

惑星系形成論の現状  
- 特に原始惑星系円盤の  
形成過程について -

Current status of planet  
formation theory:  
Especially on the formation  
processes of proto-planetary disk

福井 隆

Fukui Takashi

北海道大学 理学部 地球科学科  
惑星物理学研究室

平成 16 年 2 月 10 日

## 要旨

1990年代後半から、太陽系外の惑星系が次々と発見されるようになった。発見された惑星系は非常に多様であり、私達の太陽系の姿とはかけ離れたようなものもある。太陽系を含めた、これらの惑星系の起源を統一的に説明しようとする研究を惑星系形成論という。

本論文は、惑星系形成の起点である原始惑星系円盤の形成過程についてまとめたものである。ガス球の自由落下から始まり、等温ガス球の自己相似収縮、そして回転ガス球の収縮と、段階的に議論を進め、分子雲コアの収縮から原始惑星系円盤が形成されることを理論的に導く。モデルはかなり簡単化されたものであるが、実際に計算を行うことにより観測結果と比較しうる数値が得られ、理論が大筋で合っていることを示している。

系外惑星系が発見される10年以上前から、太陽系の起源に関する研究は進んでおり、その成果は太陽系形成の標準モデルとして知られている。このモデルは、現在の太陽系の姿から原始惑星系円盤の姿を復元し、そこから太陽系を再現出来るか、という観点で構築された。標準モデルは太陽系の重要な性質を見事に再現しているが、これをそのまま一般の惑星系形成に適用することは出来ない。

原始惑星系円盤の形成理論を踏まえ、標準モデルを改めて見直すことにより、モデルの扱うことのできる範囲はより拡張されるだろう。

## 目次

## 要旨

1. 序論	1
1.1 惑星系形成論とは	1
1.2 本論文の構成	1
2. 太陽系形成の概観	3
2.1 分子雲コアの収縮による円盤形成	3
2.2 ダストの沈殿・微惑星形成	4
2.3 惑星集積	5
2.4 太陽組成原始大気の形成	6
3. 原始惑星系円盤の形成	8
3.1 分子雲コアの性質	8
3.2 中心星・円盤形成の理論	9
3.2.1 自由落下	9
3.2.2 非回転ガス球の収縮	10
3.2.3 回転を考慮した収縮	16
3.3 数値計算による検討	21
3.3.1 収縮の質量降着率・タイムスケール	21
3.3.2 熱エネルギー解放率とルミノシティ	21
3.3.3 ガスの初期位置と落下後の位置の関係	23
4. 惑星系形成論の現状と展望	26
4.1 標準モデルの拡張	26
4.2 惑星系形成論の展望	27
5. まとめ	28
A. Hayashi, C. et al 1985 全訳	29
I 導入	29
II アプローチの方法	31
III 原始太陽、原始太陽系星雲の形成	32

IV	初期太陽系星雲のモデル	35
V	微惑星の形成	38
a	固体微粒子の成長と沈降	39
b	粒子層の重力分裂	41
VI	地球型惑星・木星型惑星のコアの形成	44
a	衝突断面積	44
b	ランダム速度	45
c	動径移動の無い場合の成長時間	48
d	動径移動が成長時間に与える影響	49
e	集積過程の数値シミュレーション	50
f	成長の加速：大質量天体に対するガス摩擦の効果	53
VII	木星型惑星の形成と星雲ガスの散逸	55
a	原始大気の安定性	55
b	星雲ガスの捕捉	57
c	星雲ガスの散逸	60
d	巨大惑星の最終的質量	61
VIII	原始地球の進化	62
a	原始大気の温室効果	63
b	地球のコア-マントル構造の形成	65
c	原始大気の消失	67
IX	衛星とリングの起源	70
a	月の起源	71
b	他の衛星と惑星リング	74
X	小惑星と隕石	75
a	木星重力による摂動と小惑星帯の起源	76
b	隕石の起源	80
XI	要約	82
	謝辞	85
	参考文献	86

# 1. 序論

## 1.1 惑星系形成論とは

1960年代に発展した恒星形成の理論を背景として、1970年前後に分子雲コアの収縮による原始太陽系星雲の形成、星雲内での微惑星系形成、微惑星の衝突合体による惑星系形成、という太陽系形成論の枠組が建設された。これが観測技術の向上等によって整備され、1980年代には太陽系形成の標準モデルと呼ばれる理論が成立した。この理論に従えば、現在の太陽系の姿から原始太陽系星雲の構造を復元した場合、逆にそれを太陽系形成の初期条件として与えることにより現在の太陽系の姿をうまく再現出来る。この意味で、標準モデルは復元モデルとも呼ばれる。標準モデルは、いくつかの問題は抱えつつも、大筋では成功を納めている。

1990年代後半から、更なる観測技術の進歩に伴い、太陽系外の惑星系が次々に発見されるようになってきた。系外惑星系の姿は多種多様であり、私達の太陽系とは全く様子の異なるものも多い。惑星系の多様性は、その母体である原始惑星系円盤の違いに起因していると考えられている。そのため、復元モデルである標準モデルの枠組の中だけでは様々な惑星系の形成を統一的に説明することが出来ない。今、従来の太陽系形成論はより一般の場合への修正・拡張を余儀なくされている。

惑星系の母天体は分子雲コアと呼ばれる高密な星間雲である。この分子雲コアが収縮することにより形成される原始惑星系円盤を理論的に求め、そこから生まれてくる惑星系を記述・説明する理論を惑星系形成論という。本論文は、この惑星系形成論の最も基礎となる過程、分子雲の収縮による原始惑星系円盤の形成過程を理解し、その立場から標準モデルを改めて見直すことを目的としている。

## 1.2 本論文の構成

本論文では、まず始めに標準モデルの描く惑星系形成過程を概観する(2節)。現在の太陽系の姿から復元された円盤を出発点とし、物理素過程を積み上げることにより構築されたこのモデルは、太陽系の重要な特徴を合理的に説明している。幾つかの問題は抱えたままであるが、その枠組はあらゆる惑星系の形成について共通しているものであると考えられている。

上述の通り、標準モデルが扱っているのは原始惑星系円盤形成以後の過程であり、原始惑星系円盤がどのように形成されたのかについては何も教えてくれない。

標準モデル拡張の第一歩はこの過程にあり、最終的には分子雲コアの初期パラメータから形成される原始惑星系円盤を予測することが目標となる。3節ではこの過程の最初の部分、分子雲コアが収縮し円盤構造が出来るまでの物理過程を理解するのが目的である。乱流による質量・角運動量の再配分は扱わない。

4節では、3節の議論も考慮して標準モデルの拡張について議論する。2節で見た通り、標準モデルは太陽系の重要な性質の幾つかを見事に説明しているが、惑星系形成時間の問題など修正・拡張を迫られている部分もある。多くの研究者が、より一般的な惑星系形成理論も大筋では標準モデルを周到したものであるだろうと考えている。既存のモデルを円盤形成の理論等と照らし合わせ、検討を加えていくのが今後の方針となるだろう。

付録のA節は京都大学・林忠四郎らによる、太陽系形成過程全体をまとめた論文の全訳である。林らによるモデル(京都モデル、林モデルと呼ばれる)は標準モデルの原型となったモデルである。20年前に提出された論文であり、現在は支持されていない記述もあるが、重要な物理素過程を多数扱っている。

## 2. 太陽系形成の概観

太陽系形成過程のシナリオを概観することにしよう(計算を含んだ詳細な議論はA節を参照)。上述の通り、いくつかの問題は抱えているものの標準モデルの描く太陽系形成過程は大筋で正しく、より一般的な惑星系形成過程も標準モデルから大きく外れることはないと考えられている。以下、渡辺と井田(1997)をレビューしながら太陽系形成過程を順番に見て行く。

### 2.1 分子雲コアの収縮による円盤形成

宇宙空間には水素密度が周囲より高く低温の領域があり、そこでは水素が主に水素分子として存在している(普通、宇宙空間ではプラズマになっている)。そのため、このような領域を分子雲という。前述の分子雲コアというのは、分子雲の中でもより高密度の部分を指し、ここで重力収縮が起こると中心星が形成される。分子雲コアは非常にゆっくりではあるが回転している。収縮が進んで回転半径が小さくなると、角運動量保存則に従って角速度は大きくなる。分子雲コアの外側に位置していた(つまり大きな角運動量を持つ)ガスは、回転軸に垂直な平面内では遠心力が効くようになり、ある大きさ以下には縮めなくなる。一方、回転軸方向には遠心力が働かないため、自由に収縮することが出来る。結果として中心星とその周りを回転する円盤とがほぼ同時に形成される(図2-1)。

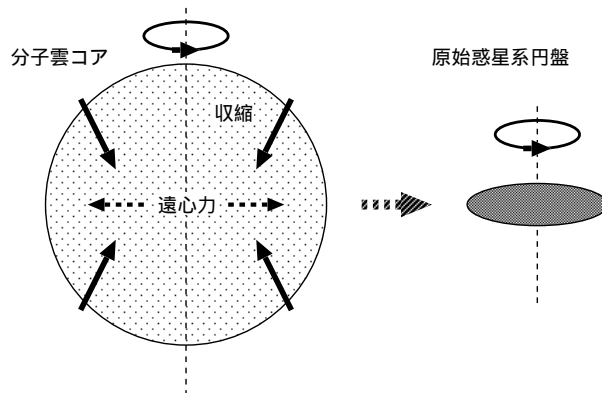


図 2-1: 分子雲コア収縮・原始惑星系円盤形成の模式図

現在の太陽系は、その質量の 99.8% 以上が太陽に集中しているが、逆に角運動量の 99.5% は惑星系に集中している。系外惑星系についても、中心星が圧倒的に重いという点で共通している。しかし、前述の収縮過程を経て形成される円盤の質量は、中心星質量の 20~50% にも達する。このことから、一旦形成された円盤内で質量及び角運動量の輸送が起こったと考えられている。質量・角運動量の再配分を引き起こす機構としては、乱流による粘性及び双極分子流(ジェット)が有力とされている。このような過程を経た後、ようやく惑星形成の出発点となる原始惑星系円盤が出来上がるのである。現時点では基礎プロセスの不確実性が高く、形成される原始惑星系円盤の様子を分子雲コアの初期パラメータから定量的に与えるのは難しい。この分野の研究は現在盛んに行われているが、このような困難が存在しているため、標準モデルの議論は原始惑星系円盤が誕生した時点を出発点としたのである。以降、図 2-2 と合わせて、標準モデルのシナリオを見て行くことにする。

## 2.2 ダストの沈殿・微惑星形成

原始惑星系円盤はガスとダスト(固体の塵)で構成される。円盤内の乱流がおさまると、ダストは円盤の赤道面へと沈殿を始める。ガス成分に関しては自身の圧力・中心星重力・遠心力の3つの力が釣り合っているために沈殿は起こらない。沈殿が進んだ円盤赤道面は、重力的に不安定な状態となる。このためダストは自己重力によって収縮し、直径数~数十 km の塊を形成する。これが微惑星と呼ばれるもので、これらが衝突合体を繰り返すことにより、やがて惑星へと成長していくのである。

この微惑星の形成は、惑星形成過程の中で大きな意味を持つ。沈殿中のダストは、互いに衝突・合体することによりあるサイズまでは成長することが出来るが、この過程のみで惑星を作ることは不可能である。天体質量を急増させる他の過程が必要となり、それが円盤赤道面での自己重力収縮なのである。さらに、円盤内の固体粒子はガス抵抗によって中心星へと落ち込んで行く傾向がある。落ち込む速度は抵抗のうけやすさ、つまり粒子の大きさに依存し、 $m$  サイズの粒子が最も落ち込みやすい。ダストの衝突合体による成長では天体はこの「危険な」サイズでいる時間が長く、惑星を形成する前に材料物質が無くなってしまう可能性が高い。一方、不安定による収縮は天体を一気に km サイズにまで成長させるため、中心星への落ち込みは少なくなる。この点でも、微惑星形成は重要な過程である。



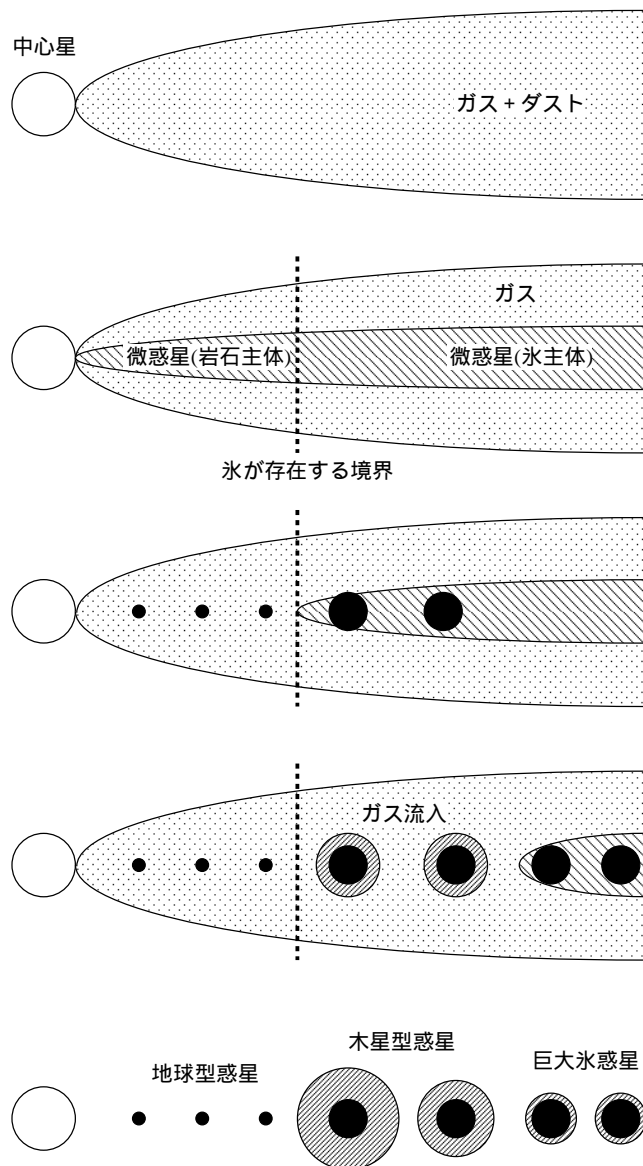


図 2-2: 標準モデルに基づく太陽系形成過程

### 2.3 惑星集積

上記の過程を経て形成された無数の微惑星が衝突合体を繰り返すことにより、惑星の固体部分が形成される。形成直後の微惑星は円盤赤道面上をほぼ円軌道を描いて公転しているはずであるが、この状態ではそれぞれの軌道が交差しないため、

衝突は起こらない。軌道を交差させる要因は、微惑星同士の重力による散乱である。重力散乱によって、微惑星の軌道傾斜・離心率は平均すると増大してゆき、その結果衝突が始まる。

軌道傾斜・離心率から微惑星の平均相対速度が見積もられる。さらに微惑星の数密度、平均質量、衝突時の合体確率を用いることにより、微惑星成長の特徴的時間を見積もることが出来る。この問題は厳密には3体問題であり、一般の解析解は存在しない。2体問題として近似すれば比較的容易に計算することが出来るが、こうして得られた解は3体問題の数値シミュレーション結果と大きな隔たりがなく、成長時間の見積もりという点では問題ない。

水星から火星までの惑星を地球型惑星、木星・土星を木星型惑星、天王星・海王星を巨大氷惑星と呼ぶ。木星型惑星と巨大氷惑星の固体部分(コア)の質量は地球質量の10倍程度で一定であると考えられている。この質量は1.2.4で触れる木星型惑星のガス捕獲と関連して、臨界質量と呼ばれるものである。太陽系の外側領域で大きな惑星コアが形成されるのは、中心星からある距離を境に氷が存在できるようになるために固体密度が高くなることと、外側領域の惑星ほど微惑星を掃き集められる領域が広くなることによる。また、近似的に2体問題を解くことにより円盤の外側領域ほど惑星の成長時間は長くなることが分かる。このようにして太陽系の各惑星の成長時間を見積もると、木星で $3 \times 10^9$ 年、海王星では $6 \times 10^{11}$ 年という途方もない時間がかかることになる。木星型惑星が現在のような姿になるためには、原始惑星系円盤のガス成分が散逸する前に臨界質量に到達する必要がある。ガス成分の存在時間は理論・観測から $10^7$ 年程度とされているが、見積もられた値はこの条件を満たしていない。この問題を解決する有力な過程として、微惑星の暴走成長という過程が考えられている。これは大きな微惑星ほど成長が加速されるという、数値シミュレーションから得られた結果に基づく過程である。暴走成長を考慮すると、惑星成長時間は劇的に短縮される。木星の場合は $2 \times 10^6$ 年となり、上記の問題は解消されるが、天王星や海王星については未解決のままである。

## 2.4 太陽組成原始大気の形成

ガス成分の存在下で原始惑星が形成されると、惑星はその重力で周囲のガスを引き付け、原始大気を持つようになる。原始大気の質量は原始惑星の質量が大きくなるにつれて急速に増大する。原始惑星の質量がある臨界値を越えて大きくな

ると、原始大気自身の重力がより多くのガスを集め、大気質量が暴走的に増大するようになる。この暴走的なガス流入を引き起こすために必要な質量が臨界質量で、具体的には  $10M_{\oplus}$  ( $M_{\oplus}$ ; 地球質量) 程度である。

木星型惑星と同様、巨大氷惑星もコア質量は臨界質量を満たしている。にも関わらず、その大気質量は  $1M_{\oplus}$  程度で、木星大気質量の 100 分の 1 にも満たない。この違いを生んだのは、惑星成長時間の違いである。木星は円盤のガス成分が散逸する前に臨界質量に達することが出来たため、十分な量のガスを捕獲することが出来たが、土星は捕獲途中で散逸が始まったため質量が小さい。巨大氷惑星の場合は、コアが臨界質量に到達した時点でガスはほとんど残っていなかったため、大気質量が非常に小さくなってしまったのである。

地球型惑星の場合、原始大気は別の重要な役割を果たす。原始惑星には微惑星が集積を続けている。このとき解放される重力エネルギーのフラックスは、太陽から受け取る放射と同程度から 100 倍程度にも達する。このエネルギーフラックスは原始大気を通過して宇宙空間へと逃げようとするが、大気中の水蒸気や衝突で放出される塵などによって吸収される。その結果、大気の温度は上昇し、それに伴い惑星表面温度も上昇する。これを原始大気の保温効果という。この効果は地球型惑星のコア・マントル構造を説明する上で重要である。詳しい計算を行うと、原始地球の表面温度は 1500 ~ 4700 K と推定される。これは惑星を構成する岩石の融点を越えており、マグマオーシャンが形成される。融解した岩石の中で、密度の高い金属鉄などは惑星中心へと落ち込んで行き、軽い岩石は表層へ上がって来る。こうして物質の分化が起こり、現在のコア・マントル構造が形成されたと考えられている。

### 3. 原始惑星系円盤の形成

この節では、分子雲コアから中心星と原始惑星系円盤が作られる過程に関する物理について述べることにする。まず、観測された分子雲コアの平均的な物理的性質について触れる。つぎに、分子雲コアの単純なモデルとして等温ガス球を考え、その理論的収縮過程について調べる。最後に、この単純化されたモデルから得られた数式に具体的な数値を与え、計算を行う。実際の観測結果との比較によりモデルの妥当性を調べ、さらに分子雲コアの初期パラメータが形成される円盤に与える影響について検討を行う。

#### 3.1 分子雲コアの性質

分子雲は、星間空間に存在する  $H_2$ ,  $He$  を主体とする低温のガス雲 (10K 程度の等温) で、密度に大きなむらがある。密度の特に濃い部分を分子雲コアと呼び、ここから恒星が生まれる。

分子雲コアの基本パラメータとしては、質量、角運動量、また密度・温度・角速度の分布などが考えられる (他にも磁束などの物理量があるが、本論文では用いないため触れない)。これらのうちのいくつかは電波望遠鏡による観測で明らかになっている。観測により得られた、分子雲及び分子雲コアの諸物理量を表 3-1 に示す。

表 3-1: 分子雲コアの物理量。渡辺と井田 (1997) より引用。

	半径 [AU]	線幅 (実効音速) [km s <sup>-1</sup> ]	質量 [ $M_{\odot}$ ]	数密度 [ $\times 10^4$ 個 cm <sup>-3</sup> ]
オリオン座分子雲コア	50000	1.0	4-30	10
おうし座分子雲コア	70000	0.5	23	0.8
(星なしコンパクトコア)	20000	0.5	6	10
(星ありコンパクトコア)	10000	0.7	3	50

表中の線幅というのは、分子雲内の乱流の速度である。分子雲コアは多数の気塊で出来ていて、それぞれの気塊が超音速で運動していると考えられている。このような場合、圧力の擾乱はガスの疎密による伝搬 (つまり音) より速く、気塊自身の運動によって伝えられる。そのため、この乱流の速度が実効的な音速の最大値であると考えてよい。コンパクトコアについては、3.3.3 で再び触れるが、分子

雲コアの中でもより高密度・小サイズな天体である。分子雲コアのその他の特徴についてまとめる。形状は、長軸が短軸の2倍程度の楕円形が多い。回転角速度は  $3 - 7 \times 10^{-14} \text{ rad s}^{-1}$  と非常にゆっくりしたもので、そのため形状軸と回転軸の間に相関はない。

以上のように、分子雲コアのパラメータにはかなりのばらつきが見られるが、典型的な分子雲コアの物理量として半径  $10^4 \text{ AU}$ 、温度  $10 \text{ K}$ 、密度  $10^4 \text{ 個 cm}^{-3}$  及び太陽の数倍の質量、という値を用いるのが通例である。

## 3.2 中心星・円盤形成の理論

分子雲コアの収縮過程を理論的に考える。簡単のため、分子雲コアを等温ガス球として考えることにする。はじめに、ガス球が自己重力のみを受けて収縮する場合を考える。この過程は自由落下と呼ばれ、ガス球収縮の典型的時間を与える。次にガスの圧力の効果を考慮し、ガス球の静止解及び動的収縮解を求める。最後に回転しているガス球を考え、角運動量保存から円盤が形成されることを示す。

### 3.2.1 自由落下

分子雲コアの収縮は、自身の重力により引き起こされる。はじめに、密度が球対称に分布している静止流体が自己重力だけを受けて中心に向け落下する場合の運動を考察する。

流体が球対称に分布しているとすると、Lagrange の運動方程式は

$$\rho \frac{D^2 r}{Dt^2} = -G \frac{M(r)}{r^2} \rho \quad (3.1)$$

となる。 $G$  は万有引力定数、 $\rho$  は流体の密度、 $r$  は流体中心  $O$  からの距離、 $M(r)$  は半径  $r$  の球内の質量を表す。ここでは流体による圧力勾配は無視し、外力としては流体自身が作る自己重力だけを考えている。距離  $r$  の点にある流体の単位体積当たりに働く重力は、自分より内側に存在する流体質量、すなわち  $M(r)$  のみ依存し、外側の質量にはよらない。

時刻  $t = 0$  における  $r$  の値を  $r_0$  とすると、Lagrange の方法では  $r(r_0, t)$  と表され、 $r_0$ 、 $t$  が独立変数、 $r$  が従属変数である。質量の保存は

$$M(r_0) = \int_0^{r_0} 4\pi r_0^2 \rho_0(r_0) dr_0 = \int_0^r 4\pi r^2 \rho dr = M(r) \quad (3.2)$$

と表される。 $\rho_0(r_0)$  は  $t = 0$  における流体の密度分布を表す。(3.2) を用いて (3.1) を書き直すと

$$\frac{D^2 r}{Dt^2} = -G \frac{M(r_0)}{r^2} \rho \quad (3.3)$$

となる。(3.3) の両辺に  $Dr/Dt$  をかけ、 $t$  について積分すると

$$\frac{Dr}{Dt} = -[2GM(r_0)]^{1/2} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

ここで流体は静止の状態から落下し始めたとしている。つまり、 $t = 0$  で  $r = r_0$ 、 $(Dr/Dt)_{t=0} = 0$  である。また、落下を考えているため  $Dr/Dt$  には負号をとっている。変数を  $r = r_0 \cos^2 \theta(t)$  と変換することにより、上式は

$$\cos^2 \theta \frac{d\theta}{dt} = \left[ \frac{GM(r_0)}{2r_0^3} \right]^{1/2} \quad (3.5)$$

と表される。この式を積分すると

$$\theta + \frac{1}{2} \sin 2\theta = \left[ \frac{2GM(r_0)}{r_0^3} \right]^{1/2} t \quad (3.6)$$

となる。ここで、初期条件は  $t = 0$  で  $\theta = 0$  ( $r = r_0$ ) としている。 $r = 0$  になる時間  $t_{\text{ff}}$  は、 $\theta = \pi/2$  として

$$t_{\text{ff}} = \frac{\pi}{2} \left[ \frac{r_0^3}{2GM(r_0)} \right]^{1/2} = \frac{\pi}{2} \left[ \frac{r_0^3}{2G} \right]^{1/2} \left[ \int_0^{r_0} 4\pi r_0^2 \rho_0(r_0) dr_0 \right]^{-1} \quad (3.7)$$

と求められる。これを自由落下時間と呼ぶ。

自由落下時間は、分子雲コア収縮の特徴的時間を与える。また、 $M(r)$  を中心星質量に見立てた時の Kepler 周期と同程度の大きさであり、惑星系形成全体を通じての特徴的時間スケールにもなっている。さらに平均自由落下速度は分子雲コア中の音速とほぼ同じ大きさであり (3.3.3 で計算)、興味深い。

### 3.2.2 非回転ガス球の収縮

次に、流体の圧力勾配による力も含めた運動を考える。3.2.1 では Lagrange の方法を用いたが、ここでは Euler の方法を用いる。

流れは球対称だとすると、Euler の運動方程式、質量保存の式は

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{GM_r}{r^2} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v_r) = 0 \quad (3.9)$$

で与えられる。ただし、 $P$  は圧力で、理想気体の状態方程式により

$$P = \frac{k_B}{\mu m_u} \rho T = c^2 \rho \quad (3.10)$$

と表される。 $k_B$  は Boltzman 定数、 $m_u$  は原子質量単位、 $\mu$  は平均分子量、 $T$  は温度、 $c$  は等温音速である。これを  $M_r$  は半径  $r$  内に含まれる質量 (Euler 的な意味で、流体ともに移動しない点で (3.2) 式の  $M(r)$  と異なる) で

$$M_r = \int_0^r 4\pi r^2 \rho dr \quad (3.11)$$

と表される。微分形に書き直すと、

$$\frac{\partial M_r}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho \quad (3.12)$$

となる。これを  $t$  で微分し、(3.9) 式を用いると

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial M_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial M_r}{\partial r} \right) = 0 \quad (3.13)$$

となり、 $r$  で積分すれば (質量の源、吸い込みがないため)

$$\frac{\partial M_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial M_r}{\partial r} = 0 \quad (3.14)$$

を得る。これは質量保存の式の別表現である。また、(3.8)(3.10) 式より運動方程式は

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = -\frac{c^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} - \frac{GM_r}{r^2} \quad (3.15)$$

