

彗星雲の起源と進化

樋口 有理 可

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

e-mail: higuchia@th.nao.ac.jp



彗星雲（オ尔特雲）とは惑星系を遠方から球殻状に取り囲む長周期彗星の巢です。彗星雲の形成過程を2段階、すなわち(1) 惑星摂動、(2) 銀河潮汐力、による微惑星の軌道進化に分割し、それぞれを調べました。第1ステージについては、惑星散乱により微惑星がとる運命の割合が、惑星の位置と質量・微惑星の軌道要素にどのように依存するかを調べました。第2ステージについては、銀河潮汐力が微惑星の軌道臣下に与える影響を、永年摂動論を用いて定式化し、微惑星円盤から彗星雲への構造進化を調べました。それぞれの結果を太陽系に应用すると、質量の大きな惑星がより多くの彗星雲候補天体を生産すること、軌道長半径が数千 AU 以上の微惑星の多くは 50 億年後には近日点距離が惑星領域の外側に引き上げられオ尔特雲へと進化することがわかりました。

0. はじめに

0.1 オ尔特雲の姿

オ尔特雲という太陽系の構造をご存知でしょうか。オ尔特雲は太陽系を一番外側から球殻状に取り囲む構造で(図1)、彗星の貯蔵庫といわれています¹⁾。時々ここから長周期彗星が内側の地球付近まで落ちてきます。オ尔特雲には数兆個以上の彗星が貯蔵されていると見積もられていますが、半径数万 AU (天文単位: 太陽と地球の平均距離でおおよそ 1 億 5 千万 km) の領域に広がっているためその個数密度は低く、また遠すぎ、彗星が貯蔵されているところを地球から観測することはできません。この見えない彗星の貯蔵庫の存在を最初に考えたのはオランダの天文学者オ尔特でした²⁾。長周期彗星があらゆる方向から満遍なくやってくるということから、後にオ尔特雲と呼ばれることとなる彗星の貯蔵庫の存在を彼が提唱したのは 1950 年のことです。

このときオ尔特が用いた長周期彗星の個数はたった 19 個、そこから予測されたオ尔特雲が現在のオ尔特雲モデルと大差がないのは驚くべきことでしょう。

0.2 オ尔特雲形成標準シナリオ

オ尔特雲は惑星と同じように、微惑星円盤から誕生したと考えられています。

微惑星円盤内にある程度の質量をもつ惑星が誕生したときに、オ尔特雲は以下の 2 過程を経て形成されると考えられています(図2)。

1. 惑星が周囲の微惑星を重力散乱で遠方に輸送する。
2. 惑星散乱で遠方に輸送された微惑星の近日点距離を、外力(銀河系全体・近傍の恒星・巨大分子雲からの重力)が惑星領域から引き上げ、惑星から直接の影響を受けない軌道に進化させる。同時に軌道傾斜角も変化させる。

図3はオ尔特雲になる微惑星を含む、惑星散

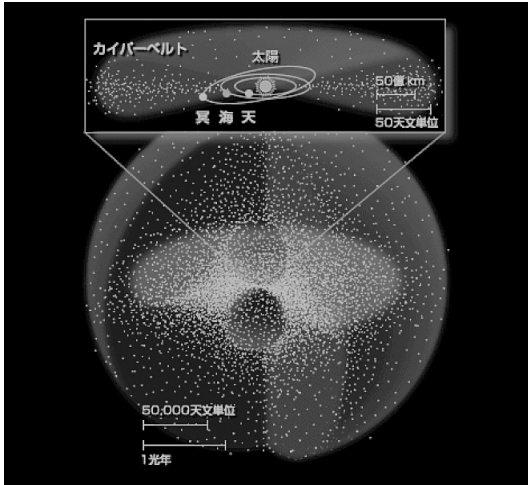


図1 オールト雲の想像図。(国立科学博物館「宇宙の質問箱」HP より)

