

遊



日本惑星科学会誌

**Planetary
People** 2
June 2022 vol31 no

星

人

- 惑星形成を直接見たい!
—100pc先にある100 μ mの微粒子—
- 特集「新・惑星形成論」その2
(ペブル集積・ダスト層重力不安定・木星大気)
- リュウグウ帰還試料のキュレーション

日本惑星科学会誌「遊・星・人」投稿規定

日本惑星科学会

1. 投稿可能な記事

- ①学会誌に投稿できる記事内容は、
 - (a) 原著論文：惑星科学に関する研究のオリジナルな報告
 - (b) 解説論文：専門外の人にも分かりやすく解説した研究成果の総説や論説
 - (c) 解説記事：広く会員の関心をひく事柄についての解説
 - (d) 報告記事：学科、研究所、海外機関等の紹介、国内外の研究会の報告、New Face (博士号取得者の自己紹介)、インタビュー記事
 - (e) 情報記事：各種の情報記事
 - (f) エッセイ：上記の形式にとらわれず、惑星科学に関する話題を論じた文章など、広く会員の知的好奇心をみたすもの。
- ②投稿記事の長さについてはとくに制限をもうけない。ただし、標準的には上記 (a)～(c) については6～8ページ(1ページ2000字とし、タイトル、300字程度の概要、図表を含めたページ数)、(d) については4～6ページ、(e)、(f) は1ページとする。

2. 投稿資格者

日本惑星科学会会員及び編集委員会が適当と認めた者。

3. 投稿原稿及びその送付

- ①原則として、投稿原稿はワープロなどにより電子的に作成されたものであること。
また、原稿のファイル形式については「学会誌原稿作成の手引」に従うこと。
- ②投稿に際しては、原稿を日本惑星科学会編集専門委員会委員長宛に送付すること。(連絡先は「学会誌原稿作成の手引」参照。) 送付方法は、E-mail による送付が望ましい。但し、プリントアウトした原稿2部の郵送による送付も可とする。なお郵送された原稿は原則として返却しない。
- ③編集委員会が原稿を受領すれば、その日を受領日として、受領した旨投稿者に通知される。

4. 査読及びその後の取扱い

- ①投稿原稿は編集専門委員長が受領した後、原著論文や解説論文または編集専門委員会が必要と認めた記事については査読者が選定され査読に付される。

- ②査読終了後、査読者の意見を参考に編集専門委員会が掲載の可否を決定する。その際編集専門委員会は投稿者に論文の修正を求められることができる。
- ③査読に付されない記事についても、編集専門委員会が掲載の可否を決定し、必要があれば投稿者に修正を求められることができる。
- ④掲載が決定すれば直ちにその旨投稿者に通知される。
- ⑤編集専門委員会の求める修正が完了した最終稿は、WORD、PDF、テキストファイル、いずれかのファイル形式にて、E-mail などにより編集幹事宛に送付すること。(図表については、「学会誌原稿作成の手引」参照)
- ⑥査読に付された掲載記事については、査読を経た旨記事内に記載される (vol.24, no.3から適用)。

5. 校正

校正は投稿者の責任において行う、また、校正は原則として誤植の訂正に限る。

6. 別刷り

論文の PDF ファイルを提供する。

7. 著作権

投稿された記事の著作権は、会誌に掲載された時点で、著者から日本惑星科学会に移転されるものとする。

8. 倫理規定

学会誌に掲載される全ての記事は、「遊星人の記事掲載にあたっての倫理規定」について原稿投稿時に念書を提出し編集専門委員会に了承されなければならない(念書は投稿原稿送り状に記載)。

9. 投稿料・出版費

原則として無料。

ただし、カラーページの印刷を希望する場合は、著者が印刷費を負担する。なお、著者が希望し、かつ編集委員会が認めたものについては、印刷費用を学会が負担する。カラー印刷の希望が無い場合、カラーの図は白黒印刷される。電子版は費用負担無しでカラーの図を掲載する。

日本惑星科学会誌 遊・星・人

第31巻 第2号

目次

巻頭言 河北 秀世	107
<hr/>	
2020年度最優秀研究者賞受賞記念論文 惑星形成を直接見たい! -100pc先にある100μmの微粒子-	
片岡 章雅	108
<hr/>	
特集「新・惑星形成論」	
ペブル集積と惑星形成	
小林 浩	114
低密度ダストからなるダスト層の重力不安定と微惑星形成	
道越 秀吾, 小久保 英一郎	124
大気から探る惑星形成:原始太陽系円盤の影による木星大気組成の説明	
大野 和正	131
<hr/>	
一番星へ行こう!日本の金星探査機の挑戦 その50 ～金星探査検討RG設立:「あかつき」に続く日本の金星探査～	
今井 正亮, 神山 徹, 安藤 紘基, 佐川 英夫, 佐藤 隆雄, 原田 裕己, その他3名	146
火の鳥「はやぶさ」未来編 その26 ～リュウグウ帰還試料のキュレーション～	
矢田 達, 安部 正真, 岡田 達明, 中藤 亜衣子, 与賀田 佳澄, 宮崎 明子, その他44名	153
惑星ラボからこんにちは! その6 ～大阪大学惑星物質学グループ～	
佐々木 晶, 佐伯 和人, 木村 淳	165
遊星人の海外研究記 その7 ～カナリア諸島にて, 島から島へ～	
巽 瑛理	169
<hr/>	
エッセイ:中学校科学部での模擬火星環境岩石変質実験	
小森 信男	174
2022年度日本惑星科学会秋季講演会のお知らせ	
百瀬 宗武	176
2022年度助成事業2件公募のご案内	
公益財団法人 宇宙科学振興会	179
学位論文タイトル紹介	180
JSPS Information	182

Contents

Preface	H. Kawakita	107
<hr/>		
Witnessing the ongoing planet formation by measuring the dust size in protoplanetary disks	A. Kataoka	108
<hr/>		
Pebble accretion and planet formation	H. Kobayashi	114
Planetesimal formation by gravitational instability in layer of porous dust aggregates	S. Michikoshi, E. Kokubo	124
Exploring planet formation from planetary atmospheres: An explanation for the Jovian atmospheric compositions by protosolar disk shadow	K. Ohno	131
<hr/>		
Road to the first star: Venus orbiter from Japan (50) - Japan's next Venus Exploration Following AKATSUKI -	M. Imai, T. Kouyama, H. Ando, H. Sagawa, T. M. Sato, Y. Harada, and 3 authors	146
Phoenix “Hayabusa”: A tale of the future (26) - Curatorial works on returned Ryugu samples -	T. Yada, M. Abe, T. Okada, A. Nakato, K. Yogata, A. Miyazaki, and 44 authors	153
Hello from planetary labs! (6) - Planetary material science group of Osaka University -	S. Sasaki, K. Saiki, J. Kimura	165
Letter from planetary people working abroad (7) - From island to island at Canary Islands -	E. Tatsumi	169
<hr/>		
Essay: The experiment of rock change in simulated Martian environment at junior high school science club	N. Komori	174
The 2022 Autumn Meeting of the Japanese Society for Planetary Science	M. Momose	176
Announcement of public offering for 2022 grants	Society for Promotion of Space Science	179
Recent theses in planetary sciences		180
JSPS Information		182

巻頭言

私ごとですが、大学院を出て一般企業に就職して5年間、つぎに地方公務員として公開天文台で8年間、そして私立大学に転職して17年間と、徐々に1箇所での勤めが長くなりつつあります。現職着任から5年目には務め先のキャンパス内に神山天文台が設置され天文台長になり、はや12年。6年前には理学部長も兼任するようになり、管理職をダブルでやる羽目になって髪も白くなり、体もガタガタになってきました。しかも、昨年あたりから神山天文台を博物館相当施設に認可してもらえるようにするため、博物館法の勉強もはじめています。新しい仕事が始まると人生に退屈はしなくて良いのですが、自分が現役研究者としてやっていける間にやり遂げたいテーマもあり、時間との闘いです。

さて、そもそも博物館とは、「博物館資料」を収集・保存し、それを調査および研究をし、その結果を展示するという一連の活動を行う施設と博物館法で定義されています。ここで問題なのが「博物館資料」とは何か?ということです。考古・文化財、美術品などは当然として、自然史博物館が展示する植物標本、岩石標本、化石標本や歴史的価値のある望遠鏡・観測機器、写真乾板など、「実体のある物」は良いのですが、電子的に保存された天文観測データの扱いがどうなるのだろうか?ということが、現行の博物館法では明確ではありませんでした。こうした点が、来年度の博物館法改正の焦点となっています。とはいえ、やはり博物館としては「現物」がなければ、わざわざ見にくる価値があると思ってもらえないでしょうし、「現物」主義も大事なところですが、私は彗星を中心に太陽系の起源にかかわる観測研究を進めてきましたので、関連して始原的な隕石のコレクションができればなあ、と思っています。隕石研究者のみなさま、ぜひともいろいろとお助けいただきたいと思いますので、何かとご指導ご鞭撻のほどよろしくお願いいたします。隕石の寄託も、お待ちしております(笑)。

河北 秀世(京都産業大学 神山天文台)

2020年度最優秀研究者賞受賞記念論文 惑星形成を直接見たい! -100pc先にある100 μ mの微粒子-

片岡 章雅¹

2021年12月17日受領, 査読を経て2022年1月7日受理

(要旨) 原始惑星系円盤は、今まさに惑星が形成されている現場を我々に見せてくれる一方、天体までの距離は典型的に100 pc程度であり、その遠さからダストのマイクロ物理を制限するのは簡単ではありません。対して隕石や太陽系内天体は、その近さゆえ様々な角度から惑星形成に制限を与えてくれますが、約46億年前に起こった太陽系形成を今直接見ることはできません。私は、特に原始惑星系円盤の観測を念頭に置きながら、ダスト集合体の数値計算や原始惑星系円盤における観測予測、更にALMAを用いた偏光観測を通して、惑星形成過程の研究を行ってきました。本稿では、これらの私の研究について、その本筋の考え方が伝わるよう紹介したいと思います。

1. はじめに

この度は、日本惑星科学会2021年度最優秀発表賞という栄誉ある賞を受賞することができて、大変光栄に思います。ここまでの研究を支えてくださった方々に、改めて御礼申し上げます。

本稿を執筆するにあたり、遊星人の読者層について考えました。私のように天文学をベースとして惑星形成を研究する方ももちろんいらっしゃるでしょうが、日本惑星科学会には太陽系の天体や隕石を中心とした研究を進めている方もたくさんいらっしゃいます。むしろ、そういう方のほうが多いでしょう。これだけ研究対象が違うにも関わらず、求めたい科学が惑星科学という点で一致しているのが日本惑星科学会の面白いところであり、難しいところだと感じています。このような背景を踏まえ本稿では、惑星形成におけるダストのマイクロ物理について主軸を置き、理論的に何を解き明かしたいのか、そして天文観測においてどこまでがわかりうるのか、そのエッセンスを私の進めてきた研究を中心にお話したいと思います。

せっかくの日本語記事ですので、論文で書けないようなおおよその見積もりや、ざっくりとした考え方

など、日本語解説記事でしかお伝えできないこと書きたいと思っています。その反面、あまりきれいな図も出てこなければ、複雑な式も出しません(簡単な式の引用は許してください)。それらの詳細については出版済みの論文を参照していただけますと幸いです。

2. ダストの合体成長と空隙率

惑星形成は、固体のサイズ成長の過程と捉えることができます。ダストと呼ばれる固体微粒子が、若い原始星の周りに形成される原始惑星系円盤内で付着成長することでサイズを大きくし、最終的に惑星が形成されます。しかし、その過程はそう単純ではなく、多くの成長の壁が知られています(例:ダスト落下問題・衝突破壊問題・跳ね返り問題等)。私の博士課程学生時代の研究では、これらのダスト成長の壁は、ダスト付着成長における空隙率進化を考慮すると、自然と解決されるというものでした。

ダストの合体成長における空隙率進化について、なるべく簡単な言葉とちょっとした見積もりで考えてみましょう。原始惑星系円盤において、初期のダストは、半径サブミクロンサイズの氷粒子だとしましょう。もしかしたらシリケートコア等があるかもしれませんが、ダストの付着力の特性はその表面の物質で

1.国立天文台

aki.kataoka.astro@gmail.com

決まるため、表面が氷であればこの仮定は成立します。そして、付着力を持った弾性体の球体が互いに衝突付着するモデルを考えます[1,2]。さて、原始惑星系円盤内で氷粒子が衝突付着成長すると、まず等サイズ衝突を繰り返すと期待されます。衝突速度は熱運動による衝突のため、低速度衝突です。するとダストは、付着を繰り返しながらBCCAとよばれるフラクタル次元1.9の構造を作ります[3,4]。簡単のためこのフラクタル次元を2とすると、このときダスト集合体の充填率は、質量の-0.5乗に比例します。すなわち、質量が10桁大きくなれば、充填率は5桁下がります。このとき充填率 10^{-5} です。簡単な付着成長を考えると、簡単にダスト集合体がスカスカになることが期待されるわけです。

もちろん、「さすがにそんなスカスカなことはないだろう。何らかの圧縮機構が効くだろう」と直感的に思います。では、ダスト集合体同士の衝突によってスカスカダストは圧縮されるでしょうか。ダスト集合体は、たとえ少量のエネルギーが与えられても、弾性的な振動をしながらエネルギーが散逸するため、その構造を変えません(イメージとしては、わっさわっさ揺れながら、だんだん収まり、元の形に戻る)。しかし、ある一定以上のエネルギーが与えられると、ダスト粒子同士の接触点が増え、全体のダスト集合体の構造が変わります。すなわち、ダスト集合体を圧縮するためには、衝突による運動エネルギーが、何らかのクリティカルなエネルギーを超える必要があります。過去の研究により、このエネルギーは E_{roll} 程度であると見積もられています[5]。これは、接触しているダスト粒子を転がして動かすのに必要なエネルギーです。さて、ここから見積もると、最初サブミクロンサイズだったダストが付着成長し、そのダスト集合体が初めて圧縮されるのは、充填率が 10^{-5} 程度まで下がったときであるとわかりました。更に悪いことに、ダスト集合体は衝突によって圧縮はされるものの、付着時の空隙を潰すのにエネルギーが使われ、充填率が上がらないことがわかりました。あれ、変ですね。これではダスト集合体はスカスカになったままで惑星までたどり着きません。

そこで我々は、衝突エネルギーを用いた動的な圧縮ではなく、外力による静的な圧縮を考えました。まず、ガスの動圧を考えましょう。ダスト集合体はガス

と速度差を持ち、その速度差に起因するガスの動圧による圧縮が考えられます。N体計算により、ダストの圧縮強度は充填率の3乗に比例することを示しました[6]。ガスの動圧は大雑把に言ってガスとダストの速度差に比例します。ガスとダストの速度差は、ダストの大きさが大きくなれば速度差が大きくなりますが、ある程度大きくなったところで最大値を取ります(ストークス数1くらいです)。この最大の速度差のときの圧縮によって達成される充填率が、ガス圧による圧縮で得られる最大の充填率です。計算してみると、おおよそ 10^{-3} から 10^{-4} 程度でした[7]。まだまだスカスカですね。

ダスト集合体自身の重力による静的圧縮はどうでしょうか。自分の重力による力のほうが圧縮強度よりも大きければ、当然天体は潰れ、より小さな充填率を持つようになります。これを見積もってみると、充填率は質量の0.4乗となりました。つまり、質量が大きいところだけで効きます。そこで、どのくらい大きくなればガスの動圧圧縮より効くかを考えてみると、おおよそ質量が 10^{12} gくらいでした[7]。10mくらいの岩と同じ重さです。すなわち、ダスト集合体が非常に重くならないと自己重力圧縮は効かないとわかったわけです。

以上をまとめたのが図1です。ここまでで示したとおり、「考えられる様々な圧縮機構を考えてはみたものの、どうにも成長途中のダスト集合体を圧縮するメカニズムが見つからない」という結論が得られました。更に、スカスカであるため跳ね返りも起こらず[8]、急速成長により中心星落下も回避し[4]、氷ダスト粒子を考慮すれば衝突破壊も回避できる[9]、というかなり良いモデルになっています¹。とはいえ、物質

¹ダスト落下問題の解決について、典型的タイムスケールを見積もってみます。ストークス数1程度の粒子は、コンパクト成長をした場合は成長タイムスケールがダストガス比にのみ依存するのに対し、空隙を伴って成長した場合は成長タイムスケールがダストガス比に(ガスの平均自由行程)/(ダストアグリゲイトの半径)という量がかかります。これは、ガス抵抗がエプスタイン則からストークス則に変化したことに起因します。すなわち、ストークス数1の最も落下しやすい時に、ダスト半径が大きければ大きいほど急速に成長するのです。その一方で、ダスト落下のタイムスケールはストークス数のみで決まっています。適当なモデルを仮定すると、平均自由行程が1m程度に対して本モデルのダスト半径が100m程度となるため、空隙を考慮したダストアグリゲイトは、大幅な成長加速を受け、ダスト落下問題を回避できます。本物理メカニズムについては奥住氏の論文を参照してください。

の充填率が 10^{-3} や 10^{-4} だなんて、正直人間の直感とは反しています。ですが、この結果は、本当に観測事実と反しているのでしょうか。初期はサブミクロンサイズのコンパクトダストなので、星間空間のものと一致しています。また、微惑星サイズであればそれなりに圧縮されています。ちょっと光学特性を計算してみると、中間天体は、少なくともたとえスカスカでも光学特性としてはミリ波の観測を説明できることもわかりました[10]。すなわち、(当時の)観測事実と何ら矛盾していなかったわけです。そうであるなら、原始惑星系円盤にあるダストは、実はほとんどもなくスカスカなダスト集合体なのだろうと期待されます。というわけで、スカスカダスト集合体を観測的に実証したくなってきました。

3. 空隙率の観測的検証

前節で議論したとおり、理論的にはダストは合体成長の過程で空隙を持つことが期待されています。これが観測的に実証(あるいは反証)できれば、それは惑星形成理論に強い制限を加えます。しかし、これまでそのような研究はされてきませんでした。その理由は、そもそも空隙を持つダストとコンパクトなダストは、観測的にほとんど区別できないためです。

図2は、Mie計算によって得られたダストの吸収オパシティを表します[10]。原始惑星系円盤のミリ波

放射は、光学的に薄ければ、この吸収オパシティに比例しています。5本の線は、充填率が $1, 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}$ の5つの場合です。ここで、ダストはどのパラメータセットにおいても充填率とダスト半径をかけたものが1 mmになるようにしています。すると、ダストの吸収オパシティがほとんど一致することがわかります。これは、例えば半径1 mmでコンパクトなダストと、半径1 cmで充填率が0.1のダストや半径10 cmで充填率0.01のダストは、観測的に区別できないことを示しています。この理由は、ダスト単位質量あたりのダストの幾何学的な断面積を考えれば直感的に理解できます。さらに悪いことに、これらのダストはそのダイナミクスを決めるストークス数も同じです(ダスト半径がガスの平均自由行程より長いときはまた別ですが)。すなわち、力学的にも、光学的にもこれらのダストは区別がつかないということを示しています。

「じゃあもう空隙率の実証なんて無理じゃん。」2014年頃はそういう風に思っていました。しかし、研究を進めていると、思っても見なかった手法で観測可能であることがわかってきます。「吸収オパシティの情報だけを使っているからだめなんだ、散乱オパシティの情報も組み合わせればよいのだ」というアイデアです。そうは言っても、普通ミリ波においてダストの散乱なんて効かないじゃないかというのが常識だったのですが、それを打ち破ったのが、次節でお話するミリ波偏光観測です。

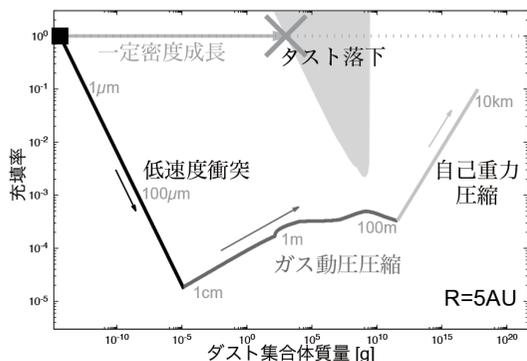


図1: ダスト集合体の密度進化の図。縦軸は充填率。一定密度成長時はダスト落下問題を回避できないが、充填率が低ければ回避できることを示す。[7]の図3と同じパラメータで作成。

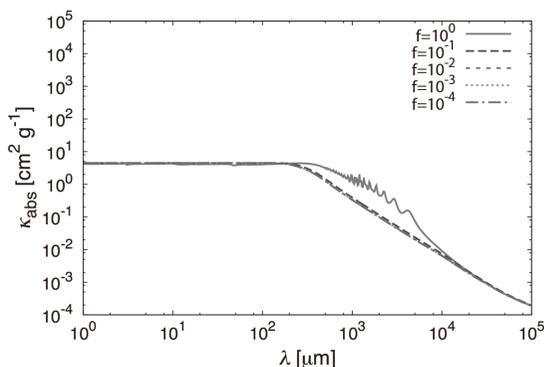


図2: ダスト集合体の吸収オパシティ。充填率fが観測から区別できないことを示す。[10]の図3と同パラメータで作成。

4. ミリ波偏光観測とダスト散乱

図3は、細い線が半径1 μm のダストの吸収・散乱係数を表したものです。波長1mm付近を見ると、散乱オパシティは吸収オパシティに比べて無視できるほど小さいことがわかります。すなわちダストが1 μm 程度であればミリ波においてダスト散乱は無視できます。しかし、これがそうは行かないのが原始惑星系円盤です。原始惑星系円盤では、ダストが付着成長により大きくなっています。例えばダストサイズが100 μm の場合、図の太線で示すとおり、散乱オパシティが吸収オパシティを上回るほど大きくなります。すなわち、ダストが合体成長して大きくなっている原始惑星系円盤では、ダスト散乱は無視できないことが期待されます。

簡単な式で確認して見てみましょう。散乱オパシティは、

$$\kappa_{\text{sca}} = \frac{\pi a^2}{m} Q_{\text{sca}}$$

としたときにダストサイズが小さい時は($x < 1$)

$$Q_{\text{sca}} = \frac{8}{3} x^4 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|$$

と表されます[10,11]。ここで、 a 、 m 、 x 、 Q_{sca} はそれぞれダストの半径、複素屈折率、サイズパラメータ、無次元化した散乱係数を表します。ここで、サイズパ

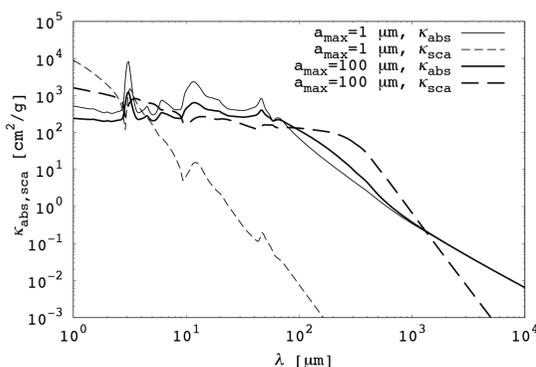


図3: ダスト集合体の吸収と散乱オパシティの比較。ミリ波では散乱が無視できないことを示す。[12]の図1と同パラメータで作成。

ラメータは $x=2\pi a/\lambda$ です。すなわち、散乱オパシティはサイズパラメータ($x=2\pi a/\lambda$)の4乗に比例します。ちょっとダストが小さければ、それだけで散乱は効かない、と理解できます。

さて、散乱が効くとした時、どんな物理現象が期待できるでしょうか。これまでに確認されたのは、ミリ波におけるダスト散乱によるダスト偏光[12]と連続波の減光[13,14]です。どちらも、ALMAによる高感度観測によって検出可能となった現象です。ここでは、ダスト散乱による偏光に着目します。

従来ダスト散乱に起因する偏光は無視できると考えられてきましたが、実際には、輻射場の非等方性からダストの熱放射が別のダストに散乱される「ダスト熱放射の自己散乱」による偏光が見えることがわかりました[12]。ここではそのメカニズムについては深追いせず、代わりに散乱偏光が起こる条件を考えてみます。図4は、点線がアルベドを表しています。アルベドとは、無次元化した散乱の効率です。アルベドは、ダストサイズが小さい時小さい値を取り、ダストサイズが波長と同程度以上のときに大きい値を持ちます。ダスト散乱が起こるためには、この値が大きくないといけません。更に、散乱した光が90度方向に偏光するかどうかを計算したのが図4の実線で示したPです。この量は、アルベドとは逆に小さいダストほど大きく、大きいダストでは効率が悪くなります。すなわち、ダストが散乱され、かつそれが偏光するた

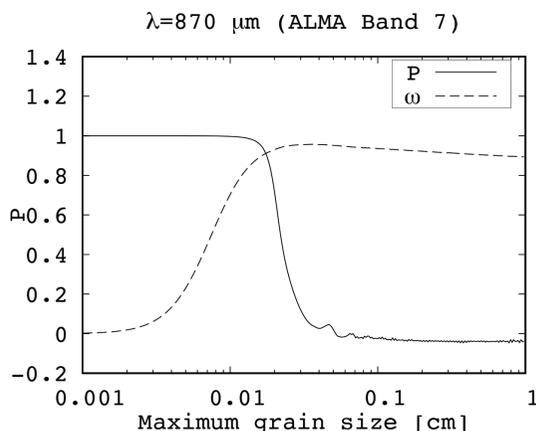


図4: ダストのアルベド ω と一回散乱の偏光度P。ダスト散乱偏光が検出される条件を示す。[12]の図3と同パラメータで作成。

めには、ダストサイズと波長が同程度である必要があります。より細かく言えば、ダスト半径が波長を 2π で割った程度のときにのみ、散乱偏光が検出されません。

これまでのALMA観測から、10を超える原始惑星系円盤から波長0.9 mmにおいて散乱偏光が非常に多く見つかってきました[15-18]。ここから見積もったダスト半径はおおよそ100 μm です。さらに面白いことに、なんと空隙にも制限が付きました。充填率があまりに低すぎると、先に述べた散乱効率の値が小さすぎ、観測を再現できなくなります。結果は、充填率が1や0.1では散乱偏光を説明できるが、0.01以下では全く説明できないというものでした[19]。すなわち、原始惑星系円盤のダストの充填率が 10^{-3} という説は棄却されてしまいました。この大きな結論は変わらないでしょうが、今後の研究で更に詳細に制限を詰めていきたいと思っています。

5. まとめと今後の展望

ここまでの議論をまとめると、ダスト集合体の理論から、原始惑星系円盤の固体は超高空隙ダスト集合体(充填率 10^{-4} 程度)が示唆される一方、原始惑星系円盤の観測は比較的コンパクトなダスト集合体(充填率0.1程度以上)でないといけないとわかりました。これは困りました。こういうとき、もちろん観測は正しく、間違っているのはその解釈か理論です。

さて、この矛盾を解決するにはどうしたらいいでしょうか。少なくともダスト集合体の密度成長理論をもう一度考え直さねばなりません。何か見逃している圧縮過程があるのでしょうか。あるいは、観測されている原始惑星系円盤のダストは、既に重力によって圧縮されたキロメートルサイズ天体の破片、いわゆる二次的ダストなのでしょうか。また、ダスト集合体が比較的コンパクトなのだとしたら、跳ね返り問題も再燃します。その一方で、これらの結果は、隕石で見ついているコンドリユールの大きさや密度とは整合的なのかもしれません。ALMAによる観測も更に進めていく必要があります。今偏光観測が実施されているのは、観測しやすい明るい天体だけです。太陽系に近いような原始惑星系円盤でも状況は同じとは限りません。別の観点からは、ダスト集合体の理論

は、はやぶさ・はやぶさ2やRosetta, OSIRIS-REXのような太陽系内天体の探査衛星による結果との比較が可能となり、これはまたダスト集合体の理論を深めてくれます。今後もこのような研究を進めていきたいと考えています。

私の研究キャリアを少し振り返ってみますと、2013年頃の理論的研究においては、ダスト集合体は非常に低い充填率を持つことが期待されました。2014年に、高空隙ダスト集合体はこれまでの観測では検証できないことを示しつつ、2015年にミリ波の偏光理論を確立しました。2016-2017年には初期のALMA偏光結果を発表し、その後は更にその理論的モデリングに取り組み、その中で高空隙ダスト集合体は観測を説明できないこと、更には、これまで期待されていたより小さなダストサイズであることを発見しました。本稿では紹介できませんでしたが、2018-2021年は共同研究者の方の手を借りつつ、これらの円盤のモデリングから、これらの結果がより確かであることを確認してきました。ここまでの研究は、観測の進展によるフィードバックを常に受けながら進められるという点で大変面白く、また難しい点であると感じています。今後も、天文・太陽系内の観測情報のどちらもうまく利用しながら、惑星形成の理解につながる研究を進めていきたいと思っています。

参考文献

- [1] Dominik, C. and Tielens, A. G. G. M., 1997, ApJ 480, 647.
- [2] Wada, K. et al., 2007, ApJ 661, 320.
- [3] Mukai, T. et al., 1992, A&A 262, 315.
- [4] Okuzumi, S. et al., 2012, ApJ 752, 106.
- [5] Suyama, T. et al., 2008, ApJ 684, 1310.
- [6] Kataoka, A. et al., 2013, A&A 554, A4.
- [7] Kataoka, A. et al., 2013, A&A 557, L4.
- [8] Wada, K. et al., 2011, ApJ 737, 36.
- [9] Wada, K. et al., 2009, ApJ 702, 1490.
- [10] Kataoka, A. et al., 2014, A&A 568, A42.
- [11] Bohren, C. F. and Huffman, D. R., 1983, Absorption and Scattering of Light by Small Particles (New York: Wiley).
- [12] Kataoka, A. et al., 2015, ApJ 809, 78.

惑星形成を直接見たい! -100pc先にある100 μ mの微粒子-／片岡

113

- [13] Liu, H. B., 2019, ApJ 877, L22.
- [14] Zhu, Z. et al., 2019, ApJ 877, L18.
- [15] Kataoka, A. et al., 2016a, ApJ 820, 54.
- [16] Kataoka, A. et al., 2016b, ApJ 831, L12.
- [17] Kataoka, A. et al., 2017, ApJ 844, L5.
- [18] Hull, C. L. H. et al., 2018, ApJ 860, 82.
- [19] Tazaki, R. et al., 2019, ApJ 885, 52.

特集「新・惑星形成論」

ペブル集積と惑星形成

小林 浩¹

2021年12月17日受領, 査読を経て2022年4月13日受理

(要旨) 太陽系において木星は最も重く、他の惑星の形成にも多大な影響をもたらす。本稿では、太陽系の木星のような巨大ガス惑星の形成について主に紹介したい。古典的な惑星形成論では、原始惑星系円盤の中で全ての固体が微惑星になり、その微惑星円盤の中で、微惑星が衝突・合体をくりかえして固体惑星やガス惑星の固体核が形成されたと考えられていた。しかし、固体核形成には時間がかかりすぎるため、ガス惑星が作れないという大問題があった。そこで、近年熱心に議論されているのが、小石(ペブル)集積である。微惑星集積に比べて、小石集積はずっと早いのでガス惑星の形成には有利である。一方で、小石集積では、ほとんどの小石が惑星に集積されずに失われるため、大きな惑星を作るには莫大な小石が必要になる。小石集積は本稿で紹介するように長所や短所もある。そして、小石集積の最近の研究の結果、微惑星や小石に限らずさまざまなサイズの天体が惑星形成には重要であることがわかってきた。

1. 序文

星形成の副産物として星の周りに原始惑星系円盤(本稿では以下、円盤と呼ぶ)が形成される(円盤形成は塚本[1]を参照)。この円盤の中で惑星は形成される。古典的な惑星形成モデル[2]では、まず円盤の中で微惑星が形成される。微惑星は仮想的な天体で明確な定義はないが、彗星(キロメートル大)から典型的な小惑星や外縁天体(100キロメートル大)の大きさの固体天体を想定してもらえると良い。微惑星円盤の中で暴走成長により原始惑星が作られ、原始惑星は残った微惑星を集積し成長する。原始惑星が地球の10倍程度の質量にまで成長すると、固体核となり周囲のガスを急速に集積して木星や土星のような巨大ガス惑星が形成される[3]。太陽系の中で、木星は最も重く「王様」とも言える惑星である(木星の特性については堀[4]を参照)。太陽系形成機構を明らかにする上で、木星形成は最も重要な惑星形成の一つ

である。

この標準モデルで、ガス集積を起こすような重い原始惑星を微惑星集積により形成する時間は、1千万年以上かかると見積もられる。この固体核形成時間は、原始惑星系円盤からガスを集積するために、円盤ガスの寿命よりも短くなければならない。原始惑星系円盤のガスの寿命は、円盤からの赤外線フラックスの減少時間から数百万年と見積もられている[5]。また、重い原始惑星は円盤との相互作用により惑星移動が引き起こされ、移動により中心星に落下する前に固体核は形成されなくてはならない。移動時間は数十万年と見積もられ、非常に短い[6]。つまり、巨大ガス惑星を作るには、固体核形成時間を、微惑星集積で見積もられた時間に比べ100倍ほど短くしなくてはならない(つまり0.01倍ほどの時間にすることであるが著者はこのような表現を好むためご容赦いただきたい)。

微惑星集積の過程については、個々の微惑星を質点として取り扱い、さらに衝突に伴った完全合体を仮定した N 体シミュレーションによって詳細に調べら

1.名古屋大学大学院理学研究科素粒子宇宙物理学専攻
hkobayas@nagoya-u.jp

れてきた[7-9]. 原始惑星が微惑星を集積する集積率は、微惑星の質量と数密度、集積の断面積、そして、原始惑星と微惑星の相対速度の積で与えられるが、 N 体シミュレーションの結果の解析によりこれらがどのように与えられるかが明らかになっている。その結果、次節で述べるように非常に不確定性が小さく微惑星集積の時間を見積もることができる。その後の研究で、原始惑星の大気によるガス抵抗で微惑星の運動エネルギーが減少し原始惑星が捕獲しやすくなる効果により集積断面積が大きくなることなどが微修正されたが[10]、100倍ほども集積時間を短くする効果はなかった。

巨大ガス惑星の固体核形成の困難を解決しようとして提案された仮説が小石(ペブル)集積シナリオである。学会の発表等では「ペブル集積」と記述されることも多く、本稿のタイトルもペブル集積を含むものにした。しかし、意味が理解しやすい日本語の表現が好ましいと考え、以下では小石集積で統一させてもらう。小石という言葉から岩石を想像する読者も多いと思うが、大体メートルサイズ以下の氷天体のことである。また、惑星形成論における小石(ペブル)は天体のサイズでは定義されておらず、第3節で述べるように円盤ガスのガス抵抗により定義されることにもご注意いただきたい。

2010年、OrmelとKlahr[11]は、微惑星よりずっと小さい小石のサイズの天体の原始惑星への集積断面積を調べた。後述する通り、彼らが得た集積断面積は原始惑星の大気の効果で得られる集積断面積と同程度で、特別に集積断面積が大きかったわけではない。しかし、微惑星の代わりに小石を集積して原始惑星を成長させるという新しい概念を広めた功績は大きい。小石を集積するというモデルは、その後の10年間で非常に多くの研究で調べられている。

微惑星集積が見直されるようになってきたもう一つの理由は微惑星形成の機構が不明であったこともある。原始惑星系円盤赤道面に非常に薄いダスト層が形成され、そこで重力不安定が起きて微惑星が形成されたと信じられてきた[12]。しかし、重力不安定を起こすような非常に薄いダスト層の形成が困難である。微惑星形成にはさまざまな研究が行われているが、さまざまな重力不安定に伴う微惑星形成の研究は冨永ら[13]の論文に非常によくまとめられて

いるので参照してほしい(その他の微惑星形成の機構については[14]参照)。微惑星形成が非常に難しい理由の一つが、小石サイズの天体はガス抵抗の効果を強く受け、中心星に向かってらせん軌道を描きながら落下してしまうことである。

一方、微惑星形成には非常に大問題であった小石落下が、原始惑星系円盤の外側で形成された小石を内側に提供する機構となる。小石形成に伴い次々と小石が外側の円盤から提供されることと小石集積の集積断面積が大きいことを併せることで、小石集積による原始惑星成長のシナリオの骨子が出来上がった[15]。その結果、巨大ガス惑星形成の新しい標準モデルとして小石集積が議論されるようになってきたが、小石集積シナリオに内在する問題点も明らかになってきた。

本稿では、第2節において古典的惑星性モデルである微惑星集積について紹介する。そして、第3節において地球程度の質量の原始惑星周りの小石程度のサイズの天体の軌道を示し、小石の原始惑星の集積断面積だけでなく微惑星の集積断面積も紹介して比較する。第4節では、小石集積を考慮したときの巨大ガス惑星の固体核の形成時間を見積もる。第5節では、巨大ガス惑星の固体核形成における小石集積の問題点についてまとめる。第6節では、巨大ガス惑星以外の惑星の形成についても簡単に説明する。そして、第7節では、小石に注目した研究によって広がってきた新たな惑星形成理論の興りについて紹介する。

2. 微惑星集積率

古典的な惑星形成モデルによる巨大ガス惑星の固体核形成の物理過程を説明する。微惑星が暴走成長を起こして原始惑星が形成されるとき、原始惑星質量に応じた一定の軌道間隔を開けて一つずつ原始惑星が形成される。原始惑星は微惑星に比べてずっと大きく、月質量から火星質量の原始惑星が形成される。原始惑星の周りには大量の微惑星が残っているため、原始惑星は微惑星を集積することで、さらに大きく成長していく。原始惑星の微惑星集積率は、原始惑星と微惑星の軌道によって決まる。一方、微惑星と原始惑星の間で衝突を伴わない近接相

