

火星大気の惑星境界層

入場 柚太

神戸大学 理学部 惑星学科
流体地球物理学教育研究分野

2022/02/18

要旨

地表面に最も近い大気層である惑星境界層で、火星探査機スピリットと大気大循環モデル SCALE-GM で計算したデータについて比較を行った。火星の鉛直温度分布の比較を行ったところ、日中は地表付近に超断熱層、夜間は逆転層が存在することが分かった。この逆転層は大気が安定していることを示唆している。

目次

第1章	はじめに	1
第2章	惑星境界層の構造と物理学	2
2.1	惑星境界層の構造	2
2.2	惑星境界層物理学	2
第3章	モデルの概要	7
3.1	力学過程	7
3.2	物理過程	8
3.3	計算設定	8
第4章	比較	9
第5章	まとめ	12
	謝辞	13
	参考文献	14

第1章 はじめに

火星の大気は地球と比べると非常に希薄であり、そのために気圧は非常に低くなっている。火星大気の主成分は二酸化炭素であり、95 % もの割合を占めている。また火星大気にはダストと呼ばれる微粒子を多く含んでおり、ダストデビルと呼ばれる塵旋風から大きなものになると全球をも覆うダストストームが発生している。惑星境界層 (Planetary Boundary Layer; PBL) は地表面に最も近い大気層であり、地表面摩擦や加熱、冷却の影響を受ける層である。また PBL では強い対流や乱流が存在しており、上層にある自由大気と地表の境界となっている。この境界では運動量やダストなどの交換を媒介している。このような特徴のある PBL について Read et al. (2017) を参考に本論文で述べていく。

本論文の構成は以下の通りになっている。第 2 章では惑星境界層の構造、境界層物理学について、第 3 章では使用した大気大循環モデル SCALE-GM について解説する。第 4 章では大気大循環モデル SCALE-GM で計算されたものと Read et al. (2017) に掲載されている探査機のデータについて比較を行う。第 5 章で結論を述べる。

第2章 惑星境界層の構造と物理学

2.1 惑星境界層の構造

火星 PBL の層の厚さは時間変動しており, おおよそ 1 km から 10 km まで変動する. 図 2.1 は日中の PBL の構造を表した概略図である. PBL は主に 3 つの層に分けることが出来る. PBL の最下層は接地層 (Surface Layer) である. 接地層は地表に最も近い層となっており, PBL 全体の 1/10 以下に設置される. 接地層では, 地表面摩擦の影響を強く受ける. 日中の接地層は高度が上がるとともに, 温位は下がる. 接地層の上には, PBL の大部分を占めている混合層 (Mixed Layer) が存在している. この層は強い対流が起きることがある層であり, 日中の温位は一定となる. 混合層の上には, 日中に高度が上がるとともに, 温位が急激に上昇する層 (図 2.1 では $\Delta\theta$ で特徴付けられる) が存在している. この層がエントレインメント層である. この層では, 自由大気から空気を取り込み, 混合が弱まる. また, 負の熱フラックスを持つことによっても特徴付けられる.

2.2 惑星境界層物理学

ここでは惑星境界層の物理学について述べる. 簡単のために, 定在で一様な境界層のみを考察する. その構造と動力学を特性化するために以下のパラメータ, 自由大気中の地衡風 G , 対応する熱風シア dG/dz , 不安定な境界層の頂点における温度ジャンプ $\Delta\theta$, 境界層上の自由大気における温度勾配 $\gamma = d\theta/dz$, コリオリパラメータ $f = 2\Omega\sin\phi$, ここで Ω は惑星回転の角速度, ϕ は緯度を表す. 浮力パラメータ g/θ_0 , ここで g は重力加速度, θ_0 は基準温度を表す. 粗度長 z_0 , そして表面における鉛直乱流熱フラックス H_0 を導入する.

