

オールト雲起源新彗星の力学進化と近地球小天体

伊藤孝士¹⁾・樋口有理可²⁾

¹⁾ 国立天文台 (National Astronomical Observatory) ²⁾ 東京工業大学 (Tokyo Institute of Technology)

Dynamical evolution of the Oort Cloud new comets and its relation to NEOs

Takashi ITO¹⁾ and Arika HIGUCHI²⁾

Abstract

Nearly isotropic comets with very long orbital period are supposed to come from the Oort Cloud. Recent observational and theoretical studies have greatly revealed the dynamical origin of this cloud and its history, but many issues remain yet to be solved. Here we combine two models to follow the dynamical evolution of the Oort Cloud new comets (OCNCs) beginning from their production until their ejection out of the solar system. The first model is a semi-analytical one about the OCNC production in an evolving comet cloud under the perturbation of galactic tide and stellar encounters. The second model numerically deals with planetary perturbation over OCNCs' dynamics in planetary region. The main results of the present study are: (1) Typical dynamical lifetime of OCNCs turned out to be $O(10^7)$ years. Once entering into the planetary region, most OCNCs stay there just for this timespan, then get ejected out of the solar system on hyperbolic orbits. (2) If the average orbital inclination of OCNCs is small, the so-called "planet barrier" effectively works, preventing some OCNCs from penetrating into the terrestrial planetary zone.

Key Words: Oort Cloud, solar system dynamics, numerical integration, near-Earth objects

1 はじめに

オランダの天文学者Jan Hendrik Oortは20世紀中旬、遙か遠方から地球近辺に飛来する長周期彗星の軌道傾斜角の分布が等方に近いという事実より、太陽から数千-数万天文単位の領域に球殻状の「彗星の雲」が存在することを予見した^{1,2,3)}。これがオールト雲である。その後の彗星観測データの蓄積や理論的研究の進展によりオールト雲の存在は今や定説となったものの、その構造の全容を紛れ無く示すような超遠方・全方位での天体検出は未だに為されていない。オールト雲の領域は太陽から遠く、彗星の個数密度も低く、何よりそこでは彗星がとても暗いからである。

オールト雲天体も惑星と同様に原始太陽系星雲内にあった物質から構成されているなら、オールト雲の形成・進化は主要惑星の形成・進化と連動して来たはずである。けれども多様な観測的証拠が揃う主要惑星の研究とは異なり、オールト雲やそこを起源とする彗星(新彗星)については観測データが乏しいために実態が明らかでない。だがオールト雲を起源とする彗星は確実に惑星領域に飛来しており、そのうち幾個かは地球近辺に達して私達の目にも触れている。かつては惑星との衝突を起こした天体もあったろう。本研究ではオールト雲の新しい力学モデルに基づいた数値計算により新彗星の力学進化を追い掛ける⁴⁾。当面は惑星領域に於ける新彗星の力学的寿命や近地球小天体との

関連性を探ることを目標とするが、将来的には観測データとの詳細比較によりオールト雲にある天体の総量を推定できれば可と考えている。

2 二種類の力学モデル

本研究では二種類の力学モデルを用いる。第一は彗星雲の力学進化を計算するモデルであり、第二は新彗星に対する惑星摂動を計算するモデルである。

第一つまり新彗星を生み出しつつ進化する彗星雲の力学モデルは筆者の一人が長年にわたり開発してきたものである^{5,6,7)}。彗星雲からの天体落下率を計算した先行研究は幾つかあるが^{8,9)}、本研究のように彗星雲形状の力学進化と新彗星の発生を同時に追った研究は少ない。この部分が本研究の独自性のひとつであり、多くの先行研究に於いては初めから三次元的なオールト雲様の彗星雲が仮定されている。本研究で扱う彗星雲は微惑星が惑星に散乱されることで形成される二次元円盤を初期状態とし、その後銀河潮汐力と恒星遭遇を受けて進化する。彗星雲構成天体の初期状態は以下である: 軌道半長径は $a = 10^3-10^5$ AU の範囲にあり、その個数密度は $dN/da \propto a^{-2}$ の関数形を持つ。離心率は $e \sim 1$ 、近日点距離は $q = 35$ AU で固定、軌道傾斜角は $I = 0$ という平面円盤で、その他の角度(近日点引数、昇交点経度、平均近点離角)は任意とする。

