日本惑星科学会誌 遊・星・人

第28巻 第4号

目 次

卷頭言 佐伯 和人	265
「2018年度最優秀研究者賞受賞記念論文」 惑星系の形成と進化 黒川 宏之	266
特集「ALMAで迫る惑星科学」 全球ダストストーム中の火星地表面放射の観測 佐川 英夫,青木 翔平,前澤 裕之,中川 広務,笠羽 康正	277
ALMA望遠鏡でスノーラインを観る奥住聡	285
HD 142527に付随する原始惑星系円盤のガス・ダスト比 スン・カンロウ, 百瀬 宗武, 武藤 恭之, 塚越 崇, 片岡 章雅, 花輪 知幸, 他3名	295
ぎょしゃ座SU星に付随する原始惑星系円盤の活動的相互作用 秋山 永治	305
ガス惑星周りの巨大衛星形成 芝池 諭人 微惑星衝突による11/ `Oumuamuaの極端細長形状の形成可能性 杉浦 圭祐, 小林 浩, 犬塚 修一郎	313 323
一番星へ行こう!日本の金星探査機の挑戦 その40 ~劣化のせい? IR2感度の温度依存性が明らかに!~ 佐藤 熟彦 佐藤 隆雄 Choon Wei Vun	 229
遊屋百景 その18 ~タッチダウン付近の小惑星リュウグウ,ジオラマ模型~	332
道上 達広	336
「第4回iSALE講習会」参加報告 藤谷 渉	338
初期太陽系における固体物質の生成と進化:惑星科学フロンティアセミナー 2019参加報告 田崎 亮	342
New Faces 植田 高啓, 芝池 諭人, 杉浦 圭祐 ···································	345
JSPS Information	351

Contents							
Preface		K. Saiki	265				
Formation and evolution of planetary	systems	H. Kurokawa	266				
ALMA observations of the 2018 global Temporal variation of the surface brig H. Sagawa, S. Aoki, H.	l dust storm on M ghtness temperat Maezawa, H. Naka	lars : t <mark>ure</mark> gawa, and Y. Kasaba	277				
Formation and evolution of planetary	system	S. Okuzumi	285				
The gas-to-dust ratio in the protoplane KL. Soon, M. Momose, T. Muto, T.	etary disk of HD . Tsukagoshi, A. Ka	142527 ataoka, and 4 authors	295				
Vigorous interactions of protoplanetar	ry disk around S	U Aurigae E. Akiyama	305				
Formation of large satellites around g	as planets	Y. Shibaike	313				
Possibility of the formation of the extr of II/^Oumuamua through a planetesin K. S	remely elongated mal collision Sugiura, H. Kobayas	shape shi, and Si. Inutsuka	323				
Road to the first star : Venus orbiter f — Temperature-dependent sensitivity of	from Japan (40) of IR2 is now ob T Satoh T M	vious! — Sato and C W Vun					
My favorite view in planetary sciences — The diorama model of asteroid Ryu	s (18) 1gu's surface —	T. Michikami	336				
Participation report of "the 4th lecture	e course of iSAL	E" W. Fujiya	338				
Formation and evolution of solid parti A participant's view of Frontier Semi	icles in the early nar 2019	solar system: R. Tazaki	342				
New Faces	T. Ueda, Y. Shil	baike, and K. Sugiura	345				
JSPS Information			351				

卷頭言

月資源探査,すなわちロケットの燃料や酸化剤となる水資源を月に探そうとする探査が,企 画され始めている。今後の宇宙資源探査に惑星科学者としてどうかかわるかは各自考えていた だくとして,日本の鉱山を知る最後の世代として,資源開発が科学に及ぼしてきた影響を振り 返ってみたい.

私は、東京大学理学部の今は亡き地質鉱物課程で学んだ.当時は、天然のフィールドに加え て、鉱山での実習が盛んであった.鉱山には同じ課程を卒業した先輩方がいて、採掘現場をたっ ぷり見学させてもらった後は、会社経費?での大宴会ということもしばしばあった.そのよう な鉱山を研究フィールドとして卒論・修論・博論の研究を行った学生も多数いる.

しかし、私が大学院生をしている間にも、急激に日本の鉱山は斜陽化していき、ほとんどの 鉱山が廃鉱となってしまった.私の数年後に大学に入学した学生は、日本の鉱山に招待しても らった体験はないかと思う.ただ、海外に目を向ければ、現在も多数の鉱山があり、鉱山開発 の技術者や鉱床の研究者は、実際に稼働している鉱山で実習を行っている.

そもそも地質学の始まりは、資源開発の現場であった.世界ではじめて地質図を作ったのは、 イギリスの運河を掘る技師ウィリアム・スミスである.彼の生きた18世紀後半の産業革命を 支えた資源は、蒸気機関の燃料であり製鉄にも必要な石炭、そして、鋼鉄の原料である鉄鉱石 だ.鉱石を運ぶ運河をイギリス全土で掘削する過程で、彼は、未知の生物群化石を含む地層が 存在し、同じような垂直配列でイギリス各地に出現することに気づく.当時のキリスト教的世 界観では、全生物種は天地創造で創られるため、人間の存在しない世界や、動植物群の移り変 わりは、あってはならないものであった.資源開発のために人類が地下を掘削して得た膨大な 博物学的情報から、新しい世界観が産み出されたのだ.

地殻中の元素の移動や濃集の過程は、より品位の高い鉱石を掘り当てたいとう現場のまさに 命がけの要求を原動力として研究された. Fault(断層)という用語も、もともとは掘り進めた 地下石炭脈が突然失われる状況を語源としている.

月資源, さらには宇宙資源がどのように開発されていくのかは, まだわからない. しかし, そこに新たな, そしてとてつもなく大きなニーズを持った科学のフィールドがあることを私は 確信している.

佐伯 和人(大阪大学)

2018年度最優秀研究者賞受賞記念論文 惑星系の形成と進化

黒川 宏之

2019年9月7日受領, 香読を経て2019年10月23日受理,

(要旨)近年、系外惑星観測によって、ホット・ジュピターやスーパー・アースといった太陽系に存在しな いタイプの惑星に関する統計的性質が明らかにされつつある。一方、太陽系探査・地球外試料分析によって、 地球型惑星や小天体に関する詳細な宇宙・地球化学データが取得されてきている。筆者は理論モデルを構築 し、これらの情報と比較することでその解釈を行ってきた、本稿ではまず、ホット・ジュピターの大気散逸 と内部構造、スーパー・アースの形成過程という系外惑星の研究から惑星系形成・進化の全体像に迫る、次 に、地球型惑星の表層環境進化、小天体の水岩石反応と赤外スペクトルという太陽系史の研究から、惑星系 一般における太陽系の普遍性・特殊性を議論する.

1. はじめに

惑星および惑星系の多様性はどのようにして生まれ たのだろうか?太陽系一つとっても、その中には岩石 惑星・巨大ガス惑星・巨大氷惑星が存在する。そして、 厚い大気に覆われた灼熱乾燥の金星、液体の水と生命 を宿す地球、薄い大気しか持たない寒冷乾燥の火星と、 同じ岩石惑星でもその姿は様々である. さらに、太陽 系外に目を移すと、スーパー・アースやホット・ジュ ピターといった太陽系内に存在しない類の惑星に満ち ている、惑星の多様性の起源を知ることは、なぜ地球 は生命を育む惑星となったのか?地球以外に生命を宿 す天体は存在するのか?という究極の問いにも繋がっ ている

筆者はこれまで系外惑星の統計分布や系内天体の元 素同位体組成など質的に異なる情報を理論研究にもと づき解釈し、惑星系や惑星環境の多様性の起源に迫っ てきた、本稿では、個別の研究で得られた知見を概説 し、それらを総合することで惑星系の形成と進化の全 体像を描き出すことを試みる.

hiro, kurokawa@elsi, jp

2. 系外惑星系

恒星の近傍(< 0.1 au)を公転する巨大ガス惑星であ るホット・ジュピター、地球の数倍のサイズを持つが その素性は未だ未解明であるスーパー・アースなど、 系外惑星系には太陽系惑星に存在しないタイプの惑星 が存在する.近年,系外惑星検出数の増加によってそ の統計的特徴が明らかになってきた.

2.1 ホット・ジュピター

人類が初めて発見した太陽型星周りの系外惑星はホ ット・ジュピターであった[1]. 太陽型星のうちホット・ ジュピターを持つ割合は1%程度に過ぎない[e.g., 2] ものの、以下に述べるようにホット・ジュピターの統 計的特徴の起源を解明することは惑星系の形成・進化 への重要な制約となる.

ホット・ジュピターの質量分布には、恒星のごく近 傍(<0.04 au)に土星質量の惑星の欠損領域(サブジュ ピター・デザート)が存在する(図1).惑星サイズ(半 径)分布においても同様にサブジュピター・デザート が確認されている.一方,惑星-原始惑星系円盤ガス 相互作用による惑星移動を考慮した惑星形成モデルで は、サブジュピター・デザートにも多くの惑星が形成

^{1.} 東京工業大学 地球生命研究所



図1: 系外惑星の軌道長半径-質量分布と大気散逸への最小生存 質量の比較.線で囲われた領域の上端が最小生存質量,下 端がコア質量を表す.実線:10地球質量,破線:20地球 質量,点線:30地球質量.理論計算結果はKurokawa and Nakamoto[5]より.系外惑星データはexoplanet.orgより (2019年8月23日取得)¹.

されると予想している[e.g., 3]. これは, 遠方領域で 形成した巨大ガス惑星のタイプII惑星移動および原始 惑星コアのタイプI惑星移動とその後の暴走的円盤ガ ス捕獲によるものである.

筆者らは、惑星形成後の進化過程がサブジュピター・ デザートをつくり出したと主張している.若い恒星の X線と極端紫外線(EUV)照射によって短周期惑星か ら大規模な大気散逸が生じる.筆者らはこの大気散逸 による質量損失を考慮した短周期ガス惑星の質量・半 径進化のモデル計算を行った[4](図2).質量が減少す ると巨大ガス惑星は膨張する.その結果、大気散逸は 暴走的な質量損失(ロッシュローブ・オーバーフロー) を引き起こす.閾値となる惑星質量(最小生存質量)を 境として、エンベロープの大部分を失うサブジュピタ ーと質量損失の影響を受けないジュピターサイズの惑 星に進化が二分することで、サブジュピター・デザー トが形成される[5](図1).惑星コアが軽いほど膨張し やすいため、最小生存質量はコア質量に依存する.コ



図2:大気散逸とロッシュローブ・オーバーフローによる惑星半 径の進化.スーパーアースCoRoT-7bが巨大ガス惑星だっ たとした場合の例.実線:可視光球面,破線:XUV吸収 面,点線:ヒル半径,点破線:コア半径.ロッシュロー ブ・オーバーフロー開始点をXで示した.Kurokawa and Kaltenegger[4]をもとに改変.

ア質量が10地球質量以下の時,形成されるサブジュ ピター・デザートの位置は観測と一致した.

大気散逸による進化過程でサブジュピター・デザー トの存在を説明するこのシナリオは,惑星形成過程に もいくつかの示唆を与える.1点目は,サブジュピタ ー・デザートに位置する惑星の存在を予想する形成モ デルと実際の統計分布の不一致が解消されるというこ とである.このことは,惑星-円盤ガス相互作用によ る惑星移動でのホット・ジュピター形成を可能にする.

2点目は、ホット・ジュピターのコアが10地球質量 以下であるという制約を与えることである.惑星形成 期の最終的なコア質量は集積物質のサイズに依存する. 原始惑星コアが成長するに伴い円盤ガスを捕獲したエ ンベロープの質量が増加していくため、集積する固体 物質がエンベロープ中で蒸発しだすが、小さい固体物 質ほど容易に蒸発するからである.kmサイズの微惑 星集積・cmサイズのペブル集積についてコア質量は それぞれ15地球質量・1地球質量以下と予想されてい る[6].一方、原始惑星の巨大衝突ではより重いコア も形成されうる[7].筆者らのサブジュピター・デザ ート形成シナリオはペブルや微惑星など比較的小さい 集積物質による巨大ガス惑星形成を示唆している.

ただし,最近の散逸大気モデリング研究ではサブジ ュピター・デザートを再現するために必要な大気散逸

図1. 6においてはケプラー宇宙望遠鏡で発見されたが質量の 制約がない惑星について理論的な質量-半径の関係式が仮定さ れている[40]. このため、大部分のスーパー・アースの質量 については極めて不定性が大きいことに注意が必要である.
 本稿ではスーパー・アースがホット・ジュピターと比較して 数多く存在することを視覚的に伝えるためこのようなデータ ベースを採用した.ただし、これらを除外した場合でも、こ こでの議論に影響はない.

率は得られないという報告もなされている[8]. 一方で, サブジュピター・デザートの位置と有効温度などの相 関は, 大気散逸によるサブジュピター・デザート形成 と整合的である[9].

大気散逸によるサブジュピター・デザート形成について、十分に検討されていない要素としてホット・ジュピターの異常膨張がある[e.g., 10]. 観測されるホット・ジュピターのサイズは理論的予想と比較して最大で2倍近く膨張している. 興味深いことに、土星質量付近でこの異常膨張の程度は最大となっている. 低密度の惑星ほど散逸フラックスは大きくなるため、この異常膨張が大気散逸を促進した可能性がある.

これまでに提案されている膨張メカニズムは3つに 大別することができる.1つめは中心星放射をエネル ギー源とするもの、2つめは潮汐をエネルギー源とす るもの、3つめは惑星内部の熱輸送効率を低下させ冷 却しづらくするものである.前者2つはホット・ジュ ピターが中心星に近いことが膨張の要因とするのに対 し、後者はホット・ジュピターが何らかの理由でより 遠方の巨大ガス惑星と異なる内部構造を持っているこ とが膨張の原因であるとしている.

熱輸送を非効率にするメカニズムとして着目されて いたものが,惑星内部の重元素(水素・ヘリウム以外 の元素)濃度不均質である[11].対流不安定を引き起 こす温度勾配と対流を安定化させる組成勾配が共存す る時,薄い拡散層と対流層が交互に配置する二重拡散 型層対流が発達する.二重拡散型層対流の熱輸送は通 常の対流(オーバーターン型対流)と比較して極めて非 効率である.

ホット・ジュピターの異常膨張の原因を解明するた め、筆者らは提案されていた二重拡散型層対流の影響 を再検討した[12](図3).層対流の存在を予め仮定し ていた先行研究に対し、内部構造進化計算から対流様 式を自己無撞着に決定した.その結果、2つのことが 明らかになった.1点目は、熱進化の初期において層 対流ではなくオーバーターン型対流が発生することで ある、2点目は、層対流が発生した場合の膨張の効果 がそれを引き起こすために必要な重元素による収縮の 効果と相殺することである.これはすなわち、ホット・ ジュピターの異常膨張の原因は惑星内部の組成不均質 という内因的なものではなく、中心星照射など外因的 なものだということを示している.



図3:木星質量のホット・ジュピター内部の対流安定性 (Density ratio)の時間進化.中心から0.3惑星質量までの範囲で重元 素量が線型に減少する内部構造を仮定した場合の計算結 果.Kurokawa and Inutsuka[12]をもとに改変.

ホット・ジュピターの異常膨張の原因が"熱い(中心 星に近い)"ことそのものであることは、かつて存在し たサブジュピター・デザートのガス惑星が異常膨張す ることで激しい大気散逸を引き起こし、質量の大部分 を失った可能性を示唆している.また、惑星形成過程 に対しては、ホット・ジュピターとその他の巨大ガス 惑星が共通の起源を持っていてもよいということを示 している.

2.2 スーパー・アース

次はスーパー・アースに話題を移そう. これまでの 系外惑星探索で発見されている限りでは,スーパー・ アースは宇宙でもっとも普遍的に存在する惑星である. ケプラー宇宙望遠鏡によるトランジット観測によって, 太陽型星の約半数が短周期スーパー・アースを保持し ていることがわかっている[e.g., 2]. 質量と半径の両 方が制約されているスーパー・アースの内部構造モデ ルによれば,スーパー・アースの多くは質量で1-10 %程度の水素とヘリウムを主成分とするエンベロープ を纏っている[e.g., 13].

スーパー・アースが数多く存在する一方,ホット・ ジュピターがごく少数であることは,惑星形成の理論 的予想に反している.1次元的な静的円盤ガス捕獲モ デルの予想によれば,原始惑星円盤の中で形成したス ーパー・アースは円盤ガス寿命の間に暴走的ガス捕獲



図4: 原始惑星周囲の円盤ガス流れ場. 最小質量円盤1AUにおける0.1地球質量惑星を仮定. (a) 円盤中心面の 流線(白線),速度ベクトル(黒矢印),ガス密度(コンター),ボンディ半径(黒破線). (b) 3次元流線. 青: 流入、赤:流出. Kurokawa and Tanigawa [16]をもとに改変.



図5:原始惑星円盤中の惑星周囲のアウトフロー速度とペブル降着速度の比較.データ点:流体計算から得られたアウトフロー速度,実線:解析的に導出したアウトフロー速度,破線・点線・点破線:異なるサイズのペブル降着速度(Stはガス抵抗による制動時間とケプラー振動数の積). Kuwahara et al.[17]をもとに改変.

によって巨大ガス惑星へと進化するからである.スー パー・アースの形成シナリオは大きく2つに分けるこ とができる.1つは、スーパー・アースは円盤ガスが 晴れ上がる直前に形成されたため暴走的ガス捕獲を免 れたとする説[e.g., 14],もう1つは、スーパー・アー スは惑星形成の初期に形成されたものの何らかの理由 により暴走的ガス捕獲を免れたとする説である[e.g., 15].

後者に分類される説のうち,もっとも有力視されて



図6: 系外・系内惑星の質量分布と筆者の提案する惑星形成シナ リオ. データ点は図2と同様のもの.

いたものに大気リサイクリングによる円盤ガス降着抑 制がある[15]. 従来の1次元モデルが仮定していた静 的な円盤ガス捕獲の描像と異なり、3次元流体シミュ レーション(等温計算)により、原始惑星エンベロープ と円盤ガスは動的に入れ替わり続けることが示された. この大気リサイクリング現象がエンベロープガスの冷 却収縮とさらなる円盤ガス捕獲を妨げると提案されて いた.

大気リサイクリング説を検討するため、筆者らは原

始惑星コア周囲の円盤ガス流れ場の3次元流体シミュ レーションを行った[16](図4). その結果, 等温計算 と異なり, 現実的な非等温計算では大気リサイクリン グ流から孤立したエンベロープが形成された. この孤 立したエンベロープ領域のガスが冷却収縮するとさら なる円盤ガス捕獲を引き起こし, 最終的に暴走的ガス 捕獲によって巨大ガス惑星へと進化すると予想される. この結果は, 暴走的ガス捕獲を回避するためには, ス ーパー・アースは惑星形成の後期に形成される必要が あることを示している.

では、そのような遅いスーパー・アース形成を可能 にする惑星形成シナリオはありうるだろうか?筆者ら は、大気リサイクリング流がペブル集積を抑制したと いう仮説を提案している[17]. 円盤中心面に吹き出す アウトフロー速度は小さいペブルの降着速度を上回る (図5). スーパー・アース形成領域においてペブルが 十分小さく、かつ乱流強度が十分に弱くペブルが円盤 中心面に沈殿している場合、ペブル集積による原始惑 星コアの急速成長を回避できると予想される.小さい 原始惑星コア同士が円盤ガス晴れ上がりに伴って軌道 交差・巨大衝突することで、最終的に現在のスーパー・ アースが形成される.惑星近傍流れ場がペブル集積に 及ぼす影響の定量的な検討は今後の課題である.

2.3 惑星系の形成・進化シナリオ

ここまでの議論を総合した惑星形成・進化シナリオ を図6に示した.大気散逸によって惑星形成後にサブ ジュピター・デザートがつくり出されること[5],そ してホット・ジュピターの異常膨張は外的要因による ものであるということ[12]は、ホット・ジュピターと 遠方巨大ガス惑星が共通の起源を持つというシナリオ を可能にする.水氷の雪線以遠でのダストの直接合体 成長・ペブル集積によって10地球質量程度の原始惑 星が誕生する[18,19].暴走的ガス捕獲によって十分 早く成長した巨大ガス惑星はその場に留まり、それ以 外の原始惑星はタイプI・II惑星移動を経験してホッ ト・ジュピターとなる[3].最後に、中心星放射によ る異常膨張・大気散逸による暴走的質量損失でホット・ サブジュピターはスーパー・アースへと進化する[5].

ー方,スーパー・アースは円盤ガス晴れ上がりの直 前に形成されることで暴走的ガス捕獲を免れた[16]. 大気リサイクリング流がペブル集積を妨げることで原



図7:太陽系内の地球型惑星・炭素質コンドライト・彗星の揮発 性元素存在度.総質量中の存在度を太陽組成で規格化して いる.地球については表層(大気・水圏・地殻),金星・火 星については大気中の存在量のみを考慮している.彗星希 ガスはロゼッタ探査機による67P/チュリュモフ・ゲラシ メンコ彗星の測定値(Neのみ上限値):[41],その他は黒川, 櫻庭[22]の参考文献にもとづく.黒川, 櫻庭[22]をもとに 改変.

始コアの成長を遅らせた場合,円盤ガス晴れ上がりに 伴う軌道交差・巨大衝突でスーパー・アースが形成さ れる[17].ペブル集積が非効率であることで相対的に 微惑星集積の寄与が重要となるかもしれない.1 au以 遠での効率的なペブル集積による巨大ガス惑星形成に 対し,1 au以内での非効率なペブル集積によるスーパ ー・アース形成を可能にするものとして,ダストの性 質・乱流強度の違いが挙げられる.岩石と水氷の付着 しやすさの違いによって,水氷の雪線より内側の領域 ではペブルサイズが小さい可能性がある[e.g., 20].ま た,短周期スーパー・アースの存在する中心星近傍に おいては,磁気回転不安定・流体力学的不安定による 乱流生成が限定的である可能性も指摘されている[e.g., 21].これらの効果はいずれもペブル集積によるコア 成長を妨げる方向に働く.

3. 太陽系

系外惑星観測の進展は,短周期スーパー・アースの 存在しない太陽系が典型的な惑星系ではないことを示 唆している.したがって,太陽系史を惑星系一般の形 成・進化の中に位置づける際には,その普遍性と特殊 性を慎重に区別する必要がある.しかしながら,探査 機によるその場観測や地球外試料の実験室分析,小天



図8:後期天体集積期における揮発性元素量の進化(a)金星,(b)地球,(c)火星. Sakuraba et al. [23]をもとに改変.



図9:火星大気中の元素同位体比を初生比で規格化した値(太線:現在,細線:41億年前).大気散逸による同位体分別と火 山脱ガスが釣り合う定常状態の理論予想の範囲を帯で示した。ALH84001データ:[25](Arは上限値).その他のデー タはLammer et al.[24]の参考文献より.Lammer et al.[24] をもとに改変.

体観測が可能な太陽系研究は,系外惑星系研究と相補 的な意味を持つ.筆者は惑星・小天体の揮発性元素組 成と同位体組成,そして小天体の赤外スペクトルに着 目して,太陽系史と地球型惑星の大気・海の起源と進 化を研究してきた.

3.1 地球型惑星

地球型惑星の表層環境は惑星形成期における揮発性 元素の供給とリザーバー間の分配によってその初期状 態が決定づけられ,その後の元素循環・大気散逸によ って時間進化する.揮発性元素組成・同位体組成はこ れらの素過程の情報を反映している.地球型惑星の元 素存在度パターンが共通してコンドライト隕石・彗星 と類似していることは、太陽系の遠方領域を起源とす る小天体が揮発性元素をもたらしたことを示唆してい る[22](図7).

金星・地球・火星の揮発性元素が共通して小天体集 積に由来するならば、何が3つの惑星の揮発性元素量 の違いをもたらしたのか?筆者らは天体衝突による揮 発性元素供給では必然的に大気剥ぎ取りが伴うことに 着目し、後期天体集積期における供給と剥ぎ取りによ る揮発性元素量進化をモデル計算した[23](図8).そ の結果、惑星質量や太陽からの距離の違いを考慮して も3天体間の揮発性元素量の差は2倍以内に収まった. したがって、惑星形成後の元素循環や大気散逸によっ て惑星間の差異が生じたはずである.

なお,2.3節で述べたように,1 au付近での惑星形 成はkmサイズ以上の天体衝突過程が支配的だったと すると,後期天体集積期以前の大気剥ぎ取りも惑星表 層の揮発性元素組成に影響する.加えて,金属コアへ の元素分配も重要となる.これらを考慮した全惑星集 積期へのモデル拡張は今後の課題である.

地球の揮発性元素同位体組成はコンドライト隕石と 大まかに一致するが、火星は重い同位体に富んでいる (図9,11).これは大気散逸によって大気と表層水が 失われたことを意味している、大気散逸では軽い同位 体が選択的に失われるため、惑星表層には重い同位体 が濃集する、火星が大気と表層水を失った時期・量を 制約するため、筆者らは探査・火星隕石分析から得ら れた同位体組成データと理論モデルの比較を行ってき



図10: 火星大気圧 (a) と同位体組成 (b-d) の進化. 100通りのモンテカルロ計算から特徴的な3通りを選んでプロットしている. 黒線:厚い大気. 緑線:薄い大気. 青線:41億年前以降に厚い大気から薄い大気に進化した例. データ点 (黄色)は現在・ 41億年前の同位体組成. Kurokawa et al. [26]をもとに改変.



図11: 火星水リザーバーのD/H比進化.大気やそれと平衡にあ る表層氷に加えて、古海洋の水を起源とする地下氷が存 在する可能性を示唆している.データ元は黒川, 櫻庭 [22] を参照.黒川, 櫻庭[22]より転載.



図12: 火星表層・地下水量の時間進化. リザーバーを単一, 分別係数f=0とし, D/H比は以下を仮定した. 45億年前:1.275, 41億年前:2, 現在:7. 実線はある初期水量 を仮定した場合の進化を示している. 緑は現在の極冠氷 量に基づく最小見積もり. 古海洋体積のデータ元は[29] を参照. 水量の単位であるGELは全球平均水深(Global Equivalent Layer)を表す. 黒川, 櫻庭[22]より転載.



図13: 地球の水リザーバー D/H比進化モデルから得られたD/H 比の制約条件を満たすパラメータ範囲(斜線の領域). 青 線:現在の海洋・マントルD/H比を再現するための下限 値. 赤線:太古代海洋D/H比を再現するための上限値. カラーコンター:初期海洋質量. Kurokawa et al. [32]を もとに改変.

た. ここではその概要を述べるに留めるが, 筆者らに よる総説[22, 24]でより詳細に解説している.

大気を主要なリザーバーとする揮発性元素のうち, 軽い元素(N, Ne, Ar)の同位体組成は、スパッタリン グと光化学的散逸による損失と火山性脱ガスによる供 給の定常状態でよく説明できる[24](図9).この事実 は2つのことを示唆している.1点目は、大気散逸に よる同位体分別モデルの妥当性である.2点目は、現 在の定常状態にある同位体組成はもはや初期進化の情 報を保持していないということである.

そこで筆者らは過去の同位体組成を制約条件として 表層環境を制約するという手法をとった.火星隕石ア ランヒルズ 84001 (ALH84001)の記録する41億年前の ¹⁵N/¹⁴N,³⁸Ar/³⁶Ar比はコンドライト隕石に近い値を 示す[25].筆者らは様々な大気供給・損失過程を組み 込んだ同位体組成進化モデルを構築し,大気圧と同位 体組成の関係を調べた[26] (図10).薄い大気の同位体 組成は上述の定常解付近を推移するのに対し,厚い大 気のもとでは初生的な同位体組成が長期間維持された. モデル計算結果とALH84001データとの比較から,41 億年前の大気圧として約0.5気圧以上という制約が得 られた.41億年前は残留磁化記録から推定された火 星磁場消失時期とも対応している[27]が,磁場消失が 大気散逸を促進したかはよくわかっていない.



図14:小惑星母天体上の水岩石反応における化学平衡組成 [Shibuya et al. 2019]のモデルスペクトル. それぞれの 線が岩石(CVコンドライト組成)と水の比に対応してい る.水に対してCO₂,NH₃,H₂Sをそれぞれ3%,0.5%, 0.5%仮定した.特徴的な鉱物の吸収帯を重ねて示してい る.Kurokawa et al. [34]をもとに改変.

重水素/水素(D/H)比からは火星表層水の散逸進化 史を読み解くことができる(図11,12).火星隕石 ALH84001には火星マントル(≒コンドライト組成)よ り1.5-2倍高いD/Hが記録されている[28].筆者らは, D/H比データと火星古海洋体積をもとに,約0.05地 球海洋質量以上の水が41億年前までに失われていた と見積もった[29].一方で,その後の水損失は限定的 であり,極冠氷を上回る量の地下氷が現在の火星に存 在する可能性がある.ただし,大気散逸による分別係 数の不定性が大きいことに注意が必要である.大気散 逸が拡散律速の場合を想定した同位体分別係数を採用 した場合,現在の大気D/H比は地下氷リザーバーか らの供給と大気散逸が釣り合う定常解として説明でき る[30].その場合,現在の大気D/H比は初期進化を反 映していないということになる.

地球海水のD/H比はコンドライト隕石と大まかに 一致している.また、38億年前の蛇紋岩から復元さ れた当時の海水D/H比は $\delta D = -25 \pm 5\%$ であり[31], 火星と比較して大気散逸の影響が小さいことを示して いる.しかし、地球ではプレートテクトニクスに伴う 海洋-マントル間の水循環が海水量に影響する.筆者 らは、大気散逸と水循環によるD/H比進化モデルを 構築した[32](図13).太古代と現在の海・マントル D/H比との比較から、大気散逸と比較して分別効果 の小さいマントルへの水輸送によって最大で2海洋質 量の海水が失われた可能性があると結論づけた.

3.2 小天体

ここまでの議論では揮発性元素の供給源である小天 体の組成としてコンドライト隕石を仮定していた.こ の仮定が妥当かは自明ではない.母天体の熱進化や破 壊,地球表層への落下という一連の過程が揮発性元素 組成に影響しうるからである.はやぶさ2やオシリス・ レックスによる小天体のその場観測とサンプルリター ンは,隕石と小天体間のリンクを解き明かす絶好の機 会である.ここで得られた知見を太陽系小天体観測と 組み合わせることで,内惑星系への揮発性元素の供給 を引き起こした太陽系初期進化および地球型惑星の大 気と海の起源の解明につながるはずである.

筆者らは、小惑星母天体の水-岩石反応で生じる鉱物組み合わせの化学平衡計算と赤外スペクトルの理論 計算を組み合わせたモデルを構築した[33, 34](図14). 母天体の揮発性元素組成・水岩石比・温度によって鉱物組み合わせが異なり、赤外スペクトルに反映される. 特に、2.7 μm, 3.1 μm, 3.4 μmと4.0 μmの吸収帯は それぞれ含水鉱物、含アンモニア層状珪酸塩、炭酸塩 に対応している.小天体探査・観測データと理論予想 を比較することで、母天体の揮発性元素組成を制約す ることが可能となる.

例えば、赤外線天文衛星 AKARIによる小惑星帯観 測では、2.7 μmに加えて3.1 μm吸収帯を持つものが 複数発見されている[35].現在の太陽系においてアン モニア氷の雪線は土星軌道付近に位置するため、含ア ンモニア層状珪酸塩の存在は遠方での天体形成と移動 の証拠として解釈される[36].しかし、筆者らのモデ ルでは、初期組成としてアンモニア氷を含んでいたと しても、含アンモニア層状珪酸塩を示す3.1 μm吸収 帯は限られた水岩石比・温度の範囲でしか見られなか った.したがって、小天体間の初期組成と熱史の違い の影響を同時に考慮しつつ観測結果を解釈する必要が ある.

3.3 太陽系史

筆者らの研究は、地球と火星が同程度の大気・表層 水を獲得したものの、元素循環・大気散逸によって異 なる進化を遂げてきたことを示した、地球においては、 プレート・テクトニクスが駆動する海-マントル間の 水循環によって最大1-2海洋質量の水がマントルに還 流してきた[32].火星においては、大気散逸によって 大気と表層水が失われてきた[29, 30, 32].水の損失は 大気の損失に先んじて起こった可能性がある.水(水 素)の散逸は火星表層を酸化し、環境変動の引き金と なったかもしれない[22, 24].この進化の違いを招い た可能性のあるプレート・テクトニクスやダイナモ磁 場の有無が惑星のサイズだけに起因するものなのか、 それ以外の要素を反映しているかは現状不明である.

地球型惑星の揮発性元素の起源が太陽系遠方領域か ら運ばれてきた小天体である場合,物質輸送を引き起 こすイベントが必要である.グランド・タック[37]や ニース・モデル[38]のような巨大惑星の移動はその有 力候補とされている.一方で,近年提唱されているペ ブル集積による惑星形成モデルでは、ペブルの太陽系 遠方領域からの移動・集積によって地球型惑星に揮発 性元素が供給される[39].巨大惑星の形成・移動は揮 発性元素の供給のみならず,短周期スーパー・アース が存在しないという太陽系の特殊性とも関連している 可能性がある.

いずれの場合でも、太陽系小天体にその痕跡を探し 検証することが重要となる. はやぶさ2による小惑星 リュウグウのその場スペクトル観測とサンプル・リタ ーンをもとに、小天体観測から物質科学を読み解く方 法が確立できる. その知見と筆者らの開発した小惑星 の水岩石反応・赤外スペクトルモデル[34]を組み合わ せることで、小天体から太陽系史に迫ることができる はずである.

さらに、2024年に打ち上げを目指す火星衛星探査 計画 MMX では地球型惑星への揮発性元素供給と惑星 進化について新たな理解が得られると期待できる. 捕 獲起源・巨大衝突起源のいずれの場合でも、火星衛星 は火星への揮発性元素供給と関連している可能性があ る.サンプル採取に先んじて行われるその場スペクト ル観測に上述のモデルを適用可能である.また、 MMX では世界で初めて高時間分解能の火星モニタリ ング観測を行う.筆者らの予想する地下氷リザーバー からの水蒸気放出があった場合、これを検出すること が期待できる.こうした研究から、惑星系一般に対す る太陽系の位置づけ、普遍性・特殊性に迫ることがで きるだろう.

4. まとめ

本稿では筆者らのこれまでの研究を紹介するととも に、それらをもとに惑星系の形成と進化を論じてきた、 ホット・ジュピターの大気散逸・異常膨張、スーパー・ アースの円盤ガス捕獲の研究から、惑星系遠方領域で の巨大ガス惑星形成とコア移動によるホット・ジュピ ター形成,中心星近傍領域での天体衝突によるスーパ ー・アース形成というシナリオを提示した.太陽系の 地球型惑星表層環境の研究からは、元素循環と大気散 逸による地球の海水量・火星の大気圧と表層水量進化 を制約した. 最後に, 小惑星母天体上の水岩石反応と 赤外スペクトルモデルの研究から、地球型惑星に揮発 性元素をもたらしたイベントを議論し、はやぶさ2・ MMXといった太陽系探査と連携した太陽系史解明の 展望を述べた、ここで提示した惑星系形成・進化シナ リオはあくまで作業仮説であり、また太陽系天体進化 の謎も数多く残されている. 私はこれからも理論研究 を軸として太陽系探査・系外惑星観測といった多分野 を融合し、惑星系の形成と進化を解明していきたい.

謝 辞

本稿は日本惑星科学会2018年度最優秀研究者賞受 賞記念論文として執筆しました. 受賞対象となった研 究成果は多くの方々との共同研究によって得られたも のです. 共同研究者である中本泰史, Lisa Kaltenegger, 犬塚修一郎, 玄田英典, 臼井寛裕, 黒 澤耕介,佐藤雅彦,櫻庭遥,桑原歩,井田茂, Matthieu Laneuville, Julien Foriel, Christine Houser, 谷川享行,潮田雅司,松山健志,森脇涼太,James Dohm, 渋谷岳造, 関根康人, Bethany Ehlmannの各 氏にこの場を借りてお礼申し上げます。また、本稿を 丁寧に査読いただいた匿名の査読者の方に感謝いたし ます. 本研究はJSPS科研費17H01175, 17H06457, 18K13602, 19H01960, 19H05072の助成を受けたもの です. 系外惑星データはexoplanet.orgのExoplanet Orbit Database, Exoplanet Data Explorerから取得 しました.数値計算の一部は国立天文台天文シミュレ ーションプロジェクトの共同利用計算機Cray XC30, Cray XC50を用いて行われました. スペクトル計算

に使用した鉱物データはブラウン大学のRELABデー タベースから取得しました.

参考文献

- [1] Mayor, M. and Queloz, D., 1995, Nature 378, 355.
- [2] Fressin, F. et al., 2013, Astrophys. J. 766, 81.
- [3] Ida, S. et al., 2018, Astrophys. J. 864, 77.
- [4] Kurokawa, H. and Kaltenegger, L., 2013, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 433, 3239.
- [5] Kurokawa, H. and Nakamoto, T., 2014, Astrophys. J. 783, 54.
- [6] Alibert, Y., 2017, Astron. Astrophys. 606, A69.
- [7] Liu, S-F. et al., 2019, Nature 572, 355.
- [8] Owen, J. E. and Lai, D., 2018, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 479, 5012.
- [9] Szabó, G. M. and Kálmán, S., 2018, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 485, 116.
- [10] Guillot, T. and Gautier, D., 2014, Treatise on Geophysics 2nd Edition (Eds. Spohn, T., Schubert, G.), 10.06.4.
- [11] Chabrier, G. and Baraffe, 2007, Astrophys. J. Lett. 661, L81.
- [12] Kurokawa, H. and Inutsuka, S., 2015, Astrophys, J. 815, 78.
- [13] Lopez, E. D. and Fortney, J. J., 2014, Astrophys. J. 792, 1.
- [14] Lee, E. J. et al., 2014, Astrophys. J. 797, 95.
- [15] Ormel, C. W. et al., 2015, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 447, 3512.
- [16] Kurokawa, H. and Tanigawa, T., 2018, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 479, 635.
- [17] Kuwahara, A. et al., 2019, Astron. Astrophys. 623, A179.
- [18] Okuzumi, S. et al., 2012, Astrophys. J. 752, 106.
- [19] Lambrechts, M. and Johansen, A., 2012, Astron. Astrophys. 544, A32.
- [20] Okuzumi, S. and Tazaki, T., 2019, Astrophys. J. 878, 132.
- [21] Lyra, W. and Umurhan, O. M., 2019, Publ. Astron. Soc. Pac. 131, 1001.
- [22] 黒川宏之, 櫻庭遥, 2018, 遊星人 27, 127.

