

生命保有可能系外惑星 GJ667Cc の気候モデリング

北海道大学理学部 地球惑星科学科
惑星宇宙グループ
倉本研究室 4 年

学生番号 02110867
成田 一輝

指導教員 倉本 圭

2015/02/02

要旨

近年の系外惑星発見数の増加に伴い、数値モデリングを通じ系外惑星のハビタビリティ(生命存在可能性)を考察する研究(例えば Wordsworth et al., 2011; Leconte et al., 2013)が行われるようになった。系外惑星の中でも、観測技術、絶対数、そしてハビタビリティの観点から同期回転する地球型惑星は研究対象として重要である。

こうした背景に鑑み、本論文ではまず Forget et al. (2013) に基づき全球気候モデルの概要をまとめた。その上で地球類似性指数 ESI(Schulze-Makuch et al., 2011) が 2014 年 11 月 20 日現在で最も高い (PHL, 2012) 系外惑星 GJ667Cc を対象に、全球気候モデルのひとつである dcpam5 によるモデリングを行った。また対照実験として地球設定での計算も行った。この結果をもとに、地表面温度と降水量の全球平均値と分布の地球との比較、地表面温度分布や降水量分布と大気循環との照合、全球風化率の推定、夜半球に水が局在化するタイムスケールの推定を行った。これらの項目を検討することで GJ667Cc の気候を大局的に理解することが本研究の目的である。

モデリングの結果、全球平均値に関しては GJ667Cc 設定は地球設定に比べて地表面温度が約 40 K 低く、年間降水量が約 320 mm 少なかった。分布をみると、GJ667Cc の昼半球は恒星直下点を中心に高温多雨で、夜半球は高緯度に寒極がありその周囲に微量の降水が分布していた。GJ667Cc 設定に特徴的な大気循環構造として、高緯度に達した昼半球のハドレー循環、極を通る昼夜対流、スーパーローテーション、そして夜半球の寒極を中心とした渦が確認された。GJ667Cc の地表面温度や降水量の分布はこの大気循環構造により説明できる。GJ667Cc の全球風化率は地球の約 5.8 倍と見積もられた。風化は温室効果気体である大気中の CO₂ を消費するプロセスであるが、供給プロセスである火成活動をスケーリングにより地球の 3.8 倍と仮定すると消費が供給を上回るため、ウォーカー・フィードバック (Walker et al., 1981) の作用により地表面温度はモデル計算値より低温になる。GJ667Cc に地球スケーリングの海を仮定すると、水の局在化に要する時間は約 1870 万年と推定された。この値は生命の誕生や進化にとっては十分とは言えないが、この推定で考慮しなかった風化との相互作用を勘案すると実際の局在化時間はこれよりも長くなる可能性が高い。

本研究は GJ667Cc の気候を理解するために検討すべき内容を項目に分けて考察しており、個々の要素の理解が主体である。しかし、実際の気候のふるまいは複数の要素が相互に関わって実現されるものである。本研究のモデルを発展させて、物質循環、風化、水の局在化といった要素からなる気候システムの挙動を明らかにし、その長期的安定性を議論することで GJ667Cc のハビタビリティを考察することが今後の課題である。

目次

第 1 章	はじめに	4
第 2 章	全球気候モデルの概要	7
第 3 章	GJ667Cc の説明	10
3.1	GJ667C	10
3.2	GJ667Cc	11
3.3	観測と仮定により得られる GJ667Cc の物理量	13
第 4 章	問題設定と予想	17
4.1	問題設定	17
4.1.1	地表面温度と降水量の全球平均値および分布の地球との比較	17
4.1.2	地表面温度分布, 降水量分布と大気循環との照らし合わせ	18
4.1.3	全球風化率の推定	18
4.1.4	夜半球に水が局在化するタイムスケールの推定	21
4.2	予想	23
第 5 章	dcpam5 の概要および計算設定	26
5.1	力学過程	26
5.2	物理過程	28

5.3	計算設定	28
第 6 章	結果および考察	31
6.1	地表面温度の全球平均値と分布	31
6.2	降水量の全球平均値と分布	34
6.3	大気循環と地表面温度分布・降水量分布との関係	37
6.4	全球風化率	47
6.5	水の局在化時間	49
第 7 章	まとめと展望	52
7.1	本研究のまとめ	52
7.2	展望	53
	謝辞	54
付 録 A	Forget et al. 2013 全訳	55
A.1	序論：仮想惑星の構築	55
A.2	惑星全球気候モデルをどのように構築するか	56
A.2.1	「レンガ」の積み重ね	56
A.2.2	力学コア	59
A.2.3	放射伝達	61
A.2.4	乱流と対流	63
A.2.5	地表と地中の熱平衡	64
A.2.6	地表と大気での揮発性物質の相転移	65

A.2.7 付加的なスキーム	66
A.3 太陽系で得た教訓	67
A.3.1 いくつかの惑星での成功	67
A.3.2 なぜ・どんなときに全球気候モデルは機能しなくなるか	71
A.4 地球型惑星の普遍的な気候モデル構築に向けて	73
A.4.1 ただひとつのモデルであらゆる気候をシミュレートする	73
A.4.2 ハビタビリティのモデリング	74
A.5 結論	75
付録 B 図録	79

第1章 はじめに

系外惑星—太陽以外の恒星を周回する惑星—は 1995 年に初めて報告されて以来続々と発見されてきた。その数は 2015 年 1 月 9 日時点で 1876 個にのぼる (The Extrasolar Planets Encyclopaedia)。近年、系外惑星の存在が普遍的なものであることが示唆されており、そのことは我々が古くから持つ「地球の外に生命は存在するのか」という問いを以前よりも現実味を帯びたものへと変貌させた。現在では、系外惑星の生命存在可能性 (ハビタビリティ) を、数値計算によるモデリングを通して考察する研究も行われるようになっている (例えば Wordsworth et al., 2011; Leconte et al., 2013)。

ハビタビリティという観点で系外惑星をモデリングするとき、同期回転する地球型惑星は対象として興味深い。同期回転する惑星は自転と公転の周期が一致しているために恒常的な昼半球と夜半球をもつ。同期回転する地球型惑星が興味深い対象である理由は以下の通りである。第 1 に、系外惑星を観測する技術の都合上、軌道半径が小さな惑星ほど発見されやすいという事情がある。第 2 に、恒星の中で多数を占めるのが M 型星とよばれる小さくて暗い恒星であることが知られている。M 型星では、生命に必要な液体の水が惑星表面に存在できる軌道領域、すなわち「ハビタブルゾーン」の半径が小さくなる。第 3 に、恒星に近い軌道を周回する惑星は恒星からの強い潮汐力によって自転周期が公転周期と一致した同期回転をするようになる。これら 3 つの事情から、M 型星を周回する軌道半径の小さい系外惑星が発見されやすく、そのような惑星の一部はハビタブルゾーン内にあり、同期回転している可能性が高い。また、そうした条件を満たすとしても木星型惑星 (主に H_2 ガスからなる巨大惑星) や天王星型惑星 (NH_3 , CH_4 , H_2O の氷からなるマントルと H_2 , He , CH_4 ガスの大気からなる巨大惑星) は明確な大気と固体部分の境界をもたず、地表に水が存在するという条件を満たし得ない。こうした理由から、同期回転する地球型惑星は観測データを踏まえたハビタビリティの考察の対象として重要なのである。

こうした背景に鑑み、本論文ではまず地球型惑星の全球気候モデル (Global Climate Model, GCM) の基礎事項を概観した Forget et al. (2013) をレビューする。その上で、同期回転していると考えられている地球型系外惑星の GJ667Cc を対象に、GCM のひとつである dcpam5 によるモデリングを行い、対照実験として行った地球設定での計算結果と照らし合わせて GJ667Cc の気候の大局的な理解を試みる。

本研究で GJ667Cc を対象とした理由を述べておく。ハビタビリティを考察する目的で系外惑星をモデリングする場合、生命の存在する可能性が高い惑星を対象とするのが妥当な方

法であると考えた。その際、生命の存在する可能性が高い惑星であるか否かをどのように判断するかが問題であるが、ひとつの基準となるのが、「地球とその惑星がどの程度似ているか」である。地球には現に生命が存在するので、地球に似た惑星ほど生命の可能性が高いと言えそうである。地球にどの程度似ているかは、ESI(Earth Similarity Index, 地球類似性指数)という指標で表すことができる。ESIは以下の式で記述される (Schulze-Makuch et al., 2011).

$$ESI = \prod_{i=1}^n \left(1 - \left| \frac{x_i - x_{i0}}{x_i + x_{i0}} \right| \right)^{\frac{w_i}{n}} \quad (1.1)$$

x_i は惑星のプロパティ, x_{i0} は対応する地球のプロパティ, w_i は重み指数, そして n はプロパティの総数である。地球自身の ESI は 1 であり, 各プロパティが地球とかけ離れているほど ESI の値は小さくなり 0 に漸近する。惑星のプロパティと対応する地球のプロパティ, および重み指数は表 1.1 に記載した。

2014 年 11 月 20 日現在, ESI が最も大きい系外惑星は GJ667Cc で, その値は 0.85 である (PHL, 2012)。無論 ESI は唯一の尺度ではないのだが, 上述の目的でモデリングする系外惑星を決定する際のひとつの合理的な動機たり得るだろう。以上が本研究で GJ667Cc を対象とした理由である。

本研究の目的は, GJ667Cc のモデリングを行い, 地球との比較を通じ気候を大局的に理解することである。具体的には以下を行う。

- ・ 地表面温度と降水量の全球平均値および分布の地球との比較
- ・ 地表面温度分布, 降水量分布と大気循環との照らし合わせ
- ・ 全球風化率の推定
- ・ 夜半球に水が局在化するタイムスケールの推定

最終的な到達目標は, GJ667Cc のハビタビリティを評価することである。そのためにはまず, 単純化したモデルを構築し対象の大まかな全体像を押さえることが必要である。本研究は最終目標のための下準備として行うものである。

本論文は 7 つの章と付録からなる。2 章では, Forget et al. (2013) をレビューし, 全球気候モデルの仕組みや系外惑星への応用について簡潔にまとめる。3 章では, 本研究で対象とする系外惑星 GJ667Cc について観測から直接わかっていること, 観測から間接的に推定されることを Anglada-Escudé et al. (2013) に基づいて述べた後, 本研究において GJ667Cc をモデリングする際に用いた各プロパティを示す。4 章では, 本研究におけるモデリングの目的を整理し, その中で必要となる風化率と水の局在化に要するタイムスケール

ルの推定の考え方の概要を述べ定式化を行った上で結果の予想をたてる。5章では、モデリングに用いた GCM である dcpam5 の概要および GJ667Cc 計算と地球計算の設定を記述する。6章では、計算結果に対する考察を1章で目的として挙げた項目に沿って展開する。7章では、本研究全体をまとめ、今後検討すべき課題についても言及する。付録には2章でレビューした Forget et al. (2013) の全訳を掲載した。

表 1.1: ESI で用いられる惑星のプロパティ, 地球のプロパティ, そして重み関数. E_u は地球を 1 として規格化した値

惑星のプロパティ	地球のプロパティ	重み指数
惑星半径	$1.0 E_u$	0.57
密度	$1.0 E_u$	1.07
脱出速度	$1.0 E_u$	0.70
地表面温度	288 K	5.58

第2章 全球気候モデルの概要

この章では, Forget et al. (2013) をもとに全球気候モデルの概要と系外惑星への応用について記述する.

全球気候モデル (Global Climate Model, GCM) とは, 物理の方程式に基づき, 大気のもつ物理量の時間発展を求める数値モデルである. GCM はもともと地球を対象として開発された. GCM では, 複雑な気候システムを数個の連立微分方程式のみに基づいて表現する. これらの式は地球でのみ通用する経験的なものではなく, 普遍的な物理や化学に基づいたものである. したがって GCM は他の地球型惑星や, 地球のような大気を持つ衛星に適用することが可能である. これまで太陽系の惑星や衛星への応用において一定の成功を取めているほか, 実際に観測することができない系外惑星の気候を調査するときにも有用である.

GCM は以下の5つの必須要素からなる (図 2.1). (1) 力学コア, (2) 放射伝達解法, (3) 乱流と対流のパラメタリゼーション, (4) 地表と地中の熱モデル, (5) 揮発性物質の相転移コード. ここに付加的な要素として光化学プロセスやエアロゾルの効果などを加えることもできる.

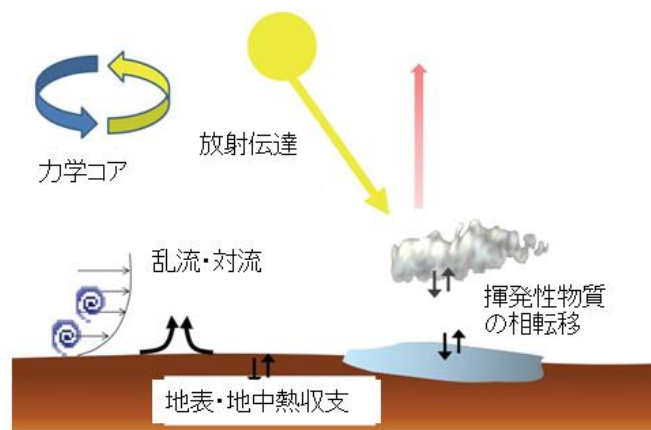


図 2.1: GCM の構成要素. Forget et al. (2013) の図を一部改変.

力学コアは GCM で最も中心的で、運動方程式、連続の式、熱力学の式、状態方程式、トレーサーの輸送方程式を解いて各物理量の時間発展を求める部分である。これらの式は自転する惑星の大気を想定した簡略化がなされている。具体的には、静水圧近似、浅い大気近似、比熱 C_p の温度依存性を無視する、などである。

GCM で方程式を解く際、我々になじみ深い連続形式のままでは扱えないため、空間的、時間的に非連続な、とびとびの値に置き換える必要がある。この手続きを離散化という。これにより空間を格子点で表現し、所定の時間ステップで数値的に方程式を解いて、格子点上での物理量の時間発展を求める。

放射伝達解法では、太陽放射と惑星放射が大気によってどの程度吸収されるか、あるいはどの程度透過するかを求め、光によるエネルギーのやり取りを計算する。分光データをもとに放射伝達方程式を解くにはいくつかの方法がある。スペクトル線 1 本ごとに吸収係数を求めて積分するラインバイラインモデルは正確であるが、計算コストが高すぎる。実際には、振動数帯をいくつかの区間に分け、その区間内にあるスペクトル線のそれぞれの吸収係数をその平均値によって代表し、その値を積分するバンドモデルが用いられる。バンドモデルの一種である相関 k 分布法は区間内でのスペクトルの吸収線を強度順に並べなおした上で吸収係数を求め、そこに適当な関数をフィッティングして積分するため、従来のバンドモデルよりも精度が高い。

乱流・対流は格子点間隔よりも小さいスケールで起こる混合現象である。これは力学コアで解くことができないため、パラメタライズして表現する必要がある。乱流を取り扱う方法には Mellor and Yamada (1982) による乱流クロージャスキームがある。このスキームは、細かいスケールの乱流による熱や運動量の輸送を評価する手法である。対流を取り扱う方法には対流調節スキームがある。このスキームは、格子間隔以下のスケールでの対流セルを表現し、熱や水蒸気の鉛直輸送を表す手法である。

地表と地中の熱モデルでは、惑星表面の温度を決めるために地表面の熱収支が記述される。惑星の表面が固体であれば、日射などの流入フラックスと、地中での熱伝導とのバランスによって温度が決定される。

惑星の表面に液体の海がある場合は、固体の場合に比べ取り扱いが難しくなる。様々なモデルでの表現が試みられており、例えばスラブオーシャンモデルという海流は考慮しないが高い熱伝導率を仮定したモデルや、海洋循環まで含めたモデルなどがある。

揮発性物質の相転移コードでは、潜熱や放射特性の変化によりエネルギーバランスに影響を及ぼす化学種の相転移を扱っている。ここで考慮しているのは、蒸発、凝結、降水プロセスである。蒸発プロセスは、地表面での化学種の蒸発フラックスが乱流輸送にコントロールされると考えることで組み込まれる。

凝結プロセスは、各時間ステップの最後において、注目している化学種が気固平衡となる

のにどれだけの蒸気が凝結すればよいかを，エネルギー収支を考慮して計算することで表現される．降水プロセスは，雲の凝結物量にしきい値を設け，それを超えると降水が起こると考えることでパラメタライズできる．

その他のスキームは必要に応じて GCM に盛り込まれる．例えば，光分解の際の化学反応を計算する光化学モデルを盛り込むと観測で得られた分子存在度の分布を解釈することができる．他には，エアロゾルの輸送モデルを盛り込むことでエアロゾルの起源の研究に活用することができる．

GCM はこれまでに太陽系にある惑星や衛星への応用において一定の成功を収めてきた．最近では GCM による系外惑星研究も行われている．Wordsworth et al. (2011) は Gliese 581d のモデリングを行った．さまざまな設定で 3 次元シミュレーションを行い，Gliese 581d が地表に液体の水を持つと結論づけた．これにより Gliese 581d はハビタブルゾーン内にある最初のスーパーアース (地球の数倍程度の質量をもつ地球型惑星) と認められた．Leconte et al. (2013) は Gliese 581c と HD 85512b などの温暖な同期回転惑星のモデリングを行い，同期回転惑星には暴走温室状態と大気崩壊状態 (水が夜半球に局在的に蓄積される) の 2 つの気候の安定解が存在することを示した．

第3章 GJ667Cc の説明

この章では, Anglada-Escudé et al. (2013) に基づき, 本研究の対象である GJ667Cc とその主星の観測データ, 観測から推定される事柄について述べ, 最後にモデリングの際に用いた惑星の物理量を示す.

3.1 GJ667C

系外惑星 GJ667Cc の主星である GJ667C は, お互いを周回する GJ667A と GJ667B のペアの周囲を回っており, 三重連星をなしている. GJ667A および B は K 型星であるが, GJ667C は M 型星 (赤色矮星) であり (Geballe et al., 2002), その質量はおよそ $0.33M_{\odot}$ である (Anglada-Escudé et al., 2012). ここで M_{\odot} は太陽質量である. GJ667A および B の連星から GJ667C までの距離はおよそ 230 AU である. 地球から GJ667C までの距離はおよそ 6.8 pc である (van Leeuwen, 2007). 恒星活動の穏やかさと自転周期の見積もり (自転周期 $P > 100$ 日) から, GJ667C の年齢は 2 Gyr^1 以上であると推定される (Reiners and Mohanty, 2012).

GJ667C の周りには最大で 7 つの惑星が周回しているとみられる. これはヨーロッパ南天天文台 (ESO) が保有する HARPS (High Accuracy Radial velocity Planet Searcher, 高精度視線速度系外惑星探査装置) によるドップラー法 (周囲からの重力の影響でふらつく恒星の光のドップラー偏移を観測することで間接的に惑星の存在を検出する手法) を用いた観測結果を解析することで明らかになった. 系外惑星は「直接」観測することがほとんどの場合不可能であり, ドップラー法のような間接的手法に頼ることになる. ドップラー法では恒星のスペクトルを観察するため, その変動が周囲の惑星との重力相互作用ではなく, 恒星活動と恒星の自転によってもたらされたものである場合もある. したがって間接的手法により検出された系外惑星は, 追観測と解析によって正式な発見と認められるまでは候補天体に留まる. GJ667C を周回するとみられる 7 つの系外惑星の場合, GJ667Cb から GJ667Cg までの 6 つが確認済みの天体だが, GJ667Ch は候補天体である.

¹ここでいう 1yr とは地球の 1 年である. なおこれ以降時間を表す単位はすべて地球を基準にしたものである.

3.2 GJ667Cc

GJ667Cc は、2011 年にドップラー法によって発見された (Bonfils et al., 2011). ドップラー法では恒星のスペクトルの時間変化を観測するため、それに連動している惑星の公転周期がただちにわかる. GJ667Cc の公転周期は 28.14 日である.

公転周期がわかると、軌道長半径を求めることができる. 具体的な手続きは以下の通りである. なお本節内の以下の数式変形は井田 (2007) をもとに一部改変した. 恒星と惑星が共通重心を回っている連星系を考える. 恒星質量を M_* , 惑星質量を $M_p (\ll M_*)$, 惑星の軌道長半径を a , 恒星から共通重心までの距離を a_* とすると,

$$\begin{aligned} a_* M_* &= (a - a_*) M_p \\ a_* &= a \frac{M_p}{M_* + M_p} \\ &\simeq a \frac{M_p}{M_*} \end{aligned}$$

恒星の共通重心周りの公転角速度を Ω_* とすると、遠心力と重力のつり合いから、

$$\begin{aligned} G \frac{M_* M_p}{a^2} &= M_* a_* \Omega_*^2 \\ &= \frac{M_* M_p}{M_* + M_p} a \Omega_*^2 \\ \Omega_*^2 &= \frac{G(M_* + M_p)}{a^3} \\ \Omega_* &= \left(\frac{G(M_* + M_p)}{a^3} \right)^{\frac{1}{2}} \\ &\simeq \left(\frac{GM_*}{a^3} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

公転周期と公転角速度との関係式から、恒星の公転周期を T_* , 惑星の公転周期を T_p とすれば、惑星の軌道長半径 a は、

$$\begin{aligned} T_p = T_* &= \frac{2\pi}{\Omega_*} \\ &\simeq 2\pi \left(\frac{a^3}{GM_*} \right)^{\frac{1}{2}} \\ a &\simeq \left(\frac{GM_* T_*^2}{4\pi^2} \right)^{\frac{1}{3}} \end{aligned}$$

と求まる．ここに主星質量と公転周期を代入すると，GJ667Cc の軌道長半径は 0.125 AU である．

次に求められるのは惑星質量の下限値である．ドップラー観測は視線方向のスペクトル変化を捉えるので，視線と観測する惑星の公転軌道面の垂線とのなす角 i がわからない限り惑星の真の質量を求めることはできない．惑星の下限値は以下の計算によって得られる．恒星の運動する速さを v_* とすると，

$$\begin{aligned} v_* &= a_* \Omega_* \\ &\simeq a_* \left(\frac{GM_*}{a^3} \right)^{\frac{1}{2}} \\ &\simeq a \frac{M_p}{M_*} \left(\frac{GM_*}{a^3} \right)^{\frac{1}{2}} \\ &= M_p \left(\frac{G}{M_* a} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

実際の観測でわかるのは v_* でなく， $v_{r,0} = v_* \sin i$ という値である．よって，

$$\begin{aligned} v_{r,0} &\simeq M_p \sin i \left(\frac{G}{M_* a} \right)^{\frac{1}{2}} \\ M_p \sin i &\simeq v_{r,0} \left(\frac{M_* a}{G} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

と惑星の下限質量 $M_p \sin i$ を求められる．GJ667Cc の下限質量は $3.8M_\oplus$ (M_\oplus は地球質量) である．

GJ667Cc は主星 GJ667C のハビタブルゾーン内に入っているだろうか．Kopparapu et al. (2013) による最も新しいハビタブルゾーンの計算結果によれば，GJ667C の周りにおける $1M_\oplus$ の惑星にとってのハビタブルゾーンの内側境界は 0.095-0.126 AU であり，外側境界は 0.241-0.251 AU である．さらに Kopparapu et al. (2013) によれば，地球より質量の大きい惑星はハビタブルゾーンの内側境界がより主星に近い位置におかれる．以上のことから，軌道長半径 0.125 AU，下限質量 $3.8M_\oplus$ の GJ667Cc はハビタブルゾーン内にあると考えてよい (図 3.1)．

では次に，GJ667Cc の質量の上限値を見積もることにする．上限値を知ることができれば GJ667Cc の持ち得る質量の範囲がわかり，この惑星が地球型惑星である可能性の程度

を推量することができる。Anglada-Escudé らは以下のようなモデル計算を行った。未確認である GJ667Ch を除く 6 個の惑星が同一平面内を公転する GJ667C の惑星系を仮定する。視線と公転軌道面に垂直な軸とのなす角 i を段階的に小さくしていき (したがって惑星の真の質量は段階的に大きくなり、惑星間の重力相互作用が強まるため系は不安定になる)、系がどれくらいの期間安定して存在できるかを調べる。角度 i は 90° から 10° 刻みで小さくする。結果は、系が 100 万年以上安定に存在するには、 $i > 30^\circ$ であることが必要というものだった。 $i = 30^\circ$ のとき、惑星の真の質量 M_p は、

$$\begin{aligned} 3.8M_\oplus &= M_p \sin 30^\circ \\ M_p &= 7.6M_\oplus \end{aligned}$$

である。これを GJ667Cc の上限質量と認めると、あり得る質量の範囲は $3.8 - 7.6M_\oplus$ である。したがって GJ667Cc はスーパーアース (地球の数倍から 10 倍程度の質量をもつ地球型惑星) である可能性が高い²。

最後に GJ667Cc の自転周期と公転周期の関係、および自転軸傾斜角について考える。M 型星のハビタブルゾーンにある惑星は、主星との近さが原因で強い潮汐作用を受け、自転周期と自転軸傾斜角に影響を受ける (Dole 1964; Kasting et al. 1993; Barnes et al. 2008; Heller et al. 2011)。潮汐力は長い時間をかけて惑星の自転周期を公転周期と一致させ、また自転軸を公転軌道面に直立させる (これらを潮汐ロックという) ように作用する。質量が $0.3M_\odot$ 程度の恒星のハビタブルゾーン内にあるスーパーアースの場合、潮汐ロックが起こるまでの時間は $10^6 - 10^9$ 年である (Heller et al. 2011)。前節で述べたように主星である GJ667C の年齢は少なくとも 2 Gyr と見積もられていることから、GJ667Cc はその自転軸が公転面に直交した状態で同期回転しているはずである。

3.3 観測と仮定により得られる GJ667Cc の物理量

この節では、Anglada-Escudé et al. (2013) で与えられた GJ667Cc の物理量に独自に仮定した物理量を加えた、本研究のモデリングに用いる GJ667Cc の物理量のリストを掲載する。

²ドップラー観測だけでは惑星の半径が判明しないため、組成を特定することができない。したがって、質量の範囲のみでは地球型惑星であると言い切れない。実際、知られている最も軽いガス惑星 GJ1214b の質量は $6.55M_\oplus$ である (Charbonneau et al. 2009)。

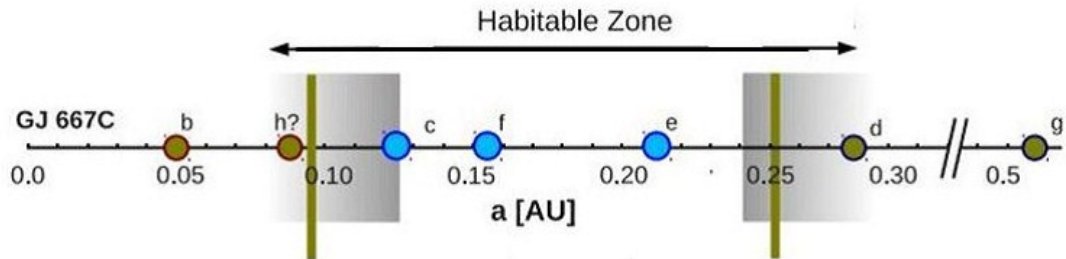


図 3.1: GJ667C の惑星系. ハビタブルゾーンの内側境界と外側境界のグレーの影がついた領域では, 惑星がハビタブルであるためにそれぞれ H_2O の雲と CO_2 の雲の寄与が必要になる. GJ667Cc はハビタブルゾーンの内側境界付近に位置している. Anglada-Escudé et al. (2013) を一部改変.

