^{特集「日本における衝突研究の軌跡」} 高速ビデオカメラを使わない衝突クレーター 形成過程のその場観測

山本 聡¹, 長谷川 直², 鈴木 絢子², 松永 恒雄¹

2015年5月11日受領, 査読を経て2015年6月16日受理.

(要旨)本研究では、高速ビデオカメラを使わない、新しいタイプのその場観測手法の開発を試みた.この 方法では超高速レーザー変位計を衝突点近傍にまで接近させて「その場」観測を行うことで、衝突直後の掘 削流の時間発展の様子を、高空間および高時間分解能で定量測定する.これにより、極めて高い精度(空間 分解能で約300 µm、時間分解能でミリ秒オーダー)での掘削流のその場定量測定を可能にした.また放出物 カーテン内の不安定構造に起因する山谷パターンをレーザー変位計により追跡することで、放出物の速度分 布も同時に測定できることが分かった.

1. はじめに

固体天体地表の卓越地形の一つである衝突クレータ ーから様々な惑星科学的情報を引き出すためには、そ の基礎方程式となる衝突クレーターのスケーリング則 が重要となる[1-3]. このスケーリング則の定式化を行 うため、これまで数多くの衝突クレーター形成実験が 行われてきた.一方,過去の研究の多くでは、実験後 に回収されたクレーターの最終形状の測定を行い、そ れらのデータ(直径や深さ、プロファイル形状など)を 統計的に解釈するという方法が用いられている.一方. そのようにして決定されたスケーリング則は、基とな る実験諸条件(標的の物性値, 弾丸の物性値や衝突速 度範囲等)に対して大きく依存することが知られてい る(スケーリング則不定性問題と呼ぶ)[4]. その為,例 えば探査等で取得された画像上のクレーターのサイズ から衝突体のサイズの推定を行う場合、どのスケーリ ング則を使うかによってその結果が変わるといった問 題が指摘されている。現状では、このスケーリング則 不定性問題の原因はよく分かっていない. この問題を 解決するには、クレーターの最終形状に基づくのでは

1. 国立環境研究所 2. JAXA yamachan@gfd-dennou.org なく、衝突によって生じる掘削物質の流動(掘削流)の その場観測を行い、その物理的解釈に基づいてスケー リング則を再考することが必要である。

過去に行われたクレーター形成過程のその場観測手 法としては、Quarter-space法(1/4空間法.通常の実 験では半無限領域(half-space)の標的が使用されるの に対し、その断面を取るという意味で1/4空間と呼ば れている)[4-7]が挙げられる.これは粉体標的の入れ 物の一面を透明板(例えばアクリル板)で作成し、その 透明板の直ぐそばに垂直に弾丸を打ち込み、透明板を 通して掘削流の様子を高速ビデオカメラにより観測す るというものである.しかし透明板と掘削流の相互作 用が無視できないことから、定量的評価には適さない. 実際に1/4空間法で形成されるクレーター径は、通常 の実験で形成されるクレーターと比べて1~2割程小 さくなることが報告されている[5].

ー方,掘削流に影響を及ぼさない非接触による手法 として、レーザー光を用いた方法が提案されており、 放出物の挙動に着目した手法[8,9]や,掘削過程の挙 動に着目した手法の開発が行なわれてきた[10,11]. いずれの方法もシート状のレーザー光を照射した状態 で衝突実験を行い、放出物や掘削流内面で反射された レーザー光の変化の様子を高速ビデオカメラで観測す る. さらに[12]の研究では[10,11]で開発された測定



図1: レーザー変位計によるその場観測手法の概要図. レーザー変位計は紙面に対して垂直に 設置されている.

法(以下レーザー反射光測定法と呼ぶ)を使って、掘削 流の定量測定を様々な粉体標的に対して行い、その物 理的解釈に基づいた掘削流の時間発展モデル式(以下, 掘削流モデル式)が提案されている.しかし、[12]の レーザー反射光測定法を使った掘削領域に対する測定 では、弾丸の衝突速度が約0.3 km/s以下(粉体のバル ク音速以下)の低速度領域で行われたものであった。

一方、実際の地球型惑星や月で起こる天体衝突は数 km/s~10数km/sを超える高速度衝突であることか ら、[12]で提案されている掘削流モデル式の衝突速度 依存性を明らかにすることが重要である.

