



小天体の低重力環境での衝突クレーターサイズに関する実験的研究

木内, 真人

(Degree)

博士 (理学)

(Date of Degree)

2019-03-06

(Date of Publication)

2020-03-01

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

乙第3368号

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D2003368>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



博士論文

小天体の低重力環境での
衝突クレーターサイズに関する実験的研究

平成 31 年 1 月

神戸大学大学院理学研究科

木内 真人

要旨

第1章では、本研究の背景を紹介している。まず、太陽系小天体の概要と小天体表層の地形の特徴について述べている。小天体は変成を受けた度合いが小さく、太陽系初期の情報が保存されていると考えられている。小天体表層の粒子層の粒子サイズや空隙率は天体表面の反射率や熱慣性を決定し、衝突特性にも影響を与えるため、小天体探査において重要な物理量となっている。また、小天体表面の衝突クレーターから天体表層の物性や構造、表面年代などを推定することにより、小天体の熱進化・衝突進化の過程を理解することができると考えられる。小天体表面では二次的な衝突として数 m s^{-1} 以下の低速度衝突も存在し、天体表面の地形に影響を及ぼし得る。続いて、衝突クレーターについてレビューしている。衝突クレーターからは衝突体のサイズや衝突速度表層の物性など多くの情報を読み取ることができる。一般的な条件下で衝突現象を理解するためにはスケーリング則を確立する必要があるが、詳しくわかっていないパラメータ依存性（重力依存性など）があり、これまでに得られているスケーリング則を実際の天体表面環境に適用するには不十分である。小天体上での二次的な衝突現象が与える影響を理解するために、レゴリス層を想定した標的への低速度衝突について調べるのが重要であるが、これまで行われてきた粉体標的に対する数 m s^{-1} オーダーでの低速度衝突実験は 1 G 下で行われたものである。また、小天体の表面重力は地球と比べて微小であるため、小天体上での衝突クレーターサイズを推定するためにはクレーターサイズの重力依存性を知ることが必要である。そこで、本研究の目的は(1)小天体表層構造を推定すること、(2)低速度衝突でのクレーターサイズの重力依存性を調べること、である。

第2章では、地上実験で得られた粉体の測定データを基に小天体表面の粒子層の粒子サイズと空隙率の関係をj得ることで、小天体表層構造を推定した。異なる粒子サイズや粒子形状をもつ粒子を用いて新たに空隙率の測定を行い、文献値のデータに加えて本研究で得た新たな測定データまとめることで、様々な粉体試料における粒子間力と空隙率の関係をj得た。粒子間力にはファンデルワールス力と転がり摩擦力の二種類の場合を考えた。得られた関係を用いて、小天体表面の粒子層における空隙率と粒子サイズの関係をそれぞれ推定した。小

惑星 Itokawa では、smooth terrain（粒径 mm—cm サイズ）での表層の空隙率は、ファンデルワールス力を適用したとき 0.56—0.87 の範囲、転がり摩擦力を適用したとき 0.36—0.55 の範囲に制約できた。また、粉体層の熱伝導率と粒子サイズの関係を用いることで、空隙率と粒子サイズをそれぞれ推定した。小惑星 Eros と Ryugu、火星衛星 Phobos と Deimos の熱慣性データをもとに空隙率と粒子サイズの推定を行った。

第 3 章では、粉体層への低速度衝突実験を低重力下で行うことにより、クレーターサイズの重力依存性を得た。1 G 以下の低重力を模擬できる落下装置を製作し、重力が 0.20 - 1 G、衝突速度が 1 - 4.6 m s⁻¹ の範囲で粉体層への衝突実験を行った。ほとんどの実験は標準大気圧下(10⁵ Pa)で行ったが、大気の影響を調べるために減圧下（7 Pa）でも行った。7 Pa 下での SUS 弾丸・砂標的の実験で得られたクレーター直径の重力依存性は、過去研究の高速度衝突で得られた重力依存性とほぼ一致した。一方で、標準大気圧下での SUS 弾丸・砂標的および SUS 弾丸・ガラスビーズ標的の実験で得られた重力依存性は 7 Pa 下での重力依存性よりも強く、エネルギースケールリングよりも弱かった。大気圧の影響を調べる補助的な実験として、一定の衝突速度と重力（2.7 m s⁻¹、1 G）で大気圧を 0.6 - 10⁵ Pa の範囲で変化させ、SUS 弾丸を砂標的に対して衝突させた。大気圧が 10² Pa まで減少するにつれて、クレーター直径は増大した。 π スケールリングに大気圧に関する無次元数の項を導入し、補助実験で得られたクレーター直径の大気圧依存性を用いて低重力実験の結果を整理すると、標準大気圧下の実験で得られた重力依存性が減圧下の高速度実験で得られた重力依存性と近い値となった。大気圧の影響を考慮すると、低速度衝突での重力依存性と高速度衝突での重力依存性がほぼ一致することがわかった。

続いて、低速度実験で得られたクレーターサイズを高速度実験の結果と比較した。標準大気圧下のガラス弾丸・砂標的の結果を減圧下のクレーターサイズに換算した結果、先行研究の高速度実験で得られたスケールリング則とほぼ一致した。一方、SUS 弾丸・砂標的でのクレーターサイズは、ガラス弾丸の結果よりも小さくなった。この結果から、高速度域で得られたスケールリング則は、減圧下で弾丸と標的の密度比が 1 に近い場合、衝突速度数 m s⁻¹ の低速度域にも適用できるということが明らかになった。

クレーター直径の大気圧依存性について、本実験で得られた結果と高速度衝

突の先行研究の結果が異なる要因を説明するため、粒子に対する大気抵抗について考察した。高速度衝突の方がクレーターリム付近からの放出速度がより大きくなることから、先行研究の結果の方がより大きいクレーター直径の大気圧依存性を持つこと、 10^2 Pa 以下では Epstein 則に従った抵抗が支配的になり、粒子にはたらく重力よりも十分小さくなるため、 10^2 Pa 以下でクレーター直径の大気圧依存性が弱くなることを説明した。

超高真空下である小天体表面でのクレーターサイズを考えるために、標的の内部摩擦角がクレーター直径に与える影響についても考慮した。超高真空下でのクレーター直径は、内部摩擦角とクレーター直径の関係と内部摩擦角と大気圧の理論的な関係から見積もることができる。内部摩擦角の増大によって、超高真空下でのクレーター直径は標準大気圧下のクレーター直径の約 0.8 倍程度とすることがわかった。

減圧下で弾丸と標的密度比が 1 に近い場合は、低速度域でも高速度実験で得られたスケーリング則が適用できることから、高速度域実験の先行研究で得られたスケーリング則を用いて、Itokawa の smooth terrain 上で形成される二次クレーター直径を見積もった。Itokawa 表面は超高真空下であるため、見積もりには内部摩擦角の増大の影響も考慮にいった。結果、Itokawa の smooth terrain 上で直径 1 – 4 m のボルダーの低速度衝突によって形成される二次クレーター直径は、探査機 Hayabusa が得た表面画像から観察できる dimple 直径の範囲と重なることがわかった。このことは、Itokawa の dimple 地形の成因が、メートルサイズのボルダーの低速度衝突によって形成された二次クレーターである可能性を支持する。

目次

第 1 章	研究背景	1
1.1	太陽系小天体	1
1.1.1	小天体探査	1
1.1.2	小天体表面状態	2
1.2	太陽系天体での衝突クレータリング	7
1.3	クレーターサイズスケーリング則	9
1.4	衝突実験	12
1.4.1	重力依存性について調べた衝突クレーター実験	12
1.4.2	低速度域での粉粒体への衝突実験	13
1.4.3	低重力・微小重力下での衝突実験、粉体への貫入実験	14
1.5	粉体の物理	15
1.5.1	充填率・空隙率と粒子間力	15
1.5.2	安息角と内部摩擦角	18
1.6	本研究の目的	20
第 2 章	小天体表層レゴリスの粒子サイズと空隙率の関係	21
2.1	目的	21
2.2	測定方法	22
2.3	結果と議論	26
2.4	小天体表面環境への応用	36
2.4.1	空隙率と粒子半径の関係	36
2.4.2	熱伝導率モデルとの組み合わせによる粒子サイズおよび空隙率の推定	40
第 3 章	粉体層への低速度衝突で形成されるクレーターサイズの重力依存性	43
3.1	目的	43
3.2	実験方法	46
3.3	結果	55

3.4 議論.	60
3.4.1 低速度衝突でのクレーター直径の重力依存性.	60
3.4.2 高速度衝突でのスケーリング則との比較.	63
3.4.3 エジェクタ粒子にはたらく大気抵抗	68
3.4.4 標的の内部摩擦角の影響.	72
3.5 Itokawa の dimple 地形への応用.	73
 第 4 章 まとめ	 78
 参考文献	 82
 謝辞	 92
 付録	 94
 副論文	 111

第 1 章

研究背景

1.1 太陽系小天体

太陽系には様々な小天体が存在し、小惑星や衛星、彗星、太陽系外縁天体 (Trans Neptunian Objects: TNO) などが挙げられる。小惑星の大部分は小惑星帯の軌道に存在するが、一部の小惑星は地球軌道に近い軌道を取り、これらの天体は地球近傍小惑星 (Near Earth Asteroid: NEA) と呼ばれる。惑星に比べてサイズが小さいこれらの小天体は、天体自身の温度が上がりにくい、もしくは高温を経験する時間が短いため、分化の度合いが小さい。このことから、小天体は太陽系の初期の情報を保存していると考えられる。小惑星などの始原天体は、現在の惑星を形成した物質について理解する手がかりとなり得る。

1.1.1 小天体探査

地球上の望遠鏡による小天体の観測として、古くは月の観測が数世紀前から行われてきたが (水谷, 1980)、数 10 年前からは探査機による直接探査が行われるようになり、特定の天体に対して多くの詳細なデータが得られるようになった。1960 年代には Apollo ミッションや Lunar ミッションにより月への直接探査が始まり、現在に至るまで多くの探査機によって月について調べられてきた。

1990 年代にフライバイによる小惑星の最初の観測が Galileo 探査機によって行われ、小惑星 951 Gaspra と小惑星 243 Ida の高解像度画像が得られた (Veverka et al., 1994; Belton et al., 1994)。Gaspra は複数の平坦な面をもつ不規則な形状をもち、宇宙風化作用の進んだレゴリスで覆われており、溝地形も発見されている。Ida は細長い形状をもつ天体で、Gaspra と同様溝地形が存在する。2000 年代には探査機 NEAR shoemaker は小惑星 253 Matilde と 433 Eros の探査を行い、特に Eros の周回観測はカメラ・レーザー高度計・蛍光 X 線分光計などの観測機器により詳細なデータをもたらした (Veverka et al., 2000)。Matilde の密度は 1300 ± 200

kg m^{-3} と通常の岩石密度 (3000 kg m^{-3}) と比べて非常に小さく、空隙率は 50% 程度と予想される。このことから Matilde はラブルパイル構造を持つと考えられ、また巨大クレーターが複数存在するにも関わらず天体が破壊されていないことも天体が高空隙率であることを支持する。Eros は平均直径 19 km と地球近傍小惑星では最大級の天体であり、表面は多くのクレーターに覆われている。また Eros 特有の地形としてクレーターの底部に土砂が平たく堆積した地形 (ポンド地形) が知られている。探査機 Hayabusa は小惑星 25143 Itokawa への詳細な探査を行い、小惑星初のサンプルリターンミッションを成功させた(Fujiwara et al., 2006)。Itokawa は二つの天体が組み合わさったような形状をしており、また表面のボルダーの多さからラブルパイル天体であると考えられている。得られた Itokawa 表面の高解像度画像から、表面地形の特徴が明らかになった。

近年では、彗星探査機 Rosetta により小惑星 2867 Steins と小惑星 27 Lutetia のフライバイ画像が得られ(Keller et al., 2010; Sierks et al., 2011)、Dawn ミッションにより小惑星 4 Vesta の詳細な探査が行われた(Russell et al., 2012)。Lutetia は M 型小惑星であり、これは母天体のコアの生き残りであると考えられている。Vesta は平均直径約 530 km の巨大な小惑星であり、内部は分化していると考えられる。Vesta は V 型小惑星に分類され、HED 隕石の起源であると考えられている。表面には Rheasilvia クレーター (直径 460km) や Veneneia クレーター (直径 395km) などの巨大盆地が存在し、古い地形ではクレーターは飽和している。また、小惑星以外の小天体として、彗星の探査が Stardust Comet Sample Return ミッションや Deep Impact ミッション、Rosetta ミッションによって行われている(Brownlee et al., 2006; A'Hearn et al., 2005; Goesmann et al., 2015)。現在では探査機 Hayabusa 2 によって小惑星 162173 Ryugu の探査が、探査機 OSIRIS-Rex によって小惑星 101955 Bennu の探査が行われている。また、火星衛星の探査およびサンプルリターン計画 (Martian Moons eXploration: MMX) やトロヤ群小惑星の探査計画 (Lucy mission)、チュルモフ・ゲラシメンコ彗星からのサンプルリターン計画などが検討されている。

1.1.2 小天体表面状態

小惑星などの小天体表面は一般的にレゴリスと呼ばれる粒子層によって広く

覆われている。また小惑星の表面画像の例として小惑星 Eros の表面画像を図 1.1 に示す。Eros の表面には多くのクレーターとボルダーが存在し、また比較的厚いレゴリス層によって表面は覆われている。レゴリス層は主に衝突により破砕した表面物質の堆積によって形成され则认为られている。クレーターからの放出物（エジェクタ）のうち、天体の脱出速度以下のものは天体表面に再集積する。脱出速度が大きい、つまりサイズが大きい天体であるほど再集積するエジェクタの割合は大きいだろう。レゴリス層の厚さは天体サイズの他に、天体形成年代や表面物性、衝突フラックスなどにもよると考えられる。一方で、短期間の熱サイクルによってボルダーが熱疲労し、引き起こされたボルダーの破壊によって Eros のような厚いレゴリス層が生成されたのかもしれない(Delbo et al., 2014)。多数のボルダーが小天体表面に散在し、そのサイズは数 m から数 10 m に及ぶ。これらのボルダーはクレーター形成の際の放出物が由来である場合と、母天体の衝突破壊の際の衝突破片が由来である場合が考えられる。図 1.2 は小惑星 Itokawa の表面画像だが、数多くのボルダーが存在する。Itokawa は母天体が衝突破壊した後に再集積した天体（ラブルパイル天体）と考えられており、表面のボルダーはその衝突の際に生成されたのかもしれない。

これまで探査された小惑星は表面が非常に多くのクレーターに覆われていたが、Itokawa ではクレーター数は他の小天体に比べて少なく、ほとんどのクレーターは不明瞭な形状だった。各小天体のクレーターサイズ頻度分布（Size Frequency Distributions: SFDs）が表面画像から得られており、結果の一例を図 1.3 に示す(Marchi et al., 2015)。図 1.3 はクレーター数密度とクレーターサイズの関係を示しており、べき乗の関係で表されている。図 1.3 より、クレーター数は Itokawa と Vesta の若い地域を除いて“飽和”していることがわかる。クレーター-SFDs を基にして、これらの小惑星の形成年代が推定されている(Chapman, 2002; Marchi et al., 2015 など)。また、Itokawa では直径 10 m 以下のクレーター数が少ないことがわかり(図 1.3c)、同様の傾向が Eros の結果からも見てとれる(図 1.3a)。Itokawa や Eros での小さいサイズのクレーター数の欠乏は、以下の要因として、(1)衝突励起振動による小クレーターの消失 (2)ボルダーの衝突破壊による衝突エネルギーの散逸（Armoring）(3)小さいサイズの衝突天体のフラックスの不足、などが挙げられる。上述した要因はそれぞれ寄与しているだろうが、主要な要因は衝突励起振動だろうと考えられている(Marchi et al., 2015)。探査機 NEAR

Shoemaker による Eros 表面の高解像度画像から、クレーター内斜面でのレゴリスの崩落が観察されており、これは衝突励起振動の影響かもしれない。衝突励起振動の影響として、Eros を模擬した天体での衝突励起振動の詳細なプロセスが地震モデルと地形モデルを用いて調べられている(Richardson et al., 2004, 2005)。また、衝突励起振動は小クレーターの消失と緩和に加えて、レゴリス層の混合や圧密も引き起こす。小天体表面では絶えず起こる衝突により、レゴリス層の形成や消失・混合・圧密が繰り返されることで、現在の天体の表面状態が形成されたと考えられる。

レゴリス層の粒子サイズと空隙率は重要な物性である。例えば表面の反射率や熱慣性はこれらの物性に依存し、また天体表層で形成されるクレーターサイズにも影響を与える(Housen and Holsapple, 2011; Güttler et al. 2012)。小天体レゴリスの最も詳細な情報は、アポロミッションによって得られた月レゴリスに関する情報である。地球に持ち帰られた試料からレゴリスの粒子サイズや空隙率が測定され、平均空隙率は 51%と推定された (Mitchell et al., 1974)。

直接探査に限らず、様々な波長での観測データは小天体表面のレゴリスの粒子サイズや空隙率の手がかりとなる。例えば、赤外線測光によって検出された小惑星の熱放射は表面の熱慣性が高いか低いかを示し、これは表面が岩石もしくはレゴリスによって覆われているかどうかを示す(Lebofsky et al., 1978 など)。小惑星の偏光位相曲線は、500 μm 以下の広範囲の粒子サイズの混合物を含んでいる破碎した隕石の偏光位相曲線と同様の形状をしている(Zellner et al., 1977)。地上からのレーダー観測のデータを用いて推定された地球近傍小惑星の表面近くのバルク空隙率は $51 \pm 14\%$ である(Magri et al., 2001)。衝効果による可視光反射率の上昇の角度幅は、レゴリスの空隙率と粒子サイズが関係していると考えられており、S 型小惑星は 40~80%の表面のバルク空隙率をもつと推定されている(Hapke, 1986; Domingue et al., 2002)。

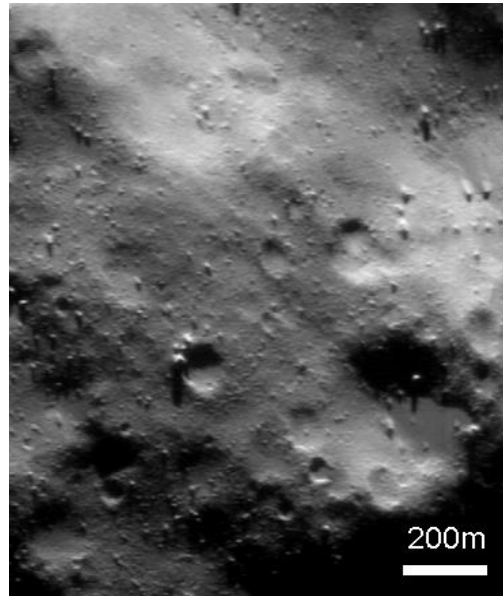


図 1.1. Eros の表面画像(JHU/NASA)。表面は厚いレゴリスによって覆われ、多数のクレーターやボルダーが存在する。



図 1.2. 小惑星 Itokawa の表面画像(JAXA)。多くのボルダーが散在している。

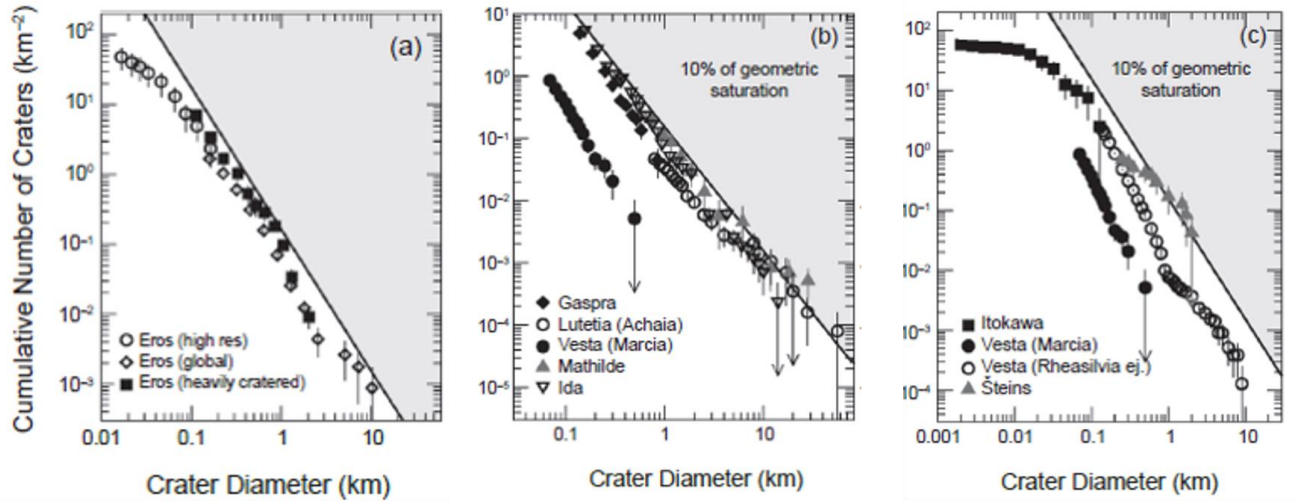


図 1.3. 様々な小惑星でのクレーターSFDs (Marchi et al., 2015 の図を引用)。図中のプロットはクレーターの単位面積あたりの累積個数分布とクレーター直径の関係を表している。黒色の直線は経験的な飽和レベルを示しており、幾何的な飽和 (Gault, 1970; Melosh, 1989) の 10% と対応している。(a) Eros の地形ごとのクレーターSFDs。(b) Gaspra、Lutetia、Vesta の若い地域 (Marcia units)、Mathilde、Ida のクレーターSFDs。(c) Itokawa、Vesta の若い地域 (Marcia units) と古い地域 (Rheasilvia units)、Steins のクレーターSFDs。

