

# 特集「宇宙防災:科学と工学の新たな展開」 単色アルベドによる人工イジェクタの 検出手法の開発

中原 俊平<sup>1</sup>, 杉田 精司<sup>1</sup>, 諸田 智克<sup>1</sup>, 長 勇一郎<sup>1</sup>, 平田 成<sup>2</sup>, 巽 瑛理<sup>3</sup>, 湯本 航生<sup>3</sup>

2024年5月18日受領, 査読を経て2024年7月22日受理

(要旨) Hera探査機は, 小天体衝突回避に向けて小惑星への人工物衝突によるイジェクタ発生機構を解明することを目的としている. 人工イジェクタとそれ以外の物質は宇宙風化度で区別できるので, 宇宙風化度の高解像度観測が探査の成否を握る. 本研究では, 従来の標準手法だった多波長に基づく指標より高解像度観測が実現できる単色撮像で宇宙風化度を推定し, イジェクタを判別できる手法を提案し, 従来の指標と同等の確度で宇宙風化度を推定できることを示した. さらに, 表層と基層からのみなる単純なモデルを用いて, イトカワ表面の宇宙風化頻度分布の形を再現できることを示した. 特に分布をよく再現するのは表面年代が1~3 Myrの場合であった. 本値はイトカワ試料年代と調和的であり, モデルの妥当性を示唆するものである.

## 1. はじめに

地球に衝突する可能性のある小惑星の脅威を排除するプラネタリーディフェンスにおいて, その手段の中核を為す小惑星の軌道変更の実証活動が近年大きく進展しつつある. 軌道変更の手段には幾つかの候補があるが, 探査機等人工物による小惑星への衝突による軌道変更が最も現実的であると期待されている. しかし, 微小重力でのラブルパイル的な小惑星における衝突の理解が十分でないため, 衝突した探査機の運動量の何割が小惑星に受け渡されるか(運動量伝達率)については大きな不確実性が残っていた.

そのような状況で, 日本のはやぶさ2探査機は小惑星表面における人工衝突実験(SCI実験)において衝突の詳細な過程を観測することに成功し, イジェクタの運動や分布から重力支配的にクレーターが形成さ

れたことを明らかにした [1,2]. これは構成粒子の固着力が非常に弱い場合, 微小重力であっても重力が支配的にクレーター形成を制御していることを示す. さらに, 2022年の9月にはNASAのDART探査機がS型小惑星(宇宙風化した普通コンドライトと調和的なスペクトルを持つ小惑星)に分類されるディモルフォスに衝突してその軌道を変更することに成功した[3]. 地上からの観測やDART探査機から放出されたLICIACubeによる観測の結果は, 重力支配的なクレーター形成と調和的である.

2024年10月に打上げが予定されているHera探査機は衝突事後のディモルフォスを観測し, こうした衝突メカニズムを詳細に解明することを目的としている [4]. 衝突がどのように制御されているかを明らかにすることで, DARTのような大規模な衝突による効果を更に良い精度で予測できるようになることが期待される. しかし, Hera探査機が観測を開始するのはDART探査機が衝突してから4年以上経過した後であるため, 衝突直後にLICIACubeが観測したイジェクタの大部分はディモルフォス表面に再堆積するか重力圏から散逸してしまっていると予想される.

1. 東京大学

2. 会津大学

3. 宇宙科学研究所

nakaharas@eps.s.u-tokyo.ac.jp

従って、衝突の様相を知るためには小惑星上に残るイジェクタの観測が重要である[5]。しかし、DART衝突で作られるクレーター直径は、ディモルフォスの直径に匹敵するほどの大きさになる。そのため、小惑星の全球に及ぶ大規模な変形が引き起こされて、古典的なお椀型クレーターを形成していない可能性が高い[6]。そのため、周囲のイジェクタ層の厚さも古典的なイジェクタ層のスケール則に忠実には従わない可能性がある。こうした状況では、形状の観測のみからDART衝突で放出されたイジェクタの量を推定することは容易でない。そのため、表面にあるどの物質が長い表面暴露時間を持っていて、どの物質が非常に若い表面暴露時間を持っているかを正確に計測して、新しいイジェクタと以前から表面にあった物質とを区別できることには大きな意味がある。表面暴露時間は宇宙風化度から推定できるので、宇宙風化度の利用が重要である。

宇宙風化は微小天体衝突や宇宙線照射によって反射スペクトルが変化する現象を指す(e.g., [7-9])。ディモルフォスのようなS型小惑星上での宇宙風化の証拠はNASAのNear-Shoemaker探査によるエロスの観測から得られた。このエロスのスペクトル観測によると暗い領域ほど赤化しており、これは月での宇宙風化の傾向と調和的であった。また、クレーター内部の地質的に新しいと見られる領域では明るく青いことが分かった[10]。その後、JAXAのはやぶさ探査による近赤外分光計と可視多バンドカメラAMICAの観測によって、S型小惑星におけるより明確な宇宙風化の証拠が得られた[11,12]。さらに、地球帰還サンプルの分析によって、イトカワ粒子の表面にプリスター構造と呼ばれるナノスケールの突起構造等の宇宙風化の痕跡が確認された[13]。また、主成分分析を用いた解析からは、イトカワ表面上の可視スペクトルの分布がメインベルト小惑星のS complexに見られる分布および普通コンドライトへの宇宙風化実験(レーザー照射や荷電粒子照射)で見られるトレンドと良く一致していることが定量的に示されるとともに[14]、スペクトル変化に必要な年代が地球帰還試料の表面暴露年代の値と良く合うこと[15]も判明した。これらの観測事実から、S型小惑星上での宇宙風化度は表面暴露年代の良い指標であると考えられている。

