

水に富む Super-Earth の内部構造と質量散逸

黒崎健二⁽¹⁾ 生駒大洋⁽¹⁾ 堀安範⁽²⁾

(1) 東京工業大学 (2) 国立天文台

2011 年 8 月 3 日発表

概要

近年、地球質量の数倍から 10 倍程度の惑星（スーパーアース）の発見が報告されてきている。その中で、惑星の平均密度から、水に富むと予想されるスーパーアース（例えば GJ1214b）も発見され、中心星からの強烈な UV 照射により、質量散逸を経験すると考えられている。本研究では、熱進化計算と質量散逸を計算し、100 億年の UV 照射で全ての質量を失わないための、初期の惑星質量の下限値を定量的に求め、この結果が $\sim 10M_{\oplus}$ であることが示唆された。この結果は、質量-平均密度ダイアグラム上で水に富むスーパーアースの存在領域に制限を加えることができる。

1 研究背景

1995 年に系外惑星が発見されて以来、現在では 500 を超える系外惑星の発見が報告されている。系外惑星の検出法の中で、中心星のゆれを測定する視線速度法と、惑星の食による中心星の見かけの減光を観測するトランジット法が主流である。とりわけ後者の発展がここ数年顕著である。最近では、 $1-10M_{\oplus}$ という小質量の系外惑星が次々に発見されている（それらは中心星近傍にあるため、「ホットネプチューン」あるいは「スーパー地球」と呼ばれる）。これら 2 つの観測法の組み合わせから、系外惑星の平均密度を求めることができ、この情報は、惑星の組成や内部構造を推定、さらには惑星の起源と進化を知る上で有用である。発見された系外惑星を横軸を質量、縦軸を平均密度としてプロットすると、分布に特徴が見られ、惑星が未発見の領域がある。特に、低質量 ($1-10M_{\oplus}$)、低密度 ($< 0.1\text{g/cm}^3$) で未発見の理由はまだよくわかっていない。本研究ではこの空白領域がどのようにして説明できるのかを、惑星の質量散逸の観点から考察する。惑星の質量散逸は Vidal-Madjar *et al.* (2003) でホットジュピターに対して観測された。中心星近傍にある惑星は、中心星から強烈な X 線および UV (XUV) 照射を受けて、流体力学的散逸を経