彗星雲に加えられる摂動は二種類とし、そのひとつ

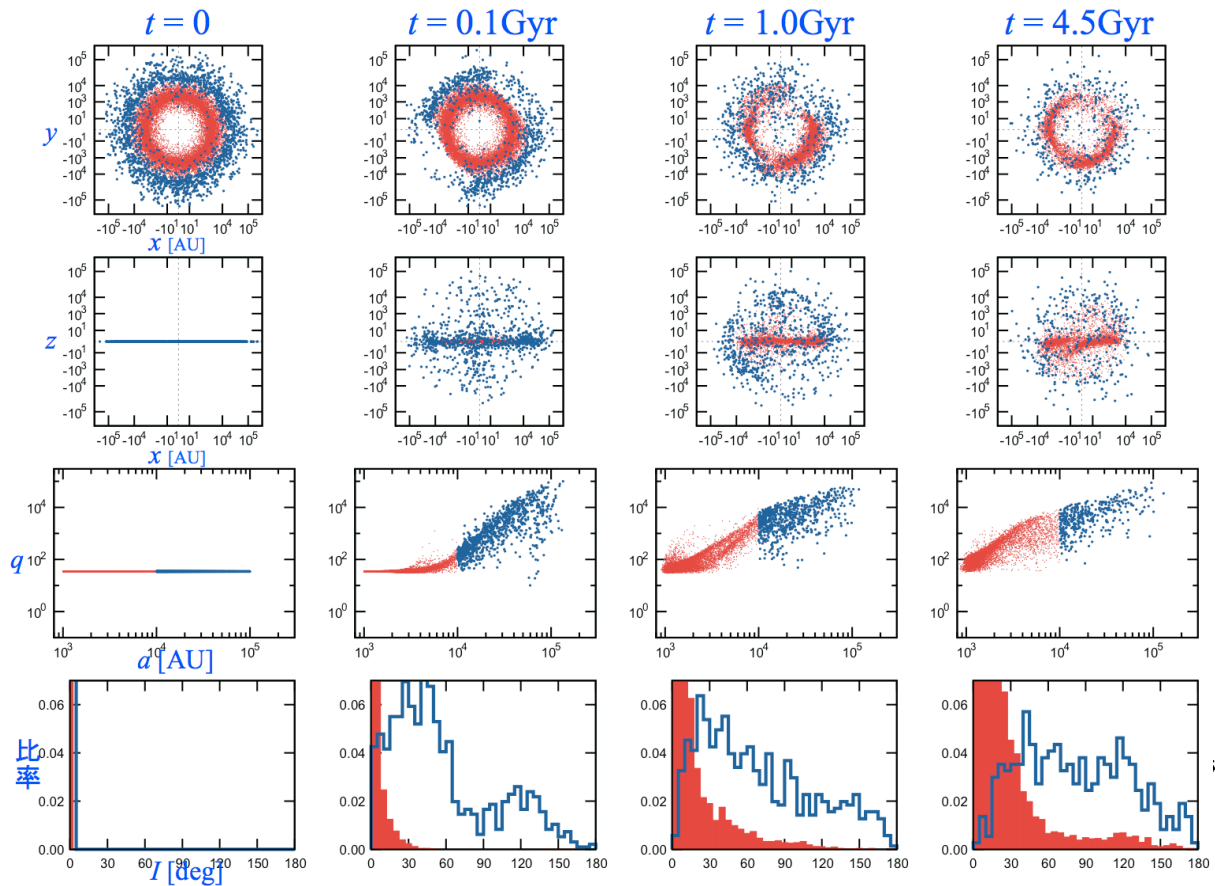


図1. 本研究の彗星雲モデルの一例（初期条件(1)を生み出す恒星セット）。一段目：彗星雲を北（円盤の中心軸上）から見た図。各軸の単位はAUだが距離^{0.2}で規格化している。 $a = 10,000$ AU以下の天体を赤で、それ以外の天体を青で描いた（青点はやや大きい）。左から $t = 0, 0.1, 1.0, 4.5$ Gyrでの状態である（これは他段も同様）。二段目：彗星雲を横（円盤の面内）から見た図。三段目：彗星雲を構成する天体の軌道半長径 a と近日点距離 q の分布（各軸の単位はAU）。四段目：彗星雲を構成する天体の軌道傾斜角 I の相対頻度分布（横軸の単位は度）。

は銀河潮汐力である。ここでは銀河を無限平面と仮定し（但し彗星軌道を取める厚みは持つ）、銀河面に垂直方向の潮汐力のみを考慮する^{6,7)}。この摂動によって彗星雲を構成する天体の離心率と軌道傾斜角は十億年スケールの長い時間で振動的に変化する（軌道半長径は変化しない）。また、彗星雲を構成する天体にLidov-Kozai振動^{10,11)}を発生させてその近日点距離を劇的に縮小する役割を担うのも銀河潮汐力である^{12,13)}。

