

Atmospheric escape processes and planetary atmospheric evolution

Section 1 - 2.2

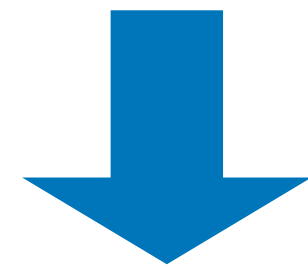
G. Gronoff, P. Arras, S. Baraka, J. M. Bell, G. Cessateur, O. Cohen, S. M. Curry
J. J. Drake, M. Elrod, J. Erwin, K. Garcia-Sage, C. Garraffo, A. Glocer, N. G. Heavens, K. Lovato,
R. Maggiolo, C. D. Parkinson, C. Simon Wedlund D. R. Weimer, and W. B. Moore. (2020).

Journal of Geophysical Research: Space Physics, 125(8), e2019JA027639.

2021/07/01
担当：吉田 辰哉

Abstract

- 惑星のハビタビリティは内部・表層・大気の複雑な進化によって決まる
- 主星の放射や恒星風は惑星大気に大気散逸はじめ様々な影響を及ぼす
- 系外惑星のハビタビリティを評価するために大気散逸・進化と関わる過程を広く把握する必要がある
- 惑星科学と天体物理学間にある問題は大気散逸を記述する共通言語がないこと



- 大気散逸のレビューと共通の定義の提示を行う

1. Introduction

Introduction

- ハビタブルゾーン内で系外岩石惑星が発見されたことで、系外惑星のハビタビリティ研究が盛んになっている
 - 究極の目標は系外惑星上の生命の発見
 - 系外惑星の研究により太陽系内惑星の進化の理解が進むことも期待される

ハビタブルゾーンとは？

- 地球のような惑星が表層に液体の水を保持できる恒星周りの領域 (e.g. Kasting et al., 1993)
 - 但し、その惑星が実際に液体の水を保持しているのかについては何も言っていない
 - 惑星が揮発性成分を獲得したか、獲得した大気・海洋を保持し続けるか検討する必要有

Introduction

ハビタブルゾーンの定義の問題点の一例：暗い太陽のパラドックス

- 40 - 30 億年前，太陽光度は現在よりも約 30 %小さい → 初期地球は凍りつく
- 一方で，初期地球は温暖かつ海洋が存在したとする地質学的証拠がある
 - Ex. 枕状溶岩の存在 (e.g. Kasting & Ono, 2006)
- 温室効果気体が現在よりも多量に存在していたと考えると解決 (e.g. Sagan & Mullen, 1972)
 - 但し，初期地球大気は未だ不明な点が多い
 - Ex. 地表面気圧，大気組成，物質循環，...

ハビタビリティに関する各過程や
恒星型等のパラメータ変化の影響等，
総合的に考える必要がある

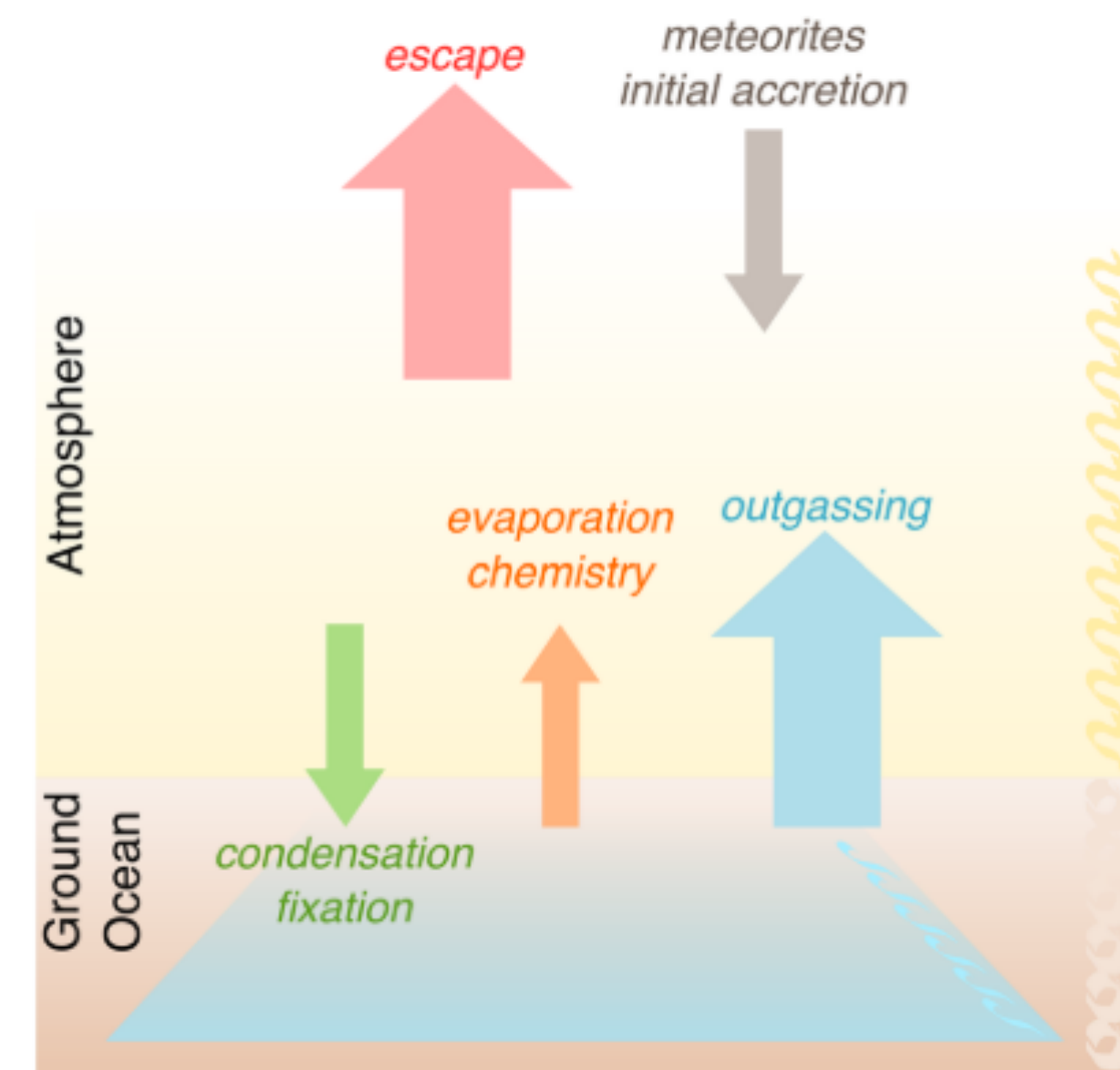


Fig. 1. 大気供給・散逸過程

Introduction

大気散逸に関する諸問題

1. 現在の大気散逸率はいくらか？ パラメータによってどれくらい変わるのか？
2. 過去の散逸率はいくつか？ パラメータによってどれくらい変わるのか？
3. 大気進化を経てどのような大気が形成されるか？
4. 磁場は大気を守るのか？
5. 系外惑星からの大気散逸率は？

