

M 型矮星ハビタブルゾーン内における  
地球類似惑星の大気散逸

Atmospheric escape from Earth-like planets  
in Habitable Zones of M-dwarfs

長野 剛流

学籍番号: 02170109

惑星宇宙グループ 倉本・鎌田研究室  
指導教員: 倉本 圭 教授

2021年2月27日

# 要旨

太陽系外のハビタブル惑星の同定に向け、近年 M 型矮星の観測に注目が集まっている。これは、全恒星に占める低質量星の割合が高いことに加え、系外惑星検出の代表的な手法である視線速度法及びトランジット法では、恒星の質量が小さいほど、ハビタブルゾーン内の地球質量程度の低質量惑星の検出が容易なためである。しかしながら、M型矮星のハビタブルゾーンに位置する地球型惑星が、地球同様の表層環境を持ちうるかは自明ではない。特に、そうした惑星は、主星の活動の影響を受け大気を失ってしまう可能性が指摘されている。そこで本研究では、大気散逸の過程と M 型矮星の特徴についてまとめ、また流体力学的散逸の基礎理論を示し、散逸率の惑星質量等への依存性を調べた。

球対称大気を仮定すると、大気が宇宙空間へ流出する流体力学的散逸は、高度と共に外向き流速が遷音速から超音速まで加速される解で表される。この遷音速解の散逸フラックスは、分子量、大気温度、惑星質量に依存し、特に、大気分子の熱運動エネルギーと惑星の重力による束縛エネルギーの比を用いて依存性が整理できる。この比が大きいほど、散逸フラックスは増加する。

M 型矮星は表面活動度が高く、そのため強い極端紫外線 (EUV) と恒星風を放出している。また、M型矮星のハビタブルゾーンは主星に近接しているため、ゾーン内の惑星は強い EUV 放射と恒星風を間近で受け、M 型矮星を周回する惑星は大気散逸の効果を強く受けると考えられる。さらに、M 型矮星の強い恒星風と同期回転による弱い惑星磁場のため惑星の磁気圏界面距離は小さくなると考えられ、このことも大気散逸が駆動されやすい要因の一つとなっている。

熱的散逸による水素の散逸時間の計算において、エネルギー制限モデルを用いると M 型矮星ハビタブルゾーン内の地球類似惑星の散逸フラックスは  $\dot{M}_p = 1.1 \times 10^4 \text{ kg/s}$  と求まる。この場合、現在の地球海洋質量に含まれる水素を 4.3 億年で散逸させることができる。また、恒星風のフラックスから推定される、非熱的散逸による M 型矮星ハビタブルゾーン内の地球類似惑星の大気散逸のタイムスケールは  $10^8 \sim 10^9$  年である。

## 目次

1	はじめに	3
1.1	研究背景	3
1.2	構成	3
2	大気散逸の概観	4
2.1	熱的散逸	4
2.2	非熱的散逸	5
2.3	衝突はぎ取り	7
3	流体力学的散逸の基礎理論	8
3.1	散逸パラメータ	8
3.2	流体力学的散逸の散逸条件	8
3.3	流体力学的散逸の基礎方程式	10
3.4	等温大気におけるエネルギー	13
3.5	遷音速解における密度分布の導出	13
3.6	散逸フラックス	14
3.7	流体力学的散逸フラックスのパラメータ依存性	15
4	ジーンズ散逸の基礎理論	18
4.1	散逸フラックス	18
4.2	ジーンズ散逸フラックスの計算	19
5	M型矮星を周回する惑星の大気散逸	21
5.1	M型矮星とM型矮星を周回する惑星の特徴	21
5.2	恒星 EUV 放射	21
5.3	恒星風	24
6	まとめ	30
付録 A	Lingam and Loeb (2019) の和訳	35

---

# 1 はじめに

## 1.1 研究背景

1995年に系外惑星が最初に発見されてから、2021年3月現在までに確認された系外惑星の総数は4300個を超えている (NASA EXOPLANET EXPLORATION Planets Beyond Our Solar System; <https://exoplanets.nasa.gov/>)。2010年以降からスーパーアースと呼ばれる地球の10倍以下の質量を持つ惑星が発見され始め、現在では地球サイズの惑星の発見も相次いでいる。特にハビタブルゾーン内を周回する地球サイズの系外惑星の大部分は、M型矮星の周りに発見されている。それは、全恒星に占める低質量星の割合が高いことに加え、M型矮星のハビタブルゾーンは主星に近接しており、そのため惑星検出の代表的手法であるトランジット法やドップラー法によって、ハビタブルゾーン内の惑星の検出が容易なためである。

しかしM型矮星のハビタブルゾーン内の地球サイズの惑星が、地球同様の表層環境を持ちうるかは自明ではない。なぜなら、それらの惑星は主星からの電磁放射・恒星風を強く受け、大規模な大気散逸とそれに伴う水の損失が生じやすいと考えられるからである。惑星の生存可能性にとって、大気と水の保持性は極めて重要な要件である。

そこで本研究では、M型矮星のハビタブルゾーン内を周回する地球類似惑星が受ける種々の大気散逸過程について整理するとともに、大規模散逸を引き起こす主要な過程の一つである流体力学的散逸の物理的機構を基礎理論に基づいて理解することを目的とする。前者については、M型矮星ハビタブルゾーン内に存在する惑星の生存可能性について総合的な議論を行っている Lingam and Loeb (2019) のレビューを行い、大気散逸に関する最新の知見を抽出し、それらの背景を含め考察を加えた。また、流体力学的散逸については、大気流出過程の物理的定式化を追うとともに、単純化した設定で流出解の条件依存性を調べた。

## 1.2 構成

次章で大気散逸の様々な過程について概観を示す。続いて3章では流体力学的散逸過程に焦点を当て、等温大気モデルを用いた流体力学的基礎理論について議論し、基礎方程式から惑星の散逸フラックスを求めている。4章ではLingam and Loeb (2019) を大気散逸過程に注目してレビューし、M型矮星を周回する惑星が受ける大気散逸についての特徴をまとめた。最後に5章で全体を通じたまとめを行い、付録としてLingam and Loeb (2019) の全訳を掲載した。

---

## 2 大気散逸の概観

まず初めに、Catling and Kasting (2017) に沿って、重要な大気散逸過程について概観する。大気散逸過程は、主に主星の電磁放射による上層大気の加熱によって駆動される熱的散逸と、光化学過程や恒星風との相互作用などによって駆動される非熱的散逸、天体衝突によって駆動される衝突剥ぎ取りの3つに大別でき、それぞれがさらに細かくいくつかの散逸過程に分けられる。

### 2.1 熱的散逸

熱的散逸は、大気はその熱エネルギーによって、惑星の重力による束縛を振り切って宇宙空間へ脱出する過程である。熱的散逸には、ジーンズ散逸と流体力学的散逸の2つの過程が存在する(図1)。これらの過程で散逸する大気成分は水素、ヘリウムなどの軽元素成分に限られることが多いが、惑星の重力が小さい場合や、大気の加熱が非常に大きい場合は重い元素も散逸する可能性がある。

#### 2.1.1 ジーンズ散逸

ジーンズ散逸(図1a)は、外気圏界面に存在する分子のうち、マックスウェル-ボルツマン速度分布の尾部に位置する脱出速度を超えた速度を持つ分子が惑星重力圏を脱出する過程である。ジーンズ散逸は低質量の水素原子や水素分子の散逸にとって重要であり、地球型惑星の大気進化や表層の水の損失に影響を与えうる。これが効率的に生じるには、上層大気の温度がある程度高い必要がある。熱圏上部が、1000~2000 K に達している現在の地球では、ジーンズ散逸が水素散逸の機構の一つになっている。ジーンズ散逸の散逸フラックスは、現在の地球大気のように、下層大気からの軽分子の拡散フラックスに律速される場合がある。

ジーンズ散逸の物理プロセスについては4章で詳しく解説する。

#### 2.1.2 流体力学的散逸

流体力学的散逸(図1b)は、恒星からのX線の一部を含む極端紫外線(EUV)による上層大気の加熱によって、重力を上回る上向きの圧力傾度力が生じ、惑星重力を振り切って宇宙空間に向かって大気が出流する現象である。このとき、惑星大気の静水圧平衡は破れる。また、高度とともに流体の速度は亜音速から超音速へと上昇し、それにつれて脱出速度を超える。流体力学的散逸も、軽い分子ほど起こしやすい。ただし、条件によって上昇する軽い分子に引きずられ、重い分子もともに散逸することもある。これは、引きずり力と浮力の和が、重い分子に働く重力よりも大きい場合に生じる。

水素を主成分とする地球型惑星の大気や、極めて高温のホットジュピターの水素大気は、流体力学的散逸を起こしやすい。これらの系では、引きずりの効果によって、一部の重い成分も脱出する

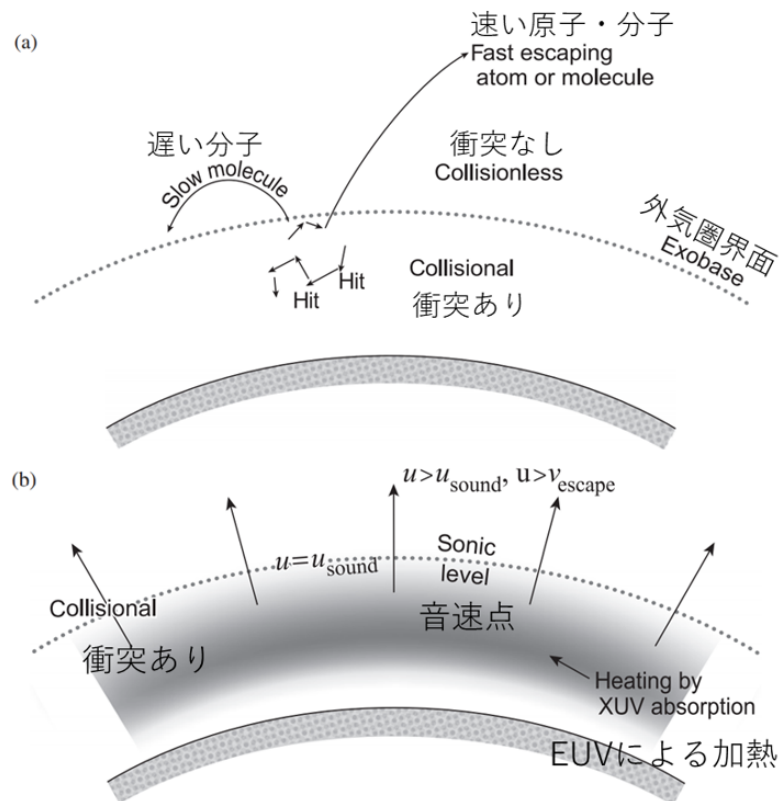


図1 熱的散逸過程の (a) ジーンズ散逸と (b) 流体力学的散逸について表した模式図。(a) ジーンズ散逸とは、脱出速度よりも大きな熱運動速度を持つ個々の分子や原子が、大気圏から粒子の衝突のない大気圏外へと脱出することである。(b) 流体力学的散逸は、X線からの寄与を含む極端紫外線による加熱が、上層大気を音速以上に加速できるだけのエネルギーを持っている場合に発生する。Catling and Kasting (2017) 図 5.3 をもとに作成。

と考えられる。

流体力学的散逸の物理プロセスについては3章で詳しく解説する。

## 2.2 非熱的散逸

非熱的散逸は、個々の分子が熱平衡分布から逸れた高い速度を得て惑星の重力圏外に脱出する過程の総称である。分子の加速機構には、化学反応や、電磁氣的な加速、分子間衝突などがある。

### 2.2.1 光化学反応

紫外線により光解離した多原子分子が電子と再結合すると、電子がエネルギー順位の高い分子軌道に格納され、一時的な励起状態を形成する。そして安定な電子配置に遷移する際、分子が2つの

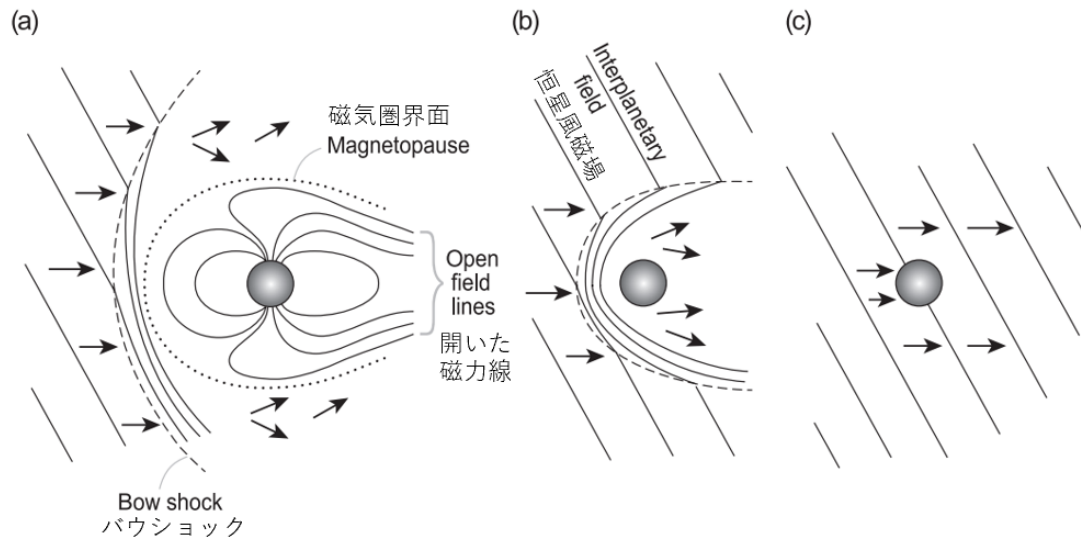


図2 (a) 磁場の強い惑星 (地球、木星、水星、土星、天王星など) と恒星風の相互作用。恒星風粒子は惑星磁気圏の外側を流れ、惑星の大気進化にはほとんど影響を与えない。(b) 磁場の弱い惑星 (現在の火星、金星など) と恒星風の相互作用。バウショックが惑星の近傍に形成され、恒星風と惑星大気は直接相互作用することができる。(c) 磁場を持たない天体 (月など) には恒星風が直接衝突する。Catling and Kasting (2017) 図 5.7 をもとに作成。

中性分子 (一方ないし両方が単原子分子のこともある) に解離することがある。この解離性再結合が発生すると、励起状態で獲得していたエネルギーの一部が、運動エネルギーへ変換され、高速の中性分子が生み出される。

例えば火星では、酸素分子の解離性再結合によって、火星の脱出速度をやや上回る高速の酸素原子が生じ、宇宙空間に脱出している。光化学的散逸は、火星の炭素、酸素、窒素の損失に重要と考えられている。

### 2.2.2 電荷交換

電荷交換による散逸は、イオンが、衝突した中性分子から電子を奪って中性化し、磁場の束縛を逃れて重力圏外へ脱出する過程である。分子が、高い速度を獲得する素過程としては、衝突時の反応で解放される化学エネルギーによる加速、あるいは衝突前の段階での電磁気的な相互作用による加速が挙げられる。

現在の地球・金星などで確認されており、特に今日の地球大気では、電荷交換は水素の散逸において 60%~90% を占めており、支配的となっている。

### 2.2.3 イオンピックアップ

イオンピックアップは、大気中のイオンが、惑星に吹き付けている帯磁した恒星風に捕捉される過程であり、特に磁場を持たない惑星で重要になってくる。上層大気の子分子の一部は、光解離や電

荷交換によってイオン化する。そのようなイオンの一部が、恒星風磁場によって捕らえられ、恒星風に乗って重力圏外に持ち去られる。

恒星風磁場に取り込まれたイオンの一部は、恒星風磁力線の周りをサイクロトロン運動した後、上層大気に再突入する。その際に後述のスパッタリングを引き起こす。イオンピックアップとスパッタリングはともに現在の火星で重要な過程である。

#### 2.2.4 スパッタリング

スパッタリングは、恒星風による磁場でピックアップされたイオンが惑星大気に高速度で再突入し、その結果、イオンと衝突した大気分子が高速で弾き出され、重力圏外に脱出する過程である。イオンピックアップと同じく、特に磁場を持たない惑星で重要になってくる。電荷交換によりイオンは中性になり、高速の中性粒子となることで散逸が可能になる。

#### 2.2.5 極風

極風は、惑星の磁場が開いている領域(カスプ)の上層大気で発生するイオンの上方への流れである。固有磁場を持つ惑星の極付近から伸びる磁力線は、恒星風の下流側へたなびいているため、高層の電離大気成分が磁力線に沿って流出することが可能になる。このようにして流出したイオンは最終的に恒星風に取り込まれる。

磁場が存在する惑星で生じる過程であり、現在の地球大気ではおよそ10~15%程の水素が極風によって散逸していると考えられている。

### 2.3 衝突はぎ取り

衝突剥ぎ取りは、大型の小惑星や彗星の衝突が引き起こす大気散逸過程である。大型の天体が高速度で惑星に衝突すると、衝突体と惑星表面に挟まれた領域の大気を瞬時に圧縮するだけでなく、衝突後に破壊された衝突天体の一部と惑星の表面の一部が、衝突点の周囲に噴き出し、周囲の大気に熱エネルギーと運動エネルギーを受け渡す。これによって、大気塊が爆発的に膨張し、重力圏外に脱出する。

火星や月、水星などに多数のクレーターが残されていることから、惑星形成初期には大規模な天体衝突が頻繁に起きていたと考えられる。よって衝突剥ぎ取りは惑星大気の初期の散逸にとって重要な過程であった可能性がある。

惑星が衝突はぎ取りを受けるかどうかは、主に惑星の脱出速度と、高い速度で接近する天体の衝突領域をどれくらい経験するかどうかによって依存する。



---

### 3 流体力学的散逸の基礎理論

原始大気の水素の流体力学的散逸は、惑星の最終的な大気量や組成に影響を与える重要なプロセスとなってくる。本章では、流体力学的散逸に焦点を当て、基礎方程式を用いることにより流体力学的散逸に関する物理過程の理解、および散逸フラックスを決める因子について明らかにする。

#### 3.1 散逸パラメータ

一成分大気を仮定する。このような大気には散逸パラメータ  $\lambda$  を導入することができる。散逸パラメータは大気分子の熱運動エネルギーに対する、惑星重力によるポテンシャルエネルギーとの比で定義され、惑星がどれだけ大気を保持できるかの指標となっている。

$$\lambda \equiv \frac{GMm}{kT(r)r} \quad (3.1.1)$$

ここで  $G$  は万有引力定数、 $M$  は惑星の質量、 $k$  はボルツマン定数、 $r$  は惑星中心からの距離、 $T(r)$  は  $r$  での絶対温度、 $m$  は分子質量を表している。散逸パラメータの値が大きいほど重力による束縛が大きくなり、大気は散逸しにくくなる。反対に、散逸パラメータの値が小さいほど分子の熱運動エネルギーが相対的に大きくなり、大気は散逸しやすい。

散逸パラメータが大きいほど大気が散逸しにくく、小さいほど大気が散逸しやすいことは、散逸パラメータを以下に示すようにスケールハイト  $H$  と脱出速度  $v_e$ 、熱運動速度  $v_s$  を用いて変形すると、より直感的な理解が得られる。

$$\lambda = \frac{r}{H} = \frac{v_e^2}{v_s^2} \quad (3.1.2)$$

(3.1.2) 式から、 $v_e$  に対する  $v_s$  の比が大きくなった場合、大気分子の平均熱運動速度が脱出速度を超えてゆくことを意味し、大気が散逸しやすくなると解釈することができる。

#### 3.2 流体力学的散逸の散逸条件

流体力学的散逸をおこしている大気は、静水圧平衡が破れている。以下の議論では、等温大気あるいはポリトロップ大気を仮定し、静水圧平衡が成り立たない条件を求めることにより、等温大気とポリトロップ大気の場合についてそれぞれ流体力学的散逸を起こす条件を導出する。

ポリトロップ関係式は、

$$p = p_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\Gamma \quad (3.2.1)$$

で表され、一定組成の理想気体を仮定すると、

$$T = T_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\Gamma-1} \quad (3.2.2)$$

が成り立つ。ここで  $\Gamma$  はポリトロピック指数、 $p_0$ 、 $\rho_0$ 、 $T_0$  はそれぞれ惑星表面における大気の色度、密度、圧力である。等温大気の場合、 $\Gamma$  は 1 になり、断熱温度分布に従う大気の場合、 $\Gamma$  は比熱比 ( $\gamma = C_p/C_v$ ) になる。

ここで、まず静水圧平衡が成り立つとする。また惑星コアに対する惑星大気の色度が極めて小さいと仮定し、大気の色度は無視する。このとき、静水圧平衡の式は、

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM}{r^2} \rho \quad (3.2.3)$$

と表される。この式に (3.2.1) 式を代入し、それぞれ  $r_0 \rightarrow r$ 、 $p_0 \rightarrow p$  まで積分し、理想気体の状態方程式

$$p = \frac{\rho RT}{\mu} \quad (3.2.4)$$

を用いて整理すると、圧力分布の式が得られる。

$$p = p_0 \left\{ \lambda_0 \left( \frac{\Gamma-1}{\Gamma} \right) \left( \frac{r_0}{r} - 1 \right) + 1 \right\}^{\frac{\Gamma}{\Gamma-1}} \quad (3.2.5)$$

ここで、 $\lambda_0 = GMm/kT_0r_0$  である。また、式 (3.2.1)、(3.2.2)、(3.2.5) を用いると、密度、温度、散逸パラメータの鉛直分布の式が求められる。

$$\rho = \rho_0 \left\{ \lambda_0 \left( \frac{\Gamma-1}{\Gamma} \right) \left( \frac{r_0}{r} - 1 \right) + 1 \right\}^{\frac{\Gamma}{\Gamma-1}} \quad (3.2.6)$$

$$T = T_0 \left\{ \lambda_0 \left( \frac{\Gamma-1}{\Gamma} \right) \left( \frac{r_0}{r} - 1 \right) + 1 \right\} \quad (3.2.7)$$

$$\lambda = \left\{ \frac{\Gamma-1}{\Gamma} + \frac{r}{r_0} \left( \frac{1}{\lambda_0} - \frac{\Gamma-1}{\Gamma} \right) \right\}^{-1} \quad (3.2.8)$$

条件によって、 $r \rightarrow \infty$  においても  $p > 0$  となる場合がある。宇宙に惑星が存在した場合、無限遠では気圧がゼロと置くのが自然な境界条件である。従って無限遠で有限な圧力を得る静水圧平衡解は、物理的には不自然であり、実際には静水圧平衡が破れ、真空へ向けて大気流出することになると考えられる。

式 (3.2.5) から、これは

$$\lambda_0 < \frac{\Gamma}{\Gamma-1} \quad (3.2.9)$$

の条件を満たす場合に生じることが分かる。等温大気の場合、 $\Gamma = 1$  となり、 $\Gamma/(\Gamma-1) \rightarrow \infty$  になるので、温度に依らず必ずこの条件が満たされる。ただし、これが、流体力学的散逸が発生する

