日本惑星科学会誌遊・星・人

第26巻 第2号

目 次

「2015年度最優秀発表賞受賞論文」

微惑星形成理論の観測的検証に向けて

田崎 亮,田中 秀和,奥住 聡,片岡 章雅,野村 英子	
-----------------------------	--

一番星へ行こう!日本の金星探査機の挑戦 その31 ~本番を迎えた電波掩蔽観測~ 安藤 紘基, 今村 剛, あかつき電波科学チーム	56
系外惑星「遠い世界の物語」その9 ~マグマオーシャン上の惑星大気の組成,熱放射スペクトルと進化~ 濱野 景子	59
遊星百景 その8 ~ボイジャー1号がとらえた木星とガリレオ衛星~ 木村 淳	68
2017年日本惑星科学会秋季講演会のお知らせ 佐々木 晶	70
2017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	72
学位論文タイトル紹介	73
New Face 田崎 亮	····· 7 4
JSPS Information	76

表紙デザイン:BROOKS

Contents				
Preface	M. Kimura	45		
Testing planetesimal formation theory via observation R. Tazaki, H. Tanaka, S. Okuzumi, A. Kat	l <mark>s</mark> aoka, and H. Nomura	46		
Road to the first star : Venus orbiter from Japan (31) — Akatsuki radio occultation measurements have ente H. Ando, T. Imamura, and Akatsuki	red the key stage! — Radio Science Team	56		
Tales of distant exoplanet worlds (9) — Interactions between planetary atmosphere and mag	gma ocean: evolution a	and		
implications for exoplanet observations —	K. Hamano	59		
My favorite topography (8) — Jupiter and Galilean moons imaged by Voyager 1 sp	acecraft — J. Kimura	68		
Announcement for 2017 annual meeting	S. Sasaki	70		
Announcement of public offering for 2017 grants Society for Promo	tion of Space Science	72		
Recent theses in planetary sciences		73		
New Face	R. Tazaki	74		
JSPS Information		76		

卷頭言

学会の活動の重要な柱の一つは学会誌の発行であろう.本学会の学会誌「遊星人」は25巻に 達し,発行も「順調」なように感じられる.

私は現在の日本惑星科学会の前身の日本惑星科学連合が発行していた学会誌「惑星科学」の 編集世話人をしばらく務めていた.当時は手書きの原稿が多く,まさに隔世の感がある.この 雑誌は今やレア物で,持っている人も少ないであろう.いずれにせよ,原稿集めはなかなか大 変であった.

その後に刊行されている遊星人は原著論文に加えて,総説や連載記事が多数ある.これは探 査,理論,観測,実験,物質科学等を基にした惑星科学という幅広い分野の内容や進展を特に 専門で無い研究者や学生が理解するのには便利な内容であると思っている.また編集委員を中 心として次々と新しい連載が企画され,雑誌にこれらが登場することは楽しみでもある.各種 の情報を知るのにも役に立っている.

私はある学会の和文誌の編集委員長を2年ほど担当した.原稿の投稿を待つということで記 事を集めるのはなかなか大変であった.遊星人の編集委員会もそのような苦労をされているの ではと推察している.ただ,遊星人の場合は記事によっては世話人を置き,その方々が記事を 積極的に集めているようである.これが原稿を集めるのには有効ではないであろうか.それを 真似て上記の和文誌の場合も世話人をおくように規則の改訂を提案し承認してもらった.

このように学会誌の発行はなかなか大変な業務で,特に原稿集めにはかなりの手間が必要で あるが,学会の維持のためにはなくてはならない活動であることは間違いない.学会員の情報 交換,成果の発表や解説などの点で非常に重要であろう.今後とも編集委員あるいは世話人の 方々が「これならいける」と言う面白い企画と学会員の投稿により遊星人が発展することを願っ ている.

木村 眞(国立極地研究所)

「2015年度最優秀発表賞受賞論文」 微惑星形成理論の観測的検証に向けて

田崎 亮¹, 田中 秀和², 奥住 聡³, 片岡 章雅⁴, 野村英子³

2016年4月2日受領,査読を経て2017年3月6日受理.

(**要旨**) 惑星形成過程の第一歩である微惑星形成は,これまでに数々の問題点が指摘されてきた.ところが, 近年,極端に密度の低いダストの凝集体(アグリゲイト)を考慮することで,様々な問題が回避され,微惑星 が形成可能であるということが理論的に明らかになってきた.しかし,低密度アグリゲイトの存在は観測的 にはよくわかっておらず,未だ理論モデルの観測的検証には至っていない.本稿では,低密度アグリゲイト による光散乱特性について解説し,そこから期待される低密度アグリゲイトが存在する原始惑星系円盤の観 測的性質について議論する.

1. 導入

惑星系は、原始星の周囲に形成される原始惑星系円 盤と呼ばれる天体において形成されると考えられてい る.原始惑星系円盤は、水素やヘリウムを主成分とす るガスとダスト微粒子^{*1}から構成されている.また、 ダストの半径は初期にサブミクロンないし、ミクロン サイズ程度であると考えられている.こうしたダスト が星の周囲を公転しながら互いに衝突・合体すること でアグリゲイトを形成し、次第にその大きさを増加さ せていく、アグリゲイトは初期に分子間力等の力によ って構造を形成しているが、合体成長が進み、質量が 十分大きくなると自身の重力によって構造を形成でき るようになる.このような自己重力によって構造を形 成できるようになった天体を微惑星と呼び、その大き さはおおよそ数kmから数100 km程度であると考え られている.

惑星形成過程の第一歩は原始惑星系円盤においてダ ストから微惑星を形成することである.しかし、微惑

- 東北大学
 東京工業大学
- 4. 国立天文台
- rtazaki@astr.tohoku.ac.jp

星形成過程にはこれまでに様々な問題点が指摘されて きた、例えば、その一つにダストの中心星落下問題が ある[1] 円盤中のダストは中心星周りをケプラー回 転している.一方で、円盤ガスは中心星からの重力、 遠心力の他にガス圧勾配力も含めた力の釣り合いによ って回転角速度が決まるため、一般にケプラー角速度 とは異なる回転角速度を持つ. 円盤ガスは中心星近傍 が最も高圧であり、中心星から離れるにつれて圧力が 下がると考えられ、この時、ガス円盤の回転角速度は ケプラー角速度より小さくなる. 従って、円盤ガス中 を運動するダストは進行方向とは逆向きにガス抵抗力 を感じ、角運動量を失う、その結果、ダストは中心星 に向かって落下していくのである. ダストが中心星に 向かって落下していくタイムスケールは、ダストが合 体成長によって微惑星を形成するよりも早く、微惑星 が形成できないという問題である。他にも、微惑星形 成過程には、ダストの衝突破壊問題やダストの跳ね返 りの問題といった問題も指摘されてきた(詳しくは過 去の遊星人記事[2]を参照).

ところが近年,極めて低い内部密度を持ったアグリ ゲイトの存在が、上述した問題を克服する鍵になって いるということが理論的に明らかになってきた.まず、

^{1.} 京都大学/東京工業大学/東北大学大学院理学研究科天文学教

室

本稿では以下、ダストと呼ぶ、また、特にダスト同士の凝集 体のことを強調する場合にはアグリゲイトと呼ぶことにする。

衝突合体によって形成されたアグリゲイトの内部密度 が衝突数値シミュレーションを用いて調べられてきた [2.3]. そして、これらの衝突シミュレーションをもと に. 原始惑星系円盤におけるアグリゲイトの内部密度 進化を考慮した合体成長計算を行った結果、ダストの 中心星落下問題が回避可能であることが明らかになっ たのである(詳しくは過去の遊星人記事[1]を参照). ダスト成長の初期段階において、合体・成長を繰り返 したアグリゲイトは、次第に低密度化していく、やが てcmやm程度の大きさまで成長したアグリゲイトの 平均内部密度は10⁻⁴g cm⁻³程度と極めて低密度な状 態となる、その後、これらの低密度なアグリゲイトは、 合体成長を続けながら、円盤ガスの動圧による圧縮や、 自己重力による圧縮を経験し、最終的にkm程度のサ イズで内部密度が0.1g cm⁻³程度の微惑星が形成され るのである[4]. このような微惑星形成過程は、ダス ト同士の付着力の強い氷アグリゲイトに対して有効で あると考えられるため、氷微惑星の起源を説明する理 論モデルの一つとして考えられている。なお、近年で は、シリケイト・ダストの付着力の再評価[5]や、ナ ノサイズ程度のモノマーから構成されるアグリゲイト [6]を考慮することで、シリケイト・ダストにおいて も同様のメカニズムによって微惑星形成が可能である ことが指摘されている.

こうして理論的に、低密度アグリゲイトを経由する 直接合体成長による微惑星形成というシナリオが構築 されてきた.一方で、円盤内における低密度アグリゲ イトの形成は、アグリゲイトの構造強度(モノマー半 径や組成に依存)や衝突の相対速度(円盤乱流強度など に依存)といったいくつかの不定性の大きなパラメー タに依存し、現実の円盤においてアグリゲイトが低密 度に成長できるかどうかは、必ずしも自明ではない. 従って、現実の原始惑星系円盤において、このような 低密度アグリゲイトが本当に存在しているのかを検証 する必要がある、この理論モデルの最も直接的な検証 は、原始惑星系円盤を観測し、低密度アグリゲイトの 存在を直接「見る」ことであろう. では. 低密度アグ リゲイトからなる円盤は、一体どのような観測的性質 を示すのだろうか?この問いを明らかにするために、 筆者らは低密度アグリゲイトを経由する微惑星形成理 論の観測的検証に向けた理論研究に取り組んでいる. 特に、低密度アグリゲイトの光散乱・吸収の特性(光 学特性)を明らかにし、その上で原始惑星系円盤の輻 射輸送計算を実行することで、観測予測を行ってきた。

本稿では、低密度アグリゲイトの光学特性について筆 者の論文[7]に基づいて解説し、そこから期待される 原始惑星系円盤の観測的性質について議論する.

2章では、原始惑星系円盤の観測的な性質について 纏めるとともに、どのような観測から低密度アグリゲ イトの存在を見ることができるのか?という我々の狙 いについて紹介する.3章では、実際に低密度アグリ ゲイトの散乱特性についての我々の解析的な定式化を 紹介し、光散乱過程の物理的な理解について解説する. 4章で、光散乱の素過程から示唆される原始惑星系円 盤の観測的性質について述べる.5章では、内容のま とめと今後の展望について議論する.

2. 原始惑星系円盤中のダスト観測

この章では、原始惑星系円盤中に存在するダストが どのように観測されるのか、という点に関して定性的 な議論を行う.2.1節では、円盤の基本的な観測的性 質についてまとめる.2.2節では、アグリゲイトが円 盤のどの領域に存在し、そして、どのような観測によ って検証可能かを議論する.

2.1 円盤の観測的性質

原始惑星系円盤は、可視光から電波といった幅広い 波長域において観測されてきた.図1に、各観測波長 ごとに観測可能な原始惑星系円盤の領域を模式的に示 した. 可視光/近赤外線といった波長域での円盤の観 測的性質は、すばる望遠鏡や、Gemini、VLTなどの 地上の大型望遠鏡や、HST などの宇宙望遠鏡等によ って詳細に調べられてきた.これらの波長では、円盤 は光学的に厚くなるため円盤の表層領域を観測してい ると考えられている.特に、これらの波長の撮像観測 においては、円盤外縁部(数AUから数百AU)のダス トによる散乱光を観測していると考えられている. 可 視光/近赤外線の波長では、円盤に比べ中心星が非常 に明るい. そのため、コロナグラフを用いて中心星を 隠す等といった観測手法が欠かせない、とりわけ、近 年では、偏光強度を観測量とすることで、円盤のより 内側領域の撮像観測が可能となってきている[8]. 偏 光観測を行うことで、明るく無偏光な中心星由来の光



図1:原始惑星系円盤中のダストの観測の模式図.原始惑星系円盤は可視光線から赤外線で光学的に厚く、それらの波長では円盤表層領域が観測できる.円盤は電波域で光学的に薄いと考えられ、それらの波長では赤道面にいるダストを観測することができる.

を効率的に落とすことができ、散乱によって偏光した 円盤由来の光を選択的に観測することができるのであ る.今後,この波長域での円盤観測は、最新の補償光 学装置を搭載したVLT/SPHERE,Gemini/GPI,そ してSubaru/SCExAO,などによって益々の進展が見 込まれる.より波長の長い電波域(サブミリ・ミリ波 域)においては、多くの原始惑星系円盤は光学的に薄 いと考えられている.従って、これら波長帯では、赤 道面に存在する低温のダストからの熱放射を観測する ことができる.近年では、ALMA望遠鏡によって、 円盤の赤道面のダストの高解像観測が精力的に行われ ている[9].

