

微惑星から原始惑星へ、原始惑星から惑星へ

国立天文台 天文学データ解析計算センター
伊藤孝士 (tito@cc.nao.ac.jp)

原始太陽系円盤内のダストが凝縮して出来た微惑星は、原始太陽を周回しながら衝突合体を繰り返して成長して行く。その集積過程は暴走成長と呼ばれ、特定の粒子だけが選択的に急速成長する興味深いモードである。暴走成長を完了した微惑星系は、原始惑星系と呼ばれる中間段階の天体群へと成長進化する。原始惑星達は軌道運動のランダム速度が小さく、また間隔も適度に開いており、そこから惑星系へ成長する過程は未だ明確ではない。本講演では主として現在の地球型惑星領域に注目し、微惑星から原始惑星への暴走的な成長、および惑星形成過程の最終段階とも言える原始惑星から惑星への進化について、理論的な見積もりと数値計算の結果を交えながら概観してみたい。

1. はじめに — 微惑星から惑星へ

松元亮治・北村良実・城野信一各氏の講演にあったように、星間分子雲から様々な物理過程を経由して原始太陽系星雲が誕生し、その中でダストが降着して微惑星と呼ばれる天体が形成される。この微惑星から現在の惑星へと至る道は惑星形成過程の最終段階とも呼ぶべきものであり、惑星の個数や配置・惑星間隔などはこの段階に於いて発生する物事によりほぼ決定されると考えられている。本講演ではこの段階を二つに分けて説明する。微惑星が集積して原始惑星と呼ばれる中間的な天体へと進化する局面と、原始惑星同士が衝突合体して現在の惑星へと至る局面である。

微惑星の成長については近年、重力多体問題専用計算機と呼ばれる極超高速計算機を駆使した大規模な数値計算によって急速な研究の進展があった。微惑星の集積は暴走成長と呼ばれる或る種の不安定現象であり、特定の天体だけが他の天体を差し置いて選択的に成長してしまうという現象が理論的にも数値的にも確かめられている。本講演ではこの状況について、東京工業大学および東京大学駒場の研究グループの成果を中心に紹介する。

原始惑星の衝突合体の過程については未だよくわかっていないことが多く、現在も盛んに研究が行われている最中である。まず、微惑星の暴走成長によって出来上がった原始惑星系は非常に安定であることがわかっている。従って、何らかの力学的機構によって不安定化から衝突合体成長へと至る過程が加速されないと、そう簡単には現在の惑星系にまで進化しないであろうという予想がある。また、衝突合体のためには隣接する天体同士が近づく必要があることは言うまでもないが、そのためには天体の軌道運動のランダム速度がある程度以上は大きくなければならない。言葉を変えれば、原始惑星同士の衝突で出来上がった惑星の軌道は円から外れ、楕円軌道になっているのが自然である。けれども現在の太陽系惑星の軌道はどれも非常に円に近く、原始惑星同士の衝突合体の力学的痕跡を残していない。現在行われている原始惑星系の衝突合体進化の研究は、主としてこの二点を解決することが主眼となっている。

本講演では、基本的に質点系としての微惑星系・原始惑星系・惑星系の力学を扱う。古典的なニュートン重力以外の力は扱わない。但し、原始太陽系星雲ガスとの相互作用は惑星系の進化にとって非常に重要であることがわかっている。特に、最終的に形成される惑星の軌道を円に近付けるためには原始太陽系星雲ガスとの相互作用が重要である可能性があるため、これに関する幾つかの数値計算結果を紹介する。

惑星形成過程の研究は私達の太陽系に留まるものではない。1995年初頭、太陽以外の恒星の周りに惑星が周回していることが初めて確認された。いわゆる太陽系外惑星の発見である。それが

らわずか6年だが、2001年5月現在までに確認された太陽系外惑星は70個近くにもものぼっている。太陽系外惑星系の多くは私達の太陽系とはかなり異なる姿を持っており、その多様性は本講演で述べるような惑星形成の最終段階に於ける各種の力学過程を反映していると考えられる。本講演の最後には太陽系外惑星系の発見の現状を概観し、今後の惑星形成過程研究の指針に関する予想を巡らせてみることにしたい。

2. 微惑星から原始惑星へ

微惑星が暴走的に集積して原始惑星系を作り上げる様子については、国立天文台の小久保英一郎氏と東京工業大学の井田茂氏らによる重力多体問題専用計算機 GRAPE を駆使した超大型数値シミュレーションによって完全に解明し尽くされたと言っても過言ではない。少なくとも重力多体系としての微惑星系の力学の本質解明は、彼らの数値計算とその結果解析に於いてほぼ終了した。本節では、小久保氏と井田氏の数値実験の概要を紹介し、微惑星から原始惑星への成長過程に関する現在の知見を復習する (Kokubo and Ida 1995, 1996, 1998, 2000, 2001)。微惑星の集積過程に関しては、岩波講座『地球惑星科学』内の渡邊誠一郎氏と井田氏の邦文解説 (渡邊, 井田, 1997)、および小久保氏と井田氏と著書 (井田, 小久保, 1999) や解説記事 (小久保, 井田, 1997) が非常にわかりやすい。本稿でもこれらの文献に準拠した説明を行う。

2.1 微惑星の暴走成長

惑星形成過程の標準理論として今や名高い『京都モデル』に於ける大きな問題のひとつは、木星型惑星の形成時間があまりにも長くなり過ぎることであった (阿部, 1997)。惑星形成に必要な時間スケールは公転周期 (いわゆるケプラー時間) と深く関連するので、太陽系の外側に行くほど惑星の形成に必要な時間は長くなる。京都モデルでの見積もりでは木星と土星の固体コアの形成に必要な時間が長すぎ、木星や土星が現在の大気に相当するガスを原始太陽系星雲から捕獲し切る前に原始太陽系星雲が散逸してしまう。天王星や海王星に至っては、最終的な形成時間の見積りが太陽系の年齢である46億年を大きく越える値になってしまう。

このような背景を鑑み、惑星形成過程の時間スケールを短縮するための物理的機構の探索が長年行われて来た。その結果明らかにされた重要な事項のひとつに、微惑星の成長モードが暴走的であるということがある (Wetherill and Stewart, 1989)。例えば、等質量で分布する微惑星群があるとすると、ここで衝突合体がわずかに進行すると、ある微惑星は少しだけ大きく (重く) なり、他の微惑星は小さい (軽い) まま残される。重い微惑星は己の重力で周辺の微惑星を集めて成長し (質量を増し)、更に周辺の微惑星を集め易くなる。かくして大きな微惑星は一方向的に成長し、それ以外の微惑星はいつまでも小さいまま残り、大きな微惑星と小さな微惑星の質量の比は時間と共に増大する。この正のフィードバック過程が暴走成長 (runaway growth) と呼ばれるプロセスであり、微惑星系の集積時間を劇的に短縮する力学過程である。

2.2 重力 N 体問題

微惑星の運動の時間進化を知る研究は重力多体問題と呼ばれる。天体の数を自然数 N で表す場合が多いことから、重力 N 体問題あるいは単に N 体問題と略されることもある。重力 N 体問題を解く原理は非常に簡単で、 N 個の天体 (質点) 間の重力相互作用を表すニュートンの運動方程式を解き、天体の位置と速度を時間の関数として表現するだけである。 i 番目の天体の質量を m_i 、位

置ベクトルを \mathbf{r}_i , 万有引力定数を G , 時刻を t とすると, i 番目の天体に関する運動方程式は以下のようなになる。万有引力以外の力はここでは取り敢えず考慮しない。

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = - \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \frac{G m_i m_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j). \quad (1)$$

微分方程式 (1) を天体 $i = 1, \dots, N$ に関して解けば、微惑星だろうが原始惑星だろうが惑星だろうが、質点たる天体の運動はすべて時間の関数 $\mathbf{r}_i(t)$ として知ることができる。本講演で述べられる議論はすべてこの運動方程式 (1) を解いた、あるいは解の振舞いについて考察を行った結果の産物である。

重力 N 体問題には解析的な一般解が存在しない。これは良く知られた事実であり、唯一 $N = 2$, つまり重力二体問題の場合にケプラー運動 (楕円軌道, 放物線軌道, 双曲線軌道) という解が知られているだけである。太陽系では太陽の重力が非常に強いため、微惑星をはじめとする天体の軌道はケプラー運動に非常に近い。だが微惑星同士の重力相互作用を無視することはできず、その軌道は時々刻々と進化する。この時間進化を詳細に追い掛けることによって微惑星の暴走成長の描像が明らかにされるのである。が、運動方程式 (1) に解析的な解が存在しない以上、その解を求めるには計算機シミュレーションに頼るしか方法はない。

微惑星系のように天体の数 N が大きい場合、重力 N 体問題の数値計算量は極めて膨大 ($O(N^2)$) になる。この量的困難のため、従来の重力 N 体問題の解法には多様な近似方法が用いられて来た。天体の数をごく少数に限ったり、天体の運動の振舞いを確率的なモデルで置き換えて計算を簡略化したり、運動方程式そのものを解き易い形に変形したりする様々な工夫が長い年月にわたって行われて来た。しかしそうした簡易モデルから得られた結果は、最終的には運動方程式 (1) を直接解いた結果と比較して初めて妥当性を示されるべきものであることは言を待たない。