相互作用(重力散乱)により、微惑星と原始惑星の両方の軌道は変化していく。例えば90度散乱で見積もられる近接相互作用の断面積は、衝突断面積よりも大きい。そのため、原始惑星の微惑星集積による成長の間に原始惑星と微惑星の軌道は時間進化する。この近接相互作用により、原始惑星と微惑星の間でエネルギー等分配がなされる。その結果、原始惑星の軌道離心率や軌道傾斜角は、微惑星に比べて非常に小さくなる。つまり、原始惑星は赤道面を円軌道に近い軌道で公転すると考えることができる。一方、微惑星間のエネルギー等分配により、微惑星の軌道離心率は、軌道傾斜角の2倍になる。ここで、軌道傾斜角はラジアン単位で考えるように注意してほしい。

微惑星集積率は、微惑星の質量と数密度、衝突断面積、微惑星と原始惑星の相対速度の積から見積もることができる。衝突は、軌道交差する原始惑星と微惑星の間で起き、相対速度は軌道交差する点でのケプラー運動の速度の差で近似的に与えられる。軌道離心率や軌道傾斜角が十分に小さいときには、円軌道の公転速度と離心率の積で相対速度は与えられる。この相対速度に応じて重力フォーカシングを考慮することで衝突断面積が決まる。また、微惑星の面密度 $\Sigma_{\text{固体}}$ が与えられているとき、数密度は鉛直方向の分布により決まる。鉛直方向の分布は軌道傾斜角により与えられる。このようにして決まる微惑星の数密度、相対速度、衝突断面積を用いて、微惑星集積率は求められる。

求められた微惑星集積率は、微惑星離心率の自乗に反比例する。微惑星の離心率は、原始惑星との近接相互作用により上昇し、ガス抵抗によって減少する。このつり合いが離心率を決める。面白いことに、原始惑星のHill半径を軌道長半径で割った無次元Hill半径の関数として微惑星の平均的な軌道は与えられて、微惑星の離心率は無次元Hill半径の数倍程度の大きさになる[8]。

この微惑星集積率は、原始惑星の半径に比例している。原始惑星は月質量よりも重くなると原始惑星系円盤のガスを大気としてまとうようになる。本来、原始惑星と衝突しない微惑星もこの大気を通ずる場合、ガス抵抗を受け運動エネルギーを失い、原始惑星に捕獲されやすくなる。そのため大気により実質の衝突半径は大きくなる[10]。10倍地球質量の原

始惑星に10kmサイズ($\sim 10^{19}$ g)の微惑星が集積する場合、大気を考慮した衝突半径は原始惑星の物理半径の2-3倍程度になる[16]。

このようにして微惑星集積率は求められる。最小質量円盤モデル[2]のような標準的な原始惑星系円盤の固体面密度を微惑星面密度と仮定し、10kmサイズの微惑星集積率を用いて、現在の木星軌道(~ 5 au)での10倍地球質量の原始惑星の形成時間を使って見積もると1千万年以上になる[17]。ここで注意が必要だが、微惑星集積率は微惑星サイズに依存する。微惑星サイズが小さいほどガス抵抗が効くため、微惑星の軌道離心率が小さくなり、原始惑星の衝突半径は大きくなる。また、小さい微惑星ほど、大気の効果により衝突半径が増加しやすくなる。つまり、小さい微惑星の方が重い原始惑星の形成時間は短くなる。微惑星が1kmサイズだと20倍ほど形成時間は短くなるが、それだけでは原始惑星の形成問題の解決することは難しい。そのため、現在の木星軌道で木星の固体核を微惑星集積により形成するには、微惑星の面密度を大きくするなど他の効果が必要である[16]。

3. 小石集積率

第1節で述べた通り、困難のある微惑星集積に対して、最近10年間熱心に研究されてきたのが小石集積である。本節では、小石の原始惑星周りの軌道や集積断面積について説明する。

Ormel & Klahr [11]では、先駆的に原始惑星に対する小石集積率を求めた。小石サイズの天体はガス抵抗力を強く受けるため、微惑星の軌道と異なる軌道になる。Ormel & Klahrは、ガス抵抗力や中心星と原始惑星の重力を考慮して、小石サイズの天体の軌道計算を行い、それをもとに小石集積率を求めた。その結果、集積断面積は小石のガス停止時間と中心星周りの公転の角速度 Ω の積で与えられる無次元停止時間(St , ストークス数とも呼ばれる)の関数として与えられた。

微惑星の場合、 $St \gg 1$ である。一方、惑星形成理論では、 $St < 1$ の天体を小石と呼んでいる。小石のような天体は、ガスの流れに乗って運動している。図1-3では、地球質量程度の質量を持つ原始惑星周りの

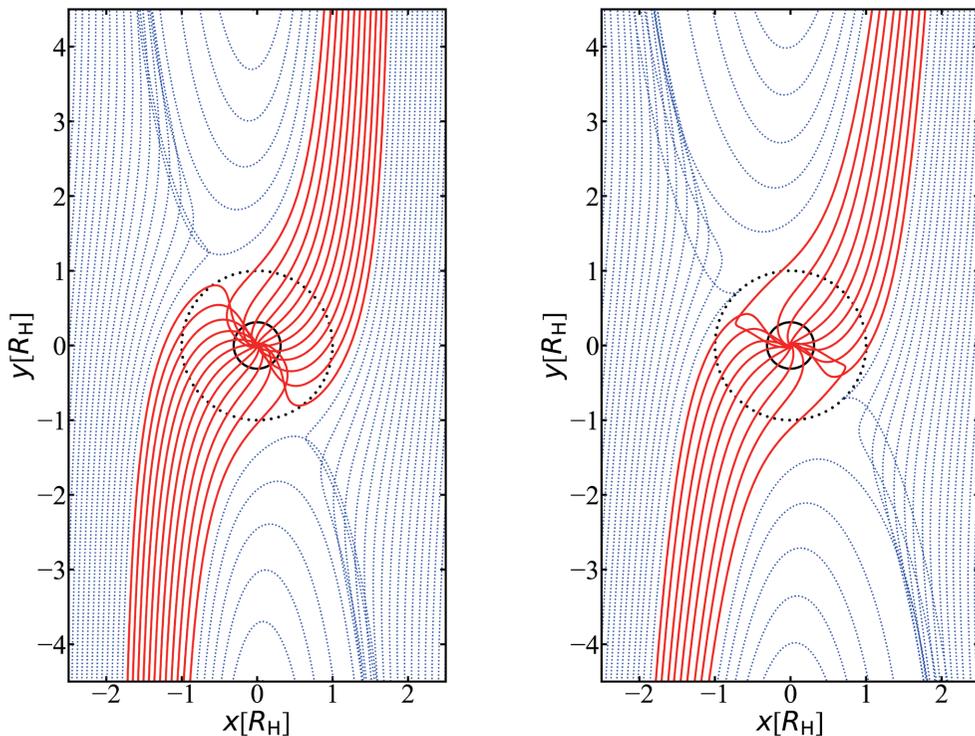


図1: 1.2地球質量で1auを公転する原始惑星の周りの小天体($St=1$)の軌道。公転する惑星を原点に固定し、 x 軸を動径方向 y 軸を公転方向とした座標でのプロットしてある。(赤)実線が原始惑星に衝突する軌道で、(青)点線が衝突せずに通り過ぎる軌道である。左図が原始惑星系円盤の流れをケプラー軌道と仮定したものであり、右図は原始惑星系円盤の流れや密度を流体シミュレーションにより求めたものを使い計算している。原点周りの円は、半径Hill半径(点線)、半径Bondi半径(実線)。この図では、円軌道の原始惑星が原点に静止する系で、 x が負の方向に中心星があり、 y が正の方向に原始惑星が公転している。 $x < 0$ では、小天体は原始惑星より速く公転するため原始惑星に追い抜こうとする。つまり、小天体は y が負の領域から y が正に向かう方向に原始惑星に近づく。一方、 $x > 0$ では、小天体の運動は逆になる。また、 x や y の長さの単位は原始惑星のHill半径(R_H)としている。

$St=1, 0.1, 0.01$ の小石の軌道を示している。それぞれの左側の図がOrmel & Klahrと同様に円盤は円軌道で密度一定とした仮定のもと小石の軌道を導出している。軽い原始惑星(地球質量未満)では、ガス円盤が惑星より遅く公転することによる惑星への向かい風の効果が重要になる。向かい風の効果は小石集積率を低下させるが、詳細は第5節で述べる。

図1に示す $St=1$ の場合、原始惑星の軌道半径と同じような軌道半径を持つ小石は原始惑星に近づく、軌道を曲げられてUターンして遠ざかっていく(馬蹄形軌道)。しかし、原始惑星からHill半径(R_H)程度の距離を小石が通るときに、原始惑星重力によりじわりじわりと惑星の方に軌道がずらされて、原始惑星に集積される。 $St=1$ の時に集積断面積が最も大

きく、Hill球に入ってきた小石はほとんど集積できる(図1)。 St が非常に小さい時はガス抵抗がよく効くため、原始惑星重力により軌道をずらしにくいので大きな集積断面積は期待できない。 St が小さくなるにつれて、原始惑星と衝突できる軌道の幅は狭くなり、原始惑星に近い軌道だけが衝突するようになる。このような軌道計算をもとにOrmel & Klahrは、小石集積率(小石集積により決まる原始惑星の成長率)が $St^{2/3} R_H^2 \Sigma_{\text{固体}} \Omega$ に比例するという公式も導出している。ここで $\Sigma_{\text{固体}}$ は、 St を持つ小石の固体面密度である。

Ormel & Klahrは先駆的な研究だったため、非常に簡単化された設定で集積断面積が求められており、それにより小石集積率は過大評価されること

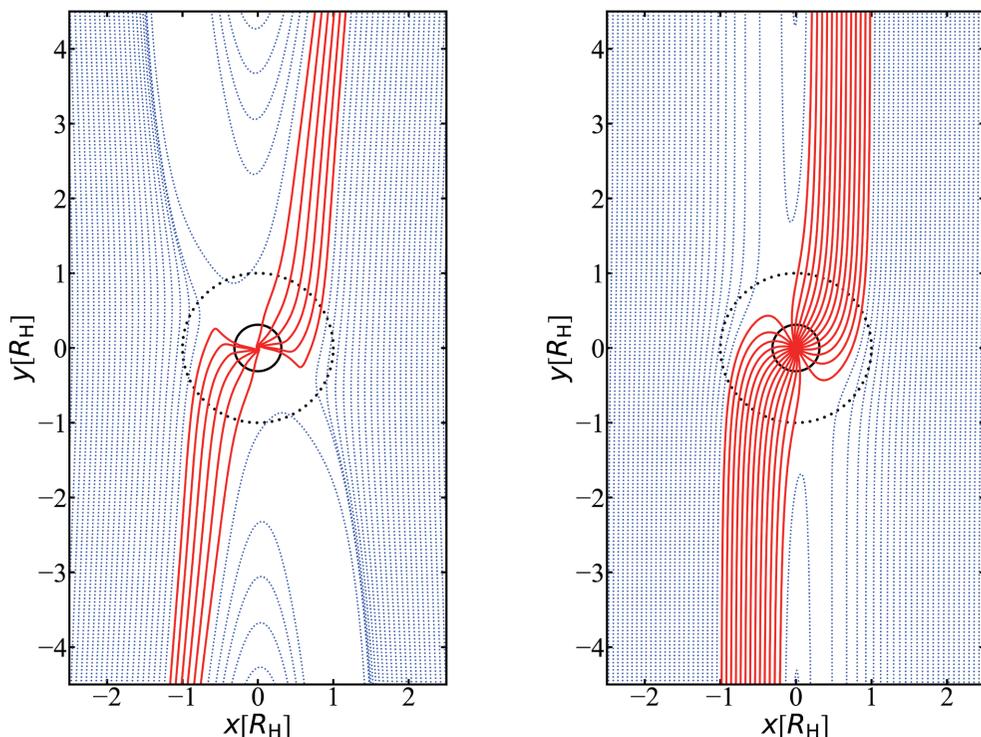


図2: 図1と同様の図だが, $St=0.1$ の小天体の軌道.

になった. ガス抵抗を計算する上で, ガスの流れと密度が重要であるが, 彼らの仮定では密度一定で円軌道のガス流を仮定した. この仮定が小石集積率を求める上で大問題となることを以下で説明する.

Ormel & Klahrの仮定は, $St \sim 1$ 程度ではそれほど悪くないが, St が小さくなってくると良い近似ではなくなってくる. 彼らは, ガスの流れを円軌道と近似したが, 原始惑星の重力を受けて, ガスの流れや密度分布は変化する. 図1-3の右側の図は, 流体計算によって求められた密度と流れを持つ原始惑星系円盤中での小石の軌道を示している. $St \ll 1$ の小石は原始惑星とOrmel & Klahrの近似では原始惑星の軌道付近の小石が集積している. しかし, 円盤ガスも $St \sim 1$ の小石の軌道のように馬蹄形軌道をとるので, 馬蹄形軌道に乗る小石は衝突できない(図2右)[18-20]. また, 原始惑星の周りに大気が形成される[21]. そして, 原始惑星の上空から大気に向かって下降流

が起こり, それにより大気の周りに強い流れが作られる. この大気の周りの強い流れは, 円盤赤道面付近で大気から離れていく流れになり, 集積を阻害する(図3右)[23]. この流れに乗って, 小石は流れていくので, 小さい St では小石集積はほとんどできない[22,24].

本節では, 小石集積について議論してきたが, 集積断面積は St の関数として表されるので, 広い St の範囲に拡張して議論をしたい. $St > 1$ の大きな天体(つまり, 微惑星)の集積断面積は大気による捕獲が重要になる[10]. さまざまな St の天体の集積断面積を調べた結果, 大気による捕獲で決まる集積断面積と小石集積断面積は St の関数として滑らかにつながっていることが明らかになった(図4)[24]. 小石集積断面積は $St \sim 1$ が最大でHill半径程度で決まるようになっていたが, 大気で決まる断面積は $St = 1-100$ が最大で同様にHill半径程度で決まっている. 孤立し

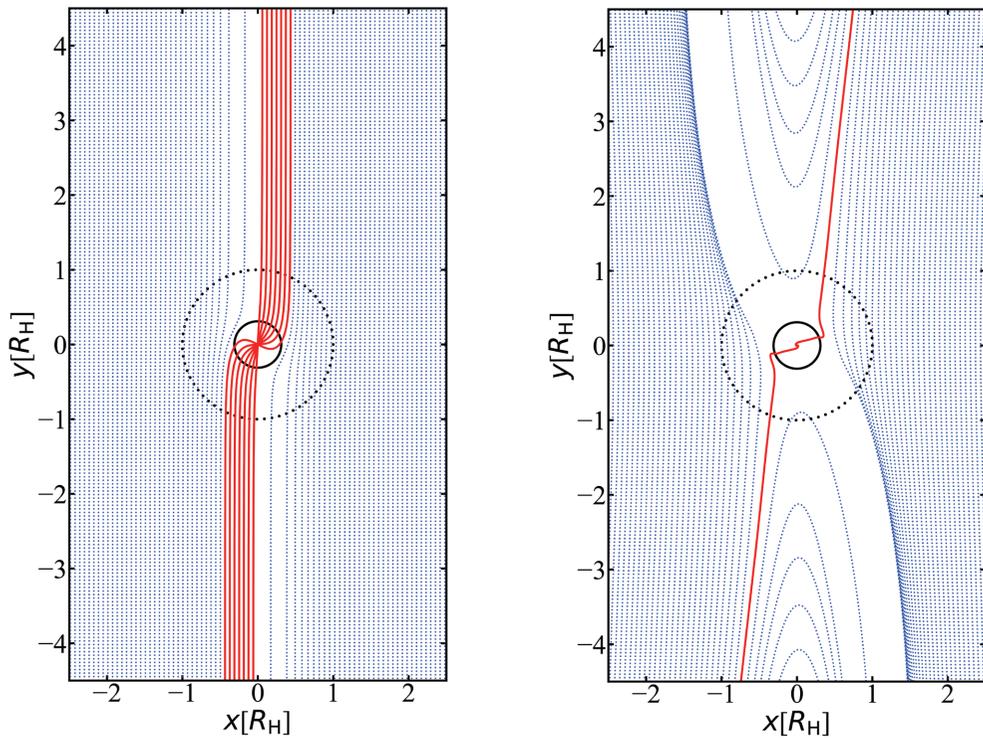


図3: 図1と同様な図だが, $St=0.01$ の小天体の軌道.

て閉じた流線を持つ大気が作られるのは原始惑星周りBondi半径の内側だが[21], 原始惑星重力によってガス密度が上げられる領域はHill半径の内側の領域である[24]. その結果, 小石集積と大気捕獲の集積率の最大値が同程度になる.

4. 小石集積による巨大ガス惑星形成

小石集積を考慮して, ガス集積を開始できるほど重い原始惑星の形成時間を考えてみよう. このモデルの前提として, 地球程度の質量の原始惑星が形成されているとする. そして, その原始惑星が10倍地球質量にまで成長するでしょう.

小石は円盤の外側で形成される. 原始惑星系円盤の中でダストが衝突合体をくり返し成長し小石サイズ($St \sim 0.1$)になると, 衝突成長時間よりもガス抵抗による落下時間の方が短くなり落下する. 原始惑星

系円盤の中では, 中心星に近い方が公転時間は短く, 数密度も多いため, ダストの衝突成長は早く起こる. リング状のダストの成長前線は時間とともに原始惑星系円盤の外側に移動していく. ダストは観測波長と同程度のサイズで最も明るくなるので, ダストが数mmサイズまで成長すると, 電波観測したときに明るくなる. つまり, 原始惑星系円盤の電波観測では, ダスト成長前線の位置にリング構造を作る. 若い原始星(Class0/1天体)周りのリング構造の半径と星の年齢の関係を調べると, ダストが完全衝突合体で成長したというシンプルな成長前線モデルのリングで説明できる[25]. そのため, 外側円盤でダストの衝突合体により成長により小石が形成され, その小石が内側に移動するというモデルで小石の提供率を与えることは円盤観測とも整合的である. 内側に移動しながら惑星軌道を横切る小石の総量($\dot{M}_{\text{小石}}$)は, 固体質量とガス質量の比や円盤の温度の関数で簡単

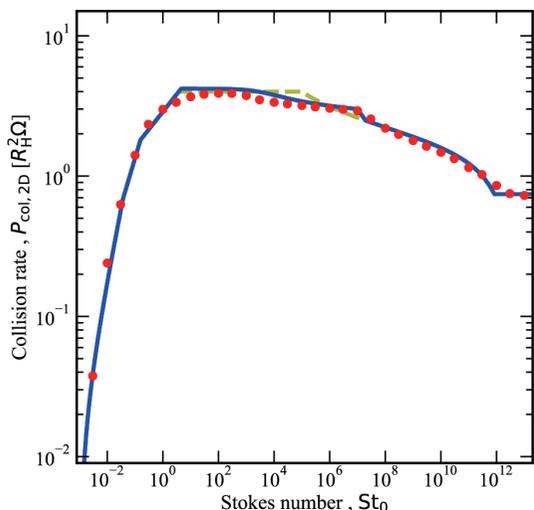


図4: 固体面密度で規格化された集積率($P_{\text{col}} = \dot{M}_{\text{原惑}} / \Sigma_{\text{固体}}$)を St の関数で表した。(赤)点は数値計算により求めた。線は Okamura & Kobayashi [24]により求められた、解析解である。図は、小天体の鉛直方向の分布が小さいときの結果である、鉛直分布が大きい時はOkamura & Kobayashi [24]を参照。(Okamura & Kobayashi [24], Fig. 6)

に与えられ、乱流の強さには依存しない[15]。

小石が、原始惑星の周りまで到達すると、一部が集積される。落ちてきた小石の中で、集積される小石の割合 ϵ は、非常に小さく10%以下である。上述の $\dot{M}_{\text{小石}}$ と ϵ の積で、原始惑星の成長率は与えられる。この式を使い重い原始惑星の成長時間を見積もると、数十万年となる。これは、惑星移動時間と同程度である。そのため、木星のように5auに軌道半径を持つ巨大ガス惑星の形成は、原始惑星が数十auから落下しながら成長するモデルが考えられている[26]。

5. 小石集積モデルの問題点

小石集積は原始惑星が十分に大きくなると効果を発揮しない。まずは、どの程度原始惑星が大きくなると小石集積による成長が期待できないかを見積もってこよう。原始惑星系円盤は原始惑星の公転速度よりも遅い速度で公転しており、原始惑星が受ける向かい風の速度は $v_{\text{向}} = 20\text{--}50\text{ m/s}$ 程度である[27]。小石のようにガスに強く同期した天体は、この向かい風が速すぎると原始惑星との衝突

が阻害される。一方、原始惑星が十分に大きくなると、原始惑星の重力により流れを作るので、向かい風の効果を見捨てるほど小さくする。原始惑星の大気の半径(Bondi半径, R_B)と原始惑星の公転角速度の積で与えられる速度に比べ、向かい風の速度 $v_{\text{向}}$ が小さければ、向かい風の効果は無視できる。Kuwahara & Kurokawa[28]では流体シミュレーションに基づいて数係数も含めた条件式を導出しており、この式を用いて見積もる($R_B \Omega > 4v_{\text{向}}/15$)。また、大気半径は円盤の温度に依存するため、標準モデル[2]による温度を仮定する。5auにおける向かい風が無視できる原始惑星の質量は、

$$M_{\text{原惑}} > 0.8 \left(v_{\text{向}} / 50 \text{ m s}^{-1} \right) M_{\text{地球}}$$

となる。ここで $M_{\text{地球}}$ は地球質量である。つまり、原始惑星が地球質量程度より大きくなれば、小石集積を考える上で原始惑星とガスの相対速度は重要でなくなる。図1で紹介した結果は地球質量程度の原始惑星を考えており、この向かい風の効果は十分に小さいため、無視している。

円盤外側から落下してくる小石は、乱流によって巻き上げられるため、鉛直方向に $\sqrt{\alpha/St} H_g$ 程度の広がりを持つ。ここで、 α は乱流の強さを決める無次元量であり、 H_g は円盤の半分の厚さ(スケールハイト)である。この鉛直方向の広がりが、原始惑星のHill半径よりも大きいと効率的な小石集積は期待できない[30]。Hill半径が十分に大きく小石集積が期待できる条件は、軌道長半径 a の原始惑星に対して、 $M_{\text{原惑}} > 0.6 (H_g/0.1a)^3 (\alpha/10^{-3})^{3/2} (St/0.1)^{-3/2} M_{\text{地球}}$ と与えられる。つまり、地球質量程度の原始惑星にならなくては、効率的な小石集積は期待できない。

つまり、効果的な小石集積が可能になる地球質量程度まで、どうやって原始惑星を大きくするかを考えなくてはならない。もちろん、効率の悪い状態の小石集積による原始惑星成長を考えている研究もあるが、微惑星集積と小石集積を併せて考えている研究もある。微惑星集積を併せた研究では、モデルにもよるが、原始惑星は月質量から地球質量程度までは主に微惑星集積で成長し、それ以後は主に小石集積により成長する[29]。しかし、それだけでは根本的な問題解決にはなっていないことを以下に述べる。

ガス集積を起こすような重い原始惑星を形成する

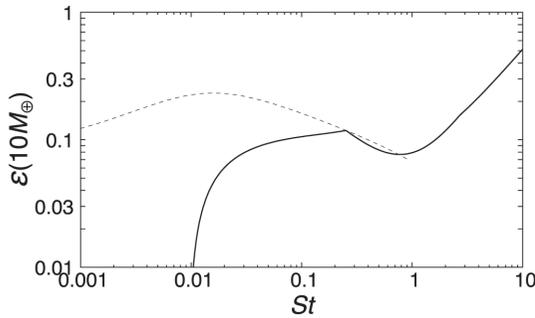


図5: 原始惑星質量が10地球質量の時の集積効率 ϵ と小石の無次元停止時間 St の関係. 実線は現実的なガス流を考慮したOkamura & Kobayashi[24]の公式をもとに描画した. 一方, 破線は円軌道のガス流によるOrmel & Liu [30]の解をもとに描いている. 円盤の条件はKobayashi & Tanaka [17]を参照してほしい.(Kobayashi & Tanaka [17], Fig. 1)

のに, 必要な小石の質量を見積もってみよう. 前節で述べたように, 小石集積による原始惑星の成長率は

$$dM_{\text{原始}}/dt = \epsilon \dot{M}_{\text{小石}} \quad (1)$$

で与えられる. 第4節で述べた通り $\dot{M}_{\text{小石}}$ は円盤外側での小石形成により決まるので, 原始惑星質量に依存しない. 一方, 集積効率 ϵ は, 原始惑星が地球質量以上ではHill半径の自乗に比例しているため, $M_{\text{原始}}^{2/3}$ に比例している[11,24]. この依存性を考慮すると, 式(1)は解析的に積分できる. その結果, $M_{\text{原始}} = 10M_{\text{地球}}$ となるために最低限に必要な小石の総量($M_{\text{総小石}}$)が以下のように得られる.

$$M_{\text{総小石}} = 300 \left[\epsilon(10M_{\text{地球}})/0.1 \right]^{-1} M_{\text{地球}} \quad (2)$$

ここで, 初期の原始惑星は $10M_{\text{地球}}$ よりもずっと小さいと仮定した. また, $\epsilon(10M_{\text{地球}})$ は原始惑星が $10M_{\text{地球}}$ の時の集積効率 ϵ である. 一般的な原始惑星系円盤の固体総量はせいぜい $200M_{\text{地球}}$ 程度である[31]. つまり, 上記の見積もりにより, 集積効率 ϵ が 0.15 よりも小さいと, 一般的な $200M_{\text{地球}}$ 程度の固体を持つ原始惑星円盤で, ガス集積を起こす重い固体核を作ることは難しい.

多くの研究が小石集積効率をOrmel & Klahr [11]か, それを発展させたOrmel & Liu[30]によって与えられた公式を用いて調べている. しかし, これらの研究では原始惑星の周りの流れが入ってい

ないため, 小石集積率 e を過大評価している. 特に, 5au 程度軌道半径で質量 $M_{\text{原始}}$ の原始惑星では, $St < 2 \times 10^{-3} (M_{\text{原始}}/M_{\text{地球}})^{2/3}$ のときに, 大気周りのガス流により小石集積は阻害され, ほとんど集積が起きない[24]. 原始惑星が $10M_{\text{地球}}$ の時の集積効率 e を図5に示した. Ormel & Liu[30]の公式で見積もると, St が小さいときに, e は 0.1 よりも大きくなる. しかし, 彼らが無視した原始惑星周りの流れにより集積効率 e は著しく下げられるため, 実際の e は 0.1 よりもずっと小さくなる. 式(2)で見積もられるように e が 0.1 よりもずっと小さいときは, 必要な固体質量が 300 地球質量よりもずっと大きくなる. つまり, 現実的な原始惑星系円盤中で小石集積を起こしても, 原始惑星の成長中に小石の質量が足りなくなるため巨大ガス惑星の固体核は形成できない. このことから, 小石集積が重い原始惑星の主要機構にはなり得ないと分かる[24].

6. 集積の終焉とさまざまな惑星の形成

微惑星集積では, 微惑星の移動がほとんど起こらないので, 原始惑星は周りの微惑星を食べ尽くすと成長が止まる. 実際に10倍のHill半径程度の幅のリング状領域の微惑星は原始惑星に集積でき, これによって決まる最終的な原始惑星質量は, 孤立質量と呼ばれる[8]. ここで注意が必要だが, 微惑星は全て集積可能として議論しているが, 実際は微惑星同士の衝突により壊されて失われるなどの効果を考えると, 原始惑星の最終質量は孤立質量と異なり, 多くの場合で孤立質量よりも小さくなる[16, 32, 33].

小石集積では第5節で議論したように, 全ての小石が内側に落下し枯渇すると原始惑星の成長は止まる. しかし, 小石が十分に外側円盤から提供されていても, 原始惑星が大きくなり過ぎると集積が止まってしまう. 原始惑星系円盤の中で木星のような重い惑星ができると, 惑星の軌道周りのガスが惑星重力により掻き出されて溝(ギャップ)ができることが知られている. 当然, この溝は小石の落下に影響を及ぼすが, 溝を作るほど重くない原始惑星でも小石は影響を与える. 原始惑星は, 原始惑星系円盤に重力相互作用で「さざなみ」を立てる. 天王星や海王星程度

の原始惑星(地球の20倍程度の質量)は小石の落下を阻止するのに十分な「さざなみ」を立てることが流体シミュレーションから指摘されている[34].「さざなみ」により小石が落ちてこなくなると小石集積が止まる. この原始惑星質量は小石孤立質量と呼ばれる. 小石孤立質量の理論をもとに, 天王星や海王星, そして, スーパーアース(地球の10倍程度の質量で系外惑星)の形成の議論がなされている(荻原[35]の記事も参照).

また, これまでに議論してきた小石の主成分は氷である. 現在は, 地球軌道である1au付近では氷は蒸発してしまうが, 原始惑星系円盤の中ではダストによる遮蔽効果で温度が上がらないため, 地球軌道付近でも蒸発しない[36]. そのため, 原始地球は氷の小石を集積できるが, その結果として現在の地球の含有量を有意に超えてしまうという新たな問題が生じた[37]. 一方, 原始地球の大気温度等を考慮すると氷の小石を集積しない可能性もある[38].

7. 新たな惑星形成モデル

古典的な惑星形成理論では, 原始惑星系円盤中の固体(ダスト)がすべて微惑星になってできた微惑星円盤から, 微惑星集積により惑星形成が起こると考えられてきた. しかし, この古典的な微惑星集積による惑星形成は形成時間がかかりすぎるという困難があった. 本稿で取り扱ったように, 移動する小石の集積を新たに考慮する研究が新たに行われてきた. この取り組みにより, 惑星形成時間が大幅に見直され, 短くなった. 一方, 小石集積だけではさまざまな困難があることも明らかになっている. これらは, 本稿で紹介した. しかし, 古典的な微惑星円盤での惑星形成とは異なる新たな惑星形成モデルが芽生え出している.

上で紹介したように, 小石サイズの天体が直接原始惑星に集積するのは困難があった. しかし, 小石の直接合体成長やガスと小石の相互作用による不安定性により微惑星が形成できる[39-41]. 小石は落下速度が速いのでほとんど惑星の材料にならず浪費されてしまうが, 小石が微惑星になると落下速度は十分に遅くなる. 微惑星集積では集積効率 ϵ が十分に大きくなるため, 材料がなくなる困難が解

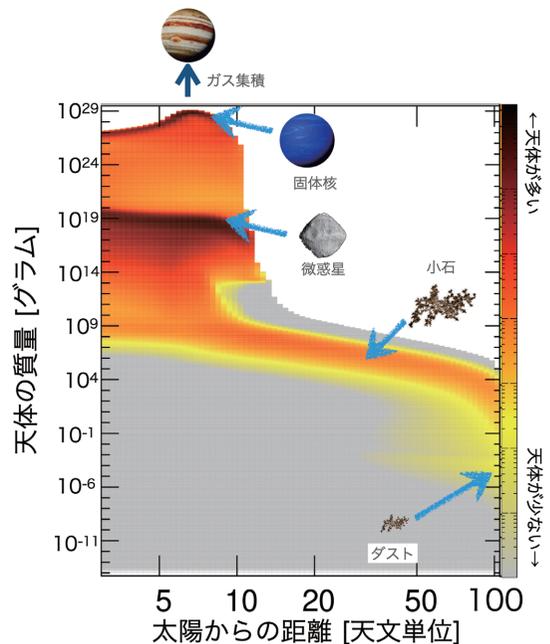


図6: ダストから惑星までの統一シミュレーションによる固体核形成の結果[17]. 約20万年後の天体の質量分布. 6-7au程度で, 10倍の地球質量程度の固体核が作られている. 一方で, 円盤の外側(20au以遠)では, 衝突成長により作られた小石が, 円盤内側に移動している. 一方, 10au以内では小石は微惑星まで衝突成長するため[39], 浪費されることなく固体核に集積する.

消される. 一方で, 第2節で議論したように微惑星集積だけでは固体面密度が少なすぎるため, 巨大ガス惑星の固体核の形成時間が長過ぎる問題があった. しかし, 小石集積のシナリオのように小石が移動してくることで内側に惑星形成の材料を提供し, 移動している小石から微惑星が形成されれば固体面密度が上げられる. これにより, 小石移動と微惑星集積の合わせ技で固体核形成時間の問題が解決できるかもしれない. このような, 外側から移動してきた小石が途中で微惑星になるというシナリオは, 地球型惑星形成にも都合がいいかもしれない. なぜならば, 微惑星になれば小石のように地球軌道まで落下しなくなるので, 小石集積により地球に過剰な水が集積される問題を解決することができるからである.

今後の惑星形成では, 全てのサイズの天体を包括的に取り扱って, 構築していく必要があるだろう. このように考えることで, 惑星形成の時間スケールは一

新される可能性がある。例えば、ダストから惑星まで統一的に取り扱うことで、上記のように円盤外側から内側に移動してきた小石から微惑星が継続的に形成されることで、数十万年程度という超短時間で固体核形成が完了し、木星がつくられる(図6)[17]。惑星形成の「常識」が変わったことで、今後の惑星形成論はどんどん書き換えられていくであろう。

謝辞

本論文の執筆の機会を与えてくれた、特集ゲストエディターの奥住聡氏に感謝したい。また、本稿の図1-3は、岡村達弥氏がOkamura & Kobayashi[24]の結果に加えて、追加計算を行い作成したものである。岡村達弥氏に感謝する。また、本稿執筆時に共同研究者である田中秀和氏から激励をいただいた。このことにも大変感謝している。執筆者は、科学研究補助金(21K03642, 20H04612, 18H05436, 18H05438, 17H01103, 17H01105)による助成を受けている。

参考文献

[1] 塚本裕介, 2022, 遊星人 31, 6.
 [2] Hayashi, C. et al., 1985, *Protostars and Planets II* (Tucson: University of Arizona Press), 1100.
 [3] Mizuno, H., 1980, *PThPh* 64, 544.
 [4] 堀安範, 2022, 遊星人 31, 42.
 [5] Haisch, K.E.J. et al., 2001, *ApJ L* 553, 153.
 [6] Tanaka, H. et al., 2002, *ApJ* 565, 1257.
 [7] Kokubo, E. and Ida, S., 1996, *Icarus* 123, 180.
 [8] Kokubo, E. and Ida, S., 1998, *Icarus* 131, 171.
 [9] Kokubo, E. and Ida, S., 2000, *Icarus* 143, 15.
 [10] Inaba, S. and Ikoma, M., 2003, *A&A* 410, 711.
 [11] Ormel, C. W. and Klahr, H. H., 2010, *A&A* 520, 43.
 [12] Goldreich, P. and Ward, W. R., 1973, *ApJ* 183, 1051.
 [13] 富永遼佑ほか, 2019, 遊星人 28, 172.
 [14] Johansen, A. et al., 2014, in *Protostars and Planets VI* (Tucson: University of Arizona Press), 547.

[15] Lambrechts, M. and Johansen, A., 2014, *A&A* 572, 107.
 [16] Kobayashi, H. et al., 2011, *ApJ* 738, 35.
 [17] Kobayashi, H. and Tanaka, H., 2021, *ApJ* 922, 16.
 [18] Ormel, C.W., 2013, *MNRAS* 428, 3526.
 [19] Popovas, A. et al., 2018, *MNRAS* 479, 5136.
 [20] Popovas, A. et al., 2019, *MNRAS* 482, L107.
 [21] Kurokawa, H. and Tanigawa, T., 2018, *MNRAS* 479, 63.
 [22] Kuwahara, A. and Kurokawa, H., 2020a, *A&A* 633, A81.
 [23] Kuwahara, A. et al., 2019, *A&A* 623, 179.
 [24] Okamura, T. and Kobayashi, H., 2021, *ApJ* 916, 109.
 [25] Ohashi, S. et al., 2021, *ApJ* 907, 80.
 [26] Johansen, A. et al., 2019, *A&A* 622, 202.
 [27] Adachi, I. et al., 1976, *PThPh* 56, 1756.
 [28] Kuwahara, A. and Kurokawa, H., 2020b, *A&A* 643, A21.
 [29] Brügger, N. et al., 2020, *A&A* 640, A21.
 [30] Ormel, C. W. and Liu, B., 2018, *A&A* 615, 178.
 [31] Mulders, G. D. et al., 2021, *ApJ* 920, 66.
 [32] Kobayashi, H. et al., 2010, *Icarus* 209, 836.
 [33] Kobayashi, H. and Tanaka, H., 2018, *ApJ* 862, 127.
 [34] Bitsch, B. et al., 2018, *A&A* 612, A30.
 [35] 萩原正博, 2022, 遊星人 31, 31.
 [36] Oka, A. et al., 2011, *ApJ* 738, 141.
 [37] Sato, T. et al., 2016, *Astron. Astrophys.* 589, A15.
 [38] Johansen, A. et al., 2021, *Sci. Adv.* 7, eabc0444.
 [39] Okuzumi, S. et al., 2012, *ApJ* 821, 82.
 [40] Tominaga, R. et al., 2020, *ApJ* 900, 182.
 [41] Tominaga, R. et al., 2021, *ApJ* 923, 34.