2.2 円盤内のダストの運動

様々な電磁波の波長に応じて円盤の観測可能な領域 が異なることを紹介したが、領域の違いは、どのよう なダストの違いを見ることに対応するのだろうか.原 始惑星系円盤中のダストの運動は、基本的には、中心 星からの重力と円盤ガスから受ける抵抗力によって決 まっている.ガス抵抗はダストの断面積に比例した力 であるため^{*2}、単位質量辺りのガス抵抗力は、内部密 度が一様な球体ダストを仮定すると、サイズに反比例 する.従って、より大きな半径を持ったダストほどガ ス抵抗の影響を受けにくく、中心星重力によって円盤 赤道面へと沈殿する傾向がある.次に、微惑星形成の 理論モデルにおいて示唆されている低密度アグリゲイ トの運動について考えてみる.まず、アグリゲイトの 大きさを R_g^{s3} , アグリゲイトを構成する単位粒子(モ ノマー)の半径を R_0 , モノマー数をNとすると, これ らの関係は

$$N \propto \left(\frac{R_g}{R_0}\right)^{d_f} \tag{1}$$

と書ける.ここで、 d_f をフラクタル次元と定義する. 原始惑星系円盤におけるアグリゲイトは、式(1)に従うようなフラクタル構造を仮定することが多い.そこで、本研究においても、以下では、アグリゲイトはフラクタル構造を持っていると仮定する.ダスト成長の初期段階におけるアグリゲイトは、 $d_f \approx 2.00$ フラクタル次元を持つと考えられている.アグリゲイトの平均密度は $R_s^{d_f-3}$ に比例する.従って、アグリゲイトが、 $d_f \approx 2.00$ フラクタル次元を持つ時、アグリゲイトは、サイズの増加に伴い、低密度化していく.そこで以下では、 $d_f \approx 2.00$ アグリゲイトを低密度アグリゲイトと呼ぶことにする.低密度アグリゲイトは、質量がアグリゲイトサイズの2乗に比例する.従って、低密度アグリゲイトの場合、単位質量辺りのガス抵抗力はア

$$R_{g} = \left[\frac{1}{2N^{2}}\sum_{i}\sum_{j}(\vec{r}_{i} - \vec{r}_{j})^{2}\right]^{1/2}$$

ここで デはモノマー i の位置ベクトルである.

^{2.} これはダストの大きさがガス粒子の平均自由行程よりも小さい場合の抵抗則(Epstein則)で正しい.ダストの大きさがガス粒子の平均自由行程よりも大きくなると、抵抗則は粘性流体の性質によって決まり(Stokes則),ダストの断面積ではなく、大きさに比例した力となる.

^{3.} アグリゲイトの大きさの定義には複数の流儀が存在するが、 ここでは旋回半径を用いる:



図2:有効媒質近似の概念図.アグリゲイトの実効的な大きさを定義し、その大きさを持つ一様球に置き換える. その際に、モノマーの屈折率と真空の屈折率を平均化することで、モノマーの屈折率を"薄める"のである.

グリゲイトのサイズによらなくなり、抵抗則はモノマ ーの性質によって特徴づけられる. モノマーはサブミ クロンないしミクロンサイズの小さなダストであると 考えられるため、低密度アグリゲイトは円盤上層まで 巻き上がっていることが期待される。すなわち、円盤 表層まで巻き上がった低密度アグリゲイトは、それ自 身がmmサイズといった大きな半径を持っていたとし ても、中心星からの光の散乱に寄与している可能性が ある.一方で,圧縮された高密度アグリゲイト(フラ クタル次元2 $\leq d_f \leq 3$)は、ガスの運動と比較的分離 しており、中心星の重力によって赤道面へ沈殿してい ることが予想される。微惑星形成における諸々の問題 を回避するためには、アグリゲイトが低密度な構造を 持っていることが本質的に重要である. そこで、我々 は円盤表層に存在すると考えられる低密度アグリゲイ トに着目し、可視光/近赤外線における円盤散乱光の 観測によって、その存在を検証できるのではないかと 考えた.

3. 低密度アグリゲイトによる光散乱

低密度アグリゲイトが存在する円盤の可視光/近赤 外線における観測的性質を探るため、筆者はまず、低 密度アグリゲイトの光散乱特性について調べた.本章 では、筆者の論文[7]に基づき、アグリゲイトの光散 乱特性と、その直感的理解についてまとめる.3.1節 では、アグリゲイトの散乱特性を厳密な数値解法と、 従来よく用いられてきた近似的解法のそれぞれで計算 した結果について報告する. 3.2節では、我々の散乱 に関する解析的な定式化について紹介し、厳密な数値 計算結果との比較を行う. 3.3節では、観測的に低密 度アグリゲイトの存在を検証する上で重要になると考 えられる偏光度について議論する.

3.1 アグリゲイトによる光散乱計算と問題点

アグリゲイトの光学特性は、一般に数値的に計算さ れる. 中でも, モノマーが球体の場合, T-Matrix法 と呼ばれる手法によって、アグリゲイトの光学特性を 厳密に計算することができる[10]. T-Matrix法は、ア グリゲイトを構成する各モノマーの光学特性を Mie 理 論の厳密解によって与え、すべてのモノマーからの散 乱場を多重散乱を考慮して重ね合わせることで、アグ リゲイトの光学特性を決定する手法である。このT-Matrix法はアグリゲイトからの散乱を厳密に計算で きるというメリットがある一方で、計算コストが非常 に大きいというデメリットも存在する. そのため, 例 えば、0.1 µmの半径を持つモノマーがmmサイズの低 密度アグリゲイトを形成している場合、モノマー数は 約1億個程度となり、T-Matrix法による計算は現実的 には困難である. T-Matrix法のような厳密だが計算 コストの高い手法の代わりに、計算コストの低い近似 的解法が用いられることも多い. その代表的な手法が



図3: (左図) 低密度アグリゲイトによる散乱の角度依存性を示す. 実線,破線,点線は,それぞれT-Matrix法,有効媒質理論, RGD理論(我々の理論モデル)によって計算されたものである. またアグリゲイトのパラメータはR_g/R₀=37.3, N=1024, R₀=0.1μm, λ=1.0μmである. 図は文献[7]を改変. (右図) 有効媒質理論を用いた場合の散乱の概念図. サイズパラメータ が1を超えるようなアグリゲイトに対して有効媒質理論を適用した場合,一様球内において散乱された光が,球の別の場所で 散乱された光と効率的に打ち消し合ってしまう. そのため,有効媒質理論を用いると,大角度散乱の散乱強度を過小評価して しまうのである.

有効媒質理論である. 有効媒質理論は, 図2に示した ように, アグリゲイトの特徴的な半径を定義し, アグ リゲイトを特徴的半径を持つ一様球で近似する手法で ある. この際, モノマーと真空の複素屈折率を平均化 し, 実効的な複素屈折率を定義することから, この手 法は有効媒質理論と呼ばれている.

計算結果の紹介に入る前に、計算の仮定について何 点か纏めておく、アグリゲイトは、同じモノマー数、 同じフラクタル次元を持っていたとしても、その形状 や大きさには、ばらつきがある、特に、低密度アグリ ゲイトの場合、それが顕著に現れる、そして、そのア グリゲイトの形状や、大きさの違いは、光学特性にも 影響を及ぼす.一方で,実際の原始惑星系円盤の観測 を念頭に置くと、個々のアグリゲイトの光学特性より も、アグリゲイトの集団からの散乱が重要になると考 えられる、このような理由から、我々はアグリゲイト の光学特性の統計的性質を扱うことにする.具体的に は、個々のアグリゲイトに対して、30方向の異なる 角度から平面波を入射させ、得られた光学特性を平均 する(方向平均). さらに、同様の計算を10個の独立 に生成されたアグリゲイトに対して行い、そのアンサ ンブル平均を取る.こうすることで、個々のアグリゲ イトが持つ形状や大きさのばらつきが光学特性に与え

る効果を取り除き,モノマー半径,アグリゲイト半径, フラクタル次元の3つのパラメータで特徴付けられる 平均的なアグリゲイトを扱うことができる^{*4}.

ここでは、アグリゲイトからの散乱を厳密に計算す るために、T-Matrix法でも計算可能なアグリゲイト 半径において計算を行う.アグリゲイトのパラメータ は、モノマーサイズが $R_0 = 0.1 \mu m$ 、モノマー数がN= 1024、フラクタル次元が $d_f = 1.9$ の低密度アグリゲ イトであり、入射波長は $\lambda = 1.0 \mu m$ を仮定した.また、 モノマーの複素屈折率として、astronomical silicate [12, 13]を採用した.

図3にアグリゲイトからの光散乱をT-Matrix法と 有効媒質理論のそれぞれで計算した場合の結果を示し た. 散乱の角度依存性を理解する上で重要なパラメー タがサイズパラメータと呼ばれるパラメータであり, $x = 2\pi R_g/\lambda$ で定義される. もし, 波長がアグリゲイ トのサイズに比べて十分長い場合($x \ll 1$), アグリゲ イト内の各点において散乱された光は, どの方向にも

^{4.} ここでは、個々のアグリゲイトは円盤内においてランダムな 向きを持っていることを仮定している.しかし、原始惑星系 円盤の表層においては、輻射トルクの影響によってダストが 磁場、もしくは、輻射フラックスの向きに整列している可能 性がある[11].一方で、円盤中のアグリゲイトに対する輻射ト ルクの性質は未だよくわかっておらず、アグリゲイトの整列 可能性の詳細な検討は今後の課題である.

ほぼ同位相で散乱される.従って、干渉特有の角度依 存性は現れず、モノマー単体が示すRayleigh散乱の 角度依存性がアグリゲイト全体の散乱の角度依存性を 決定することになる.波長がアグリゲイトの大きさよ りも短い場合($x \gg 1$)、アグリゲイトは強い前方散乱 を示すことがわかる(図3).これはRayleigh散乱をす るモノマー系からの干渉によって説明される.前方に 散乱される光は、同位相で散乱されるため(コヒーレ ントな散乱)、散乱光の振幅はモノマー数Nに比例す る.従って、散乱の強度は、振幅の二乗に比例するた め、 N^2 に比例して決まる.一方で、後方散乱は、必 ずしも同位相にならない(インコヒーレントな散乱). この場合、後方散乱の振幅は、 \sqrt{N} に比例する^{*5}.従 って、散乱強度はNに比例することになる.その結果、 前方散乱は後方散乱に比べてより卓越するのである.

次に、有効媒質理論を用いて散乱を計算した結果に 着目すると、有効媒質理論は、T-Matrix法で得られ た結果と比べ、後方散乱の散乱強度を桁で過小評価し てしまっていることがわかる.この理由は図3に示し た概念図で理解することができる。有効媒質理論では、 アグリゲイトを均質な球体であると見なしているため、 無限に小さなモノマーが球内に均質に分布している状 況に他ならない、従って、サイズパラメータが1より 大きくなると、有限角度方向への散乱は干渉によって 効率よく打ち消される.しかし,低密度アグリゲイト の場合、散乱体となるモノマーの密度分布は一様では ない. その結果, 干渉によって打ち消されなかった散 乱光が漏れ出すのである.こうして、厳密に計算され たアグリゲイトによる大角度散乱の散乱強度は、有効 媒質理論の値よりも大きくなっていると理解すること ができる.

このように、従来よく使用されてきた有効媒質理論 は、低密度アグリゲイトの散乱計算に使用することが できないということが明らかとなった. 先述したよう にT-Matrix法は計算コストが高いため、利便性は高 くない. そこで、アグリゲイトによる光散乱を、計算 コストを抑え、かつ、精度良く計算可能な新たな手法 の構築が必要なのである.



図4:低密度アグリゲイトの二点相関関数を示した.黒点はアグ リゲイトの2点相関関数の数値解である.ここで,低密度 アグリゲイトは、R_g/R₀=114, d_r=1.9, N=8192という値 を持っており、さらに、100個のアグリゲイトのアンサン ブル平均を行った結果が示されている.実線で示されてい るものが、我々の相関関数のモデル(式(2))である.我々 の相関関数のモデルは、低密度アグリゲイトの相関関数を よく再現できていることがわかる.

3.2 解析的な計算手法の構築

3.1節では、アグリゲイトによる光散乱強度を理解 する上で、モノマー系からの散乱光の干渉が重要な役 割を果たしていることを述べた.そこで、我々は、ア グリゲイトを構成するモノマー系からの干渉を再現す るという観点に立って、アグリゲイトの散乱強度に対 する解析的なモデルを構築した.

まず,本研究においては以下の仮定を導入する:(a) アグリゲイト内での多重散乱を無視する.(b)モノマ -(もしくはアグリゲイト)による入射場の位相の遅れ の効果は無視する.(c)すべてのモノマーは同一である. (a)の仮定,すなわち,アグリゲイト内での1回散乱 を仮定することで,散乱光の位相差はすべてのモノマ ーペアの相対的な位置関係で決定できることになる. (b)の仮定は,入射場がアグリゲイトの各点において 一様であることを保証している(モノマー及びアグリ ゲイトは透明であると言い換えることもできる).さ らに,(c)の仮定を置くことで,各モノマー単体によ

^{5.} これはすべてのモノマーからの散乱光がインコヒーレントに なる極限で正しく、 $\lambda \leq 2\pi R_0$ の場合にそれが成り立つ. 波長 が $R_0 \leq \lambda / 2\pi \leq R_s$ の場合,近傍のモノマー同士はコヒーレン トに散乱するが、遠方のモノマー同士はインコヒーレントな 散乱になる.

る散乱の計算を独立に扱うことができる. なお, フラ クタル次元が2以下の場合, 多重散乱の効果は無視で きるということが文献[14, 15]によって示されている.