十分条件ではないことには注意が必要である。遠距離で大気が十分希薄になった場合、流体近似が適用できなくなる場合があるからである。

### 3.3 流体力学的散逸の基礎方程式

流体力学的散逸に関する基礎方程式は一般的に、質量保存、運動量保存、エネルギー保存の3つの式で記述することができる。惑星コアに対する惑星大気の質量が極めて小さいと仮定し、大気の自己重力は無視した場合の基礎方程式は以下ようになる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) \quad (3.3.1)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} = -\rho v \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial p}{\partial r} - \rho \frac{GM}{r^2} \quad (3.3.2)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \frac{kT v}{m} \frac{\partial \rho}{\partial r} - \rho c_v v \frac{\partial T}{\partial r} + q \quad (3.3.3)$$

ここで、 $t$  は時間、 $v$  は動径速度、 $\kappa$  は熱伝導率、 $q$  は単位体積あたりの加熱率である。定常状態と等温状態 ( $T=\text{constant}$ ) を仮定すると、(3.3.1)、(3.3.2) 式は

$$4\pi r^2 \rho v = \text{constant} \quad (3.3.4)$$

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \rho \frac{GM}{r^2} \quad (3.3.5)$$

となり、この2式が等温状態における基礎方程式となる。(3.3.4)式における  $F = 4\pi r^2 \rho v$  は任意の半径  $r$  の球面を単位時間あたりに通過する質量を表しており、この質量は  $r$  に依らないことを示している。(3.3.5)式は運動方程式であり、流体に働く力が圧力勾配と重力であることを示す。

式(3.3.4)、式(3.3.5)の2式から臨界点と遷音速解を求めてみる。理想気体の状態方程式を用いて(3.3.5)式の  $p$  を消去すると、

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{kT}{m} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM}{r^2} \quad (3.3.6)$$

を得る。ここで、(3.3.4)式について両辺対数を取り、 $r$  について微分すると、

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = -\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} - \frac{2}{r} \quad (3.3.7)$$

となる。式(3.3.7)を式(3.3.6)へ代入する。その際、等温音速  $a = (kT/m)^{1/2}$  を用いて整理すると以下の形で書くことができる。

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} = \left( \frac{2a^2}{r} - \frac{GM}{r^2} \right) / (v^2 - a^2) \quad (3.3.8)$$

このように導出した(3.3.8)式には多数の数学的解が存在し、物理的な意味を持つものもあれば物理的に意味を持たないものも存在する。この解のトポロジーは以下の図7に示した。流体力学

的散逸を考えるうえで注目すべき解は、惑星近傍では低速度から始まり、遠く離れた場所では高速度に加速される遷音速解である。そのような解となるための条件は、どのような  $r$  に対しても  $dv/dr > 0$  となることである。

距離と共に速度が増しやがて、音速を超える場合、(3.3.8) 式の分子はある  $r$  でゼロとなる。このとき、(3.3.8) 式が発散しないためには、この時に、(3.3.8) 式右辺分母が同時に 0 になる必要がある。このときの  $r$  と  $v$  は、それぞれ

$$r = r_c \equiv \frac{GM}{2a^2} \quad (3.3.9)$$

$$v = a = \left( \frac{GM}{2r_c} \right)^{1/2} = \frac{v_{\text{esc}}}{2} \quad (3.3.10)$$

と表せる。遷音速解は (3.3.9) 式と (3.3.10) 式を満たすような点を通る。(3.3.9) 式において、この速度が音速に達する点  $r_c$  は臨界点であり、その値は臨界距離と呼ばれる。また、(3.3.10) 式において、 $v_{\text{esc}}$  は臨界点での脱出速度である。

このことを踏まえた上で、(3.3.8) 式を変形し、積分することで解を導ける。 $r_c$  を用いて (3.3.8) 式を変形すると、

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} \left( 1 - \frac{v^2}{a^2} \right) = \frac{2r_c}{r^2} - \frac{2}{r} \quad (3.3.11)$$

が得られる。この (3.3.11) 式は項ごとに積分することができるので、 $v \rightarrow a$ 、 $r \rightarrow r_c$  までそれぞれの項を積分すると以下のようなになる。

$$\ln \left( \frac{v}{a} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{v}{a} \right)^2 = -\frac{2r_0}{r} - 2 \ln \left( \frac{r}{r_c} \right) + \frac{3}{2} \quad (3.3.12)$$

このようにして導いた (3.3.12) 式こそが、等温状態を仮定した場合の遷音速解であり、流体力学的散逸をする流体を表す解である。以下に示す図 3 の太線の解に相当する。なお、臨界点を通るもう一つの解は、惑星近傍で超音速であり、惑星から離れた場所では亜音速になっており、惑星においては物理的には実現しない。

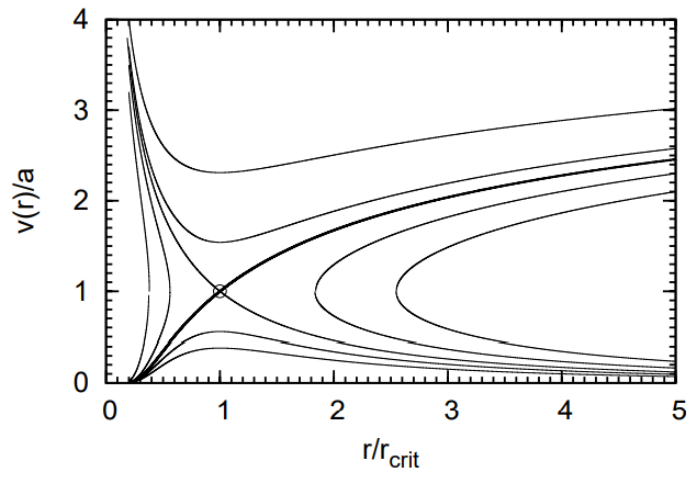


図3 基礎方程式から導かれる速度方程式の解のトポロジー。 $r_c = 5R_p$  の場合である。図における丸印は臨界点、太い曲線は遷音速解を示している。Umemoto (卒論,2010) より引用。

### 3.4 等温大気におけるエネルギー

本節では等温大気におけるエネルギーについて解説する。単位質量あたりの流体のエネルギーは、運動エネルギー、ポテンシャルエネルギー、内部エネルギーの和で表すことができ、

$$e(r) = \frac{v^2}{2} - \frac{GM}{r} + \frac{1}{\gamma-1} \frac{RT}{\mu} \quad (3.4.1)$$

となる。等温流体の場合、以下のように表すこともできる。

$$e(r) = e(r_0) + \frac{v^2 - v_0^2}{2} + \frac{GM}{r_0} \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) \quad (3.4.2)$$

この式は、等温流体におけるエネルギーが一定ではなく、流体を等温に保つためには右辺の第2項と第3項に等しいエネルギーが必要であることを示している。惑星表面では  $v^2 < a^2 < v_{esc}^2$  であり、 $a^2 \ll v_{esc}^2$  であるため、エネルギーは、

$$e(r_0) \simeq -\frac{GM}{r_0} \quad (3.4.3)$$

となり、ポテンシャルエネルギーとほぼ等しくなる。また、惑星から十分離れた場所では  $v^2 > a^2$ 、 $v^2 > GM/r$  で  $v \gg a$  であるため、エネルギーは、

$$e(r \rightarrow \infty) \simeq \frac{v^2}{2} \quad (3.4.4)$$

となり、運動エネルギーとほぼ等しくなる。流体が惑星表面から惑星の遠方へ散逸する際、エネルギーは  $e(r_0) \simeq -GM/r_0$  から  $e(r \rightarrow \infty) \simeq v^2/2$  まで増大する。付加されたエネルギーは、流体を重力による束縛から解放し、運動エネルギーを与え、等温に保つ。

### 3.5 遷音速解における密度分布の導出

密度分布の式を導出するために、遷音速解である (3.3.12) 式を変形すると、以下のようなになる。

$$v \exp\left(-\frac{v^2}{2a^2}\right) = a \left(\frac{r_c}{r}\right)^2 \exp\left\{-\frac{2r_c}{r} + \frac{3}{2}\right\} \quad (3.5.1)$$

$r = r_0$  とおくと、 $v_0 \ll a$  であるので、

$$\begin{aligned} v_0 &\simeq a \left(\frac{r_c}{r_0}\right)^2 \exp\left\{-\frac{2r_c}{r_0} + \frac{3}{2}\right\} \\ &= a \left(\frac{v_{esc}(r_0)}{2a}\right)^4 \exp\left\{-\frac{v_{esc}^2(r_0)}{2a^2} + \frac{3}{2}\right\} \end{aligned} \quad (3.5.2)$$

となる。この式は遷音速解の初速度を表している。(3.5.1) 式を (3.5.2) 式で除算し、(3.3.4) 式より、 $r^2 \rho v = r_0^2 \rho_0 v_0$  を用いて  $v$  と  $v_0$  を消去すると、以下に示す密度分布の式を導出できる。

$$\frac{\rho}{\rho_0} \exp \left\{ \frac{1}{2} \left( \frac{v_0 \rho_0 r_0^2}{a \rho r^2} \right)^2 \right\} = \exp \left\{ -\frac{GM}{a^2} \left( \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right) \right\} \quad (3.5.3)$$

ここで、静水圧平衡を仮定した場合の密度分布を導出し、(3.5.3) 式と比較してみる。静水圧平衡の式を、理想気体の状態方程式を用いて変形し、それぞれ  $r_0 \rightarrow r$ 、 $\rho_0 \rightarrow \rho$  まで積分すると、以下に示す密度分布の式を導出できる。

$$\frac{r^2 d\rho}{\rho dr} = -\frac{GM}{a^2} \quad (3.5.4)$$

$v_0 \ll a$  の場合、(3.5.4) 式は (3.5.3) 式と等しくなる。このことは、亜音速領域における密度構造が、静水圧平衡が成り立つ大気の密度構造と類似していることを示している。このことは運動方程式からも導くことができる。運動方程式 (3.3.6) 式に注目してみると、亜音速領域では速度勾配の項が圧力勾配に比べて無視できるほど小さいので、静水圧平衡の式と同じになる。すなわち、臨界点よりも下の惑星表面付近では、密度分布は静水圧平衡によって決められ、臨界点よりも上の惑星から離れた場所では、密度分布は速度増加を促す力によって決められる。

### 3.6 散逸フラックス

前節で求めた密度分布の式を用いて、単位時間あたりに惑星から散逸する大気の質量である散逸フラックス ( $\dot{M}$ ) の導出を目指す。

密度分布の式である (3.5.3) 式に  $r = r_c$  を代入すると、

$$\frac{\rho(r_c)}{\rho_0} = \exp \left\{ -\frac{GM}{a^2} \left( \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_c} \right) - \frac{1}{2} \right\} \quad (3.6.1)$$

となるため、散逸フラックスは以下のように書くことができる。

$$\begin{aligned} \dot{M} &= 4\pi r_c^2 a \rho(r_c) \\ &= 4\pi \rho_0 a r_c^2 \exp \left\{ -\frac{GM}{a^2} \left( \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_c} \right) - \frac{1}{2} \right\} \\ &= 4\pi \rho_0 a r_0^2 \left\{ \frac{v_{\text{esc}}(r_0)}{2a} \right\}^4 \exp \left\{ -\frac{v_{\text{esc}}^2(r_0)}{2a^2} + \frac{3}{2} \right\} \end{aligned} \quad (3.6.2)$$

ただし、 $v_0 \ll a$  の場合で、臨界点の位置と散逸フラックスの値は  $r_0$  と  $r_c$  の間の条件に依存する。

### 3.7 流体力学的散逸フラックスのパラメータ依存性

#### 3.7.1 計算設定

3.6 節までで導出した条件と式を用いて、等温大気の流れ力学的散逸による散逸フラックス、および散逸時間の計算を行う。惑星は岩石惑星を想定し、惑星密度は  $5.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 、惑星質量 (惑星半径) はパラメータとする。大気底はほぼ静水圧平衡とみなす。平均分子量に対する依存性をみるため、大気は水素原子、水素分子、酸素原子、または酸素分子を成分に持つ一成分大気をそれぞれ想定する。温度依存性を見るため、 $T=500 \text{ K}$  から  $3000 \text{ K}$  まで変化させる。大気質量は、水素が惑星コアの 1% 集積すると仮定した (Owen et al., 2020)。大気底密度は、大気底の静水圧平衡による仮定と平行平板大気の近似により、大気質量と惑星半径の関係 (5.15) 式と理想気体の状態方程式 (3.2.4) 式から算出した。

#### 3.7.2 平均分子量と惑星質量に対する散逸フラックスの依存性

(3.6.2) 式において、 $T=1000 \text{ K}$  とし、 $\mu = 1.0 \times 10^{-3}$ 、 $2.0 \times 10^{-3}$ 、 $1.6 \times 10^{-2}$ 、 $3.2 \times 10^{-2} \text{ kg/mol}$  を想定し、それぞれ散逸フラックスを導出した。以下に示す図 4 は横軸に惑星質量、縦軸に散逸フラックスをとった結果である。

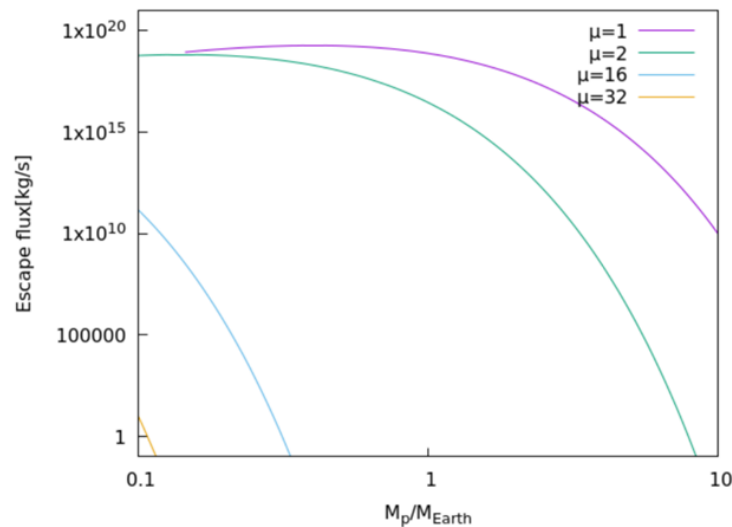


図 4 散逸フラックスの惑星質量依存性。 $\mu = 1.0 \times 10^{-3}$ 、 $2.0 \times 10^{-3}$ 、 $1.6 \times 10^{-2}$ 、 $3.2 \times 10^{-2} \text{ kg/mol}$  を考えている。横軸は地球質量  $6.0 \times 10^{24} \text{ kg}$  で規格化した。 $T=1000 \text{ K}$  である。

軽い粒子は重力の束縛を受けにくく散逸しやすいのに対し、重い粒子は重力の束縛を受けやすく、散逸しにくい。図 4 からその傾向が見て取れる。惑星質量に対する散逸フラックスの依存性を見ると、質量が小さい惑星ほど散逸フラックスが大きくなっており、散逸しやすくなっているといえる。また、酸素原子 ( $1.6 \times 10^{-2} \text{ mol/kg}$ ) や酸素分子 ( $3.2 \times 10^{-2} \text{ mol/kg}$ ) のような重い粒子



は、重力による束縛を強く受けており、地球質量程度では流体力学的散逸は実質的に全くおこらないことも確認できる。

### 3.7.3 大気温度に対する散逸フラックスの依存性

(3.6.2) 式において、 $\mu = 2.0 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}$  とし、 $T=500 \text{ K}$ 、 $1000 \text{ K}$ 、 $2000 \text{ K}$ 、 $3000 \text{ K}$  についてそれぞれ散逸フラックスを導出した。以下に示す図5は横軸に惑星質量、縦軸に散逸フラックスをとった結果である。

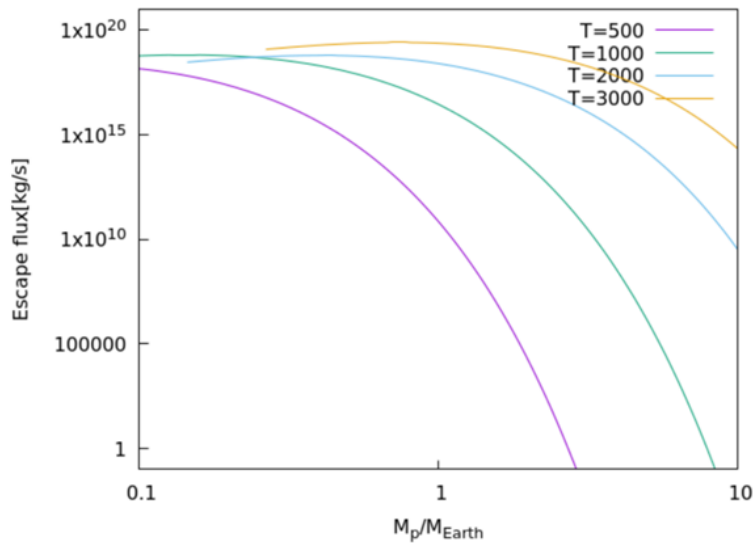


図5 散逸フラックスの温度依存性。 $T=500 \text{ K}$ 、 $1000 \text{ K}$ 、 $2000 \text{ K}$ 、 $3000 \text{ K}$  について考えている。横軸は地球質量  $6.0 \times 10^{24} \text{ kg}$  で規格化した。 $\mu = 2.0 \times 10^{-3} \text{ mol/kg}$  である。

図5から、惑星大気の温度が大きいほど惑星質量に対する散逸フラックスが大きくなっていることが確認できる。惑星大気の温度が大きいほど、惑星大気粒子に与える熱エネルギーが大きくなり、粒子の運動エネルギーも大きくなるので、散逸フラックスが大きくなっていると解釈できる。

### 3.7.4 大気散逸時間

3.7.1 節で求めた散逸フラックスを用いて、惑星から大気が散逸するタイムスケールを計算した。仮定および条件は3.7.1 節で用いたものと同じものを使用し、 $T=1000 \text{ K}$  とし、 $\mu = 1.0 \times 10^{-3}$ 、 $2.0 \times 10^{-3}$ 、 $1.6 \times 10^{-2}$ 、 $3.2 \times 10^{-2} \text{ kg/mol}$  を想定している。

地球質量程度の惑星質量の場合は、水素 ( $\mu = 1.0 \times 10^{-3}$ 、 $2.0 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}$ ) は  $10^5 \text{ s}$  程度の非常に短いタイムスケールで散逸してしまうのに対し、酸素 ( $\mu = 1.6 \times 10^{-2}$ 、 $3.2 \times 10^{-2} \text{ kg/mol}$ ) は重力の束縛を強く受けており、実質的に散逸が起きないことを示す。

水素の散逸時間が、地質学的な散逸時間と比較して一見極端に短いですが、これは大気モデルを極めて単純化していることによる。実際には流体力学的散逸にはエネルギーの付与が必要であり、現実

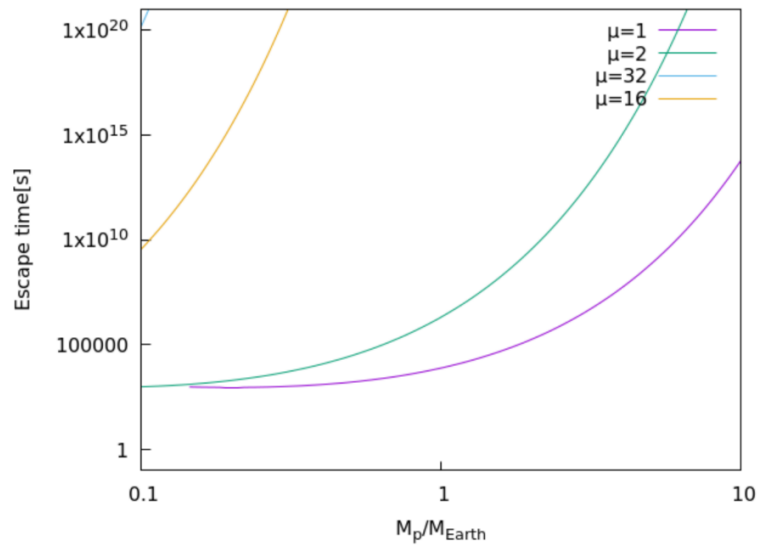


図6 流体力学的散逸による大気散逸のタイムスケール。横軸は地球質量  $6.0 \times 10^{24}$  kg で規格化した。用いた条件・仮定は図4の場合と同じである。

の惑星においては、散逸率の上限はエネルギーの付与率（加熱率）となることに注意を要する。

---

## 4 ジーンズ散逸の基礎理論

本章では、もう一つの熱的散逸過程であるジーンズ散逸について、その物理過程の理解、および散逸フラックスの導出を目指す。

ここでは、簡単な球対称、定常の一次元モデルを用い、球面極座標を導入して定式化を行う。固体惑星が理想気体の一成分大気を保持しているものとし、静水圧平衡状態にある平行平板大気を仮定する。

### 4.1 散逸フラックス

惑星大気上層の大気分子はマクスウェル・ボルツマン速度分布に従う。この等方的な速度分布のうち、脱出速度以上の成分を積分して散逸フラックスを求める。

$v$  と  $v + dv$  の間の速度を持つ粒子の数は以下の式で表される。

$$nf(v)dv = \frac{4n}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{m}{2kT} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv \quad (4.1)$$

ここで、 $n$  は対象粒子の数密度である。方位角  $\phi$ 、極角  $\theta$  の球面極座標では、立体角の微小要素  $d\Omega$  は次のように与えられる。

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi \quad (4.2)$$

方位角  $\phi$  を中心に積分すると、 $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$  が得られる。したがって、上向きに移動する分子の割合は、 $2\pi \sin\theta d\theta / 4\pi$  となる。よって、 $\theta$  と  $\theta + d\theta$  の間の角度で移動する  $v$  と  $v + dv$  の間の速度を持つ粒子の数は、

$$nf(v) \frac{2\pi \sin\theta d\theta}{4\pi} = \frac{1}{2} nf(v) \sin\theta d\theta \quad (4.3)$$

と表せる。速度  $v$  を持つ粒子の鉛直方向のフラックス  $\phi$  は、速度の鉛直成分  $v \cos\theta$  を掛け合わせ、 $\theta = 0$  から  $\pi/2$  まで上向き半球上で積分することで求められる。

$$\Phi dv = \int_0^{\pi/2} \frac{1}{2} nf(v) v dv \cos\theta \sin\theta d\theta = \frac{1}{4} nf(v) v dv \quad (4.4)$$

単位面積あたりの散逸フラックスは、外気圏の数密度  $n = n_{\text{exob}}$  とし、式 (4.1) の  $nf(v)dv$  を代入し、脱出速度を超えるすべての速度で積分することで求められる。

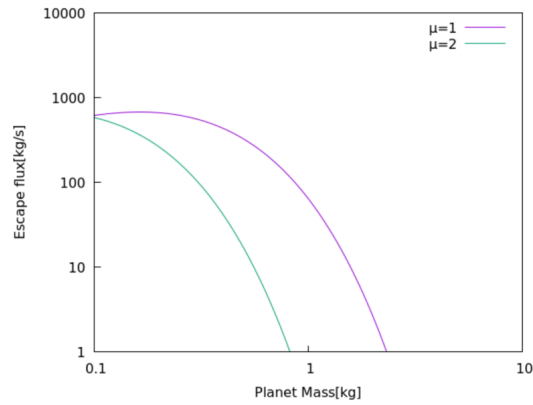
$$\begin{aligned} \Phi_{\text{esc}} &= \int_{v_e}^{\infty} \Phi dv = \frac{n_{\text{exob}}}{\sqrt{\pi}} \int_{v_e}^{\infty} v^3 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv \\ &= \frac{n_{\text{exob}}}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{m}{2kT} \right)^{3/2} \left( \frac{kT}{m} \right) \left( v_e^2 + \frac{2kT}{m} \right) \exp\left(-\frac{mv_e^2}{2kT}\right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

