

空隙を持つ標的への衝突と それに伴う低密度脆性弾丸の挙動

○原田竣也¹, 中村昭子¹, 岡本尚也¹, 青木隆修¹, 鈴木絢子², 長谷川直²

¹神戸大学大学院理学研究科, ²宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所

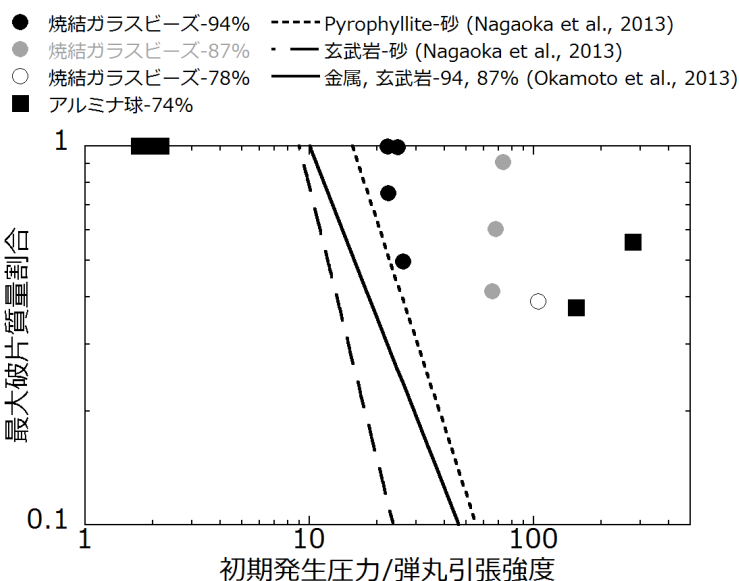
太陽系には平均密度が 1 g/cm^3 よりも小さい小天体が存在し, これら天体表面は空隙を含んでいると考えられる. このような天体へも探査機による観測が進んでおり, 表面地形の高解像度の画像が得られることで, 天体表面に存在する小クレーターが詳しく観測できるようになった. 小天体の表層を特徴づけるクレーターについて調べることは, 天体の表層進化を知る一つの手段である.

本研究では空隙を持った天体表面に弾丸が衝突することで形成されるクレーターや, 衝突で生じる現象を調べるために実験を行った. 標的には粒径 $55 \mu\text{m}$ の中空ガラスビーズ焼結体を用い, 焼結温度を変えることで焼結体の空隙率を 74-94%, 強度を 0.6-1.9 MPa で変化させた. 弾丸には直径約 3 mm のガラスビーズ(粒径 $500 \mu\text{m}$)焼結体, ($\sim 1.3 \text{ g/cm}^3$), 多孔質アルミナ球($\sim 1.8 \text{ g/cm}^3$), 中空ガラスビーズ焼結体($\sim 0.5 \text{ g/cm}^3$)を使用した. これは空隙を持つ天体表面と同様の物質が衝突することを想定している. 神戸大学の小型ガス銃と宇宙科学研究所の二段式ガス銃を用いて, $100\text{-}350 \text{ m/s}$ 及び $2\text{-}5 \text{ km/s}$ の範囲の衝突速度で実験を行った.

標的の空隙率が大きくなるほど, また弾丸の密度が大きくなるほど, 形成された孔は深くなった. 低速度域では孔の入り口直径と最大直径は弾丸と同程度だった.

衝突に伴い弾丸は破壊されて標的に貫入していた. この貫入深さは弾丸の貫入モデル(Kadono and Fujiwara, 2005; Okamoto et al., 2013)を用いることで説明できた. また,

破壊された弾丸を回収し最大破片質量を計測した. 初期発生圧力を弾丸引張強度 Y_{pt} で規格化して最大破片質量割合を見ると, 高速で空隙率 74% の標的に衝突させた多孔質アルミナ球は他の物質より壊れにくい結果となり, これは弾丸の空隙が破壊に影響すると考えられる (右図).



一方、低速衝突の場合は弾丸の反発が見られた。Machii et al. (2013)では、反発は標的の圧縮強度と初期発生圧力が同程度の場合起こるとされているが、本実験では初期発生圧力が標的圧縮強度より一桁以上大きい場合でも、一度潜り込んでから反発した。

宇宙科学研究所での実験（多孔質アルミナ球→空隙率 74% 標的）ではフラッシュ X 線を用い、衝突後の 3 つの時刻での標的の様子を撮影した。その画像から成長途中の孔の体積を計測すると、この傾向は貫入孔体積の成長とキャビティの体積を計測した先行研究の結果との間になった（下図）。空隙率 74% 標的に玄武岩を衝突させた実験や、多孔質アルミナ球を空隙率 40% の石膏に 5 km/s で衝突させた実験では傾向がキャビティのようになっており、本実験のキャビティと貫入孔の間になる傾向が何に起因するものであるかを調べる必要がある。

時間スケール $\pi_t = \frac{v_i t}{r_p}$

体積スケール $\pi_V = \frac{\rho_t V(t)}{m_p}$

v_i : 衝突速度

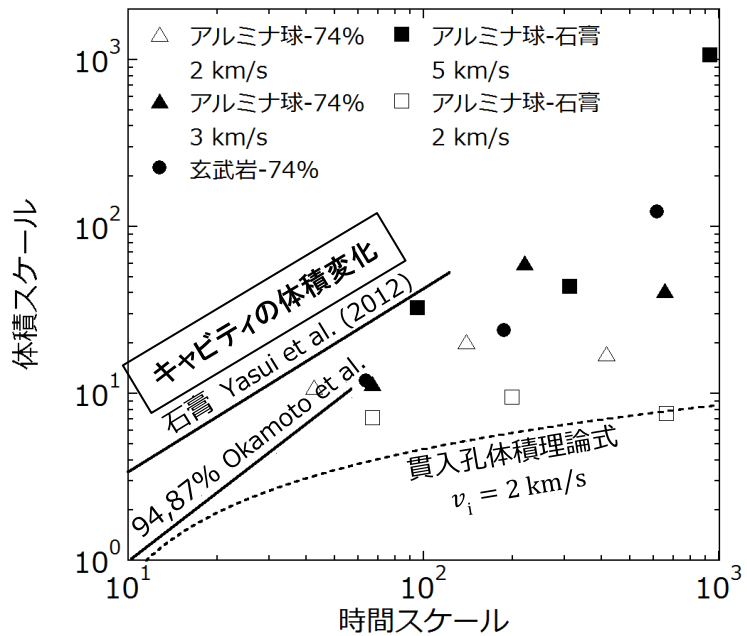
t : 衝突からの時刻

r_p : 弾丸半径

ρ_t : 標的密度

$V(t)$: 時刻 t での体積

m_p : 弾丸質量



かぐや衛星観測データに基づいた月上部玄武岩層の誘電率と空隙率の推定

○石山謙¹, 熊本篤志¹, 小野高幸¹, 山口靖², 春山純一³, 大竹真紀子³,

加藤雄人¹, 寺田直樹¹, 押上祥子⁴

¹東北大学, ²名古屋大学, ³ISAS/JAXA, ⁴国立天文台

月の表層構造を同定することは、月の火山活動の遷移を解明する上で非常に重要なことである。かぐや衛星には、月レーダーサウンダー (LRS) が搭載され、電磁波を放射することで、月面からと地下からの反射波 (エコー) の遅延時間を観測し、月全球で地下数百 m までの表層構造が調査された[Ono et al., 2009]。地下エコーの遅延時間は、地下に透過した電磁波の往復時間に相当するため、この時間から、地下層の厚みの情報を得ることができる。しかし、地下を伝搬する電磁波の速度は、地下層の誘電率値に強く依存するため、地下層の厚みを同定するには、地下層の誘電率を決めなければならない。

アポロミッションにより、月の岩石が採取され、いくつかの岩石で誘電率値が測定された。この値を使用することで、地下層の厚みを計算することは可能であるが、その誘電率値は 4~11 の幅があり[Carrier et al., 1991]、大きな不確定性がある。したがって、本研究では、月表層の誘電率を推定する方法[Ishiyama et al., 2013]を使用して、晴れの海や嵐の大洋において、月表層の誘電率が推定された。

推定された誘電率値は、晴れの海の S15 で 1.9~7.0、S28 で 1.6~14.0 と推定された。一方、嵐の大洋の P10 では、1.3~5.1 の誘電率値が推定された。月岩石の誘電率と比べると、比較的低い値に制約されている。この低い誘電率は、地下層中に含まれる空隙率によって説明することができる。推定された空隙率は、S15 で 9~71%、S28 で 0~78%、P10 で 21~86%であった。この推定した空隙率は、火山灰や、隕石衝突に伴う岩石中の亀裂、溶岩中の気孔や亀裂などの空隙成分から構成されていると考えられる。月は大気を持たず、多くの隕石が衝突してきているため、もし、地下層に隕石衝突由来の亀裂が多く含まれているならば、月表層は非常に脆い層になっているかもしれない。

レゴリス模擬標的への衝突実験：インパクト破片と標的の固化

長岡宏樹¹、中村昭子¹、鈴木絢子²、長谷川直²

¹神戸大学大学院理学研究科、²宇宙航空研究開発機構

多くの隕石は小惑星のかけらであり、コンドライト母天体は太陽系形成のごく初期に熱的活動を停止したと考えられるため、太陽系初期の情報を得られると考えられている。隕石は母天体ごとに、さらに化学組成ごとに分類されるが、異なる母天体由来と思われる岩片が混じっているものがある。例えば、筑波隕石や Almahata Sitta 隕石には炭素質コンドライトの破片が含まれていることがわかっている (Nakashima et al. 2003, Jenniskens et al. 2009)。また、ベスタ起源だと考えられている HED 隕石には一般的に 5 vol. %の炭素質コンドライトが含まれており (Zolensky et al. 1996)、ベスタ表面上には炭素質コンドライトが衝突してできたと考えられるクレーターが存在している (Reddy et al. 2012)。このように他天体由来物質の破片を含んでいる隕石は、小惑星表面に存在するボルダーもしくはレゴリスに他天体由来のインパクトが衝突し、その破片がレゴリスと共に固化することによって形成されたと考えられている (e.g. Rubin et al. 1983)。

そのような他天体由来物質を含む隕石の形成過程を知るためには、インパクトの破壊の程度を調べる必要があるが、これまでに弾丸破壊に着目した研究はあまり行われておらず、数少ない実験的研究としては Bland et al. (2001) や Daly and Schultz (2013) がある。本研究ではレゴリスを模擬した標的を用いて、衝突速度を変化させることによって衝突条件と弾丸破壊の程度との関係を調べた。これまでは低速度 (<1km/s) での衝突実験を行い、衝突速度と破壊の程度との関係を明らかにした (Nagaoka et al. 2013)。今回報告するものは小惑星帯での平均衝突速度約 5 km/s を模擬する 2-5 km/s での衝突実験を宇宙科学研究所の二段式軽ガス銃で用い、弾丸は直径 3.2mm の玄武岩とアエンデで標的はシリカサンドである。

最大破片質量割合はこれまでの低速度衝突実験から予想される値よりも大きくなった。衝突速度 1.347-1.806 km/s の Bland et al. (2001) でも大きくなっているものがあり、この要因は破片同士が付着していることだと考えた。そのメカニズムとしては HEL (ユゴニオ弾性限界) 以上の加圧による塑性変形と衝突の温度上昇による焼結もしくは熔融が挙げられる。衝突速度 5km/s での弾丸破片の BSE 画像 (中村栄三氏提供) では、玄武岩弾丸破片が溶けているように見えた。衝突による温度上昇を計算すると、衝突速度 5km/s のとき、玄武岩は 710K までしか上がらないが砂は融点を超える温度まで上昇するため、玄武岩弾丸破片が標的砂を進むうちに周囲の熱い砂に加熱されて熔融するというモデルを提案する。破片強度も測定し、衝突速度 2km/s の破片強度は 0.3-7 MPa、5km/s では 0.02-0.8 MPa であった。回収した弾丸破片を超音波洗浄機にかけて、破片同士の弱い結合を壊して得られたものは 2km/s の衝突によるものは低速度実験ラインの延長線上にほぼのったが、5km/s 衝突で得られたものはまだ大きかった。

軽ガス銃を用いた衝突励起地震に関する実験的研究

○松本 恵里¹, 荒川政彦¹, 保井みなみ², 小林直樹³

¹神戸大学大学院理学研究科, ²神戸大学自然科学系先端融合研究環, ³宇宙科学研究所

はじめに

天体の衝突現象を直接観測することは難しい。一方、月面に設置した地震計には隕石衝突によって励起したと考えられる地震波形が記録されており、今後 InSight により火星に設置される地震計にも同様な隕石衝突が記録されることが期待されている。また小惑星の探査においては、人工衝突体を用いた能動的な地震波探査の導入が検討されており、高速度衝突により励起される地震波の基礎研究が必要不可欠である。衝突励起地震は、(1) 衝突体の物理的性質と、(2) 標的天体の表層構造に依存すると考えられている。この地震を研究することにより、天体衝突を惑星表層の地震波探査を行うための震源として利用し、衝突体の物性を推測するための1つの手段となりうる可能性がある。McGarr et al. 1969 では、月震計のデータから、月における隕石フラックスや月の表層特性を明らかにするために月表層を模擬した試料への衝突実験を行っている。我々は McGarr らの手法を踏襲して比較的低速度での衝突実験を行うことで、衝突励起地震の観測システムを構築し、衝突励起地震の素過程を明らかにしていく。

実験方法

衝突実験は神戸大に設置した縦型一段式軽ガス銃を用いて行った。弾丸は、直径 3mm の SUS 球、アルミナ球と直径 10mm・高さ 10mm のポリカーボネート円柱を用い、衝突速度約 100m/s で発射する。標的は直径 200 μ m のガラスビーズを直径約 30cm の容器に高さ約 8cm まで満たしたものをを用いた。その表面に 3 個の加速度計(日本アビオニクス製 SV1111[電荷感度 0.295pC/ms⁻²], SV1113[電荷感度 5.47pC/ms⁻²], 応答周波数 0.5Hz~7kHz)を衝突点からの距離を変え、また表面から 2.5cm だけ埋めて設置した。加速度計のデータは A/D 変換速度 100kHz のデータロガーで収録した。研究会では、大気圧のチャンバー内で行った実験結果を報告したが、ここではチャンバー内を真空(1000Pa)に引き実験した結果を報告する。

解析・結果

図 1 は、ポリカーボネート円柱を 116m/s で衝突させた時に励起された地震波の加速度の時間変化が示してある。衝突点からの距離 x が増加するほど最大加速度は小さくなっていくことがわかる。 $t=0$ は弾丸が標的に衝突した瞬間であり、波形が立ち上がる点は地震波が加速度計に到達した時間に等しい。この 2 つから標的中を伝播する地震波の速度が計算でき、図 2 のとおり本研究では約

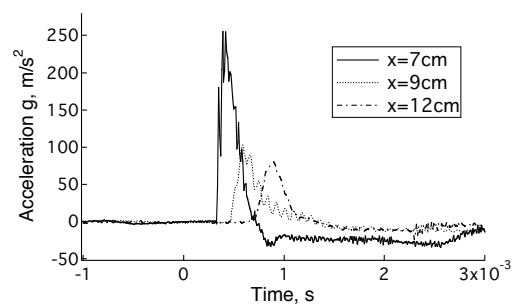


図 1 衝突励起地震の加速度の時間変化

105m/s となった。解析では、この加速度波形から、加速度の最大値 g_{max} とその加速度の持続時間である半値幅 h を読み取る。図 3 は、クレーター半径 R で規格化した距離 x の関係を示したものである。弾丸の種類が異なっても、最大加速度は規格化距離 x/R の-2.8 乗で減衰していくことがわかった。加速度の継続時間は約 0.3ms となっており、これは弾丸の貫入時間とオーダーで一致することがわかった[Yasui et al. 2012]。McGarr らは弾丸から標的に受け渡された力積 I を弾丸の持つ運動エネルギー E_k で割った値を、衝突エネルギーから地震波エネルギーへの変換効率とした。そこで、今回の実験におけるエネルギー変換効率を各弾丸で求め、弾丸密度との関係を図 4 に示す。力積の式 $I=ma\Delta t$ で、加速度 a に最大加速度 g_{max} を代入し、 Δt には加速度の持続時間 h を代入する。また質量 m は、地震波が球面状に伝播すると考え、震源近傍では震源を中心とする半径 x の半球の質量で近似できるとすると、 $m=(4\pi x^3 \rho_t/3)/2$ となる。この式と図 3 より得られた最大加速度と規格化距離の関係式 $g_{max}=268(x/R)^{-2.8}$ より、地震波の力積は以下のように書ける。 $I=561\rho_t R^3 h$ 。これより地震波の力積 I は、震源からの距離 x によらず、形成されたクレーターの半径 R によって与えられると推定できる。この I と弾丸の運動エネルギー比より、今回の実験ではエネルギー変換効率 $I/E_k=1.6\times 10^{-5}\pm 1.0\times 10^{-5}$ となった。MacGarr らの砂標的に lexan を高速度 (>7 km) で衝突させた実験でのエネルギー変換効率 $I/E_k=0.6\times 10^{-5}\pm 0.4\times 10^{-5}$ とは若干異なる。同じ弾丸 (ポリカーボネート円柱) で速度を変えた実験から、エネルギー変換効率が衝突速度の増加とともに減少することがわかった。従って、MacGarr らの結果も考慮するとエネルギー変換効率は衝突速度依存性をもつ可能性がある。

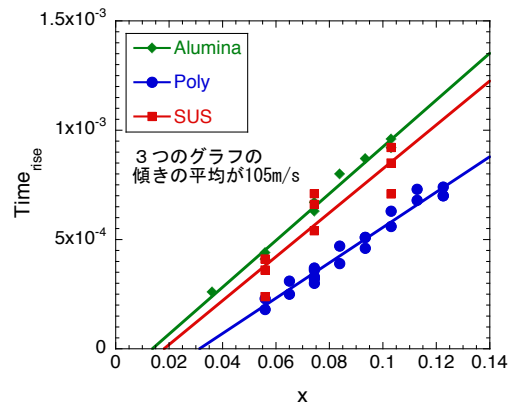


図 2 衝突点からの距離に応じた地震波到達時間

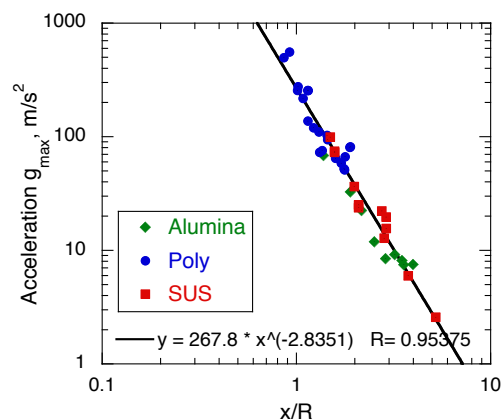


図 3 最大加速度と規格化距離の関係

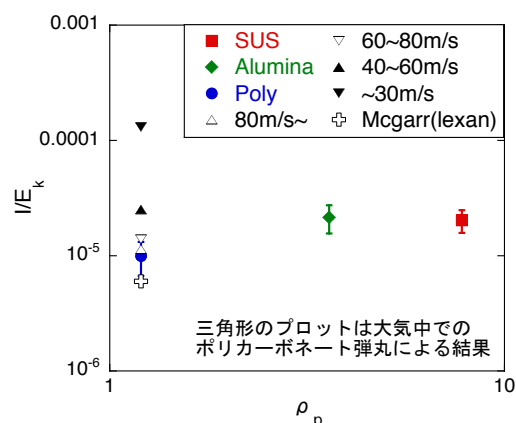


図 4 エネルギー変換効率の比較

炭酸塩岩の衝突脱ガス:封圧の影響に関する実験的研究.

大野宗祐、石橋高(千葉工大 PERC) 、関根利守(広島大) 、黒澤耕介(千葉工大 PERC) 、
小林敬道(NIMS) 、杉田精司(東大)、松井孝典(千葉工大 PERC)

天体衝突の際に発生した衝撃波により高温高压状態になると、岩石中の揮発性成分がガスとして放出されることが知られている。これを衝突脱ガスという。衝突脱ガス現象は、地球型惑星の大気形成や表層環境の進化、白亜紀末の生物大量絶滅などに非常に重要な役割を果たしてきたと考えられている。

これまで、試料コンテナを用いた衝撃回収実験 [e.g., Skárla et al., 2002]やユゴニオ測定 [e.g., Gupta et al., 2002]などの先行研究が行われ、様々な標的物質について、ユゴニオ曲線上の pT 条件における脱ガス率がピーク衝撃圧力の関数として表現されてきた。近年、開放系での衝突脱ガス直接分析実験が行われるようになり[e.g. Ohno et al., 2008, Kurosawa et al., 2012]、圧力開放過程での脱ガス反応の重要性が認められるようになってきた。もし圧力開放過程での衝突脱ガスが起こる場合、脱ガス反応の進行度は、試料の周囲の自由空間の体積に非常に強く依存するはずである。

そこで本研究では、試料周囲の自由空間の体積と脱ガス反応の進行度(脱ガス率)との関係について、系統的・定量的な検討を行うため室内実験を行った。新たに設計したガス回収が可能な試料コンテナと物質材料研究機構の衝突銃を用い、炭酸カルシウムの衝撃ガス回収実験を行った。脱ガス率、生成ガスの化学組成を QMS を用いて測定し、試料コンテナ内の空間の体積に対する依存性を求めた。標的試料には $\text{Ca}^{13}\text{CO}_3$ を用い、衝突速度は 1.6km/s に固定し実験を行った。

その結果、衝突脱ガス反応で分解した $\text{Ca}^{13}\text{CO}_3$ 量は、コンテナ内の自由体積の増加とともに単調増加するということが、初期の試料重量には強く依存しないことが分かった。また、生成ガス中の CO/CO₂ 比はコンテナ内自由空間の体積の増加とともに減少した。実験結果は生成ガスが逃げられる空間の大きさが脱ガス率を左右することを示しており、衝突脱ガスが圧力開放過程で起こることを意味すると考えられる。

普通コンドライト母天体を形成した微惑星の低速度衝突実験

○河本 泰成¹, 荒川 政彦¹, 保井 みなみ²

¹神戸大学大学院理学研究科, ²神戸大学自然科学系先端融合研究環

はじめに：天体の衝突破壊は、微惑星の衝突集積による天体成長において重要な物理過程である。そこでこれまで様々な惑星形成物質に対して衝突破壊強度 (Q^*) が計測されてきたが、多くの場合、弾丸質量が標的質量に比べて遙かに小さかった。一方、微惑星の初期衝突進化においてはその相互衝突速度は小さく 100m/s 以下と言われているが、このような低速度で衝突破壊が起こるかどうかを知るためには、衝突破壊強度よりも衝突破壊が起こる最低速度を知る必要がある。衝突破壊が起こる最低速度は、同サイズ衝突により実現されると考えられる。したがって、これまでほとんど行われていなかった弾丸と標的の質量比が1となる衝突実験を行う必要がある。そこで我々は岩石微惑星や氷微惑星を模擬した石膏や氷の同サイズ試料を用いた衝突実験を行ってきた。そして、それぞれの試料の最低破壊速度やその衝突角度依存性を調べてきた。

本研究では、より現実的な微惑星の強度を調べるために、普通コンドライト隕石母天体の模擬物質を用いた実験を行った。普通コンドライト隕石母天体には、コンドリュールと呼ばれるサブミリメートルサイズの球状粒子が含まれていたと考えられる。そこで本研究ではコンドリュールを含む普通コンドライト隕石母天体を模擬するために、石膏・ガラスビーズ混合試料を用いて、この試料の同サイズ試料の衝突実験を行った。

実験方法：衝突実験は一段式軽ガス銃とばね銃を用いて行った。弾丸・標的試料は直径 25mm、もしくは 30mm の球で、コンドリュールを模擬した直径 1mm のガラスビーズを混ぜた石膏試料（空隙率 20%）と比較のための石膏だけの試料（空隙率 55%）を用意した。ビーズ入り石膏試料中のビーズの体積比率は約 60% である。衝突速度 (v_i) は 4~160m/s、衝突角度 (θ) は 0~75° と変化させた。衝突の様子は高速度ビデオカメラで毎秒 3000~10000 コマの速度で撮影した。

実験結果：高速度カメラで撮影した映像から、石膏が正面衝突する場合、 v_i が 60m/s を超えると、両球が破壊された。衝突直後に衝突点付近が圧縮され、引き続き衝突方向に亀裂が生じ、数個の破片ができる様子が観測された。さらに v_i が 140m/s を超えると出来た破片が絡み合うように両球が潰れていった。ビーズ入り石膏の場合、 $v_i=13\sim17\text{m/s}$ を境に両球破壊が始まる。衝突直後に衝突点付近が細かく破壊され、その後両球が潰れながら破壊されていく。衝突破壊が起こる最低速度は、ビーズ入り石膏試料が石膏試料の 1/3 以下であることがわかった。

正面衝突の場合、石膏試料では $Q^*=390\text{J/kg}$ となり、1mm ビーズ入り石膏試料では $Q^*=13.6\text{J/kg}$ となった。Yasui & Arakawa, 2011 は、石膏試料では弾丸・標的質量比 0.027~0.56 で $Q^*=446\text{J/kg}$ を、1mm ビーズ入り石膏試料では弾丸・標的質量比 0.014~0.1 で $Q^*=116\text{J/kg}$ を得ており、ビーズ入り試料では同サイズ試料の場合、 Q^* がかなり小さくなることがわかった。ビーズ入り石膏でこの様なはっきりとした差が生じた理由は、今後さらに研究する必要がある。一方、斜め衝突の場合、衝突角度の増加に伴い最大破片は大きくなった。最大破片と標的の質量比 m_i/M は、正面衝突時の m_i/M が約 0.5 の時、石膏では $m_i/M=0.44(\cos\theta)^{-0.62}$ 、ビーズ入り石膏では $m_i/M=0.48(\cos\theta)^{-1.43}$ となった。この結果、ビーズ入り石膏では、衝突角度が 50° より大きくなると、ほとんど破壊されなくなるということがわかった。

高速度カメラの映像から個々の破片が特定できたものはその飛翔速度を計測し、それぞれの運動エネルギーを求めた。特定できなかった破片も同じ様な速度分布を持つとして、破片全体の運動エネルギーに換算した。そして、衝突後に標的破片に移行したエネルギー割合の下限值 K を求めた。斜め衝突の場合、衝突時に重なる部分のみが破壊され、それ以外の部分はそのままの速度ですれ違うという単純な仮定でモデル化した。その結果、 $K = \beta / 2 (1 - U(\theta)/V)$ 、 $\beta = 0.8$ という式で標的破片に移行するエネルギーを表すことができた。
 (U：重なる部分の体積、V：元の標的体積、 β ：破碎効率)

