# その場計測研究による衝突クレーター形成のスケーリング則に対する最新の理解

## 山本 聪<sup>1</sup>, 長谷川 直<sup>2</sup>, 鈴木 絢子<sup>2</sup>, 松永 恒雄<sup>1</sup>

2017年10月6日受領,査読を経て2017年11月16日受理.

(要旨) 惑星科学研究でよく用いられる衝突クレーターに対する標準スケーリング則の一つとして, πスケーリングが挙げられる.このπスケーリングは, 点源近似と呼ばれる仮定を基に定式化されている.一方, 最新のレーザー測距計を使った高速衝突条件下における掘削流の定量観測によれば, この点源近似は実際の クレーター形成過程においては厳密に成り立っていないことが報告されている.本稿では, この最新結果に ついて紹介するとともに, 衝突クレーターのスケーリング則の一つである水谷スケーリングに基づいて, π スケーリングに対する新しい解釈についての議論を展開する.

## 1. はじめに

太陽系天体の起源と進化において、天体衝突がどの ような役割を果たしてきたかを考える上では、 天体衝 突によってクレーターがどのように形成されるかを理 解することが重要である、そのためには、衝突クレー ターの大きさや形状が、衝突天体の質量・サイズ・密 度、またターゲット天体の重力や物質強度等とどのよ うに関連付けられるかを知る必要がある、そのような 関係式を与えてくれる基本方程式を、衝突クレーター のスケーリング則(以下では単にスケーリング則)と呼 ぶ[1-4]. 惑星科学分野で一般的に使われている標準ス ケーリング則の一つとして、 πスケーリングが挙げ られる.このπスケーリングでは、点源近似と呼ば れる仮定を基に定式化されている.この点源近似では, 衝突クレーター形成が、衝突天体の質量、サイズ、密 度などの変数に対してそれぞれ依存するのではなく、 これらの変数を組み合わせた「結合変数」C(coupling parameter)にのみ依存し、クレーター形成に関する 様々な物理量(衝撃波の圧力,掘削流の粒子速度等)は Cの冪乗則に従うものと解釈される.

一方,実際の衝突クレーター形成では、この点源近 似が常に成り立つものではないことに注意が必要であ る、というのは、過去の数値シミュレーションや実験 から、クレーター形成過程は大きく3つの段階に分け られることが知られており、すべての段階においてこ の点源近似が成り立つわけではないからである[2]. 例えば、衝突体が標的に接触してから標的内に潜り込 むまでの段階は「接触・圧縮段階」と呼ばれ、この状 況下では、Cではなく衝突体の速度やサイズなどのそ れぞれの変数が重要となる.一方,二番目の「掘削段階」 では点源近似が有効となり、 Cが諸現象を決定づける 重要変数となる、実際に、この状況下では衝撃波や掘 削流の挙動は時間や距離に対する冪乗則に従うことが 実験的にも知られている[1,2]. しかし、掘削段階の 後半(3番目の段階に相当するが、特別な呼び方は付 けられてない)は衝撃波や掘削流強度が弱くなり重力 や強度が重要となるため、点源近似は成り立たないと 考えられている[1]. さらに言えば、これらの3段階 の境界は明確に定められるものではなく、ある段階か ら別の段階にどのように遷移するのかについては、実 験データや数値シミュレーションデータが乏しいこと から、まだよくわかっていない、

