

火星におけるダスト巻き上げパラメタ  
リゼーションスキームを用いた地表面  
ダストフラックス診断実験

荻原 弘堯

学生番号 20113058

指導教員 石渡正樹, 小高正嗣

## 要旨

火星ではダスト循環が大気の熱構造や風速場に大きく影響を及ぼす重要な過程となっている。火星のダスト循環過程を考える上では以下の過程がよく考慮される。主に地表面からのダスト巻き上げ、大気ダストの乱流拡散、大気中のダストの移流、重力沈降である。火星のダスト循環過程における現象として全球規模でダストが巻き上がる大砂嵐(グローバルダストストーム)がある。グローバルダストストームは起こる年もあれば起こらない年もあるという年々変化を示し、グローバルダストストームが起こると大気中のダスト量が増加して起こっていない年と比べて大気の熱構造が大きく変化する。ダスト循環過程を実装した大気大循環モデルによってグローバルダストストームを再現しようという試みがある。Kahre et al., [2006] ではダスト循環過程を実装した大気大循環モデルを用いて北半球の秋から冬にかけてダストの光学的深さが増すという観測結果に近いダスト量の季節変化のパターンを再現した。しかしながら、ピークの位置が観測結果とずれたものとなってしまった。また、グローバルダストストームの年々変化を再現することもできなかった。

研究の最終的な目標は大気大循環モデルを用いて、グローバルダストストームの年々変化の発生原理を調べることである。現在我々のグループの大気大循環モデルでは観測結果に近いダスト分布を放射スキームに直接与えることで大気熱構造とそれに伴う風速場は計算できている。しかしながら、モデル内でダスト循環過程を陽に計算することができない。それ故、本研究でダスト循環過程の中の一つであるダスト巻き上げパラメタリゼーションを大気大循環モデルへ実装する。更に、実装したダスト巻き上げパラメタリゼーションスキームの動作試験を兼ねて地表面の放射的に不活性なダストをトレーサーとしたトレーサー巻き上げ実験を行い、その結果と Kahre et al.,[2006] の計算結果を比較する。

本研究では我々のグループである地球流体電脳倶楽部の開発した惑星大気大循環モデルである dcpam5 を用いている。dcpam 5 は静水圧近似をした 3 次元球面ナビエ Stokes 方程式に従う。放射スキームには Takahashi et al.,[2003; 2006] を用いており、放射には  $\text{CO}_2$  と大気中のダストを考慮する。放射スキームに与えるダストの分布は固定したものをを用いる。乱流過程の評価は Mellor and Yamada[1974] の方法に従って決めた鉛直拡散係数を用いる。地表面過程は Louis et al.,[1982] の方法に従って評価する。トレーサーとしてのダスト巻き上げパラメタリゼーションスキーム

ムは Kahre et al.,[2006] で KMH スキームと呼ばれる風応力によるダスト巻き上げパラメタリゼーションスキームを用いる。更に火星計算を行うために各パラメータは火星における一般的なパラメータが用いられている。地表面の熱慣性, アルベド, 地形高度はマーズグローバルサーベイヤーの観測結果を用いて陽に与える。本研究で用いられた分解能は T21L32 である。積分時間は 3 火星年であり, 用いたデータはそのうちの最後の 1 火星年分である。

このダスト巻き上げパラメタリゼーションスキームの動作試験として行ったトレーサー巻き上げ実験と先行研究の結果を比較した。特に, 北半球の冬の北緯 50° 付近と南緯 30° 付近で多くトレーサーが巻き上げられる要因について先行研究の結果と合うことを確認した。

本モデルで計算された地表面トレーサーフラックスは北半球の秋から冬にかけて南極の極冠の周囲, 南半球の中緯度, 北極の極冠の周囲, 北半球の中緯度で増加し, 北半球の春から夏にかけてでは, 南極の極冠の周囲, 北極の極冠の周囲, 北半球低緯度の経度 200° 付近の斜面で増加するという季節変動の特徴を示した。この結果は Kahre et al.,[2006] のモデル計算の結果の特徴を概ねとらえている。しかしながら, Kahre et al., [2006] のダスト巻き上げ率よりも大きな値となった。

本研究の計算から北半球の秋から冬にかけての北緯 50° 付近と南緯 30° 付近でトレーサーが強く巻き上がっているということが確認できた。この結果は先行研究の結果と一致する。先行研究では北緯 50° 付近では傾圧不安定波が巻き上げ, 南緯 30° 付近で一日周期熱潮汐波が地方時の夕方ごろ巻き上げているということが分かっている。本研究では北緯 50° 付近で東西波数 1, 周期 6 火星日の東進する波の影響で多くトレーサーが巻き上がっていると想像される。この波は傾圧不安定波に関係すると想像される。よって先行研究の結果を確認できた。また, 南緯 30° 付近では東西波数 1, 周期 1 火星日の西進する波の影響で多くトレーサーが巻き上がっていると想像される。この波は一日周期熱潮汐波だと想像され, 地方時で 16 時にトレーサーが巻き上がりやすい。この結果も先行研究の結果と一致することを確認できた。

# 目次

<b>第1章 序論</b>	<b>5</b>
1.1 火星のダスト	5
1.2 本研究の目的	8
1.3 本論文の構成	9
<b>第2章 数値モデル概要</b>	<b>10</b>
2.1 用いる座標系	10
2.2 力学過程の支配方程式系	10
2.3 物理過程	13
2.4 ダスト巻き上げパラメタリゼーション	13
2.5 用いる離散化の方法	14
2.6 計算設定	16
2.6.1 初期条件	16
2.6.2 系の設定	16
2.6.3 数値計算設定	16
2.6.4 大気ダストの設定	16
<b>第3章 トレーサー巻き上げ実験</b>	<b>20</b>
3.1 大気熱構造と大気循環場の子午面構造	20



---

3.2	地表面トレーサーフラックスの水平構造 . . . . .	24
3.3	地表面トレーサーフラックスの季節変動 . . . . .	31
3.4	中緯度に注目した季節変動 . . . . .	48
3.5	地表面トレーサーフラックスの地方時変化 . . . . .	48
3.6	考察 . . . . .	58
3.6.1	<i>Kahre et al.</i> ,[2006] との地表面トレーサーフラックスの水平 分布の比較 . . . . .	58
3.6.2	ダスト巻き上げ要因 . . . . .	58
<b>第4章</b>	<b>まとめ</b>	<b>61</b>
	付録	<b>63</b>
	謝辞	<b>78</b>
	参考文献	<b>79</b>

# 第1章 序論

## 1.1 火星のダスト

現在の火星には常にある程度の大気ダスト(塵)が存在している. 図 1.1.1 は着地したヴァイキング 1 号と 2 号により観測されたダストの可視光に対する光学的厚さの図である [Zurek, 1982]. 図 1.1.1 の横軸は火星中心黄径  $L_s$  であり,  $L_s = 0^\circ$  は春分,  $L_s = 90^\circ$  が夏至,  $L_s = 180^\circ$  が秋分,  $L_s = 270^\circ$  が冬至を表している. 図 1.1.1 は大気ダスト全体による可視光に対する光学的厚さが少ないときでも 0.5 程度はあることを示している.

更に, 大気ダストの量は季節変化を示し, 北半球の秋から冬 ( $L_s = 180^\circ - 270^\circ$ ) にかけて極大の値となることが示されている. 北半球の秋から冬にかけての大気ダスト量の増加は中砂嵐(リージョナルダストストーム)を生む. リージョナルダストストームとは約 2000 km 以上のスケールの砂嵐(ダストストーム)である. リージョナルダストストームは北半球の秋から冬にかけて北半球の傾圧領域と南半球のいたるところで起こっている. 更に何年かに一度ダストが全球を覆う大砂嵐(グローバルダストストーム)が観測されている. このグローバルダストストームは北半球の秋から冬にかけて東あるいは南東向きの傾斜地で発生した小規模なダストストームから発達する [Cantor, 2007]. グローバルダストストーム時期では大気ダストの量が増加し, ダストの深さが 60 km にまで達して可視光に対する光学的深さが約 3 にもなる.

以下に述べる様に大気ダストは火星大気の熱的状态と力学的状態に影響を及ぼしている. 大気ダストは太陽放射を吸収, 散乱して, 赤外放射を吸収, 射出する. その結果大気加熱率は大気ダストによって大きな影響を受けている [Gierasch and Goody, 1968]. 図 1.1.2 はグローバルダストストームが起こり大気ダスト量が増加している年とグローバルダストストームが起こっておらず大気ダスト量が少ない年の温度分布と質量流線関数を示している. 大気ダストによって大気の熱構造と循環に影響が及ぼされている.

ダスト循環過程のモデル化には主に地表面からのダストの巻き上げ, 鉛直乱流によ

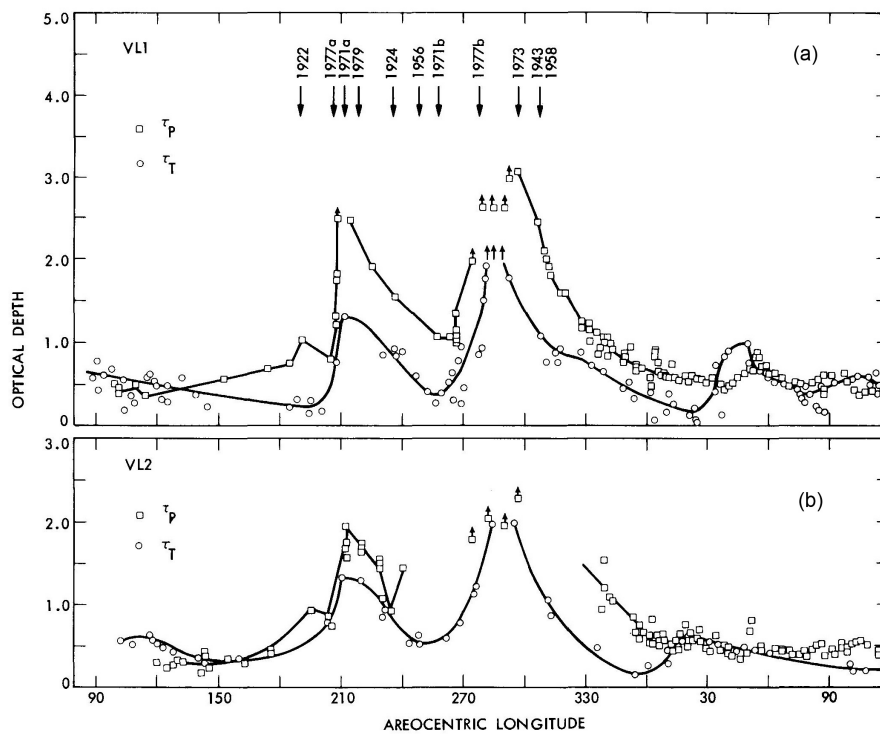


図 1.1.1: 着地したヴァイキング 1 号 (a) と 2 号 (b) により観測されたダストの可視光に対する光学的厚さ (Zurek, 1982 の改訂版). 横軸は火星中心黄経による季節変化を表す.  $\tau_P$  は Pollack et al., [1979] によって得られた値,  $\tau_T$  は Thorpe, [1981] の方法で得られた値を示している. 小さい矢印はその値が下限であることを示している. また, (a) にいろいろな年のグローバルダストストームの開始時期を矢印で火星中心黄経に対して示してある.

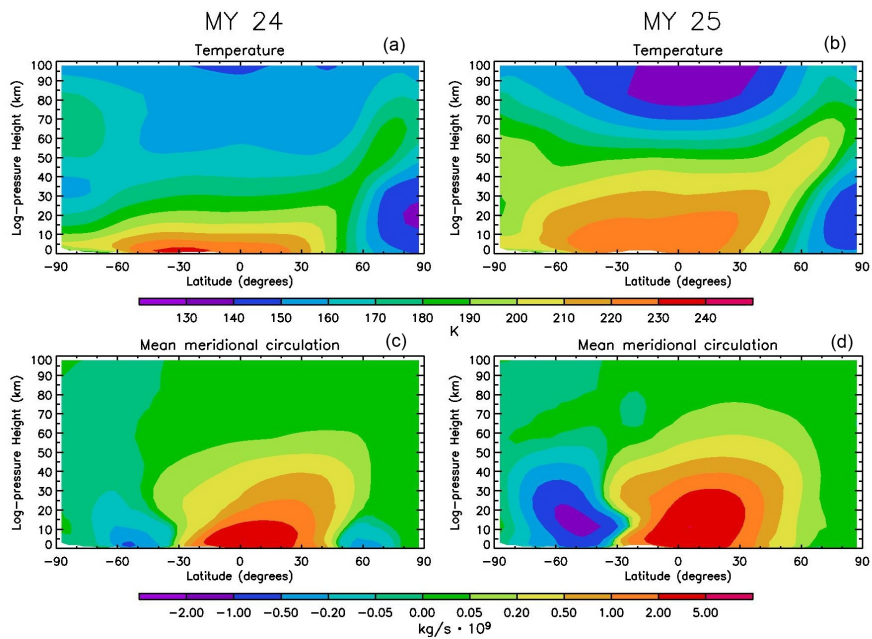


図 1.1.2: グローバルダストストームが起こっている年 (MY 25) と起こっていない年 (MY 24) の火星中心黄経  $L_s = 195^\circ - 225^\circ$  で平均された温度と東西平均流線関数の子午面分布を示している. (a) が MY 24 での温度の子午面分布. (b) が MY 25 での温度の子午面分布. (c) が MY 24 での東西平均流線関数の子午面分布. (d) が MY 25 での東西平均流線関数の子午面分布.

るダストの混合, ダストの移流, 重力沈降が考慮される. ダスト巻き上げ過程のモデル化においては一般的にグリッドスケール以上の巻き上げとして大気境界層に吹く風によるダスト巻き上げ(風応力によるダスト巻き上げ), サブグリッドスケール以下の巻き上げとしてダストデビル(塵旋風)によるダスト巻き上げの二つのスキームを用いることが多い. ダストデビルとはダストを巻き上げる螺旋状の上昇流のことである. 観測結果 [Murphy and Nelli, 2002; Fisher et al., 2005] と大気大循環モデルによる数値実験の結果 [Kahre et al., 2006; Basu et al., 2004] から, 北半球の春から夏にかけて存在する大気ダストの原因はダストデビルによるダスト巻き上げ, 北半球の秋から冬にかけての大気ダスト量増加の原因は風応力によるダスト巻き上げが寄与している可能性が示唆されている.

火星大気ダストの研究する一つの方法が火星型大気大循環モデル (Mars Global Circulation Model: MGCM) を用いた研究である. その中から二つを紹介する. Takahashi et al., [2006] では, MGCM と火星大気線形応答モデル (Linear Response Model: LRM) を用いて火星の熱潮汐を再現し熱潮汐の鉛直構造と緯度構造を調べた. その結果低緯度領域における熱潮汐の鉛直構造は古典的な潮汐理論に比べて大きくなることを示した. しかしながら, 火星大気中に含まれるダスト量は一定に固定された計算であった.

Kahre et al., [2006] では NASA Ames MGCM を用いてダスト巻き上げメカニズムについて感度実験を行い, ダスト巻き上げ及び正味の地表のダスト量の変化を調べた. この MGCM で用いられたダスト循環過程には放射的に活性なダスト巻き上げ過程, 輸送過程, 堆積過程が考慮されている. ダスト巻き上げ過程には大気境界層に吹く風応力によるダスト巻き上げとダストデビルによるダスト巻き上げの二つのメカニズムを考慮している. この研究によって現在の火星は低熱慣性領域 (Tharsis, Arabia, and Elysium) が正味のダスト集積領域とはなっていないことが示された. しかしながら, グローバルダストストームの年々変化を再現することはできなかった.

## 1.2 本研究の目的

本研究の最終的な目標は観測結果に近い火星のダスト循環を再現し, グローバルダストストームの年々変化の発生原理を調べることにある. そのために本研究では私も開発に参加している惑星大気大循環モデル `dcpam 5` を用いている. しかし残念ながら, `dcpam 5` にはダスト循環過程が実装されてない. 現在 NASA Ames MGCM [Kahre et al., 2006] などダスト循環をある程度再現するための物理プロセスを実装したモデルは既に存在する. しかしながら, 自前のモデルである `dcpam 5` によってダスト循環を再現を行いたい. なぜなら, 自前のモデルによってダスト循環を再現できることはどの物理プロセスによって現象が生じているのかなどをモデルの構

造段階からの理解を促し, 改良も容易にする. よって, 本研究では自前のモデルである dcpam 5 によってダスト循環を再現することを目指す. そのために研究の第一歩として火星でのダスト循環を支配する物理プロセスの一つであるダスト巻き上げパラメタリゼーションを dcpam 5 に実装することを本研究の目的とする. 更に後の研究で残りのダスト循環過程を実装し最終目標であるグローバルダストストームの年々変化の発生原理を調べることを目指すことにする.

本研究では dcpam 5 に Kahre et al., [2006] で用いられたダスト巻き上げパラメタリゼーションスキームを実装する. さらに, 地表面の放射不活性なダストをトレーサーとしてトレーサー巻き上げ実験を行うことで以下に焦点を当てこのスキームの動作試験を行った. 焦点を当てたのは観測から得られた大気熱構造と風の場を表すことができたか. Kahre et al., [2006] と同様なダスト巻き上げの季節変動を示したか. 先行研究に示されているようなダスト巻き上げを示すかである.

### 1.3 本論文の構成

第2章では本研究に用いたモデルについての概略を説明する. 第3章では導入したダスト巻き上げスキームによるトレーサー巻き上げ実験についての結果を示し, その取りまとめを行う. 第4章で本研究に関するまとめを行う. また, 付録には本論文では取り上げなかった予備的な計算結果についてまとめている.

## 第2章 数値モデル概要

本研究では、地球流体電脳倶楽部で開発されている惑星大気大循環モデル dcpam5 を用いた。本章では dcpam5 の概要を述べる。

### 2.1 用いる座標系

dcpam 5 では座標系として 3 次元球面座標系を用いて、水平方向に緯度  $\varphi$  と経度  $\lambda$  をとり、鉛直方向には  $\sigma (= p/p_s)$  をとる。ここで、 $p$  は気圧、 $p_s$  は惑星地表面気圧である。

### 2.2 力学過程の支配方程式系

大気の運動を記述する方程式系では静水圧平衡を仮定した 3 次元球面ナビエーストークス方程式を用いる。連続の式、静水圧平衡の式、渦度方程式、発散方程式、熱力学の式、混合比の式は以下のように記述される。

連続の式

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{u \cos \varphi}{a(1 - \mu^2)} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \frac{V}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \mu} = -D - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma}. \quad (2.2.1)$$

静水圧平衡の式

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT}{\sigma}. \quad (2.2.2)$$

渦度方程式

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{a} \left( \frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial V_A}{\partial \lambda} - \frac{\partial U_A}{\partial \mu} \right) + D(\zeta). \quad (2.2.3)$$

発散方程式

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{a} \left( \frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial U_A}{\partial \lambda} - \frac{\partial V_A}{\partial \mu} \right) - \nabla_a^2 (\Psi + R\bar{T}_\pi + KE) + D(D). \quad (2.2.4)$$

熱力学の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & \frac{1}{a} \left( \frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial UT'}{\partial \lambda} - \frac{\partial VT'}{\partial \mu} \right) + T'D \\ & - \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \kappa T \left( \frac{\partial \pi}{\partial t} + v_H \cdot \nabla_\sigma \pi + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \right) + \frac{Q}{C_p} + D(T) + D'(\mathbf{v}). \end{aligned} \quad (2.2.5)$$

鉛直方向の境界条件

$$\dot{\sigma} = 0 \quad \text{at} \quad \sigma = 0, 1 \quad (2.2.6)$$



これらの式に含まれる変数の意味を以下にまとめる.

$$\pi(\varphi\lambda) \equiv \ln p_s, \quad (2.2.7)$$

$$\zeta(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv \frac{1}{a} \left( \frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial(v \cos \varphi)}{\partial \lambda} - \frac{\partial(u \cos \varphi)}{\partial \mu} \right) : \text{渦度 } [\text{s}^{-1}], \quad (2.2.8)$$

$$D(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv \frac{1}{a} \left( \frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial(u \cos \varphi)}{\partial \lambda} + \frac{\partial(v \cos \varphi)}{\partial \mu} \right) : \text{発散 } [\text{s}^{-1}], \quad (2.2.9)$$

$$u(\varphi, \lambda, \sigma) : \text{東西風速}, \quad (2.2.10)$$

$$v(\varphi, \lambda, \sigma) : \text{南北風速}, \quad (2.2.11)$$

$$U_A(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv (\zeta + f)v \cos \varphi - \dot{\sigma} \frac{\partial(u \cos \varphi)}{\partial \sigma} - \frac{RT'}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + F_\lambda \cos \varphi, \quad (2.2.12)$$

$$V_A(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv (\zeta + f)u \cos \varphi - \dot{\sigma} \frac{\partial(v \cos \varphi)}{\partial \sigma} - \frac{RT'}{a} (1-\mu^2) \frac{\partial \pi}{\partial \mu} + F_\varphi \cos \varphi, \quad (2.2.13)$$

$$\Phi : \text{ジオポテンシャル高度 } [\text{m}^2 \text{s}^{-2}], \quad (2.2.14)$$

$$\dot{\sigma} \equiv \frac{d\sigma}{dt}, \quad (2.2.15)$$

$$T(\varphi, \lambda, \sigma) : \text{気温 } [\text{K}], \quad (2.2.16)$$

$$\bar{T}(\sigma) : \text{基準温度 } [\text{K}], \quad (2.2.17)$$

$$T'(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv T - \bar{T}, \quad (2.2.18)$$

$$D(\zeta) : \text{渦度の水平拡散とスポンジ層における散逸}, \quad (2.2.19)$$

$$D(D) : \text{発散の水平拡散とスポンジ層における散逸}, \quad (2.2.20)$$

$$D(T) : \text{熱の水平拡散とスポンジ層における温度擾乱の散逸}, \quad (2.2.21)$$

$$F_\lambda(\varphi, \lambda, \sigma) : \text{小規模運動過程 (経度方向)}, \quad (2.2.22)$$

$$F_\varphi(\varphi, \lambda, \sigma) : \text{小規模運動過程 (緯度方向)}, \quad (2.2.23)$$

$$Q : \text{放射, 凝結, 小規模運動過程などによる温度変化}, \quad (2.2.24)$$

$$D'(v) : \text{摩擦熱}. \quad (2.2.25)$$

また, 定数の意味を以下にまとめる.

$$a : \text{惑星半径 } [\text{m}], \quad (2.2.26)$$

$$R : \text{大気的气体定数 } [\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}], \quad (2.2.27)$$

$$C_p : \text{大気定圧比熱 } [\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}], \quad (2.2.28)$$

$$f : \text{コリオリパラメータ } [\text{s}^{-1}], \quad (2.2.29)$$

$$\kappa \equiv \frac{R}{C_p}, \quad (2.2.30)$$

## 2.3 物理過程

力学過程における放射による加熱などの非断熱加熱項や小規模運動過程などはいくつかの物理過程を考慮して計算される。この節では今回のモデルで用いられる物理過程の概要を説明する。

今回のモデルで用いられた物理過程は放射過程, 乱流過程, 地表面過程, 大気主成分  $\text{CO}_2$  の凝結昇華過程, を考える。

放射過程では Takahashi et al., [2003; 2006] を用いる。火星の放射過程では火星大気の主成分である  $\text{CO}_2$  と大気中に浮遊するダストを考慮する必要がある。そのため  $\text{CO}_2$  の  $15 \mu\text{m}$  の赤外波長域の放射だけでなく大気中のダストによる可視域と赤外波長域(約  $0.1 \mu\text{m} \sim 100 \mu\text{m}$ ) の放射も考慮している。また, より上層の大気を計算するために  $5 \sim 315 \text{ nm}$  の太陽放射の紫外線および超紫外線波長領域も考慮する。

乱流過程の評価には Mellor and Yamada [1974] level 2 の方法に従って決めた鉛直拡散係数を用いて乾燥対流調節は行っていない。

地表面過程はバルク法によって地表面フラックスを評価しバルク係数は Louis et al., [1982] の方法に従って評価する。

$\text{CO}_2$  の凝結昇華過程では  $\text{CO}_2$  氷の融解時の地表面熱収支式から求める。

## 2.4 ダスト巻き上げパラメタリゼーション

本研究ではダスト循環過程の中でも特に不確実性が高いダストの巻き上げパラメタリゼーションスキームをモデルへ実装する。この節ではダストの巻き上げパラメタリゼーションスキームについて説明する。

まずはダスト巻き上げ過程について説明する。風により地表面へ与えられた運動量がダストを巻き上げるための一つの駆動源になる。現在の火星の風によって最も巻き上げ易い粒子の粒径は風洞実験の結果から  $100 \mu\text{m}$  程度であることが分かっている。しかしながら火星大気中で観測されるダストの粒径は  $2 \mu\text{m}$  程度なので、火星に現在吹いている風ではダストサイズの粒子を直接巻き上げられるほどの十分な風速を持っていない。よって、地表面からの風によるダスト巻き上げは以下の過程で生じると考えられる。以降この風で巻き上げることができる大きな粒子(約  $10 \mu\text{m} \sim 100 \mu\text{m}$ ) を「砂」、実際に火星で巻き上げられている小さな粒子(約  $2 \mu\text{m}$ ) を「ダスト」と呼ぶ。大気境界層内に吹く風によって生じる地表面応力によって、

まず砂が跳ね飛ばされる。しかしながら、砂は浮遊し続けるには重たすぎるので地面に落下する。砂が地面に衝突する際に生じる応力はダストを巻き上げるのに必要な応力を十分満たし、ダストを巻き上げる。一度巻き上がったダストは乱流効果によって浮遊を続けることができる。こうしてダストが地表面から大気へ供給される。

本研究で採用した風応力によるダスト巻き上げスキームは Kahre et al., [2006] のスキーム (以降「KMH スキーム」と呼ぶ) を用いる。このスキームは元々 Westphal et al., [1987] によって定式化された地球でのダスト巻き上げスキームであり, Harberle et al., [2003] で火星用に改変されたスキームである。Westphal et al., [1987] では、地上観測に基づいた地表面ダスト巻き上げフラックスを用いてサハラ砂漠のダストストームのシミュレートが行われた。この際定式化された地表面ダスト巻き上げフラックスはモデルで予報的に求められた摩擦速度  $u^*$  の関数である。更にダストが巻き上がる臨界摩擦速度を設け、その値に達しないときにはダスト巻き上げフラックスは零とした。Harberle et al., [2003] では、Westphal et al., [1987] の地球でのダスト巻き上げスキームを火星でのダスト巻き上げスキームに改変し、さらに起伏が大きい火星の地形高度とそれによる大きく変化する地表面の気体密度に対しても用いることができるように地表面応力  $\tau$  の関数とした。ダストが巻き上がる臨界応力  $\tau^*$  は空間的に一様と仮定されている。

KMH スキームによる鉛直方向の地表面ダストフラックス  $F_d$  は以下のように定められる。

$$F_d = \alpha R \tau^2 \left( \frac{\tau - \tau^*}{\tau^*} \right) \quad \text{kg m}^{-2} \text{g}^{-1}. \quad (2.4.31)$$

ここで  $\tau$  は地表面応力,  $\tau^*$  はダスト巻き上げに必要なとされる臨界応力,  $\alpha$  は現実のダスト循環に近づくように調節される効率因子である。また,  $R$  は想定する粒径によって決まる値である。

臨界応力を  $\tau^* = 0.0225 \text{ N m}^{-2}$ , 効率因子を  $\alpha = 0.1$ ,  $R = 2.3 \times 10^{-3}$  としたときの地表面ダストフラックスの応力依存性を図 2.4.1 に示す。これらの値は Kahre et al., [2006] で用いられた値である。

## 2.5 用いる離散化の方法

水平方向の離散化にはスペクトル法 [Bourke, 1988] を用い、展開関数として球面調和関数、波数切断は三角形切断 (T) を用いる。鉛直方向の離散化には Arakawa and Suarez [1983] の鉛直差分法を用いる。時間方向の離散化には力学過程の時間方向の離散化にはセミインプリシット法を用い、物理過程の離散化には前方差分法とセミインプリシット法を適宜用いている。

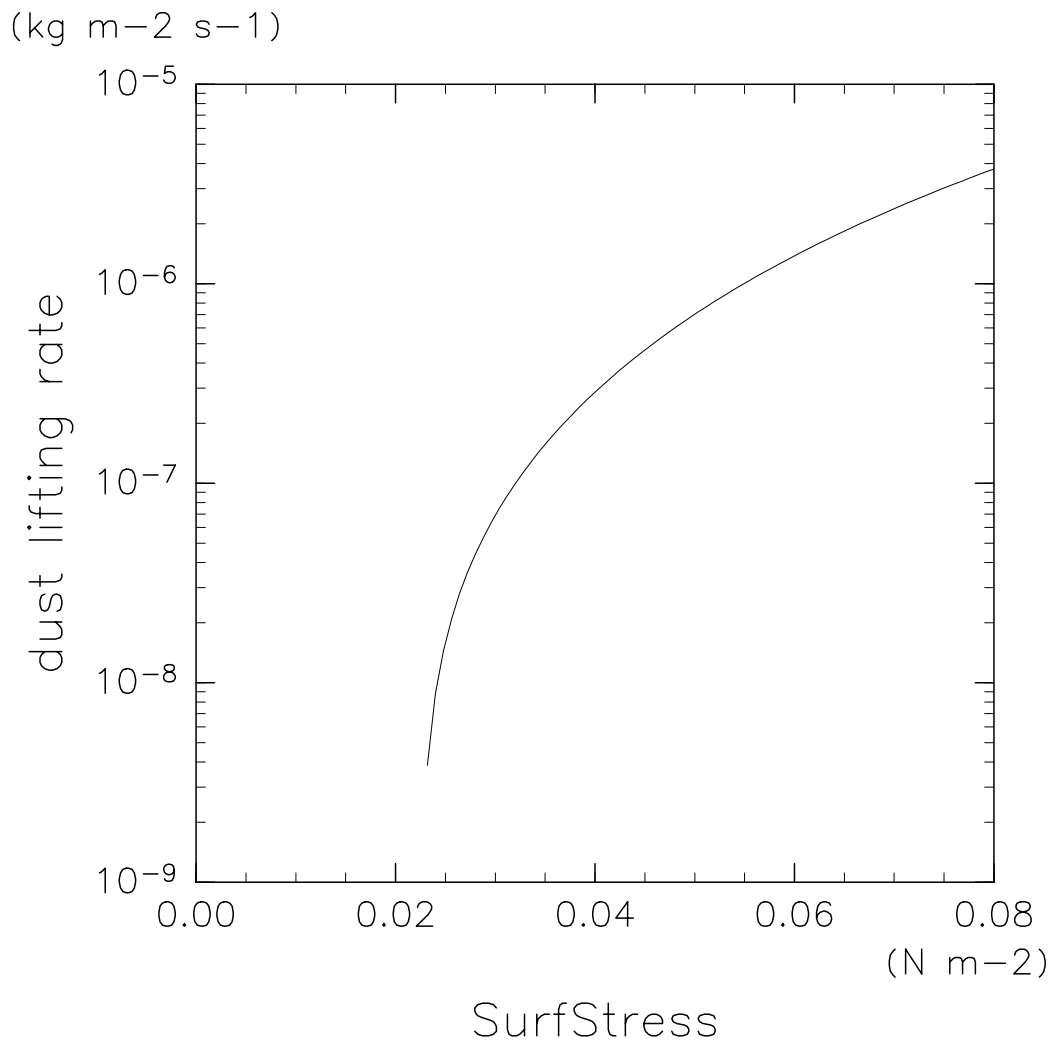


図 2.4.1: 地表面ダストフラックスの地表面応力依存性の図. 縦軸は地表面ダストフラックス ( $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) の対数表示. 横軸は地表面応力 ( $\text{N m}^{-2}$ ) である.  $\tau^*$  いかでは値が零となっている.