- [23] Sakuraba, H. et al., 2019, Icarus 317, 48.
- [24] Lammer, H. et al., submitted to Space Sci. Rev.
- [25] Mathew, K. J. and Marti, K., 2001, J. Geophys. Res. Planets 106, 1401.
- [26] Kurokawa, H. et al., 2018, Icarus 299, 443.
- [27] Lillis, R. J. et al., 2008, Geophys. Res Lett. 35, L14203.
- [28] Usui, T. et al., 2017, 48th Lunat Planet. Sci. Conf., 1278.
- [29] Kurokawa, H. et al., 2014, Earth Planet. Sci. Lett. 394, 179.
- [30] Kurokawa, H. et al., 2016, Geochem. J. 50, 67.
- [31] Pope, E. C. et al., 2012, Proc. Nat. Acad. Sci. 109, 4371.
- [32] Kurokawa, H. et al., 2018, Earth Planet Sci. Lett., 497, 149.
- [33] Shibuya, T. et al., 2019, 50th Lunat Planet. Sci. Conf., 2132.
- [34] Kurokawa, H. et al., 2019, 50th Lunat Planet. Sci. Conf., 1815.
- [35] Usui, F. et al., 2018, Publ. Astron. Soc. J. 71, 1.
- [36] De Sanctis, M. C. et al., 2015, Nature 528, 241.
- [37] Walsh, K. J. et al., 2011, Nature 475, 206.
- [38] Gomes, R. et al., 2005, Nature 435, 466.
- [39] Sato, T. et al., 2016, Astron. Astrophys. 589, A15.
- [40] Han, E. et al., 2014, Publ. Astron. Soc. Pac. 126, 827.
- [41] Rubin, M. et al., 2018, Sci. Adv. 4, eaar6297.

特集「ALMAで迫る惑星科学」 全球ダストストーム中の火星地表面放射の観測

佐川 英夫¹, 青木 翔平², 前澤 裕之³, 中川 広務⁴, 笠羽 康正⁴

(要旨) 2018年の6月から9月にかけて、火星全球が濃いダスト(砂塵)で覆われる全球ダストストーム(global dust storm:GDS)が発生した.これは2007年以来のことであり、地表から撒き上げられた大量のダストによる太陽光吸収や日傘効果によって火星大気および地表面の環境が大きく変化したと考えられる.我々は、ミリ波・サブミリ波帯ではダストの光学的厚みが無視できる程度に小さくなること、つまり、ダストで覆われた火星大気の内部を見通せることに着目し、GDS期間中の火星をアルマ望遠鏡のアタカマコンパクトアレイで観測した.干渉計のビジビリティから地表面放射のディスク平均輝度温度を求めたところ、絶対値に不確定性があるものの、GDS最盛期の輝度温度がGDS収束時と比較して18%も低下していたことが示された.

1. 火星全球ダストストーム

火星は薄いCO₂大気(地表面気圧が6 hPa程度.時間や場所によって大きく変動する)を持つが、その一番の特徴は、大気中に常に浮遊するダスト(砂塵)の存在であろう.粒径が数 μ mサイズのダストが地表から撒き上げられ、可視光での光学的厚み $\tau = 0.1 - 0.5$ といった濃度で火星大気中に分布している[1].このダストは太陽光を吸収し火星大気を暖める役割を果たしており、火星気象において重要である.

火星ダストの特筆すべき点として、大気中のダスト 濃度が大きく上昇(τ>~1-2)するダストストーム(砂 嵐)という現象がしばしば発生することが知られてい る.ダストが濃い領域の空間的な広がりは個々の事例 によって様々であるが、それらの中には惑星全体を覆 う規模の「全球ダストストーム(global dust storm,以 下GDS)」も存在する.GDSの発生メカニズムは未だ 謎が多く、過去の発生時期を見ても、1956、1971、 1973, 1977, 2001, 2007年と, 散発的である. GDS が発生すると宇宙から見た火星の姿も様変わりし(図 1), 分厚いダストの太陽光吸収による加熱量増大およ び日傘効果による反射率増大によって, 大気や地表面 の温度分布が著しく変化することが知られている. 実 際, 2001年のGDSでは, 高度25 km付近の気温が40 K以上も昇温したことが探査機からの赤外線観測で示 された[2]. そして, 温度場の変化は大気の循環も変 化させる. 例えば, 火星大気大循環モデルを用いた数



図1:2018年のダストストームが火星全体を覆っている様子. Mars Reconnaissance Orbiter探査機搭載の可視光カメラ MARCIを用いて取得された、ダストストーム発生前と後 の画像.NASAウェブサイト[13]に公開されたものを引用 (NASA/JPL-Caltech/MSSS).

京都産業大学
 ベルギー王立宇宙科学研究所
 大阪府立大学
 東北大学
 sagawa@cc. kyoto-su, ac. jp

値シミュレーションでは、GDS中は子午面循環の強 度が強まり、循環構造が高高度まで達するとともに、 高度50 km付近の上層大気における東西風速度が~ 100 m s⁻¹も強まるという結果が示されている[3]. 最 近の研究[4]では、GDSによる大気循環の強化は、高 高度における気温の増加ともあいまって、普段は低高 度にしか存在しない水蒸気をより上空(高度80 km付 近まで)へ輸送し、熱圏からの水素散逸の増大にもつ ながりうることが示唆されている.

こうしたGDSに伴う火星大気の変化を観測的に調 べていくことは重要であるが,可視光や赤外波長での 観測はダストの光学的厚みに阻まれ,火星を覆うダス ト層の下を見ることが出来ない.一方,ミリ波・サブ ミリ波帯(波長が0.1 - 10 mm付近の電磁波)では,観 測波長がダストの粒径に比べて十分に大きくなり,ダ ストの光学的厚みが無視できるようになる.従って, アルマ望遠鏡(アタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計, Atacama Large Millimeter/submillimeter Array: ALMA)をはじめとするミリ波・サブミリ波の観測を 用いることで,ダストで覆われた火星大気の内部の観 測が可能となる.[5]では,2001年に発生したGDSを 当時運用されていたサブミリ波天文衛星 (Submillimeter Wave Astronomy Satellite:SWAS) を用いて観測しており、GDSの発達に伴って地表~ 高度45 kmにかけての気温が40 Kも上昇したのが観 測され(これは前述の[2]とも整合する)、また、火星 地表面の輝度温度は逆に20 Kほど低下したことも示 されている、ミリ波・サブミリ波帯でGDSが発生し ている火星を観測した事例はこのSWASの例だけで あり、その実態を理解するためにも、観測例を増やす ことが望まれていた。

2007年以降,GDSが発生しない時期が久しく続い ていたが、2018年5月にアキダリア平原やユートピア 平原(いずれも北半球中緯度帯に位置する)に地域的な 砂嵐が発生し、その後、南半球で独立的に発生してい た砂嵐と合体する形で、6月中旬には全球的なダスト ストームへと発展していった、およそ10年ぶりに発 生したこの大規模なGDSは、7月上旬に最盛期へと発 達し、9月下旬に収束した、この間、火星の大気環境 はどのように変化したのであろうか? この問いに観 測から制約を与えるため、我々は、海外の研究グルー プとも協力しつつ、アルマ望遠鏡を用いてGDSが起 きている最中の火星観測を行った、その観測研究の中 から、本稿では火星地表面輝度温度のGDS中の変化

観測日 [月/日]	観測時刻 [UT]	火星季節 Ls [°]	視直径 ["]	火星ディスク中心 (観測者直下点)		ダスト光学 的厚み*	較正天体
				緯度 [°]	西経 [°]		
6 / 21	10:18	197	19.0	- 15.0	183.4	7.1	[1] • [5]
6 / 30	03:43	202	20.7	-14.4	4.9	6.0	[2] · [6]
7 / 11	03:51	209	22.6	-13.2	267.7	5.4	$[2] \cdot [6]$
8 / 12	05:28	228	23.7	- 9.8	7.0	2.7	[3] · [2]
8 / 17	00:43	232	23.2	-9.6	252.8	2.3	$[4] \cdot [2]$
8 / 24	05:02	236	22.2	-9.6	252.8	2.0	$[4] \cdot [2]$
8 / 28	05:02	239	21.5	-9.8	216.6	1.9	$[3] \cdot [2]$
9 / 03	04:04	243	20.5	-10.2	147.6	1.7	$[3] \cdot [2]$
9 / 05	03:45	244	20.1	-10.4	124.6	1.6	$[3] \cdot [7]$
9 / 10	23:12	248	19.1	-11.1	2.6	1.5	$[4] \cdot [2]$
9 / 15	02:37	250	18.4	-11.6	15.4	-	[2] · [8]
9 / 19	03:28	253	17.7	-12.2	350.4	-	$[3] \cdot [2]$
9 / 23	21:46	256	16.9	-13.0	220.2	_	$[4] \cdot [2]$
9 / 28	01:18	258	16.3	-13.8	234.1	_	$[2] \cdot [7]$

表1:本研究で用いたACAデータの観測日時

較正天体(フラックス強度較正用・位相較正用の順に記載): [1] J2253+1608, [2] J1924-2914, [3] J2258-2758, [4] J1751+0939, [5] J2131-1207, [6] J2000-1748, [7] J2056-3208, [8] J1957-3845.

※ 波長 880 nm での値. 詳細は本文を参照のこと. 9/15 以降は公開データが無いため, 空白にしている.

について述べる.なお,2018年のGDSの詳細は[6]な どを参照されたい.

2. ACAによる観測

本論文で用いる観測データは、2018年6月21日か ら9月28日にかけて、アルマ望遠鏡のアタカマコンパ クトアレイ(モリタアレイ, Atacama Compact Array: ACA)を用いて取得された火星観測データ 2016.1.01272.Tおよび2017.A.00043.Tである。前者の データは我々が観測提案して取得したものであるが. 後者のデータに関してはアルマ望遠鏡データアーカイ ブの公開データから入手した. 観測日時およびその時 の火星の情報を表1にまとめた、観測期間において、 火星の季節を示すLs(solar longitude,火星から見た 太陽の黄経)は197°から258°にかけて変化している(北 半球の秋に相当)。また、この間、火星視直径は16秒 角から24秒角の間で推移した.なお、GDSの発達か ら収束までの経過を知るための参考情報として、火星 着陸探査機キュリオシティの搭載カメラで測定した波 長880 nmでの火星大気の光学的厚み[6]も併せて表1 に記載した. この光学的厚みのデータはキュリオシテ ィが調査をしているゲールクレータ(緯度-5°. 西経 223°)上空での値であり、火星全球での平均的な描像 とは厳密には一致しないが、Ls = 190°-200°の期間 (2018年6月10日から6月27日)に火星大気の光学的 厚みが1以下から~8まで急激に増加しており、この 時期にGDSが急速に発達したことが分かる。

我々が観測に用いたACAは、口径7 mの電波望遠 鏡12台から構成される干渉計であり、口径12 mアン テナによる干渉計配列よりもコンパクト(アンテナ基 線長は7 - 48 m)な配列が組まれている.そのため、 広がった構造を持つ電波源の観測に強いという特徴を 持つ. ACAによる火星観測の空間分解能(合成ビー ムの大きさ)は4 - 10秒角前後であったが、本研究で は火星ディスク平均での輝度を議論するため、この空 間分解能でも差し支えない.各観測日のデータ積分時 間は、6月30日の観測が46分間であり、それ以外は 26分間である.

火星のサブミリ波スペクトルにはCOやH2Oなどの 大気微量成分スペクトルが観測されるが、今回はそれ らの分子スペクトルが含まれていない220 GHz帯の連

続波を解析した.この連続波は火星地表面からのサブ ミリ波放射を見ていることになる. 観測した火星デー タは表1に記載されたクエーサーを用いてフラックス 強度および位相の較正が行なわれている。本研究のよ うに複数日の観測データの輝度温度を比較する場合に はフラックス強度較正の確度を評価することが重要と なる. 較正用の天体はそれぞれフラックス強度の文献 値に不確かさを持っており、その値を参照して較正さ れる火星輝度温度にも系統的な不確かさが伝播する. この不確かさが観測日によって異なることを防ぐには、 全データに対して単独の較正天体を使用する、あるい は、同一日に複数の較正天体を用いてフラックス強度 の相互較正を行なうなどの注意が必要である.本研究 で用いたデータセットでは、6月21日および9月5日 を除いた全データが J1924-2914(表1の較正天体[2])を フラックス強度較正用あるいは位相較正用の天体とし て観測していた. そこで、J1924-2914が利用できる データに関しては、このクエーサーでフラックス強度 の較正を行なうことにした.

3. ディスク平均輝度温度の導出

3.1 missing fluxの問題

火星(や他の太陽系内の惑星)を干渉計で観測する際 にしばしば問題になるのが、その見かけの大きさであ る、干渉計は、その観測原理ゆえに、ある空間スケー ルよりも広がった輝度分布構造には感度を持たない (resolve-outやmissing fluxと呼ばれる). 本研究で用 いた ACA の波長 λ = 1.36 mm での観測では、最小基 線長 L_{\min} がおよそ7 mであり、この場合 $0.6 \times \lambda/L_{\min}$ = 24秒角よりも広がった構造に対しての感度が欠損 してしまう(観測できる全フラックスが本来の値より も10%以上小さくなる). 今回の火星観測でも、特に 7月と8月の観測データは、このフラックス欠損の問 題が含まれていると懸念される.これは、本研究の目 的である火星輝度温度の時間変化を議論するうえで大 きな誤差要因となる.また、干渉計データから画像合 成を行なう際に必須となる合成ビームのサイドローブ パターンのデコンボリューションも、火星のような明 るい面光源天体の場合には一筋縄では行かない. そこ で、本研究では、画像合成されたデータを解析するの

ではなく,以下に述べる方法により,干渉計で取得されるビジビリティから直接的に火星のディスク平均輝 度温度を求めた.

3.2 ビジビリティを用いた解析

干渉計は観測天体の輝度分布が二次元フーリエ変換 された情報(振幅と位相)を観測する.これをビジビリ ティと呼ぶ.ビジビリティは干渉計を構成するアンテ ナが設置されている距離(基線長)に対応する空間周波 数(*u*, *v*)の関数として取得されるが,観測天体上の微 細な輝度分布ほど,そのビジビリティを得るためには 大きな空間周波数,つまり長い基線長での観測を必要 とする.

火星の連続波輝度分布はディスク状の構造を持つと 近似できる.ディスク内部の輝度温度分布は現実的に は非一様(太陽直下点付近が比較的高温になっており, また,高緯度帯や極域は低温になっているはず)であ るが,ここでは一様な輝度温度Lを仮定する.そうし た一様な輝度分布を持つディスク構造の天体を干渉計 で観測した際に得られるビジビリティ V(u,v)は,理 論的にベッセル関数を用いて下記のように記述される (式導出については[7]が詳しい):

$$V(\beta) = I_0 \pi R^2 \frac{J_1(2\pi\beta)}{\pi\beta}$$
$$\beta = R \frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{2}.$$

ここで、 β は実空間座標をディスク(惑星)の視半径Rおよび観測波長 λ で規格化した際の空間周波数であり、 J_1 は1次のベッセル関数である。火星のディスクの縁 の方に行くに従って輝度が徐々に暗くなる効果(周縁 減光効果)も考慮すると、1次のベッセル関数から少 し変形したビジビリティ分布となり、式として

$$V(\beta) = I_0 \pi R^2 \Lambda_q(2\pi\beta) \qquad \cdots 式 (1)$$
但し, $\Lambda_q(2\pi\beta) = \Gamma(q) \frac{J_q(2\pi\beta)}{(\pi\beta)^q}$

と表される[7]. $\Gamma(q)$ はガンマ関数, qは周縁減光効 果の度合いを示すパラメータである. 一見すると複雑 な数式に見えるが, これに $\beta = 0$ を代入することで u=v=0での全フラックス(単一鏡で観測した場合の フラックス)が求められ,

$$V(0) = I_0 \pi R^2 \frac{\Gamma(q)}{\Gamma(q+1)} = \frac{I_0 \pi R^2}{q}$$

となる. Rの値は既知なので、実際のACAで観測されたビジビリティに、*I*₀と*q*をパラメータとして式(1)をフィッティングすることで、画像合成のプロセスを経ることなくディスク一様を仮定した際の輝度温度を推定することが出来る.

式(1)では β < ~0.5においてビジビリティの振幅が 急激に増加するため、なるべく小さな β を含む観測デ ータに理論ビジビリティ曲線をフィッティングするこ とが望ましい.また、 β が大きくなると観測データの サンプル数は一般的に減少し、且つ、ディスク内で一 様輝度という仮定と現実との差が大きくなるため、フ ィッティング解析における誤差の寄与が相対的に大き くなる.本研究では、 β <0.86のデータのみを利用し てフィッティング解析を行なった。例として、6月30 日の観測データに対するフィッティング結果を図2に 示した.赤線が求めたベストフィットのビジビリティ 曲線である.これを見ると、ベストフィットとして求 めたパラメータは β >0.86の観測データの振る舞いも 大きく外れることなく再現していることが分かる.



図2:ACAで観測された火星のビジビリティ (黒丸)に,ディス クー様+周縁減光の理論モデルビジビリティ曲線をフィッ ティングしたもの(赤線).縦軸は放射束密度をジャンス キー単位¹で示している.

このフィッティング解析の妥当性を検証するため, 疑似火星画像を用いた解析シミュレーションを行った.

1. 1 Jy = 10^{-26} W/(m² Hz)



図3: (a) 疑似火星画像の例. この輝度温度分布にアンテナの視野感度特性が掛かったものが干渉計で観測される. (b) 疑似 火星画像を元にシミュレーションしたビジビリティ(黒丸)にフィッティング解析を適用した例. ×印は(a)の画像から 求めた全フラックスの真値を示す.

具体的には、先ず疑似火星画像を作成し(疑似火星画 像の作成方法は4.2章に後述する)、その画像を実際の ACA 観測と同じ空間周波数(u, v)座標でのビジビリテ ィデータに変換した.この変換にはアルマ望遠鏡デー タの解析に用いられるCASA ソフトウェアを利用し た。このビジビリティに適当な観測雑音をランダムノ イズとして与え、その後、実際の火星データの解析に 適用した手法と同様のフィッティング解析を行い.当 初の疑似火星画像でのディスク平均輝度温度(真値)と 整合する結果が得られるかを検証した(図3a, b)、検 証結果が真値として入力する疑似火星画像に依存しな いよう、14枚の異なる疑似火星画像を用意し、それ ぞれ真値とフィッティング推定値の差を求めた.これ を各観測日の(*u*, *v*)座標でのサンプリング条件で調査 したところ、いずれもフィッティング推定値が真値よ りも4-10 Kほど大きな値となった.これは、真値 の輝度温度を計算する時と、CASA ソフトウェアを用 いたビジビリティの計算時とで、アンテナの視野の感 度分布(220 GHzの場合、半値全幅が45秒角)の取り 扱いに微妙な差があることが原因と考えた. そこで, 次節以降で述べる実観測データの解析では、アンテナ の感度が掛け合わされた後の全フラックスV(0)では 無く、火星ディスクで一様と仮定した輝度温度Loの方 を議論に用いることにする、また、この検証では、真 値と推定値との差が特に大きくなるようなmissing flux を伴う観測日((u, v)空間でのサンプリングがフィ

ッティング解析に不適切だった日)は見られなかった.

3.3 GDS期間中の輝度温度変化

表1に記載した観測データに関して、上述の方法で 求めた地表面放射のディスク平均輝度温度を時系列で 示したのが図4の■である.誤差はフラックス較正天 体のフラックス参照値の不確かさを元に付けた.GDS の状態を考えるための参考情報として、ゲールクレー タ上空での波長880 nmでの大気の光学的厚み[6]もプ ロットしている.得られた輝度温度は最小値が165 K,



図4: ACAデータから求めた火星地表面のディスク平均輝度温度(■)の時間変化. 下軸は火星の季節を示し, 上軸には月日を示した. 実線はキュリオシティによって測られた波長880 nmでの火星大気光学的厚み[6](目盛は右軸).

最大値が200 Kとなっており、中低緯度における一般 的な火星の地表面温度(~200 - 280 K)と比較してか なり低めの値となっている.この値の妥当性に関して アルマ望遠鏡のデータ較正の専門家らとも議論した結 果、今回の火星データはフラックス強度が系統的に過 小評価されている可能性が指摘された[8].実際、165 - 200 Kという輝度温度は、過去(2001年)のGDS発 生時の観測結果や火星大気大循環モデルのモデル計算 値(詳細は4章に後述)と比較しても有意に低い輝度温 度となっており、今回我々が求めた輝度温度の絶対値 は参考値として取り扱うのが適当だと考えられる.

次に、時間方向への変化を追うと、6月21日の観測 開始から7月11日の観測にかけてディスク平均輝度温 度が185 Kから165 Kまで低下している.その後、8 月12日以降は、全体的なトレンドとして輝度温度が 上昇している様子が見られ、170-180 K付近から 200 Kに達した.GDSの発達直後に地表面輝度温度が 低下するというのは、先の2001年のGDSの際の観測 [5]と整合的である.但し、7月11日以降の観測がしば らく無いため、輝度温度低下の極小がいつであったの かは判断できない.8月12日以降の全体的に輝度温度 が上昇するトレンドは、[6]の光学的厚みが平常時の 値に戻っていく様子とも整合しているように考えられ る.9月下旬にはGDSが鎮静したと考えられるが、こ の時期のACAデータから求めた輝度温度は200 K前 後でほぼ一定となっている。

4.考察

4.1 2001年GDSの際の地表面温度変化との 比較

2001年のGDSも火星の季節がLs = 200°-210°付近 においてダストの光学的厚みが極大となっており、今 回のGDSと共通する部分が多い.2001年のGDS中に 火星地表面の輝度温度を観測した[5]の結果と我々の 2018年の結果を比較すると、絶対値に大きな差が有る. [5]ではGDS中の輝度温度の低下が190-200 K程度ま でであったのに対し、本研究の結果では165 Kまで低 下している.しかも、これが輝度温度の極小値であっ たかどうかは判断できず、7月中旬から8月中旬の間 に更に減少していたかも知れない.GDS収束時の輝 度温度も、[5]では210-220 Kとなっているが、本研 究では200 K程度である.このことは、3.3章で述べ たフラックス強度較正の過小評価の問題が主要な原因 の一つと考えられる.そこで、以下では、GDSが収 束したと考えられる時期の輝度温度を基準とした相対 的な輝度温度変化による議論を行う.2018年のACA 観測結果では9月下旬(9月23,28日)の平均値である 197.2 Kを基準値とした.

[5]で示されたGDS期間中の輝度温度の低下は10% 弱(210-220 Kに対して~20 K)であったのに対し、 本研究では18%という、2001年の結果のおよそ2倍 の輝度温度の低下が見られた. 輝度温度が著しく低下 していたのは7月11日の観測であるが、その日を除い たとしても、9-14%の低下が見られ、2001年の観測 結果よりも低温の結果が得られている。仮に、GDS 中のダスト濃度に差があれば、日傘効果による地表面 冷却の程度も異なってくる。2001年のGDSでは、火 星探査機からの赤外観測によって波長9 µmのダスト の光学的厚みが平常時の0.2以下から2以上まで上昇 したことが示されている[2]. 波長880 nmでのダスト の消散断面積は、波長9µmのそれと比べて、およそ 1.9 - 2.2倍になると考えられる[9]. この比を適用する と、2001年のGDSは大気の光学的厚み(波長880 nm)のピークが5程度だったと推測され。[6]で示され た2018年のGDS中の光学的厚みのピーク~8には若 干及ばない. 2018年の方がより濃いダスト層の中を 観測したと考えると、ACAデータの方が地表面輝度 温度の減少幅が大きいという結果に説明が付く. もっ とも、ゲールクレータでの定点観測である[6]と周回 衛星からの全球マッピング観測[2]をもとにした数字 を比較するのは些か乱暴な議論であり、今後、現在の 周回探査機の赤外線観測データなどから2018年の GDSにおける全球平均的なダストの光学的厚みが報 告されるのを待って改めて考察する必要がある.

4.2 火星大気大循環モデルとの比較

ACAの観測データから求めた火星ディスク平均の 連続波輝度温度を、火星大気大循環モデル(general circulation model:GCM)から予想される火星地表面 放射の輝度温度と比較した.使用したGCMは、フラ ンス気象力学研究所で開発されているMars Climate Database [10](以下,MCD)であり、これまでに多く の火星研究に利用されてきた実績を持つ.



図5:火星大気大循環モデルから計算した火星地表面放射のディ スク平均輝度温度との比較.輝度温度はGDSが収束した9 月末の輝度温度で規格化している.○はダストストームが 無いモデル、△はダストストーム有りのモデルによる計算 値を示している.■が今回のACAによる観測結果.実線は 図4を参照のこと.

今回は、オンライン[11]でオープンアクセスが可能 なMCDバージョン 5.3を利用した. 用いた火星大気 状態のシナリオは、ダストストームが発生していない (浮遊ダストは存在)平常的な気候値シナリオと、ダス トストームを想定(可視光でのダストの光学的厚みを 全球で5.0に設定)したシナリオの二つである. これら 二つの大気シナリオに関して、時間・空間方向の非一 様性を考慮するため、ACAで観測したタイミングに 地球から見える火星ディスク内部の各格子点における 緯度経度を求め、その位置情報、現地時刻および季節 に対応した火星地表面温度をMCDから抽出した。地 表を灰色体と仮定すると、地表面の物理的な温度 T_{surf} と地表面からの放射輝度 I_{surf} の間には、射出率を ϵ と して、 $I_{surf} = \epsilon B(T_{surf})$ の関係が有る。Bはプランク関 数である.各地点での射出率は、複素誘電率2.5を仮 定してフレネルの反射係数を求め、それを1から引く ことで求めた[12]. 地表面放射輝度を輝度温度に変換 する際は、レイリージーンズ近似では無く、プランク 関数を逆計算することで求めている。こうして得られ た疑似火星画像を,火星ディスク全域で平均し,観測 日方向に並べたものが図5の○(ダストストームが無 い条件)と△(ダストストーム有りの条件)である.こ れらのMCDのデータは、ACAデータと同様に、9月 23. 28日のダストストームが無い条件の輝度温度の

平均値(220.5 K)で規格化している.

時間方向の変化を見ると、6月下旬から9月末の観 測期間において、MCDの火星地表面輝度温度はせい ぜい7%程度の変化(季節変化)となっており、ACA で観測された輝度温度変動はそれよりもやはり有意に 大きい、前章で述べたようなフラックス強度較正の系 統誤差の問題は残されてはいるものの、観測された輝 度温度変動は(季節変化だけでは無く)GDSによる火 星地表環境の変化が表れていると考えて良いだろう.

また,MCDの数値実験結果では,ダストストーム 有りの場合は無しの場合と比較して,輝度温度が9-12%程度低下していることが分かる.これは7月11日 に観測された18%の輝度温度低下を説明するには至 らず,今回のGDSがMCDに組み入れられた光学的厚 み5.0のダストストームよりも激しいものであった可 能性を示唆する.

5. まとめ

本研究では、アルマ望遠鏡のACAを用いることで、 2018年に発生した火星全球ダストストーム(GDS)に 伴う火星地表面輝度温度の推移を議論した。得られた 輝度温度は絶対値が従来考えられていたものよりも小 さく、火星データのフラックス強度を系統的に過小評 価している可能性が強い.とはいえ、得られた結果を 時間方向に並べると、6月から7月に掛けて地表面放 射の輝度温度が減少し、8月から9月に掛けて徐々に 輝度温度が上昇していく傾向が示された.これは、 GDSが7月上旬に最大規模となり9月下旬に収束した 事実と整合的である. GDSの最盛期~鎮静期の間に 見られた輝度温度の変動は18%であり、これは2001 年のGDSの際の研究結果よりも大きな変動幅であっ た. この18%もの変動が事実であれば、2001年の事 例との差はGDS中のダスト濃度の違いによるもので はないかと示唆される.

本研究では地表面輝度温度の時間変化に注目したが, アルマ望遠鏡で取得された一連の火星観測データを用 いたその他の研究課題として,GDS中の気温の三次 元構造,風速場や水蒸気分布などの解析が現在進めら れている.これらの観測データは,分厚いダストスト ームに覆われた火星大気の変化を知る貴重な手がかり となると期待される.

謝 辞

本研究で使用したデータはアルマ望遠鏡で取得され た.アルマ望遠鏡はヨーロッパ南天天文台,米国国立 科学財団,日本自然科学研究機構などによって建設さ れた国際共同天文施設であり,合同アルマ観測所(日 本からは国立天文台が参加)によって運用されている. アルマ望遠鏡データの解析には,西合一矢氏(国立天 文台),Kazi Rygl氏(イタリア国立天体物理学研究 所)をはじめとする日・欧のアルマ地域センター関係 者およびEric Villard氏(合同アルマ観測所)から多く のサポートを頂いた.東北大学の黒田剛史氏には査読 を通して本稿の議論を深めて頂いた.ここに感謝を述 べる.

参考文献

- Kahre, M. A. et al., 2017, in The Atmosphere and Climate of Mars (Cambridge University Press).
- [2] Smith, M. D. et al., 2002, Icarus 157, 259.
- [3] Medvedev, A. S. et al., 2011, Aeolian Research 3, 145.
- [4] Heavens, N. G. et al., 2018, Nature Astronomy 2, 126.
- [5] Gurwell, M. A. et al., 2005, Icarus 175, 23.
- [6] Guzewich, S. D. et al., 2019, Geophys. Res. Letters 46, 71.
- [7] Butler and Bastian, 1999, in Synthesis Imaging in Radio Astronomy II, ASP Conf. series 180, 625.
- [8] Private communications with Eric Villard.
- [9] Mandeleine, J.-B. et al., 2011, J. Geophys. Res. 116, E11010.
- [10] Forget, F. et al., 1999, J. Geophys. Res. 104, 24155.
- [11] http://www-mars.lmd.jussieu.fr/mars/access.html
- [12] Rudy, D. J. et al., 1987, Icarus 71, 159.
- [13] https://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA22487

特集「ALMAで迫る惑星科学」 ALMA望遠鏡でスノーラインを観る

奥住 聡

2019年10月2日受領, 査読を経て2019年10月27日受理.

(要旨) 惑星形成の現場である原始惑星系円盤において,氷が昇華する場所のことをスノーラインと呼ぶ. スノーラインは惑星の素であるダストの進化や微惑星の形成にさまざまな影響を与えうるが,その正確な位 置は実は謎に包まれている.原始惑星系円盤の高解像度観測を可能にした ALMA は,我々のスノーライン に関する理解を大きく前進させる可能性を秘める.本稿では,スノーラインとダストの進化に関する最新の 理論的理解を整理したうえで,ALMAを用いた水スノーラインの撮像観測の試みと,ALMA によって発見 された原始惑星系円盤のダストリングのスノーライン起源説を紹介する.さらに,将来のスノーライン探査 の課題と展望についても議論する.

1. はじめに

惑星形成の舞台は、若い星の周囲を取り巻くガスと ダストの円盤(原始惑星系円盤)である.この円盤に含 まれるダスト微粒子が衝突合体などを通じて成長する ことで、キロメートルサイズの固体小天体である微惑 星が形成されると考えられている.円盤の温度は一般 に中心星からの距離とともに低下するので、離れた領 域にあるダストほどより揮発性の高い物質を含む.こ のような温度・組成勾配によって、軌道ごとに異なる 組成を持った惑星・小天体が生まれる.

原始惑星系円盤の物質の組成分布を考える上で最も 重要となるのは、スノーラインの位置である.スノー ラインとは、水をはじめとする揮発性物質の昇華が起 こる場所として定義される.水を例にとると、円盤内 での水氷の昇華温度はおおむね160 K前後であり、円 盤の温度がこの昇華温度に一致する場所が水のスノー ラインということになる.惑星形成を考える上で特に 興味があるのは、固体物質の集中する円盤赤道面にお けるスノーラインの位置であり、これは赤道面上の曲 線として表現される¹. 最も豊富な揮発性物質である水のスノーラインは, 惑星系の形成において特に重要や役割を果たす.水ス ノーラインの外側では,岩石に加えて,岩石に匹敵す る量の水氷が固体として加わる.このため,木星など の巨大ガス惑星のもととなる固体核は,スノーライン の外側でより容易に形成されると考えられてきた[1]. 視線速度法によって発見された太陽系外の巨大ガス惑 星の軌道分布を見ると,中心星から数天文単位(au) の軌道付近に分布のピークが見られ,これと原始惑星 系円盤の水スノーラインの関係に興味が持たれている [2].最近の惑星形成論では,スノーラインが微惑星の 形成を促進する可能性にも大きな注目が集まっている (2節参照).

このような惑星形成における重要性にも関わらず, スノーラインが具体的に円盤のどの位置にあるのかは, 実は理論的に定かでなはい.太陽系をつくった円盤(原 始太陽系星雲)の水スノーラインは,太陽から3 auの 軌道に存在したと仮定されることがしばしばある.し かし実際には,円盤の温度分布は円盤進化のモデルに

^{1.} 東京工業大学 地球惑星科学系 okuzumi@eps.sci.titech.ac.jp

^{*1.} 惑星形成の研究者が断りなくスノーラインに言及するとき, それは赤道面上のスノーラインを指すことが多い.実際には, 円盤の温度は赤道面からの距離にも依存するので,スノーラ インは円盤の内部で曲面の形をとる(例えば図1,2).

依存し、しかも円盤進化に応じて移動することがわか っている. 原始太陽系星雲の水スノーラインは、太陽 系の微惑星が形成された時期に、現在の木星軌道付近 に存在していた可能性もあれば、現在の地球軌道より 内側に存在していた可能性もあるのである[3].もし 後者の可能性があるとするなら、「なぜ我々の地球は これほどまでに水に欠乏しているのだろうか? |とい う根本的な疑問が浮上してくる"2. 筆者らの理論計算 によると、水スノーラインが地球軌道よりも内側へ移 動した時期が遅いと、地球軌道付近の原始惑星は多量 の氷ダストを捕獲し、「水浸し」の惑星となってしま っていた可能性がある[4]. このような可能性が本当 にあったのなら、木星が早期に形成されて氷ダストが 地球軌道付近へ移動したのを防いだ[5]などといった 複雑な地球型惑星形成シナリオを検討しなければなら なくなる.

スノーラインの進化とその周りでのダスト進化をよ り確実に理解するためには、現実の原始惑星系円盤の スノーラインを観測できるようになることが必要不可 欠である.実は近年、原始惑星系円盤の高解像度観測 を実現した電波望遠鏡ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array)を用いて、スノーラ インを撮像しようとする試みがなされ始めている.ま た、ALMAによって多数の原始惑星系円盤上にリン グ状のダスト構造が発見されているが(武藤の同特集 記事[6]を参照)、これらのリング構造がスノーライン と関連しているのではないかという説も提唱されてい る.今後、スノーラインにまつわる理論の観測的検証 は大きく進展する可能性を秘めている.

本稿では、原始惑星系円盤のスノーラインとダスト 進化に関わる理論研究とALMA 観測の現状を、筆者 自身の研究も交えながら紹介する.まず2,3節ではス ノーラインに関する理論的な理解を整理し、続く4,5 節で関連するALMA 観測を紹介する.将来のスノー ライン観測の展望についても最後の6節で議論する. 本稿では特にダストの熱放射の観測に焦点を当て、ガ スの輝線観測によるスノーラインの検出の試みには立 ち入らない.後者については野村の同特集記事[7]を ご覧いただきたい.

スノーライン付近でのダスト進化と 微惑星形成

スノーラインはさまざまな過程を介してダストの進 化に影響を与える.この節では,近年のダスト進化・ 微惑星形成に関する理論研究で特に注目されている4 つの過程を紹介する(図1).これら4つの過程は排他 的ではなく,1つのスノーラインの前後で同時に起こ りうる.

以下で紹介するダスト進化過程のいくつかは、ダス トの「落下」と呼ばれる現象も関与する. 個々の過程 の説明の前に、ダスト落下についてあらかじめ説明し ておこう. 原始惑星系円盤の固体は、ガスから受ける 抵抗により、公転しながら中心星に向かって軌道移動 すると考えられている(より詳細については解説[8]を 参照). この現象をダストの落下と呼ぶ. 落下の速度 は固体のサイズに依存し、サイズが1メートルよりも 十分に小さい限りは、小さい固体のほうがより遅く落 下する. このため、固体の破壊が起こりやすい場所で は、中心星方向への固体の流れが渋滞を起こし、固体 の密度の増加が起こる. 固体密度の増加は、ダストの 重力不安定や流体不安定を経由した微惑星形成が起こ るための必要条件である[9, 10].

(a) 氷昇華によるダスト塊の解体

氷ダストの落下と昇華の両方を考えると、スノーラ イン上では岩石ダストの堆積が起こりうることがわか る.氷に覆われたダスト粒子の合体成長物(塊)が水ス ノーラインより外側にあるとし、これらがスノーライ ンの内側へと落下してくる状況を考えよう(図1(a)). このような塊がスノーラインを通過すると、氷の昇華 とともに塊が解体する可能性がある。もしこのような 解体が起こると、塊の破片であるシリケイト粒子は上 述の理由により、スノーラインのすぐ内側で渋滞を起 こすことになる。これによってスノーライン付近のシ リケイト密度が大きく上昇すれば、岩石微惑星の形成 が局所的に起こるかもしれない[11-13].

(b) 氷昇華によるダスト付着力の変化

氷ダスト塊から放出される微小なシリケイト粒子も, 再び付着合体して塊を形成し,より速く落下するよう になる.したがって,スノーラインよりも十分内側に おけるシリケイトの密度は,シリケイト粒子の塊がど れだけ大きく付着合体できるかで決まるはずである.

^{*2.} 海水が地球の全質量に占める割合は、わずか0.02%しかない.



図1:スノーライン前後で起こりうるダストの進化過程. それぞれの説明については2 節を参照. これらは排他的ではなく, 同時に 起こりうる.

もし、シリケイトの付着力が水氷のそれよりも低けれ ば、シリケイト塊はもとの氷ダスト塊よりも大きくは ならないので、スノーラインより内側の領域で渋滞を 起こす(図1(b),[14]). これによって、スノーライン より内側での岩石微惑星形成が引き起こされる可能性 がある[15].

実際のところシリケイトと水氷のどちらがより高い 付着力を持つのかというと、まだ確定的な答えが得ら れていない.従来、水氷のほうがより付着しやすいと いう理論予想[16,17]が広く受け入れらており、これ を支持する室内実験の結果も存在する[18].ところが 最近、これまでの通説を覆すような理論計算や実験の 結果[19-21]がいくつか報告されてきている.ダスト の付着力に応じて、想定すべきダスト進化・微惑星形 成のシナリオは大きく変わってくるので、この問題の 解決は惑星形成論における急務と言ってよい.4節で 紹介するスノーラインの撮像観測は、この問題の将来 的な解決に大きく貢献するかもしれない.

なお、極性を持たないCO₂の氷は、吸着力が弱いと 考えられ、実際にそれを支持するような実験結果もあ る[22, 23]. もし CO₂氷が水氷よりも付着しづらいの であれば、水スノーラインよりも遠方にある CO₂スノ ーラインでは、外から内に向けてダストの面密度が減 少することが予想される[24, 25].

(c)水蒸気の拡散・再凝縮

円盤の中に乱流が存在すると、スノーライン上での 氷の昇華で生じた水蒸気は、乱流によってスノーライ ンの外側へ輸送される(図1(c)).この水蒸気がスノ ーライン外側のダスト上で再凝縮すれば、後方のダス トは成長することになる[26].これによって、スノー ライン外側の固体面密度は上昇する[15, 27].面密度 上昇が十分に起これば、そこで氷微惑星が形成される かもしれない[26, 28].