シアによって乱流が生成される場合, 表面の剪断応力 τ_{s0} に関連するスケール,

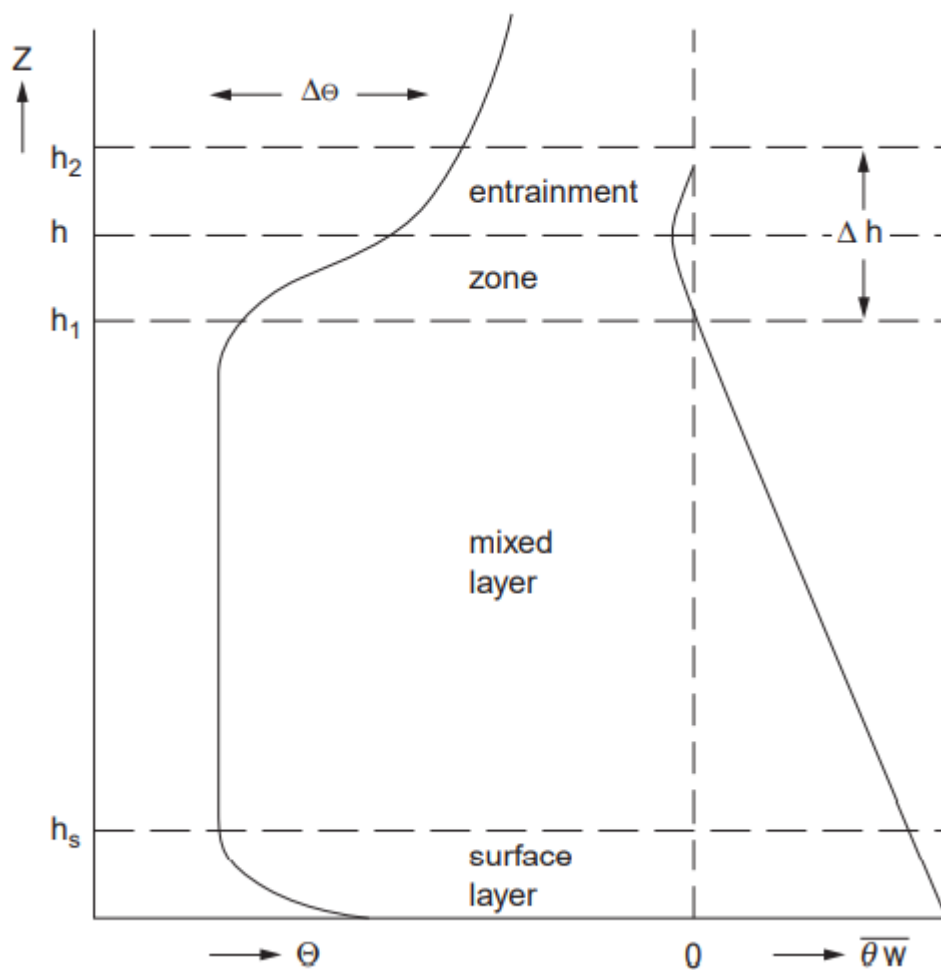


図 2.1: 日中の PBL の構造を表した概略図. h は高度, Θ は温位, $\overline{\theta w}$ は熱と運動量の鉛直フラックスを表す.

u_* を導入する.

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_{s0}}{\rho_0}} \quad (2.1)$$

ここで ρ_0 は地上での空気密度である.

惑星の表面に加えられた上向きの顕熱フラックスによって乱流が生成される場合, 鉛直速度と温度変動の共分散 w' と θ' は, 表面熱フラックス H_0 を決定する.

$$-(\overline{w'\theta'})_0 = \frac{H_0}{\rho_0 c_p} \quad (2.2)$$

ここで, c_p は空気の定圧比熱, マイナス記号は表面が大気にエネルギーを失っていることを示している. また, モニン-オブコフ長さスケール L として知られる長さスケールも定義する.

$$L = -u_*^3 / \left[\kappa \frac{g}{\theta_0} (\overline{w'\theta'})_0 \right] \quad (2.3)$$

ここで κ はフォンカルマン定数であり, 通常 0.4 に等しい. (2.2) と (2.3) の上線はアンサンブル平均値を示し, ダッシュ記号は乱流変動を示す.