1.2 太陽系天体での衝突クレータリング

衝突クレーターは固体天体表面で普遍的に存在する地形であり、これらの多くは惑星空間からの天体の高速度衝突により形成されたものである。衝突速度は一般的には数 km s^{-1} から数 10 km s^{-1} の範囲におよび、例えば月-地球系では平均速度 13 km s^{-1} (Bottke et al., 2000)、小惑星帯では平均速度 5 km s^{-1} (Bottke et al., 1994)で衝突する。クレーターサイズは直径 100 km を超えるような巨大なものから、ミクロンサイズのマイクロクレーターまで存在する (Gault et al., 1972)。小天体の場合、クレーターサイズが天体の半径に達するような大きいクレーターも存在する。

クレーターの形成過程は衝突実験や数値シミュレーションによりこれまで調べられてきた。衝突体が標的に衝突してから、(1)圧縮段階(2)掘削段階(3)修正段階の過程をたどると考えられている (Melosh, 1989)。衝突体が標的に衝突すると、接触部で発生した衝撃波が衝突体と標的の内部に伝播する。この際に衝突点近傍は衝撃波により圧縮される (圧縮段階)。衝撃波の通過に伴って標的物質は壊れて流動化し、衝撃波面の進行方向と同じ向きに加速され、粒子速度を獲得する。引き続いて、衝突天体の後端まで達した衝撃波が自由端で反射して希薄波が生じ、標的天体に伝播した衝撃波を追いかけるように伝播していく。この希薄波の伝播によって圧力が解放されると同時に、粒子速度のベクトルが標的表面向きに曲げられ、物質が標的天体上方へ放出され、おわん型の穴 (過渡クレーター) が形成される (掘削段階)。形成されたクレーターは天体の重力の影響を受け、縁や壁面が崩壊するなどして形状が変化する (修正段階)。非常に高速度での衝突では、クレーター形成のほか高温高压に伴う物質の溶融・蒸発・相転移などが起こり、天体の物質的進化において重要な役割を果たす (O'Keefe and Ahrens, 1977)。また、揮発性成分が気化・分離する脱ガス現象もみられ (Tyburczy et al., 1990)、天体上の水や大気の形成に重要な役割を果たした可能性がある (Lange and Ahrens, 1982)。

クレーターの形状には様々な種類があり、直径が小さいクレーターはおわん型で単純クレーターと呼ばれる。サイズが大きくなるとクレーター底が平坦になり、また中央丘や多重リングといった特徴が見られるようになり、これらは複雑クレーターと呼ばれる (Pike 1976)。複雑クレーターは、形成途中のおわん

型クレーター（遷移クレーター）が重力により崩壊、変形することにより生じたと考えられている。単純クレーターから複雑クレーターへ遷移するサイズは重力と強度の大小で決定され、重力が小さい天体ほど遷移するクレーターサイズは大きくなる。例として、月の場合では直径 15-20 km 程度で単純クレーターから複雑クレーターに遷移する。

数 m s^{-1} 以下の低速度衝突も存在する。高速度衝突で形成されたクレーターからの放出物のうち、天体の脱出速度を越えるものは宇宙空間に放出されるが、脱出速度以下のものは天体に再衝突する。放出物の再衝突によって新たに形成されたクレーターを二次クレーターと呼ぶ。小惑星や彗星などの小天体レゴリス上で二次クレーターが形成される際、衝突速度は小天体の脱出速度以下となるため、非常に低速度な衝突が起こる。例えば小惑星 433 Eros の脱出速度は 10 m/s 程度、小惑星 25143 Itokawa の脱出速度は 0.17 m s^{-1} 程度である。二次的な衝突もまた天体表面の地形に影響を及ぼす。例えば Itokawa 表面の細かい粒子層が堆積している地域には、**dimple** と呼ばれるボルダー（岩塊）を伴った浅い窪みが存在するが、この地形は二次クレーターとして形成された可能性がある (Saito et al., 2006; Nakamura et al., 2008)。また、火星衛星 Phobos 上には **groove** と呼ばれる細く長く延びる溝が多数存在するが、これは Phobos 上で最大のクレーターである **Stickney** クレーターから放出された多数のボルダーが表面上を転がる、もしくはバウンドすることで複数の溝地形が形成されたという仮説がある (Wilson and Head, 2015)。また、二次クレーターは高速度衝突で形成された一次クレーターとの判別が難しいため、クレーターサイズ頻度分布の解釈にも影響を及ぼすという問題もある。

内部活動や大気をもつ天体ではクレーターは時間とともに侵食・風化され、緩慢もしくは消失する。一方、内部活動や大気をもたない天体では比較的長期間表面が保存される。固体天体表面の衝突クレーターは過去から現在までの天体表面での衝突現象の歴史の記録ともいえる。

衝突クレーターからは多くの情報を読み取ることができる。クレーターサイズからはクレータースケーリング則を用いることで衝突体のサイズや衝突速度が制約できる。クレーター形状からは表層の物性（強度や空隙率）を推定できる場合がある。衝突角度が非常に浅い衝突では放出物のパターンに偏りが生じることから (Gault and Wedekind, 1978)、観察された放出物のパターンから衝突方向

や角度を制約できる場合がある。また、クレーターの数を計測することで各地域でのクレーター密度が得られる。アポロ試料によって月面の複数地域の絶対年代がわかっており、各試料と対応する地域のクレーター数から、クレーター密度と絶対年代の関係が得られている。この関係を用いることで、クレーター密度がわかっている地域の表面年代を推定することができ、この方法をクレーター年代学と呼ぶ (Hartmann, 1970)。クレーター密度と絶対年代の関係からは、地球軌道付近での小天体の数の時間的变化を知ることができる。また、クレーターサイズ頻度分布から衝突体のサイズ分布を推定することもできる。

1.3 クレーターサイズスケーリング則

クレーターサイズと衝突条件（衝突速度、弾丸・標的の物性など）の関係がわかれば、1.1 章で述べたような様々な情報を得ることができる。しかし、衝突は非常に複雑な現象であり、多くのパラメータが複雑に関わっている。形成されるクレーターサイズを一般的な条件下で推定するためには、スケーリング則を確立する必要がある。ここでは、 π スケーリングと呼ばれる広く用いられているクレーターサイズスケーリング則を紹介する。 π スケーリングは次元解析を用いたスケーリング則で、衝突・爆発実験の結果を基に構築されてきた (Holsapple, 1993; Housen and Holsapple, 2011 など)。

クレーター体積 V は、弾丸半径 a 、衝突速度 v_i 、弾丸および標的の密度 δ_p と ρ_t 、標的の強度 Y 、重力加速度 g によって決まると考える。質量、長さ、時間の3つを独立な次元とすると、上記の7つのパラメータから、4つの独立な無次元量をつくることができ、それらの間に関数関係があるとする、

$$\frac{\rho_t V}{m} = f\left(\frac{ga}{v^2}, \frac{Y}{\rho_t v^2}, \frac{\rho_t}{\delta}\right) \quad (1.1)$$

と表すことができる (m は弾丸質量: $m = 4\pi\delta_p a^3/3$)。また、(1.1) 式内の4つの無次元数を以下のように表す。

$$\frac{\rho_t V}{m} = \pi_V \quad (1.2)$$

$$\frac{ga}{v^2} = \pi_2 \quad (1.3)$$

$$\frac{Y}{\rho_t v^2} = \pi_3 \quad (1.4)$$

$$\frac{\rho_t}{\delta} = \pi_4 \quad (1.5)$$

ここで、 π_1 はクレーター効率、 π_2 は規格化重力（もしくは規格化速度）、 π_3 は規格化強度、 π_4 は規格化密度と呼ばれる。

また、クレーターの生成は弾丸のパラメータ a 、 v_i 、 δ_p のそれぞれ個別に依存するのではなく、これらを結合させたある一つのパラメータに依存することが知られている。これを結合変数 C と呼び、以下のように表される。

$$C = a v_i^\mu \delta_p^\nu \quad (1.6)$$

ここで μ と ν は変数である。理論的には μ の値は1/3から2/3の間の範囲をとり、 $\mu = 1/3$ のときクレーターサイズは弾丸の運動量に依存し（運動量スケールリング）、 $\mu = 2/3$ のとき運動エネルギーに依存する（エネルギースケールリング）。また、 ν は運動量スケールリングもしくはエネルギースケールリングでは1/3の値をとるが、経験的には様々な条件下で $\nu = 0.4$ となることが知られている(Housen and Holsapple, 2011)。

結合変数 C を導入すると、クレーター体積 V は

$$V = f(C, \rho_t, Y, g) \quad (1.7)$$

と表され、5つのパラメータの関係となり、2つの独立な無次元量をつくることができる。2つの無次元量の例として、以下の2通りの形を示す。

$$\frac{\rho_t V}{m} \left(\frac{Y}{\rho_t v_i^2} \right)^{\frac{3\mu}{2}} \left(\frac{\rho_t}{\delta_p} \right)^{3\nu-1} = F \left\{ \frac{ga}{v_i^2} \left(\frac{\rho_t v_i^2}{Y} \right)^{\frac{2+\mu}{2}} \left(\frac{\rho_t}{\delta_p} \right)^{-\nu} \right\} \quad (1.8)$$

$$\frac{\rho_t V}{m} \left(\frac{ga}{v_i^2} \right)^{\frac{3\mu}{2+\mu}} \left(\frac{\rho_t}{\delta_p} \right)^{\frac{6\nu-2-\mu}{2+\mu}} = G \left\{ \frac{Y}{\rho_t v_i^2} \left(\frac{ga}{v_i^2} \right)^{-\frac{2}{2+\mu}} \left(\frac{\rho_t}{\delta_p} \right)^{-\frac{2\nu}{2+\mu}} \right\} \quad (1.9)$$

クレーター形成において重力よりも物質強度の影響が十分大きいとき（強度支配域）、(1.8)式の右辺は定数になるので、

$$\frac{\rho_t V}{m} \propto \left(\frac{\rho_t v_i^2}{Y} \right)^{\frac{3\mu}{2}} \left(\frac{\rho_t}{\delta_p} \right)^{1-3\nu} \quad (1.10)$$

と表される。無次元数を用いると、

$$\pi_V = K_1 \pi_3^{-\frac{3\mu}{2}} \pi_4^{1-3\nu} \quad (1.11)$$

と表される。一方、強度よりも重力の影響が十分大きいとき（重力支配域）、(1.9)式の右辺は定数になるので、

$$\frac{\rho_t V}{m} \propto \left(\frac{ga}{v_i^2} \right)^{-\frac{3\mu}{2+\mu}} \left(\frac{\rho_t}{\delta_p} \right)^{\frac{2+\mu-6\nu}{2+\mu}} \quad (1.12)$$

と表され、無次元数を用いると、

$$\pi_V = K_2 \pi_2^{-\frac{3\mu}{2+\mu}} \pi_4^{\frac{2+\mu-6\nu}{2+\mu}} \quad (1.13)$$

と表される（ K_1 と K_2 は定数）。

また、(1.10)(1.12)式の関係クレーター半径 R と規格化クレーター半径 π_R を用いて表すと、強度支配域では、

$$\pi_R = \left(\frac{\rho_t}{m} \right)^{1/3} R = K'_1 \pi_3^{-\mu/2} \pi_4^{\frac{1-3\nu}{3}} \quad (1.14)$$

重力支配域では、

$$\pi_R = \left(\frac{\rho}{m} \right)^{1/3} R = K'_2 \pi_2^{-\frac{\mu}{2+\mu}} \pi_4^{\frac{2+\mu-6\nu}{3(2+\mu)}} \quad (1.15)$$

とそれぞれ表される（ K'_1 と K'_2 は定数）。定数 K_1, K_2 や μ, ν の値は、衝突実験によって代表的な物質について求められている。例として、 μ の値は、砂標的の場合 0.41、水や金属、岩石標的の場合 0.55 であることが知られている (Holsapple, 1993 など)。

ここで、簡単のため(1.15)式を以下のように表す。

$$\pi_R \propto \pi_2^{-\alpha} \pi_4^{\beta}, \quad (1.15')$$

(1.15')式のべき α と β は、 μ と ν を用いて以下のように表される。

$$\alpha = \mu/(2 + \mu) \quad (1.16)$$

$$\beta = (2 + \mu - 6\nu)/3(2 + \mu). \quad (1.17)$$

1.4 衝突実験

天体間で起こる衝突現象を理解するため、これまで数多くの衝突実験が行わ

れており、例として重力支配域での衝突を模擬した粉体層への衝突クレータリング実験や、強度支配域での衝突を模擬した岩石への衝突破壊・クレータリング実験など様々な条件下で行われてきた。また、衝突速度においては数 m s^{-1} 以下の低速度衝突実験から、衝突銃を用いた数 km s^{-1} の高速度衝突実験まで様々である。ここでは、本研究に関連した衝突実験として、異なる重力下での衝突実験や低速度域での衝突クレーター形成実験を紹介する。

1.4.1 重力依存性について調べた衝突クレーター実験

小天体表面は微小重力環境であるため (Eros では約 10^{-3} G、Itokawa では 10^{-5} G 程度)、小天体レゴリス上での衝突クレーターサイズを考える際にはクレーターサイズの重力依存性を知ることが必要である。中速度から高速度域で重力が衝突クレーターサイズに与える影響について調べた研究はいくつかあり、低重力範囲、もしくは高重力範囲で重力依存性が得られている (Gault and Wedekind, 1977; Cintala et al., 1989; Schmidt and Housen, 1987, Takagi et al., 2007)。

Gault and Wedekind (1977)では、落下装置と定荷重ばねを用いて砂標的にかかる重力加速度を $0.07 - 1$ G の範囲で変化させ、衝突速度 $0.4 - 8.0 \text{ km s}^{-1}$ の範囲で衝突実験が行われた。衝突速度が 6.64 km s^{-1} で一定のとき、クレーター直径は重力加速度の-0.165 乗に比例するという結果を得た ($\alpha = 0.165$ 、 $\mu = 0.40$)。また、Cintala et al. (1989)では、航空機の放物飛行を用いた低重力実験が行なわれ、重力範囲 $0.05 - 0.59$ G、速度範囲 $65 - 130 \text{ m s}^{-1}$ の条件で polymineralic blasting sand への衝突実験が行われた。実験結果は π スケーリングを用いて整理され、 π_2 のべきの値 $\alpha = 0.148$ ($\mu = 0.35$)という結果を得た。これは Gault and Wedekind (1977)で得られた値よりもやや小さいが、大まかには一致しており、数 10 m s^{-1} の速度範囲でも高速度域と同様の重力依存性であることがわかった。一方、Takagi et al. (2007)では、落下塔を用いて 10^{-5} G 以下の微小重力下で衝突実験が行われた。砂標的とガラスビーズ標的に $45 - 360 \text{ ms}^{-1}$ の速度範囲で衝突実験を行ったところ、形成されたクレーター直径は 1 G 下と微小重力下でほぼ違いが見られなかった。この結果は、Gault and Wedekind (1977)や Cintala et al. (1989)で得られた結果とは異なる。Takagi et al. (2007)でクレーター直径に重力依存性が見られなかった理由として、微小重力環境により粉体標的の強度の影響が無視できなくなったこと

が考えられるが、詳しい要因についてはよくわかっていない。また、高重力下でのクレーター形成実験例として、Schmidt and Housen(1987)では遠心加速器を用いて 1–400 G の高重力範囲で砂標的への爆発実験および速度範囲 $1.55 - 5.16 \text{ km s}^{-1}$ で衝突実験が行われた。これらの実験の結果から $\alpha = 0.17$ ($\mu = 0.41$)の結果が得られ、これは Gault and Wedekind (1977)や Cintala et al. (1989)の低重力実験で得られた重力依存性に近い結果である。

1.4.2 低速度域での粉粒体への衝突実験

太陽系での天体間の衝突は数 km s^{-1} から数 10 km s^{-1} の高速度で起こり、衝突クレーターの形成や衝突破壊を引き起こす。一方で、小惑星や彗星などの小天体上で二次クレーターが形成される際、衝突速度は小天体の脱出速度以下となるため、数 m s^{-1} 以下の低速度衝突が起こる。例えば小惑星 433Eros（平均直径 19 km）の脱出速度は約 10 m s^{-1} 、小惑星 25143Itokawa（平均直径 330 m）の脱出速度は 0.17 m s^{-1} である。二次的な衝突もまた小天体の表面地形に影響を与え得る。例えば Itokawa の dimple 地形や火星衛星 Phobos 上に見られる groove 地形は二次的な衝突で形成された可能性がある(Saito et al., 2006; Nakamura et al., 2008; Wilson and Head, 2015)。また、クレーターカウンティングの際に二次クレーターと一次クレーターを判別することは難しいため、クレーターサイズ頻度分布にも影響を及ぼす。このような小天体上での二次的な衝突が与える影響を理解するため、レゴリスを想定した標的への低速度衝突について調べることで重要である。

クレーターサイズに関する数 m s^{-1} の速度域での粉体層への衝突実験はこれまで多く行われている(Uehara et al., 2003; Walsh et al., 2003 など)。Dowling and Dowling (2013)では、様々な大きさや物性の弾丸を砂標的に $0.24 - 2.57 \text{ m}$ の高さから落下させクレーター直径を測定したところ、衝突速度 $2.2 - 7.1 \text{ m s}^{-1}$ の範囲で、クレーター直径は衝突エネルギーに比例した($\alpha = 1/4$, $\mu = 1/3$)。Uehara et al. (2003)、Walsh et al. (2003)でも粉体標的に対して弾丸を自由落下させているが、ガラスなどの低密度弾丸ではクレーター直径が衝突エネルギーに比例する一方、鉛などの高密度弾丸ではクレーター直径はエネルギースケールリングよりも小さくなるという結果がそれぞれ得られている。ここで、低速度衝突との比較として、

中～高速度域で衝突速度を変化させた実験の一例を紹介する。Yamamoto et al., (2017)は 1 G 下で速度 $0.7-6 \text{ km s}^{-1}$ の範囲で砂標的への衝突実験を行い、 $\alpha=0.17$ ($\mu=0.41$)を得ている。これらの値は、低速度衝突で低密度弾丸のとき得られた値 ($\alpha=1/4$, $\mu=1/3$)とは異なる。このことは、低速度域と中～高速度域で、クレーターサイズの速度依存性が一致しないことを示している。また、中～高速度域で得られた α ($=0.17$) の値は、重力を変化させた実験 (Gault and Wedekind, 1977 など) で得られた α の値とほぼ一致している。

1.4.3 その他の低重力・微小重力下での衝突実験、粉体層への貫入実験

クレーター形成実験以外にも低重力・微小重力下での衝突実験は多くなされている。Brisset et al. (2018)では、航空機やスペースシャトルを用いた微小重力下での一連の低速度衝突実験の結果についてまとめられている。これらの実験では、 10^{-2} G および 10^{-4} G 以下の重力下で、 $0.01-2.3 \text{ m s}^{-1}$ の速度範囲で砂標的への衝突実験が行われ、弾丸の跳ね返りやエジェクタについて観察されている。 10^{-2} G では弾丸の跳ね返りは起こらず、 10^{-4} G 以下では跳ね返りが起こっており、また 10^{-4} G 以下の方が 10^{-2} G と比べてエジェクタ量が多くなることが報告されている。

