

灰色大気の気候状態の太陽定数依存性: 暴走温室状態から全球凍結状態まで

石渡正樹

北海道大学大学院地球環境科学研究院

中島健介

九州大学理学部地球惑星科学科

竹広真一

京都大学数理解析研究所

林祥介

神戸大学大学院理学研究科

2006年04月04日 *JGR* に投稿, 2006年09月28日改訂, 2007年01月15日改訂(2回目), 2007年04月03日改訂(3回目), 2007年05月02日受理, 2007年07月13日印刷

本論文の印刷版は AGU から出版されている. Copyright (2007) American Geophysical Union. 公開アブストラクトを閲覧するためには, <http://dx.doi.org> にアクセスし DOI を入力してください.

引用情報: Ishiwatari, M., K. Nakajima, S. Takehiro, and Y.-Y. Hayashi (2007), Dependence of climate states of gray atmosphere on solar constant: From the runaway greenhouse to the snowball states, *J. Geophys. Res.*, 112, D13120, doi:10.1029/2006JD007368.

要旨

種々の太陽定数の値のもとにおける灰色大気多重平衡解の調査を行った。比較検討を行うために、物理過程を簡略化した大循環モデル (GCM) と 1 次元のエネルギーバランスモデル (EBM) の二種類のモデルを使用した。どちらのモデルも中間的な太陽定数の値に対しては、全球凍結状態・部分凍結状態に加え暴走温室状態を含む多重解が存在することを示した。GCM では、氷境界緯度が 22 度よりも低緯度に存在する部分凍結状態は得られなかった。このことは、従来 EBM による研究で議論されてきた大極冠不安定が GCM でも起こることを示唆している。GCM の部分凍結状態の氷境界は、EBM の結果に比べ、より低緯度まで到達した。GCM では、氷境界付近における凝結加熱のために大極冠不安定が起こりにくくなっている。ハドレーセル内の効率の良い熱輸送が氷面積の拡大を妨げることに効いていると考えられる。

1 はじめに

太陽定数は地球型惑星の気候を決定する上で重要な外部パラメータの 1 つである。太陽定数の値が数 10 % 変化した場合、以下で述べるように、現在の地球で実現されているような温和な気候は実現しない。

太陽定数を現在の地球における値よりも減少させた場合には全球凍結状態が発生する。1 次元エネルギーバランスモデル (EBM) では、太陽定数がわずかに減少しただけで全球凍結状態に至ることが示されている [Budyko, 1969; Sellers, 1969]。Budyko (1986) のモデルでは、現在の地球の太陽定数の値において全球凍結解と 2 種類の部分凍結解の組合せの多重平衡解が得られる¹。部分凍結解のうち高緯度に氷境界が存在する解は安定であり、現在の地球の気候に対応する。低緯度に氷境界が存在する部分凍結解は不安定であり (Held and Suarez, 1974; Cahalan and North, 1979)、この不安定性は大極冠不安定 (large ice cap instability) と呼ばれる。

大気大循環モデル (GCM) を用いた実験でも全球凍結状態が得られている。Baum and Crowley [2001] は、雪玉地球仮説 (Snowball Earth Hypothesis; Hoffman et al., 1998) に触発され、大気・海洋結合モデルを用いた数値実験を行い、原生代の条件下で全球凍結状態が発生する可能性があることを示した。過去の火星の気候に関する知見を得るために、Abe et al. (2005) は地球大気用の GCM を用いて、過去の火星に存在した可能性のある気候状態を広いパラメータ範囲にわたって調べた。その結果、太陽定数が小さい場合には、赤道傾斜角によらず全球凍結することを示した。

一方、太陽定数が増大した場合には、暴走温室状態が発生し海洋が全て蒸発するまで大気は平衡に達することができない。鉛直 1 次元放射対流平衡モデルを用いた計算によれば、海洋を持つ惑星上の大気の上端から射出される外向き長波放射 (OLR) には上限値が存在することが示されている [Komabayashi, 1967; Ingersoll,

¹平衡解の数と安定性は EBM の設定に依存している。Sellers [1969] のモデルでは小さな氷面積を持つ不安定平衡解も得られる。この不安定性は小極冠不安定と呼ばれている [North, 1984]。

1969; Nakajima *et al.*, 1992]. この惑星放射上限値を越えた入射フラックスが与えられると大気の平衡状態は消失する. 実際, GCM で惑星放射上限値を越えた太陽入射フラックスを与えた計算を行うことにより, 暴走温室状態では温度が上昇を続け水蒸気量は増加を続けることが示されている [Ishiwatari *et al.*, 1998; Ishiwatari *et al.*, 2002].

いくつかの鉛直 1 次元放射対流モデルにおいても多重平衡解が存在することが知られている. EBM の場合と同様に, 氷-アルベドフィードバックを導入すれば多重平衡解が得られる [Li *et al.*, 1997]. 水循環過程を考慮した場合でも多重平衡解が得られる [Rennó, 1997; Sugiyama *et al.*, 2005]. Rennó [1997] は, 特定の入射太陽放射の値においては, 光学的に薄い平衡状態と光学的に厚い平衡状態の 2 種の平衡状態が得られることを示した. Sugiyama *et al.* [2005] は, Rennó [1997] が得た 2 種の解が存在するためには表面温度に対する相対湿度の変化率がある臨界値を越えていなければならないことを示した. 水循環過程を導入した場合には, 一般に, 解の分岐構造が変わる可能性があるということは強調すべき点である. しかし, Ishiwatari *et al.* [2002] の GCM 実験では Rennó [1997] や Sugiyama *et al.* [2005] が得た光学的に厚い平衡解に対応する解は見出されてはいない.

これまで, 気候の太陽定数依存性は, 全球凍結状態か暴走温室状態のどちらかのみしか表現できないモデルを使用して調べられてきた. Budyko [1969] や Sellers [1969] の EBM では, OLR を温度の線形関数で与えているために OLR の上限値は存在しない. したがって, 暴走温室状態は発生しない. 暴走温室状態の発生も許容される系において得られる平衡解の安定性は従来の EBM で得られていた平衡解の安定性とは異なる可能性がある. なぜなら, 解の分岐の構造が変わってしまうかもしれないからである.

本論文では, 全球凍結状態から暴走温室状態までを含む気候状態の解の分岐構造を, 同じ放射特性を持った灰色大気の EBM と GCM を用いて考察する. 灰色大気を用いることにより, EBM によって暴走温室状態を含んだ分岐ダイアグラムを書

くことが可能となる。そして、GCM を用いることにより、大気の循環や水輸送を陽に表現している気候状態を探ることができる。大気の運動を陽に表現することにより EBM で知られていたものとは異なる気候の分岐ダイアグラムが得られるかも知れない。EBM の解と GCM の解とを広範囲の太陽定数において比較することにより、EBM で得られている分枝が GCM で得られた気候の分岐ダイアグラム上に対応物をもつか、あるいはその逆に GCM で得られた分枝が EBM に対応物を持つかどうか判断することができる。本研究の目的は、「Budyko-Sellers の気候の分岐ダイアグラムの GCM バージョン」を提示することにある。