そこで本研究では、数km/s以上の高速度衝突条件 下における掘削過程のその場観測を行うための新しい 測定方法の開発に取り組んだ. 今回我々はその場観測 を行うにあたって、従来のアプローチと違って高速ビ デオカメラを使わない、新しいタイプのその場観測手 法の開発を試みた. この方法では超高速レーザー変位. 計を衝突点近傍にまで接近させて「その場」観測を行 うことで、衝突直後の掘削流の時間発展の様子を、高 空間および高時間分解能で定量測定する。これにより、

レーザー反射光測定法と比べて、極めて精度の高い測 定が可能になる(レーザー反射光測定法は、真空チャ ンバーの外から急角度(表面から60°-70°)で観測する 必要があり、特に掘削流の初期段階の測定に対しては 高い精度を得るのが難しい[10-12]). また、高速ビデ オカメラを使わない事から、実験実施にあたって光学 系の調整が不要なだけでなく、取得されたデータに対 する変換処理や補正も不要である事から、実験実施の 準備時間と手間を大幅に短縮できるという特徴も持つ.

本論文では、この新しい手法の紹介と、それを用い た1~6 km/sの高速度衝突条件下における掘削過程の 観測結果について紹介する。また、本測定法によって 放出物の同時測定の可能性についても検討を行う.

2. 測定手法と実験条件について

2.1 高速度衝突クレーター形成実験

宇宙航空研究開発機構の大学共同利用施設である超 高速衝突実験施設[13]に設置されている新型の縦型二

表1	٠	宝睑夂肝
	٠	天歌末江

実験ノート番号(a)	衝突速度 [m/s]	最終アパレント直径(b)[mm]
150115-1028	5030	164
150115-1131	4355	148
150115-1316	2820	131
150115-1408	2112	116
150116-0834	1655	111
150116-0929	909	88
	実験ノート番号(a) 150115-1028 150115-1131 150115-1316 150115-1408 150116-0834 150116-0929	実験ノート番号(a)衝突速度 [m/s]150115-10285030150115-11314355150115-13162820150115-14082112150116-08341655150116-0929909

(a) 著者の手元にある実際の実験ノート番号に対応.(b) レーザー変位計によって測定.



図2: レーザー変位計とターゲットの位置関係. レーザー変位計 はターゲット表面に対して, 垂直に設置されている. 衝突 点から変位計のガラス窓までの距離は約25cm, ガラス窓 の中心位置の標的上への直下点と着弾点の距離は約5cmで ある. 垂直下向きの矢印(web版では赤色で示されている) が弾丸衝突方向. 標的上の黒点線はどこで測定が行われる かを示したものである(この点線に沿ったプロファイルが 取得される).

段式軽ガス銃(以下ではJAXA縦型銃と呼ぶ)を用い て、衝突速度数km/s以上での粉体標的に対する衝突 実験を行った.JAXA縦型銃は弾丸を最大約7-8 km/ sまで加速することができ、真空チャンバー(直径約 1.5 m,高さ約2 mの円筒形状)に垂直に接続されてい ることから、重力支配域[1-3]を模擬した粉体標的に対 する高速度衝突実験を行うのに適している。今回弾丸 はポリカーボネイト(質量0.06 g、直径4.76 mm)を使 用.また、ターゲットとして、内径42 cmの容器に入 れた乾燥硅砂(東北硅砂5号:平均粒径約510 µm,バ ルク密度1490~1620 kg/m³)を使用した.この砂の内 部摩擦角は約31°,固着力は30 Paであると報告され ている[14].衝突実験は全て真空条件20 Pa以下で実施. 今回行った実験条件を表1にまとめた.

2.2 レーザー変位計によるその場観測手法

図1にレーザー変位計によるその場観測手法の概要 図を示す.この方法では、JAXA縦型銃により加速さ れた弾丸を粉体標的に垂直衝突させ、衝突によって形 成される掘削領域の形状を、レーザー変位計を用いて 測定する.このレーザー変位計(Keyence超高速イン ラインプロファイル測定器)は水平方向最大240 mm 領域に対して、高さ分解能0.3 mmの精度かつ1~2 kHzのサンプリングレートで一次元プロファイルを連 続取得することが出来る.その為、このレーザー変位 計を用いれば高速ビデオカメラを使うことなく、掘削



図3: レーザー変位計で取得されるプロファイルの例(SHOT 9; vi=909m/sの場合). (a) 衝突前. 矢印が着弾中心点. 着弾 中心点を x=0とした. (b) 衝突から78.8ms後.

