

特集「比較惑星系形成論」

比較惑星系形成論への展望

渡邊 誠一郎¹

近年、いろいろな進化段階にある太陽系外の惑星系の存在を示す証拠が見つかってきた。その観測は主に、(1) 原始惑星系円盤、(2) 主系列星周囲のダスト円盤、(3) 太陽系外ガス惑星に分けられる。これらは、惑星系の形成過程を解明する上で不可欠な制約条件となる。今後十数年は、観測機器の高性能化・大型化・アレイ化さらにはスペースからの観測の進展によって、太陽系外の惑星系の観測的研究は黄金時代となろう。

太陽系の情報に基づき、素過程の物理・化学のみに頼って組み上げられてきた従来の惑星系形成論では、説明が困難な観測事実も多数出てきている。一般に観測と理論の関係は、(a) 観測のほとんど無い空想的理論の黎明時代、(b) 基本的観測とそれに基づく標準理論の確立の黄金時代、(c) 観測の急増と現象論的「個別理論」乱立の爛退時代、と進化するようだ。惑星系形成論はまさに(b)の時代に突入したのだろう。観測の裏打ちの無い空想的「標準シナリオ」から基本的観測に支えられた真の「標準理論」へ、あるいは「太陽系形成論」から「比較惑星系形成論」への転換期と言えよう。

この小論では、最近の得られた観測データと、従来の惑星系形成の標準シナリオの結果と比較する。そして、多様な惑星系の進化を統一的な観点から論ずる比較惑星系形成論への展望を述べる。

1. 太陽系外惑星系の観測

観測に関する詳しいレビューは、百瀬さん、田村さ

ん、村上さんの稿にゆずり、ここでは比較惑星系形成論に必要な諸量が観測からどのように決められるかを中心に述べよう。

1.1 原始惑星系円盤

まず、第一の観測対象は、惑星系形成の母胎となる原始惑星系円盤(以後ディスクとよぶ)である。水素核反応に火がつく以前の若い星(Tタウリ星)は、単一の表面温度の黒体放射では説明できない過剰な連続光放射を、赤外線からミリ波の波長領域で出している。これら長波の過剰は、中心星を円盤状にとりまくダスト群からの放射であると考え、うまく説明できる[1]。こうした分光学的証拠は、ミリ波干渉計によるCO分子ガスの回転輝線の観測で裏付けられた。半径数百AUまで広がる円盤ガスがケプラー回転している様子が明らかになった。ただ、周囲の分子雲ガスによる影響を受けずに観測できる対象に限られるため、今のところ観測例は、GG Tau, DM Tau, GM Aur など少数に過ぎない。

一方、ハッブル宇宙望遠鏡(HST)の可視光観測により、オリオン星雲からの背景光を遮るシルエットとして多数のディスクが観測された。あるいは、ディスクをほぼ真横から見ると配置になっていて、中心星の散乱光によって縁どられたシルエットとして、ディスクが検出された例(HH 30, HK Tau/c など)もある。さらに、ディスクから散乱された近赤外線が直接撮像された例(GG Tau)もある。これらはいずれも 50–300 AU程度のスケールを持つ。

¹ 名古屋大学 大学院理学研究科 地球惑星理学専攻

なお, L1489-IRS, L1551-IRS5, あるいは HL Tau といった原始星やごく若いTタウ星 ($t \sim 10^{5.5}$ yr) の周囲には, 中心星への自由落下時間程度のタイムスケールで動的収縮をしている1000AUスケールの円盤ガスが, ミリ波干渉計によって続々と観測されている。これらは, シュード・ディスクあるいは円盤状エンベロープと呼ばれ, ほぼケプラー回転をしていて降着時間が自由落下時間より数桁長い原始惑星系円盤(ディスク)とは区別される。シュード・ディスクは, $10^{5.5}$ 年程度でよりコンパクトなディスクへ移行する過渡的天体だとみなされている。

赤外・ミリ波領域のスペクトル, ミリ波サブミリ波干渉計による撮像, あるいは可視・近赤外線散乱光強度といった観測から, ディスクの物理量が推定できる。重要なものに, 半径 a_{out} (正確には後述の指数 $p > 2$ となる半径), 総質量 M_D , 面密度分布 $\Sigma_g(a)$ (特に中心星からの距離 a に対する逆べき指数 p の平均値), 温度分布 $T(a)$ (特に a に対する逆べき指数 q の平均値) がある。現段階では, 観測数が限られているため統計的精度は低い, おおよそ,

a_{out}	50-300 AU	伴星があると切断される
M_D	0.001-0.1 M_{\odot}	ここで M_{\odot} は太陽質量
p	0.5-1.5	不確定性が特に大きい
q	0.5-0.7	ディスク表面温度を反映程度の値が見積もられている。

なお, ディスクのガス散逸時間は, ガス惑星形成過程への制約として最も重要なデータであるが, 不確定である。長波連続光の観測などからディスクの寿命は 10^7 年と言われる。しかし, ダストからの放射は微惑星形成によっても弱くなるのでディスク散逸の証拠とは言えない。また, ガスからの線スペクトルもダストのガス吸着の可能性や, 分解能の不足などから, ディスク散逸の状況を解明する精度は無い。ただ, 次項で述べるA型主系列星 β Pic の周囲には, ガスがほとんど存在しないという観測があるので, ディスクのガスの寿命は 10^8 年以内と考えて良いだろう。