このような仮定のもとで、モノマー系からの散乱光 の位相差を特徴付けるのはモノマー間距離と散乱角と なる.従って、モノマーの統計的配置を正しく扱うこ とができれば、干渉も正しく扱え、その結果、散乱強 度が計算できると考えられる.そこで、低密度アグリ ゲイトを構成するモノマー間の距離を二点相関関数に よってモデル化することを考える.二点相関関数(u) はあるモノマーから、距離u離れた場所に別のモノマ ーを見出す確率、として定義される.低密度アグリゲ イトの二点相関関数の例を図4に示した.ここから、 モノマーの分布は決して、一様にはなっていないこと がわかる.

さて,低密度アグリゲイトの相関関数はどのような 関数によって再現できるだろうか.我々は,以下のよ うな関数型が実際のアグリゲイトの相関関数をよく再 現できることを示した.

$$g(\vec{u}) = Au^{d_f - 3} \exp[-(u/\xi)^2] + \frac{1}{N}\delta(\vec{u})$$
(2)

この関数をプロットしたものが,図4の実線である. ここから,アグリゲイトの相関関数をよく再現できて いることがわかる^{*6}.式(2)の意味は以下のように考 えることができる.まず冪関数の部分は,アグリゲイ トがフラクタル構造を持っていることを示している. フラクタルとは特徴的なスケールを持たない構造であ るため,関数型もまた特徴的なスケールを持たない冪 関数となるべきである.指数関数の2乗によって表さ れている項はアグリゲイトの端の効果を表している. ここで,ζは相関長であり,アグリゲイトの旋回半 径の約√2倍になる.また,第2項のDiracのデルタ関

数はモノマー自分自身との相関を表している. こうした2点相関関数のモデルを基にした我々のア グリゲイトによる光散乱モデルは、以下のように表現 することができる.モノマーによる散乱をMie 理論か ら計算し、その散乱光を位相差を考慮して足し合わせ る. 位相差は、すべてのモノマー間の相対的な位置関 係(二点相関関数)によって定められ、それは式(2)に よって特徴づけられるのである。実際には、二点相関 関数をFourier変換したものが散乱の角度分布や波長 依存性を決める(これは1回散乱の性質である). 二点 相関関数のFourier変換は、パワースペクトルに他な らない(Wiener-Khinchinの定理). このパワースペク トルのことを構造因子(Structure factor)と呼ぶ^{*7}.こ のようにモノマー単体の散乱の計算と構造因子を組み 合わせて、モノマー系による散乱を記述する理論を Ravleigh-Gans-Debye (RGD) 理論と呼ぶ. つまり、我々 はRGD 理論の枠組みで、低密度アグリゲイトに対す る適切な構造因子を用いることで、アグリゲイトから の散乱の解析的モデルを構築したのである。この解析 的モデルによって計算されたアグリゲイトの散乱強度 を図3の青の点線で示した。我々の解析的な手法は、 従来の近似的計算手法に比べて、非常によく厳密な計 算を再現していることがわかる.また.我々の定式化 は解析的であるため、数値計算には1秒とかからず、 さらにmmサイズといった巨大なアグリゲイトに対し ても容易に計算が可能である.こうして、より正確で、 かつ、より簡単に巨大な低密度アグリゲイトによる光 散乱の計算が可能となったのである.

3.3 アグリゲイトによる偏光

一般に、電磁波は、進行方向に垂直な面内で、2つ の独立な振動モードを持っている.2つのうちのどち らかの振動モードがない場合、電磁波は直線偏光とな る.また、2つの独立な振動モード間の相対的な位相 差に応じて、斜め偏光や、楕円偏光、円偏光といった 偏光を示す.無偏光の光が粒子によって散乱される場 合、散乱光は、多くの場合、偏光している.その代表 例がRayleigh散乱である.Rayleigh散乱は本質的に は双極子放射である.電磁気学が教えるところによれ ば、加速度運動する荷電粒子からの放射は、電荷の加 速度と平行な向きには出ない.従って、Rayleigh散乱 は、散乱角90度において常に偏光度100%の直線偏

^{6.} この表式は小スケール(4倍のモノマー半径以下)における相関 を再現できていない.4倍のモノマー半径の位置に現れる不連 続等の相関関数の性質については文献[16]によって調べられて いる.一言で言えば、式(2)は連続的な関数によって相関を記 述しているため、離散的な構造が支配的となる小スケールの 相関を再現することができないのである。

^{7.}結果として、構造因子は合流型超幾何関数という特殊関数によって表現されるが、この特殊関数はアグリゲイトの端を再現するために必要であり、すなわち、小角度散乱においてのみ重要である。その他の大角度散乱の領域は、極めてシンプルな冪関数的な振る舞いとなる。そして、この冪指数はフラクタル次元によって決まるのである。



図5: (左図) *R_g*=3.7 μmのフラクタルアグリゲイトによる偏光度と、*R_{max}*=3.7 μmのコンパクトダストによる偏光度を、実線 と破線でそれぞれ示した.実線と点線は、それぞれ低密度アグリゲイトをT-Matrix法とRGD理論を用いて計算したもの である.入射波長は1.0 μmである.文献[7]を改変.(右図) T-Matrix法によって得られたアグリゲイトの偏光度の角度依 存性を示した.また、赤線、緑線、青線はそれぞれ波長λ=2.6,1.6,1.0 μmに対応している.文献[7]を改変.

光が実現される.図5(左)にアグリゲイトからの偏光 度を示した.RGD理論においては1回散乱を仮定して いるため、アグリゲイトからの偏光度はモノマー単体 の偏光度と等しくなる.すなわち、構造因子に依らな いのである.ここで、入射波長は1.0 μmであり、モ ノマーサイズは0.1 μmを仮定しているため、モノマ ー単体としてはRayleigh散乱が起こっており、アグ リゲイト全体の偏光度もまた、Ralyiegh散乱と同様の 偏光度を示すのである.

一方で、図5(左)に、モノマーと同じ組成(astronomical silicate),かつ、アグリゲイトと同じ半径を 最大半径とするコンパクト(内部密度が一様)な球に対 する偏光度も示した.ここでは、コンパクトダストの 最小半径を0.025 µm, 冪指数を-3.5と仮定し、サイ ズ分布で平均を取った結果を示している.ここから、 コンパクトで粒径の大きなダストは偏光度がRayleigh 散乱に比べて下がることがわかる.コンパクトな粒子 のフラクタル次元は3であり、一般に波長に比べて粒 径が大きい場合には、多重散乱が起こり、偏光度は Rayleigh 散乱による偏光度より小さくなる傾向があ る^{*8}.

図5(左)に示されているように、低密度アグリゲイトの偏光度は概ね1回散乱で記述でき、そして、その 値はコンパクト球の値と比べ、十分大きな値を持つの である.一方で,RGD 理論は,概ねアグリゲイトからの偏光度を再現できているが,散乱角が90度での値を過大評価している.なお,この差は,近年の近赤外線観測で得られる偏光度の誤差に比べて小さく(e.g.,文献[17]),円盤観測モデリングの不定性の範囲内であると考えられる.

次に、散乱角90度において、なぜアグリゲイトの 偏光度が100%以下になっているのか議論する.図5 (右)にアグリゲイトからの偏光度が波長によってどの ように変化するかを示した.波長が短くなるにつれ、 散乱角90度における偏光度が下がっていることがわ かる.これはRGD理論の仮定であるモノマー単体に よる電磁波の位相ずれが小さいという仮定を十分に満 足できなくなっていることに起因する.この仮定は、 モノマーに対する位相ずれのパラメータ $\rho = 2kR_0$ (n-1)が1に比べて小さいことを要求する(ここでk $は波数, <math>R_0$ はモノマー半径, nは複素屈折率の実部で ある).モノマーサイズが0.1 μ m,波長 λ =1.0 μ mの時, 位相のずれは $\rho \approx 0.8$ 程度となり、1に近い値となっ

^{8.} 偏光度は、粒径が波長に比べて大きいからといって常に下が るわけではないという点を補足しておく. 偏光度は、粒子の サイズや形状だけでなく、粒子の屈折率といった物性値にも 依存する. 基本的な傾向としては、透明な球体ほど(屈折率が 真空の屈折率に近いほど)、偏光度が高くなる傾向がある. こ れは、粒子内部における多重散乱が重要ではなくなるためで ある.

ていることがわかる. 波長が $\lambda = 2.6 \mu m$ の時は, $p \approx 0.3 程度となり, 散乱角が90度での偏光度が100$ $%に近い値となっている. つまり, <math>p \leq 1$ の範囲であ れば, RGD理論はアグリゲイトからの偏光度を概ね 正しく計算することができると考えられる.

RGD 理論の適用範囲は、仮定する物質の誘電率に 依存する.astronomical silicate を仮定した場合、モ ノマー半径0.1 μ mに対して RGD 理論が適用可能な波 長域は $\lambda \ge 0.85 \mu$ mとなる.一方で、彗星塵の観測 から、アグリゲイトは氷やシリケイトだけでなく、有 機物も含んでいることが期待される[18,19].そこで、 モノマーが体積充填率でシリケイト8%、有機物26%、 氷66%の混合物であるとして^{*9}、RGD 理論が適用可 能な波長域を見積もってみる.モノマー半径として 0.1 μ mを仮定すると、 $p \le 1$ となる波長域(RGD 理論 が適用可能)は $\lambda \ge 0.53 \mu$ mとなる.従って、このよ うな組成、モノマー半径の場合、近赤外線波長の円盤 観測に対して、RGD 理論は適用可能であると考えら れる.

4. 円盤観測への示唆

本章では、低密度アグリゲイトの存在が、どのよう に円盤の輻射輸送に、そして観測的性質に影響するの か、という点について議論する.

前章での議論をまとめると、低密度アグリゲイトの 散乱を理解する上で重要な点は、干渉と多重散乱であ った. 波長に比べ半径の大きな低密度アグリゲイトは 干渉の効果によって、強い前方散乱を作り出す.一方 で,低密度アグリゲイトは多重散乱が抑制されるため、 偏光度は概ねRayleigh散乱と同程度の高い偏光度を 示す.もし、円盤が観測者に対して傾いていた場合、 我々は卓越した前方散乱の成分を、非軸対称な表面輝 度プロファイルとして観測する.つまり、円盤の観測 者に対して手前側の成分がより明るく、後方側の成分 がより暗くなるのである.このように円盤の散乱光が 非軸対称な分布を持つことは、これまでにもいくつか の天体で観測され、また、それはダストが波長に比べ 大きな半径に成長していると解釈できる.低密度アグ リゲイトが存在している円盤の特徴的な点は、表面輝 度の前後非対称性を示しつつ、散乱光が高い偏光度を 有している点にある.従って、もしこのような天体に おいて低密度アグリゲイトが存在すれば、散乱光の偏 光度はRayleigh散乱に近い偏光度になっているはず である.

3.1節で示したように、有効媒質理論を用いると、 散乱光の殆どは前方散乱に集中してしまう.前方散乱 は、結果として光線の進行方向を変えないため、正味 の散乱にはならない.従って、従来の有効媒質理論を 用いた観測モデリングは、円盤散乱光の強度を過小評 価するようなモデルになっている可能性がある.我々 はRGD理論を用いることで、円盤の散乱光度からも、 アグリゲイトの情報を取り出すことができると考えて いる.なお、散乱光の絶対値は円盤の幾何学的構造に よっても変化するため、天体ごとに詳細なモデリング を行う必要がある.

以上より,散乱強度と偏光強度の観測を行い,偏光 度を測定し,円盤の表面輝度の非対称性,および,偏 光度から円盤表層のダストが低密度アグリゲイトか, コンパクトダストかについて制約を与えられると考え られる.

5. まとめと今後の展望

今回我々は、低密度アグリゲイトからの光散乱の素 過程を詳細に調べ、それを元に、原始惑星系円盤の観 測への示唆を与えた.我々はまず、低密度アグリゲイ トからの散乱を厳密な手法であるT-Matrix法により 計算し、有効媒質理論は散乱の角度依存性を数桁のオ ーダーで間違え得ることを指摘した.次に、我々は、 各モノマーからの散乱を位相差を考慮して足し合わせ ることで、低密度アグリゲイトの散乱を表現する解析 的なモデルを構築した.その結果、我々のモデル(RGD 理論)は極めてよく厳密な数値計算結果を再現できる ことを示した.これにより、T-Matrix法などの厳密 な数値解法が計算困難となる巨大なダストアグリゲイ トに関しても、光散乱を容易に計算できる.それらの 結果を考慮すると、低密度アグリゲイトからなる円盤 は、表面輝度に非対称を生み出し、同時に、高い偏光

^{9.} ここで、シリケイト、有機物、H₂O氷の質量存在比として ζ olivine=2.64×10⁻³、 ζ organics=3.53×10⁻³、 ζ ice=5.55 × 10⁻³を仮定し[20]、また、それぞれの物質密度は ρ olivine=3.5 g cm⁻³、 ρ organics = 1.5 g cm⁻³、 ρ ice = 0.92 g cm⁻³であるとした、また各混合物質の屈折率として文献[20] の値を採用し、その平均的な屈折率を Bruggeman の混合則を 用いて求めた。

度を実現すると考えられる.4章で述べた性質に関し ては、実際に円盤の輻射輸送計算を行い、確認する必 要がある.筆者らは、3次元の円盤の輻射輸送計算を 行い、4章の内容について、定量的に調べた論文を投 稿準備中である.