過程の時間発展について,非接触かつ高空間および高 時間分解能での測定が可能となる.

本手法では、レーザー変位計を標的の上面にまで張 り出す形で設置し、衝突点の近傍から観測するという ことを行う.図2に実際に設置した写真を示す.図中 の四角い箱の中にレーザー変位計が入っており、下面 に付けられたガラス窓を通じてレーザーの発信と受光 を行うことで測定を行う.なお、レーザー変位計は真 空下に晒さないようにするため、この箱の中は大気圧 下になっている(実際にはチャンバーの外側まで吹き 抜け構造になっている).なお、レーザー変位計が入 った箱は、弾丸の通過点の直ぐそばに表面から垂直に 設置されていることにより、ガラス窓は放出物カーテ ンの内側に入る位置関係になっている(図2).

図3にレーザー変位計によって取得された一次元プ ロファイルの結果例を示す.図3(a)は衝突前のデー タであり,水平の直線が標的表面に相当する.黒線の 細かい凸凹は表面の砂粒の凸凹を反映しており,平均 高さに対して概ね±0.3 mm程度上下している事から, 砂粒一つ程度の凹凸を反映したものであると考えられ る. 図3(b)は衝突から78.8 ms後のプロファイルであ り, 掘削流によるキャビティーと, 放出物カーテンの 内壁の様子が捉えられている. 横軸 $x = -105 \sim -90$ mmあたりでデータが無いのは, 放出物カーテンによ り死角になっているからである(レーザー変位計の窓 はx = -50 mm, y = +250 mm辺りに位置する). な お放出物カーテンのギザギザは放出物カーテン内を構 成する砂の分布を反映したものであり, 連続ムービを 見るとギザギザの山や谷構造が, それぞれ放物線を描 きながら動いているのが観測される(3.2章で詳しく述 べる).

このレーザー変位計により、各時間における衝突前 の表面で測った掘削領域の直径Dap(アパレント直径と 呼ぶ)を衝突からの時間tの関数として測定する。一方、 今の方法では衝突点から一同径方向に対してのみ測定 がなされるため、Danの決定においてはクレーター形 状の軸対称性が仮定される.この場合,弾丸着弾点の 中心位置の決定が重要である. そこで、毎回 shot を 行う前に, 銃口内を通過させたレーザー光を標的表面 に当て、その位置に弾丸を設置し、その後レーザー変 位計を使って着弾予想点を決定した. この決定におい ては、shot毎に測定した着弾中心測定値について平均 値をとり、そのばらつき(今回の解析では約2 mm)を Dapの決定時の誤差として取り扱った(軸対称を仮定す るのでDapの見積りに±2mmの誤差が生じることに なる). また、衝突前の表面高さのばらつき(約±0.3 mm)についてもDapの見積りにおいて考慮している.

今回の実験では観測サンプリングレートは2 kHzと した.一方、サンプリングレート間隔の一コマ内(0.5 ms内)については時間の不確定性があり、標的表面へ の着弾時間を0.5 ms以下の精度で決定することは不 可能である.そこで、取得されたプロファイルデータ において、衝突による擾乱が初めて確認された最初の 時間をt=0.25 msとし、時間に対する不定性(つまり 誤差)を±0.25 msとした.本測定条件におけるクレ ーター形成過程の圧縮過程の典型時間(弾丸サイズ÷ 衝突速度で見積もられる)[15]は0.005 ms以下である. その為衝突直後の一コマ目は、ある程度掘削流が発達 した後に相当すると考えられる.

最後に強調しておきたいのは、図3のプロファイル は、レーザー変位計から出力されたテキスト形式のデ



図4: プロファイルのスナップショット(SHOT 9の場合). ボッ クス内の数字は衝突からの時間t(単位はms). 水平点線が 衝突前の標的表面の平均高さ. 矢印が着弾中心点(着弾中心 点を x=0とした). また,最終形状(衝突から4.6秒後)のプ ロファイルを点線で示している. なお,見やすくするため に,各時間において放出物カーテンの端の外側は表示して いない(実際には擾乱を受けていない表層が撮像されてい る).



図5: 掘削領域の直径(D_{ap})の時間発展.SHOT 9の場合.直線は t=0.75msから16.75msの範囲に対して冪乗フィットした結 果(冪指数は 0.323).最初の点(t=0.25ms)は時間誤差が大 きい(±0.25ms)ため,冪乗フィットの対象外とした.