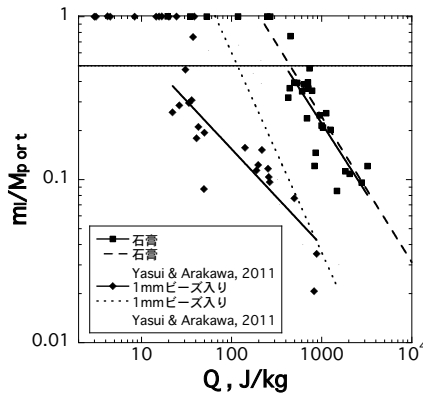


図1：エネルギー密度 Q と規格化最大破片質量の関係

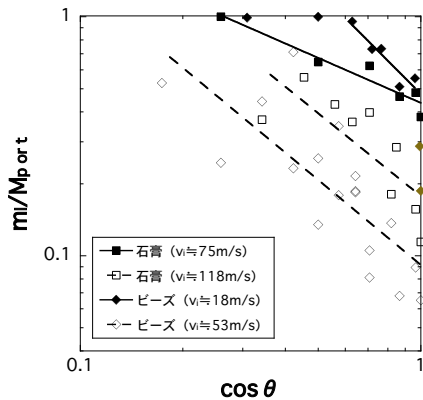


図2：衝突角度 θ と規格化最大破片質量の関係

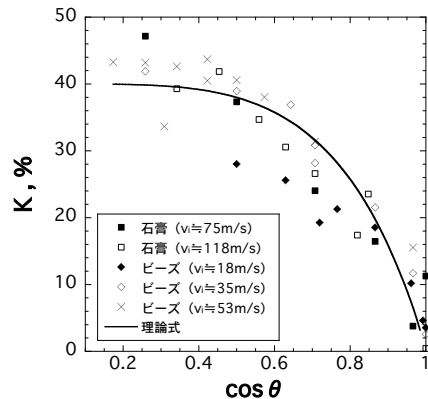


図3：衝突角度 θ と標的破片に移行したエネルギー割合の下限值 K の関係

はやぶさ 2 SCI/DCAM3 の現状報告

荒川政彦（神戸大），はやぶさ 2 SCI/DCAM3 チーム

小惑星探査機「はやぶさ 2」に搭載される小型搭載型衝突装置（SCI）と分離カメラの開発状況について報告する。

SCI は、現在、フライトモデルが完成しており、熱真空試験、振動試験、電気試験等を通して、装置単体の機能・環境耐性の確認が行われている。また、10 月には神岡鉱山の野外試験場において、SCI 実スケール装置を用いた射出試験が行われた。その結果、射出性能は十分に設計基準を満たしていることが確認されている。また、この時の衝突クレーターのその場観測と事後調査により、地上 1G 下における SCI クレーターの形成過程の研究が可能となった。観測は、高速度ビデオカメラや赤外線カメラ、加速度計等を用いて行っており、イジェクタの放出過程や衝突振動、さらに衝突加熱や内部物質の掘削過程に関する情報が得られている。これらのデータは、今後、解析して 1G 下での SCI クレーターの参照モデルとしていく予定である。

一方、SCI 衝突をその場観察する予定の分離カメラ（DCAM3）は、フライトモデルがほぼ完成しており、光学性能試験、環境試験、電気試験、通信試験等の単体試験が着々とすすんでいる。DCAM3 の性能は表 1 の通りとなっているが、この中でも最も重要な性能である Ensquared Energy (E.E.) の計測試験が、光学系の焦点合わせと伴に行われた。その結果、設計性能をほぼ満たす光学系が製作、設定できたことが確認された。また、光学系の性能でもう一つ重要な感度確認試験が積分球を用いて行われた。この結果、撮影用の光学素子（CMOS）の性能もほぼ確定し、SCI 衝突実験の様々な状況において必要な観測が可能

であるかどうかを検討する準備ができた。今後、1 年後の打ち上げに向けてさらに必要な試験と検討を重ねていく予定である。

Specifications	Requirements
Space resolution	< 1 m/pixel (2000 x 2000 pixels)
Frame rate	1 frame/sec maximum
Optics FOV angle	74° x 74°
Optics F	< 1.7
Optics Ensquared Energy	> 65% @2 x 2 pixels
ADC digits	> 8 bit (gray scale)
S/N	> 5 for far SCI body
Operation duration	1000 sec for ejecta curtain 1-2 hours for low-velocity dust

表 1 : DCAM3-D の性能

模擬低重力下における砂標的へのクレーター形成実験

○木内真人¹, 中村昭子¹

¹神戸大学大学院理学研究科

小惑星の表層の地形は衝突現象によってほぼ支配されており、表面の大部分はレゴリスによって覆われている。また、小惑星表面における重力加速度は非常に微小なものであるため、小惑星表面の進化の過程を考えるうえで、微小重力環境における衝突クレーターの形成を理解することは重要である。

そのためには微小重力環境での衝突クレーター形成実験が不可欠であるが、微小重力を模擬する装置の規模が大きいこともあり、多くの実験は行われていない。数少ない実験例として、Gault and Wedekind (1977)は、標的にかかる重力を 0.073G~1G の範囲で変化させ、石英砂（粒径~350 μ m）に対する衝突実験を行い、クレーター直径が重力の 0.165 乗に反比例することを示した。一方、Takagi et al.(2007)では、重力が 10^{-5} G 以下の環境でガラスビーズ（粒径 80~900 μ m）に対する衝突実験を行っており、その結果、クレーター直径に重力の影響は見られなかった。これらの結果の違いの原因は、実験データが少ないこともありよくわかっておらず、詳しく理解するためにはさらなる実験が必要である。

そこで我々は、標的を定荷重ばねで吊るしながら落下させることで標的にかかる重力加速度を模擬的に変化させる装置を開発し、低速度での衝突実験を行うこととした。この装置では 0.1G~1.0G の範囲で重力加速度を変化させることができ、また、装置の規模が比較的小さいため数多くの実験データを得ることが可能となっている。標的にはシリカサンド（粒径~150 μ m）を用い、直径 8mm のステンレス球弾丸を 1.3~4.5m/s の衝突速度で標的表面に衝突させた。本実験では、標的にかかる重力加速度を 0.68G~0.81G の範囲と、0.42G~0.58G の範囲に変化させて衝突実験を行った。その結果、低重力下で形成されるクレーター直径は、1G 下で形成されるクレーター直径より大きくなる傾向が見られた。それぞれの重力下におけるスケーリングについて次元解析による確認を行ったところ、今回の実験結果におけるクレーター直径と衝突速度の関係は、各重力下において重力支配域に近い関係をとっていることが確認された。また、衝突エネルギーによる次元解析では、クレーター直径は重力の $\cdot 1/4$ 乗に比例するが、Mizutani スケーリングによると、クレーター直径は重力の $\cdot 1/6$ 乗に比例する (Mizutani et al., 1983)。これらのモデル式による理論値と実験結果を比較したところ、それぞれの理論値と実験結果は比較的近い値をとっていることが確認された。しかし、衝突エネルギーによる次元解析と Mizutani スケーリングのどちらの関係に近い値をとっているかは、現在の実験データだけでは判断できない。クレーター直径と重力の関係をより正しく理解するためには、さらなる実験データが必要だと考えられる。

Web 動画の解析によるチェリャビンスク火球の光度曲線

柳澤正久(電気通信大学)

2013年2月15日3時20分(世界時, 地方時では9時20分)にロシア南西部の都市チェリャビンスク(Chelyabinsk)近郊で観測されたチェリャビンスク火球は, 地上への激突はなかったが, 高度20~30 kmで爆発し, 発生した衝撃波が半径30~40 kmの範囲にわたって窓ガラスを破り, 1500人程の怪我人を出した[1]. 爆発規模はTNT爆薬400-500 kton相当で(1 kton = 4.2×10^{12} J), 1908年のツングースカ爆発に次ぐ大きさだった[2]. これに伴い多数のLL5コンドライトが回収された[3]. また, 火球は車載カメラを含む多くのモニターカメラによって撮影され, その画像がインターネット上に公開された. これらの解析から衝突天体の軌道がアポロ型小惑星のものであったことも報告されている[4]. 我々は動画の一つを解析し, 明るさと色の時間変化を調べた. 結果は, 大気への突入から爆発までを高い時間分解能で調べることのできる貴重な基礎データとなる.

解析した動画はアレクサンダー・イワノフ(Aleksandr Ivanov)氏がチェリャビンスク市の北北東140 kmにあるカメンスク・ウラリスキー(Kamensk-Uralsky)市から車載カメラで撮影しYouTubeで公開したものである(図1)[5]. 交差点での停車中に記録されたものであり, 動画のサイズは640×360画素(横×縦), 時間分解能は30フレーム/秒である. また, 天気は快晴だったことが分かる. 火球が最も明るくなった時刻は, NASAの発表では2013年2月15日3時20分33秒(世界時)[2], 動画に記録された時刻では31.5秒である. 本解析ではNASA発表の時刻が正しいとし, 以後は動画の時刻に1.5秒を加えた時刻を使う.

解析は以下の手順で行った. なお, カラーのRGBに対応する波長は650 nm, 550 nm, 450 nmであるとした.

(1) 観測地点をGoogle地図, 航空写真, 散策画像から決定する.

(2) 図1に下向き矢印で示す聖堂像の縦横比を他の写真での比とくらべ, 画像の縦横比に歪みがないことを確認する.

(3) 図1に示す地平線の位置を仮定し, 下向き矢印で示す聖堂と2本の木の位置とこれらのGoogle航空写真での位置から, 視線方向と視野を決定する.

(4) 各フレームでの火球の方向から, 地表への投影がコルキノ(Korkino)市とチェバルクリ(Chebarkul)湖を通る[4]として, また地表は平面であると仮定して火球の位置を決定する.

(5) イワノフ氏の車が, 火球出現前に, 前で停車中の別の車の尾灯に接近していくのを利用



図1. 動画の3フレーム(3時20分25, 29, 33秒)の合成. 明るさとコントラストは調整されている.

して、カメラへの入射光量とカメラ出力の関係を求める(後者は前者に比例しない)。

(6) カメラのオートゲインコントロールあるいはオートアイリス機能によるカメラの感度の時間変化を、図 1 に上向き矢印で示した反対車線に停車している車のヘッドライトの光度は一定であるとして RGB の各バンドについて求める。

(7) 火球像は画素値が著しく飽和しているので、火球光は雪面で 100 % 等方散乱されると仮定して、図 1 に示した雪面の明るさを測定する。

(8) レイリー散乱と大気吸収を考慮して図 1 に示す空の領域の明るさを理論的に計算する。一方、火球出現前のフレームで、空と雪面の明るさの比を測り、出現前の雪面の明るさの絶対値を得て、明るさの基準とする。

(9) 火球から観測点までの大気吸収を補正し(地表は平面と仮定)、火球の光度を求める。

図 2 に、火球の高度、カメラの感度、大気による吸収(滑らかな曲線)、光度をまとめて示す。光度最大の前後は RGB で光度比は 3500 K の黒体放射と矛盾しない。そこで、この放射を仮定した場合の全波長での積分値を図 2(c)の右縦軸で示す(破線を読むこと)。

光エネルギーの殆どは 31.5~33.5 秒の約 2 秒間に放射されている。ピーク前後の 1 秒間では、3500 K の黒体放射を仮定した場合の光度は 2×10^{14} W になる。この時の高度は約 30 km である。距離による減衰と大気吸収を考えると直下点でのフラックスは約 1×10^4 W m⁻²

となるが、これは大気吸収を受けた太陽光フラックスの約 13 倍である。

また、3500 K の黒体放射を仮定した場合の全放射エネルギーは 99 kton となり、これから経験式[6]を使って推定される衝突エネルギーは 480 kton となる。

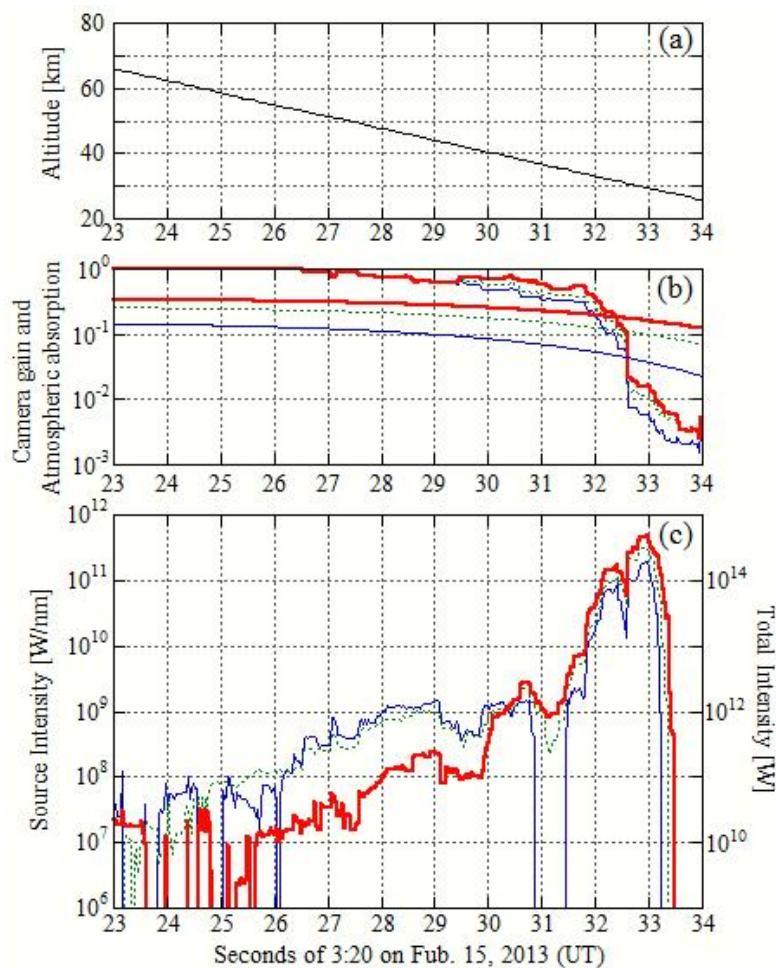


図 2. 火球の高度(a), カメラゲインと大気吸収(b), 光度(c)の時間変化. 太線, 破線, 細線は RGB に対応する.

参考文献: [1] Emel'yanenko, V. V. et al., 2013. Solar System Research, 47, 240. [2] Yeomans, D., 2013, http://neo.jpl.nasa.gov/news/fireball_130301.html (last browsing: Dec. 2013). [3] Galimov, E. M., 2013. Solar System Research, 47, 255. [4] Zuluaga, J. I. and Ferrin, I., 2013, <http://arxiv.org/abs/1302.5377> (last browsing: Dec. 2013). [5] Ivanov, A., <https://www.youtube.com/watch?v=iCawTYPtehk> (last browsing: Dec. 2013). (YouTube からの直接取得はできなかったため、次のサイトにある同一の動画を取得し解析した) http://www.youtube.com/watch?v=Uol9hOU_TvI&list=PLn0x41FIfwXJy9gN50UDy0K1Q50gyWOtk. [6] Brown, P. G. et al., 2002, Nature, 420, 294.

(追記) 本研究の詳細を日本惑星科学会誌「遊星人」に投稿中。

要旨

最新の珪酸塩の衝撃蒸発実験結果を用いて、隕石重爆撃期の原始火星大気進化を検討した。その結果、(1)惑星形成最終期に火星大気は脱ガス大気に入れ替わること、(2)巨大惑星移動で励起される高速度衝突によって、過渡的に分子酸素に富む大気が形成される可能性があること、が明らかとなった。我々の予測は、現在の火星大気の希ガス組成&量、最古の火星隕石に残された酸素同位体異常と調和的である。

はじめに

惑星形成最終期において天体衝突は主要構成要素である珪酸塩でさえ蒸発させるほどのエネルギーを供給する[e.g., 1, 2]。そのような高速度衝突は地球史上の様々な大事件で重要な役割を果たしてきたと考えられている[e.g., 3-6]。今回は最新の Impact flux model [7]を使って、このような惑星形成末期の天体衝突が火星大気に与えた影響を検討する。このモデルによれば、45-41 億年前まではいわゆる Accretion tail と呼ばれる天体群が降り注ぎ、41 億年前を境に巨大惑星移動によって、力学的に励起された天体群が ~ 30 km/s に及ぶ超高速度で衝突すると予想されている。

天体衝突が起こると地表で高温高压の珪酸塩蒸気が発生する。これを衝突蒸気雲と呼ぶ。今回注目しているのは(1)衝突蒸気雲の膨張運動による火星大気の散逸、(2)衝突蒸気雲中で起こる化学反応からの最終生成気体組成である。これらを調べる上で最も重要なパラメータは衝突で生成されるエントロピーである。蒸気雲の膨張運動は断熱的に起こるので、エントロピーが決定されると、相図上での断熱開放経路が決定される [e.g., 8]。このことから膨張する蒸気雲の最終的な運動量と、その内部における化学反応生成物を熱力学的な演算で推定することができる。しかし、宇宙速度で衝撃圧縮された珪酸塩のエントロピー増加量が不明であるために、相図上での断熱解放経路はよくわかっていなかった。この問題を解決するため、筆者を含む研究グループは超高強度レーザーを用いた珪酸塩の衝撃圧縮実験に取り組んできた [9, 10]。その結果 ~ 30 km/s の天体衝突時の橄欖石のエントロピー増加量を決定することに成功した [11]。この2

年ほどの間で主要珪酸塩鉱物に対するレーザーショックデータが急激に充実し始めており [12-15]、実験データに基づいた >10 km/s の天体衝突で引き起こされる惑星科学上の事件について議論ができるようになってきている。

形成末期の火星大気全圧、希ガス組成

形成末期の火星に対してモンテカルロ法を用いた確率論的な大気進化モデルを組み立てた。衝突天体のサイズ及び速度分布には小惑星帯からの天体群を想定した分布 [16, 17] を用いた。大気の減少要因として(1)衝突蒸気雲による大気の剥ぎ取り [11], (2)水素の流体力学的散逸 (Energy-limited escape [18]), (3)衝突放出物の炭酸塩化による CO_2 の除去 [19] を、大気の増加要因として衝突天体中の揮発性成分供給を考慮した。多成分 1 Box モデルを採用し、主要揮発性成分 (H_2 , N_2 , CO , CO_2 , Ne , Ar , Kr , Xe) の量の時間進化を解いた。ここでのポイントは重い希ガスを火星大気から効率よく取り除く過程は衝突による大気剥ぎ取りしか存在しないことである。衝突天体の累積質量が火星隕石中の親鉄性元素量から推定されている 2×10^{21} kg [17] に達するまで、繰り返し計算を行った。大気平均分子量は一回の衝突ごとに更新し、スケールハイトが変化する効果も計算に取り入れた。ただし、大気温度の変化は考慮していない。初期大気は近年の惑星大気獲得理論 [20] から推定される太陽組成気体 (いわゆる“一次大気”) であると仮定した。また今回は火星環境では水は即座に凝結するとして系から取り除いている。しかし衝突天体がもたらす揮発性成分の主成分であるため、この取扱いが妥当であるかどうか評価する必要がある。これは今後の課題である。衝突放出物の炭酸塩化による CO_2 の除去効率をフリーパラメータとして与え、いくつかのモンテカルロ計算を実施した。

以下にこのモデルから得られた結果をまとめる。(1)衝突天体が極度に乾燥している場合 (揮発性成分を含まない場合)、火星大気は全て失われてしまうこと、(2)炭酸塩化による除去効率が 20-30 %程度あれば、炭素質隕石のような揮発性成分の豊富な天体群の衝突であっても、大気質量は現在の火星大気質量程度に保たれる可能性があること、(3)大気質量が平衡状態に達しても、初期太陽組成大気成分

の散逸は進行し続け、火星大気は”二次大気”に完全に入れ替わること。(4)火星大気中のXeは炭素質隕石起源で説明できる可能性があること、がわかった。その後の彗星の後期流入[21]、IDPの連続的な流入[22]なども考えると、このモデルで現在の火星大気中の希ガス存在度を説明できる。

>30km/s 衝突による酸素の大量放出

ここからはいわゆる”後期隕石重爆撃”による火星大気への影響を議論する。この時期の天体衝突の総質量はアポロ試料と月のクレータサイズ分布の対応づけから推定されている[23]が、火星大気の総量に影響を与えるには少ない。ここでは近年予測されている、後期隕石重爆撃期に衝突速度が上昇する効果[7, 24]が衝突蒸気雲からの最終生成物組成に与える影響を考える。衝突直後の極限状態と減温減圧され火星大気に放出されるとき熱力学状態は、断熱過程ならばエントロピーで対応づけることができる。理想気体で近似できる低圧条件であれば公開されている熱化学平衡計算コードを用いて最終生成物組成を推定することが可能である。我々が得た珪酸塩鉱物の圧力-エントロピー平面上での Hugoniot 曲線[11]は、このような化学平衡計算に衝突速度という新しい軸を与えることを可能にする。今回は温度 1800-3000 K、圧力 $10^{-5} - 10$ atm の範囲で炭素質隕石組成を用いて熱化学平衡計算を行い、断熱開放経路を衝突速度の関数として決定した。衝突蒸気雲中の反応速度特徴時間と膨張による冷却特徴時間を比較した先行研究[25]によれば、気相化学反応の典型的凍結温度は~2000 K である。そこで断熱開放中に相図上で 1900 K を横切る圧力と、そのときの化学組成を求め、凍結温度での気相化学種、すなわち衝突蒸気雲内で生成され、大気中に放出される気体種を衝突速度の関数として決定した。その結果、分子酸素や OH ラジカルの生成量が衝突速度に非常に強く依存し、>30 km/s の高速度衝突の場合は衝突天体質量に対して 1 wt% に及ぶ O_2 が放出されることがわかった。これは衝突速度が上昇すると、エントロピーが増加し、断熱開放経路が相対的に高温低圧になることによって、珪酸塩が凝縮せず、遊離酸素を放出することによる。

例えば、原始火星に月面上の最大クレータである南極エイトケン盆地を作った規模の衝突天体が火星に衝突すると、現在の火星大気

に匹敵する質量の O_2 が供給される。現在の火星に対する光化学モデル[26]によれば、生成された O_2 の光化学寿命はおよそ 4 万年である。このような過渡的に酸素に富んだ大気は最古の火星隕石に含まれる炭酸塩の酸素同位体分析から予想されている過去のオゾン層の存在[27]と調和的である。

参考文献:

- [1] Ahrens & O'keefe, *The Moon*, **4**, 214-249, (1972).
- [2] Kurosawa et al., *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L23203, doi:10.1029/2010GL045330, (2010).
- [3] Pahlevan & Stevenson, *EPSL*, **262**, 238-249, (2007).
- [4] Mukhin et al., *Nature*, **340**, 46-49, (1989).
- [5] Melosh & Vickery, *Nature*, **338**, 487-489, (1989).
- [6] Lisse et al., *ApJ*, **701**, 2019-2032, (2009).
- [7] Morbidelli et al., *EPSL*, **355-356**, 144-151 (2012).
- [8] Melosh, *MAPS*, **42**, 2079-2098, (2007).
- [9] Kurosawa et al., *17th SCCM*, 855-858, (2012a).
- [10] Kurosawa et al., *JGR*, **117**, E04007, doi:10.1029/2011JE004031, 2012b.
- [11] Kurosawa et al., *to be submitted*.
- [12] Hicks et al., *Phys. Plasmas*, **12**, 082702, (2005).
- [13] Hicks et al., *PRL*, **97**, 025502, (2006).
- [14] Spaulding et al., *PRL*, **108**, 065701, (2012).
- [15] McWilliams et al., *Science*, **338**, 1330-1333, (2012).
- [16] Ito and Malhotra, *AdSR*, **38**, 696-706, (2006).
- [17] Bottke et al., *Science*, **330**, 1527-1530, (2010).
- [18] Zahnle et al., *Icarus*, **74**, 62-97, (1998).
- [19] Kurosawa, *in prep.*
- [20] Ikoma and Genda, *ApJ*, **648**, 696-706, (2006).
- [21] Gomes et al., *Nature*, **435**, 466-469, (2005).
- [22] Flynn, *JGR*, **102**, 9175, (1997).
- [23] Ryder, *JGR*, **107**, 5022, (2002).
- [24] Marchi et al., *EPSL*, **325-326**, 27-38, (2012).
- [25] Gerasimov et al., *Earth, Moon and Planets*, **80**, 209-259, (1998).
- [26] Nair et al., *Icarus*, **111**, 124-150, (1994).
- [27] Farquhar et al., *Science*, **280**, 1580-1582, 1998.