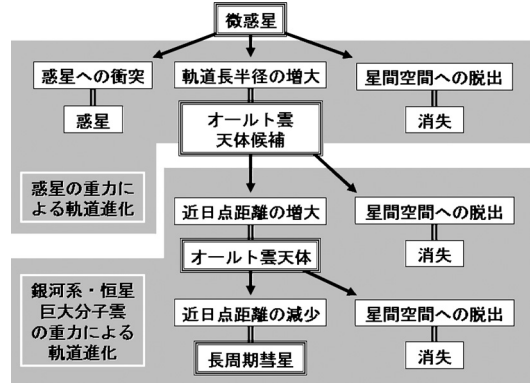


図3 惑星の強い重力を受けた微惑星がたどる運命。

0.3 オールト雲の起源から彗星雲の起源へ

微惑星からオールト雲を形成するのは惑星と外力です。このことは、銀河系には太陽系外のオールト雲(彗星雲)が太陽系外惑星と同じ程度ありふれている可能性を示唆します。しかしながら、これまでのオールト雲形成に関する研究は、太陽系に限ったケーススタディがほとんどでした^{3),4)}。太陽系に限定せず、系がもつ惑星の質量・位置や銀河環境にかかわらず応用できる一般化された彗星雲形成シナリオを構築することが私の研究の目標です。そのために、2段階の形成過程をさらに素過程に分割して調べるというアプローチをとりました。本記事の前半では、惑星摂動による微惑星の軌道進化について、後半では、最も支配的な外力である銀河潮汐力による微惑星の軌道進化について説明します。

1. 惑星摂動による微惑星の軌道進化⁵⁾

1.1 微惑星の運命

惑星は数 km サイズの微惑星が集積することで形成されます。惑星が形成されると、周囲に残存する微惑星の中には惑星の強い重力で散乱され軌道が大きく進化するものができます。惑星の強い重力の影響を受けた微惑星は、主に、(1) 惑星に衝突する(以下衝突)、(2) 双曲線軌道で星間空

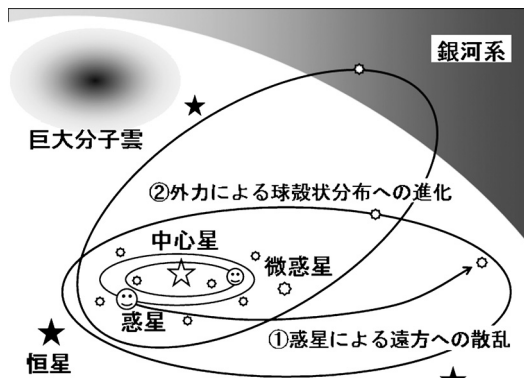


図2 オールト雲形成の概念図。

乱と外力を受けた微惑星の運命の概念図です。惑星散乱による軌道進化過程(1)で、軌道長半径が数千 AU 以上の細長い楕円軌道になった微惑星のみがオールト雲天体候補となり、次の外力による軌道進化過程(2)に進みます。外力による軌道進化過程で近日点距離が引き上げられたものが、オールト雲に貯蔵されている彗星となります。オールト雲彗星のうち、再び近日点距離が短くなり惑星領域に戻ってきたものが長周期彗星として観測されます。

間へ脱出する（以下脱出），(3) 軌道長半径が a_{can} 以上の楕円軌道になる，のどれかの運命をたどることになります。ここで， $a_{\text{can}}=3,000 \text{ AU}$ 程度とすると，(3) は“彗星雲への立候補”（以下立候補）ということになります⁴⁾。これらの運命の割合は，散乱する惑星や散乱される微惑星の質量や軌道要素といったパラメーターに依存します。本研究では数値計算を用いてこのパラメーター依存性を明らかにしました。

1.2 惑星による微惑星の散乱実験

微惑星の運命の割合のパラメーター依存性を明らかにするため，簡単な系を考えます。中心星とそのまわりを回る円軌道の惑星 1 個，そして質量 0 の微惑星 1 個の円制限 3 体問題を考え，微惑星の軌道長半径，軌道離心率，軌道傾斜角，惑星の軌道長半径，質量の 5 個をパラメーターとします。中心星の質量は太陽質量とし，微惑星の近日点引数，昇交点経度，近日点通過時刻（軌道上の位置）はランダムに与えます。そして微惑星の 1 ケプラー周期の軌道を数値計算します。1 ケプラー周期以内に惑星・微惑星間の距離が惑星の物理半径より小さくなれば，その時点で衝突と判定します。衝突しなかった場合，微惑星の 1 ケプラー周期後の軌道離心率が 1 を超えていれば脱出と判定します。衝突でも脱出でもなかった場合は，軌道長半径が初期値からどの程度変化したかをチェックします。1 組のパラメーターについて軌道長半径の幅 1 AU 当たり 100 万個～1,000 万個の微惑星の軌道を計算し，運命の確率を算出します。

