

東京大学大学院新領域創成科学研究科
複雑理工学専攻

平成29年度
修士論文

M型星周りの同期回転惑星における
全球凍結条件

2018年1月30日提出

指導教員 田近 英一 教授

宗廣 拓磨

要旨

系外惑星の中から「生命居住可能惑星(ハビタブルプラネット)」を探すために、「ハビタブルゾーン(HZ)」内に軌道を持つ地球質量程度の惑星が注目されている。HZとは、惑星表面に液体の水が存在しうる軌道範囲のことをいう。

近年、太陽(G型星)よりも質量が小さく、温度が低く、暗い、M型星と呼ばれる恒星のHZ内を周回する惑星が注目を集めている。M型星は暗いため、M型星のHZは中心星のすぐ近くに位置する。M型星のHZ内に存在する惑星の多くは、中心星の潮汐力のため、地球を周回する月のように、自転と公転が同期し、常に中心星に同じ面を向いている「同期回転惑星」であると予想されている。M型星のHZ内には、すでにいくつもの惑星が見つかっており、そうしたハビタブルプラネット候補天体に関する研究が近年盛んに行われている。そして、もし同期回転惑星の表面全体が海洋に覆われていると仮定すると、赤道域には強い東西熱輸送が生じ、“ロブスター型”の温度分布を示すことが示唆されている。

しかし、実際に存在する系外惑星を想定して個別の検証は行われているものの、M型星周りの同期回転惑星の気候システムの挙動、とりわけ全球凍結条件に関する系統的な研究はこれまでない。

そこで、二酸化炭素分圧や中心星放射を変化させて、系統的かつ定量的に、M型星のHZにおける同期回転惑星の全球凍結条件を明らかにすることを目的として、本研究を行った。

本研究では、中心星から入射する正味恒星放射と惑星から出ていく惑星放射のエネルギーの釣り合いに基づくエネルギーバランス気候モデル(Energy balance model; EBM)を用いる。EBMは、大気や海洋の運動は扱わないが、気候システムの挙動を理解するために有効なモデルであり、計算コストが小さいことから系統的な数値実験を行うことに適している。そこで、同期回転惑星の気候システムの特徴である、昼面と夜面からなる惑星気候を再現するため、2次元のエネルギーラバランスモデルを用いる。

まず、M型星周りの同期回転惑星について、3次元の気候モデルを用いて行われた先行研究の温度分布を再現するように、熱輸送に関するパラメータを設定する。そし

て、そのパラメータを用いて、M型星周りの同期回転惑星における全球凍結条件を調べるための系統的な数値実験を行った。比較のために、G型星周り及び自転惑星についての数値実験も行った。

まず、同じ二酸化炭素分圧条件では、同期回転惑星は自転惑星よりも全球凍結に陥り難いことが分かった。これは、同期回転惑星では、恒星直下点は常に中心星放射が当たっており、凍結し難い条件になっているためである。

次に、M型星周り及びG型星周りの自転惑星では、どの二酸化炭素分圧条件でも、不連続的な変化(気候ジャンプ)によって全球凍結に陥っているのに対し、同期回転惑星では、基本的に、連続的かつゆるやかに全球凍結に陥っていることが分かった。これは、同期回転惑星の恒星直下点における強い日射により、急激な海水面積の変化が抑制されているためだと考えられる。

また、G型星周りの惑星に比べてM型星周りの惑星では、中心星スペクトルの違いにより惑星アルベド(反射率)が下がるため、同じ放射条件では、M型星周りの惑星の方が暖まりやすく、全球凍結に陥りにくい。現在の地球と同程度の二酸化炭素分圧条件(3×10^{-4} bar)では、M型星周りの同期回転惑星における全球凍結条件は、恒星放射約 650 Wm^{-2} (中心星からの距離約0.09AU)であるのに対して、G型星周りの同期回転惑星における全球凍結条件は、恒星放射約 750 Wm^{-2} であることから有意に小さい。

このようにして、M型星周りの同期回転惑星における全球凍結条件は、本研究によって初めて定量的に示された。また、M型星回りの同期回転惑星はG型星周りの同期回転惑星よりも全球凍結に陥りにくいことが明らかになった。そして、自転惑星との比較から、同期回転惑星の全球凍結条件は、自転惑星の全球凍結条件よりも恒星放射が有意に低いこと、また、同期回転惑星が全球凍結する際には、自転惑星のような不連続的な変化(気候ジャンプ)が起きず、連続的に全球凍結に陥ることが分かった。これらは、M型星に限らず、G型星周りの同期回転惑星でも同様であったことから、同期回転惑星の気候学的特徴であるといえる。

| | | |
|----------|-----------------------------------|-------------|
| 1 | 序論 | -1- |
| 1.1 | ハビタブル・プラネット | -1- |
| 1.2 | 先行研究 | -2- |
| 1.3 | 本研究の目的 | -5- |
| 2 | モデル | -7- |
| 2.1 | 0次元エネルギーバランスモデル | -8- |
| 2.2 | 南北1次元エネルギーバランスモデル | -9- |
| 2.3 | 2次元エネルギーバランスモデル | -9- |
| 2.4 | 数値計算条件 | -10- |
| 2.4.1 | 熱容量 | -11- |
| 2.4.2 | 恒星放射 | -11- |
| 2.4.3 | 惑星放射と惑星アルベド | -12- |
| 2.4.4 | 熱輸送 | -16- |
| 3 | 結果・議論 | -17- |
| 3.1 | パラメータ設定 | -17- |
| 3.2 | 地球類似惑星における全球凍結条件 | -19- |
| 3.3 | M型星周りの同期回転惑星における全球凍結条件 | -21- |
| 3.4 | M型星周りの自転惑星における全球凍結条件 | -23- |
| 3.5 | M型星, G型星周りの同期回転惑星, 自転惑星の全球凍結条件の比較 | -28- |
| 4 | 結論 | -32- |
| 5 | 謝辞 | -33- |

第1章

序論

§1.1 ハビタブル・プラネット

近年, 観測技術の向上とともに, 地球のように生命を育むことのできる可能性のある太陽系外の「生命居住可能惑星(ハビタブル・プラネット)」への関心が高まっている. 初めて発見された1995年以降, 指数関数的に増え, 現在では候補天体も含めると6000個を超える系外惑星が発見されている(図1.1, 2017年12月現在). これらの系外惑星の中からハビタブル・プラネットを探すための指針として, 「ハビタブル・ゾーン(HZ)」という概念がある(Kasting et al. [1993]). HZとは, 惑星表面に液体の水が存在しうる軌道範囲のことをいう(図1.2). 惑星上に生命が存在できる条件としてはさまざまなものが考えられるが, 最も重要だと考えられているのが液体の水の存在である. そこで, 液体の水が存在できる温度・圧力条件($0^{\circ}\text{C} \sim 374.15^{\circ}\text{C}$, $610.6\text{Pa} \sim 22.12\text{MPa}$)を実現しうる物理条件を議論することが一般的である. HZの内側境界は地表の水が全て蒸発してしまう条件(暴走温室限界), 外側境界は地表の水が全て凍ってしまう条件(全球凍結限界)で決まる. ハビタブル・プラネットとは, この軌道領域の中に存在する惑星のことを指す場合が多い.

系外惑星では詳細な表層環境の観測は未だできていないので, 理論研究が先行している. その中でもとくに, 太陽よりも質量が小さく, 温度が低く, 暗いM型星と呼ばれる恒星を周回する惑星が注目を集めている. その理由のひとつは, M型星の絶対数

が多いことである。銀河系の主系列星の中で75%以上がM型星であるといわれている(LaDrew [2001])。そのため、M型星の周りにハビタブル・プラネットが存在する確率は高いであろう。また、観測面での利点も理由のひとつである。現在の系外惑星の観測法は、惑星が恒星前を通過した時の減光率を測定するトランジット法、恒星が惑星との共通重心の周りを回転することによって生じる光のドップラー効果を観測する視線速度法、この二つが主である。暗くて太陽の半分以下の質量を持つM型星では、上記二つの観測が相対的に行きやすい。実際、近年M型星周りに多くの地球とよく似た惑星が発見されている(TRAPPIST-1e, Proxima Centauri b, etc ; Anglada-Escudé et al. [2016]; Gillon et al. [2017])。

これらM型星周りのハビタブル・プラネットは、地球を周回する月のように自転と公転が同期し、常に恒星に同じ面を向けている「同期回転惑星」と予想されている。M型星は太陽などの恒星と比べて暗いため、表面に水を保持できるだけの日射を受け取るためには、恒星により近い軌道でなければならない(すなわち、HZが恒星のすぐ近くに存在する)。そして一般に、恒星に近い軌道では、惑星に潮汐力が強く働き、惑星の公転と自転が次第に同期していく。その結果、同期回転惑星となるのである。こうした、M型星周りの同期回転惑星に関する研究は、近年盛んに行われている(e.g., Segura et al. [2005]; Yang et al. [2013]; Yang et al. [2014]; Hu and Yang [2014]; Kopparapu et al. [2016])。本研究においてもM型星周りの同期回転に注目する。

§1.2 先行研究

前節ではM型星周りの同期回転惑星に着目した理由について述べたが、本節では本研究に関連した先行研究を取り上げ、その問題点について考える。

まず、M型星周りの同期回転惑星の気候形成に関する先行研究、Hu and Yang [2014]を紹介する。これは3次元の気候モデル(大気海洋結合循環モデル)を用いて、実際に存在する系外惑星Gliese 581gを想定して行われた研究である。気候モデルについては、第2章で詳しく述べる。このように、これまでの同期回転惑星に関する研究では、実際に存在する系外惑星を想定して検証を行っている場合が多い。

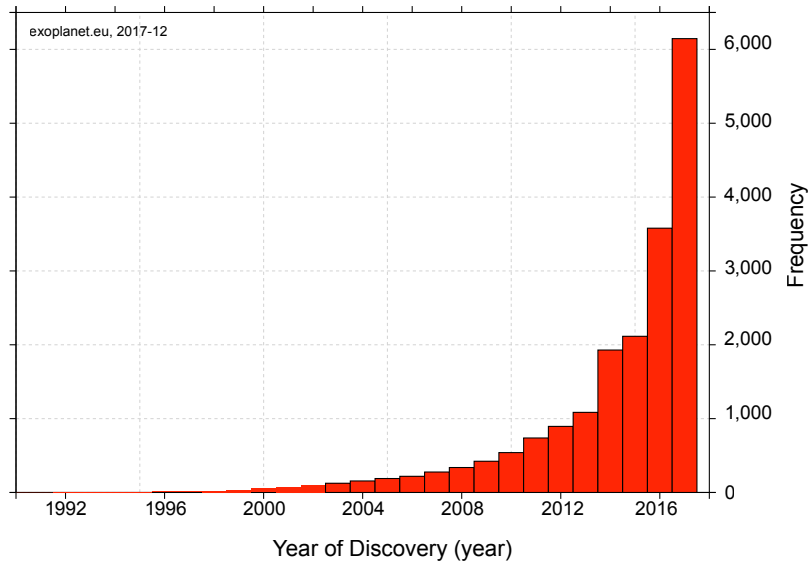


図 1.1: これまでに発見されている太陽系外惑星もしくはその候補天体の累積個数. 横軸が年（西暦），縦軸が累積個数を表す. (exoplanet.eu)

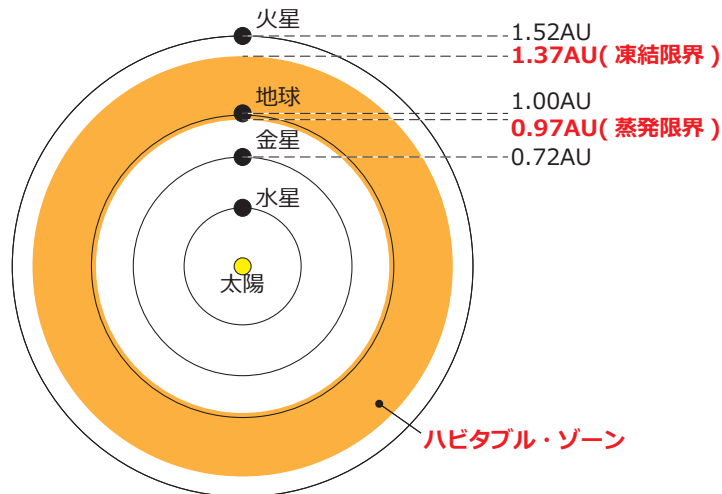


図 1.2: 惑星表面に液体の水が存在できるような軌道領域, ハビタブル・ゾーン(HZ). 太陽系におけるHZを示したもの. 内側境界は水が蒸発してしまう条件(暴走温室限界), 外側境界は全球凍結に陥ってしまう条件(全球凍結限界)で決まっている. この軌道領域の中に存在する惑星がハビタブル・プラネットと呼ばれる. 地球は当然, HZ内に存在する. また, 火星もハビタブル・ゾーンに含まれている可能性もある.

