  および約  $3776.0 \text{ Wm}^{-2}$  であり, 前者は実験結果の値とほぼ一致している. 後者については図 3.13 には示されていないが, 太陽定数  $3760 \text{ Wm}^{-2}$  および  $3770 \text{ Wm}^{-2}$  として実験を行い, 氷線緯度を調べた結果, 氷なし状態を維持できる最小の太陽定数は  $3770 \text{ Wm}^{-2}$  だった. 式 (3.5) の結果とほとんど一致している.

図 3.13 と, 3.6 節の実験 (拡散係数を  $0.20 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  とした実験) から得られた図 3.12 を比較する. まず, 全球凍結状態を維持できる太陽定数は, 図 3.13 では  $1580 \text{ Wm}^{-2}$  であるのに対し, 図 3.12 では  $1720 \text{ Wm}^{-2}$  である. 一方, 氷なし状態を維持できる太陽定数は, 図 3.13 では  $2010 \text{ Wm}^{-2}$  であるのに対し, 図 3.12 では  $1440 \text{ Wm}^{-2}$  である. つまり, 南北熱輸送の効果がある場合には, 加熱として太陽放射の吸収に南北熱輸送が加わることで, より大きな太陽定数でも全球凍結状態を維持でき,  $500 \text{ Wm}^{-2}$  以上も小さな太陽定数でも氷なし状態を維持できることが分かる.

図 3.12 と同様, 太陽定数によって解の数が異なる. 太陽定数  $700 - 840 \text{ Wm}^{-2}$  では解は一つ,  $850 - 2100 \text{ Wm}^{-2}$  では解は二つである. ただし太陽定数  $1590 - 2000 \text{ Wm}^{-2}$

において、同じ太陽定数に対して異なる氷線緯度の部分凍結解が存在することは、一つの氷線緯度に部分凍結解が一つ存在する図 3.12 とは異なる結果である。例えば図 3.13 の太陽定数  $1700 \text{ Wm}^{-2}$  には氷線緯度約 20 度および約 69 度の解が存在する。一方、氷線緯度に注目して図 3.13 を見ると、異なる太陽定数に対して同じ氷線緯度の解が二つあることが分かる。例えば氷線緯度約 30 度の解は太陽定数  $990 \text{ Wm}^{-2}$  および  $1850 \text{ Wm}^{-2}$  である。結果として、それぞれの緯度で二つのアルベドの値に対してつり合いが成り立つ地表面温度が二つ存在する。つまり図 3.13 に示した、初期温度 200 K と 400 K の解で囲まれる領域全てに解が存在すると考えられる。