2 モデル

用いる GCM は、地球流体電脳倶楽部版 AGCM5.3 であり、*Ishiwatari et al.* [1998], *Ishiwatari et al.* [2002] で用いられたものと同じのモデルである。考える系は、放射限界の存在を明確にし放射限界によって暴走温室状態の記述を行った *Nakajima et al.* [1992] の 1 次元放射対流系に運動を組み込んだものである。このモデルは GCM としては最も簡単なものであるが、これまでの研究の研究結果とそこで得られた理解をスムーズに 3 次元系に拡張するため、単純なモデルでの検討を撰択した。モデルの概略は以下の通りである。大気は、水蒸気を想定した仮想的な凝結性成分と乾燥空気を想定した非凝結性成分から成る。水蒸気のみが長波放射を吸収・射出し、その吸収係数は波長によらない定数と仮定する。乾燥空気は放射に対して透明であるとする。対流過程は湿潤対流調節スキーム [*Manabe et al.*, 1965] を用いて評価する。凝結した水は系から直ちに取り除かれるとし、雲の形成は考えない。雲が放射に与える効果および放射の散乱は考えない。鉛直乱流拡散は Mellor-Yamada の Level 2 スキームを用いて評価する。地表面は、いわゆる swamp ocean であると仮定する。すなわち、熱容量は 0 で湿潤度 [*Delworth and Manabe*, 1988] は 1 であるとする。海洋による熱輸送は考慮しない。地表面アルベドの値は、氷点以下の領域では 0.5、それ以外では 0 とする。結氷温度は、*Budyko* [1969]

にならって, 263K とする. 海氷上の積雪, 海氷の質量収支, 海氷の移動は考慮しない. 融解の潜熱も考慮しない. このような非常に簡単な系を使用することにより, EBM との対応付けが可能となると期待される. 力学部分は水平方向には擬スペクトル法を用いて計算し, 鉛直座標として σ 座標を用い, 鉛直方向には有限差分法を用いて差分化する. スペクトル計算における切断は, 全波数 21 の三角形切断とする. 鉛直層数は, 太陽定数 S が 1450 Wm^{-2} 以下の場合には 16 層, $S > 1450 \text{ Wm}^{-2}$ の場合には 32 層とする. 太陽定数が大きい場合は圏界面高度が高くなるので大きな鉛直層数が必要となる. この鉛直軸設定では, 5 Wm^{-2} の精度で OLR を計算できる [Ishiwatari et al., 2002].

一方, ここで用いた EBM は放射スキームを除けば North [1975] と同一のものである. 放射スキームは, 上記の GCM と同一のスキーム, Nakajima et al. [1992] の灰色大気, を使用する. このスキームによって, 1次元放射対流平衡解から, OLR を表面温度の関数として決定することができる. 相対湿度の値は, GCM で得られる典型的な値, 60 % [Ishiwatari et al., 2002] を使用する. 南北熱輸送については North [1975] と同一の拡散型のスキームを使用する. 熱輸送係数の値は $0.5 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ とする. この値は, 氷無し, $S = 1380 \text{ Wm}^{-2}$ とした場合に, EBM が GCM で得られる南北温度差を最も良く再現するよう決めた. EBM では平衡計算の他にも, 時間発展問題を解き暴走温室状態が発生するかどうかの判定を行う. 時間発展問題においては, 熱容量の値として $1 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}$ を用いた. その値は暴走温室状態が発生するかどうかの判定には影響を及ぼさないので, 0 以外の任意の値を選ぶことができる. 時間発展問題において熱容量の値を 0 にすることはできない. 表面温度の時間微分項が 0 になり, 表面温度が不定となってしまうからである.

太陽定数の値 S は 1200 Wm^{-2} から 2000 Wm^{-2} までの範囲で変化させる. 入射太陽放射の南北分布として, 現在の地球の軌道要素を使って計算される年平均日平均日射分布を考える. GCM の計算では, 初期条件として, 全球一様な温度 (280 K) と一様な比湿 (10^{-3}) である状態, $S = 1600 \text{ Wm}^{-2}$ を与え 1000 日計算して

得られた暴走温室状態, $S = 1300 \text{ Wm}^{-2}$ を与えた計算で得られた部分凍結状態, $S = 1000 \text{ Wm}^{-2}$ を与えた計算で得られた全球凍結状態の 4 種類を用いた. これらの値に任意性は存在する. EBM の平衡解は Minpack (<http://www.netlib.org/>) の Powell hybrid 法を使って求めた. EBM における暴走温室状態は, 330K もしくは 600K の一様温度状態を初期値とする時間発展問題を解くことにより求めた. これらの初期温度の選び方にも任意性はある.

3 EBM 実験の結果

図 1 は, EBM によって得られた解の氷の境界緯度と太陽定数との関係を示したものである. 氷の境界緯度が 90 度というのは氷無し解に対応し, 氷の境界緯度が 0 度というのは全球凍結解に対応する. 90 度にある \times は系が平衡に達せず暴走温室状態が発生したことを示している.

図 1 に示された氷が存在する解の大雑把な様子は Budyko [1969] や Sellers [1969] のものと同様である. 全球凍結解は図中の分枝 α で示されている. それらは $S \leq 1903 \text{ Wm}^{-2}$ (点 A) で見出された. 1 つもしくは複数の部分凍結解が $1306 \text{ Wm}^{-2} < S < 1878 \text{ Wm}^{-2}$ の範囲で見出された. それらの分枝は, 図中の β, γ, δ で示されている. 分枝間の臨界点は点 A, B, C, D で示されている. 分枝 β は, 点 A ($S = 1903 \text{ Wm}^{-2}$) で, 全球凍結解 (分枝 α) に接続している. 分枝 δ は, 点 D ($S = 1436 \text{ Wm}^{-2}$) で, 氷無し解 (分枝 ε) に接続している. Budyko [1969] や Sellers [1969] の結果とは異なり, 部分凍結解と全球凍結解の分枝の接続の仕方は複雑なものとなっている. この詳細については後で説明する.

図 1 で示された氷なし平衡解の分枝の様子は Budyko [1969] や Sellers [1969] の結果とは異なるものである. 我々のモデルでは暴走温室状態の発生を許容しているために, 氷なし平衡解が存在できる S に上限値が存在する. 点 E ($S = 1441.2 \text{ Wm}^{-2}$) は氷無し解にとっての臨界点となっている. この値よりも大きな太陽定数では, 氷無し平衡解は存在しない. 氷無し解のブランチ構造の詳細は図 1 では見えないけ

れども後に示される図 2b で良く分かるようになる。点 E よりも太陽定数の値が小さい場合には、氷無し平衡解には 2 つの分枝が存在する。その 1 つの分枝 ε は点 D において部分凍結解 (分枝 δ) に接続する。もう一方の氷無し平衡状態の分枝 ζ は点 F ($S = 1310 \text{ Wm}^{-2}$) において暴走温室状態に接続する。この値は、暴走温室状態が発生するための太陽定数の下限値となっている。そしてまた、氷無し平衡状態が存在するための下限値でもある。しかし、氷無し平衡解の分枝 ζ は、この節で後程説明するように、不安定である。