## 2.6 計算設定

この節では本研究で用いた計算設定について概略を説明する。

### 2.6.1 初期条件

用いた初期条件について説明する。初期平均温度場は 200 K。初期平均地表面気圧は 729 Pa。初期東西風速場は  $0 \text{ m s}^{-1}$  である。

### 2.6.2 系の設定

用いた系の設定について説明する。大気成分は  $\text{CO}_2$  のみであり、重力加速度などのパラメータは火星のパラメータを用いている。具体的には以下の通りである。惑星の半径は  $3396 \times 10^3 \text{ m}$ 。自転角速度は  $7.08821812717832 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$ 。重力加速度は  $3.72 \text{ m s}^{-2}$ 。定圧比熱は  $843.9 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ 。

火星の地形高度、アルベド、熱慣性の地形パラメータはマーズグローバルサーベイヤー (Mars Global Surveyor:MGS) の地形観測データを使用している。それぞれの地表面分布を図 2.6.2 に示した。

### 2.6.3 数値計算設定

計算した解像度は T21L32(三角形切断で切断波数 21, 鉛直層数 22) である。対応する水平格子点間隔に直すと約  $5^\circ$  程である。時間刻みは 370 秒。初期条件として等温静止大気の状態から計算を始めており、計算時間は 3 火星年分である。本研究で用いたデータはそのうちの最後の 1 年間分である。

### 2.6.4 大気ダストの設定

ダスト巻き上げに関する設定

火星のダスト巻き上げに関するパラメータには以下を用いる。  $R$  は Harberle et al. [2003] で用いられた  $R = 2.3 \times 10^{-3}$  を用いる。この値は粒子の粒径を  $0.1 - 80 \mu\text{m}$  と

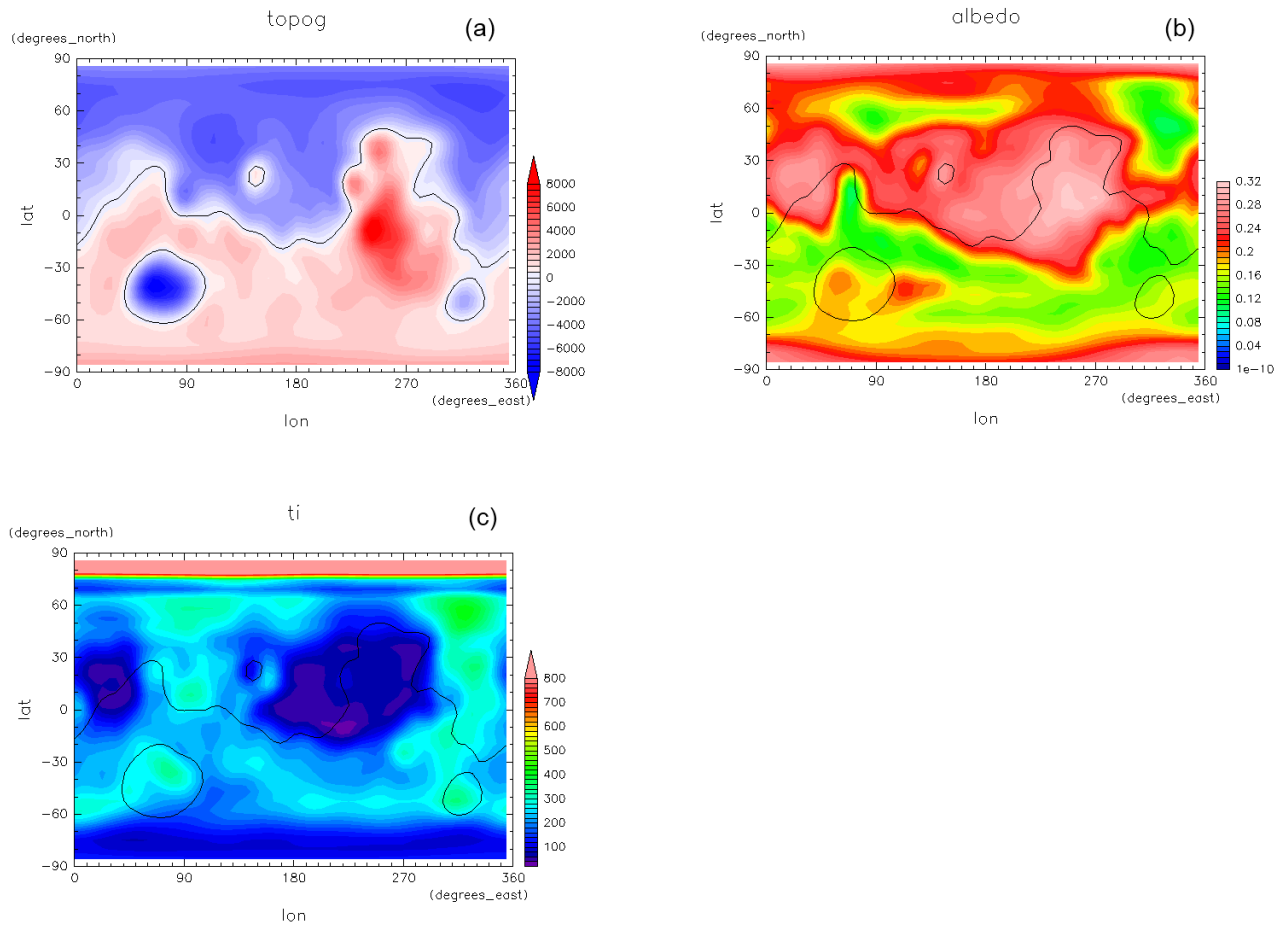


図 2.6.2: 本研究で用いた地表面条件. (a):地形高度 (m) の水平分布図. (b): 地表面アルベドの水平分布図. (c): 熱慣性 ( $\text{cal cm}^{-2} \text{K}^{-1} \text{s}^{-1/2}$ ) の水平分布図. いずれも MGS 観測データを基に作成. 実線は地形高度 0 m を表している.

した場合の値である。ダスト巻き上げ臨界応力は Harberle et al. [2003] で用いられた  $\tau^* = 0.00225 \text{ N m}^{-2}$  を用いた。この値は風洞実験から得た粒子が静止している地表面からのダストを巻き上げるのに必要な臨界応力の値  $0.035 \text{ N m}^{-2}$  [Greeley et al., 1980, 1994] に基づいている。地表面で動いている粒子が存在するような一般的な場合はこの値の80%の値になり、さらに粗い解像度による再現できないサブグリッド以下の擾乱成分を考慮して0.8倍した値となる。その結果  $\tau^* = 0.00225 \text{ N m}^{-2}$  という値が出る。効率因子は Kahre et al. [2006] で用いられた  $\alpha = 0.1$  を用いる。この値は観測されたダスト循環に合うように調節された値である。

ダスト巻き上げスキームのパラメータは以下の値を用いる [Kahre et al., 2006]。

### 放射計算用ダスト

放射スキームに与えるダストは直接決める。

与えるダストは水平方向には一様、鉛直方向には Conrath [1975] による分布を仮定する。Conrath [1975] によるダストの質量混合比  $q$  の鉛直分布は以下の通りとなる。

$$\begin{aligned} q &= q_0 \exp \left[ \mu \left( 1 - \frac{p_0}{p} \right) \right] & p \leq p_0, \\ q &= q_0 & p > p_0. \end{aligned} \quad (2.6.32)$$

ここで、 $p$  は気圧であり、 $q_0, p_0, \mu$  は火星条件に整合的な値を与える。 $q_0$  はダストの総量で定数である。 $p_0$  は参照圧力、 $\mu$  は鉛直方向のダストの広がりを決めるパラメータである。

この分布は重力沈降によるダストの下向き輸送と乱流拡散によるダストの上向き輸送のつり合いを考えて決めたものである。

本研究では  $q_0$  は  $q_0 = 0.2$ 、 $p_0, \mu$  は Pollack et al., [1990] で用いられた  $p_0 = 700 \text{ Pa}$ 、 $\mu = 0.03$  を用いる。また、大気ダストの最大の高さを  $70 \text{ km}$  とした [Forget et al., 1999]。

以上の計算設定を表 3.2.6 にまとめた。

初期条件	
初期平均温度	200 K
初期平均地表面気圧	729 Pa
初期東西風速	0 m s <sup>-1</sup>
系の設定	
大気成分	CO <sub>2</sub> のみ
惑星半径	3396 × 10 <sup>3</sup> m
自転角速度	7.08821812717832 × 10 <sup>-5</sup> rad s <sup>-1</sup>
重力加速度	3.72 m s <sup>-2</sup>
定圧比熱	843.9 J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
数値計算設定	
積分時間	7425900 s(3 火星年)
時間刻み幅	370 s
解像度	T21L32
鉛直レベルの取り方	最下層で $\sigma = 1$ , 最下層で $\sigma = 0$
大気ダスト設定	
ダスト総量 $q_0$	0.2
ダスト参照圧力 $p_0$	700 Pa
ダスト鉛直分布係数 $\mu$	0.03
ダスト巻き上げ係数 $R$	2.3 × 10 <sup>-3</sup>
ダスト巻き上げ臨界応力 $\tau^*$	0.00225 N m <sup>-2</sup>
効率因子 $\alpha_W$	0.1

表 2.6.1: 2.6 節で述べた計算設定のまとめ



## 第3章 トレーサー巻き上げ実験

第3章では実装された Kahre et al., [2006] で用いられたダスト巻き上げスキームの動作試験で行ったトレーサー巻き上げ実験の結果を示し, 考察を行う. この実験は地表面の放射不活性なダストをトレーサーとしてダスト巻き上げスキームによって巻き上げその応答を調べるトレーサーとして巻き上げる地表面の放射不活性なダストの量には制限は設けず, 無限に巻き上げ続けることができるものとした..

### 3.1 大気熱構造と大気循環場の子午面構造

まず, 本モデルで求められる大気熱構造と大気循環場が火星らしくなっているか確認するため温度場, 質量流線関数, 東西風速場の東西平均子午面分布を Kahre et al., [2006] の計算結果と比べた.

Kahre et al., [2006] の計算結果を図 3.1.1 にまとめた.

モデルで求めた温度の東西平均子午面分布を図 3.1.2 にまとめた.

図 3.1.2 から明確な季節変動が見て取れる. 季節変動は図 3.1.1 と同様に主に分点 ( $L_s = 0^\circ, 180^\circ$ ) と至点 ( $L_s = 90^\circ, 270^\circ$ ) で構造が異なっている.

図 3.1.1 の右図の春分, 秋分と同様で, 春分, 秋分では, 赤道を軸に対照的な構造となっており (図 3.1.2(a) 及び図 3.1.2(c)), 赤道付近で高く, 極に近づくにつれて低くなっている.. また, 夏至と冬至では, 夏半球と冬半球で非対称的な構造となっている (図 3.1.2(a) 及び図 3.1.2(c)). 夏半球の高緯度域に高温度域があり, 冬半球の緯度  $40^\circ$  付近から極方向に向かって温度が急激に下がっており, 極域に低温度域が現れている. 夏至と冬至の特徴は図 3.1.1 の右図の夏至と冬至の特徴を概ねとらえている.

次に東西風速の東西平均子午面分布を図 3.1.3 にまとめた.

図 3.1.3 では以下のような特徴は見受けられる. 春分と秋分では, 西風が両極の中緯度で吹き, 東風が低緯度で吹いている (図 3.1.3(a) 及び図 3.1.3(c)). 夏至と冬至に

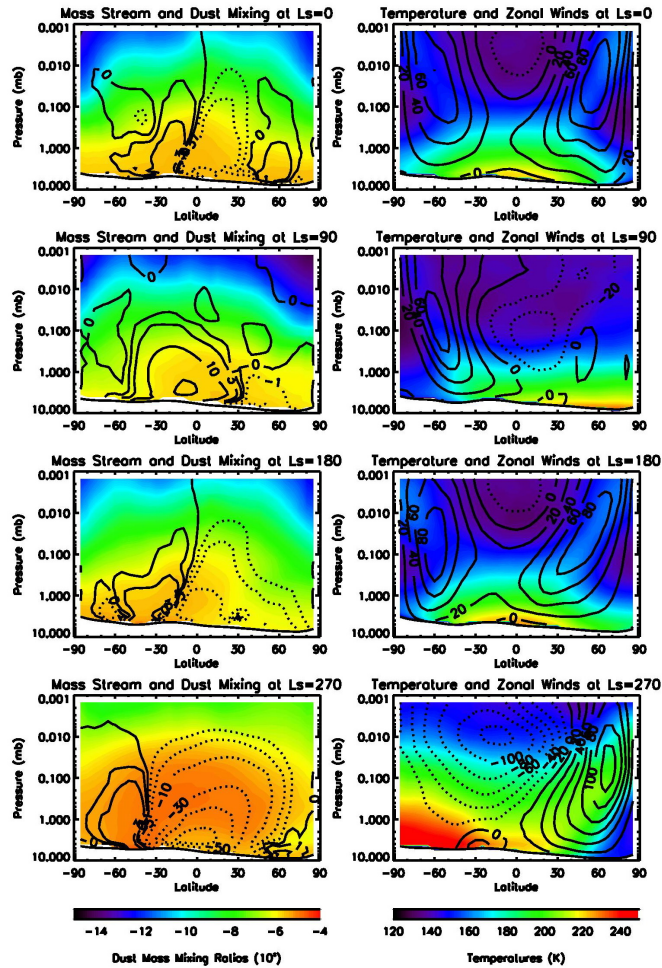


図 3.1.1: Kahre et al., [2006] の東西平均子午面分布. 右図のカラートーンが温度場, 等値線が東西風速場であり, 実線は西風, 破線は東風となっている. 左図のカラートーンはダスト混合比で等値線は質量流線関数であり, 実線が反時計回り, 破線が時計回りとなっている. またどちらの図も上からそれぞれ  $L_s = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$  の図である.

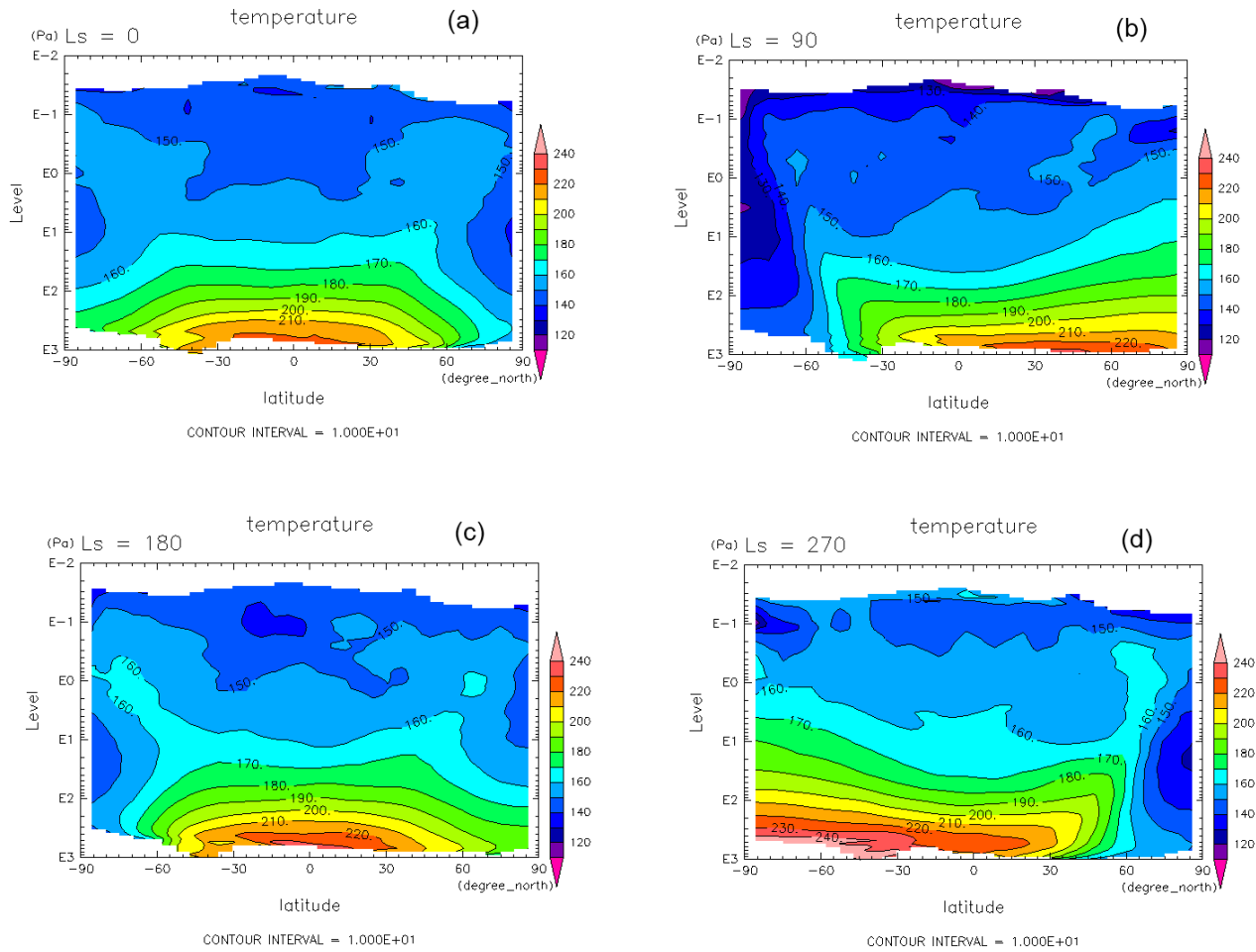


図 3.1.2: モデルから求めた東西平均された温度 (K) の子午面分布. (a):  $L_s = 0^\circ$  の場合の子午面分布. (b):  $L_s = 90^\circ$  の場合の子午面分布. (c):  $L_s = 180^\circ$  の場合の子午面分布.  $L_s = 270^\circ$  の場合の子午面分布.

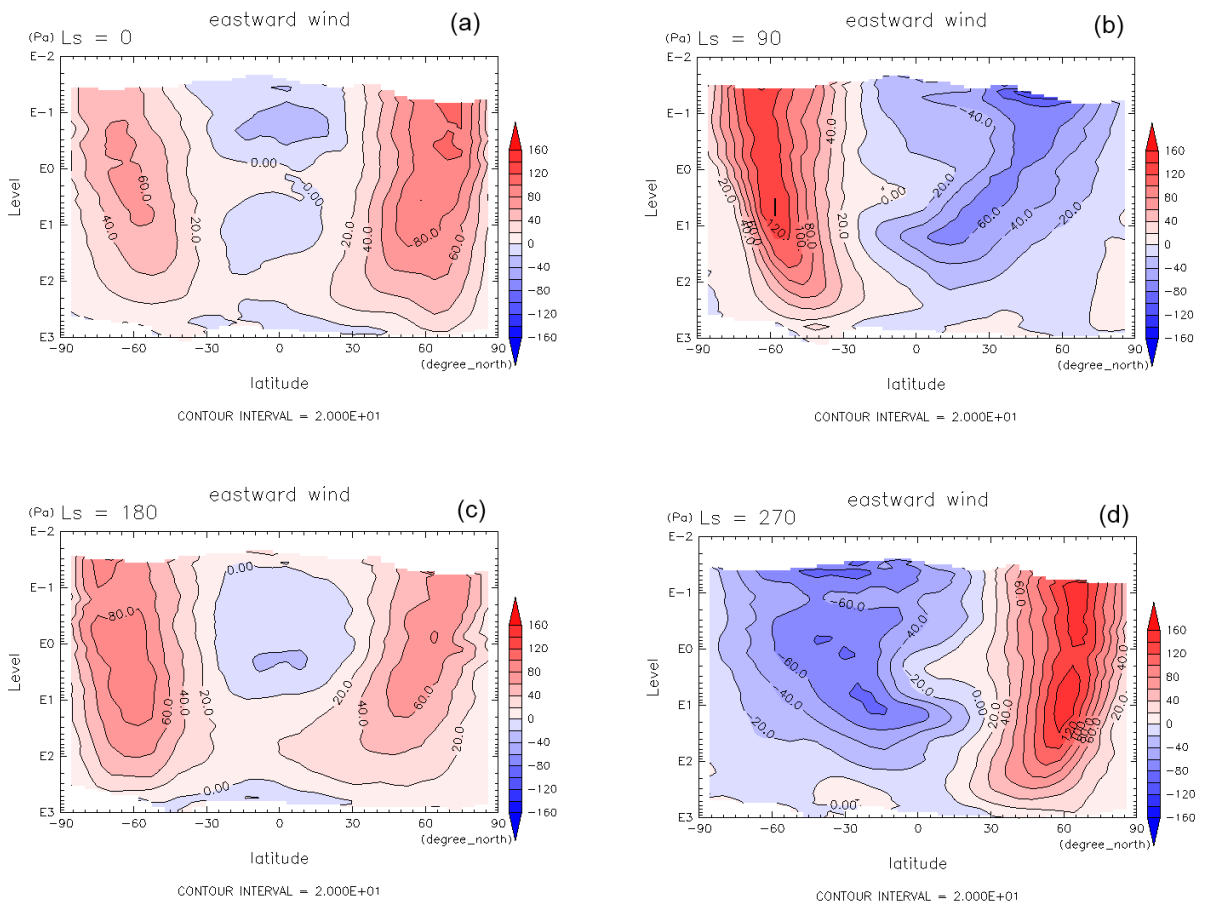


図 3.1.3: 東西風速 ( $\text{m s}^{-1}$ ) についての図 3.1.2 と同様の図.

は東風が夏半球の上空で吹いており、西風が冬半球の上空で吹いている (図 3.1.3(b) 及び図 3.1.3(d)) という構造となっている。

これらの特徴は図 3.1.1 の右図の東西風速場の特徴を概ねとらえている。しかしながら、夏至の冬半球の上空の西風が図 3.1.1 が強いところで  $80 \text{ m s}^{-1}$  程度なのに対して図 3.1.3(b) は  $120 \text{ m s}^{-1}$  と大きい値となっているところが異なる。

次に質量流線関数の東西平均子午面分布を図 3.1.4 にまとめた。図 3.1.4 では以下のような特徴が見受けられる。春分と秋分では大まかにみると赤道を軸とした二つの弱いハドレーセルが存在する (図 3.1.4(a) 及び図 3.1.4(c))、夏至と冬至には赤道付近から緯度  $30^\circ$  付近まで単一のハドレーセルが卓越している (図 3.1.4(b) および図 3.1.4(d))、よって、夏半球の緯度  $30^\circ$  近くで上昇流が存在し、冬半球の緯度  $30^\circ$  で下降流が存在する。また、北半球の冬の方が夏の時より強い循環となっている。

これらの特徴は図 3.1.1 の質量流線関数の特徴を概ねとらえている。ただし、図 3.1.4 と図 3.1.1 では符号の定義が逆になっていることに注意されたい。つまり、図 3.1.4 では値が正の時に時計回り、負の時に反時計回りとなっている。しかしながら、図 3.1.4(a),(c) は図 3.1.1 に比べて赤道できれいに別れてはおらずところどころ弱いセルができています。

以上の結果をまとめると Kahre et al., [2006] の結果の特徴を概ねとらえており、火星らしい構造となっていると言える。

## 3.2 地表面トレーサーフラックスの水平構造

トレーサーは地表面を吹く風によって巻き上がる。よって、地表面トレーサーフラックスは地表面応力に依存する。地表面トレーサーフラックスの地表面応力の依存性は図 2.4.1 に示されている。地表面応力は地表面温度、地表面気圧にも影響される可能性がある。それに伴い地表面トレーサーフラックスは時間的にも空間的にも変化する。よって、地表面応力、地表面温度、地表面気圧と地表面トレーサーフラックスとパターンとしてどう対応しているかを調べる。

この節では地表面トレーサーフラックスの分布の特徴をまとめてその特徴が先行研究の結果と一致するかを調べる。また、地表面応力、地表面温度、地表面気圧についてそれぞれの水平分布をまとめて地表面トレーサーフラックスとの対応関係を調べる。

まずは地表面トレーサーフラックスの水平分布を図 3.2.5 にまとめた。図の破線は大気成分である  $\text{CO}_2$  が凍結して地表面でドライアイスができていていることを示して

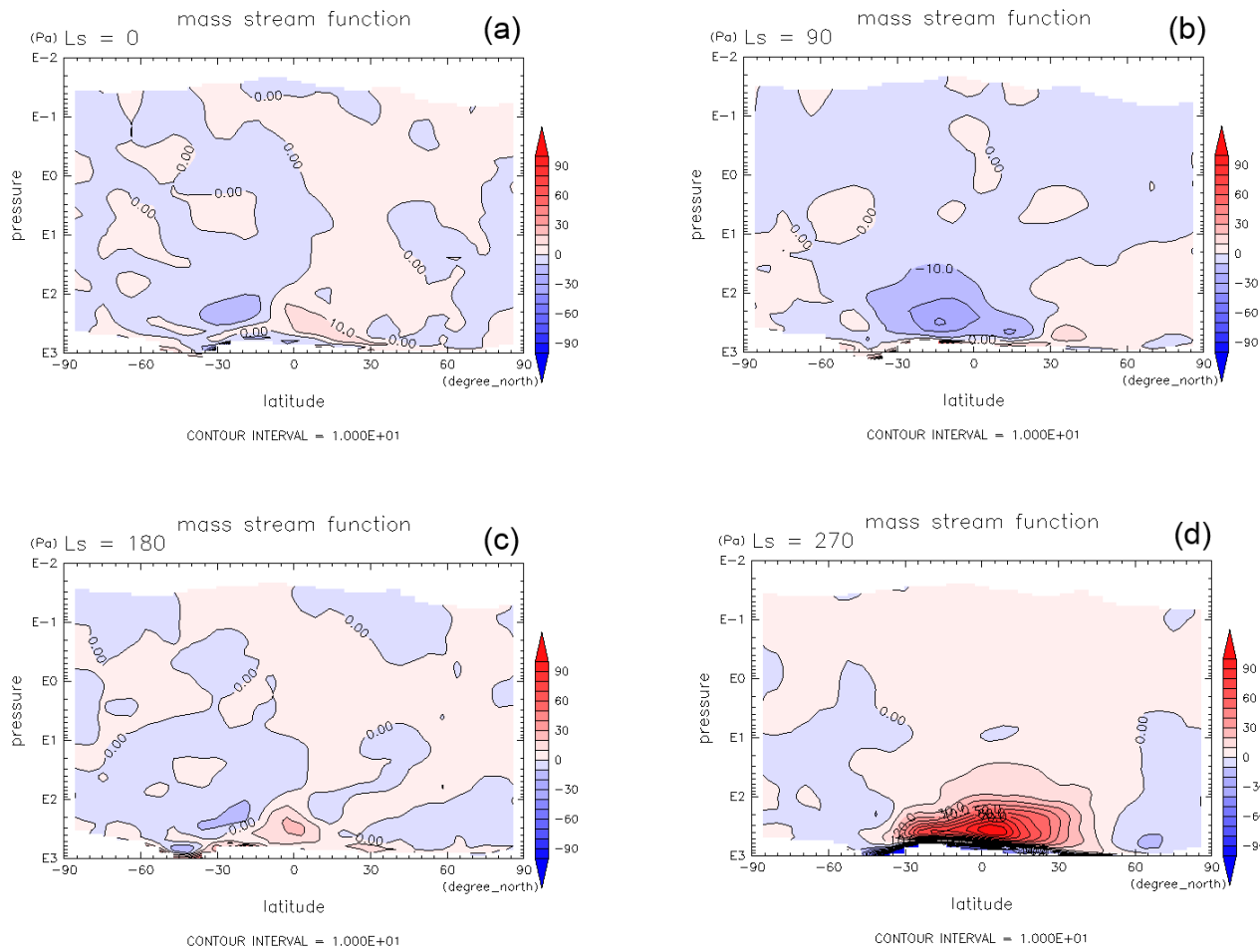


図 3.1.4: 質量流線関数 ( $10^8 \text{ kg s}^{-1}$ ) についての図 3.1.2 と同様の図.

