

惑星大気の熱的散逸 - 再考

寺田 直樹 (東北大)

2017年7月18日

CPSセミナー

Outline

- イントロダクション
 - 惑星大気の熱的散逸
 - Jeans escape
 - Hydrodynamic escape
 - Slow hydrodynamic escape
 - 過去の地球大気 大膨張??
 - 過去の火星大気 保持できず?
- 大気波動（大気重力波）の影響
 - MAVEN/NGIMS観測
 - DSMC計算

熱的散逸の古典的説明

$$\text{Escape parameter : } \lambda = GMm/kT_{\text{exo}}r_{\text{exo}}$$

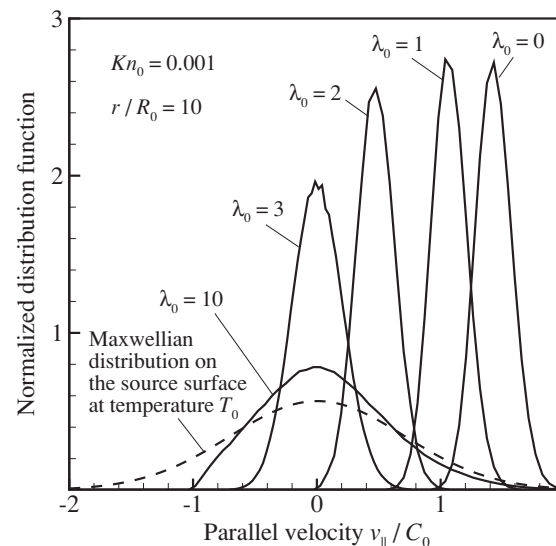
太陽EUV放射などによる上層大気の加熱

• Jeans escape

- $\lambda > \sim 10$??
- 外圏底付近で大気平均熱速度が脱出速度より小さい
- マクスウェル分布の高速成分のみが流出
- $f_{\text{Jeans}} \propto \sim T_{\text{exo}}^{-1/2} \exp(-a/T_{\text{exo}})$

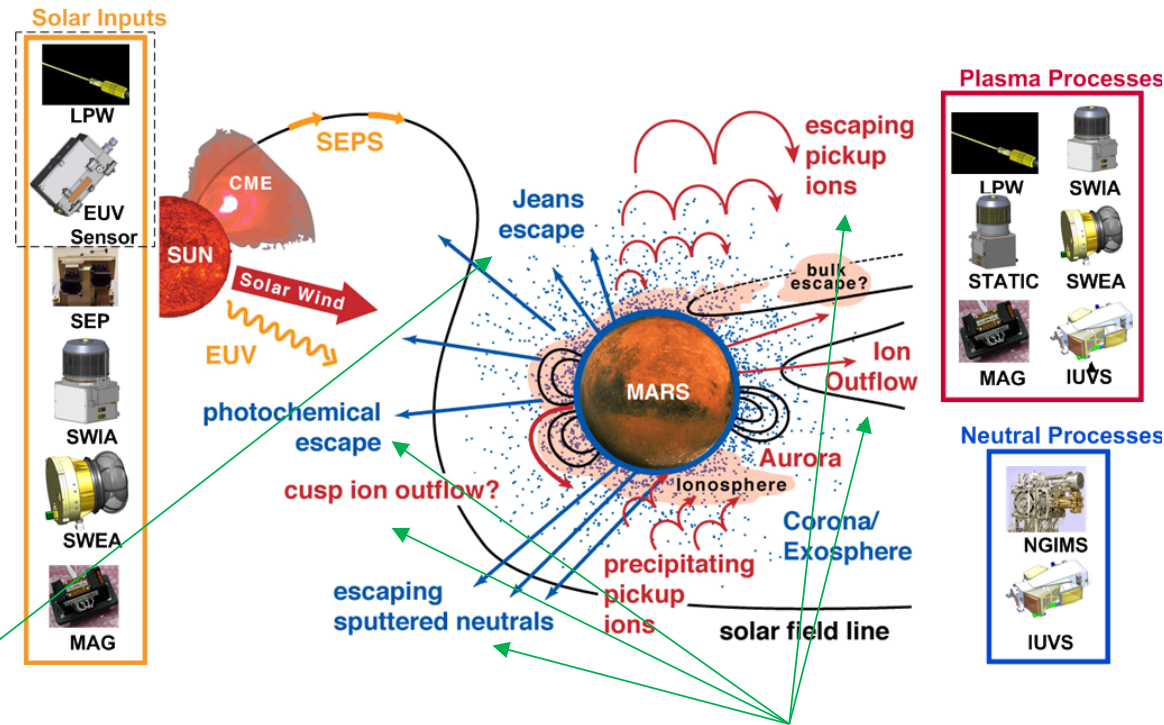
• Hydrodynamic escape

- $\lambda < \sim 2$??
- 大気バルク速度が外圏底以下で超音速に加速
- 大気のblowoff (energy-limited or diffusion-limited)



速度分布関数 (DSMC計算例)
[Volkov et al., 2011]

熱的散逸・非熱的散逸



熱的散逸：

- 比較的よく分かっている
- 2つのend-member近似 (Jeans escape, Hydrodynamic escape) は、理論式も比較的シンプル

非熱的散逸：

- 過程が複雑、かつ、複数の過程が同程度に重要となることが多い
- MAVEN等の探査機観測は、主にこちらにフォーカス

探査機観測



- MAVENの成果例
 - Sputtering（非熱的散逸）によるAr流出量の見積り [Jakosky et al., 2017]
 - 現在から過去40億年前までを集中的に調査中
- 初期数億年間は？
 - より激しい散逸（太陽EUV放射は10-100倍）
 - 熱的散逸 + 非熱的散逸

熱的散逸の理論の進展

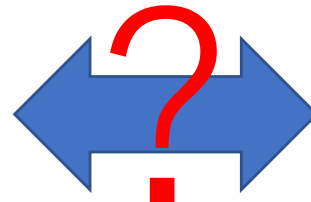
Escape parameter : $\lambda = GMm/kT_{\text{exo}}r_{\text{exo}}$

• Jeans escape

- $\lambda > \sim 10$??
- 外圏底付近で大気の平均熱速度が脱出速度より小さい
- マクスウェル分布の高速成分のみが流出
- $f_{\text{Jeans}} \propto \sim T_{\text{exo}}^{-1/2} \exp(-a/T_{\text{exo}})$

• Hydrodynamic escape

- $\lambda < \sim 2$??
- 大気バルク速度が外圏底以下で超音速に加速
- 大気のblowoff (energy-limited or diffusion-limited)

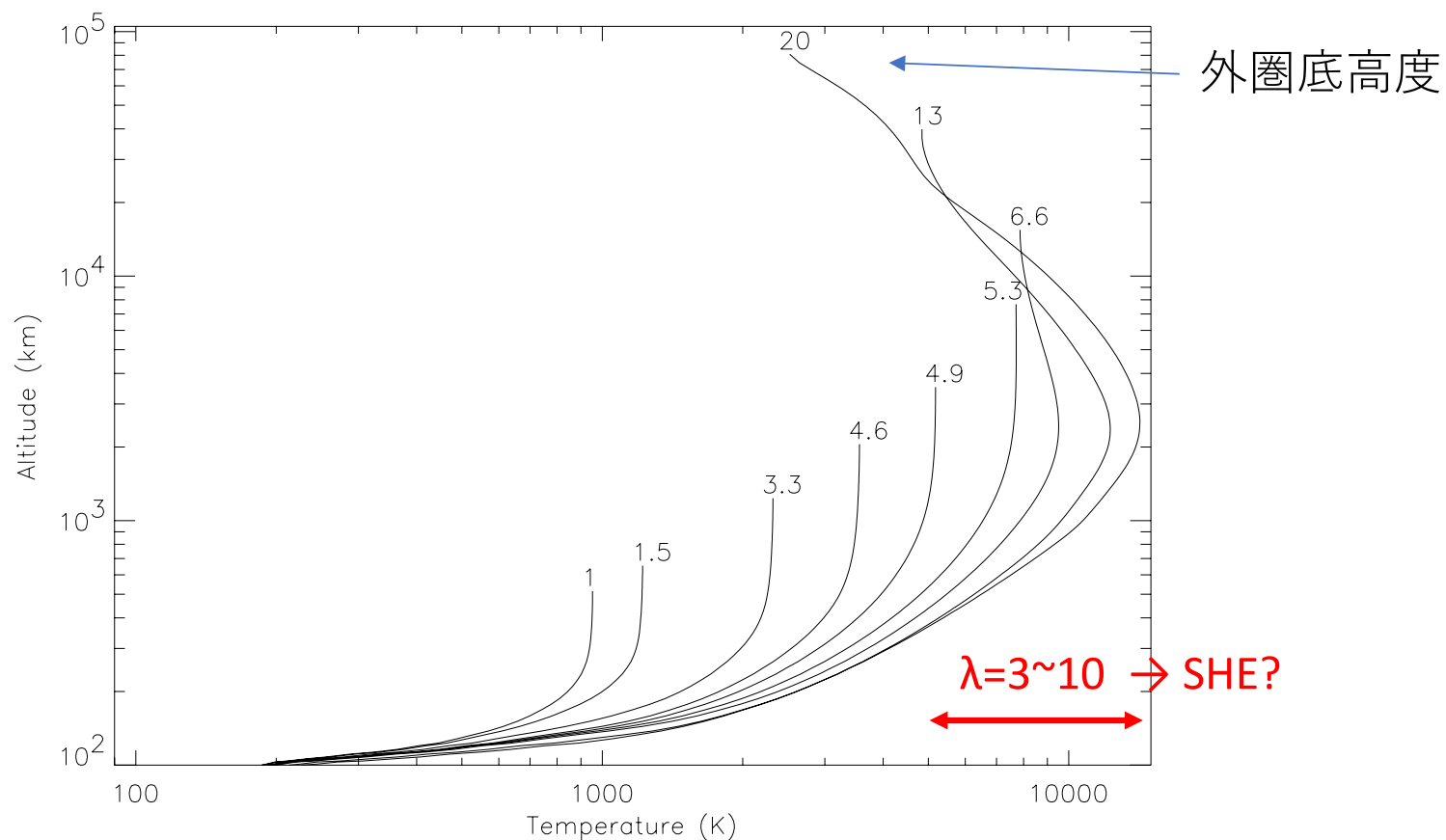


• Slow hydrodynamic escape (SHE) ??

- $\lambda = 2 \sim 10$??
- 大気はnon-hydrostaticで、上向き流速 (hydrodynamic flow) を持つ
- 外圏底以下では亜音速のまま
- f_{Jeans} よりも大規模な流出??
[e.g., Strobel 2008]

初期地球で
 $T_{\text{exo}} = 5000 \sim 10000$ K
 $m = 16m_p$ のとき
 $\lambda = 5 \sim 10$.
初期火星や現在のTitanなどもSHE ??

