

# 木星型惑星のガス捕獲

生駒 大洋, 榎森 啓元, 中澤 清<sup>1</sup>

## 1. 「常識」を覆した系外惑星の発見

木星型惑星は大質量の水素・ヘリウムガスで覆われた巨大ガス惑星である。これは質量の殆どが固体である地球型惑星と対照的である。我々の太陽系においては、地球型惑星（水星，金星，地球，火星）は太陽に近い領域に存在し、木星型惑星（木星，土星，天王星，海王星）は遠方に存在する。この事実は、1980年代に行なわれた木星型惑星の起源に関する研究[1, 2]から当然の結果であると思われていた。しかし、系外惑星が次々と発見され、しかも巨大な惑星が太陽と地球との1/10程の距離しか離れずに存在しているという事実[3]が明らかになってきた。そのため、一度解決したかのように思えた木星型惑星の形成問題を改めて見直す必要が生まれた。

木星型惑星の形成過程は「水野重力不安定モデル」によって説明されている[1]。このモデルでは、水素、ヘリウムガス及び固体微粒子から成る原始太陽系星雲（以後単に「星雲」と呼ぶ）内で、微惑星の衝突・合体によって成長した固体核がある大きさになった時に、周囲の星雲ガスを急速に重力捕獲する。後で詳しく述べるように、水野はこの固体核の質量を約  $10 M_{\oplus}$  ( $M_{\oplus}$ :地球質量)と見積もった。この値は、当時の木星型惑星の内部構造理論が示唆したガス惑星中心部の固体核質量 ( $10\text{-}20 M_{\oplus}$ )と一致したため、広く受け入れられた。また、水野の結論は木星型惑星が太陽から遠い領域に存在するという事実とも合致する。

なぜなら、地球型惑星が存在するような領域では高々地球質量程度の固体核しか存在せず、ガス捕獲が起こらなかったと理解できるからだ。しかし、全ての問題が解決された訳ではなかった。それは形成時間の問題である。

木星型惑星はガス惑星である。星雲ガスが存在しなければ、木星型惑星は決して形成されない。星形成領域の赤外線天文観測から、星雲ガスの寿命はおおよそ  $10^7$ 年と言われている（但し、こうした観測の殆どは星雲中の固体微粒子から出される赤外線を見るものであり、ガスの消失を直接観測するものではない）[4]。従って、この時間内にガスを捕獲しなければならない。しかし、太陽系で木星型惑星が存在する5 AU以遠の領域では、固体核の成長が非常に遅く、結果的に  $10^7$ 年以内に  $10 M_{\oplus}$ の固体核が形成されるのは非常に困難である[5]。

従来の木星型惑星形成理論は、現在のガス惑星中心部の固体核質量との一致を盾に、この重大な問題を固体核を作る方（惑星集積理論）に押し付けてしまった。しかし、近年の木星や土星の内部構造モデルによると、それらが  $10 M_{\oplus}$ 程度の固体核を持つということは必ずしも支持されてはいない。むしろ、 $3 M_{\oplus}$ 以下といった非常に小さい可能性が示唆されている[6]。しかも、木星型惑星が地球の位置に比べて遠い領域に作られるという我々の太陽系の常識も、系外惑星の発見によって怪しくなってきた。ここでは、もう一度原点に戻って木星型惑星の形成過程を見直してみよう。そのためにまず、従来の木星型惑星形成理論の出発

1.東京工業大学大学院理工学研究科地球惑星科学専攻

点である「固体核質量が $10 M_{\oplus}$ になるとガス捕獲が始まる」という結論はどこまで普遍的なものでしょうか？この問いから話を始めよう。

## 2. 形成過程 (水野重力不安定モデル)

星雲中で固体核が形成されても、星雲ガスが簡単に捕獲される訳ではない。なぜなら、ガスは太陽から光を浴びて温められており、無秩序な熱運動をしているからだ。つまり、星雲ガスに及ぼす固体核の重力が星雲ガスの熱エネルギーに起因する反発力に勝って初めて、星雲ガスは固体核の周りに束縛される。具体的には、固体核が月質量 ( $\sim 0.01 M_{\oplus}$ ) 程度になったときにそれは起こる。しかし、星雲ガスは固体核に束縛されるようになってもやはり無秩序な熱運動のため、全てが固体表面にへばりつくことはなく、ある安定な成層構造を保っている。上層にあるガスは、重力が弱いため、すぐに惑星から逃げて行ってしまふ。従って、どの程度のガスが固体核に束縛され惑星大気として残るか (つまり大気質量がどの程度か) は大気密度分布に依存し、さらに密度分布は大気の温度に依存する。温度が高い大気は質量は当然小さい。