となる。

質量保存の式 (3.9) 及び運動方程式 (3.15) の連立偏微分方程式を解くために、F.Shu が提案した相似解法を用いる。この場合、系を特徴づける次元量つまり等温音速  $c$ 、半径  $r$ 、時間  $t$  を用いて無次元の相似変数

$$x \equiv \frac{r}{ct} \quad (3.16)$$

を導入する。さらに、無次元の密度  $\hat{\rho}$ 、質量  $\hat{M}$ 、速度  $\hat{v}_r$  を次のように定義する:

$$\rho(r, t) \equiv \frac{\hat{\rho}(x)}{4\pi G t^2} \quad (3.17)$$

$$M_r(r, t) \equiv \frac{c^3 t}{G} \hat{M}(x) \quad (3.18)$$

$$v_r(r, t) \equiv c \hat{v}(x) \quad (3.19)$$

つまり、無次元化された諸量が相似変数  $x$  のみの関数として表される解を探すのである。これらの物理的解釈は後に譲る。(3.17)(3.18)(3.19)式を用いて(3.14)(3.15)式を書き換えると

$$\frac{d\hat{M}}{dx} = x^2 \hat{\rho} \quad (3.20)$$

$$\hat{M} + (\hat{v} - x) \frac{d\hat{M}}{dx} = 0 \quad (3.21)$$

となる。 $d\hat{M}/dx$  を両式から消去して

$$\hat{M} = x^2(x - \hat{v})\hat{\rho} \quad (3.22)$$

を得る。(3.22)式を考慮して、(3.9)(3.15)式を無次元化すると

$$[(x - \hat{v})^2 - 1] \frac{d\hat{v}}{dx} = \left[ \hat{\rho}(x - \hat{v}) - \frac{2}{x} \right] (x - \hat{v}) \quad (3.23)$$

$$[(x - \hat{v})^2 - 1] \frac{1}{\hat{\rho}} \frac{d\hat{\rho}}{dx} = \left[ \hat{\rho} - \frac{2}{x}(x - \hat{v}) \right] (x - \hat{v}) \quad (3.24)$$

となる。はじめに特別な場合として

$$\hat{v} = 0, \quad \hat{\rho} = \frac{2}{x^2}, \quad \hat{M} = 2x \quad (3.25)$$

を直接(3.23)(3.24)式に代入すると、確かに解になっていることがわかる。(3.17)(3.18)(3.19)式を用いて次元を持った物理量で表現すると

$$\rho(r) = \frac{c^2}{2\pi Gr^2}, \quad M(r) = \frac{2c^2}{G}r \quad (3.26)$$

となる。これは重力場を与える Poisson 方程式の解になっており、等温で力学平衡にある静的解を表している。

次に、この静止解を出発点にして動的な収縮解を求める。このとき、解の満たすべき条件は  $x = 1$  で  $\hat{v} = 0$ ,  $\hat{\rho} = 2$  である。なぜならば、(3.23)(3.24)式より全ての解は  $x - \hat{v} = 1$  で  $\hat{\rho} = 2/x$  を満たしており、さらに静止解 ( $\hat{v} = 0$ ) に接続するためには  $x = 1$  となるからである。

(3.23)(3.24)式の一般解を求めるのは難しいため、極限での解の振舞を調べることにする。まず、中心から無限遠でのガスの運動を考える。有限の  $t$  に対し  $r \rightarrow \infty$  のとき  $x \rightarrow \infty$  となるため、 $\hat{v}$  及び  $\hat{\rho}$  の  $x \rightarrow \infty$  における解の様子を調べる。ま



ず、 $\hat{v}$  と  $\hat{\rho}$  が負べき級数に展開出来ると仮定する；

$$\hat{v}(x) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n x^{-n} \quad (3.27)$$

$$\hat{\rho}(x) = \sum_{m=1}^{\infty} b_m x^{-m} \quad (3.28)$$

これは無限遠で速度も密度も 0 となり、静止解と調和的である。(3.27)(3.28) 式を (3.23)(3.24) 式に代入して計算すると、 $a_1 = -b_2 + 2 + a_1 b_1$ 、 $b_1 = 0$ 、... となる。 $b_2$  を未定乗数  $A$  とすると  $a_1 = -A + 2$  と表され、(3.27)(3.28) 式は

$$\hat{v} = -(A - 2)x^{-1} + O(x^{-3}) \quad (3.29)$$

$$\hat{\rho} = Ax^{-2} + O(x^{-4}) \quad (3.30)$$

となる。 $x \rightarrow \infty$  の極限では、

$$\hat{v} \sim -(A - 2)x^{-1}, \quad \hat{\rho} \sim Ax^{-2} \quad (3.31)$$

と求まる。次元を持った物理量に直すと、

$$\rho(\infty, 0) = \frac{1}{4\pi G t^2} \frac{A}{x^2} = \frac{A c^2}{4\pi G r^2} \quad (3.32)$$

となる。 $A = 2$  は静止解を表し、 $A > 2$  は力学平衡が破れて  $r$  の全ての領域で流体が中心に向かって落下する解を表している。 $A > 2$  の適当な適当な値をとり、(3.22)(3.23) 式を数値的に解いたものが図 3-1 である。図から分かるように、 $A = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} (2 + \epsilon)$  ( $\epsilon > 0$ ) のとき解は  $x = 1$  で静止解につながる。

図 3-1 の示していることを説明する。最初静止状態にあったガス球が自己重力により中心へ収縮していく解は図の太線で示され、 $x = 1$  で静止解と接続している。つまり、 $x > 1$  の領域は静止状態、 $x < 1$  の領域は中心へと収縮している。 $x = r/ct = 1$  より、落下領域の半径  $r_c$  は音速で外側へと広がっていく。この球面波が到達した時点でガスは中心へ落下を始める。このように落下域が中心から外側へと広がっていく様子から、inside-out 収縮とも呼ばれる。

この解を物理的に解釈しよう。静止解の密度分布 (3.26) 式から分かる通り、密度は分子雲コア中心からの距離の 2 乗に反比例している。この式から、中心部は極めて高密度であることがわかる。このような領域は小さな擾乱に対しても重力的に不安定化しやすく、そのため収縮過程は中心部から始まる。ある時刻  $t_0$  に中心部が収縮を始めたとして、その外側 (中心からの距離  $r$ ) にあるガスについて考え

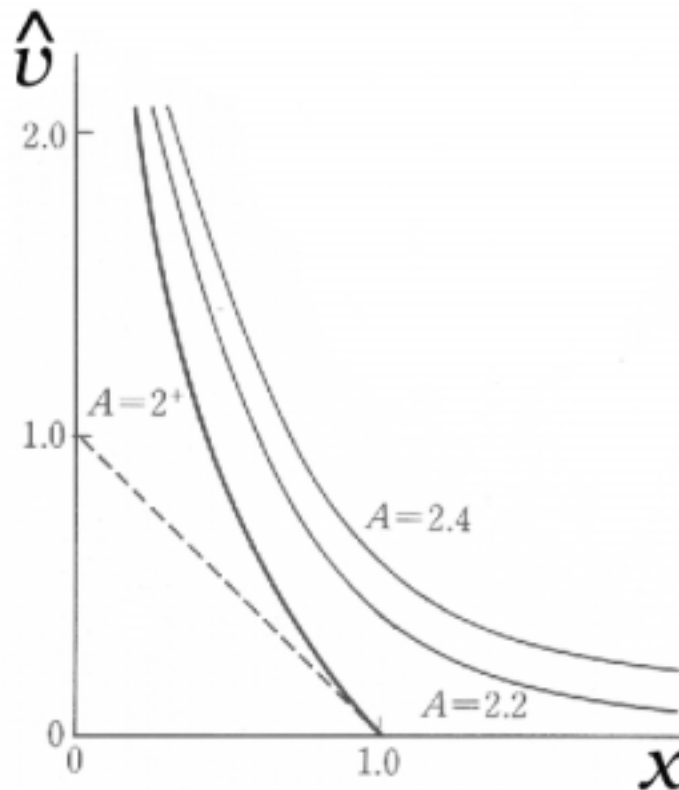


図 3-1: 等温ガスが重力収縮する相似解 (太線が臨界点を通り、静止解につながる解。点線は  $\hat{v} = 1 - x$  を表す)。坂下と池内 (1996) より引用・一部改変。

る。中心部の収縮が球対称であれば、その外側領域には重力変化が起きない。位置  $r$  のガスが感じる重力も変化しない。一方、中心で収縮が起これるとそのすぐ外側領域の密度が疎になる。この密度擾乱 (音とも言う) は音速で外側へ広がる球面波となり伝わって行く。この球面波は時刻  $t = t_0 + r/c$  に考えているガスの位置まで到達する。このときガスの受ける圧力は減少し、それまで圧力と重力の平衡により静止していたガスは落下を始める。このようにして、落下領域が音速で外側へ広がって行く動的収縮解が描かれるのである。

次に、中心付近での流れの様子を調べる。(3.23)(3.24) 式で  $x \rightarrow 0$  とする。さらに、中心付近では図より流速が超音速となっていることから、 $\hat{v} \gg 1$  ( $\hat{v} = v/c$ ,  $v \gg$

c) とすると両式は

$$\hat{v}^2 \frac{d\hat{v}}{dx} = -\frac{\hat{M}_0}{x^2} \hat{v} \quad (3.33)$$

$$\hat{v}^2 \frac{1}{\hat{\rho}} \frac{d\hat{\rho}}{dx} = \frac{\hat{M}_0}{x^2} - \frac{2}{x} \hat{v}^2 \quad (3.34)$$

となる。ここで  $\hat{M}_0$  は (3.22) 式から  $x \rightarrow 0$ ,  $\hat{M} \rightarrow \hat{M}_0$  で決まる定数で、数値計算により  $\hat{M}_0 = 0.975$  と決まる。

ここで、無次元質量  $\hat{M}$  及び  $\hat{M}_0$  の物理的な意味を考える。 $\hat{M}$  は  $x \leq 1$  つまり落下域内の流体質量が 2 となるように規格化したものである。このことは静止しているときの密度分布 (3.26) 式を用いて、中心から  $r = ct$  ( $x = 1$ ) までの球内に含まれる質量を計算してやると

$$M_r = \int_0^{ct} 4\pi r^2 \frac{c^2}{2\pi G r^2} dr = \frac{2c^3}{G} t \quad (3.35)$$

となることから確かめられる ((3.18) 式と比較せよ)。 $\hat{M}_0$  は  $\hat{M}$  の  $x \rightarrow 0$  の極限、つまり有限な  $t$  に対して  $r \rightarrow 0$  の極限を取ったもので、既に中心まで到達した流体質量 (中心星質量) である。数値計算から  $\hat{M}_0 \sim 1$  となり、落下域内の無次元質量 2 のおよそ半分になっている。これは以下のような理由による；自由落下時間の式 (3.7) において  $M(r)$  を (3.35) 式と同様に計算すると

$$t_{\text{ff}} = \frac{\pi r_0}{4c} \sim 0.78 \frac{r_0}{c} \quad (3.36)$$

となる。音が同じ距離  $r_0$  進むのにかかる時間は  $r_0/c$  だから、平均自由落下速度と音速はほぼ同じ大きさであると言える。実際の収縮の場合、落下中のガスも圧力を受けるため (しかし、より内側のガスの方が速く落下しているため小さい) 自由落下よりも遅くなるが、音速と同程度の大きさであることには変わりない。このことを踏まえて図 3-2 を見ることにする。イメージを掴むため、音速と平均自由落下速度が完全に一致している場合を考える。ある半径から落下を始めたガスが中心に到達したとき、落下開始を告げる球面波はその半径の 2 倍の地点まで到達している。静止解の密度分布から計算すると、球内の質量は球の半径に比例する。つまり、すでに中心に落下した質量と球面波内の質量は 1:2 つまり  $\hat{M}_0 = 1$  となる。実際には平均落下速度の方が音速より若干遅いため、 $\hat{M}_0 = 0.975$  となっている。この値から平均自由落下速度を逆算すると、音速の約 0.95 倍である。このことから、 $\hat{M}_0$  は中心星質量の他に、音速と平均自由落下速度の比に関する量という意味も持っている。 $\hat{M}_0$  の解釈については、3.3.3 でより厳密に取り扱う。

$\hat{M}_0$  が決まると、(3.18) 式より次元を持った中心質量は

$$M_r(0, t) = \frac{\hat{M}_0 c^3}{G} t \quad (3.37)$$

となり、時間に比例して増加していることから、中心への質量降着率は

$$\frac{dM_r(r=0)}{dt} = \frac{\hat{M}_0 c^3}{G} \quad (3.38)$$

と一定になる。この質量降着率は、あとで数値計算を行うときに用いる。

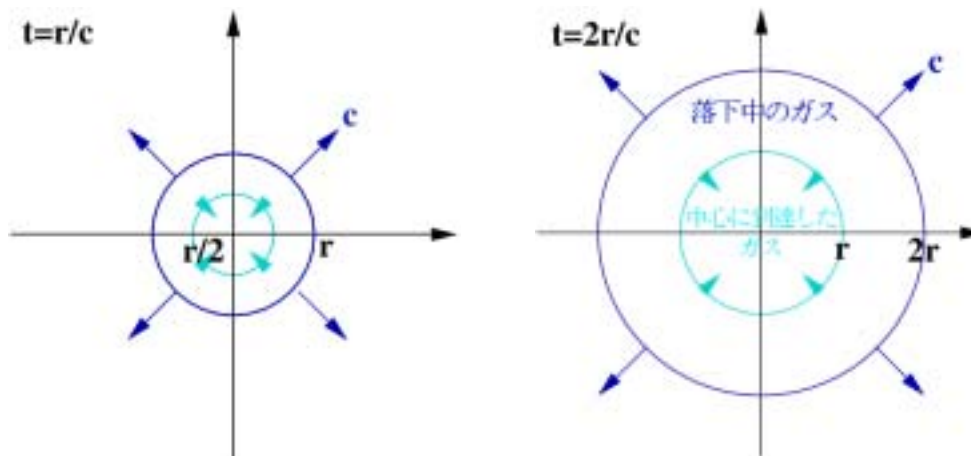


図 3-2: 相似解の模式図

### 3.2.3 回転を考慮した収縮

次に、回転を考慮したガス球の収縮を考えよう。回転は非常にゆっくりとした剛体回転 (角速度  $\Omega$ ) とする。初期状態では遠心力の効果は無視できるため、静止解は非回転の場合と同じものと考えられる。また、形成される円盤の半径は分子雲コアのスケールに比べ十分小さいため、収縮の様子も円盤近傍までは非回転の場合と変わらず球対称とみなせる。円盤形成の模式図を図 3-3 に示す。

中心部で収縮が開始され、落下開始の球面波が外側へ伝搬を開始した時刻を 0 とする。回転軸方向に対する極座標  $(r, \theta, \phi)$  をとる。同一半径の球殻を出発したガスはほぼ同時に円盤へ落下し、円盤面 ( $\theta = \pi/2$ ) を軌道面としていた最も大き

な角運動量を持ったガスが最も遠方に、回転軸に沿って円盤に垂直に落下したガスが中心へとそれぞれ落下する。

回転軸となす角度が  $\theta_0$  の軌道面に沿って、時刻  $t$  に落下したガスを考える。まず、このガスの初期位置  $r_0$  を計算する。時刻  $t$  に円盤に到達したということは、(i) 中心から伝搬を始めた球面波が位置  $r_0$  に到達するまでの時間  $t_1$  と (ii) それから落下を開始したガスが中心まで落下するのにかかる時間  $t_2$  の和が  $t$  になることに等しい。(i) の  $t_1$  は容易に  $t_1 = r_0/c$  と表される。また、平均落下速度  $v_f = \alpha c$  とおけば、(ii) の  $t_2$  は  $t_2 = r_0/(\alpha c)$  と表される。 $t = t_1 + t_2$  より  $r_0$  は

$$r_0 = \frac{\alpha}{\alpha+1}ct = \frac{1}{2} \frac{2\alpha}{\alpha+1}ct \quad (3.39)$$

となる。さて、(ii) の落下過程の間も球面波は外側へ広がっていて、時刻  $t$  におい

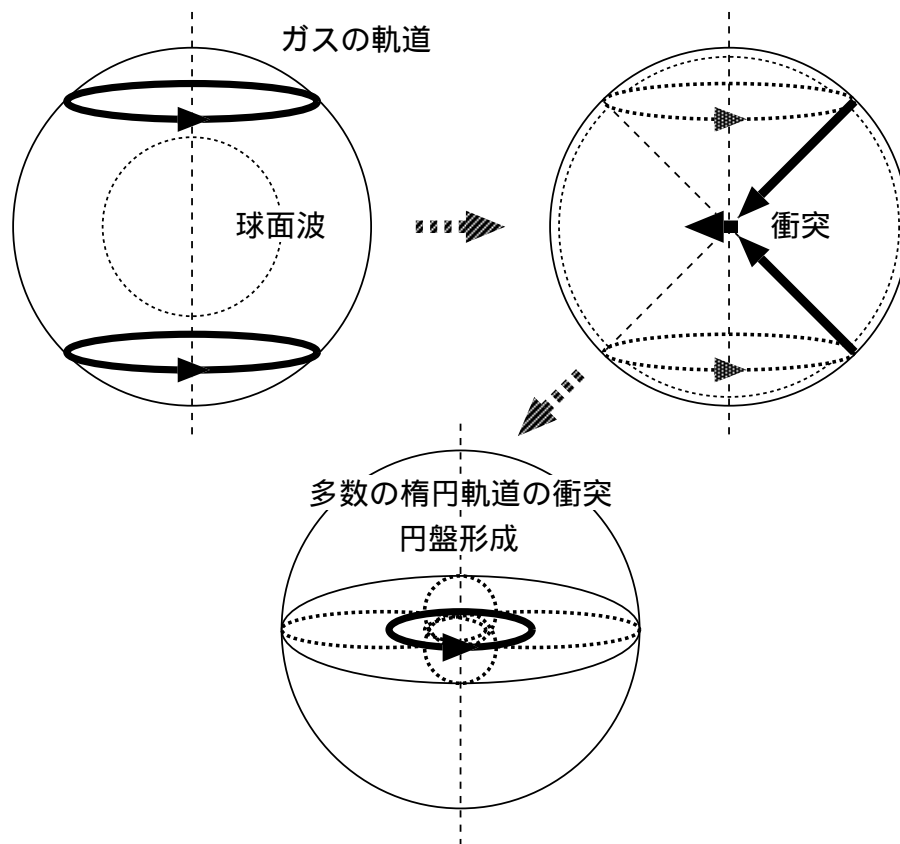


図 3-3: 円盤形成の模式図

て球面波の半径は  $ct$  に達している。無次元質量は球面波内の質量が 2 になるように規格化されたものであり、静止解の密度分布から球内質量は半径に比例する。比例定数を  $A$  とすると、

$$\hat{M} = Act = 2 \quad (3.40)$$

である。同様に無次元中心質量  $\hat{M}_0$  は  $r_0 = \frac{\alpha}{\alpha+1}ct$  内の質量で、

$$\hat{M}_0 = A \frac{\alpha}{\alpha+1} ct \quad (3.41)$$

となる。 $Act = 2$  を代入すると

$$\hat{M}_0 = \frac{2\alpha}{\alpha+1} \quad (3.42)$$

となり、前述の通り音速と平均落下速度の比  $\alpha$  に関係する量になっている。これを用いて (3.39) 式を

$$r_0 = \frac{1}{2} \hat{M}_0 ct \quad (3.43)$$

と書き直す。

ガスは球面波が到達すると、そのときに持っている角運動量と力学的エネルギーを保存しながら円盤面へと落下していく。これらを用いて落下地点の距離を求める。中心からの距離  $r_0$ 、回転軸となす角度  $\theta_0$  に位置するガスの回転速度は

$$v_0 = \Omega r_0 \sin \theta_0 = \frac{\hat{M}_0}{2} \Omega ct \sin \theta_0 \quad (3.44)$$

である。このガスが落下開始直後に持つ、中心星に対する全角運動量は

$$J = \frac{\hat{M}_0}{2} \Omega ct \sin \theta_0 \times \frac{\hat{M}_0}{2} ct = \frac{\hat{M}_0^2}{4} \Omega c^2 t^2 \sin \theta_0 \equiv J_0 \sin \theta_0 \quad (3.45)$$

である。同様にエネルギー保存則は、落下地点の距離・速度をそれぞれ  $r_1$ ,  $v_1$  で表すと、

$$\frac{1}{2} v_0^2 - \frac{GM_*}{r_0} = \frac{1}{2} v_1^2 - \frac{GM_*}{r_1} \quad (3.46)$$

となる。 $\frac{1}{2} v_0^2 \ll \frac{1}{2} v_1^2$ 、 $\frac{GM_*}{r_0} \ll \frac{GM_*}{r_1}$  より、(3.46) 式は

$$\frac{1}{2} v_1^2 = \frac{GM_*}{r_1} \quad (3.47)$$

と近似できる。角運動量保存則は (3.45) 式を用いて

$$r_1 v_1 \sin \psi = J_0 \sin \theta_0 \quad (3.48)$$

と表せられ ( $\psi$  は円盤面到達直前の速度ベクトルと位置ベクトルのなす角)、これと (3.47) 式より

$$r_1 = \frac{1}{2 \sin^2 \psi} R_D \sin^2 \theta_0 \quad (3.49)$$

$$R_D = \frac{J_0^2 \sin^4 \frac{\pi}{2}}{GM_*} = \frac{J_0^2}{GM_*} = \frac{\Omega^2 \hat{M}_0^3 c}{16} t^3 \quad (3.50)$$

となる。(3.49) 式の  $1/(2 \sin^2 \psi)$  は 1 のオーダーの定数で、以後簡単のため 1 と置くことにする。 $R_D$  は時刻  $t$  での円盤半径で、円盤面に沿って落下してきたガスの落下位置に等しい。中心星と円盤の総質量が  $M$  となったときの円盤半径  $R_{DM}$  は、

$$R_{DM} = \frac{\Omega^2 G^3 M^3}{16c^8} \sim 40 \left( \frac{\Omega}{10^{-14} \text{rad s}^{-1}} \right)^2 \left( \frac{M}{1M_\odot} \right)^3 \left( \frac{c}{2 \times 10^4 \text{cm s}^{-1}} \right)^8 \text{AU} \quad (3.51)$$

で与えられる。これに観測値を代入すると、観測される原始惑星系円盤のサイズと合致する。ただし、音速に極めて強く依存している。

落下中の質量降着率が一定であることから、

$$(\rho |v_r| r^2 \sin \theta_0 d\theta_0 d\phi)_{r=R} = (\rho v_\theta r dr d\phi)_{\theta=\pi/2} \quad (3.52)$$

が成り立つ。ただし、 $R$  は円盤から十分に離れ、収縮がほぼ球対称とみなせる領域の適当な半径である。質量降着率は  $r = R$  で  $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho |v_r|$  と書けることに注意すれば、時刻  $t$  の単位時間に半径  $r$  の円盤の単位面積に両側から落下するガスの質量 (質量落下流束)  $S(r, t)$  は、

$$S(r, t) = 2\rho v_\theta = \frac{\dot{M}}{2\pi r} \sin \theta_0 \left[ \frac{d\theta_0}{dr} \right]_{\theta=\pi/2} \quad (3.53)$$

(3.49) 式を (3.52) 式に代入すれば、

$$S(r, t) = \frac{\dot{M}}{4\pi r R_D(t)} \left( 1 - \frac{r}{R_D(t)} \right)^{-1/2} \quad (3.54)$$

が得られる。 $r = R_D$  で発散するのは、円盤の厚みを無視した近似が原因だが、厚みを考慮しても質量落下流束は円盤外縁部に集中する。よって、集積後期にはガスの大半は円盤に供給されることが分かる。

落下してきたガスが円盤面に到達すると、対になって落下して来たガスとの衝突により、回転軸方向の運動は相殺される。このとき解放される熱エネルギーにより、円盤は能動的に熱放射を行う。円盤全体で解放される熱エネルギーを計算しよう。まず、時刻  $t$  に位置  $r$  に落下したガスが単位体積当たり解放する熱エネルギーを計算する。このガスの円盤に垂直な方向（つまり回転軸方向）の速度  $v_{1\perp}$  は、ガスが回転軸となす角が  $\theta_0$  の軌道面に沿って落下したことから、

$$v_{1\perp} = v_1 \cos \theta_0 \quad (3.55)$$

である。この方向の運動のエネルギーが全て熱エネルギーに変換されるから、 $r$ 、 $t$  において落下ガス単位質量当たりが解放する熱エネルギーは

$$\frac{1}{2}v_{1\perp}^2 = \frac{1}{2}v_1^2 \cos^2 \theta_0 = \frac{GM_*}{r_1} \cos^2 \theta_0 = \frac{GM_* \cos^2 \theta_0}{R_D \sin^2 \theta_0} \quad (3.56)$$

となる。これに (3.54) の質量落下流束  $S(r, t)$  を掛けて、 $r$  方向に積分すれば、円盤全体から単位時間に解放される熱エネルギーを求めることが出来る。この熱エネルギー解放率は原始星のルミノシティー（輝度）として観測される。ここで注意しなければならないのは、 $\theta_0 \rightarrow 0$  でエネルギー解放が無限大になってしまうことである。これは回転軸に沿って落下したガス（つまり  $\theta_0 = 0$ ）は角運動量が 0 のため、中心へどこまでも落下できるとしているところに問題がある。実際の分子雲コア収縮では、中心に有限な密度の恒星が形成されるため、このようなことは起こらない。この点を考慮しつつ、3.3 では具体的に数値を代入し、観測により得られた原始星のルミノシティーと比較する。

上記の円盤面での衝突過程により、運動量も変化する。衝突後も保存される角運動量は  $J$  の円盤に垂直な成分  $j$  で

$$j = J_0 \sin \theta_0 \times \sin \theta_0 = J_0 \sin^2 \theta_0 \quad (3.57)$$

となる。ガスは円盤面に到達したのち、 $j$  を保存したまま Kepler 円運動を行おうとする。軌道半径を  $r_2$ 、軌道運動の速度を  $v_2$  とすると、角運動量保存則は

$$r_2 v_2 = J_0 \sin^2 \theta_0 \quad (3.58)$$

となる。この軌道運動による遠心力と中心星（質量  $M_*$ ）重力のつり合いの条件

$$\frac{v_2^2}{r_2} = \frac{GM_*}{r_2^2} \quad (3.59)$$



を用いて、 $r_2$  は

$$r_2 = \frac{J_0^2 \sin^4 \theta_0}{GM_*} = R_D \sin^4 \theta_0 \quad (3.60)$$

と表される。(3.49) 式の  $r_1$  と比較すると  $r_2 \sim r_1 \sin^2 \theta_0$  となり、ガスは落下位置よりも内側へ移動することになる。この移動が円盤内に乱流を引き起こし、質量・角運動量の再配分が行われるのである。この移動過程については扱わないが、移動終了後の物質分布のかなり大まかな見積もりは出来る (3.3 参照)。

### 3.3 数値計算による検討

3.2 の議論で得られた式を数値計算し、観測結果と比較する。かなり簡単化されたモデルであるにも関わらず、そこから予測される円盤半径やルミノシティーは観測値と比較できるものであることがわかるだろう。また、表 3-1 から分かる通り、分子雲コアの各パラメータにはかなりの幅がある。これらのパラメータの幅が惑星系の多様性を生み出したと考えられている。ここでは特に (実効) 音速の違いに着目し、その違いがどのような影響を与えるのかについて議論する。

#### 3.3.1 収縮の質量降着率・タイムスケール

分子雲コア収縮の質量降着率は (3.38) 式で与えられる。式の形から分かる通り、質量降着率は音速に強く依存している ( $\dot{M}_r \propto c^3$ )。表 3-1 のように、各分子雲コア中の音速には幅があるため、その質量降着率も異なるだろう。図 3-4 は質量降着率が  $c$  によってどう変化するかを表したものである。10 K での等温音速  $0.2 \text{ km s}^{-1}$  と実効音速の観測上限  $1.0 \text{ km s}^{-1}$  とでは、質量降着率が 100 倍以上異なる。

質量降着率の逆数を取ると、 $1M_\odot$  の中心星を形成するのにかかる時間、つまり収縮のタイムスケールが求められる。 $c = 0.2 \text{ km s}^{-1}$  の場合には  $5 \times 10^5$  年、観測で得られる平均的な実効音速  $c = 0.5 \text{ km s}^{-1}$  では  $3 \times 10^4$  年となる。恒星進化の理論と観測との比較から予測される原始星の寿命は両者の中間程度である。

#### 3.3.2 熱エネルギー解放率とルミノシティー

(3.54) 及び (3.56) 式から円盤全体での熱エネルギー解放率を計算すると、図 3-5 の実線のようになる。上下の図はそれぞれ 10K の等温音速  $0.2 \text{ km s}^{-1}$  の場合と表 3-1 の線幅  $0.5 \text{ km s}^{-1}$  の場合に対応している。前述の通り、この円盤のルミノシティーは  $t = 0$  で発散してしまうが、これは中心星の大きさを考慮していない