Introduction

本論文のアプローチ

- **Chapter 2**

- 既知の全大気散逸過程と各散逸率のレビュー + 標準的定義の提示

- **Chapter 3**

- 各大気散逸過程におけるキーパラメータ

- **Chapter 4**

- 太陽系内惑星における大気散逸の影響

- **Chapter 5**

- 太陽系外惑星における大気散逸の影響

- **Chapter 6**

- 大気散逸過程の更なる理解のために必要な観測・モデリングの提示

2. The Escape Processes

2.1. Thermal Escape

The Escape Processes

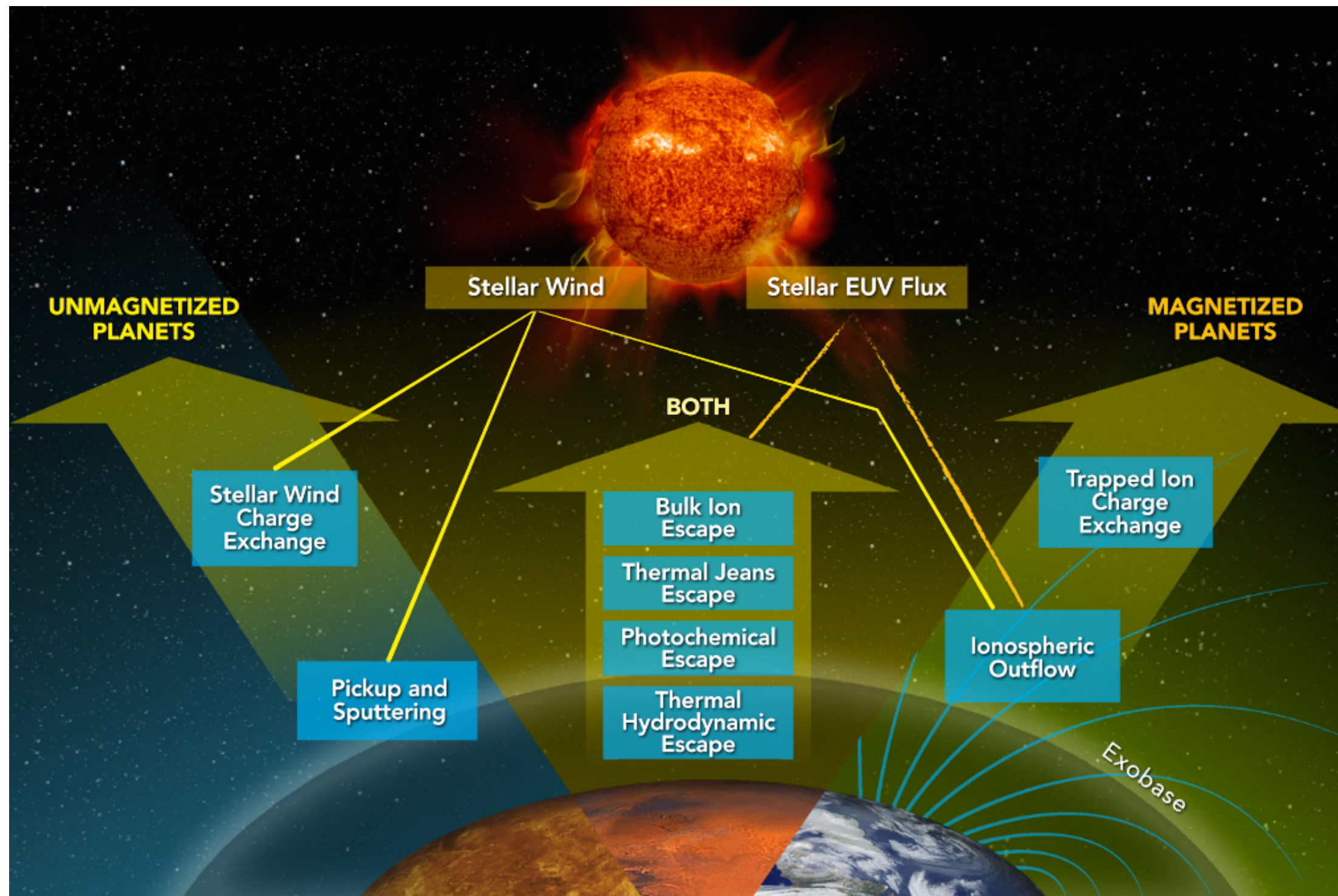


Fig. 2. 主要大気散逸過程

- 大気散逸過程は大きく二つに分けられる
 1. 熱的散逸
 - 大気加熱で駆動される上層大気温度に依存した過程
 2. 非熱的散逸
 - プラズマ等との相互作用を介した複雑な過程