1.2 主系列星周囲のダスト円盤

第二の観測対象は, 主系列星周囲のダスト円盤である。ヴェガやフォーマルハウトなどの一部の近傍主系列星にも赤外線過剰がある(これらはヴェガ型星と呼ばれる)。ヴェガ型星の一つ β Pic では, ステラコロナグラフを用いた可視光・近赤外線の観測で, 周囲にダスト円盤が撮像されている。HSTによる詳細な観測によれば半径が1000AUに達する広がりを持ち, 中心付近に半径数十AUの穴が空いていて, 円盤に外部摂動源によるゆがみがあることなどがわかった。ダストは, もし供給が無ければ, 数万年で中心星(A型星)の放射圧によって吹き飛ばされてしまう。よって内側領域にある形成途上の惑星系から衝突破壊によって, ダストが常に供給され続けていると推定される。さらに β Pic 本体をかすめるように彗星状の天体が飛んでいることが, 紫外線のスペクトル変動から推定されている。これらの観測は, 惑星形成過程の進行を間接的に示している。

近年, ヴェガやフォーマルハウト, HR 4796A といった β Pic と同じA型の主系列星の周囲にも遠赤外線ダスト円盤が撮像されてきた。特に年齢が 10^6 歳程度までの若い星に多く見つかっていて, 年齢とともにディスクが淡くなる傾向が見られる。また, ϵ Eri (K型) や ρ^1 Cnc (=55Cnc) (G型) といった太陽質量程度の星にもダストディスクが撮像されている。太陽系にもカイパーベルト天体起源のダストディスクがあると予想されていて, 関連が注目される。

1.3 太陽系外ガス惑星

第三の観測対象は, 近傍の太陽サイズの主系列星の周囲の太陽系外ガス惑星である。1999年7月現在, 20個ほどの系外惑星が見つかっている。観測手法は, 星の線スペクトルのドップラーシフトを精密測定することで, 見えない伴星の重力によって生じる主星の視線方向速度の周期変化(振幅は数十m/s)を検出し, それから伴星の公転周期や離心率・質量を見積もるも

のが主流である。主星位置の天球面での周期的ふらつきを位置天文学的に検出する試みもあるが、比較的精度の高い観測が1例あるに過ぎない。現在までに検出された惑星の軌道長半径 a と離心率 e の関係、および a と下限質量 M_{\min} (正確には、公転面法線と視線の成す角を θ として $M \sin \theta$) の関係を図1に示す。このうち a - M_{\min} 図には、質量が $13-80M_J$ (M_J : 木星質量) の褐色矮星候補天体も載せた(塗りつぶされた丸)。さらに、破線でドップラー視線速度観測法の現在の検出限界(速度振幅 $K = 40$ m/s)を、一点鎖線で位置天文学的手法による検出限界(10pcの距離で4ミリ秒角)を併記した。いずれも、中心星から遠い惑星を検出するには、 a^3 に比例した長期間の観測が必要となることに留意すべきである。

見つかった系外惑星(20例)は、3つのカテゴリーに大別される。1つ目は、 $a < 0.2$ と極めて中心星に近い軌道をとる近接型で、確実なものが9例ある。これらは hot Jupiter と呼ばれ、 e が比較的小さく、木星質量 (M_J) 程度のものが多い。また、主星のFe元素比が太陽値より大きいという特徴も共通している。2つ目は、 $e > 0.3$ となる楕円軌道型で、確実なものが9例ある。これらは $a > 0.2$ で比較的質量が大きなものが目につく。3つ目は、 $e < 0.2$ かつ $a > 1.0$ となる太陽系型で、確実なものは47UMaの1例である。つまり、見つか

った惑星のほとんどは太陽系のそれとは大きく異なっている：中心星に近く、離心率が大きい軌道を持つ。

また、最近 ν And の周囲に3つの惑星が回っているらしい証拠が得られている[2]。これら3つはいずれも木星程度かそれ以上の質量を持ち、しかもいずれも太陽系での地球型惑星領域に相当する位置にある。しかも外の2つはかなり大きな離心率である。明らかに太陽系とは大きく異なった惑星「系」が存在するようである。

ただ、系外惑星のサンプル数はまだ少なく、観測バイアスもあるので、こうした分類は統計的には不確定である。今後、観測期間の増加と共に系外惑星の発見、特に太陽系型の惑星が発見されてくると期待される。

2. 惑星形成の標準シナリオと問題点

では、こうした系外惑星系の観測は、従来の惑星形成の標準モデルの中ではどのように位置づけられるのか。ディスクの観測は、分子雲コアの収縮が始まって星・ディスクの形成にいたる過程が理論的に解明されていない現時点では、惑星形成過程の出発点と位置づけられる。惑星形成過程を直接見られる観測は今のところ存在しないが、主系列星周囲のダストディスクや紫外線変動の観測は、間接的に惑星形成過程に制約

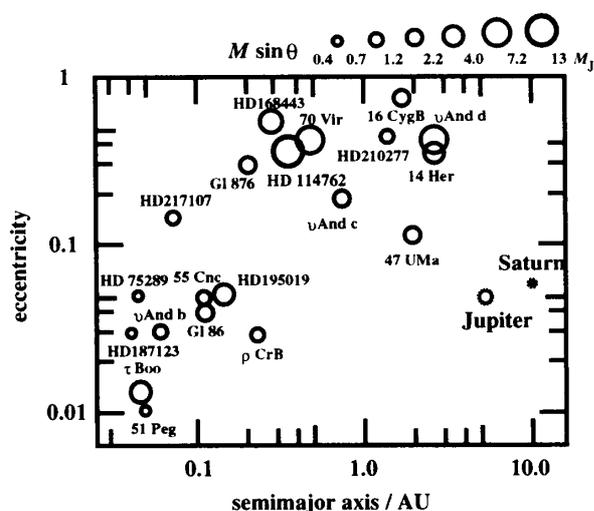
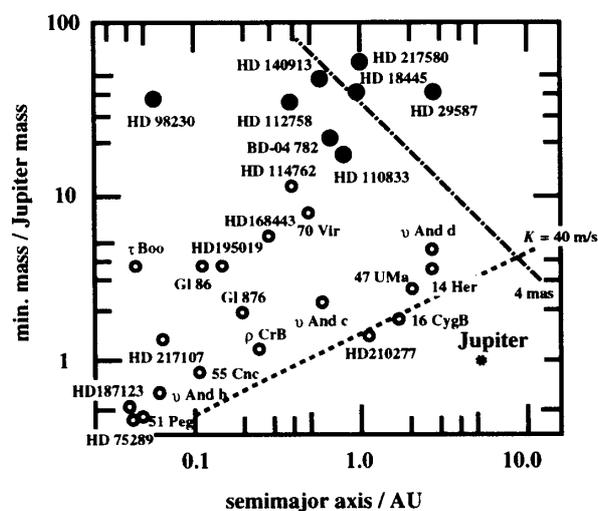