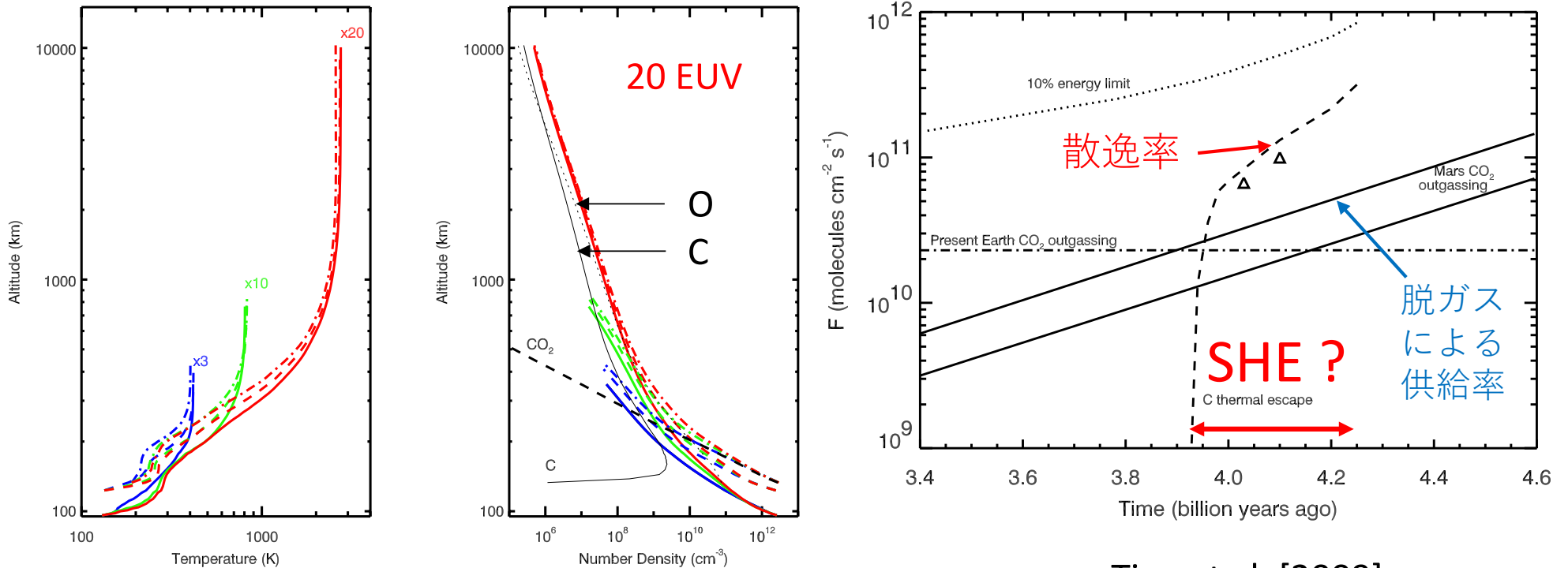
初期地球大気は大膨張？



- SHEモデル [Tian et al., 2008]

- 太陽EUV放射が6倍（約35億年前）で外圏底が10,000kmに？
- 太陽EUV放射が20倍（約41億年前）で外圏底が100,000kmに？？
- 膨張、断熱冷却が重要となる

火星は初期数億年間、 大気を保持できなかつた？



Tian et al. [2009]

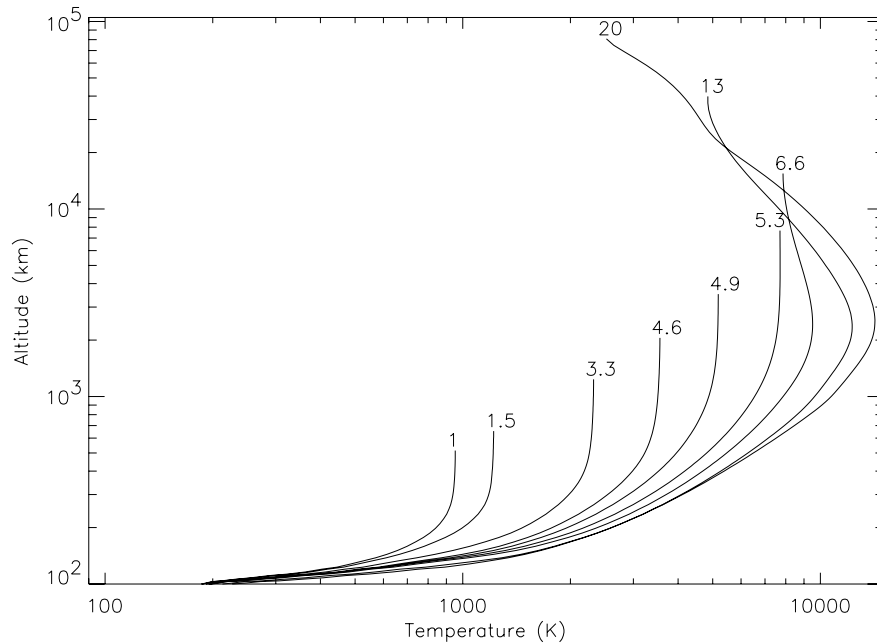
- 約40億年以上前ではCO₂が効率的に解離。15 μ m放射冷却が効きにくくなる
- 酸素原子 (O) や炭素原子 (C) はSHE or HEで大規模流出？
 - $\lambda_O=23$ @ 10EUV
 - $\lambda_C=1.8, \lambda_O=2.4$ @ 20EUV
- 初期数億年間は、大気を保持できなかつた？ その後に大気を形成？？

SHEの流体モデルの問題点: 上側境界条件の影響

Tian et al. [2008]

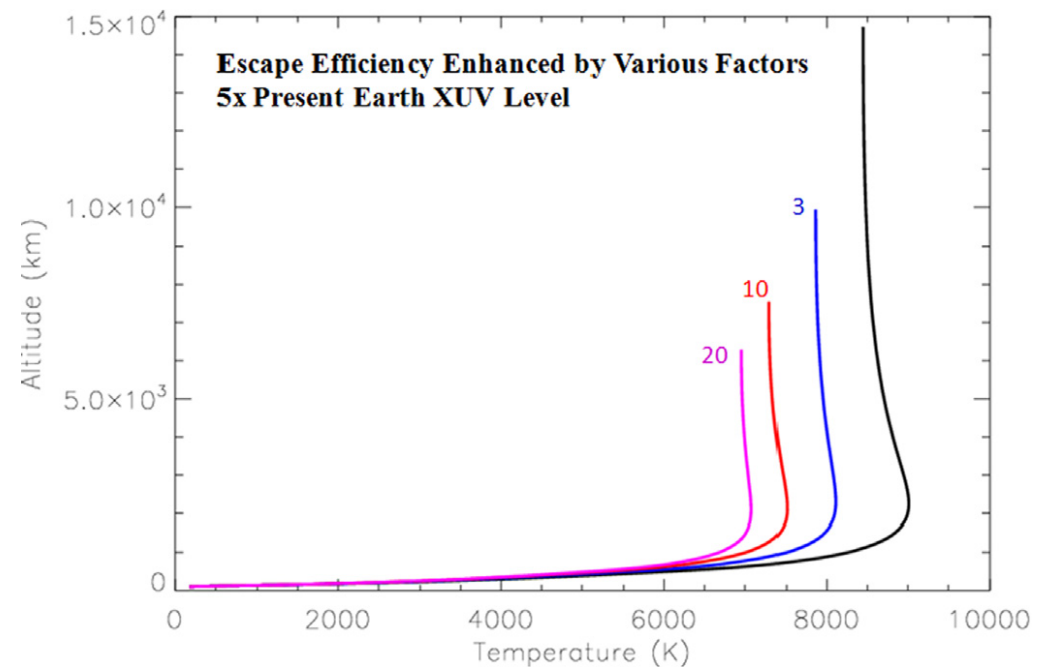
上側境界（外圏底）でジーンズ流
出速度を仮定。

> 5 EUVでhydrodynamic flow ?



Tian [2013]

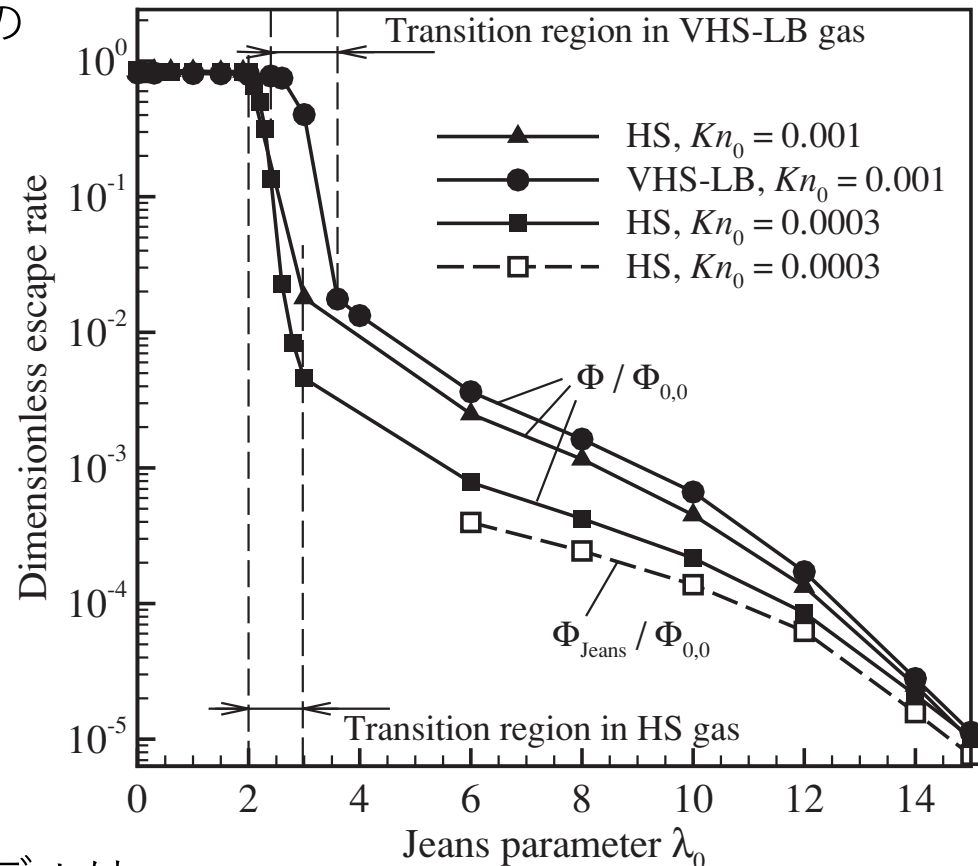
非熱的散逸などの効果を考慮して、
上側境界からの散逸速度を3, 10, 20倍に