1.3 微惑星の運命の確率

数値計算結果より，1 ケプラー周期当たりに微惑星が (1) 衝突，(2) 脱出，(3) 立候補（軌道長半径 $> a_{\text{can}}$ ），となる各確率 P_{col} , P_{esc} , P_{can} が各パラメーターの簡単なべき関数で表されると仮定し，以下の経験式を得ました。

$$P_{\text{col}}^{\text{fit}} \approx 7 \times 10^{-7} e^{-2} a_p^{-1} m_p^{4/3} \sin^{-1} i \quad (1)$$

$$P_{\text{esc}}^{\text{fit}} \approx 4 \times 10^{-6} \left(\frac{a}{a_p}\right)^3 (1-e) m_p^2 \sin^{-1} i \quad (2)$$

$$P_{\text{can}}^{\text{fit}} \approx 1.2 \times 10^{-5} \left(\frac{a_{\text{can}}}{a_p}\right)^{-1} \left(\frac{a}{a_p}\right)^5 \times (1-e)^2 m_p^2 \sin^{-1} i \quad (3)$$

ここで， a , e , i は初期の微惑星の軌道長半径 [AU]，軌道離心率，軌道傾斜角 [rad] で， a_p , m_p は惑星の軌道長半径 [AU] と質量 [木星質量] で，木星質量とは中心星の 1/1,000 の質量です。この経験式と数値計算結果の例を図 4 に示します。これらの経験式は，数値計算結果を計算領域の大部分で数倍以内の精度で再現しています。衝突確率は軌道離心率が高いほど低く，軌道長半径には依存しません。一方，脱出・立候補確率は軌道長半径・離心率が大きいほど高くなります。微惑星の軌道は惑星の成長と複数回の散乱により初期の円軌道からずれていくと考えられるので，脱出・立候補は惑星形成の後期になって卓越してくることがいえます。衝突確率・脱出確率の惑星質量への依存は，惑星と微惑星の相対速度を eV_K (V_K : 惑星の円運動の速度) で近似した 2 体の衝突断面積と 90 度散乱断面積とそれぞれ一致して

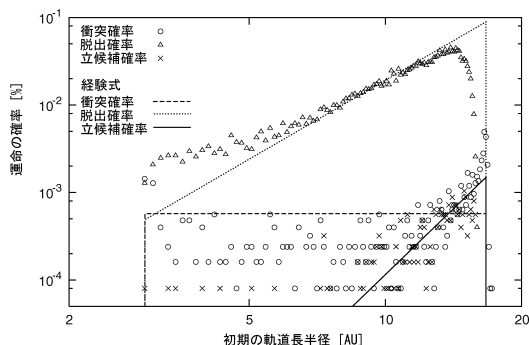


図 4 初期の軌道長半径に対する微惑星の運命の確率。初期条件は， $e=0.7$, $i=0.05 \text{ rad}$, $a_p=5 \text{ AU}$ ，惑星の質量 $=1 m_p$ （中心星質量の 1/1,000）。シンボルと線はそれぞれ数値計算結果と式 (1), (2), (3) の経験式を示す。

います。立候補断面積は脱出断面積と同じ惑星質量依存性をもちますが、これは立候補断面積が脱出断面積に比べて十分小さい (a_{can} が初期の軌道長半径のおよそ 10 倍以上) という条件下で成り立っています。

初期に軌道離心率が 0.3 以下の微惑星で脱出となるものはいませんでした。このことは、惑星と微惑星の相対速度から説明できます⁶⁾。惑星と微惑星の相対速度は小さいほうが強い散乱になりますが、相対速度以上の大きさの速度変化を微惑星が散乱により得ることはありません。そのため、惑星散乱で星間空間への脱出速度 $\sqrt{2} V_K$ を得るには、ある程度の相対速度は最低限必要となります。軌道離心率が大きいほど、大きな相対速度をもつことができます。初期軌道離心率が 0.3 以下の脱出微惑星がないのは、そこでは必要最低限の相対速度をもつことがないからです。脱出と同様大きな速度変化を必要とする立候補天体も、初期離心率が 0.3 以下にはいませんでした。