境界層力学を特徴づけるために非定在過程を特徴付ける時間スケール (a) T_f , 境界層に作用する外部プロセスの時間スケール, (b) T_m , 平均速度及び温度分布の発達的时间スケール, (c) $T_t = l/U$, 大規模渦の時間スケール特性 (ここで, l と U は乱流の巨視的構造に対する長さと速度のスケールを表す), (d) T_p は乱流生成過程の時間スケールを導入する.

u_* , L , z だけが, 平均速度と温度に対するモニン-オブコフのフラックス-勾配関係を介して表層のスケーリング構造を定義しており, これは

$$\Phi_m \left[\frac{z}{L} \right] = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{d\bar{u}}{dz} \quad (2.4)$$

$$\Phi_h \left[\frac{z}{L} \right] = Pr_t \frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{d\bar{\Theta}}{dz} \quad (2.5)$$

で表すことが出来る. ここで θ_* は

$$(\overline{w'\theta'})_0 = u_* \theta_* \quad (2.6)$$

で定義され, Pr_t は中立成層流における乱流プラントル数で, 渦粘性と渦熱拡散の比として定義される. これらは接地層を支配する速度と温度に対する対数フラックス分布関係

$$\left[\frac{\bar{u}}{u_*} \right] = \frac{1}{\kappa} \ln \left[\frac{z}{z_0} \right] \quad (2.7)$$

$$\left[\frac{\bar{\Theta}}{\theta_*} \right] = \frac{Pr_t}{\kappa} \ln \left[\frac{z}{z_{0T}} \right] \quad (2.8)$$

を導く. ここで, z_0 は粗度長であり, z_{0T} は熱輸送のための等価な量であり, $\bar{\Theta} = \Theta - \theta_0$ である. 式 (2.7) 及び (2.8) は, z_0 と z_{0T} がそれぞれ \bar{u} 及び $\bar{\Theta}$ が 0 になる表面より上の高さであることを示す. 一般的に z_0 と z_{0T} は等しくない.

接地層より上の PBL の部分は, 中立境界層, 対流境界層, 安定境界層の三つのケースのうちの一つによって特徴づけられ得る. 中立境界層の場合, 表面での熱フラックスは 0 ($(\overline{w'\theta'})_0 \simeq 0$) に近く, 浮力は重要な役割を果たさないで, u_* , h , z が適切なスケールパラメータとなる.

シアーと浮力の効果の競合は, 温度と風速の鉛直勾配に依存する流体力学的安定性の尺度である無次元リチャードソン数によって特徴付けられる. 一般的に,

$$Ri = \frac{N^2}{S^2} \quad (2.9)$$

と定義される. ここで N はブラント・バイサラ振動数 ($N^2 = \beta g \partial \Theta / \partial z$, β は熱膨張係数) であり, 静的安定性の強さを表し, S は水平流の平均鉛直シアーの尺度である. リチャードソン数の小さい値 ($\leq O(1)$) または負の値は, しばしば不安定性による乱流発生の可能性 (シアー支配型または浮力支配型のいずれかの過程を経る).

対流境界層では, 対流速度スケール w_* は一般的に

$$w_* = \left[\frac{g}{\theta_0} (\overline{w'\theta'})_0 h \right]^{1/3} \quad (2.10)$$

と定義される. 対流境界層に対する混合層スケールリングは

$$\frac{\sigma_w}{w_*} \equiv \frac{(\overline{w'^2})^{1/2}}{w_*} = \Phi_w \left[\frac{z}{h} \right] \quad (2.11)$$

$$\frac{\sigma_u}{w_*} \equiv \frac{(\overline{u'^2})^{1/2}}{w_*} = \Phi_u \left[\frac{z}{h} \right] \quad (2.12)$$

$$\frac{\sigma_\theta}{\theta_*} \equiv \frac{(\overline{\theta'^2})^{1/2}}{\theta_*} = \Phi_\theta \left[\frac{z}{h} \right] \quad (2.13)$$

であり, σ_w , σ_u , σ_θ はそれぞれ鉛直速度 w , 水平速度 u , 温度 θ の標準偏差に対する特性スケールを表す. 温度スケール θ_* は $\theta_* = (\overline{w'\theta'})_0 / w_*$ と定義され, $(\Phi_w, \Phi_u, \Phi_\theta)$ はそれぞれの量の鉛直構造を決定する z/h の無次元普遍関数を表す.