Murdoch et al. (2017)では、落下装置を用いて $0.02-0.1$ G の低重力範囲での珪砂標的への弾丸の貫入実験が行われている。衝突速度が $0.02-0.4 \text{ m s}^{-1}$ の低速度衝突であり、直径 10 cm の弾丸には加速度計が取り付けられていることから、衝突時の最大加速度や貫入時間、貫入深さなどが観察されている。結果、貫入深さは衝突速度に比例する一方、重力加速度には依存しないことがわかった。また、弾丸の跳ね返りは観察されなかった。

一方、1 G 下での粉体への貫入実験として、Katsuragi and Durian (2013)では様々な密度の球形弾丸および円柱形弾丸を異なる内部摩擦角をもつ数種類の粉体標的に自由落下させ、高速度ビデオカメラで貫入の様子を撮影した。時間と貫入深さの関係から得た速度と加速度より標的物質による抵抗力を計算し、弾丸および標的物性によって貫入深さのスケーリング則を得た。結果、貫入深さは標的の内部摩擦角の正接の -1 乗に、弾丸と標的の密度比の $1/2$ 乗に、衝突速度の $2/3$

乗に比例した。

1.5 粉体の物理

小天体の表層状態や粉体標的への衝突現象について理解を得るためには、粉体物理の基礎知識が必要である。ここでは、本論文で扱う粉体物理に関する用語について簡単に紹介する。

1.5.1 充填率・空隙率と粒子間力

粒子が堆積したときや容器に充填されたとき、粒子層を形成する。粒子の充填度合いを示す指標の一つとして、充填率や空隙率が挙げられる。粒子の密度を ρ_p 、粉体層のバルク密度を ρ_{bulk} とすると、充填率 ϕ および空隙率 p は以下のように表される。

$$\phi = \frac{\rho_{bulk}}{\rho_p}, \quad (1.18)$$

$$p = 1 - \frac{\rho_{bulk}}{\rho_p} \quad (1.19)$$

粒子層の充填率もしくは空隙率は、粒子サイズや粒子サイズ分布、粒子形状など様々な要素によって決定される。粒子層の空隙率は、粒子間力と粒子 1 個にはたらく重力の大きさの関係が影響していると考えられる。重力が粒子間力よりも大きいとき、粒子は重力により充填しやすくなり空隙率は小さくなる。一方、重力よりも粒子間力が大きいとき、粒子は粒子間力により粒子の連なりを形成し、空隙率は大きくなる。粒子間力には、引張り力としてファンデルワールス力や静電力、液架橋力などが存在し、また接触する粒子どうしの配置を変えるために必要な力である転がり摩擦力やすべり摩擦力なども存在する。粒子に付着する分子の影響を考慮したファンデルワールス力 F_v のモデル式を以下の式に示す (Perko et al., 2001)。

$$F_v = \frac{AS^2}{48\Omega^2} r, \quad (1.20)$$

ここで、 A はハマカー一定数 (Hamaker, 1937)、 r は粒子半径、 Ω は吸着分子半径、 t

は付着分子層の厚さ、 S はクリーンリネス比を表す。クリーンリネス比 S は Ω/t で表され、付着分子の数の少なさを表す指標である。水分子の付着を考慮したクリーンリネス比 S と分圧の関係を図 1.4 に示す。地球上での S は 0.1 程度であり、宇宙空間（超高真空下）では 1 となる。

JKR 理論によって導出される別の形の粒子間力を以下の式に表す(Johnson et al., 1971)。

$$F_{JKR} = \frac{3}{2}\pi\gamma r \quad (1.21)$$

ここで、 γ は表面エネルギーを表す。

次に、転がり摩擦力のモデル式を以下の式に示す。

$$F_{roll} = 6\pi\gamma\zeta, \quad (1.22)$$

ここで、 ζ は臨界転がり長さである。限界転がり長さは、詳しくはわかっておらず、約 2 Å から粒子間の接触半径までの範囲内にあると考えられている

(Heim et al. 1999)。接触半径 a_0 は以下の式で表される。

$$a_0 = \left\{ \left(\frac{3r(1-\nu^2)}{4E} \right) \left(F^* + 3\pi\gamma r + \sqrt{(3\pi\gamma r)^2 + 6\pi\gamma r F^*} \right) \right\}^{\frac{1}{3}}, \quad (1.23)$$

ここで、 ν はポアソン比、 E はヤング率、 F^* は外部から働く力である。

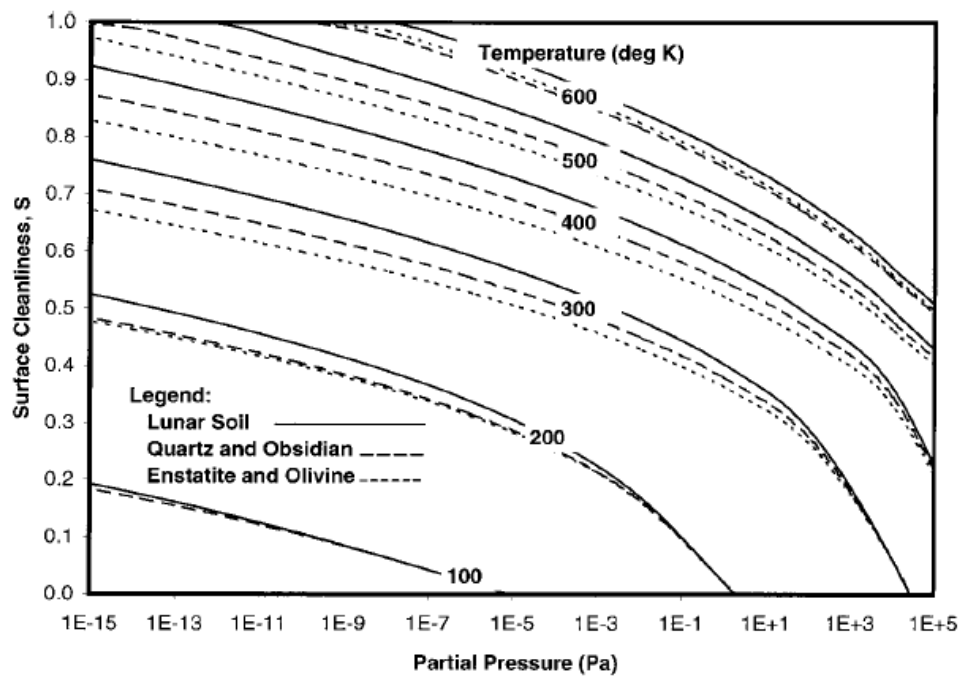


図 1.4 水分子の付着を考慮したクリーンリネス比 S と分圧の関係 (Perko et al., 2001 の Fig. 6 を引用)

1.5.2 安息角と内部摩擦角

粒子層は水平に堆積するとは限らず、堆積の仕方によっては斜面を形成する。斜面の角度が急になれば、ある角度で斜面は崩れる。このときの水平面と斜面の角度を安息角という。安息角の大きさには一般的に粒子形状が関係しており、球形の粒子よりも不規則形状の粒子の方が、より大きい安息角をもつ。安息角と似た指標として、内部摩擦角が以下の様に定義される。粒子層にはたらくせん断応力 σ_S が圧縮応力を σ_N を用いて以下の形で表されるとき、 θ_r を内部摩擦角と呼ぶ。

$$\sigma_S = \sigma_0 + \tan \theta_r \times \sigma_N \quad (1.24)$$

ここで、 σ_0 は固着力と呼ばれる。内部摩擦角の大きさも安息角と同様に粒子形状が関係していると考えられており、安息角と近い値をとることが知られている。

超高真空下での粉体層の内部摩擦角は標準大気圧下と比べて大きくなることが測定によって示された(Perko et al., 2001)。超高真空下での内部摩擦角が大きくなるのは、粒子表面に付着する気体分子の減少によって粒子間力が増大するためである。様々な粉体におけるクリーンリネス比 S と内部摩擦角の増分の関係(Perko et al., 2001)を図 1.5 に示す。

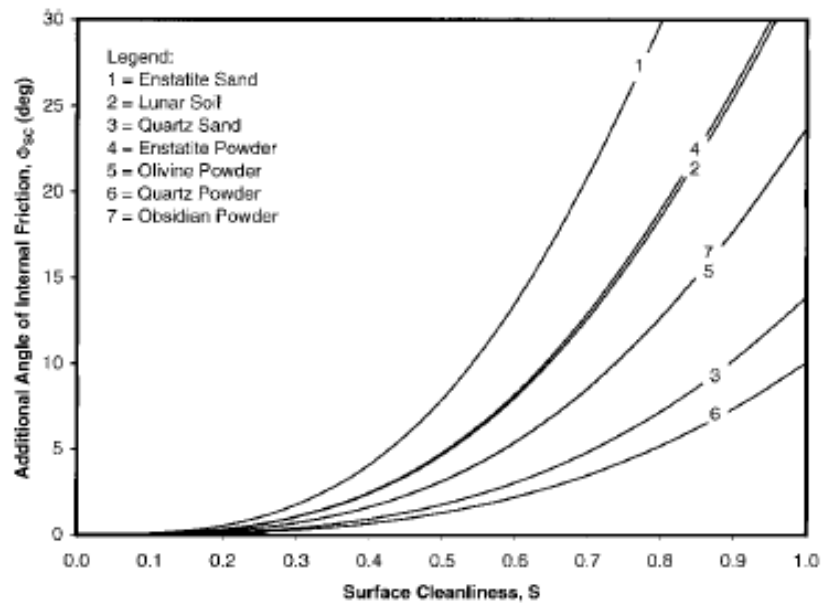


図 1.5. クリーンリネス比 S と内部摩擦角の増分の関係(Perko et al., 2011 の Fig. 11 を引用)。例えば珪砂（図中の 3 の線）の場合、標準大気圧下($S=0.1$)と比べて超高真空下($S=1.0$)では内部摩擦角は約 13° 増大する。

1.6 本研究の目的

小天体は変成を受けた度合いが小さく、太陽系初期の情報が保存されていると考えられている。小天体表層の粒子層の粒子サイズや空隙率は天体表面の反射率や熱慣性を決定し、衝突特性にも影響を与えるため、小天体探査において重要な物理量となっている。また、小天体表面の衝突クレーターから天体表層の物性や構造、表面年代などを推定することにより、小天体の熱進化・衝突進化の過程を理解することができると考えられる。これらの情報を得るためには、小天体表層における粉体のふるまいや、レゴリス層への衝突過程の理解が必要である。

小天体表面では数 km s^{-1} 以上の高速度衝突だけではなく、二次的な衝突が起こる際、数 m s^{-1} 以下の低速度衝突も存在する。このような二次的な衝突もまた天体表面の地形に影響を及ぼす。このような小天体上で二次的な衝突現象が与える影響を理解するために、レゴリスを想定した標的への低速度衝突について調べることが重要である。粉体標的に対する数 m s^{-1} オーダーでの低速度衝突実験はこれまで多くなされている (Uehara et al., 2003; Walsh et al., 2003 など) が、これらの実験は 1 G 下で行われたものである。また、小天体の表面重力は地球と比べて微小であるため、小天体上での衝突クレーターサイズを推定するためにはクレーターサイズの重力依存性を知ることが必要である。クレーターサイズの重力依存性を調べた衝突実験例は過去に数例あるが (Gault and Wedekind, 1977; Schmidt and Housen, 1987; Cintala et al., 1989)、これらは中～高速度域 (65 m s^{-1} to 6.6 km s^{-1}) で行われた衝突実験である。

そこで本研究の目的は、(1) 小天体表層構造を推定すること、(2) 低速度衝突でのクレーターサイズの重力依存性を調べること、である。第 2 章では、地上実験で得られた粉体の測定データを基にして小天体表面の粒子層の粒子サイズと空隙率の関係を得た。第 3 章では、粉体層への低速度衝突実験を低重力下で行うことにより、クレーターサイズの重力依存性を得た。第 4 章ではこれらの結果をまとめ、統合的に議論を行った。

第 2 章

小天体表層レゴリスの粒子サイズと空隙率の関係

この章は以下の公表された論文の内容および追加の測定と考察に基づいて構成されている。

Kiuchi M. and Nakamura A.M. (2014). Relationship between regolith particle size and porosity on small bodies. *Icarus* **239**, 291-293.

Kiuchi M. and Nakamura A.M. (2014). Corrigendum to “Relationship between regolith particle size and porosity on small bodies”. *Icarus* **248**, 221.

2.1 目的

粒子層の空隙率は粒子サイズと粒子サイズ分布などに依存する。また、空隙率はダスト凝集物の衝突速度にも依存する(Tieser et al., 2010)。容器内の“緩い”充填状態の粒子層をタッピングや圧縮することで、空隙率は減少する(Sakai and Nakamura, 2005; Omura and Nakamura, 2017 など)。Yu et al. (2003)では、粒子サイズが異なる数種類の粉体試料の空隙率の測定結果から、粒子サイズと空隙率の経験的な関係が示された。粒子直径の範囲は $0.01 - 1000 \mu\text{m}$ であり、また空隙率はすべて“緩い”充填状態の粒子層で測定されたものである。結果、粒子サイズが小さいほど空隙率は大きくなるという関係を得た。また、彼らは粒子間力と重力の比と空隙率の関係を示した。

本研究の目的は、小天体表層での空隙率および粒子サイズを推定することである。そのために、まず粒子サイズや粒子形状が粒子層の空隙率に与える影響を調べるため、Yu et al. (2003)で扱われたデータに加え、異なる粒子サイズや粒子形状をもつ粒子を用いて新たに空隙率の測定を行った。そして、測定されたデータをまとめ、空隙率と粒子間力関係を修正した。ここで得られた関係を小惑星表面環境（重力加速度や粒子物性など）に適用することで、小惑星表層

での粒子サイズと空隙率の関係を得た。さらに、上記の関係とレゴリス層の熱伝導率モデル(Gundlach and Blum, 2013)と組み合わせることで、小惑星表層での粒子サイズと空隙率をそれぞれ推定した。

2.2 測定方法

まず、“緩い”充填状態の粒子層を作るため、メッシュ幅 500 μm のふるいと漏斗を用いて容器に粒子をゆっくりと堆積させた（図 2.1）。容器は円筒型で、直径が 27 mm、深さが 15 mm のものを用いたが、一部の測定では容器直径の影響を調べるため直径 80 mm、深さ 15 mm の容器を用いた。堆積した粒子は容器表面ですりきり、容器内の粒子層の質量と堆積を測定することで、“緩い”充填状態での空隙率を算出した。落下高さ（容器表面から漏斗先端までの距離）は 20 mm で測定を行ったが、落下高さの影響を調べるため 100 mm と 200 mm でもそれぞれ測定を行った。また、すべての測定は大気下で行った。

測定に用いた粉体試料の種類と粒子サイズ、密度、粒子形状についてまとめたものを表 2.1 に示す。電子顕微鏡で撮影した各粒子の写真を図 2.2 に、神戸大学のレーザー回折式粒度分布測定装置（SHIMAZU SALD-3000S）によって測定された粒子サイズ分布を図 2.3 に示す。粒子の直径には、累積個数割合が 50 %になる粒子直径の値を用いた。粒子形状はシリカサンドのみ不規則形状で、他の粒子は球状形状である。

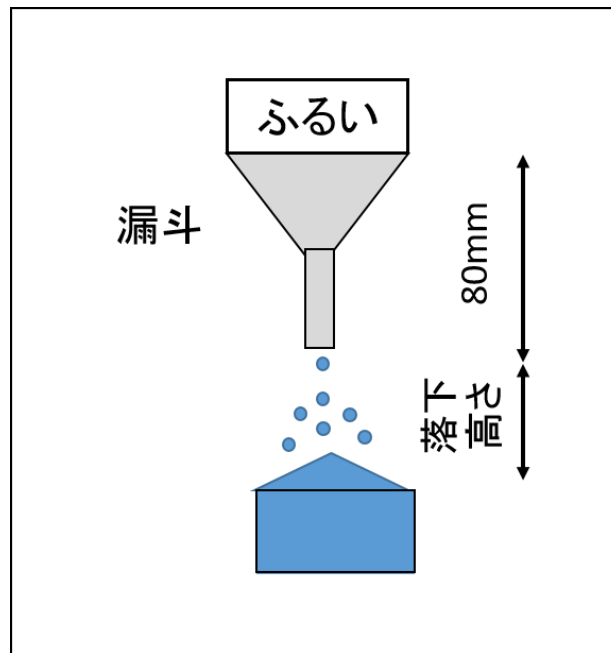


図 2.1. 空隙率測定方法

表 2.1. 粉体試料の物性

試料	粒子直径 [μm]	粒子密度 [kg m^{-3}]	粒子形状
シリカサンド	194	2645 ¹⁾	不規則
ガラスビーズ	12	2500	球状
中空ガラスビーズ (K25) ²⁾	55 ^c	250 ³⁾	球状
中空ガラスビーズ (K37) ²⁾	45 ^c	380 ³⁾	球状
中空ガラスビーズ (iM16K) ²⁾	20 ^c	460 ³⁾	球状
中空ガラスビーズ (iM30K) ²⁾	18 ^c	600 ³⁾	球状
フライアッシュ	4.8	1950 ⁴⁾	球状

¹⁾ (Omura and Nakamura, 2018)

