

太陽系のガス惑星形成とコア集積モデル

堀 安 範

〈国立天文台理論研究部 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: yasunori.hori@nao.ac.jp



太陽系のガス惑星形成はまだ解決していない問題である。その理由の一つとして、ガス惑星の形成シナリオ「コア集積モデル」では、小さなコアをもつガス惑星形成に必要とされるガスを捕獲する時間が、円盤ガスの寿命(100–1,000 万年)よりも長くなってしまふことがあげられる。しかし、筆者らの研究で、コア集積モデルでも地球程度の小さなコアをもつガス惑星形成が可能ながわかってきた。また、近年、3次元輻射流体計算を駆使して、円盤不安定による(太陽系の)ガス惑星形成も精力的に議論され始めてきた。こうした最近の進展を踏まえて、本稿ではガス惑星形成に対する理解と現状を整理し、太陽系(外)のガス惑星形成を議論する。

1. はじめに

1995年以前は、太陽系はわれわれが知る唯一の惑星系であり、宇宙の中で特別な存在であると信じられていた。しかし、1995年にスイスのグループ(MayorとQueloz)が視線速度法^{*1}で太陽系外に惑星を発見したというセンセーショナルなニュースが世界を駆け巡った¹⁾。彼らが発見した最初の太陽系外の惑星(以下、系外惑星)は、ペガサス座51番星から約0.052 AUのところを約42日の周期で公転するガス惑星^{*2}(質量は木星質量の0.47倍^{*3})であった。すなわち、われわれが知る太陽系の惑星には見られない特徴を有していたのである^{*4}。

斯くして、系外惑星の発見は惑星科学の新しい時代の幕開けとなった。その後、視線速度法に加え、トランジット観測(恒星前面を惑星が通過す

る現象)や重力マイクロレンズ(惑星系が背景天体からの光を重力で曲げる効果)で、690個以上^{*5}の系外惑星が発見され²⁾、2011年2月1日にはNASAのケプラー宇宙望遠鏡^{*6}がトランジット観測で新たに1,235個の惑星候補天体を発見したと公表された³⁾。近年では、コロナグラフ撮像(中心天体を隠し、回折・散乱光を遮断して行う撮像)で惑星からの反射光を捕らえることで惑星の直接撮像も可能となり、中心星から数10–100 AU離れた場所に存在する遠方のガス惑星(例、HR8799系⁴⁾、Formalhaut b⁵⁾)も発見されている。

このように多様な系外惑星の存在は、惑星形成研究への新たな挑戦であると同時に、理論モデルを検証する絶好の機会となっている。また、系外惑星を議論する時代だからこそ、地上観測や探査機の測定から膨大な情報がもたらされている太陽系に立ち戻り、太陽系の惑星形成に対する理解を

*1 恒星の視線速度変化による光の周期的な変動(ドップラー効果)から、間接的に惑星の存在を検出する手法。

*2 水素・ヘリウムを主成分とする(地球に比べて)非常に質量の大きな惑星。

*3 最小質量 $M_p \sin i$ (i : 軌道傾斜角)であることに注意。

*4 太陽系で最も内側の水星の周期が約88日。典型的に0.1 AU以内の短周期ガス惑星はホットジュピターと称される。

*5 The Extrasolar Planets Encyclopaedia—<http://exoplanet.eu/>

*6 現在、ESAのCoRoT宇宙望遠鏡とNASAのKepler宇宙望遠鏡が系外惑星探査で活躍している。

深めておくことが重要な時期にあるとも言える。

さて、観測バイアスの影響もあるが、これまでに発見されている系外惑星の大部分はガス惑星である。そこで、ガス惑星形成は系外惑星系の起源を議論するうえで、重要な鍵となる。実際、太陽系形成においても、最大の惑星である木星および土星は、力学的に多大な影響を及ぼしたと予想される（例えば、現在の小惑星帯の質量・軌道分布、海王星の外側移動）。そこで、本稿では、このガス惑星に焦点を当て、筆者の研究も交えながら、太陽系（外）のガス惑星形成に対する理解と現状を整理したいと思う。

本稿の構成は以下のとおりである。第2節は太陽系のガス惑星についてのレビュー、第3節はガス惑星形成モデルの一つ「コア集積モデル」とその問題点（小さなコアをもつガス惑星形成）、第4節は小さなコアをもつガス惑星形成の可能性、第5節では、もう一つのガス惑星の形成シナリオである円盤不安定モデルを考察するとともに、太陽系および系外のガス惑星形成について述べる。

2. 太陽系のガス惑星

ガス惑星形成理論は太陽系に存在する木星・土星の形成シナリオを構築する形で発展してきた。実際、系外ガス惑星の形成も、木星・土星の形成論（コア集積モデル・円盤不安定モデル：詳細は後述）を基に議論されている。そこで、ガス惑星形成を見ていく前に、まずは木星・土星の内部構造や大気組成に対する現在の理解を整理しておこう。

2.1 木星・土星の内部構造

多くの方は、木星・土星の内部は、「岩石」・「氷」のコア（中心核）、分厚い水素・ヘリウムの外層（エンベロープ：外側から分子水素層と金属水素層*7）の3層構造のイメージをお持ちだろう（図1参照）。しかし、最新の内部構造理論によると、木星に「コア」があるとは必ずしも言い切れ

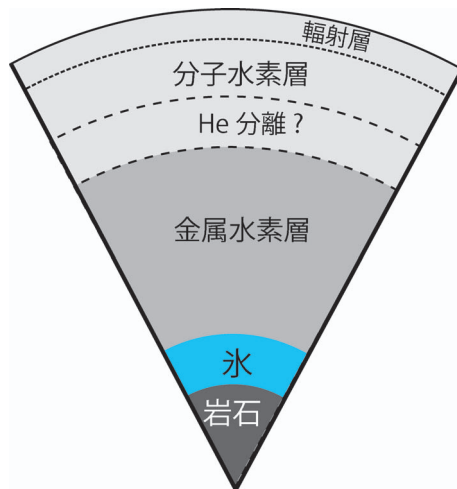


図1 ガス惑星内部の概略図。内部は全対流と考えられているが、エンベロープの外側領域に輻射層が存在する可能性あり⁴⁰⁾。水素-ヘリウムの不混和で生じるヘリウム分離領域の存在も示唆されている¹⁷⁾。

表1 木星・土星の内部構造モデル (M_{\oplus} : 地球質量)

| | 木星 | 土星 |
|--|---------|--------|
| 惑星質量 (M_{\oplus}) ⁸⁾ | 317.834 | 95.161 |
| コア質量 (M_{\oplus}) ^{9), 10)} | 0-7 | 9-25 |