元々のπスケーリングの議論においては、これら の3段階については区別されており、点源近似の限界

<sup>1.</sup> 国立環境研究所 2. JAXA yamachan@gfd-dennou.org

について詳細な考察が成されている[1,2]. 例えば、π スケーリングの提唱者らによる放出物の速度分布に対 する議論[5]では、掘削段階の後半における低速度放 出物について、Cのべき乗からのずれを考慮した補正 式が提案されている、ところが、πスケーリングを 使った衝突実験データの整理やその解釈、また惑星科 学研究への応用においては、これらの3段階を区別す ることなく、点源近似は全ての段階において成立する と仮定して簡略化された関係式(以下ではπスケーリ ング関係式と呼ぶ)が多くの研究者に使用されてきた. もう少し具体的に述べると、πスケーリング関係式 の定式化においては、実験後に回収されたクレーター の最終形状(直径や深さ、プロファイル形状など)のデ ータを使って、 πスケーリングを基に導出されるク レーター直径と衝突エネルギーに関する無次元量に換 算する。そしてそれらの無次元量の冪乗関係からCを 推定するといった方法が用いられている. ところが. 上で述べたようにクレーター形成の最終段階は冪乗則 (つまり点源近似)が厳密には成り立たない. 実際にそ のようにして決定されたスケーリング関係式は、標的 の物性値や弾丸の物性値に対して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)[6,7]. そ の為、点源近似における基本物理量であるCについて 検証を行うには、最終クレーター形状ではなく、掘削 段階に対する「その場観測」の結果に基づいた議論が 必要である.

これまでクレーター形成過程のその場観測はいくつ か試みられてきた. その先駆的観測としては. Quarter-space法(1/4空間法)によるものが挙げられ る [e.g., 7-10]. 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、この手法ではそのクレ ーター形成過程の断面を観測するという意味で1/4空 間法という名前が付けられている(「断面撮像法」と呼 んだ方が分かりやすいのかもしれない).この方法では、 まず粉体標的の入れ物の一面を、外から直接観測が可 能なように透明板(例えばアクリル板)で作成し、その 透明板ギリギリに垂直に弾丸を打ち込む. そうするこ とで,透明板を通してクレーター形成過程の高速ビデ オカメラによる観測が可能になる。この方法は実験装 置への組み込みが簡単であることから、多くの衝突実 験に関わる研究で使用されてきた、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

には適さないという問題も有る.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[8].

一方, 掘削流に影響を及ぼさない非接触方法として. 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[11, 12]や、掘削段階の挙動に着 目した手法の開発が行なわれてきた[13, 14]. 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、放出物や掘削領域の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. 例えば[15]の研究では[13, 14]で開発された測定法(以 下レーザー反射光測定法と呼ぶ)を使って、様々な粉 体標的に対して掘削段階の定量測定が試みられており. 冪乗関係と冪乗からのズレを考慮した掘削流の時間発 展モデル式が提案されている。しかし、砂を使った衝 突実験では、放出物の跳ね返りの影響やガス避け(弾 丸加速に使われるガスがクレーター形成に直接影響を 与えるのを防ぐための装置。ガスを回避させる空間を 確保する為には、ある程度の大きさが必要となる)を 設置する必要がある事から、ある程度大きな真空チャ ンバーで実験をする必要がある. ところがレーザー反 射光測定法では、真空チャンバーの外側に急角度(表 面から60°-70°)で設置された高速ビデオカメラを使 って観測する必要がある為、空間分解能に対して大き な制約が生じるという問題が有る.また、レーザー反 射光測定法において高空間分解能で測定するためには, シート状レーザーの幅(レーザー幅)を可能な限り細く する必要があるが、レーザー幅を細くすると単位面積 辺りの反射光強度が弱まることから、掘削流の境界を 定めるのに十分なS/N(信号雑音比)が得られないとい った問題が生じる、その為、例えば望遠レンズなどを 使ったとしても、高い空間分解能での掘削流測定が難 しい. 実際に[13-15]では2本のレーザー光を重ね合わ せて光量を増加させるといった戦略が取られているが. その分レーザー幅が広がるため空間分解能が犠牲にさ れている. そこで直径1 cmの大きな弾丸を使い, 相 対的に大きなクレーターを形成することで、高い空間 分解能を実現する代わりに、衝突速度は300 m/s以下 の低速度領域に限られている(もし高速衝突に適用す る場合は、弾丸を小さくする必要があり、また放出物 やガスの影響を軽減するためにも、真空チャンバー自



図1:レーザー変位計で取得されるプロファイルの例(衝突速度882 m/sの場合). 図中の数字は衝突から の時間t [ms].水平点線が衝突前の標的表面の平均高さ(y=0). 矢印が着弾中心点(着弾中心点を x=0).最終形状(衝突から4.6秒後)のプロファイルを太実線で示している.



