

東京大学大学院新領域創成科学研究科

複雑理工学専攻

2021 年度

修士論文

電波掩蔽データ解析による火星大気の微細構造の研究

(Study of martian atmospheric fine structures by analyzing
radio occultation data)

2022 年 3 月 1 日提出

指導教員 今村 剛 教授

櫻井 龍太郎

要旨

火星は地球の1つ外側を回る外惑星であり、大気の約95%が二酸化炭素で占められている。また、平均地表気圧は約600 Paであり、地球の平均地表気圧である約1013 hPaと比較すると約0.006倍となり、非常に薄い大気に覆われている。火星の気象は、ハドレー循環や東西風ジェットといった大規模スケールの現象については観測も豊富であり、数値モデルの研究も進んでいる。一方で、水平スケールが1~1000 kmであるメソスケールの気象についてはあまり理解が進んでいない。中でも、惑星スケールと比較するとはるかに小さい微細スケールの大気重力波、対流、地表付近の逆転層といった現象については特に理解が進んでいない。しかし、これらの現象はその流体力学過程がエネルギーと運動量の輸送に重要な役割を果たすことが知られているため重要である。そこで本論文では、このような微細スケールの気象を解明していくために、大気の鉛直構造を調べる様々な手法の中から、高度方向に高い分解能を持った電波掩蔽観測という手法に着目した。

電波掩蔽観測は、地上局から見て探査機が惑星の背後へ入出する際に、探査機から送信された電波が惑星大気中を通過することを利用して大気の鉛直構造を求める観測手法である。電波が惑星大気中で屈折することによって地上で受信する電波の周波数が変化（ドップラーシフト）するため、これを利用して屈折率の鉛直分布を取得し、そこから温度や気圧の鉛直分布を導出することができる。

本論文では、火星探査機 Mars Global Surveyor の電波掩蔽観測によって得られた電波掩蔽データに、従来の解析手法である幾何光学法に加えて、電波ホログラフィ法的一种である Full Spectrum Inversion (FSI) [Jensen et al., 2003] という新しい手法を適用した。FSI は、金星大気に対して応用された先行研究 Imamura et al. [2018] から、幾何光学法に比べて高い鉛直分解能の実現を期待できることが知られている。本論文では、この手法を初めて火星大気の電波掩蔽データに適用し、火星大気中の鉛直構造をこれまでよりも高い鉛直分解能で解析した。

FSI を適用することで得られた温度分布から、その鉛直波数スペクトルを求めることで FSI での実質的な鉛直分解能を推定した。本論文における FSI で推定された実質的な分解能は波長にして約 160 m であり、従来の幾何光学法の鉛直分解能である 500 m~1 km に比べて高い鉛直分解能を達成することができた。また、本論文における FSI と幾何光学法による解析では、NASA から公開されている公式プロダクトではほとんど確認できていなかった微細な振動構造や温度低下構造を捉えることができた。

加えて、FSI で得られた結果を地域や季節等で比較することにより、大気重力波の一種である山岳波の生成の条件として、地形以外にも季節に応じた緯度方向の温度勾配に起因する東西風の強さが重要であることを示唆した。さらに、NASA の公式プロダクトでは確認できていなかった極冠近傍での急激な温度低下構造の存在も示唆した。

目次

1. 序論	4
1.1. 火星の大気	4
1.1.1. 火星大気の基本情報	4
1.1.2. 火星のメソスケール気象	5
1.2. 研究目的	11
2. 観測データ	13
2.1. 電波掩蔽観測	13
2.2. 使用データ	13
3. 解析手法	15
3.1. 幾何光学法	15
3.1.1. 幾何光学法の解析手順	15
3.1.2. 幾何光学法の制限 ①	20
3.1.3. 幾何光学法の制限 ②	21
3.2. Full Spectrum Inversion (FSI)	22
3.2.1. FSI の原理	22
3.2.2. FSI の特徴 ①	23
3.2.3. FSI の特徴 ②	24
4. 結果	26
4.1. 解析データのグループ分け	26
4.2. 各グループにおける信号品質の違い	29
4.3. 解析結果の例	30
4.4. 各グループの特徴	32
4.4.1. グループ 2	32
4.4.2. グループ 3	34
4.4.3. グループ 5	36
4.4.4. グループ 1	39
4.4.5. グループ 4	42
5. 考察	44
5.1. 大気重力波の飽和と推定された FSI の鉛直分解能	44

5.2. 大気重力波	49
5.3. 極冠の大気に対する影響	55
5.4. 地表付近の逆転層	56
5.5. 氷の雲による夜間対流	57
6. まとめ	60
付録 1 温位	62
付録 2 静的安定度	64
付録 3 温度と静的安定度の高度分布	66
グループ 1	66
グループ 2	82
グループ 3	91
グループ 4	100
グループ 5	109
謝辞	125
参考文献	125

1. 序論

1.1. 火星の大気

1.1.1. 火星大気の基本情報

火星は地球の1つ外側を回る外惑星であり、地球型惑星の中で最も外側に位置する。軌道の半長軸は 1.524 AU (2 億 2790 万 km)、平均公転周期は 686.98 地球日である。また、火星の自転周期は 24 時間 37 分であり、地球の自転周期に比べてやや長い。ここで、AU (astronomical unit) とは太陽と地球との平均距離に基づいて定義された長さの単位であり、1 AU は約 1.5 億 km である。

火星の平均半径は 3389.92 km [Bills and Ferrari 1978] であり、地球の約 0.53 倍である。重力加速度は約 3.7 m s^{-2} であり、地球の約 0.38 倍である。そして、自転軸の傾きは約 25.19° であり、地球の自転軸の傾きである約 23.4° に近い。そのため、火星にも地球と同様に四季の変化がみられる。火星の季節は、火星から見た黄経上の太陽の位置(L_s)で表され、 L_s と火星の南北半球による季節を対応させると、表 1.1 のようになる。また、表 1.1 を図にしたものを図 1.1 に示す。さらに、火星はダストを含んだ大気の光学特性から、「赤い惑星」としても知られている。ここでは、本研究に関連する火星大気の基本情報、火星の気象について説明する。

表 1.1 L_s と火星の四季の関係

L_s	0°	90°	180°	270°
北半球	春分	夏至	秋分	冬至
南半球	秋分	冬至	春分	夏至

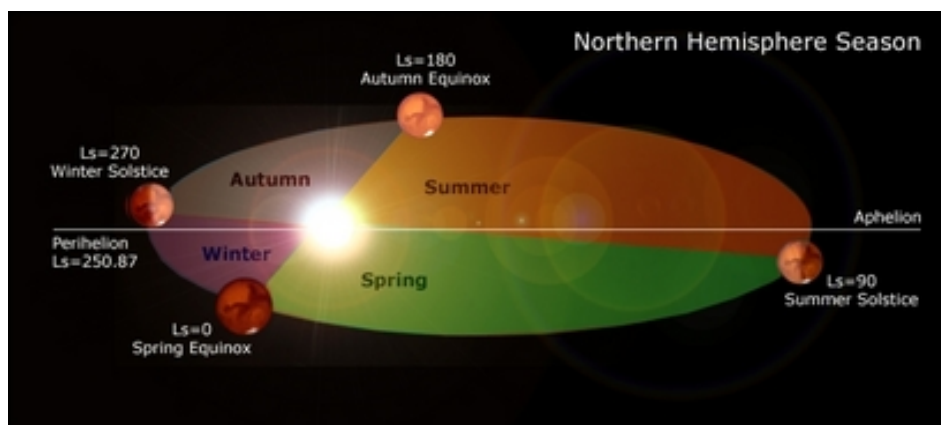


図 1.1 L_s と火星の四季の関係 (Copyright: ESA)

(<https://sci.esa.int/web/mars-express/-/33803-variations-of-the-martian-seasons>)

火星の大気組成を表 1.2 に示す。表 1.2 を見てわかる通り、火星大気の約 95 %が二酸化炭素で占められている。火星では、季節によって極付近で大規模に二酸化炭素が凝結するため、大気中の二酸化炭素濃度は季節に応じて最大 30 %程変化する。また、火星の平均地表温度は約 210 K であり、これは地球の平均地表温度である 288 K と比較するとかなり低いことがわかる。また、火星の平均地表気圧は約 600 Pa であり、地球の平均地表気圧である約 1013 hPa と比較すると約 0.006 倍となり、非常に薄い大気に覆われていることもわかる。加えて、火星には熱容量が大きい海も存在しないため、昼夜間での地表面の温度差も大きい。

表 1.2 火星の大気組成（体積比）

Species	Abundance
CO ₂	95.32%
N ₂	2.7%
Ar	1.6%
O ₂	0.13%
CO	0.08%
H ₂ O	0.021%
NO	0.01%
Ne	0.00025%
Kr	0.00003%
Xe	0.000008%

1.1.2. 火星のメソスケール気象

メソスケール気象とは、一般に水平スケールが 1~1000 km の気象を指す。火星のメソスケール気象についての理解は地球に比べて進んでおらず、未だ解明されていないことが多い。中でも、惑星スケールと比較するとはるかに小さい微細スケールの大気重力波や対流層といった現象については特に理解が進んでいない。しかしこれらの現象は、その流体力学過程がエネルギーと運動量の輸送に重要な役割を果たすことが知られている。これらの現象が、地球と違った条件下である火星でどのように現れてくるのかを研究することは、より普遍的な視点から様々な惑星を考え、惑星ごとの違いを統一的な枠組みで説明するためにも意義のあることである。

ここでは、本研究において注目している火星の大気現象について説明する。

① 大気重力波

大気重力波とは、空気塊の浮力を復元力とし、安定成層した大気中を伝わっていく横波である。図 1.2 に大気重力波の構造の概念図を示す。図中の実線は等位相の波面を示す。細い矢印は振動速度場、太い矢印は位相速度を示す。全体としては、波面に沿うように風速、温度、密度の振動があり、そのパターンが波の伝播とともに動いていくような構造をもつ。図中の白色の領域は、持ち上げられた空気塊が断熱膨張し空気塊の温度が低下していく領域を示す。灰色の領域は、押し下げられた空気塊が断熱圧縮し空気塊の温度が上昇していく領域を示す。大気重力波は飽和（5.1 節参照）することにより物質の拡散をもたらすだけでなく、背景大気に運動量を渡すことで大気の構造や循環に大きな影響を与える。

このような大気重力波は、地球以外にも火星や金星といった他の惑星でも観測されている。特に地球では、地表付近から高度約 90 km までの風速を高度分解能数百 m で観測できる中層・超高層大気レーダー等の観測により、大気重力波の励起・伝搬・減衰過程に関する研究が活発に行われてきた（津田 2011）。一方火星では、このような数百 m スケールでの小規模な大気重力波については未だ理解が進んでいない。

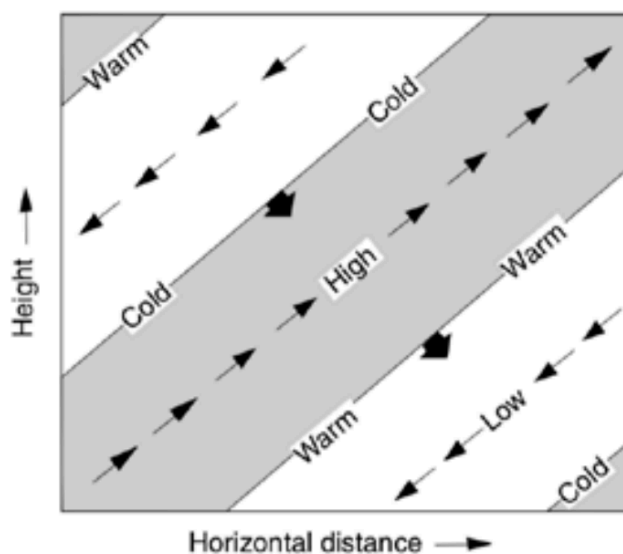


図 1.2 大気重力波の概念図 [Holton., 2003]

② 大気への極冠の影響

火星の両極域は水や二酸化炭素の氷で覆われており、この構造を極冠という。冬は気温が低くなるため二酸化炭素と水が凝結して極冠が大きくなる。反対に、夏は二酸化炭素が昇華し大気中に出ていくため極冠は小さくなる。図 1.3 に、両極における夏の残存極冠の例を示す。

極冠は火星において特に注目されている現象の一つではあるが、その大気への熱的影響はこれまで捉えられていない。例えば、極冠直上で大気が冷却されるということが考えられるが、具体的にどのくらい温度が下がっているのかは未だに捉えられていない。また、極冠が地表付近の大気を冷やすことで水の凝結を促進したり、鉛直成層を安定化して鉛直混合を抑制するといったことも考えられる。このような極冠の大気に対する影響が詳しくわかれば、極域の地表付近における大気構造の理解も進み、二酸化炭素や水が凝縮した条件下での地表付近における大気の物理状態の研究への応用も期待できる。

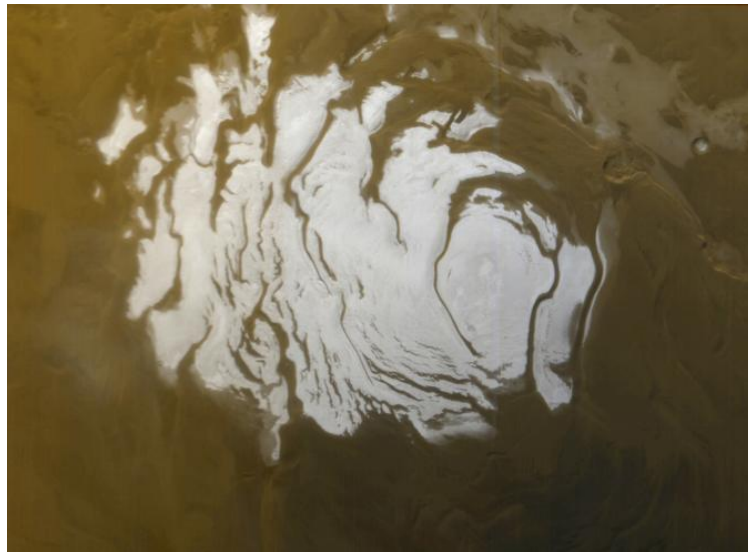
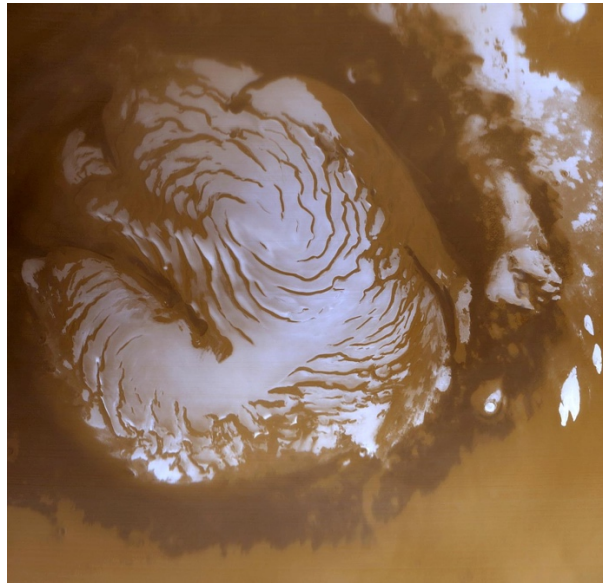


図 1.3 火星探査機 Mars Global Surveyor (MGS) の Mars Orbiter Camera (MOC) に写した(上)北半球夏の残存極冠の広角画像(<https://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA02800>) (下) 南半球夏の残存極冠の広角画像(<https://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA02393>) (NASA 提供)

③ 日中の対流層と夜間における地表付近の逆転層

日中に太陽光が地表に当たるとき、地表面の影響を大きく受ける大気境界層において、暖められた空気が上昇することで対流が駆動される。そして、対流が発生することで上方に熱や物質が輸送されたり、雲が生成したりする。そのため、対流は大気の構造や循環に重要な役割を果たす。図 1.4 は、高解像度の流体モデルを用いた、東経 205 度、北緯 14 度におけ

る(a)日中の鉛直温度(付録参照)分布と(b)夜間の鉛直温度分布のシミュレーション結果の例を示す [Spiga and Forget, 2009]。図 1.4 から、昼間の対流層は 16 時付近のローカルタイムで最大深度 6 km にまで達することがわかる。また、その後は夜間の放射冷却に対応して下層大気は安定した成層状態に戻り、対流層は時間の経過とともに消滅していくことがわかる。このようにして、1 日における熱構造は変化していく。

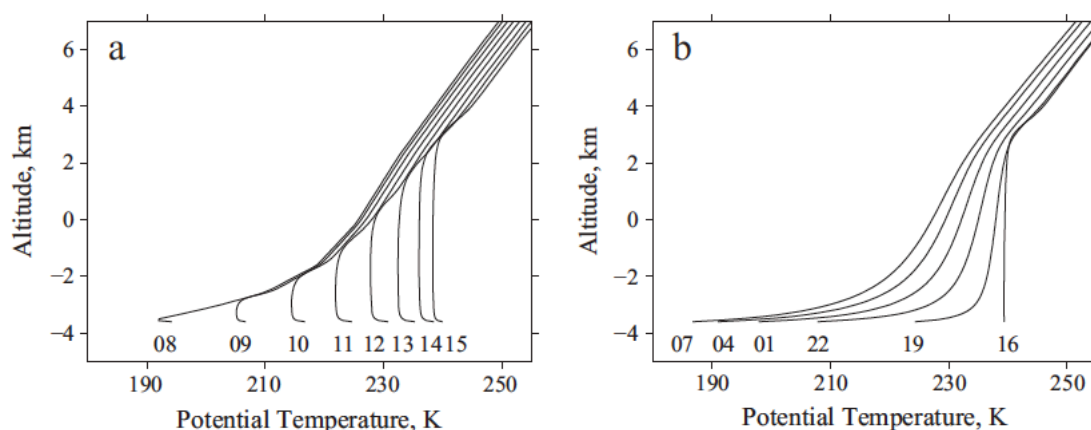


図 1.4 火星の東経 205 度、北緯 14 度における LES による鉛直温度分布のシミュレーション結果。季節は夏で $L_s = 140^\circ$ 。(a) 08 時から 15 時までの現地時間の 1 時間間隔での昼間の鉛直温度分布と(b) 16~07 時の 3 時間間隔での夜間の鉛直温度分布。計算条件は Spiga et al. [2010]とほとんど同じであり、ダストは水平方向に均一、カラムの不透明度は 0.3、大気は乾燥しており雲はなく、各シミュレーションは静止した状態の大気から始まる。また、このモデルはグリッド間隔を 100 m として、垂直方向に 121 サンプル、水平方向に 201 サンプルのグリッドを用いて、 $12 \times 20 \times 20 \times 20$ km のドメインサイズで実行された [Hinson et al., 2014]。

火星は大気が薄いため、夜間の放射冷却により地表付近の温度が急激に低下することが知られている。図 1.5 は火星探査機 Mars Global Surveyor の電波掩蔽観測から得られた鉛直温度分布の一例である。図 1.5 から、夜間における結果(青線)では、地表付近の温度が放射冷却により低下していることがわかる。しかし、図 1.5 のような過去の観測では、図 1.4 のモデルで示されたほどの薄い層の中における温度変化は捉えられていない。地表付近での大きな温度勾配を観測により把握することは、大気と地表の熱交換の理解にとって重要である。大気と地表の熱交換は水の相変化だけでなく、密度の高い空気が高高度の地点から低高度の地点へと滑降することで起こるカタバ風(山谷風)の駆動にとっても重要であると考えられている。このような現象の理解を進めるためにも、鉛直分解能を向上させることで、より正確に地表付近の温度構造を把握する必要がある。

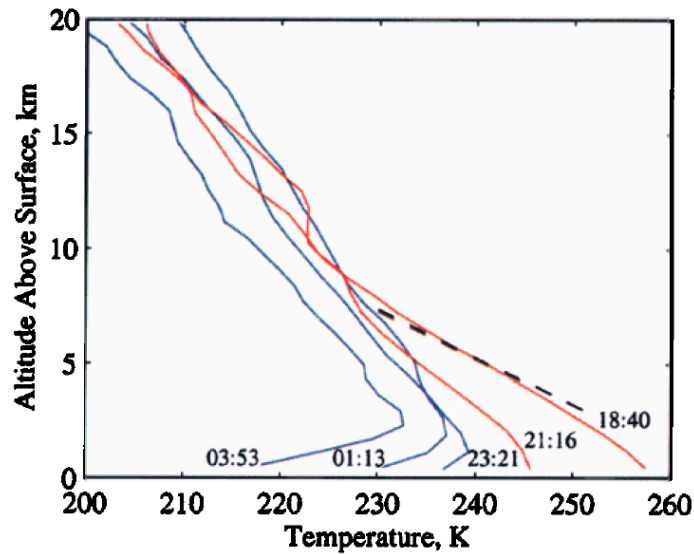


図 1.5 火星探査機 Mars Global Surveyor の電波掩蔽データを幾何光学法(3 章参照)で解析して得られた火星の鉛直温度分布の例 [Hinson et al.,1999]

④ 氷の雲

火星の水蒸気の絶対量は、地球の約 1 万分の 1 と非常に少ない。しかし、火星の大気は温度が低いため飽和状態になることが多く、氷の雲が形成されやすい。氷の雲は形成された場所の気温に影響を与えるだけでなく、大気循環全体を変化させることで他の地域の気温も大きく変化させることができる [Madeleine et al., 2012]。

特に、夜間に生成される氷の雲によって発生すると考えられる対流は近年注目されている。図 1.6 は、火星のアマゾニス平原（東経 185～205 度、北緯 20～25 度）とタルシス三山（東経 240～260 度、北緯 20～25 度）の夜間における電波掩蔽観測の例を示す。図 1.6 の横軸は温位であり、温位が高度方向に一定になっているときは空気がよくかき混ざり、対流が起きていると考えることができる。図 1.6 のタルシス地域の温位の高度分布では、地表から数 km 離れたところに 5 km 程の厚さで温位が一定となっている領域が存在し、対流が発生していると考えられる。このように、夜間において地表から離れたところに対流が発生している場合、その原因として考えられるのが氷の雲である。氷の雲は、雲層上部からの宇宙への赤外放射を引き起こすことによって形成された高度の大気を冷却するだけでなく、地表からの赤外線吸収することで雲層下部を暖める [Wilson et al., 2007] 効果を持つ。したがって、上空が冷たく地表が暖かい対流不安定な構造が形成され、対流が発生すると考えられる。また、実際の鉛直温度分布には、図 1.6 の対流が発生していると考えられる構造より細かい構造も見られる。しかし、そのスケールで対流層が存在するかどうかは、従来の解析手法の鉛直分解能の制限のためわからない。したがって、このような対流層を捉えるためには鉛直分解能を向上させる必要がある。

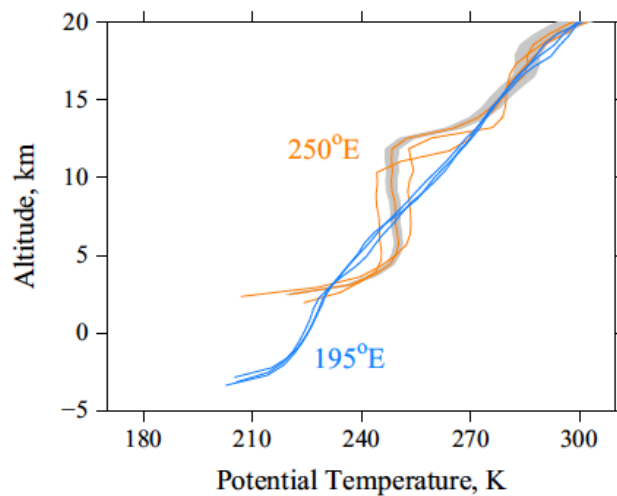


図 1.6 アマゾニス平原（東経 185～205 度、北緯 20～25 度）とタルシス三山（東経 240～260 度、北緯 20～25 度）の火星探査機 Mars Global Surveyor の電波掩蔽観測による鉛直温位分布の例。ローカルタイムは 4.2 時。オレンジ色の線は、タルシス三山の 3 つの連続した日における観測からの鉛直温位分布を示す。青い線は、アマゾニス平原の同時期の測定からの 3 つの鉛直温位分布を示す。タルシス三山の鉛直温位分布の 1 つを囲む網掛けの領域は、この観測セットの温位の典型的な 1 シグマの不確かさを示す [Hinson et al., 2014]。

これまで述べてきた大気重力波、日中の対流層、夜間における地表付近の逆転層、氷の雲は、従来のデータ解析により存在自体は明らかになっている。しかし、高度分解能の不足から、それらの現象は 1 km 程のスケールでしか捉えられておらず、どのような空間構造をしているのかは詳しくわかっていない。そのため、これまで以上に鉛直分解能を上げて解析を行うことが重要である。具体的には、これまでの解析に比べて 1 桁ほど細かい 100～200 m 程の分解能を達成できれば理解は進むと考えられる。

1.2. 研究目的

1.1.2 節で述べたように、火星気象の中でも惑星スケールと比較してはるかに小さい微細スケール現象を解明することは、惑星気象学を普遍的に確立していくためにも重要である。そして、このような微細スケールの気象を解明していくには、高度方向に高い分解能を持った観測が必要不可欠である。

大気の鉛直構造を調べる手法は様々なものがある。例えば、着陸機が降下中に大気構造を計測する観測がある [Magalhaes et al., 1999]。しかし、この方法では着陸機が着陸する 1 地点しか観測できないため、惑星大気の統計的な研究には使えない。他にしばしば使われる手

法として、惑星周回機から赤外線で大気を横から見るリモートセンシング（リム観測）がある [e.g., McCleese et al., 2010]。この手法はグローバル観測ができるというメリットがあるが、鉛直分解能が 5 km 程しかない。したがって、1.1.2 節で述べてきたような現象の鉛直構造を捉えることはできない。

そこで、本研究では電波掩蔽観測（2 章で詳述）と呼ばれる観測手法に着目する。この手法は、観測できる地点に制限があるというデメリットはあるが、観測ができる場所に関しては他の観測に比べて高い鉛直分解能を実現できることが知られている。そして、図 1.5 や図 1.6 で示したように、電波掩蔽観測による大気の鉛直方向の温度や温位分布はこれまでの先行研究ですでに得られており、1.1.2 節で述べたような現象も見えてきてはいる。しかし、従来の解析手法である幾何光学法では、鉛直分解能がフレネルゾーン（3 章で詳述）により 500 m から 1 km 程度に制限されるため、それより鉛直スケールが細かい現象を十分に分解し解析できないというデメリットがある。

そこで、電波掩蔽データの新しい解析手法として、電波ホログラフィ法の 1 種である Full Spectrum Inversion (FSI) [Jensen et al., 2004] という手法がある。この手法は、幾何光学法に比べて高い鉛直分解能の実現を期待できる。FSI は金星大気に対しては適用された例があり、Imamura et al. [2018] では金星探査機あかつきの電波掩蔽観測で得られた電波掩蔽データに FSI を適用することで、従来の幾何光学法による解析では見ることができなかった構造を捉えることに成功した。

そこで本研究では、火星探査機 Mars Global Surveyor の電波掩蔽観測によって得られた電波掩蔽データに、従来の幾何光学法以外にも FSI を適用する。それにより火星大気の鉛直構造をこれまでよりも高い分解能で解析し、両手法の結果を比較することで、従来の解析では見ることができなかった大気中の小規模構造を抽出することを目的とする。

2. 観測データ

2.1. 電波掩蔽観測

本研究で用いる観測手法である電波掩蔽観測は、図 2.1 に示すように、地上局から見て探査機が惑星の背後へ入出する際に、探査機から送信された電波が惑星大気中を通過することを利用して大気の鉛直構造を求める観測手法である。電波は惑星大気中で屈折し、地上で受信する電波の周波数が変化（ドップラーシフト）するので、これを利用して屈折率の鉛直分布を取得し、そこから圧力分布や温度分布を導出することができる。観測データから温度分布を導出する手法の詳細は 3 章で述べる。

また、電波掩蔽観測は他の観測に比べて高い鉛直分解能(通常 500 m~1 km)と高い温度分解能(通常 1 K 未満)で大気の鉛直構造を調べることができるというメリットがある。このため、電波掩蔽観測は惑星大気の構造を決定する上で重要な役割を果たしてきた。例えば火星では、火星探査機 Mars Global Surveyor の電波掩蔽観測で得られた鉛直温度分布からその鉛直波数スペクトルを求めることで、大気重力波の飽和現象が火星大気でも起きていることが示唆された [Ando et al., 2012]。他にも金星では、金星探査機 Venus Express の電波掩蔽データを用いて温度擾乱の子午面分布を調べることで、高緯度で波動が増強されていることが明らかにされた [Tellmann et al., 2012]。このように、電波掩蔽観測によって得られた結果から大気構造を決定する上で重要な研究がいくつものなされてきた。

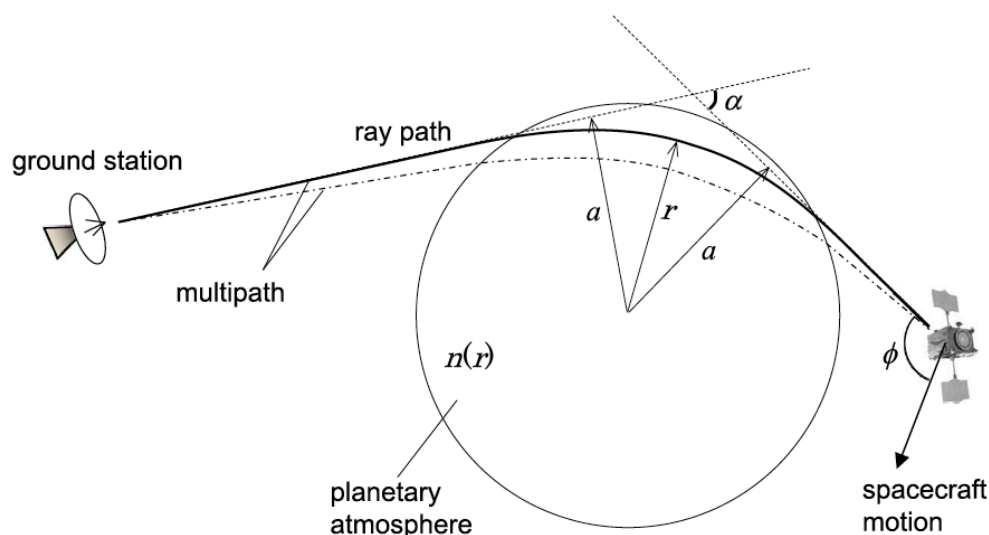


図 2.1 電波掩蔽観測の概念図 [Imamura et al., 2018]

2.2. 使用データ

本研究では、1998 年 1 月から 2007 年 1 月まで運用された NASA の火星探査機 Mars

Global Surveyor (MGS) の電波掩蔽観測によって得られたデータを用いた。MGS は約 2 時間で火星を公転する極軌道衛星である。MGS から送信された電波は超高安定発振器 (ultra-stable oscillator: USO) で安定化されており、NASA の Deep Space Network を構成する複数の深宇宙用アンテナで記録された。具体的には、予測周波数をミキシングすることにより周波数を逡減して、5 kHz のサンプリングレートでサンプリングすることで波形ごと記録 (open-loop) した [Hinson et al., 1999]。各観測の継続時間は 7~20 分程度である。ただし、ハイゲインアンテナ (HGA) を展開したことで探査機の振動が発生し、1999 年 3 月 25 日以降のデータの品質が低下したため、本研究の解析では 1998 年 1 月 28 日から 1999 年 3 月 24 日までのデータを解析対象とした。

3. 解析手法

1.2 節で述べたとおり、本研究では電波掩蔽観測の新しい解析手法である FSI 以外にも、従来法の幾何光学法でも解析を行い、両手法の比較を行った。本章では、それぞれの手法について説明する。

3.1. 幾何光学法

2 章でも述べたように、電波掩蔽観測を用いることで惑星大気の高度方向の圧力分布や温度分布を導出することができる。電波掩蔽データの解析手法としては、従来から行われてきた幾何光学法がある。ここでは、本研究で用いた MGS の電波掩蔽データの幾何光学法における解析手順を説明する。

3.1.1. 幾何光学法の解析手順

探査機から送信された電波は惑星大気中で屈折し、地上局で受信される。本研究で用いた MGS の電波掩蔽データは、5 kHz のサンプリングレートでサンプリングされ、12 ビットで量子化された後デジタル記録された [Hinson et al., 1999]。この時、受信信号は図 3.1 で示すような電圧の時系列データとして記録される。

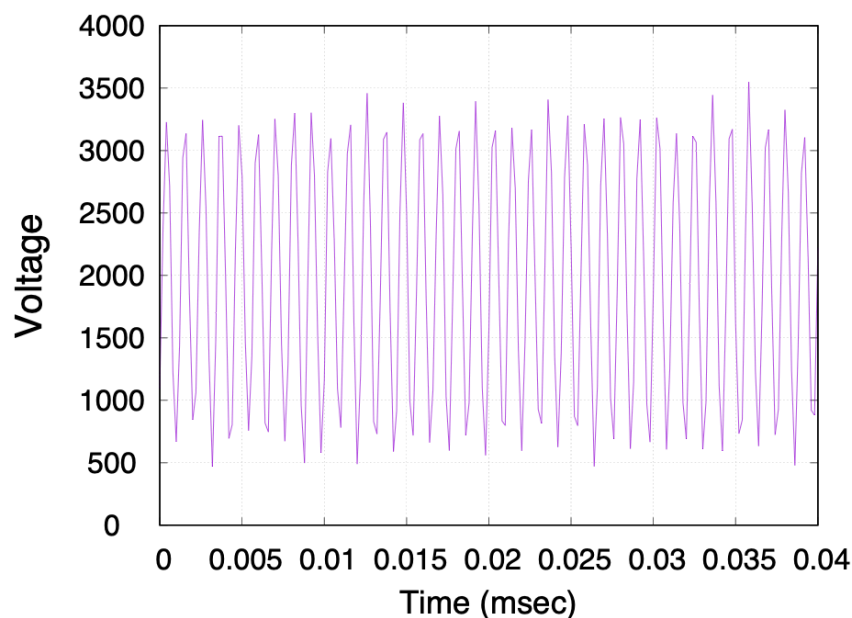


図 3.1 受信信号の時系列の例。観測開始日時は 1998 年 12 月 24 日 7 時 41 分。

地上局で受信される電波には大きく分けて 2 つのドップラーシフトの影響が含まれてい

る。1 つ目は、探査機 velocity ベクトルと電波の射出方向のなす角 θ (図 2.1 参照) に依存するドップラーシフトであり、地球上にある受信局でも同様の現象が起きている。2 つ目は、惑星大気の影響によるドップラーシフトである。受信される信号にはこれらのドップラーシフトの影響が周波数変化として含まれた状態で観測される。幾何光学法では図 3.1 のような受信信号を、図 3.2 に示すように短い区間で分割してフーリエ変換することで、各瞬間における周波数を求める。

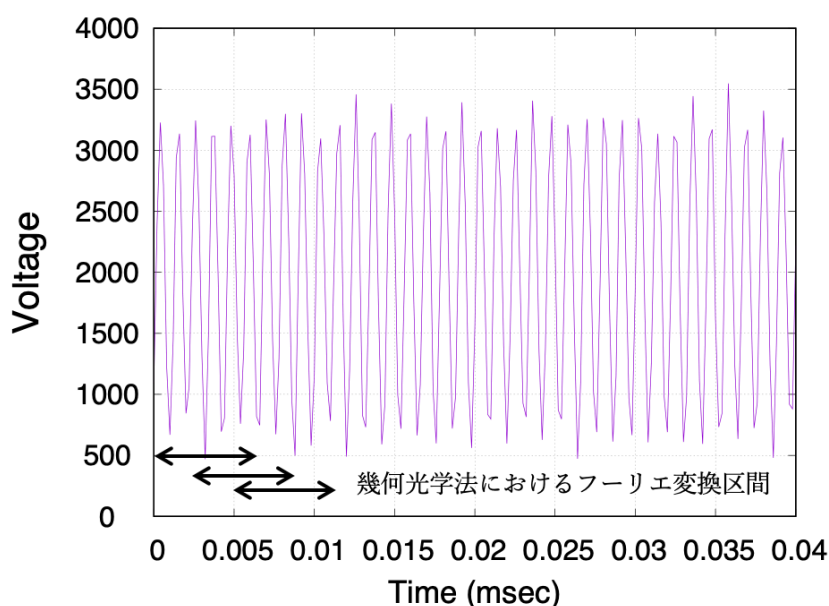


図 3.2 幾何光学法における受信信号のフーリエ変換区間のイメージ。区間の長さは実際とは異なる。

ここからは、具体的なデータ解析手順を実際の解析で得られる図を用いて説明する。図 3.2 で示したように、電圧の時系列データを短い区間で分割してフーリエ変換し、ドップラー周波数を求めると図 3.3 のようになる。ここで、時間分解能は 0.0256 秒となっている。図 3.3 で示されるドップラー周波数の中には惑星大気による周波数変化以外にも、探査機・地上局・惑星の相対運動による変化も含まれる。ここから、既知である探査機・地上局・惑星の位置情報を用いることで、惑星大気による周波数変化のみを抽出すると図 3.4 のようになる。図 3.4 から、観測の開始から 945 秒程で火星大気の影響が現れ始め、周波数が変化してきていることがわかる。また、図 3.3 と図 3.4 を比較すると、惑星大気によって生じる周波数変化は、探査機・地上局・惑星の相対運動による周波数変化に比べて非常に小さいこともわかる。そして、探査機や惑星の位置情報から探査機の速度ベクトルと電波の射出方向のなす角 θ を求め、ここから図 2.1 に示す屈折角 α とインパクトパラメータ a を求める。図 3.5 に屈折角 α とインパクトパラメータ a との関係の例を示す。

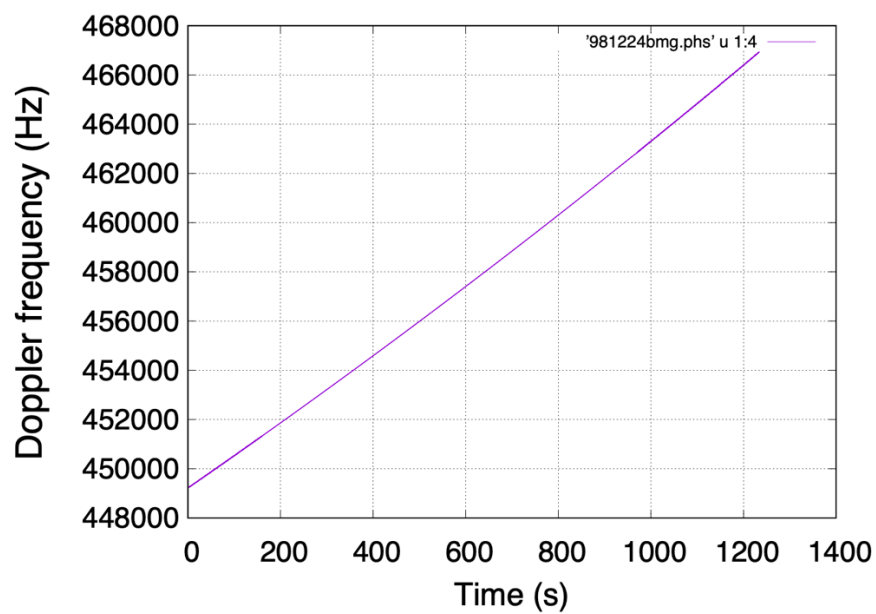


図 3.3 受信信号をフーリエ変換することで得られる周波数変化の例。記録日は 1998 年 12 月 24 日、観測開始日時は午前 7 時 41 分。

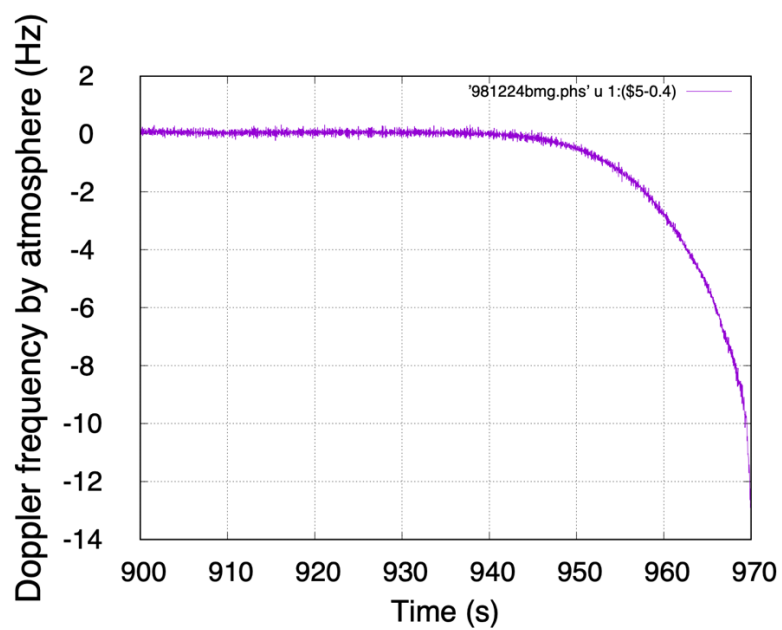


図 3.4 火星大気によって生じる周波数変化の例

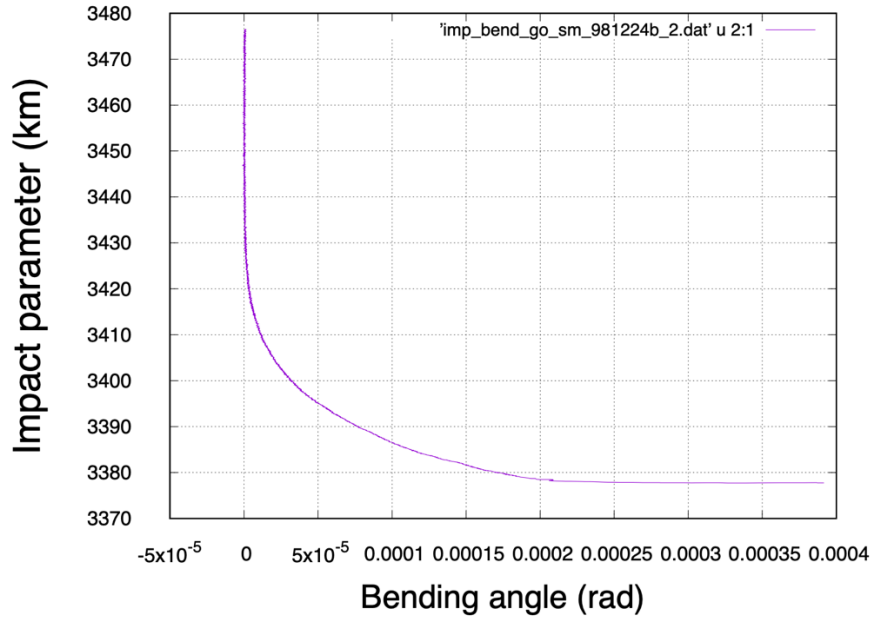


図 3.5 屈折角 α とインパクトパラメータ a との関係の例

ここで、大気が球対称であると仮定すると、大気の屈折率 n は、式 (3.1) で表されるような Abel 変換 [Fjeldbo et al., 1971] によって、インパクトパラメータ a と屈折角 α の関係として表すことができる。

$$\ln n(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{a_1}^{\infty} \ln \left\{ \frac{a}{a_1} + \left[\left(\frac{a}{a_1} \right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \frac{da}{da} da \quad (3.1)$$

ここで、 a_1 は最接近半径を r とする電波のインパクトパラメータであり、Bouguer's の法則を用いると

$$n(r)r = a_1 \quad (3.2)$$

が成り立つ。

式 (3.1) と式 (3.2) から、屈折率 $n(r)$ を惑星中心からの距離 r の関数として求めることができる。図 3.6 に屈折率の高度分布の例を示す。

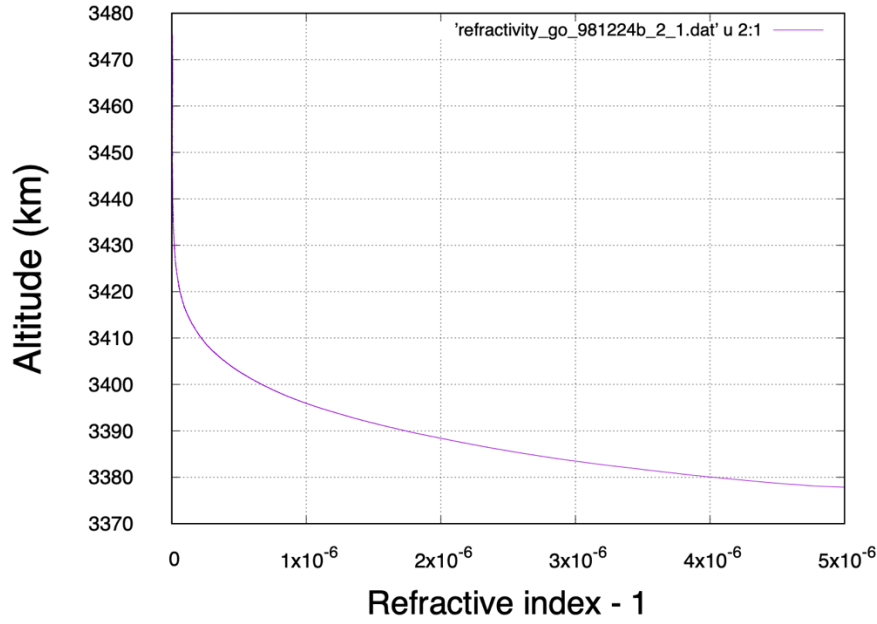


図 3.6 高度と屈折率の関係の例

ここで、電離圏電子密度の影響を無視すると、中性大気の数密度 $N(r)$ と屈折率との関係は式 (3.3) のようになる。

$$N(r) = \frac{(n(r) - 1)}{\bar{\kappa}} \quad (3.3)$$

ここで、

$$\bar{\kappa} = \sum_i f_i \kappa_i \quad (3.4)$$

であり、平均 refractive volume を表す。本研究ではこの値として $1.804 \times 10^{-29} \text{ m}^3$ [Hinson et al., 1999]を用いている。また、 f_i は混合比、 κ_i は refractive volume を表し、 $i = 1, 2, \dots$ は大気種を表す。ここで、火星大気の組成は過去の観測から既知としている。

次に、静水圧平衡の式（付録を参照）を用いると、

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -N(r) \bar{m} g \quad (3.5)$$

ここで、 \bar{m} は平均分子質量を表す。本研究ではこの値として $7.22 \times 10^{-26} \text{ kg}$ [Hinson et al.,

1999]を用いている。式(3.5)を観測の品質から決める大気上端の高度 r_{top} まで積分すると、

$$p(r) = N_{top}kT_{top} + \bar{m} \int_r^{r_{top}} N(r')g(r') dr' \quad (3.6)$$

ここで k はボルツマン定数、 N_{top} は上端での大気密度で観測量、 T_{top} はその高度の温度であり経験的に与えられる。本研究では、最終的な解析結果である温度の全体の構造が NASA の公式プロダクト (4.1 節参照) と大きくずれないように r_{top} と T_{top} を選択した。具体的な値としては、 r_{top} は火星の平均半径 3389.5 km から上空 20~48 km の範囲から選択し、 T_{top} は 120~175 K の範囲から選択した。温度の高度分布は、理想気体の状態方程式を用いると、式 (3.7) のように表せる。

$$T(r) = \frac{p(r)}{N(r)k} \quad (3.7)$$

図 3.7 に温度の高度分布の例を示す。

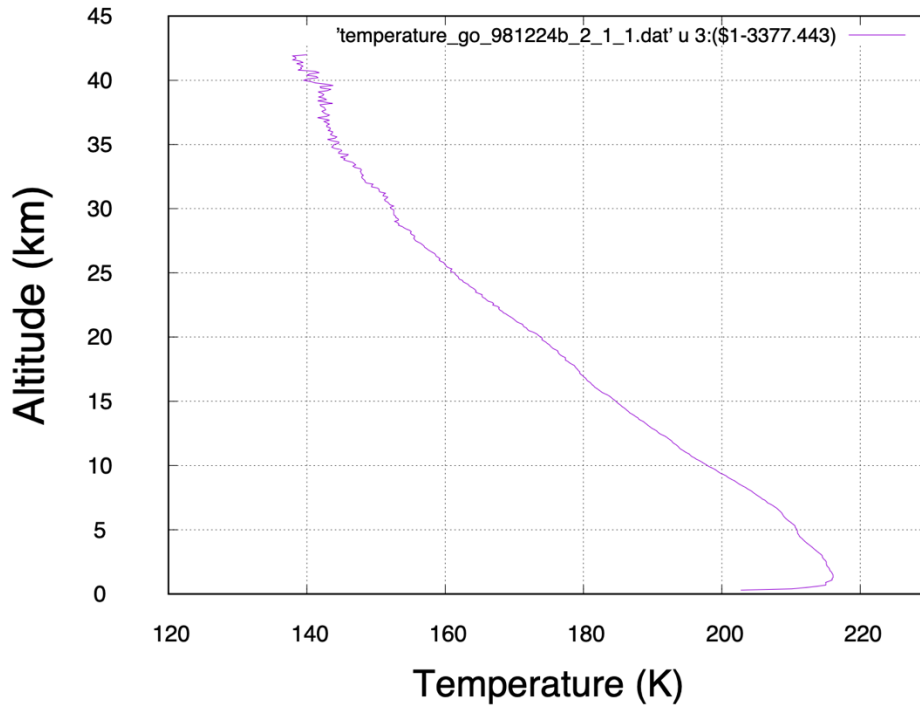


図 3.7 温度の高度分布の例

3.1.2. 幾何光学法の制限 ①

3.1.1 節で解説してきた幾何光学法には制限が 2 つあり、そのうちの 1 つが鉛直分解能で

ある。幾何光学法では、鉛直分解能がフレネルゾーンにより制限される。電波の送受信局を結ぶ電波経路は、送受信局間を結ぶ最短経路を中心にしてある幅を持った回転楕円体になる。この回転楕円体のことをフレネルゾーンと呼び、特に電波のエネルギーの大部分が存在している最も内側の領域の立体的な電波通路を第1フレネルゾーンと呼ぶ。第1フレネルゾーンの概念図を図3.8に示す。電波の送信局からの距離が d_1 、受信局までの距離が d_2 の点Pにおける第1フレネル半径 r は、光速を c 、電波の周波数を f とすると式(3.8)のように表せる。幾何光学法では、第1フレネルゾーンよりも細かい構造が大気中に存在しても、それを検出することができないため、鉛直分解能が制限される。

$$r = \sqrt{\frac{c}{f} \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2}} \quad (3.8)$$

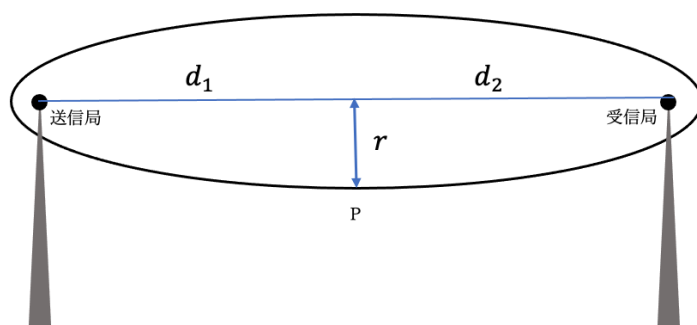


図 3.8 第1フレネルゾーンの概念図

3.1.3. 幾何光学法の制限 ②

幾何光学法の2つ目の制限は、マルチパス（多重波伝搬）である。マルチパスは、大気中の屈折率が局所的に複雑な構造をしているときに生じ、これにより異なる高度を通過してきた電波が同時に受信されるということが発生する。幾何光学法では、1つの電波に対して1つのドップラー周波数を求めるので、ある時刻に同時に複数の電波が受信されるとマルチパスが分解できないため、正しい解が得られない領域が発生する。マルチパスの概念図を図3.9に示す。

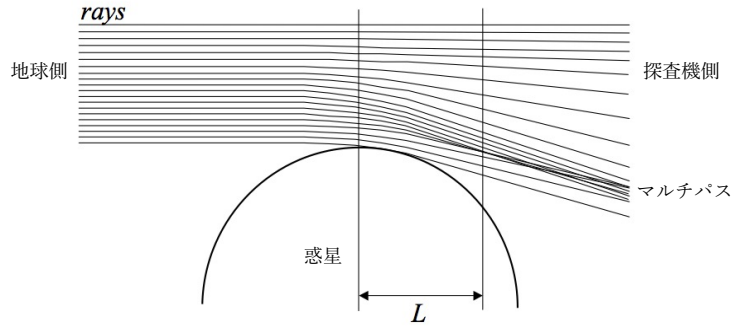


図 3.9 マルチパスの概念図 [Sokolovskiy., 2004]

3.2. Full Spectrum Inversion (FSI)

3.2.1. FSI の原理

電波掩蔽データの解析手法としては、3.1.節で述べた幾何光学法以外にも、新しい手法として電波ホログラフィ法の 1 種である Full Spectrum Inversion (FSI) [Jensen et al., 2003] がある。ここでは、FSI の解析手法と特徴について説明する。

FSI では式 (3.9) に示すように、時刻 t に受信する信号がいくつかの副信号で構成されるとする。

$$V(t) = \sum_p Q_p(t) \exp(i\varphi_p(t)) \quad (3.9)$$

ここで、 Q_p は p 番目の副信号の振幅、 φ_p は位相、 i は虚数単位を表す。式 (3.9) を観測時間である T 全体でフーリエ変換すると、式 (3.10) のようになる。

$$\hat{V}(\omega) = \sum_p \int_0^T Q_p(t') \exp[i(\varphi_p(t') - \omega t')] dt' \quad (3.10)$$

さらに、停留値法(Method of Stationary Phase (MSP)) [Born and Wolf.,1999] を用いると、式 (3.10) は式 (3.11) のように近似できる。

$$\hat{V}(\omega) \cong \sqrt{\frac{2\pi i}{\frac{d^2\varphi_q}{dt^2}(t_1)}} Q_q(t_1) \exp[i(\varphi_q(t_1) - \omega t_1)] \quad (3.11)$$

ここで、 q は周波数 ω を含む副信号、 t_1 はこの副信号の瞬間周波数が ω である時刻を表す。式 (3.11) の位相項 $\varphi_q(t_1) - \omega t_1$ に着目し、これを周波数 ω で微分すると、式 (3.12) のようになる。

$$\frac{d}{d\omega}(\varphi_q(t_1) - \omega t_1) = \frac{d\varphi_q}{dt_1} \frac{dt_1}{d\omega} - \omega \frac{dt_1}{d\omega} - t_1 = -t_1 \quad (3.12)$$

式 (3.12) から、FSI ではフーリエ変換の位相を周波数 ω で微分することで、その周波数が観測されるべき時間 t_1 を求めることができる。すなわち FSI では、式 (3.13) で示すように、瞬間的な周波数とその周波数が発生した時間の組が、フーリエ変換の位相 u の導関数として与えられることがわかる。

$$(\omega, t(\omega)) = \left(\omega, -\frac{du}{d\omega} \right) \quad (3.13)$$

3.2.2. FSI の特徴 ①

FSI は、幾何光学法に比べて高い鉛直分解能を実現できる。その理由として、式 (3.10) と図 3.10 に示すように、全受信信号を1度にフーリエ変換することで周波数変化を求めることが挙げられる。これにより、観測時に探査機が移動する範囲全体が1つの合成開口となり、鉛直方向の分解能が向上する。幾何光学法と FSI における周波数導出の違いを理解しやすくするために、それぞれの手法においてフーリエ変換により導出される受信信号のパワースペクトルの概念図を図 3.11 に示す。図 3.11 から、FSI では幾何光学法で信号周波数が変動することで表される周波数領域を1度に解析していることがわかる。

