

火星で液体H<sub>2</sub>Oが安定となる場所と時間の広がり：  
自転軸傾斜角・初期平均地表気圧を変えての  
シミュレーション

岡山大学 理学部 地球科学科  
05B21526 林 丈起

2025/02/10

## 要旨

現在の火星において、地表で  $\text{H}_2\text{O}$  が液相で安定となる地域はごく限られている。しかし、液体の  $\text{H}_2\text{O}$  が流れて形成されたと考えられる地形が、 $\text{H}_2\text{O}$  が液相で安定とならない地域に多数存在している。このことは、過去の火星の表層環境が現在と異なっていたことを示唆する。火星では、自転軸傾斜角と大気圧が変化することで、地表における液相の  $\text{H}_2\text{O}$  の安定性が変化したと考えられている。本研究は、大気大循環モデル dcpam を用いて火星の気候シミュレーションをおこない、自転軸傾斜角と大気圧が地表にある液相の  $\text{H}_2\text{O}$  の安定性に及ぼす影響を調べた。過去 100 万年間の火星で生じたとされる自転軸傾斜角の変化は、それだけでは液相の  $\text{H}_2\text{O}$  の安定性を大きくは変えなかった。一方で、大気圧の変化はそれだけで液相の  $\text{H}_2\text{O}$  の安定性を大きく変えた。レーダーで観測された地下水の分布に基づいて推定された過去の自転軸傾斜角と大気圧を与えた気候シミュレーションの結果は、同様の気候シミュレーションをおこなった Dickson et al. (2023) の結果とおおむね一致した。また、大気中に浮遊するダスト量を変えた計算から、ダスト量の変化は地表温度を変えることで液相の  $\text{H}_2\text{O}$  の安定性に影響することが示された。

# 目次

<b>第1章 序論</b>	<b>2</b>
1.1 火星地表における H <sub>2</sub> O	2
1.2 火星の自転軸傾斜角と大気圧	2
<b>第2章 モデルと実験設定</b>	<b>4</b>
2.1 惑星大気大循環モデル DCPAM5	4
2.1.1 自転軸傾斜角	5
2.1.2 初期平均気圧	5
2.1.3 近日点黄経	5
2.1.4 ダストの光学的厚さ	5
<b>第3章 結果</b>	<b>7</b>
3.1 自転軸傾斜角を変えた計算	7
3.2 平均気圧を変えた計算	10
3.3 過去の火星	12
3.4 ダスト量を変えた計算	17
<b>第4章 まとめ</b>	<b>18</b>
<b>付録</b>	<b>20</b>
1.1 図の描画に用いたスクリプト	20

# 第1章 序論

## 1.1 火星地表における H<sub>2</sub>O

火星の地表には、ガリーとよばれる溝が多数存在している (Harrison et al., 2015). ガリーは、斜面を液体の H<sub>2</sub>O が流れることで形成されたと考えられている. すなわち、ガリーが存在する場所は、現在か過去に H<sub>2</sub>O が液相で安定に存在する条件を満足していた場所ということになる. ガリーは南半球の中緯度地域に最も多く存在している.

現在の火星の年平均気温は約 210K, 年平均気圧は約 600Pa であり, ほとんどの時間・場所において H<sub>2</sub>O は固相で安定となる. 気圧が高い低地では, 夏季に気温が上がると H<sub>2</sub>O が液相で安定になることもある. しかし, ガリーが多数存在する南半球の中緯度地域は, 標高が高い場所が多く, H<sub>2</sub>O が液相で安定となることは難しい.

## 1.2 火星の自転軸傾斜角と大気圧

火星の自転軸傾斜角は, 過去 500 万年の間, 15° から 45° の範囲で変動したとされる (Laskar et al., 1993). 自転軸傾斜角の変化は, 惑星を加熱する日射量の時空間分布を変え, 惑星表層の温度を変える. そして, 火星では, 温度の変化は大気圧の変化を引き起こす. 火星大気の主成分である CO<sub>2</sub> は, 冬季の低温で凍結し地表に CO<sub>2</sub> 氷を形成する. 地表に形成された CO<sub>2</sub> 氷の量が変わることで, 大気圧が変化する.

火星の地下に閉じ込められた CO<sub>2</sub> 氷は, レーダーによって観測されている (Bierson et al., 2016). 火星の極域の地下に存在する CO<sub>2</sub> 氷の量は, 現在の火星大気にある量とほぼ同量と見積もられており, それらが大気中に放出されたなら, 大気圧は現在のほぼ 2 倍になる. また, レーダー観測は, CO<sub>2</sub> 氷が複数の塊からなり, それぞれが H<sub>2</sub>O 氷の層で覆われていることを明らかにした. このことから, 火星では大気 CO<sub>2</sub> が地表の氷に固定される出来事が, 複数回生じたと考えられている.

Bierson et al. (2016) は, レーダーが観測した地下水と, 天体力学に基づいて計算された火星の自転軸傾斜角の変動から, 過去 100 万年間の大気圧変化モデルを構築した (図 1.1). 自転軸傾斜角が小さいと, 高緯度地域の温度が一年を通して低くなるため, 高緯度地域で形成した CO<sub>2</sub> 氷が越年するようになり, 大気圧は減少

する。逆に、自転軸傾斜角が大きいときは、夏季に高緯度地域の温度が上昇することで、高緯度地域の  $\text{CO}_2$  氷が昇華して大気に放出され、越年する  $\text{CO}_2$  氷が存在しなくなるので大気圧は増加する。近年は、極域の地下にある  $\text{CO}_2$  氷が  $\text{H}_2\text{O}$  氷によって閉じ込められているため、自転軸傾斜角が大きいわりに大気圧は低くなっている。

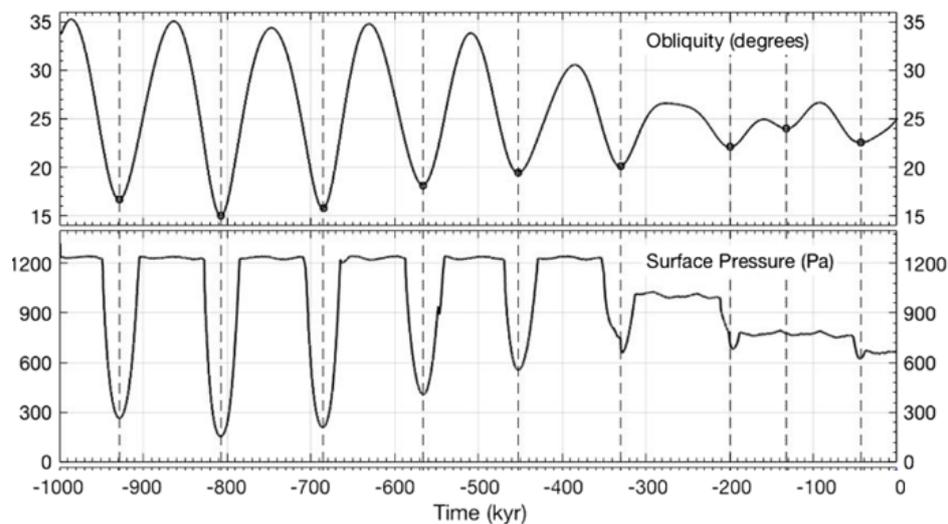


図 1.1: 過去 100 万年の火星の自転軸傾斜角と平均気圧 (Bierson et al., 2016). 自転軸傾斜角は Laskar et al. (2004) の計算結果. 地表気圧は、自転軸傾斜角の変動と地下氷の観測に基づくモデル.

## 第2章 モデルと実験設定

### 2.1 惑星大気大循環モデル DCPAM5

本研究は、地球電脳倶楽部が開発している惑星大気大循環モデルDCPAM5-Version: 20180304-2(高橋ほか、2018)を用いて火星の気候シミュレーションをおこなった。物理過程は表 2.1 に示したものをを用いた。大気主成分  $\text{CO}_2$  が凝結することによる大気量の変化はモデル内で計算される。大気中を浮遊するダストの量は計算せず、時間・場所によらず一定の光学的厚さのダストが存在するとした。

表 2.1: 火星気候シミュレーションに用いた物理過程.