近年の計算機技術の発展により、多数の天体を使った重力 N 体問題の現実的な数値計算が可能になってきた。とりわけ東京大学教養学部で開発され続けている重力多体問題専用計算機 GRAPE シリーズは強力であり、本講演で紹介する微惑星系の進化計算の結果はすべてこの GRAPE シリーズを用いて行われたものである。GRAPE はホスト計算機 (一般の PC やワークステーション) から天体の位置と質量を受け取り、天体間の相互重力を計算し、その値を再びホスト計算機へ返す。天体の軌道の時間進化など、天体間の重力相互作用以外の計算はホスト計算機に任せられ、GRAPE 本体は天体間の重力相互作用のみを専門に計算し続ける。GRAPE が重力多体問題『専用』計算機と呼ばれる所以がここにある (Sugimoto *et al.*, 1990; Ebisuzaki *et al.*, 1993; Makino *et al.*, 1997)。

2.3 暴走成長の様子

微惑星の暴走成長の様子を説明する前に、ケプラー軌道要素と呼ばれる六個の変数を導入しておこう。これは通常の直角座標で三次元の位置と速度を表す場合の六変数 $(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z})$ に対応する変数であり、具体的には以下である: 軌道半長径 a , 離心率 e , 軌道傾斜角 i または I , 近点引数 ω , 昇交点経度 Ω , 平均近点離角 l または真近点離角 f (図 1)。微惑星の衝突確率にとりわけ重要な物理量は微惑星の軌道の円軌道からのずれ (ランダム速度) であるが、これは上記のケプラー軌道要素 (離心率 e と軌道傾斜角 I) の二乗平均値として $\langle e^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$, $\langle I^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ などと表現される場合が多い。ランダム速度が大きな微惑星系は一般に微惑星同士の相対速度が大きいと言える。

GRAPE を用いて行った微惑星系の重力 N 体問題の数値計算結果の一例を図 2 に示した (小久保, 井田, 1997)。軌道半長径 1AU (1 天文単位) の距離に微惑星をリング状に分布させ、微分方

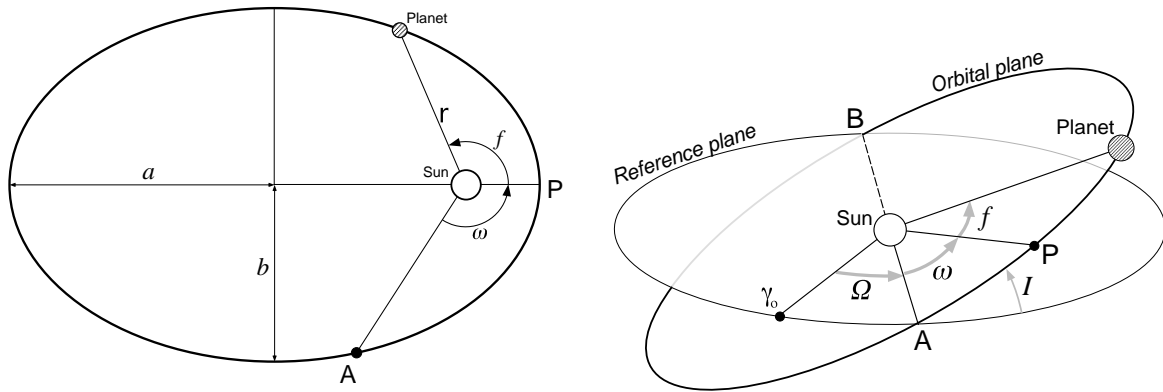


図 1. ケプラー軌道要素の概略。(左) 軌道半長径 a , 軌道半短径 b , 昇交点 A, 近日点 P, 春分点 γ_0 , 近日点引数 ω , 真近日離角 f の関係。離心率 e は $e = \sqrt{1 - (b/a)^2}$ で定義される。(右) 現在の軌道を Orbital plane, 基準となる時刻 (元期と呼ばれる) の軌道が Reference plane とし、軌道傾斜角 I , 昇交点経度 Ω , 近日点引数 ω , 真近日離角 f の関係を示した。A と B はそれぞれ昇交点と降交点、P は近日点、 γ_0 は元期に於ける春分点である。

程式 (1) を数値的に積分することでその時間進化を追ったものである。微惑星の総質量は京都モデルに於ける原始太陽系星雲の固体成分の面密度と同等にし、初期の離心率と軌道傾斜角は分散が $\langle e^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 2 \langle I^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 2r_H a$ に等しくなる正規分布で与えている。ここで r_H は微惑星の Hill 半径と呼ばれ、微惑星の質量 m と軌道半長径 a , 太陽からの距離 d , 太陽の質量 M_\odot を用いて $r_H = (m/3M_\odot)^{1/3} d$ と定義される。Hill 半径は回転座標系上での微惑星の重力圏の大きさを表すものと思えば良い。

図 2(左) では、3000 体の等質量 ($m = 10^{23} \text{g}$) 微惑星系の時間進化の様子を軌道半長径 a と離心率 e の関係として (a, e) 平面上に示した。この計算では、微惑星の数は二万年間で初期の 3000 から 1054 に減少している。すぐにわかることは、一万年後くらいから二個の微惑星だけが飛び抜けて成長してしまっていることである。この時、最大質量の微惑星と全系の平均質量の比は 400 倍以上にも達している。このように特定の微惑星だけが突出して成長してしまう現象が暴走成長である。図 2(右) は微惑星の質量と離心率 e および軌道傾斜角 I の二乗平均値 $\langle e^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$, $\langle I^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ の関係を表す。大きな微惑星ほどランダム速度が小さくなっていることがわかるが、この効果は力学的摩擦 (dynamical friction) と呼ばれるものである。力学的摩擦は、天体のランダム速度エネルギーのエネルギーを質量の異なる天体達に等しく分配するように、即ち $\langle e^2 \rangle^{\frac{1}{2}} \propto m^{-1/2}$ および $\langle I^2 \rangle^{\frac{1}{2}} \propto m^{-1/2}$ が成り立つように働く (Binney and Tremaine, 1987)。従って力学的摩擦によって質量の大きな微惑星ほどランダム速度が小さくなり、質量の小さな微惑星ほどランダム速度が大きくなる。

2.4 原始惑星系の形成

暴走成長によって生成した巨大な微惑星を原始惑星と呼ぶ。原始惑星の成長過程に於いて、Hill 半径で規格化したその軌道間隔はほぼ一定である。これは軌道反発と呼ばれる力学的機構のためである (Kokubo and Ida, 1995)。周囲の微惑星との力学的摩擦により、原始惑星の軌道は円軌道に近くなっている。原始惑星が成長して質量を増すと原始惑星同士の重力散乱が発生し、一時的に軌道の間隔は広がって離心率が大きくなる。この散乱で大きくなった離心率はしかし、軌道間隔を変えることなく、周囲の微惑星から受ける力学的摩擦によって再び低減する。その結果、原始惑星は円に近い軌道を保ったまま軌道間隔だけを広げることになるのである。これが軌道反発