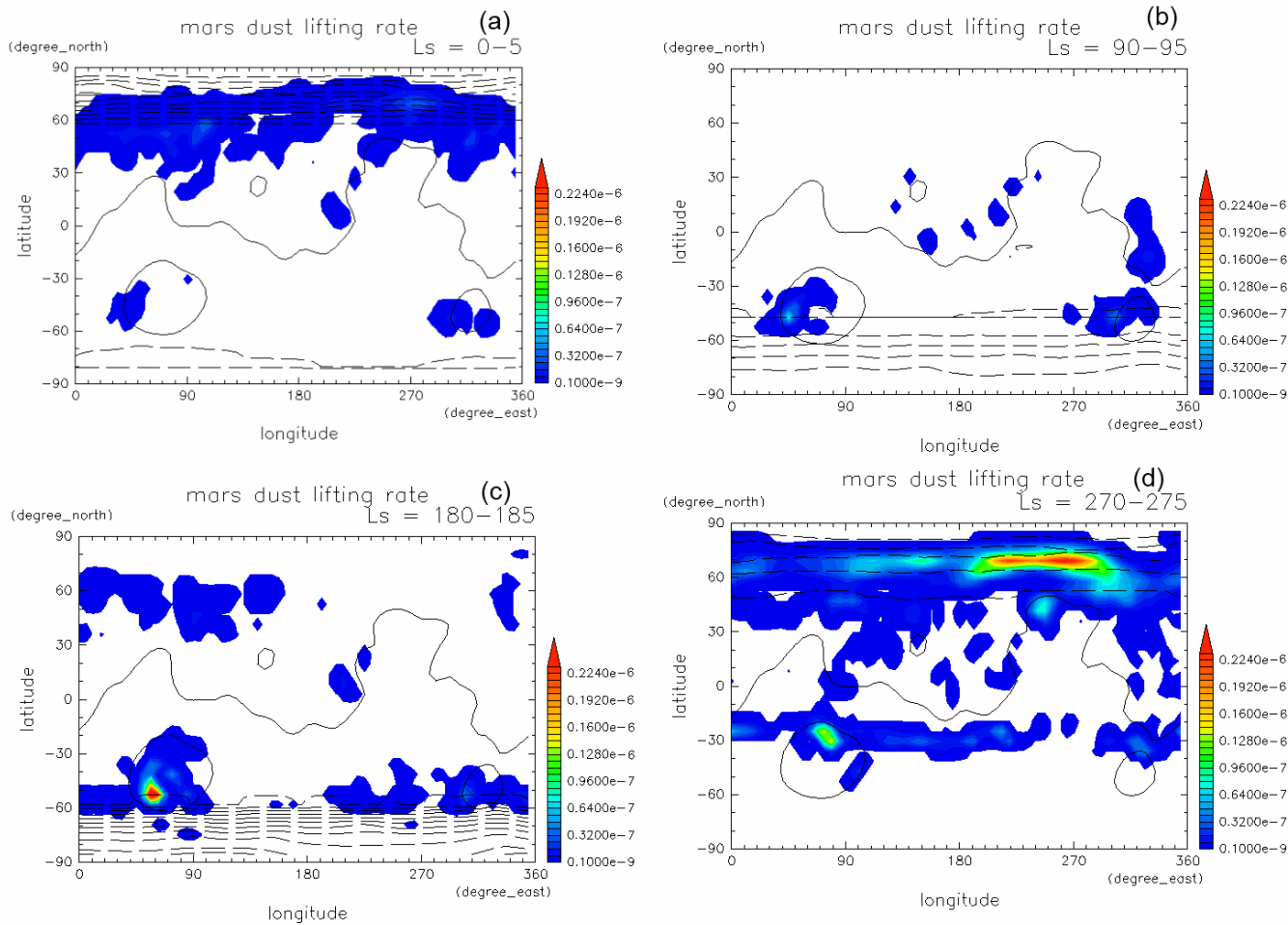


図 3.2.5: モデルから診断的に求めた地表面ダストフラックス ( $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) の水平分布. (a) は  $L_s = 0^\circ - 5^\circ$  で平均された値 (約 10 sol で平均された値) を示している. (b) は  $L_s = 90^\circ - 95^\circ$  で平均された値を示している. (c) は  $L_s = 180^\circ - 185^\circ$  で平均された値を示している. (d) は  $L_s = 270^\circ - 275^\circ$  で平均された値を示している. 破線の領域は地表面で氷ができていて実際はその領域ではトレーサーは巻き上がらない. 実線は地形高度 0 を示している.

いる. 図 3.2.5 では以下の特徴が見受けられる. 季節にかかわらず南緯  $40^\circ$ , 経度  $70^\circ$  付近の盆地や南緯  $50^\circ$ , 経度  $330^\circ$  付近の盆地, 北緯  $30^\circ$ , 経度  $210^\circ$  付近の山岳地帯の縁でトレーサーが巻き上がっている. また, 冬至のときに, 特に北半球中高緯度帯, 南緯  $30^\circ$  帯にわたってトレーサーが巻き上がっている (図 3.2.5(d)). また, 冬至の北緯  $60^\circ$ , 経度  $270^\circ$  付近で最もトレーサーが巻き上がっているかのように見える.

図??に Kahre et al., [2006] の地表面トレーサーフラックスの分布をまとめた. 値が sol あたりの値になっていることに注意されたい. 図 3.2.5 は図??の特徴を概ねとら

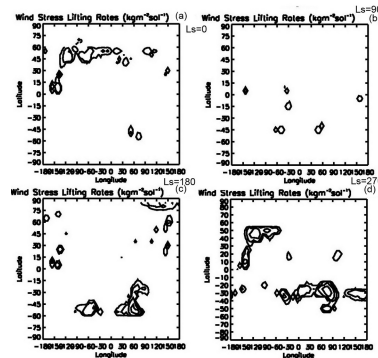


図 3.2.6: Kahre et al., [2006] についての図 3.2.5 と同様の図. ただし, 値が sol あたりの値になっており, 横軸が  $-180^\circ$  から  $180^\circ$  で取られている. また, 値は 10 sol で平均化されている.

えている. しかしながら, 図 3.2.5 の最もトレーサーが巻き上がっている冬至の北緯  $60^\circ$ , 経度  $270^\circ$  付近では図??は巻き上がっていない. この違いは図 3.2.5 では大気地表凍結による極冠の拡大を考慮に入れていないために起こったことである.

次に地表面応力の水平分布を図 3.2.7 にまとめた.. 地表面トレーサーフラックスとよく対応しており, 図 3.2.7 の強い応力の位置で図 3.2.5 も強くなっている.  $L_s$  に関係なくいつでも南緯  $30^\circ$ , 経度  $90^\circ$  付近の盆地や南緯  $40^\circ$ , 経度  $330^\circ$  付近の盆地, 北緯  $30^\circ$ , 経度  $210^\circ$  付近の山岳地帯の縁で応力が強くなっている. また, 冬至のときに特に強い応力を示し, 北緯  $60^\circ$  付近と南緯  $30^\circ$  付近で応力が強くなっている (図 3.2.7(d)). 更に北緯  $60^\circ$ , 経度  $270^\circ$  で最も強い応力を示した.

次に地表面温度の水平分布を図 3.2.8 にまとめた. 春分と秋分では赤道付近の温度が高く両極で温度が低くなっている (図 3.2.8(a) 及び図 3.2.8(c)). また, 夏至と冬至では, 夏半球で温度が高く, 冬半球で温度が低くなっている (図 3.2.8(b) 及び図 3.2.8(d)). さらに冬至の夏半球で温度が最大になっている. これらの結果は図 3.1.2 と一致する.

地表面トレーサーフラックスの図 3.2.5 と比較すると, 地表面トレーサーフラックスは極冠の縁で巻き上がりやすいように見えるが明確な対応関係は見られなかった.

次に地表面気圧の水平分布を図 3.2.9 にまとめる. 図 2.6.2(a) からわかるように地形高度差があり北半球と南半球で  $100 \text{ Pa}$  近く気圧差がある. また, 季節ごとの気圧も差が見られる. 特に冬至では北緯  $50^\circ$  付近の気圧が他の季節に比べて大きい. しかし, 最大の気圧になるのは夏至の南緯  $40^\circ$ , 経度  $70^\circ$  付近の盆地である.

地表面トレーサーフラックスの図 3.2.5 と比較しても明確な対応関係は見られな



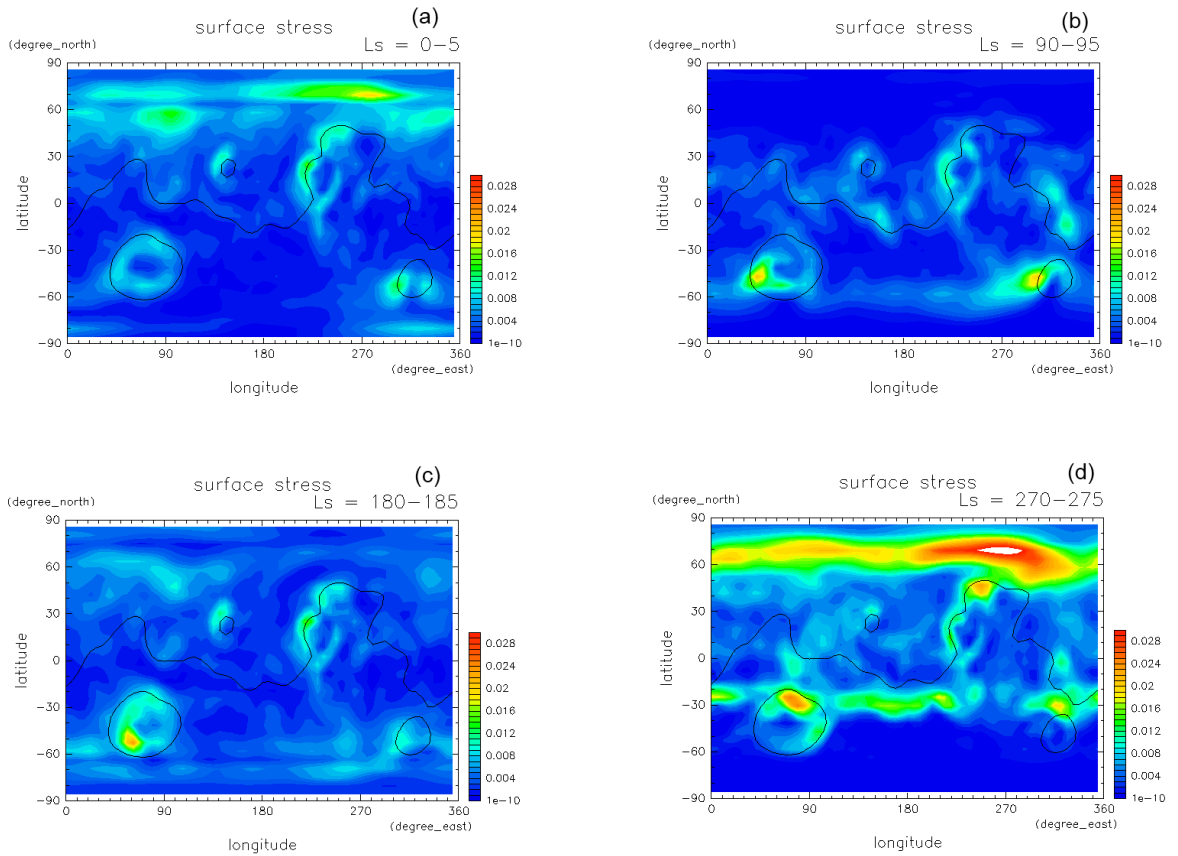


図 3.2.7: モデルから診断的に求めた地表面応力 ( $\text{N m}^{-2}$ ) の水平分布. (a):  $L_s = 0^\circ - 5^\circ$  の間で時間平均された水平分布. (b):  $L_s = 90^\circ - 95^\circ$  の間で時間平均された水平分布. (c):  $L_s = 180^\circ - 185^\circ$  の間で時間平均された水平分布. (d):  $L_s = 270^\circ - 275^\circ$  の間で時間平均された水平分布.

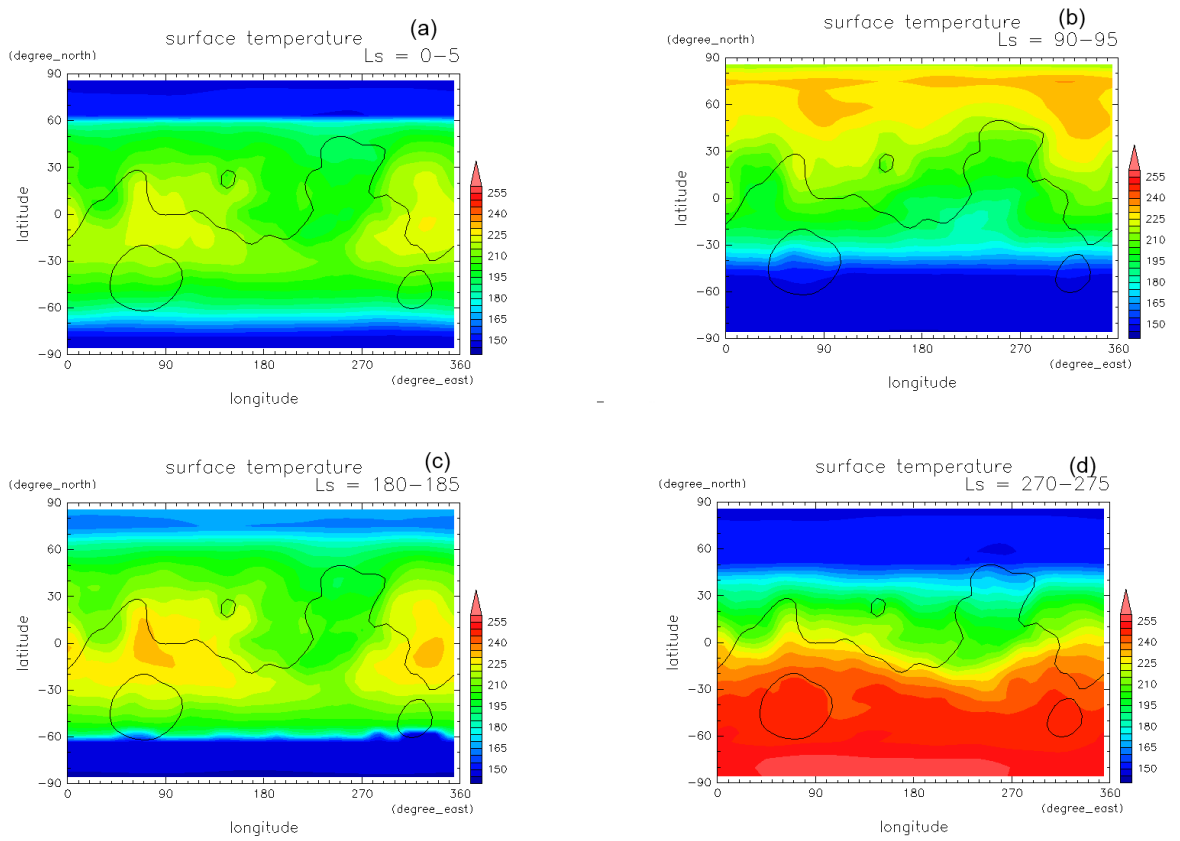


図 3.2.8: モデルから予報的に求めた地表面温度 (K) の水平分布. (a), (b), (c), (d) は図 3.2.7 と同様.

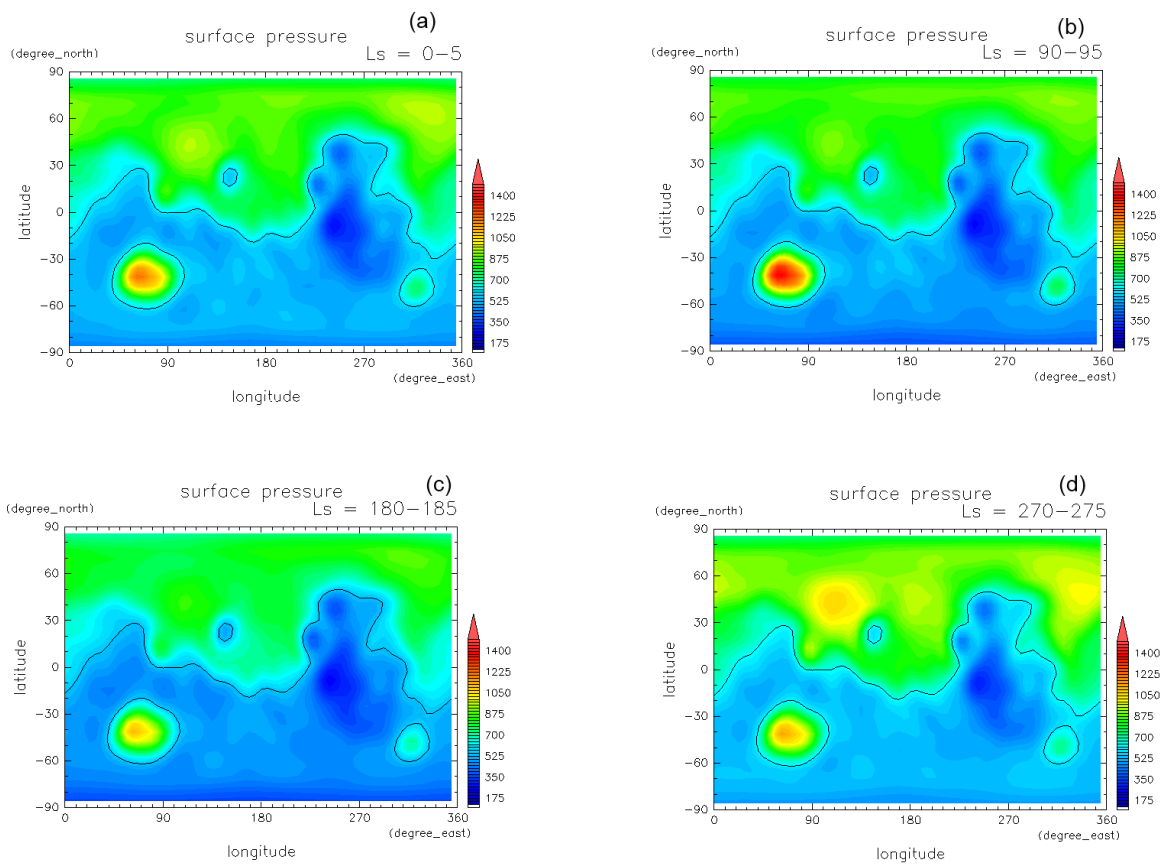


図 3.2.9: モデルから予報的に求めた地表面気圧 (Pa) の水平分布. (a), (b), (c), (d) は図 3.2.7 と同様.

かった。

地表面温度と地表面気圧は後で述べる様に日周期の変動が効いているので時間平均場ではが地表面トレーサーフラックスと明確な対応が見られなかったと想像される。

### 3.3 地表面トレーサーフラックスの季節変動

3.2節で地表面トレーサーフラックスは季節変動が大きいことが分かる。地表面温度、地表面気圧、地表面応力の季節変動の地表面トレーサーフラックスとの対応を見るためにさらに長い時間スケールで見てみる。直感的に理解しやすいように火星の一年を地球の周期の様に12に分割する。すなわち  $L_s = 0^\circ - 360^\circ$  まで  $L_s = 30^\circ$  ごとに区切って時間平均した水平分布図をそれぞれまとめる。

まず  $L_s = 30^\circ$  ごとに区切って時間平均した地表面トレーサーフラックスの水平分布図を図3.3.10にまとめた。北半球の春から夏にかけて(図3.3.10(a)-(c))北半球のトレーサーを巻き上げる範囲が減少していく。しかしながら、南緯  $50^\circ$ 、経度  $60^\circ$  付近と南緯  $50^\circ$ 、経度  $300^\circ$  付近でトレーサーが強く巻き上がっている。北半球の夏から秋にかけて(図3.3.10(d)-(f))は南緯  $50^\circ$ 、経度  $0^\circ - 90^\circ$ 、 $240^\circ - 360^\circ$  付近の範囲にトレーサー巻き上げの範囲が広がっている。北半球の秋から夏にかけて(図3.3.10(g)-(i))北半球の中緯度帯と南半球の南緯  $30^\circ$  帯に渡ってトレーサーが巻き上げられる領域が広がっている。特に  $L_s = 210^\circ - 270^\circ$  の間(図3.3.10(h)-(i))にトレーサー巻き上げが最も活発になる。北半球の冬から春にかけて(図3.3.10(j)-(l))は南半球のトレーサーが巻き上げられる領域が減少していく。

次に  $L_s = 30^\circ$  ごとに区切って時間平均した地表面応力の水平分布図を図3.3.9にまとめた。北半球の春から夏にかけて(図3.3.9(a)-(c))は南緯  $60^\circ$  付近の応力が強くなっていく。また、南緯  $50^\circ$ 、経度  $60^\circ$  付近と南緯  $60^\circ$ 、経度  $290^\circ$  付近で強くなっている。北半球の夏から秋にかけて(図3.3.9(d)-(f))は応力が弱くなっていく。更に秋分から冬至を超える季節まで(図3.3.9(g)-(j))北緯  $60^\circ$  付近と南緯  $30^\circ$  で応力が強くなっている。特に北緯  $70^\circ$ 、経度  $270^\circ$  で最大の応力となっている。北半球の冬から春にかけて(図3.3.9(k)-(l))は応力が弱くなっていく。

図3.3.10と比較すると図3.3.9で強い応力を持つ位置で地表面トレーサーフラックスもよく巻き上げている。

次に  $L_s = 30^\circ$  ごとに区切って時間平均した地表面温度の水平分布図を図3.3.10にまとめた。春分から夏至を超える季節まで(図3.3.10(a)-(d))赤道付近の温度が高く両極が低温だったところから徐々に北半球の高緯度の温度が上がっていく、さらに

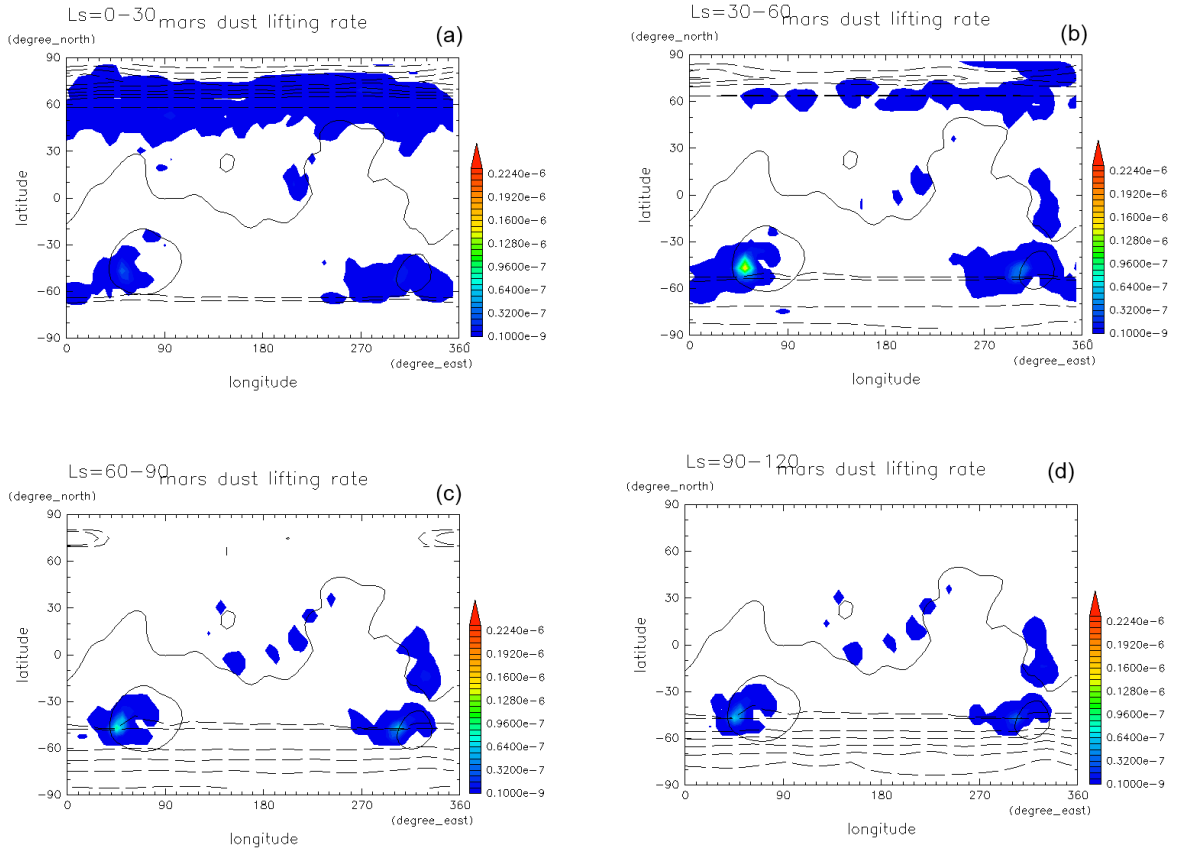


図 3.3.10:  $L_s = 30^\circ$  ごとに時間平均した地表面トレーサーフラックス ( $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) の水平分布. (a):  $L_s = 0^\circ - 30^\circ$  で時間平均した水平分布. (b):  $L_s = 30^\circ - 60^\circ$  で時間平均した水平分布. (c):  $L_s = 60^\circ - 90^\circ$  で時間平均した水平分布. (d):  $L_s = 90^\circ - 120^\circ$  で時間平均した水平分布. (e):  $L_s = 120^\circ - 150^\circ$  で時間平均した水平分布. (f):  $L_s = 150^\circ - 180^\circ$  で時間平均した水平分布. (g):  $L_s = 180^\circ - 210^\circ$  で時間平均した水平分布. (h):  $L_s = 210^\circ - 240^\circ$  で時間平均した水平分布. (i):  $L_s = 240^\circ - 270^\circ$  で時間平均した水平分布. (j):  $L_s = 270^\circ - 300^\circ$  で時間平均した水平分布. (k):  $L_s = 300^\circ - 330^\circ$  で時間平均した水平分布. (l):  $L_s = 330^\circ - 360^\circ$  で時間平均した水平分布. 破線がある領域は地表面で大気が凍結してドライアイスができていない領域を示している.

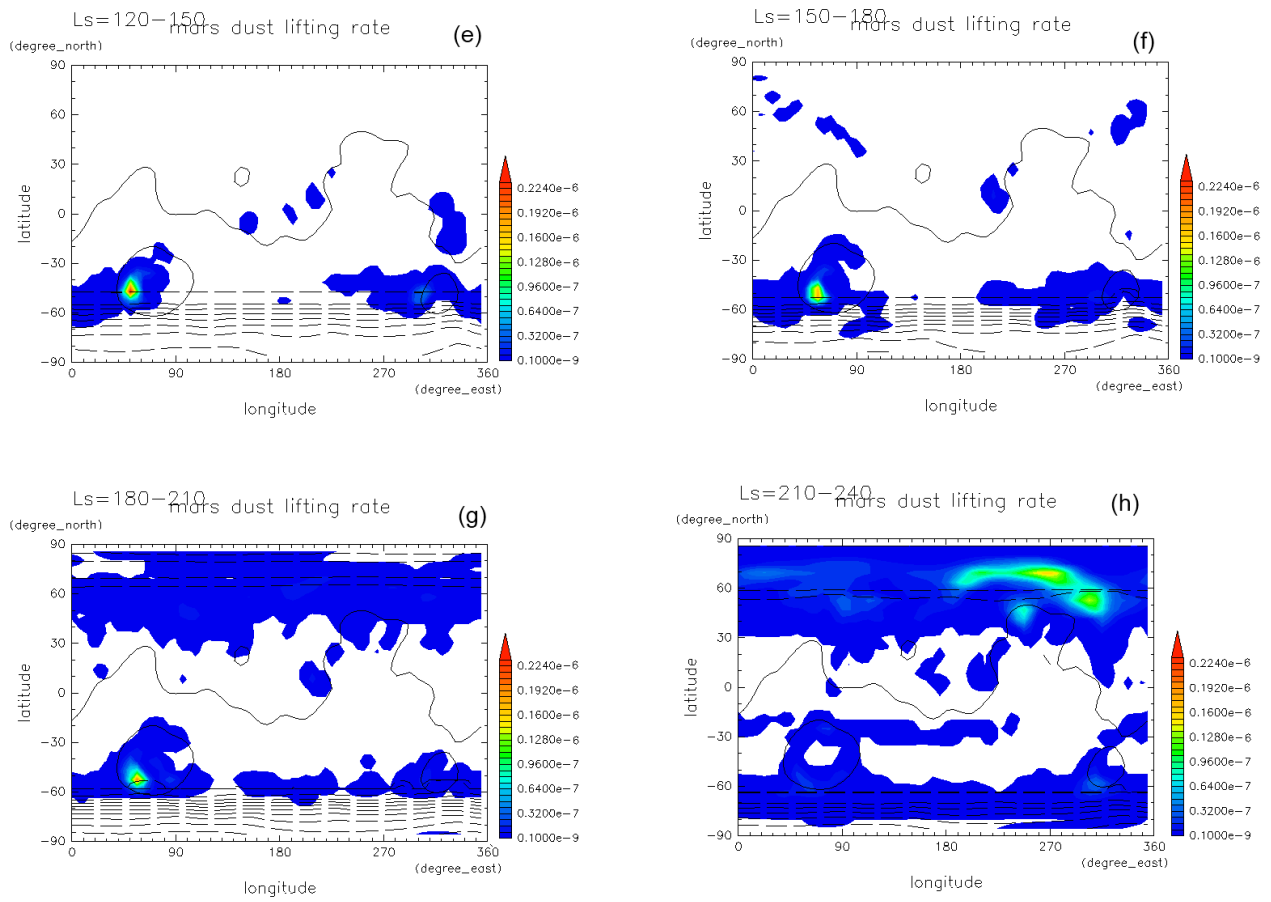


図 3.3.8: 図 3.3.10(続き)

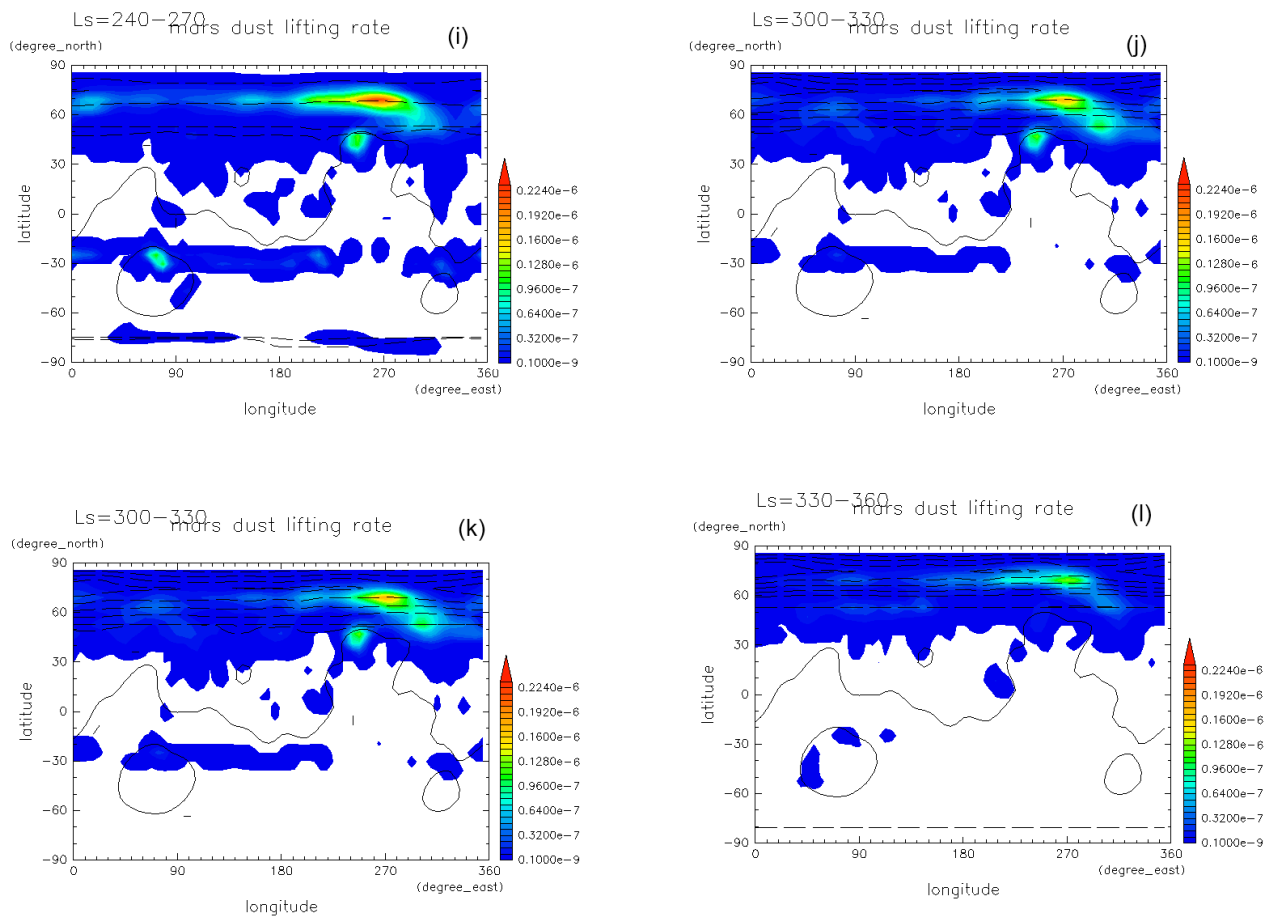


図 3.3.8: 図 3.3.10(続き).