境界条件を変えると、
大気はあまり膨らまない？⁹

熱的散逸の全粒子モデル

Volkov et al. [2011]の
DSMCモデル
(全粒子モデル)



HS : Hard Sphere原子モデル
VHS : Variable Hard Sphere分子モデル

ただし、Volkovモデルは

- 加熱は下端のみ
- 単一組成大気
- 放射冷却や光化学反応は考慮せず

→ これらを改善したDSMCモデルを構築 [K. Terada et al., 2016]

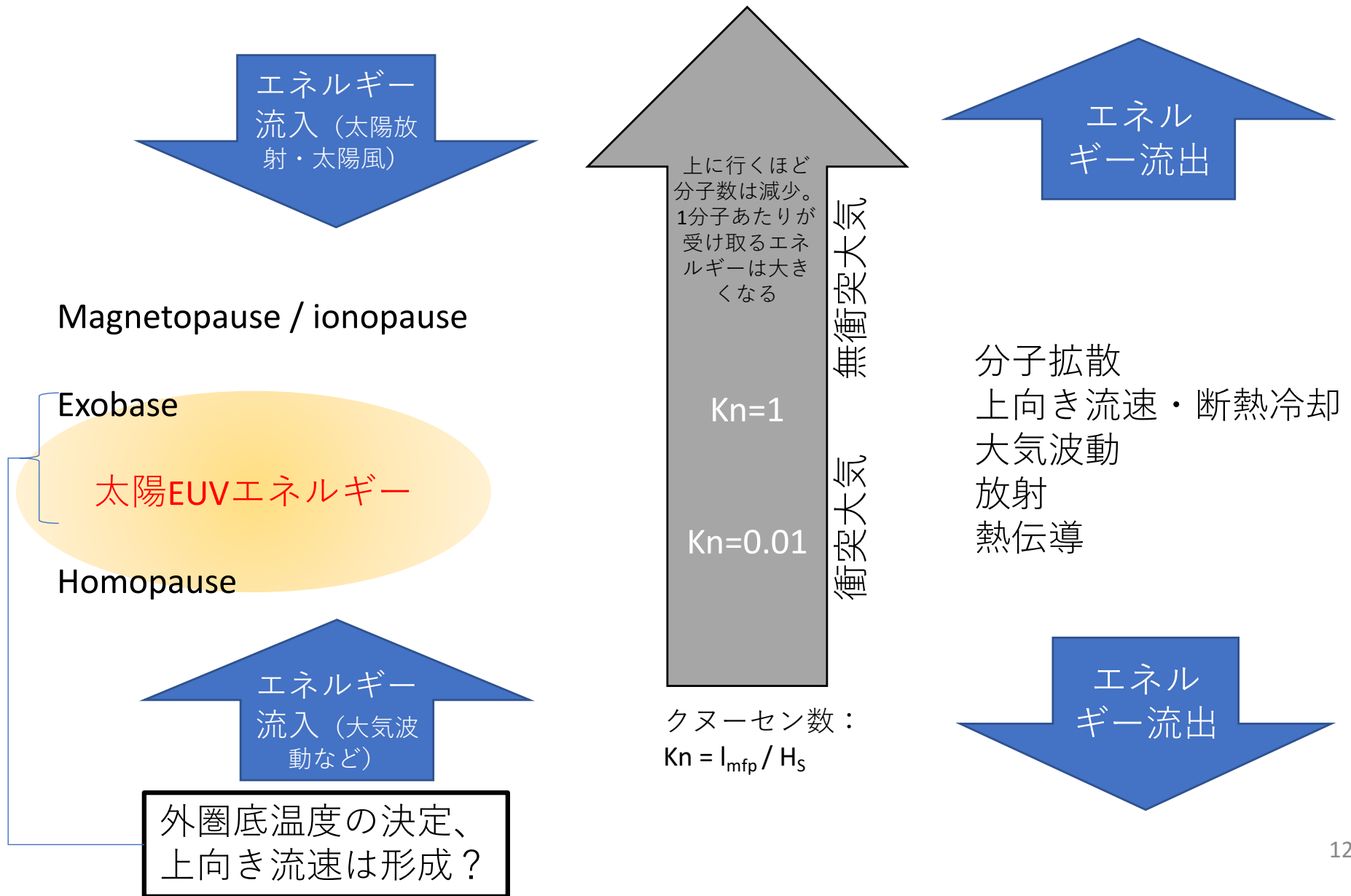
BlowoffからJeans escapeへの切り替えは急激。

SHEは短期間しか起こらない？

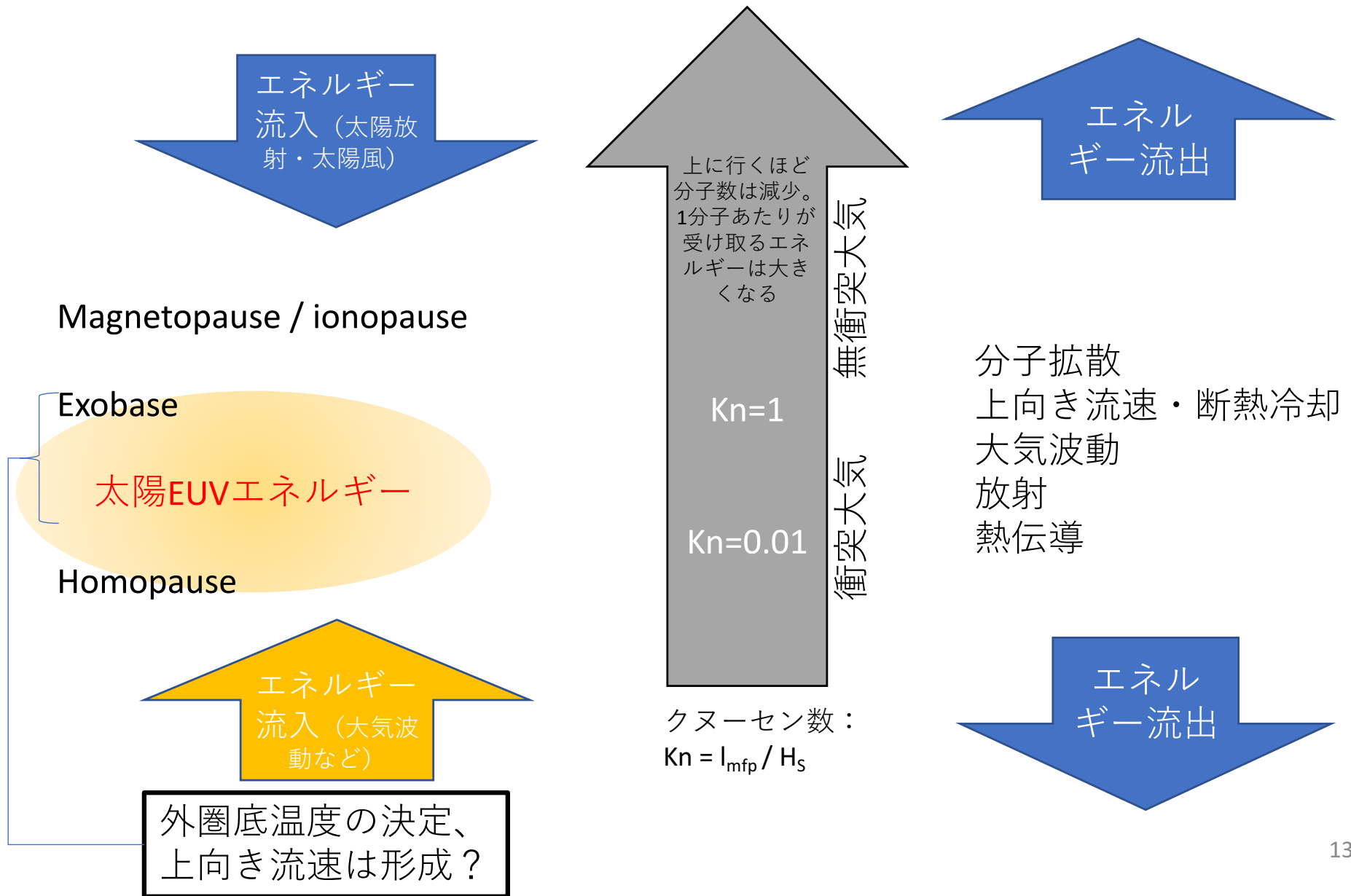
熱的散逸の全粒子モデル

- 今日は改善した全粒子モデル [K. Terada et al., 2016] を用いて、熱的散逸のレジーム間遷移を議論
- ではなくて、
- MAVENの観測データ解析 [Terada et al., 2017] と全粒子モデル [K. Terada et al., 2016] を用いて、熱的散逸に大気重力波が及ぼす影響を議論
 - 太陽コロナの加熱に波動（磁気流体波）は重要。惑星上層大気では？

エネルギー流入/流出の高度分布



エネルギー流入/流出の高度分布



エネルギー流入/流出の高度分布

熱的散逸/非熱的散逸



太陽風によるピックアップ

Magnetopause / ionopause

プラズマ波動

Exobase

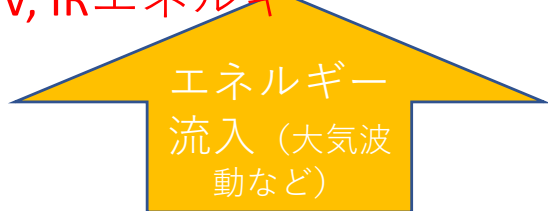
プラズマ粒子降込

太陽EUVエネルギー (一部は非熱的)

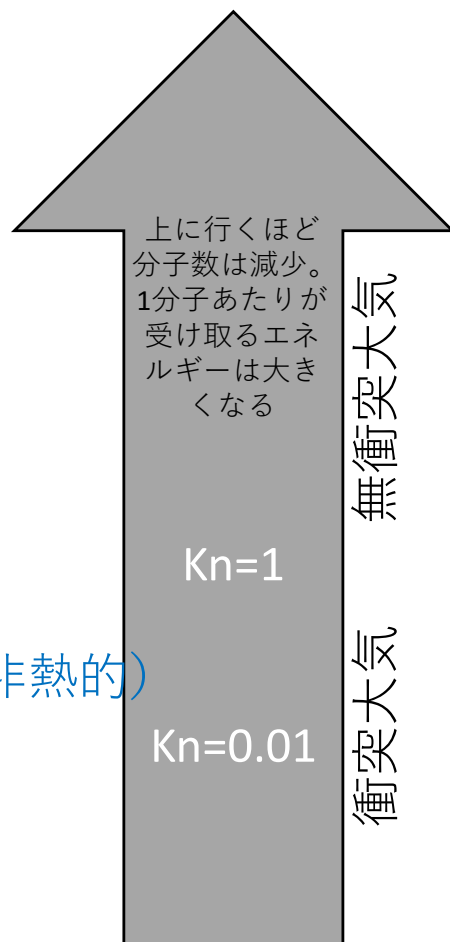
ジュール加熱 (磁気圏電流)

Homopause

FUV, IRエネルギー



外圏底温度の決定、
上向き流速は形成?