(4.5) 式から、半径  $r$  の球面からジーンズ散逸をする単位時間あたりの散逸フラックスは次式のようなになる。

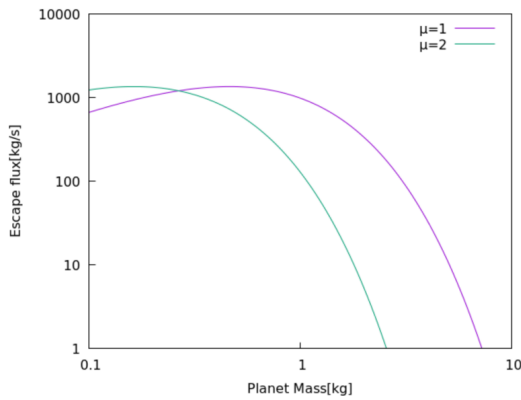
$$\dot{M} = \frac{4\pi r^2 n_{\text{exob}}}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} \left(\frac{kT}{m}\right) \left(v_e^2 + \frac{2kT}{m}\right) \exp\left(-\frac{mv_e^2}{2kT}\right) \quad (4.6)$$

## 4.2 ジーンズ散逸フラックスの計算

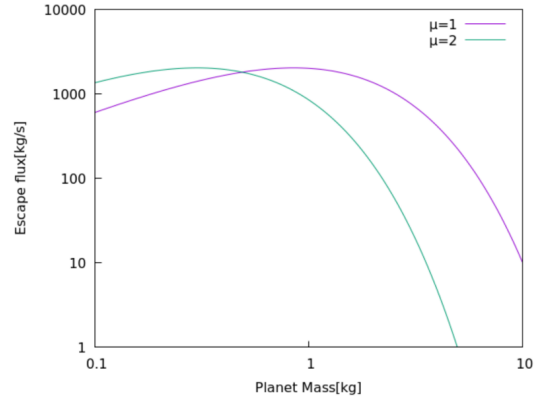
(4.6) 式において、 $\mu = 1.0 \times 10^{-3}, 2.0 \times 10^{-3}$  kg/mol を想定し、 $T=1000$  K、 $T=2000$  K、 $T=3000$  K の場合についてそれぞれジーンズ散逸の散逸フラックスを導出した。以下に示す図7は、横軸に惑星質量、縦軸に散逸フラックスをとった結果である。



(a)  $T=1000$  K



(b)  $T=2000$  K



(c)  $T=3000$  K

図7 岩石惑星を想定した際における散逸フラックスの惑星質量依存性。 $\mu = 1.0 \times 10^{-3}$ 、 $2.0 \times 10^{-3}$  kg/mol を考えている。横軸は地球質量  $6.0 \times 10^{24}$  kg で規格化した。

流体力学的散逸におけるフラックス計算の場合と同じく、散逸フラックスは粒子の熱運動と惑星の重力による兼ね合いで決まっている。分子量の小さい粒子、低質量の惑星ほど粒子に働く重力が

小さくなり、散逸しやすくなっているといえる。また、大気の温度が高い程、粒子に与える熱エネルギーが増大し、散逸フラックスが大きくなっている。このように、基本的な物理パラメータへの依存性は流体力学的散逸の場合と変わらないが、流体力学的散逸フラックスと大きく異なっている点として、散逸フラックスの大きさが挙げられる。およそ  $10^{16} \sim 10^{19}$  kg/s であった流体力学的散逸のフラックスと比べ、ジーンズ散逸におけるフラックスは  $10^3$  kg/s 程度と、 $10^{10}$  倍以上の差が生じている。これは、流体力学的散逸は大気上層全体が圧力傾度力により加速され、静水圧平衡が崩れて流出していくプロセスなのに対し、ジーンズ散逸は静水圧平衡状態で大気上端から脱出速度以上の一部の分子のみが散逸するプロセスであるため、ジーンズ散逸の散逸フラックスは流体力学的散逸と比べると極めて小さくなっていると考えられる。

---

## 5 M 型矮星を周回する惑星の大気散逸

### 5.1 M 型矮星と M 型矮星を周回する惑星の特徴

M 型に分類されるスペクトルを持つ M 型星は、光度によって超巨星、巨星、矮星に分けることができるが、その中でも HR 図で主系列上に存在するのが M 型矮星である。このような M 型矮星は赤色矮星とも呼ばれる。M 型矮星は恒星の中では非常に表面温度 (2300 K~3900 K) が低く、太陽の 0.08 倍~0.5 倍の質量と 0.6 倍以下の半径を持つ。核融合の速度が遅いため、300 億年以上の非常に長い寿命を持っており、宇宙に最も豊富に存在している恒星 (全恒星の約 75 %) である。M 型矮星のうち太陽質量の 0.35 倍よりも大きいものは、中心部の放射層と対流外層を有するのに対し、太陽質量の 0.35 倍よりも小さいものは内部が全層対流している (Chabrier and Baraffe, 1997; Stassun et al., 2011)。そのため M 型矮星は対流の影響により、表層およびコロナ領域での活動が活発であり、フレアの発生頻度も高い。

近年 M 型矮星のハビタブルゾーンを周回する地球サイズの惑星に注目が集まっている。ドップラー法で惑星を検出する際、低質量星ほど惑星によって引き起こされる視線速度方向の変化が観測しやすくなり、地球質量程度の低質量惑星でも発見しやすい。例えば、太陽型星の場合、ハビタブルゾーンにある 1 地球質量の惑星が引き起こす視線速度方向の変化は 10 cm/s 程度となり、この変化を現在の観測装置で検出することは困難であるが、M 型矮星の場合は 1 m/s 程度となり、観測可能な値となる。さらに、M 型矮星は比較的低温であり、ハビタブルゾーンが主星の近傍 (0.05~0.16 au) に存在するため、地球から見て惑星が主星の前を横切るトランジット現象を観測できる確率が高いという点も M 型矮星が持つ利点となっている。

M 型矮星は表層やコロナ領域の活動が活発であるため、EUV 放射・恒星風が強い (Scalo et al., 2007; Maehara et al., 2012)。結果として M 型矮星のハビタブルゾーン内に存在する惑星は、主星までの距離の近さも相まって、強烈な EUV 放射と恒星風を受ける。これにより惑星の大気はジーンズ散逸、および流体力学的散逸に加え、イオンピックアップなどの非熱的散逸も経験すると考えられる (Lingam and Loeb, 2019)。

### 5.2 恒星 EUV 放射

惑星上層の大気を加熱し、流体力学的散逸とジーンズ散逸を引き起こすエネルギーを提供しているのが恒星 EUV 放射である。したがって、熱的散逸を議論するうえで恒星 EUV 放射のふるまいを理解しておくことは非常に重要である。本節の前半では M 型矮星から放射される電磁波の特徴を示し、後半ではエネルギー制限を用いた熱的散逸による大気散逸率・酸素生成率について議論していく。

## 5.2.1 M 型矮星の恒星電磁放射

M 型矮星の紫外線放射における特徴の一つに、恒星質量が増加するにつれて長波長の紫外線フラックスは大きくなるが、極端紫外線のような短波長の紫外線フラックスは小さくなるという点がある。一般的には恒星の質量が大きくなるにしたがって恒星の光球面温度も上昇するため、短波長の紫外線フラックスが M 型矮星の質量とともに小さくなるという現象はプランクの法則に反しているように思える。しかし、質量の小さい M 型矮星ほど表面におよぶ対流活動が活発なため、極端紫外線のような短波長の紫外線フラックスが大きくなるのである。M 型矮星のハビタブルゾーン内を周回する惑星が受ける紫外線フラックスを  $M_*$  の関数として以下の図 8 に表した (Lingam and Loeb, 2019)。ここでは、中心星からの主放射フラックス（可視・近赤外）が、現在の地球における値と同じになる軌道に惑星があるものとしている。

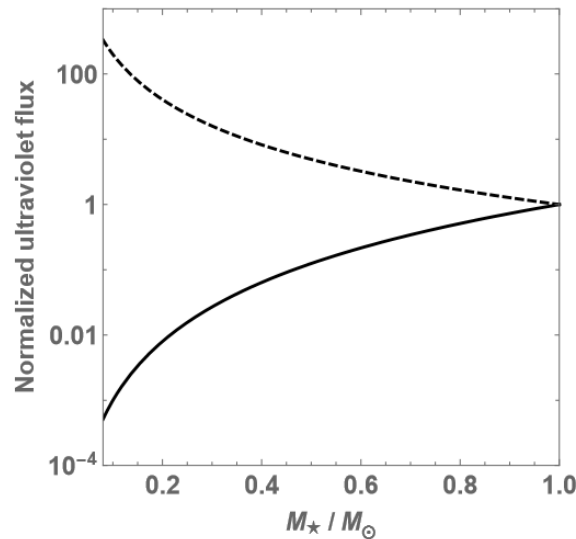


図 8 M 型矮星の周りの地球類似惑星が受け取る紫外線フラックス。 $M_*$ 、 $M_\odot$  はそれぞれ恒星の質量、太陽の質量を表す。実線は生理活性の紫外線 (200~400 nm) を示し、破線は Ly $\alpha$  線 (10~121 nm) のフラックスを示す。

紫外線の中でも特に波長の短い 10~121 nm の紫外線は極端紫外線 (EUV) と呼ばれる。主星からもたらされる EUV は、惑星の大気上層において吸収され、周囲の気温を上昇させる。このような大気の加熱により、熱的散逸が引き起こされる。

## 5.2.2 大気散逸のエネルギー制限モデル

本節では、エネルギー制限モデルを用いて M 型矮星ハビタブルゾーン内を周回する地球類似惑星から大気が熱的散逸により失われるタイムスケールを推定する。

まず、エネルギー制限モデルについて説明する。エネルギー制限モデルとは、惑星の受ける EUV

エネルギーが、一定の割合で重力圏外に流出する大気の力学的エネルギーに転換されることを仮定して熱的散逸の大気質量損失率 ( $\dot{M}_p$ ) を算出するモデルである。惑星近傍の EUV のエネルギーフラックスを  $F_{EUV}$  とし、脱出速度  $v_{\text{esc}} = \sqrt{2GM_p/R_p}$  とすると、 $1/2\dot{M}_p v_{\text{esc}}^2 \sim \pi F_{EUV} R_p^2$  の関係から、以下の式を得る (Lammer, 2013)。

$$\dot{M}_p = \frac{\eta_{EUV}}{K_{\text{eff}}} \frac{\pi R_p^3 F_{EUV}}{GM_p} \quad (5.1)$$

ここで、 $\eta_{EUV}$  は加熱効率係数、 $K_{\text{eff}}$  は恒星の潮汐力の影響を考慮するためのパラメータである (Erkaev et al., 2007)。

例として、恒星質量  $M_* = 0.3M_\odot$  の M 型矮星ハビタブルゾーン内を周回する地球類似惑星 ( $R_p = 6.38 \times 10^6$  m,  $M_p = 6 \times 10^{24}$  kg) を想定する。EUV フラックスの恒星質量依存性 (図 8) から太陽のおよそ 100 倍の  $F_{EUV} = 3.6 \times 10^{-1} \text{ J m}^{-2}\text{s}^{-1}$  と、加熱効率  $\eta_{EUV} = 0.15$  を与えると、散逸フラックスは  $\dot{M}_p = 1.1 \times 10^4 \text{ kg/s}$  と求まる。この値の場合、現在の地球海洋質量に含まれる水素が 4.3 億年で失われる。

エネルギー制限モデルの注意点として、エネルギー制限には従わない他の散逸機構が支配的になる可能性 (Owen, 2019)、惑星大気の組成や恒星のタイプによって  $\eta$  が変化しうること、表層の揮発性物質が失われるのに要する時間は  $F_{EUV}$  の時間変化や初期に惑星が獲得した揮発性物質にも依存することなどが挙げられる。特に、大気分子の冷却、解離の効果等が内包されている  $\eta$  をどのような値にすべきなのか、これまでの研究ではほとんど明らかにされていない。また、 $F_{EUV}$  は一般的に前主系列段階では主系列段階よりも高い値を示す。M 型矮星の前主系列段階は非常に長く、数億年以上続く (Shields et al., 2016) ため、M 型矮星ハビタブルゾーン内を周回する惑星を想定する際には、 $F_{EUV}$  の時間変化も考慮しなければならない。

### 5.2.3 EUV による水の光分解と水素の流体力学的散逸

主星から放射される EUV は大気分子によって吸収されるが、その際の EUV フラックスのエネルギーは分子を解離させるのに十分であるため、大気上層では分子が光分解されイオンや原子の形で存在している。惑星の生存可能性を考える上で重要な過程の一つは、水の水素と酸素への光分解である。3.6 節から、分子量の小さな分子、つまり水素は大気散逸の影響を受けやすく、逆に酸素はほとんど散逸しない可能性もある。

Luger and Barnes (2015) によれば、半径  $R_p$  の惑星が  $F_{XUV}$  の極端紫外線フラックスを受け取る場合に、大気中に酸素が蓄積する割合 ( $\dot{P}_{O_2}$ ) は、以下のような式で表される。

$$\dot{P}_{O_2} \sim 0.138 \text{ bars/Myr} \left( \frac{F_{XUV}}{F_\oplus} \right) \left( \frac{R_p}{R_\oplus} \right)^{-1} \left( \frac{\eta_{XUV}}{0.30} \right) \quad (5.2)$$

ここで、 $\eta_{XUV}$  は XUV の吸収効率、 $R_\oplus$  は地球半径、 $F_\oplus \sim 4.6 \times 10^{-3} \text{ Jm}^{-2}\text{s}^{-1}$  は地球へ届く現在の XUV フラックスである。ここでは、簡単のためすべての H と O は光分解により生成し、酸素と水素のモル比は 1:2 を仮定している。



ただし、 $F_{\text{XUV}}$  がある値を超えると、水素原子が流体力学的に散逸する際、酸素原子も同時に散逸するのに十分な上向きの運動量を与えることができるようになる。その場合、酸素原子は水素原子に引きずられて散逸する。その臨界フラックス  $F_c$  の値は、

$$F_c \sim 0.18 \text{Jm}^{-2} \text{s}^{-1} \left( \frac{M_p}{M_\oplus} \right)^2 \left( \frac{R_p}{R_\oplus} \right)^{-3} \left( \frac{\eta_{\text{XUV}}}{0.30} \right)^{-1} \quad (5.3)$$

である。ここで、 $M_\oplus$  は地球質量である。 $F_{\text{XUV}} > F_c$  になると、酸素の生成率が  $F_{\text{XUV}}$  には依存しなくなり、

$$\dot{P}_{\text{O}_2} \sim 5.35 \text{bar/Myr} \left( \frac{M_p}{M_\oplus} \right)^2 \left( \frac{R_p}{R_\oplus} \right)^{-4} \quad (5.4)$$

と表せるようになる。

作られた酸素は惑星の表層に存在する鉱物・ガス等を酸化させる働きを持つため、すぐに大気中に蓄積するわけではない。酸素の総生成量が、その惑星で酸化剤として働く酸素の総量を上回ると、大気中に酸素が生成され、オゾン層が形成されうる (Catling and Kasting, 2017)。

## 5.3 恒星風

恒星コロナの外側の領域から発生するプラズマの流れである恒星風は、様々な形態で非熱的散逸に関わってくる。恒星風と大気粒子とが衝突することにより直接大気散逸に関わってくる場合もあれば、粒子を加速するような電場を形成することなどで間接的に大気散逸に関わってくる場合もある。本節では、恒星風が惑星へ及ぼす影響を大きく左右すると考えられている惑星磁場についてまず解説し、その後簡略化した非熱的散逸のプロセスを考え、導出した酸素の散逸時間から惑星が大気を失うタイムスケールを考察する。

### 5.3.1 惑星磁場

惑星が固有磁場を保持している場合、恒星風は惑星からそれていく。反対に、惑星が固有磁場を保持していない場合、もしくは磁場が弱い場合、惑星は恒星風に晒され、大気散逸が加速される可能性がある。このように、大気散逸を考える上で磁場の有無は考慮すべき重要なポイントである。ここで、惑星が純粋な双極子磁場を持つ場合の、磁気圏の大きさの指標として役立つ磁気圏界面距離 ( $R_{mp}$ ) を考える。磁気圏界面距離における磁場強度  $B_{mp}$  は、半径  $R_p$  の惑星表面での磁場の強さが  $B_p$  であるとする、以下のように書くことができる。

$$B_{mp} = B_p \left( \frac{R_p}{R_{mp}} \right)^3 \quad (5.5)$$

ただし、この式は磁気赤道面内の依存性のみを表していることに注意すること。 $R_{mp}$  の距離は、磁気圧が恒星風の圧力  $P_{sw}$  に等しいとして計算される。 $P_{sw}$  には恒星風の運動エネルギー、磁気エネルギー、熱エネルギーからの寄与があるが、最も影響が大きいのは運動エネルギーである。すな

わち、 $P_{sw} = \rho_{sw} v_{sw}^2$  であり、ここで  $\rho_{sw}$  と  $v_{sw}$  はそれぞれ恒星風の質量密度、恒星風の数である。磁気圧は以下に示す流体に働く力 (5.6) 式とアンペールの法則 (5.7) 式を用いることで導出できる。

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (5.6)$$

$$\text{rot}\mathbf{B} = \mu\mathbf{j} \quad (5.7)$$

ここで、 $\mathbf{j}$  は電流密度、 $\mathbf{B}$  は磁束密度、 $\mu$  は透磁率である。扱う流体は電気伝導度の良い流体であると仮定し、変位電流の存在を無視している。(5.6) 式に (5.7) 式を代入すると、

$$\mathbf{F} = -\nabla \left( \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu} \right) + \frac{1}{\mu} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (5.8)$$

となる。この式の右辺第一項の  $B^2/2\mu$  が磁気圧であると解釈できる。したがって、 $B_{mp}^2/2\mu_0 = P_{sw}$  から、以下の式を得る。

$$R_{mp} = R_p \left( \frac{B_p^2}{2\mu_0 P_{sw}} \right)^{1/6} \quad (5.9)$$

ここで  $\mu_0$  は真空透磁率である。 $P_{sw}$  が惑星軌道と恒星の活動によって時間的な変動を受けるため、 $R_{mp}$  の値もそれに応じて変化する。例えば、理論モデルによると、代表的な M 型矮星であるプロキシマ b の近くでは  $P_{sw}$  は 1~3 桁の大きさで変化すると推定され、これは  $R_{mp}$  の値が 2~5 倍に変化することを意味する (Garraffo et al., 2016)。

地球の平均磁気圏界面距離はおよそ  $10 R_{\oplus}$  である一方で、プロキシマ b の平均磁気圏界面距離は  $2 \sim 3 R_{\oplus}$  であり、地球の磁気圏界面距離の数分の 1 になっている。

### 5.3.2 M 型矮星近傍の惑星の磁場

前節のプロキシマ b の例でも示したように、M 型矮星を周回する惑星の場合、磁気圏界面距離は比較的小さくなる傾向にある。また、磁気界面距離だけでなく、磁場そのものも弱いと予測されている。

まず、磁気圏界面が小さくなることを確かめる。恒星風は球対称だという仮定の下で、恒星の質量放出率  $\dot{M}_{\star}$  は、次式で表すことができる。

$$\dot{M}_{\star} = 4\pi a_p^2 \rho_{sw} v_{sw} \quad (5.10)$$

ここで  $a_p$  は惑星の軌道長半径を表す。一般的に、恒星風速度  $v_{sw}$  は恒星からある程度離れた位置では大きく変化することはないので、 $\rho_{sw} \propto \dot{M}_{\star}/a_p^2$  となることが示唆される。

プロキシマ b を例にとると、プロキシマ b の質量放出率は理論的には太陽の質量放出率と同じくらいであるとされており (Garraffo et al., 2016)、観測とも一致している (Wargelin and Drake, 2002)。この見積もりと、プロキシマ b の軌道長半径が 0.0485 AU であることを用いると、プロキ

シマ b の周辺の  $\rho_{sw}$  は、地球周辺の恒星風密度と比較して 400 倍近い値になることがわかる。高い  $\rho_{sw}$  の値ほど高い動圧となり、(5.9) 式より磁気圏界面距離の著しい圧縮を引き起こす。

また、M 型矮星は一般的にとっても強い磁場によって特徴づけられ、その磁場は太陽の表面での強さよりも 2~3 桁大きい ( $10^{-4}T$ )。結果として、そのように磁場の大きな恒星の恒星風では、磁気圧力に起因する成分が大きくなる。これは、 $P_{sw}$  の値を大きくするため、(5.9) 式より  $R_{mp}$  の値を小さくするように働く。

さらに、M 型矮星を周回する惑星の磁場は弱いといえる根拠がある。ダイナモ理論によれば、磁場の強さは惑星の自転速度 ( $\Omega_p$ ) を用いて以下のようにスケールできる。

$$B_p \propto \Omega_p^\alpha \quad (5.11)$$

伝統的なダイナモモデルでは  $\alpha$  は 0.5~1 である。M 型矮星のハビタブルゾーン内に存在する惑星の多くは、同期回転惑星であるとみられており、自転周期と公転周期が主星の潮汐力のために一致している。この場合、自転速度は大幅に低下し、同時に磁気モーメントの低下を引き起こす。例えば、もし (5.4) 式において  $\alpha = 0.5$  であるならば、 $M_* = 0.5 M_\oplus$  の恒星から 0.2 AU の距離にある惑星は  $\Omega_p \approx 0.03 \Omega_\oplus$  となり、 $B_p \approx 0.17 B_\oplus$  となることが示唆される。ここで、 $\Omega_\oplus$  と  $B_\oplus$  はそれぞれ地球の自転速度と赤道磁場である。

したがって、M 型矮星の周りのハビタブルゾーン内では、惑星は恒星風の増加と弱い磁気モーメントのために、一般的に小さな磁気圏を持つ可能性が高い。従来から、小さな惑星磁場と小さな磁気圏は恒星風に対する防御力を弱め、結果として大気散逸を促進してしまうとされてきた。しかし近年の理論研究では、大気散逸率は磁場強度の増加によって常に減少するわけではないということが示されている。これは、磁極に近い領域は開いた磁力線が存在し、ここから宇宙空間へイオンが逃げることができるためである。

### 5.3.3 恒星風による非熱的散逸

恒星風との相互作用のために起こる非熱的散逸は、地球と同程度のサイズである惑星にとってとても重要になり得る。そのような惑星で起こり得る非熱的散逸には、極風、イオンピックアップ、スパッタリングなど様々な過程が含まれる。本節ではより簡単なモデルを考え、非熱的散逸のフラックスを見積もることにする。