表 3.1: GJ667Cc の物理量. 本研究のモデルで用いた物理量の名称, 値, 由来, そして値の決定に際しての備考を記した. 由来とは, その物理量の値が決定された方法のことであり, 「実測」は観測で直接わかる値, 「計算」は観測データを物理の方程式に当てはめて導出できる値, 「仮定」は観測的根拠がない仮定の値である. 「実測」および「計算」による値は Anglada-Escudé et al. (2013) による.

物理量	値	由来	備考
公転周期	28.14 日	実測	-
自転角速度	2.591×10^{-6} rad/s	計算	公転と自転の周期が一致するように設定
惑星質量	$3.8 M_{\oplus}$	計算	-
軌道長半径	0.125 AU	計算	-
軌道離心率	0.02 (0.0167)	計算	恒星の相対速度変化を考慮して算出
恒星放射	1230 W/m^2	計算	恒星の温度と軌道長半径から算出
惑星半径	9938 km	仮定	地球と同密度を仮定
重力加速度	15.3 m/s^2	仮定	地球と同密度を仮定
地表面気圧	$3.8 \times 10^5 \text{ Pa}$	仮定	(地球スケーリング)

表 3.1 について注意すべき点をいくつか述べておく。下限質量を惑星の真の質量として採用したのは、本研究において GJ667Cc を対象とした理由が地球への高い類似性であり、不定性がある物理量に関してはより地球に近い値を用いた方が目的に沿っていると考えたからである。関連して、表 3.1 では 0.02 となっている軌道離心率も実際は 0-0.17 (Anglada-Escudé et al., 2013) と不定性が高いため、モデルで用いた軌道離心率の値は地球と同じ値 0.0167 に揃えた。惑星半径と重力加速度の決定は、観測と計算に由来する物理量は表 3.1 の値を前提とした上で、GJ667Cc が地球型惑星であり地球と同じ平均密度をもつと仮定することから出発する。GJ667Cc の半径を r_{GJ} 、重力加速度を g_{GJ} 、地球の半径を r_{\oplus} 、重力加速度を g_{\oplus} 、質量を M_{\oplus} 、共通の密度を ρ とする。質量は体積と密度の積なので、

$$\begin{aligned} 3.8M_{\oplus} &= \frac{4}{3}\pi r_{GJ}^3 \rho \\ 3.8 \cdot \frac{4}{3}\pi r_{\oplus}^3 \rho &= \frac{4}{3}\pi r_{GJ}^3 \rho \\ r_{GJ} &= 3.8^{\frac{1}{3}} r_{\oplus} \\ &\simeq 1.56r_{\oplus} \end{aligned}$$

ここに地球の惑星半径 $r_{\oplus} = 6371 \text{ km}$ を代入して r_{GJ} を得る。次に重力加速度の表式から、

$$\begin{aligned} g_{GJ} &= \frac{G \cdot 3.8M_{\oplus}}{r_{GJ}^2} \\ &= \frac{G}{r_{GJ}^2} \frac{4}{3}\pi r_{GJ}^3 \rho \\ &= \frac{4}{3}\pi G r_{GJ} \rho \\ g_{GJ} &\propto r_{GJ} \end{aligned}$$

この関係から g_{GJ} を決定できる。地表面気圧は以下のようにスケールできる。GJ667Cc の地表面気圧を P_{GJ} 、大気の質量を m_{GJ} 、地表面積を S_{GJ} 、地球の地表面気圧を P_{\oplus} 、大気の質量を m_{\oplus} 、地表面積を S_{\oplus} とする。地表面気圧とは大気にかかる重力を地表面積で割ったものだから、

$$P_{GJ} = \frac{m_{GJ} g_{GJ}}{S_{GJ}}$$

大気の質量は地球の 3.8 倍とおいたので以下のように求まる。

$$m_{GJ} = 3.8m_{\oplus}$$

重力加速度は以下のように求まる。

$$\begin{aligned}
 g_{GJ} &= \frac{4}{3}\pi Gr_{GJ}\rho \\
 &= 3.8^{\frac{1}{3}}\frac{4}{3}\pi Gr_{\oplus}\rho \\
 &= 3.8^{\frac{1}{3}}g_{\oplus}
 \end{aligned}$$

地表面積は以下のように求まる.

$$\begin{aligned}
 S_{GJ} &= 4\pi r_{GJ}^2 \\
 &= 3.8^{\frac{2}{3}} \cdot 4\pi r_{\oplus}^2 \\
 &= 3.8^{\frac{2}{3}} S_{\oplus}
 \end{aligned}$$

以上から地表面気圧は以下のように決まる.

$$\begin{aligned}
 P_{GJ} &= \frac{m_{GJ}g_{GJ}}{S_{GJ}} \\
 &= \frac{3.8m_{\oplus}3.8^{\frac{1}{3}}g_{\oplus}}{3.8^{\frac{2}{3}}S_{\oplus}} \\
 &= 3.8^{\frac{2}{3}} \cdot \frac{m_{\oplus}g_{\oplus}}{S_{\oplus}} \\
 &= 3.8^{\frac{2}{3}} P_{\oplus} \\
 &\simeq 2.4P_{\oplus}
 \end{aligned}$$

なお本研究では筆者の計算が誤っていたため地表面気圧を地球の 3.8 倍としてモデリングを行っている. また地表面気圧は初期条件として与えており, 時間発展とともにモデル内で整合的に計算される.

第4章 問題設定と予想

第1章で本研究の目的と検討する問題について簡単に述べたが、この章では GJ667Cc の気候について、地球と比較しながら理解するために具体的に検討する内容を改めて示し、問題設定を固める。また数値モデルによる計算に先立ち、ここで設定した各問題に対する結果の予想を行う。

4.1 問題設定

モデル計算によって得られる物理量を用いて以下の項目について検討する。

- ・ 地表面温度と降水量の全球平均値および分布の地球との比較
- ・ 地表面温度分布、降水量分布と大気循環との照らし合わせ
- ・ 全球風化率の推定
- ・ 夜半球に水が局在化するタイムスケールの推定

各項目の詳細を以下の項で説明する。

4.1.1 地表面温度と降水量の全球平均値および分布の地球との比較

地表面温度は惑星の気候状態を表す最も基本的な物理量である。また液体の水の循環は、生命活動に密接に関係する。これらについて、シミュレートされた GJ667Cc の大気システムと地球のそれとで比較する。まずは GJ667Cc の取り得る気候システムの全体像を把握すること、および地球との境界条件の相違点のうちどの要素が気候状態の差異に寄与しているのかを検討することがねらいである。

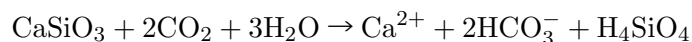
4.1.2 地表面温度分布, 降水量分布と大気循環との照らし合わせ

大気循環構造はその惑星の気候を決定づける重要な因子である。特に同期回転惑星では地球と異なった循環パターンを示すはずである。GJ667Cc モデルの風速場を観察し、温度や降水の分布との対応を確認することがねらいである。

4.1.3 全球風化率の推定

化学的風化(以下単に風化という)は温室効果気体である CO_2 の固定作用をコントロールするので、長期的な気候の安定性、ひいてはハビタビリティを考えるうえで重要な要素のひとつである。本研究では GJ667Cc でも地球と同様のプロセスで風化が起こっているものとして地表面温度と降水量データから風化率を見積もる。その背景と方法について、以下で説明する。

地球には百万年スケールのタイムスケールをもつ炭素循環が存在する(図 4.1)。火成活動によって大気に供給された CO_2 は地球表層での水循環に伴って雨水や地下水に溶ける。 CO_2 を含んだ水は大陸表面のケイ酸塩鉱物を溶解する。これが風化である。この反応によって炭素は炭酸水素イオンの形をとり、溶け出したカルシウムイオンなどとともに河川を通じ海洋へ流れ込む。海洋ではこれらが反応し炭酸塩鉱物として海底に沈殿する。沈殿した炭酸塩鉱物はプレート運動によって地球内部に運ばれ高温下で CO_2 へと分解される。これが脱ガスによって再び大気中に供給される。これが炭素循環の概要である。この一連のプロセスの中で、温室効果気体である CO_2 の挙動に着目する。 CO_2 は風化によって大気から除去され、脱ガスによって大気に供給されている。したがって大気中の CO_2 分圧は、風化と脱ガスの速度バランスによって決定される。脱ガスは地球内部のプロセスであるため表層の気候の影響を受けず、長いタイムスケールにおいて大気に一定の割合で CO_2 を供給し続けると考えてよい。風化はケイ酸塩鉱物の溶解反応であり、次の化学反応式で表される。



この反応で 1 mol の Ca^{2+} イオンが生じると、2 mol の CO_2 が消費される。そして海洋中では、次の沈殿反応により CaCO_3 が生成される。



重炭酸イオンの一部が CO_2 として再放出されるが、結局、大気からは正味で 1 mol の CO_2 が除去されることになる。ここで重要なのが風化率に温度依存性があり、地表面温度が

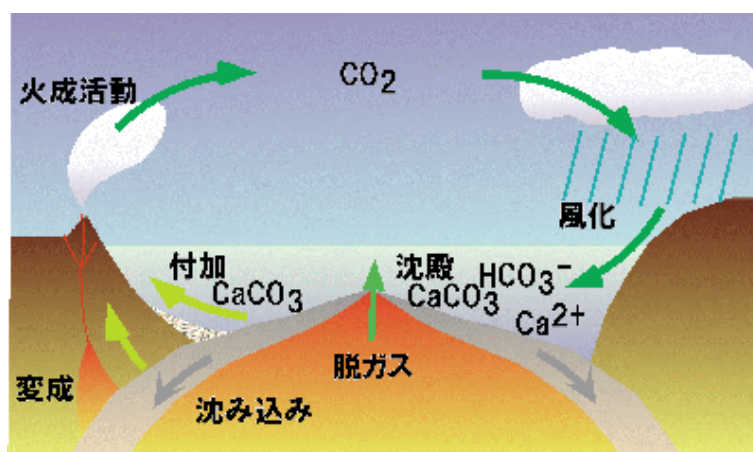


図 4.1: 地球の炭素循環. <http://www.ep.sci.hokudai.ac.jp/~keikei/enlighten/earth.html> から引用.

高いと反応は進みやすく、逆に地表面温度が低いと進みにくくなるという事実である。このため地球には地表面温度の変動を緩和する負のフィードバックが存在することになる (Walker et al., 1981).

どういふことなのか、図 4.2 を用いて具体的に考えることにする。脱ガスによる CO₂ の供給速度は一定とし、初期条件では風化と脱ガスがバランスしていたとする。いま仮に恒星放射が突然増加して地表面温度が上昇したとしよう。風化率には温度依存性があるので、風化が促進されることになる。風化は CO₂ を消費する化学反応なので、大気中の CO₂ 分圧が減少する。そうすると大気の温室効果が弱まり、地表面温度が低下するのである。逆に外的要因によって地表温度が低下した状態から議論を始めよう。風化率の温度依存性から今度は風化反応が抑制され、大気中の CO₂ の消費が少なくなる。CO₂ 分圧が増加して温室効果が強まり、地表面温度は低下する。

このように、地球には風化の温度依存性により地表面温度を調節する負のフィードバックが存在しており、この機構が地球の気候の長期的安定化に重要な役割を果たしたと考えられている (Walker et al., 1981)。ちなみにこのフィードバックは提唱者の名をとって「ウォーカー・フィードバック」と呼ばれている。

Walker et al. (1981) は、Lagache (1965) と Lagache (1976) による実験データ、および Meybeck (1979) によるフィールド観測データをもとに、風化率のパラメータ依存性を明らかにした。具体的には、風化率 W は雨水の流量 R 、地表面温度 T 、そして二酸化炭素分圧 P の関数であり、以下の比例式が成り立つ。

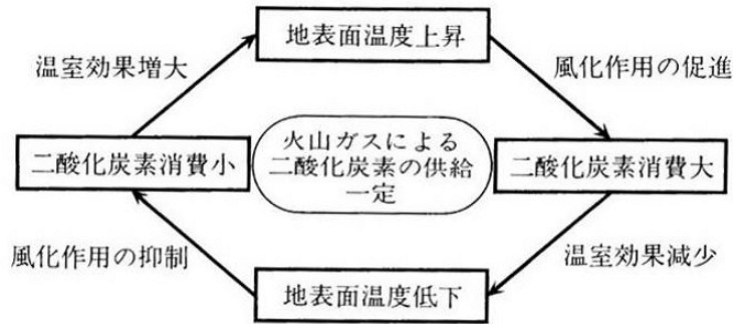


図 4.2: 炭素循環システムにおける負のフィードバック機構の概念. 岩波講座地球惑星科学 2 地球システム科学から引用.

$$W \propto RP^{0.3} \exp\left(\frac{T - 285}{17.7}\right) \quad (4.1)$$

GJ667Cc にも火成活動による脱ガスとケイ酸塩鉱物による風化があると仮定して, 上で得た風化率の比例式を適用する.

まず地球の全球風化率を W_0 , CO_2 分圧を $P_{\text{CO}_2,0}$ とする. また, 地球の雨水の流量 R_0 は全球平均降水量で置き換えて良いものとする. さらに, 風化率の式において比例係数を C とすると, (4.1) 式は,

$$W_0 = CR_0P_{\text{CO}_2,0}^{0.3} \exp\left(\frac{T - 285}{17.7}\right)$$

とかける. 地球の単位面積あたりの平均風化率を w_0 とすると, 地球の表面積を S_0 として,

$$\begin{aligned} w_0 &= \frac{W_0}{S_0} \\ &= \frac{C}{S_0} r_0 P_{\text{CO}_2,0}^{0.3} \exp\left(\frac{T - 285}{17.7}\right) \\ &= cR_0P_{\text{CO}_2,0}^{0.3} \exp\left(\frac{T - 285}{17.7}\right) \end{aligned} \quad (4.2)$$

ただし $c \equiv \frac{C}{S_0}$. ここに現在の地球における全球平均地表面温度 $T = 285 \text{ K}$ を代入して,

$$w_0 = cR_0P_{\text{CO}_2,0}^{0.3}$$

これで現在の地球の単位面積あたりの風化率 w_0 が表現できた. 次に GJ667Cc でも単位面

積当たりの風化率を (4.2) 式の形で表すことができるとする。GJ667Cc 上のある地点 i を考える。地点 i での単位面積あたりの風化率を w 、降水量を R_i 、地表面温度を T_i 、そして GJ667Cc の CO_2 分圧を P_{CO_2} とすると、

$$w = \frac{W_0}{S_0} \cdot \frac{R_i}{R_0} \cdot \left(\frac{P_{\text{CO}_2}}{P_{\text{CO}_2,0}} \right)^{0.3} \exp \left(\frac{T_i - 285}{17.7} \right)$$

GCM 上で、ある地点 i というのは格子点 i にあたる。格子点は有限の面積をもつ領域を 1 つの点で代表して表現している。よって格子点 i の受け持つ面積を S_i とすれば、 S_i 内における全風化率 w_i は、

$$\begin{aligned} w_i &= w \cdot S_i \\ &= \frac{W_0}{S_0} \cdot \frac{R_i}{R_0} \cdot \left(\frac{P_{\text{CO}_2}}{P_{\text{CO}_2,0}} \right)^{0.3} \exp \left(\frac{T_i - 285}{17.7} \right) \cdot S_i \end{aligned}$$

これを全格子点について足し合わせれば、GJ667Cc の全球風化率 W を以下のように推定できる。

$$W = \sum_i \frac{W_0}{S_0} \cdot \frac{R_i}{R_0} \cdot \left(\frac{P_{\text{CO}_2}}{P_{\text{CO}_2,0}} \right)^{0.3} \exp \left(\frac{T_i - 285}{17.7} \right) \cdot S_i \quad (4.3)$$

本研究では (4.3) 式を用いて GJ667Cc の全球風化率を推定し、ウォーカー・フィードバックにより地表面気温がどのように変動していくかを今後考察するための一材料とする。

4.1.4 夜半球に水が局在化するタイムスケールの推定

同期回転惑星では昼半球と夜半球が固定されている。夜半球側は永年的に恒星放射を受けないため、極めて寒冷な環境になっていると想像される。そのような環境下で降雪や着氷があると地表面に降り積もった雪氷は融けることなく蓄積していこう。たとえ降雪や着氷の量のごく僅かであったとしても、長い時間継続されるならば無視できない量の H_2O が夜半球に蓄積されることになる。こうして同期回転惑星では、惑星に存在する全ての H_2O が夜半球に固定されてしまうという状態があり得る。これを水の局在化と呼ぶ。

本研究では、同期回転しているとみられる GJ667Cc が地球のように陸と海をもつ惑星であると仮定する。そして、モデル計算結果の地表面温度分布、降水量分布、そして地表における H_2O の相転移による潜熱分布 (着水量を表す) を用い、海を構成する H_2O がすべて

夜半球側に固定されるのに要する時間 (局在化時間) を見積もる。以下に局在化時間を求める手順を記す。

はじめに GJ667Cc の海の質量を決める必要がある。ここでは地球スケーリングで地球の海洋質量を 3.8 倍した値を GJ667Cc の海洋質量とする。Menard and Smith (1966) による海洋の体積データから、地球の海洋質量 M_{sea} は、

$$\begin{aligned} M_{sea} &= 1.349929 \times 10^9 \times 10^9 \times 10^3 \\ &\simeq 1.35 \times 10^{21} \text{ kg} \end{aligned}$$

と計算される。ここで、純粋な H_2O の局在化を考えたいので塩の質量を無視し、海水の密度を 10^3 kg/m^3 とした。よって GJ667Cc の海洋質量 $M_{sea,GJ}$ は、

$$\begin{aligned} M_{sea,GJ} &= 3.8M_{sea} \\ &\simeq 5.13 \times 10^{21} \text{ kg} \end{aligned}$$

である。

海洋質量が決まったので、次に 1 年で雪氷として固定される H_2O の質量を求める。まず地表面温度分布をもとに、 H_2O の氷点である 273.15 K (地表面気圧が 3.8 気圧なので厳密な氷点ではないが、違いはわずかである) を下回る格子点を抽出する。抽出されるのは夜半球の格子点が主であるはずだが、昼半球の格子点でも上記の条件を満たすものは抽出する。抽出された全ての格子点における降水量 P と蒸発量 E の差を求め、その値が正である格子点のみを再び抽出する。なぜ正でない格子点を除外するかというと、そこでは $P < E$ であり、降水よりも蒸発が盛んなため雪氷の蓄積が起こらないからである。最後に抽出された格子点について、 $P - E$ の和をとる。単位を kg/yr とすれば、その和が 1 年あたりに固定される H_2O の質量 M_{acc} である。なお蒸発量 E は負の値も取り得る。これは霜などとして、水蒸気が地表に直接凝結することを示す。

これで準備が整った。GJ667Cc における水の局在化時間 T_{loc} は次のように求まる。

$$T_{loc} = \frac{M_{sea,GJ}}{M_{acc}} \quad (4.4)$$

水の局在化は惑星上の水分分布を変えるため、風化と関わりながら気候に影響を及ぼす。この推定もまた、GJ667Cc の気候の安定性を考える材料となる。

4.2 予想

モデルによる計算結果を見る前に、同期回転惑星および気象全般に関して我々が持っている基本的な知識をもとに結果の予想をたてることにする。以下、下付き文字の GJ と E はそれぞれ GJ667Cc の値と地球の値であることを表す。

- ・ 全球平均地表面温度と分布

GJ667Cc 設定で行った計算では、地球設定のそれと違い永年的な夜半球が存在する。夜半球は恒星放射が無いためかなりの低温となっているはずである。またそもそもの恒星放射が地球に比べて弱い ($I_{GJ} = 1230 \text{ W/m}^2$, 地球は $I_E = 1367 \text{ W/m}^2$) ので昼半球はそこまでの高温にはならないと予想する。したがって全球平均地表面温度を比較すると

$$T_{GJ} < T_E$$

となるだろう。

2つの設定間での有効放射温度の差を考える。有効放射温度 T_{eff} は、アルベド α 、恒星放射 I 、ステファン・ボルツマン定数 $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$ を用いて

$$T_{eff} = \left(\frac{(1 - \alpha)I}{4\sigma} \right)^{\frac{1}{4}}$$

とかける。ここに恒星放射 $I_{GJ} = 1230 \text{ W/m}^2$ およびモデルで用いるアルベドの値 $\alpha_{GJ} = 0.15$ を代入すると、GJ667Cc 設定での有効放射温度 $T_{GJ,eff}$ は、

$$\begin{aligned} T_{GJ,eff} &= \left(\frac{(1 - 0.15) \times 1230}{4 \times 5.67 \times 10^{-8}} \right)^{\frac{1}{4}} \\ &\simeq 260.6 \text{ K} \end{aligned}$$

となる。同様に、太陽放射 $I_E = 1367 \text{ W/m}^2$ およびモデルで用いるアルベドの平均値 $\alpha_E = 0.16$ を代入すると³、地球設定での有効放射温度 $T_{E,eff}$ は、

³地球設定のアルベドは海上で 0.1、陸上で 0.3 とした。海陸面積比はおよそ 7:3 であるから、アルベドの全球平均値 α_E は

$$\alpha_E = 0.1 \times 0.7 + 0.3 \times 0.3 = 0.16$$

となる。

$$T_{E,eff} = \left(\frac{(1 - 0.16) \times 1367}{4 \times 5.67 \times 10^{-8}} \right)^{\frac{1}{4}}$$

$$\simeq 266.7 \text{ K}$$

となる。したがって2つの設定間での有効放射温度の差は、

$$T_{E,eff} - T_{GJ,eff} = 6.1 \text{ K}$$

である。 $T_E - T_{GJ}$ もこの程度の差になると予想する。

- ・ 全球平均降水量と分布

GJ667Cc 設定では自転と公転が同期しているため、時間が経過しても恒星直下点 (惑星上で恒星に最も近い点) はある特定の地点から移動しない。恒星直下点周辺では対流が盛んになりしたがって降水量も非常に多くなるだろう。しかしそれ以外のほとんどの地域、特に夜半球は全域で乾燥している可能性が高い。したがって全球平均降水量を比較すると

$$P_{GJ} < P_E$$

となるだろう。

- ・ 大気循環と地表面温度分布や降水量分布との関係

GJ667Cc は自転角速度が地球に比べ非常に小さい。したがってコリオリ力の効果が小さいため昼半球では高緯度域までハドレー循環が到達するはずである。ハドレー循環によって高緯度まで運ばれた大気はそこですべて下降せずに、昼夜境界を越えて夜半球側にも運ばれて昼夜間の温度差を和らげる働きをする可能性がある。また Showman et al. (2013) によれば、同期回転惑星では大規模な定在ロスビー波やケルビン波が生じ、それは多くの場合赤道域にスーパーローテーションを生じさせる。GJ667Cc 設定の計算結果においてスーパーローテーションがみられるならば、それは東西方向の熱輸送および雲分布に影響するだろう。

- ・ 全球風化率

全球平均では、GJ667Cc の地表面温度と降水量はともに地球に及ばないと予想を立てた。風化率は (4.3) 式によると地表面温度、降水量、そして CO_2 分圧によって決まるが、そのうち CO_2 分圧は 0.3 乗のファクターがかかるためその寄与は小さく、実質的には地表面温

度と降水量に左右されるとみてよいだろう。したがって、先の予想から

$$W_{GJ} < W_E$$

となりそうである。

・水の局在化時間

局在化は主として夜半球で起こるだろう。夜半球の大気は乾燥しているとみられ、降水と着氷は非常に少量と予想される。仮に局在化が夜半球のみで起こるとし、その量が年間 1 mm であるとしよう (日本の平均年降水量は 1718 mm である (国土交通省水資源部))。この値に夜半球の表面積をかけ適切な単位に変換すれば、夜半球全域で 1 年に固定される H_2O の質量は約 6×10^{14} kg/yr である。海の質量をおおまかに 6×10^{21} kg とすると、局在化時間はおよそ 1000 万年となる。

第5章 dcpam5 の概要および計算設定

この章では本研究のモデリングに用いた dcpam5(高橋ほか, 2013) について記述する. dcpam5 は GCM のひとつであり, 3次元球面上のプリミティブ方程式に従う大気の大循環を計算するための数値モデルである. 計算過程は大別して力学過程と物理過程に分かれている. 力学過程は, 流体力学の方程式によって記述されるモデルの骨格をなす部分である. 物理過程は, 力学過程で表現できないような格子点間隔以下のスケールの現象や不可逆過程を扱っている. 以下で本研究で用いた力学過程の支配方程式と, 物理過程のスキームについて簡単に紹介する. 詳細は「大気大循環モデル DCPAM」 <http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/> を参照されたい.