ない（表1参照）。

木星・土星の内部構造は、Pioneer10, 11, Voyager1, 2, Galileo 探査機で測定された重力場（すなわち、重力モーメント）および赤道半径を、観測誤差の範囲内で再現する形で決定される。したがって、内部構造モデルは観測量の精度に強く依存する。加えて、極限的な環境*8にあるガス惑星内部では、超高圧・高温下の水素・ヘリウムの状態方程式 (H-He EOS) の理解が必要不可欠となる。自由エネルギーの最小化法で導出された H-He EOS の理論モデル^{11), 12)}に加えて、近年では第一原理計算から EOS を求める試みもなされている^{13), 14)}。しかしながら、超高圧・高温下の H-He EOS（例えば、200 GPa, 6,000 K 付近で起きると

*7 水素は圧力電離で金属状態になると理論的に予測されており⁶⁾、二段式軽ガス銃実験⁷⁾でその存在は確認されている。

*8 例えば、中心温度は数万 K、中心圧力は数千 GPa。

される金属水素の相転移など)はいまだ、不確定な状況にある。その理由の一つとして、超高圧・高温環境を実現するレーザー衝撃圧縮でさえ、100 GPaを超えた(軽)水素の圧縮実験がないからである¹⁵⁾。

以上の理由(観測精度とEOSの問題)で、木星・土星コアの大きさは一意に決まっていな。しかし、現在の理解では、木星は土星より小さなコアをもつことは確かである⁹⁾。

2.2 木星・土星の大気組成

次は、ガス惑星の特徴である分厚い大気を見ていく。分光観測から、木星・土星の大気は太陽組成に比べて、重元素(水素、ヘリウム以外の元素)リッチであると示唆されている。Voyager IRASやGalileo Probe Mass Spectrometerから、炭素、窒素、硫黄は3-4倍、希ガス(ヘリウム、ネオンは除く^{*10)})は2-4倍、木星大気は太陽組成に比べて豊富である¹⁶⁾。不運にも、Galileo探査機が異常に乾燥した領域に突入したため、水の存在量を正確に決定できず、木星大気の水素に対する酸素の(相対)量は良く分かっていない。しかし、他の揮発性元素と同様に太陽組成より豊富にあると考えられている²⁰⁾。一方、探査機による直接測定がないため、土星の大気組成に対する理解は木星に比べて乏しいが、地上からの赤外・電波観測で炭素、窒素は太陽組成に比べて、数倍程度多いとされている²¹⁾。

それでは、木星・土星大気が太陽組成よりも重

元素リッチ(ここでは揮発性元素が豊富)なことは何を意味するのか?木星・土星は原始惑星系円盤ガスをまとったため、ほかのプロセスを考えなければ、木星・土星大気は円盤ガス組成(およそ太陽組成)と同じになる。すなわち、形成時に何らかの「他のプロセス」が働いたことを暗に意味する。例えば、その一つの解釈^{*11)}として、形成時に大気中に捕獲した氷微惑星^{*12)}から重元素供給があったと考えられている²²⁾。

さて、ここまで、木星・土星大気は重元素リッチであることを見てきた。しかし、ご存知のように、分光観測では大気表層の情報しか読み取れない。言い換えると、たとえ輻射層である大気上層が重元素リッチであったとしても、その事実が必ずしも、内部全体の組成を反映しているかは全くの別問題である。しかし、前述の内部構造モデルもエンベロープ全体が豊富に重元素を含むことを支持している^{8),9)}。したがって、木星・土星は重元素リッチなエンベロープを有すると考えて悪くはない。

以上、本節では木星・土星の内部構造(コア質量)や大気組成を見てきた。これらの事実を(ガス惑星形成シナリオの必要条件と)踏まえて、次節からはガス惑星形成について見ていく。

3. コア集積モデル

ガス惑星の形成モデルには、コア集積モデルと円盤不安定モデルの二つが提唱されている。第5節で、後者の円盤不安定モデルについては考察す

*9) 第一原理EOSを用いた内部構造モデルで、Militzerらは14-18 M_{\oplus} の木星コアの可能性を指摘¹³⁾。一方、Nettelmannらは7 M_{\oplus} 以下と予測⁹⁾。前者ではコア質量の見積りにヘリウム分が加算されており、4次の重力モーメント(J_4)の観測値を再現できない。

*10) ある温度・圧力下で、水素とヘリウムの不混和でヘリウム分離が起きる。沈降するヘリウム液滴へネオンが選択的に溶解し、ネオンが枯渇するとされる¹⁷⁾。実際に、木星大気では、ネオンは太陽組成に比べて少ない。ヘリウムと他の希ガスとの溶解性を調べた第一原理計算でも、ヘリウムに対するネオンの選択的な溶解が確認されている¹⁸⁾。また、ヘリウム液滴の沈降で解放される重力エネルギーは、土星の冷却問題(冷え過ぎる問題)を解決する熱源候補と考えられている¹⁹⁾。

*11) 光蒸発で選択的に軽元素が散逸している円盤ガスを捕獲したという説²³⁾や円盤ガス中で(超音速にある)氷微惑星が衝撃波加熱を経験することで、円盤ガス自体が重元素リッチとなっていた可能性もある。

*12) 反応性の乏しい希ガスに富んだ大気を微惑星供給で説明するには、岩石主体ではなく、低温環境で形成されたクラスレート(希ガスを取り込んだ氷)を保持する氷微惑星が好ましい。

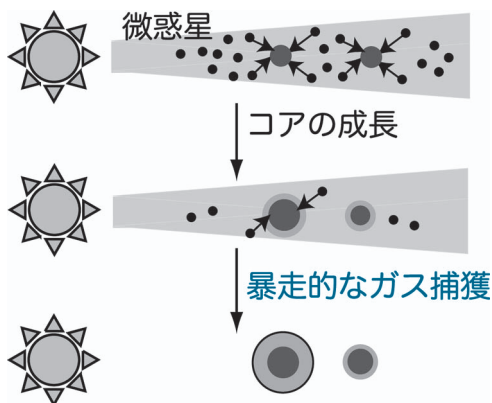


図2 コア集積モデルの模式図。微惑星集積でコアは成長し、やがて臨界コア質量に到達すると、円盤ガスの暴走的な捕獲でガス惑星へと成長する。

るため、ここからは、コア集積モデルに焦点を絞って述べていく。本節ではコア集積モデルを各プロセスごとに見ていく。

3.1 微惑星の衝突合体によるコア成長

コア集積モデルは、微惑星(同士)の衝突合体によるコア成長と円盤ガスの捕獲の二つのプロセスからなる^{24)~26)}(図2参照)。コアの成長段階は、微惑星同士の重力散乱がランダム速度(相対速度)を支配する段階とコア自身の重力散乱が周囲の微惑星のランダム速度を支配する段階の二つがある。前者は暴走成長²⁷⁾(早い成長)、後者は寡占的成長²⁸⁾(遅い成長)と呼ばれる。コア質量の増加とともに、暴走成長から寡占的成長へと遷移する。

3.2 臨界コア質量と円盤ガスの捕獲

コアがおおよそ月質量(地球質量の1/100)以上になる(ボンディ半径^{*13}がコアの物理半径より大きくなる)と、大気(円盤ガス)をまとい始める。大気質量はコア質量とともに増加する。しかし、コア質量の小さいときは、大気重力収縮に伴う円盤ガスの流入は少ない。やがて、コア質量がある臨界質量(臨界コア質量と呼ぶ)に到達すると、大気の急激な収縮で暴走的な円盤ガスの捕獲が始