図2: クレーターの直径d(t)の時間発展. 破線はt=0.75ms~12.75msの範囲に対して冪乗フィットした結果 (冪指数e,=0.349). 曲線は式(1)によるモデル式を使ったフィット結果.





図3: (a) 様々な衝突速度における*d*(*t*)の時間発展. 点線は冪指数e,を自由変数としてフィットした結果. (b) 冪指数 をe,=0.286(µ=0.40に相当[10])に固定し, *t*=0.75ms~12.75msの範囲に対してフィットした場合(破線).

体を大きくする必要がある.その場合空間分解能がさらに悪くなるといった問題が生じる).一方,実際の 地球型惑星や月で起こる数km/s~10数km/sにおける天体現象を理解する上では,衝突速度1 km/s以上 における掘削流に対する定量測定を行い,点源近似の 冪乗関係について調べることが重要である.

そこで我々は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[16]において、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 んできた[17, 18]. この方法では超高速レーザー変位 計を真空チャンバー内の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 定するというものである. [18]ではこの方法を使って, 1~6 km/sの高速度衝突条件下における掘削過程の 定量測定を行い. Cの冪乗関係における衝突速度依存 性について新しい報告が成されている。本稿ではこの 最新のその場観測手法によって明らかにされたCの衝 突速度依存性について紹介し、従来の観測手法では分 からなかった、スケーリング則問題の新しい解釈につ いての議論を展開する。

## クレーター直径成長率における 衝突速度依存性

## 2.1 レーザー測距計を使った掘削領域のその 場観測

レーザー変位計によるその場観測手法[17, 18]では, 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(Keyence超高速インラインプロファイル測定 器)を用いて2 kHzの時間分解能で一次元プロファイ ルを連続取得する.レーザー変位計による水平方向の 測定範囲は最大140 mm,高さに対する分解能は約0.3 mmの精度である.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こ とで高空間分解能による測定を実現している.衝突実 験は超高速衝突実験施設[16]に設置されている新型の 縦型二段式軽ガス銃を用いて行われた.衝突速度は 0.7~6 km/s,弾丸は球形ポリカーボネイト(質量0.06 g,直径4.76 mm),ターゲットは直径60 cm,深さ20 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1560 ± 70 kg/m<sup>3</sup>, 安息角約35°, 平均空隙率38 %)を用いた. 衝突実験は全て真空条件 10 Pa以下で実施されている.

図1にレーザー変位計よって取得された一次元プロ ファイルの結果例を示す. x=0の矢印が着弾中心点で ある、この図より、衝突による掘削領域が時間と共に 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が形成される様子が捉えられてい るのが分かる、次に、これらのプロファイルから、各 時間における衝突前の表面(水平点線)で測ったクレー ターの直径d(t)を衝突からの時間tの関数として測定 した.  $図2 (t) \ge t$ の関係をプロットした. これよ り*t*~1-10 msの範囲では*d*(*t*)は*t*に対してほぼ冪乗 則で増加しているのが分かる(図中の破線はt=0.75 msから12.75 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). つまりこの時間範囲では点源 近似が十分に成り立っていることを意味する。一方t ~20 ms以降ではd(t)の成長率が時間とともに減衰し、 冪乗関係から外れている。これはこの時間以降は点源 近似が成り立っていないことを意味する. そしてt~ 100 ms以降はd(t)が一定となっており、この時間で キャビティーの成長が止まり最終クレーターが形成さ れたことが分かる.

## 2.2 クレーター直径成長率の冪乗関係とその 衝突速度依存性

図3(a)において、様々な衝突速度viでのd(t)の時間 発展の結果について比較を行った([18]のデータに加 え、追試実験による合計42ショットのデータから抜 粋). この図よりviが速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(t~1-10 msの段 階では冪乗則で増加し、その後増加率が減衰するパタ ーン)に違いは見られないことが分かる.