²⁾ スリーエムジャパン株式会社の商品名

³⁾ スリーエムジャパン株式会社のカタログ記載の値

⁴⁾ 日本粉体技術協会ホームページには粒子密度 1950 kg m^{-3} 以上と記載されており、ここでは 1950 kg m^{-3} の値を用いた。

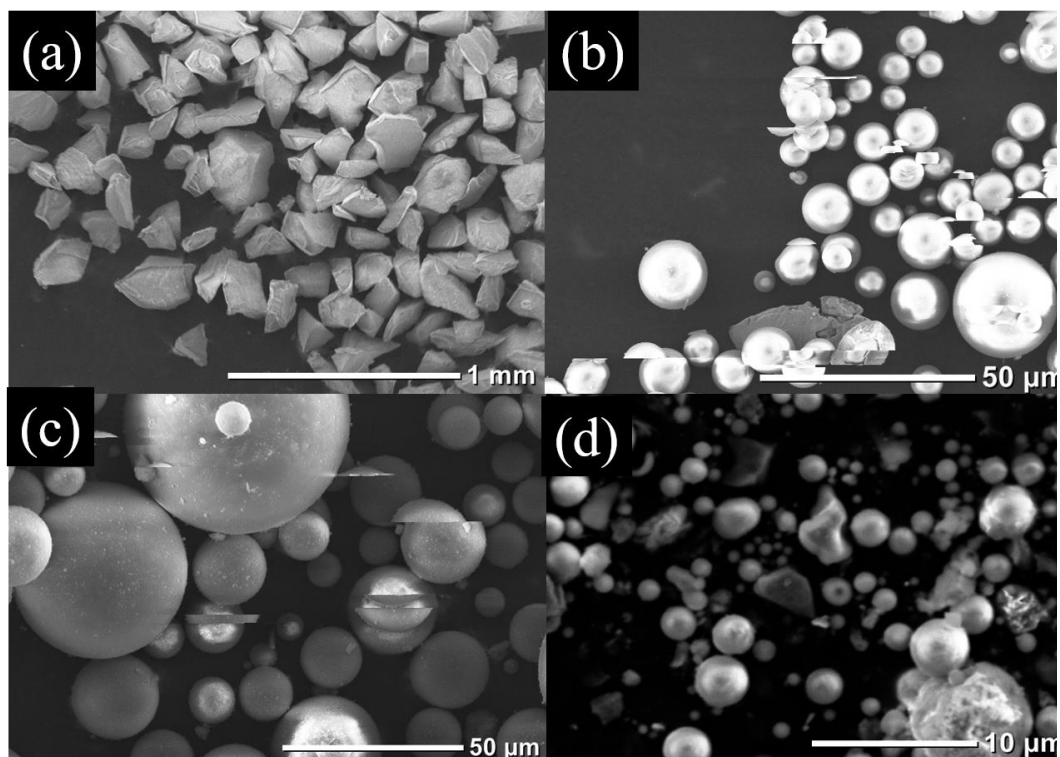


図 2.2. 電子顕微鏡による粒子の拡大画像 (a)シリカサンド粒子 (b)ガラスビーズ粒子(c)中空ガラスビーズ 2 粒子 (d)フライアッシュ粒子

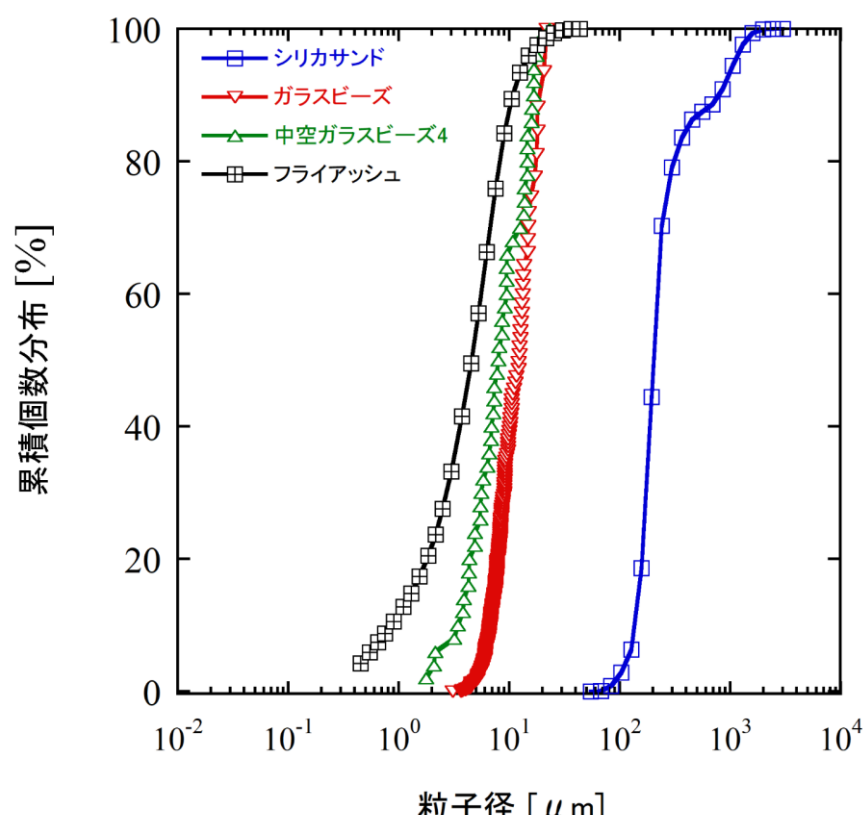


図 2.3. 各粒子の粒子サイズ分布

2.3 結果と議論

各試料の空隙率の測定結果を表 2.3 に示す。粒子と容器の内壁の間の摩擦が粒子の充填構造に影響を与えることが考えられるが、表 2.3 に示すように容器直径 ϕ が 27 mm と 80 mm で空隙率にはほとんど変化が見られなかった。このことから、容器直径が 27 mm でも、容器の大きさが空隙率に影響を与えていないことが確認された。落下高さ h を変化させた場合、落下高さが大きくなると空隙率が小さくなった。これは、平均粒子サイズ 3 μm の石英ダストを落下高さを変化させた実験で得られた結果と同様の傾向を示している(Teiser et al., 2011)。本研究では緩い充填状態での空隙率を調べるのが目的であるため、落下高さが 20 mm での結果を用いる。

表 2.3. 空隙率測定結果

試料名	空隙率	空隙率	空隙率	空隙率
	$\phi=27\text{ mm}$	$\phi=80\text{ mm}$	$\phi=27\text{ mm}$	$\phi=27\text{ mm}$
	$h=20\text{ mm}$	$h=20\text{ mm}$	$h=100\text{ mm}$	$h=200\text{ mm}$
シリカサンド	0.44±0.01	—	—	—
ガラスビーズ	0.50±0.01	—	—	—
K25	0.54±0.02	—	—	—
K37	0.52±0.01	—	—	—
iM16K	0.62±0.2	—	—	—
iM30K	0.64±0.02	—	—	—
フライアッシュ	0.70±0.03	0.69±0.02	0.64±0.02	0.61±0.01

図 2.4 に粒子半径と空隙率の関係を示す。図 2.4 には、本研究で測定した試料の他に、過去研究で測定された粉体試料の結果もプロットしている。過去研究のデータは、平均直径の範囲が $2.9\text{--}55\text{ }\mu\text{m}$ の溶融アルミナ(Yu et al., 1997)、平均直径の範囲が $50\text{--}545\text{ }\mu\text{m}$ のガラスビーズ(Wakeman, 1975)、平均直径 $1.5\text{ }\mu\text{m}$ のシリカ粒子(Blum and Schapler, 2004)、平均直径が $3\text{ }\mu\text{m}$ の範囲にあるシリカ粒子(Teiser et al., 2011)をそれぞれ緩い充填状態で空隙率を測定したものである。Blum and Schapler (2004)で用いられたシリカ粒子と Wakeman (1975)で用いられたガラスビーズは球形、溶融アルミナと Teiser et al. (2011)で用いられたシリカ粒子は不規則形状である。図 2.4 より、粒子サイズが小さいほど空隙率が大きくなっている傾向が見てとれる。これは、粒子間力 F_i と粒子 1 個にはたらく重力 F_g の大きさの関係が影響していると考えられる。図 2.5 に示されるように、粒子サイズが大きいとき、つまり重力が粒子間力よりも大きいとき、粒子は重力により充填しやすくなり空隙率は小さくなる。一方、粒子サイズが小さいとき、つまり重力よりも粒子間力が大きいとき、粒子は粒子間力により粒子の連なりを形成し、空隙率は大きくなる。このことから、空隙率には粒子間力と粒子 1 個にはたらく重力の比 $R_F = F_i / F_g$ が影響していることが考えられる。ここで、 R_F はボンドナンバーと呼ばれる(Scheers et al. 2010)。

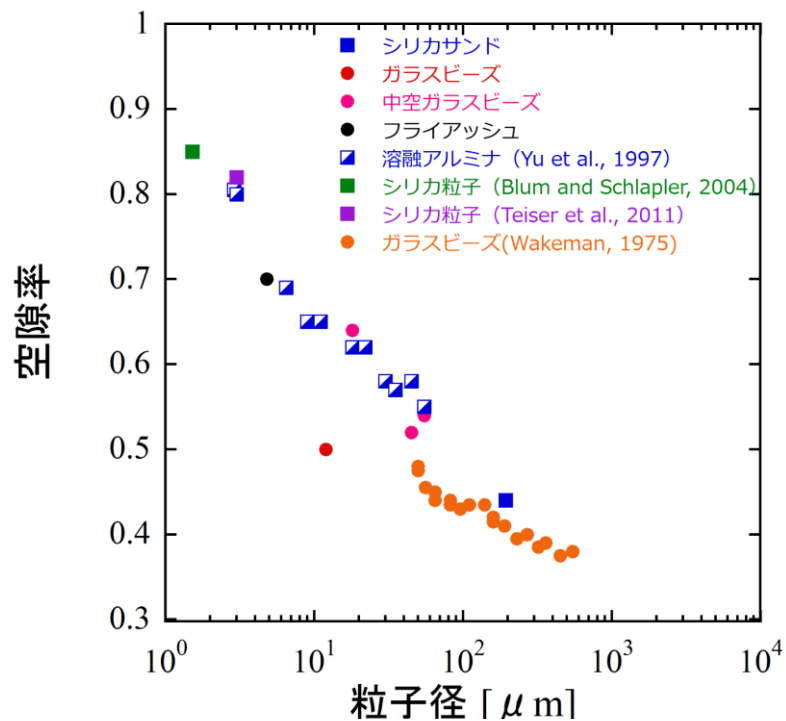


図 2.4. 粒子半径と空隙率の関係

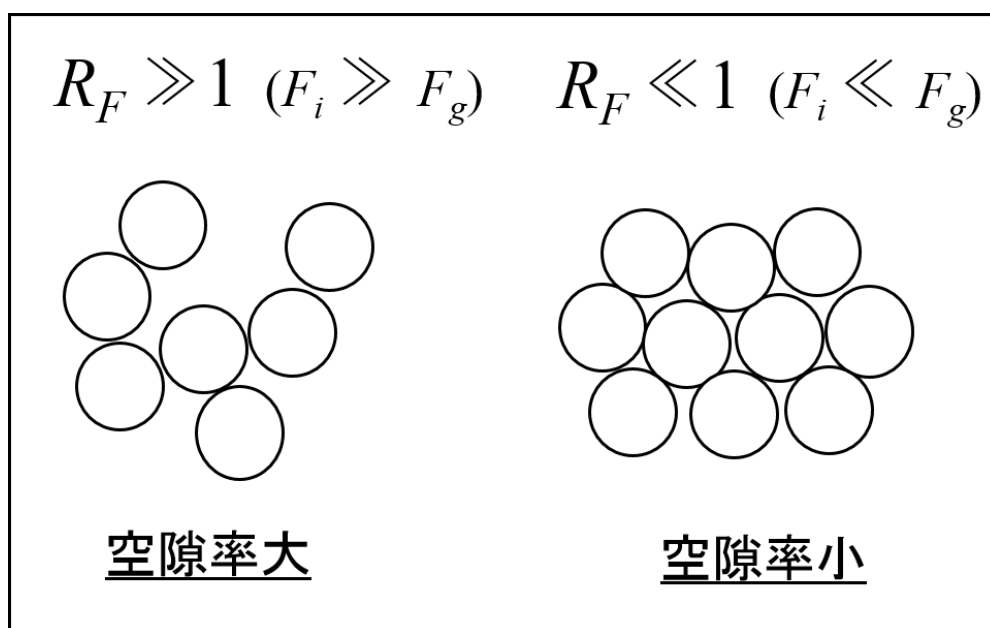


図 2.5. 粒子間力と重力の比 R_F と粒子の充填状態の関係の模式図

Yu et al. (2003)では、粒子間力は液架橋力（固体粒子に液体が付着しているときにはたらく粒子間力）と同程度の大きさであると仮定している。彼らが経験的に得た液架橋力の関係では、液架橋力は粒子半径 r の-0.54 乗に比例する。しかし本研究において小天体への応用を考える際、超高真空下の小天体表面環境に液架橋力を適用するのはふさわしくない。そのため、本研究では粒子間力としてファンデルワールス力 F_v もしくは転がり摩擦力 F_{roll} を想定する。転がり摩擦力とは、接触した粒子同士が粒子表面を転がることに対して付着力によって抵抗する力である。粒子にはたらく力として静電気力も存在するが、小天体上ではファンデルワールス力や転がり摩擦力の方が静電力よりも大きい (Scheeres et al., 2010)。

粒子に付着する分子の影響を考慮したファンデルワールス力 F_v は(1.20)式の形で表される。吸着分子半径 Ω として、ここでは O^{2-} イオン半径 $1.32 \times 10^{-10} \text{ m}$ を用いる。JKR 理論によって導出される粒子間力は(1.21)式の形で表される。 SiO_2 のハマカー一定数 $A = 6.3 \times 10^{-20} \text{ J}$ (Israclachvili, 1991)と $S = 1$ を(1.20)式に代入すると、 $F_v/r = 0.075 \text{ N m}^{-1}$ が得られる。文献値の SiO_2 の表面エネルギーには幅があるが、仮に $\gamma = 0.0186 \text{ J m}^{-2}$ (Heim et al., 1999)を(1.21)式に代入すると、 $F_{JKR}/r = 0.088$ が得られる。この値は、(1.20)式から得られた値($F_v/r = 0.075 \text{ N m}^{-1}$)よりもやや大きい値となる。

JKR 理論の転がり摩擦力に付着分子の影響を考慮したモデル式は(1.22)式の形で表される。本研究では、臨界転がり長さ ζ は接触半径 a_0 と同じであると仮定する。接触半径 a_0 は(1.23)式で表されるが、本研究では粒子層の静水圧は非常に小さいため、外部からはたらく力 F^* は無視する。このとき、転がり摩擦力は粒子半径 r の $2/3$ 乗に比例し、ファンデルワールス力 (r に比例) よりも小さいサイズ依存性となる。また、粒子の接触間での付着力から臨界転がり長さを解析的に求めた研究(Krijt et al., 2014)から導出される転がり摩擦力も粒子半径の $2/3$ 乗に比例することがわかっている。

(1.20)式および(1.22)式を用いて全ての粒子データのファンデルワールス力と転がり摩擦力を計算した。ハマカー一定数 A 、ポアソン比 ν 、ヤング率 E として、シリカサンド、ガラスビーズ、中空ガラスビーズ、フライアッシュ粒子（本研究）とシリカ粒子(Blum and Schapler, 2004; Teiser et al., 2011)、ガラスビーズ(Wakeman, 1975)には SiO_2 の値である $A = 6.3 \times 10^{-20} \text{ J}$ 、 $\nu = 0.17$ 、 $E = 7.3 \times 10^{10} \text{ Pa}$

を用い、溶融アルミナには Al_2O_3 の値 $A = 14 \times 10^{-20} \text{ J}$ 、 $\nu = 0.23$ 、 $E = 40 \times 10^{10} \text{ Pa}$ を用いた (Israelachvili, 1992; Kendall et al., 1987; Spinner, 1962; Burnham et al., 1990; Kamigaito and Kamiya, 1998)。クリーンリネス比 S は、図 1.4 より決定し、標準大気圧下で測定した本研究で用いた試料と溶融アルミナ (Yu et al., 1997) およびガラスビーズ (Wakeman, 1975) には $S = 0.1$ を、減圧下で測定されたシリカ粒子にはそれぞれ測定された大気圧を考慮して、 $S = 0.33$ (10 Pa, Blum and Schapler, 2004) と $S = 0.5$ (1 Pa, Teiser et al., 2011) を用いた。計算で用いた各試料の物性値は表 2.4 にまとめた。

表 2.4. 粒子間力の計算に用いた各粒子の物性値

試料	粒子直径 [μm]	ハマカー定数 A [J]	ポアソン比 ν	ヤング率 E [Pa]	表面エネルギー γ [J/m ²]	クリーンリネ ス比 S
シリカサンド	194	6.3×10^{-20} ¹⁾	0.17 ²⁾	7.3×10^{10} ²⁾	0.0186 ⁴⁾	0.1
ガラスビーズ	12	6.3×10^{-20} ¹⁾	0.17 ²⁾	7.3×10^{10} ²⁾	0.0186 ⁴⁾	0.1
中空ガラスビーズ	18–55	6.3×10^{-20} ¹⁾	0.17 ²⁾	7.3×10^{10} ²⁾	0.0186 ⁴⁾	0.1
フライアッシュ粒子	4.8	6.3×10^{-20} ¹⁾	0.17 ²⁾	7.3×10^{10} ²⁾	0.0186 ⁴⁾	0.1
溶融アルミナ (Yu et al., 1997)	2.9–55	14×10^{-20} ¹⁾	0.23 ³⁾	40×10^{10} ³⁾	0.041 ⁵⁾	0.1
シリカ粒子 (Blum and Schapler, 2004)	1.5	6.3×10^{-20} ¹⁾	0.17 ²⁾	7.3×10^{10} ²⁾	0.0186 ⁴⁾	0.33
シリカ粒子 (Teiser et al., 2011)	3	6.3×10^{-20} ¹⁾	0.17 ²⁾	7.3×10^{10} ²⁾	0.0186 ⁴⁾	0.5
ガラスビーズ (Wakeman, 1975)	50–545	6.3×10^{-20} ¹⁾	0.17 ²⁾	7.3×10^{10} ²⁾	0.0186 ⁴⁾	0.1

1) Israelachvili (1992)

2) Spinner (1962)

3) Kamigaito and Kamiya (1998)

4) Heim et al. (1999)

5) Burnham et al. (1990)

ファンデルワールス力と転がり摩擦力の大きさを比較した結果を図 2.6 に示す。図 2.6 では、 SiO_2 粒子の真空下でのそれぞれの粒子間力を示しており、ファンデルワールス力の方が転がり摩擦力よりも大きくなっていることがわかる。どちらの粒子間力を適用すべきかは、粒子の充填状態によって異なると考えられる。粒子が緩く堆積した初期状態を考えると、粒子の充填状態は粒子間力と重力の比 R_F の大きさによって決定される。 R_F が非常に大きいときは、粒子が充填しにくく、空隙率が大きい状態となる（図 2.5 の左側の図）。この場合、粒子はファンデルワールス結合によって連なりを形成すると予想できる。一方、 R_F が十分大きくない場合、粒子は重力によって充填し、空隙率は小さくなる（図 2.5 の右側の図）。このとき、粒子間のスペースが少ないため、ファンデルワールス結合よりも粒子どうしが転がり合うことでより充填されていくと予想できる。

粒子間力にファンデルワールス力を想定した場合のファンデルワールス力と重力の比 R_F と空隙率との関係を図 2.7(a) に示す。この図より、不規則形状粒子である熔融アルミナやシリカサンドは球状粒子であるガラスビーズや中空ガラスビーズより高い空隙率をとっているように見える。それぞれの粒子形状でのこれらのデータのフィッティングを行った。フィッティングの際、先行研究 (Yu et al., 2003) で用いられた以下の形の式を適用した。

$$p = p_0 + (1 - p_0) \exp(-mR_F^{-n}), \quad (2.5)$$

ここで、 p は空隙率、 p_0, m, n は定数を表す。本研究では、 p_0 には 0.36 を適用した。図 2.7(b) には $\ln[-\ln\{(p-p_0)/(1-p_0)\}]$ と $\ln R_F$ の関係を表しており、これらの関係が線形で表されることを示している。ここで、球状粒子で $m = 2.651 \pm 0.072$ 、 $n = 0.175 \pm 0.007$ 、不規則形状粒子では $m = 2.040 \pm 0.164$ 、 $n = 0.177 \pm 0.013$ を得た。フィッティングの結果から不規則形状粒子の方が球状粒子よりも高い空隙率をもつことが示され、これは同じ粒子間力と重力の比でも粒子形状が不規則な方が充填されにくいことを示している。

同様に、粒子間力に転がり摩擦力を想定した場合の転がり摩擦力と重力の比 R_F と空隙率との関係を図 2.8(a) に示す。また、図 2.8(b) に $\ln[-\ln\{(p-p_0)/(1-p_0)\}]$ と $\ln R_F$ の関係を示す。フィッティングの結果、定数の値は球状粒子で $m = 6.131 \pm 0.354$ 、 $n = 0.154 \pm 0.006$ 、不規則形状粒子では $m = 4.296 \pm 0.652$ 、 $n = 0.153 \pm 0.012$ を得た。