凝縮成長によって氷ダストの落下速度は上がるので, それによってスノーライン外側の固体面密度が減少す る効果も実はある.だが,理論計算[15,27]の結果を 見てみると,凝縮が直接的に固体面密度を上げる効果 のほうが大きいようである³.

(d) スノーライン付近での氷ダストの焼結

固体粒子の塊を融点・昇華点よりも少し低い温度の 環境に置くと、粒子の接触面積が増加し、粒子どうし が接合する.これを焼結という.焼結した粒子の塊は、 衝突のエネルギーを内部で吸収しにくいため、衝突し ても合体せずに跳ね返ったり割れるようになる[29, 30].焼結自体も粒子塊の分裂を引き起こしうる[31].

原始惑星系円盤の中で温度が氷の昇華点より少し低い場所は、スノーラインの少し外側である[32]. そこ

^{*3.} これは、落下速度がダストの質量の1/3乗(半径の1乗)でしか 増えないためと思われる.



図2:光学的に厚い原始惑星系円盤の温度分布の例.zは円盤赤道面からの距離,rは円盤中心軸からの距離である.図(a)は、中心 星の光が円盤の上層を照らすことのみを考慮して温度分布を計算したものである.図(b)では、中心星からの照射に加えて、 円盤内部での一様なガス降着による加熱を考慮している(無次元粘性係数α_{visc}円盤オパシティκの値は図を参照).ガス降着 が円盤上層でのみ起こる場合は、温度分布は(a)のものに近くなる[38].中心星の光度は太陽光度に等しく、円盤の質量降着 率は2×10⁻⁸太陽質量/年としている.点線は水スノーラインの位置を示す.ここでは表示していないが、円盤のごく上層の 光学的に薄い領域では、温度は再び上昇する[36].

では焼結によって氷ダストの塊の破壊が起こり,氷ダ ストの渋滞が起こるだろう[31,33](図1(d)).この過 程も過程(c)と同様に,氷微惑星の形成につながるか もしれない[31].

過程(c)と異なり,ダストの焼結はさまざまな揮発 性物質のスノーラインの背後で起こる可能性がある [32,33].なぜなら、ダスト粒子の構成物質が粒子の接 触点に少量移動するだけでも、接触面積は大きく増加 しうるからである.城野らの理論計算[30]によると、 焼結に関与する物質が粒子体積の1%程度を占めるだ けでも、焼結による塊の付着力低下が顕著に起こる.

3. スノーラインはどこにあるのか?

もし本当にスノーラインの前後で微惑星形成が促進 されるのであれば、"微惑星の工場"たるスノーライン が現実の原始惑星系円盤の中のどこに位置するのかを 確実に理解したい.ところが、以下で詳しく紹介する ように、現在の円盤進化モデルから導かれるスノーラ インの位置は、極めて不定である.

「原始太陽系星雲の水スノーラインは約3 auの軌道 に存在した」というよく引き合いに出される推定は, 若い太陽の光度が現在の太陽光度に等しく,かつ周囲 の円盤が光学的に薄かった(円盤内部に中心星の光が 直接届いた)という仮定のもとでの推定である [34]. 約3 auといえば,ちょうど太陽系の小惑星帯(メイン ベルト)のあたりであるが,小惑星帯には水に富む小 惑星とそうでない小惑星のゾーニングが確かに見られる.このことから,水スノーラインの位置が約3 au という推定は,一見もっともらしく思える.

しかし,現実の原始惑星系円盤は、少なくともダス トが微惑星を形成している段階では、中心星の光に対 して非常に光学的に厚いと考えられる⁴.光学的に厚 い円盤は、表面でしか中心星の光を受け取ることがで きない.このため、円盤内部に熱源がない限り、円盤 内部の温度は光学的に薄い円盤に比べて約50%程度 も低くなる[35,36].原始太陽系星雲がこのような低 温環境だったとすると、水スノーラインの位置は太陽 からおよそ0.7 auのところ、つまり現在の金星の軌道 付近であったことになる(図2(a)).

ただし、円盤の熱には、中心星の光に加えて、円盤 ガスが中心星に向かって降着するときに発生する熱 (降着熱)も寄与する.特に、降着熱が円盤の赤道面付 近で効率良く発生する場合は、熱が外部へ逃げにくい ために円盤内部はよく温まる.このような状況では、 赤道面におけるスノーラインは、中心星から3 au程 度のところに到達しうる(図2(b)).

だが,降着熱が赤道面で効率良く発生するかどうか は、ガス降着を駆動する現実的なメカニズムが不明で あるため明らかでない.降着の駆動メカニズムの有力

^{*4.} 例えば、原始太陽系星雲のモデルとしてよく用いられる最小 質量円盤[34]では、中心星の光が1 auの軌道の赤道面に直接 届くようになるのは、微小なダストの量が初期の1-10万分の 1 にまで減少してからである。



図3: 図1(b)の場合のダストサイズおよび面密度の分布の例(上図)と、この場合に観測されると予想されるダスト熱放射強度分布 (下図)の模式図. 下図において、αはダスト熱放射の強度/νの周波数 v 依存性(/ν∝ v^α)を表す指数である. 光学的に薄い領 域では、αはダストの大きさにに依存する(下図(a)). 光学的に厚い極限では、電波帯でのαはレイリー・ジーンズ則の値 α=2に等しくなる(下図(b)).

候補の1つは、円盤ガスと磁場との相互作用である. しかし、磁場駆動のガス降着は、円盤内部の加熱にほ とんど寄与しないことが複数の磁気流体力学シミュレ ーションから明らかとなっている[37, 38]. 磁場と相 互作用しながら運動するガスの中では、磁場をつくる 電流がジュール熱を発生させ、これがガスの加熱を引 き起こす.ところが、原始惑星系円盤の赤道面は、一 般に電離度が低いために電流が流れにくく、ジュール 加熱も発生しづらいのである.森と筆者らによる最新 の磁気流体計算[38]によると、磁場が降着を駆動する 円盤の温度分布は、降着熱を無視した場合の温度分布 (図2(a))にかなり近くなる.また、仮に赤道面にお ける降着熱の発生が効率良く起こるとしても、降着率 やダストの量が減少するにつれて⁵円盤内部の温度上 昇は起こりにくくなり、温度分布は降着熱を無視した 場合のものに近づいていく[3].

このように、原始惑星系円盤のスノーラインの理論 的な不定性は、円盤の降着メカニズムの起源やダスト の進化といった惑星形成論の主要な不定性と密接に関 わっており、簡単に解消できるものではない.しかし、 この問題を放置する限り、「地球をはじめとする岩石 惑星は、原始太陽系星雲のどこで形成されたのか?」 という惑星科学の大きな問いに対して、我々は確定的 な答えを与えることはできないだろう.

4. ダスト撮像観測による水スノー ライン検出の試み

スノーラインの場所を観測的に同定し、その付近で のダスト進化を調べられるようになれば、微惑星形成 の理解は大きく進展し、円盤降着のメカニズムの解明 も前進するはずである.この節では、ALMAを用い たスノーライン観測の試みについて紹介する.

^{*5.} ダストが減ると、円盤内で発生した熱が円盤外部により逃げ やすくなるのである.

ALMAを用いた水スノーライン検出には2つのアプ ローチがあり、1つは水分子輝線の分光観測[39-41]、 もう1つはダスト熱放射の撮像観測である.前者のア プローチについては、提案者である野津と野村による 記事[7,42]で詳しく解説がなされているので、本稿で は後者のアプローチに焦点を当てることにする.なお 本節では、水スノーラインのことを単純にスノーライ ンと呼ぶ.

4.1 原理

ダスト撮像観測からスノーラインの位置を探るとい うアイデアは、「スノーライン前後ではダストのサイ ズ・量が急激に変化するはずである」という2節で紹 介した理論予想に基づいている.円盤の各場所からの ダスト熱放射の強度、そしてその周波数依存性(いわ ば「色」)は、一般にその場所のダストのサイズと量(面 密度)に応じて変化する.したがって、円盤のダスト 熱放射の空間分布を多波長で撮像し、それらをダスト 進化の理論予想から導かれる放射分布と比較すれば、 原理的にはスノーラインの場所を特定することができ るはずである.もちろん、この検出の仕方は、不定性 の大きいスノーライン前後でのダスト進化モデルに依 存することに注意が必要である.現時点では、これは スノーラインの検出法と呼ぶよりも、ダスト進化モデ ルの検証法と呼ぶべきなのかもしれない.

このアイデアを初めに提案したのはBanzattiら[14] である. 彼らは, 2節(b)のようなスノーライン内側に おけるダストの破壊・渋滞を想定し、ミリ波帯におけ るダスト熱放射の空間分布がスノーライン前後でどの ようにふるまうかをダスト進化シミュレーションに基 づいて系統的に予言した. 観測される熱放射の強度分 布は、各軌道における円盤の光学的厚みにも依存する ので、予想される熱放射分布は多様である、例えば、 スノーライン内側のダスト渋滞領域が光学的に薄けれ ば(図3(a)). スノーライン前後でのダストのサイズ・ 密度の変化を多波長での電波強度マップから直接見て 取ることができる。一方、スノーライン内側が光学的 に厚い場合は(図3(b)),そこからの熱放射の強度は 黒体放射の値に等しくなり、ダストの性質を直接は反 映しない⁶. この場合は, 放射強度の周波数依存性(色) が急激に黒体放射のそれに近づくような軌道を探せば、 スノーラインが存在しそうな位置を特定することがで

きる. さらに, その軌道の温度は, 原理的にはその場 の黒体放射強度から見積もることができる. もしその 温度が水氷の昇華温度と一致すれば, そこにスノーラ インが存在することのより強い証拠となるだろう.

ダスト撮像観測による水スノーラインの検出は、ス ノーラインの軌道半径が電波望遠鏡の空間分解能より も大きな天体にのみ有効である.ALMAの最高分解 能はおよそ10ミリ秒角だから,地球から100パーセ ク⁷前後にある比較的近傍の原始惑星系円盤では、1 auよりも十分に大きい半径を持つスノーラインのみ がALMAで撮像可能である.3節で述べたように、太 陽と同程度の光度をもつ星の周囲の円盤では、スノー ラインの半径は1-3 au前後であると理論的に予想さ れ、スノーラインの撮像は難しいかもしれない.しか し、例えば光度が太陽の 30倍にも及ぶHerbig型星の 周囲の円盤であれば、スノーラインの半径は8 au程 度と予想されるので、ALMAを用いたスノーライン 撮像はより容易であるはずである[14].

4.2 例: V883 Oriの周囲の円盤

ダスト撮像観測によるスノーラインの検出は、すで に実際のALMA観測で試みられている。Ciezaら[43] は、V883 Oriという若い星の周囲の円盤をALMAを 用いて撮像し、図3に示すようなスノーライン内側で のダスト渋滞の徴候を初めてとらえたと報告した.こ の天体は、円盤から星への質量降着が一時的に激増す る「FU Ori型アウトバースト」と呼ばれる状態にある 天体であり、その光度は太陽光度の約400倍にも及ぶ。 スノーラインの半径は40 au 程度と見積もられ、スノ ーライン付近を ALMA を用いて撮像することが可能 である. Ciezaらは、約1.3-1.4 mmの波長帯でこの円 盤のダスト熱放射分布を撮像し(図4:解像度はおよそ 10 au). ちょうど中心星から約40 auの軌道より内側 においてダスト熱放射の波長依存性が黒体放射のそれ に近づいていることを示した(詳細は原論文[43]の図2 を参照). 彼らはこれを、「スノーラインより内側の光 学的厚みはダストの渋滞により大きくなる | という理

^{*6.} ただし、ダストのアルベドがゼロでない場合は、光学的に厚い放射の強度はダストのアルベドに依存する.ここでは簡単のためダストの電波散乱を無視している.

^{*7. 1}パーセク≈2×10⁵ au. 地球から100パーセク離れた天体について、天球面上での1秒角は100 auの距離に相当する.後述のおうし座HL星が属するおうし座分子雲までの距離は、およそ140パーセクである.



図4: ALMAによって観測された,若い星V883 Oriの原始惑星系 円盤のダスト熱放射分布.中心から約40 auの軌道(白線) において,スノーラインの存在を示唆する,ダスト放射の 波長依存性の変化が見られた(詳細は原論文[43]を参照). 比較のため,太陽系の海王星,冥王星の軌道が2本の黒線 で示されている. Credit: ALMA(ESO/NAOJ/NRAO)/L. Cieza.

論予言(図3(b))を裏付けるものであると解釈した.

ただし、この観測が本当にダストの渋滞をとらえた ものであるかどうかについては、議論の余地がある. というのも、FU Ori型アウトバーストの持続時間は 典型的には100年のオーダーであるが、ダストの渋滞 が発達するのに要する時間はこれよりも長いと見積も られるのである.Schoonenbergと筆者らは、V883 Oriの円盤の観測で見られた構造はダストの渋滞によ るものではなく、スノーライン前後でのダストサイズ の変化によるものであるという解釈を提案している [44].

このように細かい解釈は分かれるところだが,この ALMA 観測が水スノーライン起源の何らかの構造を とらえた可能性は大きいと言えるだろう.今後,スノ ーライン前後でのダストの成長度合いの違いを示す決 定的証拠が得られれば,2節(b)で述べたシリケイト と水氷の付着力に関する論争の解決につながるかもし れない.今後のより広い波長帯(そして欲を言えば, より高い解像度)での追観測が望まれる.

5. 多様な物質のスノーラインと円盤 リング構造

前節では主に水のスノーラインに注目したが、原始

惑星系円盤に含まれる固体物質はシリケイトと水氷だ けではない.例えば太陽系の彗星の核は、水氷に対し て10%前後の量の CO, CO₂を含んでいる.水氷に対 する存在度が1%に届きうる彗星物質であれば、NH₃, CH₄、C₂H₆などさらに多くのものがある[45].これら の物質のスノーラインを原始惑星系円盤上で検出する ことができれば、その円盤の固体の組成分布を推定で きるようになるし、温度分布も知ることができる(つ まりスノーラインを円盤の「温度目盛」として使える) ようになるだろう.COのスノーラインについては、 ALMAを用いた円盤の分子輝線観測によって検出に 成功したとする報告がある(野村の記事[7]の5節およ び図5をご覧いただきたい).

もし、さまざまなスノーラインの前後において2節 で挙げたようなダスト進化が起こるのなら、原始惑星 系円盤のダスト分布には多重の同心円状の構造が現れ るはずである.興味深いことに、本特集の武藤の記事 [6]で詳しく解説されているように、近年のALMA観 測によってリング状のダスト分布を示す円盤が多数発 見されている.ダストリングの起源としては、惑星や 円盤不安定性など数多くのものが指摘されているが (前号の武藤[6]と冨永[46]の記事を参照)、スノーライ ン起源説もこれらの説に並んで注目を集めてきた.本 節では、多重ダストリングが初めて発見された天体で ある、おうし座HL星(HL Tau)周囲の円盤[47](以下, HL Tau 円盤と呼ぶ)に焦点を当て、この天体のリン グ構造をスノーライン起源ととらえる見方について、 筆者自身の研究[25, 33]を交えながら紹介したい.

5.1 多重ダストリングの凝縮起源説

初めに多重リングのスノーライン起源説を唱えたの はZhangら[48]である.彼女らは、過去のHL Tau円 盤の温度分布モデルを用いて、この円盤の3つの主要 なギャップ(明るいリングの間の暗い領域)の温度を推 定した.この温度モデルによると、3つのギャップの 温度は、水、NH₃などの凝縮温度や、CO、N₂などの包 接水和物の形成温度に近い.このことから彼女らは、 これらの軌道では氷の再凝縮や包接水和物の形成によ ってダストが素早く成長し(2節(c))、急速に中心星 方向に落下することで円環状のダスト欠損(ギャッ プ)を形成したとする仮説を提案した.

この説は、多重リング形成が円盤の力学進化ではな



焼結モデル (model La0-tuned, t = 0.35Myr)



図5:上図:HL Tau円盤の多重ダストリングの焼結起源説[33]を表す概念図. 縦線はさまざまな揮発性物質のスノーラインを表し, その外側の色付き領域はダスト塊の焼結が起こる領域[32, 33]を表す(図1(d)も参照). 左下図:焼結を考慮したダスト進化 シミュレーションから導かれる,HL Tau円盤の波長1.3 mmにおけるダスト熱放射強度(輝度温度)分布のスナップショット. 点線はいくつかの分子種のスノーラインを表す. 焼結領域に渋滞したダストが,熱放射マップ上で明るいリングとして見え ることを示している. 右下図: ALMA 観測[47]によって得られた HL Tau円盤の1.3 mm熱放射マップから,円盤上の軸対称 な成分だけを抽出して表示したもの(詳細は[33]の 2.1 節を参照). 冊子『ALMA2 Project -アルマ望遠鏡が切り開く2020年代 の科学のフロンティア』(国立天文台発行, https://alma-telescope.jp/publish)の図3.9を改変.

く物質進化の結果であると考える点がユニークであり、 大きな注目を集めた.しかし、この説が想定するシナ リオは、必ずしも現在のダスト進化理論から支持され ているわけでなないことに注意が必要である.まず、 2節(c)で述べたように、凝縮成長が起こる領域では、 ダストの面密度は減少せずに増加する(つまりダスト のギャップではなくリングができる)ことが理論計算 [27]から示されている.加えて、アンモニアやCOの ように水に比べて存在度の低い物質の再凝縮は、ダス ト成長にほどんど寄与しないと考えられる(例えば [49]).

5.2 多重ダストリングの焼結起源説

筆者ら[33]らがスノーライン上でのダストリング形 成メカニズムとして注目したのは,氷ダストの凝縮で はなく焼結である.2節(d)で述べたように,ダスト の焼結は水氷よりも存在度の小さな揮発性物質によっ ても起こりうる.もし円盤の氷ダストが彗星核のよう にさまざまな揮発性物質を含んでいるのなら,それぞ れの揮発性物質のスノーラインの背後でダストの焼結 と渋滞,つまりリング形成が起こる可能性がある(図 5上).著者らは、HL Tau円盤のダストがこのような 多成分氷から成ると仮定し、HL Tau円盤の中のダス トの成長・焼結・中心星方向への落下をシミュレート することで、円盤からのダスト熱放射が時間とともに どのように進化するかを調べた.スノーラインの位置 を決めるHL Tau円盤の温度分布については、単純に 中心星からの距離の冪乗に比例すると仮定し、ALMA によって観測された HL Tau円盤のダスト熱放射分布 に基づいて冪および比例係数を決定した.

シミュレーションの結果, 10-100万年の時間スケー ルで, 複数のスノーラインの背後に確かにダストのリ ングが形成されることがわかった.図5の下図は、シ ミュレーション結果からダスト熱放射の空間分布を予 想したもの(左)と、HL Tau円盤の実際の熱放射分布 (右)を並べたものである.両者を比較すると、20,40, 80 auの軌道にあるの3つの主要なリングが、いくつ かの揮発性物質(内から順にCO₂, C₂H₆, CH₄もしくは CO)の焼結領域のリングに対応しているように見える. 我々のモデルはフォワードモデルであり、かつ単純な 温度分布を仮定しているので、観測された放射強度分 布を完璧に再現できるわけでない.それでも、我々の モデルは放射強度分布のいくつかの重要な特徴を再現 することに成功している.さらに、CO₂の低い付着力 (2節(b))まで考慮に入れた筆者と田崎の新しい計算 によって、HL Tau円盤のサブミリ波の偏光パターン までよく再現できることも明らかになった[25].

スノーライン説は、円盤ガスの密度分布に対しては どのような予言を与えるだろうか、凝縮説と焼結説の いずれにおいても、円盤ガスがリング状の濃淡をもつ ことは要求されない、筆者らのダスト進化モデルでは、 ガス円盤の面密度は中心星からの距離に対して単調減 少すると仮定されている。しかし、焼結とは別の何ら かの物理現象を介して、ダストのリングがガスのリン グを生み出すことはありうる。例えば、Huと著者ら が最近取り組んだ磁気流体計算[50]は、HL Tau円盤 のダストリングが円盤ガスの電離度の分布にリング状 の構造をつくり、さらにそれが磁気流体力学を介して ガスのリングを作り出す可能性を示している。実は、 HL Tau円盤のALMA 観測ではHCO⁺イオンの輝線放 射分布も観測されており、その軸対称成分を解析する とリング状の濃淡が見られるとする報告がある[51].

HL Tau 円盤のリング構造の説明に関しては一定の 成功を収めた焼結起源説であるが,さまざまな原始惑 星系円盤に見られるダストリングの全てがスノーライ ン起源というわけではなさそうである.スノーライン の位置は基本的には円盤の温度分布で決まるので,ス ノーライン起源のダストリングの位置は中心星の光度 と相関を持つはずである.しかし,そのような相関は, ダストリングを持つ既知の円盤の統計に明確には現れ ていない(例えば[52]).したがって,原始惑星系円盤 のリング構造には,スノーラインとは別の成因も関与 していると考えるのが自然であろう.さまざまな円盤 に見られる多重リング構造の中から,スノーライン起 源の可能性の高いリングだけを抽出する方法論はまだ 確立しておらず,今後の理論整備が必要である.

6. スノーライン観測の将来

ALMAによるスノーラインの観測例はこれまでに まだ数えるほどしか存在しないが、いずれ系統的なス ノーラインの探査が試みられるようになるだろう。し かし、今後のALMAによるスノーライン観測が順調 に進むとは限らない、大きな問題となる可能性がある のは、サブミリ波帯における円盤の光学的な厚みであ る、つまり、円盤上層のダストによって、円盤赤道面 のダストのサブミリ波放射が吸収されてしまう可能性 がある.現状のALMAを用いて約100 pcの距離にあ る円盤の数auスケールの構造を撮像しようとすると、 波長が1 mm以下のサブミリ波帯で観測しなければ十 分な空間解像度を得ることができない、ところが、原 始惑星系円盤の中心から10 au以内の領域はサブミリ 波に対して光学的に厚い可能性があり、惑星形成の場 である赤道面付近のスノーラインの構造をサブミリ波 で観測できない恐れがある.

上記の問題を観測の段階で回避するためには、でき るだけ高温と思われる円盤を観測ターゲットとして選 ぶことが重要である.すでに述べたとおり、光度の大 きいHerbig型星の周囲では、スノーラインの半径は 10 auに近くなる. 中心星から10 au前後の円盤領域 を空間的に解像し、かつ赤道面まで見通すことは、1-3 mm程度の波長帯であればALMAでも可能かもし れない. さらに光度の大きいFU Ori型星の周りでは, スノーラインの半径はさらに大きくなる.しかし、こ れもすでに述べたとおり, FU Ori型アウトバースト は一時的な現象のため、観測結果の解釈には注意を要 する.より低温の円盤のスノーライン観測を実現する ためには、円盤の光学的厚みが相対的に小さくなる波 長1 mm以上のミリ波帯において、現状のALMAよ り高い空間解像度を有するような電波望遠鏡の登場を 待つ必要がある。例えば、ALMAの機能拡張計画 「ALMA2」では、ALMAの空間解像度を数倍向上さ せることが議論されている[53]. さらに、米国国立電 波天文台などが2028年の運用開始を目指して計画中 の次世代超大型干渉電波望遠鏡群(the nextgeneration Very Large Array, ngVLA)が実現すると、 光学的に薄いミリ波およびセンチ波帯において,現在 のALMAのサブミリ波観測に匹敵する解像度で円盤 のダスト放射を撮像することをが可能になる(例えば [54]).これらの次世代電波望遠鏡が実現するのはまだ 何年も先のことであるが,来るべき将来の観測に備え て比較可能な理論を整備していくことは,今からでも 早すぎることはないだろう.

謝 辞

本稿で紹介した研究のうち,筆者の関わったものは, 百瀬宗武氏,城野信一氏,田中秀和氏,小林浩氏,田 崎亮氏,森昇志氏,Djoeke Schoonenberg氏,Xiao Hu氏らと共同して行いました.共同研究者の各氏に この場を借りて感謝します.また,遊星人のALMA 特集を企画してくださった秋山永治ゲストエディター, 図5の転載を相談させていただいた片岡章雅氏,査読 を引き受けてくださった武藤恭之氏にもお礼申し上げ ます.筆者の研究はJSPS科研費JP16K17661, JP18H05438,JP19K03926の助成を受けたものです.

参考文献

- [1] Kokubo, E. and Ida, S., 2002, ApJ 581, 666.
- [2] Fernandes, R. B. et al., 2019, ApJ 874, 81.
- [3] Oka, A. et al., 2011, ApJ 738, 141.
- [4] Sato, T. et al., 2016, A&A 589, A15.
- [5] Morbidelli, A. et al., 2016, Icarus 267, 368.
- [6] 武藤恭之, 2019, 遊星人 28, 190.
- [7] 野村英子, 2019, 遊星人 28, 200.
- [8] 奥住聡, 2014, 遊星人 23, 371.
- [9] Sekiya, M., 1998, Icarus 133, 298.
- [10] Johansen, A. et al., 2009, ApJL 704, L75.
- [11] Saito, E. and Sirono, S., 2011, ApJ 728, 20.
- [12] Ida, S. and Guillot, T. 2016, A&A 596, L3.
- [13] Hyodo, R. et al., 2019, A &A 629, A90.
- [14] Banzatti, A. et al., 2015, ApJL 815, L15.
- [15] Drążkowska, J. and Alibert, Y. 2017, A&A 608, A92.
- [16] Chokshi, A. et al., 1993, ApJ 407, 806.
- [17] 和田浩二, 2009, 遊星人 18, 216.
- [18] Gundlach, B. and Blum, J. 2015, ApJ 798, 34.
- [19] Kimura, H. et al., 2015, ApJ 812, 67.

- [20] Steinpilz, T., et al. 2019, ApJ 874, 60.
- [21] Musiolik, G. and Wurm, G., 2019, ApJ 873, 58.
- [22] Musiolik, G. et al., 2016a, ApJ 818, 16.
- [23] Musiolik, G. et al., 2016b, ApJ 827, 63.
- [24] Pinilla, P. et al., 2017, ApJ 845, 68.
- [25] Okuzumi, S. and Tazaki, R., 2019, ApJ 878, 132.
- [26] Ros, K. and Johansen, A., 2013, A&A 552, A137.
- [27] Schoonenberg, D. and Ormel, C., 2017, A&A 602, A21.
- [28] Drążkowska, J. and Dullemond, C. P., 2018, A&A 614, A62.
- [29] Sirono, S., 1999, A&A 347, 720.
- [30] Sirono, S. and Ueno, H., 2017, ApJ 841, 36.
- [31] Sirono, S., 2011a, ApJL 733, L41.
- [32] Sirono, S., 2011b, ApJ 735, 131.
- [33] Okuzumi, S. et al., 2016, ApJ 821, 82.
- [34] Hayashi, C., 1981, Prog. Theor. Phys. Suppl. 70, 35.
- [35] Kusaka, T. et al., 1970, Prog. Theor. Phys. Suppl. 44, 1580.
- [36] Chiang, E. I. and Goldreich, P., 1997, ApJ 490, 368.
- [37] Hirose, S. and Turner, N. J., 2011, ApJL 732, L30.
- [38] Mori, S. et al., 2019, ApJ 872, 98.
- [39] Notsu, S. et al., 2016, ApJ 827, 113.
- [40] Notsu, S. et al., 2017, ApJ 836, 118.
- [41] Notsu, S. et al., 2018, ApJ 855, 62.
- [42] 野津翔太, 2018, 遊星人27, 120.
- [43] Cieza, L. A. et al., 2016, Nature 535, 258.
- [44] Schoonenberg, D. et al., 2017, A&A 605, L2.
- [45] Mumma, M. J. and Charnley S. B., 2011, ARAA 49, 471.
- [46] 冨永遼佑ほか, 2019, 遊星人 28, 172.
- [47] ALMA Partnership et al., 2015, ApJL 808, L3.
- [48] Zhang, K. et al., 2015, ApJL 806, L7.
- [49] Stammler, S. M. et al., 2017, A&A 600, A140.
- [50] Hu, X. et al., 2019, ApJ 885, 36.
- [51] Yen, H. W. et al., 2016, ApJL 820, L25.
- [52] Andrews, S. M. et al., 2018, ApJ 869, L41.
- [53] アルバロ・ゴンサレスほか, 2019, 遊星人28, 184.
- [54] Ricci, L. et al., 2018, ApJ 853, 110.

特集「ALMAで迫る惑星科学」 HD 142527に付随する原始惑星系円盤の ガス・ダスト比

スン・カンロウ¹. 百瀬 宗武¹. 武藤 恭之². 塚越 崇³. 片岡 章雅³. 花輪 知幸⁴, 深川 美里³, 西合 一矢³, 芝井 広⁵

2019年6月15日受領, 杳読を経て2019年8月15日受理,

(要旨)多くの原始惑星系円盤のガスとダストが異なる空間分布を持つことがアルマ望遠鏡によって明らか にされた、本研究は、一つのケーススタディとして若い星HD 142527に付随する原始惑星系円盤のガスと ダストの質量比、ガス・ダスト比の空間分布を明らかにする。本稿の最初ではまず、若い星HD 142527に 付随する原始惑星系円盤のアルマ望遠鏡の観測結果を紹介する。対象は98.5 GHzと336 GHzのダスト連続 波放射と、¹³COとC¹⁸Oの回転遷移J=1-0とJ=3-2の輝線放射である。次に、これらの観測結果を用いて、 局所熱力学平衡を仮定してガス面密度とダスト面密度を導出する。本研究で初めて、ガス・ダスト比は円盤 の方位角方向に緩やかに変化することと、ガス面密度とダスト面密度との相関関係が見つかった、本稿の内 容はSoon et al.(2019)[1]に基づく.

1. はじめに

1.1 原始惑星系円盤のガス・ダスト比

星形成は分子雲が重力崩壊し物質(ガスとダスト)が 雲の中心に落ち込むことから始まる。

角運動量の保存 則に従い中心星に落ち込みきれない物質は、星周囲に 円盤構造を作りケプラー回転する。これが原始惑星系 円盤であり、惑星ができる場所だと考えられる、近年、 南米チリのアタカマ高原にあるアルマ望遠鏡 (ALMA)の高空間分解能観測により、原始惑星系円 盤におけるガスとダストは異なる空間分布を示すこと が明らかにされた、つまりガスとダストの質量の比、 ガス・ダスト比は空間的に変動する.その原因には様々 なシナリオが考えられる。例えば、ガスとの摩擦によ り比較的に大きなダストは角運動量を失い、ガスに比 べ短いタイムスケールで中心星に落下する[2].また.

- 3. 国立天文台
- 4. 千葉大学 先進科学センター 5. 大阪大学 理学研究科

kanglou.soon@gmail.com

ガスに渦¹があると、ダストはガス渦に捕獲されるた め、ダスト円盤は中心星に対して非軸対称な構造とし て観測される[3].ほかにも、円盤に惑星が存在すると、 惑星とダスト円盤との重力相互作用によってダスト円 盤にギャップ(ダスト密度が著しく低い領域)が開く [6].

ガス・ダスト比が低い円盤領域では、小さいダスト 同十の衝突頻度が高くなり大きいダストへ成長しやす くなる[8]だけではなく、ストリーミング不安定²によ って微惑星が形成される可能性も示唆されている[9]. 従って、ガス・ダスト比の空間的な変動を引き起こす 機構が特定できれば、惑星形成の引き金を解明できる と期待される. そこで本研究は、一つのケーススタデ ィとして,若い星HD 142527に付随する原始惑星円 盤の観測に基づいて、円盤のガス・ダスト比と円盤の 構造との関係を調べる.

^{1.} 茨城大学 理工学研究科

^{2.} 工学院大学 基礎·教養教育部門

^{1.} 高ガス圧領域のことである. 円盤内にポテンシャル渦度 (vortensity)が極小または極大になる領域(ガス密度のバンプ やギャップ)があると、ロスビー波不安定が起こりガス渦が できる[4,5].

^{2.} ガスとダストとの相対速度で決まる摩擦力の効果によりダス トが濃集すると、ダストの濃集領域がさらに拡大する現象で ある[7]. ダスト密度が十分に高くなれば重力不安定を起こし 微惑星形成が起こると考えられている.



図1:赤外線で見たHD 142527 に付随する原始惑星系円盤. (a) 近赤外線1.65 µmの偏波光. [14]より改変(Credit: Fukagawa et al., Near Infrared Images of Protoplanetary Disk Sur-rounding HD 142527, ApJ, 636, L153, 2006 January 10. ⓒAAS. Reproduced with permission.). (b) 中間赤外線の熱放射. カラーは18.72 µm, コントア は 24.5 µm. コントアレベルは(0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.3) Jy arcsec². [13] より改変(Credit: Verhoeff et al., A&A, 528, A91, 2011, reproduced with permission ⓒESO.).

1.2 対象天体: HD 142527の星周円盤

HD 142527は, 距離157 pc, 年齢が約3百万年の前 主系列の連星系である[10]. 主星のHD 142527Aは質 量2.2 M₀のハービッグFe型星である[11]. 伴星のHD 142527Bは質量0.13 M₀のM型星であり, 主星を軌道 半径約15 auで公転している[12].

ここでは、赤外線での観測により明らかになった HD 142527に付随する原始惑星系円盤の構造について まとめる。HD 142527を取り巻くダスト円盤は、内側 円盤と外側円盤に分離されている[13]。内側円盤は、 モデリング結果によると中心星から半径が約30 auま で広がっていると推測されている。半径30 auから 100 auまでの円盤領域はダストが欠乏しており、観測 では大きなギャップ構造として見える。外側円盤は、 内径は約100 au、外径は約350 auのトーラス構造で ある[14].

図1に近赤外線と中間赤外線で観測されたHD 142527の円盤を示した.近赤外線では散乱光を見て おり、ダスト円盤の南西方向が北東方向より明るいも のの、比較的に軸対称である.一方、中間赤外線では ダストの熱放射を見ているが、近赤外線の場合とは真 逆で北東方向が南西方向より明るく、ダスト円盤は強 い非軸対称性を示す構造である.円盤の幾何学構造と ダストの光学特性を用いてこの両波長での観測が説明 できる.すなわち,近赤外線ではダストの前方散乱が 後方散乱より卓越するため,観測者にとって円盤の北 東方向は遠い側,南西方向は近い側のように傾いてい れば,南西方向の方が明るくなることが説明できる. 同時に,中心星に面している円盤の壁,つまりダスト 温度が比較的に高い内壁の熱放射は北東方向では観測 者に見えているが,南東方向ではダスト円盤自身によ って隠される.その結果,中間赤外線では北西方向の ダスト円盤が明るく観測される.後述のALMAで得 られたガスの速度場の観測より,円盤の傾斜角は*i* = 27°,円盤の長軸は位置角P.A.=161°と導出されている [11].

2. HD 142527のALMA観測

ALMAの観測バンド3(周波数100 GHz帯)および バンド7(周波数330 GHz帯)で捉えたHD 142527の星 周円盤のガスとダスト構造を説明する.

2.1 ミリ波・サブミリ波帯のダスト連続波

図2(a)と2(b)に98.5 GHzと336 GHzでのダスト連 続波放射(熱放射)を示した. 放射強度は輝度温度 T_B (ケルビン単位)で表した. 本稿で登場する全ての



図2: HD 142527に付随する原始惑星系円盤のALMA観測結果. 各図の左下にALMAの合成ビーム(半値幅0."54×0."44, 長軸 P.A. = 78.1°)を描いた. (a) 98.5 GHzのダスト連続波放射を輝度温度で表した. 単位はケルビン(K). 白実線はノイズ レベルの5σ = 0.91 K. (b) 336 GHzのダスト連続波放射. 白実線はノイズレベル5σ = 2.63 K. (c) ダスト連続波放射の スペクトル指数α.

ALMAの画像は、ビームの長軸と短軸がそれぞれ 0."54と0."44であり(157 pcに位置するHD 142527で は84.8 au×69.1 auに相当する)、かつビームの長軸 はP.A.=78.1°方向にある. ミリ波・サブミリ波帯の HD 142527 に付随するダスト円盤は赤外線の場合と同 様、内側円盤と外側円盤に分かれている。ただし、内 側円盤の空間構造は分解できていない。外側円盤のダ ストは、半径がr≈94 au - 314 au トーラス状に分布 している、円盤は北側は明るく、南側は暗く、非軸対 称な構造である。この分布は図1(b)に示した中間赤 外線で見た円盤とよく似ているが[15, 13], 中間赤外 線ではダスト放射が光学的に厚く、観測された非軸対 称な放射分布はダスト面密度ではなくダスト温度をよ くトレースしている.一方、ミリ波・サブミリ波では ダスト放射の光学的厚みは中間赤外線のそれよりも小 さく,円盤の裏側まで見通すことができるため,その 放射強度の分布はダスト面密度も反映している.従っ て、ALMAの観測によって初めて、ダストは北側に 濃集していることが明らかにされた.

外側円盤の北側の輝度温度は、98.5 GHzでは最大 で $T_B \approx 8$ Kに対して、336 GHzでは $T_B \approx 22$ Kである. この違いは、336 GHzでのダスト放射は98.5 GHzの それより光学的に厚いことを意味する. さらに、周波 数間での違いは北側での放射分布にも現れる. P.A. \approx 0°で336 GHzの放射強度が低くなっており、放射分布 の方位角方向に"凹み"のような構造が見られる. これ は内側円盤が中心星の光を遮って、外側円盤に影がで きると温度が低くなると推測されている[16]. 98.5 GHzの放射分布に"凹み"が観測されなかったのは,放 射が光学的に薄くダスト面密度をよりトレースしてい るからである.

図2(c)にダストの放射スペクトル指数αを示した. αは

$$\alpha \equiv \log \left[\frac{F_{336 \text{ GHz}}}{F_{98.5 \text{ GHz}}} \right] / \log \left[\frac{336 \text{ GHz}}{98.5 \text{ GHz}} \right]$$
(1)

で定義される.外側円盤の方位角にわたりαは滑らか に変化する.北側ではα ≈ 2.8,南側ではα ≈ 3.4である. 観測周波数が低くレイリージーンズ近似³が有効であ るとき,αはダストのオパシティ指数βとα = 2+β の関係にある.βについては3.1節で詳しく説明するが, ダストが成長するとβは小さくなる.従って,αの空 間分布から,円盤の北側のダストは南側よりも大きく なっていることを示唆する.

2.2 CO分子同位体の輝線放射

多くの場合、中心星の放射から見積もられるガス温 度は中心星から数十au離れた場所では数十Kである. 円盤のガス主成分である水素分子H₂は、このような 低温領域では最低準位間の回転遷移でも十分に励起で きず、放射強度が弱く検出が困難である.そこで、円 盤ガスの構造と質量を調べるため¹²C¹⁶O分子とその同 位体である¹³C¹⁶Oと¹²C¹⁸O(以後¹³COとC¹⁸Oと略す) の輝線がよく観測される.CO同位体の回転遷移Jの 準位エネルギーは温度にして数Kから数+Kである

厳密には観測周波数 v と温度Tがhv ≪kTを満たすとき.hと kはそれぞれプランク定数とボルツマン定数である.