固体核が月質量程度の頃は惑星形成過程の途中であり、未だ微惑星が頻りに降って来ている。その微惑星は固体核に衝突することによって、その運動エネルギーの大半を大気に熱として与えている。従って、この時期の大気は安定な成層構造を保つためには十分温かい。結果的に、固体核が月質量程度の頃の大気質量は、現在の木星型惑星の大気質量とは比べものにならないくらい小さい。ところが、固体核が成長し重力が強くなると、大気は下層部の密度が高い構造を取り、その質量は増加する。固体核がある程度大きくなると、固体核の重力だけでなく固体核付近の下層大気自身も重力源となり、上層のガスを引き付け始める。これを大気の「自己重力」と呼ぶ。自己重力が効果的になると、固体核が少し成長しただけで上

層の大気を受ける重力は非線形的に強くなる。そして、固体核質量がある限界を越えると、微惑星の限られた集積エネルギーだけでは強い重力を支える程大気を十分に温めることができなくなる。必然的に大気は収縮を始め、今度は自分自身の重力エネルギーを解放することにより温まる。しかし収縮の結果、自己重力はますます強くなる。するとさらに収縮して熱を解放することが必要になる。するとさらに自己重力が強くなる。という具合に収縮が加速的に進み、周囲の星雲ガスが捕獲され、現在のような大質量の大気が形成される。この暴走的なガス捕獲が始まる時の固体核の質量、すなわち微惑星が与える熱エネルギーで大気を支えられなくなった時の質量を「限界核質量」と呼ぶ。

この形成過程から分かるように、木星型惑星のガス捕獲がいつ始まるかは大気温度構造に依存する。つまり、固体核質量が同じでも温かい大気ほど密度分布がなだらかであり、その質量は小さい。従って、急激な収縮は (冷たい大気に比べて) より大きな固体核になるまで起こらない。温度構造を決定するのは、主に熱源の大きさと熱の籠り具合である。前者は (上で述べたように) 微惑星がどれくらい降ってくるか、つまり微惑星集積率で決まる。一方後者は、熱が大気中を通り抜けて宇宙空間に解放される邪魔をする物質がどれくらいあるか、すなわち放射に関する吸収係数によって決まる。惑星形成時期のこの2つの物理量の値の不確定性は未だに大きく、また惑星形成時期の間一定ではない。それにも関わらず、過去の研究はこの2つのパラメータについて非常に限られた値でしかその効果を調べていなかった。そこで本研究では、これらの量に対する限界核質量及びガス捕獲に要する時間の依存性を調べ、改めて木星型惑星形成の可能性を議論する。

### 3. 数値的アプローチ

#### 3.1 基礎方程式

前節で述べた形成過程を再現するために、以下の仮定の下で固体核周囲の大気構造の進化を数値的に解く。

- (a) 固体核と大気は球対称である。また、大気は常に重力と圧力が釣り合った平衡状態にあり、固体核の密度は一定 ( $5.5\text{g/cm}^3$ ) である。
- (b) 大気組成は太陽組成に等しい。つまり、質量比で水素が74%、ヘリウムが24%、その他が2%である。
- (c) 大気は理想気体の状態方程式に従う。但し、水素分子の解離と水素原子の電離は考慮する。
- (d) 微惑星による熱の解放は固体核表面のみで起こり、その他の熱源は考えない。
- (e) 大気は半径  $R$  (定義は (8) 式) で星雲ガスに滑らかにつながる。星雲ガスの温度 ( $T_{\text{星雲}}$ ) 及び密度 ( $\rho_{\text{星雲}}$ ) の時間変化は考えない。

(a) の仮定は問題を簡単化するためのものである。惑星は太陽の周りを公転している星雲ガスを捕獲するので、大気は角運動量を当然持っているはずである。しかし、どの程度の角運動量を惑星に持ち込むかは未解決の問題である。(c) の仮定は固体核表面付近のような高圧領域では正しくない。しかし、水素とヘリウムの非理想性を考慮した状態方程式[7]を用いても、例えば限界核質量の値は10%程度しか変わらない。