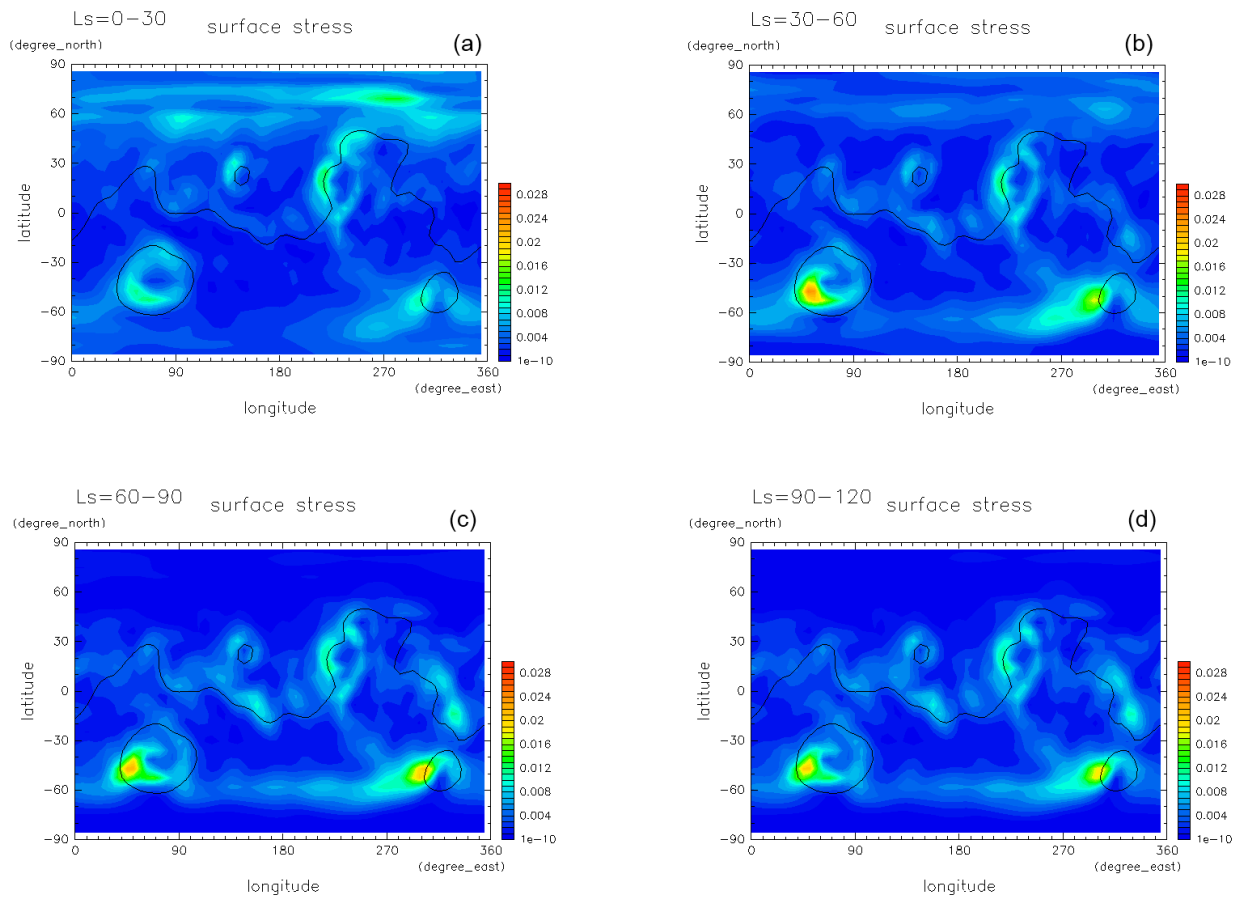


図 3.3.9:  $L_s = 30^\circ$  ごとに時間平均した地表面応力 ( $\text{N m}^{-2}$ ) の水平分布. (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g), (h), (i), (j), (k), (l) は図 3.3.10(a)-(i) と同様..



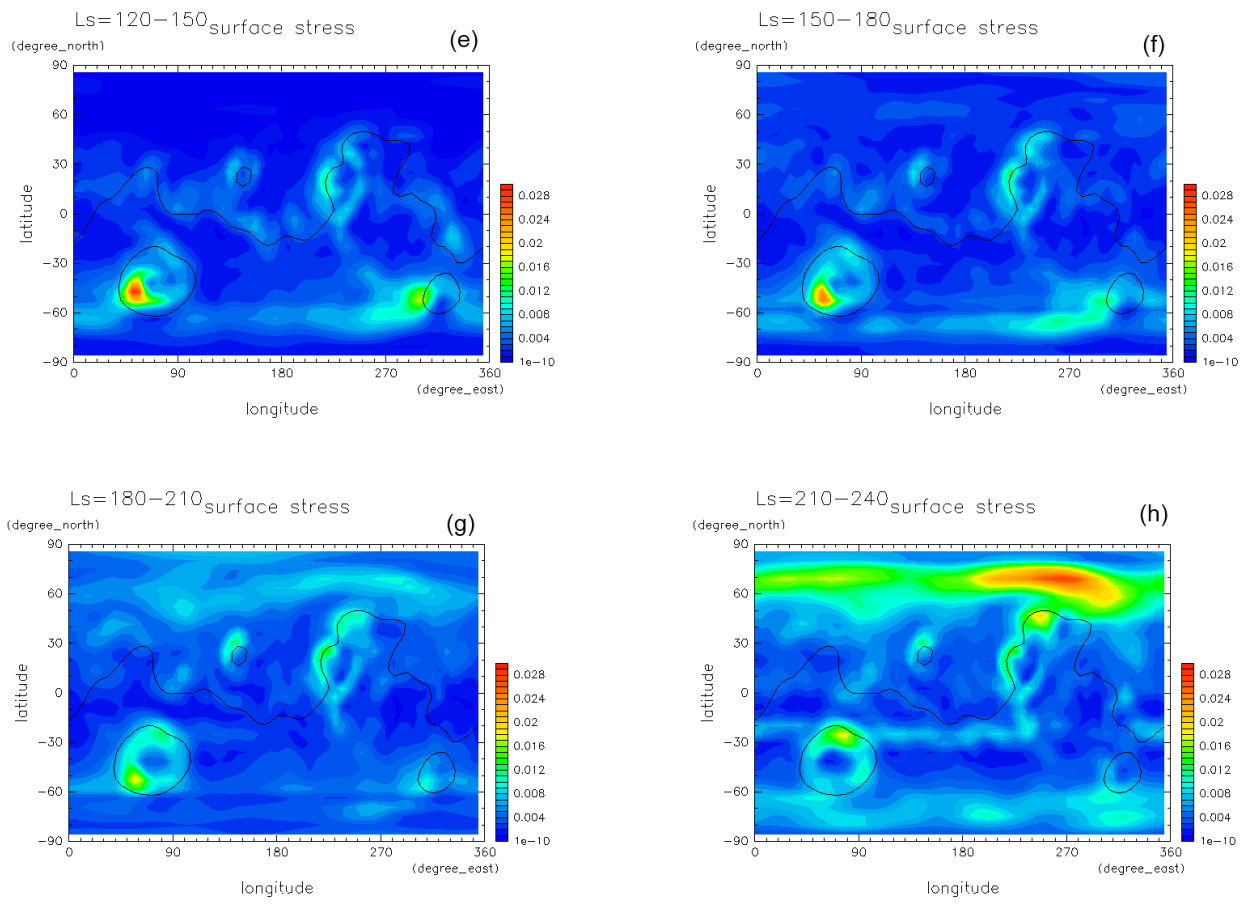


図 3.3.9: 図 3.3.9(続き).

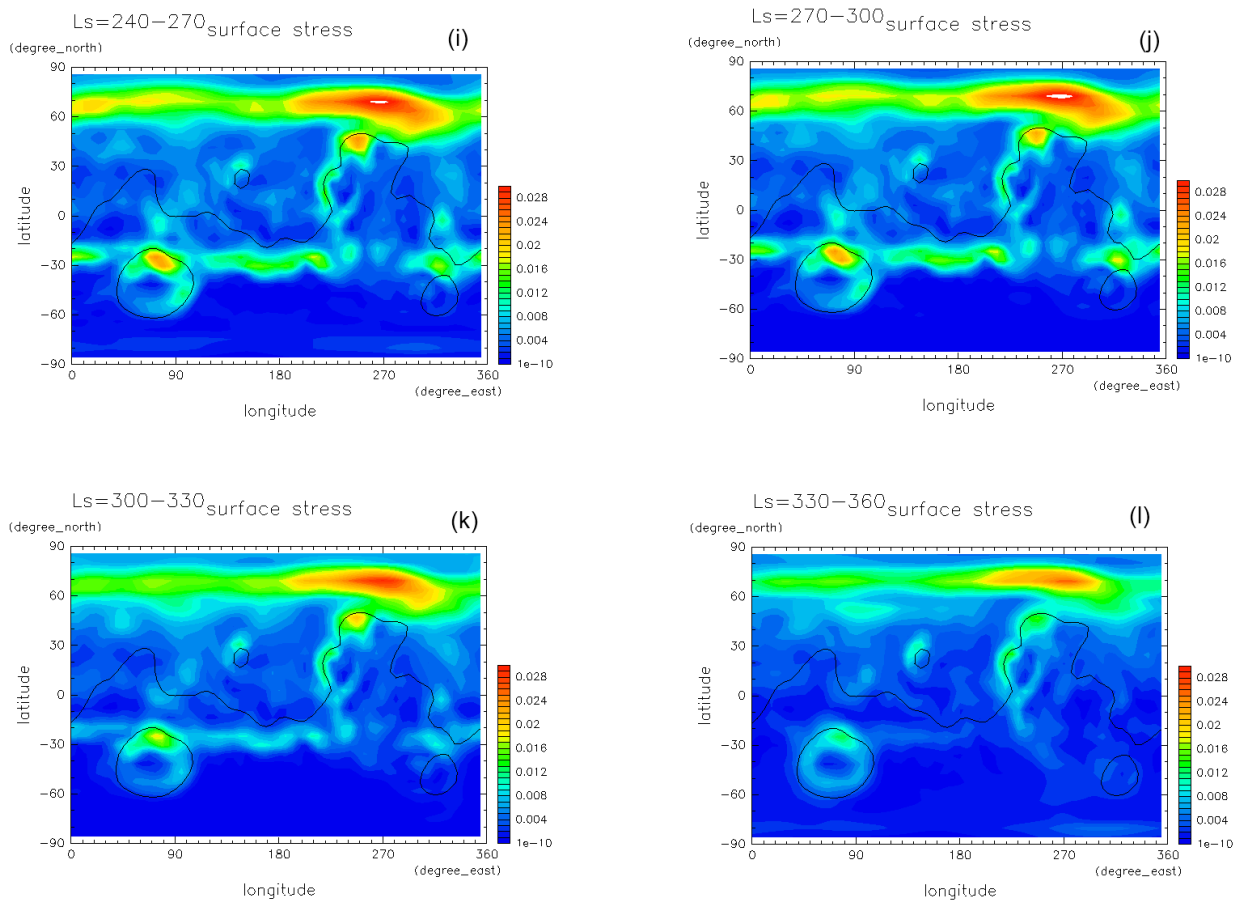


図 3.3.9: 図 3.3.9(続き)

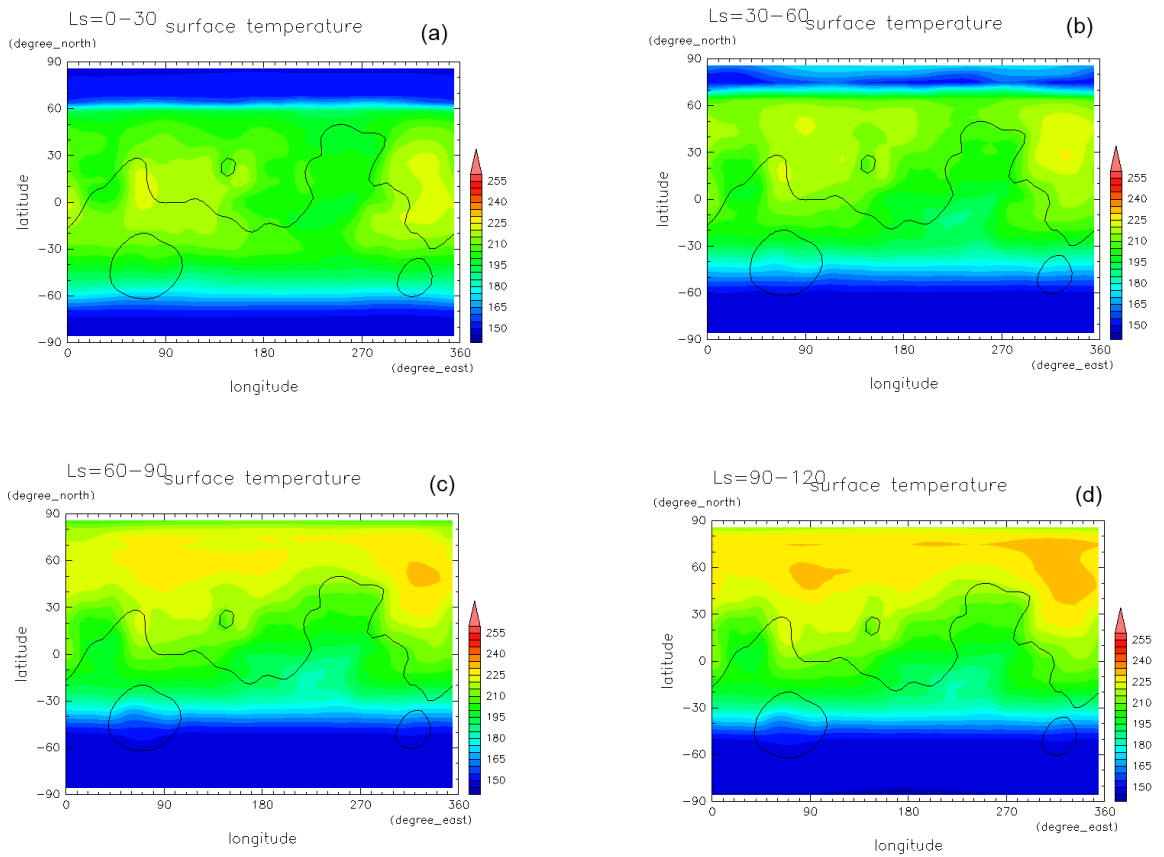


図 3.3.10:  $L_s = 30^\circ$  ごとに時間平均した地表面温度 (K) の水平分布. (a), (b), (c), (d) は図 3.3.10(a)-(d) と同様

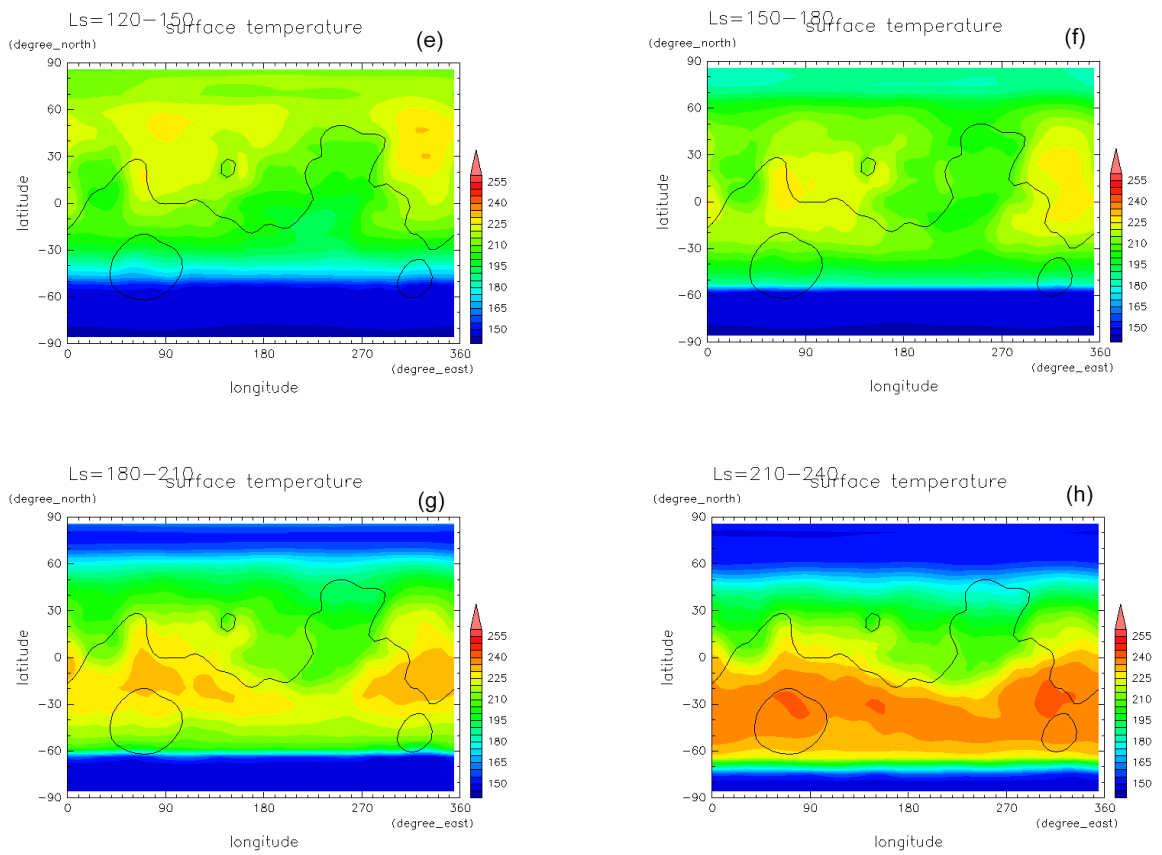


図 3.3.10: 図 3.3.10(a)-(d) と同様の図. ただし, (e), (f), (g), (h) は図 3.3.10(e)-(h) と同様.

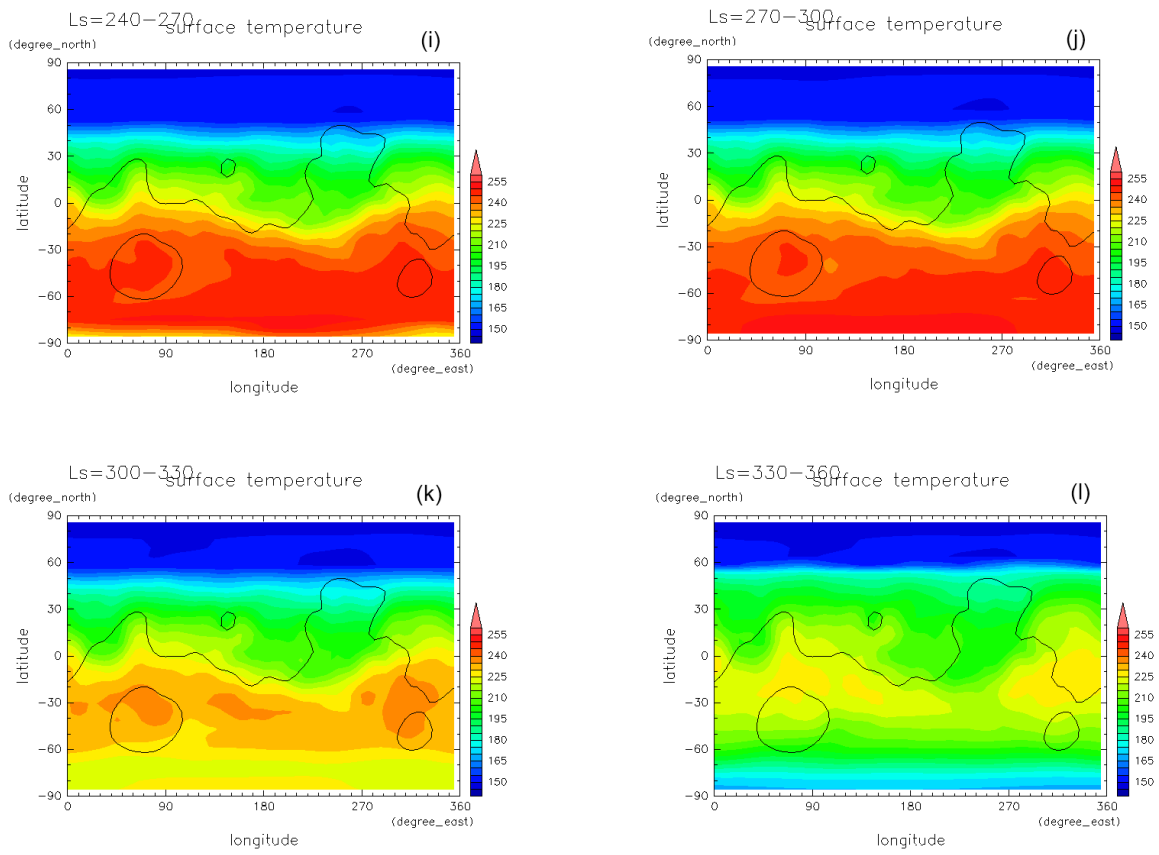


図 3.3.10: 図 3.3.10(a)-(d) と同様の図. ただし, (i), (j), (k), (l) は図 3.3.10(i)-(l) と同様

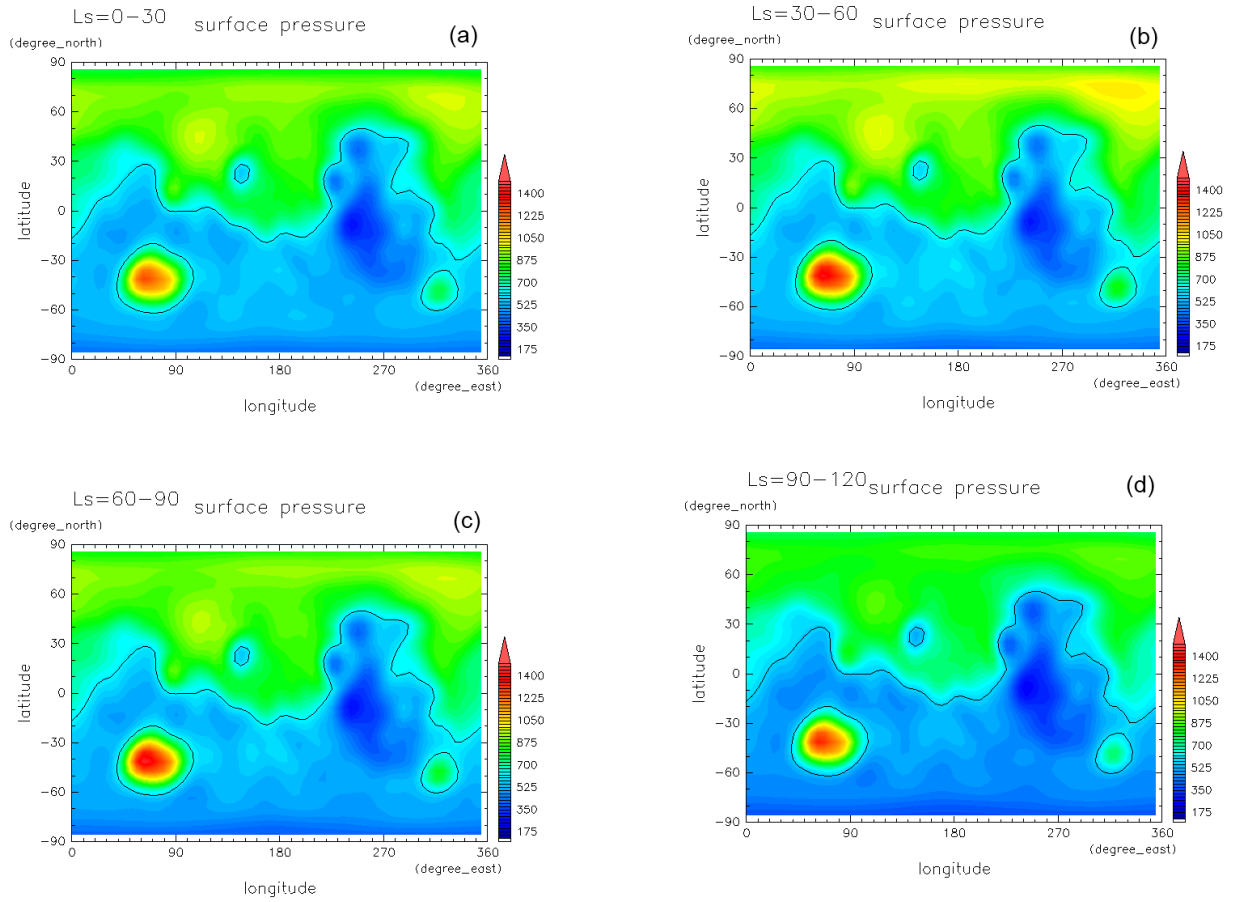


図 3.3.11:  $L_s = 30^\circ$  ごとに時間平均した地表面気圧 (Pa) の水平分布. (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g), (h), (i), (j), (k), (l) は図 3.3.10(a)-(l) と同様..