このような宇宙風化度を観測できる装置としてHera探査機にはHyperScout-H(HS-H)、Asteroid Framing Camera (AFC)等が搭載されている。HS-Hは多バンドのカメラであり高い波長分解能(14 nm)を実現している。そのため、HS-Hで観測できる小惑星のスペクトルを用いて、宇宙風化の傾向を知ることができると期待される。また、実験室で模擬宇宙風化実験に今日された隕石のスペクトル計測値と対応づけによって、宇宙風化によるスペクトル変化のタイムスケールを推定することができる。その一方で、HS-Hではモザイクフィルター方式が採用されており、各バンド単体での解像度は[4] AFCがHS-Hより6.8倍も優れており、より詳細に表面状態を調べることが可能である。ただし、AFCは分光機能を持っていないため(モノクロ撮像のみ)、従来多用されてきた多バンドの宇宙風化度指標を得ることができない。そのため、AFCの高い空間解像度を利用するためには、モノクロ撮像から宇宙風化度指標を演繹する必要がある。

S型小惑星や苦鉄質鉱物では、宇宙風化の進行とともに可視域のアルベドが低下するので[7,16]、宇宙風化度指標の候補となりうる。ここで注意すべきは、入射光および出射光のがゼロに近い場合以外には影が生じるために、撮像された画像の輝度値は表面のラフネスといった物質本来の反射率以外の影響を受ける。しかし、両角度が完全にゼロの条件での撮像は不可能である。その一方で、両角度がゼロに近ければ撮像された画像の輝度値は物質の反射率以外の影響を受けにくい可能性がある。これを近似的なアルベド値として宇宙風化指標として用いることを考えた。ただし、位相角が極めて0に近い(<1度)領域においてはコヒーレント後方散乱と呼ばれる一種の幾何学的な効果が大きくなり、この場合も物質そのものの反射率ではなく粒径や充填率といったいわゆる表面物理状態が明るさに大きな影響を与えてしまう。そのため太陽位相角は0より少し大きい場合が望ましいとの指摘もある[17]。もし近似的なアルベド値が宇宙風化度指標として十分な精度を持つならば、AFCのような全整色(パングロマトミック)のカメラの観測でも撮像条件の工夫によって宇宙風化度を計測できることになる。そこで、本研究ではS型小惑星イトカワで得られた可視カメラのデータを解析す

ることにより、位相角が0に近い条件で得られた画像が宇宙風化度指標として使えるかどうかを定量的に評価する。具体的には、多バンドのスペクトルに基づいた従来型宇宙風化度指標との相関の良さを評価する。

イトカワでは場所ごとに異なる宇宙風化度を持つが、こうして得られた宇宙風化度の頻度分布は宇宙風化の進行や表面更新による擾乱による宇宙風化度のリセットと関係している。後に述べるが、この二つの効果の競合によって宇宙風化度の頻度分布が形成されたと考えることで小惑星での表面更新の時間スケールや空間スケールの推定が可能である。そのため、宇宙風化の頻度分布から表面更新プロセスを推定する手法の開発は、Hera探査での観測結果を最大限活用するために必要である。

そこで、本研究では以下の二つを目的とする。一つ目は衝に近い条件でのアルベドに基づいた宇宙風化度の観測手法を確立することである。そのために、はやぶさ探査機によって撮影されたイトカワの多バンド画像データを用いて、アルベドが宇宙風化の指標として有効かを検証する解析を行う。二つ目の目的はHera探査で観測されるであろう宇宙風化度の頻度分布を理解し、表面更新や宇宙風化の進行とどのような関係にあるかを定量的に明らかにすることである。そのために、宇宙風化と表面更新の競合関係を定量的に表現するシンプルな2層モデルを構築し、イトカワやリュウグウで得られた宇宙風化頻度分布を再現することを試みる。

本論文は以下のような構成とする。まず、第二節においてはアルベドに基づいた宇宙風化度の観測のために、イトカワの画像解析を通じてアルベドが宇宙風化の指標として有効かを検証する。第三節では宇宙風化度の頻度分布のモデルを作成し、表面更新と宇宙風化度の頻度分布の間の関係を明らかにする。第四節では結論を述べる。

## 2. アルベドによる新鮮なイジェクタの判定

本節では、イトカワの画像解析を通じて低太陽位相角で得られた画像(近似的アルベド画像)が宇宙風化の指標としての有効性を検証する。具体的に

は、低太陽位相角で得られた単バンド画像と多バンド画像の主成分解析で得られた宇宙風化度指標の間の相関を調べる。さらに、低太陽位相角単バンド画像のみから宇宙風化を受けていない新鮮な物質をイトカワの平均的な宇宙風化度を持つ物質からどの程度の信頼度で区別できるかの検証を行う。

### 2.1 データと解析手法

はやぶさ探査機のAMICA[18]によって撮影された画像の中から、色変化を求めるために複数バンドで連続的に撮影されている画像を用いた。その中で撮影距離が10 km未満のものを抽出し、アルベド観測に有利になるように位相角が最小のセットを選択した。使用した画像はst\_2418659460\_b, st\_2418699769\_v, st\_2418768895\_w, st\_2418807291\_p の4バンド (b 430 nm, v 550 nm, w 700 nm, p 960 nm) であり、バンドごとの点像広がり関数 (PSF) の違い [19,20] が補正されたデータを用いている。これらの画像の撮影条件は以下の表1に記した。