部分凍結解には、太陽定数の増大に伴い氷面積が減る分枝 γ と太陽定数の増大に伴い氷面積が増える分枝 β および δ の 2 種類の分枝が存在する。平衡解の安定性に関しては、*Cahalan and North* [1979] と同様の議論を行なうことができるだろう。我々の用いた放射スキームと彼らのそれとの相違は、部分凍結解の放射加熱分布の特徴に深刻な違いをもたらさないと考えられるからである。分枝 γ 上の解は安定であり、分枝 β と δ の上の解は不安定であると考えられる。安定性が変わる臨界点は点 B ($S = 1306 \text{ Wm}^{-2}$) と点 C ($S = 1447.5 \text{ Wm}^{-2}$) である。分枝 δ では氷境界緯度が 69° よりも高緯度にある。分枝 β では氷境界緯度が 28° よりも低緯度にある。*North* [1984] の議論に追従し、高緯度に氷境界緯度がある分枝 δ に対応する不安定を小極冠不安定 (small ice cap instability)、低緯度に氷境界緯度がある分枝 β に対応する不安定を大極冠不安定 (large ice cap instability) と呼ぶことにする。

部分凍結解ならびに氷無し平衡解の分枝構造を明瞭にするために、平衡解の全球平均表面温度 \bar{T}_s と太陽定数との関係を図 2 に示す。暴走温室状態は、全球平均表面温度が時間とともに増大するのでこれらの図には描いていない。安定な部分凍結平衡解の分枝 γ は、図 2a において太陽定数の増加とともに全球平均表面温度が増加する分枝、点 B ($\bar{T}_s = 258\text{K}$) から点 C ($\bar{T}_s = 298\text{K}$) まで、に対応している。大極冠不安定に対応する分枝 β は点 B ($\bar{T}_s = 258\text{K}$) から点 A ($\bar{T}_s = 254\text{K}$) までの範囲に対応している。この分枝上では、氷境界緯度が赤道域から離れている場合、すなわち点 B から $S = 1450 \text{ Wm}^{-2}$ までの場合には、太陽定数の増加に対して全球平均

温度は減少するが、氷境界緯度が赤道域に近付いた場合、すなわち $S = 1450 \text{Wm}^{-2}$ から点 A までの場合には、太陽定数の増加に対して全球平均表面温度は若干上昇する。にもかかわらず、この分枝上の解は双方とも先に述べたように不安定平衡解である。

小極冠不安定に対応する分枝はかなり複雑である。図 2b には、小極冠不安定領域から氷無し平衡解に到る付近を拡大して示した。小極冠不安定の分枝 δ は点 C から点 D ($\bar{T}_s = 297\text{K}$) までに対応する。分枝 δ は、点 C において安定な部分凍結解の分枝 γ に接続しており、点 D において氷無し解の分枝 ε に接続している。分枝 δ 上では、点 D からスタートして全球平均表面温度は太陽定数とともに増大し、 $S = 1442 \text{Wm}^{-2}$ において最大値 $\bar{T}_s = 302\text{K}$ に達する。その後、全球平均表面温度は点 C に至るまで減少する。

先に述べたように、我々の EBM では、氷無し平衡解の分枝として 2 種類のもので存在する。図 2(b) に示された分枝 ε と分枝 ζ である。点 E (S, \bar{T}_s) = ($1441.2 \text{Wm}^{-2}, 300.4\text{K}$)、は臨界点である。分枝 ε は、点 D において不安定な部分凍結解の分枝 δ に接続する。分枝 ζ は、点 F ($1310 \text{Wm}^{-2}, 453\text{K}$) まで伸びている。点 F はこの図には示されていない。分枝 ε 上では太陽定数の増加とともに全球平均表面温度が増加する。分枝 ζ 上では太陽定数の増加とともに全球平均表面温度が減少する。図 2a で見えているほとんどの氷無し平衡解は、この分枝 ζ に対応するものである。分枝 ε 上の氷無し解は、図 1、図 2a では、他の解に重なってしまっていて区別することが困難である。

我々の EBM が 2 種類の氷無し平衡解をもつ理由は 1 次元放射対流平衡モデルを用いた結果から理解される。我々がここで用いているモデル大気と同じ放射過程を持つ 1 次元放射対流平衡モデルにおいては、ある範囲の太陽定数に対しては平衡解が二種類存在することが知られている [Nakajima et al., 1992]。一つは、太陽定数の増大に対して、地表面温度が上昇し、OLR も上昇することでバランスする解であり、もう一つは、太陽定数の増大に対して、地表面温度が減少し、水蒸気量

が減少し光学的厚さが減少して OLR が上昇することでバランスする解である。図 2b の氷無し平衡解の分枝 ε は 1 次元放射平衡解のうち前者の種類に対応し、氷無し平衡解の分枝 ζ は後者の種類に対応すると考えられる。暴走温室状態が発生する太陽定数の下限である $S = 1310 \text{ Wm}^{-2}$ (点 F) は高温極限における OLR の漸近値に対応している。1 次元放射対流平衡解に、安定性の議論を適用すると、氷無し平衡解の分枝 ε は安定であると考えられ、分枝 ζ は不安定であると考えられる。1 次元モデルの時間発展問題によっても、分枝 ζ 上の氷無し解は不安定であることが確認されている。図 1 に示されているように、同じ入射太陽放射量のもとで、分枝 ζ 上の全ての平衡解は暴走温室状態と共存している。

4 GCM 実験の結果

図 3a は、GCM によって得られた統計的平衡解の氷の境界緯度と太陽定数との関係を示したものである。同じ図上には、GCM で見出された暴走温室状態も \times 印で記してある。図 3b は統計的平衡状態の全球平均地表面気温と太陽定数との関係である。これらの図には、複数の初期値から始めた計算が全て表示されている。統計的に平衡状態にある部分凍結解は $1250 \text{ Wm}^{-2} \leq S \leq 1570 \text{ Wm}^{-2}$ で見出された。このうち、 $1300 \leq S \leq 1570 \text{ Wm}^{-2}$ の解は初期値として 280K の一様温度状態を用いた場合の計算で得られたものであり、 $1250 \leq S < 1300 \text{ Wm}^{-2}$ の解は $S = 1300 \text{ Wm}^{-2}$ の計算で得られた部分凍結状態から徐々に S を減少させて得られたものである。後者の解は図 3a において添字 P がつけられている。全球凍結した統計的平衡状態は $S \leq 1710 \text{ Wm}^{-2}$ で得られた。ただし、初期値を 280K の一様温度状態から始めた場合で全球凍結したのは $S \leq 1295 \text{ Wm}^{-2}$ においてであり、図 3 で添字 F がつけられているものは、 $S = 1000 \text{ Wm}^{-2}$ の全球凍結状態を初期値とした場合の結果である。この初期値に対して、 $S = 1710 \text{ Wm}^{-2}$ まで太陽定数を増加させても全球凍結状態は保たれたが、 $S = 1720 \text{ Wm}^{-2}$ では氷が消失し暴走温室状態に到った。

GCM においては、EBM の安定平衡解に比べてより小さな太陽定数の値に対し

ても統計的に平衡状態にある部分凍結解が得られ、その氷境界緯度も EBM の解に比べより低緯度にまで広がる。図 3a に示されるように、GCM において統計的に平衡状態にある部分凍結解が得られる太陽定数の最小値は $S = 1250 \text{ Wm}^{-2}$ 、対応する氷境界緯度は 22 度である。これに対して、EBM での値は、 $S = 1306 \text{ Wm}^{-2}$ 、28 度であった。GCM の $S = 1250 \text{ Wm}^{-2}$ に対する氷境界緯度は 60000 日の長時間積分でも安定に保たれていた。GCM においても $S = 1240 \text{ Wm}^{-2}$ では統計的に平衡な部分凍結解は見出せず、全球凍結解のみが得られた。