図1 見つかった太陽系外ガス惑星のスリーサイズ (軌道長半径 a 、離心率 e 、下限質量 M_{\min})



を与えるとき期待される。そして、惑星形成過程の結果は太陽系外ガス惑星(と、もちろん我々の太陽系)として観測される。それらの質量分布や軌道パラメータ分布が最終結果の制約となる。なお、連星を囲むディスクや、伴星を持つ星の周りのディスクも観測されているが、現時点での標準シナリオは単独星周囲の惑星系形成のみしか取り扱っていない。

2.1 初期材料物質分布

分子雲コアの収縮により、中心星とディスクはほぼ同時に形成される。ディスクは、初期には中心星に質量供給をする降着円盤として、後期には内部でダストを付着成長させ微惑星を経て惑星系を育てる母胎円盤としての役割を果たした。中心星+ディスクの進化は、大雑把に言うと

- (1) 原始星コア+落下エンベロープ < 10^5 yr
- (2) 若いCTTS+シュードディスク $\sim 10^{5.5}$ yr
- (3) CTTS+降着ディスク $\sim 10^6$ yr
- (4) WTTS+受動的ディスク $\sim 10^7$ yr
- (5) 主系列星+惑星系・残存ダスト > $10^{7.5}$ yr

のような段階に分けられる。ここで中心星の準静的収縮段階である Tタウリ星は、水素の輝線スペクトルが強い古典的Tタウリ星 (CTTS) と弱輝線Tタウリ星 (WTTS) に分けられる。中心星は、(1) の段階ではほぼ球対称の動的収縮エンベロープに取り囲まれているが、その後は円盤状の構造へと進化し、(3) の段階でケプラー回転ディスクが完成する。ディスクの質量供給率は、長期的に見ると後の段階ほど減少するが、数百年の期間に通常の数百倍を越す質量が中心星に供給されるFUオリオニス現象が観測されており、著しく非定常に変化する可能性も示唆されている。

星誕生の狼煙と言ふべき双極分子流を駆動する、高速(数百 km/s)で細く絞られた方向に吹き出すジェットは、(1) から(3) の段階の若い星に高い確率で付随している。このジェットによって降着物質の角運動量が系外に捨てられるため、中心星は高速自転で分裂す

ることを免れている。段階(2) - (3)における星・惑星系の空間断面図(中心星を通りディスクに垂直な面内)を図2に示す。

惑星形成が始まるのは、段階(4)になってディスクの乱流が収まり、ダストがディスク中心面に沈澱できるようになってからと考えられる。よって受動的ディスクへ進化した段階でのダストの面密度分布が、惑星の初期材料物質の分布である。しかし、この段階のディスクに関する観測的証拠は乏しい。理論的にも、ディスクの面密度進化を支配する角運動量輸送過程や、ダスト/ガス比を決める乱流中でのダストのダイナミクスが不明確なため、初期材料物質の量を降着円盤段階の観測から推定するのは困難である。

よって、現時点でディスクの観測量から出発するなら、進化段階での変化や、ダスト/ガス比の変化はとりあえず無視し、1.1節で述べた M_D や p , q といった基本パラメータから初期材料物質分布を与えるしかない。以下の議論では、単純なべき乗則モデルを採用し、ガスとダストの面密度(Σ_g , Σ_d)を

$$\Sigma_g = \Sigma_{g0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-p} \quad a_{in} < a < a_{out}, \quad (1)$$

$$\Sigma_d = \begin{cases} \xi_E \Sigma_{g0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-p} & a_{in} < a < a_{ice} \\ \xi_J \Sigma_{g0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-p} & a_{ice} < a < a_{out}, \end{cases} \quad (2)$$

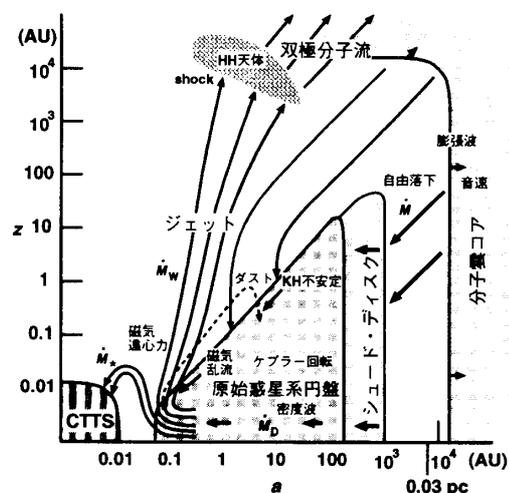


図2 CTTS期の星・ディスクの構造図

とモデル化する。ここで、基準半径 a_0 は1AUとする。 ξ はダスト/ガス質量比で、ここでは H_2O が蒸発し岩石質のダストのみの内側領域 (ξ_E) と、氷の存在する外側領域 (ξ_J) で二値的に与えた。基準ガス面密度 Σ_{g0} は、 $p < 2$ の場合、近似的にディスクの質量 M_D と外縁半径 a_{out} を用いて

$$\Sigma_{g0} = \frac{(2-p)M_D}{2\pi a_{\text{out}}^2} \left(\frac{a_{\text{out}}}{a_0}\right)^p \quad (3)$$