放射過程	火星用放射モデル (Takahashi et al., 2003, 2006 の改良版)
乱流混合過程	Mellor and Yamada level2.5 (Mellor and Yamada, 1982)
バルク係数	Beljaars and Holtslag (1991); Beljaars (1994)
陸面過程	バケツモデル (Manabe, 1969), 地中熱伝達方程式
積雲対流	Manabe et al. (1965)
非対流凝結	Manabe et al. (1965)

初期状態から 6 火星年の積分をおこなった。全球平均気圧と全球平均地表気圧は、計算開始 2 年後以降はほぼ同じ季節変化を示した (図 2.1) ことから、定常状態に達したと判断される最後の 1 火星年を解析した。

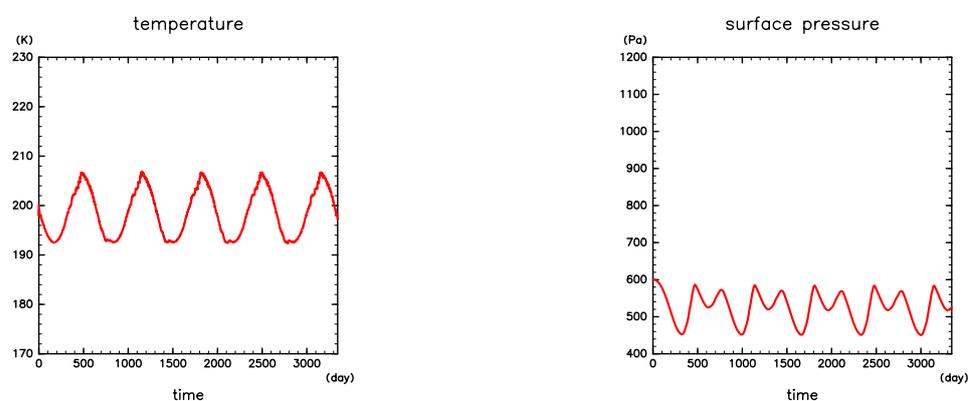


図 2.1: 全球平均地表気温 (左) と全球平均地表気圧 (右). 自転軸傾斜角  $25^\circ$ , 平均気圧 600 Pa.

自転軸傾斜角と平均気圧は、現在の火星の値を用いるとともに、Bierson et al. (2016) のモデルを参考にして、表 2.2 に示したいくつかの場合について計算をおこなった。また、近日点黄経と大気ダストの光学的厚さを変更した計算もおこなった。

表 2.2: 過去の火星を想定した気候シミュレーションの設定。

	現在の火星の値	変更した値
自転軸傾斜角 (°)	25	20, 30, 35
初期平均気圧 (Pa)	600	800, 1200
近日点黄経	250.98	90, 270
ダストの光学的厚さ	0.2	0.0, 1.0

### 2.1.1 自転軸傾斜角

Bierson et al.(2016) より、過去 100 万年の自転軸傾斜角の最大値はおよそ 35° であったので、35° を上限とした。また、今より自転軸傾斜角が小さい時の影響を調べるために 20° の計算もおこなった。

### 2.1.2 初期平均気圧

自転軸傾斜角と同様に、Bierson et al.(2016) より過去 100 万年の平均気圧の最大値はおよそ 1200Pa であったので、1200Pa を上限とした。600Pa と 1200Pa の間の気圧であり、Dickson et al. (2023) と結果を比較することができる 800Pa の計算もおこなった。

### 2.1.3 近日点黄経

先行研究と比較するための計算をおこなった際に、近日点黄経=90°(北半球の夏至に近日点) または近日点黄経=270°(南半球の夏至に近日点) を設定した。それ以外の計算では現在の火星の近日点黄経を設定した。

### 2.1.4 ダストの光学的厚さ

火星大気中のダストは、風が吹くことで地表から巻き上げられる。そのため、大気中を浮遊するダストの量は一定でなく、時々刻々と変化する。本研究では大気中を浮遊するダストの量を計算することをせず、大気中に浮遊するダストの量は一定であるとして、シミュレーションをおこなった。現在の火星で大気中に浮遊するダストの光学的厚さはおよそ 0.2 であることを考慮して、ダスト量を設定した。また、ダスト量が放射過程を通して大気の温度に影響を及ぼすことを考慮

して、ダストの光学的厚さが0.0と1.0の場合についてもシミュレーションをおこなった。

## 第3章 結果

### 3.1 自転軸傾斜角を変えた計算

図 3.1 は平均気圧 600Pa の場合に、1 火星年のうち地表で液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定となる時間の割合 (%) を示したものである。ここでは、液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になる条件を温度と圧力の両方が  $\text{H}_2\text{O}$  の三重点の温度と圧力を超えたときとした。自転軸傾斜角が  $20^\circ$  から  $35^\circ$  度の範囲で変わっても、地表で液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になる地域と時間の長さは、あまり変わらなかった。自転軸傾斜角は火星表層環境に大きな影響を及ぼすと考えられていることを考えると、地表にある液相の  $\text{H}_2\text{O}$  の安定性が自転軸傾斜角に依らず変わらないとする計算結果は、意外であると言える。

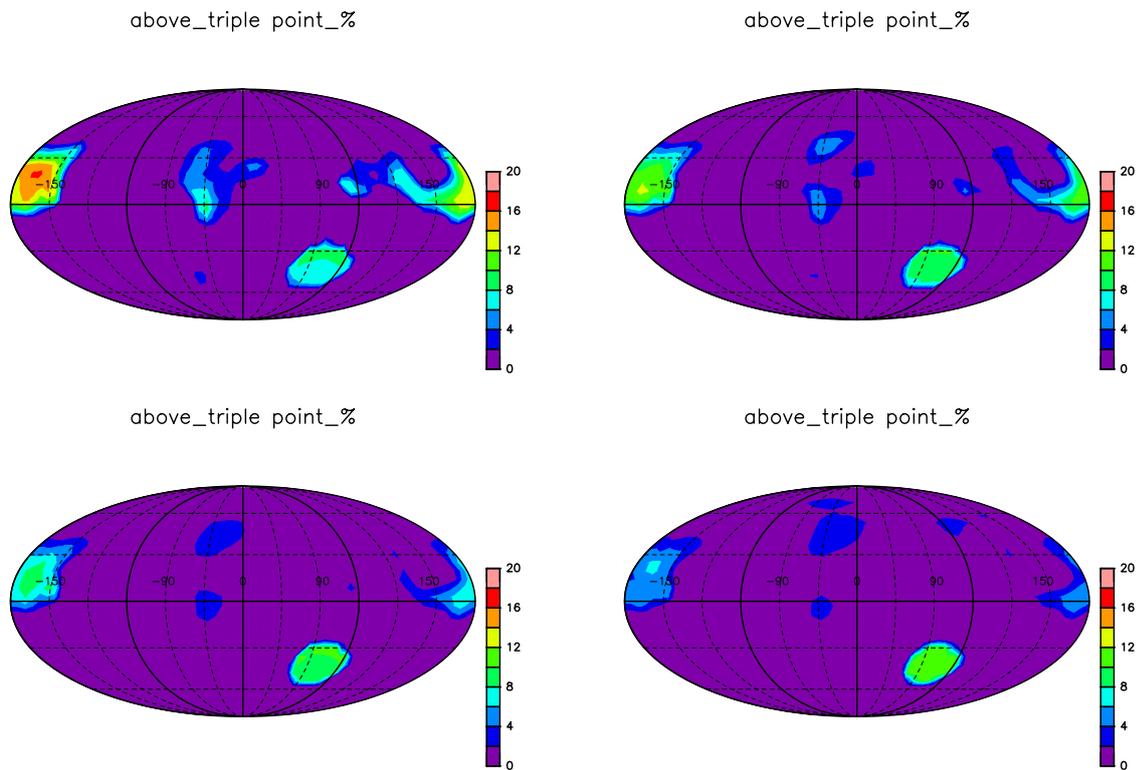


図 3.1: 地表で液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になった時間の長さ (1 火星年の間に占める時間の割合 (%)). 紫色は 1 火星年を通して液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になることがなかった場所. 左上: 自転軸傾斜角  $20^\circ$ , 右上: 自転軸傾斜角  $25^\circ$ , 左下: 自転軸傾斜角  $30^\circ$ , 右下: 自転軸傾斜角  $35^\circ$ . 平均気圧は全て 600Pa.