験すると考えられている．この現象は，数十地球質量についてはまだ議論されていない．

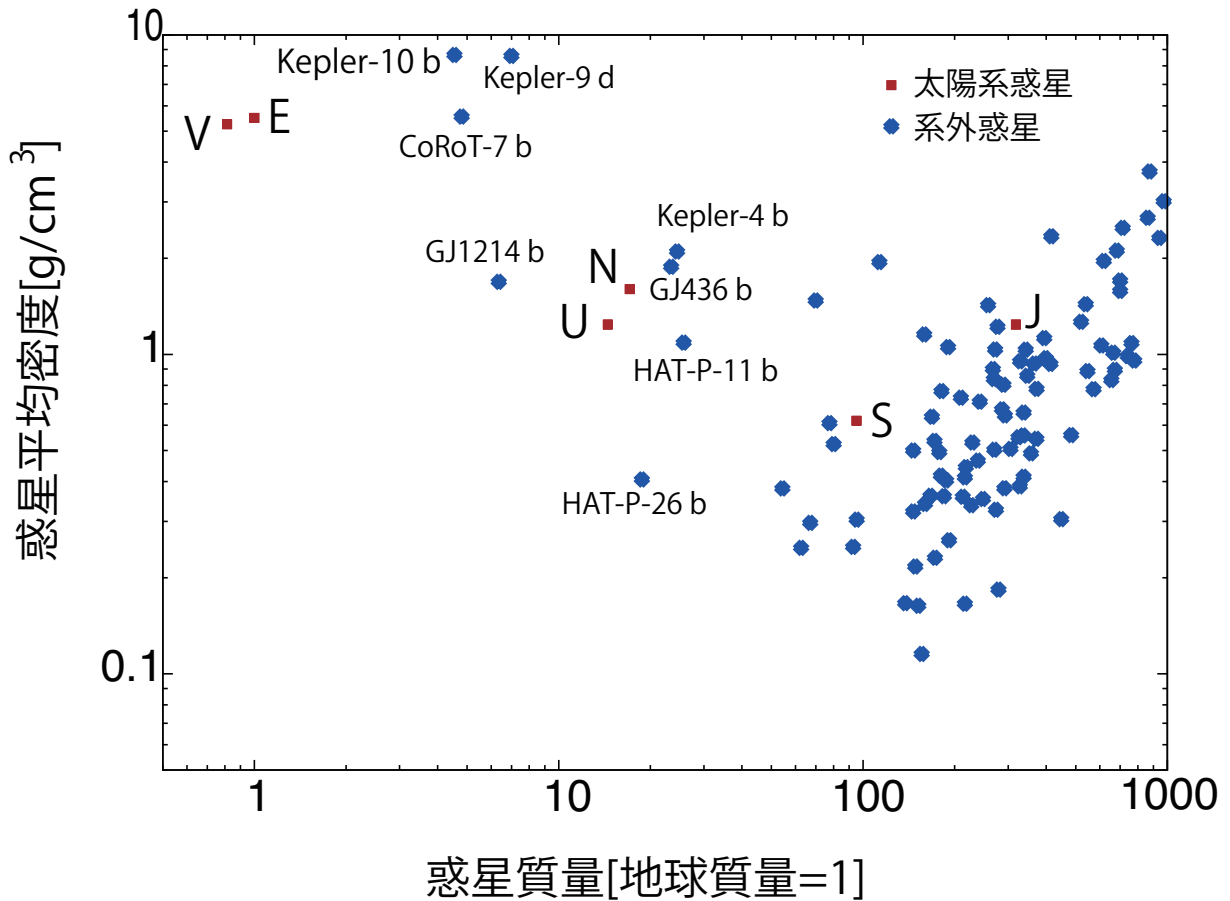


図1 発見された系外惑星．横軸を質量（地球質量 = 1），縦軸を平均密度（ g/cm^3 ）としてプロットした．

図中では，数十地球質量で低密度の惑星がまだ発見されていない．惑星が未発見な理由として，観測データの不足以外にも，このような平均密度を持つ惑星が存在し得ないという構造上の問題や，この領域での停留時間が短いことが挙げられる．構造上の問題とは，ある質量の惑星が持つべき惑星半径（= 惑星平均密度に対応）に該当するかということである．このような関係は質量－惑星半径の関係として，Rogers *et al.* 2011 などがある．また，停留時間とは，惑星が熱進化することによる収縮の効果や，惑星の質量散逸の効果によって，数十地球質量（質量散逸でなくなる可能性がある）で低密度（熱進化の収縮によってより高密度側にシフトしやすい）の惑星が発見しづらい可能性がある．

本研究では，主にこの数十地球質量の惑星に焦点を当てて，惑星が全て水で構成された

惑星の質量－平均密度関係と，時間発展（熱進化と質量散逸）について考察する．水に注目する理由として，数十地球質量程度の惑星の平均密度が，天王星や海王星（共に”氷”成分主体と考えられている）と同じ程度であるためである．

2 計算モデル

本研究では， H_2O を主成分とする惑星の1次元内部構造モデリングと熱進化過程を数値計算した．また，中心星に近い（ 0.05AU ）ことから，質量散逸も考慮した．そして，惑星の内部構造，熱輸送形態の議論だけでなく，時間的な発展も含めて質量と平均密度の図上で H_2O 主体の惑星がどう分布するべきか系統的に調べた．

2.1 内部構造の基礎方程式

惑星は静水圧構造をしており，球対称であると仮定すると，

$$\frac{\partial P}{\partial M_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4} \quad (1)$$

$$\frac{\partial r}{\partial M_r} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial M_r} = \frac{\partial P}{\partial M_r} \frac{T}{P} \nabla \quad (3)$$