特集「新・惑星形成論」

低密度ダストからなるダスト層の重力不安定と微惑星形成

道越 秀吾¹, 小久保 英一郎²

2021年12月17日受領, 査読を経て2022年2月24日受理

(概要) 微惑星は惑星形成過程の途中で形成される小天体である。その形成過程は解明されておらず様々な説が唱えられているが、その中の1つに、付着成長によって低密度化したダストが急速に成長し、微惑星が形成されるという説がある。この研究では、ダストの付着成長の最終段階におけるダストの運動を調べた。その結果、乱流の強さを表すパラメータである a が 10^{-3} 程度より小さい場合には、ダストの質量が 10^{13} g 程度まで増加すると、ダスト円盤に対する重力不安定条件が満たされることがわかった。重力不安定が発生した場合、短時間で微惑星が形成される可能性がある。

1 はじめに

惑星形成過程の初期の原始惑星系円盤にはサブミクロンサイズ程度の固体微粒子(ダスト)が含まれており、ダスト集積を経て惑星が形成される。この途中でできる数キロメートル程度の天体を微惑星とよぶ。微惑星が形成されると、微惑星間の衝突・合体を繰り返し、原始惑星とよばれる天体が形成される。原始惑星間の大規模衝突を経て地球型惑星が形成されたり、巨大ガス惑星のコアが形成されたと考えられている。しかし、微惑星の形成過程は現在も解明されていない。

古典的には、原始惑星系円盤とよばれるガス円盤に含まれるダストが赤道面に沈殿してできる高密度ダスト層で重力不安定が発生し、微惑星が形成されると考えられていた。しかし、乱流によってダストが巻き上げられるため重力不安定の発生条件が満たされないことが指摘されている [1]。そのため、現在ではストリーミング不安定など別のメカニズムによる微惑星形成が検討されている [2]。

力学的な不安定ではなくダストの付着成長だけに

よる微惑星形成の可能性も指摘されている。付着成長によって、密度が 10^{-5} g cm⁻³ 程度まで低下する。その結果、成長が速くなり、付着成長だけで十分に成長できる [3]。低密度のダストは、質量が 10^{11} g を超えると、自己重力によって圧縮されて密度が上昇する [4]。最終的には $0.1 - 1.0$ g cm⁻³ まで圧縮されて微惑星が形成されると考えられている。

本稿では、この付着成長によってできる低密度のダストの圧縮過程に着目し、この段階におけるダスト円盤の重力不安定の可能性を議論する。この成長段階を詳細に調べ実際に何が発生するのかを明らかにすることは微惑星形成過程を理解する上で重要である。また、もし重力不安定が起きた場合は、そうでない場合と比較して微惑星の質量分布や形成時間に違いが出るはずである。その後の微惑星系の進化を考える上でも形成過程を正確に理解する必要がある。

古典的な議論は、数センチメートルのダストの沈殿に伴う高密度層形成による不安定であった。本稿では、そのような初期段階とは違い 10^{11} g 以上と質量の大きなダスト群の円盤に対する重力不安定を考える。Michikoshi and Kokubo (2016), (2017), Tasuuma et al. (2018) などで本稿で紹介するモデルの詳細が述べられている [5-7]。また、本稿で紹介するモデルの枠組みは一般的であるため

1. 京都女子大学データサイエンス研究所

2. 国立天文台科学研部

michikos@kyoto-wu.ac.jp

大質量ブラックホール周りの惑星形成にも応用されている[8] 本稿では, これらの中でも最も単純なモデルであるMichikoshi and Kokubo (2016) による構成に従い説明をする[5].

2 円盤とダストのモデル

2.1 重力不安定の条件

ダストは十分に大きくなり, 低密度となった状態を想定する. ガスからの抵抗力が無視できるため, ダスト粒子で構成される円盤の重力不安定として考える. その場合の円盤の重力不安定の条件は, Toomre の Q 値という無次元量で表される [9]. 無衝突粒子系における Q 値は

$$Q = \frac{v_x \Omega}{3.36 G \Sigma_d}, \quad (1)$$

である. ここで G は万有引力定数, v_x は, 動径方向のダストの速度分散, Σ_d はダストの面密度, Ω は公転の角速度である. y 軸は公転する方向, z 軸は円盤に対して垂直向きにとる.

軸対称モードに対しては $Q < 1$ が不安定条件であるが, 非軸対称な摂動については $Q > 1$ においても, 密度揺らぎが成長する [10]. しかし, Q 値が大きいほど, その密度揺らぎの成長率が小さくなる. 数値シミュレーションでは, $1 \leq Q \leq 2$ が満たされる場合, 惑星環でみられるような自己重力ウェイク構造が形成されて, 速やかに微惑星に対応する重力で束縛された構造が形成されることがある [11]. 従って, ここでは, $Q \leq Q_{\text{crit}} = 2$ を重力不安定条件としておく.

最小質量円盤モデルなどの密度分布を仮定すれば Σ_d の値が与えられる (2.2 節). また, 原始惑星系円盤内におけるダストの運動に関する素過程を考慮すると v_x が計算される (2.4 節). 以上より, Q を計算し, 不安定であるかどうかを判定することができる. 以下では, 具体的な円盤モデルとダストの速度分散の計算方法を説明する.

2.2 原始惑星系円盤モデル

最小質量円盤モデルを標準モデルとして仮定する

[12]. つまり, 質量 M_* の中心星から距離 a の位置のガスの面密度を

$$\Sigma_g = 1700 f_g (a/\text{au})^{-3/2} \text{g cm}^{-2}, \quad (2)$$

とする. ただし f_g は無次元パラメータで最小質量円盤モデルには 1 が対応する. ダストの面密度はガスの面密度に比例するとして,

$$\Sigma_d = f_d \Sigma_g, \quad (3)$$

とする. f_d はガスに対するダストの質量比で, 雪線より外側の領域を想定し, $f_d = 0.018$ を採用する [12]

2.3 低密度ダスト

ダストのサイズ分布は考えず, 全て同じ大きさとして取り扱う. 質量 m_d , 半径 r_d のダストが, 密度 $\rho_0 = 1 \text{g cm}^{-3}$ で半径 $r_0 = 0.1 \mu\text{m}$ のモノマーで構成されているとする. ダストの形状が球である場合, ダストの平均内部密度は $\rho_{\text{int}} = m_d / (4\pi r_d^3 / 3)$ と定義される.

2.4 ダストの速度分散

ダストの速度分布は等方であると考えて速度分散 $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \simeq 3v_x^2$ と仮定する. 等方であるという仮定は自明ではないが, 非等方性を考慮したより詳細なモデルと比較しても結果は大きく変わらない [6].

ダストの速度分散 v^2 は, さまざまな要因によって変化する. 今回のモデルで考慮したのは

- ダスト間の2体重力相互作用によるランダム速度の増加
 - ダスト間の非弾性衝突によるランダム速度の減少
 - ガスからの抵抗力によるランダム速度の減少と増加
 - 乱流ガスからの重力によるランダム速度の増加
- である. これらを足し合わせて, 速度分散の時間変化に関する方程式は

$$\frac{dv^2}{dt} = \left(\frac{dv^2}{dt} \right)_{\text{grav}} + \left(\frac{dv^2}{dt} \right)_{\text{col}} + \left(\frac{dv^2}{dt} \right)_{\text{gas,drag}} + \left(\frac{dv^2}{dt} \right)_{\text{turb,stir}} + \left(\frac{dv^2}{dt} \right)_{\text{turb,grav}}, \quad (4)$$

のように記述される. 以下, 各項の意味を説明する.

2.4.1 二体相互作用

ダスト間の重力による相互作用によって平均的には速度分散は増加する。その増加のタイムスケールは、およそチャンドラセカールの二体緩和のタイムスケールに等しい [13]。具体的には以下の式

$$\left(\frac{dv^2}{dt}\right)_{\text{grav}} = n_d \pi \left(\frac{2Gm_d}{v_{\text{rel}}^2}\right)^2 v_{\text{rel}} v^2 \log \Lambda, \quad (5)$$

を採用した。ここで、 $v_{\text{rel}} \simeq \sqrt{2}v$ はダストの典型的な相対速度、 $n_d \simeq (\Sigma_d/m_d)/(\sqrt{2\pi}v_z/\Omega)$ はダストの空間個数密度、 $\Lambda = v_{\text{rel}}^2(v_z/\Omega + r_H)/(2Gm_d)$ 、 $r_H = (2m_d/3M_*)^{1/3}a$ はヒル半径である。

ダスト間の衝突では、非弾性衝突によって運動エネルギーが失われて、結果として速度分散は減少する。ダストは衝突の結果、合体して1つになるとすると、速度分散の変化は

$$\left(\frac{dv^2}{dt}\right)_{\text{col}} = -C_{\text{col}} n_d \pi (2r_d)^2 \left(1 + \frac{v_{\text{esc}}^2}{v_{\text{rel}}^2}\right) v_{\text{rel}} v^2, \quad (6)$$

となる。幾何断面積による衝突と重力フォークシングによる衝突率の増加を考慮した式となっている。ここで $v_{\text{esc}} = \sqrt{2Gm_d/r_d}$ はダストの脱出速度、 C_{col} 衝突時の運動エネルギーの変化の割合であり、 $C_{\text{col}} = 1/2$ を採用した [14]。

2.4.2 ガスとの相互作用

ガスからの抵抗力によって、速度分散の減少と増加のどちらの可能性もある。まず、1つ目としてガスの平均的な速度との差によって、速度分散が減少する効果が考えられる。速度分散が減少すると典型的なタイムスケールは、制動時間で決まり¹、

$$\left(\frac{dv^2}{dt}\right)_{\text{gas,drag}} = -\frac{2}{t_s} v^2, \quad (7)$$

と表される。制動時間 t_s は

$$t_s = \frac{2m_d}{\pi C_D r_d^2 \rho_g u}, \quad (8)$$

¹制動時間とは、ダストがガスに対して相対運動している場合、抵抗力によってダストがガスに対して停止するまでの典型的な時間尺度である。

である。 ρ_g は赤道面上のガスの空間密度であり、 $\rho_g = \Sigma_g/(\sqrt{2\pi}c_s/\Omega)$ 、 c_s は音速である。音速は温度 T で決まり $c_s = \sqrt{k_B T/m_g}$ である。 k_B はボルツマン定数、 $m_g = 3.9 \times 10^{-24} \text{ g}$ は平均分子量である。温度 T は $T = T_1(a/\text{au})^{-3/7} \text{ K}$ とし、 $T_1 = 120$ を採用した [15]。 u はガスに対するダストの相対速度の大きさであるが、ガスの圧力勾配を考慮した典型的な相対速度の大きさは $u \simeq \sqrt{v^2 + \eta^2 a^2 \Omega^2}$ である。ここで η は無次元化された圧力勾配であり、 $\eta = -(1/2)[c_s/(a\Omega)]^2 \partial \log(\rho_g c_s^2)/\partial \log a$ である。 C_D は無次元係数であり、平均自由行程長よりも十分に大きなダストでは、レイノルズ数の関数である。特に今回検討する重要なパラメータ領域ではほぼ定数とみなしてよく $C_D = 0.5$ 程度となる。計算に用いた具体的な式は Michikoshi and Kokubo(2016) で詳しく述べている [5]。

ガスからの抵抗力の2つ目の効果は、乱流によって、ランダムな方向の力を受けることによる速度分散の上昇である。その速度分散の変化は乱流の速度分散によって決まっており、

$$\left(\frac{dv^2}{dt}\right)_{\text{turb,stir}} = \frac{2\tau_e v_t^2 \Omega}{S(\tau_e + S)}, \quad (9)$$

と与えられる [16]。 $\tau_e = t_e \Omega$ であり、 $S = \Omega t_s$ はストークス数である²。なお、 τ_e は1を採用した [16, 17]。 v_t は乱流によるランダムな速度成分であり、無次元量 α によって、 $v_t = \sqrt{\alpha} c_s$ で与えられる。

また、3つ目として、磁気回転不安定乱流によるガスの密度場の揺らぎからの重力の作用によって、ダストの速度分散が上昇する効果が考えられる。それは

$$\left(\frac{dv^2}{dt}\right)_{\text{turb,grav}} = C_{\text{turb}} \alpha \left(\frac{\Sigma_g a^2}{M_*}\right)^2 \Omega^3 a^2, \quad (10)$$

と与えられる [18]。ここでは $C_{\text{turb}} = 0.031$ を採用した。

2.4.3 定常解

これらの速度分散の変化の式を、式 (4) に代入す

²ストークス数はガスからの抵抗力の効果を表す無次元量であり、ストークス数が大きいほどガスからの抵抗力の効果が弱い。

ると，速度分散の時間進化を解くことができる．衝突が重要な状況下では速度分散の変化のタイムスケールとダストの質量進化のタイムスケールが近くなるため，厳密には緩和時間を考慮した非平衡効果を検討しなくてはならない．

ダストの衝突による質量進化が効率的な場合，非平衡性は重要になる可能性がある．しかし，非平衡性を考慮した解析を幅広いパラメータにおいて行った結果， Q 値の最小値には最大でも 10% 程度の差しかないことが明らかとなった．よって， Q 値による重力不安定の発生条件を議論する限り，平衡性を仮定しても結果は変わらない [6]．従って，以下では，定常解，つまり式 (4) の右辺を 0 とおくことによって速度分散の定常値を求め，それより Q を計算する．一般に解析解はないため，数値的に解を求めた．

3 重力不安定の発生

3.1 ダストの進化

モデルパラメータは，中心星からの距離 a ，ダストの質量 m_d と密度 ρ_{int} ，最小質量円盤モデルで規格化されたガスの量 f_g ，乱流の強さに対応する α である．その他の量は，2 章で述べた量を用いる．

まずは，標準的なパラメータとして，中心星からの距離 $a = 5 \text{ au}$ ，乱流の強さの $\alpha = 10^{-3}$ ，ガスの量 $f_g = 1$ の場合を考える．残るパラメータは，ダストの質量 m_d と密度 ρ_{int} であるので，この 2 つのパラメータの関数として Q 値を求めてプロットした結果が，図 1 である．幅広いパラメータ領域において， $Q < 2$ が満たされることがわかる．従って，標準的なパラメータにおいては，質量が 10^{18} g 以上まで成長する前に重力不安定条件が満たされる．

付着成長の最終段階における自己重力によるダストの圧縮過程が調べられており，質量を与えた時に実現される密度が求められている [4]．この自己重力による静的圧縮における質量・密度関係の進化を図 1 に合わせてプロットした．この圧縮による進化過程はモノマーサイズや密度，転がりエネルギーなどで決まる [4]．質量が増加するに連れて圧縮されて密度が高まっていくため，この線の左下から右

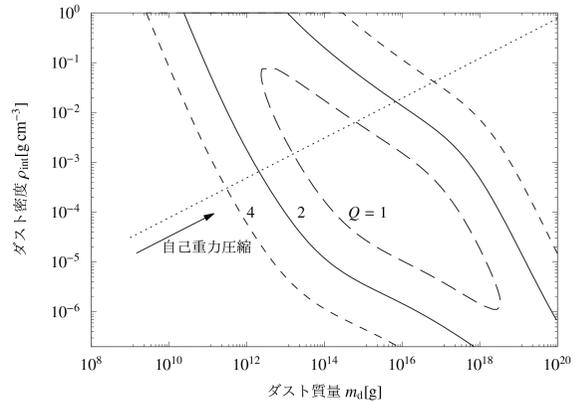


図1: $a = 5 \text{ au}$, $\alpha = 10^{-3}$, 最小円盤質量モデル ($f_g = 1$) におけるダスト質量 m_d とダスト密度 ρ_{int} で決まる Q 値. $Q = 1, 2, 4$ をそれぞれ示している. 矢印と点線では，自己重力による静的圧縮によるダストの質量・密度の進化を示している [4]．

上に進化していく．モノマーサイズ $0.1 \mu\text{m}$ とした標準的なパラメータでは， $Q < 1$ となるため，軸対称モードに対しても不安定となる．

3.2 重力不安定条件が満たされる円盤のパラメータ

3.1 節では，標準的なパラメータにおいて，重力不安定条件が満たされることを議論した．ここでは，パラメータに対する依存性を議論する．

まず，図 2 は，乱流の強さに相当する α を変えた場合での重力不安定の領域 $Q = 2$ を図示したものである．乱流が強い $\alpha = 10^{-2}$ の場合は，重力不安定の領域が狭く，静的な重力収縮による進化では，重力不安定条件が満たされない．この場合は，重力不安定が発生することなく，微惑星が形成される．一方で $\alpha = 10^{-3}$ では，重力不安定領域が広くなり，重力不安定が発生することがわかる．乱流は，主に粒子のランダム速度の増加に寄与する．従って， α が大きい場合は，安定化に働くため，重力不安定が発生しにくくなる．

次に図 3 は，円盤の最小質量円盤モデルに対する相対的な質量を表す f_g を変えた場合での重力不安定の発生するダストのパラメータ領域を図示したものである． f_g が大きくなるほど，重力不安定領域が広くなり，重力不安定がより発生しやすくなる傾向である．

実際に重力不安定が発生するかどうかは，これら

のパラメータの兼ね合いによって決まる。図4に、乱流の強さ α とガスの質量 f_g が与えられた時、ダストの質量・密度が静的圧縮によって進化した場合、重力不安定の条件が満たされるかどうかを示した。乱流が弱く円盤の質量が大きいほど重力不安定が発生しやすいことがわかる。最小質量円盤モデルにおいては、 $\alpha \leq 7 \times 10^{-3}$ であれば、重力不安定条件が満たされる。

ダストの質量・密度の変化はモノマーサイズなどのパラメータに依存する [4]。従って、厳密に言えば重力不安定が発生するかどうかの条件もこれらに依存する。ところが、図1の場合では、 $Q < 2$ となる領域が、 $10^{-6} \text{ g cm}^{-3}$ 以下から 1 g cm^{-3} 以上の範囲まで横切るように広がる。このような場合は、質量・密度がどのように変化をしても、質量が増加すれば、必ず $Q < 2$ が満たされる。つまり、モノマーの性質には依存しない。

このように $Q < 2$ となる領域が広範囲に広がる条件を、速度分散を決定する方程式の近似解を求めることによって、求めることができる。

それは、乱流強度 α が、円盤のパラメータで決まる臨界値 α_{cr} 未満であるという条件

$$\alpha < \alpha_{\text{cr}} = 4.70 \times 10^2 \frac{C_{\text{col}} Q_{\text{crit}}^2 a^2 \Sigma_{\text{d}}^3}{\sqrt{C_{\text{turb}} \tau_e C_{\text{D}} \eta M_* \Sigma_{\text{g}}^2}}, \quad (11)$$

で表される。実際の円盤モデルを用いて書き換えると

$$\alpha_{\text{cr}} = 1.38 \times 10^{-2} \tau_e^{-1/2} f_g \left(\frac{f_{\text{d}}}{0.018} \right)^3 \left(\frac{T_1}{120} \right)^{-1} \times \left(\frac{C_{\text{turb}}}{3.1 \times 10^{-2}} \right)^{-1/2} \left(\frac{Q_{\text{crit}}}{2} \right)^2 \left(\frac{a}{5 \text{ au}} \right)^{-1/14},$$

となる。結果は図に合わせて書いているが、2倍程度の誤差以内で概ね数値計算の結果と一致している。導出や近似の適応可能範囲の詳しい議論は、Mihchikoshi and Kokubo (2016), (2017) で述べてある [5, 6]。

4 重力不安定後の進化

4.1 重力不安定の発生

ここまでは、重力不安定の条件が満たされるかど

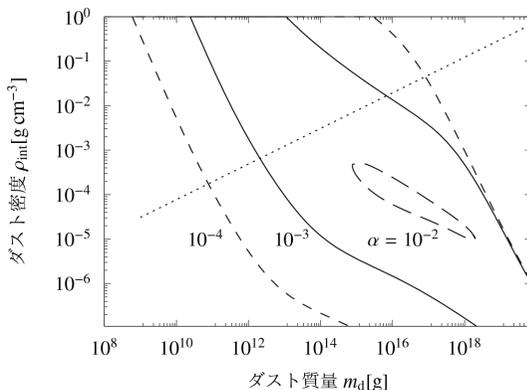


図2: 乱流の強さを $\alpha = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}$ と変えてそれぞれ $Q = 2$ となる領域をダスト質量 m_{d} とダスト密度 ρ_{int} をパラメータとして表示した。その他のパラメータは標準モデルと同じ $a = 5 \text{ au}$, $f_g = 1$ である。

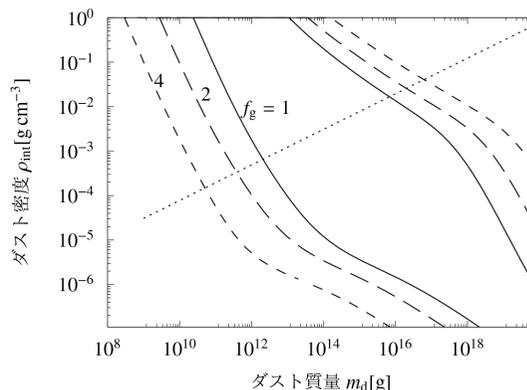


図3: 規格化されたガスの質量を $f_g = 1, 2, 4$ と変えて、それぞれ $Q = 2$ となる領域を、ダスト質量 m_{d} とダスト密度 ρ_{int} をパラメータとして表示した。その他のパラメータは標準モデルと同じ $a = 5 \text{ au}$, $\alpha = 10^{-3}$ である。

うかのみを議論したが、以下では、その条件の妥当性とその後の進化について述べる。線形安定性解析では $Q < 1$ は軸対称モードが不安定である。また、 $1 \leq Q \leq 2$ では、スイング増幅によって構造形成が引き起こされる。スイング増幅とは、スパイラルアームのような公転方向波数が0ではない構造に対して発生する、重力不安定と関連する現象である。 N 体シミュレーションや解析モデルなどでその性質が詳細に調べられており、差動回転による構造の回転とエピサイクル振動数が近い場合、密度が動的タイムスケールで増加する [19]。初期の安定状態か

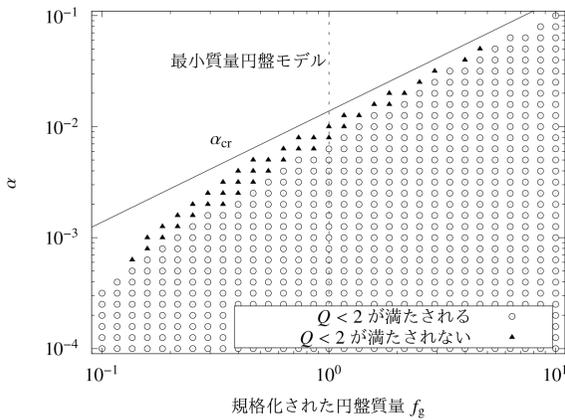


図4: 重力不安定条件が満たされるパラメータ領域を規格化されたガスの量 f_g と乱流の強さ α で示した。三角で示したパラメータは、重力不安定条件を満たすパラメータ領域が存在するが、質量・密度の進化を考慮すると条件 $Q < 2$ が満たされないケース。円で示したパラメータは、質量・密度の進化を考慮しても不安定条件 $Q < 2$ が満たされるケースである。

ら徐々に Q が減少していくことを考えると $Q < 1$ を満たすよりも先に $1 \leq Q \leq 2$ が満たされる、つまりスイング増幅が先に発生するだろう。

無衝突粒子系におけるシミュレーションでは、 $1 \leq Q \leq 2$ が満たされると、スイング増幅により非定常な生成・消失を繰り返す渦状腕を形成するが、重力的に束縛された構造は形成されない。しかし、衝突を考慮した N 体シミュレーションでは、最終的に重力的に束縛された構造、つまり微惑星ができることもある[11]。よって、微惑星が形成されるためには、重力不安定の条件 $Q \leq 2$ に加えてなんらかの物理的条件が加われば、微惑星が形成される可能性が考えられるが、现阶段では明らかではない。

もし、 $1 \leq Q \leq 2$ においてスイング増幅による構造形成が起きるものの微惑星が形成されない場合は、より条件の厳しい $Q < 1$ を考慮の必要がある可能性がある。この場合は、式(11)に示すように、臨界的 α は Q_{crit}^2 に比例するため、 α はさらに1/4倍小さい必要がある。標準的パラメータで言えば $\alpha \leq 2 \times 10^{-3}$ であれば、 $Q < 1$ の意味で重力不安定になる。

4.2 重力不安定で形成される微惑星

重力不安定が発生しなくてもダストの質量の増加

に伴い自己重力による静的圧縮が起きるため、最終的には密度が十分に高い微惑星が形成されるものと考えられる[4]。重力不安定が発生した場合の惑星形成の進化過程への影響としては、そのタイムスケールと微惑星の初期質量が考えられる。

重力不安定が発生した場合の進化タイムスケールは、円盤系の動的タイムスケール、すなわちケプラー時間程度で進む。これは、通常の合体成長のタイムスケールと比べて何桁も速い[5, 6]。

また、重力不安定で形成される構造の質量は、重力不安定波長 λ_{cr} で決まる質量程度であると予想される。つまり

$$m_{\text{pl}} \simeq \lambda_{\text{cr}}^2 \Sigma_{\text{d}} = 1.42 \times 10^{21} f_{\text{g}}^3 \left(\frac{f_{\text{d}}}{0.018} \right)^3 \left(\frac{a}{5 \text{ au}} \right)^{3/2} \text{ g}, \quad (12)$$

である。微惑星形成後は、重力相互作用する微惑星系の成長する段階となるが、その後の進化の初期条件となる質量が決められる。

5 おわりに

本稿では、ダストの合体成長の最終段階において発生する可能性があるダスト円盤の重力不安定について紹介した。付着成長のみでダスト質量が増加した場合、最終段階では自己重力による静的圧縮の段階に入る。この時、広いパラメータ領域で重力不安定の指標である Q が十分に小さくなり、重力不安定が発生することがわかった。最小質量円盤モデルにおいては、乱流強度に対応する α が 7×10^{-3} 以下であれば重力不安定条件が満たされる。この乱流強度の臨界値は、円盤の質量に比例して大きくなる。つまり、円盤質量が最小質量円盤モデルよりも大きい場合は、より重力不安定が発生しやすいといえる。重力不安定によって微惑星が形成される場合は、その形成時間は短くケプラー時間の数倍程度であり、微惑星の質量は重力不安定波長で決まるものと考えられる。

今回紹介したモデルは単純なモデルであったが、速度分散の非定常性や非等方速度分布を考慮して、より一般の円盤モデルに拡張した検証はすでに行っている[6]。その結果、今回考えたモデルでも大部分のパラメータ領域において良い取り扱いであるこ

とがわかっている。また、今回示した結果は、雪線より外側の領域、つまり氷ダストの領域を対象にしてパラメータを検討した。一方で、雪線より内側のシリケートダストの領域についても、同様の議論によって、乱流の強さやダストガス比によっては、重力不安定が可能なパラメータが存在することもわかっている [7]。

最後に今後の展望と課題を述べる。まず 4.1 節で述べたように、重力不安定条件のより詳細な検証が必要である。 $Q < 2$ が満たされる場合、スイング増幅によってなんらかの構造はできると考えられるが、重力的に束縛された微惑星が直ちにできるかどうかは検討する必要があるだろう。また、粒子の合体成長・破壊などを考慮した粒子のサイズ分布との共進化、ダストの質量分布の空間的移動の効果などといった他の物理プロセスとの相互作用などは、今回の研究では取り扱ってはいない。

また、重力不安定を経由せずに形成された場合の微惑星との性質の違いや、彗星や小惑星の観測・実験的研究から示唆される性質との比較を行う必要がある。例えば、今回の解析では、一様なダストアグリゲートから微惑星が形成され则认为した。しかし、最近の観測によって彗星は階層的な内部構造をもつことが示唆されている [20]。重力不安定で形成される微惑星がこれらと適合するか、重力不安定後の形成過程のシミュレーションなどで検証していく必要がある。

参考文献

[1] Sekiya, M., 1998, *Icarus* 133, 298.
 [2] Johansen, A. et al., 2007, *Nature* 448, 1022.
 [3] Okuzumi, S. et al., 2012, *ApJ* 752, 106.
 [4] Kataoka, A. et al., 2013, *A&A* 557, L4.
 [5] Michikoshi, S. and Kokubo, E., 2016, *ApJL* 825, L28.
 [6] Michikoshi, S. and Kokubo, E., 2017, *ApJ* 842, 61.
 [7] Tatsuuma, M. et al., 2018, *ApJ* 855, 57.
 [8] Wada, K. et al., 2019, *ApJ* 886, 107.
 [9] Toomre, A., 1964, *ApJ* 139, 1217.
 [10] Julian, W. H. and Toomre, A., 1966, *ApJ* 146,

810.

[11] Michikoshi, S. et al., 2007, *ApJ* 657, 521.
 [12] Hayashi, C., 1981, *Progress of Theoretical Physics Supplement* 70, 35.
 [13] Ida, S., 1990, *Icarus* 88, 129.
 [14] Inaba, S. et al., 2001, *Icarus* 149, 235.
 [15] Chiang, E. and Youdin, A. N., 2010, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 38, 493.
 [16] Youdin, A. N., 2011, *ApJ* 731, 99.
 [17] Michikoshi, S. et al., 2012, *ApJ* 746, 35.
 [18] Okuzumi, S. and Ormel, C. W., 2013, *ApJ* 771, 43.
 [19] Michikoshi, S. and Kokubo, E., 2016, *ApJ* 823, 121.
 [20] O'Rourke, L. et al., 2020, *Nature* 586, 697.

特集「新・惑星形成論」

大気から探る惑星形成：原始太陽系円盤の影による木星大気組成の説明

大野 和正¹

2021年12月15日受領, 査読を経て2022年2月24日受理

(要旨) 惑星の大気組成は、惑星が原始惑星系円盤のどこでどのように形成されたのかを探る重要な手がかりである。半世紀に渡る惑星探査は様々な太陽系内惑星大気の物理・化学的性質を明らかにし、近年ではトランジット分光観測や直接撮像観測の発展により系外惑星の大気組成に関しても詳細が分かるようになってきた。特に系外惑星大気への理解は、2021年12月に打上げられたJWSTによって今後劇的に進展することが期待される。このような背景のもと、惑星形成過程と惑星大気組成を関連づける理論的整備を行う重要性は極めて高い。本稿では、惑星形成過程と大気組成をいかに結びつけるかに関して現状の理解を概説した後、木星の形成過程・場所を大気組成の観点から議論する。特に、近年筆者らが提唱する「木星大気組成は、原始太陽系円盤の構造に付随する“影”が円盤の温度・化学構造を従来の理解と大きく異なるものへと変えていたことを反映している」という新説に関して詳細に紹介する。

1. はじめに

地球や木星といった惑星の形成・進化過程を解明することは、惑星科学および天文学における大目標の1つである。これを達成する上で、惑星の物理・化学的特徴を知ることは必要不可欠である。太陽系内ではボイジャー2号による太陽系巨大惑星の大回遊、カッシーニ探査機による土星系の探査、JUNO探査機による木星重力場測定など数多くの惑星探査が行われてきた。太陽系外に目を向けると、ケプラー宇宙望遠鏡などによって5000個を超える太陽系外惑星が現在までに発見されており(2022年4月、NASA Exoplanet Archiveを参照)、近年では発見のみならず質量・半径・軌道要素・化学組成の観測的制約といった惑星の特徴付けも盛んに行われている。

惑星の形成・進化過程を探る上で、惑星大気は貴重な情報源となる。惑星大気は、原始惑星系円盤中のガスの捕獲や固体物質の蒸発および脱ガス等によって形成される。大気形成過程は、原始惑星が木

星のようなガス惑星となるか地球や海王星のような固体惑星となるかを運命づけ、現在の系外惑星分布を大きく左右する。系外惑星分布には1.5—2地球半径の短周期惑星の欠乏[1]をはじめとする惑星の存在率が著しく欠乏する領域が存在するが、これらを説明する有力な物理機構として、惑星の大気散逸が議論されている[2,3]。このことから、惑星形成・進化過程を探る上で、惑星大気は重要な要素であることが伺えるだろう。

近年特に注目を集めているのは、惑星大気の化学組成である。先述したように、惑星大気は原始惑星系円盤ガスや固体物質が元となるため、その組成は形成時の周囲の化学組成を反映していると期待される。太陽系内惑星においては、木星の形成過程についてガリレオプローブによるその場観測の結果から様々な議論がなされてきた(3節参照)。太陽系外も含めた一般的な文脈では、原始惑星系円盤の化学組成が場所によって異なることを利用して、大気組成から惑星形成場所を推定する試みが盛んに行われている(2節参照)。2021年12月に打ち上げられた次世代宇宙望遠鏡JWSTは、多数の系外惑星大気を

1.カリフォルニア大学サンタクルーズ校
kono2@ucsc.edu

詳細に調べることが計画されており、惑星大気組成と惑星形成過程を橋渡しする理論の整備が急務となっている。

そこで本稿では、これまでに分かっている惑星の大気組成、および惑星大気組成と惑星形成論を繋ぐ過去の理論研究の整理を太陽系に主に注目して行う。特に、現在までに最も大気組成がよく調べられている巨大惑星である木星の起源に関して大気組成の観点からどのような議論がなされてきたかまとめた後、筆者らが近年提唱する「木星の大気組成を理解する上で、原始惑星系円盤の構造が生み出す“影”が重要な役割を果たす」という新説に関して紹介する。

2. 太陽系の巨大惑星大気

惑星大気は1次大気と2次大気に大別される。1次大気とは、原始惑星系円盤ガスを重力的に束縛することで形成される水素・ヘリウムを主体とした大気を指す。原始惑星系円盤散逸後に形成される水素・ヘリウムより重い元素主体の大気を2次大気と呼ぶ。本稿では原始惑星系円盤内の惑星形成過程と特に関連が深い1次大気に焦点を絞って紹介する。

2.1 太陽系内巨大惑星の大気組成

太陽系内巨大惑星の大気組成は過去半世紀に渡る数多くの観測・探査で調べられてきた。図1に各惑星大気的主要な元素の存在率を示した(参考文献[4,5]に主に準拠)。原始太陽系円盤と太陽はバルク組成を共有するため、巨大惑星の大気組成は太陽組成と類似するのではないかという予測が最初に立てられる。しかし図1を見ると、いずれの惑星大気も太陽組成と大きく異なる組成を持つことが分かる。これら元素存在率は、原始太陽系円盤での物理・化学プロセスを反映していると考えられ、過去に原始太陽系円盤で何が起きていたかを探る重要な手がかりとなる。以下で、各惑星大気の特徴を簡単に紹介していく。

2.1.1 木星

木星は現在までで最もよく大気が調べられている巨大惑星である。特に1995年のガリレオプローブの質量分析計によるその場観測によって、主要な重元

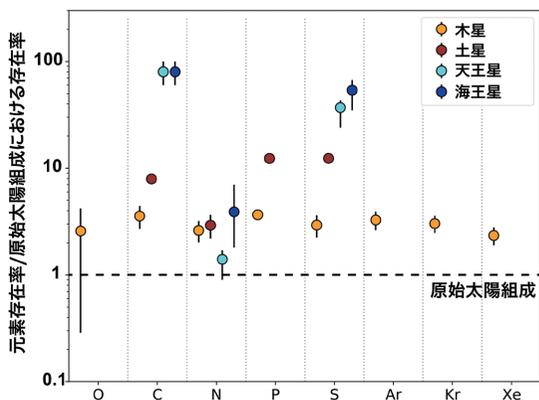


図1: 太陽系巨大惑星大気中の主要な元素の水素に対する存在量(M/H)。オレンジ、茶色、水色、青点はそれぞれ木星、土星、天王星、海王星の元素量を示している。各元素量は原始太陽組成で規格化されている。各元素存在量は参考文献[4,5,16,17]から引用した。なお、木星のPおよび土星のC, P, Sの存在量に対して報告されている誤差棒は点のサイズより小さい。

素(O, C, N, S)に加えて希ガス(Ar, Kr, Xe)の存在量が制約されている点が特徴的である[6,7]。木星大気組成の大きな特徴として、大気中の殆どの元素が原始太陽組成の約3倍の存在量となっている点である。当初、Oに関しては太陽組成より遥かに低い存在量が報告されていたが、これはガリレオプローブが局所的に乾燥している領域に突入したためと解釈されていた。近年のJUNOのマイクロ波放射計による大気深部(0.7—30 bar)の観測の結果、不定性は大きいもののOの存在量も他の元素と同等であることが示唆されている[8]。3節で議論するように、揮発性の高いNや希ガスの存在量が他の元素と同等に高いことは形成過程に興味深い制約を与える。図1において、OとNの存在量はJUNOのマイクロ波放射計による木星赤道域の大気深部の放射光観測[8,9]から、Pはカッシーニ探査機の赤外線分光器による各緯度の惑星放射光観測による推定値の平均[10]から、それ以外の元素はガリレオプローブの質量分析計を用いたその場観測[11,12]から存在量が制約されている。放射光観測による制約値には、観測の解釈に用いたモデル由来の誤差(例えば雲の光学特性や温度構造の不定性など)も含まれる点には注意が必要である。

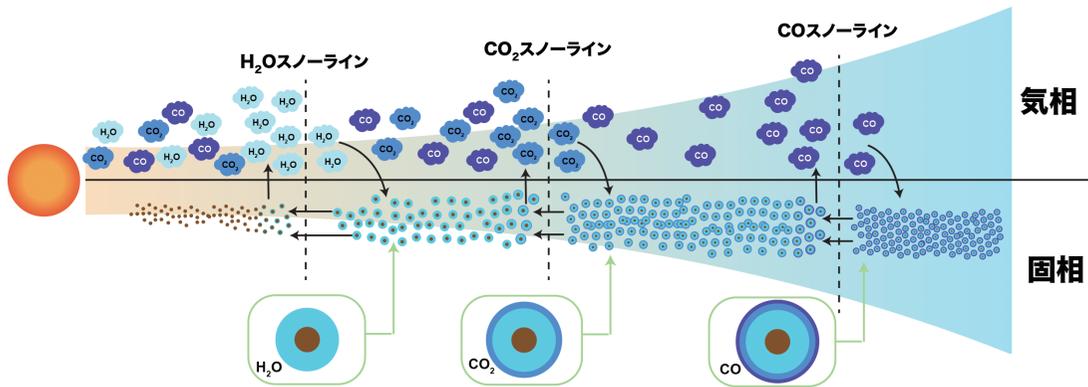


図2: 原始惑星系円盤内で元素量の変化を引き起こす機構の概略図。本図ではCとOの変動に焦点を置いた。スノーライン前後での揮発性元素の昇華・凍結に伴って、気相・固相中のCとOの存在量が変動する。またスノーラインの内側付近ではダストの落下・蒸発に伴う蒸気の濃集が発生する。COスノーライン以遠ではほぼ全てのCとOが固相に凍結することで、固相のC/O比は中心星のそれとほぼ一致する。一方、気相中ではCとOがほぼ存在しない状況となる(主要なCとOのリザーバーは依然COのため、C/O~1となる)。