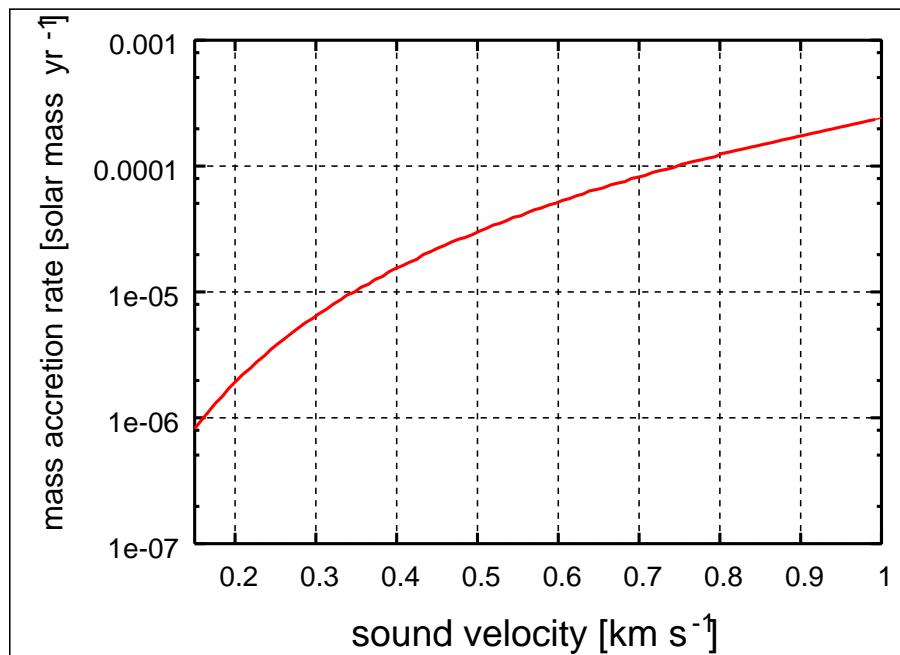


図 3-4: 質量降着率の音速依存性。音速として 10 K での等温音速  $0.2 \text{ km s}^{-1}$  から観測される実効音速の最大値  $1.0 \text{ km s}^{-1}$  までをとった。

からである。中心星の密度は、その質量に依らずほぼ一定値を取ることが知られている。図中の破線は、中心星密度を太陽密度と仮定したときのルミノシティー変化である。最初、破線に沿って増加していたルミノシティーは、交点からは実線に沿って減少に転じる。観測により得られる原始星のルミノシティーは数～数百  $L_{\odot}$  であり、図中の最大値 (実線と破線の交点) とおおよそ合致する。

2つの図から分かるとおり、原始星ルミノシティーの最大値は音速に大きく依存する。これは形成される原始惑星系円盤の物質組成、ひいてはそこから形成される惑星の組成にも大きな影響を与えるはずである。熱変成の効果を正確に評価するためにはルミノシティーを温度に直さねばならず、そのためにはダストの物性も考慮に入れる必要がある。

### 3.3.3 ガスの初期位置と落下後の位置の関係

(3.60) 式から、ガスの分子雲中の初期位置  $(r_0, \theta_0)$  と、円盤内の中心からの距離  $r_2$  との関係が求められる。具体的な数値を代入して計算したものが図 3-6 である。 $r_2$  として、現在の太陽系における太陽半径、地球型惑星軌道域、木星型惑星軌道域、巨大氷惑星軌道域、太陽系最遠部の値を取っている。

実際の分子雲コアの広がりはおよそ 70000 AU 程度であり、観測されている原始惑星系円盤の半径は数百 AU である。この計算では、15000 AU 程度の分子雲コアから形成される原始惑星系円盤の半径が数百 AU となる。実は、分子雲コアの内部には更に高密・小サイズ (半径 20000 AU 程度) なコンパクトコアと呼ばれる構造が見つかっている。コンパクトコアのサイズは上記計算で推測される分子雲コア半径にかなり近い。むしろ、この程度の範囲でのガス降着を想定しないと、円盤質量が重くなりすぎてしまう。コンパクトコアの周囲にもガスは多量に存在しているが、どのような機構によって周囲からのガス降着が打ち止めになるのかについては現在もよくわかっていない。

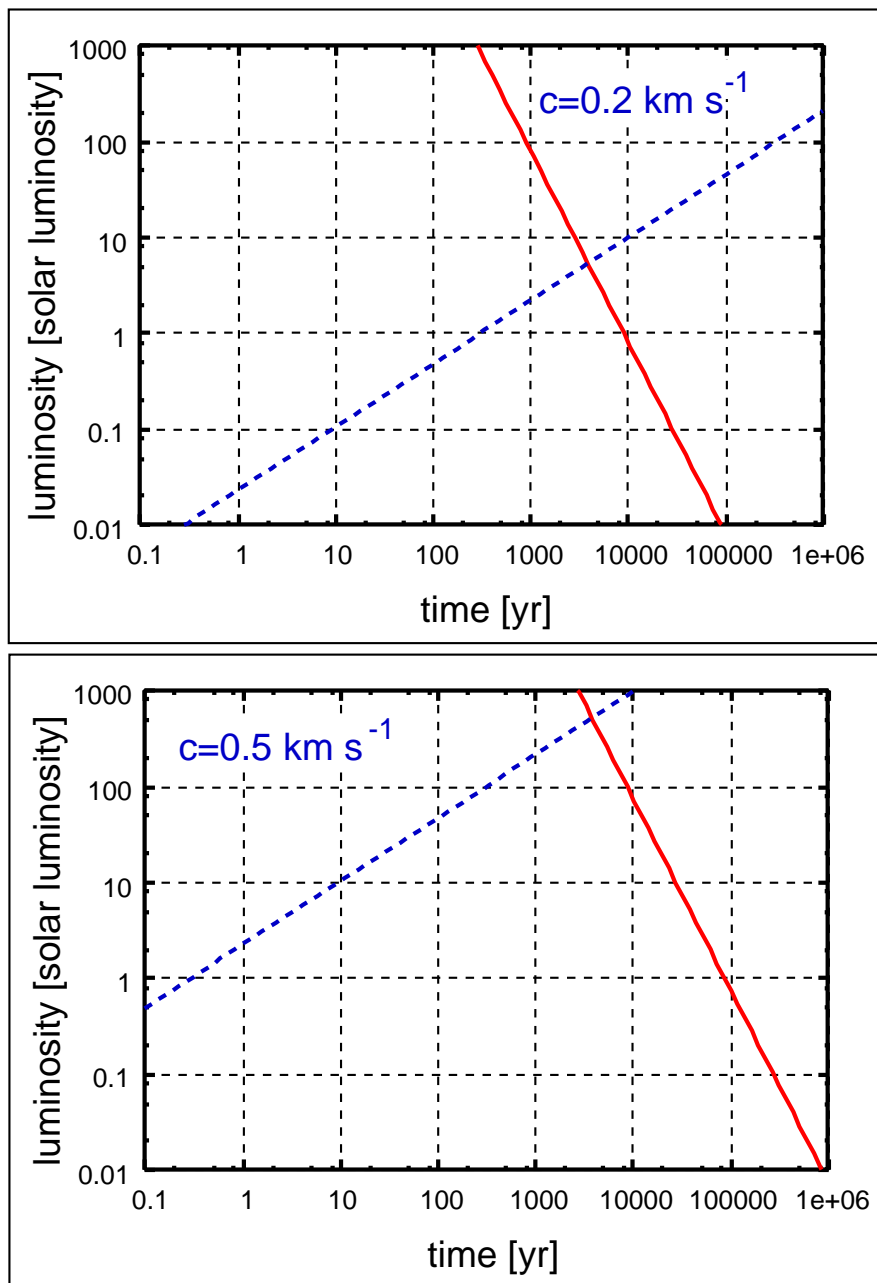


図 3-5: 原始惑星系円盤のルミノシティー変化。上は 10K 等温音速  $0.2 \text{ km s}^{-1}$  の場合、下は表 3-1 の線幅  $0.5 \text{ km s}^{-1}$  の場合。図中、実線は円盤のみを考えたルミノシティー変化、破線は中心星のみを考えたルミノシティー変化である。原始星のルミノシティーは最初破線に沿って増加していき、交点からは実線に沿って減少していく。観測により得られる原始星のルミノシティーは数 ~ 数百  $L_{\odot}$  で、図中の最大値とおおよそ合致する。

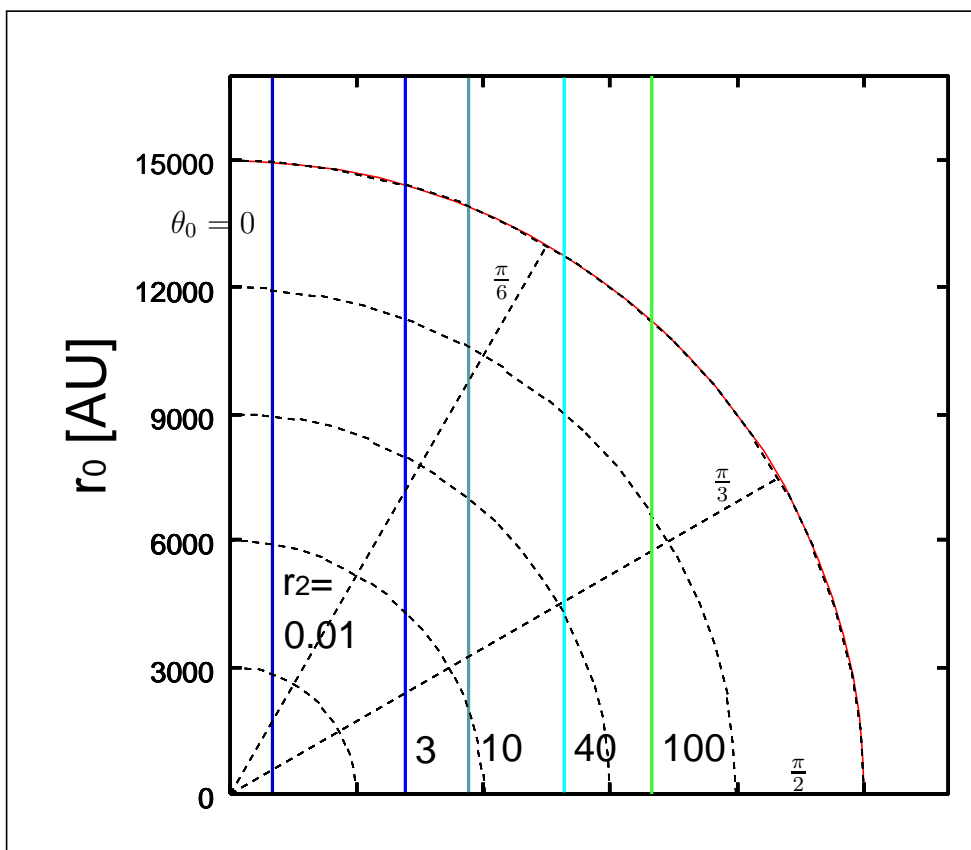


図 3-6: ガスの初期位置  $r_0$ ,  $\theta_0$  と落下後の位置  $r_2$  の関係。 $r_2$  の値は小さい方から順に太陽系における中心星半径、地球型惑星軌道域、木星型惑星軌道域、巨大水惑星軌道域、太陽系最遠部に対応している。

## 4. 惑星系形成論の現状と展望

本節では、前節で議論した中心星・円盤の形成理論に基づき、発展途上にある一般の惑星系形成論の現状と今後の展望について考察する。

私達の太陽系が現に存在しているという事実は、一般の惑星系形成理論がその一具体例として太陽系を形成出来るものであることを要請している。前述の通り、標準モデルは太陽系の重要な性質を論理的に導き出すことに成功している。このことは、一般の惑星系形成理論を構築する上で、従来の標準モデルを拡張・修正していくのが最も妥当な方法であることを示している。前節の円盤形成の理論を踏まえ、その研究が標準モデルの拡張・修正に何故必要なのかについて考察する。

前節でも触れた通り、本論文では円盤形成後の質量・角運動量再配分は扱っていない。これは、この過程の基礎プロセスが未だに良く分かっておらず、理論が発展途上の段階にあるからである。このため現時点ではかなり大まかな議論しか出来ないが、今後研究が進むにつれて定量的な議論も行えるようになるだろう。

### 4.1 標準モデルの拡張

もう一度、太陽系形成の標準モデルの性質について触れておこう。太陽系の外に惑星系が見つかったのはごく最近のことであり、当然標準モデルが構築された1980年代の時点ではその存在は確認されていなかった。そのため標準モデルの対象は、当時唯一観測することの出来た惑星系つまり太陽系にしばられていた。惑星系が円盤構造から生まれてくることは、現在の太陽系の姿からも疑いようがなかったが(惑星の軌道はほぼ同一平面上にあり、軌道の形も円にかなり近い)、その円盤構造がどのように形成されるかについては不明な部分が多く、定量的な議論を進めることが出来なかった。円盤形成過程にこのような困難があったため、標準モデルは円盤が形成された後の段階をその始点とした。このとき、モデルの初期条件として、円盤は現在の太陽系の惑星質量及びその軌道間隔から計算される密度分布を持っていた、という仮定が与えられた。このため標準モデルは復元モデルとも呼ばれる。

分子雲コアの初期パラメータ(質量、角速度、音速など)から、形成される原始惑星系円盤の性質(密度分布など)を定量的に導くことが出来るようになれば、標準モデルのような初期円盤の仮定を置かずに議論することが出来るようになる。このことは、他の惑星系形成に理論を適用するのに必要となるだけでなく、標準モ

デルに残された問題を解く鍵を与えてくれる可能性がある。

例えば、太陽系内の物質進化についてである。揮発性物質を多く含む隕石は始原的で、原始太陽系星雲内の物質に関する情報を保持していると考えられている。これら进行分析した結果、太陽系内の全ての物質はその誕生時に一度蒸発し、それが再凝縮したものであることが分かっており、初期の太陽系には非常に高温な時期があったことを示唆している。3.3.2で触れたように、円盤形成過程は熱エネルギー解放を伴うが、この過程がそのような高温状態を作りだしたと考えられる。また、3.3.3の計算結果のように、収縮により落下したガスの円盤内での位置はガスの分子雲内での初期位置(これが角運動量を決める)によって決まっているが、これは円盤内の物質組成にムラを作る可能性がある。円盤形成後に質量再配分が起こるにしても、円盤全体を均質に混ぜるほどの物質移動があるとは考えにくい。

このような議論は、円盤が形成された後に起点を置く標準モデルでは全く行うことが出来ない。惑星系の物質的な進化は、形成される惑星の物質組成やその形成過程にも大きな影響を与えることが予想され、力学的進化と同様に重要な問題となるだろう。

## 4.2 惑星系形成論の展望

系外惑星の観測は現在も盛んに行われており、その数はすでに100を越えている。惑星を持つ兆候がある恒星の数は全体の10%にも及ぶのではないかという予測もあり、惑星系はかなりありふれた存在であることが明らかになってきている。しかし、発見されている惑星系の中には、太陽系とは様子の全くことなるものがかなりの割合で存在する。例えば、水星の軌道よりも内側を木星質量の数倍もある惑星が公転しているようなものが全体の20%近くも含まれている。このような惑星系の形成は、標準モデルをそのまま適用したのでは説明出来ない。

惑星系の多様性を生み出したものはなにか。原始惑星系円盤の初期質量分布の違いが原因なのではないかとする説などがあり、現在盛んに研究が行われている分野である。このような議論を行うためには、分子雲コアの収縮から形成される原始惑星系円盤を理論的に求めなければならない。また、地球のような惑星がどの程度の確率で存在出来るのかを予測するためには、物質進化過程が重要になる。このような観点から、今後原始惑星系円盤の形成過程をより正確・定量的に調べる必要があるだろう。

## 5. まとめ

太陽系の形成、さらには一般の惑星系の形成をより深く理解するために、分子雲コア収縮から原始惑星系円盤の形成に至る一連の物理過程を理解することが必要となる。

ガス球が自己重力だけを受けて収縮する場合の自由落下時間は、分子雲コア収縮の典型的な時間を与える。これにガスの圧力を加味することにより、分子雲コアの静止解及び動的収縮解が求まる。さらに回転の効果を考慮すると、角運動量保存により中心星とその周りを回転する原始惑星系円盤が形成される。理論的に導かれた式を基に計算を行うと、観測されている原始惑星系円盤のサイズ・ルミノシティと比較できる程度の値が得られる。ただし、円盤形成後の質量・角運動量再配分過程については未だに不明な部分が多く、惑星系形成が始まる直前の円盤の物理量を求めるには至っていない。

このような円盤形成過程を理解することにより、従来の太陽系形成標準モデルはより広い範囲へと拡張される。分子雲コアの初期パラメータから形成される円盤を予測することが出来れば、系外惑星系の起源についての議論を行うことが出来るようになるだろう。また、円盤形成は強い加熱を伴うため、太陽系内の物質進化についての議論も行えるようになるだろう。



## A. Hayashi, C. et al 1985 全訳

### 要旨

私達京都大学のグループが研究してきた、太陽系の進化全般に渡る論評を行なう。水素、ヘリウムのガス及び塵で構成された小質量・円盤状の原始太陽系星雲を起点として、多段階的な進化過程(これを通して現在の惑星、衛星、小惑星が形成される)を探求する。固体(すなわち、大きな原始惑星や微粒子)と星雲ガスとの相互作用が進化の様々な段階を決定するのに重要であることが明らかになるだろう。私達の研究の基本的観念及び未解決の問題を手短かに記述しよう。

### I 導入

1960年頃、つまり主系列に至る前の恒星(特にTタウリ型星)に関する調査や理論が発展し、太陽系の化学組成が明らかになり、大量の隕石の化学的・鉱物学的データが利用可能になった頃、太陽系の起源に関する研究は非常に科学的な段階に入った。この状況に応じて、私達は1970年から、原始太陽系星雲の形成に始まり現在の惑星(地球型、小型、大型)、衛星、小惑星の形成に至る多段階過程の発展順序を研究してきた。私達の導いた結論は、簡単に、進化全般に関する京都モデルと呼ばれている。

現在、太陽系形成に関する代表的なモデルは3つ存在する。すなわち、Cameronモデル(1978a)、Safronovモデル(1969)、そして京都モデルである。Cameronのモデルは他の2つと大きく異なっている。このモデルは大質量の原始太陽系星雲を仮定しており、そこからいわゆる原始巨大ガス惑星が最初に誕生する。これとは対照的に、Safronovモデルと京都モデルは小質量の星雲を仮定、惑星の成長は集積過程を通して進む。これらのモデルは微惑星形成までは共通の進化を辿る。これらの相違点は、Safronovモデルがガスの無い環境での惑星の成長を仮定しているのに対し、京都モデルでは以下の章で記述するとおり、太陽から遠く離れた領域を除いて、集積過程が星雲ガスのなかで進んだことを仮定している。

京都モデルの概要は表Iで最も簡単に見ることが出来る(より詳しい、空間-時間について描かれたXI章の図24も見よ)。私達の研究では、進化は太陽質量の0.01~0.04倍という小質量の原始太陽系星雲から始まる。星雲は円盤状の構造をしていて、3つの力(すなわち、太陽の重力、ガスの圧力、遠心力)が全て釣り合っている。この星雲のモデルを構築するのに、私達は「恒星間空間由来のガスや塵はよく混合されていること」、「円盤の動径方向の質量面密度は、大型惑星のコア及び地球型惑星が、原料が動径方向には最小限の移動のみを行なって形成される

表 1: 太陽系形成の年表

Time (yr)	
$-10^6 - 5$	Collapse & fragmentation of a giant molecular cloud
$-10^5 - 4$	Collapse of a rotating presolar cloud
0	Formation of protosun and solar nebula (Growth & sedimentation of dust-grains)
$10^4$	Fragmentation of dust layer into planetesimals
$10^5$	(Accumulation of planetesimals)
$10^6$	Formation of the Earth
$10^7$	Formation of Jupiter's core & accretion of gas onto it Dissipation of nebular gas
$10^8$	Formation of Saturn's core & capture of remaining gas Formation of Asteroid Belt
$10^9$	Formation of Uranus(?) Formation of Neptune(?)
$10^{10}$	

よう分布していたこと」を仮定した。以下に記述されるとおり、私達はガス成分の影響をふんだんに考慮しながら、この星雲の進化を追った。一連の研究を通して(例えば、Hayashi(1981a))私達は太陽系の進化全体を記述する理論を構築した。進化の中での重要な出来事や段階は表 I に要約されており、各々は詳細に記述される。このテキストの章立てはおおよそ進化の年代順に配列されている。表からわかるとおり、私達の理論は現在の太陽系の特徴を首尾一貫した方法で説明するものである。

にも関わらず、多数の定量的な問題が未解決のまま残っている。最も重大な問題の一つ、すなわち京都モデルに残る欠陥の一つは、原始太陽系星雲の形成それ自体にある。分子雲内での恒星形成に関する理論と観測はこの 10 年間で進歩したが、私達のこれに関する知識はまだ理解するのに十分完全とは言えない。例えば、連星系ではなく単星の系ができる理由、観測されるように星々がその質量に幅を

持って生まれる理由、などは未解決の問題である。これが巨大星の形成に関する研究の現状である。惑星誕生以前の原始太陽系星雲の形成はより複雑である。なぜならば、最初星雲は凝縮する分子雲の最も外側に位置していて、その質量は太陽に比べ非常に小さいからである。さらに、私達は磁気粘性および(または)乱流粘性による角運動量輸送の仕組みを明らかにしなければならない。このことが、私達の研究が上で言及したような平衡状態にある原始太陽系星雲が一旦出来た状態から始まる理由である。

2つ目の問題は星雲のガス成分の消失である。これは私達の理論にとって非常に重大な問題である。なぜなら、VI章に書かれているとおり、星雲ガスの存在が地球型惑星や大型惑星の核の成長にかかる時間をかなり短縮するからである。そのうえ、詳細な計算によると、木星、土星、さらには月でさえも、ガスが無ければ形成されなかつたであろう。ガス消失の時期、あるいはガスの持続期間は大まかに見積もって $10^{-6} \sim 10^{-7}$ 年で、これはTタウリ型星の寿命におよそ一致しているが、より正確な評価が必要である。

3つ目の問題は隕石の起源についてであるが、この問題に対しては私達の理論が完成していないため、それを観測結果と直接比較することは出来ない。この問題については、一連の物理的・化学的・鉱物学的過程を明らかにする必要がある。小惑星帯における私達の結論を踏まえ、私達はこの過程が小惑星の高速衝突により開始されたと考えている。小惑星は現在の1000倍も存在し、ガス消失後の段階で木星摂動を通してランダムな高速度を得ていた(X章を見よ)。

## II アプローチの方法

ここで、私達の理論的研究の下敷になっている理念について手短かに議論しよう。私達の理念は、多段階の過程で構成される長期間の進化を扱わねばならない点を除けば、自然科学の研究のそれと共通のものであろう。I章にて記述されたとおり、現在の恒星形成の理論が不完全であるため、私達は星雲のモデルの構築から出発した。そして以下に見られるとおり、各段階それぞれについて研究を進めてきた。すなわち、星雲内微粒子の成長と沈殿、微粒子層の分裂に従う微惑星の形成、惑星を作るための動径方向の移動と集積、などである。

各過程の研究は、当然のことながら、可能な限り正確な計算を行なって進められるべきものである。さらには、各過程の順序は全体として首尾一貫としていなくてはならず、この意味で進化の様々な過程の明白な因果関係を見つけられるよ

うな研究を進めなければならない。最終的に、進化の最終局面に対し得られる結果は現在の太陽系についての観測結果と比較されるべきである。なぜなら、現時点で私達は他の惑星系に関する観測結果を持っていないからである。理論と結果に食い違いが見られた場合、当然私達は、何か大切な過程を見落としていないか、過程を簡略化し過ぎていないか、検査しなくてはならない。この検査を通して得られた修正点を用いて、過程の順序全体を再構築、あるいは仮定した星雲の初期構造さえも修正しなくてはならない。

現在の京都モデルを構築する上で、私達は上で触れたような再発の手順を幾度か行なった。これは主に私達の研究の要石となるべき多くの巨視的な系に対する物理法則が十分に確立されていなかったことによる。原子物理や核物理の場合とは対照的に、私達は非常に大きな自由度を持つ系(すなわち、ガスと微粒子、またはガスと微惑星)を扱わねばならないし、また非常に長い時間続く不可逆過程を追わねばならない。そのような系に対して、複雑に入り組んだ過程を解きほぐし、少数の基本的な過程を選び出す必要がある。それぞれの過程は比較的簡単な巨視的法則に従うであろう。

私達が既に見つけた、あるいはコンピュータ・シミュレーションにより見つけようとしているそのような法則の例はたくさんある。いくつかの例は、太陽重力場中を運動する(自由空間中ではない)微惑星の固着断面積、自身の重力でガスを引き付けている原始惑星のガス摩擦係数、微惑星が原始惑星に接近したときの潮汐破壊断面積(これらは全てVI章で記述される)、などである。さらに、隕石の起源を知るために、私達はいくつかの新しい法則を見つける必要がある。その法則は熱的・化学的過程で特徴付けられ、I章でも触れた小惑星の高速衝突の段階で起こることが予期されるものである。微視的な系に関するデータや法則(これらから巨視的な法則が導かれるはずである)について言えば、1960年以前の場合と違って、ほぼ完全に利用可能であると思われる。

### III 原始太陽、原始太陽系星雲の形成

星の形成に関する現在の私達の知識は、太陽系の長期間の進化が始まる原始太陽系星雲の正確なモデルを構築するには不十分である。そのためこの章では、私達のメインテーマである惑星系形成に密接に関係した、恒星形成の幾つかの問題について触れるだけに留める。

観測によれば分子雲の多くは高密度領域を持っており、それらは前恒星雲と呼

べるものである。これらは特徴的な温度 (約 10[K]) と密度 (約  $10^{-2}[\text{g cm}^{-3}]$ ) を持っている。太陽を構成するガスに対し、音速  $c_s[\text{cm s}^{-1}]$  は次式で与えられる。

$$c_s = \left( \frac{kT}{\mu m_H} \right)^{1/2} = 1.88 \times 10^{-4} \left( \frac{T}{10\text{K}} \right)^{1/2} \left( \frac{2.34}{\mu} \right)^{1/2} \quad (1)$$

ここで  $\mu(=2.34)$  は  $\text{H}_2 \cdot \text{He}$  を主成分とするガスの平均分子量である。

およそ 1 太陽質量の分子雲が太陽を作るのに収縮し始めるには、その重力が圧力よりも強くなければならず、それゆえその半径が Jeans' 長よりも小さくなければならない (あるいは、恒星風の問題で良く知られた音速点半径である)。Jeans' 長は次式で与えられる。

$$a = GM_\odot / 2c_s^2 = 1.26 \times 10^4 (10\text{K}/T) [\text{AU}] \quad (2)$$

さらに、分子雲の半径が  $10^2 \text{AU}$  (これは平均密度が  $10^{-13}[\text{g cm}^{-3}]$  のときに相当する) に凝縮するまでには、雲は赤外線に対し透明であり、その温度はおよそ一定に保たれる ( $T \sim 10[\text{K}]$ )。雲が不透明になったあと、温度は上昇し、 $\text{H}_2$  が  $T \sim 1600[\text{K}]$  で解離を始めるまで、ガスの圧力は  $\rho^{7/5}$  に比例して増加する。最終的に、水分子がほぼ完全にイオン化する  $10^4[\text{K}]$  を大きく越えた時点で収縮は止まる。

上で触れた自転している分子雲の等温凝縮段階に関して、膨大な数の数値計算がこれまでに様々な研究者により行なわれてきた (Bodenheimer(1981) を確認のために見よ)。しかし、未だ多くの問題が残されている。それは例えば、分裂の問題、中心の離脱あるいは遠心性の反発の問題で、これらは収縮が最初に想像したものほど単純な過程ではないことを示している。最近これらの問題を解決するために、Miyama(1984) と Narita(1984) のグループは非常に多種の 2 次元及び 3 次元の計算を実行した。彼らは得られた結果が正確かどうか確かめるために、計算にラグランジュの方法とオイラーの方法両方を用いた。