彗星雲に働く今一つの摂動力は太陽近傍にある恒星との遭遇である。彗星雲を構成する天体の軌道要素は恒星と近接遭遇することで大きく変化し、結果的に多数の新彗星が発生し得る。本研究では恒星からの摂動を衝撃近似¹⁴⁾を用いて計算した¹⁵⁾。恒星は一定の速度で太陽近傍を通過するとし、太陽・彗星がそれぞれ恒星と最接近する点で古典的な衝撃近似^{16,17)}を適用して彗星に運動量変化を与える。恒星の速度や質量・遭遇頻度らのパラメータには現在の太陽系近傍の観測から予測される値を用いた¹⁸⁾。平均的に見るとこのモデルでは1個/10万年の割合で恒星が太陽から距離1pc以内を通過する。なお恒星は太陽へ等方的に接近・遭遇すると仮定するが、太陽から距離1pc以内の恒星遭遇な

らばこの仮定は妥当であるとされている¹⁸⁾。

初期に円盤状だった彗星雲の形状は銀河潮汐力と恒星遭遇により三次元的なものへ進化し（図1）、同時に近日点の小さな天体すなわち新彗星を産み出す。本研究では近日点距離 $q < 30$ AU かつ日心距離 $r < 30$ AU となって惑星摂動を強く受け出す天体を新彗星と定義する。第一のモデル内で初期に彗星雲を構成する天体の半数以上が最終的に新彗星化するが、彗星雲の進化段階により新彗星の発生率やその軌道要素分布は異なる。今回は図2に示した三種類の状況を初期条件とした。(1) 既に三次元的に進化した彗星雲からはほぼ等方的・定常的に新彗星が発生する状況（時刻 $4.0 < t < 5.0$ Gyr）。(2) 短期間に突発的な彗星シャワーが複数回発生する状況（時刻 $4.41 < t < 4.46$ Gyr、背景の彗星雲はこのとき既にほぼ等方的である）。(3) 太陽系初期に彗星雲が円盤状から三次元的形状に急激に進化する中で新彗星が大発生する状況（時刻 $0 < t < 1.0$ Gyr）。

第二のモデル、すなわち新彗星の運動に主要惑星からの摂動を与えるモデルとしては、もう一方の筆者が近地球小惑星の運動を扱うために構築した枠組みを用いる^{19,20)}。とは言え実質的には制限多体問題であり、

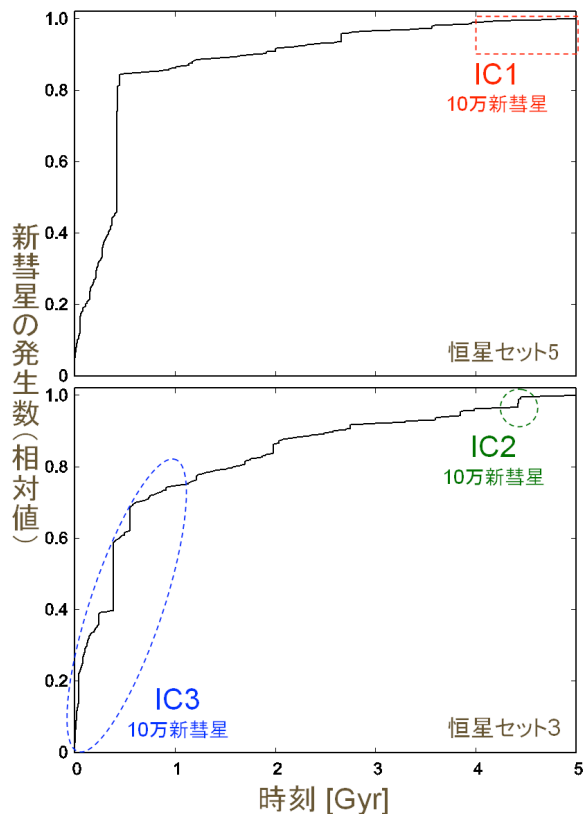


図2. 彗星雲からの新彗星の発生状況三種。用いる恒星セットが異なると新彗星の発生状況も異なる。図中の略号は IC1 が初期条件(1), IC2 が初期条件(2), IC3 が初期条件(3)を表す。

金星から海王星までの主要七惑星の摂動下を試験天体として運行する新彗星の力学進化を数値積分で追い掛ける。主要惑星の軌道や質量は現在のものを採用する。計算量を削減するために質量の小さな水星は省き、各々の新彗星に関する計算期間は最長で5億年間とした。ここで留意すべきは、第一つまり彗星雲の進化モデルと第二のモデルの間では天体の受け渡しが一方通行なことである。第一のモデルに於いて或る天体が新彗星と看做される条件を満たしたらその位置と速度を記録し、それを第二の力学モデルの初期条件として受け渡す。従って、新彗星がひとたび惑星領域に入ってしまうと銀河潮汐力や恒星遭遇の影響を受けることは無い。この仮定が厳密に正しいとは言えないが、後述するように新彗星が惑星摂動を一旦強く受け始めると系外に放出されるまでの時間は高々数千万年である。この時間は銀河潮汐力の典型的な時定数に比べてだいぶ短いため、銀河潮汐力の効果は限定的であると推定される。同様な理由で、この時間内に新彗星が恒星遭遇により致命的な摂動を受ける確率は高くない。