まる(暴走ガス捕獲と呼ぶ)。この段階で大量の円盤ガスを獲得し、分厚いエンベロープをもつガス惑星へと成長する。ただし、現実には、ガス惑星がある質量にまで成長すると、ガス円盤にギャップ(ガス惑星の周囲に空隙)を生成し、ガス流入が律速(または停止)する可能性もある。

3.3 円盤ガスの寿命とコア質量

コア集積モデルでは、臨界コア質量の大きさがガス惑星のコア質量を反映する。単純には、大きなコア(臨界コア質量)のほうがコア集積モデルには都合が良い。それは、円盤ガスの寿命というガス惑星形成に対する時間的制限が存在するからである。

若い星団内での恒星の円盤保持率と星団の年齢との相関^{29), 30)}から、およそ100万年から1,000万年程度で円盤は消失すると考えられている。これらの近赤外観測では、ダスト(固体粒子)からの熱放射による赤外超過で円盤の存在を同定しているので、厳密には「円盤ガス」の寿命には対応しないが、一つの目安とされる。そこで、100万~1,000万年で円盤ガスの捕獲を終えない(暴走ガス捕獲段階に入らない)とガス惑星は作れないことになる。

肝心の円盤ガスの捕獲は大気重力収縮で制御される。したがって、重力ポテンシャルの深い、すなわち、大きなコアのほうが円盤ガスの捕獲に要する時間は短くなるため、**コア集積モデル=大きなコアをもつガス惑星形成の構図となる**。別の言い方をすると、**木星のような小さなコアをもつガス惑星形成が困難となる**。この点が、太陽系のガス惑星形成をコア集積モデルで議論する時の問題とされていた。

3.4 形成期のエンベロープによる氷微惑星捕獲

それでは、エンベロープが重元素リッチであることはどう説明されるか? これは、暴走ガス捕獲段階に捕獲した氷微惑星量を反映している可能

*13 ガス粒子の音速 c_s が(原始)惑星からの脱出速度と等しくなる半径: $R_{\text{Bondi}} = (GM_p/c_s^2)$, M_p は惑星質量。

性が高い。なぜなら、暴走ガス捕獲段階になると、突入する氷微惑星を分厚いエンベロープ中のガス抵抗で減速させることで、(コア表面まで到着せず) 大気中で効率的に捕獲できる。実際、最近の力学計算(原始ガス惑星周りの微惑星の軌道進化計算)によると、暴走ガス捕獲段階の微惑星降着率は、円盤ガスの集積率に強く依存することがわかっている³¹⁾。つまり、暴走ガス捕獲段階に捕獲する氷微惑星量こそが鍵を握ることになる。

一方で、木星・土星形成後に、外側からやってくる氷微惑星を捕獲すれば良いと考えるかもしれないが、いったんガス惑星が形成されてしまうと、重力散乱に打ち勝ち、木星・土星へ大量に氷微惑星を打ち込むことは困難であろう^{*14}。

以上から、コア集積モデルを考えるうえで、「小さなコア」をもつガス惑星形成をいかに説明するかが重大な課題となるわけである。そこで、次節では筆者の研究も交えて、これを解決する二つのアイデアを紹介する。

4. 小さなコアをもつガス惑星形成

小さなコアをもつガス惑星形成の条件は、小さな臨界コア質量で暴走ガス捕獲が開始し、ガス捕獲に要する時間も短縮されることである。すなわち、大気を「つぶれやすく」すれば良い^{*15}。

先に結論を知りたい読者のために、ここで簡単に述べておく。上記の条件を実現するアイデアとして、以下の二つが提唱されている(図3参照)。

- (1) 大気中の低いオパシティー(質量吸収係数)。
- (2) 氷微惑星降着による大気汚染。

両アイデアは惑星形成時に想定される現象である。(1)は、大気中でのグレイン(固体微粒子)の成長・沈殿でグレインオパシティー(単位質量当たりの吸収係数)が減少する(それにより輻射によるエネルギー輸送が効率的となる)。(2)で

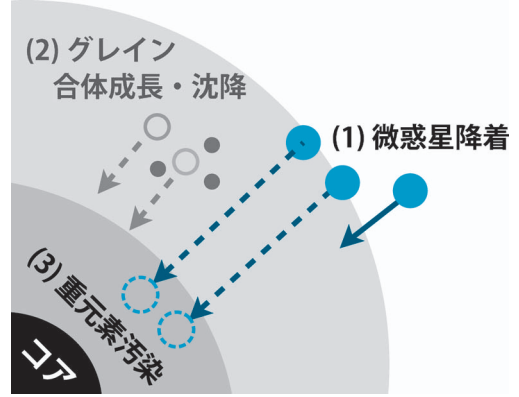


図3 小さなコアをもつガス惑星形成を考える三つのアイデア。

は、氷微惑星の降着がコア成長のみならず、大気の重元素汚染にも寄与する(それにより平均分子量の増加および分子の解離に伴う断熱温度勾配の低下)。結果として、両アイデアともに臨界コア質量を下げ、大気重力収縮を早める。つまり、コア集積モデルでも小さなコアをもつガス惑星形成が可能となる。

それでは、具体的な内容に移りたいと思う。少々、込み入った話になるが、お付き合いいただきたい(読み疲れた方は、先にここを飛ばして第5章をご覧ください)。

4.1 ガス惑星の構造と進化計算

各々の内容へ移る前に、臨界コア質量およびガス降着時間をどのように求めるか述べておく(本節のモデル・内容の詳細は、文献42,47を参照)。ガス惑星のエンベロープ構造は静水圧平衡、連続の式、熱輸送の式、エネルギー保存で記述される。1次元球対称のもと、エンベロープ構造を決定する。コアは一定密度の剛体球とみなし、構造は解かない。詳細は割愛するが、球対称の仮定は妥当であり³³⁾、コアの構造を無視したことは、本節の結果にほとんど影響はない³⁴⁾。

*14 微惑星ではなく、ガス惑星に衝突する原始惑星のコア浸食でエンベロープへ重元素供給するアイデアもある³²⁾。

*15 ここでの「つぶれる」は重力崩壊ではなく、準静的(静水圧平衡だが、熱平衡でない)な収縮。

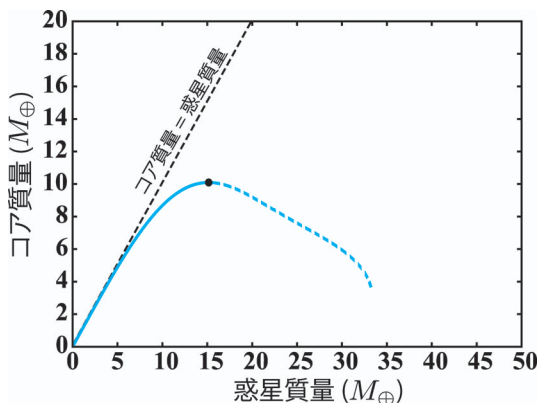


図4 ある惑星質量のときに静的な構造を維持できるコア質量. 極大値が臨界コア質量に対応.