と表せる．ただし， r は惑星中心から測った距離， M_r は半径 r の内部に含まれる質量（質量座標）， P は圧力， ρ は密度， T は温度， G は万有引力定数， $\nabla = (\partial \ln T)/(\partial \ln P)$ で温度勾配をそれぞれ表す．また，惑星内部は全対流していると仮定し，断熱温度勾配で表せるとする．すなわち，

$$\nabla = \nabla_{\text{ad}} = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right)_S \quad (4)$$

となる．

2.2 状態方程式

状態方程式は SESAME water を用いる．この状態方程式を介して，

$$\rho = \rho(P, T) \quad (5)$$

$$T = T(P, S) \quad (6)$$

と表せる．本研究では，惑星内部は全対流していると仮定しているので，惑星内部の T は， P が決まれば，境界条件によって求まった惑星のエントロピー S を用いて決定することができる．

2.3 熱進化計算

惑星の熱進化は

$$T \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)_{M_r} = - \left(\frac{\partial L_r}{\partial M_r} \right)_t \quad (7)$$

と表せる．ただし， M_r は質量座標， t は時刻， T は温度， S はエントロピー， L_r はルミノシティーである．ここで，惑星表面のルミノシティーは，惑星表面での実効温度 T_{eff} ，平衡温度 T_{eq} として， $L = 4\pi\sigma(T_{\text{eff}} - T_{\text{eq}})$ と表せる．このとき，惑星内部が全対流であるとき，

$$\left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)_{M_r} = - \frac{4\pi R_p^2 \sigma (T_{\text{eff}}^4 - T_{\text{eq}}^4)}{U} \quad (8)$$

と表せる．ただし，

$$U = \int_0^{M_p} T dM_r \quad (9)$$

である．

2.4 質量散逸

質量散逸には Erkaev *et al.* 2007 を用いた．質量散逸率 \dot{M} は

$$\dot{M} = - \frac{\epsilon F_{\text{XUV}} \pi R_p^3}{GM_p K_{\text{tide}}} \quad (10)$$

と表せる．ただし， F_{XUV} は中心星からの XUV 照射フラックス， M_p は惑星質量， R_p は惑星半径， ϵ は散逸効率である． ϵ は大気的光化学反応に関する係数で，本研究では $\epsilon = 1$ とする．また， K_{tide} は中心星との潮汐相互作用による効果であり，

$$K_{\text{tide}} = 1 - \frac{3}{2\eta} + \frac{1}{2\eta} \quad (11)$$

$$\eta = \left(\frac{M_p}{3M_s} \right)^{1/3} \frac{a}{R_p} \quad (12)$$

である．ただし， M_s は中心星質量， a は惑星の軌道長半径であり， η はロッシュ半径を惑星半径 R_p で割った値に相当する．また，中心星からの XUV 照射のモデルは Ribas et al. 2005 を用いて，

$$F_{\text{XUV}} = 29.7 \left[\frac{a}{1\text{AU}} \right]^{-2} \left[\frac{t}{1\text{Gyr}} \right]^{-1.23} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (13)$$

とする．ただし，この式は 0.1-6.7Gyr で成り立つものである．本研究では，0.1Gyr 以前では一定として扱い，6.7Gyr 以降は時間の冪乗に従い，そのまま減衰していくものと仮定する．

2.5 境界条件

境界条件は，惑星大気をどのようなモデルにするかによって決まる．本研究では，惑星は対流層と輻射層の 2 層からなり，惑星半径は対流層が占めていると仮定する．また，惑星の輻射層では等温大気であると仮定する．中心星を太陽と同じ恒星（G 型星），平衡温度 T_{eq} は，

$$T_{\text{eq}} = 278 \left(\frac{a}{1\text{AU}} \right) \left(\frac{L_*}{L_\odot} \right) \text{ K} \quad (14)$$