Miyama のグループ (1984) は普通の単純な初期状態、つまり均質な球体が一樣に回転している状態についての計算を行なった。この場合、初期状態は 2 つのパラメータ  $\alpha = E_{\text{th}}/E_{\text{grav}}$ 、 $\beta = E_{\text{rot}}/E_{\text{grav}}$  で指定される。これらはすなわち、熱・重力・回転の各エネルギーの比である。彼らは様々な  $\alpha$ 、 $\beta$  の組合せについての計算を行ない ( $\beta > 0.1$  として)、それらの積  $\alpha\beta$  が収縮する雲の分裂の可否を決定することを見出した。すなわち、

Case1.  $0.20 > \alpha\beta > 0.12$  ならば、星雲は収縮するが分裂しない。

Case2.  $0.12 > \alpha\beta$  ならば、星雲は収縮し3つかそれ以上の部分に別れる。

上記の分裂は非常に平たい円盤状のコアが原因で発生し、これは重力的に不安定になることが知られている (Goldreich and Lynden-Bell(1965a,b))。Case2 は連星系もしくは多星系の形成を示唆している。Case1 では、太陽のような一つの星が形成されるが、初期状態の全角運動量  $J$  (積  $\alpha\beta$  に比例) は  $2 \times 10^{54}$  [ $\text{g cm}^2 \text{s}^{-1}$ ] で、現在の太陽系の全角運動量  $3 \times 10^{50}$  [ $\text{g cm}^2 \text{s}^{-1}$ ] に比べ大変大きい。従って、もしこれが太陽形成の初期状態であるなら、膨大な角運動量が何か未知の摩擦過程によって外に失われたことになる。

初期の星雲がずっと小さな角運動量を持っている、すなわち  $\alpha\beta \ll 1$  である初期状態の方がより適当に見えるかもしれない。Tscharnuter(1981) は、3太陽質量の星雲が初期値  $\alpha = 1$ 、 $\beta = 1.2 \times 10^{-4}$  (3太陽質量に対して  $J = 6 \times 10^{53}$  [ $\text{g cm}^2 \text{s}^{-1}$ ]) を持っている場合について計算した。このとき、粘性係数  $\eta = 0.1c_s z$  ( $z$  は雲の厚さ) という大きな値を持つ乱流の存在を仮定している。計算の結果、 $3 \times 10^4$  年後に中心は0.5太陽質量の高密なコアになり、同時に回転する円盤状星雲 ( $\rho = 10^{-11} \sim 10^{-13}$  [ $\text{g cm}^{-3}$ ],  $T = 10^3 \sim 10^2$  [K],  $a = 0.3 \sim 15$  [AU]) が形成される。この星雲の寿命は  $10^7$  年程度と見積もられた。彼が仮定したような強い乱流が励起される機構は知られていないが、彼の結果は収縮する星雲のなかにある種の剪断粘性が存在するような場合の星雲形成に関する1つの可能性を示している。

最近 Narita ら (1984) は、回転していない粘性のない等温の星雲 (すなわち  $\beta = 0$  の場合) が均質な回転楕円体を初期状態に持ったときの3次元収縮モデルを計算した (観測された分子雲の大部分は球状ではないことを指摘しておく)。彼らの結果によると、もし  $\alpha = 0.2$  程度の場合、星雲は非常に平たくなり、最終的に分裂してしまう。ところが  $\alpha = 0.4$  の場合、中心の凝縮がかなりの程度まで進んだ後も星雲は分裂しない。この結果は、分裂が星雲の初期状態に依存していることを示している。また、星の形成に関する問題において、次に私達は初期状態自体どのように設定されるのかを知る必要があることもわかる。上記の分裂の問題と関連して、私達は Cameron とその同僚が展開した (Cameron(1978a); DeCampli and Cameron(1979))、太陽系の起源についての原始巨大惑星仮説に対する疑問がある。それはすなわち、彼らの仮定した大質量の星雲がどのように多星系でなく単星系を導いたのか、という疑問である。

最近の電波観測で、およそ20個の双極流天体が発見され、それぞれが回転円盤

状星雲と関連付けられている。一つの赤外線源がこの円盤の中心に位置している。これらの天体は恒星形成の最中にあると考えられている。それらの中の1つ、暗黒星雲 L1551 内の IRS5 という中心星の周りに、最も質量の小さい(おそらく2太陽質量程度の)円盤が Kaifu ら (1984) によって発見された。円盤の直径は  $0.1[\text{pc}]$  で (2) 式の結果と一致する。中心星から噴出される双極流は  $10^2 [\text{km s}^{-1}]$  オーダーの速度をもっていて、この恒星風は星周辺の高温度域(いわば、非常に活発な恒星コロナ)から発生している可能性が高いと考えられる。高温域では回転のエネルギーが効率良く磁気エネルギーに変換されている。強い恒星風の存在が原始太陽やさらには原始太陽系星雲の形成について示唆していることは、恒星周辺域での角運動量の排出と同様に、磁気粘性が円盤内の角運動量輸送に与える影響を考慮しなければならないということである(円盤はこの排出に対し、遮る働きがあることに留意せよ)。

磁気に関する問題について、少しコメントしよう。Hayashi(1981b) は差分回転に従う星雲内の磁場の増幅率、さらにはエネルギー損失による磁場の減衰率を研究した。結果として、磁気粘性が気体のイオン化度に強く依存すること、また京都モデルにおいて、熱い領域 ( $T > 10^3 [\text{K}]$ 、現在の水星軌道の内側) の磁気粘性が大変大きく、他方太陽星雲の冷たく高濃度の領域のほとんどでそれは非常に低いことが明らかになった。これが意味するところは、原始惑星星雲は比較的長い間定常回転の状態を続けることができるということである。さらに、星雲の外側の(天王星や海王星の軌道あたりの)低密度域では、宇宙線が赤道面に侵入でき、イオン化度は内側の領域よりもずっと高い。これは外側の領域では磁気粘性率も高いことを意味している。

上の記述で、原始太陽系星雲形成を研究する際に考慮に入れなくてはならないたくさん過程を指摘した。形成過程のコンピュータ・シミュレーションは簡単ではないだろうが、最近の高速計算機の急速な発展を見る限り、ほどなく不可能ではなくなるだろう。

#### IV 初期太陽系星雲のモデル

星雲の全質量によって、現在の太陽系星雲のモデルは2つに分けられる。すなわち、0.02太陽質量オーダーの小質量星雲および1太陽質量程度の大質量星雲である。まず、Cameron とその同僚 (Cameron and Pine(1973);Cameron(1978a);DeCampli and Cameron(1979);chapter by Cameron) によって発展させられた後者のモデル

について手短かに触れよう。彼らのシナリオは以下のとおりである。

始めに、大質量星雲は重力により木星質量程度の、いわゆる原始巨大ガス惑星に分裂する。原始惑星内では微粒子が星の中心へ沈んでいき、核を形成する。その後もし取り巻きのガスが引き付けられ核に付着増大すれば、原始惑星は木星型惑星になる。一方、取り巻きのガスが太陽潮汐の働きやお互いの衝突などにより完全に取られなくなってしまった場合、地球型惑星になる。このモデルでは、木星型惑星はかなり容易に形成されるが、ガスの消失が定量的に研究されていない地球型惑星の形成については不明瞭である。さらに、惑星形成に使われずに残った多量のガスを太陽系から取り除くような機構を見つける必要がある。このモデルは、III章で触れた大質量の星雲が連星系形成に至らないという仮定の立証の他にも、未解決の問題をたくさん含んでいる。

私達を含む多くの研究者(例えば、Safronov(1969);Kusaka et al.(1970); Weidenschilling(1977b); Wetherill(1980b);Hayashi(1981a,b)を見よ)によって進められてきた小質量太陽系星雲の話に移ろう。0.01 太陽質量程度の総質量は、現在の惑星系の質量に、太陽の化学組成を再現するのに必要な量の  $H_2$  および  $He$  を加えることにより導出される。ここで私達は、0.01 太陽質量が星雲の最小質量であることを考慮すべきである。なぜなら、惑星形成の様々な段階において、無視できない程の質量が太陽に落ち込むからである。

前に触れたとおり、星雲質量の動径方向の分布は、現在の惑星の質量・軌道から導出される。すでに平衡状態にセットされた原始太陽系星雲の構造は、力学的および熱的な釣り合いにより決定される。平衡状態の星雲は平たい円盤状で、太陽の周りを回転している。その速度はケプラー運動による回転速度よりも僅かに小さい。これは動径方向に僅かなガス圧傾度があることに起因する(図1)。星雲の温度は、太陽放射による加熱と星雲の熱放射による冷却が釣り合い、一定に保たれる。

Cameron の大質量星雲とは対照的に、小質量星雲は自身の重力が小さいため分裂しない。始めに、微粒子は星雲の赤道面に沈み始める(V章で説明)。微粒子の大部分が赤道面に沈殿すると、星雲は太陽の可視光領域での放射に対し透明になり、結果として星雲ガスの温度は主にこの放射によって決定されるようになる。この場合、太陽からの距離  $a$  における温度  $T$  は

$$T = 280 \left( \frac{L}{L_{\odot}} \right)^{1/4} \left( \frac{a}{1\text{AU}} \right)^{-1/2} \quad (3)$$



で与えられる。ここで  $L$  及び  $L_{\odot}$  はそれぞれ当時・現在の太陽輝度である。現時点で私達は T タウリ型星の段階にある原始太陽の方が輝度が高いと考えているが、 $T$  の  $L$  への依存は弱いことを考慮して、今後簡単の為  $L = 1L_{\odot}$  と置く。

Hayashi(1981b) は、上記の透明な段階にある平衡状態の星雲についての円盤モデルを発表した。彼は始めに円盤内の微粒子の面密度  $\sigma_{\text{dust}}$  を現在の惑星質量及び軌道半径から、これらの微粒子が動径方向には最低限の移動しかしないことを仮定して決定した。結果として、彼は以下の結論を得た。つまり、

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{dust}} &= 7.1 \times \left(\frac{a}{1\text{AU}}\right)^{-3/2} [\text{g cm}^{-2}] \text{ for } 0.35\text{AU} < a < 2.7\text{AU} \\ \sigma_{\text{dust}} &= 30 \times \left(\frac{a}{1\text{AU}}\right)^{-3/2} [\text{g cm}^{-2}] \text{ for } 2.7\text{AU} < a < 36\text{AU}\end{aligned}\quad (4)$$

である。ここで係数の違いは、 $T < 170[\text{K}]$  の外側の領域では岩石物質に加えて氷も凝縮出来ることに起因し、(3) 式からそれが  $a > 2.7[\text{AU}]$  の領域に等しいことがわかる。次に彼はガスの面密度分布  $\sigma_{\text{gas}}$  を、現在の太陽の化学組成を再現するという要請の下で求め、それが以下のような単純な形で表現されることを示した。

$$\sigma_{\text{gas}} = 1.7 \times 10^3 \left(\frac{a}{1\text{AU}}\right)^{-3/2} [\text{g cm}^{-2}] \text{ for } 0.35\text{AU} < a < 36\text{AU}\quad (5)$$

$\sigma_{\text{dust}}$  及び  $\sigma_{\text{gas}}$  の分布は図 2 のようになる。この星雲の総質量は 0.013 太陽質量である。Hayashi(1981b) はさらに、 $z$  方向の平衡状態から、赤道面でのガス密度  $\rho_{\text{gas}}$  および星雲の厚さの半分  $z_0$  を求めた。すなわち、

$$\rho_{\text{gas}} = 1.4 \times 10^{-9} \left(\frac{a}{1\text{AU}}\right)^{-11/4} [\text{g cm}^{-2}]\quad (6)$$

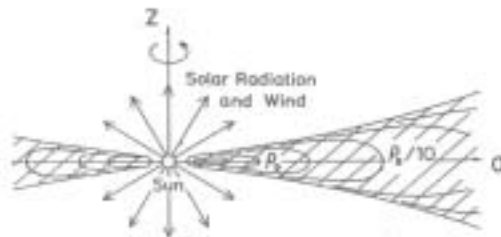


図 1: 太陽と原始太陽系星雲。実線は星雲内の等密度線を示す。

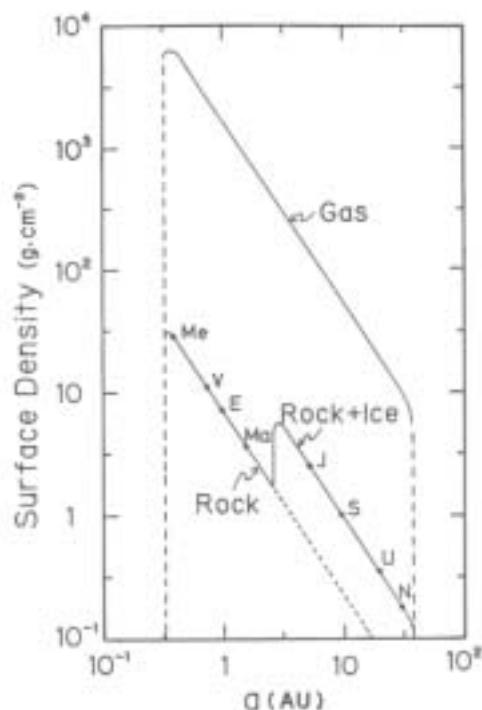


図 2: 太陽からの距離でプロットしたガス及びダストの面密度分布。各惑星の位置は Me, V, E, Ma, J, S, U, N で表される (Hayashi(1981b))。

および

$$z_0 = \left( \frac{2kT}{\mu m_H} \frac{a^3}{GM_\odot} \right)^{1/2} = 0.047 \left( \frac{a}{1\text{AU}} \right)^{5/4} [\text{AU}] \quad (7)$$

である。(3) から (7) 式はもちろん近似式であるが、のちの星雲の進化を議論するのに便利で単純な形をしている。今後、様々な進化の段階で物理量の評価が必要になったときは、これらの式を採用する。

## V 微惑星の形成

平衡状態に至った後の原始太陽系星雲のなかで最初にかかる過程は、星雲内のガスと固体微粒子の分離である。初期の段階では、星雲内に幾らかの乱流が残っているかもしれない。しかし、それを励起する源が無ければ、そのような乱流はすぐに衰えてしまう (ter Haar 1950)。初期の星雲内には、対流も起きるかもしれ

ない (Lin and Papaloizou 1980; Lin 1981)。乱流や対流があるレベルまで衰えた後、固体微粒子は太陽重力の  $z$  成分に従い星雲の赤道面に沈んでいき、同時にそれらは合体により成長する。結果として、とても薄い固体微粒子の層が赤道面の周りに形成され、それが以下に書くように、最終的に無数の微惑星へと分化する。

#### a 固体微粒子の成長と沈降

初めに沈降の過程を考えよう。ガス摩擦はかなり大きいので、微粒子は  $z$  方向に終端速度

$$v_z = \frac{\rho_{\text{mat}}}{\rho_{\text{gas}}} \frac{r}{v_{\text{th}}} \frac{GM_{\odot}}{a^3} z \quad (8)$$

で沈んでいく。ここで、 $\rho_{\text{mat}}$  および  $r$  はそれぞれ微粒子自体の密度および半径であり、 $\rho_{\text{gas}}$  はガス密度、 $v_{\text{th}}$  はガス分子の平均熱運動速度すなわち  $8kT/\pi\mu m_{\text{H}}$  である。例えば  $r = 1[\mu\text{m}]$ 、 $a = 1[\text{AU}]$  に対して、 $v_z$  は  $10^{-2}[\text{cm s}^{-1}]$  程度の大きさとなる。

赤道面へ沈降する間、粒子は互いに衝突し、固着により成長する。粒子による鉛直方向の質量掃過を考え、その終端半径を推定しよう。粒子の成長は掃過方程式

$$\frac{dm}{dz} = -p_s \pi r^2 \rho_{\text{dust}} \quad (9)$$

で記述される。ここで、 $m (= 4\pi\rho_{\text{mat}}r^3/3)$ 、 $p_s$ 、 $\rho_{\text{dust}} (= \sigma_{\text{dust}}/2z_0)$  はそれぞれ固体粒子の質量、固着確率、粒子全体の空間密度を表す。初期半径  $R_0$  が  $1[\mu\text{m}]$  より小さい微粒子が  $z_0$  ((7) 式で与えられる星雲の厚さの半分) の高さから沈み始めた場合を考えよう。 $p_s$  を一定と仮定して、(9) 式を積分することにより、高さ  $z$  に達した粒子の半径  $r$  は

$$r = r_0 + (1 - z/z_0)r_m \quad (10)$$

となる。 $r_m$  は

$$r_m = \frac{p_s \sigma_{\text{dust}}}{8\rho_{\text{mat}}} \quad (11)$$

で、 $\sigma_{\text{dust}}$  は (4) 式で与えられる微粒子の面密度である。 $r_m$  は、 $r_0$  よりもはるかに大きく、それゆえ鉛直掃過で達し得る最大半径を表す (Safronov 1969)。簡単のため、 $p_s = 1$  と置くと、現在の地球・木星・海王星の軌道上での粒子半径はそれぞれ  $4.4 \cdot 3.2 \cdot 0.2[\text{mm}]$  となる。但し、 $\rho_{\text{mat}}$  は地球軌道上で  $2[\text{g cm}^{-3}]$ 、他は  $1[\text{g cm}^{-3}]$  として計算した。

次に、沈降にかかる時間を推定しよう。粒子が成長すると、その沈降速度  $v_z$  は  $r$  に比例して増加する。結果として、他の小さな粒子との衝突回数は益々頻繁になり、成長は加速される。つまり、粒子の成長と沈降は互いに関係しているのである。(9) 式を積分 ( $dt = dz/v_z$ )、(7)(8)(10) 式を用いて、 $z_0$  から  $z$  に達するのにかかる沈降時間  $t_{\text{sed}}$  は

$$t_{\text{sed}} = \frac{4}{\pi^{3/2}} \frac{t_K}{p_s \zeta} \frac{1}{1 + r_0/r_m} \ln \left( \frac{z_0 r}{z r_0} \right) \quad (12)$$

と算出される。ここで、 $t_K (= 2\pi(a^3/GM_\odot)^{1/2})$  は考えている惑星軌道域での Kepler 周期、 $\zeta$  は星雲内に初めから含まれていたの微粒子の質量比 (すなわち、IV 章で記述した私達のモデルでは  $a < 2.7$  で  $1/240$ 、 $a > 2.7$  で  $1/56$ ) である。例として、 $z = z_0/10$ 、 $p_s = 1$ 、 $r_0 = 1[\mu\text{m}]$  と置くと、現在の地球・木星・海王星の軌道上で  $t_{\text{sed}}$  はそれぞれ  $2 \times 10^3 \cdot 4 \times 10^3 \cdot 4 \times 10^4[\text{yr}]$  であることがわかる。

上の  $t_{\text{sed}}$  の値は  $t_K$  よりも  $10^3$  倍程度大きく、ガス密度にも温度にも依らないことに注意すべきである。つまり、沈降時間は実質的に固体粒子の質量比および想定領域での Kepler 周期によって決定される。沈降は平衡に達する前の収縮段階でも起こるかもしれない。そのような段階であっても、(8) 式の終端速度で粒子が沈降する限り、沈降時間は (12) 式で与えられる。この段階での沈降は大した影響を残さない。なぜならば、上で触れたとおり  $t_{\text{sed}}$  は  $t_K$  (すなわち自由落下時間) よりも  $10^3$  倍程大きいからである。

Nakagawa ら (1981) と Widenichilling(1980) は、平衡状態の星雲内での固体粒子の成長と沈降について、固体粒子の時間的・空間的分布を計算することにより、多くのシミュレーションを行なった。これらの研究からは似通った結果が得られ、本質的に上の単純な仮定に合致している。例えば Nakagawa ら (1981) は、地球軌道域において cm サイズの粒子から成る薄い層が出来るのにかかる時間は沈降が始まってからおよそ  $3 \times 10^3[\text{yr}]$  であることを示した (図 3 を見よ)。

上で考えた鉛直方向の速度  $v_z$  に加え、Kepler 速度よりも僅かに遅い角速度で回転する星雲ガスから受ける摩擦により、微粒子は動径方向の速度  $v_r$  も持っている。沈降の初期の段階では  $v_r$  は  $v_z$  に比べ無視できる程度の大きさであるが、微粒子が赤道面に近付いた段階、すなわち  $z$  が  $0.1z_0$  よりも小さくなったとき、 $v_z$  よりも大きくなる。この場合、粒子は動径方向の質量掃過により (11) 式で与えられる最大半径  $r_m$  を越えて大きくなる。Nakagawa ら (1985) は、この効果を考慮したうえで付着確率が 1 である場合の粒子の半径が地球・木星・海王星軌道域でそれぞれ  $18 \cdot 5 \cdot 0.5[\text{cm}]$  に達し得ることを明らかにした。これらの最大半径については未だ

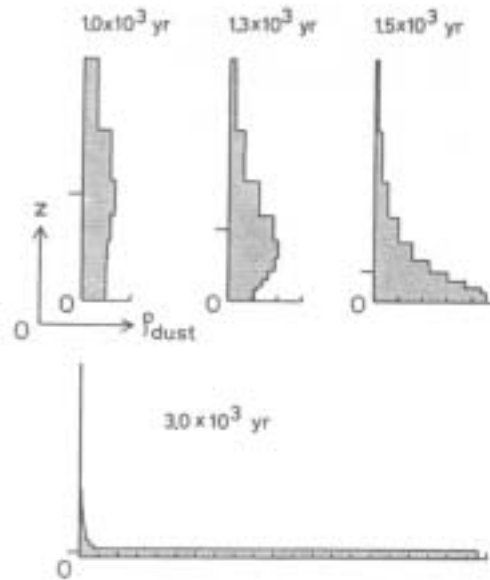


図 3: 地球軌道域における、塵粒子沈殿の密度分布。横軸：初期値を 1 とした密度  $\rho_{\text{dust}}(z)$ 。縦軸： $z$  軸。

に問題が残っている。例えば、Weidenschilling(1980) は上のような大きな物体の付着確率は 1 よりずっと小さく、そのため粒子の半径は地球軌道域で 1[cm] より大きくなならないであろうと指摘している。

#### b 粒子層の重力分裂

沈降が進むと、粒子層は徐々に薄くなり、密度はかなり増加する。密度が Roche 密度  $3.5M_{\odot}/a^3$  (Jeans(1929)) を越えると、粒子層は重力的に不安定になり、分裂することが予想される。例えば 1[AU] の地点では、層の厚さが星雲の厚さの約  $1/10^5$  になった時点で Roche 密度に達する。Safronov(1969)、Hayashi(1972)、Goldreich and Ward(1973) はそのような薄い粒子層の重力不安定について研究し、同じ結論に達した。すなわち、粒子層の重力分裂の結果として、おびただしい数の微惑星が生まれるのである。

次に、重力不安定による微惑星形成について考える。Kepler 角速度  $\Omega_K [= (GM_{\odot}/a^3)^{1/2}]$

で回転する薄層の場合、 $e^{i(\omega t + kr)}$  の形をした円環型摂動の分散関係は

$$\omega^2 = \Omega_K^2 - 2\pi G\sigma k + c_s^2 k^2 \quad (13)$$

で与えられる (Toomre(1964); Goldreich and Lynden-Bell(1965a,b))。ここで  $\sigma$  は粒子層の面密度、 $c_s$  は音速である。もし  $\omega^2 < 0$  ならば摂動に対して不安定、 $\omega^2 > 0$  ならば安定である。 $\omega^2$  が  $k$  についての2次式で表されることから、不安定となるのは音速  $c_s$  が臨界値  $c_s^* = \pi G\sigma/\Omega_K$  よりも小さいとき、あるいは同じことであるが面密度  $\sigma$  が臨界値  $\sigma^* = \Omega_K c_s/\pi G$  よりも大きいときである。この基準を私達の考えているガスを含んだ原始太陽系星雲に当てはめると、(5)式の面密度  $\sigma_{\text{gas}}$  が  $\sigma^*$  よりも小さいことから、常に安定であることがわかる。それゆえ、私達の小質量星雲はガスの断片に決して分裂しない。他方、Cameron モデルの星雲は  $\sigma > \sigma^*$  であるため不安定であることがわかる (Cameron and Pine(1973); Cameron(1978a))。星雲は多数の原始ガス惑星に分裂するか、比較的少数の大型天体、すなわち  $2 \cdot 3$  の恒星になるだろう。

次に、上の分散関係を粒子層に適用する。この場合、粒子層はガス分子も含んでいることに注目する。ガス分子は、その圧力は無視できないが、質量密度は無視出来る。一般に、そのような媒体中の音速は  $c_s^2 = \gamma(p_{\text{gas}} + p_{\text{dust}})/(\rho_{\text{gas}} + \rho_{\text{dust}})$  で与えられる。ここで  $\gamma$  は比熱比でその値は1のオーダーである。また、 $p_{\text{gas}}$ 、 $\rho_{\text{gas}}$ 、 $p_{\text{dust}}$ 、 $\rho_{\text{dust}}$  はそれぞれ粒子層のガス成分・固体成分の圧力及び密度である。粒子の沈降が進むと、音速  $c_s$  は小さくなり、近似的に  $c_s \simeq \gamma p_{\text{gas}}/\rho_{\text{dust}}$  を得る。 $p_{\text{gas}}$  は  $\rho_{\text{dust}}$  が沈降に伴って増加する間一定である。 $c_s$  が  $c_s^*$  より小さくなると  $\omega^2$  は、波数の臨界値  $k^* = \Omega_K^2/\pi G\sigma$  に近い波に対し負になる (図4を見よ)。従って、粒子層は多数のリングに分裂し、さらにそれらのリングはたくさんの部分に分裂する。これが微惑星形成のメカニズムである。上の  $k^*$  の表式を用いて、微惑星の平均質量を推算することが出来る。すなわち、

$$m = \pi \sigma_{\text{dust}} \left( \frac{2\pi}{k^*} \right)^2 = (2\pi)^2 \left( \frac{\sigma_{\text{dust}} \pi a^2}{M_\odot} \right)^3 M_\odot \quad (14)$$

で、地球・木星・海王星軌道域においてそれぞれ  $1.2 \times 10^{18} \cdot 1.1 \times 10^{21} \cdot 1.6 \times 10^{22}$  [g] となる。(14)式は平均質量のオーダーを与えているだけであることに注意せよ。収縮しているリングの分裂については研究が十分に進んでいないからである。

$c_s = c_s^*$  という条件により、不安定な状態へ移るとき、粒子層の厚さ (の半分) は 1[AU] の地点で僅か 1[m] 程度となる。このときの密度  $\rho_{\text{dust}}$  は 1[AU] で  $0.1 \text{ [g cm}^{-3}]$

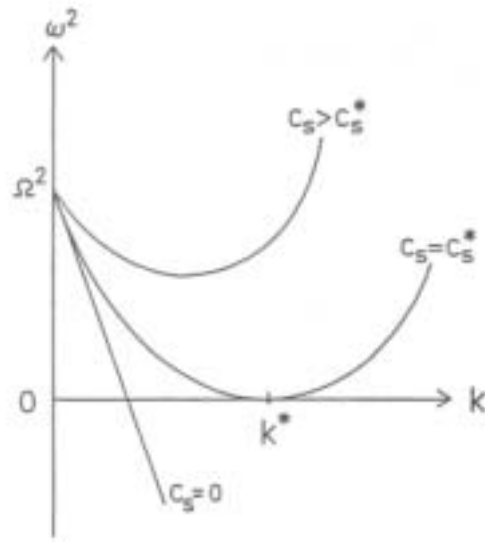


図 4: 薄い回転円盤に対する分散関係。音速  $c_s$  が臨界値  $c_s^*$  を下回ったとき、臨界波数  $k^*$  に近い波数で不安定が起きる。