4.1.1 臨界コア質量の求め方

ある微惑星降着率の時、降着エネルギーだけ（大気収縮なし）ではエンベロープが静的な構造を維持できなくなるときのコア質量が臨界コア質量である。図4は、ある微惑星降着率のとき ($10^{-6} M_{\oplus} \text{ yr}^{-1}$) の惑星質量とコア質量の関係を示している。破線はコア質量=惑星質量を表しており、破線と実線の (x 方向の) 差はエンベロープ質量に対応する。図4から、コア質量には極大値が存在し、これ以降のコア質量では、エンベロープの静的な構造が存在しないことがわかりただけだろう。つまり、この極大値が臨界コア質量である²⁴⁾。

4.1.2 ガス降着時間の評価

ガス降着は大気重力収縮で制御される。重力収縮は、典型的にケルビン・ヘルムホルツ時間 (KH 時間^{*16)} で記述される。そこで、あるコア質量を仮定し、エンベロープ構造の時間進化を追い、コアへのガス降着（大気重力収縮）を数値

計算する。その過程で惑星表面の光度が極小のとき (KH 時間が最も長いとき)、そのコア質量でのガス降着時間と評価する³⁵⁾。

4.2 大気中の低いオパシティー

大気重力収縮は、典型的に KH 時間で記述されることは先ほど述べた。エンベロープ中のオパシティー（グレインとガスの寄与）が低い場合、輻射によるエネルギー輸送が効率的となり（拡散近似では、輻射フラックスはオパシティーに反比例）、大気重力収縮は早まる^{*17)}。また、輻射が効率的にエネルギー輸送する場合は、非効率な場合に比べて、同じコア質量に対して大気を支えにくい。結果的に、臨界コア質量も小さくなる。

4.2.1 エンベロープ中のオパシティーの減少

ここで、低いオパシティーが実現されるかという疑問が浮かぶだろう。これまでの研究で、ガス惑星形成時にエンベロープ中のグレインオパシティーが減少することが指摘されている^{37)–39)}。オパシティーを担う典型的なグレインサイズは $1 \mu\text{m}$ である。エンベロープ内では、グレイン同士の衝突が頻繁に起き、合体成長する。成長したグレインはエンベロープ深部へ沈降し、周囲のガス温度がグレインの蒸発温度に達するところで昇華する。この結果、エンベロープ内のグレインオパシティーは急激に下がり、原始惑星系円盤中のグレインオパシティーの $1/100$ – $1/1,000$ まで実効的に低下すると示唆されている。

4.2.2 グレインオパシティーとガス惑星形成

原始惑星系円盤での初期グレインサイズ分布、グレインの量、グレインの組成はいまだ不確定である。こうした不定性も考慮して、コア集積モデルがどの程度まで小さなコアをもつガス惑星形成

*16 惑星表面から輻射で捨てるエネルギーに釣り合うように、重力収縮（重力ポテンシャルの解放）は進行する。重力収縮の典型的な時間=ケルビン・ヘルムホルツ時間 \times 重力ポテンシャル/光度で記述される。

*17 物理的に言及しておく、いまエンベロープ全体が輻射層であるケースを考える。エンベロープ内部の温度と圧力の関係は、温度の4乗が圧力とオパシティーに比例する（放射ゼロ解³⁶⁾と呼ばれ、ポロトロブ球の断熱指数が $4/3$ の温度構造）。オパシティーが低いほど、大気を暖めにくくなり、エンベロープ内部の密度勾配は急峻になる（理想気体を仮定すると、エンベロープ内部の密度分布はオパシティーに反比例）。

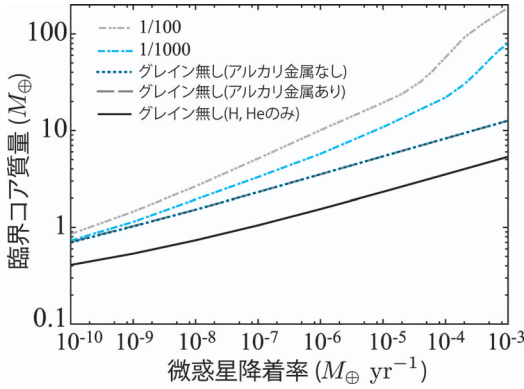


図5 微惑星降着率に対する臨界コア質量. 各線の違いはエンベロープ中のオパシティーの違いを示す.

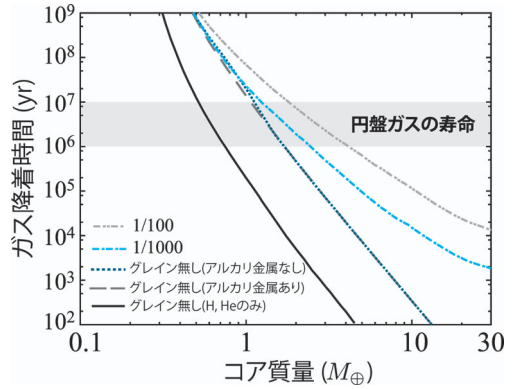


図6 コア質量に対するガス降着時間. 各線の違いはエンベロープ中のオパシティーの違いを示す. 円盤ガスの寿命 (100–1,000 万年) 以下のガス降着時間となるコア質量はガス惑星形成可能.

を許容するかを調べた結果が図5 (臨界コア質量), 図6 (ガス降着時間) である⁴²⁾. 各線は, 1/100, 1/1,000 のグレインオパシティー, グレインなし (+アルカリ金属の有無^{*18)}, そして, オパシティーが最も低い極限として水素・ヘリウムのみ の結果を図示した.

微惑星降着率が低くなる^{*19)}と, 臨界コア質量は減少し, さらにオパシティーが低い場合には, ガス降着時間も短くなる. 微惑星降着率が低くなるにつれて, グレインオパシティーの大きさによらず, 臨界コア質量の大きさが収束する (水素, ヘリウムのみは除く) 傾向が見られる. これは, 大気上部に等温層が広がる一方, 下層では密度勾配が急峻になることで, (ガス密度依存の強い) ガスオパシティーが (グレインオパシティーに比べて) 非常に大きくなるからである. コア質量が小さくなるときにガス降着時間が収束する理由も同様である. 水素, ヘリウムのみ のケースと他の結

果との差は, 水素・ヘリウム以外のガス (とりわけ, 水) がガスオパシティーとして寄与していることを意味する. また, 図5および図6が示すように, アルカリ金属の有無は結果にほとんど影響を及ぼしてない. これは, アルカリ金属がガスオパシティーとして効く 1,500 K 付近は対流領域となっているからである.