自転軸傾斜角を変えると、惑星を加熱する日射量の時空間分布が変わることによって、地表温度の地理的分布と季節変化が変わる. 自転軸傾斜角を  $20^\circ$  から  $35^\circ$  の間で変えたときは、自転軸傾斜角を大きくすることで、中高緯度地域の夏季の地表温度が上昇し、液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になる温度の条件を満たす領域が中高緯度地域に拡大した (図 3.2).

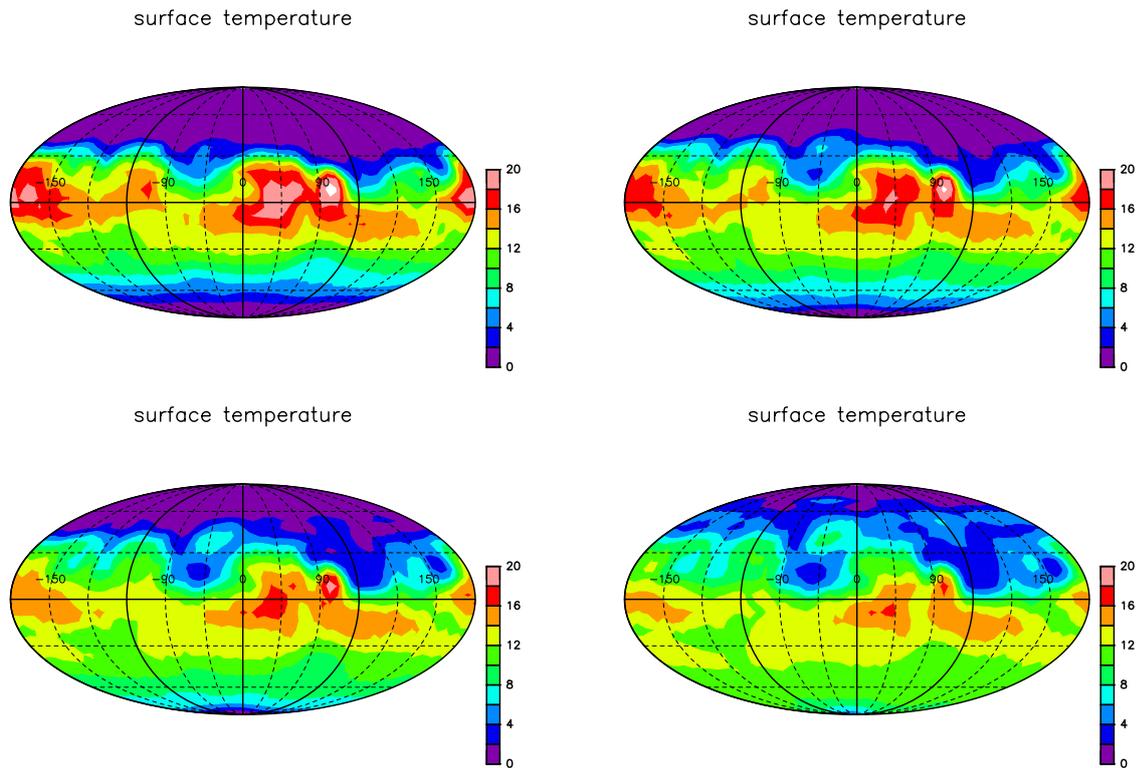


図 3.2: 地表温度が三重点の温度を上回った時間の長さ (1 火星年の間に占める時間の割合 (%)). 左上: 自转轴傾斜角 20°, 右上: 自转轴傾斜角 25°, 左下: 自转轴傾斜角 30°, 右下: 自转轴傾斜角 35°. 平均気圧は全て 600Pa。

中高緯度地域で温度が上昇したにも関わらず、液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定となる領域が広がらなかった理由は、地表気圧によって説明される。まず、南半球は、自转轴傾斜角に依らずほとんどの地域 (標高の低いヘラス盆地を除く) で地表気圧が 1 年を通して低く、液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になる条件を満たさなかった (図 3.3)。そのため、地表温度が変わっても、液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になる地域や時間は変化しなかった。

一方で、北半球の地表気圧は、自转轴傾斜角によって変化した (図 3.3)。地表気圧が液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になる条件を満たさ地域は、自转轴傾斜角にほとんど依存せず、ほぼ標高だけで決まっているが、地表気圧が高くなる時間の長さは自转轴傾斜角によって変化した。これは大気量が季節変化し、季節変化の大きさが自转轴傾斜角に依存するためである。自转轴傾斜角を大きくすると、冬季に冬半球極域の温度が下がり、凍結する  $\text{CO}_2$  が増えることで大気圧が減少する。火星の公転軌道は離心率が大きく、近日点と遠日点で日射量が 1.4 倍近くも変化する。火星が遠日点近くにあるときに南半球が冬になるため、南半球の冬に凍結する  $\text{CO}_2$  が多くなり、結果として夏の北半球の気圧低下が大きくなる。そのため、北半球の夏は地表温度が高くはなるのだが、地表気圧が下がるため、液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定となる条件を満たさなくなった。

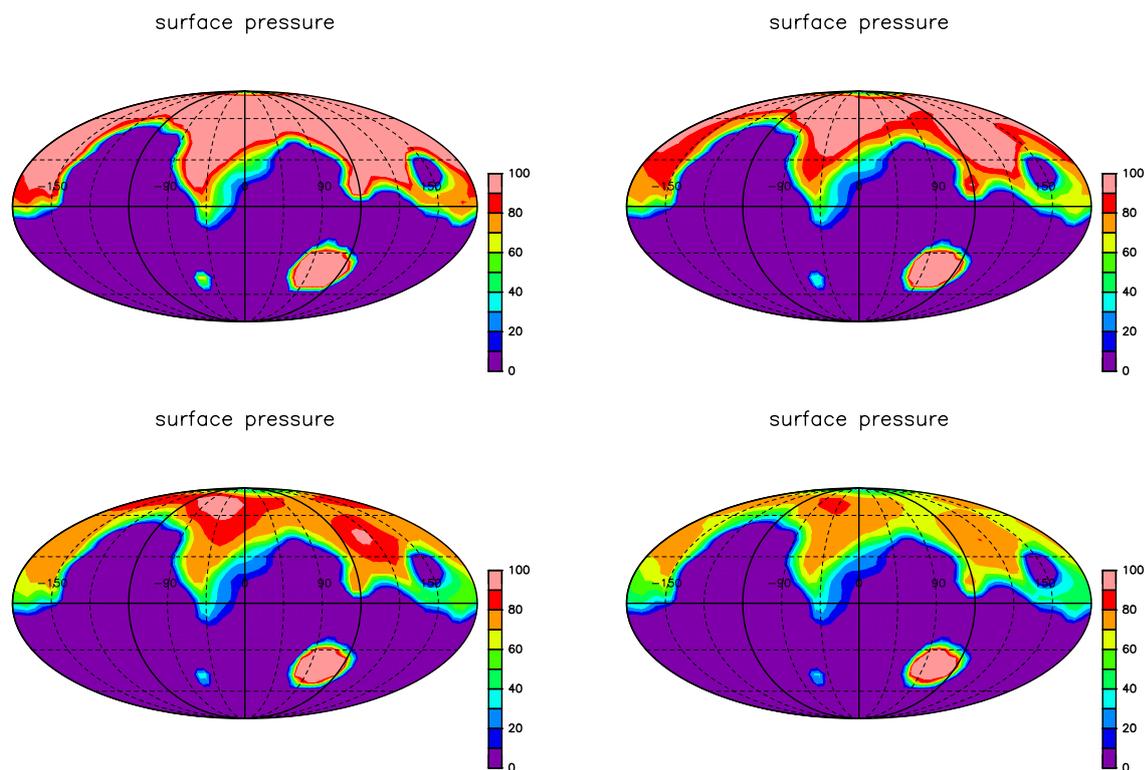


図 3.3: 地表気圧が三重点の圧力を上回った時間の長さ (1 火星年の間に占める時間の割合 (%)). 左上: 自転軸傾斜角  $20^\circ$ , 右上: 自転軸傾斜角  $25^\circ$ , 左下: 自転軸傾斜角  $30^\circ$ , 右下: 自転軸傾斜角  $35^\circ$ . 平均気圧は全て  $600\text{Pa}$ .