Thermal Escape

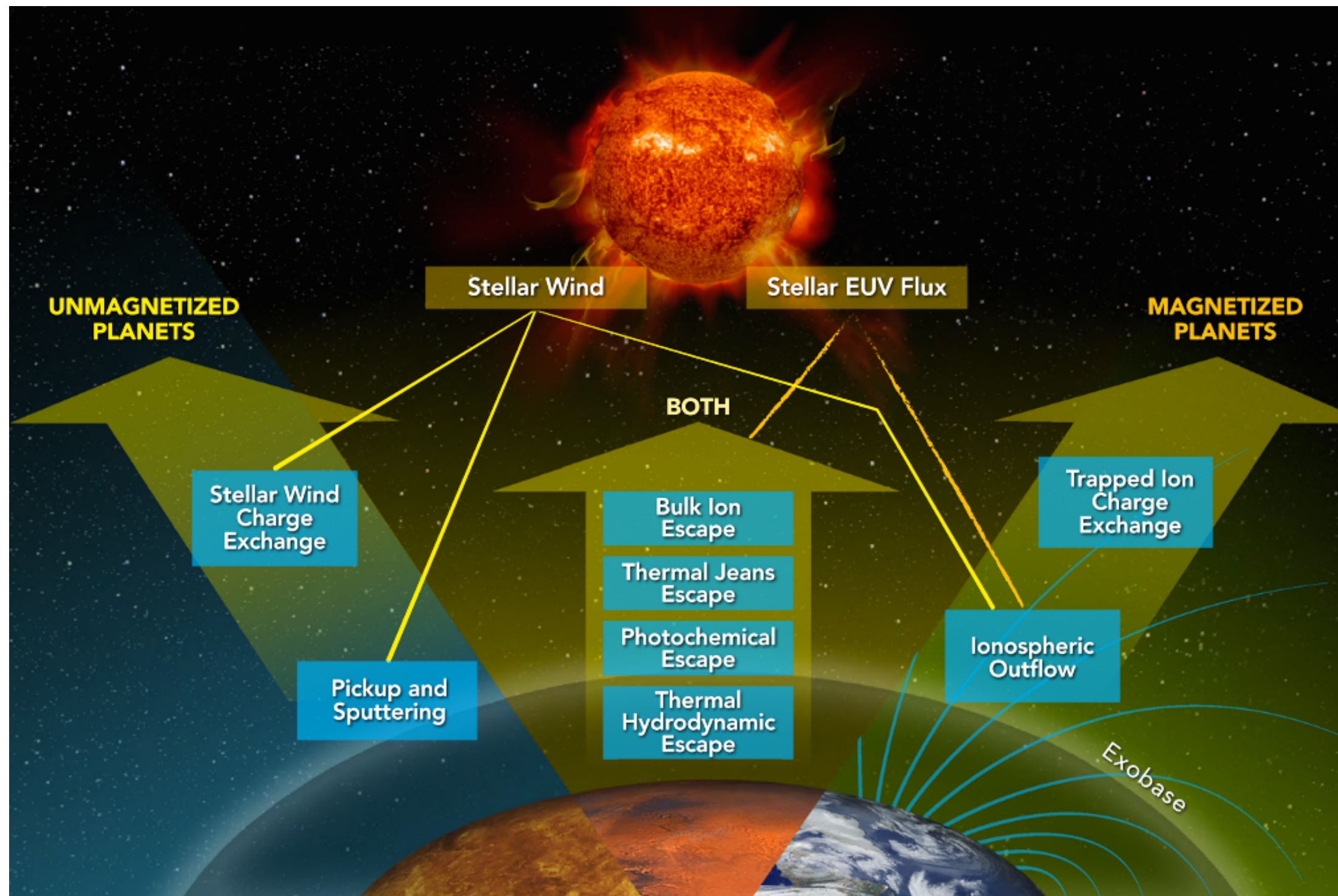


Fig. 2. 主要大気散逸過程

- 熱的散逸は大きく二つに分けられる
 1. Jeans escape (ジーンズ散逸)
 2. Hydrodynamic escape (流体力学的散逸)

Jeans Escape

Jeans escape rate の定式化

- 上層大気中の中性成分は局所熱力学平衡 (LTE) 状態
→ 分布関数は Maxwell 関数で近似可

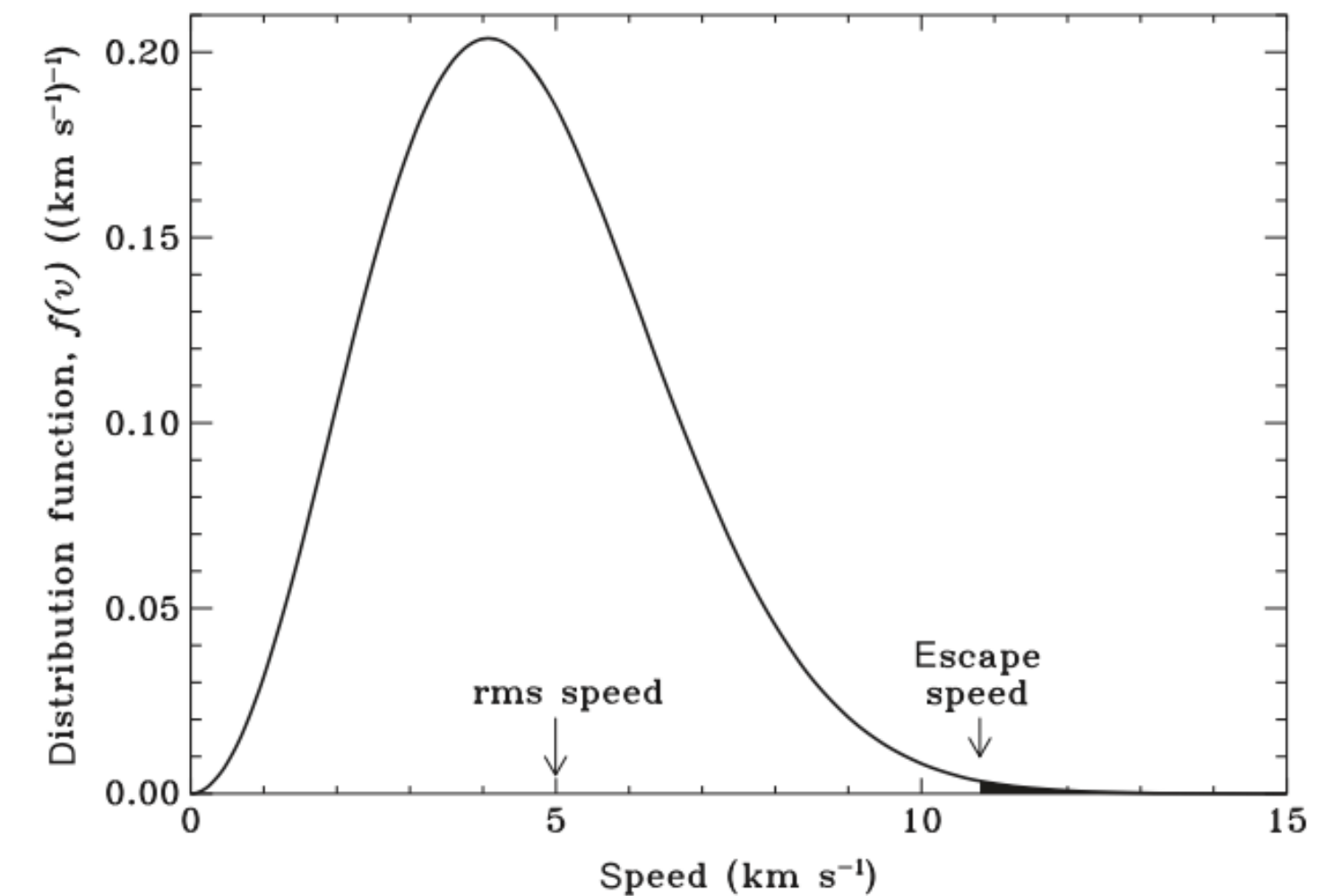
$$f(\vec{x}, \vec{v}) = N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} = N \left(\frac{1}{u_i \sqrt{\pi}} \right)^3 e^{-v^2/u_i^2}, \quad \left(u_i = \sqrt{\frac{2kT}{m_i}} \right)$$