ここで, ガス惑星形成に立ち戻ると, 図6から, 円盤ガスの寿命以下の制限を満たす最小コア質量は, 1.7 M_{\oplus} (グレインなし), 0.75 M_{\oplus} (水素, ヘリウムのみ) となる. したがって, 「オパシティー次第」では, コア集積モデルでも, 1地球質量程度の小さなコアをもつガス惑星形成が可能と言える.

4.3 氷微惑星降着による大気汚染

微惑星降着を経て, コア (原始惑星) は成長する. 氷境界 (2.7 AU) 以遠では, 微惑星はケイ酸塩

*18 アルカリ金属は 1,500 K 付近で効率的に赤外線を吸収し, 褐色矮星やガス惑星大気では重要なガスオパシティー源^{40), 41)}. しかし, アルカリ金属はダスト吸着率も高く, 選択的に気相から取り除かれる可能性もあり, アルカリ金属の有無を考慮.

*19 例えば, 初期に微惑星の材料物質 (固体面密度) が少ない状況. 微惑星降着による重力ポテンシャルの解放は小さく, 降着でもたらされる光度が低い. 大気上部には等温層は広がる一方で, コアの重力に対抗して大気を支えるために, 大気下部は急峻な密度勾配となる. 結果的に, 微惑星降着が少ないとコアは成長しにくく, 臨界コア質量も小さくなる^{24), 35)}. しかし, コア自身が小さいと, 大気が「つぶれる」のに時間を要するため, 低い微惑星降着率だけでは小さなコアをもつガス惑星形成は困難.

鉱物+「水」からなる。原始惑星が典型的には火星サイズ（地球の1/10程度）に成長すると、重力散乱で周囲の微惑星の離心率や軌道傾斜角を励起する（衝突破壊を起こすほどにランダム速度が上昇する）。そして、10-100 mサイズの破片が大量に生成される^{43), 44)}。このサイズの破片は原始惑星の大気中に捕獲されると、アブレーション（ガス動圧による剥ぎ取り）、破壊、蒸発・溶融を経験し、コア表面に到達するまでに大部分の質量を失う^{45), 46)}。質量損失はガス密度やガス温度に強く依存し、大気深部ほど効率的となる。この（水）微惑星の質量損失は大気深部に重元素を供給する。さらに、先ほど述べたグレインの成長・沈降も水微惑星の降着と同様に大気汚染に寄与する可能性が高い。大気深部では対流が発達しており、対流層内は一様に攪拌されるため、大気下層全体が重元素汚染を経験すると期待される。

そこで、疑問となるのが、大気汚染を考慮すると、大気中の低いオパシティーで可能となった小さなコアをもつガス惑星形成（コア集積モデル）の描像がどう変わるかである。先に結論だけ述べておくと、大気汚染は、一般に小さなコアをもつガス惑星形成に有利に働く。

4.3.1 汚染大気モデリング

それでは、ここからは大気汚染の影響を調べるべく、以下のような汚染大気モデルを考えていく。大気上層（非汚染領域）は円盤ガス組成（ Z_A ）、大気下層（汚染領域）は水微惑星と円盤ガスの混合組成とする（モデルの詳細は、図7参照）。大気下層の混合気体の熱力学量は、化学平衡計算で求める。重元素汚染度（大気下層の混合比）は、突入する水微惑星のサイズ分布や突入速度、アブレーション効率、グレインの沈降などによるはずである。しかし、今回の目的は重元素汚染の影響を明らかにすることなので、重元素汚染度（大気下層の重元素の質量比： Z_h ）をパラメーターとして扱う。

さらに、大気汚染境界もパラメーターとす

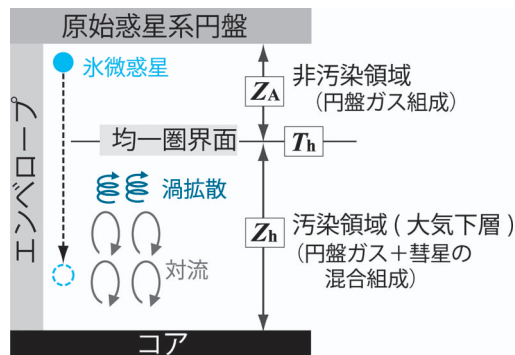


図7 水微惑星によるエンベロープの重元素汚染の模式図。

る。その理由は以下の2点である。単純には汚染領域は対流層と決めれば良い。しかし、現在の地球のように、対流圏界面（対流層と輻射層の境界）上部で渦拡散が生じている可能性もある。渦拡散は巻き散らされた重元素を対流層上端の輻射層へ輸送できる。また、ガス密度の低い大気上層ではアブレーション効率は低い、同時に大気量も少ないため、わずかな重元素供給でも十二分汚染される可能性がある。ゆえに、汚染境界=対流圏界面とは必ずしも言えず、今回は汚染境界（均一圏界面）もパラメーター（温度で定義： T_h ）とした。ちなみに、 T_h が低いほど、汚染領域が広いことに相当する。

4.3.2 大気汚染と臨界コア質量

計算結果を見る前に、大気汚染で想定される三つの影響に言及しておく。

- (a) ガスの平均分子量の増加、
- (b) 分子の解離による断熱温度勾配の減少、
- (c) オパシティーの増加。

(a) および (b) は（大気を支える）圧力を下げる効果で臨界コア質量を下げ、ガス降着時間を短縮する。一方の (c) は（大気を暖めやすくなり）圧力を上げる効果をもつ。したがって、二つの競合する効果のいずれが勝るかで結果は変わることになる。

図8は重元素汚染度と臨界コア質量の関係を示している。各線は汚染領域の違いを表している。

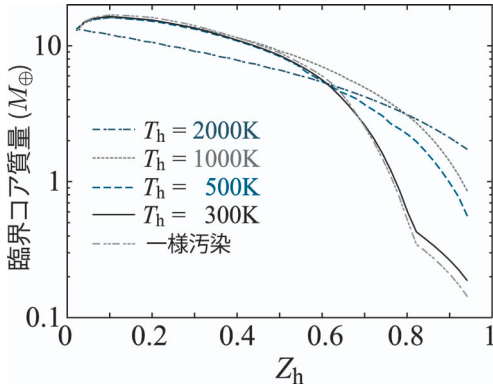


図8 重元素汚染度・汚染領域と臨界コア質量の関係。

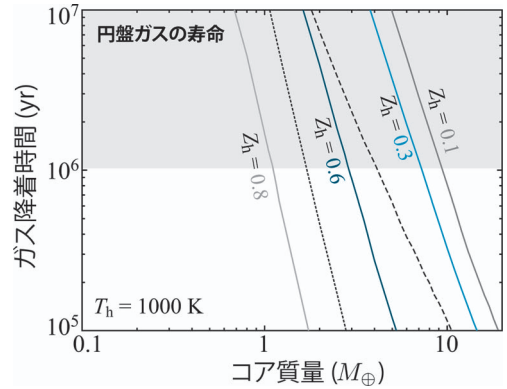


図9 $T_h=1,000\text{ K}$ のときの各重元素汚染度におけるガス降着時間。

左端の Z_h は円盤ガス組成 ($Z_A=0.02$) に対応し、右端の Z_h は氷微惑星の組成 (今回は, Halley 彗星の $Z=0.94$ を採用) に対応している。図8から、重元素汚染は一般に臨界コア質量を下げる事がわかる。 $T_h=2,000\text{ K}$ の場合は、臨界コア質量が単調減少になる。これは、大気下層が全対流となり、オパシティー増加の影響が寄与しないためである。他のケースでは、 $Z_h \leq 0.1$ はガスオパシティーの増加が効き、臨界コア質量が増加するが、それ以降は平均分子量の増加と断熱温度勾配の減少(特に、 Z_h が高い側で効果的)により、臨界コア質量は減少する。 $T_h=300\text{ K}$ や一様汚染(エンベロープ全体が汚染)の場合に、 $Z_h \geq 0.815$ で傾向が変わるのは、主要な分子種が水素から二酸化炭素と変わったためである(詳細は、文献47を参照)。図8の結果は、ある微惑星降着率の場合であるが、異なる微惑星降着率でも定性的には同じである。