2.1.2 土星

土星は木星に比べて重元素に富んだ大気をしていることが知られている。カッシーニ探査機の赤外線分光器による放射光観測からC, N, Pの存在量が[10,13,14], VLA干渉計による電波観測からSの存在量が[15](Sに関しては間接的に)制約されている。これらの元素はNを除いていずれも太陽組成のおよそ10倍程度の存在量となっている。Nの存在量は太陽組成の~3倍程度と他に比べて低いが、NH₄SH雲の形成などで気相中のNが枯渇した領域を観測している可能性がある[4]。また、Sの存在量はSを含む分子(H₂S)の観測からでなく、NH₄SHの雲形成によって大気上層のNH₃が枯渇していることを仮定したモデルから推定された値であり[15]、モデルに強く依存した推定値である点には注意が必要である[4]。

2.1.3 天王星、海王星

天王星と海王星は類似の大気組成を持つことが示唆されている。ハッブル宇宙望遠鏡の画像分光器(STIS)による可視光観測からCの存在量が[16,17], ALMAによるミリ波観測からSとNの存在量[18,19]が制約されている。CとSの存在量は土星

よりさらに高く、太陽組成の~50倍前後程度であることが示唆されている。興味深い点として、天王星と海王星においては大気中からH₂Sが観測されている点が挙げられる[20,21]。H₂Sは大気深部でNH₄SH雲に凝結することで枯渇すると考えられており、観測できるほどH₂Sが存在しているということは、大気深部のNH₃の量がH₂Sを枯渇しきるほど高くない(S/N比>1, 太陽組成のS/N比は約0.2)可能性を示唆する。注意点として、天王星と海王星に対して推定されている存在量の値は観測スペクトルと比較するモデルの温度構造や雲の光学特性の仮定によって~30%程度は変動しうる¹。また、図1に示すような水素に対する元素の存在量を推定する上で大気中の総水素量を知る必要があるが、O/H比が潜在的に高い天王星と海王星においてはH₂Oにトラップされる水素の寄与も無視できない可能性がある点に注意が必要である[5]。

3. 惑星形成過程と大気組成

大気組成は、惑星がどこでどのように形成したか

¹例えば天王星のCH₄、つまりCの存在量は理論スペクトルの計算に用いる雲の構成粒子を完全球とするか非球形の粒子とすることで推定値に~30%程度の違いが出ている[22]。

を調べる重要な手がかりとなりうる。代表的なアイデアとして、Oberg氏らが提案した「大気元素比から惑星の形成場所を制約できる」というものがある[23]。原始惑星系円盤には H_2O や CO などの揮発性元素に対応するスノーラインが複数存在し、それらの前後で気相および固相の元素比が変化する(図2を参照)。例えば、 H_2O スノーライン以遠では H_2O が凍結することで気相から O が取り除かれ、気相の C/O 比が増加し、一方で固相の C/O 比が減少する。そのため、ガス惑星大気が高い C/O 比を持っていた場合、気相の C/O 比が高くなる H_2O スノーライン以遠で形成されたと推測を立てることができる。実際には円盤ガスに加えて微惑星などの固体成分も蒸発・解離を介して大気組成を変えるため、上述の推測が成り立つとは限らない。正しく大気元素比と形成場所を結びつけるには、円盤および惑星形成の理論モデルが必要となる。

大気の化学組成及び観測スペクトルは C/O 比に強く依存するため[24–26]、惑星大気の C/O 比と形成過程を結びつける研究がこれまで数多く行われてきた。これらの研究は原始惑星系円盤の化学構造に注目したものと、惑星コア及び大気の集積時に化学組成がどのように進化するか注目したものに大別される。これまでにどのような理論研究が行われてきたかを以下に紹介する。

3.1 原始惑星系円盤の化学構造

円盤の化学構造を推定する最も簡潔な手法は、揮発性分子の凝縮・昇華の釣り合いから、固相および気相に各分子がどのように分配されるかを各軌道で計算するというものである[23,27,28]。ある分子種に着目した場合、分子の昇華率は温度に非常に敏感なため、円盤内側ではほぼ全ての分子が気相として存在し、ある分子に対応するスノーラインを超えるとほぼ全てが固相に凍結する。従って、円盤の元素比は動径方向に階段状に変化することとなる。

上記の研究では予め考慮する分子種および存在量を仮定する必要がある。より発展した研究として、反応速度論に基づいた化学モデルを用いて、円盤の化学組成の進化を追う研究も行われている[29–32]。円盤化学モデルによると、主要な分子種や元素比の動径分布は円盤形成時の初期の化学組成や宇宙線

による電離率など複数の要素に依存する。また、単純な凝縮・昇華平衡に基づくモデルではあまり考慮しない O_2 や有機物などが生成される可能性も示唆されている。 O_2 や炭化水素は揮発性が非常に高く、円盤広範囲の気相の C/O 比に大きな影響を与える。

近年ではダストの落下に伴う揮発性元素の動径輸送に着目した研究も複数行われている。例えば、スノーラインを横切ったダストは蒸発を介してスノーライン内側の揮発性元素量を増大させる可能性が示唆されている[33–36, 図2も参照]。この現象は、円盤ガスの移流に比べてダストの落下速度が早く、スノーライン内側への揮発性元素供給が過多となることに起因する。落下ダストの蒸発は円盤ガス中の揮発性元素の存在量を上げる数少ない機構であり、近年注目を集めている。一方、微惑星などがスノーライン外側で蒸気のシンクとして働く場合、スノーライン内側の蒸気量は外側への拡散によって減少する可能性もある[33,37]。

多くの研究はある時刻での円盤のスナップショットを基に惑星大気への影響を議論しているが、実際には円盤の化学構造は時間進化する[31]。また、円盤温度・化学構造の時間変化の描像は主星の質量によって異なる点も興味深い[38]。円盤化学構造が時間進化する点を利用して、いつ惑星が形成したのかを大気の組成から制約できる可能性がある。

3.2 惑星集積に伴う化学組成変化

3.1節で紹介した円盤化学モデルを惑星形成モデルと組み合わせることで、最終的な惑星組成の予測が可能となる。大気組成は降着ガスの組成に加えて、微惑星や小石など降着固体物質の組成も反映する。これは、1次大気を纏うような中大型の惑星は原始大気が厚く、固体降着物がコアに到達する前に解離・蒸発して大気に取り込まれるためである[39,40]。多くの研究は、微惑星降着による惑星質量及び化学組成の進化を種族合成モデル[41–44]もしくはN体計算[45]を用いて計算している。これらの研究によると、大気の揮発性元素量は木星質量のガス惑星においても降着する微惑星の組成を主に反映することが示唆されている[42,43]。これは、太陽組成のガスは重元素の質量存在率が約1%程度のため、ガス中の元素比が支配的になるには固体の100倍以上

の質量のガスが降着する必要があるためである。

近年では小石降着の枠組みのもとでの大気組成進化も調べられている[46-48]。小石降着シナリオで形成される惑星大気の特徴として、大気の組成は固体でなく寧ろ円盤ガスを反映する可能性がある点が挙げられる。これは、惑星コアが小石孤立質量以上に成長すると惑星近傍に圧力極大点を作ることで小石をトラップし、それ以上の小石降着を妨げるためである[49]。孤立質量を上回った惑星はガスのみを降着し、大気は円盤ガスの組成をそのまま反映することになる。しかし、この推測は微惑星の降着がないという仮定に基づいている点には注意が必要である。現実には小石降着と微惑星降着の両方が起きることが予想され、それぞれの組成的な観点からの相対的な重要性は今後調べる必要があるだろう。小石降着と微惑星降着の物理素過程の詳細に関しては、本特集号の小林氏による総説を参照されたい。

3.3 C/O比以外のトレーサー

近年では大気中のC/O比以外の元素比に着目した研究も行われ始めている。例えば大気中のN/O比やN/C比は形成場所を探る上でC/O比より優れている可能性が議論されている[44,45]。これは、気相・固相中のNの存在量がNH₃スノーライン、N₂スノーラインを境に大きく変動することに起因する。次節で紹介する木星形成に関する議論も、大気中のN及び希ガスの存在比をいかに説明するかが主軸となっている。また、Sは円盤内で主に固体として存在すると考えられており[50]、大気中のSの存在量から大気にどれだけ固体物質が取り込まれたかを制約できる可能性がある[35]。類似のアイデアとして、Fe、Mg、Siなどの難揮発性元素にも近年注目が集まっている[51,52]。これらの元素は中心星近傍の超高温惑星であれば大気中で気相として存在するため、存在量の観測的制約が可能となる。

4. 大気組成から探る木星形成過程

本節では具体的に木星に注目して、大気組成の観点からどのような形成シナリオが議論されてきたかを紹介する。特に、本節の後半では筆者らが近年提案する「木星大気組成は過去の原始太陽系円盤内に

構造が存在したことを示唆している」という説について紹介する。太陽系ガス惑星の観測および形成論に関しては、堀氏による詳細な総説[53]が本特集号に掲載されているため、そちらも参照されたい。

4.1 木星大気の均質な揮発性元素超過の謎

木星大気組成の最大の特徴は、殆どの元素が共通して太陽組成の約3倍の存在量となっている点である(図1を参照)。例外として、大気中のヘリウムとネオンは太陽組成に比べて枯渇していることが知られているが、これらの元素は雨粒として大気深部に沈降したことで、形成時と現在の存在量が異なると考えられている[54]。そのため、本稿ではヘリウム・ネオン以外の元素に着目する。重元素量の超過自体は、原始大気中での微惑星や小石の蒸発・解離であったり、大気中へのコアの溶解²によって引き起こされたと解釈することができる。しかし、ここで問題となるのがN及び希ガスの超過である。これらの元素は揮発性が非常に高く、円盤内では基本的には固相から分離している。これらの元素を固体として惑星に持ち込むことは容易ではなく、何故これらの揮発性元素が他の元素と同様に超過を示すのかは長年の謎となっている。以下で、これまで提案されてきた木星大気の揮発性元素超過を説明する可能性を紹介する。

一つの可能性として、希ガスなどの揮発性元素は結晶質のH₂O氷にクラスレート・ハイドレートとして捕獲されて、木星まで持ち込まれた可能性が示唆されている[59,60]。クラスレート・ハイドレートは通常の昇華温度より高い温度³でも固相に分子をトラップすることができる。しかし、これらの研究は木星軌道付近の温度を見積もる際に中心星輻射による加熱を考慮されていない、中心星輻射による加熱を考慮したダストとガスの質量比0.01の降着円盤の時間進化計算では、木星軌道付近は希ガスをクラスレートにト

²木星は大気が厚く、コア表面の温度は10000 Kを超える。このような高温下においてはSiO₂やH₂Oなどが水素に混和、すなわちガス惑星コアが水素大気に溶け込む可能性が示唆されている[55,56]。ただし、混和したコアが上層の大気と混ざるかはコア付近の対流構造に大きく依るため自明ではない[57]。また、近年では原始惑星の巨大衝突によってもコアが掘削されることで大気に溶け込み、上層大気まで混ざる可能性が示唆されている[58]。

³Arの純氷の昇華温度は20—25 K程度なのに対して、Arクラスレートは35—40 K程度までArを固相として保持することができる[62]。

ラップできるほど低温(約40 K以下)にはならないという可能性が示唆されている[61]. ただし, 次節で紹介するダスト面密度の動径方向の変動に伴う影形成によって, 木星軌道付近がクラスレート形成が可能なほど低温になる可能性がある. 一方, クラスレート形成は, 多数の H_2O 分子で揮発性分子をトラップする機構であるため, 大気に多くのOが持ち込まれることとなる. クラスレート説で予言されているOの存在量は, ガリレオプローブ及びJUNOの観測から現状示唆されている存在量より高いものとなっている[8].

別の可能性として, Nや希ガスは円盤ガスとして木星に持ち込まれた可能性も検討されている[61,63–65]. 円盤ガス中の揮発性元素量は様々な物理機構で変化しうる. 例えば, 円盤遠方の極低温領域ではNや希ガスもダスト上に凍結しており, 光蒸発による円盤ガス散逸の際に揮発性元素の存在量が相対的に増加していく可能性が示唆されている[61,63]. また, 前節で紹介したダストの動径移動に伴う蒸発も気相中の揮発性元素量を増加させる[65, 図2]. 濃縮円盤ガスの降着説は木星大気を説明する有力な機構だが, 難揮発性のSとPはガスとして持ち込めないため, SとPの存在量がNや希ガスの存在量と同程度である点まで同時に説明することはできない[48]. SとPが惑星コアや微惑星などの固体として別個に持ち込まれた可能性はあるが, その際に他の元素(例えば H_2O 氷に含まれるOや有機物に含まれるC)も同時に持ち込まれると考えられるため, 他の元素量が高くなりすぎることがないかは検討が必要である.

近年, 木星コアは円盤の遠方領域で形成されたという可能性も議論されている[28,66]. 円盤赤道面温度が30Kを下回る30 AU以遠では揮発性の極めて高い N_2 及びArも凍結するため, 揮発性の高い元素を自然に惑星コアに取り込むことができる. 後に惑星コアの一部が溶解することで大気を汚染したと仮定すれば, 木星大気の均質な揮発性元素超過を説明可能である. しかし, このコア遠方形成説は30 AU以遠でコアを形成し, その後に現在の軌道である5 AUまで軌道移動する必要がある. 近年のペブル集積によるガス惑星のコア形成及び軌道移動の理論研究[67]によれば, 30 AU以遠から5 AUへの

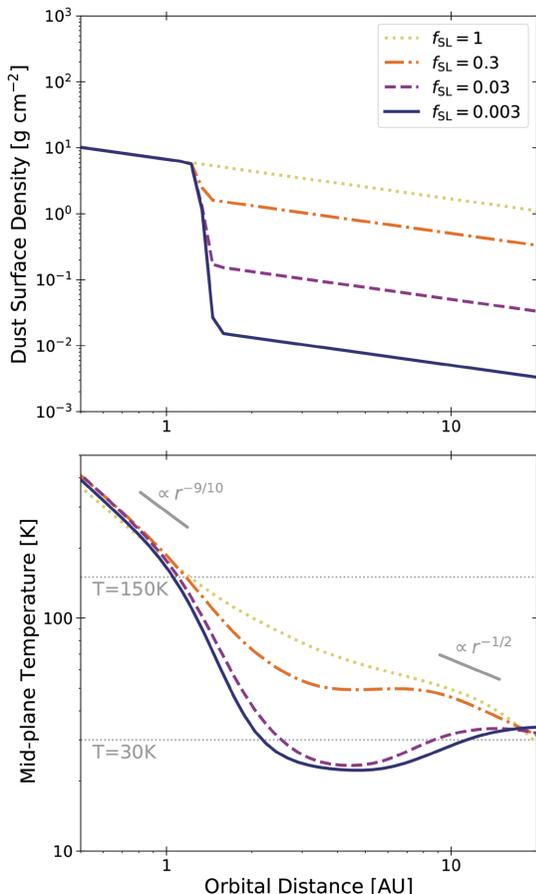


図3: (上図) 4.2節で仮定した円盤の不透明度に主に寄与する小ダストの固体面密度分布. H_2O スノーライン前後の面密度比をパラメーター f_{SL} として変化させた. 円盤ガス面密度は $f_{\text{SL}}=1$ の場合の固体面密度の100倍を仮定した. (下図) 上図の面密度分布を仮定した場合に得られる温度構造. $f_{\text{SL}}<1$ の場合にはスノーライン背後に影ができ, 温度が大きく減少する. [71]の図1より引用. Ohno & Ueda, A&A, 651, L2, 2021, reproduced with permission ©ESO.

コアの軌道移動はペブル質量フラックスがダスト成長計算[68]の予言する値より5倍以上高く, かつ限られた初期軌道の場合でしか起こらない. またこれらの研究でコアの軌道移動が成功する場合においても, コアが現在の木星軌道に到着するのは1 Myr以降となっている. 太陽系の隕石同位体二分性を説明する有力な機構として, 木星コアが1Myr以内に内側円盤と外側円盤を空間的に分断したという説が提案されている[69], この説は木星コア遠方形成説とは相容れないものとなっている. 太陽系の隕石同位体二分性の詳細に関しては, 本特集号の荒川・深

井・本間氏らの総説[70]を参照されたい。

4.2 H₂Oスノーラインの“影”による説明

本節では筆者らが近年提案する「惑星大気組成を解釈する上で原始惑星系円盤の構造に付随する影が重要な役割を果たす」という新説について紹介する[71]。前節で紹介した研究は、いずれも円盤の遠方に向かうほど低温になる所謂受動的円盤と呼ばれる円盤温度構造を仮定している。ダストとガスの比が0.01の最小質量円盤を仮定すると、現在の木星軌道付近は中心星輻射によって約70Kほどとなる[72]。この温度がN₂や希ガスが凍結するには高温すぎる(約30K以下である必要がある)ことが、木星大気の揮発性元素超過が謎となっている原因である。

4.2.1 “影”が円盤温度構造に与える影響

受動的円盤は多くの惑星形成の研究で仮定される温度構造だが、必ずしも円盤温度構造がこれに従うとは限らない。特に円盤内に何らかの構造が存在する場合、中心星の光が遮られることで円盤内に中心星の光が届かない低温な影領域が形成される[73,74]。例えば、円盤内縁は中心星から直接輻射を受けることで高温で膨らんでおり、背後に影を落とすことが示唆されている[73]。この現象はself-shadowingと呼ばれ、Herbic Ae/Be星の赤外SEDおよび散乱光の観測からその存在が示唆され[75,76]、Tタウ型星に対しても議論され始めている[77]。また、円盤内の局所的なダスト濃集領域も影の要因となりうる。植田氏らによる理論計算では、円盤内側領域のデッドゾーン⁴内側境界ではダストが濃集⁵し、背後に低温な影領域が形成されることが示唆されている[74]。

⁴円盤の面密度が高いことで宇宙線が赤道面まで到達できず、かつ温度が約1000K以下でアルカリ金属の熱電離も無視できる領域を指す[78]。デッドゾーンでは円盤赤道面の電離度が低いことで背景磁場と円盤ガスが分離しており、磁場駆動の乱流が抑制されると考えられている。

⁵デッドゾーン内側境界より内側ではアルカリ金属の熱電離により円盤の電離度が上がり、磁場によって乱流が駆動される。この乱流強度が急激に変化するデッドゾーン内側境界では円盤面密度も急激に変化することで圧力極大点⁶が形成される。一方、円盤内でダストは圧力が高い方向に移動する(円盤ガスはダストに対して圧力勾配が負の場合には向かい風、正の場合には追い風となるため)ため、デッドゾーン内側境界にはダストが濃集すると考えられている[74]。

木星形成領域の円盤温度を考える上で、筆者らは原始太陽系円盤のH₂Oスノーラインに着目した。円盤内のダスト成長計算によると、H₂Oスノーライン付近にはダストが濃集し、固体面密度が桁で増加する可能性が示唆されている[79,80]。これは、スノーラインを横切る際にダスト同士の付着しやすさが変化することに起因している。ダストはある速度(臨界付着速度)を超えて衝突すると付着合体できずに小さな破片へと破壊される。この臨界付着速度は岩石ダストの方がH₂O氷に覆われたダストより低い(つまり岩石ダストの方が付着しづらい)と一般には考えられており、スノーライン内側ではダストのサイズが破壊によって低下する。原始惑星系円盤内では、サイズが約1m以下のダストはサイズが大きいほど円盤ガスと分離してより早く円盤内側へと落下することが知られている[81]。したがって、破壊によってダストのサイズが急減するスノーライン内側ではダストの落下速度も遅くなり、ダストの渋滞が発生する。H₂Oスノーラインの位置は、円盤が非常に若い(降着率の高い)時期を除けば5 AU以内に存在すると考えられる。そのため、H₂Oスノーライン付近にダストが濃集すると、現在の木星軌道にH₂Oスノーラインの影を差す可能性がある。

上記の着想のもと、筆者らはH₂Oスノーラインの境に固体面密度が変化する状況下での円盤温度構造を調べた。スノーラインでどの程度固体面密度が変化するかは円盤内の乱流強度に加え、岩石及び氷ダストの臨界付着速度に依存しており、未だ不定性は大きい。本研究では、円盤の可視・赤外波長域の不透明度に主に寄与する小ダストの面密度(以下より固体面密度と呼ぶ)がスノーラインで階段状に変化する簡素な円盤モデルを採用し、どの程度面密度が変化するかをパラメーター f_{SL} として変化させた(図3上)。ここで、図3に示す小ダストの面密度が必ずしも総固体面密度と一致するわけではない点には注意されたい。例えば参考文献[80]でも見て取れるように、スノーライン以遠の総固体面密度はダストのサイズ分布に応じて不透明度に寄与する1—100 μm のダスト面密度より約1—2桁程度高くなりうる。計算内ではH₂Oスノーラインの位置とスノーライン内側の円盤構造を固定するため、スノーライン以遠の固体面密度をパラメーターとしている。そのため、各

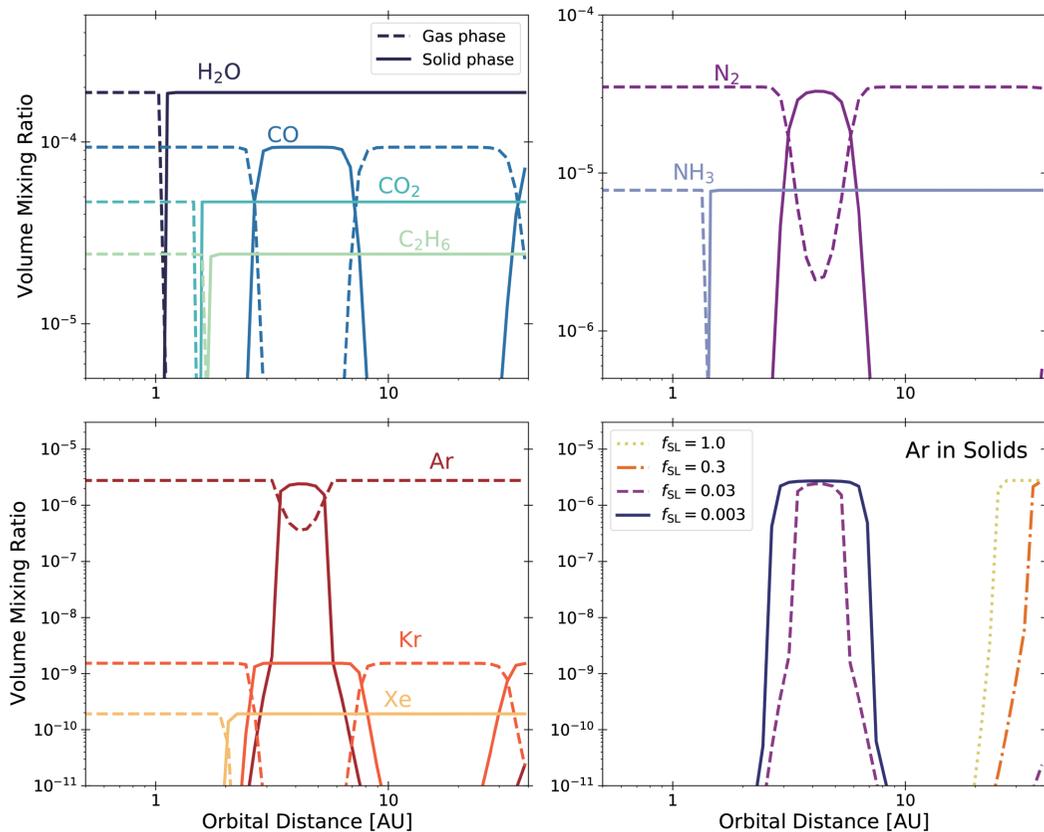


図4: (右下図以外) 水素に対する各元素の気相(点線)・固相(実線)中の体積混合率. 横軸は軌道距離, スノーライン前後での固体面密度比は $f_{SL}=0.03$ に固定した. (右下図) Arの固相中の存在量を様々な f_{SL} に対してプロットした. [71]の図2より引用. Ohno & Ueda, A&A, 651, L2, 2021, reproduced with permission ©ESO.

モデル毎にダストの質量フラックス及び円盤の総固体量が異なりうる点には注意されたい. 先行研究の手法[74]と同様に公開コードRADMC-3D[82]を用いて, 光子の伝搬・円盤ダストによる吸収・再放射・散乱を乱数を用いて確率過程として計算するモンテカルロ放射輸送計算から円盤赤道面の温度分布を求めた. ダストの不透明度を計算する上では参考文献[83]と同様のダストの組成を採用し, 最小・最大半径が $0.1 \cdot 100 \mu\text{m}$ でベキが-3.5乗の冪乗サイズ分布を仮定した. 計算において中心星輻射に加え, 乱流粘性パラメーター⁶ $a = 3 \times 10^{-4}$ に対応する粘性加熱も考慮した. また,

⁶原始惑星系円盤では円盤ガスの乱流運動による角運動量輸送が起きる. 乱流による実効的な粘性 ν は無次元パラメーター a を用いて $\nu = a c_s H$ と定義される. ここで c_s と H はそれぞれ音速と円盤の厚み(スケールハイト)である.

H_2O スノーラインの位置は計算結果から得られる温度構造と整合的になるよう調整した.

様々なスノーラインにおける固体面密度比に対する円盤赤道面温度を図3下に示す. スノーラインにダスト濃集が存在しない場合($f_{SL}=1$, f_{SL} はスノーライン以遠と以内の固体面密度比), 赤道面温度は内から外に向けて低温になる典型的な受動的円盤の構造に従う. 一方, スノーラインにダスト濃集がある場合($f_{SL}<1$), スノーライン背後の3—7 AUの温度が大きく低下するということが分かった. これは, スノーライン内側に比べて外側のダスト円盤の厚みが薄くなることで, 円盤表面が中心星からの光を直接受け取れない(つまり影になる)ことに起因する. 受動的円盤では円盤表面の中心星に加熱されたダストが赤外線を再放射することで円盤赤道面の温度を増

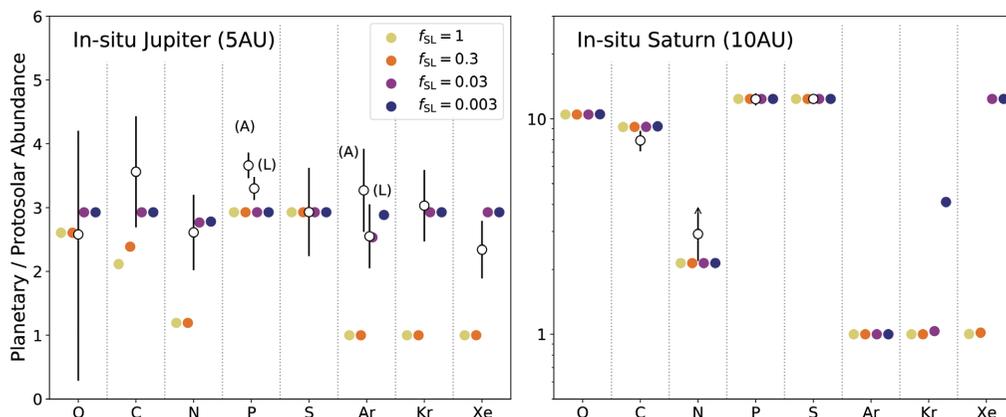


図5: 4.2.2節の化学構造から推定された木星(左図)及び土星(右図)の大気組成. 白点は観測から制約されている元素存在量である. 左図内のPとArに対しては規格化に用いる太陽組成の文献値による違いが大きいため, [84]と[85]の両方の文献値によって規格化した値を示している. [71]の図3より引用. Ohno & Ueda, A&A, 651, L2, 2021, reproduced with permission ©ESO.

加させるが、影領域では赤道面直上のダストが中心星の光で加熱されないため、円盤赤道面が低温になる。特に、スノーラインでの面密度差が約30倍以上となる場合 ($f_{SL} \leq 0.03$)、木星形成領域付近の温度は30Kを下回りうる事が分かった。

4.2.2 影差す円盤の化学構造と惑星大気組成

影領域を持つ円盤は温度構造が異なり、円盤の化学構造も従来考えられていたものと大きく異なる可能性がある。筆者らは[30]の手法に従い、円盤の各軌道で揮発性分子がどの程度固相に凍結するかを計算した。化学種としては H_2O 、 CO 、 CO_2 、 C_2H_6 、 NH_3 、 N_2 、 Ar 、 Kr 、 Xe を考慮し、各分子の総存在量(固相+気相)は[30]と同様の方法で星間物質内の存在量に類似するよう見積もった。円盤内には複数種の有機物(CH_4 や C_2H_2 など)が存在すると考えられるが、本研究では[30]と同様に C_2H_6 を他の有機分子の代理として用いている。どのような有機分子がどれだけ存在するかを具体的に知るには円盤化学モデルを用いる必要があり、今後の課題である。

影による円盤寒冷化は、従来の理解とは定性的に異なる化学構造を生み出す。 $f_{SL} = 0.03$ の場合における各軌道での固相及び気相中の各化学種の存在量を図4に示した。大半の揮発性分子(CO_2 、 NH_3 、

C_2H_6)は2AU以遠で既に固相に凍結する。複数の分子種のスノーラインが2 AU付近に集中しているのは、 H_2O スノーライン背後で影形成による急激な温度低下が起きているためである。温度が特に低くなる3—7 AU領域では CO 、 N_2 、 Ar もダスト上に凍結する。興味深いことに、これらの超揮発性分子は~7 AU以遠では再び気相に戻る。これは~7 AU以遠は影の外に対応し、赤道面温度が影領域に比べて高いためである(図3下も参照)。この円盤内側で固相、外側領域で気相に変化する円盤構造は受動的円盤では見られない、影を持つ円盤固有の特性となる。

今回考慮した化学種の中で最も揮発性の高いArに注目し、化学構造がスノーラインでの固体面密度比 f_{SL} にどのように依存するかを図4右下に示した。その結果、スノーラインでの固体面密度比が30倍以上($f_{SL} \leq 0.03$)と十分大きければ、~2—7 AUにおいてもArの凍結が可能であることが分かった。30倍以上の固体面密度変化が現実的であるのだが、氷、岩石ダストの臨界付着速度をそれぞれ10, 1 m/sとした過去のダスト成長計算では、乱流粘性パラメーター $\alpha = 10^{-3} - 10^{-4}$ の範囲内で固体面密度は100—1000倍ほどに変化している[80]。従って、ダスト成長計算で標準的に仮定されるパラメーターのもとで、十分に木星形成領域を冷却することが可能であると考えられる。

4.2.3 木星および土星の大気組成への示唆

前節で紹介した円盤の影による寒冷化が実際に起きたと仮定すると、原始木星が現在の軌道付近で形成された場合においても木星大気の組成を説明できる可能性がある。例として、5 AUにおけるガスと固体の組成に適当な比率を掛けて足し合わせることで、木星が現在の軌道付近に形成された場合に形成される大気の組成の見積もりを行った。ガスに対する固体組成の寄与は、固体として持ち込まれたと考えられる難揮発性のSの存在量が観測値と一致するよう調整した。

様々な f_{SL} に対して見積った木星大気組成を図5左に示す。スノーラインでの固体面密度変動が小さい場合($f_{SL} \geq 0.3$)、N・希ガスの存在量は太陽組成程度となり、観測値を説明することができない。これは、5AU近傍が影によって十分に冷え切らず、 N_2 と希ガスが気相に留まっているためである。一方で固体面密度比が30倍以上($f_{SL} \leq 0.03$)であれば、木星が現在の軌道付近で形成された場合でも大気各元素の存在量を説明できる可能性がある。これは、 N_2 と希ガスを含む揮発性元素が全て凍結することで固相中のSと他の重元素の比が太陽組成と等しくなり、他の重元素の存在量もSと同様に固体を持ち込むことで上げられるためである。

筆者らは更に土星の大気組成も同様に見積もった(図5右)。興味深いことに、今回調べたパラメータ範囲内では土星大気は木星のような均質な揮発性元素超過を示さないことが分かった。これは、現在の土星軌道が影領域の外に位置し、 N_2 や希ガスが気相に留まっているためである。4.1節で紹介した先行研究のシナリオでは、いずれも木星と同様に土星に対しても均質な揮発性元素超過を引き起こすと考えられる。そのため、土星大気元素量、特にNとArの存在量から影シナリオとその他を区別できる可能性がある。ただし、今回の大気組成の見積もりが現在の軌道の組成のみを用いた極めて簡易なものである点には注意しなければならない。実際には円盤構造の時間進化や惑星の軌道移動によって N_2 や希ガスを豊富に含む固体を獲得する可能性もあり、より現実的な円盤進化とガス惑星形成のモデルを用いた更なる検討が必要である。

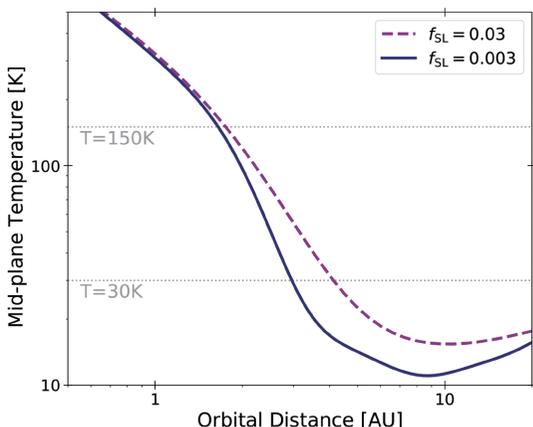


図6: 図3より全体の固体面密度が1桁高い場合の円盤赤道面温度。計算においては、 H_2O スノーラインの位置が図3と同程度になるよう乱流粘性パラメータを $\alpha=10^{-4}$ としている。 f_{SL} が0.1以上の場合には円盤全域のダスト/ガス質量比が0.1を超え、これは太陽組成の重元素質量存在率が ~ 0.01 であることと不整合となる。そのため、 $f_{SL} < 0.1$ に対してのみ計算を行った。[71]の図C1より引用。Ohno & Ueda, A&A, 651, L2, 2021, reproduced with permission ©ESO.