Gliese581gを海洋に覆われた同期回転惑星と仮定した場合、当初、恒星直下点まわりのみ氷が溶けた、いわゆる”アイボール(eye-ball)”型の温度分布になることが予想された(Pierrehumbert [2010] Figure.2). しかしHu and Yang [2014]では、恒星直下点の上下に高温域があり、さらに赤道に沿って経度方向に尾をひいた融解領域がある、”ロブスター”型の温度分布になるという結果が示された(Hu and Yang [2014] Fig.1 A, C). また、昼側と夜側の温度差に起因して、赤道域に強い東西風が吹く様子が示された。

これまでの研究との違いの原因は主に、海洋循環の有無である。Pierrehumbert [2010]では、計算上、海洋を混合層(表層50m)に相当する熱容量を持つ1層の板として扱い、大気と熱交換を行うのみで、水平方向の熱輸送も考慮していなかった。一方、Hu and Yang [2014]では、海洋による熱輸送を調べる目的で海洋大循環モデルを結合している。その結果、大気の強い東西風の影響で海洋にも東西方向の強い流れが生じ、それによる熱輸送が重要な役割を果たしている事が示された。Hu and Yang [2014]においても海洋循環を考慮しないケースを計算しているが、その場合にはアイボール型の温度分布が得られる(Hu and Yang [2014]: Supporting Information Fig.S1). ロブスター型の温度分布については、別の先行研究、Del Genio et al. [2017]等でも類似の分布が示されており、海洋に覆われた同期回転惑星の気候に特徴的なものであると考えられる。第3章で詳しく述べるように、本研究ではこの特徴的な分布を再現するために、Hu and Yang [2014]の結果を参考にパラメータを設定する。

二つ目は、Checlair et al. [2017]である。この研究は、個々の同期回転している系外惑星の生命居住可能性(ハビタビリティ)に関する検証を行うことが主だったこれまでの研究とは違う角度からの研究である。この研究も3次元の気候モデル(大気大循環モデル、海洋は表層50mの熱輸送を考慮しない板モデル)を用いたものだが、ある系外惑星を対象に、というよりは、地球が同期回転惑星だとしたらどのような気候になるか、というものだ。地球の気候状態には多重解が存在し、現在の気候はそのうちの一つである。多重解が存在する理由は、アイスアルベドフィードバックにある。アイスアルベドフィードバックとは、氷と地面及び海面との反射率(アルベド)の大きなコントラストによる気候の不安定性によって生じる、暴走的寒冷化(正のフィードバック)メカニズムである。それにより、同じ日射量でも氷の面積によって異なる複数の気候状

態が存在しうる。ところがCheclair et al. [2017]では、同期回転惑星においては多重解が存在せず、連続的かつなだらかに気候遷移することが示唆された(Checlair et al. [2017] Figure 7)。これは地球とは大きく異なった描像であり、同期回転惑星の特徴である可能性がある。

また、中心星スペクトルが太陽と同じG型がM型かに関しても違いが生じうる。中心星のスペクトルが変化すると、水蒸気や二酸化炭素の吸収係数の波長依存性やアルベドが変化するため、同じ日射量でも気候が異なるからである。G型星に比べてM型星スペクトルでは、恒星放射が氷や雪に多く吸収されるようになるため、惑星アルベドの絶対値が小さくなる。また、氷の生成・融解に伴う水の凝固点前後でのアルベドの変化も小さくなる。そのようなことから、前述したアイスアルベドフィードバックが弱まる可能性がある(Shields et al. [2014])。

上記のなだらかな気候遷移の原因の一つは、同期回転惑星の日射の偏りにある。地球のように自転している惑星と違って、同期回転惑星では日射が常に片面に降り注いでおり、とりわけ恒星直下点付近で強い。そのため恒星直下点付近が凍りづらく、全球凍結に陥りにくくなる。しかし一方で、赤道域における強い東西風、大きな熱輸送によって夜面に多くの熱が輸送されるので、全球凍結に陥りやすくなる傾向も考えられる。それらを含めた多種の要因によって気候変遷の様子にも差異が生じると思われるが、Checlair et al. [2017]ではG型星周りの地球条件の同期回転惑星でしか計算が行われていないので、その他の条件でどのような振る舞いになるのか、詳細は不明である。

§1.3 本研究の目的

1.1及び1.2節でM型星周りの同期回転惑星に注目した理由、また、それらの惑星に関する先行研究を紹介した。本節では、それらを受けてどのような目的で本研究を行ったかを述べる。

本研究の目的は、まずM型星周りの同期回転惑星の全球凍結条件を定量的に明らかにすることである。先行研究では主に、個々の系外惑星(Gliese 581g, TRAPPIST-1e, Proxima Centauri b, etc.)に関してハビタビリティを論じているが、系統的かつ定量的

に、M型星周りの同期回転惑星に関する全球凍結条件を明らかにした研究はない。

次に、同期回転惑星と自転惑星における気候の違いを明らかにすることが必要である。1.2節では、[Checlair et al. \[2017\]](#)で示唆された、自転している惑星と同期回転惑星との気候遷移の違いについて述べた。ただし、それは地球条件下のみで行われているので、その他の条件については明らかになっていない。本研究では、同期回転惑星と自転惑星双方で二酸化炭素分圧及び恒星放射を系統的に変化させて計算を行い、同期回転惑星の気候遷移の特徴について詳細に明らかにする。

三つ目は、中心星が太陽を含むG型星と、M型星である場合の気候の違いを明らかにすることである。同期回転惑星では気候遷移がなだらかになる可能性があることを述べたが、これは同期回転惑星であるか自転惑星であるかということが原因でなく、G型星スペクトルに起因する可能性がある。M型星周りの惑星ではG型星周りの惑星よりも、アルベドの絶対値と凍結前後でのアルベドの差が小さくなるため、アイスアルベドフィードバックが弱まるかもしれない。中心星の温度依存性を含めた、新しい放射コード([Kopparapu et al. \[2013\]](#); [Haqq-Misra et al. \[2016\]](#); [Kadoya \[2017\]](#))を用いることで、G型星とM型星周りの同期回転惑星における気候の違いについて明らかにする。放射コードの詳細については、第2章で詳しく述べる。

第2章

モデル

実際の惑星の気候形成は、様々な要因が絡みあい、非常に複雑である。当分の間、詳細な観測が困難な系外惑星の気候に関する理論研究を行うためには、適切な気候モデルが必要である。広く使われる気候モデルとしては、大気大循環モデルとエネルギーバランスモデルがある。大気大循環モデル(Atmospheric general circulation model; AGCM)とは3次元的な大気の流れを記述する流体力学の方程式に基づき、水蒸気の凝結などの熱力学の方程式や放射伝達の方程式などを解く数値モデルである。ただし、計算量が膨大であるために計算時間がかかるという問題がある。一方、恒星から入ってくる放射(短波放射)と惑星から出ていく放射(長波放射)のエネルギーの釣り合いに基づく気候モデルをエネルギーバランスモデル(Energy balance model; EBM)という。このモデルでは、大気や海洋の運動は扱わないが、気候形成の大枠をとらえることができ、計算コストが小さいことからパラメータスタディのような系統的な数値実験を行うことに適している。本研究では、二酸化炭素分圧や恒星放射を系統的に変えたときの気候状態の変化を調べるために、多数の数値実験が行えるエネルギーバランスモデルを用いる。第1章でみたように、同期回転惑星は赤道域において強い東西熱輸送が生じている。そこで、本研究では水平方向への熱輸送を表現できる2次元のエネルギーバランスモデルを用いることにする。

以下では、まずエネルギーバランスの概念を説明するために、0次元エネルギーバランスモデル、次に南北1次元エネルギーバランスモデル、その後、2次元エネルギーバランスモデルについて述べる。

§2.1 0次元エネルギーバランスモデル

まず, 0次元エネルギーバランスモデル(0次元EBM)を考える. 惑星全体をひとつの気候系として考えると, 惑星表面では恒星放射と惑星放射の釣り合いが成り立っている. 表面積当たりの熱容量を C , 全球平均温度を T , 恒星放射を S , 惑星放射を I , 時間を t とすると, 惑星全体のエネルギーバランスの時間発展の式は,

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = S - I \quad (2.1)$$

となる. ここで, 恒星放射はある割合が雲や氷などにより反射されるので, 反射率 (惑星アルベド) A を用いて, 以下のように書ける.

$$S = \frac{S_0}{4}(1 - A) \quad (2.2)$$

ここで, S_0 は太陽定数であり, 地球の場合約 $1360 \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ である. 4という数字は, 惑星の断面積と表面積の比を表す.

一方, 惑星放射 I は, 現在の全球平均温度 T の近傍では線形近似できることを仮定すると, [Budyko \[1969\]](#)や[North et al. \[1981\]](#)などのように,

$$I = a + bT \quad (2.3)$$

と表せる. ここで, a や b は定数であり, [North et al. \[1983\]](#)では, $a = 203.3 \text{ [W} \cdot \text{m}^{-2}]$, $b = 2.09 \text{ [W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}]$ である.

(2.2), (2.3)式を(2.1)式に代入することにより,

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{S_0}{4}(1 - A) - (a + bT) \quad (2.4)$$

を得る. これが0次元のエネルギーバランスモデルの方程式である.

§2.2 南北1次元エネルギーバランスモデル

次に、南北方向の次元を考慮した南北1次元エネルギーバランスモデル(1次元EBM)について述べる。現実の地球では、低緯度から高緯度に向かって、大気や海洋によってエネルギーが運ばれている。1次元EBMではこの南北熱輸送を考慮する。0次元EBMからの類推で、ある緯度 θ における単位面積当たりのエネルギー収支は以下のように書ける。

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = S(\theta)(1 - A(\theta)) - I(T) + F \quad (2.5)$$

ここで、 θ は緯度、 C は単位面積当たりの熱容量、 F は隣接する緯度帯間での南北熱輸送に関する項である。その他の項は0次元の場合と同様であるが、緯度依存性を含む。1次元EBMでは、(2.5)式の最後の項である南北エネルギー輸送が重要であるが、よく用いられるのは、North et al. [1981]などの「拡散」型の表現、またはSellers [1969]などの「拡散+移流」型の表現などである。

§2.3 2次元エネルギーバランスモデル

前節で1次元EBMについて述べたが、これを東西方向にさらに拡張することで、水平2次元エネルギーバランスモデル(2次元EBM)を考えることができる。(2.5)式に、東西方向の熱輸送を組み込むことで、以下を得る。

$$C \frac{\partial T(\theta, \phi)}{\partial t} = S(\theta, \phi)(1 - A(\theta, \phi)) - I(T) + F_{sn} + F_{ew} \quad (2.6)$$

ここで、 ϕ は経度、 F_{sn} は南北方向の熱輸送、 F_{ew} は東西方向の熱輸送を表す項である。次節で、それぞれの項の扱いについて述べる。

§2.4 数値計算条件

本研究では、2次元エネルギーバランスモデルを用いて計算を行う。計算条件を本節で簡単にまとめる。本研究で想定する惑星は、地球と同じサイズ、同じ質量の惑星である。一方、地球とは違い、全面を海洋で覆われた完全な海惑星を考える。中心星は、太陽と同じG型星、太陽よりも暗いM型星の二つのケースを考え、中心星の表面温度(スペクトル)の影響について、第3章で議論する。また、同期回転惑星と、地球のように自転している惑星の比較も行う。同期回転惑星については、恒星直下点を緯度 0° 、経度 0° にとる。自転している惑星については、地球と同じ日射量では、地球と同じ自転速度、公転速度を仮定した。つまり、1日で1回転の自転、365日で1回転の公転を行う速度である。また、簡単のため、自転惑星の自転軸傾斜角は 0° とする。2次元EBMの各グリッドの大きさは、 $3.75^\circ \times 3.75^\circ$ とした。二酸化炭素分圧 pCO_2 は、ほぼ現在の地球条件 3×10^{-4} barから1桁おきに3.0barまで変化させ、比較を行う。

ただし、地球のように大陸が存在し、プレートテクトニクスが働く惑星の場合は、ウォーカーフィードバックという負のフィードバックによって、二酸化炭素濃度が自律的に調節されることには注意が必要である(Walker et al. [1981], Tajika and Matsui [1992])。ウォーカーフィードバックとは、炭素が大気から地表、海洋、海洋プレート、惑星内部、そして再び大気へと循環する過程において、地表面の化学風化反応の温度依存性が二酸化炭素の消費率を増減させることによって、境界条件の変動(日射量、火山活動、大陸成長、生物活動など)に対して自律的に大気中の二酸化炭素分圧を調節し、安定な気候状態を保つ作用である。地球においては、こうした炭素循環が働くことにより、地球史を通じて二酸化炭素分圧は一定ではなく、常に変動している。ウォーカーフィードバックの強さは、同期回転惑星においては、温度分布の著しい非均質性のため、大陸配置に強く依存し、結果の整理が非常に煩雑になる。そこで本研究においては、炭素循環ははたらいっていないこと(大陸が存在しないこと)を仮定し、様々な二酸化炭素分圧条件での全球凍結条件を明らかにすることを第一の目的とする。水の存在度が高い系外惑星においては、大陸は存在しても水没しているため、このような仮定は妥当なものである。同期回転惑星における炭素循環を考慮した研究は、今後の課題である。

以下の項で, (2.6)式の各項の取り扱いについて詳説する.