5.1 力学過程

力学過程の支配方程式は σ 座標プリミティブ方程式系を採用している. σ 座標とは鉛直軸のとり方のひとつで, 圧力を地上気圧で規格化した値によって鉛直方向の位置を表すものである. 方程式系は以下のようなになる.

連続の式

$$\frac{d\ln p_s}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{v}_H + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} = 0$$

運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} - fv - \frac{uv}{a} \tan \phi &= -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} - \frac{RT_v}{a \cos \phi} \frac{\partial \ln p_s}{\partial \lambda} + F_\lambda \\ \frac{dv}{dt} + fu - \frac{u^2}{a} \tan \phi &= -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} - \frac{RT_v}{a} \frac{\partial \ln p_s}{\partial \phi} + F_\phi \end{aligned}$$

熱力学の式

$$\frac{dT}{dt} = \frac{RT_v}{C_p} \left(\frac{\partial \ln p_s}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_s \ln p_s + \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dt} \right) + \frac{Q^*}{C_p}$$

静水圧平衡

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT_v}{\sigma}$$

水蒸気の式

$$\frac{dq}{dt} = S_q$$

ただし,

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_H \equiv \frac{1}{a \cos \phi} \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} \right)_\sigma + \frac{1}{a \cos \phi} \left(\frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) \right)_\sigma$$

である.

方程式中に現れる文字の意味を表 5.1 に掲載した.

表 5.1: 力学過程の支配方程式中で用いられる文字の意味.

文字	意味	文字	意味
ϕ	緯度	R	気体定数
λ	経度	C_p	乾燥大気の定圧比熱
p	気圧	Φ	ジオポテンシャル
p_s	表面気圧	T_v	仮温度
σ	p/p_s	T	温度
u	西風の速さ	F_λ, F_ϕ	緯度, 経度方向の外力
v	南風の速さ	Q^*	加熱項
f	コリオリパラメータ	q	比湿
a	惑星半径	S_q	比湿の生成消滅

鉛直流に関する境界条件は, 大気の上端と下端で鉛直流がないとして,

$$\dot{\sigma} = 0 \quad \text{at} \quad \sigma = 0, 1$$

である.

5.2 物理過程

放射は地球放射モデルを用いている。長波放射では H_2O , CO_2 , O_3 , 雲による吸収が考慮され, 短波放射では H_2O , O_3 , 雲による吸収, 雲による散乱, そして大気分子によるレイリー散乱が考慮される。積雲対流のパラメタリゼーションには, Manabe et al. (1965) による乾燥対流調節と, Moorthi and Suarez (1992) による Relaxed Arakawa-Schubert スキームが用いられている。また大規模凝結を Manabe et al. (1965) に従って考慮している。雲は水蒸気の凝結に伴って生成し, 設定時に指定した時間 (雲の消滅時間) が経過すると降水となる。乱流混合の評価には Mellor and Yamada (1982) の level 2 を用いている。地表面フラックスの評価には Louis et al. (1982) のバルク法を用いている。土壌の水分量決定には Manabe et al. (1965) によるバケツモデルを用いている。

5.3 計算設定

本研究では比較を行うために GJ667Cc 設定と地球設定の 2 種類の計算を行った。

● GJ667Cc 設定

- 空間解像度は T42L22 (緯度方向に 64 個, 経度方向に 128 個の格子点があり, 鉛直層数は 22)。
- 時間解像度は 12 分。
- 経度 0° から 180° までの領域に図 5.1 のような時間変化しない日射分布を与える。
- 地形は考慮せず, 熱容量 0, 湿潤度 1 の沼条件。
- 地表面アルベドは全球で 0.15。
- 雲の消滅時間は 1500 s。
- 惑星の物理量は表 5.2 を参照。ただし地表面気圧は地球の 3.8 倍としている。

● 地球設定

- 空間解像度は T42L22。
- 時間解像度は 12 分。
- 地形は地球の海陸分布を考慮する。
- 表面アルベドは海上で 0.1, 陸上で 0.3。

- 雲の消滅時間は 900 s.
- 惑星の物理量は表 5.3 を参照.

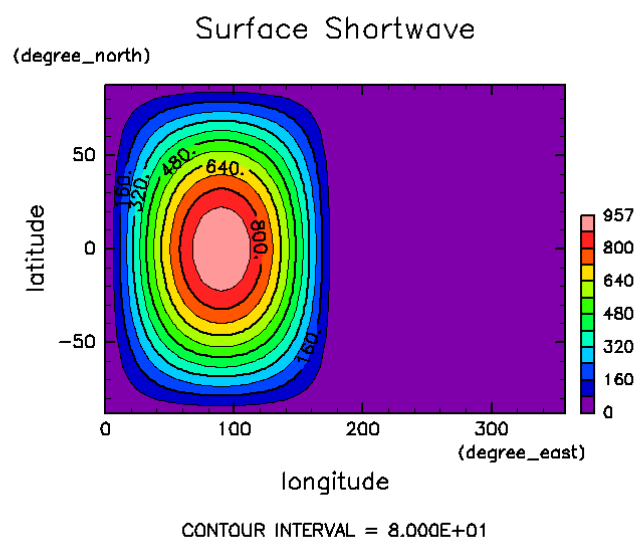


図 5.1: GJ667Cc で与えた地表面日射分布. 単位は W/m^2 .

表 5.2: モデル計算に用いた GJ667Cc の物理量.

物理量	値
自転角速度	$2.591 \times 10^{-6} \text{ rad/s}$
軌道離心率	0.016713
自転軸傾斜角	0°
恒星放射	$1230 \text{ W}/\text{m}^2$
惑星半径	9938 km
重力加速度	$15.30 \text{ m}/\text{s}^2$
地表面気圧	$3.8 \times 10^5 \text{ Pa}$

表 5.3: モデル計算に用いた地球の物理量.

物理量	値
自転角速度	$7.292 \times 10^{-5} \text{ rad/s}$
軌道離心率	0.016713
自転軸傾斜角	23.44°
恒星放射	1367 W/m^2
惑星半径	6371 km
重力加速度	9.807 m/s^2
地表面気圧	$1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$

地表面気圧は初期値として与えており、時間発展とともにモデル内で整合的に計算される。いずれの設定においても 280 K の等温静止大気に擾乱を与えて 1095 日分計算してスピンアップを行った後、GJ667Cc 設定では 816-1095 日目、地球設定では 731-1095 日目のデータを本研究の結果として使用した。

第6章 結果および考察

この章では、GJ667Cc 設定と地球設定の計算結果を示し、大局的な気候の理解を念頭に置きながら考察を与える。

6.1 地表面温度の全球平均値と分布

GJ667Cc 設定と地球設定での時間平均した全球平均地表面温度はそれぞれ 249.9 K および 287.6 K であった。GJ667Cc の値は地球の値よりも低く、その差は約 40 K である。GJ667Cc の平均気温が低いことは予想通りだが、その地球平均からの温度差は、有効放射温度の差 6.1 K よりも、はるかに大きい。

地表面温度の分布を知るためには、図 6.1, 図 6.2, および図 6.3 が助けになるだろう。図 6.1 は横軸に恒星直下点からの距離 (以後, 直下点距離), 縦軸に地表面温度をとり, GJ667Cc の全格子点の時間平均した地表面温度をプロットしたものである。極から赤道までを 4 つの等間隔な緯度帯 (22.5° 刻み) に分け, プロットの色を高緯度から順に青, 緑, 橙, 赤とした。また 287.6 K の黒線は地球の平均値である。この図では直下点距離 15610 km (恒星直下点からの角距離 90°) を境界として左側が昼半球, 右側が夜半球である。昼半球では恒星直下点周辺で 300 K を超える点があり, 直下点距離 10000 km (角距離約 60°) 付近までは地球平均値より高温だが, 直下点から離れるに従い単調に減少して昼夜境界付近では 230 K と低温になっている。夜半球は全体に 230 K を下回り冷たい。夜半球では直下点からの距離に従った明確な温度減少は見られず特に低緯度 (赤点) では夜半球全域でほぼ等温である。一方直下点距離 20000 km (角距離約 120°) 付近の高緯度地域には 200 K を下回る領域がある。恒常的な夜半球の存在が GJ667Cc の全球平均地表面温度の低さの原因である。

図 6.2 および図 6.3 は, 横軸を経度, 縦軸を緯度にとった GJ667Cc と地球の地表面温度の緯度経度分布である。GJ667Cc の分布によると, 昼半球は恒星直下点を中心に温暖, 夜半球は低緯度に帯状の比較的高温な地域があって南北 60° 付近に 200 K を下回る低温な地域がある。これはおおむね図 6.1 から読み取ることができる特徴である。図 6.2 と図 6.3 のコンターカラーは統一してあるが, 地球の地表面の温度範囲は GJ667Cc の昼半球の温度域とおおむね一致していることがわかる。地球の極域の地表面温度と比べてみると GJ667Cc

の夜半球の寒さが実感できるだろう。

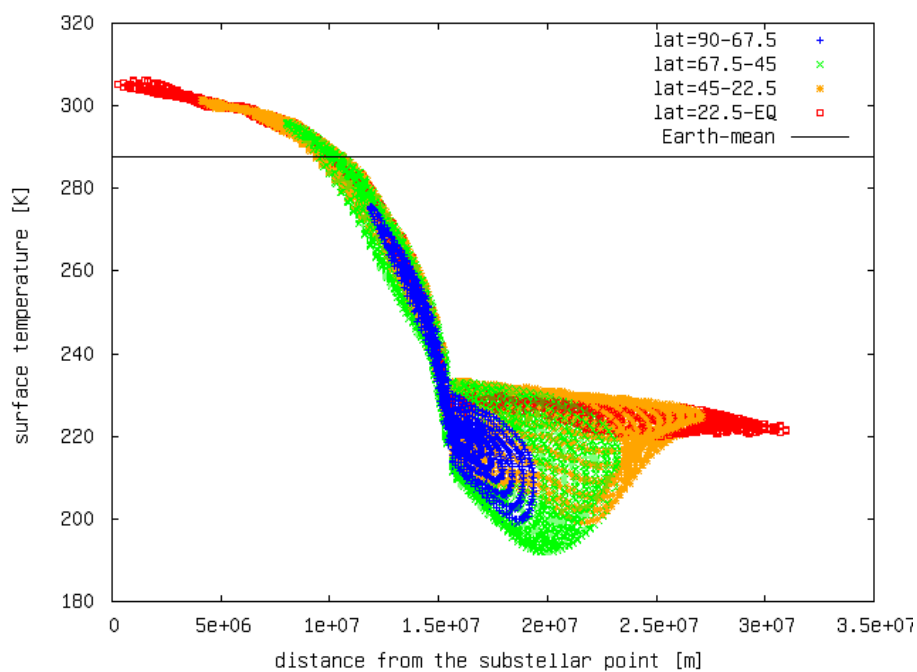


図 6.1: GJ667Cc の地表面温度の直下点距離分布. 横軸は直下点距離 (m), 縦軸は地表面温度 (K). 極から赤道までを 4 つの等間隔な緯度帯 (22.5° 刻み) に分割し, プロットの色を高緯度から順に青, 緑, 橙, 赤とした. 黒線は地球平均値である.

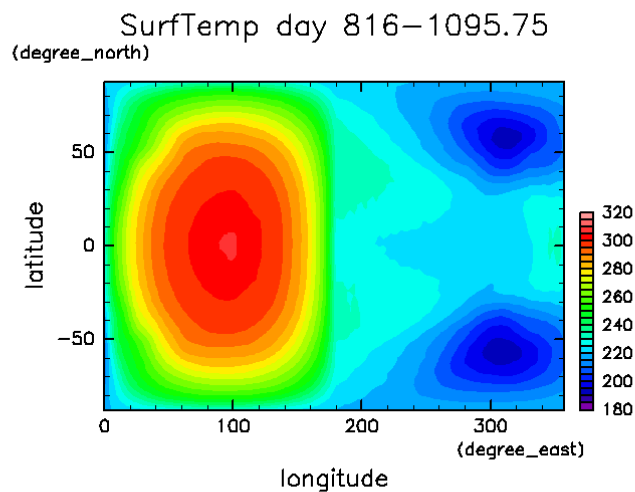


図 6.2: GJ667Cc の地表面温度の緯度経度分布. 横軸は経度, 縦軸は緯度.

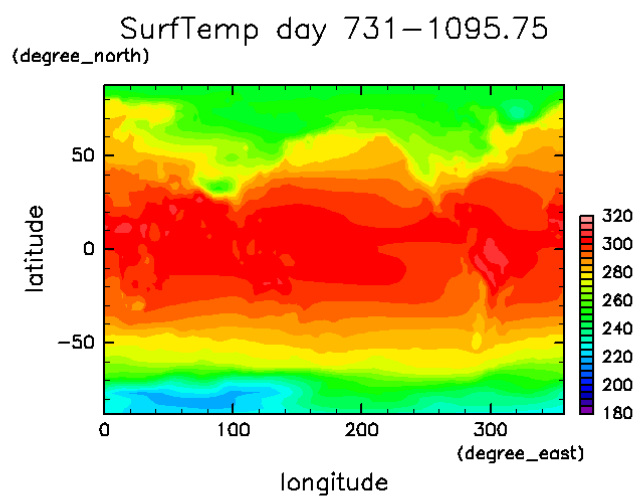


図 6.3: 地球の地表面温度の緯度経度分布. 横軸は経度, 縦軸は緯度.

6.2 降水量の全球平均値と分布

GJ667Cc 設定と地球設定での全球平均年間降水量はそれぞれ 735 mm および 1052 mm であった。予想通り GJ667Cc の値は地球の値よりも低く、その差は約 320 mm である。

地表面温度の時と同様に描いた降水量分布が図 6.4, 図 6.5, そして図 6.6 である。図 6.7 は夜半球の降水がみえるように図 6.5 を描きなおしたもので、本質的には図 6.5 と同じものである。GJ667Cc の恒星直下点からの距離と降水量の関係を示す図 6.4 からは GJ667Cc の降水の興味深い特徴を読み取ることができる。まず目につくのが、恒星直下点付近の降水量の多さである。直下点から少し離れた地点に極大があり、その値は年間 10000 mm にも達する。この地域は恒常的に強い恒星放射を受けるので対流が活発に起こりこのような多量の降水が起こっているものと推測される。なお図 6.1 からこの地域の地表面温度は 300 K 前後であり、降水は雪ではなく雨の形態をとっている。ちなみに地球においても熱帯の一部の地域では年間降水量が 10000 mm に達する場合があります、この値は地球に住む我々にとっても決して非現実的に大きいわけではない。恒星直下点から遠ざかり、直下点距離 5000 km (角距離約 30°) 付近を越えると、急激に降水量が減少する。そして昼夜境界付近では降水がほぼなくなり、夜半球では全域にわたって降水がないように見える (実際は微量だが降水が起こっている。詳しくは図 6.7 の説明で触れる)。この分布も同期回転惑星の固定された恒星放射分布を考慮すれば妥当である。

図 6.5 と図 6.6 は、横軸を経度、縦軸を緯度にとった GJ667Cc と地球の年間降水量の緯度経度分布である。図 6.7 は図 6.5 と同じ図であるが夜半球の微量な降水が見えるように描きかえたものである。GJ667Cc で特に強い降水があるのは恒星直下点周辺の緯度方向に細長い領域である。夜半球における微量の降水は、南北の高緯度域において東側の昼夜境界 (経度 180°) から伸びる領域で集中的に発生しており、図 6.2 にみられる最も低温となる領域や赤道付近には降水が見られない。この特徴は次で見る大気循環とも関係する。地球の分布である図 6.6 はコンターカラーを図 6.5 と統一してあるが、GJ667Cc のように極端に降水が多い領域は見当たらない。その代わりに全球的に降水が起こっているため全球平均すると地球の降水が上回ったのだろう。

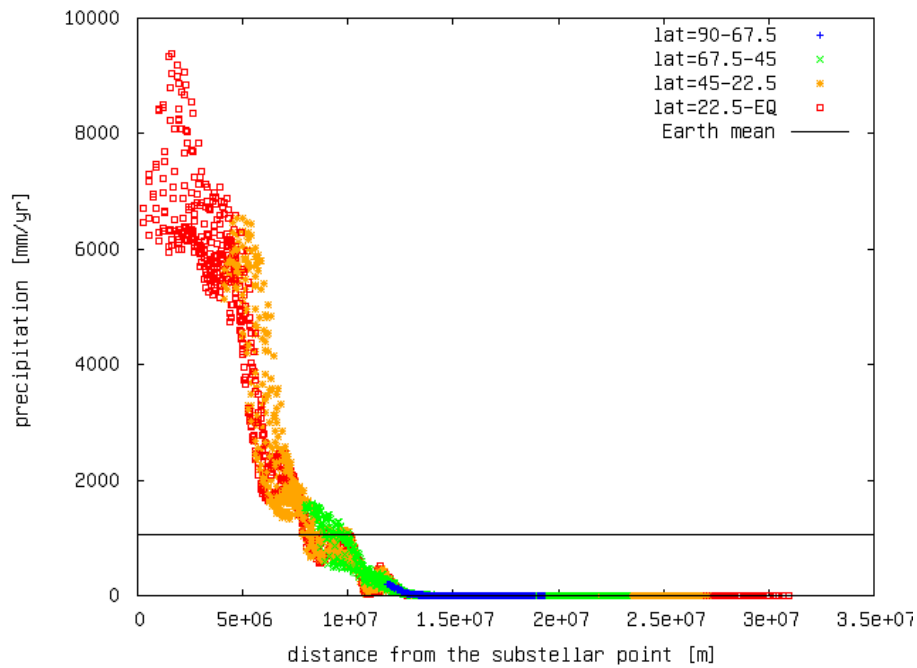


図 6.4: GJ667Cc の年間降水量の直下点距離分布. 横軸は直下点距離 (m), 縦軸は年間降水量 (mm). 極から赤道までを 4 つの等間隔な緯度帯 (22.5° 刻み) に分割し, プロットの色を高緯度から順に青, 緑, 橙, 赤とした. 黒線は地球平均値である.

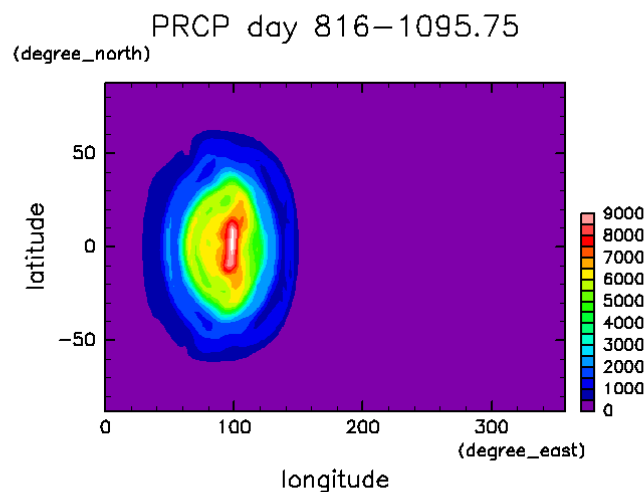


図 6.5: GJ667Cc の年間降水量の緯度経度分布. 横軸は経度, 縦軸は緯度.

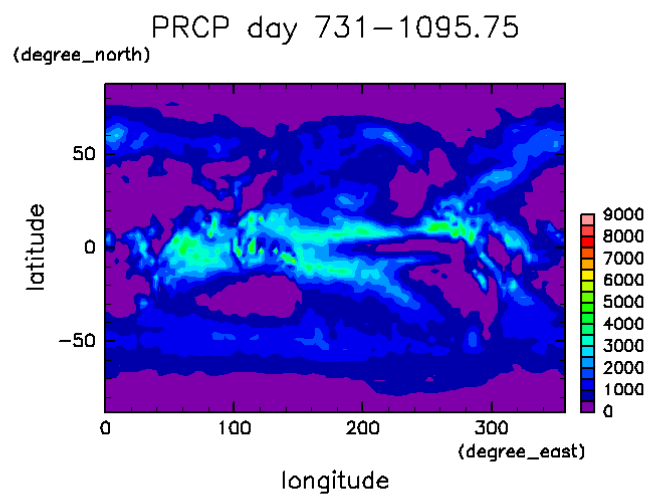


図 6.6: 地球の年間降水量の緯度経度分布. 横軸は経度, 縦軸は緯度.

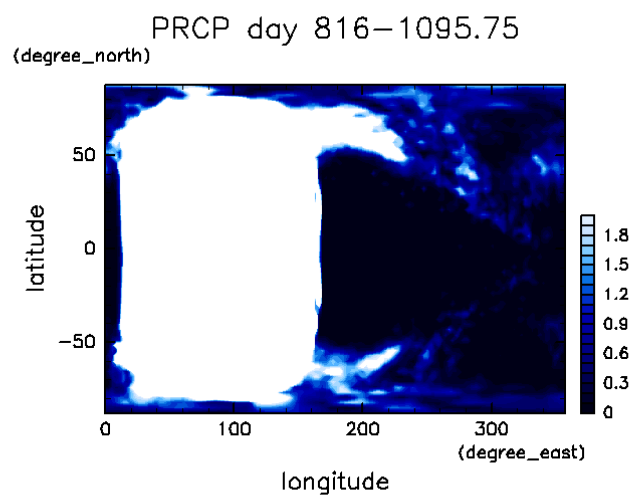


図 6.7: GJ667Cc の年間降水量の緯度経度分布において夜半球での降水が見えるように表示する最大値を 2 mm としている. 横軸は経度, 縦軸は緯度. 白い領域は年間降水量が 2 mm 以上の領域である.

6.3 大気循環と地表面温度分布・降水量分布との関係

これまで地表面温度と降水量をみてきたが、それらの要素は大気循環と深く関わっている。したがって、それらを照らし合わせることで GJ667Cc の気候をよりよく理解することができる。この節ではまず大気の運動の様子を把握し、その後地表面温度や降水量との照合を行う。

図 6.8 と図 6.9 はそれぞれ GJ667Cc の昼半球と夜半球で経度平均した鉛直風の子午面分布である。図 6.10 は地球の経度平均した鉛直風の子午面分布である。青が上昇流、赤が下降流を表す。図 6.8 によると、恒星放射を受ける昼半球では赤道で上昇流があり、南北で緯度 70° 付近を極大として下降流がある。地球の分布である図 6.10 と比較すると構造の違いがわかる。地球では (この図では特に南半球で明瞭だが) 赤道から極に向かい上昇流と下降流が交互に 2 つずつ並んでいる。これが低緯度域のハドレー循環と極域の極循環、そして中緯度域の間接循環であるフェレル循環という 3 つの循環セルである。地球ではこの 3 つの循環セルを通じて熱輸送が行われる。一方 GJ667Cc には赤道で上昇し極域で下降するという 1 つの循環セルのみが存在している。これはハドレー循環が、28.14 日という長い自転周期 (=遅い自転角速度) のためにコリオリ力が弱いために高緯度にまで達したものと考える。では夜半球はどうなっているのか。図 6.9 によると、一部を除いて全体に下降流がみられる。夜半球に加熱による強制がないことを考えると下降流が卓越するのは妥当である。

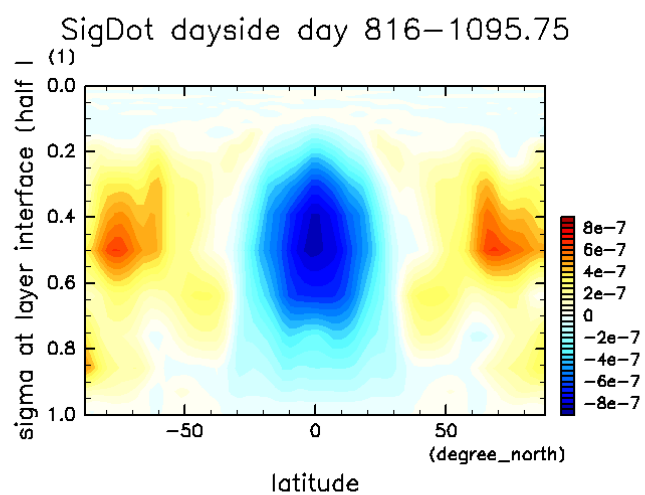


図 6.8: GJ667Cc の昼半球における鉛直風の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 経度 $0^\circ - 180^\circ$ にわたって平均してある. 青い領域は上昇流, 赤い領域は下降流があることを示す.