4.2.4 議論と今後の課題

本研究結果は、現在の軌道付近で木星が形成された場合においても大気の組成を説明できる可能性を示唆する。一方、本研究では複数の単純化が施されている点には注意が必要である。例えば、本研究では円盤面密度構造を固定して円盤化学構造の計算を行なったが、実際には円盤の構造は時間と共に変化する。3.1節で紹介したように、各軌道における揮発性元素量はダストや蒸気の動径輸送によって変化するため、低温な影領域が揮発性元素の動径輸送および各軌道における存在量にどのような影響を与えるかは円盤進化の理論モデルを用いて調べる必要がある。

若い円盤は降着率が大きいことに加えて光学的にも厚く、粘性加熱の影響がより強くなる。筆者らは若い円盤を模擬するため、全体の固体面密度を図3で仮定した分布より1桁上げた上で同様の計算を行った(図6)。その結果、固体面密度が全体的に1桁高い場合においても、 H_2O スノーライン以遠には影となる領域ができ、円盤赤道面温度は30 Kを下回りうることを確認した。一方、若い円盤においては H_2O スノー

ラインが今回仮定した位置より遠方に存在することが有り得る。H₂Oスノーラインが現在の木星軌道に遠に存在する場合、影領域の有無に関わらず木星軌道で揮発性元素の凍結を引き起こすことはできない。そのため、本稿が提案する影シナリオが成立するためには、円盤の降着率が低下してスノーラインが木星軌道の内側に存在する時期に木星大気に重元素を供給する微惑星及び惑星コアを形成する必要がある。具体的にどの程度の時期・期間にスノーラインが木星軌道以内に存在するかは、乱流強度などの円盤の物理的性質に加えて円盤ガスの降着メカニズムにも依存する⁷ため、今後検討が必要である。

本研究の大きな課題の1つとして、本研究は木星形成を陽に計算していない点が挙げられる。例えば木星コアが影領域で形成し、その後コアの一部が大気と混和したことで大気の大気重元素超過を引き起こす状況を仮定する場合、木星コアが影領域で形成可能であるかは明らかでない。微惑星集積による原始惑星の孤立質量⁸は幅が約10ヒル半径の円環内に存在する総固体量として見積もることができる[88]が、5 AUでの孤立質量はおよそ $M_{\text{iso}}=0.6 \times (\Sigma / 1 \text{ g cm}^{-2})^{3/2}$ 地球質量となる⁹。暴走ガス降着によるガス惑星形成に必要なコアの質量は、原始大気の不透明度や降着率にもよるが典型的には10地球質量程度と示唆されており[89]、図3に示している固体面密度は特に $f_{\text{SL}} < 0.3$ の場合では木星コアを形成するのに不足しているように見える。ただし、4.2.1節でも注意書きしたように、固体物質のサイズ分布に応じて総固体面密度は図3が示す円盤の不透明度に寄与する小ダストの面密度より桁で高くなりうる。また、円盤遠方か

らドリフトしてきたダストによって十分な量の固体物質が供給される可能性もある。近年の小林氏と田中氏によるダスト成長から微惑星集積によるコア形成を統一的に計算した研究では、遠方からドリフトしてきたダストが微惑星へと成長することで10AUより内側の総固体面密度を上げ、0.2 Myr程度で10地球質量のコアを6—7AU軌道に形成可能であることが示された[90]。このように、5AU付近の影領域の固体量が十分であるかはダストの成長と移動と密接に関わるため、影構造を持つ円盤におけるダスト成長計算による検証が今後必要となるであろう。

円盤の影領域はダスト成長及び微惑星形成において有利となる可能性がある。微惑星形成の障壁の1つとしてダストの動径移動が知られている。これはダストがある程度のサイズまで成長するとダストの成長より落下の方が早くなり、微惑星を形成する前にダストが中心星に落ちてしまうという問題であるが(詳細は奥住氏による天文月報記事[91]などを参照)、ここで興味深いのはダストの落下速度が円盤の温度に比例する¹⁰点である。円盤影領域は極低温のためダストの落下が減速し、ダストが微惑星まで成長するのを促進する場所である可能性を示唆する。一方、影領域での微惑星形成が起きた場合、H₂Oスノーラインへの固体質量フラックスが低くなるため、影構造にも影響を与えられ、円盤内の影形成とそれに関連した微惑星形成過程を調べるには、影形成を考慮可能な温度構造計算と円盤内のダスト成長・移動を自己無撞着に扱うことが可能な新たな枠組み[92]が必要になると筆者は考える。

本研究で考慮していない物理過程の影響も今後の研究で調べる必要がある。例えば、本研究での計算では輻射及び粘性による加熱を考慮しているが、円盤ガスの動径移動に伴う熱輸送や揮発性元素が凍結する際の潜熱解放による加熱を考慮していない。潜熱は各分子のスノーラインが集中する影領域の端では重要となりうるが、温度が極小となる領域では各分子が気相から既に枯渇していることから影

⁷円盤の降着は乱流による角運動量輸送でなく、大域的な磁場によって円盤表層のガスの角運動量が抜き取られることで駆動されている可能性が近年示唆されている。この降着機構の場合、降着加熱は光学的に薄い円盤表層で主に起きることで、円盤赤道面の加熱に殆ど寄与しない可能性が森氏らの研究によって議論されている[86]。詳細は森氏の遊星人記事[87]を参照されたい。

⁸微惑星集積において、原始惑星は軌道上の重力的に束縛可能な範囲内に存在する微惑星の総質量まで成長することができる。この質量を孤立質量と呼ぶ。

⁹孤立質量は $M_{\text{iso}}=20\pi r r_{\text{H}} \Sigma$ と与えられる。ここで r は軌道半径、 r_{H} はヒル半径、 Σ は総固体面密度である。この式に孤立質量に達した二天体のヒル半径 $r_{\text{H}}=r(2M_{\text{iso}}/3M_{\text{sun}})^{1/3}$ を代入し(M_{sun} は太陽質量)、 M_{iso} について解いた。

¹⁰ダストの動径速度は円盤の圧力勾配と関係する無次元量 $\eta=0.5(c_s/r\Omega_p)^2 \times (d\ln P/d\ln r)$ に比例し[79]、 c_s が温度に比例することから来ている。無次元量 η はガスの角速度のケプラー角速度からの圧力勾配によるズレ、すなわちダストが受ける円盤ガスの向かい風の強さを表す(圧力勾配が正の場合、ガスの角速度はケプラー角速度よりおよそ $\eta\Omega_k$ だけ遅い)。

響は無視できると予想される。円盤ガスの動径移動に伴う熱輸送は影による低温領域を狭めるよう作用すると考えられるが、具体的な影響を探るには詳細な検討が必要である。

上記に加えて形成直後の木星は熱く、木星自身の光度も重要となりえる。木星の周囲が光学的に薄いと仮定すると、平衡温度が $T=30$ Kとなる木星からの距離は

$$d = \left(\frac{L}{16\pi\sigma T^4} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 0.9 \text{ AU} \left(\frac{L}{10^{-4}L_{\text{sun}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T}{30 \text{ K}} \right)^{-2}$$

となる。ここで L は木星光度、 d は木星からの距離、 L_{sun} は太陽光度、 σ はステファンボルツマン定数である。参考文献[93]の木星形成計算によれば、木星光度は暴走ガス降着時には $\sim 3 \times 10^{-3} L_{\text{sun}}$ 程度まで一時的に上昇し、周囲のガスが枯渇するなどでガス降着を終えると $\sim 10^{-5} L_{\text{sun}}$ 程度まで下がると予測されている。したがって、木星からの距離が暴走ガス降着時は約5AU以内、ガス降着終了後も約1AU以内に存在する固体物質は木星自身の輻射によって加熱され、揮発性元素を保持できない可能性がある。一方、固体物質が木星近傍で昇華を経験する場合、3.1節で紹介したスノーライン内側の場合と同様に木星周囲のガスの揮発性元素量が局所的に増加する可能性もある。形成直後の木星近傍で固体物質がどのような熱史を辿り、揮発性元素がどのように固相・気相感を移動するのかは今後更なる検討が必要である。

H_2O スノーライン以外のスノーラインにおいても影形成が起こりうるかは、スノーライン前後でダストの付着しやすさがどのように変化するかに依存すると考えられる。例えば CO_2 スノーラインに着目した場合、 CO_2 氷は H_2O 氷に比べて付着しづらいことが示唆されており[94,95]、スノーライン内側より外側の方が破壊によってダストのサイズが小さくなると予想される。これは CO_2 スノーライン外側の方が内側より固体面密度が高い(ダスト円盤が厚い)という H_2O スノーライン前後とは逆の状況に対応する。影を形成するには中心星から見て手前のダスト円盤が外側に比べて厚いという幾何学的な条件を要することを踏まえると、 CO_2 スノーラインでは影が形成されないと予想される。他のスノーラインに対しても同様の議論

ができると思われる。希ガス氷は他の元素に比べて存在量が桁で低い(図4を参照)ことからダストの臨界破壊速度への影響は小さいと予想されるが、 CO や N_2 は H_2O と同程度の存在量であるため、ダストの臨界破壊速度に影響を与えると考えられる。今後の実験研究等でこれらの氷物質の付着度合いを調べることで、個々のスノーラインに対する影の有無を議論することが可能となるであろう。

影領域が木星のガリレオ衛星系の組成に影響を与えるかは興味深い問いであるが、筆者はガリレオ衛星系には影の影響は現れないと予想している。理由として、衛星形成の舞台と考えられる周惑星円盤の温度構造は原始惑星系円盤の温度構造と独立して決まる点が挙げられる。これは、周惑星円盤のサイズスケールが原始惑星系円盤より遥かに小さく、降着率が低い場合でも面密度及び光学的厚みが高くなり、粘性加熱によって温度構造が決定するためである。実際に、芝池氏らによるガリレオ衛星系の形成シミュレーションでは、周惑星円盤の質量降着率が 0.01 木星質量 Myr^{-1} 以下の場合でも、最遠方に位置するテイスより内側(26木星半径以内)の円盤全域が粘性加熱によって 100 Kを超えている[96]。よって、影領域の特徴である窒素や希ガスなどの揮発性元素は周惑星円盤に入った段階で昇華し、ガリレオ衛星の組成には寄与しないと予想される。また、ガリレオ衛星の総質量は木星質量の $\sim 0.01\%$ 程度と太陽組成中の重元素の質量存在率($\sim 1\%$)より二桁低いいため、ガリレオ衛星として難揮発性の元素がトラップされることの木星大気組成への影響も殆ど無視できると考えられる。

影による円盤内側領域の低温化がどれだけ普遍的であるかは円盤観測からも検証する必要がある。今回提案した H_2O スノーラインによる影が現れる 10 AU以内は、現行の観測の空間分解能から詳細を知ることは難しい。一方、興味深いことに、近年のALMAによる他波長観測ではリング・ギャップ構造が円盤の光学的に厚い領域にも存在することが示唆されており、円盤の温度変化を反映している可能性がある[97]。今後のALMAによる複数波長観測により、これら光学的に厚いリング・ギャップ構造が影に関連するものであるかを詳細に議論できるようになると期待される。ALMAによる近年の円盤観

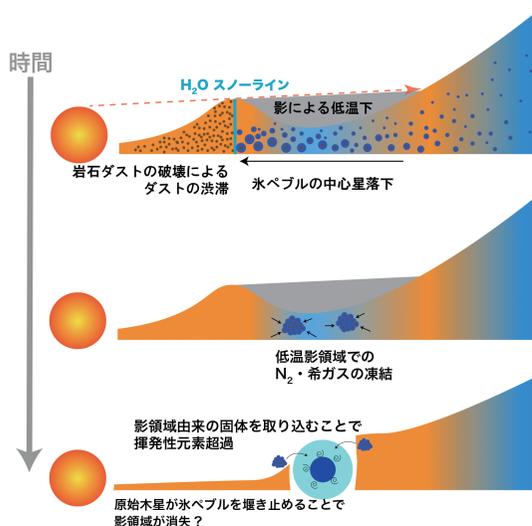


図7: 筆者らが提案する影形成による木星揮発性元素超過シナリオの概略図. [71]の図5を改変. Ohno & Ueda, A&A, 651, L2, 2021, reproduced with permission ©ESO.

測の詳細に関しては、本特集号の植田氏による総説[98]を参照されたい。

5. まとめと今後の展望

本項では惑星形成過程と惑星大気組成をいかに繋げるかに関して、現状の理解を筆者らの近年の研究も絡めて整理した。筆者らが提案する、木星大気の均質な揮発性元素超過を説明しうるシナリオを図7にまとめた。原始惑星系円盤内にダスト濃集領域などの構造が存在すると、背後に影を形成することで円盤温度構造を大きく変えうる。影差す円盤では、円盤内側領域でも N_2 、CO、希ガスが固相に凍結するなど、化学構造が従来の理解から大きく異なるものとなりうる。特に筆者らは、 H_2O スノーラインでのダストの臨界付着速度の変化に伴うダスト濃集に着目し、スノーラインでの固体面密度変動が十分(〜30倍以上)大きければ現在の木星軌道付近においても N_2 や希ガスが固相に凍結することを明らかにした。これらの固体物質が原始木星の材料となることで、これまで謎に包まれていた木星の均質な揮発性元素超過を説明できる可能性がある。影構造の継続時間は現状では未解明である。例えば、原始木星がある程度まで成長すると、落下ダストをせき止める

ことで自ら影形成を止める可能性がある。今後は時間進化する円盤内で、影構造がどのように形成・消失し、円盤の化学構造及び惑星の組成に影響を与えるのか調べる必要があるだろう。

今後、JWSTやArielといった次世代宇宙望遠鏡により高精度・広波長域の観測が多数の系外惑星に対して行われる。現状、系外惑星の大気観測は地上望遠鏡による可視波長とハッブル宇宙望遠鏡による近赤外波長での観測が主に行われている。これらの波長域では H_2O 、Na、K、TiOなどが大気的主要な吸収源となっており、更には系外惑星大気中の雲や霧の影響を受けやすいことから、大気元素比はあまり良くは制約されていない(系外惑星大気のトランジット分光観測に関しては福井氏、成田氏、川島氏、筆者の過去の遊星人および天文月報記事[99-102]も参照)。それでもなお、ホットジュピター大気におけるOの枯渇及び過剰なアルカリ金属[103]、Cが豊富なものに対してOに欠乏した超木星質量惑星[104]、CとOが共に欠乏したホットジュピター[105]など興味深い観測結果が続々と出始めている。今後、JWST及びArielによる観測で系外惑星大気への知見は加速度的に増していくことになるだろう。一方、太陽系内においても、木星以外に見られるNの相対的な欠乏や巨大氷惑星のC/S比など議論すべき点はまだまだ多い。ALMAによる円盤観測で原始惑星系円盤および惑星形成過程への理解が深まりつつある中、惑星大気と形成過程をいかに橋渡しするかも今後詳細に検討していくことが重要だろうと筆者は考える。

謝辞

本記事の執筆機会を与えてくださった本特集号のゲストエディターである東京工業大学の奥住聡氏に感謝します。本記事は筆者が第一著者である参考文献[71]の内容から主に構成されています。本記事を改訂する上で多くの有益なコメントをくださった匿名の査読者様、参考文献[61]の詳細に関して教えてくださったニース天文台のTristan Guillot氏、また本研究を遂行するにあたり多くの実りある議論をして頂いた共同研究者であるマックス・プランク天文学研究所の植田高啓氏、大学院時代の指導教員

である東京工業大学の奥住聡氏、現受入教員であるカリフォルニア大学サンタクルーズ校のJonathan Fortney氏には深く感謝致します。本研究は、日本学術振興会の海外特別研究員制度の支援を受けています。本稿の図はA&Aから転載許可を頂き、Ohno & Ueda (2021)の図を改変し掲載させて頂いたものです。

参考文献

- [1] Fulton, J. B. et al., 2017, *ApJ* 154, 109.
 [2] Owen, J. and Wu, Y., 2017, *ApJ* 847, 29.
 [3] Ginzburg, S. et al., 2018, *MNRAS* 476, 759.
 [4] Atreya, K. et al., 2018, *The Origin and Evolution of Saturn, with Exoplanet Perspective* (Cambridge University Press).
 [5] Atreya, K. et al., 2020, *Space Science Review* 216, 17.
 [6] Mahaffy, R. et al., 2000, *JGR* 105, 15061.
 [7] Wong, H. et al., 2004, *Icarus* 171, 153.
 [8] Li, C. et al., 2020, *Nature Astron.* 4, 609.
 [9] Bolton, S. et al., 2017, *Science* 356, 821.
 [10] Fletcher, N. et al., 2009, *Icarus* 202, 543.
 [11] Mahaffy, R. et al., 2000, *JGR* 105, 15061.
 [12] Wong, H. et al., 2004, *Icarus* 171, 153.
 [13] Fletcher, N. et al., 2009, *Icarus* 199, 351.
 [14] Fletcher, N. et al., 2011, *Icarus* 214, 510.
 [15] Briggs, F. and Sackett, P., 1989, *Icarus* 80, 77.
 [16] Karkoschka, E. and Tomasko, M., 2011, *Icarus* 211, 780.
 [17] Sromovsky, A. et al., 2011, *Icarus* 217, 292.
 [19] Tollefson, J. et al., 2021, *The Planetary Science Journal* 2, 105.
 [19] Molter, E. et al., 2021, *The Planetary Science Journal* 2, 3.
 [20] Irwin, P. et al., 2018, *Nature Astron.* 2, 420.
 [21] Irwin, P. et al., 2019, *Icarus* 321, 550.
 [22] Sromovsky, A. et al., 2019, *Icarus* 317, 266.
 [23] Oberg, K. et al., 2011, *ApJL* 743, 16.
 [24] Madhusudhan, N., 2012, *ApJ* 758, 36.
 [25] Moses, J. et al., 2013, *ApJ* 763, 25.
 [26] Notsu, S. et al., 2020, *MNRAS* 499, 2229.
 [27] Espinoza, N. et al., 2017, *ApJ* 838, 9.
 [28] Oberg, K. and Wordsworth, R., 2019, *AJ* 158, 194.
 [29] Helling, C. et al., 2014, *Life* 4, 142.
 [30] Eistrup, C. et al., 2016, *A&A* 595, 83.
 [31] Eistrup, C. et al., 2018, *A&A* 613, 14.
 [32] Cridland, A. et al., 2017, *MNRAS* 461, 3274.
 [33] Cuzzi, J. and Zahnle, K., 2004, *ApJ* 614, 490.
 [34] Oberg, K. and Bergin, E., 2016, *ApJL* 831, 19.
 [35] Booth, A. et al., 2017, *MNRAS* 469, 3994.
 [36] Booth, A. and Ilee, D., 2019, *MNRAS* 487, 3998.
 [37] Ali-Dib, M. et al., 2014, *ApJ* 785, 125.
 [38] Miley, J. et al., 2021, *MNRAS* 500, 4658.
 [39] Pollack, J. et al., 1986, *Icarus* 67, 409.
 [40] Fortney, J. et al., 2013, *ApJ* 775, 80.
 [41] Madhusudhan, N. et al., 2014, *ApJ* 794, 12.
 [42] Mordasini, C. et al., 2016, *ApJ* 832, 41.
 [43] Cridland, A. et al., 2019, *A&A* 632, 63.
 [44] Cridland, A. et al., 2020, *A&A* 642, 229.
 [45] Turrini, D. et al., 2021, *ApJ* 909, 40.
 [46] Madhusudhan, N. et al., 2017, *MNRAS* 469, 4102.
 [47] Schneider, D. and Bitsch, B., 2021, *A&A* 654, 71.
 [48] Schneider, D. and Bitsch, B., 2021, *A&A* 654, 72.
 [49] Lambrechts, M. et al., 2014, *A&A* 572, 35.
 [50] Kama, M. et al., 2019, *ApJ* 885, 114.
 [51] Lothringer, D. et al., 2021, *ApJ* 914, 12.
 [52] Hands, O. and Helled, R., 2022, *MNRAS* 894, 902.
 [53] 堀 安範, 2022, *遊星人* 31, 1.
 [54] Wilson, H. and Militzer, B., 2010, *Phys. Rev. Lett.* 104, 121101.
 [55] Wilson, H. and Militzer, B., 2012, *ApJ* 745, 54.
 [56] Soubiran, F. et al., 2017, *Physics of Plasmas* 24, 041401.
 [57] Moll, R. et al., 2017, *ApJ* 849, 24.
 [58] Li, S. et al., 2019, *Nature* 572, 355.
 [59] Gautier, D. et al., 2001, *ApJ* 550, 227.
 [60] Alibert, Y. et al., 2005, *ApJ* 622, 145.
 [61] Guillot, T. and Hueso, R., 2006, *MNRAS* 367, 47.
 [62] Mousis, O. et al., 2021, *ApJ* 918, 23.
 [63] Monga, N. and Desch, S., 2015, *ApJ* 798, 9.

- [64] Ali-Dib, M., 2017, MNRAS 464, 4282.
- [65] Mousis, O. et al., 2019, ApJ 875, 9.
- [66] Bosman, A. et al., 2019, A&A 632, 11.
- [67] Bitsch, B. et al., 2019, A&A 623, 88.
- [68] Birnstiel, T. et al., 2012, A&A 539, 148.
- [69] Kruijjer, T. et al., 2019, Nature Astron. 4, 32.
- [70] 荒川 創太 ほか, 2022, 遊星人 31, 1.
- [71] Ohno, K. and Ueda, T., 2021, A&A 651, L2.
- [72] Chiang, E. and Goldreich, P., 1997, ApJ 490, 368.
- [73] Dullemond, C. and Dominik, C., 2004, A&A 417, 159.
- [74] Ueda, T. et al., 2019, ApJ 871, 10.
- [75] Garufi, A. et al., 2017, A&A 603, 21.
- [76] Avenhaus, H. et al., 2018, ApJ 863, 44.
- [77] Garufi, A. et al., 2022, A&A 658, 137.
- [78] Gammie, C., 1996, ApJ 457, 355.
- [79] Birnstiel, T. et al., 2010, A&A 513, 79.
- [80] Banzatti, A. et al., 2015, ApJL 815, 15.
- [81] Adachi, I. et al., 1976, Progress of Theoretical Physics, 56, 1756.
- [82] Dullemond, C. et al., 2012, Astrophysical Source Code Library. Record ascl: 1202.015.
- [83] Birnstiel, T. et al., 2018, ApJ 869, 45.
- [84] Asplund, M. et al., 2021, A&A 653, 141.
- [85] Lodders, M. et al., 2009, Abundances of the elements in the solar system (New Series, New York: Springer-Verlag), 560.
- [86] Mori, S. et al., 2021, ApJ 916, 72.
- [87] 森 昇志, 2021, 遊星人 30, 4.
- [88] Kokubo, E. and Ida, S., 1998, Icarus 131, 171.
- [89] Ikoma, M. et al., 2000, ApJ 537, 1013.
- [90] Kobayashi, H. and Tanaka, H., 2021, ApJ 922, 16.
- [91] 奥住 聡, 2016, 天文月報 109, 12.
- [92] Okuzumi, S. et al., 2022, arXiv2201.09241.
- [93] Marley, M. et al., 2007, ApJ 655, 541.
- [94] Musiolik, G. et al., 2016, ApJ 818, 16.
- [95] Fritscher, M. and Teiser, J., 2021, ApJ 923, 134.
- [96] Shibaïke, Y. et al., 2019, ApJ 885, 79.
- [97] Ueda, T. et al., 2021, ApJL 914, 38.
- [98] 植田 高啓, 2022, 遊星人 31, 1.
- [99] 福井 暁彦, 成田 憲保, 2014, 遊星人 23, 1.
- [100] 川島 由依, 2020, 遊星人 29, 2.
- [101] 大野 和正, 2020, 遊星人 29, 3.
- [102] 川島 由依, 2022, 天文月報 115, 5.
- [103] Welbanks, L. et al., 2019, ApJL 887, 20.
- [104] Pelletier, S. et al., 2021, AJ 162, 73.
- [105] Line, M. et al., 2021, Nature 598, 580.

一番星へ行こう!日本の金星探査機の挑戦 その50 ～金星探査検討RG設立:「あかつき」に続く日本の金星探査～

今井 正堯¹, 神山 徹², 安藤 紘基³, 佐川 英夫⁴, 佐藤 隆雄⁵,
原田 裕己⁶, 山崎 敦⁷, 佐藤 毅彦⁸, 今村 剛⁹

(要旨) 金星探査機「あかつき」は2015年12月の軌道投入より現在まで、既に10金星年以上の長きにわたり貴重な科学データをもたらしてくれました。この膨大なデータは惑星気象学を中心に数多くの研究者の手によって解析が進み、たくさんの科学成果が生まれています。一方で、世界的には2030年前後に金星を目指す探査計画が複数採択され、我々日本の金星研究者内では「あかつき」に続く次期金星探査案を早急に具体化するべきだという気運が高まっています。こうした背景から本年、将来の金星探査検討リサーチグループが設立されました。本稿では、これまでのリサーチグループ内での議論から、ポスト「あかつき」探査において、金星にどのような科学的意義が存在するのか、実際にどういった形の探査提案があり得るかを交えつつ、その検討の一端を紹介します。

1. 将来の金星探査計画にあたり

地球とほぼ同じ大きさでありながら地球と全く異なる環境を有する金星では、大気放射・力学・化学・散逸と大気-地殻相互作用が地球とは異なる気候システムを作り上げています。金星探査機「あかつき」では、固体部分の自転速度を60倍も上回る速度で大気が循環する「スーパーローテーション」など、主に大気力学にフォーカスを当てた研究が進められてきました。一方で金星には他にも、二酸化炭素大気、光化学的安定性、硫黄サイクル、エアロゾル物理、

アルベドを支配する未同定の紫外吸収物質、揮発性物質の宇宙空間への散逸、大気と固体惑星の物質交換など、金星大気存在そのものに関わる、解き明かすべき多くの課題が残されているのが現状です。近年、全球をエアロゾルで覆われているような、または「スーパーローテーション」しているような系外惑星が発見され、こうした系外惑星のアナログとしても金星が注目されています。我々が目指す金星の科学は、金星という特定の天体の成り立ちの解明のみならず、普遍的な惑星気候システムの理解にもつながるものであるべきです。

1960-80年代の米ソの金星探査競争から四半世紀以上を経て2000年代後半にリポートした金星探査は、現在Venus Expressと「あかつき」によって積み上げられた成果をまとめ、次の展開を図るフェーズにあります。2021年になって米国と欧州で合わせて3つの金星ミッション (VERITAS, DAVINCI, EnVision) が採択されました。さらにインドやロシアによる金星探査計画も推進されており、2030年代に世界が金星を目指す時代が来ようとしています。日

1. 京都産業大学 理学部 日本学術振興会 特別研究員 (PD)
2. 産業技術総合研究所 デジタルアーキテクチャ研究センター 主任研究員
3. 京都産業大学 理学部 助教
4. 京都産業大学 理学部 教授
5. 北海道情報大学 経営情報学部 講師
6. 京都大学 理学研究科 助教
7. 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所 助教
8. 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所 教授
9. 東京大学大学院 新領域創成科学研究科 教授
mstk-a.imai@frontier.hokudai.ac.jp

本においても近年の探査の成果を踏まえた金星科学の新展開と、新たな探査の種となる工学技術開発、そしてそれらを踏まえた複数の探査ミッション計画立案に向けた議論が活発になっています。

これらの状況をふまえ、地球型惑星の多様性と普遍性の理解を掲げつつ、金星科学の個別テーマについて議論の深化を図るため、本年将来の金星探査検討リサーチグループ(金星探査RG)が設立されました。金星探査RGでは、新たな発想の探査を可能とする工学技術の検討を進めることにより、科学的成果と探査工学の発展を最大化するロードマップを描くことも活動の目的としています。続く各節では、これまで金星探査RGで議論されている探査提案を紹介します。本稿によって幅広い分野の研究者の方々の興味を喚起し、より活発な議論のきっかけとなることを期待します。

2. 衛星間電波掩蔽観測

地球の気象でよく知られているように、大気中の波や擾乱は、熱や運動量を輸送し惑星規模の循環の形成を司ります。それ故に、惑星の大気循環の理解には波や擾乱の性質を解明することが必要不可欠です。しかし、地球以外の惑星では波や擾乱の実態は殆ど理解されていないのが現状です。金星では例えば、鉛直伝播する大気波動は超高速の東風「スーパーローテーション」の形成・駆動メカニズムとして重要視されていますが、発見から半世紀経った現在もこれら波や擾乱の効果について、定量的な評価はおろかその全体像の定性的な理解も確立していません。Venus Expressと「あかつき」による金星周回軌道からのリモートセンシングや地上望遠鏡による光学観測によって、波や擾乱の雲頂高度~70

kmにおける水平構造についての知見は徐々に増えています。一方で、分厚い濃硫酸の雲で全球を覆われた金星は、それらの鉛直構造に関する知見が極めて乏しい状況が続いています。この問題を打開できる一つの有力な観測手段が、気温の高度分布を高精度(温度測定誤差 ~0.1 K)・高分解能(鉛直分解能 ~1 km)で測定できる電波掩蔽法です。

電波掩蔽法とは、探査機が惑星の背後に隠れる時または出てくる時に地上局に向けて電波を射出し、その電波の受信周波数が探査機の軌道運動と大気の屈折によって変化する性質を利用して、気温の高度分布を導出する観測手法です(図1)。金星における電波掩蔽観測では、高度40~90 kmにおける気圧・気温分布を導出できます [1]。これまでの金星ミッションでも電波掩蔽観測が実施されてきましたが、地上局を受信局とする限り、探査機の軌道や惑星の位置関係によって観測できる領域や機会が制限されていました。そこでこの弱点を克服できる手段として「衛星間」電波掩蔽観測を検討しています。

現状、ミッションの概念設計はほぼ完了し、金星衛星間電波掩蔽観測 (Crosslink Radio Occultation for Venus Atmosphere using micro-satellites, CROVA) というミッション名のもと、100 kg級の親機と6Uサイズ (12 kg)の子機2機による構成を軸に詳細検討を進めています。親機には地球上の地上局と通信するための通信システムのほか子機と通信するための通信システムが搭載され、一方の子機には子機同士もしくは親機とのみ通信可能な通信機が搭載されます。この衛星間通信システムを用いて、衛星間電波掩蔽観測を行う構想です。

通信周波数の変動を用いて観測を行う電波掩蔽観測においては、安定なクロック源を持つことが重要となります。親機は「あかつき」等で用いられてきた

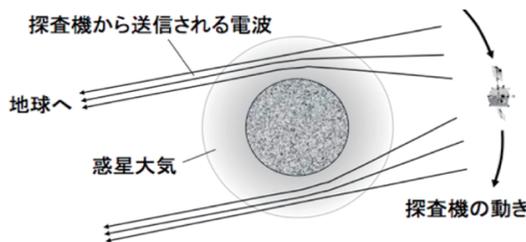


図1: 電波掩蔽法の概念図。

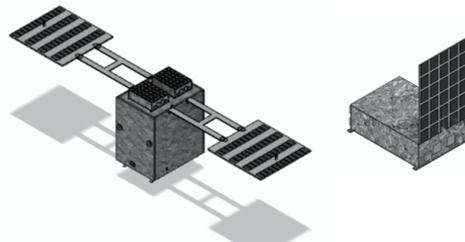


図2: CROVAの親機(左)と子機(右)の外観図。

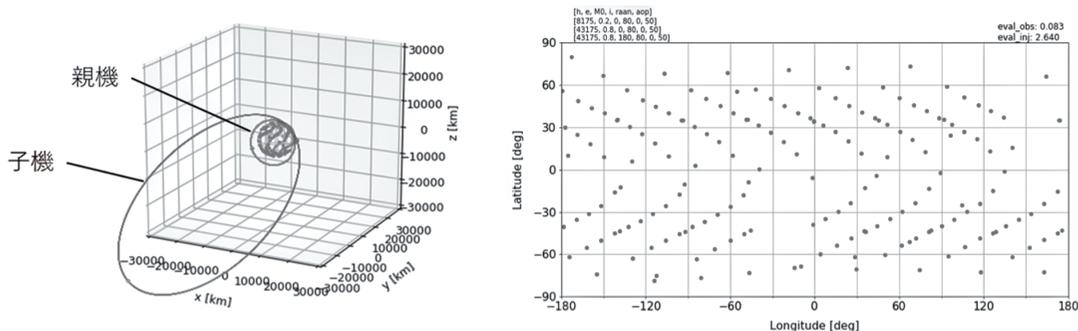


図3: (左)観測軌道と(右)4地球日で得られる観測点の経度-緯度分布。

超高安定発振器 (Ultra Stable Oscillator, USO) を搭載させる予定です。6Uサイズである子機には「あかつき」同等のUSOを搭載することはできないため、超小型サイズのUSOを新規に設計・開発することが工学面での重要課題のひとつであり、技術的な検討が進んでいます。また、衛星間電波掩蔽の機会と観測のカバー領域を最適化すべく軌道設計についても解析が進んでいます。CROVAの衛星群はドッキングされた状態で打上げられ、子機は親機が金星周回軌道に入ってから分離され、それぞれが金星周回軌道に投入されます。その際、親機と子機の相対速度が大きい軌道に投入することで幅広い地点で観測が可能となります。現時点までの検討で得られた観測軌道を図2に示します。親機を近金点高度300 km、遠金点高度4000 km、子機を近金点高度300 km、遠金点高度74000 km と定め、どちらも軌道傾斜角は 80° の同一平面上で金星を周回します。子機2機は180度離れた位置まで位相制御され、周回周期は親機と子機それぞれ2時間と27時間になっています。図3は、上記の条件下で金星のスーパーローテーションの周回周期である4地球日の間に得られる観測点の経度-緯度分布を示していて、全部で179個(親-子:165個, 子-子:14個)データ点が従来の電波掩蔽観測と違い短期間に全球的に分布していることが分かります。

CROVAミッションの実現が金星大気科学にもたらすと期待される最大の特徴は以下の3項目です。

1) 雲層より下の大気の3次元構造

前述のように、電波掩蔽観測は高度40–90 km

をカバーできます。金星の雲層はおよそ高度50–70 kmに全球的に存在するため、カメラや分光器などの光学観測では雲頂や雲底付近の高度しか観測できず、特に雲層の下の観測的知見が殆どありません。CROVAでは雲層の下を集中的に観測できることから、発見的な研究が進む可能性が大いにあります。

2) 波や擾乱の空間・時間変化の全球モニタリング

近年、数値モデルを使った研究の進展が目覚ましく、大気運動に対する種々の波や擾乱の寄与が示されていますが、一方でその妥当性を評価できる観測データが存在しません。CROVAで取得した全球的な気温・気圧データから、様々な時間・空間スケールの波や擾乱を捉えることができれば、これまでの理論的研究に新たな視点での検証が加えられます。

3) 硫酸蒸気混合比の全球分布

電波掩蔽観測では、受信強度の時間変化から大気中の微量物質の混合比を測定することができ、金星の場合は硫酸蒸気の混合比分布が分かります。金星の雲は濃硫酸の液滴であるため、これらの全球分布は金星雲物理の理解に役立ちます。近年、金星の雲分布と大気波動の関連が数値モデルによって示唆され、2)と合わせて雲と大気運動の関連性を紐解くことが可能になります。

3. 大気化学探査

惑星大気を研究する上で大気の運動(力学)とともに重要な視点となるのが、大気の組成や化学的(酸化的・還元的)性質、そして大気内で生じている

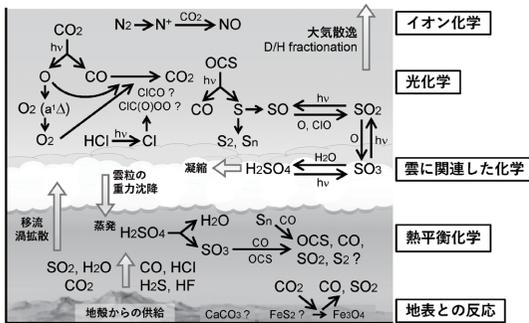


図4:金星大気化学の概念図。レビュー論文 [3]などを参考に作成。(観測未検証の反応も含む)

様々な化学反応についての理解です。大気の組成や化学的な性質は、その惑星大気がどのように形成され、大気や地表環境がどのように変遷してきたのかを理解する鍵になります。大気中に僅か (ppm～ppbといった混合比) しか含まれない微量成分も、大気中の放射バランスに関係し気温構造の決定に強く影響します。また、大気中の化学反応には、太陽からの紫外線や銀河宇宙線といった外的要因に駆動される化学反応や、その惑星大気内部の微量成分同士の反応 (触媒反応を含む)、エアロゾルや雲粒の生成に至る化学反応や粒子表面上での不均一反応など、様々な種類が存在し、大気化学の理解を通してその惑星大気が置かれている環境をより詳しく理解することが可能です。近年では太陽系内の惑星の大気化学の知見を系外惑星の理解に応用することも試みられています [2]。

金星大気では各高度において異なる種類の大気化学が存在していると考えられています [3] (図4)。大きく区分すると、下層の高温大気中での熱平衡化学、雲層の硫酸液滴の生成に関係する化学反応、雲層よりも上空での太陽紫外線に駆動される光化学、そして超高層電離大気におけるイオン化学といった具合に、主要な化学反応の種類が大気の高度によって異なります。また、化学反応に寄与する分子種に注目すると、二酸化炭素(CO_2)や一酸化炭素を中心とした CO_x 反応サイクル、二酸化硫黄(SO_2)を中心とする SO_x 反応サイクル、 SO_2 などから分離した硫黄が同素体を作るポリサルファー(S_x)反応サイクル、塩素酸化物 ClO_x 反応サイクル等々が挙げられます。

このような“大まかな特徴”は掴めつつある金星大気化学ですが、その詳細は未だ多くの謎を残してい

ます。中でも長年の議論的的となっているのが、(1)金星 CO_2 大気の安定性問題と、(2)金星大気全体における硫黄の挙動です。(1)は、 CO_2 が紫外線によって一酸化炭素と酸素に光解離するのに対して、一酸化炭素と酸素を直接再結合させて CO_2 を還元させる反応はスピン禁制反応となっているために、その反応効率が著しく低いという問題です。この問題点は1970年代に火星大気と同様にMcElroyら[4]によって提起されました。この古典的な問題は、触媒を介した別の CO_2 還元反応の存在を仮定することで回避できますが、実際に金星大気中でこういった触媒反応が効いているのかは、 ClO_x がその候補として提案されている[3]ものの、未だ観測的制約が有りません。

(2)は、金星大気を特徴づける硫酸液滴の雲層の生成消滅過程や、雲層に存在する未知の紫外線吸収物質の謎 [5]とも深く関係する問題です。金星大気中における硫黄は、 SO_2 、 OCS 、 H_2SO_4 、 SO といった分子の形で存在します。これらの物質の中で、 SO_2 は雲層上部における存在量が1980年代のPioneer Venusの時代から2000年代のVenus Expressの時代にかけて長期的に観測されていますが、その混合比が数百ppbからほぼゼロの間で大きく変動していることが知られています[6]。この理由として火山活動による大気中の硫黄総量の変動などが提唱されていますが、未だ結論は得られていません。また、 SO_2 は雲層の下では130 ppmという混合比で存在するのに対して、雲頂ではppbのレベルまで減少します。この雲層を挟んだ上下間での SO_2 の急激な減衰は、最新の大気化学モデル[7]でも未だ再現できていません。このことは、金星雲層における SO_x や S_x の化学反応に関する我々の知識が不完全であることを示唆しています。雲層内部の S_x は未知の紫外線吸収物質の候補の一つにも挙げられており、大気化学と雲の紫外アルベド変動の両者にとって重要な研究対象となります。

これまでの金星大気の化学的な研究は、主に周回探査機に搭載された分光観測器や地上からの望遠鏡観測によって実施されてきました[8]。これらはいずれも金星からの放射(紫外線や赤外線、電波)を分光観測し、そのスペクトル内に金星大気中の分子の吸収線を探るというリモートセンシングです。こ

の手法の一番の難点は、CROVAについて述べた際にも触れましたが、金星の分厚い雲層の内部や雲層よりも下方の大気を観測することが出来ないという点です。近赤外波長域の一部の波長帯では金星の夜面で雲層よりも下の下層大気や地表面からの熱放射を観測することが出来ますが(「あかつき」のIR1・IR2カメラでも観測波長として採用されています)、この波長帯で観測できる大気分子の種類には限りがあります[9]。雲層内部や雲層よりも下方の金星大気化学探査をどのようにして実現するか?というのは、容易なことではないのですが将来的に取り組むべき金星研究の本質的な課題だと考えられます。

なお、今後実現する欧米の金星探査のうちVERITASとEnVisionはどちらかと言えば金星地表面および固体惑星の探査に焦点が当てられており、大気微量成分の観測については飛躍的な進展は期待薄のように思われます。DAVINCIのプローブ探査は金星大気中に降下しながら大気組成を質量分析器で計測していくため、下層大気中に含まれる火山由来の微量成分や分光観測では測れない希ガスの定量などで大きな成果が期待されています。ただし降下プローブの宿命として、一地点、一時期のスナップショットが得られるだけである点は変わりません。今後、日本の将来の金星大気化学探査を立案するにあたっては、これらの海外ミッションとのシナジーも重要な観点となることは言うまでもありません。

4. 大気散逸探査

金星大気の散逸率の定量的な測定とその物理メカニズムの同定は、地球型惑星の持続的な大気保有条件を明らかにするという、太陽系のハビタビリティの理解と直結する重要課題です。Donahueらは、Pioneer Venusにより金星で観測された高いD/H比を、同位体分別を伴う長期的な水素散逸の結果であると解釈し[10]、金星全面にならしたときに深さ4.2-14 mに相当する量の水が過去に失われたと提案しました[11]。しかしながら、近年のVenus Express観測からは、このような大規模な水の損失は説明できないと示唆されています。現在働いているイオン散逸メカニズムを過去の激しい太陽風状態を考慮して外挿した酸素イオンの総散逸量は、高々

深さ0.02-0.6 m程度に相当する水の損失しか説明できないのです[12]。

一方で、金星大気からのイオン散逸率の定量的な測定に成功したVenus Expressのイオン計測器[13](図5)をもってしても、その時間分解能(3分程度)では散逸の物理メカニズムまでを同定することが難しく、また、計測エネルギーの限界から脱出エネルギーを超えた全エネルギーのイオン散逸率の推定値には大きな不確実性があることなど、まだまだ課題が残されています。金星イオン散逸観測の次のステップとして、熱的エネルギーから脱出エネルギーを超えるまでのイオン加速の現場を実測し、さらに複数のイオン散逸プロセスを切り分けて、太陽放射・太陽風の変動に対するイオン散逸の応答を理解することが重要となります。

また、地球型惑星からの大気散逸は、次のような観点から比較することが重要です。(1) 太陽からのエネルギー入力観点: 太陽系ハビタブルゾーンの内縁に位置する金星と、外縁に位置する火星の比較;(2) 大気散逸における磁場の役割の観点: 固有双極子磁場を保持する地球、内部ダイナモ起源の双極子磁場は現存しないが比較的強い地殻残留磁化の残る火星、および固有磁場のない金星の比較;(3) イオン散逸を制約するボトルネックの観点: 脱出エネルギー律速の金星・地球と、大気供給量律速の火星の比較[14]などです。近年探査が進んでいる火星と比べて、金星の調査は遅れており、大気散逸の比較惑星学的な研究を進める上で将来必ず解決すべき課題となります。火星では、中性大気・電離大気・荷電粒子・電磁場の計測器パッケージを搭載したMAVENミッションにより、大気散逸・超高層大気総合観測が行われ、多くの成果が得られています。さらに、MMXでは散逸イオンの同位体計測が実施され、NASA SIMPLEXプログラムに採択されたESCAPADE計画では、火星圏で初の二機編隊プラズマ観測が実施される予定です。対して金星では、Venus Express以降、大気散逸過程の調査を掲げた観測計画はほとんど見当たりません。これでは、火星条件という一つの側面からのみ太陽系のハビタビリティを理解して満足することになってしまいます。一部の領域・条件のみの調査から得られる限定的な理解から脱却し、太陽系のハビタブルゾーンの全体

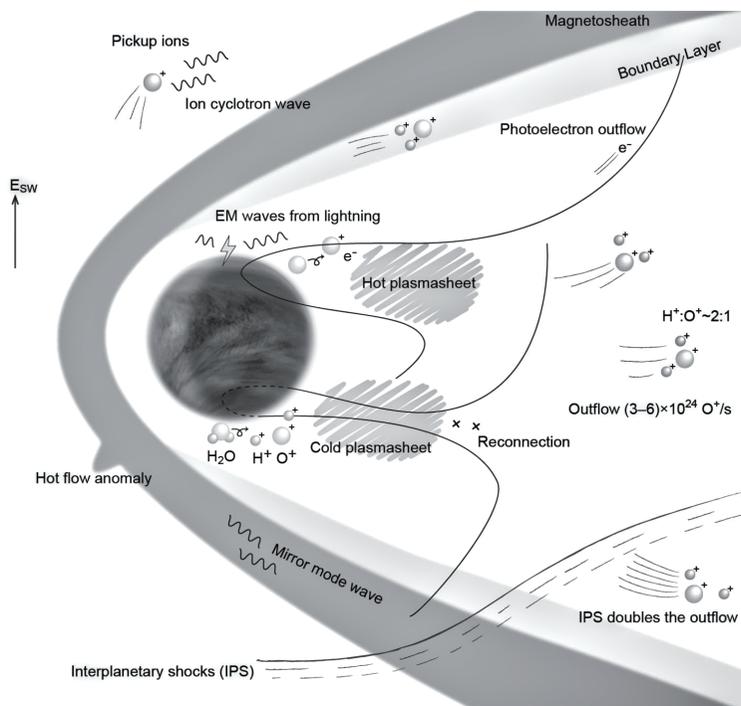


図5: Venus Express の観測により判明した金星周辺のプラズマ環境 [13].