GCM が EBM に比べよりより小さな太陽定数でも部分凍結解を維持することができるのは、ハドレー循環の存在によるものである。ハドレー循環域内部においては熱は水平方向に効率良く輸送され、対流圏の温度は緯度方向に一様化される。一方、ハドレー循環内部と高緯度側領域との熱交換はそれに比べて効率が悪く、南北温度差を維持した傾圧不安定帯が形成される [Satoh, 1994]。太陽定数の低下とともに氷境界緯度がハドレー循環域内に到達すると、ハドレー循環域全体に供給された日射フラックス分によって効率良く氷境界緯度付近の領域が加熱されることになり、氷境界は低緯度へ進みにくくなる。ハドレー循環域内では熱の混合が効率良く行われるからである。我々の EBM では、Lidzen and Farrell [1977] のモデルとは異なり、熱輸送は温度勾配に比例するのみであり、循環の力学の違いに対応した熱輸送効率の違いは表現できない。我々の EBM において氷境界が低緯度領域に達した場合には、南北温度勾配の減少により、赤道域からの熱輸送が減少することになる。

大きな氷面積をもつ部分凍結状態のハドレー循環は、他のものとは異なった構造を持っている。図 4 と図 5 は、それぞれ、太陽定数 $S = 1380 \text{ Wm}^{-2}$ 、氷境界緯度が 40.8 度の統計的平衡状態と $S = 1250 \text{ Wm}^{-2}$ 、氷境界緯度が 22 度の統計的平衡状態とに対する時間平均・東西平均した子午面構造を示している。強調すべき点は、 $S = 1250 \text{ Wm}^{-2}$ の場合では降水のピークは氷境界緯度付近に存在しており赤道付近でほとんど降水は無いことである (図 5a)。この結果は、通常の場合の $S = 1380$

Wm^{-2} の結果とは大きく異なる. $S = 1380 \text{ Wm}^{-2}$ の場合では降水のピークが赤道付近に位置している (図 4a). $S = 1250 \text{ Wm}^{-2}$ の場合では, 降水構造に対応して, 赤道付近で下降流が, 氷境界付近で上昇流が生じ (図 5b), $S = 1380 \text{ Wm}^{-2}$ の場合のハドレー循環 (図 4b) とは逆向きの循環があらわれている. エネルギー輸送でみると, $S = 1250 \text{ Wm}^{-2}$ では, 氷境界緯度付近の降水を維持するため, 潜熱は赤道から氷境界緯度に向かって輸送されている (図 5c の実線). 乾燥静的エネルギーは赤道向きに輸送されており (図 5d の実線), 熱帯全体を加熱するように働いている. これに対して, $S = 1380 \text{ Wm}^{-2}$ の場合では, ハドレー循環域内では潜熱は赤道向きに輸送されており, 乾燥静的エネルギーは亜熱帯向きに輸送されている (図 4c および図 4d).

GCM で表現される気候系においても大極冠不安定は存在しているように見える. 氷境界緯度が 22 度より低緯度にある統計的に平衡な部分凍結状態を見出すことはできなかった. 氷境界緯度が 22 度付近にある, 図 3a 中の添字 P でラベルされた部分凍結解は, その近傍の状態を初期値にしなければ得られない. $T = 280\text{K}$ の等温静止状態を初期値とした場合には, これらの部分凍結状態には到らず, 全球凍結状態となる. 氷境界緯度 22° を与える $S = 1250\text{Wm}^{-2}$ 付近には臨界点が存在し, この点にむかって統計的平衡解である部分凍結状態の安定性が弱まっているように見える. 一方, 全球凍結状態のうち図 3a 中の添字 F でラベルされた状態は, 全球凍結状態を初期値にしなければ得られない. $T = 280\text{K}$ の等温静止状態を初期値とした場合には, これらの全球凍結状態には到らず, 部分凍結状態あるいは暴走温室状態となる. もう一つの臨界点が全球凍結解の $S = 1710\text{Wm}^{-2}$ 付近に存在し, この点にむかって統計的平衡解である全球凍結状態の安定性が弱まっているように見える. これらの結果は, GCM で表現される系において不安定解の分枝が存在することを示唆している.

一方, 小極冠不安定に関しては, GCM では EBM での構造に対応するような構造は明瞭には見出せなかった. $S = 1560 \text{ Wm}^{-2}$ では氷の境界緯度の時間平均は 87

度であったが, $S = 1570 \text{ Wm}^{-2}$ では氷無し解にいたる. 我々の GCM の結果からでは氷面積の 0 とは異なる最小値の存在を言うことは困難である. 部分凍結状態と氷無し状態とのつながりは連続的であると判断してよいようだ. 太陽定数の値が増大し, 氷境界緯度が高緯度に移るにつれ氷境界緯度の変動幅は大きくなっていく (図 6). 以上の結果は, *Lee and North* [1995] の結果と調和的であるように見える. *Lee and North* [1995] は, ノイズを入れた EBM と GCM を用いた計算を行い, 部分凍結状態から氷無し状態へ連続的に遷移する結果を得ている.

暴走温室状態は, 初期状態を 280K の一様温度状態とした場合には $S \geq 1600 \text{ Wm}^{-2}$ で発生する. 暴走温室状態を初期値とした場合には, より小さな S に対しても暴走温室状態が得られる. これらの暴走温室状態は, 図 3a において R の文字がつけられたもので示されており, $S = 1600 \text{ Wm}^{-2}$ の暴走温室状態を初期値として得られたものである. $S = 1300 \text{ Wm}^{-2}$ まで太陽定数を減少させても表面温度の全球平均値は増加を続け暴走温室状態が保たれる結果が得られた. $S = 1280 \text{ Wm}^{-2}$ では地面が冷却し全球凍結状態になる. 暴走温室状態の出現に対する S の最小値の存在は, 1 次元放射対流平衡モデル [*Nakajima et al.*, 1992] において, 対流圏の相対湿度を一定とし大気中の水蒸気量を十分大きくしたときに得られる OLR の極限值の存在によって説明される. この OLR の極限值の値は, GCM で得られている典型的な相対湿度の値 60 % を用いると 330 Wm^{-2} と見積もられる. この見積りは, 暴走温室状態をもたらす全球平均入射太陽放射量の下限の値 ($S/4$) とよく一致している.