## 3.2 平均気圧を変えた計算

図 3.4 は自転軸傾斜角  $25^\circ$  のときの, 地表で液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になった時間の長さである. 平均気圧を大きくすると,  $\text{H}_2\text{O}$  が液相で安定になる地域が広がった. 特に, 北半球より南半球で,  $\text{H}_2\text{O}$  の液相が安定になる地域が広がった. 3.1 節で説明したように, 現在の火星 (自転軸傾斜角  $25^\circ$ , 平均気圧  $600\text{ Pa}$ ) において, 南半球で液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定にならないのは, 温度でなく圧力の条件が満たされないことに原因がある. もともと, 近日点が南半球の夏至近くにあることもあって, 南半球は夏季に地表温度が高くなる. そのため, 大気量を増やせば圧力の条件も満たすようになり, 液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定に存在する地域が拡大した.

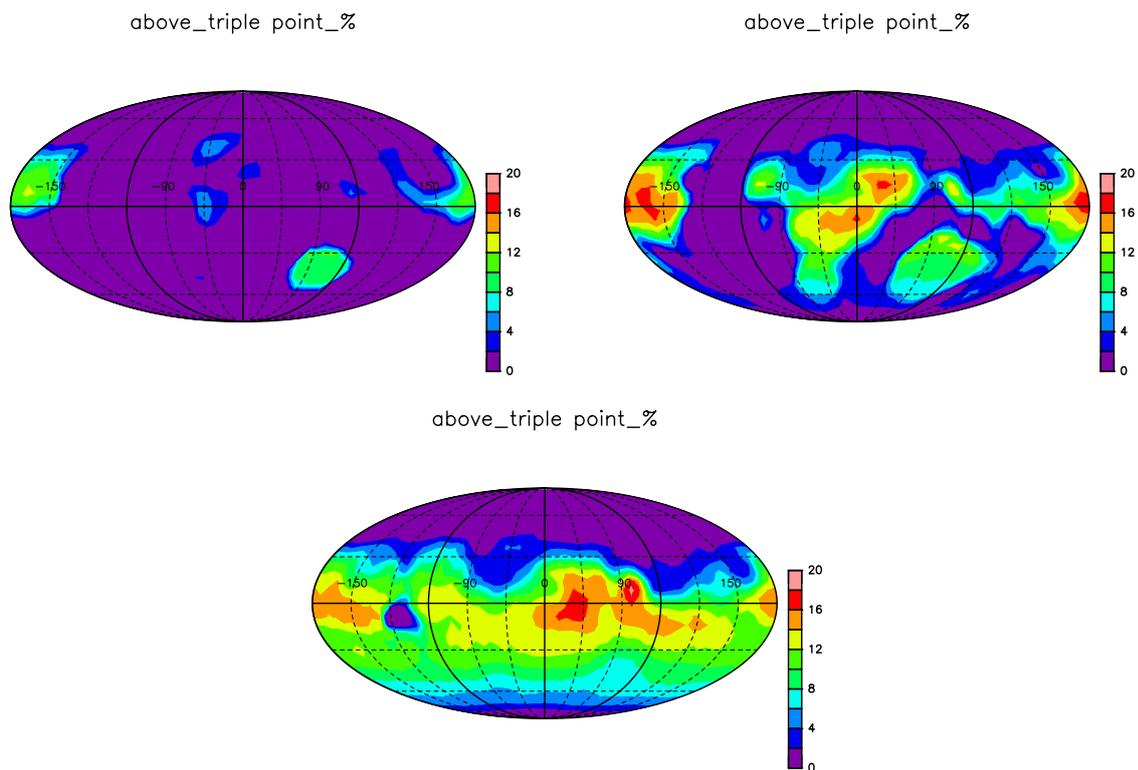


図 3.4: 地表で液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になった時間の長さ (1 火星年の間に占める時間の割合 (%)). 紫色は 1 火星年を通して液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になることがなかった場所. 左上: 平均気圧 600Pa. 右上: 平均気圧 800Pa, : 平均気圧 1200Pa. 自転軸傾斜角は全て  $25^\circ$ .

平均気圧を現在の 2 倍である 1200 Pa まで大きくしても、地表温度に大きな変化は見られなかった (図 3.5). 一方で、地表気圧が液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になる条件を満たす地域は、平均気圧を大きくすると大きく拡大した (図 3.6). 特に、平均地表気圧を 1200 Pa にしたとき、地表気圧はほぼ全球で 1 年を通して液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定に存在する条件を満たすようになった.

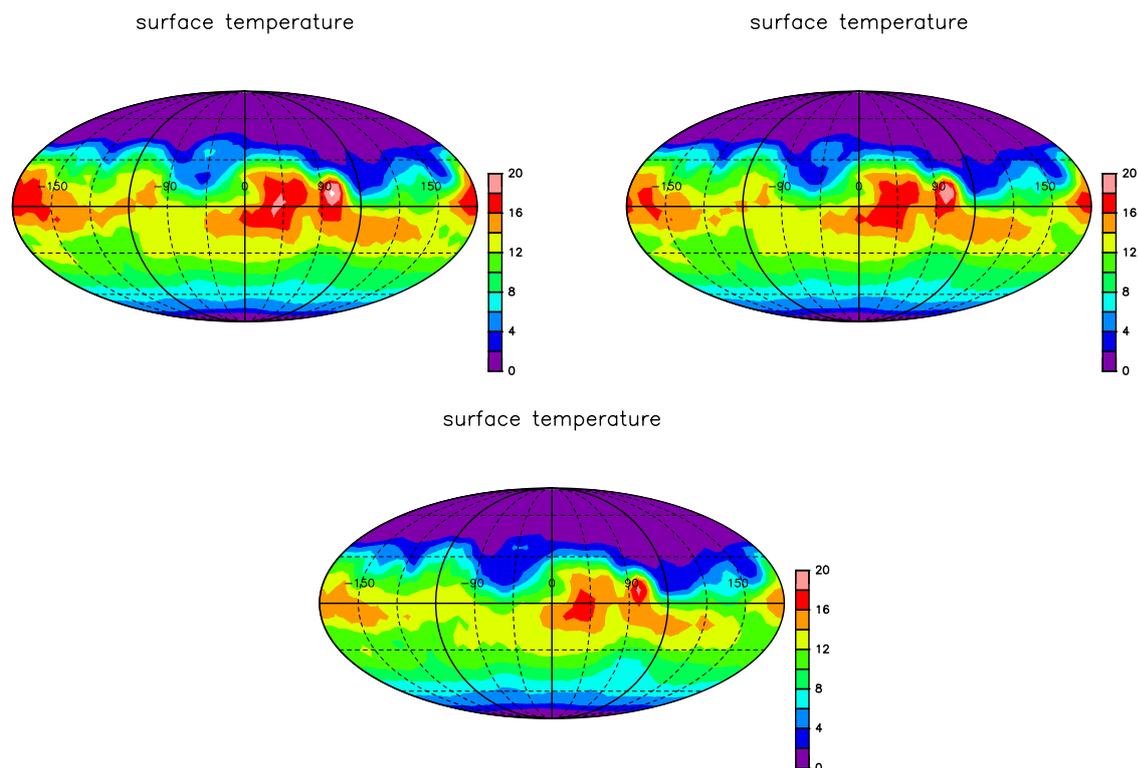


図 3.5: 地表温度が三重点の温度を超えた時間の長さ (1 火星年の間に占める時間の割合 (%)). 左上: 平均気圧 600Pa, 右上: 平均気圧 800Pa, 下: 平均気圧 1200Pa. 自転軸傾斜角は全て  $25^\circ$ .