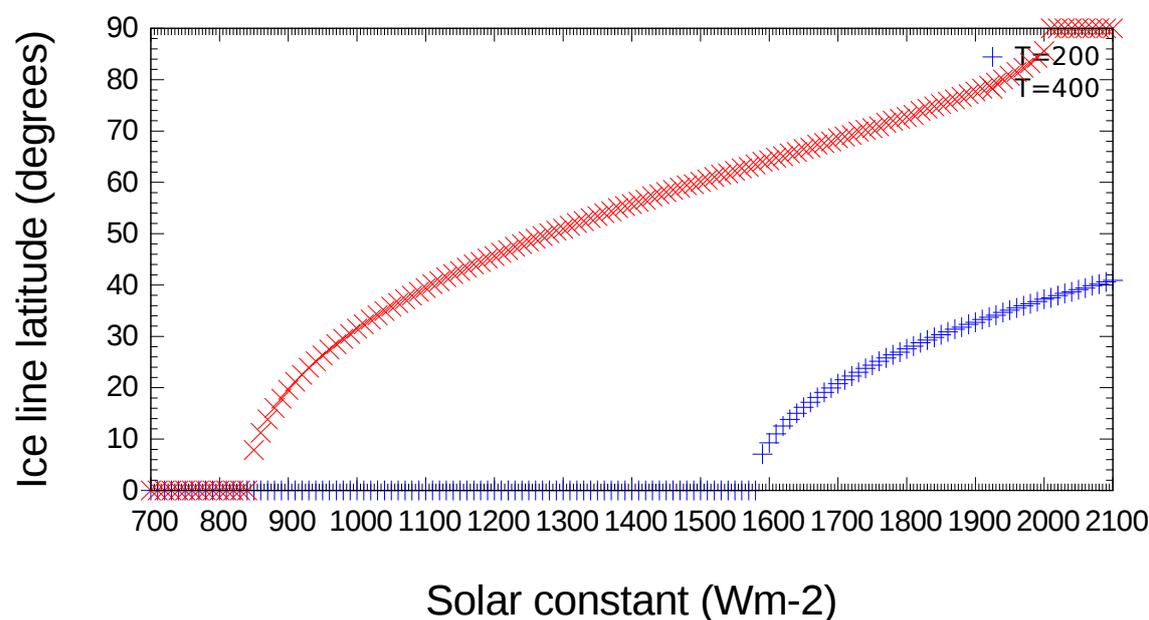


図 3.13: 放射過程のみを考えた場合の氷線緯度。初期温度 200 K(赤), 400 K(緑), 太陽定数  $700 - 2100 \text{ Wm}^{-2}$ , 拡散係数  $0.0 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  とした。

### 3.8 太陽定数の変化による気候変動に対する示唆

氷線緯度を示した図 3.12 を用いて気候変動の可能性について考察する。ただし、図 3.12 の解は平衡解であるため、これらの解を用いて気候の時間変化を論じることは、本来できない。ここでは太陽定数を時間変化させた場合の気候変動の可能性について考察するが、それはあくまでも示唆に過ぎないことに注意が必要である。

まず太陽定数  $1370 \text{ Wm}^{-2}$  における部分凍結解に注目し、太陽定数がゆっくり小さくなっていく状況を考える。太陽定数が小さくなると太陽放射の吸収による加熱が減少することで、地表面温度は低くなる。結果、氷線緯度がより低緯度の部分凍結解へと移っていく。太陽定数  $1230 \text{ Wm}^{-2}$  までは部分凍結解だが、太陽定数がそれよりも小さくなると、解は一気に全球凍結解となる。

次に太陽定数  $1220 \text{ Wm}^{-2}$  における全球凍結解から太陽定数がゆっくり大きくなることを考える。太陽定数が大きくなると太陽放射の吸収による加熱が増加することで、地表面温度は高くなる。そして太陽定数  $1230 \text{ Wm}^{-2}$  より大きくなっても全球凍結解のままだろう。さらに太陽定数を大きくしていくと、太陽定数がおおよそ  $1700 \text{ Wm}^{-2}$  の値となるとときに一気に氷なし解になると考えられる。

ここで示したシナリオにおいて、太陽定数  $1370 \text{ Wm}^{-2}$  における部分凍結解から太陽定数が  $1230 \text{ Wm}^{-2}$  まで小さくなった時には全球凍結解になるが、太陽定数  $1220 \text{ Wm}^{-2}$  における全球凍結解から太陽定数が  $1230 \text{ Wm}^{-2}$  まで大きくなった時には部分凍結解にならない。このことは図 3.12 の初期温度 260, 270 K の解に注目することで確認できる。図 3.12 より、初期温度 260 K の解は太陽定数が  $1230 \text{ Wm}^{-2}$  よりも大きい場合にも全球凍結解であることが分かる。一方で、初期温度 270 K の解は太陽定数が  $1230 \text{ Wm}^{-2}$  よりも大きい場合は部分凍結解である。つまり、全球凍結状態を初期条件とすると、太陽定数が  $1230 \text{ Wm}^{-2}$  よりも大きいとしても全球凍結状態から脱することができないことを示している。

また、太陽定数  $1220 \text{ Wm}^{-2}$  における全球凍結解から太陽定数が大きくなった時に氷なし解になる太陽定数の値は、図 3.12 の初期温度 260 K の解に注目することで推測できるだろう。初期温度 260 K においては部分凍結解を持たず、全球凍結解と氷なし解のみであり、その境界となる太陽定数は  $1670 \text{ Wm}^{-2}$  である。このことから、全球凍結解から太陽定数が大きくなった時、太陽定数がおおよそ  $1700 \text{ Wm}^{-2}$  より大きくなれば、全球凍結状態を脱することができると考えられる。