M 型矮星を周回する地球類似惑星を想定し、磁場の存在を無視したうえで、恒星風の衝突により、プロトンの運動量が惑星大気粒子に受け渡されて散逸するものと仮定する。

恒星風によって運ばれてくる 1 つの陽子の運動量は  $m_p V_{sw}$  と書ける。一方で、大気中の化学種 X の粒子が散逸するためには  $m_x V_{esc}$  の運動量増加を必要とする。ここで  $m_x$  は粒子の質量であり、 $v_{esc}$  は脱出速度で、以下の式で与えられる。

$$v_{esc} = \sqrt{2GM_p/R_p} = 11\text{km/s}(M_p/M_\oplus)^{1/2}(R_p/R_\oplus)^{-1/2} \quad (5.12)$$

(5.12) 式より、地球と同程度の大きさの惑星の脱出速度は 10 km/s のオーダーであることが分か

るが、 $v_{sw}$  は一般的に 100 km/s のオーダーであり、時には  $10^3$  km/s 程度まで達することもある。また、 $\text{CO}_2$  が支配的である大気から失われる代表的な化学種である  $\text{O}_2^+$  の損失を考えることにすると、 $m_x = 32 m_p$  であることは明白である。したがって、 $m_p v_{sw}$  と  $m_x v_{esc}$  をそれぞれ計算してみると、恒星風のプロトンの運動量が完全に受け渡されると、それは酸素分子イオンを脱出させるのに十分であることがわかる。

したがって、単位時間あたりに惑星に衝突するプロトンの割合を決定すると、惑星大気からの粒子の散逸率  $\dot{M}_p$  とみなすこともできる。(5.10) 式から、恒星の質量放出率が  $\dot{M}_*$  であり、恒星から  $a_p$  の距離にある惑星が受ける恒星風のフラックス  $F_*$  は、

$$F_* = \rho_{sw} v_{sw} = \frac{\dot{M}_*}{4\pi a_p^2} \quad (5.13)$$

と表せる。また、惑星の断面積は  $\pi R_p^2$  であるので、 $\dot{M}_p = F_* \pi R_p^2$  と (5.13) 式より、

$$\dot{M}_p = \frac{1}{4} \left( \frac{R_p}{a_p} \right)^2 \dot{M}_* \quad (5.14)$$

となる。この式は概算を与えるものであり、運動量伝達の効率を考慮すると、現実的な値はこれよりも一桁程度小さくなりうることに注意が必要である。

惑星大気が平行平板大気で近似できる場合、大気の質量 ( $M_{atm}$ ) は表面の圧力 ( $P_s$ ) を用いて以下のように表現できる。

$$M_{atm} = \frac{4\pi R_p^2 P_s}{g} \quad (5.15)$$

一方、自重による内部の圧縮を考慮すると、惑星半径と惑星質量の関係は、地球と同組成の惑星の場合以下の式で表される (Zeng et al., 2016)。

$$\left( \frac{R_p}{R_\oplus} \right) = \left( \frac{M_p}{M_\oplus} \right)^{1/3.7} \quad (5.16)$$

上式は  $M_p > M_\oplus$  の場合に成り立つ。 $g = GM/r^2$  の関係を用いて  $M_p$  と  $M_\oplus$  を消去すると、以下に示す重力と半径の関係式が得られる。

$$g = g_\oplus \left( \frac{R_p}{R_\oplus} \right)^{1.7} \quad (5.17)$$

ここで、 $g_\oplus$  は地球の表面重力である。(5.14)~(5.17) 式を用いると  $t_p \sim M_{atm}/\dot{M}_p$  より、惑星大気の減少するタイムスケール ( $t_p$ ) を計算できる。

M 型矮星の HZ 内を周回する非磁化惑星を想定した場合、非熱的散逸による大気損失率の、恒星質量放出率への依存性は図 9 のようになる。また、(5.15) 式を (5.14) 式で割ることにより、散逸のタイムスケールを得る。非熱的散逸による大気の散逸時間を以下の図 10 に示す。

上記の (5.14)~ (5.17) 式と図 9、図 10 を利用して、 $\dot{M}_\star \sim \dot{M}_\odot$ 、 $P_s=1 \text{ atm}$ 、 $a_p = 0.05 \text{ au}$  の場合 (プロキシマ b などがまさにそうである) の  $t_p$  を見積ると、タイムスケールはオーダー  $10^8$  年であることがわかる。また、主星から  $0.15 \text{ au}$  の距離にあるような惑星では、 $t_p$  はオーダー  $10^9$  年をとる。この結果は、磁場を持つ惑星と持たない惑星の両方の惑星の詳細な電磁流体力学シミュレーションと整合している。

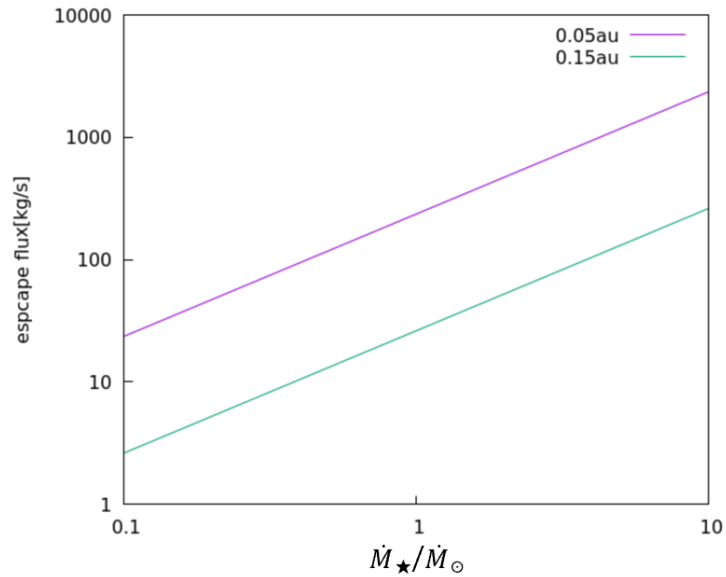


図 9 地球と同じ半径・質量を想定した惑星の非熱的散逸フラックス。質量  $M_\star \sim 0.3 M_\odot$  の M 型矮星 HZ 内の下限  $0.05 \text{ au}$  と、上限  $0.15 \text{ au}$  の場合を想定し、基準として、 $P_s = 1 \text{ atm}$  を用いた。横軸は太陽の質量放出率 ( $\dot{M}_\star = 2 \times 10^{-14} M_\odot / \text{yr} = 1.3 \times 10^9 \text{ kg/s}$ ) で規格化している。

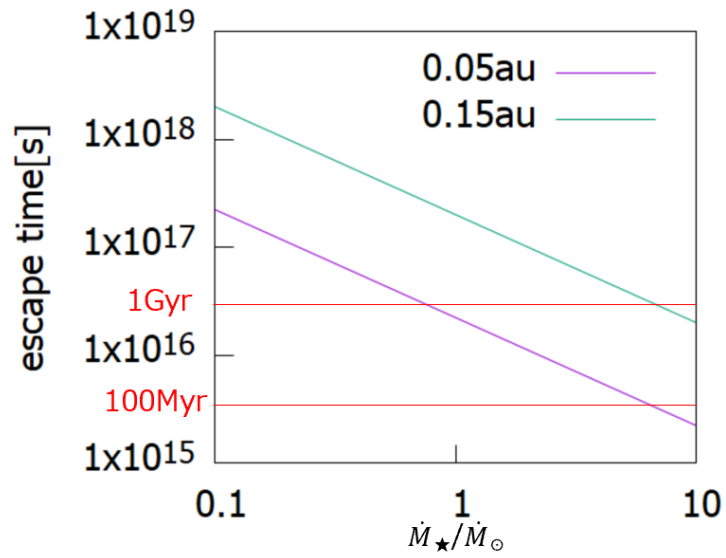


図 10 地球と同じ半径・質量を想定した惑星の大気散逸時間。詳しい仮定や条件は図 5 の場合と同じであり、質量  $M_\star \sim 0.3 M_\odot$  の M 型矮星 HZ 内の下限 0.05 au と、上限 0.15 au の場合をそれぞれ考えている。また、基準として  $P_s = 1 \text{ atm}$  を用いた。横軸は太陽の質量放出率 ( $M_\star = 2 \times 10^{-14} M_\odot/\text{yr} = 1.3 \times 10^9 \text{ kg/s}$ ) で規格化している。

---

## 6 まとめ

大気散逸機構は、熱的散逸、非熱的散逸、衝突はぎ取りの3つに大別できる。熱的散逸と非熱的散逸はさらに細分化でき、前者はジーンズ散逸と流体力学的散逸、後者は光化学反応、電荷交換、イオンピックアップ、スパッタリング、極風などに分けて考えることができる。熱的散逸は EUV の大気加熱によって駆動され、非熱的散逸は主に恒星風によって駆動される。

流体力学的散逸・ジーンズ散逸について理論的な考察を行い、基礎方程式から散逸フラックスを導出した。基礎方程式から求めた流体力学的散逸をする流体の速度を記述する方程式には多数の数学的解が存在するが、流体力学的散逸を示す式は遷音速から超音速へ加速される遷音速解のみである。大気の温度が大きいほど、また分子量が小さい粒子ほど、散逸フラックスは大きくなる。地球質量程度の地球型惑星では、流体力学的散逸により水素は短いタイムスケールで散逸しうののに対し、酸素のような重い元素は、そのみで大気が構成されていた場合は極端に高い温度を与えない限り散逸しない。

M 型矮星のハビタブルゾーン内にある惑星は様々な要因から大気散逸が駆動されやすい。EUV 放射・恒星風に着目すると、M 型矮星は表層やコロナ領域の活動度が高く、EUV 放射・恒星風が強い。加えてハビタブルゾーンの恒星への近さから、惑星はこれらを間近で受ける。また、惑星の同期回転に伴う惑星磁場強度の低下から、M 型矮星ハビタブルゾーン内にある惑星の磁気圏界面距離は小さくなると考えられており、例えばプロキシマ b では地球の磁気圏界面距離の数分の一の大さになると見積もられている。このような小さな磁気圏界面距離は恒星風と惑星大気の相互作用を促し、非熱的散逸を加速する。まとめると、惑星は熱的散逸により水素など軽い元素からなる原始大気がはぎ取られたのち、非熱的散逸により酸素などの重い元素からなる大気も散逸していく可能性がある。

エネルギー制限モデルを用いて水素の流体力学的散逸フラックスを推算すると、恒星質量  $M_{\star} = 0.3M_{\odot}$  の M 型矮星ハビタブルゾーン内を周回する地球類似惑星の場合、 $\dot{M}_p = 1.1 \times 10^4 \text{ kg/s}$  が求められ、これは現在の地球海洋質量に含まれる水素を 4.3 億年で散逸させる値である。しかし、初期の M 型矮星の強い紫外線照射を考えると、さらに短いタイムスケールで水素が散逸する可能性がある。これに対し、恒星風との相互作用による非熱的散逸フラックスを推算すると、主星から  $a_p = 0.05 \text{ au}$  の距離にある地球類似惑星の場合、1 atm 相当の酸素大気の散逸時間はオーダー  $10^8$  年であり、主星から  $a_p = 0.15 \text{ au}$  の距離にある惑星の場合、散逸時間はオーダー  $10^9$  年である。これらの計算は、おおまかなものではあるが、M 型矮星周りのハビタブルゾーン内にある地球類似惑星からは、大気および海洋が効率的に失われることを示している。こうした惑星にどれほどの大気や海洋が存在するかについては、惑星の年齢、初期の大気・海水量、惑星内部からの脱ガスフラックスについても考慮が必要である。

---

## 謝辞

本論文作成にあたり、多くの人々にお世話になりました。特に、指導教官である倉本圭教授には、研究のテーマ決めから進め方まで幅広いご指導を受け、私の些細な疑問にもわかりやすく答えていただき、論文を作成する際に多くの助言をいただきました。また、石渡正樹教授、鎌田俊一准教授には、研究発表やセミナーで研究発表内容に関する改善点を指摘していただきました。惑星宇宙グループの皆様には、叱咤激励の言葉をかけていただき、新型コロナウイルスに伴う大変な日々の中でも研究に対するモチベーションを高く保つことができました。

皆様に心より感謝申し上げます。



---

## 参考文献

- Airapetian, V. S., Glocer, A., Khazanov, G. V., Loyd, R. O. P., France, K., Sojka, J., Danchi, W. C., & Liemohn, M. W. (2017). How hospitable are space weather affected habitable zones? The role of ion escape. *The Astrophysical Journal Letters*, 836 (1), L3.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. (1998). Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars: mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams. arXiv preprint astro-ph/9805009.
- Barnes, R. (2017). Tidal locking of habitable exoplanets. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 129 (4), 509-536.
- Blackman, E. G., & Tarduno, J. A. (2018). Mass, energy, and momentum capture from stellar winds by magnetized and unmagnetized planets: implications for atmospheric erosion and habitability. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 481 (4), 5146-5155.
- Bolmont, E., Raymond, S. N., & Lecote, J. (2011). Tidal evolution of planets around brown dwarfs. *Astronomy & Astrophysics*, 535, A94.
- Catling, D. C., & Zahnle, K. J. (2009). The planetary air leak. *Scientific American*, 300 (5), 36-43.
- Catling, D. C., & Kasting, J. F. (2017). *Atmospheric evolution on inhabited and lifeless worlds*. Cambridge University Press.
- Chen, F. F. (2012). *Introduction to plasma physics*. Springer Science & Business Media.
- Christensen, U. R. (2010). Dynamo scaling laws and applications to the planets. *Space science reviews*, 152 (1), 565-590.
- Cranmer, S. R., & Saar, S. H. (2011). Testing a predictive theoretical model for the mass loss rates of cool stars. *The Astrophysical Journal*, 741 (1), 54.
- Dole, S. H. (2007). *Habitable planets for man*. RAND CORP SANTA MONICA CA.
- Donati, J. F., Morin, J., Petit, P., Delfosse, X., Forveille, T., Aurière, M., Cabanac, R., Dintrans, B., Fares, R., Gastine, T., Jardine, M. M., Lignières, F., Paletou, F., Ramirez Velez, J.C., & Théado, S. (2008). Large-scale magnetic topologies of early M dwarfs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 390 (2), 545-560.
- Dong, C. F., Lee, Y., Ma, Y. J., Lingam, M., Bougher, S. W., Luhmann, J. G., Curry, S. M., Toth, G., Nagy, A. F., Tenishev, V., Fang, X., Mitchell, D. L., Brain, D. A., & Jakosky, B. M. (2018). Modeling Martian atmospheric losses over time: implications for exoplanetary climate evolution and habitability. *The Astrophysical Journal Letters*, 859 (1), L14.
- Dong, C., Huang, Z., Lingam, M., Tth, G., Gombosi, T., & Bhattacharjee, A. (2017). The dehydration of water worlds via atmospheric losses. *The Astrophysical Journal Letters*, 847 (1), L4.
- Erkaev, N. V., Kulikov, Y. N., Lammer, H., Selsis, F., Langmayr, D., Jaritz, G. F., & Biernat, H. K. (2007). Roche lobe effects on the atmospheric loss from “Hot Jupiters”. *Astronomy & Astrophysics*, 472 (1), 329-334.
- Garcia-Sage, K., Glocer, A., Drake, J. J., Gronoff, G., & Cohen, O. (2017). On the magnetic protection of the atmosphere of Proxima Centauri b. *The Astrophysical Journal Letters*, 844 (1), L13.
- Garraffo, C., Drake, J. J., & Cohen, O. (2016). The space weather of Proxima Centauri b. *The Astrophysical Journal Letters*, 833 (1), L4.

- 
- Hunten, D. M., Pepin, R. O., & Walker, J. C. (1987). Mass fractionation in hydrodynamic escape. *Icarus*, 69 (3), 532-549.
- Kivelson, M. G., Kivelson, M. G., & Russell, C. T. (Eds.). (1995). Introduction to space physics. Cambridge university press.
- Gri  meier, J. M., Stadelmann, A., Motschmann, U., Belisheva, N. K., Lammer, H., & Biernat, H. K. (2005). Cosmic ray impact on extrasolar Earth-like planets in close-in habitable zones. *Astrobiology*, 5 (5), 587-603.
- Gunell, H., Maggiolo, R., Nilsson, H., Wieser, G. S., Slapak, R., Lindkvist, J., Hamrin, M., & De Keyser, J. (2018). Why an intrinsic magnetic field does not protect a planet against atmospheric escape. *Astronomy & Astrophysics*, 614, L3.
- Lammer, H. (2012). Origin and evolution of planetary atmospheres: Implications for habitability. Springer Science & Business Media.
- Lingam, M., & Loeb, A. (2019). Colloquium: Physical constraints for the evolution of life on exoplanets. *Reviews of Modern Physics*, 91 (2), 021002.
- Luger, R., & Barnes, R. (2015). Extreme water loss and abiotic O<sub>2</sub> buildup on planets throughout the habitable zones of M dwarfs. *Astrobiology*, 15 (2), 119-143.
- Maehara, H., Shibayama, T., Notsu, S., Notsu, Y., Nagao, T., Kusaba, S., Honda, S., Nogami, D., & Shibata, K. (2012). Superflares on solar-type stars. *Nature*, 485 (7399), 478-481.
- Morin, J., Donati, J. F., Petit, P., Delfosse, X., Forveille, T., & Jardine, M. M. (2010). Large-scale magnetic topologies of late M dwarfs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 407 (4), 2269-2286.
- Owen, J. E. (2019). Atmospheric escape and the evolution of close-in exoplanets. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 47, 67-90.
- Owen, J. E., Shaikhislamov, I. F., Lammer, H., Fossati, L., & Khodachenko, M. L. (2020). Hydrogen dominated atmospheres on terrestrial mass planets: evidence, origin and evolution. *Space Science Reviews*, 216 (8), 1-24.
- Reiners, A. (2012). Observations of cool-star magnetic fields. *Living Reviews in Solar Physics*, 9 (1), 1-73.
- Reiners, A., & Basri, G. (2009). On the magnetic topology of partially and fully convective stars. *Astronomy & Astrophysics*, 496 (3), 787-790.
- Scalo, J., Kaltenecker, L., Segura, A., Fridlund, M., Ribas, I., Kulikov, Y. N., Grenfell, J. L., Rauer, H., Odert, P., Leitzinger, M., Selsis, F., Khodachenko, M. L., Eiroa, C., Kasting, J., & Lammer, H. (2007). M stars as targets for terrestrial exoplanet searches and biosignature detection. *Astrobiology*, 7 (1), 85-166.
- Garcia-Lopez, R. J., Rebolo, R., & Zapatero-Osorio, M. R. (2001). Book Review: Cool stars, stellar systems and the sun/Astronomical Society of the Pacific, 2001. *The Observatory*, 121, 398.
- Tian, F. (2015). History of water loss and atmospheric O<sub>2</sub> buildup on rocky exoplanets near M dwarfs. *Earth and Planetary Science Letters*, 432, 126-132.
- Wargelin, B. J., & Drake, J. J. (2002). Stringent X-ray constraints on mass loss from Proxima Centauri. *The Astrophysical Journal*, 578 (1), 503.
- Zeng, L., Sasselov, D. D., & Jacobsen, S. B. (2016). Mass-radius relation for rocky planets based on PREM. *The Astrophysical Journal*, 819 (2), 127.
- 井田 茂, 田村 元秀, 生駒 大洋, 関根 康人, 2016, 系外惑星の事典.

---

---

## 付録 A Lingam and Loeb (2019) の和訳

### コロキウム: 太陽系外惑星の生命の進化に関する物理的制約

Manasvi Lingam and Abraham Loeb

近年、生命が存在するのに適切な環境があるかもしれない地球サイズの惑星が、太陽以外の恒星の周りでたくさん発見されている。そのような世界の生命存在可能性を推定する理論的手法を進展させることは極めて重要である。なぜならそれは以下の2つの目的に大いに役立つからだ。どのようなタイプの生命の痕跡が存在するかを確認し特定することと、これから観測するのに最適な恒星と惑星を選別することである。このコロキウムでは、多数の物理的要因が、どのように相互作用しあい、検知可能な生物圏を育むように系を調節するのか議論する。ここでは、主に小さい質量の恒星の周りをまわる惑星に焦点を当てる。それらの惑星は生命の痕跡の調査が非常にしやすい惑星となっている。このコロキウムでは、どのような要因—すなわち、恒星風、紫外線や可視光の利用可能性、表面水や大陸比、恒星フレア、それらに関連する現象—が潜在的にそのような惑星の生命の進化に制約を与えるのか概説する。

#### I. イントロダクション

古代ギリシャの時代からずっと、そしておそらくそれ以前からも、多くの人々は私たちの太陽系の外にある世界の存在（惑星と月）について肯定的に議論してきた。しかし、系外惑星は主星と比較して著しく暗く、質量も小さいために、系外惑星の発見に関連する観測の挑戦によって最初の系外惑星が発見されたのはたった数十年前のことであった。初期に発見された系外惑星のうち、有名なものの一つはペガサス座 51 番星 b である。ペガサス座 51 番星 b は、太陽型恒星の周りをまわる惑星で、最初に発見された系外惑星である (Mayor and Queloz, 1995)。ペガサス座 51 番星 b も含めて、初期に発見された系外惑星の多くは、その大きさが木星と同じくらいか、あるいはそれ以上のものである。初期の系外惑星の発展のレビューは Perryman (2000) によって行われた。

1990 年代から、NASA のケプラー宇宙望遠鏡が 2009 年に打ちあがるまで、系外惑星は徐々に見つかっていき、百の単位の個数に達した。ケプラーミッションと並行して、系外惑星を見つけるのに特化した地上望遠鏡は系外惑星科学の爆発的な成長を推進した (Winn and Fabrycky, 2015)。2019 年 4 月の時点で、確認された系外惑星の数は 4000 を超え、複数の系外惑星を持つ惑星系は 650 を超えている。<sup>\*1</sup> したがって、系外惑星の分野は、天体物理学において最も急速に進んでいるフロンティアの一つを表しているといっても過言ではないだろう。

---

\*1 <http://exoplanet.eu/catalog/>

---

系外惑星の研究が人を引き付ける一つの理由として、地球外にいる生命体を探すという期待がある。<sup>\*2</sup> 「私たちは孤独か？」という質問は、数千年続く人類の時代に感銘を与えるものであるといってもいいだろう。地球外生命体の確認は、大きな困難と挑戦をはらんでいる。それは、基本的に地球と同じ物理的特徴をもつ、「私たちの知っているような生命」のいる惑星を探し始めることが自然であるためである。水の、通常とは異なった物理化学的特徴のために (Ball, 2008)、水は慣例的に地球の生命にとって最も欠かせないものの一つとみなされている。それゆえ、ほとんどの研究は「follow the water」のアプローチを採用する傾向にある。すなわち、表面に液体の水が存在する可能性のある惑星を探すということだ。

この先の議論を進める前に、私たちは水以外の溶媒が考えられることと、炭素に基づかない生化学の可能性のあることを忠告しておく。この分野の1つの注目すべき例はタイタンである。タイタンはメタンベースの水循環に寄与するメタンの池と海を持つことで知られている (Hayes, 2016; Mitchell and Lora, 2016)。「私たちが知らない生命」の私たちの理解が「地球に住む生命」の知識と比較して発達していないので、それらの問題は明らかに重要ではあるだろうが、私たちは本文中でその問題に取り組むことはしないでおく。<sup>\*3</sup>