最後に、本研究の、特に重要と考えられる、2つの 展望について述べる、1つめは、本研究によって明ら かになった低密度アグリゲイトからなる円盤の観測予 測を実際の観測と比較することである。筆者は、本稿 で解説した点以外においても、低密度アグリゲイトを 観測的に判別する手法について検討している(例えば、 散乱光の色など). 2つめは、圧縮されたアグリゲイ トの光学特性を明らかにすることである.現在, ALMA 等の活躍によって、電波域における円盤の観 測が劇的に進展している. 電波域においてアグリゲイ トの議論をするためには、低密度アグリゲイトだけで なく、 高密度アグリゲイトの光学特性も明らかにしな ければならない. アグリゲイトが光学的に薄いという 仮定のもとに成り立っている我々の手法は、そのよう な高密度アグリゲイトには適用困難である.現在, 我々はRGD理論に修正を施すことで、高密度アグリ ゲイトの散乱のモデル化に取り組んでいる. 今後は、 高密度アグリゲイトの光学特性モデルを装備すること で、近赤外線域だけでなく、電波域における観測的研 究へも視野を広げていきたいと考えている.

謝 辞

T-Matrix法の計算に関して、岡田靖彦氏から色々 とご助言頂きました.また、査読者には、本稿に対し て有益なコメントと適切な指導を頂きました.これら の方々に感謝いたします.本研究は日本学術振興会の 特別研究員奨励費(15J02840)の助成を受けておこない ました.

参考文献

- [1] 奥住聡, 2014, 遊星人 23, 371.
- [2] 和田浩二, 2009, 遊星人 18, 216.
- [3] 陶山徹ほか, 2008, 遊星人 17, 177.
- [4] Kataoka, A. et al., 2013, A&A 557, L4.
- [5] Kimura, H. et al., 2015, ApJ 812, 67.

- [6] Arakawa, S. and Nakamoto, T., 2016, ApJL 832, L19.
- [7] Tazaki, R. et al., 2016, ApJ 823, 70.
- [8] 橋本淳, 2015, 遊星人 24, 282.
- [9] 武藤恭之, 2016, 遊星人 25, 36.
- [10] Mishchenko, M. I. et al., 2000, Light scattering by nonspherical particles : theory, measurements, and applications (Academic Press).
- [11] Tazaki, R. et al., 2017, ApJ 839, 56.
- [12] Draine, B. T. and Lee, H. M., 1984, ApJ 285, 89.
- [13] Laor, A. and Draine, B. T., 1993, ApJ 402, 441.
- [14] Berry, M. V. and Percival, I. C., 1986, OPT ACTA 33, 577.
- [15] Botet, R. et al., 1997, Appl. Opt. 36, 8791.
- [16] Hasmy, A. et al., 1993, Phys. Rev. B 48, 9345.
- [17] Itoh, Y. et al., 2014, RAA 14, 1438.
- [18] Keller, L. P. et al., 2000, JGR 105, 10397.
- [19] Flynn, G. J. et al., 2013, EPS 65, 1159.
- [20] Pollack, J. B. et al., 1994, ApJ 421, 615.

ー番星へ行こう! 日本の金星探査機の挑戦 その31 ~本番を迎えた電波掩蔽観測~

安藤 紘基¹, 今村 剛², あかつき電波科学チーム

(要旨) 電波掩蔽観測は惑星大気の鉛直構造を知るための有力な手段である. 「あかつき」は大気の水平構造 を可視化する5台のカメラを搭載しており,電波掩蔽はこれらの機器と相補的である.本稿では初期観測の状 況を紹介する.

1. 「あかつき」の電波掩蔽観測

「あかつき」には5台のカメラに加え、電波掩蔽観測 のために超高安定発振器という電波源が搭載されてい る.地球からみて探査機が惑星の背後に隠れる時また は背後から現れる時に、この電波源で生成した周波数 の安定した電波を地上のアンテナに向かって送信する (図1).この際,電波が惑星の大気を通過することに よる屈折の影響で地上での受信周波数が変化し、また 大気中の吸収物質の影響で受信強度が変化する.この ような地上での計測から、大気温度の高度分布が得ら れるほか、電離層の電子密度や大気中の電波吸収物質 (金星では主に硫酸蒸気)の高度分布がわかる.「あか つき」では地上局として長野県の臼田宇宙空間観測所 にある直径64メートルのパラボラアンテナと VLBI実 験用の記録装置を使用する.このような観測は水平構 造を調べるカメラと相補的な関係にある.

2015年12月に金星に到着してから3ヶ月後,2016 年2月1日に超高安定発振器が4年半ぶりに立ち上げ られた.そして2016年3月4日,初めて「あかつき」の 電波掩蔽観測を実施した.電波が金星大気中で大きく 屈折するため,それに合わせて高利得アンテナの向き を変えていく必要があり,そのためのコマンドが事前

1. 京都産業大学 理学部 2. 東京大学大学院 新領域創成科学研究科 hando@cc. kyoto-su. ac. jp に登録された.アンテナの向きの計算が間違っていた らどうしようなどと不安を抱えながらの第1回目だっ たが,データは良好に取得された.臼田局にて「あか つき」からの信号の強度が計画どおりに変化する様子 をスペクトルアナライザーで確認した時は,ほっと一 安心すると共に本番が始まったことを実感した.図2 に第1回目の観測時の受信強度変化を示す.細かな変 動はノイズだけでなく,屈折率の分布による回折や電 波吸収物質による減衰の影響を反映する.

「あかつき」は金星を約10日で1周している. その ため電波掩蔽観測のチャンスはせいぜい10日に1度で あり高頻度とは言えない. また軌道面の傾きの問題で 全く観測できない時期もある. しかし我々には撮像観 測との連携という強みがある. またこれまでの金星探 査ミッションでは極軌道であったために低緯度の観測 が手薄であるのに対して,赤道軌道である「あかつき」 は低緯度をよく観測する. このような特色を活かして 成果を狙う.

2. 観測結果の紹介

2017年4月までに我々は電波掩蔽観測を10回実施 し、全部で19個の気温分布を取得できた. 探査機が 惑星に隠れるときと出てくるときにそれぞれ大気の鉛 直構造が得られるが,うち1回については探査機運用 の都合から隠れるときだけの観測となったからである. 図3はこれまでに得られた中低緯度(65°以下)での気



図1:電波掩蔽観測のイメージ図.



図2:2016年3月4日の電波掩蔽観測で得られた受信強度の時間 変化.

温分布をまとめて表示したものである. 高度およそ 50-70 kmに雲層が存在するが, 気温はその上下にわ たる高度38 kmから90 kmまで連続的に測定できて いる. 破線は金星標準大気 (VIRA: Venus International Reference Atmosphere)[1]の気温分布であり, 観測結果はこれと良く似ている. VIRAは1980年ごろ の観測結果をもとに作成されたものであり,この結果 は金星の温度構造がその頃と殆ど変わらないことを示 す. 紫外線で見た雲の模様や風速分布が年によってか



図3:「あかつき」電波掩蔽観測によって取得された気温分布.破線は金星標準大気(VIRA)の低緯度のモデル.

なり変化することを考えると、これは意外というべき かもしれない.いっぽうで、僅かながら存在する系統 的なずれやローカルタイム依存性など、これまで知ら れていなかった特徴も見られており解析が進行中であ る.

3. 今後の展望

順調に観測をスタートした電波掩蔽であるが、真骨

頂はカメラ群との連携による大気構造の3次元的な把 握である.カメラデータの較正とアーカイブが一段落 しつつある今,このような研究を加速する.

今年の3月21日には,インド宇宙研究機関(ISRO)と の研究協力協定のもと、インドの深宇宙用アンテナを 使って電波掩蔽観測を実施した. 臼田局だけでは観測 できないタイミングに起こる電波掩蔽の機会を、海外 局を使うことによって補うのである. データの取得は 良好であった. これからは,臼田局とISRO局の二刀 流で様々な場所や時間における金星大気の鉛直構造が 明らかになるだろう. 今後の電波掩蔽観測の成果にど うぞご期待ください.

参考文献

[1] Seiff, A. et al., 1985, Adv. Space Res. 5, 3.

系外惑星「遠い世界の物語」その9 ~マグマオーシャン上の惑星大気の組成,熱放射スペクトルと進化~

濱野 景子¹

(要旨) 形成の最終段階で巨大衝突を経た地球型惑星は溶融する.形成時に獲得した揮発性元素に応じて, マグマオーシャン上には大気が形成されうる.本稿では,マグマオーシャン上に形成する大気の組成・熱放 射スペクトルに関する最近の研究をまとめる.そして,筆者の研究により得られた知見に基づき,大気とマ グマオーシャン進化の観点から,系外惑星系での溶融した惑星の観測可能性を議論する.また,関連した話 題として,水の光分解と水素の散逸に伴い系外惑星が酸素大気をもつ可能性について最近の研究を紹介す る.

1. はじめに

'マグマオーシャン'とは、惑星が溶融し、表面が全 球的にマグマに覆われた状態を指す.太陽系外には、 主星の非常に近傍を周回する惑星が多く見つかってい る.中には55 Cnc eやCoRoT-7bなど岩石質と考えら れる惑星も存在し、これらの惑星では主星からの強い 輻射により、マグマオーシャンが維持されている可能 性がある.一方で、そうした主星近傍以外でも、集積 時のエネルギーによって惑星上にマグマオーシャンは 形成しうる.惑星形成論によると、地球や金星などの 地球型惑星は複数回の巨大衝突を経て形成し、衝突の たびに惑星の一部あるいは全てが溶融したと考えられ ている.惑星が形成しつつある若い惑星系では、さま ざまな軌道に溶融した惑星が存在するだろう.

原始惑星の質量が月〜火星程度となると、円盤ガス の捕獲[1]や衝突脱ガス[2]により大気を獲得しうる. また、巨大衝突段階で遠方からの物質の混合[3]によ っても、原始惑星は揮発性元素を獲得するだろう. 巨 大衝突では、惑星がもっていた大気や海の一部は失わ れる.しかし、一度の衝突でその全てを失うことはな いようである. 衝突時に衝突地点付近の大気は吹き飛 ばされ,惑星中を伝播する衝撃波により,他の部分の 大気にも運動量が与えられ加速される.しかし月を形 成したような巨大衝突では,失われる大気量は30% 以下であり,大部分の大気は残る[4].巨大衝突時に 惑星が海や高い自転速度をもっていた場合には,より 多くの大気が失われる可能性が指摘されている(e.g. [5]).海が存在する場合には,大気の大部分は失われ る一方で,海はほぼ残ることが示されている.N体計 算での典型的な衝突条件下でも同様な結論が得られて いる.

惑星の材料となった物質の組成や巨大衝突の履歴に よって、形成直後の惑星は様々な量の揮発性元素をも ちうる.巨大衝突後に形成したマグマオーシャン上に はそれらを反映した大気が形成するだろう.溶融した 惑星の地表温度は1,400 K 以上と非常に高いため、近 赤外・可視の波長領域からも強い熱放射が射出されう る.地球型惑星の直接撮像に向けては、WFIRST-AFTA や Exo-C, Exo-S などの宇宙望遠鏡や補償光 学を用いた大型地上望遠鏡の計画が進んでいる.その 主要目的の一つは、中心星の反射光を同じく近赤外・ 可視の波長領域で検出することであり、溶融した惑星 の温度や大気組成は、これらの装置を用いて将来的に 観測できる可能性がある.

^{1.} 東京工業大学 地球生命研究所 keiko@elsi.jp

2. マグマオーシャンと大気

2.1 メルトと化学平衡にある大気組成

岩石の溶融温度は約1,400 K以上と非常に高温であ るため、地表のマグマと大気は化学平衡にあると考え てよい.よって初期の大気組成はマグマの組成に依存 すると考えられる.図1は現在の地球の大陸地殻・全 シリケイト組成(bulk silicate Earth, BSE 組成)を仮定 して計算された、化学平衡にある大気組成である [6].100 barの圧力下では、温度が約3,000~4,000 K での大気の主成分はO2である.また、岩石を構成す る元素では、他にSiO, Na,水酸化アルカリなども多く 含まれる[6].温度が約3,000 K以下になると、H2Oと CO2が主成分となる.BSE 組成ではSO2も多く含まれ る.気体の組成は圧力に依存するが、数bar以上の圧 力であれば、Hを含む気体ではH2Oが、Cを含む気体 ではCO2がもっとも多くなり、マグマオーシャン上に は酸化的な大気が形成される.

大気組成はシリケイトメルトの組成,酸化還元状態 によって大きく変わる.例えば,大陸地殻・BSE組 成から数wt %酸素量増加させた場合には、低温でも O₂が大気の主成分となり、ついでH₂O, CO₂, SO₂が 多く存在するようになる.また、太陽系でもっとも始 原的な物質であるコンドライトの組成を考えた化学平 衡計算では、炭素質コンドライト(CI, CM)組成では H₂O, CO₂, COが主成分となるのに対し、普通コン ドライトやエンスタタイトコンドライト組成では、H₂ やCOなどより還元的な気体種が主成分となることが 示されている[7, 8].