5 まとめと議論

GCM の計算結果は, 3 次元系においても大極冠不安定は発生するというを示唆している. 氷境界緯度が 22 度から赤道の間にくる部分凍結状態は不安定なのだろう. そのような不安定平衡解がもし存在しているとしても, それを求めることは GCM では困難である. ハドレー循環が存在することにより, GCM において大

極冠不安定をもたらす力学構造の詳細は EBM のものとは異なっているであろう。Lindzen and Farrell [1977] の EBM は、ハドレー循環の効果が考慮されており、上記の力学的構造の詳細の相違を考察するには有益なものかもしれない。それはまた今後の課題だ。小極冠側に関しては、GCM では統計的平衡状態が得られた。この結果は、3次元系では小極冠不安定は起きないということを示しているように見える。これは、Lee and North [1995] と同様の結果である。我々は、暴走が許容されている GCM でも EBM の小極冠不安定に対応するものは見つけられないということを確認したことになる。Lee and North [1995] は、小極冠不安定の発現はノイズの大きさに依存すると予想しているので、氷が応答時間を時間を持つ設定で GCM 計算を行うというのは興味のある問題だ。氷の熱慣性によって、安定性が変わる可能性があるからだ。

我々の GCM で得られた統計的平衡状態は、鉛直 1次元放射対流モデルで得られる平衡解の一部に対応する。対応する 1次元解とは、Nakajima et al. [1992] が得た表面温度とともに OLR が増加する解、および Rennó [1997] と Sugiyama et al. [2005] が得た光学的に薄い平衡解である。本論文および Ishiwatari et al. [2002] で行われた GCM 計算では、Rennó [1997] と Sugiyama et al. [2005] が得た光学的に厚い平衡解に対応する状態は現れていないように見える。それらの平衡解と我々の GCM で得られた安定な統計的平衡状態とは、相対湿度の表面温度依存性に違いがある。Sugiyama et al. [2005] の光学的に厚い平衡解では表面温度の増加に応じて相対湿度が増加する。我々の GCM 結果では、表面温度の増加に伴い熱帯の相対湿度は減少する [Ishiwatari et al., 2002]。積雲による加湿効果が我々の解の分岐構造に影響を及ぼす影響はある。実際、Rennó [1997] は、1次元放射対流モデルによって、積雲対流調節スキームを用いた場合や相対湿度を固定した場合には、光学的に厚い平衡解が得られないことを示している。ハドレー循環による乾燥化を打ち消すくらい強力な加湿効果を持つ積雲パラメタリゼーションスキームを使えば、Rennó [1997] や Sugiyama et al. [2005] が得た光学的に厚い平衡解に対応する状態

が 3 次元系でも得られるかもしれない。しかし、表面温度が上昇した状況において積雲による加湿がそこまで効率良く働くかどうかは現時点では明らかではない。

我々の GCM 計算では、 $1300 \leq S \leq 1570 \text{ Wm}^{-2}$ の場合、初期条件に応じて統計的平衡状態も暴走温室状態も得られた。Rennó [1997] は平衡状態から出発して暴走温室状態を得るためには、Nakajima et al. [1992] の不安定平衡解の表面温度の値以上に表面温度を上昇させる十分大きな有限振幅の摂動が必要だと議論している。けれども、我々の結果は Rennó [1997] の議論を確認するまでには至っていない。 $1300 \leq S \leq 1570 \text{ Wm}^{-2}$ の場合における暴走温室状態を得るために我々が用いた「初期擾乱」の振幅は非常に大きいものに対応すると考えられる。初期状態として、 $S = 1600 \text{ Wm}^{-2}$ の場合に得られた暴走温室状態を用いているからである。我々は、ある統計的平衡状態から暴走温室状態を得るために必要な擾乱の大きさに対して見極めることができたわけではない。この問題を考えるためには、Nakajima et al. [1992] の不安定平衡解の 3 次元系における対応物を見極めなければならない。

図 3a に示されている、平衡状態の数が変化する太陽定数の臨界値は、アルベドの値や放射スキームの詳細、そして特に、本研究では考慮されていない雲が放射に与える効果などのモデル設定によって変化するだろう。しかし、本研究の重要なポイントは、とある太陽定数の値のもとでは、全球凍結状態も部分凍結状態も暴走温室状態も解になり得る場合があるということを示したことにある。太陽定数を与えた場合に実際に生じる状態は、初期条件と太陽定数をどのように変化させたかで決定されることになる。我々の結果においては、従来の EBM (例えば、Budyko, 1969) では表現できなかった暴走温室状態が、気候状態の分岐図において部分凍結状態や全球凍結状態と結構近いところに存在している。従来、太陽定数を変化させた場合の標準的な気候状態の分岐図として Budyko [1969] などの EBM の結果が多く引用されてきたが、それらは 1 つの重要な気候状態である暴走温室状態を見落としているということに注意していくべきだろう。

謝辞

G. R. North 教授とレビューアーには貴重なコメントを頂き感謝している。使用された数値計算ソフトウェアとその処理のための環境は地球流体電脳倶楽部 (<http://www.gfd-dennou.org/>) の資源を利用して構築されたものである。計算は独立行政法人環境研所地球環境研究センターの NEC SX-6 を用いて行った。石渡は、日本学術振興会の科学研究費補助金若手研究 (B) による支援を受けた。

参考文献

- Abe, Y., A. Numaguti, G. Komatsu, and Y. Kobayashi (2005), Four climate regimes on a land planet with wet surface: Effects of obliquity change and implications for ancient Mars, *Icarus*, *178*, 27–39.
- Baum, S. K., and T. J. Crowley (2001), GCM response to late Precambrian (~590Ma) ice-covered continents, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 583–586.
- Budyko, M. I. (1969), The effect of solar radiation variations on the climate of the Earth, *Tellus*, *21*, 611–619.
- Cahalan, R. F., and G. R. North (1979), A stability theorem for energy-balance climate models, *J. Atmos. Sci.*, *36*, 1178–1188.
- Delworth, T. L., and S. Manabe (1988), The influence of potential evaporation on the variabilities of simulated soil wetness and climate, *J. Clim.*, *1*, 523–547.
- Held, I. M., and M. J. Suarez (1974), Simple albedo feedback models of the icecaps, *Tellus*, *26*, 613–629.
- Hoffman, P. F., A. J. Kaufman, G. P. Halverson, and D. P. Schrag (1998), A neoproterozoic snowball Earth, *Science*, *281*, 1342–1346.
- Ingersoll, A. P. (1969), The runaway greenhouse: A history of water on Venus, *J. Atmos. Sci.*, *26*, 1191–1198.
- Ishiwatari, M., K. Nakajima, S. Takehiro, and Y.-Y. Hayashi (1998), The dependency of the structure of the three-dimensional gray atmosphere on the solar constant and the runaway greenhouse states, *Nagare Multimedia*, <http://www.nagare.or.jp/mm/98/ishiwata/index.htm>.

- Ishiwatari, M., S. Takehiro, K. Nakajima, and Y.-Y. Hayashi (2002), A numerical study on appearance of the runaway greenhouse state of a three-dimensional gray atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, *59*, 3223-3238.
- Komabayashi, M. (1967), Discrete equilibrium temperatures of a hypothetical planet with the atmosphere and the hydrosphere of one component-two phase system under constant solar radiation, *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, *45*, 137-139.
- Lee, W.-H., and G. R. North (1995), Small icecap instability in the presence of fluctuations. *Clim. Dyn.*, *11*, 242-246.
- Li, Z.-X., K. Ide, H. Le Treut, and M. Ghil (1997), Atmospheric radiative equilibria in a simple column model, *Clim. Dyn.*, *13*, 429-440.
- Lindzen, R.S., and B. Farrell (1977), Some realistic modifications of simple climate models, *J. Atmos. Sci.*, *34*, 1487-1501.
- Manabe, S., J. Smagorinsky, and R. F. Strickler (1965), Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle, *Mon. Weather Rev.*, *93*, 769-798.
- Nakajima, S., Y.-Y. Hayashi, and Y. Abe (1992), A study on the "Runaway Greenhouse Effect" with a one-dimensional radiative-convective equilibrium model, *J. Atmos. Sci.*, *49*, 2256-2266.
- North, G. R. (1975), Analytical solution to a simple climate model with diffusive heat transport, *J. Atmos. Sci.*, *32*, 1301-1307.
- North, G. R. (1984), The small ice cap instability in diffusive climate models, *J. Atmos. Sci.*, *41*, 3390-3395.