これらの仮定に基づいて大気構造を支配する基礎方程式は式 (1) - (4) 及び状態方程式で与えられる：

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM\rho}{r^2}, \quad (1)$$

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad (2)$$

$$\frac{dL}{dr} = -4\pi r^2 \rho T \frac{dS}{dr}, \quad (3)$$

$$\frac{dT}{dr} = \begin{cases} -\frac{3}{16\sigma} \frac{\kappa \rho}{T^3} \frac{L}{4\pi r^2} & (\text{輻射領域}) \\ \left(\frac{dT}{dP}\right)_S \frac{dP}{dr} & (\text{対流領域}). \end{cases} \quad (4)$$

ここで、 $P$ は圧力、 $\rho$ は密度、 $T$ は温度、 $S$ は単位質量当たりのエントロピー、 $M$ は半径  $r$  の球殻の内側に存在する固体核と大気の質量 (式 (2) で定義される)、 $L$ は半径  $r$  の球面を単位時間に通過する熱流量、 $\kappa$ は光の吸収係数である。また、 $G$ と  $\sigma$  はそれぞれ万有引力定数と Stefan-Boltzmann 定数である。

式 (1) は圧力と重力の釣り合いの式で、式 (3) はエネルギー保存の式である。(3) 式の右辺は大気の収縮によって単位時間に解放される熱量である。微惑星によって解放される熱は、仮定 (d) に従って境界条件として与えられる (式 (6))。温度構造を決定する熱輸送の式 (4) は熱の輸送効率によって2種類に分けられている。すなわち、熱を輻射で効率的に運ぶことができる場合は1番目の式で決まり、一方、熱流量が多いかあるいは熱が通りにくい場合、熱は対流で運ばれ2番目の式で決まる。大気の底に行くほど球面の面積が小さくなり熱を輻射で運ぶ効率が悪くなるため、対流が当然支配的になる。

これらの基礎方程式に対して境界条件が4個必要である。まず、固体核表面 ( $r=r_{\text{core}}$ ) での条件は

$$r = \left(\frac{3M_{\text{core}}}{4\pi\rho_{\text{core}}}\right)^{1/3}, \quad (5)$$

$$L = \dot{M}_{\text{core}} \int_{r_{\text{core}}}^{\infty} \frac{GM}{r^2} dr \quad (6)$$

である。ここで、 $M_{\text{core}}$  は固体核の質量、 $\rho_{\text{core}}$  は固体核の密度、 $\dot{M}_{\text{core}}$  は微惑星集積率である。一方、外側 ( $r=R$ ) の条件は、

$$T = T_{\text{星雲}}, \quad \rho = \rho_{\text{星雲}} \quad (7)$$

である。

最後に式 (7) の外側境界条件を課す半径  $R$  の定義が必要である。セクション1でも述べたように、星雲ガ

スの熱エネルギーが惑星の重力ポテンシャルより小さくなると、星雲ガスは束縛される。従って、惑星半径は以下のように定義できる:

$$R = \frac{GM_{\text{tot}}}{c_s^2}. \quad (8)$$

ここで、 $c_s$  は星雲ガスの熱運動の速度、 $M_{\text{tot}}$  は惑星の全質量 (固体核質量 + 大気質量) である。すなわち、半径  $R$  で重力ポテンシャルと熱エネルギーが釣り合うことを表している。この式から惑星の質量が決まるのである。

### 3.2 パラメータ

ここで示した基礎方程式と境界条件に含まれるパラメータは、微惑星集積率 ( $M_{\text{acc}}$ ) と光の吸収係数 ( $\kappa$ ) と境界条件となる星雲の温度 ( $T_{\text{星雲}}$ ) 及び密度 ( $\rho_{\text{星雲}}$ ) である。

$M_{\text{acc}}$  は惑星集積理論から本来与えられる。後で見ると、この値は太陽からの距離に強く依存して様々な値を取り、さらに時間的にも変化する。小久保と井田[8]によれば、固体核がある領域の微惑星を捕獲し尽くすと、その成長は止まってしまう。従って、 $M_{\text{acc}}$  はほとんど0になる可能性もある。しかし、我々の計算では、 $M_{\text{acc}}$  を時間的に一定として限界核質量及びガス捕獲時間の依存性を調べる。この仮定の妥当性についてはサブセクション 3.3 で述べる。