表1: 使用したデータの撮影条件。4枚が1分程度の時間で連続して撮影されているため、位相角や距離はほとんど差異がない。

距離(km)	位相角(degree)	撮影時刻
7.76	9.46	2005/09/29,15:09 ~ 15:10

バンド間の位置合わせなどの前処理はKoga et al. (2018)の手法を踏襲した。各バンドの画像をvバンドの画像との相関が最も大きくなるように平行移動によって位置合わせを行った。次に、主成分分析を行う前に影の領域とそれ以外の領域を区分する必要がある。また、低位相角では影や入射角の影響が小さいものの、大きなボルダーや地形の凹凸・側面の領域は影によると思われる暗い領域が存在する。よってイトカワが映っていない領域と影の領域(反射率<0.1)を除き、そこから5ピクセル以内も影響があるとして解析対象から除いた。

色空間で主成分分析を行って第一主成分(PC1)を計算するため、他バンドの画像をvバンドでの値で規格化し、強度比の形に変換する。この時、vバンドで規格化するのは色空間を見る場合にこのバンド(約550 nm)を基準にとることが一般的なためである。その後、ピクセルごとの3バンドのデータに対し

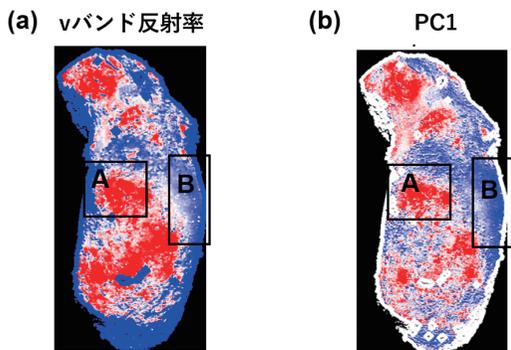


図1: イトカワの(a)vバンドでの反射率と(b)PC1の空間分布. 中央部の凹凸が多い領域を領域Aとし、なめらかなSagamihara領域を領域Bと取った. 撮影距離 7.6 km, 位相角8.5-10.5度. 位相角による影響で画像内で1割程度明るさが変化する可能性がある[32].

て正規化を行った後に主成分分析を行い、第1主成分 (PC1) を抜き出した. このPC1はスペクトル変化の最も大きな成分でありスペクトルの傾きに近い. このPC1は従来宇宙風化指標として用いられてきたものである. これらのPC1とvバンドでの反射率について空間分布を表示し、目視で大まかな一致を確認した. その後、幾つかの小地形についてもPC1での結果を反射率で再現しているか確認した.

アルベドによるPC1の推測可能性を把握するため

に両者の相関を求め、線形回帰を行った. 次に、デモルフォス表面におけるイジェクタと表面物質を区別できるかを計算するために、イトカワでの両者の分離を試みた. 具体的にはイトカワにおけるPC1の平均値と最もPC1が大きな値を取る領域(デモルフォスにおけるイジェクタを想定)の差とアルベドをPC1で線形回帰したときの反射率の残差と比較した. また、残差を正規分布と仮定して両者の判別の正確性を調べた.

### 2.2 結果

イトカワ上でのPC1およびアルベドの空間分布は大きな領域で類似性が見られ、似たパターンを示した. 領域Aのような岩石が多い領域においては共に宇宙風化度が小さく比較的若く、領域Bのように比較的滑らかな領域では共に宇宙風化が進んでいる[21]. また、PC1で見られる領域Bの内部の新しい領域をアルベドでも確認できる. ここから両者での宇宙風化度の現れ方には大きな違いがないことを確認できる.

図2(a,b)には反射率とPC1の二次元ヒストグラムを示した. 大部分のピクセルについて両者は概ね線形の関係を示す. 一方、右上には回帰直線からズレを生じている領域があるものの、その割合が全体の

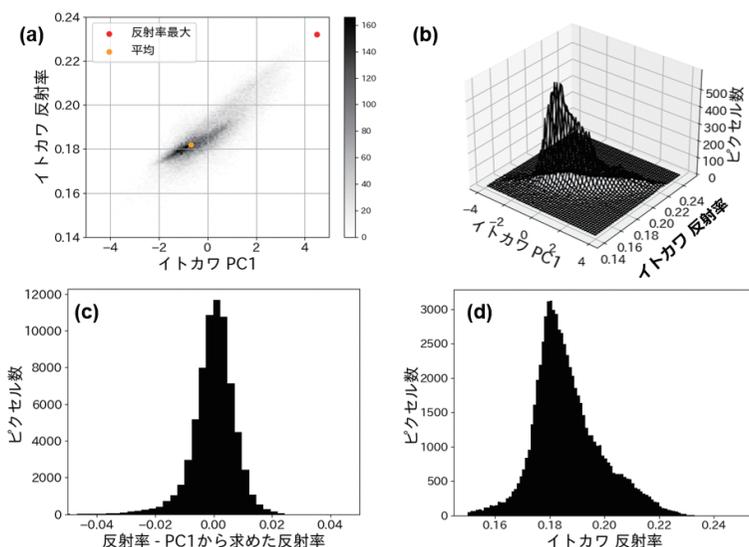


図2: (a)イトカワにおける反射率とPC1の二次元ヒストグラム. 赤とオレンジの点は反射率の最大値と平均値を表す. (b)(a)を3Dグラフとして表示. (c)反射率をPC1に回帰した残差. (d)イトカワにおける反射率分布.