クヌーセン数：
 $Kn = l_{mfp} / H_s$



分子拡散

上向き流速・断熱冷却

大気波動・プラズマ波動

放射

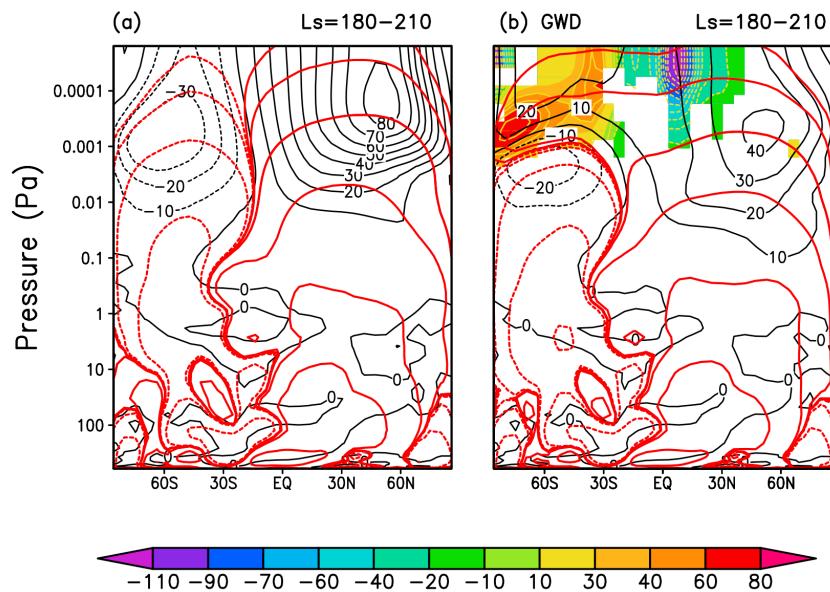
熱伝導



熱的散逸に大気重力波が及ぼす影響

- MAVEN/NGIMS観測
- DSMC (Direct Simulation Monte-Carlo) 計算

Possible effects of GWs on atmospheric escape



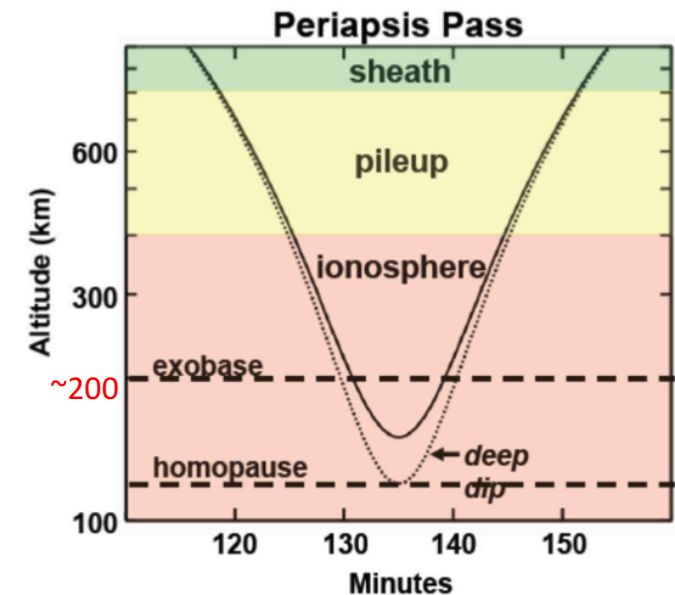
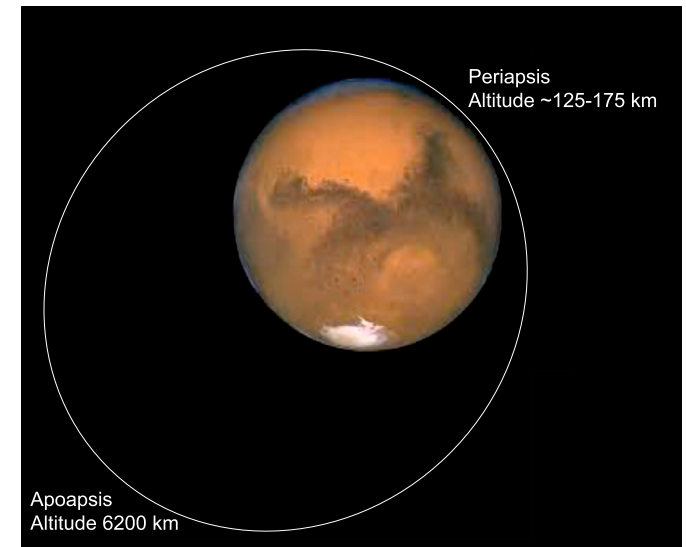
Dynamical effect of GWs. GCM runs without (left) and with (right) GWs. Red curves are meridional stream functions. Color shade indicates GW drag [Medvedev et al., 2011]

- **Thermal effect:** Thermal balance in upper thermosphere → Escape of light components [e.g., Walterscheid et al., 2013]
- **Dynamical effect:** Large-scale flow in MTI regions [e.g., Medvedev et al., 2011]
- **Compositional (mixing) effect:** Homopause altitude → Escape ratio of minor components [e.g., Imamura et al., 2016]

Less observational constraints

MAVEN/NGIMS observation

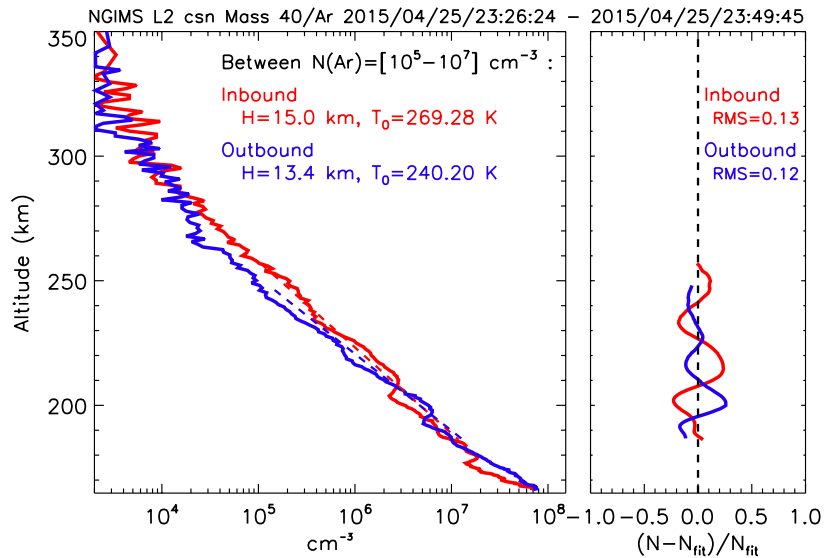
- In-situ neutral gas observation in the Martian upper thermosphere [cf. Mahaffy et al., 2015]
 - Below 500 km alt.
 - Periapsis is usually ~ 150 km alt. (sometimes goes down to ~ 130 km during deep dips)
- Ar density profiles are used to analyze wavelike perturbations
 - Density range between $10^5 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ (around exobase) is analyzed
 - Ar and CO_2 behave similarly: Mass is similar, density is about 60 times smaller
 - Apparent wavelengths between ~ 100 and ~ 500 km are analyzed
- Period analyzed
 - Feb. 11, 2015 - Mar. 31, 2016



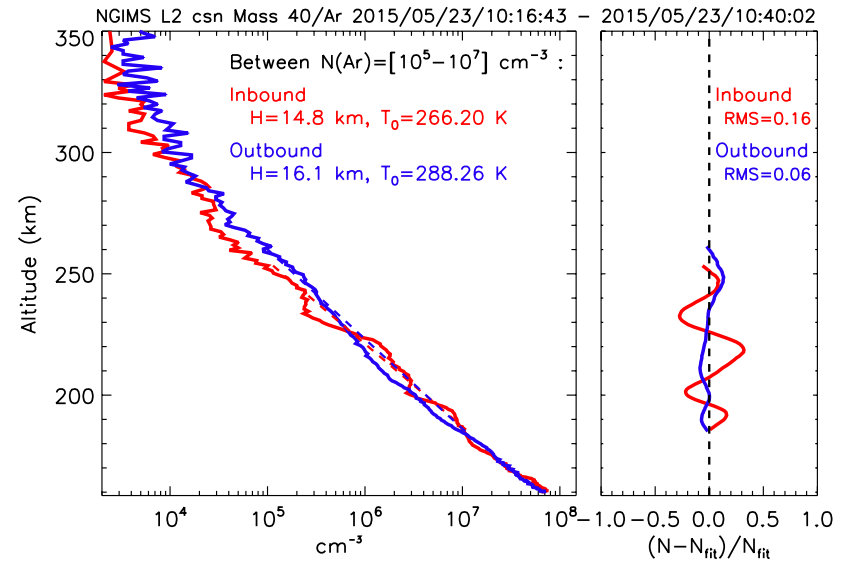
Nominal trajectory of MAVEN

Examples of NGIMS observation in the Martian upper thermosphere

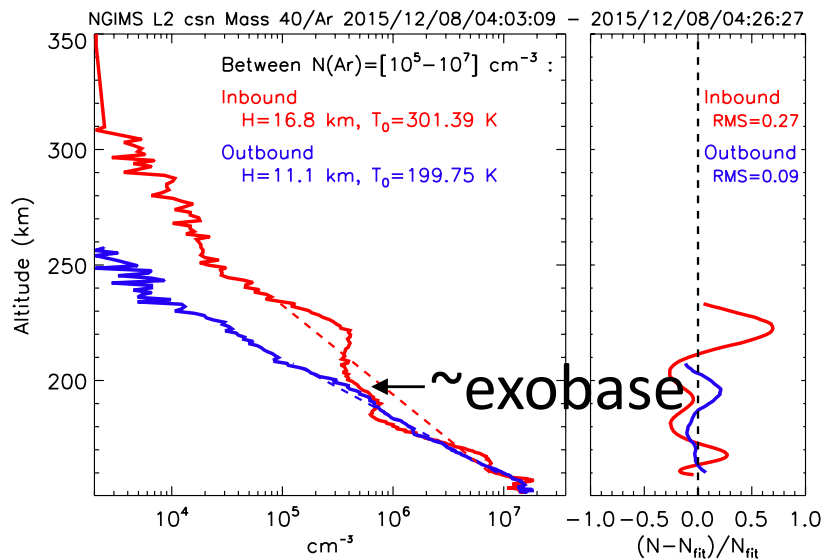
SZA~25 deg.