夏至を超えた季節から秋分まで (図 3.3.10(e)-(f)) また赤道付近へ温度のピークが移動し、北極の温度が下がっていく。秋分から冬至を超える季節まで (図 3.3.10(g)-(j)) 南半球の中緯度から温度が上がっていき南半球の高緯度で温度が最大になる。冬至を超えた季節から春分まで (図 3.3.10(k)-(l)) また赤道付近へ温度のピークが移動していく。この振る舞いは図 3.1.2 の振る舞いと一致する。

図 3.3.10(h)-(k) の南半球の高温域と図 3.3.10(h)-(k) の南半球のトレーサー巻き上げ域が対応しているように見える。しかしながら明確な対応関係は見られなかった。

次に  $L_s = 30^\circ$  ごとに区切って時間平均した地表面気圧の水平分布図を図 3.3.11 にまとめた。

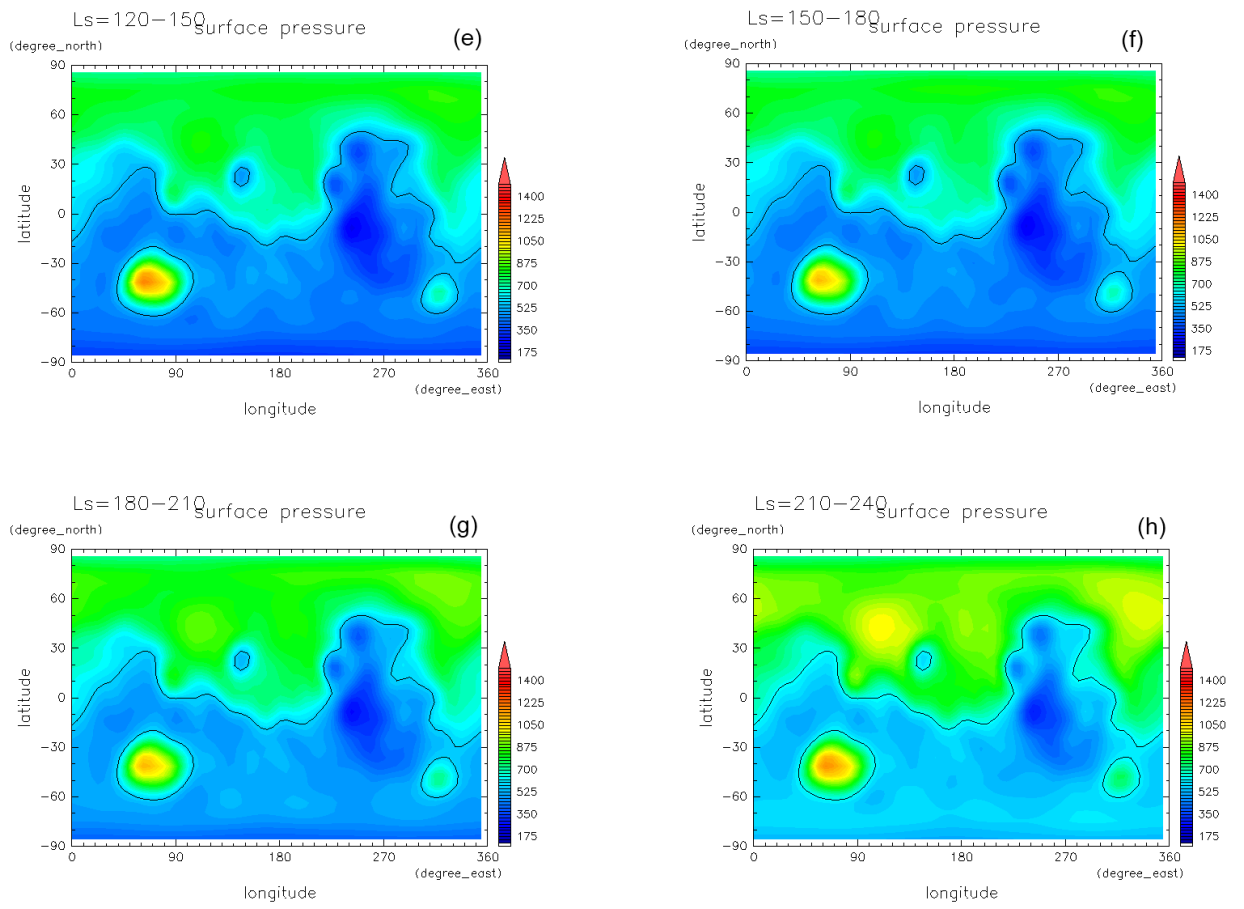


図 3.3.11: 図 3.3.11(続き)

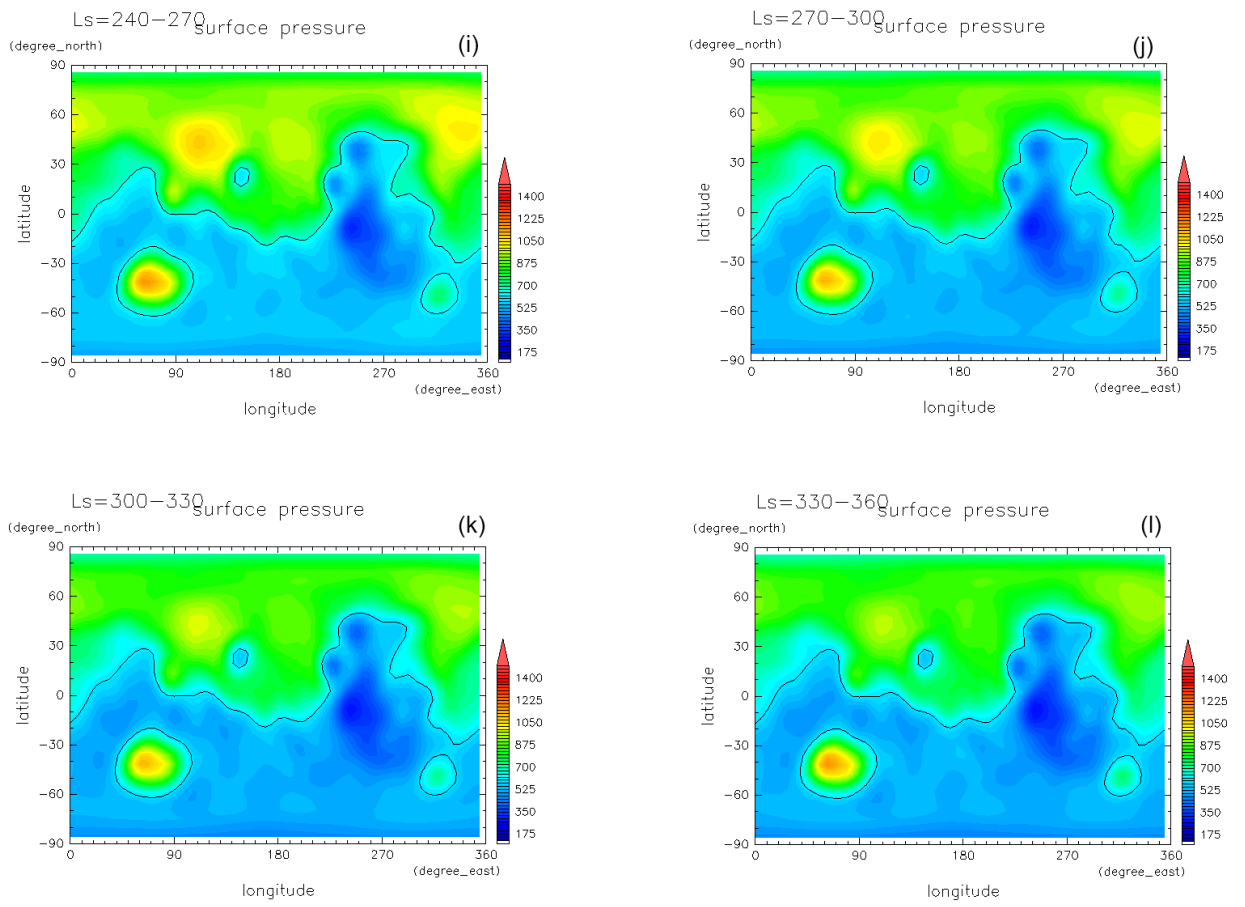


図 3.3.11: 図 3.3.11(続き)



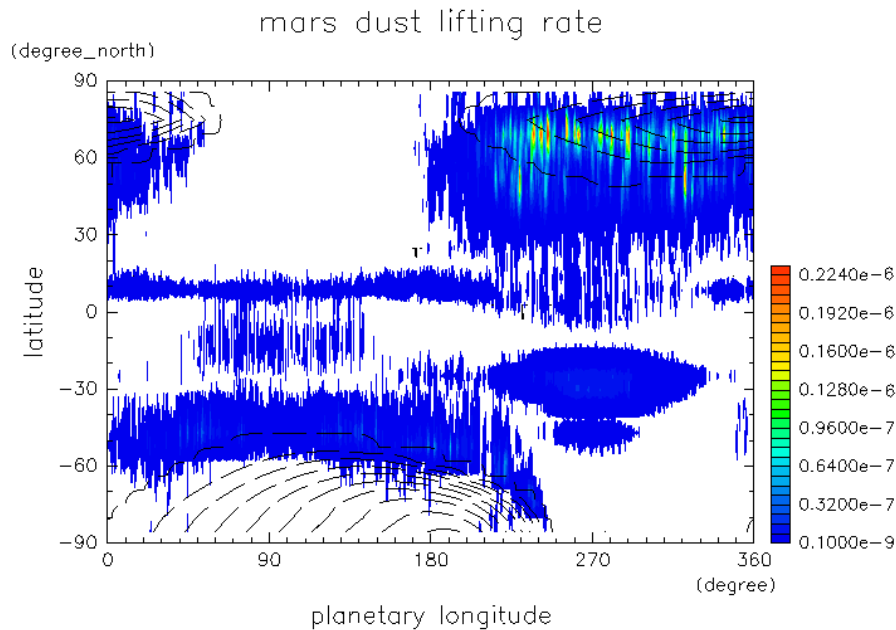


図 3.3.12: 東西平均された地表面ダストフラックス ( $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) の季節変動. 縦軸は緯度. 横軸は火星中心黄経である. 破線の領域は地表面で大気が凍結した領域を表している.

北半球の春から夏にかけて(図3.3.11(a)-(c))と北半球の秋から冬にかけて(図3.3.11(g)-(i)) 全体的に地表面気圧が増えていき, 北半球の夏から秋にかけて(図3.3.11(d)-(f))と北半球の冬から春にかけて(図3.3.11(j)-(l)) 地表面気圧が減少していく傾向にある. 特に北緯  $50^\circ$  付近の地表面気圧は顕著である.

図 3.3.10 と比較しても明確な対応関係は見られなかった.

地表面温度場と地表面気圧の季節変動と地表面トレーサーフラックスの季節変動とは  $L_s = 30^\circ$  ごとに見てもやはり時間平均場では明確な対応関係は見られなかった.

今まで時間平均した場における季節変動を見てきた. そのため次は時間平均をしない東西平均した季節変動を比べてみる.

地表面トレーサーフラックスの緯度ごとの季節変動の振る舞いを図 3.3.12 にまとめた. 北半球の春から秋 ( $L_s = 0^\circ - 180^\circ$ ) までは南緯  $50^\circ$  付近の中緯度でトレーサーが巻き上がっているが, 北半球の秋から春  $L_s = 180^\circ - 360^\circ$  では北緯  $50^\circ$  付近の中高緯度でトレーサーが巻き上がっている. 特に冬至 ( $L_s = 270^\circ$ ) 付近では南緯

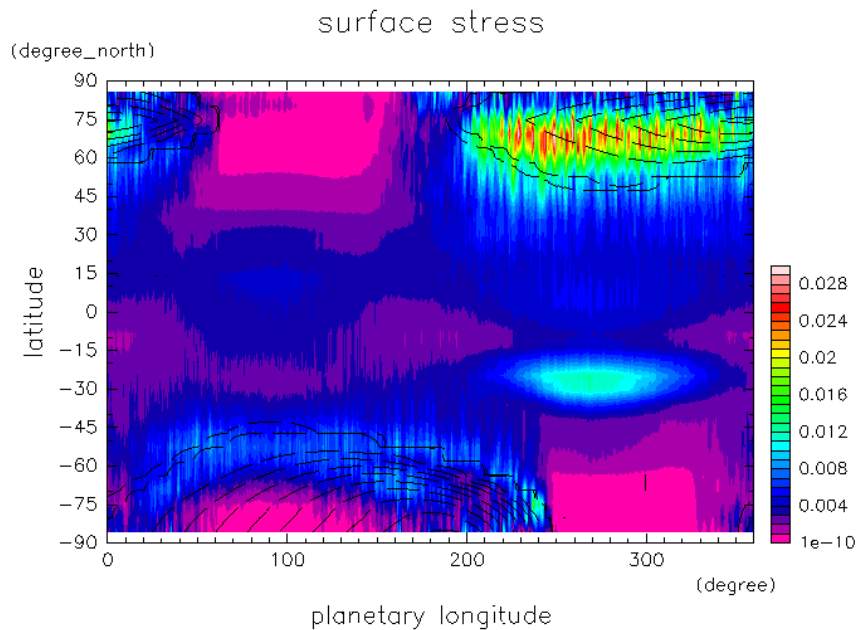


図 3.3.13: 図 3.3.12 と同様. ただし, 東西平均された地表面応力 ( $\text{N m}^{-2}$ ) の季節変動.

30°でもトレーサーが巻き上がっている. 同じ季節でも図 3.3.12 の  $L_s = 210^\circ$  の北緯 50° 付近で強くなっている様に季節の中でかなり時間変動が大きく効いていることが分かる.

次に地表面応力の緯度ごとの季節変動の振る舞いを図 3.3.13 にまとめた. 図 3.3.12 とよく対応していて応力が強い位置では図 3.3.12 も強くなっている..

次に地表面温度の緯度ごとの季節変動の振る舞いを図 3.3.14 にまとめた. 図 3.3.12 と比べても明確な対応が見られない.

次に地表面気圧の緯度ごとの季節変動の振る舞いを図 3.3.15 にまとめた. 図 3.3.12 と比べてみても明確な対応が見られない.

地表面温度と地表面気圧の季節変動と地表面トレーサーフラックスの季節変動にやはり明確な対応が見られない. この結果は日周期の変動が大きく時間の分解能が足りなく明確に対応が現れなかったと想像される.

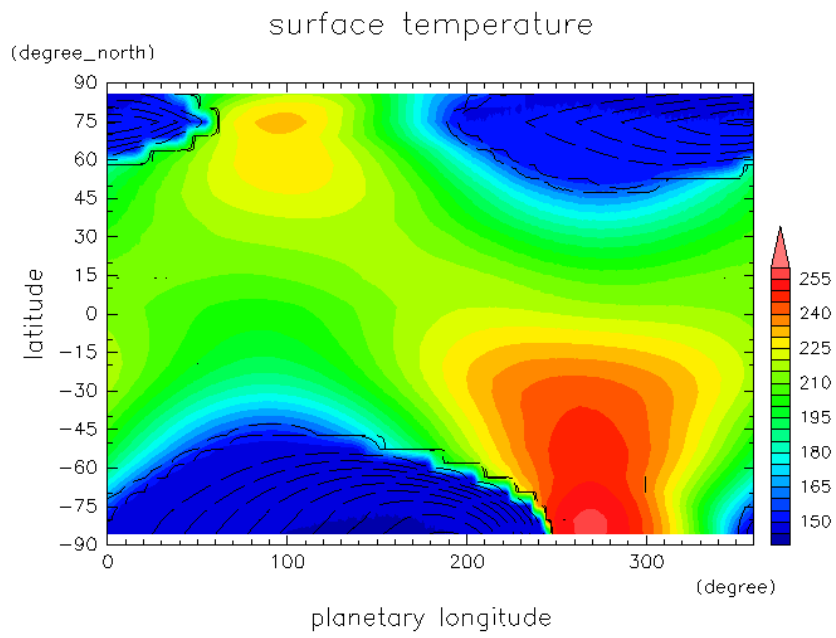


図 3.3.14: 図 3.3.12 と同様. ただし, 東西平均された地表面温度 (K) の季節変動.

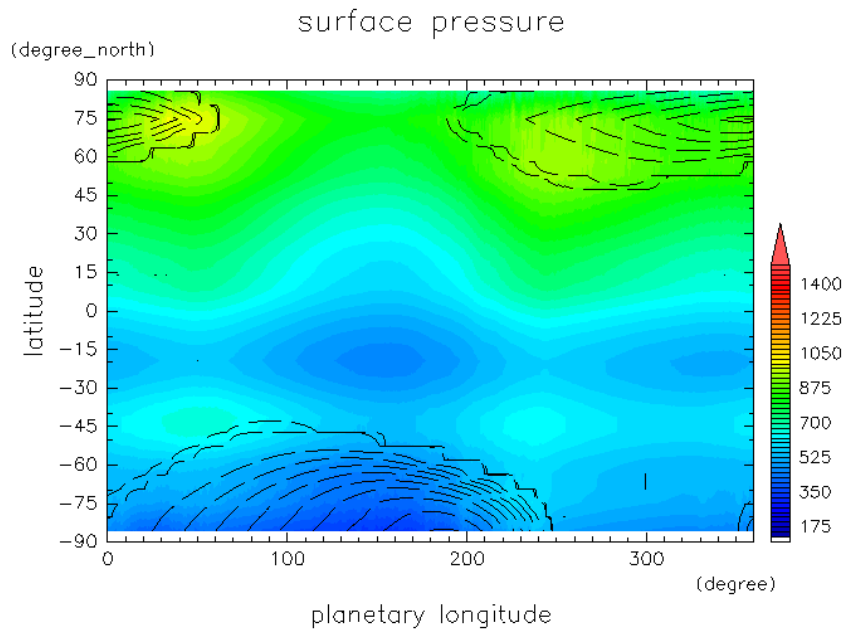


図 3.3.15: 図 3.3.12 と同様. ただし, 東西平均された地表面気圧 (Pa) の季節変動.

### 3.4 中緯度に注目した季節変動

3.2節と3.3節では地表面トレーサーフラックスと地表面応力とは明白に対応がしていた。しかしながら、地表面温度と地表面気圧の対応は明白につかなかった。そこで今度はとある緯度でのホフメラーダイアグラムを用いて比較する。考える領域としては図3.3.12から  $L_s = 210^\circ$  付近でトレーサーの巻き上げが活発であり、その中でも特にトレーサー巻き上げが活発な北緯  $50^\circ$  の地域と南緯  $30^\circ$  の地域の二つとする。この領域での地表面温度と地表面気圧との対応を調べる。

$L_s = 210 - 240^\circ$  での北緯  $50^\circ$  を図3.4.16にまとめる。

図3.4.16(a)に約  $L_s = 3^\circ$  ごとに緑と水色の縞が見られる。このことから北緯  $50^\circ$  では東西波数1, 周期6火星日の波が卓越していることがわかる。図3.4.16(a)を見ると寒気移流のときにトレーサー巻き上げが起こっているようである(例えば経度  $270^\circ$ ,  $L_s = 224^\circ$  付近など)。特に経度  $270^\circ$  付近でトレーサー巻き上げ起きている。また、図3.4.16(b)に緑(高気圧)と黄色(低気圧)の縞ができており地表面トレーサーの巻き上げは緑の領域で起こっているように見えるので低気圧でトレーサーが巻き上がっていると思われる(例えば経度  $150^\circ$ ,  $L_s = 228^\circ$  付近など)。

$L_s = 210 - 240^\circ$  での南緯  $30^\circ$  のホフメラーダイアグラムを図3.4.17にまとめる。図3.4.16(a)では赤(高温)と黄緑色(低温)の縞模様が見て取れる。このことから東西波数1, 周期1火星日の波が卓越していることがわかる。概ね黄緑の領域に地表面トレーサー巻き上げが重なっているので寒気移流があるときにトレーサーの巻き上げが起こっていると思われる(例えば経度  $90^\circ$ ,  $L_s = 216$  付近など)。またトレーサー巻き上げが起こるのは経度  $90^\circ$  付近に集中していることがわかる。1火星日周期の波の場合地方時でいつトレーサーが巻き上がっているかが問題になる。

### 3.5 地表面トレーサーフラックスの地方時変化

図3.4.17から  $L_s = 210^\circ - 240^\circ$  の南緯  $30^\circ$  は1火星日周期の波によってトレーサーが巻き起こっているように思われる。この節では地方時でトレーサーがいつ巻き上がっているかを調べる。

地表面トレーサーフラックスにおける経度  $0^\circ$  の地方時で6時間ごとの水平分布を図3.5.18にまとめる。

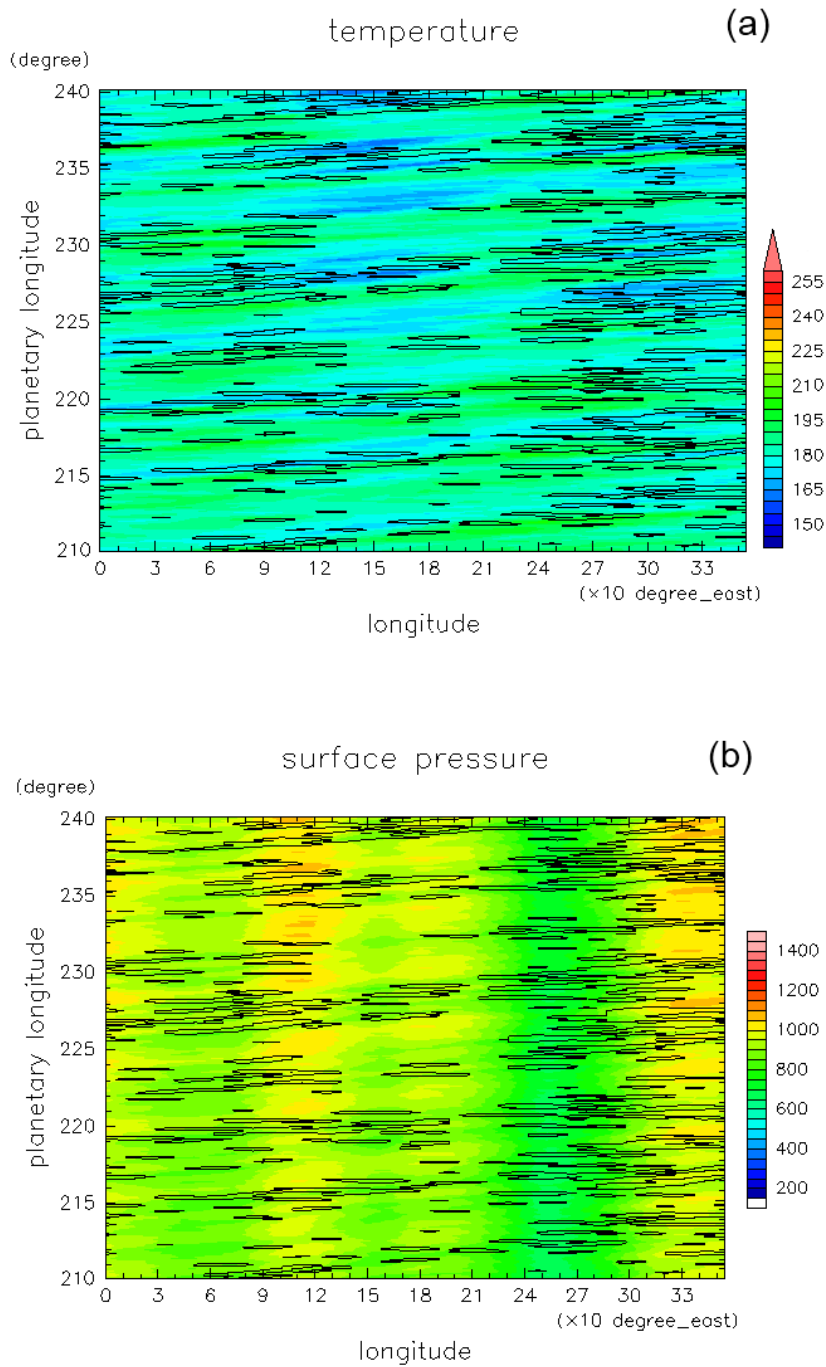


図 3.4.16:  $L_s = 210 - 240^\circ$  のときの北緯  $50^\circ$  でのホフメラーダイアグラム. (a): 高度 400 Pa での温度 (K) のホフメラーダイアグラム. (b): 地表面気圧 (Pa) のホフメラーダイアグラム. 横軸は経度, 縦軸は火星中心黄経である. また,  $L_s = 210 - 240^\circ$  のときの北緯  $50^\circ$  で地表面トレーサーフラックスが  $1.0 \times 10^{-9} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  以上存在する場合に地表面トレーサーフラックスを実線で書き込んでいる.

(荻原 弘堯)

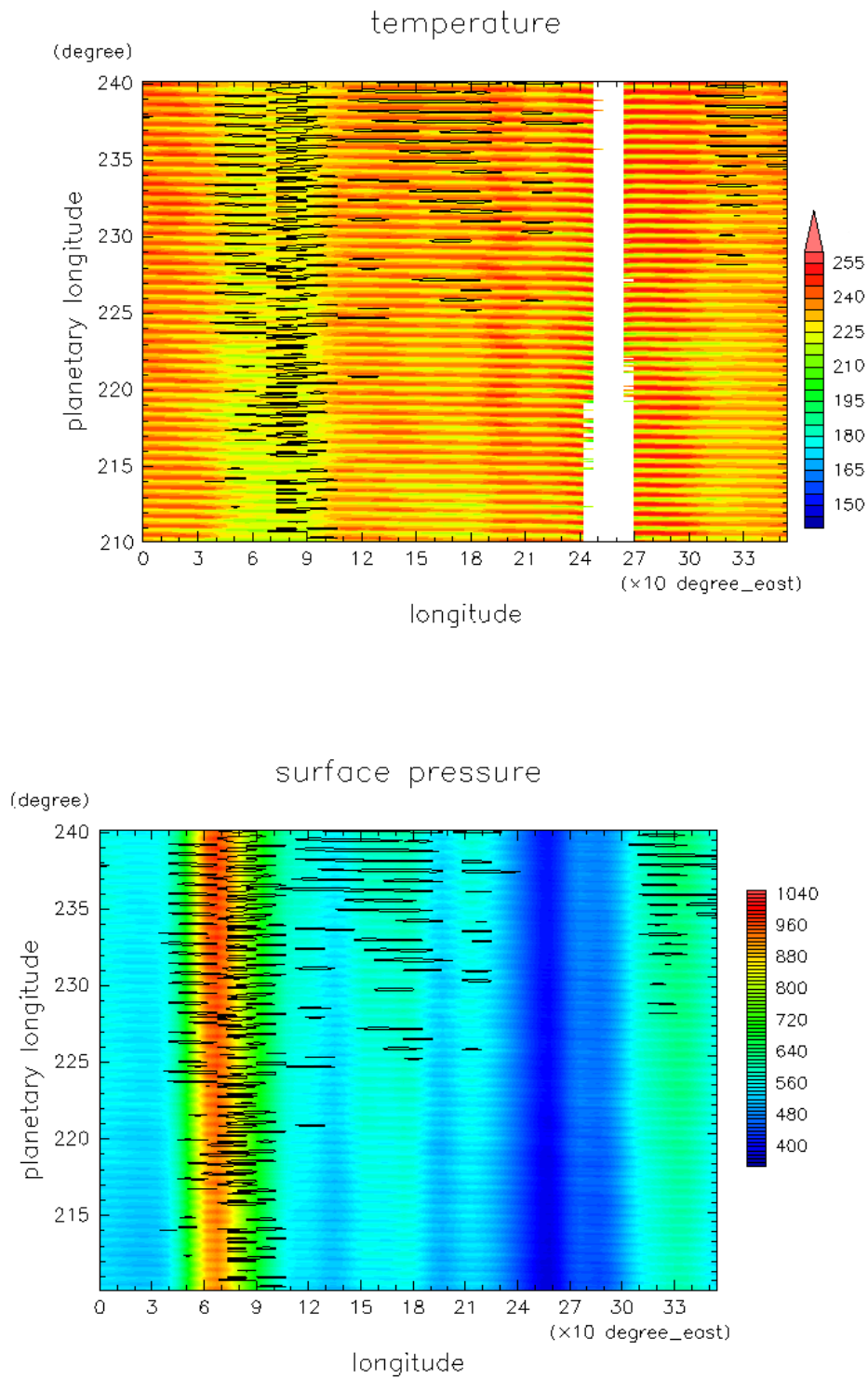


図 3.4.17: 図 3.4.16 と同様である. ただし用いた緯度は南緯 30° である.

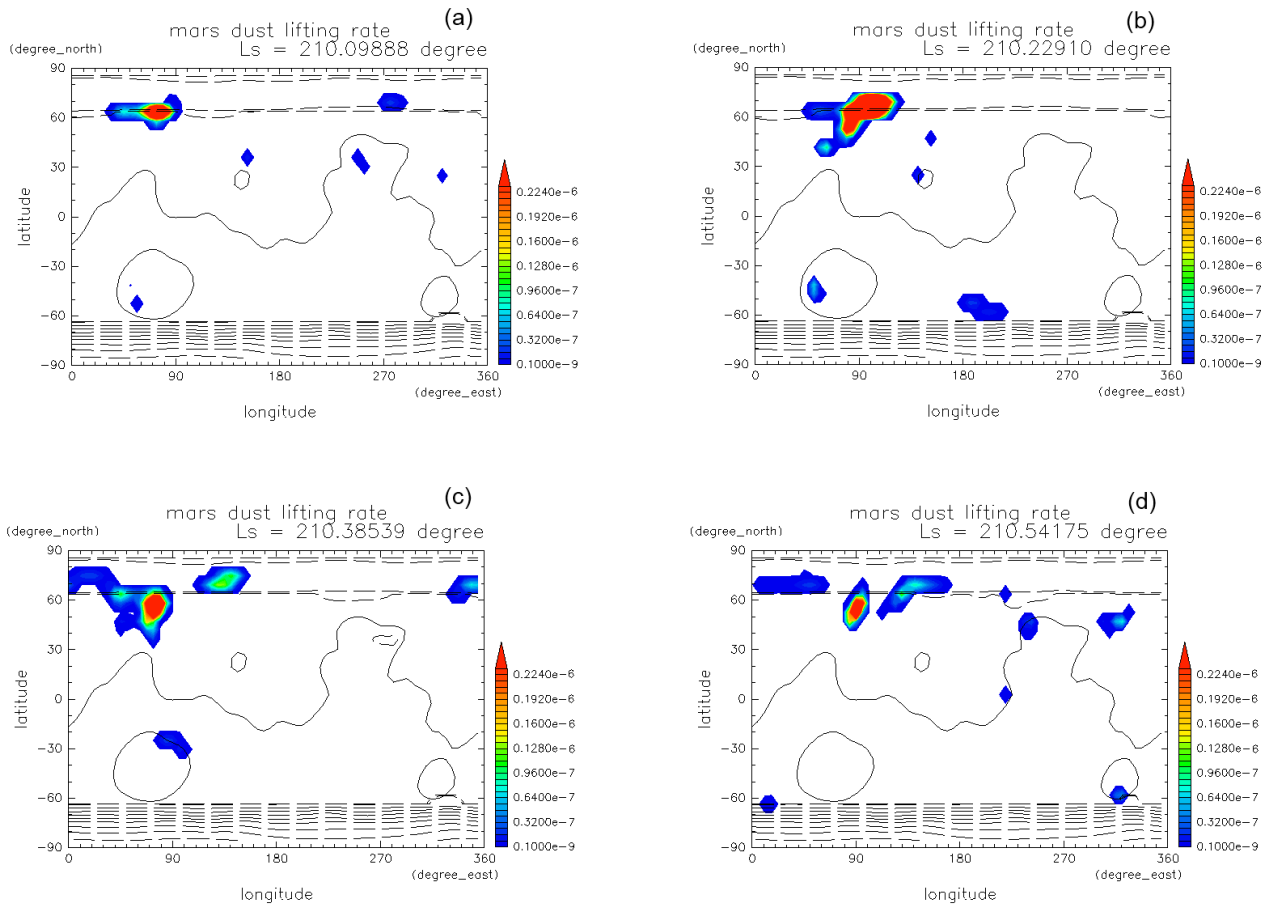


図 3.5.18: 地表面トレーサーフラックスの水平分布. (a):経度  $0^\circ$  の地方時が 0 時の時の水平分布.(b): 経度  $0^\circ$  の地方時が 6 時の時の水平分布. (c): 経度  $0^\circ$  の地方時が 12 時の時の水平分布. (d): 経度  $0^\circ$  の地方時が 18 時の時の水平分布. (e): 経度  $0^\circ$  の地方時が 24 時の時の水平分布. (f): 経度  $0^\circ$  の地方時が 30 時の時の水平分布. (g): 経度  $0^\circ$  の地方時が 36 時の時の水平分布. (h): 経度  $0^\circ$  の地方時が 42 時の時の水平分布. (i): 経度  $0^\circ$  の地方時が 48 時の時の水平分布. (j): 経度  $0^\circ$  の地方時が 54 時の時の水平分布. (k): 経度  $0^\circ$  の地方時が 60 時の時の水平分布. (l): 経度  $0^\circ$  の地方時が 66 時の時の水平分布. (m): 経度  $0^\circ$  の地方時が 72 時の時の水平分布. (n): 経度  $0^\circ$  の地方時が 78 時の時の水平分布. (o): 経度  $0^\circ$  の地方時が 84 時の時の水平分布. (p): 経度  $0^\circ$  の地方時が 90 時の時の水平分布. (q): 経度  $0^\circ$  の地方時が 96 時の時の水平分布. (r): 経度  $0^\circ$  の地方時が 102 時の時の水平分布. (s): 経度  $0^\circ$  の地方時が 108 時の時の水平分布. (t): 経度  $0^\circ$  の地方時が 114 時の時の水平分布. (u): 経度  $0^\circ$  の地方時が 120 時の時の水平分布. (v): 経度  $0^\circ$  の地方時が 126 時の時の水平分布. (w): 経度  $0^\circ$  の地方時が 132 時の時の水平分布. (y): 経度  $0^\circ$  の地方時が 138 時の時の水平分布. 破線の領域は地表面で大気が凍結していることを表している.