ータ(実際にはcsvファイルとして提供される)を使っ て、プロットしただけのものである.言い換えると図 3を得るにあたって、実験後なんらかの変換や解析処 理などを行っていない.このようにこの手法はレーザ ー変位計が出力する生データを、そのままプロファイ ルデータとして使えるという特徴を持つ.また本計測 を行う為に最初に行うセットアップにかかる時間は約 30分程度であり、一度セットアップが終了するとそ の後のショットにおいて再調整が不要である.(衝突 実験をされたことがない方のために少し補足すると、 高速ビデオカメラを用いた方法ではレーザー光源と高



図6:様々な衝突速度(v_i=909m/s~5030m/s)におけるD_{ap}の時間 発展.



図7: プロファイルのスナップショット(灰色曲線). SHOT 7の 場合(v=2112 m/s). 放出点からある程度離れると, 放出物 カーテン内に山谷構造が現れ, 成長しながら広がっている 様子が見える. 一例として, 放出物カーテン内の山谷構造 から推定した放出物の軌跡を赤丸で示した.

速ビデオカメラが独立に位置するため,光学系の調整 等に非常に大きな手間と時間が取られる.また画像デ ータから定量的な結果を得るためには,様々な解析と 変換処理が必要であり大きな手間と時間が取られる.) そのため,この手法においては毎回実験後,即座(10 ~15分)に結果を確認することができるという利点を 持つ.

3. 結果

3.1 掘削領域のプロファイル測定

図4にSHOT9について、t=0.25、0.75、2.25、7.75、 21.75、78.75 msにおけるプロファイルを重ねて示した. x=0の矢印が着弾点である. この図より、衝突によ る掘削領域が時間とともに広がり、また放出物カーテ ンが横方向に広がり、最終的にクレーターリム(図中 の点線)が形成される様子が捉えられているのが分か る.一方、衝突直下点ではt=0.75~7.75 msにおいて 盛り上がった構造が見られるが、これは弾丸の破片等 によるものと考えられる. 実際、最終クレーターの底 ではスス状の弾丸の破片が散らばっている事が確認さ れている. このことから、衝突直後において深さ方向 の測定を本手法で行うことは難しいようである.

一方, 掘削領域の直径については、ほとんどのデー タで擾乱を受けたものは見られなかった.そこで.衝 突前の表面高さ(図4の水平破線)で各掘削領域の境界 を定め、弾丸着弾点からの距離の測定を行いDanの推 定を行った. 図5にDapとtの関係をプロットした(なお, ここでは全時間のデータについて表示する代わりに. 時間について対数表示した時に等間隔になるようにリ サンプリングしている). これより衝突直後からt~ 0.02 sではDapはtに対してほぼべき乗則で増加してい るのが分かる(図中の黒線はt=0.75 msから16.75 ms のデータに対して冪乗分布を仮定してフィットした結 果). 一方t~0.03s以降ではDapの成長率が時間ととも に減衰し、冪乗関係(黒線)から外れているのが分かる. そして $t \sim 0.1 - 0.2s$ 以降は D_{ap} が一定となっている.こ れはt~0.1-0.2s以降ではキャビティーの成長が止まり クレーターのリムが形成されたことを意味する. つま りクレーター形成は約0.1-0.2s後に終了したことを意 味するが、これはクレーター形成典型時間Tm~ $\sqrt{D_{av}/g} \sim 0.1 \text{ s}$ と調和的な結果である[15]. その後, 崩 壊過程におけるDaoの顕著な増加は見られなかった.

図6において、様々な衝突速度での*D*_{ap}の時間発展 の結果について比較を行った(*t*=0.25msにおけるデー タ点は時間に対するエラーが大きいため、ここでは表 示していない).これより衝突速度が高くなると、全 体的な傾向が上にシフトするが、時間発展のパターン



図8: 放出物カーテン内の山谷構造から推定した放出物の軌 跡. 黒線は二次曲線でフィットした結果. SHOT 7の場合 (v=2112m/s).



図10: 放出速度と放出地点の関係.比較のために、シート状レー ザーを用いた結果[8]と1/4空間法を用いて測定された結 果[5]も示す.異なる実験条件の結果について比較するた めに、ここでは無次元量[3]を使って比較を行っている. 縦軸は重力支配域の場合における無次元放出速度 (v_e/√gR_{ap})であり横軸は無次元放出位置(r/R_{ap}).gと R_{ap}は重力加速度とアパレント半径.