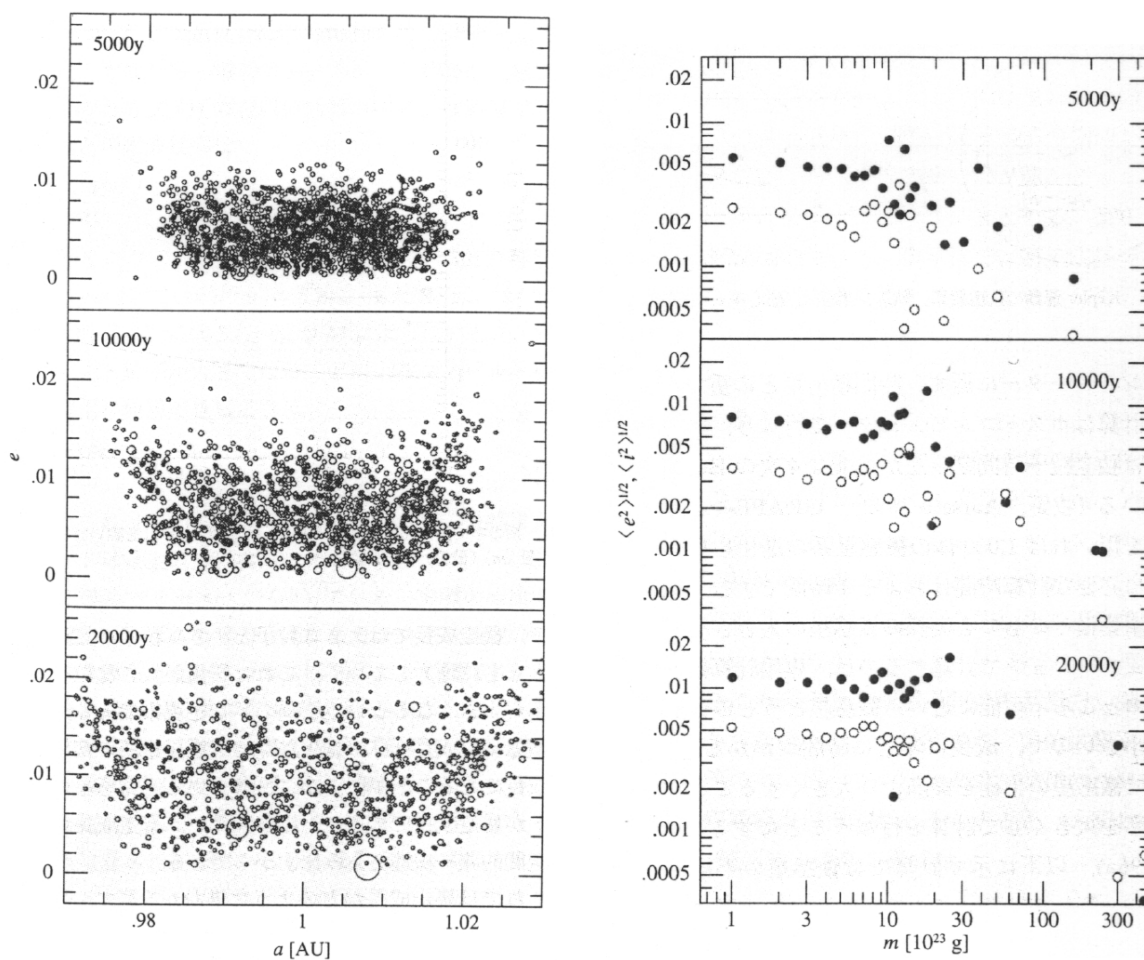


図 2. 小久保・井田 (1997) からの引用。(左) 微惑星の暴走成長の様子。円の半径は粒子の実半径に比例している。(右) ランダム速度の天体質量依存性と時間進化。黒丸 (\bullet) が $\langle e^2 \rangle^{1/2}$, 白丸 (\circ) が $\langle I^2 \rangle^{1/2}$ を表す。

と言われるメカニズムである。軌道反発は原始惑星同士の重力散乱の効果が周囲の微惑星とのランダムな重力散乱の効果と同程度の大きさになるまで続き、その典型的な間隔は約 $10r_H$ であることがわかっている。

図3には、4000体の等質量 ($m = 10^{24}g$) 微惑星系の時間進化を追った数値計算の一万年後の様子を示した。図2に比べてより広い領域を計算している。ここでも、ほぼ等質量 ($m = 10^{26}g$) の原始惑星群がほぼ等間隔 $10r_H$ で形成していることがわかる。このような原始惑星の成長の仕方を『寡占的成長』と呼ぶ。微惑星を更に広い範囲に分布させた数値計算に於いても寡占的成長の傾向は不変であることがわかっている (Shiidsuka and Ida, 1999; Kokubo and Ida, 2001)。

原始惑星の寡占的成長が集積の最終段階に至るまで継続したとすると、原始惑星の質量 m は地球型惑星領域の $a = 1AU$ では $m \sim 0.2M_{\oplus}$ (M_{\oplus} は地球の質量で、 $1M_{\oplus} \sim 3 \times 10^{-6}M_{\odot}$)、木星-土星領域の $a = 7AU$ では $m \sim 7M_{\oplus}$ 、天王星-海王星領域の $a = 25AU$ では $m \sim 17M_{\oplus}$ となる。地球付近での原始惑星系は、言ってみれば地球質量の $1/10$ の天体が 10 個ずらっと並ぶという描像になり、地球型惑星への進化まではまだ数歩あるうかという感じである。一方、木星-土星領域での原始惑星の質量は、急速なガス捕獲が開始される臨界質量である数 M_{\oplus} を既に越えている。天王星-海王星領域での原始惑星の質量は現在の惑星の値とさほど変わらない。そもそも天王星や海王星は固体コア部分とガス大気の質量比が木星や土星に比べて大きいのである。

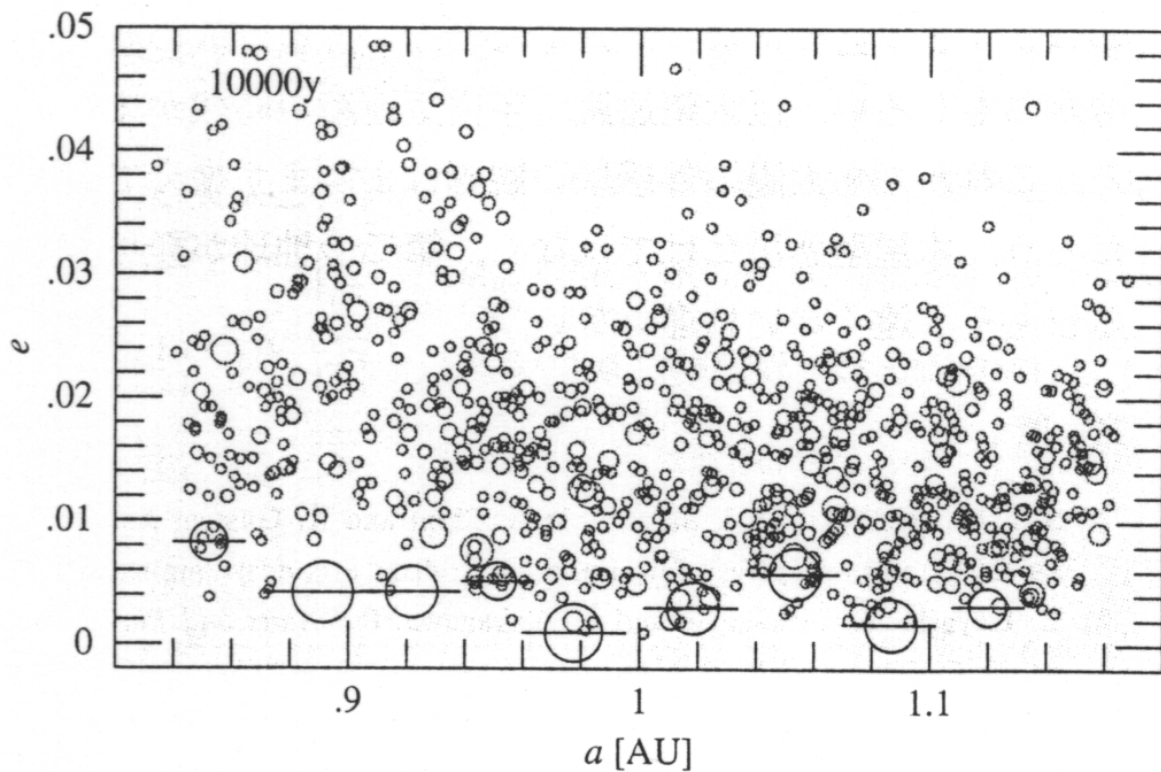


図3. ほぼ等間隔に形成する原始惑星の計算例 (小久保, 井田, 1997)。円の半径は天体の実半径に比例している。最大質量天体の $1/5$ 以上の質量を持つ天体を原始惑星と定義し、その中心から左右に $\pm 5r_H$ の長さで横線を引いてある。

3. 原始惑星から惑星へ

ここまでは、原始太陽系円盤内のダストが凝縮して出来た微惑星が暴走的に成長し、およそ $10r_H$ の等間隔で並ぶ原始惑星系が形成される過程について述べて来た。この原始惑星達が更に衝突合体を繰り返して現在の惑星系に至るわけであるが、その道程は単純なものではないと予想されている。本講演の後半では原始惑星系の不安定性と軌道進化について、現状の知見を復習する。原始惑星系から現在の惑星系への進化に関する問題点は大別すると二つある。ひとつは進化の時間スケールの問題で、いかにして現実的な時間内で原始惑星系が現在の惑星系へと進化したのかという問題である。もうひとつは原始惑星系の衝突進化の結果たる現在の惑星系の軌道が、直感的に予想されるよりも極めて円に近くなってしまっているという問題である。

3.1 原始惑星系の安定性

微惑星の暴走成長によって形成した原始惑星達のランダム速度は、暴走成長しなかった微惑星との力学的摩擦により非常に小さくなっている。即ち原始惑星の軌道は円に近いのだが、これは原始惑星系のその後の進化速度を大いに鈍らせる可能性がある。この予想を最初に具体的な数値計算で確かめたのは Chambers, Wetherill and Boss (1996, 今後は CWB と略記) であった。CWB の研究では、等質量の原始惑星を (Hill 半径で規格化¹して) 等間隔の平面円軌道に配置し、数値積分により軌道の進化を追った。目的は、原始惑星系の初期不安定が発生するまでの時間の計測である。初期不安定が発生するまでの時間は、原始惑星系の進化過程に於けるひとつの重要なタイムスケールとなる。CWB では、計算を開始してから系内で最初に原始惑星同士の近接遭遇が発生するまでの時間を不安定時間 T_I と定義した。近接遭遇の定義にも様々なものがあるが、ここでは原始惑星同士が互いの Hill 半径以内に接近した場合を近接遭遇と呼んでいる。Hill 半径以内の近接遭遇が発生すると、その後には高い確率で天体の軌道が大局的に乱れ始める。このようにして定義・計測された不安定時間 T_I は、初期の原始惑星の規格化間隔 Δ (脚注¹参照) に対して指数的に増えて行くことがわかった。即ち、 $\log T_I$ と Δ に線形関係があるのである (図 4。今後はこの $(\Delta, \log T_I)$ 図を CWB 図と呼ぶ)。例えば質量 $10^{-7} M_\odot$ の原始惑星を $\Delta = 10$ で 20 個並べた状況を考える。これは前述した Kokubo & Ida の一連の研究で確認された微惑星の暴走成長の最終的な状況に近い。CWB の計算結果によれば、この場合には初期の不安定 (近接遭遇) が発生するまでに 10^7 年以上の時間が掛かる可能性が示されている (図 4 の右下)。しかもここでは初期不安定の定義が単なる近接遭遇とされているので、実際の衝突合体までにはもっと時間が掛かる。また CWB の数値モデルは二次元であるから、実際の三次元現象に於ける衝突までの時間はこの 10^7 年という数値に比べて随分と長くなるはずである。しかも衝突合体の結果として天体の数が少な