### 3.3 過去の火星

Dickson et al. (2023) は, Bierson et al. (2016) に基づいて, 過去の火星で実際にあったと考えられる自転軸傾斜角と平均地表気圧の組み合わせで, 大気大循環モデルを用いた気候シミュレーションをおこなった. 本研究でも同様の設定 (表 3.1) で気候シミュレーションをおこない, その結果を Dickson et al. (2023) の結果と比較した.

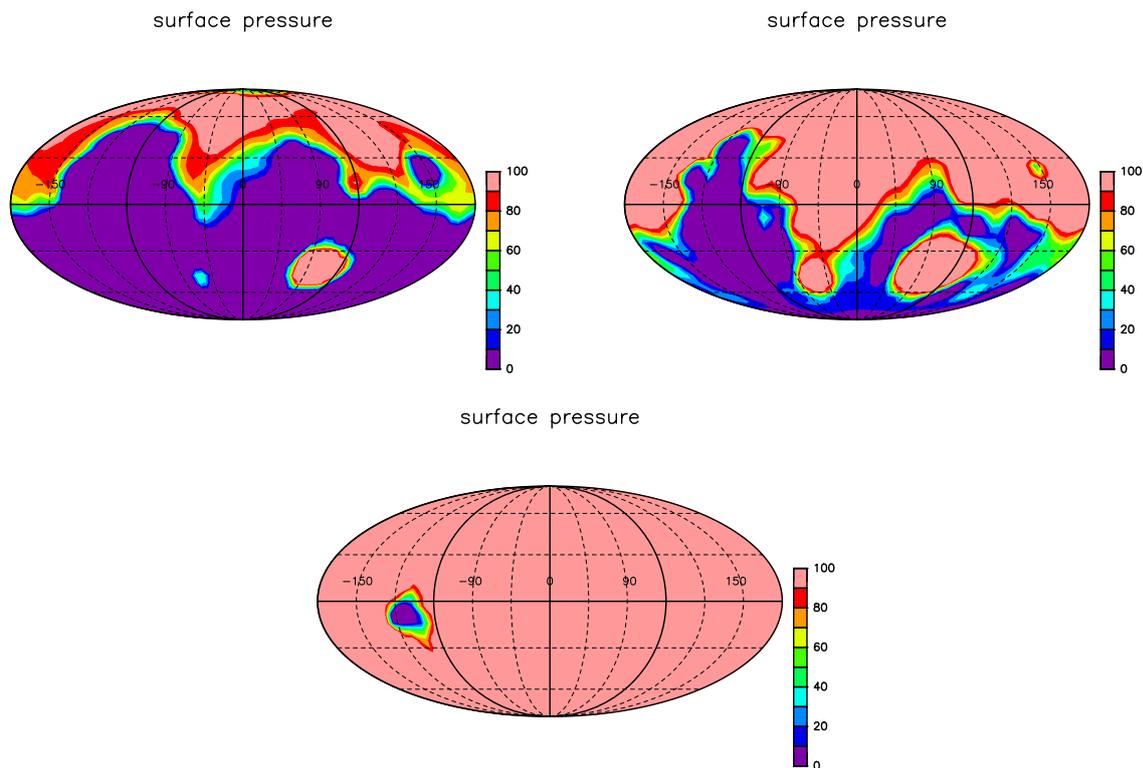


図 3.6: 地表気圧が三重点の圧力を上回った時間の割合 (%). 左上: 平均気圧 600Pa, 右上: 平均気圧 800Pa, 下: 平均気圧 1200Pa. 自転軸傾斜角は全て 25°.

表 3.1: 用いたパラメタの組み合わせ

自転軸傾斜角 (°)	初期平均気圧 (Pa)	近日点黄経 (°)
25	600	90
25	600	270
30	800	90
30	800	270
35	1200	90
35	1200	270

### 自転軸傾斜角 25°・平均気圧 600Pa

図 3.9 は自転軸傾斜角 25°、平均気圧 600Pa のときに H<sub>2</sub>O が液相で安定となる場所を比較している. 近日点黄経 90°, 南半球中緯度の低地の結果を比較すると, 本研究では H<sub>2</sub>O が液相で安定とならないが, Dickson et al. (2023) では安定になっていた. これ以外の地域と近日点黄経 270° の結果については, 液体 H<sub>2</sub>O が安定になるか否かはおおむね一致した.

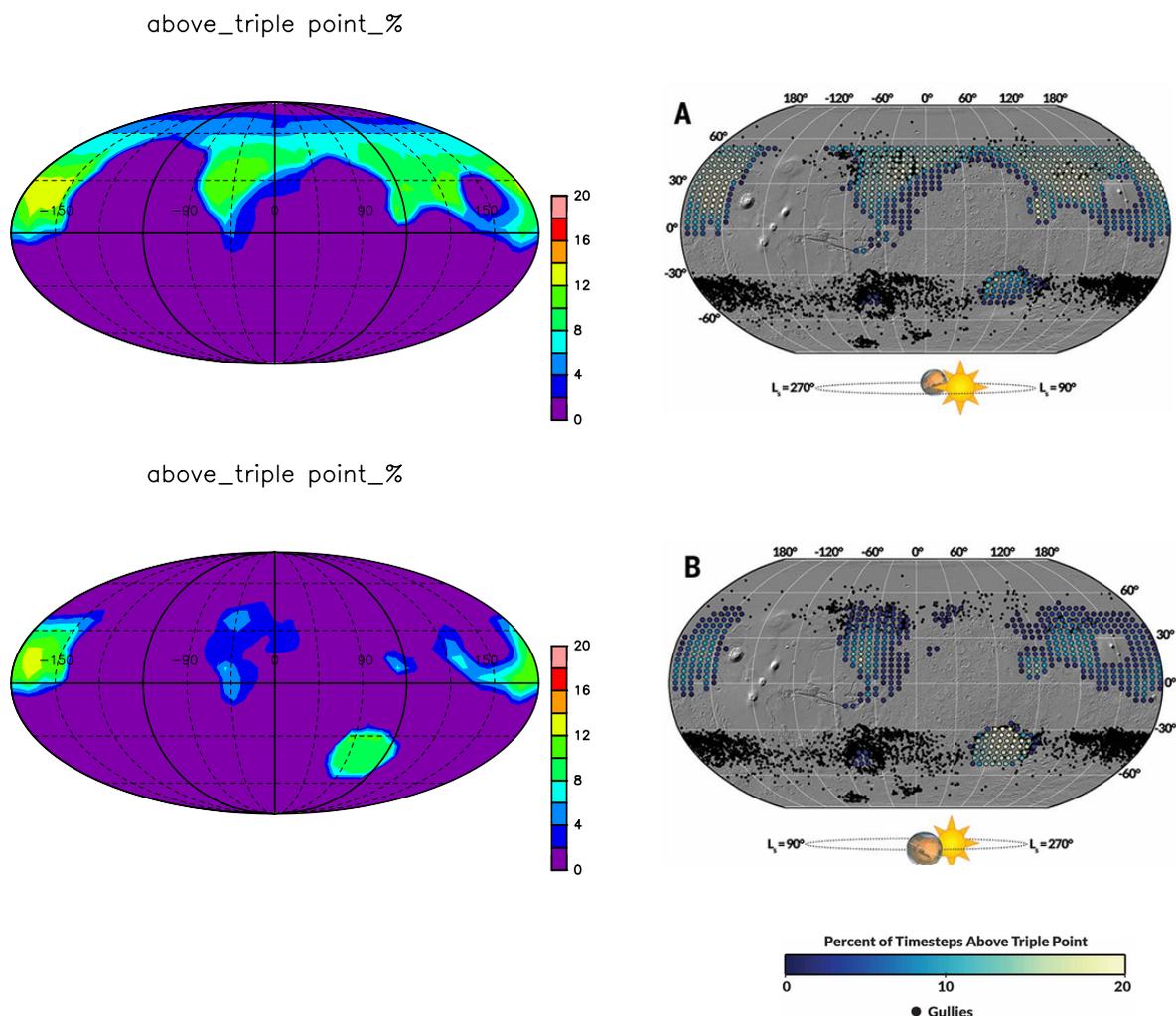


図 3.7: 地表で液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になった時間の長さ (1 火星年の間に占める時間の割合 (%)). 紫色は 1 火星年を通して液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になることがなかった場所. 左上: 本研究 (近日点黄経  $90^\circ$ ), 右上: Dickson et al., 2023 (近日点黄経  $90^\circ$ ), 左下: 本研究 (近日点黄経  $270^\circ$ ), 右下: Dickson et al., 2023 (近日点黄経  $270^\circ$ ).