- 外圏底で脱出速度以上の速度を持つ成分は散逸する
- 散逸フラックスは,

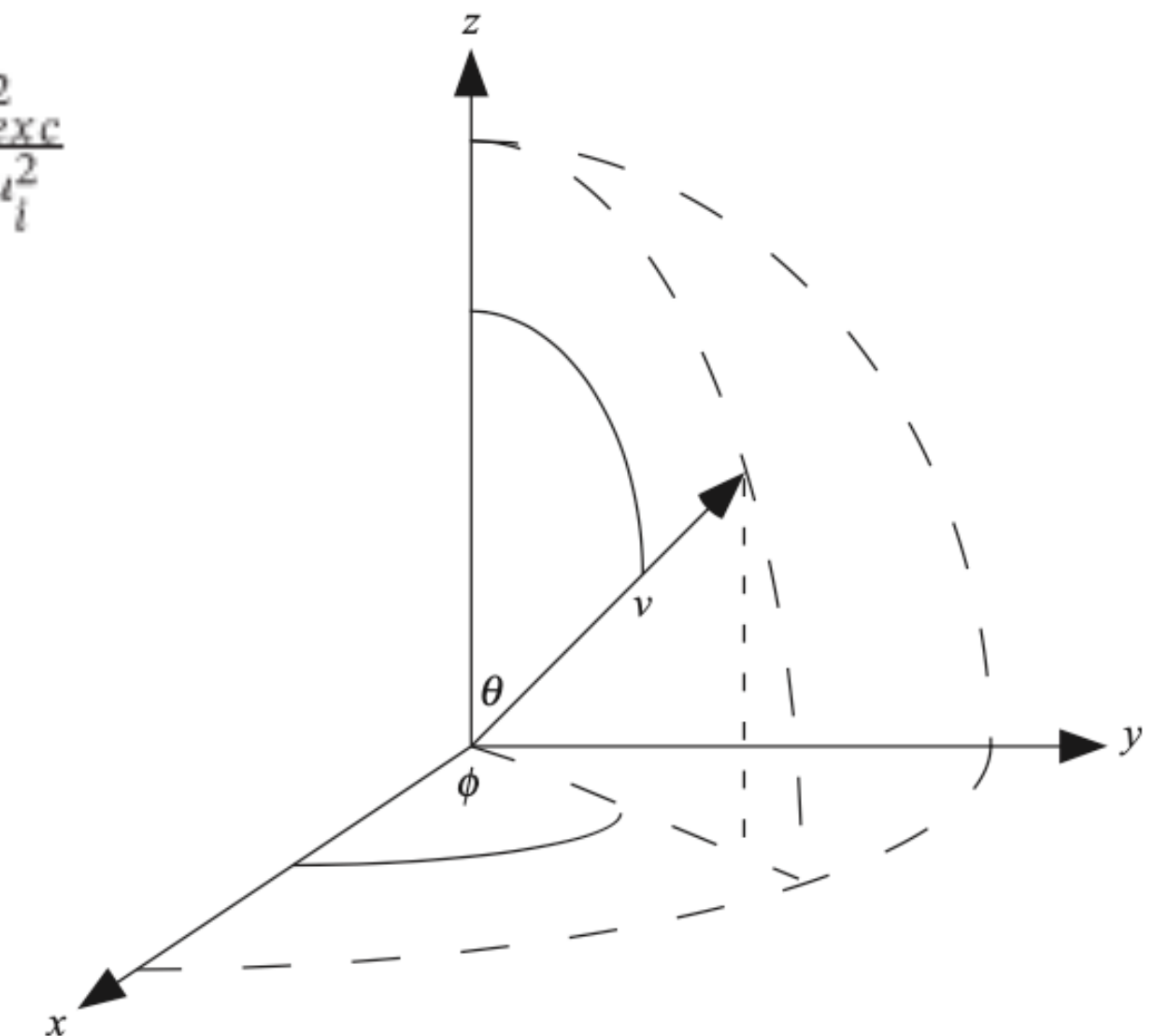
$$\Phi_i(\text{escape}) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \int_{v_{esc}}^{\infty} v_i \cos(\theta) f(v_i) v_i^2 \sin(\theta) dv_i d\theta d\Psi = N_i \left(\frac{u_i}{2\sqrt{\pi}} \right) \left(1 + \frac{v_{exc}^2}{u_i^2} \right) e^{-\frac{v_{exc}^2}{u_i^2}}$$

ジーンズパラメータ $\lambda_{ex} = \frac{(GMm_i/r)}{kT} = \frac{v_{esc}^2}{u_i^2}$ を用いると,

$$\Phi_i(\text{escape}) = N_i \left(\frac{u_i}{2\sqrt{\pi}} \right) (1 + \lambda_{ex}) e^{-\lambda_{ex}}$$



Maxwell 分布 (T=1000 K)



Jeans Escape

近似の妥当性

- 大気散逸率が大きい場合、マクスウェル分布の高エネルギー側 tail 部分の散逸に伴う減少を考慮する必要有
 - 分布を補正した場合、散逸率が $\sim 25\%$ 減少 (Chamberlain and Smith, 1971)
 - 鉛直温度分布と exobase 以下からの散逸を考慮した場合、散逸率が $\sim 30\%$ 増加 (Merryfield and Shizgal, 1994)
-
- Maxwell 分布を仮定した場合の散逸率の表式は、大気が重力に強く束縛されている場合は概ね良い近似
 - 散逸率を正確に求めたい場合は Boltzmann 方程式を解く必要有
 - ジーンズパラメータに加えて exobase 高度も重要なパラメータ

Hydrodynamic Escape

- 大気の内エネルギーが散逸に必要な運動エネルギーと同程度になった場合 ($\lambda_{\text{ex}} \approx 1$)
大気全体が流体として散逸 (e.g. Watson et al., 1981)

Jeans escape との違い

- Hydrodynamic escape 時は大気の運動エネルギーが大きいため、背景大気との衝突が大気の流出運動を抑制しきれない
 - 散逸規模によっては第一成分が副成分を引き摺り一緒に散逸する場合もある (e.g. Pepin, 1991)
- Jeans escape は「蒸発」, Hydrodynamic escape は「沸騰」

Hydrodynamic Escape

Hydrodynamic escape の定式化

- Hydrodynamic escape は流体方程式を用いて記述可能
 - Ex. 球対称一次元単成分流体方程式 (e.g. Tian et al., 2005)

$$\frac{\partial(\rho r^2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v r^2)}{\partial r} = 0$$

(連続の式)

$$\frac{\partial(\rho v r^2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v^2 r^2 + p r^2)}{\partial r} = -\rho G M + 2 p r,$$

(運動方程式)

$$\frac{\partial(E r^2)}{\partial t} + \frac{\partial[(E + p) v r^2]}{\partial r} = -\rho v G M + q r^2 + \frac{\partial \kappa r^2}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r},$$

(エネルギー方程式)