である．惑星は形成初期に大量の熱を持っていたと考えられている．これは惑星の実効温度 T_{eff} が平衡温度よりも高いことに相当する．本研究では，惑星自身が放出するルミノシティを $L_{\text{int}} = \sigma T_{\text{int}}^4$ とすると，惑星の実効温度は

$$T_{\text{eff}}^4 = T_{\text{eq}}^4 + T_{\text{int}}^4 \quad (15)$$

として表し，時刻 $t = 0$ で $T_{\text{eff}} = 3000\text{K}$ と仮定する．

対流圏界面は圧力によって定め，これは，熱進化によって不変であると仮定する．ただし，対流圏界面は本来，惑星が冷却するに従って位置が変化すると考えられているが，本研究では，その効果を取り入れていないので，今後の課題とする．

2.6 計算方針

惑星質量を $1-100M_\oplus$ のパラメータとしてふり，軌道長半径を 0.05AU で固定する．惑星の構造計算をすることによって惑星半径を求められる．また，惑星は熱進化しながら収縮し，さらに，中心星からの XUV 照射によって質量散逸を経験する．このとき， F_{XUV} は 0.1Gyr 以前は一定値，0.1Gyr 以降は時間の冪乗（-1.23）で減衰するものとして計算する．

3 結果

計算結果は主に 2 種類，対流圏界面圧力の違いと，質量散逸の計算である．

3.1 対流圏界面圧力の依存性

対流圏界面圧力に対する惑星の内部構造への応答を確かめる．対流圏界面圧力を 1, 10, 100, 1000bar の 4 通りで調べ，ある惑星質量に対する惑星平均密度の応答を調べた．惑星質量が小さい（10 地球質量以下）と惑星の平均密度も 10 倍程度異なってしまう．これは，大気モデルの重要性を示唆している．すなわち，対流圏界面圧力の違いは，惑星の内部構造に大きな影響を及ぼしてしまうことがわかる．