となり、Roche 密度の値  $2 \times 10^{-6} [\text{g cm}^{-3}]$  よりもはるかに大きい。これらの極端な値は、ある部分では粒子層を単一成分からなる流体として扱ったことに起因し、またある部分では粒子層の境界に近い部分に働く外部の圧力を無視したことに起因する。実際、Hayashi(1977) はガスと固体粒子の 2 成分から成る流体の重力不安定性について研究し、それらの摩擦の相互作用を考慮に入れ、その密度が Roche 密度を僅かに越えた時点で不安定な状態に移ることを示した。Coradini ら (1981) も 2 成分流体の理論に基づき類似の結果を得、さらに各部分の収縮はガス摩擦力に支配されるであろうことを示した。近年、Sekiya(1983) はこの問題をより詳しく研究し、外部圧力と  $z$  方向の摂動を十分に考慮に入れた分散関係を引き出した。これによると、1 成分の理論よりも不安定は早く起こり、微惑星の成長も速い。しかし、形成される微惑星の質量は (14) 式の値よりも僅かに小さい。この不安定性に関する再検討の結果をまとめると、粒子層の分裂はその密度が Roche 密度をいくらか上回ったときに始まり、形成される微惑星の平均質量はやはり (14) 式で与えられる。

最後に、Goldreich and Ward(1973) 及び Weidenschilling(1980) が指摘したよう

に、星雲ガスと粒子層の速度の違いによりその両面に形成される境界域には幾らか乱流が残っているかもしれない。そのような乱流は粒子をまいあげ、層が薄くなるのを妨害する可能性がある。Weidenschilling(1980) は、粒子が1[AU]の地点で1[cm]の大きさに成長した場合(より外側の地点では徐々に小さくなる)、粒子は乱流に影響されないことを示した。上で見たとおり、粒子層中の粒子はそのようなサイズに成長していると考えられる。よって、そのような乱流が粒子層の重力不安定を禁じることはないと考えられるのである。

## VI 地球型惑星・木星型惑星のコアの形成

粒子層の分裂により形成された(V章bで記述)微惑星は、相互の衝突を通して集積して行き、最終的には地球型惑星や木星型惑星のコアを形成するほどに成長する。微惑星の集積については、数多くの研究者が取り組んできた。そのほとんどはガスの存在しない状態での集積についてであり、ガス星雲は集積の非常に初期の段階で容易に散逸し得るということを暗黙に仮定している(例えば、Safronov(1969); R.Greenbergら(1978a); Wetherill(1980a,b)を見よ)。一方の私達は、以下に書く通り、原始太陽系星雲のガス成分は集積段階、少なくとも木星・土星の形成段階までは存在していたという立場から理論を発展させた(ガスの消失までの時間はVII章cで見積もられる)。この章ではまず、合体断面積と微惑星間の相対速度について考える。次に、これらの量を用いてある単純な場合における成長時間を推定する。それから、私達の詳細かつ膨大な惑星成長に関する研究を提示する。最後に、大質量天体が形成されるとその重力が周りのガスを引き付けるため成長が加速し、それゆえガス摩擦が大幅に増加することを示す。

### a 衝突断面積

孤立した天体、すなわち太陽重力が無い場合に対する重力的な衝突断面積は、

$$\sigma_{\text{col}} = \pi(r + r')^2(1 + 2\theta) \quad (15)$$

$$\theta = G(m + m')/v^2(r + r') \quad (16)$$

で与えられる。ここで、 $r$ 、 $r'$ 、 $m$ 、 $m'$ はそれぞれ衝突する二つの微惑星の半径と質量、 $v$ は相対速度を表す。 $\theta$ はSafronovパラメータ(Wetherill(1980b)が名付けた)で、重力による接近に伴う断面積の増加を表している。しかし、(15)式が太陽の



周りを回転している微惑星についての良い近似になっているかは、高速度での接近すなわち  $\theta < 1$  の場合を除いては、明らかではない。

Nishida(1983) は、平面上で限定された三体問題の枠組のなかで多数の軌道について直接計算することにより、太陽重力場中で起こる衝突率を求めた。彼の結果によれば、低速度での接近では衝突率  $\sigma_{\text{colV}}$  は自由空間のそれよりもおよそ2倍ほど大きくなる。平面上以外での衝突についてはまだ計算が行なわれておらず、一般的な場合にどれだけ断面積が増加するかは現在のところよくわかっていない。しかし、概して断面積は大きくなる傾向がある、ということ念頭に置いておくべきである。

一方、接近時の潮汐効果も無視できないことが明らかになった。Nakazawa and Hayashi(1985) は二体問題の数値実験において潮汐破壊による衝突断面積のかなり増加を発見した。単純の為にガスのない状況下を仮定し、N個の重力物体で構成される微惑星 (N=560) と半径  $R_p$  の惑星との接近遭遇をシミュレーションした。彼らの結果に従うと、最接近時の距離が岩石質の微惑星の場合 (密度  $\rho_{\text{mat}} = 3.34[\text{g cm}^{-3}]$ ) は  $1.8R_p$  以下のとき、氷微惑星の場合 (密度  $\rho_{\text{mat}} = 1.67[\text{g cm}^{-3}]$ ) は  $2.8R_p$  以下のときにほぼ完全に破壊される。さらに、破片の多くは惑星の Hill 圏から脱出できず、惑星周囲の境界軌道に捕獲されることになる (図5を見よ)。ここで、星雲内のガス成分の存在を思い出そう。惑星の周りを回転している間に、ガス摩擦の影響で破片はすぐに惑星へ落下してしまうだろう。これは衝突と等価であり、私達は再接近時の距離が  $f(r + r')$  以下のときに衝突が起こるということを考慮に入れねばならない (星雲の内側の領域・外側の領域でそれぞれ  $f = 1.8 \cdot 2.8$  である)。従って、(15) 式を

$$\sigma_{\text{col}} = \pi(r + r')^2 f^2 (1 + 2\theta/f) \quad (17)$$

と書き直す。従って、衝突断面積  $\sigma_{\text{col}}$  は  $2\theta/f < 1$  の場合には  $f^2$  の効果で大きくなる。今後、衝突断面積として (17) 式を採用することにするが、自由空間での近似を用いたことによる不確定性が残っていることに留意すべきである。

## b ランダム速度

ここでは、太陽の周りを回転する微惑星間の相対速度の大きさを考えよう。微惑星同士の接近による重力散乱の結果、それらのランダムな運動は促進される。ランダムな運動とは、同じ短軸を持ち離心率・傾角が0のケプラー運動からのずれ

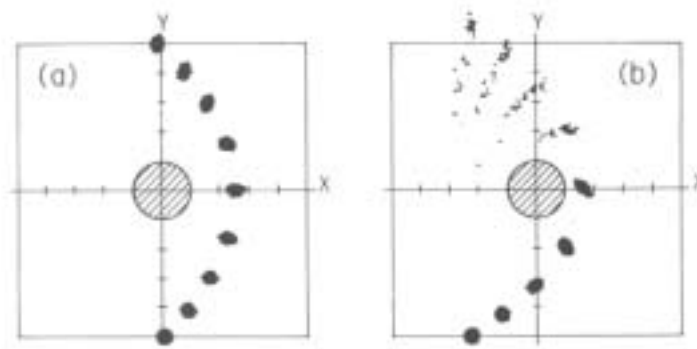


図 5: 惑星に極めて接近した微惑星の潮汐破壊。(a): 再接近距離が  $> fR_P$  ( $f$  は本文中の係数、 $R_P$  は惑星半径) の場合、微惑星は変形を受けるが破壊はされない。(b): 再接近距離が  $< fR_P$  の場合、微惑星は破壊され、その破片の大部分は惑星に捕獲される。

である。一方、ランダム速度が非常に大きい場合には、星雲ガスの摩擦によりランダムな運動は抑制される。結果として、微惑星は上記の促進と抑制のバランスによって決定される平衡ランダム速度をもつことになる。微惑星間の相対速度は、ランダム速度と同程度のオーダーである。

まず始めに、散乱によるランダムな運動の促進について考える。自由空間中での重力散乱の場合、散乱促進の特徴的時間  $t_{\text{exc}}$  は Chandrasekhar の緩和時間 (Chandrasekhar(1942)) として与えられる。即ち、

$$t_{\text{exc}} = \frac{1}{n\sigma_{\text{exc}}v} \quad (18)$$

$$\sigma_{\text{exc}} = \pi \left( \frac{2Gm}{v^2} \right)^2 \ln\Lambda \quad (19)$$

$$\Lambda = \left( \frac{v^2}{2Gmn} \right)^{1/3} \quad (20)$$

である。ここで  $n$  は微惑星の数密度、 $v$  は平衡ランダム速度、また単純のため微惑星の質量は全て  $m$  と仮定した。(20) 式は、 $\Lambda$  が平均距離  $n^{-3}$  の  $90^\circ$  散乱の衝突パラメータ  $2Gm/v^2$  に対する比であることを示している。(19) 式から散乱断面積は  $90^\circ$  散乱の衝突断面積よりも  $\ln\Lambda$  倍大きくなる。(18) 式はやはり自由空間での二体散乱の仮定から導かれたものであることを記しておく。この近似が太陽の周り

を公転する微惑星に対し良い近似になっているかは未だ不明であるが、以後この式を採用する。

つぎに、ランダムな運動を減衰させるガス摩擦効果について考える。微惑星に働くガス摩擦力  $F_D$  は次のように表される。

$$F_D = 1/2 C_D \pi r^2 \rho_{\text{gas}} (\Delta u)^2 \quad (21)$$

ここで  $C_D$  はレイノルズ数  $Re$  およびマッハ数  $M$  に依存する無次元摩擦係数、 $\Delta u$  は微惑星と星雲ガスの相対速度である。Adachi ら (1976) 及び Weidenschilling (1977a) によれば、質量が  $10^{18}$  [g] より大きく、その重力が周りのガスに与える影響を無視できるような微惑星に対する  $C_D$  の値は  $0.5 \sim 1.5$  となるため、ここでは簡単のため  $C_D = 1$  と置く (この重力の影響については VI 章 e を見よ)。今、ランダムな運動の散逸時間  $t_{\text{dis}}$  は

$$t_{\text{dis}} = \frac{mv}{F_D} = \frac{2m}{\pi r^2 \rho_{\text{gas}} v} \quad (22)$$

で与えられる。但し、簡単のため  $v$  としてある。

$t_{\text{exc}} = t_{\text{dis}}$  と置くことで、平衡ランダム速度  $v$  とそれに対応する離心率  $e$  及び軌道傾斜角  $i$  が

$$\frac{v}{v_K} = e = \sqrt{2}i = \left[ \left( \frac{a\sigma_{\text{dust}}}{r^2 \rho_{\text{gas}}} \right) \ln \Lambda \right]^{1/5} \left( \frac{m}{M_{\odot}} \right)^{2/5} \quad (23)$$

と与えられる。ここで  $a$  は太陽からの距離、 $v_K (= (GM_{\odot}/a)^{1/2})$  は Kepler 速度である (導出には Hayashi ら (1977) 及び Nakagawa (1978) を見よ)。離心率と軌道傾斜角の間には等分配の近似が為されていることを記しておく。私達の考える原始太陽系星雲の  $\sigma_{\text{dust}}$ 、 $\rho_{\text{gas}}$  はそれぞれ (4) 式、(6) 式で与えられる。これらの値を (23) 式に代入することにより、以下の結果が得られる。

地球・木星・海王星の各軌道域での  $e$  の値は、質量  $m$  の関数として図 6 のようにプロットされる。 $e$  の値について図から分かることは、 $m = 10^{18}$  [g] に対し  $10^{-4} \sim 10^{-3}$  のオーダーであること、そして質量が増加すると  $e$  も徐々に増加するということである。このことは以下の事実を反映している。つまり質量が増加するにつれ、ガス摩擦による散逸効果は効かなくなる一方、散乱によるランダム運動の励起はより効果的になる。さらに、 $v$  の値を用いることにより、 $2\theta$  及び  $t_{\text{exc}}$  を算出できる。図 6 では、(17) 式に出てくる衝突断面積の増加率  $2\theta/f$  は増加曲線で表される。 $2\theta/f$  の値は 1 のオーダーであり、重力による衝突断面積の増加は、(23) 式で与

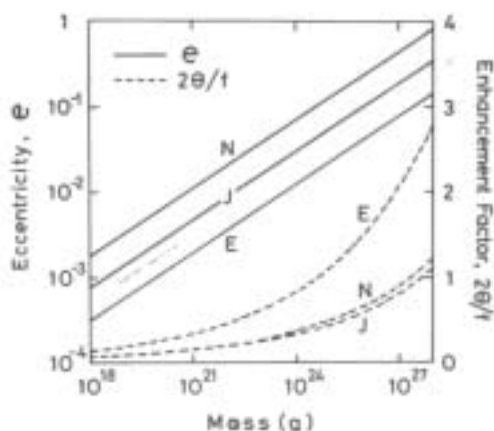


図 6: 等質量近似での離心率  $e$  及び衝突断面積の増加率  $2\theta/f$  を質量でプロットしたもの。地球・木星・海王星の各軌道域は E, J, N で表される。地球軌道域では  $f = 1.8$ 、木星・海王星軌道域では  $f = 2.8$  とした (Nakagawa et al. 1983)。

えられる平衡速度で衝突する限りは大きくなる。促進時間  $t_{\text{exc}} (= t_{\text{dis}} \propto m^{1/15})$  は質量  $m$  に対し非常に弱く依存しており、地球・木星・海王星の各軌道域で  $10^4 \cdot 10^6 \cdot 10^8 [\text{yr}]$  といった値をとる。この促進時間は、VI 章 c~f で記述される惑星の成長時間よりも遥かに小さい。

### c 動径移動の無い場合の成長時間

ここでも VI 章 b と同様に、微惑星は同じ質量をもつものと仮定する。さらに、簡単の為微惑星は動径方向には移動しないことを仮定する。よって、面密度分布は (4) 式で与えられる (上の 2 つの仮定は VI 章 e で取り除かれる)。このとき、微惑星の数密度  $n$  は

$$n = \frac{\sigma_{\text{dust}} \Omega_K}{2mv} \quad (24)$$

で与えられる。ここで  $\Omega_K$  は Kepler 角振動数である。 $v/\Omega_K (\simeq \sqrt{2ai})$  は微惑星層 (すなわち、微惑星が公転している円盤状領域) の厚さの半分を表す。今、(17) 式の衝突断面積  $\sigma_{\text{col}}$  及び (23) 式の相対速度  $v$  を用いて惑星の成長時間  $t_{\text{grow}}$  を見積も

ることが出来る。すなわち、

$$t_{\text{grow}} = \frac{1}{n\sigma_{\text{col}}v} = \frac{\rho_{\text{mat}}r}{3\pi\sigma_{\text{dust}}f^2(1+2\theta/f)} t_K \quad (25)$$

である。ここで  $\rho_{\text{mat}}$  は微惑星自身の密度である。 $\sigma_{\text{dust}}$  に (4) 式を用いれば、最終的に次式を得る。

$$t_{\text{grow}} = \left( \frac{1.5}{0.22} \right) \frac{10^4}{f^2(1+2\theta/f)} \left( \frac{m}{10^{18}\text{g}} \right)^{1/3} \left( \frac{a}{1\text{AU}} \right)^3 [\text{yr}] \quad (26)$$

括弧内の係数  $1.5 \cdot 0.22$  はそれぞれ  $a < 2.7 \cdot a > 2.7[\text{AU}]$  の領域に対応する。

成長時間  $t_{\text{grow}}$  はランダム速度に対し Safronov パラメータを通してのみ依存している。それ故、図 6 に見られるように  $2\theta/f < 1$  の場合、 $ra^3$  に比例する。すなわち、 $t_K$  及び  $t_{\text{grow}}$  が共に  $a^{3/2}$  に比例しているため、太陽からの距離が大きくなるにつれ、 $t_{\text{grow}}$  は  $a^3$  に比例して急速に大きくなる。今、(26) 式から地球の成長時間 ( $m = 1M_{\oplus}$ 、現在の地球質量として) は  $3 \times 10^7[\text{yr}]$ 、木星コアの成長時間 ( $m = 10M_{\oplus}$ ) は  $1 \times 10^9[\text{yr}]$  として得られる。一方、海王星コア ( $m = 10M_{\oplus}$ ) に対しては太陽系の年齢よりもはるかに大きい  $2 \times 10^{11}[\text{yr}]$  が得られる。このような非現実的な数字が示すところは、次節で取り上げるような何か成長を加速する大切な過程を見落としている、ということである。

#### d 動径移動が成長時間に与える影響

上の議論では微惑星の動径方向の移動、すなわち軌道長半径の変化を考えていなかった。実際、重力散乱は微惑星の動径方向への拡散を引き起こす (Nakagawa(1978); Nakagawaら (1983))。さらにガス摩擦の効果により、微惑星は太陽の方へ徐々に近づいていく (Adachiら (1976); Weidenschilling(1977a))。  $\sigma_{\text{dust}}$  が大きな領域からの微惑星の流入は惑星の成長を早めるだろう。まず、動径方向への拡散について考えよう。離心率  $e$  及びランダム速度の促進時間  $t_{\text{exc}}$  を用いれば、拡散係数  $D_r$  は  $D_r = e^2 a^2 / t_{\text{exc}}$  と表される。  $D_r$  のこの表式を用いて、動径方向への拡散の特徴的時間  $t_{\text{dif}}$  を微惑星が距離  $a/10$  だけ拡散するのに要する時間として定義する。すなわち、

$$t_{\text{dif}} = (a/10)^2 / D_r = t_{\text{exc}} / 100e^2 \quad (27)$$

となる。この拡散時間  $t_{\text{dif}}$  は集積初期段階において成長時間  $t_{\text{grow}}$  よりも遥かに大きい。しかし、微惑星の質量と共にランダム速度は大きくなるため、その質量が

$10^{25}$ [g]を上回ると  $t_{\text{dif}}$  は  $t_{\text{grow}}$  よりも小さくなる。したがって、惑星成長における微惑星拡散の効果はもはや無視できず、それ故成長時間も (25) 式では与えられないことになる。事実、Nakagawa ら (1983) は数値シミュレーションを行い、拡散が惑星の成長をかなり早めることを明らかにした (VI 章 e で記述される通り)。

次に、ガス摩擦による微惑星の太陽方向への流入について考える。太陽方向への流速は

$$v_r = - \left( \frac{C_D \pi r^2}{m} \right) \rho_{\text{gas}} a (e + i + \eta) \eta v_K \quad (28)$$

と表される。ここで  $\eta$  はガス圧勾配の太陽重力に対する比の 1/2、つまり

$$\eta = -\frac{1}{2} \left( \frac{d\rho_{\text{gas}}}{da} \right) / \left( \frac{GM_{\odot} \rho_{\text{gas}}}{a^2} \right) = 1.8 \times 10^{-3} \left( \frac{a}{1\text{AU}} \right)^{1/2} \quad (29)$$

である (Adachi ら (1976); Weidenschilling (1977a))。内側領域への流入の特徴的時間  $t_{\text{flow}}$  は、微惑星が距離  $a/10$  だけ太陽に近づくのに要する時間として与えられ、

$$t_{\text{flow}} = \frac{a/10}{|v_r|} = \frac{t_{\text{dis}}}{10\eta} (1 + \eta/e) \quad (30)$$

となる。流速  $v_r$  は非常に小さく、そのため流入時間  $t_{\text{flow}}$  は成長時間  $t_{\text{grow}}$  よりも大きい。だから、ガス摩擦による微惑星の内側への流入の効果は惑星の成長にとって本質的なものではないことが予想される。

動径移動の効果に加え、より正確な成長時間の推定のためには微惑星のサイズ分布をも考慮に入れなければならない。なぜならば、動径移動は異なる質量を持つ微惑星の混合を引き起こすからである。このような理由で、以下に書くような数値シミュレーションが必要になるのである。

#### e 集積過程の数値シミュレーション

集積過程の研究には二つの異なるアプローチが存在する。一つは軌道を直接計算して N 体問題を解く方法、もう一つは分布関数を用いた統計的手法で計算する方法である。前者は一般に、全微惑星の軌道を直接計算出来るならば、散乱や衝突断面積について全く知識を必要としない点で優れている。しかし、天体数 N が非常に大きい場合、実際上の問題が出てくる。初期段階の微惑星の数は  $10^{12}$  のオーダーである。それゆえ、少なくとも惑星成長初期の段階については、分布関数を用いた後者の方法がより優れている。

Nakagawa ら (1983) は微惑星分布に対する成長方程式を  $m, a$  の関数として導いた。この方程式は VI 章 d で触れた衝突・内側への流入・外側への拡散を表現する項を含んでいる。方程式全体は非常に複雑なので、ここでは大まかに書くに留める。

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma(m, a) = (\text{inward flow}) + (\text{diffusion}) + (\text{coalescence}) \quad (31)$$

ここで  $\sigma(m, a) dm$  は、太陽からの距離  $a$  において質量  $m \sim m + dm$  の質量を持つ微惑星の面密度を表している。(31) 式において、拡散項は角運動量が厳密に保存されるような形をしている。潮汐破壊の効果も、VI 章 a で触れた  $f$  を通して衝突項に含まれている。しかし、衝突による分裂を表す項は (31) 式中には含まれていない。これは次のような理由による。ガス摩擦の効果を思いだそう。もし衝突による分裂が起こったとしても、その破片はガス摩擦によって容易に減速され、重力により再び合体するかもしれない。Fujiwara and Tsukamoto(1980) は大衝突破壊のときに生成される破片の運動を実験的に研究し、衝突地点から排出される非常に細かい破片を除けば、ほとんどの破片は相対的に小さな速度 ( $\leq 10^2 [\text{m s}^{-1}]$ ) しか持たないことを示した。これらの結果から、ガスに富んだ星雲内では衝突による分裂は集積過程に大きな影響を与えないことが予想できる。

Nakagawa ら (1983) は 4 つ代表的惑星域 (すなわち地球・木星・土星・海王星) について (31) 式を数値的に積分し、質量  $1 \times 10^{27} [\text{g}]$  の原始地球・木星・土星・海王星はそれぞれ  $5 \times 10^6 \cdot 1 \times 10^7 \cdot 1.6 \times 10^8 \cdot 4.6 \times 10^9 [\text{yr}]$  という年代に形成されることを示した (表 II)。彼らはさらに、最も大きな微惑星の質量が約  $10^{25} [\text{g}]$  に達した時

表 2: 惑星の成長時間 (yr)

Mass	Planet		
	Earth	Jupiter	Saturn
$1 \times 10^{27} \text{ g}^a$	$5 \times 10^6$	$1 \times 10^7$	$2 \times 10^8$
Present mass or critical core mass <sup>b</sup>	$1 \times 10^7$	$4 \times 10^7$	$6 \times 10^8$

<sup>a</sup>Growth times for this mass are the results of numerical simulation by Nakagawa et al. (1983).

<sup>b</sup>The critical core mass is assumed to be  $10 M_{\oplus}$ . These values of growth time, obtained from the scaling law, i.e., Eq. (26), are further reduced by a factor 2 or 3 owing to the gas drag effect found by Takeda et al. (1985).

点で、外側への拡散が集積を効果的に加速させることを発見した。言い替えば、太陽に近い領域にある微惑星は (26) 式に見られる通りより早く成長し、結果として大きな微惑星 (これは大きな可動性を持つ) は外側の領域へ拡散していく ; すな

わち、惑星の成長は始めはゆっくり進む。実際、計算された成長時間は(26)式から得られた値よりかなり小さいが(図7を見よ)、促進因子  $2\theta/f$  は1のオーダーのままである。得られる質量分布の形は図8のようになる。 $m\sigma(m, a)$  を  $m$  の関数としてプロットしてある。

Nakagawa ら (1983) は、大部分の微惑星の質量が  $1 \times 10^{27}$  [g] に達した時点で計算を終了した。というのは、この後の段階では、分布関数  $\sigma(m, a)$  を用いた扱いは無意味になるからである。すなわち、どの計算領域にも極少数の大質量天体しか存在しなくなる。彼らは地球の最終的な成長時間を、スケーリング則および(26)式から得られる  $t_{\text{grow}} (\propto m^{1/3} a^3)$  を用いた推定により  $1 \times 10^7$  [yr] と算出した。この成長時間は、潮汐破壊による衝突・動径拡散を考慮していない Safronov (1969) や Wetherill (1980a, b) の値の1/10程である。質量  $1 \times 10^{27}$  [g] の原始木星・土星はさらに、周囲のガスが重力不安定状態になる前に約  $10M_{\oplus}$  まで成長しなければならない。そうすることで、ガスは惑星に引き付けられるようになる (VII章で記述される)。上記のスケーリング則を用いると、原始木星・土星が  $10M_{\oplus}$  まで成長するのにかかる時間はそれぞれ  $4 \times 10^7 \cdot 6 \times 10^8$  [yr] と算出できる。

上記の結果は、海王星の領域では太陽系年齢と同じ時間を経てなお、ほとんどの

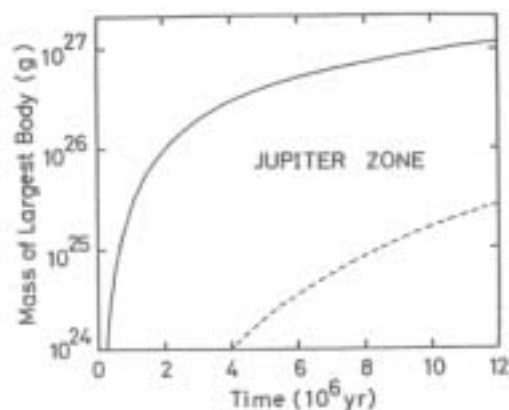


図 7: 木星軌道域で成長する、最も大きな微惑星の質量 (実線)。比較のため、動径方向に移動がない場合の成長時間 ((26) 式で与えられる) を破線で示す (Nakagawa et al. 1983)。



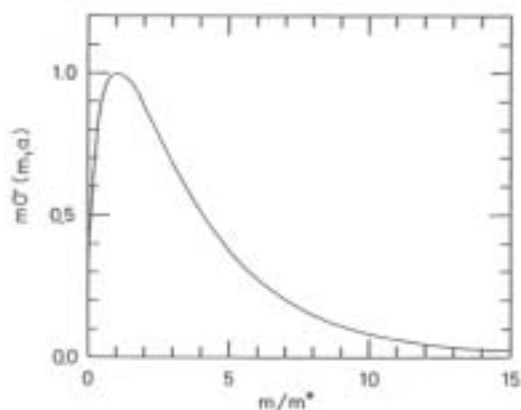


図 8:  $m/m_*$  について描いた、 $m\sigma(m, a)$  の典型的な形。 $m_*$  は曲線がピークとなる質量。

微惑星が  $1 \times 10^{27}$  [g] までしか成長しないことを示している。VI 章 f で再度指摘するが、このことは上記の議論がまだ不完全であることを意味する。ここでは成長時間の平均値を、無数の相互作用物体に対する統計的手法を用いて計算した。しかし、惑星成長が確率過程 (変動が平均値よりも大きい、例えば二体散乱の問題において稀な大散乱の影響が連続的な小散乱よりも顕著であるような場合) ならば、ここでの議論は破綻してしまう。

#### f 成長の加速：大質量天体に対するガス摩擦の効果

(25) 式からわかるとおり、固体集積は面密度  $\sigma_{\text{dust}}$  が大きくなるか Safronov パラメータ  $\theta$  が大きくなるかすれば加速される。しかし、面密度を大幅に増やすことは許されない。というのは、惑星形成後に使われないまま残された多量の物質を太陽系から取り除くことは難しいからである。よって、この節では後者の可能性について考えることにする。

より大きな  $\theta$  の値を得るためには、より小さな衝突速度が必要である。Nakagawa ら (1983) は数値計算の中で、重力の無視できる天体に対するガス抵抗則に基づくランダム平衡速度を用いた。再びガス抵抗則について考えよう。 $10^{26}$  [g] よりも大きい原始惑星は周囲の星雲ガスを引き付け、自身の大気を形成する (VII 章 a を見よ)。そのような大天体に働くガス摩擦は、重力を無視出来る天体に対するガス抵