理解, ひいては多様な系外惑星へ適用可能な生命生存可能条件の普遍的理解を進めるためには, 外側の惑星環境探査と同時期に, 内側の惑星環境—金星圏—を調査することが不可欠なのです.

5. おわりに

「あかつき」の金星探査によって, 日本国内には今後の惑星大気科学・惑星気象学を推進する確かな研究土壌が育まれてきました. 今後も日本がこの分野で世界を牽引するべく, 関係者一同さらなる努力を続けていく所存です.

既に新たに設立された金星探査RGの枠組みを通して, 積極的な議論が進んでいます. 本稿では紹介しきれなかった議論の中には, 中層大気から大気散逸領域をつなぐ熱圏の探査にむけたマイクロプローブ探査, 金星ラグランジュ点からの金星昼面/夜面の望遠モニタリング観測, 「あかつき」で捉えられた雷発光と思しき突発的発光現象 [15] の追跡観測, など多様な提案がなされており, またより魅力的な探

査の条件のひとつに複数の科学目標の達成がありますが, こういった視点から個々の提案同士を絡めて一つのミッション提案に昇華できないかという議論も進んでいます. 具体的な例としては, CROVAによる電波掩蔽観測を大気散逸の観測に活用する話があります. 電波掩蔽観測では, 電子密度に関する副産物があり, もし磁力計をはじめとしたプラズマ計測機器を探査機に搭載して金星の電磁環境を調べることができれば, 金星の上層・下層結合にまでミッションの幅を広げられるでしょう.

2030年前後に予定されているNASAやESAによる金星ミッションは, それぞれが非常によく検討された大きな科学的インパクトが予想される計画となっています. 「あかつき」に続く次期金星探査では, これらとの親和性を考慮しつつ, 今後も日本が世界から一日置かれる存在であり続けるために, 理学・工学的なオリジナリティを見定めつつ具体的な探査提案を目指していきたいと思います.

参考文献

- [1] 安藤紘基 ほか, 2017, 遊星人 26, 56.
- [2] Mills, F. P. et al., 2021, Space Sci. Rev. 217, 43.
- [3] Mills, F. P. et al., 2007, Exploring Venus as a Terrestrial Planet, Geophys. Monograph S. 176, 73.
- [4] McElroy, M. B. et al., 1973, J. Atmos. Sci. 30, 1437.
- [5] 今井正堯, 田口真, 2021, 遊星人 30, 173.
- [6] Marcq, E. et al., 2012, Nat. Geo. 6, 25.
- [7] Bierson, C. J. and Zhang, X., 2020, J. Geophys. Res: Planets 125, e2019JE006159.
- [8] Marcq, E. et al., 2018, Space Sci. Rev. 214, 10.
- [9] Arney, G. et al., 2014, J. Geophys. Res: Planets 119, 1860.
- [10] Donahue, T. M. et al., 1982, Science 216, 630.
- [11] Donahue, T. M. and Hartle, R. E., 1992, Geophys. Res. Lett. 12, 2449.
- [12] Persson, M. et al., 2020, Journal of Geophys. Res: Planets 125, e2019JE006336.
- [13] Futaana, Y. et al., 2017, Space Sci. Rev. 212, 1453.
- [14] Ramstad, R. and Barabash, S., 2021, Space Sci. Rev. 217, 36.
- [15] 高橋幸弘 ほか, 2021, 遊星人 30, 72.

火の鳥「はやぶさ」未来編 その26 ~リュウグウ帰還試料のキュレーション~

矢田 達¹, 安部 正真¹, 岡田 達明¹, 中藤 亜衣子¹, 与賀田 佳澄¹, 宮崎 明子¹, 西村 征洋¹, 坂本 佳奈子¹, 畠田 健太郎², 熊谷 和也², 古屋 静萌^{1,3}, 岩前 絢子^{2,4}, 吉武 美和^{1,5}, 人見 勇矢², 副島 広道², 長島 加奈¹, 金丸 礼¹, 山本 大貴^{1,6}, 林 佑¹, 深井 稜汰¹, 管原 春菜¹, 鈴木 志野¹, 橘 省吾^{1,3}, 臼井 寛裕¹, 塚本 尚義^{1,7}, 藤本 正樹^{1,6}, 澤田 弘崇¹, 岡崎 隆司⁸, 高野 淑識⁹, 三浦 弥生¹⁰, 矢野 創¹, Trevor Ireland¹¹, 杉田 精司¹², 長 勇一郎¹², 湯本 航生¹², 矢部 佑奈¹², 森 晶輝¹², Jean-Pierre Bibring¹³, Cedric Pilorget¹³, Rosario Brunetto¹³, Lucie Riu^{1,13}, Damian Loizeau¹³, Lionel Lourit¹³, Vincent Hamm¹³, 中澤 暁¹, 田中 智¹, 佐伯 孝尚¹, 吉川 真¹, 渡邊 誠一郎¹⁴, 津田 雄一¹

(抄録) 2020年12月6日に小惑星探査機「はやぶさ2」はC型小惑星リュウグウ表層物質を収めた再突入カプセルを地球に帰還させた。回収された再突入カプセルに収められた試料コンテナは、オーストラリア現地でのガス採取を実施した後、JAXA相模原キャンパスの惑星物質試料受入設備に搬入され、チェンバー導入前の部品取り外し・洗浄等のプロセスを経てクリーンチェンバー内で真空中での開封・高純度窒素環境下での帰還試料の取り出し・初期記載が行われた。これらのリュウグウ帰還試料の初期記載の結果、これまでに回収されたとの隕石よりも反射率が低く、全体密度が小さい事が判明した。また、赤外反射スペクトルの吸収特性から水酸基を含む含水鉱物と炭酸塩鉱物、及びCH結合に富む有機物が試料中に含まれることが明らかになった。これらの情報を既知の隕石と比較すると、CIコンドライト隕石に最も似ていると言える。また探査機搭載機器によって得られた可視・近赤外スペクトルと比較した結果、帰還試料はリュウグウ表層全体を代表している事が分かった。取り出された試料の一部は既に初期分析チーム、2次キュレーションチーム、NASAへ配分され、更に国際公募研究による配布が予定されている。本稿では一連の試料取り扱いプロセス・初期記載内容について述べる。

1. はじめに—サンプルリターン ミッションとキュレーションの意義—

本稿では、本誌の『火の鳥「はやぶさ」未来編』の連載で「はやぶさ2」メインミッションのトリを飾る、リュウグウ帰還試料の受け入れ・記載について、報告させて頂く。ご存じの通り、2014年12月に打ち上げら

れた小惑星探査機「はやぶさ2」は、目標天体の地球近傍C型小惑星162173リュウグウにおける近傍観測・試料採集を行い、2020年12月6日オーストラリアに小惑星試料を収めた再突入カプセルを帰還させた[1-3]。

「はやぶさ2」のようなサンプルリターンミッションが他のミッションと大きく異なる点は、リモートセンシ

1.宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所
2.(株)マリン・ワーク・ジャパン
3.東京大学宇宙惑星科学機構
4.東洋大学
5.特許庁
6.東京工業大学地球生命研究所
7.北海道大学大学院理学研究院
8.九州大学大学院理学研究院

9.海洋研究開発機構
10.東京大学地震研究所
11.オーストラリアクィーンズランド大学
12.東京大学大学院理学系研究科
13.フランス宇宙天体物理学研究所
14.名古屋大学大学院環境学研究所
yada@planeta.sci.isas.jaxa.jp

ング観測を行った探査対象天体から実際に試料を持ち帰る所にある。リモートセンシング探査で知り得るのは、探査機を打ち上げた時点での技術レベルで開発された観測機器で、対象天体近傍での限られた時間で行った観測で得られたデータとなるが、サンプルリターンミッションでは帰還した試料を将来にわたって繰り返し分析することが出来る。例えば、遠い将来、画期的な分析技術の躍進があった場合、再び帰還試料をその技術を用いて分析する事により、新たな科学的成果を創出する事が可能である。前例としてはアポロ11~17号が1969年~1972年に月から持ち帰った試料から、半世紀経った今でも新たな研究成果が生み出されている[例えば4]。サンプルリターンミッションは長期間にわたって科学的成果を創出し続ける、非常に息の長い探査であると言える。また、地球に落下する隕石と小惑星の望遠鏡観測による可視・近赤外スペクトルを比較して、それぞれの隕石の母天体と小惑星のスペクトルタイプとを関連付ける為の研究がなされてきたが[5]、この研究の実証の為には実際の小惑星の試料を持ち帰って隕石と比較するのが一番の早道である。サンプルリターンミッションは、地質学者が地球の成り立ちを知る為に地質図を作る様に、人類が太陽系の成り立ちを知る為に太陽系全体の地質図を完成させるのに欠くことの出来ない探査である。この人類の宝とも言うべきサンプルリターンミッションによる帰還試料を受け入れ、科学的価値を損なう事無く取り扱い、タイムリーに研究供与することで新たな惑星物質科学成果の創出をもたらす、将来にわたって適切に保管・管理する業務が、帰還試料キュレーションである。

以下、本稿では「はやぶさ2」帰還試料キュレーションについて、その試料帰還前の準備から実際の帰還後の試料処理過程、試料の初期記載の成果を概観する。

2. 帰還前の準備

本誌「火の鳥」はやぶさ」未来編」連載その14 [6] 及びその20[7]でも触れているとおり、宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所地球外物質研究グループ(Astromaterials Science Research Group, 以後ASRG)では、2015年より「はやぶさ2」帰還試



図1: オーストラリアウーメラ制限区域に着陸した、探査機「はやぶさ2」再突入カプセルの機器モジュールの回収作業の様子。連載その23の図3の集合写真と同じ木が写っている[3]。

料受入設備仕様検討委員会を立ち上げて、設備仕様検討を進め、2016年からクリーンルーム新設工事に着手し、並行して「はやぶさ2」帰還試料専用のクリーンチェンバー(以下CCと略す)の設計・製造・設置を進めた。2018年の新設クリーンルームへのCCの設置以降、2年間にわたって機器の機能・性能確認、関連機器・器具の整備を進めつつ、帰還試料の受け入れ・初期記載のリハーサルを実施し、2020年12月の試料帰還本番に備えた。特に、研究機関間輸送に用いる為の密閉型容器(Facility to Facility Transfer Container, FFTC)やチェンバー内で用いる試料容器や治具の仕様については、シール性能の確認なども含めて二次キュレーション高知チームメンバーの助力により開発されたことをここに明記しておきたい[8]。本連載その23でも触れられているが[3]、受け入れ準備の途上において、新型コロナウイルスが全世界で蔓延する状況となった。この為、最初の緊急事態宣言により1ヶ月余り現場作業の休止を余儀なくされたり、作業再開後も国内及び海外拠点との連帯に苦心する事となった。例えば、後述される、初期記載分析機器の一つである赤外顕微鏡MicrOmegaについては、開発元のフランス宇宙天体物理学研究所から機器を受け入れる為に、来訪した開発元技術者が2週間の隔離期間を経て、設置・調整作業に当たる、などというような経緯もあった。また、本来はASRG人員の少なくとも1名はオーストラリアでの再突入カプセル回収作業に立ち会う予定だった所を、その後の帰国後の隔離により本来の試

料受け入れ作業に参加できなくなることを鑑み、カプセル回収作業への参加は見送ることとなった。

3. カプセルの回収からガス採取まで

当初の予定通り、探査機「はやぶさ2」から切り離された再突入カプセルはオーストラリア現地時間2020年12月6日2時24分頃、オーストラリアウーメラ制限区域(Woomera Prohibited Area, 以後WPA)内に着地した(図1)。その発見時の経緯の詳細は本連載その23を参照して頂きたい[3]。回収された再突入カプセルの内、試料コンテナを含む部分は機器モジュールと呼ばれる。この機器モジュールはWPA内のオーストラリア軍の施設内に持ち込まれ、バッテリーなどの危険物を取り外した後、試料コンテナを取り出し、施設内に設置されたクリーンブースに持ち込まれた。試料コンテナはその表面の洗浄を行った上で、ガス採取・分析を行う為に開発されたガス採取・分析装置に接続された。真空中でコンテナの底面に穴を開けコンテナ内に密封されていたガスサンプルの大部分は真空ラインに設置されているガスタンクに回収され、ガスサンプルの一部は四重極質量分析計によってその場分析が行われた(図2)。これは地球外天体から回収された世界で初めてのガスサンプルとなる。ガス採取を実施した後、コンテナは真空中で密封され、窒素封入された金属ケースに収められて輸



図2: オーストラリアウーメラ制限区域内の軍施設に設置されたクリーンブース内で行われた試料コンテナからのガス採取の様子。中央のフランジ上に据え付けられているのが、回収された試料コンテナで、フランジはガス採取・分析装置の真空ラインに接続されている。ガス採取・分析装置には四重極質量分析計、ガス採取用タンクが備えられている。

送コンテナに収納し、WPA内の軍用空港からチャーター機で東京国際空港(羽田)まで空輸された。

4. クリーンチェンバー導入まで

2020年12月8日早朝に東京国際空港(羽田)に着陸したチャーター機から取り出された輸送コンテナはエアサスペンション車に搭載されてJAXA相模原キャンパスまで陸送された。地元の方々からの歓迎を受けて輸送コンテナを載せたエアサスペンション車は惑星物質試料受入設備に到着し、輸送コンテナは惑星物質試料受入設備に持ち込まれた。この後、試料コンテナはCCに導入されるまでの作業はオーストラリア現地からチャーター機で帰国したサンプラーチーム(SMP)人員4名と国内で待機していたSMP1名及びASRGから選抜された共同作業員2名により進められた。当時の検疫規定により海外から帰国した邦人は2週間の隔離が必要となっていたが、日本側の人員との接触がないよう対策を講じることを条件に、SMP帰国班とASRG2名、国内SMP1名による帰国直後の作業が認められた。また、オーストラリア輸送からCCへの試料搬入まで作業記録係1名が帯同した。これらの人員と国内のASRGメンバーとの完全隔離の為に、2チームのクリーンルームへの入室口を別々にして動線が交わらない様にし、また、クリーンルーム外では間仕切りを設けて環境を完全に隔離する措置を執った。

このような環境の元、サンプラーチームはまず輸送コンテナから試料コンテナを取り出し、外観チェックを行った。その後、コンテナの外蓋の上に取り付いている背面アブレーターを取り外す為に(図3)、アブレーターをフタに締結しているネジ頭を露出させるべく、フライス盤によるアブレターの切削作業をクリーンルーム内で実施した。通常、クリーンルームと工作機械はその清浄度の違いから相容れないものであるが、クリーンルーム内に設置された独立排気区画にフライス盤を設置し、機器や切削作業で排出される汚染物がクリーンルームを汚染しない様に配慮した。切削作業により露出したネジを取り外して背面アブレーターを取り外した後、コンテナの外面を真空吸引及び湿式・乾式ワイブにより洗浄を行い、50 μ m以上の汚染物が存在しないのを確認して

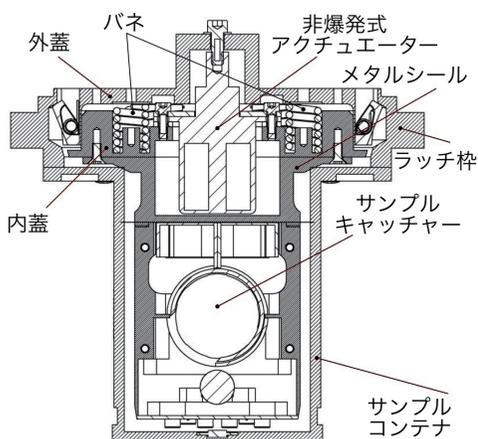


図3:「はやぶさ2」試料コンテナの断面図。主にサンプルコンテナ、サンプルキャッチャー、内蓋、外蓋、ラッチ棒から構成される。内蓋のメタルシールとコンテナのエッジによるメタルシールにより、試料をおさめたキャッチャーは小惑星近傍での閉止時の環境を保っている。この外蓋の上には再突入時の加熱からサンプルを保護する為の背面アブレーターが締結されていた。

から、試料コンテナから不要部品を取り外す作業に移った。図3に示すとおり、試料コンテナの蓋は内蓋と外蓋の2重構造になっており、二つのフタの間にバネが設置されており、外蓋はラッチ棒により固定され、バネの斥力で内蓋をコンテナ下部のメタルシールに押し付けることで真空密封を保持している。部品取り外し作業では、試料コンテナが設置されているフランジごとコンテナ開封機構に設置し、蓋全体を開封機構の器具により押さえ、ラッチ棒を取り外した。ラッチ棒を取り外すことにより外蓋は分離できるようになるので、内蓋を別の器具で押さえて外蓋・バネなどの部品を取り外した。これによりチェンバーに導入可能な状態になったので、導入直前にもう一度真空吸引及び湿式・乾式ワイプにより洗浄を行い、開封機構ごとCCに締結して真空排気を開始し、高真空に到達させた。この一連の作業にあたって、常にコンテナを保持している荷重、及びコンテナの真空度を継続モニターすることで、リークによる地球大気の汚染の無い事を確認しつつ作業を進めた。試料コンテナの日本帰国から3日目、地球への試料帰還から132時間(5日半)で試料コンテナはCCまで導入された。

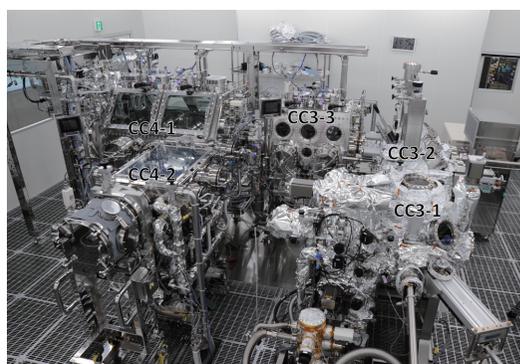


図4:「はやぶさ2」帰還試料用CCの俯瞰写真。右下から反時計回りにCC3-1, CC3-2, CC3-3, CC4-1, CC4-2という配置になっている。CC3-1, CC3-2は真空作業用, CC3-3は真空及び高純度窒素作業兼用, CC4-1, CC4-2は高純度窒素作業用となっている。

5. クリーンチェンバー内での帰還試料取り出し

図4に「はやぶさ2」帰還試料用CCの俯瞰写真を示す。CCはCC3-1, CC3-2, CC3-3, CC4-1, CC4-2の5室から構成される。CCの番号が3から始まっているのは、「はやぶさ」初号機帰還試料用CCであるCC1, CC2との混同を避ける為に通し番号とした事に因る。CC3-1, CC3-2が真空環境でのコンテナ開封、一部試料回収の為、CC3-3が試料取り扱い環境を真空から高純度窒素に変換する為、CC4-1, CC4-2が高純度窒素環境で試料の取り出し、初期記載を実施する為に準備された[7]。「はやぶさ」初号機では真空でのコンテナ開封以降、S型小惑星イトカワからの帰還試料は全て窒素環境で取り扱われたが[9, 10], C型小惑星リュウグウの帰還試料を取り扱う「はやぶさ2」帰還試料用CCでは、試料に含まれると推定される地球外起源の主に炭素、窒素、酸素、水素からなる有機物を窒素環境にも触れさせたくない、というサイエンス側からの要求を受け、試料の一部を真空環境で取り分けられるような仕様になっている。

さて、試料コンテナのCC導入以降の作業担当は、ASRGメンバーに引き継がれた。コンテナを設置したコンテナ開封機構フランジは前述のCC3-1に接合され、真空排気された。高真空環境において、

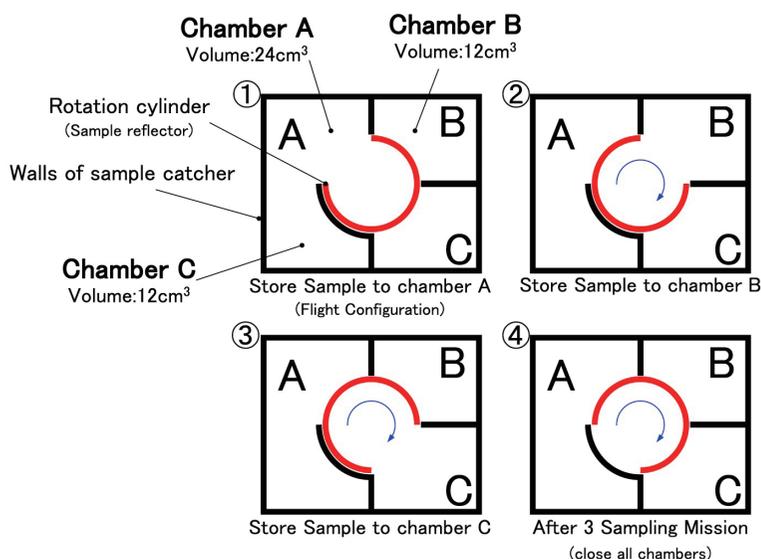


図5:「はやぶさ」サンプルキャッチャーの構造を示した模式図。[11]のFig. 14の一部を抜粋。サンプルの入り口である回転筒が回転することにより、採集試料を3つの部屋(A室, B室, C室)に取り分けることが出来る。

真空ホールド状態にしてから、コンテナ開封機構により内蓋を内蓋に締結されたサンプルキャッチャーごと上昇させ、試料コンテナを開封した。図5にサンプルキャッチャーの模式図を示す[11]。サンプルキャッチャーは回転筒を中心に3つの部屋に区切られており、A室に小惑星リュウグウ表面における1回目のタッチダウンの試料が、C室に2回目のタッチダウンの試料が収められている[2, 11]。試料コンテナから取り出されたサンプルキャッチャーは上下反転してA室を上に向けた状態で同じく高真空環境のCC3-2に搬送され、CC3-1とCC3-2間ゲートバルブは閉じられた。この際、CC3-1内に残された試料コンテナ内には黒色の粉体試料が確認された。CC3-2にはキャッチャーを設置できるステージが3箇所準備されており、ステージ1がA室フタネジ取り外し及びA室フタ取り外し、ステージ2が試料観察・ピックアップ、ステージ3がA室フタ清掃及び石英フタ取り付けCC3-3搬送、とそれぞれ異なる機能を備えている。CC3-1からCC3-2のステージ1に搬送されたキャッチャーは、まずステージ3にてA室フタ表面をテフロンヘラでワイプすることで表面に付着している微粒子を取り除いた。これはこの後の静電チャックによるフタの吸着の際の障害を取り除く為の措置である。キャッチャーはステージ1に戻され、A室フタを

締結している六角穴ボルト4本の取り外し・回収を実施した。これによりキャッチャーA室フタは取り外し可能となった。続いてステージ1上で静電チャックによってフタを取り外した。ここで初めてキャッチャーA室内部に捕獲されている1回目のタッチダウン試料を目にすることが出来た。この作業は、普段のクリーンスーツ着用に加えてゴーグルも装着するなど十分な感染対策を実施した上でサンプラーチームも立ち会う中で行われた。想定を上回る大量の試料がA室に収められているのが確認され(図6)、両チームのスタッフで喜びを分かち合った瞬間だった。その後、キャッチャーはステージ2に搬送され、ボアスコープによる写真撮影を実施した上で、キャッチャーA室内一部試料を専用器具によりピックアップし、2-3mmサイズの粒子2個が真空中で取り分けられ、合成石英ガラス製の容器に回収された。残りの大部分の試料を収めたキャッチャーはステージ3に送られ、合成石英ガラス製の仮蓋を取り付けた後、真空環境のCC3-3に搬送された。キャッチャーのCC3-3搬送後、CC3-2とCC3-3の間のゲートバルブは閉じられ、以後、現在に到るまで、試料コンテナ内にこぼれていた粉体試料はCC3-1内に、取り分けられたリュウグウA室粒子2個はCC3-2内に真空環境のまま保管されている。



図6:CC3-2内で「はやぶさ2」サンプルキャッチャーA室を開封した様子。多数の黑色粒子が収められていた。このA室に収められているのは、小惑星リュウグウ表面で実施した1回目のタッチダウンで捕獲された試料である。キャッチャーの外径は48mm。

上記のゲートバルブ閉止後、キャッチャーを受け取ったCC3-3は高純度窒素スローリークにより大気圧高純度窒素環境へ移行した。以後、グローブによるハンドリングに移行するので、サンプルキャッチャーを汚染させずにハンドリングする為に、まず、キャッチャーにアタッチメントを取り付けてから、内蓋とキャッチャーを締結している六角穴ボルト4本を取り外し、キャッチャーはCC3-3からCC4-1を経由してCC4-2に送られた。CC4-2ではキャッチャーごとサンプルステージに設置され、実体顕微鏡によるA室全体の写真撮影が行われた。その後、アタッチメントごとキャッチャー全体の秤量が行われて、風袋重量を差し引いた、この時点でのキャッチャー内の帰還試料の総重量は 5.424 ± 0.217 gであった。その後、キャッチャーはCC4-1に戻され、専用治具を使って分解・試料回収が行われた。キャッチャーA室試料は $\phi 23$ mmのサファイアガラス製容器3つに、キャッチャーB室試料は同容器1つに、キャッチャーC室試料は同容器3つに回収された。まず、このバルク試料に対して、後述の初期記載が行われた後、真空ピンセットを用いてバルク試料中の大きい粒子から順に拾い出しと初期記載を順次行っている。

6. 帰還試料の初期記載

6.1 初期記載手法

まずここでは初期記載手法について述べる。「はやぶさ2」帰還試料の初期記載では、後に続く初期分析への影響を考慮し、非汚染・非破壊を原則とした5つの手法が適用された。初期記載では既に前述されたものも含めて、実体顕微鏡による光学観察・撮像、電子天秤による秤量、フーリエ変換赤外分光計(FT-IR)による赤外反射スペクトル測定、赤外分光顕微鏡MicrOmegaによる赤外線反射スペクトル撮像、そして、6バンドフィルターデジタル顕微鏡による可視分光スペクトル撮像・分析となる。これら全ての初期記載がCCの高純度窒素環境下で実施された。

顕微鏡はニコン製双眼実体顕微鏡SMZ1270iをベースに付属の電動制御ステージを開発し、CC4-2上に取り付けてある。CC4-2は上面前面がガラス窓で構成されており、この窓を介してCC4-2内の手動サンプルステージに設置された試料の観察・撮像を行う仕様となっている。電動制御ステージを活用した広範囲マップ撮影や立体物の全焦点画像撮影も可能である。顕微鏡のズーム倍率変更の度にスケールキャリブレーションを実施し、正確な寸法測定に努めた。

電子天秤はメトラー・トレド製XP-404S(最大計量値410g, 最小表示0.1mg)をベースに秤量部と表示部を分離し、有機物による汚染を最小限に抑えるため、チェンバー内に入れる秤量部に改造を加えた。秤量部はカバーをSUS304製の工作品に置き換えて可能な限りシールを施し、信号・電源ケーブルはテフロン被覆のものに交換し、ハーメチックシールフランジを介してチェンバー外の表示部と結線して計測できる様にした。チェンバー内の窒素環境による帯電の影響を抑制する為に、ステンレスメッシュを内張した石英ガラス製風防を準備した。試料秤量前に標準分銅の秤量を実施し、秤量値の再現性を確認している。

FT-IRはゲートバルブを介してCC4-2に締結された専用チェンバー上に本体が設置され、チェンバーのサファイアガラス製ビューポートを介してチェンバー内に設置された試料の赤外反射スペクトルを測定できる様な仕様になっている。本体は日本分光製

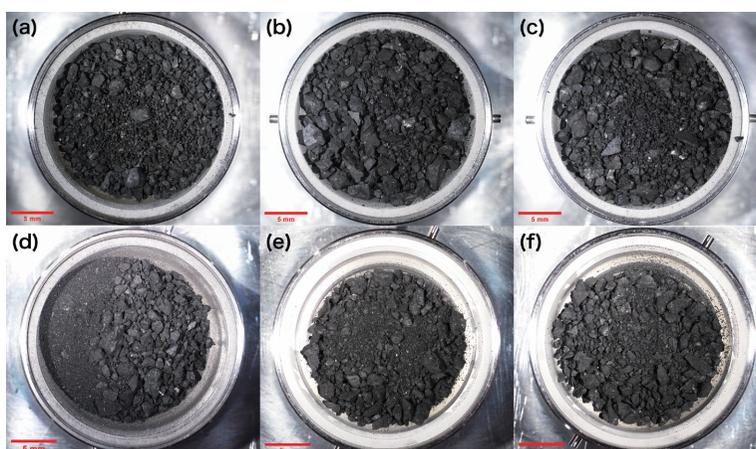


図7:「はやぶさ2」サンプルキャッチャーA室(a-c)とC室(d-f)からサファイアガラス製容器に回収されたリュウグウ帰還試料の光学顕微鏡写真. 文献[16]のExtended Data Fig.1を使用. 黒色の数mmの粒子からサブmm以下の微粒子で構成される. C室からはこれらの粒子とは別の容器に最大10mm超の小石サイズの粒子が10個以上回収されている.

VIR-300(測定波長域1~5 μm , In-Sb検出器搭載, 入射・出射角それぞれ 16° , 実効最少ビーム径1mm程度)で, チェンバーに対して本体を上下動させることで, チェンバー内に固定されている試料に対して焦点位置を合わせる. チェンバー内には試料と一緒にリファレンスとしてインフラゴールドが設置されており, インフラゴールドでバックグラウンド測定を行い, 試料測定前後にリファレンスとしてインフラゴールド測定を実施している.

MicrOmegaはフランス宇宙天体物理研究所が開発し, JAXA-CNES連携協定によりJAXAに提供された分析機器で, ほぼ同等性能の機器が「はやぶさ2」搭載着陸機MASCOTにも搭載されていた[12]. 測定波長域は0.99~3.65 μm , ピクセルサイズ22 μm で, CC3-3に締結された付属チェンバー内のXYZ θ 軸電動ステージ上に設置されたサンプルに対してサファイアガラス製ビューポートを介して赤外反射スペクトルイメージングが可能な仕様となっている. FT-IRだと数mmの試料上で多くても2, 3点程度しか測定できないが, MicrOmegaでは同じサンプルの100 μm レベルの組織に対してのスペクトル測定が可能である. キャリブレーションの為に2~3ヶ月に1回程度の頻度で99%スペクトラロンとインフラゴールドの測定を行っている.

可視分光スペクトル分析は, CC4-2上の実体顕微

鏡を退避し, CC4-2上のフレームに組み付けられたモノクロCMOSカメラKiralux CS895MUと6バンドフィルター(ul: 0.39 μm , b: 0.48 μm , v: 0.55 μm , Na:0.59 μm , w: 0.70 μm , x: 0.85 μm)付き光源を使用して行う. CC4-2内のサンプルステージ上に設置された試料に入射角 30° で単色光を照射し, 垂直の位相から撮像した画像を解析し, スペクトルを得た. この可視光6バンドの波長は探査機「はやぶさ2」に搭載された光学航法カメラONC-Tに搭載されたバンドパスフィルターの波長と対応している[13-15].