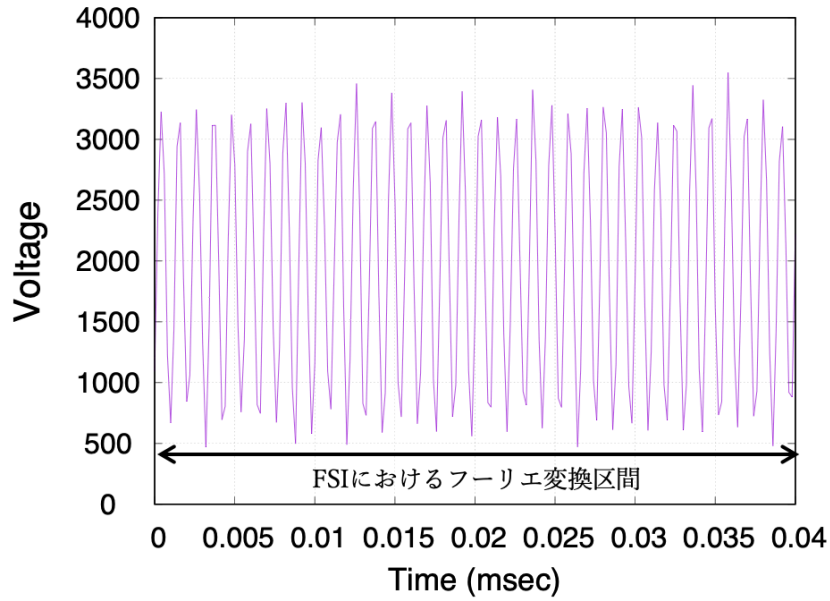


図 3.10 FSI における受信信号のフーリエ変換区間のイメージ

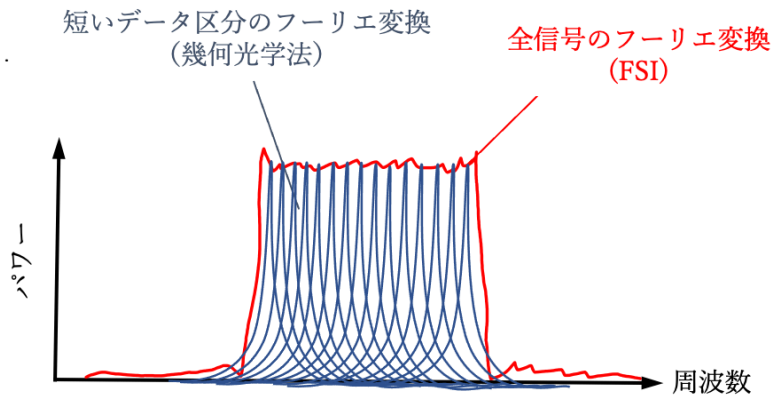


図 3.11 幾何光学法（青色）と FSI（赤色）の受信信号のパワースペクトルの概念図

3.2.3. FSI の特徴 ②

FSI の2つ目の特徴として、3.1.3 節で述べたマルチパス問題の解決が挙げられる。FSI では、式 (3.13) で示したように、フーリエ変換の位相を周波数 ω で微分することで、その周波数が観測されるべき時間 t_1 を求めることができる。一方で、幾何光学法では1つの時間に対して1つの周波数を求める形になるので、時刻と周波数の関係は式 (3.14) のようになる。

$$(t, \omega(t)) = \left(t, \frac{d\varphi(t)}{dt} \right) \quad (3.14)$$

式 (3.13) と式 (3.14) の違いを理解しやすくするために、マルチパスが発生している領域

での周波数と時間の関係の例を図 3.12 に示す。図 3.12 の青線に示すように、幾何光学法では 1 つの時間に対して 1 つの周波数を求める。そのため、図中の 21 秒から 32 秒のようにマルチパスが発生していて、1 つの時間に対して複数の周波数が観測されるときは正しい解が求められない。反対に、FSI では赤線で示すように 1 つの周波数に対して 1 つの時間を求める形になるので、マルチパスが発生していても正しく周波数と時間の関係を求めることができる。ただし 1.1.1 節で述べたように、火星は大気が非常に薄いため、マルチパスはあまり影響していないと考えられる。

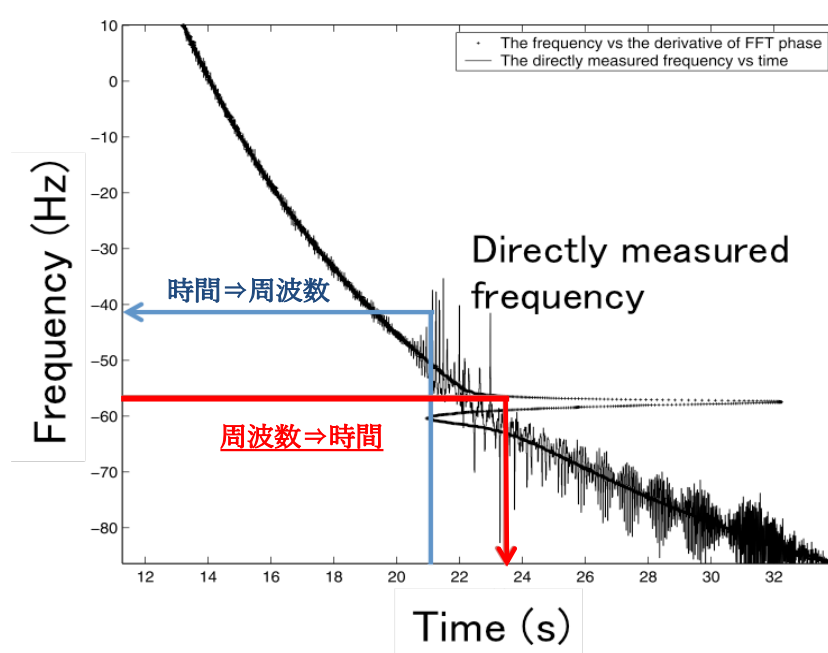


図 3.12 マルチパス発生領域での時間と周波数の関係の例 [Jensen et al., 2003]

4. 結果

4.1. 解析データのグループ分け

本研究で実際に解析したデータの Ls-緯度分布、Ls-経度分布、緯度-経度分布、Ls-ローカルタイム分布、ローカルタイム-太陽天頂角 (SZA) 分布を図 4.1 と図 4.2 に示す。ここで、ローカルタイムとは、真夜中（太陽の真反対を通る子午線）を 0 時、正午（太陽直下を通る子午線）を 12 時として、0 時から朝→昼→夕方方向に経度 15° につき 1 時間進むように時刻を割り振ったものを示す。また、太陽天頂角 (SZA) とは、太陽方向と天頂方向のなす角を示す。

解析では、太陽天頂角 (SZA) に着目し、SZA が 90 度より大きい、すなわち観測点に太陽が当たっていない時（図 4.1）と、SZA が 90 度より小さい、すなわち太陽光が当たっている時（図 4.2）で場合分けをした。SZA が 90 度より大きいデータをさらにグループ 1、グループ 2 の 2 つに分け、SZA が 90 度より小さいデータをさらにグループ 3、グループ 4、グループ 5 の 3 つに分けた。各グループは 15 データずつであり、可能な限り緯度・経度分布が均等になるように選択した。各グループの Ls、SZA、緯度・経度、ローカルタイムの詳細は表 4.1 に示す。ただし、ここに示した観測条件はいずれも電波経路が火星地表に接するときのものである。

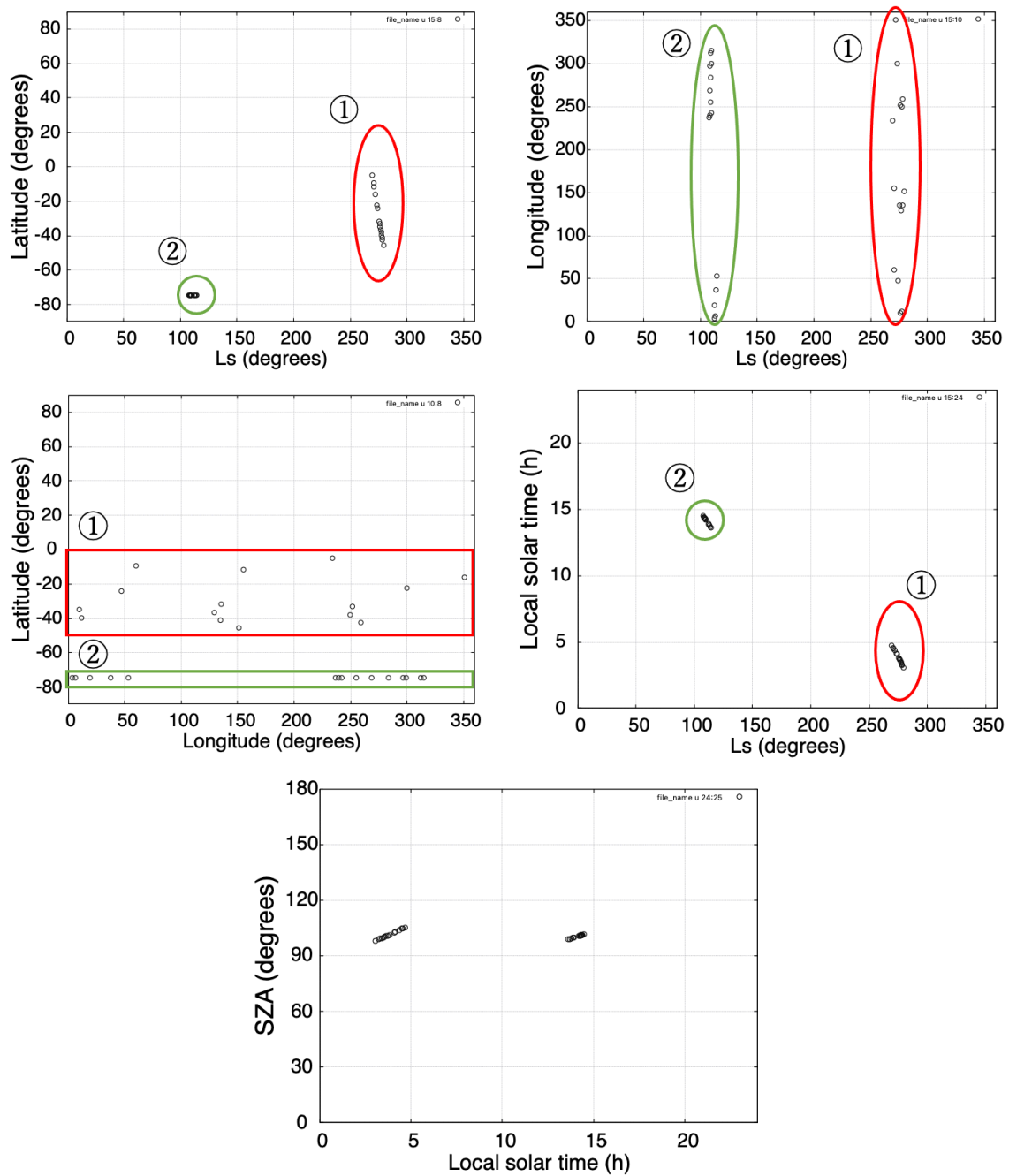


図 4.1 解析したデータのうち、太陽天頂角が 90 度より大きいデータ。図中の赤線で囲まれているものがグループ 1、緑線で囲まれているものがグループ 2 となっている。①、②はそれぞれグループ 1、グループ 2 を示す。

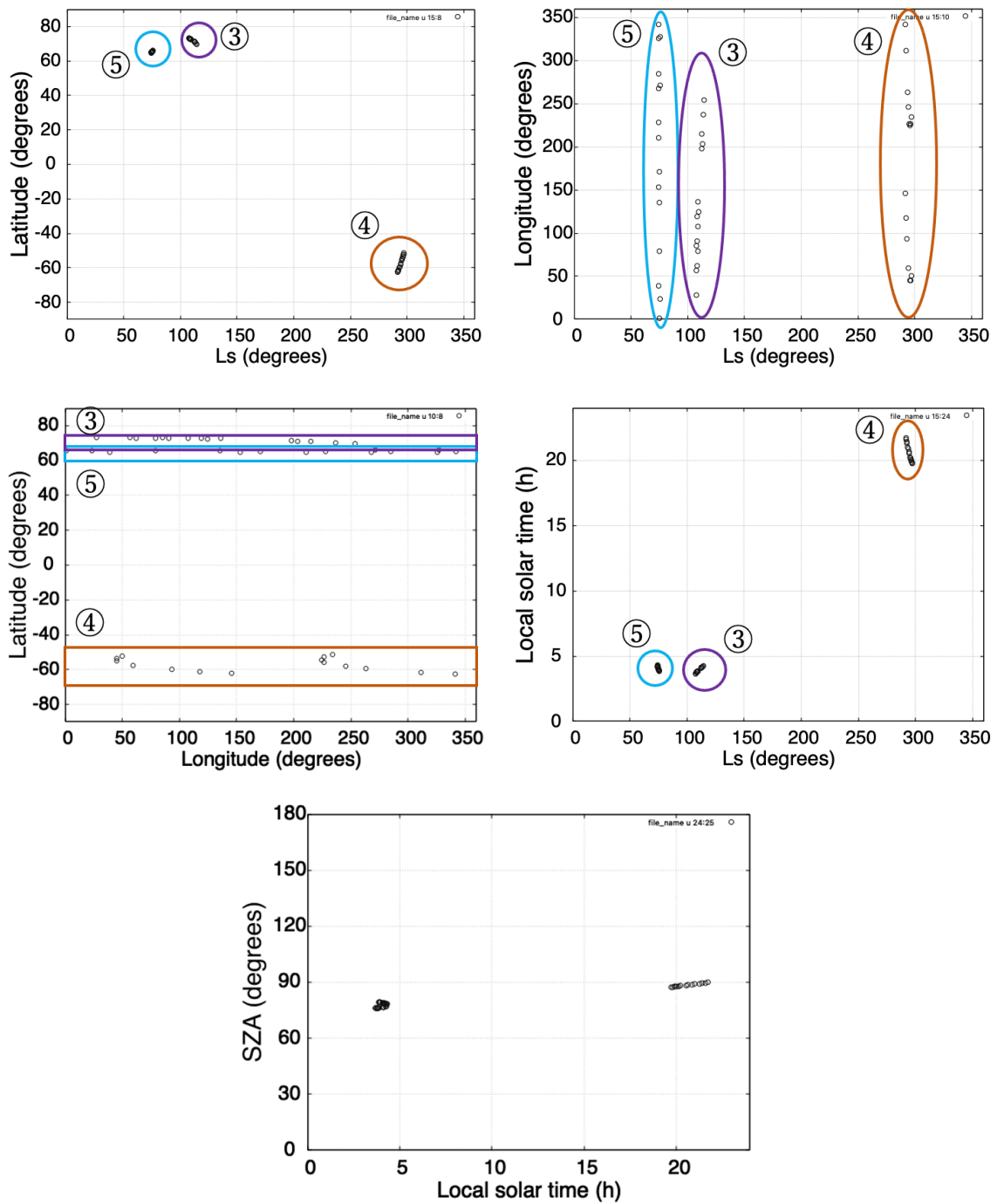


図 4.2 解析したデータのうち、太陽天頂角が 90 度より小さいデータ。図中の紫線で囲まれているのがグループ 3、茶色線で囲まれているのがグループ 4、水色線で囲まれているのがグループ 5 となっている。③、④、⑤はそれぞれグループ 3、グループ 4、グループ 5 を示す。

表 4.1 解析した各グループの SZA、Ls、緯度、経度、ローカルタイム

	SZA(度)	Ls(度)	緯度	経度	ローカルタイム(h)
グループ1	98.18-105.35	269.57-279.32	45.442°S-4.77°S	9.821°E-350.791°E	3.041-4.707
グループ2	98.87-101.48	107.66-114.47	74.781°S-74.566°S	4.011°E-314.962°E	13.628-14.473
グループ3	76.2-76.94	107.64-114.49	69.87°N-73.096°N	27.807°E-253.889°E	3.672-4.261
グループ4	87.42-89.78	291.51-297.24	62.51°S-51.434°S	44.934°E-341.376°E	19.739-21.728
グループ5	78.26-79.48	74.12-75.53	64.6°N-65.979°N	1.13°E-341.934°E	3.868-4.301

ここでは、各グループの両手法から得た温度と静的安定度（付録参照）の結果に加え、Stanford 大学の Hinson 博士のグループにより解析され NASA から公式プロダクトとして公開 (<https://pds-geosciences.wustl.edu/mgs/mgs-m-rss-1-moi-v1/>) されている幾何光学法の結果を比較したものを示す。公式プロダクトは、探査機の振動による信号品質の低下の影響を考慮して公表されているため、鉛直分解能の設定が保守的なものになっている。具体的には、公式プロダクトの分解能は HGA 展開後の振動を含むデータに合わせたものに一律で設定されている。そのため、HGA 展開前のデータについては幾何光学法としても本来の分解能を活かしたものになっていない。その鉛直分解能はデータによっても異なるが、500～800 m 程度である。

なお、5.1 節の議論から、本研究の FSI で推定された実質的な鉛直分解能は波長にして約 160 m であるため、それより細かい構造はノイズと区別することができない。したがって、全てのグループの結果に関して、以下の式で示されるガウシアン of の畳み込みにより高度方向に平滑化を行った。

$$f(x) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.1)$$

ここで、 σ は標準偏差、 z は高度座標を示す。温度に関しては FSI のみ平滑化を行い、高度 10 km 以下で 40 m、高度 10 km より上では 80 m で平滑化を行なった。静的安定度に関しては、信号品質が悪いグループ 1 とグループ 4 については FSI と幾何光学法の両手法について高度 20 km 以下では 200 m、高度 20 km より上では 320 m で平滑化を行なった。信号品質の良いグループ 2、グループ 3、グループ 5 では、FSI の結果のみ高度 10 km 以下で 100 m、高度 10 km より上では 120 m で平滑化を行なった。

4.2. 各グループにおける信号品質の違い

図 4.3 は、火星大気の影響を無視できると考えられる時間帯における各グループの周波数変化の例を示す。図 4.3 から、グループ 1 とグループ 4 では周波数におけるノイズが他のグループと比べると多く、信号の品質が悪いことがわかる。実際に、グループ 1 とグループ 4

の静的安定度の結果（4.4.4 節と 4.4.5 節参照）を見ると、特に 10～20 km 付近で自然現象とは見なし難いランダムに近い細かいノイズが発生していることが多い。5 章では考察の 1 つとして、4 章で求めた静的安定度の結果から対流不安定になっていると考えられる領域を数えるヒストグラムを作成し議論を進めるが、グループ 1 とグループ 4 は上記の理由からヒストグラムにおける考察は行わない。

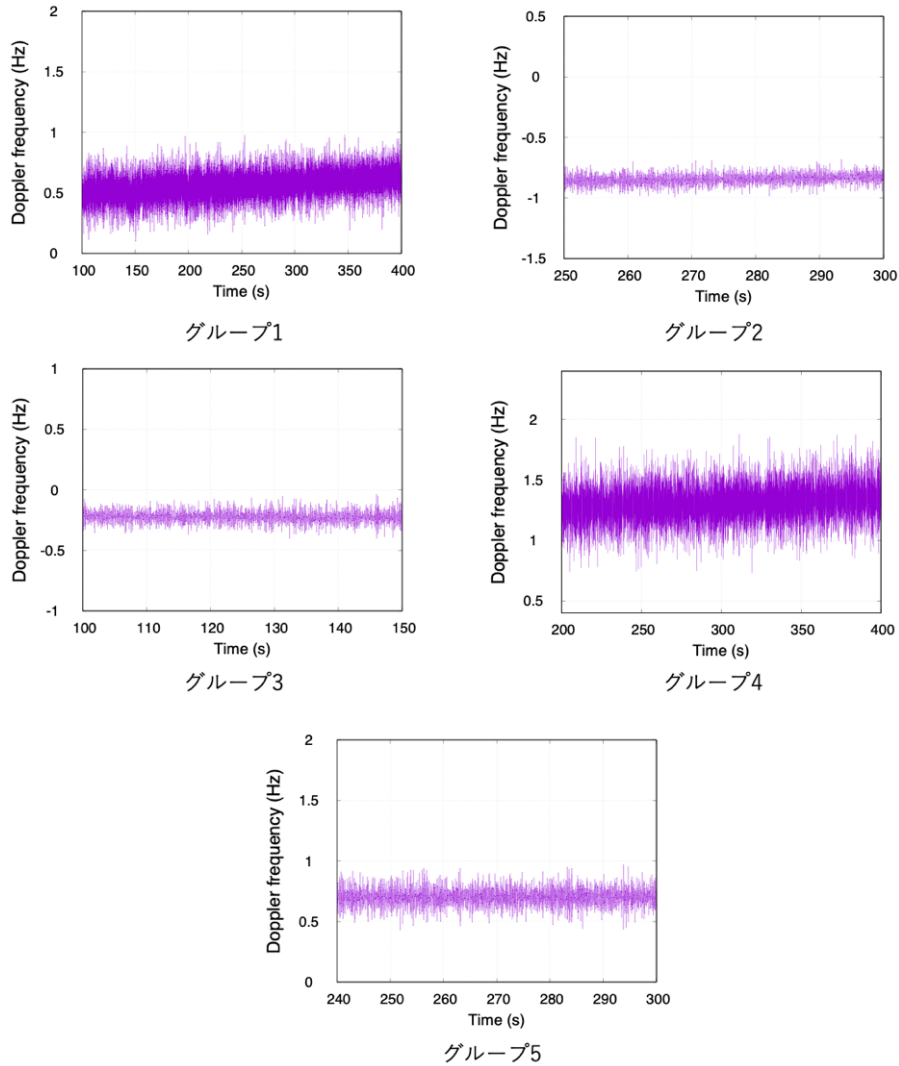


図 4.3 火星大気の影響を無視できると考えられる時間帯における各グループにおける周波数変化の例。各図の縦軸の幅は 2 Hz に統一している。

4.3. 解析結果の例

ここでは、3.2 節で説明した FSI を火星大気に適用した時の鉛直温度分布とそこから求めた静的安定度の具体例（ここではグループ 2 の結果を例として使用した）について紹介する。図 4.4 にその一例を示す。ここに見えている FSI による結果がどこまで正しい構造を反

映しているかを考察する。FSI との比較のために、本研究で解析した幾何光学法による結果と、NASA によって公開されている公式プロダクトの結果も同時にプロットしている。まず、全体的な構造については幾何光学法や NASA による公式プロダクトと概ね合っている。したがって、大きな構造については正しい構造を反映していると考えられる。次に、波長 1 km 以下の振動構造に着目する。波長 1 km 以下の細かい構造については、幾何光学法でもある程度確認できるものが、FSI ではさらに振幅が強調される形で現れていることがわかる。そして、静的安定度を見ると、基本的には正の方に大きく振れている。負の方に振れる時には概ね安定度が 0 付近で止まっており、大きくは超えない。安定度が負になると速やかに対流が起こって中立に向かうであろうと考えられるため、これは物理的にもっともらしい。仮に純粋なノイズが乗っているとしたら、正の方にも負の方にも同じように振れると考えられる。加えて、図 4.4 の静的安定度の振動の振幅は、周波数ノイズのより大きいグループ 1 とグループ 4 に見られるもの（4.4.4 節と 4.4.5 節を参照）よりも大きいこともわかる。以上を踏まえると、ここに見えている構造の多くはノイズではなく現実を反映したものであり、特に、振動構造が鉛直伝播する大気重力波である可能性が考えられる（5 章で詳述）。さらに、5.1 節の議論により、本研究の FSI での実質的な鉛直分解能は波長にして約 160 m となった。

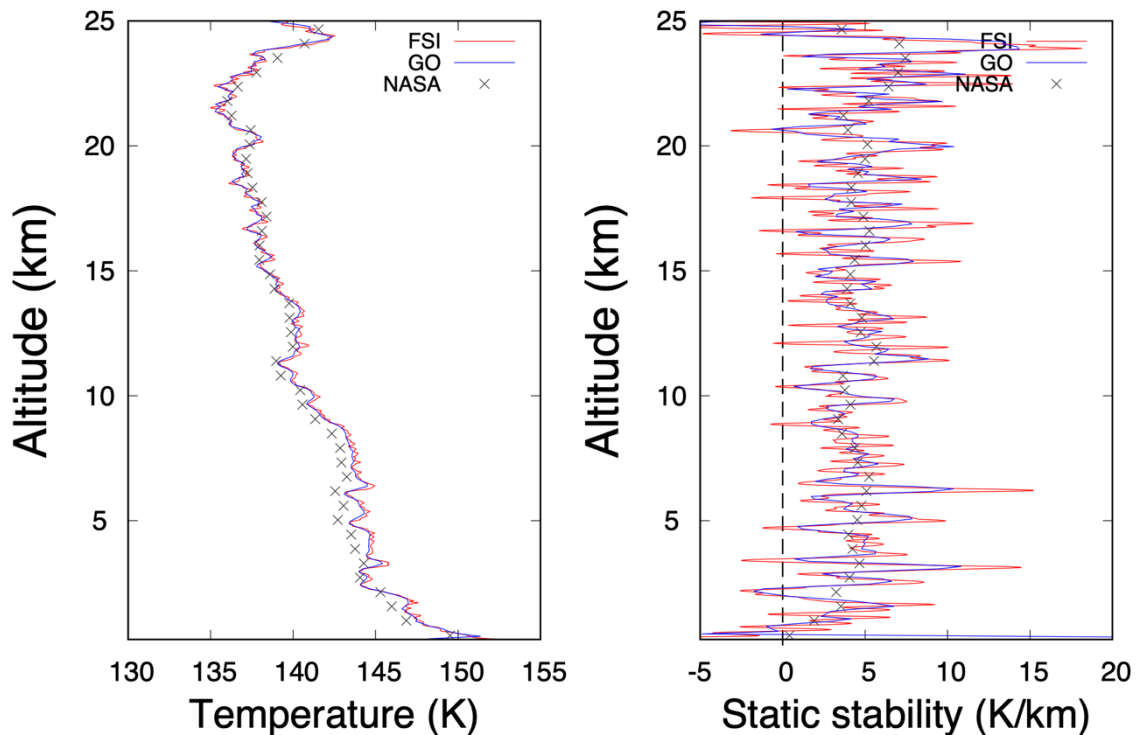


図 4.4 温度（左図）と静的安定度（右図）の高度分布。赤色は電波ホログラフィ（FSI）による結果、青線は幾何光学法（GO）による結果、黒色のバツ印は NASA による GO の結果。観測開始時刻は 1999 年 3 月 12 日 17 時 00 分 00 秒。緯度は 74.69°S。経度は 312.418°E。

4.4. 各グループの特徴

本節では、各グループの典型的な結果を 2 つずつ示し（全データは付録を参照）、それぞれの特徴について述べる。ここでは、先に信号品質の良いグループ 2、グループ 3、グループ 5 の結果を示す。その後、比較的信号品質の悪いグループ 1 とグループ 4 の結果を示す。

4.4.1. グループ 2

グループ 2 は、南半球冬の高緯度地域の午後かつ極夜の観測である。図 4.5 と図 4.6 に、グループ 2 の温度と静的安定度の典型的な高度分布の結果を示す。グループ 2 の全体的な特徴は大きく 4 つある。1 つ目は、全グループの中で最も温度が低いことである。特に、グループ 2 の地表付近の温度は 150 K ほどであり、他のグループと比較すると大幅に低い。これは、グループ 2 が高緯度の極夜で全グループの中で最も温度が低くなりやすい環境であるためと考えられる。2 つ目は、地表付近からすべての高度において、大気重力波の影響と考えられる振動が見られることである。振動の振幅は、FSI での結果が幾何光学法の結果に比べて大きくなっていることが多く、より細かい構造を捉えられている。3 つ目は、高度

に伴う一貫した振幅増大が確認できないことである。一般に、上方伝搬する大気重力波は、高高度ほど背景大気の密度が小さくなるために、高度に伴って一貫して振幅が増大する。しかし、グループ 2 の結果にはこのような特徴が確認できない。静的安定度の振幅は全体的に大きく、ピークからピークまでで 5~25 K 程度となっている。4 つ目は、極夜にもかかわらず地表付近で相対的に温度が高いことが多いことである。一般に夜間では放射冷却の影響により、グループ 1 の結果（4.4.4 節参照）のように地表付近では温度が下がる傾向にあるが、グループ 2 の結果ではこの傾向が見られない。

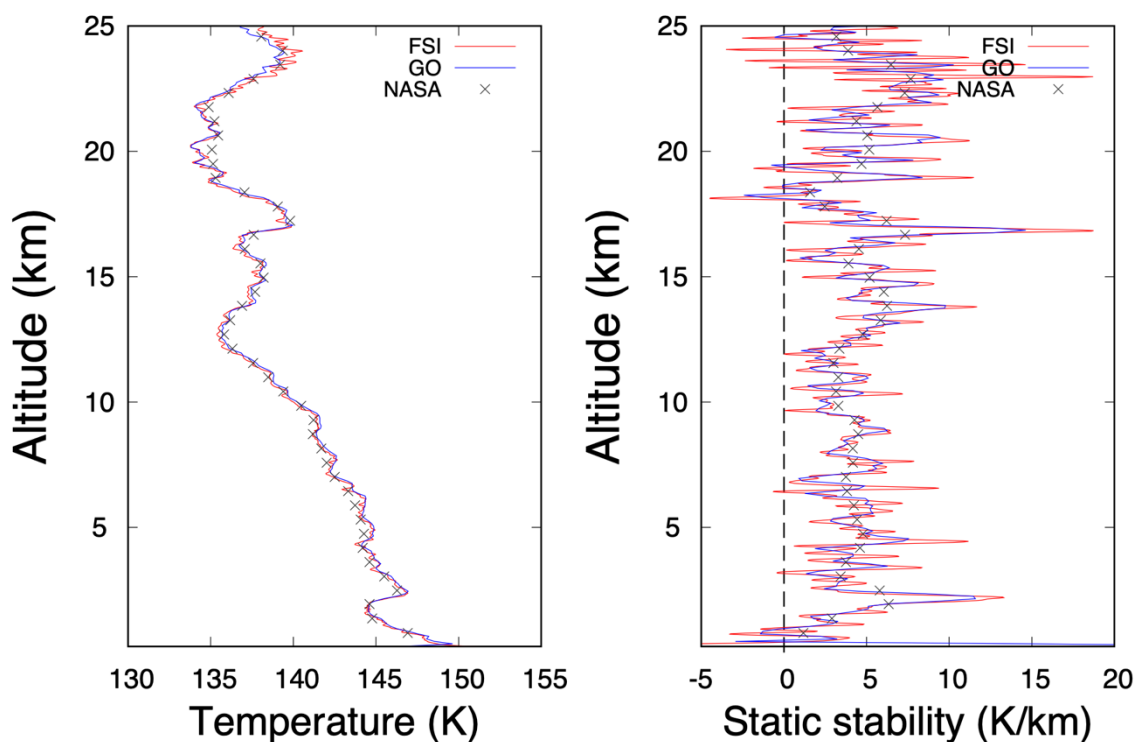


図 4.5 温度（左図）と静的安定度（右図）の高度分布。赤色は電波ホログラフィ（FSI）、青線は幾何光学法（GO）、黒色のバツ印は NASA による GO の結果。観測開始時刻は 1999 年 3 月 23 日 17 時 45 分 00 秒。緯度は 74.69°S。経度は 312.418°E。

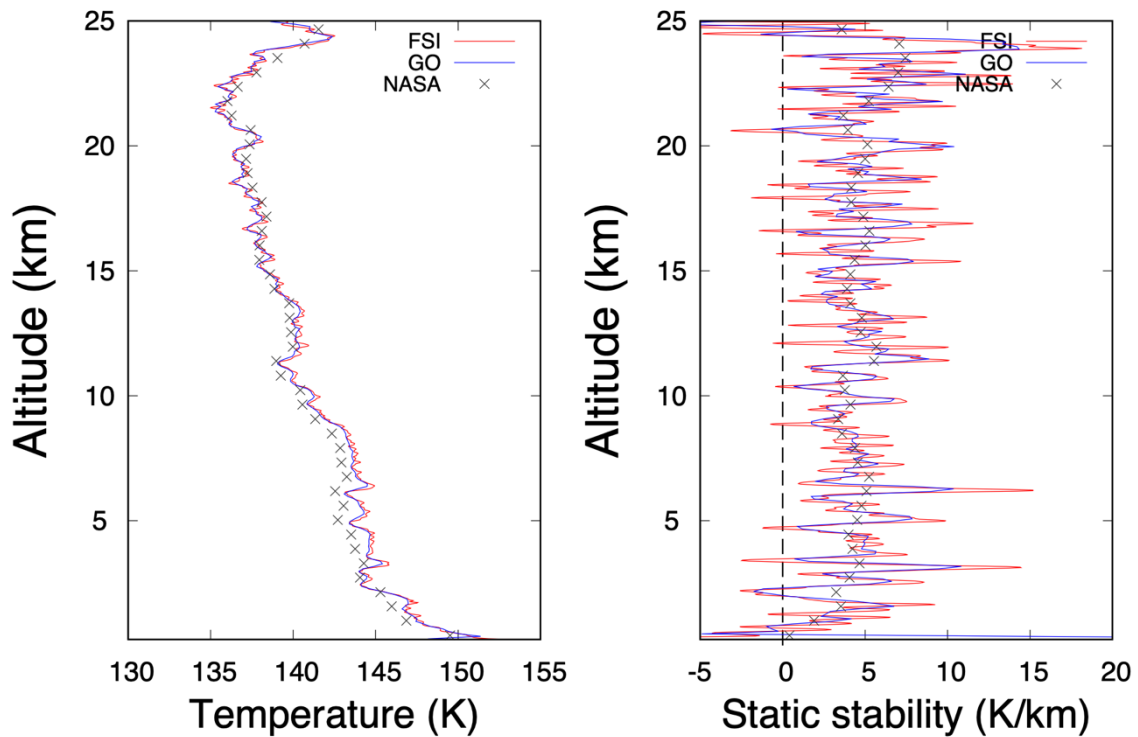


図 4.6 温度（左図）と静的安定度（右図）の高度分布。赤色は電波ホログラフィ（FSI）、青線は幾何光学法（GO）、黒色のバツ印は NASA による GO の結果。観測開始時刻は 1999 年 3 月 12 日 17 時 00 分 00 秒。緯度は 74.69°S。経度は 312.418°E。

4.4.2. グループ 3

グループ 3 は、北半球夏の高緯度地域の明け方かつ白夜の観測である。図 4.7 と図 4.8 に、グループ 3 の温度と静的安定度の典型的な高度分布の結果を示す。グループ 3 の全体的な特徴は 2 つあり、1 つ目は、日射があるにも関わらず地表付近で温度が下がることが多いことである。2 つ目は、特に高度 10～15 km 以下で大気重力波の影響と考えられる振動が見られることである。そして、振動が見られる高度では比較的大気の静的安定度が高く、それより上の高度では低い傾向がある。振動が見られる高度では、静的安定度の振幅がピークからピークまでで 7～10 K 程度となっている。

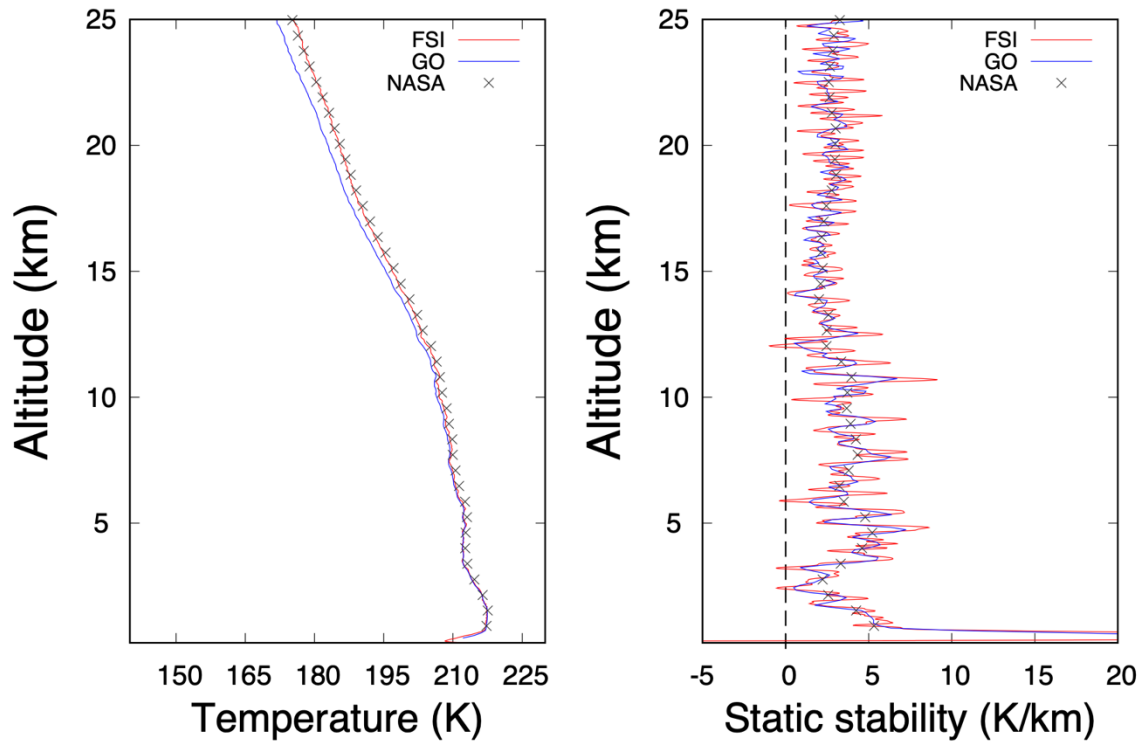


図 4.7 温度（左図）と静的安定度（右図）の高度分布。赤色は電波ホログラフィ（FSI）による結果、青線は幾何光学法（GO）による結果、黒色のバツ印は NASA による GO の結果。観測開始時刻は 1999 年 3 月 9 日 19 時 38 分 00 秒。緯度は 73.07°N。経度は 85.166°E。

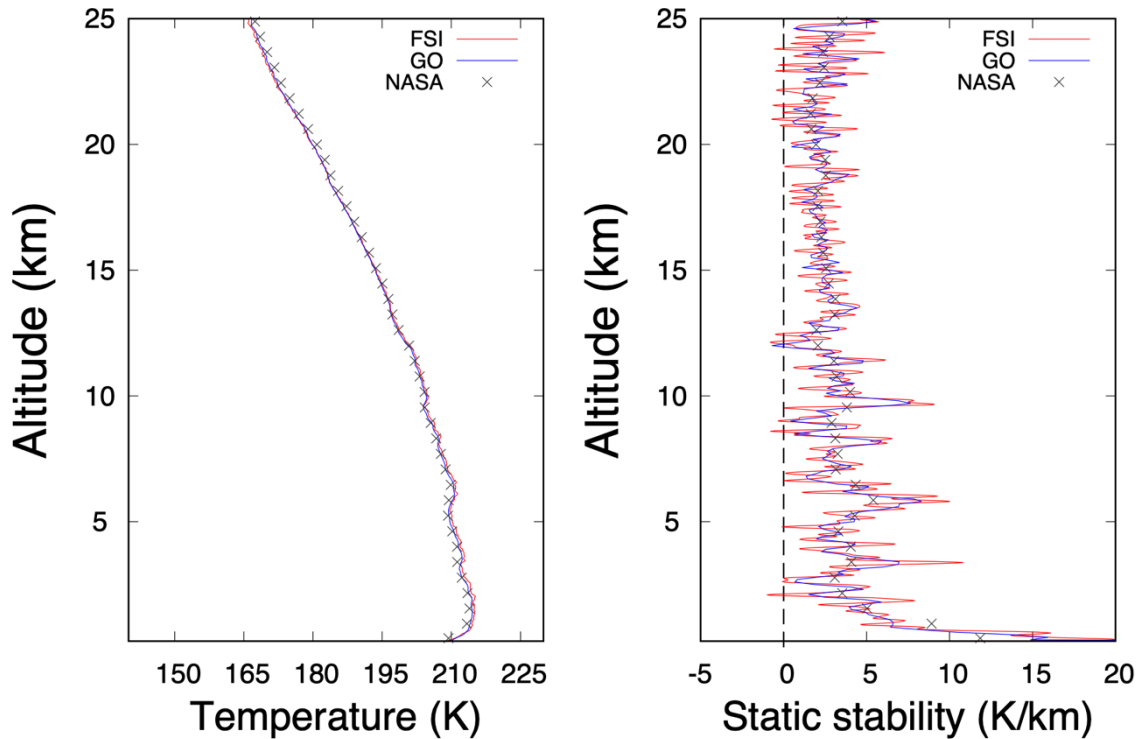


図 4.8 温度（左図）と静的安定度（右図）の高度分布。赤色は電波ホログラフィ（FSI）による結果、青線は幾何光学法（GO）による結果、黒色のバツ印は NASA による GO の結果。観測開始時刻は 1999 年 3 月 12 日 22 時 11 分 00 秒。緯度は 72.679°N。経度は 79.083°E。

4.4.3. グループ 5

グループ 5 は、北半球夏の高緯度地域の明け方かつ白夜の観測である。図 4.9 と図 4.10 に、グループ 5 の温度と静的安定度の典型的な高度分布の結果を示す。グループ 5 の全体的な特徴としては、温度分布が全体的に滑らかで大気重力波を思わせる振動に乏しいため、静的安定度がゼロに近づく領域が少ないことが挙げられる。そして地表付近の温度分布の図から、NASA の公式プロダクトには確認できない急激な温度低下が、本研究の FSI と幾何光学法の結果では確認できることがわかる。本研究における解析では NASA の公式プロダクトと同じ構造が見えているだけでなく、さらに下の高度まで急激に温度が低下している様子を捉えることができている。2 種の異なる方法でともにこの構造が見られたことから、この構造は正しい構造と考えられる。

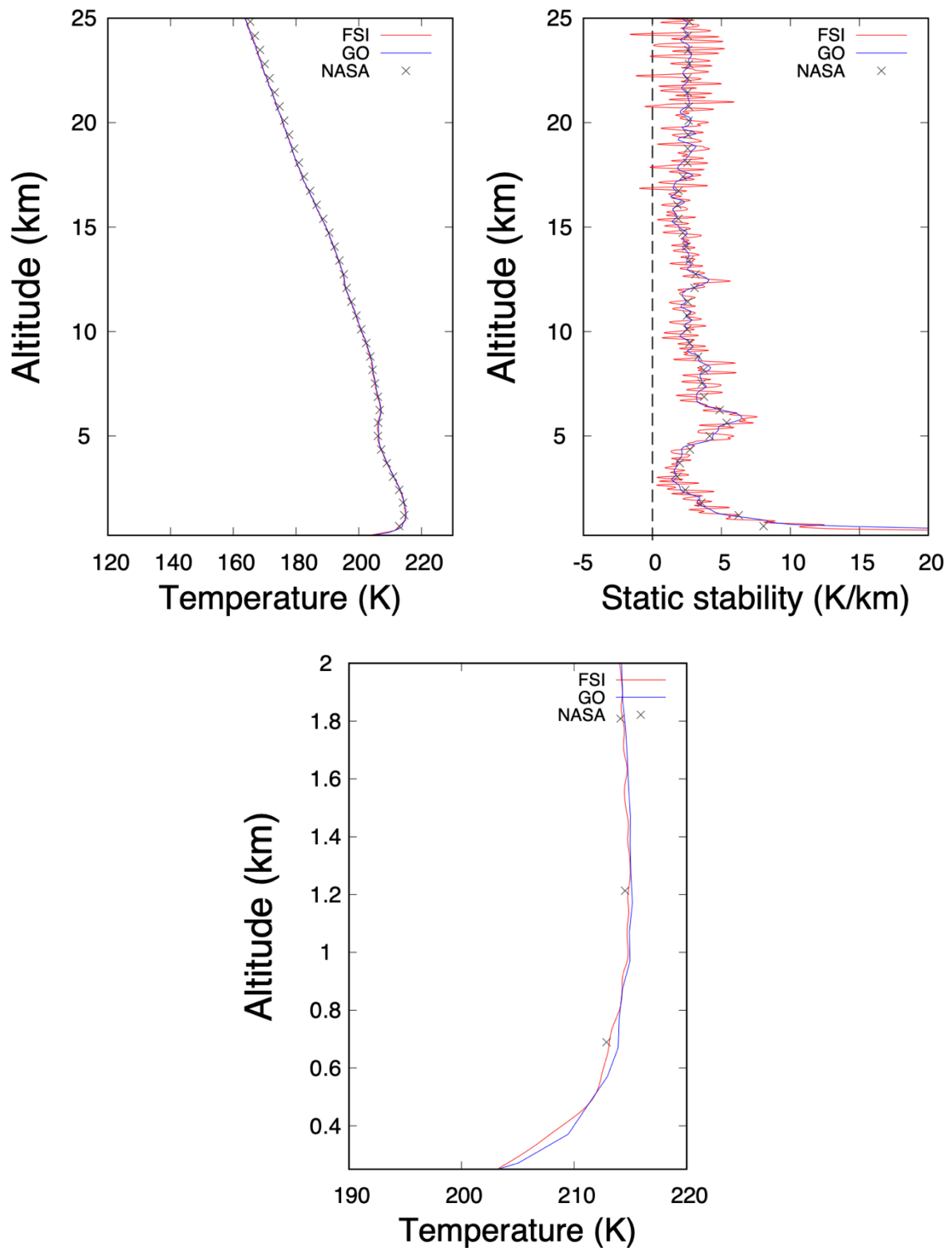


図 4.9 温度（左上図）、静的安定度（右上図）、地表 2 km までの温度（下図）の高度分布。赤線は電波ホログラフィ（FSI）による結果、青線は幾何光学法（GO）による結果、黒色のバツ印は NASA による GO の結果。観測開始時刻は 1998 年 12 月 24 日 11 時 35 分 00 秒。緯度は 64.749°N。経度は 210.623°E。

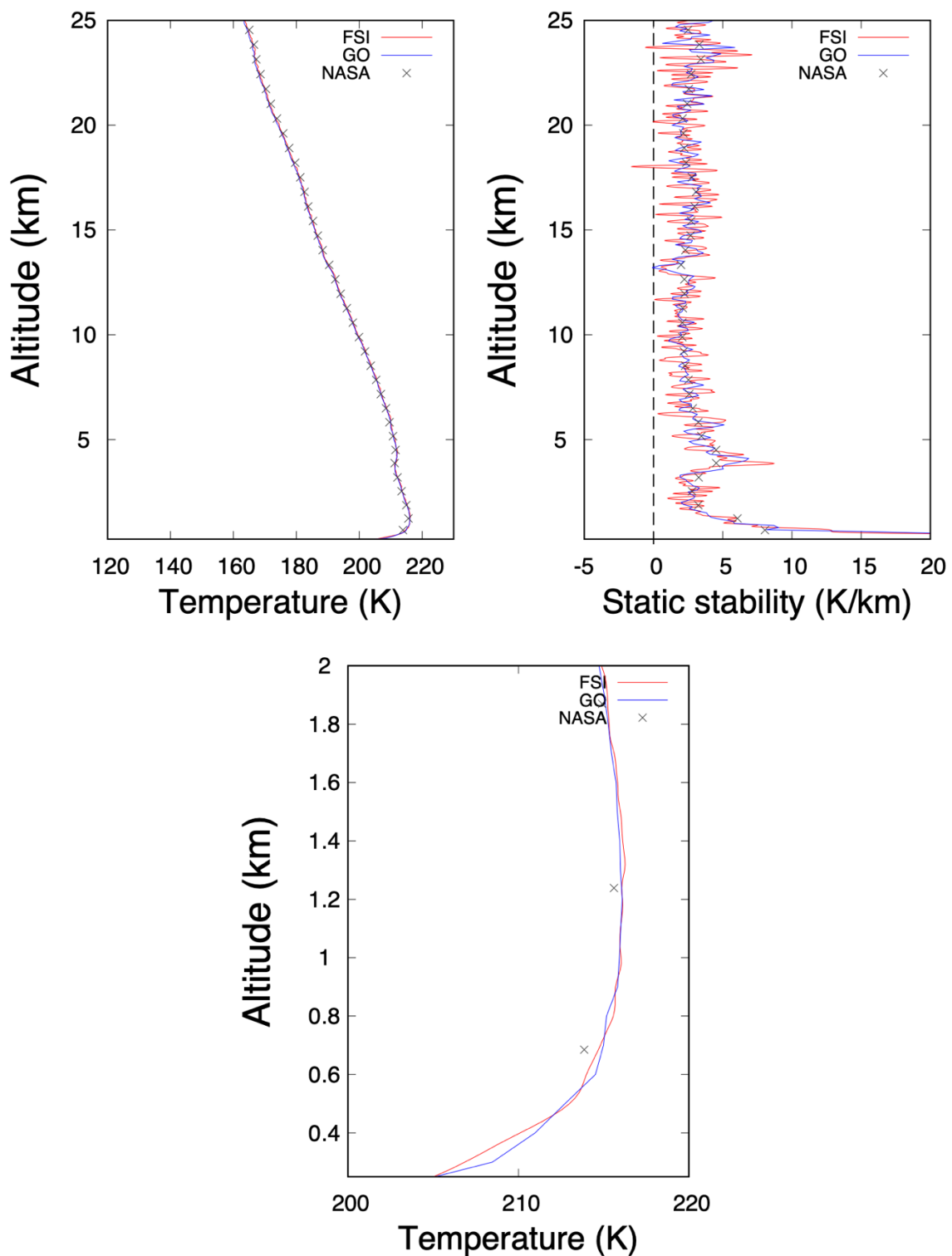


図 4.10 温度（左上図）、静的安定度（右上図）、地表 2 km までの温度（下図）の高度分布。赤線は電波ホログラフィ（FSI）による結果、青線は幾何光学法（GO）による結果、黒色のバツ印は NASA による GO の結果。観測開始時刻は 1998 年 12 月 27 日 09 時 00 分 00 秒。緯度は 65.979°N。経度は 271.525°E。

4.4.4. グループ 1

グループ 1 は南半球の夏の低・中緯度地域の深夜から明け方の観測であり、4.2 節で述べた通り、比較的ノイズの影響が大きいグループである。したがって、細かい構造は FSI と幾何光学法の不一致からもわかるように、ノイズ起源である可能性が大きい。図 4.11 と図 4.12 に、グループ 1 の温度と静的安定度の典型的な高度分布の結果を示す。グループ 1 の全体的な特徴は大きく 2 つある。1 つ目は、地表付近で温度が低下し、静的安定度が高くなっていることである。例えば図 4.11 の結果では、地表付近の温度低下が従来の解析に比べてさらに大きくなっている。2 つ目は、地表から数 km 以上離れた領域で、しばしば静的安定度が 1 km 以上の厚みを持って 0 に近くなる領域が現れることである。

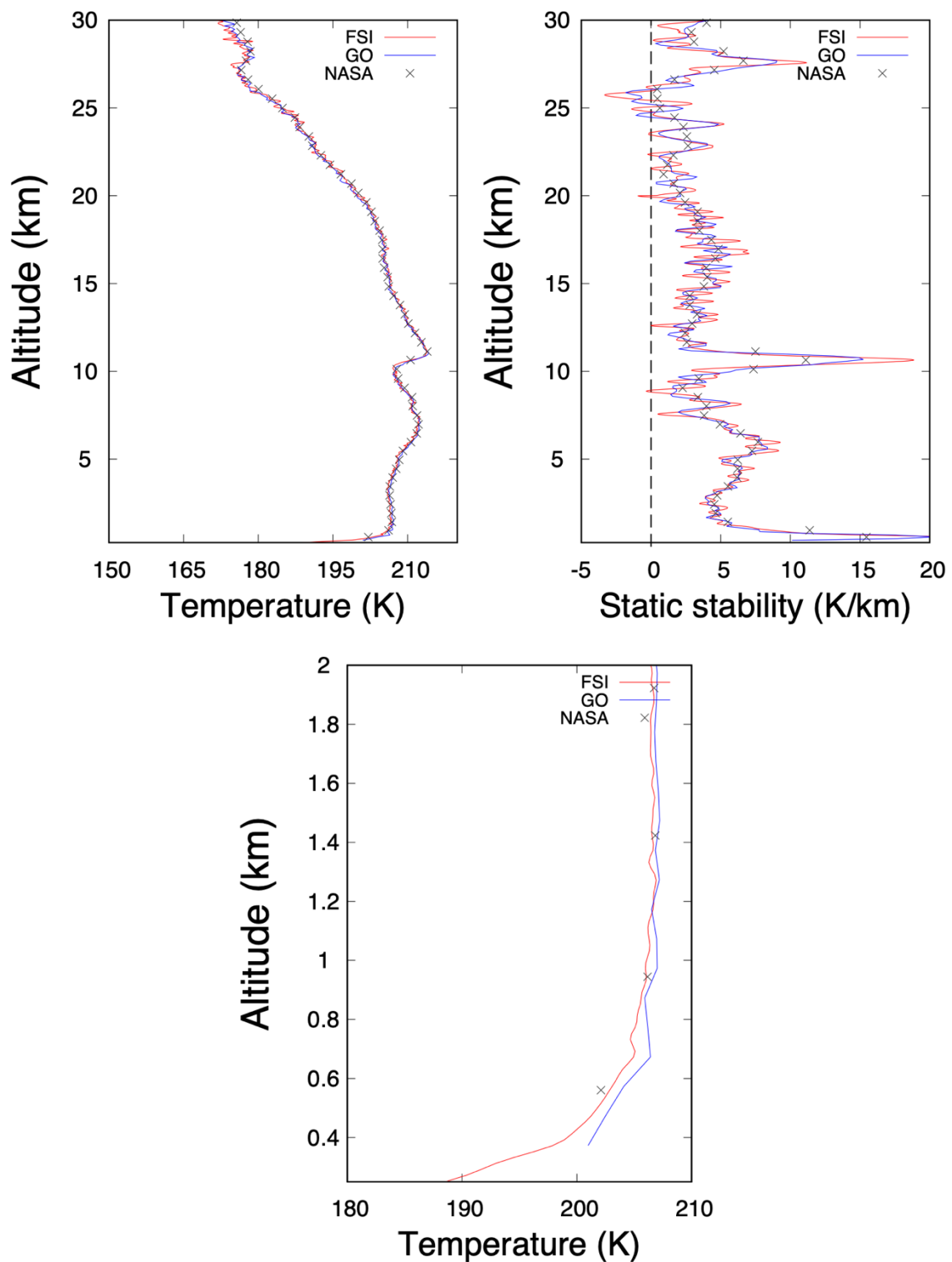


図 4.11 温度（左上図）、静的安定度（右上図）、地表 2 km までの温度（下図）の高度分布。赤色は電波ホログラフィ（FSI）、青線は幾何光学法（GO）、黒色のバツ印は NASA による GO の結果。観測開始時刻は 1998 年 2 月 5 日 20 時 31 分 00 秒。緯度は 4.77°S。経度は 233.754°E。