§2.4.1 熱容量

(2.6)において, 定常解に限った議論であるならばこの項の定義は必要ない. しかし, 2次元EBMにおいて定常解を求める際に時間発展的に解く必要があることから, 熱容量の項も考慮する必要がある.

熱容量 C は以下のような, 表面温度 T と海洋の割合 f_o に依存する関数として, 以下のように表現される(Williams and Kasting [1997]).

$$C(T, f_o) = (1 - f_o)C_l + f_o \{(1 - f_i(T))C_o + f_i(T)C_i(T)\} \quad (2.7)$$

ここで, C_l は陸地の熱容量, C_o は海洋の熱容量, C_i は海氷の熱容量, f_i は海氷がグリッドを占める割合である. $C_l = 5.25 \times 10^{-6}[\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}]$ (North et al. [1983]), $C_o = 40C_l$ である. C_i は温度に依存し,

$$C_i = \begin{cases} 9.2C_l & (263\text{K} < T < 273\text{K}, \text{薄氷状態}) \\ 2.0C_l & (263\text{K} > T, \text{安定氷状態}) \end{cases} \quad (2.8)$$

として与える. f_i は T に依存し, 以下の式で与える(Thompson and Barron [1981]).

$$f_i = 1 - e^{(T-273)/10} \quad (2.9)$$

ただし, 本研究では完全な海洋惑星を想定するため, 海洋の割合 $f_o = 1$ である.

§2.4.2 恒星放射

自転惑星の恒星放射は, 自転軸傾斜角が 0° の場合, 以下のように表せる.

$$S(\theta, \phi, t) = S_0 \cos \theta \cos \{\phi + (\omega - \Omega)t\} \quad (2.10)$$

ここで, ω は惑星の自転角速度, Ω は惑星の公転角速度である. 当然ながら, 自転惑星では恒星放射は時間変化する.

一方, 同期回転惑星は恒星に常に同じ面を向けているため, 恒星放射は惑星表面の各領域で常に一定の値を取るようになる. 上式において, 自転角速度=公転角速度とすれば,

$$S(\theta, \phi) = S_0 \cos \theta \cos \phi \quad (2.11)$$

となる. ただし, これは恒星直下点を含む恒星の昼側が受ける恒星放射であり, 夜側の恒星放射は常にゼロとなる.

§2.4.3 惑星放射と惑星アルベド

惑星放射 I と惑星アルベド A は, [Kopparapu et al. \[2013\]](#)による放射対流平衡モデルによって計算された結果を多項式関数でフィッティングした結果([Kadoya \[2017\]](#); [Haqq-Misra et al. \[2016\]](#))を用いる. 以下では, それらの論文に沿って, 詳細を述べる.

[Kopparapu et al. \[2013\]](#)では, N_2 , CO_2 , そして飽和した H_2O の1barの大気を仮定している. 本研究では, 二酸化炭素分圧はパラメータとして変化させる. 惑星放射 I は, 地表面温度 T , 二酸化炭素分圧 pCO_2 に依存する. 惑星アルベド A は地表面温度 T , 天頂角の余弦 Z , 地表面アルベド A_s , 二酸化炭素分圧 pCO_2 , 中心星の表面温度 T_s に依存する. 惑星放射と惑星アルベドのフィット関数のパラメータ範囲は,

$$\left\{ \begin{array}{l} 1 \times 10^{-5} \text{bar} < pCO_2 < 35 \text{bar} \\ 150 \text{K} < T < 350 \text{K} \\ 0.2 < A_s < 1 \\ 0^\circ < Z < 90^\circ \end{array} \right. \quad (2.12)$$

である. [図2.1](#)と[図2.2](#)に惑星放射と惑星アルベドのグラフを示す. [図2.1](#)に示すように, 惑星放射は地表面温度 T の増加に伴って増加する. 一方, 二酸化炭素分圧 pCO_2 の増加に伴って減少する. これは二酸化炭素の温室効果を表している. [図2.2](#)に示すように惑星アルベドは, 氷の形成・融解に伴い, $T = 273.15 \text{K}$ を境に大きく変化する. さらに,

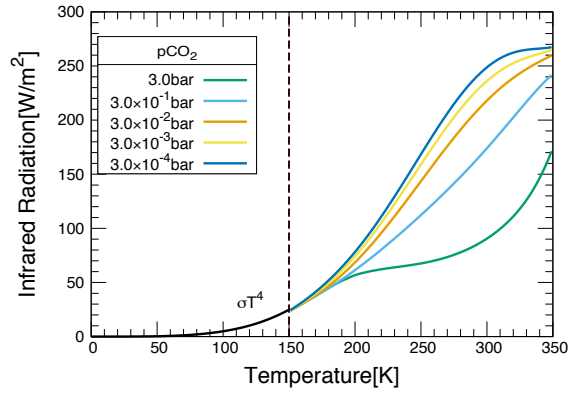


図 2.1: 惑星放射と地表面温度の関係における pCO_2 依存性. 縦軸が惑星放射 $I [W \cdot m^{-2}]$, 横軸が地表面温度 $T [K]$ を表す. 図中の点線は, フィッティングした関数における地表面温度の下限 (150K) を表す. 本研究では同期回転惑星を対象としているため, 地表面温度が, 昼面は適用可能な範囲であっても, 夜面は適用限界を下回る可能性がある. この下限を下回った場合は, 黒体放射を仮定し, σT^4 の関数で近似する.

地表面温度 T が増加すると水蒸気が増加するため, 恒星からの長波放射の吸収が増加し, 結果として惑星アルベドが減少する. また, 地表面温度 T が CO_2 の凝固点を下回ると CO_2 凝固が起こり, 惑星アルベドはステップ的に減少する. これについては後述する. また, 天頂角が大きくなる (= 天頂角の余弦 Z が小さくなる) と太陽の入射角が大きくなり, 惑星アルベドは大きくなる.

地表面アルベド A_s は以下のように与える (Williams and Kasting [1997]).

$$A_s = (1 - f_c)[f_o A_o + (1 - f_o) A_l] + f_c A_c \quad (2.13)$$

ここで, f_c は雲に覆われた領域の割合, A_o は海のアアルベド, A_l は陸のアアルベド, A_c は雲のアアルベドである. 本研究では, 現在の地球の雲量 $f_c = 0.5$ を仮定する. 海のアアルベドは以下のように与える (Kadoya [2017]).

$$A_o = \begin{cases} A_{ice} & T < 264.8K \\ f_{ice} A_{ice} + (1 - f_{ice}) \acute{A}_o & 264.8K < T < 273.15K \\ \acute{A}_o & T > 273.15K \end{cases} \quad (2.14)$$

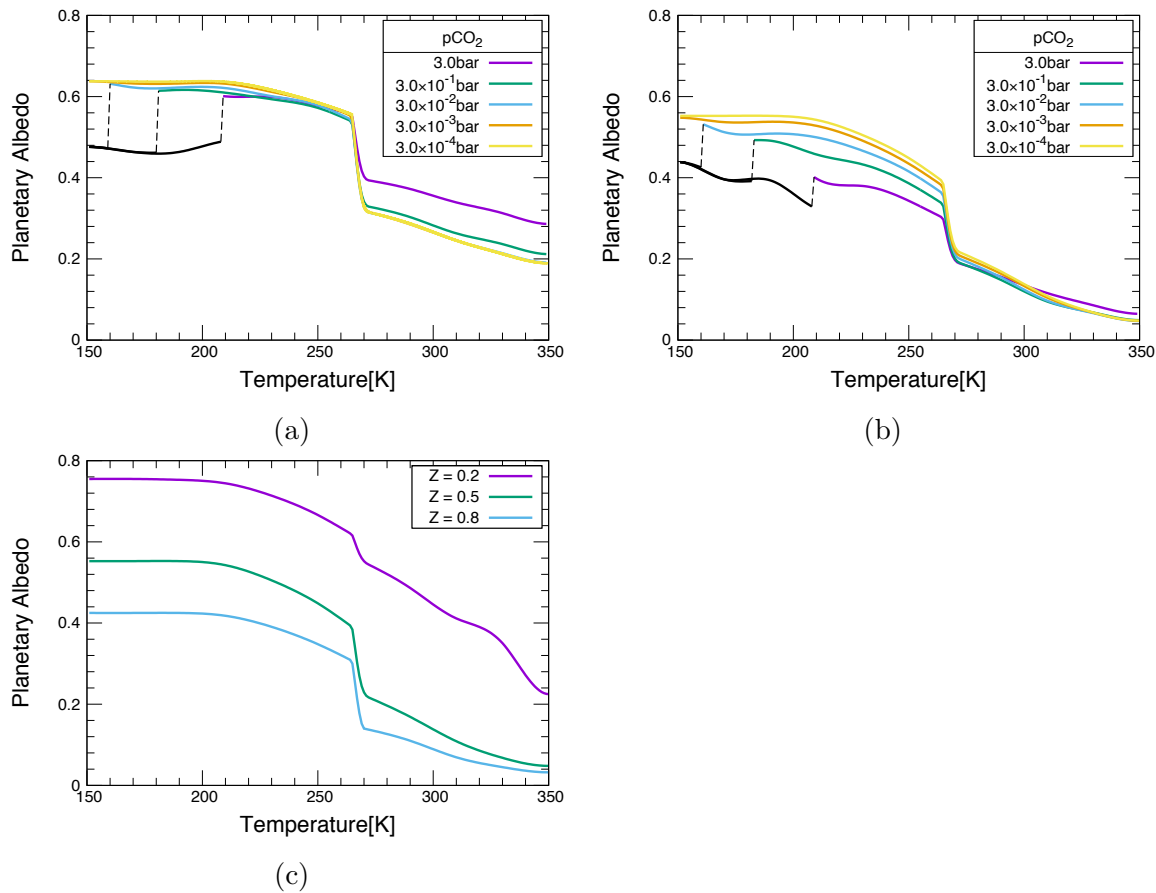


図 2.2: 地表面温度 T と惑星アルベド A の関係. 縦軸が惑星アルベド, 横軸が温度[K]を表す. (a) G型星スペクトルを用いた時の惑星アルベドの pCO_2 依存性($Z = 0.5$), (b) M型星スペクトルを用いた時の惑星アルベドの pCO_2 依存性($Z = 0.5$), (c) M型星スペクトルを用いた時の惑星アルベドの Z 依存性($pCO_2 = 3.0 \times 10^{-4}$ bar). 惑星アルベドは, 氷の形成・融解に伴って, $T = 273.15$ K前後で大きく変化する. さらに, 地表面温度 T の増加による水蒸気の増加に伴って, 惑星アルベドは減少する. 一方, 地表面温度 T が二酸化炭素の凝固点 T_{ice, CO_2} を下回った時は, CO_2 の凝固に伴い, 惑星アルベドはステップ的に減少する. CO_2 の凝固点は pCO_2 に依存する.