ところで、これまでのオールト雲形成に関する惑星の微惑星散乱過程の研究では、「木星のように質量が大きすぎる惑星は、微惑星を脱出させるばかりでオールト雲（候補天体）形成への寄与は小さい」といわれていました^{4),7)}。その根拠とされているのが、“立候補確率/脱出確率”の値です。先行研究では木星のこの値は海王星などに比べて非常に低いものでしたが、それらは惑星のヒル圏（太陽重力より惑星重力の影響が大きいような惑星に近い領域）内での強い散乱のみを考えています¹⁾。一方、本研究では軌道上の初期位置をランダムに与えているので、強い散乱に限定しないどころか微惑星が惑星の重力の影響をほとんど受けない場合も含んでいます。そうすると、前述の経験式のように脱出・立候補確率どちらも惑星質量の 2 乗に比例して高くなります。つまり、近接散乱以外も考慮すると“立候補確率/脱出確率”の値は惑星質量に依存しないこと、惑星質量が大きくなれば立候補確率の絶対値が上がるのがわかり

ました。これらと先行研究の結果をあわせると、立候補天体形成には木星のような大きな惑星のヒル圏外での散乱が効果的であるということが言えます。また、立候補確率/脱出確率はほとんどのパラメーター領域で 0.1 以下となっており、立候補天体の 10 倍以上の質量が星間空間へ消えてしまうことがわかりました。

立候補確率の a_{can} への依存から、立候補天体で形成される二次的な微惑星円盤の個数面密度を見積もることができます。個数面密度を円盤で積分したものが立候補確率に比例するということから逆算すると二次的な微惑星円盤の個数面密度は a_{can} の -3 乗に比例することになります。この分布は立候補天体のみならず、複数回の惑星散乱で形成されたであろう現在の scattered disk（近日点が海王星付近にある小天体領域）の個数分布にもいくらか残っていると考えられます。実際、先行研究の数値計算で形成された scattered disk の面密度分布は太陽からの距離のおよそ -2.8 乗に比例しており、-3 乗という値と近いものになっています⁸⁾。

1.4 太陽系の 4 大惑星の力比べ

オールト雲候補天体の形成に最も貢献したのは、木星・土星・天王星・海王星のうちどれなのでしょう。散乱する惑星間の結果を比較しやすいように、運命の確率 P を使って効率を定義します。ここでいう効率とは、“1 個の惑星が単位時間当たり生成する衝突/脱出/立候補微惑星の個数”で、以下のように定義します。

$$K = \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \frac{P}{T_K} n_s 2\pi a da \quad (4)$$

ここで、 T_K は惑星のケプラー周期、 $a_{\text{min}}, a_{\text{max}}$ は仮定する微惑星円盤の広がり、 n_s は元の微惑星の個数面密度です。ここでは簡単のため、微惑星円盤は惑星と軌道交差できる範囲に、標準モデルの傾きをもつ単位面密度 $n_s = a^{-3/2}$ で広がっているとします⁹⁾。

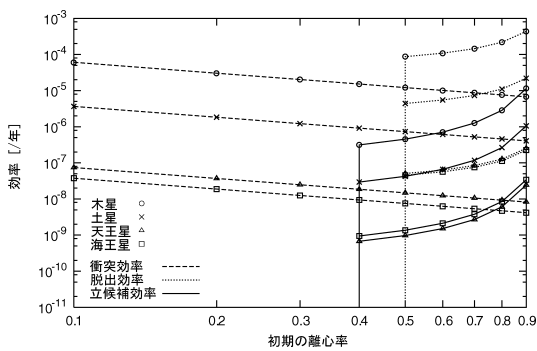


図5 木星・土星・天王星・海王星の衝突・脱出・立候補の効率。横軸は微惑星の初期の離心率。シンボルと線種はそれぞれ惑星と各効率を表す。

4大惑星の質量と軌道長半径の値を代入して得た各効率を、初期の軌道離心率に対してプロットしたのが図5です。微惑星の初期軌道傾斜角は0.05 rad (≒3度)としています。数値計算ではe=0.4の脱出効率はほぼ0であり経験式からの値とのずれが大きいため、この点は省いてあります。その他の点は、各確率の数値計算結果を積分して出した効率の値とよく一致しています。図5より、太陽系の4大惑星の中では木星が最も高い立候補効率をもっていることがわかります。また、位置・質量が異なる天王星と海王星の立候補効率は大体同じ値になっています。これは、海王星の質量の大きさと、天王星付近の微惑星のケプラー周期の短さ・個数面密度の高さがキャンセルした結果です。