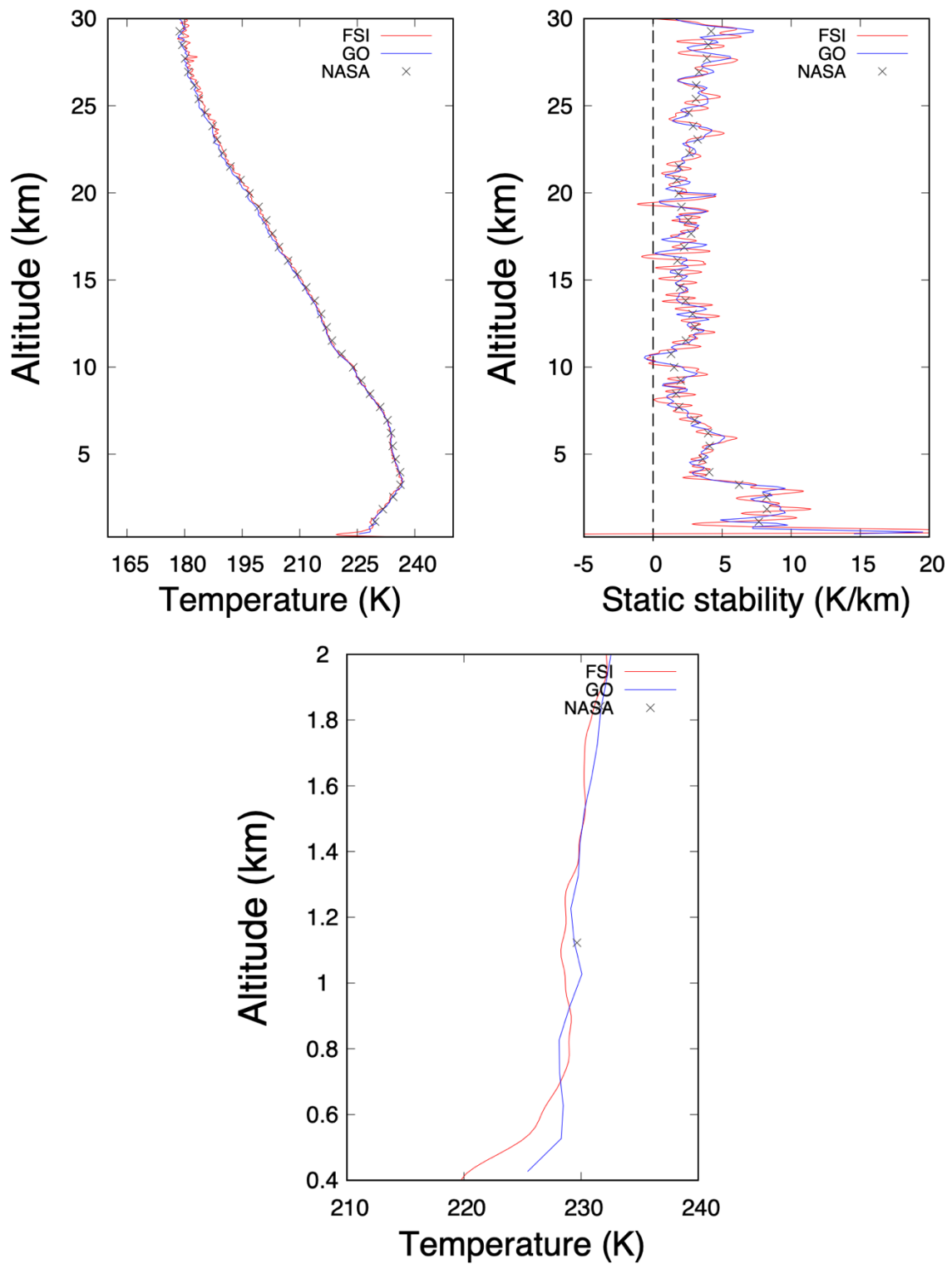


図 4.12 温度（左上図）、静的安定度（右上図）、地表 2 km までの温度（下図）の高度分布。赤色は電波ホログラフィ（FSI）、青線は幾何光学法（GO）、黒色のバツ印は NASA による GO の結果。観測開始時刻は 1998 年 2 月 20 日 02 時 39 分 50 秒。緯度は 42.585°S。経度は 259.07°E。

4.4.5. グループ 4

グループ 4 は、南半球夏の中高緯度地域の夜間の観測である。グループ 4 もグループ 1 と同様に、比較的ノイズの影響が大きいグループである。したがって、グループ 1 と同様に細かい構造はノイズ起源である可能性が大きい。図 4.13 と図 4.14 に、グループ 4 の温度と静的安定度の典型的な高度分布の結果を示す。グループ 4 は全体的に温度分布が滑らかであり、グループ 2 やグループ 3 の温度分布のように、大気重力波を思わせるような波状構造は見られない。また、高度 15~20 km で安定度が不安定になりやすい傾向もある。

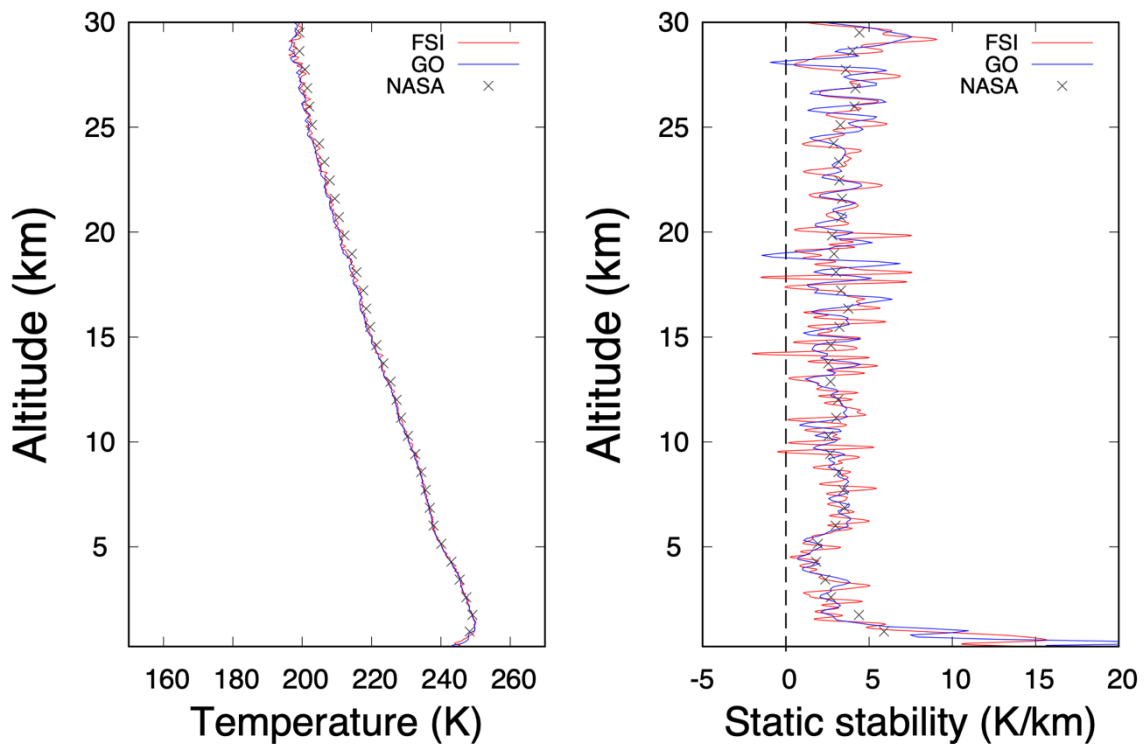


図 4.13 温度（左図）と静的安定度（右図）の高度分布。赤色は電波ホログラフィ（FSI）による結果、青線は幾何光学法（GO）による結果、黒色のバツ印は NASA による GO の結果。観測開始時刻は 1998 年 3 月 14 日 07 時 50 分 15 秒。緯度は 61.632°S。経度は 311.306°E。

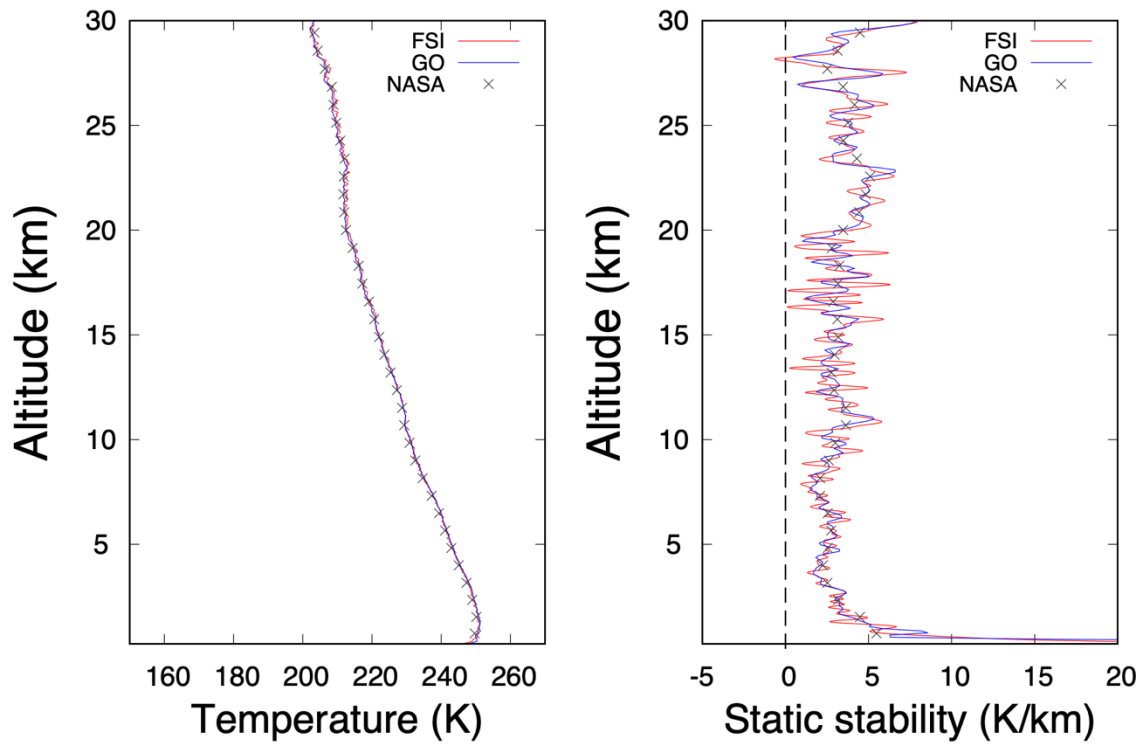


図 4.14 温度（左図）と静的安定度（右図）の高度分布。赤色は電波ホログラフィ（FSI）による結果、青線は幾何光学法（GO）による結果、黒色のバツ印は NASA による GO の結果。観測開始時刻は 1998 年 3 月 21 日 04 時 35 分 00 秒。緯度は 53.581°S。経度は 45.098°E。

5. 考察

5.1. 大気重力波の飽和と推定された FSI の鉛直分解能

上方伝搬する大気重力波は高高度ほど背景大気の密度が小さくなるため、高度に伴って振幅が増大し、局所的に対流不安定な領域を作り出す。図 5.1 は、鉛直伝播する大気重力波が碎波する様子を示す模式図である。図中の曲線は等温位面を表し、高度が大きくなるにつれて、波の様子は(a)→(b)→(c)と移り変わり、振幅が大きくなっていることがわかる。そしてある高度で、(c)の状態のように等温位面が垂直に立つような形になることで局所的に対流不安定となり、波が碎破する。この現象を飽和と呼び、破碎した波は背景大気に運動量を渡すなど、大気にとって重要な役割を果たす。

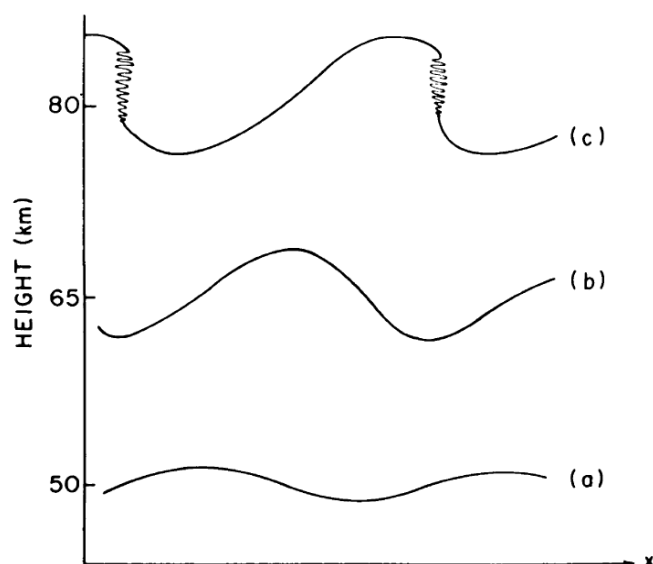


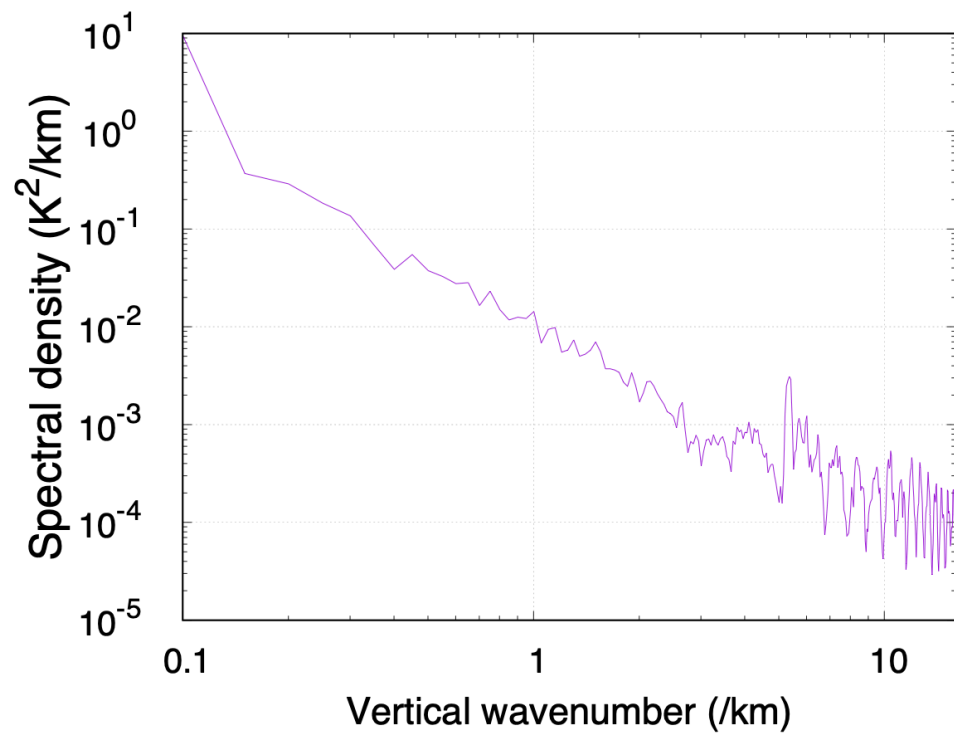
図 5.1 鉛直伝播する大気重力波が碎波する様子を示す模式図 [Middle Atmosphere Dynamics, 2016]

大気重力波は単色波として検出されることは稀で、一般に多くの波動成分が重なり合った複雑な変動として観測される。したがって、得られた温度分布の鉛直波数スペクトルを解析することが有効である。半経験的に、様々な鉛直波長の飽和した大気重力波が重なり合う状況では、大気重力波エネルギーの鉛直波数スペクトルは概ね波数のマイナス 3 乗のべき乗則に従うとされている [Smith et al.1987]。本研究ではこのことを応用し、FSI における実質的な鉛直分解能を推定した。具体的には、大気重力波と思われる波状構造がよく見られるグループ 2 で得られた 15 個の温度分布の鉛直波数スペクトルを求め、それらを平均することで FSI における実質的な鉛直分解能を推定した。図 5.2 の(a)に、グループ 2 の FSI における温度分布から得られた鉛直波数スペクトルを示す。これらの図の解釈としては、波数スペクトルがべき乗則に従っている領域は自然現象を捉えていると考えること

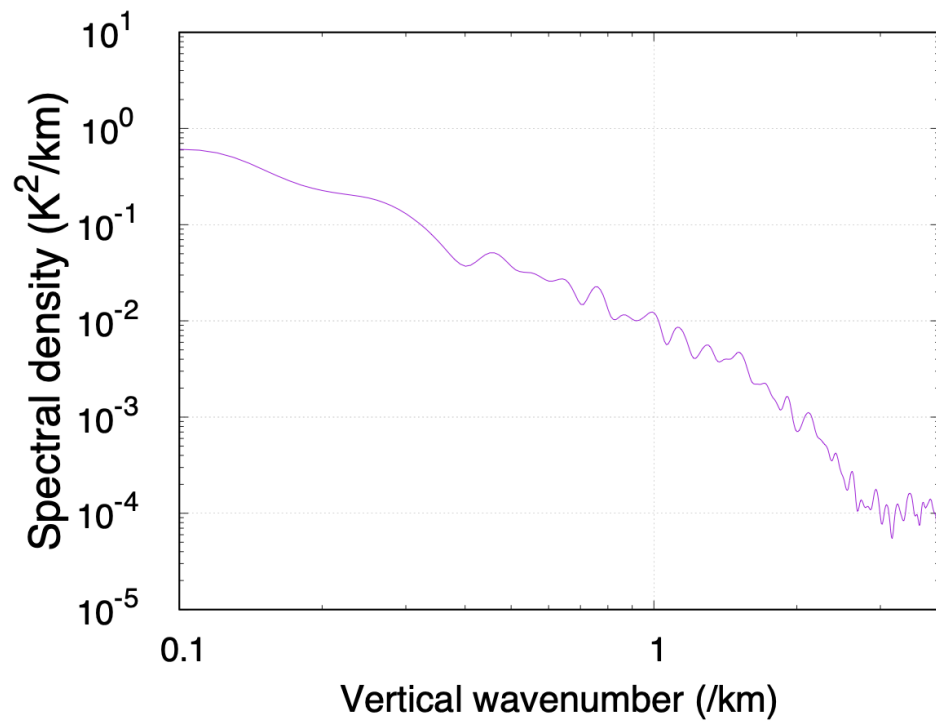
ができる。図 5.2 の(a)のべき乗則の指数は約 -2.2 でありマイナス 3 乗とは若干異なるが、地球でもその程度の指数は普通であることが知られている [Tsuda & Hocke., 2002]。一方で、波数スペクトルが波数に関係なく平坦に近い領域では自然現象とノイズを区別することができなくなっていると考えることができる。従って、両者の境界における波数が、本研究の FSI における実質的な鉛直分解能と考えることができる。図 5.2 の(a)から、その波数は約 6.0 km^{-1} である。従って、本研究における FSI の実質的な鉛直分解能は波長にして約 $1/6.0 \text{ km} \approx 160 \text{ m}$ と推定できる。また、図 5.2 の(b)はグループ 2 の幾何光学法における温度分布から得られた鉛直波数スペクトルを示す。同様に、本研究における幾何光学法の実質的な鉛直分解能を推定すると、波長にして約 $1/2.7 \text{ km} \approx 370 \text{ m}$ と推定できる。このことから、確かに FSI は幾何光学法に比べて高い鉛直分解能を持つことがわかる。

なお、グループ 3 とグループ 5 についても同様に鉛直波数スペクトルを求めてみると、図 5.2 の(c)、(d)、(e)、(f)のようになる。グループ 3 とグループ 5 は、グループ 2 ほど大気重力波と思われる構造の振幅が見えていないため、波数スペクトルの結果もグループ 2 のように綺麗にべき乗則に従っているわけではないが、概ね同じような傾向が見えている。

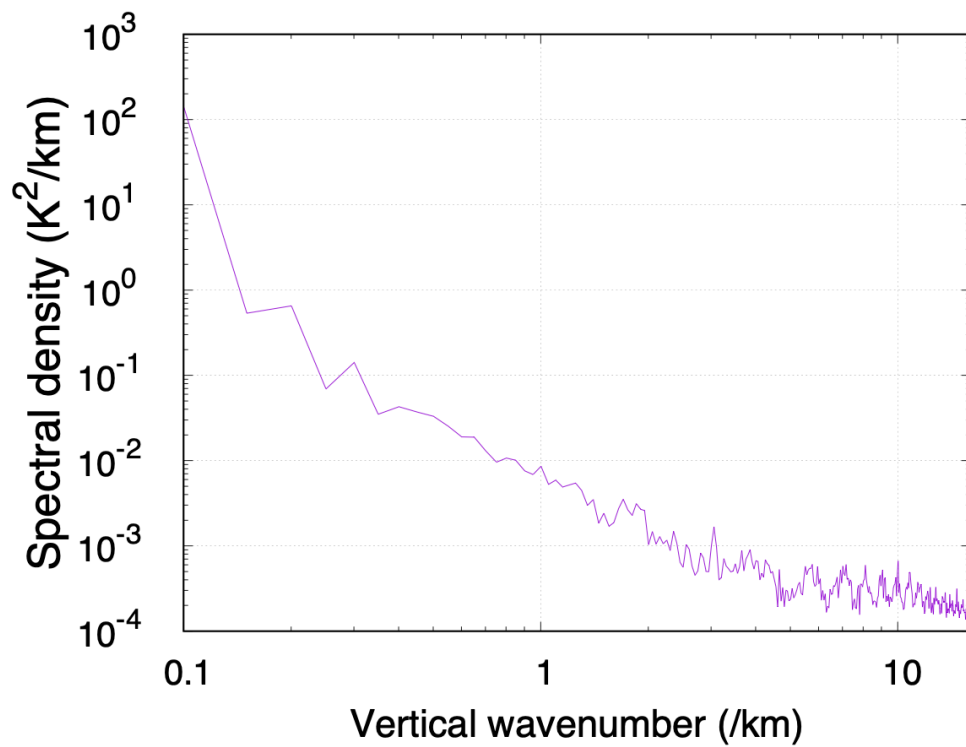
(a)



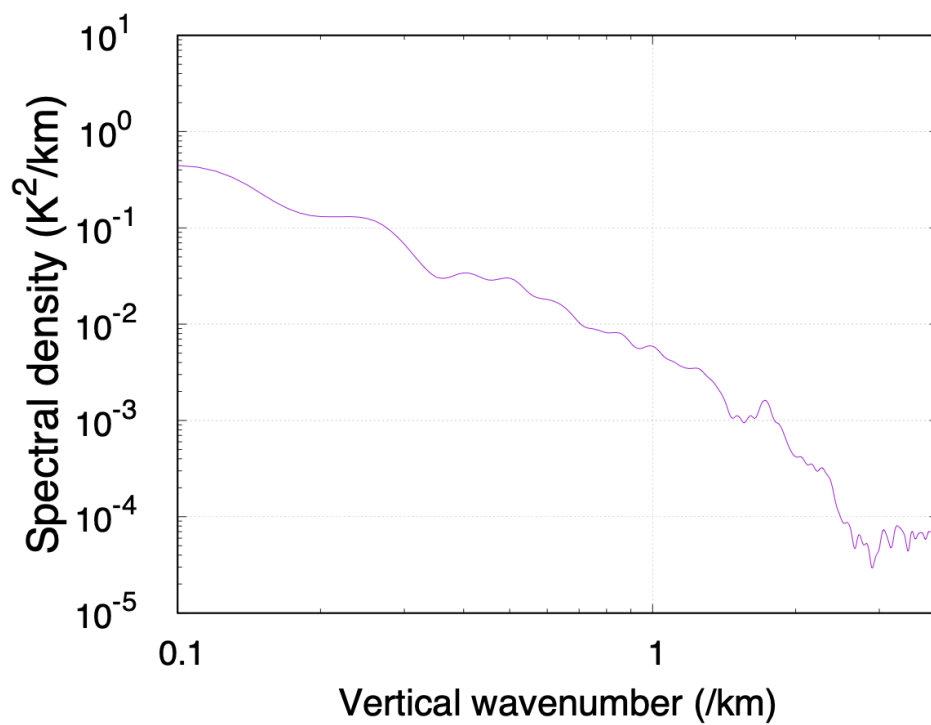
(b)



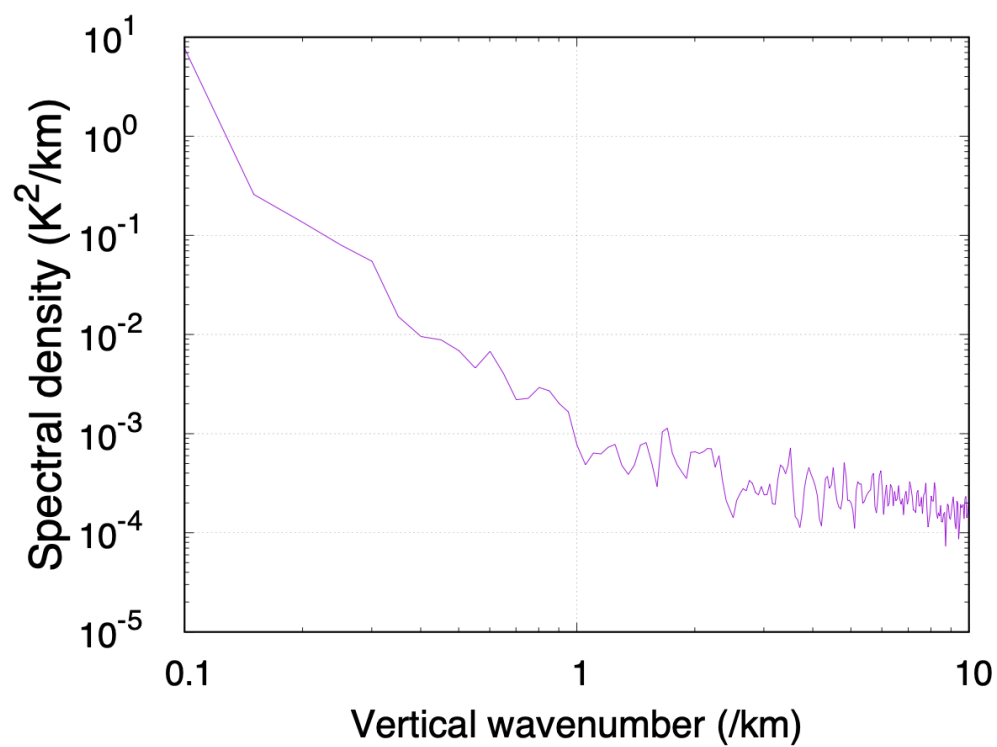
(c)



(d)



(e)



(f)

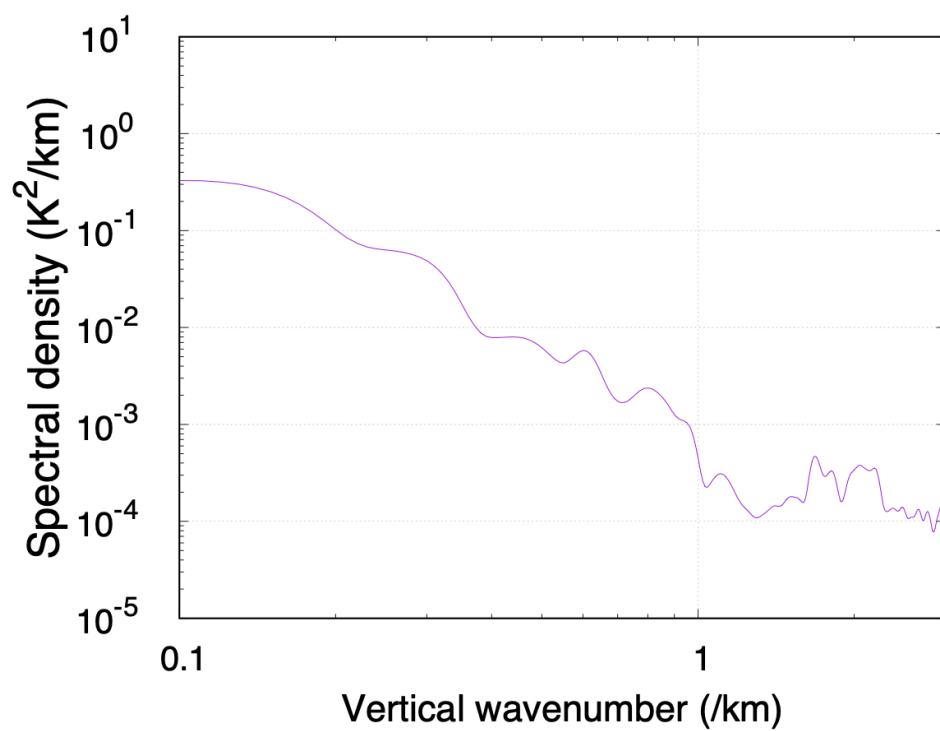


図 5.2 FSI と幾何光学法で得られた温度分布から取得した鉛直波数スペクトル。(a)と(b)

はグループ 2 の温度分布の鉛直波数スペクトルを全 15 個のデータについて平均したもので、(a)は FSI、(b)は幾何光学法。(c)と(d)はグループ 3 の温度分布の鉛直波数スペクトルを全 15 個のデータについて平均したもので、(c)は FSI、(d)は幾何光学法。(e)と(f)はグループ 5 の温度分布の鉛直波数スペクトルを全 15 個のデータについて平均したもので、(e)は FSI、(f)は幾何光学法。

電波掩蔽観測では、電波の経路に沿った水平方向の平滑化が起こることによって、水平波長によっては得られる温度分布の振幅が過小評価される。図 5.3 は、電波掩蔽観測における水平方向の平均化長を示したものである。電波経路の屈折を無視すると、水平分解能 H を式 (5.1) のように推定することができる [Kursinski et al, 1997]。ここで、 $R = 3420$ km (高度 = 30 km)、大気層の厚さは上記で推定した実質的な鉛直分解能 $dv = 0.16$ km とする。式 (5.1) から H を求めると、 $H \approx 66$ km となる。ただし、この値よりも十分に水平波長が長ければ影響は小さい。

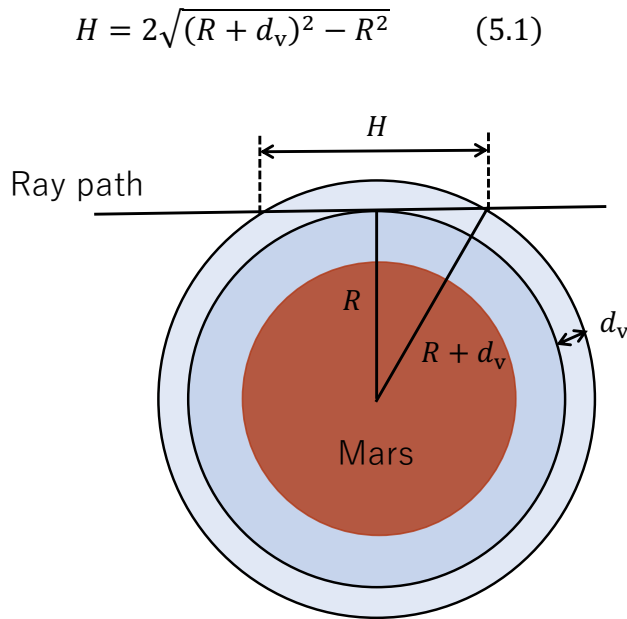


図 5.3 電波掩蔽観測における水平方向の平均化長

5.2. 大気重力波

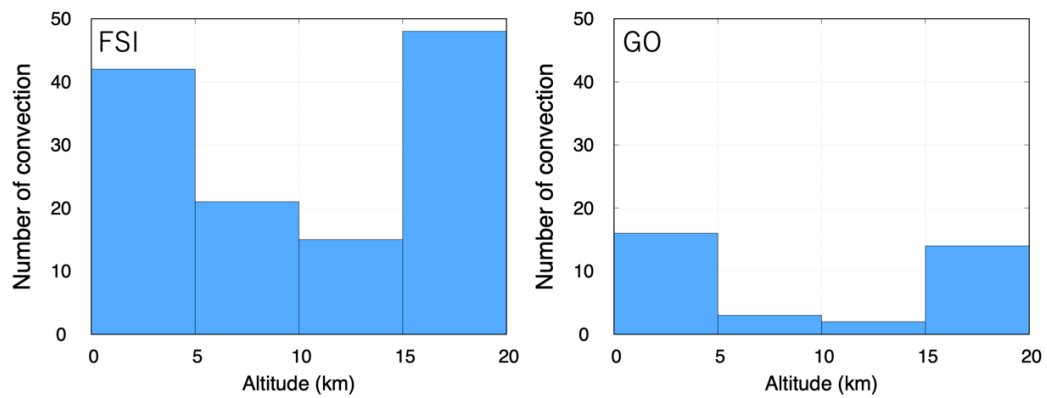
4.4.1 節で述べたとおり、グループ 2 の結果では地表付近からすべての高度において大気重力波の影響と考えられる振動が見られる。そして、すべての高度を通して振動の振幅があまり変わらない。これは、高度が低いところで励起された大気重力波があらゆる領域で飽和 (5.1 節参照) していて、振幅がある一定値に抑えられているためであると考えられる。

図 5.4 は、静的安定度が悪くなり、対流が発生していると考えられている領域を高度別に

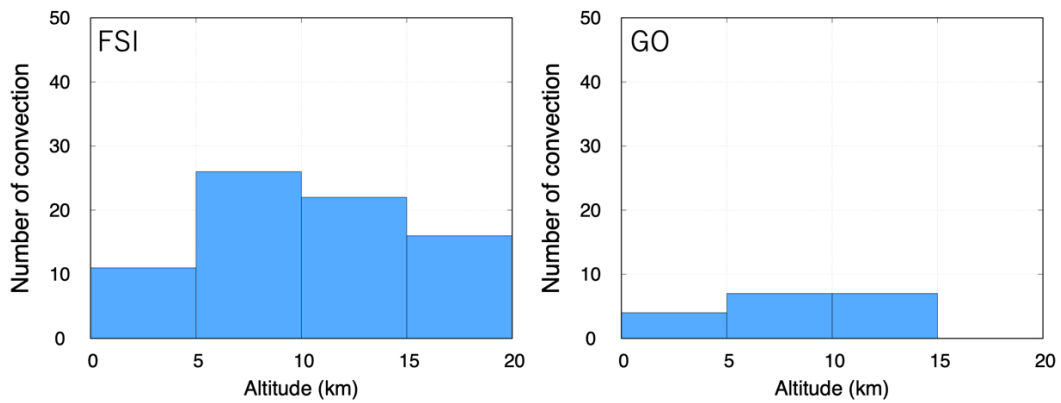
数えたヒストグラムを示す。左図が FSI の結果から作成したものを示し、右図は本研究における幾何光学法の結果から作成したものを示す。具体的には静的安定度が 0 未満、すなわち不安定になっている領域を数えた。(a)、(b)、(c)はそれぞれグループ 2、グループ 3、グループ 5 のヒストグラムを示す。ここで、このヒストグラムはあくまでグループ間・高度間の比較で傾向を見るためのものであるので、5.1 節で述べた水平方向の平滑化の影響などから、実際に中立になっている領域を全て検出できているわけではないことに注意が必要である。そして、式 (3.6) で温度分布を導出する際に経験的に与えた大気上端での温度 T_{top} の影響する範囲（大気上端から 1 スケールハイト=約 11 km 以内）や、上空ほど増加するノイズの影響を考慮して、低安定度領域を数える高度は 20 km までとした。ここで、スケールハイトとは大気の厚さを表す尺度であり、大気圧が $1/e$ (e : 自然対数の底)になる高さを示す。なお、グループ 1 と 4 についてヒストグラムは作成していない。

図 5.4 から、グループ 2 では高度間で違いはあるが、幅広い高度領域で大気が局所的に不安定化して対流が発生していると考えられる。特に、高度 0~5 km と 15~20 km で静的安定度が悪くなる傾向がある。高度が低いところで大気重力波が励起されるのは、地形と季節によると考えられる。図 5.5 は火星探査機 Mars Global Surveyor に搭載されたレーザー高度計により作成された火星全域の高度地図を示す。図 5.5 から、グループ 2 の観測地域である南半球の高緯度地域は北半球と比較して地形の凹凸が多いことがわかる。図 5.6 は、火星探査機 Mars Global Surveyor の赤外分光計で観測した温度分布から推定されている温度の緯度高度断面（上図）とそこから推定した風速の緯度高度断面（下図）を示す。図 5.6 から、グループ 2 の季節に該当する $L_s = 105 - 135^\circ$ の図を見ると、南半球は南北方向の温度勾配が大きく、地衡風バランスした風速が大きいことが予想される。したがって、風速が強く地形の凹凸もあることから、大気重力波の一種である山岳波が発生していると推定される。図 5.7 に山岳波の概念図を示す。図 5.7 に示すように、山岳波は大気が山を越えた際に励起され、上向きに伝播する。グループ 2 ではこのような波が低高度で発生し、それがあらゆる高度で飽和することで、図 5.4 に示すように幅広い高度で中立に近い領域が発生していると考えられる。

(a)



(b)



(c)

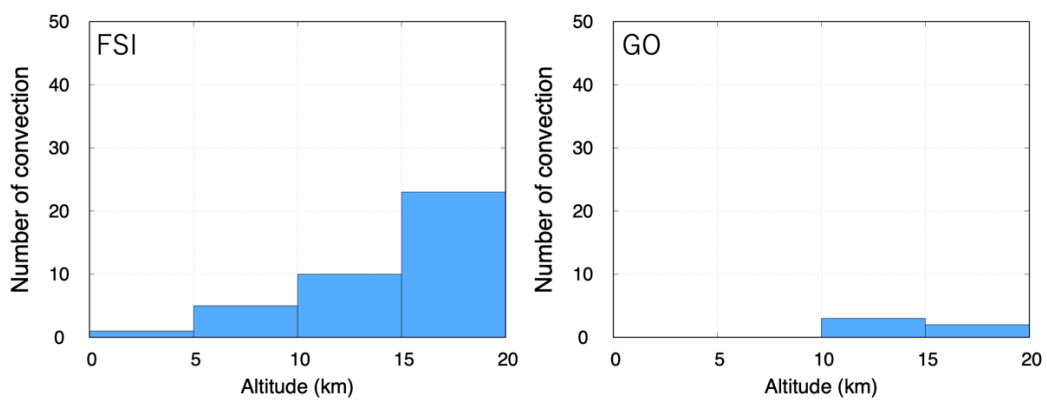


図 5.4 (a)グループ 2、(b)グループ 3、(c)グループ 5 で対流が発生していると考えられる高度領域を高度別に集計したヒストグラム（左図：FSI、右図：GO）。静的安定度が 0 K/km よりも小さくなっている領域を数えた。境界条件やノイズの影響を考慮して高度 20 km までを数えた。

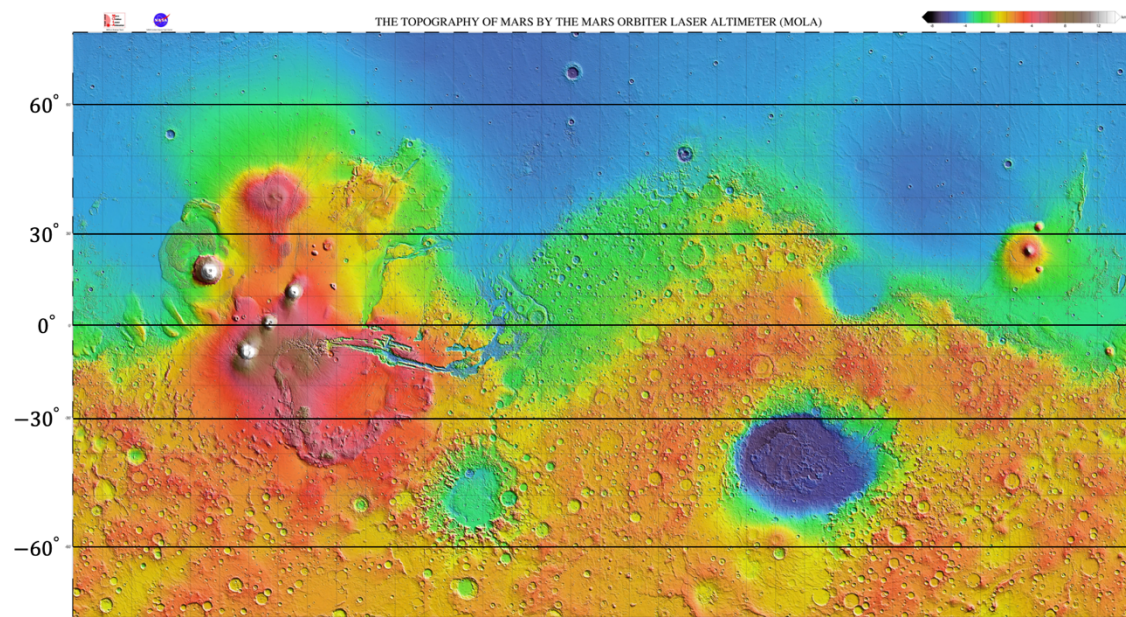


図 5.5 火星探査機 Mars Global Surveyor に搭載されたレーザー高度計により作成された火星全域の高度地図(<https://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA17357>)。赤色が標高が高く、青色が標高が低い。(NASA 提供。一部改変)

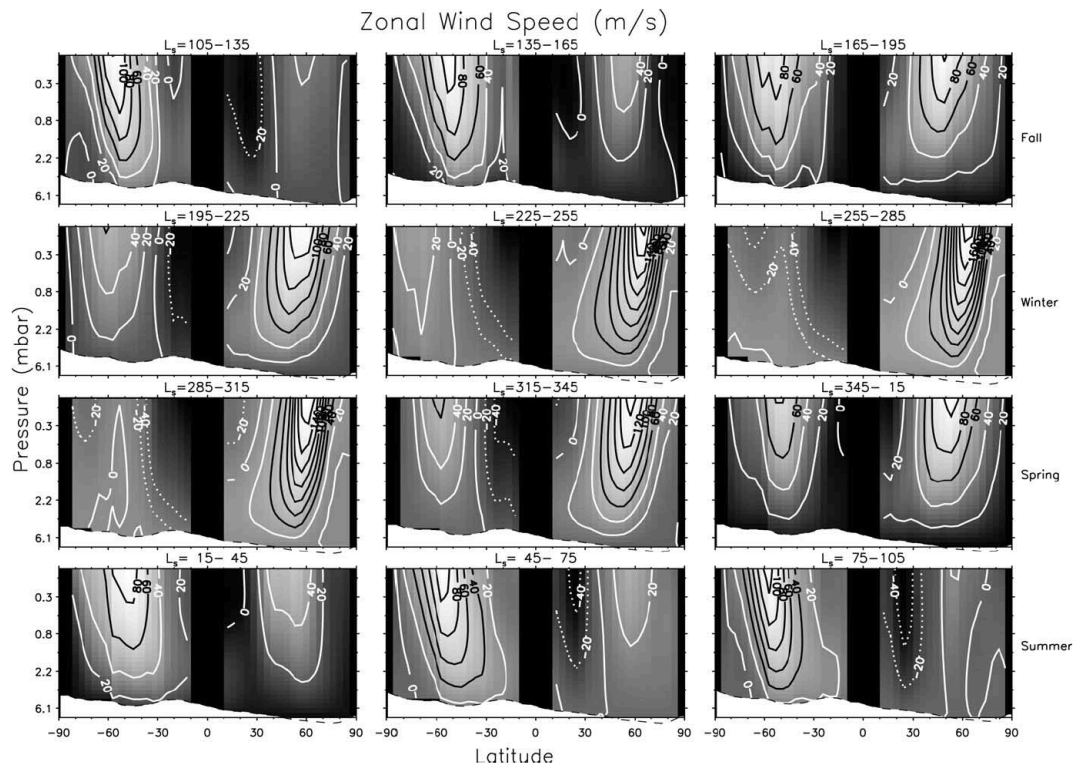
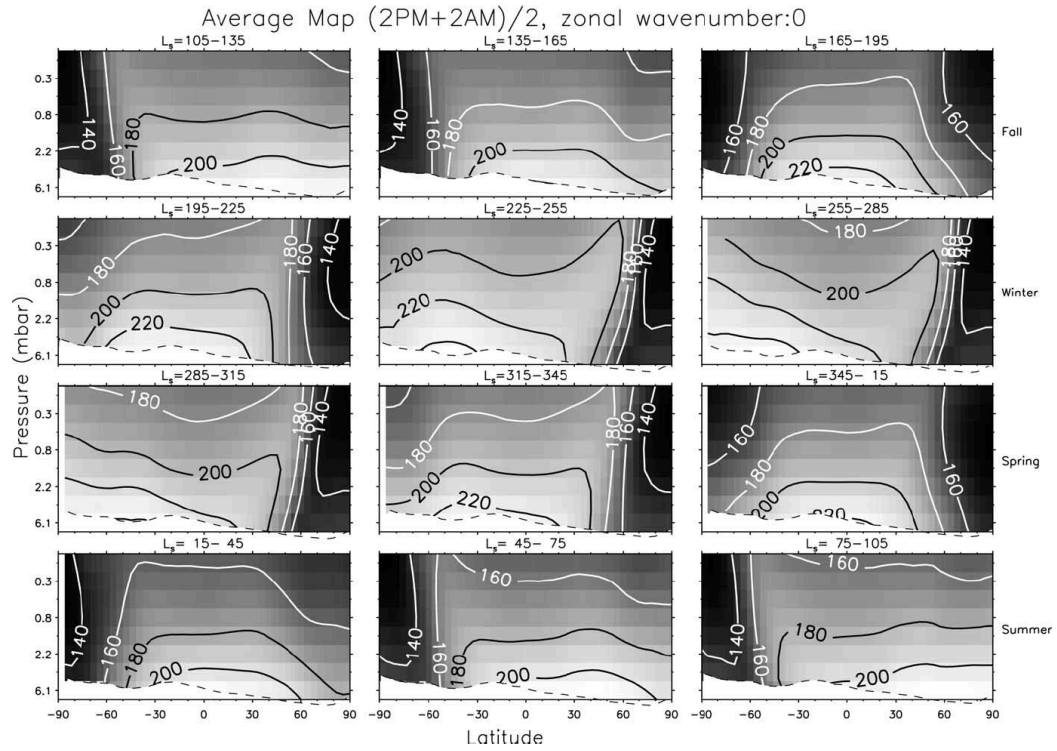


図 5.6 火星探査機 Mars Global Surveyor で観測した温度分布から推定されている温度の緯度高度断面（上図）とそこから推定した風速の緯度高度断面（下図） [Banfield et al., 2002]

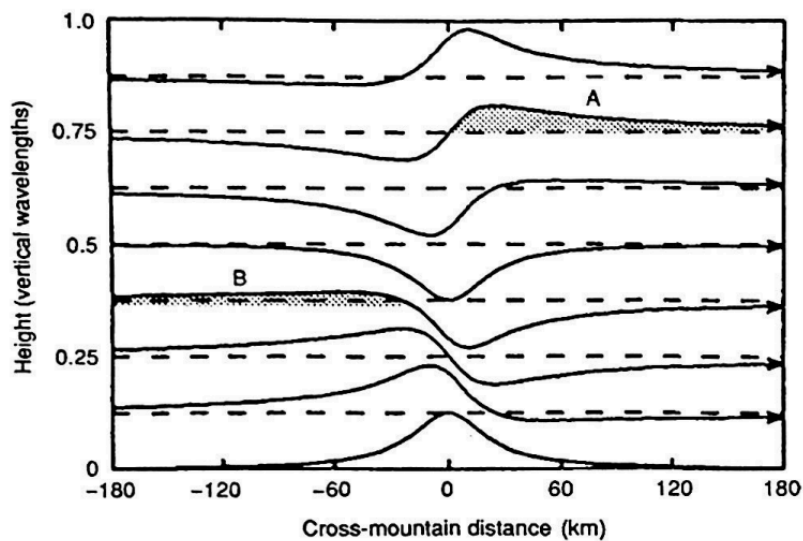


図 5.7 山岳波の概念図。孤立した稜線上の流れによって発生する、鉛直方向に伝播する山岳波。高さとともに西側（上流または左側）に位相が傾く。斜線部 A,B は流線が破線の平衡線から上方にずれているところで、地球では雲が発生する可能性がある場所である。

[Catling & Kasting, 2017]

次に、グループ 2 とグループ 3 を比較することで、大気重力波の伝播に対する背景大気の安定度の影響について考察する。4.4 節で述べた通り、グループ 2 は全高度で大気重力波の振幅が大きい。一方で、グループ 3 は高度 10~15 km 以下で大気重力波の振幅が大きく、それより上の高度では振幅が激減する傾向にある。この違いは、背景大気の安定度の大きさに起因していると考えられる。全てのデータにおいてグループ 2 の背景大気の安定度は概ね 5 K/km である。一方で、グループ 3 では高度 10~15 km までは概ね 5 K/km であるが、それより上の高度では 2~3 K/km 程度と低い。1.1.2 節で述べたように、大気重力波は空気塊の浮力を復元力として安定成層した大気中を伝わっていく波であるので、背景大気の安定度が高いほど伝播しやすいと考えることができる。したがって、全高度に渡って背景大気の安定度が高いグループ 2 では、地表付近で発生した大気重力波が高高度にまで伝播すると考えられる。一方で、ある高度を境に安定度が低くなるグループ 3 では、その高度で大気重力波が伝播しにくくなると考えられる。したがってグループ 2 とグループ 3 の比較から、火星大気においても大気重力波の伝播は背景大気の安定度によって支配されることが示唆された。

次に、グループ 2 をグループ 3、グループ 5 と比較することで大気重力波の生成について考察する。グループ 2 は南半球冬の高緯度地域の午後かつ極夜である。グループ 3 とグループ 5 は北半球夏の高緯度地域の明け方かつ白夜である。図 5.4 から、グループ 2 はグループ 3 とグループ 5 に比べて 0~5 km で安定度が中立に近くなる領域が倍以上多いことがわ

かる。この原因として、地形や温度勾配の違いが挙げられる。図 5.6 のうち、グループ 3 とグループ 5 の季節に該当する $L_s = 105 - 135^\circ$ や $L_s = 75 - 105^\circ$ の図を見ると、北半球では南半球と比べて南北方向の温度勾配が小さく、地衡風バランスした東西風も弱いことがわかる。そして図 5.5 から、グループ 3 とグループ 5 の観測地域である北半球高緯度地域は、グループ 2 の観測地域である南半球高緯度地域に比べて凹凸がほとんどない滑らかな地形になっていることがわかる。このことから、東西風が強く地形の凹凸も大きいグループ 2 は、グループ 3 やグループ 5 と比較して山岳波を生成しやすく、その影響で低高度の振動構造が顕著になっていると考えられる。以上のことから、山岳波の生成の条件として、地形と季節に応じた緯度方向の温度勾配に起因する東西風の強さが重要であると考えられる。

次に、グループ 3 とグループ 5 を比較する。グループ 3 は北半球夏の高緯度地域の明け方かつ白夜であるので、グループ 5 と状況が似ている。しかし、図 5.4 の (b) と (c) を見比べると、大きく様子が異なることがわかる。グループ 5 では地表付近から高度 15 km までは安定度が中立に近くなる領域は少ない傾向にある。一方で、グループ 3 はグループ 5 と比較すると、高度 0~5 km の時点で安定度が中立に近くなっている領域が多く、高度 5~15 km にかけてはさらに中立に近くなる領域が増加する傾向があることがわかる。特に、FSI の結果ではその傾向がより顕著になる。4.4.2 節でも触れたように、グループ 3 の結果の特徴として、特に高度 5~15 km 以下で大気重力波の影響と考えられる振動が見られることが挙げられた。グループ 5 の結果からはそのような傾向がほとんど見られない。グループ 3 とグループ 5 は、図 5.5 から観測地点の地理的条件は似通っており、白夜であることから日射の有無も同じであるが、季節が多少異なる。具体的にはグループ 3 は真夏でグループ 5 は初夏に当たる。実際に温度の結果を見ても、特に地表付近ではグループ 3 の方がグループ 5 に比べて 5~10 K 程高い傾向にある。この温度差によって、大気の安定度の違いや大気重力波の伝搬の有無が現れている可能性がある。この原因について詳細は不明なため、今後正確に検討する必要がある。

5.3. 極冠の大気に対する影響

「極冠の消長」の大気への影響は、火星において特に注目されている現象の一つではあるが、その大気への熱的影響はこれまで捉えられていない。極域の地表付近における大気構造の理解を進めるためにも、極冠の大気への熱的影響は重要である。図 5.8 は、波数 329cm^{-1} における極域の季節ごとの輝度温度分布を示す。グループ 5 の結果では 4.4.3 節でも述べたように、本研究における FSI と幾何光学法による解析において、NASA の公式プロダクトと比較して地表付近の急激な温度低下を捉えることができています。グループ 5 は北半球夏の高緯度地域（緯度は約 65°N ）であり、 L_s は約 75° である。また、白夜であるため日射がある。図 5.8 のグループ 5 に対応する部分は地表温度が 200 K 付近であり、少し前まで存在していた CO_2 極冠の影響を受けていることが考えられる。そして、グループ 5 の地表付近の温度の図（付録参照）からわかるように、本研究の結果における地表付近の温度は 15

データ中 12 データが 200～210 K の間に収まっており、1 データは 200 K を下回っている。また、最下層の温度がグループ 5 でとりわけ低いわけではないが、夜間で日射がない状態で地表付近の温度が下がっているグループ 1 (4.4.4 節、5.4 節参照) とは異なり、グループ 5 は日射がある状態でも地表付近の温度が急激に低下している。このことと、グループ 5 が極冠の影響を受ける可能性がある環境であることを考慮すると、4.4.3 節で述べたグループ 5 における地表付近の急激な温度低下は、真下の冷たい地表により冷却される効果や少し離れたところにある極冠から冷気が吹き出してくる効果などにより生じていた可能性がある。

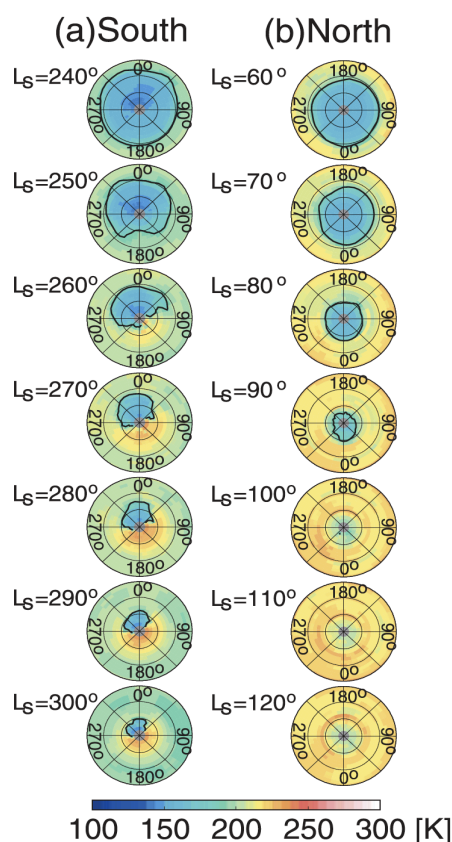


図 5.8 波数 329cm^{-1} における極域の季節ごとの輝度温度分布。太い実線は 187 K の温度を表し、大部分は CO_2 極冠の縁を示す。緯度円は 10° ごとに表示されている [Fukuhara & Imamura., 2008]。

5.4. 地表付近の逆転層

1.1.2 節で述べたように、火星は大気が薄いため夜間の放射冷却により地表付近の温度が急激に低下することが知られており、地表付近における大きな温度勾配を観測により把握することは、大気と地表の熱交換の理解にとって重要である。南半球夏の低・中緯度地域の夜間であるグループ 1 の結果では、放射冷却による地表付近の温度低下を捉えていると考えられる。4.4.4 節で述べた通り、グループ 1 の全体的な特徴として、地表付近で温度が低

下し、静的安定度が高くなっていることが挙げられた。この温度低下は夜間の放射冷却の影響と考えられ、例えばグループ 1 の(i)や(n)の図（付録参照）では、本研究における FSI と幾何光学法の解析の方が、NASA の公式プロダクトよりも急激な温度低下を捉えていることがわかる。そして 15 データ中 6 データの結果において、幾何光学法よりも FSI の方がさらに 5~10 K 程度の地表付近における温度低下を捉えている。