マグマオーシャンの酸化還元状態を考える上では, 巨大衝突時の金属鉄のふるまいも重要となるだろう. 衝突天体がすでに分化しコアをもっていた場合,巨大 衝突時には衝突条件に応じて,一部の鉄は大きなかた まりとして直接ターゲットのコアへ,一部は惑星の重 力圏外へ失われ,残りは惑星上にばらまかれる.直径 10 km以上の大きな鉄のかたまりは,マグマオーシャ ン中では完全には化学平衡にならないままコアへ落ち ると考えられる[9].一方,ばらまかれた鉄はサイズ が十分に小さければ局所的にシリケイトメルトセ化学 平衡になる可能性がある.シリケイトメルト中のFeO 量が現在のマントルのバルク組成と同じであるとする と,この場合の酸素フガシティー(分圧)は,Fe-FeO



図1: 圧力100barでシリケイトメルトと化学平衡にある大気組成(揮発性元素の成分): (a) 大陸地殻組成, (b) BSE組成. 図はSchaefer et al. (2012) [6]を一部改変.



図2:水蒸気大気からの熱放射スペクトル:地表温度2,500K,大気圧50bar. 細線は波数間隔0.01cm⁻¹のラインーバイー ライン計算. 解像度が100になるように平均化したものを太線で表している. グラフの上に大気の窓領域にあたる 波長 (バンド名) が示してある. 図はHamano et al. (2015) [15]を一部改変.

間の相平衡で決まる値から約二桁低い値となる.

圧力の効果により、マグマオーシャン内には酸化還 元状態の勾配が生じると予想されている.したがって 大気と接する地表のメルトの酸化還元状態を考えるに は、金属鉄とシリケイトメルトが化学平衡となる深さ も重要となる可能性がある [10].7 GPaまでの浅いと ころで平衡化した場合には、地表のメルトは還元的と なり、H₂やCOが大気の主成分を占めると考えられる [11].高圧下での実験データはまだないが、Feイオン の配位数の圧力依存性によっては、より深い高圧下で 平衡化することで地表のメルトが酸化的となる可能性 も指摘されている[10].

地球の上部マントルは44億年前にはすでに,現在 と同様に酸化的であったと考えられている[12].いつ からどのようにしてマントルが酸化的となったのかに ついてはまだよくわかっていない.集積した物質が時 間とともに酸化的になった可能性(不均質集積)や,マ ントル深部でのペロブスカイトの自己酸化還元反応に よるもの,地球が固化した後での水和化したプレート の沈み込みなどが提案されている.また,後述するよ うに,水の分解に伴う水素の散逸によって,マグマオ ーシャン自体が酸化された可能性もある[13].

2.2 熱放射スペクトルと大気の保温効果

溶融した惑星が揮発性物質を全く持たず、大気が形成されない場合、溶融した惑星からの熱放射スペクトルは地表温度で決まるプランク関数で与えられると考えられる.このとき惑星放射は、黒体放射で与えられるとすると、~10⁶ W/m²以上と非常に高い.このような高い熱フラックスでは地球サイズの惑星の地表は約千年のタイムスケールで固化する[14].

マグマオーシャン上に大気が形成される場合には, 地表からの放射は大気により吸収・散乱・再放射され る.図2は筆者らのモデル[15]により計算した,水蒸 気大気上端から射出される熱放射スペクトルの一例で ある.この計算例では地表温度は2,500 Kと非常に高 温であるが,水蒸気による強い吸収のため,赤外での 放射温度は数百Kととても低い.溶融した惑星に特徴 的なのは,可視や近赤外でも強い熱放射が射出されう ることである.図2では,特に水蒸気の吸収が比較的 弱い,近赤外の大気の'窓'領域から,相対的に強い放 射が射出されていることがわかる.

これまでにH₂O-CO₂大気,太陽組成大気,金星大 気組成,シリケイトメルトと化学平衡にある組成など, さまざまな大気組成について近赤外での熱放射スペク トルが計算されている[16, 17].近赤外のスペクトル で特に重要となるのが,強い吸収帯をもつH₂Oである. その効果の程度はもちろん大気中の水蒸気量によるが, 太陽組成大気中の微量の水蒸気量であってもその特徴 が強く見られる[16].よって,水蒸気による吸収の弱 い大気の'窓'の領域がもっとも観測に適すると考えら れる.

もう一つの特徴として、Naやハロゲンを含む気体 種(HClやHF)による吸収があげられる.大陸地殻組 成・BSE組成のマグマと化学平衡にある大気では、低 解像度でのスペクトルはほぼ主成分であるCO₂やH₂O によって決まるが、高温(2,000 K以上)で大気量が少 ない場合には、高解像度スペクトルにこれら気体種の 吸収線が見られると予想されている[17].Naは低温で は鉱物に入るため、地表が高温かどうかの指標の一つ になる.HClやHFは現在の金星でも観測され、必ず しも溶融していることを意味しないが、大気中の存在 度はやはり温度とともに低下する.一方でこれらの気 体は水溶性であり、上層で水の凝結が起こると、雲に 溶ける可能性もある.

大気による吸収・散乱は保温効果により惑星放射を 下げ、マグマオーシャンの固化を遅くする.そのため、 保温効果の評価はマグマオーシャンの熱史・溶融期間 を考える上で重要である.図3は惑星放射と地表温度



図3:惑星放射と地表温度の関係.太線は筆者らのモデル[15]で 計算したもの. 細線は260barの水蒸気大気について先行研 究[18]で得られた結果.影のついた温度領域では地表温度 がソリダス(約1,400 K)を超え,地表が溶融している.点 線は地表温度で射出される黒体放射.大気量の増加ととも に惑星放射は減少し,約280W/m²の値に漸近していくこ とがわかる.

の関係を異なる水蒸気大気量について示したものであ る.大気がない場合の惑星放射は、地表温度での黒体 放射で与えられる.それと比較すると、地表の水蒸気 圧が260 bar(1海洋質量に相当)では3桁以上、10 bar であっても約2桁、惑星放射が小さくなる.同じ大気 圧でみると、温度が上がると惑星放射が増加する.こ れは地表温度の上昇に伴い可視・近赤外からの放射が 増加することと、上層大気の温度上昇による.

一般的には、大気量が増えるほど、惑星放射が小さ くなる傾向がある。しかし水蒸気大気の場合には、大 気量が増加するにつれて、惑星放射が一定の値(約 280 W/m²)に近づく(図3). 大気量が1.000 barとなっ ても惑星放射はこの値を下回らない.この下限値は, ハビタブルゾーンの内側限界を決める暴走温室状態発 生の射出限界に相当する(e.g. [18]).射出限界の発生 機構[19]を簡単に述べると、対流圏上部で水蒸気の凝 結が起こる場合には、その温度構造が水蒸気の飽和蒸 気圧曲線だけで一意に決まるようになる.水蒸気の強 い温室効果のため、惑星からの放射は蒸気圧曲線で決 まった対流圏上部の温度構造だけで決まるようになり、 その結果、地表の温度や大気圧に関わらず、惑星放射 は同じ値となる.この値は、水蒸気が主成分の大気で あれば、二酸化炭素や窒素など他の気体の温室効果に はほとんど依存しない.

射出限界の値は、惑星の質量が大きいほど大きくな る.これは同じ地表温度・大気圧の水蒸気大気を考え た場合、惑星の重力が大きいほど水蒸気の気柱質量が 小さくなるからである.しかし、その依存性は弱く、 質量が地球の5倍の惑星で2割程度である[20].よって、 火星~スーパー・アース程度の質量の惑星の射出限界 の値は、太陽系でいうと地球や金星などの地球型惑星 が受け取る正味放射と同程度である.この結果、厚い 水蒸気大気が形成される場合には、恒星からの距離に よって惑星の熱収支が大きくことなることが予想され る.

3. 大気-マグマオーシャン間のフィード バック

大気による保温効果は、マグマオーシャンからの熱 フラックスを抑え、固化を遅くする働きがある.一方 で、マグマオーシャンは固化に伴って脱ガスし、その 結果、時間とともにその量が変わるだろう.こうした マグマオーシャン-大気間での熱収支・物質交換(溶 解・脱ガス)のフィードバックを考慮した惑星進化の 研究は、これまで主にH₂O・CO₂大気について検討さ れている[21, 22]. こうした気体種に着目する理由は いくつか考えられるが、強い温室効果ガスであること、 シリケイトメルトへの溶解度が高く固化に伴ってその 量が大きく変わりうること、地球のマントル組成のメ ルトと化学平衡にある大気の主成分であることなどが 挙げられる.また、地球上のマグマに多く含まれる H₂O・CO₂では、溶解度・メルト-鉱物間の分配係数 などの実験データが比較的そろっていて、議論しやす いという面もある、特にH₂Oに関しては、岩石のレ オロジーやハビタビリティの観点からも、固化に伴う 収支が注目されている.

マグマオーシャンの熱輸送効率は、メルトの粘性に 強く依存する.メルトの粘性は組成に加え、メルト中 の結晶の割合に強く依存する.結晶の割合が約60% 以下ではマグマの粘性は非常に低く、超苦鉄質の組成 では0.1 Pa・sほど(常温の油くらい)である.メルトの 粘性が低い間はマグマオーシャンの熱輸送効率は高く、 地表でのエネルギー収支、つまり大気による保温効果 が、マグマオーシャンの熱フラックスを律速すると考 えられる[14].温度の低下によって結晶量が増加する と、メルトの粘性は10~20桁急激に上昇し、対流に よる熱輸送効率が落ちる.その後は一部の岩石が部分 溶融状態のまま、地表は急激に冷え初期地殻が形成さ れる.

高温で粘性が低く、深くまで溶けているマグマオー シャンのレイリー数は10²⁰-10³⁰と非常に高く、マグマ オーシャン表面の熱境界層は数cm以下と非常に薄い. よって、表層では大気とマグマオーシャン間で効率よ く物質交換が行われると考えられる.大気とマグマオ ーシャンの間で溶解平衡にあるとすると、マグマオー シャンが深くメルト量が多い間、H₂O・CO₂の大部分 はマグマオーシャンに溶解している.例えば、地球の マントルが完全に溶融した場合、大気中には全水量の 数%ほどしか分配されず、初期の保温効果は小さい. CO₂のシリケイトメルトへの溶解度は、H₂Oに比べて 1~2桁ほど低い.よって、大気に分配される割合は CO₂の方が相対的には高く、量比によっては初期の保 温効果に重要な役割を果たす.鉱物-シリケイトメル ト間でのH₂O、CO₂の分配係数は一般に10⁻²-10⁻⁴と非 常に低く,これらの気体種は固化の際に液相濃集元素 としてふるまう.惑星が冷え固まっていく過程で,メ ルト中にこれらの気体種は濃集し,大気中へと脱ガス する.

脱ガスで大気量が増える一方. 巨大衝突直後のよう な若い惑星では大気散逸によって大気量が減少する効 果も重要となるだろう、一般的に若く活動度の高い恒 星からは強いX線が射出されていることが観測的に よく知られている.太陽質量の若い恒星では、観測と モデリングから、現在の太陽とくらべて、波長によっ て10-1000倍強い極紫外線が射出されていたと推定さ れている。この強い極紫外線による上層大気の加熱に より、大気の流出(ハイドロダイナミック・エスケー プ)が生じる可能性がある[23]. 大気上層へと運ばれ たH2Oは、紫外線によりHとOとに分解する、軽い 元素であるHが宇宙空間へ逃げることで、大気中の水 蒸気量を減少させる働きがある、表面が溶融している 高温な期間はH2Oが液体の水として地表に凝縮する ことはない、よって、この期間は高い大気中のH2O (H)混合比が維持され、H散逸率も高い、原子量が大 きいOも. 一部は散逸する水素に引きずられて宇宙空 間へと失われる.残った0は、表層での大気とメルト の物質交換が効率よく行われる間は地表のメルト中の 2価の鉄の酸化に消費され、初期マントルを酸化的に した可能性がある[13].

大気とマグマオーシャンとの物質交換(溶解・脱ガ スなど)と大気散逸,両者のバランスで,マグマオー シャン上の大気の量や組成は変化する.こうした大気 進化と冷却による地表温度の低下にともなって,溶融 した惑星からの熱放射スペクトルも時間とともに変わ るだろう.次のセクションでは,こうした大気とマグ マオーシャン間のフィードバックを考慮したとき,熱 放射スペクトルが時間とともにどのように変わるのか, 筆者らの研究で得られた知見を述べる.

4. 溶融期間と熱放射スペクトルの進化

系外惑星の観測で高温の地表から射出される近赤外 ~可視領域の熱放射がとらえられれば、地球型惑星が、 形成直後は非常に熱く、マグマに覆われていた証拠と なるだろう.直接撮像による検出可能性を議論するに は、1)主星に対する惑星の光度比(コントラスト)、2) 中心星からの離角,3)存在頻度,を調べることが必要 である.これらは、それぞれ1)熱放射スペクトル、2) 主星からの軌道距離、3)マグマオーシャンの溶融期間 を考えることに相当する.