4.3.3 大気汚染とガス降着時間

次に、図9はガス降着時間の一例($T_h=1,000\text{ K}$ の場合)を表している。各色線の違いは重元素汚染度に対応している。あるコア質量に注目すると、汚染度が高いほど、ガス降着時間が短いことが分

かる。この理由は臨界コア質量を減少させる効果と同様である。比較のために、円盤ガス組成(実線)、1/100のグレインオパシティー(破線)、グレインなし(点線)の結果(4.3節の結果)も例示した。驚くべきことに、エンベロープの重元素汚染は、グレインオパシティーを下げる(1/100→0)よりもはるかに効果的にガス降着時間を短縮できることがわかる。図9の結果では、グレインオパシティーの減少は考えていないが、もしグレインオパシティーの減少が起これば、正のフィードバックとして働くだろう*20。今回は $T_h=1,000\text{ K}$ の結果のみ見てきたが、ほかの T_h の場合も同様にガス降着を早め、汚染領域が広範囲である程、ガス降着時間はより短くなる(詳細は、文献47を参照)。

ただし、以上の結果に対して、検討されるべき課題も残されている。例えば、エンベロープの力学的安定性である。円盤ガス組成の場合には、エンベロープは力学的に安定であることがわかっている⁴⁸⁾。しかし、大気下層での分子の解離による断熱温度勾配の減少やオパシティー増加は、(例えば、 κ -機構で)非線形な流体力学的波を励起する可能性がある⁴⁹⁾。この非線形な波はエンベロー

*20 氷微惑星の降着は大気上層(非汚染領域)のグレインオパシティーを増加させる(小さなコアをもつガス惑星形成を妨げる)可能性もある。氷微惑星がHalley彗星のように未分化であれば、氷マトリックスに埋め込まれたグレインが、蒸発とともに大気上層に供給される。しかし、大気上層のグレインオパシティーを10倍、100倍に増加させると、そもそも大気上層も対流領域となる。

プの膨張を誘起し、エンベロープの大部分の質量を吹き飛ばす可能性がある。

ほかにも、今回は重元素汚染度および汚染領域は時間変化しないとした。しかし、円盤ガスの流入で汚染大気が希釈され、汚染度や汚染領域は時間変化するはずである。これは、渦拡散時間とガス流入時間との兼ね合いで決まるだろう。問題は希釈され過ぎると、重元素汚染されない状況になる。そこで、実際にどの程度の重元素希釈が起こるのか、今後、大気の化学進化とガス集積をカップルさせた計算で確認する必要がある。

本節では、コア集積モデルでも小さなコアをもつガス惑星形成が可能であることを見てきた。この結果を踏まえて、次節では太陽系（外）のガス惑星形成を議論していく。

5. 太陽系（外）のガス惑星形成

5.1 コア集積モデルによる木星・土星形成

第4節では、大気中のグレインオパシティーの減少や氷微惑星による大気汚染は、内部構造理論で予測される木星のような小さなコアをもつガス惑星形成を可能にすることを示した。もちろん、大気中のグレインオパシティーの減少では、原始惑星系円盤内のグレインのサイズ分布などの不定性、重元素汚染に対しても検証されるべき課題が残されている。しかし、両アイデアともに現実的に起きると想定される。とりわけ、氷微惑星降着による大気汚染は、惑星集積の観点で必ず起きたはずである。

そこで、オパシティーの減少や大気汚染で木星形成が説明できるとしよう。そうすると、大きなコアをもつ土星形成の起源はどうなるのだろうか？ 従来、大きなコアをもつガス惑星形成には、コア集積モデルが支持されてきた。そして、大きなコアは形成期の高い微惑星降着率^{*21}を反映し

ていると考えられていた。しかしながら、高い微惑星降着率は小さなコアをもつ土星を形成するリスクもある。微惑星同士の高速度衝突が頻繁に生じ、大量の小さいサイズの微惑星破片が土星領域に生成される。そして、原始土星大気は激しい大気汚染を経験する。結果的に、最終的な土星コアは小さくなってしまふかもしれない。したがって、大気汚染が効率的であれば、コア集積モデルは「大きなコアをもつガス惑星形成」という新たな問題に直面する。無論、土星エンベロープではグレインオパシティーが高かったというやや強引な考え方もできなくはないが、現実的には難しいと言えよう。

いずれにせよ、木星・土星形成（+大気汚染）にとって、微惑星集積が鍵を握っていることは間違いない。しかしながら、そもそも、氷境界以遠でのコア成長自体は、いまだよく調べられてない。それは計算領域に加えて、粒子数という計算コストの問題があるためである。そこで、氷境界以遠の複数の原始惑星系での競合的コア成長（例えば、先に小さなコアをもつ木星が形成された状況で、土星や氷惑星（天王星・海王星）の種となるコアがどのように成長するか）を N 体計算で調べる必要があるだろう。それによって、土星が原始惑星の衝突合体を経験したことが木星・土星コアの二分性を生んだというアイデア³²⁾も同時に検証できるだろう。

5.2 円盤不安定モデルによる木星・土星形成

太陽系のガス惑星形成を議論するうえで、円盤不安定モデル⁵³⁾についても触れておきたい。円盤不安定モデルによると、重たい原始惑星系円盤（典型的には、0.1倍の太陽質量）が重力的に不安定となり（ガス円盤の自己重力が圧力勾配や遠心力に打ち勝つ：Toomreの Q 値^{*22}がおおよそ1以下になる）、急速に崩壊し、ガス塊（ガス惑星）を形

*21 高い微惑星降着率を実現するさまざまなアイデアがこれまでに提唱されている。例えば、（成長する）原始木星やほかの原始惑星の影響⁵⁰⁾、タイプI惑星移動⁵¹⁾、初期に高い固体面密度⁵²⁾など。