勾配リチャードソン数は安定境界層のもう一つの重要なスケールパラメータであり、静的安定性の追加的な尺度を提供する。これは

$$Ri_g = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \bigg/ \left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right]^2 \quad (2.14)$$

と定義される。このパラメータは、浮力効果と比較した場合のシアー生成の相対的な重要性を示しており、数値的に小さい値の Ri_g ではシアー生成が支配的であり、数値的に大きい (正の) 値の Ri_g では浮力効果が支配的である。

レイノルズ数 $Re = Ul/v$ は、流体力学における複雑さと乱流の程度の尺度としてしばしば用いられる。ここで、 U は特徴的な速度スケール、 v は空気動粘度、 l は特徴的な長さスケールである。 Re がある限界値 (典型的には 2000 以上) を超えると流れは乱流になる可能性が高く、乱流の強度は Re の増加とともに増加する。

粘性散逸が比較的弱い場合、乱流運動エネルギー (Turbulence Kinetic Energy; TKE) は異なる長さスケール間で自由に交換され、慣性サブレンジとして知られるスケールの範囲にわたってより小さなスケールに向かってエネルギーを系統的にカスケードする。この範囲内でエネルギースペクトルはコルモゴロフ則として知られる自己相似形

$$E(k) = \alpha_1 \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (2.15)$$

をとる。ここで ϵ は乱流エネルギー散逸率、 α_1 はコルモゴロフ定数として知られる無次元定数である。接地層シアー生成のスケールを κz として、シアー生成と散逸のスケールの比をシアー生成レイノルズ数 Re_l で

$$\kappa z / \eta = (\kappa Re_l)^{3/4} \quad (2.16)$$

$$Re_l = u_* z / v \quad (2.17)$$

と表した。表面に近いところでは、 v の値によって粗い流れまたは滑らかな流れ (層流) の条件が決まる。これらの条件は、多くの場合さらに別のレイノルズ数である粗さレイノルズ数

$$Re_0 = u_* z_0 / v \quad (2.18)$$

で定式化される。粗い流れと滑らかな流れの遷移は、一般に Re_0 では 2-3 付近で起こると考えられる。

第3章 モデルの概要

本章では大気大循環モデル, 火星 SCALE-GM の概要を述べる.

3.1 力学過程

火星 SCALE-GM の力学過程は, 3次元完全圧縮非静力学方程式系である. 火星 PBL は鉛直スケールが 10 km 以下であるため, 水平数 10 km 規模以下のスケールで運動を表現する必要がある. 水平 10 km 以下のスケールでは, 静力学平衡が成り立たないので, 静力学平衡を用いている従来の静力学の方程式が成り立たない. そのために非静力学の方程式を用いている. この方程式系の連続の式, 運動方程式, 熱力学の式は以下のように書かれる.

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

各成分の運動方程式

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \left(\frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} + \frac{\partial \rho uw}{\partial z} \right) + \frac{\partial p'}{\partial x} = \nu \rho \nabla^2 u \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \left(\frac{\partial \rho vu}{\partial x} + \frac{\partial \rho v^2}{\partial y} + \frac{\partial \rho vw}{\partial z} \right) + \frac{\partial p'}{\partial y} = \nu \rho \nabla^2 v \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \left(\frac{\partial \rho wu}{\partial x} + \frac{\partial \rho wv}{\partial y} + \frac{\partial \rho w^2}{\partial z} \right) + \frac{\partial p'}{\partial z} = -\rho' g + \nu \rho \nabla^2 w \quad (3.4)$$

熱力学の式

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{Q}{C_p \pi} + \frac{\kappa}{\pi} \nabla^2 T \quad (3.5)$$

ここで ρ は大気密度, u は東西風速, v は南北風速, w は鉛直風速, p は気圧, ν は動粘性率, T は温度, θ は温位, Q は非断熱加熱, C_p は乾燥大気の定圧比熱, κ は熱拡散率, δ は基本場からの偏差である. 連続の式は, 左辺第一項が密度の時間変化, 第二項から第四項までが質量流量を表している. 運動方程式の左辺第一項から第三項はそれぞれ, 質量フラックスの時間変化, 移流項, 圧力傾度力を表している. 右辺の ∇^2 が掛かる項は拡散項である. 式 (3.4) の右辺第一項は, 密度の偏差による浮力である. 式 (3.5) はエントロピーの定義式を熱力学第一法則と温位 θ で表したものである.