## 第4章 結論

地球の地表面温度分布を調べることを目的として、太陽放射の吸収による加熱、地球放射による冷却、南北熱輸送による加熱を考慮した南北一次元エネルギーバランスモデルを作成した。本研究で作成したモデルは、東西方向に平均した、緯度方向のみに依存するエネルギーバランスモデルである。地球放射による冷却の項は地表面温度の一次関数、南北熱輸送による加熱の項は熱拡散として近似的に表現した。アルベドはモデルで設定した凝結温度 263 K を境に不連続に与えている。実験では、異なる初期温度、太陽定数、拡散係数を与え、平衡状態における地表面温度分布のそれぞれに対する依存性および地表が氷に覆われる境界の緯度(氷線緯度)について調べた。

太陽定数に現在地球の値  $1367 \text{ Wm}^{-2}$  (Hartmann, 1994) を用いた標準実験では、初期温度に 280 K を与え、拡散係数は  $0.20 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  とした。標準実験から得られた地表面温度分布は、現在地球の地表面温度分布と比べると、赤道および極の温度や赤道と極の間の温度差に違いはあるが、部分凍結解である現在地球の地表面温度分布の大まかな特徴を表現することができた。また各項の熱収支についても調べ、現在地球の熱収支と比較し、大まかな特徴を表現できたことを確認した。

このモデルを用いて地表面温度分布の初期温度、太陽定数、拡散係数依存性を調べた。標準実験と同じ拡散係数、異なる初期温度および太陽定数を与えた実験では、標準実験で得られた部分凍結解に加えて、全球凍結解、氷なし解が得られ、地表面温度分布の初期温度および太陽定数依存性を確認できた。また拡散係数を標準実験で与えた値の 2 倍にした実験では、赤道と極の間の温度差は  $\frac{1}{2}$  倍となり、現在地球の地表面温度分布により近い結果が得られた。これらの実験より、地表面温度分布の初期温度、太陽定数、拡散係数依存性を確認できた。

また、このような多重解を持つ系の性質を系統的に調べるため、初期温度を 250 K から 330 K まで 10 K ごとに変え、太陽定数を  $1100 \text{ Wm}^{-2}$  から  $1900 \text{ Wm}^{-2}$  まで  $10 \text{ Wm}^{-2}$  ごとに変えて実験を行った。これらの実験から得られた結果を氷線緯度に注目して調べると、太陽定数によって解の数に違いがあること分かり、先に述べた多重解の存在を確かめることができた。また、氷線緯度が初期温度および太陽定

数に依存することが分かった。ただし、赤道付近および極付近を氷線緯度とする解は得られなかった。このことは、本研究で作成したエネルギーバランスモデルからは安定解のみを得ることができ、赤道付近および極付近の解は不安定解であることによると考えられる。一方、拡散係数をゼロとして、異なる初期温度および太陽定数を与えて同様の実験を行い、南北熱輸送の効果がある場合の結果との比較した。南北熱輸送がある場合には、全球凍結状態を維持できる最大の太陽定数は大きくなり、氷なし状態を維持できる最小の太陽定数は小さくなることが分かり、地表面温度分布に対して南北熱輸送の効果が大きいことが確認できた。

以上より、本研究で作成したエネルギーバランスモデルから得られた地表面温度分布は初期温度、太陽定数、拡散係数依存性があり、多重解を持つ。しかし、現実の大気および海洋における熱輸送は拡散的に生じるわけではない。南北熱輸送の項を拡散ではない別の表現に変えて実験を行うこと、異なるアルベドの値を与えた実験を行うことは今後の研究課題である。

## 謝辞

本研究を行うにあたり, ご指導いただいた高橋芳幸准教授に心より感謝申し上げます。モデル作成や論文の執筆において, 的確な指摘や助言をしていただいた。また, ポスターセッションにおいて鋭い指摘を下された林祥介教授, セミナーにおいて資料作成についてご指南下さった岩山隆寛准教授にも深く感謝申し上げます。

発表資料作成や発表練習にもお付き合いいただいた, 地球および惑星大気科学研究所の皆さまに深く感謝の意を表す。

## 参考文献

- [1] Hartmann, D. L., 1994: *Global Physical Climatology*, Academic Press, 411 pp.
- [2] Lindzen, R. S., 1990: *Dynamics in Atmospheric Physics*, CAMBRIDGE, 310 pp.
- [3] Williams, D. M., and Kasting, J. F., 1997: Habitable Planets with High Obliquities, *Icarus*, 129, 254–267.
- [4] 浜島書店編集部, 2010: *地学図表*, 浜島書店, 161 pp.
- [5] 安田延壽, 1994: *基礎大気科学*, 朝倉書店, 204 pp.