※図はスライドを参照して頂きたい。

火星は重い原始惑星系円盤中で 小さい微惑星から形成された

小林 浩¹、Nicolas Dauphas²

¹ 名古屋大学大学院理学研究科素粒子宇宙科学専攻

²Department of the Geophysical Sciences and Enrico Fermi Institute, The University of Chicago

火星は微惑星を集積して形成される原始惑星の一つだと考えると、Hf-W年代測定により得られる早い形成時間を説明できる。古典的な惑星形成のモデルだと、原始惑星の最終的な質量は孤立質量と呼ばれる微惑星円盤の面密度だけで決められる。しかし、原始惑星は成長すると周りを取りまく微惑星の軌道を乱し、その衝突速度を上げ破壊が起こる。生成される破片はガス抵抗を強く受けており、原始惑星はガス抵抗によりランダム運動が小さくなった破片を集積すると早く成長できるが、一方で、破片はガス抵抗により角運動量を抜かれ中心星に落下をするため消失していき、それを食べて成長していた原始惑星の成長を止めてしまう。微惑星の大きさにより壊れやすさが違うため、原始惑星の最終的な質量は微惑星円盤の面密度だけでなく、微惑星の大きさにも依存する。そのため、火星の大きさの原始惑星ができる微惑星円盤の面密度と微惑星サイズは限られている。また、Hf-W年代測定により与えられる火星の形成年代を説明できる微惑星円盤の面密度と微惑星サイズも制限される。これらの制限をシミュレーションから求めた。その結果、火星形成条件は、微惑星円盤の面密度は現在の惑星の質量を再現する量の3倍以上で、微惑星半径は10km以下と小さい方が良かったことが分かった。一方、私のこれまでの研究では木星土星は同様に大きな微惑星円盤面密度が好ましかったが、微惑星半径は30-100km程度と大きい方が良かった。つまり、微惑星のサイズは太陽からの距離に応じて違ったことを示唆しており、この結果は未解決大問題の微惑星形成に対して大きなヒントとなるだろう。この違いは原始惑星系円盤中での乱流の強さが中心星からの距離によって違うことで生まれることも分かってきた。

火星表層水の変遷：シャーゴット隕石中の衝撃ガラス化学分析からの制約

臼井寛裕（東工大・地惑）

本招待講演では、前半で火星表層環境進化に関するレビューを行った後、発表者の最近の研究成果である火星隕石中の衝撃ガラスの地球化学的解析の結果を紹介した。前半のレビューでは、近年の探査から得られた地形・分光データをもとに、火星が劇的な環境変動およびそれに伴う多様な地質現象を経験した天体であることを示した（図1）。また、火星研究の意義として、「大気・海洋を有するため、多圏相互作用の解明を目指した研究が行える唯一の地球外天体であること」、および「地球との類似性より、比較惑星科学的観点から重要な天体であること」を示した。後半では、衝撃ガラスに含まれる表層水成分の水素同位体分析データを大気散逸モデルを用いて解析した結果、火星には古海洋に匹敵する量の氷が現在でも地下に存在する可能性があることを示した。

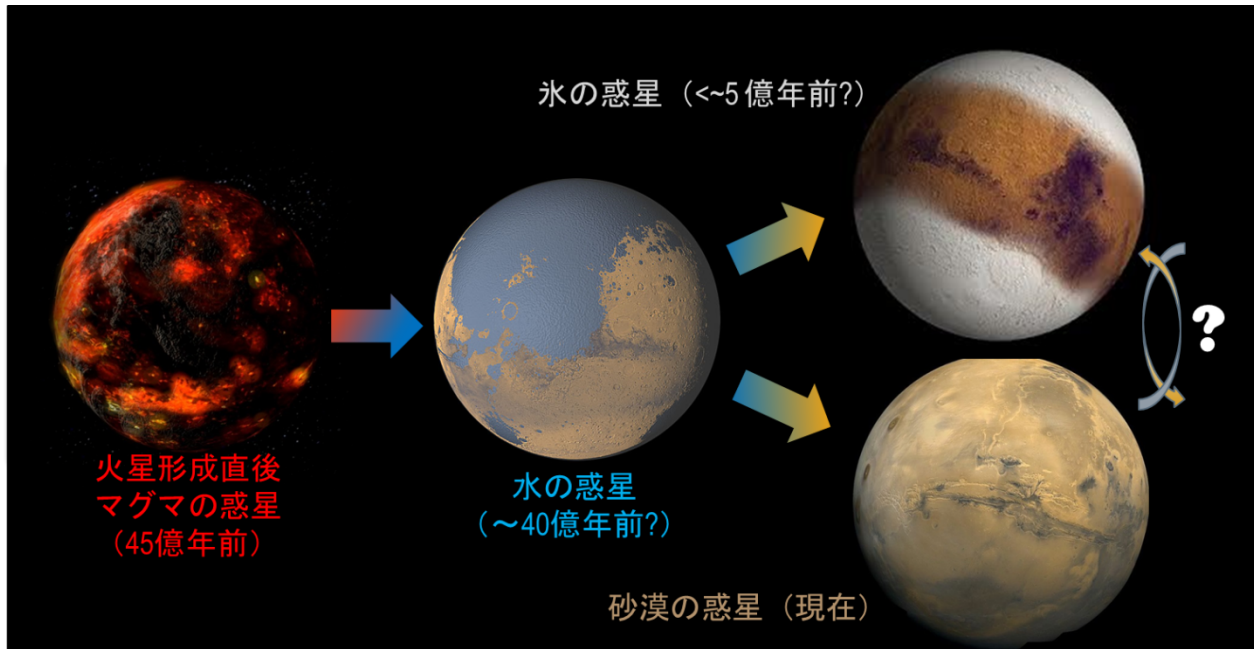


図1：最新の研究成果を基に描かれた火星表層環境進化の模式図

火星の二酸化炭素と水の散逸について

寺田直樹（東北大学大学院理学研究科）

火星大気の宇宙空間への散逸は、散逸の素過程（超高層大気過程やプラズマ過程）自体も興味深い研究対象であるが、火星表層環境への影響という観点においても興味深い。例えば、金星と地球と火星の組成重量比を比較すると、火星における N_2 , CO_2 の惑星質量に対する重量比は金星や地球よりも 3 桁以上小さく、 N_2 や CO_2 が大量に宇宙空間へと散逸したことが示唆される。また、火星大気の同位体比も、火星から大量の大気（N, C, H は 85-90%）が散逸したことを示唆しており、大気散逸が火星大気の組成・保有量や表層環境を決定する上で重要な役割を果たしてきたと考えられる。一方で、 ^{40}Ar の重量比は金星と地球と火星で比較的近い値を示しており、脱ガスモデルを用いた考察などから、火星大気は初期（約 10 億年間）の速い流出（ N_2 , CO_2 ）と、後期（約 35 億年間）の緩やかな流出（ ^{40}Ar ）を経験したと考えられる。このように、大気散逸は火星大気や表層環境の超長期的変遷に多大な影響を及ぼしてきたと考えられるが、これらは何れも間接的な証拠に基づいた推測に留まっている。直接的な証拠、すなわち、火星の大気が宇宙空間に散逸していく現場を捉える試みは、1970 年代より探査機直接観測などにより行われているが、観測的実証が不十分なため、散逸率の理論推定値には 1 桁以上の不確定性が存在している。今後のひさき衛星（2014 年 3 月に金星、6 月に火星観測開始予定）や PLANETS 地上望遠鏡などの光学観測や、MAVEN（2014 年 9 月に火星軌道到着予定）やのぞみ後継探査による総合的な観測によって、散逸過程と散逸率の理解、そして表層環境への影響の理解が、今後飛躍的に進展することが期待される。

火星表層環境への影響に関する未解明問題としては、水の散逸に伴う酸素残存の問題、温室効果ガス（ CO_2 など）の消失などが挙げられる。両者に共通するのは、初期火星に存在していたと考えられる数十気圧程度の酸素や炭素の消失を、宇宙空間への散逸（特に太陽風誘導の非熱的散逸）で説明可能かという問題であるが、現時点での知見に基づいた我々の電磁ハイブリッドモデル及び電磁流体力学モデルによる計算結果は 1 桁ほど小さな消失しか説明できず、否定的な結果が得られている。しかしながら、散逸率の推定値自体に 1 桁以上の不確定性が含まれていることと、初期太陽風モデルにも不確定性が含まれることから、今後の観測的実証に基づいた研究が待たれる。初期太陽風に関しては、近年、理論的研究の進展に加えて、若い G 型星の表面磁場分布の観測データなどが得られつつあり、今後の理解の進展が期待される。

火星の若い火山活動

東京大学 地震研究所

栗田敬

はじめに

現在の火星は、地球の半分の大きさしかないために地球と較べて進化が進み、相対的に冷却の進んだ状態にあるというのが従来の一般的な見解である(Grott 2008). 火星に存在する巨大な火山群は現在活動的であるという証拠はなく、また熱赤外のイメージングによる全球的なホットスポット探索もポジティブな成果は得られていない. また重力異常・地形解析からは表面の巨大火山体の質量や極冠の氷床の質量を支えるためには厚いリソスフェアが必要であることが示されている ((Phillips et al. 2008)). いずれも過去に活発であった内部活動度は現在低下し、表層部分の冷却化が進んでいることを示している. (Ogawa and Yanagisawa 2012; Michel and Forni 2011; Ruiz et al. 2011; Ogawa and Yanagisawa 2011)しかし近年惑星探査データが蓄積されるにつれてこのような従来の描像と一見矛盾する観測データが現れてきており、「進化の進んだ火星」という見方は見直しを迫られている. 同時に地球内部で進行しているプレートテクトニクスを主体とした熱・力学過程とは別のプロセス、「火星システム」の存在が示唆され、その実態の解明は惑星科学のみならず地球科学へもインパクトを与えるものと予想される. 本講演ではその新しい火星学の展開のキーポイントにあたる若い火山活動に焦点を合わせて研究の現状をまとめる.

従来の見解と一見矛盾する観測結果

「冷却の進んだ火星内部」という従来の見解に相反するよう見える観測結果として、Bills らによる火星での潮汐散逸量の見積り研究と極めて若い年代を示す流動性に富んだ溶岩流の特定の研究が挙げられる. (Bills et al. 2005) はフォボスの軌道変化率から火星の潮汐散逸量を推定し、 $Q_{tidal}=86$ という値を得た. もしこの散逸が火星のマントルで起きているとすると、火星のマントルは大変に高い散逸量を示すことになる. 月地球系での潮汐散逸のうちで地球のマントルに対応する値、 $Q_{tidal}(M2)=280$ ((Ray, Eanes, and Lemoine 2001)) と比較すると、現在活発な火成活動が進行している地球のマントルよりもより大きな散逸量であることがわかる. この値から直接的にマントルの熱状態の推定には結びつかないが、一つの可能な解釈としては地球よりもより融点に近い温度状態の存在が示唆される.

一方探査衛星の取得した詳細な表面画像データの蓄積が進むにつれて若い年代を示す溶岩流の発見が相次いだ ((Hauber et al. 2011),(Jaeger et al. 2010),(Hartmann and Berman 2000) など). 特にCentral Elysium Planitia 地域での研究 ((Vaucher et al. 2009)) により流動性の高い極めて若い年代を示す溶岩流の存在があきらかにされた. またその活動様式は継続的な溶岩流の噴出によって巨大な山体を形成する従来の火成活動とは様相を異にするものである.

これらの観測事実はクレーター年代学により明きらかにされたタルシスなどの巨大火山群の活動史 ((Werner 2009),(Robbins, Achille, and Hynek 2011)) や数値シミュレーションによる熱史の推定 ((Ogawa and Yanagisawa 2012; Michel and Forni 2011; Ruiz et al. 2011; Ogawa and Yanagisawa 2011)) とは相矛盾している.

若い溶岩流の活動の特徴

現在推定されているこのような溶岩流はいずれも表面の起伏、特徴に乏しく、流動性の高いあまり厚くない溶岩流であると考えられている。このことは同時に溶岩流であるという同定が難しいということを示しており、現時点ではHiRISE画像によるRootless Coneの存在の有無が溶岩流同定の唯一の重要な判定材料となっている。HiRISEの画像がカバーする領域が非常に限定的であるために火星全球での分布や個々の溶岩流の分布域・給源などが明らかになっているわけではない。野口による予察的解析結果によれば多くの若い溶岩流は南北のDichotomy境界の北半球側に分布している傾向にある。

下部地殻剥離駆動型火成活動の可能性

タルシス高地やエリシウム地域に分布する巨大火山群は地球におけるホットスポット火山に相当し、マントル深部に起源を持つ熱化学プルームの活動により形成されたものと想定されている。一方若い溶岩流は巨大火山群と活動様式や化学組成が異なっていることから、起源が異なっていると考えられる。我々は幾つかの特徴を基にこの火成活動は下部地殻がBasalt-Eclogite転移を経験し、重くなった部分が重力落下することにより生じる「下部地殻剥離駆動型火成活動」によって生じているという作業仮説を提唱している (Kurita, Baratoux, Noguchi & Ohmori, IAVCEI 2013, EPSC2012)。このモデルの鍵となるものは火星の地殻の密度である。火星の地殻の密度は2900 kg/m³ という値が従来から信じられてきたが、実はその観測的な裏付けは薄弱であり、最近のアドミッタンス解析や表層の玄武岩の化学組成や火星隕石の組成からの地殻推定値は3100~3200kg/m³ という高い密度・高い鉄含有量を示している。このような鉄の高濃度の系ではBasalt-Eclogite転移がより低圧（火星内部の60kmの深さに対応）で進行することがOhmori 2013により示されている。現在の火星の地殻の厚さの標準的モデル (Neumann et al. 2004) では南半球ではBasalt-Eclogite転移が生じている可能性がある。このためにDichotomy境界付近の厚い南半球の地殻は下部がeclogite化することにより重力不安定を起こし、剥離 (Delamination) ・落下することが想定される。そのような場では補償流として上部マントル物質の断熱的上昇が引き越される。もし上部マントルが融点近傍の温度状態にいたとすれば断熱上昇過程で融解が生じる。これが下部地殻剥離駆動型火成活動である。このモデルの妥当性、若い溶岩流の生成メカニズムとしての蓋然性のチェックには多くの詰めるべき点が残されている。例えば鉄の多い系での融点、融解関係、生成メルト組成など物質科学的基礎研究や地殻の密度・厚さのより精度・確度の高い推定、Billsの研究の検証やマントルでの散逸量の推定など、広範囲の研究の総合的評価が必要である。若い溶岩流の起源の研究は広がりを持った魅力的な研究課題である。

Terrestrial Analog?

惑星科学の研究では常にチェックポイントの少なさが足かせとなっている。限定された観測データという制約条件の下で現象の理解を深めるためには、対応するプロセスと類似のものが地球に存在すれば大変大きな助けになる。この下部地殻剥離駆動型火成活動の「地球アナログ」として現在我々が注目しているのはピレネー山脈やカルパチア山脈など大陸内部の衝突境界に存在している玄武岩火山群である。特にピレネー山脈に存在しているGarrotxa Volcanic Zoneはその地殻構造がCentral Elysium Planitiaのそれと酷似しており、その地質学的調査は火星の火山活動の理解に大いに貢献することが期待される。

- Bills, BG, GA Neumann, DE Smith, and MT Zuber. 2005. "Improved Estimate of Tidal Dissipation Within Mars From MOLA Observations of the Shadow of Phobos." *J.Geophys.Res.E* 110 (E07): E07004. doi:10.1029/2004JE002376.
- Grott, M. 2008. "Is Mars Geodynamically Dead?." *Science* 320 (June 16): 1171–1172.
- Hartmann, WK, and DC Berman. 2000. "Elysium Planitia Lava Flows: Crater Count Chronology and Geological Implications." *J.Geophys.Res.E* 105 (E6): 15011–15025.
- Hauber, E, P Broz, F Jagert, P Jodłowski, and T Platz. 2011. "Very Recent and Wide-Spread Basaltic Volcanism on Mars." *Geophysical Research Letters* 38 (10) (May 17). doi: 10.1029/2011GL047310.
- Jaeger, W L, L P Keszthelyi, J A Skinner, M P Milazzo, A S Mcewen, T N Titus, M R Rosiek, et al. 2010. "Emplacement of the Youngest Flood Lava on Mars: a Short, Turbulent Story." *Icarus* 205 (1) (January 1): 230–243.
- Michel, Nathalie, and Olivier Forni. 2011. "Mars Mantle Convection Influence of Phase Transitions with Core Cooling." *Planetary and Space Science* 59 (8) (June 1): 741–748.
- Neumann, G A, T Zuber, M A Wieczorek, P J MCGovern, F G Lemoine, and D E Smith. 2004. "Crustal Structure of Mars From Gravity and Topography." *J.Geophys.Res.E* 109 (E8) (January 1): 18. doi:10.1029/2004JE002262.
- Ogawa, Masaki, and Takatoshi Yanagisawa. 2011. "Numerical Models of Martian Mantle Evolution Induced by Magmatism and Solid-State Convection Beneath Stagnant Lithosphere." *J.Geophys.Res.E* 116 (E8) (August 25). doi:10.1029/2010JE003777.
- Ogawa, Masaki, and Takatoshi Yanagisawa. 2012. "Two-Dimensional Numerical Studies on the Effects of Water on Martian Mantle Evolution Induced by Magmatism and Solid-State Mantle Convection." *Journal of Geophysical Research*. doi:10.1029/2012JE004054.
- Phillips, R J, M T Zuber, S E Smrekar, M T Mellon, J W Head, K L Tanaka, N E Putzig, et al. 2008. "Mars North Polar Deposits: Stratigraphy, Age, and Geodynamical Response." *Science* 320 (5880) (May 30): 1182–1185. doi:10.1126/science.1157546.
- Ray, RD, RJ Eanes, and FG Lemoine. 2001. "Constraints on Energy Dissipation in the Earth's Body Tide From Satellite Tracking and Altimetry." *Geophysical Journal International* 144 (2): 471–480.
- Robbins, Stuart J, Gaetano Di Achille, and Brian M Hynek. 2011. "The Volcanic History of Mars: High-Resolution Crater-Based Studies of the Calderas of 20 Volcanoes." *Icarus* 211 (2) (February 1): 1179–1203.
- Ruiz, Javier, Patrick J MCGovern, Alberto Jiménez-Díaz, Valle López, Jean-Pierre Williams, Brian C Hahn, and Rosa Tejero. 2011. "The Thermal Evolution of Mars as Constrained by Paleo-Heat Flows." *Icarus* 215 (2) (October 1): 508–517.
- Vaucher, J, D Baratoux, M J Toplis, P Pinet, N Mangold, and K Kurita. 2009. "The Morphologies of Volcanic Landforms at Central Elysium Planitia: Evidence for Recent and Fluid Lavas on Mars." *Icarus* 200 (1) (February 20): 39–51. doi:10.1016/j.icarus.2008.11.005.
- Werner, Stephanie C. 2009. "The Global Martian Volcanic Evolutionary History." *Icarus* 201 (1) (April 8): 44–68. doi:10.1016/j.icarus.2008.12.019.

イジェクタカーテン観測から イジェクタの放出角度と速さを推定する方法

和田浩二¹, 辻堂さやか², 荒川政彦²

¹千葉工業大学惑星探査研究センター, ²神戸大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻

衝突クレーター形成時のイジェクタ放出過程は、標的物性を反映すると考えられており、そのスケーリング則を確立することが重要である。しかしながら、室内実験や「はやぶさ2」におけるSCI衝突実験において個々のイジェクタ粒子の放出速さならびに角度を計測することは困難である。これまで行われてきたイジェクタ速度（速さ・角度）計測は、サイズの大きなイジェクタ粒子の個々の軌跡を直接高速カメラで撮像したり、特殊なレーザーシート光源を用いて記録するなど、限られた環境においてのみ可能なものであった。それに対して我々は、個々のイジェクタ粒子ではなく比較的撮像が容易なイジェクタカーテンの観測からイジェクタ粒子の放出速さならびに放出角度を推定する方法を提案する。観測量としては、衝突後からある時刻 t におけるイジェクタカーテンの角度 α 、およびイジェクタカーテンの根本の水平進行速度（いわゆる地を這う速度） \dot{X} である。このとき、重力加速度を g とし、時刻 t に落下したイジェクタ粒子の放出角度 θ に対して次式が成り立つことを導出した

$$\frac{1}{\tan \theta} + \frac{1}{\tan \alpha} = \frac{2\dot{X}}{gt} .$$

ただし、ここでは垂直衝突を考え、標的表面の粒子は位置によらず時刻 0 で放出されてイジェクタカーテンの外側表面を構成しているものと仮定した。この結果は標的表面から高さ h におけるイジェクタカーテンの観測においても拡張することができ次式を導出した：

$$\left(1 + \frac{2h}{gt^2}\right) \frac{1}{\tan \theta} + \left(1 - \frac{2h}{gt^2}\right) \frac{1}{\tan \alpha} = \frac{2\dot{X}}{gt} .$$

ここで \dot{X} は高さ h の水平面におけるイジェクタカーテンの進行速度となる。以上の式からイジェクタ粒子の放出角度 θ が求められれば、放物運動の式を用いて時刻 0 でのイジェクタ粒子の放出速さが求められる。ただし、イジェクタカーテンの形状および誤差解析を考慮すると、本手法を適用する際にはイジェクタカーテンの角度をより精密に測定することが要求される。今後は実験で得られたデータの詳細な解析などを通して本手法の適用範囲を明らかにする予定である。

クレーターエジェクタの速度分布に関する実験的研究： Wada's method の応用

○辻堂さやか¹， 荒川政彦¹， 和田浩二²， 鈴木絢子³

¹神戸大学大学院理学研究科， ²千葉工業大学惑星探査研究センター， ³宇宙科学研究所

1. はじめに

衝突クレーター形成に伴うエジェクタの速度分布を理解することは、小惑星表層の衝突進化、微惑星の衝突集積過程を考える上で重要である。しかし、その実験・解析方法は非常に煩雑で手間がかかるか、高価な観測装置を必要とするため研究の妨げとなっている(Overbeck and Morrison,1976, Hermalyn and Schultz, 2011)。そこで、本研究ではエジェクタ速度分布を比較的簡便に解析できる新しい手法を提案する。そして、この手法の精度や適応範囲について調べるため、様々な衝突条件の下で撮影したエジェクタカーテンの画像を、新しい手法を含めた3つの方法で解析し、その結果から、それぞれの解析方法の長所と短所、適用可能範囲を検討する。さらに、これらの解析手法を用いてエジェクタ速度分布の弾丸物質依存性についても考察する。

2. 実験・解析方法

標的粒子には、直径 500 μm の石英砂、直径 500 μm または 100 μm のガラスビーズ球の 3 種類を用いた。それらの石英砂またはガラスビーズを用いて準備した標的試料の空隙率はそれぞれ、44.7%、41.4%、37.6%である。標的を設置する真空チャンバー内の圧力は、 $<10^3\text{Pa}$ とした。また、弾丸には密度の異なる 5 種類の弾丸（ナイロン、ガラス、アルミナ、ジルコニア、鉄）を用いた。弾丸直径はすべて 3mm であり、この弾丸を直径 10mm のサポを用いて、一段式軽ガス銃により加速した。標的への衝突速度(v_i)は、24~217m/s とした。

まず、放出された個々の標的粒子の軌跡を計測することによってエジェクタ速度分布を求めた（個別粒子計測法）。そのために高速デジタルビデオカメラを使用して、撮影速度 2000-10000 コマ/秒で粒子放出の様子を撮影した。取得したビデオから >30 個の粒子の軌跡を追ひ、それぞれの粒子の放出位置と放出

速度、そして放出角度の関係を求めた。

次に、エジェクタカーテンの形状を観測することによって、エジェクタ速度分布を求めた。まず、エジェクタカーテンの成長初期におけるネック部分の形状を計測することにより速度分布を求めた（ネック計測法）。粒子は衝突時に一斉に放出されると仮定した。

さらに、ある高さ h での水平面におけるエジェクタカーテンの成長速度 \dot{X} とエジェクタカーテン角度 α を計測することによって速度分布を求めた（Wada's method）。Wada's method では式①より、放出角度 θ を求めることができる。

$$\left(1 + \frac{2h}{gt^2}\right) \frac{1}{\tan\theta} + \left(1 - \frac{2h}{gt^2}\right) \frac{1}{\tan\alpha} = \frac{2\dot{X}}{gt} \quad \text{式①}$$

解析後、ネック計測法で求めた速度分布及び Wada's method で求めた速度分布、放出角度分布を、個別粒子計測法により得られた結果と比較した。

3. 結果・考察

エジェクタ速度のスケール則(式②)において、弾丸密度が $<6\text{g/cm}^3$ の範囲では、 μ は弾丸密度に比例していることがわかった。(図 1)

$$v_0/v_i = a(x/R)^{-1/\mu} \quad \text{式②}$$

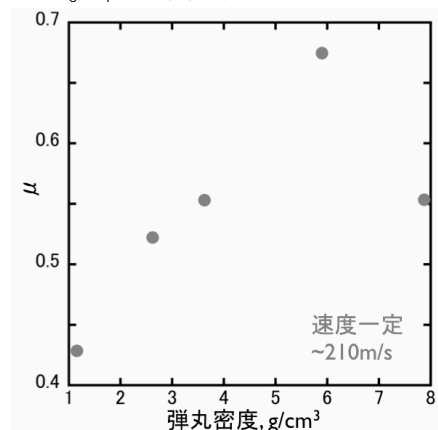


図 1 : μ の弾丸密度依存性

500 μ m 石英砂ターゲットに対して鉄弾丸を衝突速度 $v_i=204\text{m/s}$ で衝突させたショットについて、個別粒子計測法により、エジェクタ速度分布の経験式を式③のように求めることができた。個別粒子計測法に得られた速度分布については、図2、図3に、放出角度分布については図4に点線で示す。

$$v_0/v_i = 1.5 \times 10^{-3} (x/R)^{-1.8} \quad (0.3 < x/R < 0.9) \quad \text{—式③}$$

ネック計測法で得られた速度分布は、個別粒子計測法により得られた速度分布と衝突点からの距離が0.3~0.9 クレーター半径規格化距離 (x/R) において良い整合性を示した。また、ネック計測法では、個別粒子計測法で求めた速度分布より、クレーターリム付近までのデータを連続的に得ることができた。(図2)

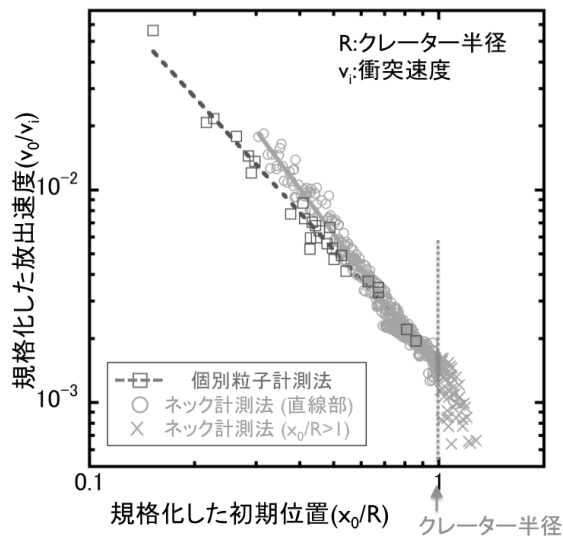


図2：個別粒子計測法、ネック計測法から得られた速度分布

一方、Wada's method で得られた速度分布は計測する水平面の高さによって求まる範囲、適用できる範囲が大きく異なることが判明した。放出角度が個別粒子計測法による結果と近い値を示すデータについては、速度分布においても個別粒子計測法による結果と良い整合性があることがわかった。図3は、放出角度において、式③から $\pm 5\%$ の範囲にあるデータのみを抜き出した速度分布である。放出角度分布は図4に示す。0.3~0.45 x/R では約30mm、0.33~0.5 x/R では約20mm、0.5~0.65 x/R では<10mmでの高さにおける解析結果が、式③と一致した。それ以外の衝突点距離では、

式③とは大きくはずれる結果となった。この原因としては、エジェクタカーテン角度の計測誤差が考えられる。解析に用いたカーテン角度の計測値と、個別粒子計測法で得た結果を元に再モデル化したエジェクタカーテンから求めたカーテン角度の計算値が、部分的に大きく異なっていることがわかった。

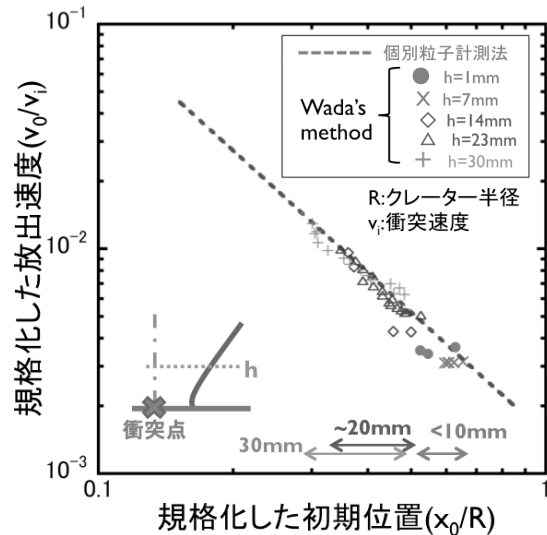


図3：個別粒子計測法、Wada's method から得られた速度分布

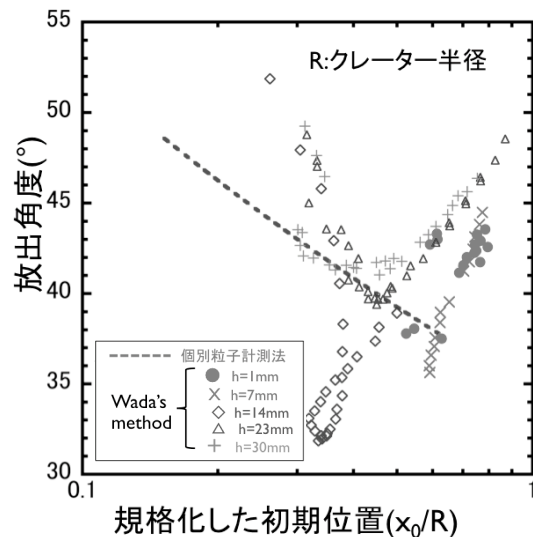


図4：個別粒子計測法、Wada's method から得られた放出角度分布

小惑星形状から考える表面地質と内部構造

平田成 (会津大学CAIST ARC-Space/コンピュータ理工学部)