図3:¹³COの積分強度(左列)と連続波を含めたピーク輝線強度(右列). 上段はJ = 1-0遷移, 下段はJ = 3-2遷移のマップ である. (a)と(c)のコントアはそれぞれ98.5 GHz と336 GHz のダスト連続波強度を表している(図2aと図2b参照). (b)と(d)の白実線はそれぞれノイズレベルの3.5σ=6.74 Kと5σ=6.97 Kを表している.

ため、円盤の低温領域でも十分に励起される.

図3と図4にそれぞれ¹³COとC¹⁸Oの観測結果を示 した.各図の(a)と(c)は輝線の積分強度,(b)と(d) は連続波レベルを加えたピーク輝線強度のマップを示 した.¹³COの $J = 1 - 0 \ge J = 3 - 2$,及びC¹⁸OのJ = 3 - 2の積分強度は、ダスト連続波の強度分布に比べ 比較的に軸対称であり、中心星から $r \approx 470$ au まで広 がっている(図3a,図3c と図4c).一方、C¹⁸OのJ = 1-0の積分強度は、ダスト連続波の強度分布と似た非 軸対称な構造を示し、 $r \approx 94$ au - 314 auの比較的狭 い動径範囲しか放射が観測されない(図4a). これは C¹⁸Oの*J*=1-0の放射は弱く, ほかの輝線に比べ光学 的に薄いからである.

北側の積分強度に注目する.¹³COとC¹⁸OのJ=3-2の積分強度はダスト連続波が強い場所で弱くなって おり,強度の"凹み"が見られる(図3cと図4c).その 理由は,これらの輝線の中心周波数,つまり330 GHz 帯でのダスト放射が光学的に厚く,分子輝線の放射を 吸収してしまうからである.100 GHz帯のダスト連続 波放射は光学的に薄いため、ダストによる吸収が小さ


図4:図3と同様の配置でC¹⁸Oの積分強度(左列)とピーク輝線強度(右列)マップを示した.上段はJ=1-0遷移,下段は J=3-2遷移のマップである.(b)と(d)の白実線はそれぞれノイズレベルの3.5σ=6.70 Kと5σ= 6.38 K を表している.

くこの"凹み"は¹³COとC¹⁸Oの*J*=1-0の積分強度で は見られない(図3aと図4a).

次はピーク輝線強度について説明する.各P.A.方 向で最大の輝線ピーク強度は、¹³COの $J = 1 - 0 \ge J =$ 3 - 2は約40 Kである(図3b と図3d).C¹⁸OのJ = 3 -2は北側では約35 Kと高いが、P.A.=180° - 240°では 約25 K(図4d).C¹⁸OのJ = 1 - 0に関しては全ての P.A.方向で25 K以下である(図4b).¹³COのJ = 3 - 2は光学的に厚く、その輝線ピーク強度が円盤の物理温 度を反映していると考えられる.C¹⁸Oの励起温度が ¹³COのJ = 3-2のピーク強度に等しいと考えると、
 C¹⁸OのJ = 1-0は 円 盤 全 体、C¹⁸OのJ = 3-2は
 P.A.=180°-240°で光学的に薄く、これらのC¹⁸Oの輝
 線強度はガス面密度を反映する。

図5は¹³COのJ = 3 – 2の観測から得られた円盤の 速度場である.この速度場は中心質量 2.2 M_{0} のケプラ ー回転とよく一致している[11].この速度場と円盤の 傾き(円盤北東が遠い側,南西が近い側)に加え,天球 面上では円盤は時計回りに回転していることが明らか になった.



図5:¹³COのJ=3-2の観測で得られたHD142527の星周円盤の 平均速度場.

3. 円盤面密度の導出過程

ここではHD 142527の星周円盤のガスとダストの 面密度の導出過程をまとめる.導出する範囲は外側円 盤の全方位角で、中心星から半径 $r\approx$ 94 auから $r\approx$ 314 auまでの領域である.ガスとダストの温度 は図3(d)に示した¹³COのJ = 3 - 2の連続波を含めた ピーク輝線強度と同様であることを仮定した.これは、 ¹³COのJ = 3 - 2の放射は光学的に厚く、円盤の物理温 度を反映していると考えられるからである.

3.1 ダスト面密度

ダスト面密度の導出には98.5 GHzと336 GHzのダ スト連続波放射を使用する.ダスト連続波放射の輻射 輸送方程式

$$I_{\rm d} = [B_{\nu}(T) - B_{\nu}(T_{\rm bg})] [1 - \exp(-\tau_{\rm d})]$$
(2)

から、98.5 GHzと336 GHzでのダスト放射の光学的 厚み τ_d を求める. T_{bg} =2.7 Kは宇宙背景放射, B_v は プランクの式を意味する. 光学的厚みの結果は図6 (a)と6(b)に示した. 98.5 GHzでは円盤全体で光学的 に薄く、 $\tau_d \leq 0.25$ である. 336 GHzでは、南側では 光学的に薄いが、北側では光学的に厚く、 $\tau_d \approx 0.8$ で ある. 図6(c)にダストのオパシティ指数 β を示した. β は

$$\beta \equiv \log \left[\frac{\tau_{\rm d,336 \ GHz}}{\tau_{\rm d,98.5 \ GHz}} \right] / \log \left[\frac{336 \ GHz}{98.5 \ GHz} \right]$$
(3)

で定義される. β はダストのサイズを示す指標と考え られる. $\beta \approx 1.7$ なら分子雲内の典型的なサイズであ る0.1 μ m - 1 μ m程度であり, $\beta \approx 1$ ならサイズが ~100 μ m - ~1 mmだと考えられる. 円盤の方位角 方向にわたり β は緩やかに変化し, 南側では $\beta \approx 1.7$, 北側の $\beta \approx 1.0$ である. つまり, ダストのサイズは円 盤内では一様ではなく, 北側ではサイズが大きなダス トが集まっている可能性が高い.

ダスト放射が光学的に薄いとき、 τ_d はダスト面密 度 Σ_d と

$$\tau_{\rm d} = \kappa_{\rm d} \Sigma_{\rm d} \tag{4}$$



図6: (a) と(b) にそれぞれ98.5 GHzと336 GHzのダスト連続波放射の光学的厚みを示した. (c) ダストオパシティ指数.

の関係にある.ここで κ_d はダスト吸収オパシティで あり、それをわかれば直ちに Σ_d が求められる.実際 には観測された円盤輝度はダストの吸収だけではなく 散乱からの寄与もあるはずだが、この天体では散乱の 効果が大きくないとみられる[17].従って、本研究で は散乱を考慮せず、原始惑星系円盤内のダスト吸収オ パシティとしてよく使われる

$$\kappa_{\rm d} = 10 \left(\frac{\nu}{10^{12} \text{ Hz}}\right)^{\beta} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$$
(5)

を採用する[18]. β は図6(c)のように円盤内で変化するため、 κ_d もそれに従い空間的に変化する.

3.2 ガス面密度

ガス面密度はC¹⁸Oの*J*=1-0の輝線放射から導出 する.ただし,円盤のP.A.=180°-240°(南西方向) ではC¹⁸Oの*J*=1-0の放射が弱いため,この方向で 光学的薄いC¹⁸Oの*J*=3-2の輝線放射からガス面密 度を求める.ガス輝線の輻射輸送方程式

$$I_{\rm g} = [B_{\nu}(T) - B_{\nu}(T_{\rm bg})] [1 - \exp(-\tau_{\rm g})] \exp(-\tau_{\rm d})$$
(6)

から、輝線スペクトルの各速度成分vでの C^{18} Oの光学 的厚み τ_g を求める。ダストに吸収されたガスの輝線 放射を補正するため式に $\exp(-\tau_d)$ を入れた。ここで の τ_d は、 C^{18} OのJ=1-0とJ=3-2のそれぞれの中 心周波数付近のダスト連続波放射の光学的厚みを意味 する。

局所熱力学平衡の仮定より, τ_gからC¹⁸Oの個数面 密度*N*_{tot}を

$$N_{\text{tot}} = \frac{3h}{8\pi^{3}\mu^{2}J_{u}} \left(\frac{kT_{\text{ex}}}{hB_{0}} + \frac{1}{3}\right) \exp\left(\frac{E_{J_{u}}}{kT_{\text{ex}}}\right) \\ \times \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{\text{ex}}}\right) - 1\right]^{-1} \int \tau_{\text{g}}dv \quad \text{cm}^{-2}$$
(7)

から求める. hはプランク定数, kはボルツマン定数 である. μ , J_u , E_{J_u} , B_0 , はそれぞれ, 電気双極子モ ーメント, 上準位の回転量子数, 上準位の回転エネル ギーと回転定数である[19]. T_{ex} は回転遷移の励起温 度で, 円盤の温度と同じ $T_{ex} = T$ とする. 星間空間の C^{18} OとH₂との存在比を χ (C^{18} O/H₂) = 1.79 × 10⁻⁷ と仮 定して, 円盤のH₂ガス面密度 Σ_g は

$$\Sigma_{\rm g} = m_{\rm H_2} N_{\rm tot} / \chi \tag{8}$$

のように求まる. mH2 は水素分子の質量である.

4. 結果·考察

4.1 円盤の面密度とダスト・ガス比

3節の過程に従い導出した円盤の面密度を図7に示 した.図8は同様の結果を極座標で表した.ガスとダ ストの面密度はともに円盤の北側では高く、 $\Sigma_g \approx 0.9$ g cm⁻², $\Sigma_d \approx 0.3$ g cm⁻²である.南側では面密度が 低く、 $\Sigma_g \approx 0.2$ g cm⁻²、 $\Sigma_d \approx 0.01$ g cm⁻²である.北 側と南側との面密度比は、 Σ_g では約5、 Σ_d では約33 である.これは、北側の高ガス面密度領域がガス渦で あれば、比較的に小さな非軸対称性を持つガス円盤で もダストを効率よく捕獲できることを示唆する結果で ある[3].また、ガス渦に濃集したダストが成長して いると考えると、図6(c)に示したように北方向では



図7: (a)と(b)に本研究で求めたガス面密度Σ_eとダスト面密度Σ_dを示した. (c)にガス・ダスト比G/D をカラー,Σ_dをコント アで示した.



図8: 図7の結果を極座標(方位角P.A., 半径r)で示した. P.A. = 0 は真北, 値がプラスなら東, マイナスなら西の半分を意味する. (a)の紫色の破線と(b)の灰色の点線は、それぞれ各P.A.で最大のΣgとΣdを繋いだ線である. (c)には上記破線と点線も プロットしている. (d)と(e)にはそれぞれ98.5 GHzと336 GHzダスト連続波放射の光学的厚みを示した.



図9:ガス面密度Σ_sとダスト面密度Σ_dとの相関関係.エラーバー は平均値の標準偏差.赤い破線は打点を回帰分析で得られ たべき乗則の関数を表している.打点のP.A.方向は色づけ で示している.

βが小さいことと一致する.

図7(c)にガス・ダスト比G/D = $\sum_{g} / \sum_{d} e_{\pi}$ した. G/Dは北側では~3,南側では~20である.ここで導出した結果は先行研究[20,21]のモデリング結果とよく一致しているが,先行研究ではP.A.=21°と P.A.=221°を中心とした方位角方向⁴のみについて面密度を導出した.一方,本研究はHD 142527の外側 円盤全領域の面密度の導出に成功しただけではなく, 円盤のガス・ダスト比が方位角方向に沿って変化することも明らかにした.

図9に Σ_g と Σ_d のプロットを示した.ここでの Σ_g と Σ_d の値は,各P.A.方向で Σ_d が最大となる半径の±40

P.A. = 21°とP.A. = 221°はそれぞれ336 GHzダスト連続波放射の動径ピーク最大と最小の領域に当たるP.A.方向である。

au領域内の平均値である.このプロットは指数が0.47 のべき乗則でよく説明されている.つまり,方位角方 向に沿って,HD 142527の外側円盤では $\Sigma_g \propto \Sigma_d^{0.47}$, ガス・ダスト比で書きなおすとG/D $\propto \Sigma_d^{-0.53}$,という 相関関係が見つかった.近年のシミュレーションによ り,方位角方向でのダスト濃集は必ずしもガス渦によ る結果ではなく,連星系と円盤の相互作用でも可能で ある結果が得られた[22].従って,ここで見つかった 相関関係は,理論研究にとってHD 142527における ダスト濃集の原因を突き詰める重要な検証材料となる だろう.

4.2 ΣgとΣdのピークの相対位置

図8(a)と図8(b)を比較すると、 $\Sigma_g と \Sigma_d のピーク 位$ 置がP.A.方向で約20°ずれている.すでに述べたように、 円盤は天球面上で時計回りで回転している.従って、 $\Sigma_d のピーク$ (P.A. \approx 315°)は $\Sigma_g のピーク$ (P.A. \approx 3°)の 下流に位置することになる.

ここでまず、 Σ_g のピークがガス渦に対応している と仮定し、北側にダストが濃集するのはこのガス渦に よる効果と考える、ストークス数がSt \ll 1のような小 さなダストはガスの運動にすぐなじむため、ガス渦の 中心に集まる、一方、St \geq 1のような大きなダストは ガス渦の重力により馬蹄型軌道をとり、ガス渦の下流 に集まることが理論シミュレーションで予測されてい る[23]. つまり、本研究で導出した Σ_g と Σ_d とのピー クの相対位置は後者を示唆する結果である.[23]から ダストサイズとStを関連づける式

$$s \approx 4.67 \left(\frac{\text{St}}{1}\right) \left(\frac{\rho_{\text{pc}}}{1 \text{ g cm}^{-3}}\right)^{-1} \times \left(\frac{\Sigma_{\text{g}}}{0.7 \text{ g cm}^{-2}}\right) \text{ mm}$$
(9)

を用いると、St \geq 1であるためにはダストサイズは s \geq 5 mmと推測できる.ここで、 Σ_d のピークでは Σ_g \approx 0.7 g cm⁻²であり、ダスト粒子の密度は $p_{pc}=1$ g cm⁻³と仮定した.このダストサイズは、北側の β \approx 1と矛盾のない結果である.

一方,図8(a),図8(d)と図8(e)に示したように, $\tau_{d_{385 \text{ GHz}}}$ と Σ_g のピーク位置がよく一致しているのに対 して, $\tau_{d_{336 \text{ GHz}}}$ のピークはそれらからより下流側にず れている.98.5 GHzの連続は放射が336 GHzに比べ てより大きなサイズのダストが寄与していると考える と、大きなダストはガス渦に濃集していると解釈され、 上記の理論シミュレーションの予測と合わない. これ らの議論をより確かなものにしていくためには、より 高い分解能での観測や多波長の偏波観測などでダスト サイズの空間分布を明らかにしなければいけない.

5. まとめと今後の展望

本稿はALMA望遠鏡で取得したHD 142527に付随 する原始惑星系円盤の観測結果と、その観測データを 用いて求めた外側円盤のガスとダスト面密度、および ガス・ダスト比の解析結果について紹介した。

98.5 GHz と 336 GHz でみた円盤のダスト連続波放 射は中心半径が約94 au から314 au までのトーラス状 に分布している.放射強度の空間分布は非軸対称で、 円盤の北側は南側よりも明るい.北側にダストが濃集 しているためである.¹³COの回転遷移 $J = 1 - 0 \ge J =$ 3 - 20輝線放射はダスト連続波放射より広い範囲(中 心星から半径が約470 au まで)で分布しているが、ダ ストのトーラス部分では光学的に厚く、そのピーク輝 度温度は最大で約40 Kである. C¹⁸OのJ = 3 - 2は円 盤の南西方向(P.A.=180° - 250°)を除いて、¹³COと同 様光学的に厚い. C¹⁸OはJ = 1 - 0は円盤全体をわた り光学的に薄く、その強度分布はダスト連続波放射の 非軸対称な構造と似ている.

熱力学的平衡と、円盤の温度が¹³COのJ = 3-2の ピーク輝度温度と同様であることを仮定して、円盤の 面密度を導出した.ガス面密度 Σ_g はC¹⁸OのJ = 1-0とJ = 3-2の放射から、ダスト面密度 Σ_d は98.5 GHz と336 GHzのダスト連続波から求めた.その結果、ガ スとダスト面密度はともに北側では高く、南側では低 い.ガス・ダスト比は円盤の方位角方向にわたり緩や かに変化し、北側では約3、南側では約20である.北 側の低いガス・ダスト比は、円盤中にできた渦により ダストが濃集した結果と考えられる.ダスト密度の高 いところではダストが成長しやすく、微惑星の形成が 促進されると期待される.また、外側円盤では $\Sigma_g \propto \Sigma_d^{0.47}$ という相関関係が見つかった.この相関関係は 円盤内のダスト濃集の理論研究に重要な検証材料にな るだろう.

ただし、ダスト面密度の導出に仮定したダストオパ シティーに不確定性がある.ダストの散乱特性がダス トの大きさや構造に強く依存するため、本研究ではダ ストの吸収のみを考慮し、散乱を無視した.円盤内の ダスト散乱の性質を明らかにするため、多波長の偏波 観測が有効だと考えられる[24]. 今後は、本研究で明 らかになったガスとダスト面密度の相関関係をほかの 非軸対称なダスト円盤について調べ、この関係は普遍 的なのかHD 142527の円盤に限られるのかを検証し ていきたい.

謝 辞

査読者により有益な意見を頂いたことに感謝します.

参考文献

- [1] Soon, K.-L. et al., 2019, PASJ, 111.
- [2] Weidenschilling, S. J., 1977, MNRAS 180, 57.
- [3] Birnstiel, T. et al., 2013, A&A 550, L8.
- [4] Ono, T. et al., 2016, ApJ 823, 84.
- [5] Ono, T. et al., 2018, ApJ 864, 70.
- [6] Dipierro, G. et al., 2016, MNRAS 459, L1.
- [7] Youdin, A. N. and Goodman, J., 2005, ApJ 620, 459.
- [8] Brauer, F. et al., 2008, A&A 480, 859.
- [9] Raettig, N. et al., 2015, ApJ 804, 35.
- [10] Arun, R. et al., 2019, AJ 157, 159.
- [11] Fukagawa, M. et al., 2013, PASJ 65, L14.
- [12] Close, L. M. et al., 2014, ApJL 781, L30.
- [13] Verhoeff, A. P. et al., 2011, A&A 528, A91.
- [14] Fukagawa, M. et al., 2006, ApJL 636, L153.
- [15] Fujiwara, H. et al., 2006, ApJL 644, L133.
- [16] Marino, S. et al., 2015, ApJL 798, L44.
- [17] Soon, K.-L. et al., 2017, PASJ 69, 34.
- [18] Beckwith, S. V. W. et al., 1990, AJ 99, 924.
- [19] Mangum, J. G. and Shirley, Y. L., 2015, PASP 127, 266.
- [20] Muto, T. et al., 2015, PASJ 67, 122.
- [21] Boehler, Y. et al., 2017, ApJ 840, 60.
- [22] Price, D. J. et al., 2018, MNRAS 477, 1270.
- [23] Baruteau, C. and Zhu, Z., 2016, MNRAS 458, 3927.
- [24] Kataoka, A. et al., 2015, ApJ 809, 78.

特集「ALMAで迫る惑星科学」 ぎょしゃ座SU星に付随する原始惑星系円盤の 活動的相互作用

秋山 永治1

2019年10月3日受領, 査読を経て2019年11月5日受理.

(要旨) これまでぎょしゃ座SU星の描像が不明であったが,今回のアルマ望遠鏡による観測で原始惑星系 円盤に長さ1000 au以上の尾構造が付随することが確認された.幾何学的な構造に加え速度構造を調べた結 果,円盤と尾構造は物理的に接続し一つの系を形成していることが判明した.さらに,原始惑星系円盤と尾 構造で構成される系の起源について数値流体シミュレーションで調査したところ,(1)他天体との衝突,(2) 周囲の分子雲によるガス流との相互作用,(3)重力不安定による天体放出,のシナリオで観測結果を再現す ることができ,現段階では褐色矮星程度の質量を持つ天体との衝突または円盤へのガス塊の降着が最も妥当 な説明となっている.今後,広視野観測やSiO輝線をはじめとするショックトレーサーを用いた観測で衝突 に関する観測的証拠を積み上げ,衝突後の原始惑星系円盤の進化と惑星形成が可能な環境が再構築されるの か調査していく予定である.

1. はじめに

おうし座とぎょしゃ座に跨る星形成領域には様々な 構造を持つ原始惑星系円盤が存在し、同領域は太陽か ら~140 pcと非常に近い距離に位置している[1]. よ って、詳細な観測が可能であり惑星形成を観測的に理 解する上で重要な研究領域であるため、これまで様々 な波長で観測が行われてきた。2011年にアルマ望遠 鏡による科学観測が開始してからも当該領域における 観測が精力的に行われ、それまで観測が困難であった 天体に対して精緻な画像とともに新たな物理・化学的 情報を与えている. ぎょしゃ座SU星(中心星質量: 1.7 ±0.2太陽質量,スペクトルタイプ:G1,年齢:8.7± 0.7 Mvr [1]) はその一例であり、1990年代には可視光 観測からジェットやアウトフローによって形成された 空洞構造および当該空洞構造の壁面で光が反射する反 射星雲が付随しているとして認識されていた[2-4]. その後2000年代に入り、ハッブル宇宙望遠鏡やすば る望遠鏡の高コントラストカメラHiCIAOと補償光学

eakiyama@high.hokudai.ac.jp

AO188を用いた直接観測による戦略的系外惑星・円 盤探査プロジェクト(Stragetic Explorations of Exoplanets and Disks with Subaru, SEEDS)によってぎょ しゃ座SU星に付随する尾構造が発見され[5,6],特に Hバンドの偏光観測では、円盤から南西方向に長さ約 350 au に渡る 0.1~1 µm サイズのダストから成る尾構 造が確認された[6]. そして、本観測のアルマ望遠鏡 による高感度・高解像度観測によって長さ1000 au以 上のガスから成る尾構造が確認され、当該天体の原始 惑星系円盤と尾構造との間には活発な相互作用が働い ていることが明らかになった.近年の観測で尾構造を 伴う原始惑星系円盤が確認されており、中でもぎょし ゃ座RW星Aの原始惑星系円盤において他天体との近 接遭遇によって潮汐アーム構造が誘起されたことが数 値シミュレーションで明らかにされている[7-9]. 理 論研究では以前から尾構造が様々な現象によって誘起 されることが予想されており, 後述するように他天体 との衝突や原始惑星系円盤で生じる重力不安定性から 誘起される天体放出などで形成されることが示されて いる. また, 条件や環境次第では褐色矮星程度の単独 星や連星系が形成されるため、それぞれの誕生や進化

^{1.} 北海道大学高等教育推進機構

を理解する上で観測から得られる貴重な情報となる. 本稿では、原始惑星系円盤との間で顕著な相互作用が 伴う尾構造の起源について、ガス運動に関する観測結 果と数値流体シミュレーションを基に調査したので報 告する.

2. 高解像度観測およびデータ解析

本研究では、アルマ望遠鏡で観測されアーカイブ化 されているぎょしゃ座SU星のデータ(2013, 1,00426, S)を用いている¹. 本観測は2015年7月19日と8月8 \exists *l*⊂CO(*J*=2-1), ¹³CO(*J*=2-1), C¹⁸O(*J*=2-1) \ddagger よび波長1.3 mm(Band 6)の連続波で行われ、天体の 積分時間は合計で14分34秒となっている。受信機は CO(*I*=2-1) 放射の静止周波数である 230.538 GHz で チューニングされ、速度分解能は約0.04 km s⁻¹(30.518 kHzの周波数分解能に相当)となっている. 観測は15 mから1.57 kmの基線長を含む36から40台で構成さ れたアンテナ群で実施されており、観測視野(FoV)は 約26.7 arcsec. 画像解析後の最終的な合成ビームサイ ズは0.235 asec × 0.356 asec (~ 33 au × 50 au)となっ ている、画像解析にはアルマの標準解析アプリケーシ ョンであるCommon Astronomy Software Applications (CASA) Ver. 4.3.1を用いており、電波干渉計 で得られた観測データから画像を生成する最も一般的 なCLEANアルゴリズムを適用している. また, 信号 雑音比(S/N比)の向上が可能なセルフキャリブレーシ ョン²および観測視野内で生じる感度差を補正する主 ビーム補正(Primary Beam Correction)³を適用して いる.

3. 観測結果: ガス成分からなる尾構造

図1にCO(J=2-1)輝線で得られたぎょしゃ座SU 星に付随する原始惑星系円盤およびその周辺領域の積 分強度図を図1(a),速度分布図を図1(b),速度分散 図を図1(c)に示す. 図では中心星の位置(R.A.: 04^h55^m59ⁿ.387, Dec.: 30°34'01ⁿ.172)を原点とし、星の 周囲に楕円状に広がった成分がぎょしゃ座SU星の原 始惑星系円盤である.過去のすばる望遠鏡によるHバ ンドの偏光観測では,円盤から南西方向に長さ約350 auに渡る0.1~1 μmサイズのダストの尾構造が確認 されていたが[6], 今回のアルマ望遠鏡によるCOガス 輝線観測では円盤の北側領域から同方向に長さ1000 auを超える顕著な尾構造が新たに検出された. なお, 放射は円形の観測視野の境界に沿って広がる性質があ るため, 尾構造の南西側に見られる扇状の放射は観測 装置由来である可能性がある⁴.

図2に図1(b)の速度分布図を拡大し、すばる望遠鏡 で観測されたHバンドの散乱光(黒コントア)[6]およ び本観測で検出された1.3 mmの連続波放射(白コン トア)の分布を重ねたものを示す.波長1.3 mmの連続 波放射領域とHバンドで得られた散乱光の中心領域 の位置関係はほぼ一致している.また、ミリ波のダス ト放射のピーク強度は850 mJy beam⁻¹であり、本体 の中心部に半径約50 auの大きさでコンパクトに集中 していることが判明した.さらに、速度分布図から中 心星から半径1.2 asec(~172 au)の円盤領域における 速度プロファイルを生成し当該領域の運動を調べたと ころ、約5.8 km s⁻¹の視線速度を中心に回転運動の特 徴を示す2つのピークを持った速度プロファイルが得 られ、赤方偏移成分が卓越した回転円盤が示された (図3(a)参照).

続いて円盤と尾構造においてガスの運動を調べた結 果,両者のガスの運動は連続的に接続しており,不連 続のない一つのまとまった系として構成されているこ とが判明した.図1(b)の速度分布図に赤線で示した 円盤と尾構造を跨る領域の速度プロファイルを図3 (b)に示す.プロファイルには不連続点がなく,円盤 領域の回転運動(~4-10 asec)から尾構造の運動(~ 10 asec 以遠)に変化し最終的に~6.5 km s⁻¹で速度が 一定に維持され,尾構造は系の中心速度に対して全体 的に赤方偏移していることが示された.さらに,尾の

アルマ望遠鏡で得られた観測データは原則データ配布から1 年後にアーカイブデータとして公開される.アーカイブデー タはALMA Science Portalのサイト(https://almascience.nao. ac.jp/aq/)から入手できる.

^{2.} 大気の状態は観測中に変化しているため、宇宙からやってくる天体からの電波信号には位相揺らぎが生じる. セルフキャリブレーションはこの位相ゆらぎを取り除く最も広く用いられている方法であり、正しく機能すればS/N比を大幅に向上させる効果がある.

干渉計では主ビームは視野に相当する.視野内の感度は一様 ではなく,視野の中心では感度が高く境界領域では低くなる. この感度の違いを補正し均一にすることを主ビーム補正という.

アルマ望遠鏡のアンテナパワーパターンについて ALMA Cycle 6 Technical Handbook の3章に詳説されている.



図1: CO (J=2-1) 輝線観測で得られた積分強度図(a),速度分布図(b),速度分散図(c)を示し,星の座標(R.A. 04ⁿ55^m59".387, Dec. 30° 34'01".172)を原点としている. 積分強度図のコントアは3σ(1σ = 23 mJy beam⁻¹)以上の放射が検出された領域を表す.図中の赤線は図3に示す速度プロファイル,速度分布プロファイル,速度分散プロファイルの原点(R.A. 04ⁿ55^m59".73, Dec. 30° 34'03".32)を表す.速度分布図と速度分散図は1.87から10.87 km s⁻¹間の速度チャンネルを積分して生成している.解析後の最終的な合成ビームを各パネルの左下に示す.Akiyama et al. 2019[10]の図を改編.



図2: 図1(b)で示したCO(J=2-1)輝線の速度分布図に、Hバン ドの散乱光放射(黒コントア)[6], 1.3 mmの連続波放射(白 コントア)を重ね合わせた図である.カラースケールは図 1(b)のものと同じである.散乱光放射の最外のコントア は2のの領域を表し2のステップで表示している.白で示し たコントアは5, 10, 20, 30, 40, 50, 60 σ(1σ = 0.135 mJy beam⁻¹)の領域を表す. Akiyama et al. 2019 [10]から 引用.

南西方向では遠方にいくにつれ赤方偏移量が小さくな り、当該方向では減速していると考えられる.また, 同領域の速度分散プロファイル(図3(c))では,円盤 領域で~2 km s⁻¹,尾構造領域で~0.7 km s⁻¹のばら つきとなっている.もう一つの特徴的な結果として, 円盤領域ではガス速度が弓状に分散し円盤から尾構造 の方向に沿って分散領域が繋がっている様子が示され ている(図1(c)).フレアアップ構造などのないフラ ットな円盤が純粋にケプラー回転している場合,赤方 成分と青方成分が観測ビーム内に等しく検出され,速 度分散は回転軸を境に線対称になる.しかし,当該円 盤では非対称な速度分散が見られることから,円盤領 域には回転以外の運動が伴っていることが示唆される.

4. 議論

4.1 ぎょしゃ座SU星系の運動構造

ぎょしゃ座SU星は観測結果から幾何学的な構造に 加え、COのデータから得られる速度構造から大きく 分けて円盤と尾構造の2成分で構成されることが明ら かになった(図1参照). さらに、当該天体の速度分布



図3: 円盤領域と尾構造の速度構造を示す. パネル (a) は中心星 (R.A. 04^{555^m59ⁿ.387, Dec. 30° 34'01".172) から半径1.2 asec (~ 172 au) の領域内における速度プロファイルを表し, パネル (b) と (c) はそれぞれ図1 (b) と (c) で示される赤線に沿った円盤 領域から尾構造に渡る速度分布プロファイルと速度分散プロファイルを表す. また, パネル (a) と (b) の破線はぎょしゃ座 SU星の視線速度 (5.8 km s⁻¹) を表す. Akiyama et al. 2019[10]の図を改編.}



図4: ぎょしゃ座SU星に付随する原始惑星系円盤および尾構造の速度成分を図に示す.パネル(a)は観測で得られた速度分布図(図 1(b)と同じ)であり,パネル(b)は後述するパネル(c)のケプラー円盤の回転成分との差分を表す.パネル(c)は本観測結果 とハッブル宇宙望遠鏡で得られた円盤の幾何学的配置[12]を基に,典型的なケプラー回転円盤モデル[11]を用いて算出され た速度分布を表す.円盤以外の領域には天体の視線速度である 5.8 km s⁻¹が与えられている. Akiyama et al. 2019[10]から 引用.

から円盤の回転成分以外に~6.5 km s⁻¹の視線速度で ~0.7 km s⁻¹の速度分散を持つ運動が付随することが 明らかになっている. さらに回転以外の速度成分を詳 しく調べるため, 観測で得られた速度分布と典型的な ケプラー回転円盤モデル[11]から算出される速度分布 との差分を抽出した. 図4に結果を示す. 図4(a)と(c) はそれぞれ観測で得られた速度分布とケプラー回転円 盤モデルで算出された円盤の速度分布を表し, 図4 (b)に両者の差(図4(a)-図4(c))を示す. なお, 観測 で得られた尾構造の速度成分に対しては図3(a)の速 度プロファイルで得られた5.8 km s⁻¹の視線速度を差 し引いている. 差分を算出した結果, 回転運動を表す 円盤の東西方向の赤方偏移と青方偏移成分は十分に差 し引かれているが, 円盤の北側では約4 km s⁻¹の速 度成分が尾構造につながる形で残留することが判明し

た.特に図1(c)で示された速度分散が円盤内で弓状 に分布する領域において,尾に繋がる領域で顕著な残 差が見られ円盤の回転運動だけでは差し引くことので きない速度成分が尾構造の方向に向かって存在するこ とが明らかになった.

よって、当該残留成分はケプラー回転以外の運動を 示しており、弓状の速度分散から予想される位置関係 とも整合的である.また、円盤の北側領域から尾構造 に渡ってスムーズに繋がった状態で運動していること から円盤の北側領域と尾構造は相互作用しながら一体 となって運動しているものと推察される.

4.2 尾構造の起源

ぎょしゃ座SU星で見られるような原始惑星系円盤 と尾構造で構成される系については、以前から理論研



図5:尾構造の形成シナリオを基に数値流体シミュレーションで円盤と尾構造を再現した結果を示す[15, 17, 24]. パネル (a), (b), (c)はそれぞれ他天体との衝突,重力井戸に向かって生じる分子雲内のガス流との相互作用,重力不安定下で円盤内に形成 された複数の天体との相互作用から発生する天体放出におけるシミュレーション結果を示す.グレースケールはガスの面密 度を表しガスの速度を矢印で表している.スケールバーの値は対数で与えられており,単位はg cm⁻²となっている.カラー 図は電子版を参照のこと.

究がされており様々な形成メカニズムが提唱されてい る.考えられるシナリオとして,(1)他天体との衝突, (2)周囲の分子雲から生じるガス流との相互作用,(3) 重力不安定による褐色矮星や惑星規模の天体放出,が ある.本研究では観測結果を数値シミュレーションで 再現させ幾何学的および運動力学的構造の整合化を図 ることを試みた.ここでは,観測と数値シミュレーシ ョンの結果を基に各メカニズムの可能性について議論 していく.

第一の可能性として、恒星もしくは褐色矮星程度の 質量を持つ天体がぎょしゃ座SU星の原始惑星系円盤 の外側領域と近接遭遇あるいは衝突する現象が考えら れる. Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH)シミ ュレーションを用いた理論研究では、

点源と円盤の衝 突によって点源天体が部分的に円盤物質を剥ぎ取り. 進行方向に沿って物質を引きずる形で最終的に尾構造 が形成される結果が示されている[13, 14]. また. Vorobyov氏の研究では、円盤から3000 au離れた位 置から仮想天体を衝突させるモデル計算を行っている. そして、円盤の回転方向に対して順行および逆行衝突 のいずれの場合においても長い尾構造が形成されるこ とを明らかにしている[15]、今回、観測したぎょしゃ 座SU星を想定し、原始惑星系円盤に点源天体を衝突 させる数値流体シミュレーションを行った(シミュレ ーションの詳細はVorobyov 2016[24] およびVorobyov et al. 2017[15]を参照). 過去のすばる望遠鏡の観測か ら衝突であれば点源天体の質量は褐色矮星以下である

と推測されたため、シミュレーションでは円盤と0.05 太陽質量を持つ褐色矮星との衝突を想定している、図 5(a)に衝突シミュレーションの結果を示す. シミュレ ーションによると円盤質量にはほとんど依存せず,点 源天体が中心星から80 au以上離れた円盤の外側領域 を近接遭遇する状況であれば1000 auを超える尾構造 が形成されることが示された。さらに、 点源天体が円 盤回転に対して順行衝突と逆行衝突が考えられるので 両者の状況について調査したところ、順行衝突の方が 再現性が良く尾の幅や円盤と尾の接続領域の形状にお いて観測結果に近い尾構造が形成されることが確認さ れた.しかし、衝突させる両天体の相対位置によって は逆行衝突でも尾構造が再現されることを確認してい る. また速度構造においても図3(b)で示される観測 で導出された速度分布プロファイルと整合的であった. もし尾構造が衝突によるものであるならば、点源天体 は円盤の東から西に向かって一部の円盤物質を持ち去 りながら観測視野外へと移動したと推測される。加え て、尾構造全体が赤方偏移していることから点源天体 は観測者に対して円盤の手前側から反対方向に向かっ て衝突したと解釈できる.

一方で, 星形成領域であっても星同士の近接遭遇や 衝突は非常に稀な現象である.しかし衝突天体が点源 と数100 auサイズの円盤の場合, 衝突領域が増える ためその頻度は2桁以上増加し,数100万年に1回の 程度になることが報告されている[16].おうし座-ぎ ょしゃ座星形成領域に存在するぎょしゃ座RW星Aに おいて、同星の原始惑星系円盤から伸びる長さ600 au の潮汐アームが発見された[7]. その後, SPHシミュ レーションによって衝突計算が行われ、 当該潮汐アー ムが高い精度で再現されることが報告されている[8]. これまで2MASS. Spitzer. WISEによるサーベイ観 測によって、おうし座-ぎょしゃ座星形成領域では非 常に多くの天体が密に存在することが明らかになって おり5. 天体間での近接遭遇はどの方向においても起 こる可能性があると推測される。もしぎょしゃ座SU 星に付随する尾構造が他天体との衝突によるものであ れば、ぎょしゃ座RW星Aの原始惑星系円盤に次ぐ2 例目となり、これまで観測されている原始惑星系円盤 には外的あるいは後述する円盤の重力不安定のような 内的要因によって進化の途中で大量の質量を失ったり. 円盤構造が破壊されたものも含まれていると考えられ る. このような原始惑星系円盤の状況下で惑星が形成 されるかは定かではないが、ぎょしゃ座SU星の原始 惑星系円盤にはコンパクトなダスト円盤が観測で確認 されている(図2). 故に、仮に円盤が破壊されても比 較的短時間で円盤が復元し惑星形成を開始する可能性 が考えられる.

また,当該天体の周囲には分子雲の残骸など多くの 物質が存在し円盤への降着も考えられる.もし尾構造 が降着の結果である場合は降着天体は円盤に近づくに つれ加速すると考えられるため,図3(b)から示され る中心星からの距離と赤方偏移の変化との対応から西 側から東側に向かって尾を伴いながら衝突していると 考えられる.しかしながら,降着物質が固体天体であ ると衝突前に潮汐力によって破壊され長く伸びた尾構 造は形成されないので,尾構造を形成するにはガス塊 のような流動性を持った天体である必要がある.

第二の可能性として、ぎょしゃ座SU星の周囲に存 在する分子雲が生じさせるガス流との相互作用が考え られる.おうし座-ぎょしゃ座星形成領域には広範囲 に渡って分子雲が存在する.分子雲の分布に偏りがあ ると最も質量が集中している箇所が重力井戸として働 き、当該箇所に向かって流れが生じてフィラメント状 に物質が移動することが報告されている[17].そこで、 重力井戸がぎょしゃ座SU星の南西方向に5 arcmin (~0.2 pc)離れた場所にあると仮定してシミュレーシ ョンしたところ、重力井戸に向かって物質の流入が発 生し当該天体の円盤物質も流れに引きずられる形で 徐々に尾構造が形成していく様子が確認された(図5 (b)).よって、もしぎょしゃ座SU星が当該領域の重 力井戸の近傍に位置している場合、顕著な尾構造が形 成される可能性が考えられる.また、ぎょしゃ座SU 星の尾構造の方向で僅か3 arcmin(~26,000 au)離れ た場所にぎょしゃ座SU星より質量の大きい中質量星 のぎょしゃ座AB星(2.4±0.2太陽質量[18])が存在す る.当該天体はごく近傍に位置しているため、ぎょし ゃ座SU星に対して重力井戸に似た相互作用を及ぼす ことが考えられる⁶.