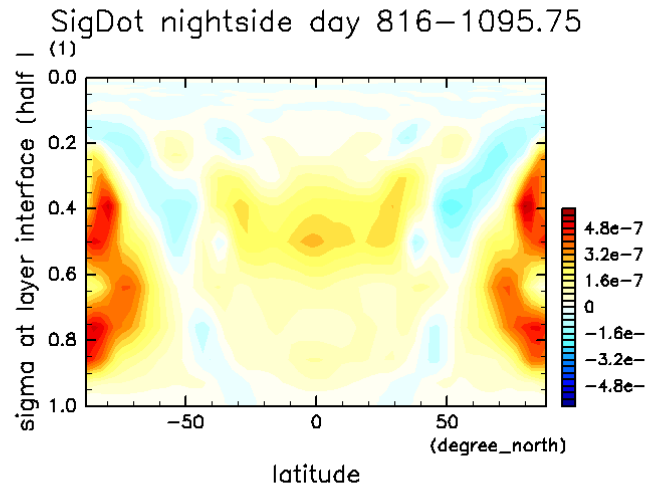


図 6.9: GJ667Cc の夜半球における鉛直風の子午面分布。横軸は緯度，縦軸は高度。経度 $180^\circ - 360^\circ$ にわたって平均してある。青い領域は上昇流，赤い領域は下降流があることを示す。

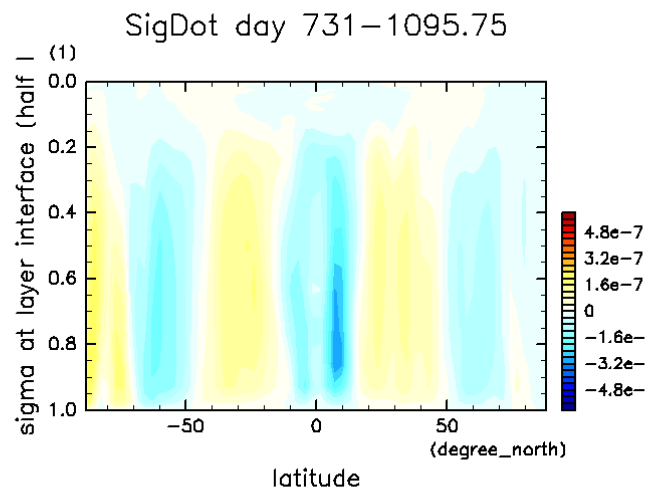


図 6.10: 地球における鉛直風の子午面分布。横軸は緯度，縦軸は高度。経度方向に平均をとっている。青い領域は上昇流，赤い領域は下降流があることを示す。

図 6.11 と図 6.12 はそれぞれ GJ667Cc の昼半球と夜半球で経度平均した南北風の子午面分布である。図 6.13 は地球の経度平均した南北風の子午面分布である。赤が南風，青が北風である。GJ667Cc の昼半球 (図 6.11) には地表付近に極から赤道へ向かう弱い風があり，上空に赤道から極へ向かう強力な風がある。この分布は図 6.8 に描かれた鉛直風の補償流であるが，注意深く見ると上空の極向きの風は昼半球内で収束せず，昼夜境界をまたいで夜半球側にまで達していることがわかる。そこで夜半球側をみると (図 6.12)，昼半球側から極を通過して吹いてくる風が赤道方向に収束している。このような極域を通る風が昼半球から夜半球へ熱を輸送し，夜半球側の寒さを緩和している可能性がある。一方，地球の南北風 (図 6.13) は図 6.10 で見た 3 つの循環セルの補償流として吹いている。またその風速は GJ667Cc に比べて非常に小さい。

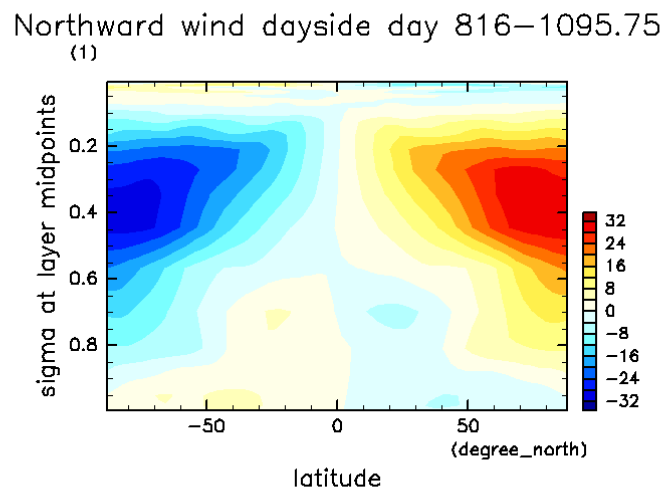


図 6.11: GJ667Cc の昼半球における南北風の子午面分布。横軸は緯度，縦軸は高度。経度 $0^\circ - 180^\circ$ にわたって平均してある。赤い領域は南風，青い領域は北風が吹いていることを示す。

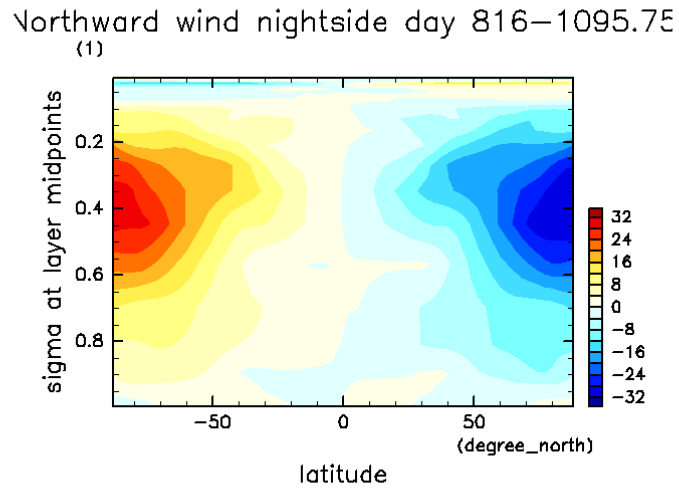


図 6.12: GJ667Cc の夜半球における南北風の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 経度 $180^\circ - 360^\circ$ にわたって平均してある. 赤い領域は南風, 青い領域は北風が吹いていることを示す.

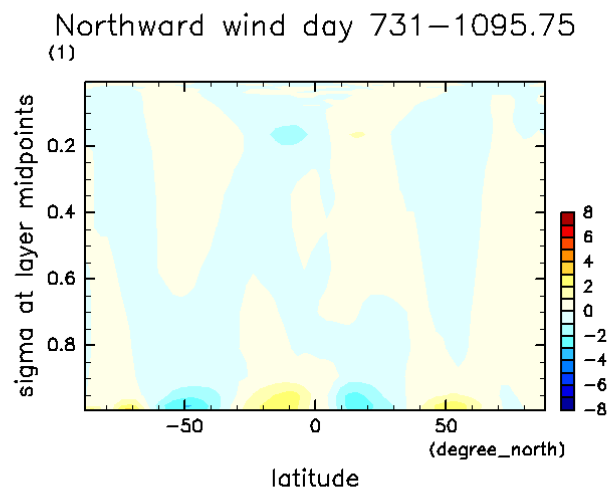


図 6.13: 地球における南北風の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 経度方向に平均をとっている. 赤い領域は南風, 青い領域は北風が吹いていることを示す.

図 6.14 と図 6.15 はそれぞれ GJ667Cc の昼半球と夜半球で経度平均した東西風の子午面分布である。図 6.16 は地球の経度平均した南北風の子午面分布である。赤が西風、青が東風である。GJ667Cc の昼半球 (図 6.14) では全緯度にわたって西風が吹いており、特に高緯度の $\sigma = 0.6$ 付近で極大となっている。この緯度は図 6.8 で見たハドレー循環が下降に転じる緯度とおおむね一致している。よってこの西風は、図 6.16 では鮮明にわからないが地球のハドレー循環の高緯度側の端にみられる亜熱帯ジェットに相当すると考える。GJ667Cc の夜半球 (図 6.15) は昼半球とやや様子が異なる。西風が存在することは共通であるが、その存在範囲は南北 60° に限られ、それよりも極側では東風が吹いている。この東風については後述する。全球的にみると、昼半球で高緯度に広がり夜半球で緯度幅が狭まるような西風が吹いており、予想で言及した赤道域のスーパーローテーションは結果にも見受けられる。極を通る南北風による昼夜対流の他に、この西風も昼夜の温度差を軽減する役割を担っているはずである。なお地球の東西風 (図 6.16) で主に見えている西風は傾圧不安定波による寒帯ジェットである。また赤道付近では東風が吹いているが、ハドレー循環により高緯度側で下降した空気が赤道へ向かって移動する際にコリオリ力を受けて、進行方向が東向きに曲げられることが原因で生じるものである。

Eastward wind dayside day 816–1095.75
(1)

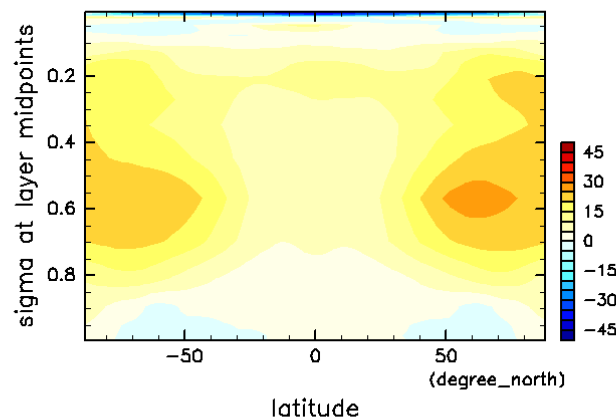


図 6.14: GJ667Cc の昼半球における東西風の子午面分布。横軸は緯度、縦軸は高度。経度 $0^\circ - 180^\circ$ にわたって平均してある。赤い領域は西風、青い領域は東風が吹いていることを示す。

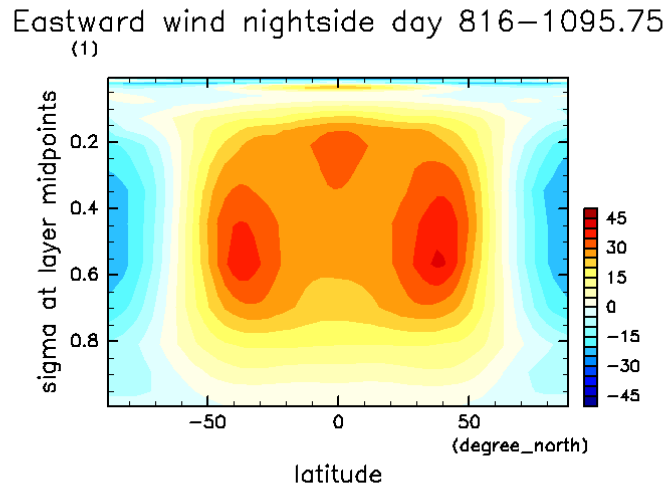


図 6.15: GJ667Cc の夜半球における東西風の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 経度 $180^\circ - 360^\circ$ にわたって平均してある. 赤い領域は西風, 青い領域は東風が吹いていることを示す.

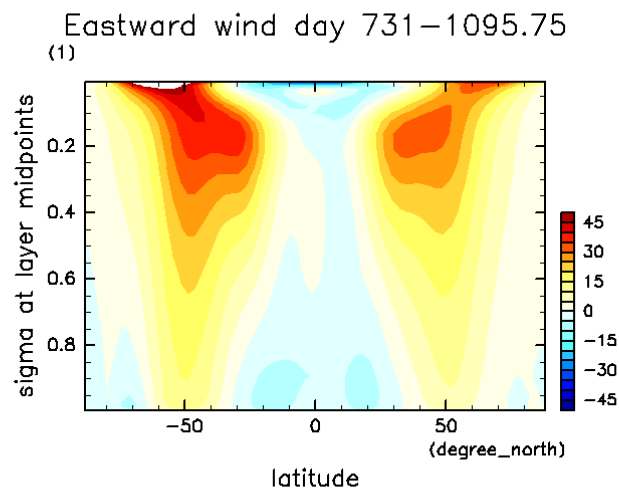


図 6.16: 地球における東西風の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 経度方向に平均をとっている. 赤い領域は西風, 青い領域は東風が吹いていることを示す.

ここまでは GJ667Cc の大気循環を風の方向ごとに分解して議論してきた。ここからは大気循環と地表面温度や降水量との関係を考察する。

図 6.17 は GJ667Cc の地表面温度分布と $\sigma = 0.44$ における水平風分布を重ねたものである。なぜ他の高度ではなく $\sigma = 0.44$ の水平風を選んだかという点、図 6.8, 図 6.9, 図 6.11, 図 6.12, 図 6.14, 図 6.15 などから判断して最も平均風速の強い高度であり、かつ他の高度ともおおむね同傾向の分布をしていたからである。図 6.17 に現れるもっとも特徴的な大気の動きは、夜半球高緯度を中心とした渦であろう。そしてその渦の中心が地表面温度の最も低い点に一致する。風を方向ごとに分解して議論したときにみた特徴もこの図によく表れている。昼半球と夜半球での西風の緯度幅の違いや夜半球の極にみられる東風、さらには極を越えた昼夜対流もこの渦構造によって現れたものである。ここにみられるような大気循環(鉛直風も加味する)によって昼半球の暖かい空気が夜半球にも輸送され、赤道域のように一様な西風が吹いている地域は比較的よく暖められているが、渦の中心部へは空気が移動することができないためそこは寒冷な環境となっていると考える。

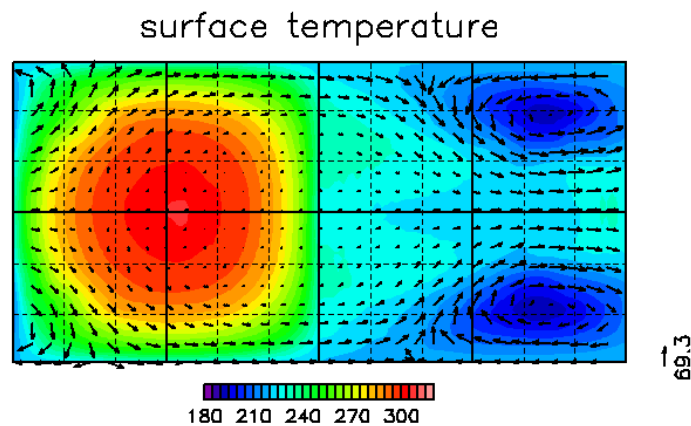


図 6.17: GJ667Cc における地表面温度分布 (K) と水平風 (m/s). 横軸は経度, 縦軸は緯度. 黒いベクトルは $\sigma = 0.44$ における風の水平成分の強さと向きを表す. 図の右下のベクトルは風速 69.3 m/s の風を表している.

図 6.18 は GJ667Cc の降水量分布と $\sigma = 0.44$ における水平風分布を重ねたものである。この図の降水量分布は図 6.7 と同様に夜半球を見やすくしたもので、降水量の多い昼半球は着色されていない。図 6.18 によると、夜半球の降水は蛇行する西風に沿って分布している。昼半球から水蒸気を含む暖かい空気もたらされ、このような局所的な降水が生じたと考える。この微量の降水が後述する水の局在化問題で重要な役割を果たす。

また昼半球の恒星直下点周辺の降水量の多さは、赤道での強い入射放射が原因で起こる上昇流 (図 6.8) によって雲が発達して生じたものであろう。GJ667Cc の鉛直積算した雲分布を図 6.19 として載せたが、図 6.5 の降水量分布とよく一致している。

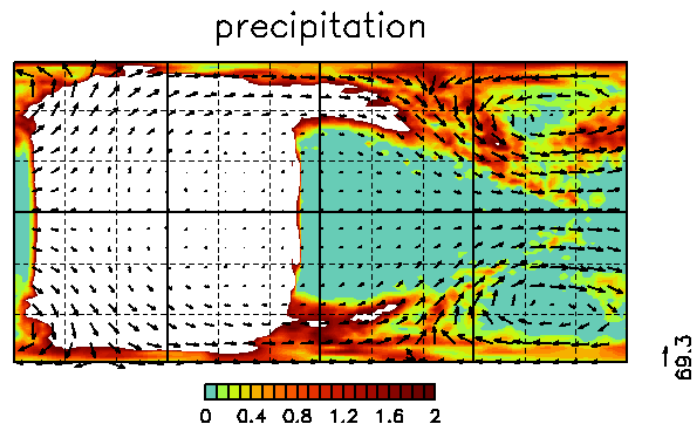


図 6.18: GJ667Cc における降水量分布 (mm/yr) と水平風 (m/s)。横軸は経度，縦軸は緯度。白い領域は降水量が 2 mm/yr を超える領域である。黒いベクトルは $\sigma = 0.44$ における風の水平成分の強さと向きを表す。図の右下のベクトルは風速 69.3 m/s の風を表している。

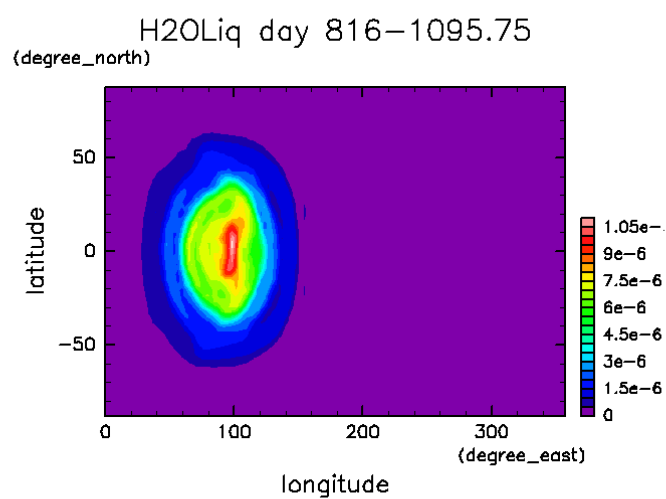


図 6.19: GJ667Cc における鉛直積算した雲の緯度経度分布. 横軸が経度, 縦軸が緯度. 単位は (kg/kg).

6.4 全球風化率

以下に再掲する (4.3) 式を用いて GJ667Cc の全球風化率 W を見積もった。

$$W = \sum_i \frac{W_0}{S_0} \cdot \frac{r_i}{r_0} \cdot \left(\frac{P_{CO_2}}{P_{CO_2,0}} \right)^{0.3} \exp \left(\frac{T_i - 285}{17.7} \right) \cdot S_i$$

モデリングによって得られた地球の全球平均年間降水量 r_0 , GJ667Cc の各格子点における年間降水量 r_i , そして GJ667Cc の各格子点における地表面温度を代入して W を求めた結果が表 6.1 である。

表 6.1: GJ667Cc 設定と地球設定での全球風化率.

設定	全球風化率	全球平均地表面温度	全球平均降水量
GJ667Cc	5.8×10^{13} mol/yr	249.9 K	735 mm
地球	1.0×10^{13} mol/yr	287.6 K	1052 mm

GJ667Cc の全球風化率は地球比で約 6 倍大きいという結果になった。これは第 4 章で行った予想 $W_{GJ} < W_E$ に反している。さらに全球風化率を決める主要因である地表面温度および降水量は予想通り $T_{GJ} < T_E$, $P_{GJ} < P_E$ であったことを考慮すると、直感にも反している。ではなぜ GJ667Cc の全球風化率はこのように大きな値となったのだろうか。図 6.20 が重要な示唆を与えてくれる。図 6.20 は GJ667Cc における風化率の積算図である。横軸に直下点距離、縦軸に風化率をとっている。これは積算図であるから、例えば直下点距離が 5000 km (図では 5e-06) での風化率の値 3.5×10^{13} mol/yr は、直下点距離が 5000 km 以内の領域全体にわたる風化率を表す。この図によると、風化が起きているのはほぼ昼半球のみであり、その大部分は直下点から半径 10000 km の領域内で起きている。ここで図 6.1 および図 6.4 を再度見ると、その領域では地表面温度、降水量ともに地球平均を上回っている。これが (4.3) 式で W を大きくすることに寄与していると確認できる。

なおここで求めた GJ667Cc の全球風化率は、全球にわたって風化反応が起きていると仮定した場合の値である。この議論において風化反応の担い手として考えているケイ酸塩鉱物の溶解反応は陸上で起こる反応であるから、海のある領域では風化は起こらない。したがって図 6.20 をそのまま用いるならば、もし昼半球全域が海であった場合は全球風化率の値はほぼゼロということになる。そもそも、本研究では計算設定の際に地形を考慮しない全球沼条件を仮定しており海陸分布は考慮していない。しかし、もしも陸地が占める割合が地球と同程度で、しかもその分布がランダムであれば、この議論は成り立つ。

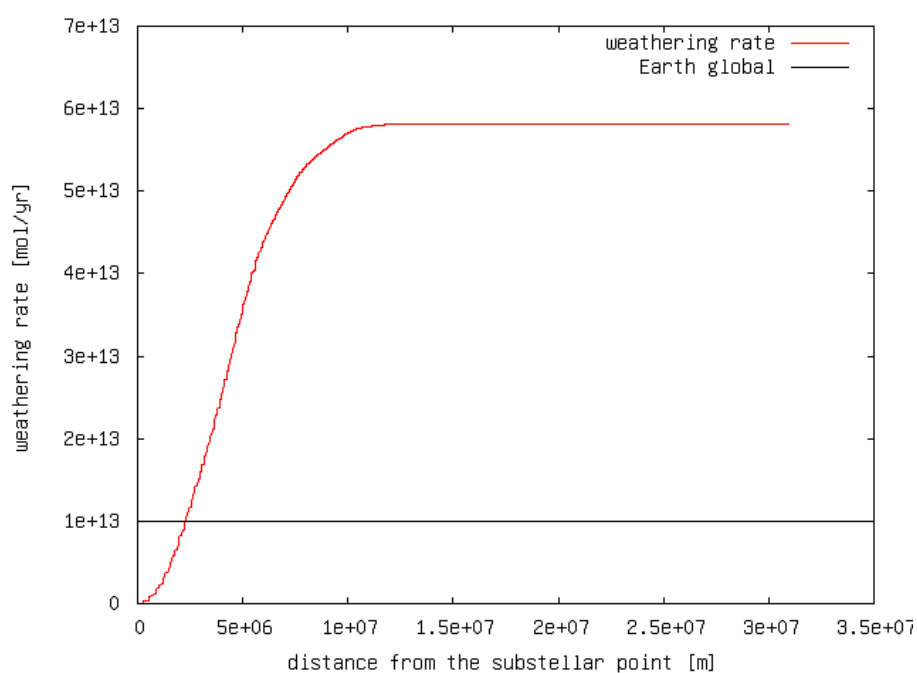


図 6.20: GJ667Cc の風化率の積算図. 横軸は直下点距離 (m), 縦軸は風化率 (mol/yr). この図においては, ある距離における風化率はそれよりも恒星直下点に近い全格子点での風化率を足し合わせた値であり, 最右端での値が全球風化率である. 黒線は地球の全球風化率である.

では GJ667Cc の全球風化率 5.8×10^{13} mol/yr を使って、この惑星に働くウォーカー・フィードバックとその応答としての地表面温度の変動を考察してみることにする。そのためにまず GJ667Cc の脱ガスによる大気への CO_2 供給率を見積もる必要がある。ここでは火成活動による脱ガス量はその惑星の体積に比例すると考えて、地球の 3.8 倍である 3.8×10^{13} mol/yr であるとする。その場合、大気中では

風化による CO_2 除去 > 脱ガスによる CO_2 供給

となり、大気中の CO_2 分圧が減少する。それに伴って温室効果が弱まり地表温度が下がってゆくと風化反応も鈍化し、やがて供給率と風化率が等しくなるところでつり合う。その時の地表面温度は本研究の計算値よりも全球的に低温になるだろう。

6.5 水の局在化時間

同期回転惑星の気候を決定づける一要因となるのが夜半球への水の局在化である。本研究では水が雪氷として完全に固定されるのに要する時間を、海の質量は仮定し、氷点下地域での降水量と着氷量はモデル計算の結果を用いることで見積もった。

水の局在化時間は以下に再掲する (4.4) 式で求められる。

$$T_{loc} = \frac{M_{sea,GJ}}{M_{acc}}$$

T_{loc} は水の局在化時間、 $M_{sea,GJ}$ は GJ667Cc の海洋質量、 M_{acc} は一年間に雪氷として固定される水の質量である。第 4 章の問題設定において地球の海洋体積をスケーリングすることで $M_{sea,GJ}$ を以下のように仮定していた。

$$M_{sea,GJ} = 5.13 \times 10^{21} \text{ kg}$$

固定される量はどうか。図 6.21 は横軸を格子点からの距離 (m)、縦軸を $P - E$ (mm/yr) にとり、氷点下において $P - E > 0$ の格子点の $P - E$ のみをプロットしたものである。なお縦軸の単位は、雪氷を液体の水に換算した場合の量で表しているため mm となっている。この図から、微量ではあるが水の固定が確実に起こっていることが読み取れる。 M_{acc} は図 6.21 に示される各格子点ごとの $P - E$ の値に格子点が受け持つ面積を掛けた後に総和をとれば求まる。その計算によると、

$$M_{acc} = 2.74 \times 10^{14} \text{ kg/yr}$$

である。したがって水の局在化時間は、

$$T_{loc} \simeq 1870 \text{ 万年}$$

と見積もることができる。この時間は液体の海が連続して惑星表面に存続することができる時間をも表している。生命の誕生と進化にとって液体の海は不可欠であると考えられているが、そのプロセスは長い時間を要するはずであり一定期間以上海が存在し続けることが必要になる (例えば Wald, 1964)。そういった観点では T_{loc} は生命にとって短すぎる。この結果は GJ667Cc のハビタビリティを制限するものであるといえる。

ただし本研究で T_{loc} を求める過程においては水の固定プロセスのみが考慮されており、非常に単純化された計算例であることに注意されたい。実際の惑星上では水の局在化が進むにつれ昼半球に存在する循環可能な (=固定されていない) 水の量が減少し、風化が弱化する可能性がある。その場合大気中の CO_2 分圧が増加して温室効果が強まり、すべての水が固定される前に雪氷の一部ないし全部を融かしてしまうかもしれない。このケースでは T_{loc} は本研究の結果よりも長くなるだろう。もちろん局在化が永久に完了しない可能性もある。この場合は液体の海が維持され続けるため生命の誕生や進化にとって都合がよい。また恒星直下点付近が氷点を下回らなければ直下点周辺では液体の海があり、それ以外は全域が凍結している環境もあり得る。このケースでは周囲を氷に閉ざされた海の中で生命が誕生する可能性も否定できない。ハビタブルゾーン内の同期回転惑星の長期的な気候がどのように決まるのかを知るには、さらに設定パラメータを拡げたシミュレーションが必要であり、今後の課題である。繰り返しになるが、本研究ではそういった議論を将来的に行うための土台をつくることに主眼をおいているため、一見すると各問題設定が十分にリンクしていないように思われるかもしれない。しかし、まずは問題を個々に切り離して、単純化したモデルとして理解することが重要であると考えられる。

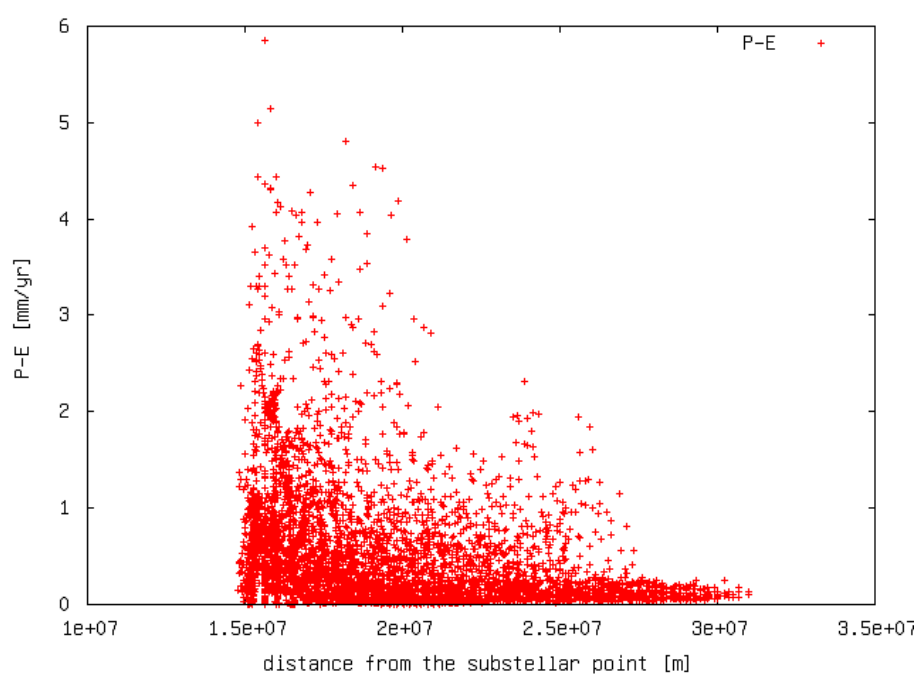


図 6.21: GJ667Cc の $P - E$ の恒星直下点からの距離分布. 横軸は直下点距離 (m), 縦軸は $P - E$ (mm/yr). ただし横軸からは直下点周辺の 10000 km を除外し, 縦軸からは $P - E$ が負である部分を除外した.