3.2 物理過程

物理過程は乱流過程, 雲微物理過程, 放射過程がある. 乱流過程には Mellor and Yamada (1982) による MYNN2.5 境界層モデルによる拡散係数を用いる. 雲微物理過程は, 核生成, 拡散成長, 重力沈降を考慮する. 放射過程では Sekiguchi and Nakajima (2008) による相関 k 分布法ブロードバンド大気放射伝達モデルを用いる.

3.3 計算設定

モデルの水平解像度は $dx = 60$ km, 鉛直解像度は 36 層に設定されており, 低いものは 1 m で, 100 m までに 4 層設定されている. その他の設定値は以下の通りである. 鉛直拡散 MY 2.5, 地表面フラックス BH 91 B 94, 土壌熱容量 9.7×10^5 JK⁻¹ kg⁻¹, 土壌熱伝導率 0.076 W m⁻¹ K⁻¹, ダスト量 (地表) $\tau = 0.2$, 土壌層数 18 (4, 8, 14, 20, 30, 40, 80, 140, 200, ... (mm)), 赤道傾斜角 25.19 度, 軌道離心率 0.0934. また 1 太陽日の長さ 24 h, 公転周期 2 地球年, 1 月 1 日の黄経 0 度, 地表アルベド 0.5 は実際の値と異なっているが簡単のために簡単な値を用いている. 土壌モデルは SoilModel を使用している.

第4章 比較

Read et al. (2017) に掲載されていた火星探査機スピリットの鉛直温度分布のデータと大気大循環モデル, 火星 SCALE-GM のデータ (Kashimura 2021 私信) の比較を行った. 火星探査機スピリットは NASA によって打ち上げられたマーズ・エクスプロレーション・ローバーの無人火星探査車の一つである. 図 4.1 は火星探査機スピリットによる $L_s = 5$ 度でのスピリット着陸地点の鉛直温度分布の日変化を示したものである. スピリットは緯度 0 度, 経度 180 度付近に着陸した. 図 4.2 はモデルの計算結果である. ただし, 図 4.2 は図 4.1 のデータと緯度, 経度, 季節を合わせている. 図 4.3 は図 4.2 の日の 00:00 分における温位を表した図である. ただし北半球の春分を 1 月 1 日 00:00 分に設定している.

2 つの図を比較するとどちらの図も 10:05 分, 12:55 分, 16:30 分の日中の間では, 高度が上昇するとともに温度が低下しており, 01:15 分, 05:25 分, 18:30 分の夜間では, 高度が上昇するとともに温度が上昇している. 高度 500 m 以上の区域では, 温度が変化しない一定の層が続いている. また日中の間, 地表から 300 m 付近まで高度が上昇するとともに急激に温度が上昇している部分がある. この部分は超断熱層となっており, 断熱的に変化している層となっている. 夜間のこの特徴は逆転層を表している. 逆転層は, 高度が上昇するとともに温度が上昇している層のことであり, この層内では大気が安定している. 図 4.3 は経度 0 度で南北平均した温位の高度分布を表した図である. 図は 1 月 31 日の 00:00 分に設定している. 図 4.3 のグラフは $dz/d\theta$ となっており, 大気が安定している. 図 4.3 から夜間の間は大気が安定していることが裏付けることが出来た. 図 4.1 と図 4.2 の違いは, モデルの図の方が超断熱層での温度変化が大きく, 高度が 500 m 以上での各時間帯の温度が 210 K に向かって収束している. これはモデルがこの年の 1 月 1 日を初期値として設定されており, その日からのずれによって表されているからである.