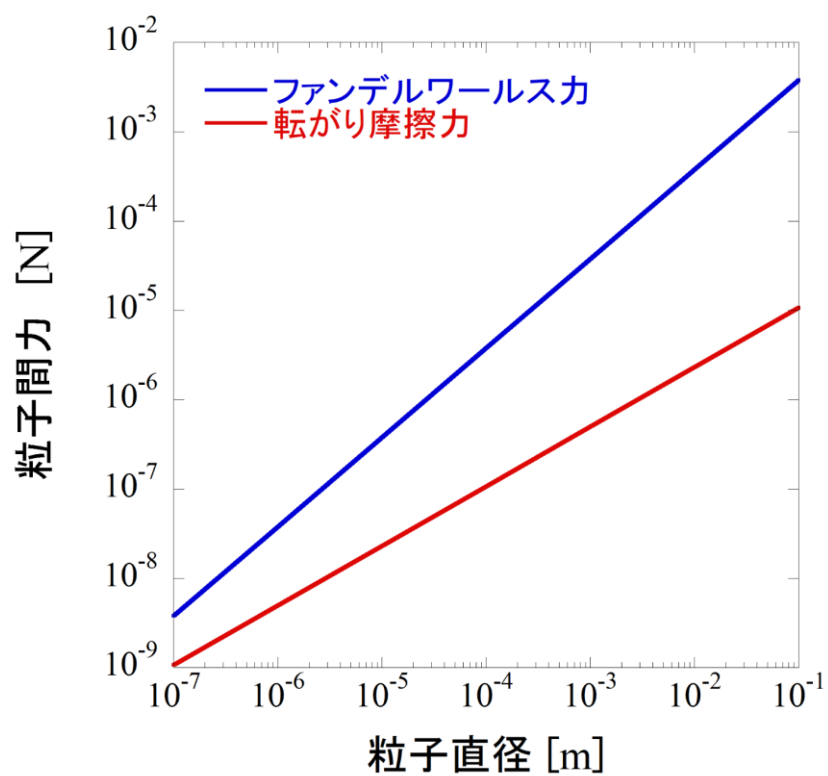


図 2.6. ファンデルワールス力と転がり摩擦力の大きさの比較。SiO₂ 粒子の真空中での計算結果を示している。

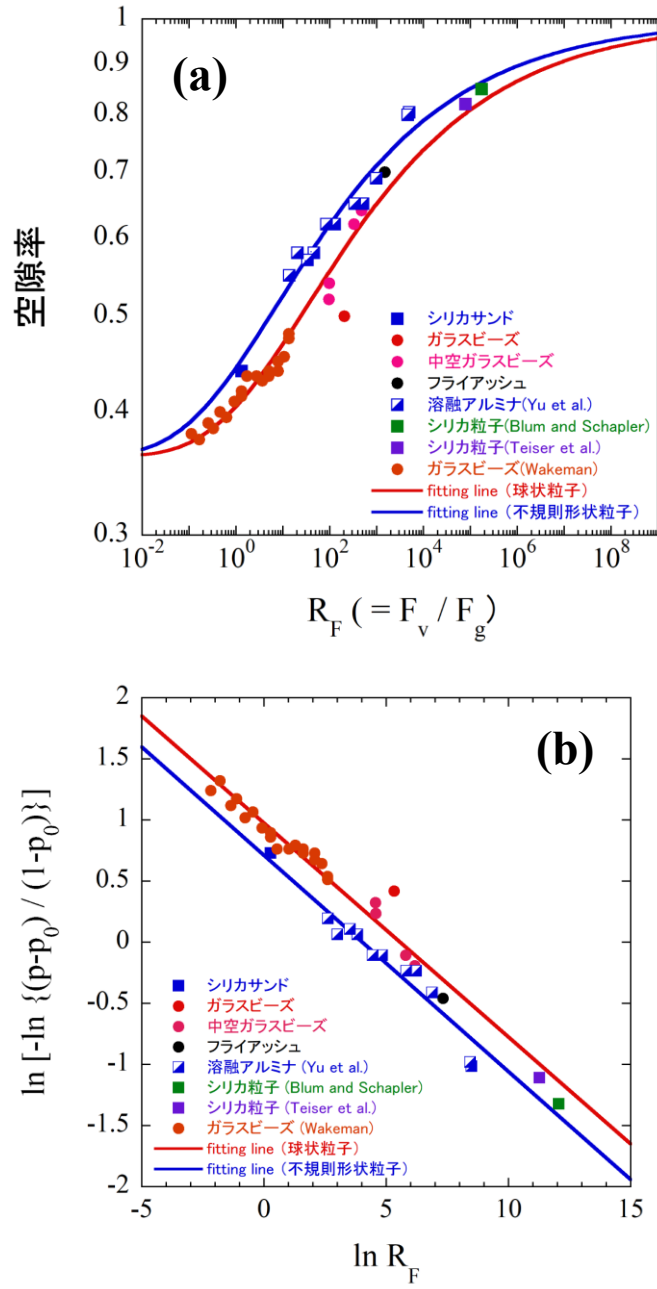


図 2.7. (a) ファンデルワールス力を用いた場合の空隙率と R_F の関係。 (b) $\ln[-\ln\{(p-p_0)/(1-p_0)\}]$ と $\ln R_F$ の関係。

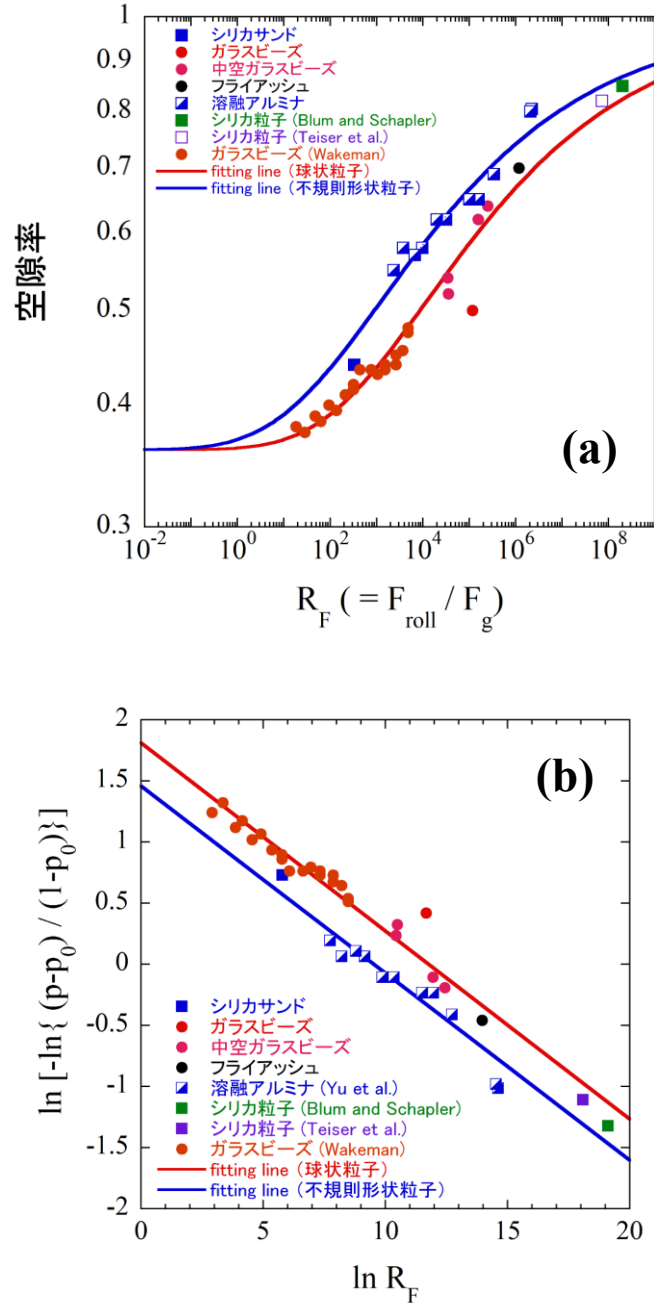


図 2.8. (a)転がり摩擦力を用いた場合の空隙率と R_F の関係。(b) $\ln[-\ln\{(p-p_0)/(1-p_0)\}]$ と $\ln R_F$ の関係。

2.4 小天体表面環境への応用

2.4.1 空隙率と粒子半径の関係

この章では、2.3 章で得られた関係を小天体表面環境へ適用することで、レゴリス層の粒子半径と空隙率の関係を求める。粒子間力にファンデルワールス力を想定する場合、(2.1) 式と(2.5)式を組み合わせることで、以下の式が得られる。

$$p = p_0 + (1 - p_0) \exp \left\{ -m \left(\frac{AS^2}{64\pi\Omega^2\rho gr^2} \right)^{-n} \right\}, \quad (2.6)$$

ここで、 ρ は粒子密度、 g は重力加速度を表す。また、粒子間力に転がり摩擦力を想定する場合、(2.3)(2.4)式と(2.5)式を組み合わせることで、以下の式が得られる。

$$p = p_0 + (1 - p_0) \exp \left\{ -m \left[\frac{9S^2}{2\rho g} \left(\frac{9\pi(1-v^2)\gamma^4}{2Er^7} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^{-n} \right\}, \quad (2.7)$$

(2.6)式および(2.7)式には重力加速度が含まれているが、ここに異なる重力加速度を代入することで、その重力下での空隙率と粒子半径の関係が得られる。本研究では、小天体表面の重力加速度およびレゴリス粒子の物性値を(2.6)もしくは(2.7)式に代入することで、レゴリス層の空隙率を推定した。定数 m と n の値は、2.3 章で不規則形状粒子の結果をフィッティングして得た結果を用いる。また、ここでの空隙率は緩い充填状態での空隙率を表しており、これは空隙率の上限値を意味する。

小惑星 25143Itokawa のレゴリス粒子の物性値として、ハマカー定数には SiO_2 の値 $A = 6.3 \times 10^{-20} \text{ J}$ 、クリーンリネス比には超高真空下の値 $S = 1$ を用いた。探査機はやぶさが持ち帰った試料から、Itokawa は LL4-LL6 普通コンドライトと似た組成を持つことがわかっていることから(Nakamura et al., 2011)、粒子密度には LL コンドライトの値 $\rho = 3220 \text{ kgm}^{-3}$ (Consolmagno et al., 2008)を用いた。Itokawa 表面での重力加速度は、Itokawa の質量と平均半径(Fujiwara et al., 2006)から算出した値 $8.71 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ を想定した。これらの値を(2.6)式に代入して得られた Itokawa 表層での空隙率と粒子半径の関係を図 2.9(a)に、(2.7)式に代入して得られた関係を図 2.9(b)に示す。

同様に、小惑星 433Eros、小惑星 162173Ryugu、火星衛星 Phobos、火星衛星 Deimos、月の場合で計算を行った。全ての計算において、 A 、 S 、および Ω の値は Itokawa の場合と同じ値を用いた。Eros のレゴリス粒子密度には、反射スペクトルの L6 コンドライトとの類似性(Izenberg et al., 2003)から、L コンドライト密度 $\rho = 3360 \text{ kg m}^{-3}$ (Consolmagno et al., 2008)を適用し、重力加速度には $g = 6 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-2}$ (Veverka et al., 1999)を用いた。Ryugu のレゴリス粒子密度には、CM コンドライト密度 $\rho = 2250 \text{ kg m}^{-3}$ (Consolmagno et al., 2008)を適用した。Ryugu 表面の重力加速度は、探査機はやぶさ 2 の計測データから $1.1 - 1.5 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$ の範囲にあり、ここでは $1.3 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$ とした (宇宙航空研究開発機構ホームページ内資料より ; URL :

http://www.jaxa.jp/projects/sat/hayabusa2/pdf/20180905_hayabusa2.pdf)。平均半径の推定値(Hasegawa et al., 2008)と小惑星 253Mathilde のバルク密度 1300 kg m^{-3} (Yeomans et al., 1997)を想定することで推定した値 $g = 2 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$ を適用した。Phobos と Deimos の粒子密度には CM コンドライト密度 $\rho = 2250 \text{ kg m}^{-3}$ (Consolmagno et al., 2008)を想定し、重力加速度は天体質量と天体平均直径 (Thomas, 1989)から計算した結果、それぞれ $g = 5.8 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-2}$ 、 $g = 3.1 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$ を適用した。月レゴリスの粒子密度には $\rho = 3110 \text{ kg m}^{-3}$ (Michell et al., 1974)、重力加速度には $g = 1.622 \text{ m s}^{-2}$ を適用した。

得られた各天体での空隙率と粒子半径の関係を図 2.9 に示す。粒子間力にファンデルワールス力を適用した結果を図 2.9(a)、転がり摩擦力を適用した結果を図 2.9 (b)に示す。これらの図を比較すると、ファンデルワールス力よりも転がり摩擦力が粒子の充填に効く場合の方が充填しやすいことがわかる。Itokawa 表面には Muses Sea と呼ばれる細かい粒子層からなる地域 (smooth terrain) があり、ミリメートルからセンチメートルサイズの粒子からなることが表面画像から明らかになっている。ファンデルワールス力を適用した図 2.9(a)の関係から、この粒子層の空隙率は $0.56 - 0.87$ の範囲であることが推定できる。一方、転がり摩擦力を適用した図 2.9(b)の関係からは、空隙率は $0.36 - 0.55$ の範囲となる。比較として、地上からのレーダー観測から推定される Itokawa 表面の空隙率は $0.53^{+0.19}_{-0.10}$ であるが (Ostro et al., 2004)、この推定値の中心値 (0.53) は本研究でファンデルワールス力を用いて推定した下限値(0.56)もしくは転がり摩擦力を用いて推定した上限値(0.55)に近い。ただし、レーダー観測は Itokawa 表面

全体の平均空隙率を表しており、メートルサイズのボルダーが散在する地域（rough terrain）を含めた空隙率であることに注意が必要である。

アポロミッションで得られたドリルコア試料より、月レゴリスの表面からの深さ 0–15 cm の範囲での平均粒子半径は 20–65 μm 、平均空隙率は 0.51 という測定結果が得られている(Mitchell et al., 1974)。図 2.9(a)での月の結果から、上記の粒子半径の範囲では空隙率は 0.7–0.8 の範囲であることを示しており、これは直接測定の結果よりも大きい。一方、図 2.9(b)より、転がり摩擦力を用いて推定される月表層の空隙率の範囲は 0.4–0.47 であり、測定された空隙率に近い。測定された空隙率は表面から 15 cm の深さまでのコア試料全体の空隙率であり、圧密されているのかもしれない。

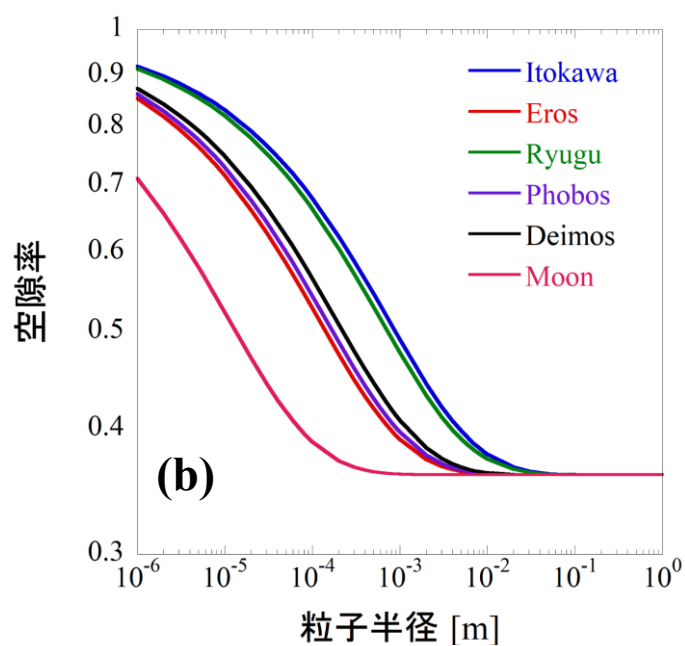
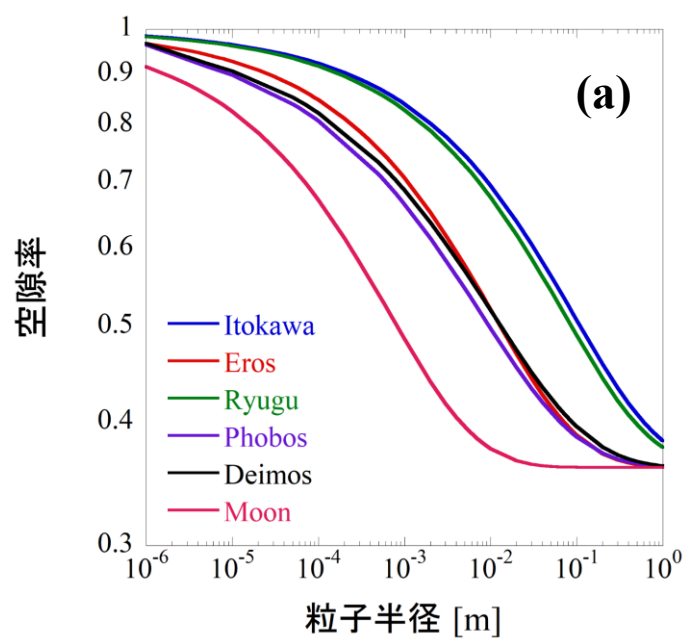


図 2.8. さまざまな小天体表層のレゴリス層の空隙率と粒子半径の関係。(a)ファンデルワールス力を用いた場合。(b)転がり摩擦力を用いた場合。

2.4.2 熱伝導率モデルとの組み合わせによる粒子サイズおよび空隙率の推定

Gundlach and Blum (2013)では小天体の熱慣性データとレゴリスの熱伝導率モデルを用いて、小天体レゴリスの粒子サイズが推定されている。熱伝導率 λ は熱慣性 Γ を用いて以下のように表される。

$$\lambda = \frac{\Gamma^2}{\varphi \rho C} \quad (2.8)$$

ここで、 φ は粒子層のバルク密度、 C は粒子の熱容量を表す。粒子層密度は $\varphi = 1-p$ と定義される。真空下での粉体層の熱伝導率は温度 T を用いて以下のように表される(Gundlach and Blum 2013)。

$$\lambda(r, \varphi) = \lambda_p \frac{r_c(r)}{r} \xi(\varphi) \chi + 8\sigma \varepsilon T^3 e_1 \frac{1-\varphi}{\varphi} r \quad (2.9)$$

(2.9)式の右辺の第1項は粒子の連なりを経由して伝わる熱の伝導率を表しており、固体伝導率と呼ばれる。 λ_p は粒子の熱伝導率、 $r_c(r)$ は二粒子間の接触面の半径、 $\xi(\varphi)$ は粒子の連なりの構造に関する情報を与える係数、 χ は粒子形状や粒子サイズ分布の影響を補正する係数を表す。ここで、 $r_c(r)$ は粒子間力(Chan and Tien, 1973; Sakatani et al., 2012)もしくは外的な力によって決定される(Gundlach and Blum, 2012)、 $\xi(\varphi)$ は充填率の関数で表される(Gundlach and Blum, 2012; Sirono, 2014)。(2.9)式の右辺の第二項は粒子間の空隙を放射により伝わる熱の伝導率を表しており、放射伝導率と呼ばれる。 σ はステファン・ボルツマン定数、 ε は放射率(ここでは1を想定)、 e_1 は経験的に決定された定数($e_1 = 1.34 \pm 0.01$)をそれぞれ表している。(2.8)式と(2.9)式を組み合わせることで、以下の関係式が得られる。

$$\frac{\Gamma^2}{(1-p)\rho C} = \lambda_p \frac{r_c(r)}{r} \xi(p) \chi + 8\sigma \varepsilon T^3 e_1 \frac{p}{1-p} r, \quad (2.10)$$

(2.7)式は熱慣性 Γ が粒子半径 r と空隙率 p の関数として表されることを示している。熱慣性の値がわかれば、(2.5)式を組み合わせることで、粒子半径と空隙率をそれぞれ推定することができる。

これらの関係を用いて、小惑星Ryuguと火星衛星PhobosとDeimosのレゴリス粒子半径と空隙率をそれぞれ見積もった。これらの天体の条件では、(2.7)式の右辺第一項が第二項に比べて無視できるほど小さい(固体間の熱伝導よりも輻射による熱伝導が支配的)。ErosとRyuguの計算には、先行研究でまとめられた

各天体の熱慣性データと観測期間の表面温度を用いた(Gundlach and Blum 2013)。Erosでは $\Gamma = 150 \pm 50 \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ s}^{-0.5}$ 、 $T = 252 \text{ K}$ の値を、Ryuguでは $\Gamma = 500 \pm 250 \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ s}^{-0.5}$ 、 $T = 277 \text{ K}$ の値を用いた。また、Phobosでは $\Gamma = 500 \pm 250 \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ s}^{-0.5}$ 、 $T = 277 \text{ K}$ 、Deimosでは $\Gamma = 500 \pm 250 \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ s}^{-0.5}$ 、 $T = 277 \text{ K}$ をそれぞれ適用した(Lunine et al., 1982)。また、粒子の比熱として、Erosには石質隕石の値 ($500 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$)、Ryuguには炭素質コンドライトの値 ($560 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$)、PhobosとDeimosにはCronstad and Lumpkin隕石の値 ($560 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$) を用いた(Opeli et al., 2010)。