(初期段階はべき乗則で増加し,その後増加率が減衰 するパターン)に違いは見られなかった.またいずれ も*t*~0.1-0.2sでクレーター形成が終了し,その後壁面 の崩壊などにより*D*_{ap}が更に大きくなる現象は見られ なかった.

3.2 放出物の速度分布測定への応用

図4を見ると放出地点からある程度離れた場所では、 放出物カーテン内に山谷構造が存在するのが分かる. この構造を追跡すると放出物の軌跡を追うことが出来



図9: 放出速度v_aおよび放出角度θと衝突点からの距離rの関係.

るため、クレーター内部のプロファイルだけでなく、 放出速度分布を同時に測定できる可能性が考えられる。 そこで以下では、本手法の放出物測定への応用を試み る.

図7に様々な時間で取得されたプロファイルを重ね あわせた結果を示す。この図を見ると放出物カーテン の中に、ある特定の位置に放物曲線を描くパターンが 見える(一例としてある山のパターンの軌跡を赤●で 示した).これは放出物カーテンが広がる過程において、 放出物カーテンを構成する砂の空間的分布に不安定構 造が生じる事によるものと考えられる. 実際に[16]に よれば、クレーターの光条構造は放出物カーテン内で 生じる構造不安定による不均一パターンによるもので あることが示されている、そこで、この放物線パター ンを目視判読によって追跡することで、放出物の軌跡 同定を行った、その結果を図8に示す、この図より、 衝突点近傍では顕著な山谷構造が形成されていないた め軌跡同定が難しいが、ある程度離れた場所であれば 放物曲線に沿った軌跡パターンが同定できる事がわか る、次に二次曲線によるフィッティングから、各放出 物の衝突前の表面高さにおける放出地点r,放出速度 v_{e} , 放出角度 θ の推定を行った, 放出物の位置(x, v)に対する二次曲線 $y = K_0 + K_1 x + K_2 x^2$ の係数 K_0, K_1 , $K_2 \ge r$, v_e , θ は次の用に関係付けられる:

$$\tan \theta = K_1 + 2K_2 r \qquad \dots \dots \dots (2)$$
$$v_e = \frac{1}{\cos \theta} \sqrt{-\frac{g}{2K_2}} \qquad \dots \dots \dots (3)$$

ここでgは重力加速度, y_0 は衝突前の表面高さである. 図8の各軌跡に対して二次曲線でフィッティングを行 い, K_0 , K_1 , K_2 から式(1)-(3)を用いてr, v_e , θ を 求めた. v_e および θ とrの関係を図9に示す.これより, v_e は衝突点から距離が離れるに連れ,全体的に減少し ているのが分かる.また θ の距離による明らかな依 存性は見られず,35度から45度前後の範囲で分布し ている.なおこの例におけるクレーターのアパレント 半径(R_{ap})は58 mmであることから,図8で測定され た放出物はクレーター内の外側約6割~8割の領域か ら放出されたものに相当する.

さらに図10において、過去の高速ビデオカメラを 使った放出物の速度測定結果との比較を行った。まず [8]では1~3 mmの荒い砂に対して衝突実験を行い, ストロボ式のシート状レーザー光と高速ビデオカメラ を使って粒子の軌跡を追跡し、放出物の速度測定を行 っている. この方法ではクレーター内の0.2 Rap-0.6 Rapからの放出物が測定されているが、0.6 Rap以遠か らの放出物のデータは測定されていない、これはスト ロボ式による方法では低速度放出物に対する時間分解 能が十分でないことによる([8]参照).一方,本手法 では0.6 Rap-0.8 Rapの領域からの放出物の測定に成功 している.本手法では放出物カーテン内の不安定構造 に着目しており、ある程度時間が経過した方が不安定 構造が顕著になることから、放出速度が遅い方が測定 しやすいからである。[8]と本研究の結果を比べると 全体的な傾向として概ね一つのトレンド(放出速度が 距離に対してべき乗則で減少するトレンド)を示す事 がわかる.この事から本手法ではクレーター内部のプ ロファイルの測定だけでなく,低速度領域の放出速度 分布も同時に測定することが可能であり、その結果は 従来行われた高速ビデオカメラによる測定法の結果と 調和的であることが分かった.