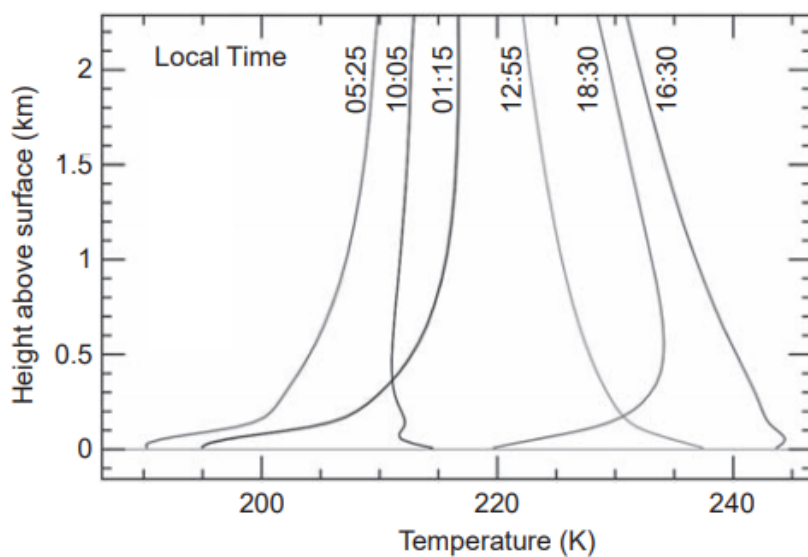


図 4.1: 火星探査機スピリットによる温度分布. ただしスピリットは, 緯度 0 度, 経度 180 度付近に着陸した. グラフの季節は北半球での春分から少し時間が経った頃 ($L_s = 5$ 度). 横軸は温度, 縦軸は高度を表す.

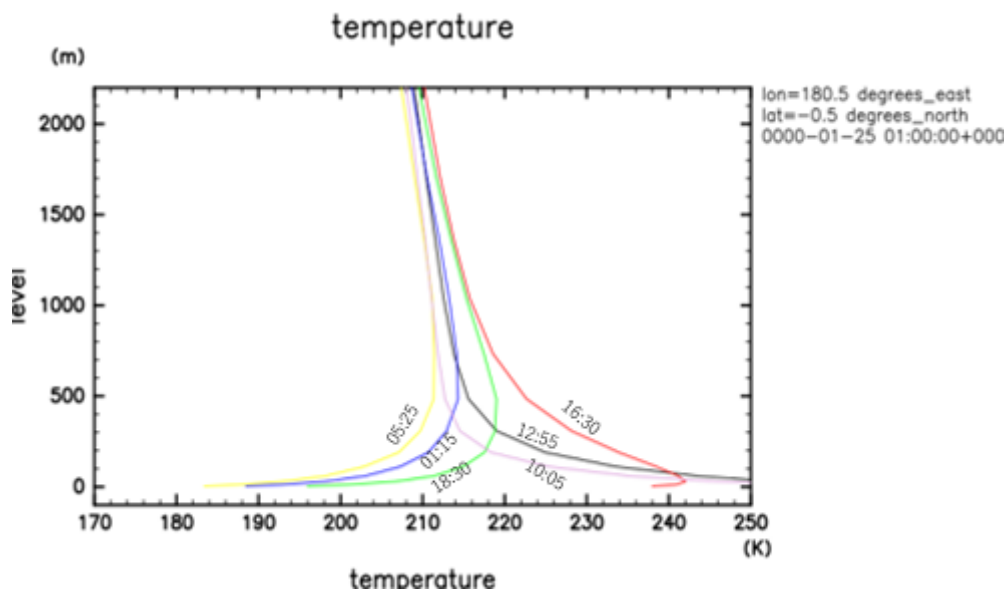


図 4.2: 火星 SCALE-GM の数値計算結果. 緯度, 経度は図 4.1 と同じである. 季節は春分から 25 日経過したときのものを用いている. 横軸は温度, 縦軸は高度を表す.