Hydrodynamic Escape

等温大気の場合の解

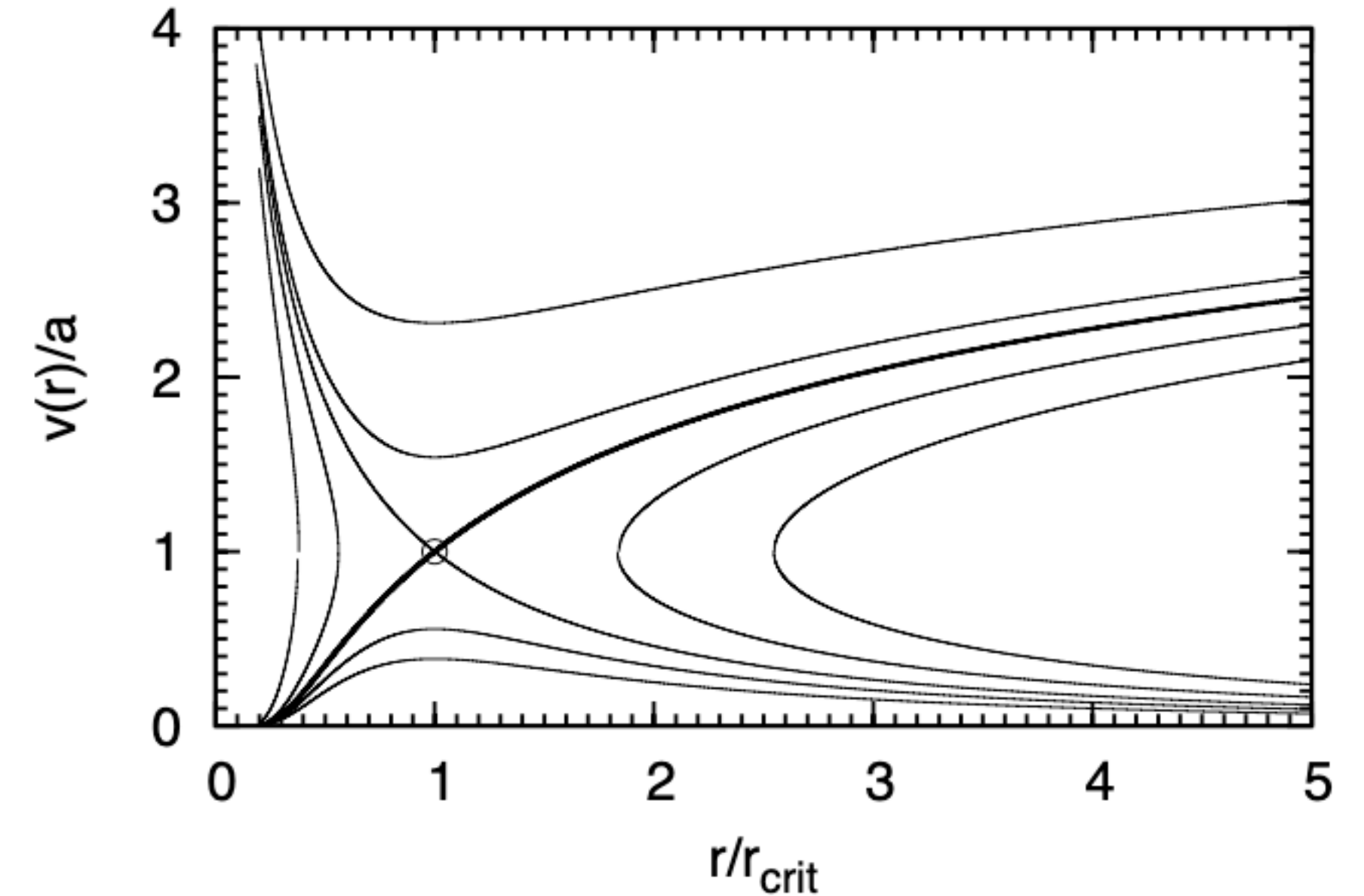
- 連続の式と運動方程式から,

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} \left(1 - \frac{v^2}{v_0^2} \right) = \frac{2r_0}{r^2} - \frac{2}{r}$$

ここで, v_0 は音速, r_0 は音速点.

遷音速解 (亜音速 $\rightarrow$ 超音速) は,

$$\log \frac{v}{v_0} - \frac{1}{2} \left(\frac{v^2}{v_0^2} \right) + \frac{2r_0}{r} + 2 \log \frac{r}{r_0} = \frac{3}{2}.$$



速度方程式の解の一例 (Lamers et al., 1999)

Fluid-Kinetic models

- Jeans escape の式を適用するためには外圏底付近の温度と密度を求める必要有
- **Fluid-kinetic model**
 - 上部境界条件として Jeans escape rate を与え,
流体方程式を用いて大気構造を推定 (e.g. Yelle, 2004; Tian et al., 2008)
 - 外圏底以下における放射加熱, 光化学, 拡散等が大気散逸に及ぼす影響を解析可能

Limiting factors to thermal escape

エネルギー律速

- 熱的散逸を引き起こす主エネルギー源は主星からの EUV 放射
- 大気に吸収される EUV エネルギー量によって大気散逸が律速されるとき、

$$\Phi_i(\text{limited escape}) = \epsilon F_{\odot, \text{EUV}} \left(\frac{GMm}{r} \right)^{-1}$$