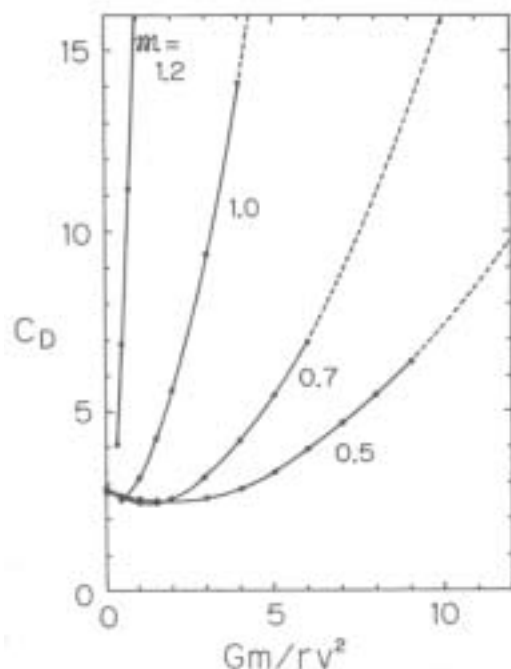


図 9:  $Gm/rv^2$  及びマッハ数  $M$  の関数としての無次元摩擦係数  $C_D$ 。比熱比、Reynolds 数はそれぞれ 1.4、20 である。実線及び破線はそれぞれ数値計算の結果と理論的に推定された値を示している (Takeda et al. 1985)。 $M$  が大きい場合、 $C_D$  は  $Gm/rv^2$  の増加とともに急増する。 $Gm/rv^2$  の 0 付近で  $C_D$  が減少しているのは、よどみ点付近のガス密度が他の領域よりも高く、重力により流れと反対向きに引かれるからである。一方、 $Gm/rv^2$  が大きい場合は、後部領域のガス密度がずっと高くなり、重力が流れの方向に働き、ガス摩擦を強める。

抗則から予想される値よりもずっと大きいだろう。近年 Takeda ら (1985) は、球形重力物体の周りのガス定常流について数値計算し、超音速流あるいは亜音速流に対し  $\theta \gg 1$  の範囲で、(21) 式で定義される摩擦係数  $C_D$  が 1 よりもかなり大きくなることを見出した。彼らの得た結果の一部は図 9 に見られる。 $C_D$  は Mach 数  $M$  及びパラメータ  $Gm/rv^2$  の関数としてプロットされており、 $v$  は無限遠での流速すなわち (21) 式で出てきた相対速度  $\Delta u$  に他ならない。パラメータ  $Gm/rv^2$  は Safronov パラメータにほぼ等しい値を取ることに留意したい。 $Gm/rv^2$  及び Mach 数の増加と共にガス摩擦係数  $C_D$  が急速に増加することが見てとれる。これらの結果から、Takeda らは表 II で与えられている惑星成長時間は少なくとも 1/2 から

1/3 に減ると見積もった。

上記の成長時間の短縮を、海王星軌道域の集積過程に期待することは出来ない。なぜならば、VII 章 d で記述される通り、海王星 (天王星も同様) は星雲ガスがすでに消失した後の段階で主に成長したと考えられているからである。それゆえ、原始天王星・海王星のランダム運動の減衰については、いわゆる力学摩擦及び様々な非弾性過程 (例えば衝突、破壊、潮汐作用) をガス摩擦の代わりに考えねばならない。

## VII 木星型惑星の形成と星雲ガスの散逸

前章では、地球型惑星が星雲ガス存在下での微惑星集積により成長する様子を見てきた。 $10^{26}$ [g] を超えて成長している原始惑星は自身の重力によりガスを引き付け、その周りは相対的に濃いガスで囲まれている。今後、このガスを原始大気と呼ぶことにする。原始惑星の成長と共に原始大気の質量は増大し、特に大きな質量を持つ原始惑星の場合、惑星自身の質量と同程度かそれ以上まで増加する (原始大気の熱的效果については VIII 章 a で記述される)。この場合、大気の自己重力は無視出来なくなり、重力的不安定を起こし原始惑星の表面へと潰れていくことが予想される。

上記の原始大気の安定性については、大気全域を対流性の大気とする仮定の下で Perri and Cameron(1974) が初めて研究を行なった。Mizuno et al(1987) は同じ問題を異なる境界条件 (この条件は京都モデルの原始太陽系星雲に符合する) で、大気が外側の等温域と内側の断熱域から構成されるとするより改良された仮定の下で研究した。さらに、Mizuno(1980) は熱輸送の効果を十分考慮に入れた大気構造を計算した。この章では、始めに原始大気の不安定について、それから続いて起こるガス捕捉過程 (現在の木星型惑星形成を導く) について記述する。最後に、ガス星雲の消失について議論し、外側の惑星の質量が比較的小さい理由を説明する。

### a 原始大気の安定性

太陽組成の原始大気存在及び惑星形成におけるその重要性は Hayashi et al(1979) によって初めて指摘された。彼らは大気が球対称で静水圧平衡の状態にあることを仮定した。一般に、大気は外側の放射域と内側の対流域で構成される。これらの領域を通じて外側へのエネルギー流量  $L$  は一定と仮定し、これは微惑星降着の

重力エネルギー解放率に等しい。すなわち

$$L = GM_p \dot{M}_p / R_p \quad (32)$$

で、 $M_p$ 及び $R_p$ はそれぞれ原始惑星の質量・半径、 $\dot{M}_p$ は惑星質量の成長率である。ガスの不透明度 $\kappa$ は大気の温度分布を決定するのに重要で、ガス分子・微粒子からの寄与 $\kappa_{\text{mol}} \cdot \kappa_{\text{dust}}$ の和 $\kappa_{\text{mol}} + \kappa_{\text{dust}}$ で与えられる。 $\kappa_{\text{mol}}$ の値はMizuno(1980)によって詳細に計算されているが、 $\kappa_{\text{dust}}$ は今のところパラメータと見なされている。なぜならば、その値は大気中に存在する微粒子のサイズと数密度に依存し、現在そのどちらもよくわかっていないからである。

例として、原始木星のケースについて考えることにする。この場合、VI章で得られた結果に従って $\dot{M}_p = 10M_{\oplus}/(10^7[\text{yr}])$ と置くことが出来る。そして静水圧平衡の式と熱輸送の式を積分することにより、 $M_p, R_p, \kappa_{\text{dust}}$ の値が与えられれば大気の構造を計算できる。図10はMizuno(1980)により得られた、 $\kappa_{\text{dust}} = 1[\text{cm}^2 \text{g}^{-1}]$ に対する $M_{\text{total}} - M_p$ の関係( $M_{\text{total}}$ は惑星と大気の質量の和)である。 $M_p$ が小さい時にはHill圏に引き寄せられる質量はとても小さく、それゆえ $M_p \simeq M_{\text{total}}$ と出来る。もう一つの極端な場合、 $M_{\text{total}} \gg M_p$ の時には、コアのない純粋なガス惑星が得られる。注目すべき結果の一つは、原始惑星の質量がある臨界値 $M_p^*$ よりも大きい場合は平衡大気が存在出来ない、ということである。これはJeans'不安定に似たある種の重力不安定によるものである。

臨界値 $M_p^*$ は $\kappa_{\text{dust}}$ の値に依存する。図11に見られる通り、 $M_p^*$ は $\kappa_{\text{dust}}$ と共に単調に増加するが、これは簡単に理解できる。もし不透明度が大きければ、大気中に急な温度勾配が存在し、結果として重力に対し大気を支えられるほどの急な圧力勾配が生まれる。 $\kappa_{\text{dust}} \gg 1[\text{cm}^2 \text{g}^{-1}]$ に限定された場合では、 $M_p^*$ は $70M_{\oplus}$ にもなる。この質量はPerri and Cameron(1974)により得られた値に基づく。 $\kappa_{\text{dust}}$ の最適値は $1[\text{cm}^2 \text{g}^{-1}]$ のオーダーである(Mizuno(1980); Mizuno and Wetherill(1984))。さらに、 $\kappa_{\text{dust}}$ が星雲中でほとんど変化しない場合、 $M_p^*$ は太陽からの距離とはほぼ独立であることがわかった。このようにして、 $M_p^*$ に対し一般的な値 $10M_{\oplus}$ を与えることが出来る。[降着する質量の大部分は、小惑星帯より外側の氷天体であると考えられる。氷は惑星に降着したあとに気化し、大気最下層の対流圏で混合されていると推定できる。しかしこの場合でも、臨界質量 $M_p^*$ の値は $M_p$ を金属・岩石および氷成分の和と見なした時のそれと比べあまり変わらない。]

上記の結果は巨大惑星の形成にとって重要である。例えば、原始惑星が臨界質量 $M_p^*$ を超えて成長した時には、周りの大気は静水圧平衡を保つことが出来ずに

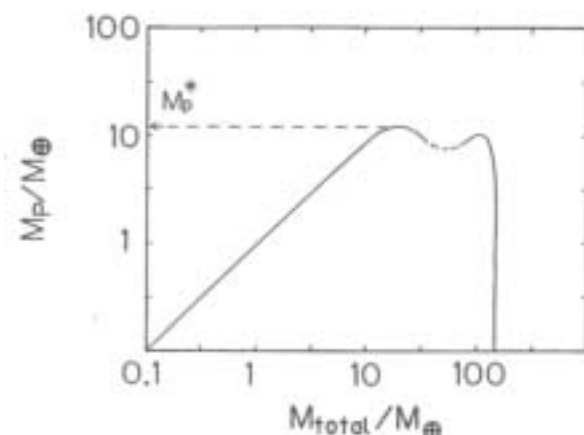


図 10: 原始惑星質量  $M_P$  と惑星総質量  $M_{\text{total}}$ 。パラメータは以下のように決めた:  $a = 5.2$  AU (すなわち木星軌道域)、 $\dot{M}_P = 10M_{\oplus}/10^7$  yr 及び  $\kappa_{\text{dust}} = 1$  cm<sup>2</sup> g<sup>-1</sup>。破線は不安定大気モデルを表し、 $M_p^*$  は不安定を引き起こす臨界質量を示す (Mizuno 1980)。

惑星表面へ引き付けられ、密な原始巨大惑星を形成する。一つ注意すべきことは、この原始惑星の総質量  $M_{\text{total}}$  はおよそ  $M_p^*$ 、すなわち  $20M_{\oplus}$  程度である。この質量は現在の木星・土星に比べてとても小さい。従って、木星や土星が形成されるまでの間、より外側の星雲ガスは原始巨大惑星へ降着し続ける必要がある。

## b 星雲ガスの捕捉

原始巨大惑星が形成されたとき、その Hill 圏はほとんど空になる。結果として、Hill 圏の外側の星雲ガスがそこへ流れ込む。いつ、どのように、ガスは Hill 圏へ流入するのだろうか。この問題は最近 Sekiya et al(1984) によって研究されている。彼らはこのガス流入を、いわゆる smooth particle method を用いた 3 次元数値計算で扱った (粒子数は 4000)。彼らは原始木星が離心率を持っていなかったことを仮定した。そのため流入したガスが惑星表面に達した時、ガスは即座に惑星表面に降着する。彼らの結果の例として、図 12 は原始木星の質量が現在の  $1/10$  となったときの粒子の流線を示している。この図からわかる通り、太陽を囲む幅約  $4r_H$  ( $r_H$  は (33) 式で与えられる Hill 圏の半径) のリング状ベルト内に存在していた星

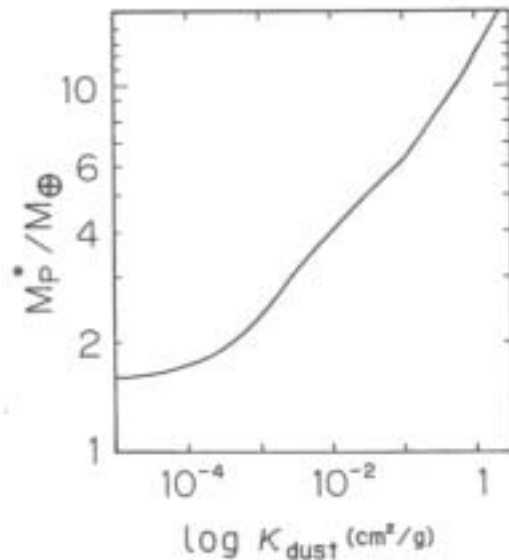


図 11:  $\kappa_{\text{dust}}$  の関数  $M_p^*$ 。

雲ガスは、原始木星の空になった Hill 圏に容易に流入する (図 13 も見よ)。彼らはさらに星雲ガスの流入率は  $1M_{\oplus}/(100[\text{yr}])$  のオーダーであることも明らかにした。原始木星を取り巻くガスの Helmholtz-Kelvin time (すなわち放射のエネルギー損失による収縮時間) は上記の降着時間よりも長いことを考慮し、彼らは木星が  $10^5 \sim 10^6[\text{yr}]$  の期間、つまり Helmholtz-Kelvin 収縮の典型的時間の中に形成されたと見積もった。この形成時間は、VII 章 c で述べる星雲ガスの消失時間 ( $10^7[\text{yr}]$  のオーダー) に比べ短い。

上記の結果を用いて、巨大惑星の最終的な質量を推定することが出来る。ガスの降着に伴い、惑星の全質量  $M_{\text{total}}$  は時間とともに増加する。そのため、Hill 半径  $r_H$  (従ってリングの幅  $4r_H$  も) は次の方程式に従って増加する；

$$r_H = a \left( \frac{M_{\text{total}}}{3M_{\odot}} \right)^{1/3} \quad (33)$$

ここで  $a$  は太陽からの距離である。Hill 圏及びリングの拡張は新たなガスの流入を可能にする。これらの過程は効果的に持続し、原始惑星の質量はどんどん大きくなる。成長は無限に続くわけではなく、ある限界質量で停止する。それは以下の理由による。降着させることの出来る星雲ガスの質量はリングの幅  $4r_H$  に比例す

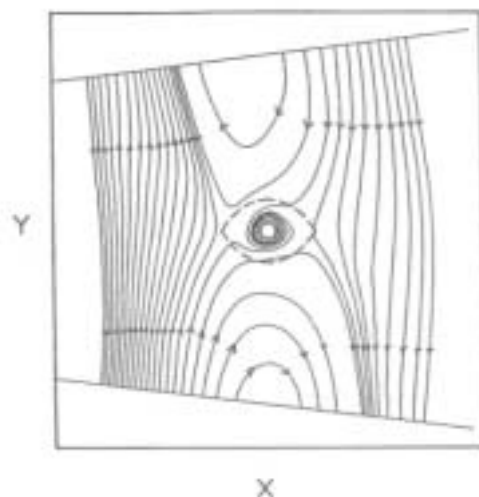


図 12: 原始木星 (質量は現在の 1/10) のまわりの星雲ガスの流線。破線は原始木星の Hill 圏、 $x, y$  は太陽中心の回転座標系 (太陽と原始木星が静止するようにとった)。

るが、他方 Hill 半径自身は (33) 式に従い  $r_H \propto (M_{\text{total}})^{1/3}$  でしか増加出来ないからである。

より正確に言えば、惑星の離心運動を考えた場合、利用可能な質量は (図 13 を見よ)

$$M = 2\pi a \cdot 2(2r_H + ea)\sigma_{\text{gas}} \quad (34)$$

ここで  $a$  及び  $e$  はそれぞれ軌道の半長軸・離心率である。今、(33)(34) 式において  $M = M_{\text{total}}$  と置くことにより、 $\sigma_{\text{gas}}$  が与えられれば巨大惑星の最終的な質量を求めることが出来る。星雲ガスがまだ消失しておらず、 $\sigma_{\text{gas}}$  が (5) 式で与えられると仮定すると、最終的な質量は木星・土星・天王星・海王星の各領域においてそれぞれ  $3.5 \times 10^2 M_{\oplus}$ ・ $5.2 \times 10^2 M_{\oplus}$ ・ $8.4 \times 10^2 M_{\oplus}$ ・ $1.1 \times 10^3 M_{\oplus}$  となる。これらの質量は木星を除いて現在の惑星の質量と合致しない。この食い違いは、土星・天王星・海王星コアが大気の不安定を引き起こす臨界質量に達した段階で星雲ガスがまだ存在していたとする仮定によるものだと考えられる。星雲ガスの消失を考えれば、この問題を取り除くことが出来る (VII 章 d を見よ)。

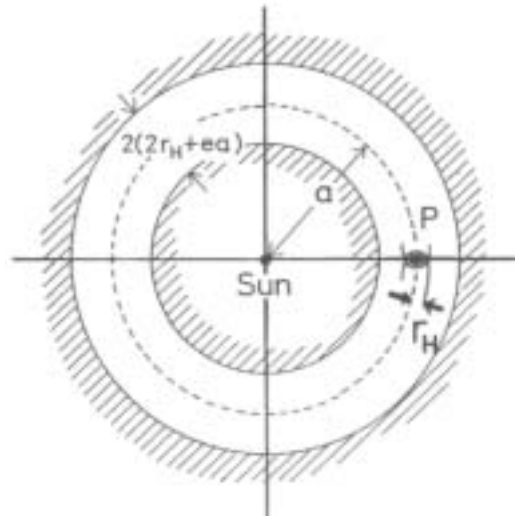


図 13: 原始巨大惑星へのガス降着の結果、リング状のすき間が出来た原始太陽系星雲。P は原始巨大惑星を示し、 $a$ 、 $e$  は惑星の軌道長半径・離心率である。

### c 星雲ガスの散逸

現在、惑星形成の様々な段階で重要な役割を果たした星雲ガスは存在していない。つまり、星雲ガスは太陽系進化のある時点で散逸する必要がある。Elmegreen(1978) 及び Horedt(1978) は、初期太陽の T タウリ段階時に存在する強い太陽風を考慮したガス散逸過程について初めて研究した。太陽風の粒子に加えて、紫外線の効果や太陽風に伴う磁場について調べる必要がある。しかしながら今のところ、これら全ての効果を考慮に入れた正確な理論は得られていない。

Sekiya et al(1980a) の解析に従って、星雲ガスの散逸時間のオーダーを推定しよう。III 章で記述された私達の原始太陽系星雲のモデルに対し、重力による束縛エネルギー  $E_b$  は

$$E_b = - \int \frac{GM_{\odot}}{2r} \sigma_{\text{gas}} 2\pi r dr = -3.6 \times 10^{43} [\text{erg}] \quad (35)$$

T タウリ型の恒星風及び紫外放射を考えた場合、星雲ガス散逸に有効なエネルギー流は以下のように書ける。

$$L_{\text{av}} = \frac{\Omega}{4\pi} (\zeta_{\text{sw}} L_{\text{sw}} + \zeta_{\text{uv}} L_{\text{uv}}) \quad (36)$$



ここで、 $\zeta, L$  はエネルギー変換効率と輝度、添字の  $_{sw}$  及び  $_{uv}$  は太陽風、紫外放射をそれぞれ表す。 $\zeta_{sw}$  と  $\zeta_{uv}$  は 0.1 のオーダーになっている (Sekiya et al(1981))。さらに、 $\Omega$  は星雲円盤に対する太陽中心の立体角で、私達のモデルではその値は  $\pi$  にほぼ等しい。この場合、散逸の特徴的時間は

$$t_{es} = \frac{|E_b|}{L_{av}} = 1.3 \times 10^6 \frac{10^{-3} L_{\odot}}{\zeta_{sw} L_{sw} + \zeta_{uv} L_{uv}} \frac{\pi}{\Omega} [\text{yr}] \quad (37)$$

T タウリ型星の  $L_{sw}$  及び  $L_{uv}$  の平均値は今のところよく分かっていない。一つの T タウリ型星の観測によると、遠紫外輝度は現在の太陽の  $10^3$  倍となる。すなわち、 $L_{uv}$  として  $10^{-2} L_{\odot}$  を与えることが出来る (Gahm et al(1979))。太陽風粒子の輝度についても、現在の太陽の  $10^5 \sim 10^6$  倍であると考えられている。よって、 $L_{sw} + L_{uv}$  は恐らく  $1 \times 10^{-2} L_{\odot}$  のオーダー、あるいはその激しい時間変化を考慮すればより小さい値となる。 $L_{sw} + L_{uv} = 3 \times 10^{-3} L_{\odot}$  とすれば、星雲ガスの散逸時間として数百万年という値を得る。この時間は、Ezer and Cameron(1965) の計算から、恒星進化の T タウリ段階の時間と同じオーダーである。このようにして、星雲ガスは  $10^7$  年程経った時点でほぼ完全に散逸してしまうことが分かる。

#### d 巨大惑星の最終的質量

4つの巨大惑星、すなわち木星・土星・天王星・海王星は地球型惑星とは大きく異なった構造を持っていることが知られている。すなわち、鉱物と氷からなるコアと、それを取り巻く主に  $H_2$  と  $He$  からなる同程度の質量を持つガスである。Slattery(1977) 及び Hubbard and MacFarlane(1980) は様々な巨大惑星の構造について研究し、注目すべき結果を得た。それは、巨大惑星はその全質量及び太陽からの距離に大きなばらつきがあるにも関わらず、コア質量は全て同程度 ( $15M_{\oplus}$ ) である、ということである。言い替えれば、取り巻きのガス質量は太陽から離れるほど減少していくのである。

VII章 b では、巨大惑星の試験的な最終質量を得た。ここで、惑星コアの成長時間と星雲ガスの散逸時間とを比較しながら、再び最終質量の値を計算してみよう。木星軌道域では、コアが臨界質量まで成長するのにかかる時間は  $10^7$  年のオーダーであり、これは星雲ガスが散逸する前に惑星が成長できることを示している。このため、木星は上で見積もったような最終質量を持つのである。

しかし VI 章で見られる通り、土星軌道域でのコアの成長時間は  $10^8$  年のオーダーであり、木星軌道域のそれよりも長い。それゆえ、土星コアが臨界質量に達する

前に星雲ガスの一部は散逸してしまう。したがって、最終質量を見積もるにあたり私達は  $\sigma_{\text{gas}}$  として (5) 式で与えられる値をある要素で減少させたものを用いなければならない。今のところ、星雲ガス散逸の理論は上記の減少因子を予測するのに十分正確とは言えない。逆に、減少因子として  $1/3.5$  を採用すれば、土星の最終質量として  $100M_{\oplus}$  を得る；これは、星雲ガスが  $1/3.5$  (今の場合) になったときに土星コアが臨界質量に達したことを意味する。この見積もりはそれほど見当違いではない。

より遠方の惑星、つまり天王星・海王星のコアの成長時間は  $10^8 \sim 10^9$  年のオーダーであると見積もられている。これは T タウリ型星の寿命よりもはるかに長い。だから、これらの惑星は主にガスの無い状況下で成長したと考えられ、先に得られた最終質量は意味を成さない。すなわち、コアが臨界質量に達した時点で星雲ガスはすでに散逸しきっていたのである。このことが、これらの惑星の大気そのコアに比べてとても小さい (約  $1/10$ , つまり大気質量が  $1M_{\oplus}$ ) ことの原因を与える。しかしながら、これらの惑星がいつ、どうやって  $1M_{\oplus}$  もの大気を獲得出来たか、といったことについてはまだ疑問が残っている。まだこの問題はよく調べられていないが、以下の点に注意されたい： $1M_{\oplus}$  の質量を持つ原始固体惑星は約  $0.1M_{\oplus}$  の原始大気を持つことが出来る (VIII 章 a を見よ)。さらに VI 章 d に見られる通り、原始固体惑星は成長時に惑星間空間を動径方向に大きく移動し得る。だから私達は、ガス星雲中で成長した原始惑星が遠方領域へ移動し、そこにあった小さな微惑星を集積し天王星・海王星を形成した、と推測している。

## VIII 原始地球の進化

VI 章では、 $10^6 \sim 10^7$  年の間に、すなわち星雲ガスが散逸し始める前に、地球が現在の質量まで成長したことを見てきた。これは原始地球が原始大気に覆われていたことを意味しており、この大気存在が私達に初期地球進化の新たなシナリオを与えてくれる。このシナリオは、ガスの存在しない状況下での集積を仮定して得られる結果 (例えば Safronov (1969) を見よ) と大きく異なる。ここでは、はじめに大気の温室効果について書く。この効果は原始大気の最も著しい特徴の一つである。次に、初期地球の熱的歴史及びそのコア・マントル構造の形成について手短かに議論する。最後に、原始大気存在と現在の大気存在の整合性について調べることにする。

## a 原始大気の温室効果

原始大気は温室効果を持つため、惑星表面(すなわち、大気の下端)はとても高温に保たれる。これを理解するために、まずは定性的な手法で温室効果の強さを見積もってみよう。

まず、原始大気が存在しないような仮想的な場合について考える。このとき、惑星の表面温度  $T_f$  は熱的釣り合い、すなわち黒体放射によるエネルギー損失と微惑星集積による重力エネルギー解放の釣り合いにより決定される。前者は  $4\pi R_p^2 \sigma T_f^4$  で与えられ、 $\sigma$  は Stefan-Boltzmann 定数、 $R_p$  は惑星の半径である。後者は (32) 式で与えられている。等式を作ると、表面温度として次式を得る。

$$T_f^4 = \frac{L}{4\pi R_p^2 \sigma} \quad (38)$$

次に、惑星が原始大気に覆われている場合について考えよう。簡単のため、大気は全域で放射平衡状態にあるとする。このとき、光学的深さ  $\tau (= \int \kappa \rho dr)$  を用いると温度分布は

$$\frac{dT^4}{d\tau} = \frac{3}{4\sigma} \frac{L}{4\pi r^2} \quad (39)$$

と表される。この方程式から大気下端温度  $T_b$  のオーダーが

$$T_b^4 = \frac{L\tau_b}{4\pi R_p^2 \sigma} = \tau_b T_f^4 \quad (40)$$

と見積もられる。ここで  $\tau_b$  は惑星表面での光学的深さである。濃密な大気 ( $\tau_b \gg 1$ ) の下では、因数  $\tau_b^4$  の効果で  $T_b$  は  $T_f$  よりも大きくなる。これが大気の温室効果である。

原始地球上の温室効果の詳細については、対流域の存在を考慮に入れた計算がすでに Hayashi et al(1979) 及び Nakazawa et al(1985b) によって行なわれている。彼らの得た結果を要約することにしよう。VII 章 a で触れたように、大気の構造は原始地球の成長率  $\dot{M}_p$ 、惑星質量  $M_p$ 、ダストによる不透明度  $\kappa_{\text{dust}}$  に依存する。これら 3 つのパラメータに対し、ここでは VI 章 f の結果に基づき  $\dot{M}_p = 1M_{\oplus}/10^6[\text{yr}]$ 、さらに  $\kappa_{\text{dust}} = 1[\text{cm}^2 \text{g}^{-1}]$  (Mizuno(1980); Mizuno and Wetherill(1984)) という値を与える。この場合惑星質量  $M_p$  は自由なパラメータである。図 14 では、計算された大気下端温度  $T_b$  が  $M_p$  の関数としてプロットしてある。比較のために、(38) 式で与えられる仮想的な表面温度  $T_f$  も示してある。この図から分かることは、温室効果が重要になるのは  $M_p > 0.1M_{\oplus}$  のときで、 $M_p$  が増加すると効果も強くなる。

これは大きな質量を持った惑星の方がより多くの星雲ガスを引き付け、光学的に深い濃密な大気を形成するからである。さらに  $M_p > 0.2M_\oplus$  に対しては、 $T_b$  は惑星物質の融点よりも高くなる。この地表面融解は成長過程にある地球の構造・熱的歴史に重大な影響を及ぼす。つまり、融解が惑星物質の分化を引き起こし (VIII 章 b を見よ)、結果として莫大な量の重力エネルギーが原始地球内部に解放されたのである。

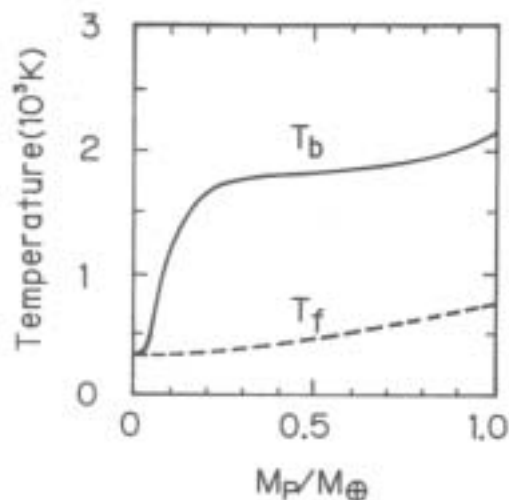


図 14: 惑星質量による、原始地球の原始大気最下短温度  $T_b$  のプロット (Nakazawa et al. 1985b)。仮想温度  $T_f$  も破線で示してある。