次に, 掘削段階の初期段階(t~1-10 msの範囲)に おける冪乗の傾きとν<sub>i</sub>の関係について調べる. π スケ ーリングの提唱者らによる詳細な考察[2]では, d(t) に対する一般化されたスケーリング則において, v<sub>i</sub>依 存性の項が考慮されている.しかし,当時得られてい た実験データを適用した範囲においては,その衝突速 度の項はほとんど効かないことから,その後の議論に おいてv<sub>i</sub>依存性の項は省略されている.また,冪乗の 傾きについては,一般化されたスケーリング則におい てもviの項は陽には入っていない[2]. これらの事から、 我々もこれらの測定を始める前は、この冪乗の傾きに v:依存性があるとは想定していなかった。しかし、本 実験で解析を進めるうちに、初期段階の傾きにviに対 する系統的な違いがあることに気がついた。例えば図 3(b)では、標準スケーリング則[10]から予想されるク レーター直径の成長率に対するべき指数の値 (e<sub>x</sub>=0.286)を使って、この初期段階をフィットした結 果を示している(各破線). ここで注目していただきた いのは、低速度(例えばvi=715 m/s)では、0.004秒以 前ではデータ点はフィット線よりも下に位置するのに 対して、0.005秒後ではフィット線よりも上に位置す る事である. この傾向はvi=802 m/sでも見られる. しかし. viが速くなるにつれフィット線とデータの傾 向は良い一致を示す(例えばvi=4748 m/s). しかし, vi>5 km/sでは逆の傾向を示し。0.004秒以前ではフィ ット線よりもデータ点が上に位置するのに対して. 0.005秒後はデータ点がフィット線より下に位置する. つまり、標準スケーリング則から予想される冪の傾き と比べて低速衝突の場合は急勾配を示すのに対して、 高速衝突では緩やかな分布を示している. また標準ス ケーリング則[10]のex=0.286はvi=4 km/s前後の実験 結果を基に求められたものであることから、衝突速度 が同じであれば、我々の結果は標準スケーリング則と 同じ傾きを示す. これらの事から, 冪乗の傾きに系統 的なvi依存性があるのではないかと考えたわけである.

そこで、[15]によって提案されている掘削流モデル 式を使って、初期段階のベキ指数を求めることにする. [15]ではZモデル[19]を基にした掘削流に対する経験 モデル式として以下のものが提案されている:

$$d(t) = A(1 - e^{-\beta t})^{\gamma} \tag{1}$$

ここで、 $\gamma = 1/(Z+1)$ と定義されておりZは掘削流速 度場の距離に対する減衰率、 $\beta$ は掘削流速度場の時 間に対する減衰率、Aは過渡クレーターの直径に相当 する.この掘削流モデル式では、データフィット範囲 を特に定める必要はなく、最終クレーター形成後のデ ータ点も含めたデータ全体に対してフィットを行うこ とで、初期段階の冪指数と冪乗からのずれ度合いにつ いて、 $\gamma と \beta$ でそれぞれ定量化できるといったメリ ットがある.

図4(a)に,式(1)を使って決定した y と viの関係に

ついてプロットした(図2の黒曲線が式(1)を使ってモ デルフィットを行った結果の例).この図より, y は v<sub>i</sub>が速くなるに連れ単調減少しているのが分かる.ま た, yに対応するZ値(右軸)は, v<sub>i</sub>が速くなるにつれ 単調増加している.ZモデルにおけるZ値の物理的意 味は,掘削流速度場の距離に対する減衰率と解釈され る[19].つまり図4(a)の結果は,掘削流の速度場の減 衰率には明らかな衝突速度依存性があり,衝突速度が 速いほど,減衰率が大きいということを意味する.ま た比較のために,レーザー反射光測定法を使って乾燥 砂に対して測定された低速実験(300 m/s以下)の結果 [15]についてもプロットした.これより[15]の300 m/s以下のyは0.37以上となっており,レーザー測 距計で測定された低速度においてy値が大きい結果 と調和的である.