第三の可能性として、星/惑星形成時に重力不安定 によって褐色矮星程度の質量を持つ天体や惑星が円盤 から放出される現象が考えられる. 当該放出現象は大 小複数の天体が円盤内で形成される中で、互いに重力 相互作用を及ぼし合いランダム運動が誘発されること で発生する[19.20]. 重力不安定による天体放出が発 生するには円盤質量が十分に大きい必要がある。ぎょ しゃ座SU星の円盤質量はビュール高原電波干渉計 (Plateau de Bure Interferometry, PdBI) によるミリ 波観測によって9.0×10⁻²太陽質量と見積もられてい る[21]. しかし、当該結果は円盤の不透明度や温度な どの不定性によって過小評価されている可能性があり. 当該円盤質量の結果は下限値として考えた方が良く数 倍大きい可能性がある[22]. 天体放出のシミュレーシ ョンの結果(図5(c), シミュレーションの詳細は Vorobyov 2013 [23] を参照),重力不安定が起こる円 盤の最小質量は0.1太陽質量でありPdBIで得られた円 盤質量と整合的であった、また、12木星質量を持つ 天体が放出され、当該放出天体の進行方向の後方に弧 状衝撃波が発生して尾構造が形成されることが示され た.

尾構造は上述のメカニズムで再現することが確認さ れた.中でも第一の可能性である近接遭遇を含めた衝 突やガス塊の降着については,現在のところ幾何学的 構造の観点から一定の合理性が認められる.また,速 度分布図や速度プロファイルから円盤と尾構造は共に 規則性のある運動を持っていることから,運動力学的 な構造においても観測結果を理論的に矛盾なく説明す ることが可能である.しかしながら,すばる望遠鏡に

各種サーベイデータがAladin Sky Atlasのサイト(https:// aladin.u-strasbg.fr)で公開されている.

本研究の協力者である Eduard Vorobyov 氏との個人的な議 論から引用.

よるHバンド偏光観測の結果から衝突天体は2×10⁻³ 太陽質量以下と見積もられているが、アルマの観測で は検出されていない. 当該天体がアルマの観測視野外 にある可能性は否定できないが、現在のところガス塊 の降着による説明が最も有力だと考えられる.

一方で, 第二, 第三の可能性においては幾つかの不 確定要素や観測結果と不整合な点が見られる. まず重 力井戸に向かったガス流との相互作用において、分子 雲内で一方向に向かう均一なガス流は観測では確認さ れておらず、依然として仮定上の議論となっている。 さらに、重力井戸の正確な位置を知るには広範囲に渡 る分子雲全体を観測して詳細な物質分布を把握する必 要がある. そのため特定することが容易ではなくメカ ニズム自体の確認が非常に困難である。また当該メカ ニズムでは、ほぼ円盤の中心領域から尾構造が形成さ れるが、観測では円盤外縁部と繋がった尾構造が確認 されているため不整合の点が見られる。 続いて、 重力 不安定による天体放出において、尾構造の形成は可能 であるが中心部ではもはや円盤構造が維持されず, 天 体放出時では不規則な形状となる. 観測では回転する 円盤成分が検出されているので、この点において観測 結果との矛盾が認められる。

これまでの調査の結果、小天体との衝突もしくはガ ス塊の円盤への降着が最も有力な説明となっている. 今後, アルマ望遠鏡のAtacama Compact Array (ACA)を含めた広視野観測で尾構造全体の描像を捉 え,衝突天体の調査をしていく予定である.さらに, もし衝突が起きたとすれば衝撃波が発生するので,衝 撃波を探査するのに有効なSiO輝線で衝突に関する観 測的な裏付けを積み重ねていく予定である.

5. まとめ

これまでぎょしゃ座SU星の描像が不明であったが, 今回アルマ望遠鏡による観測で原始惑星系円盤に長さ 1000 au以上の尾構造が付随することが確認された. 幾何学的な構造に加え速度構造を調べた結果,当該天 体の円盤と尾構造は物理的に接続しており一つの系を 形成していることが判明した.さらに,原始惑星系円 盤と尾構造で構成される系の起源について,数値流体 シミュレーションを基に調査したところ,(1)他天体 との衝突,(2)周囲の分子雲によるガス流との相互作用, (3)重力不安定による天体放出,のシナリオで観測結 果を再現することができたが,現段階では褐色矮星程 度の質量を持つ天体がぎょしゃ座SU星に付随する原 始惑星系円盤の外側領域を通過する衝突または円盤へ のガス塊の降着が最も妥当な説明となっている.今後, 広視野観測やSiO輝線をはじめとするショックトレー サーを用いた観測で衝突に関する観測的証拠を積み上 げ,衝突後の原始惑星系円盤の進化と惑星形成が可能 な環境が再構築されるのか調査していく予定である.

謝 辞

執筆者は、日本学術振興会学術研究助成基金助成金 基盤研究C(17K05399)の補助を受けています.アル マ望遠鏡は自然科学機構,欧州南天天文台,米国国立 財団などによる国際共同計画として多くのプロジェク ト関係者で運用されており、本研究で使用したデータ はアルマ望遠鏡で取得されました.また、本論文の執 筆にあたってはEduard Vorobyov氏から多くのサポ ートをいただきました.研究に関わられた皆様にこの 場をかりて深く感謝申し上げます.さらに、遊星人の ALMA特集を企画してくださった和田浩二氏と関口 朋彦氏、および本稿の改善にご尽力いただいた査読者 に心よりお礼申し上げます.

参考文献

- [1] Calvet, N. et al., 2004, Astron. J. 128, 1294.
- [2] Tamura, M. et al., 1991, Astrophys. J. 378, 611.
- [3] Nakajima, T. and Golimowski, D. A., 1995, Astron. J. 109, 1181.
- [4] Padgett, D. L. et al., 1999, Astron. J. 117, 1490.
- [5] Grady, C. A. et al., 2001, Bulletin of the American Astronomical Society, 33, 77.16.
- [6] de Leon, J. et al., 2015, Astrophys. J. Lett. 806, L10.
- [7] Cabrit, S. et al, 2006, Astron. Astrophys. 452, 897.
- [8] Dai, F. et al., 2015, Mon. Not. R. Astron. Soc. 449, 1996.
- [9] Rodriguez, J. E. et al., 2018, Astrophys. J. 859, 150.
- [10] Akiyama, E. et al., 2019, Astron. J. 157, 165.
- [11] Isella, A. et al., 2015, Astron. Astrophys. 469, 213.
- [12] Chakraborty, A. and Ge, J. 2004, Astron. J. 127, 2898.

- [13] Forgan, D. and Rice, K. 2009, Mon. Not. R. Astron. Soc. 400, 2022.
- [14] Thies, I. et al., 2011, Mon. Not. R. Astron. Soc. 417, 1817.
- [15] Vorobyov, E. I. et al., 2017, Astron. Astrophys. 608, A107.
- [16] Scally, A. & Clarke, C. 2001, Mon. Not. R. Astron. Soc. 325, 449.
- [17] Regály, Z. and Vorobyov, E. I. 2017, Mon. Not. R. Astron. Soc. 601, 24.
- [18] DeWarf, L. E. et al., 2003, Astrophys. J. 590, 357.
- [19] Vorobyov, E. I. and Basu, S., 2010, Astrophys. J. 719, 1896.
- [20] Basu, S. and Vorobyov, E. I., 2015, Astrophys. J. 805, 115.
- [21] Ricci, L. et al., 2010, Astron. Astrophys. 512, A15.
- [22] Dunham, M. M. et al., 2014, Mon. Not. R. Astron. Soc. 473, 4459.
- [23] Vorobyov, E. I. 2013, Astron. Astrophys. 552, 129.
- [24] Vorobyov, E. I. 2016, Astron. Astrophys. 590, A115.

ガス惑星周りの巨大衛星形成

芝池 諭人

2019年10月1日受領, 査読を経て2019年10月25日受理.

(要旨) 木星や土星を周回する巨大衛星は, 主惑星のガス集積の副産物である周惑星円盤の中で, kmサイズ の微衛星が集積して形成されたと考えられてきた. しかし, 近年の筆者らの研究で, 微衛星形成にも微惑星 形成同様の「ダスト落下問題」があるとわかってきた. すなわち, 周惑星円盤に供給されたダストが微衛星 にまで成長する前に, cmサイズのペブルとして主惑星へと落下してしまう. そこで, 筆者らは, 惑星形成 論で近年盛んに議論されている「ペブル集積」を応用し, 新たな衛星形成シナリオを構築した. 主惑星へと 落下中のペブルを少数の衛星の種が集積し, 従来よりも時間をかけて衛星が形成されるシナリオである. そ して, この「ゆっくりペブル集積シナリオ」は, 従来不可能であった木星の巨大衛星の特徴の統一的な説明 が可能である, とわかった.

1. はじめに

太陽系の二つのガス惑星はそれぞれ大きな衛星を持 っている.木星はイオ,エウロパ,ガニメデ,カリス ト(ガリレオ・ガリレイによって発見されたため,「ガ リレオ衛星」と呼ばれる)の四つの巨大衛星を持ち, 土星は一つの巨大衛星,タイタンを持つ.いずれも地 球の月と同程度のサイズであり,主に氷と岩石から成 る.巨大で,全て軌道が同一平面上にあり,しかも比 較的主惑星より離れた場所にあることから,これらの 衛星はガス集積時に惑星周囲にできる「周惑星円盤」 内で形成されたと考えられている.本記事では,筆者 らによって近年得られた研究成果を踏まえて,周惑星 円盤における巨大衛星の形成過程についてまとめる.

2. 従来の衛星形成 - 微衛星集積シナリオ -

まず,従来の衛星形成研究について紹介する.周惑 星円盤における衛星形成は,基本的に,原始惑星系円 盤における惑星形成の縮小版として考えられてきた. したがって、まず考えられたのは最小質量円盤モデル である[1]. ガリレオ衛星(あるいはタイタン)の質量 と同量の固体物質とその100倍のガスから成る円盤内 での形成が検証された.このとき、周惑星円盤は原始 惑星系円盤から完全に孤立(あるいは原始惑星系円盤 がすでに消失)している.その後、最小質量円盤にお ける衛星形成がいくつか検討されたが、これらは衛星 の移動をきちんと考慮できていない[2].衛星のType I及びType II移動を考慮すると、ガリレオ衛星のサ イズと軌道半径を同時に説明することは難しい[3].

一方で,原始惑星系円盤における惑星形成と違って, 衛星形成環境は孤立系である必要がない.そこで考え られたのが,Gas-starved(ガス抑制)円盤モデルであ る[4].最小質量円盤モデルに対して少ないガスと固 体物質しか円盤内に存在しないが,常に原始惑星系円 盤からこれらを供給することで,衛星形成に必要な材 料物質を確保する.そして,ガス流入量を調整し面密 度を低く保つことで,過度の衛星の移動と円盤の高温 化(ほとんどの衛星はH₂O氷を含む)を防ぐ.また,好 都合なことに,このモデルは近年の数値流体計算から 予想される惑星のガス集積の描像と整合的である.す なわち,ギャップ形成後もガス惑星への緩やかなガス

^{1.} Physikalisches Institut & NCCR PlanetS, Universitaet Bern yuhito. shibaike@space. unibe. ch

の流入が続き,惑星周囲には比較的面密度の小さい周 惑星円盤が維持される(図2も参照のこと)[5].

このガス抑制円盤モデルにおける衛星形成は、まず Canup氏とWard氏らによって調べられた[6]. 彼らは. 周惑星円盤に流入するガスとダストの量(と円盤の乱 流の強さ)から、衛星の材料となるkmサイズの「微衛 星|(微惑星の衛星系版)の量と円盤のガス面密度を調 整し、その円盤における衛星の成長をN体計算によっ て調べた.結果、衛星は微衛星の集積及び衛星同士の 衝突による成長とType I移動による主惑星への落下 を繰り返し、周惑星円盤が消失するときに残った衛星 が、現在の巨大衛星となることがわかった、そして、 木星や土星の巨大衛星の総質量が、成長と落下のタイ ムスケールのバランスから再現された。次に、佐々木 氏らによって、惑星磁場による周惑星円盤内側のキャ ビティ構造¹の有無と周惑星円盤へのガス流入の終わ り方の違い²から、ガス抑制円盤モデルによって木星 系と土星系の作り分けが可能であることが示された [7]. 特に、木星の磁場によるキャビティ構造が、衛星 形成を議論する上で重要であることが、後の荻原氏と 井田氏のN体計算により明らかとなった[8].

さて、ここまでの議論は衛星の質量と軌道など力学 的な側面に限定されていた。これを、衛星の組成や内 部構造といった化学的側面にまで拡大すると、従来の 微衛星集積シナリオによるガリレオ衛星等の再現は少 し困難となる。ガニメデとカリストはその質量の半分 程度がH₂O氷であるが、イオとエウロパにはそれぞ れ氷はゼロあるいはごく少量(6-9重量%)しか存在し ないと推定されている[9]. 微衛星集積シナリオでは、 スノーライン(H₂O氷が蒸発する円盤内の位置)の内側 では岩石微衛星が、外側では氷微衛星(氷:岩石=1: 1の組成を持つ)が形成され、それぞれの衛星が程よ く岩石と氷の微衛星を集積することで、実際のガリレ オ衛星の組成比が再現されると考えられてきた. しか し、実際にはこれらの微衛星は周惑星円盤の中で混ざ ってしまい、どちらかの微衛星を選択的に集積するこ とが難しい[10]. また、ガニメデ内部は完全に金属コ

ア³, 岩石コア, そして氷のマントルに分化している のに対して, カリストの内部は氷と岩石の部分的な分 化に留まっていると推定されているが[11], この違い を微衛星の集積による加熱の違いで再現するのはかな り難しい[12]. ガニメデとカリストはほぼ同サイズで あるが, もしこれらが同じ環境で形成されたなら, 集 積による形成時間, つまり集積加熱の度合いも等しい はずである. 従って, もし集積加熱で二つの衛星の内 部(温度)構造が決まるのであれば, それらは同じにな ると推定されるためだ. さらに, これらの様々なガリ レオ衛星の特徴を, 微衛星集積シナリオによってパラ メータ設定や仮定の矛盾なく統一的に説明することは できていない.

微衛星集積シナリオにおける問題点 ダスト落下問題 –

このように、微衛星集積シナリオについては多くの 研究がなされてきた.しかし、これらの研究が仮定し ていた微衛星は、そもそも周惑星円盤内で十分に形成 されるのだろうか。原始惑星系円盤における微惑星形 成に多くの課題があることを考えれば、微衛星形成も 一筋縄でいかないことは容易に想像される、そこで、 筆者らは、周惑星円盤内でのダストの合体成長と移動 を世界で初めて計算し、微衛星形成が可能となる条件 を調べた[13].結果,現実的なパラメーターの範囲に おいて、原始惑星系円盤における微惑星形成と同じよ うに、ダストが微衛星まで成長するより前に主惑星に 落下するとわかった. ガス円盤はガス圧によりケプラ ー速度より遅く回転しているため. ケプラー速度回転 しているダストはガスから「向かい風」を受けて角運 動量を失い、中心の恒星/惑星に向かって螺旋状に落 下してしまうのだ、このようにガス円盤からの向かい 風で角運動量を失って落下していくダストのことを, ペブルと呼ぶ4. 筆者らの研究の内容を、以下に簡潔 に記す.

過去の木星は現在よりも強い磁場を持っていたと考えられており、円盤内縁の電離が十分であれば、ガスは双極子磁場に沿って木星に集積するため、木星付近の円盤面にガスが存在しないと推定される[14].

現在の理解とは多少異なり、土星へのガス集積のみ緩やかに 続くと仮定している。

ガニメデには磁場があることが確認されており、金属コアが あると推測される。

^{4.「}ペブル」は、地球科学ではサイズにより定義されるが、本 分野では、この仕組みで成長より落下のタイムスケールが短 くなり円盤中心に向かって落下する物体を指す。



図1: ダストの成長と落下.曲線の色及び種類は周惑星円盤に流入するダスト/ガス質量フラックス比の違いを示す.下パネルの鎖線は式(1)を示す.灰色は氷の昇華温度を超える領域を示し、ここでは氷微衛星の形成はできない.ダストはガスの流入領域の最も外側(r=27RJ)に供給されると仮定した.参考文献[13]の図2を改変.

3.1 定常周惑星円盤におけるダストの 合体成長と移動

筆者らは、まず、周惑星円盤を、ガスの供給が続く 定常な一次元(軌道半径r方向)の粘性降着円盤(いわ ゆるα円盤)としてモデル化した、そして、この円盤 内でのダストの合体成長と軌道半径方向の移動を計算 した.ダスト同士の衝突率は、ダストのサイズと円盤 面での空間密度に依存するが、この空間密度は、乱流 によるダストの鉛直方向の巻き上げ具合と、ガス密度 とダストのサイズにより決まるダストの軌道半径方向 の移動(落下)速度から、計算される.このモデルでは、 簡単のため、ダストはガスの流入領域の最も外側に集 中して供給され、かつ各軌道半径におけるダストのサ イズが分布を持たず一つに定まる、と仮定した.また、 周惑星円盤へのダストとガスの流入フラックス比 *M_a/M_g*と、円盤の乱流の強さαを主なパラメーター とした.

図1に、周惑星円盤へのガスの流入フラックスが \dot{M}_{g} =0.02 M_{J} Myr⁻¹(M_{J} :木星質量)⁵,乱流の強さが α =10⁻⁴の時のダストの進化を示す、ダストは周惑星円 盤に供給されるとすぐにその場で成長するが、cmサ イズまで成長すると惑星に向かって落下する、ダスト /ガス流入フラックス比が1の場合(赤実線)は、その 後再び大きく成長しているが、それ以外の場合はその まま惑星へと落下している、また、ダストの落下速度 はストークス数St(制動時間/ケプラー時間)が1の時 に最大となるため、Stが1を超えるとダストが渋滞 して微衛星が形成される(図1下)、この描像はダスト の合体成長による微惑星の形成と同じである。

また,図1下の鎖線は、ストークス数の曲線(図1 下実線と点線)のr→0の漸近線をいくつかの近似の下 に求めたもので、以下に表される⁶.

$$St \approx 1.2 \left(\frac{\dot{M}_{\rm d}/\dot{M}_{\rm g}}{1}\right)^{2/5} \left(\frac{\alpha}{10^{-4}}\right)^{1/5} \left(\frac{T}{160 \text{ K}}\right)^{2/5} \left(\frac{M_{\rm cp}}{1 M_{\rm J}}\right)^{2/5} \left(\frac{r}{10 R_{\rm J}}\right)^{-2/5}$$
(1)

ここで, Tは円盤面の温度, M_{cp}は中心惑星の質量で ある.この式からも,ストークス数が1を超えて微衛 星が形成される条件は,ダスト/ガス流入フラックス 比が1以上であること,とわかる.また,興味深いこ とに,ストークス数はダストの内部密度に依存しない. これは, 微惑星形成においてダスト落下問題の回避に

^{5.} このガス流入フラックスはCanup&Wardの仮定の1/10である. また,数値流体計算からギャップ内はガス面密度が外の1/100 程度とされるが[15],ギャップがない場合にやはり数値流体計 算から予想されるガス流入フラックスはおよそ200MJ/Myrで あり,ギャップにより1/100になるとしても,氷衛星形成に適 切な円盤温度となる値より大きくなってしまう.いかに円盤 温度を下げるかは,氷衛星形成における課題の一つである.

^{6.} 導出の詳細は参考文献 [13] をご覧頂きたい.



図2:ダストとガスの周惑星円盤(CPD)への流入.衛星形成の頃 には、CPDの周囲にギャップが形成され、ガスの流入フラッ クスは減少する.原始惑星系円盤(PPD)遠方から落下して きたペブルはギャップの縁に溜まり、小さなダストを除い てギャップ内に進入できない.そのためCPDにガスと共に 供給されるガスは少量である.CPD内では、この少量のダ ストから再びペブルが生成され、惑星へと落下する.

有効であった「低内部密度ダストモデル」[16]は、微衛 星形成には貢献できないことを意味する. 周惑星円盤 は原始惑星系円盤に対して小さくガス面密度が高いた め、ダストがガスから受ける抵抗がいわゆるストーク ス則でなくニュートン則に従い、ダスト内部密度がキ ャンセルアウトされてしまうのだ. また、周惑星円盤 内ではダストとガスの(面)密度比も非常に小さくなる ため、ストリーミング不安定が起きる条件も満たさな い⁷[17].

さて、この「ダスト/ガス流入比>1」という微衛星 の形成条件は、達成が難しい.原始惑星系円盤遠方か ら落下してきたペブルは、とても小さいダストを除い てギャップ外縁の圧力勾配にせき止められるため、周 惑星円盤にガスと共に供給されるダストの量は少なく なる[18].加えて、ガスは周惑星円盤に上空から流入 するため、ダストの円盤赤道面への沈降を考えれば、

ダスト/ガス流入比はさらに小さくなると考えられる [19]. 従って、従来のシナリオで仮定されていた、周 惑星円盤内でのダストの合体成長による微衛星形成は、 実は困難であるとわかる. ダストは、微衛星へと成長 する前に、cmサイズのペブルとして惑星へと落下し てしまう. 図2にガスとダストの周惑星円盤への流入 の様子を示した.

3.2 局所的・短期的な微衛星形成の可能性

とはいえ 周惑星円盤における微衛星形成が絶対に 不可能かと言えば、そうではないだろう、局所的ある いは短期的に微衛星が形成される可能性はある. Drążkovska氏とSzulágyi氏は、自分たちが過去に行 なった数値流体計算に基づき、周惑星円盤内の特定の 位置に置いて微衛星形成が可能であると主張した[20]. すなわち、約85木星半径以遠の円盤赤道面には外向 きのガスの流れがあり、その外向きの移流とダスト落 下が釣り合う地点にダストが溜まり、ストリーミング 不安定が起きて、微衛星が形成される、あるいは、筆 者らは現在、非理想MHD計算から得られた周惑星円 盤環境における微衛星形成の条件を調べているが. そ れは前述の形成条件よりも緩いものとなりそうだ[21]. 周惑星円盤も磁場によって駆動される⁸可能性がある とわかったのだが、その場合、乱流による円盤赤道面 からのダストの巻き上げを抑えつつ、円盤のガス面密 度を下げることができる、結果、従来のモデルより、 ダスト同士の衝突確率が上がり成長が速くなる一方で、 ダストの落下速度は遅くなるため、より少ないダスト の供給でも微衛星が形成され得る。

また、惑星形成と異なり、必ずしも微衛星をその場 で作る必要はない.原始惑星系円盤で形成された微惑 星が、周惑星円盤に進入し、ガス抵抗により運動エネ ルギーを失うことで円盤に捕獲され、微衛星として機 能する可能性がある.実際に、末次氏と大槻氏の研究 によれば、従来の微衛星集積シナリオで仮定されてい たような微衛星の分布を、微惑星の捕獲によって再現 できることがわかった[22].しかし、このシナリオの 前提として、主惑星周囲に十分量の微惑星が存在する 必要があり、これが容易には達成できないことに注意 する必要がある.惑星の成長に伴い微惑星の分布にも ギャップ構造ができ、惑星周囲から微惑星が排出され るためである[23].そのため、現在は、例えば土星の 移動によって周囲の微惑星の軌道離心率をあげて、微 惑星を強制的に木星周囲へと運ぶ方法が検討されてい

^{7.} ダスト/ガス比が大きくなると、ダストの落下が"渋滞"を起こしてさらにダストが集まる、ストリーミング不安定と呼ばれる現象が起きる.ここではガス面密度は10³-10⁴g cm⁻²程度であり、図1上よりダスト/ガス面密度比は10⁻⁵程度とストリーミング不安定に必要な面密度比より3桁ほど小さくなる[16].

^{8.} 円盤に刺さった磁場が曲がることで磁気張力が発生し、ガスの角運動量が輸送され円盤構造が進化する.また、円盤の表面からは磁場に沿ってガスが流出する.

^{9.} これは、木星系と土星系の比較の観点から面白い.つまり、 自らより遠方に存在する"運び屋"の有無に衛星形成が左右されるならば、木星と土星の主要衛星数の違いを説明できる可能性がある。



図3:ゆっくりペブル集積シナリオの二つのモデル. [モデルA]1Myr) 木星が現在の40%ほどの質量にまで成長する. 周木星 円盤(CJD)の周囲にギャップ構造ができることでガスの集積率が下がり、木星周囲に木星磁場によるキャビティが形 成される、原始惑星系円盤(周太陽円盤、CSD)遠方から流れてきたペブルはギャップの外側でせき止められ、小さい ダストのみがガスと共に周木星円盤に供給される.また、溜まったペブルから微惑星ができる.1.5Myr) 三つの微惑 星が周木星円盤に捕獲され、ガス抵抗により木星に向かって移動する.最も内側の微惑星の移動はキャビティの端で 止められ、残り二つの微惑星が外側から順次2:1の平均運動共鳴に入る.この時、スノーラインは三番目の微惑星の すぐ内側にある.2Myr)四つ目の微惑星が円盤に捕獲される.その後速やかに内側へ移動し、三つ目の微惑星との2: 1 共鳴に入る. 30Myr) 四つの微惑星が現在のガリレオ衛星のサイズまで成長する. 原始惑星系円盤のガスが散逸す るに従い周木星円盤へのガス流入も減少する。スノーラインはエウロパのすぐ内側の軌道まで移動し、少量の氷ペブ ルがエウロパに集積される.~100Myr)周木星円盤が消失し、カリストがガニメデとの共鳴軌道から外れ、現在の軌 道に移動する. [モデルB]三つの微惑星が周木星円盤に捕獲されるまではモデルAと同じ経過をたどる. 10Myr) ガニ メデがペブル孤立質量(PIM)に到達する.ガス圧の極大地点に落下してきたペブルが溜まり、イオ、エウロパ、そし てガニメデの軌道までペブルが供給されなくなることで、三つの衛星の成長が止まる、エウロパは、スノーラインの 移動により、成長が止まる前に少量の氷ペブルを集積する.カリストの種がガス圧極大地点に溜まったペブルからで きる. 30Myr)カリストが溜まったペブルを集積して現在のサイズまで成長する.~100Myr)周木星円盤が消失し, ガニメデに近い軌道にあるカリストが散乱され、現在の軌道に移動する、参考文献[25]の図1を改変、

る⁹[24].

4. 新たな衛星形成シナリオ - ペブル集積シナリオ -

このように、従来の微衛星集積シナリオには、そも そも微衛星を十分に形成(あるいは捕獲)できないとい う大きな問題があるとわかった。そこで筆者らは、惑 星形成において現在活発に議論されている「ペブル集 積」という惑星形成メカニズム¹⁰を衛星形成に応用し、 新しいシナリオを構築した[25]。このシナリオでは、 わずか数個の微惑星が周惑星円盤に捕獲されて「衛星 の種」となり、これらが円盤内を中心惑星に向かって 落下するペブルを集積して衛星にまで成長する.また、 周惑星円盤の内側にキャビティ構造ができると仮定し ており、そこで衛星の移動(落下)が止まるため、材料 物質が少なくても長い時間をかけて衛星を作ることが できる.さらに、対象を木星の衛星、ガリレオ衛星に 絞って検証したところ、長い時間をかけてペブルを集 積して作ることで、これまで不可能だった、「ガリレ オ衛星のほぼ全ての特徴を一つのシナリオで同時に矛 盾なく説明する」ことが可能となった.以下に、この シナリオの詳細と筆者らが行った計算及びその結果に ついて説明する.

^{10.} 基本的にダストは微惑星まで成長する前にペブルとして中心 星に落下してしまうため、多数の微惑星を作り、それらを集 めて惑星を形成するのは難しい、そこで、局所的に好条件な 場所で少数の大きめの微惑星(惑星の種)が形成され、それ らが落下していくペブルを濾しとって惑星となる、というメ カニズムが考えられた。



図4: 衛星の成長と移動及び氷/岩石質量比. 左図がモデルA, 右図がモデルBの結果を示す. 丸の大きさが衛星のサイズを示 し, カラースケール(印刷版はグレースケール)が氷/岩石質量比を示す. また, 黒と水色の縦の点線は, それぞれキャビ ティとスノーラインの位置を示す. 横の点線は, ガスとダストの流入フラックスが指数関数的に減少するタイムスケール (t_{dep}=3Myr)を示す. モデルBのもう一本の点線は, ガニメデがペブル孤立質量(現在のガニメデの質量と仮定)に到達する 時刻(t_{iso.G}=t-t_{gap}=9.54Myr)を示す. 実際のガリレオ衛星の諸元も描画した. カラーバーの白線は実際のガリレオ衛星の 氷/岩石質量比の推定値である. 参考文献[25]の図4と図6をOrmelとともに改変. カラーの電子版も参照のこと.

4.1 ゆっくりペブル集積シナリオ

まず、このシナリオ(ゆっくりペブル集積シナリオ と呼ぶ)について、もう少し詳しく説明する、筆者ら はこのシナリオを二つの可能性、モデルAとBに分け て検討した、モデルAは、四つの微惑星が捕獲されて、 それぞれ軌道移動とペブル集積による成長を経て現在 の四つのガリレオ衛星となる。モデルBでは、まず三 つの微惑星が捕獲され、軌道移動と成長が起きる、こ の時,三つ目の衛星(ガニメデ)がペブル孤立質量 (PIM)に到達する[26]. ペブル孤立質量とは、天体が ある程度まで成長すると、周囲のガス圧構造が変わっ てペブルがせき止められ、ペブル集積による天体の成 長が止まる質量のことである. 今回のモデルでは、ペ ブルのガニメデへの集積とその軌道より内側への落下 がせき止められ、ガニメデ自身だけでなくイオとエウ ロパの成長も止まる、そして、せき止められて溜まっ たペブルから、カリストが形成される、図3は、この 二つのモデルを絵で示したものである.

4.2 計算方法

次に、筆者らが行った計算について簡単に紹介する. 衛星形成の場である周木星円盤として、ガス流入のあ る一次元の粘性降着円盤を考えた.微衛星形成の検証 時は定常状態を考えていたが、ここでは、ギャップ形 成時($t=t_{gap}$)¹¹からガス流入が $t_{dep}=3$ Myrのタイムス ケールで指数関数的に減少するが、円盤進化はダスト の合体成長や移動より十分に長いタイムスケールであ る、準定常状態を考えた.初期のガス流入フラックス はCanup氏とWard氏のモデルと同じ $\dot{M}_g=0.2 M_J$ Myr⁻¹とした.乱流の強さ($\alpha = 10^{-4}$)と、円盤のオパ シティそして温度に寄与するような固体物質とガスの 面密度比は円盤全体で一様とした¹².結果として、計

CAI形成から1Myrとした.これは近年の木星の早期形成説 と整合的である[34].

^{12.} 周惑星円盤では磁気回転不安定は起きないと考えられており [35], 乱流が弱いとする仮定と整合的である.一方で、オパ シティは、円盤が最も低温になるような、(ガニメデの軌道 付近で)光学的厚みが1となるような値を選んだ.スノーラ インの位置によって決まる各衛星の氷/岩石比は、このパラ メーターに強く依存する.

算初期のスノーラインの位置はガニメデ軌道のすぐ内 側となった.次に、周木星円盤に供給されるダスト/ ガス質量フラックス比を $\dot{M}_d/\dot{M}_g = 0.0026$ に固定し、円 盤内の各位置におけるダスト(ペブル)のサイズを計算 した、この値は、微衛星形成に必要な値、 $M_a/M_a=1$ よりもはるかに現実的である.この時,落下により決 まるペブルのサイズは式(1)で与えた.また.ペブル 同士の衝突速度(大きなペブルほど速く衝突する)を見 積もり、岩石及び氷ペブルがそれぞれ5.50 m s⁻¹以 上で衝突する場合は、破壊により成長がそのサイズで 止まるとした[27]. また、スノーラインより内側のペ ブルフラックスは外側の半分とし(氷ペブルの氷/岩 石比を1とした)、衛星に集積されることによるペブ ルフラックスの減少も考慮した.結果、スノーライン より内側は衝突破壊によって、外側では落下(ドリフ ト)によってペブルのサイズが決まった。また、衛星 の"濾し取り"によるペブルフラックスの減少は最大で も10%程度だった.

以上のようにして得られたガスとペブルの円盤内で の分布を基に、ペブル集積による衛星の成長と軌道半 径方向の移動を計算した.時刻tにおける衛星の質量 *M*_s(*t*)は、以下のように与えられる¹³.

$$M_{\rm s}(t) = \int_{t_{\rm can}}^{t} \dot{M}_{\rm p} P_{\rm eff} dt \tag{2}$$

ここで、tはCAI形成からの経過時間、tcapは衛星の種 (微惑星)が捕獲された時刻, M。はペブルフラックス, Peffはペブル集積率(落下していくペブルを濾し取る割 合)[28]である、ペブル集積率は衛星の質量と周囲の ペブルのストークス数(前段落の計算)で決まる。捕獲 時間は、最初の三つの微惑星がモデル AB共にCAI形 成からtcap=1.0, 1.25, 1.5 Myr 経過後とし、モデルAで はさらに四つ目の微惑星がtcap=2.0 Myrに捕獲される と仮定した. モデルBでは、カリストの種が、ガニメ デが現在の質量に到達した時に、ガニメデによって形 成されるガス圧の極大地点に形成されるとした。ガニ メデの質量は、この周木星円盤モデルにおけるペブル 孤立質量と近い値を持つためである[26]. 同時に、ガ ス円盤からの抵抗を受けた衛星の内側への落下と,円 盤との重力相互作用による衛星のTypeI移動を計算し た[29,30]. 前者は衛星が小さいほど、後者は衛星が大





図5: ガニメデとカリストの内部温度.水色とオレンジ色の曲線 は、それぞれガニメデとカリストの内部温度を示す.モデ ルAとBの両方の場合を描画した.黒の鎖線は、推定され る実際のカリストの溶融点(参考文献[12]の図5より引用) を示す.参考文献[25]の図7を改変.

きいほど短いタイムスケールで落下する性質がある. また、衛星が別の衛星と2:1あるいは3:2の平均共 鳴軌道まで接近した場合の接近速度が、N体軌道計算 から推定される各共鳴に入る条件を満たすほど遅いか 確認し、条件を満たす場合はその共鳴軌道の間隔を保 つこととした[31]. 例外として、モデルBにおけるカ リストの軌道は、解析的に求めたガス圧極大地点に固 定した. ここで、衛星の軌道移動に関連する仮定とし て、衛星の木星への落下を止められるようなキャビテ ィ構造が周木星円盤の内側にでき、その幅が現在のイ オの軌道半径であるとした. キャビティの形成要因と しては、前述のように現在よりも強い木星の磁場が考 えられる[32].また、筆者が荒川氏と共同で行った研 究において、周木星円盤内側のダスト量が光泳動¹⁴に よって減少することで、磁気回転不安定(MRI)が活性 化され、円盤面のガス面密度が下がる可能性があると わかった[33]. いずれにせよ, 周木星円盤にはこのよ うなキャビティ構造ができ、衛星の木星への落下が止 まると考えられる、最後に、ガニメデとカリストがそ れぞれ分化するか確かめるため、両衛星の内部温度を 計算した.ペブルの集積による衛星表面の加熱と放射 による冷却、そして集積され衛星を構成するペブルに 含まれる²⁶Alの放射壊変熱による加熱、を計算した [12].

^{14.} 中心星/惑星からの放射によりダスト周囲のガスの温度構造 が変化し、ダストが円盤外向きに移動する現象.

4.3 計算結果

図4は、モデルA及びBにおける衛星の成長と移動, そして氷/岩石質量比を示す.モデルAとBのどちら の場合も、捕獲された微惑星はすぐに内側に落下し, 共鳴軌道に入ったのちにペブル集積により成長した.

まず、衛星のサイズを見ると、どちらのモデルでも、 実際のガリレオ衛星のサイズがよく再現されていると わかる.これらは、ダスト/ガス流入フラックス比の 値を調整することで達成された¹⁵.また、スノーライ ンの内側では氷が蒸発してペブルフラックスが半分と なることから、内側二つと外側二つの衛星のサイズの 違いが再現された.

モデルAとB共に、内側の三つの衛星の軌道が再現 された.捕獲された微惑星はガス抵抗によって内側に 移動するが、イオ(の種)がまずキャビティによって移 動が止められ、その後に外側から順次衛星の種が2: 1の共鳴に入った.一方で、モデルAでは実際と違い、 カリストもガニメデとの2:1共鳴に入った.しかし、 周木星円盤が晴れた後に、カリストは共鳴から外れる 可能性がある[36].モデルBでは、カリストは木星か ら17木星半径の位置に形成されるが、これはガニメ デから(同衛星の)5ヒル半径の距離であり、両衛星の 軌道はとても近い.従って、モデルBにおいてもカリ ストはガス消失後に散乱されるはずであり[37],現在 のようにガニメデから離れた軌道となる可能性がある.

図4の色(あるいは濃淡)に注目すると、全てのガリ レオ衛星の氷/岩石比もよく再現されているとわかる. 特に、エウロパの少量の氷(6-9重量%)は、ガス集 積フラックスの減少により周惑星円盤温度が下がるこ とで、スノーラインがエウロパ軌道の内側に移動し、 形成の最終段階でのみ少量の氷ペブルを集積すること によって再現された.モデルA、Bでそれぞれエウロ パの氷/岩石質量比は11重量%および3重量%となっ た.従来の微衛星集積シナリオでは、サイズの大きい 氷微衛星はスノーライン内側でもすぐには蒸発しない ため、エウロパが獲得する氷の量をこのような少量に 抑えるのは難しい¹⁶[10].

次に、図5にガニメデとカリストの内部温度を示す. いずれのモデルにおいても、ガニメデのみが溶融点を 超え カリストは未分化のまま保たれた この温度の 差は、ペブルに含まれる²⁶Al(半減期は約0.7 Mvr)の 放射壊変による加熱の違いによって生まれる. すなわ ち、ガニメデの種となる微惑星はCAI形成後1.5 Mvr に周木星円盤に捕獲されてペブル集積を開始するため、 そのペブルには十分量の壊変前の²⁶AIが含まれている のに対して、モデルAでは2.0 Myrにカリストの種と なる微惑星が捕獲され、モデルBでは10.5 Mvrにガ ニメデがペブル孤立質量(つまり現在の質量)に到達し カリストの種が形成されるため、カリストに集積され るペブル内には²⁶Alがほとんど残っていない.また, 本シナリオでは、供給される材料物質の少なさのため 従来のシナリオよりも時間をかけて(~10 Mvr)衛星 が成長することで、ペブルの集積加熱が少なく、内部 温度が²⁶Alによって決定される. さらに、モデルAで は、ゆっくり形成するため集積開始時刻の違いが最終 的なガニメデとカリストの大きさに影響せず、ほぼ同 じサイズであるにも関わらず異なる内部構造を再現で きた. なお. 今回は衛星形成時の温度しか計算してい ないが、この後の長寿命核種の放射壊変やレイリー・ テイラー不安定などによる衛星内部の(温度)進化も大 変重要である17.