2. 銀河潮汐力による微惑星の軌道進化¹⁰⁾

2.1 彗星雲形成における銀河潮汐力

惑星に散乱され軌道長半径が数千AUを超えた微惑星は、次は外力を受けて軌道がさらに進みます。外力のうち、最も支配的なものは銀河潮汐力です¹¹⁾。銀河潮汐力とは、中心星と微惑星が銀河系から受ける力の差です。銀河潮汐力の中でも銀河面に垂直な成分(以下z成分)が他の成分

に比べて10倍以上大きいので¹⁵⁾、本研究ではこの成分が微惑星に与える影響を調べました。

2.2 銀河潮汐力による微惑星の軌道要素の進化

銀河潮汐力を受ける微惑星の運動方程式は次の式になります。

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -GM_{\star} \frac{r}{r^3} - 4\pi G\rho_0 z \tag{5}$$

ここで、Gは万有引力定数、M_★は中心星質量、rは中心星からみた微惑星の位置、zはrのz成分、ρ₀は銀河系の恒星密度です。典型的なオールト雲彗星である軌道長半径が20,000AU程度の微惑星が受ける銀河潮汐力は、太陽重力と比べて十分小さく1ケプラー周期の間に大きな影響を及ぼすことはありません。そこで、式(5)から導かれるエネルギーを1ケプラー周期で時間平均し、

$$\langle \Phi \rangle = -\frac{GM_{\star}}{2a} + \pi G\rho_0 a^2 \sin^2 i_G \times (1 - e^2 + 5e^2 \sin^2 \omega) \tag{6}$$

を得ます¹¹⁾。ここで、a, e, i_G, ω, は微惑星の軌道長半径、軌道離心率、銀河面に対する軌道傾斜角(以下対銀河面軌道傾斜角)、近日点引数です。式(6)の第1項は中心星と微惑星の2体問題のエネルギー、第2項が銀河潮汐力に対応する部分で摂動関数と呼ばれています。この摂動関数に起因する微惑星の軌道要素の時間進化はラグランジュの惑星方程式⁹⁾から得られます。すると、銀河潮汐力では軌道長半径は時間進化しない、つまり星間空間へ脱出する微惑星を作らないことがわかります。一方、軌道離心率・昇交点経度は時間進化しますが、時間微分の式はそれぞれヤコビ楕円積分・フーリエ級数で表され、積分が可能です¹²⁾。ここで考えているポテンシャルはz軸対称なので、微惑星の角運動量のz成分は保存します。角運動量のz成分を簡単にしたもの

$$L_z = (1 - e^2)^{1/2} \cos i_G \tag{7}$$

が保存するので、軌道離心率がわかると対銀河面軌道傾斜角が得られます。また、エネルギー（式(6)）は軌道長半径（一定）、軌道離心率、対銀河面軌道傾斜角、近日点引数の関数なので、軌道離心率と対銀河面軌道傾斜角がわかれば近日点引数が得られます。このように、摂動関数から微惑星の軌道の時間進化を解析的に表すことができます。

図6は軌道長半径が20,000 AUの微惑星の離心率、対銀河面軌道傾斜角、近日点引数、昇交点経度の時間進化の解析解を表しています。初期の近日点引数が0度(A)と45度(B)で、それ以外の初期値は同じ2種類の進化を表していますが、進化の周期と振幅の大きさはAとBで異なります。すなわち、惑星の散乱で初期値として与えられた軌道の方向(=近日点引数)が異なるだけで、その後の進化が大きく異なることになります。特にBの進化では、離心率が大きく下がり近日点距離が惑星領域から効果的に引き上げられていることがわかります。またBの進化では近日点引数が90度を中心に振動していることがわかります。この振動は、軌道傾斜角が大きな小惑星の木星の永年摂動による軌道進化において見られる古在機構と同じものです¹³⁾。

また、角運動量のz成分(式(7))が保存してい

るので、A、Bいずれの場合も離心率と対銀河面軌道傾斜角の増減は互い違いになっています。すなわち、近日点が引き上げられ彗星雲になると同時に軌道傾斜角も元の値から大きくずれるので、彗星雲の分布は三次元的になるということがわかります。軌道要素のうち昇交点経度の進化の周期は他の周期と異なり、また尽数関係にもありません。よって、軌道要素すべてが再び初期条件の値にそろった平らな円盤に戻ることはありません。