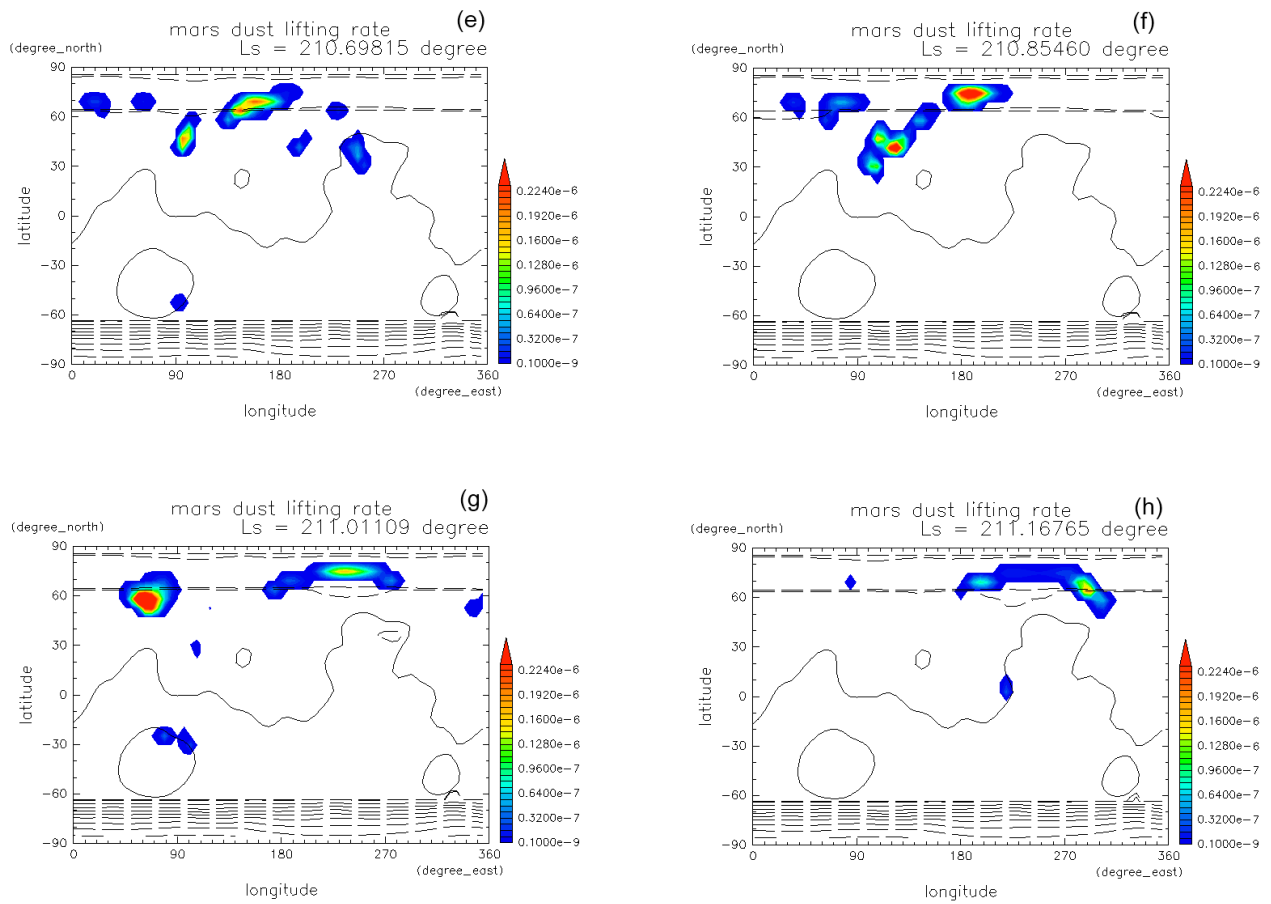


図 3.5.19: 図 3.5.18(続き)

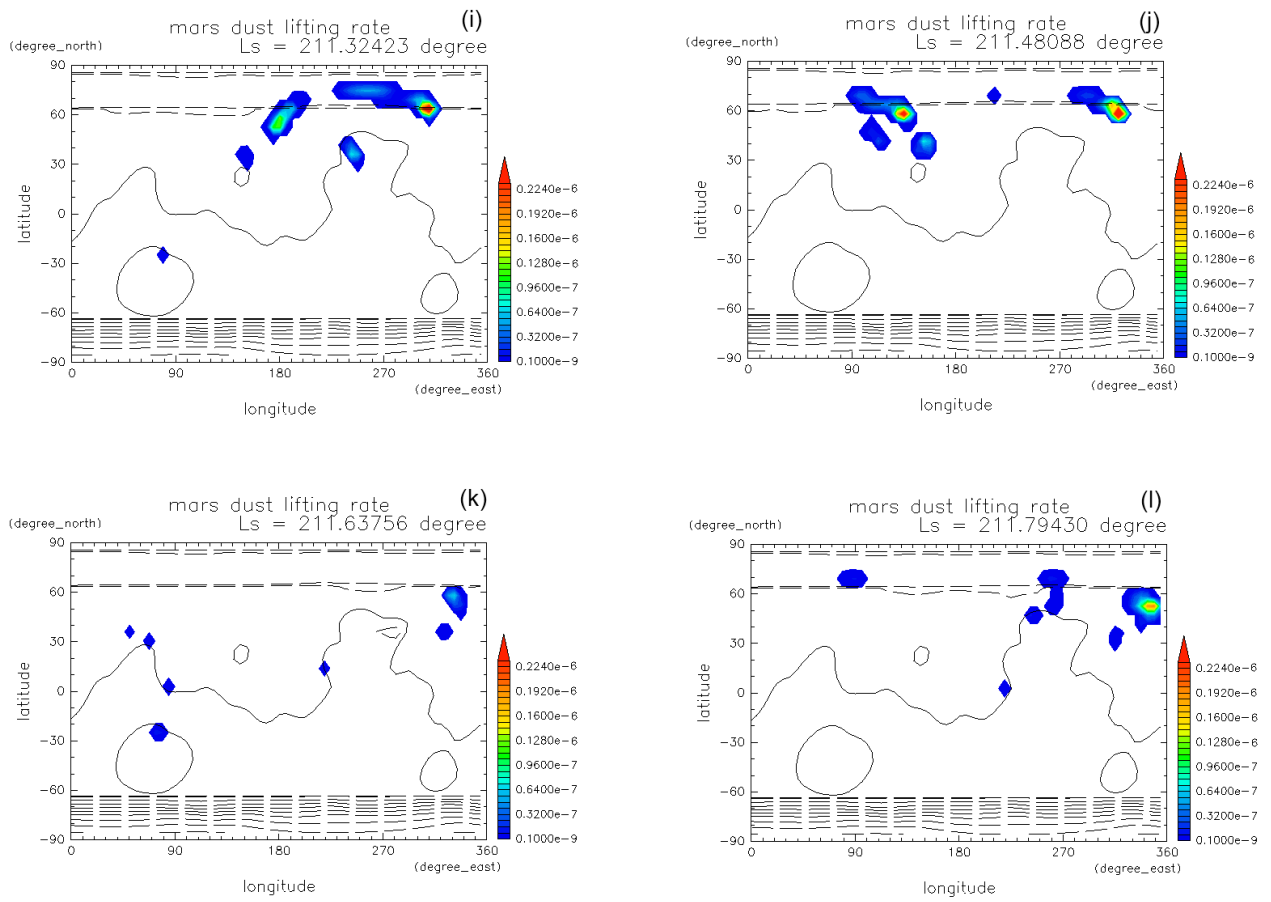


図 3.5.19: 図 3.5.18(続き)

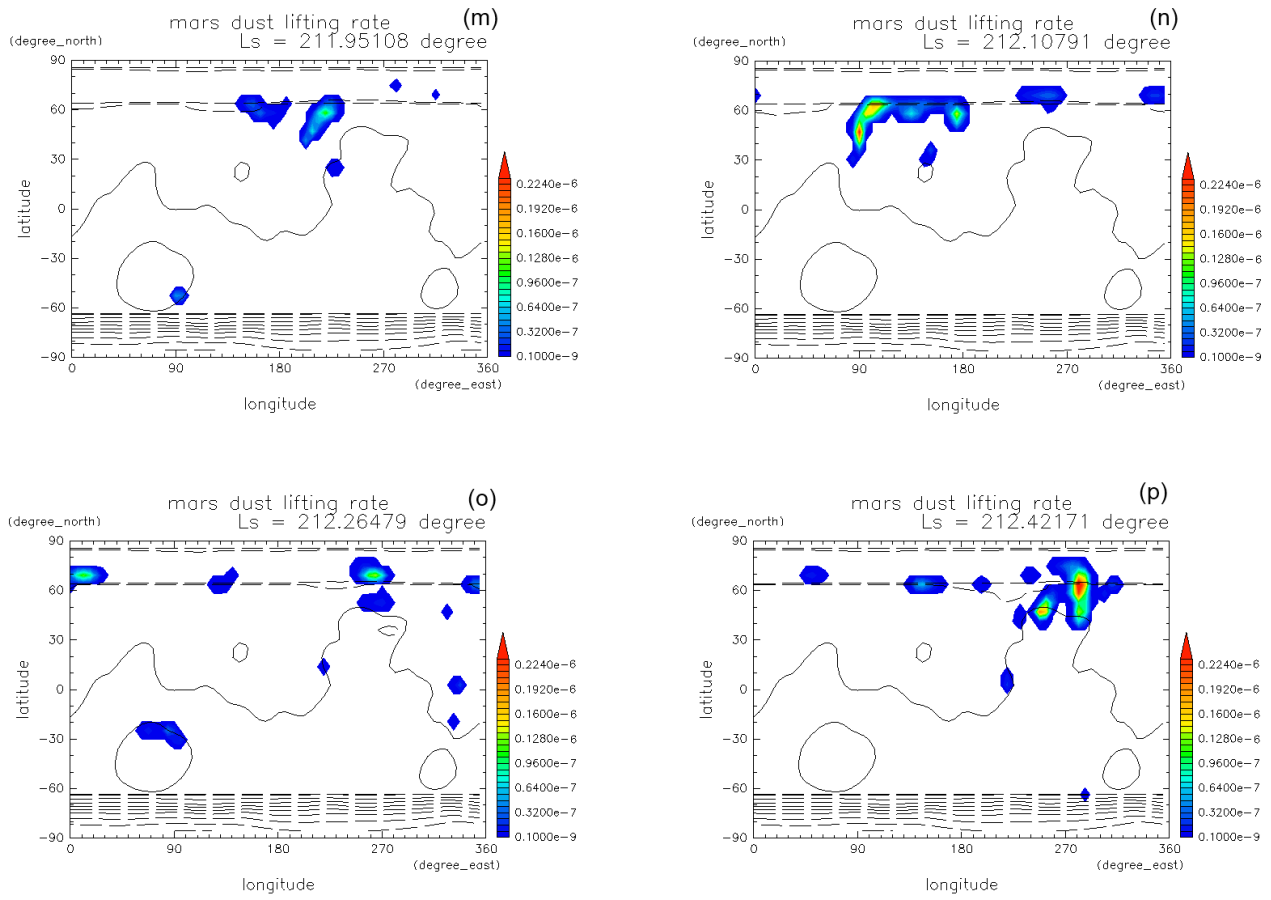


図 3.5.19: 図 3.5.18(続き)

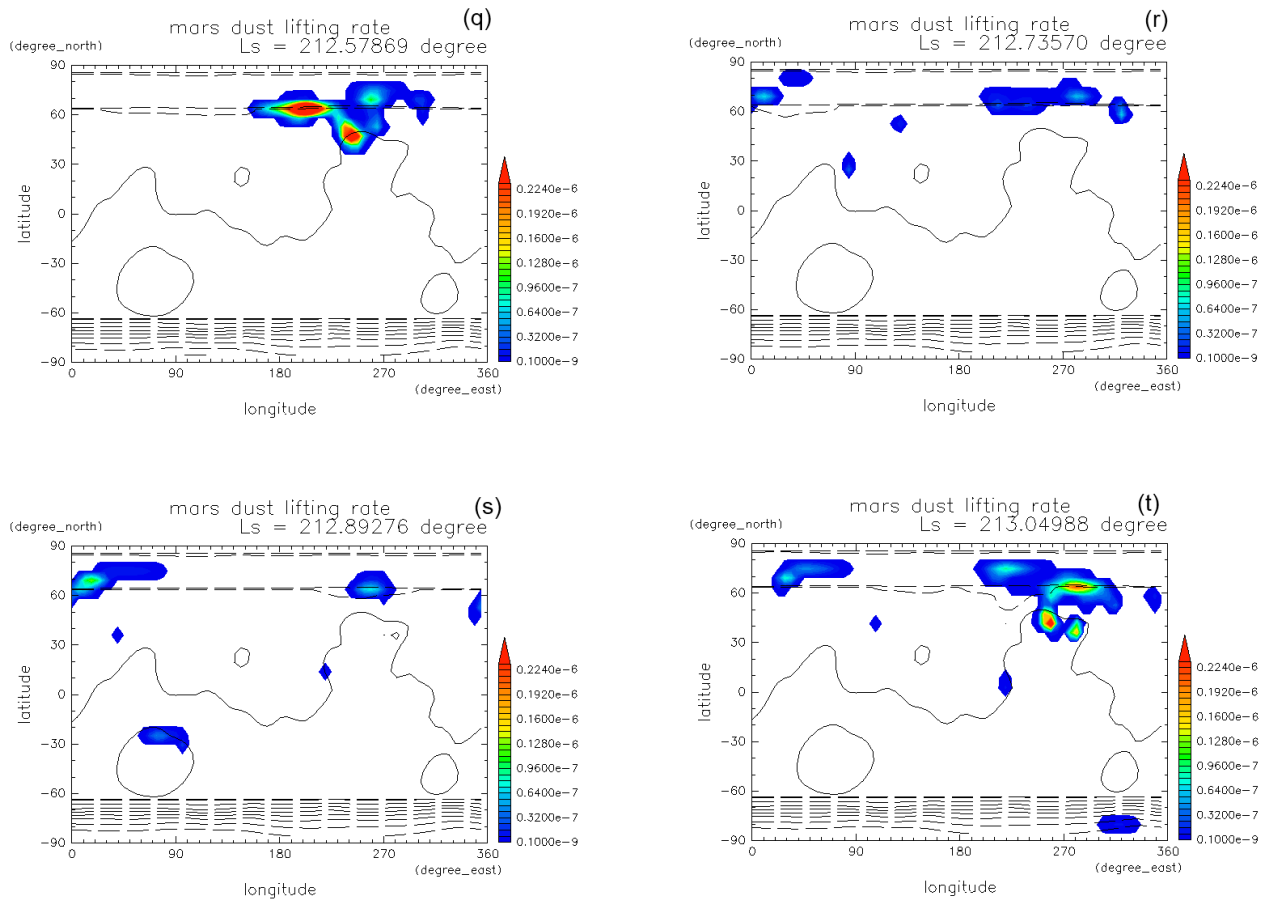


図 3.5.19: 図 3.5.18(続き)

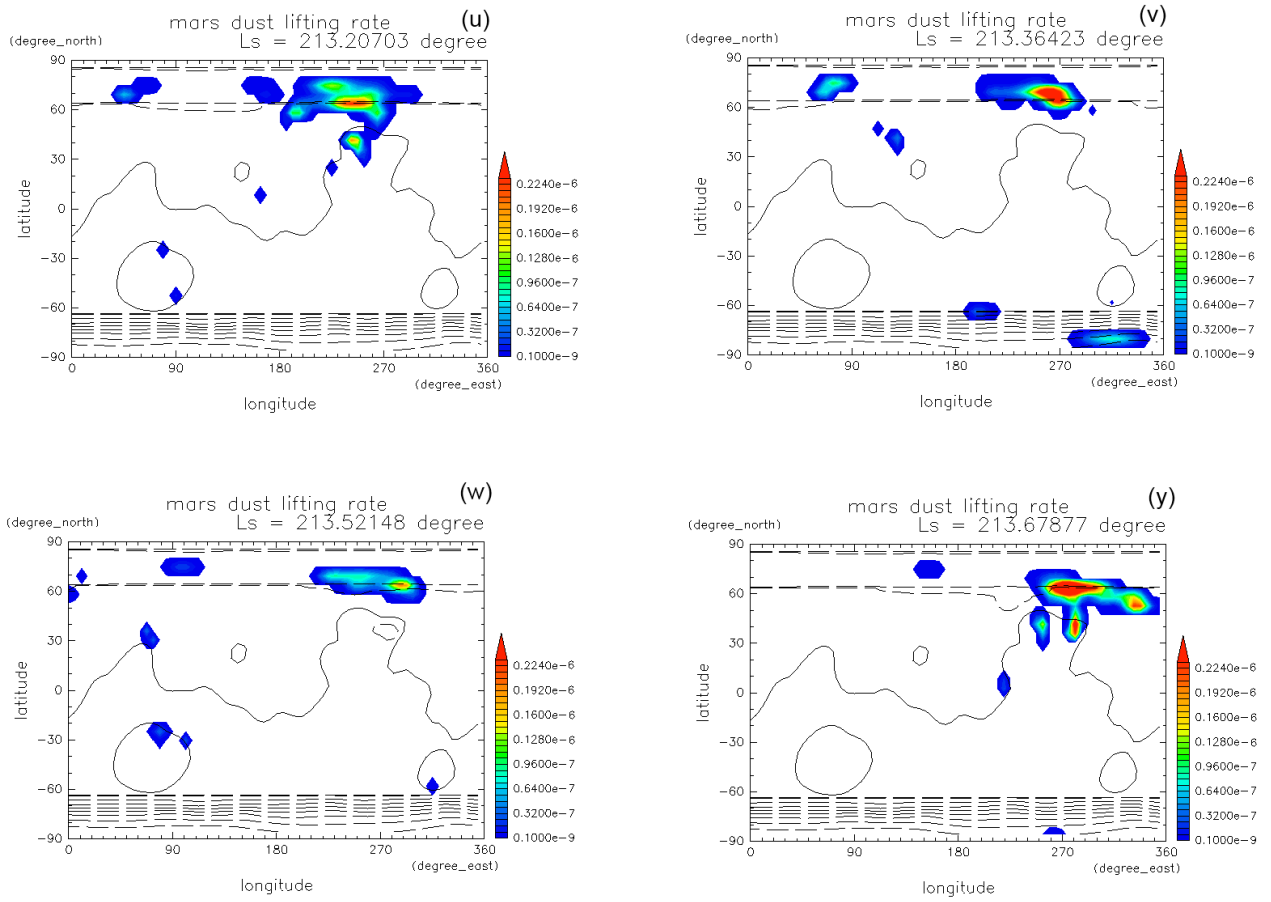


図 3.5.19: 図 3.5.18(続き)

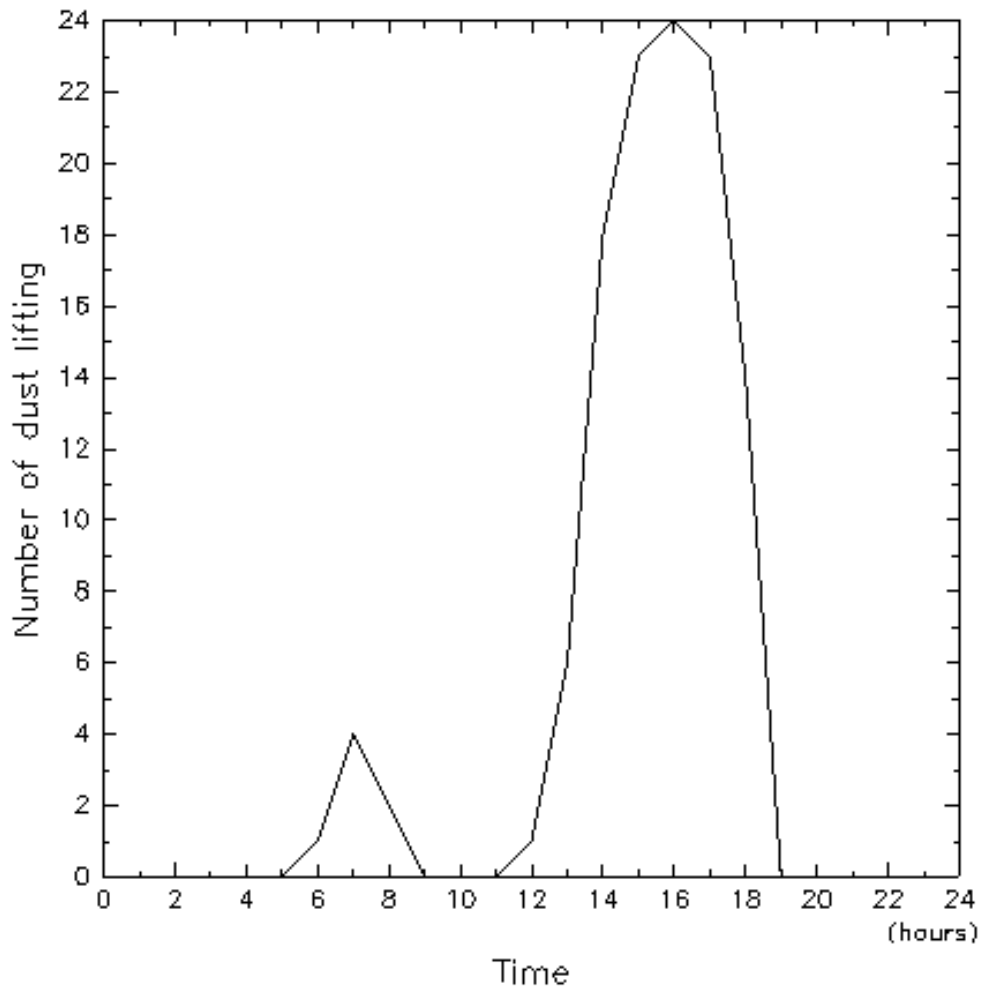


図 3.5.20: 経度  $90^\circ$  の地方時での  $L_s = 210^\circ - 240^\circ$  の間に経度  $90^\circ$ , 南緯  $30^\circ$  でトレーサーが巻き上げられた回数. 縦軸は地方時に巻き上げられた回数. 横軸は経度  $90^\circ$  での地方時である..

図 3.5.18 から南緯  $30^\circ$ , 経度  $90^\circ$  のトレーサー巻き上げは経度  $90^\circ$  の地方時 18 時のときに起こっている. 更に  $L_s = 210^\circ - 240^\circ$  の間に南緯  $30^\circ$  の地方時に対して経度  $90^\circ$ , 南緯  $30^\circ$  でトレーサー巻き上げが起こった回数を図 3.5.20 にまとめた. 地表面トレーサーフラックスが  $1.0 \times 10^{-9} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  を超えたとき一回巻き上がったと数えている.

図 3.5.20 から経度  $90^\circ$  の地方時 16 時にもっとも多く巻き上げられている. これらの結果から夕方ごろに最も巻き上がる.

経度  $270^\circ$ , 北緯  $50^\circ$  については付録 A で議論を行う

## 3.6 考察

### 3.6.1 Kahre et al., [2006] との地表面トレーサーフラックスの水平分布の比較

トレーサーの巻き上げが増加した領域は北半球の秋から冬にかけて ( $L_s = 180 - 270^\circ$ ) は南極の極冠の周囲, 南半球の中緯度, 北極の極冠の周囲, 北半球の中緯度である. 北半球の春から夏 ( $L_s = 0 - 90^\circ$ ) にかけてでは, 南極の極冠の周囲, 北極の極冠の周囲, 北半球低緯度の経度  $200^\circ$  付近の斜面である. この結果は Kahre et al., [2006] のモデル計算の結果と一致している. Kahre et al., [2006] の東西平均した地表面トレーサーフラックスの季節変動とその図と比べるために 図 3.3.12 を単位火星日あたりの値に変換した図を並べたものを 図 3.6.21 に示した. 図 3.6.21(a) が Kahre et al., [2006] の計算結果で, (b) が本研究の結果である. 図 3.6.21(b) は (a) 特徴を概ねとらえている (上記で述べたように北半球の秋から冬にかけて南半球の中緯度と北極の極冠でトレーサー巻き上げが増加しているなどの特徴). しかしながら,  $L_s = 180^\circ - 300^\circ$  での北極の極冠では (a) ではオーダー  $10^{-4} \text{ kg m}^{-2} \text{ sol}^{-1}$  であるのに対して (b) では  $10^{-3} \text{ kg m}^{-2} \text{ sol}^{-1}$  のオーダーになっているように本モデルの結果の値がより大きくなっている領域が存在する. この Kahre et al., [2006] の値との差の原因は現段階では断定できない. 一つの可能性としては大気境界層の鉛直層の数が異なり, 一層の厚さに差が出てしまったことである. Kahre et al., [2006] の地表面付近の鉛直方向の格子間隔は 10 m. しかしながら, 本モデルでは約 50 m ほどの厚さになっており最下層の層が厚くなってしまっている. それによって, 過大評価してしまっている可能性がある. また, 境界層内の乱流混合の評価でも若干の違いがあり, そのことも影響しているかもしれない.

### 3.6.2 ダスト巻き上げ要因

$L_s = 180^\circ - 360^\circ$  で多くダストが巻き上げられている要因を考察する. この要因はすでに先行研究で示されているものである [例えば, Joshi et al., 1997; Briggs et al., 1979 など] よって, 先行研究の結果を確認する. 実際は波の振幅や分散関係に基づく議論が必要だが, 本研究では波の存在を確認するところまでしか議論が行えなかった.

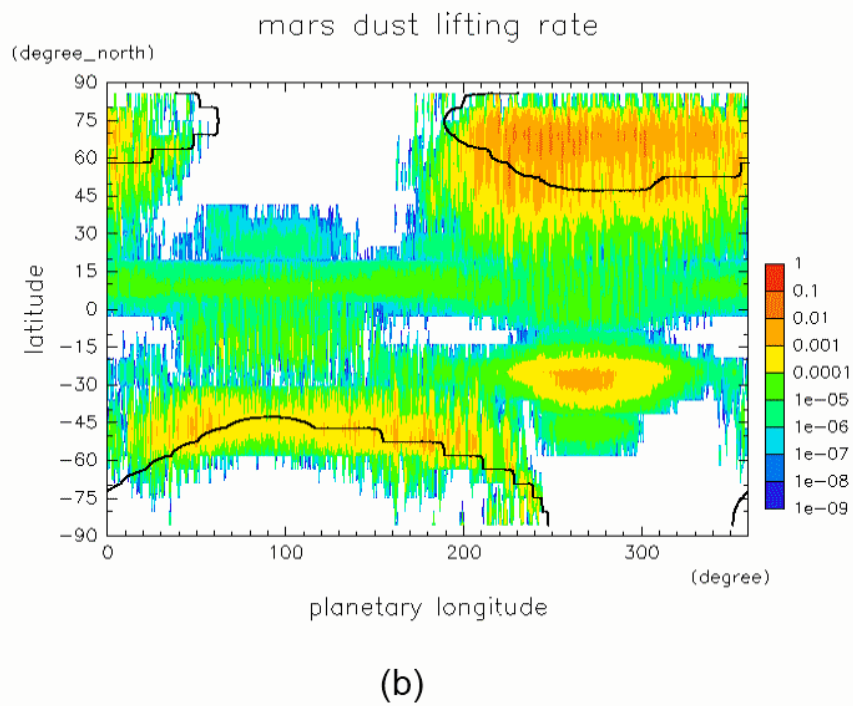
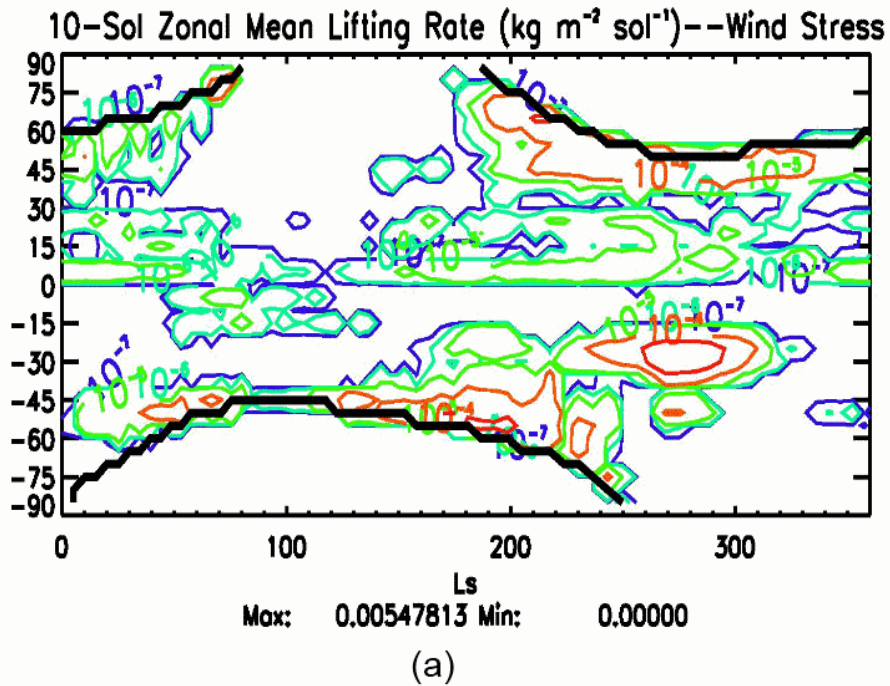


図 3.6.21: (a):Kahre *et al.*,[2006] の標準実験から得られた東西平均された地表面トレーサーフラックス ( $\text{kg m}^{-2} \text{sol}^{-1}$ ) の季節変動. 1 火星日にわたって平均化されている. 赤い実線は最大のダスト巻き上げ率を表しており, 太黒線は極冠の縁を表している. (b):図 3.3.12 を単位火星日当たりに変換した図.