Safronov(1978) と Kaula(1979b) はこれとは全く異なった視点から、原始地球の融解を調べた。彼らは惑星物質自身の温室効果を考えた。すなわち、微惑星の衝突が地表の物質を熱するため、微惑星の運動エネルギーの一部が熱エネルギーとして惑星深部に取り込まれるのである。この惑星自身の温室効果は、衝突してくる微惑星のサイズに強く依存する。大きな微惑星衝突の場合にはこの効果は顕著になるが、小さな微惑星に対しては無視出来る程度である。今のところ、成長段階の惑星に衝突する微惑星の質量分布についてはよく分かっていないため、彼らの得た成長段階の惑星の温度評価には不明確な点が残っている。

## b 地球のコア-マントル構造の形成

上で見た通り、原始地球の質量が  $0.2M_{\oplus}$  よりも成長すると、原始大気下層の温度は惑星物質の融点を超える。結果として、原始地球の表面は融解する。融けた惑星表面に新たに衝突してくる微惑星は、仮にそのサイズが 100km もあるものであっても、 $10^3$  年程度の期間で完全に融けてしまうだろう (Sasaki et al(1983))。このような融解が起きると直ちに、密度の低いシリケイトと密度の高いメタルとの化学的分化が続く：重いメタルが融解域を通して沈殿するのである。微惑星の融解時間及びメタルの沈殿時間はどちらも惑星の成長時間に比べ非常に短いので、 $0.2M_{\oplus}$  よりも大きい原始地球は図 15 に描かれているような 3 層の構造を持つことが予想できる。すなわち、最も内側に位置するシリケイト・メタルの混合した融解していない原始コア、中間のメタルの層、そして外側の融解したシリケイトの層である。原始地球の進化をこのように内部構造について定量的に研究したのは、Stevenson(1981) が最初である。最近では、下記の通り Sasaki and Nakazawa(1985) が詳細に研究している。

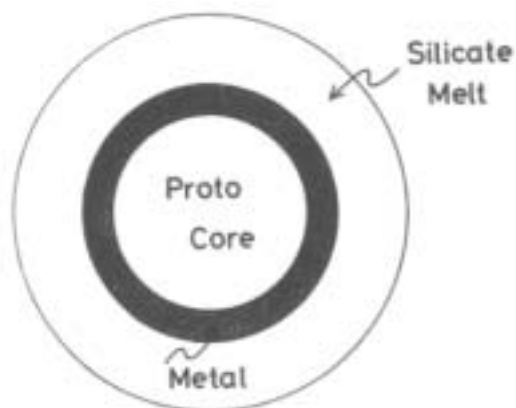


図 15: 進化途上にある地球の内部構造。3 つの層に分かれている：最も内側の原始コア、メタルの層、シリケイトのメルト層。

上で触れた化学的分化とそれに伴うメタルの沈殿によって、膨大な量の重力エネルギーが融解したシリケイトの層に解放される。原始地球の質量増加による断熱圧縮も地球内部の温度上昇に寄与する。これら 2 つがもっとも主要な熱源であ

るが、放射性崩壊の効果については無視してよい。なぜならば、ここで扱う進化に要する時間は  $10^7$  年程度と短いからである。一方、融解したシリケート層内に発達する対流による外へのエネルギー流が存在する(伝導による熱輸送は無視できる)。これらの熱源・熱輸送を考慮に入れて、Sasaki and Nakazawa(1985)は原始地球が現在の地球質量に到達するまでの熱的進化について数値計算した。彼らは原始地球の表面温度が図14の  $T_b$  に等しいと仮定した。得られた結果によると、原始地球が  $0.2M_{\oplus}$  まで成長した後のシリケート層の温度は常にその融点よりもわずかに高い(図16を見よ)。これは以下のような熱輸送システムによるものである。もし融解シリケートの温度が十分に高ければその粘性はとて小さくなるため、大きく発達した対流により熱は外へ効果的に輸送される。他方、温度が低く部分融解の度合いが小さい場合、対流は強く抑制される。その結果、温度はそれ以上下がることが出来ない。

ところが中間に位置するメタル層では、温度はそれほど高くない。なぜならば、この領域には断熱圧縮を除いて熱源が存在しないからである。注意すべきことの1つは、メタルの一部は沈殿の過程において化学的に反応することができ、FeOやFeSのような金属化合物の形態をとりうる、ということである。これらの化合物の融点はとても低いため、メタル層もまたその比較的低い温度にも関わらず、融解するに違いない。

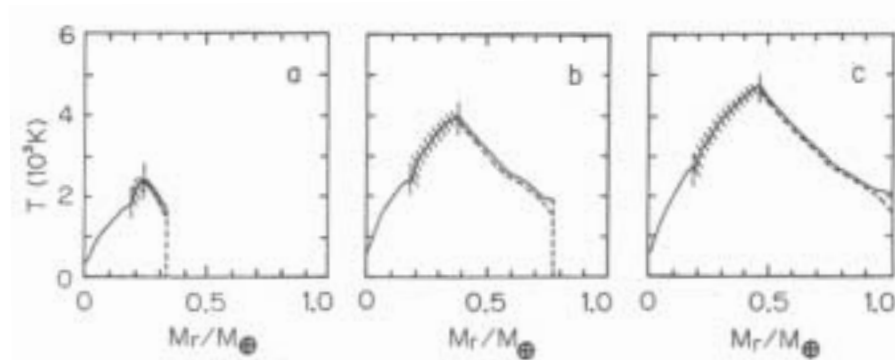


図 16: 地球質量が  $0.32M_{\oplus}$ (a 図)、 $0.77M_{\oplus}$ (b 図)、 $1.0M_{\oplus}$ (c 図) の段階にあるときの、地球内部の温度分布。破線はシリケートの融点を示し、斜線部はメタルの層を表す。

図 15 に見られるような、融解した物質の層構造が重力的に不安定なことは明らかである。なぜならば、中間のメタル層の密度は内側のシリケート・メタルの固体混合物からなる原始コアよりもかなり大きいからである。不安定はある複雑な 3 次元運動を引き起こすため、この困難な重力不安定問題の解は未だ得られていない。そのため今のところ進化のどの段階で、どんな時間スケールで重力不安定が起こるのかは不明である。しかし、不安定が進化のある段階で起こるのは確実であり、その結果シリケート・メタルの固体混合物からなる原始コアはメタルのコアと入れ替わることになる；こうして、現在の地球のコアが形成される (Stevenson(1981))。コアが入れ替わるとき、重力エネルギーが解放され、それにより融解していなかったシリケート・メタルの混合物 (これらは揮発成分に富んでいた星雲由来の物質から構成される) がついには部分的に融解する。このことが現在の大気及び下部マンツルの起源について説明してくれるだろう。

### c 原始大気の消失

原始大気の質量は  $1 \times 10^{26}$  [g] 程もあり、地球が現在の質量まで成長した頃の地表気圧はおよそ 50[atm] であった (Nakazawa et al(1985b))。この大質量の大気は、現在の大気と化学的に全く異なる組成を持っていた；原始大気は太陽大気と同じ組成をしており、そのため  $1 \times 10^{26}$  [g] 中に含まれる希ガスの量は現在のそれよりもずっと多い (例えば、Ne は  $2.6 \times 10^6$  倍、Xe は  $8.5 \times 10^2$  倍である)。よって、この原始大気の存在が現在の大気と物理的に食い違わないか確かめることが重要である。

現在の地球大気は地球内部の脱ガスにより形成されたとする考え方は広く受け入れられている (Brown(1949))。脱ガスは地球形成後  $5 \times 10^8$  年の間に急激に起こったと考えられている (Hamano and Ozima(1978))。このことは原始大気存在に対し以下の 2 つの束縛条件を与える。1 つは、原始大気は上記の  $5 \times 10^8$  年の間に消失することである (VII 章 c で触れた通り、星雲ガスは  $10^7$  年で消失してしまう)。2 つめは、主成分である  $H_2$  や He だけでなく、前述の通り Xe や Kr のような重元素も消失しなければならないことである。これら 2 つの条件は、以下の通り Sekiya et al(1980a,b)、Sekiya et al(1981) によって調べられている。

星雲ガスはすでに消失していることを想定しているため、原始大気は太陽放射に直にさらされる。大気的气体はこの放射により熱せられ、外へ流出していく。簡単のため、流出は球形で定常流だと仮定しよう。大気散逸の概観が図 17 に示され

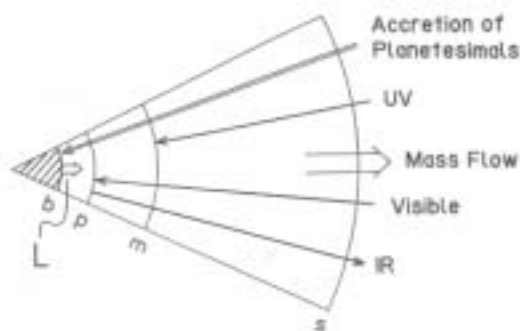


図 17: 原始大気散逸の模式図。大気最下層は b、光球は p、最低温度点は m、音速点は s がそれぞれ表している。

ている。今、流出するガスに対するエネルギー方程式は

$$\rho u \frac{dH}{dr} = \Gamma \quad (41)$$

と表される。ここで  $\Gamma$  は太陽放射による加熱率、 $u$  はガスの流出速度、 $H$  は比エンタルピーと重力エネルギーの和、すなわち

$$H = \frac{1}{2}u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho} - \frac{GM_{\oplus}}{r} \quad (42)$$

である。 $\dot{M}_{\text{atm}} = -4\pi\rho ur^2 = \text{const}$  の関係式を用いて、(41) 式を書き直すことが出来る。

$$\left| \dot{M}_{\text{atm}} \right| = \int_{r_m}^{r_s} 4\pi r^2 \Gamma dr \left/ \left[ \frac{GM_{\oplus}}{r_m} + \frac{5-3\gamma}{4(\gamma-1)} \frac{GM_{\oplus}}{r_s} + \frac{\gamma+1}{4} \left( \frac{\Gamma r}{\rho u} \right)_s \right] \right. \quad (43)$$

ここで外側の境界に音速点の条件を用いた (Sekiya et al(1980a) を見よ)。すなわち、

$$c_s^2 = u_s^2 = \frac{GM_{\oplus}}{2r_s} + \frac{\gamma-1}{2} \left( \frac{\Gamma r}{\rho u} \right)_s \quad (44)$$

とした。また  $u_m^2$ 、 $P_m/\rho_m$  の項は  $GM_{\oplus}/r_m$  より小さく、無視した。上式で、添字  $m$ 、 $s$  はそれぞれ最低温度点及び音速点を表している ( 図 17 を見よ)。

はじめに、質量損失率  $\dot{M}_{\text{atm}}$  の粗い見積りのために、主要な熱源が太陽紫外線であると仮定する。このとき、 $\Gamma$  は近似的に

$$\Gamma = F_{\text{uv}} \zeta_{\text{uv}} \kappa_{\text{uv}} \rho \quad (45)$$



で与えられる。ここで、 $F_{uv}$ 、 $\zeta_{uv}$ 、 $\kappa_{uv}$  はそれぞれ紫外線のエネルギー流量、加熱効率、紫外線に対する不透明度である。さらに、簡単のため (43) 式の括弧内第 1 項以外を無視する。紫外線に対する光学的深さは  $r_m$  でおおよそ 1 となるから、質量損失率は近似的に

$$|\dot{M}_{atm}| = \frac{4\pi r_m^3 F_{uv} \zeta_{uv}}{GM_{\oplus}} \quad (46)$$

と表される。 $r_m = 5R_{\oplus}$ 、 $\zeta_{uv} = 0.4$ (後述)、 $F_{uv} = 4 \times 10^3 [\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$  (これは  $L_{uv} = 3 \times 10^{-3} L_{\odot}$ 、すなわち VII 章 c で用いた値に相当する) とすれば、質量損失率として  $5 \times 10^{19} [\text{g yr}^{-1}]$  という大きな値を得る。しかしこれは非常に粗い見積もりによる値で、例えば  $1 \times 10^{26} [\text{g}]$  の大気は  $10^6$  年程度で消失してしまうことが分かる。

流体方程式の数値積分による質量損失率の正確な計算が Sekiya et al(1980a,1981) によって行なわれている。彼らは、極紫外線・遠紫外線・可視光による加熱過程と、赤外放射・気体の断熱膨張による冷却過程について考えた。得られた損失率は 1AU における紫外放射のエネルギー流量の関数として図 18 に示してある。この図から分かることは、 $|\dot{M}_{atm}|$  は常に  $F_{uv}$  に比例してはいないということで、これは上の粗い見積もりとは異なり、実際には (43) 式中の  $GM_{\oplus}/r_m$  以外の項も無視出来ないことによるものである。さらに彼らは、主要な熱源が遠紫外線であることを発見した。遠紫外線は  $\text{H}_2\text{O}$  を解離させることができ、加熱効率  $\zeta_{uv}$  は 0.4 と大きな値を持つ。先に触れた通り、T タウリ型星の遠紫外域のフラックスは 1AU の地点で  $10^4 [\text{erg/cm}^{-2}/\text{s}^{-1}]$  オーダーである (Gahm et al(1979))。  $F_{uv} = 4 \times 10^3 [\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$  を用いれば、 $|\dot{M}_{atm}|$  はおおよそ  $1 \times 10^{19} [\text{g yr}^{-1}]$  となる。こうして、彼らは以下のような結論に達した。原始大気は、星雲ガスが消失した後に散逸し始め、 $10^6 \sim 10^7$  年の間、つまり現在の大気が形成される前までに地球の Hill 圏から完全に失われる。

Sekiya et al(1980b) は 2 成分気体の運動理論を用いて、Xe や Kr などの重い希ガス元素の消失についても調べた。彼らによれば、重い元素もまた流出する  $\text{H}_2$  に引かれて惑星から脱出することができ、現在の大気で観測されるような量まで減少したものと考えられる。

これらの結果は、原始大気存在と現在の大気存在との間には不整合性がないことを示している。

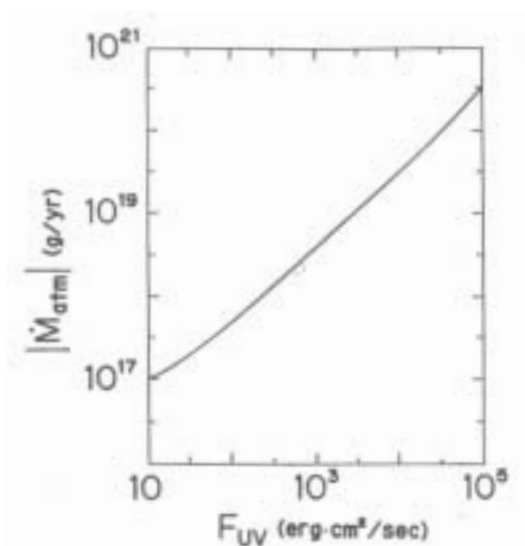


図 18: 1AU における遠紫外線フラックスについての質量散逸率  $|\dot{M}_{atm}|$

## IX 衛星とリングの起源

Darwin が 1879 年に初めて月の起源について議論して以来、この問題を解くために数多くの研究がなされてきた。この問題については、分裂を起源とする説(例えば Ringwood and Kesson(1977); Binder(1977); O'Keefe and Sullivan(1978) を見よ)と捕獲を起源とする説がある。分裂起源説は月のレゴリスと地球のマントルが化学的に類似していることの説明を与えるが、いわゆる角運動量の問題を解かなければならない。一方、捕獲説も問題を抱えている；元々束縛されていなかった天体を地球の Hill 圏に閉じ込めるには、その運動エネルギーを何らかのメカニズムで奪う必要がある。が、考えられるメカニズムのほぼ全てが満足のいくものではない。なぜなら、それらはあまりに純理論的なものであり、最近の惑星系形成理論にそぐわないからである。そこで、この章では近年私達の京都モデルに沿って構築された月の捕獲起源説について記述することにする。さらに、他の惑星の衛星及び惑星リングの起源についても説明する。

## a 月の起源

月の捕獲過程を研究するのに最も重要な問題の1つは、一度地球の Hill 圏に入った微惑星のエネルギーを消失させるメカニズムを見つけることである。この目的に対し、まずエネルギー損失が全く無い場合、すなわち太陽と地球の重力以外の力はすべて無視した場合の Hill 圏内での微惑星運動について調べることは有益である。さらに簡単のため、Hill 圏に入ってくる微惑星の質量は地球質量に比べ無視できる程小さく、また地球は太陽の周りを円軌道で回っているとす。このとき、微惑星の軌道運動は限定された3体問題の解として与えられる。太陽と地球が固定された共回転座標系を用いると、Jacobi 積分

$$E = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) - \frac{\Omega^2}{2}(x^2 + y^2) - \frac{GM_{\odot}}{r_1} - \frac{GM_{\oplus}}{r_2} + \text{const} \quad (47)$$

が得られる。右辺各項は順に運動エネルギー、遠心ポテンシャル、太陽の重力ポテンシャル、地球の重力ポテンシャルを表す。微惑星の全エネルギー  $E$  はこの座標系で保存される。

地球の周回軌道に束縛された微惑星のエネルギーが負になるよう、 $E = 0$  となる点を選ぶ。ここでは、正のエネルギーを持って比較的遠方から来た自由な微惑星が、あるとき地球の Hill 圏内に入った、という状況を考える。数多くの軌道数値計算から、微惑星のその後の運動は2つに大別される：低エネルギー ( $E < 17GM_{\oplus}/a$ ) の場合と、高エネルギーの場合 ( $E > 17GM_{\oplus}/a$ ) である。ここで、 $a$  は太陽-地球間の距離、つまり 1AU である。

低エネルギーの場合、微惑星は図 19a に見られるように複雑な運動をし、多数ではあるが有限回の公転の後 Hill 圏外へと脱出していく。公転の回数は状況によって様々で、エネルギー  $E$  及びその他の運動の初期条件に依存している；公転回数は数回～数百回に渡ってばらついており、平均的には  $E$  が減少すると増加する傾向が見られる (Nakazawa et al(1983))。軌道運動の注目すべき点の1つは、どの微惑星も必ず半時計周りに地球の周りを回転するということである (Hayashi et al(1977); Heppenheimer and Porco(1977))。この向きは地球が太陽の周りを公転する向きに等しい。さらに、微惑星が地球に極端に接近することはなく、近地点距離 (地球に最接近した時の距離) は必ず地球半径の数倍より大きい。

他方高エネルギーの場合、微惑星は地球の周りを不規則に回転し、多くの場合図 19b のように数回公転ただけで Hill 圏から脱出してしまう (Nishida(1983))。地球周りの軌道運動は時計周り・半時計周りのどちらにもなり、頻度もほぼ同程度

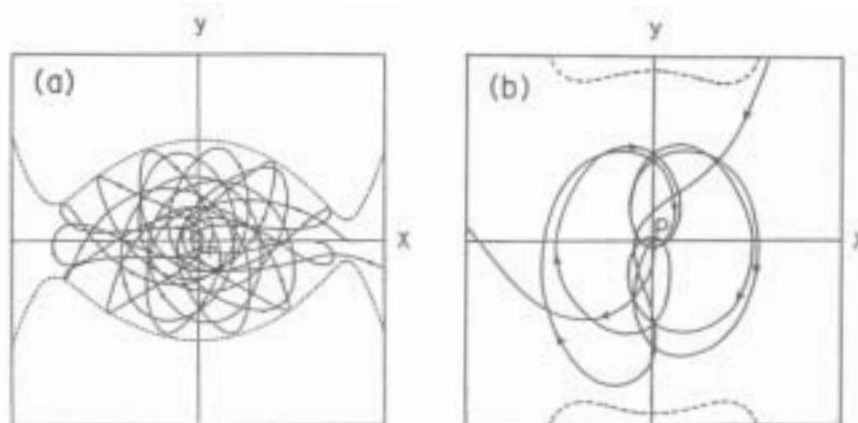


図 19: 低エネルギーの場合 (図 a、 $E = 0.33GM_{\oplus}/a$ ) と高エネルギーの場合 (図 b、 $E = 104GM_{\oplus}/a$ ) の、地球周囲の軌道例。破線は速度 0 の曲線を表している。

である。さらに、近地点距離はしばしば地球半径の 2,3 倍程度となり、場合によっては衝突することもある。

上に記された高エネルギー及び低エネルギーを持つ微惑星運動の特徴は、運動エネルギー消失のメカニズムを調べる上で大変有用である。これまで、3 種のエネルギー消失が考えられてきた：原始大気的气体摩擦、潮汐作用 (Mignard(1980,1981))、そして地球の Hill 圏内を運動している他の微惑星との衝突である (Ruskol(1972))。注意すべきことは、潮汐作用は近地点距離に強く依存しているため、微惑星が地球に非常に接近する場合にのみ重要になるということである。このような接近は上記の高エネルギーの場合に起こるが、この場合多量の運動エネルギーを消失させる必要があるため Hill 圏内に引き留められる確率はかなり小さく、さらには地球に接近すると潮汐破壊を受けることになる。一方、Hill 圏内でまだ束縛されていない微惑星同士が衝突することは希な出来事である。なぜならば、微惑星は Hill 圏内にせいぜい  $10^2$  年しか留まっていることが出来ないからである。

従って、原始大気的气体摩擦効果が月捕獲の最も見込みのあるメカニズムである。この効果は低エネルギーの場合にのみ重要となる。なぜならば、高いエネルギーを持った微惑星はガス摩擦で運動エネルギーが消失する前に Hill 圏を脱出してしまふからである。ここでも注意すべきことがある。低エネルギーの微惑星が

原始大気消失前の段階で Hill 圏に入ってきた場合、ガス摩擦が強すぎるためやがて地球に衝突してしまうだろう。他方、原始大気が完全に消失した後の場合、微惑星は地球に捕獲されることなく容易に Hill 圏から脱出してしまうだろう。このような理由から、Nakazawa et al(1983) は原始大気がちょうど散逸し始めた段階で低エネルギーの原始衛星が地球 Hill 圏に入ってきた場合を想定した。Nakazawa et al(1983) によると、時刻  $t$  における散逸中の大気の密度分布は  $r$  及び  $t$  それぞれの関数の積に分解できる。すなわち、

$$\rho(r, t) = \rho_0(r) \cdot f(t), \quad f(t) = \exp(-t/t_{\text{atm}}) \quad (48)$$

ここで  $\rho_0(r)$  は大気の初期密度分布、 $t_{\text{atm}}$  は大気散逸の特徴的時間 (8章 c の通り、 $10^6 \sim 10^7$  年のオーダー) である。上記のガス密度分布を持った Hill 圏内で、原始衛星の運動について考えることにしよう。この場合、エネルギー  $E$  はもはや保存されず時間とともに変化する。 $\Delta E$  を公転 1 周期間のエネルギー変化とする。明らかに、 $\Delta E$  は  $\rho(r, t)$  及びガス摩擦効果の大きさを示す定数  $A$  に比例する。 $A$  は

$$A = \frac{C_D \pi R_M^2}{2M_M} = 3.2 \times 10^{-10} [\text{cm}^2 \text{g}^{-1}] \quad (49)$$

で与えられ、 $R_M, M_M$  はそれぞれ原始衛星の半径と質量である。また、 $C_D$  はガス摩擦係数である (この章では  $C_D = 1/2$  と置く)。ガス摩擦項を含む運動方程式に通常の摂動法を用いることにより、Nakazawa et al(1983) は  $\Delta E$  の正確な表現として

$$\Delta E = -2\pi A G M_{\oplus} \rho_0(r_p) f(t) \mathcal{F} \quad (50)$$

と与えられることを明らかにした。式中  $r_p$  は軌道の近地点距離、 $\mathcal{F}$  は補正項で 0.5 程度の値を持つ。補正項は軌道が円ではなく偏心的であること、大気密度が一様でないことに起因するものである。

まず  $\Delta E$  の粗い見積もりをしよう。 $\rho_0 = 1 \times 10^{-5} [\text{g cm}^{-3}]$  (これは  $r = 6R_{\oplus}$  における大気密度である) と置くと、(50) 式から  $\Delta E = -0.17f(t)GM_{\oplus}/a$  を得る。Hill 圏に入ってきた原始衛星がもし  $0.33GM_{\oplus}/a$  程度のエネルギーを持っていた場合、脱出する前に 50 回以上地球の周りを回転するだろう。この間に失うエネルギー量は約  $8.5f(t)GM_{\oplus}/a$  である。こうして、もし  $f(t) > 1/25$  ならば、原始衛星は Hill 圏内に束縛されることになる。

上記の見積もりは非常に粗いものであり、実際には捕獲条件の評価はもっと複雑である。これは  $\rho_0(r)$  が  $r$  に対し急激に減少する関数であること、近地点距離が回

転毎にかなり異なることによる(図 19 を見よ)。これらの効果を考慮し、Nakazawa et al(1983) はモンテ・カルロ法を用いることにより捕獲確率を計算した。それによると、もし  $f(t) > 1/50$  ならば Hill 圏内に捕獲されることになる。この  $f$  の値は、原始大気が初期密度の  $1/50$  になる前の段階で Hill 圏内に入ってきた場合を指す。

原始衛星は束縛された後、ガス摩擦により徐々にそのエネルギーを減少させる。結果として軌道半径はだんだん小さくなり、とりわけガス密度が高い場合には地球に Roche 限界距離まで近付き潮汐破壊を受けることになる。Nakazawa et al(1985a) は原始衛星の長期間の軌道運動に対するガス摩擦及び潮汐の効果を計算した。彼らの得た結果によると、 $f(t) < 1/5$  の段階で Hill 圏に入り捕獲された原始衛星は地球に落下することなく衛星として生き残り、さらには現在の月の位置へたどり着くことができる。この条件は捕獲条件(すなわち  $f(t) > 1/50$ )にも適合し、それゆえ「 $1/5 > f(t) > 1/50$  を満たすある段階において小さな運動エネルギーを持った原始衛星が地球の Hill 圏に入ってきた」...これを月の起源の 1 つの可能性であると結論付けることが出来る。低エネルギーの場合の捕獲説は、月の公転が反時計周りであることを説明できることを付記しておく。

## b 他の衛星と惑星リング

水星と金星を除けば、惑星は 1 つまたはそれ以上の衛星を持っている；これまでに 30 以上の衛星が太陽系内に見つかっている。良く知られている通り、各衛星は様々な質量と軌道を持っている。あるものは月と同程度の質量を持ち、またあるものは非常に小さい。多くの場合、衛星は親惑星の周りをほぼ円軌道で公転し、その向きは惑星の自転と同じ方向(つまり反時計周り)である。一方、いくつかの衛星の公転軌道は惑星赤道面から大きな傾斜を持っていたり、惑星の自転方向と逆向きであったりする。

ガリレオ衛星に対し、Pollack et al(1979) はガス摩擦による捕獲過程について研究し、Lunine and Stevenson(1982) は太陽系のミニチュアとみなせる木星・ガリレオ衛星系に星雲の理論を適用した。Hunten(1979) はガス摩擦により火星衛星の起源を説明しようと試みた。しかし現在のところ、全ての衛星の起源を説明できる完全な理論は出来上がっていない。なので、ここではこの問題について幾つかコメントを与えるだけにとどめる。

まず、捕獲された微惑星の軌道進化には潮汐効果が重要であることに注意すべきである。親惑星の自転速度がとても遅い、あるいは衛星の公転方向と逆向きで

ある場合、潮汐効果は微惑星を減速させるように働き、やがて衛星は惑星へ落下してしまうだろう。これが金星及び水星が衛星を持たない理由かも知れない。

現在では、木星・土星の持つ巨大衛星の起源についての定量的な理論は存在しない。しかし、それらは主にガス摩擦による捕獲過程を通して形成されたと思われる。VII章dで触れたように、原始木星も原始土星も(やがて降着して巨大惑星を作る)ガスに取り囲まれている。これはガス摩擦により衛星を捕獲するのに適した状態である。さらにこの捕獲過程は、全ての巨大衛星が反時計周りに、ほぼ円軌道を描いて公転しているという事実を説明できる。海王星最大の衛星で時計周りに公転しているトリトンの場合、今のところ捕獲過程は明らかではないが、時計周りの公転は捕獲がおそらく潮汐効果によるものだったことを示している。