これらの解析解は式(5)を数値計算で解いた結果とよく一致することを確認しました。次は、以上の解析解を微惑星円盤全体の進化に応用します。

2.3 円盤から彗星雲へ

惑星の散乱で形成された彗星雲候補天体からなる二次的な微惑星円盤を初期条件とします。微惑星の分布は、軌道長半径が100~100,000 AUの範囲で軌道長半径の -3 乗に比例するように与えました(前章参照)。簡単のため、微惑星の近日点距離は5 AU、対銀河面軌道傾斜角は63度(黄道面の値)、昇交点経度は0度(同一平面)にそろえました。また、近日点引数は0度から360度の間でランダムに与えました。このような微惑星円盤が恒星密度0.1太陽質量/pc³(現在の太陽系近傍の

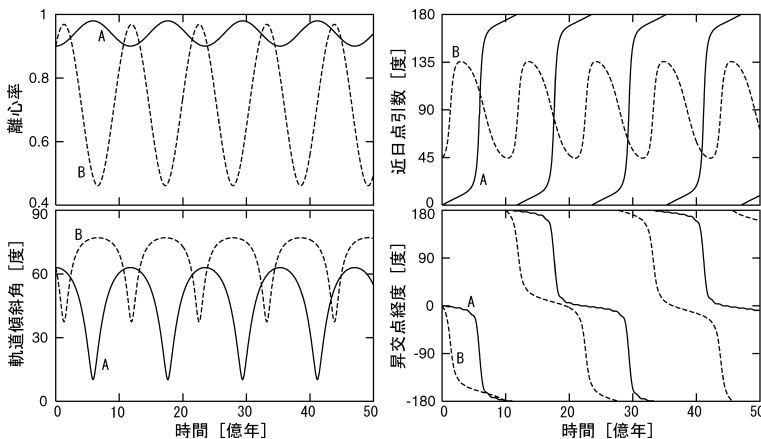


図6 軌道長半径が20,000 AUの微惑星の軌道要素の50億年の時間進化。

AとBは初期の近日点引数のみが異なり、他の初期条件は同じ。

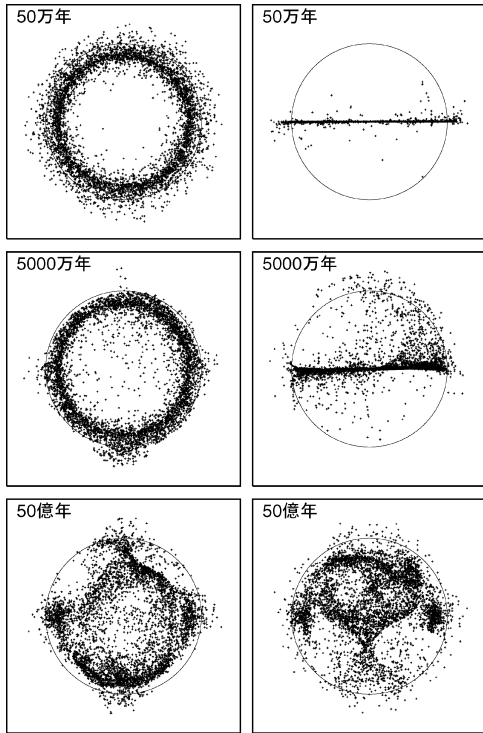


図7 微惑星円盤の分布の時間進化のスナップショット。中心星からの距離 [AU] の対数を、初期軌道面に投影したもの (左) と、それに垂直な面に投影したもの (右)。中心星からの距離は対数で表示しており、円は中心星からの距離 10,000 AU を示す。

値¹⁴⁾の銀河系からの潮汐力を受けて進化する様子を調べました。

図7は、微惑星の空間分布のスナップショットを、初期軌道面(黄道面)と、初期軌道面に垂直な平面に投影したものです。原点(太陽)からの距離は対数に直し、極座標系で表しています。

50万年ではまだほとんど平らな円盤状ですが、次第に外側から跳ね上がり、50億年経つと図1の想像図のような球殻状に近い分布へと進化します。軌道要素の進化の周期は微惑星のケプラー周期に反比例しているの¹²⁾で中心星から遠い微惑星ほど軌道要素の進化は速くなります。十分進化していない箇所では分布に非対称性が見られます。この非対称は、微惑星全体の初期の軌道要素の進