3%未満と少数であるため及ぼす影響は小さい。両者の相関係数は0.83と大きく、アルベドがPC1に基づく宇宙風化度指標と良く結びついていることが示唆される。また、回帰直線からの反射率の残差を調べるとその標準偏差は0.007であった(図2(c))。イトカワにおける反射率の平均値と最も反射率が大きな値を取る領域では反射率において0.05 ( $7\sigma$ )ほど差があり、残差が正規分布に従うと仮定すると両者の宇宙風化が逆転する確率は0.001%を下回る。新鮮なイジェクタは宇宙風化による暗化を受けていないため、イトカワ上で最も高い反射率を持つものよりも高い反射率を持つと考えられる。よって、イジェクタの判別には十分有効と考えられる。また、ディモルフスはイトカワよりも宇宙風化が進んだ天体であることがJWSTの観測から示唆されており、イジェクタの判別が容易である可能性が高い[22]。

Koga+(2018)では宇宙風化の頻度分布が示されたが、反射率が宇宙風化度として適切であれば反射率分布も同様の分布になると推測できる。図2(d)の結果はKoga+(2018)でのPC1の分布と同様に単一のピークを持つ。分布は非対称であり、宇宙風化度の大きい、すなわち反射率が低い方向には頻度が急峻に変化し、宇宙風化度が小さい、すなわち反射率の高い方向に長い尾を持つ。ただし、PC1の分布は釣り鐘型が歪んだものとみなすことができるが、反射率の分布はよりピークが鋭い。低反射率側にも小さな尾があるが、これは小さな影が含まれているピクセルが原因と考えられる。このように位置合わせ誤差のようなランダム性が分布を拡大する傾向にあることを考慮すると反射率がより本質を捕らえている可能性があるが、これらの指標間の差異の原因は現時点では不明である。これらの宇宙風化分布の解釈については次節にて扱う。

### 3. ラブルパイル天体上の 宇宙風化分布の進化モデル

2節で述べたように、イトカワにおいては宇宙風化指標の頻度分布はより若い方向に長い尾をもつ歪んだガウス分布をとっている。この分布を定量的に理解するために、宇宙風化の進行とラブルパイル天体表層における表面更新をモデル化した。そこか

ら導かれる宇宙風化分布とイトカワのデータを比較して表面の年代推定を行った。1節で述べたように、Hera探査機ではDARTによる人工クレーター以外にも天然のクレーターや天体衝突によって引き起こされる地震動による様々な運動の結果を観察することも可能である[23]。これらの表層地形の年代を知ることが表面物質の易動度の推定に繋がる。この観測は、DART衝突の運動量伝達率 $\beta$ がなぜ3.6程度の大きな値になったかを理解し、今後の他の一般的な小惑星の軌道変更への応用をするためにも有用である[24]。

以下では、まずモデルの前提となる宇宙風化と表面更新についての簡単なレビューを行う。次に3.1では、先行研究でのレーザー照射実験の結果に基づいて、宇宙風化による反射率変化は時間の指数関数で表現できることを示す。3.2節においては、ラブルパイル天体では最表層以外で宇宙風化度が小さくなるという最近の観測に基づいて、宇宙風化が蓄積される最表層と宇宙風化を持たない基層からなる2層構造を持つ表面更新モデルを構築する。さらに、一度の天体衝突によって生じる表面更新の空間的な広がりを表面更新タイルとしてモデル化する。3.3節ではシミュレーションの詳細について述べ、3.4節ではモデルに基づいた分布の形状及びイトカワにおける年代推定の結果を示す。

小惑星の表面地形は様々な宇宙風化度を持つが、その宇宙風化度は宇宙風化の一方向的な進行のみによって支配されるものではない。近年の研究は、小惑星の表面で観察される宇宙風化度が、レゴリスの粉体対流や地震動などに起因する表面更新との競合の結果で決まることを明らかにしてきた[25,26]。この競合プロセスを正確に理解することは、Hera探査のリモセン観測からディモルフスの情報を得るために重要である。ラブルパイル天体の表面においては、表面更新は主に微小隕石の衝突によって生じていると考えられる[27]。しかし、こうした表面更新による宇宙風化度のリセットがラブルパイル天体全体の宇宙風化度の分布に与える影響を定量的にモデル化した事例は未だない。

例えば、2節で示したイトカワでの宇宙風化頻度分布において強い非対称性が生じるには表面更新のランダム性だけでなく、宇宙風化の飽和が反映され

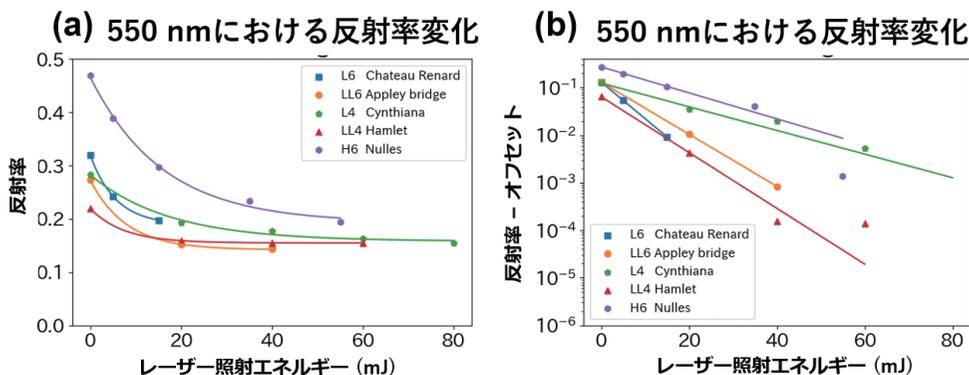


図3: (a)宇宙風化模擬実験にける550 nmでの反射率変化. 縦軸は反射率, 横軸はレーザー照射の総エネルギー量(ブラウン大学RELAB提供). (b)(a)でのオフセットを取り除いて縦軸を対数とした.