で与えられる。また、温度分布は、

$$T = T_0 \left(\frac{a}{a_0}\right)^{-q} \quad a_{\text{in}} < a < a_{\text{out}} \quad (4)$$

と与えられ、これと氷の凝縮温度より a_{ice} が決まる。

太陽系の惑星固体成分の分布をならし、それを単純なべき乗則で表し、それから太陽系星雲を復元したモデルが林モデル[3]である。これは、太陽系をつくるに必要な最小限の質量のディスクモデルである。林モデルは $p = 1.5$, $q = 0.5$, $\Sigma_{g0} = 1.7 \times 10^3 \text{g/cm}^2$, $T_0 = 280\text{K}$, $\xi_E = 0.0043$, $\xi_J = 0.018$, $a_{\text{ice}} = 2.7\text{AU}$ と置いたものに相当する。もとの林モデルでは外縁半径を36AUとしていたが、面密度分布をそのまま外延すると、 $a_{\text{out}} = 100\text{AU}$ では、 $M_D = 0.024$ となる。この100AUまで外延した林モデルは、観測されている原始惑星系円盤の平均像に近いので、以下ではリファレンス・モデルとして使うことにする。

ただし、本稿では標準シナリオの意味を、林モデルを仮定したものに限定せず、これをリファレンスとして初期材料物質分布に対する依存性を明示して、半定量的に進化の様子を見積もることができるとする立場を指すものと捉える。標準シナリオが質的に変化してしまうような初期材料物質分布とはどのようなものかという問題については、3節で考察する。

2.2 惑星成長の標準シナリオ

では、いよいよ惑星の成長過程の考察に入ろう。標準シナリオは、

- (a)ダスト層の重力不安定：微惑星形成
- (b)暴走成長過程：原始惑星と微惑星に階層化
- (c)原始惑星の寡占的成長：材料枯渇で成長鈍化
- (d)星雲ガス大気的不安定化：ガス惑星の急成長
- (e)星雲ガス流入の停止：ガス惑星の完成

のように整理できる[4]。以下では、標準モデルに従って惑星成長のエポックとなる各過程を単純な物理モデルによって与える[4]。その妥当性は、より厳密な解析や数値計算である程度保証されている。逆説的だが、単純な物理モデルだからこそ基本パラメタの変化に対する予言性が高い、もちろんシナリオの成り立つ範囲内において、そして、軌道半径と惑星質量の関係を図にして、系外惑星の観測と比較する。もし、ディスクの観測から予測される基本パラメタの範囲において、観測に合致する系外惑星が作られないとすると、標準モデルの質的な見直しや拡張が必要であると結論される。

2.3 固体惑星の成長過程

まず、惑星成長過程の出発点となるのが、ダスト層の自己重力不安定による微惑星の形成である。ディスク中心面付近にダスト濃集層(面密度 Σ_d , 厚さ $2H$)ができるとその自己重力 ($\sim \pi G \Sigma_d$) で $2H$ サイズの部分に分裂しようとするが、中心星の潮汐力 ($\sim \Omega_K^2 H$, Ω_K はケプラー回転角速度) が分裂を抑制する。よって、 $\pi G \Sigma_d > \Omega_K^2 H$ なら分裂し収縮する。係数をより厳密な線形解析で求めると、 H が次の H_{plis} を下回るとダスト層は分裂する:

$$H_{\text{plis}} \approx \frac{\pi G \Sigma_d}{1.6 \Omega_K^2} = \frac{\pi \xi \Sigma_{g0} a_0^3}{1.6 M_*} \bar{a}^{3-p}$$

ここで、 M_* は中心星質量、 $\bar{a} \equiv a/a_0$ である。この結果分裂の円盤面内波長は、 $\lambda \approx 2.9 \pi H_{\text{plis}}$ 程度なので、できる微惑星の質量は、

$$M_{\text{pts}} = \pi \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 \Sigma_d = \frac{4\pi^5 \xi^3 \Sigma_{g0}^3 a_0^6}{1.22M_*^2} a^{6-3p} \quad (5)$$

$$\approx \frac{(2-p)^3 \pi^2}{2.4} \left(\frac{M_d(a)}{M_*}\right)^2 M_d(a)$$

となる。この最後の式は、微惑星質量のオーダーを与える概算式で、 $M_d(a)$ は、ディスクの半径 a 以内にある固体物質総量である：林モデルの場合、地球軌道で $M_d(a) \sim 2 M_E \sim 10^{-5} M_\odot$ より、 $M_{\text{pts}} \sim 10^{-10} M_E$ と概算できる。

次に固体惑星の合体成長時間を見積もる。微惑星集団(ランダム速度 v_r :円ケプラー運動からの平均ずれ速度)がつくる円盤の厚みは $\sim v_r / \Omega_K$ 程度だから:

$$\frac{dM}{dt} = \rho_d \pi R^2 \Theta v_r = \Sigma_d \pi R^2 \left(1 + \frac{v_{\text{esc}}^2}{v_r^2}\right) \Omega_K$$