先行研究との比較では、図 1.5 のローカルタイム 3 時 53 分の夜間の結果では、地表付近で約 1 km 高度が下がると温度は約 10 K 下がっている一方で、本研究のグループ 1 の(a)の地表付近の結果では、約 200 m 高度が下がるだけで温度が 10 K 程度低下している。そして、これは図 1.4 の数値シミュレーションの夜間の結果で現れていたような急激な温度低下と同じくらいであることもわかる。したがって、グループ 1 では夜間の放射冷却による地表付近の温度低下を従来の解析よりも詳細に捉えることができ、数値シミュレーションで推定されたような地表付近の温度低下も捉えることができたと考えられる。

一方で、グループ 3 は北半球夏の高緯度地域の明け方かつ白夜であるので地表に太陽が当たっているが、地表付近で温度が下がることが多い。図 5.4 の(b)から、高度 5 km まではグループ 5 ほどではないが、比較的安定度が中立になる領域が少ないことがわかる。そして、グループ 3 の太陽天頂角は約 76° と大きい。これらのことから、日射による加熱と比較して相対的に放射冷却の効果が上回っていると考えられる。そしてこの場合もグループ 1 と同様に、(b)や(f)の図（付録参照）では本研究における FSI と幾何光学法の解析の方が NASA の公式プロダクトよりも急激な温度低下を捉えることに成功している。このことから、放射冷却により地表付近の温度低下は、夜間ではなく日射がある場合でも、観測地域や太陽天頂角の条件から起こりうると考えられる。

5.5. 氷の雲による夜間対流

1.1.2 節で述べたように、夜間に生成される氷の雲はその放射特性によって気温に影響を与えるだけでなく、対流も引き起こすと考えられるため重要視されている。また、図 1.6 で見られるように、氷の雲による対流が発生していると考えられている領域では、地表から数 km 以上離れた領域において、数 km 程度の幅を持って大気が不安定となると考えられている [Hinson et al., 2014]。

ここでは、上記で述べたように地表から数 km 以上離れた領域において、幅を持って大気不安定に近くなる領域に着目する。特に、大気重力波と思われる振動構造と関係なく静的安定度がゼロ付近の領域が 1 km 程度の厚みで存在する構造に注目する。そして、グループ 1 の結果では、それに該当するような構造がいくつか確認できる。

グループ 1 の静的安定度の結果では、特に 10~20 km 付近でランダムに近い細かいノイズが発生している。従って、この高度における高度方向に数十から数百メートルスケールで存在する細かい構造はノイズと区別できないと考えられる。一方で、高度方向に 1 km を超えて広がるような比較的大きな構造は、FSI と幾何光学法による結果で傾向が類似している

ため、正しい構造を捉えていると考えられる。そして、4.4.4 節で述べたように、グループ 1 における結果でも、図 1.6 と同様に地表から離れた領域でしばしば静的安定度が幅を持って不安定に近くなる領域が現れる。具体的には、グループ 1 の結果の図の(h)の高度 5~6 km、(l)の高度 10~11 km、(n)の高度 10~11 km などである。したがって、グループ 1 で見られるこのような構造は、氷の雲によって発生する対流と考えられる。加えて、グループ 1 ではグループ 2 のような大気重力波を思わせる構造が見られない。そのような環境の中で静的安定度が幅を持って不安定に近くなる構造が作られることから、こうした構造は氷の雲によって生成されている可能性はあると考えられる。

図 5.9 は火星探査機 Mars Global Surveyor に搭載された熱放射分光器(TES)によって観測された氷の雲の光学的厚さの季節変動を示す。これを見ると、少なくともローカルタイム 14 時の計測では表 4.1 で示したグループ 1 の季節・緯度では氷の雲はかなり少ないことがわかる。一方で、グループ 1 はローカルタイムが夜間であり、静的安定度が 1 km 程の幅を持って不安定に近くなる領域での温度は概ね低いため、昼側で雲量が少ない場合でも、温度が低下する明け方では大気中の水蒸気が飽和して氷の雲が発生している可能性はある。

電波掩蔽観測による氷の雲の議論は、これまで火星探査機 Mars Reconnaissance Orbiter による観測データのみを用いて進められてきた。Mars Reconnaissance Orbiter による電波掩蔽観測の範囲は図 5.10 に示すような範囲となっている。図 5.10 からわかるように、グループ 1 の観測は先行研究でカバーされていない領域である。本研究でのグループ 1 は解析数が 15 データと少なく、全てのデータにこのような構造が見えているわけでもないため、さらなる調査が必要である。

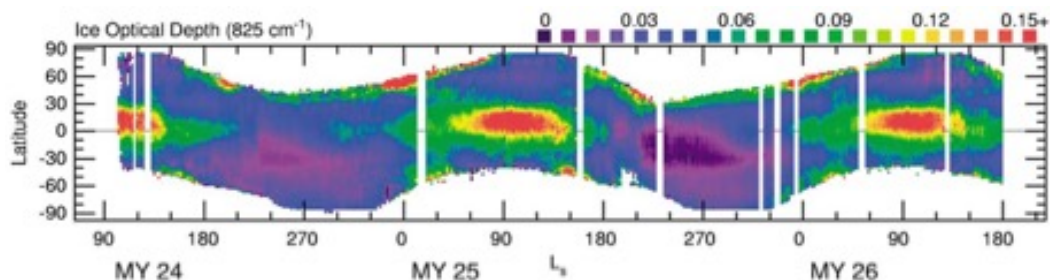


図 5.9 火星探査機 Mars Global Surveyor に搭載された熱放射分光器(TES)によって観測された氷の雲の光学的厚さの季節変動 [Smith et al., 2004]。ローカルタイムは 14h。

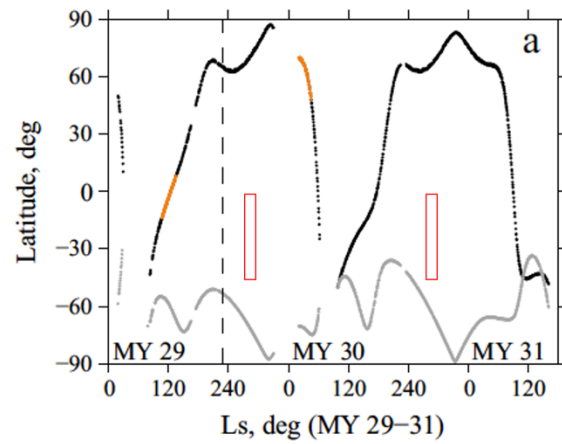


図 5.10 火星探査機 Mars Reconnaissance Orbiter による 2008 年 1 月から 2012 年 8 月までの電波掩蔽観測範囲 [Hinson et al., 2014]。黒と灰色のドットは、それぞれ地球から見て探査機が火星に隠れていくときの観測 (ingress) と、火星から出てくるときの観測 (egress) を示し、オレンジ色で示されているのは Hinson et al. (2014) で議論された観測。赤枠で囲われているのはグループ 1 の観測範囲。

6. まとめ

本研究では、火星探査機 Mars Global Surveyor の電波掩蔽観測によって得られた電波掩蔽データに従来の解析手法である幾何光学法に加えて電波ホログラフィの一種である Full Spectrum Inversion (FSI) を適用することで、火星大気の鉛直構造をこれまでよりも高い分解能で解析し、両手法の結果を比較した。

本研究の解析では 1998 年 1 月 28 日から 1999 年 3 月 24 日までのデータを対象とし、解析を行った。解析では、対象データを 5 つのグループに分け、それぞれ 15 データずつの計 75 データに対して解析を行なった。

まず、比較的ノイズが少なく大気重力波がよく見えていると考えられるグループ 2 の結果から鉛直波数スペクトルを求めることで、本研究における FSI の実質的な鉛直分解能を推定した。推定された実質的な鉛直分解能は波長にして約 160 m であり、従来の幾何光学法の鉛直分解能である 500 m~1 km に比べて高い鉛直分解能を達成することができた。

全体的な観点として、FSI では公開されている NASA の公式プロダクトではほとんど見えていなかった構造を捉えることができた。そして本研究では、幾何光学法でも NASA の公式プロダクトに比べて高解像度の結果が得られているが、FSI ではさらに細かい構造を捉えることができた。

また、グループごとの結果から、大気重力波、極冠の大気に対する影響、地表付近の逆転層、氷の雲による夜間対流について考察した。

大気重力波に関しては、グループ 2 の結果から、南半球冬の高緯度では高度が低いところで励起された大気重力波がいたところで飽和していて、振幅がある一定値に抑えられていることが推察された。また、グループ 2 とグループ 3 の比較からは、火星大気においても大気重力波の伝播は背景大気の安定度によって支配されることが示唆された。そして、グループ 2 とグループ 3、グループ 5 の比較からは、大気重力波の一種である山岳波の生成の条件として、地形以外にも季節に応じた緯度方向の温度勾配に起因する東西風の強さが重要であることが示唆された。最後に、グループ 3 とグループ 5 の比較から、大気重力波の生成は季節の違いから発生する地表付近の温度差が影響している可能性があることがわかった。

極冠近傍のグループ 5 の結果では、FSI と幾何光学法の結果において、NASA の公式プロダクトでは見えていなかった地表付近の急激な温度低下を捉えることができた。この構造は、真下の冷たい地表により冷却される効果や、少し離れたところにある極冠から冷気が吹き出してくる効果などにより生じていたものであると考えられる。そしてこの構造は多くの場合、FSI と幾何光学法という異なる手法で解析した結果が地表付近まで類似していることから、極冠近傍での急激な温度低下構造は実際に存在する可能性が高いと考えられる。

地表付近の逆転層については、夜間の放射冷却による温度低下はグループ 1 の結果に現れていると考えられる。実際にいくつかの結果においては、本研究における FSI と幾何光学

法の解析の方が NASA の公式プロダクトよりも急激な温度低下を捉えている。そして、幾何光学法よりも FSI の方がさらに 5~10 K 程度地表付近までの温度低下を捉えていることがわかった。そしてグループ 3 の結果からは、放射冷却による地表付近の温度低下は日射がある場合でも、太陽天頂角や緯度によっては起こりうることも示唆された。

また、グループ 1 の結果では、地表から離れた領域で静的安定度 1 km 以上の厚みを持つ局所的な中立層がいくつか検出された。グループ 2 のような大気重力波を思わせる構造が見られない環境の中で静的安定度が幅を持って不安定に近くなる構造が作られることから、こうした構造は氷の雲によって生成されている可能性があると考えられる。

本研究では火星大気に初めて FSI を適用することで、従来の解析では見られなかった現象を捉えることに成功した。しかし、解析したデータ数は 75 データと少なく、地域も限定的である。したがって、より幅広い地域・季節・時刻のデータを FSI で解析することで、本研究で対象にした現象（大気重力波、極冠の大気に対する影響、地表付近の逆転層、氷の雲による夜間対流）や新たに捉えられた現象についての理解が進むことが期待できる。

付録1 温位

温位とは、温度 T の空気塊を断熱的に圧力 P から基準圧力 P_0 に変化させたときの空気塊の温度のことであり、断熱過程においては保存量となる。ここでは、温位の導出過程について説明する。

理想気体の状態方程式は式 (1) で与えられる。

$$p = \rho RT \quad (1)$$

ここで、 p は圧力、 ρ は密度、 R は気体定数、 T は温度を示す。式 (1) において単位質量あたりの物質が占める容積を $\alpha = 1/\rho$ とおくと、式 (1) は式 (2) のように変形できる。

$$p\alpha = RT \quad (2)$$

次に、熱力学の第一法則は式 (3) で与えられる。

$$dH = c_v dT + p d\alpha \quad (3)$$

ここで、 dH は単位質量あたりの熱量を示す。式 (2) の両辺を微分すると、式 (4) が得られる。

$$p d\alpha + \alpha dp = R dT \quad (4)$$

式 (3) と (4) より、式 (5) が得られる。

$$dH = c_p dT - \alpha dp \quad (5)$$

ここで、 c_p は定圧比熱を示し、 $c_p = c_v + R$ の関係式で表される。さらに断熱過程を考えると、式 (5) において $dH = 0$ となるため、式 (3) は式 (6) のように変形できる。

$$c_v dT + p d\alpha = 0 \quad (6)$$

式 (6) から式 (4) を引き、 $c_p = c_v + R$ と式 (2) を用いると、式 (7) が得られる。

$$\frac{c_p}{RT} dT = \frac{dp}{p} \quad (7)$$

式 (7) を基準圧力 p_0 から圧力 p まで積分すると

$$\frac{c_p}{R} \int_{T(p_0)}^{T(p)} \frac{dT}{T} = \int_{p_0}^p \frac{dp}{p}$$

となり、整理すると式 (8) が得られる。

$$T(p) = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/c_p} \quad (8)$$

式 (8) から温度 θ を式 (9) のように定義できる。

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/c_p} \quad (9)$$

付録2 静的安定度

ここで、鉛直方向に断熱的に微小変位する空気塊の運動を考える。具体的には、初期位置が高度 z_0 であった空気塊が高度 z へ変位した時の空気塊の密度を ρ 、周囲の空気の密度を $\bar{\rho}$ とする。また、重力加速度 g が一定値であり、空気塊に働く重力と鉛直方向の圧力勾配が釣り合っているとき、静水圧平衡と呼ばれる式(10)が成り立つ。

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho \quad (10)$$

次に、微小変位した空気塊の運動方程式は式(11)で与えられる。

$$\frac{d^2z}{dt^2} = g \frac{\bar{\rho} - \rho}{\rho} \quad (11)$$

ここで、空気塊の圧力と周囲の大気の圧力は等しいと考えても良いので、空気塊の温度を T 、周囲の大気の温度を \bar{T} として式(1)を用いると、式(11)から式(12)が得られる。

$$\frac{d^2z}{dt^2} = g \frac{T - \bar{T}}{\bar{T}} \quad (12)$$

式(12)から、上下に微小変位した空気塊の加速度は、空気塊の温度と周囲の空気の温度の差によって決まることがわかる。すなわち空気塊が上(下)に変位したときに、空気塊の温度が周囲の空気の温度より高ければ、加速度が変位と同じ方向にかかり、変位を加速するので不安定となる。反対に、空気塊の温度が周囲の空気の温度より低ければ、加速度が変位と反対方向にかかり、元の位置に戻る向きに加速度が働くので安定となる。

ここで、空気塊を断熱的に持ち上げたときに断熱膨張で生じる高度方向の温度減率

$$-\left(\frac{dT}{dz}\right) = \frac{g}{c_p} \equiv \Gamma_a \quad (13)$$

を導入する。また、周囲の大気の温度減率を Γ として Γ_a と Γ の関係について考える。ここで、空気塊の初期位置 z_0 での温度を T_0 とすると、高度 z における空気塊の温度 T と周囲の空気の温度 \bar{T} はそれぞれ式(14)と(15)のように表せる。

$$T = T_0 - \Gamma_a z \quad (14)$$

$$\bar{T} = T_0 - \Gamma z \quad (15)$$

よって、式 (12)、(14)、(15) から式 (16) が得られる。

$$\frac{d^2 z}{dt^2} \approx -g \frac{\Gamma_a - \Gamma}{T_0} \quad (16)$$

ここで、式 (16) の分母を静的安定度

$$S = \Gamma_a - \Gamma = \frac{dT}{dz} + \Gamma_a$$

とすると、 S の大小で大気の安定度を以下のように判別することができる。

$$\begin{aligned} S > 0 & : \text{安定} \\ S = 0 & : \text{中立} \\ S < 0 & : \text{不安定} \end{aligned}$$

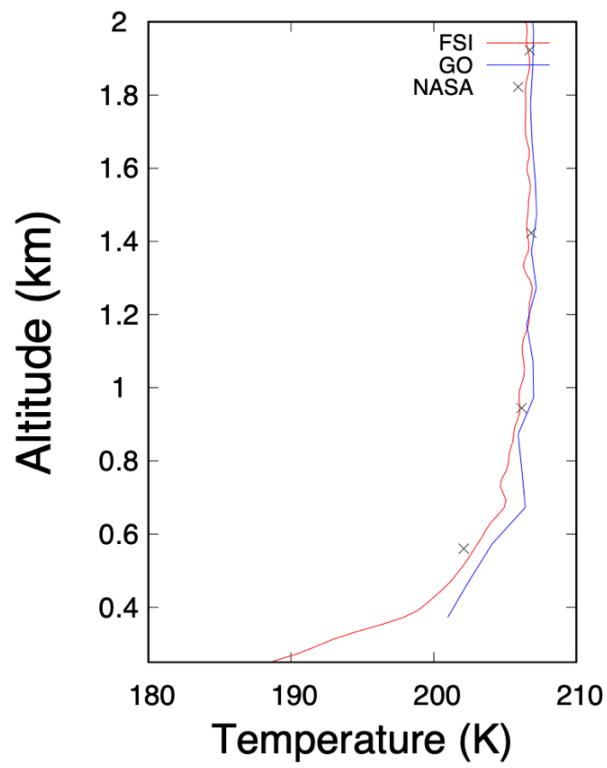
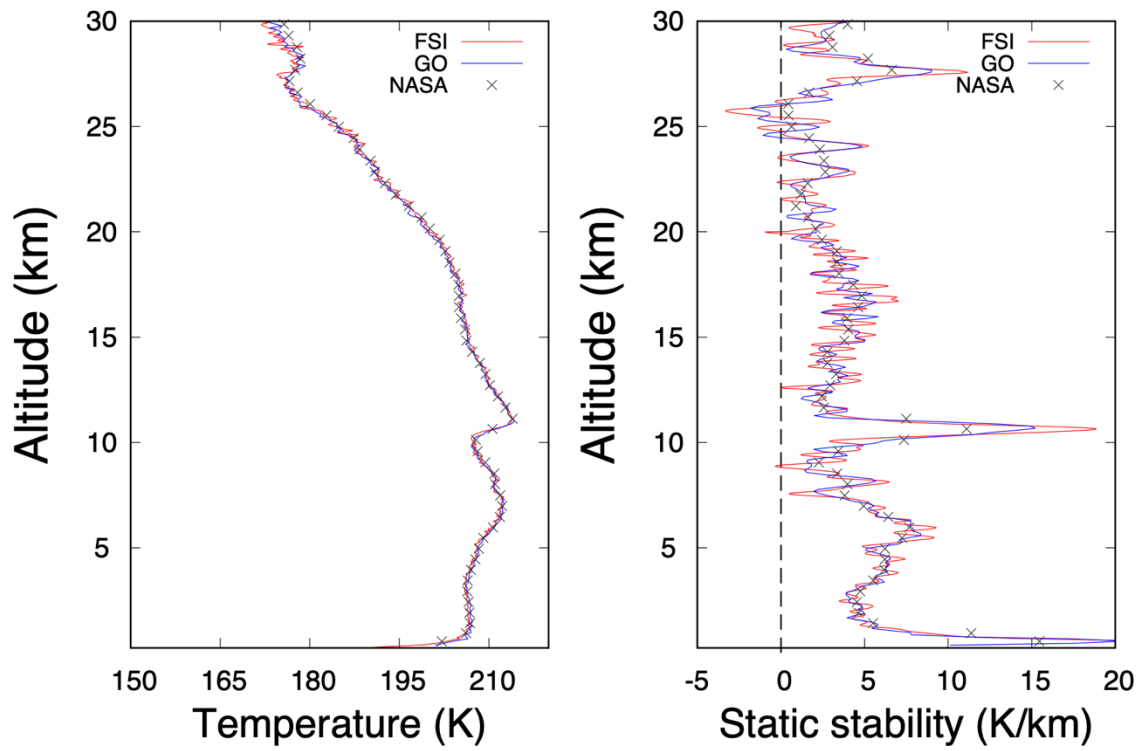
付録3 温度と静的安定度の高度分布

グループ1

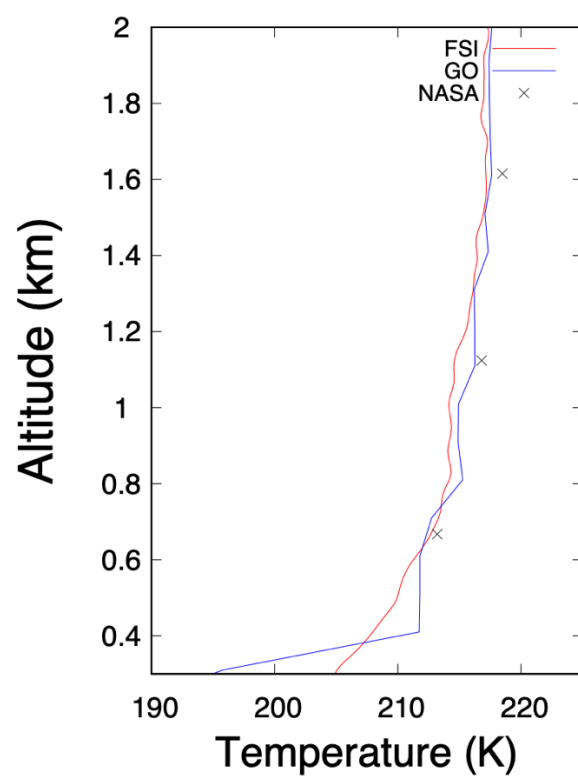
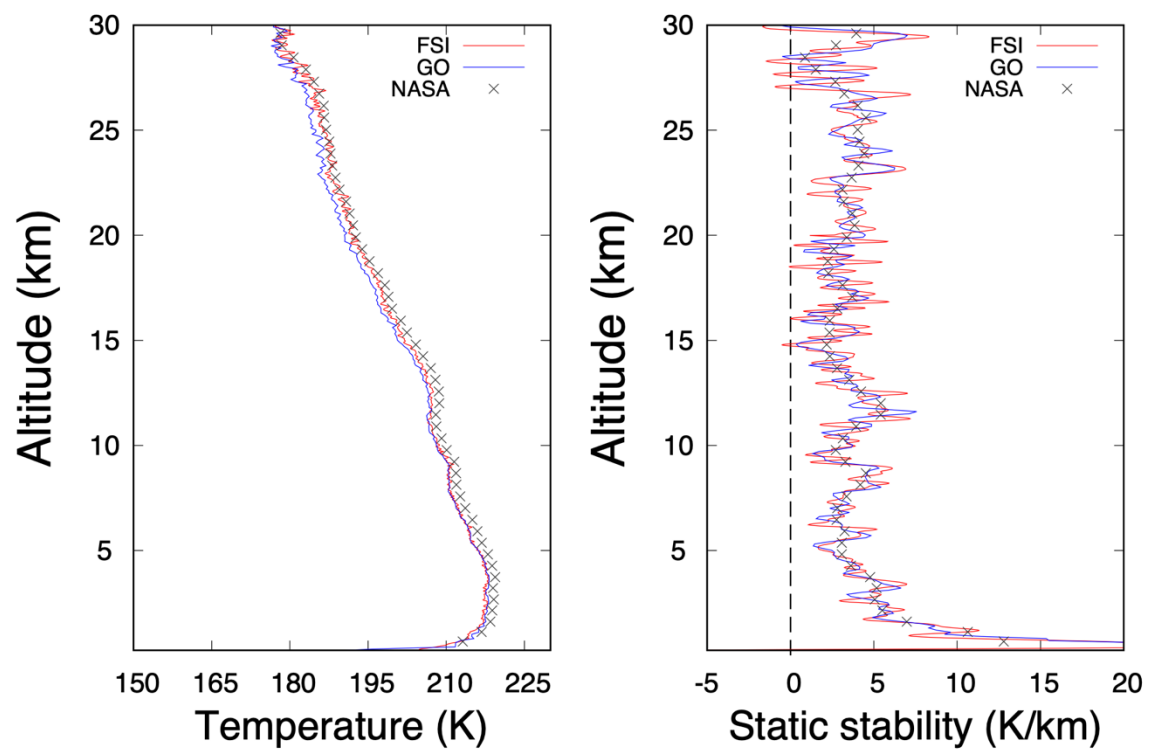
表1 グループ1の各データの観測開始時刻と緯度・経度

	観測開始時刻	緯度	経度
(a)	1998年2月5日20時31分00秒	4.77°S	233.754°E
(b)	1998年2月7日08時56分58秒	9.407°S	59.853°E
(c)	1998年2月8日03時1分58秒	11.669°S	154.97°E
(d)	1998年2月9日14時49分21秒	15.999°S	350.791°E
(e)	1998年2月11日19時26分19秒	22.254°S	299.928°E
(f)	1998年2月12日12時40分17秒	24.17°S	47.487°E
(g)	1998年2月15日08時22分34秒	31.514°S	135.242°E
(h)	1998年2月16日00時58分50秒	33.228°S	251.841°E
(i)	1998年2月16日17時29分26秒	34.85°S	9.821°E
(j)	1998年2月17日09時55分10秒	36.475°S	129.216°E
(k)	1998年2月18日02時15分50秒	38.062°S	249.954°E
(l)	1998年2月18日18時30分35秒	39.608°S	11.826°E
(m)	1998年2月19日10時37分00秒	41.136°S	134.88°E
(n)	1998年2月20日02時39分50秒	42.585°S	259.07°E
(o)	1998年2月21日10時31分40秒	45.442°S	151.271°E

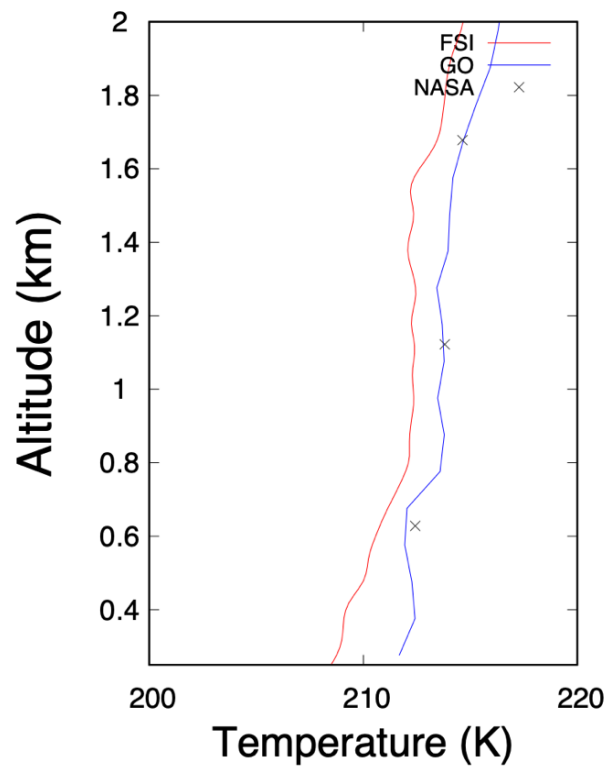
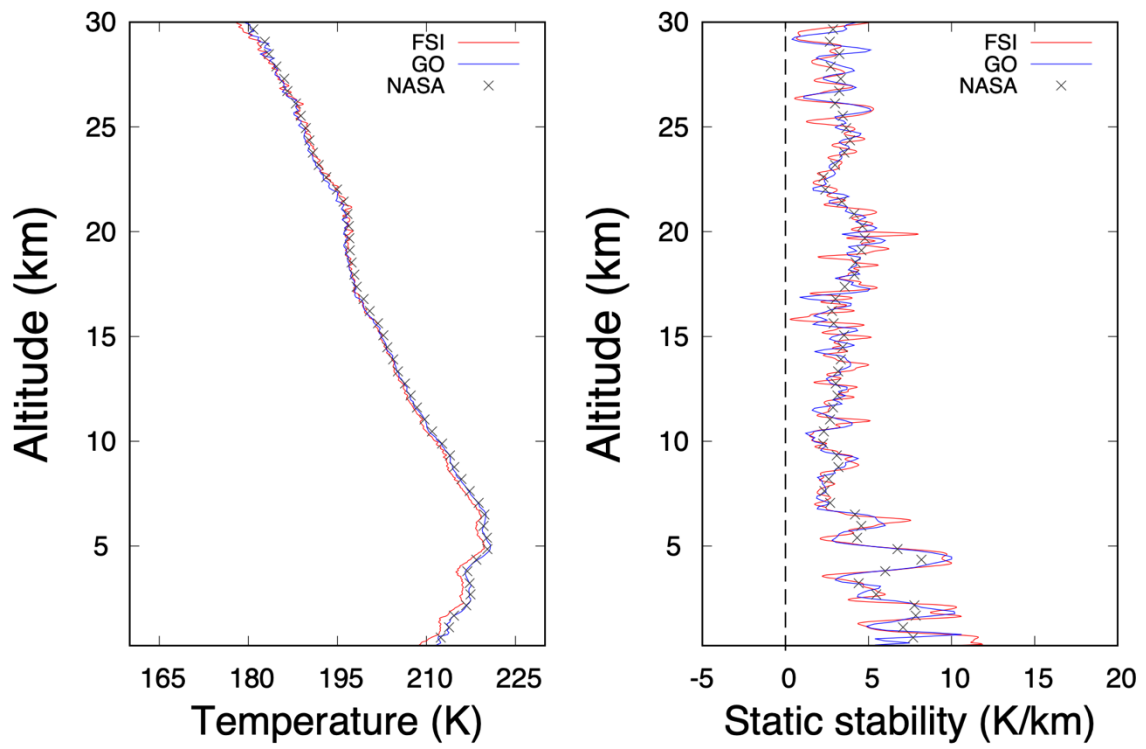
(a)



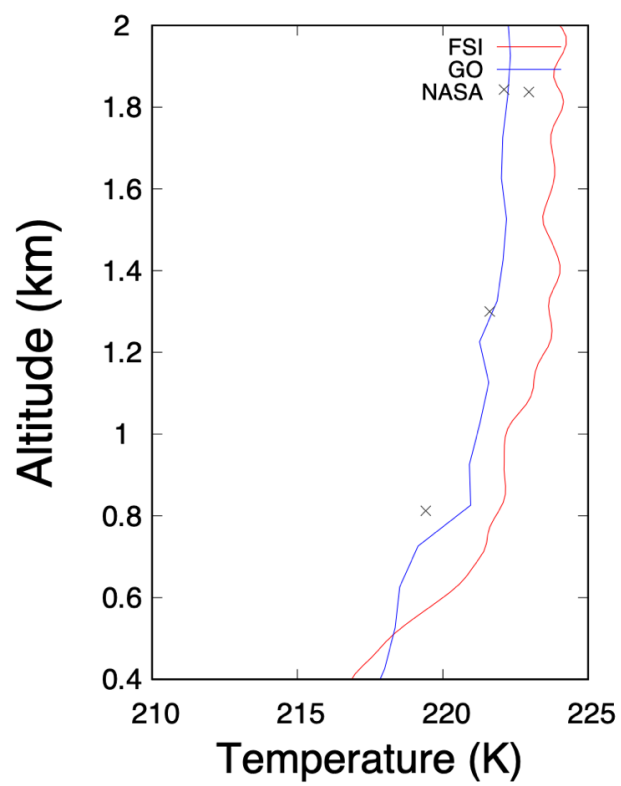
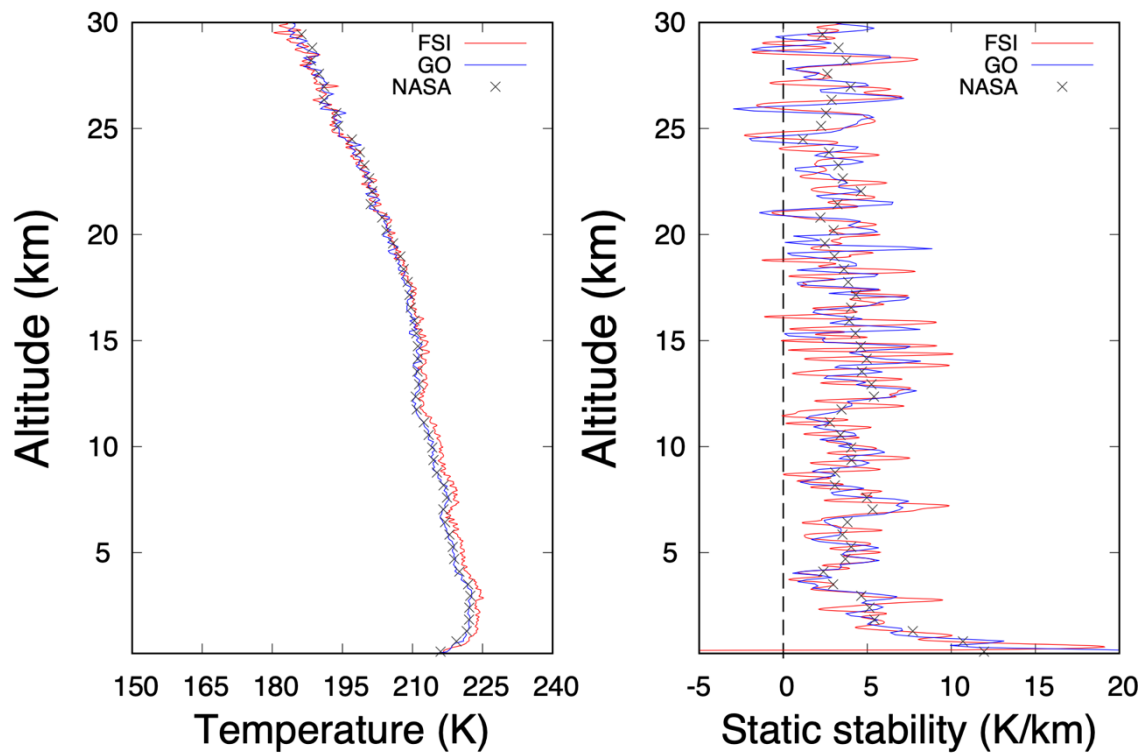
(b)



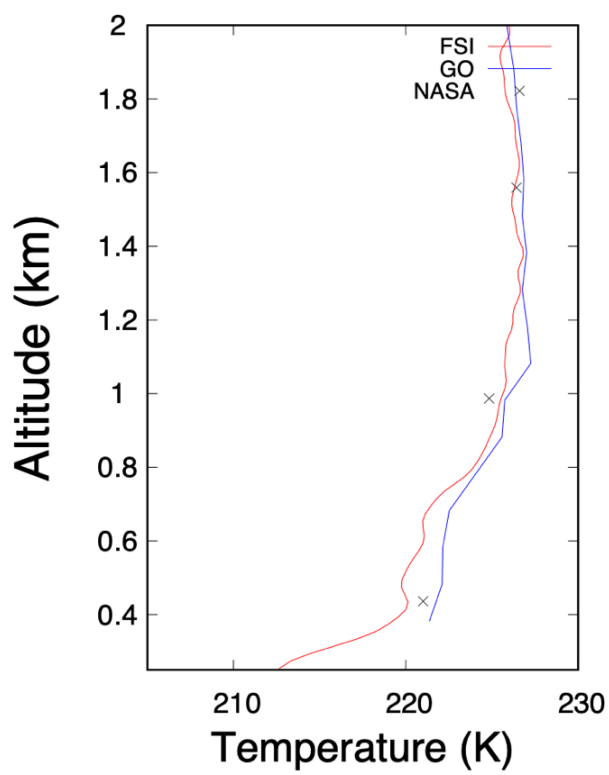
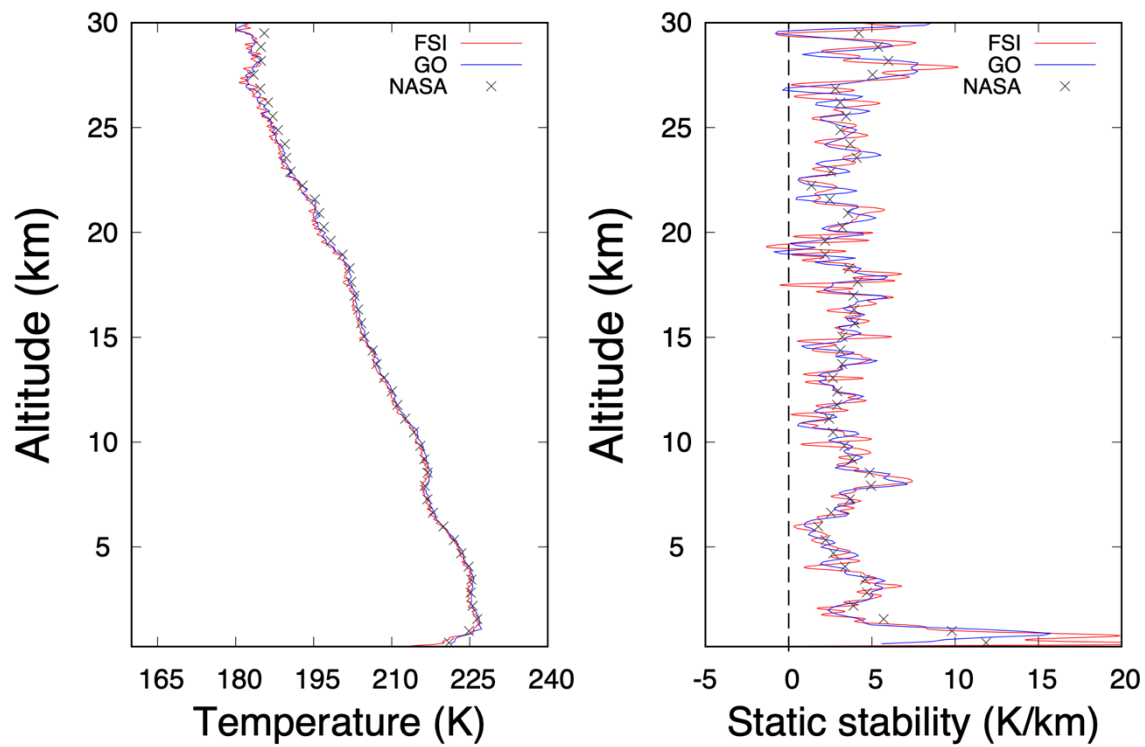
(c)



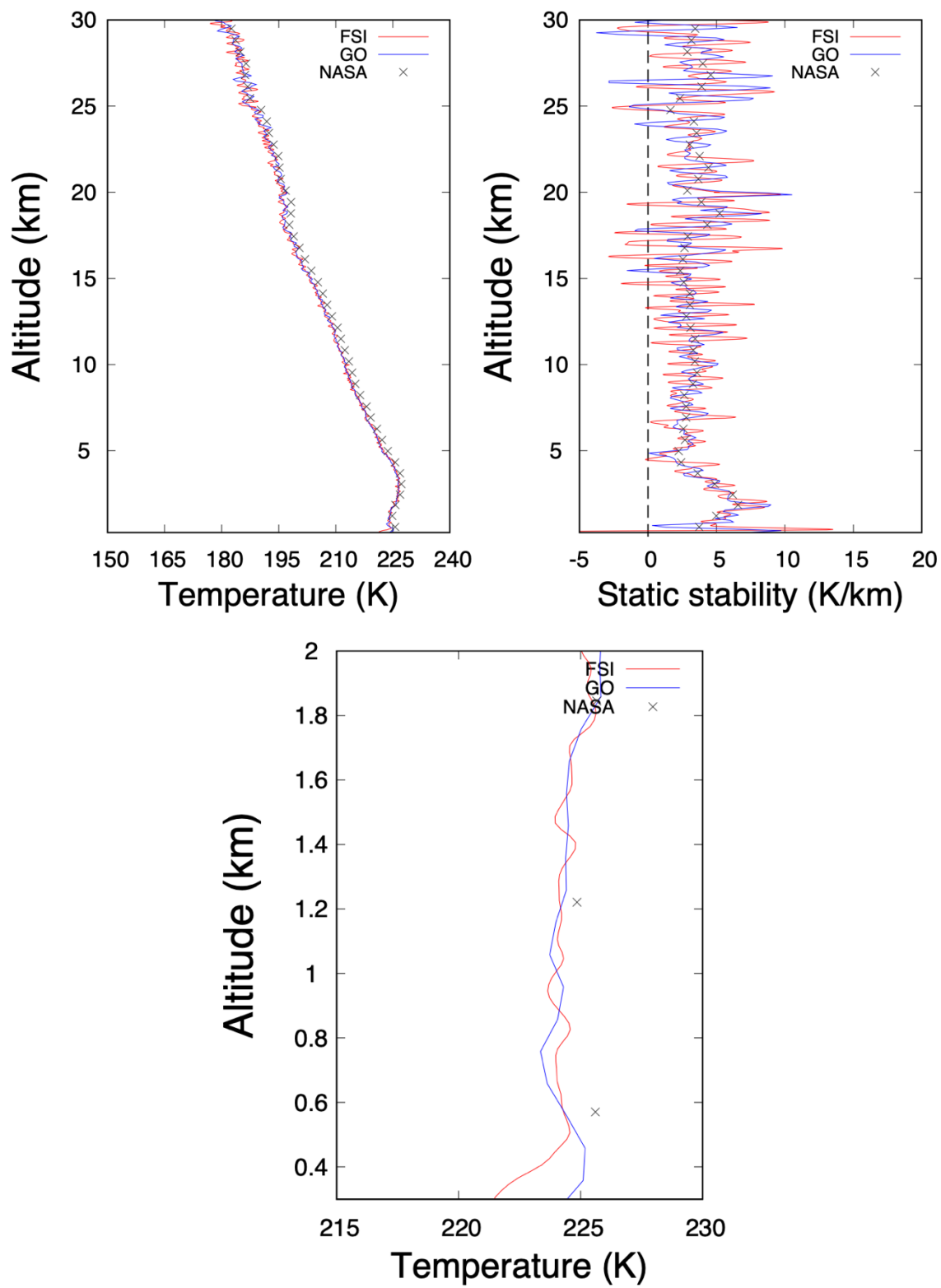
(d)



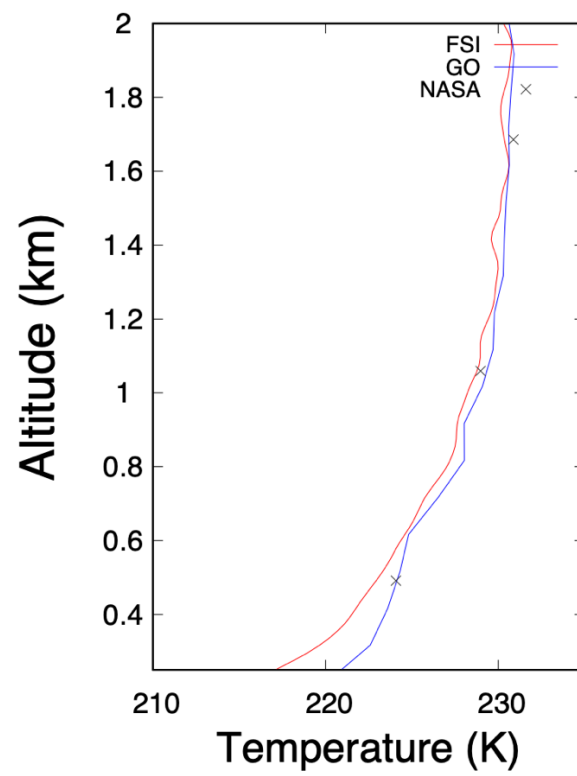
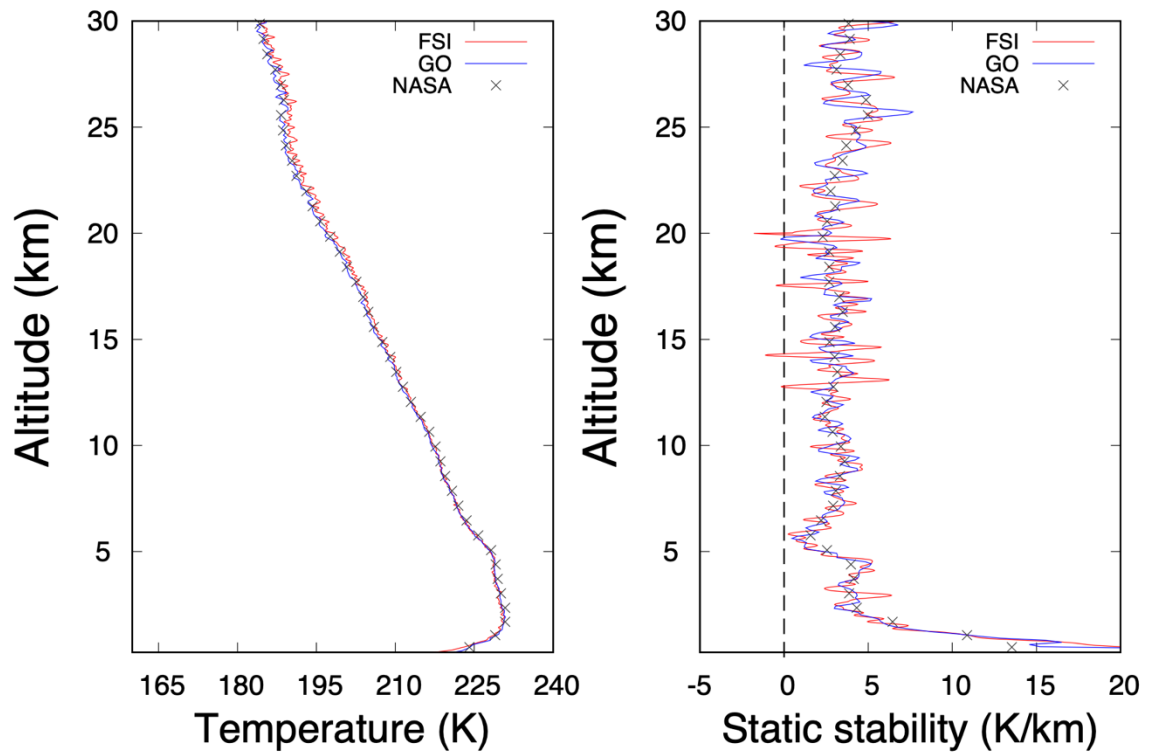
(e)



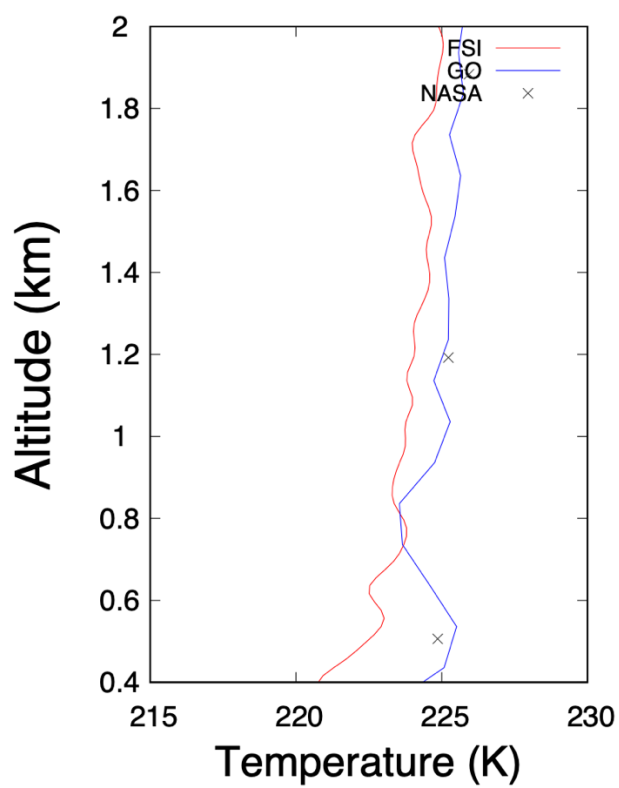
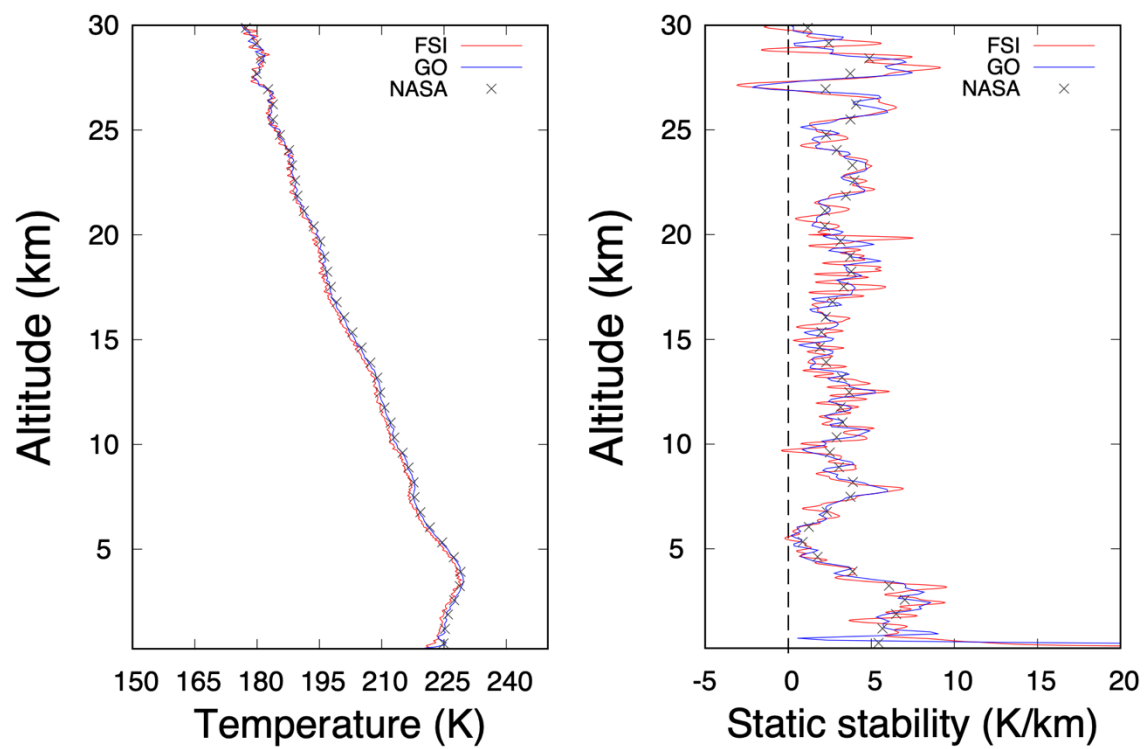
(f)



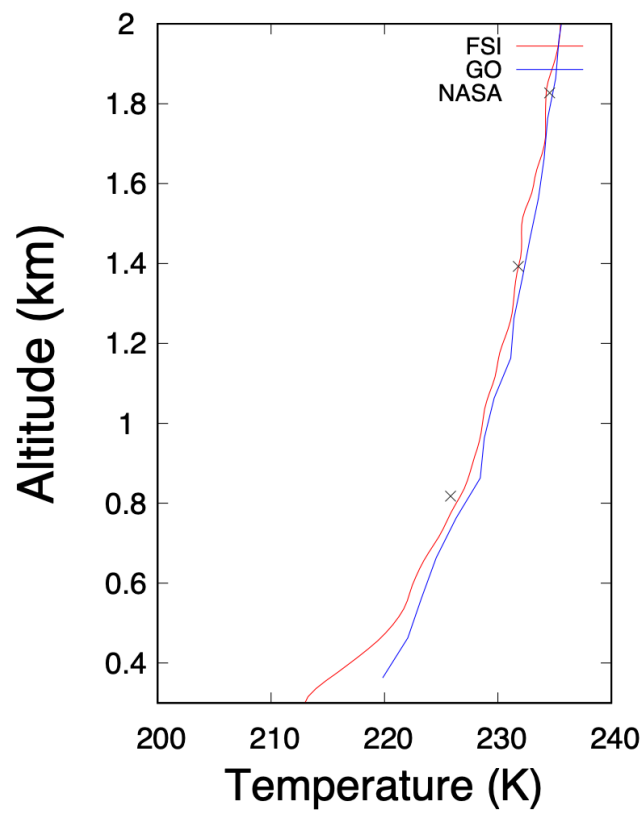
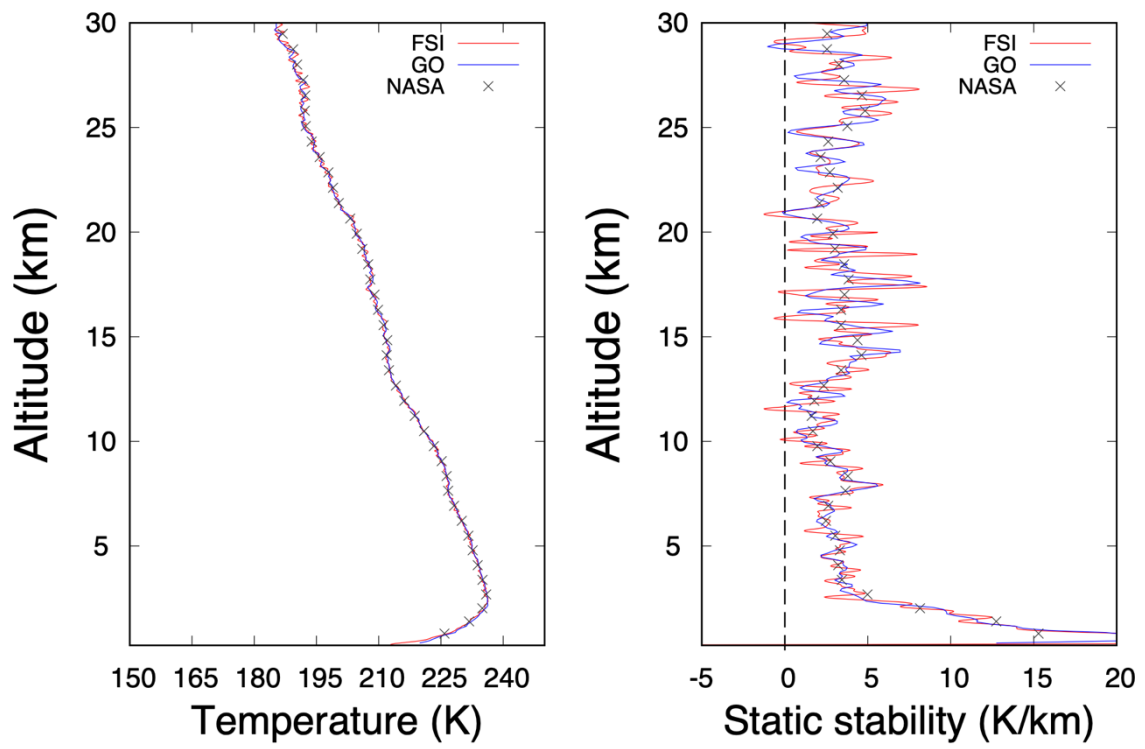
(g)