## 3. 考察:スケーリング則との関係

#### 3.1 スケーリング則の衝突速度依存性について

次にZ値(y値)の結果を使って、結合変数Cとの関 係について考察を行う. [1,2]では次元解析を基にして,  $C=av_{i}^{\mu}\delta^{\nu}$ と定義されている。また1章で述べたように 点源近似においては、 クレーター形成に関する様々な 物理量を決定づけるのはこのCである.言い換えると, viやaが異なっていてもCが同値であれば、クレータ ー形成過程の終段階の挙動は同じになる(この事を終 段階等価性と呼ぶ) [3]. Cのわかり易い例は μ=1/3, v = 1/3の場合で $C = av_i^{1/3} \delta^{1/3} \propto (mv)^{1/3}$ となることか ら、Cは衝突体の運動量の関数となる(mは弾丸質量). 別の例は $\mu = 2/3$ ,  $\nu = 1/3$ の場合で,  $C \propto (m\nu^2)^{1/3}$ と なり衝突体のエネルギーの関数となる.実際の衝突現 象では µ =1/3~2/3の値を取ると考えられてきた[1, 2]. つまりµを決めることは、衝突形成過程を支配す る物理量が運動量支配的かエネルギー支配的かを決め ることにもなる.

[2]の次元解析により μ と z, y は次のように関係 付けられる:

$$\mu = \frac{1}{z} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \tag{2}$$

図4(b)に,式(2)を使って図4(a)の結果に対して求め  $t \mu \geq v_i$ の関係についてプロットした.この図より,



図4: (a) モデル式(1)によって決定された冪指数γと衝突速度νの関係.対応するZ値(=-1+1/γ)についても右軸に示した. 比較のために、レーザー反射光測定法を使って乾燥砂に対して測定された[15]の結果もプロットした. (b) (a)のγから 推定されるμ値とνの関係.比較として, [11]による放出速度の速度分布から決定されたμもプロットした.

 $v_i$ が0.7~0.8 km/s付近では $\mu$ は2/3に近い値を取る が、 $v_i$ が速くなるに連れ単調減少をする事がわかる. また $v_i$ ~5 km/sでは、標準スケーリング則の $\mu$  =0.41[10]と調和的な値であるが,[10]の結果もv<sub>i</sub>=4-5 km/sで測定されたデータを基にして導出されたもの である. さらに、Cintalaら[11]による放出物のその場測定か ら導出される $\mu$ の結果もプロットした. これにより 我々のデータは[11]の結果と極めて良い一致を示し、 [11]のデータも $v_i$ が速くなると $\mu$ が小さくなっている のがわかる. [11]の論文では衝突速度の範囲が狭すぎ るため、この衝突速度依存性について言及されていな い.しかし、我々の結果と合わせて見ると、衝突速度 依存性を示していることがわかる. つまり、図4の結 果から $\pi$ スケーリングの主要パラメータである $\mu$ に 衝突速度依存性があることが分かった.

#### 3.2 水谷スケーリング則を使った物理的解釈

過去に行われた衝突数値シミュレーションや衝突ク レーター形成実験により、µは主に標的の物性値に 依存することが知られている。例えば、[20]による数 値シミュレーションでは、クレーター直径の成長率か ら導き出されるµが、摩擦角や空隙率に依存するこ とが示されている。一方、過去の研究において、µ が衝突速度に依存するといった報告は見たことはない。 また[1, 2]の議論においても、µは衝突速度によらな いと暗に仮定して議論が進められている。一方、図4 (b)では明らかなµの衝突速度依存を示されたわけで あるが、これをどう解釈すればいいのだろうか?

水谷らが1990年に発表した「水谷スケーリング則」 [4]に、この $\mu$ の速度依存性の解釈に対するヒントが あるので、そこを少し深く掘り下げて行きたいと思う. 水谷スケーリング則は、インピーダンスマッチング法 [6]を使って、衝突によって生じる衝撃波の初期圧力  $P_0$ とその後の衝撃波の減衰P(r)の両方を考慮して、 衝突諸現象を説明するものである.ここで重要な点は、  $P_0$ とP(r)を明確に分離して取り扱っている点である. 例えば、クレーター形成過程の終段階における衝撃波 の圧力や掘削流の速度分布の定式化においては、 $P_0$ とP(r)を使って関係式が記述される.ところが上記 の $\pi$ スケーリングでは、結合変数Cのみが重要であり、  $P_0$ とP(r)は直接にはスケーリング関係式に現れない.