ここで, f_{ice} は海氷に覆われた領域の割合, A_{ice} は氷のアルベド, A_o は凍っていない海のアルベドである. 凍っていない海のアルベドは, フレネルの反射公式を用いた, 滑らかな海面における日射の反射割合を仮定している (Williams and Kasting [1997]). 海氷に覆われた領域の割合 f_{ice} は, Rayner et al. [2003] をもとに, 地表面温度 T の関数として以下のように与える (Kadoya [2017]).

$$t_{ice} = \frac{273.15 - T}{8.35} \quad (2.15)$$

$$f_{ice} = -0.004t_{ice}^3 + 3.556t_{ice}^4 - 2.552t_{ice}^5 \quad (2.16)$$

また, 陸のアルベド A_l は以下のように与える (Kondrat'ev [1969]; Williams and Kasting [1997]).

$$A_l = \begin{cases} A_{ice} & T < 273.15\text{K} \\ 0.2 & T > 273.15\text{K} \end{cases} \quad (2.17)$$

そして, 氷のアルベド A_{ice} は以下のように与える (Haqq-Misra et al. [2016]; Warren et al. [1990]).

$$A_{ice} = \begin{cases} 0.35 & T < T_{ice,CO_2} \\ f_{vis}A_{ice} + (1 - f_{vis})A_{nir} & T > T_{ice,CO_2} \end{cases} \quad (2.18)$$

ここで, 可視光に対する氷のアルベド A_{ice} は 0.8, 近赤外に対する氷のアルベド A_{nir} は 0.5 である (Pollard and Kasting [2005]). 氷と雪は, 可視光よりも近赤外をより吸収するので, 近赤外のアルベドの方が小さくなる (Joshi and Haberle [2012]; Shields et al. [2013]). 可視光の寄与 F_{vis} は太陽のような G 型星の場合は 52%, M 型星の場合は 10% とする (Allard et al. [2007]). M 型星になると, 恒星放射が赤外波長帯に寄るので, 可視光の寄与は小さくなる.

地表面温度 T が二酸化炭素の凝固点 T_{ice,CO_2} を下回った時は, 海氷がドライアイスに覆われると仮定する (Haqq-Misra et al. [2016]; Kadoya [2017]). したがってその時, A_{ice} はドライアイスのアルベドに置き換わる (0.35 ; Warren et al. [1990]).

雲のアルベド A_c は天頂角 Z の関数として以下のように与える(Jacobowitz et al. [1979]).

$$A_c = -0.078 + 0.65Z \quad (2.19)$$

§2.4.4 熱輸送

本研究では、南北熱輸送 F_{sn} は「拡散」型、東西熱輸送 F_{ew} は「拡散+移流」型で表現する。第1章で述べた同期回転惑星の赤道域における大気と海洋による強い東西方向の熱輸送を表現するため、東西方向には拡散に加えて移流を考慮する。これらを式で表すと、

$$F_{sn} = \frac{D_{sn}}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\cos \theta \frac{\partial T}{\partial t} \right) \quad (2.20)$$

$$F_{ew} = \frac{D_{ew}}{(\cos \theta)^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \phi^2} - \frac{VC}{R \cos \theta} \frac{\partial T}{\partial \phi} \quad (2.21)$$

ここで、 D_{sn} は南北方向熱拡散係数、 D_{ew} は東西方向熱拡散係数、 V は風速、 R は惑星半径である。(2.20)式右辺は拡散項、(2.21)式右辺で、第一項が拡散項、第二項が移流項である。本研究では簡単のため、

$$D_{sn} = D_{ew} = D(\text{定数}) \quad (2.22)$$

とする。また、 V は赤道域と極域での風速の大きな差を表現するため、緯度方向に依存性をもたせた関数 $V(\theta)$ を与える。 D と V は、GCMを用いた同期回転惑星に関する先行研究(Hu and Yang [2014])の結果に基づいて決定する。

第3章

結果・議論

§3.1 パラメータ設定

第2章で述べたように本研究ではまず, [Hu and Yang \[2014\]](#)の海水分布及び地表面温度分布を再現するように拡散係数 D と移流速度 V を決めた. 具体的には, 極域と赤道, 恒星直下点と対蹠点(恒星直下点の真裏の地点)の温度差, そして, ロブスター型の海水分布を再現するように決めた. ここで, [Hu and Yang \[2014\]](#)の研究では3次元気候モデルを扱っているため大気鉛直方向に温度分布を持つが, [Hu and Yang \[2014\]](#)における温度とは地表面に接している大気層の温度(地表面気温)のことである. 本研究では大気と海洋の混合層を考えていることになるので, [Hu and Yang \[2014\]](#)の結果と単純に比較することはできない. そこで, 温度の絶対値の比較ではなく, 温度差の比較をすることにした(温度の絶対値としても大きな差はない). 図3.1に, 本研究の海水分布, そして地表面温度分布を示す. 比較対象とするのは, [Hu and Yang \[2014\]](#)のFigure.1 A, Cの海水分布と地表面温度の図である. また, 表3.1にそれぞれの研究における各地点の温度と温度差を示した. 表3.1(a)が[Hu and Yang \[2014\]](#)の計算結果であり, (b)が本研究における計算結果である.

まず, [Hu and Yang \[2014\]](#)の結果であるFig.1 A, Cと本研究の結果(a), (b)を比較する. [Hu and Yang \[2014\]](#)Fig.1 Aでは恒星直下点の南北約緯度 30° を中心として大きな融解領域があり, それが赤道に沿って東に伸び, 330° 地点程まで伸びているのが確認

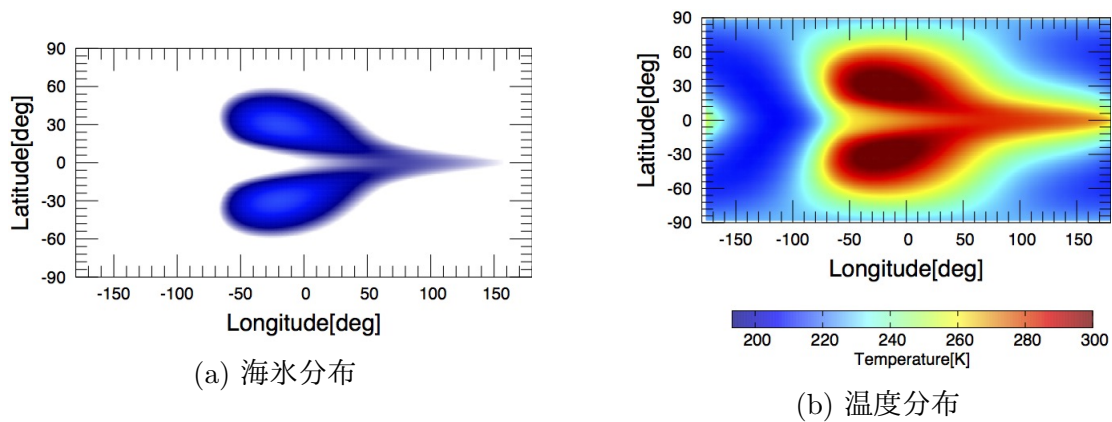


図 3.1: (a) 本研究の海水分布, (b) 本研究の地表面温度分布. 縦軸が緯度[°], 横軸が経度[°]を表す. 恒星直下点は中心にある. (a)の図で青い領域は凍っていない領域, 白い領域は凍っている部分である. (b)のカラーバーは温度[K]を表す. 本研究においては, 温度差を再現することを試みているので, 各地点における温度の絶対値自体はHu and Yang [2014]の結果と必ずしも一致しない.

表 3.1: 惑星上における各地点間の温度差の比較.

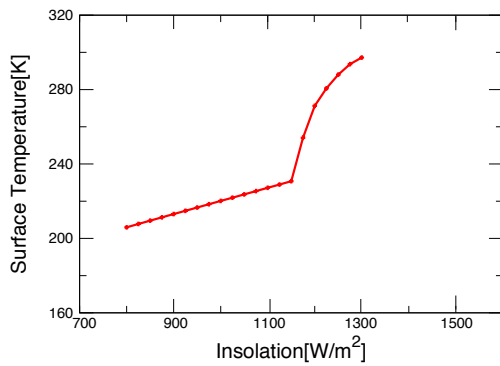
| (a) Hu and Yang [2014] | | (b) 本研究 | |
|------------------------|--------|-----------|-----|
| 惑星上の2地点 | 温度差 | 惑星上の2地点 | 温度差 |
| 恒星直下点と対蹠点 | 8~20K | 恒星直下点と対蹠点 | 10K |
| 恒星直下点と極域 | 30~42K | 恒星直下点と極域 | 44K |
| 対蹠点と極域 | 30~40K | 対蹠点と極域 | 38K |

される(最も濃い青の領域). (a)においても, 恒星直下点南北の融解領域の面積が少し大きくなっているが, 上記の特徴を捉えた結果が得られている. また, Hu and Yang [2014]Fig.1 Cの温度分布では, ロブスター型の分布と, 赤道域に強い西風が吹いていることが確認される. (b)においても, ロブスター型の温度分布が得られている. (b)では風速を図示していないが, Hu and Yang [2014]Fig.1を参考に V を定めたため, 赤道域に強い西風, つまり, 東向きの移流を取り入れている. その結果, Hu and Yang [2014]Fig.1 Cとほぼ同様の温度分布が得られている. ここで, Hu and Yang [2014]Fig.1 Cと(b)の温度を示すカラーバーは温度範囲が一致していないことに注意が必要である. そのため, 温度分布の色は全く同様のものにならない. また, Hu and Yang [2014]は3次元気候モデルでの計算であるが, 本研究は2次元気候モデルでかつ経度方向には移流, 拡散項の依存性がないため, 忠実な再現は難しい. 今回は, 同期回転惑星における特徴であると考えられるロブスター型の海氷及び温度分布を得ることが目的であるので, 図3.1で十分である. また, 表3.1では, 恒星直下点と極域の温度差がHu and Yang [2014]に比べて本研究では数K大きくなっているが, その他では同程度の温度差を再現できている. 温度差に関しても, 同程度の温度差を再現できていれば十分ということにする.

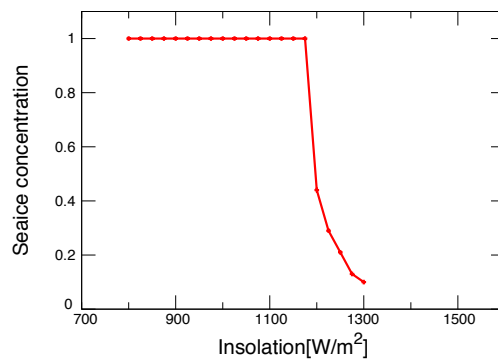
以上より, 計算を行うために十分な再現性が得られたので, 後の計算はここでのパラメータ設定を用いて進める. ただし注意が必要なのは, 本研究では条件が変化しても上記のパラメータが変化しないとするが, 実際の惑星では日射量や二酸化炭素分圧が変化したときに拡散や移流の大きさ, つまり D や V のパラメータも変化しうることである. しかし, 同期回転惑星においてこれらのパラメータがどのような依存性を持つか, どのように変化するのか, 予想はできるが詳細はわからない. この事実を踏まえ, 本研究では条件が変化してもパラメータは一定であるとする.

§3.2 地球類似惑星における全球凍結条件

3.1節で設定したパラメータを用いて, まずはもっとも我々に身近な惑星, 地球に類似した条件, つまり, 中心星が太陽と同じG型星であり, 二酸化炭素分圧も 3.0×10^{-4} bar, そして自転している惑星における全球凍結条件について調べる. た



(a) 恒星放射と全球平均温度の関係.



(b) 恒星放射と海氷割合の関係.

図 3.2: 本研究における, 地球類似惑星の(a)恒星放射と全球平均温度の関係, (b)恒星放射と海氷割合の関係. 縦軸が(a)全球平均温度[K], (b)海氷が占める割合であり, 横軸が恒星放射 $[\text{W}\cdot\text{m}^{-2}]$ である. (a), (b)では計算開始条件が温暖のもののみ示す.

だし, 地球はその表面の7割を海洋に覆われており, 自転軸傾斜角は 23.5° だが, ここではM型星周りの同期回転惑星との比較を行うため, 海洋に覆われた完全な海惑星で, 自転軸傾斜角は 0° という条件を考える. 拡散, 移流パラメータも同期回転惑星のGCMの結果を再現する値を用いるため, 実際の地球を再現するパラメータとは異なる. しかし, ここではこれらの諸条件を用いて計算を行う. これらは大きく気候を変えるものではない.