Rennó, N.O. (1997), Multiple equilibria in radiative-convective atmospheres, *Tellus, Ser. A*, *49*, 423-438.

Satoh, M. (1994), Hadley circulations in radiative-convective equilibrium in an axially symmetric atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, *51*, 1947-1968.

Sellers, W. D. (1969), A climate model based on the energy balance of the Earth-atmosphere system, *J. Appl. Meteorol.*, *8*, 392-400.

Sugiyama, M., P. H. Stone, and K. A. Emanuel (2005), The role of relative humidity in radiative convective equilibrium, *J. Atmos. Sci.*, *62*, 2001-2011.

目 次

1	EBM で得られた太陽定数と氷境界緯度の関係. \square は氷無し平衡解を, \square は部分凍結解を, \square は全球凍結平衡解を, \times は暴走温室状態を示す. A から F は臨界点を, α から ζ は平衡解のブランチを表している. 横軸の上の丸括弧の中の数字は臨界点 A から D までの太陽定数の値を示す.	21
2	(a) EBM で得られた全球平均表面温度と太陽定数の関係. 記号の意味は図 1 と同じ. 暴走温室状態は示されていない. (b) 臨界点 C, D, E 付近の拡大図.	22
3	(a) GCM で得られた太陽定数と氷境界緯度の関係. (b) GCM で得られた太陽定数と全球表面温度の関係. 記号の意味は図 1 と同じである. (a) で F の文字が付いたものは $S = 1000 \text{ Wm}^{-2}$ で得られた全球凍結状態を初期値とするものである. R の文字が付いたものは $S = 1600 \text{ Wm}^{-2}$ で得られた暴走温室状態を初期値とするものである. P の文字が付いたものは $S = 1300 \text{ Wm}^{-2}$ で得られた部分凍結状態から徐々に太陽定数を減少させていって得られた解たちである. 文字がついていない記号は 280K の等温状態を初期値とする結果を示す.	23
4	$S = 1380 \text{ Wm}^{-2}$ の場合に GCM で得られた東西平均, 時間平均場. (a) エネルギーフラックス南北分布. 太実線が凝結加熱率 (RAIN), 破線は蒸発フラックス (EVAP), 点線が OLR, 一点鎖線が地表面正味放射フラックス (SLR), 細実線が顕熱フラックス (SENS) を表す. 単位はいずれも Wm^{-2} . (b) 質量流線関数. コンター間隔は $1.0 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$. (c) 潜熱エネルギーの南北輸送量. (d) 乾燥静的エネルギーの南北輸送量. 実線が全輸送量 (T), 破線が平均子午面循環による輸送 (M), 点線が停滞性擾乱による輸送 (SE), 一点鎖線が移動性擾乱による輸送 (TE) を表す. 詳しくは, Ishiwatari <i>et al.</i> [2002] を見よ. 単位はいずれも W.	24
5	$S = 1250 \text{ Wm}^{-2}$ の場合の結果. 線の意味などは 図 4 と同じ.	25
6	GCM で得られた氷の境界緯度の時間変化. 南北両半球の氷の境界緯度を平均したもの. 上から順に, $S = 1560, 1380, 1250 \text{ Wm}^{-2}$ の結果.	26

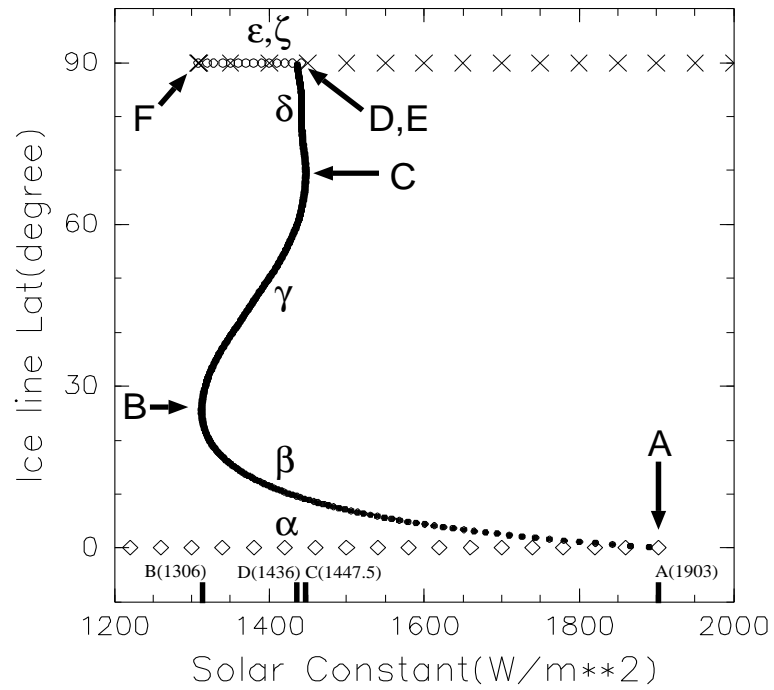


図 1: EBM で得られた太陽定数と氷境界緯度の関係。 は氷無し平衡解を, は部分凍結解を, は全球凍結平衡解を, × は暴走温室状態を示す. A から F は臨界点を, α から ζ は平衡解のブランチを表している. 横軸の上の丸括弧の中の数字は臨界点 A から D までの太陽定数の値を示す.