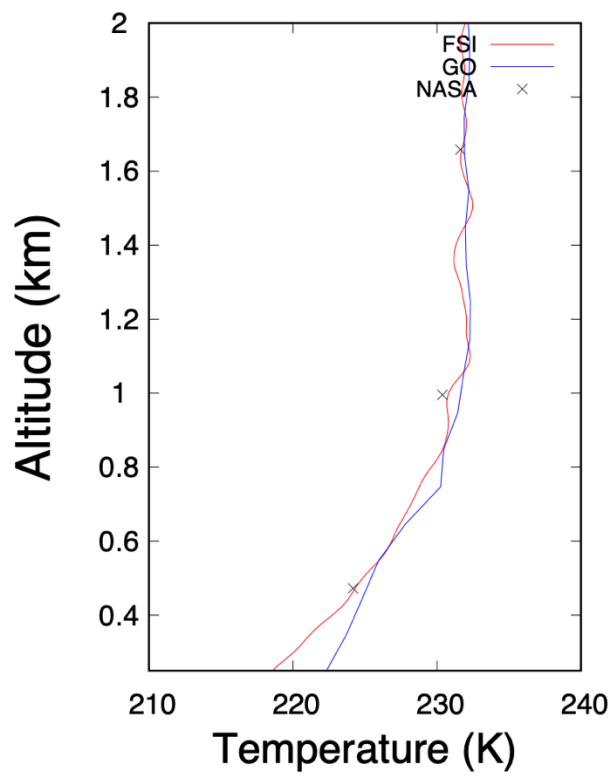
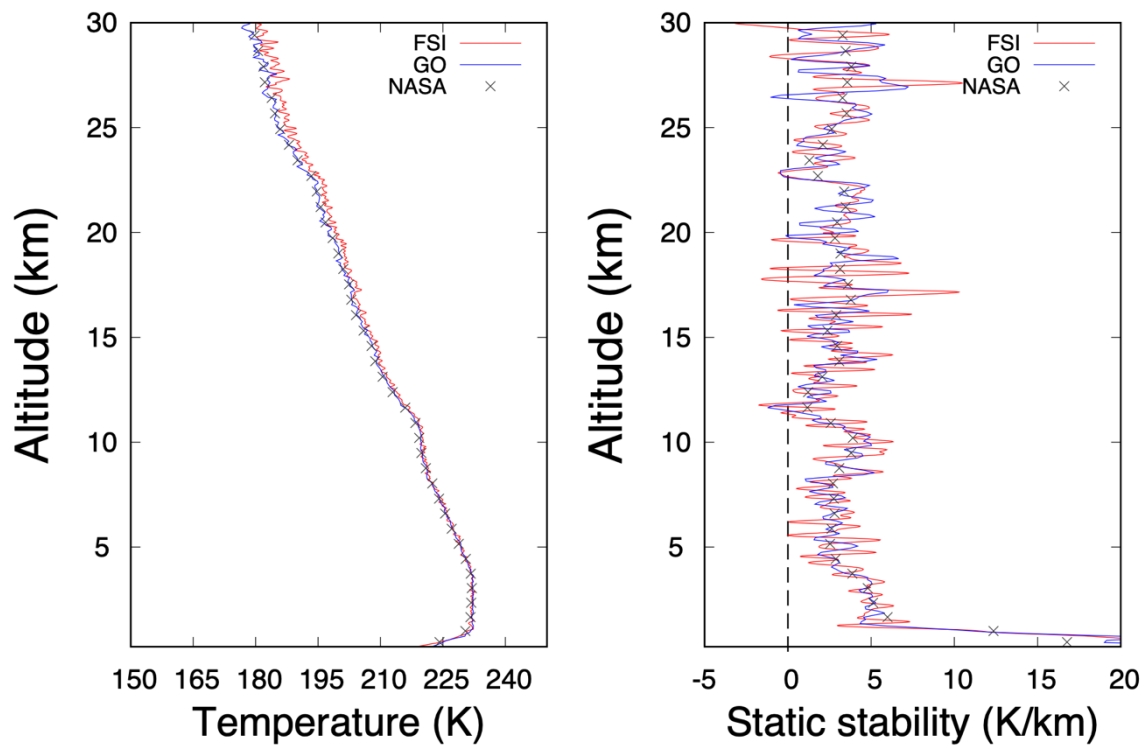
(h)



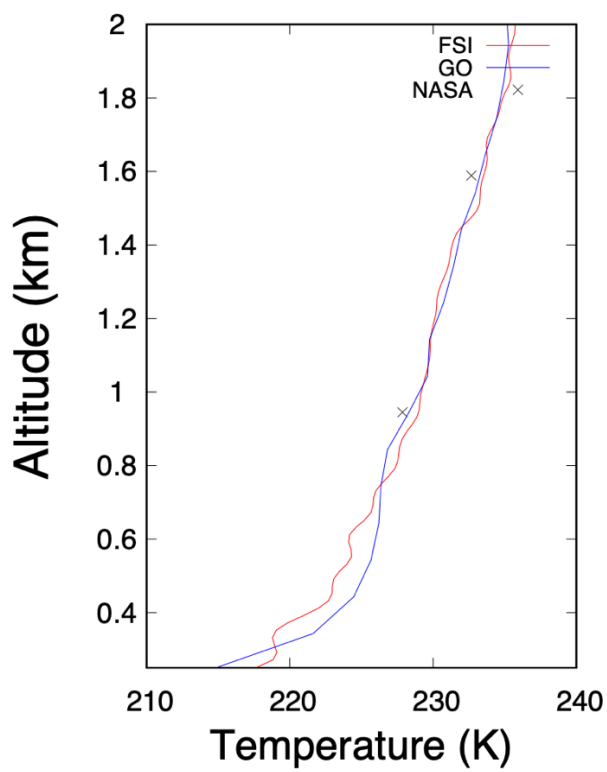
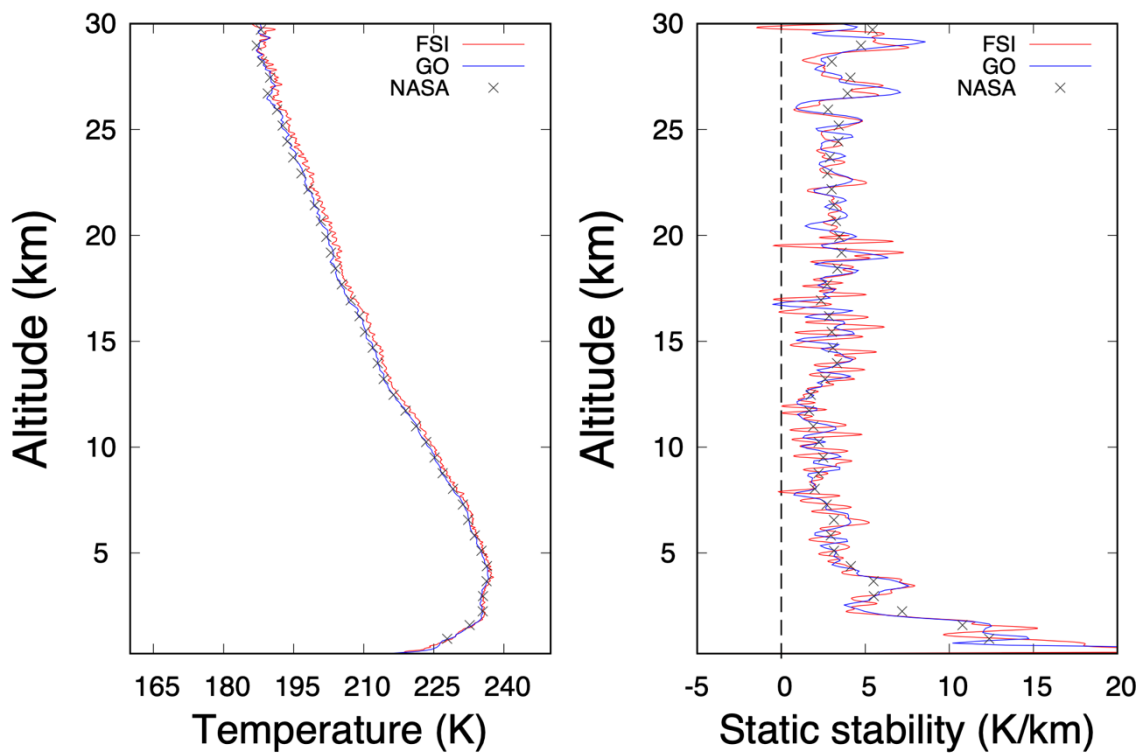
(i)



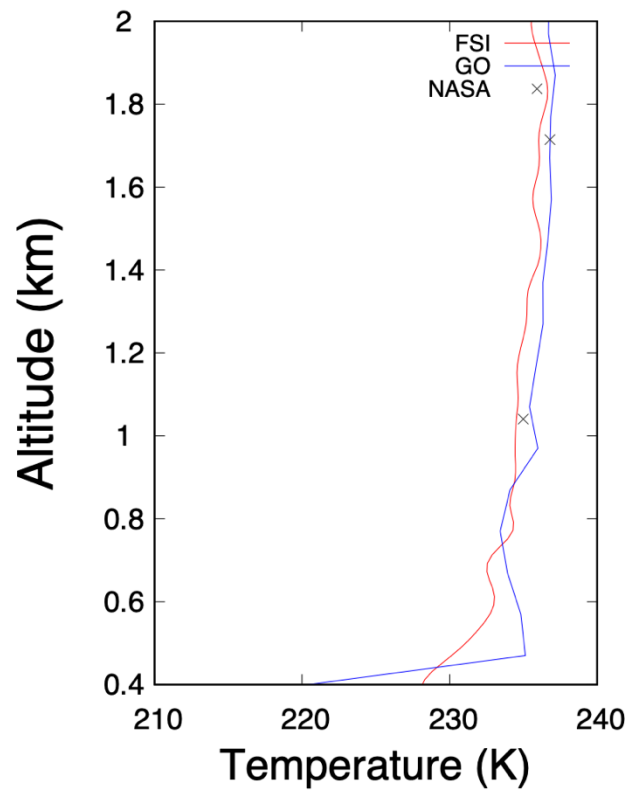
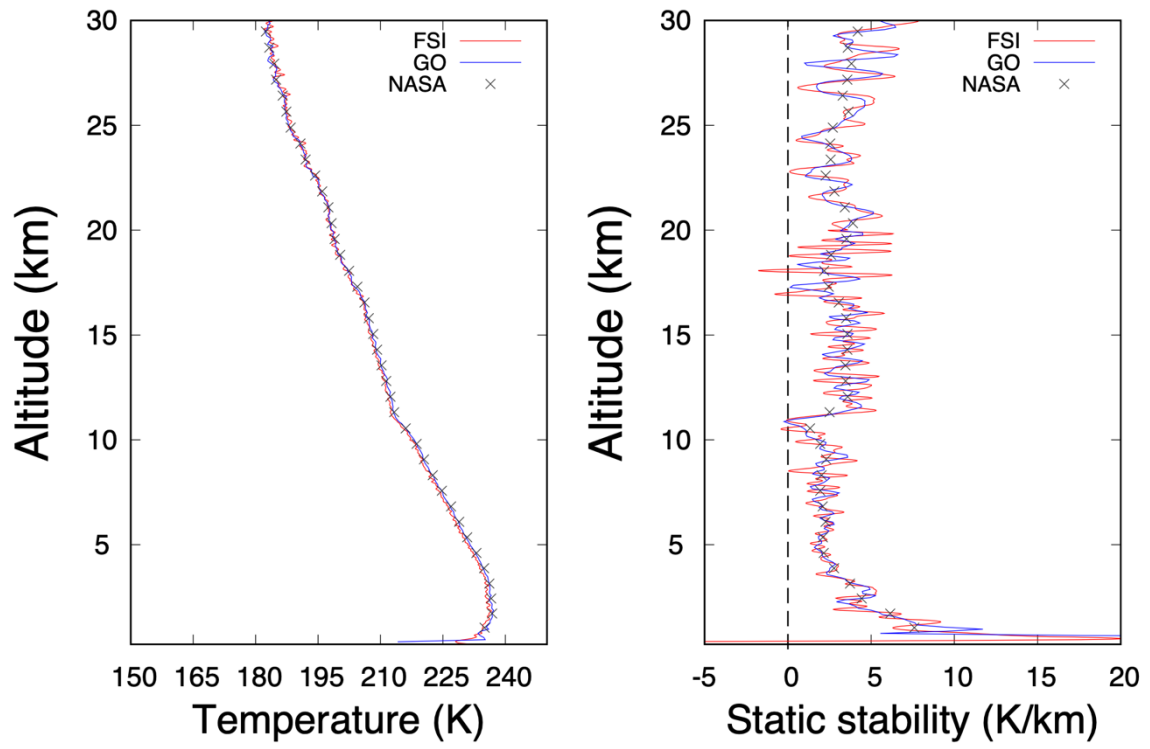
(j)



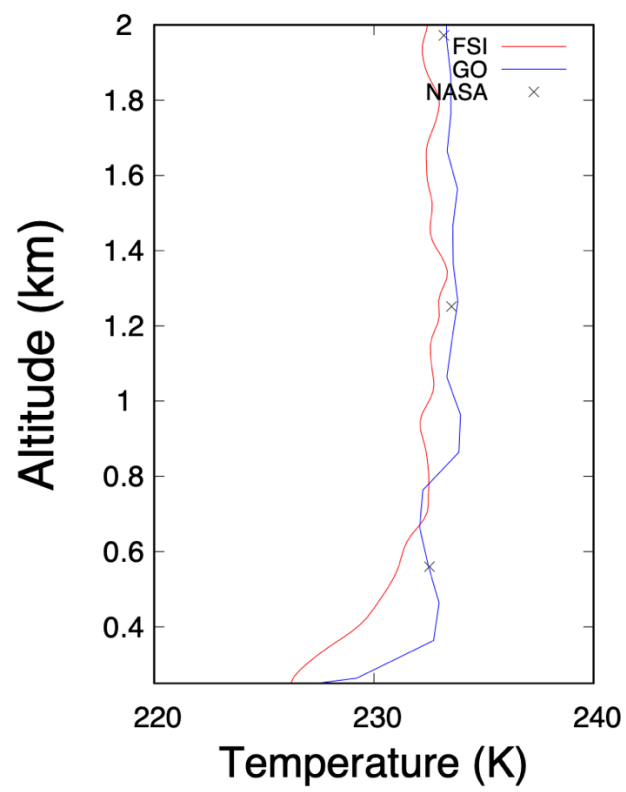
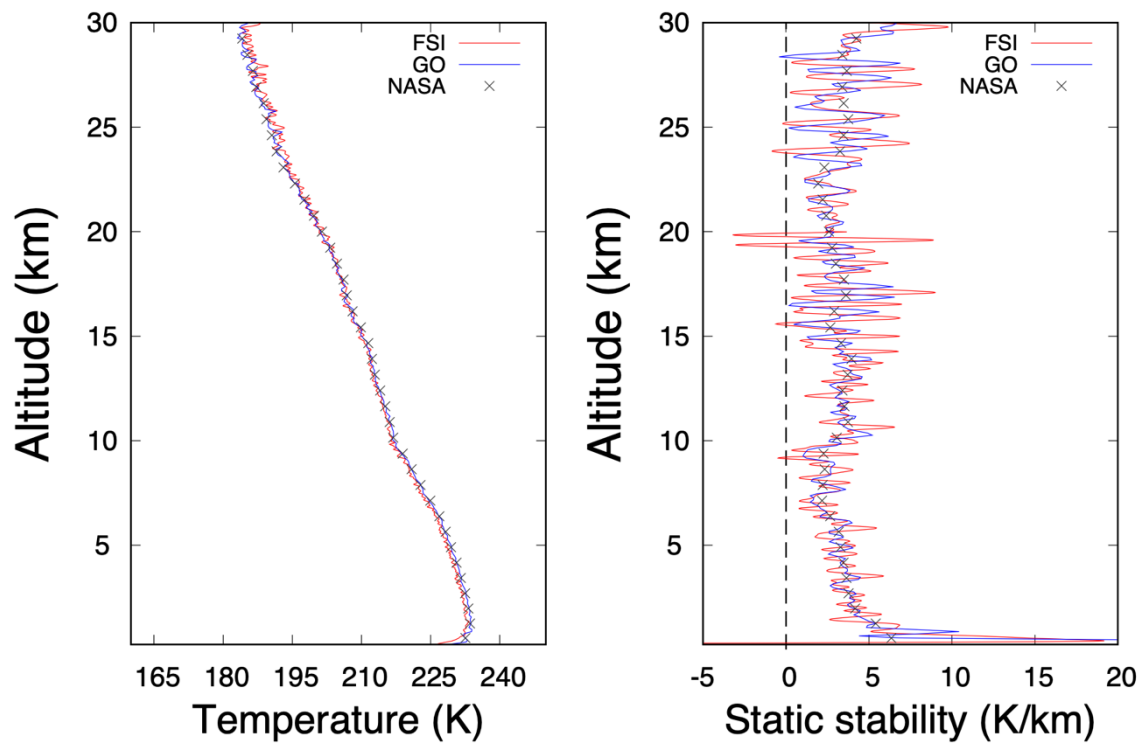
(k)



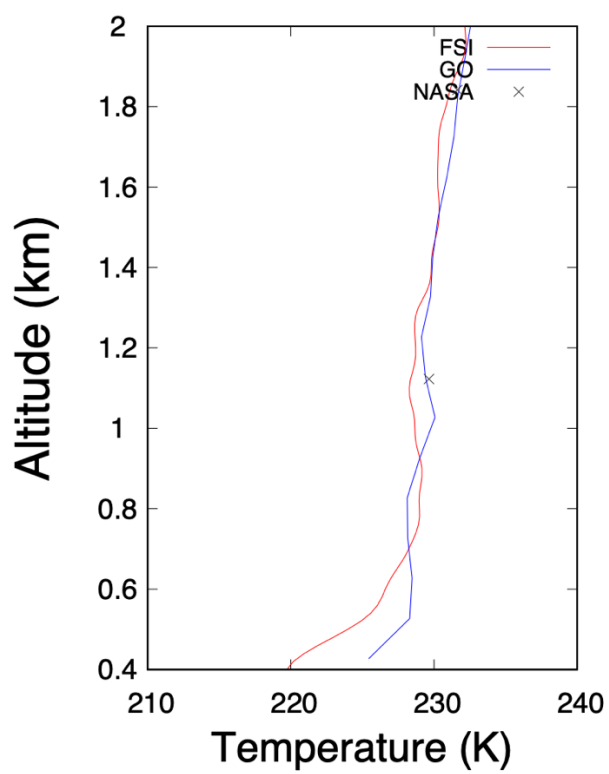
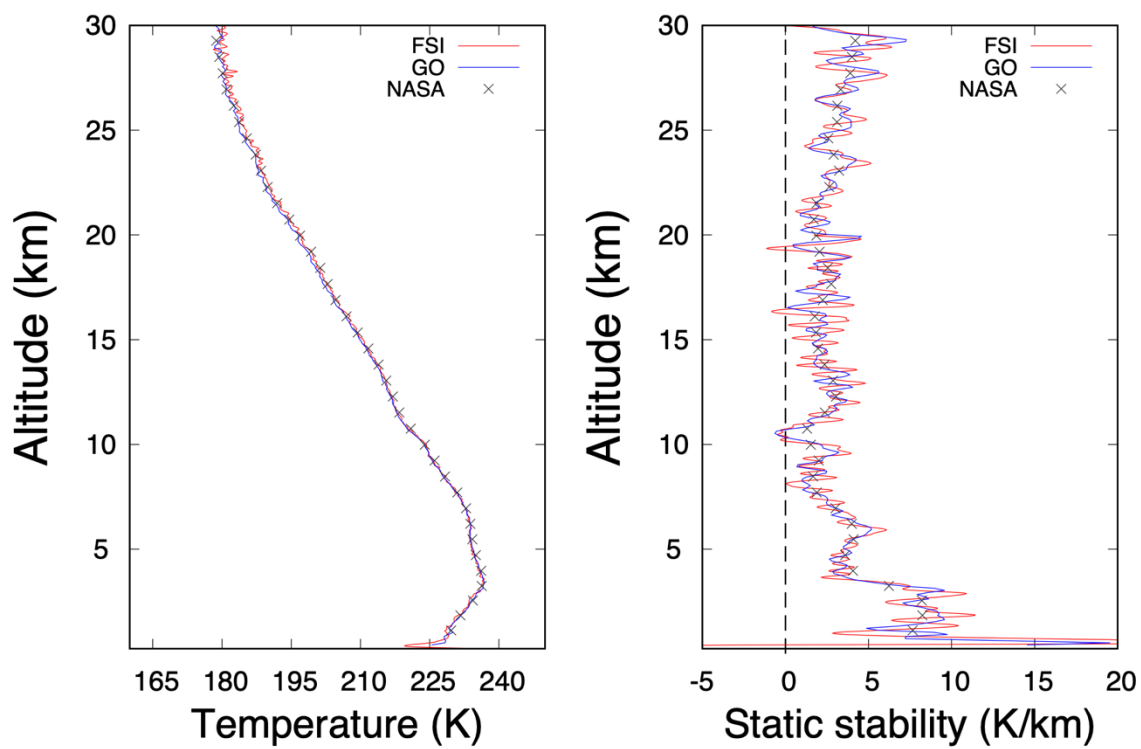
(l)



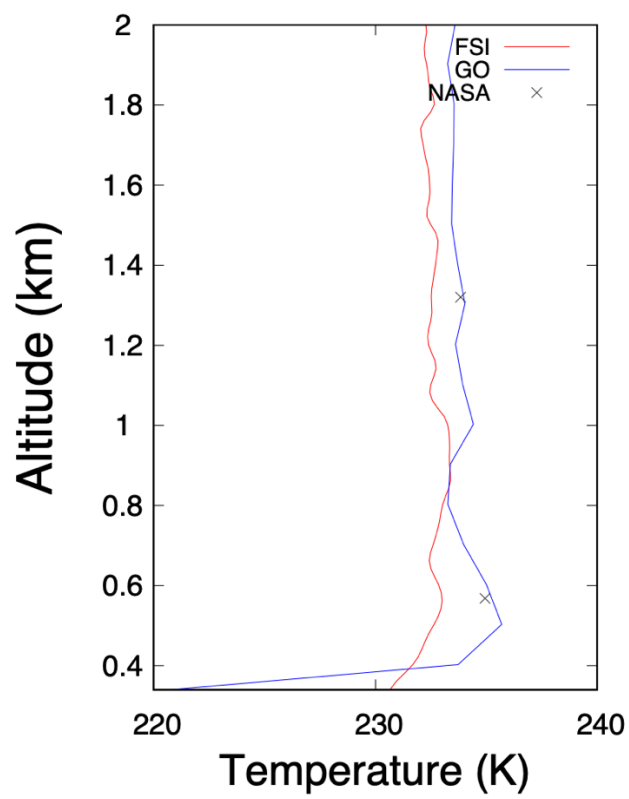
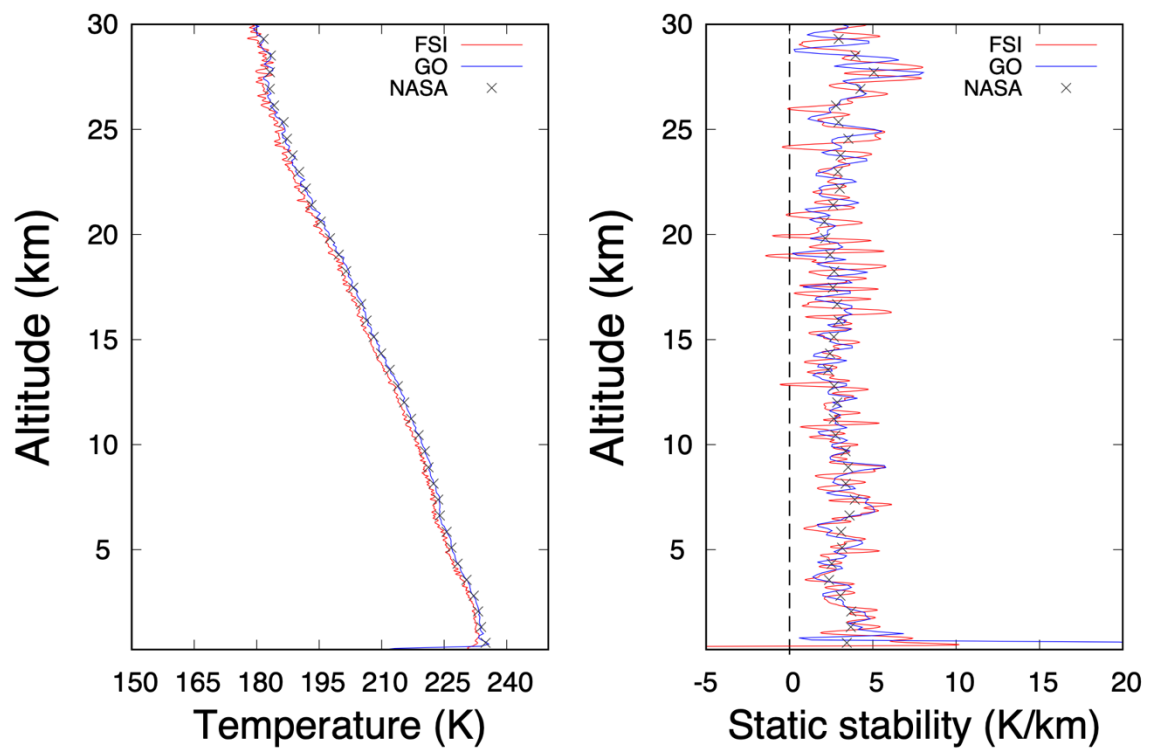
(m)



(n)



(o)

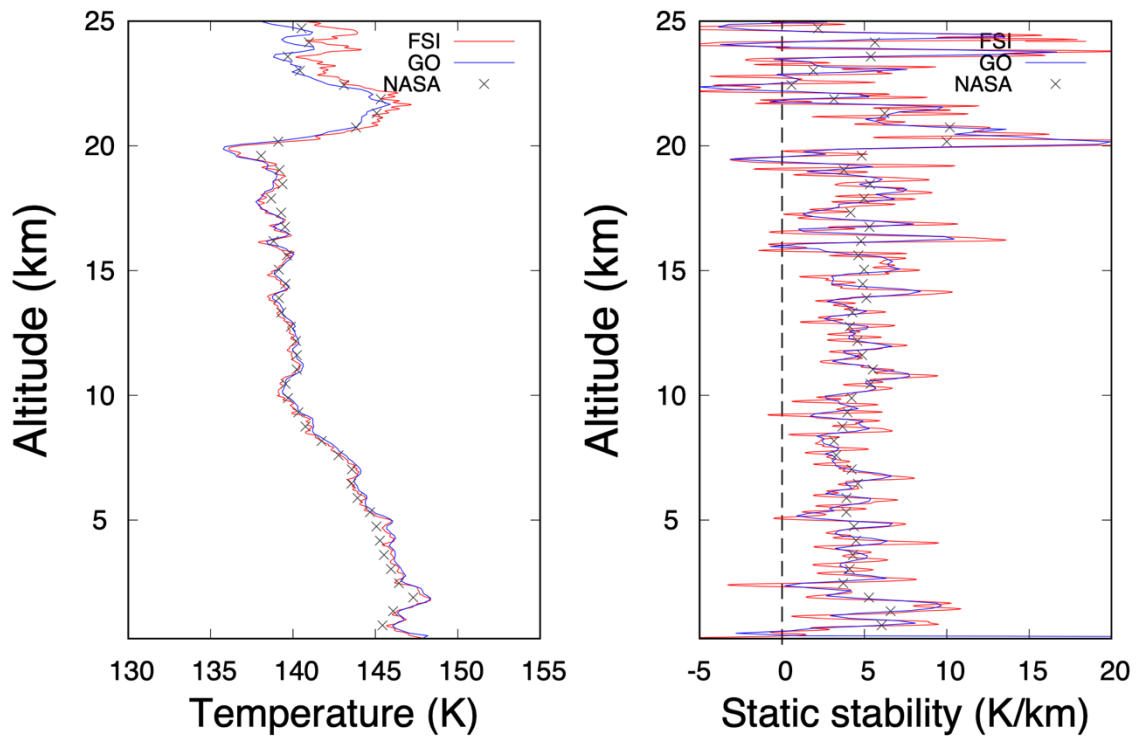


グループ 2

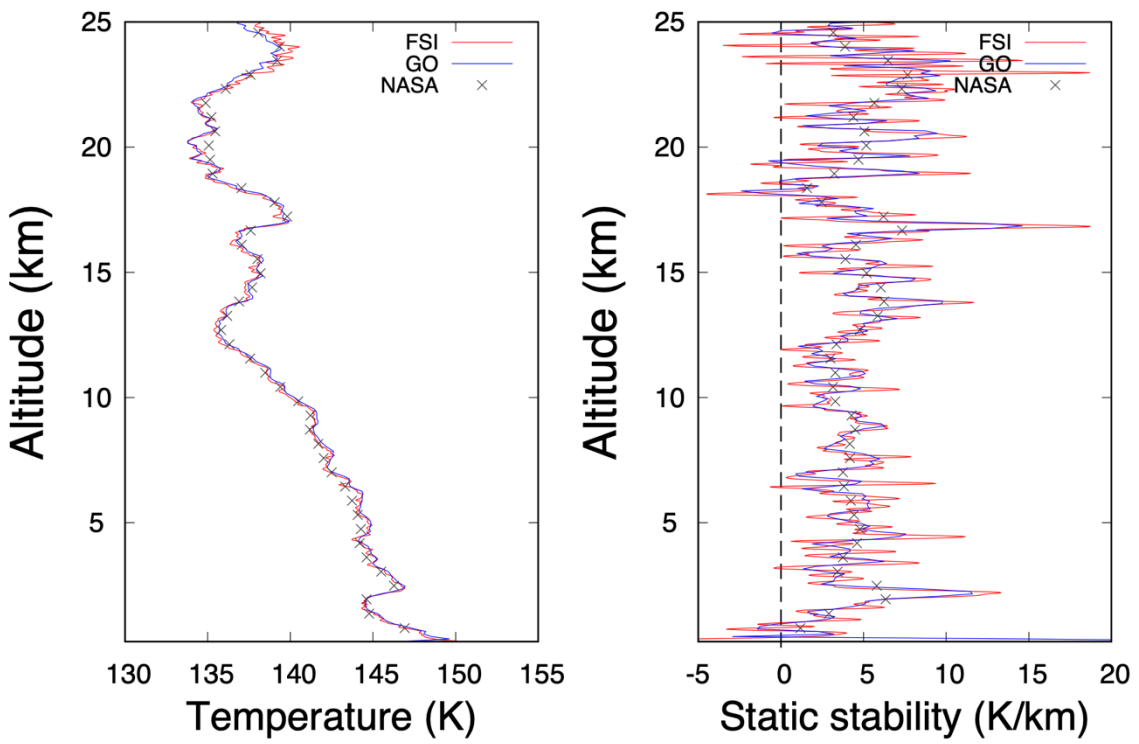
表 2 グループ 2 の各データの観測開始時刻と緯度・経度

	観測開始時刻	緯度	経度
(a)	1999 年 3 月 21 日 18 時 41 分 00 秒	74.757°S	6.301°E
(b)	1999 年 3 月 23 日 17 時 45 分 00 秒	74.702°S	37.469°E
(c)	1999 年 3 月 9 日 20 時 22 分 00 秒	74.566°S	237.05°E
(d)	1999 年 3 月 11 日 17 時 28 分 00 秒	74.656°S	296.848°E
(e)	1999 年 3 月 19 日 17 時 39 分 00 秒	74.781°S	4.011°E
(f)	1999 年 3 月 20 日 17 時 12 分 00 秒	74.77°S	19.528°E
(g)	1999 年 3 月 24 日 17 時 07 分 00 秒	74.673°S	53.065°E
(h)	1999 年 3 月 11 日 19 時 26 分 00 秒	74.65°S	268.355°E
(i)	1999 年 3 月 11 日 21 時 24 分 00 秒	74.648°S	239.723°E
(j)	1999 年 3 月 12 日 17 時 00 分 00 秒	74.69°S	312.418°E
(k)	1999 年 3 月 12 日 18 時 58 分 00 秒	74.688°S	283.94°E
(l)	1999 年 3 月 12 日 20 時 56 分 00 秒	74.682°S	255.401°E
(m)	1999 年 3 月 13 日 18 時 30 分 00 秒	74.719°S	299.409°E
(n)	1999 年 3 月 13 日 22 時 25 分 00 秒	74.712°S。	242.323°E
(o)	1999 年 3 月 14 日 18 時 02 分 00 秒	74.744°S	314.962°E

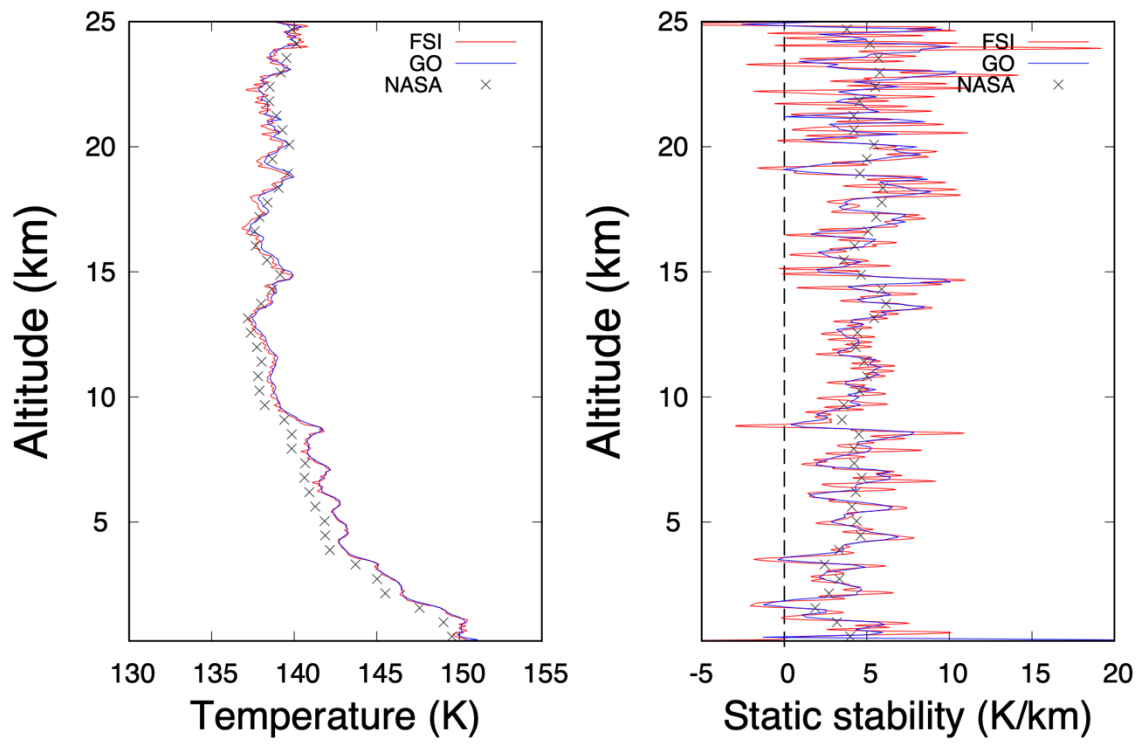
(a)



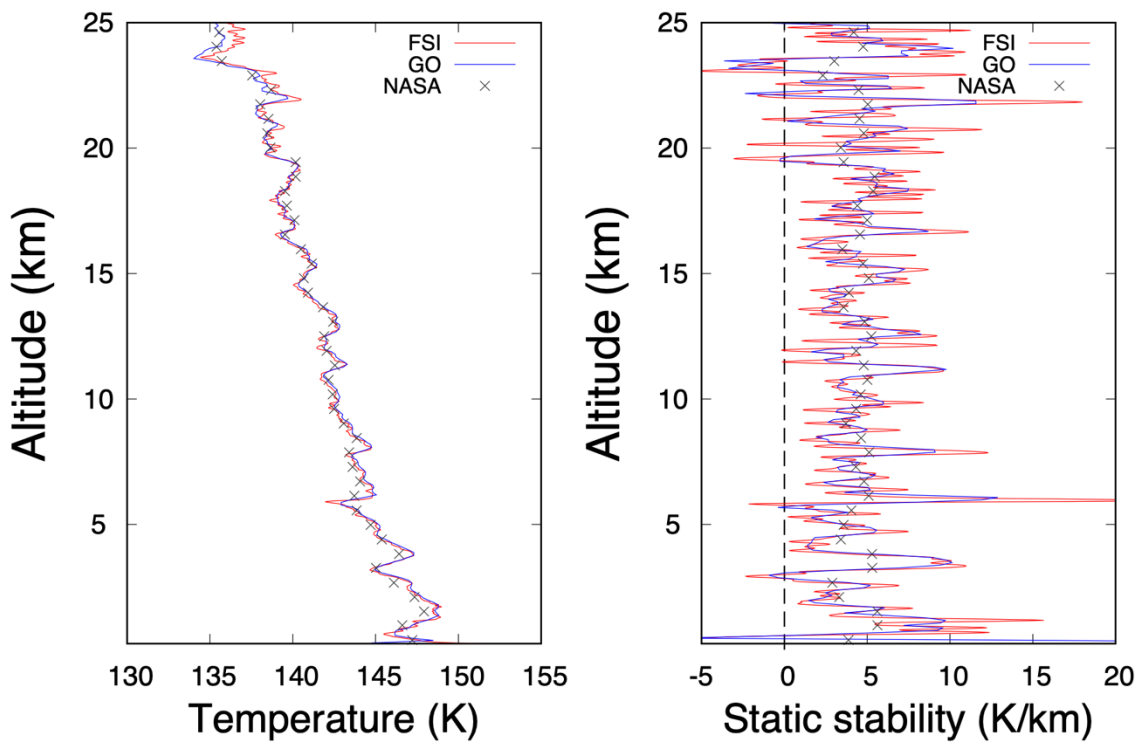
(b)



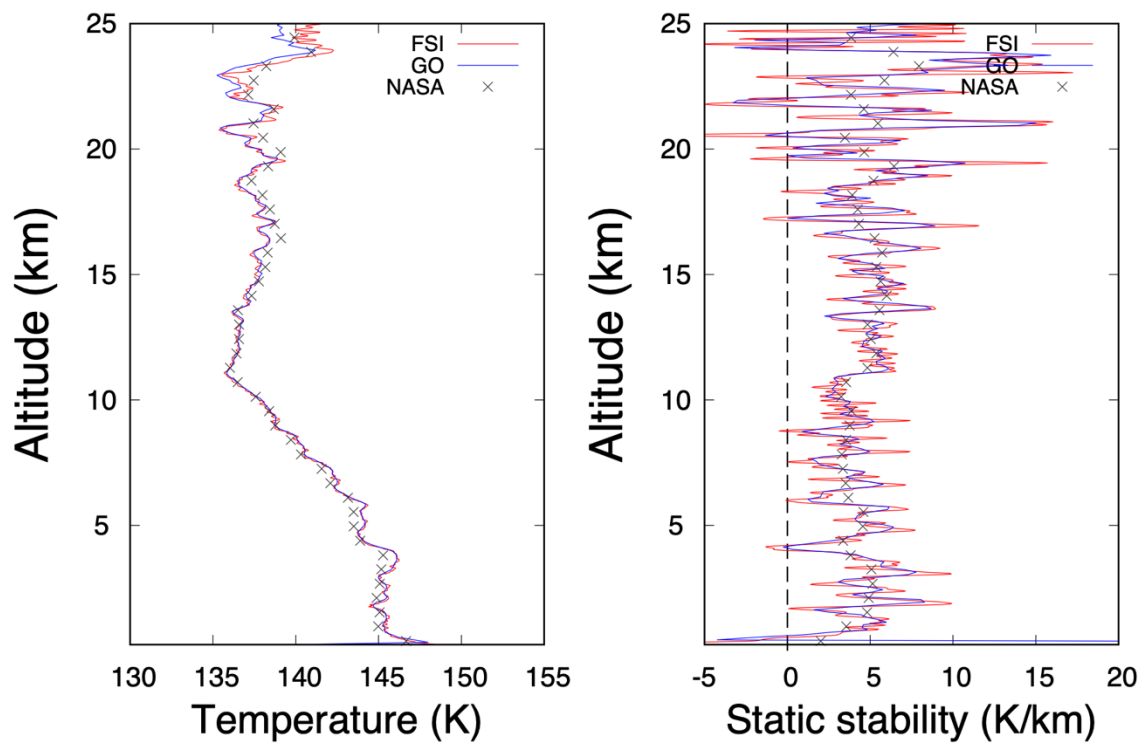
(c)



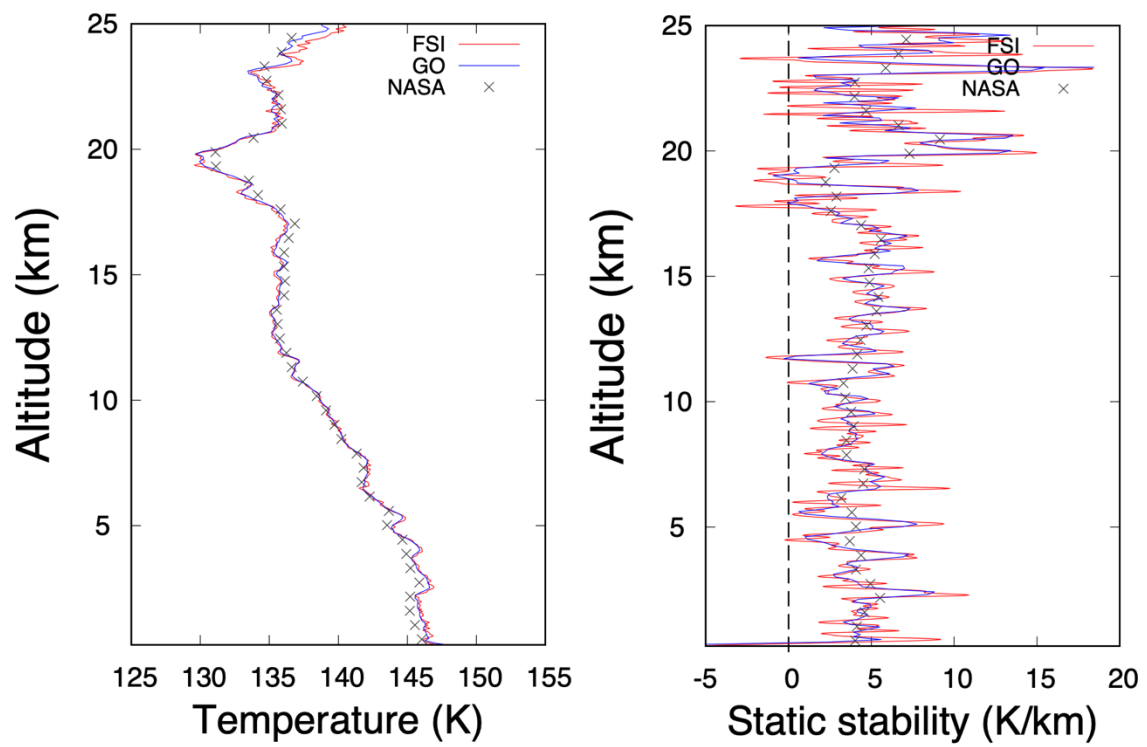
(d)



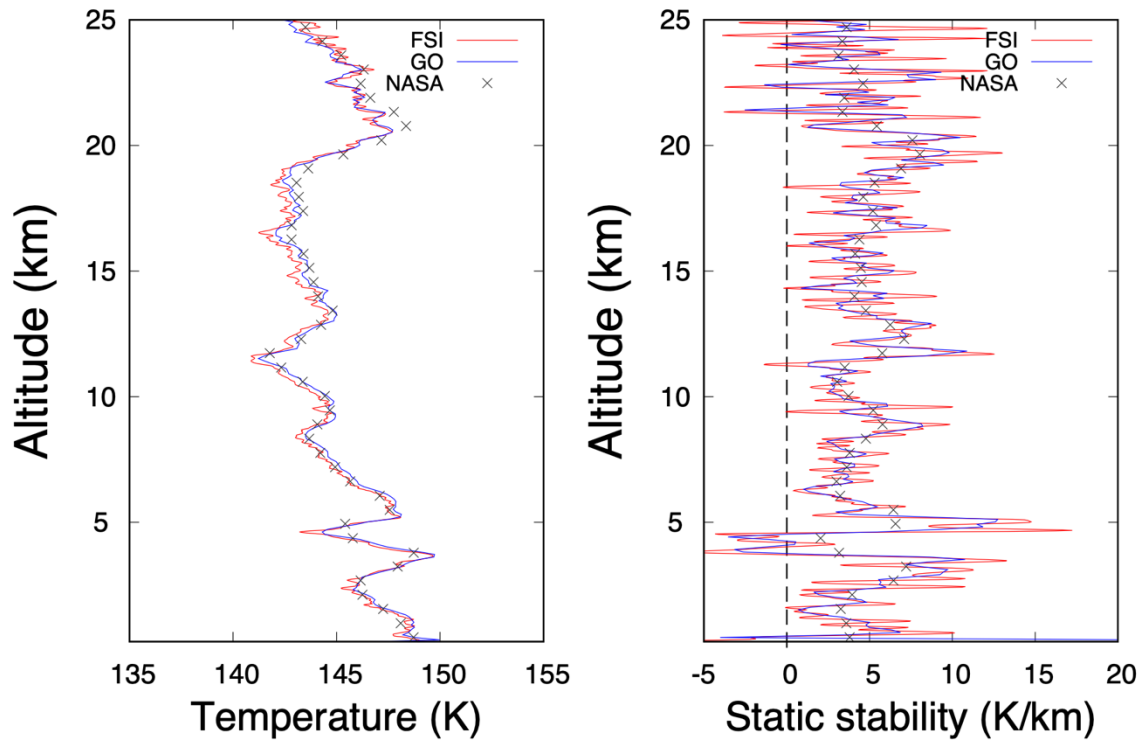
(e)



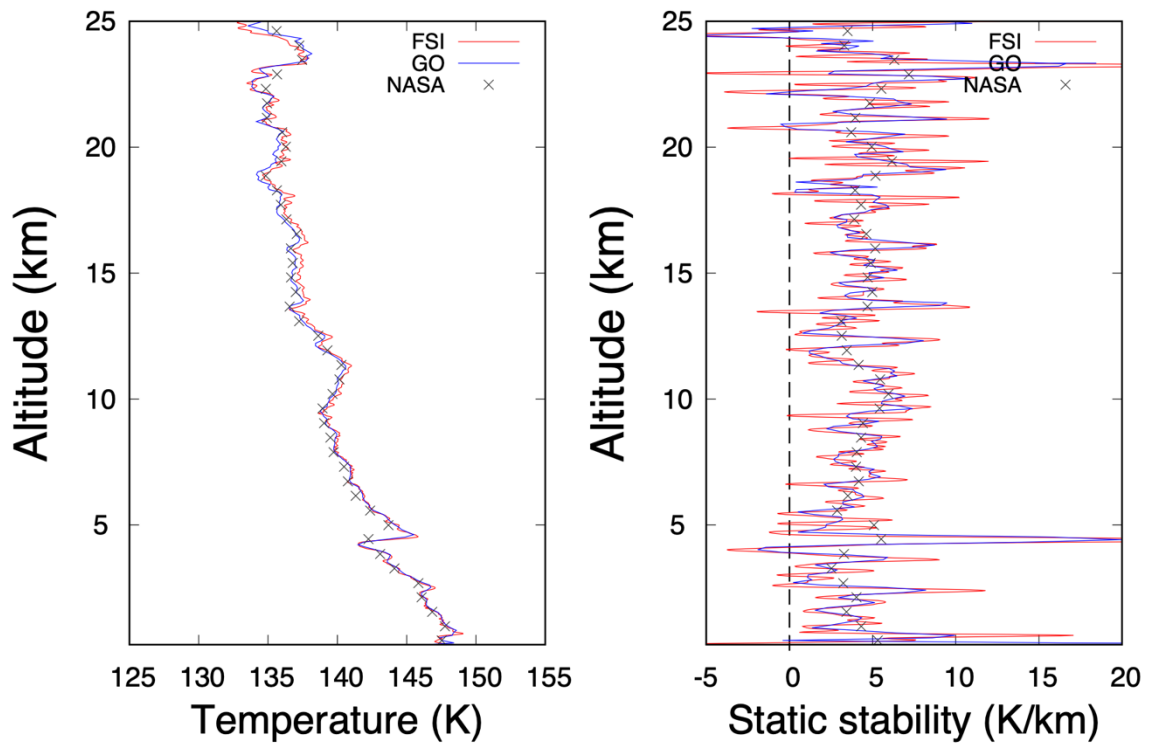
(f)



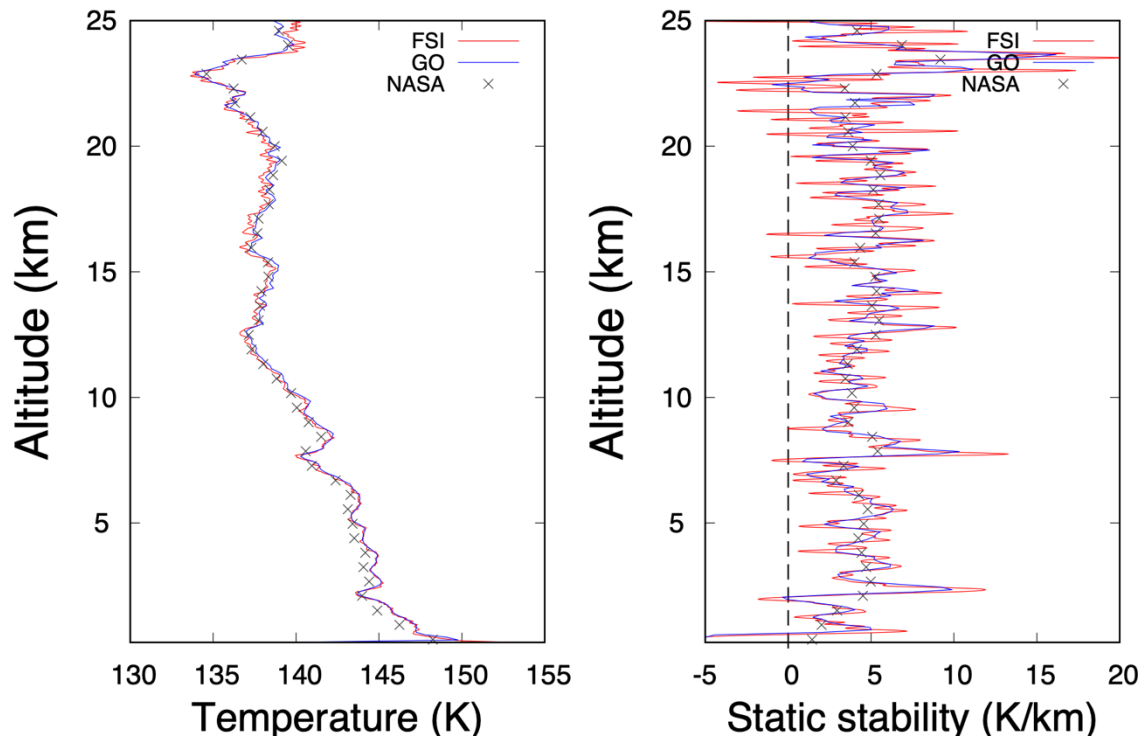
(g)



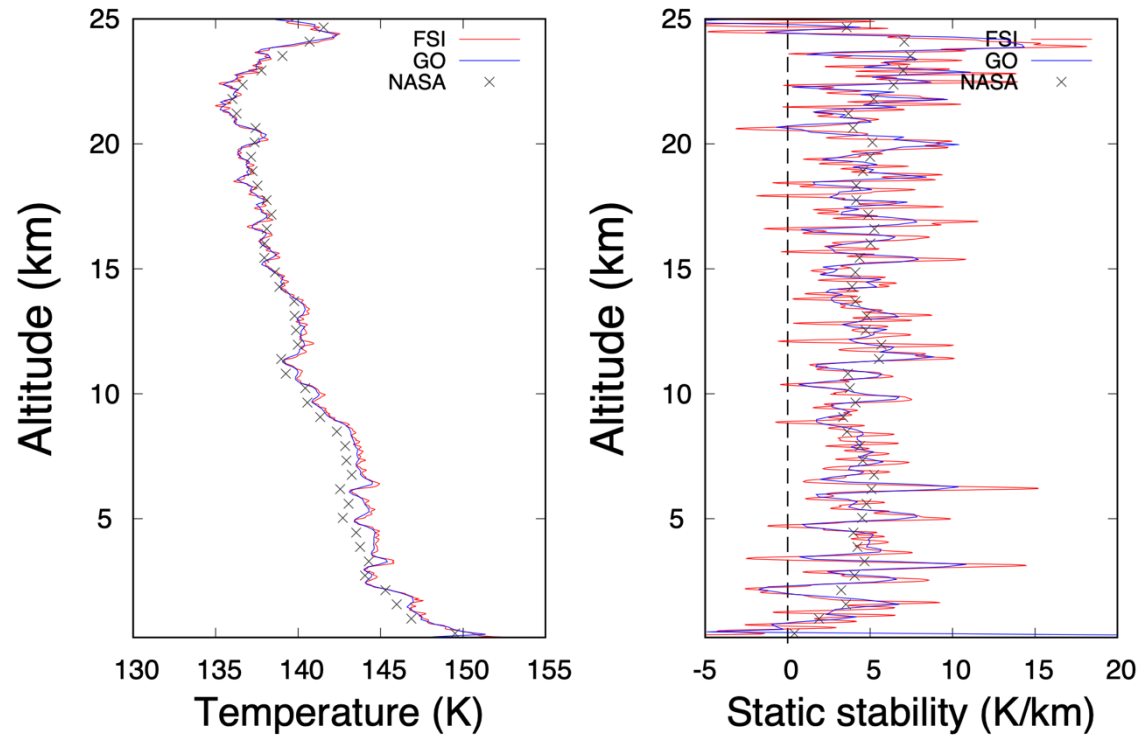
(h)



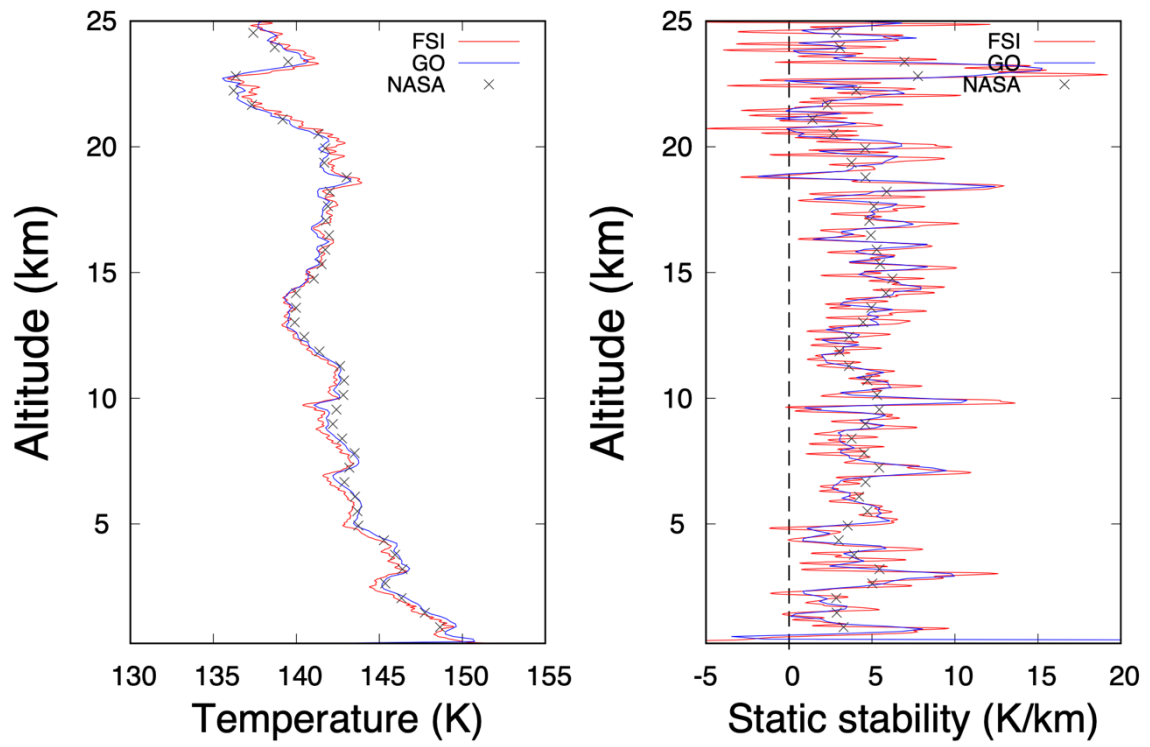
(i)