一方、吸収係数の源はガスと固体微粒子である。サブセクション 3.1 で述べたように、大気温度構造が輻射で決まるのは大気の上層であり、そこでは温度が比較的低いため、ガスよりも固体微粒子の方が大きな吸収係数を与える。大気中の固体微粒子の吸収係数 ( $\kappa_{\text{gr}}$ ) の値は主にその存在量に依存する。星間雲中の  $\kappa_{\text{gr}}$  は観測からおよその値は知られているが、惑星大気中のそれを求めるのは非常に難しい。惑星大気は固体微粒子が集まって微惑星になった後の残りの星雲ガスであり、星雲内に元々存在していた微粒子のどの程度が微惑星になり、どの程度がそのまま残

るかは全く明らかにされていない。一方で、微惑星が大気中を落下する時に自身の一部を微粒子として放出する可能性もある。これについてもどの程度の量またはサイズの微粒子が放出されるかは微惑星の物性的性質に大きく依存し不確定性が大きい。従って、吸収係数についてはパラメータとして大幅に振って惑星形成の可能性を議論することにより、制約を逆に与えるしかない。本研究では、そのパラメータとして固体微粒子減少因子  $f$

$$f \equiv \kappa_{\text{gr}} / \kappa_{\text{gr}}^{\text{IC}} \quad (9)$$

を用いる。但し、 $\kappa_{\text{gr}}^{\text{IC}}$  は星間雲の固体微粒子による吸収係数である ( $\kappa_{\text{gr}}^{\text{IC}} \approx 1 \text{cm}^2/\text{g}$ )。

最後に、 $T_{\text{星雲}}$  と  $\rho_{\text{星雲}}$  に関しては、極端な状況を考えていない限り限界核質量及びガス捕獲時間に対する依存性は小さいことが理論的に証明されている[1, 2]。具体的には、太陽系に元々存在したと考えられる星雲[9]のような比較的質量の小さい星雲の場合は、依存性はほとんど現れない。しかし(本稿では触れないが)、質量が大きいすなわち密度の高い星雲を考えた場合は依存性が現れる[10]。

### 3.3 計算手順

計算方法は近似の程度によって2つに分けられる:(a) 準静的近似と(b) 静的近似。サブセクション 3.1 で述べた基礎方程式において、時間微分の項は(3)式のみに含まれる。これは大気の収縮によって単位時間に解放される熱量である。このように、熱の収支に関しては大気の収縮を考慮するが、重力と圧力は常に釣り合った状態にあるとする近似を「準静的近似」という。一方、熱の収支に関しても大気の収縮を考慮しない、つまり時間変化を全く考慮しない近似を「静的近似」という。

こうした2種類の手法を用いるのは、計算時間の問題の為である。(a)は(b)に比べて大規模な計算であるため、計算できるパラメータ領域の広さは時間的に

制約される。一方、(b)は(a)に比べて、多くの仮定を用いて単純化しているために、計算は比較的簡単である。しかも後で述べるように、(b)の計算で必要なほとんどの情報を得ることが出来る。本節では、両者の具体的な計算方法を簡単に述べる。

まず、静的近似における計算方法を述べる。 $M_{\text{core}}$ と $f$ (即ち、 $\kappa$ )を与えて、ある固体核質量に対してサブセクション 3.1の基礎方程式(但し、 $TdS/dt = 0$ )を積分し、大気構造及び大気質量を求める。この操作を固体核質量を変えて行なうことで、時間進化と読み変える。こうした計算の結果の一例が図1の実線である。図から分かるように、固体核質量が $1 M_{\oplus}$ 程度の時の大気質量は非常に小さい。しかし、固体核が大きくなるにつれて大気質量は増加する。固体核が約 $10 M_{\oplus}$ になると、実線の勾配は反転し、大気を静水圧平衡に保てる固体核質量に上限が存在する。これは、微惑星の集積による熱だけでは大気が安定な構造を保てないことを意味している。すなわち、これより大きな固体核では収縮による熱の解放が必要である。従って、この上限の質量が限界核質量であると結論することができる。

一方、準静的近似の計算では、サブセクション 3.1の基礎方程式を時間的に積分することで大気構造及

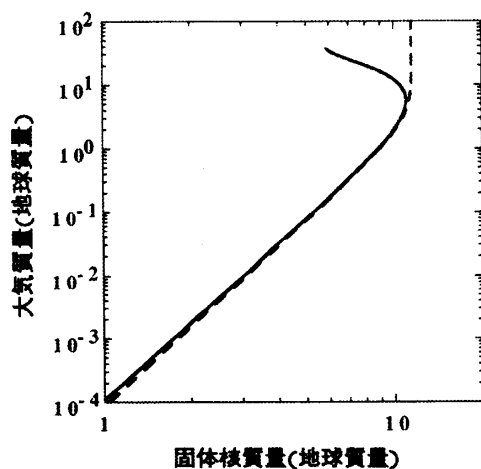


図1 静的計算と準静的計算による固体核質量と大気質量の関係の例。実線は静的計算の結果で破線は準静的計算の結果を表している。この計算では、 $\dot{M}_{\text{core}}=1 \times 10^6 M_{\oplus}/\text{yr}$ 、 $f=1$ である。なお、星雲の温度と密度は林モデルが与える木星領域の値を用いた。