次に1/4空間法を用いた[5]の結果について図10に プロットした.[5]は砂標的の中に大きなトレーサー 粒子を埋め込み,1/4空間法を使って高速ビデオカメ ラから放出物の測定を行っている.ただしこの実験は 衝突実験ではなく爆破実験である事に注意が必要であ

る(1/4空間法の問題として弾丸を透明板のごく近傍 に打ち込むのが難しいということがあげられる. その 為過去の研究では爆破実験を使って衝突を模擬するケ ースが多く見られる。また1/4空間法を使った実験で は定性的な議論が多く、図10のように定量的比較が 可能なデータが限られる). 図10を見ると、[5]の結果 は今回の結果や[8]の結果と比べて若干速い速度分布 になっている(特にクレーター内側,約0.5 Rap内から の放出物). この違いの可能性の一つとして透明板の 影響が考えられる。[5]で測定されたクレーター直径は、 通常の衝突実験に対するスケーリング則から予測され るクレーター半径と比べて1から2割小さくなると報 告されている. つまり図10においてRapは過小評価さ れている可能性が高く、その為[8]や本実験結果より も全体的に右上にシフトした分布になっている可能性 が考えられる、しかし、そもそも爆破実験であること、 そしてトレーサー粒子の挙動が衝突クレーター形成の 粉流体の挙動をどこまで正確に反映しているかに疑問 があるため、この違いの原因については良くわからな い. このように1/4空間法のようにクレーター形成過 程に影響を及ぼす手法で得られた結果は、その後の解 釈が難しいため、スケーリング則問題の解決を目的と した定量的測定には適さない。やはり定量的な評価を 行うには本手法や[8]のような非接触による方法が重 要である.

4. まとめと今後の展開

本研究では、レーザー変位計を用いた新しいタイプ のその場観測手法の開発を行った.本手法の特徴は高 速ビデオカメラを用いない為,実験実施にあたって光 学系の調整などが不要である事,またレーザー変位計 を衝突点近傍にまで接近させることで,高空間かつ高 時間分解能での掘削流の挙動把握を精度よく捉えるこ とが可能である事が挙げられる.この測定法を使って 衝突速度数km/s以上の条件下で衝突実験を行い,掘 削過程のその場定量観測を行ったところ,掘削流領域 の直径は時間とともに冪乗則で増加するが,後半段階 では直径増加率が指数関数的に減衰する様子が観測さ れた.また本手法はクレーター内部のプロファイルの 測定だけでなく,低速度領域の放出速度分布を同時に 測定できる事がわかった. 今後は1~6 km/sの高速度衝突条件下で測定された D_{ap}のデータから,例えば[12]で提案されている掘削 流モデル式の衝突速度依存性を明らかにすることで, スケーリング則不定性問題の解明を行うつもりである. 例えば,図6で観測される掘削流の初期段階のべき乗 則の傾きや後半段階の増加率の減衰率に,どの程度衝 突速度依存性があるかについて明らかにしていくつも りである.

謝 辞

本実験はJAXA宇宙科学研究所のスペースプラズ マ(超高速衝突実験)共同利用で行った.

参考文献

- Holsapple, K. A., 1993, Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 21, 333.
- [2] Holsapple, K. A. and Schmidt R. M., 1987, JGR 92, 6350.
- [3] 藤原顕, 1997,比較惑星学 12, 第2章.
- [4] Yamamoto, S. et al., 2006, Icarus 183, 215.
- [5] Piekutowski A. J., 1980, Proc. of LPSC 11, 2129.
- [6] Schmidt, R. M. and Piekutowski, A. J., 1983, LPSC 14, abstract, 668.
- [7] Schmidt, R. M. and Housen, K. R., 1987, Int. J. Impact Eng. 5, 543.
- [8] Cintala, M. J. et al., 1999, MAPS 34, 605.
- [9] Anderson, J. L. B. et al., 2003, JGR 108, E8, 5094.
- [10] Yamamoto, S. et al. 2006, in Proc. of ESLAB-40: First international conference on impact cratering in the Solar System, ESTEC, Nordwijk, The Netherlands.
- [11] Barnouin-Jha, O. S. et al., 2007, Icarus 188, 2, 506.
- [12] Yamamoto, S. et al., 2009, Icarus 203, 310.
- [13] 長谷川直, 2015, 遊星人 24(本号).
- [14] 青木 隆修, 2014, イトカワ礫層の内部摩擦角の推 定, 神戸大学大学院理学研究修士学位論文.
- [15] Melosh H. J., Impact cratering, Oxford Univ. Press, New York, 1989.
- [16] Kadono, T. et al., 2015, Icarus 250, 215.