この仮定の下、計算量の削減を目的として $r = 800\text{AU}$ に到達した時点でも離心率 $e < 1$ を保つ新彗星についてはそれ以遠の領域では何の摂動も受けず、純粋なケプラー運動を行うと看做す。即ちこうした天体については図3のように $r = 800\text{AU}$ の地点で軌道を折り返すこ

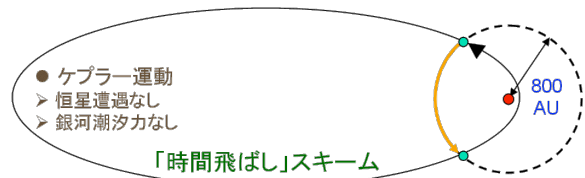


図3. 時間飛ばしスキームの概念図。太陽から距離 $r = 800\text{AU}$ を超える領域では摂動は働かず、新彗星はケプラー運動すると仮定する。するとその領域では数値積分が不要であり、新彗星の軌道進化は $r = 800\text{AU}$ の地点で平均近点離角を $l \rightarrow -l$ と変換すれば得られる。

とになる。これを私達は「時間飛ばしスキーム」と呼んでおり、これにより計算量は1/10から1/100に削減される。 $r = 800\text{AU}$ の地点で離心率 $e \geq 1$ となった新彗星は系外に放出されたと看做し、計算から取り除く。また $r = 800\text{AU}$ で $e < 1$ ではあっても軌道半長径がとても大きくなり遠日点 $Q > 200,000\text{AU}$ (約1 pc) となった天体は既に近傍恒星の重力支配下に移ったものと看做し、計算から取り除く。5億年間の最長計算期間が終了した時点では99%以上の新彗星がこの系から取り除かれるが、取り除かれた天体の約15%は後者の遠日点過大判定条件に該当したものである。

3 新彗星の力学的寿命と惑星との遭遇頻度

本研究のもっとも主要な結果は新彗星の力学的寿命を表す図4である。オールト雲から惑星領域に飛来した新彗星はこの図のように 10^7 - 10^8 年を滞在時間の最頻値として系外放出される。この分布は初期条件の種類(1,2,3)に余り依存せず、概ね彗星雲構成天体の初期軌道半長径 a 分布に依る。その幅は図1にあるように 10^3 - 10^5AU に集中しており、この軌道半長径を持つ天体の公転周期は数 10^4 年から数 10^7 年である。この公転周期を持って惑星領域に到達した新彗星は惑星からの摂動の下で暫く運行した後、惑星からの散乱を受けてある確率で離心率が1を超え、双曲線軌道に乗って系外放出される。それまでに必要な時間の見積もりが先行研究²¹⁾に示されているが、図4の結果はそれと調和的である。なお図4左側にある短時間のピークは一度目の回帰で直ちに放出された天体によるものであり、モデル依存すなわち人工的な効果である。これは将来のモデル改善により修正されるべき部分である。

新彗星がこのように系外放出されるまでにはどの惑星から最も強く影響を受けるのか？これは彗星雲の形成機構にも繋がる重要な問いであるが、「影響」の定義が自明ではない。この「影響」を定量化するために散乱半径 r_s を導入する。散乱半径とは小天体や宇宙機の軌道が惑星などに散乱されて90度修正される接近距離の目安であり、 $r_s = Gm_p/v_{\text{rel}}^2$ に比例する量として定義される²²⁾ (G は万有引力定数、 m_p は惑星の質量、 v_{rel} は惑星と新彗星の相対速度で、これは遭遇機会ごとに異なる)。この研究では新彗星が計算期間内に各惑星の

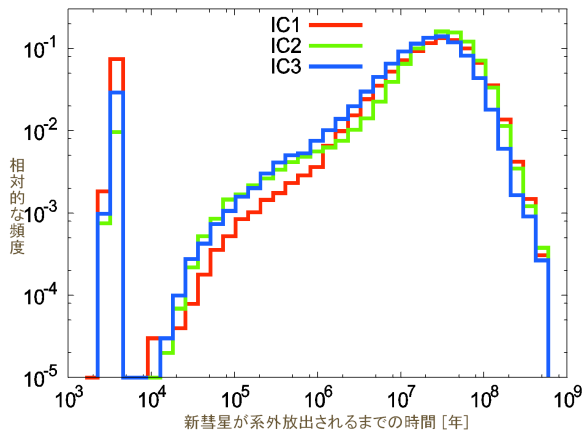


図 4. 新彗星が惑星摂動を受けてから系外に放出されるまで時間分布。縦軸は対数。数 10^3 年の領域に孤立したピークがあるが、これは一度目の回帰で放出された天体の寄与による人工的效果である。