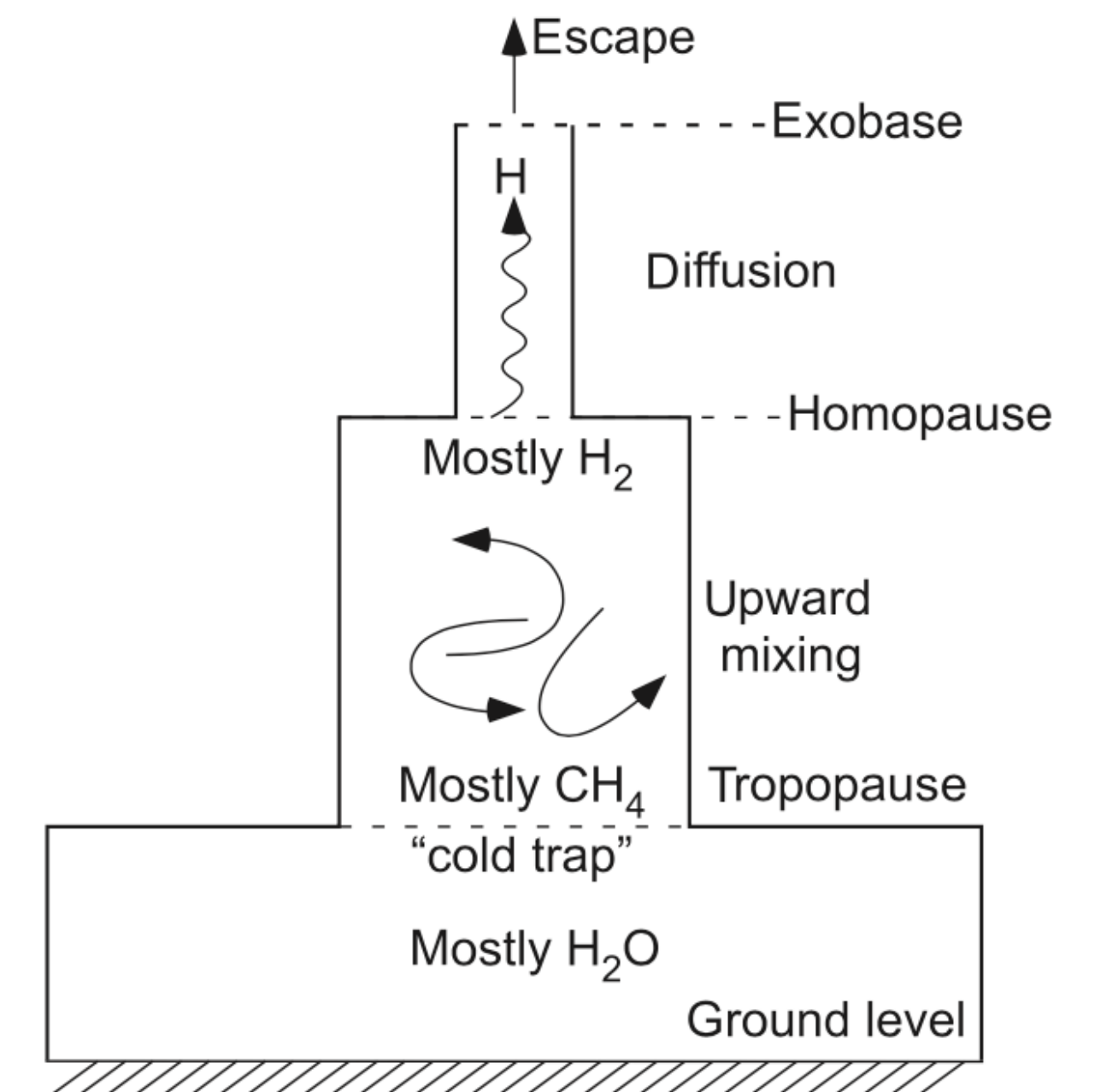
ここで、 ϵ は加熱効率、 F_{EUV} は EUV フラックス。

拡散律速

- 散逸領域への大気成分輸送率が散逸率よりも小さい場合、大気散逸は拡散律速となる
- 均質圏界面における拡散率の上限値は、

$$\Phi_i(\text{escape}) = \left(\frac{b_{i, \text{dom}}}{H} \right) \frac{n_{i, \text{homopause}}}{n}$$

ここで、 b_i は拡散係数、 H は背景大気のスケールハイト。



Hの上層への輸送過程
(Catling and Kasting, 2017)

Key parameters

- 熱的散逸の振る舞いを決める最も重要なパラメータは熱圏のスケールハイト
 - スケールハイトは熱圏温度， 大気成分質量で決まる
- 熱的散逸のレジームはジーンズパラメータ $\lambda_{ex} = \frac{(GMm_i/r)}{kT} = \frac{v_{esc}^2}{u_i^2}$ で決まる
 - $\lambda_{ex} > 1/(r-1)$ の時, Jeans escape
 - $\lambda_{ex} < 1/(r-1)$ の時, Hydrodynamic escape

Table 2										
Escape at Planets, Parameters Compiled From Hinson et al. (2017), Young et al. (2018), and Johnson et al. (2013b)										
Planet	Jeans λ_{ex} parameter	T_e (K)	T_c (K)	g (m/s ²)	R (km)	H_{exo} (km)	B (Gauss-R ³)	Average solar EUV (W/m ²)	Solar wind pressure (nPa)	Q_c (W)
Mercury	2.2	500	725	3.70	2,439.7		0.002	9,082.7	13.8–21.0	7.31×10^{10}
Venus	22.3	290	4307	8.87	6,051.8	15.9		2,601.3	1.0–12.0	2.64×10^{12}
Earth	9.4–5.0	800–1600	5020	9.80	6,378.1	8.5	0.306	1,361.0	1.0–6.0	3.51×10^{12}
Moon	0.8	226	400	1.62	1,738.1			1,361.0	1.0–6.0	1.03×10^{10}
Mars	6.3–5.0	240–300	1014	3.71	3,396.2	11.1		586.2	0.1–1.1	1.68×10^{11}
Jupiter	311–218	700–1000	145000	24.79	71,492	27.0	4.30	50.26	0.05–0.10	5.92×10^{15}
Saturn	157–98	500–800	52200	10.44	60,268	59.5	0.215	14.82	0.01–0.09	1.06×10^{15}
Titan	2.3	180	280	1.35	2,575			14.82	0.01–0.09	1.84×10^{10}
for CH ₄	37.3		4475							3.7×10^{11}
Uranus	34	800	18300	8.87	25,559	27.7	0.228	3.69	0.001–0.02	1.14×10^{14}
Neptune	48	700	22250	11.15	24,764	19.1–20.3	0.142	1.508		1.26×10^{14}
Pluto	15.1	68	408	0.62	1,184	78		0.873	0.006	8.4×10^8
for CH ₄	8.5		384			59				1.6×10^{10}

Questions and important points

Jeans escape と Hydrodynamic escape の境界では何が起こる？

- Volkov et al. (2011) は DSMC モデルを用いて Jeans escape と Hydrodynamic escape の境界領域 ($\lambda_{\text{ex}} \sim 1/(\gamma-1)$) の振る舞いを調査
 - $\lambda_{\text{ex}} \sim 2-3$ を境に大気散逸率が急激に変化
 - $\lambda_{\text{ex}} > 3$ では流体速度が超音速まで加速されず, Jeans escape 率に近い値に落ち着く

Observables

大気光観測による熱的散逸の制約

- 熱的散逸率は散逸成分の密度と外圏温度に依存
 - 大気光観測から制約可能 (e.g. Chaffin et al., 2014)
- 系外惑星大気散逸においても大気光観測が重要となる可能性 (Gronoff et al., 2014)

Observables

同位体分別による熱的散逸の制約

- 初期同位体組成に対する同位体分別の程度を見ることで過去の熱的散逸規模を推定可能
 - 但し、同位体組成は脱ガスや化学反応によっても変化するため注意が必要

Jeans escape による同位体分別推定法

- λ_{ex} の値が小さい時, (大気散逸率) $\propto m_i^{-1/2}$
- λ_{ex} の値が大きい時, (大気散逸率) $\propto m_i^{-1/2} \exp(-\lambda_{\text{ex}})$

Hydrodynamic escape による同位体分別推定法

- 副成分の大気散逸率は解析的に表現可能 (Hunten et al., 1987)

$$\Phi_{\text{trace}}^{\circ} = \frac{X_{\text{trace}}}{X_{\text{esc}}} \Phi_{\text{esc}}^{\circ} \left[\frac{m_c - m_{\text{trace}}}{m_c - m_{\text{esc}}} \right]$$

ここで, m_c は散逸可能な副成分の分子質量の上限値 (クロスオーバー質量) で,

$$m_c = m_{\text{esc}} + \frac{kT\Phi_{\text{esc}}}{bgX_{\text{esc}}},$$

2. The Escape Processes

2.2. Photochemical Escape

Photochemical escape 概要

- 主要非熱的散逸過程は惑星ごとに異なる
 - 惑星質量, 大気組成, 軌道半径等に依存
 - photochemical escape は火星における主要過程 (Lammer et al., 2008)