ていると考えた. さらに, 宇宙風化度が非常に低い場所が残っていることは, イトカワにおいて表面更新によるスペクトルのリセットが頻繁に起きていることを示している. このように, 宇宙風化と表面更新の競合で, 観測される頻度分布が決まっているはずである. しかし, こうした競合が定量的にどのように観測された宇宙風化度の頻度分布に反映されるかは明らかになっていない. 上記のようなアルベド観測をHera探査機で実施すれば, このような頻度分布は得られるはずである. そのため, 宇宙風化の頻度分布から表面更新プロセスを推定する手法の開発は, Hera探査での観測結果を最大限活用するために必要である.

そこで, 本節では以下の仮定を基に宇宙風化頻度分布を再現するモデルを作成する. まず, 宇宙風化は進行に従ってスペクトルの変化が小さくなる飽和現象を起し, 十分時間がたつと一定の値に近づく. また, 宇宙風化度は表面のみに存在し, ランダムな表面更新によって内部から露出した場合は宇宙風化度を持たない新鮮な表面が現れる. これらのプロセスの競合と解像度による分布の平均化によって観測された分布が形成される. 次節からはこれらの仮定とモデルについて詳細に扱う.

### 3.1 宇宙風化モデル

本研究では, パルスレーザーを用いた普通コンドライトへの宇宙風化模擬実験の結果を基に, 宇宙風化による色変化をモデル化する.

解析にはL, LLコンドライト及びHコンドライトを用いる. このうちL及びLLコンドライトはイトカワの母天体に近いと考えられている[28,29]. 一方で, デイモルフオスの母天体が, LL及びHのどのタイプのコンドライトに近いかは未確定であるため[22], なるべく多様な隕石タイプを想定した.

ブラウン大学のRELABで行われたコンドライト上での宇宙風化模擬実験のデータを図に示す. この実験におけるレーザーの累積照射エネルギー量と表面暴露年代との対応は, Koga+(2018)で使われた式を用いて推定する. これはBurunetto+(2006)が提案したスペクトル変化モデルを用いており[30], 経験則に基づいて暴露時間とレーザー照射エネルギーの比例関係を導く. この対応関係は小惑星の軌道によって変化するが, 軌道長半径1.3 auのイトカワにおいては1 mJが3.6万年に対応する. なお, ここでの宇宙風化年代は野口ら(2013)で示されたような低エネルギーのイオン照射による短期間での宇宙風化とは異なるタイプの宇宙風化であり, より長期間で進行する微小隕石衝突等によって引き起こされるタイプの宇宙風化を対象にしている.

宇宙風化による反射率変化は長期的に一定の値に収束する傾向があるため, この減少は以下の式(1)で表現されるオフセットつき指数関数で近似できると考えた.

$$R(t) = R_1 + (R_0 - R_1) \exp\left(\frac{-t}{\tau_{sw}}\right) \quad (1)$$

ここで $R_0$ は初期反射率であり,  $R_1$ は十分に宇宙

表2:各コンドライトでの反射率変化パラメータと対応する宇宙風化タイムスケール.

	初期反射率	最終反射率	照射エネルギー(mJ)	宇宙風化タイムスケール(Myrr)
L6 Chateau Renard	0.319	0.188	5.66	0.21
LL6 Appley bridge	0.273	0.142	7.93	0.28
L4 Cynthiana	0.283	0.158	17.5	0.62
LL4 Hamlet	0.219	0.155	7.4	0.26
H6 Nulles	0.466	0.193	15.9	0.56

風化した後の反射率,  $\tau_{sw}$  は宇宙風化の時間スケールである. 図3ではこの式の最小二乗法によるフィッティングを行ったものを実線で示している. また, フィッティングパラメータは表2に示した. モデルからの相対誤差はL, LLコンドライトで最大3%, Hコンドライトで最大5%であった.

### 3.2 表面更新のモデル化

本節ではこの表面更新から生じる宇宙風化度の分布の定量モデルを作成する. 表面更新によって表層は宇宙空間に放出もしくは地下に潜り込むが, 天体最表層から地下に潜り込む粒子が宇宙風化度を保持し続けるかは明らかではない. しかし, リュウグウにおいて得られたサンプルでは, 天体内部において宇宙風化傾向を示す粒子が7%と非常に少ないことが分かっている[31]. これらはリュウグウのような微小重力天体においては, 粒子の表面が削れる等の理由によって, 一度地下に潜り込んだ粒子で宇宙風化度はリセットされることを示唆している. よって本研究では内部においては宇宙風化度が0であると考え. この前提に基づくと, 表面更新は単純な二層モデルとして考えることができる. すなわち, 表層は露出時間に応じて宇宙風化が進行し, 表面更新によって内部に取り込まれると宇宙風化度は失われる.