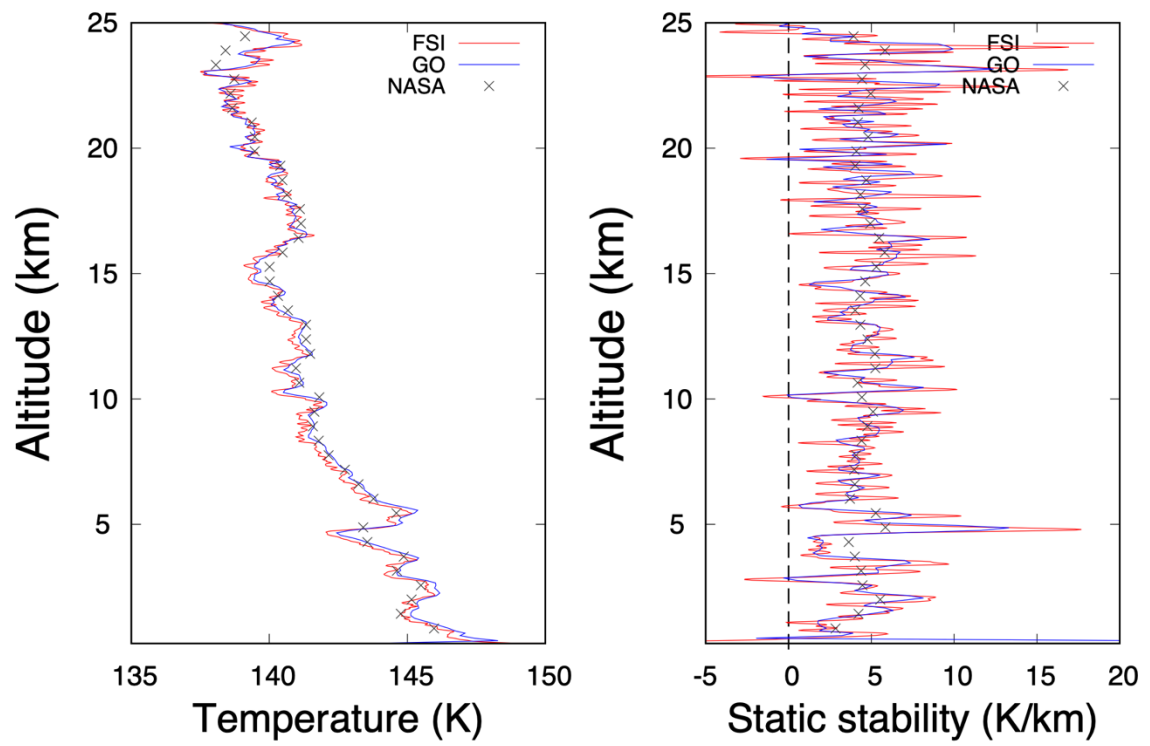
(j)



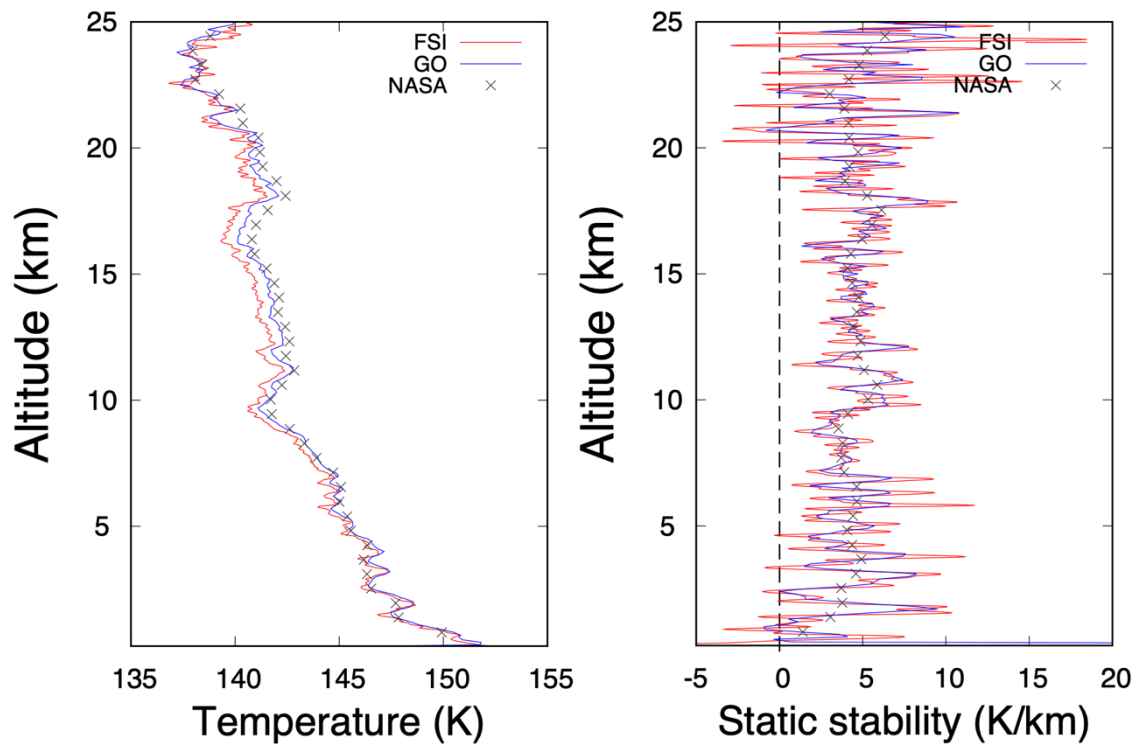
(k)



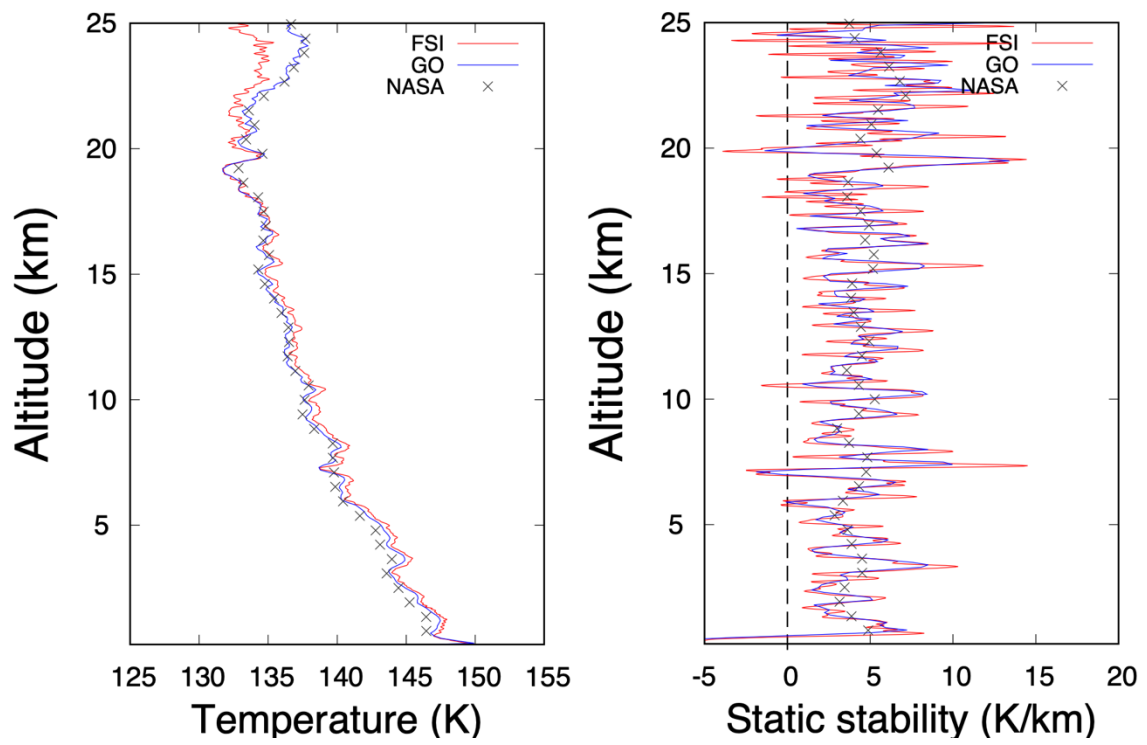
(l)



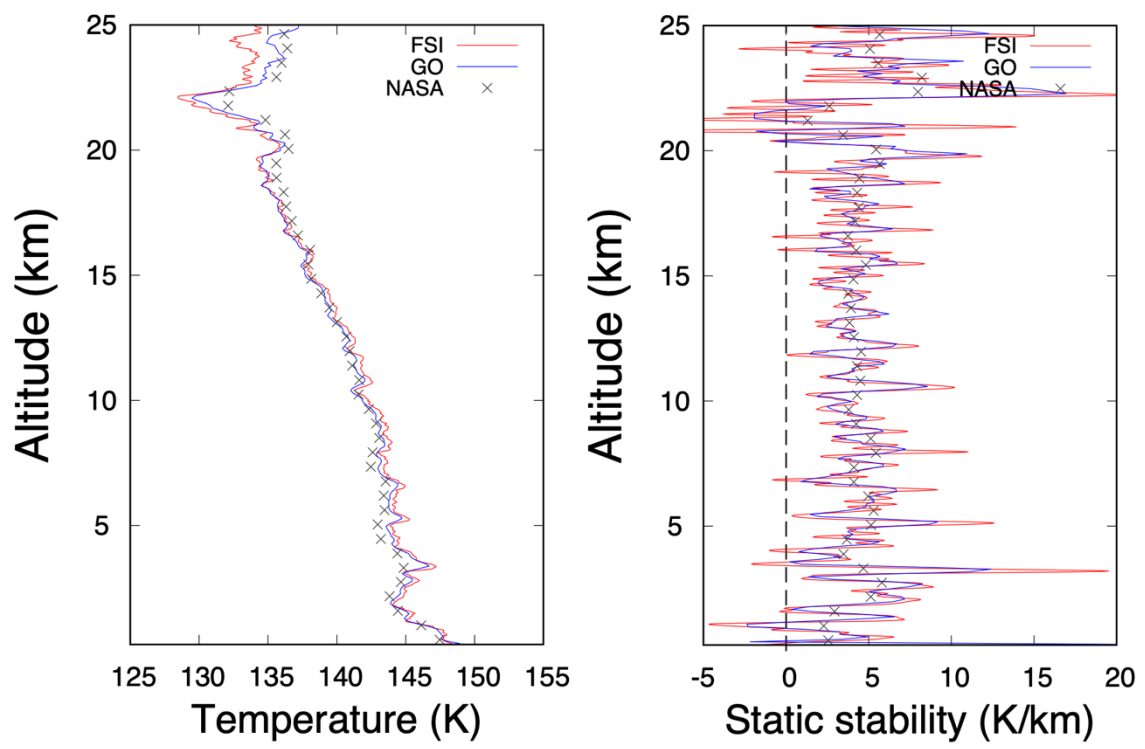
(m)



(n)



(o)

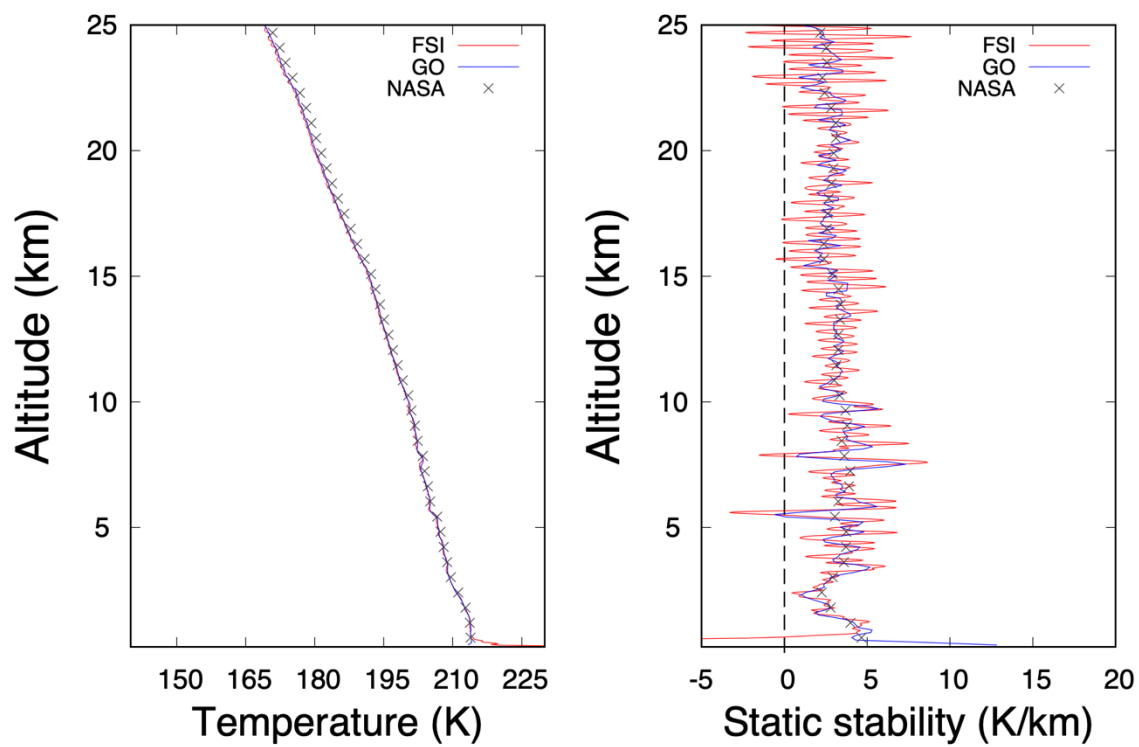


グループ 3

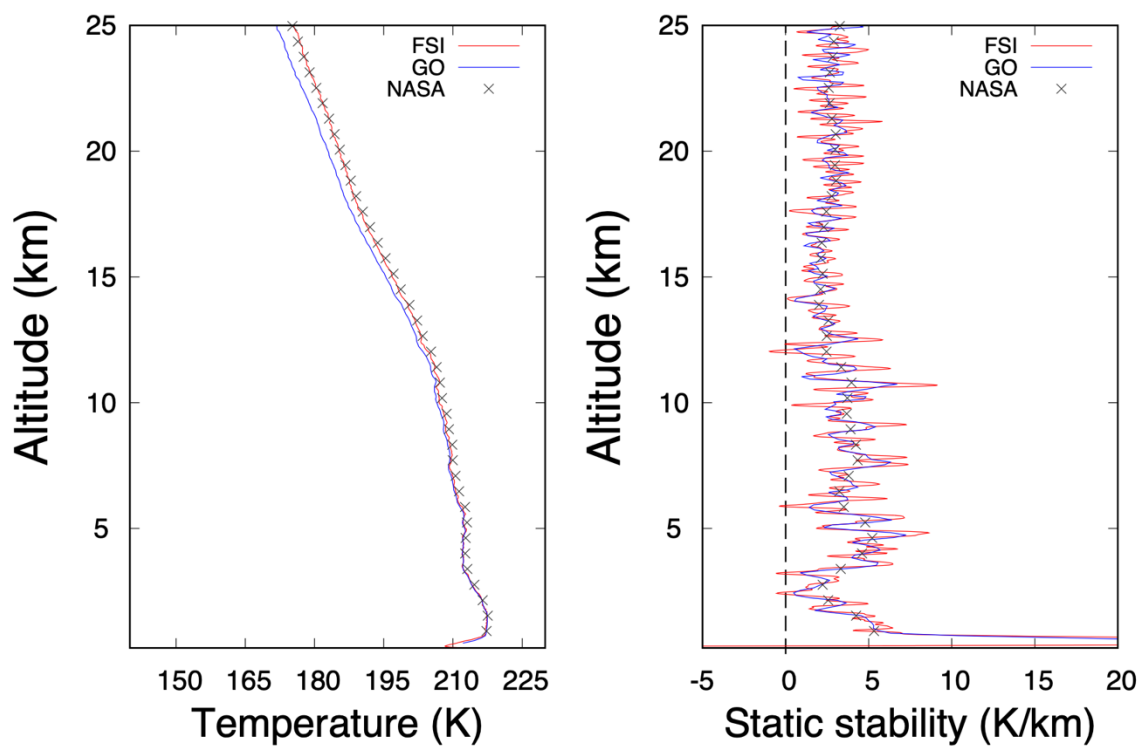
表 3 グループ 3 の各データの観測開始時刻と緯度・経度

	観測開始時刻	緯度	経度
(a)	1999 年 3 月 23 日 19 時 00 分 00 秒	70.212°N	236.983°E
(b)	1999 年 3 月 9 日 19 時 38 分 00 秒	73.07°N	85.166°E
(c)	1999 年 3 月 11 日 18 時 43 分 00 秒	72.847°N	119.2°E
(d)	1999 年 3 月 21 日 19 時 56 分 00 秒	113.13°N	70.831°E
(e)	1999 年 3 月 24 日 18 時 31 分 00 秒	69.87°N	253.889°E
(f)	1999 年 3 月 9 日 21 時 36 分 00 秒	73.074°N	56.451°E
(g)	1999 年 3 月 9 日 23 時 33 分 00 秒	73.096°N	27.807°E
(h)	1999 年 3 月 11 日 20 時 41 分 00 秒	72.831°N	90.668°E
(i)	1999 年 3 月 11 日 22 時 38 分 00 秒	72.825°N	61.967°E
(j)	1999 年 3 月 12 日 18 時 15 分 00 秒	72.723°N	136.187°E
(k)	1999 年 3 月 12 日 20 時 13 分 00 秒	72.693°N	107.716°E
(l)	1999 年 3 月 12 日 22 時 11 分 00 秒	72.679°N	79.083°E
(m)	1999 年 3 月 13 日 19 時 45 分 00 秒	72.553°N	124.67°E
(n)	1999 年 3 月 19 日 18 時 53 分 00 秒	71.38°N	197.878°E
(o)	1999 年 3 月 20 日 18 時 26 分 00 秒	71.121°N	214.839°E

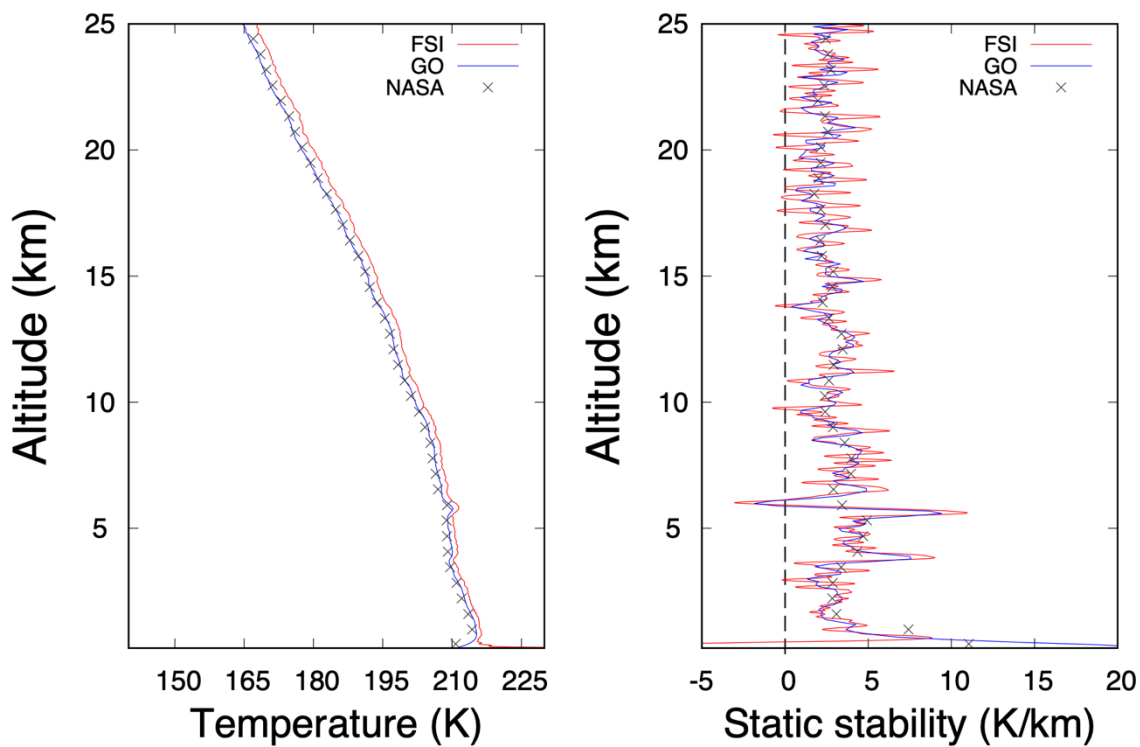
(a)



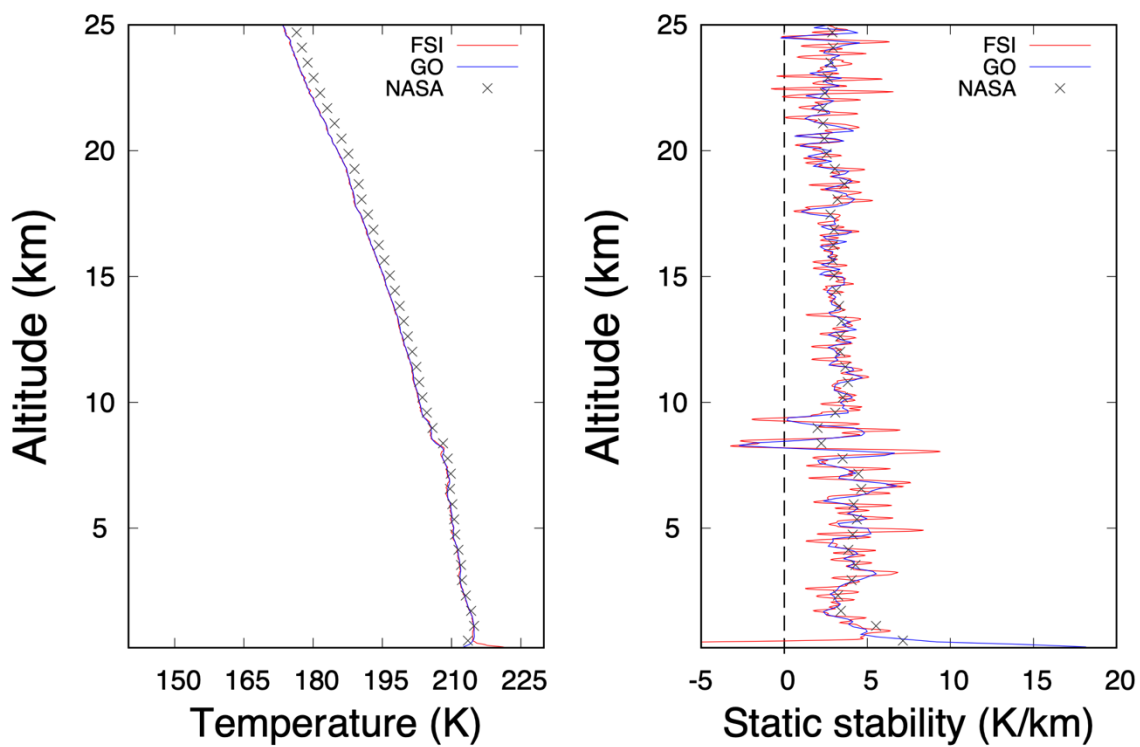
(b)



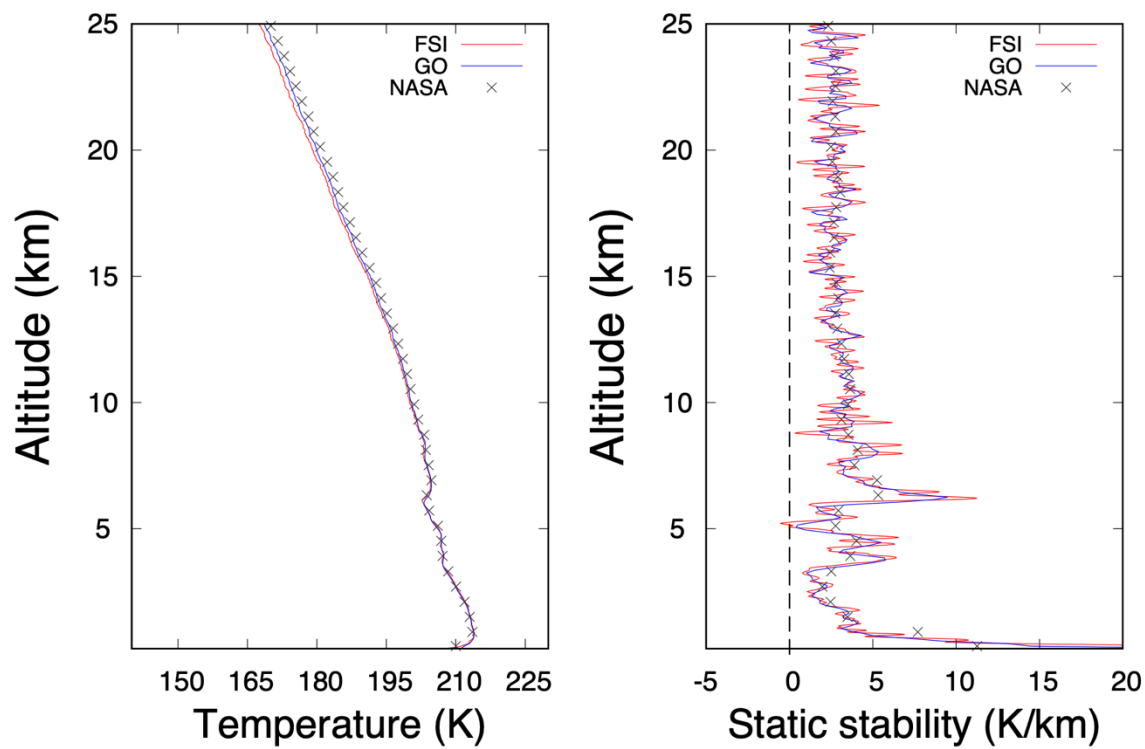
(c)



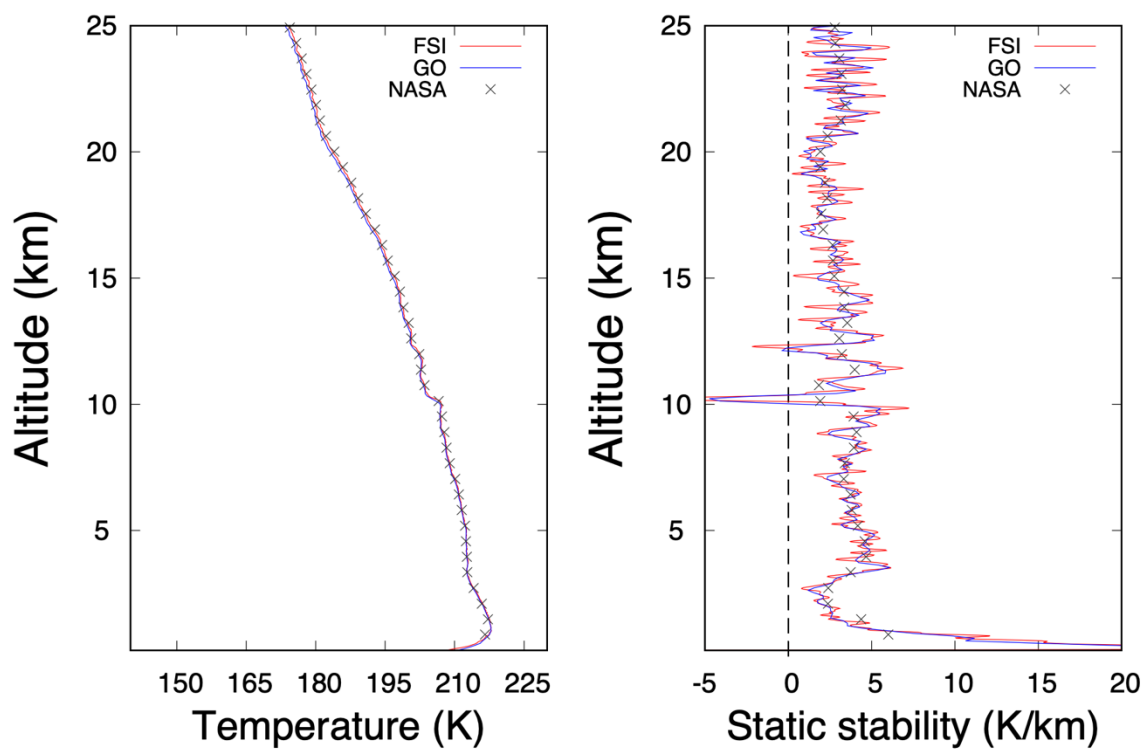
(d)



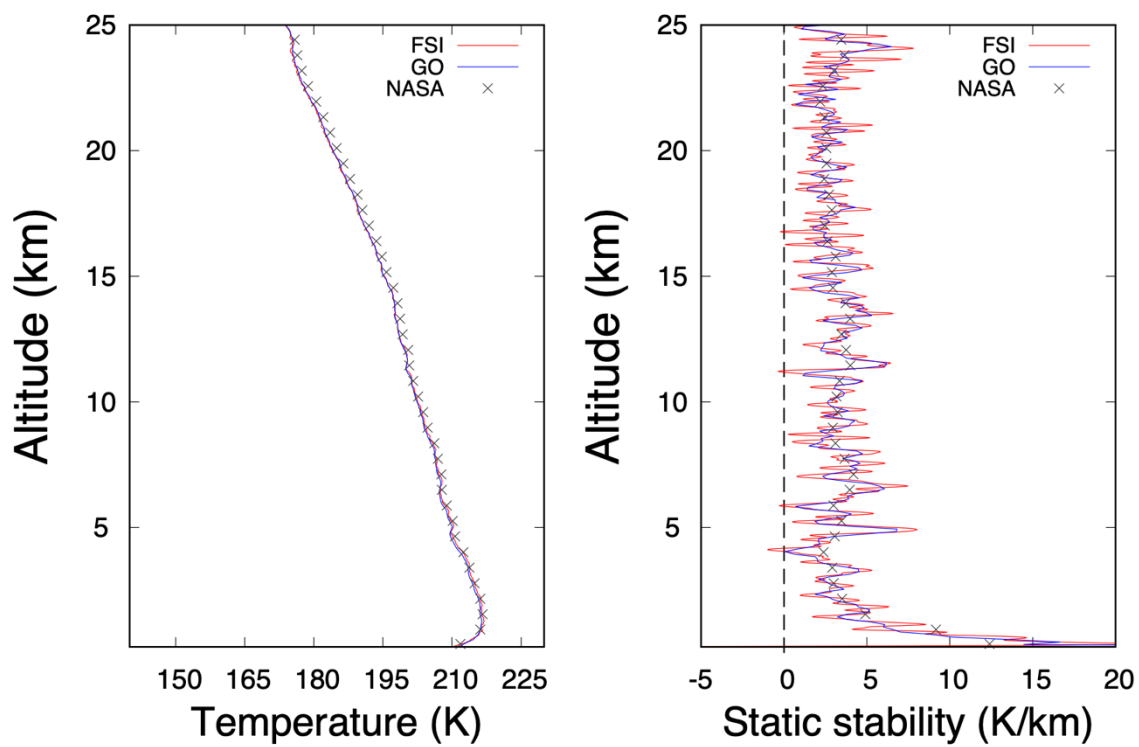
(e)



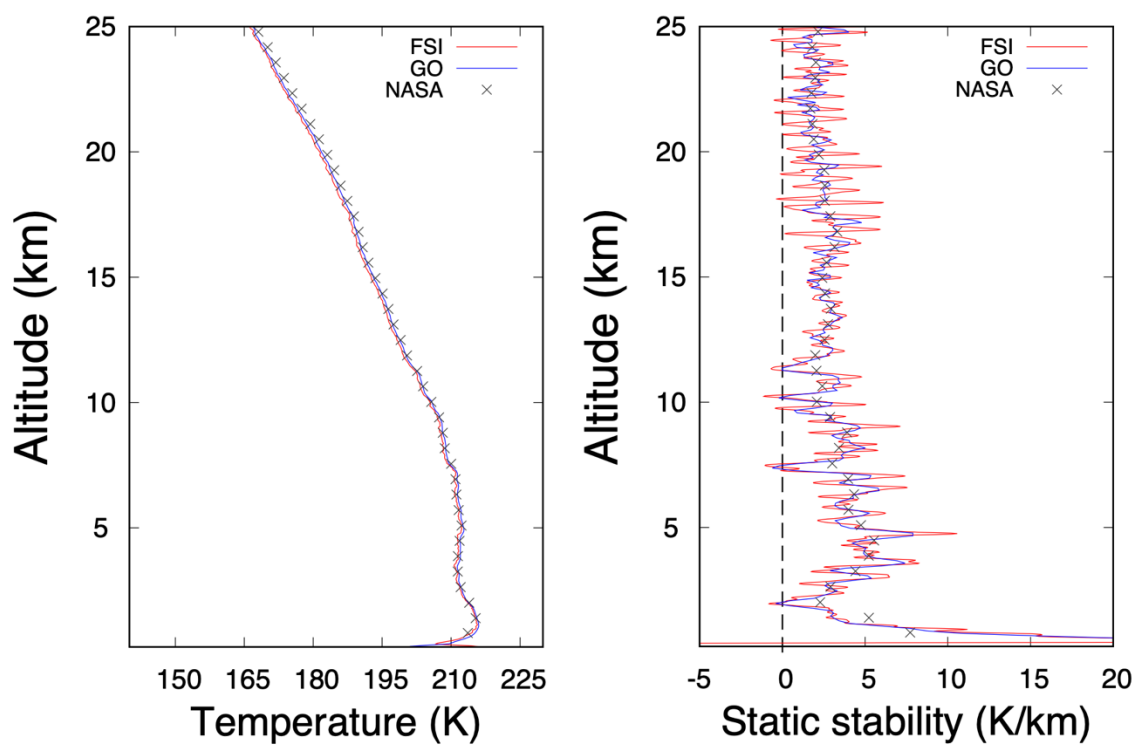
(f)



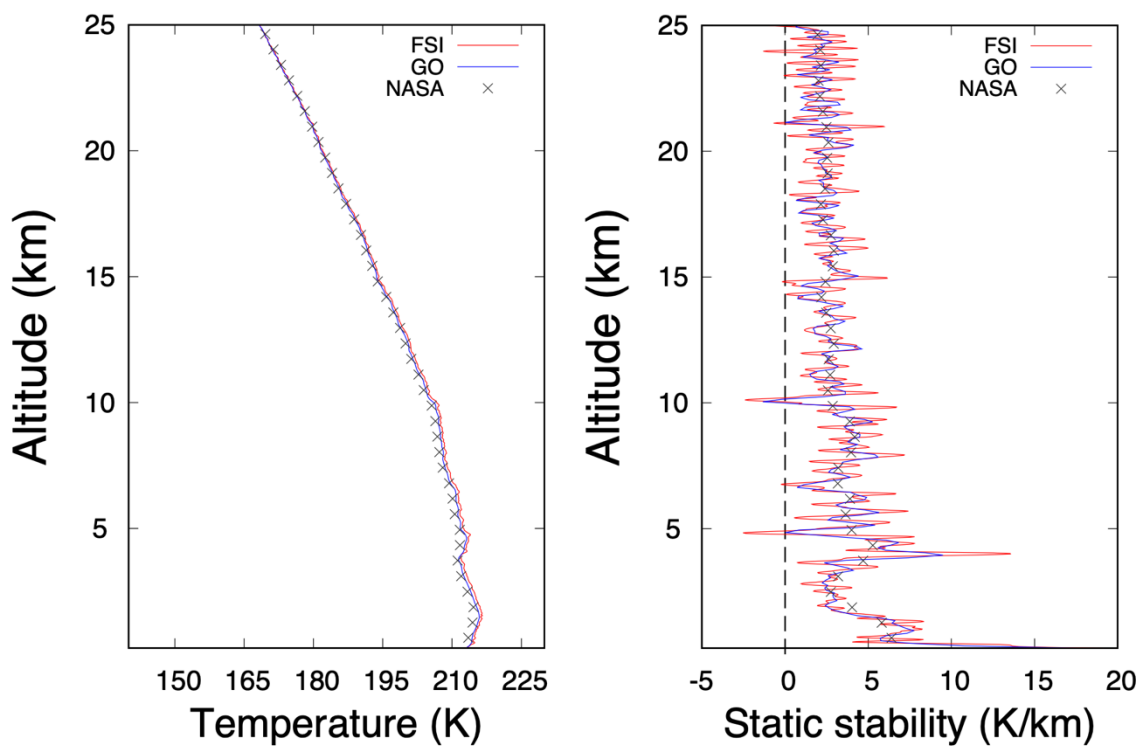
(g)



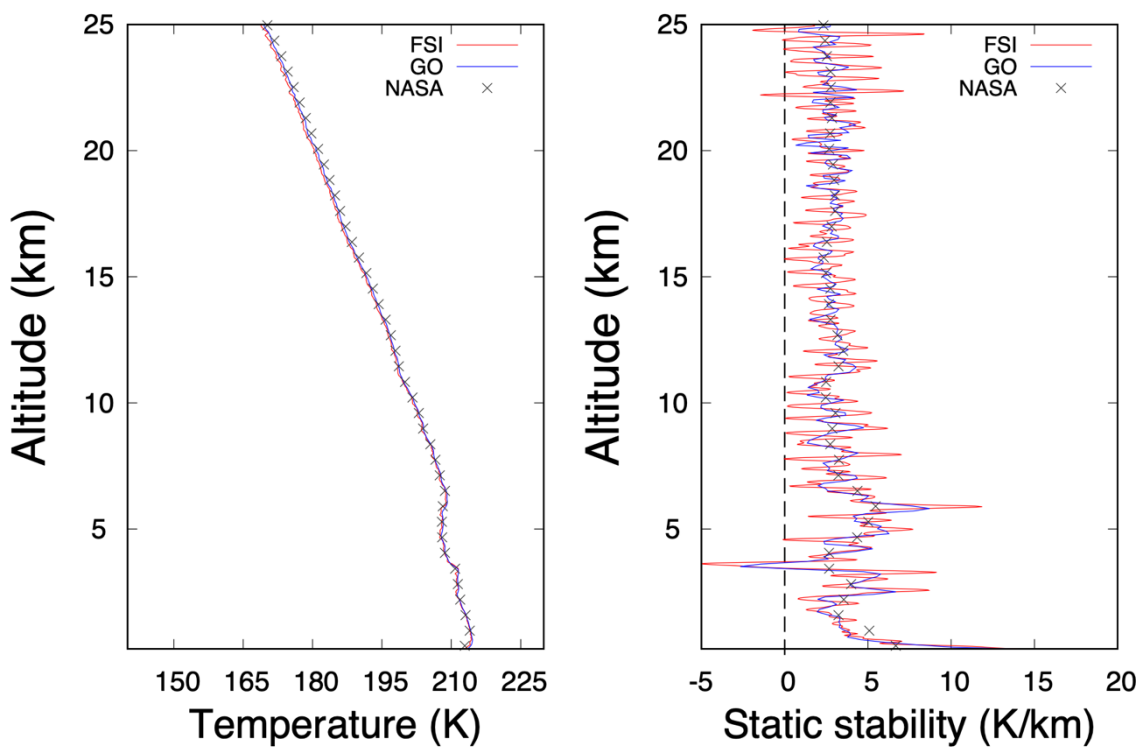
(h)



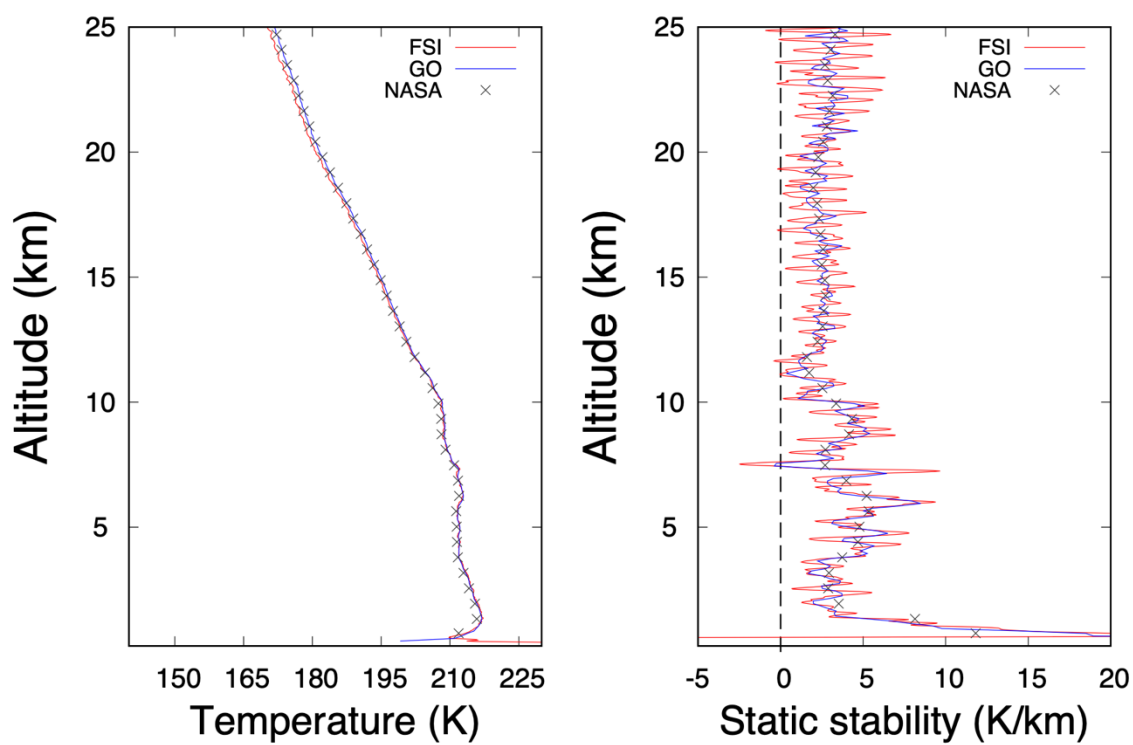
(i)



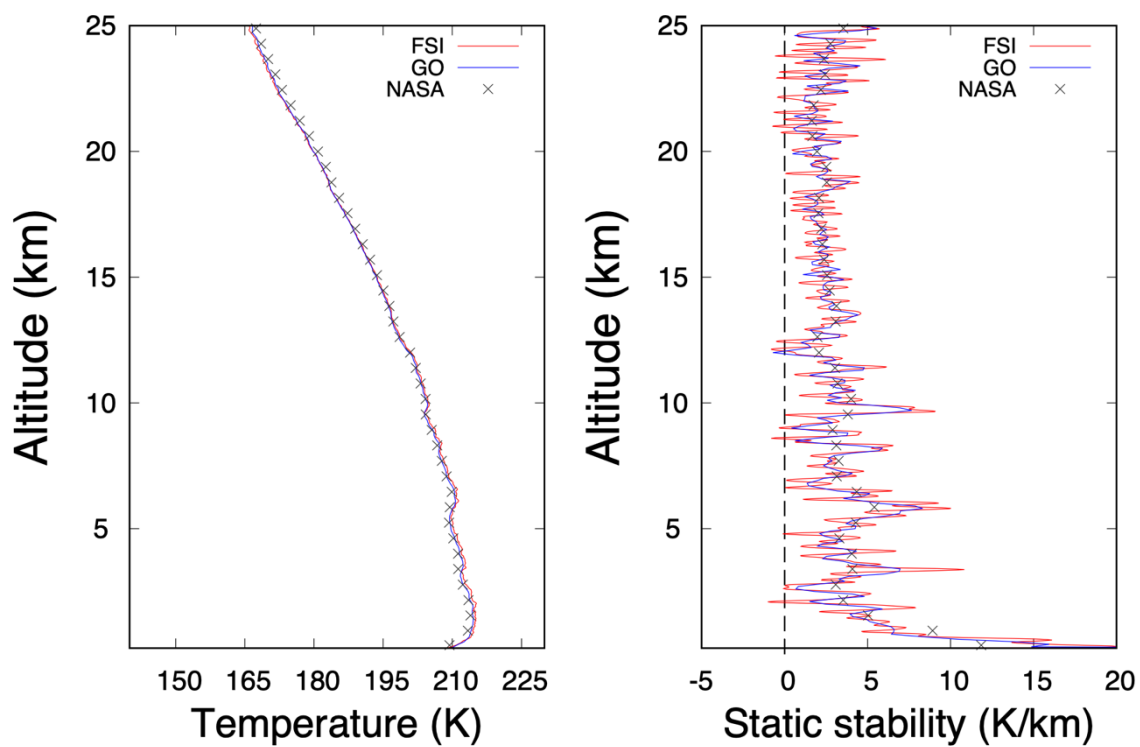
(j)



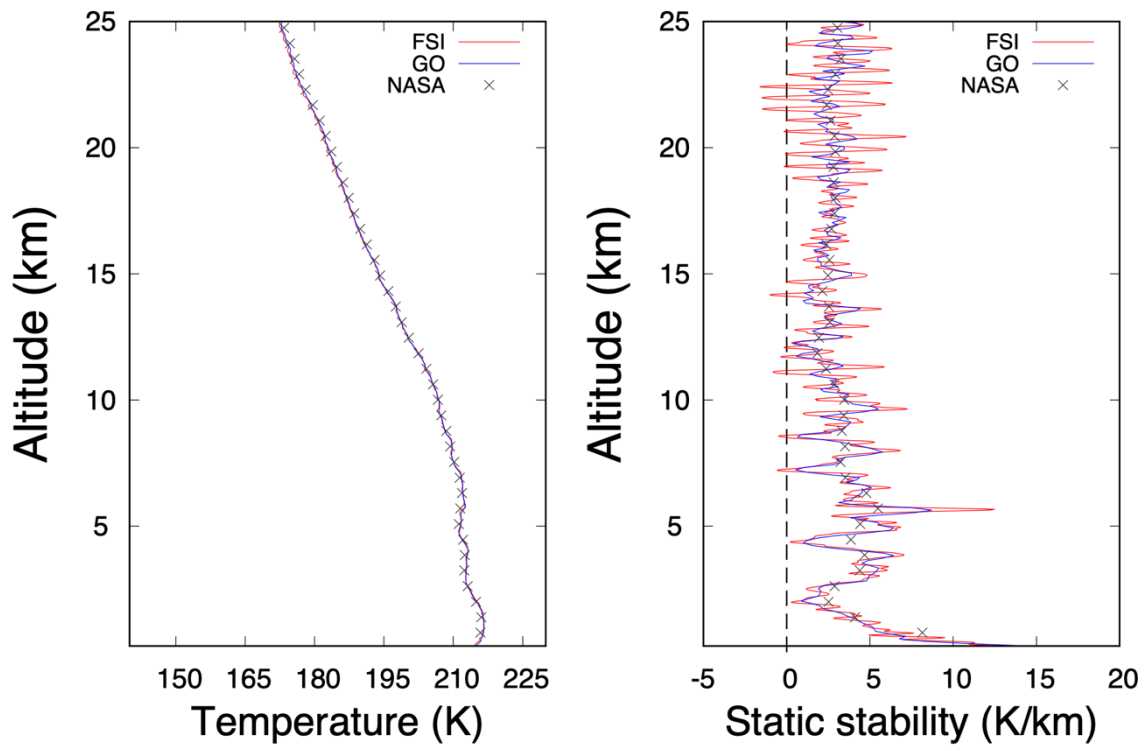
(k)



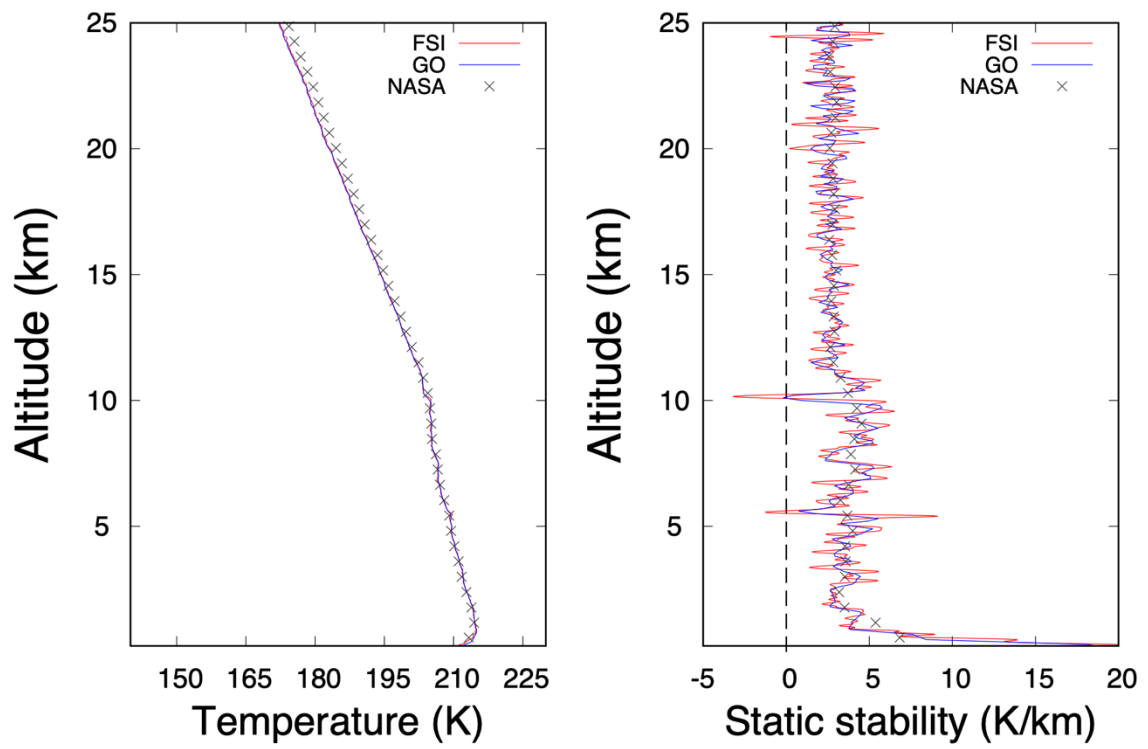
(l)



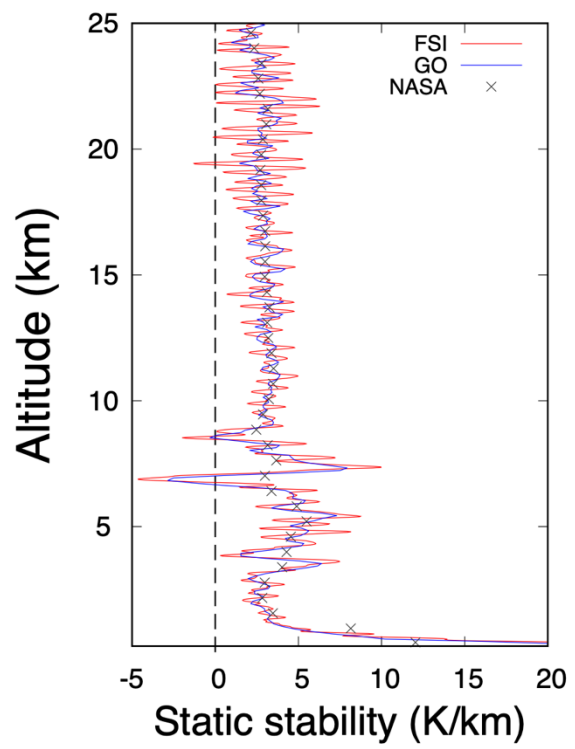
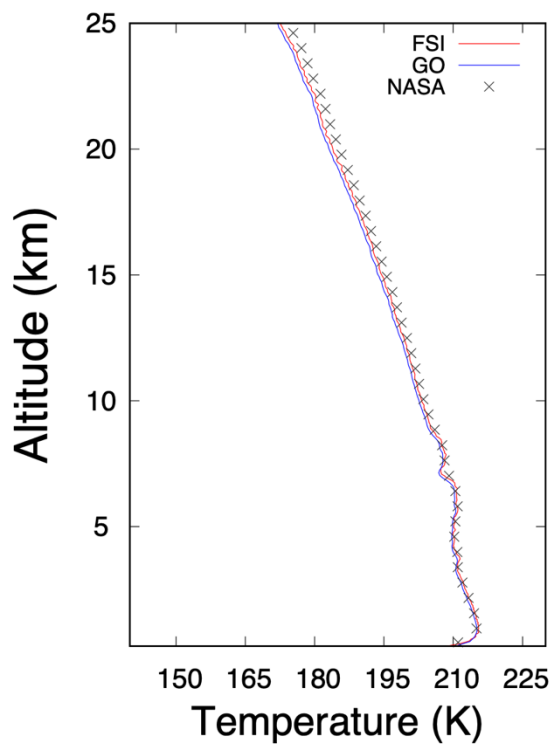
(m)



(n)



(o)