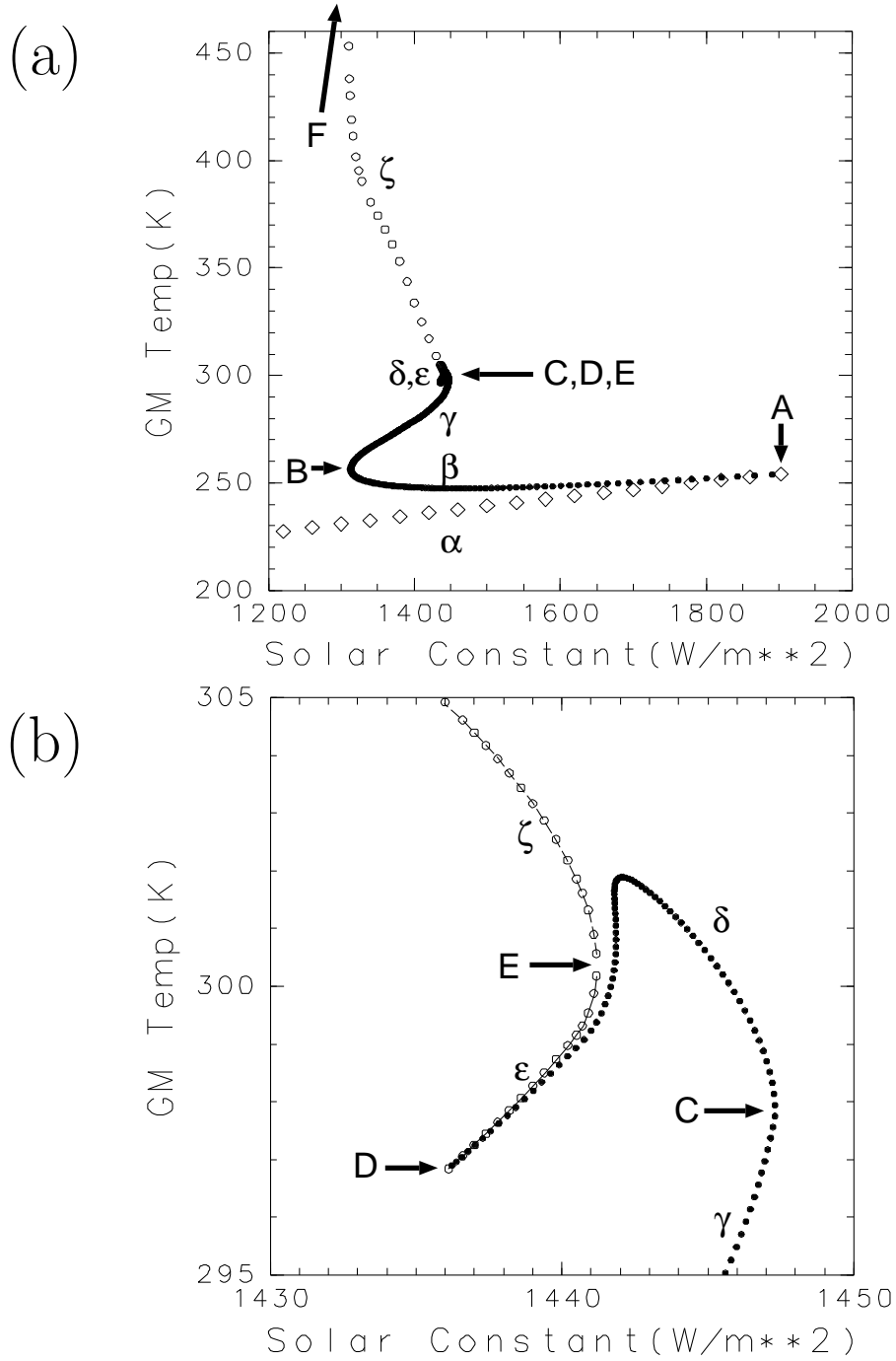


図 2: (a) EBM で得られた全球平均表面温度と太陽定数の関係. 記号の意味は図 1 と同じ. 暴走温室状態は示されていない. (b) 臨界点 C, D, E 付近の拡大図.

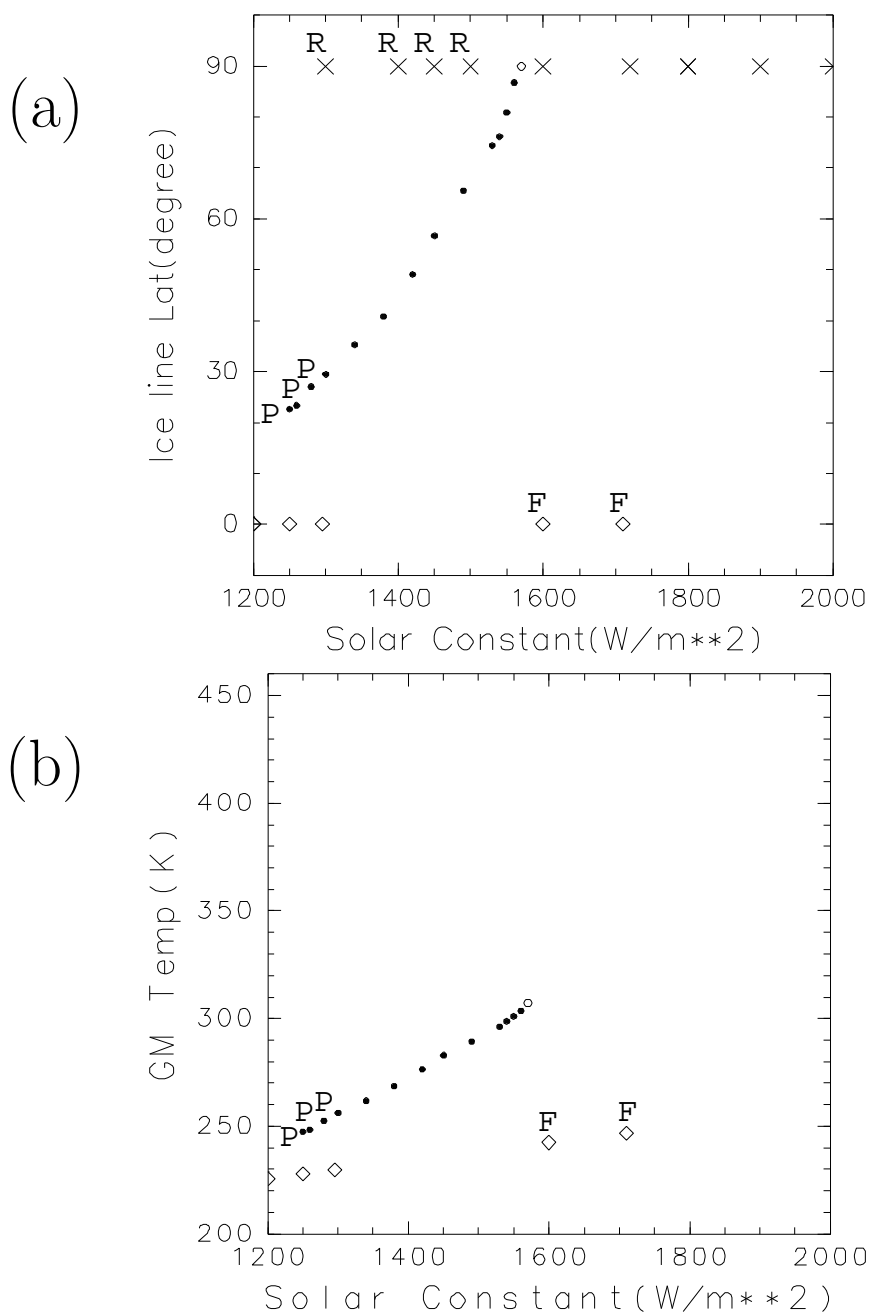


図 3: (a) GCM で得られた太陽定数と氷境界緯度の関係. (b) GCM で得られた太陽定数と全球表面温度の関係. 記号の意味は図1 と同じである. (a) で F の文字が付いたものは $S = 1000 \text{ Wm}^{-2}$ で得られた全球凍結状態を初期値とするものである. R の文字が付いたものは $S = 1600 \text{ Wm}^{-2}$ で得られた暴走温室状態を初期値とするものである. P の文字が付いたものは $S = 1300 \text{ Wm}^{-2}$ で得られた部分凍結状態から徐々に太陽定数を減少させていって得られた解たちである. 文字がついていない記号は 280K の等温状態を初期値とする結果を示す.