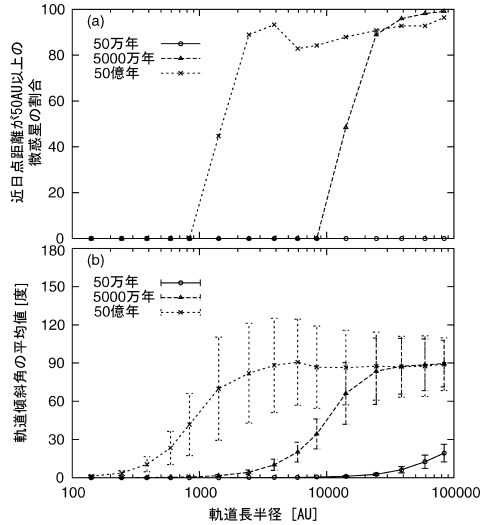


図8 (a) 近日点距離が 50 AU 以上に引き上げられた微惑星の割合 [%] の時間進化 (図7に対応)。横軸は軌道長半径。初期の近日点距離は 5 AU。線種は時間を示す。(b) 黄道面に対する軌道傾斜角の平均値の時間進化 (図7に対応)。誤差棒は分布の標準偏差を表す。

化の方向が似ているために起こりますが、個々の微惑星の進化の周期は同じではないので、軌道要素の進化の周期に比べて十分に長い時間が経てばなくなります。

図8(a)は、近日点距離が惑星領域(ここでは50 AU 以内)から引き上げられ、彗星雲となった微惑星の割合を軌道長半径に対してプロットしたものです。軌道長半径が大きな微惑星から順に引き上げられ、50億年後には軌道長半径が2,000 AU 以上の微惑星のおよそ80%以上が彗星雲に属していることがわかりました。図8(b)は、初期の軌道面(黄道面)に対する軌道傾斜角の平均値を軌道長半径に対してプロットしたものです。こちらも近日点距離同様に軌道長半径が大きいものから初期値からずれていき、50億年後には軌道長半径が2,000 AU 以上の微惑星では初期の軌道面に対する軌道傾斜角の平均は約90度になりました。

次に、現在の太陽系・銀河系と異なるパラメー

ターでの軌道進化を考えてみましょう。まず、銀河系の恒星密度が現在よりも高い場合を考えます。解析解より離心率・昇交点経度の進化の周期はともに恒星密度に反比例することがわかっているので¹¹⁾、進化時間は恒星密度でスケールが可能です。つまり、恒星密度が現在の値の10倍で一定だった場合、現在の密度で50億年かかる進化が5億年で達成されるということです。太陽などの恒星は星団として誕生しその後ばらばらになったと考えられているので、初期の恒星密度は現在よりも高く、現在までに減少した可能性があります¹⁵⁾。恒星密度が50億年の間に現在の値の10倍から現在の値まで減少した場合は、それぞれの値で一定だった場合の中間程度の進化となります。例えば、現在の恒星密度の10倍から1倍まで指数関数的に減少した場合は、50億年後には軌道長半径が1,000 AU以上の微惑星の80%以上が彗星雲に属していることになりました。

次に、初期の微惑星円盤の対銀河面軌道傾斜角が太陽系の値(63度)と異なる場合を考えてみます。対銀河面軌道傾斜角が0の微惑星には銀河潮汐力は働かないので、恒星や巨大分子雲との遭遇がない限り彗星雲は形成されません。対銀河面軌道傾斜角が0から90度の範囲にあれば、進化の速度に多少の差こそあれ、オールト雲と同じような彗星雲が形成されることとなります。ところが、対銀河面軌道傾斜角が90度、すなわち角運動量のz成分(式(7))が0の場合は様相が大きく異なります。この場合、離心率と近日点指数は進化しますが、軌道傾斜角と昇交点経度は進化しません。