### 自転軸傾斜角 $30^\circ$ ・ 平均気圧 800Pa

図 3.9 は自転軸傾斜角  $30^\circ$ , 平均気圧 800Pa のときに液体  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になる場所を比較したもので, 本研究と Dickson et al. (2023) でおおむね一致した. 近日点黄経  $90^\circ$  のときに近日点黄経  $270^\circ$  よりも液体  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になる地域は広いのは, 近日点を北半球の夏至に設定したことで北半球の夏の気温が上がったこと, また同時に南半球の冬が比較的温暖になったことで, 凝結する  $\text{CO}_2$  量が減少, 北半球が夏のときに起こる気圧低下が小さくなり, 標高が低い地域が多い北半球では夏に多くの場所で液体  $\text{H}_2\text{O}$  が安定となる条件を満たしたためだと考えられる.

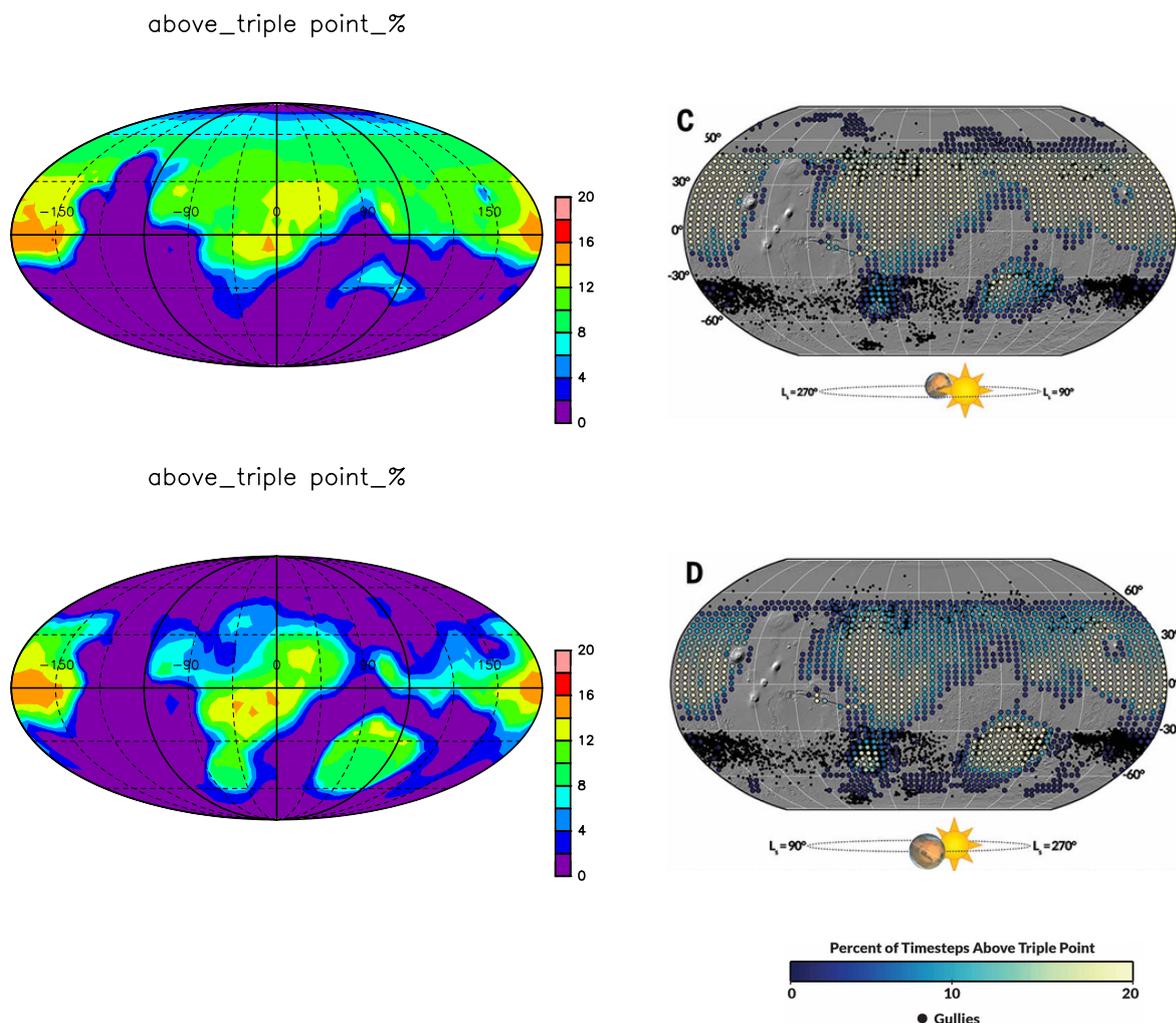


図 3.8: 地表で液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になった時間の長さ (1 火星年の間に占める時間の割合 (%)). 紫色は 1 火星年を通して液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になることがなかった場所. 左上: 本研究 (近日点黄経  $90^\circ$ ), 右上: Dickson et al., 2023 (近日点黄経  $90^\circ$ ), 左下: 本研究 (近日点黄経  $270^\circ$ ), 右下: Dickson et al., 2023 (近日点黄経  $270^\circ$ ).

### 自転軸傾斜角 $35^\circ$ ・ 平均気圧 1200Pa

図 3.9 は自転軸傾斜角  $35^\circ$ , 平均気圧 1200Pa のときに液体  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になる場所を比較したものである. 安定となる場所については一致しているが, 安定となる時間の割合の差がこれまで示した結果よりも顕著になった. 本研究は最も液体  $\text{H}_2\text{O}$  が安定となる時間が長かった場所で 16%程度なのに対し, Dickson et al. (2023) は広い地域で 20%以上液体  $\text{H}_2\text{O}$  が安定となった. 3.2 節で図 3.6 を用いて示したように, 平均気圧 1200Pa の場合は極端な低地を除き, 全球的にほぼ 1 火星年中圧力条件を満たす. そのため, この差は温度分布の違いによって生じていると考えられ