小惑星探査において、対象天体の形状測定は重要な観測項目の1つである。主に画像やレーザ高度計などのデータを元に、天体形状が測定されている。形状はその天体の基礎情報であり、体積の導出や表面地形の解析に用いられている。しかし、その他にも天体形状から直接的な科学的知見を得ることも可能である。本稿ではその一例として、小惑星表面の地質構造の分布と形状との関係について考えてみることにする。

小惑星イトカワは、はやぶさ探査機によって詳細な観測が行われた。その結果、イトカワの表面はsmooth terrainとrough terrainという対照的な二種類の地質要素に区分できることが明らかになった (Fujiwara et al., 2006ほか)。smooth terrainは数 cm径の細粒の物質で覆われた平坦な地形を持つことが特徴であるのに対し、rough terrainは数10 cmから数 mに及ぶboulderで覆われた、起伏の激しい地形で特徴づけられる。イトカワ上ではsmooth terrainは3カ所に分布している。このうち、南極域のMUSES-C地域、北極域のSagamihara地域の2カ所が最大の広がりを持つ。Sagamihara地域に隣接するUchinoura地域は、全二者よりは小規模なsmooth terrainである。

はやぶさの観測によって得られたイトカワの形状モデルと、イトカワ全体の平均密度 1950 kg/m³ (Abe et al., 2006) と均質な内部構造を仮定して、表面の重力ポテンシャルを求めることができる。このようにして得られた重力ポテンシャルマップとsmooth terrainの分布を比較すると、smooth terrainはポテンシャルの低い領域に分布し、その表面はほぼ等ポテンシャルになっていることがわかる。これは、隕石衝突などに伴う振動によって移動しやすい細粒の物質が、低ポテンシャルの地域に溜まってsmooth terrainが形成されたという説明 (Miyamoto et al., 2007) とよく対応する。

イトカワの場合、全体形状が両極方向に強く扁平しているため (軸比約1.2)、両極に引力の低ポテンシャル域が現れる。そこに細粒の物質が溜まった結果、MUSES-C地域とSagamihara地域の二つのsmooth terrainになったと解釈できる。Uchinoura地域はその形状から衝突クレーターと考えられる (Hirata et al., 2009)。クレーター底もまたローカルな低ポテンシャル域であり、そこに細粒の物質が溜まったものであろう。この解釈は小惑星一般に適用可能である。すなわち、内部質量分布が均質であれば、形状の最短軸が自転軸となるのでその周辺に引力の低ポテンシャル域が現れる。細粒物質の量が全球を覆うほど多くなければ、それは低ポテンシャル域に集中し、smooth terrainが形成されることになる。

小惑星の自転状態も、表面の重力ポテンシャル分布を決める要素である。遠心力が作るポテンシャルは、極域では高く、赤道域では低くなる。遠心力によるポテンシャルの上下方向は全体形状による引力ポテンシャルとは逆である。天体の重力ポテンシャルは引力ポテンシャルと遠心力ポテンシャルの和である。自転周期が短くなれば、赤道域と極域の遠心力ポテンシャル差は大きくなり、いずれ引力ポテンシャルによる高低差を打ち消して、赤道域に重力の低ポテンシャル域が生じることになる。近地球型小惑星 2008EV5はそのような状態にあると考えられる。レーダー観測で推定された形状から求められる軸比は1.05と1に近く、自転周期は 3.725 hと短いため、重力ポテンシャルの分布はイトカワとは逆に低緯度域が低ポテンシャルになっている (Busch et al., 2011) ただし、2008 EV5は赤道上にridgeを持つため、赤道域は再度ポテンシャルが上がっている。

このように、小惑星の形状と自転状態がわかれば、表面のどこが低ポテンシャル域になり、smooth terrainが形成される可能性があるのかを推定することができる。小惑星探査機はやぶさ2の対象天体である1999 JU₃についてこの推定を行ってみる。1999 JU₃はライトカーブ観測による、自転状態と形状の推定が行なわれている。自転軸方向や形状の確度を持った推定はまだ成功していないが、自転周期は 7.63 hと見積もられている (Müller et al., 2011)。また、形状推定も少なくとも軸比の概算は行なえる状態にはあると考えられる。Müller et al. (2011) の形状モデルから求められた軸比は約1.2であった。ここから引力ポテンシャルと遠心力ポテンシャルの関係を求めると、1999 JU₃表面ではやや引力ポテンシャルが勝っているものの、ほぼ両者が釣り合った状態にあることがわかった。従って、この小惑星表面でsmooth terrainが形成されている場合、その分布はやや極域に偏っているか、あるいはクレーターなどのローカルな低地にあることが予測される。このような推定は探査機の運用・観測の計画を立てる上でも有用な情報を与えるものである。

多バンド画像を用いた小惑星イトカワ表面特性の高解像度解析

古賀すみれ¹, 杉田精司¹, 鎌田俊一², 石黒正晃³, 廣井孝弘⁴

¹東大・新領域, ²北大・理学部, ³ソウル大・物理天文, ⁴ブラウン大・地球科学

小惑星イトカワは、はやぶさに搭載された赤外分光計 NIRS(Near-Infrared Spectrometer)や可視マルチバンドカメラ AMICA(Asteroid Multi-band Imaging Camera)のデータに基づく先行研究から、イトカワ表面物質の宇宙風化度には大スケール(10m~100m 規模)での不均一性が存在すること示されているが[e.g., 1, 2]、小スケールでの物質不均一性は未解明である。はやぶさ探査においてはサンプルが採取され、その中に含まれる鉱物種や含有割合が分析されているが[e.g., 3]、小スケールの不均一性の評価は、サンプル分析結果の解釈に非常に重要である。本研究では AMICA 画像の高い空間分解能を利用して小スケール(~m)での不均一性について解析した。

手法

AMICA の 6 バンド(中心波長 381, 429, 550, 700, 860, 960 nm)の画像を用いた。[4]で得られている画像校正、輝度から絶対反射率への変換係数を用いて、イトカワ半球上の各点における可視離散スペクトルを分解能 2 m で得た。550nm での規格化反射率に直し、PCA(主成分分析)を行ってイトカワ反射スペクトルの空間不均一性に卓越する成分を抽出した。また、イトカワ上の不均一性を他小惑星と比べるため、589 個のメインベルト小惑星のマルチバンド地上分光観測 ECAS(Eight Color Asteroid Survey, [5])の 533 個の小惑星のスペクトル(AMICA の観測波長は ECAS とほぼ一致するように作られている)にイトカワ上の 1 点 1 点を順に加えて PCA を行った。

結果

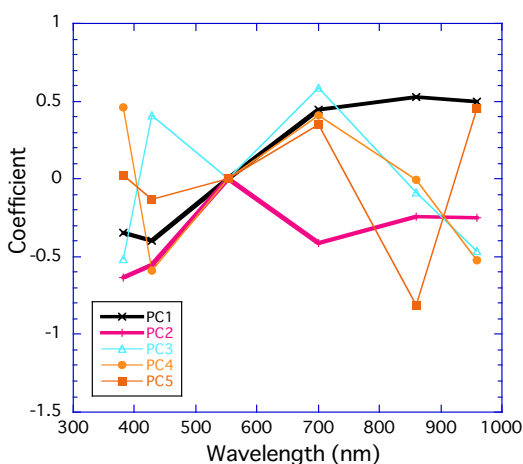


図1 イトカワのスペクトルの PC(主成分)係数

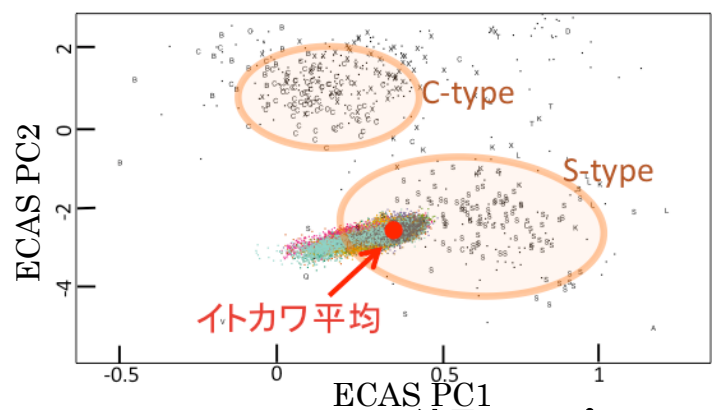


図2 ECAS との PCA 結果 : PC プロット

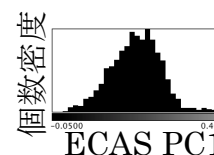


図3 ECAS PC1 に対する イトカワ点のヒストグラム

PC1, PC2 の寄与率は約 70-80%, 25%(使った 4 つの画像セットにより異なる)であった。

議論

宇宙風化は、大気のない天体表面が、宇宙線などにさらされてスペクトルが赤く・暗くなる現象として知られている。図1に示されるイトカワスペクトルの PC1 が右上がりのスペクトルとなっていることから、PC1 は宇宙風化の度合いを示していると考えられる。

またイトカワの各点を多数の小惑星に混ぜた PCA の結果 (図2)、イトカワ 1 つの天体上でのスペクトルの違いは、S 型の広がりにはほぼ匹敵するほど大きいことがわかった。また、イトカワの平均は S 型のありふれたスペクトルであるが、一部は S 型のクラスターの外まで伸びている。

さらに、ECAS の PC1 とイトカワの PC1 は相関係数 0.98 とよく一致した。よって図2における ECAS PC1 はイトカワの PC1 とほぼ一致し、すなわち宇宙風化の度合いを表すと示唆される。この ECAS PC1 に対するイトカワ点の個数分布は、左(宇宙風化が小さい)に長い尾をもつ分布となった。これは、宇宙風化の飽和する現象を表しているのかもしれない。ただし、掘削などで新鮮な物質が表面に出る過程の効率を考慮する必要がある。レーザー照射による宇宙風化模擬実験などで宇宙風化の時間に対するスペクトル変化の応答が求めれば、イトカワ表面での掘削効率を制約できる可能性がある。

組成の不均一性に対応する成分は出なかった。寄与率約 25%を占める PC2 のスコアのマッピングは、大部分が CCD カメラ読み出し時に発生するとして知られる電磁ノイズと一致した。PC1 は宇宙風化に対応すると考えられるため、組成の高い均一性が示唆される。ただし、ノイズを除去してからの解析が必要である。

参考文献

- [1] Hiroi, T. et al. 2006. *Nature* 443, 56-58.
- [2] Ishiguro, M. et al., 2007, *MAPS* 42, 1791-1800.
- [3] Tsuchiyama, A. et al. 2011. *Science* 333, 1125-1128.
- [4] Ishiguro, M. et al., 2010, *Icarus* 207, 714-731.
- [5] Tedesco, E. F. et al., 1982, *AJ* 87, 1585-1592.

放出物の網目状パターンの形成と天体上のクレーターレイ

門野敏彦（産業医大），鈴木絢子，三谷典子，和田浩二，山本聡，
中村昭子，荒川政彦，杉田精司

○ はじめに

近年の惑星探査における高解像度の地形撮影によりクレーターレイが詳細に調べられている。レイの特徴として，(i)組成の違い（高地の物質が海に乗っている），(ii)maturity の違い（新鮮な物質が mature な表面の暗い物質の上に乗っている），(iii)その両者が混在していることもある，などがわかってきた (e.g., Hawke et al. 2004)。これらの特徴をうみだす機構として，遠くから飛んできた ejecta の付着，ejecta による「引っ掻き」，二次クレーター，などが提案されているが，これらどの機構にしても，ejecta の空間分布がレイのパターンに反映されているはずである。

○ 実験

粉粒体が，ある条件下で動的な運動をとおしてパターン形成をすることはよく知られている (e.g., Goldhirsch 2003)。そのため，衝突によって放出された粉粒体のパターン形成がクレーターレイ形成の本質であることが期待される。われわれは，衝突によって粉粒体ターゲットから放出された ejecta の空間分布に着目し，衝突実験（衝突速度～50 および 100 m/s）を行った。粉粒体ターゲットとして，ガラスビーズ（100 μ m），「園芸」用の砂（300-500 μ m），シリカ砂（100-300 μ m）を用い，ejecta 空間分布を高速カメラによって撮影した。

○ 結果

どの衝突の結果も，網目状のパターンが ejecta 中に形成された。このパターンに対してフーリエ解析を行い，パワースペクトルを求めた。スペクトルは片対数グラフで直線，すなわち，指数関数型を示した。指数関数でフィットすることにより特徴的な網目間隔 λ_c を求め，衝突点からの距離で割ることによって角度を算出した。

○ 比較

つぎに月クレーターのレイ（Kaguya によって撮影された Gulushko および Kepler）に対してもフーリエ解析を行い，パワースペクトルを求めた。結果

は実験と同様に指数関数型のスペクトルを示した。フィッティングにより特徴的な間隔 λc を求め、クレーター中心からの半径で割ることにより、角度を求めた。

実験での網目状パターン、天体のレイ、ともに λc は衝突点からの距離またはクレーター中心からの半径と共に増加するが、角度は距離によらず、どちらも数度であった。

パワースペクトルの類似と $\lambda c \cdot$ 角度の傾向から、天体上のレイ形成には、今回の実験同様、衝突によって飛ばされたレゴリスなどの粉粒体がパターンを形成することが深く関わっていることが示唆される。

○ 形成機構

粉粒体のパターン形成については、これまでに多くの研究がなされている。一つの大きな機構は周辺大気の影響である。しかし、大気は主に”rampart”のような地形の形成に重要な役割を果たしているようである (Suzuki et al. 2013)。もう一つは粉粒体どうしの非弾性衝突である(e.g., Goldhirsch 2003)。われわれは、衝突によって放出された粉粒体の非弾性衝突が網目状パターンをうみだせるかどうか、数値計算を行った(離散要素法: Wada et al. 2006)。最初静止している粉粒体を上方に投げ上げ、重力場での運動中の空間分布を調べた。反発係数が小さい場合には重力場中での運動中に網目状パターンが形成されたが、反発係数が大きくなるとパターンはぼやけてしまうことがわかった。したがって、実際に非弾性衝突によって網目状パターンが形成されることが示された。

○ まとめ

室内衝突実験により ejecta の空間分布を調べ、月クレーターレイと比較したところ共通の特徴が見られた。これは、天体上のレイ形成においても、衝突によって飛び出した粉粒体のパターン形成が重要な役割を果たしていることを示唆している。

引用文献

Goldhirsch, Annu. Rev. Fluid Mech. 35, 267-293 (2003)

Hawke et al. Icarus 170, 1-16 (2004)

Suzuki et al. Icarus 225, 298-307 (2013)

Wada et al. Icarus 180, 528-545 (2006)

チクシュループ・クレーター内部の衝撃変成石英分析に基づく イジェクタ堆積環境の推定

○常昱¹, 後藤和久², 関根康人³, 田近英一³

¹東大・地惑, ²東北大・災害研, ³東大・新領域

1. 背景

チクシュループ・クレーターはメキシコのユカタン半島に位置する、直径約180 kmの巨大衝突クレーターである [1]. また、地球上に存在する巨大衝突クレーターうちで最も衝突構造がよく保存されているため、巨大クレーターの形成過程を理解する上できわめて重要な研究対象である。しかし、チクシュループ・クレーターは現在地下2~3 kmに埋没しているため、直接的な調査は地震波等の構造探査と掘削試料回収に限定されている [1-5]. 特に、クレーター内部掘削試料のうち、唯一の連続コアであるYAX-1コアからは、100 mに及ぶ衝突起源堆積物（インパクトイト）が発見されており、クレーターの形成過程を知る重要な手がかりを与える。ところが、これまで岩相観察や地球化学分析に基づいた研究では、その堆積過程は必ずしも統一的な見解が得られていない [2-5].

そこで本研究では、イジェクタの経験圧力の違いに着目して、YAX-1コアのインパクトイト層の全ユニットについて、圧力指標である衝撃変成石英の経験圧力と存在度、粒径の変化を調べることで、各ユニットにおける堆積プロセスの再評価を行った。

2. 従来の解釈

YAX-1コアは岩相学的特徴に基づいて6つのサブユニットに細分化されている [6]. そのうち下部のユニット5, 6は、イジェクタカーテン由来の堆積物だとする解釈とクレーター内部から流出したメルトシートだとする解

釈に分かれている [2,3]. Tuchschererらは、岩相観察、顕微鏡観察、化学組成分析に基づき、ユニット6は炭酸塩岩片の高い割合で存在することに加え、微化石が発見されていることから、イジェクタカーテン由来と解釈し、ユニット5は、微化石や炭酸塩岩片の欠乏と基盤岩由来の珪質岩片の卓越から、トランジェント・クレーター内部から流動してきたメルトシートであるとした [2].

一方、Kringらは、一次鉱物の類似性より、イジェクタを含んだメルトシートが流動を終えた後、メルト内で沈降した巨礫がたまったものがユニット6、上部メルトが固化したものがユニット5であると解釈している [3].

また、チクシュループ・クレーター形成直後にクレーター内部に海水が流入したかどうかについても未だに結論がでていない。後藤らは、岩相観察や化学組成分析・微化石分析に基づいて、YAX-1コアのユニット1は、衝突直後に海水がクレーター内部に流入したことで生じた再堆積によるものだとした [4].

一方、岩相分析や数値計算に基づき、ユニット1は大気中を降下したフォールバックイジェクタであるとする解釈もある [5].

3. 手法

衝撃変成石英は、石英粒子のうちPFs (Planar Fractures) や PDFs (Planar Deformation Features) と呼ばれる微細な面構造を持つものをいう [7]. 特にPDFsは高圧 (10~35 GPa) を経験した石英粒子のみに形成され、経験し

た圧力によって結晶のc軸に対する面方位が異なることから、衝撃の圧力指標として用いられている [7].

本研究ではYAX-1コアのインパクト層掘削試料（全24層準）より石英粒子のみを抽出し、PDFsの方位角測定を通して粒子の経験した圧力の推定を行なった。また、石英粒子の計数を通して全石英粒子に対する衝撃変成石英の存在度を、各粒子の画像解析から粒径を算出した [8].

4. 結果と考察

YAX-1コアのインパクト層の全ユニットから衝撃変成石英を発見した。

まず、ユニット5下部試料中の衝撃変成石英は高圧 (>25GPa)を経験した粒子が支配的であり、様々な圧力を経験した石英粒子が混在するそれ以外の試料と特徴が異なることが分かった。これは、トランジェント・クレーター形成過程で生成したメルトシートがクレーター底部の高圧を受けた基盤岩の石英粒子を巻き込んでトランジェント・クレーターの外側に流出したものであろうと解釈できる。

一方、その他の全ての試料には高圧から低圧までの様々な圧力を経験した粒子が混在している。ユニット5より先に堆積したユニット6はイジェクタカーテン由来 [2]であることが示唆されるが、このことは流体コードを用いた数値シミュレーションから予想される堆積過程とも整合的である [9]。このことは、YAX-1コアがトランジェント・クレーターの外部に位置することを示し、その直径が120 kmより小さいことを示唆する。

ユニット5上部試料には、様々な圧力を経験した衝撃変成石英が混在しており、石英のさらに高圧相であるBallen Quartz [10]の含有

量がフォールバックイジェクタ由来 [2,3,5]と考えられるユニット3, 4と同程度であることから、ユニット5上部もフォールバックイジェクタ由来の可能性が考えられる。

ユニット1では、衝撃変成石英とBallen Quartzの含有量がともに振動し、増減を繰り返していることが分かった。さらに、石英粒子の粒径も周期的に増減を繰り返しており、ソーティングも見られない。ユニット1がフォールバックイジェクタ [5]だとするならば、ソーティングを受けているはずであり、粒径や高圧経験粒子の周期的な変動を説明することが困難である。一方で、これらの変動は衝突によって発生した津波の繰り返しによる周期的な変化とは整合的であり、ユニット1が津波堆積物由来 [4]であることを支持する。これは、チクシュループ・クレーターの形成過程において海水の浸入が起きたことを示唆するものである。

引用文献

- [1] Gulick et al., 2013, *Reviews of Geophysics*, 51, 31-52
- [2] Tuchscherer et al., 2004, *Meteoritics & Planetary Science*, 39, 899-930
- [3] Kring et al., 2004, *Meteoritics & Planetary Science*, 39, 879-897
- [4] Goto et al., 2004, *Meteoritics & Planetary Science*, 39, 1233-1247
- [5] Wittmann et al., 2007, *GSA Bulletin*, 119, 1151-1167
- [6] Dresslar et al., 2003, *EOS Transactions*, 84, 125-130
- [7] Grieve et al., 1996, *Meteoritics & Planetary Science*, 31, 6-35
- [8] Nakano et al., 2008, *Meteoritics & Planetary Science*, 43, 745-760
- [9] Collins et al., 2008, *EPSL*, 270, 221-230
- [10] Ferriere et al., 2009, *Eur. J. Mineral*, 21, 203-217

クレータ生成率モデルの修正と月進化史への影響

諸田 智克 (名古屋大学環境学研究科)

地球や他の固体天体に比べて月は早い段階で主な地質活動が終了した。そのため月面には過去 40 億年に及ぶ地質イベントの情報が残されており、月面クレータは地球-月系の長期的な衝突履歴をほぼ完全に保存した数少ない直接的記録である。我々は「かぐや」、LRO 画像を用いて月面クレータのカウンティングを行い (図 1)、過去 30 億年のクレータ生成率の長期的な時間変化について調査してきた。その結果、新鮮クレータ放出物上のクレータ数密度は過去の見積りよりも小さく、過去 30 億年のクレータ生成率は時間とともに減少してきたことがわかった (図 2)。過去 40 億年の月面クレータ年代学関数は、2つの指数関数の組合せで表現できる。これによると現在の生成率は 30 億年前の半分程度に見積もられる。

月の地質進化史の理解はクレータ年代学にもとづくところが大きい。過去の地質年代の調査は主にクレータ生成率一定のモデルが用いられてきたが、本研究で得られたクレータ生成率減少モデルにもとづいた場合、年代推定に 5 億年以上の違いが生じる。例えば、月の主な地質活動の終焉時期は生成率一定モデルにもとづいて 15 億年前と見積もられているが [Morota et al. 2011; Cho et al. 2012], クレータ生成率減少モデルを用いた場合、20 億年前となり、月の進化史の理解が大きく異なってくる (図 3)。

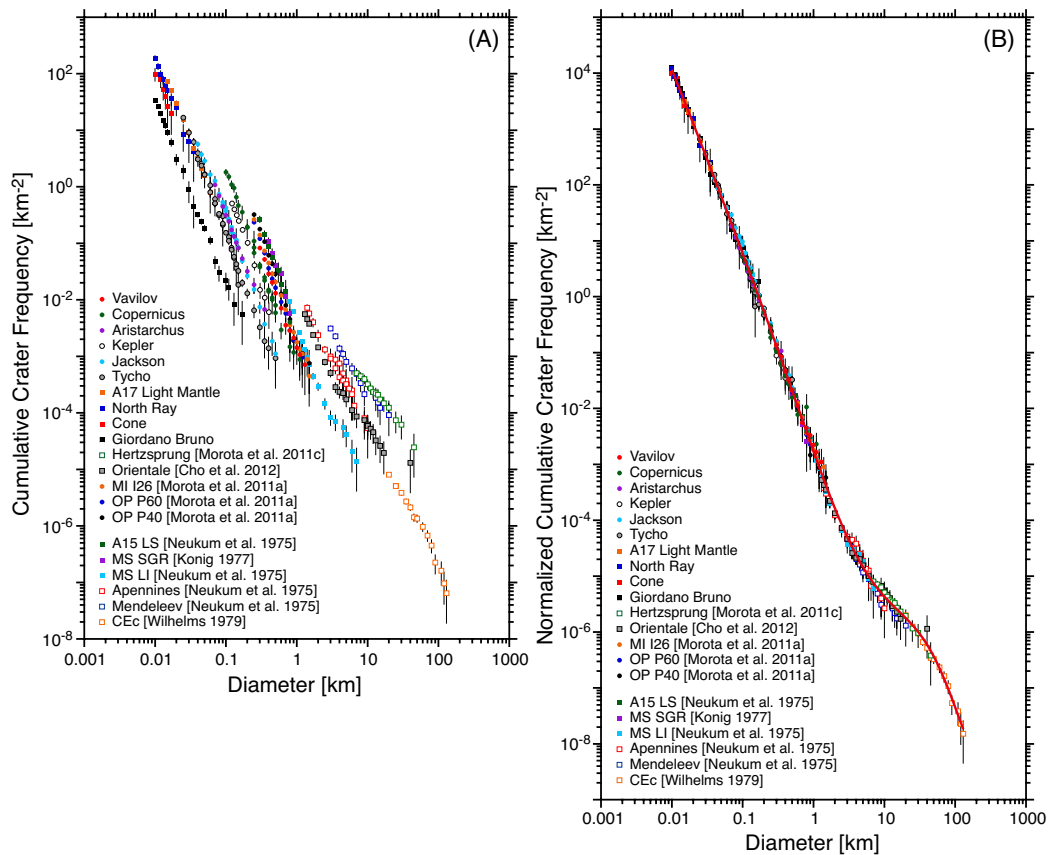


図 1 (A) 月の様々な領域のクレータサイズ頻度分布。 (B) ユニット I26 のサイズ分布の切片に一致するように規格化したサイズ頻度分布。

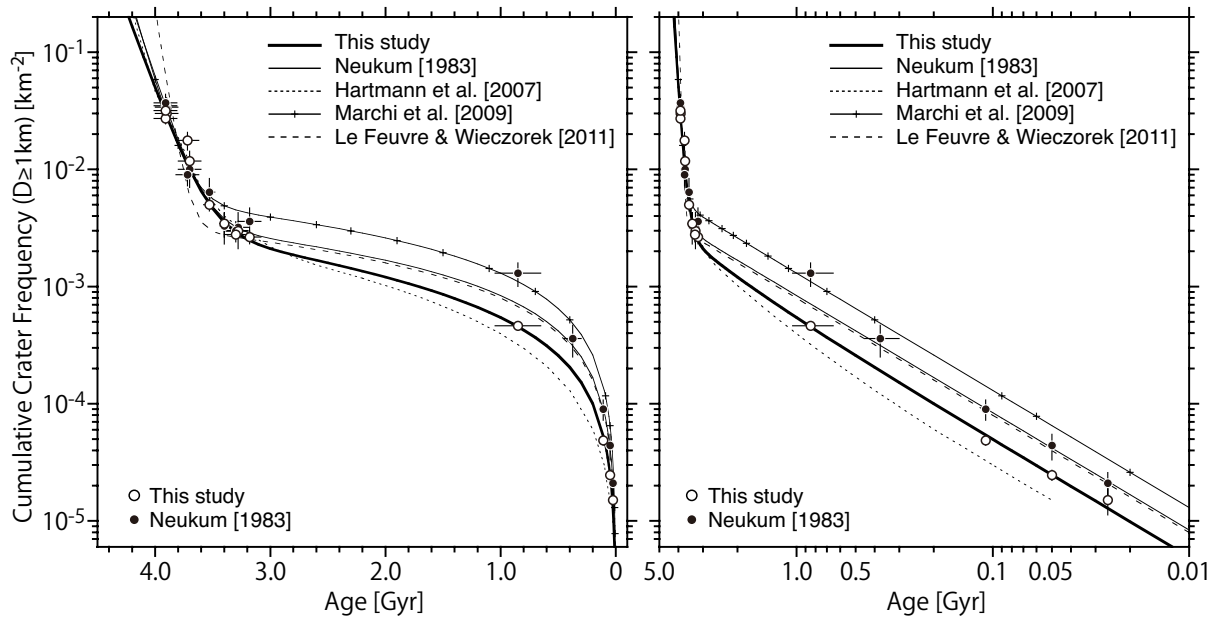


図2 月試料の放射年代とクレータ数密度の関係 (クレータ年代学関数). 過去研究との比較を示す.