ファンデルワールス力と転がり摩擦力をそれぞれ適用したときの、Eros、Ryugu、Phobos、Deimosのレゴリス層の空隙率と粒子半径の推定値を表2.5に示す。各値の誤差は、熱慣性の測定誤差から生じたものである。それぞれの粒子間力から算出された粒子半径には大きな違いはなく、Erosでは $1.8 - 3.4 \times 10^{-3} \text{ m}$ 、Ryuguでは $2.1 - 4.3 \times 10^{-2} \text{ m}$ 、Phobosでは $1.8 - 3.1 \times 10^{-3} \text{ m}$ 、Deimosでは $1.9 - 3.3 \times 10^{-3} \text{ m}$ であった。このことから、熱データが粒子サイズの推定に大きい影響を及ぼしていると言える。本研究で得られた粒子半径は、先行研究(Gundlach and Blum, 2013)で推定された粒子半径とほぼ一致した。一方、空隙率に関しては、適用する粒子間力によって結果に大きい違いが生じた。ファンデルワールス力を用いた場合、Erosでは $0.66^{+0.06}_{-0.05}$ 、Ryuguでは $0.63^{+0.10}_{-0.07}$ 、Phobosでは $0.62^{+0.05}_{-0.04}$ 、Deimosでは $0.64^{+0.05}_{-0.04}$ という高い空隙率をとる一方、転がり摩擦力を用いると、Erosでは $0.36^{+0.02}_{-0.01}$ 、Ryuguでは $0.36^{+0.02}_{-0.01}$ 、Phobosでは $0.37^{+0.01}_{-0.01}$ 、Deimosでは $0.37^{+0.02}_{-0.01}$ という低い空隙率をとった。実際の粒子は不規則形状であり、球状粒子に比べて転がりにより充填はされにくいと考えると、転がり摩擦力を用いて推定された空隙率は下限値である。また、ファンデルワールス力考えた場合の空隙率は上限値であり、実際の小天体表層の空隙率はそれぞれの推定値の間にあると予想される。

比較として、レーダー観測で推定されたEros表面の空隙率は $0.47^{+0.26}_{-0.16}$ (Magri et al., 2001)、衝効果による反射率の増大の角度幅から推定された空隙率は $0.7 - 0.8$ (Domingue et al., 2002)である。それぞれの手法で推定された空隙率は、観測に用いられた電磁波の波長（電波：13 cm、赤外線： $\sim 10 \mu\text{m}$ 、可視光： $0.55 \mu\text{m}$ ）、すなわちその波長で探知できる表面からの深さとレゴリスの鉛直方向の構造の関係に対応しているのかもしれない。つまり、より波長の短い

電磁波による観測データから得られた結果はより表層近くの空隙率を反映しており、表層の方がより大きい空隙率を示している。一方、深い部分では表層よりも小さい空隙率をもつことを示している。小天体表面では重力が微小でありレゴリス層の静水圧による圧密の影響は小さいかもしれないが、衝突や衝突励起振動による圧密プロセスが存在し得る。これらの圧密プロセスを経験したレゴリス層の空隙率は、表層近くの新鮮なレゴリス層と比べて小さくなる。ここで推定した小天体の表層状態は、探査機はやぶさ2によるRyuguの探査や火星衛星探査計画（MMX）によって明らかとなるだろう。

表2.6 各天体のレゴリス層の空隙率と粒子半径の推定値

天体名	空隙率	粒子半径 [m]	空隙率	粒子半径 [m]
	ファンデルワールス力		転がり摩擦力	
Eros	$0.66^{+0.06}_{-0.05}$	$(1.8^{+1.8}_{-1.0}) \times 10^{-3}$	$0.36^{+0.02}_{-0.01}$	$(3.4^{+2.6}_{-2.0}) \times 10^{-3}$
Ryugu	$0.63^{+0.10}_{-0.07}$	$(2.1^{+3.1}_{-1.6}) \times 10^{-2}$	$0.36^{+0.02}_{-0.01}$	$(4.3^{+4.0}_{-2.3}) \times 10^{-2}$
Phobos	$0.62^{+0.05}_{-0.04}$	$(1.8^{+1.4}_{-1.3}) \times 10^{-3}$	$0.37^{+0.01}_{-0.01}$	$(3.1^{+2.0}_{-1.6}) \times 10^{-3}$
Deimos	$0.64^{+0.05}_{-0.04}$	$(1.9^{+1.4}_{-1.4}) \times 10^{-3}$	$0.37^{+0.02}_{-0.01}$	$(3.3^{+2.1}_{-1.6}) \times 10^{-3}$

第 3 章

粉体層への低速度衝突で形成されるクレーター サイズの重力依存性

この章は以下の投稿中の論文の内容に基づいて構成されている。

Kiuchi, M. et al. (2018) Experimental study on gravitational and atmospheric effects on crater size formed by low-velocity impacts into granular media. *Journal of Geophysical Research: Planets*. (revised)

3.1 目的

クレーターサイズの重力依存性は、中～高速度域(数 10 ms^{-1} – 数 km s^{-1})ではこれまでに得られているが、小天体上での衝突現象を理解するためには低速度域での重力依存性を知ることが重要である。本研究の目的は、数 m s^{-1} の低速度衝突でのクレーターサイズの重力依存性を調べることである。そのために、低重力環境を模擬できる装置を開発し、 $0.2 - 1 \text{ G}$ の重力範囲で粉体標的に $1 - 4.6 \text{ m s}^{-1}$ の速度範囲で衝突クレーター形成実験を行った。低速度衝突実験の過去研究 (Uehara et al., 2003; Walsh et al., 2003; Dowling and Dowling, 2013)は大気下(10^5 Pa)で行われていることから、比較のため我々の実験のほとんどは大気下で行ったが、小天体表面は真空下であることを考慮し、一部の実験は減圧下 (7 Pa) でも行った。結果、大気下と減圧下でクレーター直径と重力依存性に違いが出たため、大気を与える影響を調べるために大気圧を変えた補助的な実験 (大気圧 : $0.6 - 10^5 \text{ Pa}$ 、衝突速度 : $v = 2.7 \text{ m s}^{-1}$ 、重力加速度 : $g = 1 \text{ G}$) を行った。実験結果をもとに Itokawa 上で形成される二次クレーター直径を見積もり、dimple 地形との比較を行った。また、3 章中で用いた変数を表 1 にまとめた。

表 3.1.3 章中で用いた変数リスト

π_R	: 規格化クレーター半径
π_2	: 規格化重力
π_4	: 規格化密度
R	: クレーター半径
ρ_t	: 標的バルク密度
m	: 弾丸質量
g	: 重力加速度
a	: 弾丸半径
v_i	: 衝突速度
δ_p	: 弾丸密度
$\alpha, \beta, \varepsilon$	: フィッティングパラメータ ((1.15')式、(3.6)式)
C	: 結合変数
μ, ν	: フィッティングパラメータ ((1.6)式)
$v_{\text{container}}$	: 標的容器の落下速度
g'	: 標的容器の落下加速度
l	: 標的容器の落下距離
T_{crater}	: クレーター形成時間
D	: クレーター直径
t	: 衝突からの経過時間
γ, δ	: フィッティングパラメータ ((3.3)式)
π_p	: 規格化大気圧
P	: 大気圧
θ_r	: 内部摩擦角
m_e	: エジェクタ粒子質量
v_e	: エジェクタ粒子速度
r_e	: エジェクタ粒子半径
η	: 気体の粘性率
ρ_{gas}	: 気体密度
C_D	: 抵抗係数
M	: 気体の分子量
R_{gas}	: 気体定数
T	: 温度
x	: 衝突点からの距離
C_1, H_1	: フィッティングパラメータ ((3.9)式)
k'	: ボルツマン定数

r_{gas}	: 気体分子半径
F	: エジェクタ粒子にはたらく抵抗力
c	: 気体の音速
d, k	: (3.12)内の変数
D_p	: 弾丸直径

3.2 実験方法

本研究では、低重力環境を模擬するために定荷重ばねを用いた落下装置を開発した。図 3.1 に実験装置の模式図を、図 3.2 に実験装置の写真を示す。この装置で実現できる模擬重力範囲の下限は 0.1 G 程度であり、本研究では 0.2 - 1 G の範囲で重力を変化させた。ほとんどの実験は大気下 (10^5 Pa) で行ったが、大気の影響を調べるために、一部の実験は宇宙科学研究所(ISAS)の真空チャンバ（高さ 2 m）を用いて減圧下（7 Pa）でも行った。標的容器は当初直径 20 cm、深さ 10 cm の円錐容器を用いたが、円錐容器が壊れた後は直径 20 cm、深さ 5 cm の円筒容器を用いた。粉体試料は標的容器に緩く充填し、軽く容器を揺することで表面を平らにした。標的容器は 2 個の電磁石によって固定されており、電磁石をオフにすることで容器は落下する。容器は 3 個の定荷重ばねで吊るされながら落下することで、容器内の標的にかかる重力は模擬的に 1 G より小さくなる。定荷重ばねは伸びに関わらず一定の力で引っ張るため、定荷重ばねの力と標的容器全体の重量を調節することで、模擬重力をコントロールすることができる。定荷重ばねには、サンコースプリング社製の NWS 0.2-1-R、NWS 0.6 -2-R の二種類の製品を用い、ばねの引張り力はそれぞれ 1.93 N と 5.88 N で、ばねの長さはともに 1 m である。

標的にかかる重力加速度は容器底に固定された加速度計によって計測した。加速度計によって計測された加速度波形データの一例を図 3.3 に示す。図 3.3 のように加速度波形が上下しているのは、容器自体の振動の影響と考えられる。容器の振動の影響を小さくするため、容器と定荷重ばねの繋ぎ目にゴム製の防振材を設置した。実験は低重力条件に加えて 1 G 下でも行った。このとき標的容器は電磁石で固定された状態で実験を行った。弾丸は穴の開いた“デッキ”に設置され、ソレノイドに取り付けられたピストンが水平に引っ張られることで、穴から落下する仕組みになっている。デッキから自由落下した弾丸は、定荷重ばねに吊るされながら落下する標的上面に衝突し、クレーターが形成される。容器の落下距離は 70 cm 以上あり、落下装置全体の高さ（デッキを含む）は 2 m 以内となっている。

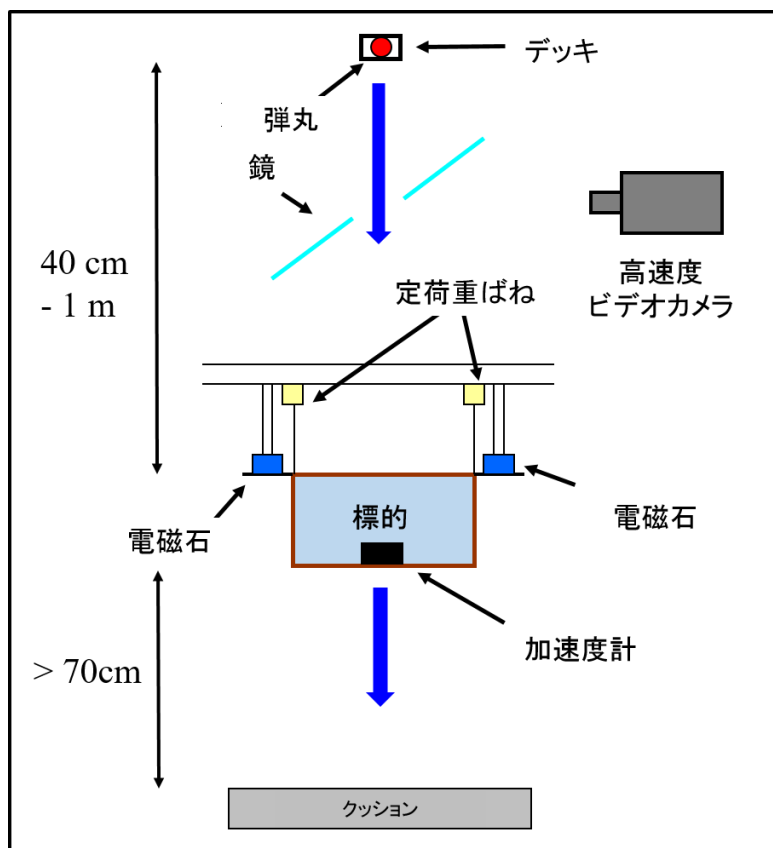


図 3.1. 低重力実験装置の模式図関係

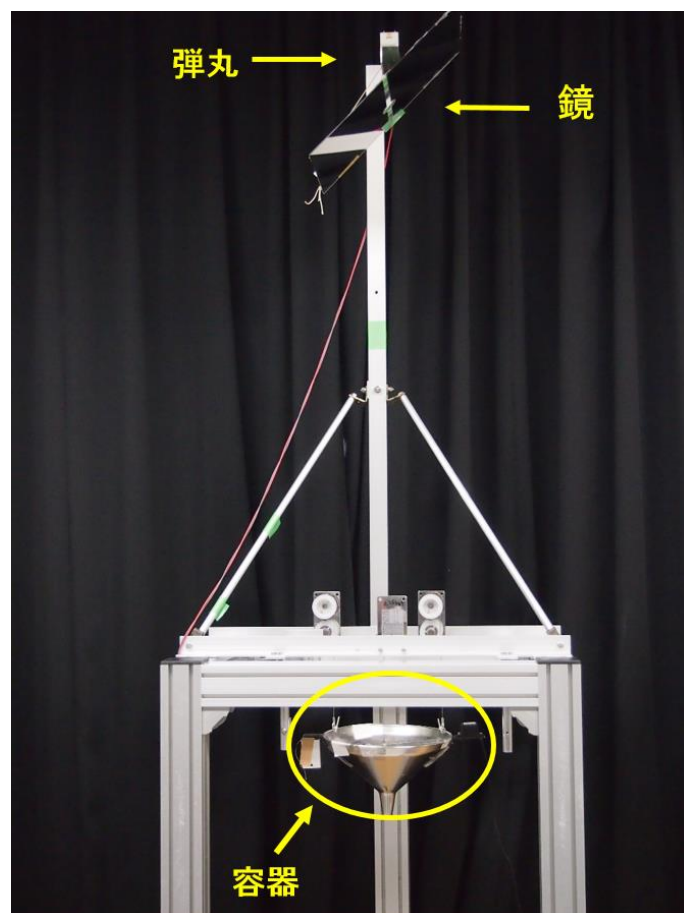


図 3.2. 低重力実験装置の写真

弾丸には SUS 球（直径 8 mm、密度 7.9 g cm^{-3} ）と、ガラス球（直径 8 mm、密度 2.5 g cm^{-3} ）の 2 種類を用いた。また、図 3.1 に表されるように、標的容器上面に設置された鏡を経由して高速度カメラにより衝突の様子を撮影した。弾丸の衝突速度は高速度カメラの画像から以下のように決定した。まず、標的容器上面の縁に二つの目印を設置した。容器が上方の位置にあるとき（つまりカメラに近いとき）は二つの目印間の距離は大きく見え、反対に容器が下方の位置にあるとき（カメラから遠いとき）は目印間の距離は小さく見える。あらかじめ容器の位置と撮影された画像内の目印間の距離の関係を調べることで、弾丸が衝突した瞬間の容器の位置の高さを得た。容器の高さの位置と画像上の目印間の距離の関係の一例を図 3.4 に示す。弾丸衝突時の容器の落下速度 $v_{\text{container}}$ は、容器の落下距離 l を用いて以下の式で表される。

$$v_{\text{container}} = \sqrt{2g'l} \quad (3.1)$$

ここで、 g' は容器の落下加速度である。同様に、衝突時の弾丸の落下速度も落下距離（弾丸の場合はデッキから衝突点までの落下距離）から計算することができる。衝突速度は、容器の落下速度と弾丸の落下速度の相対速度として求められる。この手法の確かさを調べるため、予備実験としてもう一台の高速度カメラによって水平方向から弾丸を撮影し衝突速度を測定したところ、今回の手法で求めた衝突速度の誤差は 0.20 m s^{-1} 以下であった。本実験で横方向からの画像から弾丸の衝突速度を求めなかった理由としては、弾丸が標的に衝突する高さをあらかじめ調節することが難しく、横方向からの高速度カメラで衝突点を撮影することが難しかったからである。本実験での衝突速度範囲は $1.0 - 4.6 \text{ m s}^{-1}$ であった。

標的物質として、シリカサンド（平均粒径 $140 \text{ }\mu\text{m}$ 、粒子密度 2.645 g cm^{-3} ）とガラスビーズ（平均粒径 $420 \text{ }\mu\text{m}$ 、粒子密度 2.5 g cm^{-3} ）の二種類を用いた。容器に充填する際タッピングはせず、軽く揺することで表面を平らにしており、比較的緩い充填状態として標的を準備した。容器がクッションに落下すると形成されたクレーターが崩れるため、クレーター直径は上方向からの高速度カメラの画像から測定した。ここで、クレーター直径はリム直径を測定した。図 3.5(a) に高速度カメラにより撮影されたクレーター形成過程のスナップショットを示す。また、図 3.5(b) に衝突からの時間経過と成長するクレーター直径の関係を示す。全ての実験において、クレーター直径の成長は 0.1 s 以内に終わ

った。ここで、クレーター形成時間 T_{crater} は以下の形で推定される(Melosh, 1989)。

$$T_{crater} \sim \sqrt{D/g} \quad (3.2)$$

例として、最終クレーター直径が 30 mm で標的にかかる模擬重力が 0.25 G の場合、(3.2)式から $T_{crater} = 0.1$ s となり、これは本実験の結果とほぼ一致する。1 G 下でクレーター形成時間を調べた実験でも、(3.2)式で見積もられる形成時間と実験結果が整合的であることが報告されている(Yamamoto et al., 2017)。本実験で容器の落下時間は 0.4 s 以上であることから、容器がクッションに落下する前にクレーターが形成され終わっていることが確認できている。重力を変化させた実験の詳しい条件を表 3.2 に示す。

上記の重力を変化させた実験に加え、一定の衝突速度と重力 ($v = 2.7$ m s⁻¹、 $g = 1$ G) で、大気圧を変化させてクレーター形成実験を行った。実験は神戸大学の直径 30 cm、高さ 45 cm の真空チャンバ内で行った。チャンバ内は最初に 1 Pa 以下まで真空を引き 30 分以上その状態を維持した後、空気もしくはヘリウムを注入し、 $1 - 10^4$ Pa の範囲の雰囲気圧を作った。標的と弾丸には上記の実験で用いたものと同じシリカサンドと SUS 球を用いた。弾丸は電磁石とデッキにより自由落下させた。標的容器には直径 20 cm、高さ 5 cm の円筒容器を用いた。ここで、気体分子が粒子間を移動しやすいよう、底がメッシュになっている容器を用いた（メッシュサイズ 45 μ m）。大気圧を変化させた実験の詳しい実験条件を表 3.3 に示す。また、全ての実験の重力加速度と大気圧の条件を図示したものを図 3.6 に示す。

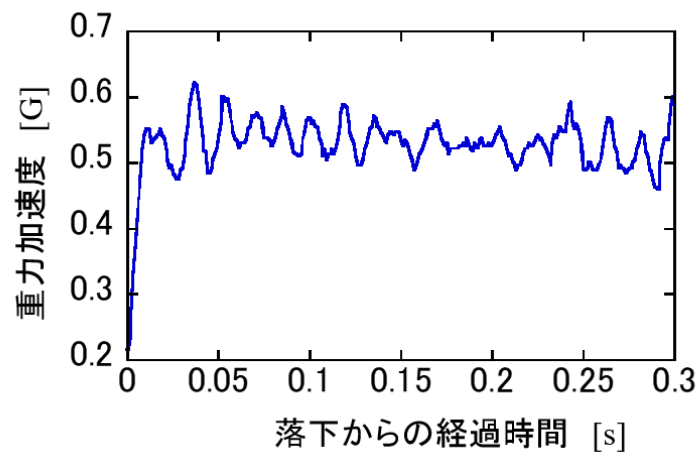


図 3.3. 加速度計の波形データの一例 ($g = 0.45 \text{ G}$)。

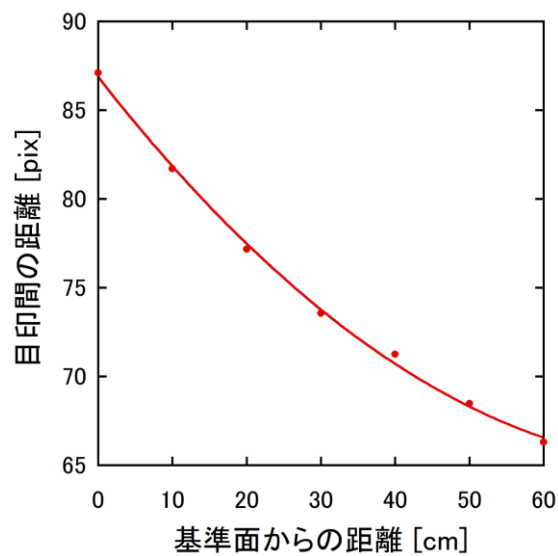


図 3.4. 画像内の標的容器の目印間の距離と容器の基準面からの距離の関係の一例。標的容器に設置された二つの目印間の距離は、容器の高さの位置によって高速ビデオカメラで撮影された画像内の距離が異なる。容器が電磁石で固定されているときの容器上面を基準面とし、基準面から下方向の距離を横軸に示す。基準面からの距離が大きくなるほど容器は下方向に位置するので、画像内の目印間の長さは小さくなっていく。ここで得られた関係から、弾丸が衝突した際の画像の目印間の距離から容器の高さの位置が推定できる。