る。つまり、DCPAM は先行研究で用いられたモデルと比較して日中の地表温度を過小評価する傾向がある可能性が考えられるが、この原因については検討していない。

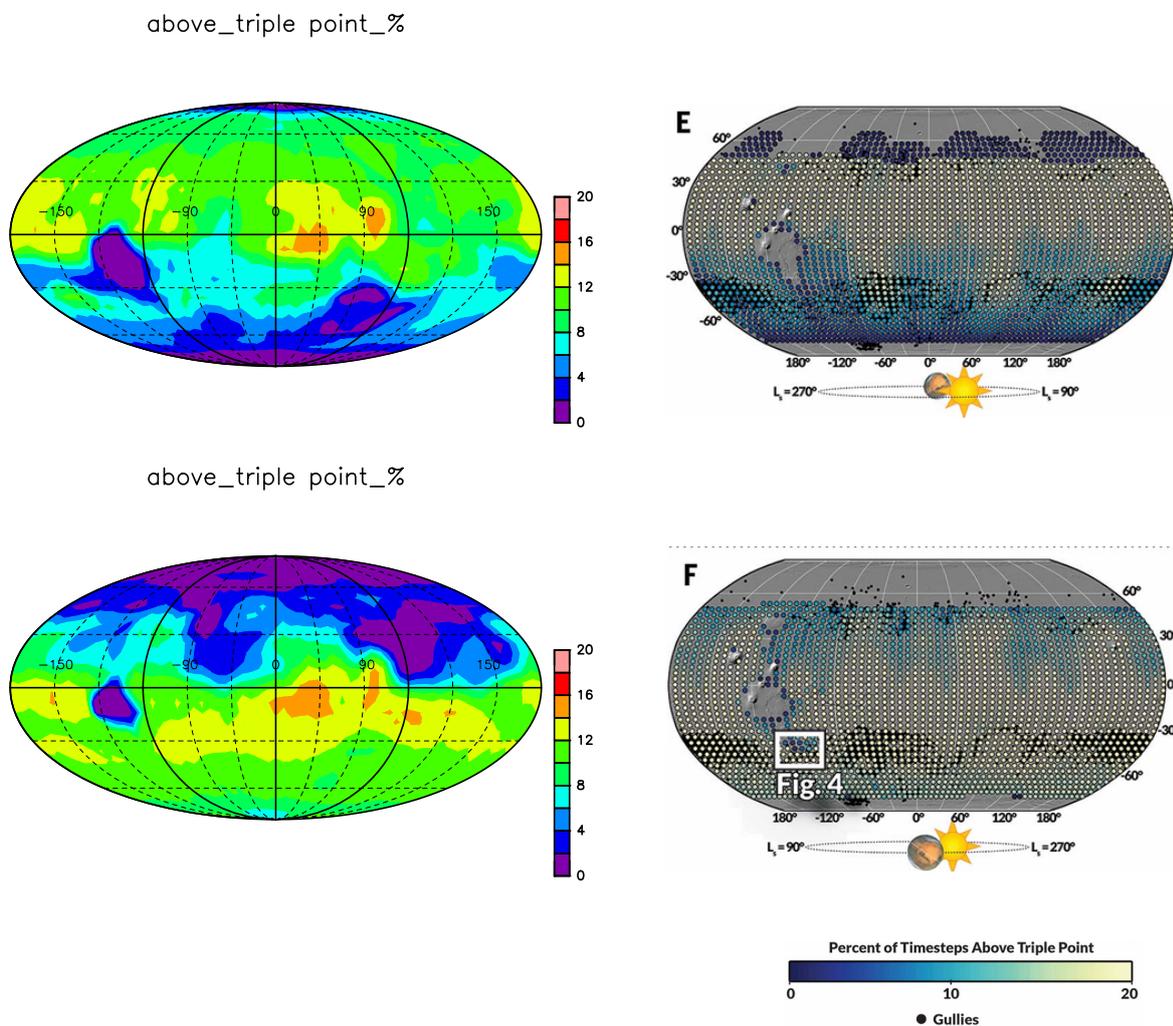


図 3.9: 地表で液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になった時間の長さ (1 火星年の間に占める時間の割合 (%)). 紫色は 1 火星年を通して液相の  $\text{H}_2\text{O}$  が安定になることがなかった場所. 左上: 本研究 (近日点黄経  $90^\circ$ ), 右上: Dickson et al., 2023 (近日点黄経  $90^\circ$ ), 左下: 本研究 (近日点黄経  $270^\circ$ ), 右下: Dickson et al., 2023 (近日点黄経  $270^\circ$ ).

### 3.4 ダスト量を変えた計算

図 3.10 はダストの量を変えた計算結果である。これらの図より、ダスト量が少ないと地表温度が  $\text{H}_2\text{O}$  の三重点を超える時間が増加し、多いと地表温度が  $\text{H}_2\text{O}$  の三重点を超える時間が減少することが明らかになった。これは、ダストが存在すると日射の一部が吸収され、地表に届く日射量が減少することで日中の地表温度が低下するためだと考えられる。本研究ではダストの光学的厚さが常に一定となるよう設定して計算しているが、火星のダストの量は実際には変動するため、ダスト量を風や重力から計算することで  $\text{H}_2\text{O}$  が液相となる温度条件を満たした時間が 1 火星年の間に占める割合が変化する可能性がある。

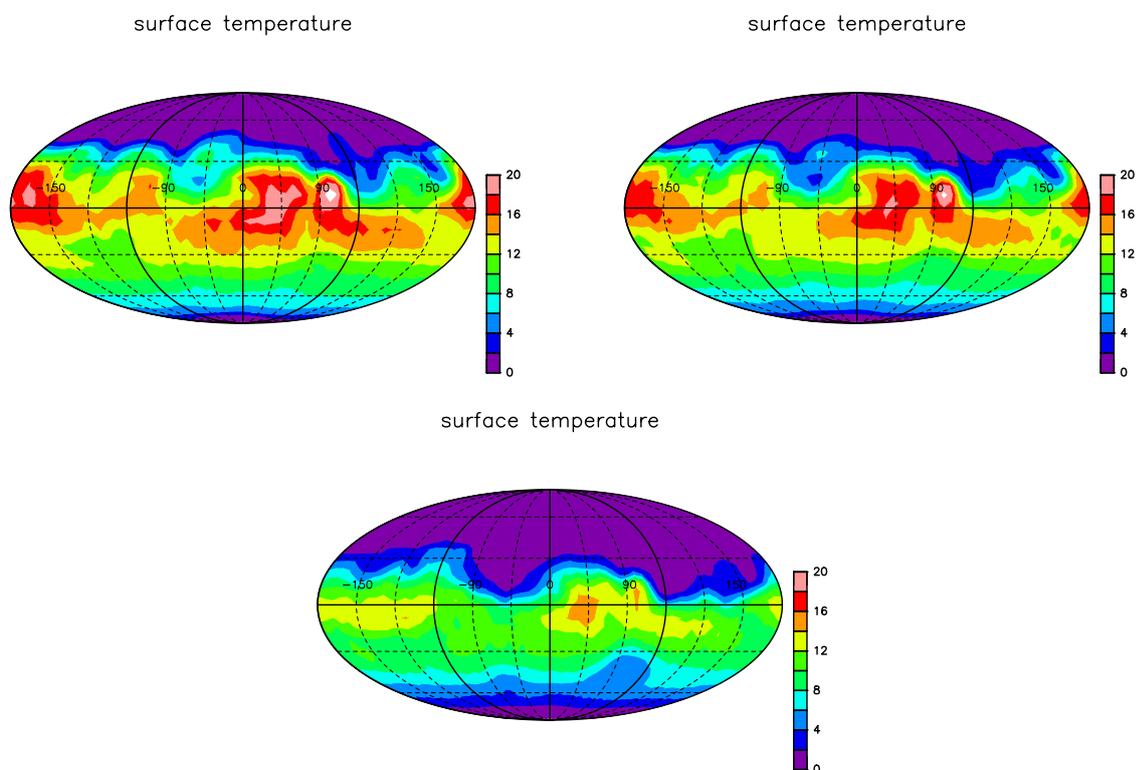


図 3.10: 地表温度が三重点の温度を超えた時間の長さ (1 火星年の間に占める時間の割合 (%)). 左上: ダストの光学的厚さ 0, 右上: ダストの光学的厚さ 0.2, 下: ダストの光学的厚さ 1. 自転軸傾斜角は全て  $25^\circ$ , 平均気圧は全て 600Pa.

## 第4章 まとめ

大気大循環モデルDCPAMを用いて、自転軸傾斜角と平均気圧が現在と異なる火星の気候シミュレーションをおこなった。火星の地表で液相の $\text{H}_2\text{O}$ が安定に存在する地域と時間の長さが、自転軸傾斜角と平均気圧によってどのように変わるのかを調べた。自転軸傾斜角を大きくした場合は、 $\text{H}_2\text{O}$ が液相で安定となる場所と時間は拡大しなかった。これは、温度が高くなる場所と圧力が高くなる場所が時間的・空間的に重ならなかったためである。平均気圧を大きくした場合は、 $\text{H}_2\text{O}$ が液相で安定となる場所と時間が拡大した。これは、温度条件を満足する場所は広がらなかったが、圧力条件を満たす場所が広がったことで、温度条件と圧力条件の両方を満足する場所が広がったためである。

自転軸傾斜角と平均気圧の両方を大きくし、過去の火星を模した設定で気候シミュレーションをおこなったところ、 $\text{H}_2\text{O}$ が液相で安定となる場所が極方向に拡大した。この結果は、ほぼ同様の設定で計算した Dickson et al. (2023) の結果とおおむね一致する。

大気中に浮遊するダスト量を変更した計算から、ダスト量が地表温度を大きく変えることが示された。火星大気中を浮遊するダストの量は季節によって変動することから、液相の $\text{H}_2\text{O}$ の安定性を評価するためには、ダスト量を考慮する必要がある。