これまで述べてきたように、これら3つの量は全て 互いに関係している.惑星が溶融していられる期間は、 熱放射の強さとトレードオフの関係にあるだろう.大 気量が少ないほど、惑星からの熱放射強度は強くなる が早く冷却し、逆に、大気量が多いほど、強い保温効 果により長く溶融していられるが、地表からの近赤外 放射は弱まる.また、惑星放射が中心星から受け取る 正味放射と同程度となる場合には、大気とマグマオー シャンの進化は軌道に依存すると考えられる.

これまでに筆者らは、フィードバックを考慮した水 蒸気大気とマグマオーシャンの進化モデルにライン-バイ-ラインによる放射スペクトル計算を組み込み、 これら3つの量を整合的に検討した[15]. 大気の主成 分が水蒸気である場合、射出限界の存在により、惑星 の進化はある軌道距離を境に定性的に異なると予想さ れる[13]. 境界となる距離は恒星から受け取る正味放 射と水蒸気大気の射出限界が等しくなる恒星からの距 離で決まり、これ以降、これを臨界距離とよぶ.

臨界距離より外側の軌道にある惑星(Type I)では、 大気量にかかわらず,惑星放射が常に中心星から正味 で受け取る放射を上回るため、冷却・固化率が大きい. その結果、高い脱ガス率が維持され、大気量は時間と ともに単調に増加する(図4). 大気量の増加と地表温 度の低下に伴い、近赤外からの熱放射は105~106年 のタイムスケールで急速に低下する[15]. この場合の 熱放射を太陽のようなG型星に対するコントラストに 換算すると、地表温度3,000 KではKsバンドで10⁻⁷. Lバンドで10⁻⁶のオーダーであるが、100万年で、そ れぞれ10⁻¹², 10⁻⁹のオーダーまで急速に低下する.こ の軌道領域にある地球型惑星であれば、そのタイムス ケールは主星からの距離によらずほぼ同じである。惑 星全体での水量が少ないほど、大気量が少なくなり、 プランク関数で決まる値、地表温度3.000 KでKs. L バンドでは10⁵のオーダーに近づく.しかしその場合 には、約千年のタイムスケールで固化してしまうため、 観測頻度は極めて低いと予想される.

それと比べて、臨界距離よりも恒星に近い惑星 (Type II)では、溶融期間が長くなり、さらにより高 い熱放射が維持される.溶融期間が長くなる理由は、 この軌道では正味中心星放射は射出限界を上回ってい るため、大気量によっては冷却の途中で惑星放射とほ ぼバランスし、マグマオーシャンの冷却率が下がるた めである、その後は、大気を散逸によって失うことで、 中心星から受け取る正味放射を上回る惑星放射を射出 し冷却する、図5(a)では、約50万年たったところで 惑星放射が中心星からの正味放射とほぼ等しくなり、 その後大気量が減少している。地表温度の低下と大気 量の減少の効果が打ち消しあい。 近赤外での熱放射強 度があまり変わらないまま維持されることがわかる (図5(b)). この軌道領域では、主星に近い惑星ほど 強い熱放射を維持する.これは主星に近いほど大きい 放射を受け取るため,惑星が射出する放射量も大きく なるからである.よって、熱放射スペクトルの観点で は、主星に近いほど明るい、一方で、主星に近いほど 極紫外線強度も強くなるため、早く水が散逸し、惑星 の溶融期間は短くなる.つまり、溶融期間の観点では、 主星からは離れた、臨界距離に近い軌道距離の方が、 存在度が高くなると考えられる.

臨界距離より外側の軌道では,初期の水量によらず 惑星は数百万年以内に固化する.そのため,惑星形成 時期を過ぎると,溶融した惑星はほぼ観測されないと 予想される.一方,臨界距離より内側では,水量が多 いほど溶融期間が長くなる(図6).臨界距離を境にし た溶融期間の違いは水蒸気大気の射出限界によって生 じる.そのため,こうした観測頻度の二分性を見るこ とで,系外惑星系でH₂Oが一般的な揮発性物質であ るかどうかの示唆を得ることができるかもしれない. さらに,Type IIの軌道領域で惑星が溶融している/ いないかを調べることができれば,観測的に初期の水 量の下限/上限が制約できる可能性がある.

5. 水の消失と酸素大気形成の可能性

H₂Oは大気上層で紫外線によりHとOに分解する. 極紫外線の加熱によるハイドロダイナミック・エスケ ープでは,軽いHの方がより効率よく宇宙空間へと散 逸し,相対的に重いOが大気中に残される.残ったO の十分な消費源がない場合には,大気中にO₂が蓄積 される可能性がある.このハイドロダイナミック・エ スケープに伴う酸素大気形成の可能性は,太陽系では



図4: 1 AUにある溶融した惑星の進化: (a) 地表温度・水蒸気大気量・熱放射, (b) 可視~近赤外の熱放射スペクトル. 初期に 惑星が海洋質量の5倍に相当する水量をもっていた場合(惑星は地球質量, 恒星は太陽のようなG型星). 温度の低下とと もに大気量が単調増加している. それによって熱放射スペクトルは急激に低下する. 図はHamano et al. (2015) [15]を一 部改変.



図5:0.7AUにある溶融した惑星の進化:(a)地表温度・水蒸気大気量・熱放射,(b)可視~近赤外の熱放射スペクトル.軌道以 外は図4と同じ条件.冷却の途中で大気量は減少に転じる.1AUの場合と比べて,高い熱放射をより長い期間維持している. 図はHamano et al. (2015) [15]を一部改変.

金星からの水の散逸と関連して議論されてきた. O₂ は地球上では光合成生物によって生成されるため,系 外惑星大気の観測では生命の痕跡を示す指標のひとつ とされている. この非生物起源の酸素の蓄積が起これ ば、生命の偽検出候補のひとつとなる.

系外惑星系では、この問題は特にM型星周りのハ ビタブルゾーンにある地球型惑星について議論されて いる[24, 25]. 低質量であるM型星は進化速度が遅く、



図6:惑星が溶融している軌道距離.太陽のようなG型星を主星とする地球サイズの惑星で,主星の年齢が5000万年(τ₀) のときに巨大衝突が起こった場合.等高線は惑星が初期にもっていた水量を示す.惑星アルベド(α_p)を0.2とすると, 臨界距離(a_c)は約0.83AUとなる.水蒸気に富む大気をもつ地球型惑星では,臨界距離を境に溶融した惑星の存在 度が大きくことなると予想される.図はHamano et al. (2015) [15]を一部改変.

質量によっては主系列に入るまでに数億年以上かかる. よって,M型星周りでは前主系列の段階で惑星が形 成する.惑星形成後も主系列に入るまで主星の光度が 時間とともに減少するため,M型星が前主系列の間 ハビタブルゾーンは時間とともに内側へ移動する.そ の後主系列に入ったM型星のハビタブルゾーンにあ る地球型惑星は,前主系列の段階で一度暴走温室状態 を経験しているため,多くの水を失い,それと同時に Oが蓄積している可能性がある.プロキシマ・ケンタ ウリbはこのような惑星である可能性があり,形成さ れる酸素大気量によって,可視から近赤外にかけての 反射光・透過光スペクトルには,O₂だけでなくO₃,O₄ の特徴が見られると予想されている[26].

地表が溶融している間は、Hが選択的に散逸しても、 残されたOがメルト中の鉄イオンの酸化に消費され ることで、酸素大気が蓄積されない可能性がある[13]. プロキシマ・ケンタウリbについての検討では、大気 とマグマオーシャン間の酸素交換の効率によって酸素 の蓄積する量が大きく変わることが示唆されている [27].酸素の吸収源としてマグマオーシャンの果たす 役割は、大気散逸率にも依存するだろう.同じくM 型星周りにあるGJ1132bでは、初期のEUVフラック スが強い条件では,約90%のOは引きずられて散逸し, マグマオーシャンに取り込まれるのはせいぜい10% 程度と見積もられている[28]. 今後,大気-マグマオ ーシャン間のフィードバックが大気の多様性に果たす 役割について,より系統的に調べていく必要があるだ ろう.

6. まとめ

原始惑星同士の巨大衝突ではマグマオーシャンが形 成される.原始惑星が揮発性物質をもつ場合,マグマ オーシャン上には大気が形成される.マグマオーシャ ン上の大気は地表のシリケイトメルトと化学平衡にあ ると考えられ,その組成は揮発性元素量とメルトの酸 化還元状態を反映する可能性がある.近赤外波長での スペクトルでは,水蒸気の吸収の弱い大気の'窓'領域 からの強い放射が期待される.大気とマグマオーシャ ンの間には,保温効果や脱ガスなどを通して,強いフ ィードバックが存在する.水蒸気大気とマグマオーシャ ャンの進化モデルからは,臨界距離を境に溶融した惑 星の観測頻度に二分性が予想される.理論計算からは, 主星に近いほど窓領域での高い熱放射が期待され,一 方で臨界距離に近いほど高い観測頻度が予想される. また、マグマオーシャンは水素の散逸に伴い残された 酸素の消費源として、特にM型星周りのハビタブル ゾーンにある惑星の水量や酸素の蓄積に影響を与えう る.

地球とは大きくことなる系外惑星という条件下で大 気-マグマオーシャンのフィードバックを考えるにあ たっては、多くの物性データが不足しているという問 題が残されている。例えばH2OやCO2のメルトへの溶 解度は、地球に天然にみられるメルト組成については よく調べられているが、それとは異なる組成(超苦鉄 質や非常に還元的な組成)についてのデータは限られ ている. H₂Oは、地球上のマグマではマイナーな成 分であるが、系外惑星ではバルク組成の数十%を占 める可能性もあり、これらのデータがどこまで適用で きるのか注意が必要である. マグマオーシャンを考え る上で重要な岩石の溶融温度(ソリダス・リキダス)も. スーパー・アース内部に適用できるほど高圧下ではま だ得られていない. また、マグマオーシャン上という 非常に高温な条件で使用できる水蒸気の連続吸収デー タはなく、可視・近赤外での窓領域での放射の強さに は不定性が大きい. こうした様々な不確定要素を考慮 しつつ、マグマオーシャンとのフィードバックがもた らす系外惑星大気の多様性を探ることが必要であるだ ろう.

謝 辞

本稿で紹介した研究に携わっていただいた共同研究 者の方々,また,これまで議論していただいたすべて の皆様に感謝いたします.本稿の執筆機会をいただき, 原稿を注意深く呼んでいただいた成田憲保氏に感謝い たします.

参考文献

- [1] Hayashi, C. et al., 1979, EPSL 43, 22.
- [2] Lange, M. A. and Ahrens, T. J., 1982, Icarus 51, 96.
- [3] Raymond, S. N. et al., 2007, Astrobiology 7, 66.
- [4] Genda, H. and Abe, Y., 2003, Icarus 164, 149.
- [5] Genda, H. and Abe, Y., 2005, Nature 433, 842.
- [6] Schaefer, L. et al., 2012, ApJ 755, 41.

- [7] Hashimoto, G. L. et al., 2007, JGR 112, E05010.
- [8] Schaefer, L. and Fegley Jr., B., 2010, Icarus 208, 438.
- [9] Dahl, T. W. and Stevenson, D. J., 2010, EPSL 295, 177.
- [10] Hirschmann, M. M., 2012, EPSL 341, 48.
- [11] Zhang, H. L. et al., 2017, GCA 204, 83.
- [12] Trail, D., 2011, Nature 480, 79.
- [13] Hamano, K. et al., 2013, Nature 497, 607.
- [14] Solomatov, V., 2007, in Evolution of the Earth (Treatise on Geophysics 9), 91.
- [15] Hamano, K. et al., 2015, ApJ 806, 216.
- [16] Miller-Ricci, E. et al., ApJ 704, 770.
- [17] Lupu, R. E. et al., 2014, ApJ 784, 27.
- [18] Goldblatt, C. et al., 2013, NatGeo 6, 661.
- [19] Nakajima, S. et al., 1992, JAtS 49, 2256.
- [20] Kopparapu, R. K. et al., 2014, ApJL 787, L29.
- [21] Matsui, T. and Abe, Y., 1986, Nature 322, 526.
- [22] Zahnle, K, J. et al., 1988, Icarus 74, 62.
- [23] Watson, A. J. et al., 1981, Icarus 48, 150.
- [24] Tian, F., 2015, EPSL 432, 126.
- [25] Luger, R. and Barnes, R., 2015, Astrobiology 15, 119.
- [26] Meadows, V. S. et al., 2016, atXiv:1608.08620.
- [27] Barnes, R. et al., 2016, arXiv:1608.06919.
- [28] Schaefer, L. et al., 2016, ApJ 829, 63.

遊星百景 その8 ~ボイジャー1号がとらえた木星とガリレオ衛星~

木村 淳1

人も天体も,「見た目」は興味の入口として極めて 重要である^{*1}.見た目は雄弁であり,そこから得る印 象は興味の初期値を大きく左右する.人は外見で判断 する生き物だ^{*1}.見た目という入口を経ることなしに, いきなり内面が知りたいなどという動機付けには達し ない.見た目から得る興味こそが探究の糸口であり, 対象物の本性や本質,出自や歴史を知りたいという知 的好奇心の呼び水となる.あの声で 蜥蜴食らうか 時 鳥.見かけによらない内面を持つケースもあるにはあ るが,私は基本的にかなりのせっかち者であり,かつ 狭量なので,見た目の印象で興味の初期値に加点され なかった場合は,もうそれ以上のことを探る動機が湧 かず,見る対象そのものをあっさり変えてしまうきら いがある.パッと見の印象はその後の行動指針をも決 定づける大きなインパクトを持ち得るのだ.