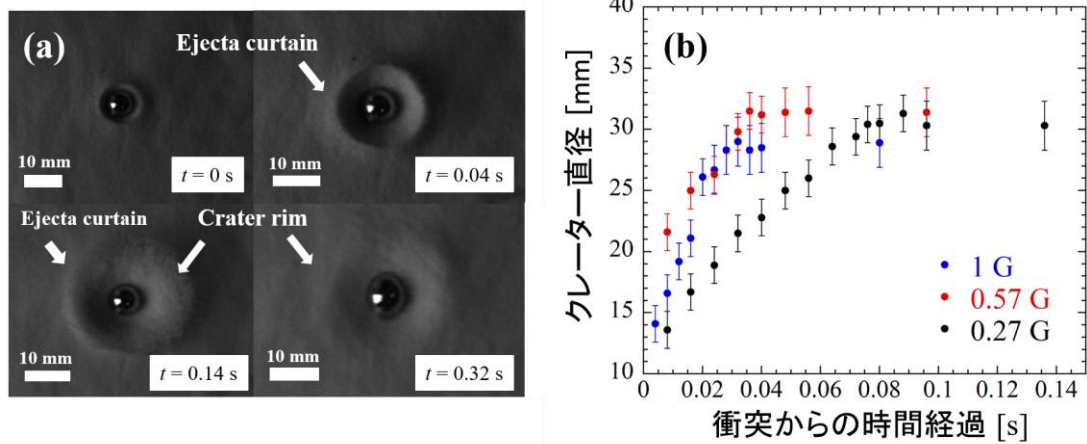


図 3.5 (a) クレーター形成過程のスナップショット (SUS 弾丸、シリカサンド標的、 $v_i = 2.4 \text{ m s}^{-1}$ 、0.27 G、ショットナンバー SS0.25High-04)。衝突からの経過時間を t とする。 $t = 0.04 \text{ s}$ ：衝突直後でエジェクタカーテンが形成され衝突点から同心円状に広がっている。 $t = 0.14 \text{ s}$ ：クレーターリムがエジェクタカーテン内に見られる。 $t = 0.14 \text{ s}$ 、 $t = 0.30 \text{ s}$ ：クレーター直径に変化は見られず、 $t = 0.14 \text{ s}$ でクレーターは形成され終わっていることがわかる。(b) 衝突からの経過時間とクレーター直径の関係(SS1.00High-42, SS0.50High-02 and SS0.25High-06)。標的容器の落下時間は 0.4 s 以上であり、一方クレーター直径の成長は 0.1 s 以内に終わっていることがわかる。

表 3.2. 重力を変化させた実験の条件

条件名	弾丸 ^a	標的 ^b	衝突速度 [ms ⁻¹]	重力 [G]	大気圧 [Pa]
SS1.00High	SUS	シリカサンド	1.40 - 4.50	1	10 ⁵
SS0.50High	SUS	シリカサンド	1.21 - 3.90	0.50 ± 0.05	10 ⁵
SS0.25High	SUS	シリカサンド	1.36 - 3.07	0.25 ± 0.02	10 ⁵
SG1.00High	SUS	ガラスビーズ	1.40 - 4.60	1	10 ⁵
SG0.54High	SUS	ガラスビーズ	1.00 - 4.18	0.54 ± 0.05	10 ⁵
GS1.00High	ガラス	シリカサンド	1.40 - 4.43	1	10 ⁵
GS0.36High	ガラス	シリカサンド	2.38 - 3.62	0.36 ± 0.01	10 ⁵
GS0.20High	ガラス	シリカサンド	2.79 - 3.51	0.20 ± 0.01	10 ⁵
SS1.00Low	SUS	シリカサンド	1.40 - 4.50	1	7
SS0.56Low	SUS	シリカサンド	3.10 - 3.20	0.56 ± 0.03	7
SS0.33Low	SUS	シリカサンド	3.10 - 3.20	0.33 ± 0.004	7

a) SUS 弾丸とガラス弾丸の密度はそれぞれ 7.9 g cm⁻³ と 2.5 g cm⁻³。弾丸直径は全て 8 mm。

b) 円筒容器は GS0.20High の場合のみ使用し、GS0.20High 以外の実験でが円錐容器を使用した。

表 3.3. 大気圧を変化させた実験の条件

気体	弾丸	標的	衝突速度 [ms ⁻¹]	重力 [G]	大気圧 [Pa]
空気	SUS	シリカサンド	2.70	1	0.6 - 10 ⁵
ヘリウム	SUS	シリカサンド	2.70	1	10 ² - 10 ⁵

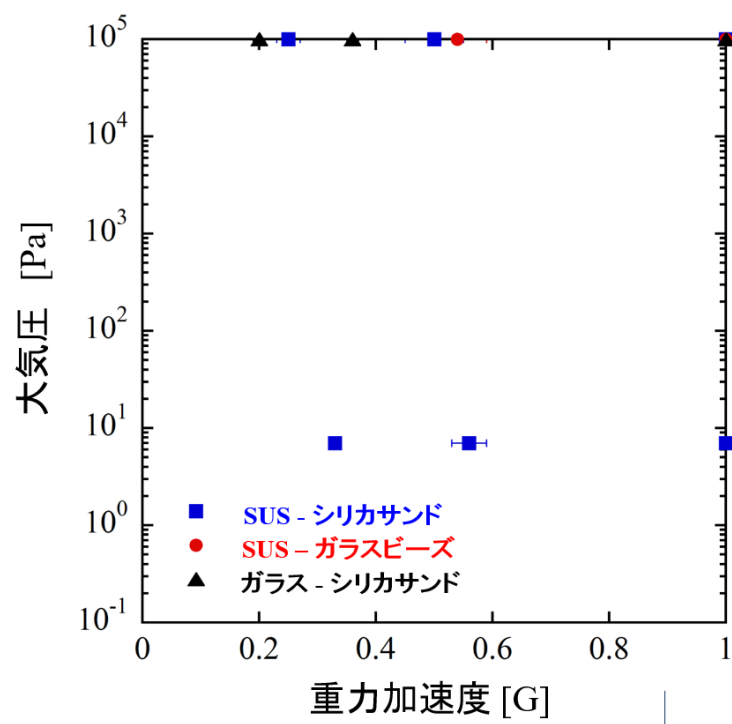


図 3.6. 全ての実験における重力加速度と大気圧の条件

3.3 結果

異なる重力下でのクレーター直径と衝突速度の関係を図 3.7 に示す。図 3.7(a) は SUS 弾丸をシリカサンド標的に衝突させた結果を示しているが、1 G 下で形成されたクレーターよりも、低重力下で形成されたクレーターの方が明らかに直径が大きい。図 3.7(b)、(c)はそれぞれ SUS 弾丸をガラスビーズ標的に、ガラス弾丸をシリカサンド標的に衝突させた結果であるが、図 3.7(a)と同様の重力の影響が見てとれる。これらの結果から、異なる弾丸もしくは標的の種類でも、低重力下でクレーター直径が大きくなることがわかった。最小二乗法を用いて、クレーター直径の衝突速度依存性および重力依存性をそれぞれ以下の形で求めた。

$$D \propto v_i^\gamma g^{-\delta} \quad (3.3)$$

各実験条件でのフィッティングパラメータ γ と δ の値を表にまとめる。(3.3)式と π スケーリングの関係を表す (1.15') 式を比べると、以下の式を得る。

$$D \propto v_i^{2\alpha} g^{-\alpha} \quad (3.3')$$

つまり、 γ は 2α 、 δ は α とそれぞれ対応する。7 Pa 下で SUS 弾丸をシリカサンド標的に衝突させたときの重力依存性 δ の値は 0.18 ± 0.01 であり、この値は高速度衝突実験で得られた重力依存性 ($\delta = 0.165$) と近い値をとる (Gault and Wedekind, 1977)。また、速度依存性 γ の値が重力依存性 δ の値の約 2 倍であり、これは (3.3') 式から予想される関係である。この結果は、大気の影響が無視できる場合は、低速度衝突での重力依存性が高速度衝突と一致するということを示している。一方、大気下での SUS 弾丸実験で得られた重力依存性 δ は、シリカサンド標的で 0.22 ± 0.01 、ガラスビーズ標的で 0.21 ± 0.01 あり、7 Pa 下で得られた重力依存性よりも強い依存性を示した。また、これらの値はエネルギースケーリングでの重力依存性 0.25 よりもやや弱い。これらの結果から、大気の影響がクレーターサイズスケーリングに影響を及ぼしていることがわかる。ガラス弾丸を大気下でシリカサンド標的に衝突させたときの重力依存性 δ の値は 0.16 ± 0.01 であり、これは高速度実験の結果と近い。また、速度依存性 γ の値は 0.51 ± 0.01 であり、これはエネルギースケーリングでの衝突依存性 ($\gamma = 0.5$) に近い。大気下でのガラス弾丸での速度依存性は 1 G 下での低速度実験の

過去研究の結果と一致する(Uehara et al., 2003; Walsh et al., 2003)。ガラス弾丸と弾丸の結果の違いは、低速度衝突ではクレーターサイズスケーリングが弾丸と標的の密度比に依存することを示している。

図 3.7(a)より、7 Pa 下で形成されたクレーター直径は、大気下で形成されたクレーター直径よりも大きくなっていることがわかる。この傾向は、過去のクレーターサイズの大気圧依存性を調べた実験で得られた結果と一致する (Schultz, 1992, Suzuki et al., 2013)。Schultz (1992)では、 10^3 から 10^5 Pa の範囲で速度範囲 $1 - 6 \text{ km s}^{-1}$ で粉体標的に対する衝突実験を行った。また、Suzuki et al. (2013)では、500 から 10^5 Pa の範囲で速度範囲 240 m s^{-1} で粉体標的に対する衝突実験を行った。図 3.8 に本研究で衝突速度と重力一定 ($v = 2.7 \text{ m s}^{-1}$, 1 G) の条件で得られたクレーター直径と大気圧の関係を示す。縦軸のクレーター直径は、標準大気圧下 (10^5 Pa) でのクレーター直径で規格化した形で表している。図 3.8 より、 10^5 Pa から 10^2 Pa に減圧するにつれてクレーター直径が顕著に増大しており、 10^2 Pa 以下では増大の度合は緩やかになっている。数 Pa 下で形成されたクレーター直径は 10^5 Pa 下の約 1.35 倍であり、この傾向は、低重力実験での 7 Pa 下での結果と一致する (図 3.7(a)参照)。 10^2 から 10^5 Pa の範囲でべき乗によるフィッティングを行うと、べきの値は空気の場合で -0.045 ± 0.006 、ヘリウムの場合で -0.041 ± 0.004 を得た。これらの値は誤差の範囲内で一致する。また、1 から 10^2 Pa の範囲でフィッティングを行ったときのべきの値は空気では -0.012 ± 0.001 だった。高速度実験ではクレーター体積は大気圧の -0.23 乗に比例し (Schultz, 1992)、図 3.8 にはクレーター体積とクレーター直径の関係が大気圧によって変化しないと仮定した場合の高速度実験の傾き -0.077 を黒色の直線で示している。本研究の低速度実験で得られた結果は、高速度実験の結果 (Schultz, 1992) よりも緩い傾き、つまり弱い大気圧依存性であることがわかる。また、2 種類の気体 (空気とヘリウム) の結果は、誤差の範囲内におさまっている。

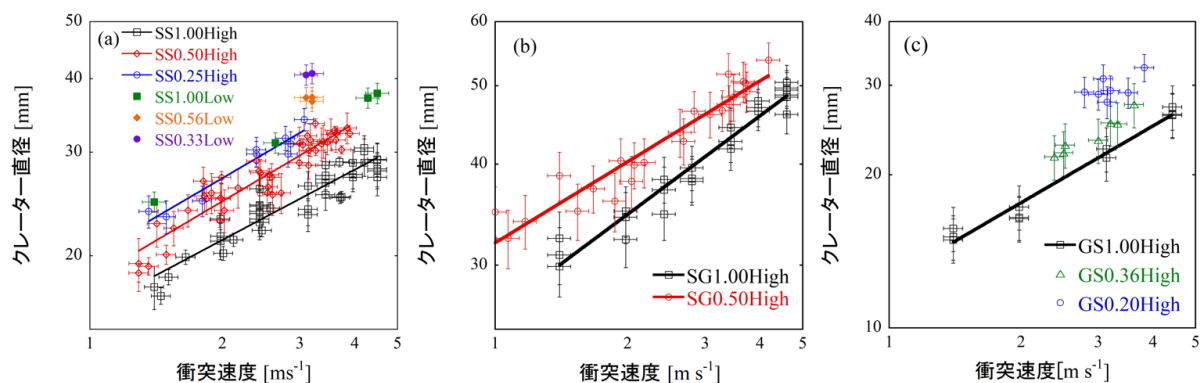


図 3.7 (a), (b), (c) クレーター直径と衝突速度の関係。全ての図で図中の直線は、データをべき乗によりフィッティングした結果を示している **(a)** SUS 弾丸をシリカサンド標的に衝突させた結果(SS1.00High, SS0.50High, SS0.25High, SS1.00Low, SS0.56Low, and SS0.33Low)。白抜き、黒抜きの四角、ひし形、丸のシンボルはそれぞれ 1 G、 0.50 ± 0.05 G、 0.25 ± 0.02 G の標準大気圧下での結果を示している。黒抜きの四角、ひし形、丸のシンボルはそれぞれ 1 G、 0.56 ± 0.03 G、 0.327 ± 0.004 G の 7 Pa 下での結果を示している。 **(b)** SUS 弾丸をガラスビーズ標的に衝突させた結果 (SG1.00High, and SG0.54High)。四角と丸のシンボルはそれぞれ 1 G、 0.54 ± 0.05 G の標準大気圧下での結果を示している。 **(c)** ガラス弾丸をシリカサンド標的に衝突させた結果(GS1.00High, GS0.36High and GS0.20High)。四角、三角、丸のシンボルはそれぞれ 1 G、 0.36 ± 0.01 G、 0.20 ± 0.01 G の標準大気圧下での結果を示している。

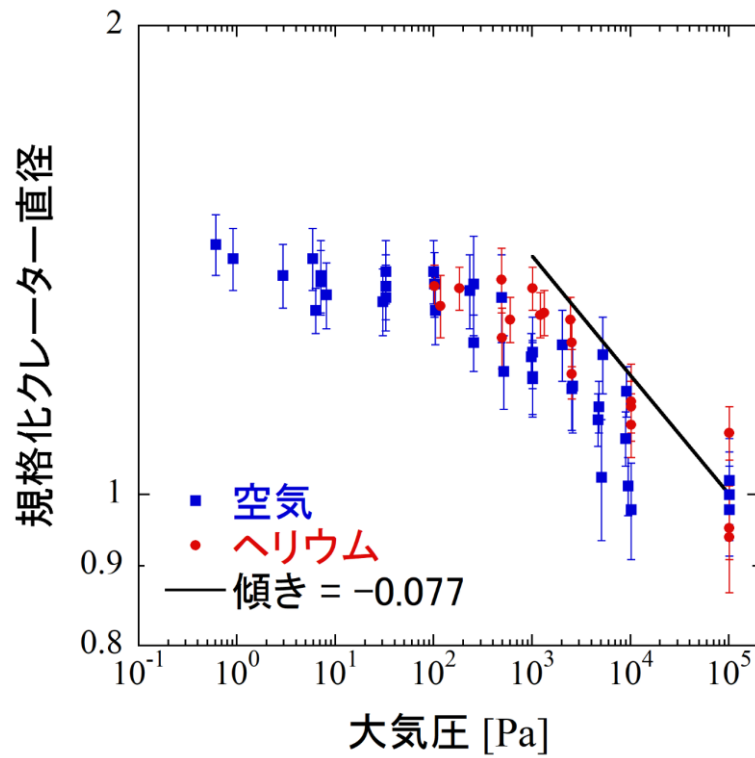


図 3.8. クレーター直径と大気圧の関係。クレーター直径は標準大気圧下 (10^5 Pa) でのクレーター直径で規格化している。青色の四角と赤色の丸のシンボルはそれぞれ空気とヘリウムでの結果を示している。黒色の直線は Schulz (1992) のべき乗の関係をもとに描かれている (本文参照)。

表 3.4. 各実験条件におけるフィッティングパラメータの値

条件名	γ	δ	$\alpha(1+\varepsilon)$	μ	β	$2\alpha(1+\varepsilon)$	$\alpha(1+\varepsilon) - \varepsilon$
SS1.00High							
SS0.50High	0.41 ± 0.01	0.22 ± 0.01	0.20 ± 0.01	0.47 ± 0.03	0.014	0.40	0.16
SS0.25High							
SG1.00High	0.37 ± 0.01	0.21 ± 0.01	0.19 ± 0.01	0.44 ± 0.03	0.007	0.37	0.15
SG0.54High							
GS1.00High							
GS0.36High	0.51 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.23 ± 0.01	0.56 ± 0.04	0.025	0.46	0.19
GS0.20High							
SS1.00Low							
SS0.56Low	0.36 ± 0.01	0.18 ± 0.01	$(0.18)^a$	0.44	0.006	0.36	—
SS0.33Low							

a) γ と δ の値から計算した ($\varepsilon = 0$)。

3.4 議論

3.4.1 低速度衝突でのクレーター直径の重力依存性

低重力実験で得られた結果を π スケーリングを用いて整理した。大気圧の影響を考慮するために、(3.1)式の関係に大気圧に関する無次元項を加えた。規格化大気圧 π_p は以下のように表される(Schultz, 1992; Cintala et al., 1989)。

$$\pi_p = \frac{P}{\rho g a} \left(\frac{ga}{v_i^2} \right)^{\mu/2+\mu} \quad (3.4)$$

点源理論では、クレーターの長さスケールは $a(v_i^2/ga)^{\mu/(2+\mu)}$ と表すことができる(Holsapple and Schmidt, 1987)。(3.4)式の π_p は、大気圧とクレーター長さをもつ深さでの静水圧の比として定義される。規格化大気圧 π_p を用いたとき、規格化クレーター半径 π_R は以下のように表される。

$$\pi_R \propto \pi_2^{-\alpha} \pi_4^{\beta} \pi_p^{-\varepsilon} = \pi_2^{-\alpha(1+\varepsilon)} \pi_4^{\beta} \left(\frac{P}{\rho g a} \right)^{-\varepsilon} \quad (3.5)$$

空気を用いて大気圧を変化させたときの実験($g = 1 \text{ G}$, $v = 2.7 \text{ m s}^{-1}$)により、 $10^2 - 10^5 \text{ Pa}$ の範囲でクレーター直径は大気圧の -0.045 乗に比例するという結果が得られたため、 π_p のべきの値 ε に 0.045 を代入した。図 3.9(a)は、大気下で重力を変化させた実験の結果を(3.5)式の形で表している。最小二乗法によるフィッティングによって得た π_2 のべきの値 $\alpha(1+\varepsilon)$ は表 3.4 にまとめている。また、 $\alpha(1+\varepsilon)$ の値を(1.16)式の α に代入することで μ の値を得た。結果、SSHHigh で $\mu = 0.47 \pm 0.03$ 、SGHigh で $\mu = 0.44 \pm 0.03$ 、GSHigh で $\mu = 0.56 \pm 0.04$ を得た。

SSHHigh と SGHigh での μ の値は、砂標的への高速度衝突(e.g., Gault and Wedekind, 1977; Schmidt and Housen, 1987)で得られた値 $\mu \sim 0.4$ と 2σ 以内で一致することがわかる。

μ の値と $v = 0.4$ を(1.17)式に代入することで π_4 のべき β の値を得た。各実験条件での β の値を表 3.4 にまとめる。(1.3)、(3.4)、(3.5)式を組み合わせることで、クレーター直径の速度依存性および重力依存性は以下の様に表される。

$$D \propto v_i^{2\alpha(1+\varepsilon)} g^{-\alpha(1+\varepsilon)+\varepsilon} \quad (3.6).$$