*22 Toomre $Q = (c_s \kappa / \pi G \Sigma)$ 。ここで、音速 c_s 、エピサイクル振動数 κ 、面密度 Σ 。

成する。近年、大規模な3次元輻射流体計算が可能となり、円盤不安定がどのような条件（中心星の金属量、円盤への質量降着率、中心星からの距離、水素分子のオルト/パラ比など）で起きるか明らかになりつつある⁵⁴⁾⁻⁵⁷⁾。さらに、分子雲から円盤形成の一連の進化計算で、自己重力不安定からガス惑星が（再帰的に）複数個、形成されることも示されている⁵⁸⁾。

しかし、従来、円盤不安定モデルでできるガス惑星は円盤ガス組成になる問題（現在の木星、土星質量では、それぞれ全重元素量が地球質量の6倍、4倍となる）があった。そこで、初期の木星・土星の質量が現在よりもはるかに大きく、重元素成分が沈殿した後、大部分の重元素欠乏なガス成分がはぎ取られたというアイデアも検討された。しかし、数百地球質量ものガスのはぎ取りが困難とされていた。こうして、円盤不安定モデル＝小さなコア（少ない重元素量）をもつガス惑星形成という描像となった。

しかしながら、最近、**円盤不安定モデルでもさまざまな大きさのコア（重元素量）をもつガス惑星を形成**できる二つのアイデアが提唱されている。

- (1) ガス円盤に生じたスパイラル・アーム（渦巻き状の腕）中の高密度ガス領域に cm サイズのダストを濃集⁵⁹⁾、
 - (2) 円盤不安定で形成されたガス塊が重力収縮過程で周囲の微惑星（～km）を捕獲⁶⁰⁾⁻⁶²⁾。
- (1) では初期のダスト量（円盤ガスと独立して運動できる程度のサイズ）がガス惑星の重元素量（コア含む）を左右する。(2) では、初期の微惑星サイズ^{*23)}、ガス塊の重力収縮に要する時間^{*24)}、初期のガス塊サイズ^{*25)}がガス惑星の重元素量を左右する。

コア形成は、(1) で濃集したダストや (2) で捕獲した微惑星（の破壊から生じたダスト）が、大気中で成長・沈殿（ガス成分と固体成分の分化）で起きると考えている。いくつかの条件下では、両アイデア（後者のほうがより効果的）とも木星・土星のような重元素リッチなガス惑星形成を説明できる。

これらのアイデアが興味深いのは、中心星に近い/遠い位置に固体惑星が作れる可能性もあるからである⁶³⁾。例えば、分化で（大きな）コアと重元素の少ない大気をもつガス惑星が形成されたとする。ガス惑星がタイプ II 惑星移動^{*26)}で中心星方向へ急速に落下する、あるいは、高い離心率をもっていったとする。中心星への急な接近で、ガス惑星の大気は潮汐ではぎ取られてしまう。そして、中心星近傍には（非常に薄い大気と）コアが残る。仮に、ほかのガス惑星が存在すると、重力散乱で遠方に跳ね飛ばされるかもしれない。こうして、中心星に近い/遠い位置に固体惑星が形成される。もちろん、むき出しのコアが再び、円盤ガスを捕獲する可能性もある。ゆえに、今後、さらなる詳細な研究でこうしたアイデアは検証される必要があるが、円盤不安定によるガス惑星形成は現在、再び脚光を浴び始めている。

以上、本節ではコア集積モデルと円盤不安定モデルの両側面から、太陽系のガス惑星形成を見てきた。従来議論されてきたコア質量が必ずしも、（太陽系の）ガス惑星の形成モデルを区別する指標にはならないのかもしれない。しかし、コア質量は形成過程を反映しており、今後どのようにすれば形成過程を紐解けるのか考えていくべきだろう。

5.3 太陽系外のガス惑星形成

本節を終える前に、太陽系外のガス惑星形成にも少しだけ触れておこう。系外ガス惑星の形成

*23) 小さい微惑星はガス抵抗で捕獲しやすいが、m サイズ以下では円盤内のガス抵抗で中心星方向へ落下する効果が卓越。
 *24) ファーストコア同様に、内部温度～2,000 K に達すると水素分子の解離が起き、急激な崩壊段階に入る。崩壊段階では、ほとんど微惑星捕獲はできないため、内部温度が 2,000 K に到達する時間は長いほうが都合が良い。
 *25) ガス塊の初期サイズは大きいほうが良いが、あまり質量が大きくなり過ぎると収縮をはやめる効果が勝つ。
 *26) ガス円盤に生成したギャップ（空隙）にロックされ、中心星への円盤ガスの質量降着とともにガス惑星も落下。

も、コア集積モデル・円盤不安定モデルに基づいて議論される。そこで、太陽系との代表的な違いとしては、ホットジュピターや遠方のガス惑星の存在が挙げられるだろう。

一般に、中心星近傍にガス惑星をその場で作ることは困難である。そこで、ホットジュピターの起源として、外側で形成されたガス惑星の中心星方向への惑星移動⁶⁴⁾やガス惑星同士の重力散乱⁶⁵⁾が提唱されている。逆説的に、ホットジュピターの存在こそが「惑星落下」の証拠だと言われることもある。それでは、ホットジュピターのいない太陽系では、惑星落下が起きなかったのか？ 残念ながら、この質問にはまだ誰も答えられない。惑星移動は起きたかもしれないし、(ほとんど)移動しなかったのかもしれない。これくらいに惑星形成は、いまだわからないことだらけである。

一方、コア集積モデルではその場形成が困難な(軌道長半径が大きいほど、コア形成に時間がかかる)遠方のガス惑星は、円盤不安定が起きた証拠としばしば引き合いに出される。もちろん、コア集積モデルでいったん、内側領域で形成されたガス惑星が重力散乱で飛ばされた可能性もある。最近、重力マイクロレンズの興味深い観測結果が発表された。それは、単独に存在する惑星(中心星の周りを公転していない惑星)が非常に多く存在する可能性を示していた⁶⁶⁾。こうした惑星の存在(割合)に、遠方のガス惑星形成に対するヒントが隠されているだろう。

6. 最後 に

本稿では、太陽系のガス惑星およびコア集積モデルを中心にガス惑星形成の現状を紹介してきた。前節では、コア集積モデルや円盤不安定モデルで木星・土星のようなガス惑星を作れる可能性に言及した。しかし、注意していただきたいのは、「太陽系のガス惑星形成」が決して解明されたわけではない。いずれのモデルが太陽系のガス惑星形成に貢献したのか、いまだ決着はついていな

い。さらに、木星・土星が現在(5.203 AU, 9.556 AU)の位置にある理由もわかっていない。近年、木星・土星の現在の軌道配置を説明するモデルとして、Niceモデル⁶⁷⁾が盛んに議論されているが、この問題は、本稿では詳細に触れなかったが、惑星移動や円盤ガスの散逸といったプロセスに強く関係している。ゆえに、今はこれらの基礎過程の解明が待たれる。