さらに、[4]では $\pi$ スケーリングで用いられる*C*を 水谷スケーリング則で記述するとどうなるかについて 詳細な考察も行っている.まず初期発生圧力は衝突速 度の冪で表されるとして、 $P_0 \propto v_l^0$ 、P(r)は距離rに対 して冪指数qで減衰すると仮定する.これらの仮定を 使って[4]では*C*の一般形として次の式が提案されて いる:

$$C = a v_{i}^{\frac{p}{q}} \left(\frac{s\xi}{c_{t}}\right)^{\frac{p}{q}}$$
(3)

ここで $c_t$ とsは衝撃波速度と粒子速度の関係を記述す る経験モデル式(一般には一次の線形関係式)の係数,  $\xi$ はインピーダンスマッチング法で使用されるパラ メータである(詳細を知りたい読者は, [4]の論文およ び[21]の解説論文を読むことを薦める. 教科書的に丁 寧な導出式も記述されており, じっくりと読む価値の ある優れた論文である). 式(3)と $C=av_i^{\mu}\delta^{\nu}$ との比較 から,  $\mu$ はqとpと次のような関係にあることが分か る.

$$\mu = \frac{p}{q} \tag{4}$$

つまり、 $\mu$ は衝突によって発生する初期圧力と関連 するだけでなく、qを通じて衝撃波減衰率と密接に関 連した変数であることがわかる.次に、式(4)を使って、 Cの物理的挙動について詳細に見ていこう.まず衝突 速度が標的のバルク音速よりも遅い場合、発生圧力  $P_0$ は衝突速度の1乗に比例する( $P_0 \propto v_i$ ; p=1)が、バ ルク音速よりも速い場合は2乗に比例する( $P_0 \propto v_i^2$ ; p=2)ことが知られている[4].この事から、砂のバル ク音速(~300 m/s)と比べて十分速い衝突速度条件下 では、

$$\mu = \frac{2}{q} \tag{5}$$

となり、µがどのように変化するかは衝撃波減衰率q に依存する. 式(5)を使うと、Wúnnemannら[20]が示 したμの摩擦角や空隙率に対する依存性は、衝撃波 減衰率が摩擦角や空隙率に依存することによりuを 変化させたとも解釈できる.一方, qは衝突速度によ らず一定と考えていいのだろうか?実は非常に衝撃波 が強い場合、弱い衝撃波の場合と比べて衝撃波伝搬過 程のエネルギー散逸率が大きくなることが、過去の数 値シミュレーションから報告されている[6,22,23]. それらの結果によれば衝撃波減衰率qは衝突速度が速 くなればなるほど大きくなる. この場合, 式(5)から 衝突速度が速くなるとμは下がることになる.これ は図4(b)の傾向と同じである.また、[1]による次元 解析においても、衝撃波圧力が非常に強い場合(衝撃 波によって加速される粒子速度が標的音速と比べて非 常に速い場合). 衝撃波圧力は2/ uの冪乗で減衰する



図5:最終クレーター形状(クレーターリム径D<sub>i</sub>)に対する, 無次元半径と無次元エネルギーの関係. 比較として, D<sub>i</sub>から求め られた標準スケーリング関係式の結果[10]および Cintalaら[11]のD<sub>i</sub>の結果もプロットした.

が、衝撃波の圧力が低くなると1/μの冪乗で減衰す るとされている.これらの事から、μの衝突速度依 存性は、衝撃波減衰率の衝突速度依存性を反映したも のであるといった解釈が妥当ではないだろうかと我々 は考えている.つまり、πスケーリング関係式では 衝撃波の減衰率が「衝突速度によらず一定」と暗に仮 定されていたが、図4(b)の結果はその仮定が単に間 違っているということを示しているに過ぎない.