そうした気質というか性癖において、私の幼少期に 行われたボイジャー探査は、私の興味を新世界へと誘 う強いインパクトを持っていた。それまで、恒星以外 では地球と月くらいしか意識していなかった天体の世 界が一気に拡がり、矢継ぎ早に飛び込んでくる様々な 惑星・衛星の画像に私は釘付け、ハートを鷲掴みであ る。特に、ボイジャー1号が打ち上げから1年半ほど の旅路を経た1979年2月に撮影した、木星とその衛星 の姿を捉えた画像(図1)は、今に至るまで様々に目に してきた「百景」の原点となる風景であり、当時まだ 小学校入学前だった私に早くも惑星科学を志すきっか けをもたらした。私自身に起こったこのエポック・メ イキングな出来事とともに、この頃の日本では国公立 大学共通一次試験が初めて実施され、物理学者の朝永 振一郎先生が逝去,ドラえもんの世界では野比のび太 が大学入試に失敗するなど,我が国の科学教育におい て極めて重要なイベントが数多く起きていたことにな る.

さて、その画像(図1)である、巨大な木星の南半球 を背景に、大赤斑と重なるように衛星イオが、そして その右側に衛星エウロパが同時に写っている. イオの 軌道長半径が約42 km(5.9木星半径)であるから、地 球-月系とおおよそ同じ距離感であることを考えると、 この迫力がますます実感をもって伝わってくる(余談 ではあるが、かつて月探査機かぐやのハイビジョンカ メラが捉えた月面と地球のショットに似た構図で、イ オやエウロパと木星のショットを見てみたい、という のが今の私のひとつの夢である).地球には衛星がひ とつしかないことに対して、この画像にはふたつ写っ ている.そしてそのいずれも、月とは全く違う色をし ている.ひとつは赤く、もうひとつは白い*2.しかも、 この他にもまだ多くの衛星があるという. 大小たくさ んの渦を不気味にうごめかせながら回る巨大な木星の 前を、いくつもの衛星が横切っていく、タイムラプス 動画にもなっているこの画を、読者の皆さんも一度は 目にしたことがあるだろう、ちなみに木星の近接画像 を初めて撮影した探査機は、ボイジャーではなくパイ オニアだったが、10号の木星接近は私の生誕直前、 11号は生誕直後だったため、記憶に無い、ボイジャ ーが撮影したこの画像は、その後の私が愛読すること になる小学館や学研の図鑑や, NHK でたびたび組ま れた特集番組などでも繰り返し登場し、私の目と脳に

^{1.} 個人の見解であり、筆者の所属する組織の公式見解ではあり ません。

^{2.} 色合いはぜひ電子版をご覧いただきたい.

^{1.} 大阪大学

junkim@ess.sci.osaka-u.ac.jp



図1:木星系に到着したボイジャー1号が1979年2月13日に撮影した、木星と衛星イオ(左)、エウロパ(右)の画像 ((C) NASA/JPL).

焼き付けられた.なぜこんな色をしているのか?木星 はこんなに大きいのに、衛星はどうしてこの程度の大 きさしかないのか?そんなことを考えていたような気 もする.この画像なら興味を持つのは木星の方だろう, というツッコミも想像されるが、あえてメインを外す あたりは、今なお引きずる天の邪鬼さの発端だったの かもしれない.この画像を撮影した直後の3月5日、 ボイジャーは木星へ最接近.その2日後には衛星イオ を撮影し、その画像を見た当時JPLでボイジャーのナ ビゲーション・エンジニアをしていたLinda Morabito が活火山を発見した話は、あまりにも有名である [1]. そしてその発見もまた、当時の木村少年に興味の追い 撃ちをかけた.いよいよ木星系の虜である.

かくして、今の私がこんな感じに仕上がった.いや、 まだ仕上がってはおらず発展途上だと信じたいが、昔 も今も、興味の入り口は見た目であり、数多くの新し い画像が日々つぎつぎに届けられている中、まずパッ と見で印象に残った画像をしばらくボーッと見つめ、 目の前に広がる模様や色合い、造形がどのようにして 出来たのかを色々と想像・妄想しながら探究の糸口を 模索する、というプロセスは変わっていないように思 える、天体の見た目は、内部進化の表面への発現が作

り出したものだ。経てきた長い歴史が、その表情に刻 まれている.見た目を見尽くせば内面が見えてくる. との信念で観察眼と洞察力を働かせ、感性と拙い知識 の導くままに、面白い研究の種を探す日々を楽しんで いる. 日常の雑務や議論の枝葉末節にとらわれ, 脇道 を彷徨いそうになった時、原点回帰、初心忘るべから ずの戒めに、この画像にたびたび立ち返っている. 今 や、研究室配属を控えて見学に来る学部生などが自ら 「氷衛星に興味があります」と言ってくるのを聞くに つけ,時代の変化というか,我が国における惑星科学 の拡がりをひしひしと感じ、氷衛星もポピュラーにな ったなあと、感慨深い、そんなフレッシュな方々、ぜ ひ一緒にボーっと見つめましょう、次回はエウロパの コナマラ・カオスをお送りしますが、時期は未定です. 私の次回が無いくらいに多くの方が寄稿して下さるこ とを願ってやみません. 今回はただの思い出話に終始 してしまったことをお詫び致します。

参考文献

[1] Morabito, L. A. et al., 1979, Science 204, 972.

2017年日本惑星科学会秋季講演会のお知らせ

2017年日本惑星科学会秋季講演会実行委員長(大阪大LOC) 佐々木 晶¹

2017年の日本惑星科学会秋季講演会は大阪大学豊 中キャンパスにおいて開催します.いまだ検討中の事 項もありますが、以下は、2017年4月末時点での予定 です.詳細については本会ホームページ https:// www.wakusei.jp/meetings/fallmeeting/2017/をご参 照ください.

1. 日程と会場

●日程

2017年9月27日(水)~9月29日(金)

9月28日(木)に総会と懇親会,および今年度の最優 秀研究者賞受賞講演会を予定しています.また,9月 30日(土)に一般向け講演会を,大阪大学21世紀懐徳 堂と共同で行うことを予定しています.

●会場

大阪大学豊中キャンパス理学研究科教育研究交流棟 2Fの南部陽一郎ホール(受付・講演会場(1Fがロー ソン).ポスター会場は道を挟んだ基礎工学国際棟) https://www.sci.osaka-u.ac.jp/ja/nambu-hall/#access

●懇親会

大阪大学豊中キャンパス内にて、9月28日(木)18: 00頃から行う予定です.惑星焼き(たこやき)を主食 とした夕食と、各種おいしいお酒をとりそろえてお待 ちしております.

2. 発表要項

●発表資格

著者に本会の会員を含むこと.

●発表形式とプログラム編成

1. 大阪大学大学院理学研究科宇宙地球科学専攻 sasakisho@ess.sci.osaka-u.ac.jp 口頭発表またはポスター発表.申し込みは、「1.ポ スター希望」、「2. 口頭発表希望」、または「3. どちら でもよい」を選択して申し込んでいただく予定です. なお、第一著者としては口頭およびポスターそれぞれ 1件までの申請とします.スペースが限られておりま すので、同じテーマについて両方に出すことはご遠慮 ください(最優秀発表賞応募者は除く).発表の採否、 発表形式の決定、およびプログラム編成については、 実行委員会が決定します.あらかじめご了承下さい.

●口頭発表

ー般講演は1講演につき10分前後(質疑応答も含 む)を予定しています.スクリーンを1面,液晶プロ ジェクタを1台利用可能です.

●ポスター発表

ポスターセッションを設けます.ポスター会場は主 会場と道路を挟んだ基礎工学国際棟になります.一人 当たりのポスタースペースはA0用紙を縦張りできる サイズを予定しています.

●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学位を 有していない学生会員は、最優秀発表賞に応募できま す.最優秀発表賞セッションに採択された発表者には 口頭発表とポスター発表の両方を行って頂きます.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 「2017年秋季講演会のお知らせ」でお知らせします.

●予稿原稿

本会ホームページ記載の指示に従ってください.

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

申込み下さい.事前参加申し込み,発表申し込みは, すべて本会ホームページ上で行います.これらの登録 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は本会ホーム 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余裕を持っ て登録手続きを開始してください.

郵便振替口座 振込先

口座記号番号:00920-2-332754

口座名称(漢字): JSPS大阪大学LOC

口座名称(カナ):

ジェイエスピーエスオオサカダイガクエルオーシー

他銀行等からのお振込みの場合は以下を御利用下さい. 銀行名 [金融機関コード] ゆうちょ銀行 [9900]

- 店名 [店番]: 〇九九(ゼロキユウキユウ)店(099)
- 預金種目:当座
- 口座番号:0332754
- 口座名称: ISPS 大阪大学 LOC

申し込みの詳細は、本会メーリングリスト(oml)と本 会ホームページでお知らせします.

4. 秋季講演会までの主なスケジュール(予定)

2017年6月21日(水)

事前参加申込・発表申込・事前支払の受付開始 2017年7月20日(木)正午

発表申込(最優秀発表賞申込を含む)の受付締切,最 優秀発表賞申込者の予稿原稿の提出締切

- 2017年8月1日(火)
 - プログラム発表

2017年8月31日(木)正午

予稿原稿(最優秀発表賞申込者を除く)の提出締切, 事前参加申込の受付締切,事前支払の振込期限

5. 予稿集について

予稿集の冊子体での販売は行いません. 講演会に先 立って本会ホームページに予稿集のPDFファイルを 用意し、ダウンロードできるようにする予定です.

6. 参加費用

費用	項目	事前支払	当日支払
参加費	一般会員	3000 円	4000 円
	学生会員	2000 円	3000 円
	非会員	5000 円	6000 円
懇親会費※	一般会員	3000 円	4000 円
	学生会員	2000 円	2500 円
	非会員	3000 円	4000 円

※惑星焼き(たこやき)を主食とした夕食と、各種おいしいお酒をとりそろえてお待ちしております。

7. 交通手段・食事など

大阪大学豊中キャンパスには大阪モノレール柴原駅 からが便利です.(http://www.sci.osaka-u.ac.jp/ja/ access/).伊丹空港から2駅目なので,宿泊には伊丹 空港前のホテルが便利です.会期中はキャンパス内の 学食がご利用になれます.

8. 一般向け講演会の開催について

日時:2017年9月30日(土)午後

一般向け講演会を,大阪大学21世紀懐徳堂と共同で 行うことを予定しております.場所は大阪市内を予定 しております.詳細は,

https://www.wakusei.jp/meetings/fallmeeting/2017/ にて報告させていただきます.

9. その他

(1)乳幼児を同伴され保育サービスのご利用を検討されている方は、下記までお早めにご相談ください. 最寄りの保育施設などを紹介いたします.なお、保育費用の一部を学会が補助します.また、受付締切後も可能な範囲で対応いたしますので、ご連絡ください.

受付締切:2017年8月31日(木)正午

担当 e-mail: aloc-ml@wakusei.jp

(2)このお知らせの内容は変更される可能性があります。本会ホームページで最新の情報をご確認下さい。

2017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,2017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(地上観測を除く)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.

●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2017年8月31日:

2017年10月1日~2018年3月31日の間の出発者対象 応募締切り2018年2月28日:

2018年4月1日~2018年9月30日の間の出発者対象

(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(地上観測を除く)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.

●助成金額・件数:一件あたり30~50万円程度,年間3~5件程度

●申し込み受付時期

応募締切り2017年8月31日:

2017年10月1日~2018年3月31日に開催の国際学 会対象

応募締切り2018年2月28日:

2018年4月1日~2018年9月30日に開催の国際学会 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または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能.投稿方法等はomlにて案内いたします(2月頃).

博士論文

- (1) 新中 善晴(しんなか よしはる)
- (2) Study of the origin of the cometary volatiles
 (3) —
- (4) 京都産業大学大学院 理学研究科 物理学専攻
- (5) 2015年3月
- (6) 国立天文台
- (1) 黒崎健二(くろさきけんじ)
- (2) Evolution of ice giants in and outside the solar system
- (3) 太陽系および太陽系外における巨大氷惑星の進化
- (4) 東京大学大学院 理学系研究科 地球惑星科学専攻

(5) 2016年3月

(6) 名古屋大学



修士論文-

- (1) 野津 翔太(のつ しょうた)
- (2) 原始惑星系円盤の化学構造と、高分散分光観測に よるH₂Oスノーラインの検出可能性
- (3) —
- (4)京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学 専攻
- (5) 2016年3月
- (6)京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学 専攻博士後期課程

- (1) 金丸 仁明(かなまる まさのり)
- (2) Effects of Rotation and Interior Density Distribution on the Surface Gravity Field of Asteroid Itokawa
- (3)小惑星イトカワにおける自転および内部密度分布 が表面重力場に与える影響に関する研究
- (4) 大阪大学大学院 理学研究科 宇宙地球科学専攻
- (5) 2017年3月
- (6) 大阪大学大学院 理学研究科 宇宙地球科学専攻 博 士後期課程

New Face

田崎亮(東北大学大学院理学研究科天文学専攻)

皆様,こんにちは.東北大学天文学教室の田崎亮(た ざきりょう)と申します.私は2017年3月に京都大学 大学院物理学・宇宙物理学専攻において博士号を取得 し、4月より日本学術振興会特別研究員PDとして東 北大学で研究を行っております.私の研究テーマは惑 星形成論です.特に、ダストの光学特性やダスト整列 といった素過程に着目し、原始惑星系円盤の観測予測 などを行ってきました.ここでは、私の自己紹介とい うことで、5年間の大学院生活を振り返らせて頂きた いと思います.