さて、冒頭で述べたとおり、幸運なことに、現在は太陽系以外のガス惑星が多く発見されており、形成過程を検証するヒントが散りばめられている。最近では、太陽系外のトランジットガス惑星の内部構造や大気組成まで推定できるようになってきている。さらに、ガス惑星のみならず、地球質量の数倍-10倍程度の惑星(スーパーアース)も多数発見され、それらの内部構造や全体の化学組成も議論できるようになってきた。これらの膨大で断片的なヒントを、いかにして太陽系(外)の惑星形成の理解へフィードバックしていくかが惑星科学者の腕の見せどころだろう。

最後に、いま確実に言えることは、系外惑星の登場で、われわれの惑星形成に対する理解の歩みは少しずつだが、着実に進展してきている。惑星科学が日進月歩な今この時代、この瞬間、こうして惑星科学の研究に携わられている素晴らしさを含み締めながら、研究を続けていきたいと思う。

謝 辞

本研究は博士論文の一部を抜粋したものである。東京工業大学博士課程在籍時の指導教官の井田 茂教授ならびに生駒大洋助教に感謝する。また、本稿執筆の機会を与えてくださった国立天文台の小久保英一郎准教授、本稿の担当編集委員の浜名 崇助教に感謝する。本稿の詳細な内容に関しては、2010年⁴²⁾、2011年⁴⁷⁾の投稿論文も併せて、ご参照いただきたい。最後に、本稿の研究は日本学術振興会特別研究員研究奨励費(21・9495)の助成を受けている。

参考文献

1) Mayor M., Queloz D., 1995, Nature 378, 355
 2) Udry S., Santos N. C., 2007, ARA&A 45, 397
 3) Borucki, W. J., et al., 2011, ApJ 736, 19
 4) Marois C., et al., 2010, Nature 468, 1080
 5) Kalas P., et al., 2008, Science 322, 1345
 6) Wigner E., Huntington H. B., 1935, J. Chem. Phys. 3, 764
 7) Nellis W. J., et al., 1999, Phys. Rev. B 59, 3434
 8) Guillot T., 2005, AREPS 33, 493
 9) Nettelmann N., et al., 2008, ApJ 683, 1217
 10) Saumon D., Guillot T., 2004, ApJ 609, 1170
 11) Saumon D., et al., 1995, ApJS 99, 713
 12) Kerley G. I., 2003, Sandia National Laboratories Rep. SAND2003-3613
 13) Militzer B., Hubbard W. B., 2009, ASS 322, 129
 14) Holst B. et al., 2008, Phys. Rev. B 77, 184201
 15) Sano T., et al., 2011, Phys. Rev. B 83, 054117
 16) Wong M. H., et al., 2004, Icarus 171, 153
 17) Roulston M. S., Stevenson D. J., 1995, EOS 76, 343
 18) Wilson H. F., Militzer B., 2010, Phys. Rev. Lett. 104, 121101
 19) Fortney J. J., Hubbard W. B., 2003, Icarus 164, 228
 20) Roos-Serote M., et al., 2004, PSS 52, 397
 21) Atreya S. K., et al., 2003, PSS 51, 105
 22) Owen T., et al., 1999, Nature 402, 269
 23) Guillot T., Hueso R., 2006. MNRAS 367, L47
 24) Mizuno H., 1980, Prog. Theor. Phys. 64, 544.
 25) Bodenheimer P., Pollack J. B., 1986, Icarus 67, 391
 26) Pollack J. B., et al., 1996, Icarus 124, 62
 27) Wetherill G. W., Stewart G. R., 1989, Icarus 77, 330
 28) Kokubo E., Ida S., 1998, Icarus 131, 171
 29) Haisch K. E., et al., 2001, ApJ 553, L153
 30) Hernández J., et al., 2007, ApJ 662, 1067
 31) Shiraishi M., Ida S., 2008, ApJ 684, 1416
 32) Li S. L., et al., 2010, ApJ 720, 1161
 33) Aylie B., A., Bate, M. R., 2009, MNRAS 393, 49
 34) Mizuno H., et al., 1978, Prog. Theor. Phys. 60, 699
 35) Ikoma M., et al., 2000, ApJ 537, 1013
 36) Stevenson D. J., 1982, PSS 30, 755
 37) Podolak M., 2003, Icarus 165, 428
 38) Movshovitz N., Podolak M., 2008, Icarus 194, 368
 39) Movshovitz N., et al., 2010, Icarus 209, 616
 40) Guillot T., et al., 1994, Icarus 112, 337
 41) Burrows A., et al., 2000, ApJ 531, 438
 42) Hori Y., Ikoma M., 2010, ApJ 714, 1343
 43) Inaba S., et al., 2003, Icarus 166, 46
 44) Kobayashi H., et al., 2010, Icarus 209, 836
 45) Podolak M., et al., 1988, Icarus 73, 163
 46) Pollack J. B., et al., 1986, Icarus 67, 409
 47) Hori Y., Ikoma M., 2011. MNRAS 416, 1419
 48) Tajima N., Nakagawa Y., 1997, Icarus 126, 282
 49) Wuchterl G., 1991, Icarus 91, 53
 50) Guilera O. M., et al., 2010, A&A 521, A50
 51) Alibert Y., et al., 2005, A&A 434, 343
 52) Dodson-Robinson S. E., et al., 2008, ApJ 688, L99
 53) Cameron A. G. W., 1978, Moon and Planets 18, 5
 54) Boss A. P., 2000, ApJ 536, L101
 55) Mayer L., et al., 2002, Science 298, 1756
 56) Durisen R. H., et al., 2007, Protostars and Planets V, 607
 57) Boley A. C., 2009, ApJ 695, L53
 58) Inutsuka S.-i., et al., 2010, ApJ 718, L58
 59) Boley A. C., et al., 2011, ApJ 735, 30
 60) Helled R., et al., 2008, Icarus 195, 863
 61) Helled R., Schubert G., 2008, Icarus 198, 156
 62) Helled R., Schubert G., 2009, ApJ 697, 1256
 63) Nayakshin S., 2010, MNRAS 408, L36
 64) Lin D. N. C., et al., 1996, Nature 380, 606
 65) Rasio F. A., Ford E. B., 1996, Science 274, 954
 66) Sumi T., et al., 2011, Nature 473, 349
 67) Tsiganis K., et al., 2005, Nature 435, 459

Formation of Gas Giants by the Core-Accretion Model

Yasunori HORI

Division of Theoretical Astronomy, National Astronomical Observatory of Japan, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

Abstract: The origin of the gas giants in the Solar System is still an intriguing puzzle. The reason is that in the core-accretion model, one of promising formation scenarios for gas giants, it is a matter of concern to form gas giants with small cores such as Jupiter before disk dissipation. However, we have found that both the reduction of grain opacities in the envelope of a protoplanet and the envelope pollution by evaporated materials of incoming icy planetesimals make it possible to form gas giants with small cores in the framework of the core-accretion model. Recently, as an alternative idea to explain the origin of (our) gas giants, the disk instability scenario has been vigorously examined by using three-dimensional radiative hydrodynamic simulations. Thus, in this article, we review recent understanding of gas giant formation and then we discuss the origin of gas giants in the Solar System on the basis of the two models.