第7章 まとめと展望

7.1 本研究のまとめ

同期回転する地球型系外惑星はハビタビリティ考察の対象として重要である。本研究では、そのような系外惑星の中で地球への類似性の指標である ESI が最も高い GJ667Cc を対象に、全球気候モデルのひとつである depam5 を用いてモデリングを行った。また比較実験として地球設定での計算も行った。そして、これら2つの計算結果を比較することで GJ667Cc の気候の大局的な理解を試みた。具体的には、地表面温度と降水量の全球平均値および分布の地球との比較、地表面温度分布や降水量分布と大気循環との照らし合わせ、全球風化率の推定、夜半球に水が局在化するタイムスケールの推定を行った。

全球平均では GJ667Cc 設定は地球設定に比べて低温、少雨であった。分布図からは GJ667Cc 設定の昼半球は恒星直下点近傍で高温多雨であるが直下点から離れるに従い低温少雨となってゆくこと、夜半球には高緯度に寒極があり、その周囲に微量の降水がみられる一方赤道域は比較的高温で降水はみられないということが明らかになった。夜半球の寒極と乾燥が GJ667Cc の地表面温度や降水量の全球平均値を下げているようである。また GJ667Cc 設定の大気循環構造として、高緯度に達したハドレー循環、極を通った昼夜対流、赤道域のスーパーローテーション、夜半球高緯度における渦が確認された。それらによって地表面温度や降水量の分布をおおむね説明することができる。風化による CO_2 除去速度は GJ667Cc 設定で地球設定の約 5.8 倍と推定された。脱ガスによる CO_2 供給速度をスケールリングにより地球の 3.8 倍と仮定すると、除去と供給がバランスするためには地表面温度が計算値よりも低温になる必要がある。また GJ667Cc が海をもつとしてその質量を地球スケールリングで仮定すると、 $P - E$ と地表面温度を用いた計算によって水の局在化時間は約 1870 万年と見積もられた。この時間は液体の水を必要とする生命が誕生、進化するのに十分な長さであるとは言えないが、実際には風化との兼ね合いにより地表面温度や水循環が変動して局在化時間が長くなる可能性が高い。

7.2 展望

本研究では第 4 章の問題設定に掲げた項目を検討することにより GJ667Cc の気候を大まかに描き出した。第 1 章でも述べたが、最終的な到達目標は GJ667Cc のハビタビリティを考察することであり、本研究の位置づけはそのための下準備である。実際の気候のふるまいはより複雑な要素がいくつも相互に関わりあって実現されるものであるから、本研究の単純化したモデルを発展させていま現在得られている個々の要素への理解を有機的にリンクしたものへと洗練させる必要がある。例えば、本研究では考慮していなかった海陸分布を仮定してモデリングを行えば、風化と水の局在化についてより現実的な議論をすることができる。また風化と水の局在化は実際には相互に影響するため、その兼ね合いを考察することで両者のバランスのもとに決まる気候状態とその長期的安定性を検討することが可能になる。このようにより詳細な議論を重ねることが今後の課題である。

謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの皆様にお世話になりました。

指導教員である倉本圭教授には、研究テーマの決定から研究の進め方に至るまで包括的で的確なご指導を賜りました。また些末な事柄に気を取られがちな私に、全体を俯瞰する姿勢をもつことの大切さを教えてくださいました。

石渡正樹准教授には、日ごろのミーティングにおいて数値モデルの技術的なご指導にとどまらず、流体力学や惑星気象学に関する知識やモデル計算結果の解釈など、幅広くかつ丁寧なご指導を賜りました。

惑星宇宙グループの先輩方には、さまざまな助言と激励をいただきました。特に、執筆に際し幾度となく起こった技術的なトラブル解決のために親身になって協力してくださいました。

この場を借りて心より御礼申し上げます。

付録 A Forget et al. 2013 全訳

もともと地球を対象に開発された全球気候モデル (GCM) に基づいて、世界中のいくつかのチームが金星、火星、タイタン、トリトン、そして冥王星といった我々の太陽系にある他の地球型天体の大気を対象とした GCM を開発することに成功した。気候システムと気象学の外見上の複雑さにもかかわらず、GCM は限られた数の方程式に基づいている。実際には、力学コア、放射伝達解法、乱流と対流のパラメタリゼーション、地表熱モデル、そして揮発性物質の相転移コードといった、いくつか特定のスキームによって完成することのできるいくつかの要素を組み合わせることによって、比較的完全な気候シミュレーターを開発することができる。これらの GCM の要素の多くは「普遍的」であるため、我々が想像できるどんな種類の地球型惑星と地球型大気に対しても、現実的な気候モデルをつくるのが期待できる。そのような道具は、地球型系外惑星の考え得る気候の科学的な調査を行うことや、太陽系における過去の環境を研究することに役立つ。GCM 開発の背後にある志は高い。最終的な目標は、どんな天降り強制をも与えずに、普遍的な物理あるいは化学の方程式のみに基づいていながらも、任意の惑星の得られている観測を再現、または予測できるような数値シミュレーターを作ることである。言い換えれば、我々はコンピュータ上でそれ自身で実際の惑星と全く同様に「ふるまう」惑星を仮想的に作り出すことを目指している。もちろん実際には、自然はいつも予想よりも複雑なのであるが、我々はそのモデルを作り出す過程で多くを学ぶのである。本章では、太陽系で得たいくつかの教訓を詳述する。多くの場合、GCM はうまく機能する。GCM は難なく惑星の気候の多くの側面をシミュレートすることに成功した。しかし、いくつかの場合においては問題に直面している。それは単にキープロセスが忘れられていたり、それがまだ正しくパラメタライズされていないがためであることもあれば、気候レジームが依然として非常にモデルに対して敏感であるようなプロセス、または正のフィードバックと不安定性に関するようなプロセス間の微妙なバランスの結果と思われるがためであることもある。いずれにせよ、GCM を用いて仮想の惑星を作ること、宇宙探査機や地球から得られた観測結果を踏まえると、我々に気候システムの複雑な特質について多くを教えてくれる真の科学の試みである。

A.1 序論：仮想惑星の構築

前の章 (Dowling, 本書) で述べられているように、過去 40 年にわたって世界中の科学研究チームが数日の天気を予報するために地球大気数値予報モデルを、そして、気候システ

ムとその長期的進化をシミュレートするために全球気候モデルを開発してきた。そのようなモデルは現在、海洋、生物圏、地球化学的 CO₂ 循環、光化学、データから作られた気候データベースを構築するためのデータ同化と結び付けるなどの、数えきれないほどの応用に使われている。

これらのモデルはほぼ完全に (経験的なパラメータというよりは) 物理の方程式に基づいて構築されているので、いくつかのチームはモデルを他の固体表面と十分に厚い大気を持つ地球型惑星や衛星に適用することに成功している。我々の太陽系においては、火星、金星のみならず、タイタン、トリトン、そして冥王星への適用に成功している。これらの天体のそれぞれに対して、とくに火星とタイタンについては、GCM(熱構造と運動を予測することが当初の目的の大部分であった) は今ではエアロゾル、雲、霜、光化学などの気候的サイクルを惑星システムモデルに基づいてシミュレートすることもできる。

そのようなモデルの開発の背後にある志は高く、観測された現象の限られた例を研究するような範疇を越えるものである。最終的な目標は、どんな天下りの強制をも与えずに、普遍的な物理あるいは化学の方程式のみに基づいていながらも、任意の惑星の得られている観測結果を再現、または予測できるような数値シミュレータを作り上げることである。我々はコンピュータ上でそれ自身で実際の惑星と全く同様に「ふるまう」惑星を仮想的に作り出すことを目的としており、それ自体が科学における試みである。もちろん実際には、自然は我々の予想よりもはるかに複雑である。それは特に、気候システムと大気が多くの相互作用するプロセス (幅広い時空間スケールに作用し、本質的に非線形なプロセス) にコントロールされているからである。それにもかかわらず、我々はその過程で多くのことを学びとることができるのである。

A.2 惑星全球気候モデルをどのように構築するか

A.2.1 「レンガ」の積み重ね

全球気候モデルは、一見かなりの複雑さを示す物理的なシステムをあたかも完全にシミュレートするように見える。その複雑さは高い自由度、様々なスケールの相互作用、そして大気が多種の波を伝えやすいという事実によって生じるものである。しかし、実際にはたらいっている物理的および力学的なプロセスは、限られた数の連立微分方程式だけで記述することができる。つまり実地においては、任意の惑星の大気に対して、それぞれがあるプロセスをコントロールする微分方程式を解くために設計されたいくつかの「レンガ」を組み立てることで、GCMをつくることができるということである。モデル製作者にとっては幸運なことに、複数の環境に対して同一の方程式が有効なこともしばしばであるため、これらの「レンガ」を様々な仮想惑星を構築するのに再利用することができる。

地球型惑星の GCM はすべて、少なくとも以下の 5 つの要素を含んでいなければならない

(図 A.1 を見よ). (1) ナビエ・ストークス方程式を解くための, 回転する天体の大気に適用できる 3次元流体力学コア. (2) 気体やエアロゾル中の放射伝達. (3) 力学コアで解くことのできないような乱流と対流に起因する鉛直混合と鉛直輸送のパラメタリゼーション. (4) 地表および内部の浅いところの熱モデル (熱の貯蔵と伝導). (5) 地表と大気中での揮発性物質の相転移を説明するためのモデル. このリストに, 補助的な役割を果たしたり, 特定のケースにのみ関係があったり, 必須ではないが盛り込むことができるような様々なプロセスを加えることも可能である. それは例えば, 鉱物ダストの巻き上げ, 海洋輸送, 光化学, 分子拡散, そして (超低圧下での) 伝導といったものである.

以下では, いくつかの重要な情報と惑星 GCM の様々な構成要素の開発に関するコメントを示す (表 A.1 を見よ. 低層大気地球型惑星 GCM におけるキーププロセスとそれに関連する問題についてまとめてある). 地球 GCM の構成要素については前章 (Dowling, 本書) でも述べられている. ここでは, 様々な大気状態に対して同じツールを使えるようにするためにはどういった点で進展が必要になるのかについて強調していくつもりである.

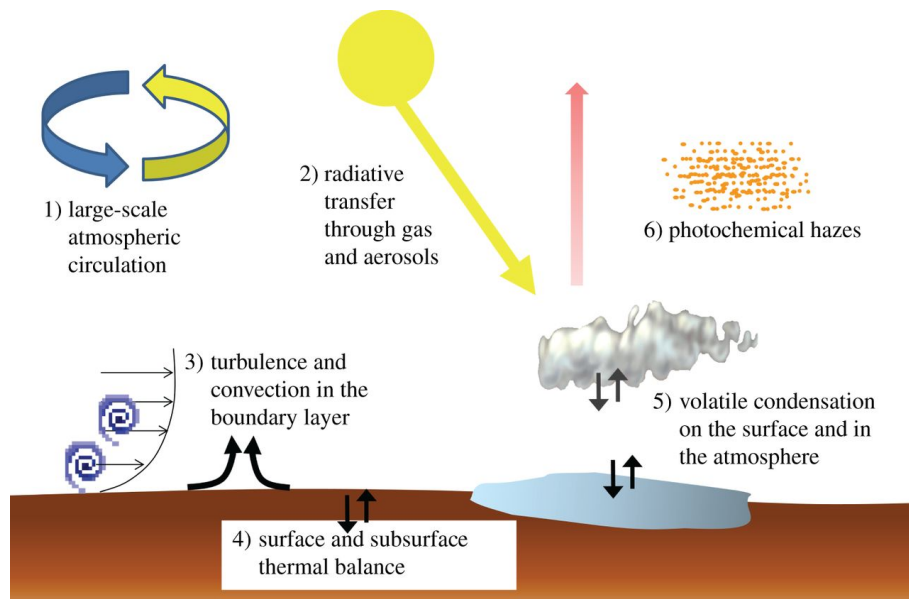


図 A.1: 惑星全球気候モデルを構築するために組み合わせられる要素の概念図.

表 A.1: 低層大気を扱う地球型惑星全球気候モデルのキープロセスと関連する問題の概要.

重要な物理過程	地球	火星	金星	タイタン	トリトン/冥王星
放射伝達	×	×	光学的厚さ ¹	×	× ²
雲	H ₂ O	H ₂ O ice, CO ₂ ice	H ₂ SO ₄	CH ₄ , C ₂ H ₆	N ₂ ice?
ヘイズ	エアロゾル	鉱物ダスト		有機ヘイズ	有機ヘイズ?
乱流・対流	地表付近	地表付近	雲層	地表付近	地表付近
地中熱貯留	海洋の寄与	×	×	×	長期的緩衝 ³
主要気体の凝結		CO ₂			N ₂
微量化学種の凝結	H ₂ O	H ₂ O		CH ₄ , C ₂ H ₆	CH ₄ ?
力学コア					
大気深部				× ⁴	
比熱の変化			C _p (T) ⁵		
組成の変化		× ⁴			
運動量保存		重要 ⁴	重要 ⁴		

¹*Eymet et al. (2009).*²トリトン大気の N₂ は純粋で希薄なため放射の気体による吸収は無視できる; この場合分子伝導が熱輸送を支配する (*Yelle et al., 1991; Vangvichith et al., 2010*).³2.5 節を見よ.⁴2.2 節を見よ.⁵*Lebonnois et al.(2010a).*

A.2.2 力学コア

GCM の中心的な部分である力学コアによって、モデル内で陽に表現できる流体運動の方程式を解くことができる。また、力学コアにはサブグリッドスケールでの散逸や、トレーサーの輸送スキームも含まれている。力学コアをデザインする上での主たる問題には前章 (Dowling, 本書) で言及しているが、(地球のような特定のケースだけでなく) 惑星大気一般に力学コアを応用するにあたっては、以下に述べるようなさらなる制約が課せられることになる。

A.2.2.1. 方程式系と保存則. 基礎となる方程式系は運動量方程式の 3 成分、密度についての連続の式、温位についての熱力学方程式とその変数の定義 (断熱的に基準圧力のところまで輸送されたときの空気塊の温度 (例えば Holton, 2004 を参照のこと)), 状態方程式, そしてトレーサーの輸送方程式からなる。

これらの方程式は自転する惑星の大気を想定して簡略化されてはいるが、普遍的なナビエ・ストークス方程式から導かれる。そのため、1 次近似的には、地球 GCM 向けに考えられた力学コアは他の惑星に対しても用いることができる。しかしいくつかのケースにおいては、地球の対流圏をシミュレートするためになされた簡略化が他の惑星には有効でないこともある。

A.2.2.1.1. 静水圧近似と浅い大気近似. 先述の方程式に対してたいてい最初に行われる近似は静水圧平衡を考えることである。この平衡を考えることで、鉛直に伝わる音波を除外することができる。しかし、この制限が数 km 以下のスケールでモデルを使うことを困難にしている (したがってこのスケールの現象は専ら、GCM よりもいわゆるメソスケールモデル中で取り扱われる)。また、いくつかの惑星の上層大気 (熱圏) のように強い鉛直風が生じる可能性のある場合にもモデルを使うことは難しくなる。次に行う近似は、大気の厚さは惑星の半径に比べて小さいと考えることである (浅い大気近似)。これら 2 つの近似とあわせて、先述の方程式は「静力学プリミティブ方程式」と呼ばれる。現在の GCM のほとんどはこの方程式系に基づいている。可能な限り一般性の高いツールを使って惑星大気を研究しようという場合には、浅い大気近似は制約になる。太陽系で最も研究されている 4 つの地球型大気のうち、タイタンはこの近似が妥当ではなくて、深い大気の方程式を用いなければならない例である。タイタンの半径は 2575km であるのに対して、GCM で考慮に入れられている大気の上層限界は 300km(成層圏界面) から 500km(中間層界面) に達する。モデラーはさらに上層の大気までをモデルに組み込もうと努力している。

A.2.2.1.2. 比熱 C_p の変化. いくつかの惑星への応用で修正が加えられているかもしれないような他の付加的な近似は、比熱 C_p が温位の定義の中で温度に関して一定であると見なされているということである。この問題の例として金星を挙げることができる。金星は C_p が地表から雲の上の大気までの温度に伴って著しく変化 (約 40%) している。この変化の、温位と力学コアに対する影響は *Lebonnois et al.*(2010a) で議論されている。

A.2.2.1.3. 大気組成と分子量の変化. いくつかのプロセスは水平方向の組成を非一様なものにする可能性がある。例えば、火星、トリトン、冥王星で見られるように、大気の主成分が直接地表で凝縮する(火星では主に CO_2 、トリトンと冥王星では N_2) ときにこういったことが起こる。火星の極域では、毎年優に 30%もの大気が凝縮し、両半球において CO_2 の氷冠を形成している。これは、二酸化炭素が地表で凝縮する一方で火星大気を形成している非凝縮性気体(主に N_2 , Ar, そして O_2) の 5%が大気中に残るので組成を変化させる。Mars Odyssey に搭載されたガンマ線分光計 (GRS) から得られた分析測定結果 (Sprague et al.(2004)) は、Ar の平均混合比が冬には実に 6 倍に高められ春には半分から 3 分の 1 に減ることを示した。 CO_2 の分子量が 44 g mol^{-1} であるのに比べて、非凝縮性気体の平均分子量はわずかに 32.3 g mol^{-1} でしかないため、 CO_2 のほとんどが凝縮する地表付近での濃縮は緯度方向と鉛直方向に分子量の勾配を生じさせる。実際に、冬至の頃に観測される濃縮は、例えば伝統的な温度風方程式を当てはめた場合 (Forget and Bertaux, 2004), 13 K の水平方向の温度勾配と同じ大きさの効果を循環に及ぼすだろう。気象学者が地球大気における乾燥空気の成分の大きな勾配を考慮する必要性はこれまでに決して出てこなかったし、また現存する全ての GCM においても未だに無視されている。より近い例は海洋学における塩分濃度勾配であろう。

A.2.2.1.4. 保存性. 力学コアを定義する方程式系は連続形式では保存するという性質もっている。質量、角運動量、エネルギー、温位、ポテンシャル渦度(この物理量の定義と性質についての詳細は、Holton (2004)などを参照のこと)、そしてトレーサーをあらゆる物理量はすべて、力学コアを用いて方程式系を解く場合には、局所的なフラックス形式においても、そして全球的な不変量としても保存されなくてはならない。しかし実際には、これらの方程式は空間的に離散化して、所定の時間ステップで解く必要がある。したがって、力学コアをデザインすること自体は、その保存則のうちのいくつかを保証するに留まるかもしれない。このことについては、Thuburn (2008) で議論されているように、方程式が力学コア解法に合わせて仕立てられている場合には慎重に吟味しなければならない。力学コアを地球以外の惑星に拡張する際に生じる問題の例として、スーパーローテーションする大気(例えば金星やタイタンの大気)における角運動量保存は、地球におけるそれよりもはるかに重要な意味を持つ、という問題がある。

A.2.2.2. 離散化. 方程式を離散化したものに対するアルゴリズムの設計は、いくつかの実用的な問題によって制約を受ける。GCM は効率が良く、かつ可能な限り高速で回るものでなくてはならない。しかしそれと同時に、保存則を順守する必要もある。これらの問題は移流スキームの特性と、分解能スケールで成長する傾向のある不安定性の制御にも関係がある。そのため、GCM を応用する際に、空間と時間のスケールは力学コアのパフォーマンスを評価する上で極めて重要になる。このような理由で、数値予報と気候の研究はこれまで長きにわたり、違った力学コアのデザインを採用した、全く異なった応用の 2 形態であった。今日ではこれら 2 つの応用—予報への応用では水平方向の高い分解能が際立っている一方で、気候の研究では長いタイムスケールでの非常に良い保存性が必要になる—を同一の GCM コアのもとに統合すべく努力がなされている。

ここまで取り上げてきた応用において惑星大気を加えるとさらなる制約が課されることに

なる。保存の問題は極めて長いタイムスケールで進化する弱い力に強制された大気 (例えば金星) にとって非常に重要である。水平方向のスケールは、巨大惑星からトリトンのようなとても小さな天体まで、幅広いサイズに及ぶかもしれない。また、気圧も非常に濃い大気 (金星) から非常に薄い大気 (冥王星) まで変化する。

いくつかの格子点法は方程式の水平方向の離散化のために開発され、評価されてきた。これと同様に広く用いられているのが、スペクトル変換法である。スペクトル変換法は力学の方程式を解くために場を球面調和関数に分解する方法である。これらの手法は両方とも長所と短所をもつ。それに関しては例えば *Williamson(2007)* で扱われているほか、前章 (*Dowling, 本書*) で議論されている。

これらの空間的な離散化は移流スキームと結び付く時間的な離散化スキームと組み合わせられる。よく使われる構造のうち、陽的な時間スキームとオイラーの移流スキームを用いた通常の緯度-経度格子に基づく力学コアは極域において深刻な問題に直面している。それは、タイムステップの上限 (クーラン・フリードリヒ・レヴィン (CFL) 条件) と、それに応じた、最も速く伝わる計算上不安定な波を除去するためのフィルターが原因で起こる問題である。半陰的なセミラグランジュ法はこの極の問題に対し敏感でないが、保存の点で非効率的である。多数のプロセッサが分散して用いられる並列計算の隆盛により、スペクトル変換法が抱える問題は増えており、最近では準一様格子 (cubed sphere, 20 面体格子) といった新しい格子を用いる方向に力が注がれている。現在提案されている水平格子に関連する問題のうちのいくつかについては、*Staniforth and Thuburn(2012)* に言及がある。

骨の折れる仕事ではあるが、我々は保存の問題 (特に角運動量については、金星やタイタンにみられる高速で回転する大気で決定的な問題になる)、極の問題、そして形状が保存されるような輸送スキームと長期にわたる安定性に特段の注意を払いつつ、惑星への応用を念頭に置かねばならない。

A.2.3 放射伝達

大気の気体成分、エアロゾル、そして雲の中の太陽放射と熱放射の伝達を十分正確にかつ速く計算することは、依然として GCM の開発における主要な挑戦のひとつである。1 次近似的には方程式は地球と同様である。何がチャレンジングかということ、この後詳細に述べるが、モデルが大気成分それぞれの放射特性に対応する必要があるということ、および惑星大気に最終的に使われる係数を階層的ないくつかのモデルにより計算する必要があるということである。

A.2.3.1. 気体中の放射伝達. **A.2.3.1.1. 分光学的特性** 惑星大気は典型的に何十万ものスペクトル線と連続吸収の特徴からなる豊富な吸収スペクトルを持つ。全てのモデルに言える第一の古典的な難関はスペクトル線の正確なふるまいの不確定性である。特にこれは線の中心から離れた波長域でのスペクトル線の形状の不確定性に起因する。強い線の遠

翼の和は理論に基づいて評価するのが簡単ではない連続吸収を形成する傾向がある。吸収帯は量子化されない高エネルギー状態への多数の遷移によっても形成される(例えば可視光と紫外線領域の O_2 や O_3)。また、連続吸収は「衝突誘起吸収」(1 bar 付近よりも高い気圧下で起こる)として知られているプロセスによっても形成される。これは衝突の際に、 CO_2 、 N_2 、 O_2 、あるいは H_2 などといった衝突分子が単分子とは異なるようにふるまうことに起因する。一つには、衝突が一時的な双極子モーメントを誘起させて、「禁制」遷移が起こることが可能になるが、もう一つには、孤立分子よりも多くの振動と回転のモードを伴う短寿命分子の二量体が一時的に生じ、新たなスペクトルの吸収帯ができる。衝突に要する時間は極めて短いので、スペクトル線は非常に幅が広く、それらが重なる部分ののっぺりとした連続吸収を形成する。反対側の局面では、1 Pa 程度以下(場合によっては 10 Pa または 100 Pa 以下)の気圧で局所熱力学平衡(LTE)の仮定が破綻しうる(Lopez-Puertas and Taylor, 2001)。局所熱力学平衡は振動と回転のエネルギー準位の母集団の統計によって決定される分子の内部温度が通常の「運動温度」と同じであるということ仮定している。LTE が成り立たない状況では、分子レベルで起こる様々な複雑な現象(熱運動エネルギーと放射の間の低効率の輸送、あるいは蛍光発光)を考慮しなくてはならない。

全体としては、大気放射の特性は地球の場合においては十分に研究されており、分光データも利用可能である。しかし、火星や金星の大気放射の特性のように、既に観測が行われている大気でもいくつかの不明点が残っている。また、さらに多くの不確実性が、まだ観測されていないような理論上の大気(例えば水蒸気の高圧が高い高温湿潤大気)のモデリングに影響を及ぼす。