その「follow the water」のアプローチでは、理論的、観測的観点から、恒星の周りのハビタブルゾーンの確認に向かってきた。ハビタブルゾーンとはすなわち、主星の周りの環状の領域で、ここでは理論的に惑星表面に液体の水を保持できるものである。温暖な表面温度を持っていることは別にして、惑星は大気を持っていることが必要である。なぜなら、真空では氷・水は直接気体になってしまうからである。火星はその重さが地球の10分の1程度であるが、遠い昔にほとんどの大気を失ったと信じられている。

小さく、温度の低い恒星は放出する放射が少なく、したがってそのハビタブルゾーンも恒星に近い位置に存在することは明らかである。しかしながら、ハビタブルゾーンは恒星の特徴だけでなく、惑星のさまざまな特徴にもまた依存する。その特徴には、その大気構造 (温室効果ガスの混合) や質量、自転などがある。ハビタブルゾーンの概念は、少なくとも19世紀にまでさかのぼることができるような長くて、魅力的な歴史を持っている。このことはGonzalez (2005) によって論じられている。近代のハビタブルゾーンの定式化は過去20~30年のうちに成熟してきた (Kasting et al., 1993; Kopparapu et al., 2013, 2014; Yang et al., 2014; Zsom, 2015; Kopparapu et al., 2016; HaqqMisra et al., 2016; Ramirez, 2018; Schwieterman et al., 2018)。私たちはここでは恒星の周りにあるハビタブルゾーン内の惑星のみに焦点を当てるが、以下のハビタブルゾーンに関する概念に留意することは重要である。ハビタブルゾーンには、連星の周りをまわる惑星および、系外惑星衛星も含まれるということ-すなわち、惑星の周りのハビタブルゾーンと、連星の周りのハビタブルゾーンがそれぞれ存在するということだ。

---

<sup>\*2</sup> 太陽系外衛星もまた、地球外生命体が存在するかもしれないとしてかなり重要であり、その数も多いものでありそうだが、太陽系外衛星についてはもっと理論的に観測に基づいた論文が提出されているので、私たちは系外惑星に絞って考える。近年では、海王星サイズの月が木星サイズの惑星であるケプラー 1625 b を回っていることを肯定的に示す予備的証拠が提示されている。

<sup>\*3</sup> 今後私たちが「life 生命」という単語を利用するときはいつでも、ほかに何か別の意味が明記されていなければ、私たちは「私たちが知っている生命」という意味で使う。

---

ハビタブルゾーンを理解するうえで心に留めておくべき重要な点がいくつかある。最初に、ハビタブルゾーン内にあるすべての惑星が表面に液体の水を保有しているという保証はないということだ。次に、生命の存在の条件において、液体の水の存在は必要であるが、十分ではないということだ。例えば、水以外の必要条件には、自由なエネルギー流と同様に、炭素、水素、酸素、窒素、リンといった、「生体必須」元素の十分な存在量が含まれる (Hoehler et al., 2007; Morowitz and Smith, 2007)。\*<sup>4</sup> それゆえ、ハビタブルゾーンを生存可能性というはるかに広い概念と混同しないようにすることが不可欠である。2015 年の NASA 宇宙生物学計画によれば、生存可能性は以下のように理解することができる。\*<sup>5</sup>

生存可能性とは、任意の種類を生命を養う環境の可能性として定義される。(現在、過去における) 生存可能性は、複数の環境パラメータの関数である。その研究は生物学がそれらのパラメータについて扱ってきた効果に偏っている。

この多数の主題のさらなるレビューは以下の論文で見ることができる Dole (1964); Lammer et al., (2009); Javaux and Dehant (2010); Lineweaver and Chopra (2012); Seager (2013); Cockell et al., (2016); Ehlmann et al., (2016)。

ハビタブルゾーンの定義の上記の制限は正しく認識されなければならないが、その長所を理解することも同様に重要である。ハビタブルゾーンは広い範囲の惑星、恒星のパラメータに依存しているので、潜在的に生存可能な多様な環境を含んでいる。近年のハビタブルゾーンにおける定義づけとその研究の進歩の概説は Ramirez (2018) によって報告されている。おそらく、観測時間と資金が限られているためにもっと重要になってくるのは、適切な観測対象である恒星・惑星を見つけ選ぶことだ。この点において、ハビタブルゾーンは、より詳細な追観測のための惑星の同定、選別の可能性のある手法を提供してくれる。

ハビタブルゾーンに関連して、過去数年における興味深い発見を特筆するに値する。最も地球から近い、1.3 パーセク-すなわち  $4 \times 10^{16}$  m の距離にあるプロキシマ・ケンタウリのハビタブルゾーン内に系外惑星が発見された (Anglada-Escuade et al., 2016)。このプロキシマ・ケンタウリ b (もしくは省略してプロキシマ b) と呼ばれる系外惑星は、最小質量が  $1.3 M_{\oplus}$  である。(  $M_{\oplus}$  は地球質量) その次に有名な発見は、12.1 パーセクの距離にある TRAPPIST-1 という恒星の周りを回っている 7 つの地球サイズの惑星の発見である (Gillon et al., 2016, 2017)。この 7 つの惑星のうち、少なくとも 3 つがハビタブルゾーン内あり、それゆえ表面に液体の水を持ちうる。この 7 つの惑星の質量は  $0.3 - 1.16 M_{\oplus}$ 、半径は  $0.77 - 1.15 R_{\oplus}$  の範囲に収まる (Delrez et al., 2018; Grimm et al., 2018) (  $R_{\oplus}$  は地球半径)。ここで述べるべきほかの発見としては、惑星 LHS1140b

---

\*<sup>4</sup> 生命は平衡現象とはかけ離れているので、熱力学的不安定がその出現を促進すると述べるのがより正確である。

\*<sup>5</sup> [https://nai.nasa.gov/media/medialibrary/2016/04/NASA\\_Astrobiology\\_Strategy\\_2015\\_FINAL\\_041216.pdf](https://nai.nasa.gov/media/medialibrary/2016/04/NASA_Astrobiology_Strategy_2015_FINAL_041216.pdf) .

---

である。この惑星は 12 パーセクの距離にある恒星のハビタブルゾーン内にあり、半径、質量はそれぞれ  $1.4 R_{\oplus}$ 、 $6.6 M_{\oplus}$  である (Dittmann et al., 2017)。

議論を進める前に、本レビューの狙いと哲理を明確にしておくことが本質的である。長さの制限があるので、生存可能性におけるすべての側面について説明することは現実的ではない。かわりに過去数十年で注目すべき進歩があった少数のトピックについて厳選して議論していこうと思う。事実上、私たちが取り上げるすべての要素は物理的根拠があり主星の特徴に関係している。この理由としては、私たちはそれらの要素について比較的きちんとした理解ができており、それらはシステムの不確実性に左右されないからである。

例えば、私たちは所定の惑星が安定で温暖な気候を 10 億年のタイムスケールで維持するかどうか、という問題に関して取り組むことはしない。生存可能性に関係はあるのだが、気候は、軌道離心率、赤道傾斜角、大きな衛星の存在 (Lasker et al., 1993)、地表の大陸と海、そして生物学的フィードバックのメカニズムなど様々な要素に左右されるからである。どのようにそのような多様な要素が気候に影響を与えるかは Kasting (2010); Pierrehumbert (2010); Catling and Kasting (2017a) によって論じられている。また、それに対してプロキシマ b と TRAPPIST-1 の気候の分析には Turbet et al., (2016); Wolf (2017); Boutle et al., (2017); Alberti et al., (2017); Turbet et al., (2018); Meadows et al., (2018a); Lincowski et al., (2018) などがある。同じ精神に則り、ここでは、問題が複雑な地球物理学と生物化学のサイクルの問題 (Sarmiento and Gruber, 2006) について取り組むことはしないでおく。さらに言うと、惑星の地球生物化学は十分詳しく探求されていない。ただし、それはこのコロキウムで見てゆくものと比肩し得る短い時間スケールでフィードバックと緩衝作用を引き起こす可能性がある (Schlesinger and Bernhardt, 2013)。

惑星と恒星の特徴を超えた先のことを考えると、銀河系内の高いエネルギーを持つ天文現象は、惑星における生存可能性の制限に重要な役割を持つ。このことは銀河のハビタブルゾーンの分析と同定を促進してきたが (Gonzalez et al., 2001; Lineweaver et al., 2004)、この領域の制限はあてはめた制約に依存する不確実性の影響を受けやすい (Prantzos, 2008; Gowanlock and Morrison, 2018)。宇宙物理的な生命の危機の一例として、クエーサー、超新星爆発、ガンマ線バーストにより放出された多量の電離放射線が含まれる (Thorsett, 1995; Melott and Thomas, 2011; Piran and Jimenez, 2014; Sloan et al., 2017; Balbi and Tombesi, 2017; Forbes and Loeb, 2018; Lingam et al., 2019)。

私たちは最もありふれた恒星、すなわち M 型矮星、のハビタブルゾーン内の惑星に焦点を当てる。M 型矮星の系外惑星における以前のレビューは Tarter et al., (2007); Scalo et al., (2007); Shields et al., (2016) で確認できる。大雑把に言えば、M 型矮星はその星の質量  $M_{\star}$  が  $0.075 < M_{\star}/M_{\odot} < 0.5$  の範囲に入っている。なお、 $M_{\odot}$  は太陽質量である。M 型矮星はまた、その半径、有効温度、表面磁気圏とその活動に大きな多様性がみられる (Chabrier and Barffe, 2000)。M 型矮星のもっとも注目すべき特徴の一つは、M 型矮星は 2 つの異なった「趣」を表すことである (Chabrier and Barae, 1997; Stassun et al., 2011)。M 型矮星のうち太陽質量の 0.35 倍よりも大きいものは、恒星内部の放射層と外側の対流外層があるのに対し、太陽質量の 0.35 倍よりも小さいものは完全に対流しており、すなわち放射層を持っていないのだ。

---

そのような低質量星は宇宙においてもっともありふれていて長寿命であるだけでなく (Tarteret et al., 2007; Adams and Laughlin, 1997; Chabrier, 2003)、それらの約 20 % はハビタブルゾーン内に地球サイズの惑星を持っている (Bonls et al., 2013; Dressing and Charbonneau, 2015; Mulders et al., 2015a)。これらの惑星は、軌道半径が小さいために、詳細な観測情報を互いに比較しながら入手しやすい。最後に、最も近くにあるハビタブルゾーン内の惑星（前述したプロキシマ b、TRAPPIST-1 星系、そして LHS1140 b）は M 型矮星の周りに位置している。

この論文の概要は以下のとおりである。セクション II では、どのように恒星風が惑星大気をはぎとり、惑星磁場によってもたらされている防御を弱めるかについて述べる。前者は特に重要である。なぜなら、惑星大気はほとんどのバイオマーカーの宝庫として役立つからだ。なお、惑星大気存在は、技術文明を有していない太陽系外生命体の発見には必須だということが言われている。セクション III においては、生命の誕生と進化が、主星からの電磁放射フラックスによってどのような影響を受けるのかを議論する。これに続いて、セクション IV において、恒星フレアと関連する物理現象が生態圏にどのような影響を与えるのかという分析を行う。セクション V で、私たちは結果の要約を示す。



---

## II. 恒星風

恒星風は、恒星コロナの外側の領域から発生するプラズマの流れである (Parker, 1958; Priest, 2014)。これから、恒星風が惑星の生存可能性に影響を与える2つの重要な側面について議論していく。付加的な影響には上層大気のオーム加熱が含まれ、波長が10-120nmの範囲の極端紫外線(EUV)によって加熱されるよりも1桁大きくなる可能性がある (Cohen et al., 2014)。

### A. 惑星磁気圏

系外惑星が固有磁場を持っているとき、恒星風プラズマは惑星からそれていく (Baumjohann and Treumann, 2012)。惑星磁場によって作られた空洞が惑星磁気圏である。磁気圏界面距離 ( $R_{mp}$ ) は磁気圏の外側境界を表し、磁気圏の大きさの指標として役立つ。ここでその値を導き出そう。

惑星が純粋な双極子磁場を持っていて、半径が  $R_p$  の惑星表面での磁場の強さを  $B_p$  と仮定する。磁気圏界面距離において、対応する磁場  $B_{mp}$  は以下の式で与えられる。

$$B_{mp} = B_p \left( \frac{R_p}{R_{mp}} \right)^3 \quad (1)$$

この式は半径への依存性のみを取り出したものである。 $R_{mp}$  の距離は、磁気圧が恒星風の圧力  $P_{sw}$  に等しいとして計算される。 $P_{sw}$  には恒星風の運動エネルギー、磁気エネルギー、熱エネルギーからの寄与があるが、最も影響が大きいのはその最初の要素である。すなわち、 $P_{sw} = \rho_{sw} v_{sw}^2$  であり、 $\rho_{sw}$  と  $v_{sw}$  はそれぞれ恒星風の質量密度、恒星風の色を表している。このようにして、 $B_{mp}^2 / (2\mu_0) = P_{sw}$  から、以下の式を得る。

$$R_{mp} = R_p \left( \frac{B_p^2}{2\mu_0 P_{sw}} \right)^{1/6} \quad (2)$$

$\mu_0$  は真空透磁率である。実際には、理想的な双極子磁場とは異なってくるので、 $R_{mp}$  をもっと正確に計算するためにはオーダー1の因子を追加する必要がある (Gombosi, 1998)。地球に特有な  $R_{mp}$  の値は  $10R_{\oplus}$  にほぼ等しい (Kivelson and Russell, 1995)。 $P_{sw}$  が惑星軌道と恒星の活動によって時間的な変動を受けるため、 $R_{mp}$  の値もそれに応じて変化する。例えば、理論モデルによると、プロキシマ b の近くでは  $P_{sw}$  は1-3桁の大きさで変化することが示されていて、それは言い換えるとすなわち  $R_{mp}$  の値は2-5倍に変化するということだ (Garrffo et al., 2016)。プロキシマ b に対応する平均磁気圏界面距離は  $2-3 R_{\oplus}$  であり、地球の磁気圏界面距離の数分の一になっている。TRAPPIST-1 星系についても同様の研究が行われている (Garrffo et al., 2017) (see also Dong et al., 2018b)。

なぜ小さい磁気圏界面距離が生存可能性の観点から見て問題となるかが理論上証明できるのかを議論する前に、簡単なモデルを用いて、なぜ低質量星では  $R_{mp}$  が小さくなるかを理解することは非常にためになる。恒星の質量欠損率を  $\dot{M}_{\star}$  で示し、恒星風は球対称とすると、以下の式を得る。

$$\dot{M}_{\star} = 4\pi a_p^2 \rho_{sw} v_{sw} \quad (3)$$

ここで、 $a_p$  は惑星の軌道長半径の長さを表す。一般的に、 $v_{sw}$  は恒星の直近を超えた位置では大きく変化することはないので (Fitzpatrick, 2014)、 $\rho_{sw} \propto \dot{M}_*/a_p^2$  となることが示唆される。プロキシマ b に戻ってまた考えてみよう。プロキシマ b の質量放出率は理論的には太陽の質量放出率と同じくらいであるとされており (Garrffo et al., 2016)、観測とも一致している (Wargelin and Drake, 2002)。しかし、Wood et al., (2001) も見てほしい。この見積もりと、プロキシマ b の軌道長半径が 0.0485 AU であることを用いると、プロキシマ b の周辺の  $\rho_{(sw)}$  は、地球周辺の恒星風密度と比較して 400 倍近い値になるべきであることがわかる。この結果は、より詳しい数値計算の結果とおおむね一致している (Garrffo et al., 2016; Dong et al., 2017a)。高い  $\rho_{sw}$  の値ほど高い動圧となり、( $P_{sw} \propto \rho_{sw}$ ) 磁気圏界面距離の圧縮を引き起こす。

さらに、M 型矮星は一般的にとっても強い磁場によって特徴づけられる (Reiners and Basri, 2009; Morin et al., 2010; Reiners, 2012)。その磁場は太陽の表面での強さの 2 – 3 桁大きいもの ( $\sim 10^{-4} T$ )。結果として、恒星風圧力には星の磁場からの重要な成分が含まれる (Vidotto et al., 2013)。これは、 $P_{sw}$  の値を大きくし、それと式 (2) によって  $R_{mp}$  の値を小さくするように働く。一般的に、低質量星のハビタブルゾーン内に存在する惑星の  $P_{sw}$  が 2 – 3 桁大きいならば、地球と同じくらいの距離の磁気圏界面距離を生成するためには、惑星磁場  $B_p$  がオーダー 10 だけ高くなる必要がある。このようにして、十分強い磁場があれば、惑星は地球サイズの磁気圏を持つことができる (See et al., 2014)。

しかしながら、低質量星の周りを周回する惑星においては、 $B_p$  が減少すると仮定できる根拠がある。ダイナモ理論によれば、磁場の強さは惑星の自転速度 ( $\Omega_p$ ) で以下のようにスケールできると予想されている。

$$B_p \propto \Omega_p^\alpha \quad (4)$$

伝統的なダイナモモデルでは  $\alpha$  は 0.5~1 である (Grießmeier et al., 2005; López-Morales et al., 2011)。その他のダイナモシミュレーションには、対照的に、 $B_p$  は  $\Omega_p$  とは無関係であることを示唆しているものもある (Christensen, 2010)。<sup>\*6</sup> 低質量星のハビタブルゾーン内に存在する惑星の多くは、必ずしもすべてではないが、<sup>\*7</sup> 大半が同期回転惑星であるとみられており、自転周期と公転周期が主星の潮汐力のために一致している (Dole, 1964; Bolmont et al., 2011; Barnes, 2017)。この場合、自転速度は大幅に低下し、同時に磁気モーメントの低下を引き起こす (ただし、Zuluaga et al. 2013 を参照)。例えば、もし (4) 式において  $\alpha = 0.5$  であるならば、 $M_* = 0.5 M_\odot$  の恒星から 0.2 AU の距離にある惑星は  $\Omega_p \approx 0.03 \Omega_\oplus$  となり、 $B_p \approx 0.17 B_\oplus$  となることが示唆される。ここで、 $\Omega_\oplus$  と  $B_\oplus$  はそれぞれ地球の自転速度と赤道磁場である。

したがって、低質量星の周りの惑星は、恒星風の増加とおそらく弱い磁気モーメントのために、

<sup>\*6</sup> 様々なダイナモモデルを区別するためには、系外惑星磁場の測定が必要である。原理的には、これは、電波オーロラ放射、早期のトランジット入射、 $H_3^+$  放射、および系外惑星の  $Ly-\alpha$  吸収プロファイルに基づく多くの観測手段によって行うことができる (Grießmeier, 2015)。

<sup>\*7</sup> 厚い大気 (Leconte et al., 2015)、半液体の内部構造 (Makarov, 2015)、伴星 (Vinson and Hansen, 2017) の存在があると、惑星が非同期回転できる可能性がある。

---

一般的に小さな磁気圏を持つだろう。従来から、小さな惑星磁場と小さな磁気圏は恒星風に対する防御力を弱め、結果として大気散逸を促進してしまうとされている。このトピックにはセクション III.B にて再考する。しかしながら、このパラダイムは近年の理論研究によって反論されつつある。大気散逸率は磁場強度の増加によって常に減少するわけではないということが示されたのである (Dong et al., 2018c; Blackman and Tarduno, 2018; Gunell et al., 2018; Lingam, 2019)。この基本的理由は以下のように定性的に理解することができる。極冠は開いた磁力線を持つ磁極に近い領域で、開いた磁力線では、恒星風によってイオンが逃げることができる。これはイオンと電子の速度の違いに由来する両極性電場に依存する (Axford, 1968)。電子は一般的により速く動くので、電荷分離を引き起こし、電場が発生する。その電場はイオンを加速し、脱出を可能にする (Schunk and Nagy, 2009)。火星に類似した系外惑星では、 $B_p \sim 10^{-7} T$  程度の弱い双極子磁場の B の場合は極風がますます重要になってくると思われる (Sakai et al., 2018)。Lingam (2019) も参照すること。

私たちが注目する 2 つ目の側面は、地表に到達する宇宙線の量を制限する惑星磁場の影響についてだ。高いエネルギーの放射線は、複雑な生体分子の放射線分解を引き起こす可能性があるので、この側面は特に関連が深い (Dartnell, 2011; Horvath and Galante, 2012)。惑星の磁気圏シールドが (荷電粒子をそらすために) 地表に到達する放射線の量に影響を与えることはよく知られている (Griemeier et al., 2009)。しかし、より最近の研究において、磁気モーメント  $M_p$  への依存は、大気柱密度に非常に敏感であることが明らかになった (Atri et al., 2013)。例えば、地球と同じ大気柱密度を持つ惑星の場合、磁気モーメントが  $M_p = 0$  から  $M_p = 10 M_{\oplus}$  まで変わると ( $M_{\oplus}$  は地球の磁気モーメント)、放射線量は 1/6 に減少する。対照的に、大気柱密度が地球の 10 % の場合、 $M_p = 0$  から  $M_p = 10 M_{\oplus}$  までの変化に伴って、放射線量は 1/240 に減少する (Griemeier et al., 2016)。

ここで探求されていない一つの側面は、磁気圏 (と大気圏) シールドが生命のさまざまな指標の化学と存在量に与える影響だ。宇宙線は  $N_2 - O_2$  大気と反応し、窒素酸化物の形成を刺激し、オゾンの枯渇を引き起こす。オゾンは広く研究されている生命の指標である。恒星フレアの間生成された高エネルギー粒子はまた似た効果を持つことが証明されている。これについてはセクション IV.C で議論することにしよう。

## B. 大気散逸

大気散逸とは、粒子に十分なエネルギーを与えて、惑星の引力から逃げるための十分な速度を得ることを可能にするメカニズムを指す (Tian, 2015a) ほとんどの研究は中性粒子に焦点を当てる傾向にあるが、荷電粒子もまた大気から逃げるということを理解することは大切である。イオンの脱出を可能にする様々なメカニズムがあり、この主題のレビューは Lammer et al., (2008) と Brain et al., (2016) によって与えられている。

荷電粒子は一般的に、衝突から得るエネルギーに付け加えて、電場によって加速される。電場は以下のように表せる。

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p_e}{n_e e} + \eta \mathbf{J} + \dots \quad (5)$$

$\mathbf{V}$  はプラズマのバルク速度、 $\mathbf{J}$  は電流密度、 $\mathbf{B}$  は磁場を表し、 $\eta$  は抵抗率を表す。 $n_e$  は電子の数密度、 $p_e$  は電子圧である。上の式はオームの法則としてよく知られていて、ここではいくつかの項は無視されている (Freidberg, 2014; Lingam et al., 2016, 2017)。(5) 式の右辺の最初の 3 つの項は、荷電粒子を加速させ、大気からの脱出を可能にするものとして知られている。セクション II I.A で遭遇した極域からのイオン流出とは別にして、イオン脱出のメカニズムは他にもある。イオンピックアップ過程は恒星風プラズマ内に埋め込まれた電場を介して、イオンが加速することを可能にする。さらに、プラズマの不安定性と冷たい極域イオン流出にも関係するたくさんの代替メカニズムが存在する (Lammer, 2013)。原理的には、そのようなプロセスの簡略化モデルを開発して総合的な損失量を見積もることは可能だが、本文のねらいからして、そのようなアプローチは実用的ではない。