び質量の時間進化が得られる(但し、固体核質量は与えた $M_{\text{core}}$ に従って大きくする)。図1の破線は、この近似の下で上と同じパラメータで計算した結果である。このように、固体核質量が限界核質量に到達すると、固体核がほとんど成長しない間に大気質量が急速に増加するのが分かる。また、図1において固体核質量が限界核質量に到達するまでは、実線と破線がほとんど一致している。すなわち、固体核が限界核質量になるまでの進化は静的近似で十分に表現される。この理由は、固体核が限界核質量に到達するまでは、微惑星集積によって解放される熱量が収縮によるそれに比べて圧倒的に大きいためである。時間進化を考えた準静的計算の結果が時間微分を全く含まない静的計算の結果と一致することは、非常に重要な性質である。すなわち、限界核質量の値が過去の固体核の集積の履歴には全くよらないことを示している。従って、微惑星集積率を時間的に一定として得られた結果で実際の形成過程を議論できるのである。

#### 4. 限界核質量とガス捕獲時間

それでは、 $M_{\text{core}}$ 及び $f$ に対する限界核質量の依存性を見てみよう(図2)。図2から分かるように、限界核質量は、 $M_{\text{core}}$ が小さくなるほど減少する。これは、 $M_{\text{core}}$

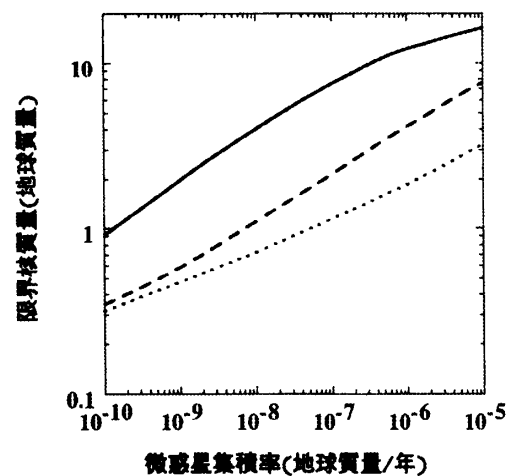


図2 微惑星集積率( $\dot{M}_{\text{core}}$ )及び固体微粒子減少因子( $f$ )に対する限界核質量の依存性。実線、破線、点線はそれぞれ $f=1$ 、 $f=0.01$ 、 $f=1 \times 10^4$ の場合である。なお、星雲の温度と密度は林モデルが与える木星領域の値を用いた。

が小さいほど大気に与えられる熱が少ないため、大気は固体核付近により集中した密度分布を取るためである。一方、限界核質量は固体微粒子の量が少ないほど小さくなる。これも  $f$  が小さいほど大気の保温効果が小さいためである。このように、限界核質量は必ずしも  $\sim 10 M_{\oplus}$  ではない。微惑星集積率が小さく且つ固体微粒子の量が少ない場合には、限界核質量は火星質量程度 ( $\sim 0.1 M_{\oplus}$ ) まで小さくなり得る。

しかし、限界核質量の値だけでは木星型惑星形成の可能性を議論するには不十分である。なぜなら時間に関する議論が残っているからである。図3は、限界核質量に到達した後に十分な量のガスを捕獲するために必要な時間の、限界核質量に対する依存性を示した図である(大気収縮の典型的なタイムスケールを与える半解析解と静的計算から得られる値を用いて描いた。詳細は[11]を参照されたい)。まずこの図から分かることは、 $f$  が小さくなるほど、ガス捕獲時間が短くなることである。これは、収縮によって解放された熱が惑星内に籠ることなく宇宙空間に簡単に放出されるため、より激しく収縮しなければ大気を温めることができないからである。また、ガス捕獲時間は限界核質量の値に非常に強く依存し、限界核質量が小さくなるに従って急激に長くなる。例えば、火星質量の固体核がガスを捕獲し木星型惑星になるためには、最低でも