500 r_s 以内の距離に入った回数を数え、その統計を見た。例えばある新彗星 i についてこの回数が木星：土星：天王星：海王星 = $n_J^i : n_S^i : n_U^i : n_N^i$ だったらそれを全ての新彗星について足し合わせ、総和としての n_J, n_S, n_U, n_N の比を算出する。これらの比は初期条件(1)で $0.58 : 0.31 : 0.06 : 0.05$, (2)で $0.54 : 0.31 : 0.08 : 0.07$, (3)で $0.47 : 0.32 : 0.11 : 0.10$ となった。従って新彗星を散乱して放出させる寄与は木星・土星からが圧倒的に大きい事が分かる（新彗星が平面的に飛来する(3)では外縁の天王星・海王星の寄与もやや大きい）。この結論は筆者の一人による彗星雲形成の力学過程研究と整合的である^{5,7)}。

但しこの統計には別の見方もある。上記した統計数値 n_J, n_S, n_U, n_N は $n_J^i, n_S^i, n_U^i, n_N^i$ の生の値を単純に足し合わせたものであり、最終結果への寄与が新彗星ごとに大きく異なる。例えば或る新彗星が木星と99回遭遇した後に放出され、他の或る新彗星は海王星との1回のみ遭遇後に放出されたとすると、上記の頻度比は $0.99 : 0 : 0 : 0.01$ となり、木星の寄与が圧倒的に大きいという結果になる。が、一個目の新彗星はともかく二個目の新彗星に木星は関与していないので、腑に落ちない感覚も残る。このような天体ごとの遭遇頻度の重みの違いを消すため、各新彗星に関する数値を $n_J^i/Q : n_S^i/Q : n_U^i/Q : n_N^i/Q$ (但し $Q = n_J^i + n_S^i + n_U^i + n_N^i$) と予め規格化しておき、それを全新彗星について足し合わせてみる。上述した極端な例で言えばその結果は $(99/99+0)/2 : 0 : 0 : (0+1/1)/2 = 0.5 : 0 : 0 : 0.5$ となり、木星と海王星の寄与が同等となる。実際にこの方式を今回の数値実験結果に適用すると初期条件(1)では $0.20 : 0.31 : 0.26 : 0.23$, (2)では $0.25 : 0.28 : 0.14 : 0.33$, (3)では $0.23 : 0.46 : 0.17 : 0.14$ となった。つまり木星+土星の寄与と天王星+海王星の寄与が拮抗するという結果が得られる。

4 新彗星の空間的浸透と回帰フラックス

オールト雲を起源とする彗星のうち一定数のもの

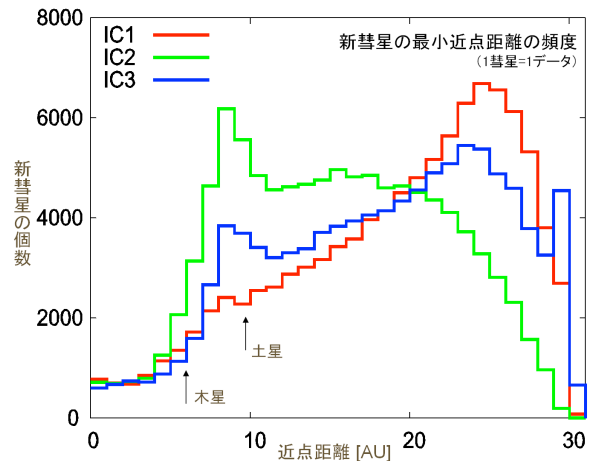


図 5. 各々の新彗星の近日点距離の最小値の頻度分布。複数回の回帰を示した天体についても 1 彗星=1 データとして処理している。

は地球近辺にも到達するはずである。だが木星などの巨大惑星に散乱されることでその到達フラックスは減衰し得る。結果的に巨大惑星が地球を「守っている」のではないかという予想は1970年代からあり、「木星バリア」という呼称が使われて来た^{23,24,25)}。しかしこの予想に関する定量的な研究は多く無い。私達は木星バリアの有無とそれが働く条件を知るため、一連の数値計算結果から各々の新彗星の近日点距離 q の最小値の頻度分布を作製した(図5)。仮に新彗星が様々な方向から降り注ぎ、結果的にその近日点が空間的(または黄道面付近で平面的)に一樣分布するなら、新彗星の近日点距離の頻度分布は $N(q) \propto q^b$ ($1 < b < 2$) の関数形に近づくと予想される(平面的に一樣なら $b = 1$, 空間的に一樣なら $b = 2$)。図5を見ると新彗星が黄道面付近から集中的に飛来する惑星形成期(初期条件3)には主要惑星(これも黄道面付近に軌道を持つ)による新彗星の散乱が有効であり、土星-木星らによるバリアが働くので新彗星の近日点分布は一樣にならない。しかし時代が下り彗星雲が等方化した後(初期条件1)は新彗星の飛来経路も多様化し、惑星バリアは有効でなくなって近日点分布は一樣な状態に近付く。現代の私達は惑星バリアが効かない時代に在ることになる。興味深いのは初期条件(2)で、この時に発生した三度の彗星シャワーに対して土星-木星バリアは誠に効率的に働いた。条件(2)で発生した彗星シャワー群がどれも黄道面方向からやって来たからである。一般に彗星シャワーが常に黄道面に沿うとは限らず、今回の条件(2)に於ける状況は偶然と言えるが、ともかくそのような方向から発生する彗星シャワーに対し巨大惑星が実質的に地球の盾になる確率は高い。