以下に示すような理由で、ガス摩擦も潮汐効果も小衛星の起源を説明することができない。ガス密度が極めて低くない限り、これらの小天体に対するガス摩擦は強すぎるのである;つまり、衛星として留まっていられずに惑星表面へ容易に落下してしまうのである。一方、潮汐作用もその小さな質量のため効果が薄い。これら小衛星の起源を与える可能性の1つは、惑星に接近した微惑星の潮汐破壊により形成されたとする説である(図5を見よ)。

木星・土星・天王星の周りで見つかった惑星リングは、衛星の破片の集合であると考えられている。上で触れた通り、惑星の自転方向と逆に公転する衛星の軌道は不安定である。この場合、軌道半径はRoche限界に達するまで減少し、衛星は最終的に潮汐作用によって無数の破片に分裂してしまうだろう。私達はこの潮汐破壊を粒子法により数値的にシミュレーションした。準備段階で得られた結果によれば、軌道半径はすぐにRoche限界よりも小さくなり、衛星は多数の破片に分裂し、その後重力相互作用により徐々に散乱されていく。結果、破片は惑星周囲を互いに差分的に回転し、特定の厚さのリングを形成する(図20を見よ)。

## X 小惑星と隕石

ここでは、小惑星帯に存在する微惑星群の進化について考えることにしよう。図2に見られる通り、面密度 $\sigma_{\text{dust}}$ はこの領域で局所的に最小となる。面密度が低いいため、小惑星帯での微惑星成長は非常に遅い。(25)式で与えられる成長時間及び図8の質量スペクトルを用いると、星雲ガスがちょうど消失した時点での微惑星の最大質量は僅か $10^{26}$ [g]のオーダーであり、平均質量は $4 \times 10^{24}$ [g]程度、また微惑星の総質量は現在の $10^3$ 倍である。以降、簡単のためこれらの小天体を原始小惑

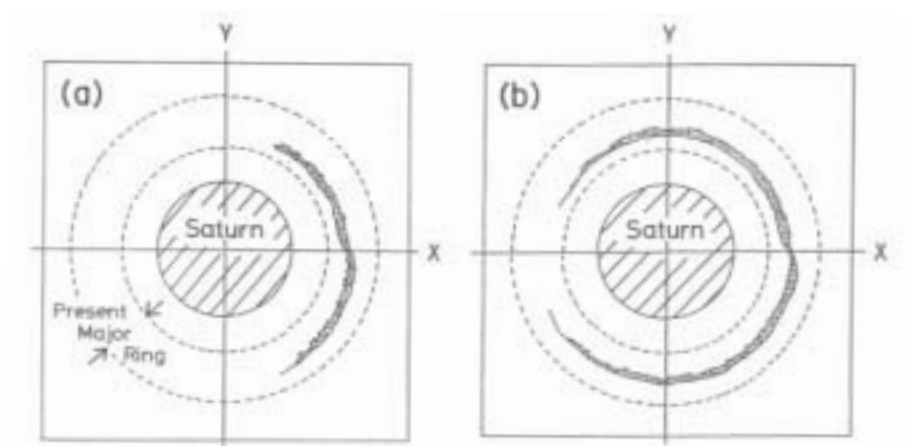


図 20: 土星の Roche 限界内に置かれた、小衛星の潮汐破壊。破片が相互の重力作用によって土星のまわりに徐々に広がって行く。破線の円は現在の主要なリングの端を表している。

星と呼ぶ。

上記の段階では、VI, VII 章の通り地球も木星もすでに現在の質量まで成長している。このためその後のガスの無い段階では、原始小惑星の軌道運動はこれらの惑星重力、特に木星の重力により大きな影響を受ける。運動を抑制するガス摩擦が無いため、原始小惑星のランダム運動は強く促進される。この章では、まず木星重力がランダム運動をどのように励起するかを調べ、次に互いの高速衝突により始まる原始小惑星の進化を記述する。私達はこの進化過程が現在の小惑星帯及び隕石の起源を説明するものであると期待している。

#### a 木星重力による摂動と小惑星帯の起源

最近、Nakagawa and Hayashi(1985) は木星摂動について、無数の原始小惑星の軌道を直接計算することにより調べた。彼らは 8 次の Runge-Kutta 法を用いて計算し、さらに結果の正確さを軌道の時間反転計算を行うことにより確認した。彼



らによれば、原始小惑星 (質量は無視できる) と木星の運動方程式は

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -GM_{\odot} \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} - GM_J \left( \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_J}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_J|^3} + \frac{\mathbf{r}_J}{|\mathbf{r}_J|^3} \right) \quad (51)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_J}{dt} = -G(M_{\odot} + M_J) \frac{\mathbf{r}_J}{|\mathbf{r}_J|^3} \quad (52)$$

と書ける。ここで  $\mathbf{r}, \mathbf{r}_J, \mathbf{v}, \mathbf{v}_J$  はそれぞれ原始小惑星と木星の太陽から見た距離及び速度、 $M_J$  は木星質量である。軌道要素の長期的な振舞いを見るために、同一平面上にある場合の原始小惑星と木星の軌道を  $10^4 \sim 10^5$  年にかけて追った。彼らは初期条件として小惑星の軌道離心率に 0、木星のそれに現在の値 0.048 を与えた。

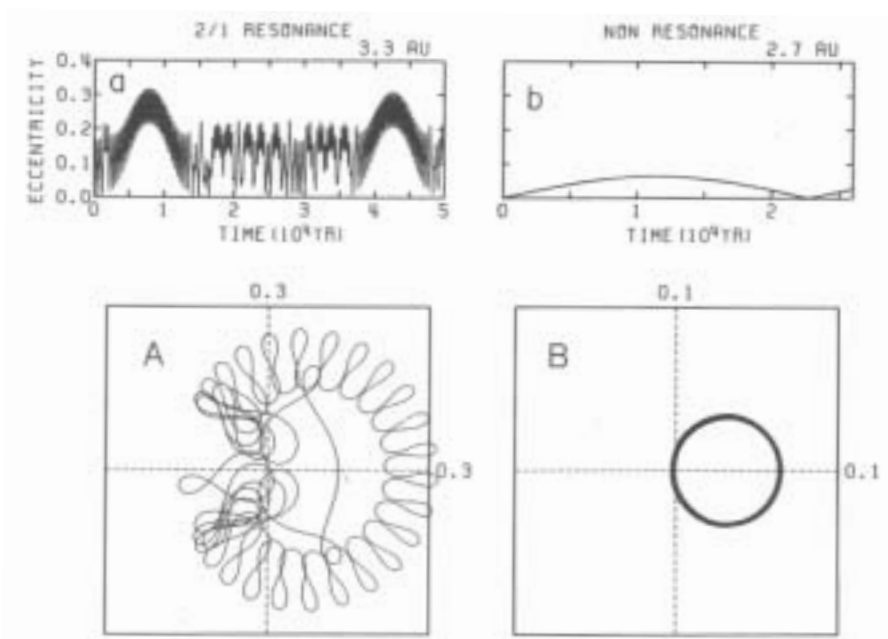


図 21: 木星摂動を受ける粒子の離心率  $e$  及び近日点黄経  $\tilde{\omega}$  の時間変化。2/1 共鳴及び無共鳴の 2 つの場合について、 $e$  の時間変化が (a) と (b) に、また同じ軌道を ( $x = e \cos \tilde{\omega}, y = e \sin \tilde{\omega}$ ) で表したものが (A) と (B) である。無共鳴の場合 ((b)(B) を見よ)、 $e$  と  $\tilde{\omega}$  の時間変化は典型的な永年摂動の振舞を示す。

彼らの結果が示すことは、もし原始小惑星が木星に対し適当な位相角を持ち、3/1, 2/1, 3/2 の共鳴に近い位置にあった場合、その離心率はいわゆる長期摂動により  $10^3 \sim 10^4$  年間で容易に 0.3 以上まで増加する (図 21, 22 を見よ)。また小惑星が共

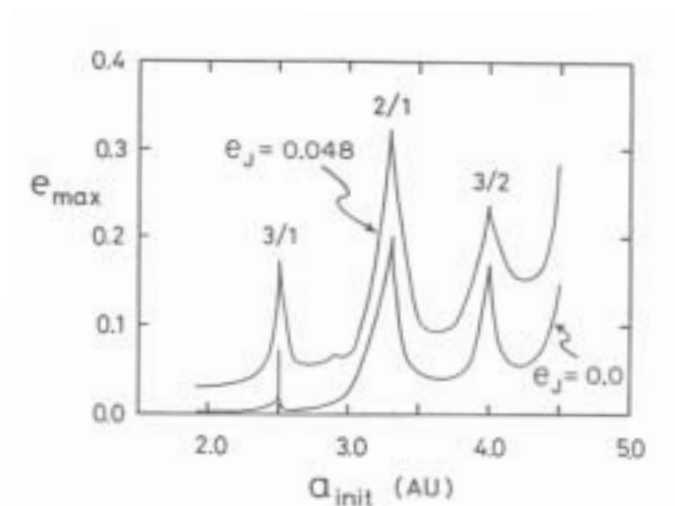


図 22:  $10^4$  年から  $10^5$  年経った後の最大離心率  $e_{\max}$  と初期軌道長半径  $a_{\text{init}}$  の関係。粒子の初期離心率は 0 としてある。2 つの曲線は木星の軌道離心率 (定数としている) が  $e_J = 0$  及び  $e_J = 0.048$  (すなわち現在の木星の値) の場合を表している。

鳴位置からスタートしなくても、永年摂動によって  $10^4$  年で  $0.05 \sim 0.15$  程度の離心率を得ることが出来る (再び図 21, 22 を見よ)。彼らはさらに、初期位置が  $3/2$  摂動の位置よりも外側の場合、小惑星は容易に木星 Hill 圏に引き込まれる。その後幾つかの場合には木星により強く散乱され、木星軌道をはるかに越える大きな離心軌道に達することになる (図 23 を見よ)。上記の結果は小惑星帯の起源と進化を理解する上で重要である。さらに、大きな離心軌道の例もまた、彗星の起源との関連で興味深い。

観測的に見て、現在の小惑星は良く知られた多くの特徴を持っている (Chapman et al. (1978) によるレビューを見よ)。小惑星の総質量はおよそ  $6 \times 10^{24}$  [g] で、月の質量よりもずっと小さい。軌道は普通の惑星に比べかなり離心的で傾いている。さらに、軌道の長半径は木星からの釣合の距離である  $2.2 \sim 3.2$  AU の帯域に幾らか間隔を隔てて分布している。

小惑星のこれらの特徴は、上に記した軌道数値計算の結果から理解される。(4) 式で与えられる面密度  $\sigma_{\text{dust}}$  に従うと、小惑星帯に分布していた原始小惑星の総質量は  $1M_{\odot}$  のオーダーで、現在の  $10^3$  倍以上である。後述の通り星雲ガスが消失す

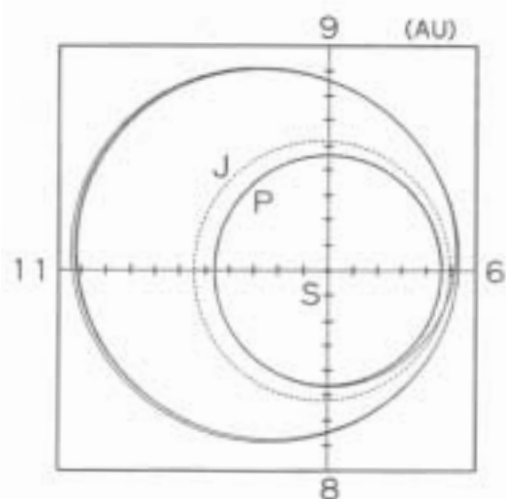


図 23: 木星に接近した粒子の軌道例。P で表される実線は粒子の軌道、J で表される点線は木星の軌道である。太陽の位置は S で表される。この例では、初期条件として太陽からの距離を 4.6AU と与えている。

る段階での小惑星の平均質量は約  $4 \times 10^{24}$  [g] だから、そのような平均的な天体の総数は  $10^3$  個程度である。上記の軌道数値計算に見られたように、小惑星は星雲ガス消失後すぐに木星摂動により大きなランダム速度、すなわち大きな離心率・傾きを得る。

今、非常に大きなランダム速度を持った原始小惑星同士の衝突を考えよう (衝突頻度については X 章 b を見よ)。多くの場合、衝突は合体ではなく分裂を引き起こす; 離心率を  $e = 0.3$  と置くと、平均ランダム速度  $ev_K$  は数  $\text{km s}^{-1}$  となる。これは固体中の音速よりも速く、また当時存在した最も大きな小惑星の脱出速度よりも速い。それゆえ、原始小惑星は星雲消失段階で成長を止めるものと考えられる。低い面密度とあいまって、これが小惑星帯で大きな惑星が形成されない理由である。

それ以上に、ほとんどの破片の軌道は安定ではない; つまり、共鳴域付近や  $3/2$  共鳴域の外側に存在する破片は  $10^4$  程度の期間で容易に散乱される。散乱された小惑星は小惑星帯を抜け出し、最終的にそのほとんどは木星や地球、火星に捕獲される。一方、共鳴域に無い破片は共鳴域に達するまで動径方向に徐々に拡散していき、結局小惑星帯から抜け出す。上記の過程を通して、破片の数も総質量も

時間と共に減少していく。 $4.5 \times 10^9$  年間で総質量は初期の  $10^{-3}$ 、つまり現在の値まで減少する。これが私達の惑星形成理論と上記の軌道計算から導かれる小惑星帯形成のシナリオである。

## b 隕石の起源

小惑星は隕石の母天体であると思われる。実際、小惑星と隕石の反射スペクトルの間にはいくつかの類似点がある (McCord and Gaffy(1974); Chapman et al.(1978))。さらに、Pribram 及び Lost City の隕石はその落下軌道の分析により、小惑星帯から飛来したものであると考えられている。一方、隕石は同位体比的・化学的・鉱物学的に幅広い特徴を持っていることが知られている。このことは、隕石が様々な物理的 (すなわち、熱的・力学的)・化学的条件下で起こった多段階過程を経て形成されたことを示している。私達はまだこれらの過程について定量的な研究を行っていない。しかし、上で触れた小惑星形成過程に基づいて、以下のように隕石の歴史を概説することが出来る。

再びガスの無い段階について考えよう。この段階では、原始小惑星は頻繁に衝突している。等質量近似の下で、(25) 式で単純に  $f = 1$  及び  $\theta = 0$  と置くことにより、平均衝突時間  $t_{\text{col}}$  は

$$t_{\text{col}} = \frac{1}{n\sigma_{\text{col}}v} = \left( \frac{\rho_{\text{mat}}r}{3\pi\sigma_{\text{dust}}} \right) t_K \quad (53)$$

となる。ここで  $r$  は原始小惑星の半径である。平均質量  $4 \times 10^{24}$ g に対応する  $r$  が 700km であること、(4) 式より  $a = 2.7$ [AU] の地点で  $\sigma_{\text{dust}} = 2$ [g cm $^{-2}$ ] であることから、(53) 式を書き換えて、

$$t_{\text{col}} = 2 \times 10^7 \left( \frac{\sigma_{\text{dust}}}{2[\text{g cm}^{-2}]} \right)^{-1} \left( \frac{r}{700[\text{km}]} \right) [\text{yr}] \quad (54)$$

となる。1 つ注意すべきことは、 $\sigma_{\text{dust}}$  の減少により衝突頻度も時間と共に減少し、現在の小惑星の平均衝突時間は  $10^{10}$  年のオーダーである。

相対衝突速度は上で触れた通り数 km s $^{-1}$  のオーダーであり、衝突は原始小惑星にクレーター形成や表面融解、分裂を引き起こす。(54) 式が示すことは、初期の段階ではそのような高速衝突が  $10^7$  年オーダーの間隔で起こっていたに違いない、ということである。ここで、いわゆる隕石の相対形成間隔 (これは元々あった  $^{129}\text{I}$  が崩壊により出来た  $^{129}\text{X}$  の過剰から知ることが出来る) が約  $3 \times 10^7$  年であったことを思い出そう; つまり、多くの隕石の濃縮時代は約  $3 \times 10^7$  年にわたりばらつい

ているのである。この値と上記の衝突時間  $t_{\text{col}}$  との一致は純粋な符合ではかもしれないが、濃縮は高速衝突が活発な時代に原始小惑星やそれらの破片の表面融解により起こったことを示唆している可能性がある。

注意すべきことは、隕石中に見られる様々な化学的特徴・鉱物学的パターンは、ある一つの成因から生まれたというよりも、多段階過程を通して形成されたということである。隕石を構成する物質は、少なくとも物理的・化学的環境の大きく異なる3つの段階(もしくは場所)を経験している；

1. 最初のダストが形成された、恒星間空間
2. ダストの一部が加熱と混合を受ける、初期の原始太陽系星雲
3. 上で触れた、原始小惑星の高速衝突段階

これら3つの段階の中で、おそらく最後の1つが様々な化学的・鉱物学的特徴を形成するのに最も重要で本質的であると思われる。この段階では、衝突速度は平均で数  $\text{km s}^{-1}$  の値である。しかし厳密に言えば、相対速度は非常に遅いもの(例えば  $0.1 \text{ km s}^{-1}$ ) から  $10 \text{ km s}^{-1}$  以上のもので多岐にわたる。従って、固体物質は相対速度の違いのために多数の連続的な衝突を経験することになる。

これらの衝突過程に関して、以下のような証拠が存在することに留意すべきである。隕石を構成するいくつかの物質はとても急激な冷却を経験している(例えば、Tsuchiyama and Nagahara(1981) はコンドリュール形成に必要な冷却率が  $1 \text{ K hr}^{-1}$  のオーダーであることを求めた)が、他方非常に緩やかな冷却を受けた物質もある。これらのことは上記の衝突過程を考えれば容易に説明できる；例えば原始小惑星が互いに激しく衝突した場合、それらは小さな破片に分裂し、融解するのに十分熱くなるものもあるだろう。ある環境下では、それら融解した破片はほとんど自由に放射冷却し、急速に冷やされるだろう。一方、初期の原始太陽系星雲内での冷却を考えた場合、星雲ガスが光学的に厚いため急冷される見込みはまずないだろう。

動径方向の移動による微惑星の混合も、隕石の起源にとって重要である。太陽から遠く離れた領域(すなわち、木星付近からより遠い領域)で形成された微惑星は  $\text{H}_2\text{O}$  や炭素化合物のような揮発性物質を多量に含んでいるが、地球領域で形成された微惑星は揮発性物質に乏しく難融性の物質に富んでいる。VI章で触れた通り、微惑星の一部は互いの重力散乱により小惑星帯へと移動し、そこで形成された微惑星と混合される。この混合過程が、隕石中に見られる様々な化学的・鉱物

学的特徴を生んだのかもしれない。例えば、遠方域から何の変性も受けずに小惑星帯へ移動して来た微惑星が、高速衝突過程で生成した小片(例えばコンドリュール)を集積する可能性もある。これが炭素質コンドライトの母天体の形成過程であると考えられている。いずれにせよ、ここでは微惑星の動径移動及び連続的な衝突が最も重要な物理過程であり、その過程を通して隕石の母天体は幅広いな同位体的・化学的・鉱物学的な特徴を得ることが出来るのである。

上記の物理化学的変性を受けた後、高速衝突で形成された破片の一部もまた木星摂動により大きなランダム速度(すなわち、大きな離心率と軌道傾斜)を得る可能性がある。長い時間スケール(例えば $10^9$ 年)で見れば、これらの破片はさらに破壊されて、太陽紫外放射による侵食(すなわち、熱的な圧力による破壊)が原因でゆっくりと隕石のサイズまで小さくなる。そして、そのうちのさらに一部は地球までやってきて隕石となるのである。上の非常に長い侵食時間を考慮すると、この隕石形成のシナリオは、隕石が宇宙線にさらされた年代はかなり若い(例えば、 $\leq 3 \times 10^8$ 年)にも関わらずその形成年代はとても古いという事実をうまく説明することが出来る。

こうして、私達の惑星形成理論の枠組の中で隕石の起源を説明することが出来たと思われる。しかし、この起源に関して多くの定量的問題が解決されないまま残っている。特に、上で触れた高速・低速衝突に伴う熱的・力学的過程、すなわち様々なサイズを持った破片の衝突加熱と放射冷却を考慮に入れた分裂・再集積過程について研究する必要がある。

## XI 要約

これまでの章で、塵とガスとで構成される平衡状態の原始太陽系星雲から始まる、太陽系全体の長い進化過程を記述してきた。ここで進化の全過程について、研究から得られた結果を要約することにする。図24は進化の空間-時間図であり、主要な出来事その中に示されている。図中の数値はいくらかの不確定性を孕んでいるかもしれないが、それらは今後の研究により小さくなっていくだろう。

Fig.24に見られる通り、星雲ガスの存在する時代は太陽からの距離とはほとんど独立に数千万年続く。一方、各惑星の形成時間は距離と共に増加する。この星雲散逸時間と惑星形成時間の相違が惑星の多様性を生み出したのである。全ての地球型惑星は星雲ガス存在下で成長し、その誕生時には濃密な原始大気で覆われていた(小惑星は除く)。原始大気の温室効果により惑星表面は高温となり、惑星

内部の物質分化、すなわち地球と金星のコア・マントル構造形成を引き起こした。一方、火星は惑星の材料物質の不足のため、小さな質量を持って生まれることになる。そのため、火星原始大気の質量はより小さく、温室効果も弱かっただろう。これが火星の平均密度が地球・金星よりも小さい理由かもしれない。

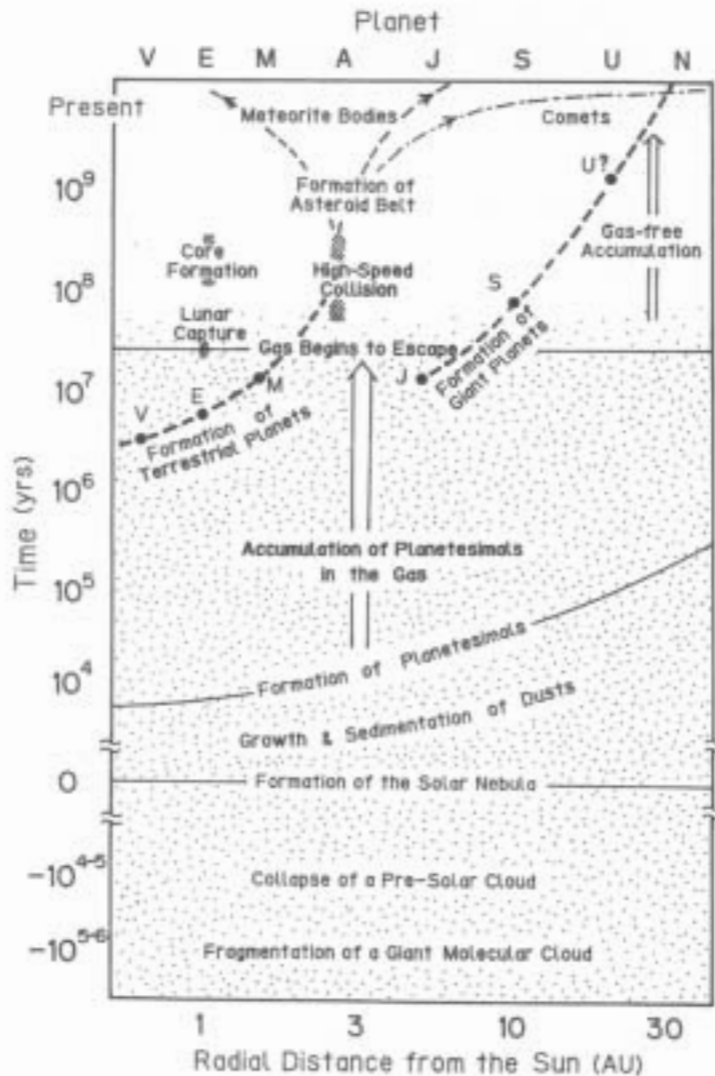


図 24: 太陽系進化の空間-時間ダイアグラム。点の打たれた領域はガスが豊富な時代である。現在の惑星位置が図の最上部に示されている。

小惑星帯では材料物質の面密度が小さいため惑星成長は非常に遅く、星雲ガス

が散逸する前に大きな天体へ成長することは出来ない。ガスの存在しない状況下では、原始小惑星のランダム運動は木星重力の摂動により容易に促進される；小惑星は互いに衝突し、小さな破片へと分裂していく。おそらく、これに伴う連続的な再集積・分裂が小惑星の起源を説明するものと思われる。隕石は、これらの破片の一部が地球域まで飛来したのもかもしれない。隕石中に見られる広範な化学的・鉱物学的変性は、上記の連続的な衝突によるものだろう。

木星と土星は星雲ガスが存在する時代に成長した（ただし土星の場合、誕生時にガスの一部はすでに消失していた）。微惑星集積により、コアが周囲の原始大気に重力不安定を引き起こしうる臨界質量まで成長した後、両惑星は巨大惑星形成に必要な多量の星雲ガスを捕獲することが出来る。他方、天王星及び海王星の成長時間はガス散逸時間（T<sub>タウ</sub>リ段階の期間にほぼ等しい）に比べ非常に長く、従ってこれらの惑星は主にガスの無い時代に成長することになる。天王星・海王星の大気質量が小さいのは、このガスの無い状況下での成長を原因とするのが有望である。

海王星の成長時間について再び強調しておく。私達の理論によれば、海王星の成長時間は太陽系の年齢と同程度あるいはそれ以上と見積もられる。これは今後解決しなければならない問題である；重要な過程を無視したり見落とししたりしていないか、点検する必要がある。

海王星成長時間の問題の他にも、解決しなくてはならない重大な問題が残されている。すなわち、原始太陽系星雲それ自身の形成及び消失である。私達の京都モデルに存在するこれらの理論的な欠落が、近い将来数値計算により埋められることを期待している。上記のような未解決の問題が残ってはいるが、いずれにせよ太陽系の進化全体を記述した京都モデルは、太陽系内の全階層の起源を矛盾無く説明していると思われる。



## 謝辞

本論文の作成に当たり、多くの方にお世話になりました。

特に、惑星物理学研究室 倉本 圭 助教授には研究・論文の指導のみならず惑星科学の面白さを教えて頂きました。ここに厚くお礼申し上げます。

また、惑星物理学研究室及び地球流体力学研究室の皆様には常日頃から御助言を頂き、また支えて頂きました。合わせてお礼申し上げます。

## 参考文献

- Cassen, P. M. and Moosman, A., 1981: On the formation of protostellar disks. *Icarus*, 48, 353-376.
- Hayashi, C., Nakagawa, K. and Nakazawa, Y., 1985: Formation of the solar system. In *Protostars and Planets II*, eds. D. C. Black and M. S. Matthews. Univ. of Arizona Press, 1100-1153.
- 阿部 豊, 1996: 太陽系の起源. 岩波講座地球惑星科学 1 地球惑星科学入門 (松井孝典 他), 岩波書店, 219-280.
- 渡辺 誠一郎, 井田 茂, 1997: 比較惑星系形成論. 岩波講座地球惑星科学 12 比較惑星学 (松井 孝典 他), 岩波書店, 131-231.
- 坂下 志郎, 池内 了, 1996: 宇宙流体力学. 培風館, 192pp.
- 中川 義次, 渡辺 誠一郎, 1993: 惑星系の起源. 惑星の科学 (清水 幹夫 編), 朝倉書店, 185-220.
- Shu, F. H. 1992: *The physics of astrophysics II, Gas dynamics*. University Science Books, 476pp.
- 高原 文郎, 1999: 宇宙物理学. 朝倉書店, 173pp.