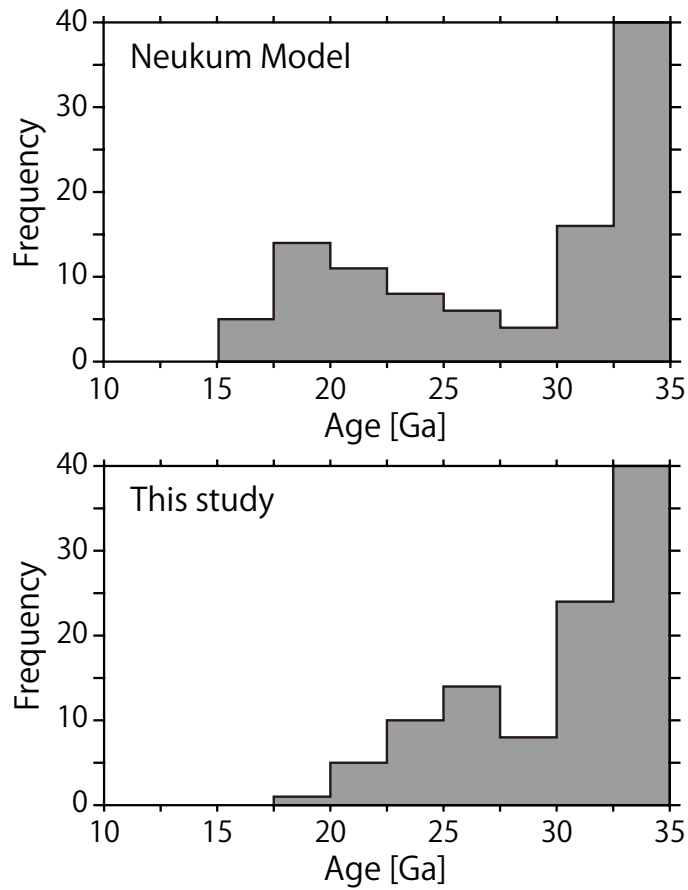


図3 月の海の噴出年代の分布. (上) 過去のクレータ年代学モデルに基づく年代. (下) 本研究で得た年代学モデルによる年代.

電通大・木星火球観測システム(I)

○今井啓輔¹、柳澤正久¹ ¹電気通信大学 (UEC)

序論：シューメーカー・レビー第9彗星(SL9)のような木星への小天体衝突頻度は百年に一度あるかないかと考えられていた[1]。しかし、2009年に木星に衝突痕と思われるものが見つかり[2]、さらに2010年には約3か月の間に2回の木星火球が観測された[3, 4]。これらの観測は、木星への小天体衝突頻度が従来の予想よりも高い可能性があることを示している。私達は、2011年から2012年にかけて観測を行ったが木星火球を観測することはできなかった。2011年度と2012年度の観測から求めた木星火球発生頻度の上限値を図1に示す。図中のCase A、B、Cはそれぞれ、衝突頻度のモデル[1]だが、観測時間が足りないことから、上限値が大体、どのモデルに該当するか示すことができない。そのため、より長時間の観測を実現すべく、観測システムの自動化を行った。

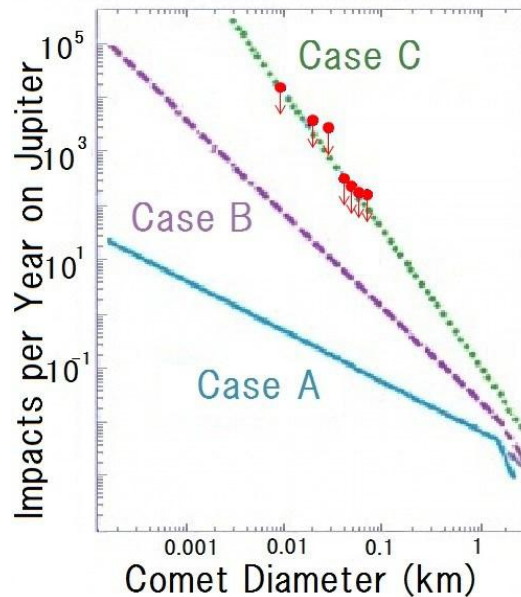


図1：木星の小天体衝突頻度の累積分布。横軸は、小天体の直径。Case A、B、Cは、それぞれ異なるモデルによる衝突頻度の予測を表す。中央の7点は我々の観測から推定した衝突頻度の上限値である(Zahnle et al. (2003)の図を一部修正[5])

観測システムの概要・自動化：観測システムは、望遠鏡、観測ドーム、木星火球検出ソフトで構成される。

望遠鏡はシュミットカセグレン式望遠鏡(C11(Celestron社) : $D = 280\text{mm}$, $f = 2800\text{mm}$)である。これにはバローレンズ(2.5x Powermates(Tele Vue社))が取り付けられ、実効焦点距離は6160mmとなっている。望遠鏡およびドームは電気通信大学、東3号館屋上に設置されている。観測ドームと望遠鏡を図2に示す。



図2：電気通信大学東3号館屋上に設置されている観測ドームと望遠鏡。

望遠鏡制御：望遠鏡の木星追尾はスカイセンサー2000(VIXEN社)によって行うが、長時間の観測では高精度の追尾を行うことができない。そのため、木星像が視野から外れないようにするために、追尾補正ソフトを作成した。このソフトは望遠鏡に取り付けたビデオカメラ(XC-003(SONY社))からPCに取り込んだ映像上で、木星像が視野の中心から外れると、スカイセンサーに信号を送り、望遠鏡の動きを補正する。PCとスカイセンサーはRS232Cケーブルで接続されている。



図3：望遠鏡制御システム。(a)望遠鏡(C11、口径280mm)、(b)3CCDカラービデオカメラ(XC-003)、(c)PC(追尾補正ソフトを含む)、(d)スカイセンサーで構成される。

ドーム制御：観測ドームは手動によって回転モーターを操作していたが、望遠鏡の動きに同期するよう自動化を行った。まず、望遠鏡の側面に取り付けたビデオカメラ(WAT-100N(Watec社)+広角レンズ)でドームのスリットを映し、その映像をPCに取り込む。映像からスリットを検出し、望遠鏡の向いている方向がドームにかからないように自動的にドーム回転モーターをON/OFFする。ビデオカメラとドーム内部を図4に示す。

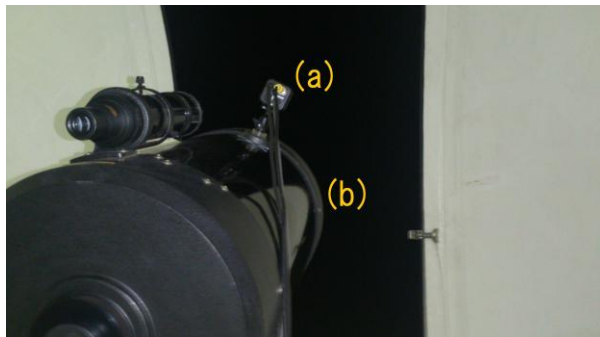


図4：ドーム内から見た、ドームを制御するための(a)カメラと(b)望遠鏡本体。

木星火球検出ソフト：木星火球検出ソフトは、2011年、2012年で使用したものを改良して用いる[6]。このソフトは、望遠鏡から取り込んだ木星像を調べ、木星面上で発光が起きた場合、その前後数秒の画像を保存する。ソフトの起動画面を図5に示す。

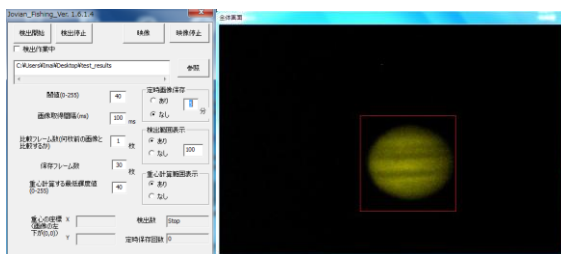


図5：木星火球検出ソフトのインターフェイス。左のウィンドウが制御用のダイアログ。右のウィンドウが木星像。

現在の観測：11月9日から11月17日まで観測を行った。総観測時間は約30時間であったが木星火球を観測することは出来なかった。そこで、上記の期間と、我々の2011年、2012年の観測から推定した、木星火球発生頻度の上限値のグラフを図6に示す。

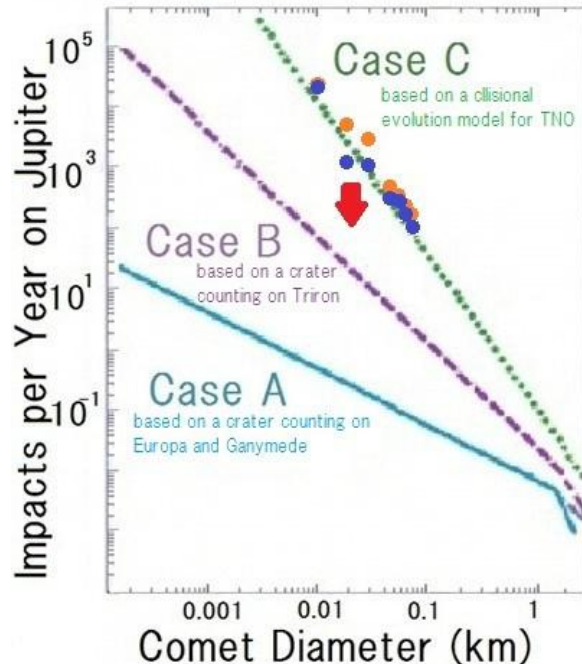


図6：木星の小天体衝突頻度の累積分布。横軸は小天体の直径。Case A、B、Cは、それぞれ異なるモデルによる衝突頻度の予測を表す。中央の7点は我々の観測から推定した衝突頻度の上限值であり、オレンジの点は昨年までの、青の点は昨年までと今回の観測を合わせたもの(Zahnle et al. (2003)の図を一部修正[5])。

参考文献：[1] Zahnle K. et al. (2003) Icarus, 163, 263-289. [2] Sánchez-Lavega A. et al. (2010) The Astrophysical Journal Letters, 715, L155-L159. [3] Hueso R. et al. (2010) The Astrophysical Journal Letters, 721, L129-L133. [4] Tabe I. (2010) www.libra-co.com/mastro/J2010augevent.html. (last access 2013/9/17). [5] Yamano S. (2012) UEC Graduation thesis. [6] Imai K. (2013) http://www.yanagi.cei.uec.ac.jp/ (last access 2013/9/18).

電通大・木星火球観測システムⅡ

○森山正和¹, 柳澤正久¹

¹電気通信大学

1.背景

1994年にシューメーカーレヴィ第9彗星が木星に衝突したが、これは数百年から数千年に1度という珍しい現象であると思われていた。しかし2010年6月に二人のアマチュア天文家によって木星表面での発光現象が確認され(図1)、同年8月にも同様の発光現象が観測された(図2)。これらは木星表面での発光現象は、考えられていたよりも高頻度で起こっている可能性を示唆している。そこで自動観測システムにより木星を継続観測することで小天体が木星に衝突する頻度を調べることにする。

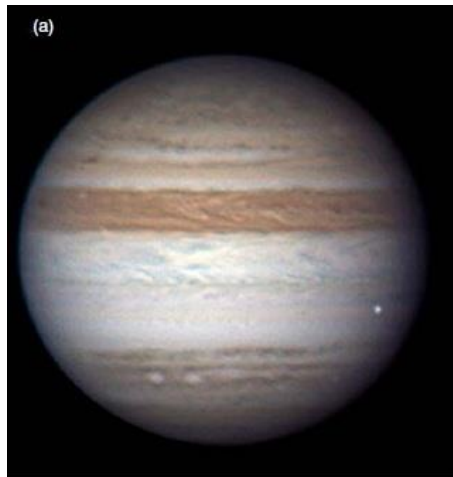


図1. (a) 2010年6月3日20時31分29秒(UTC)にオーストラリアから観測された木星火球のカラー合成写真。



図2. 2010年8月20日18時22分12秒(UT)に熊本県から観測された木星火球。

2. 観測システム

電気通信大学(東京都調布市)の屋上で観測を行う。望遠鏡(NGT-18:ニュートン反射, $D=450\text{mm}$, $f=2025\text{mm}$)に Tele Vue パワーメイト($\times 4$)を取り付け、メタンバンドフィルターを通して CCD ビデオカメラ(WAT-100N)で木星を撮影する(図 3)

望遠鏡は無人も木星像を正確に自動追尾するようになっている。その概略を図 4 に示す。望遠鏡に付属している手動コントローラには、天の東西南北方向に追尾を補正するボタンが付いている。コントローラにはモジュラージャックがあり、ボタンを押すことに対応した動作を外部から制御できるようになっている。望遠鏡に取り付けられたビデオカメラの映像は PC に取り込まれ、木星像が動くとプログラムがそれを検知する。そして PC 画面の一部の明るさを変える。これを光スイッチが検知しコントローラの ON/OFF を切り替える。一方、観測ドームに付属している手動コントローラにはドームを回転するボタンが付いている。コントローラを制御している回路に光スイッチを組み込み、外部から制御できるようにした。望遠鏡の自動制御と同様に、望遠鏡の側面に取り付けられたビデオカメラの映像を PC に取り込み、スリットの影をプログラムが検知すると PC 画面の一部の明るさを変える。これを光スイッチで検知し、ドームが時計回りに動くようにする。木星火球の検出も自動的に行う。プログラムは、画像を約 0.5 秒前の画像と比較しある画素が閾値以上の明るさの変化をした場合に木星火球を検出したとみなし、その前後の画像を保存する。



図 3. メタンバンドフィルターを用いた観測に使用している望遠鏡 (NGT-18)。右上に見えるのが Power Mate($\times 4$)と WAT-100N(CCD ビデオカメラ) である。

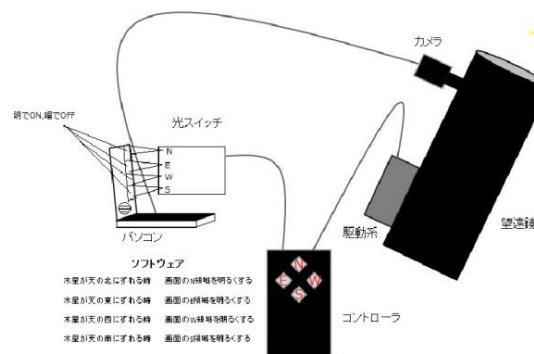


図 4. 木星自動追尾システムの概略図。光スイッチを用いて、望遠鏡を外部制御している。

木星火球シミュレーション：メタンバンド観測の有効性

片桐陽輔¹, 柳澤正久¹

¹ 電気通信大学

1 概要

木星領域における小天体のサイズ分布は未だ謎が多く、その解明は太陽系の起源や進化に迫るものであると言える。それを知る方法の1つとして木星火球という現象が挙げられる。これは、木星にメテオロイド(小天体)が衝突する現象であり、地球の流星現象と同じく木星大気中で発光が起きる(図1)。木星火球のモニター観測においては、木星自体の明るさを暗くできるメタンバンドフィルタが有効だとされている。このフィルタは、889 nm 付近の波長のみを透過し、それ以外の波長をカットする。木星大気にはメタンが含まれており、889 nm 付近の光を吸収するため、木星自体の明るさを減らすことができる。

しかし、木星火球観測にメタンバンドフィルタを用いることが有効であるかどうかは木星火球の発光高度に依存し、木星大気深部での発光だと火球自体も明るく写らない。そこで本研究では、木星火球を計算機上でシミュレーションする。この計算から得られる発光高度から木星火球観測におけるメタンバンドフィルタの有効性を検討する。



図1: 木星火球. 2010年6月3日20時31分(UTC).

A. Wesley氏撮影.

<http://www.Gishbartimes.org/2010/09/paper-detection-of-superbolide-on.html>

2 火球シミュレーション

2.1 基本方程式

木星にメテオロイドが突入する現象を以下の3つの微分方程式[1]で表す。

$$\frac{dv}{dt} = -C_D \frac{\rho_g A v^2}{m} \quad (1)$$

$$\frac{dx}{dt} = v \quad (2)$$

$$\frac{dm}{dt} = \begin{cases} -\frac{C_H \rho_g A v^3}{2\zeta} \left(\frac{v^2 - v_{cr}^2}{v^2} \right) & (v \geq v_{cr}) \quad (3a) \\ 0 & (v \leq v_{cr}) \quad (3b) \end{cases}$$

t : 時間, v : 速度, x : 進行速度, m : 質量, A : 断面積(時間関数), ρ_g : 大気密度, C_D : 抵抗係数, C_H : 熱伝導定数, v_{cr} : アブレーション臨海速度, ζ : アブレーションに要する熱エネルギー

式(1)はメテオロイドの速度変化を表した式であり、運動方程式を式変形したものである。式(2)は速度の定義である。式(3)はアブレーションによる質量変化を表した式であり、速度がアブレーション臨海速度を上回っているときのみアブレーションが起り、質量が減少する。

2.2 木星大気モデル

本研究では木星大気密度が高度のみに依存すると仮定した大気モデル[2]を用いる。ただし計算では、高度変化を指数関数で近似したものを用いる。なお、高度の原点は木星大気圧が1 barとなる点にとる。近似した大気密度関数を以下に示す。

$$\rho_g(h) = \rho_{g0} e^{-h/H_g} \quad (4)$$

$$\rho_{g0} = 0.36 \text{ kg/m}^3, H_g = 7.14 \text{ km}$$

3 計算結果

上記の基本方程式(1), (2), (3)の近似解を4次ルンゲ=クッタ法を用いて導出する。なお、計算ステップ間隔はメテオロイドの初速度でメテオロイドの初期半径を移動する時間としている。得られた速度と質量の変化の様子を高度の関数として図3に示す。また、この計算に用いたメテオロイドのパラメータは以下の通りである。今回、メテオロイドの成分は氷であると仮定する。

初期半径 $a_0 = 10$ [m], 初速度 $v = 60$ [km/sec],

密度 $\rho_p = 500$ [kg/m³], 初期高度 $h_0 = 500$ [km],

入射角 $\theta = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$.

4 考察

図2より、質量がゼロになり、計算が終了していることがわかる。各計算ステップ毎の速度と質量が得られるのでそこから単位時間あたりの運動エネルギーの減少を求める

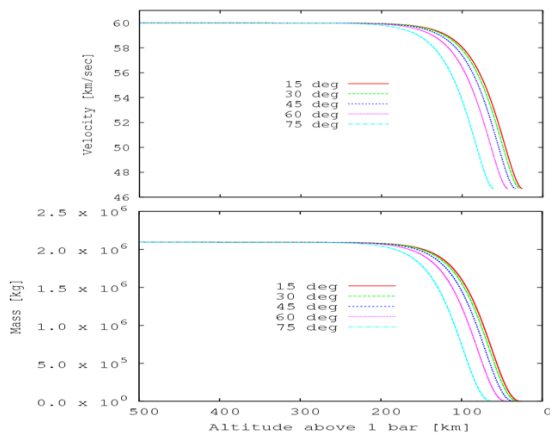


図 2: . メテオロイドの速度変化 (上図) と質量変化 (下図).

ことができる。これはメテオロイドが抵抗力に抗した単位時間あたりの仕事率であり、この一部が発光エネルギーになっている。仕事率の変化の様子を高度の関数として図 3 に示す。

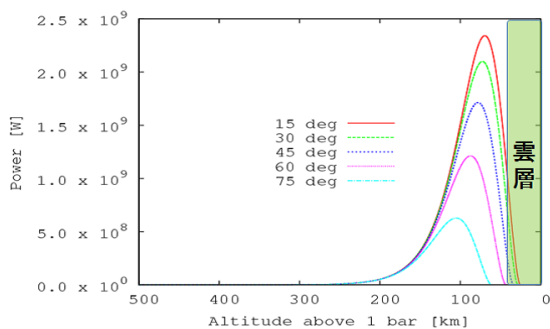


図 3: メテオロイドの仕事率変化.

図 3 より仕事率は高度 70 km 付近でピークになる (入射角 15 のとき)。木星火球 (メテオロイドの発光) の発光の大部分はこの高度で起きていると考えられる。木星本体の光は太陽光が雲で散乱されたものであるためメタンによる吸収率は雲の高度で決まる。木星の雲層の上部は高度 40 km であるため、高度差は約 25 km となる。

吸収率の差を見積もるために、メタンバンド (884 ~ 894 nm) におけるメタンの吸収係数 [3] から、高度ごとのメタンによる光吸収率を導出したものを図 4 に示す。

図 4 をみると、火球の発光はほとんど吸収されず、木星の光は約 25 % 吸収されていることがわかる。さらに木星の光路は往復分であるため、実際は約 45 % 吸収されていることがわかる。この結果から、火球の発光はほとんど吸収されずに、木星の光を吸収していることがわかる。

しかし、図 4 をみると高度 100 km 以下のときの吸収率は急激に変化するため、発光高度が少し低くなっただけで木星の光と同じ位吸収されてしまう。この結果だけではメタンバンド観測の有効性を証明できない。そこで、メテオ

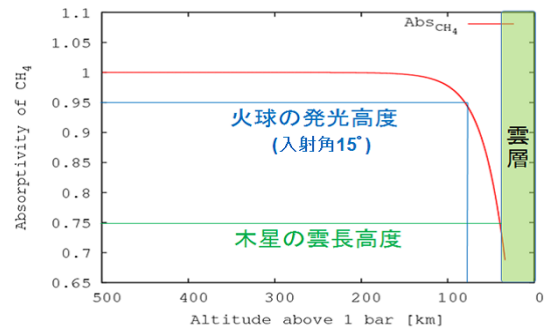


図 4: メタンによる光吸収率変化 (入射角 15).

ロイドが大気中でフラグメンテーション (分裂) する可能性を考えてみる。図 5 に高度ごとのメテオロイドの受ける動圧変化と分裂点を示す。なお、分裂条件は動圧が 0.7 気圧を超えたときに初期分裂が起き、以降は動圧が 1.58 倍になる度に起きるものとする [4]。

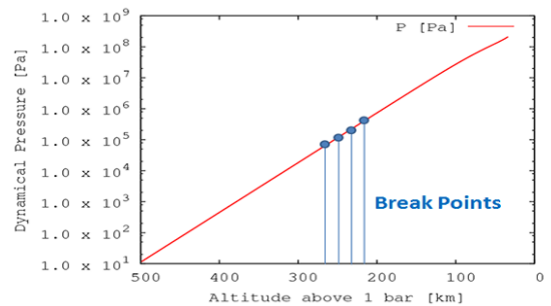


図 5: . メテオロイドの動圧変化と分裂点.

図 5 より高度 300 ~ 200 km 間に分裂が起きると推定できる。分裂が起きる場合、発光は今回の計算結果よりも上空で起きると考えられる。

今後は、メタンバンド観測の有効性を証明するために、フラグメンテーション (分裂) も考慮した火球モデルを考慮した火球モデルを構築する予定である。

参考文献

- [1] Melosh, H. J. , " Impact Cratering ", Oxford Univ. Press, pp 245, 1989.
- [2] Gladstone, G. R. " Hydrocarbon Photochemistry in the Upper Atmosphere of Jupiter ", ICARUS 119, 1-52, 1996.
- [3] James, J. O 'Brien and Homg Cao, " Absorption spectra and absorption coefficients for methane in the 750-940 nm region obtained by intracavity laser spectroscopy ", Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 75, 323-350, 2002.
- [4] Borovicka, J. and Spurny, P. " Radiation Study of Two Very Bright Terrestrial Bolides and an Application to the Comet S-L 9 Collision with Jupiter" ICARUS 121, 484-510, 1996.