図3.2に計算結果を示す. また, Checlair et al. [2017]における地球と同じ条件の計算結果(Figure.7 C, D)との比較を行う. Checlair et al. [2017]の結果Figure.7 C, Dによれば, 開始条件が温暖なケースは恒星放射約 $1280\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ で気候ジャンプが起こり, 一気に全球凍結に陥っていることがわかる. 一方, 本研究の結果である(a), (b)では全球凍結に陥るのは, 恒星放射約 $1175\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ である. 本研究の結果はCheclair et al. [2017]の結果よりもわずかに凍りづらい結果となった. この違いの原因として, 日射量分布の違いが考えられる. Checlair et al. [2017]では現在の地球の自転軸傾斜角 23.5° としているのに対して, 本研究では 0° としている. 自転軸傾斜角が 0° の場合, 赤道域の年間日射量が最大となるため, 赤道域は凍りづらくなっている. そのため, 現在の自転軸傾斜角条件よりも凍りづらい結果となっている. その違いを考慮すると, Checlair et al. [2017]の結果をおおまかには再現できたものと考えられる.

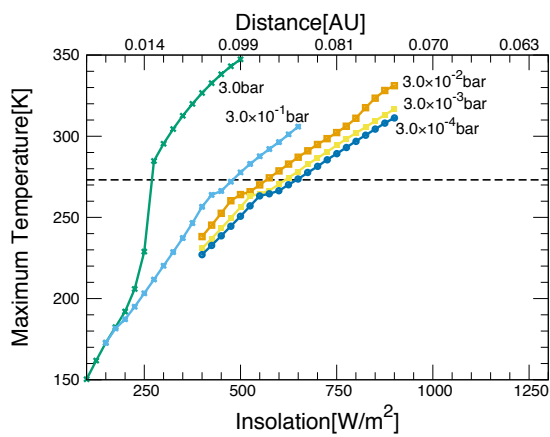
§3.3 M型星周りの同期回転惑星における全球凍結条件

3.2節で、地球類似惑星における全球凍結条件について調べた。このような惑星の自転周期が公転周期と同期していき、同期回転惑星となったら、気候システムはどのような振る舞いを示すのだろうか。本節では、そのような同期回転惑星の全球凍結条件を議論する。第1章でも述べたが、M型星のハビタブル・ゾーンに軌道を持つ系外惑星はほとんどの場合、同期回転惑星となるものと予想されている。そこで、M型星周りの同期回転惑星について、二酸化炭素分圧を変化させて全球凍結条件(全球凍結する日射量条件)がどのように変化するかを調べた。また、比較のため、G型星周りの同期回転惑星についても同様に調べてみた。

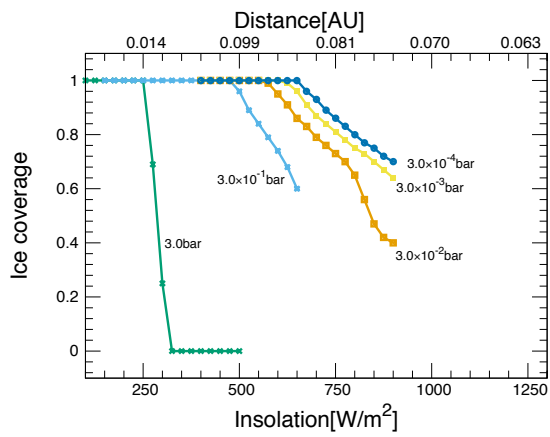
図3.3に、(a), (b)M型星周りの同期回転惑星における計算結果と(c), (d)G型星周りの同期回転惑星に関する計算結果、(e), (f)にそれらを重ねた結果を示す。図3.3(a), (b)によれば、M型星周りの同期回転惑星の $pCO_2 = 3.0 \times 10^{-4}$ の条件における凍結限界は約 $650W \cdot m^{-2}$ 、中心星からの距離にして約0.09AUである。一方(c), (d)によれば、G型星周りの同期回転惑星の同じ pCO_2 条件では、凍結限界は約 $750W \cdot m^{-2}$ (中心星から約1.35AU)である。G型星周りの自転惑星の凍結限界は約 $1175W \cdot m^{-2}$ であったことから(図3.2)、同期回転惑星の方が顕著に全球凍結しにくいということがわかる。

図3.3における pCO_2 依存性は想定される結果だが、 pCO_2 が増大すると温室効果の増加によって全球凍結限界の放射量が低下する(軌道半径が遠ざかる)。図3.3(e), (f)から、G型星周りよりもM型星周りの同期回転惑星の全球凍結限界の方がより低下する。M型星周りとはG型星周りの同期回転惑星のどの同じ pCO_2 条件を比較すると、どの pCO_2 条件においても、恒星放射で約 $100W \cdot m^{-2}$ の全球凍結条件の違いがある。これは第1章や第2章で述べた、G型星とM型星のスペクトルの違いによるもので、アルベドの差に起因した結果である。M型星周りの惑星の方がアルベドの絶対値が小さく、受け取ることのできる恒星放射が大きいので、同じ放射量でも形成される気候(地表面温度)に差が出る。

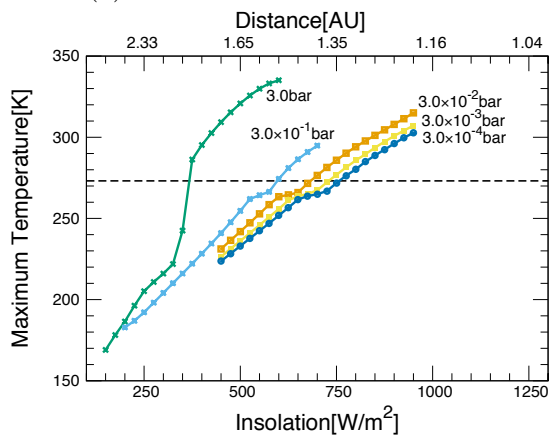
また、3.0barの条件を除いては、自転惑星でみられるような気候ジャンプがみられず、なだらかに気候遷移することがわかる(3.0bar条件と他の pCO_2 条件との挙動の違い)。



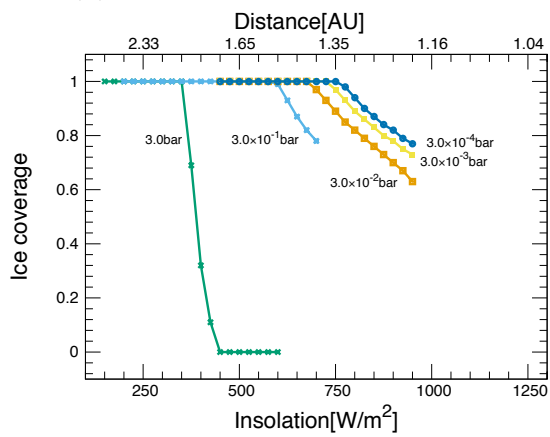
(a) M型星周り：全球最高温度



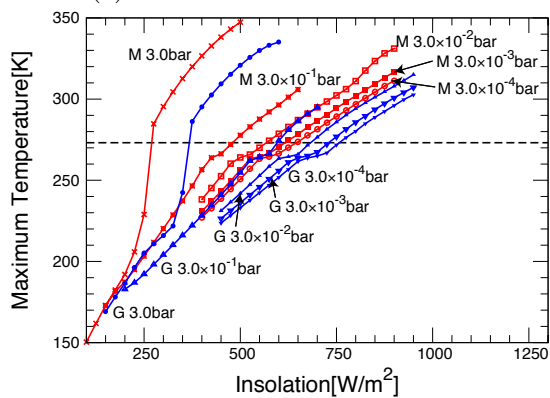
(b) M型星周り：海水面積の割合



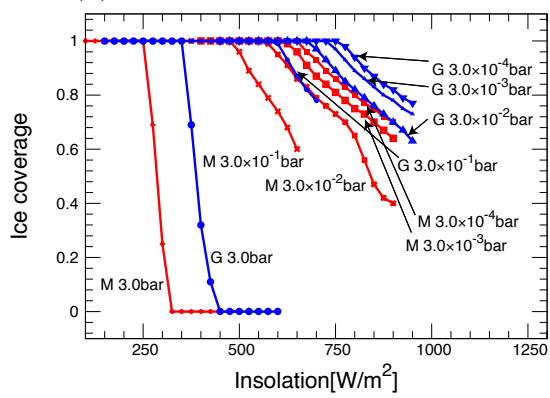
(c) G型星周り：全球最高温度



(d) G型星周り：海水面積の割合



(e) M型星周りとG型星周り



(f) M型星周りとG型星周り

図 3.3: (a), (b) M型星周り, 及び(c), (d) G型星周りの同期回転惑星における恒星放射 $[W \cdot m^{-2}]$ と全球最高温度 $[K]$ の関係と, 恒星放射と海水面積の割合の関係. pCO_2 を $3.0 \times 10^{-4} \text{ bar}$ から 3.0 bar まで変えた結果を示す. (e), (f)は, 比較のためにそれらを重ねたもの. 赤線がM型星周り, 青線がG型星周りの同期回転惑星についての結果. 図の上部には恒星放射を中心星からの距離に換算したものを示す(単位: AU, $1 \text{ AU} = \text{太陽から地球までの距離}$). M型星は表面温度が低いいため暗く, G型星と同じ日射量を受け取るには中心星からの距離が近くなる. 破線は, 水の凝固点 273.15 K を表す. 最高温度が破線を下回る条件, 及び海水面積=1となる条件でその惑星は全球凍結に陥る.

いについては3.5節で触れる). これは第1章で述べた, Checlair et al. [2017] で示唆された振る舞いと同様のものである. このようになる理由は, 恒星直下点においては日射を常に受け取っているため, それによってアイスアルベドフィードバックが抑制されるためであると考えられる. 日射が当たらない夜面は当初から凍結しており, 昼面も高緯度域では凍結しやすく, 恒星直下点付近のみが凍結しにくいという状況になっている. 日射量の低下にともなって, 恒星直下点付近での凍結が徐々に進行し, 最終的に全球凍結に至るものの, その過程は日射量に強く依存しており, 気候ジャンプは生じない.

図3.4にM型周りの同期回転惑星($pCO_2 = 3.0 \times 10^{-4}$ bar)の全球凍結までの様子を示す. 図3.4から, 恒星直下点付近の一番温度が高い領域を残しながら, 赤道に沿って尾を引いた領域から徐々に凍っていき, その後, 恒星直下点付近がゆるやかに凍っていく様子がわかる. また, 裏面は全面凍っており, 昼面も多くの領域が凍っている様子がわかる.

ただし, 本研究では東西方向の熱輸送を規定する移流・拡散パラメータを一定と仮定しているが, 実際には凍結の過程で大きく変化する可能性が高い. もし昼面の赤道域が凍結する過程で, 海洋による熱輸送がなくなり東西風による熱輸送も弱まるとすれば, 恒星直下点付近は凍りづらくなる可能性もある. 少なくとも, 海洋が凍結すれば, 先行研究でみられたように, 東西方向の熱輸送は大幅に弱まる可能性が高い(e.g., Pierrehumbert [2010]; Hu and Yang [2014]). したがって, 本研究では, 同期回転惑星の全球凍結限界(=HZ外側境界)の下限を見積もったことになるといえる.