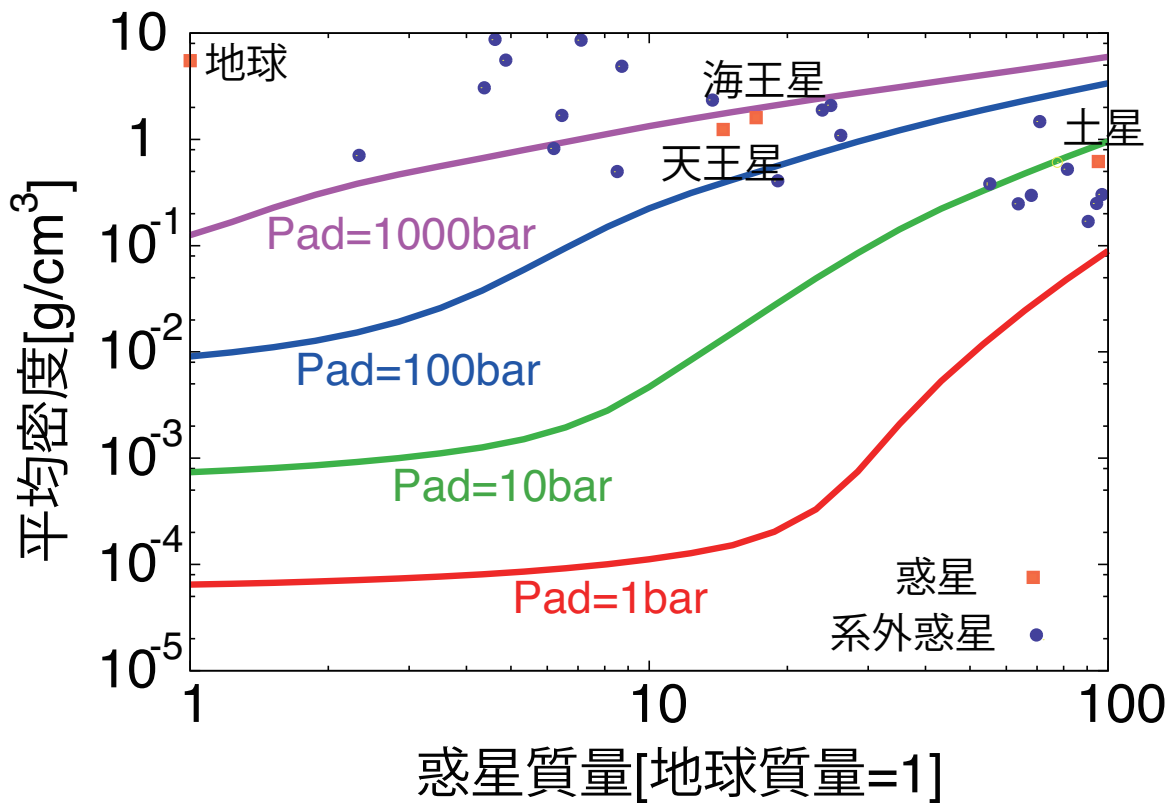


図 2 対流圏界面圧力に対する応答．横軸を質量（地球質量=1），縦軸を惑星平均密度（g/cm³）とした．

3.2 質量散逸

対流圏界面圧力に対して不定性はあるが、ここでは 100bar で固定して、惑星の質量散逸を考えてみる。また、初期温度は 3000K で、100 億年計算をした。惑星の初期質量によって、質量散逸の様相は大きく分けて 3 つに分かれる。

潮汐はぎとり

質量が数地球質量で軽い場合、惑星半径が膨張しすぎてしまい、惑星のロッシュ半径よりも大きくなってしまふことがある。ロッシュ半径の外側では、惑星重力に束縛されていないので、急激な散逸を経験することになる。ここで、惑星半径がヒル半径と一致する条件を考えると、

$$\bar{\rho}_{\text{limit}} = \frac{9M_{\text{sun}}}{4\pi a^3} = 3.38 \times 10^{-3} \left(\frac{M_{\text{sun}}}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{a}{0.05\text{AU}} \right) \quad (16)$$

と求めることができる。惑星平均密度が $\bar{\rho}_{\text{limit}}$ 以下だと、惑星半径はロッシュ半径よりも大きくなっていることを示しており、初期温度 3000K で数地球質量程度の惑星はこの平均密度以下であるため、短時間で惑星質量が全て散逸してしまう結果となる。

惑星が全て散逸する

F_{XUV} の照射によって、惑星が徐々に散逸していく状態。初期質量がある程度あれば $\bar{\rho}_{\text{limit}}$ より大きい平均密度になるので、惑星半径がロッシュ半径に収まることができるが、惑星質量が小さいと、100 億年の F_{XUV} 照射を受けるうちに質量が全て散逸してしまう。

惑星が残る

ある限界質量よりも大きい質量をもった惑星は 100 億年の F_{XUV} 照射を受けても惑星が残ることができる。このとき、限界質量を半解析的に求めると、0.05AU で潮汐による影響を無視 ($K_{\text{tide}} = 1$) すれば、

$$M_{\text{ESC,Max}} \approx 28M_{\oplus} \left(\frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_{10}} \right) \quad (17)$$

と見積もることができる。ただし、 $\bar{\rho}_{10}$ は対流圏界面圧力 100bar で $10M_{\oplus}$ の惑星の平均密度で、本研究の計算条件では $\bar{\rho}_{10} = 0.23\text{g/cm}^3$ である。この限界質量以上の初期質量をもっていれば、惑星は蒸発せずに残ることになる。