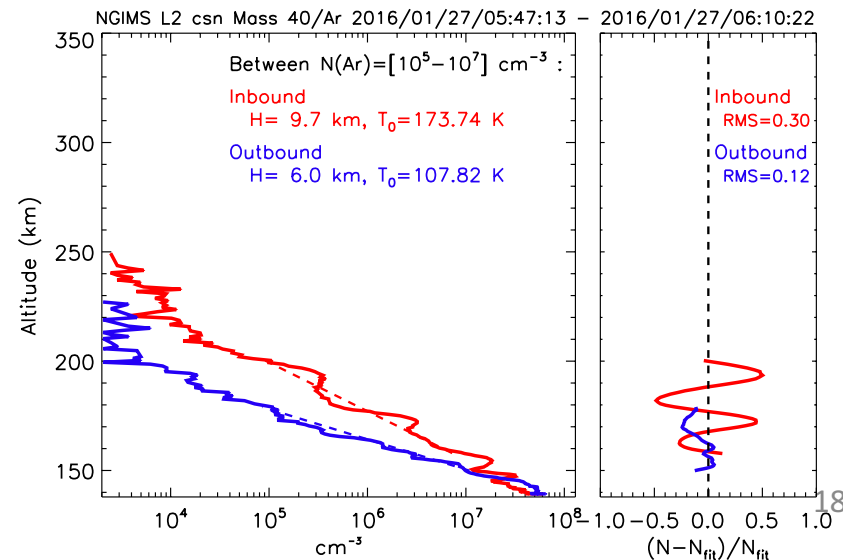
SZA~40-65 deg.



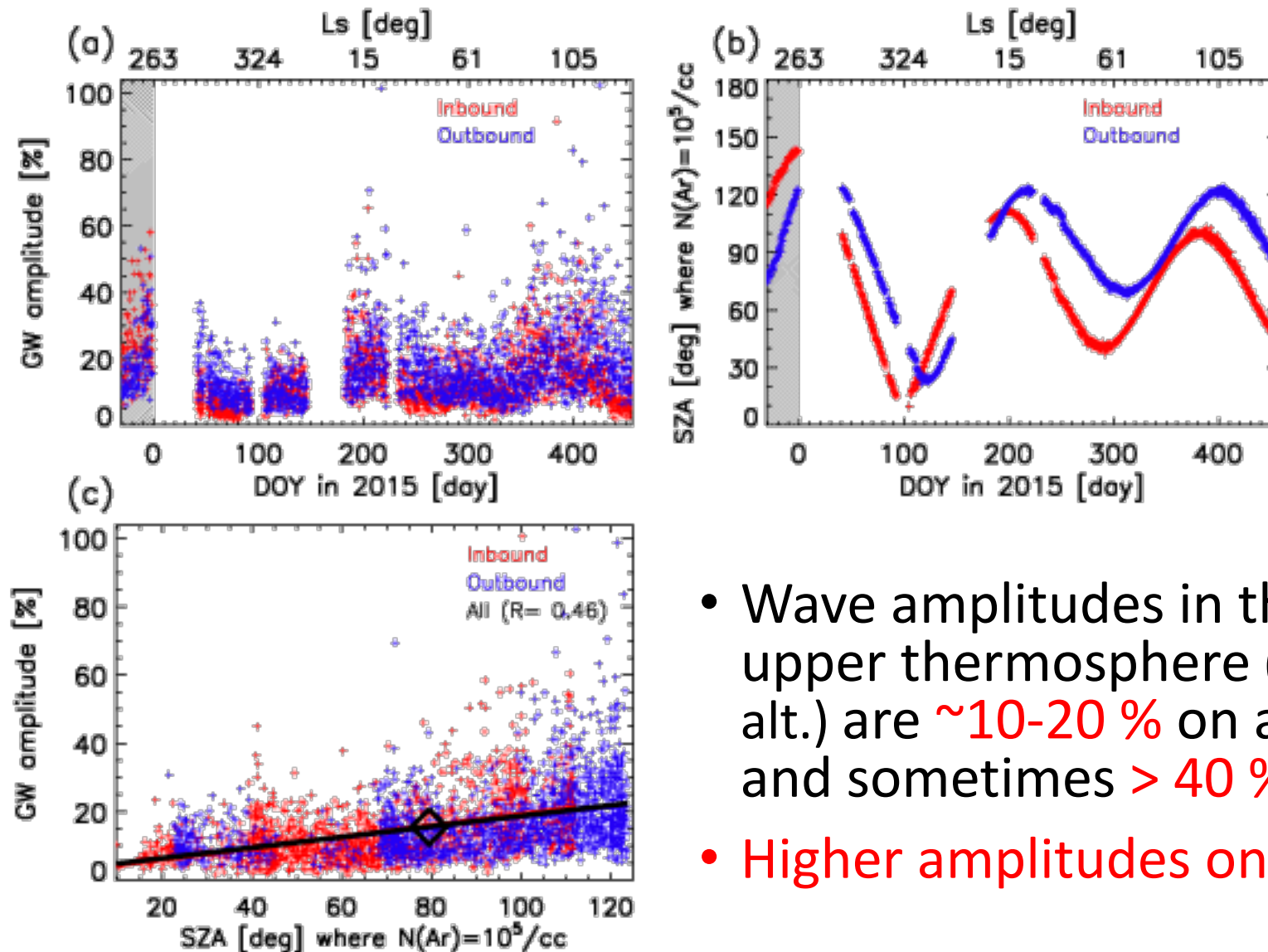
SZA~75-85 deg.



SZA~100-120 deg.



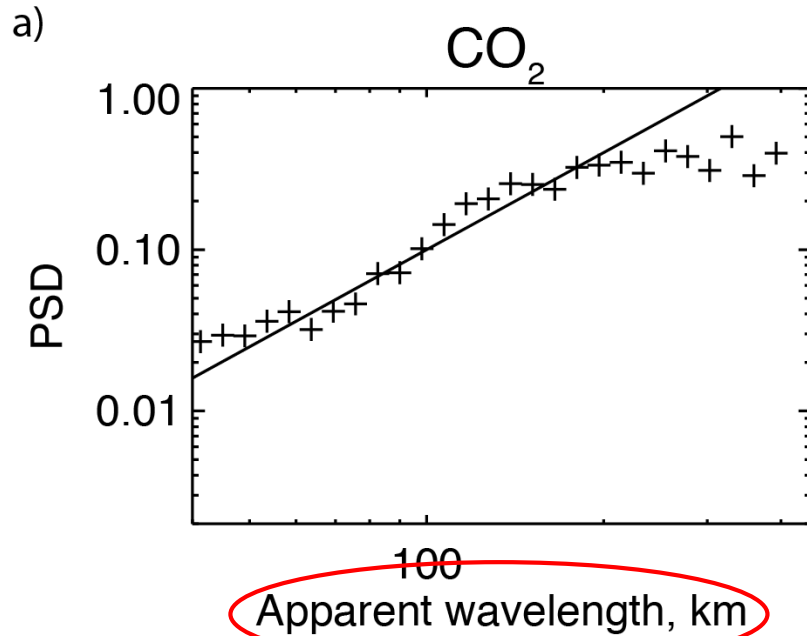
Amplitude of small-scale waves



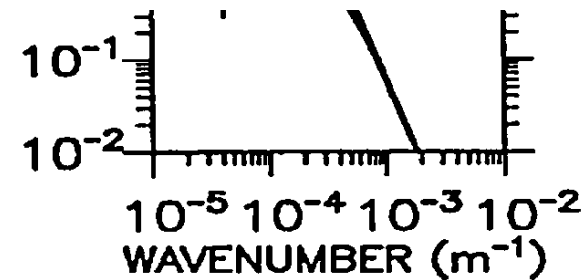
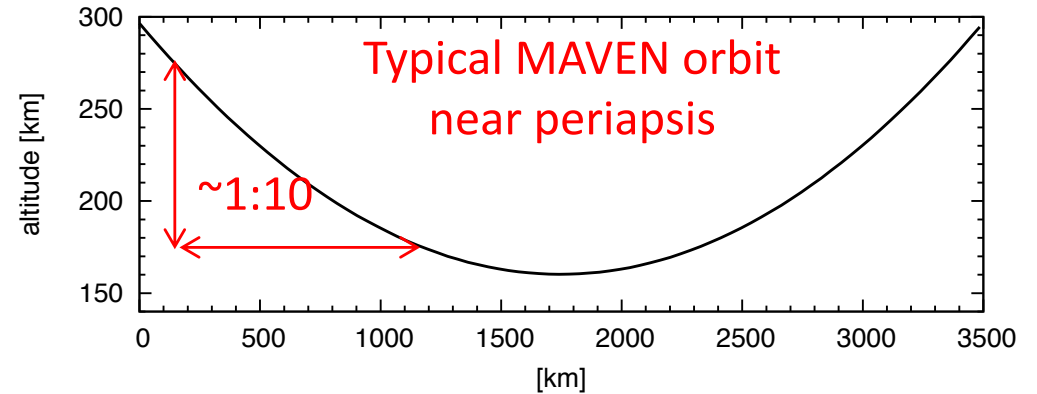
- Wave amplitudes in the Martian upper thermosphere ($> \sim 150$ km alt.) are $\sim 10-20\%$ on average, and sometimes $> 40\%$
- Higher amplitudes on nightside

$R = 0.7$, if daily-averaged GW amplitudes are used.

Saturation of GWs?