¹ここで用いている Hill 半径は前述の r_H とはやや異なり、相互 Hill 半径 R_H で定義されるものである。二惑星の質量を m_i, m_j 、主星 (質量 M) からの距離を r_i, r_j とすると、 $R_H^{i,j}$ は以下のように定義される (Gladman, 1993)。

$$R_H^{i,j} = \left(\frac{m_i + m_j}{3M} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{r_i + r_j}{2} \right).$$

惑星軌道の離心率が小さい場合には、上式の r を軌道半長径 a で置き換えても大差ない。

$$R_H^{i,j} = \left(\frac{m_i + m_j}{3M} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{a_i + a_j}{2} \right).$$

CWB で用いる原始惑星系モデルの軌道半長径 a_i は、この $R_H^{i,j}$ とパラメータ Δ を用いた次のような漸化式で表される。

$$a_{i+1} = a_i + \Delta \times R_H^{i,i+1}.$$

但し $R_H^{i,i+1}$ は a_i と a_{i+1} の関数である。

くなると原始惑星間の平均的間隔が大きくなるので、CWB 図を右側に外挿して考えると不安定時間 T_I は文字通り指数関数的に大きくなってしまわずである。現在の地球型惑星の規格化間隔は、最小の地球-金星間で $\Delta > 26$ もある。このように、微惑星の暴走成長によって形成した原始惑星系は大変に安定であり、そこから現在の地球型惑星に到達するには現実的な時間では足りないのではないかという懸念が発生した。

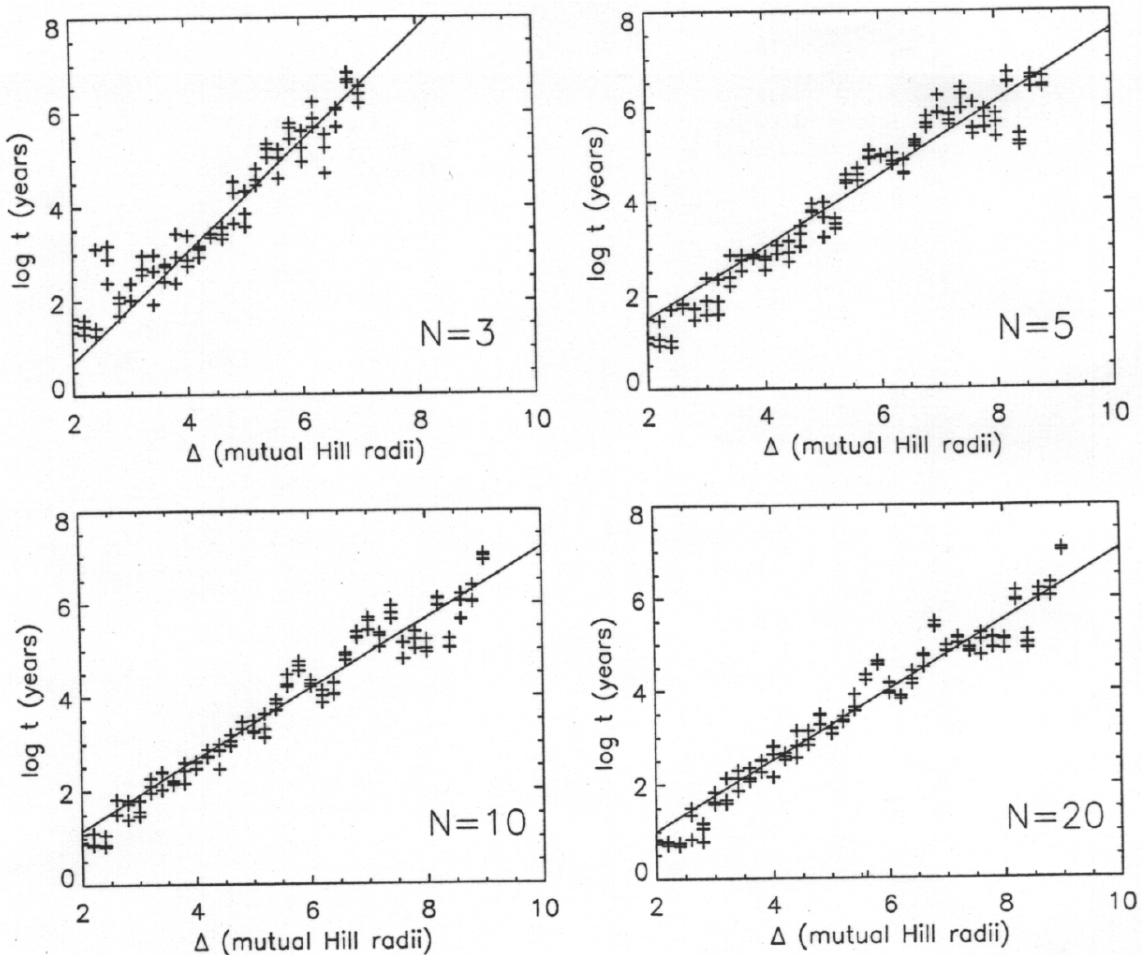


図 4. 二次元円軌道から出発した原始惑星系の規格化平均間隔と初期不安定までの時間 T_I の関係 (Chambers *et al.*, 1996)。 N は原始惑星の個数、原始惑星の質量は $10^{-7} M_{\odot}$ で均一、最内原始惑星の軌道半長径 a_1 は 1AU である。図中の直線は対数グラフ上での直線フィット。

3.2 原始惑星系の不安定性

CWB の研究結果から発生した懸念に対し、原始惑星系の不安定時間を短縮する力学的メカニズムとして幾つかが提案されている。以下では、その中でも原始惑星系のランダム速度の効果、および木星型惑星からの重力摂動の効果について考えてみる。

3.2.1 原始惑星のランダム速度

微惑星の暴走成長が終息した直後の原始惑星系のランダム速度が非常に小さいことは繰り返し述べた。だがその後の原始惑星間の重力相互作用により、原始惑星系のランダム速度は増大すると思

われる。このランダム速度の増分は、原始惑星系の不安定性を加速する要因になる可能性が高い。こうした背景の下で行われた Yoshinaga et al. (1999) の研究は、10 個の原始惑星から構成される系の不安定時間 T_I が初期のランダム速度に対してどのように依存するかを検分するものであった。予想通りではあるが、原始惑星系の不安定時間 T_I は初期のランダム速度に強く依存することがわかった。図 5(左) は原始惑星系の初期ランダム速度を $\langle e^2 \rangle^{1/2} = 2 \langle I^2 \rangle^{1/2} = 0, 1h, 2h, 3h, 4h$ と変化させて行った計算のサマリである。ここで h は $h = r_H/a$ と定義される換算 Hill 半径 (reduced Hill radius) と呼ばれる無次元量である。ランダム速度が最大の $\langle e^2 \rangle^{1/2} = 2 \langle I^2 \rangle^{1/2} = 4h$ の場合、 $\Delta \sim 10$ での原始惑星系の不安定時間は円軌道初期値 ($\langle e^2 \rangle^{1/2} = 2 \langle I^2 \rangle^{1/2} = 0$) の場合に比べて二桁以上短縮されている。原始惑星同士の重力相互作用が自らの不安定を加速する機構が、地球型惑星の形成時間の短縮に大いに寄与するということがこの計算によって定量的に確認された。

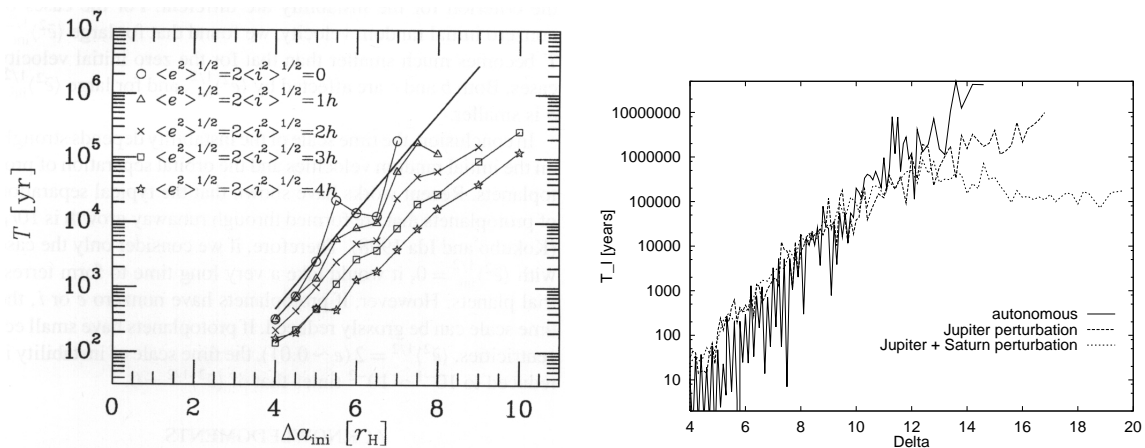


図 5. (左) Yoshinaga et al. (1999) からの引用。原始惑星 10 個の質量はどれも $10^{-7} M_\odot$ で、横軸の各値に対して 40 個の数値実験を行った結果の中央値をプロットした。直線は CWB の結果を示す。(右) Ito & Tanikawa (1999) からの改変引用。原始惑星の質量は $5 \times 10^{-7} M_\odot$, $N = 14$ で、横軸の各値に対する十数個の数値実験の結果の対数平均値をプロットした。“autonomous” は木星型惑星なし、“Jupiter perturbation” は木星のみ考慮、“Jupiter + Saturn perturbation” は木星と土星の摂動を考慮した場合。