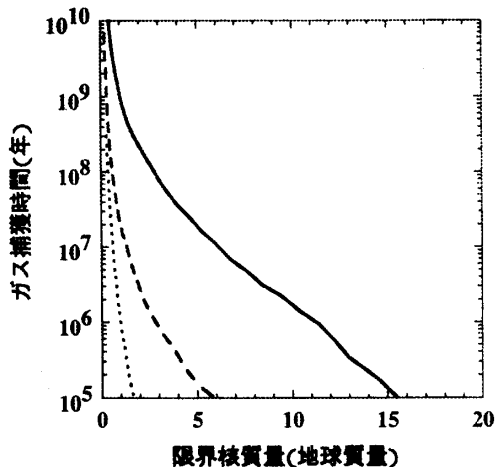


図3 限界核質量に対する限界核質量に到達した後のガス捕獲の典型的な時間の依存性。実線、破線、点線はそれぞれ  $f=1$ ,  $f=0.01$ ,  $f=1 \times 10^{-4}$  の場合である。なお、星雲の温度と密度は林モデルが与える木星領域の値を用いた。

$10^9$  年、つまり太陽系年齢程度必要である。星雲の寿命 ( $\sim 10^7$  年) を考慮すると、限界核質量はもっと大きな値を必要とする。具体的には、 $f=1$  の場合は約  $6 M_{\oplus}$ ,  $f=0.01$  の場合は約  $2 M_{\oplus}$ ,  $f=1 \times 10^{-4}$  の場合は約  $1 M_{\oplus}$  である。しかし、いずれも  $10 M_{\oplus}$  という値に比べて小さく、一桁程度小さい値も取り得る。

ところで、図3の結果と木星や土星の内部構造理論から  $f$  の上限値が与えられるかも知れない。図3は、ガス惑星になるために最低限必要な固体核質量を与える。例えば、現在の中心固体核が  $2 M_{\oplus}$  よりも小さいならば、 $f$  の値は  $0.01$  よりも小さかったことになる。しかし残念ながら、現在の内部構造理論にその精度はない。

## 5. 木星型惑星の形成時間

### 5.1 木星と土星

それでは、前節で得た結果を用いて、木星と土星が現在の位置でどれくらいの時間で形成されるかを見積もってみよう。そのためには、現実的な微惑星集積率が必要である。ここでは、田中と井田[12]によって与えられる微惑星集積率の解析式を用いることにする：

$$\dot{M}_{\text{core}} = 1 \times 10^{-7} M_{\text{core}}^{2/3} a^{-31/12} \sigma_d M_{\oplus} / \text{yr}. \quad (10)$$

ここで、 $M_{\text{core}}$  は固体核質量 (単位は地球質量) で、 $a$  は太陽からの距離 (単位は 5AU) で、 $\sigma_d$  は固体面密度 (単位は林モデルが与える固体面密度[9]) である。林モデルとは、太陽系に現在ある固体物質をばらまいて作った復元モデルである。従って、現在の太陽系の惑星を形成するための必要最低限の質量しかない。しかし、惑星形成当時の固体材料物質の存在量が現在と同じである必然性はない。さらに、密度分布自体も不確実性があり、少なくとも局所的な存在量が (林モデルに比べて) 高かった可能性もある。従って、

ここでは林モデルを基準としてさらに大きい値についても考える。

図4は、(10)式と我々の結果を用いて見積もった木星と土星の形成時間である(但し、ここでは $f=1 \times 10^4$ を仮定した)。この図の描き方を簡単に説明する。まず、図2上で(10)式で与えられる曲線を描き、この曲線と点線の交点から限界核質量が得られる(計算の結果、限界核質量は $1-2 M_{\oplus}$ である)。次に、 $M_{\text{core}}/M_{\text{core}}$ をその限界核質量まで時間積分することで固体核の形成時間が得られる。一方、ガス捕獲時間は図3から得られる。そうして求めた固体核形成時間とガス捕獲時間の和を形成時間とした。この方法の妥当性は惑星の質量と時間の関係を示した図5によって保証される。図5から分かるように、固体核が限界核質量に到達するまでは、大気質量は非常に小さく、ほとんど全てはその後に捕獲される。従って、固体核の成長過程とガス捕獲過程は分離して考えることができる。