オールト雲天体については観測データが多くないため、この種の数値実験結果をどのような観測的事実と照合すべきかは常に問題となる。後述のようにオール

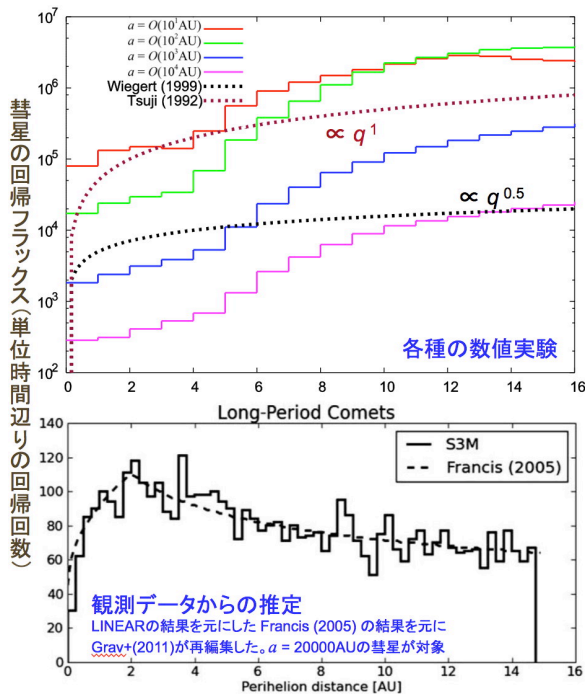


図6. 上: 初期条件(1)内での新彗星の回帰フラックスを他研究の計算結果^{26,27)}らと比較したもの。下: LINEARの観測結果を元にした推定²⁸⁾を更に編集したもの²⁹⁾。(a = 20,000AUの天体について)

ト雲起源の新彗星は近地球領域にもある程度浸透しているが、軌道情報のみから近地球小天体の起源を知る事は難しい。となると観測と計算との意味ある比較を可能にするのはなるべく遠方、少なくとも木星以遠での彗星の近日点分布や回帰頻度くらいである。だが現時点でその両者の整合性は高く無い。軌道半長径の大きな彗星の回帰フラックス分布の計算は、先行研究^{26,27)}・本研究のいずれもが近日点距離に応じて増すという結果を与えている(図6上)。一方で軌道半長径の大きな彗星の観測データから帰納される新彗星の回帰フラックス分布は $q > 2AU$ で減じており^{28,29)}、数値的研究と矛盾している(図6下)。数値的研究が絶対に正しいとは言わないが、尾を引いたりする彗星的活動をほぼ示さないと予想される木星以遠に近日点を持つ彗星の観測はまだ不十分であり、図6下に示された推定がどこまで確からしいかには議論がある。本研究のような数値的研究と直接比較できる遠方での彗星近日点分布の観測データが早急に取得される事を願う。

5 他天体群への遷移、生き延びた天体

最長5億年間の数値積分の後、本研究で扱う新彗星の99%以上は系外に放出された。だが新彗星は放出に至るまでに様々な天体状態を経験し、とりわけ木星族彗星(Jupiter family comets = JFCs)やCentaur, detached TNOsに遷移する確率はそこそこ高い。図7には本研究で扱った新彗星が各天体群の軌道要素空間に留まる時間の頻度分布である。なおここでの「各天体群」とは

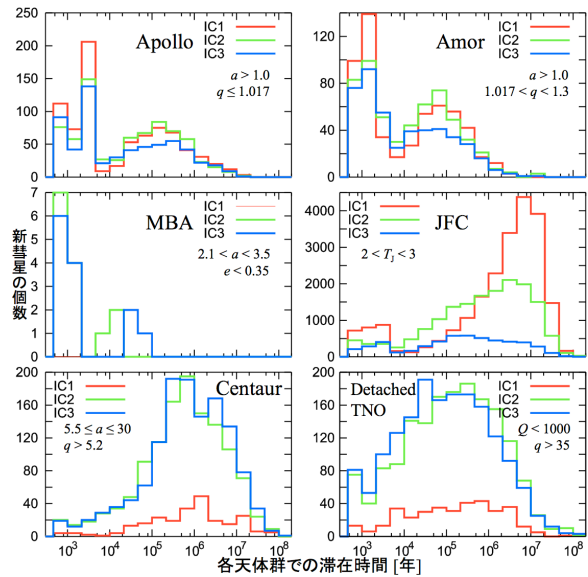


図7. 本研究で扱ったオールト雲起源の新彗星が様々な小天体グループに滞在する時間の頻度分布。各グループの定義は図中に記された軌道要素域である。T₁は木星を対象とするTisserand判定式。なお公転周期20年以下の彗星をJFCsとする定義もよく見られる。