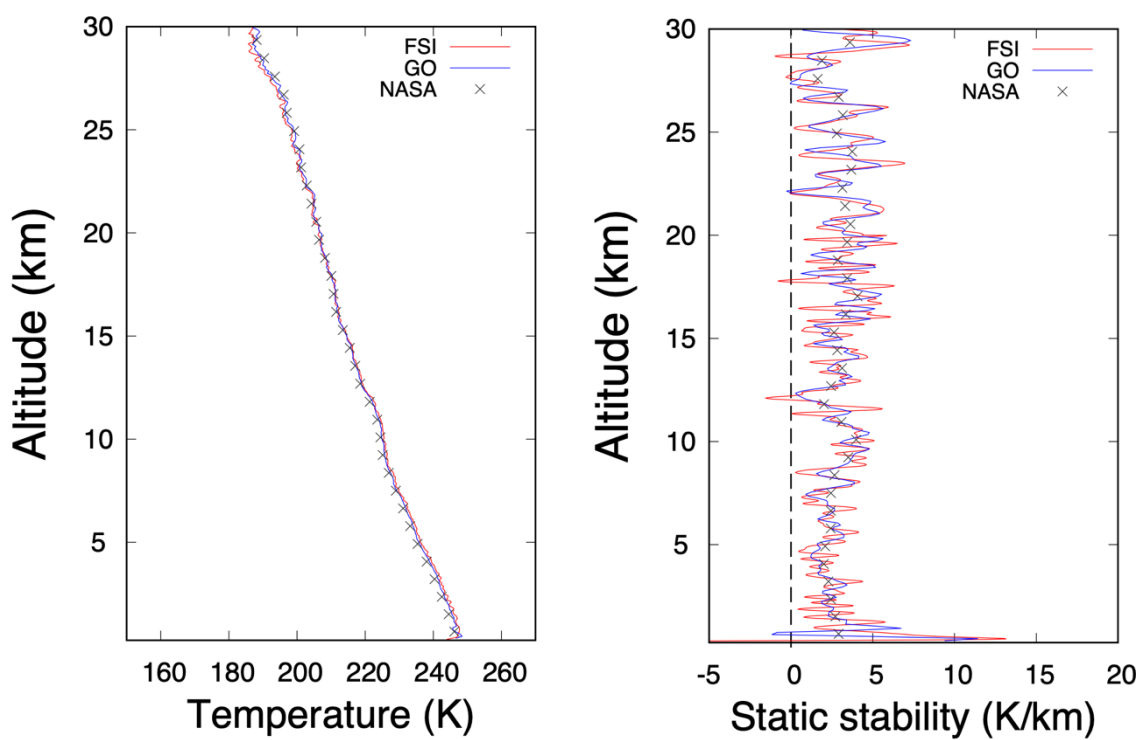


グループ 4

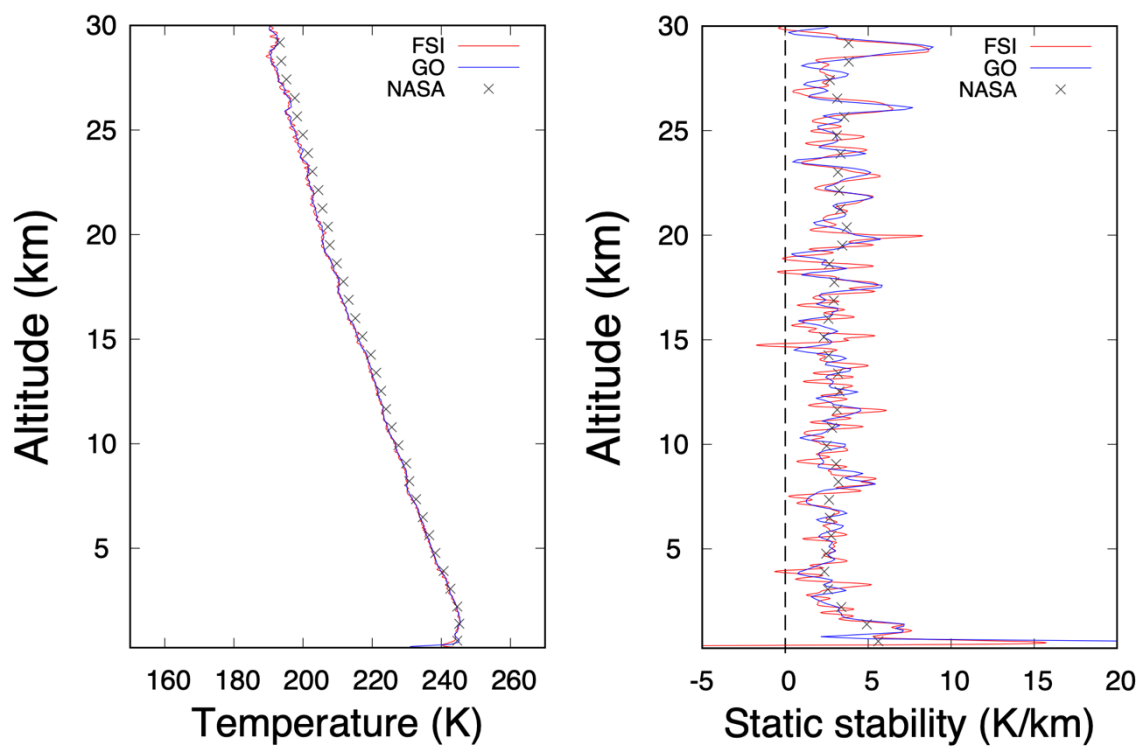
表 4 グループ 4 の各データの観測開始時刻と緯度・経度

	観測開始時刻	緯度	経度
(a)	1998 年 3 月 13 日 05 時 24 分 44 秒	62.51°S	341.376°E
(b)	1998 年 3 月 13 日 18 時 38 分 46 秒	62.083°S	145.821°E
(c)	1998 年 3 月 14 日 07 時 50 分 15 秒	61.632°S	311.306°E
(d)	1998 年 3 月 14 日 20 時 56 分 29 秒	61.144°S	117.689°E
(e)	1998 年 3 月 15 日 22 時 59 分 08 秒	60.077°S	93.559°E
(f)	1998 年 3 月 16 日 11 時 54 分 45 秒	59.502°S	263.268°E
(g)	1998 年 3 月 17 日 13 時 31 分 18 秒	58.294°S	245.77°E
(h)	1998 年 3 月 18 日 02 時 11 分 37 秒	57.67°S	59.158°E
(i)	1998 年 3 月 19 日 15 時 43 分 44 秒	55.661°S	226.475°E
(j)	1998 年 3 月 20 日 04 時 07 分 00 秒	54.985°S	44.934°E
(k)	1998 年 3 月 20 日 16 時 21 分 24 秒	54.294°S。	224.377°E
(l)	1998 年 3 月 21 日 16 時 41 分 40 秒	52.878°S	226.825°E
(m)	1998 年 3 月 22 日 04 時 47 分 00 秒	52.146°S	50.069°E
(n)	1998 年 3 月 22 日 16 時 41 分 35 秒	51.434°S	234.276°E
(o)	1998 年 3 月 21 日 04 時 35 分 00 秒	53.581°S	45.098°E

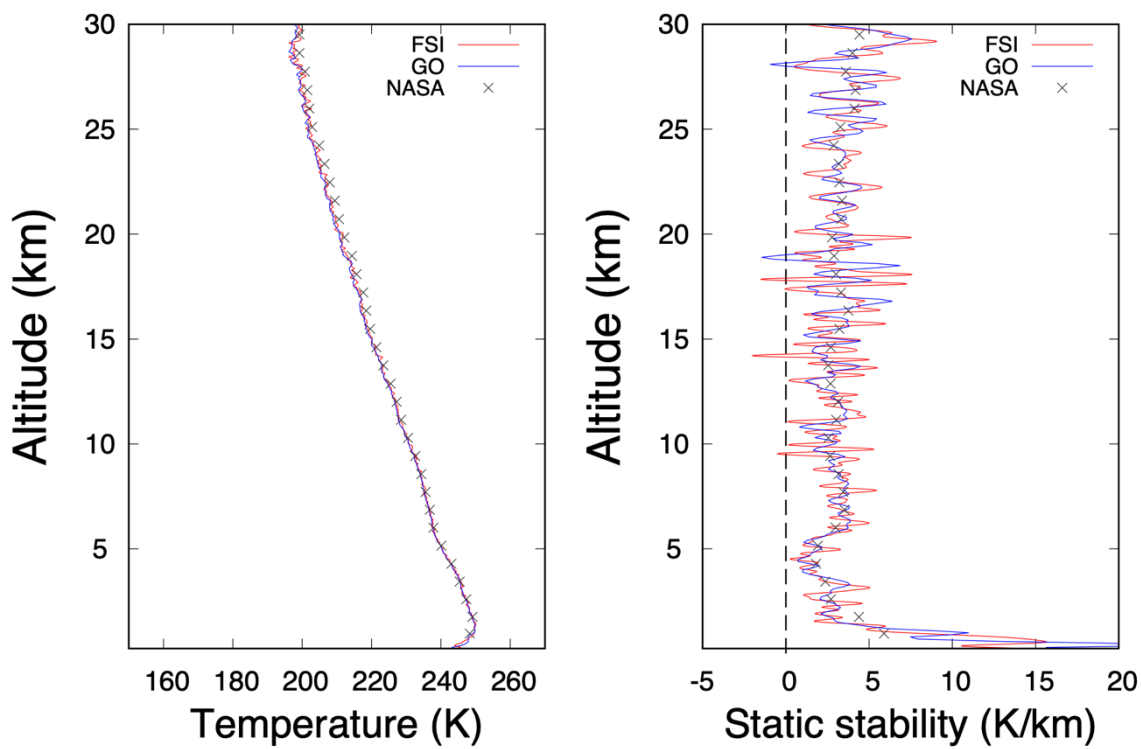
(a)



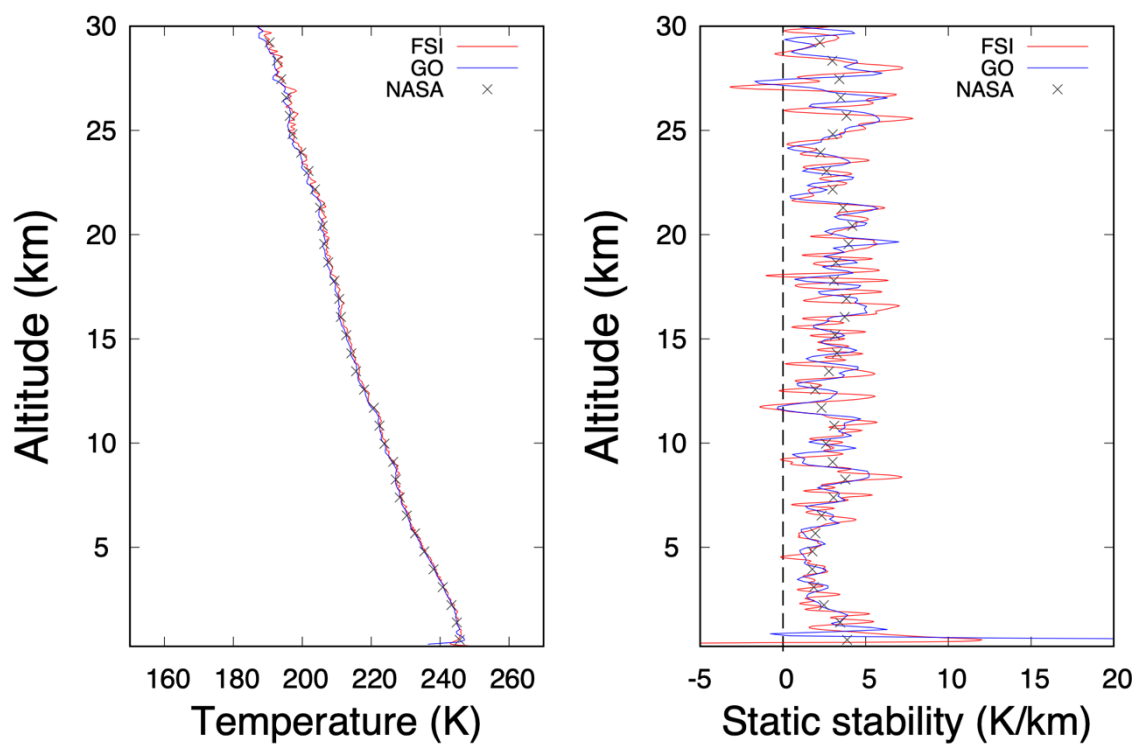
(b)



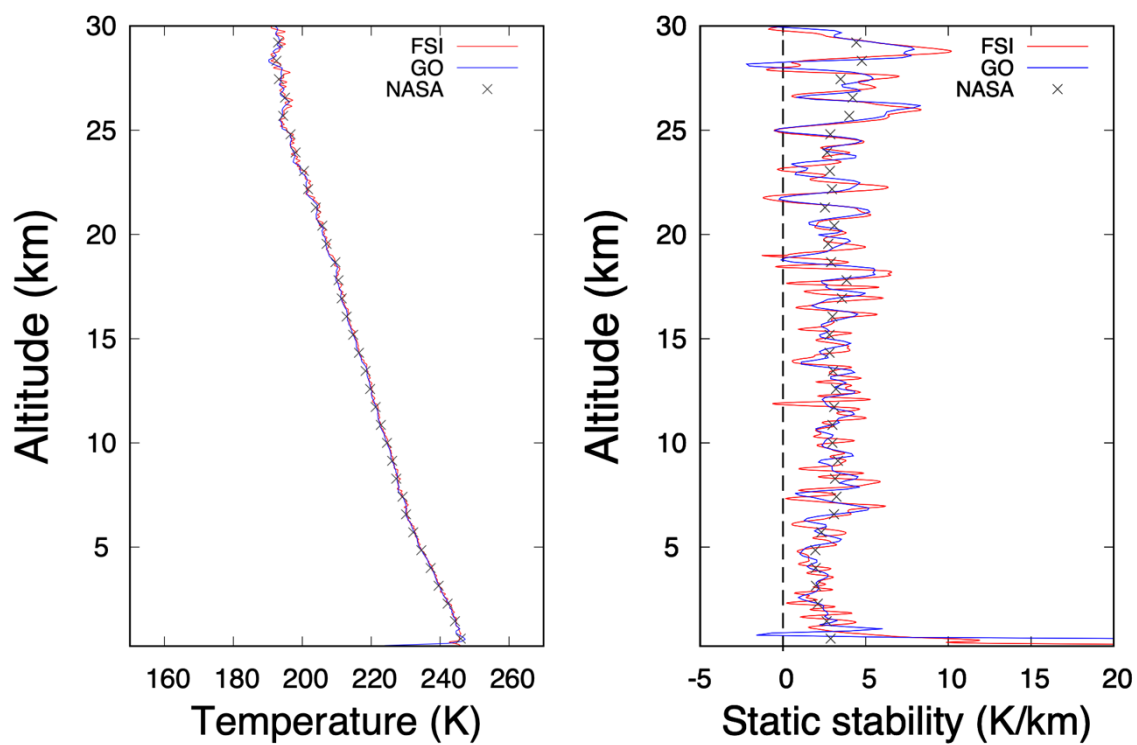
(c)



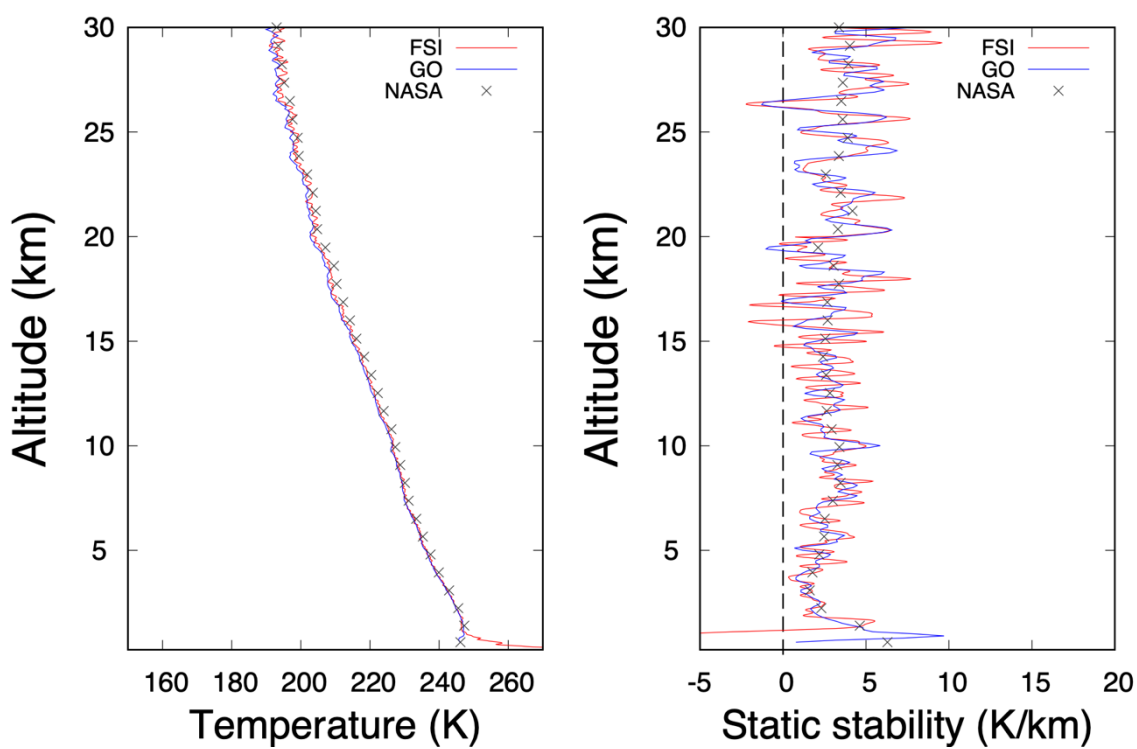
(d)



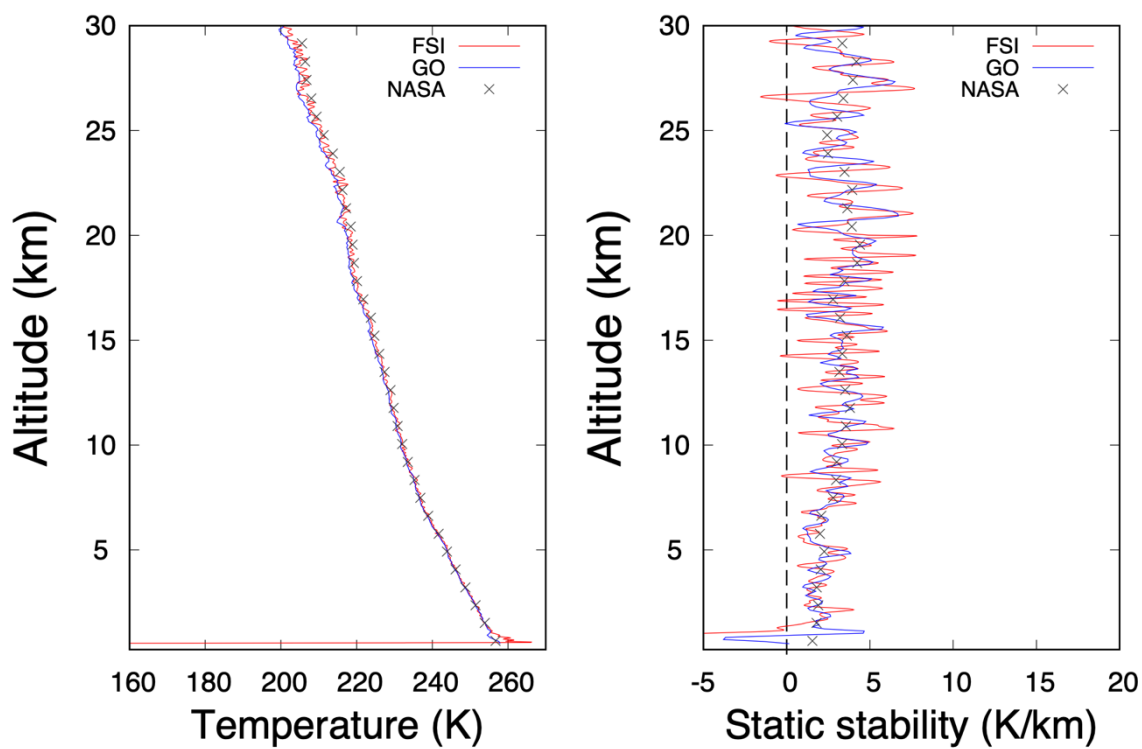
(e)



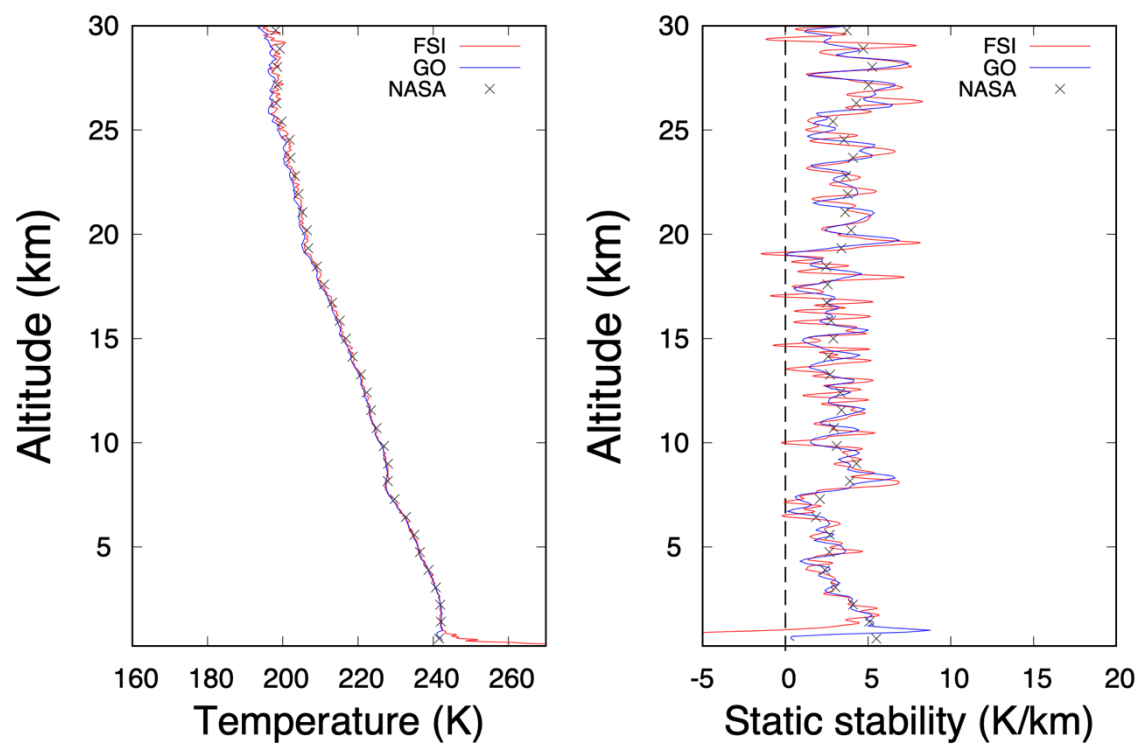
(f)



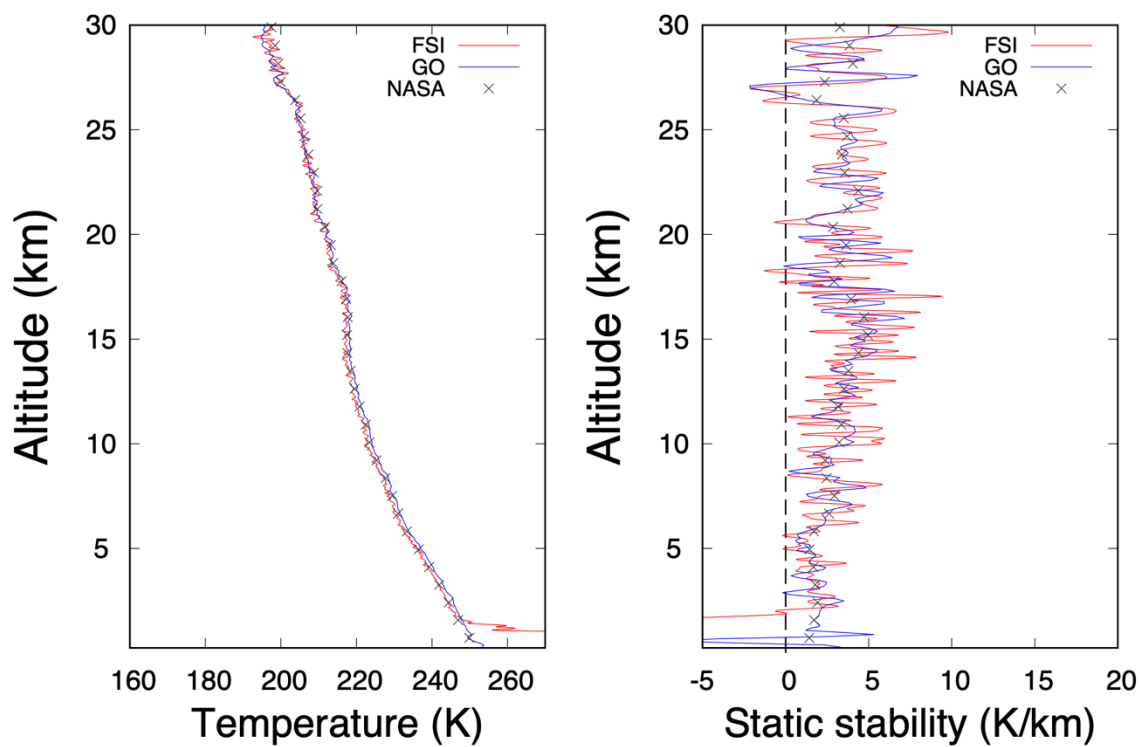
(g)



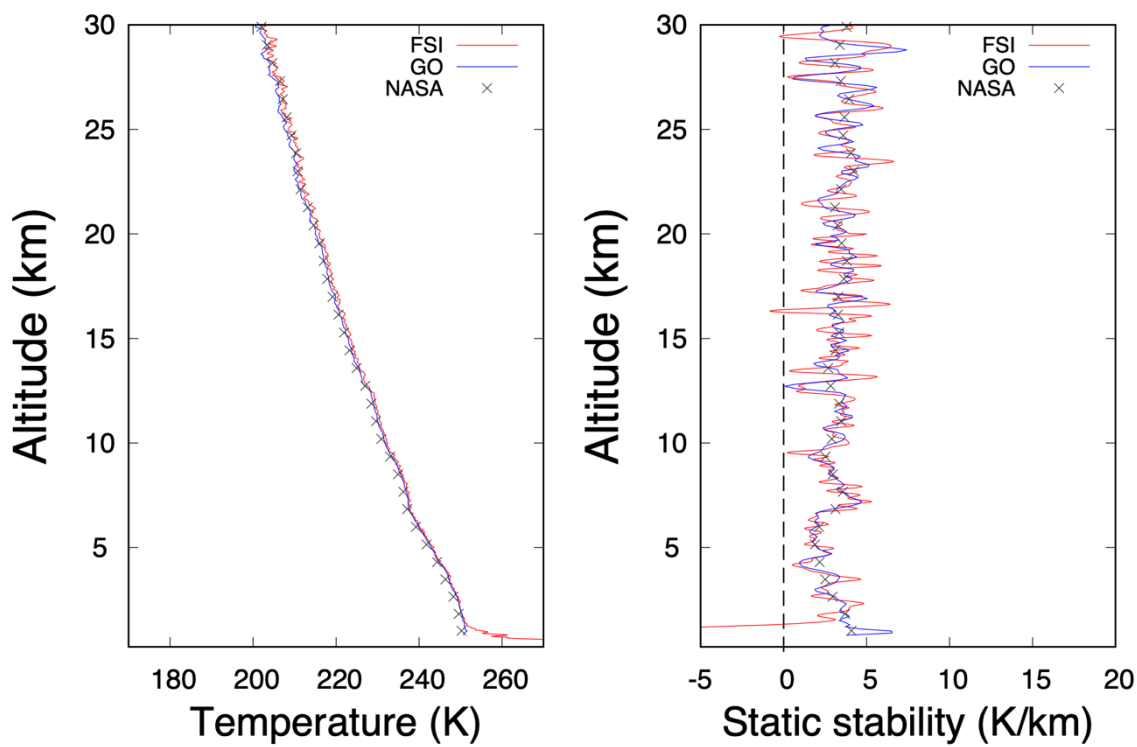
(h)



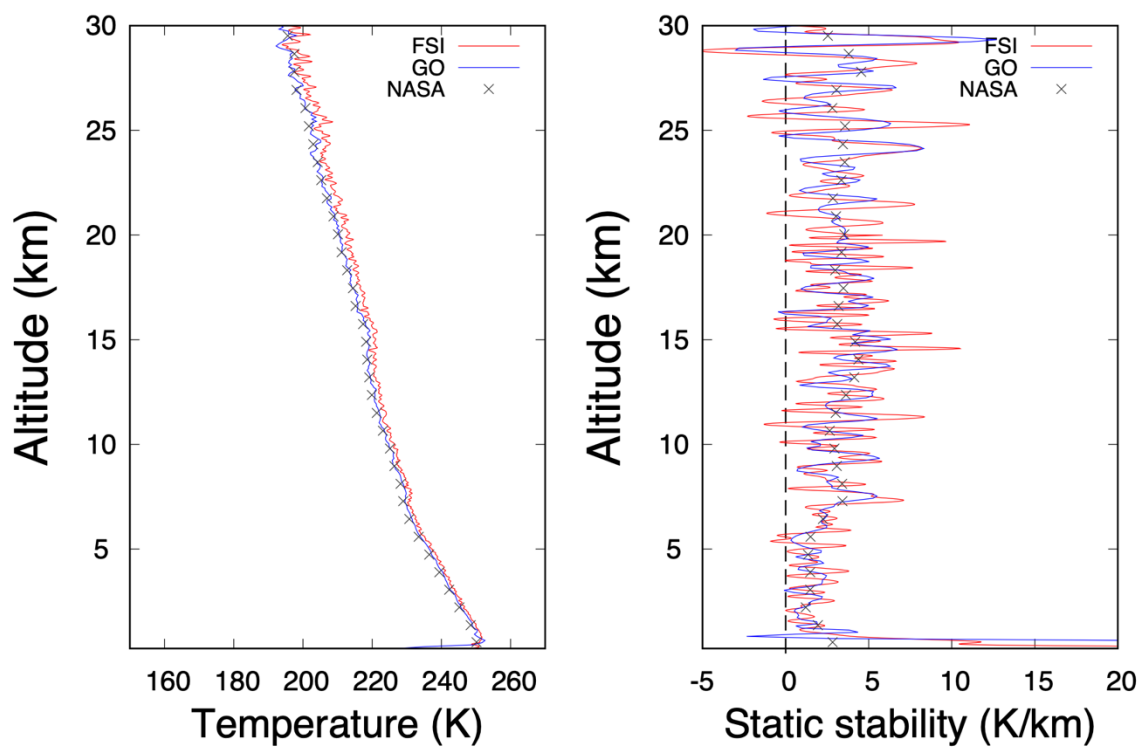
(i)



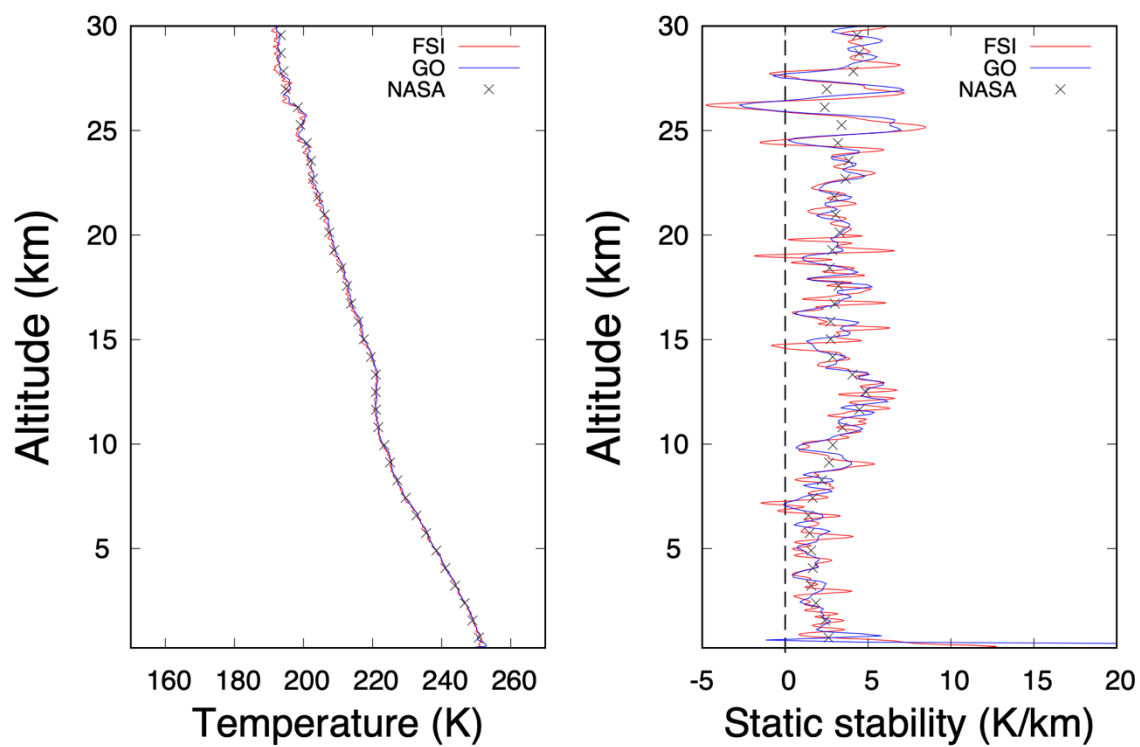
(j)



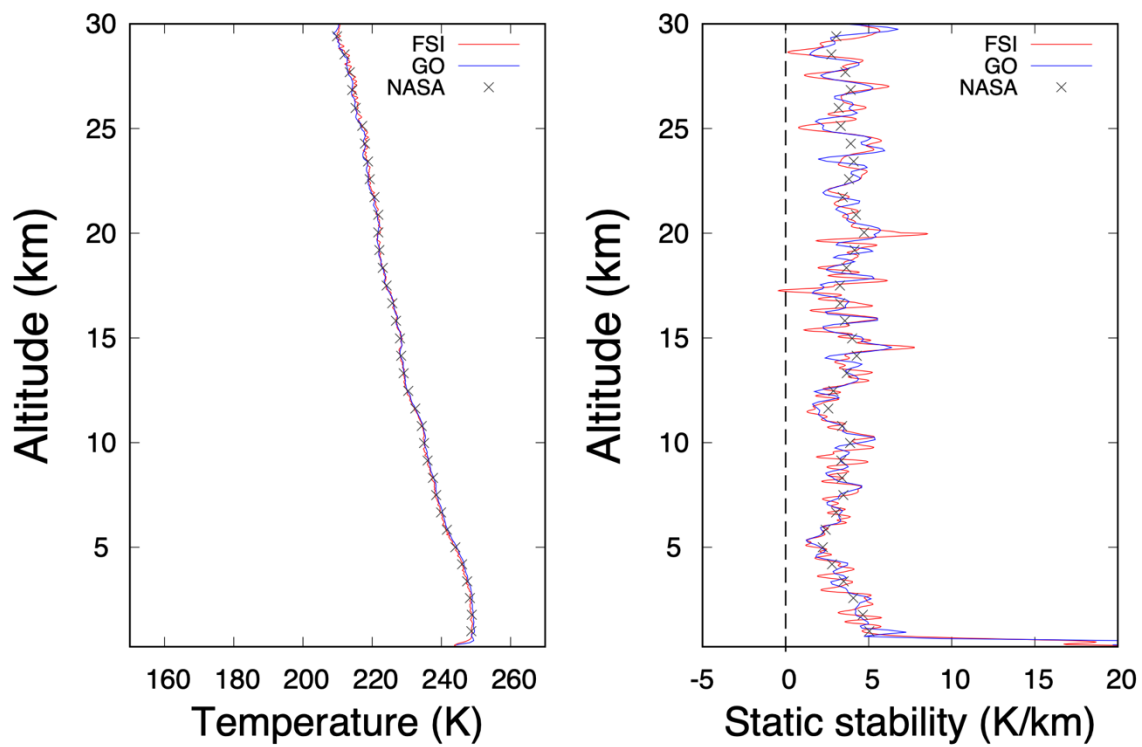
(k)



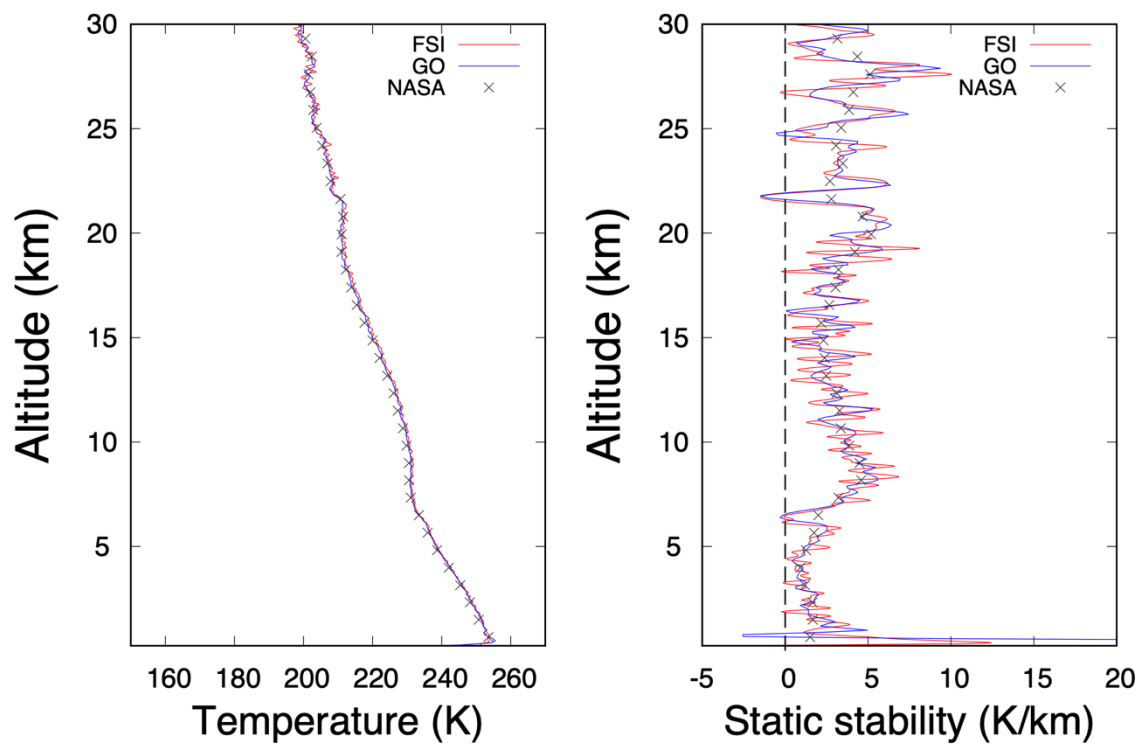
(l)



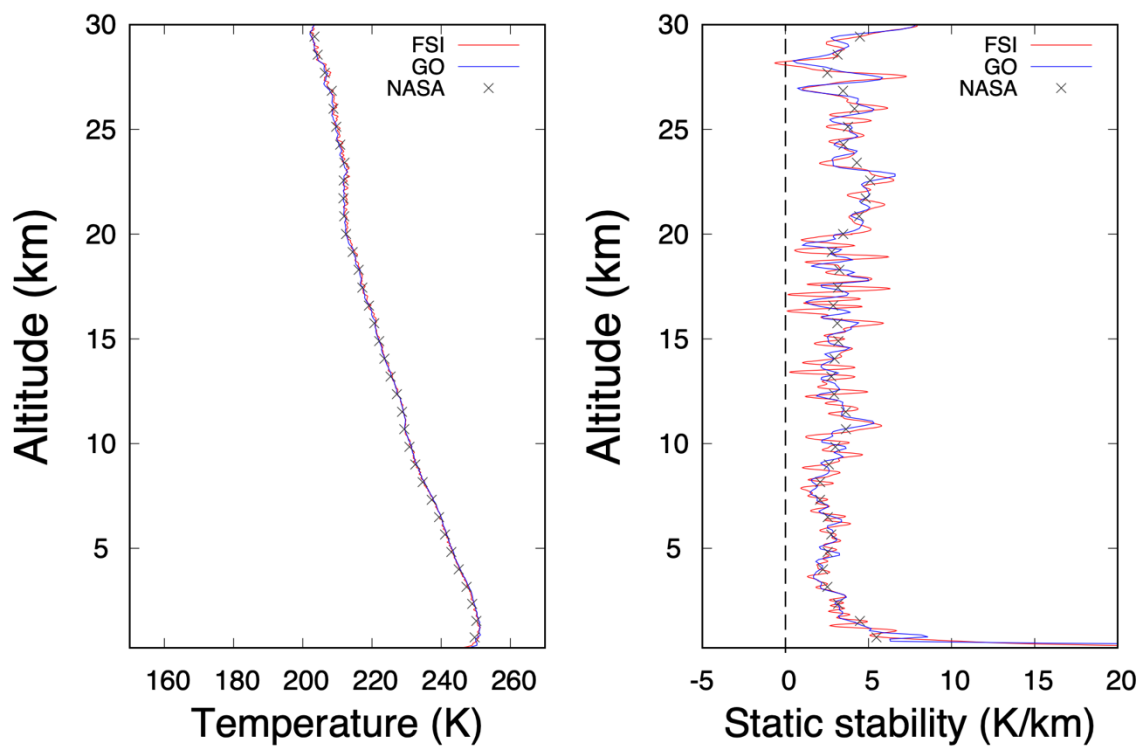
(m)



(n)



(o)

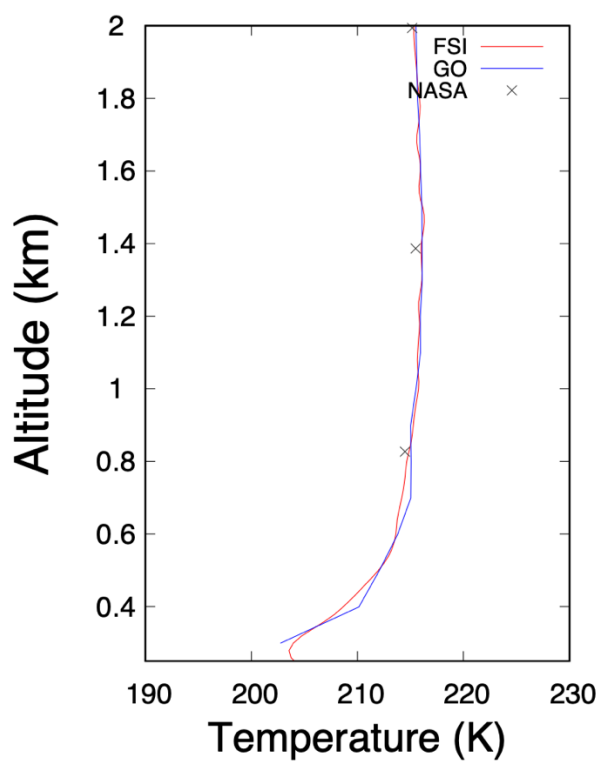
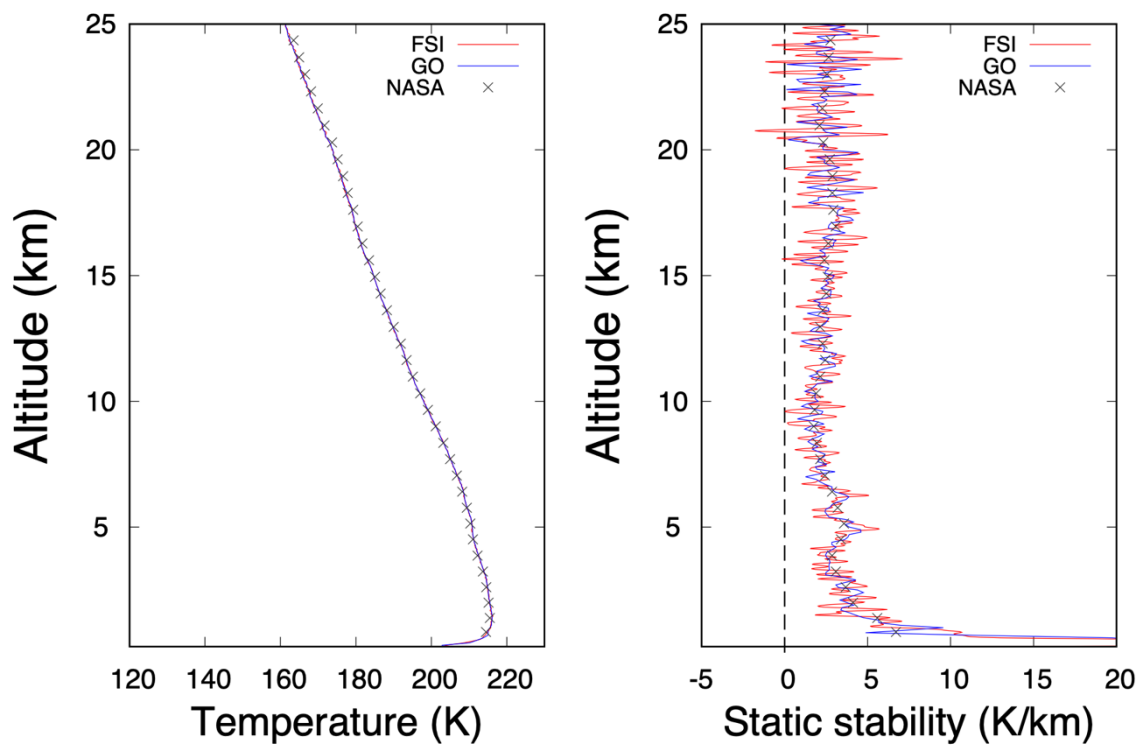


グループ 5

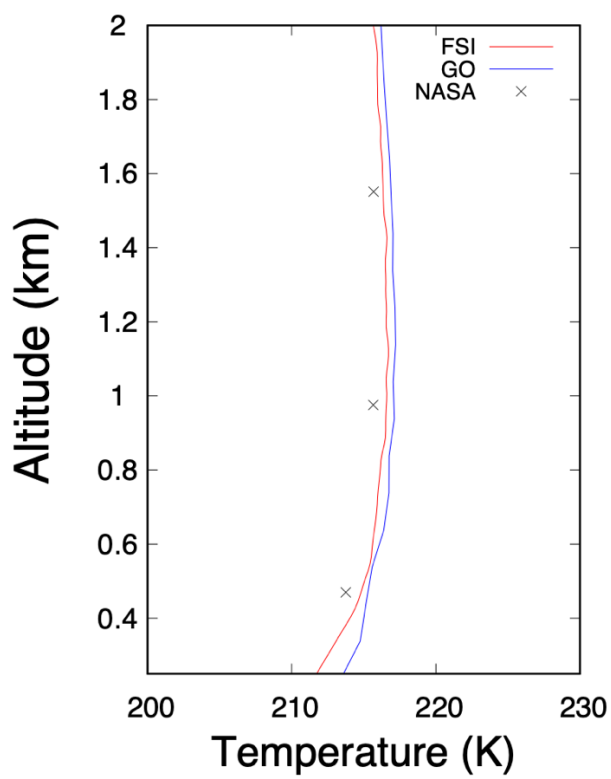
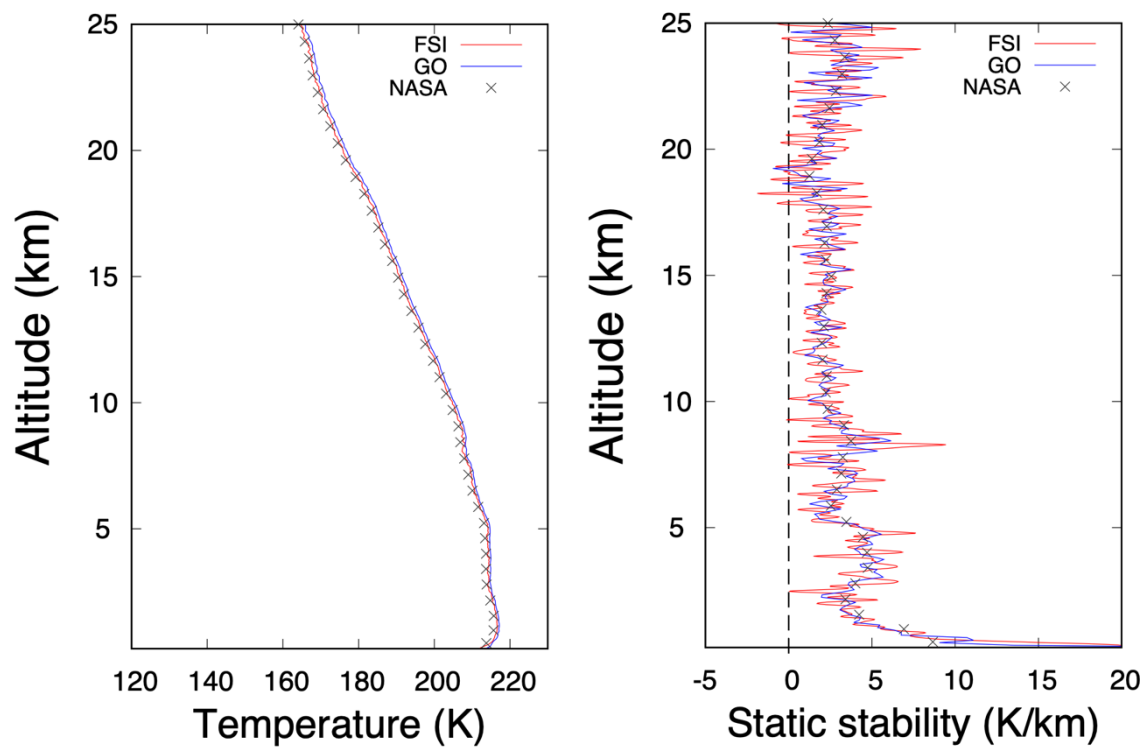
表 5 グループ 5 の各データの観測開始時刻と緯度・経度

	観測開始時刻	緯度	経度
(a)	1998 年 12 月 24 日 07 時 41 分 00 秒	64.648°N	267.995°E
(b)	1998 年 12 月 24 日 03 時 47 分 00 秒	64.6°N	325.435°E
(c)	1998 年 12 月 24 日 11 時 35 分 00 秒	64.749°N	210.623°E
(d)	1998 年 12 月 24 日 15 時 29 分 00 秒	64.829°N	153.314°E
(e)	1998 年 12 月 24 日 23 時 18 分 00 秒	64.982°N	38.998°E
(f)	1998 年 12 月 25 日 03 時 12 分 00 秒	65.063°N	341.934°E
(g)	1998 年 12 月 25 日 07 時 04 分 00 秒	65.118°N	284.944°E
(h)	1998 年 12 月 25 日 10 時 57 分 00 秒	65.187°N	228.049°E
(i)	1998 年 12 月 25 日 14 時 49 分 00 秒	65.283°N	171.166°E
(j)	1998 年 12 月 26 日 02 時 26 分 00 秒	65.493°N	1.13°E
(k)	1998 年 12 月 26 日 17 時 45 分 00 秒	65.737°N	135.572°E
(l)	1998 年 12 月 26 日 21 時 35 分 00 秒	65.793°N	79.452°E
(m)	1998 年 12 月 27 日 01 時 24 分 00 秒	65.88°N	23.399°E
(n)	1998 年 12 月 27 日 05 時 16 分 00 秒	65.944°N	327.402°E
(o)	1998 年 12 月 27 日 09 時 00 分 00 秒	65.979°N	271.525°E

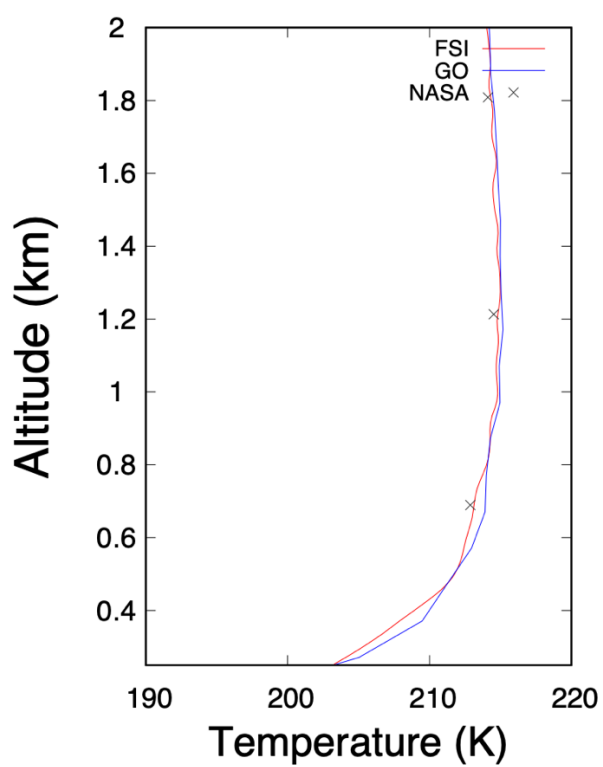
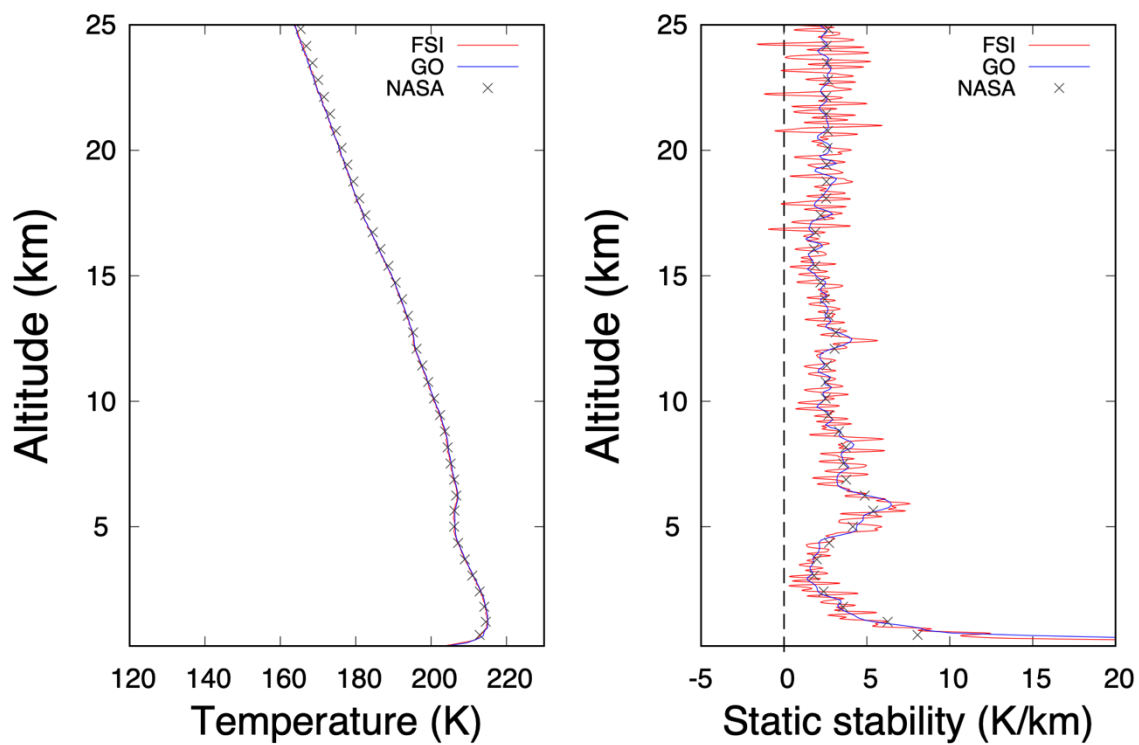
(a)



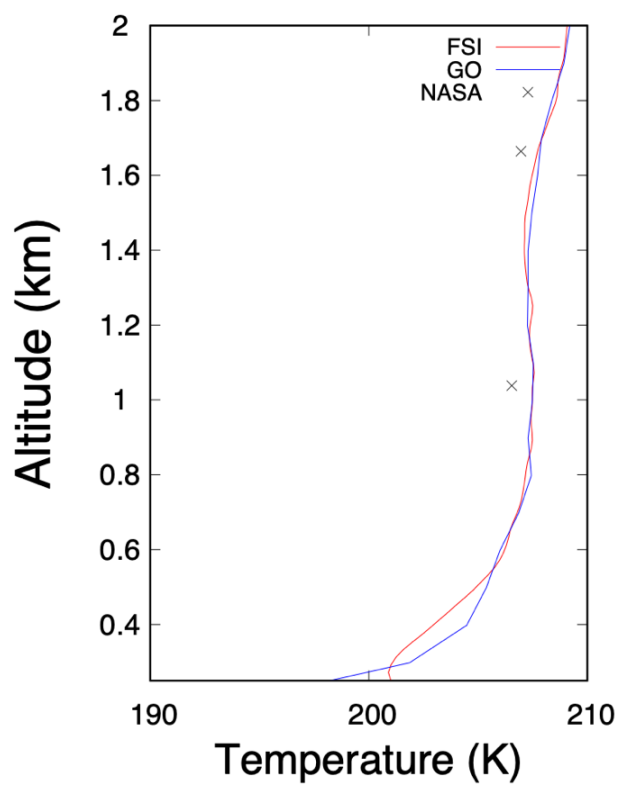
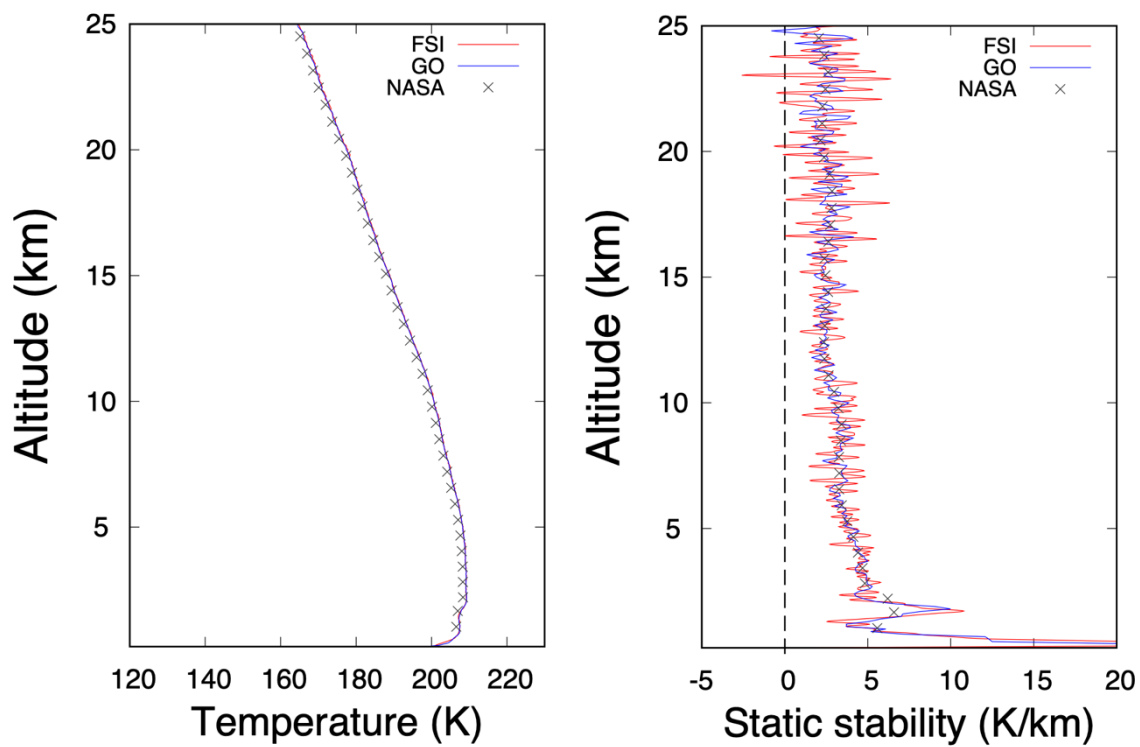
(b)