[England et al., 2016]



[Tsuda, 2014]

- Slope in power spectral density (PSD) of ρ'/ρ_0 changes around “apparent wavelength” of ~ 200 km.
- “Apparent wavelength” means wavelength measured along the MAVEN’s track

Saturation of GWs?

$$\theta_z < 0$$

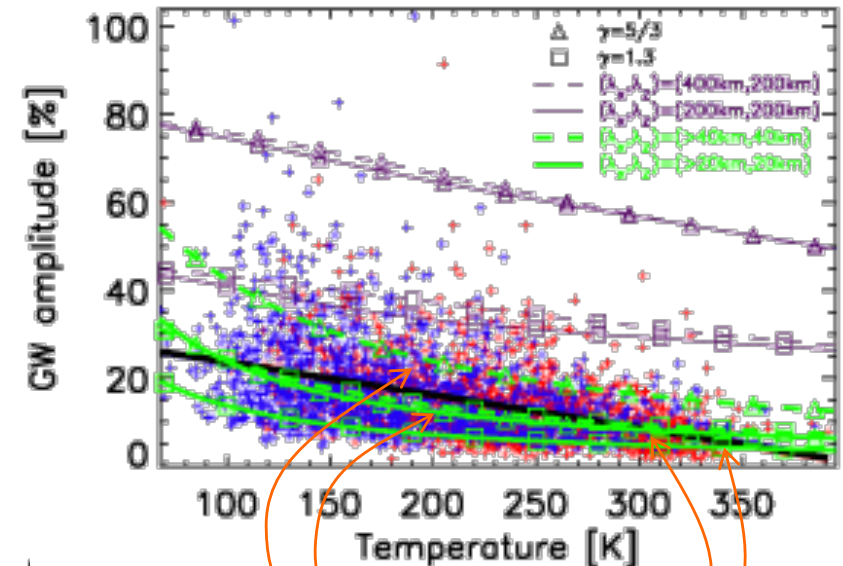
- A theoretical threshold for breaking/saturation of a GW due to convective inst.

- $$u' > |c - u_0| \quad (1)$$

- $$\frac{N'}{N_0} > \left| \frac{\omega_1^2 (k_z - i/2H) + i(\gamma - 1)gk_x^2}{\omega_1(\gamma k_z + i(\gamma - 2)/2H)Hgk_x} \cdot \frac{\omega_1}{k_x} \right| \quad (2)$$

$$\sim \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{mg}{k_B T_0} \left| \frac{1}{k_z} \right| \quad (\text{short } \lambda_z \text{ limit of } k_z \gg 1/H)$$

- Most of the observed GW amplitudes would be explained by **saturation with $\lambda_z = 20-40$ km**
- Some large amplitudes require $\lambda_z < 100-200$ km
- Dissipation processes need to be included
 - Molecular diffusion, radiative damping, (and ion drag)

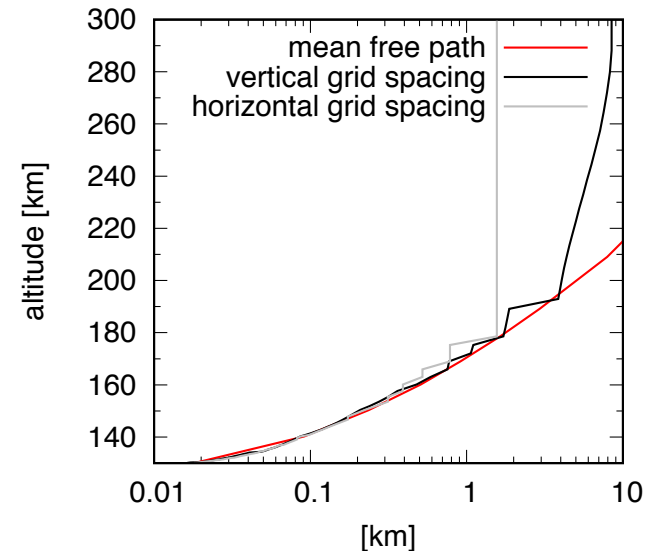
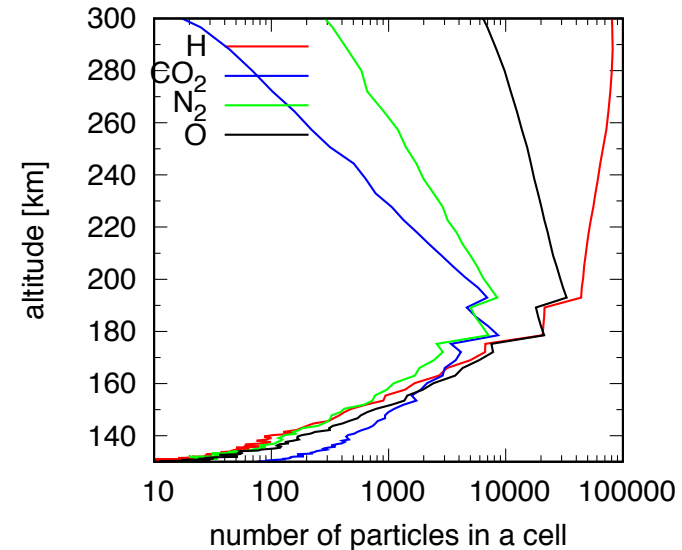


From eq.(2)
 $\lambda_z = 40$ km
 $\lambda_z = 20$ km

Full-particle DSMC simulations

(molecular diffusion and radiative damping included)

- A thermospheric DSMC (Direct Simulation Monte-Carlo) model [K. Terada et al., 2016]
 - A full-particle code
 - 2-D version is used in this study
- Grid spacing
 - $l_{\text{mfp}} = 10\text{m} \sim 10\text{km}$
 - $\Delta x = 10\text{m} \sim 1\text{km}$
 - $\Delta z = 10\text{m} \sim 10\text{km}$
- No. of particles in a cell
 - $> \sim 100$ particles/cell
- Lower boundary condition
 - From a GW dispersion relation



MD simulation

numerical integration scheme

Verlet algorithm

interval of time

$$\Delta t = 3 \times 10^{-18} \sim 1 \times 10^{-17} \text{ s}$$

cutoff point

$$F \leq 1.0 \times 10^{-19} \text{ N}$$

deflection angle

$$\chi = \cos^{-1} \left(\frac{\sqrt{(v_x - v_{xGC})^2}}{\sqrt{(v_x - v_{xGC})^2 + (v_y - v_{yGC})^2}} \right)$$

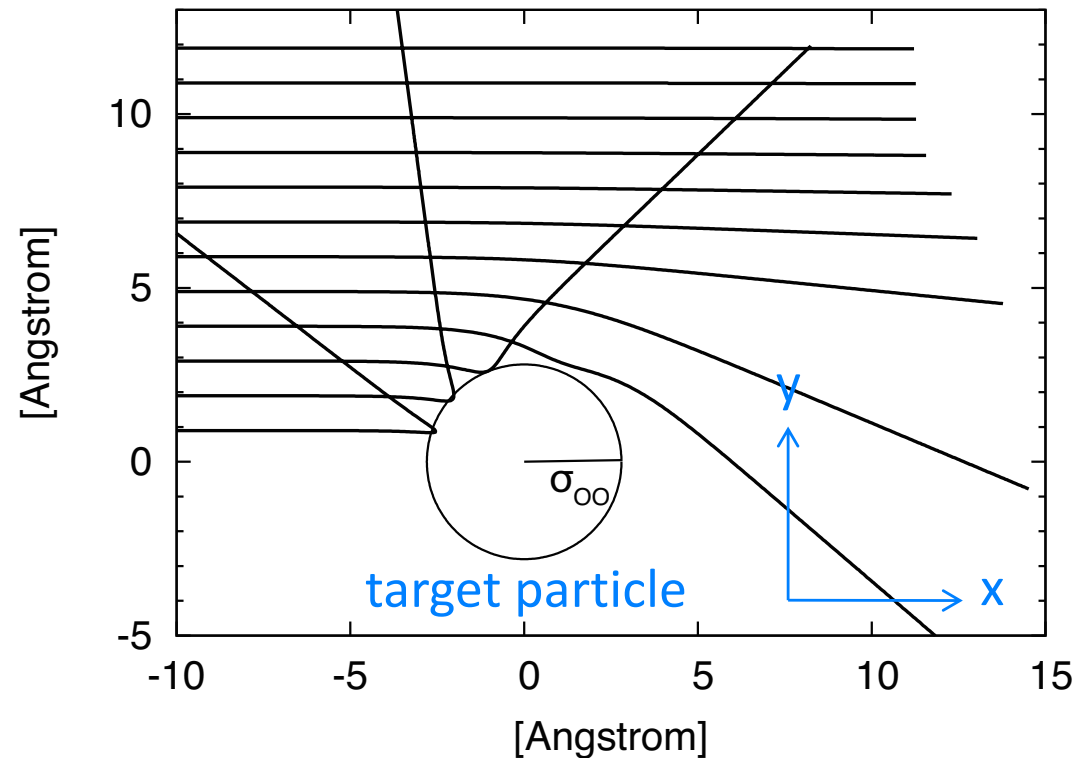
diffusion cross section

$$\sigma_M \equiv 2\pi \int_0^\infty (1 - \cos \chi) b db \approx 2\pi \sum_{b=0}^{15 \times 10^{-10}} (1 - \cos \chi) b \Delta b$$

viscosity cross section

$$\sigma_\mu \equiv 2\pi \int_0^\infty (1 - \cos^2 \chi) b db \approx 2\pi \sum_{b=0}^{15 \times 10^{-10}} (1 - \cos^2 \chi) b \Delta b$$

calculated orbit of O interacted with O
(collision energy = 0.03 eV)



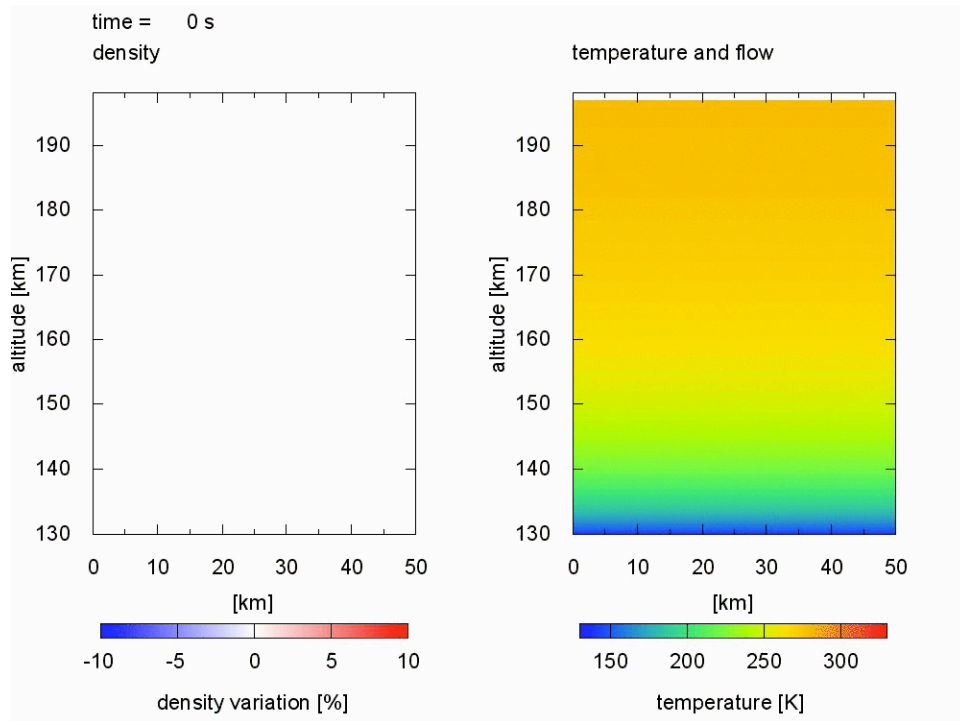
$v_x, v_{xGC}, v_y, v_{yGC}$:
value at cutoff point