これに関連する話として、*C*について誤解される可 能性がある点について触れておきたい.上でも述べた ように、ショックインピーダンスマッチングを使った 発生圧力 $P_0$ の議論において、衝突速度が標的のバル ク音速より遅い場合は、 $P_0$ は衝突速度に比例するが、 音速より十分速い場合 $P_0$ は衝突速度の二乗に比例す る事が導かれる[4, 6].この事から $P_0$ は音速以下の低 速衝突では運動量の関数、高速衝突ではエネルギーの 関数と近似的に見做すことができる.ところが、図4 (b)のµ値は、低速衝突でエネルギースケーリング則 の値(µ=2/3)に近く、衝突速度が速くなるにつれ運 動量スケーリングの値(µ=1/3)に近くなっている. これはインピーダンスマッチングから予想される話と 矛盾しているように思われるかもしれないが、それは 誤解である.というのは、図4(b)のµは掘削段階か ら決定されたものであり、ある程度衝撃波が減衰し、 掘削流が発達した領域での話である.つまり図4(b)  $kP_0$ ではなく、P(r)に関しての議論である.また実 際に[2]の議論においても、 $\mu$ は標的物質に依存し、 空隙率の低い物質では $\mu \sim 0.6$ となりエネルギースケ ーリング則に近い値となるが、空隙率の高い物質では 衝撃波通過時の散逸効率が高くなることで $\mu \sim 0.4$ に 近くなる事が示されている.

#### 3.3 最終クレーターとの関係

最後に $\pi$ スケーリングとの関係式について議論を 行う.  $\pi$ スケーリング関係式の定式化においては、 最終クレーター直径 $D_f$ を、無次元クレーターサイズ ( $\Pi_R = (\rho/m)^{1/3} D_f/2$ )と無次元エネルギー ( $\Pi_2 = 3.22 ga/v_i^2$ )に適用し、 $\Pi_R \ge \Pi_2$ の冪乗関係から  $\mu$ の決定が行われてきた[10]. そのようにして決定さ れた $\mu$ (つまり冪の傾き)において、衝突速度依存性 が有るといった報告はなされていない [1, 2, 10]. 一方、 図4ではクレーター直径の成長率が衝突速度依存性を 示すことから、当然 $D_f$ から求められる $\mu$ においても 衝突速度依存性を示すことが期待される. ところが、 図4の測定における $D_f$ を $\Pi_R \ge \Pi_2$ に適用した場合、 $\mu$ に衝突速度依存性が見られなかった(図5). 図5にお ける  $\Pi_{R}$ -  $\Pi_{2}$ ダイアグラム見ると, [18]で測定されるデ ータはきれいな冪乗関係を示し,そのデータ分布の傾 きは  $\mu$  = 0.42であり,過去に決定された標準スケーリ ング関係式( $\mu$  = 0.41[10])と非常に似た結果である. さらに, [18]に対する追加実験として行った砂のバル ク音速以下の低速度条件( $\nu_{i}$ =146-236 m/s)で測定され た結果(図5の  $\Pi_{2}$ >10<sup>6</sup>のデータ)についても $\mu$ =0.42 の関係式に従っているのが分かる.つまりクレーター 直径の成長率は衝突速度依存性を示すにも関わらず, 最終クレーター形状から導かれる $\mu$ は、衝突速度依 存性がないと解釈されてきた $\pi$ スケーリング関係式 の $\mu$ と良い一致を示す.これはどう考えたら良いの だろうか?

ここで注意してもらいたいのは、その場計測から決 定される $\mu$ は「一回の衝突実験(一つの $v_i$ )」から「一つ の $\mu$ 」が決定されるのに対して、図5のダイアグラム を使った決定では、「複数の $v_i$ (数100 m/s~6 km/s)」 から、「一つの $\mu$ 」が決定されているということである。 つまり、このダイアグラムを使って $\mu$ を決定してい る限り、仮に衝突速度依存性があったとしても、その 衝突速度依存性を導き出すことは容易ではない、それ に加え、上でも述べたように図5で使用されているデ ータは最終クレーター直径であり、 $\pi$ スケーリング の大前提である点源近似が成り立たない終段階(冪乗 からのズレが生じる段階)を経て決定された物理量で ある。その為、形成過程の挙動に衝突速度依存性があ ったとしても、その終段階において分からなくなって いる可能性が高い.