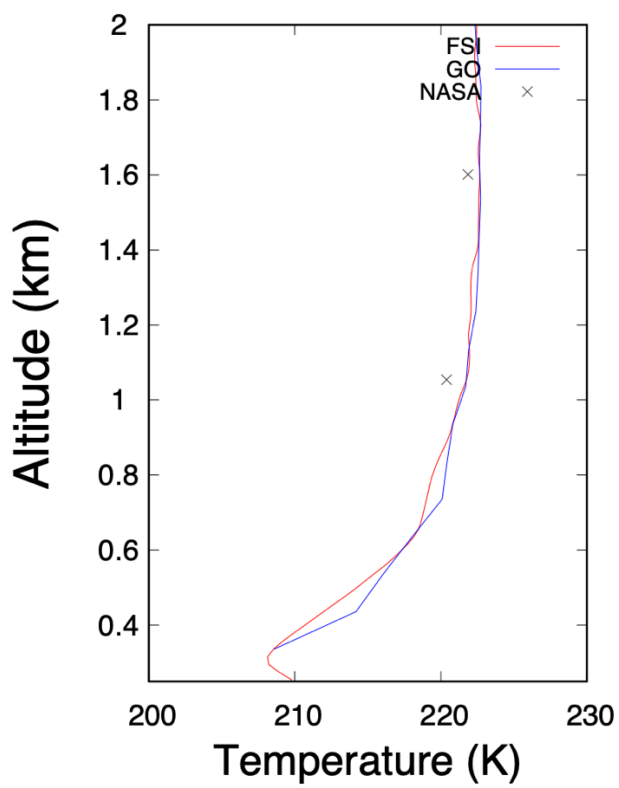
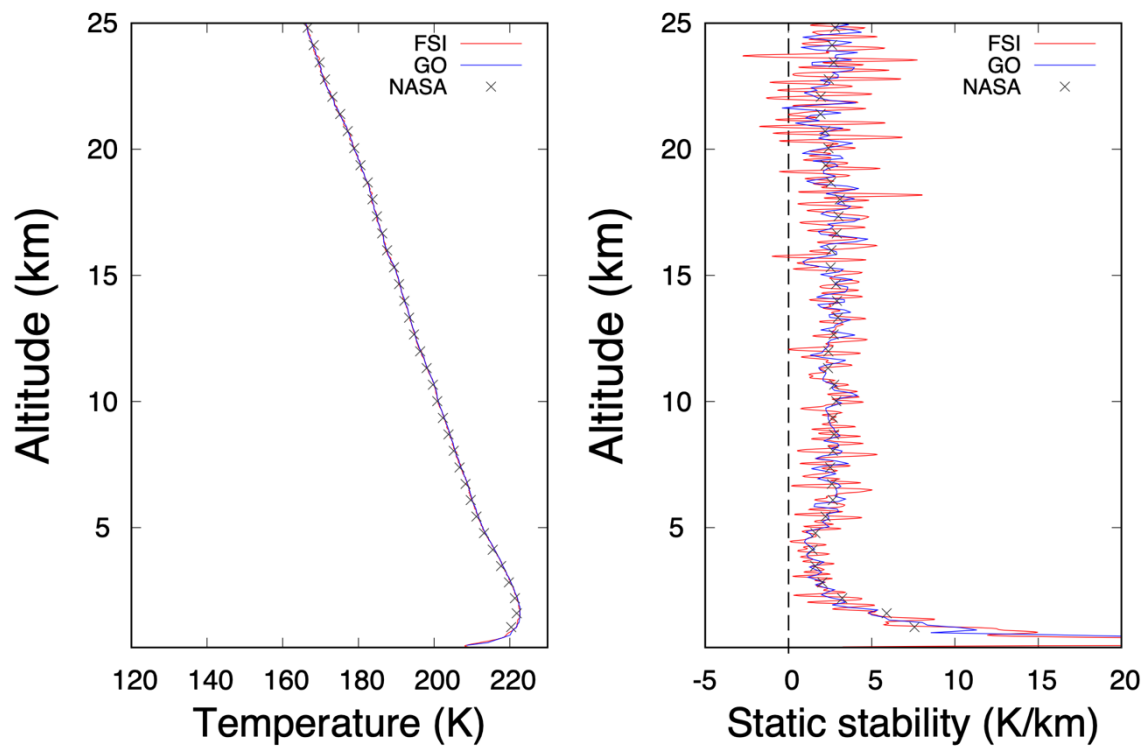
(c)



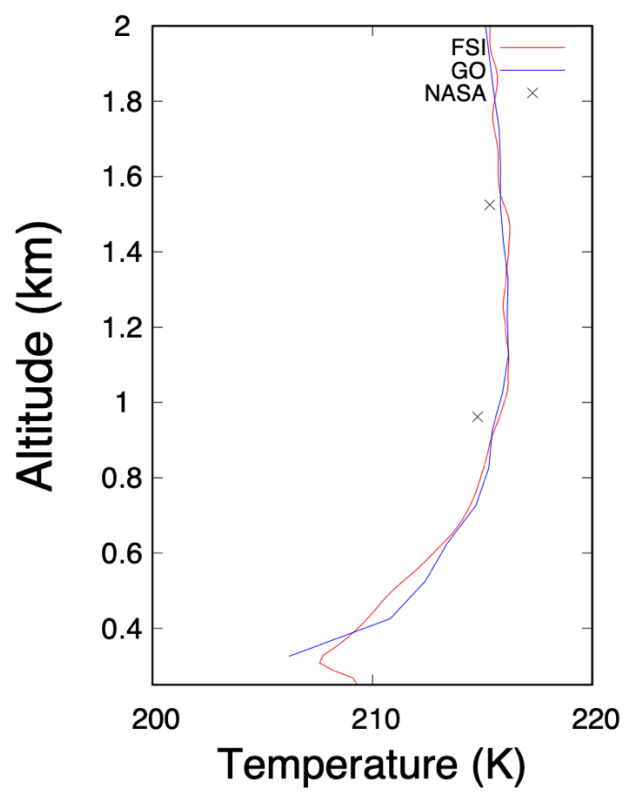
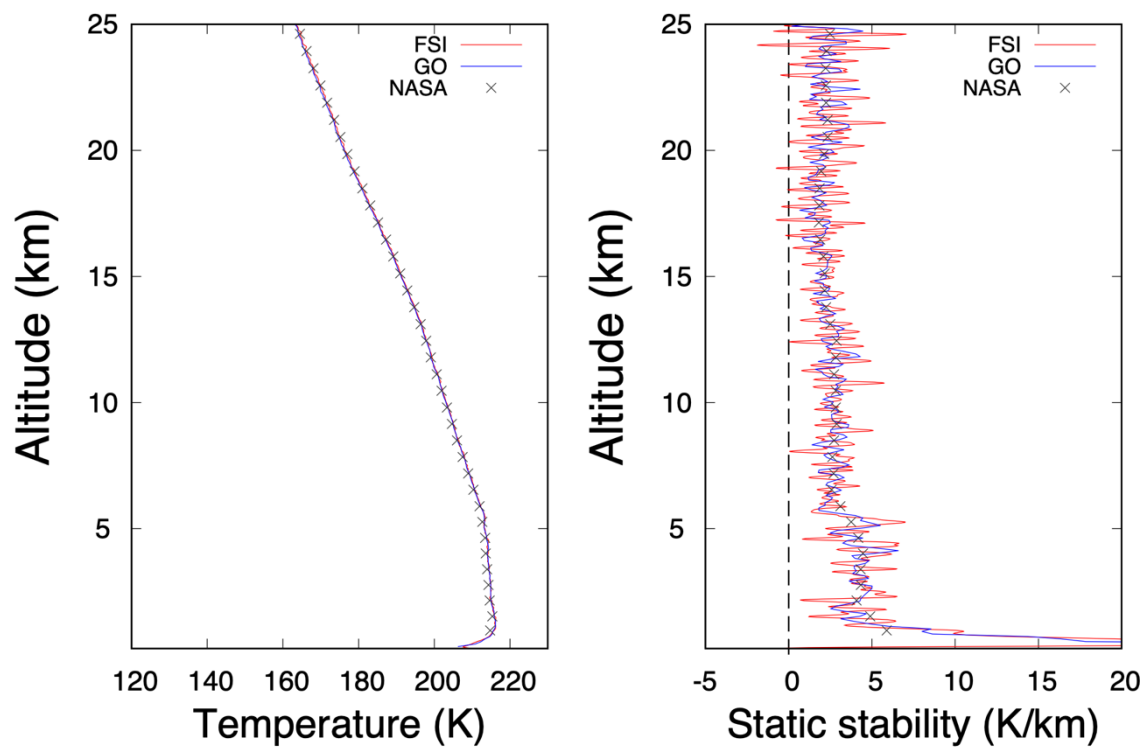
(d)



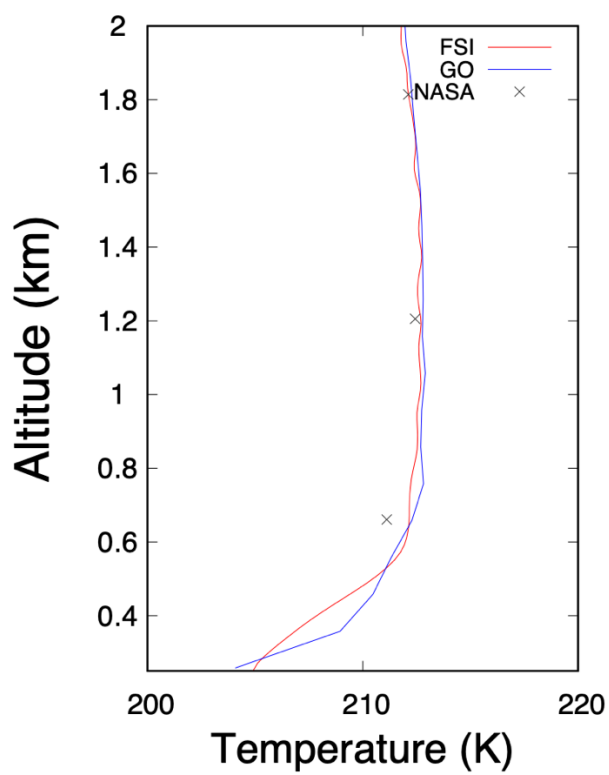
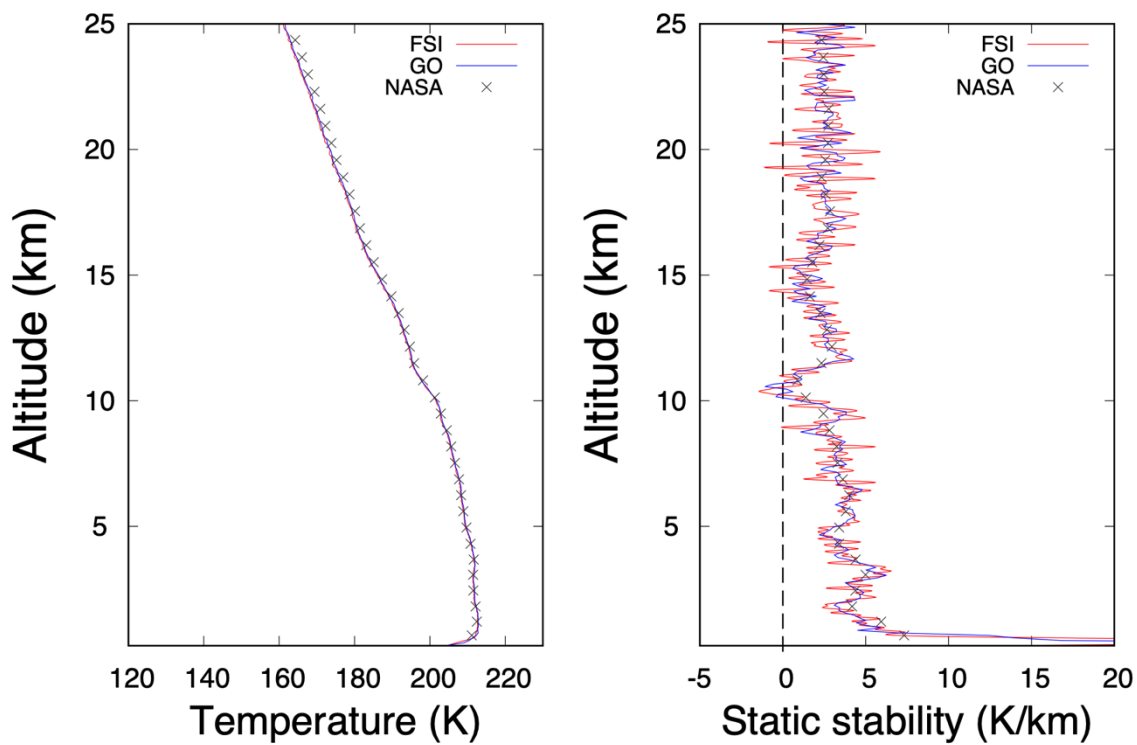
(e)



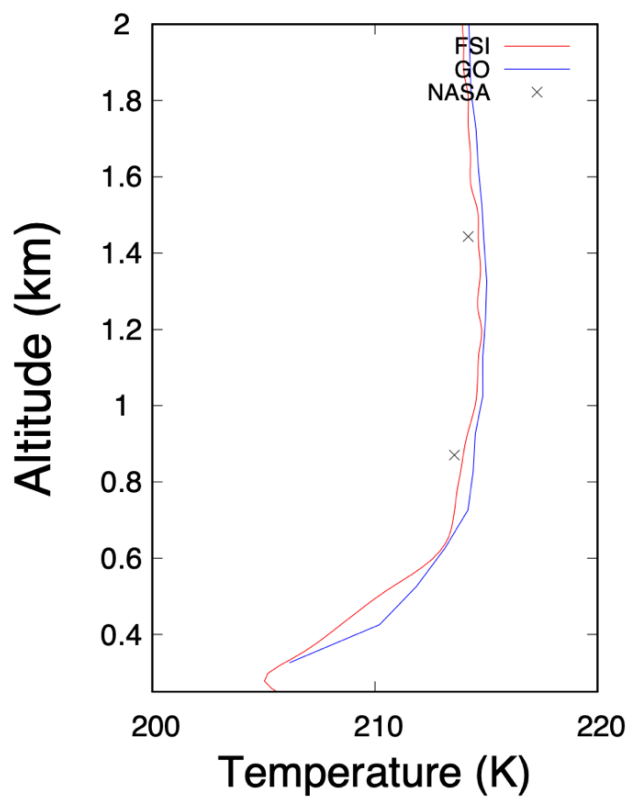
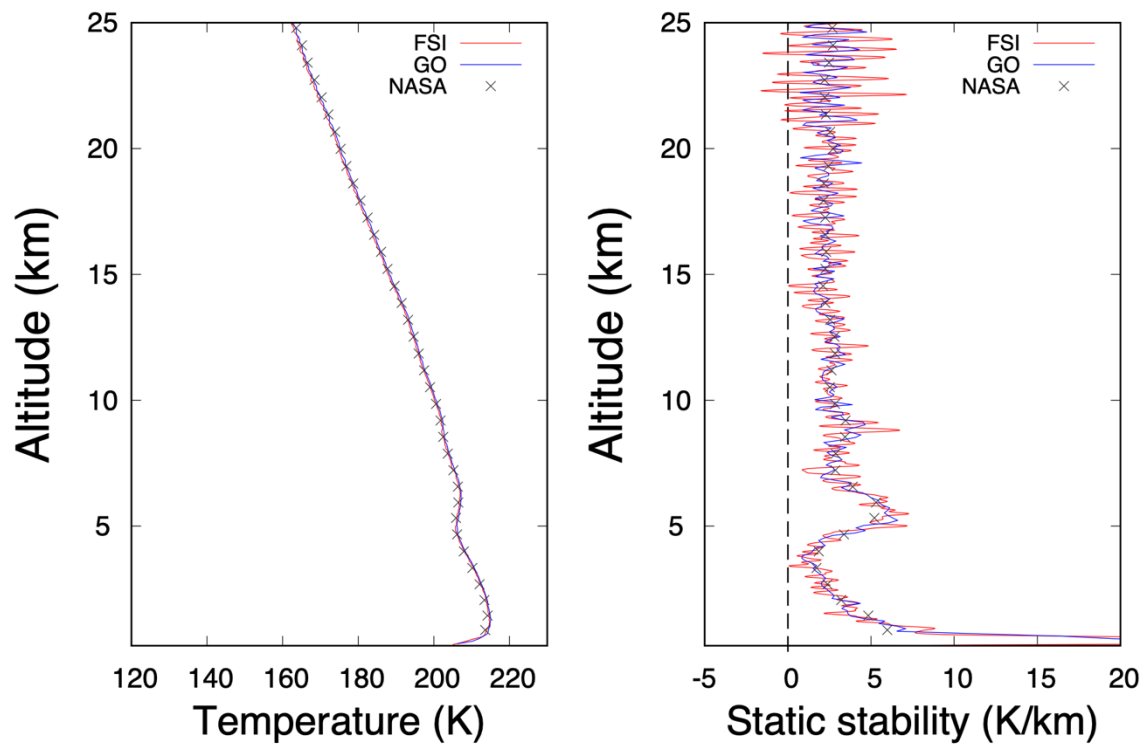
(f)



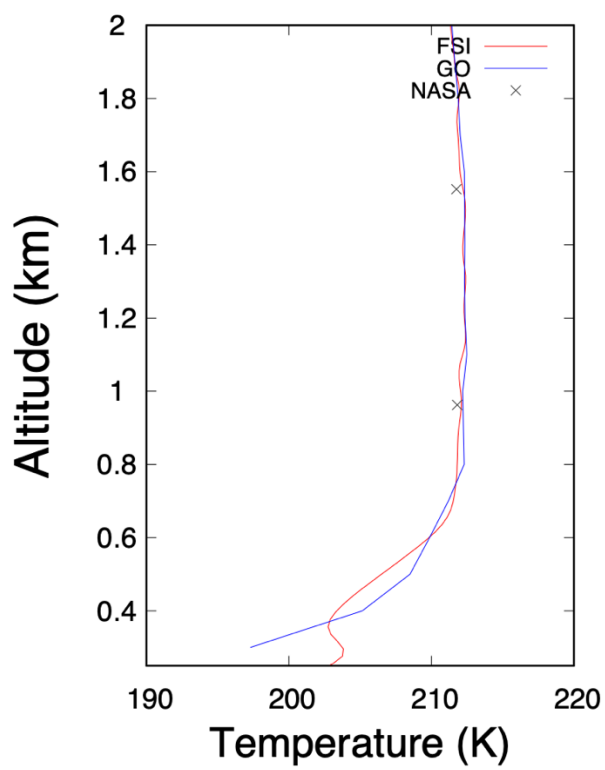
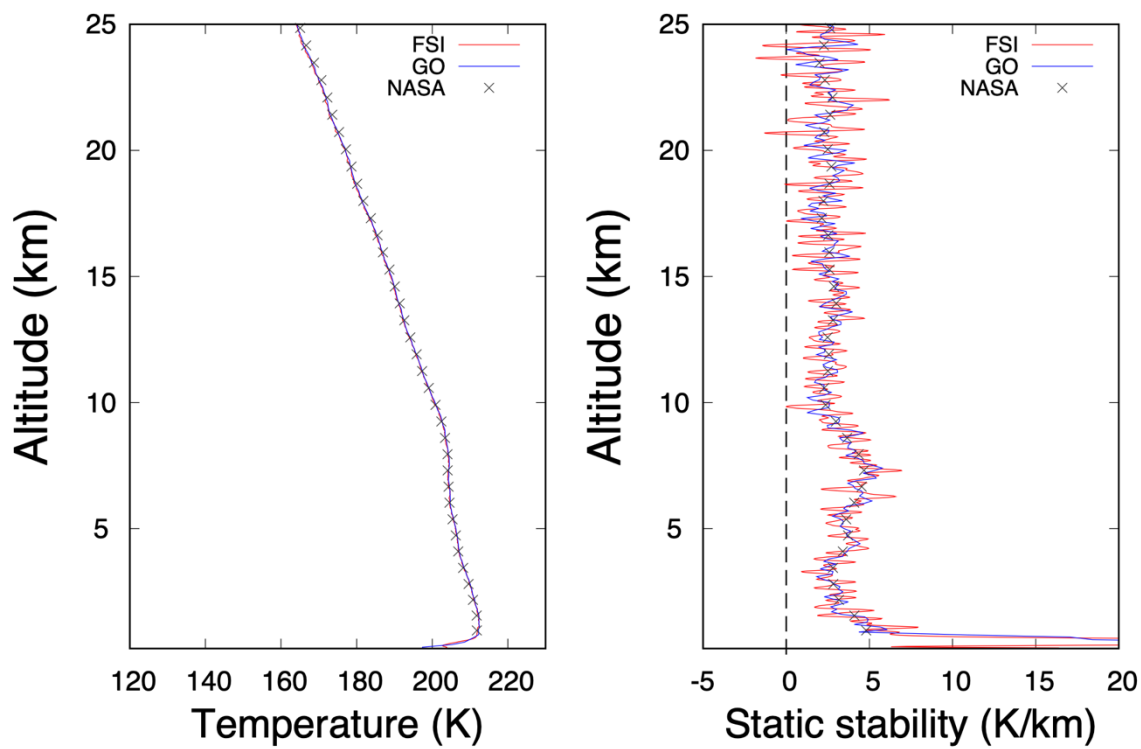
(g)



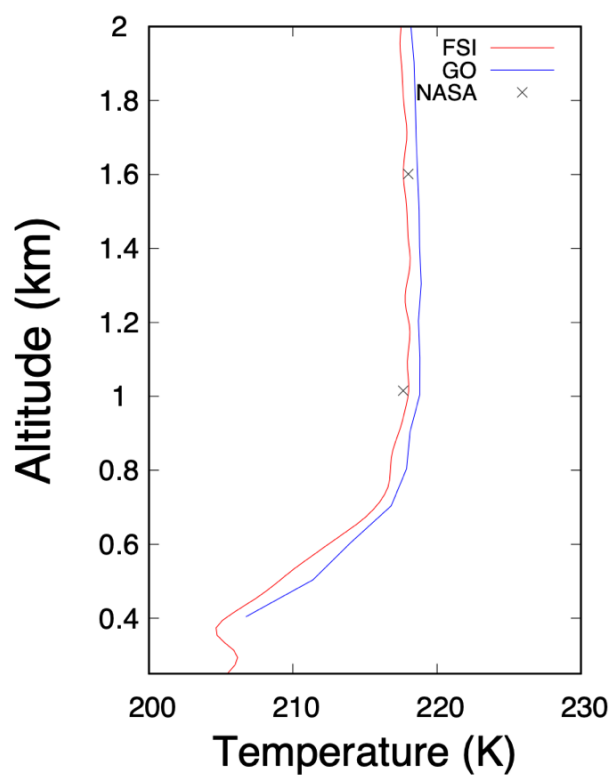
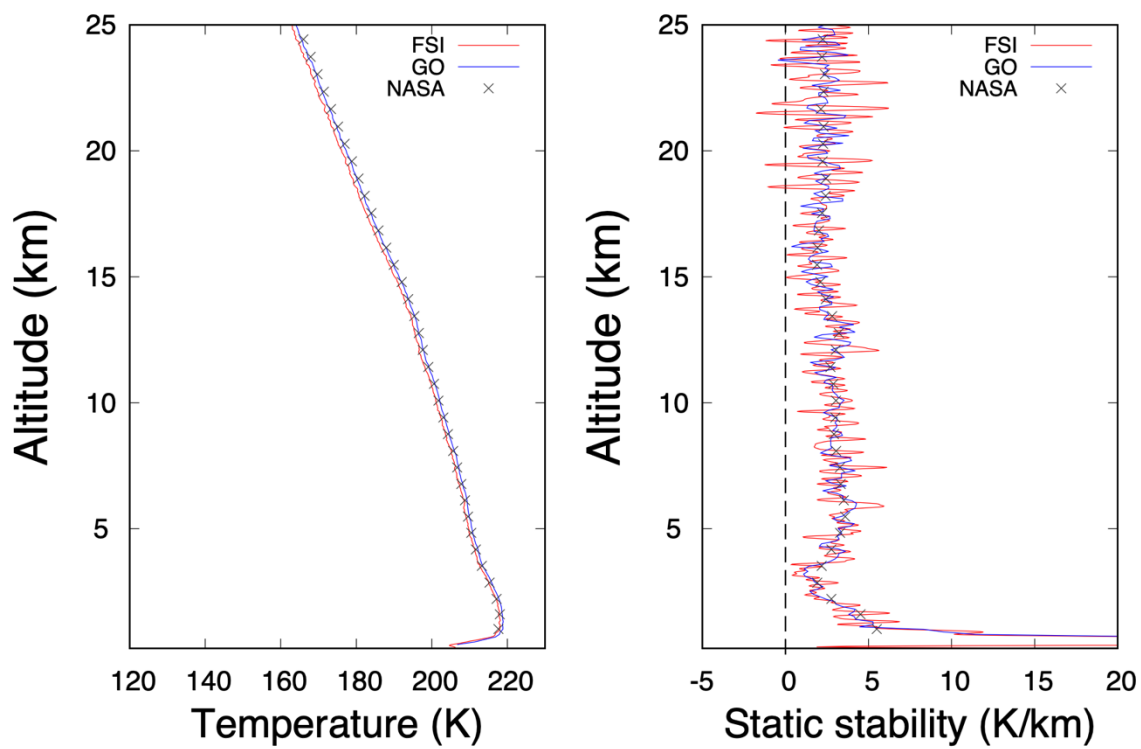
(h)



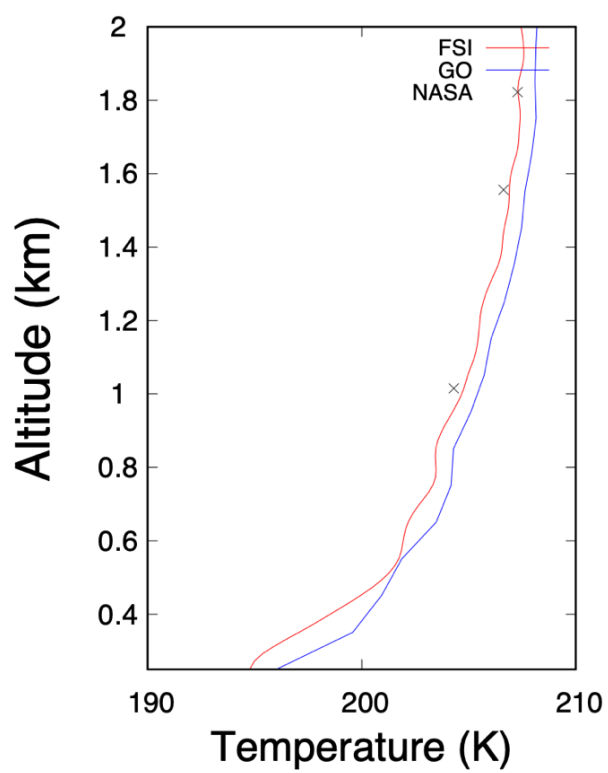
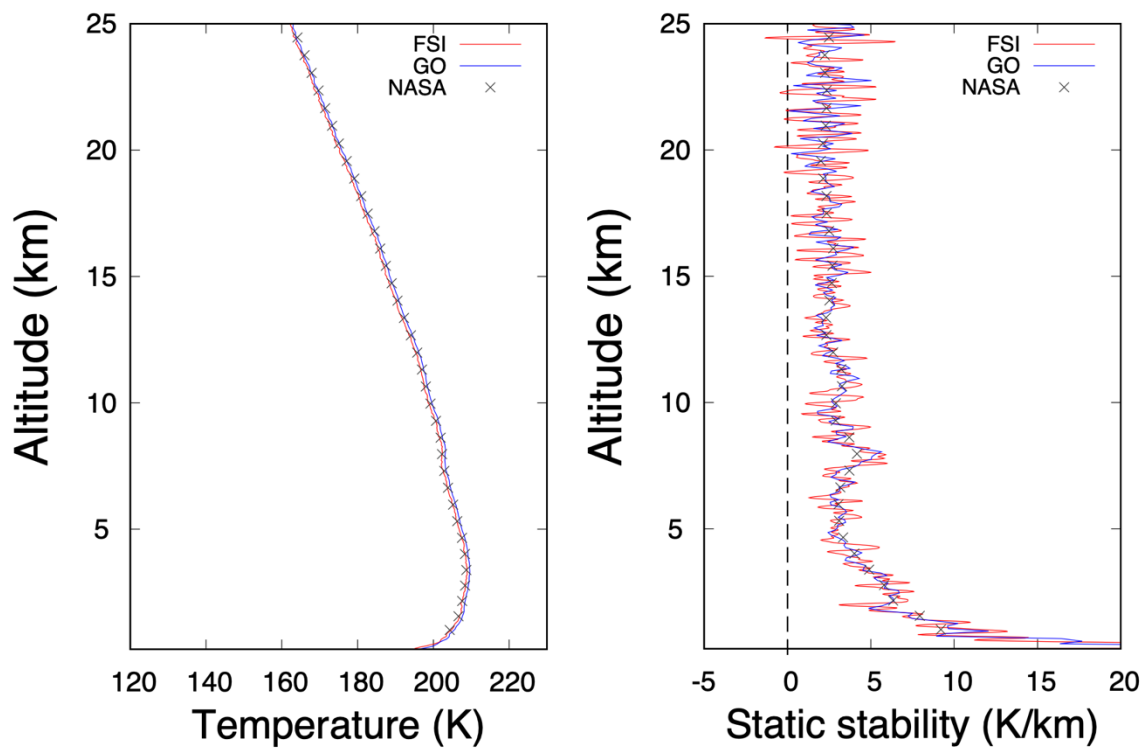
(i)



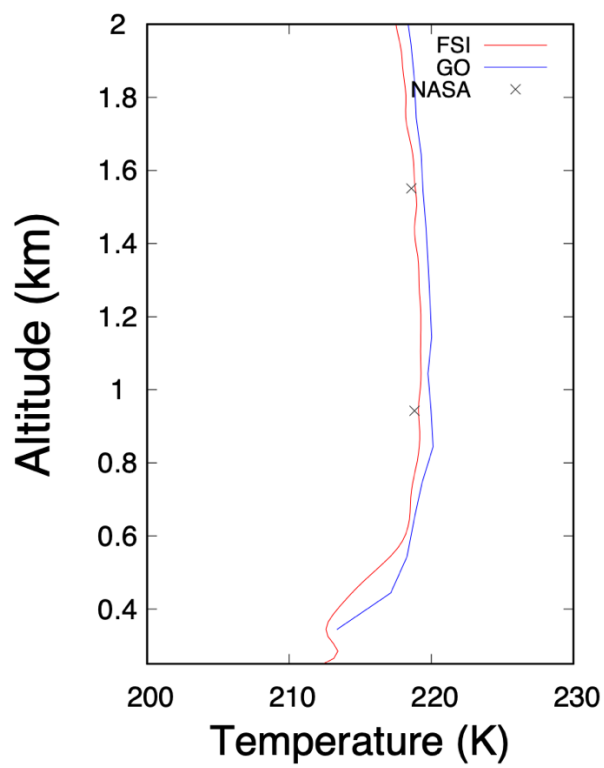
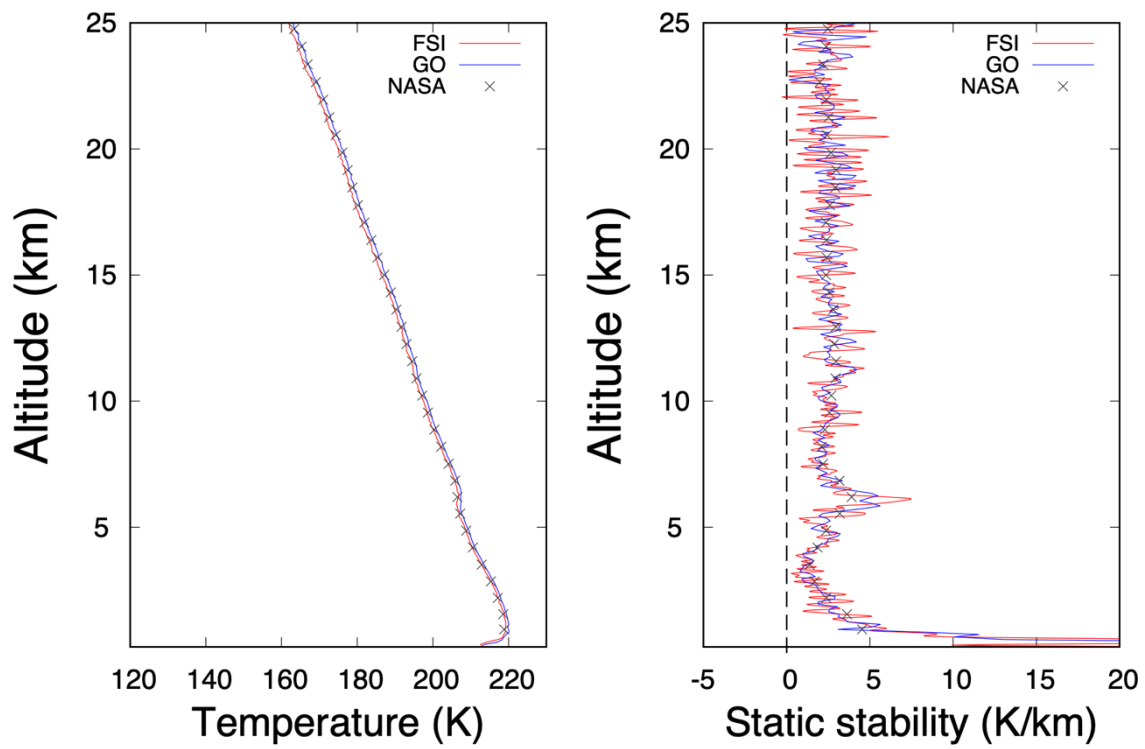
(j)



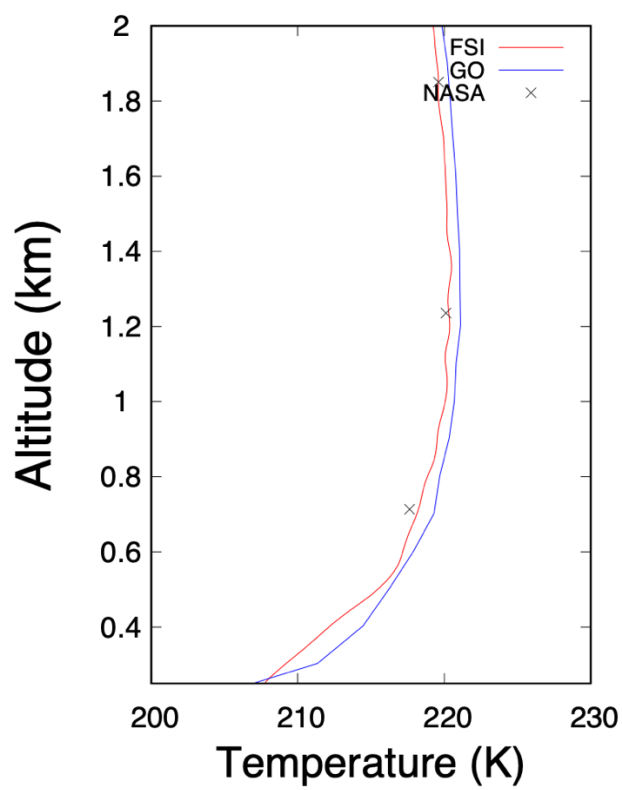
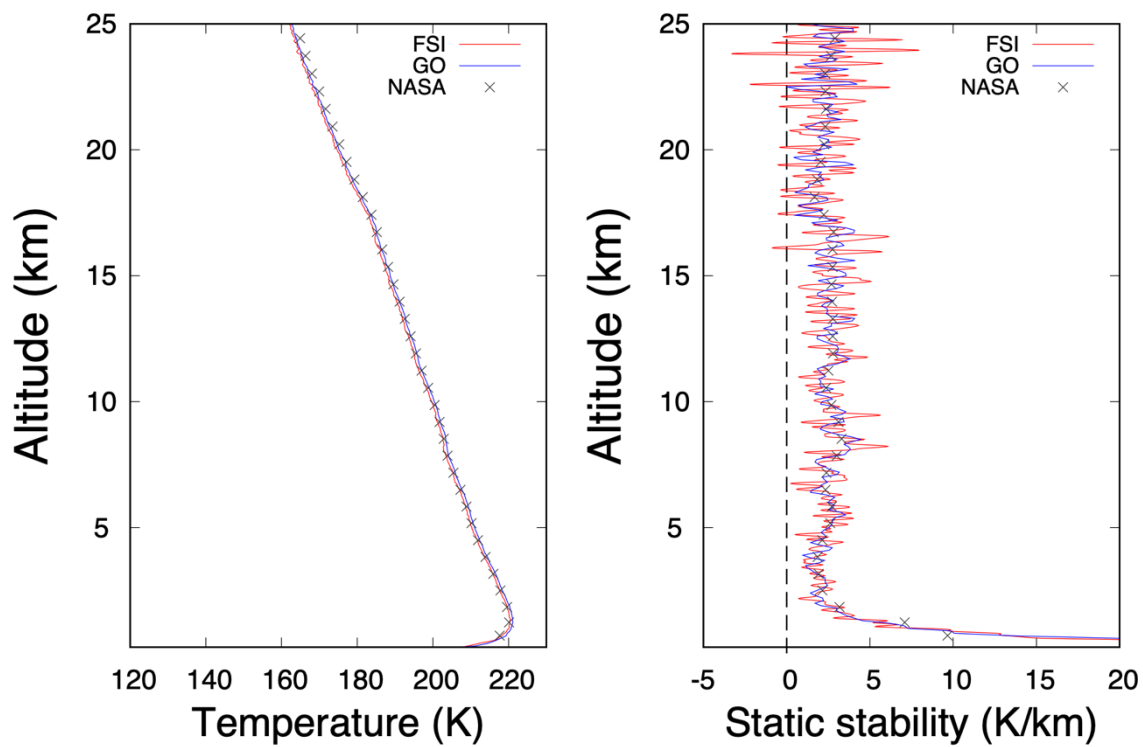
(k)



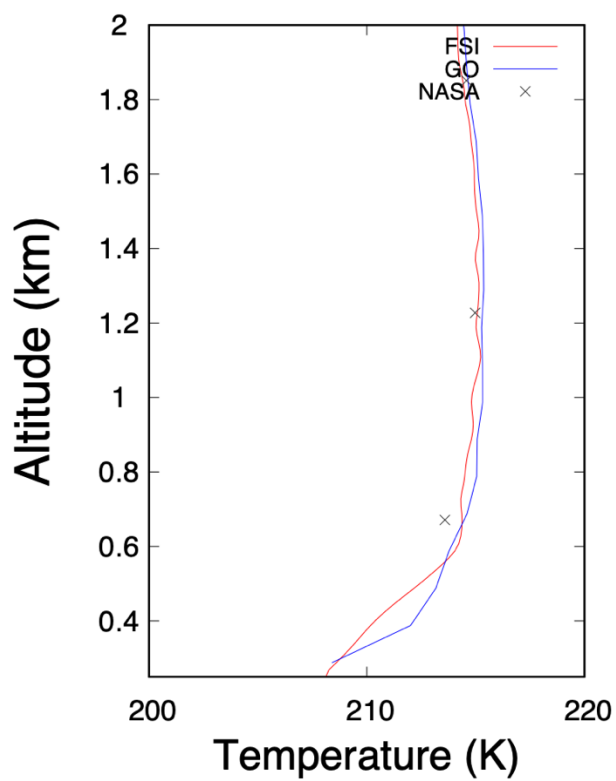
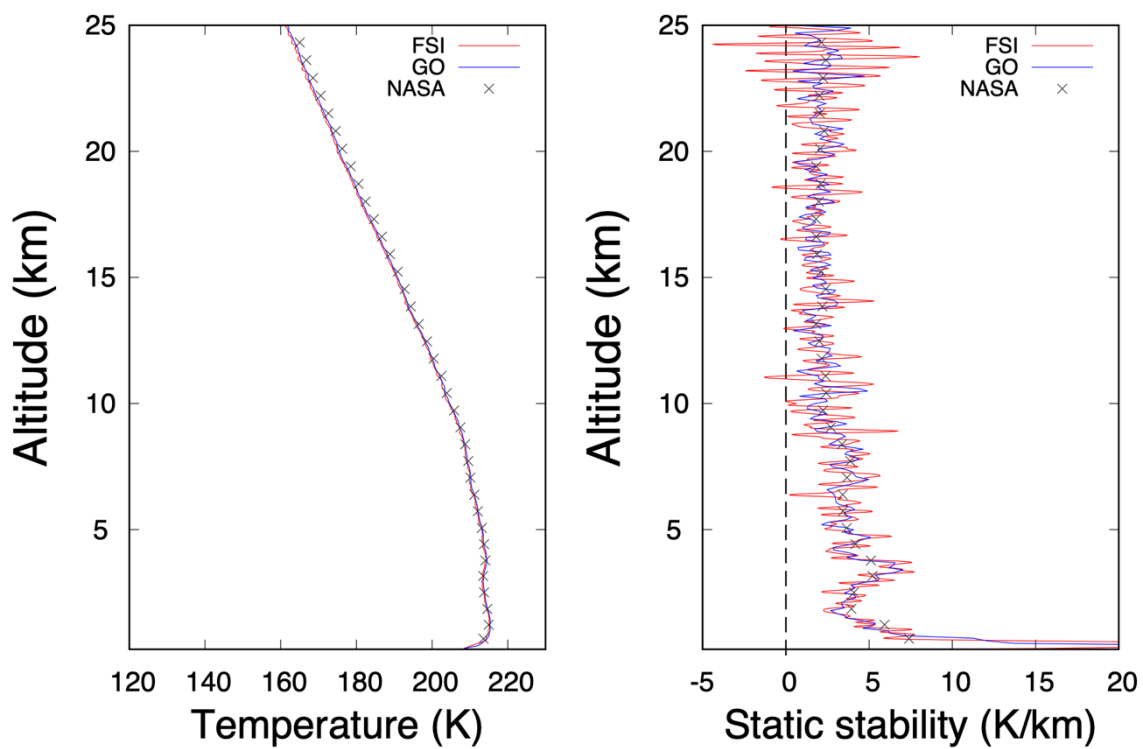
(l)



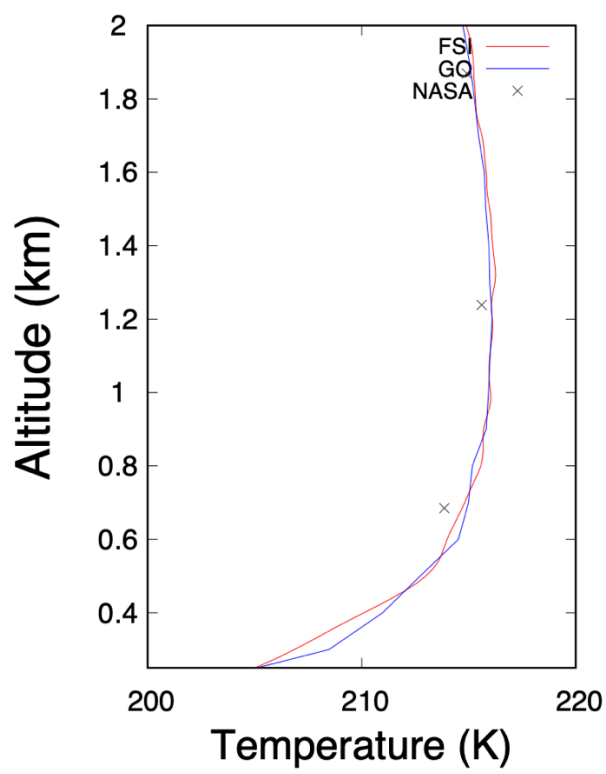
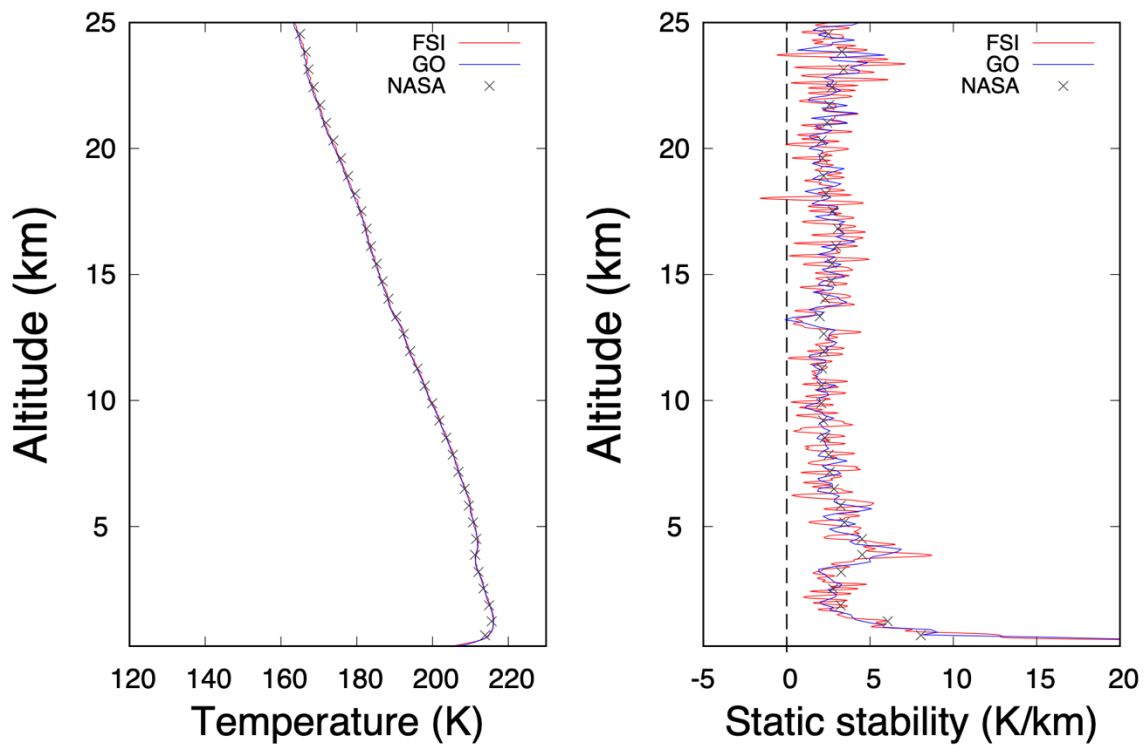
(m)



(n)



(o)



謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々にご支援いただきました。指導教官である今村剛教授には、研究の進め方から、惑星大気学やデータ解析の基礎に至るまで、懇切丁寧なご指導をいただきました。心から感謝申し上げます。

Stanford 大学の Hinson 博士には、本研究で用いたデータを提供してくださりました。今村研究室の先輩の千葉翔太氏、同期の岩中達郎氏、須田智也氏には、研究を進めるにあたって多くのアドバイスをいただきました。

上記の皆様を始めとして、東京大学今村研究室、吉川・吉岡研究室の皆様には日頃から本当にお世話になりました。この場をお借りして、深くお礼申し上げます。

参考文献

Bills, B., & Ferrari, A. (1978). Mars topography harmonics and geophysical implications. *J. Geophys. Res.* 83. 10.1029/JB083iB07p03497.

Madeleine, J-B., Forget, F., Millour, E., Navarro, T., & Spiga, A. (2012). The influence of radiatively active water ice clouds on the Martian climate. *grl.* 39. 23202. 10.1029/2012GL053564.

Wilson, R., Neumann, G., & Smith, M. (2007). Diurnal variation and radiative influence of Martian water ice clouds. *Geophysical Research Letters - GEOPHYS RES LETT.* 34. 10.1029/2006GL027976.

Hinson, D., Asmar, S., Kahan, D., Akopian, V., Haberle, R., Spiga, A., Schofield, J., Kleinböhl, A., Abdou, W., Lewis, S., Paik, M., & Maalouf, S. (2014). Initial results from radio occultation measurements with the Mars Reconnaissance Orbiter: A nocturnal mixed layer in the tropics and comparisons with polar profiles from the Mars Climate Sounder. *Icarus.* 243. 91-103. 10.1016/j.icarus.2014.09.019.

Hinson, D., Simpson, RA., Twicken, J., Tyler, G., & Flasar, F. (1999). Initial result from radio occultation measurements with Mars Global Surveyor. *Journal of Geophysical Research.* 104. 26997-27012. 10.1029/1999JE001069.

Tsuda, T. (2011). Characteristics of atmospheric gravity waves observed with the MU(Middle and Upper atmosphere) radar and GPS radio occultation. *ながれ* 30 (2011), 377-384.

Holton, J. R. (2003). DYNAMIC METEOROLOGY | Waves/Academic Press, 703-711.

Jet Propulsion Laboratory : PIA02800: The Martian North Polar Cap in Summer, Jet Propulsion Laboratory, URL : <https://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA02800> (参照日: 2021 年 12 月 22 日)

Jet Propulsion Laboratory : PIA02393: South Polar Cap, Summer 2000PIA02800, Jet Propulsion Laboratory, URL: <https://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA02393> (参照日: 2021 年 12 月 22 日)

Magalhães, J., Schofield, J., & Seiff, A. (1999). Results of the Mars Pathfinder atmospheric structure investigation. *Journal of Geophysical Research*. 104. 8943-8956. 10.1029/1998JE900041.

Stenzel, O., Keller, H., Hoekzema, N., Markiewicz, W., & Hoffmann, H. (2011). Limb observations of the Martian atmosphere with Mars Express' High Resolution Stereo Camera.

McCleese, D., Heavens, N., Schofield, J., Abdou, W., Bandfield, J., Calcutt, S., Irwin, P., Kass, D., Kleinböhl, A., Lewis, S., Paige, D., Read, P., Richardson, M., Shirley, J., Taylor, F., NA, T., & Zurek, R. (2010). Structure and dynamics of the Martian lower and middle atmosphere as observed by the Mars Climate Sounder: Seasonal variations in zonal mean temperature, dust, and water ice aerosols. *Journal of Geophysical Research*. 115. 10.1029/2010JE003677.

Jensen, A., Lohmann, M., Benzon, H-H., & Nielsen, A. (2003). Full Spectrum Inversion of radio occultation signals. *Radio Science - RADIO SCI*. 38. 6-1. 10.1029/2002RS002763.

Imamura, T., Miyamoto, M., Ando, H., Haeusler, B., Pätzold, M., Tellmann, S., Tsuda, T., Aoyama, Y., Murata, Y., Takeuchi, H., Yamazaki, A., Toda, T., & Tomiki, A. (2018). Fine Vertical Structures at the Cloud Heights of Venus Revealed by Radio Holographic Analysis of Venus Express and Akatsuki Radio Occultation Data. *Journal of Geophysical Research: Planets*. 123. 10.1029/2018JE005627.

Ando, H., Imamura, T., & Tsuda, T. (2012). Vertical Wavenumber Spectra of Gravity Waves in the Martian Atmosphere Obtained from Mars Global Surveyor Radio Occultation Data. *Journal of Atmospheric Sciences*. 69. 2906-2912. 10.1175/JAS-D-11-0339.1.

Tellmann, S., Haeusler, B., Hinson, D., Tyler, G., Andert, T., Bird, M., Imamura, T., Pätzold, M., & Remus, S. (2012). Small-scale temperature fluctuations seen by the VeRa Radio Science Experiment on Venus Express. *Icarus*. 221. 471–480. 10.1016/j.icarus.2012.08.023.

Fjeldbo, G., Kliore, A. J., & Eshleman, V. R. (1971). The neutral atmosphere of Venus as studied with Mariner V radio occultation experiment. *The Astrophysical Journal*, 76, 123–140.

Sokolovskiy, S. (2004) Radio-holographic inversions of tropospheric RO signals, slide.

Born, M., & Wolf, E. (1999). *Principles of Optics*, Cambridge Univ. Press, New York.

David G., Andrews., James R., Holton., Conway, B., & Leovy. (2016). *Middle Atmosphere Dynamics/INTERNATIONAL GEOPHYSICS SERIES • VOLUME 40*, 150-218.

Smith, S. A., Fritts, D.C., & VanZandt, T. E. (1987). Evidence of a saturated spectrum of atmospheric gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, 44, 1404–1410.

Kursinski, E. R., Hajj, G. A., Schofield, J. T., Linfield, R. P., & Hardy, K. R. (1997). Observing Earth's atmosphere with radio occultation measurements using the Global Positioning System, *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH*, 102, 23,429-23,465.

Smith, M. (2004). Interannual variability in TES atmospheric observations of Mars during 1999-2003. *Icarus*. 167. 148-165. 10.1016/j.icarus.2003.09.010.

Jet Propulsion Laboratory : PIA17357: NASA's Mars Landing Sites, including InSight, Jet Propulsion Laboratory, URL: <https://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA17357> (参照日: 2022 年 1 月 21 日)

Banfield, D., Conrath, B., Smith, M.D., Christensen, P.R., & Wilson, R. (2003). Forced waves in the Martian atmosphere from MGS TES nadir data. *Icarus*. 161. 319-345. 10.1016/S0019-1035(02)00044-1.

Catling, D. C., & Kasting, J. F. (2017). *Atmospheric evolution on inhabited and lifeless worlds*. Cambridge University Press, 85-128.

Fukuhara, T., & Imamura, T. (2008). Hemispheric difference in the momentum transport by

waves encircling the summer polar region of Mars observed by MGS TES. Journal of Geophysical Research. 113. 10.1029/2007JE002999.

mars express : VARIATIONS OF THE MARTIAN SEASONS - NORTHERN HEMISPHERE SEASON, URL: <https://sci.esa.int/web/mars-express/-/33803-variations-of-the-martian-seasons> (参照日: 2022 年 1 月 21 日)

Tsuda, T., & Hocke, K. (2002). Vertical Wave Number Spectrum of Temperature Fluctuations in the Stratosphere using GPS Occultation Data. Journal of The Meteorological Society of Japan - J METEOROL SOC JPN. 80. 925-938. 10.2151/jmsj.80.925.