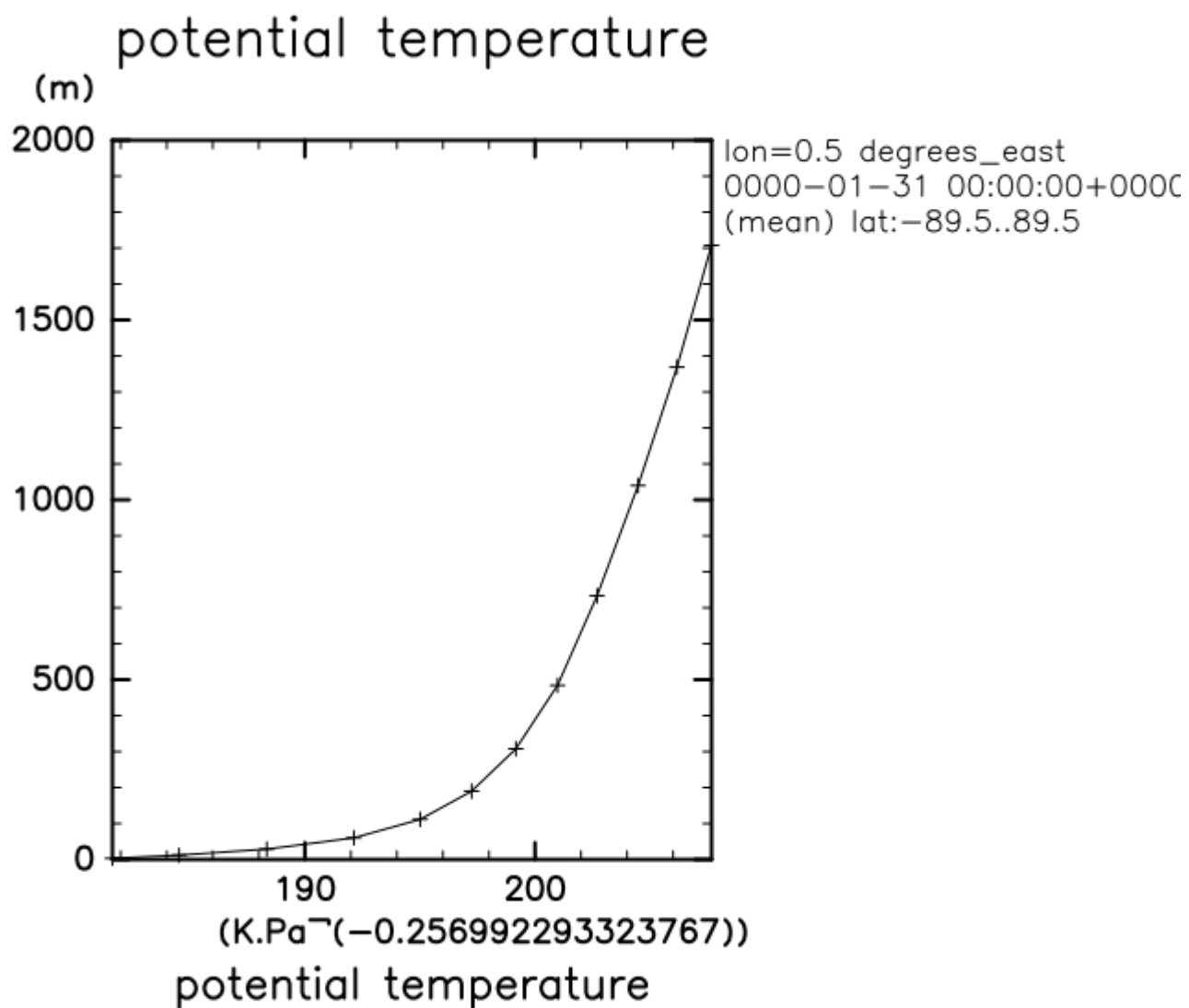


図 4.3: モデルを用いた数値計算結果. 横軸は温位, 縦軸は高度を表す. 経度 0 度で南北平均した. 時期は, 北半球の春分から 25 日経過した日を用いた.

第5章 まとめ

本論文では惑星境界層の構造を示した後に、火星大気の惑星境界層について Read et al. (2017) の内容を基に探査機のデータと大気大循環モデル SCALE-GM の火星大気大循環実験のデータ (Kashimura 2021 私信) の比較を行った。火星大気鉛直温度に関しては、日中は地表付近で超断熱層が見られ、夜間は逆転層が発達し、大気は安定していることが分かった。

謝辞

本研究を行うにあたって、榎村講師にはミーティングで多くのご指導、助言を頂きました。林教授には基礎理論講義、基礎理論読書会を通じて多くのご指導を頂きました。高橋准教授には、基礎理論読書会を通じて多くのご指導を頂きました。流体地球物理学教育研究分野の皆様には、セミナーの際に、よりよい研究、発表にするための助言を頂きました。ご指導頂きました全ての皆様に感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Read et al. (2017) The Martian Planetary Boundary Layer (Chapter 7 in The Atmosphere and Climate of Mars) Cambridge University Press, pp. 172-202.
- [2] Mellor, G. L., and Yamada, T., 1982: Development of a Turbulent Closure Model for Geophysical Fluid Problems.