イトカワ表面岩塊の形状

青木隆修¹ 中村昭子¹

¹神戸大学大学院理学研究科

イトカワ表面には大小様々な礫が存在している。イトカワ上の礫の流動性に関して、礫の内部摩擦角は重要な因子である。粉体の内部摩擦角はその形状の指標である円形度と相関がある（吉村2002）。そこで、イトカワの礫の円形度を画像から測定し、礫の内部摩擦角を推定した。

はやぶさよるイトカワの近接画像5枚と、遠距離からの画像5枚の礫の周囲を画像処理ソフトで囲み、それぞれの円形度を測定した。その結果、表面の礫の円形度はどちらの場合も衝突実験で生じた玄武岩の破片とほぼ等しいかやや小さな値をとることが分かった。このことからイトカワが再集積した後、これらの礫は摩耗をあまり受けていないことが推測される。粉粒体において円形度と内部摩擦角の間に相関関係があること、その関係は空隙率にも依存することが実験的に示されている（吉村2002）。先行研究の解析画素数が不明なので、円形度を解析しなおした。その値と並行平板せん断試験による内部摩擦角の測定結果は先行研究と調和的であった。この関係を用いて、イトカワの表面付近の空隙率が40%であると仮定すると表層の礫層の内部摩擦角は、遠距離画像では29°~42°、近接画像では32°~44°であると推定された。

高空隙ターゲットの衝突キャビティと キャビティ周辺部の密度変化

○岡本 尚也¹, 中村 昭子¹, 長谷川 直²

¹神戸大学大学院理学研究科, ²宇宙科学研究所,

1. はじめに

近年の探査計画や地上観測装置の発展により小惑星や彗星といった小天体は非常に空隙率が高く、86%を持つ天体も存在していることが分かってきた。小天体表面の衝突地形は空隙率や天体強度によって変わることが考えられる。これまで石膏、ガラスビーズ焼結体、雪を使った空隙率 0-60%を持つ標的への衝突実験が行われ、クレーターの直径や深さが調べられている。それぞれの物質にできるクレーター直径や深さが空隙率の違いによって変わることは分かっているが、これら物質間の違いの比較は十分に行われていない。そこで我々はこれまでよりもさらに高い空隙率を持つ標的を用いて衝突実験を行い、このデータと様々な先行研究のデータを用いることで幅広い範囲の空隙率を持つ標的にできるクレーター形状（最大径、深さ）の整理を試みた。併せてクレーター形成メカニズムを理解するために我々の実験では弾丸貫入中の標的の観察も行った。

2. 実験方法

標的は 80, 87, 94%の空隙率を持つガラスビーズ焼結体を用意した。弾丸にはチタン、アルミニウム、ステンレススチールからなる直径 1.0, 3.2mm の金属球、そして直径 3.2mm, 高さ 2.0mm の円柱形の玄武岩弾丸を使用し、秒速数キロメートルで衝突させる実験を行った。

3. 結果・考察

衝突痕（トラック）の形状は弾丸直径程度の径が広がる細長いニンジン型となるものと、衝突点側に大きなキャビティを持つ太短いカブ型となるものが観察されており、初期発生動圧が弾丸の引っ張り強度の 20 倍程度となるところを境に2つの型に分かれる（日本惑星科学会 2012 年秋期講演会）。このカブ型のキャビティをクレーターとみなし、この最大径と深さを従来の強度支配域のクレータースケーリング則を用いて整理し、キ

キャビティの最大径と深さに関する半経験式をそれぞれ得た。また、フラッシュ X 線装置を用いてキャビティが成長する様子を観察した。元のターゲットよりも密度が大きくなっている場所の密度値を解析したところ、衝突から $4.5\mu\text{s}$ では、元の値 335kg/m^3 から $610\pm 240\text{kg/m}^3$ まで大きくなっていた。また、時間とともにキャビティ体積がどのように成長するのかを Schmidt and Housen (1987) のスケーリング則を用いて整理したところ、空隙率 87% と 94% のターゲットでは成長の違いは見られなかった。

過去に提唱されているキャビティ成長の理論モデル(Kadono et al., 2012)がある。これは衝突点で発生する初期圧力が衝突方向からの角度 θ 方向に異方性を持っており、その初期圧力が衝突位置からの距離と共にベキ乗則で減衰され、減衰された圧力がターゲットの強度と等しくなるとキャビティの成長が終了するというモデルである。この考えを適用し、粒子速度も衝突位置からの距離と共にベキ乗則で減衰すると仮定した。衝突位置からの粒子の移動距離と時間の関係から、粒子速度の減衰率と θ 方向の初期粒子速度を求めた。その結果、粒子速度の減衰率は 0.2-1.6 の値をとった。また、角度 θ が大きくなるにつれ初期粒子速度は遅くなる傾向が見られた。

はやぶさ2における小惑星模擬試料回収実験:衝突クレーター形成と回収量について

兵頭 拓真(横国大院), 岡本 千里(JAXA), 澤田 宏崇(JAXA), 百武 徹(横国大院), 國中 均(JAXA)

1. 諸論

始原天体であるC型小惑星を調べることは、宇宙空間での生命材料物質の探求、及び初期地球での生命材料物質の進化の解明につながるものであり重要である。はやぶさ2ではC型小惑星1999JU3からのサンプリングを目指している。

1999JU3の表面は未知であるため、予測される様々な小惑星表面からのサンプリング効率を調べる必要がある。特に、イトカワの表面で見られた様なレゴリス層は小惑星表面で広く存在する可能性があるためレゴリス層からの試料採取効率を調べるのは重要である。

はやぶさ2では、どのような表面にも対応できるように試料採取方法として弾丸射出による回収方法(サンプラーホーン, Yano et al, 2006)を採用する。そこで本研究は、レゴリス層からの試料が回収効率を調べるために、衝突銃を用い、クレーター形成過程の解明、及び試料回収実験を行った。

2. 実験手法

試料回収実験では、サンプラーホーン模擬品を用いた1G下における小惑星模擬破片回収実験を実施する。クレーター形成実験では、クレーター形成過程を調べるために、小惑星レゴリス模擬ターゲットへの衝突実験を行い、形成されるクレータ、放出される粒子の観察を実施する。

2.1 実験条件

衝突実験は1G下における真空下(<60Pa)で行った。弾丸は先端形状が球形で直径8mm, 5gのタンタル及びSUSの2種類を使用した。クレーター形成過程に対する容器サイズ依存性を調べるため3つの容器を使用した。容器サイズは表.1に示す。図.1はターゲット容器①~③の大きさの関係を表す図である。容器①は直径a, 深さb, 容器②は直径A, 深さB, 容器③は直径a, 深さBである。実験として、試料回収実験とクレーター形成実験を行った。

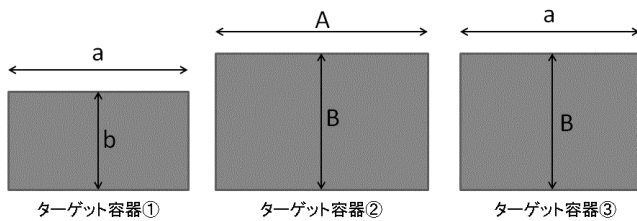


図.1 ターゲット容器の大きさ

表.1 ターゲット容器の寸法

ターゲット容器	内径(cm)	深さ(cm)
①	28.9	15.0
②	35.0	23.0
③	25.0	24.0

2.2 試料回収実験

プロジェクトから弾丸が射出されターゲットに着弾すると、クレーターが形成し放出された破片はホーンを反射しながらキャッチャーに導入され回収される。本研究では探査機に搭載されるサンプラーホーン同等品を用いて衝突実験を実行した。衝突後、回収粒子の重さを計測した。弾丸速度は100~300(m/s)で行った。

2.3 クレーター形成実験

プロジェクトから弾丸が射出されターゲットに着弾しクレーターが形成される。その現象観察を行うために実験を行った。クレーター形成クレーターリング時の破片放出の振る舞いは分かり易くするために、スリットを付け観察した。光源としてメタルハライドを背面から照らし、エジェクタプルームの断面を観察し、粒子挙動を二次元的に観察した。実験後、クレーター直径、深さを計測した。弾丸速度は200(m/s)で行った。

3. 実験結果

回収実験において、タンタル、SUSの弾丸を用いて1mmのガラスビーズターゲットに衝突実験を行った。図.2は試料回収実験において、衝突エネルギーと試料回収量の関係を表す図である。この図は、容器③を使用した結果である。この図より、2つの弾丸はともに多く試料回収できることが分かる。2つの弾丸で回収量の違いが見られるが、衝突エネルギーが大きい際弾丸による回収量の違いが少なくなっている。

図.3は容器サイズと放出角度の関係の図である。プロジェクトイル(タンタル、SUS弾丸)の回収量依存性を調べるために、容器①~③を使って放出角度、速度をそれぞれ調べた。ばらつきを見るために、同条件で2~3回ずつそれぞれ繰り返し実験を行っている。左図はタンタル弾丸、右図はSUS弾丸の結果を示している。規格化距離 $x/r=0$ が衝突点で、衝突点から遠方になるほど規格化距離は大きくなる。

容器③の場合、衝突点付近ではSUSの方が放出角度大きく、規格化距離5.0~でタンタル、SUSの値が近くなって

いることがわかった。放出速度は同程度であった。

容器①～③は衝突点付近で放出角度が約 60° である。衝突点から離れるほど傾きに差が出てくる。特に、容器①のグラフの放出角度の傾きが、タンタル、SUS 弾丸ともに容器②、③と異なっていた。容器①は②、③に比べて深さが浅かったため、クレーター形成過程に影響が出たと考えられる。

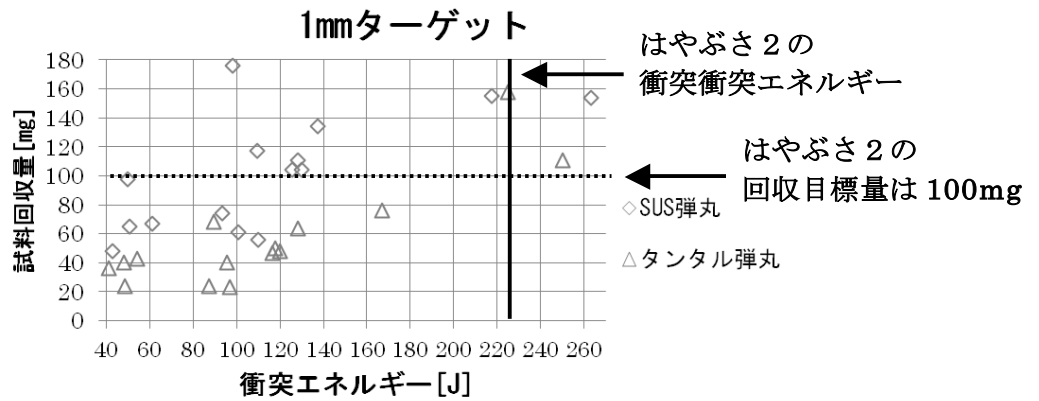


図.2 衝突エネルギーと試料回収量

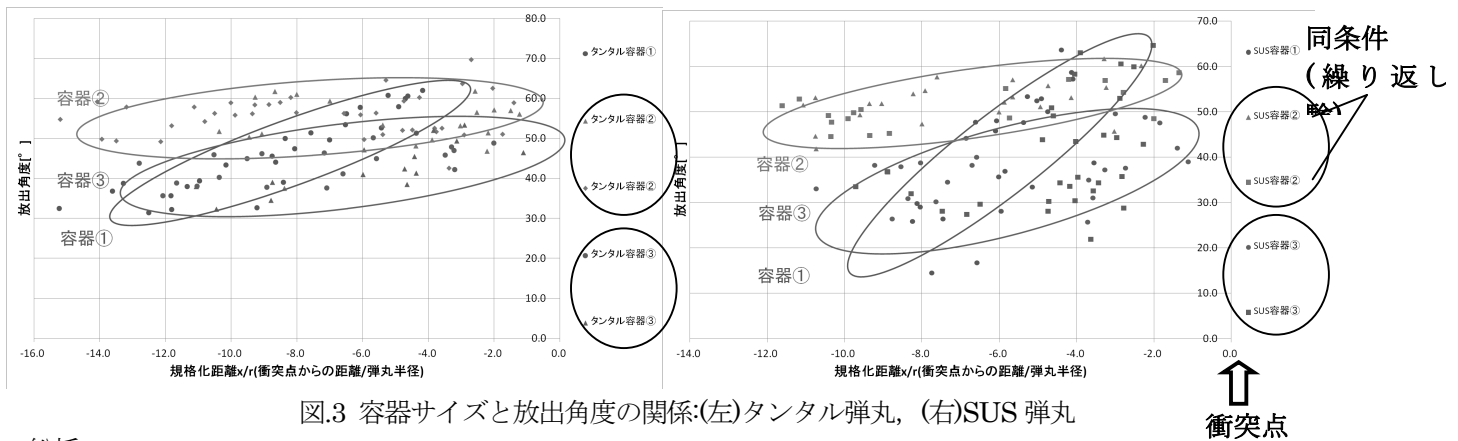


図.3 容器サイズと放出角度の関係:(左)タンタル弾丸, (右)SUS 弾丸

4.総括

本研究は、はやぶさ 2 におけるレゴリス層からの試料が回収効率を調べるために、クレーター形成過程の解明、及び試料回収実験を行った。

試料回収実験において、SUS とタンタルは多く試料回収できることが分かった。一方、弾丸における回収量の違いが認められたが、衝突エネルギーが大きくなるとき、違いが少なくなるように見られた。

これはクレーター形成実験において、容器③と放出角度の関係のグラフで衝突点付近では SUS の方が放出角度が大きく、これにより回収量に差が生じたと考えられる。

容器サイズと放出角度の関係から、どの容器においても衝突点付近では放出角度は変わらないが、衝突点から離れるに従って放出角度に差が出てくる。試料回収実験で使用できる容器は、無限遠平面により近い直径の大きな容器を使用したいが、チャンバーの制約より図.1 の様な容器③に限定される。回収量は放出角度に依存すると考えられ今後、回収量と放出角度の関係を詳細に調べることとする。

C型小惑星模擬物質への衝突実験

岡本千里¹, 池崎 克俊², 今榮 直也³, 矢野 創¹, 橋 省吾⁴, 土山 明⁵,

澤田 弘崇¹, 長谷川直¹, 中村 昭子⁶, 富山 隆將⁷

¹宇宙航空研究開発機構, ²大阪大学, ³国立極地研究所, ⁴北海道大学, ⁵京都大学, ⁶神戸大学,
⁷海洋研究開発機構

現在, はやぶさ2探査機によるC型小惑星からのサンプルリターンが計画されており, 太陽系形成初期や生命の起源についての重要な情報が得られることが期待される. はやぶさ2計画では, サンプラーと呼ばれる試料採取機構が搭載されている. 試料採取の方法は, はやぶさ1号機と同様, 火薬銃を用いた弾丸射出法と呼ばれる手法であり, これは, 小惑星表面に金属製弾丸を加速して打ち込み, 表面にクレータを作ることで, 破壊, 放出された小惑星破片を回収する方法である. 小惑星表面状態は未知であるが, 本手法は様々な小惑星表面状態に対応できると考えられる. 小惑星からの試料採取効率を明らかにするためには, 小惑星上でのクレータ形成過程の解明が重要となる. C型小惑星は炭素質コンドライトのような始原的な物質からなるとされ, 例えば, はやぶさ2のターゲット天体である1999JU3の表面反射スペクトルはCMコンドライトに類似している. また, 太陽系形成初期にはC型小惑星が多く存在し, 互いに衝突を繰り返すことで, 惑星系を形成していったと考えられている. よって, C型小惑星の天体衝突によるクレータ形成・破壊過程を調べることは惑星形成過程を知る上で重要である. 本研究では, C型小惑星の衝突現象を解明するために, C型小惑星模擬物質を用いた衝突実験を実施した.

C型小惑星アナログ物質である炭素質隕石は, 主にコンドリュールとマトリクスと呼ばれる組織から構成される. 実験では, このコンドリュールとマトリクスを模擬するため, それぞれ隕石中で観察されるサイズに近い ϕ 300ミクロン(コンドリュール)と ϕ 20ミクロン以下(マトリクス)のガラスビーズを用いた. 隕石中にコンドリュールは体積比20vol%~50vol%を占める. そこで, ϕ 300ミクロンガラスビーズを模擬試料中に20vol%, 50vol%(マトリクスとして ϕ 20ミクロン以下のガラスビーズをそれぞれ80vol%, 50vol%)含有した2種類のガラスビーズ混合物を作製し, これらを電気炉中にて温度610°C~635°Cで焼結させた. このとき, 焼結時間を調整し, 試料の引張強度を0.1MPa~1.0MPaとなるように調整を行った. これらの模擬試料を用い, 火薬銃を用いた衝突実験を実施した. 弾丸は直径8mm, 質量5gのステンレス製弾丸を用い, 衝突速度は100~250m/sで実験を実施した. チャンバー内真空度は~10Paであった. 衝突現象は高速度カメラでその場観測され, 破片放出過程が調べられた(撮影速度: 6×10^3 ~ 1×10^4 f. p. s.).

本研究では, 試料のコンドリュール比(20%~50%), 引張強度(0.1MPa~1.0MPa)を変化させた. 試料に形成されたクレータサイズは特に引張強度が影響を及ぼすことが分かった. 引張強度が強い試料(1MPa)では, 弱い試料(0.1MPa)と比較してクレータ直径はおよそ1/2程度小さくなり, 破片の総質量も少なかった. これは, 引張強度1.0MPaの方が焼結によるネック密度やネックの成長が進み, これにより, ネックを破壊するのに必要なエネルギーが大きくなるためと考えられる. また, 放出破片質量の合計は, 引張強度0.1MPaの方が, 1MPaの試料に比べ, 同程度の衝突エネルギーでは, およそ3~4倍多い結果となった. 破片サイズ分布に関しても, 各サイズでの破片数は引張強度が小さい方が破片数が多かった. このとき, 模擬コンドリュールである300ミクロンガラスビーズは特に引張強度が小さい試料で割れずに破片となったものが多かった. 以上より模擬コンドリュールの存在・強度が破片サイズに影響を及ぼす可能性がある. また, 本研究では, 模擬試料サイズの違いによる破片サイズ, 放出の振る舞いの影響についても調べている. 小惑星上に存在する試料サイズ(一枚岩, ボルダーなど)により, 放出破片量や破片サイズ分布などの衝突破壊の結果が大幅に異なることが分かった. これにより, はやぶさ2による試料回収地点の選定に制約を与えることを目指す.

曲率のある面への衝突クレーター形成

鈴木 絢子, 長谷川 直, 岡本 千里 (ISAS/JAXA)

1. 背景

小惑星など小さな天体上でのクレーター形成は, 大きな天体上でのそれと様々な点で異なる. 例えば, 標的の空隙率や衝突面の形状が不規則なこと, 重力や衝突速度が小さいことなどである.

不規則な形状の面にできたクレーターは, これまで探査された小天体 (ex. Phobos, Ida) 上で見られている. 実験室でも Fujiwara et al., 1993 によって再現され, 曲率が大きくなると体積・直径は大きくなり, 深さは浅くなることが示されている. しかし, 弾丸と標的の密度比や, 衝突速度依存性は調べられていない. そこで本研究では, まず曲率のある面にできたクレーターから定量的なパラメータを得る手段を確立し, 体積や深さの変化について考察を行った.

2. 実験概要

実験は宇宙科学研究所にあるスペースプラズマ実験施設の二段式軽ガス銃を用いて行った. 標的は直径 11 cm の石膏の球で, バルク密度は 1.05 g/cm^3 , 引っ張り強度は 2.03 MPa である. 弾丸は直径 3.2 mm の球で, アルミニウムとナイロンを用いた. それぞれ約 3.3 km/s で標的に衝突させ, できたクレーターを観察した.

3. 結果と考察

衝突後に得られたクレーターを高精度 3次元形状測定システム (COMS MAP-3D) を用いてスキャンし, 3次元データを取得した. この3次元データのクレーターのない部分を用いて球面を近似的に求め, 衝突前表面を推定し, それとの差分としてクレーターのプロファイル (深さ) や体積を得た. 得られた3次元データの一例を図1に示した.

図2は, 深さ直径比と弾丸と標的の密度比の関係を示したグラフである. 平面にできたクレーター (Yasui et al., 2012) と比較して, 曲面にできたクレーターの方が浅くなった. この傾向は Fujiwara et al., 1993 とも整合的である. また図3は平面と曲率のある面にできたクレーターにおける体積を比較したグラフである. 平面にできたクレーターよりも, 曲

率のある面にできたクレーターの方が、クレーター効率で7~8倍程度大きいことがわかった。Fujiwara et al., 1993の結果では、クレーター効率の増加割合は、曲率が大きくなるほど大きくなり、曲率が0.2程度のときの増加割合は7~8倍程度であったが、本研究のような標的や弾丸が異なる条件でも同程度になることがわかった(図4)。今後は、密度比や衝突速度、曲率を変えた実験を行い、曲面にできるクレーターのスケールング則を構築する。

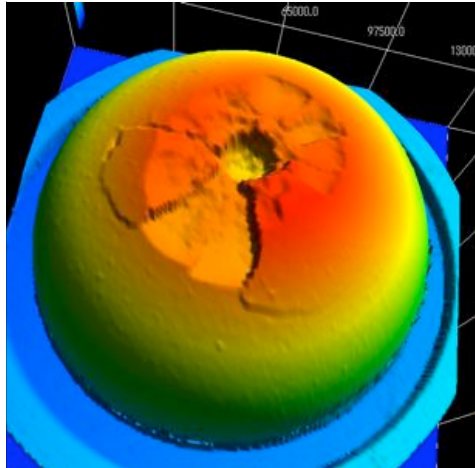


図1：得られた3次元データの例

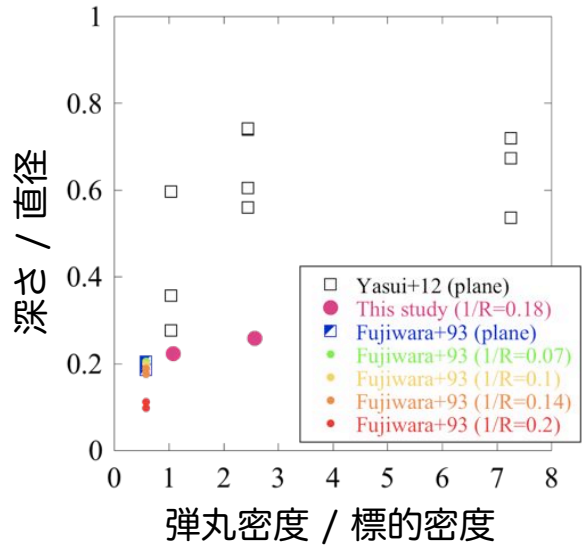


図2：深さ直径比の比較

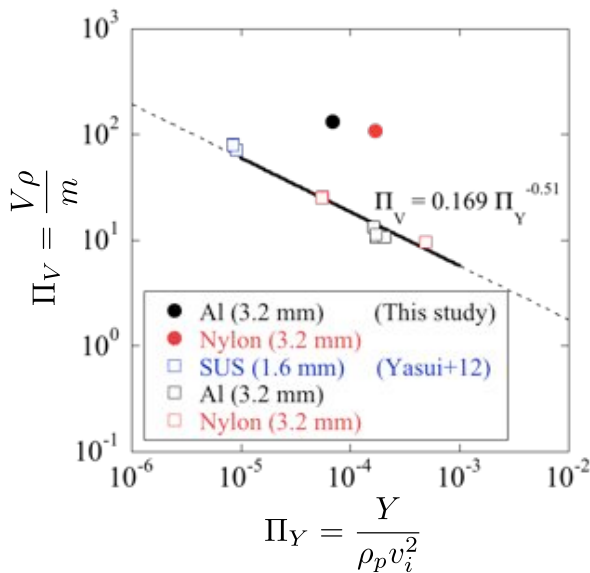


図3：平面と曲率のある面にできたクレーターの体積の比較

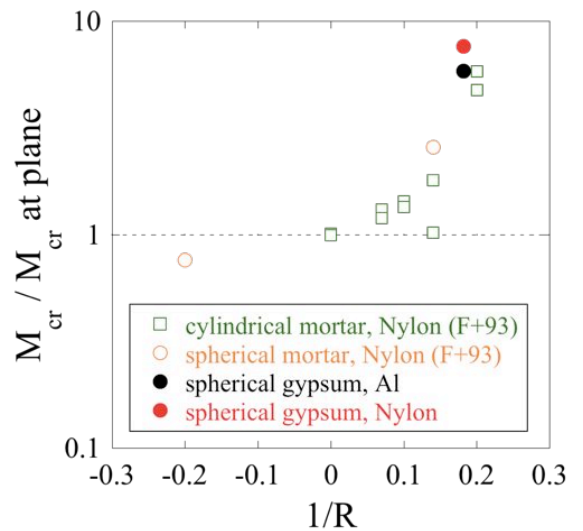


図4：曲率と体積増加率の関係

iSALE 試用レポート

千秋博紀¹, 黒澤浩介¹, 三上峻², 平田成³,

鎌田俊一², 和田浩二¹, 石原吉明⁴

¹千葉工業大学惑星探査研究センター, ²北海道大学理学院,

³会津大学 コンピュータ理工学部, ⁴宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所

1. iSALE とは

iSALE とは, SALE(Simplified Arbitrary Lagrangian Eulerian)[1]をベースとした, 数値流体コードである。最初の“i”は impact に由来しており, 地球惑星科学分野で取り上げられるような衝突現象を模擬することに長けている[2]。この数値コードは, 単に衝撃波の伝播を模擬するだけではなく, 複数の物性, レオロジーを同時に取り扱うことができる(現行のバージョンでは同時に取り扱えるのは最大 3 種類) [3-5]。その際に必要となる状態方程式は, 水, 複数種類の岩石, 複数種類の金属などが用意されている。また, 空隙率やダメージの蓄積なども扱うことができる[2,6]。さらに iSALE には描画用のプログラム iSALEPlot が添付されており, 結果の可視化も簡単に行える。

iSALE は完全なオープンソースコードではない。しかし, 開発者グループに連絡し許可を貰うことで, 科学目的に限り, 使用することができる。このため, 欧米では iSALE を使って衝突の数値シミュレーションを行った研究が数多く行われている[例えば 7,8]。我々は, 研究手段のひとつとして iSALE を使うことのできるようなユーザーを日本の衝突研究コミュニティ内に増やすことを目標として, iSALE 研究会を開催する予定である(後述)。本講演ではその先駆けとして, iSALE をインストールし, いくつかのデモ計算を行ってみた結果を報告する。

なお, iSALE は 3 次元コードも開発されているのだが, その使用は開発者グループに限定されている。このため本講演では, 2 次元計算のみを紹介する。

2. iSALE のインストール, 実行

我々は, Windows 上の Cygwin, Windows 上に仮想 OS としてインストールされた Debian GNU/Linux, Macintosh OS-X, Cent-OS, Debian GNU/Linux 等の環境で iSALE のインストールができることを確認した。本原稿ではその詳細は省略するが, インストールレポートはウェブサイト上で公開している[9]。

ソースコードには, 多種多様なデモが添付されている。図 1 は, これらのデモを実行した結果の一例である。衝突の物理の詳細についての議論は本講演の目的を越えているためここでは行わないが, 衝撃波の生成, 伝播の様子が見て取れる。このようなデモの設定(衝突速度や衝突体のサイズ, 物性など)を適切に変更することで, ソースコードを最初から書くことなく, 様々な条件での衝突の数値シミュレーションができるようになる。

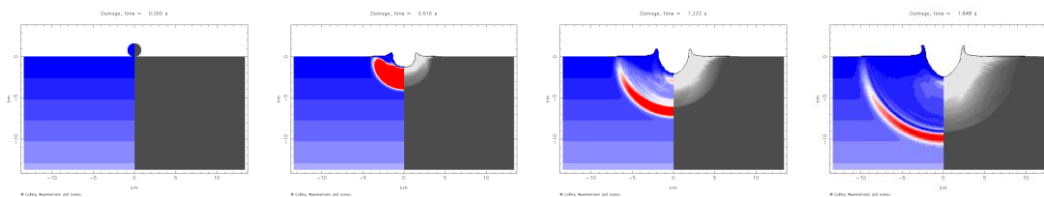


図1：デモを実行した結果の例。右は圧力，左はダメージ

3. iSALE 研究会

我々は、iSALE のユーザを日本の衝突コミュニティに広げるために、以下の日程で iSALE 研究会を開催することを予定している。興味のある方、参加希望の方は、世話人の黒澤耕介 (kosuke.kurosawa@perc.it-chiba.ac.jp) まで