図4からまず、林モデルが与える固体面密度では木星も土星も星雲消失時期( $\sim 10^7$ 年)までにガスを捕獲することはできないことが分かる。しかし、固体面密度を上げることによって形成時間は短くなる((10)式)。例えば、面密度を林モデルの3倍程度大きくすると木星領域では $10^7$ 年で十分ガスを捕獲することが

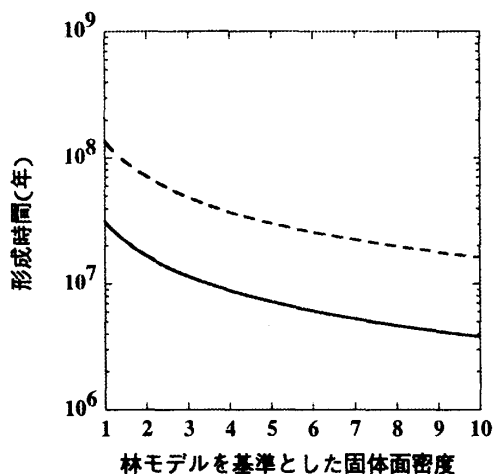


図4 木星領域(5.2AU)と土星領域(9.5AU)におけるおおよその形成時間。横軸は林モデルが与える固体面密度を基準とした固体面密度、縦軸は固体核形成時間とガス捕獲時間の和である。実線は木星領域、破線は土星領域である。この計算では、 $f=1 \times 10^4$ とした。

可能である。一方、土星領域では10倍にしてもまだ少し間に合わない。しかしセクション1でも触れたように、そもそも $10^7$ 年という星雲の寿命自体それほど確定した値ではないであろう。つまり、固体微粒子が観測されない程度に消失したとしても、ガスも一緒に消失しているという確証はない。実際、固体核が形成される時代は、固体微粒子はほとんど微惑星あるいは固体核になってしまっているが、ガスは未だ残っているという時代である。図4から、星雲ガスが $5 \times 10^7$ 年たっても残っていたならば、木星領域では林モデル程度で、土星領域では林モデルの3倍程度の固体があればガス捕獲することが可能である。

## 5.2 Hot Jupiters

セクション1でも触れたように、近年の天文観測は、中心星に非常に近い領域( $\sim 0.1\text{AU}$ )に木星型惑星がいくつも存在することを示唆している。これらの木星型惑星は"hot Jupiters"と呼ばれる[3]。こうした木星型惑星の形成を、遠方で形成しその後惑星が動径方向に移動することによって説明するモデルもある[13]が、ここでは中心星に近い場所でその場形成される可能性を議論しよう。

このような領域では固体材料物質の不足のため、ある質量で固体核の成長が止まってしまう、大きな固体

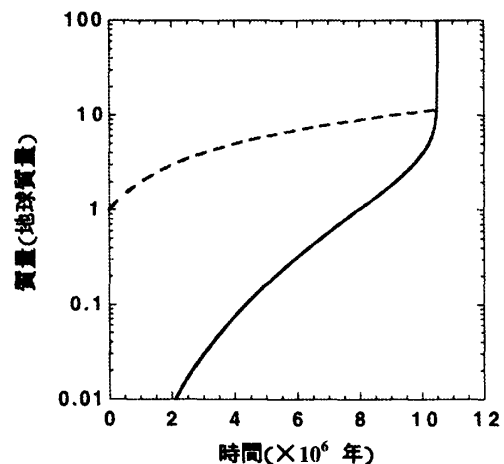


図5 準静的計算による固体核質量と大気質量の時間進化の例。実線と破線はそれぞれ大気質量と固体核質量を表している。この計算では、 $M_{\text{core}}=1 \times 10^6 M_{\oplus}/\text{yr}$ 、 $f=1$ である。なお、星雲の温度と密度は林モデルが与える木星領域の値を用いた。

核が形成されない。固体核の成長が止まってしまった場合は  $M_{\text{core}} \rightarrow 0$  の極限であり、その固体核は必然的にガス捕獲を始める。しかし小久保と井田[8]によれば、林モデルで考えた場合0.1AUで形成される固体核の質量の上限はおよそ月質量であり、図3から分かるように、その固体核がガスを十分捕獲するには宇宙年齢 ( $\sim 10^6$ 年)以上掛かってしまうため、実際上木星型惑星の形成は不可能である。従って、hot Jupiters のその場での形成には固体材料物質の存在量が多いことが必要不可欠である。本研究の結果から固体核質量として  $1M_{\oplus}$  あれば  $10^7$ 年以内にガスを捕獲することは可能である。小久保と井田[8]によれば、この固体核質量は固体材料物質が林モデルの20倍程度あれば達成される。林モデルが与える星雲全体の質量の10倍程度の星雲が観測によって発見されているし、また林モデルの星雲内の質量分布が正しくない可能性もあるので、20倍という値は必ずしも非現実な値ではない。