6.2 初期記載結果

上記に上げた5つの項目についての初期記載を, まず前述のA室3つ, C室3つのバルク試料に対して実施した. これらの成果は[16, 17]にまとめられているが, ここではその図表を引用しつつ, リュウグウ試料初期記載により明らかになったことを紹介する. まず, バルク試料の秤量により, 1回目のタッチダウン試料を収めたA室からは 3.237 ± 0.002 g, 2回目のタッチダウン試料を収めたC室からは 2.025 ± 0.003 gの試料が回収された事が判明した. A室, C室それぞれのバルク試料が収められたサファイア容器の顕微鏡写真を図7に示す. リュウグウ帰還試料が黒色の数mmの粒子からサブmmの微粒子から

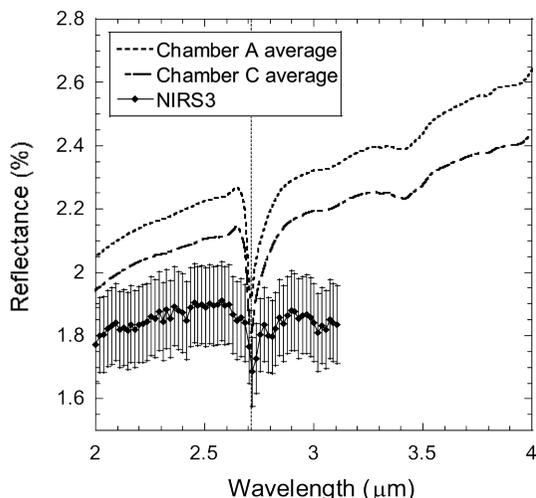


図8:FT-IR分析により取得された「はやぶさ2」帰還A室及びC室バルク試料の赤外反射スペクトル。文献[16]のFig.3bを一部改変して使用。比較の為に「はやぶさ2」搭載近赤外分光計によって得られたリュウグウ表層全球の赤外反射スペクトルを示す[18]。

構成されることが分かるが、特に注目すべきはこれらの試料の表面を観察した限りでは、コンドライト隕石に典型的なchondruleやCAI (Ca-, Al-rich inclusion)が見られないことである。

このA室及びC室のバルク試料に対して実施したFT-IR分析による赤外反射スペクトルを図8に示す。A室、C室共に2.7 μm に大きな吸収、3.1 μm 及び3.4 μm に微弱な吸収の特徴が見られた。これらはそれぞれO-H結合、N-H結合、及びC-H結合若しくは炭酸塩の吸収波長に対応しており、試料の大部分を層状ケイ酸塩などの含水鉱物が占めており、炭酸塩鉱物及び窒素化合物を含む有機物が含まれていることが示唆される。この傾向はMicrOmegaによるバルク試料分析でも同様であり[17]、二種の異なる分析機器の結果が矛盾しない事でデータの妥当性が保証された。図8中には探査機「はやぶさ2」搭載近赤外分光計NIRS3によるリュウグウ天体全体の表層反射スペクトルが比較対象として示されているが[18]、反射率や2.7 μm の大きな吸収特性は同等であり、これは帰還したリュウグウ試料がリュウグウ表層全体の代表的な物質であることを示している。

可視分光測定によって得られた、A室、C室バルク試料の可視光6バンド波長の反射スペクトルを図9に示す。比較の為に「はやぶさ2」搭載光学航法カメラ

ONC-Tによって得られたリュウグウ表層全球の可視反射スペクトル[14]、及びリュウグウと同じC型小惑星を起源に持つと思われる始原的炭素質コンドライト隕石の実験室データ[13, 19]を示す。A室、C室バルク試料はリュウグウ全球平均と同等の反射率で平坦なスペクトルを示しており、FT-IRとNIRS3の比較と同様に、帰還したリュウグウ試料がリュウグウ表層全体の代表的な物質であることを示している。また、帰還試料の反射率は、同じ入射・出射角の条件で実験室測定された、どの始原的炭素質コンドライト隕石のものよりも低い値を示した。これもリュウグウ試料の大きな特徴の一つである。

前述したとおり、バルク試料に対する分析の後、それらの試料から1mm以上の粒子のピックアップを実施した。合成石英ガラス製シャーレ上に拾い出された粒子はA、C室合わせて1000個以上になった。このシャーレを顕微鏡でマップ撮影し、画像処理ソフトで個別粒子の最大フェレー径と最小フェレー径を算出し、各粒子の平均粒径を求めた。このA室、C室個別粒子の平均粒径(横軸)と積算個数(縦軸)の関係をそれぞれ対数表示したグラフを図10に示す。この図において粒径2mm以下で急速に積算個数が増えなくなってプロファイルの傾きが小さくなるのは、大きな粒子から拾い出し、2mm以下の粒子は未だ拾い切れていないというスケジュールを優先した選択的ピックアップによる人為的な影響が原因と考えられる。この種のグラフでは一般的に傾きにより粒度分布を評価するが、人為的な影響を排除する為、傾きが急速に変化する前までの値で、A室、C室、全体(A室+C室)について傾きを計算した。その結果、A室が -4.59 ± 0.44 、C室が -3.15 ± 0.20 、全体(A室+C室)が -3.88 ± 0.25 となった。この傾きの絶対値が大きいほど、小さいサイズの粒子が多いサイズ分布である事を示す。A室の絶対値がC室と比較して大きいのは、C室の試料総重量がA室より小さいのに最大粒子がC室から回収されている点と合っている。A室の粒度分布が比較的均質であるのに対して、C室の粒径が大きい側の分布が歪なのは、2回目タッチダウンにより回収されたC室試料に探査機「はやぶさ2」搭載小型衝突装置(Small Carry-on Impactor, SCI)によって作られた人工クレーターからの放出物が含まれている事が原

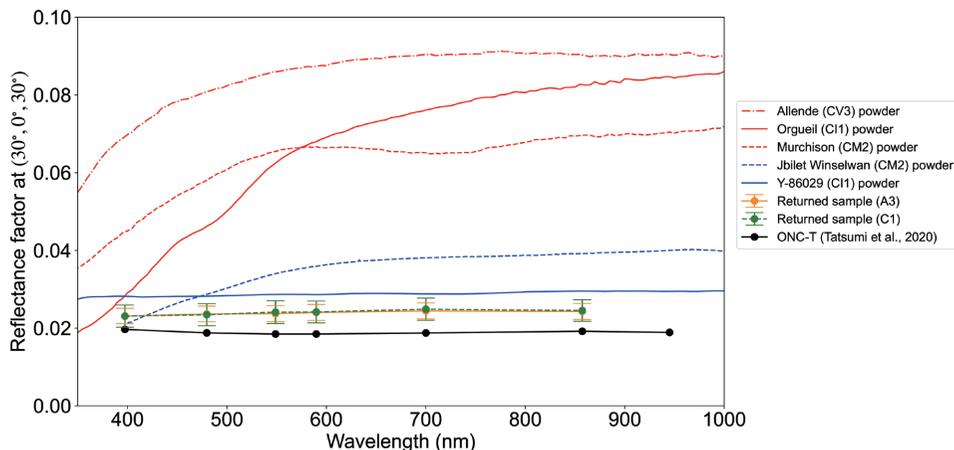


図9: 可視分光分析により取得された「はやぶさ2」帰還A室及びC室バルク試料の可視反射スペクトル. 文献[16]のFig.4を使用. 比較の為に「はやぶさ2」搭載光学航法カメラONC-Tによって得られたリュウグウ表層全球の可視反射スペクトル[14], 及びリュウグウと同じC型小惑星を起源に持つと思われる原始的炭素質コンドライト隕石の実験室データ[13, 19]を示す.

因となっている可能性がある[20, 21]. 実際, 2回目タッチダウン地点はSCI人工クレーターから20mの距離にあり, 一定量のクレーター放出物が含まれていると見込まれている[2, 21]. また, 回収試料全体(A室+C室)のサイズ分布の傾き(-3.88)は, ONC-Tで観測されたリュウグウ全球の5m以上の岩塊のサイズ分布の傾き(-2.65)よりも大きい[22]. これについては, 元々のリュウグウ表層のレゴリス粒子のサイズ分布が破壊や熱疲労などの小天体表層プロセスにより岩塊より細くなった可能性もあるが, 一方でサンプリング時のタンタル製弾丸撃ち込みによる衝撃や, 採集後の地球までのフライト・地球大気圏再突入・着陸の衝撃・カプセル回収後の空輸・陸送による振動・惑星物質受入設備内でのハンドリング時などの2次的プロセスによる破壊の影響も否定できない. 現時点では帰還試料の粒度分布から, リュウグウ表層レゴリス粒子の粒度分布に対する強い制約を与えることは難しい.

個別に拾い出された粒子はそれぞれサファイアガラス製個別容器に収納され, 光学顕微鏡撮像, 秤量が行われている. A室, C室合計200個強までの個別粒子の記載を終えた時点での顕微鏡画像から, 粒子の水平方向の最大・最少フェレー径(a, b), 及び粒子の最高点と容器面との焦点位置から求めた粒子の垂直方向の高さ(t)を計測し, 個別粒子の3次元平均粒径(D_p)を次式(1)により求めた.

$$D_p = \sqrt[3]{abt} \quad (1)$$

不定形粒子の3次元平均粒径から粒子体積を推定する次式(2)により個別粒子の体積(V_p)を推定した[23].

$$V_p = \frac{\pi}{6} (0.928 \times D_p)^3 \quad (2)$$

式(2)により算出された V_p と実際に秤量された個別粒子の重量から導き出した, 個別リュウグウ粒子の全体密度の分布を図11に示す. この分布が示すとおり, A室粒子とC室粒子で全体密度の分布には大きな違いは無く, それらの粒子の全体密度の平均値は $1282 \pm 231 \text{ kg m}^{-3}$ だった. これに対して, 「はやぶさ2」の近傍観測から求められたリュウグウの全体密度は $1190 \pm 20 \text{ kg m}^{-3}$ [1], リュウグウと同様のC型小惑星が起源と思われる原始的炭素質コンドライト隕石であるCIコンドライト隕石の全体密度が 2110 kg m^{-3} , Tagish Lake隕石の全体密度が 1660 kg m^{-3} である[24, 25]. Tagish Lake隕石が報告されている最も全体密度の小さい隕石なので, リュウグウ帰還試料は既知のどの隕石よりも全体密度が小さいことになる. 更に, リュウグウ帰還試料と最も似ているCIコンドライト隕石の粒子密度(内部の割れ目, 空隙を除いた試料部分のみの密度, 2380 kg m^{-3})か

表1: リュウグウ帰還試料と既知の始原的炭素質コンドライト隕石[24, 25, 28-30]の比較.

	0.55 μm における反射率	CAIs (体積%)	Chondrules (体積%)	全体密度 (kg m^{-3})	3 μm 帯吸収
Ryugu	~0.02	観察されず	観察されず	1282 \pm 231	有り
CI	0.063	<0.01	0	2110	有り
Tagish Lake	0.02	稀に存在	<17	1660	有り
CM	0.065	1.21	20	2120	有り
CR	-	0.12	55	3100	有り
CO	0.10-0.13	0.99	40	2950	無し
CV	0.086	2.98	45	2950	無し

らリュウグウ粒子の空隙率を計算すると、46%となる。この空隙率の値は、中間赤外カメラTIRの観測データと着陸機MASCOT搭載の熱放射計MARAの観測データから推定されたリュウグウ表層の空隙率30-50%の範囲内に収まり[26, 27], 小惑星リュウグウの観測データとも矛盾しない。

これらのリュウグウ帰還試料の初期記載データをまとめて、既知の始原的炭素質コンドライト隕石[24, 25, 28-30]と比較した結果を表1に示す。始原的炭素質コンドライト隕石と比較すると、CIコンドライト隕石と最も特徴が似通っていると言える。ただし、既知のどの隕石よりも反射率が低く、全体密度が小さい、という特徴を持っている。今後、出版される初期分析の成果により既知の隕石との比較の詳細が明らか

になるだろう。

7. 試料配布

上記の論文出版後も初期記載は進み、現在、個別容器に拾い出されて顕微鏡撮像・秤量が終わった粒子の数は400個を超える。それらの粒子について順次FT-IR分析、MicrOmega分析、可視分光測定を進めている。これらの初期記載データはRyugu

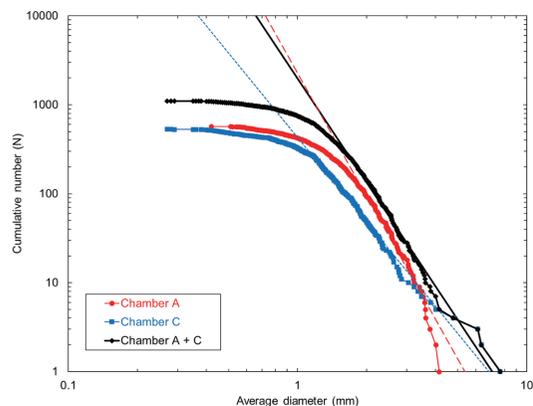


図10: 「はやぶさ2」サンプルキャッチャーA室及びC室バルク試料から拾い出された個別リュウグウ粒子の平均粒径(横軸)における積算個数(縦軸)を対数プロットした粒度分布。文献[16]のFig.1を使用。全般的に平均粒径2mmを切る辺りから傾きが小さくなっている。

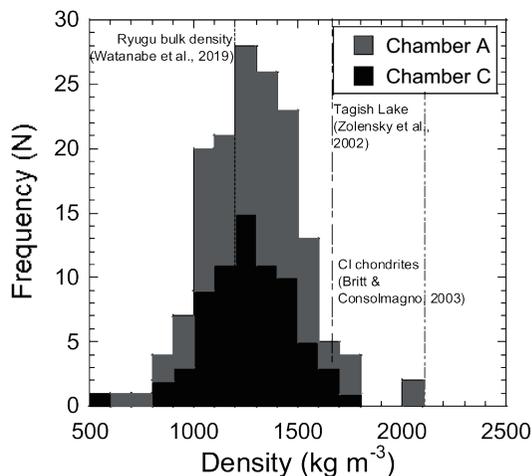


図11: サンプルキャッチャーA室及びC室から回収された個別リュウグウ粒子の全体密度(kg m^{-3})の分布。文献[16]のFig.2を一部改変して使用。A室粒子とC室粒子で分布が大きく変わらないのが分かる。ここに挙げられているA室、C室個別リュウグウ粒子の全体密度の平均値は1282 \pm 231 kg m^{-3} である。比較の為に「はやぶさ2」近傍観測により推定されたリュウグウの全体密度[1], 始原的炭素質コンドライト隕石であるCIコンドライト隕石[24]及びTagish Lake隕石[25]の全体密度の文献値を示す。

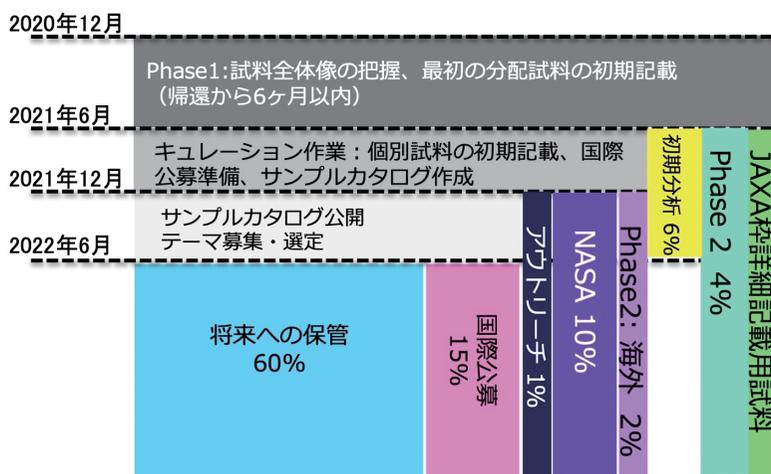


図12: 「はやぶさ2」帰還試料の配分比率及びスケジュール。2021年6月試料全体の6 wt%が初期分析チームに、4 wt%が2次キュレーションチームに配布され研究が進められている。本稿が出版される頃には国際公募研究への配布が始まる予定である。

Sample Database Systemにまとめられて公開されている(<https://darts.isas.jaxa.jp/curation/hayabusa2/>)[31].

本連載その20に言及されている予定通り[7], これらの初期記載の完了した粒子の一部について, 昨年6月に国内外の選抜された研究者から構成された初期分析チームと国内の連帯協力機関を中心とした2次キュレーションチームに対して, それぞれ全体の6 wt%と4 wt%にあたる試料を配分し, 分析研究が進められている。その配分割合については当初の想定を上回る試料が回収された為, 帰還前に想定されていた[7]の比率からは若干変更されている(図12参照)。この夏にもその分析成果は論文として出版される運びとなっている。更に, JAXAとNASAとの間で結ばれた覚え書きに基づき, 試料の10 wt%について, NASAに引き渡した。また, 4月下旬まで上記のデータベースで公開されているリュウグウ粒子の一部を対象に研究公募を行い, 評価の高かった研究申請者に対して本稿が出版される6月頃には配分が始まる予定になっている。次の研究公募もこの冬配布予定で準備が進められており, 初期分析の成果発表以降も引き続き研究成果が次々と発表されると期待される。

8. 今後の予定・展望

本誌『火の鳥「はやぶさ」未来編』連載その25でも紹介されたとおり[32], 「はやぶさ2」探査機は拡張ミッションに向けて再び地球を離れたが, 地球に帰還したリュウグウ試料は, 今後数十年に渡って貴重な初期太陽系・小天体表層の情報を提供し続けるだろう。また, 来年9月にはリュウグウと同じく始原的小天体と目されるB型小惑星ベヌからNASAの探査機OSIRIS-RExが試料を地球に帰還させる予定であり, 前述のJAXA-NASA間の覚え書きに基づき, その0.5 wt%はJAXAに提供される予定である[33]。JAXAではこの試料も「はやぶさ2」帰還試料と同様に, 初期記載・研究供与を実施する予定であり, このベヌ帰還試料とリュウグウ帰還試料との比較により, 太陽系の始原的小天体の知見を大きく躍進すると期待される。更に, 2024年にはJAXAが火星衛星探査機MMX (Martian Moon eXplorer)を打ち上げる予定である[34]。このMMXは火星の衛星であるフォボスの表層から試料を採集し, 2029年には地球に持ち帰る予定で, 火星衛星の起源や内惑星—外惑星領域間の相互作用の影響についても新たな知見をもたらすと期待されている。今後も, JAXAにおける帰還試料キュレーションは惑星物質科学において中心的な役割を担っていくことにな

る。この将来にわたって保持・管理されるべき人類の宝である帰還試料のキュレーションを担う次世代のキュレーター育成も重要な課題である。JAXA宇宙科学研究所ASRGでは一般へのアウトリーチを積極的に進め、次世代を担う人材を広く発掘し、その育成に努めていく。

謝辞

小惑星探査機「はやぶさ2」が無事小惑星リュウグウの試料を地球に帰還させ、今日我々が試料を手に行っているのも、プロジェクトの立ち上げ、設計・製造・組み立て・試験、打ち上げ、往路・近傍・復路運用、試料の帰還・回収まで携わって頂いたプロジェクトチームのメンバー、関連業界の研究者及びメーカー担当者の方々のご尽力、そして応援して下さいました方があったことである。ここに厚く御礼申し上げたい。また、試料容器類の開発に尽力して頂いた、二次キュレーション高知チームメンバーに多大なる感謝を申し上げたい。本稿の執筆にあたって、三浦均さんには種々のサポートを頂いたので、ここに謝意を表したい。

参考文献

[1] Watanabe, S. et al., 2019, *Science* 364, 268.
 [2] Tsuda, Y. et al., 2020, *Acta Astronaut.* 171, 42.
 [3] 中澤暁ほか, 2021, 日本惑星科学会誌 30, 18.
 [4] Stadermann, A. et al., 2022, *Meteoritics Planet. Sci.* 57, 794.
 [5] Rivkin, A. S. et al., 2015, in *Asteroids IV* (Tucson: Univ. Arizona Press), 65.
 [6] 安部正真ほか, 2018, 日本惑星科学会誌 27, 92.
 [7] 安部正真ほか, 2020, 日本惑星科学会誌 29, 28.
 [8] Ito, M. et al, 2020, *Earth Planets Space* 72, 133.
 [9] 矢田達ほか, 2013, 日本惑星科学会誌 22, 68.
 [10] Yada, T. et al., 2014, *Meteoritics Planet. Sci.* 49, 135.
 [11] Sawada, H. et al., 2017, *Space Sci. Rev.* 208, 81.
 [12] Bibring, J.-P. et al., 2017, *Space Sci. Rev.* 208, 401.
 [13] Sugita, S. et al., 2019, *Science* 364, eaaw0422.

[14] Tatsumi, E. et al., 2020, *Astron. Astrophys.* 639, A83.
 [15] 巽瑛理ほか, 2021, 日本惑星科学会誌 30, 64.
 [16] Yada, T. et al., 2021, *Nature Astron.* 6, 214.
 [17] Pilorget, C. et al., 2021, *Nature Astron.* 6, 221.
 [18] Kitazato, K. et al., 2019, *Science* 364, 272.
 [19] Pieters, C. M., 1983, *J. Geophys. Res.* 88, 9534.
 [20] 門野敏彦, 2020, 日本惑星科学会誌 29, 222.
 [21] Arakawa, M. et al., 2020, *Science* 368, 67.
 [22] Michikami, T. et al., 2019, *Icarus* 331, 179.
 [23] Bagheri, G. H. et al., 2015, *Powder Technol.* 270, 141.
 [24] Britt, D. T. and Consolmagno G. J., 2001, *Meteoritics Planet. Sci.* 36, 1161.
 [25] Zolensky, M. E. et al., 2002, *Meteoritics Planet. Sci.* 37, 737.
 [26] Okada, T. et al., 2020, *Nature* 579, 518.
 [27] Grott, M. et al., 2019, *Nature Astron.* 3, 971.
 [28] Hutchison, R., 2004, *Meteorites A petrologic chemical and isotopic synthesis* (Cambridge: Cambridge Univ. Press).
 [29] Nakamura, T. et al., 2003, *Earth Planet. Sci. Lett.* 207, 83.
 [30] Hezel D. C. et al., 2008, *Meteoritics Planet. Sci.* 43, 1879.
 [31] 地球外物質研究グループほか, 2022, <https://doi.org/10.17597/ISAS.DARTS/CUR-Ryugu-description>.
 [32] 寫生有理ほか, 2021, 日本惑星科学会誌 30, 169.
 [33] Sandford, S. A. et al., 2020, *Acta Astronaut.* 166, 391.
 [34] Kuramoto, K. et al., 2022, *Earth Planets Space* 74, 12.

惑星ラボからこんにちは！ その6 ～大阪大学惑星物質学グループ～

佐々木 晶¹，佐伯 和人¹，木村 淳¹

1. 宇宙地球科学専攻について

大阪大学大学院理学研究科宇宙地球科学専攻は、これまでの伝統的な天文学や地球惑星科学とは異なった学際科学としての「宇宙地球科学」の構築を目指すべく設立された、全国にも類を見ないユニークな専攻です。「ビッグバンから生命活動まで」をキーワードに、宇宙・惑星・地球を舞台に起こる様々な自然現象や、その極限状態を研究対象とします。特に、物理的手法を基盤としたアプローチが特長で、理論宇宙物理学、X線天文学、赤外線天文学、同位体地球惑星科学、地球惑星物理学、太陽系科学、ソフトマター物理学、非平衡物理学などをベースに、8つのグループを単位として教育・研究活動を展開しています。多くの場合、ひとつのグループは3～4人の教員で構成されています。

惑星科学に関係するグループとしては、惑星物質学グループ(佐々木研)、惑星科学グループ(寺田研)、惑星内部物質学グループ(近藤研)の3つがあり、2017年には協力して日本惑星科学会秋季講演会を開催しました[1]。このほかにも、太陽系外惑星を主たるターゲットとする赤外線天文学グループや、原始惑星系円盤のシミュレーションを行っているグループ、天体表面レゴリスの挙動を研究するグループもあります。詳しくは専攻のホームページ(<http://www.ess.sci.osaka-u.ac.jp/>)をご覧ください。か、「宇宙

地球科学専攻」で検索してみてください。

本稿では、惑星科学グループと惑星内部物質学グループの内容を簡単に紹介した後、我々の惑星物質学グループの紹介をしたいと思います。

惑星科学グループのリーダー寺田健太郎氏は、もともと大阪大学のX線天文学のグループの出身で、質量分析計を用いた同位体惑星科学を専門としています。そのほか、ミューオンを用いた隕石の非破壊分析や、最近では月のクレーター年代の見直しといった面白い仕事もしています。准教授の山中千博、横田勝一郎、植田千秋の各氏は、電子スピン共鳴、プラズマ粒子計測、磁性粒子の挙動の専門家です。山中氏は、JAXAの月極域探査計画(LUPEX)のレーザー水分析計のPI、横田氏は火星衛星探査計画(MMX)のイオン質量分析機のPIでもあります。また、本年(2022年)からは同位体宇宙科学の研究者である福田航平氏が着任しています。



図1: 大阪大学豊中キャンパスの正門柱の向こうに見えるのが、宇宙地球科学専攻棟。大阪モノレール柴原阪大前駅から徒歩7分ほどです。

1. 大阪大学大学院理学研究科宇宙地球科学専攻
sasaki.sho.sci@osaka-u.ac.jp



図2:大阪大学豊中キャンパスのメインストリート。

惑星内部物質学グループは、主としてダイヤモンドアンビルセルなどの高圧実験装置や(阪大レーザー研の)高出力レーザーを使った実験により、地球や天体内部の進化を研究してきました。リーダーの近藤忠氏は名古屋大学の出身で惑星各分野にも興味を持っており、水星の金属核の研究や、氷天体内部海での氷成長への電磁気的な影響の研究を行っています。昨年(2021年)には愛媛大学から西博之氏が加わり、今後はマンツルのレオロジーや地球内部の水循環もテーマになっていくと思います。

2. 惑星物質学グループについて

2.1 研究紹介

われわれ惑星物質学グループは「太陽系探査」をキーワードにし、理論・実験・観測などさまざまなアプローチから研究活動を行っています。以下に、当グループに属する惑星科学分野の教員のそれぞれの研究内容を紹介します。

佐々木晶

宇宙風化作用:月、小惑星、水星といった大気の無い固体天体表面では、主に微小隕石の衝突、太陽風、そして紫外線の照射によって表面物質の光学物性が変わり、反射スペクトルが変化します(赤化、暗化、吸収帯の弱化)。この宇宙風化作用という現象は、ナノ鉄微粒子の生成が主原因と考えられています。パルス幅がナノ秒程度のパルスレーザーを用いると、宇宙風化作用に特有なスペクトル変化をシミュレーションできます。これまで、水星表面を模擬した硫化物を加えたサンプルや、小惑星Psycheを模擬



図3:宇宙風化作用実験設備。

して鉄/シリケート比の大きなサンプルへの照射実験も行っています。また、はやぶさ2のターゲット小惑星リュウグウを想定して炭素質シミュラントおよびCM炭素質コンドライトへのレーザー照射実験を行いました。さらに、サンプルに紫外線を長時間照射するシステムの構築を行い、月高地を模擬したカンラン石と斜長石(および混合物)への照射実験を行ってパルスレーザー照射の結果と比較しました。

ダスト計測器開発:2018年秋に打ち上げられた日欧共同水星探査ミッション「ベピコロンボ」には、日本のグループが開発した、ピエゾ素子を用いたダスト計測器MDM(Mercury Dust Monitor)が搭載されています。さらに、2024年に打ち上げ予定の火星衛星探査計画MMXには、火星周囲のダスト環境を明らかにする目的で、大面積のダスト計測器CMDM(Circum-Martian Dust Monitor)が搭載され、千葉工大やJAXA等と共同で開発を進めています。そのほか、はやぶさ、はやぶさ2など、惑星探査データを用いた研究を行っています。熱疲労による小惑星表面の岩塊の割れ目の方向の研究や、表面地形からの小惑星の内部密度分布の推定、火星地下温度構造の計算などを行いました。基本的には、学生の興味に合わせたテーマを与えるようにしています。

佐伯和人

月惑星探査と地球の火山観測に関する研究をしています。両者はそれぞれ別のテーマとして実施していますが、宇宙探査技術が上がることによって近いうちに融合するでしょう。月惑星探査関連では、月探査に古くから関わっています。もともと学生時代は隕石を研究する鉱物学者だったので「はやぶさ」計画に誘



図4: 2018年秋の大学祭「まちかね祭」では研究室で出展し、お汁粉と珈琲をふるまいました。

われたのが宇宙探査に係わるきっかけでした。しかし自然現象としてはマグマの分化による天体の進化に惹かれていたので、「はやぶさ」計画を離れ、月周回衛星「かぐや」の地形・地質カメラのグループに入れてもらいました。もっとも、「はやぶさ」でもAMICAというカメラのフラットフィールド補正をする簡易積分球は私が考案したものが使われています。現在は、小型月着陸実証機SLIMに搭載されるマルチバンドカメラ(MBC)や、月極域探査計画(LUPEX)に搭載される画像分光カメラ(ALIS)の開発リード(とりまとめ役)をさせていただいています。前者は月のマントル組成を推定するためのカメラで、後者は月表面の微量の水を検出するためのカメラです。火山観測では様々な観測手法の開発をしています。特にやりがいがあったのは、防災につながる研究です。カメルーンのニオス湖という火山湖では1986年に湖水に溶け込んだ二酸化炭素が一気に発泡(湖水爆発)して麓の住民1746名が亡くなるという大惨事がありました。未来の湖水爆発を防ぐために、湖水の二酸化炭素濃度を水中音速を利用して簡単にモニターする方法を開発しました。月惑星探査にせよ地球の火山観測にせよ、なかなか行けないところに新しいアイデアの観測装置を開発して持ち込むという手法は共通です。そして、研究の成果が、人類の宇宙進出や、人類と火山の共存のために良い道筋を示すものになれば良いと考えています。学生のテーマも新しい観測手法や地学現象を再現する装置の開発など、サイエンスとものづくりを絡めたものが多いです。また、希望する学生には宇宙観測機の開発に参加したり、

火山観測に参加したりなど、他の研究機関の方々と共同で作業する経験もしてもらっています。

木村淳

固体天体の表層地質や内部構造の起源と進化、大気との相互作用などに着目した研究を行っています。その理論的なアプローチとして例えば、氷天体の地下海を含めた内部構造とその長期進化や、氷殻や高圧氷マントルといった固体氷層の対流運動などに関するモデル計算を、研究室所有のワークステーションを用いて行っています。観測の情報が外まわりのものに限定されがちな地球外天体に対して、その内部の様相や現在の姿へ至るまでの歴史を推し測り、天体を持つ多様性やそれを支配する素過程の理解を目指します。学生の学位論文に関連する最近の具体例としては、内部の熱進化に関するモデル計算をベースに、冥王星衛星カロン表面の拡張性断層の成因、海王星衛星トリトンの窒素噴出の熱源、木星衛星カリスト内部の不完全分化と地下海の存在といったテーマのほか、準惑星エリスや天王星衛星の内部構造進化などの問題に取り組んでいます。また、冥王星の大気・表層間の物質循環をモデル化した表面の反射率分布変化や、多層(相)系高圧氷マントルの対流ダイナミクスに関する理論計算なども行っています。基本的な物理・化学を共通項として物質や環境の相違をある程度自由に操り、天体全体の挙動をひとつのシステムとして見通せるのは、モデル計算やシミュレーションならではの強みと面白さです。ただしモデルは所詮モデルであり、観測的情報に立脚したフィードバックが不可欠ですから、そのための具体的な手段として探査機によるその場調査があり、望遠鏡を使っての遠隔観測があります。我々は2023年に打ち上げが予定されている木星圏探査機JUICEや、2027年打ち上げ予定の土星衛星タイタンのドローン調査であるDragonfly計画などに参加しており、搭載機器の開発や、期待される科学データの解釈に資する理論モデルの構築を行っています。例として、土星衛星タイタン内部のクラスレート層と熱史や脱ガスへの影響や、木星衛星ガニメデの潮汐変形と強制秤動に関するモデル計算などがあります。また最近では、地上望遠鏡を用いた観測的研究も積極的にを行い、主に氷天体の大気・表層の物質化学的な



図5: 2017年日本惑星科学会秋季講演会の懇親会でも好評を博した「惑星焼き」。上から火星, 月, 天王星, 金星(のつもり)。木星は縞模様や大赤斑の再現が極めて難しい。

理解や時変動の捕捉を目指しています。大阪大学は独自の天文台を所有していないため、北海道大学附属天文台との共同研究体制のもとで撮像・分光観測を行っています。目的のためには手段を選ばず、の姿勢で可能な限りの多様なアプローチを採りながら、学生の興味と好奇心に根ざした研究活動を目指しています。

このほか惑星物質学グループには、高圧実験(とワイン)を専門とする大高理氏がいて、ジャーマネートを使ったシリケートマグマのアナログ実験を行っています。

2.2 学生教育

大阪大学では、学部では物理学科として過ごし、大学院は物理学専攻と宇宙地球科学専攻に分かれます。実際は、学部3年生の年度末に卒業研究のための研究室配属を決めるのが、大きなタイミングになります。物理学科の学生のうち約3分の1が、宇宙地球科学専攻の研究室を選びます。多くの学生が修士課程に進学しますが、4年で就職したり海外を含む他大学の大学院へ進む学生もいます。逆に、阪大以外の大学や、本研究室以外から我々の研究室へ進学

してくる学生も少なくありません。例年、JpGU(日本地球惑星科学連合)大会後の5月末か6月初めに、4年生や外部からの入学生の指導教官を決めます。学生の希望や興味を重視しつつ、4年生の場合は教員がなるべく分担して卒業研究のケアをするようにしています。大学院の場合は学生の希望を優先するため、1人の教官に希望者が集まることもあります。日常的には研究室全体のセミナーを週一回開いて教員全員で学生を指導する体制を取りつつ、教科書や論文の輪読会などを自主的に開催しています。

2022年4月現在、我々のグループには学部4回生が4名、博士前期(修士)課程が10名、博士後期(博士)課程が2名所属しています。大学院生のうち5名は、大阪大学以外の出身です。

3. さいごに

佐々木が、国立天文台から大阪大学に異動した時に、何人かの先生から「阪大の宇宙地球は学部教育が物理と一緒に(学生は)物理がよくできる」と伺いました。大学院生を指導していて、それをちらっと感じる場合があります。一方で、統計力学や量子力学の単位を落として、卒業の危うい学生もいることは事実です。修士課程の大学院の入試は2回あり、8月末の1回目の入試は物理学専攻と一緒にいきます。10月末の2回目の入試は、多様性のある学生を求める観点から地球科学や天文の問題も小論文として出題されます(入試科目などは2024年入学者より変更予定)。学生の中には(決して胸を張れることではないですが)、1回目の入試で落ちて2回目によく合格する人もいます。もはや「物理ができる」は、我々の研究室にとって条件ではありません。当研究グループについてもっと詳しく知りたい方は、ホームページ(<http://www.astroboy-jp.com/>)をご覧ください。

参考文献

[1] 佐々木晶, 2017, 遊星人 26, 192.