かわりに、弱い磁場を持つ惑星、もしくは磁場を持たない惑星、すなわち固有磁場が無視できる惑星の簡単なモデルを考えることはとてもためになる。私たちの太陽系では、金星がこのカテゴリに入り、火星もこのカテゴリに入るが、火星に関する状況は、地殻残留磁気によってさらに複雑なものになっている (Acuna et al., 1998)。先ほどから見てきているように、低質量星のハビタブルゾーン内の惑星にとって弱い磁場が存在することは普通のことであるだろう。恒星風との相互作用のために起こる、イオン脱出を含む非熱的脱出は、地球と同じサイズに匹敵する非磁化惑星にとってとても重要になり得る (Dong et al., 2017a; Brain et al., 2016)。

私たちのアプローチは、Zendejas et al., (2010) と Zahnle and Catling (2017) の導出を一部反映している。また、Lingam and Loeb (2018b) も参照されたし。最初に、恒星風によって運ばれてくる 1 つの陽子の運動量を  $m_p V_{sw}$  とする。対照的に、大気中の化学種 X の粒子は  $m_x V_{esc}$  の運動量増加を必要とする。 $m_x$  は粒子の質量であり、 $v_{esc}$  は以下の式で与えられる。

$$v_{esc} = \sqrt{2GM_p/R_p} = 11 \text{ km/s} (M_p/M_\oplus)^{1/2} (R_p/R_\oplus)^{-1/2}$$

この式は惑星からの重力脱出速度を表している。例えば、 $\text{CO}_2$  が支配的である大気から失われる代表的な化学種の一つである  $\text{O}_2^+$  の損失を考えることにすると、 $m_x = 32 m_p$  であることはすぐに確認できる。地球サイズの惑星の脱出速度は 10 km/s のオーダーであるが、 $V_{sw}$  は一般的に 100 km/s のオーダーであり、時には  $10^3$  km/s 程度まで達することもある。このようにして、手を動かしてみると、恒星風のプロトンの運動量は、完全に受け渡されると、X 分子を脱出させることができることがわかる。

したがって、惑星に衝突する単位時間当たりのプロトンの割合を決定すると、私たちは惑星大気からの粒子の脱出率としてこれを扱うこともできる ( $\dot{M}_p$ )。恒星質量欠損率が  $\dot{M}_*$  であり、距離  $a_p$  でのフラックスが  $\dot{M}_*/4\pi a_p^2$  であることを思い出そう。惑星の持つ断面積は  $\pi R_p^2$  である。このようにして、脱出率は以下のように表される。

$$\dot{M}_p = \frac{1}{4} \left( \frac{R_p}{a_p} \right)^2 \dot{M}_\star \quad (6)$$

実は、すべての恒星風プロトンが大気散逸に寄与するわけではない。1/4の係数は、効率係数 $\varepsilon$ で置き換えることができ、その値はオーダーが1桁低くなり得るからである。もし私たちが火星に対して $R_p = 0.53 R_\oplus$ と $a_p = 1.524$  AUを選択すると、 $\dot{M}_\odot \sim 2 \times 10^{-14} M_\odot \text{yr}^{-1}$  (Wargelin and Drake, 2002) とともに、わたしたちは $\dot{M}_p \sim 0.07$  kg/sを得るが、これは予想される $O_2^+$ の損失率の $2.6 \times 10^{24} \text{s}^{-1}$  (Dong et al., 2018a)、これは $\sim 0.14$  kg/s( $m_{O_2^+} \approx 32 m_p$ を用いた)に対応しているがその約1/2にすぎない。Dong et al., (2018b)によって行われた数値シミュレーションは、(6)式が、7つのTRAPPIST-1惑星の予想される脱出率の傾向を正確に表していることを示している。

(6)式に関し、2点言及しておく。まず、 $\dot{M}_\star$ の値は時間にしたがって変わり、星が若い時ほど $\dot{M}_\star$ は大きいので、大気散逸率もそれに従って大きくなると推定されること。次に、 $\dot{M}_\star$ が質量、半径、自転速度のような多様な恒星パラメータに依存しており、 $\dot{M}_\star$ を見積もるのは難しいということである (Cranmer and Saar, 2011)。

$0.4 < M_\star/M_\odot < 1.1$ の範囲にある恒星に対してほどよく正確に表している簡単な理論式は以下のとおりである。

$$\frac{\dot{M}_\star}{\dot{M}_\odot} = \left( \frac{R_\star}{R_\odot} \right)^2 \left( \frac{\Omega_\star}{\Omega_\odot} \right)^{1.33} \left( \frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{-3.36} \quad (7)$$

$M_\star$ 、 $R_\star$ 、 $\Omega_\star$ はそれぞれ恒星の質量、半径、自転速度である。また、式(7)は自転速度が $\Omega_\star < \Omega_c$ の場合のみに適応できるということは注意しておかなければならない。 $\Omega_c = 15 \Omega_\odot (M_\star/M_\odot)^{2.3}$ であり、 $\Omega_\odot$ は太陽の自転速度である (Johnstone et al., 2015)。式(7)がプロキシマ・ケンタウリとTRAPPIST-1を含むM型矮星に妥当かどうかについて不確かであるということに注意する。

次に、私たちは大気の質量( $M_{atm}$ )を表面の圧力( $P_s$ )を用いて以下のように書き直す。

$$M_{atm} = \frac{4\pi R_p^2 P_s}{g} \quad (8)$$

$g \sim g_\oplus (R_p/R_\oplus)^{1.7}$ は惑星の地表重力である (Valencia et al., 2006; Zeng et al., 2016)。ただし、惑星が岩石組成であり地球より大きいサイズだと仮定する。ここで、 $g_\oplus$ は地球の表面重力である。このデータがあれば、私たちは、惑星大気の減少する固有のタイムスケール( $t_p$ )を自由に計算でき、これは $t_p \sim M_{atm}/\dot{M}_p$ で与えられる。この利点は、 $t_p$ が、式(6)、(7)、(8)に基づいた基本的な物理パラメータによって完全に決定されることである。大気散逸の速度は、地質活動のためにマントルからガスが排出される速度よりも十分早いことが暗黙的に仮定されている。

もし私たちが上記の式を利用して、 $\dot{M}_\star \sim \dot{M}_\oplus$ であり基準として(しかし恣意的に) $P_s = 1 \text{ atm}$ を選択してプロキシマ bの $t_p$ を見積もると、タイムスケールはオーダー $10^8$ 年であることがわかる。この結果は、磁化されている惑星とされていない惑星の両方の惑星の詳細な電磁流体力学シミュレーションと整合している。このようなシミュレーションでは、オーダー $10^7$ から $10^9$ 年

の範囲の値が得られており、多くは  $10^8$  年のオーダーである (Donget et al., 2017a; Airapetian et al., 2017a; Garcia-Sage et al., 2017)。対照的に、TRAPPIST-1 星系では、最も内側の惑星では ( $P_s = 1 \text{ atm}$  と仮定) 大気を失うタイムスケールは  $10^8$  年であるだろうが、一方で最も外側の惑星の大気保持時間は  $10^{10}$  年である (Dong et al., 2018b)。TRAPPIST-1 の外側の惑星のタイムスケールは、プロキシマ b よりも長い。その理由は、TRAPPIST-1 の主星は小さく、非活動的であるため、恒星風が弱いと予想されるからである。

恒星風によって引き起こされる大気散逸の注目すべき他の研究には、Kislyakova et al., (2014) や Cohen et al., (2015) も含まれる。ここで理解する価値のある重要なポイントは、太陽型星 (G 型主系列星) のハビタブルゾーン内の惑星は、イオン脱出の過程によって、10 億年、もしくは 10 億年未満のタイムスケールでは惑星内の大気を完全に失うことはなさそうであるということだ (Seki et al., 2001; Dong et al., 2017b)。重くない大気を持つ惑星にのみ先ほどのタイムスケールが適応できる、ということを読者の方々には注意してもらいたい。もし惑星が厚い大気 (TRAPPIST-1 星系ならそれが可能だろう) をもっているとすると、それに応じてタイムスケールも大きくなる。それは  $t_p \sim M_{atm}/\dot{M}_p$  であるためである。

これまで、(6) 式を導出する際に磁場を持っていない惑星について議論することを扱ってきた。磁場を持っている惑星ということになると、同じような式の表現をするのは難しく、不確定要素に左右される。Blackman and Tarduno (2018) によると、(6) 式の類似式として、磁場を持っている惑星は  $\dot{M}_p^{(mag)} = Q\dot{M}_p$  であり、追加因子  $Q$  は以下のように定義される。

$$Q \sim 7.1 \left( \frac{\chi}{0.1} \right) \left( \frac{R_{mp}/R_p}{10} \right)^2 \quad (9)$$

ここで、 $\chi$  は惑星近傍の恒星風速度に対する磁気リコネクションに伴う速度の比に比例したパラメータである。しかしながら、この表現は数値シミュレーション上ではまだ正当化されていないことに注意してほしい。上式によれば、 $\chi \sim 0.1$  であるとする、 $R_{mp} \geq 3.75 R_p$  の時、 $Q > 1$  となる。したがって、このような条件を満たす磁場を持つ惑星では、脱出率は磁場のない惑星の脱出率を超える可能性がある。

上記の式から導き出せる一般的な結論は、低質量星のハビタブルゾーン内の惑星はしばしば、いつもそうだというわけではないが、10 億年未満のタイムスケールで大気を失う傾向にあるということだ。最低では  $10^7$  年で失う場合もある。地球では、生命の起源 (生合成) にかかるタイムスケールは最大 8 億年であり (Pearce et al., 2018)、知性を持つ者、すなわち、ホモ・サピエンスの出現には 45 億年を要した。厳密に言えば、地球のみからの単独のデータでは、私たちは他の惑星でどのくらいのタイムスケールで生合成が起こるのかについては少しもわからないのだ (Spiegel and Turner, 2012)。この重要な警告があるにもかかわらず、研究の多くは対応するタイムスケールは他の惑星でも同じだと想定している。

この過程を扱う場合、M 型矮星のハビタブルゾーン内にあり、地表の圧力が地球と変わらない地球サイズの惑星は、生命の進化に十分な時間がない可能性が高いといえる。もちろん、大気散逸のタイムスケールは  $P_s$  にほぼ線形に依存しているため (Dong et al., 2017a)、地球より厚い大気を

---

持つ惑星はその大気量に比例して、長い時間大気を保持するだろう。 $T_p$  が  $T_{hz}$ 、すなわち、ハビタブルゾーンの継続時間よりも非常に小さい場合、 $T_p$  が生命の進化が起こりうる制限時間の上限として働く。 $M_*$  の関数としての  $T_{hz}$  の表現は Rushby et al., (2013) と Lingam and Loeb (2019a) 内にみられる。大気存在は、水の状態図からみて、液体の水を保持するのに必要不可欠であるという事実のためである。

$T_p$  が  $10^8$  年のオーダーであり、 $T_p < T_{hz}$  と仮定しよう。これは別の潜在的な問題を引き起こす。生物進化のためのタイムスケールが短くなるので、生物多様性はそれに応じて減少するだろう。地球の生物多様性（種類の総数）は時間とともに指数関数的に増加したとするいくつかの根拠がある (Russell, 1983)。このアプローチを用いて、Lingam and Loeb (2017a) は、M 型矮星のハビタブルゾーン内の惑星は、現在の地球の  $10^{12}$  よりも桁違いに低い種数のピークを持ち (Locey and Lennon, 2016)、とりわけ、 $M_* \leq 0.2 M_\odot$  の M 型矮星は多様な生物圏を持ちそうもないということ提案した。最後に、私たちは大気の浸食が最終的に大気柱密度の低下をもたらすということを見てきたが、この結果は問題を引き起こす。なぜなら、セクション II.A で述べたように、より多くの宇宙線が地表に届くことが有害な放射線レベルを引き上げる結果になるからである。

### III. 恒星電磁放射

生存可能性を制御する数多くの恒星の要因のうち、おそらくもっとも注目されてきているのは恒星から放出される電磁放射の役割だ。これは幅広いトピックを持つため、私たちは最近の発展についてのみ集中していくことにしよう。電磁放射によって生存可能性へプラスマイナスのような影響がでるのかを表 1 に示す。また、本論文で取り上げる低質量星の周りをまわる地球アナログが受ける主要な 2 種の UV (紫外線) フラックスを  $M_*$  の関数として図 1 に描いた。「地球アナログ (Earth-analogs)」という単語を使うときは十分注意しなければならない。ここでは地球と同じ有効温度、アルベド、大気圧、半径などの基本的物理パラメータを持った岩石惑星を指す。

#### A. 海洋の蒸発と酸素の誕生

EUV 光子が大気散逸を促進することができるということは長い間知られてきた (Lammer, 2013)。惑星近傍の EUV 光子のエネルギーフラックスを  $F_{EUV}$  と表し、そのような光子が遮られる面積を大まかに  $\pi R_p^2$  としよう。もしそのような光子が粒子に脱出速度  $v_{esc} = \sqrt{2GM_p/R_p}$  を与えることが可能であるとすると、私たちは  $(1/2)\dot{M}_p v_{esc}^2 \sim \pi F_{EUV} R_p^2$  の式を得る。この関係から、さらに以下の式を得る。

$$\dot{M}_p = \frac{\eta_{EUV}}{K_{eff}} \frac{\pi R_p^3 F_{EUV}}{GM_p} \quad (10)$$

$\eta_{EUV}$  は加熱効率係数で、 $K_{eff}$  は恒星の潮汐力の影響を考慮するためのオーダー 1 のパラメータである (Erkaev et al., 2007)。上記の表現では、私たちは EUV フラックスを、X 線からの寄与を含む XUV フラックス (0.6-120 nm) で置き換えることもまたできる (Ribas et al., 2016)。この公式はエネルギーバランスの仮定に基づいて導いたが、ほかのレジームも考えられる (Owen, 2019)。例えば、光子数の制限 (エネルギーの制限ではなく) が大気散逸率を制御することもあり得る (Owen and Alvarez, 2016)。

すべての星は前主系列を経験する (PMS) が、その間光度は、水素の核融合ではなくほとんど重力収縮によって光度が保たれている (McKee and Ostriker, 2007)。この前主系列段階の重要なところは、特に低質量星で、前主系列にある恒星の光度は、恒星が主系列に入った場合の光度と比べて 2 桁高い可能性があるということである (Barae et al., 2002)。さらに言うと、太陽のような大きさの恒星では前主系列段階は普通 1 億年も続かないが、とても質量の小さい恒星の場合、( $M_* \leq 0.1 M_\odot$ ) 前主系列段階は数十億年続く (Ramirez and Kaltenegger, 2014)。これらの事実から、前主系列段階による総合的な影響は以下のとおりであるといえる。ハビタブルゾーン内にあるはずの低質量星の周りの惑星が、主星の光度が高いうちは、ハビタブルゾーン内にはないということである。言い換えると、これらの惑星は暴走温室効果のしきい値を超え、それによって多量の水の損失を引き起こす (Ramirez and Kaltenegger, 2014; Luger and Barnes, 2015; Bolmont et al., 2017; Tian et al., 2018)。

基本的に考えられていることは、温室効果を介した大気中の水蒸気が光分解を受けて水素と酸素



表 1 電磁放射によって引き起こされる可能性のある正負の生物学的結果。XUV ( 0.6-120 nm), UV-C ( 200-280 nm), UV-Bio ( 200-400 nm), PAR ( 400-750 nm)。「高い」、「低い」とは、M 型矮星の周りをまわる地球類似星が受け取るエネルギーフラックス (波長域に対応した) の地球との相対値について述べている。最初の 5 つの行はポジティブな影響、最後の 3 つの行はネガティブな影響を表している。

放射線	影響	M 型矮星系外惑星
XUV	水の光分解により水惑星を陸水惑星に変える	高い
XUV	水の光分解により複雑な生命をもたらす酸素大気を作る	高い
UV-C	前生命化学過程のための生化学的材料物質の形成	低い
UV-Bio	進化的革新と種分化の選択的促進作用	低い
PAR	光合成を可能にする	低い
XUV	水の光分解により完全に陸水惑星を乾燥させる	高い
UV-Bio	DNA を傷つける	低い
UV-Bio	光合成の抑制	低い

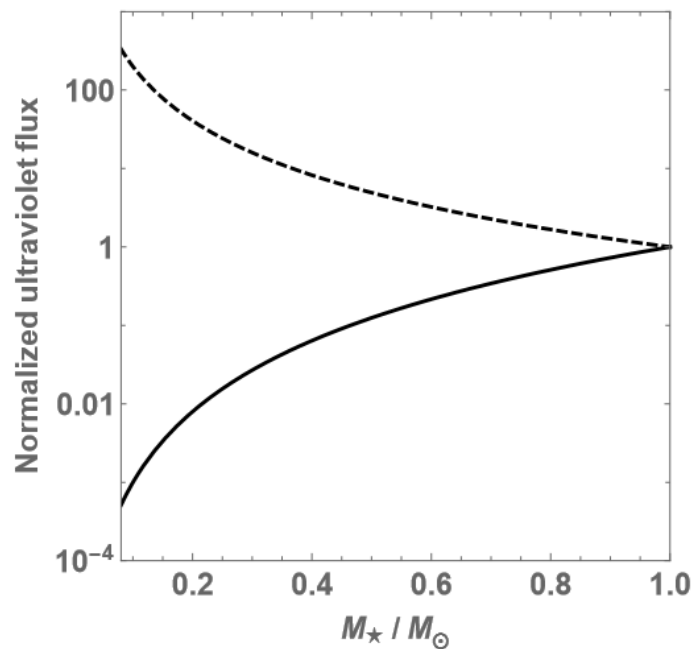


図 1 低質量星の周りの地球アナログが受け取る紫外線フラックス。恒星の質量  $M_*$  (太陽質量  $M_\odot$  単位とする) の関数として地球の値で規格化した。実線は生理活性の紫外線 (~200-400 nm) を示し、破線は Ly  $\alpha$  放射線のフラックスを示す。前者は生命の起源に影響を与えるもので、進化的革新と種分化を引き起こし、DNA ヘダメージを与え、光合成を抑制する。後者は  $H_2O$  や  $CO_2$  のような分子の光分解に重要な役割を果たすと考えられており、水を減少させ  $O_2$  の大気を作ることを可能にする。スケール関係式は Lingam and Loeb (2018c) から採用した。

になるということだ。水素はとても軽く、大気散逸の影響をより受けやすい。 $\dot{M}_p$  は化学元素の種類の重さに反比例するという点については、式 (10) の  $\dot{M}_p$  を kg/yr から moles/yr に変換することで証明できる。したがって、水素が宇宙に逃げてしまい、大量の酸素の大気が残るだろう。実際は、この状況はとても複雑で、EUV か XUV フラックス ( $F_{XUV}$ )、惑星質量 ( $M_p$ )、水の総量などの要因に依存する (Tian, 2015b)。大気中の酸素が作られる割合 ( $P_{O_2}$ ) は分析的に Luger and Barnes (2015) によって見積もられ、以下のような式で表されている。

$$\dot{P}_{O_2} \sim 0.138 \text{bars/Myr} \left( \frac{F_{XUV}}{F_{\oplus}} \right) \left( \frac{R}{R_{\oplus}} \right)^{-1} \left( \frac{\eta_{XUV}}{0.30} \right) \quad (11)$$

$\eta_{XUV}$  は XUV の吸収効率を示す。Myr  $\equiv 10^6$  年、 $F_{\oplus} \approx 4.6 \times 10^{-3} \text{Jm}^{-2}\text{s}^{-1}$  は地球へ届く XUV フラックスである。この結果は、岩石惑星の質量と半径の関係  $M_p \propto R_p^{3.7}$  を使って  $R_p$  の観点から書き直すことができる (Zeng et al., 2016)。しかしながら、 $F_{XUV}$  が一定値を超えると、酸素は水素に「引きずられ」(強い流体力学的流れが発生するため)、脱出しやすくなる。その値は以下のように表される。

$$F_c \sim 0.18 \text{Jm}^{-2}\text{s}^{-1} \left( \frac{M_p}{M_{\oplus}} \right)^2 \left( \frac{R_p}{R_{\oplus}} \right)^{-3} \left( \frac{\eta_{XUV}}{0.30} \right)^{-1} \quad (12)$$

したがって、 $F_{XUV} \geq F_c$  となると、大気の酸素生成率は飽和状態となり、 $F_{XUV}$  には依存しなくなる (Luger and Barnes, 2015)。 $F_{XUV} \geq F_c$  となった場合の  $P_{O_2}$  の対応する値は以下のように表せる。

$$\dot{P}_{O_2} \sim 5.35 \text{bar/Myr} \left( \frac{M_p}{M_{\oplus}} \right)^2 \left( \frac{R_p}{R_{\oplus}} \right)^{-4} \quad (13)$$

上に示すように、地球型惑星における  $M_p$  は質量と半径の関係を使うことで除去できる。比較すると、光合成によって間接的に地球大気に寄与した酸素の割合は (土壌有機物を含む) 0.06 bars/Myr である (Holland, 2002)。もし (11) 式もしくは (13) 式が地球のような惑星の大気酸素のシンクを超えると、大気中で酸素が作られ、オゾン層が形成される (Catling and Kasting, 2017a)。

XUV 放射による水と二酸化炭素の光分解が原因で起こる、大気中の非生物由来の酸素とオゾンの生産に関するたくさんの実験が行われてきた。(Segura et al., 2007; Wordsworth and Pierrehumbert, 2013, 2014; Tian et al., 2014; Harman et al., 2015; Narita et al., 2015; Gao et al., 2015)。その結果によれば、系外惑星の大気中での高いレベルの酸素、オゾンの検出は、実際は生命活動によって作られたものではないにもかかわらず、それを生命の痕跡の発見だとしてしまうような、“偽陽性”を示してしまう可能性がある。非生物起源の酸素を生命起源の酸素と区別するいくつかの方法が提案されている (Meadows, 2017; Meadows et al., 2018b)。

UV が水を光分解することによる正味の影響は海洋の減少をもたらすため、このことは生存可能性について重要なファクターになってくる。なぜなら、液体の水は生命にとっての必要条件であるためである。この点についてさらに議論する前に、プロキシマ b と TRAPPIST-1 の惑星からの水の損失に関するいくつかの研究に言及しておきたい。プロキシマ b の場合では、現在までに

---

$< 1M_{OC,\oplus}$  の水を失ったと予測されている (Ribas et al., 2016)。ここで、 $M_{OC,\oplus} \sim 1.4 \times 10^{21} \text{ kg}$  は現在の地球の海洋質量である。しかしながら、大気に  $\sim 100 \text{ bar}$  の酸素が残される可能性はある。TRAPPIST-1 の惑星の場合では、最も内側の 2 つの惑星は (TRAPPIST-1b と TRAPPIST-1c)  $15M_{OC,\oplus}$  ぐらいの量を損失していると思われる (Bolmont et al., 2017)。しかし、この値は外側の惑星になると  $1M_{OC,\oplus}$  より小さい値まで低下する (Bourrier et al., 2017)。