3.2.2 木星型惑星からの重力摂動

木星型惑星領域で形成した原始惑星はそもそもが大きな質量を持っている。例えば木星付近では地球質量の数倍から十数倍の原始惑星が微惑星の暴走成長によって形成されると見積もられていることは既に述べた。このような大質量の原始惑星がこのガスの中に存在すると重力とガス圧力の静水圧平衡が崩れ、ガスが連続的に原始惑星に雪崩れ込む不安定現象が発生する可能性が高い (Mizuno et al., 1978; Mizuno, 1980)。詳しくは山田耕氏の講演にて述べられるであろうが、この急速なガス捕獲過程の時間スケールは非常に短く、 10^6 年も経てば現地球質量の 300 倍という木星の質量を獲得してしまう可能性のあることが指摘されている (Pollack et al., 1996)。一方、木星のガス捕獲の核になる部分、つまり木星付近で暴走成長を行う原始惑星の形成に必要な時間は 10^6 年から 10^7 年であると考えられる。従って、微惑星の暴走成長とそれに続く急速なガス捕獲に必要なトータルの時間スケールは 10^7 年 + 10^6 年 $\sim 10^7$ 年程度ということになる。ここで考慮されるべきは、内側の地球領域に形成した原始惑星は木星領域に形成した原始惑星に比べて質量が小

さいために、不安定な急速ガス捕獲を開始することはないという事柄である。事実、現在の地球型惑星はどれも木星や土星のような厚いガスに覆われてはいない。更に、前述したように地球領域の原始惑星系の力学的安定性時間は長く、 10^7 年程度の時間で現在の地球型惑星にまで進化を遂げる可能性は低い。ここに至り、私達はひとつの仮説を立てることができる。即ち、急速なガス捕獲を完了した時点で木星型惑星は地球型惑星の進化を追い越してしまい、その後、地球領域に存在する原始惑星達は巨大な木星型惑星からの摂動の下で進化を再開するという仮説である。

上記の仮説に基付き Ito & Tanikawa (1999) では、地球型惑星領域に放置された原始惑星系の初期不安定が木星型惑星の摂動を考慮した場合と考慮しない場合とでどの程度異なるのかを検証する数値実験を行った。その結果、ランダム速度が小さな原始惑星系に於いては初期不安定時間に対する木星型惑星の影響が顕著に現れることが判明した (図 5 右)。木星型惑星の影響は具体的には、木星の近日点が土星との相互作用によって移動 (周回) することによって地球型惑星領域にある原始惑星達の離心率を増大させ、結果的に原始惑星同士の間接遭遇を発生することで顕在化する。この現象は天体力学業界の用語で永年摂動 (公転周期に比べて非常に長周期の重力摂動、くらしいの意味) と呼ばれているが、地球型惑星領域にある原始惑星系の不安定時間はこの永年摂動の時間スケールの数倍から数十倍、 10^6 年から長くても 10^7 年であることがわかった。これは木星型惑星が無い場合の初期不安定時間に比べて二桁ほども小さい値である。

もちろん原始惑星同志の間接遭遇の確率は初期軌道が持つランダム速度に大きく依存する。初期に大きなランダム速度を持つ原始惑星系は、木星型惑星の摂動が無い場合にもかなり短い時間スケールで進化が進む。しかし問題は、現在の惑星系のランダムな軌道速度 (離心率と軌道傾斜角) が非常に小さいという事実である。大きな初期ランダム速度によって原始惑星系の進化が促進されたとしても、惑星形成過程のいずれかの段階に於いてはそうしたランダムな速度成分が何らかの原因によって低下し、現在の状況に近づいて来たはずである。それがどのような要因であったにせよ、もしも原始惑星系のランダム速度が再び低下してしまった場合には、上述したように木星型惑星の重力摂動の効果が再び顕在化するであろう。その意味で、木星型惑星の重力摂動の効果は最悪 (= 原始惑星系が長期安定すぎて困るような) の場合に不安定性を加速する『保険』の如きものとして働くという予想に至っている。

3.3 原始惑星系の衝突合体進化の直接計算

原始惑星系の初期不安定以降の状況を検分するには、微惑星系の場合と同様に重力 N 体問題の直接数値計算を実行する以外にない。だが微惑星系とは異なり原始惑星系は天体数 N が小さいため、GRAPE のような重力多体問題専用計算機やベクトル並列型計算機では効率的な数値計算を行うことができない。原始惑星系の軌道進化を再現する数値実験は従って、小型だが高速の PC やワークステーションで延々と時間を掛けて行うことになる。この手の長期計算の先駆けとなった研究が Chambers & Wetherill (1998, 以下では CW と略記) である。前述した CWB, Yoshinaga et al. (1999), Ito & Tanikawa (1999) らの数値計算が原始惑星系の初期不安定発生の時点で計算を止めていたのに対し、CW 論文の計算は原始惑星の合体衝突がほぼ終息するまでの全期間を追っている。計算例数は少ないが積分期間は数 10^8 年と非常に長く、この計算専属の alpha server を複数台駆使して三年以上の実 CPU 時間を要したという膨大な計算である。

CW 論文の計算によれば、地球型惑星領域の原始惑星系は初期不安定を経て散乱や衝突合体を開始するが、次第に数を減じて成長は遅くなり、遅くても 3×10^8 年以内には数個の地球型惑星が形成して落ち着く。(図 6 の上段)。但しこれは木星型惑星の重力摂動を考慮した場合の話であり、木星型惑星を置かない数値実験では 10^8 年経過後にも原始惑星系は未だに軌道交差の状態にあり、