### 北半球中高緯度における波

図 3.3.12 の  $L_s = 180^\circ - 360^\circ$  での北半球の中高緯度でトレーサーの巻き上げ多く起こっている. 図 3.4.16 からこの領域では東西波数 1, 周期 6 火星日の東進する波が存在することが確認できる. 図 3.4.16(a) からこの波の寒気移流のときにトレーサーが巻き上がっているように見える. また, 図 3.4.16(b) から低気圧のときにトレーサーが巻き上がっているように見える. この波は傾圧不安定波の可能性があり, 先行研究の結果に一致する [ Briggs et al., 1979].

### 南半球中緯度における波

$L_s = 180^\circ - 360^\circ$  における南半球中緯度でも多くダストが巻き上がっている. 図 3.4.17 からこの領域では東西波数 1, 周期 1 火星日の西進する波が存在することが確認できる. この波によるトレーサーの巻き上げは図 3.5.18-図??と図 3.5.20 から地方時の夕方によくおこり, 過去の先行研究の結果と一致する [ Joshi et al., 1997].

## 第4章 まとめ

本研究では Kahre et al., [2006] で用いられたダスト巻き上げパラメタリゼーションスキームをモデルに実装し, 地表面の放射不活性なダストをトレーサーとしてトレーサー巻き上げ実験を行いダスト巻き上げパラメタリゼーションスキームの動作試験を行った.

モデルには dcpam 5 を用いた. これは静水圧近似をした 3 次元球面ナビエストークス方程式に従う. 放射過程には *Takahashi et al.*, [2003;2006] を用いて, 放射計算には  $\text{CO}_2$  と大気中のダストを考慮した. 放射計算に与えるダストは時間的にも水平空間的にも一定な値とした. 乱流過程には *Mellor and Yamada*[1974] level 2 を用いて, 地表面過程は *Louis et al.*, [1982] で評価する. また, 大気主成分  $\text{CO}_2$  の昇華凝結も考える. 水平方向の離散化はスペクトル法 [Bourke, 1988] を用い, 鉛直方向の離散化は *Arakawa and Suarez*[1983] を用いた. また, 時間方向の離散化にはセミインプリシット法と, 前方差分法を適宜用いた. 用いたダスト巻き上げパラメタリゼーションスキームは Kahre et al., [2006] のものを用いた. このスキームは地球の砂漠でのダスト輸送を計算するスキーム [Westphal et al., 1987] を火星に合うように改良 [Haberle et al., 2003] したスキームである.

以下に結果をまとめる.

本モデルによる地表面トレーサーフラックスの傾向は次のようになった. 北半球の春から夏 ( $L_s = 0^\circ - 90^\circ$ ) にかけては南極の極冠の周囲と北極の極冠の周囲で巻き上がりやすい. 北半球の秋から冬 ( $L_s = 180^\circ - 270^\circ$ ) にかけては南極の極冠の周囲, 北極の極冠の周囲, 南半球の中緯度で巻き上がりやすく, 地表面トレーサーフラックスも大きくなっている. この結果と Kahre et al., [2006] のモデル計算の結果は大まかに一致している. しかしながら, 局所における地表面トレーサーフラックスの大きさは本モデルの方が大きくなるという傾向が見える. それは大気境界層の鉛直層の数が異なり, 一層の厚さに差が出てしまったためと思われる. *Kahre et al.*, [2006] また, 境界層内の乱流混合の評価でも若干の違いがあり, そのことも影響しているかもしれない.

北半球の秋から冬における北極での極冠の周囲では東西波数 1, 周期 6 火星日の波

が地表面トレーサーフラックスの増加に寄与している可能性があり先行研究の結果と一致した。この波はこの領域での南北温度差に伴う傾圧不安定波に関係している可能性があり、先行研究の結果と一致した [Briggs et al., 1979]。同様の時期の南半球の中緯度では東西波数 1 の一日周期の波が地表面トレーサーフラックスの増加に寄与している可能性があり先行研究の結果を確認できた。この波はこの領域で見られる熱潮汐波だと想像され 地方時で夕方ごろにトレーサーを巻き上げる。このことも先行研究の結果と一致する [Joshi et al., 1997]。

以下に今後の展望をまとめる。

本研究では両極の極冠でもダストが巻き上がってしまっている。実際の火星では大気が凍結し、極冠ができていない領域ではダストは地表面に拘束されて巻き上がることはできない。Kahre et al., [2006] でも極冠ではダストは巻き上がらないようになっている。現実の火星へより近づけるならば極冠でダストが巻き上がらないようにしなければならぬ今後の課題の一つである。また、今回考慮したモデルで予報された風応力によるダスト巻き上げパラメタリゼーションはグリッドスケールの過程である。実際はサブグリッドスケール以下の過程も考慮しなくてはならない。サブグリッドスケール以下の過程のパラメタリゼーションはダストデビルによるダスト巻き上げとして考慮される。火星ではダストデビルの痕跡が広範囲にわたって発見されている。Basu et al., [2004] でダストデビルによるダスト巻き上げが北半球の春から夏にかけて、定常的に大気中にダストを維持する最も有力なメカニズムであることを示している。よって、ダストデビルによるダスト巻き上げ過程を導入することも課題の一つである。

## 付録

### A. 北緯 $50^\circ$ , 経度 $270^\circ$ における地表面トレーサーフラックスの地方時変化

$L_s = 210^\circ - 240^\circ$  での北緯  $50^\circ$  では周期 6 火星日の波が卓越しており地方時とはあまり関係しないと予想される. それを確かめるために  $L_s = 210^\circ - 240^\circ$  の間の北緯  $50^\circ$ , 経度  $270^\circ$  での地方時においてトレーサーが巻き上げられる回数を図??にまとめた.

図 4.0.1 から経度  $270^\circ$  の地方時 14 時にもっとも多く巻き上げられており, 予想と反して地方時に関係しているように思われる. なぜ地方時に関係するかは断定はできない.

### B. 地形高度を一定にした計算

本論文で行った計算において地形高度を 0 にして再計算してみた結果と本論文の計算結果を比べる. なおこの場では結果をまとめるに留めて詳細な議論は行わない.

#### 大気熱構造と大気循環場の子午面構造

モデルで求めた温度の東西平均子午面分布を図 4.0.2 にまとめた. ただし  $L_s = 30^\circ$  ごとに平均している.

図 3.1.2 と比べてあまり変化はないように見える.

次に東西風速の東西平均子午面分布を図 3.1.3 にまとめた.

図 4.0.3 も図 3.1.3 とは特に違いがない.

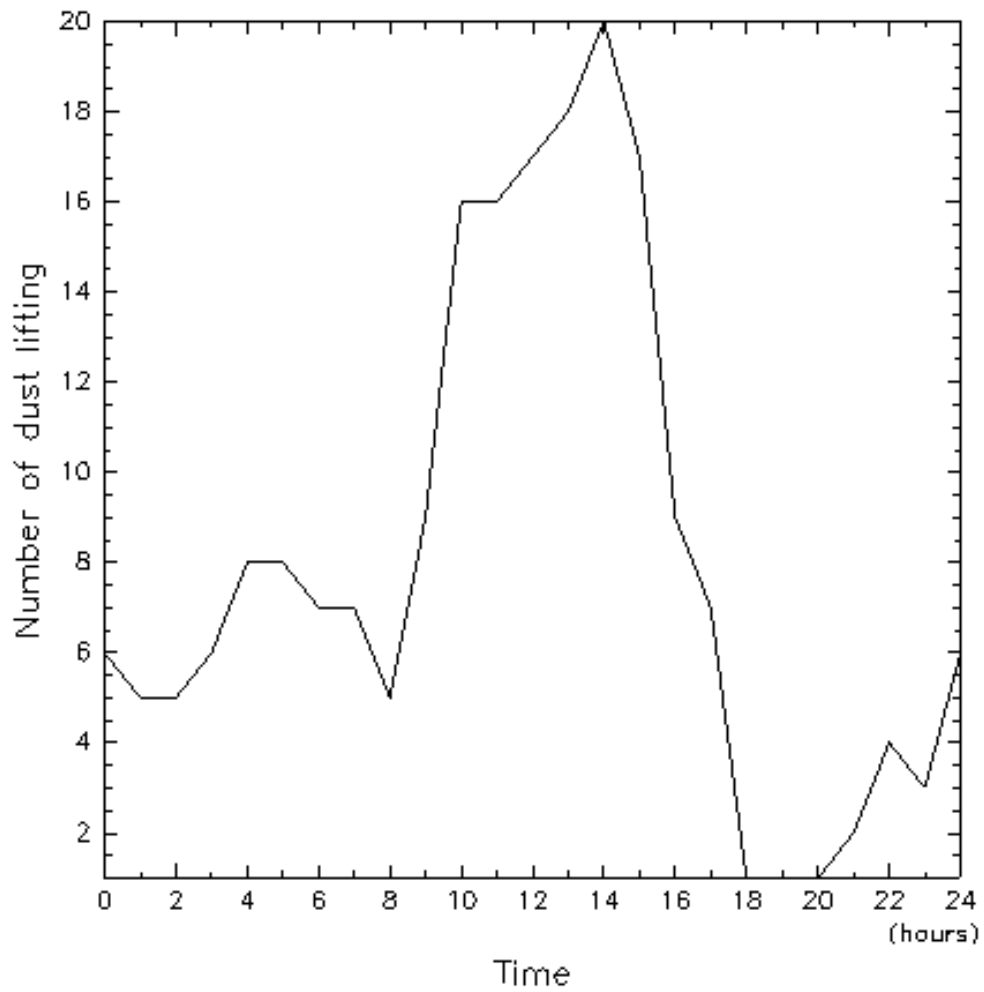


図 4.0.1: 経度  $270^\circ$  の地方時での  $L_s = 210^\circ - 240^\circ$  の間に経度  $270^\circ$ , 北緯  $50^\circ$  でトレーサーが巻き上げられた回数. 縦軸は地方時に巻き上げられた回数. 横軸は経度  $90^\circ$  での地方時である..

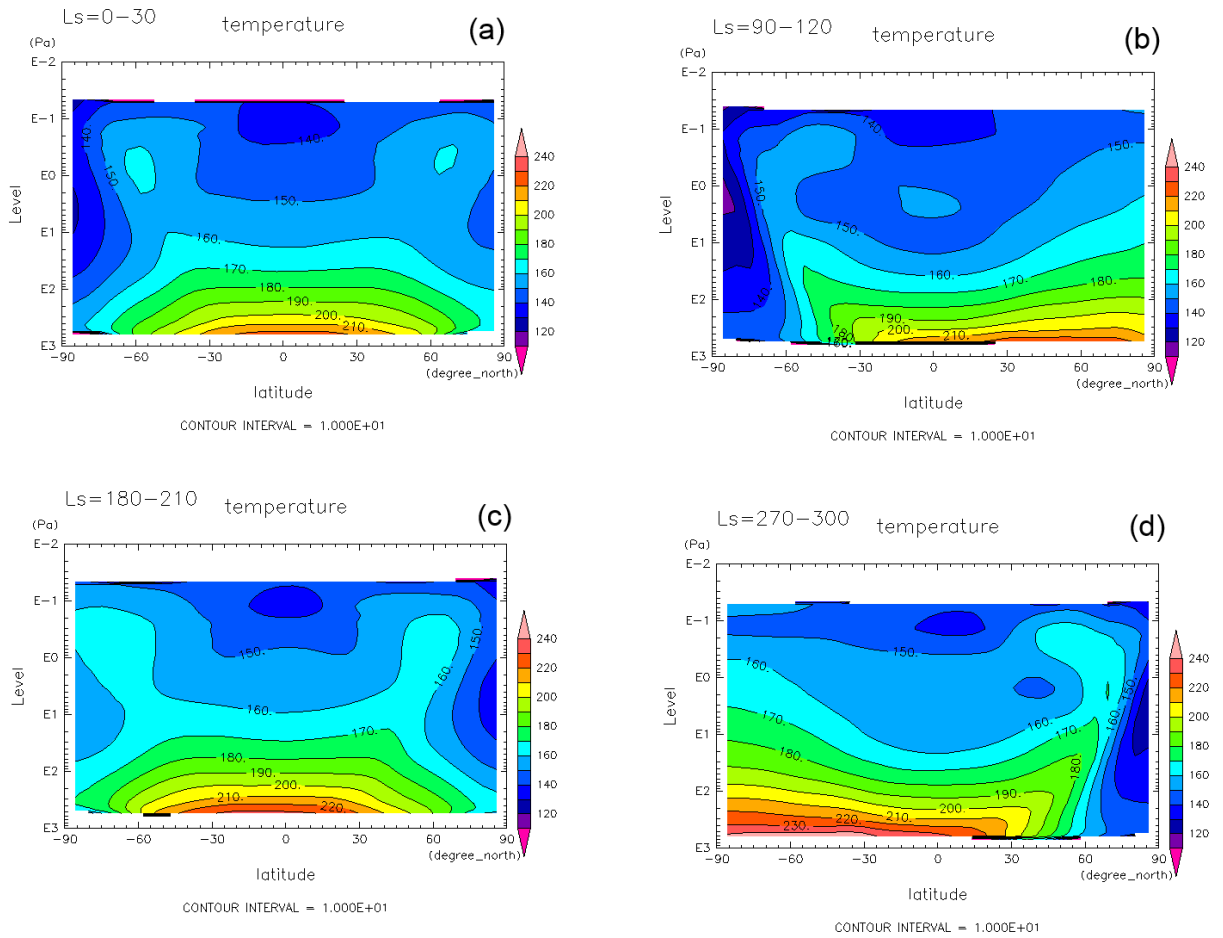


図 4.0.2: モデルから求めた東西平均された温度 (K) の子午面分布. (a):  $L_s = 0^\circ - 30^\circ$  で平均化された場合の子午面分布. (b):  $L_s = 90^\circ - 120^\circ$  で平均化された場合の子午面分布. (c):  $L_s = 180^\circ - 210^\circ$  で平均化された場合の子午面分布.  $L_s = 270^\circ - 300^\circ$  で平均化された場合の子午面分布.

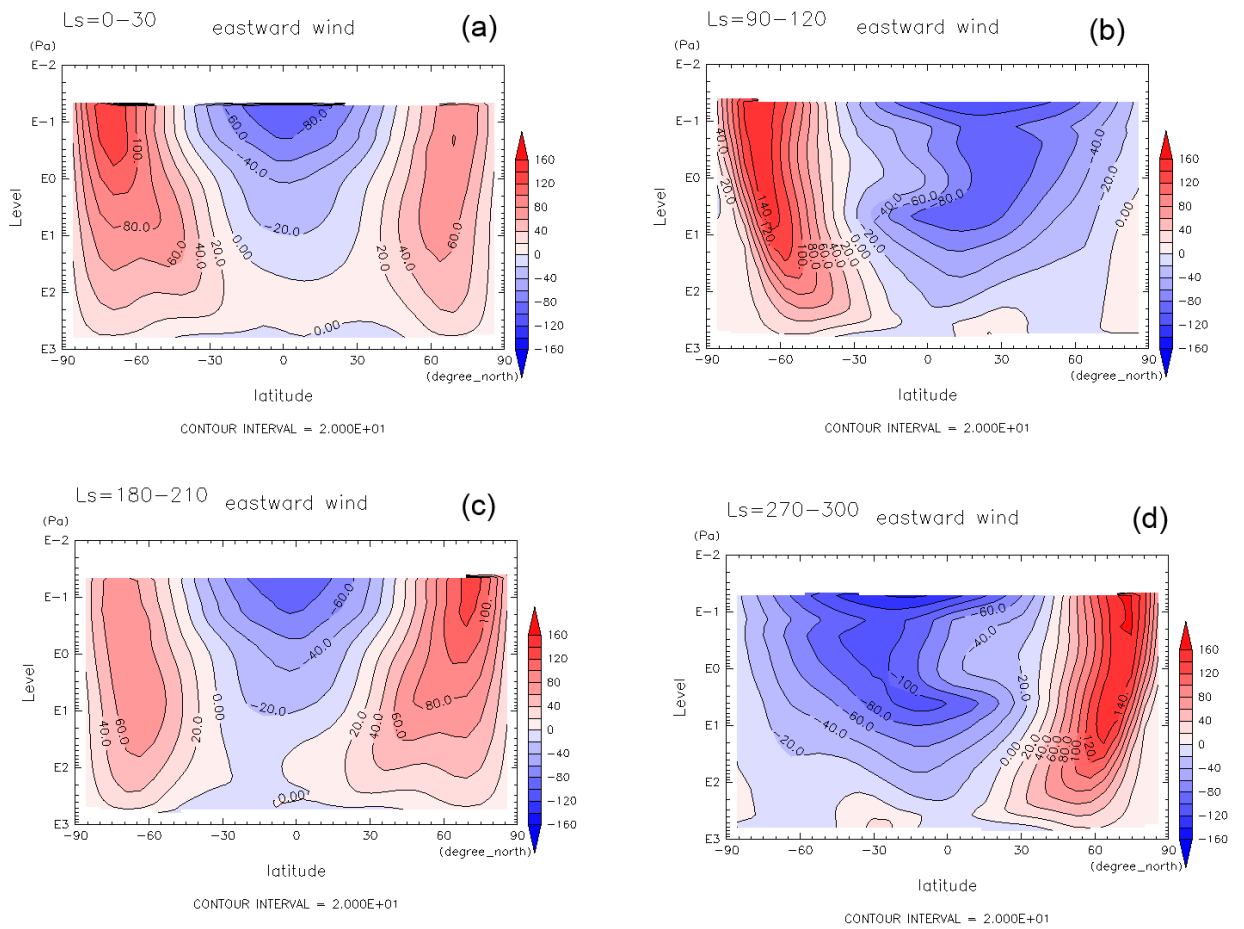


図 4.0.3: 東西風速 ( $\text{m s}^{-1}$ ) についての図 4.0.2 と同様の図.

次に質量流線関数の東西平均子午面分布を図 3.1.4 にまとめた。

図 4.0.4 も図 3.1.4 と特に変化は見られない。

## 地表面トレーサーフラックスの季節変動

この節では地形高度一定の場合の地表面トレーサーフラックスと地形高度を MGS 観測データから取った場合 (図 3.3.10) と比べて違いをまとめる。

まず  $L_s = 30^\circ$  ごとに区切って時間平均した地表面トレーサーフラックスの水平分布図を図 4.0.5 にまとめた。

図 3.3.10 とはかなりの違いが見受けられる。図 3.3.10(a) では北半球の中緯度帯に広がってトレーサーが巻き上がっていたが図 4.0.5(a) では図 3.3.10(a) 程巻き上がっていない。しかし南半球の中緯度帯で巻き上がっている。図 3.3.10(b)-(f) では南緯  $40^\circ$ 、経度  $50^\circ$  および経度  $300^\circ$  に集中してトレーサーが巻き上がっていたが図 4.0.5(b)-(f) では南半球の中緯度から高緯度 (極冠の中) 一帯に帯状に分布している。図 3.3.10(i)-(j) では北半球の中緯度から高緯度 (極冠の中にも) 一帯に帯状にトレーサーが巻き上がっておりさらに北緯  $50^\circ$ 、経度  $270^\circ$  で強くトレーサーが巻き上がっていたが図 4.0.5(i)-(j) ではほぼ北半球ではほぼ極冠内でのみ巻き上がっており、北緯  $50^\circ$ 、経度  $270^\circ$  の強い巻き上げもなくなっている。また、南緯  $30^\circ$  の帯状トレーサー巻き上げ帯が完全に帯状の巻き上げ帯となっている。それに合わせて南緯  $30^\circ$ 、経度  $80^\circ$  付近にあった強い巻き上げもなくなっている。

北緯  $50^\circ$ 、経度  $270^\circ$  の強い巻き上げ及び南緯  $30^\circ$ 、経度  $80^\circ$  付近にあった強い巻き上げは地形高度と関係していると思われる。

次に時間平均をしていない東西平均季節変動をまとめ、図 3.3.12 と比べる。

図 3.3.12 に比べて全体的にトレーサーの巻き上げ領域が減少している。特に  $L_s = 0^\circ - 180^\circ$  にあった図 3.3.12 の北半球の低緯度帯のトレーサー巻き上げがなくなった。また、 $L_s = 90^\circ$  付近にあった南半球の極冠の縁及び低緯度のトレーサー巻き上げもなくなっている。更に  $L_s = 240^\circ$  付近の北緯  $50^\circ$  の強い巻き上げも起こっていない。北半球の春から秋 ( $L_s = 0^\circ - 180^\circ$ ) までは南緯  $50^\circ$  付近の中緯度でトレーサーが巻き上がっているが、北半球の秋から春  $L_s = 180^\circ - 360^\circ$  では北緯  $50^\circ$  付近の中高緯度でトレーサーが巻き上がっている。特に冬至 ( $L_s = 270^\circ$ ) 付近では南緯  $30^\circ$  でもトレーサーが巻き上がっている。同じ季節でも図 3.3.12 の  $L_s = 210^\circ$  の北緯  $50^\circ$  付近で強くなっている様に季節の中でかなり時間変動が大きく効いていることが分かる。



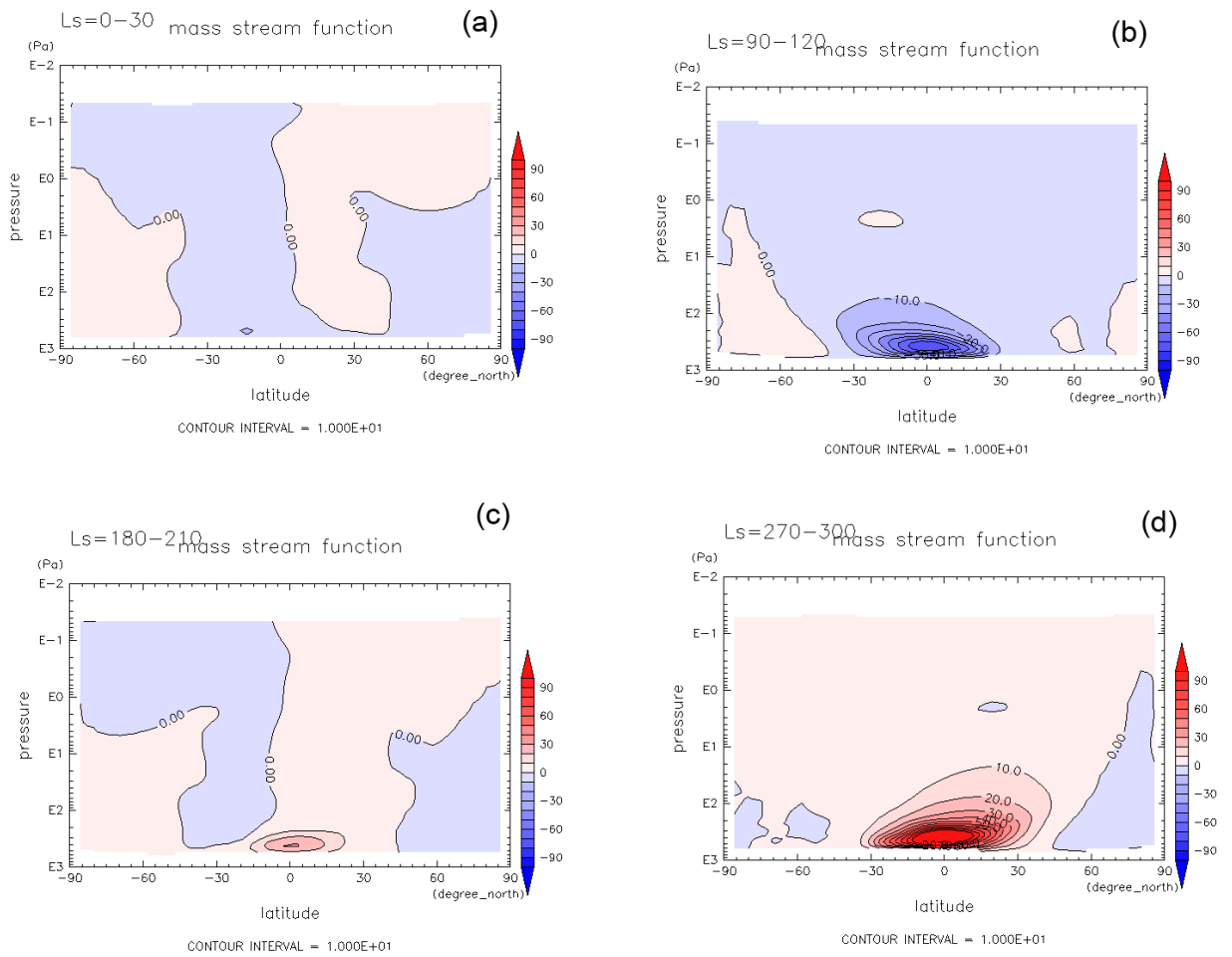


図 4.0.4: 質量流線関数 ( $10^8 \text{ kg s}^{-1}$ ) についての図 4.0.2 と同様の図.

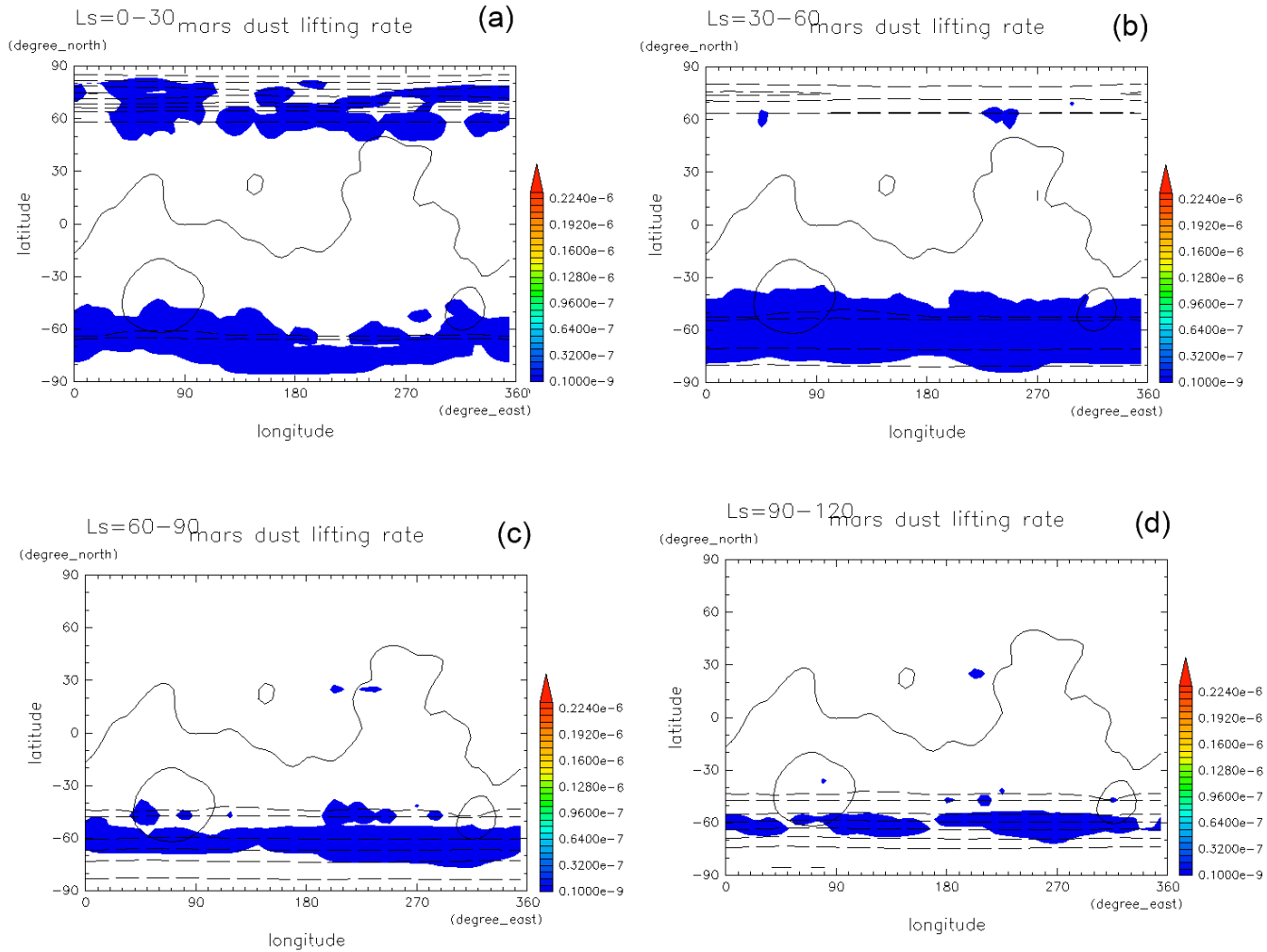


図 4.0.5:  $L_s = 30^\circ$  ごとに時間平均した地表面トレーサーフラックス ( $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) の水平分布. (a):  $L_s = 0^\circ - 30^\circ$  で時間平均した水平分布. (b):  $L_s = 30^\circ - 60^\circ$  で時間平均した水平分布. (c):  $L_s = 60^\circ - 90^\circ$  で時間平均した水平分布. (d):  $L_s = 90^\circ - 120^\circ$  で時間平均した水平分布. (e):  $L_s = 120^\circ - 150^\circ$  で時間平均した水平分布. (f):  $L_s = 150^\circ - 180^\circ$  で時間平均した水平分布. (g):  $L_s = 180^\circ - 210^\circ$  で時間平均した水平分布. (h):  $L_s = 210^\circ - 240^\circ$  で時間平均した水平分布. (i):  $L_s = 240^\circ - 270^\circ$  で時間平均した水平分布. (j):  $L_s = 270^\circ - 300^\circ$  で時間平均した水平分布. (k):  $L_s = 300^\circ - 330^\circ$  で時間平均した水平分布. (l):  $L_s = 330^\circ - 360^\circ$  で時間平均した水平分布. 破線がある領域は地表面で大気が凍結してドライアイスができていない領域を示している.