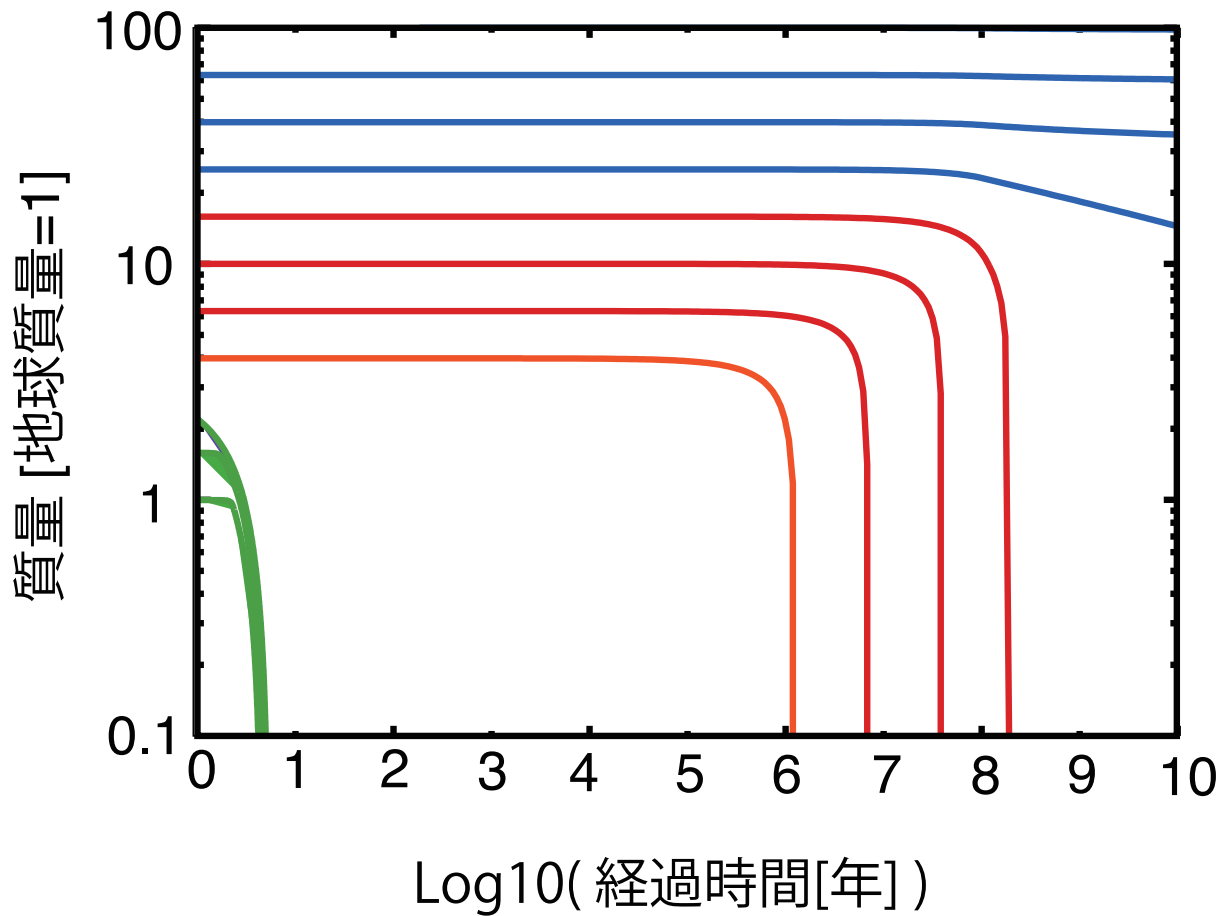


図3 惑星の質量散逸の様子を示したグラフ。横軸を時間（年），縦軸を惑星質量（地球質量=1）とした。緑は潮汐はぎとり，赤は質量散逸が全て散逸，青は惑星が残ることを表している。

3.3 対流圏界面圧力に対する限界質量の応答

惑星表面を決定する，対流圏界面圧力の依存性を見る。対流圏界面圧力が小さいほど惑星が膨張しやすい傾向にあったので，対流圏界面圧力を下げると，限界質量が大きくなる傾向がみられた。また，対流圏界面圧力を下げても，限界質量は $100M_{\oplus}$ より小さく，結局，限界質量はおよそ $10\text{-}100M_{\oplus}$ 程度に収まりうる事が分かる。この部分の精度を改善するためには，大気モデルを見直して，熱進化と対流圏界面圧力の相関を調べる必要がある。