地球独特の特徴の一つは、陸で覆われた表面の割合 (0.3) が海で覆われた割合 (0.7) と同程度であることである。しかしながら、多くの場合、特に低質量星の周りでは、私たちは 2 つの可能なシナリオのうち一方が起こると考えられる。最初に、水の初期獲得量はさまざまであり得る (Raymond et al., 2007; Mulders et al., 2015b; Raymond and Izidoro, 2017)。それは地球型惑星の形成期における水の供給に関わる物理メカニズム (O'Brien et al., 2018) に依存しているものである。したがって、地球よりはるかに多くの水を貯蔵した世界がたくさん存在するだろう。TRAPPIST-1 星系の惑星はまさにその好例となりえ、地球より 2 桁も大きな量の水を蓄えている可能性がある (Grimm et al., 2018; Unterborn et al., 2018a,b; Dorn et al., 2018)。そのような世界の表面は海洋のみから成り、それによって完全に陸塊を欠いていると予想されているが、観測 (Rogers, 2015; Wolfgang and Lopez, 2015; Chen and Kipping, 2017; Jin and Mordasini, 2018; Lozovsky et al., 2018) と理論 (Alibert and Benz, 2017; Simpson, 2017) 両方の研究によるとそれらはかなり一般的であり得る。そのような「水の世界」の生存可能性については過去数年間の間の多くの研究の主題になっている。

一方、前述のとおり、低質量星の長い前主系列段階の間に放射される XUV は海数個分に相当する水の枯渇にとっても効果的だ。さらに、深部の水循環は水を海から下層のマントルへ運ぶ (Hirschmann, 2006)。マントルの水の貯蔵量は、地球上では海による水の貯蔵を 1 桁超える可能性がある (Korenaga, 2008; Ni et al., 2017)。多くの場合、初期にほどほどの水のある世界は、結局乾燥し、砂の惑星となってしまう可能性がある (Abe et al., 2011; Zsom et al., 2013)。対照的に、水が豊富にある世界では、XUV 放射線が過剰にある水を取り除き、地表に大陸を出現させるといったポジティブな役割を果たす。これらの議論に従って、私たちは低質量星のハビタブルゾーン内にある惑星について以下の 2 つの特徴を予測した。(a) 地球のような水の貯蔵量を持つ世界はまれである。(b) 水の貯蔵量は双峰型の分布で記述される (水の惑星、もしくは砂の惑星)。どちらの要点も、Tian and Ida (2015) が行った数値シミュレーションに調和しているように思える。関連する太陽型恒星の分析は Zain et al., (2018) を参照されたし。

この側面は、以下の理由で生存可能性に大きな問題を提起する。もし惑星がほとんど陸地に囲まれているならば、水の入手可能性が問題となり、結果として生じる乾燥した環境には低いバイオマス密度が予想されている (Hadley and Szarek, 1981)。一方で、もし惑星の表面が専ら海であるならば、海洋の生物生産の最終的な制限栄養素として広く認められているリンのような生物必須元素の入手可能性が問題になる。なぜなら、それらは主に大陸風化によって川や大気を介して運ばれるものであるからだ (Paytan and McLaughlin, 2007)。このことは、海がアルカリ性であり、海底で水と岩の相互作用がある場合を仮定すると、大陸がないと溶存リンの流入量が数桁低下することを示唆している (Lingam and Loeb, 2019b, 2018d)。

---

近年の表面水の割合 ( $f_w$ ) の分析によると、 $0.3 < f_w < 0.9$  が主要な進化的イベントである大気中の酸素の蓄積に最適である (Lingam and Loeb, 2019c)。ハビタブルゾーン内にある地球サイズの惑星で、水の貯蔵量が上の式を満たす割合はおそらくとても小さい ( $\leq 1\%$ ) ので (これに関しては Tian and Ida (2015) と Lingam and Loeb (2019c) を参照されたし)、大陸と海を併せ持っている地球サイズの惑星はあまり一般的ではないということが妥当であると思われる。

## B. 生命の起源

どのようにして、どこで生命が誕生したのかについての問題は、科学のもっとも奥深く永久的な謎である。読者は、この問題に関する近年の全体像を知るのに、McCollom (2013)、Luisi (2016)、Sutherland (2016) を見てほしい。一般的に現在では、生命は遺伝子情報の保存と伝達にデオキシリボ核酸 (DNA) を用いるが、一方でたんぱく質は、ほかのいくつかの機能のうち、触媒の役割を果たしている。1980年代に、リボ核酸 (RNA) が情報を伝達すると同時に、触媒作用を促進することが発見された。これは、1960年代に最初に提案された、地球上の生命は自己複製する RNA 分子から始まるという考えに弾みをつけた。この仮説はその後、RNA ワールド (Gilbert, 1986) として知られるようになり、過去 10 年間で急速な進歩が見られてきている (Joyce, 2002; Orgel, 2004; Neveu et al., 2013; Higgs and Lehman, 2015)。

さらに述べていく前に、RNA ワールドは生命の起源 (非生物からの生命の誕生) の唯一の仮説ではないことを理解することは重要である。多くのモデルは、RNA のような複製子が進化する前に、自己持続的な代謝ネットワークが発生することを提案してきた (Wächtershäuser, 2007; Ruiz-Mirazo et al., 2014; Goldford and Segré, 2018)。生命の起源となった地球化学的環境も数多くの調査の対象となっている (Stüeken et al., 2013; Kitadai and Maruyama, 2018)。生命は、潮だまり (Romer, 1933; Lathe, 2004)、山間谷 (Benner et al., 2012)、温泉、間欠泉 (Mulkidjanian et al., 2012) のような陸上ベースの環境で発生したとする多くの仮説が提唱されている。対照的に、最も有名な仮説の一つとして、生命は海底のアルカリ熱水噴出孔から誕生したとする説がある (Martin et al., 2008; Sojo et al., 2016)。

大雑把に言えば、高分子には 3 つのクラスがあり (炭水化物は別にして)、それらの高分子は「私たちが知っている生命」にとって必須である。1 つ目は核酸である (DNA と RNA)。それらは遺伝情報の保存に役立つ。2 つ目はタンパク質である。これらは、生物化学的反応の酵素として働き、また細胞構造の維持と細胞の信号発信を可能にするという重要な役割も持っている。3 つ目は脂質である。これは細胞膜に不可欠であり、エネルギーの貯蓄を促進する。核酸の構成単位はヌクレオチドである。例えば、RNA はリボヌクレオチドの重合によって合成される。一方でタンパク質はアミノ酸のポリマーである。1960年代と 1970年代以来、紫外線がアミノ酸などの前生物的合成物の合成を可能にしたことが認められている (Sagan and Khare, 1971)。紫外線放射の重要性がより詳細に推定できるようになったのは、以下に紹介するように、過去 10 年以内のことである (Sutherland, 2017)。

- 紫外線が RNA のような分子に選択的な利点を与えることを示している研究がある (Gustavsson et al., 2010; Šponer et al., 2016)。これらの重合を可能にする重要な役割を果たすことが示唆されている (Dibrova et al., 2012)。
- いくつかの実験室実験は、生物起源論に関する限り、本質的に行き止まりを示す複雑な有機混合物（「タール」）を形成する傾向を示している。この問題は「アスファルト問題」として知られているが、潜在的に紫外線放射が重要な役割を果たすある種の地球科学的環境では、これは回避される可能性がある (Benner et al., 2012)。
- 特に、系統だった人の手の介在がなく、初期の地球を模擬した環境下では、生体分子の構成要素の合成はとても難しい。驚くべきことに、近年、紫外線に頼るいくつかの注目すべき大発見がなされている。合成された有機化合物には以下のものが含まれる。(I) リボ核酸などの RNA 化合物 (Powner et al., 2009; Islam and Powner, 2017) (II) 単純な糖関連分子 (Ritson and Sutherland, 2012, 2013; Todd et al., 2018) (III) 核酸、アミノ酸、脂質、炭水化物の前駆体。これらはシアン化水素のようなありそうな材料分子を含む互いに結び付いた反応経路からもたらされる (Patel et al., 2015; Xu et al., 2018) (IV) 代謝で重要な役割を果たす鉄硫黄クラスター (Bono et al., 2017)。
- RNA ヌクレオチドは、紫外線光子の照射に対して安定している。これは RNA ヌクレオチドが初期地球の高紫外線環境に由来することを論ずるために使われている (Rios and Tor, 2013; Beckstead et al., 2016; Ranjan and Sassselov, 2016)。

したがって、まとめると、惑星表面の生命の起源において UV 光が重要な役割を果たしたという説得力のある、しかし必ずしも決定的なわけではない証拠がある。

このことは、私たちにどのハビタブルゾーン内の惑星が高いフラックスの静穏気（すなわち、バックグラウンド）の紫外線放射を受け取るのか、という問いを投げかけている。M 型矮星中のハビタブルゾーン内の惑星は、初期地球と比較して 100 倍-1000 倍低い値の生理活性の紫外線フラックス（200 ~ 400nm）を受け取ることをいくつかの研究が示している (Rugheimer, Segura et al., 2015; Ranjan, Wordsworth, and Sassselov, 2017)。これに関しては Buccino, Lemarchand, Mauas (2007) も参照されたし。地表に届く紫外線は大気組成や柱密度のような多くの惑星の特徴に依存しているということを理解することは重要である。生理活性の紫外線フラックスは恒星の特徴に依存するため、恒星の周りの惑星が前生命化学のために十分な紫外線を受け取る領域（UV ゾーン）は古典的なハビタブルゾーンといつも重なるわけではない。

この問題は Guo et al., (2010) によって調査され、 $T_{eff} < 4600\text{K}$  の時、UV ゾーンは HZ より内側になると結論付けられた。より最近の分析では、RNA、タンパク質、脂質の前駆体の合成の前生物的経路に基づいて (Patel et al., 2015; Xu et al., 2018)、 $T_{eff} < 4400\text{K}$  の恒星ではこれらの構成物質の形成は起こりそうにないことがわかった。ただし、恒星フレアの潜在的な影響（セクションを参照）を無視した場合である。恒星の質量のおおまかな指標として役に立つ恒星の温度に付け加えて、金属量、すなわち、H、He 以外の元素の存在量も UV ゾーン的位置とハビタブルゾーンとの重なりに影響を与えうる (Oishi and Kamaya, 2016)。

これらの研究が UV ゾーンとハビタブルゾーンの空間的な重なりを取り扱っている一方で、前生物的な反応率もまた生理活性の UV フラックスに依存することを留意しなければならない (Ranjan et al., 2017)。したがって、M 型矮星のハビタブルゾーン内にある惑星は前生命的な化学進化により長いタイムスケールを必要とし得るかもしれない。この事実は Lingam and Loeb (2018c) によって、前生命的な化学進化のタイムスケールが以下のように示されている。

$$t_A \sim t_{A,\oplus} \left( \frac{M_\star}{M_\oplus} \right)^{-\kappa} \quad (14)$$

$M_\star \leq M_\odot$  の場合  $\kappa \sim 3$ 、 $M_\star \geq M_\odot$  の場合  $\kappa \sim 1$  であり、 $t_{A,\oplus}$  は地球に生命が誕生するまでにかかった時間であり、確かな上限は 8 億年である。M 型矮星の周りの地球類似惑星 (earth-analog) がより急速に大気を失うと予想される事実と相まって、 $M_\star \leq 0.4 M_\odot$  の星は比較的生物圏を持ちにくいことが示唆されている (Lingam and Loeb, 2019a)。

### C. 複雑な生命の進化

特に紫外線と可視域の恒星放射が生物進化の軌跡にどのように影響するかを簡単に説明する。

#### 1. UV 放射による生物学的ダメージ

特に  $180 < \lambda < 300 \text{ nm}$  の紫外線放射は、光合成を抑制し、DNA とほかの生体分子にダメージを与えることが知られている (Voet et al., 1963; Sagan, 1973; Teramura and Sullivan, 1994; Cadet et al., 2005)。しかし一方で、紫外線放射は潜在的に自然選択をもたらす作用の一つとして機能し、進化的革新と種分化の推進力として働く可能性があることは理解しなければならない (Sagan, 1973; Rothschild, 1999; Evans and Gaston, 2005)。

このトピックは多くの調査の対象となってきたため、私たちは 2 つの最近の例のみ説明をする。この議論を始める前に、私たちはたくさんの環境が紫外線放射の影響によるダメージから有機物を効果的に守るということに注意をしておく。その環境とは例えば、土壌層、海 (Cleaves and Miller, 1998)、大気中のヘイズ (Arney et al., 2016)、ほかの遮蔽化合物 (Cockell and Knowland, 1999) である。別の可能性は、一連の広い微生物に示されているような複雑な進化適合が、高いレベルの紫外線放射から有機物を守るかもしれないということである (Gao and Garcia-Pichel, 2011; Gabani and Singh, 2013; Pacelli et al., 2017; Jung et al., 2017)。

生物学的有効放射強度 (BEI) がさまざまな星の周りの地球類似惑星に対して Rugheimer et al., (2015a) により計算された。BEI は表面の紫外線フラックスと DNA 作用スペクトルの積として予想される。後者は異なる波長の DNA 損壊の程度を定量化する。2 つの広い結論がすぐに導き出せる。第一に、非常に低質量な星 ( $M_\star \leq 0.1 M_\odot$ ) の BEI は、同じ時代の地球より少なくとも 100 倍は小さくなる。第二に、驚くべきことではないが、オゾン層の存在は、BEI の決定に重

---

要な役割を果たす。たとえば、39 億年前の地球は、現在の値の 600 倍の BEI だったと見積もられている。

同様の研究が O' Malley-James and Kaltenegger (2017) によって行われ、BEI に影響を与える他の 2 つのパラメータは、恒星活動と、オゾン層の存在（または欠如）を含む大気圧であると結論付けた。大気が部分的に侵食された、より活動的な星の周りの惑星は、表面で高い紫外線量を受けられる可能性が高いことがわかった。希薄大気の問題は特に関連性がある。これまでに見たように、恒星風と紫外線は大気の散逸と侵食を引き起こす可能性があるからである。ただし、最悪のシナリオでも、進化的適応と生態学的ニッチの組み合わせによって理論的には生命を維持できることがわかった (O'Malley-James and Kaltenegger, 2019)。

## 2. 光合成

地球上では、ほとんどの生物は直接的、もしくは間接的に、光合成に依存している。通常、光合成独立栄養生物（光合成生物）によって利用される放射線は 400 nm から 700 nm の波長であり (Hohmann-Marriott and Blankenship, 2011)、光合成有効放射 (PAR) の名で通っている。もし私たちが恒星スペクトルを黒体放射だと仮定すると、ウィーンの変異則は

$$\lambda_{max} T_{eff} = 2.9 \times 10^{-3} m \cdot K \quad (15)$$

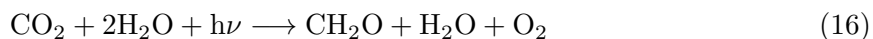
を示唆しており、ここで、 $\lambda_{max}$  は黒体スペクトルのピークの波長である。 $T_{eff}$  に太陽の温度 5778 K を選ぶと、 $\lambda_{max}$  は 500 nm 程度になる。これは PAR の範囲のほぼ中間に位置する。定性的には、光合成生物は彼らが有機物を合成するために集める光子を最大限に利用するために進化してきていると思われるので、道理にかなっている (Kiang et al., 2007a)。

他の星、特に赤色矮星の PAR 範囲の見積もりは、主星のスペクトル特性、大気組成、光合成を可能にする色などに依存しているため、非常に困難である (Kiang et al., 2007a; Bains et al., 2014)。地球上に存在する植物の中で最も顕著な特徴の一つは「レッドエッジ」すなわち、~700 nm で反射率がほぼ 1 桁増加することである。レッドエッジの重要性は、それが将来の望遠鏡で検出できる生きている生命の痕跡を表すという事実由来する (Seager et al., 2005; Kaltenegger, 2017)。前述の問題のため、赤色矮星でレッドエッジに相当する波長を予測するのは簡単ではない。しかしながら、エッジが約 1.1  $\mu$ m の近赤外波長にシフトすることはあり得る (Kiang et al., 2007b)。ただし、Takizawa et al., (2017) も参照すること。ほかの光合成の痕跡の検出には、直線偏光スペクトル (Sparks et al., 2009; Berdyugina et al., 2016) と角度依存反射率 (Doughty and Wolf, 2010) におけるはっきりとした特徴も含まれる。

もし私たちの注目を地球と同じ PAR に制限すると、私たちは潜在的な問題に直面する。低質量の星は主に赤外線放射する傾向があるので、PAR 範囲の光子の利用可能性は減少すると思われる。これは、赤色矮星の周りの惑星での光合成が実現可能かどうかという問題を提起する。地球上で起こる光合成のほとんどは酸素の生成を引き起こす (Fischer et al., 2016)。多くの研究はこの特有

---

な過程についての研究である。下に示す単純化された反応は、酸素発生型光合成による有機物と酸素の形成を示している。



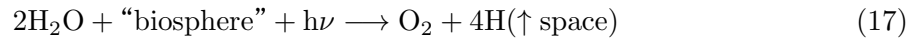
Gale と Wandel (2017) は、主星のほうを向いている面（同期回転を想定）は適度な光子フラックスを補填する連続的な照射を受けるであろうことを主たる理由として、PAR での酸素の光合成は低質量の星の周りの惑星で実現可能であると主張した。プロキシマ b の詳細な光合成に関する予想が Ritchie et al., (2018) によって行われた。PAR 範囲の光子フラックスは地球のわずか 3% であるにもかかわらず、光子フラックスは光合成を介した有機化合物の合成率は地球で ~17% と見積もられている。しかしながら、彼らの分析の中では、このプロセスは最低限の競争的な優位性しか与えないので、酸素光合成は赤色矮星の周りの惑星では進化しないかもしれないとも主張されていた。Lehmer et al., (2018) は赤色矮星の周りの系外惑星で光子が地球のような生物圏を作るのに十分利用可能かどうかを調べ、赤色矮星を回る系外惑星の多くはそのようなことはできないことを発見した。Lingam and Loeb (2019d) を参照されたし。特に、もし PAR の最上限の波長が 750 nm に設定されたとして、TRAPPIST-1 のハビタブルゾーン内のどの惑星も地球のような生物圏を維持することはできないように見える。PAR フラックスのせいで制限された、相対的に疎な生物圏では、酸素シグナルが弱く、簡単に見つけることができないという追加の不利条件もある。

### 3. 酸素と複雑な生命

他の世界においても複雑な生命の発達に関しては、大気中の酸素の生成がその律速段階を構成したと結論づける十分な根拠が存在する (Knoll, 1985; O'Malley and Powell, 2016; Judson, 2017)。しかしながら、複雑な生命のための地球に似た環境・状況と進化の軌跡はすべての世界に広がっている必要はないこともまた認識されている。オゾン層の発達と、嫌気性代謝と比較して 1 桁多いエネルギーを放出する好気性代謝は、酸素の増加によって引き起こされた重大な変化の 2 つの例である。地質学的時間に応じて地球の大気中の酸素レベルは変動するが、酸素のレベルは非常に小さい値から、現在の大気中のレベル (PAL) のおおよそ 1% までおおよそ 24 億年前に増加したとする説得力のある証拠がある (Gumsley et al., 2017; Knoll and Nowak, 2017)。大酸化イベント (GOE) として知られる酸素の増加を説明するために、たくさんの異なるメカニズムについて研究が進められており、例えば火山活動の変化や大陸の酸化状態の変化などが提唱されている (Kasting, 2013; Lyons et al., 2014)。

私たちが焦点を当てている GOE の主要な仮説の一つは紫外線による光分解を介する大気中の酸素の生成に関係している (Catling et al., 2001; Catling and Kasting, 2017b)。有機物は (16) 式によって酸素の光合成から作られる、そしてこの有機物は後に微生物によって分解され、メタン ( $\text{CH}_4$ ) を放出する。メタンは紫外線による光解離を受け H を宇宙空間に放出し、炭素が酸素と結びついて二酸化炭素を作る。正味の反応は以下のように表せる。





重要な点は、この反応は非生物学的な水の光分解を表していないということである、なぜなら生物圏の触媒作用が必要であるためである。付け加えて、私たちがセクション III.A で見たように、特に低質量星の周りをまわる惑星では、酸素が紫外線による光分解によって生成される非生物経路がいくつかある。このようなメカニズムは、酸素の発生速度が生物要因の酸素の発生速度よりも早くなることを可能にする。

したがって、(17) 式を介して酸素レベルがある一定の値まで（例えば 1%PAL）達するのに必要な時間は、適切な波長で高い紫外線フラックスを受け取る惑星ではより短くなると考えられる。重要な M 型矮星の特徴は、彩層と遷移層で紫外線の放出が高まるので、遠紫外（117-175 nm）フラックスの近紫外（175-320 nm）フラックスに対する比が太陽の 1000 倍にもなるということである。地球に似た惑星の水とメタンの光分解の大部分を担う Ly $\alpha$  フラックス ( $\phi_L$ ) は、べき乗則の形を用いて  $\phi_L \propto M_\star^\zeta$  と表せる。  $M_\star \lesssim M_\odot$  の時  $\zeta \sim -2.3$  であり、  $M_\star \gtrsim M_\odot$  の時  $\zeta \sim 3.3$  である (Lingam and Loeb, 2018c)。黒体放射の大部分が UV 領域で放出されるため、太陽より重い恒星のフラックスは高くなることに注意すること。

したがって、太陽質量程度の星と比べて太陽よりも重い星は豊富ではないのだが、もし酸化時間 ( $t_{o_2}$ ) が  $\phi_L$  に反比例する場合、嫌気性微生物からの好気性生命への複雑な進化にかかる時間は、太陽よりも重い星の周りをまわる地球類似惑星では短くなる。

## IV. 恒星フレア

恒星フレアは、電磁放射、プラズマ、エネルギー粒子などのさまざまな形でエネルギーを放出する恒星表面の爆発的な現象である (Benz, 2017)。このエネルギー放出の裏にある主要な原動力は磁気リコネクションであると信じられている (Priest and Forbes, 2002)。それは磁力線の破壊と再結合を通じて磁気トポロジーが変化するものであり、その結果、磁気エネルギーからほかの形態のエネルギーへの急速な転換がもたらされる (Biskamp, 2000)。伝統的な磁気リコネクションモデルでは、最初は 1950 年代に発展したものであり、観測ではサポートできない長いタイムスケールにわたってエネルギーを放出するという結果になったのだが、後のこの分野の発展により、この問題の解決に関して多くの進歩があった (Priest, 2014; Shibata and Magara, 2011; Comisso et al., 2016)。

現代史で記録された最も大きなフレアは  $\sim 10^{25}$  J のエネルギーである。記録された中で最も大きなものは、1859 年に起きたキャリントンイベントであり (Carrington, 1859)、トータルでおよそ  $5 \times 10^{25}$  J のエネルギーを放出した。 (Cliver and Dietrich, 2013) しかしながら、 $10^{26}$  J 以上のエネルギーの、スーパーフレアとして知られているようなフレアが、理論的、観測的な理由から十分考えられるということを理解するのは重要である。ケプラーミッションによりスーパーフレアの統計に関する豊富な観測データが記録されてきた (Maehara et al., 2012; Shibayama et al., 2013; Davenport, 2016; Namekata et al., 2017; Notsu et al., 2019)。太陽と同じ自転速度を持つ太陽タイプの恒星に対し、以下が見出されている。