§3.4 M型星周りの自転惑星における全球凍結条件

3.3節で, M型星周りの同期回転惑星における全球凍結条件について明らかにした. ここで比較のために, M型星, G型星周りの自転惑星における全球凍結条件を調べる. 3.2節で, G型星周りの自転惑星($pCO_2 = 3.0 \times 10^{-4}$ barに固定)の全球凍結条件を調べたが, pCO_2 を変化させたら全球凍結条件はどのように変化するだろうか. また, M型星周りの自転惑星の気候遷移はどのようになるだろうか. 図3.5に, (a), (b)M型星周り,

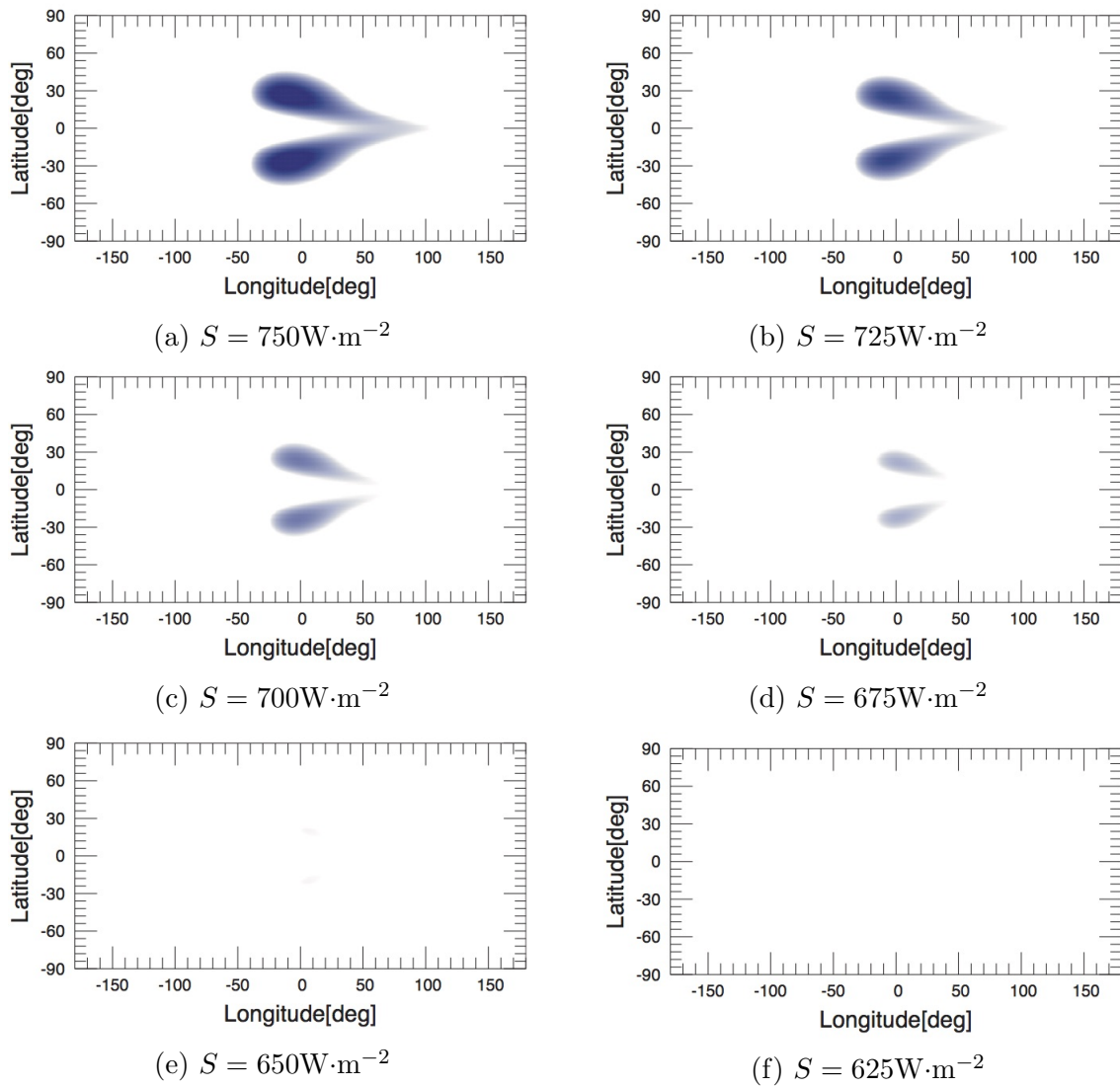
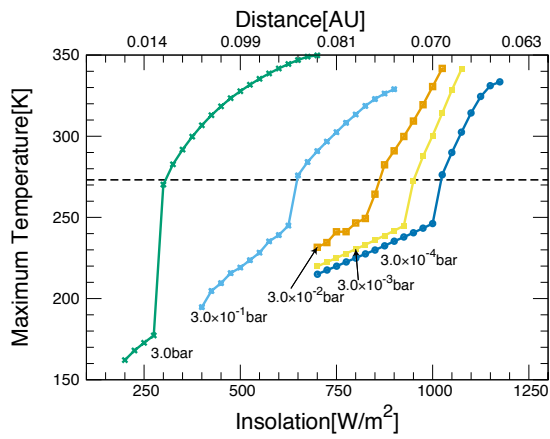


図 3.4: M型星周りの同期回転惑星の凍結までの様子($p\text{CO}_2$ は、 $3.0 \times 10^{-4} \text{ bar}$ に固定). 恒星放射がそれぞれ, (a) $S = 750 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, (b) $S = 725 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, (c) $S = 700 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, (d) $S = 675 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, (e) $S = 650 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, (f) $S = 625 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, の条件での惑星表面の海氷分布. 縦軸は緯度, 横軸は経度, 白い領域が凍っている領域, 青色は凍っていない領域を表す.

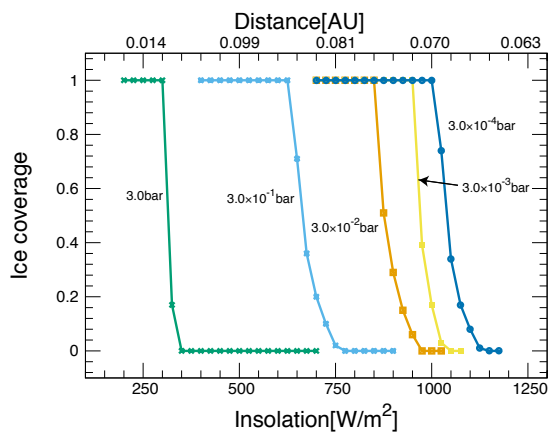
(c), (d) G型星周りの自転惑星について, 3.3節と同様に行った計算結果を示す.

図3.5(a), (b)から, 二酸化炭素分圧 3.0×10^{-4} bar条件下でのM型星周りの自転惑星における全球凍結条件は, 恒星放射約 $1000 \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ (中心星からの距離約0.069AU)である. また, 同じ条件のG型星周りの自転惑星における全球凍結条件は, 恒星放射約 $1175 \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ (中心星からの距離約1.06AU)である. このことから, 自転惑星においても, G型星周りよりもM型星周りの方が全球凍結限界の日射量は低い(中心星からの距離は遠い)ことがわかる. それは, どの二酸化炭素分圧条件でも同様である. また, 図3.5から, 自転惑星の場合には, どちらの恒星周りの惑星について気候ジャンプが生じることが分かる. しかし, M型星周りの惑星については3.0barの場合を除き, 気候ジャンプの際の最高温度の変化幅はG型星周りの惑星に比べて小さいことがわかる. たとえば, 3.0×10^{-1} barの条件についてみると, M型星周りでは水の凝固点273.15Kの破線の前後の日射条件で約30Kの差があるが, G型星周りの惑星では約40Kの差である(ただし, この値はここでの日射量の刻み幅に対応したもの). その他の二酸化炭素分圧条件の場合についても, 大きさに差はあるが, G型星周りの惑星に比べてM型星周りの方が全ての条件において, 気候ジャンプの際の温度変化の幅は小さい. このことも, やはり両者のアルベドの差と水野凝固点前後でのアルベド変化の大きさの違いによるものとして理解することができる.

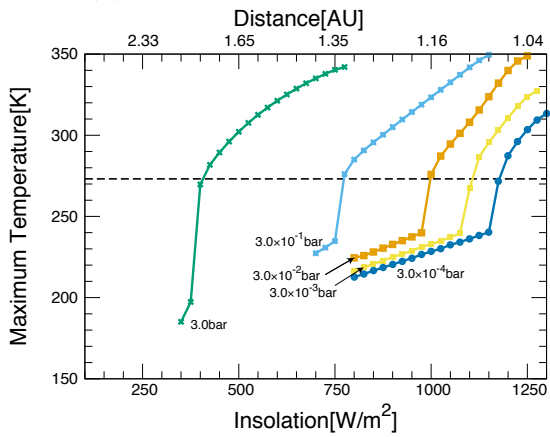
図3.6にM型星周りの自転惑星における凍結までの様子を示す($p\text{CO}_2$ は 3.0×10^{-4} barに固定). 同期回転惑星の場合の凍結の様子(図3.4)との違いは明確である. 恒星放射の条件は同じだが, 同期回転惑星では昼面の恒星直下点付近が徐々に凍結して全球凍結に至る一方, 自転惑星では高緯度域の海水の面積が拡大し, 最後に気候ジャンプが生じて全球凍結に陥る様子がみてとれる. そのことは, 惑星上の海水面積の割合と恒星放射の関係(図3.3, 図3.5からもわかる. 図3.3, 図3.5から, 自転惑星においては一気に全球凍結に陥る様子が読み取れるが, 同期回転惑星ではゆるやかに全球凍結に陥っている. これは海水面積の変化率も関係あると考えられる. 自転惑星では両極域から海水が張り出し, 面積的には南北両半球で緯度帯の面積 $\times 2$ の割合で面積が増える. 一方, 同期回転惑星においては恒星直下点の周辺部から凍っていく. この時の海水面積の変化は両極域から海水が張り出す際の面積変化の, 大雑把に見積もって約2分の1程度になる. この面積変化の違いも, アイスアルベドフィードバックを弱める一因



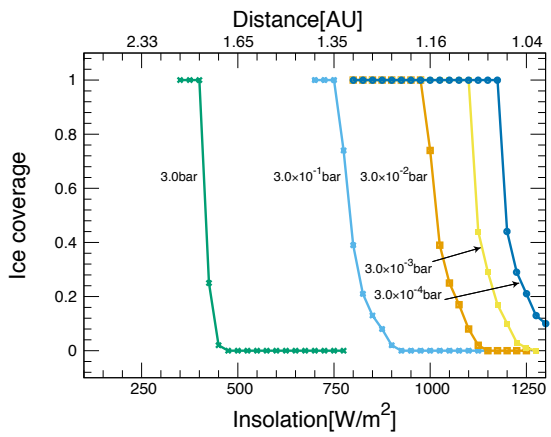
(a) M型星周り：全球最高温度



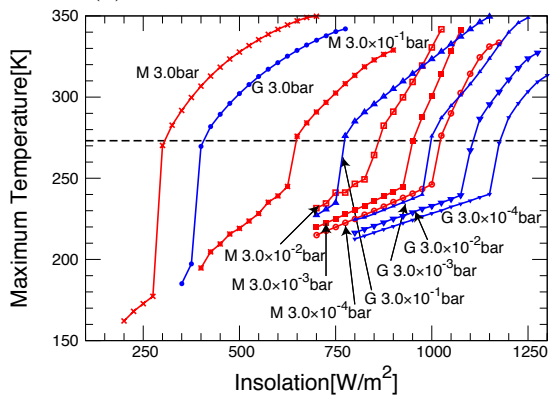
(b) M型星周り：海水面積の割合



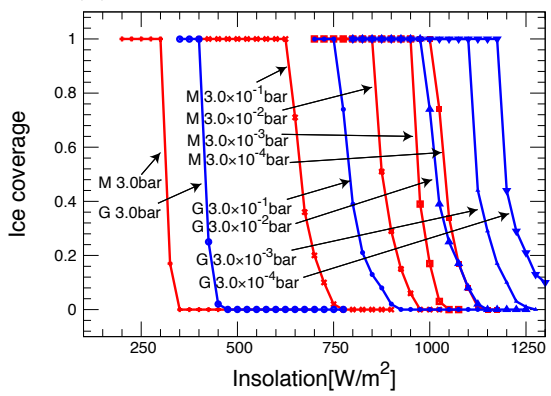
(c) G型星周り：全球最高温度



(d) G型星周り：海水面積の割合

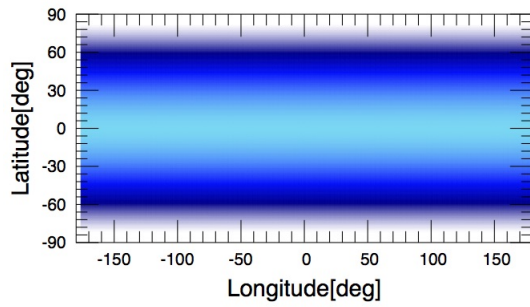


(e) M型星周りとG型星周り

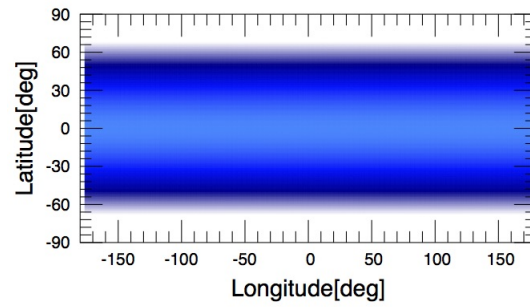


(f) M型星周りとG型星周り

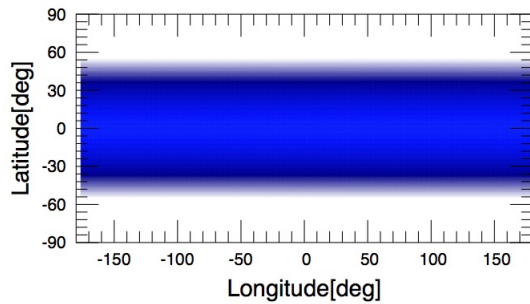
図 3.5: (a), (b) M型星周り, (c), (d) G型星周りの自転惑星における, 恒星放射 $[W \cdot m^{-2}]$ と全球最高温度 $[K]$ の関係と, 恒星放射と海水面積の割合の関係. それぞれ pCO_2 を $3.0 \cdot 10^{-4} \text{ bar}$ から 3.0 bar まで変化させて計算を行った. (e), (f)には, 比較のためにそれらを重ねた図を示す. (e), (f)において”M”, ”G”はそれぞれM型星周り, G型星周りの自転惑星. 同様に, 赤線がM型星周り, 青線がG型星周りの自転惑星についての結果. 図の上部に, 恒星放射を中心星からの距離[AU]に換算したスケールを示す. 破線は, 水の凝固点 273.15 K .