しかし、hot Jupiters のその場形成には他にも問題がある。それはガス捕獲がいつ終わるかという問題である。惑星質量がある大きさになった時、その重力による跳ね飛ばしの効果が強くなりガスの流入は停止する。その質量は木星領域ではちょうど現在の木星質量程度である[5]。しかし、その値は中心星に近づくほど小さくなり、0.1AUでは木星質量より小さな惑星質量までしかガス捕獲は進まない。そのような状況になった後に、ゆっくりではあるがさらに大量の星雲が流れ込むか否かは未解決な問題である。従って、これらの惑星の形成の可能性を結論づけるにはまだ少し時期が必要であろう。

## 6. ミニ木星がいっぱい生まれる？

以上のように、水野不安定モデルに含まれる不確定量に対する限界核質量及びガス捕獲時間の依存性を正確に調べることによって、限界核質量の値は(ガス捕獲時間を考慮しても)これまで常識とされている

$10M_{\oplus}$  という値に比べて一桁程度小さい値であることが分かった。その結果、木星と土星の形成問題は、初期固体存在量が林モデルに比べて3倍程度大きければ、かつ星雲の寿命が  $10^7$ 年に比べて数倍長ければ、解決できるかも知れない。星雲の寿命及び密度分布の精度良い観測、また星雲モデルの理論的研究によって林モデルが与える面密度の妥当性が検証されることを期待したい。

ところで、限界核質量が小さくなることは新しい問題を生むかも知れない。それは、「ミニ木星」がいっぱいできるという問題である。木星、土星が地球質量程度の固体核でガス捕獲した場合、ガス捕獲時間が比較的長いためにその間に他の固体核もガスを捕獲し始めるであろう。天王星と海王星がミニ木星の衝突によってできたと考えるためにはこの結果は好都合かも知れないが、一方で地球、金星もガスを捕獲してしまうことになる。小久保と井田[8]によれば、地球サイズの天体は一気には形成されずに火星質量程度で一度成長が止まってしまう、最終的には火星質量の天体同士が巨大衝突によって地球サイズの天体になったと考えられる。これは、我々の結果と調和的である。なぜなら、火星サイズの固体核がガス捕獲するには太陽系年齢程度の時間が必要であり、その間に星雲が消失してしまえば、ガス惑星になってしまう恐れはないからである。しかし一方で、巨大衝突の結果できた惑星は円軌道から大きくずれる可能性がある。この軌道を現在の様なほとんど円の軌道に戻すためには、やはり星雲ガスが必要である。そうすると地球はやはり星雲ガスを纏ってしまうことになる。この問題は、巨大衝突の時にどれくらい塵がばらまかれるかなど、これから解決されるべき問題であろう。まあ、少々星雲ガスを纏った方が生命誕生には好都合なのかも知れないが…。



## 参考文献

- [1] Mizuno, H., 1980: Prog. Theor. Phys. 64, 544
- [2] Bodenheimer, P. and Pollack, J., 1986: Icarus 67, 391
- [3] 渡邊誠一郎, 1999: 遊星人 8, 163
- [4] Strom, S. E., Edwards, S., and Skrutskie, M. F., 1993: Protostars & Planets III, 837
- [5] 渡邊誠一郎, 井田茂, 1997: 地球惑星科学 12 卷「比較惑星学」, 210
- [6] Wuchterl, G., Guillot, T., and Lissauer, J. J., 2000: Protostars & Planets IV, 1081
- [7] Saumon, D., Chabrier, G., and Van Horn, H. M., 1995: Astrophys. J. Suppl. 99, 713
- [8] Kokubo, E. and Ida, S., 1998: Icarus 131, 171
- [9] Hayashi, C., 1981: Prog. Theor. Phys. Suppl. 70, 35
- [10] Ikoma, M., Emori, H., and Nakazawa, K., 2000: Submitted to Astrophys. J.
- [11] Ikoma, M., Nakazawa, K., and Emori, H., 2000: Astrophys. J. 537, 1013
- [12] Tanaka, H. and Ida, S., 1999: Icarus 139, 350
- [13] 井田茂, 1999: 遊星人 8, 199