次に, 小惑星表面が最後に表面更新されてから経過した露出時間がどのような出現頻度を持つかについて扱う. 本研究では, 小惑星表層において, 単位時間あたりに常に一定の確率で表面更新されると仮定する. この時, 小惑星上の任意の場所が単位時間あたりに衝突の影響で表面更新される確率が一定であるので, その面積の大小によらず一定の割合で表面更新されていく. ある時点から一度も表面更新されていない領域は, 単位時間当たり一定の割合で減少する. そのため, 減少する面積は未だ表面更新

されていない面積に比例する. この関係は, 放射壊変する原子核の数が各時点での未崩壊の原子核の数に比例していることと同じ関係である. 従って暴露時間が特定の時間である確率は, 暴露時間の指数関数に従って減少する. 減少のe-folding timeは単位時間あたりに表面更新を受ける確率の逆数であり, これを表面更新のタイムスケールと呼んで $\tau_{rsf}$ と書く. 暴露時間の出現確率 $P(t)$ は暴露時間 $t$ を用いて以下の式(2)で表現される.

$$P(t) = \frac{1}{\tau_{rsf}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{rsf}}\right) \quad (2)$$

表面更新による宇宙風化度のリセットは小惑星表面である程度の広さで生じる. 本モデルでは隕石衝突による表面更新が一定の広さで起こると仮定して, 表面更新サイズを固定して計算する. この仮定を基に, 小惑星表面を独立に表面更新する一定のサイズのユニットで埋め尽くされたものとしてモデル化する. カメラのピクセルの視野サイズより表面更新サイズが小さい場合には, 実際にカメラで観測される反射率の頻度分布はタイルごとの分布の平均を取った分布になると考えられる. 本研究では表面更新サイズと解像度の比によってこうした反射率の頻度分布がどう変化するかを調べた.

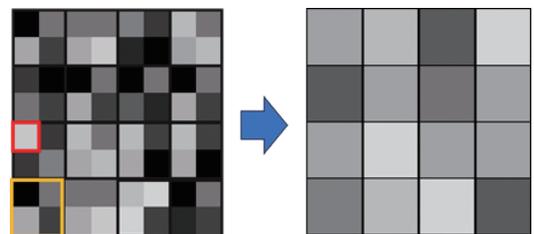


図4:小惑星表面を模したタイル及びカメラのピクセルの模式図. 赤が表面更新サイズであり, その2倍の黄色がピクセル. ここでは1ピクセルあたり4個のタイルがあるため, 観測される反射率は4タイルを平均したものになるとして計算する.

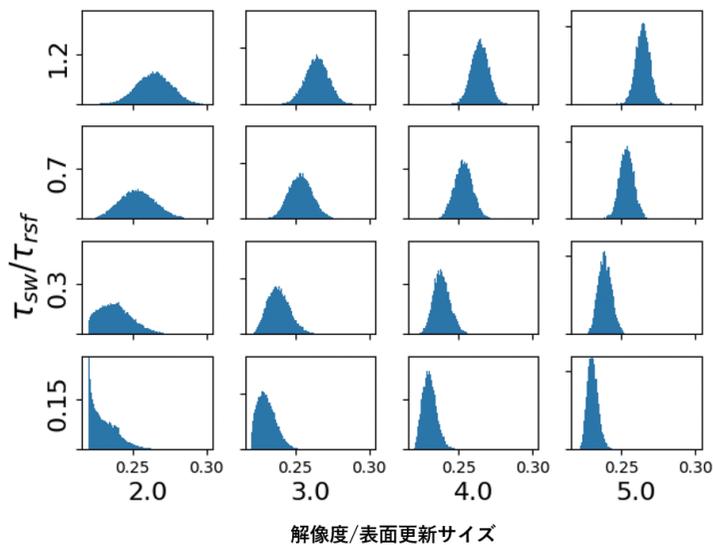


図5: さまざまな空間スケール比と時間スケール比に対応する宇宙風化度(すなわち反射率)の頻度分布。それぞれの分布の横軸は反射率、縦軸は頻度である。横方向には空間スケール比変化させており、解像度が表面更新ユニットサイズの何倍かを表している。縦方向には時間スケールを変化させている。他のパラメータについては、 $R_0=0.30$   $R_1=0.22$ と置いている。

### 3.3 衝突による表面更新のシミュレーション

3.1節及び3.2節で考えた宇宙風化と表面更新のモデルから解析的に宇宙風化分布を計算することは難しい。宇宙風化分布の再現には両者を組み込んだ時間発展モデルによるシミュレーションを行う必要がある。

ラブルパイル天体における表面更新は天体衝突とそれに伴うレゴリス層の対流によって起こされることが明らかになっている[9]。イトカワに関しても衝突起因の地震動やレゴリス流動が表面更新を支配していたと推定されているので[23]、本研究ではそのコンセプトに基づきシミュレーションを行った。表面更新は衝突によるため、表面更新の起こる場所と時刻はランダムになるとして以下の計算を進めた。

まず、小惑星表面として表面更新サイズのタイルを10万個用意し、このタイルを細かなタイムステップ( $\Delta t$ )で独立に時間発展させた。宇宙風化の進行については、タイムステップごとに暴露時間に応じて式1によって反射率が変化するとした。表面更新については、各タイムステップで表面更新する確率を  $p_{\text{reset}} = \Delta t / \tau_{\text{rsf}}$  で計算し、これに基づいて反射率を初期反射率にすることで宇宙風化度をリセットした。

宇宙風化および表面更新のタイムスケールよりも

十分長い時間計算すると、分布は定常状態に達する。本研究では全てのケースにおいて変化が見られなくなる50 Myr以上の期間で計算した。また、タイムステップについては宇宙風化や表面更新のタイムスケールよりも十分小さくなるように  $\Delta t=1000$  yrを用いている。定常状態に達した各タイルの宇宙風化度をカメラの解像度とタイルの面積比で平均してから頻度分布を計算した。