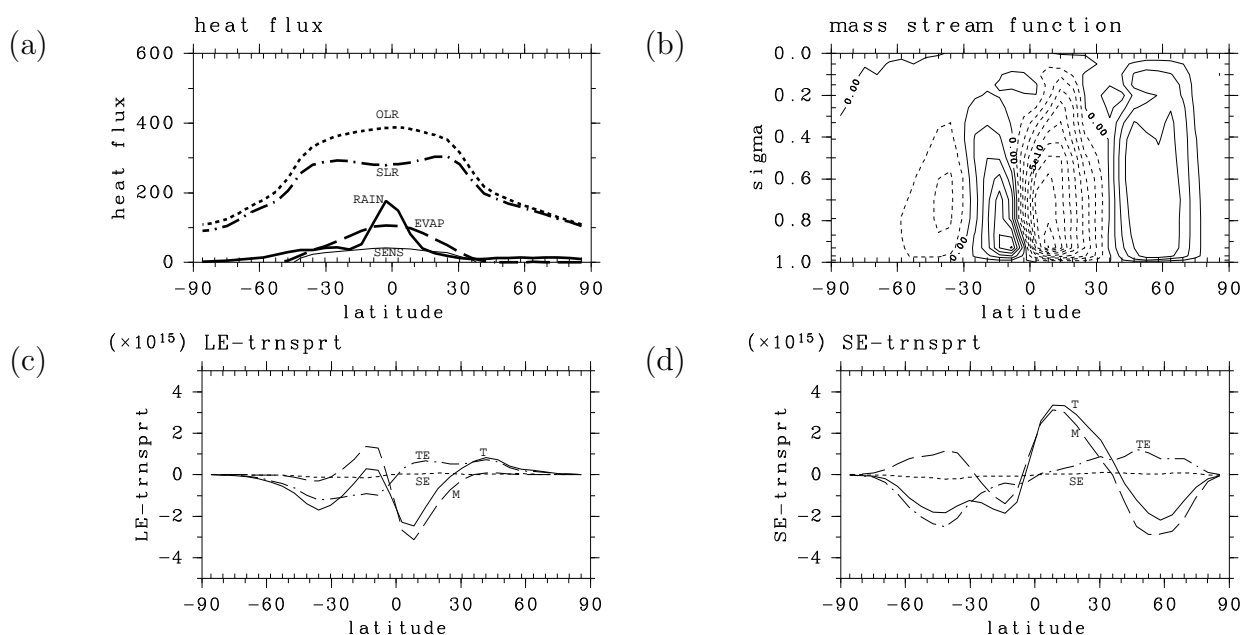


図 4: $S = 1380 \text{ Wm}^{-2}$ の場合に GCM で得られた東西平均, 時間平均場. (a) エネルギーフラックス南北分布. 太実線が凝結加熱率 (RAIN), 破線は蒸発フラックス (EVAP), 点線が OLR, 一点鎖線が地表面正味放射フラックス (SLR), 細実線が顕熱フラックス (SENS) を表す. 単位はいずれも Wm^{-2} . (b) 質量流線関数. コンター間隔は $1.0 \times 10^{10} \text{ kg s}^{-1}$. (c) 潜熱エネルギーの南北輸送量. (d) 乾燥静的エネルギーの南北輸送量. 実線が全輸送量 (T), 破線が平均子午面循環による輸送 (M), 点線が停滞性擾乱による輸送 (SE), 一点鎖線が移動性擾乱による輸送 (TE) を表す. 詳しくは, Ishiwatari *et al.* [2002] を見よ. 単位はいずれも W.

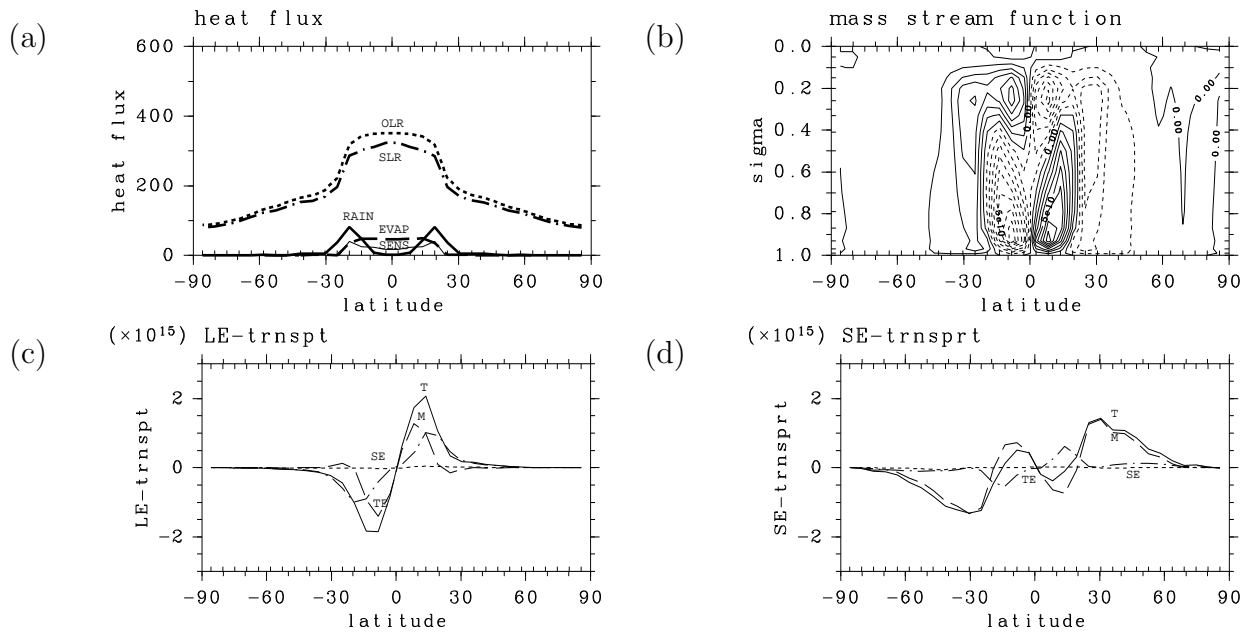


図 5: $S = 1250 \text{ Wm}^{-2}$ の場合の結果. 線の意味などは 図 4 と同じ.

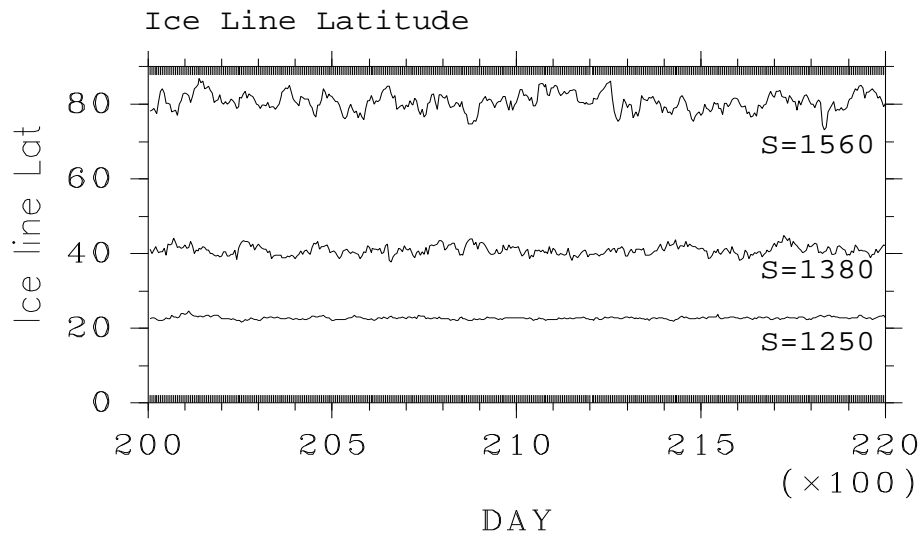


図 6: GCM で得られた氷の境界緯度の時間変化. 南北両半球の氷の境界緯度を平均したもの. 上から順に, $S = 1560, 1380, 1250 \text{ Wm}^{-2}$ の結果.