いずれにしても,我々の解釈が正しいかどうかを知 るには,例えば衝突速度を一定とし,弾丸の大きさや 重力強度を数桁範囲で変化させて,このΠ<sub>R</sub>とΠ<sub>2</sub>の関 係がどうなるかについて調べる事が重要である.その ような検証を実験的に実施することは難しい為,数値 シミュレーションなどによる検証が今後重要になると 考えられる.

## 4. まとめと今後

本稿では、衝突速度0.7 km~6 km/sの条件下での、 レーザー変位計を用いた掘削過程のその場定量観測に よる最新結果について紹介した。その詳細観測によれ ば、クレーター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. これはπスケーリングの大前提となる, 点源近似が クレーター形成の終段階では成り立たないことを意味 する. またクレーター直径の成長率は衝突速度依存性 を示し、衝突速度が増加するにつれ減衰率が大きくな る. これはπスケーリングで使用される結合変数が 衝突速度依存性を示し, 点源近似が実際の衝突クレー ター形成過程では厳密には成り立っていないことを意 味する.このことから、過去の衝突実験(衝突速度4-5 km/s)の最終クレーター形状を基にして導出された µの標準値(µ=0.41)は、必ずしも他の衝突現象では 成り立たない可能性が高い。例えば、実際の天体上で 起こる15 km/s~20 km/sの現象に対しては、従来の πスケーリング関係式から予想するよりも、小さい μとなる可能性がある.いずれにしても、物理がよ く分からないπスケーリングではなく、水谷スケー リング則のように、基本的な物理的解釈が可能なモデ ルに則った、新しいスケーリング則に対する考察が重 要であると我々は考えている.

#### 謝 辞

本実験はJAXA宇宙科学研究所の超高速衝突実験 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] Mizutani, H. et al., 1990, Icarus 87, 307.
- [5] Housen, K. R. and Holsapple, K. A., 2011, Icarus 211, 586.
- [6] Melosh, H. J., 1989, Impact cratering, Oxford Univ. Press, New York.
- [7] Yamamoto, S. et al., 2006, Icarus 183, 215.
- [8] Piekutowski, A. J., 1980, Proc. of LPSC 11, 2129.
- [9] Schmidt, R. M. and Piekutowski, A. J., 1983, LPSC 14, abstract, 668.
- [10] Schmidt, R. M. and Housen, K. R., 1987, Int. J. Impact

Eng. 5, 543.

- [11] Cintala, M. J. et al., 1999, MAPS 34, 605.
- [12] Anderson, J. L. B. et al., 2003, JGR 108, E8, 5094.
- [13] Yamamoto, S. et al., 2006, in Proc. of ESLAB-40: First international conference on impact cratering in the Solar System, ESTEC, Nordwijk, The Netherlands.
- [14] Barnouin-Jha, O. S. et al., 2007, Icarus 188, 506.
- [15] Yamamoto, S. et al., 2009, Icarus 203, 310.
- [16] 長谷川直, 2015, 遊星人 24, 269.
- [17] 山本聡ほか, 2015, 遊星人 24, 239.
- [18] Yamamoto, S. et al., 2017, JGR 122, 1077.
- [19] Maxwell, D. E, 1977, In Impact cratering (eds by Roddy, D.J. et al.), Pergamon Press, New York, pp. 1003.
- [20] Wünnemann, K. et al., 2006, Icarus 180, 514.
- [21] 岡本尚也, 水谷仁, 2015, 遊星人 24, 33.
- [22] Ahrens, T. J. and O'Keefe, J.D., 1977, in Impact and Explosion Cratering, edited by D. J. Roddy et al., pp. 639–656, Pergamon Press, New York.
- [23] Pierazzo, E. et al., 2008, Meteorit. Planet. Sci. 43, 1917.