### 3.4 モデルのパラメータ依存性とイトカワへの適用

本節では、モデル計算で得られた宇宙風化分布がパラメータにどう依存するかを示し、イトカワで実際に得られた宇宙風化分布と比較する。さらに、この比較に基づいてイトカワでの表面更新サイズ及びタイムスケールを推定する。

分布形状のパラメータ依存性を調べるために、様々なパラメータでの宇宙風化分布をシミュレーションで求めた。時間パラメータとしては、宇宙風化のタイムスケールと表面更新タイムスケールがある。前者は、レーザー照射実験の結果に基づいて  $\tau_{\text{sw}} = 0.4$  Myrとし、後者は未知として0.3-2.5 Myrに4つとって比較した。分布の形状はこれらのタイムスケールの比によって決定するため、 $\tau_{\text{sw}} / \tau_{\text{rsf}}$ を1つのパラメータと

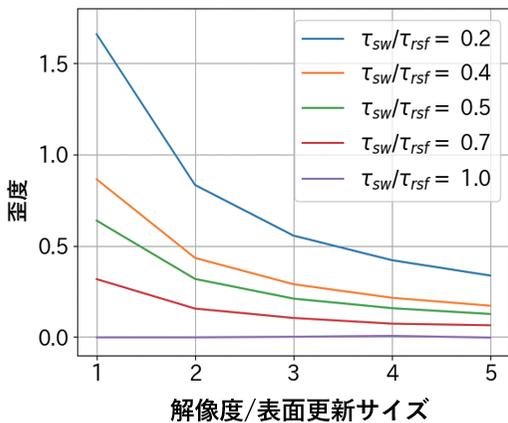


図6: 宇宙風化と表面更新のタイムスケール比  $\tau_{sw}/\tau_{rsf}$  及び解像度と表面更新サイズの空間スケール比によって決定される宇宙風化頻度分布の歪度。

して扱った。空間スケールについては分布がガウス分布的な釣り鐘型に近いことから解像度が表面更新サイズより大きいことによる平均化が起きたと考え、解像度が表面更新サイズの2-5倍の場合について計算した。初期及び飽和後の反射率  $R_0$ ,  $R_1$  はそれぞれ 0.30, 0.22 として計算した。

シミュレーションの結果を図5に示す。まずタイムスケールについては、 $\tau_{sw}/\tau_{rsf}$  が小さくなる、すなわち表面更新タイムスケールが宇宙風化タイムスケールと比べて長くなると、分布のピークは宇宙風化度が高い方に偏り宇宙風化が低い側に長い尾を持つことが分かる。逆に、表面更新タイムスケールが短い場合は宇宙風化度の低い方に偏った分布となる。

次に、空間スケール比についてはカメラの解像度が悪化すると、分布は平均化されて歪みは小さくなる。イトカワで観測されたような歪んだ釣り鐘型となるのはカメラの解像度が表面更新サイズより大きい場合に限られる。解像度が悪い場合もタイムスケール比が変化すると歪度の値は様々な値を取りうる。しかし、非常に尖った分布となってしまうのでイトカワの観測と合わない。これらのことからイトカワでの分布の観測には空間スケール比が 2.0-4.0 である必要があると考えられる。今回使用したイトカワ画像の解像度 0.8 m/pix を用いると表面更新サイズは 20-40 cm となる。

モデルによる分布と観測された分布とを定量的に

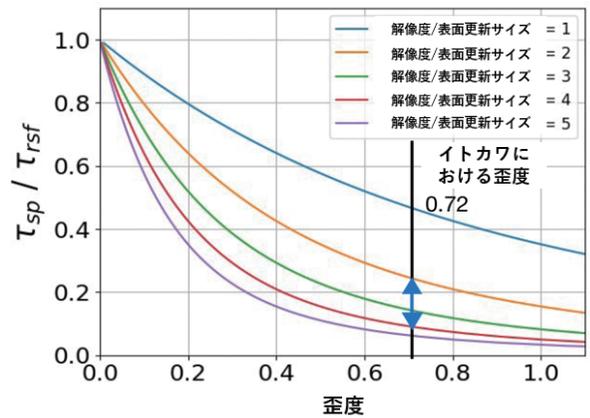


図7: 空間解像度を決定した場合の歪度とタイムスケール比の関係。空間スケール比の制限からイトカワでの歪度0.72を再現するタイムスケール比は0.15~0.3程度となる。

比較するために歪度を用いる。歪度は非対称性の指標であり、分布の三次モーメントを規格化したものである。図6は各タイムスケール比と空間スケール比ごとの歪度を示している。解像度が悪くなると平均化によって分布は正規分布に近づき、分布間の差異が小さくなる。また、タイムスケール比が1に近い場合に対称な分布に近づく。

こうした宇宙風化分布のパラメータ依存性から、実際に観測された分布を説明できるパラメータを求めることでタイムスケールの推定を行う。空間スケールを指定すると分布の歪度とタイムスケール比が対応することを利用し、ありうる空間スケールの範囲においてタイムスケールの範囲を求める。前述したようにイトカワでの分布では空間スケール比が 2.0-4.0 であるとすると、イトカワで観測された歪度0.7は上の図7から時間比0.15-0.3程度が適切であると分かる。

宇宙風化の時間スケールはL及びLLコンドライトのものを用いると、イトカワでは0.3-0.5 Myrに対応する。ここから表面更新タイムスケールは1.0-3.0 Myrと推定できる。これは帰還試料中のNe同位体比から求めた宇宙線照射年代[13]と調和的である。