よって、近日点距離の引き上げは起こりますが、軌道傾斜角のランダム化は実現せず、平らな円盤状の彗星雲が形成されることとなります。

3. ま と め

惑星と銀河潮汐力により微惑星円盤から形成される彗星雲の形成過程を、それぞれの段階に分け

て調べました。まず、惑星の強い重力を受けた微惑星の運命の割合のパラメーター依存性を数値計算で調べました。その次に、惑星の散乱で形成された彗星雲候補天体の分布が、銀河潮汐力のz成分によりどのように進化するかを解析的に調べました。その結果、(1) 脱出微惑星による損失を考慮しても彗星雲候補天体形成には質量の大きな惑星の散乱が効果的、(2) 太陽系の4大惑星では木星が彗星雲立候補天体を形成する効率が最も高い、(3) 彗星雲候補天体のうち軌道長半径がおおよそ2,000 AU以上なら50億年以内に彗星雲天体になるものが出てくる、(4) 初期の対銀河面軌道傾斜角が0-90度の範囲にあれば彗星雲天体の軌道傾斜角は大体等方化される、(5) 銀河系の恒星密度が高ければ彗星雲になるために必要な軌道長半径が短くなる、ということがわかりました。

本研究の前半では、微惑星の運命のパラメーター依存性を明らかにしましたが、現実的なパラメーターとはどういう値であるか、すなわち惑星の周りの微惑星がどのような軌道要素を持っているのかということはありません。効率(式(4))を太陽系年齢で時間積分して微惑星個数を算出するためには、この情報が必要です。これは今後微惑星集積のN体シミュレーションを行い調べる予定です。また、本研究では外力は銀河潮汐力のみを扱いましたが、近傍を通過する恒星や巨大分子雲などの影響でも彗星雲は進化します。惑星系が銀河系の密度が高い部分、“腕”を通過するときの外力の強さの変化なども構造の進化に影響を与えるでしょう。今後はこれらの影響も考慮してより現実的な彗星雲形成モデルを構築する予定です。オールト雲天体、または系外の彗星雲が観測される日がいつかくるでしょう。彗星雲形成モデルの構築は、その観測を彗星雲の起源のみならず惑星系全体の起源の解明に直接つなげるための準備です。

謝 辞

研究の遂行・論文の執筆すべてにおいて、共同研究者である国立天文台理論研究部の小久保英一郎さんと神戸大学での指導教官である向井正先生に感謝いたします。また、銀河潮汐力による軌道進化の解析解について、国立天文台名誉教授の木下 宙先生に議論にお付き合いいただきましたいへん有益なコメントをいただきましたことを感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Dones L., Weissman P., Levison H. F., Duncan M., 2004, Comets II (Univ. Arizona, Tuscon) 153
- 2) Oort J. H., 1950, Bull. Astron. Inst. Netherlands 11, 91
- 3) Duncan M., Quinn T., Tremaine S., 1987, AJ 94, 1330
- 4) Dones L., Levison H. F., Duncan M., Weissman P., 2006, Icarus, in press
- 5) Higuchi A., Kokubo E., Mukai T., 2006, AJ 131, 1119
- 6) 木下 宙, 1998, 天体と軌道の力学 (東京大学出版会)
- 7) Safronov V. S., 1972, IAU Circ., 45, 329
- 8) Levison H. F., Duncan M., 1997, Icarus 127, 13
- 9) Hayashi C., 1981, Prog. Theor. Phys. Suppl. 70, 35
- 10) Higuchi A., Kokubo E., Mukai T., Kinoshita H., 2006, AJ, submitted
- 11) Heisler J., Tremaine S., 1986, Icarus 65, 13
- 12) Kinoshita H., Nakai H., 1999, Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy 75, 125
- 13) Kozai Y., 1962, AJ 67, 591
- 14) Holmberg J., Chris F., 2000, MNRAS 313, 209
- 15) Fernandez J. A., 1997, Icarus 129, 106

Origin and Evolution of Comet Clouds
Arika HIGUCHI
Division of Theoretical Astronomy, National Astronomical Observatory of Japan, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

Abstract: The Oort cloud (comet cloud) is a spherical comet reservoir surrounding a planetary system. We have investigated the comet cloud formation that consists of two dynamical stages of orbital evolution of planetesimals due to (1) planetary perturbation, and (2) the galactic tide. We investigated the first stage by using numerical calculations and obtained the probabilities of the fates of planetesimals as functions of the orbital parameters of the planets and planetesimals. We investigated the second stage by using the secular perturbation theory and showed the evolution of the structure of a comet cloud from a planetesimal disk. We found that (1) massive planets effectively produce comet cloud candidates by scattering and (2) many planetesimals with semimajor axes larger than 1,000 AU rise up their perihelion distances to the outside of the planetary region and become members of the Oort cloud in 5 Gyr.