私が大学院に入学した当時は国内の研究グループに よって超低密度なアグリゲイト(ダストの凝集体)を経 由する新しい微惑星形成理論が提唱された頃でした。 こうした背景もあって、指導教員の野村英子さんから、 アグリゲイトが輻射圧を受けた際の円盤内でのダイナ ミクスを考えてみようと提案され、まずはこのテーマ から研究がスタートしました. アグリゲイトの光学特 性には解析解が存在しないため、輻射圧の計算には数 値計算が必須でした. M1の終わり頃, 野村さんから その数値計算法に関して「(簡単な)有効媒質近似と(厳 密な数値計算手法である) T-Matrix 法の2種類だった ら、どちらが良いですか?」と聞かれ、「どうせやるなら、 厳密な方が良いです.」とあまり深く考えずに答え. T-Matrix法を用いたアグリゲイトの光学特性計算を 始めました.私がM2の時に,野村さんが京都大学か ら東京工業大学に異動されたため、私もD1になった タイミングで、受託院生として、研究拠点を京大から 東工大へと移しました.

東工大に異動してから,輻射圧の計算を論文に纏め [1],その後は、アグリゲイトの散乱・吸収の素過程を 丁寧に調べる研究を始めました.というのも、こうし た素過程は、円盤の観測的性質を理解する上で重要な





役割を果たすことが期待されたためです.一方で,T-Matrix法を用いたアグリゲイトの光学特性計算はコ スト・パフォーマンスの観点から限界があり、実際に 適用したいパラメータ範囲での計算は困難でした. そ こで、T-Matrix法で計算可能なパラメータ範囲の結 果を元にアグリゲイトの光学特性モデルを構築し、円 盤の輻射輸送計算に応用することを考えました. D1 から本格的に始動した研究でしたが、最初は思うよう に進みませんでした. ところが, D1の8月中旬, ベ リー位相で著名な M. V. ベリー氏らの煤による光散乱 を議論した論文[2]を読んだことが転機となりました. 彼らの論文がきっかけとなり、共同研究者の皆さんと の議論を経て、無事にT-Matrix法によって得られた アグリゲイトの散乱を再現可能な解析的なモデルを構 築することができました[3]. Fine tuning無しに解析 的なモデルと数値計算の結果がピタリと一致したとき は、本当に嬉しかったことを覚えています、余談にな りますが、大学院入試以来、量子力学に触れる機会は 随分と減っていましたが、実は量子力学の知識が大い に論文化に役立ちました. こうした専門外の知識が思 いがけず役立ったため、普段から広い視野を持って行 動することの重要性を再認識させられました. さて.

この研究に関しては本号に紹介記事を書かせていただ きましたので、お時間のある時に是非ご覧ください.

上述した研究を論文化する目処がついた頃、惑星形 成業界はALMA 望遠鏡によるHL Tauの多重リング 構造の発見に沸いていました。こうした観測結果を受 け、私もALMAを用いて何かできないだろうか?と 考えるようになりました。D2の終わり頃、幸運にも 野村英子さんの紹介によって、ウィスコンシン大学マ ディソン校のラザリアン教授と共同研究を行う機会に 恵まれました。ダストの整列の専門家であるラザリア ン氏と共に、来る ALMA 望遠鏡による原始惑星系円 盤の偏光観測に向けて、円盤でのダスト整列過程を再 検討するところから研究がスタートしました. 再検討 といいますのも、実は先行研究における円盤でのダス ト整列の取り扱いは、幾つかの重大な問題点を孕んで いたのです。この研究を始めた当初はALMA望遠鏡 によって円盤の磁場構造が明らかになることを少なか らず期待していましたが、研究が進むにつれ、従来研 究の予想とは異なり、円盤赤道面においてダストが磁 場に整列することが困難であるということがわかって きました、そして、その代わりに輻射場の非等方性が ダストの整列軸になる可能性があることもわかってき ました. こうして従来研究を覆す結果を出し. 無事に 論文化することできました[4]. 院生のうちに、こう して海外の研究者と密に共同研究を行い、論文化でき たことは非常に良い経験となりました.

今後は,院生時代に得た,広い視野を持って行動す ることの重要性という教訓を忘れずに,より一層重要 な研究ができるように頑張っていきたいと思います.

- [1] Tazaki, R. and Nomura, H., 2015, ApJ 799, 119.
- [2] Berry, M. V. and Percival, I. C., 1986, AcOpt 33, 577.
- [3] Tazaki, R. et al., 2016, ApJ 823, 70.
- [4] Tazaki, R. et al., 2017, ApJ 839, 56.

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

2017年6月25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)

有限会社テラパブ Exelis VIS株式会社

◇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.

2017/07

7/18-7/19 第45回可視化情報シンポジウム

 (a)工学院大学 新宿キャンパス,東京都新宿区
 (b)可視化情報学会
 (c)http://www.visualization.jp/symp2017/

2017/08

8/30-9/1 日本流体力学会 年会2017(a)東京理科大学 葛飾キャンパス、東京都葛飾区

(b)日本流体力学会

(c)http://www.nagare.or.jp/

2017/09

9/27-9/29 日本惑星科学会 秋季講演会

 (a)大阪大学 豊中キャンパス,大阪府豊中市
 (b)日本惑星科学会
 (c)https://www.wakusei.jp/meetings/fall_meeting/

2017/11

11/8-11/10 第58回高圧討論会

(a)名古屋大学, 愛知県名古屋市千種区

(b)日本高圧力学会

(c)http://www.highpressure.jp/new/58forum/

編集後記

2017年3月、国立情報学研究所(NII)が運営する学術情報デー タベースCiNiiが、論文データの提供を停止しました.ニュース 等でも取り上げられていたので、ご存知の方も多いでしょう.中 には、実際に「論文が閲覧できなくなって困った!」という方も いたのではないでしょうか.そういった研究者たちの声に応える ため、NIIはサービスの再開を決定しました.遊星人も、第1巻 ~第25巻1号がCiNiiで閲覧可能です(2017年5月1日現在).あ りがたいことです.ただし、これはあくまで経過措置に過ぎませ ん.現在、編集委員会では、CiNiiで公開されていた遊星人の過 去記事をJ-STAGEに移行中です.現在、第25巻2号~第26巻1 号がJ-STAGEで公開されています.

はい、ここですでにお気付きの方もいらっしゃいますね、「CiNii で公開されている分がまったく移行されていないではないか」と … すみません、さぼっているわけではないんです.状況を説明し ますと、CiNiiに公開されていた記事データはすべて、J-STAGE に移されています.J-STAGEで公開する際に必要なテキストデ ータ(論文タイトル、著者、所属等)も、論文ファイルから自動抽 出されています.ただ、その抽出精度がイマイチでして、必ずし も正しく抽出できているとは限らないので、チェックが必要なん です.論文ひとつひとつを、すべて、1冊あたりの記事数が平均 10本だったとして、24巻分で約1.000本です.もちろん、データ に不備があれば手作業で修正です.1記事のチェックや修正に10 分かけると、所要時間は約170時間.ちょっとやってられないで すよね

千里の道も一歩から、長い目で見守って頂ければ幸いです。 (三浦)

編集委員 和田 浩二 [編集長] 三浦 均 [編集幹事] 生駒 大洋, 上椙 真之, 岡崎 隆司, 奥地 拓生, 木村 勇気, 黒澤 耕介, 小久保 英一郎, 白石 浩章, 杉山 耕一朗, 関口 朋彦, 瀧川 晶, 田中 秀和, 谷川 享行, 成田 憲保, はしもと じょーじ, 本田 親寿, 諸田 智克, 山本 聡, 渡部 潤一

2017年6月25日発行

日本惑星科学会誌 遊・星・人 第26巻 第2号

定価 一部 1,750円(送料含む)

編集人 和田 浩二(日本惑星科学会編集専門委員会委員長)

印刷所 〒501-0476 岐阜県本巣市海老A&A 日本印刷株式会社

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

株式会社イーサイド登録センター内 日本惑星科学会

e-mail : staff@wakusei.jp

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

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は日本惑星科学会が所有しています.

複写される方へ

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

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

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

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

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

お詫びと訂正

第26巻第1号に掲載した『一番星へ行こう!日本の金星探査機の挑戦 その30~1µmカメラで金星昼&夜~』において、本来「µm」となる べきところが「mm」となってしまう誤植がありました.校正ゲラを 著者まで確実に届けることができなかったことが原因です.修正箇 所が多いため、ここに訂正した記事を再掲載いたします.著者およ び読者の皆様にはご迷惑をおかけしたことを慎んでお詫びいたしま す.

今後もよりよい紙面作りを心掛けて参ります.著者校正の手続きに ついては,校正ゲラが確実に著者に届くよう,印刷所と連携するよ うに改めました.今後共,遊星人をどうぞよろしくお願い致します.

ー番星へ行こう! 日本の金星探査機の挑戦 その30 ~1μmカメラで金星昼&夜~

岩上 直幹¹, はしもと じょーじ², 澤井 健太², 坂野井 健³, 高木 聖子⁴, 亀田 真吾⁵

(要旨) あかつき1 μ mカメラで昼夜の画像が撮れ始めています. さて,何がみえているのか?ご案内. 1 μ mカメラは昼夜両方に的があり,昼は0.90 μ mで雲による太陽散乱光から雲底高度51-55 kmの風を狙い,夜は1.01 μ m熱放射で活火山探し. さらに0.90-0.97-1.01 μ mで水蒸気・表面物性を狙います.

何も模様がみえませんがご心配なく想定内です. 1990年のガリレオ 0.9 µm 画像でもコントラストは 3%のみ.



図1:昼面0.9 µm画像(2016年5月7日6時と8時 金心距離7-9万km).

ハイパスするとコントラストが見えてきます.2時間離れている割には似すぎてますが,あかつき公転速 (9度/2時間)が大気超回転速(7.5度/2時間)に近いた め,雲模様がほぼ同位相にみえているのです.0.9 μm昼面の場合コントラストの源は雲厚ムラつまり下 層雲ムラです. このムラの動きから風を出します.

雲追跡チームに頼んで、図2から風ベクトル図を試 作してもらいました.(村上真也さん堀之内武さんほ かあかつき雲追跡研究チームのみなさまありがとうご ざいました)風パターンは25年前ガリレオが1 μmで みたのに似ていて西向き平均風速77 m/sと雲頂のそ れよりかなり遅く、南北成分ほとんどなし.

無所属
 岡山大学大学院自然科学研究科
 東北大学大学院理学系研究科
 東海大学情報技術センター
 立教大学理学部
 iwagamina@hotmail.co.jp



図2:昼面 ハイパス画像.

さて夜面は・・

図4にアフロディーテ大陸が見えます(左下の暗い 部分).周囲より4km高いため30K寒く,熱放射は半 分なので暗く見えています.

図5ではマゼラン高度 + VIRA 気温が仮定されてお り, 雲によるボケ効果(径100 km)考慮済みです. モザ イク状に見えるのは, マゼラン高度データが緯度経度 1度刻みのため.

夜面では地形+下層雲影が見えているはずなのです がなぜか地形ばかりが目立ちます・・火山探しには好 適. プランク関数の短波長側のためと理解しています.



活火山探し請御期待. 今後とも御支援よろしく



図4:夜面1.01 μm画像. (2016年1月21日金心距離44,000 km)

図3:試作風ベクトル.



図5:表面熱放射シミュレーション.



On Line Publishing & Data Base Service

TERRAPUB

Online Monographs

Open Access

Monographs on Environment, Earth and Planets (MEEP)

http://www.terrapub.co.jp/onlinemonographs/meep

GEochemistry Monograph Series (GEMS)

http://www.terrapub.co.jp/onlinemonographs/gems



無用の用と60年

小嶋 稔 著

2,700円+税 発売日:2016年11月 B5判,上製,62頁 ISBN:978-4-88704-168-4



The Theory of Seismic Wave Propagation

Masanori Saito

税込 25,000 円 発売日:2016 年 6 月 Hard cover, 474+x pp. ISBN: 978-4-88704-167-7

【お問い合わせ・ご注文】

有限会社 テラパブ 〒158-0083 東京都世田谷区奥沢 5-27-5-804 Tel: 03-3718-7500 Fax: 03-3718-4406 URL: http://www.terrapub.co.jp/books/ E-mail: sales@terrapub.co.jp アマゾンジャパンでもご購入いただけます.