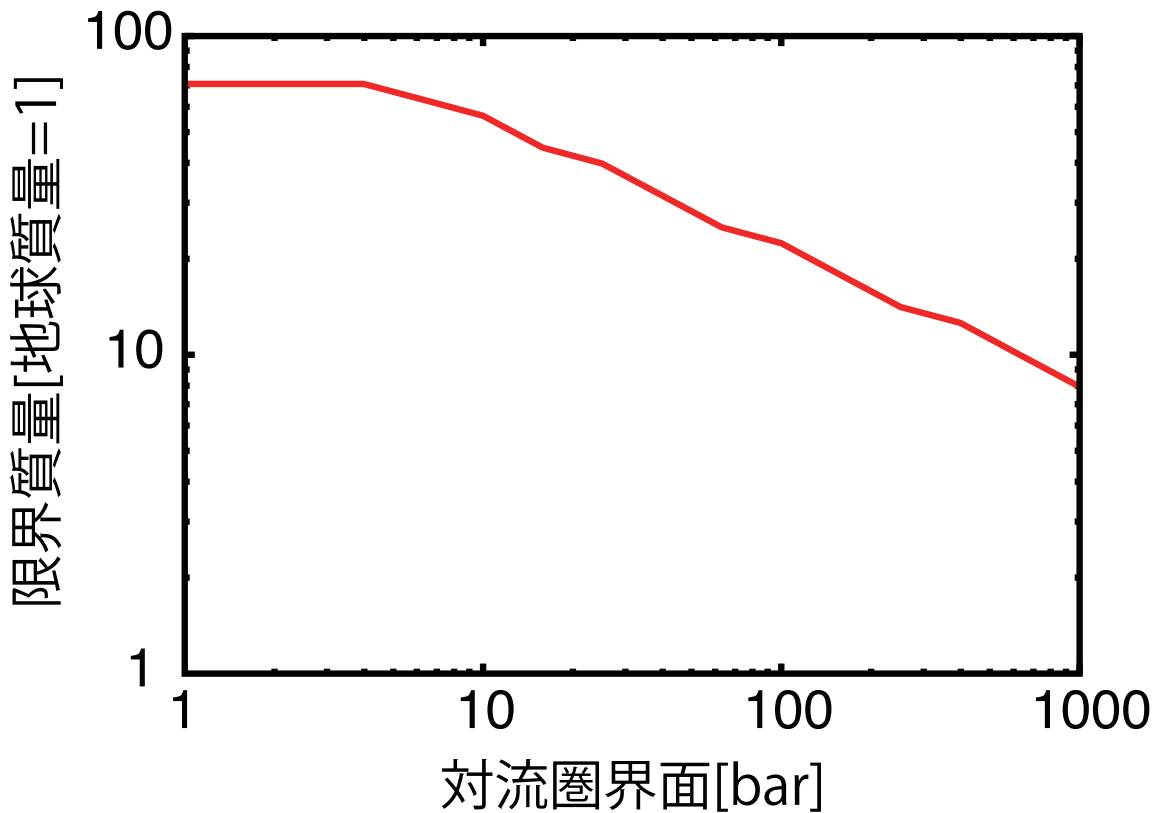


図4 惑星の限界質量と対流圏界面圧力の依存性を表したグラフ．横軸を対流圏界面圧力 (bar), 縦軸を限界質量 (地球質量=1) としている．

4 議論

本研究では、等温大気モデルを仮定して、熱進化する間、対流圏界面圧力は変化しないと仮定しているが、実際には、形成による初期熱により、惑星が高温になっている時と、冷却して惑星の温度が下がっている時では、対流圏界面圧力の位置は異なる．したがって、熱進化と対流圏界面圧力の変化の自己相似解を求めることで、対流圏界面圧力の不定性を解決することができる．