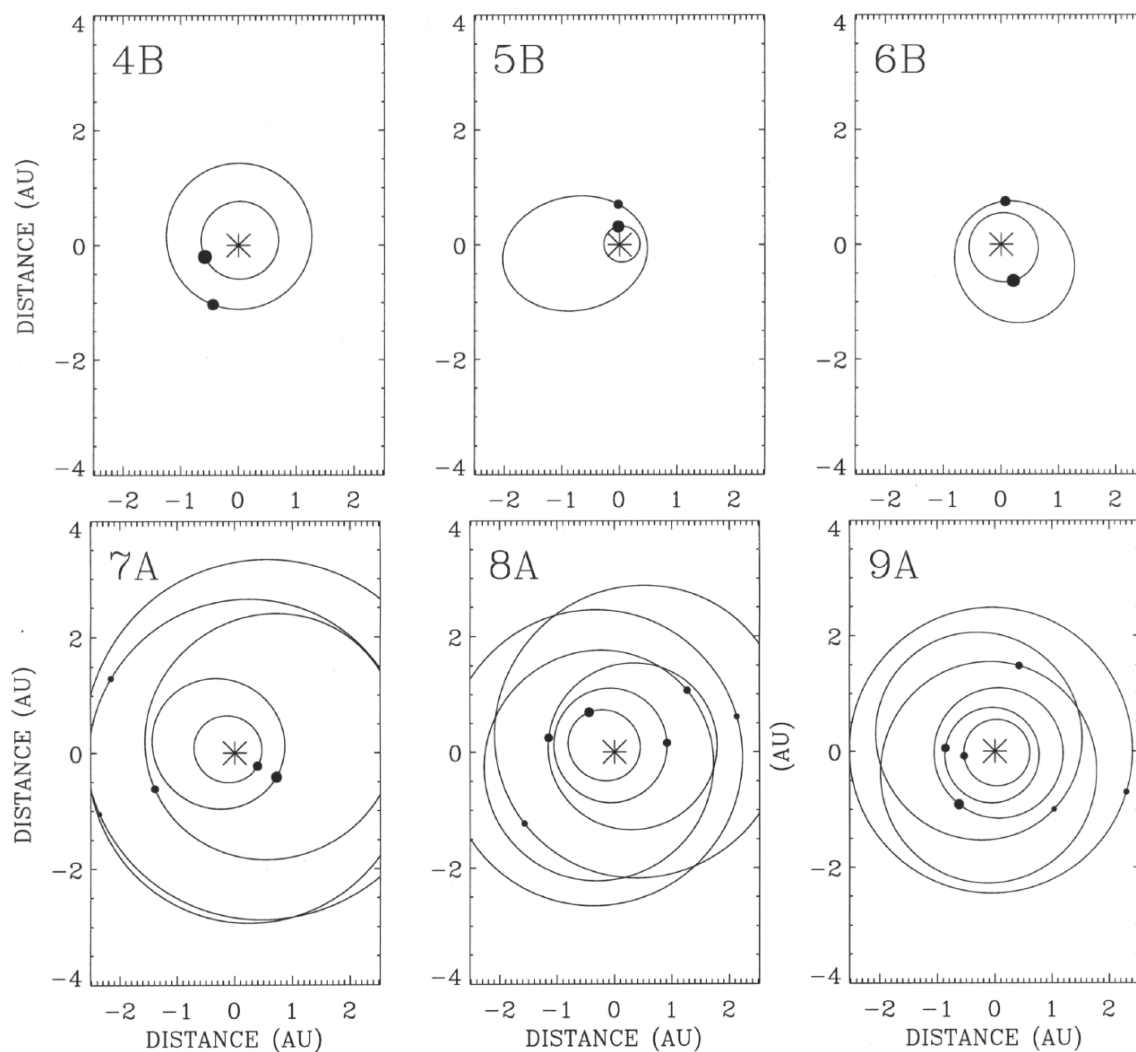


図 6. Chambers & Wetherill (1998) の数値計算に於ける原始惑星系の最終状態。上段の三個は木星型惑星を考慮した例で、下段の三個は木星型惑星を考慮しなかった例。

成長が終息したとは言えない(図6の下段)。

CW 論文の数値実験の結果で興味深いことの一つは、原始惑星系の衝突合体進化を促進するためのランダム速度増大の要因として、原始惑星同士の近接遭遇よりも木星型惑星との(あるいは原始惑星同士の)永年摂動(あるいは各種の共鳴現象)による寄与の方が大きい可能性があることを見出した点がある。近接遭遇によるランダム速度(離心率 e や軌道傾斜角 I)の変動は或る特定の時点でのジャンプとして現れるが、総体としての e, I の変化にはさほど大きな寄与をもっていないように思われる(例えば図7右下)。微惑星系の力学進化は微惑星同士の散乱・衝突・合体が推進力となるが、原始惑星系の場合にはより長い時間スケールでの共鳴現象が系の進化に寄与しているということである。また、初期条件が皆似たようなものであったとしても、最終的に形成する惑星系はどれも大きく異なるものになる(図6)。天体数 N が小さい原始惑星系の進化は極めて確率的であり、進化の予測が困難であることが示された形と言える。これは原始惑星系に限らず天体数 N が小さい系の本然的性質であり、多種類の初期値から出発した計算を繰り返して系の統計的な振る舞いを知る以外に採るべき方法はない。

CW 論文の後、原始惑星系を直接に重力多体計算する論文が幾つか発表されている(Levison *et al.*, 1998; Agnor *et al.*, 1999)。CW 論文を含めたいずれの結果に於いても残される問題は、生き残った惑星の離心率と軌道傾斜角が現在の地球型惑星と比べると有意に大きいという実験事実である(例えば図6の上段)。円・平面に近い現在の地球型惑星の軌道は太陽系惑星の最大の力学的特徴の一つであるが、これを説明し切らないうちは惑星形成過程の理論モデルが完結したとすることはできない。この事実の説明のためには、原始惑星系を保存系(エネルギー散逸のない質点系)として扱うのではなく、原始太陽系星雲ガスとの相互作用を考慮することが必要であろうという予想がある。これに関連した研究の例を次節で紹介する。

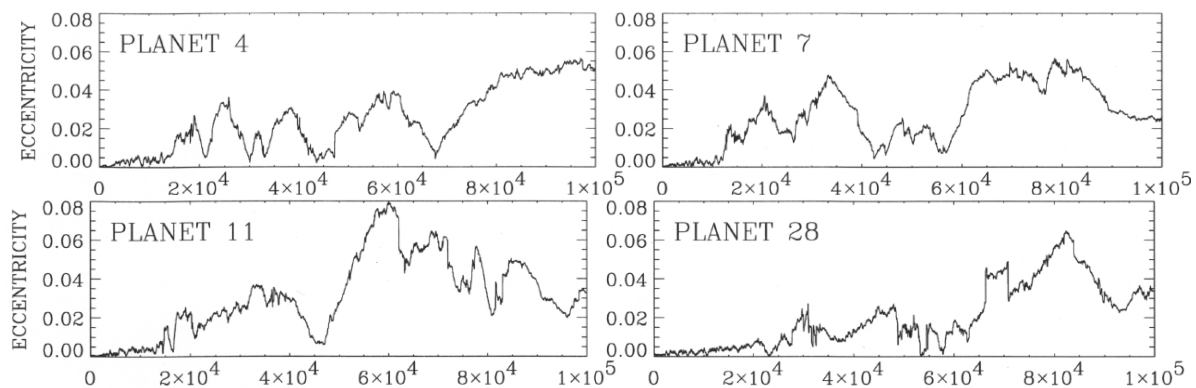


図7. Chambers & Wetherill (1998) に於ける原始惑星系の離心率の時間変化の例。四個の原始惑星について、初期10万年分だけをプロットしている。横軸の単位は年。

3.4 原始太陽系星雲ガスの摩擦効果

原始惑星系に対する原始太陽系星雲ガスの効果は大別して二種類あると思われる。一つはCWBらが研究したような原始惑星系の初期不安定時間への影響であり、もう一つは最終的に形成する地球型惑星のランダム速度を下げる効果である。

前者については、原始太陽系星雲のガス抵抗を考慮することでCWB的な意味での原始惑星系の初期不安定時間が非常に長くなり得る、即ち原始惑星から惑星への進化の時間スケールが大いに長くなり得るということが重要である。例えばIwasaki *et al.* (2001) では、ガスとの相対速度

の二乗に比例するようなガス抵抗を考慮した CWB 的数値実験を行い、原始惑星系の不安定時間がガス抵抗の存在によってどのような影響を受けるかを検証した。その結果、CWB 図で示される原始惑星系の初期不安定までの時間が、原始太陽系星雲のガス抵抗の影響で非常に長くなる場合があることがわかった。例えば、微惑星の暴走成長の典型的終末状況とされる規格化天体間隔 $\Delta \sim 10$ の場合で言えば、ランダム速度が小さな初期状態から出発する限り、いわゆる最小質量原始太陽系星雲 (minimum mass solar nebula; Hayashi et al, 1985) と同程度のガス量があれば原始惑星同士の近接遭遇が発生しない可能性がある。Iwasaki et al. (2001) での計算結果の例を図 8(左) に示しているが、ガス抵抗を考慮した原始惑星系に於いては、原始惑星系全体の離心率 (の平均値) が大きくなって近接遭遇が発生しかかるが、ランダム速度はガス抵抗によって急激に低減され、不安定化を免れる。ここでの計算結果を現実の系に直接当て嵌めるにはあと何歩かの道のりがあるが、少なくとも原始太陽系星雲のガス抵抗が原始惑星系の安定化に対して十分な寄与を果たし得ることは明らかになったと言える。

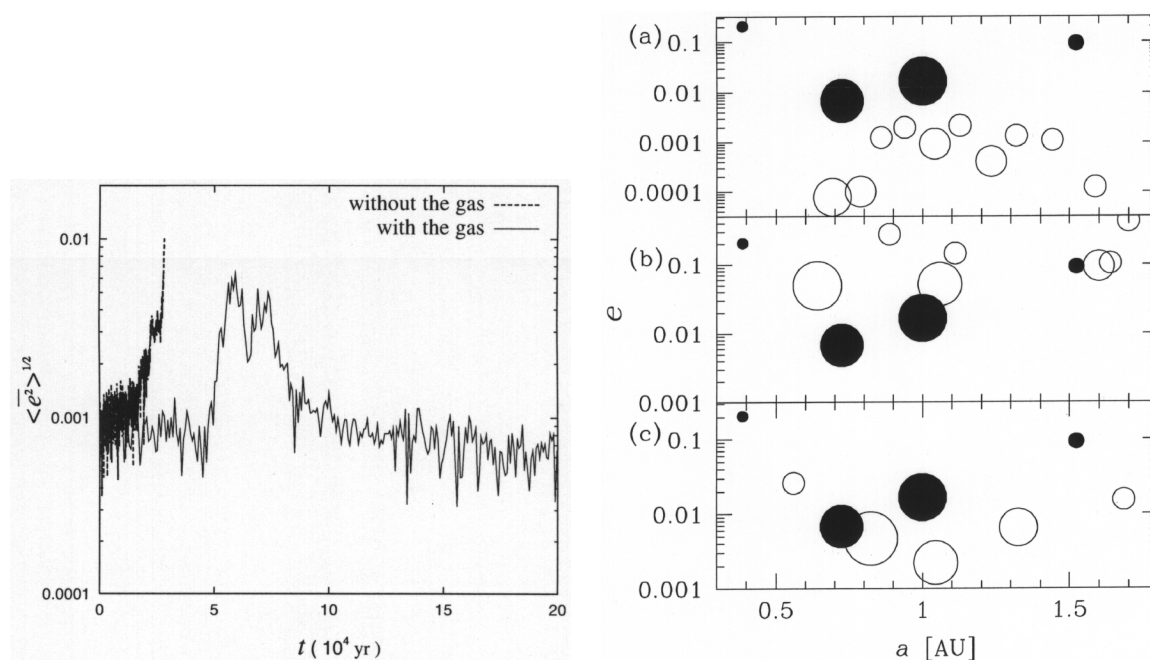


図 8. (左) Iwasaki et al. (2001) からの引用。原始太陽系星雲ガスを入れた場合と入れない場合の原始惑星系の離心率の二乗平均値の進化。(右) Kominami & Ida (2001) からの引用。原始太陽系星雲ガスの力学的摩擦の大きさを変えた数値計算の最終結果 (白丸)。黒丸は現在の太陽系の地球型惑星四個で、円の面積は天体の質量に比例している。ガス抵抗の効果は (a) が最大で、(b)、(c) の順に弱くなって行く。