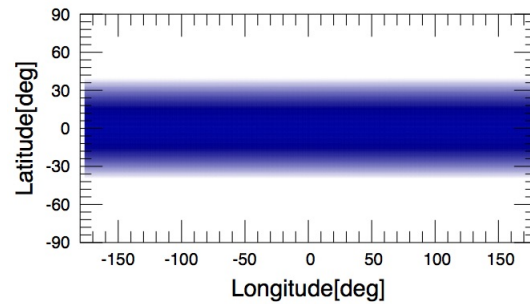
(a) $S = 1125\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$



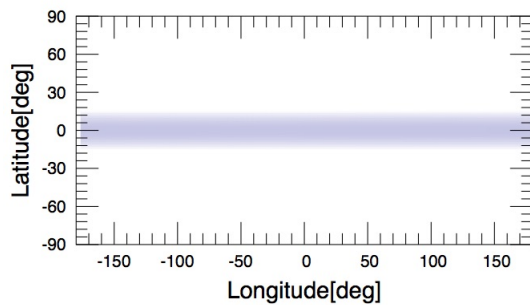
(b) $S = 1100\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$



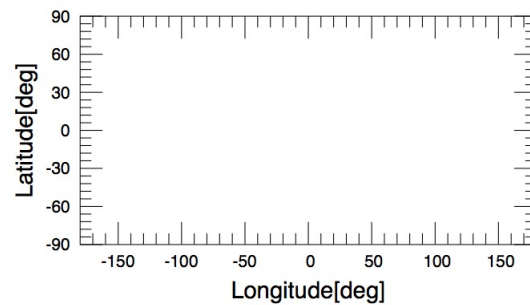
(c) $S = 1075\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$



(d) $S = 1050\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$



(e) $S = 1025\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$



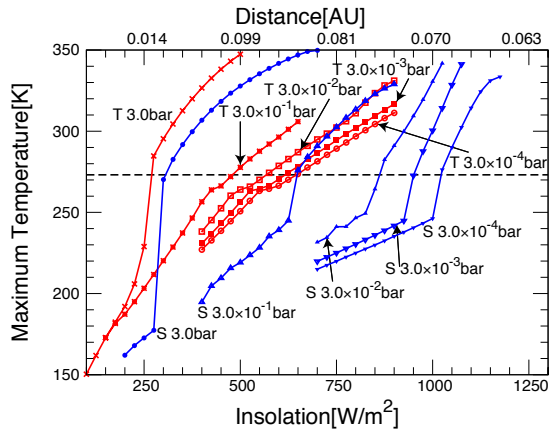
(f) $S = 1000\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$

図 3.6: M型星周りの自転惑星における凍結までの様子($p\text{CO}_2$ は、 $3.0 \times 10^{-4}\text{bar}$ に固定). 恒星放射が、それぞれ、(a) $S = 1125\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$, (b) $S = 1100\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$, (c) $S = 1075\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$, (d) $S = 1050\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$, (e) $S = 1025\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$, (f) $S = 1000\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$, の条件における惑星表面の海氷分布を表す. 縦軸は緯度, 横軸は経度. 白色は凍っている領域, 青色は凍っていない領域を表す.

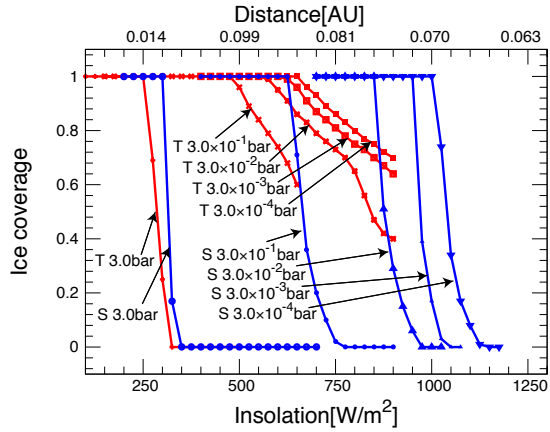
であると考えられる。

§3.5 M型星, G型星周りの同期回転惑星, 自転惑星の全球凍結条件の比較

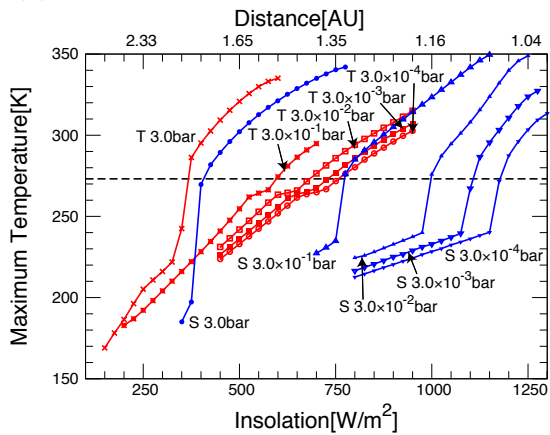
本節では, これまでに議論してきたM型星及びG型星周りの同期回転惑星と自転惑星についての比較を行う. M型星及びG型星それぞれについて, 同期回転惑星と自転惑星の全球凍結条件を図3.7に示す. (a), (b)がM型星回り, (c), (d)がG型星周りの惑星における計算結果である. 図3.7から, どの二酸化炭素分圧条件を比較しても自転惑星よりも同期回転惑星の方がより全球凍結に陥りにくくなっていることがわかる. たとえば, 図3.7(a), (b)において, $pCO_2 = 3.0 \times 10^{-4}$ bar条件のM型星周りの自転惑星では, 全球凍結限界は恒星放射約 $1000W \cdot m^{-2}$ (中心星からの距離約0.069AU)であるが, 同期回転惑星では恒星放射約 $650W \cdot m^{-2}$ (中心星からの距離約0.09AU)である. その他の二酸化炭素分圧でも同様の結果となっている. 同期回転惑星と自転惑星の挙動を比較すると, 最高温度の変化の傾きの違いがよくわかる. 図3.7(a), (c)どちらにおいても, 水の凝固点前後で自転惑星のグラフはほぼ垂直に温度変化しているが(すなわち, 大きな気候ジャンプが生じているが), 同期回転惑星では傾きは小さく, なだらかに全球凍結に至っている. また, M型星周り, G型星周りのどちらにおいても, 同期回転惑星の方が自転惑星よりも二酸化炭素分圧 pCO_2 増加による全球凍結条件の変化が小さい. 自転惑星の場合, pCO_2 が3.0barの場合と 3.0×10^{-4} barの場合とで, 全球凍結限界は恒星放射 $750W \cdot m^{-2}$ 以上変化しているが, 同期回転惑星の場合は恒星放射 $400W \cdot m^{-2}$ 程度しか変化していない. これは, 同期回転惑星では二酸化炭素分圧が増加しても, 基本的に夜面や昼面の高緯度域は凍結していることに変わりはなく, 凍結していない昼面の赤道域の熱も夜面へ効率的に輸送されてしまうため, 温室効果の影響が小さいからだと考えられる. 自転惑星では, 日射が当たらないのは極しかなく, 全体的に温室効果の影響を受けやすいため, 全球凍結限界の変化幅も大きくなるものと考えられる.



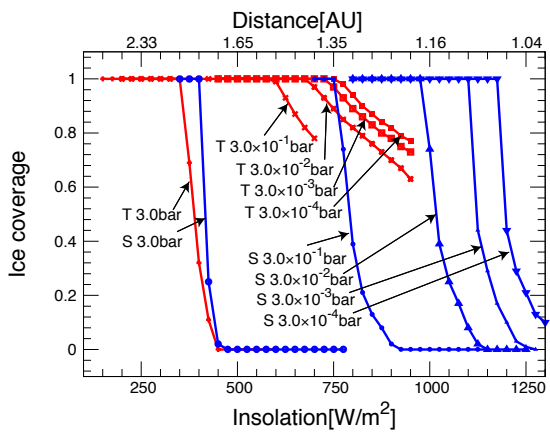
(a) M型星周りの同期回転惑星と自転惑星



(b) M型星周りの同期回転惑星と自転惑星



(c) G型星周りの同期回転惑星と自転惑星



(d) G型星周りの同期回転惑星と自転惑星

図 3.7: (a), (b) M型星周り, 及び(c), (d) G型星周りの同期回転惑星と自転惑星の, 恒星放射 $[W \cdot m^{-2}]$ と全球最高温度 $[K]$ の関係と, 恒星放射と海水面積の割合の関係. pCO_2 をそれぞれ $3.0 \times 10^{-4} \text{ bar}$ から 3.0 bar まで変化させて計算を行った. 図中の”S”, ”T”はそれぞれ自転惑星, 同期回転惑星を表す. 同様に, 赤線は同期回転惑星, 青線は自転惑星を表す. 図の上部には, 恒星放射を中心星からの距離(AU)に換算したものを示した. 図中の破線は, 水の凝固点 273.15 K を表す.

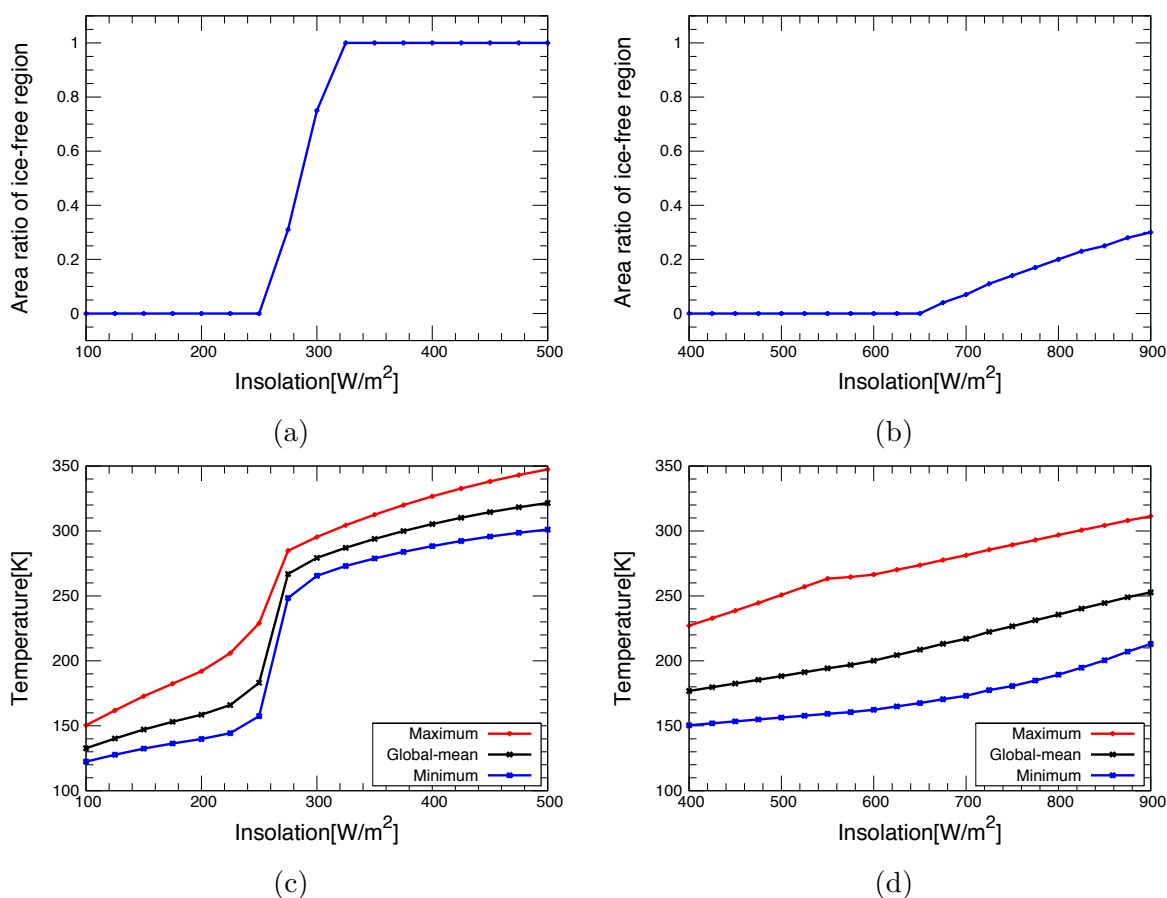


図 3.8: (a) $pCO_2 = 3.0\text{bar}$, (b) $pCO_2 = 3.0 \times 10^{-4}\text{bar}$, の条件における無凍結領域の割合と恒星放射の関係. 縦軸が無凍結領域の割合, 横軸が恒星放射 [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$]. そして, (c) $pCO_2 = 3.0\text{bar}$, (d) $pCO_2 = 3.0 \times 10^{-4}\text{bar}$, の条件における全球最高温度, 全球平均温度, 及び全球最低温度と恒星放射の関係. 縦軸が温度 [K], 横軸が恒星放射 [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$]. "Maximum" が全球最高温度, "Global-mean" が全球平均温度, "Minimum" が全球最低温度.