また、本研究では組成は全て水を仮定したが、より現実的なモデルにする場合、水エンベロープと岩石コアからなる2層構造の惑星などを考えることになる．質量散逸の描像について、水エンベロープは散逸し、岩石コアが散逸しないと仮定すると、惑星の水/岩石質量比が時間発展することになる．これを精密化することで、質量-平均密度関係上から、惑星の組成比と年代の関係を推定することができると期待される．しかし、このためには

大気モデルだけでなく，惑星内部の熱輸送形態や，熱進化計算を精密化する必要がある．

5 まとめ

本研究によって得られた，水でできた惑星に対する理解をまとめる．

大気モデル

- 対流圏界面圧力の違いは，惑星の構造におおきな影響を及ぼす．およそ 10 地球質量以下の場合，対流圏界面圧力が 10 倍違うと，惑星平均密度も 10 倍くらい差がでてしまう．
- 低質量の水惑星は膨張しやすい傾向にある．

質量散逸

- ロッシュローブによる散逸の効果によって，散逸の時間スケールが短くなる．
- F_{XUV} の時間に依存して，その強度が減少する効果によって，惑星質量が残る領域と，全て散逸してしまう領域に分かれる．この限界質量が 10 地球質量程度であることが導かれた．

参考文献

- Chandrasekhar, S., RADIATIVE TRANSFER, Dover, 1960
- Erkaev, N. V., Kulikov, Y. N., Lammer, H., Selsis, F., Langmayr, D., Jaritz, G. F., & Biernat, H. K., Roche lobe effects on the atmospheric loss of "Hot Jupiters" 2007, A&A, 472, 329
- Guillot, T., THE INTERIORS OF GIANT PLANETS: Models and Outstanding Questions, 2005, Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 33, 493
- Guillot, T., On the radiative equilibrium of irradiated planetary atmospheres, 2010, A&A, 520, A27
- Hartman, J. D., et al., HAT-P-26 b: A Low-Density Neptune-Mass Planet Transiting a K Stars, 2010, arXiv:1010.1008
- Hubbard, W. B., & Macfarlane, J. J., Structure and Evolution of Uranus and Neptune, 1980, JGR, 85, 225
- Hubbard, W. B., & Marley, M. S., Optimized Jupiter, Saturn, and Uranus Interior Models, 1989, Icarus, 78, 102

- Hubbard, W.B., Podlak, M., and, Stevenson, D.J., THE INTERIOR OF NEPTUNE, 1990, Neptune:109-138
- Ikoma, M., Nakazawa, K., & Emori, H., Formation of Giant Planets: Dependences on Core Accretion Rate and Grain Opacity, 2000, ApJ, 537, 1013
- Kippenhahn, R., and, Weigert, A., Stellar Structure and Evolution, Springer-Verlag, 1990
- Lyon, S. & Johnson, J. D. e. 1992, SESAME: Los Alamos National Laboratory Equation of State Database, Tech, rep., LANL report no. LA-UR-92-3407
- Murray, C. D.& Dermotto, S. F., Solar System Dynamics, Cambridge University Press, 2000
- Nettelmann, N., Kramm, U., Redmer, R., & Neuhäuser, R., Interior structure models of GJ 436b, 2010, A&A, 523, A26
- Podolak, M., Weizman, A., & Marley, M., Comparative models of Uranus and Neptune, 1995, Planetary and Space Science, 43, 1517
- Ribas, I., Guinan, E. F., Güdel, M., & Audard, M., Evolution of the Solar Activity over Time and Effects on Planetary Atmospheres. I. High-Energy Irradiances (1-1700 Å) 2005, ApJ, 622, 680
- Rybicki, G.B., Lightman, A.P, Radiative Transfer in Astrophysics, WILEY-VCH, 2004
- Stevenson, D. J., Interiors of the giant planets, 1982, Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 10, 257
- Valencia, D., Ikoma, M., Guillot, T., & Nettelmann, N., Composition and fate of short-period super-Earths. The case of CoRoT-7b, 2010, A&A, 516, A20