となる。ここで、 ρ_d はダストの空間密度、 R は惑星半径、 Θ は重力引き寄せ効果による衝突断面積の拡大率、 $v_{\text{esc}} \equiv \sqrt{2GM/R}$ は脱出速度である。ランダム速度分布が実際にはガウス分布に近いことを考慮すると、質量 M までの成長時間は、

$$t_{\text{grow}} \equiv \frac{M}{dM/dt} = \frac{1.6M^{1/3} \rho_{\text{mat}}^{2/3}}{\Sigma_d \Theta \Omega_K} \quad (6)$$

$$= \frac{1.6M^{1/3} \rho_{\text{mat}}^{2/3} a_0^{3/2}}{G^{1/2} M_*^{1/2} \xi \Sigma_{g0} \Theta} a^{p+3/2}$$

ここで ρ_{mat} は惑星物質密度である。重要なのは、 Θ で、惑星が秩序的成長をするなら、 $v_r \approx v_{\text{esc}}$ で $\Theta \sim 2$ だが、暴走成長すると (m を衝突相手の微惑星の平均質量、 c をガスの音速として)

$$\Theta \sim 1 + 0.82 \left(\frac{4\pi\rho_{\text{mat}} a^3 M_*}{27m^2}\right)^{1/15} \left(\frac{c \Omega_K}{\pi G \Sigma_g}\right)^{-2/5} \quad (7)$$

となる[4]。惑星成長過程では暴走成長が起こり、成長時間が短縮されることがわかっている。

暴走成長が進むと、少数の原始惑星がそれぞれ独立したえさ場を持って寡占的に成長するようになる。各原始惑星のえさ場の幅が、惑星の重力圏半径(Hill半径)

$$r_H = \left(\frac{M}{3M_*}\right)^{1/3} a$$

の f 倍 (N 体シミュレーションより $f \sim 10$) となることが知られている。よって固体原始惑星質量は $M_{\text{fcd}} = \Sigma_d \cdot f r_H \cdot 2\pi a$ となる。微惑星の動径方向の移動が無いなら $M = M_{\text{fcd}}$ が成長の限界となるので、固体原始惑星最終質量 M_{pp} は

$$M_{\text{pp}} = \frac{(2\pi f \Sigma_d)^{3/2}}{(3M_*)^{1/2}} a^3 = \frac{(2\pi f \xi \Sigma_d)^{3/2} a_0^3}{(3M_*)^{1/2}} a^{3-3p/2} \quad (8)$$

$$= \frac{(2-p)^{3/2}}{\sqrt{3}} f^{3/2} \left(\frac{M_d(a)}{M_*}\right)^{1/2} M_d(a)$$

となる。ここまで成長するのに要する時間 t_{pp} は(6)式で $M = M_{\text{pp}}$ とおけば求められる。 $t_{\text{pp}} \propto a^{(p+1)/2}$ となり中心星から遠いほど長い時間を要することがわかる。

固体原始惑星最終質量になるまでの成長時間 t_{pp} を太陽からの距離の関数として示したのが図3である。林モデルでの成長時間(実線)と、一律に林モデルの5倍の面密度分布を仮定した成長時間(一点鎖線)を示した。小惑星の軌道傾斜角をディスクガスの散逸に伴う永年共鳴点の移動で説明する解析によると、ディスクは内側から散逸していったらしい[5]。このことを考慮して、ディスクガスの散逸時間の目安も併記した(ハッチ)。図3より林モデルに従った場合、天王星・海王星の形成には極めて長い時間(場合によっては太陽系年齢以上)がかかってしまうという成長時間の問題がある

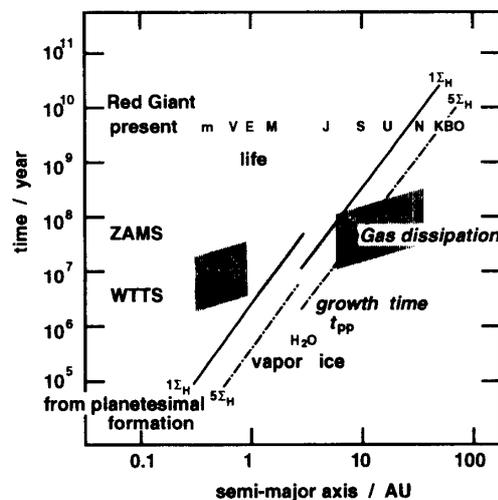


図3 中心星からの距離と惑星の成長時間の関係

ことがわかる。また、木星・土星はガスが散逸する前に形成するのも困難である。一方、面密度を5倍にすると成長時間の問題は、解消されるようである。

2.4 ガス惑星の成長過程

次にガス惑星がどのように作られるか考えよう。重要な物理量はBondi半径 $R_B \equiv GM/c^2$ (ここで c はガスの等温音速) で、惑星大気重力エネルギーと熱エネルギーが拮抗する半径を意味する。

まず、惑星がガスディスク中で大気を纏うの条件を求めよう。水素ヘリウム混合ガスの円盤ガス(密度 ρ_g , 温度 T) 中に固体惑星があって、自転・公転の効果は小さく静水圧平衡あるものとする。惑星表面で惑星が大気を引きつけるためには、 R_B が固体惑星半径 R を上回る必要があることは容易に予想される。実際に大気質量が十分小さく、等温であるという条件で静水圧平衡の式を解くと、大気密度は

$$\rho_a(r) = \rho_g \exp(R_B/r)$$

となつて、 $R_B = R$ なら惑星表面で大気密度は円盤ガス密度の e 倍になる。よつて、円盤ガス中で大気保持する惑星の質量の下限値は

$$M_B = \left(\frac{3}{4\pi G \rho_{\text{mat}}} \right)^{1/2} \frac{c^3}{G} \propto a^{-3q/2} \quad (9)$$