A.2.3.1.2. 放射伝達アルゴリズム。 もし気体のスペクトル線と連続吸収のプロセスがわかっているなら、任意の波長での単色の放射伝達方程式を、全てのスペクトル線と連続光源の寄与をいわゆるラインバイラインコードを用いて加えることにより正確に解くことができる。しかし、GCM にとってはこれらの計算はあまりにも遅すぎる。そこで解決策となるのが、バンドモデルを用いることである。バンドモデルでは、放射フラックスが多数のスペクトル線にわたる振動数について積分されている。その場合は、バンドの中にあるすべての光子のふるまいを統計的に表現することに困難を伴う(すぐに吸収される光子もあれば、2つのスペクトル線間で大気を透過する光子もある)。これらの統計はラインバイラインモデルを使って、各スペクトルのバンドについて、そしてさまざまな気圧と気温に対する各モデルの層の放射フラックスについて、オフラインで計算しておくことができる(例えば Pollack et al. (1990) や Hourdin (1992), 火星に関して)。この方法の興味深い拡張として、「Net exchange formulation(NEF)」というものがある(Dufresne et al. (2005), Eymet et al. (2009), それぞれ火星と金星に関して)。NEF では、もはや放射フラックスは考慮されない。その代わりに、基礎となる変数はモデル化された大気の層の間での正味の交換率である。これは放射交換の有意義な行列表現を与え、これにより局所加熱率への主要な寄与(温度比と吸収係数は方程式中では違う項に含まれる)と、重要性の低い交換を省き高い効率をもつ支配的な項(隣接した層、宇宙への冷却)を計算することが可能である。いったん最適化されれば、この方法は他の方法よりも効率的である。この方法の1つの難点は、正確な雲の性質がオフラインの計算によって推測されていない限りは、エアロゾルや雲による散乱を記述するのに用いることはできないということである。

最近では、より多くの惑星気候モデルが相関 k 分布法を用いている。この方法では、ある基準圧力と基準温度でのラインバイラインスペクトルに由来する個々の、単色の吸収強度を平滑化した関数に強度順に並べ直す。平滑化した関数は解析の方程式 (例えばガウス求積法) と容易に適合し、そのため限られた数の係数で表現できる。したがって散乱解法中では散乱を考慮に入れることができる (後述)。今日の火星に対しての火星気象調査および予報 (WRF)GCM 中でのその使用に関する詳細な記述は *Mischna et al.* (2012) が与えている。また、それは NASA エイムズ火星 GCM (<http://spacescience.arc.nasa.gov/mars-climate-modeling-group/models.html> を見よ) や我々が Laboratoire de Meteorologie Dynamique (LMD) で開発した包括的な気候モデル—特に系外惑星 (*Wordsworth et al.* (2011)) と原始大気向け (*Forget et al.* (2013))—でも用いられている。

A.2.3.2. 雲とエアロゾル エアロゾル、雲粒、そして放射の相互作用を計算するにはさまざまな方法がある。それにもかかわらず、大気の地球気候モデルを回している多くのグループが現在「二流近似」を仮定しており、熱放射の範囲においていわゆる「半球平均近似」を、それから、太陽の波長域での強力な前方散乱を表現するためにたいていデルタ-エディントン近似を用いて、*Toon et al.* (1989) の手法に倣っていることは興味深い。

他の手法は *Eymet et al.* (2009) により金星で使われている。彼らは「Net exchange formulation」の係数行列 (上述) を作るために、完全なモンテカルロモデルをラインバイライン計算と組み合わせて使った。

A.2.4 乱流と対流

力学コアで解くことのできない力学混合プロセスは GCM 中ではパラメタライズされなければならない。地表付近では風のシアと表面の加熱が乱流と対流を引き起こしているのだが、その地表付近の惑星境界層においてそれらのプロセスは特に重要である。幸運なことに、地球向けにつくられた理論や方程式が他の地球型惑星に対して有効でない理由は全くない。例えば、よく知られている *Mellor and Yamada* (1982) モデル群のような乱流クロージャスキームは現在、熱、運動量、そしてトレーサーの乱流混合を計算するために多くの惑星 GCM で用いられている。

現実には、このようなスキームはたいてい地球での野外実験から経験的に推測されるモデルパラメータに依存する。火星の夜間といった、より極端な条件にそれらを用いるときには注意が必要である。夜の火星では、表面での放射冷却が境界層を地球には見られないような薄い安定成層した状態に変えうる。現在のスキームはそのような条件での混合を過小評価してしまう恐れがある (*Petrosyan et al.* 2011)。逆に、火星の日中では表面付近の温度勾配が地球よりもはるかに大きくなる可能性があり、ものの 1 メートルで数十ケルビンにも達する。

実際、大気が不安定になる傾向があるとき、鉛直運動が組織化され数キロメートルの規模

に達しうる対流セルになることが予想される。このセルを記述するために、ほとんどの GCM は以下のことを仮定している。すなわち、不安定 (超断熱) 気温減率がモデルによって算出された場合、混合が十分効率よく起こると仮定し、単純なエンタルピー保存スキームを用いて、ただちに温位が一定の値をとる断熱プロファイルに引き戻す (例えば *Holton, 2004* を見よ)。もしこうして得られた気温プロファイルが上端または下端で不安定であるならば、最終的なプロファイルが完全に安定か中立となるように即座に高度を拡張する。しかし、このいわゆる「対流調節」スキームも問題点が無いわけではない。一つには、実際の大气において混合が、効率が有限な鉛直対流運動を通した空気塊の交換によって行われるということである。その結果として、対流調節では火星における日中の表面付近温度を高く見積もってしまいがちになる。それはなぜかという点、対流調節は表面付近で断熱プロファイルを強制するからである (*Rafkin and Michaels, 2003; Spiga and Forget, 2009*)。地球では、対流調節はしだいに、境界層内の実際の対流プルームを表現することを目的とする「質量フラックススキーム」に取って代わられている。*Colaitis et al. (2013)* は最近そのようなスキームを火星に応用した。もう一つには、相当量存在する化学種 (例えば地球の水や火星の CO_2) が断熱的な鉛直運動をした結果として潜熱を放出しながら凝結し得るとき、対流はもっと複雑な問題になる可能性があるということである。関連する物理的なプロセスは極めて複雑になる可能性があり、この分野は地球型気候の科学において最も活発なものの一つである (*Dowling, 本書を見よ*)。

A.2.5 地表と地中の熱平衡

どんな惑星の固体表面においても、温度の変化は流入するフラックス (日射, 大気および地表自体からの熱放射, 潜熱交換, 大気からの顕熱フラックス) と地中での熱伝導との間のバランスによってコントロールされている。この最後のプロセスはよく知られている熱伝導方程式に支配されている。

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right]$$

ここで $T(z)$ は深さ z での地温, λ は地中での熱伝導率 ($\text{J s}^{-1} \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$), そして C は地中の容積比熱 ($\text{J m}^{-3} \text{K}^{-1}$) である。この方程式は有限体積法と陰的なオイラースキームを用いた時間積分 (GCM に適した数十分の時間ステップを与える) を使えば簡単に解くことができる。異なる惑星を研究するときには、日単位の温度波と季節単位の温度波の両方を捕えるために鉛直離散化に注意しなければならない。これはトリトンや冥王星といった長い公転周期 (トリトンは 165 年, 冥王星は 248 年) をもった冷えた惑星で問題を生じさせ得る。受ける照射が弱いこれらの天体では、夏季に蓄えられた地中の熱が冬季の地表温度をコントロールする上で主要な役割を担う可能性がある (*Hansen and Paige, 1992, 1996*)。したがって、理論上では、地表温度を正確に予測するために GCM シミュレーションを数百年間分回す必要がある。これでは計算コストが高すぎる。代わりに、GCM で使う最初

の地中温度場を準備するために、簡略化されたモデルを数百年間分使うという方法がある。この方法では、GCM を 2, 3 年分回せば済む (Vanqvichith *et al.*, 2010)。

もし液体の海が表面に存在するならば (火星や金星の初期の気候や系外惑星を扱うときに実際に問題になるのだが), 問題はもっと複雑になる。1 次近似的には, 海洋混合層を表現するために極めて高い伝導率を仮定して上記の熱伝導方程式を用い, 表面温度を評価することができる。これがいわゆる「スラブオーシャン」であり, 海洋の高い熱慣性を表現するための代用品である。しかし現実には, 海流によって輸送される熱は完全な海洋輸送モデルによって記述されるべき重要な役割を果たす。折衷案は, 水温の水平拡散と風によって駆動される (エクマン輸送で記述される) 熱フラックスの表現を加えることによって熱輸送をシミュレートすることである。

A.2.6 地表と大気での揮発性物質の相転移

大部分の惑星では, 気候システムの主要な構成要素の 1 つは, 微量化学種 (地球, 火星, (そしてもしかすると金星) の水, あるいはタイタンと冥王星のメタン, あるいはタイタンのエタンと他の化学種) と, 時に主要な大気成分 (火星の CO_2 , トリトンと冥王星の N_2) の相転移である。これらの相転移は潜熱交換を通じて直接的に, そして地表と大気の放射特性を変えることによって間接的にエネルギーバランスに影響する。

大部分のモデルは, 微量化学種について, 地表の凝結堆積物の直上にある空気が気固平衡にあるという仮定をおいている。蒸気フラックス F は地表から大気, またはその逆への乱流輸送によってコントロールされると考えられ, 次のように記述される: $F = \rho C_d u (q_0 - q_1)$, ここで ρ は空気の密度, u はモデルの第 1 層の風速, C_d は地表の粗さや第 1 層の高さに依存する乱流抗力係数, q_0 は地表温度での飽和混合比, そして q_1 は第 1 層での混合比である (例えば *Montmessin et al.*, 2004 を見よ)。

もし主要な化学種が凝結した状態にあるならば, 地表での収支はエネルギーバランスを考察することで決定される。相転移する凝結物の量は, 地表を大気との間の蒸気圧平衡の状態に保つために必要な潜熱の量に依存する (*Forget et al.*, 1998 の付録を見よ)。

大気中では, 氷粒子の凝結は核生成, 粒子成長, 合体などを含んだ複雑な微物理現象である。しかし実際上ほとんどの GCM で, 単にエネルギーバランスを考慮することによって各タイムステップでの氷の凝結速度を見積もるだけで (すなわち, 過飽和の影響, 潜熱の解放, 蒸発や昇華を考慮しつつ, 化学種がタイムステップの最後で気固平衡となるのに十分な蒸気量を凝縮することで), まずまずの結果を得ることができる。それから, GCM ボックス内の予想される氷の質量はあらかじめ仮定したサイズの粒子間 (観測が可能な多くの地球 GCM で用いられる仮定である), または大気 1 キログラムあたりのあらかじめ仮定した数の粒子 (火星では有効な仮定である (例えば *Montmessin et al.*, 2004)) に分配される。その後粒子は大循環によって輸送され, 重力沈降する。雲粒の合体による降水もまた,

降水と蒸発を考慮しながら簡単な雲凝結物含有量のしきい値を使うことでパラメタライズできる (*Emanuel and Ivkovi-Rothman, 1999*). 各格子のボックスの雲の被覆率を見積もると、さらに複雑な結果を表現できる (地球の場合はこれも考慮する必要がある).

A.2.7 付加的なスキーム

これまでに述べてきたキープロセスに加えて、惑星全球気候モデルを完成させるために惑星に固有なパラメタリゼーションが必要な場合がある.

A.2.7.1. 光化学. 大気組成を正しくモデリングするために、鍵となる分子の光分解およびそれらの化学反応を各タイムステップならびに各空間格子のボックス内で計算できる光化学モデルを GCM と組み合わせることが時には必要である. 大気中のさまざまな気体は循環によって再分配されるため、GCM に光化学モデルを組み込むことで観測された特定のパターンを解釈することができる. それらのパターンは光化学反応と運動による移流とのバランスに起因して生ずる. 例として挙げることができるのは、地球における冬季の極渦でのメタンあるいは亜酸化窒素の枯渇 (例えば *Abrams et al., 1996*), タイタンにおける冬季の極渦での炭化水素とニトリルの増加 (例えば *Coustenis and Bezaud, 1995* や *Lebonnois et al., 2001*), 金星の雲の下での緯度方向の CO と OCS の存在度変化 (例えば *Tsang et al., 2008* や *Marcq et al., 2008*), あるいは火星大気におけるオゾン存在度の季節変化 (例えば *Perrier et al., 2006*) などである.

運動が大気組成に与えるインパクトは、ヘイズや雲といった不透明性の原因となるものの分布を変えることで放射伝達に影響を及ぼすことが考えられる. また、ヘイズの変動性に比べて二次的ではあるものの、組成の変動性も循環に影響を与える可能性がある. その結合ループは、モデル化して理解する価値がある. 火星の水サイクルやタイタンのメタンサイクルに見られるように、微視的物理学と光化学もまたヘイズや雲を形成する凝結性の化合物を通じて結び付けられる.

GCM に含まれる光化学モデルは火星 (*Lefevre et al., 2004, 2008* や *Moudden and McConnell, 2007*) とタイタン (*Crespin et al., 2008*) 向けにすでに開発されており、金星 (例えば LMD の金星 GCM) についても開発中である.

A.2.7.2. エアロゾルの起源 地球と火星の砂漠地帯では、風と対流渦 (すなわち「塵旋風」) が大気の放射特性に大きく影響する鉱物ダスト粒子を巻き上げうる. これらのプロセスはいくつかの火星 GCM の研究においてパラメタライズされてきた (*Murphy et al., 1995, Newman et al., 2002, Basu et al., 2004, Kahre et al., 2006*, そして *Mulholland et al., 2013*). 同様に、タイタン上層大気における有機エアロゾルの形成と輸送は GCM によって研究されてきた (例えば *Rannou et al., 2002*).

A.2.7.3. 上層大気プロセス GCM でより高層の大気を扱えるようにすることを考えるとき、中間圏上層と熱圏で存在する超低密度環境において重要な特定の物理的プロセ

スを考慮するためにはさらなる進歩が必要になる。具体的には、(1) 既述した放射バランスのための非局所熱力学平衡補正、(2) (10^{-4} Pa 付近の気圧レベルより上層で重要な) 大気分子による極紫外線吸収、そして (3) 気温と運動量 (粘性) の分子伝導、そしてエネルギーバランスと約 10^{-4} Pa の均一圏界面より上の大気組成に影響する化学種の分子拡散を考える必要がある。これは火星 GCM ではすでに行われている (*Bougher et al.*, 2006 や *Gonzalez-Galindo et al.*, 2009, 2010).

A.3 太陽系で得た教訓

A.3.1 いくつかの惑星での成功

GCM を他の惑星大気に応用することで我々は何を学びとったのだろうか? まず、多くの点において GCM は他の惑星に対して有効である。この後詳しく述べるように、GCM はいくつかの気候システムの多くの側面がどうふるまうのかを、物理の方程式のみに基づいて予測することができる。このことは、我々が地球の気候変動を理解する能力に自信を持つことへの励みとなる事実であり、また、気候科学への攻撃に対する興味深くわかりやすい反論を投げかけるものである (*Hartmann*, 2012).

A.3.1.1. 火星 火星 GCM は観測に先立って気候をシミュレートできるということを示す数えきれないほどの研究結果が公表されてきた。大気中に適正な量のダストを仮定すれば、我々は大気の熱構造および熱潮汐や傾圧波といった大気波のふるまいをシミュレートすることが比較的容易であったということを確認しなければならない (*Pollack et al.*, 1990; *Haberle et al.*, 1993; *Hourdin et al.*, 1993, 1995a; *Collins et al.*, 1996; *Wilson and Hamilton*, 1996; *Wilson*, 1997; *Forget et al.*, 1999; *Lewis et al.*, 1999; *Angelats i Coll et al.*, 2004). 2000 年に、モデルと Viking による赤外線サーマルマッピング (IRTM) 実験で得られた気温の日変化の観測結果との間に予期せぬ不一致が見つかり、モデラーである *Wilson and Richardson* (2000) は観測結果への疑問を抱いた。そして最終的に彼らは IRTM の周波数領域のひとつがスペクトルフィルター内で漏出する不具合を持っていたことを実証してみた。

同様に、昇華、輸送、そして水の凝結をあらわす方程式に基づいて、火星 GCM は難なく水サイクルの主な季節的特徴を再現することができている (*Richardson and Wilson*, 2002; *Montmessin et al.*, 2004). 他の例は、Mars Express に搭載された the Spectroscopic Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Mars (SPICAM) の紫外線分光計によって初の観測結果が得られる前に、オゾンの変動 (大気のダイナミクスと水蒸気に関する光化学プロセスに制御されている) の予測がなされたことである (*Lefevre et al.*, 2004; *Perrier et al.*, 2006; *Lebonnois et al.*, 2006). 従来は予測されていなかった不均一化学プロセスを勘定に入れることで、観測結果をかなり細かなところまで再現出来るようになった (*Lefevre et al.*, 2008). そういったモデルの興味深く注目すべき応用例に、古

気候のシミュレーションと火星の自転軸傾斜角が大きかった数百万年前の非極地氷河形成の再現も挙げることができる。そのような条件下では、図 A. 2 に見て取れるように、地質学者が氷河の痕跡を見出した特定の領域に GCM 上で氷河を形成することができたのである (Forget et al., 2006 ; Madeleine et al., 2009)。

A.3.1.2. タイタン タイタンは地球と金星のどちらにも似た複雑な気候システムを持つ。我々の熱い隣人(金星)のように、タイタン大気はスーパーローテーションしており、厚いヘイズ層に覆われている。ところが、その大気は土星の自転軸傾斜角によって誘起される地球のような季節サイクルと、地球の水サイクルを連想させるようなメタンサイクルを持っている。

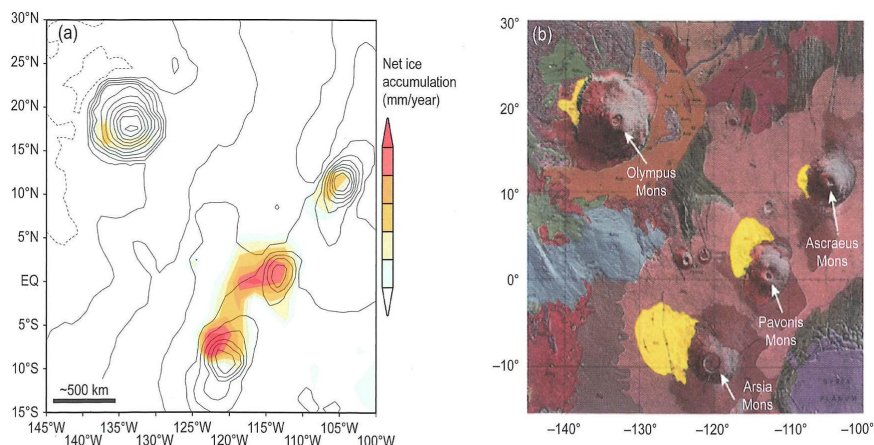


Plate 38. An example of successful prediction made by a global climate model designed to simulate the details of the present-day Mars water cycle, but assuming a 45° obliquity like on Mars a few millions of years ago. (a) Modeled net surface water ice accumulation (in millimeters per martian year) in the Tharsis region, suggesting that glaciers could have formed on the northwest slopes of the Tharsis Montes and Olympus Mons volcanos. (b) Geologic map of the same region at the time of the GCM simulations, showing the location of fan-shaped deposits interpreted to be the depositional remains of geologically recent cold-based glaciers. The agreement between observed glacier landform locations and model predictions pointed to an atmospheric origin for the ice and permitted a better understanding of the formation of martian glaciers. From Forget et al. (2006).

図 A.2: 現在の火星水サイクルの詳細をシミュレートするための全球気候モデルによる予測の成功例。ただし数百万年前の火星のように自転軸傾斜角を 45° と仮定している。(a) タルスス地域における、モデル化された地表への正味の氷の蓄積 (mm/火星年)。氷河がタルシス山とオリンポス火山の北西の斜面で形成された可能性を示唆する。(b) GCM シミュレーションで想定している時代の同地域の地質図。地質学的見地から考えて最近の寒冷地氷河の堆積残渣だと解釈される扇状の堆積物の位置を示している。観測された氷河の位置とモデル予測の一致は氷が大気起源であることを暗示し、火星氷河の形成をよりよく理解することを可能にした。Forget et al.(2006) より。

1980 年の Voyager missions を受けて、また 1997 年に着手された Cassini-Huygens mission への下準備に触発されて、タイタン向けの GCM が早くも 1992 年に LMD で開発された (Hourdin *et al.*, 1995b). その GCM は観測と整合的な振幅と特徴をもつ、スーパーローテーションが起こる風速場を予測した. この研究では、角運動量保存の重要性が強調された. しかし、現実的な放射強制を用いて成層圏のスーパーローテーションを調査していた GCM のうち、Köln GCM (Tokano *et al.*, 1999, およびその後の研究), そしてタイタンに応用された地域大気モデル (CAM) (Friedson *et al.*, 2009) の 2 つとも、成層圏の帯状風が強すぎてしまうという問題を抱えていた. タイタン WRF GCM (Newman *et al.*, 2011) は、力学コアに使われている水平散逸の調査とその厳密な削減を行い、タイタンのスーパーローテーションを再現することに成功した.

タイタン GCM は大気力学の問題のみならず多くのことに用いられてきた. 例えば, Hourdin *et al.* (1995b) の LMD GCM は微物理と光化学を含む気候モデルにまで拡張された. この気候モデルは当初、力学コアを 2 次元に限定する代わりに、3 次元の順圧波によって引き起こされる混合を表現するパラメタリゼーションを組み込むことに成功した. この制限にもかかわらず, Rannou *et al.* (2002, 2004) はヘイズ層の多くの特徴、特に Voyager 1 号のときに高度 350 km で観測された孤立したヘイズ層の存在を説明することができた. モデルによって、ヘイズ層の大規模構造が子午面循環によってどのように駆動されるのか、そして、それに対応してヘイズ層の構造が放射フィードバックを通じてどのように熱構造と大気循環に影響するかが示された.

LMD の気候モデルは化学組成とダイナミクスが組み合わさって生じる効果を計算に入れるためにさらなる改良が加えられた (Lebonnois *et al.*, 2003; Hourdin *et al.*, 2004). 結果は Voyager 1 号 (Coustenis and Bezaud, 1995), および Cassini に搭載された CIRS (Crespin *et al.*, 2008 を見よ) によって観測された成層圏の組成の緯度分布と調和的であり、それをよく説明するものだった. 全体として、モデルは対流圏と成層圏で観測された熱構造、成層圏のほとんどの化合物の鉛直分布と存在量、そして、その化合物が冬季の極域で増加することをうまく再現することができた (Lebonnois *et al.*, 2009). 同様に、対流圏の雲も計算に入っており (Rannou *et al.*, 2006), モデルの雲分布と地上観測 (Roe *et al.*, 2002) や Cassini の機器 (Griffith *et al.*, 2005; Porco *et al.*, 2005) によって観測された対流圏の雲分布を比較することにより、対流圏のメタンサイクルにおける力学の役割に関する洞察が得られた. LMD のモデルは最近、LMD GCM 力学コアの最新版を使った 3 次元モデルへとアップデートされた (Lebonnois *et al.*, 2012). このモデルは Huygens によって観測された最も下層 5 km における詳細な熱構造を自発的に予測した. その熱構造は、日周期あるいは季節周期をもつ境界層プロセスに起因すると考えられる温度減率の大きな変動を示した (Charnay and Lebonnois, 2012).