後者、すなわち最終的に形成する地球型惑星のランダム速度を下げる効果については、原始太陽系星雲ガスの力学的摩擦効果を取り込んだ数値実験が成功を収めつつある (Kominami and Ida, 2001)。微惑星の暴走成長の節で述べた力学的摩擦は、サイズの小さな微惑星群がサイズの大きな微惑星に及ぼす摩擦の如き効果であり、サイズの大きな微惑星のランダム速度を下げ、サイズの小さな微惑星のランダム速度を上昇させる効果を持つ。しかし原始惑星系が形成してしまった後には、微惑星の総数はこの意味での力学的摩擦を発生させるほどには多くない (Kokubo and Ida, 1998)。だが、この時期に未だ原始太陽系星雲ガスが散逸し切っていないとすれば、原始惑星の成長過程に於いて原始太陽系星雲ガスが力学的摩擦を及ぼし、最終的に形成する地球型惑星の離

心率や軌道傾斜角を低減する可能性がある。Kominami & Ida (2001) では、原始太陽系星雲ガスの力学的摩擦効果を運動方程式中の項として明示的に与えて数値計算することにより、原始惑星系の成長過程に於いてランダム速度がどのように低減されて行くかという状況を検分した。その結果は非常に興味深く、京都モデルに於ける最小質量原始太陽系星雲ガス (minimum mass solar nebula) の $1/100$ から $1/1000$ 程度のガスが残っていれば、形成される地球型惑星のランダム速度は十分に低減し、現在の状況と似通った地球型惑星が形成されることが判明した (図 8(右))。惑星形成過程の最終段階であるこの時期には原始太陽系星雲ガスはそれなりに散逸を開始していたであろうから、minimum mass solar nebula の $1/100$ から $1/1000$ という量は十分にあり得る値である。図 8(右) で得られたような結果は数値計算の初期値として採用した原始惑星系の初期間隔にあまり依存しないことから、原始太陽系星雲ガスとの力学的摩擦が原始惑星系の衝突合体進化に普遍的な影響を与えたという可能性が考えられる。

原始太陽系星雲ガスの効果はかくも重要なものではあるが、そもそもの原始太陽系星雲ガスの性質は、現在のところ質・量ともに明確に判明しているものではない。また、観測的研究によれば原始太陽系星雲ガスは時間スケール 10^7 年で散逸し、太陽系から消失したと考えられるが、その詳細なメカニズムもわかっていない。原始太陽系星雲ガスが惑星形成過程に於いて本質的な役割を果たして来たことは確実だが、緻密な定量的研究は未だその端緒に着いたばかりである。

3.5 惑星系の長期安定性

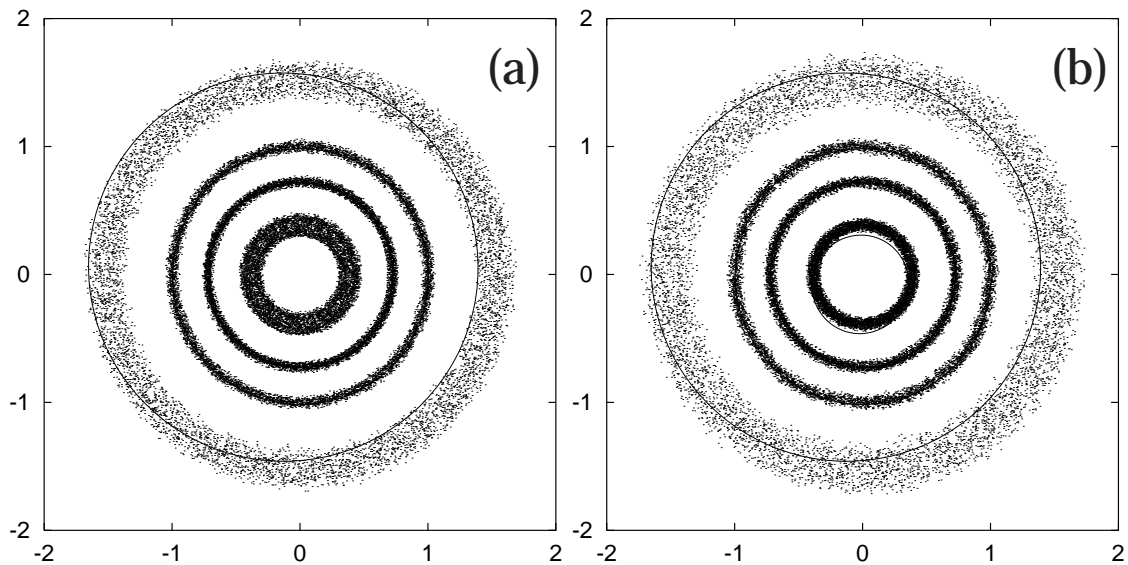


図 9. Ito & Tanikawa (2001) からの引用。(a) ある長期数値積分の開始時付近 ($t = 0$ から $t = 0.0547 \times 10^9$ 年) までの地球型惑星四個の軌道位置の平面図。(b) 終了時付近 ($t = 4.9339 \times 10^8$ 年から $t = 4.9886 \times 10^9$ 年) までの軌道位置の平面図。 5.47×10^7 年分の計算結果が 2190 年間隔で 23684 個プロットされている。実線は現在の惑星軌道を表す。

ここまで述べられたような過程を経て現在の惑星系が形成されたとして、そこから現在までの 40 数億年間、惑星系は何をやって来たのだろうか？太陽系年齢の大半を占めるこの期間はしかし、惑星の運動論的には非常に退屈な時期でもある。原始太陽系星雲ガスは消失し、ある程度の質量を持った少数の惑星が太陽の周りを淡々と回り続けるのみだからである。

主 9 惑星を考慮して惑星系の安定性を検証した研究 (Ito and Tanikawa, 2001) では、現在の惑星軌道の付近から幾つかの初期値を選んで ± 40 億年の数値積分を複数回実行した。その結果、惑星運動は数十億年を経ても非常に安定であり、惑星同志の衝突や近接遭遇も無ければ軌道が交差するような徴候も見られないという結果を得た。

例えば図 9 は或る数値積分の開始時付近 5400 万年間 (a) と終了時付近 5400 万年間 (b) について地球型惑星四個の軌道をプロットしたものである。左右の図の間には約 50 億年の時間が経過している。にも関わらず、各惑星に関する点の集合は (a)(b) でほとんど変化していない。こうした惑星運動の超長期安定性は空間領域のみならず周波数領域に於いても確認されており、数値積分の期間内で惑星軌道要素の変動の特徴的周期が大きく変化するようなことはなかった。

もし仮に現在の惑星系が力学的不安定を発生させるとしたら、それはケプラー時間が短い地球型惑星からであろう。けれども地球型惑星は木星型惑星に比べて (Hill 半径で規格化した) 間隔が大きく開いており、その割には離心率や軌道傾斜角などのランダム速度が小さいので、今後もちよっとやそっとでは近接遭遇するような状況に至ることはないと予想される。

4. おわりに — 太陽系以外の惑星へ

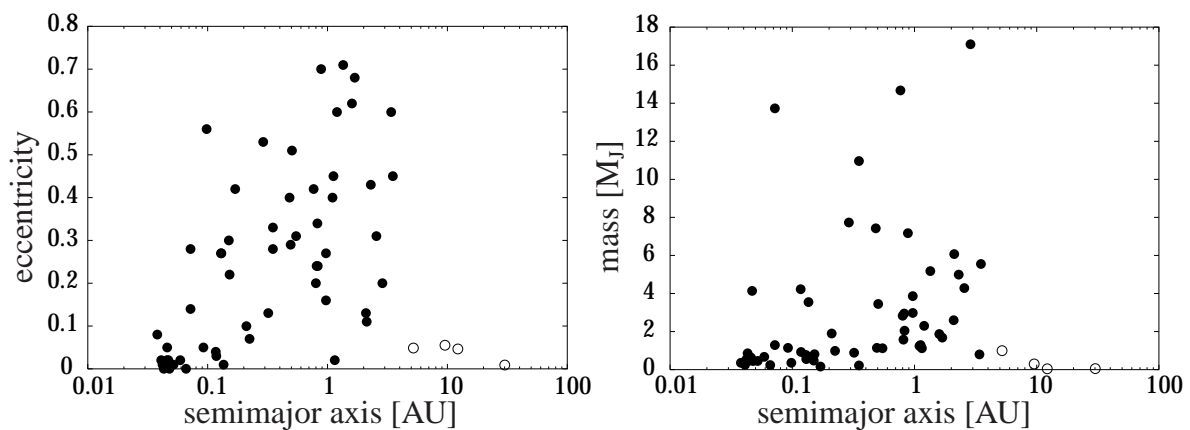


図 10. 2001 年 5 月上旬現在までに発見された太陽系外惑星。左が軌道半長径 a と離心率の関係、右が軌道半長径と質量の関係。軌道半長径の単位は AU、質量の単位は木星質量 (地球質量の約 300 倍)。黒丸 (●) が太陽系外惑星のデータ、白丸 (○) が私達の太陽系の木星型惑星のデータ。