- 日時：2014年2月5, 6日
- 場所：千葉工業大学 (千葉県習志野市津田沼2-17-1)
- 講師：高田淑子 (宮城教育大学), 玄田英典 (東京工業大学), 中村昭子 (神戸大学), 黒澤耕介 (千葉工業大学) ほか
- 予定：一日目：座学編 (衝突流体計算に関する講義)
二日目：実践編 (各自のPCで実際に iSALE を走らせる)
- 問い合わせ, 参加申込先：世話人黒澤耕介 (kosuke.kurosawa@perc.it-chiba.ac.jp)

参考文献

- [1] Amsden, A., Ruppel, H., and Hirt, C. (1980). SALE: A simplified ALE computer program for fluid flow at all speeds. Los Alamos National Laboratories Report, LA-8095-101p. Los Alamos, New Mexico: LANL.
- [2] Wünnemann, K., Collins, G., and Melosh, H. (2006). A strain-based porosity model for use in hydrocode simulations of impacts and implications for transient crater growth in porous targets. *Icarus*, 180:514-527.
- [3] Collins, G. S., Melosh, H. J., and Ivanov, B. A. (2004). Modeling damage and deformation in impact simulations. *Meteoritics and Planetary Science*, 39:217-231.
- [4] Ivanov, B. A., Deniem, D., and Neukum, G. (1997). Implementation of dynamic strength models into 2D hydrocodes: Applications for atmospheric breakup and impact cratering. *International Journal of Impact Engineering*, 20:411-430.
- [5] Melosh, H. J., Ryan, E. V., and Asphaug, E. (1992). Dynamic fragmentation in impacts: Hydrocode simulation of laboratory impacts. *J. Geophys. Res.*, 97(E9):14735-14759.
- [6] Collins, G., Melosh, H. and Wünnemann, K. (2011). Improvements to the epsilon-alpha porous compaction model for simulating impacts into high-porosity solar system objects. *Int. J. Imp. Eng.*, 38:434-439.
- [7] Collins, G. S., Melosh, H. J., Morgan, J. V., and Warner, M. R. (2002). Hydrocode simulations of Chicxulub crater collapse and peak-ring formation. *Icarus*, 157:24-33.
- [8] Elbeshausen D. and Wünnemann K. (2011). iSALE-3D: A three-dimensional, multi-material, multi-rheology hydrocode and its applications to large-scale geodynamic processes. In: Schäfer, F. (ed.) ; Hiermaier, S. (ed.): *Proceedings of the 11th Hypervelocity Impact Symposium 2010*, Freiburg, Germany, April 11-15, 2010. Fraunhofer Verlag, Stuttgart, 828 pp.
- [9] <https://www.waksuei.jp/~impact/wiki/iSALE/>

要旨: 斜め衝突時の超高速下流方向成分の起源を明らかにするため、斜め衝突の超高速撮像計測を行った。その結果、下流方向成分は弾丸貫入中に Impact jetting によって放出されていることが決定的になった。

はじめに:

固体惑星/衛星の表面を支配する地形は衝突クレータである。この傷跡は太陽系の歴史が激しい天体衝突の歴史であったことを物語る。衝突天体がランダムに飛来すると仮定すると、衝突角度分布は 45° を中心とする釣り鐘分布になる [Shoemaker, 1962]。斜め衝突時の生成されるクレータの大きさは室内実験によって調べられ、任意の衝突条件に対して、ある程度予測が可能である [e.g., Schimidt & Housen, 1987]。これは衝突クレータ生成過程においては遠方場近似が効き、初期の非軸対称性は均されてしまうからである。一方、斜め衝突後の衝突体の挙動は、垂直衝突のそれとは著しく異なる。室内実験で斜め天体衝突の模擬実験を行うと、衝突点から半球状に広がる成分(以下、半球膨張成分と呼ぶ)と衝突方向の下流側に、衝突速度と同等の速度で飛び去る弾丸由来成分が観測される [e.g., Schultz & Gault, 1990; Sugita & Schultz, 2003a] (以下、下流方向成分と呼ぶ)。高速で飛び去る衝突天体は惑星大気と激しく相互作用することが予想され、惑星科学上の様々な興味深い事件との関連が指摘されている。例えば (1) Multiple Tsunguska events の発生 [Schultz & Gault, 1990], (2) 金星クレータ周辺の "Run-out flow" の起源 [Sugita & Schultz, 2002], (3) 強力な熱輻射の発生 [Sugita & Schultz, 2003b], (4) 大規模な惑星大気散逸 [Shuvalov, 2009], (5) 生命前駆物質の合成 [Kurosawa et al., 2013], (6) 星間塵の生成などが挙げられる。特に近年の斜め衝突実験では、下流方向成分の初速度は衝突速度の ~ 2 倍に及ぶことも報告されている [Hamura et al., 2012]。このような超高速成分の存在は、上記の諸問題のこれまでの理解を大きく変え得る。例えば天体衝突による惑星大気散逸問題では、惑星の脱出速度が散逸の閾値を与える。従って、大質量で低速度の半球膨張成分よりも小質量で高速度の下流方向成分が、効率よく惑星大気散逸に寄与し得る。また、周辺大気か

ら受ける空力加熱の熱流束の大きさは速度の 3 乗に比例するため、下流方向成分は従来考えられてきたよりも激しい空力加熱を受けることになる。しかし、このような下流方向成分の加速機構は明らかになっておらず、この現象が実験室特有のものか、天然の衝突現象でも起こり得るものか、結論が出ていなかった。本研究ではこの問題に決着をつけるため、PERC の新型二段式水素ガス銃を用いて斜め衝突実験を行った。着弾時の弾丸を超高速撮像し、超高速成分の生成機構を探った。

斜め衝突の超高速撮像計測:

今回は衝突点で何が起こるかを明確にするため真空条件下 (<100 Pa) で斜め衝突実験を行った。以下に実験条件をまとめる。衝突角度は天体衝突の最頻値である 45° に固定し、衝突速度を 4.4 - 6.8 km/s まで変化させた。弾丸、及び標的にはポリカーボネイト球 (4.6 mm ϕ), 銅板 (10 cm \times 5 cm \times 2 cmt) を用いた。撮像速度は 100 ns/frame で行った。コマあたり撮像時間は、この実験条件での弾丸の接触・圧縮段階の特徴時間に比べて十分短く ($\sim 1/10$)、弾丸の衝撃圧縮を直接観察することが可能である。カメラ自体を 45° 傾け、さらにあおりを加えることで、衝突面(銅標的面)を斜め上から見下ろす視点となるように調整した。

実験結果:

100 ns/frame の撮像結果によって着弾直後に弾丸の下部からは自発光を放つ成分が放出されることがわかった。この段階(着弾後 ~ 0.4 μ s) では弾丸の後端が無傷で残っている。これは弾丸の後端には衝撃波が到達しておらず、衝突の情報が弾丸全体には行き渡っていないことを意味する。超高速成分は、弾丸-標的の接触面から弾丸貫入中に放出されていることが明らかとなった。Image J を用いて画像処理を施し、下流方向成分の速度を計測した。まだデータは少ないが、衝突速度の増加に従って、Jetting 速度と衝突速度の比が小さくなる傾向にあること、この速度領域では下流方向成分の速度は、衝突速度の 2 - 3 倍に及ぶこと、放出後の速度は一定であることがわかった。

Impact jetting

実験結果をもとに超高速自発光成分の起源

と、天然の衝突現象でも起こる現象か否かを考察する。弾丸の貫入中に標的との接触面から放出され、現象の中で最も強く加熱されていることから、超高速自発光成分は Impact jetting [e.g., Walsh et al., 1953]と呼ばれる現象で生成されたものであることが決定づけられたと言える。Impact jetting は、物質内を伝わる衝撃波速度が弾丸と衝突面の接触点の移動速度を超えた場合に、接触面の狭い空間から物質が吹き出す現象である [e.g., Melosh, 1989]。局所的にエネルギーが集中するため、極めて強い衝撃圧縮&加熱を受ける。先行研究では発光分光解析と Jetting 理論の比較から、斜め衝突で生成される自発光プラズマは Jetting によって生成されたものであることが指摘されていた [Sugita & Schultz, 1999]。理論的には Jetting 速度は衝突速度の数倍に及ぶ [e.g., Vickery, 1993]。

球形状弾丸の衝突時には、標的面への貫入中に、弾丸と標的面の接触点の移動速度が次第に遅くなるため(接触角が時々刻々変化するため)、貫入中のどこかのタイミングで Jetting が起こる。この現象は理想的にはサイズによらずに引き起こされる[Vickery, 1993]。従って、衝突速度よりも高速で飛び出す下流方向成分は天然の衝突現象でも起こり、最初に述べた惑星科学の諸問題に対して Impact jetting が重要な役割を果たしていた可能性が高い。これらの問題を考える上で、Impact jetting による超高速成分の生成は初期条件として重要であり、天然衝突現象に適用可能な Jetting 理論が必要である。球形状天体の衝突を取り扱える理論モデルは存在するが[e.g., Melosh & Sonett, 1986; Vickery, 1993]、室内実験によるデータを統一的に説明するには至っていない [Vickery, 1993; Sugita & Schultz, 1999]。これは Impact jetting に対する詳細な実験研究がほとんど存在しないことが理由としてあげられる。例えば、球形状弾丸の斜め衝突時の Jetting 速度は Schultz による非公表データの1点の他は衝突角度が不明である2点 [Gault et al., 1968]が存在するのみである。本研究で示したように、コントロールした条件での Impact jetting の生成過程の直接撮像が技術的には可能となってきた。今後は系統的なデータをとりため、それを元に実験結果を矛盾なく説明可能な理論モデルの構築を目指す予定である。

参考文献:

1. Gault et al., *Shock Metamorphism of Natural Materials* (Eds. French B. M. and Short, N. M.), Baltimore, Mono, (1968).
2. Hamura et al., *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, **43**, 1888 (2012).
3. Kondo, K. & Yasuo, H., *Review of scientific instruments*, **58**, 1755, (1987).
4. Kurosawa, K. et al., *Orig Life Evol Biosph* **43**, 221–245 (2013).
5. Kurosawa, K. et al., *Earth and Planetary Science Letters* **337-338**, 68–76 (2012).
6. Kurosawa, K. et al., *J. Geophys. Res.* **117**, E04007 (2012).
7. Melosh, H. J. New York, Oxford University Press, 253, (1989).
8. Melosh, H. J. & Sonett, C. P., *Origin of the Moon* (Eds. Hartmann, W. K., Phillips, R. J., and Taylor, G. J.), 621–642 (1986).
9. Schmidt, R. M. & Housen, K. R., *International Journal of Impact Engineering* **5**, 543–560 (1987).
10. Schultz, P. H. & Gault, D. E., *Geological Society of America Special Papers* **247**, 239–262, Geological Society of America, (1990).
11. Shoemaker, E. M., Arizona. *The Moon Meteorites and Comets* -1, 301 (1963).
12. Shuvalov, V., *Meteoritics & Planetary Science* **44**, 1095–1105 (2010).
13. Sugita, S. & Schultz, P. H., *Icarus* **155**, 265–284 (2002).
14. Sugita, S. & Schultz, P. H., *J. Geophys. Res.* **108**, 5051 (2003).
15. Sugita, S. & Schultz, P. H., *J. Geophys. Res.* **108**, 5052 (2003).
16. Sugita, S. & Schultz, P. H., *J. Geophys. Res.* **104**, 30825 (1999).
17. Vickery, A., *Icarus* **105**, 441–453 (1993).
18. Walsh et al., *Journal of Applied Physics* **24**, 349–359 (1953).

※図はスライドを参照して頂きたい。

月全球のクレーター空間分布の評価

伊東里保¹, 木下達生¹, 本田親寿¹, 平田成¹, 諸田智克²

¹会津大学(email: m5171133@u-aizu.ac.jp), ²名古屋大学

1 背景と目的

天体表面において形成年代が同じであればクレーターは一般にランダムな空間分布を示す。しかし、月のように自転と公転が同期回転している天体ではクレーターの空間分布に偏りが生じる可能性がある(Zhanle et al., 2001)。光条を持つクレーターの空間分布について調べた研究では、クレーターの密度は apex (0°N, 270°E) で最大となり、antapex (0°N, 90°E) で最小となった(Morota et al., 2005)。

また、LOLA の観測データに基づいた直径 20km 以上のクレーター(盆地サイズを含む)の位置と直径に関するデータベースが現在公開されている。しかし、月全球において衝突盆地を含むクレーターの空間分布を評価した研究はあまり行われていない。

Kinoshita et al. (2012) では月面の局所的な領域のクレーター空間分布をクラスター分析によって評価するアルゴリズムを提案している。木下らの研究では対象領域が狭いためクレーター空間分布は二次元に近似できた。しかし本研究では評価する領域が全球に渡るため、球面上のクレーター空間分布を評価するアルゴリズムを開発する必要がある。本研究ではクラスター分析を用いて月全球のクレーターの空間分布を評価するアルゴリズムを開発し、クレーター密度が偏っている領域の検出を目指すことを目的とする。

2 手法

2-1 使用したデータ

本研究では、“The Lunar Orbiter Laser Altimeter (LOLA) Large Lunar Crater Catalog”(Head et al., 2010)(以下 LLCC)を使用する。このデータベースには、直径 20km 以上の 5185 個の衝突盆地を含むクレーターの直径と中心緯度経度情報が含まれている。

2-2 クラスター分析

クレーターの直径と中心緯度経度情報を持つ実データ(LLCC)に対して最短距離法を適用する。最短距離法とは階層凝縮型クラスター分析アルゴリズムの一つであり、2 つのクラスター間の距離が最も近いものから集めてクラスター化していく。クラスター化された順番をクラスターリングレベル、クラスター間の距離をクラスターリングパラメータと呼ぶ。

クレーターの空間分布を評価するアルゴリズムとして最短距離法を用いた研究は、Bierhaus et al. (2005)によるものがあり、Europa に形成されているクレーターに対して行われた。Europa 上のクレーターは月面に比べると非常に少ないためクレーターの位置のみを用いた評価結果となっている。Kinoshita et al. (2012)は月面に形成されたクレーターに最短距離法を適用するために、クレー

ターの直径を考慮した空間分布の評価法を提案している。本研究では Kinoshita et al. (2012)の評価アルゴリズムを球面上のクレーターに適用できるように改良した。

2-3 シミュレーション

実データ(LLCC)に対して最短距離法を適用した結果を評価するために、クレーターの位置が理想的にランダム(偏りが無い)なシミュレーションデータを用意する。シミュレーションデータは 1000 パターン用意し、全てのデータセットに実データと同じく最短距離法を適用する。クラスターリングパラメータの平均値と標準偏差を求め、実データへの適用結果と比較する。

2-4 結果の比較

実データとシミュレーションデータへ最短距離法を適用した結果得られるクラスターリングパラメータをクラスターリングレベル毎に比較する。もし実データがシミュレーションデータの平均値 $- 2\sigma$ を下回った場合、そのクラスター(クレーターの集まり)はクレーター間の距離が密であると判断した。

3 結果

クレーターのサイズ範囲に着目し、直径 20km 以上(5185 個)の LLCC データ全量解析の他に、直径 200 km 以上(60 個)のデータセットも作成してそれぞれ評価を行った。

直径 20km 以上のクレーターについてクラスター分析を適用させた結果を Figure 1, 2 に示した。Figure 1 において、黒い曲線がランダムな空間分布を示すシミュレーション 1000 回分の平均値 $\pm 2\sigma$ を表しており、LLCC データにクラスター分析を適用した結果は赤い曲線で表している。LLCC データのクラスター分析の結果が、シミュレーションデータに対するクラスター分析の結果を上回るか下回るときに、それぞれ LLCC データのクレーターの空間分布が「疎」または「密」と読み取る。クラスターリングレベル 1500 から 4800 にかけて実データのクラスターリングパラメータの値は平均値を大きく下回っている。シミュレーションでは月全球にクレーターをランダムに生成しており、LLCC データでは月の裏側のクレーター間の距離が短いこと、つまり、LLCC データはシミュレーションデータと比較するとクレーター密度が高くなっているのだとグラフから読み取れる。また、Figure 2 から月の表側や Orientale 盆地等の衝突盆地周辺の領域のクレーター密度が低くなっているという結果も得られた。

Figure 3, 4 は直径 200km 以上のクレーターに対してクラスター分析を適用させた結果である。LLCC データとシミュレーションデータにクラスター分析を適用した結果比較すると、LLCC データはほぼ平均値 $\pm 2\sigma$ の範囲内に収まっている(Figure 3)。また、クラスター分析の結果を

可視化したマップ(Figure 4)においても直径 200km 以上のクレーターについては比較的クレーター空間分布の偏りが少ないという結果を読み取ることができるだろう。

4 まとめ

この研究では、クラスター分析を用いて月全球のクレーターの空間分布を定量的に評価した。その結果、直径200km以上のクレーターの空間分布はそれよりも直径が小さなクレーターに比べて空間分布の偏りが小さいことが分かった。

Morota et al. (2005)において、光条を持つクレーターの空間分布はapex、antapex効果による偏りを持っていた。しかしながら、直径200km以上のクレーターセットに関しては他のクレーターセットと比較してもクレーターの

空間分布の偏りが小さく、apex、antapexによるクレーター空間分布の偏りを認められなかった。

また、直径20km以上のクレーターに着目しても同期回転によるクレーター空間分布の偏りは認められなかった。その理由として、本研究で検証したLLCCデータは月表層が形成されて以来全てのクレーターを対象としているため、衝突盆地形成時の二次クレーターの影響が卓越している可能性による影響があるかもしれない。二次クレーターの直径の最大値は親クレーターの直径の25分の1と推定されており(Allen, 1979)、Imbrium (-17°E, 33°N)やCrisium (59°E, 16°N)等、直径1000km以上の衝突盆地形成時のイジェクタにより、月全球に衝突盆地形成由来の二次クレーターがクレーターの空間分布に偏りを生じさせていることが考えられる。

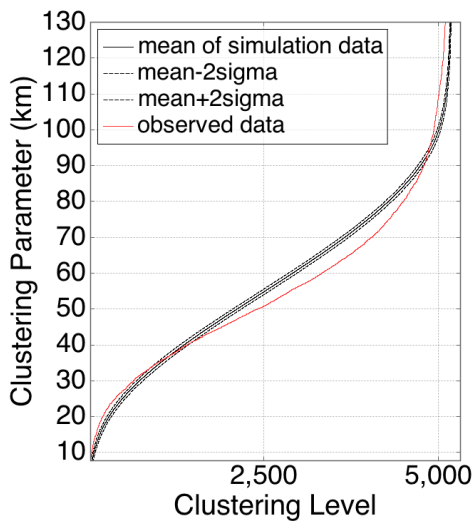


Figure 1 直径 20km 以上のクラスター分析結果
横軸はクラスタリングレベル、縦軸はクラスタリングパラメータ(クラスター間の距離)である。

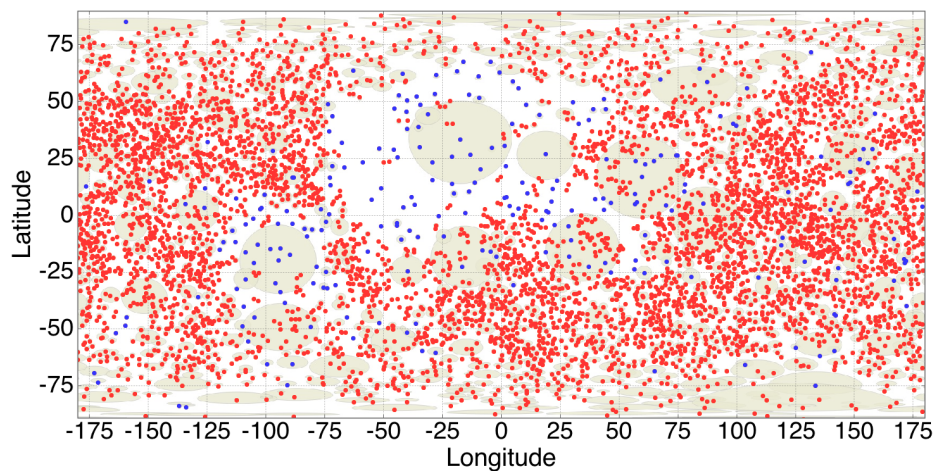


Figure 2 直径 20km 以上のクラスター分析結果
各点はクレーターの中心位置にあり、赤色は空間分布が「密」な状態、青色は空間分布が「密ではない」な状態を表している。

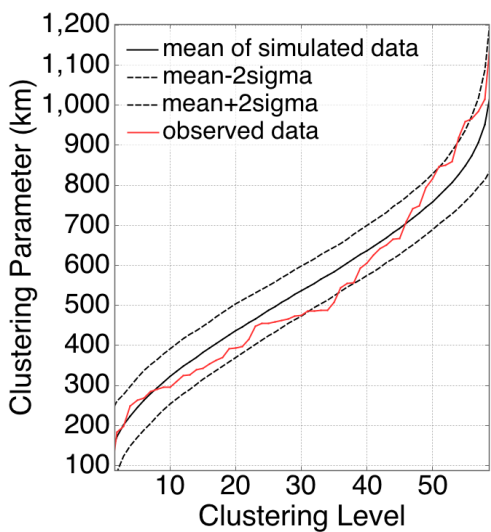


Figure 3 直径 200km 以上のクラスター分析結果

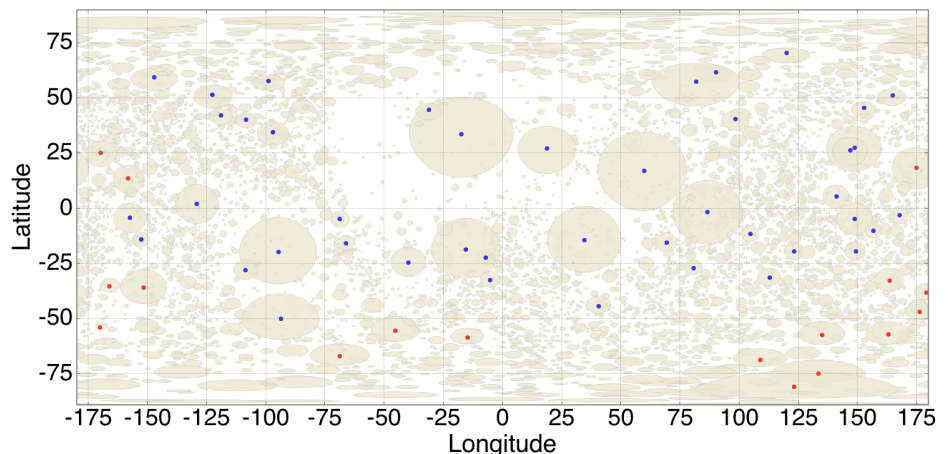


Figure 4 直径 200km 以上のクラスター分析結果

火星の衛星の力学的起源のレビュー

樋口有理可 東京工業大学

火星には **Phobos, Deimos** という 2 個のほぼ円軌道の衛星が発見されているが、これらの起源は未だ明らかではない。これまでに大きく分けて 2 個の起源が数値計算や解析的手法を用いて議論されている。それは捕獲説と集積説である。捕獲説とは、小惑星などに起源をもつ小天体が軌道進化を経て、周火星軌道に入ったとする説である。この説では、まず小天体が火星のヒル圏内に入り、エネルギー散逸の過程を経て周火星軌道に入り、その後、離心率を下げたということになる。エネルギー散逸の機構としては、集火星円盤のガス抵抗、火星の原始大気によるガス抵抗、小天体が連小惑星であったとしてそれらの 3 体相互作用などが考えられてきた。どの機構においても一時的な捕獲は不可能ではないが、その条件を満たすパラメタ空間が非常に狭く確率が低い。さらには、捕獲された時点では離心率が高いことが予想され、その後、ガス抵抗や火星との潮汐相互作用で離心率を下げる必要がある。ところがどの円軌道化の機構も効率が悪く、特に火星からの距離が遠い **Deimos** においては現在の軌道を再現する条件はない。しかしながら、**Viking** や **Phobos2** といった過去の探査機による **Phobos** の観測データは、それが小惑星と似た物理特性やスペクトル型を持つことを示し、小惑星捕獲説を支持していた。ところが、**Mars Express** による観測では、**Phobos** が小惑星帯より内側の火星周辺で形成されたと考えて矛盾のない、過去のデータと異なる結果をもたらし、集積説を否定しない。集積説とは、巨大衝突によって形成された周火星円盤内での固体集積で衛星が形成されたとする説で、円軌道を自然に説明する。これは、木星や土星の規則衛星の形成、または周太陽系円盤からの惑星形成と同じ機構である。それらと同じような手法を用いた大規模数値計算が近年精力的に行われている。ところが、こちらは 2 個の衛星の軌道配置が再現できない。どちらか一方を再現することはできても、両方を再現する円盤質量分布は存在しない。以上をまとめると、**Phobos, Deimos** の両方を説明できるモデルは存在せず、どちらかの説を強く支持/否定する観測データもない。よって、**Phobos, Deimos** の起源を明らかにするには今後の観測やより詳細な計算が必要であるといえる。

S. Sugita¹, D. Kuroda², S. Kameda³, S. Hasegawa⁴, S. Kamata¹, T. Hiroi⁴, M. Abe⁵, M. Ishiguro⁶, N. Takato², and M. Yoshikawa⁵, ¹Univ. of Tokyo, Kashiwa, Chiba 277-8561, JAPAN (sugita@k.u-tokyo.ac.jp), ²Natnl. Astron. Obs. of Japan, ³Rikkyo Univ., ⁴Japan Aerospace Exploration Agency, ⁵Brown Univ., ⁶Seoul Natnl Univ.

Introduction: Among several hundred asteroids whose visible reflectance spectra have been measured, 1999 JU₃ is among the few C-type asteroids that can be reached with small ΔV from the Earth [1]. This makes this asteroid a very attractive target for a near future sample-return mission. In fact, 1999 JU₃ is currently chosen for the primary exploration target of JAXA's Hayabusa 2 and the secondary target for both OSIRIS-REx mission by NASA and Marco-Polo mission by ESA. Thus, detailed investigation of this NEA is very important for near future planetary mission projects.

In particular, both spatial inhomogeneity and temporal variation in the spectral properties of the mission target NEA would give a large impact on remote sensing strategy and sampling site selection processes. In this study, we observe visible spectrum of 1999 JU₃ over multiple spin phases to examine how much spatial inhomogeneity is present and analyze newly obtained and literature spectrum of 1999 JU₃ closely to infer material properties.

Observations and Data Reduction: A series of visible spectroscopic observations of 1999 JU₃ were conducted with the 8.1-m-aperture Gemini-South telescope in Chili using GMOS instrument on June 24, 26, and July 5. The apparent visible magnitude of 1999 JU₃ was between 19.13 and 19.66 during our observations. The phase angle was relatively small between 22.7 and 30.3°. Two standard stars (HD142801, SA107-998) were used for calibration. Although the three observations cover a wide rotational phases, the observation on July 5th suffered from background star contamination.