### 4. 結論

本研究ではS型小惑星においてアルベドが宇宙風化度の指標として有効かの検証を「はやぶさ」探査

機が得た小惑星イトカワの観測データを用いて行った。具体的には、従来から使われてきた多バンドスペクトルのパターンに現れる宇宙風化度指標とアルベドが良い相関を持つかを調べた。その結果、アルベド値が従来型の宇宙風化度指標とアルベドとの相関の大小を調べた。さらに、イトカワでは宇宙風化を受けていない物質と自然に生成されたイジェクタとが $7\sigma$ 以上の確度で区別することができることが分かり、単バンド観測だけでも新しいイジェクタを高い確度で識別できることが示された。この結果は、Hera探査機が持つ単バンドの可視カメラであるAFCを用いて低位相角で観測してアルベド画像を得れば、DART探査機の衝突で放出された新鮮なイジェクタを高空間解像度で判別できることを示している。

続いて、イトカワで観測されたような宇宙風化分布を再現して、その分布を支配しているプロセスを定量的に把握するために、シンプルな理論モデルを立てて検討した。そのモデルでは表層と基層の2つに分けた上で、表面での宇宙風化の進行と表面更新による宇宙風化度のリセットの両者を取り扱った。計算の結果から、宇宙風化度分布が表面更新と宇宙風化の時間比( $\tau_{sw}/\tau_{rsf}$ )、および表面更新サイズとカメラ解像度の比率( $d_{rsrf}/d_{res}$ )という2つの要因によって制御されることが分かった。さらに、 $\tau_{sw}/\tau_{rsf}$ は宇宙風化度分布の歪み方を増やし、 $d_{rsrf}/d_{res}$ は平均化によって正規分布に近づけることも判明した。この関係を元に、イトカワでの宇宙風化度分布を再現するために必要な表面更新タイムスケールを求めたところ、1.0-3.0 Myrであるとの結果を得た。この年代は、イトカワのリターン試料から得られているNeの宇宙線暴露年代 (< 8 Myr [13])と調和的である。この結果は、宇宙風化分布の観測からS型小惑星の表面年代を推定できる可能性があることを強く示唆する。この能力は同じS型のディモルフォスの観測にも使えるので、Hera探査機の観測に非常に有用であると期待される。

## 参考文献

- [1] Arakawa, M. et al., 2020, *Science* 368, 67.
- [2] Kadono, T. et al., 2020, *The Astrophysical Journal Letters* 899, L22.
- [3] Thomas, C.A. et al., 2023, *Nature* 616, 448.
- [4] Michel, P. et al., 2022, *The planetary science journal* 3, 160.
- [5] Kurosawa, K. and Takada, S., 2019, *Icarus* 317, 135.
- [6] Raducan, S. D. and Jutzi, M., 2022, *The planetary science journal* 3, 128.
- [7] Sasaki, S. et al., 2001, *Nature* 410, 555.
- [8] Clark, B. E. et al., 2002, in *Asteroids III* (Univ. of Arizona Press), 585.
- [9] Brunetto, R. et al., 2015, in *Asteroids IV* (Univ. of Arizona Press), 597.
- [10] Clark, B. E. et al., 2001, *Meteoritics & Planetary Science* 36, 1617.
- [11] Ishiguro, M. et al., 2007, *Meteoritics & Planetary Science* 42, 1791.
- [12] Hiroi, T. et al., 2006, *Nature* 443, 56.
- [13] Nagao, K. et al., 2011, *Science* 333, 1128.
- [14] Koga, S. C. et al., 2018, *Icarus* 299, 386.
- [15] Tatsumi, E. and Sugita, S., 2018, *Icarus* 300, 227.
- [16] Pieters, C. M. and Noble, S. K., 2016, *Journal of Geophysical Research: Planets* 121.10, 1865.
- [17] Hasegawa, S. et al., 2014, *Publications of the Astronomical Society of Japan* 66, 89.
- [18] Ishiguro, M. et al., 2010, *Icarus* 207, 714.
- [19] Ishiguro, M., 2014, *Publications of the Astronomical Society of Japan* 66, 55.
- [20] Tatsumi, E. et al., 2018, *Icarus* 311, 175.
- [21] Hirata, N. et al., 2009, *Icarus* 200, 486.
- [22] Polishook, D. et al., 2023, *The Planetary Science Journal* 4, 229.
- [23] Michel, P. et al., 2009, *Icarus* 200, 503.
- [24] Cheng, A. F. et al., 2023, *Nature* 616, 457.
- [25] Graves, K. J. et al., 2019, *Icarus* 322, 1.
- [26] Paolicchi, P. et al., 2009, *Planetary and Space Science* 57, 216.
- [27] Yasui, M. et al., 2015, *Icarus* 260, 320.

- [28] Nakamura, T. et al., 2011, *Science* 333, 1113.
- [29] Abe, M. et al., 2006, *Science* 312, 1334.
- [30] Brunetto, R. et al., 2006, *Icarus* 184, 327.
- [31] Noguchi, T. et al., 2023, *Nature Astronomy* 7, 170.
- [32] Lederer, S. M. et al., 2008, *Earth, Planets and Space* 60, 49.

---

## 著者紹介

---

中原 俊平

東京大学理学系研究科地球惑星科学専攻修士課程二年. Hera WG4に参加. 日本惑星科学会, 日本地球惑星科学連合に所属.