Photochemical escape のメカニズム

- 電離圏での発熱反応により大気成分が散逸に必要なエネルギーを獲得
 - Ex. 解離再結合, イオン-中性粒子間反応, … (後述)
- 散逸する粒子の輸送方程式は,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = Q + H_{hv} + J_{el} + J_q + J_{cx},$$

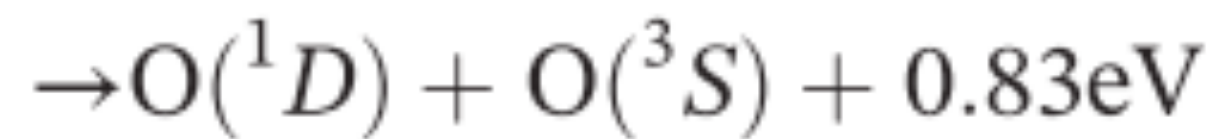
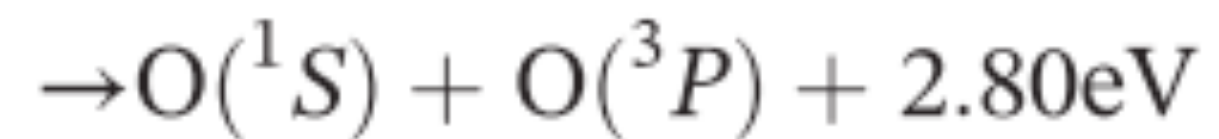
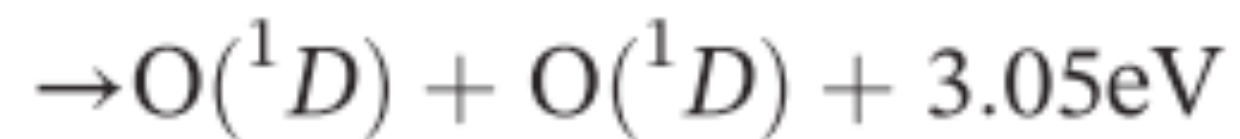
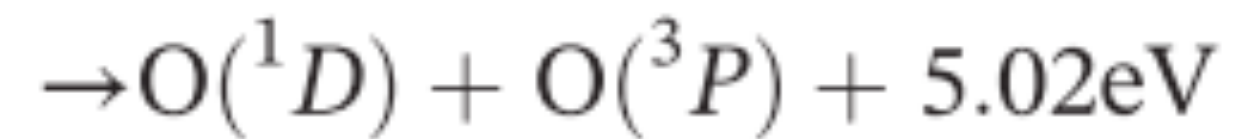
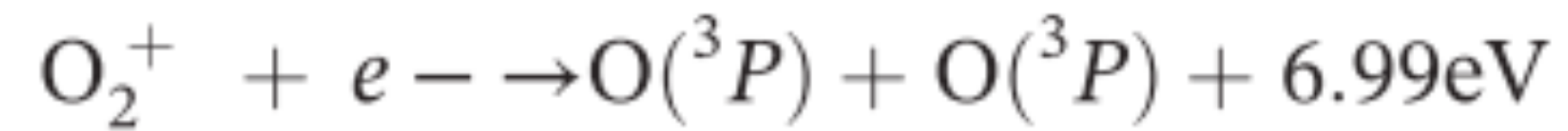
Q: 生成率, H_{hv} : 自然遷移率, J_{el} : 衝突による損失率,

J_q : クエンチによる損失率?, J_{cx} : 電荷交換による損失率

Ion recombination

O_2^+ の反応

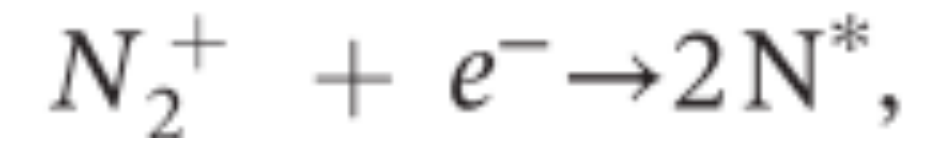
- 火星大気において、散逸する O を生み出す主要反応



- MAVEN により上記反応由来の hot oxygen corona が観測可能に (Deighan et al., 2015)

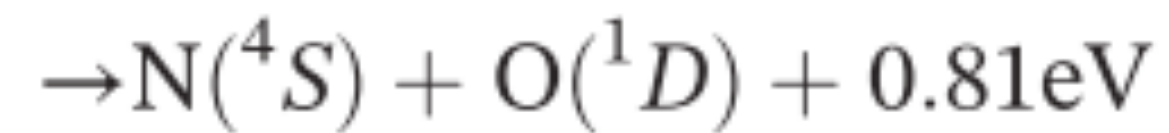
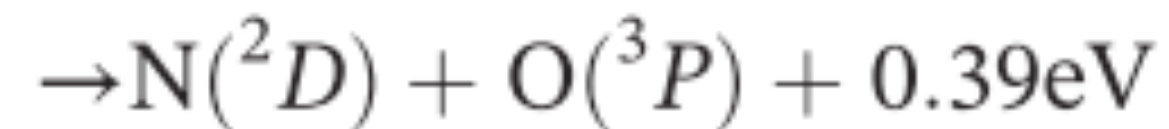
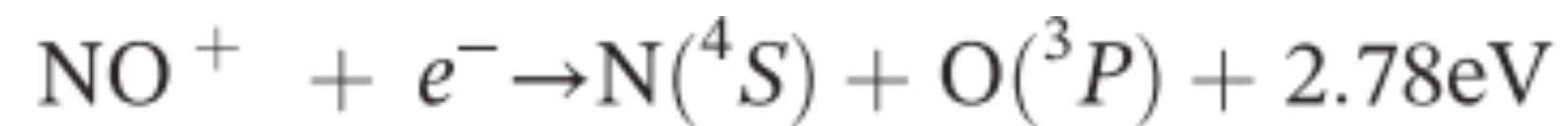
Ion recombination