以上のように、新しい「ゆっくりペブル集積シナリ オ」は、ガリレオ衛星の質量、軌道(カリストは除く)、 組成、そして内部構造を非常によく説明できるとわか った.ただし、この二つのモデルを計算するにあたり、 多くの仮定を置き、パラメーターを調整していること も事実である.従って、筆者らは、このシナリオが一 般的な巨大衛星形成において必ずしも正しいとは主張 していない.あくまで、今回のシナリオはガリレオ衛 星の特徴を再現することを目的としている.

5. まとめ

本記事では、木星や土星の持つ巨大衛星の形成過程 についての現状の理解を、筆者らが行ってきた研究を 中心にまとめた、従来の微衛星集積による衛星形成は、

^{15.} モデルAの四つの衛星及びモデルBのカリストは、周木星円 盤へのダストの供給がなくなることで成長が止まっている. 一方で、モデルBのガニメデの質量は仮定より現在の質量(= ペブル孤立質量)に等しく、イオとエウロパはガニメデがそ の質量に到達すると同時に成長が止まる.

^{16.} ただし、スノーラインをエウロパとガニメデの軌道の間に固定し、スノーライン内を落下中に部分的に蒸発した氷ペブルがエウロパに集積され、少量の氷を説明した研究はある[38].

^{17.} 参考文献[25]にて少し議論したので、そちらもご覧頂きたい.

衛星の質量や軌道について一見うまく説明できている ようであったが、肝心の微衛星の形成に問題があるこ とが、筆者らの研究によってわかってきた[13]. また、 実際の探査から推定されたガリレオ衛星等の組成や内 部構造について、従来の形成シナリオによる統一的な 説明は成されていなかった. そこで, 筆者らは, 惑星 形成において注目されている「ペブル集積 | を衛星形 成に応用することで,新たな衛星形成シナリオを構築 することに成功した[25]. このシナリオでは、従来の シナリオよりも現実的なパラメータ範囲でありながら、 ガリレオ衛星の質量, 軌道, 組成, そして内部構造に ついて統一的な説明が可能となった。特に、ガニメデ の成長はペブル孤立質量に到達したことで止まったと 考えることができ、その場合、カリストがその外側に 溜まったペブルから形成されることで両衛星の形成時 刻に自然に差が生じ、観測から推定されているような 両衛星の内部構造の違いが再現された.

しかし、筆者としては必ずしもガリレオ衛星などガ ス惑星の衛星がペブル集積のみによって形成されたと は考えていない、3.2章にも書いたように、周惑星円 盤の構造や原始惑星系円盤での微惑星の状態によって は、局所的あるいは短期的に、微衛星が形成(あるい は捕獲)されることが期待される、「微衛(惑)星かペブ ルか」という問いは、衛星形成論と惑星形成論が現時 点で共通に抱える課題であると言えるだろう、衛星形 成論の今後は、これまでもそうであったように、惑星 形成論の今後の議論に大きく左右されるに違いない、 そして、周惑星円盤や系外衛星の観測が今後本格化し ていくことは確実であり、観測から衛星形成論、さら には惑星形成論へと、逆に制約を与えることも可能と なるかもしれない.

謝 辞

本記事の原稿を詳細に読んで頂き,数多くの有意義 なコメントを下さった,査読者の谷川享行氏に深く感 謝致します.本記事は,筆者が第一著者である参考文 献[13]及び[25]の内容から主に構成されています.こ れらの共著者であり,たくさんの実りある議論をして 頂いた,東京工業大学の井田茂氏と奥住聡氏,京都大 学の佐々木貴教氏,そして清華大学のChris W. Ormel氏に深く御礼を申し上げます.そして,本記事 の執筆機会を与えてくださった和田浩二遊星人編集長 と田中秀和編集委員に深く感謝致します. This work has been carried out within the frame of the National Centre for Competence in Research PlanetS supported by the Swiss National Science Foundation (SNSF). The author acknowledges the support of the Swiss National Fund under grant 200020_172746.

参考文献

- Luninne, J. I. and Stevenson, D. J., 1982, Icarus 52, 14.
- [2] Mosqueira, I. and Estrada, P. R., 2003, Icarus 163, 198.
- [3] Miguel, Y. and Ida, S., 2016, Icarus 266, 1.
- [4] Canup, R. M. and Ward, W. R., 2002, The Astronomical Journal 124, 3404.
- [5] Tanigawa, T. and Tanaka, H., 2016, The Astrophysical Journal 823, 48.
- [6] Canup, R. M. and Ward, W. R., 2006, Nature 441, 834.
- [7] Sasaki, T. et al., 2010, The Astrophysical Journal 714, 1052.
- [8] Ogihara, M. and Ida, S., 2012, The Astrophysical Journal 753, 60.
- [9] Kuskov, O. and Kronrod, V., 2005, Solar System Research 39, 283.
- [10] Dwyer, C. et al., 2013, Icarus 225, 390.
- [11] Schubert, G. et al., 2004, Jupiter: The planet, satellites and magnetosphere, 1, 281.
- [12] Barr, A. C. and Canup, R. M., 2008, Icarus 198, 163.
- [13] Shibaike, Y. et al., 2017, The Astrophysical Journal 846, 81.
- [14] Takata, T. and Stevenson, D. J., 1996, Icarus 123, 404.
- [15] Kanagawa, K. D. et al., 2015, The Astrophysical Journal Letters 806, L15.
- [16] Kataoka, A. et al., 2013, Astronomy & Astrophysics 557, L4.
- [17] Carrera, D. et al., 2015, Astronomy & Astrophysics 579, A43.
- [18] Kanagawa, K. D. et al., 2018, The Astrophysical Journal 868, 48.
- [19] Tanigawa, T. et al., 2012, The Astrophysical Journal

747, 47.

- [20] Drazkowska, J. and Szulagyi, J., 2018, The Astrophysical Journal 866, 142.
- [21] 芝池諭人, 森昇志, 2019, 日本惑星科学会2019年秋 季講演会.
- [22] Suetsugu, R. and Ohtsuki, K., 2017, The Astrophysical Journal 839, 66.
- [23] Fujita, T. et al., 2013, The Astronomical Journal 146, 140.
- [24] Ronnet, T. et al., 2018, The Astronomical Journal 155, 224.
- [25] Shibaike, Y. et al., 2019, The Astrophysical Journal, 885, 79.
- [26] Lambrechts, M., et al., 2014, Astronomy & Astrophysics 572, A35.
- [27] Wada, K. et al., 2009, The Astrophysical Journal 702, 1490.
- [28] Ormel, C. W. and Liu, B., 2018, Astronomy & Astrophysics 615, A178.
- [29] Adachi, I. et al., 1976, Progress of Theoretical Physics 56, 1756.
- [30] Ogihara, M. et al., 2015, Astronomy & Astrophysics 579, A65.
- [31] Ogihara, M. and Kobayashi, H., 2013, The Astrophysical Journal 775, 34.
- [32] Christensen, U. R. et al., 2009, Nature 457, 167.
- [33] Arakawa, S. and Shibaike, Y., 2019, Astronomy & Astrophysics 629, A106.
- [34] Kruijer, T. S. et al., 2017, Proceedings of the National Academy of Sciences, 201704461.
- [35] Fujii, Y. I., et al., 2014, The Astrophysical Journal 785, 101.
- [36] Fuller, J. et al., 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 458, 3867.
- [37] Chambers, J. et al., 1996, Icarus 119, 261.
- [38] Ronnet, T. et al., 2017, The Astrophysical Journal 845, 92.

微惑星衝突による11/`Oumuamuaの 極端細長形状の形成可能性

杉浦 圭祐^{1,2}, 小林 浩², 犬塚 修一郎²

2019年9月4日受領, 査読を経て2019年9月26日受理.

(要旨) 太陽系外から来たと思われている小天体 II/ Oumuamua は光度曲線の観測から中間軸/長軸比が0.3 以下の極端に細長い形状をしていると考えられている.本研究ではそのような形状の起源として微惑星同士 の衝突を考え, Smoothed Particle Hydrodynamics法を用いた衝突シミュレーションによって極端細長形状 を形成する衝突条件を調べた.その結果,半径50 mの微惑星に同じ程度の大きさの微惑星が40 cm/s以下 の低速で衝突することで極端細長形状が形成可能であることがわかった.この低速な衝突速度は乱流強度 *a* が10⁻⁴以下で大きな微惑星の半径が7 km以下であるような原始惑星系円盤の環境で実現可能である.その ため, II/ Oumuamua はそのような乱流が弱く極めて若い原始惑星系円盤から飛来してきた可能性がある.

1. はじめに

11/2017 U1('Oumuamua)(以下オウムアムア)と いう小天体をご存知だろうか.これは太陽系外から来 たと考えられている小天体として初めて発見された小 天体である.初の太陽系外起源小天体ということで多 くの注目を集めたが,何よりも人々を驚かせたのはそ の極めて細長い形状だろう.読者の中にも「葉巻」の ような形として描かれたこの小天体の想像図を見られ た方もおられると思う.

小天体の起源は惑星形成期に存在していた成長途中 の天体である「微惑星」である.我々は数値シミュレ ーションによって微惑星同士の衝突を再現し,そのよ うな極端に細長い形状を形成する衝突の条件を調べた [1].本論文ではこの研究の結果について紹介していく. より様々な様態の衝突で形成される小天体形状と太陽 系の小惑星の衝突史の関係を議論した研究については, 別途日本天文学会が発行する天文月報にて解説を行な っているので,興味のある方はそちらも参照してほし い.

2. 太陽系外起源小天体オウムアムアとその形状

オウムアムアは2017年10月にハワイに設置されて いる Pan-STARRS1 望遠鏡によって発見された小天体 である[2]. ちなみに「オウムアムア」という単語はハ ワイ語で「遠方からの初めての使者」というような意 味を持っている. この小天体の軌道は離心率が1.2程 度の双曲線軌道である. つまり,遠方から太陽の近く に飛んで来た後,再び遠方に飛び去る軌道である. ま たこの小天体の遠方での太陽との相対速度は26 km/s 程度であるが,この相対速度は太陽近傍の恒星のラン ダム速度に近い値である. つまり,そのような近傍の 星の惑星系から飛来してきた可能性が高いと考えられ ている. この小天体の名前の一部である「1I」の「I」は interstellarの頭文字であり,1番目に見つかった恒星 間小天体という意味を持つ.

小天体は太陽光を反射して光っているため、その大 きさが大きいほど明るく見える.オウムアムアはその 明るさから、100 m程度の大きさの小天体であると見 積もられている.さらにいびつな形状を持つ小天体が 自転していると見た目の面積が時々刻々と変化するた め、その小天体の明るさも時間変化する.したがって

323

^{1.} 東京工業大学 地球生命研究所 2. 名古屋大学大学院 理学研究科

sugiuraks@elsi.jp

明るさの時間変化(光度曲線)から逆に形状を推定す ることができる.オウムアムアの光度曲線は基本的に 細長い楕円体のものと整合的で,その明るさは数時間 の間に最大で10倍も変化する.オウムアムアが短軸 周りに回転する偏長楕円体であった場合,この明るさ 変化の倍率は中間軸/長軸比b/aを意味する.つまり, 全長が胴の幅の10倍も長い「葉巻」型の小天体である 可能性がある.ただし,オウムアムアの小ささと観測 期間の短さのため,その軸比は確かに定まっているも のではない.b/a=1/6程度が最も確からしい軸比で ある[3]と言われているものの,様々な論文で以下の ように見積もられている:b/a<0.20[7],b/a<0.33[8], b/a=0.1程度[2].そのため,少なくともb/a<0.02程 度の極端に細長い形状をしていると考えられている.

よく細長いと形容される小惑星イトカワも中間軸/ 長軸比はb/a=0.55程度であるため[9],オウムアムア の形状がいかに特殊であるかがよくわかる.そのよう な特殊な形状を形成するためには何か特殊な環境が必 要だと予想される.そのためオウムアムアの極端細長 形状を形成する機構を明らかにすることで,オウムア ムアがどのような惑星系で形成されどのような経緯で 太陽系にやって来たのか,といった歴史に制限を与え られる可能性がある.そのような機構の候補として, 星や惑星からの潮汐力による引き伸ばし[10],星間ダ ストによる削り取り[11],微惑星同士の衝突変形[12, 13],などを挙げることができる.本研究では微惑星 同士の衝突に着目し,中間軸/長軸比b/aが0.3以下の 形状を持つ小天体を形成するような衝突の条件を調べ る.

3. 数値計算手法と微惑星衝突計算の 初期条件

3.1 数値計算手法

先行研究より,同じ程度の質量を持つ微惑星同士の 低速で合体的な衝突がいびつな形状を作りやすいこと がわかっている[13].一方で高速で微惑星を粉々に壊 してしまうような衝突では軸比が0.5以下のいびつな 形状を作りにくいことも示されている[14].そのため 本研究では,オウムアムアと同じ程度の大きさである 100 m程度の微惑星同士の合体的衝突に着目する.こ の大きさの微惑星が自己重力で合体するためには数 10 cm/s程度の低速度で衝突することが必要であるが, そのような低速衝突は惑星形成期の力学的に冷たい環 境で起きる.惑星形成期において微惑星は固体微粒子 の集積で形成されるため,100 m程度の小ささの微惑 星はまだ微粒子の集合,つまり粉体の塊のままである と考えられる.したがって粉体としての微惑星同士の 衝突を考える.

本研究では微惑星同士の衝突を再現するため,連続 体の方程式を解くことで数値シミュレーションを行う. つまり,連続の式,運動方程式,エネルギー方程式を 解く.微惑星の衝突・合体には自己重力が重要なため, 自己重力ももちろん計算する.また粉体を扱うため, 引っ張り強度は無視し,横ずれ強度は圧縮圧力に比例 するように計算する[15].この横ずれ強度と圧縮圧力 の比例係数が摩擦係数 μ_d であり,摩擦角 ϕ_d と μ_d =tan(ϕ_d)の関係がある.一般的に摩擦角は安息角 と同じ値をとる.安息角は粉体の山の限界の傾斜角で あり,つまりは砂時計の砂の山の斜面の角度である. 安息角,または摩擦角が大きいほど急な斜面に粉体が 耐えることができ,いびつな形状を保ちやすくなる.

連続体の方程式を数値的に解くために,Smoothed Particle Hydrodynamics(SPH)法という手法を使用す る[e.g., 16]. この手法では物体を広がりを持った粒 子の集合で置き換える.さらにこの描像に従って連続 体の運動方程式などを離散化し,各粒子の加速度など を得る.そのようにして得られた粒子の運動の集合と して物体全体の運動や変形を記述する.もともと天文 の分野で流体力学を解くために開発された手法である が,最近になって弾性体力学[17]や粉体の動力学[15] にも応用されるようになってきた.本研究ではこの粉 体の動力学を扱うSPH法を使用する.

3.2 微惑星衝突計算の初期条件

簡単のために粉体の球を微惑星とし,2つの粉体球 を衝突させる.粉体の性質を表すパラメータとして摩 擦角 ϕ_a を考え, ϕ_a を変化させたシミュレーションを 行う.月の砂を計って得られた摩擦角の範囲は30°か ら50°の間であるため[18],この範囲で ϕ_a を変化させる.

オウムアムア程度のサイズの天体形成を再現するため,被衝突天体の半径は50 mで固定する.一方で衝



図1: φ_d = 40°, *M_i/M_t* = 1.0, v_{imp}=20 cm/s, θ_{imp} = 15°の衝突計算で形成される最大天体のスナップショット. (a)-(e) はそれぞれ異なる時刻のスナップショットを表す. Sugiura et al. (2019)[1]の図を改変.

突天体のサイズは、被衝突天体のサイズ程度で多少変 化させる.つまり、衝突天体質量*M*_iと被衝突天体質 量*M*_tの比を1程度で変化させる.また被衝突天体に5 万SPH粒子程度使用する解像度で計算を行う.

衝突速度 v_{imp} は100 m程度のサイズの微惑星同士の 衝突が合体的になる数10 cm/s程度で変化させる.ま た衝突角度 θ_{imp} は正面衝突付近で変化させる.ここで, $\theta_{imp}=0$ が正面衝突を表す.

まとめると、 ϕ_{d} , M_i / M_t , v_{imp} , $\theta_{imp} \varepsilon パラメータ$ として変化させ、様々な衝突計算を行う、それら衝突 の結果形成される天体の中間軸/長軸比b/aを測定し、 b/a < 0.3となるような極端細長形状を形成するよう な衝突条件を調べる.

微惑星衝突による極端細長形状の 形成条件

4.1 摩擦角φ_d = 40°の等質量衝突

まず摩擦角 ϕ_d =40°で衝突天体の半径も50 m, つま り同じ質量の微惑星同士の衝突の結果 (M_i / M_t = 1.0) を紹介する. 図1はこのような衝突計算のうちで極端 細長形状を形成した衝突のスナップショットを表す. この衝突によって微惑星は衝突速度のうち横ずれ成分 の方向に引き伸ばされ(図1b, c),引き伸ばされた方 向から破片が集積することで極めて細長い最大天体が 形成される(図1d, e). この最大天体の軸比は*b/a* =



図2: φ_d=40°, *M_i/M_i*=1.0の各衝突計算で形成された最大天体の 中間軸/長軸比*b/a*のカラーマップ.(b)は(a)のパラメー タ空間の一部をさらに詳しく調べた結果を表す.*b/a*<0.3 となる最大天体ができたパラメータにはチェックマークを 記してある.また(b)において黒い破線,実線,点線はそれ ぞれv_{imp} sin θ_{imp}=6.0, 5.1, 4.0 cm/sを表す. Sugiura et al. (2019)[1]の図を改変.



最大天体軸比 b/a

0.7

0.5

0.3

0.1

40



図3: 等質量衝突だが摩擦角 ϕ_a が異なる場合の衝突で形成され た最大天体の中間軸/長軸比b/aのカラーマップ. (a) $\iota \phi_a$ = 50°, (b) $\iota \phi_a$ = 30°の結果を表す. (a) で黒い破線, 実線, 点線はそれぞれ v_{imp} sin θ_{imp} = 10, 7.4, 6.0 cm/sを表す. ま た (b) で網掛けの領域は大規模破壊が起きたため最大天体 の軸比を測らなかった領域である. Sugiura et al. (2019) [1]の図を改変.

0.24であり、4:1程度の極端細長形状が形成されている. 衝突条件によってはまれに最大集積天体以外の天体が b/a < 0.3の極端細長形状になることもあるが、図1に示すように主に最大天体が極端細長形状になる. そのため、以下では各衝突計算で形成された最大天体の軸比を調べる.

図2は ϕ_d =40°, M_i/M_t =1.0で様々な衝突速度・衝突 角度で衝突計算を行い,最大天体の中間軸/長軸比b/aを調べた結果である.図2aよりb/a<0.3となる極端 細長形状の形成には θ_{imp} =15°付近で v_{imp} =15 - 20 cm/ sという条件が必要なことがわかる.また極端細長形 状を形成した衝突パラメータの付近をさらに詳細に調 べた結果である図2bより, $v_{imp}\sin\theta_{imp}$ =5.1 cm/s付近, 大雑把に4.0 cm/s< $v_{imp}\sin\theta_{imp}$ <6.0 cm/sで極端細長 形状が形成されていることがわかる. $v_{imp}\sin\theta_{imp}$ と は衝突速度成分のうち横ずれ速度の成分を表す.図1 よりこの横ずれ速度の方向に引き伸ばされることで極 端細長形状が形成されていることがわかるため,ある



図4: 摩擦角は φ_d = 50°だが等質量衝突ではない場合の衝突計算 で形成された最大天体の中間軸/長軸比*b/a*のカラーマッ プ. (a) は*M_i/M_t* = 0.5, (b) は*M_i/M_t* = 0.25の結果を表す. Sugiura et al. (2019)[1]の図を改変.

程度大きな横ずれ速度が必要である.しかし横ずれ速 度が大きすぎると最大天体が分裂してしまいそれほど 細長い形状はできないため,分裂するかしないか程度 の横ずれ速度が要求される.衝突2天体が分裂してし まうような衝突速度は衝突エネルギーと摩擦により散 逸するエネルギーの釣り合いで見積もることができ, そのような衝突速度はだいたい2体脱出速度程度にな る[13].この衝突における2体脱出速度は約6 cm/sで あり,極端細長形状の形成に必要なずれ速度の v_{imp} sin θ_{imp} =5.1 cm/sを説明できる.

4.2 極端細長形状形成への摩擦角の依存性

次に同様に等質量衝突(つまり $M_i/M_t = 1.0$)だが摩 擦角が異なる場合の衝突計算の結果を紹介する.図 3aより,摩擦角が $\phi_d = 50^\circ$ とより大きい場合について も、 $v_{imp} < 40 \text{ cm/s} 程度で極端細長形状が形成してい$ ることがわかる.また衝突速度・角度の刻み幅が大きいため軸比の値が連続的に変化していないように見え るものの,同様に $v_{imp} \sin \theta_{imp} = 7.4 \text{ cm/s}$ 程度,大雑 把に6.0 cm/s $< v_{imp} \sin \theta_{imp} < 10 \text{ cm/s}$ の横ずれ速度を 持つ衝突で極端細長形状が形成していることもわかる.

一方,図3bより φ_d=30°と摩擦角をより小さくした 場合については、低速で合体的な衝突から高速で破壊 的な衝突まで様々な衝突計算を行ったにも関わらず、 極端細長形状の形成はしていないことがわかる.これ は摩擦角が小さい、つまり横ずれ強度が小さい場合は より極端にいびつな形状を保つことが難しくなるため である.従って極端細長形状の形成には摩擦角が40° 以上という条件が必要なことがわかる.

4.3 極端細長形状形成への質量比の依存性

最後に摩擦角は ϕ_d =50°だが、衝突天体質量/被衝 突天体質量比 M_i / M_t が1.0ではない、つまり等質量衝 突ではない場合の衝突計算の結果を紹介する.図4a は質量比が M_i / M_t =0.5、つまり衝突天体の質量が被 衝突天体の質量の半分である衝突の結果を表すが、少 ないもののいくつかのパラメータの衝突において極端 細長形状が形成されていることがわかる.

一方,図4bはM_i/M_t=0.25とより衝突天体が小さい場合の結果を表すが,図4aと比べより広い衝突速度の範囲でパラメータサーベイを行ったにも関わらず,極端細長形状の形成は確認できなかった.これは衝突天体の大きさが被衝突天体に比べ小さくなればなるほど,局所的な破壊になってしまい被衝突天体全体の引き伸ばしにならなくなるからである.従って極端細長形状の形成には衝突天体/被衝突天体質量比M_i/M_tが0.5以上という条件が必要なことがわかる.

以上の衝突計算結果をまとめると、極端細長形状の 形成には大雑把に摩擦角 ϕ_d が40°以上、衝突天体/被 衝突天体質量比 M_i / M_t が0.5以上、衝突速度 v_{imp} が40 cm/s以下、衝突角度 θ_{imp} が30°以下という条件が必要 である.

5.議論

5.1 低速度衝突を実現する環境

極端細長形状を微惑星衝突によって形成するための 4つの条件のうち、衝突速度以外の3つの条件は月の 砂の摩擦角の取り得る範囲及び衝突条件の多様性を考



図5: 原始惑星系円盤内にて乱流によって誘起される半径100 m の微惑星間の相対速度. 横軸は中心星からの距離, 縦軸は Shakura-Sunyaevの無次元乱流強度, 色は半径100 mの微 惑星間の相対速度である. 赤い線と青い線はそれぞれ相対 速度が40 cm/sと15 cm/sの等高線を表す. Sugiura et al. (2019)[1]の図を改変.

えると実現可能である.一方で40 cm/s以下の衝突速 度という条件は実現することが難しい.例えば太陽系 の小惑星帯での平均の衝突速度は5 km/sであり,惑 星系での衝突速度は一般にkm/s程度である.原始惑 星系円盤内のような力学的に冷たく静かな環境なら数 10 cm/sの衝突速度も実現可能かもしれないが,それ でも乱流やより大きな天体からの重力的な撹乱によっ て相対速度が上げられてしまうかもしれない.

ここでは原始惑星系円盤の中での微惑星衝突による 極端細長形状の形成を考え,数10 cm/s程度の衝突速 度になる条件について議論する.具体的には乱流とよ り大きな天体の重力撹乱に着目し,半径100 mの微惑 星同士の衝突速度が40 cm/s以下になるような乱流強 度と大きな天体の半径を制限する.簡単のために中心 星が太陽と同じ性質を持ち,最小質量円盤モデル[19] で与えられるような原始惑星系円盤を考える.

(1) 乱流

原始惑星系円盤内にガスの乱流渦が存在すると、 100 mサイズの天体であっても乱流によって多少は軌 道が揺らされ、天体同士の相対速度が生じる[e.g., 20]. 乱流の強度は一般にαという無次元量で表されるが、 これは最大乱流渦の回転速度と音速との比を表すよう な量である.ある強度αの乱流によって微惑星間の相 対速度が平均的にどのような値になるのかは理論的に 見積もることができる[21].

図5は原始惑星系円盤内にて乱流によって誘起され る半径100 mの微惑星間の相対速度を表す.図5より, 中心星からの距離が20 au以下なら10⁻⁴以下の *a*,



図6:より大きな天体の重力によって誘起される半径100 mの微 惑星間の相対速度.縦軸はより大きな天体の半径を表す. それ以外は図5と同じ.Sugiura et al. (2019) [1]の図を改変.

100 au程度の距離なら10⁻²以下のαなら微惑星間の 相対速度が40 cm/s以下になることがわかる.

原始惑星系円盤では磁気回転不安定性が乱流の主な 源と考えられており、 $\alpha = 10^{-2}$ 程度の強度の乱流が発 達する[22]. そのため100 auの遠方ならば磁気回転不 安定性による乱流が発達しても40 cm/s以下の衝突速 度は実現される.また0.1 – 10 auの円盤赤道面では 低い電離度と高いガス密度のため磁気回転不安定性が 発達せず、 $10^{-6} < \alpha < 10^{-3}$ の低い乱流強度が実現され る.そのため中心星の近傍であっても磁気回転不安定 性が発達しないような領域なら低い衝突速度が実現さ れる.

さらに, 観測的にも原始惑星系円盤での乱流が弱い ことが示唆されている. HL Tauという原始惑星系円 盤ははっきりとしたダストのギャップ構造を伴ってい るが, はっきりとしたギャップが観測されるためには 円盤が十分に薄い必要があり, そのためにはα=10⁻⁴ 程度の弱い乱流強度でないといけないことが示されて いる[23]. 従って原始惑星系円盤における乱流では半 径100 mの微惑星間の相対速度を高くするには不十分 で, 40 cm/s以下の低速度衝突を妨げる要因にはなり そうもないということがわかる.

(2) より大きな天体からの重力撹乱

大きな天体が存在すると重力によって軌道が乱され, 天体間の相対速度が上がる.ここでは半径Rの大きな 天体の集団と半径100 mの微惑星の集団を考え,大き な天体からの重力散乱により相対速度が上がる効果 [24]とガス抵抗によって相対速度が下がる効果[25]が 釣り合う平衡状態における,半径100 mの微惑星間の 相対速度を見積もる.

図6は半径Rの大きな天体の重力散乱によって誘起 される半径100 mの微惑星間の相対速度を表す.図6 より、中心星から遠く相対速度が小さくなりやすい領 域であっても、半径7 km以上の天体が存在するだけ で半径100 mの微惑星間の相対速度が40 cm/s以上に 上げられてしまうことがわかる.天体の成長のタイム スケールは円盤の場所などに依存するため天体半径が 7 km以下となるような系の年齢を定量的に議論する ことは難しいが、40 cm/s以下の低速度衝突を実現す るためには惑星はおろか微惑星も7 kmに成長してい ないような極めて若い原始惑星系円盤の環境が必要で あることがわかる.

一方,オウムアムアが太陽系に飛来するためには, 何らかの方法でオウムアムアが形成された原始惑星系 円盤から放出され脱出する必要がある.巨大ガス惑星 による放出[26]を考えた場合,円盤の外側のような微 惑星の成長が遅い領域でオウムアムアの極端細長形状 を形成し,その後惑星の成長が速い円盤の内側に移動 して巨大ガス惑星によって放出されたのかもしれない. 中心星が1つではなく連星であった場合[27],非常に 若い連星周りの原始惑星系円盤でオウムアムアを形成 し,その後連星の近傍に移動して連星によって放出さ れたのかもしれない.または他の恒星がオウムアムア が形成された原始惑星系円盤に近接遭遇し,オウムア ムアが形成された場所から直接放出されたのかもしれ ない[28].

いずれにせよ、オウムアムアの極端細長形状を形成 した後、その形が他の微惑星との衝突で壊される前に 系を脱出しなければいけない.特に細長い形をしてい ると衝突断面積が大きくなるので、より衝突が起きや すくなってしまう.そのため、本研究で提唱したオウ ムアムア形状の微惑星衝突による形成がどのくらい実 現可能か(あるいは困難か)は、微惑星衝突・成長・移 動のタイムスケールなどを加味した上でさらに議論し ていく必要がある.

放出前に微惑星との衝突で小天体オウムアムアの極 端細長形状が破壊されてしまう可能性は考慮する必要 があるが,一方で放出時に散乱する天体と近接遭遇し た際の潮汐力による破壊は無視できそうである.潮汐

1. https://www6.nhk.or.jp/special/detail/index.html?aid=20190623

力により小天体を破壊できるような半径(ロッシュ半 径)を見積もると、軸比が10:1もの細長い小天体で あってもロッシュ半径は散乱天体の半径の3倍程度に しかならない.一方で巨大ガス惑星による放出では、 ガス惑星の重力が中心星よりも優勢になる半径(ヒル 半径)程度まで近づけば放出は可能であり[29]、木星 の場合のヒル半径は木星半径の700倍程度とロッシュ 半径よりも十分に大きい.また中心連星による放出及 び恒星遭遇による放出でも天文単位程度の距離の近接 遭遇で放出されるため[30, 31]、放出される小天体の 形状の変形は無視できると考えられる.

5.2 オウムアムアは宇宙人が作った宇宙船なのか?

話は少し変わるが,読者の中にも「葉巻」型をして いるオウムアムアの想像図を見て,よくSFに出てくる 宇宙船みたいだと思われた方もいるのではないだろう か.実際,「オウムアムア宇宙船」説はNHKスペシャ ルで取り上げられ紹介されたりもした¹.非常に夢の ある話だし,筆者も研究者ではない身であったら信じ たいところだが,一方で専門家が何の根拠もなくその ような説を主張するだろうか,とも思うだろう.もち ろんこの説を主張している論文[32]も正しい根拠のも とにこの説を議論しており,その結果宇宙船,という より人工物の可能性があるだろうと言っているに過ぎ ない.ここでは人々の注目を集めた話題として「オウ ムアムア宇宙船」説を取り上げ,この説の経緯と根拠 について筆者の理解の範囲で簡単に説明したいと思う.

オウムアムアは太陽から0.25 auという非常に太陽 に近いところを通っておきながら,彗星に見られるよ うな「尾」などはどのような観測でも確認することは できなかった[e.g., 2]. そのため当初は,オウムアム アは揮発性成分をすでに失っており,小惑星のような 岩石質の天体で表面からガスやダストの放出はないも のと考えられていた.一方でオウムアムアの軌道を詳 しく調べると,太陽からの重力だけでは説明できない ような軌道をしており,どうやら近日点付近で太陽と は逆方向に加速をしているということがわかった[33]. その加速の可能性を検討した結果,ガスかダストの放 出が最も可能性の高い加速の原因であり,毎秒10 kg 程度の質量放出があれば加速が説明できることがわか った.これだけの質量放出があれば「尾」などとして 観測されるはずだが[34],前述したようにそのような 観測はない.従って、観測で受かりにくい大きなダス トを放出しているなどといった可能性はあるものの, 質量放出が観測されないということとその軌道に矛盾 が生じているわけである.

そこで「宇宙船」説の論文[32]の著者たちは,別の加 速のメカニズムとして太陽光による放射圧を考えた. 「宇宙船」説の著者たちの見積もりによると,観測さ れた加速を太陽光放射圧によって説明するためにはオ ウムアムアは厚みが1 mm程度の薄いシート形状にな っている必要がある.当然そのような薄い小天体は(少 なくとも太陽系には)存在しない.そのためオウムア ムアは人工物の可能性があり,そのような人工物とし てソーラーセイル(太陽帆),つまり宇宙船の一部が考 えられる.「宇宙船」説の著者たちはこのように主張 している.

従って「オウムアムア宇宙船」説は、著者らの主観 という背景はあるものの、基本的には根拠に基づいた 可能性を議論した結果、薄い人工物である可能性を示 唆しただけ、と言うことができる。オウムアムアは観 測時間が短かったこともあり確たる情報が少なく、先 ほど述べた質量放出があったかも含め、様々な議論が 続いている状況である。そのため人工物説を完全に否 定することは難しい。しかしながら、惑星形成の過程 でかなりの量の固体天体が系外に放出されることが示 されているため、太陽系外起源小天体が存在すること は自然である。そのため、オウムアムアがいかに不自 然なほど細長い形状をしていようとも、オウムアムア を太陽系外起源小天体と考えその形状の起源を惑星形 成の何らかのメカニズムに求める方が科学的合理性が ある、と筆者は思う.

6. おわりに

太陽系外から飛来してきたと考えられている小天体 オウムアムアは、光度曲線の観測によって中間軸/長 軸比が少なくとも0.3よりも小さいような極端細長形 状をしていると考えられている.本研究ではそのよう な形状の起源として微惑星同士の衝突を考え、SPH 法を用いた衝突シミュレーションによって極端細長形 状を形成する衝突条件を調べた.その結果、半径50

^{2.} https://www.iau.org/news/pressreleases/detail/iau1910/

mの微惑星に同じくらいの大きさの微惑星が40 cm/s 以下の低速度で衝突した場合,衝突角度や速度にもよ るが極端細長形状を形成する衝突があることがわかっ た.

そのような低速衝突を起こすには、原始惑星系円盤 の中のような力学的に静かな環境が要求される. 我々 は乱流とより大きな天体からの重力散乱という2点に 着目し,40 cm/s以下の衝突速度が実現される条件を 見積もった.その結果,乱流強度αが10⁻⁴以下で大 きな天体の半径が7 km以下なら実現可能であること がわかった.従って,オウムアムアはそのような静か で若い原始惑星系円盤で形成され,その系から放出さ れた後に太陽系にやってきた小天体である可能性が考 えられる.

2019年8月に2番目の太陽系外起源小天体が発見され、本論文を執筆中の2019年9月24日に国際天文学 連合により2I/Borisovと命名された.この小天体の離 心率は約3.4にもなり、また彗星に見られるような尾 やコマが観測されるなど、オウムアムアとはまた違っ た特徴を持つ².さらに、次世代大型望遠鏡の稼働に よって、1年で最大1個の太陽系外起源小天体が見つ かるとの見積もりもある[35].今後そのような小天体 が多数見つかり、太陽系内の小天体だけでなく系外の 小天体の情報を利用することによって、より多角的に 惑星形成を議論できるようになるだろう.

謝 辞

本研究の数値シミュレーションは国立天文台天文シ ミュレーションプロジェクトのXC30システムを使用 して行いました.天文台計算機システムに関わる全て の方に感謝申し上げます.また本研究は日本学術振興 会(17J01703,18H05436,18H05437,18H05438, 17K05632,17H01105,17H01103,23244027, 16H02160)及び研究拠点形成事業「惑星科学国際研究 ネットワークの構築」より支援を受けております.

参考文献

- [1] Sugiura, K. et al., 2019, Icarus 328, 14.
- [2] Meech, K. J. et al., 2017, Nature 552, 378.
- [3] McNeill, A. et al., 2018, Astrophys. J. 857, L1.

- [4] Bannister, M. T. et al., 2017, Astrophys. J. 851, L38.
- [5] Bolin, B. T. et al., 2017, Astrophys. J. 852, L2.
- [6] Drahus, M. et al., 2018, Nature Astron. 2, 407.
- [7] Fraser, W. C. et al., 2018, Nature Astron. 2, 383.
- [8] Knight, M. M. et al., 2017, Astrophys. J. 851, L31.
- [9] Fujiwara, A. et al., 2006, Science 312, 1330.
- [10] Walsh, K. J. and Richardson, D. C., 2006, Icarus 180, 201.
- [11] Domokos, G. et al., 2017, Research Notes of the AAS 1, 50.
- [12] Leinhardt, Z. M. et al., 2010, Astrophys. J. 714, 1789.
- [13] Sugiura, K. et al., 2018, Astron. Astrophys. 620, A167.
- [14] Michel, P. et al., 2019, Proceedings of 50th Lunar and Planetary Science Conference 2019, 1659.
- [15] Jutzi, M., 2015, Planet. Space Sci. 107, 3.
- [16] Monaghan, J. J., 1992, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 30, 543.
- [17] Libersky, L.D., Petschek, A.G., 1991, Smooth particle hydrodynamics with strength of materials. Pages 248– 257 In: Trease, H.E., Fritts, M.F., Crowley, W.P. (Eds.), Advances in the Free-Lagrange Method Including Contributions on Adaptive Gridding and the Smooth Particle Hydrodynamics Method. Lecture Notes in Physics, vol. 395 Berlin Springer Verlag.
- [18] Heiken, G.H., Vaniman, D.T., French, B.M., 1991, Lunar Sourcebook - a user's Guide to the Moon.
- [19] Hayashi, C., 1981, Prog. Theor. Phys. Suppl. 70, 35.
- [20] Cuzzi, J. N. et al., 2001, Astrophys. J. 546, 496.
- [21] Ormel, C. W. and Cuzzi, J. N., 2007, Astron. Astrophys. 466, 413.
- [22] Flock, M. et al., 2017, Astrophys. J. 835, 230.
- [23] Pinte, C. et al., 2016, Astrophys. J. 816, 25.
- [24] Ida, S. and Makino, J., 1993, Icarus 106, 210.
- [25] Adachi, I. et al., 1976, Prog. Theor. Phys. 56, 1756.
- [26] Raymond, S. N. et al., 2018, Mon. Not. R. Astron. Soc. 476, 3031.
- [27] Jackson, A. P. et al., 2018, Mon. Not. R. Astron. Soc. 478, L49.
- [28] Kobayashi, H. et al., 2005, Icarus 177, 246.
- [29] Fernandez, J. A., 1978, Icarus 34, 173.
- [30] Holman, M. J. and Wiegert, P. A., 1999, Astron. J. 117, 621.

- [31] Kobayashi, H. and Ida, S., 2001, Icarus 153, 416.
- [32] Bialy, S. and Loeb, A., 2018, Astrophys. J. 868, L1.
- [33] Micheli, M. et al., 2018, Nature 559, 223.
- [34] Meech, K. J. and Svoren, J., 2004, in Comets II, 317.
- [35] Cook, N. V. et al., 2016, Astrophys. J. 825, 51.

ー番星へ行こう! 日本の金星探査機の挑戦 その40 劣化のせい? IR2感度の温度依存性が明らかに!