惑星形成過程の最終段階である微惑星から惑星に至る過程の概略を紹介して来たが、未解決の問題は山ほどある。私達の太陽系の起源を説明するだけでもそれほど十分に難儀なのに、ここ数年の間に太陽以外の恒星の周りにも数多くの惑星系が発見されてしまった²。そうした惑星系 (太陽系外惑星系と呼ばれる) は 1995 年に最初されたが (Mayor and Queloz, 1995)、2001 年 5 月現在でその数はもう 70 個近くにも及んでいる (Boss, 1996; 井田, 1997; Marcy *et al.*, 2000; Marcy and Butler, 2000)。こうした太陽系外惑星系の軌道半長径と軌道離心率および質量の関係を図示したのが図 10 である。白丸で示された私達の太陽系の木星型惑星 (木星・土星・天王星・海王星) と比べるとすぐにわかるが、発見された惑星系の姿は実に多様である。惑星の質量は木星の質量の 0.16 倍から 17 倍と大きくばらついている。惑星の軌道半長径は 3.5AU (天文単位) 以内に収まっているが、特筆すべきは 0.1AU よりも小さな軌道半長径を持つ惑星が非常に多いということ

²例えば <http://exoplanets.org/> や <http://cfa-www.harvard.edu/planets/> を参照。

である。即ち、木星に匹敵する巨大な質量を持つ惑星が主星の極く近傍を短い周期で公転しているという描像が得られているのである。また多くの場合、惑星の軌道離心率は私達の太陽系惑星のそれに比べてかなり大きい。これらの事実より、太陽系外惑星系の姿は一般に私達の太陽系とは大きく異なることがわかり、時には異形という形容で表現されることすらある。

図10に示されるような太陽系外惑星の描像には、実はその観測方法と観測限界に依存する選択効果が大きく寄与している。が、いずれにせよ太陽系外惑星系の姿は私達の予想を大きく越えて多様であった。必然的に、従来の惑星形成過程の理論モデルは大幅な拡張を余儀なくされている。20年以上前、「地球を知るためには他の惑星を知る必要がある」というスローガンの元に『比較惑星学』という分野が確立されて来た。現在の天文観測技術の進歩は、この比較惑星学を『比較惑星系学』へと発展せしめている。太陽系外惑星系の観測で発見されている惑星は未だに木星型の巨大惑星ばかりであるが、近い将来には地球型の小型惑星も確認されることであろう。その日を遠望しつつ、惑星形成過程研究の黄金時代は正にこれから始まる場所である (Ida and Kokubo, 2001)。

参考文献

- Agnor, C.B., Canup, R.M., and Levison, H.F. (1999) *N*-body simulations of late stage planetary formation with a simple fragmentation model, *Icarus*, **142**, 219–237.
- Binney, J. and Tremaine, S. (1987) *Galactic Dynamics*, Princeton University Press, Princeton, New Jersey.
- Boss, A.P. (1996) Extrasolar planets, *Physics Today*, **49**, 32–38.
- Chambers, J.E. and Wetherill, G.W. (1998) Making the terrestrial planets: *N*-body integrations of planetary embryos in three dimensions, *Icarus*, **136**, 304–327.
- Chambers, J.E., Wetherill, G.W., and Boss, A.P. (1996) The stability of multi-planet systems, *Icarus*, **119**, 261–268.
- Ebisuzaki, T., Makino, J., Fukushige, T., Taiji, M., Sugimoto, D., Ito, T., and Okumura, S.K. (1993) GRAPE project: an overview, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **45**, 269–278.
- Gladman, B. (1993) Dynamics of systems of two close planets, *Icarus*, **106**, 247–263.
- Hayashi, C., Nakazawa, K., and Nakagawa, Y. (1985) Formation of the solar system, in *Protostar & Planet II*, The University of Arizona Press, Tucson, Arizona, 1100–1153.
- Ida, S. and Kokubo, E. (2001) Terrestrial planet formation: the solar system and other systems, in Penny, A., Artymowicz, P., Lagrange, A.-M., and Russell, S. eds., *ASP Conf. Ser. for IAU Symp. 202: 'Planetary Systems in the Universe'*, Kluwer Academic Publishers, in press.
- Ito, T. and Tanikawa, K. (1999) Stability and instability of the terrestrial protoplanet system and their possible roles in the final stage of planet formation, *Icarus*, **139**, 336–349.

- Ito, T. and Tanikawa, K. (2001) Long-term integrations and stability of planetary orbits in our solar system, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, submitted.
- Iwasaki, K., Tanaka, H., Nakazawa, K., and Emori, H. (2001) The gas-drag effect on the orbital instability of a protoplanet-system, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **53**, 321–329.
- Kokubo, E. and Ida, S. (1995) Orbital evolution of protoplanets embedded in a swarm of planetesimals, *Icarus*, **114**, 247–257.
- Kokubo, E. and Ida, S. (1996) On runaway growth of planetesimals, *Icarus*, **123**, 180–191.
- Kokubo, E. and Ida, S. (1998) Oligarchic growth of protoplanets, *Icarus*, **131**, 171–178.
- Kokubo, E. and Ida, S. (2000) Formation of protoplanets from planetesimals in the solar nebula, *Icarus*, **143**, 15–27.
- Kokubo, E. and Ida, S. (2001) Formation of protoplanet systems, in Penny, A., Artymowicz, P., Lagrange, A.-M., and Russell, S. eds., *ASP Conf. Ser. for IAU Symp. 202: 'Planetary Systems in the Universe'*, Kluwer Academic Publishers, in press.
- Kominami, J. and Ida, S. (2001) The effect of dynamical friction on formation of terrestrial planet, in *Proc. 33th Symp. Celes. Mech.*, National Astronomical Observatory, in press.
- Levison, H.F., Lissauer, J.J., and Duncan, M.J. (1998) Modeling the diversity of outer planetary systems, *Astron. J.*, **116**, 1998–2014.
- Makino, J., Taiji, M., Ebisuzaki, T., and Sugimoto, D. (1997) GRAPE-4: a massively parallel special-purpose computer for collisional N -body simulations, *Astrophys. J.*, **480**, 432–446.
- Marcy, G.W. and Butler, R.P. (2000) Planets orbiting other suns, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **112**, 137–140.
- Marcy, G.W., Cochran, W.D., and Mayor, M. (2000) *Extrasolar planets around main-sequence stars*, The University of Arizona Press, Tucson, Arizona, in press.
- Mayor, M. and Queloz, D. (1995) A Jupiter-mass companion to a solar type star, *Nature*, **378**, 355–359.
- Mizuno, H. (1980) Formation of the giant planets, *Prog. Theor. Phys.*, **64**, 544–557.
- Mizuno, H., Nakazawa, K., and Hayashi, C. (1978) Instability of gaseous envelope surrounding a planetary core and formation of giant planets, *Prog. Theor. Phys.*, **60**, 669–710.
- Pollack, J.B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J.J., Podolak, M., and Greenzweig, Y. (1996) Formation of the giant planets by concurrent accretion of solid and gas, *Icarus*, **124**, 62–85.
- Shiidsuka, K. and Ida, S. (1999) Evolution of the velocity dispersion of self-gravitating particles in disc potentials, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **307**, 737–749.

- Sugimoto, D., Chikada, Y., Makino, J., Ito, T., Ebisuzaki, T., and Umemura, M. (1990) A special-purpose computer for gravitational many-body problem, *Nature*, **345**, 33–35.
- Wetherill, G.W. and Stewart, G.R. (1989) Accumulation of a swarm of small planetesimals, *Icarus*, **77**, 330–357.
- Yoshinaga, K., Kokubo, E., and Makino, J. (1999) The stability of protoplanet systems, *Icarus*, **139**, 328–335.
- 阿部豊 (1997) 太陽系の起源, 松井孝典 (編), 比較惑星学, 岩波講座 地球惑星科学, No. 1, 岩波書店, 第 5 章, 219–280.
- 井田茂 (1997) 太陽系外惑星の発見: 比較惑星系形成論の幕開け, 天文月報, **90**, 3, 116–121.
- 井田茂, 小久保英一郎 (1999) 一億個の地球, 岩波書店.
- 小久保英一郎, 井田茂 (1997) 惑星集積 —微惑星から惑星へ—, 日本物理学会誌, **52**, 77–82.
- 渡邊誠一郎, 井田茂 (1997) 比較惑星系形成論, 松井孝典 (編), 比較惑星学, 岩波講座 地球惑星科学, No. 12, 岩波書店, 第 3 章, 131–232.