純然たる軌道要素のみの分類であり、狭義のApollosやAmorsのように彗星的天体を除外する定義ではない。

ApollosとAmorsの滞在時間分布(図7の上段)には左側に短時間のピークがあるが、これは一回帰のみで系外放出される新彗星の寄与である。この一時的なピークを過ぎるとApollosやAmorsに遷移する天体は減じるが、それでも数十万年から数百万年にわたり近地球小天体となる新彗星は幾つか存在した。この時間は近地球小天体の典型的な力学的寿命とさほど変わらない^{19,30)}。各初期条件で用いた新彗星の個数は各十万个であり、図7上段でApollosまたはAmorsに短期間属する新彗星の総数が数百個から千個であるから、新彗星のうち1%程度は一時的にせよ近地球小天体に遷移することになる

(但し実際に観測されている近地球小天体のうち割合がオールト雲起源の新彗星であるかをここから直ちに算出できる訳ではない)。なお今回の計算では地球よりも小さな軌道を持つAtens ($a < 1AU$ かつ $Q > 0.983AU$)やAtiras ($a < 1AU$ かつ $Q < 0.983AU$)は発生しなかった。またメインベルト小惑星(MBAs)と同様な軌道半長径を持つ天体は多く発生したが、実際のMBAsほど離心率が小さくなる天体は稀であった。

新彗星がCentaur, detached TNOs, そしてJFCsに遷移する確率を見ると初期条件による違いが顕著である。これは各初期条件に於ける新彗星の初期軌道分布が異なるからと推定される。初期条件(1)から飛来する新彗星はその入射方向が等方に近いために天王星や海王星との相互作用頻度が低く、これらの惑星と力学的に強い関係を持つCentaurやdetached TNOsの状態を経由しないで更に内側に入り込む。よってその両者としての

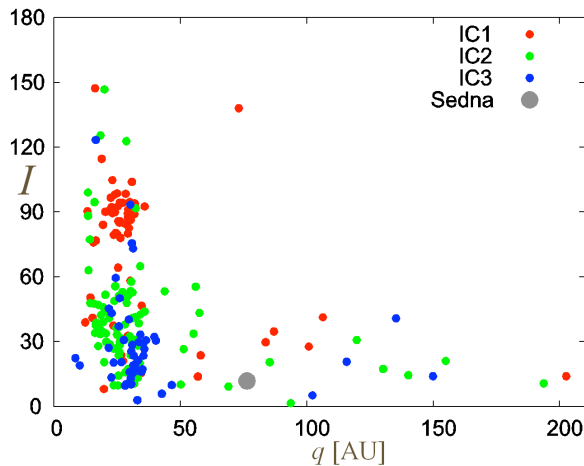


図8. 最長計算期間の5億年を生き延びた天体の最終的な (q, I) 分布(I の単位は度)。参考として(90377) Sednaの位置を灰丸で示した。

存在確率が低いのであろう。一方で新彗星がJFCsに遷移する確率の大小はJFCsの定義³¹⁾に用いられるTisserand判別式 T_J 内の軌道傾斜角項($\cos I$ 部分)に関係することが想像される。だが本研究で扱う天体は通常想定されるJFCsに比べて軌道半長径がかなり大きい。よってそもそもここで T_J を含む定義を使う事が妥当なのかという問題が残されており、更なる検討を要する。なおdetached TNOsの定義は幾つかあるが、ここでは(90377) Sednaや2012 VP₁₁₃³²⁾を含み現在認識されているdetached TNOsの軌道幅に入る天体とした。

本研究の最長計算期間である5億年間を生き延びた天体は多くない。図8は各初期条件から出発して系外放出されずに5億年間を生き延びた新彗星の近日点距離 q と軌道傾斜角 I の分布である。新彗星がこの期間を生き延びる確率は1/2000程度と小さいが、生き延びた天体は高い軌道傾斜を持つKBOsになり得る。また(90377) Sednaのように特異な軌道を持つdetached TNOsの力学的起源は諸説紛々としているが³³⁾、図8を見る限りオールト雲がそれらを産み出すことも十分に可能である。但しこの点に関しては更に長期にわたる力学的安定性の検証が必要だろう。