遊星人の海外研究記 その7 ～カナリア諸島にて、島から島へ～

巽 瑛理¹

1. はじめに

私がカナリア天体物理学研究所(Instituto de Astrofísica de Canarias; IAC)のポスドク研究員としてスペイン・カナリア諸島にやってきたのは2019年5月のことだ。最短でも20時間以上かかる長旅、用意されたホテルについてすぐに眠りについた。いつものごとく時差ボケでよくわからない時間に目覚めると、窓から濃青の大西洋と紫色の桜(後にジャカラングと知る)が目飛び込んだ。あまりにこれまで訪れたどことも違う光景に「世界の果てに来たみたい」と思った(図1)。

私がIACでポスドクをするきっかけとなったのは、純粹にインターネットで公募を発見したからにすぎない。当時、はやぶさ2はリュウグウに到着して、初期観測を行っていた頃だ。なんとなく、自分の中で一区切りついた気持ちになって、日本だけでなく海外の公募サイトをよくチェックしていたところ、自分のやりたいことがそのまま書いてある公募を見つけた。そのときのこれは運命かもというドキドキするような感覚は忘れられない(一目惚れもこんな感じなのかもしれない)。その当時、現在のボスであるJulia de León氏のことは論文で知っていたもののお会いしたことはなく、おそらく向こうは私のことを知らなかっただろう。加えて、望遠鏡観測メインの公募で、その当時私は望遠鏡観測の経験が全くなかった。コネも経験もなく、私は可能性は低いかもと思いつつも半



図1: テネリフェの街並み。街は基本的に斜面にあるので、坂道ばかり。奥に見えるのは大西洋。

信半疑で応募したところ、運良く採用してもらえた。今から考えると、このとき採用してもらえたポイントとしては、応募直後にあった国際会議Division of Planetary Scienceで直接話すことができたこと、また募集要項に陽には書いていなかったのだが、彼らのグループが小惑星BennuからのサンプルリターンミッションOSIRIS-RExに参加していて、私の探査機データ解析の技術を必要としていたことがあると思う。なので、これだと思ふ公募があれば、諦めず連絡を取って可能性を探ってみると意外と間口が広がったりするのではないかと思っている。一般的に、ヨーロッパではポスドクレベルの採用で、コネというのはあまり重要視されないように感じる。ちなみに、IACのポスドク公募には推薦状が必要なく、当時のボスに内緒で応募したことも今では笑い話である(真似はしない方が良い)。もともとポジションは2年契約だったが、オファーを受けてから、ちょうど渡航する直前に海外学振の締め切りもあったのでそちらにも応募した。その結果、海外学振の内定もも

1. カナリア天体物理学研究所
etatsumi-ext@iac.es

らうことができ、渡航後かなり早い段階から、最長4年ほど滞在できそうだとすることもわかりホッとした。また、長期で滞在できそうということで、現地で博士学生のCo-supervisorにも加えてもらえた。最初に一般公募であとから海外学振に切り替えるという例は多くあるように思うので、海外で研究をしたい方は、海外学振だけでなく一般公募も視野に入れてみてはどうだろうか。

2. カナリア諸島とIAC

スペインがもともといくつかの国や民族から成り立っていることもあり、地域性が強い。カタルーニヤやバスク国の独立運動などはよく知られている。カナリア諸島も地理的な距離や侵略の歴史からスペインと一括にするのは良くないだろう。カナリア諸島とはスペインというよりは地理的にはアフリカの左肩あたりにある7つの島を指す。もともとは北アフリカ系の原住民が住んでいた。気候は常春と言われるだけあって、1年中温暖なのでエアコンや暖房はないのが基本。激しい寒暖差の日本から来た私には本当に天国のような土地だった。私は良くも悪くもほとんどカナリア諸島について知らなかったのだが、来てみて意外と都会であることに驚いた。実はハワイよりも人口が多いらしい。軒並みの南国のように、観光業が主な経済活動だ。ヨーロッパ人にとってのリゾート地のように、イギリス人やドイツ人をよく見かけるが、アジア人はほとんどいない。グローバル化が進みどこでも日本人を見かける中、これほど日本人のいない土地は初めてだった。街中で日本人らしき人とすれ違うことはほぼないが、それらしき人がいると珍しさから声を掛けたくなるくらいだ。私が赴任した当初、IACに所属する日本人の研究者は私だけで、日本からのポストドクは珍しいようだった。同年代のポストドクは多く、ほとんどの人がヨーロッパから来ていた。日本人の研究者は短期滞在という形では来るようで、IACで初めて出会った日本人は、CMB望遠鏡を作っているGroundBIRDチームとMuSCAT2で系外惑星の観測している東大の学生だった。コロナ禍になってからはめっきり日本人は来なくなってしまって、日本語に飢えた生活だった。

カナリア諸島は世界有数の望遠鏡基地として知ら



図2: 黄昏時のRoque de Los Muchachos天文台にて、右のくぼみがタブリエンテのカルデラで、望遠鏡群はその縁に立っている。

れている。IACのあるテネリフェ島はほぼTeide山という富士山級の火山でできている。2300mほどの高度のところにTeide天文台があり、多くの望遠鏡が設置されている。隣のラパルマ島にはRoque de Los Muchachos天文台(図2)があり、こちらはより国際的な枠組みの大きな望遠鏡が設置されている(東京大学の参加するCTAなど)。IACはこれらの望遠鏡群を管理・運用するために作られた研究所である。

3. 女性研究者として

日本とスペインとの大きな違いの一つにフェミニズムが挙げられるだろう。日本でフェミニズムという敏感な女性の妄想だとか過激な思想であるという印象があるように思うが、スペインを含むヨーロッパではかなりオープンに議論されている。日本ではよく逆差別であるとされる女性定員などもはっきりと導入されている。その結果、たとえば国会では男女がほぼ半々である。職員の定員だけではなく、プロジェクトや委員会レベルでも男女比が評価に関わってくるのだから徹底している。何かのプロジェクトが立ち上がる時、例えば全員が男性であつたら恥ずかしいというような感覚があるようだ。天文や惑星科学の界限では、まだ半々とまではいかないものの、周りを見渡しても多くの女性研究者・学生がいることは日本と大きく異なる。私の所属する太陽系グループは男女半々である。ただし、博士学生から職員へ上がるにつれて女性の割合が減るという問題はIACでもあるようだ。

30代の女性研究者は悩めるお年頃ではないだろうか。研究も自立し、やりたいことができるようになってきたかと思うと、ライフイベントをどうしようかと考えなければならない。そんな悩みを抱える中、私のボスのde León氏は女性で母親でIAC太陽系グループのPIであり、スペインではこれは珍しいことではない。身近にこのようなロールモデルがあることは心強くとも幸運だと思う反面、日本と比較すると軽く絶望を感じる。もしかしたら海外に出なければ感じることのなかった絶望かも知れない。絶望を感じるのには制度に対してというよりも日本に蔓延る先入観だ。日本はスペインなどに比べると自分を含めて圧倒的にアンコンシャス・バイアスが強いのではないだろうか気づいた。例えば、論文の主著者を無意識のうちに男性と思い込んでしまうようなことだ。これは意図的なものでないだけに厄介だ。日本にはなかなか気づけないことなので、ぜひ一旦海外に出て日本を客観的に眺めてみてほしい。「女性だから・男性だから」と役割を考えてしまっていないだろうか。そういった先入観をなくしていくことこそが男女平等を目指すことなのではないだろうか。日本ではしばしば、理学系女子学生や教員を集めた会などが開催される。これは女子学生の不安を取り除くという一定の役割を果たしているが、お互い大変よねという気持ちを送り合って終わることが多く、日本社会の背景に根ざす問題を解決することはできないのではないかと思ったりする。バイアスを是正するためには、女性間だけでなく男女を含めよりオープンに話し合わなければならないのではないか。スペインでは定期的にジェンダー問題やマネージメント、ハラスメントについてポスドク、職員向けの講義が開催される。こういったところから、男女共に考えるきっかけが作られている。ちなみに、スペインでは一種の抗議活動として女性が料理をしないという活動があるようで、単刀直入な感じがスペインらしい。スペインでも親世代では、やはり男女の社会的役割の差が大きかったと聞かすのが現在のように意識改革できたのだから、日本も変わっていくことができると信じた。

4. 観測ライフ

子供の頃から、いつかは望遠鏡を覗いて宇宙の

研究をしたいと思っていくらい、望遠鏡を使って研究することは一種の憧れだった。そんな私は現在Teide天文台とRoque de Los Muchachos天文台の望遠鏡を使って小惑星の観測を行っている。

Teide天文台にあるTelescopio Carlos Sánchezには岡山天文台のMuSCATの兄弟であるMuSCAT2という多色測光観測装置が実装されている。この装置は4色同時測光が可能で、もともとは系外惑星観測のために開発されたものである。通常フィルター分光すると、フィルターを変える時間が必要なので、同時に違う色で見るということができない。このため、MuSCAT2は高速で自転する小惑星の色を観測するのに非常に有効だ。この望遠鏡と装置を使って、地球近傍小惑星のサーベイやはやぶさ2延長ミッションターゲットである2001 CC21などの観測を行っている。しかし、こちらの望遠鏡は基本的にリモート観測なので、実はこの望遠鏡を覗くことはもとより、実際に見たことすらない。

現地で観測を行うのはもっぱらRoque de Los Muchachos天文台の方である。こちらは、隣のラ・パルマ島にあって、飛行機で行く必要がある。飛行機といっても30分程度のフライトで、ラ・パルマ空港からレンタカーで観測所まで1時間半程度と比較的テネリフェ島からアクセスが良い。なので、ちょっとした出張気分である。観測所までの道はいつも花が咲いていて最高に気持ちのいいドライブ。時期が合えばカナリアの固有種であるタヒナステもお出迎えしてくれる。ちなみに、一番初めは同僚の観測に同行したのだが、観測所に向かう途中で車酔いして散々だった。山頂までの斜度が急なだけに、道は驚くほど曲がりくねっているので、お気をつけを。

Roque de Los Muchachos天文台の最も大きな望遠鏡は10.4mのGrantecanだが、残念ながらこちらは基本サービスモードなので自分で操作することはできない。私がよく使う望遠鏡は2.5m級のIsaac Newton TelescopeとNordic Optical Telescopeで、これらは自ら操作することができる。私はこれらの望遠鏡を使って始原的小惑星の分光観測を行っている。反射分光観測をするためには、小惑星のスペクトルを太陽スペクトルで割る必要があるのだが、太陽は明るすぎて直接観測することができない。一般的には、太陽類似星を観測して太陽

の代わりに使う。私は特に近紫外領域の反射特性に興味を持っているのだが、意外と紫外域まで太陽スペクトルと似た星は少なく、ほとんどが非常に明るい星だ(これは、明るい星ほど特性がよく研究・把握されているというバイアスと考えられる)。このために、大きな望遠鏡ほど小惑星は観測しやすいが、大きな望遠鏡では太陽類似星を観測できないという痛し痒しな側面がある。太陽スペクトルに似た星を他にも探すべく、恒星の観測にも力を入れている。小惑星を研究しているはずが、恒星の勉強・観測をしていて、「はて、わたしは何を研究しているのだっけ」とたまに思う。いずれにせよ、子供の頃の夢が叶い望遠鏡での観測を堪能している。

5. コロナと火山の噴火

私がカナリア諸島に来てから、コロナと火山の噴火という災難に見舞われた。コロナは世界的な規模なので、もちろん影響を受けた。最初の2ヶ月は厳しいロックダウンが行われて、基本的には外出ができない状況になった。先が見えない引きこもり生活に、家活を充実させるべく、郊外へ引っ越し、植物を育てたりして気分転換した。気候が良かったため、植物は面白いほどよく育つ。それから、徐々に規制緩和されていき、コロナ禍から1年半ほどはリモートワークが推奨されていたが、今(2022年4月現在)では8割方通常に戻っている。このまま、通常に戻れることを祈っている。ラ・パルマ島の噴火も記憶に新しい。これは2021年9月~12月にCumbre Viejaという火山帯の一部が50年ぶりに噴火したものである。こうした災難によりこの2年間で約6ヶ月間Roque de Los

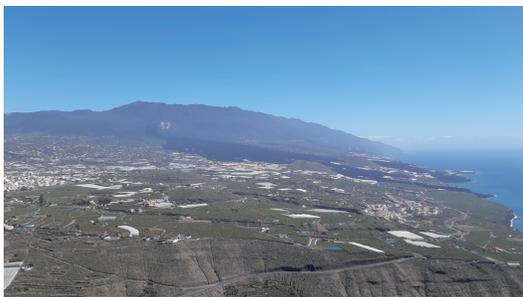


図3:ラ・パルマ島、噴火口から流れる溶岩の跡がくっきりと黒く見える。左端に見えるのがLos Llanosという街。

Muchachos天文台の望遠鏡は停止を余儀なくされた。望遠鏡を使う身としてはヤキモキするのだが、どうしようもないので、火山を見物に行ったりした。初めて見た噴火は、思ったより街中に近く、低い唸りのような音が少し不気味で鳥肌がたった。現在、噴火は止まったが溶岩が流れたあとがくっきりと見え、復興までにはまだまだ掛かりそうだ(図3)。

6. 日常生活

カナリア諸島の人々は私がこれまでに訪れたどの国の人よりもオープンで親切で偏見が少ない(個人比)。驚くほど英語が通じないが、快適に生活できるのはこの島民性のおかげだろうと思っている。スペインへ来て驚いたのは、食事の時間だ。昼食は14~15時、夕食は9時以降が一般的だ。また、レストランは昼は13時から夜は20時からしかやっていない。研究所の隣に科学博物館があるのだが、ふとある日昼にそこに置いてある日時計を見てみたら、南中時の時間が14時(サマータイム)と示されていた。ここでハッとしたりしたが、この国ではどうも太陽の動きと時間は対応していないのだ。これが食事の時間がずれる要因かも知れない。これだけでなく、この島での時間の流れは独特である。季節がほとんど変わらないことも相まって、ゆったりとした時間が流れている、というか気づいたら時間が経っている。何があっても“*No pasa nada.*”(沖縄でいうと「なんくるないさ」)で焦ったりしない、時間が解決してくれるというのが島民の基本的な精神である。これにより全ての手続にかなりの時間が掛かるわけなのだが…。

カナリア諸島といえばバナナと出発前に私の友人が言っていたのだが、確かにそのとおりで、バナナの栽培地帯が広がる。また、じゃがいも、トマトやアボガドなども多く栽培されている。年中収穫されているので、ここに住む野生動物たちは食べ物に困らない。野生のトカゲと鳥がたくさんいて、いつも幸せそうで生まれ変わったらカナリア諸島の鳥になるのもいいなと思った。島なので海鮮類が豊富だが、ものによって大きく値段が違う。サーモンやマグロは日本と比べても高いが、イワシやカツオはめっちゃくちゃ安い。しかし、やはり生で食べる文化はないようで、基本的には加熱調理されている(図4)。



図4: イワシの丸揚げ。大雑把な調理だが美味しい。

カナリア諸島の生活で一番つらいのは、日本食がほとんど手に入らないということだろう。辛うじて醤油はスーパーで売っているものの、日本で一般的な野菜(例えば大根、白菜、きのこ類)や薄切り肉を手に入れるのは非常に難しい。また、日本人が満足できる日本食レストランは存在しないので、日本食を食べるには島に1つあるやや大きめな中華系スーパーに行って食材を買って調理する必要がある。現地の日本人には自分で野菜を作っている強者もいるようだ。ちなみに、日本のビールは日本よりも安く売っている。

休日はというと、もっぱらトレッキングや海に行くことが多い。海と言っても、ビーチは波が高く、寒流の影響で冷たいので、ほとんどの場合には海水浴には適していない。火山島なので、多くのビーチは黒い砂でよく橄欖石が混じっている。テネリフェ島の海岸線、特に北側は風化作用でできたと思われるゴツゴツ切り立った崖でできていて、いつ見ても絶景で、トレッキングをすると楽しい。また、島の北端には自然保護地区アナガ自然公園もあって、こちらは常緑樹でいつも青々としている。最初にアナガに行ったときに懐かしさを感じたのだが、照葉樹林帯が日本の森、例えば屋久島とかと似ているからだと思う。かと思えば、サボテンなどが生い茂る全く違った植生にも出会えるので面白い。お気に入り、アナガから海岸に下るルートで、最後にビーチで涼むのが最高である(図5)。

7. さいごに

このようにほぼ3年を過ごして、そろそろ研究者として次の行き先を考えねばならなくなってきた。ヨー



図5: アナガ自然公園から海岸へ向かうトレッキングルート。

ロッパのポストドク事情はおそらく日本よりも厳しい。ポストドクの契約は1~2年が多く、色々なところを転々とするのが普通だ。特に、スペインではアカデミアなら40代でパーマネント職につければ良い方ということで、IACでも半数以上がポストドクである。また、職を得るにあたって海外での研究経験がかなり重要視されるようだ。このこともあって、ヨーロッパ人の感覚では、ヨーロッパ内の異動は国内感覚なので、多くの人が色々な国でポストドク経験を積む。この事自体は良いことだと思う反面、ヨーロッパにおいてもポストドクの身分は結局のところ保証もなく、分野を変えないといけなかったり、インダストリーにいくポストドクも多い。どこも厳しい世界だと思いつつ、研究所のテラスで春風の中バラキート(カナリア諸島のコーヒー)を飲むと“*No pasa nada*”と思えてくるのだ。

Essay

中学校科学部での模擬火星環境岩石変質実験

小森 信男¹

筆者は、中学校科学部において1998年から「火星の岩石がなぜ赤いかを探ろう」というテーマのもとで、生徒とともに酸性や中性の水溶液に浸した玄武岩や鉄カンラン石に、殺菌灯等の紫外線を照射して、その変化を調べています[1]。このテーマは多くの人が不思議に思うことであり、中学校でも実施可能で、研究例も少ないからです。そして最近、太陽光線も試料に曝しています。方法は、玄武岩試料を試験管中の脱気した硫酸水溶液に浸し密封します。その後その試験管を中学校校舎のベランダに置き、2か月前後太陽光線に曝すのです。これをSUVとします。対照実験として、太陽光線を通さない状態にした同様の試験管も置きます。これをNとします。

このような試験管内の環境は、過去の火星環境を模したのと考えています。その理由は次のような諸説に基づきます。火星表層は、30～40億年程前に、一時的に水が存在する暖かい時期があったと考えられています[2]。さらにこの年代の地層に含水硫酸塩を含む地層が発見されていること等から、この時期には酸性の強い表層水が存在していたとも推定されています[3]。また過去～現在までの火星表面に照射される紫外線照度を推定した研究では、40億年前の火星表面に照射される紫外線照度の総量は約 $25\text{W}/\text{m}^2$ であり、現在の地球の40%程ですが、紫外線Bと紫外線Cの総量は $3\text{W}/\text{m}^2$ であり、現在の地球の約3倍と推定しています[4]。以上のような研究を考慮して、この研究では、pH2の硫酸水溶液に浸した玄武岩に現在の太陽光線を照射するという実験条

件としました。石英試験管の中の玄武岩をとりまく環境は、過去の火星環境に近い条件であり、中学生でも実施できる模擬条件と考えたのです。

この太陽光線曝露実験は、これまでに5回以上行いましたが、全て次のような結果になりました。SUVでは、水溶液全体がやや褐色を帯び、玄武岩の上面に山吹色に近い色の微粉末が生じます。Nでは、水溶液や玄武岩にあまり変化は見られません(図1)。今のところEDSによる分析では、SUVの上面に生じた山吹色の微粉末は、鉄、硫黄、リンの含有量が多く、XRDによる分析を加えると3価鉄硫酸塩と3価鉄リン酸塩が混じったものが主体と推定しています。

火星グセフクレーター等においても探査車の分光分析により硫酸塩とリン酸塩が検出された可能性が高く、この実験結果と整合性があると考えています。また鉄リン酸塩は、太陽光線による光酸化で増加した3価鉄イオンに、岩石中のリンが吸着して生じたかと推定しています。この実験結果は、過去の地球において生命発生に欠かせないリン酸の、水中における

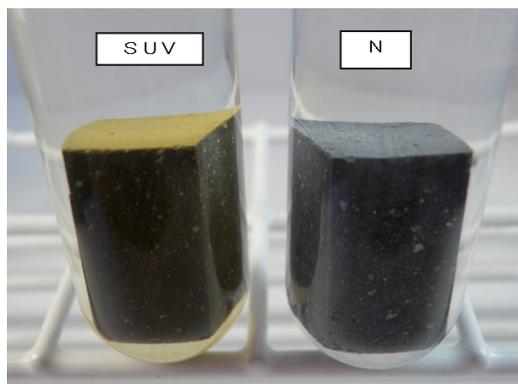


図1: 実験後の試料の様子。

1. 東京学芸大学大学院 連合学校教育学研究科自然系教育講座

2. 大田区立蒲田中学校

moriko-mo179@nifty.com

濃度を高める一因を示す結果かもしれません。

これらの考察を生徒に話すと、生徒は一層興味関心を高め、この実験に取り組みます。そして東京学芸大学の藤本光一郎先生のご指導をいただきながら、この実験をさらに継続し、分析を進めているところです。バックテストによる鉄イオン濃度の測定と、試料の写真撮影や観察記録を地道に継続している生徒は、次のような感想をノートに記述しています。「鉄イオン濃度の他にも、玄武岩上面の褐色などの肉眼で分かる変化が見られたときも、太陽光線の影響は凄いと思った。」

参考文献

- [1] 小森信男, 2020, 学校教育学研究論集 42, 63.
- [2] Wordsworth, R. D., 2016, Annual Review of Earth and Planetary Sciences 44, 381.
- [3] Klingelhöfer, G. et al., 2004, Science 306, 1740.
- [4] Cockell, C., 2002, in Astrobiology: The Quest for the Conditions of Life (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York), 219.

2022年度日本惑星科学会秋季講演会のお知らせ

2022年日本惑星科学会秋季講演会実行委員長(茨城LOC) 百瀬 宗武¹

2022年日本惑星科学会秋季講演会は対面+オンラインのハイブリッドで開催します。以下は、2022年5月末時点での開催案内です。最新情報は随時、講演会ホームページ <https://www.wakusei.jp/meetings/fallmeeting/2022/> に掲載します。

1. 日程と会場

日程:2022年9月20(火)-23日(金) (23日は一般向け講演会「水惑星の誕生:その起源と条件を探る」) 9月21日に総会、および最優秀研究者賞受賞講演会を予定しています。懇親会は9月21日夕方に水戸駅近くの会場を確保していますが、実施の可否や形態を含めた方針を参加申込開始時まで決定し、本会メーリングリスト(oml)および本会ホームページ「2022年秋季講演会のお知らせ」でアナウンスします。

会場:ザ・ヒロサワ・シティ会館

〒310-0851 茨城県水戸市千波町東久保697番地
<https://icf4717.or.jp/bunkacenter/>

2. 発表形式について

●発表資格

著者に本会の会員(発表申込み時にすでに会員資格を得ていること)を含むこと。著者に会員を含まない申込みは受け付けません。

●発表形式とプログラム編成

対面 + オンラインのハイブリッドで行います。申し込みは1:口頭発表 2:ポスター発表 3:どちらでもよいの3種類で受け付けます。筆頭著者として申し込めるのは「口頭発表」もしくは「どちらでもよい」から1件、「ポスター発表」もしくは「どちらでもよい」から1件、の合計2件までとします。発表の採否、およびプログラム編成については、実行委員会が決定いたします。発表形式については申し込み時のご希望を最大限尊重しますが、口頭発表希望が多数であった場合、発表申込時に提出された抄録の内容に基づき実行委員会の判断で一部をポスター発表とする可能性があります。予めご了承ください。

●**口頭発表:**会場で直接発表もしくはZoomにて発表。会場発表はZoomで中継配信し、Zoomでの発表は会場でも放映します。1講演につき12分前後(質疑応答含む)を予定しています。

●**ポスター発表:**Slackに電子版をアップした上で、会場での発表分についてはコアタイムを設けます。遠隔での発表分については、Zoomブレイクアウトルームを設けますので、適宜、個別での対応をお願いします。会場での用紙サイズはA0(横841mm 縦1189mm)です。可能な場合にはフラッシュトークの時間枠を設けますので、ご希望の方は当日指定された時間に発表を行えます。フラッシュトークの枠が確保できなければオンデマンドの予定です。

●最優秀発表賞セッション

本講演において第一著者として発表する博士の学位

¹茨城大学理工学研究科(理学野)
munetake.momose.dr@vc.ibaraki.ac.jp

を有していない学生会員は、最優秀発表賞に応募できます。予備審査を通過された応募者には、最優秀発表賞セッションでの口頭発表(15分前後)と、選考委員との議論を行って頂きます。これらに加えて応募者は同一内容のポスター講演を行うことができます(ポスター講演は審査しません。また、このポスターは申込件数に数えませんが)。別途定める今年度の要領に従ってください。詳細は本会メーリングリスト(oml)および本会ホームページ「2022年秋季講演会のお知らせ」でお知らせいたします。

3. 参加および発表の申込み方法

本会ホームページの[参加/発表/予稿登録]よりお申込みください。これらの申込みは、すべて本会ホームページ上で行います。申込みには、(1)本会の会員番号もしくは非会員登録番号、(2)本会ホームページに会員または非会員としてログインするためのパスワード、の両方が必要になります。本会への新規入会登録および非会員登録も本会ホームページから行ってください。なお、非会員登録には1日以上、新規入会登録には2週間以上かかりますので、発表申込みを予定されている非会員の方はできる限り早目に登録手続きを開始してください。[参加/発表/予稿登録]申込とは別に、参加費支払い手続きを行っていただきます(項目6.参照)。参加費の支払いなしに講演会には参加できませんので、ご注意ください。

4. 本年秋季講演会までの主なスケジュール(予定)

2022年6月24日(金)参加申込, 発表申込, 支払い, 予稿原稿受付開始

2022年7月15日(金)発表申込締切, 最優秀発表賞予稿原稿の締切

2022年8月26日(金)参加申込締切, 予稿原稿締切, 支払い締切

※ハイブリッド対応のため、参加者へのZoomやSlackの接続情報通知を準備する必要があります。このために参加申込が設定されています。ご協力をお願いします。

5. 予稿集について

講演会に先立って本会ホームページにPDFを用意し、ダウンロードできるようにする予定です。

6. 参加費

正会員 4000 円, 学生会員 3000 円, 非会員 5000 円

発表をしない学部生・M1に限り、参加費を無料とします。ただし、参加するためには学生会員もしくは非会員登録が必要で、かつ項目4.にある参加申込締切も同様に適用されます。シニア会員の参加費については、一般会員と同額とします。本会ホームページ「2022年秋季講演会のお知らせ」から支払いサイト(イベント参加WEB受付システム「イベントペイ」を利用)に移動し、クレジットカードもしくはコンビニ決済で参加費の支払いを行なっていただきます。領収書は、支払い完了時に送信されるメール記載のURLからダウンロードできます。

7. 交通手段

JR水戸駅から徒歩20分、バス・タクシー利用の場合はJR水戸駅から約10分です。その他の交通手段をご利用の場合も含め、詳しい情報はザ・ヒロサワ・シティ会館ホームページ(<https://www.ibarakiken-bunkacenter.com/access/index.html>)にてご確認ください。

8. その他

(1) 現時点では託児所を確保できるか検討中ですが、状況がわかり次第ホームページでご案内します。

(2) 会場には来場者用のネットワーク接続環境(Wi-Fi)はありますが、LOCとして確実な接続を保証できるほどの太い回線ではありません。インターネット接続環境が必須の方は、各自でご用意いただければ幸いです。なお発表については、来場者用とは別に用意されている回線を用い、中継方式により会場とZoomを接続します。会場参加者個人によるZoom接続はしていただきません。

(3) このお知らせの内容は変更される可能性があります。

ます。ホームページで最新の情報をご確認ください。
(4) その他、茨城LOCへのお問い合わせは aloc@wakusei.jp までご連絡ください。

2022年度助成事業2件公募のご案内

公益財団法人 宇宙科学振興会¹

公益財団法人宇宙科学振興会は宇宙科学分野における学術振興を目指し、2022年度も引き続き下記の助成事業を行います。それぞれの応募要項の詳細は当財団のホームページ：<http://www.spss.or.jp>に掲載しています。それぞれの公募に対する応募申請に際してはホームページご参照の上、申請書をダウンロード・作成いただき必要な書類を添付の上、財団宛に電子メール(admin@spss.or.jp)で申請下さい。奮ってご応募いただくようご案内申し上げます。

(1)国際学会出席旅費の支援

●支援対象

宇宙理学(飛翔体を用いた観測、探査、実験に関連する理学研究)および宇宙工学(宇宙航空工学を含む)に関する独創的・先端的な研究活動を行っている若手研究者(当該年度4月2日で35歳以下)、またはシニアの研究者(当該年度4月2日で63歳以上かつ定年退職した者)で、国際研究集会で論文発表または主要な役割などが原則として確定している者。海外で開催される国際学会に限ります。リモートでの参加の場合でも参加費(上限5万円)については支援します。

●助成金額・件数:一件あたり10～30万円程度、年間10件程度

●申し込み受付時期

応募締切り2022年8月31日:2022年10月から2023年3月の期間に開催初日が予定される国際学会の参加者対象

応募締切り2023年2月28日:2023年4月から2023年9月の期間に開催初日が予定される国際学会の参加者対象

(2)国際学会開催の支援

●支援対象

宇宙科学研究を推進している国内の学術団体(研究所、大学等)で、宇宙理学(飛翔体を用いた観測、探査、実験に関連する理学研究)及び宇宙工学(宇宙航空工学を含む)に関する国際学会、国際研究集会の国内開催を主催しようとする団体。リモートでの開催も支援対象です。

●助成金額・件数:一件あたり20～50万円程度、年間4件程度

●申し込み受付時期

応募締切り2022年8月31日:2022年10月から2023年3月の期間に開催初日が予定される国際学会対象
応募締切り2023年2月28日:2023年4月から2023年9月の期間に開催初日が予定される国際学会対象

●照会先

公益財団法人宇宙科学振興会事務局

<http://www.spss.or.jp>

〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台3-1-1

Email: admin@spss.or.jp

Tel: 042-751-1126

1.公益財団法人宇宙科学振興会 事務局
admin@spss.or.jp

学位論文タイトル紹介

惑星科学関連分野にて博士号および修士号を近年取得された会員の研究内容を学会員に広く知ってもらう目的で、論文タイトルを掲載いたします。項目は、(1)氏名、(2)論文タイトル(現題名)、(3)論文タイトル(和訳名)、(4)論文提出時の所属、(5)学位取得年・月、(6)次の所属、の順です。希望者は、論文の結果を最もよく表す図を1枚掲載できます。この記事に関するお問い合わせは編集長(chiefeditor@wakusei.jp)までお願いいたします。

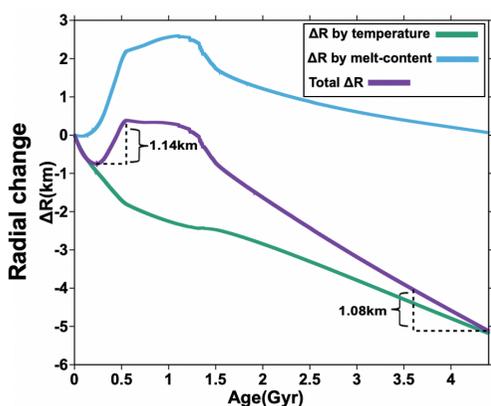
※毎年6月号に、過去3年まで遡って掲載可。投稿方法等はomlにて案内いたします(2月頃)。

博士論文

- | | |
|---|--|
| <p>(1) 小野寺 圭祐(おのでら けいすけ)</p> <p>(2) Subsurface structure of the Moon and Mars deduced from 3D seismic wave propagation simulation and analysis of Apollo and InSight seismic data</p> <p>(3) 3次元地震波伝搬シミュレーションおよびアポロ・インサイトで取得された惑星地震データの解析による月・火星の地下構造の推定</p> <p>(4) 総合研究大学院大学 物理科学研究科 宇宙科学専攻 / Université Paris Cité・École doctorale Sciences de la Terre et de l'environnement et physique de l'Univers・Laboratoire Terre et Environnement (ダブルディグリー)</p> <p>(5) 2022年3月</p> <p>(6) 東京大学 地震研究所</p> | <p>for hydrogeochemistry of early lakes on Gale Crater, Mars</p> <p>(3) 二価鉄の光酸化:火星ゲイルクレータ古湖の水文学地球化学への示唆</p> <p>(4) 東京大学大学院 理学系研究科 地球惑星科学専攻</p> <p>(5) 2022年3月</p> <p>(6) 東京大学大学院 理学系研究科 地球惑星科学専攻</p> |
| <p>(1) 奥谷 彩香(おくや あやか)</p> <p>(2) New Approaches toward Understanding the Bulk Composition of Solid Exoplanets from Observations</p> <p>(3) 観測から系外固体惑星の組成を解明する新しい方法論の開拓</p> <p>(4) 東京工業大学 理学院 地球惑星科学系</p> <p>(5) 2022年3月</p> <p>(6) 国立天文台 科学研究部</p> | <p>(1) 辰馬 未沙子(たつうま みさこ)</p> <p>(2) Material Strength of Dust Aggregates in Planet Formation</p> <p>(3) 惑星形成におけるダスト集合体の物質強度</p> <p>(4) 東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻</p> <p>(5) 2022年3月</p> <p>(6) 東京工業大学理学院 地球惑星科学系 奥住研究室</p> |
| <p>(1) 田畑 陽久(たばた はるひさ)</p> <p>(2) Photo-oxidation of ferrous iron: Implications</p> | |

修士論文

- (1) 于賢洋(う けんよう)
- (2) Evolution of the lunar interior by migrating magma
- (3) マグマの移動による月の内部進化
- (4) 東京大学大学院 総合文化研究科 広域科学専攻
- (5) 2022年3月
- (6) 東京大学大学院 総合文化研究科 広域科学専攻 博士課程



マグマの生成・移動の効果を考慮した月の一次元球対称マントルモデルにて、観測と整合的な半径膨張・収縮史を示すことができた。

JSPS Information

- ◇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

◇日本惑星科学会賛助会員名簿

2022年5月6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。

2022/9

2022年9月27日(火)-9月29日(木)日本流体力学会 年会2022

- (a) 京都大学 吉田キャンパス 本部構内
- (b) (一社)日本流体力学会
- (c) 日本流体力学会年会2022実行委員会(E-mail:jsfm2022@nagare.or.jp)

編集後記

お風呂上がりに炭酸水を飲んでいて息子から、このシュワシュワはなに、と聞かれた。二酸化炭素だよ、とわたしは説明した。くうきにも二酸化炭素はたくさん入っているよ。

ことしの4月に潮干狩りをした。子どものときに家族で金沢八景にあって以来だから、30年ぶりとなる。インターネットで干潮時間と持ち物を調べ、セブンイレブンで次の日の入場券を発売した。千葉県の船橋三番瀬公園は暖かな快晴。帽子をかぶり、古靴下をはいて、熊手はレンタル。湿った砂を足で踏む。ジョワ、ジョワとした感触。ぐぐっと手を入れる。なにかが指先に当たる。アサリか、死んだ貝殻か、巻き貝やアオヤギだろうか。30年前と同じなかわからないけれど、宝探しは楽しくて、スマホを取り出して写真を取る時間も惜しいくらいだ。アサリの貝殻をもつ息子に話しかける。貝は海にとけた二酸化炭素で殻を作るんだよ。貝探しに飽きても、子どもは海でびしょ濡れになったり、海藻を見

つけて口にいれてみたり、春の砂浜を楽しんでいた。

5月の休暇は八ヶ岳で過ごした。まだ肌寒い夜には薪ストーブを点ける。小枝や薪が燃えて、曇ったガラス越しに火が動くのが見える。燃えるとうなるの、と聞く息子に、わたしは、二酸化炭素になるよ、と説明する。すると、そうしたら貝が成長して助かるよね、と嬉しそうに言った。私はそんな息子を微笑ましくみていたが、今、二酸化炭素濃度が上昇すると、貝殻が溶解することを思い出した。

本号では、前号に引き続き、ゲストエディターの奥住聡さん(東工大)とともに、特集・新惑星形成論として三篇の論文を掲載した。また、片岡章雅さん(国立天文台)の最優秀研究者賞受賞記念論文も掲載した。楽しく読みつつ、惑星形成理論の研究者の層の厚さを見せつけられた。自分が理論研究者だったらどんな研究をしようかと考えが巡る。(瀧川)

編集委員

三浦 均 [編集長]

瀧川 晶 [編集幹事]

荒川 創太, 上相 真之, 岡崎 隆司, 小川 和律, 鎌田 俊一, 木村 勇氣, 黒澤 耕介, 小久保 英一郎, 坂谷 尚哉, 杉山 耕一郎, 関口 朋彦, 瀧 哲朗, 田中 秀和, 谷川 享行, 長 勇一郎, 成田 憲保, 野津 翔太, はしもと じょーじ, 濱野 景子, 本田 親寿, 諸田 智克, 山本 聡, 和田 浩二

2022年6月25日発行

日本惑星科学会誌 遊・星・人 第31巻 第2号

定 価 一部 1,925円(税込・送料込)

編集人 三浦 均(日本惑星科学会編集専門委員会委員長)

印刷所 〒224-0044 神奈川県横浜市都筑区川向町787-1 株式会社 シュービ

発行所 日本惑星科学会事務局

〒140-0014 東京都品川区大井1-6-3 アゴラ大井町3階

Tel: 03-6410-7041

e-mail: staff@wakusei.jp

(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。

1. 原稿の様式

○投稿原稿：

受領可能なファイルの形式は、MS WORD, PDF, またはテキストファイルである。原稿投稿時チェックリストを参照して作成すること。また、所定の投稿原稿送り状も提出すること。

○最終稿：

原稿の掲載が決定したら、最終原稿準備チェックリストを参照して必要なファイルを提出する。原稿のファイル形式は WORD, PDF, または、テキストファイル。図は別ファイルにて提出。そのファイル形式は tiff, eps, pdf, pict が望ましい。jpeg, png も可。

投稿原稿送り状の雛型および各チェックリストはウェブサイトで

(<https://www.wakusei.jp/book/pp/guide.html>) から取得できる。

2. タイトル

記事のタイトルは20字程度以内。また、タイトル、筆者名、及び所属を和文・英文両方で付す。

(注：著者人数に対する制限はなく、紙面本文タイトルにおいて著者全員の氏名が原則掲載されるが、著者が多数である場合、各号の目次においては紙面の都合上一部著者名を省略することがある。)

3. 要旨

研究報告の記事や解説記事については、(原稿タイトルと著者名の後に) 300字程度の要旨をつける。

4. セクション

セクションは1,2,....., サブセクションは1.1,1.2,....., 細区分は(1), (2), の記号を頭にして、左寄せ、行末改行とする。

- ・文中での区分けは(a), (b), (c)を用いる。
- ・これら記号はすべて半角文字を用いる。
- ・セクションタイトルは簡潔にすること。

5. 述語

専門用語はなるべく避けるか、十分な説明をつける。特に、対応する日本語がある場合、英語・英略語は使わない。

6. 字体

- －数字、英字は半角とする。また () [] ; : など区切り記号も半角を用いる。
- －変数は斜体、ベクトルと行列は太字、を使う。

7. 句読点

句読点は全角の“,”と“.”を用いる。

8. 図、表

文中での図表の引用は“図1”、“図2”の形をとる。最終稿に図表の刷り上がり時の位置や大きさを指定のこと。他の文献から図表を転載する場合は、著者及び発行者より転載許可を得ること。また、出典を明記すること。

図作成のガイドライン：

原則として、電子ファイルとして作成すること。解像度は印刷時実寸で300dpi相当以上。ファイル形式は TIFF, EPS, PDF, JPEG, PNG が望ましい。

やむをえない場合に限り、写真も可とする。その際はL版サイズ以上の大ききで鮮明な写真を送付すること。送付された写真は原則として返却しない。カラーページは、著者の費用負担により可能。ただし、著者が希望し、かつ編集委員会が認めたものについては、印刷費用を学会が負担する。カラー印刷の希望が無い場合、電子版のみにカラー画像が掲載され、冊子体には白黒で印刷される。

9. 脚注

脚注は“1”などの記号をつける。

10. 文献の引用

引用文献は重要なものに限る。目安として20項目程度とする。ただし編集部が必要と認めた場合についてはこの限りではない。

本文中での引用は[1],[2]の形で通し番号をつけ、論文の末尾に一括してリストを載せる。[1,2,3]のように3つ以上の連番を引用する場合は、[1-3]のように、最初と最後の番号をハイフンで繋げる。

文献リストは以下の形式に従う。題名は省略する。3人以上の著者は、英文なら「et al.」, 和文なら「ほか」と表記する。「et al.」「ほか」のあとには半角カンマを入れる。雑誌名などは一般に使われる略称を用いる。雑誌名の後のカンマは不要。ページについては開始ページのみを記す。書籍の場合は出版社をカッコ書きで明記。各文献の最後にピリオドをつける。

参考文献

- [1] Wakusei, T. et al., 1989, ApJ 220, 293.
- [2] 惑星太郎ほか, 1993, 天文月報 86, 186.
- [3] Bohren, C. F. and Huffman, D. R., 1983, Absorption and Scattering of Light by Small Particles (New York: Wiley).
- [4] Hayashi, C. et al., 1985, in Protostars and Planets II (Tucson: University of Arizona Press), 1100.

11. 投稿原稿送付先

遊星人編集長 三浦 均

e-mail : chiefeditor@wakusei.jp

電子メールで送付できない場合は下記へ郵送

日本惑星科学会事務局

〒140-0014

東京都品川区大井1-6-3 アゴラ大井町3階

Tel: 03-6410-7041

e-mail: staff@wakusei.jp



The Japanese Society for Planetary Sciences