A.3.1.3. 金星 金星大気 GCM の開発は、Kalnay de Rivas (1975) と Young and Pollock (1977) による最初の 3 次元モデルを皮切りに 1970 年代に始まった. Lewis *et al.* (2013) が金星大気モデリングに関する最近のレビューを公開している. 2000 年代には日本 (Yamamoto and Takahashi, 2003, 2004, 2006b; Takagi and Matsuda, 2007), イギリス (Lee *et al.*, 2005, 2007), アメリカ (Herrnstein and Dowling, 2007; Hollingsworth *et*

al., 2007 ; *Lee and Richardson*, 2010) など世界中で多くの GCM が開発されたが、それらはスーパーローテーションを再現できたものの、そもそも熱強制に関して簡略化された方式を用いていた (所定の温度構造を実現するために緩和スキームを用いる) うえに放射スキームにおいて非現実的な値をもつ調整パラメータ (太陽加熱率あるいは大気深部における赤道-極間の温度のコントラストが観測よりも強いとする) を使ったものだった。これらのモデルを用いて、雲、そして雲とダイナミクスとの相互作用をパラメタライズするためにさらなる研究が行われた (*Yamamoto and Takahashi*, 2006a ; *Lee et al.*, 2010)。

金星の「完全な」GCM、つまり、少なくとも 3 次元力学コアとより現実的な放射伝達の実装とがカップリングされた GCM の開発がなされたのは、もっと最近のことである。開発に時間を要したのは、構造が正確にわかっていない雲の層と CO₂ の厚い大気によって生じる、高い不透明性が原因である。これらの不透明性と数値計算に関係する不確定性が、放射伝達 (太陽放射と赤外放射両方の波長域) を扱いにくくしている。 *Ikeda et al.*(2007) は正しく放射伝達方程式を解くスキームを用いた金星大気循環のシミュレーションを提示した。そのシミュレーション結果は面白いことに金星に似た風速を示していた。 *Lebonnois et al.*(2010a) は赤外フラックスを計算するための正味交換率の行列に基づいた放射伝達モジュール (*Eymet et al.*, 2009) を盛り込んだ GCM を公表した。他の放射伝達スキームも WRF GCM の金星版向けに開発されている (*Lee and Richardson*, 2011)。

これらのモデルは金星の循環の主な特徴であるスーパーローテーションをうまく再現できている。しかし、金星大気のスーパーローテーションは微妙なバランスのもとに成り立っており、それゆえに A.3.2 節で議論するようにモデリングをする上でチャレンジングである。

A.3.1.4. トリトンと冥王星 上で述べたとおり、トリトンと冥王星は表面にある窒素の氷堆積物と気固平衡にある薄い N₂ 大気をもつ太陽から離れた冷えた天体である。メタンと二酸化炭素も両者の大気中に存在しているが、大気の放射バランスに十分な影響を与えるほど濃度が高いのは冥王星だけである。

Voyager 2 号は 1989 年にトリトンに接近して観測を行い、熱分布のデータを取得して大気中の風の筋とプルームを観測し、それによって風向を推定することが可能になった。最近、 *Vangvichith et al.*(2010) はトリトン向けの GCM を開発し、トリトンの熱構造がモデルによって自然に予測されることを示した。しかし風向のモデリングのためには、表層に存在する氷の分布によって風向がどの程度変わるのかについて、さらに詳細な分析を要する。

冥王星はさらに観測データが少ない。しかし、この準惑星は NASA のミッションで 2015 年 7 月 14 日に冥王星の近くを飛行する New Horizons の観測対象である。それを受けて、いくつかの冥王星 GCM プロジェクトが最近になって着手された (*Vangvichith and Forget*, 2012 ; *Zalucha and Gulbis*, 2012)。New Horizons によって多くのことが明らかになるだろう。そして GCM が現在我々のもっている数少ないデータを利用して冥王星の環境をどの程度予測できるかは興味深い。

A.3.2 なぜ・どんなときに全球気候モデルは機能しなくなるか

我々は成功から得る以上のものを、惑星 GCM の失敗から学びとることができる。失敗は地球気候モデルが問題に直面するかも知れない領域を特定する一方で、それは惑星気候モデルを直接の観測ができないような科学的問題、例えば系外惑星や地球型惑星の初期の気候 (A.4 章) といった問題に応用するときを考慮すべき重要な情報である。

A.3.2.1. 物理過程の欠落 予想できるように、GCM が観測された現象を正確にシミュレートできないのは、多くの場合単に物理過程が含まれていないことが原因である。以下で、火星に関する特筆すべき 2 つの例を見ることにする。

1 つ目に、火星大気中の二酸化炭素は極域での凝結と凝華によって大幅な季節変動を示す。地表気圧の測定結果 (例えば Viking の着陸船から得られる) にも表れているこの大気中の質量が変動するサイクルは、GCM でよく表現されなくてはならない主要なプロセスである。しかし長年にわたり、GCM は正味の赤外放射による冷却を弱めて凝結速度を半分にするために非現実的に低い放射率を仮定することなしには、そのサイクルを表現することができなかった (例えば *Hourdin et al.*, 1993 を見よ)。この謎を解く方法は、火星の高緯度域において厚さ数 cm の砂地の下に熱慣性が高く氷に富んだ層があることを明らかにした Mars Odyssey ミッションと Phoenix ミッションによってもたらされた。全球気候モデルはこれらの地域が砂のような低い熱慣性をもっているものと推測していたが、実際には、季節的スケールにおいて氷の層は夏季に多量の熱を蓄え秋季と冬季に放出することができ、したがって十分に CO₂ の凝結速度を遅めることができるのである (*Haberle et al.*, 2008)。

2 つ目に、長年にわたり、火星大気中の H₂O の氷による薄い雲は火星大気にそれほど影響を及ぼさないと考えられてきた。最近、いくつかの研究チームがこの雲の効果を考慮した GCM シミュレーションを行った (*Madeleine et al.*, 2012 ; *Wilson*, 2011 ; *Kahre et al.*, 2012 ; *Read et al.*, 2011)。彼らが発見したことは、その雲が局所的に熱構造に影響するというだけでなく、雲による放射の効果で、冬至頃の傾圧波の停止、北半球中緯度における地域的なダストストームの極大、あるいは冬季の南極で観測される温度逆転層の強度といった、いくつかの長年の火星の気候における謎を説明できるかもしれないということだった。

A.3.2.2. 正のフィードバックと不安定性 気候モデラーにとっての他の困難は、正のフィードバックのためにシステムがパラメータに対して非常に敏感である時に立ち現れる。よく知られた例は地球における雪と海氷のアルベドである。もし地球の気候システムをゼロからモデリングしようとするなら、中・高緯度における気候を現実に合わせてしようとするこのモデルパラメータを調整しなければならないということが直ちにわかる。氷のアルベドを過大評価してしまうと、気温が低くなってしまったり、雪氷の量が多くなってしまったりなどの問題が起こる。観測が十分でない気候システムをモデリングする際には、先入観が結果に影響することがないようにするために、対象とするシステムがもつそういったパラメータに対する感度を慎重に研究することが不可欠である。

A.3.2.3. 非線形挙動としきい値効果 モデル感度問題の最たるものは、気候が非線形なプロセスあるいはよく知られていないプロセスに依存する場合に生じる。例えば、現在火星の気候システムの変動性を主として支えているものは、毎年違う季節、違う場所に発生する、局所的、地域的、そして時に全球的なダストストームである。このダストサイクルはほとんど理解されていないが、それはおそらく、気象学的条件によっては達しうる、場所ごとに定まっている限界風応力を超えるとダストの巻き上げが起こるためである。結果的に、ダストサイクル、特に全球的なダストストームの経年変動をモデリングすることは、仮説の上でその挙動を予測できることはさておき (*Newman et al.*, 2002; *Basu et al.*, 2006; *Mulholland et al.*, 2013), 惑星気候学における主要な難関のひとつとなっている。しきい値効果に加え、たいいていの場合地表ダストリザーバーに関連する物理過程はモデルでは欠落している。

A.3.2.4. 複雑なサブグリッドスケールプロセス 上で言及した問題の他に、力学コアによって決定することはできないが惑星気候において重要な役割を果たすプロセスが直接の原因となるものもある。好例として火星のダストストームを再び挙げることもできるが、最も特筆すべき例は地球 GCM でのサブグリッドスケールの雲の表現である。前章 (*Dowling*, 本書) で述べられているように、GCM での雲のパラメタリゼーションは地球の気候予測をする際にモデル間で不一致が生じる主要因だとされている (例えば *Dufresne and Bony*, 2008 を見よ)。

A.3.2.5. 弱い強制, 長いタイムスケール 日射の変動などにより強く強制されるシステムをモデリングするときには、異なる GCM の計算結果同士、あるいは GCM の計算結果と観測結果は容易に一致する。しかしその一方で、システムの時間発展が主にモデリングの対象となるプロセス間の微妙なバランスに依存するときには、モデル設定に対し GCM シミュレーションの結果は敏感なものになる。興味深いケースは金星大気大循環の場合である。

先に述べたとおり、GCM シミュレーションは金星大気のスーパーローテーションが微妙な平衡のもとで起こっているということを示した。スーパーローテーションは地表と大気の角運動量の交換のバランス、それから平均子午面循環とプラネタリー波、熱潮汐、そして重力波との間の角運動量輸送のバランス (現在金星 GCM でのパラメタリゼーションに取り組んでいる最中であるため、重力波のバランスの寄与についてはまだ研究されていない) のうえに成り立っている。このバランスのモデリングは力学コアの詳細や境界条件、そして場合により初期条件に対しても敏感である。

力学コアに対する敏感さは、最近金星大気循環をモデリングした複数の結果が互いに異なっているということからわかるが、同一の物理的強制を仮定した金星 GCM の比較研究によってよりはっきりと明示されている (*Lee and Richardson*, 2010; *Lebonnois et al.*, 2013)。これらの研究により、地球や火星のような条件下でよく似た計算結果を出すも期待できるさまざまな力学コアによっても、金星のような条件下で全く異なった循環パターンを予測してしまう可能性があることが明らかになった (図 A.3)。

これらの研究における風速場の大きなばらつきは、角運動量保存、あるいは水平散逸プロセスを目した様々な力学コアの実装と関係があるに違いない。プラネタリー波は角運動量バランスに重要な役割を果たすので、力学コアでプラネタリー波を空間と時間についてどのように離散化するのか、その表現方法もまた敏感さの一因かもしれない。

モデルで用いられる下端の境界条件は大気と地表の間の角運動量交換をコントロールしているため、それもまた風速場に大きな影響を及ぼす。惑星境界層スキームは地表摩擦のみならず、大気最深層の温度構造にも影響し、したがって地表付近の循環を左右する。地形を考えれば、山岳トルクも地表-大気間で交換されなければならない。このトルクはある地形を考えたときにその東側と西側（したがって帯状風に影響する）で表面気圧が異なることに起因する。山岳トルクは例えば *Lebonnois et al.*(2010a) で示されているように角運動量交換の主要な要素である。

初期条件への敏感さも問題である。*Kido and Wakata*(2008) は大気が静止している状態から計算するのとスーパーローテーションがすでに存在する状態から計算するのでは得られる帯状風場の強さが異なるということを初めて明らかにした。同様の結果が国際宇宙科学研究所 (ISSI) の比較研究 (*Lebonnois et al.*, 2013) や、LMD の金星 GCM による最近のシミュレーション (*Lebonnois et al.*, 2010b) でも得られている。より広くは、そういった結果は、成功裏に終わった CMIP 計画 (Dowling, 6 章, 本書) で地球に関してなされたように、異なった GCM 間の相互比較の組織化への刺激となる。

A.4 地球型惑星の普遍的な気候モデル構築に向けて

A.4.1 ただひとつのモデルであらゆる気候をシミュレートする

太陽系での我々の経験から、気候モデルを構成するモデル要素は大きな改変を加えることなく他の地球型惑星に適用できることがわかり、GCM の潜在的な脆弱性や不確かさも明らかになった。これに基づいて、我々は考え得る様々な惑星の気候をシミュレートできる「普遍的な」GCM の開発を期待できるだろうか？多くの研究チームが GCM を用いて巨大惑星を含む惑星の循環レジームを各惑星の特徴の関数としてシミュレートしてきた。ここでは簡略化した物理過程が用いられている (*Showman et al.*, 本書; *Read*, 2011; *Heng et al.*, 2011; *Edson et al.*, 2011 を見よ)(巨大惑星に対しては特に陽的等エントロピー惑星座標 (EPIC) モデルを用いる; *Dowling et al.*, (1998, 2006)).

次のステップはどんな地球型の気候をも、すなわち、気体、雲、エアロゾルが混合したどんな気体についても、どんな大きさの惑星についても、そしてどんな恒星を周回していても、「完全に」シミュレートすることのできる気候モデルをつくることである。LMD では最近、この章でリストアップした必要なパラメタリゼーションを組み合わせることでそのようなモデルを開発した。そのパラメタリゼーションとは次のものである。(1) 力学コア;

(2) 太陽放射と熱放射による大気と地表の加熱・冷却(すなわち放射伝達); (3) 地中の熱の貯蔵と拡散; (4) サブグリッドスケールの乱流と対流による混合; (5) 存在しうるあらゆる雲とエアロゾルの形成, 輸送, および放射効果. 上で述べたとおり, (1), (3), そして(4) はほぼ普遍的なプロセスである. 放射伝達方程式も普遍的ではあるが, 新たな惑星の3次元的な気候をシミュレートするためには, 3次元シミュレーションに用いるのにも十分に速く, かつあらゆる大気組成あるいは厚い大気を正確にモデリングするために十分融通が利く放射伝達コードを開発することがひとつの難関であった. この目的のために, 我々は相関k分布法を用いた. 我々は, 惑星には海が存在する可能性もあるので, Codron(2012)に従ってそこで起こり得る熱輸送や海氷の形成も考慮に入れている.

なぜそういったモデルを開発するのか? 一番の目的は, 直接の観測はできないが科学的な検証がなされるべき惑星で何が起こり得るのかをよりよく理解するために, さまざまな考え得る気候を研究することができるようになることである. 最初の例は遠い昔(数十億年前)の地球(Charnay et al., 2012), 火星(Forget et al., 2013; Wordsworth, 2012), あるいは金星(Leconte et al., 2013)の気候がもつ性質である. 他にも, 例えば分光的特徴をシミュレートして将来の観測に備えたり(Selsis et al., 2011)ハビタビリティ(すなわち, 液体の水ひいては生命が存在できる条件)を評価することを目的とした系外惑星のモデリングという応用の形がある.

A.4.2 ハビタビリティのモデリング

2011年以前, ほぼすべてのハビタビリティに関する研究は全球平均した状態をシミュレートする単純な1次元定常状態の放射対流モデルを用いて行われていた. 例外といえば, 緯度方向に限定した地表温度の変化を研究するためのパラメータ化されたエネルギーバランスモデル(EBMs)(Williams and Kasting, 1997; Spiegel et al., 2008)か, 地球気候モデルを用いた3次元シミュレーション(Joshi, 2003)くらいであった. 多くの場合, 1次元モデルでは惑星のハビタビリティを見積もるのに不十分であり, GCMが用いられるべきである. 第一に, GCMは日サイクルや季節サイクルによって場所ごとのハビタビリティがどうなっているかをシミュレートすることができる. そのことは例えば, 全球平均したシミュレーションを用いるよりもハビタブルゾーンの意味するものをより正確に理解する助けになる. 第二に, GCMを使えば先に議論したようにハビタブルゾーンの内側境界と外側境界で重要になってくる雲の分布と影響をよりよく理解できる. 最後に, 3次元モデルは大気, そして原理的には海洋による極方向や夜半球方向へのエネルギー輸送の予測をすることができる. これは, 惑星の水やCO₂大気が潮汐ロックした惑星の夜半球や自転軸傾斜角の小さい惑星の極で凝集するかどうかを考慮するために必要である.

LMDで開発されたモデルは現在, ハビタブルゾーンの境界についてよりよく理解するために利用されている. 例えば, Wordsworth et al.(2011)は2007年に発見されたGliese 581dのハビタビリティを研究するためにそのモデルを応用した. Gliese 581dは火星の65%の恒星エネルギーを受け取っており, おそらく潮汐ロックしている. よってGliese 581dでは極

の日射が極めて少なく、また夜半球が存在している可能性がある。このような条件においては、惑星上のいかなるハビタブルな気候も全球凍結や大気崩壊をやり過ごせるかどうかは不明であり、1次元モデルで結論を出すことはできない。Wordsworth *et al.*(2011) は3次元気候シミュレーションを行い、妥当と思われるさまざまなケースにおいて Gliese 581d が安定な大気と地表に液体の水をもっていることを実証した。これにより Gliese 581d はハビタブルゾーン内にあると確認された最初のスーパーアース (地球の 2-10 倍の質量をもつ系外惑星) となった。CO₂ と H₂O の氷による雲の形成を考慮して、彼らは 10 bar を超える CO₂ と様々な量を与えた背景ガス (例えば N₂) をもつ大気では、全球平均温度が陸惑星でも海惑星でも 0°C 以上に保たれることを発見した (図 A.4)。

同様に、Leconte *et al.*(2013) は3次元 LMD GCM を Gliese 581c や HD 85512b などの温暖で潮汐ロックした惑星の考え得る気候を研究するために用いた。もし恒星からのフラックスがこれらの惑星と同じ程度であれば、地球のような惑星は地表温度に対する水蒸気の正のフィードバックで誘発される暴走温室効果によって不安定になり、地表にある液体の水がすべて蒸発してしまうためハビタブルではあり得ないだろう。彼らは、潮汐ロックした惑星では2つの安定した気候レジームが存在しうることを見出した。ひとつは従来の暴走蒸発状態、そしてもうひとつは水が永久的に寒冷な場所 (すなわち夜半球) にトラップされる大気崩壊状態である。もし厚い氷がそこに蓄積すれば、従来のハビタブルゾーンの内側境界よりさらに恒星に近いところでも、氷床流動と地熱フラックスが氷冠の境界や底に長期的に存在する液体の水を生成するように作用し始めるだろう。

A.5 結論

現実的な GCM は、普遍的な方程式に基づいて惑星環境の詳細をシミュレートできるものを指すが、今では力学コア、放射伝達解法、乱流と対流のパラメタリゼーション、地表熱モデル、揮発性物質の相転移コード、そしていくつかの特定のスキームを場合により加えた、限られた数の要素を組み合わせることで作りあげることができる。実験対象となりうる地球型大気 (金星、地球、火星、タイタン、トリトン、冥王星) のシミュレーションから得られた太陽系での我々の経験は、もともと地球向け、特に気候変動を研究するために開発された GCM によるアプローチの有効性を裏付けている。GCM の要素は多くが「普遍的」であるため、我々が想像できるいかなる種類の惑星と大気に対しても現実的な気候モデルを将来的につくることが期待できるといえる。そういったツールは地球型系外惑星の考え得る気候を調べることや太陽系の過去の環境を研究することに役立つ。

それにもかかわらず、惑星 GCM モデリングの歴史は、最も現実的なモデル入力パラメータを仮定しても時には単にキーププロセスが忘れられていたりそれがまだ正しくパラメタ

イズされていないことが原因で、また時には気候レジームがきわめてモデル設定に対して敏感であるか、正のフィードバックに関するプロセス間の微妙なバランスの結果であることが原因で、計算結果が誤ったものになり得ることを示している。いずれにせよ、GCM を使って仮想惑星を構築することは、宇宙探査機や地球から得られた観測結果を踏まえると、気候システムの複雑な特質について我々に多くを教えてくれる真の科学の試みである。

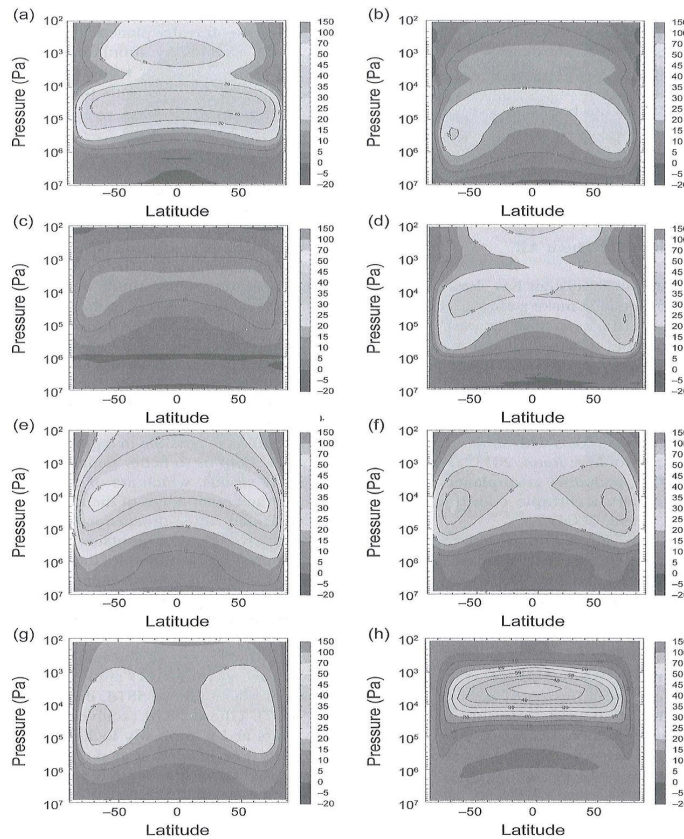


Fig. 3. Zonally and temporally averaged zonal wind fields obtained in Venus-like conditions by various dynamical cores sharing the exact same solar forcing and boundary layer scheme. Unit is m s^{-1} . **(a)** "Spectral" model from CCSR (Japan), **(b)** finite difference model from LMD (France), **(c)** "spectral" model from Open University (UK), **(d)** finite difference model from Oxford (UK), **(e)** "spectral" model from *Lee and Richardson* (2010) (USA), **(f)** finite difference model from *Lee and Richardson* (2010) (USA), **(g)** finite volume model from *Lee and Richardson* (2010) (USA), and **(h)** finite volume model from UCLA (USA). For the UCLA simulation **(h)**, the resolution is much higher than the other baseline runs and the results are averaged over a 10-year period. The results show that even in very similar modeling conditions, the wind speeds obtained with the different dynamical cores (which would give similar results in Earth's case) are widely different. Figure from *Lebonnois et al.* (2013).

図 A.3: 金星のような条件のもといろいろな力学コアを用いて得られた東西平均，時間平均した帯状風。太陽強制と境界層スキームは同一のものを採用している。単位は ms^{-1} 。(a)CCSR(日本) のスペクトルモデル，(b)LMD (フランス) の有限差分モデル，(c) オープン大学(イギリス) のスペクトルモデル，(d) オックスフォード大学(イギリス) の有限差分モデル，(e)*Lee and Richardson*(2010)(アメリカ) のスペクトルモデル，(f)*Lee and Richardson*(2010)(アメリカ) の有限差分モデル，(g)*Lee and Richardson*(2010)(アメリカ) の有限体積モデル，(h)UCLA(アメリカ) の有限体積モデル。(h) に関しては，他のシミュレーションよりも高解像度で，10年平均をとっている。この結果から，非常に似通った条件でモデリングしても異なる力学コア(地球では同じような結果を示す) から得られる風速は大いに異なったものになることが示された。図は *Lebonnois et al.*(2013) より。

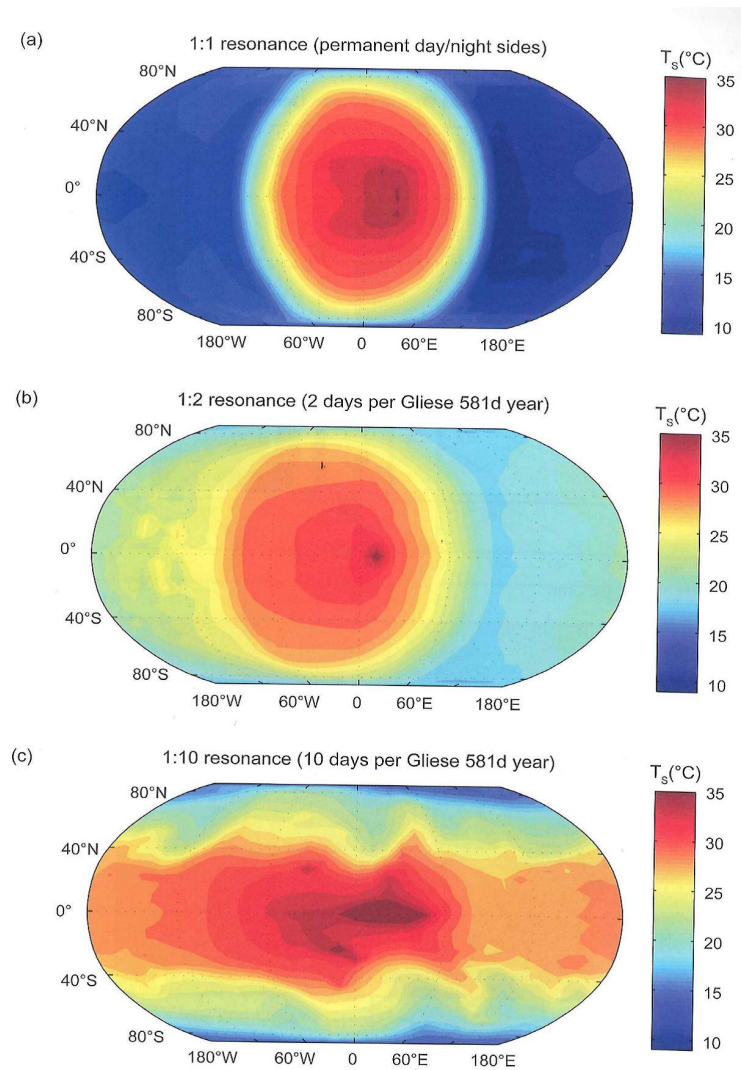


Plate 39. Surface temperature snapshots from three-dimensional global climate model simulations for the extrasolar planet Gliese 581d, assuming a 20-bar CO_2 atmosphere and for three possible rotation rates. Such three-dimensional simulations can help better understand the habitability of exoplanets, in spite of the lack of observations. Figure from *Wordsworth et al. (2011)*.

図 A.4: 系外惑星である Gliese 581d を対象に行った 3 次元全球気候モデルシミュレーションによる地表温度のスナップショット。20 bar の CO_2 大気と 3 つの考え得る自転速度を仮定している。このような 3 次元シミュレーションは、観測ができなくとも系外惑星のハビタビリティをよりよく理解するための助けとなる。図は *Wordsworth et al.(2011)* より。

付録B 図録

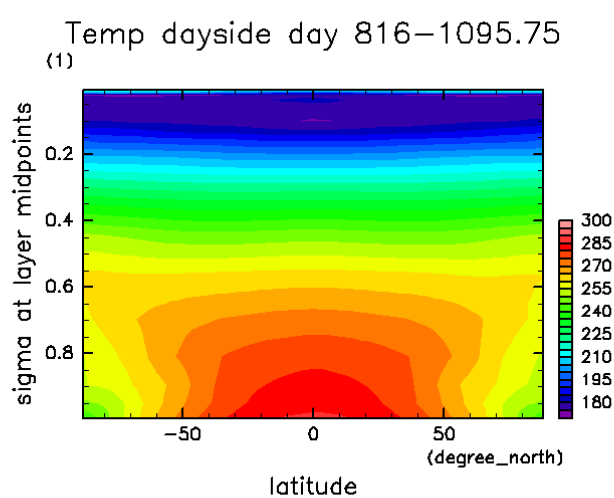


図 B.1: GJ667Cc の昼半球における気温 (K) の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 経度 $0^\circ - 180^\circ$ にわたって平均してある.

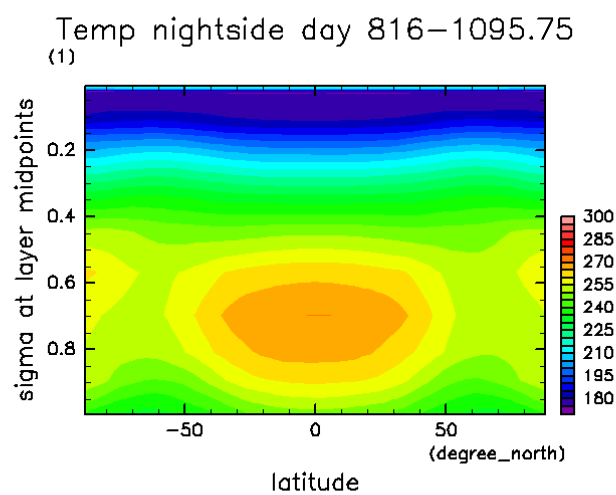


図 B.2: GJ667Cc の夜半球における気温 (K) の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 経度 $180^\circ - 360^\circ$ にわたって平均してある.