ここで, 前述の高 pCO_2 条件 (3.0 bar) における同期回転惑星の挙動の違い (例: 図 3.3(a), (c)) について考えてみる. 高 pCO_2 での挙動の違いとは, 同期回転惑星において二酸化炭素分圧を増やしても, 基本的には気候ジャンプが起きないという特徴は変わらないが, 二酸化炭素分圧が 3.0 bar の場合には, 気候ジャンプが生じるようになることである.

このような挙動の原因として, 温室効果による地表面温度分布の変化が考えられる. 図 3.8 に, M 型星周りの同期回転惑星で気候ジャンプの生じていない二酸化炭素分圧が $3.0 \times 10^{-4}\text{bar}$ の条件と, 気候ジャンプの生じる 3.0 bar の条件における無凍結領域の面積変化と全球平均気温, 全球最高温度, 及び全球最低温度の恒星放射依存性を示

す. 図3.8から, 二酸化炭素分圧が 3.0×10^{-4} barの条件においては, 全球凍結に陥る直前は無凍結領域の面積が非常に小さいことがわかる(cf. 図3.4). 全球平均温度も水の凝固点を下回っており, 非常に低い. 一方, 二酸化炭素分圧が3.0barの条件においては, 全球的に温度が一様に近くなっており, 全球平均温度も高く, 無凍結領域の面積が全球凍結直前まで非常に大きいことがわかる. このことから, $pCO_2 = 3.0$ barの条件では, 温室効果のために, 全球がある程度高い温度に維持されており, ある臨界条件(恒星放射)を超えるとアイスアルベドフィードバックが強く働き, 一気に全球凍結に陥るものと考えられる. その結果, $pCO_2 = 3.0$ barの条件では気候ジャンプが生じていると考えられる.

第4章

結論

本研究では、2次元のエネルギーバランスモデルを用いて、M型星周りの同期回転惑星における全球凍結条件を調べるための数値実験を行った。その結果、同じ二酸化炭素分圧条件では、地球のような自転をする惑星よりも同期回転惑星の方が全球凍結しにくくなることを示した。M型星周りの同期回転惑星において、現在の地球程度の二酸化炭素分圧(3.0×10^{-4} bar)条件における全球凍結条件は、約 $650 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (中心星からの距離にして約0.09 AU)である。このようなM型星周りの同期回転惑星における全球凍結条件は、本研究によって初めて定量的に示された。同じ二酸化炭素分圧条件であれば、M型星周りの同期回転惑星はG型星周りの同期回転惑星よりもより全球凍結に陥りにくい。また、同期回転惑星と自転惑星の全球凍結する際の挙動の比較から、同期回転惑星では自転惑星のような不連続的な変化(気候ジャンプ)が起きず、連続的に全球凍結に陥ることを示した。これは、M型星周りに限らず、G型星周りの同期回転惑星でも同様であった。そのことから、連続的な全球凍結への遷移は同期回転惑星における全球凍結現象の特徴であることが示唆された。

第5章

謝辞

まず始めに、要領の悪い私に根気強く指導して下さった田近教授には心から感謝を申し上げます。誠にありがとうございました。また、お忙しい合間をぬって様々なフォローをして下さった門屋さんにも心から感謝を申し上げます。田近研究室の先輩である常さん、小林さんには研究室で大変お世話になりました。感謝を申し上げます。また、いつも良い刺激を与えてくれた同期である多田くん、秋山さんにも感謝を申し上げます。また、田近研究室の後輩である渡辺くんには、計算機周辺を中心に多くのサポートを頂き、感謝申し上げます。そして、田近教授が本郷に異動になってからも快く柏の葉の居室を貸していただいた吉川教授を始め、吉川研究室の桑原さん、鈴木さん、疋田さんにも感謝を申し上げます。

多くの人に支えられ、研究が行えていたことを改めて実感しました。ここには書ききれなかった、関わっていただいた全ての方に感謝を申し上げます。

そして最後に、ここまで支えてくれた両親、応援してくれた親族にも感謝の意を表し、謝辞にかえさせていただきます。

参考文献

- France Allard, Nicole F Allard, Derek Homeier, John Kielkopf, Mark J McCaughrean, and Fernand Spiegelman. K–H₂ quasi-molecular absorption detected in the t-dwarf ϵ indi ba. *Astronomy and Astrophysics*, 474(2):L21–L24, 2007.
- Guillem Anglada-Escudé, Pedro J Amado, John Barnes, Zaira M Berdiñas, R Paul Butler, Gavin AL Coleman, Ignacio de La Cueva, Stefan Dreizler, Michael Endl, Benjamin Giesers, et al. A terrestrial planet candidate in a temperate orbit around proxima centauri. *Nature*, 536(7617):437–440, 2016.
- Mikhail I Budyko. The effect of solar radiation variations on the climate of the earth. *Tellus*, 21(5):611–619, 1969.
- Jade Checlair, Kristen Menou, and Dorian S. Abbot. No snowball on habitable tidally locked planets. *The Astrophysical Journal*, 845(2):132, 2017.
- Anthony D Del Genio, Michael J Way, David S Amundsen, Igor Aleinov, Maxwell Kelley, Nancy Y Kiang, and Thomas L Clune. Habitable climate scenarios for proxima centauri b with a dynamic ocean. *arXiv preprint arXiv:1709.02051*, 2017.
- Michaël Gillon, Amaury HMJ Triaud, Brice-Olivier Demory, Emmanuël Jehin, Eric Agol, Katherine M Deck, Susan M Lederer, Julien De Wit, Artem Burdanov, James G Ingalls, et al. Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star trappist-1. *Nature*, 542(7642):456–460, 2017.
- Jacob Haqq-Misra, Ravi Kumar Kopparapu, Natasha E Batalha, Chester E Harman,

- and James F Kasting. Limit cycles can reduce the width of the habitable zone. *The Astrophysical Journal*, 827(2):120, 2016.
- Yongyun Hu and Jun Yang. Role of ocean heat transport in climates of tidally locked exoplanets around m dwarf stars. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 111(2):629–634, 2014.
- H Jacobowitz, WL Smith, HB Howell, FW Nagle, and JR Hickey. The first 18 months of planetary radiation budget measurements from the nimbus 6 erb experiment. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 36(3):501–507, 1979.
- Manoj M Joshi and Robert M Haberle. Suppression of the water ice and snow albedo feedback on planets orbiting red dwarf stars and the subsequent widening of the habitable zone. *Astrobiology*, 12(1):3–8, 2012.
- S Kadoya. Theoretical study on diversity and evolution of climate of earth-like planets in habitable zone. *Doctoral thesis*, 2017.
- James F Kasting, Daniel P Whitmire, and Ray T Reynolds. Habitable zones around main sequence stars. *Icarus*, 101(1):108–128, 1993.
- K Ya Kondrat’ev. Radiation in the atmosphere. *Radiation in the atmosphere., by Kondrat’ev, K. Ya.. New York, NY (USA): Academic Press, 915 p., 1969.*
- R K Kopparapu, Eric T Wolf, Jacob Haqq-Misra, Jun Yang, James F Kasting, Victoria Meadows, Ryan Terrien, and Suvrath Mahadevan. The inner edge of the habitable zone for synchronously rotating planets around low-mass stars using general circulation models. *The Astrophysical Journal*, 819(1):84, 2016.
- Ravi Kumar Kopparapu, Ramses Ramirez, James F Kasting, Vincent Eymet, Tyler D Robinson, Suvrath Mahadevan, Ryan C Terrien, Shawn Domagal-Goldman, Victoria Meadows, and Rohit Deshpande. Habitable zones around main-sequence stars: new estimates. *The Astrophysical Journal*, 765(2):131, 2013.
- Glenn LaDrew. *the newsletter of Ottawa Centre*, 2001.

- Gerald R North, Robert F Cahalan, and James A Coakley. Energy balance climate models. *Reviews of Geophysics*, 19(1):91–121, 1981.
- GR North, JG Mengel, and DA Short. Simple energy balance model resolving the seasons and the continents: Application to the astronomical theory of the ice ages. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 88(C11):6576–6586, 1983.
- Raymond T Pierrehumbert. A palette of climates for gliese 581g. *The Astrophysical Journal Letters*, 726(1):L8, 2010.
- David Pollard and James F Kasting. Snowball earth: A thin-ice solution with flowing sea glaciers. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 110(C7), 2005.
- NA Rayner, De E Parker, EB Horton, CK Folland, LV Alexander, DP Rowell, EC Kent, and A Kaplan. Global analyses of sea surface temperature, sea ice, and night marine air temperature since the late nineteenth century. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 108(D14), 2003.
- Antígona Segura, James F Kasting, Victoria Meadows, Martin Cohen, John Scalo, David Crisp, Rebecca AH Butler, and Giovanna Tinetti. Biosignatures from earth-like planets around m dwarfs. *Astrobiology*, 5(6):706–725, 2005.
- William D Sellers. A global climatic model based on the energy balance of the earth-atmosphere system. *Journal of Applied Meteorology*, 8(3):392–400, 1969.
- Aomawa L Shields, Victoria S Meadows, Cecilia M Bitz, Raymond T Pierrehumbert, Manoj M Joshi, and Tyler D Robinson. The effect of host star spectral energy distribution and ice-albedo feedback on the climate of extrasolar planets. *Astrobiology*, 13(8):715–739, 2013.
- Aomawa L Shields, Cecilia M Bitz, Victoria S Meadows, Manoj M Joshi, and Tyler D Robinson. Spectrum-driven planetary deglaciation due to increases in stellar luminosity. *The Astrophysical Journal Letters*, 785(1):L9, 2014.

- Eiichi Tajika and Takafumi Matsui. Evolution of terrestrial proto-co₂ atmosphere coupled with thermal history of the earth. *Earth and Planetary Science Letters*, 113(1-2):251–266, 1992.
- Starley L Thompson and Eric J Barron. Comparison of cretaceous and present earth albedos: Implications for the causes of paleoclimates. *The Journal of Geology*, 89(2):143–167, 1981.
- James CG Walker, PB Hays, and James F Kasting. A negative feedback mechanism for the long-term stabilization of earth's surface temperature. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 86(C10):9776–9782, 1981.
- Stephen G Warren, Warren J Wiscombe, and John F Firestone. Spectral albedo and emissivity of co₂ in martian polar caps: model results. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 95(B9):14717–14741, 1990.
- Darren M Williams and James F Kasting. Habitable planets with high obliquities. *Icarus*, 129(1):254–267, 1997.
- Jun Yang, Nicolas B Cowan, and Dorian S Abbot. Stabilizing cloud feedback dramatically expands the habitable zone of tidally locked planets. *The Astrophysical Journal Letters*, 771(2):L45, 2013.
- Jun Yang, Yonggang Liu, Yongyun Hu, and Dorian S Abbot. Water trapping on tidally locked terrestrial planets requires special conditions. *The Astrophysical Journal Letters*, 796(2):L22, 2014.