となる。この質量 M_B を以下では、便宜上 Bondi質量と呼ぶ。

次に大気の不安定化によるガス惑星の形成について考える。前パラグラフで求めた惑星大気の質量が大きくなると、大気自体の重力によりますます多くの大気を引きつけるようになり、静水圧大気は不安定化する。まず、惑星集積時間が十分に長い極限、大気が等温とみなせる場合の限界質量を求める。大気質量 M_{atm} (固体惑星質量 M_{core} だが $R_B \gg R$ となる場合を考えよう) :

$$M_{\text{atm}} = \int_R^{R_B} 4\pi r^2 \rho_g \exp(R_B/r) dr$$

$$\approx \frac{R}{R_B} \frac{3\rho_a(R)}{\rho_{\text{core}}} M_{\text{core}}$$

ここで、 ρ_{core} は固体惑星の平均密度である。よつて等温大気の不安定条件は、 $M_{\text{total}} \equiv M_{\text{core}} + M_{\text{atm}}$ として、次のように書ける:

$$\frac{dM_{\text{atm}}}{dM_{\text{core}}} = \frac{dM_{\text{total}}}{dM_{\text{core}}} = \infty.$$

これより表面大気密度 $\rho_a(R) = \rho_g \exp(R_B/R)$ が決まる: $\rho_a(R) = \rho_{\text{core}}/3$. よつて、等温大気の限界質量は

$$M_{\text{c,iso}} = \left(\ln \frac{\rho_{\text{core}}}{3\rho_g} \right)^{3/2} \left(\frac{\rho_{\text{core}}}{\rho_{\text{mat}}} \right)^{-1/2} M_B \quad (10)$$

となる。

前パラグラフでは、大気は等温と仮定したが、実際には惑星集積時間は短いため仮定は成り立たず、熱輸送方程式を解かなくてはならない。これによって求められる大気の不安定を水野不安定と呼ぶ。等温の仮定の代わりに放射平衡を仮定し、対流熱輸送は無視する:

$$\frac{4}{3\kappa\rho_g} \frac{d}{dr} \sigma_{\text{SB}} T^4 = -\frac{L}{4\pi r^2} = -\frac{GM_{\text{core}} \dot{M}_{\text{core}}}{4\pi r^2 R}$$

ここで κ は質量吸光係数(主にダストが寄与)、また全球面を通過するエネルギー流 L は、微惑星衝突 (\dot{M}_{core} : 微惑星集積率) による重力エネルギーの解放により供給されるとした。半解析的に大気構造を計算して不安定の条件を求めることもできるが[4]、ここでは最新の数値計算の結果 [6] を近似した放射平衡大気の限界質量を示す:

$$M_{\text{c,rad}} \approx 8 \left(\frac{\dot{M}_{\text{core}}}{10^{-7} M_E / \text{yr}} \right)^{0.28} \kappa^{0.28} M_E \quad (11)$$

ここで $\bar{\kappa}$ は林モデルの初期ダスト量の値で規格化された吸光係数で、惑星集積時は1よりかなり小さい値をとると考えられる。固体惑星質量が $M_{\text{c,rad}}$ を越えると不安定となる。実際には、惑星集積末期 \dot{M}_{core} が小さくなり限界質量が低下することで不安定が起こる場合がある[6]。いずれにせよ、ガス散逸前に限界質量に達する

ことがガス惑星形成には必要である。

対流平衡大気の限界質量も同様に考えられる。結果のみ示すと

$$M_{c,env} = C(\Gamma) \left(\frac{\rho_g}{\rho_{mat}} \right)^{-1/2} M_B \quad (12)$$

となつて、 $C(\Gamma)$ は対流層の断熱指数 Γ の関数で1程度の大きさである。これは係数を別にすればJeans質量に相当する。通常のディスクモデルでは、この限界質量は重すぎて問題になることは無い。

静水圧大気が不安定化するとディスクからガスが供給されてガス惑星のエンベロープが成長する。では、どこまで成長できるだろうか。実はガス惑星の最大質量と呼ばれる上限が存在する。Hill半径の g 倍の帯に入ったガスを食べられるとすると、(8)式と同様の見積りで

$$M_{G1} = \frac{(2\pi g \Sigma_g)^{3/2}}{M_*^{1/2}} a^3 = \frac{(2\pi g \Sigma_{g0})^{3/2} a_0^3}{M_*^{1/2}} \tilde{a}^{3-3p/2} \quad (13)$$

$$\sim \frac{(2-p)^{3/2}}{\sqrt{3}} g^{3/2} \left(\frac{M_g(a)}{M_*} \right)^{1/2} M_g(a)$$

となる。ここで $M_g(a)$ はディスクの半径 a 以内のガス質量である。

実際には、圧力勾配の効果や重力散乱で跳ね飛ばされる効果で、 M_{G1} では見積もれない場合がある。圧力勾配によりギャップが埋められないためには、 $r_H > h$ となれば良い(h は、ディスクガスのスケールハイト)。またギャップのガスの大部分は惑星の散乱によってディスクにとどまっていると考える方が自然であろう。この場合、ガスの限界質量は、(13)式ではなく、 $r_H = h$ より求めた

$$M_{G2} \approx 3 \left(\frac{\sqrt{2}c}{a\Omega_K} \right)^3 M_* \sim t_K \frac{c^3}{G} \quad (14)$$

とすべきだろう。ここで $t_K = 2\pi/\Omega_K$ はケプラー時間である。この条件は、円盤ガスの面密度 Σ_g によらない。

太陽からの距離に応じて、以上の惑星成長にかかわるイベントが起こる惑星質量をプロットしたのが図4である。図には、太陽系の主な惑星と発見された太陽

系外ガス惑星および褐色矮星の一例(GI 229B: 軌道長半径は不確定)を重ねた。左図が林モデルを初期材料物質分布としたもの、右図がそのガスとダストの面密度を一律に5倍したモデルである。両図の右上の斜線でハッチされた帯は、ガス散逸時間の上限(10^8 年)までに各領域で固体惑星が成長できる最大質量 M_{dis} を示し、さらに右上の格子でハッチされた帯は45億年かけて成長できる惑星の最大質量を示している。