N_2^+ の反応



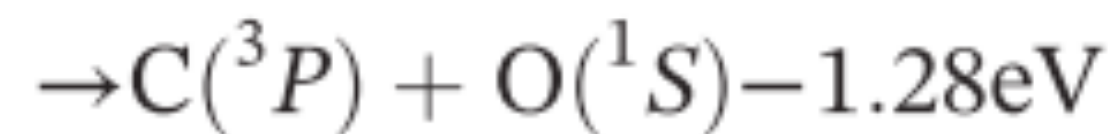
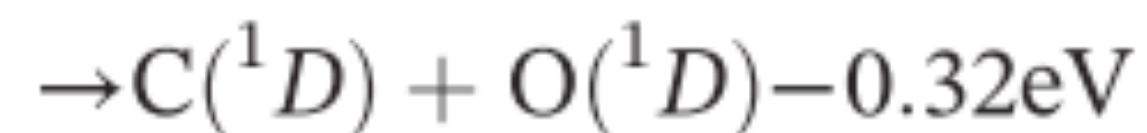
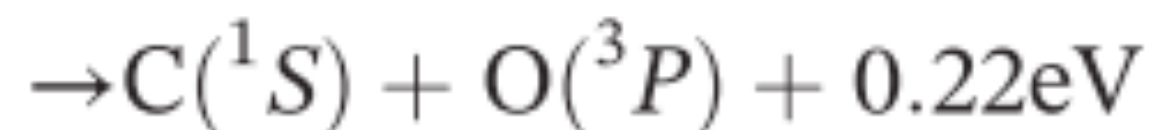
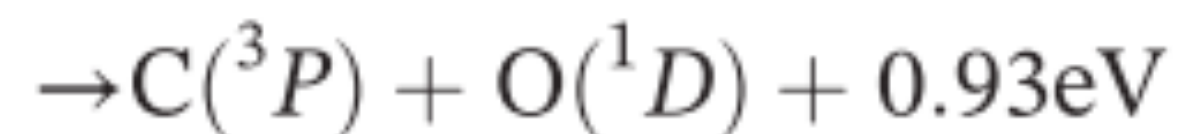
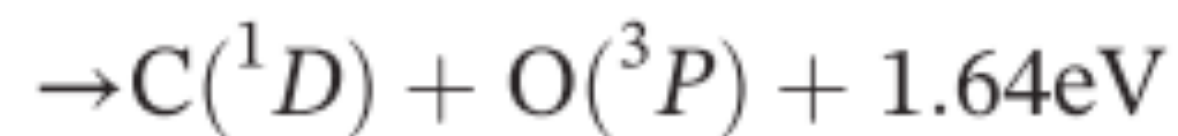
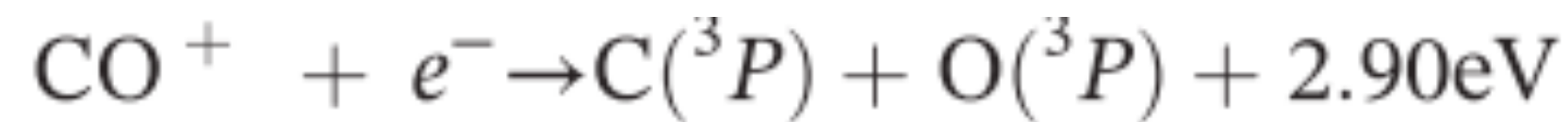
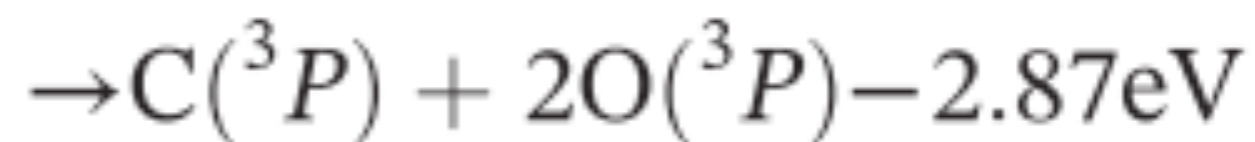
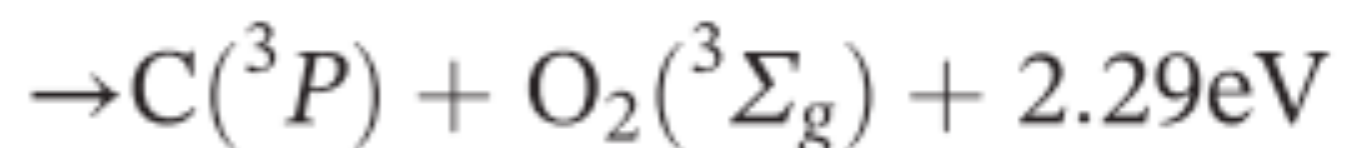
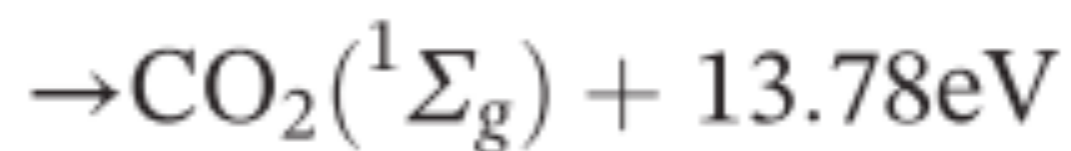
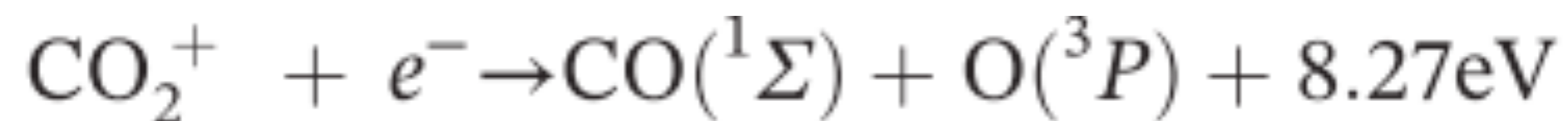
- ^{14}N は散逸するが ^{15}N は散逸しない
→ 火星の N の同位体分別を説明可能 (Shizgal and Arkos, 1996)

NO^+ の反応



Ion recombination

CO₂⁺, CO⁺ の反応



Ion recombination

Photochemical escape 計算手順

- イオン生成率計算
- 化学過程・輸送過程計算 → イオン密度導出
- Hot atom 生成率計算
- Hot atom 輸送計算

Photodissociation

- 反応の一例：
 - $O_2 + h\nu \rightarrow O(^3P) + O(^3P, ^1D, ^1S);$
 - N_2, CO_2 でも同様の反応が起こる
- Ion recombination と比べて散逸への寄与は小さいため、考慮されることは少ない

Dication Dissociation

- 2 価のイオンが 1 価の 2 つのイオンに分かれる際のエネルギーで散逸
- 反応の一例：
 - $\text{CO}_2^+ \rightarrow \text{CO}^+ + \text{O}^+$,
- exobase に到達したイオン全てが散逸するわけではない
 - 磁場の影響で大気に戻る可能性もある

Dication escape 計算手順

- 化学平衡を仮定し 2 価イオンの密度分布を計算
 - 化学反応タイムスケールが小さいため化学平衡で近似可能
- 2 価イオンの輸送を解く

Key parameters • Questions • Observables

Key parameters

- 電離断面積, 化学反応率, 電子温度,

Questions

- Photochemical escape のこれまでの研究対象は現在の火星・金星
- 系外惑星や過去の太陽系惑星における散逸率は不定性大
 - 強XUV・粒子フラックス下では, 再結合や衝突に伴う解離が効率的だった可能性

Observables

- 高エネルギー粒子の直接観測は困難
- Hot oxygen corona の観測 (Deighan et al., 2015)
- 散逸に起因すると予想される同位体分別の測定 (Shizgal and Arkos, 1996)