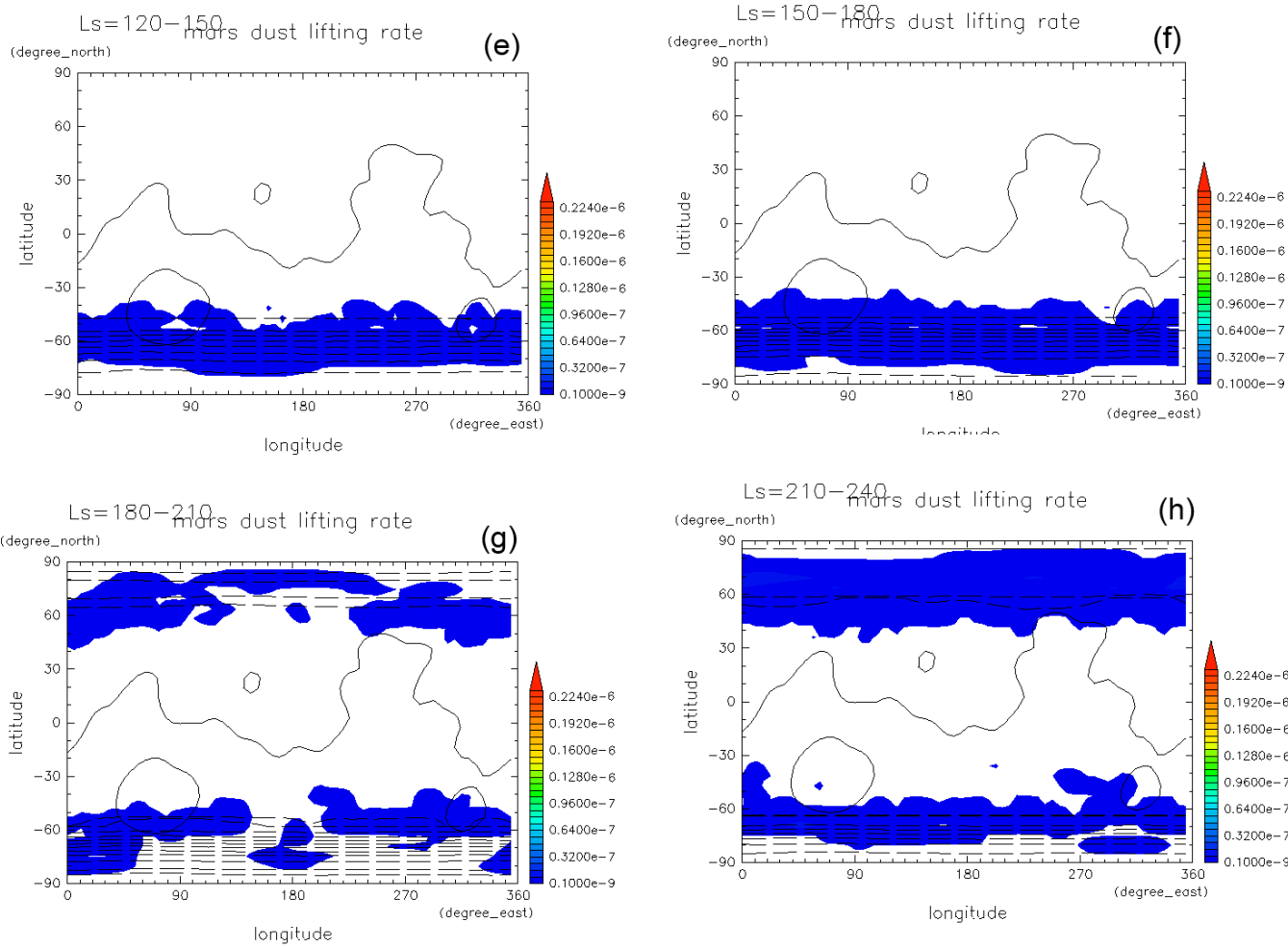


図 4.0.5: 図 4.0.5(続き)

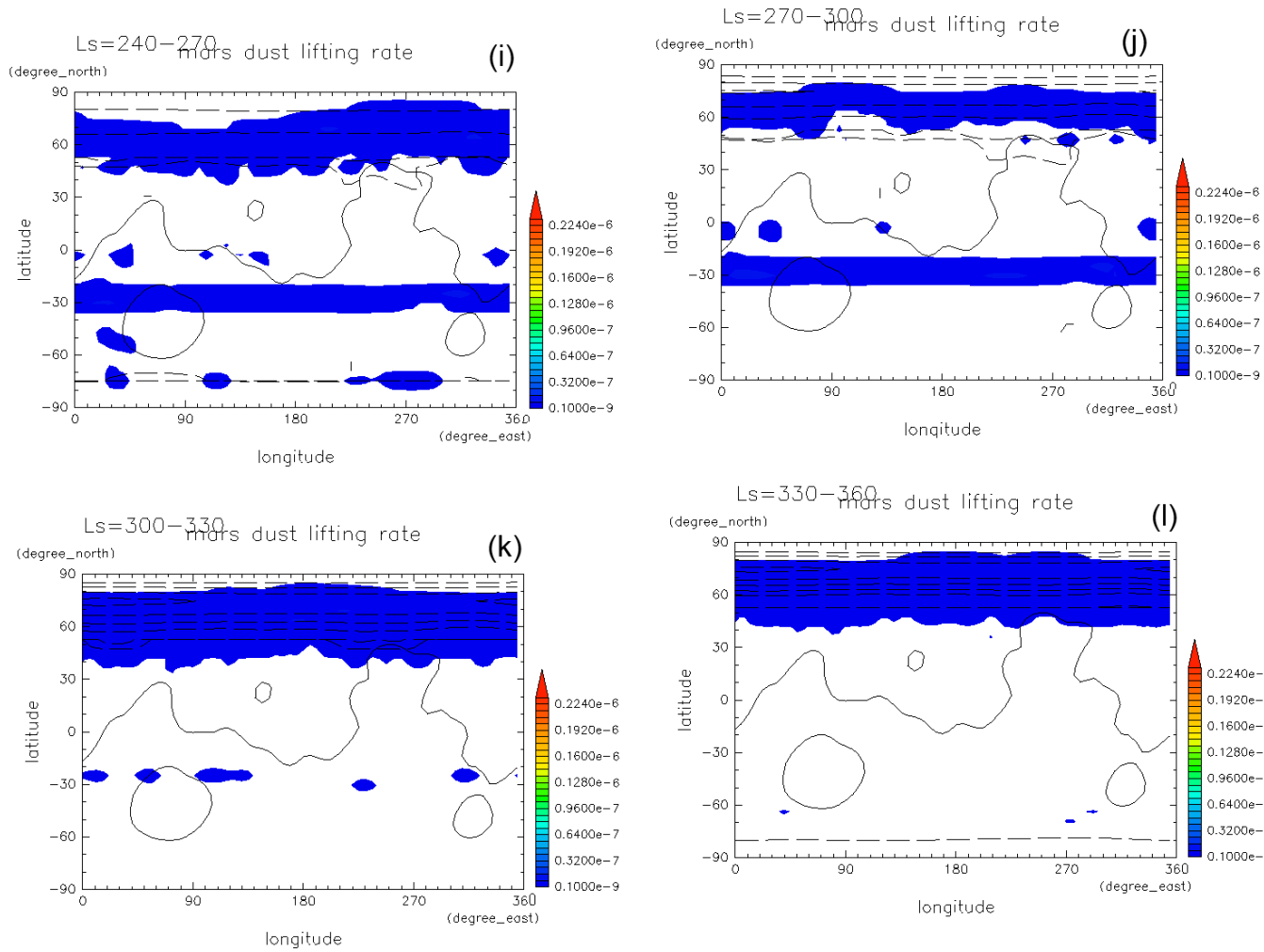


図 4.0.5: 図 4.0.5(続き).

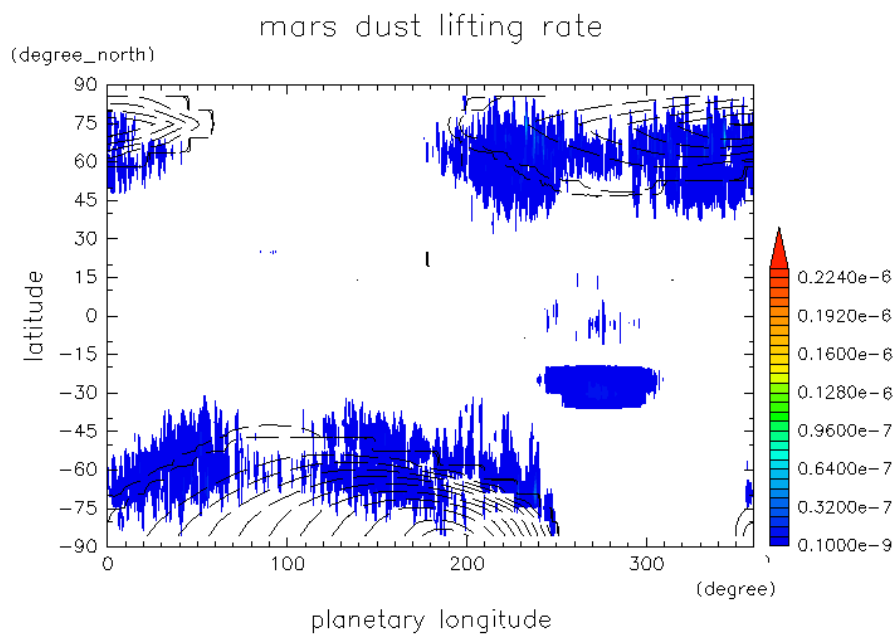


図 4.0.6: 東西平均された地表面ダストフラックス ( $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) の季節変動. 縦軸は緯度. 横軸は火星中心黄経である. 破線の領域は地表面で大気が凍結した領域を表している.

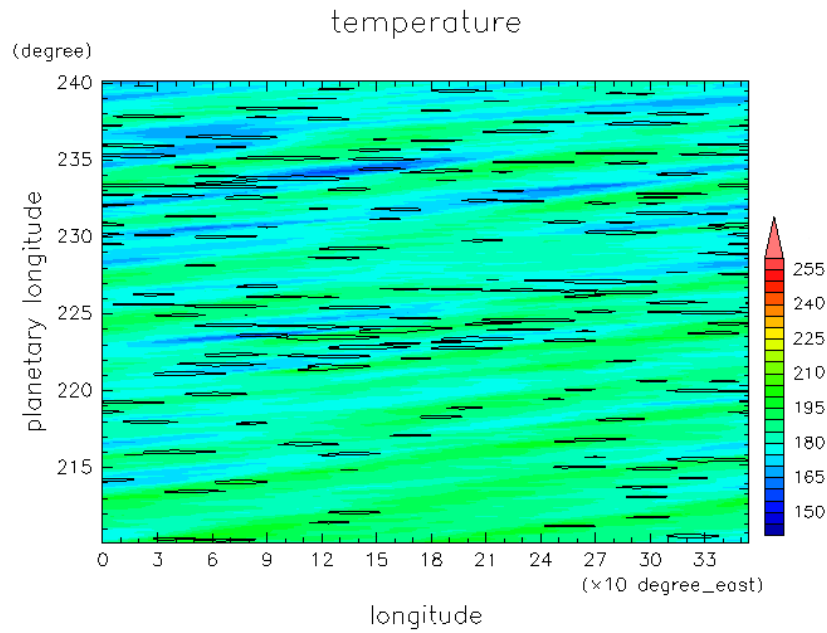


図 4.0.7:  $L_s = 210 - 240^\circ$  のときの北緯  $50^\circ$  でのホフメラーダイアグラム. (a): 高度 400 Pa での温度 (K) のホフメラーダイアグラム. 横軸は経度, 縦軸は火星中心黄経である. また,  $L_s = 210 - 240^\circ$  のときの北緯  $50^\circ$  で地表面トレーサーフラックスが  $1.0 \times 10^{-9} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  以上存在する場合に地表面トレーサーフラックスを実線で書き込んでいる.

### 中緯度に注目した季節変動

図 3.4.16 や図 3.4.17 と同様にホフメラーダイアグラムをまとめる. ただし, 図 3.4.16(a), 図 3.4.17(a) と同じ 400 Pa 気圧の温度の図のみまとめる.

$L_s = 210 - 240^\circ$  での北緯  $50^\circ$  を図 3.4.16 にまとめる.

図 3.4.16(a) と同様に約  $L_s = 3^\circ$  ごとに緑と水色の縞が見られる. このことから北緯  $50^\circ$  では東西波数 1, 周期 6 火星日の波が卓越していることがわかる. 図 3.4.16 では経度  $270^\circ - 330^\circ$  に多く巻き上がっていたが図 4.0.7 では一部に制約されずいたるところで巻き上がっている.

$L_s = 240^\circ - 270^\circ$  での南緯  $30^\circ$  のホフメラーダイアグラムを図 4.0.8 にまとめる. 用いた  $L_s$  が図 3.4.17 と異なるのは  $L_s = 210^\circ - 240^\circ$  ではトレーサーの巻き上げが起こらなかったためである. 図 3.4.17(a) と同様に赤 (高温) と黄色 (低温) の縞模様

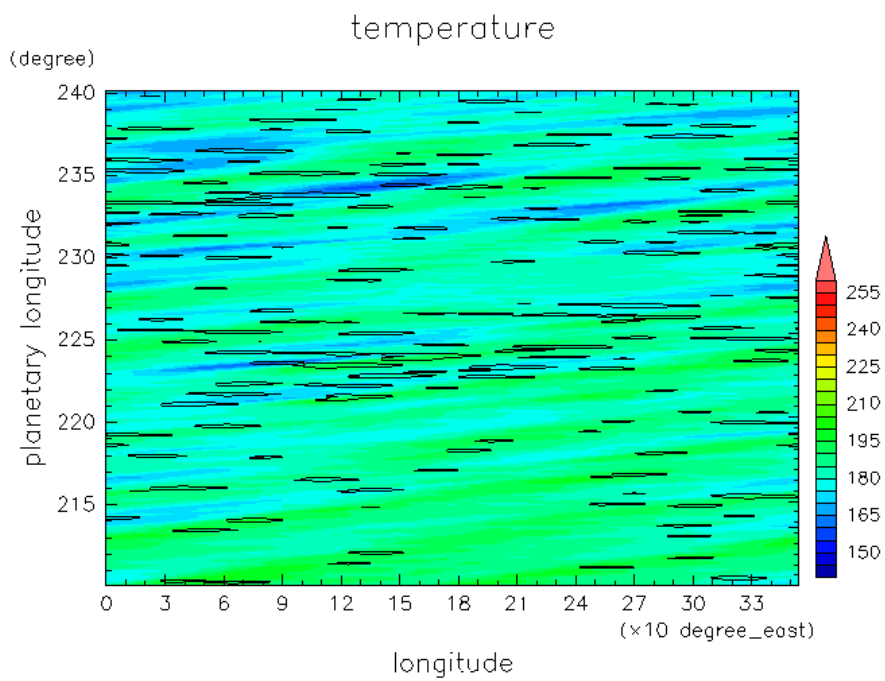


図 4.0.8: 図 3.4.16 と同様である. ただし (a) は  $L_s 210^\circ - 240^\circ$  での値. (b):  $L_s = 240^\circ - 270^\circ$  での値を用いている. また, 用いた緯度は南緯  $30^\circ$  である.

が見て取れる。このことから東西波数 1, 周期 1 火星日の波が卓越していることがわかる。また, 経度  $40^\circ - 90^\circ$  の低温度領域が図 4.0.8(a) には存在しない。更に, 図 4.0.8(a) ではトレーサーが巻き上がっていない。図 4.0.8(b) を見ると全域で巻き上がっているが図 3.4.17(a) と逆で経度  $60^\circ - 90^\circ, 270^\circ - 300^\circ$  ではあまり巻き上がっていない。

## 地表面トレーサーフラックスの地方時変化

最後に日周期の波が起こっているので地方時変化をまとめる。

$L_s = 240^\circ - 270^\circ$  の間に経度  $90^\circ$  の地方時に対して経度  $90^\circ$ , 南緯  $30^\circ$  でトレーサー巻き上げが起こった回数を図 4.0.9 にまとめた。地表面トレーサーフラックスが  $1.0 \times 10^{-9} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  を超えたとき一回巻き上がったと数えている。

図 4.0.9 から経度  $90^\circ$  の地方時 12 時にもっとも多く巻き上げられている。図 3.5.20 の結果では夕方ごろに最も巻き上げられていたが図 4.0.9 では昼ごろに最も巻き上がっている。

また,  $L_s = 210^\circ - 240^\circ$  の間に経度  $270^\circ$  の地方時に対して経度  $270^\circ$ , 北緯  $50^\circ$  でトレーサー巻き上げが起こった回数を図 4.0.9 にまとめた。

図??に対して最もトレーサー巻き上げが起こった回数はずれがあまりなく地方時で 14 時が最大となった。



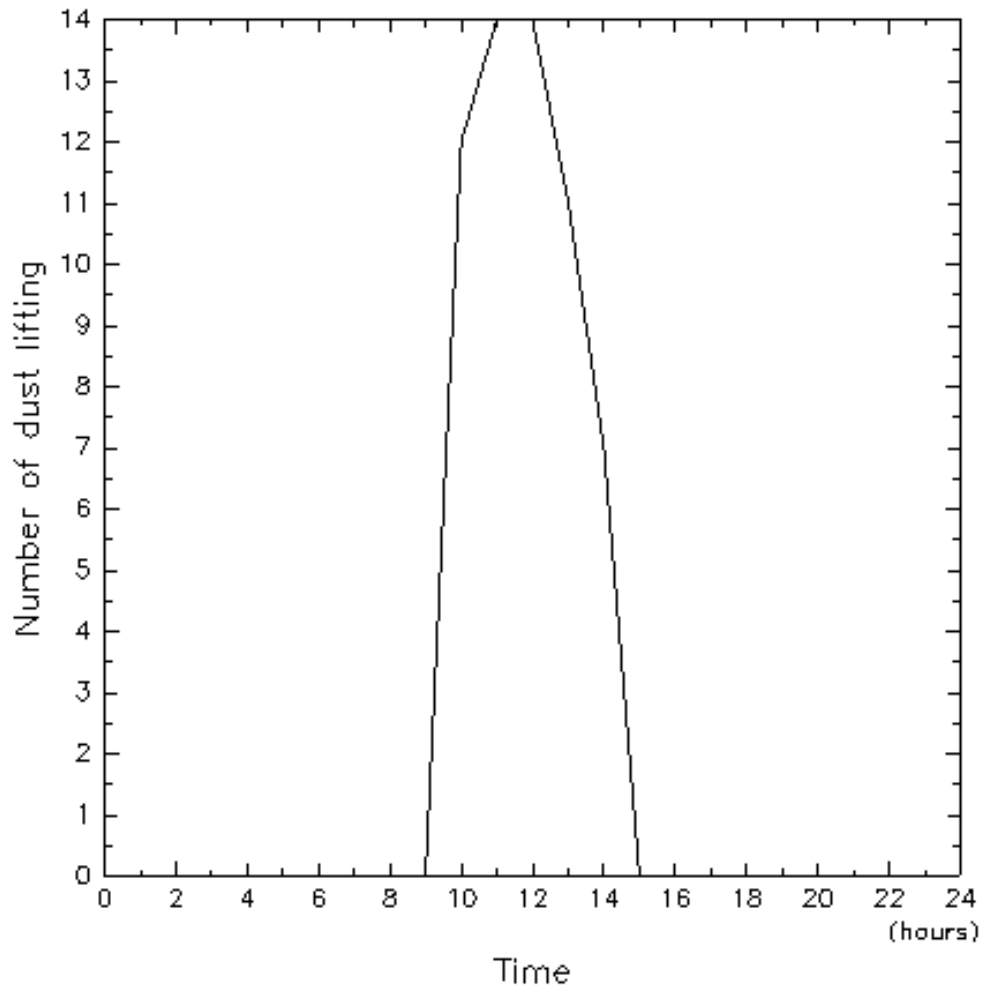


図 4.0.9: 経度  $90^\circ$  の地方時での  $L_s = 240^\circ - 270^\circ$  の間に経度  $90^\circ$ , 南緯  $30^\circ$  でトレーサーが巻き上げられた回数. 縦軸は地方時に巻き上げられた回数. 横軸は経度  $90^\circ$  での地方時である..

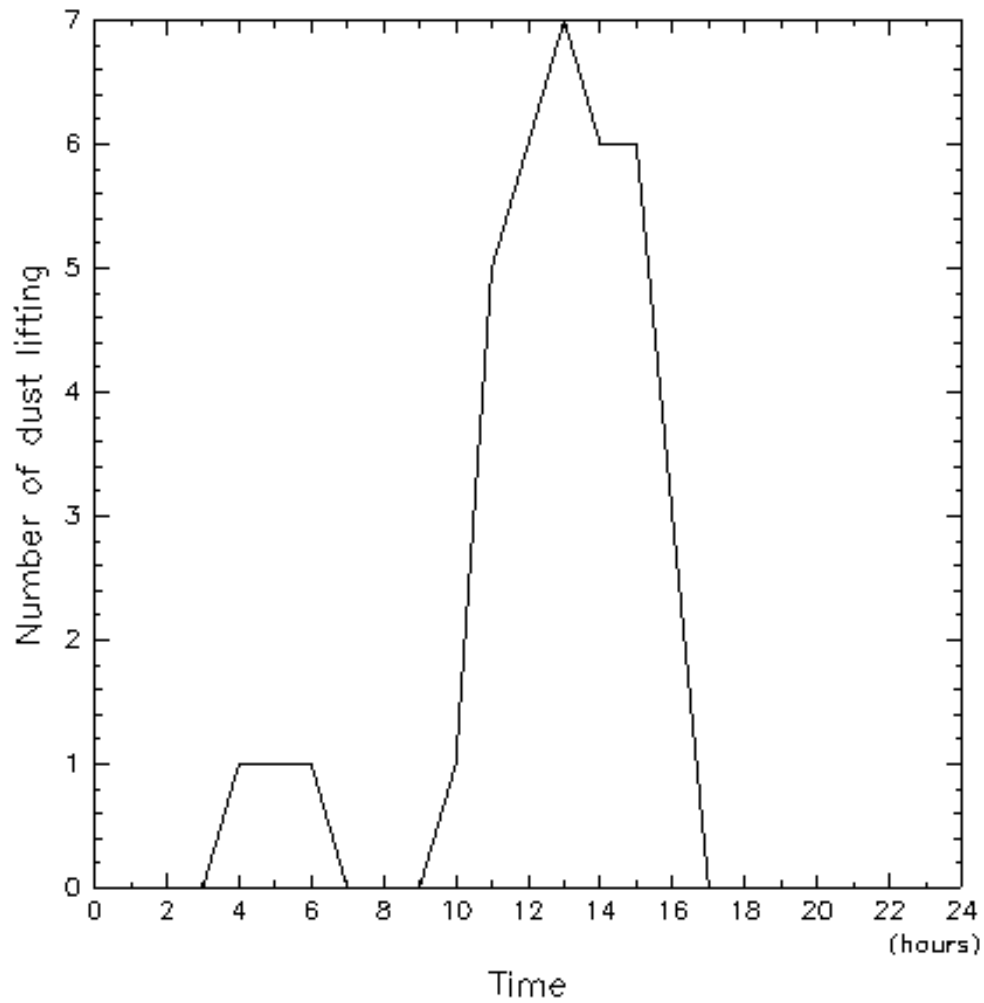


図 4.0.10: 経度  $270^\circ$  の地方時での  $L_s = 210^\circ - 240^\circ$  の間に経度  $270^\circ$ , 北緯  $50^\circ$  でトレーサーが巻き上げられた回数. 縦軸は地方時に巻き上げられた回数. 横軸は経度  $270^\circ$  での地方時である..

## 謝辞

本研究を行うに当たり多くの方々に支えていただき、或いは協力していただきました。指導教員である北海道大学の石渡正樹准教授にはご多忙の中、研究テーマを決めるきっかけを作っていただき、また、研究の方針や本論文の構成に至るまで様々な助言を頂きました。北海道大学の小高正嗣助教授には本論文の構成など基本的な助言をいただきました。神戸大学の高橋芳幸助教授は火星大気大循環について造詣深く研究の方針や個々の議論へ様々な助言や支援をしていただきました。

また、本研究の計算には国立環境研究所スーパーコンピュータシステムの SX8-R を用いらさせていただきました。皆様に心より感謝申し上げます

## 参考文献

- Balme, M. R., P. L. Whelley, R. Greeley, 2003: Mars: Dust devil track survey in Argyre Planitia and Hellas Basin, *J. Geophys. Res.*, 108, 5086
- Basu, S., M. I. Richardson, R. J. Wilson, 2004: Simulation of the Martian dust cycle with the GFDL Mars GCM, *J. Geophys. Res.*, 109, E11006
- Briggs, G. A., W. A. Baum, J. R. Barnes, 1979: Viking orbiter imaging observations of dust in the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 84, 2795-2820
- Cantor, B. A., 2007: MOC observations of the 2001 Mars planet-encircling dust storm. *Icarus*, 186, 60-96
- Conrath, B., 1975: Thermal structure of the Martian atmosphere during the dissipation of the dust storm of 1971, *Icarus*, 24, 36-46
- Fisher, J. A., Richardson, M. I., Newman, C. E., Szwast, M. A., Graf, C., Basu, S., Ewald, S. P., Toigo, A. D., Wilson, R. J., 2005: A survey of Martian dust devil activity using Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera images, *J. Geophys. Res.*, 110, E03004,
- Gierasch, P. J., and R. M. Goody, 1968: A study of the thermal and dynamical structure of the Martian lower atmosphere, *Planet. Space Sci.*, 16, 615
- Goody, R., and M. J. S. Belton, 1967: Radiative relaxation times for Mars. A discussion of Martian atmospheric dynamics, *Planet. Space Sci.*, 15, 247-256
- Greeley, R., and J. D. Iversen, 1985: *Wind as a geological process on Earth, Mars, Venus, and Titan*, Cambridge Univ. Press, New York
- Haberle, R. M., C. B. Leovy, J. B. Pollack, 1982: Some effects of global dust storms on the atmospheric circulation of Mars, *Icarus*, 50, 322-367
- Haberle, R. M., J. R. Murphy, J. Schaeffer, 2003: Orbital change experiments with a Mars general circulation mode, *Icarus*, 161, 66-89

- Joshi, M. M., Haberle, R. M., Barnes, J. R., Murphy, J. R., Schaeff, J., 1997: Low-level jets in the NASA Ames Mars general circulation model, *J. Geophys. Res.*, 102, 6511-6524
- Louis, J. F., Tiedtke, M., and Geleyn, J. F., 1982): A short history of the operational PBL-parameterization at ECMWF, *Proc. Workshop on Planetary Boundary Layer Parameterization*, 59-79.
- Mellor, G. L., and Yamada, T., 1982: Development of a turbulent closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. Space. Phy*, 20, 851-875
- Mellor, G. L., and Yamada, T., 1974: A Hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, 31, 1791-1806
- Kahre, M. A., Murphy, J. R., Haberle, R. M., 2006: Modeling the Martian dust cycle and surface dust reservoirs with the NASA Ames general circulation model, *J. Gphys. Res*, 111, E06008
- Montabone, L., Lewis, S. R., Read, P. L., 2005: Interannual variability of Martian dust storms in assimilation of several years of Mars global surveyor observations *Adv. Space. Res.*, 36, 2146-2155
- Murphy, J. R., and S. Nelli, 2002: Mars Pathfinder convective vortices: Frequency of occurrence, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 2103
- Pollack, J. B., Haberle, R. M., Schaeffer, J., Lee, H., 1990: Simulations of the general circulation of the Martian atmosphere: 1. Polar processes, *J. Geophys. Res.*, 95, 1447-1473
- Thomas, P., and Gierasch, P. J., 1985: Dust devils on Mars, *Science*, 230, 175-177
- Takahashi, O.Y., Fujiwara, H., i Fukunishi, H., Odaka, M., Hayashi, Y., Watanabe, S., 2003: Topographically induced north-south asymmetry of the meridional circulation in the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 108, 5018
- Takahashi, Y, O, Fujiwara, H., Fukunishi, H., 2006: Vertical and latitudinal structure of the migrating diurnal tide in the Martian atmosphere: Numerical investigations *J.Geophy.Res.*, 111, E01003
- Westphal, D. L., Toon, O. B., Carlson, T. N., 1987: A two-dimensional numerical investigation of the dynamics and microphysics of Saharan dust storms, *J. Geophys. Res.*, 92, 3027-3049.