Observation Results: Very flat spectra similar to the Sept. 2007 spectrum by [2] were observed in our three observations (Fig. 1). There is no obvious 0.7 μm feature in our spectra. The fact that three flat spectra without clear 0.7 μm absorption were observed at different rotational phases strongly suggest that most 1999 JU₃ surface is covered by material with flat spectrum at least the latitude range seen from the Earth during our observation period.

Data Analyses: We conducted three different analyses: principal-component analysis (PCA) [3], modified Gaussian modeling (MGM) [4], and comparison with spectra of heated meteorite samples [5].

The PCA indicates that the three of our spectra

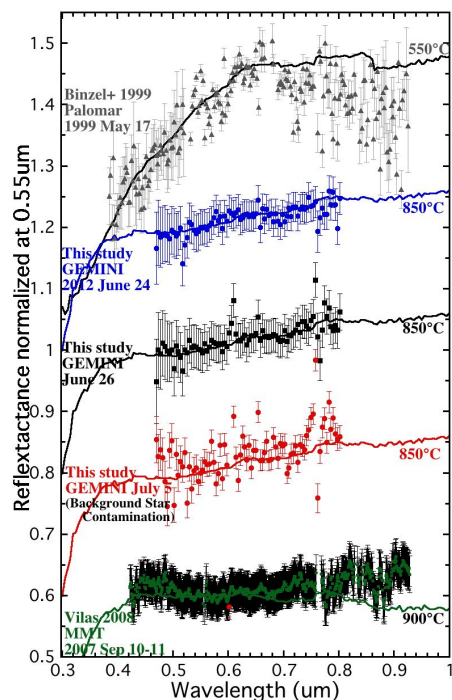


Figure 1. Comparison between reflectance spectra of asteroid 1999 JU₃ and those of heated Murchison meteorite samples at different temperatures [4]. The top and bottom spectra are from [6] and [2], respectively. The middle three spectra are observed in this study.

are clustered together near the spectra obtained in Sept. 2007 by [2] (Fig. 2). The MGM analysis of the July 2007 spectrum reveals that the central wavelength λ_{ctr} and breadth $\Delta\lambda$ of the best-fit Gaussian for the July 2007 spectrum follow the same $\lambda_{ctr}-\Delta\lambda$ trend for the Ch-type MBA's. This coincidence strongly suggests that the possible 0.7 μm absorption feature in the July 2007 spectrum may be real. Thus, the presence of 0.7 μm absorption on 1999 JU₃ should not be ruled out at this point. Nevertheless, the fact that most 1999 JU₃ spectra obtained so far do not exhibit 0.7 μm absorption band signatures indicates that material(s) with 0.7 μm absorption would cover only a small surface area of 1999 JU₃. Furthermore, the comparison between meteorites and the great variety of 1999 JU₃ spectra reveal that the spectrum observed by [3] in May 1999, that by [2] in Sept. 2007, and those in this study in June to July 2012 can be fit well by Murchison chondrite samples heated at different temperatures (Fig. 1).

Implications for 1999 JU₃: If the rotation pole is upright as Müller et al. [7] obtained as the optimal solution, then it would be difficult to understand how a strong 0.7 μ m absorption feature would be missed by many observers during this observation opportunity in 2012 [8-10]. However, the pole vector determination is not unique yet. There are multiple local minimum solutions to reproduce the light curve observations results because 1999 JU₃ has a nearly spherical shape and very small light curve amplitude [e.g., 7].

This apparent contradiction could be resolved if 1999 JU₃ has a tilted spin axis and the azimuth of the spin axis is directed to the Earth in summer of 2012 as shown in Fig. 3. In this geometric configuration, we would have seen only a pole of 1999 JU₃ in May-July 2012. Then asteroid spin does not change the area visible from the Earth. In contrast, we would have seen the equatorial regions in summer of 2007 in this configuration. Then more variety of spectra could appear as the asteroid rotates. Higher quality light-curve data would be able to answer this question.

A possible Parent body for 1999 JU₃: Recent dynamical calculations indicate that 1999 JU₃ very likely came from the ν_6 resonance in the main belt [11]. There are only three asteroid families with low albedo (<0.1) near the ν_6 resonance: Sulamitis, Polana, and Erigone. Because the Sulamitis family members are very tightly distributed around the main asteroid 752 Sulamitis, however, kilometer-size fragments from this family are unlikely to have reached the ν_6 resonance [11]. This makes Polana and Erigone families the most likely source families for 1999 JU₃. Although both 142 Polana and 163 Erigone possess low albedo and relatively flat visible spectra, they have distinctly different visible spectra. The former exhibits clear blue slope between 0.45 and 1 μ m and is classified as B type [12]. None of the 1999 JU₃ spectra observed so far is similar to this 163 Polana spectrum.

In contrast, the flat visible spectra observed in this study as well as that in September 2007 are similar to that of 163 Erigone as shown in Fig. 4. Also, the potential 0.7 μ m absorption feature suggested from the above MGM analysis of the July 2007 spectrum is also consistent with the 163 Erigone spectrum. These pieces of evidence support the possibility that the parent body of 1999JU₃ may be 163 Erigone or its own larger parent body.

Here it has to be noted, however, that the above discussion is based on the premise that 1999 JU₃ is a member of a collision family. It may have been a background asteroid near ν_6 . Nevertheless, such distinction between a family asteroid near the ν_6 resonan-

ce and a background asteroid could be made if its fragmentation age is measured from returned samples.

References: [1] Binzel, R.P. *et al.*, 2004, *MAPS*, 39, 351–366. [2] Vilas, 2008, *Astron. J.*, 135, 1101-1105. [3] Bus, S. and R. Binzel, 2002, *Icarus*, 158, 146-177. [4] Hiroi, T. *et al.*, 1996, *MAPS*, 31, 321-327. [5] Hiroi, T. and F. Vilas, 1995, *LPSC*, 26, 611-612. [6] Binzel, R. P. *et al.*, 2001, *Icarus*, 151, 139-149. [7] Müller, T. *et al.*, *A&A*, 525, 1–6. [8] Sugita, S. *et al.*, 2012, *DPS*, 44, 102.02. [9] Moskovitz, N. *et al.*, *DPS* 44, 102.04. [10] Lazzaro, D., *et al.*, 2013, *A&A*, in press. [11] Campins, H. *et al.*, *ACM Mtg.*, #6452. [12] Clark, B. E., 2011, *Icarus* 216, 462–475. [13] Abe, M. *et al.* 2008, *LPSC*, 39, #1594.

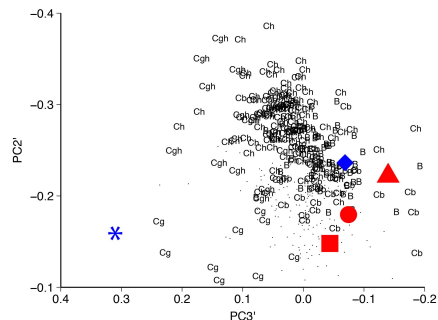


Figure 2. Comparison of principal components, PC2' and PC3', between SMASSII asteroids [3] and 1999 JU₃. The blue asterisk and diamond are for [6] and [2], respectively. The red symbols are for our new spectra in June to July 2012 observed with GEMINI-S.

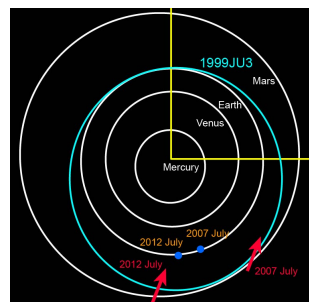


Figure 3. A possible azimuthal direction of the spin pole of asteroid 1999 JU₃.

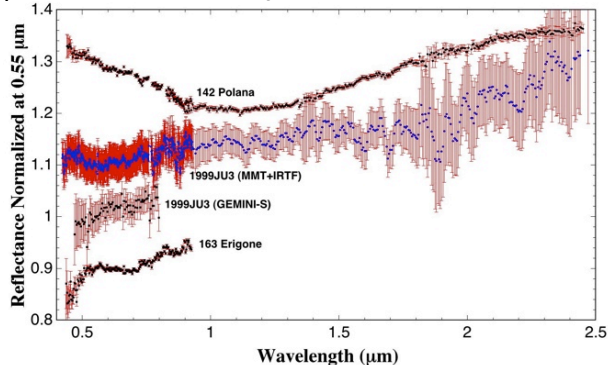


Figure 4. Comparison of reflectance spectra among 142 Polana [3], 1999JU₃ [3, 13], and 163 Erigone [3].

斜め衝突による下流方向高速放出物の質量と大気存在下における運動

*羽村 太雅¹⁾, 杉田 精司¹⁾, 黒澤 耕介²⁾, 長谷川 直³⁾, 門野 敏彦⁴⁾

1. 東大 新領域, 2. 千葉工大, 3. ISAS/JAXA, 4. 産業医科大

E-mail: tiger@astrobio.k.u-tokyo.ac.jp

1. 背景と目的

地球史初期には、地球や月を始めとする固体惑星表面に多数の天体衝突が発生していたと考えられている(e.g., BVSP, 1981)。特に大多数を占める斜め衝突 (Shoemaker, 1962)は、良く調べられてきた(e.g., Schultz and Gault, 1990; Pierazzo and Melosh, 2000)。

斜め衝突に伴い、衝突点から下流水平方向には蒸気と凝縮層の混合物が高速で放出される(Sugita and Schultz, 2003b)。周辺大気と下流飛行成分の相互作用は、金星のクレーター周辺に見られる地形(Sugita and Schultz, 2002)、大気剥ぎ取り(e.g., Shuvalov, 2009)、CN, C₂を始めとする反応性の高い炭素化合物の生成(Sugita and Schultz, 2003a, 2009)など、惑星科学上の諸問題において重要な役割を果たしうると考えられる。しかし、下流方向へ飛行する衝突蒸気雲は破片やガスの混合した混相流であり、周辺大気による破碎やアブレーション、周辺大気分子と破片蒸気の混合や化学反応など、多数の物理・化学過程が絡み合う複雑な啓である。相互作用の生成物量の指標のひとつである蒸気雲の質量や相互作用しうる周辺大気の質量など、基本的な物理量でさえあまり理解されていない。そこで本研究では気体中での斜め高速度衝突実験を行い、下流に飛行する蒸気雲の運動を単純な運動モデルで記述し、その質量を推定し、相互作用しうる大気の質量を算出した。

2. 高速衝突実験

実験には宇宙科学研究所の二段式軽ガス銃を用いた。実験条件を以下に示す。衝突速度、角度は4.1-6.9 km/s、水平から30度とした。周辺大気圧は窒素雰囲気30 hPaで一定とした。弾丸、標的にはそれぞれ直径7 mmのポリカーボネイト球と2×10×10 cm の銅塊を用いた。扇形に広がる蒸気雲のカメラ視野外における広がり角を計測するため、衝突点の670 mm後方には厚さ1.2 mmのAl板を設置した。発生した蒸気雲の様子は上方と側面から2台の高速度カメラを用いて1-2 μs/frameの撮影速度で同時観測した。黒体放射と、C₂, CNの分子発光バンドに対応する波長域のバンドパスフィルタを通して2台のカメラでマルチバンド撮像観測を行った。

3. 結果

側方からの観測の結果、衝突点を中心として半球状に膨張する成分は、C₂分子発光の波長域でのみ強く観測されることから、弾丸蒸気由来の発光と考えられる。衝突点から下流側へは、蒸気雲が地面に対して水平に飛行していく様子が確認された。蒸気雲が標的の面から放出された直後には、標的の面を回り込む様子が観測された。これは破片の直線的な運動ではなく、ガスの膨張が側面から観測した際の蒸気雲の形状を支配していることを示唆し

ている。下流方向成分はどの波長域でも一体となって運動する様子が確認されることから、この成分の運動は重心系の運動で代表させて良いと考えられる。また、画像から蒸気雲先端の到達距離を計測した。検証板には多数の衝突痕が形成された。これは蒸気雲中の凝縮相の存在が示唆される。衝突痕に覆われた面密度を計測すると、鉛直方向には25 mm(衝突点からの見込み角 $\sim 2^\circ$)程度しか広がっていないのに対して、水平方向には広く分布している様子が観察された。検証板上に形成された衝突痕の水平方向の分布は、中心から15~20 cm程度で面積密度が半減する様子が観察された。したがって、衝突点から検証板までの距離と検証板上の衝突痕の水平分布から、蒸気雲の拡がり角は約30度であることがわかった。

4. 議論

以下では、実験結果をもとに蒸気雲の重心運動に対する簡単な力学モデルを構築し、下流方向に飛行する蒸気雲の質量と、相互作用しうる周辺大気の質量を推定する。

本研究の高レイノルズ数領域では蒸気雲の運動は速度の2乗に比例する慣性抵抗で支配される。重心の運動方程式は以下のように表せると期待される。

$$m \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{2} \rho_a S C_D v^2 \quad (1)$$

ここで m , v , ρ_a , S , C_D はそれぞれ蒸気雲質量、速度、周辺大気密度、蒸気雲断面積、抵抗係数である。断面積 S は蒸気雲の先端の各点が進行方向に対して垂直となる円弧の長さ ($d \times 2\theta$,

検証板に形成された衝突痕の拡がり角度 $\theta=30^\circ$,先端の移動距離 $d(t)$ と蒸気雲の厚み $h(t)$ の積として近似した。

蒸気雲先端速度の時間変化は、 m/C_D を唯一のフリーパラメタとして解くことができる。 m/C_D が時間変化しないと仮定して蒸気雲の運動方程式を解くと、蒸気雲位置の時間変化をよく再現できた。 $C_D=1$ (Landau and Lifshitz, 1987)と仮定すると、得られた m/C_D の値(~ 0.01 弾丸質量)は下流方向へ運動する蒸気雲の質量を意味する。また、破片表面の温度が1000 K程度まで低下して蒸発がなくなるまでの間に掃引される周辺大気の質量は、蒸気雲質量の2~10倍となると算出された。この結果は、微小質量の弾丸破片が大質量の大気と素早く化学反応可能で、これまで考えられていたより大質量の衝突由来の下流方向高速飛行成分も大気と効率良く相互作用しうること、地球型惑星・衛星上の地質記録から見積もられた斜め衝突速度の見積もりが小さくなる(スケールリング則が変化する)可能性を示唆している。

参考文献

- [1] Basaltic Volcanism Study Project. (1981) Basaltic Volcanism on the Terrestrial Planets, Lunar and Planetary Inst. 1049. [2] Shoemaker 1962. [3] Sugita and Schultz (2003b) JGR, 108. [4] Pierazzo and Melosh, (2000) MAPS, 35, 117. [5] Sugita and Schultz (2002) Icarus, 155, 265. [6] Shuvalov (2009) MAPS, 44, 1096. [7] Sugita and Schultz (2003a) JGR, 108, 5051. [8] Sugita and Schultz (2009) GRL, 36, L20204. [9] Landau and Lifshitz (1987) Fluid Mechanics.

玄武岩標的に作られたクレーターの三次元計測

高木 靖彦 (愛知東邦大学)、長谷川 直, 鈴木絢子 (ISAS/JAXA)

衝突クレーター形成のスケーリング則が強度項と重力項により成り立っていることは良く知られている。この内、重力項に関しては、石英砂やガラスビーズを標的に用いた多くの実験により検証が行われている。一方、強度項の検証のための実験は意外に少なく、岩石標的に用いた系統的实验はほとんど行われてこなかった。クラックの無い均質な岩石資料を一定量入手することが難しいことが、その理由の一つと考えられる。

今回、クラックが無い良質の玄武岩を入手することができたので、系統的なクレーター形成実験を行い、強度スケーリング則の検証を目指した。実験に用いた標的は、柱状摂理の玄武岩より切り出した $200 \times 200 \times 90$ mm の大きさの直方体である。切り出した方向は、柱の軸に垂直な方向に長辺が向いており、衝突の方向は、短辺の向き、すなわち柱状摂理に平行な方向である。質量は $10.55 \sim 10.73$ kg で、密度は 2920 ± 10 kg/m³ であった。

実験は、JAXA 相模原キャンパスにある二段式軽ガス (水素) 銃を用いて行った。弾丸には、直径 3.2mm のアルミニウム球 (47 mg)、ステンレス鋼球 (135 mg)、および、直径 7.1 mm のナイロン球 (218 mg) を用い、衝突速度は $2400 \sim 5300$ m/sec、衝突角度は 90° であった。

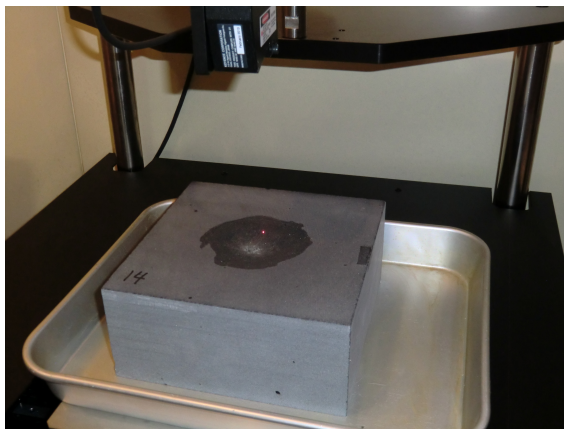


図 1. 三次元形状計測の様子

形成されたクレーターの 3 次元形状は、Keyence レーザー変位計を付けた X-Y ステージにより測定した。測定の様子を図 1 に、測定された形状の一例を図 2 に示す。測定された三次元形状データより開口部の断面積、最大深さ、容積を求めた。開口部の断面積から等しい面積となる円の直径を求め、それをクレーター直径とした。

これらの結果を今までの研究結果と比較するため、よく使われている無次元 π パラメータ [1] を用いて整理してみる。使用した π パラメータは以下の 5 つである :

$$\pi_D = \left(\frac{\rho_t}{m} \right)^{1/3} D, \quad \pi_d = \left(\frac{\rho_t}{m} \right)^{1/3} d, \quad \pi_V = \frac{\rho_t V}{m},$$
$$\pi_3 = \frac{Y}{\rho_p v_i^2}, \quad \pi_4 = \frac{\rho_t}{\rho_p}$$

ここで、 D 、 d 、 V が形成されたクレーターの直径、深さ、容積、 m が弾丸質量、 v_i が衝突速度、 ρ_p と ρ_t が弾丸と標的の密度、 Y が標的強度である。ただし、標的強度の測定ができていないので 20 MPa と仮定して計算した。

図 3 に無次元化された直径 π_D および容積 π_V と強度スケーリングのパラメータ π_3 の関係を示す。ここでは示していない無次元化された深さ π_d と π_3 の関係を含め、いずれの図においても弾丸 (密度) への依存性が顕著にみられる。

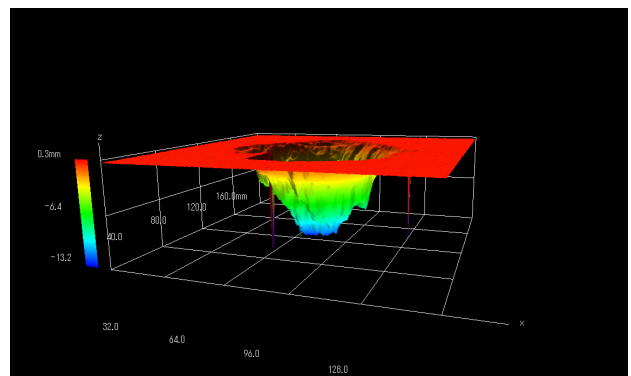


図 2. 計測された三次元形状の一例

そこで、 π_3 と密度のパラメータ π_4 を独立変数とした多重回帰分析を行い、 π_D 、 π_d および π_V への π_3 と π_4 の依存指数を求めた。結果は、深成岩と堆積岩を用いた他の研究の結果 [2, 3] と合わせて表 1 にまとめた。

今回の結果は、Gault (1973) の"dense crystalline rock" を用いた実験結果に近く Suzuki et al. (2012) の堆積岩を用いた実験結果とは明確な違いを示している。堆積岩中の衝撃波の減衰が大きい事が原因ではないかと考えられるが、最終的な結論を得るためには減衰率の測定や異なった岩石を用いたクレーター形成実験が必要である。

引用文献

- [1] Holsapple, K. (1993), The scaling of impact processes in planetary sciences, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **21**, 333-373
- [2] Suzuki, A. et al. (2011), Laboratory experiments on crater scaling-law for sedimentary rocks in the strength regime, *J. Geophys. Res.* **117**, E08012
- [3] Gault, D. E. (1973), Displaced mass, depth, diameter, and effects of oblique trajectories for impact craters formed in dense crystalline rocks, *Moon* **6**, 32-44

謝辞

実験は、宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所スペースプラズマ共同利用設備を利用して行いました。玄武岩資料は愛知県岡崎市のファニチャーストーン株式会社 (<http://www.f-stone.com/>) より購入しました。

表 1.

	標的	$\pi_D \propto \pi_3^a \pi_4^b$		$\pi_d \propto \pi_3^c \pi_4^d$		$\pi_V \propto \pi_3^e \pi_4^f$	
		a	b	c	d	e	f
今回	玄武岩	-0.40±0.07	0.13±0.08	-0.29±0.03	0.10±0.04	-1.10±0.16	0.51±0.20
Gault (1973)	深成岩	-0.370	0.203	-0.357	0.190	-1.133	0.633
Suzuki et al. (2012)	堆積岩	-0.22±0.02	0.11±0.07	-0.25±0.02	0.01±0.05	-0.71±0.05	0.23±0.17

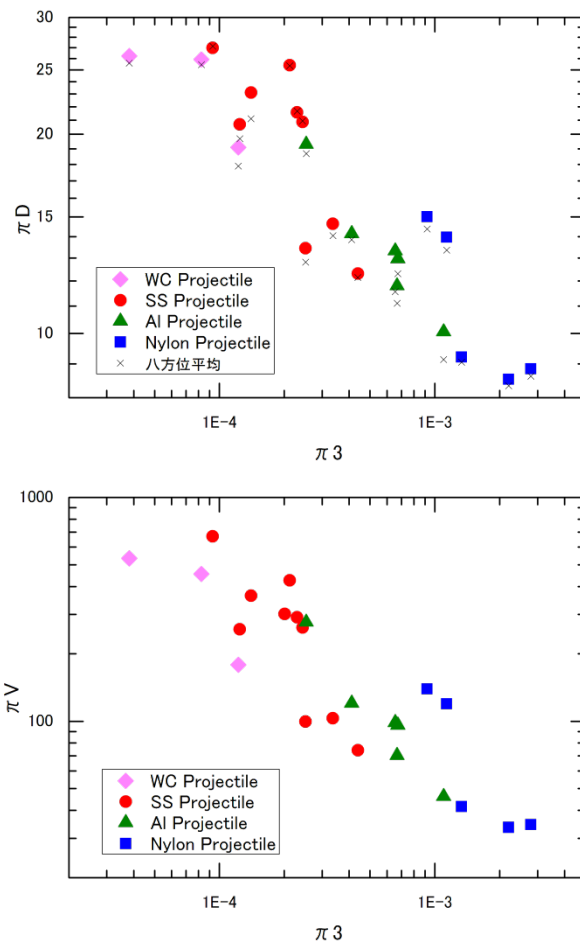


図 3. π_D および π_V と π_3 の関係。 π_D 図の×印は、衝突点から 8 方向の半径を測定し、その平均値から計算した π_D を示している。

原始惑星系円盤から周惑星円盤への固体の供給：周惑星円盤中の固体分布

谷川 享行¹、丸田有希人²、町田 正博²

¹ 北大低温研、² 九大理

巨大ガス惑星の規則衛星は、惑星形成時に存在していたと考えられている周惑星円盤の中で形成されたと考えられている。近年の高解像度数値流体計算により、周惑星円盤のガスの構造についてはかなり詳しく明らかにされている。しかし、衛星の形成に不可欠な固体がどのように周惑星円盤へ降着するかは明らかになっていない。

そこで本研究では、原始惑星系円盤中を回転する固体が周惑星円盤へどのように降着するかを理解するために、惑星軌道付近を中心星周りに回転している粒子が周囲のガス運動の影響を受けながらどのように降着するかを、ガス抵抗を考慮した軌道計算により調べた。ガス抵抗力の計算を行うのに必要となるガスの密度・速度情報は、高精度3次元数値流体シミュレーションにより得られた流れ場データを用いた。計算の結果、典型的な原始惑星系円盤モデルで、惑星が5AUにある場合、10m サイズ前後の天体が最も降着効率が高い事が分かった。定性的には10m よりサイズ小さくなるにつれてガスとよくカップルすることで周惑星円盤への降着が妨げられ、逆に10m よりサイズが大きくなるにつれてガス抵抗の効果が弱まり捕獲効率が下がる。1cm 以下のサイズのダストは、ガスの流れに強く影響を受けるため、周惑星円盤へは降着できないことも分かった。また、固体のサイズが大きくなるにつれて、周惑星円盤中に捕獲される位置が惑星に近づくことが分かった。この結果を用いてガリレオ衛星の形成過程を検討した結果、木星軌道付近の原始惑星系円盤ガス密度が最小質量モデルに比べて3桁ほど小さく、ガス/ダスト比が1程度であったことが示唆される。

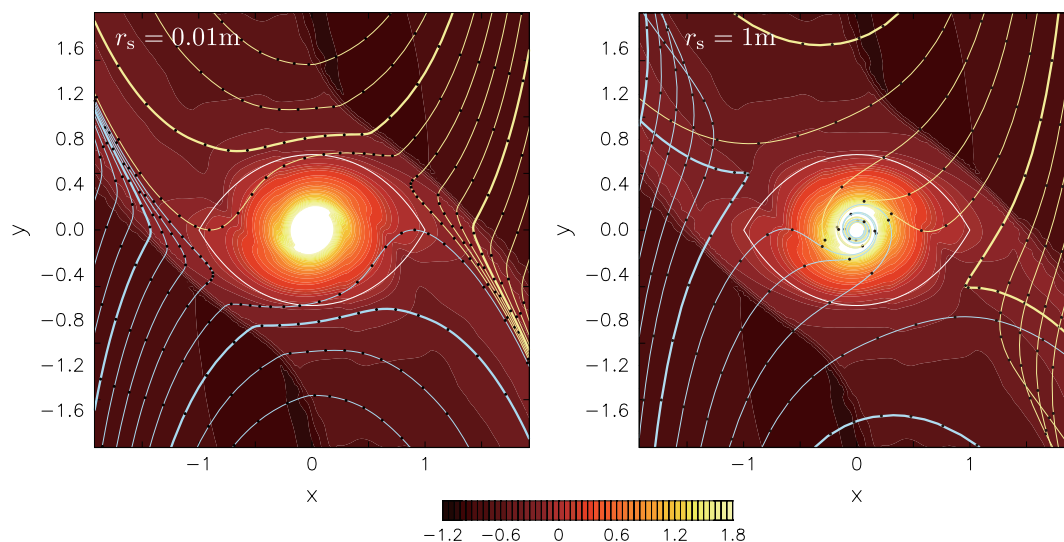


図1：原始惑星系円盤から周惑星円盤へ接近する粒子の軌道（線）とガス密度。線上の点は時間等間隔（0.2無次元時間）。縦軸横軸は円盤スケールハイトで無次元化。