ガス惑星の形成可能領域は、 $\min(M_{pp}, M_{dis}) > M_{c,rad}$ を満たす範囲と考えられる。図4から、林モデルではガス惑星形成は厳しいが、面密度を5倍したモデルではガス惑星が形成可能であることが読み取れる。ただし、先ほど述べたように集積末期の成長鈍化によってガス惑星が形成される可能性を考えると、この不等式の下限質量は $M_{c,rad}$ から $M_{c,iso}$ 側にずれる。したがって、林モデルでもガス惑星形成が可能かも知れない。

重要なのは、ガスに関わるイベントの起こる質量は、ディスクの面密度モデルにほとんど依存しないことである。これは、基本的には惑星周囲のガスの振る舞いを決めるBondi質量 M_B が、ディスクの面密度分布に依存しないためである。ディスクの音速分布つまり温度には依存するが、これも惑星成長段階では基本的に中心星放射によって決まるため、林モデルから大きく変化するとは考えにくい。よって近接型系外惑星を標準シナリオの枠内で作るのはかなり困難である。

太陽系に関しては、面密度を増加させると、固体原始惑星質量は増加し($\propto \Sigma_g^2$)、その成長時間は短くなるので、木星・土星の形成は容易になる。さらに天王星・海王星も太陽系年齢内に十分成長できる。地球領域の惑星質量は、林モデルでは、水星・火星クラスが最終質量なのに対し、面密度を5倍にしたモデルでは、金星・地球クラスが最終質量となる。このように全体的に見ると、太陽系の形成には林モデルよりも面密度を大きくしたモデルの方が適しているようである。

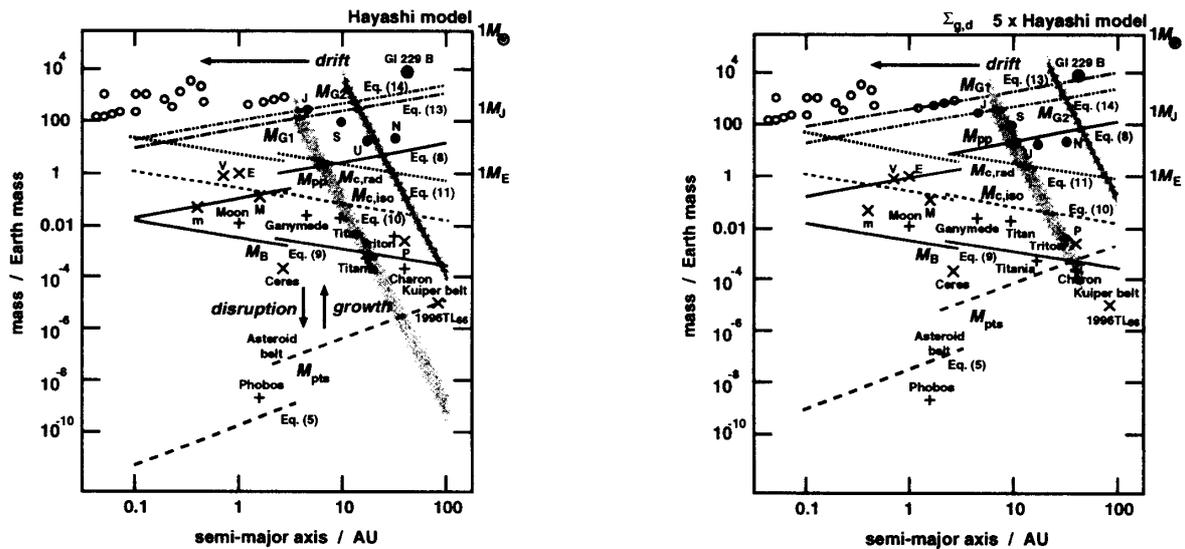


図4 軌道半径と惑星質量の関係、左図：林モデル、右図：その5倍の面密度

2.4 標準シナリオの問題点

以上より、標準シナリオの主な問題点をあげると

- (1) $t_{pp} \propto a^{(3+p)/4}$ によって、海王星領域(以遠)の集積に時間がかかりすぎる。
- (2) 木星より大きな質量のガス惑星を作るには、ガスディスクにギャップが形成されてもガスの流入が続く必要がある。
- (3) 観測された近接型系外惑星をその位置での水野不安定で形成するのは極めて困難である。
- (4) 地球・金星軌道には、林モデルに従うと 10-20個の火星質量程度の惑星ができてしまう。初期材料物質質量を増やせば地球・金星質量の惑星を作れるが、数はやはり5-10個と多くなり、間引く過程が必要となる。

3. 比較惑星系形成論に向けて

前節の結果から、比較惑星系形成論的な議論は可能である[7]。例えば、ガス惑星に関しては、 $p=1.5$ でガス散逸のタイムスケールを 10^8 年とすると、次のように言える(M_H は林モデルのディスク質量)：

- (a) $M_D < 0.42 M_H$ ：ガス惑星形成前にディスクガスは散逸し、岩石/氷惑星のみ。 M_D が小さいほど大量

の惑星が生き残る。

- (b) $0.42 M_H < M_D < 1.0 M_H$ ：成長鈍化により、 $a \sim 5$ AU に木星質量程度のガス惑星が、1個形成される。後述の効果で中心星方向へ落下する？
- (c) $1.0 M_H < M_D < 10 M_H$ ：固体惑星成長中にガス惑星化、数個のガス惑星が並ぶ。上限値は、ディスク自体の重力不安定となる値。