$$\Delta b = 1.0 \times 10^{-13} \text{ m}$$

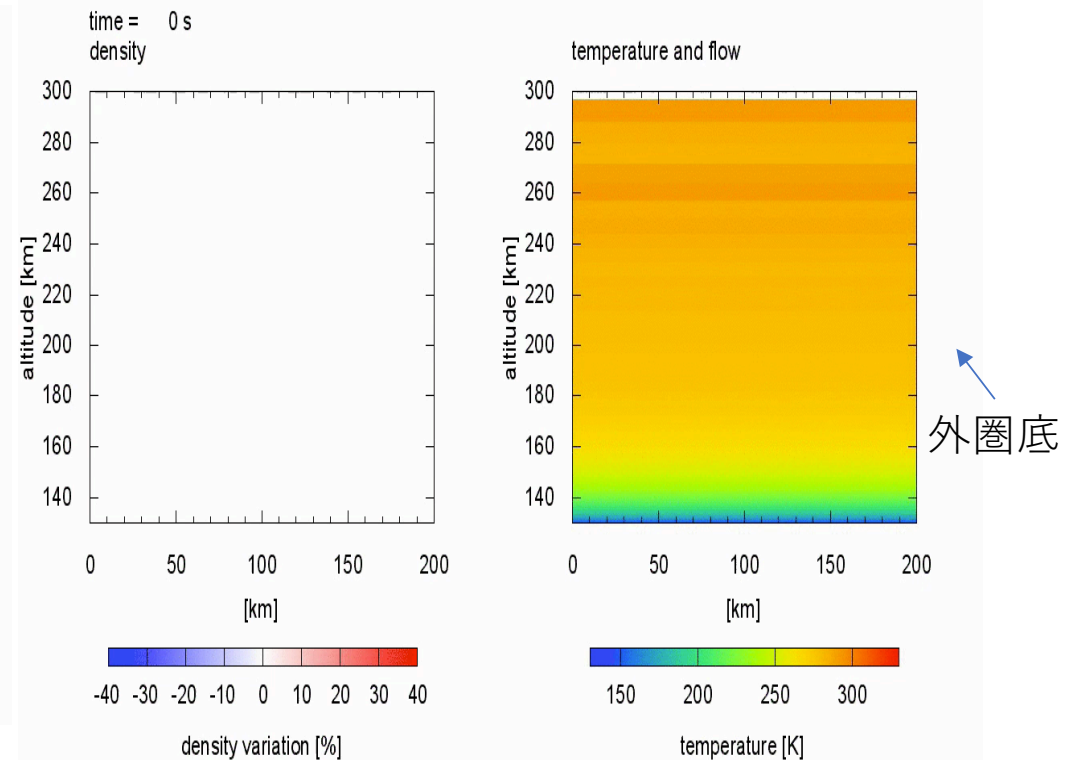
Full-particle DSMC simulations

(molecular diffusion and radiative damping included)

GWs with $\lambda_z=30$ km



GWs with $\lambda_z=215$ km

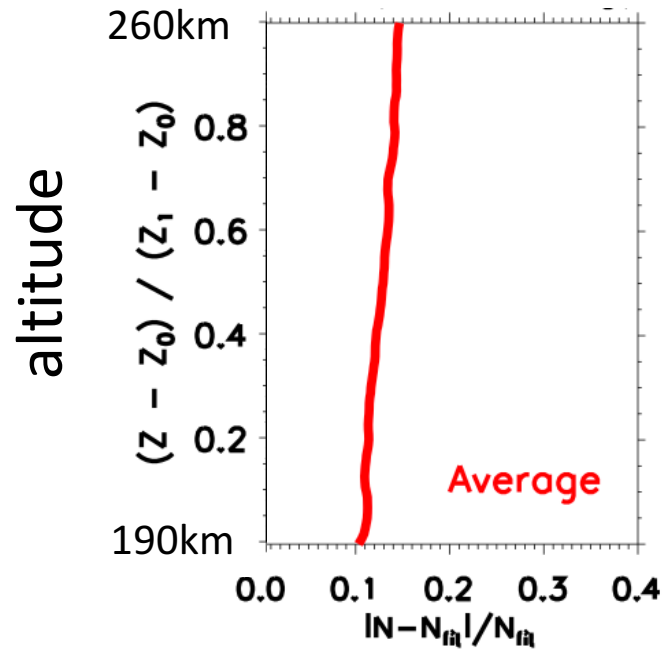


$\lambda_z=200$ km or more is required to explain high altitude (>200 km alt.) perturbations.

Full-particle DSMC simulations

(molecular diffusion and radiative damping included)

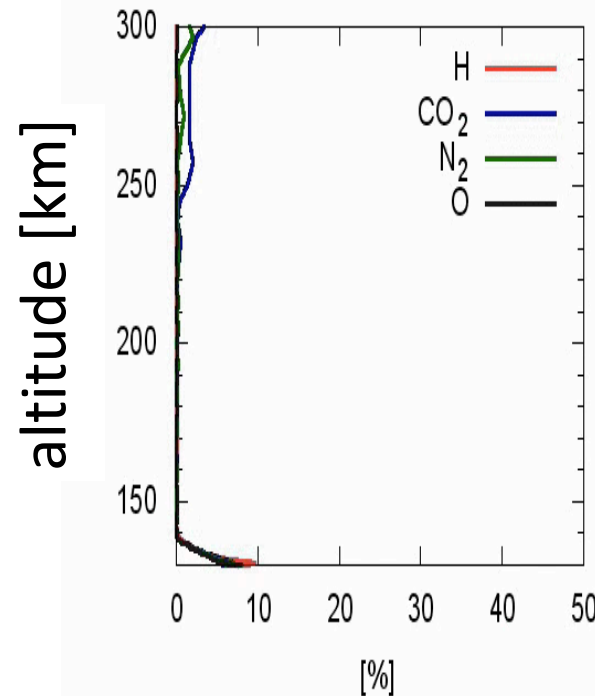
MAVEN observation
density variation



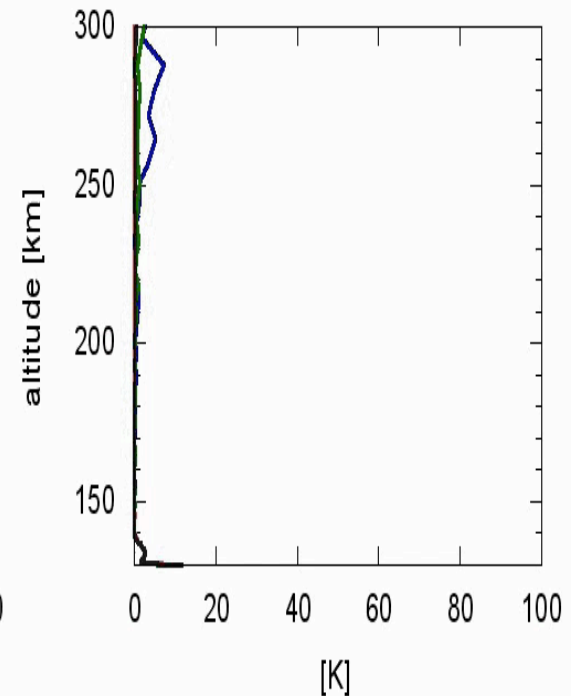
DSMC simulation ($\lambda_z = 215$ km)

time = 33 s

density variation



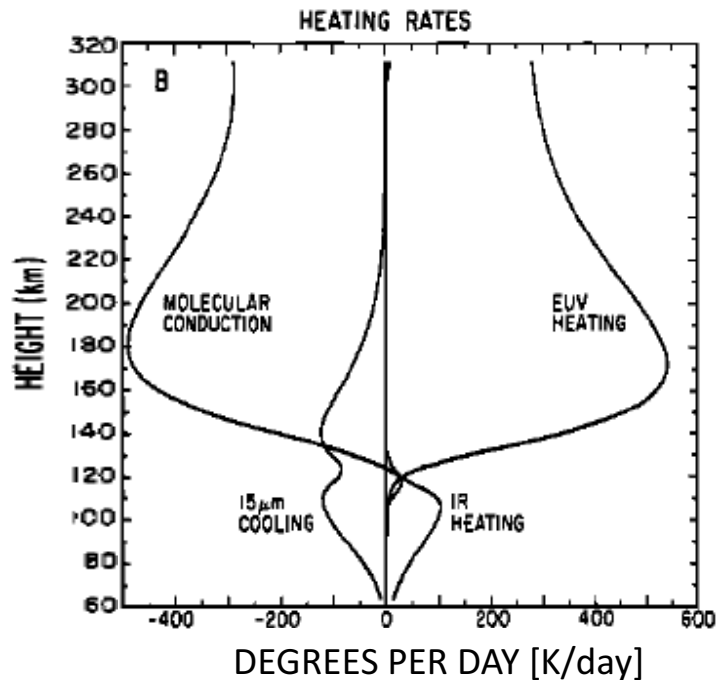
temperature variation



Temporal variations may be important to explain observed vertical profiles.