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (18)$$

ここで、 $\alpha \sim 1.5-2$ 、 $N(E)$  はスーパーフレアの発生率を表し、 $E$  はこのようなスーパーフレアのエネルギーである (Maehara et al., 2012, 2015; Gnther et al., 2019)。べき乗指数は、記録された太陽の通常フレアに近いものである (Hannah et al., 2011)。フレアイベントの間に放出される総エネルギー量は、理論的に以下の式で表せる。

$$E \sim 10^{28} J \left( \frac{\epsilon}{0.1} \right) \left( \frac{B_A}{0.1 T} \right)^2 \left( \frac{f_A}{0.3} \right)^{3/2} \left( \frac{R_\star}{R_\odot} \right)^3 \quad (19)$$

$R_\star$  と  $R_\odot$  はそれぞれ恒星と太陽の半径を示すことに注意すること。また  $\epsilon$  は磁気エネルギーからフレアのエネルギーへ変換する「効率」を表す。この公式にて、 $B_A$  は活動領域における磁場の強さを表し、 $f_A$  は活動領域に覆われた恒星表面の割合である。この活動領域は太陽フレアや他の恒星活動の場所を構成し、黒点は活動領域の指標として役に立つ。

太陽の場合、約  $10^{27}$  J のフレアが約 2000 年の時間スケールで発生する可能性があるとして理論化されている (Shibayama et al., 2013) が、直接証拠が比較的まばらなために証明することは難しい。Miyake et al., (2012)、Miyake et al., (2013) が行った研究は、年輪中の放射性核種の濃度の急速な変動を発見しており、これらはスーパーフレア活動の指標であるかもしれない。太陽類似星から放出される最大のフレアエネルギーの究極的な上限は、約  $10^{30}$  J のようであるが、そのようなスーパーフレアが実際に発生し得るかどうかは非常に不確かである。

---

以降の議論では、M型矮星のハビタブルゾーン内の惑星に集中する。なぜなら、これらの恒星は非常に活動的であることが知られており、いつもそうだというわけではないが、典型的には太陽のようなG型星よりも高い割合でフレアとスーパーフレアを生成するからである (Scalo et al., 2007; Maehara et al., 2012)。TRAPPIST-1 とプロキシマ・ケンタウリの両方が定期的にフレアを生成することが記録されており、 $10^{26}$  J以上のエネルギーを持つフレアの数、フレアの統計に基づいて1日あたり約 $10^{-2}$ 回と予測されている (Davenport et al., 2016; Vida et al.)。このような惑星は、とても主星の近くに位置し、弱い磁場を持っている可能性があり、恒星風による急速な大気の浸食を受けやすいかもしれないということを思い出すこと。

#### A. 電磁放射

フレアはM型矮星のハビタブルゾーン内の惑星表面の紫外線フラックスを高めることが長年理解されてきた (Heath et al., 1999; Smith et al., 2004a)。多くの場合、セクション III.C.1 で説明したように、紫外線遮蔽のメカニズムが実現可能であるにもかかわらず、このことはM型矮星の惑星の生存可能性についてネガティブな影響を及ぼすとみられてきた。しかしながら、潜在的なポジティブな影響について後で説明する前に、有害な影響を示す最近のいくつかの研究に焦点を当ててみる。

重要な研究として Segura et al., (2010) は、主星のしし座 AD 星 ( $M_{\star} \sim 0.4M_{\odot}$ 、3億年以下の年齢) から 0.16AU の距離を回る地球類似惑星が、 $10^{27}$  J の全エネルギーのフレアが起こる間、表面で受け取る紫外線フラックスを見積もった。フレアの開始前の静穏気と比較して、フレアのピークで紫外線フラックスの量が約 50 倍増加することがわかった。これは一見すると大幅な増加だが、ほとんどの紫外線の高まりは UV-A (315-400 nm) の範囲であり、これは短い紫外線波長と比較して DNA の損傷にはるかに弱い (約  $\sim 1/100$  倍) 影響しか持たない。しかし、留意すべき側面は、この結果はオゾンの存在を前提にしていることである。オゾンの減少を考慮すると、(セクション I V.C を参照) 同じフレアでもフレアのピークにおいて高い UV-A と UV-B (280-315 nm) を生成すると見積もられた。

Estrela and Valio (2018) は、太陽類似星の Kepler96 ( $M_{\star} \sim M_{\odot}$ ) の周りの 1AU の架空の地球類似惑星が、エネルギー  $E \sim 1.8 \times 10^{28}$  J のスーパーフレアにどのように応答するかを分析した。これは、紫外線フラックスのほぼ 2 桁の上昇をもたらし、BEI (セクション III.C.1 を参照) は、オゾンが存在しない場合、耐放射線性の極限環境細菌 *Deinococcus radiodurans* のそれを超えることがわかった。しかしながら、オゾン層または海深約 12 m の存在は、スーパーフレアの間放出される紫外線から *D. radiodurans* に似た微生物を保護するのに十分である。

ポジティブな影響に移って考える。私たちはセクション III.B にて M 型矮星の周りをまわる惑星は生理活性の紫外線放射に乏しいことが特徴づけられるとした。しかし、原理的には、紫外線フラックスの高まりによって、フレアが起こっている期間に原始的生命を作る反応が発生し、一方でフレアの起こらない静穏期には活性化されないままである可能性がある (Ranjana et al., 2017; Buccino et al., 2007)。この仮説は、確認または否定ができるように、さらに実験的なテストが必

---

要である。利用可能なフレアの統計に基づいて、Rimmer et al., (2018) は、M 型矮星の約 20 % が十分に活動的であり、生体分子の前駆体を合成するための十分な紫外線フラックスを提供すると提案した。

同じ姿勢で、私たちはセクション III.C.2 で地球のような光合成に基づいた生物圏は低質量星では維持できないかもしれないとした。しかしながら、認識すべき重要な点は、フレアは PAR 範囲の光子も提供できることである。したがって、恒星フレアの影響が含まれている場合、理論上の計算では、PAR フラックスが約 1 桁上昇する可能性があることが示されているようである (Mullan and Bais, 2018)。ただし、M 型矮星のハビタブルゾーンにおける惑星の光合成効率は地球の光合成効率よりも低いと予想されている。最後に、フレアイベント中に表面に入射する高い紫外線フラックスにより、断続的に突然変異率が高まり、生態学的および進化的変化の要因となることが期待されている (Smith et al., 2004b)。

## B. コロナ質量放出

コロナ質量放出 (CME) は、主星から放出される大量のプラズマと磁場である。それらは、いつもそうだというわけではないが、一般的にフレアと関係している (Webb and Howard, 2012)。CME の大部分は  $10^{13}$  kg 以下の質量を運び、100-1000 km/s の速度で移動する。CME を研究する重要な理由の 1 つは、CME が衝撃波を通じてエネルギー粒子の加速を促進できることである (Kilpua et al., 2017)。それについてはセクション IV.C で言及する。私たちは代わりに、惑星磁場と大気浸食への影響に焦点を当てる。

まず、大規模な CME のパラメータを検討することは有益である。有名なキャリントンイベントに見合ったパラメータを持つ CME の密度は、現在の太陽風密度より ~50 倍高く、CME の速度は、~4 倍大きいと予測されている (Ngwira et al., 2014)。故に、前述のセクション II.A に基づくと、対応する衝突圧力は現在の太陽風の圧力の約 800 倍になることがわかる。この結果を (2) に代入すると、地球類似惑星の磁気圏界面距離は、現在の太陽風の定常値の約 3 分の 1 に圧縮されることがわかる。

(3) から、質量損失率は ~200 倍に向上する必要があることがわかり、(6) を利用すると、大気の脱出率は定常状態に対しても同様に、約 200 倍に増加する必要があることがわかる。この予測は、約 110 倍の増大をもたらす数値シミュレーションとよく一致している (Dong et al., 2017b)。進行中の火星大気および揮発性物質進化 (MAVEN) ミッションからの観測的証拠により、CME (キャリントンタイプのイベントよりも小さい) は、火星の大気イオン脱出率をおよそ 1 桁向上させる可能性があることが明らかになった (Dong et al., 2015)。

上記の議論は私たちの太陽系についてのものであるが、これら 2 つの洞察は太陽系外システムにも当てはまると見られる。例えば、弱い惑星の磁場、近い距離、そして CME の衝突の頻度 (Kay, Opher, and Kornbleuth, 2016) の組み合わせにより、CME の影響は、M 型矮星の系外惑星の磁気圏を大幅に圧縮し、散逸率を高め、累積で 10-100 bar の大気の損失を導くと予想される。同時に、活動的な恒星、特に M 型矮星からの CME による質量損失率が厳しく制約されていないとい

---

う事実を強調する。これは、ほとんどの研究が、フレアの X 線の影響と CME の運動エネルギーおよび質量との推定相関に基づく外挿に依存している (Odert et al., 2017) が、そのような外挿の有効性は不明なままであるためである。大規模な磁場の存在は、例えば、CME の運動エネルギーに上限を課す可能性がある (Alvarado-Gómez et al., 2018)。

これらの注意点を念頭に置いて、磁氣的に活動的な星からの CME による質量損失率は、今日の定常状態の太陽風によって運び去られる現在の質量より 1~3 桁高い可能性があることに注意する (Drake et al., 2013; Cranmer, 2017)。したがって、(6) から、大気散逸率は、活動的な (通常は若い) 星と同じ程度に向上することになる。言い換えると、セクション II.B で計算した大気のトータルの減少タイムスケールは上限を与えていることになる。(2) の衝突圧力の値が上昇しているため、磁気圏も数分の 1 に圧縮される。したがって、積み重ねて見た場合、CME がセクション II の恒星風の項目で議論された問題を悪化させるのは妥当であるようである。

### C. 恒星プロトン現象

大規模な恒星フレアの大部分は、恒星/太陽エネルギー粒子 (SEP) の生成を伴い、これらの現象は恒星/太陽プロトン現象 (SPEs) として知られている。それらの生成の背後にあるメカニズムは複雑だが、磁気リコネクションを含む「瞬間的」イベントと CME によって推進される高速の衝撃波を含む「緩やかな」イベントの 2 つの大きなカテゴリに分類できる (Reames, 2013)。2 つのうち、後者のほうが SEP 流量が大きく (Desai and Giacalone, 2016)、したがって、より顕著になると予想できる。SEP (主に陽子または電子) の運動エネルギーは通常 keV と MeV の範囲だが、最大値は数 GeV に達することがある (Mewaldt, 2006)。太陽系外の SEP 流速の直接測定は現在実行可能ではないため、ほとんどのモデルは経験的スケールリングからの外挿に依存している (Takahashi et al., 2016; Youngblood et al., 2017)。ただし、これらの予測は、SEP 流量が大きい場合に失敗する可能性があることを認識しておく必要がある (Hudson, 2015; Usoskin, 2017)。

半世紀近く前から、SEP が水酸化物と窒素酸化物の形成につながるということが正しく認識されてきた (Crutzen, Isaksen, and Reid, 1975)。特に後者は、触媒反応を通じてオゾンの破壊を促進することが示されてきており (Solomon, 1999)、そのうちの 1 つの式は以下で表される。



ここで、NO と NO<sub>2</sub> は、それぞれ一酸化窒素と二酸化窒素である (Crutzen et al., 1975)。したがって、高い流量の SPE はオゾン層の破壊につながる可能性があり (Tilley et al., 2019)、その結果、高線量の紫外線が表面に到達することになる。原理的には、これは高濃度の N<sub>2</sub>O (紫外線放射を吸収する) の存在によって相殺される可能性がある (Rugheimer et al., 2013; Rugheimer, Kaltenecker et al., 2015)。前述のように、高い紫外線放射フラックスは、水の層の下または地下環境での生命の存在を排除しないが、地表の居住性に制約を課す可能性がある。

Segura et al., (2010) は、セクション IV.A で議論したしし座 AD 星のフレアに伴う推定される

SPE が、どのようにオゾンに影響を与えるかを分析した。地球類似星が磁化されていない場合、オゾン層破壊は最大 94 % に達することがわかった。ごく最近、プロキシマ・ケンタウリからエネルギー  $\sim 10^{26.5}$  J のスーパーフレアが検出された (Howard et al., 2018)。オゾン層の存在下では、生存可能性への影響は重要ではない。しかし、SPE の影響を考慮すると、オゾン層の 90 % が 5 年以内に失われる可能性があることがわかった。このシナリオでは、表面に到達した UV-C 放射 ( $< 280$  nm) の量は、耐放射線性微生物 *D. radiodurans* のある条件での個体群の 90 % を殺す臨界フラックスよりもほぼ 2 桁高かった。

GJ1243 星の周りの架空の地球類似星に対する繰り返しの SPE の影響を評価するために同様の研究が行われ、94 % のオゾン層破壊がわずかに 10 年間で発生する可能性があることが判明した (Tilley et al., 2019)。これらのすべての研究の最終結果は、オゾン層破壊が  $10^5$  年以内に発生する可能性があることをほのめかしているが、このタイムスケールは、フレアの頻度、惑星の磁場および大気組成に依存することを認識しておかなければならない。どのように SPE が M 型矮星の系外惑星に衝突するかを議論した Tabataba-Vakili et al., (2016) も参照してほしい。その結果、*D. radiodurans* の許容しきい値を超える静穏期の UV-C フラックスが発生する。しかしながら、O' Malley-James and Kaltenegger (2019) も参照すること。この問題は、後に起こる UV-C フラックスが 2~3 桁増加するフレアによって悪化する可能性がある。

フレアのエネルギー、SEP の影響、およびオゾン層の減少の程度の相関関係に関する利用可能な経験的証拠を調べることにより、Lingam and Loeb (2017b) は、オゾン層の減少 ( $D_{O_3}$ ) とフレアのエネルギーの間に次の現象論的関係を示した。

$$D_{O_3} \sim 2.8\% \left( \frac{E}{10^{25} \text{J}} \right)^{9/25} \left( \frac{a_p}{1 \text{AU}} \right)^{-18/25} \quad (21)$$

したがって、1 AU の距離の地球型惑星では、 $E \sim 2 \times 10^{29}$  J のエネルギーを持つフレアは、完全にオゾン層を破壊する ( $D_{O_3} \sim 100\%$ )、一方で、0.1AU でこれに対応する値は  $E \sim 2 \times 10^{27}$  J である。もし私たちが  $a_p \propto L_*^{1/2} \propto M_*^{7/4}$  (Bhm-Vitense, 1992) の関係を用いると、地球類似星について、私たちは  $D_{O_3} \propto E^{0.36} M_*^{-1.26}$  を得る。

オゾン層破壊の問題は別として、SEP から生じるもう一つの問題は、それらの大気との衝突が、表面で受ける放射線量を増加させる二次粒子カスケードの形成を誘発することである (Melott and Thomas, 2011; Atri and Melott, 2014)。このトピックは最近、幅広い惑星パラメータについて Atri (2017) によって研究された。一般に、以下の場合に表面の放射線量が増加することがわかった。(a) 大気柱密度が低下した場合、(b) フレアエネルギーが増加した場合、(c) 惑星の磁気モーメントが減少した場合、(d) 星と惑星の距離が短くなった場合。M 型矮星の周りの系外惑星の場合、(a) - (d) の 1 つ以上が当てはまると考えられる。これは生命の見通しを除外するものではないが、特定の状況下では、地球上の巨視的な多細胞生物 (哺乳類など) の臨界放射線量を超えている。

ただし、SPE に関連した潜在的なメリットもある。まず、生命の構成要素の非生物的合成には、適切なエネルギー源と経路が必要である (Miller and Urey, 1959; Chyba and Sagan, 1992; Deamer and Weber, 2010)。前生物的合成で最も重要な材料分子の 1 つはシアン化水素である

(Sutherland, 2016)。Airapetian et al., (2016) によって実行された詳細な数値シミュレーションは、シアン化水素 (HCN) が、SPE 中に下層大気中で数十 ppm の濃度で合成できることを示している。SEP を介した前述の窒素酸化物の生成もまた、ポジティブな要素と関連付けることができる。これらの化合物は、アルカリ性熱水の噴出孔 (Wong et al., 2017) または浅い池や湖での、代謝経路と生命の出現を容易にする魅力的な電子受容体である (Ranjan et al., 2019)。

HCN やホルムアルデヒド ( $\text{CH}_2\text{O}$ ) などの材料分子以外にも、実験室の実験では、ガス混合体が高いエネルギーの陽子にさらされたとき、ヌクレオチド (すなわち、核酸のモノマー) の必須構成要素であるアミノ酸や核酸塩基などの幅広い一連の生体分子構成要素が比較的高い効率で合成されることが示されてきている。SEP を介した 1-bar の大気の惑星表面に届く平均のエネルギーフラックス ( $\phi_{SEP}$ ) は以下の式で表される (Lingam et al., 2018)。

$$\phi_{SEP} \sim 50 \text{Jm}^{-2} \text{yr}^{-1} \left( \frac{\dot{N}}{1 \text{day}^{-1}} \right) \left( \frac{a_p}{1 \text{AU}} \right) \quad (22)$$

ここで、 $\dot{N}$  は、1 日あたりの惑星に影響を与えると予想される「大きな」SPE の数を示す。これは、若い太陽のような星と M 型矮星で最大 1 のオーダーに達する可能性がある (Kay et al., 2016)。(22) から、M 型矮星の系外惑星は、 $a_p$  の値が小さいため、SEP フラックスが高くなることがわかる (Fraschetti et al., 2019)。これにより前生物的化合物の合成が強化される可能性があり (Nava-Sedeo et al., 2016)、それにより、セクション III.B に記載されている紫外線光の欠乏を部分的に相殺する。Lingam et al., (2018) は、本質をとらえ、理想化されていた実験室実験に基づいて、有機物の生産率は以下の式で与えられるとした。

$$\dot{M}_A \sim 10^7 \text{kg/yr} \left( \frac{\phi_{SEP}}{100 \text{Jm}^{-2} \text{yr}^{-1}} \right) \left( \frac{R_p}{R_{\oplus}} \right) \quad (23)$$

$$\dot{M}_N \sim 10^4 \text{kg/yr} \left( \frac{\phi_{SEP}}{100 \text{Jm}^{-2} \text{yr}^{-1}} \right) \left( \frac{R_p}{R_{\oplus}} \right) \quad (24)$$

ここで、 $\dot{M}_A$  および  $\dot{M}_N$  は、それぞれアミノ酸および核酸塩基の生成速度を示す。初期の地球では、 $\dot{M}_A$  は放電 (雷) からのアミノ酸の生成速度に匹敵し、隕石を介したこれらの化合物の供給速度よりも 3 ~ 4 桁高いことがわかった。

地質学的な観点から見ると、原始地球は、この時代の太陽の光度が低い (現在の値の 70%)、海洋が凍結するのを防ぐために高濃度の温室効果ガスを必要とした可能性がある (Sagan and Mullen, 1972)。これにより、気温が氷点下以上になる方法を説明する多くの提案がなされた (Feulner, 2012)。亜酸化窒素 ( $\text{N}_2\text{O}$ ) は、SPE の間に効率的に形成され (Airapetian et al., 2016)、100 年の滞留時間で、 $\text{CO}_2$  の約 300 倍の温室効果能を持つ (Voigt et al., 2017)。後者の特徴は、それが初期の地球 (Caneld et al., 2010) や他の生存可能候補惑星の温室効果による温暖化に貢献したかもしれないという考えに信用をもたらす。 $\text{N}_2\text{O}$  および生命の痕跡の  $\text{O}_2$  のような気体は、磁気活動の段階中に「強調」される可能性があり、したがってそれらをより発見しやすくする (Airapetian, Jackman et al., 2017)。

---

## V. 議論

プロキシマ・ケンタウリや TRAPPIST-1 のような M 型矮星は太陽の最大約 10 倍豊富であり (Chabrier, 2003; Robles et al., 2008)、恒星寿命は  $\sim 100 - 1000$  倍大きい (Tarter et al., 2007; Adams and Laughlin, 1997; Loebet et al., 2016)。さらに、これらの星の周りの系外惑星は検出がより簡単で、大気はトランジット分光法 (Winn, 2010; Fujii et al., 2018) を介して分析できるため、バイオマーカーをすぐに検出できる。したがって、これらの事実に照らして、私たちは次の質問に直面する。系外惑星の生存可能性は主星の特性によってどのように影響を受けるのか？考えられる答えの 1 つは、物理的メカニズムが協調して作用して、太陽型星の周りの対応する惑星と比較して、M 型矮星の系外惑星で生命が出現する可能性を抑制し得るというものである。

このコロキウムでは、なぜ M 型矮星の系外惑星の生存可能性が低下するのかについて、いくつかの潜在的な理由に遭遇した。これらには、強烈な恒星風、コロナ質量放出、UV 放射による大気の侵食、生命の起源と光合成のための光子の不足、恒星フレアからの放射と太陽プロトン現象による生命に適さない表面環境が含まれる。しかし、多数の非線形フィードバックメカニズムが機能していること、および前述の要因のいずれもが生命の見通しを完全に除外していないことを理解することも同様に重要である。

たとえば、M 型矮星の周りの系外惑星は、水素-ヘリウムの大規模な大気から始まり、UV 放射、恒星風、または超大質量ブラックホールのアクティブなフェーズを含む大気浸食によって大気を失い、生存可能な世界を獲得することもあり得る (Luger et al., 2015; Chen et al., 2018)。また、水が豊富にあった惑星が、紫外線光分解と水素散逸によって水を減少させ、表面に陸と海が混在する世界を生み出した可能性もある。さらに、ハビタブルゾーンの外側に形成された惑星でも、M 型矮星の長くて活動的な前主系列段階の矛先から逃れ、最終的には後の段階でハビタブルゾーンの内側に移動したかもしれない。Tamayo et al., (2017) と Ormel et al., (2017) を参照されたし。最後に、M 型矮星の惑星系は、地球-火星系と比較して、リソパンスベルミアを介した惑星間の生命の輸送が数桁増加するなどの固有の利点を持っている可能性もある (Steffen and Li, 2016; Krijt et al., 2017; Lingam and Loeb, 2017c)。ただし、上記の各例では、高度な微調整が必要になるか、提案されたメカニズムの実現可能性が不確定なままになる。

前述の問いは、実際的な観点から重要であり、なぜなら、観測時間、現在の施設の技術的能力、資金などのリソースはすべて限られているからである。つまり、生命の痕跡を検索するときに最適なターゲットの星と惑星を選択することは、異なる星の周りのさまざまな惑星系に直面したときに、最も重要になる (Horner and Jones, 2010; Kaltenegger et al., 2010; Lingam and Loeb, 2018a)。この点において、最も高い検討に値するターゲットを特定するためのツールとして、理論モデリングの重要性が明らかになる。さらに、理論モデルは、どのような仮想生物圏が存在する可能性があるのか、生命の痕跡を探るときに何が期待できるのか、ということを理解するのに役立つ。

もちろん、この問いに対する究極の答えには、バイアスのない詳細な観察が必要である。近いうちに来るジェームズウェッブ宇宙望遠鏡の打ち上げ、進行中の非常に大きな地上望遠鏡の開発、および将来の宇宙望遠鏡のミッションコンセプトにより、地球型惑星の特徴付けと生命の痕跡の探索は、今後数十年で実現可能になると予想される (Fujii et al., 2018; Rodler and López-Morales,



---

2014; Snellen et al., 2015; Barstow and Irwin, 2016; Morley et al., 2017; Kiang et al., 2018; Madhusudhan, 2019)。これらの進展は、私たちが孤独かどうかという古くからの疑問に答えるのに役立つだけでなく、宇宙での生命の希少性や普遍性を評価することにも役立つかもしれない。