佐藤 毅彦^{1,3}, 佐藤 隆雄², Choon Wei Vun³

(要旨) あかつき IR2カメラの夜面データを測光に使う処理を行っていたところ,その感度が温度依存性を もつらしいことが明らかになってきました.その発見の経緯と抽出手法,温度依存性の定量的決定について 報告します.今後IR2データから測光を行う際,ここで確立した補正式を適用することで,より正しい結果 が得られるはずです.

1. はじめに

あかつきのIR2(とIR1)カメラは、両者をまとめて 制御するエレキIR-AEの電源不具合が発生したこと により、2016年12月以来観測休止を余儀なくされて しまいました[1]. それまでの短い期間に取得したデ ータはしかし、高い空間分解能と赤道周回軌道の利点 をおおいに発揮し、特に大気力学の分野では赤道ジェ ットの発見[2]に代表される優れた成果を挙げていま す.

その一方,測光にもとづく研究(雲粒子のサイズや 密度分布,COの分布など)は進みませんでした.理 由は,IR2検出素子に特異な「点広がり関数PSF」があ り[3],昼面から漏れ込む光が夜面の精密測光をじゃ ましていたからです.これに対しては,デコンボリュ ーションを用いた手法により状況を改善する努力が進 行中であり,光明が見えてきています[4].

ところがここにきて, もうひとつ補正しなければな らないものが発見(?)されてしまいました. IR2の感 度が温度依存性をもっているらしく, それが本稿のテ ーマです.

 宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究所
 北海道情報大学・経営情報学部・システム情報学科
 総合研究大学院大学・物理科学研究系・宇宙科学専攻 satoh@stp. isas. jaxa. jp

2. 「発見」のきっかけ

IR2の金星夜面観測が最も集中的に行われたのは、 軌道24(2016年8月中旬)と軌道25(同下旬)でした. 多くの日に8回(2時間間隔)の観測が行われています. 最初の画像から最後の画像までの14時間,探査機は 「金星観測姿勢」を保ち,それ以外の時間は高利得ア ンテナを地球へ向けデータ送信,という日課でした. この軌道24と25の画像データの夜面を先に述べた手 法でクリーンにし,連続画像からムービーを作ってい るうちに不思議なことに気づきました. どの日も最初 の画像がいちばん明るく,時間を追うごとに画像が暗 くなってゆくのです(図1). 金星から30万km以上離 れた遠金点付近ではあかつきの軌道運動速度はゆっく



図1:2016年8月29日に2時間間隔で撮影した金星夜面画像(夜面 のクリーンアップ済み).同じグレースケールですべてを 表示しており,最初(上段左)と最後(下段右)では明るさが 異なる.



図2:a) 軌道24,25の波長2.26μm画像から金星近傍宇宙空間領域(昼面の光がPSFにより広がっている)を測光し,温度を横軸に とったグラフにプロットしたもの.温度が高くなると測定される光量が減少することが分かる. b) a)の測定を0.5 K刻みにまとめたもの

りで、金星の観測ジオメトリは14時間の間にごくわ ずかしか変化しません、「え?どうしていつもこうな の?」と感じるとともに、これはきちんと理由を調べ なければならない、と作業に着手したわけです.

細い三日月状の金星昼面と大きな夜面が見えるとき, 当然のことながら金星の近くに太陽が輝いていて, 観 測カメラの開口面には盛大な熱入射があります. その ため,14時間にわたり「金星観測」姿勢を保っていると, 徐々にIR2検出器温度が上昇し, その影響ではないか と考えたわけです.

3. 夜面データの解析

次のようにして画像の明るさ変化を時系列に追って みることとしました.

- ・ 軌道24から8月18, 19, 20日, 軌道25から8月26, 27, 28, 29日データをピックアップしました. 使う 波長は2.26 µmのみです(温度依存性が波長にも依 存するとは考えにくいため).
- ・金星昼面の三日月と同形の測光用マスクを昼面から
 金星半径だけ外側に当てて、本来なら宇宙空間である領域へ漏れ出している光の量を測定しました.
 IR2の大きなPSFがここでは役立ったわけです(ウレシサ半分).
- ・日ごと, 画像ごとに金星視直径は異なり, したがっ

てマスク面積も変化しますので,測定された光量の 平均値(マスク面積で割った値)を求め,横軸に検出 器温度をとったグラフへプロットしました(図2a).

 ・なお各日の昼面明るさは太陽位相角に応じて変わり ますから、どの日もデータを放物線で近似し、検出 器温度67 Kの値で正規化することにより日ごとの 変化をキャンセルしています。

グラフを見ると、温度に依存した変化がどの日も同じ ように起きていることが明らかですね。8月26日は温 度67 Kが含まれていない唯一の日で、そのため他と は外れていますが、これらの点も係数1.12で割るとま ったく同じ曲線の上に乗ります。そして温度0.5 Kご とにまとめエラーバーを付したのが図2bです。低温 の65 Kから高温の70 Kにかけて25 %もの感度低下 を生じているわけで、これでは精密測光には大きな問 題となってしまいます。

4. 昼面データの解析

温度依存で起きる現象ならば、昼面データも同様の 影響を受けているはずです。そして昼面を観測してい るとき、探査機は太陽光を「背中から」受けています ので異なる温度環境、より低温までの温度依存性を調 べられます。というわけで、昼面2.02 μmデータも解 析しました、ただし昼面はちょっと厄介です。理由は、



図3:波長2.02 µm昼面画像から抽出した温度依存データを関数 近似したもの.図2bの夜面データも重ねてプロットしてあ る.

- ・波長2.02 μmはCO₂吸収帯をターゲットとしているので、雲頂の変化が明るさの変化をもたらす可能性があります(それを利用した雲頂高度測定のために搭載しているフィルターなのです).
- ・小さな太陽位相角では、「後光」をはじめとした複 雑な位相角依存の明るさ変化が含まれる可能性もあ ります.
- といったものです. そこで次のような手順としました.
- ・軌道18, 19, 20から6月18, 22, 26, 24, 28日, 7月2日 データをピックアップしました.
- ・6/18, 22, 26は4日おきですから、大気スーパーロー テーションにより同じ雲の構造が戻ってくる、つま り雲頂変化の影響を受けにくいことを期待していま す。
- ・6/24,28,7/2も同様.
- ・これらのデータで59 Kから71 Kまでの幅広い温度 範囲をカバー.
- ・赤道±30°の範囲、太陽光入射角45°以下、出射角45°以下の画素から輝度を抽出しました。輝度は入射角のコサインで割ることで、ランベルト面的な成分を補正しています。

データの太陽位相角範囲は25°~60°ほどでこの補正も 必要なのですが、これと温度依存性はたやすくは分離 できません、反復的な手法が必要となります。

・温度依存性を表す関数を「仮に」設定します.

- ・これにより全データを補正します.
- ・補正されたデータが描く位相曲線を位相角の4次関数で近似します.
- この関数からの残差が小さいほど、よい温度依存性の近似と位相曲線の近似の両方ができたものと判定します。
- ・最適解が得られるまで、関数を記述するパラメータ
 を変化させます。

驚いたことに,低温領域では逆に「検出器温度が低い と感度も低い」データとなっていました.そこで温度 依存性を表す関数は次のようなものとしました.

・低温側
$$(T < T_0)$$
: $I_{\text{corrected}} = I_{\text{original}} / \left[1.0 - p_{59K} \times \left(\frac{T - T_0}{59 - T_0} \right)^2 \right]$

・高温側
$$(T \ge T_0)$$
: $I_{\text{corrected}} = I_{\text{original}} / \left[1.0 - p_{70\text{K}} \times \left(\frac{T - T_0}{70 - T_0} \right)^2 \right]$

つまり最大感度となる温度 T_0 [K] でふたつの放物線 (上に凸)が接続している形になります.これを記述す る(T_0 , p_{59K})のふたつのパラメータを最適化します (p_{70K} は夜面データから0.25に固定).計算を回し, T_0 =65.2 K, p_{59K} =0.13を得ました.昼面+夜面の全デー タを一緒にプロットしたグラフを図3に示します.

5. なぜこんな現象が?

実はよく分かっていません. IR2の検出素子は国産のPtSiであり[5],開発者である木股雅章先生(立命館 大学)にもこれらのグラフを持参しおたずねしたので すが,「これ!」という決め手は見つけられませんで した.しかし,事実は事実.これほどにきれいな曲線 にすべてが乗るのでは,これを受け入れざるを得ませ ん.また,IR2ではこれまでも「電気的に独立に読み だされる四象限間の感度補正」を温度の関数として行 っています[3].実はここで発見したような温度依存 性が各象限で少しずつ異なり,それを補正していたの であろうと考えられます.

しかし、どうして打ち上げ前にこれに気がつかなか ったのでしょう?そう思って、焦点調整試験時のデー タを再度調べてみました. IR2焦点調整では光学系温 度による焦点移動も調べるため、冷凍機運転パワーを 変えながらスポット像を取得していました. 光学系と 検出器は連動して冷やされるため、光学系温度を変え ることイコール異なる検出器温度での撮像、となるわ
けです.しかしこのデータの中には図3を匂わせるようなものは見つかりませんでした.前述の木股先生は,「読み出しアンプやその周辺の部品が放射線劣化した影響では」とコメントされています.

6. おわりに

打ち上げから9年,周回軌道入りから4年,IR-AE がダウンしてから3年,この時期になってこんなこと を「発見」してしまうのは情けない気もしますが,デ ータと長く付き合わないと見えないこともあるようで す(周回軌道に入ってからは日々の運用や,データ処 理標準手順の確立,そしてIR-AEダウンの原因究明 などに追われました).データ取得期間は限られてし まいましたが,ベストのIR2データを世界中の研究者 に使ってもらえるよう,この温度依存性の補正やデコ ンボリューションを施したデータをアーカイブしてゆ く予定です.

- [1] http://www.isas.jaxa.jp/topics/000901.html
- [2] Horinouchi, T. et al., 2017, Nature Geoscience 10, 646.
- [3] Satoh, T. et al., 2017, Earth Planets Space 69, 154.
- [4] Vun, C. W. et al., 2019, SGEPSS秋学会 R009-25.
- [5] Kimata, M. et al., 1992, SPIE 1762, 350.

遊星百景 その18 ~タッチダウン付近の小惑星リュウグウ,ジオラマ模型~

道ト 達広1

小惑星探査機はやぶさ2は、小惑星リュウグウへの 2回のタッチダウン(TD)に無事成功しました.今回 私が作成した1回目、2回目のTD付近のジオラマ模 型がそれぞれ写真1、2になります.多くの岩塊に覆 われている様子が分かります.

今回の探査機はやぶさ2で,私はONC(光学航法カ メラ)チームの一員として,小惑星リュウグウ表面に ある岩塊を調べさせてもらいました[1].小惑星リュ ウグウ全体で,1万個以上の岩塊の大きさ,形,位置 を(頑張って?)測定しました.直径5m以上の岩塊は 約4400個存在し,衝突破片と同じような形をしてい ることが分かりました.これは多くの岩塊が,リュウ グウ母天体の衝突破壊によって形成された破片である ことを示唆しています.小惑星リュウグウの直径10 m以上の岩塊の数密度(単位面積当たりの数)は,これ まで探査されたどの小惑星よりも多いです.

小惑星リュウグウで岩塊を調べる意義として2つあ りました.1つは、岩塊のサイズ分布、空間分布、形 状分布を調べることで、小惑星リュウグウの形成過程 の解明に迫るというもの、もう1つは、探査機はやぶ さ2が安全に小惑星表面に着陸するために、岩塊の少 ない安全な場所を探すというものです。

私は, はやぶさ初号機でも, 小惑星イトカワの岩塊 を調べさせてもらいました[2]. 小惑星イトカワの場 合は, 比較的, 岩塊が少ない平坦な場所が20 %程度 ほどあり, 探査機が着陸する場所には困りませんでし た. しかし, 小惑星リュウグウの場合は特別な仕事に なりました. 小惑星リュウグウは, 予想以上に岩塊が 多く, TDする場所が全く見当たらなかったからです.

1. 近畿大学 工学部 michikami@hiro.kindai.ac.jp

探査機が小惑星リュウグウに近づくほど,より詳細な 表面の画像が送られてきます.遠くから見てここは岩 塊が少ないかな?と思った場所でも,近づくとほとん どが岩塊だらけの場所でした.これは,同じ解析をし てもらった会津大学の本田親寿さん,東京大学(当時 は名古屋大学)の諸田智克さん,JAXAの坂谷尚哉さん, 高知大学の本田理恵さんはじめ,一緒に測定した ONCチームの皆さんは同じ意見だったと思います.

皆さんご存知の通り,岩塊があまりにも多かったた め,TDの戦略は練り直しになりました.結果的には 当初の日程から4か月ほど遅れました.この間,小惑 星リュウグウの岩塊の詳細な地図を,私たちONCの チームで作り,JAXAの工学側にデータを提供しまし た.工学側では,そのデータを使ってJAXAの菊地 翔太さんが,TD候補地点の安全性評価を行いました. 工学のチームの方の,探査機の着陸精度を劇的に上げ る努力と技術力には驚嘆の思いです.

1回目のTD候補地点が決まった後に,TD付近のさ らに詳細な近接画像が送られてきました.岩塊の大き さが分かったところで,次に大事なのは,探査機が岩 塊に接触しないための岩塊の高さです.私たちONC チームでは,諸田さんを中心として,TD候補地点の 岩塊の影の長さから,岩塊の高さを見積もりました. 同時に会津大学の平田成さんは形状モデルから岩塊の 高さを見積もりました.工学側では両方の見積もりの うち,安全を考えて,大きい方の値を岩塊の高さとし ました.

私も諸田さんと並行して、クロスチェック用に1回 目、2回目のTD付近のそれぞれ140個以上の岩塊の 大きさ、高さを見積もりました. せっかく見積もった ので、ついでにTD付近のジオラマ模型を作りました



写真1.1回目のTD付近のジオラマ模型.



写真2. 2回目のTD付近のジオラマ模型. 白い球がターゲット マーカーを示す.

(写真1,2).

この模型は、私が玄武岩を標的として行った衝突実 験において、飛び出した破片1つ1つを、下の粘着シ ートに貼り付けたものになります.過去の研究[3]では、 飛び出した12700個以上の破片の3軸比(長軸、中間軸、 短軸)を、1つ1つノギスで測定しました.その多量 の破片軸比リストから、今回の岩塊の軸比に合うもの を見つけ、破片を貼り付けました.破片軸比リストか ら、合うものを見つける作業は大変で、それぞれ作成 に5日間ぐらいかかっております.

1回目のTD地点のジオラマ模型が好評だったので、 その後、NHKの鈴木有さんから連絡がありました. 番組で使用したいので、2回目のTD地点のジオラマ 模型も作ってくださいとのことでした.2回目のTD 地点のジオラマ模型は、私の研究室の学部4年生、志 比田果歩さん、橋本雄哉君、岡村裕之君が一緒に作っ てくれました.ジオラマ模型の中の赤い服の人は、橋 本雄哉君になります.作るのは大変でしたが、この模 型は、7月11日に、NHKニュースのおはよう日本や、 同日のクローズアップ現代+、その前の7月9日は、 JAXAの定例記者会見でも使って頂きました.ありが とうございます.

2020年末にはいよいよ,探査機はやぶさ2が小惑 星リュウグウサンプル粒子を地球に持ち帰ってきます. サンプル粒子の解析からどんなことが分かるのか,楽 しみな毎日です.

- [1] Michikami, T. et al., 2019, Icarus 331, 179.
- [2] Michikami, T. et al., 2008, Earth Planets Space 60, 13.
- [3] Michikami, T. et al., 2016, Icarus 264, 316.

「第4回iSALE講習会」参加報告

藤谷 涉

本稿では2019年7月30日から8月1日にかけて開か れた第4回iSALE講習会@国立天文台三鷹キャンパス の参加報告を行う.講習のスケジュールは以下の通り である.

■2019年7月30日(火)

13:30 - 14:00	iSALEの解説
14:00 - 14:30	iSALEを使った計算紹介
14:45-15:45	計算サーバへのログイン/ iSALE2D
	の実行
16:00 - 17:00	iSALE2Dの初期設定ファイルの編集
	の仕方

■2019年7月31日(水)

10:00 - 12:00	初級課題(pySALEPlotによる描画方
	法も含む)
14:00-15:30	初級課題続き
15:30 - 16:00	計算サーバ見学
16:00 - 17:00	pySALEPlotの使い方

■2019年8月1日(木)

10:00 - 11:30	中級課題
11:30-15:00	残りの初級・中級課題or自分の課題
15:00 - 15:30	参加者の成果発表
15:30-16:00	計算サーバへの申請方法等

iSALEとはimpact-SALE(Simplified Arbitrary Lagrangian Eulerian)のことで, SALEコードに改良 を加え, 衝突現象に特化した仕様になっている[1-4].

1. 茨城大学 理学部

wataru.fujiya.sci@vc.ibaraki.ac.jp



図1:講習会の様子. iSALE計算の概要を講師の黒澤氏が説明している.



図2:国立天文台・三鷹キャンパス内に設置されているCfCAの 計算サーバと講師および受講生.

iSALEを用いて行われた研究成果はこれまでに100報 を超える査読付論文として出版されている。

今回の講習会の講師は黒澤耕介氏(千葉工業大学惑 星研究センター)と末次竜氏(産業医科大学)で、受講 生は12名であった、本講習にはいらっしゃらなかっ たが、講習で用いられた資料スライドや中級課題の解 析スクリプトの大半は脇田茂氏(Purdue University) によって作成された. 資料スライドは国内のiSALE ホームページからダウンロードが可能である[5]. 受 講生の研究分野は天体衝突のみならず、氷惑星・衛星 の進化、月面衝突閃光、隕石などと幅広く、身分は学 部学生から大学教員までと様々であった. 様々な分野 の研究者がiSALEに関心をもっていることは、天体 衝突が太陽系の歴史において惑星や小天体の形成と表 面環境の進化などに重要な役割を果たした普遍的な現 象であることを物語っている.

さて、研究会初日にはiSALEの特徴が説明され、 数値解法と理論背景(の概要)について解説がなされた (図1). iSALEでは衝撃波を捕捉できる流体コードに 弾塑性体応答が組み込まれており、その方程式系は質 量・運動量・エネルギーの3つの保存則と状態方程式 からなる、数値解法はオイラー的解法であり、空間に 対して一次精度であることに留意が必要である.通常, 衝突現象で発生する衝撃波は差分法による流体計算で 扱えないため、空間的に不連続な衝撃波面を人工粘性 の導入により"なます"ことで表現する、その他、弾性 体モデル、塑性体モデルについてその概要と取扱いに ついて解説があった. 受講生はブラックボックスにな りがちな汎用コードを用いた計算の裏側を、完全では ないものの把握することができたのではないだろうか. また、現象によってはiSALEを使わずとも、オーダ ーの見積もり程度なら解析的にできる場合があるため, iSALEを本当に必要な部分にだけ上手に適用する必 要があることもわかった.

理論背景は上記のとおりだが、iSALEでは個人の 扱いたい問題設定に合わせて入力する条件やパラメー タセットを選択する必要がある。例えば、状態方程式 はTilotson EOSおよびANEOSから選択する。Tilotson EOSはパラメータが少なく計算コストが小さい反 面、熱力学的には不完全で相図を簡略化している。 ANEOSは熱力学の第一原理から計算しており熱力学 的に完全である一方パラメータが非常に多い。また、 物性(強度やダメージに対する応答など)のモデルにも いくつか選択肢がある。正直なところ、筆者はまだ iSALEに不慣れなため適切なパラメータセットがよ くわからなかった。しかし、論文公表に耐える計算を するためにはこれらのパラメータも精査する必要があ る.

続いて、講師によるiSALEを用いた計算例が紹介 された.例えば微惑星の衝突過程[6]や火星隕石の放 出過程[7]などである.紹介された計算例はサイエン スとして面白く、筆者も計算例を見て自分のやりたい 計算にどう応用が可能か考えながら、思わず夢中にな って聞き入ってしまった.また、iSALEの自由度の 高さと豊富な研究テーマを改めて認識した.時間の関 係上あまり質問を受け付ける余裕がなかったが、時間 が十分にあればたくさん質問をしてみたかった.受講 生はみな漠然とやってみたい計算があってこの講習会 に参加していたと思うが、実際の計算例を見てそれが 具体的なイメージとなったと思う.

受講生が手を動かす実習は、国立天文台の計算サー バへのログインから始まった。筆者のようにターミナ ルによるコマンド操作や計算機を用いた数値計算に慣 れていない者にも無理なく進められるように工夫され ていた。使用する天文シミュレーションプロジェクト (Center for Computational Astrophysics: CfCA)の機 材、すなわち計算サーバと解析サーバおよびその構成 についても説明があった。iSALE講習会で用いる計 算サーバ(grd0系機器)は使用期限が2週間強と制限さ れているため、今後もCfCAの計算サーバを使用する のであれば各人による利用申請が必要となる。

続いて、demo2Dという例題的な計算を実行した. この計算の詳細は追って説明されるとのことで、とも かく教えられたとおりにターミナルにコマンドを打ち 込んで計算させてみた。iSALE計算の実行ファイル は計算の条件やパラメータが入力された二つのファイ ルを参照する. それが(デフォルトでは) asteroid.inp とmaterial.inpという名前のファイルである.初日の 最後にこの二つの入力ファイルの中身について説明が あり、例題ではどのような計算を行っていたのか種明 かしされた. asteroid.inpは数値計算の条件が書かれ たファイルであり、座標系、計算領域と格子サイズ、 衝突天体や標的天体の形状やサイズ、トレーサー粒子 などの設定を行う. material.inpは物質モデルの設定 であり、状態方程式の選択、強度モデルの選択などを 行う. もちろん, material.inpで設定した物質を asteroid.inpで参照するよう紐づけておく必要がある. 基本的にはこれらのファイルを変更して計算の条件を 設定するわけである.

講習の二日目は、初級課題に取り組むと同時に pySALEPlotの基本的な使用法についても学んだ. pySALEPlotとはiSALEでの計算結果を解析・描画す るためのPythonライブラリである.初級課題は1)多 層標的への衝突,2)二天体の衝突,3)はやぶさ2の SCI (Small Carry-on Impactor)を模擬した半球殻弾 丸の衝突,であった.これらの課題にはあらかじめ作 成されたデモ計算が存在するため、それを修正するこ とで初学者でも比較的容易に条件を変更して計算を実 行することができる.受講生が課題に取り組んでいる とき,講師の方々はいつでも質問に答えてくださった.

二日目の後半には、CfCAの計算サーバを見学した (図2).本講習会でもiSALE計算の実行に本機材を利 用させていただいている.計算サーバは合計コア数 1344のPCクラスタであり、CfCAにより共同利用計 算機システムの一部として小規模・長時間ジョブ用に 運用されている[8].

三日目の最終日には、中級課題に取り組んだ. 中級 課題は1)衝撃加熱度評価,2)衝撃圧力分布,3)掘削 の流跡線描画,4)衝撃波伝播の様子の可視化,である. これらはもとになる pvSALEPlot スクリプトが存在し、 それらを修正して計算結果を解析することができる. つまり、はじめからスクリプトを書く必要がないため、 初学者でも課題に取り組みやすくなっている. 例えば 課題1)では、もとになるスクリプトはトレーサー粒 子のIDと最高到達温度の関係を表示する.これを修 正し、まず最高到達温度が高い順にトレーサー粒子を 並び替えてその温度をx軸の変数にする、次に、差が 1でトレーサー粒子の数が最大になる等差数列を作り、 これをy軸の変数とする(1,2,…,N:Nはトレーサー 粒子の数). 上記 x, yをプロットして, 最高到達温度 と累積トレーサー粒子数のグラフを作成することがで きる、というわけである.

講習の最後には受講生が好きな計算を走らせて,得 られた結果を皆の前で発表した.筆者は中級課題の流 跡線描画を応用したプロットを作成した.中級課題で は,初期状態である位置に存在しているトレーサー粒 子の位置を時々刻々と記録していくことで,流跡線を 作成した.筆者は計算終了時にある位置に存在してい るトレーサー粒子を追跡することで流跡線を作成して みた(図3).

以上, 簡単ではあるが「第4回iSALE講習会」参加



図3:筆者によるiSALE計算の例. 衝突天体と標的天体はともに 花崗岩で、衝突天体の初速は12 km/s. 二次元空間上でト レーサー粒子の最大衝撃圧力がカラーで示されている.計 算終了時に白丸の位置に存在しているトレーサー粒子に着 目し、追跡することで流跡線を作成した.

報告を行った.全体として講習会は非常によく計画さ れていた.初学者でも無理なく講習についていけるよ うにデモ計算や出発点になるスクリプトなどが用意さ れていて、様々なバックグラウンドや経験をもつ人に も対応していただけたと感謝している.筆者は隕石を 研究しているが、隕石には衝突による変成作用の痕跡 がしばしば確認される.今後は隕石で観察される組織 や結晶構造、組成などの情報と、天体サイズや衝突速 度などの物理的な情報がリンクできるようにiSALE を応用していきたいと考えている.

最後に、本講習会の開催のために尽力してくださっ た方々に御礼を申し上げる.講師の黒澤耕介氏、末次 竜氏、脇田茂氏のおかげで衝突現象の物理や数値計算 に不慣れな筆者でも無理なくiSALE計算に親しむこ とができた.また、国立天文台CfCAの伊藤孝士氏、 加納香織氏には計算サーバなどiSALE講習の環境を 提供していただいた.ここに感謝の意を表したい.

- [1] 黒澤耕介ほか, 2014, 遊星人 23, 103.
- [2] Amsden, A. et al., 1980, Los Alamos National Laboratories Report, LA-8095:101p.
- [3] Ivanov, B. A. et al., 1997, International Journal of Impact Engineering 20, 411.

- [4] Wünnemann, K. et al., 2006, Icarus 180, 514.
- [5] 第4回iSALE講習会のウェブサイト(https://www. wakusei.jp/~impact/wiki/iSALE/?第4回+iSALE講習 会)
- [6] Suetsugu, R. et al., 2018, Icarus 314, 121.
- [7] Kurosawa, K. et al., 2018, Icarus 301, 219.
- [8] 国立天文台CfCAのウェブサイト(https://www.cfca. nao.ac.jp)

初期太陽系における固体物質の生成と進化: 惑星科学フロンティアセミナー 2019参加報告

田崎 亮1

1. はじめに

今年の惑星科学フロンティアセミナーは,旭川から 北へ約40 kmの場所に位置する剣淵温泉レークサイ ド桜岡において開催された.今回は立命館大学/中国 科学院広州地球化学研究所の土山明氏を講師に迎え, 「初期太陽系における固体物質の生成と進化」という テーマで2日間,朝から夕方までご講演いただいた. 今年も全国から学生・ポスドク・スタッフら総勢25 人が参加し,活発な議論が行われた(図1,図2).講 義内容の詳細は,後日講義ノートや講義動画が公開さ れるため,そちらに譲るとして,ここでは筆者の視点 から講義のハイライトを簡単に紹介する.

2. 講義概要

講義の内容は、次の3つのパートに分類できるであ ろう:「鉱物・隕石入門」、「始原物質の分析・再現実験」、 そして「リターンサンプルの分析」.以下では、筆者 のメモを参考に、それぞれのパートについて簡単に紹 介する.

2.1 鉱物・隕石入門

(1) なぜ鉱物なのか?

「鉱物とは天然に産出する単体・化合物である.」講 義は鉱物を定義することから始まった.鉱物を調べる ことで、その化学組成や結晶構造、またはその鉱物が 経た履歴といった情報を読み解くことができる.実際 に、隕石や惑星間塵に含まれる鉱物を調べることで、



図1:参加者の集合写真.



図2:講演中の様子.イトカワ粒子に宇宙風化作用の痕跡として 残るブリスターの形成実験について話す土山氏.

太陽系の天体がいつ,どこで,どのようにできたのか, こうした謎を紐解くことができるのである.これこそ がまさに本講義のメインテーマであった.

(2) 隕石の分類と母天体

次に,隕石に関する基本事項が紹介された.隕石は, その化学組成や岩石学的なタイプによって様々な種類 に分類されている.地球に落下してくる隕石の約8割

^{1.} 東北大学大学院理学研究科天文学専攻 rtazaki@astr. tohoku, ac. jp

はコンドリュールと呼ばれるmmサイズの球状の組織 を含むコンドライト隕石である.さらに、コンドライ ト隕石は普通コンドライトや炭素質コンドライトなど に分類される.さて、こうしたコンドライト隕石はど こから来たのだろうか.コンドライト隕石中の組織を 保つためには、母天体で分化が起こってしまってはい けない.そのため、天体サイズの比較的小さな小惑星 が母天体だと考えられている.また、小惑星帯の天体 のスペクトルとの対応から、普通コンドライト隕石の 母天体はS型小惑星、炭素質コンドライト隕石の母天 体はC型小惑星であると考えられている.なお、前者 の対応関係は、2.3節で述べるように、はやぶさ探査 機のリターンサンプルによって検証された.

(3) 太陽系物質の二分性

隕石の分析にまつわる最新の話題の一つとして,太 陽系物質の二分性の話題が取り上げられた.近年,コ ンドライト隕石は炭素質のものと非炭素質のもので異 なった同位体比を持つことが指摘された[1]. 異なる 物質的性質を示す母天体の存在は,初期太陽系におい てそれぞれの天体形成領域が分け隔てられていた可能 性を示唆する.この発見に対して,現在世界中のグル ープによって更なる研究が進められているところであ る.惑星形成論の研究を行なっている筆者にとっても 非常に興味深い話であり,今後の研究の展開に注目し たい.

2.2 始原物質の分析・再現実験

講義は次第に、土山氏の行ってきた数々の実験や分 析の話題に移っていった.ここでは、そのうちのコン ドリュールとGEMS(Glass with embedded metal and sulfides)粒子の再現実験について紹介する.

(1) コンドリュール再現実験

コンドリュールは球形の粒子であり,これらは原始 太陽系星雲におけるコンドリュール前駆物質の融解イ ベントによって球形になったと考えられている.また, コンドリュールの組織にはいくつかの種類(斑状組織, 棒状,放射状など)がある.多様なコンドリュールの 形成条件を明らかにするために,講義では土山氏らが 行なった再現実験が紹介された[2].その結果,融解 の完全性,冷却率の違い,ガスの組成といった条件に 応じて形成されるコンドリュールの組織が変化し,実 際に隕石で見られる組織を再現可能であること指摘し た. コンドリュールの組織の作り分けの条件は明快で あり,印象的であったが,その一方で,全ての実験で 整合的な結果が得られているわけではないという点に ついて会場では議論が巻き起こった.

(2) GEMS粒子の起源

彗星由来だと考えられる種族の惑星間塵にはGEMS 粒子と呼ばれる非晶質珪酸塩の粒子が含まれている. GEMS粒子の特徴は、大きさ約100-500 nmの非晶質 珪酸塩粒子に鉄や硫化鉄などのナノ粒子が埋め込まれ ている点にある.GEMS粒子の起源を巡って2つの説 が論争中である.一つは「星間塵説」であり、GEMS 粒子は星間空間で結晶質珪酸塩が非晶質化したものと いう説である[3].この説の主な根拠は、GEMS粒子 の赤外線スペクトルが星間塵のものと類似しているこ と、GEMS粒子中に微小結晶が含まれていることが挙 げられる.もう一つは「太陽系起源説」であり、GEMS 粒子は原始太陽系星雲においてガスから直接凝縮した という説である[4].こちらの主な根拠は、GEMS粒 子の多くは太陽組成を持っているという点、GEMS粒 子表面の鉄が硫化している点、などが挙げられる.

土山氏らの研究グループでは、GEMS粒子はそもそ も凝縮で形成可能なのか?可能ならどのような条件が 必要か?という疑問に答えるべく、GEMS粒子の凝縮 による再現実験が行われてきた [5]. 講義では、こう した実験を通して明らかになってきたGEMS粒子の 凝縮過程が議論され、GEMS粒子の太陽系起源説を支 持する結果が紹介された.

さて、GEMS粒子の中には、同位体異常を示すいわ ゆるpre-solar GEMSが少数ながらも存在する(168個 中4個). これらは晩期型星の星周領域で凝縮したも のと考えられる. pre-solar GEMS粒子の研究は、星 間塵の磁場への整列過程や、星間空間における「鉄の 行方不明問題(Iron-missing problem)」と関連するた め重要である. GEMS粒子の再現実験やその分析は、 彗星の起源の理解だけでなく、星間空間の研究におい ても非常に重要であるといえよう.

(3) 初期太陽系固体物質の形成・進化の統一的理解に 向けて

講義では次に,始原的な炭素質コンドライト隕石に 含まれるマトリクスが話題となった.このマトリクス は主に非晶質珪酸塩で構成されており,GEMS粒子と の物質的な類似性がある.そこで土山氏は,講義でこ れまでに出てきた話題(2.1(3)節, 2.2(1)節, 2.2(2)節) を統合し, 原始太陽系星雲における固体進化に関する 新たな仮説を紹介した。それは炭素質コントライド隕 石のマトリクス、GEMS粒子、そしてコンドリュール は実は同様の加熱イベントで形成されたのではないか. という仮説である.要するに、原始太陽系星雲におけ る局所的な加熱イベントによって、固体が完全に蒸発 した領域では、その後の再凝縮によってGEMS粒子 や炭素質コンドライト隕石のマトリクスが形成され、 固体が融解する温度に留まった領域ではコンドリュー ルが形成されるという案ある.この仮説を言い換える と、従来GEMS粒子の形成領域として太陽近傍の高 温領域が想定されていたが、必ずしもその必要はない という指摘でもある.こうしてできた物質が集積して 炭素質コンドライト隕石の母天体となり、また物質が 低温領域に輸送されたものは彗星となる。この仮説は、 原始太陽系星雲における大規模な物質循環を必要とせ ず(ただしCalcium-aluminum-rich inclusionsは例外), その意味で2.1(3)節に述べた太陽系物質の二分性の観 点とも調和的である. もちろん, この仮説は今後さら なる検証が必要となるであろう.事実.この仮説に関 して、講義中や懇親会において実に多くの議論が交わ された.

この仮説の真偽はさておき,隕石の分析や,始原物 質の再現実験の視点を統合し,初期太陽系星雲で起こ った一連の現象を探るこのプロセスこそ,本講義「初 期太陽系における固体物質の生成と進化」の一つのハ イライトであったと筆者は思う.

2.3 イトカワのリターンサンプルの分析

もう一つの講義のハイライトは、やはりリターンサ ンプルに関する話題であろう.はやぶさ探査機が小惑 星イトカワから地球に持ち帰った粒子の入ったカプセ ルの回収や、イトカワの粒子の分析について、当時の 思い出話や苦労話を交えて紹介された.

まず初期の分析に関して,X線トモグラフィーを用 いたイトカワの粒子の鉱物の同定が議論された[6]. 特に,複数のエネルギーバンドでX線トモグラフィー を行うことで鉱物を同定する手法が紹介された.こう した分析を経て,イトカワ(S型小惑星)の粒子の物質 的性質は普通コンドライトのものと整合的であること が判明し,S型小惑星が普通コンドライト隕石の母天 体であることが明らかになった. さらに, イトカワの 粒子の表面に宇宙風化の痕跡であるブリスターが発見 された. 宇宙風化は太陽風の照射により, 粒子表面に 鉄のナノ粒子が析出する現象であり, スペクトルの暗 化・赤化を引き起こす. この宇宙風化作用によって, 普通コンドライト隕石とS型小惑星の可視光・近赤外 線スペクトルの違いが説明可能であることもわかって きた.

講義は最後に,はやぶさ2探査機が現在探査中のC 型小惑星リュウグウのリターンサンプルへの期待が述 べられ,講義は無事に終了した.

3. 最後に

講義では、スライドによる説明に加えて、実際に鉱 物標本(カンラン石、単斜輝石、頑火輝石、磁硫鉄鉱、 斜長石、鉄隕石の薄片、炭素質コンドライト)や3Dプ リンターで作成したイトカワの粒子の模型が回覧され るなど、参加者が手にとって物質を観察する場面もあ った.また、科学的な議論に加えて、様々な室内実験 でのハプニングなどもユーモアを交えて紹介され、室 内実験や分析の話題に馴染みのない筆者でも、その様 子を身近に感じることができた。

さて、ここでは紹介しきれなかった話題も数多くあ るため、本記事の講義概要を読んで興味をお持ちにな った方は是非、講義動画や講義ノートをご覧頂ければ と思う.最後に、二日間を通して非常に熱い講義をし ていただいた土山氏と、本セミナーを企画いただいた 世話人の皆様に深くお礼を申し上げたい.ありがとう ございました.

- [1] Warren, P. H., 2011, E&PSL 311, 93.
- [2] Tsuchiyama, A. et al., 1980, E&PSL 48, 155.
- [3] Bradley, J. P. and Dai, Z. R., 2004, ApJ 617, 650.
- [4] Keller, L. P. and Messenger, S., 2011, GeCoA, 75, 5336.
- [5] 松野淳也ほか, 2015, 遊星人 24, 2.
- [6] Tsuchiyama, A. et al., 2011, Science 333, 1125.

New Faces

植田 高啓¹(国立天文台 日本学術振興会特別研究員)

2019年3月に東京工業大学 理学院 地球惑星科学系 にて博士号を取得した植田高啓(うえだたかひろ)と申 します.現在は、国立天文台にて日本学術振興会特別 研究員として研究をしております.今回New Faceを 書かせて頂けるということで、大学院生時代の5年間 を中心に、自分自身についてくだけた話をさせて頂き たいと思います.

私は現在、惑星の材料物質とされる微惑星が原始惑 星円盤中でどのように形成されたかを研究しています. もともと漠然と宇宙に興味があったのですが、具体的 に惑星形成に興味をもったのは、学部3年生の頃でし た、実は、学部生として東京工業大学に入学した際に は、特別興味のある分野があるわけではなかったため、 入試科目の点数配分だけを見て、理学、ましてや天文 学とはほとんど関係のない化学工学等を主とする工学 系第3類を受験・入学しました. その後2年ほどただ 漠然と授業に出て単位を取得する日々を繰り返してい たのですが,新しい知識を得てもワクワクしない自分 に疑問を抱くようになり、転学科する決意をしました. そこで、元来好きだった宇宙に関する研究室に関して 調べていた際に、大学院の指導教員である井田茂先生 と小久保英一郎先生の著書「1億個の地球」に巡り会い、 惑星形成に興味をもち研究室所属を決意しました。ち なみに、この本を選んだ一番の決め手は、文庫本サイ ズですぐ読めたからです。当時の自分としては、こん な身近にある地球がそもそも天文学的研究対象であり. なおかつ、それがどのように出来たのかわかっていな いというのは、とても盲点といいますか、目が覚める ような印象だったのを覚えています.

研究室に所属してからは、井田先生だけでなく数多 くの先生方の協力のもと、様々な研究をさせて頂きま した. 今思えば、研究テーマがあっちにいったりこっ 1. takahiro, ueda@nao, ac, jp



ちにいったり,先生方にはとてもご心配をおかけした と感じています.