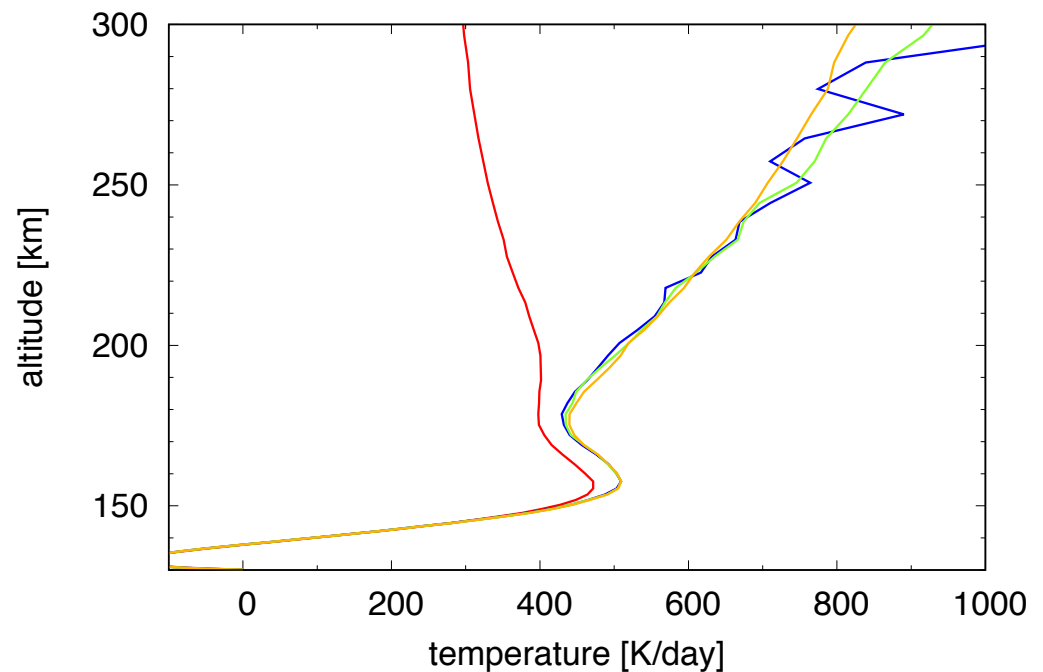
Full-particle DSMC simulations

(molecular diffusion and radiative damping included)



Heat budget in the Martian upper atmosphere [Bougher et al., 1988]

DSMC simulation ($\lambda_z=215$ km)



Wave heating is comparable to or even larger than the EUV heating rate.

熱的散逸率への影響

- 長い鉛直波長をもつ大気重力波 ($\lambda_z > 200$ km) は、火星の上部熱圏で主加熱源になりうる
- しかしながら、上部熱圏の温度上昇率は~10%程度に留まる
 - 恐らく、 CO_2 15 μm 放射冷却の温度依存のため

$$q_{\text{CO}_2} \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \text{s}} \right] = 1.33 \times 10^{-13} \cdot g_{10} \cdot \exp \left(- \frac{960}{T} \right) \cdot [\text{CO}_2] \\ \times \left(\sum_M k_M[M] \right) \times F(\tau, \lambda) \quad (14)$$

[Gordiets et al., 1982]

熱的散逸率への影響

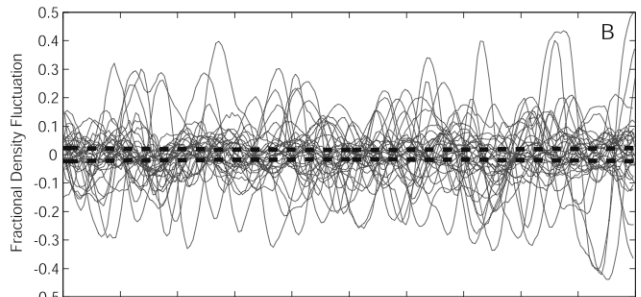
- 現在の火星では、水素のジーンズ流出率が多少 (~50%) 増える程度。大きな影響は無い。
- しかし初期火星では、 CO_2 が解離して [Tian et al., 2009]、放射冷却が効きにくくなる。 λ の急減少。
 - エスケープパラメタ ($\lambda = GMm/kT_{\text{exo}}r_{\text{exo}}$) が2倍変わると影響は大きい。HE, SHE期間の増加
 - cf. 火星が大気を保持しにくい主な原因は、金星や地球より表面重力が2-3倍小さいため

A gap between lower and upper thermospheres?

MGS observation in lower thermosphere [Creasey et al., 2006]

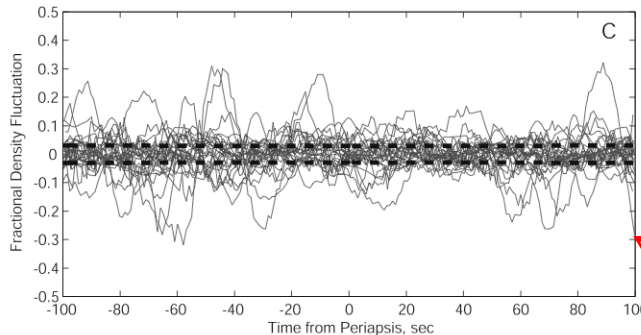
Dayside

1500 LT
~60°S
35 orbits

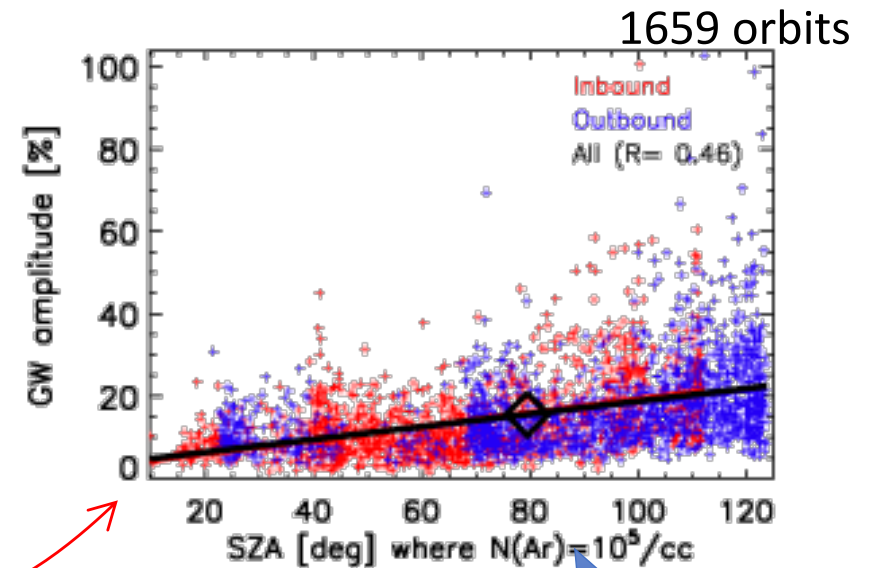


Nightside

0200 LT
~60°S
30 orbits



MAVEN observation in upper thermosphere [Terada et al., 2017]



Day-night variation is opposite

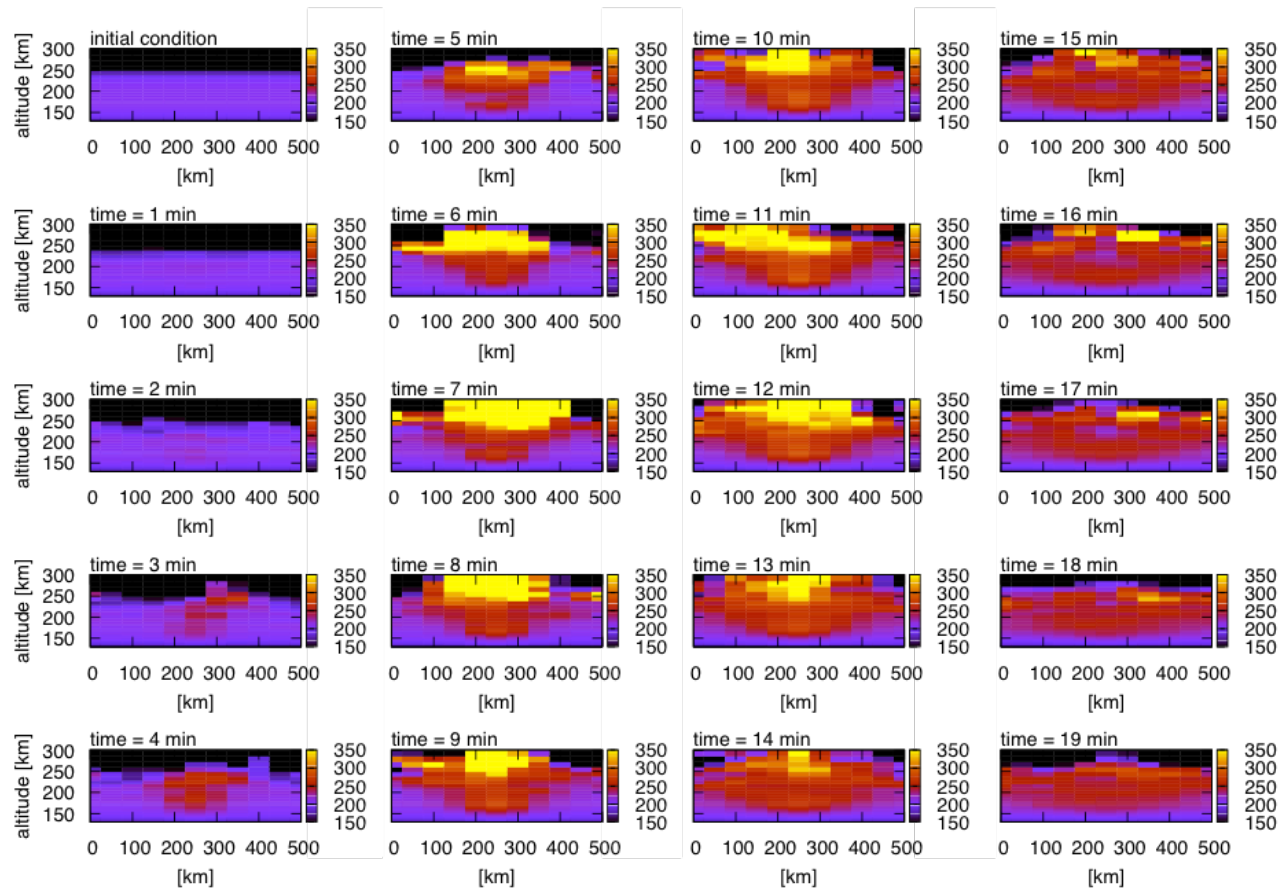
Gap?

T_0 (or saturation?)
mainly controls

Full-particle DSMC simulations

Effect from above

(effect of precipitating ions on thermospheric temperature)



May explain high altitude (>200 km alt.) perturbations. But, 10~100 times higher energy precipitation is required than MAVEN obs.³⁰

まとめ

- 長い鉛直波長をもつ大気重力波 ($\lambda_z > 200$ km) は、火星の上部熱圏で主加熱源になりうる
- 現在の火星では、水素のジーンズ流出率が多少 (~50%) 増える程度
- しかし初期火星では、 CO_2 が解離して [Tian et al., 2009]、放射冷却が効きにくくなる。 λ の急減少、HE, SHE 期間の増加。
- 熱的散逸率をさらに増加させ、初期数億年間に火星が大気を保持できなかった可能性がさらに増加する。
- 現在の火星の下部熱圏と上部熱圏で、大気重力波の分布が異なる。二次的重力波の生成など、長波長重力波 ($\lambda_z > 200$ km) の生成機構を引き続き調査する必要がある。