## 謝辞

本研究を進めるにあたって、ご指導いただきました主指導教員であるはしもとじょーじ教授には心より深く感謝申し上げます。また、同研究室の皆様から多くの助言をいただきました。ありがとうございました。

---

# 付録

## 1.1 図の描画に用いたスクリプト

### 全球平均地表気温の時間変化

全球平均地表気温を計算し、その時間変化を図にするスクリプト。

Listing 1.1: 全球平均気温-時間変化

---

```
1 require "numru/ggraph"
2 include NumRu
3
4 vname = 'Temp'
5 gpP = GPhys::NetCDF_IO.open('Temp.nc',vname).cut('sig'=>1)
6 gplatw = GPhys::NetCDF_IO.open("Temp.nc",'lat_weight')
7
8 gpP = gpP.mean('lon')
9 gpP = (gpP*gplatw).sum('lat')/(gplatw.sum)
10
11 DCL.gropn(2)
12 DCL.sgpset('isub', 96)
13 DCL.sgpset('lfull',true)
14 DCL.uzfact(0.6)
15 GGraph.set_fig('viewport'=>[0.25,0.7,0.15,0.6])
16 GGraph.set_axes('ytitle'=>'')
17 GGraph.line(gpP,true,'min'=>100,'max'=>300,'index'=>25,'annotate'
    =>false)
18 DCL.grcls
```

---

---

## 全球平均地表気圧の時間変化

全球平均地表気圧を計算し、その時間変化を図にするスクリプト。

Listing 1.2: 全球平均気圧-時間変化

---

```
1 require "numru/ggraph"
2 include NumRu
3
4 vname = 'Ps'
5 gpP = GPhys::NetCDF_IO.open('Ps.nc',vname)
6 gplatw = GPhys::NetCDF_IO.open("Ps.nc",'lat_weight')
7
8 gpP = gpP.mean('lon')
9 gpP = (gpP*gplatw).sum('lat')/(gplatw.sum)
10
11 DCL.gropn(2)
12 DCL.sgpset('isub', 96)
13 DCL.sgpset('lfull',true)
14 DCL.uzfact(0.6)
15 GGraph.set_fig('viewport'=>[0.25,0.7,0.15,0.6])
16 GGraph.set_axes('ytitle'=>'')
17 GGraph.line(gpP,true,'min'=>550,'max'=>1500,'index'=>25,'
    annotate'=>false)
18 DCL.grcls
```

---

## H<sub>2</sub>O が液相で安定となる条件を満たした時間ステップの総数を格子点ごとに計算するスクリプト

格子点ごとに、温度・圧力委の両方が三重点を上回った時間ステップが合計何回存在したかを計算する。このスクリプトで読み込めるのは txt ファイルのみであるため、DCPAM の計算結果として出力される nc ファイルを `$ncdump` コマンドで txt ファイルに変換する必要がある

Listing 1.3: H<sub>2</sub>O が液相で安定となった時間の合計

```
1 PROGRAM Temp_Ps_tp_over
2 implicit none
3
4 integer, parameter :: x = 64, y = 32, t = 16057, xy = x * y
5 integer :: i, j, k, n
6 real(8) :: Temps(xy)
7 real(8) :: Ps(xy)
8 Real(8) :: TempPs(xy)
9 real(8) :: TempPsOverCount(xy)
10
11 TempPsOverCount=0
12
13 open(10,FILE='SurfTemp.txt')
14 open(9,FILE='Ps.txt')
15 do j = 1, 1802
16   read(10,'()')
17 end do
18 do j = 1, 1802
19   read(9,'()')
20 end do
21 do n = 1, t
22 read(10,*) (Temps(i), i=1, xy)
23   read(9,*) (Ps(i), i=1, xy)
24
25 do i = 1, xy
26   if (Temps(i) > 273.16 .and. Ps(i) > 610.0) then
27     TempPs(i) = 1.0
28   else
29     TempPs(i) = 0.0
30   endif
31
32   TempPsOverCount(i) = TempPsOverCount(i)+TempPs(i)
33 end do
34 end do
35 close(9)
36 close(10)
```

```
37
38 Open(11,FILE='Count_SurfTempPsOver.txt', status="replace")
39 do i = 1, xy
40     write(11,*) TempPsOverCount(i), ', '
41 enddo
42 close(11)
43 stop
44 endPROGRAM Temp_Ps_tp_Over
```

---

## H<sub>2</sub>O が液相で安定となる温度条件を満たした時間ステップの総数を格子点ごとに計算するスクリプト

格子点ごとに、温度が 210K を上回った時間ステップが合計何回存在したかを計算する。

Listing 1.4: 温度が三重点を超えた時間の合計

```
1 PROGRAM Temp_tp_over
2 implicit none
3
4 integer, parameter :: x = 64, y = 32, t = 16057, xy = x * y
5 integer :: i, j, k, n
6 real(8) :: Temp(xy)
7 real(8) :: TempOverCount(xy)
8
9 open(10,FILE='SurfTemp.txt')
10
11 do j = 1, 1802
12     read(10,'()')
13 end do
14
15 TempOverCount=0
16
17 do n = 1, t
18     read(10,*) (Temp(i), i=1, xy)
19 do i = 1, xy
20     if (Temp(i) > 273.17) then
21         Temp(i) = 1.0
22     else
23         Temp(i) = 0.0
24     endif
25
26     TempOverCount(i) = TempOverCount(i)+Temp(i)
27 end do
28 end do
29 close(10)
30
31 Open(11,FILE='Count_SurfTempOver.txt', status="replace")
32 do i = 1, xy
33     write(11,*) TempOverCount(i), ',,'
34 enddo
35 close(11)
36 stop
37
38 endPROGRAM Temp_tp_Over
```

## H<sub>2</sub>O が液相で安定となる圧力条件を満たした時間ステップの総数を格子点ごとに計算するスクリプト

格子点ごとに、圧力が 610Pa を上回った時間ステップが合計何回存在したかを計算する。

Listing 1.5: 圧力が三重点を超えた時間の合計

```
1 PROGRAM Temp_tp_over
2 implicit none
3
4 integer, parameter :: x = 64, y = 32, t = 16057, xy = x * y
5 integer :: i, j, k, n
6 real(8) :: Ps(xy)
7 real(8) :: PsOverCount(xy)
8
9 open(10,FILE='Ps.txt')
10
11 do j = 1, 1802
12     read(10,'()')
13 end do
14
15 PsOverCount=0
16
17 do n = 1, t
18     read(10,*) (Ps(i), i=1, xy)
19 do i = 1, xy
20     if (Ps(i) > 610.0) then
21         Ps(i) = 1.0
22     else
23         Ps(i) = 0.0
24     endif
25
26     PsOverCount(i) = PsOverCount(i)+Ps(i)
27 end do
28 end do
29 close(10)
30
31 Open(11,FILE='Count_PsOver.txt', status="replace")
32 do i = 1, xy
33     write(11,*) PsOverCount(i), ', '
34 enddo
35 close(11)
36 stop
37
38 endPROGRAM Temp_tp_Over
```

---

## 参考文献

- [1] 高橋 芳幸, 櫻村 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, 2018: 惑星大気モデル DCPAM, <http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/>, 地球流体電脳倶楽部.
- [2] Harrison, T.N., G. R. Osinski, L. L. Tornabene and E. Jones (2015) Global documentation of gullies with the Mars Reconnaissance Orbiter Context Camera and implications for their formation. *Icarus*, 252, 236-254.
- [3] Dickson, J. L., & Head, J. W. (2009). The formation and evolution of youthful gullies on Mars: Gullies as the late-stage phase of Mars ' most recent ice age. *Icarus*, 204(1), 63-86.
- [4] Bierson, C. J., Phillips, R. J., Smith, I. B., Wood, S. E., Putzig, N. E., Nunes, D., & Byrne, S. (2016). Stratigraphy and evolution of the buried CO<sub>2</sub> deposit in the Martian south polar cap. *Geophysical Research Letters*, 43(9), 4172-4179.
- [5] Laskar, J. and Robutel, P., 1993: The chaotic obliquity of the planets, *Nature*, 361,608-612.