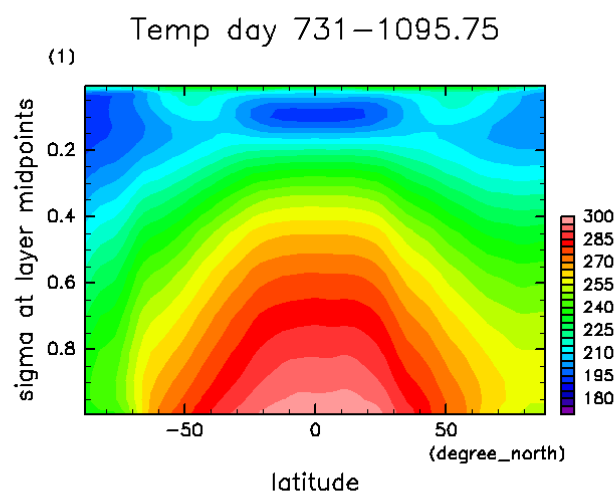


図 B.3: 地球における気温 (K) の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 経度方向に平均をとっている.

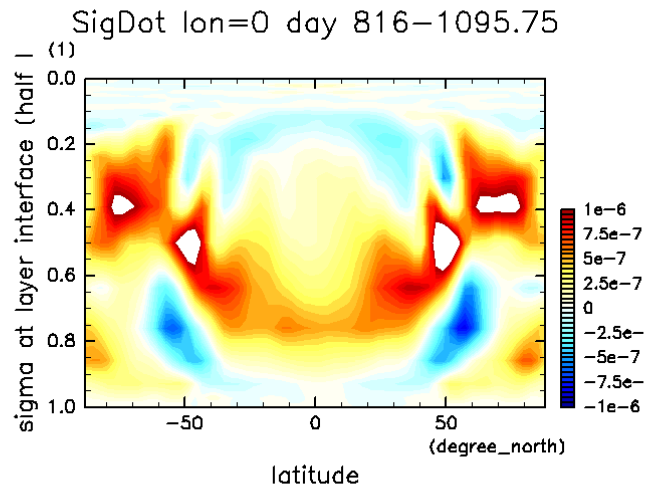


図 B.4: GJ667Cc の経度 0° における鉛直風の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 青い領域は上昇流, 赤い領域は下降流があることを示す.

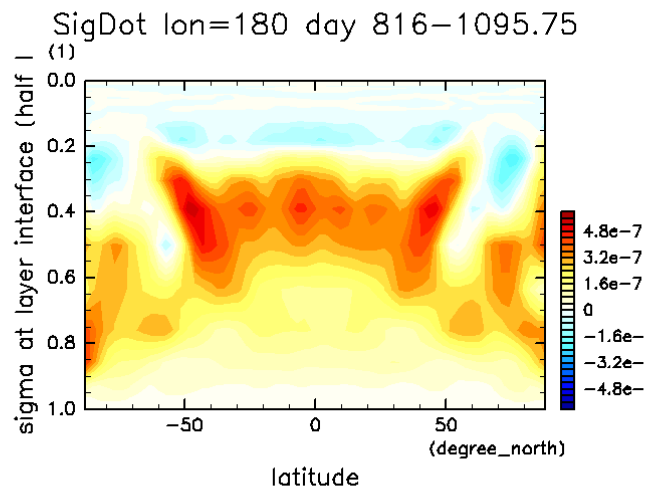


図 B.5: GJ667Cc の経度 180° における鉛直風の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 青い領域は上昇流, 赤い領域は下降流があることを示す.

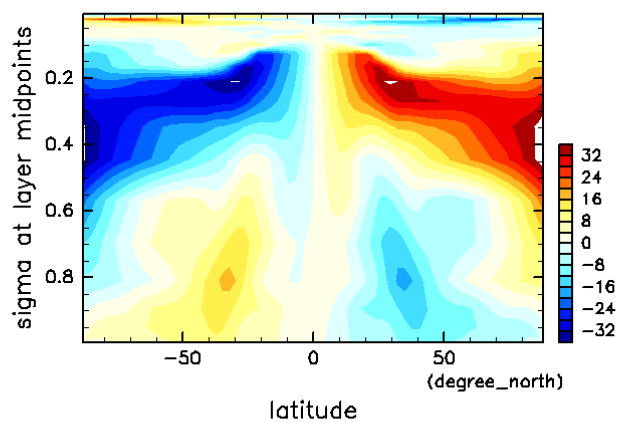
Northward wind lon=100 day 816–1095.75
(1)

図 B.6: GJ667Cc の経度 100° における南北風の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 赤い領域は南風, 青い領域は北風が吹いていることを示す.

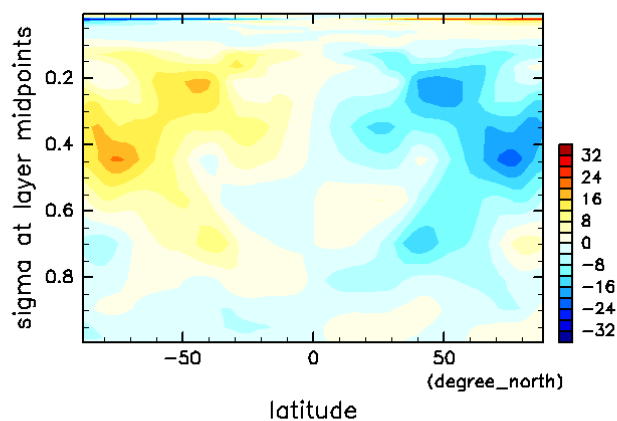
Northward wind lon=310 day 816–1095.75
(1)

図 B.7: GJ667Cc の経度 310° における南北風の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 赤い領域は南風, 青い領域は北風が吹いていることを示す.

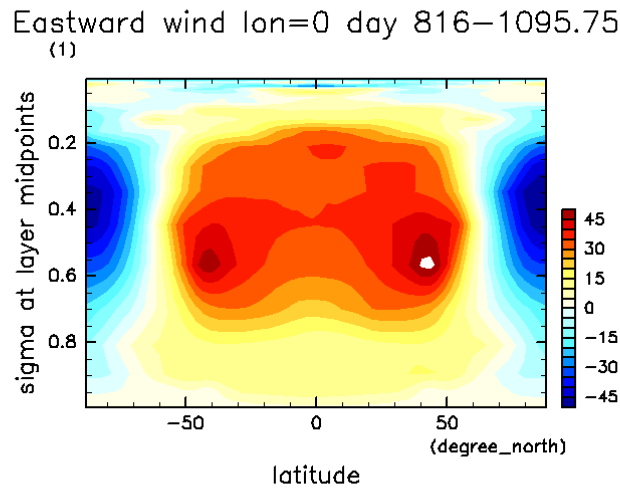


図 B.8: GJ667Cc の経度 0° における東西風の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 赤い領域は西風, 青い領域は東風が吹いていることを示す.

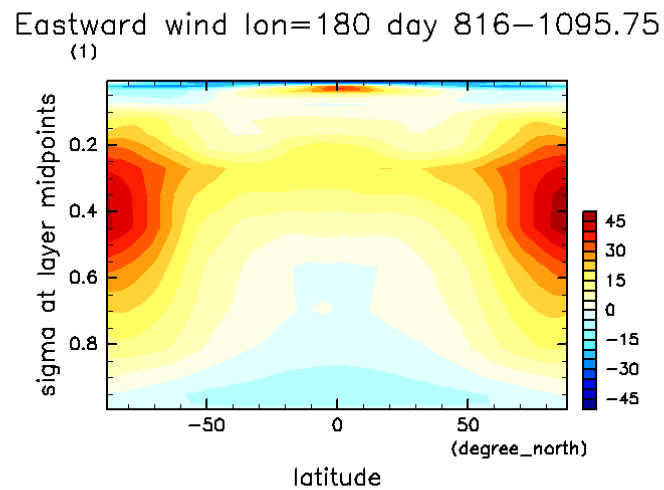


図 B.9: GJ667Cc の経度 180° における東西風の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 赤い領域は西風, 青い領域は東風が吹いていることを示す.

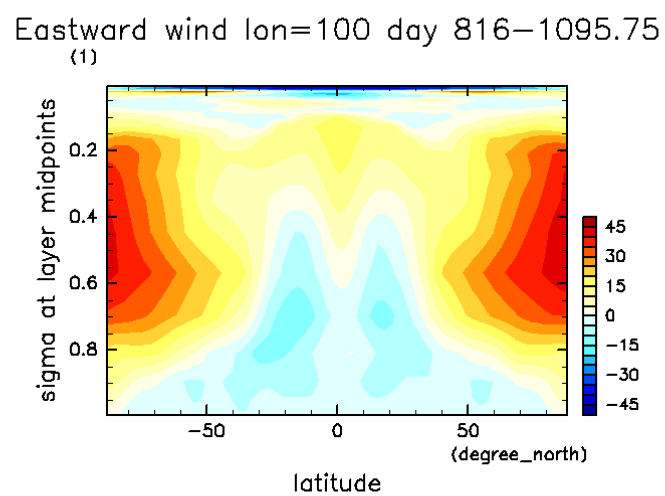


図 B.10: GJ667Cc の経度 100° における東西風の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 赤い領域は西風, 青い領域は東風が吹いていることを示す.

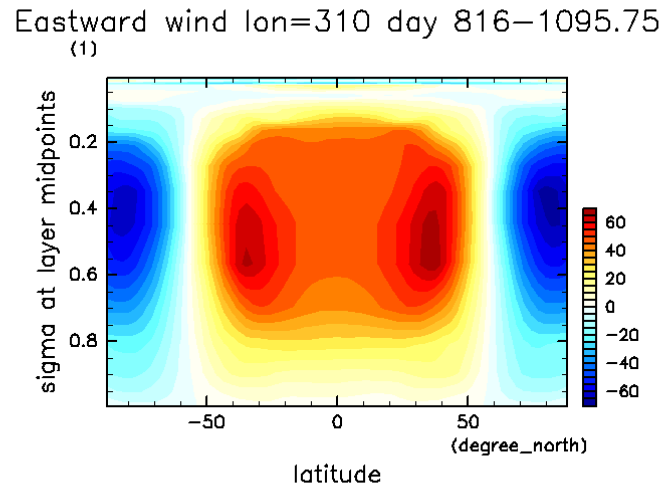


図 B.11: GJ667Cc の経度 310° における東西風の子午面分布. 横軸は緯度, 縦軸は高度. 赤い領域は西風, 青い領域は東風が吹いていることを示す.

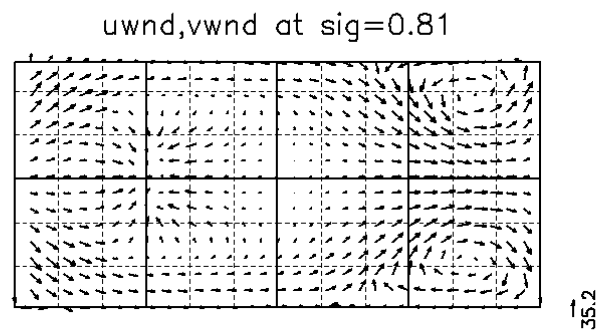


図 B.12: GJ667Cc の $\sigma = 0.81$ における水平風 (m/s). 横軸は経度, 縦軸は緯度. 黒いベクトルは風の水平成分の強さと向きを表す. 図の右下のベクトルは風速 35.2 m/s の風を表している.

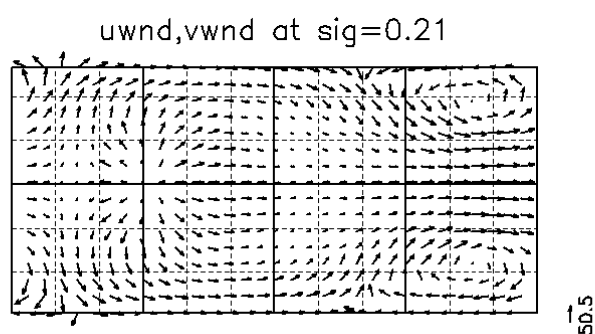


図 B.13: GJ667Cc の $\sigma = 0.21$ における水平風 (m/s). 横軸は経度, 縦軸は緯度. 黒いベクトルは風の水平成分の強さと向きを表す. 図の右下のベクトルは風速 50.5 m/s の風を表している.

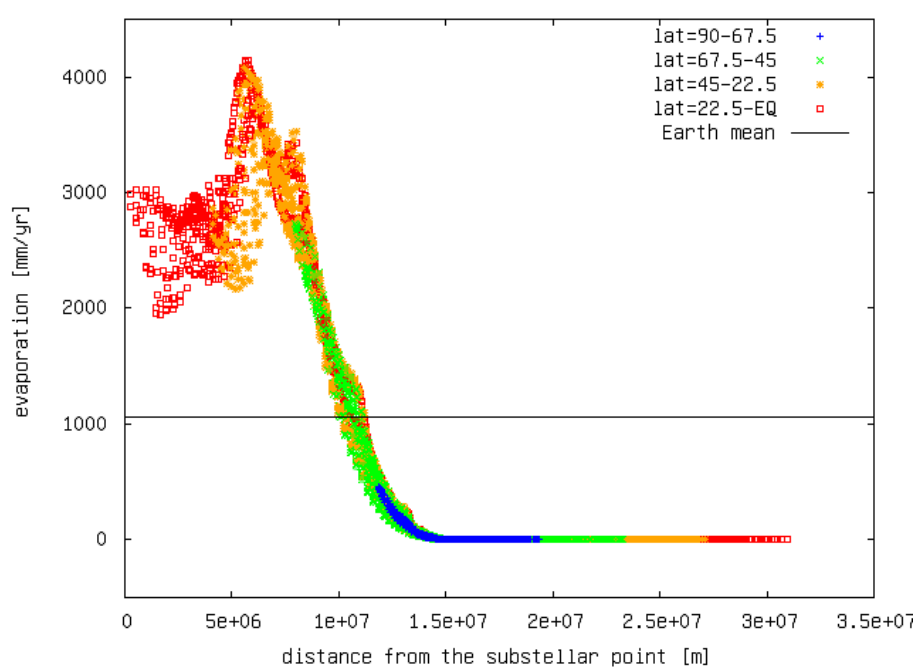


図 B.14: GJ667Cc の年間地表面蒸発量の直下点距離分布. 横軸は直下点距離 (m), 縦軸は蒸発量 (mm/yr). 極から赤道までを 4 つの等間隔な緯度帯 (22.5° 刻み) に分割し, プロットの色を高緯度から順に青, 緑, 橙, 赤とした. 黒線は地球平均値である.

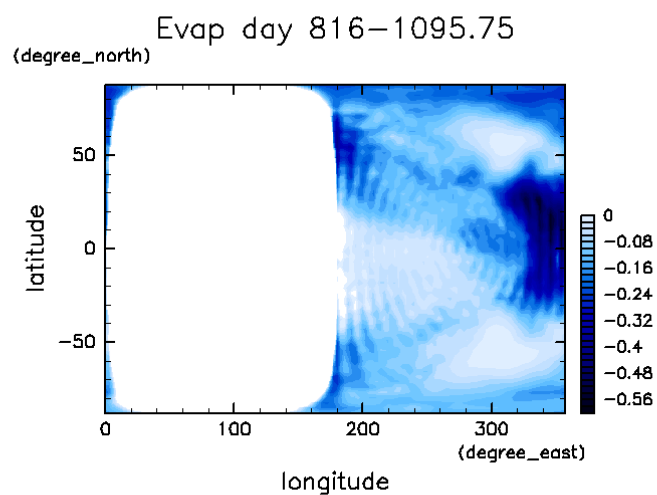


図 B.15: GJ667Cc の年間地表面蒸発量の緯度経度分布において夜半球での凝結が見えるように表示する最小値を -0.6 mm としている. 横軸は経度, 縦軸は緯度. 白い領域は年間地表面蒸発量が 0 mm/yr 以上の領域である.

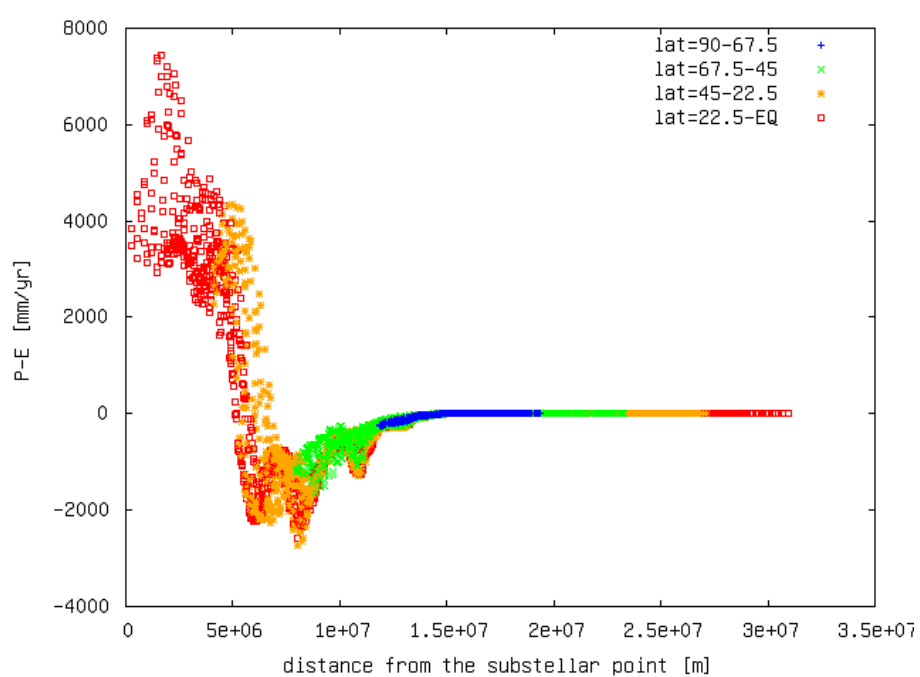


図 B.16: GJ667Cc の $P - E$ の直下点距離分布. 横軸は直下点距離 (m), 縦軸は $P - E$ (mm/yr). 極から赤道までを 4 つの等間隔な緯度帯 (22.5° 刻み) に分割し, プロットの色を高緯度から順に青, 緑, 橙, 赤とした.

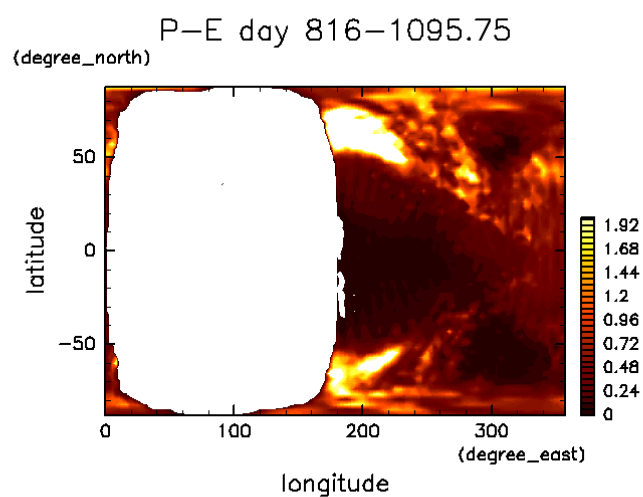


図 B.17: GJ667Cc の $P - E$ の緯度経度分布において夜半球での水の局在化が見えるように表示する最大値を 2 mm としている. 横軸は経度, 縦軸は緯度. 白い領域は $P - E$ が 2 mm/yr 以上の領域である.

参考文献

- [1] Anglada-Escudé, G., Tuomi, M., Gerlach, E., et al. (2013) A dynamically-packed planetary system around GJ 667C with three super-earths in its habitable zone. *Astronomy and Astrophysics*, **556**, A126.
- [2] Anglada-Escudé, G., Arriagata, P., Vogt, S. S., et al. (2012) A planetary system around the nearby M dwarf GJ 667C with at least one super-earth in its habitable zone. *Astrophysical Journal Letters* **751**, (1) L16-L22.
- [3] Barnes, R., Raymond, S. N., Jackson, B., et al. (2008) The HD 40307 planetary system: super-earths or mini-neptunes? *ApJ*, **695**, 1006-1011.
- [4] Bonfils, X., Delfosse, S., Udry, S., et al. (2011) The HARPS search for southern extra-solar planets XXXI. The M-dwarf sample. *Astronomy and Astrophysics*, **549**, A109.
- [5] Charbonneau, D., Betra, Z. K., Irwin, J., et al. (2009) A super-earth transiting a nearby low-mass star. *Nature*, **462**, 891-894.
- [6] Forget, F. and Lebonnois, S. (2013) Global climate models of the terrestrial planets. *Comparative Climatology of Terrestrial Planets* (S. J. Mackwell eds.), 213-229. The University of Arizona Press, USA.
- [7] Geballe, T. R., Knapp, G. R., Leggett, S. K., et al. (2002) Toward spectral classification of L and T dwarfs: Infrared and optical spectroscopy and analysis. *Apj*, **564**, 466-481.
- [8] Heller, R., Leconte, J., and Barnes, R., (2011) Tidal obliquity evolution of potentially habitable planets. *Astronomy and Astrophysics*, **545**, L8.
- [9] Kasting, J. F., Whitmire, D. P., and Reynolds, R. T. (1993) Habitable zones around main-sequence stars. *Icarus*, **101**, 108-128.
- [10] Kopparapu, R. K., Ramirez, R., Kasting, J. F., et al. (2013) Habitable zones around main-sequence stars: New estimates. *ApJ*, **765**, 131.
- [11] Lagache, M. (1976) New data on the kinetics of the dissolution of alkali feldspars at 200C° in CO₂ charged water. *Geochimica et Cosmochimica* **40**, 157-161.
- [12] Lagache, M. (1965) Contribution à l'étude de l'altération des feldspaths, dans l'eau, entre 100 et 200C°, sous diverses pressions de CO₂, et application à la synthèse des minéraux argileux. *Bull. Soc. France Minerol. Crist.*, **88**, 223-253.

- [13] Leconte, J., Forget, F., Charnay, B., et al. (2013) 3D climate modeling of close-in land planets: Circulation patterns, climate moist bistability and habitability. *Astronomy and Astrophysics*, **554**, A69.
- [14] Louis, J-F., Tiedtke, M., and Geleyn, J-F. (1982) A short history of the PBL parameterization at ECMWF, Workshop on Planetary Boundary Layer Parameterization, 59-80, ECMWF, Reading, U.K..
- [15] Manabe, S., Smagorinsky, J., and Strickler, R.F. (1965) Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle, *Mon. Weather Rev.*, **93**, 769-798.
- [16] Menard, H. W. and Smith, S. M. (1966) Hypsometry of ocean basin provinces. *J. Geophys. Res.*, **71**, 4305.
- [17] Meybeck, M. (1979) Concentrations des eaux fluviales en éléments majeurs et apports en solution aux océans. *Rev. Géol. Dyn. Géogr. Phys.*, **21**, 215-246.
- [18] Mellor, G. L. and Yamada, T. (1982) Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851-875.
- [19] Moorthi, S. and Suarez, M. J. (1992) Relaxed Arakawa-Schubert: A parameterization of moist convection for general circulation models, *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 978-1002.
- [20] Reiners, A. and Mohanty, S. (2012) Radius-dependent angular momentum evolution in low-mass stars. I. *ApJ*, **746**, 43.
- [21] Schulze-Makuch, D., Méndez, A., Fairén, A. G., et al. (2011) A two-tiered approach to assessing the habitability of exoplanets. *Astrobiology*, **11**, no. 10, 1041-1052.
- [22] Showman, A. P., Wordsworth, R. D., Merlis, T. M., et al. (2013) Atmospheric circulation of terrestrial exoplanets. *Comparative Climatology of Terrestrial Planets* (S. J. Mackwell eds.), 277-326. The University of Arizona Press, USA.
- [23] van Leeuwen, F. (2007) Validation of the new Hipparcos reduction. *Astronomy and Astrophysics*, **474**, 653-664.
- [24] Walker, J. C. G., Hays, P. B., and Kasting, J. F. (1981) A negative feedback mechanism for the long-term stabilization of earth ' s surface temperature. *Journal of Geophysical Research*, **86**, 9776-9782.
- [25] Wordsworth, R. D., Forget, F., Selsis, F., et al. (2011) Gliese 581d is the First Discovered Terrestrial-Mass Exoplanet in the Habitable Zone. *Astrophysical Journal Letters*, **733**, L48.
- [26] Dole, S. H., (1964) *Habitable planets for man*. New York, Blaisdell Pub. Co. [1964] [1st ed.].
- [27] “ Planetary Habitability Laboratory ” <http://phl.upr.edu/>
- [28] “ The Extrasolar Planets Encyclopaedia ” <http://exoplanet.eu/>

- [29] 井田茂. 系外惑星. 東京大学出版会, 2007, pp.204
- [30] 小倉義光. 一般気象学 第2版. 東京大学出版会, 1999, pp.308
- [31] 田近英一. “地球システムにおける物質循環”. 住明正, 平朝彦, 鳥海光弘, 松井孝典編著. 岩波講座地球惑星科学2 地球システム科学. 岩波書店, 1996, p.21-53
- [32] 松田佳久. 気象学入門 基礎理論から惑星気象まで. 東京大学出版会, 2014, pp.240
- [33] 高橋 芳幸, 樫村 博基, 竹広 真一, 石渡 正樹, 納多 哲史, 小高 正嗣, 堀之内 武, 林祥介, DCPAM 開発グループ, 2013: 惑星大気モデル DCPAM, <http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/>, 地球流体電脳倶楽部.
- [34] 「国土交通省 水資源部」 <http://www.mlit.go.jp/tochimizushigen/mizsei/>
- [35] 「惑星としての地球」 <http://www.ep.sci.hokudai.ac.jp/~keikei/enlighten/earth.html>