6 まとめと議論

オールト雲を起源とする新彗星の運動に関する私達のモデル計算は時間進化する彗星雲を扱い、惑星摂動についても多数の天体を精密に数値積分するなど、先例無く現実に近いものである。しかし勿論、改良の余地は山ほどある。先述したように本研究では二種のモデル間で天体のやり取りが一方通行であるため、惑星摂動を入れた計算には銀河潮汐力や恒星遭遇の効果が入っていない。これらを取り込む改良計算の準備を現在進行中である。また、太陽系初期の大型惑星の配置は現在よりも稠密であったと言う説が広まりつつある

^{34,35)}。そのような状況での彗星雲および新彗星の力学進化に関する先行研究は未だ存在せず、私達は是非そこに足を踏み入れたいと考えている。無論のこと観測結果との詳細な比較は重要な課題として残されており、最終目標であるオールト雲天体の総量推定に向けた検証を続けていきたい。

参考文献

- 1) Oort, J. H., *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, **11**, 91, 1950.
- 2) Oort, J. H., *The Observatory*, **71**, 129, 1951.
- 3) Dones L. et al., in *Comets II* (M. C. Festou et al. eds.), University of Arizona Press, Tucson, p. 153, 2004.
- 4) Ito, T., Higuchi, A., LPI Contribution, **1667**, 6209, 2012.
- 5) Higuchi, A., Kokubo, E., Mukai, T., *Astron. J.*, **131**, 1119, 2006.
- 6) Higuchi, A., Kokubo, E., Kinoshita, H., Mukai, T., *Astron. J.*, **134**, 1693, 2007.
- 7) 樋口有理可, 天文月報, **100**, no. 1, 8, 2007.
- 8) Kaib, N. A., Quinn, T., *Science*, **325**, 1234, 2009.
- 9) Fouchard, M., Rickman, H., Froeschlé, Ch., Valsecchi, G. B., *Icarus*, **222**, 20, 2013; **231**, 99, 2014; **231**, 110, 2014.
- 10) Лидов, М. Л., Искусственные спутники Земли, **8**, 5, 1961.
- 11) Kozai, Y., *Astron. J.*, **67**, 591, 1962.
- 12) Heisler, J., Tremaine, S., *Icarus*, **65**, 13, 1986.
- 13) Merritt, D., *Dynamics and Evolution of Galactic Nuclei*, Princeton University Press, Princeton, 2012.
- 14) Rickman, H., Fouchard, M., Froeschlé, Ch., Valsecchi, G. B., *Cel. Mech. Dyn. Astron.* **102**, 111, 2008.
- 15) Higuchi, A., Kokubo, E., in preparation.
- 16) Öpik, E. J., *Proc. Amer. Acad. Arts Sci.*, **67**, 169, 1932.
- 17) Rickman, H., *Bull. Astron. Ins. Czech.*, **27**, 92, 1976.
- 18) García-Sánchez, J., Weissman, P. R., Preston, R. A., Jones, D. L. et al., *Astron. Astrophys.*, **379**, 634, 2001.
- 19) Ito, T., Malhotra, R., *Adv. Space Res.*, **38**, 817, 2006.
- 20) Ito, T., Malhotra, R., *Astron. Astrophys.*, **519**, A63, 2010.
- 21) Tremaine, S., *ASP Conference Series*, **36**, 335, 1993.
- 22) Battin, R. H., *An Introduction to the Mathematics and Methods of Astrodynamics*, AIAA, New York, 1987.
- 23) Everhart, E., *Astron. J.*, **78**, 329, 1973.
- 24) Wetherill, G. W., *Astrophys. Space Sci.*, **212**, 23, 1994.
- 25) Horner, J. et al., *Int. J. Astrobio.*, **7**, 251, 2008; **8**, 75, 2009; **9**, 1, 2010; *Astron. Geophys.*, **51**, 6.16, 2010.
- 26) Tsuji, T., *Cel. Mech. Dyn. Astron.* **54**, 271, 1992.
- 27) Wiegert, P., Tremaine, S., *Icarus*, **137**, 84, 1999.
- 28) Francis, P. J., *Astrophys. J.*, **635**, 1348, 2005.
- 29) Grav, T., Jedicke, R., Denneau, D., Chesley, S. et al., *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **123**, 423, 2011.
- 30) Gladman, B. et al., *Science*, **277**, 197, 1997.
- 31) Bottke, W. F., et al., *Icarus*, **156**, 399, 2002.
- 32) Trujillo, C. A., Sheppard, S. S., *Nature*, **507**, 471, 2014.
- 33) Soares, J. S., Gomes, R. S., *Astron. Astrophys.*, **553**, A110, 2013.
- 34) Tsiganis, K., Gomes, R. S., Morbidelli, A., Levison, H. F., *Nature*, **435**, 459, 2005.
- 35) Lykawka, P. S., Ito, T., *Astrophys. J.*, **773**, 65, 2013.