学部の卒業研究では、重力不安定な原始惑星系円盤 中での巨大惑星に軌道進化に関する研究を行なってい ました.当時の東工大惑星系グループの卒業研究は、 先生方が提案する複数のテーマから好きなものを選ぶ というスタイルだったのですが、当時の私は、「ダス ト? 微惑星?地味すぎ!」としか考えていなかったの で、なるべく大きな天体の研究を選びました.卒業研 究は、無事にまとめることができたのですが、実は投 稿論文としてはお蔵入りとなってしまいました.卒業 研究を投稿論文としてまとめ、実績を残すことが、グ ループの1つの流れでした.井田先生らには、投稿論 文として完成させることを薦めて頂いたのですが、自 分の中で内容に納得がいかなかったのもあり、論文化 しませんでした.今思えば、やったことはしっかり論 文にすべきだったと反省しております。

修士課程の頃は、主に名古屋大学の小林浩先生と当時東京工業大学の竹内拓先生のご指導のもと、完全に 趣向を変え、赤外線天文衛星あかりのデータ解析と惑 星間塵の軌道計算を行い、惑星間塵の物理特性を調べ る研究[1]を行なっていました、この研究を通じて、 先生方からは多くのことを学ばせて頂いたのですが, 特に小林先生のポジティブさには大きな影響を受けま した.当時の私は周囲の優秀な同期がどんどん結果を 残していくことに引け目を感じていました.そのよう な私の雰囲気を察してか(?),小林先生は常に私の考 え方をポジティブな方向にもっていこうとしてくれて いたと思います.結果として,自身として初めての学 術論文を出版することが出来た時の喜びは今でも鮮明 に覚えています.

博士課程に入ってからは、東京工業大学の奥住聡先 生とマックスプランク天文学研究所のMario Flock氏 と、原始惑星系円盤内縁での岩石微惑星形成に関する 研究[2,3]をさせて頂いています.Flock氏との共同研 究は、奥住先生の紹介で始まったのですが、今となっ ては、これが私の研究生活における1つの大きな転換 期となったと感じております.

もともとあまり人と積極的にコミュニケーションを 取る方ではなかった私は、Flock氏と共同研究を始め るまでは、正直言って英語でのコミュニケーションが 大の苦手でして、極力避けて生きてきました. 私が修 士だった頃、専攻内の有志学生によって、外国人研究 者と一緒にランチがてら英語を練習しようという活動 があったのですが、その誘いが来るのが憂鬱で仕方が ありませんでした(今だから言えますが…). そのよう な自分でしたが、Flock氏は私の拙い英語に嫌な顔1 つすることなく議論に付き合ってくれ、単に研究面だ けでなく、人間的な面でも大きく変えてくれました. 最終的には、博士3年時に、日本学術振興会の海外挑 戦プログラムを利用してマックスプランク天文学研究 所に半年間滞在させて頂くことができ、研究を進める だけでなく、人とコミュニケーションを取る楽しさを 知り、人生観が大きく変わりました.奥住先生が当時 の私の性格を知った上でFlock氏を紹介してくれたの かはわかりませんが、このような機会を与えて頂いた 奥住先生には非常に感謝しております.

このように様々な研究に取り組んできたこともあり, たまに人からコロコロ研究テーマを変えていいのかと 問われることがあります.個人的には,確かに1つの テーマに執着するのも大切かと思いますが,どんどん 学際的になっている惑星科学分野においては,様々な 研究を行い,見識を広げ,様々な研究領域の相互関係 を理解することが重要であると考えています.最後に なりましたが,惑星科学会の皆様にはこれまで大変お 世話になりました.今後も惑星科学に貢献できるよう 精進していきたいと思います.今後ともよろしくお願 いいたします.

参考文献

- [1] Ueda, T. et al., 2017, AJ 153, 232.
- [2] Ueda, T. et al., 2017, ApJ 843, 49.
- [3] Ueda, T. et al., 2019, ApJ 871, 10.

芝池 諭人¹ (Physikalisches Institut & NCCR PlanetS, Universitaet Bern.)

はじめまして。ベルン大学の芝池諭人(しばいけゆ ひと)と申します。私は、2019年の3月に、東京工業 大学の地球惑星科学系にて井田茂教授の指導の下で博 士号を取得し、博士課程を卒業致しました。その後、 同大学の地球生命研究所(ELSI)を経て、現在はスイ ス連邦のベルン大学にてポスドクをしています.私の 専門は、惑星および衛星の形成理論です.特に、博士 課程では、ガス惑星周りの巨大衛星の形成を研究して きました.この研究の内容については、本号に記事を



^{1.} yuhito.shibaike@space.unibe.ch

書かせて頂きましたので,ぜひご覧ください.現在は, ベルン大学の研究グループと共に,衛星に限らず惑星 の形成についても研究しております.一方で,私が初 めて行なった研究は,後期重爆撃と初期地球に関する ものでした.

私は、物心ついた時から自然科学が好きでした、幼 少時は特に昆虫が大好きで、図鑑を見ては絵を描き、 しりとりをすれば覚えた怪しげな虫の名前を披露して 呆れられ、外に出れば草むらにバッタが潜んでいない か常に足元を確認しながら歩いておりました。宇宙が 好きになったきっかけは母でした。スターウォーズ第 一世代の母は、古典SFの映画や小説を大量に持って おりました. 夜な夜なSFの世界に浸った私は、遙か 彼方の銀河系や未来の超科学技術にすっかり魅せられ ました。一方で、現代科学への「地に足のついた | 興 味が生まれたのは、父と小学校の担任兼理科の先生の 影響です、父曰く、エネルギーにはたくさんの「形| があるらしいのですが、一体どういう意味なのでしょ うか?理科室の黒い机の上で勝手に内臓を取り出され てジロジロ見られた挙句、最終的に焼かれて私の胃に 収まった魚は、なぜあのような複雑な構造をしていた のでしょうか? 二人のおじさんに導かれて、 遍く自 然への疑問とその答えを希求する喜びを知った私は. 小さいながらにぼんやりと科学者という仕事を意識す るようになりました.

自然科学への憧れと共に育った私ですが、大学入試 を受けるにあたり、科学者とエンジニア、どちらの道 に進むか決めあぐねておりました。結局、受験制度の 悪戯もあり、東京工業大学の工学部に入学したのです が、将来作りたいヘリコプター…のローターの歯車を 支えるネジについて熱く語る同期を見て、工学に対す るここまでの熱意が私には無いことに気が付きました. やはり私には、小さい頃から好きだった自然の純粋な 探究が合っていると思い、理学部に移る検討を始めた のでした。その時に出会ったのが、井田教授の「異形 の惑星」という本です[1].「異形の惑星」では、系外惑 星についての科学的知見の紹介だけでなく、1995年 に初めて系外惑星が見つかった時の、この界隈とそし て井田教授自身の興奮が熱く語られています. 私はそ の熱のこもった文章に惹かれ、井田教授の所属する理 学部地球惑星科学科への進学と、さらに二年後には井 田研究室への所属を決めました。また、同学科の「地

球惑星科学基礎ラボ」という実験の授業に参加したこ とも、転学部の後押しとなりました.特に思い出深い のは、クレーターの衝突実験と、東工大の屋上にある 望遠鏡を使った系外惑星の観測です.前者は、砂を敷 き詰めたバケツに上から鉄球を落とすだけの簡単な実 験ですが、鉄球を落とす高さと鉄球の重さによってク レーターの直径が変わり、それを対数グラフに描画す ると綺麗な直線が現れる様に、とても感動しました. 系外惑星の観測でも、夜遅くにコートを着込んで望遠 鏡を操作し、撮影した何千枚もの画像の中の目標天体 (HD209458)をひたすらクリックして光度を測り、そ して最後にようやくグラフ上にトランジットカーブが 現れた時の喜びは、今でも強く記憶に残っています.

かくして井田研究室に所属した私が生まれて初めて 研究したのは、地球形成初期に起きたとされる小天体 の集中的な衝突「後期重爆撃」とその初期地球大陸地 殻への影響についてでした。現在は京都大学助教の 佐々木貴教博士に研究の基礎から教えて頂きながら, 幅広い科学分野に跨ったこの研究テーマに必死に取り 組み、なんとか卒業研究としてまとめることができま した、また、この研究をさらに進め、翌年には査読論 文を初めて執筆しました[2]. この時の苦い思い出と しては、査読論文に見合った内容と文章として研究を まとめることに苦戦している間に、私の研究と似た内 容の, そしてより高水準の論文が, 先に公開されてし まったことです.研究は、決して自己満足で行うもの ではなく、他人に理解され、そして他人よりも早く行 わなければならない、という厳しくも当たり前の現実 を,身をもって知った瞬間でした.

修士課程の後半と博士課程では,主にガス惑星周り の巨大衛星の形成過程について研究しました. 2015 年3月に東工大で開かれた「巨大惑星研究会」[3]に出 席した私は,木星や土星とその衛星系が非常に注目さ れていることを知りました.木星や土星の氷衛星には 地球外生命が存在する可能性があり,加えて近い将来 に木星の衛星系の大きな探査計画(JUICE計画, ESA)があるため,衛星系は今後ますます重要な研究 対象となってゆくらしいのです.そこで,早速その日 の昼食中に東京工業大学の奥住聡准教授に相談したと ころ,新しい惑星形成のメカニズムとして注目されて いる「ペブル集積」をこれらの巨大衛星形成に応用し てみてはどうか,というアイデアを頂きました.これ らの巨大衛星は微惑星ならぬ「微衛星」が集積してで きたと考えられていましたが、ペブル集積を利用した 形成モデルはまだ無かったためです。しかし、調べて みると、そもそもこの微衛星ができる過程についての 研究が存在せず、ペブル集積による衛星形成を検証す るより先にこれを調べる必要があるとわかりました。

そこで,まずこの微衛星形成過程の研究を二年ほどか けて行い,その後にようやくペブル集積による衛星形 成過程を研究しました.微衛星形成研究の結論は,微 惑星形成と同様に微衛星の形成は難しい,というもの で[4],結果的に衛星形成におけるペブル集積の重要 性を示すことができました.また,ペブル集積モデル によって,木星の巨大衛星系の特徴がよく再現できる ことがわかり,先日,その内容の論文が受理されまし た[5].

この一連の衛星形成の研究では、「先に世に出すこ と」の重要性を、以前とは逆に、良い体験として味わ うことができました. 微衛星形成の研究は、行った計 算自体はそれほど複雑ではありませんが、内容の新規 性から論文として出版され、以降の論文に(たまに)引 用されるようになりました. また、ペブル集積を利用 した衛星形成モデルについても、理想化・簡易化され た部分が多いものの、新しいものであったため、価値 ある研究となったと思います. このように、博士課程 において私は、魑魅魍魎が跋扈する研究業界で小人が しぶとく生き抜く術を学んだのでした.

そして、私の大きな幸運の一つは、海外のグループ と研究をする機会を得られたことです。幸いにもDC1 の面接に引っ掛かった私は、学振採用者のみが応募で きる海外派遣制度にも採用され、博士三年の春頃に五 ヶ月間、スイスのベルン大学にて研究する機会を得ま した。受け入れ教員のY. Alibert教授を始めとしたベ ルンの研究グループとの研究生活は、私の価値観を大 きく変えるものでした。すなわち、海外のグループは 基本的に日本のグループと変わらず、日々の研究生活 もよく似ている、ということです、それまで、私は、 海外での研究は日本と全く異なり、(文字通り)遠い世 界のものだと思っていました.しかし、実際は決して そのようなことはなく、私のような一介の日本人学生 でも挑戦できるものだったのです。逆に言えば、これ まで居た井田研究室や東工大の研究環境は世界最高水 準であり、私は非常に恵まれていたことに改めて気付 かされたのでした、そして現在は、この時の縁もあり、 ベルン大学の研究グループにてポスドクをしています. また、ペブル集積による衛星形成の研究は、ペブル集 積の第一人者であるC.W.Ormel博士(清華大学)と共 同で行ったものです. Ormel博士に、二年間にわたっ て幾度となく研究内容の議論や英文の添削までして頂 いたおかげで、私は研究者として成長できたように思 います、そして何より、通用するかはともかく、世界 に飛び出して挑戦するだけの自信を得ることができま した.

こうして私のこれまでを振り返ってみると,非常に 多くの人に助けられて現在の私があることを改めて実 感致します.皆様,大変ありがとうございました.幼 き日の憧憬を忘れることなく,一人前の科学者を目指 して精進して参りますので,今後ともどうぞよろしく お願い申し上げます.

- [1] 井田茂, 2004, NHKブックス 異形の惑星―系外惑 星形成理論から, 日本放送出版協会.
- [2] Shibaike, Y. et al., 2016, Icarus 266, 189.
- [3] 木村淳, 2015, 遊星人 24, 135.
- [4] Shibaike, Y. et al., 2017, The Astrophysical Journal 846, 81.
- [5] Shibaike, Y. et al., 2019, The Astrophysical Journal, 885, 79.

杉浦 圭祐¹ (東京工業大学 地球生命研究所)

皆様,初めまして.現在,東京工業大学地球生命研 究所に所属している杉浦圭祐と申します.私は2019 年3月に名古屋大学理学研究科素粒子宇宙物理学専攻 にて,犬塚修一郎教授と小林浩助教の指導の元,博士 号を取得いたしました.専門は天体衝突現象で,特に 博士論文では小惑星同士の衝突によって形成される小 惑星形状について研究を行いました.現在は地球生命 研究所の玄田英典准教授のもと,小惑星の高速自転に よる形状変形や分化した小惑星への衝突に関する研究 を行っています.本記事はNew Faceということで, 私の研究履歴や研究環境について簡単に紹介していき たいと思います.

私は学部の4年生から博士の3年生までの6年間. 名古屋大学の犬塚修一郎教授が率いるTa研に所属し ていました. Ta研はTheoretical astronomy & astrophysicsの頭文字から名付けられています(ちなみに 名古屋大学理学研究科の多くの研究室の名前はこのよ うに研究内容からつけられていますが、全国的にも珍 しいようです). 名前が示す通りTa研は理論宇宙物理 学に関する話題を広く取り扱っており、広いスケール では星間媒質に関する研究から,星形成に関する研究, 小さなスケールでは惑星形成や小惑星に関する研究ま で行っています。研究室としては規模も大きく、スタ ッフ・学生を合わせると20名を超える大所帯です。 研究室のメンバーはとても活発で盛んに議論を行って おり、そのため毎週開かれる研究室の研究成果報告セ ミナーは毎回3時間を超えるということで有名です. さらに特筆すべきは、スポーツも盛んであるというこ とです.毎週の昼休みには曜日ごとに様々なスポーツ が行われており、特にフットサルは現在でも火曜日と 木曜日の週2で行っていると聞いています。私は球技 は苦手だったので研究室のスポーツには参加していな かったのですが、小学校から大学まで器械体操をやっ ていたので,研究室の特色には馴染んでいたと言って も良いでしょう.

冒頭で少し書いたように、私の今までの研究は固体
 天体の衝突を数値計算で調べることでした。手法こそ
 1. sugiuraks@elsi. jp



今と同じSmoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法を学部の頃から使っていたものの. 最初から固体天 体の衝突計算を行なっていたわけではなく、修士まで は計算コードと手法の開発に時間を費やしていました. 学部の4年生の半年間は3次元のSPH法の計算コード 開発でほとんど使い果たし、実践的な計算は巨大ガス 惑星の潮汐破壊を少し行なっただけで終わってしまい ました、とはいえこの半年間ではツリー法を用いて自 己重力を計算するコードをゼロから組むなどしたため コーディング技術は上がりましたし、この時作成した 計算コードの一部は今でも使用しているため、今思う と重要な半年間でした.修士に入ってから具体的な固 体天体衝突に移ろうとしたものの, 弾性体を扱う SPH 法に特有の数値的な不安定性を見つけてしまい. また それが指導教員である犬塚教授の開発したゴドノフ SPH法によって解決できそうなことを見つけてしま ったため、この数値不安定性を解決する弾性体ゴドノ フSPH法の開発という非常にニッチな研究課題にな ってしまいました.結果としてその数値不安定性の解 決は成功し、また今の計算コードの基礎もだいたい完 成しましたが、科学的な研究成果は修士まではゼロで した.

博士に入ってから,固体小天体の形状を表現できる という固体を扱うSPH法の特色を活かし,衝突によ り形成される小惑星形状を調べる研究を始めました. 様々な小惑星衝突によって形成される小惑星形状を調 べた結果,高速で破壊的な衝突では主に丸い形状と細 長い形状が形成され、低速かつ同じ程度の質量の小惑 星同士の衝突では極めて平たい形状や極めて細長い形 状を含む様々な形状ができることがわかりました。惑 星形成期では主に低速な衝突が起き。一方現在の太陽 系では主に高速で破壊的な衝突が起きます。そのため 平たい小惑星形状は惑星形成期にできやすい、という のが博士研究の主な結論です。この研究成果について は日本天文学会が発行する天文月報にて解説を行なっ ていますので、興味のある方はそちらも参照していた だけると幸いです。またこの研究の応用として、太陽 系外から来たと思われている小天体1I/Oumuamua の極端細長形状を形成する微惑星衝突の条件を明らか にし、1I/ Oumuamuaの起源について議論をした研究 も行いました、こちらの研究成果については遊星人に 解説記事が載る予定ですので、こちらも合わせてご覧 いただければと思います.

さて現在も博士研究員として研究を続けているわけ ですが、博士号を取得し研究職を目指した理由として これと言ったきっかけなどはありません.ただ小学生・ 中学生の頃から惑星の話は比較的好きで、特に理科の 授業で惑星の話をとても面白く聞いていたのは今でも 覚えています.また高校生の頃に宇宙の果てはどうな っているんだろうと考えたりもしていたので、宇宙に 関する興味は昔からあったように思います.そのよう な強くない動機はあるのですが、今研究を続けている 理由はひとえに研究活動が好きであるからだと思いま す.特に自分の作った解析プログラムを使って計算結 果を解析したり、自分の作った計算コードで数値計算 を行ったりなど、実際に手を動かして何かを作り何か を成すことが楽しいと思っています.今後も楽しんで 研究活動を続けていけたらいいなと思います.

現在は相変わらず自分の作った計算コードを使って 研究を続けていますが、少し違った研究テーマに取り 組んでいます.一つは、探査機はやぶさ2が探査を行 った小惑星リュウグウなどのコマ型形状を高速自転に よって形成するための条件を調べる研究です.小惑星 形状という点は変わらないものの、衝突ではなく自転 による形状変化を取り扱っています.もう一つは、ベ スタ由来の隕石の形成に関する研究です.ベスタから 来たと思われているメソシデライトという隕石の形成 説の一つに、ベスタへの巨大衝突で地殻と鉄コアを混 合してメソシデライトを形成するというものがありま すが、そのような衝突が本当に可能なのかについて衝 突数値計算を用い研究を行っています.

今後も小惑星や衝突に限らず,様々な研究を進めて いきたいと考えています.理論宇宙物理学研究室出身 という背景ゆえ,また数値計算の実行と計算結果の解 析を主にやって来たため,惑星科学に関する知識は比 較的乏しいと自分でも感じております.そのため,ど うか今後もご指導ご鞭撻のほどよろしくお願い申し上 げます.

JSPS Information

◇日本惑星科学会第134回運営委員会議事録

◇日本惑星科学会第52回総会議事録

◇日本惑星科学会賛助会員名簿

◇日本惑星科学会主催・共催・協賛・後援の研究会情報

◇日本惑星科学会第134回運営委員会議事録

1. 日本惑星科学会第134回運営委員会議事録

日 時:2019年10月7日(月)19:10-21:00

- 場 所:京都産業大学 神山ホール 3階 第1セミナー室
- 運営委員:
 - 出席15名

中本 泰史,中村 昭子,倉本 圭, 荒川 政彦,奥住 聡,北里 宏平,玄田 英典,小林 浩,佐伯 和人, 竹広 真一,田中 秀和,寺田 直樹,中島 健介,平田 成,諸田 智克

欠席者8名

臼井 寛裕, 関 華奈子, 関根 康人, 田近 英一, 中村 智樹, 薮田 ひかる, 和田 浩二, 渡部 潤一 (委任状:議長5通, 中本会長3通)

オブザーバー:

はしもとじょーじ(学会賞選考委員長) 出村 裕英(2020年秋季講演会組織委員長) 林 祥介(惑星探査コンソーシアムプロジェクト) 保井 みなみ(総務専門委員,書記)

議題・報告事項:

1. 会計第15期下期(2019年度)中間報告(佐伯財務専門委員長)

- ・収入は、例年通りであった.
- ・支出は、遊星人印刷費が3号までで1,404,972円(今年度見込み額は175万円). 事務委託契約が162万で既に イーサイドに支払済み.フロンティアセミナー補助金が20万円、EPS分担金が20万円. 昨年度までとほぼ 同じである.
- ・秋季講演会(京都産業大学)の収支はそれぞれ49万円であり、収支は0円となる(京都産業大学からの補助金の余剰分を返却するため).

2. 会計第16期上期(2020年度)予算案(佐伯財務専門委員長)

- ・収入は2019年度と大きな変更はない.
- ・遊星人印刷費は170万円を掲示する(昨年度は165万円).
- ・探査データ解析実習会及びフロンティアセミナーへの補助金はそれぞれ15万円,20万円である.
- ・秋季講演会(会津大学)の収支はそれぞれ49万円で収支0円で計画している.
- ・EPS誌の分担金は例年通り20万円である.予備費の20万円は必要ない見込みのため、取り消しとなった.
- ・会長裁量経費として, RFI改訂作業補助の学生アルバイトを133,333円(12万円+税天引き分)と掲示したが, 予算の使い道をより明確にするために, 今後名称を変更する予定である.
- ・提案予算は約74万円の赤字(昨年度より13万円赤字減)となった.(運営委員会では上記のように報告したが, 消費税の計算ミスや新項目の足し忘れなどを修正した結果,金額が変更となり,翌日の総会では「提案予 算は約91万円の赤字(昨年度より4万円赤字増)となった.」と報告し,承認を受けた.)
- ・2019年10月より消費税が10%に引き上げられたが、この時点までの支払い分(2019年度分)は全て消費税 8%で支払うことになっている。来年度からは消費税が10%に引き上げられるため、管理費(委託事務関連 費)のサーバ基礎開発費及び管理費(事務局関連)の業務委託費が値上げする予定である。
- ・2019年度予算案及び2020年度予算案に関して、会員種別変更によるシニア会員の増加により、一般会員収入が減るのではないかとの意見が出た。2019年度の決算後に、2020年度予算案の一般会員収入見込額を再検討することになった。

3. 自然災害に伴う会費免除措置等について(佐伯財務専門委員長)

- ・2019年10月1日に学会メーリングリストにてアナウンス済みである.
- ・2020年1月中旬に締切のため、早めの申込をお願いしたい.

4. 入退会について(北里総務専門委員長)

- ・2019年10月4日現在,正会員一般は511名(526名)で2018年度入会が5名,2018年度退会が18名,2019年度入 会が10名,2019年度退会予定が0名である。
- ・正会員学生は96名(83名),シニア会員が19名(0名), 賛助会員数が2(3), 購読会員・法人数が6(12)である.
- ・括弧内は前年同時期の人数である.

5. その他総務からの案件(議長・書記等)(北里総務専門委員長)

・議長に堀安範会員(国立天文台),書記に大村知美会員(名古屋大学)がそれぞれ推薦され,承認された.

6. 遊星人の発行状況報告(和田編集専門委員長,諸田編集専門委員)

- ・書面での報告がなされた.
- ・学会誌「遊星人」は、ほぼつつがなく発行できている.
- ・9月号(Vol.28, No.3)は、製本不具合により再印刷となったため、2週間程度発送が遅れた.
- ・経費削減等の理由により印刷所の変更を検討している.現印刷所との契約書の確認後,早ければVol.29, No.1から変更する可能性がある.
- ・遊星人記事の転載許諾について、行事部会と協議しながら学会刊行物として取り扱い方を議論中である. 詳細は14.を参照のこと.

7. 広報専門委員会の設置について(奥住広報専門委員会設立準備作業部会長)

・第133回運営委員会(2019年5月26日)において、中本会長より、新委員会の設置提案があった.

- ・現在,学会ホームページは情報化専門委員会と総務専門委員会が分担管理をしており,役割分担の見直し を議論するため,総務専門委員会の下に広報専門委員会設立準備作業部会を設置した.
- 広報専門委員会の目的は以下の通りである。
 ①惑星科学会員に向けて、有用な情報を発信・周知する
 ②学会外に向けて、惑星科学会及び会員の活動を発信する
- ・業務は学会webのコンテンツ面の整理及び更新を新しい業務とし、組織表更新や総会・運営委員会の議案
 書・議事録の掲載、学会ニュースレターなどのメール配信、学会声明の作成及び掲載は総務専門委員会から移管する。
- ・メンバーは臼井寛裕運営委員(JAXA),奥住聡運営委員(東工大,委員長),鎌田俊一会員(北大),黒川宏 之会員(東工大),黒澤耕介会員(千葉工大),瀧川晶会員(京大)である.
- ・各専門委員会の業務を参照できる場所をホームページに作るべきであるとの意見があった.内部の情報の 流通をよくするため、専門委員会業務リストの会員ページへの掲載を検討することになった.
- ・他,ホームページに関して個別に要望があれば,適宜,委員会に指摘するよう,委員長から依頼があった.
- ・以上の内容で広報専門委員会の設置案が提案され、承認された.

8. RFI回答文書の改訂について(寺田惑星探査専門委員長)

- ・RFI回答文書への2019年度改訂を行うため、2019年10月6日、ホテルエルシエント京都にて改訂キックオ フ会合が行われ、改訂方針と執筆担当案が決定した。
- ・主査は倉本圭副会長,副査は諸田智克会員,玄田英典会員,亀田真吾会員,笠原慧会員,サポートに惑星 探査専門委員が入ることになった.
- ・11月中旬に作業部会を設置(予定)し、その後、作業部会委員を設置する.
- ・11月中旬にオンライン全体会議,12月中旬にパブリックコメントを募集し,12月末に完成文書を公開する 予定である。
- ・2020年RFI改訂における学生アルバイトの雇用について,2019年度は会長裁量経費より支出していたが, 2020年度は項目を立てて予算計上したい(学会・専門委員会の活動予算として位置づけたい)との要望があ り、2021年度から名称を変更することが提案され、承認された。

9. 惑星探査コンソーシアムプロジェクトについて(荒川将来計画専門委員長,林会員)

- ・学術大型研究「惑星探査コンソーシアムプロジェクト:太陽系における生命生存環境の探求」を今年度(2019 年3月)に日本学術会議に申請し, 2019年5月のJpGUでヒアリングが行われた.
- ・日本学術会議から、学術大型研究計画案に内定したとの連絡があった.
- ・今後,国立天文台でコンソーシアムの事務局を設置し,並木会員を中心に活動を開始するとの報告がなさ れた.

10. 2019年秋季講演会報告(竹広2019年秋季講演会組織委員)

- ・2019年10月7日から9日まで京都産業大学上賀茂キャンパス・神山ホールで行われている.
- ・2019年10月7日時点で参加人数は222名. 正会員一般・シニア会員が104名,正会員学生が51名,非会員が35名, 無料参加(発表なしのM1以下)が32名であった. 京都産業大学理学部の学生さんの参加が多い.
- ・講演数は185件(口頭76件(発表賞7件), ポスター107件(口頭発表付き38件), 研究者賞2件)
- ・会場と運営費用は、京都産業大学からサポートがあり、会場費は無料となった.
- ・今年度の口頭付きポスター発表の発表時間は2分とした.事前スライドの提出はスムーズに完了した.講 演会終了後,webフォームを用意し,アンケートをとる予定である(後日,メーリングリストにて報告する).

- ・保育室の部屋利用が1名あった(保育サービスはなし).
- ・3日目(10月9日)午前の火星セッションにおいて、NHKの撮影取材(サイエンスゼロ)が予定されている.

11. 2020年秋季講演会実施案(平田2020年秋季講演会組織委員)

- ・2020年9月23日(水)から25日(金)に会津大学がLOCとして開催される.委員長は出村裕英会員.
- ・一般講演会を実施する場合は、26日(土)に行う予定である.
- ・講演会会場・懇親会会場はまだ未定であるが、学内を想定し、会津大学講堂(300名収容、飲食不可)を仮 押さえしてある.
- ・会津若松駅からの交通手段が徒歩30分,市内バスがほぼないため,送迎バスを考えている.そのため,バ スチャーター代を30万円計上している.
- ・web係は2020年度大学院修士課程進学者予定者から人選予定であるが,実働開始は2020年4月を予定している.
- ・参加登録費及び懇親会参加費のオンライン決済の導入を検討中である.

12. 日本地球惑星科学連合の報告(中本会長,中村副会長)

- ・田近運営委員(JpGU大会運営担当理事)より,日本地球惑星科学連合に関する報告事項があり,代理で中本会長から報告があった.
- ・代議員選挙を実施中.必ず投票してほしいとのこと.
- ・来年度のJpGUはAGUとのjoint meetingである. 学会固有のセッションも英語での発表を希望するが, 各 学会でお任せする.
- ・「合同大会」から30周年となるので、記念イベントを予定している.
- ・フェロー,三宅賞の推薦をお願いしたい.

13. 最優秀発表賞受賞者の決定(はしもと学会賞選考委員長)

- ・東京工業大学の荒川創太会員を推薦することが提案され、承認された.
- ・今年度は非常にハイレベルであり、選考に苦労した.

14. 刊行物の使用ルール及び秋季講演会要旨集のJST目録について(中島行事部会長)

- ・J-GLOBALの目録への秋季講演会要旨集の情報掲載について,新たにオファーがあった.予稿集(pdf版) を先方が解析して無料で作成してもらえるため、このまま進める方向で、承認された.
- ・編集専門委員会と行事部会とで学会刊行物(遊星人および秋季講演会予稿集)の利用許諾のルールに関して 議論しており、これまでのところ、遊星人に関する現在の内規に倣って原著者の承諾を得ることを原則と しつつ、「例外」として学術雑誌論文などに記事の少数の図を引用する場合などを列挙する方向が議論さ れていることが報告された。
- ・上記に対して,著作権法上の正当な引用については記載の必要があるのか,また,刊行物の著作権が著者 から学会に譲渡されているか,さらに譲渡の有無と利用許諾ルールを整合的にする必要性についてコメン トがなされた.これらを踏まえて今後,メーリングリスト上で意見を聞きつつ具体的に検討していくこと が報告された.

15. その他

・佐伯財務委員会委員長より、イーサイドの今年度の契約更新が終了したことが報告された。年間150万(税 含まず)で期間は2年間である。また、補充契約(2019年4月1日付)としてサーバー基礎開発費(学会サーバ

354

ーの維持更新費用)として、2019年度から30万円/年(2年間)の契約が行われたことが報告された.

- ・中島行事部会長より、2021年度秋季講演会は名古屋大学で開催予定であることが報告された.
- ・中本会長より、2019年9月に開かれた米国National Academiesの次期Decadal Surveyの策定に関する会合に、 日本からJAXA/ISASの藤本正樹副所長が参加されたとの報告がなされた。
- ・中本会長より,はやぶさ2の小惑星近傍運用成功に関する声明を離脱のタイミングに合わせて出すことが 提案され,広報専門委員会を中心に準備することとなった.

以上

◇日本惑星科学会第52回総会議事録

- 日 時:2019年10月8日(火)15:40-16:40
- 場 所:日本惑星科学会2019年秋季講演会会場 京都産業大学神山ホール (〒603-8555 京都市北区上賀茂本山)
- 正 会 員:607名
- 定足数:61名
- 参加人数:113名(開会時)(これに加えて非会員の傍聴者3名)> 113名(議事3.1採択時)>112名(議事3.2採択時) 委任状:49通(議長:47通,渡部潤一会員:1通,佐々木晶会員:1通)

1. 開会宣言

北里総務専門委員長が開会を宣言.

2. 議長団選出

運営委員会からの推薦で議長に堀安範会員,書記に大村知美会員が選出された.

3. 議事

3.1. 第15期上期(2019年度)中間報告

- ・会計報告(佐伯財務専門委員長)
 収入について、会費の支払い済み人数の報告と未払い者への支払い呼びかけが行われた。
 支出の内訳について、遊星人印刷費、事務委託契約費、フロンティアセミナー補助金、EPS分担金の説明がなされた。
- 各種専門委員会報告
 - 特になし
- ・質疑応答及び討論
- 特になし
- ・採択

第15期上期中間報告の採択が行われ、賛成:161(うち出席者112)、反対:0,保留:1により採択された.

3.2. 第15期下期(2020年度)予算案

・説明(佐伯財務専門委員長) 収入・支出ともに2019年度と大きな変更はないこと,支出の赤字増分は消費税増税によることなどが説明 された.

·質疑応答

赤字予算について詳しい説明をして欲しい:

例年と同程度の赤字であり、昨年は秋季講演会で発生した黒字やEPS分担金予備費の取消などで補填された、今年は予備費分の補填はないが、常に学会の口座にあるプール金を減らす意味でも少しずつ赤字を出すことは問題ない。

収入の部で、2019年度の前期繰り越し収支差額とある数字はどうしているのか:

2018年度に確定したものを推測値として用いている.

秋季講演会事業費のバスチャーター代とは何か:

来年の秋季講演会開催地である会津大学は交通の便が悪く,ホテルのある駅前と学会会場を繋ぐために バスをチャーターすることを計画している.

・採択

第15期下期予算案の採択が行われ、賛成:160(うち出席者111)、反対:0,保留:1により採択された.

4. 報告事項

4.1. 自然災害に伴う会費免除措置について(佐伯財務専門委員長)

対象となる会員の条件,10月1日にomlでアナウンス済みであること、申請の締切は2020年1月中旬であ ることなどが説明された.

4.2. 学会賞授賞式:2018年度最優秀研究者賞および2019年度最優秀発表賞

(はしもと学会賞選考委員長)

黒川宏之会員と瀧川晶会員に2018年度最優秀研究者賞, 荒川創太会員に2019年度最優秀発表賞が授与さ れた.

4.3. 2019年秋季講演会の報告(河北2019年秋季講演会組織委員長)

参加人数は272名(10/8 13:00時点), 講演数は185件. 口頭付きポスター発表はスライドを事前提出とし たが, そのことで進行がスムーズであった. 後日Webでアンケートをとる, 3日目午前にNHKの撮影取材 が入ることが報告された.

4.4. 2020年秋季講演会の案内(出村2020年秋季講演会組織委員長)

日程は2020年9月23日(水)から25日(金).一般講演会は、実施する場合は26日(土).会場は会津大学内 などを検討している.交通の便が悪く、ホテルと会場の移動にバスをチャーターすることを計画している. 詳細については春の総会で案内する.

4.5. その他

・新委員会「広報専門委員会」の紹介(奥住聡広報専門委員長)

惑星科学会員及び学会外に向けた情報の発信,また会員への情報の周知を目的として,新たに広報専門委員会が設置されたことが報告された.

・JpGU関係報告(中本泰史会長)

代議員選挙への投票の呼びかけがなされた.

来年のJpGUはAGUとの共同開催.

前身である合同大会から30周年のため記念イベントが検討されている.

三宅賞,連合フェローの候補者の推薦が受付中である.

・RFI回答文書の改訂について(寺田直樹惑星探査専門委員長)

356

2019年改訂のキックオフ会合を10月6日(日)にホテルエルシエント京都で開催し,改訂方針と執筆担当候 補を決定した.

5. 議長団解任

6. 閉会宣言

北里総務専門委員長が閉会を宣言.

以上

◇日本惑星科学会賛助会員名簿

2019年12月1日までに, 賛助会員として本学会にご協力下さった団体は以下の通りです. 社名等を掲載し, 敬意と感謝の意を表します. (五十音順)

Harris Geospatial株式会社 株式会社ナックイメージテクノロジー 株式会社ノビテック

◇日本惑星科学会主催・共催・協賛・後援の研究会情報

(a)場所,(b)主催者,(c)ウェブページ/連絡先など. 転記ミス、原稿作成後に変更等があるかもしれません。各自でご確認ください.

2020/05

5/24-28 JpGU-AGU Joint Meeting 2020 (a)千葉県千葉市 (b) JpGU (c) http://www.jpgu.org/meeting_2020/

編集後記

今年は暑い日が続くなと思っていたら、秋をゆっく りと楽しむ間もなく、冬に向かって急に寒くなった印 象を受けます。そんな天候のせいか今年の紅葉はあま り綺麗ではありませんが、それでも色づいた山陰の 山々の雰囲気は良いものです。先日、紅葉狩りで安来 市の清水寺を訪れたのですが、何とこの寺院の三重塔 (江戸時代の木造建築)は、日本で唯一、最上階まで登 れて外の回廊に出ることができます(要予約)。狭くて 暗い階段を上り切った3階の回廊から見る眺めは素晴 らしく、「塔より全山眺むれば心はすでに浄土の世界」 という拝観券の文言にも納得です。年末に向けた日々 の忙しさを一時忘れ,本号の校正作業がはかどりました.

今号は「ALMA 特集」の第2弾をお送りします. ゲ ストエディターの秋山永治さん・編集委員の関口朋彦 さんのご尽力により充実した誌面になっています. ま た, 今号はNew Facesに3名の方々が執筆してくださ いました. そのうちの2名の方は学位論文の内容を論 文として投稿してもらいました. 学位を取りたての若 い皆さんの活躍に期待してます.

それでは皆さんからの原稿を心よりお待ちしており ます. 今後ともよろしくお願いいたします. (杉山)

編集委員

和田浩二[編集長]

杉山 耕一朗 [編集幹事] 秋山 永治 [特集「ALMAで迫る惑星科学」ゲスト・エディター] 上椙 真之, 岡崎 隆司, 小川 和律, 鎌田 俊一, 木村 勇気, 黒澤 耕介, 小久保 英一郎, 坂谷 尚哉, 関口 朋彦, 瀧川 晶, 田中 秀和, 谷川 享行,長 勇一郎, 成田 憲保, はしもと じょーじ, 濱野 景子, 本田 親寿, 三浦 均, 諸田 智克, 山本 聡, 渡部 潤一

2019年12月25日発行

日本惑星科学会誌 遊・星・人 第28巻 第4号

定価一部 1,890円(送料込・税込)

編集人 和田 浩二(日本惑星科学会編集専門委員会委員長)

印刷所 〒501-0476 岐阜県本巣市海老A&A日本印刷株式会社

発行所 〒105-0012 東京都港区芝大門2-1-16 芝大門MFビルB1階

株式会社イーサイド登録センター内 日本惑星科学会

e-mail : staff@wakusei.jp

TEL:03-6435-8789/FAX:03-6435-8790

(連絡はできる限り電子メールをお使いいただきますようご協力お願いいたします)

本誌に掲載された寄稿等の著作権は日本惑星科学会が所有しています.

複写される方へ

本誌に掲載された著作物を個人的な使用の目的以外で複写したい方は,著作権者から複写等の 行使の依託を受けている次の団体から許諾を受けて下さい.

〒107-0052 東京都港区赤坂 9-6-41 乃木坂ビル 学術著作権協会

TEL: 03-3475-5618/FAX: 03-3475-5619

e-mail : kammori@msh.biglobe.ne.jp

著作物の転載・翻訳のような複写以外の許諾は,直接日本惑星科学会へご連絡下さい.