ただ、前節で述べたように、標準シナリオには問題点があり、これを克服せずに上のような議論をするのはやや先走り過ぎている。標準モデルの改良に関しては、本特集の井田さんの稿を読んで欲しい。ここでは、要点のみを述べる。

まず、考えるべきは、初期材料物質分布がその後の進化を標準シナリオとは質的に変えてしまうケースである。これは、ガスディスクが自己重力不安定によって分裂してしまう場合、あるいは、そもそも分子雲コアの収縮段階でシュード・ディスクがバー不安定等を起こして多重星系が形成されてしまう場合などである。こうした場合、一様な初期材料物質分布は考えにくく、その後の進化は標準シナリオとは全く異なり、むしろ、連星系の形成や褐色矮星の伴星形成のシナリオと呼ぶべきものになる。発見された近接型あるいは楕円軌道型の系外惑星が、こうした分裂シナリオに従って生まれた可能

性もある。標準シナリオになるか、この分裂シナリオになるかの違いは、シュード・ディスクあるいはディスクの角運動輸送過程が支配しているはずで、その研究の発展が大いに期待される。

次に重要なのは、惑星の動径方向移動である。標準シナリオは、惑星は動径方向にはほとんど動かずに形成されたと考える。実際、微惑星より重い天体では通常のスガ抵抗による動径方向移動のタイムスケールは成長時間よりずっと長い。ところが、惑星の質量が大きくなってBondi半径が惑星半径を上回るようになると(先述の惑星大気の形成条件と同じ)、ディスク内に励起される密度波によるディスクガスとの角運動量交換が重要になる。動径方向移動時間は、質量に反比例して、地球質量程度になると移動による成長の加速効果を考慮しても成長時間より短くなり、惑星は中心星に向かって落下してしまう[8]。ただし、移動時間はディスクの構造に敏感なため、詳細な3次元計算が無い現時点では、現実的な値は不確定である。

このメカニズムは、近接型のガス惑星の形成を説明するのに好都合である。中心星に落ちずに止まったのは、高速回転する中心星との潮汐トルクやガスディスクの中心に適当な大きさの穴が空いていた(あるいは落下しつつある惑星自体空けた)等として説明される。では、太陽系ではどうだったのか。惑星がガス・エンベロープを纏い木星質量程度まで成長すれば、ディスクにギャップが生じ、急速な太陽への落下は妨げられることがわかっている。地球質量から木星質量まで短時間で一気に成長できるかが鍵となる。これにはディスクガスの散逸過程の研究が不可欠である。また、ガス集積のタイムスケールを明らかにするため、ガス惑星の形成を球対称準静的なモデルから、ガスディスクからの回転流入を考えたダイナミカル・モデルへと深化させて論ずる必要がある。

一方、外木星領域では、木星の影響による惑星の外側への移動が重要であろう。木星のガス捕獲の際の急速な成長による軌道反発や、微惑星を惑星系外に散

乱する掃除効果によって、外側の惑星は角運動量を得て、外側へと移動する。これによって、成長時間の短い内部領域で形成された原始惑星が外へ移動しながら微惑星を集め、天王星・海王星となったというシナリオが描ける。このシナリオなら成長時間をずっと短縮できる可能性がある。こうした外側への移動が実際に起こったかは、カイパーベルト天体の共鳴捕獲の状況から推定できるかも知れない。

地球型惑星については、当面は系外惑星として観測できない(重力レンズ効果が唯一の可能性?)。しかし、地球形成および初期進化にとって、最終固体惑星質量(火星質量程度)に到達した原始惑星群の天体力学的長時間軌道進化の研究が重要である。 10^6-10^7 年程度でこれらの原始惑星群の軌道が不安定化するらしいことがわかっている[9]。当然、木星や土星の形成やディスクガスの散逸も、内惑星軌道進化に大きな影響を与えたはずだ[10]。問題は、地球型惑星の低離心率をいかに説明するかにある。一方、楕円軌道型系外惑星の成因も天体力学的アプローチが有効と考えられる。

また、主系列星周囲のダスト円盤に関連しては、ガス無しでの高速惑星衝突による惑星破碎過程とダストの放出率の研究が重要である。カイパーベルト天体起源の太陽系ダスト円盤が検出されれば、比較研究も興味深い。

最後になったが、比較惑星系形成論では、力学的な議論だけでなく、物質科学的な議論が極めて大切である。隕石に刻印された形成期の情報を天文観測データと組み合わせることで、形成論に強い制約を与えるものと期待される。本特集の永原さんの稿を参照していただきたい。

参考文献

- [1] Beckwith, S. V. W. *et al*, 1990 : *Astron. J.* 99, 924.
- [2] Butler, P. *et al*, 1999 : *Astrphys. J.* 526, In

press.

- [3] Hayashi, C. *et al*, 1985 : in "Protostars and Planets II", eds. Black, D. C. and Matthews, Univ. of Arizona Press, 1100.
- [4] 渡邊 誠一郎, 井田 茂, 1997 : 地球惑星科学 12巻『比較惑星学』, 岩波書店 131.
- [5] Nagasawa, M. *et al*, 1999 : Astron. J. submitted.
- [6] Ikoma, M. *et al*, 1999 : In preparation.
- [7] Watanabe, S., 1999 : Proc. ISAS Lunar Planet. Symp. 32, In press.
- [8] Tanaka H. and Ida, S., 1999 : Icarus 139, 350.
- [9] Yoshinaga K. *et al*, 1999 : Icarus 139, 328.
- [10] Ito T. and Tanikawa, K., 1999 : Icarus 139, 336.