重力加速度のべきは $-\alpha(1+\varepsilon)+\varepsilon$ で表され、SUS 弾丸・シリカサンド標的の場合で -0.16 、SUS 弾丸・ガラスビーズ標的の場合で -0.15 、ガラス弾丸・シリカサンド標的の場合で -0.19 となる。これらの値は低重力下での高速度実験(Gault

and Wedekind, 1977)で得られた重力加速度のべきの値 0.165 に近い値である。大気の影響を考慮すると、標準大気圧下での低速度実験で得られた重力依存性と高速度域で得られた重力依存性は大まかには一致することが示された。一方、 $2\alpha(1+\epsilon)$ で表される速度依存性は、SUS 弾丸・シリカサンド標的の場合で 0.40、SUS 弾丸・ガラスビーズ標的の場合で 0.37、ガラス弾丸・シリカサンド標的の場合で 0.46 となる。これらの速度依存性は高速度実験(Housen and Holsapple, 2011 など)で得られる速度依存性 0.34 よりも強い。特に、ガラス弾丸で得られた 0.46 はエネルギースケリングでの速度依存性 0.5 に近い値となっている。

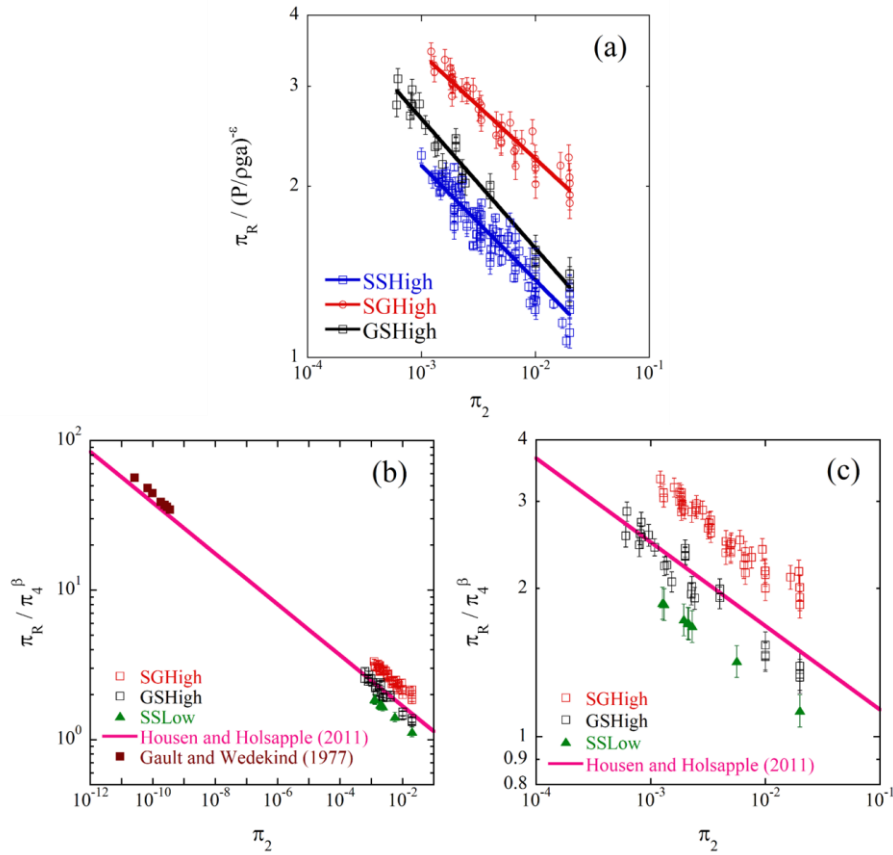


図 3.9. (a) 重力を標準大気圧下で変化させた実験での π_2 と $\pi_R / (P/\rho g a)^{-\epsilon}$ の関係。青色の四角のシンボルは SUS 弾丸をシリカサンド標的に衝突させた結果 (SSHHigh)、赤色の丸のシンボルは SUS 弾丸をガラスビーズ標的に衝突させた結果 (SGHigh)、黒色の四角のシンボルはガラス弾丸をシリカサンド標的に衝突させた結果 (GSHigh) をそれぞれ示している。図中の直線はデータをべき乗でフィッティングした結果を示す。(b) π_2 と π_R / π_4^β の関係。赤色と黒色の四角のシンボルはそれぞれ標準大気圧下で SUS 弾丸をガラスビーズ標的に衝突させた結果 (SGHigh) とガラス弾丸をシリカサンド標的に衝突させた結果 (GSHigh) を示している。緑色の三角のシンボルは 7 Pa 下で SUS 弾丸をシリカサンド標的に衝突させた結果 (SSLow) を示している。標準大気圧下で得られた実験結果では、クレーター直に 1.35 倍した値を用いている。ピンク色の直線は高速度実験で得られたスケーリング則 (Housen and Holsapple, 2011) を低速度域まで外挿している。茶色の四角のシンボルは Gault and Wedekind (1977) の高速度域での低重力実験の結果を示している (c) 図 3.4(b) の低速度域を拡大したもの。

3.4.2 高速度衝突でのスケーリング則との比較

図 3.9(b)に、本実験の結果と先行研究の高速度実験の結果を比較したものを示す。図中のピンク色の線は Housen and Holsapple (2011)で得られた砂標的に対するスケーリング則を示しており、また Gault and Wedekind (1977)の低重力下での高速度実験の結果もプロットしている。ただし、Housen and Holsapple (2011)のスケーリング則は、低速度域まで外挿したものを表している。図 3.9(b)は、 μ の値から π_4 のべき β の値を得ることで、弾丸と標的の密度比の影響を考慮した形で表している。また、本実験と Gault and Wedekind (1977)の結果はリム直径を測定した結果だが、Housen and Holsapple (2011)では標的の表面レベルで測定されたクレーター直径を用いていることから、1.3 倍することでリム直径に換算している(Housen and Holsapple, 2011)。さらに、先行研究の高速度実験は減圧下で行われていることから、本実験の標準大気圧下で行われた結果に対しては、クレーター直径を 1.35 倍した結果をプロットしている。これは、数 Pa 下でのクレーター直径と大気下でのクレーター直径の比が約 1.35 であったためである (3.3 章参照)。図 3.9(c)は、図 3.4(b)の低速度の領域を拡大したものである。この図より、本実験のガラス弾丸・シリカサンド標的(GSHigh)のクレーターサイズは、高速度域のスケーリング則を低速度域まで外挿した結果とほぼ一致している。この結果は、高速度衝突のスケーリング則が、減圧下かつ弾丸と標的の密度比が 1 に近い場合、数 m s^{-1} の低速度衝突にも適用でき得ることを示している。一方、SUS 弾丸・シリカサンド標的の結果は高速度域のスケーリング則から予想されるクレーターサイズよりも下回っている。高密度弾丸でクレーターサイズが小さくなる理由として、弾丸の貫入深さが影響しているのかもしれない。ここで、SUS 弾丸とシリカサンド標的の密度比は 5.3 であり、ガラス弾丸とシリカサンド標的の密度比は 1.7 である。弾丸が破壊されない場合、より大きい密度比のときより深い貫入が起こる(Kadono and Fujiwara, 2005; Okamoto et al., 2013 など)。深い貫入によるクレーター直径の減少は、貫入によって衝突エネルギーが消費されるため、もしくは掘削流の始点が深くなることで、始点が浅い場合に比べてクレーターの掘削が不十分になるため、などの理由が考えられる。

標的物質によるクレーター直径の異なりもまた図 3.9(c)から見てとれる。SUS 弾丸・ガラスビーズ標的でのクレーター直径と SUS 弾丸・シリカサンド標的でのクレーター直径の比は π_2 の範囲が $10^{-3} - 10^{-2}$ のとき 1.58–1.70 となる。標的の内部摩擦角 θ_r の異なりによるクレーターサイズへの影響が低速度衝突実験 (Uehara et al., 2003)、高速度衝突の数値シミュレーション (Prieur et al., 2017) でそれぞれ調べられている。1 G 下の低速度実験では、クレーター直径は $\tan(\theta_r)$ の 0.5 乗に比例した (Uehara et al., 2003)。

$$D \propto \tan \theta_r^{-0.5}. \quad (3.7)$$

本研究では、内部摩擦角の異なる標的に対して低速度クレーター形成実験を行うことで、クレーター直径の内部摩擦角依存性を得た。標的物質には重力を変化させた実験で用いたシリカサンドとガラスビーズの他に、roundish sand（丸みを帯びた形状の砂、ダナイトの衝突破片、米、塩を用いた。弾丸には直径 8 mm の SUS 球を用い、大気圧下で自由落下させることで $1 - 4.6 \text{ ms}^{-1}$ の速度で衝突させた。標的物質の内部摩擦角は、シリカサンドはせん断試験を行うことで推定したが、その他の物質は安息角を測定し、安息角と内部摩擦角がほぼ等しいと仮定し、安息角の測定値を内部摩擦角と考えた。各標的物質の内部摩擦角を表 3.5 に示す。SUS 弾丸では π_R は π_2 の約-0.20 乗に比例することから（表 3.4）、 $\pi_R / \pi_2^{-0.20}$ と $\tan(\theta_r)$ の関係をプロットしたものを図 3.10 に示す。この結果より、

$$\pi_R / \pi_2^{-0.20} \propto \tan \theta_r^{-0.56 \pm 0.04}. \quad (3.8)$$

を得た。内部摩擦角のべきの値-0.56 は、Uehara et al. (2003) で得られた値-0.5 よりもやや大きい、大きくは異なっていないことがわかる。

また、大気圧が内部摩擦角に与える影響を確かめるため、シリカサンド層のせん断試験を 50 Pa 下と 10^5 Pa 下で行うことで、それぞれの大気圧下での内部摩擦角を測定した。測定方法として、図 3.11(a) に示すように様々な重さの鉄のおもりを電磁石を用いて容器に入れることでシリカサンド層にかかるせん断力を変化させた。50 Pa 下と 10^5 Pa 下での内部摩擦角はそれぞれ $37.5^\circ \pm 1.3^\circ$ と $38.3^\circ \pm 0.8^\circ$ であり（図 3.11(b)）、大気圧の影響は見られなかった。測定されたシリカサンドの内部摩擦角と、Uehara et al. (2003) で示されたガラスビーズ層の内部摩擦角の値 (24°) および(3.14)式の関係からガラスビーズ標的とシリカサンド標的のクレーター直径比を計算したところ、1.3 であった。この値よりも

クレーター実験から得られた直径比 $1.58 - 1.70$ の方が大きいが、この要因については詳しくはわかっていない。

表 3.5 各標的の内部摩擦角

標的物質	粒径	内部摩擦角 θ_r
シリカサンド	～140 μm	37°
ガラスビーズ	～500 μm	24°
roundish sand	～500 μm	31°
ダナイト衝突破片	～500 μm	40°
米	～4 mm	32°
塩	～500 μm	30°

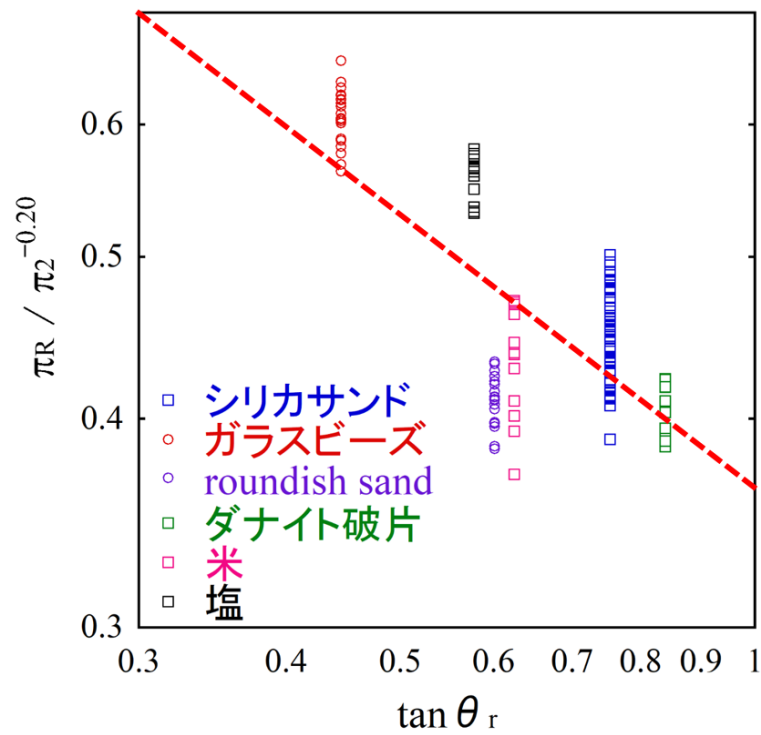


図 3.10. 内部摩擦角とクレーターサイズの関係。図中の赤線は全てのデータのフィッティング結果を示している。

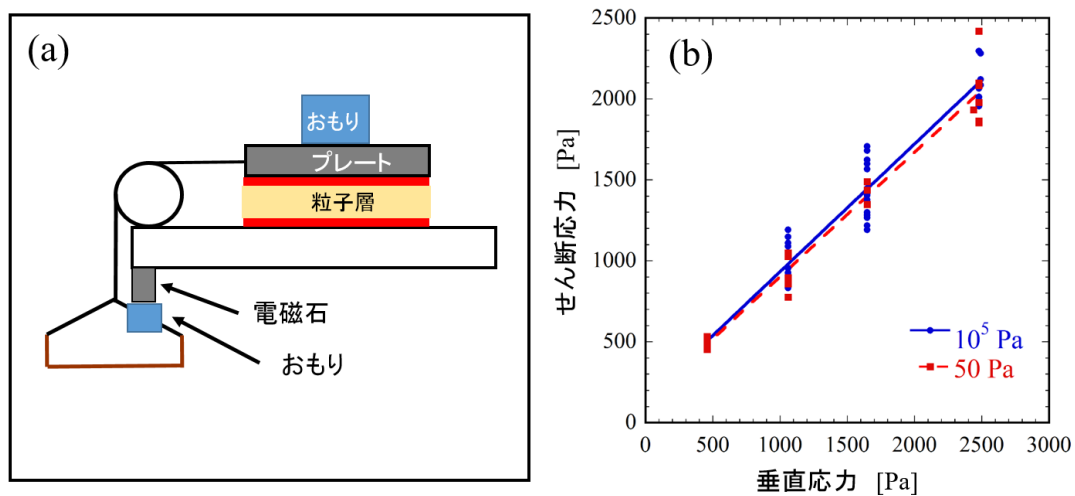


図 3.11. (a)真空チャンバ内での内部摩擦角の測定装置の模式図。下のおもりは真空を引く前に電磁石によって固定されており、減圧後に電磁石をオフにすることで容器内に落下する。結果、粉体層にはたらくせん断力が増加する。せん断力がしきい値に達すると、プレートが引きずられる。図中の赤い線は、砂の粒子をうすく貼り付けたテープを示している（砂の粒子層とプレートおよび土台の接触を防ぐため）。(b) 粒子層にはたらくせん断応力のしきい値と垂直応力の関係。直線の傾きが $\tan(\theta_r)$ を示す。

3.4.3 エジェクタ粒子にはたらく大気抵抗

図 3.8 の $10^2 - 10^5$ Pa の範囲で、本実験結果が先行研究の結果(Schultz, 1992)よりも傾きが緩くなっていることを説明するため、掘削流中のエジェクタ粒子にはたらく大気抵抗の影響について考えた。エジェクタ粒子にはたらく大気の抵抗力を考慮した運動方程式は以下の様に表される。

$$m_e \frac{dv_e}{dt} = - \left(6\pi\eta r_e v_e + \frac{1}{2} C_D \pi r_e^2 \rho_{gas} v_e^2 \right) \quad (3.9)$$

ここで、 m_e 、 v_e 、 dv_e/dt 、 r_e 、 η 、 ρ_{gas} 、 C_D は、それぞれ粒子質量、粒子速度、粒子加速度、粒子半径、気体の粘性率、気体密度、抵抗係数を表す。20°C かつ 10^5 Pa 下での空気とヘリウムの粘性率 η はそれぞれ 1.82×10^{-5} Pa、 1.96×10^{-5} Pa である（理科年表, 2013）。気体密度 ρ_{gas} は $\rho_{gas} = PM/R_{gas}T$ と表され、ここで P 、 M 、 R_{gas} 、 T はそれぞれ大気圧、気体の分子量、気体定数、温度である。(3.9)式の右辺第一項と第二項はそれぞれ粘性抵抗と慣性抵抗を表している。抵抗係数 $C_D = 0.5$ と仮定したとき、慣性抵抗と粘性抵抗の比は $PMr_e v_e / 24\eta R_{gas} T$ と表される。エジェクタ粒子速度は、エジェクタ速度のスクエーリング則より、以下のように表される(Housen and Holsapple, 2011)。

$$\frac{v_e}{\sqrt{gR}} = \left(\frac{x}{R} \right)^{-\frac{1}{\mu}} C_1 \left\{ \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{\frac{1}{3}} H_1 \right\}^{\frac{-(2+\mu)}{2\mu}}, \quad (3.10)$$

ここで、 x と R は衝突点からの距離とクレーター半径をそれぞれ表し、 C_1 と H_1 はフィッティングパラメータである。ここで、ガラス弾丸を砂標的に衝突させた先行研究の結果より、クレーターリム付近($x/R \sim 1$)での $v_e/\sqrt{gR}$ は 0.76 である(Tsujido et al, 2015 の図 9 より)。この結果より、本実験条件下($v_i = 2.7 \text{ m s}^{-1}$, $R = 15 \text{ mm}$)におけるクレーターリム付近でのエジェクタ粒子速度は 0.29 m s^{-1} 程度と見積もられる。この粒子速度でのシリカサンド粒子($r_e = 70 \text{ }\mu\text{m}$)にはたらく粒子抵抗の大きさを図 3.12 に示す。 10^5 Pa 下での慣性抵抗と粘性抵抗の比は、空気で 0.06、ヘリウムで 0.007 であり、粘性抵抗が支配的であることがわかる。本実験において空気とヘリウムでクレーター直径に違いが見られなかったのは、粘性抵抗が支配的であり、空気とヘリウムの粘性率が近い値だったことが要因であると考えられる。注意として、上記の粒子速度 (0.29 m s^{-1}) は、実際のクレーターリム付近での粒子速度と異なる可能性がある。本研究では粒子速

度の計算において、クレーター半径 R にリム直径を代入したが、先行研究では表面レベルにクレーター半径を想定しており (Housen and Holsapple, 2011; Tsujido et al, 2015)、また、中速度域($\sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$)での衝突実験の結果を低速度域に適用している。(3.10)式より、 x/R が同じとき放出速度 v_e は高速度衝突の方が低速度衝突よりも大きくなる (高速度衝突の方がクレーター半径 R が大きくなるため)。放出速度が大きいほどエジェクタ粒子にはたらく大気抵抗は大きくなる。図 3.8 で、低速度域の本実験結果が高速度域の先行研究の結果 (Schultz, 1992) よりも傾きが緩くなっているのは、大気抵抗の大きさの違いが要因なのかもしれない。

図 3.8 の $10^2 - 10^5 \text{ Pa}$ の範囲で見られる、明らかなクレーター直径の大気圧依存性は、粘性抵抗だけでは説明できない。なぜなら、粘性率は大気圧に依存しないからである。慣性抵抗は大気圧に依存するが、上述したように粘性抵抗よりも十分小さいため、クレーター直径に与える影響は小さいだろう。しかし、本実験で用いた砂標的は広い粒子サイズ分布をもち、平均直径 $140 \mu\text{m}$ よりもはるかに大きいサイズ (1 mm 以上) の粒子をもつ。加えて、衝突点付近の掘削流中の粒子速度はクレーターリム付近の粒子速度よりも大きいはずである。このような場合、粒子にはたらく慣性抵抗は大きくなり、図 3.8 の $10^2 - 10^5 \text{ Pa}$ の範囲で見られる程度のクレーター直径への影響を及ぼし得る。

気体分子の平均自由行程は以下の式で表される。

$$\lambda = \frac{k'T}{4\sqrt{2}\pi r_{gas}^2 P}, \quad (3.11)$$

ここで、 k' と r_{gas} はそれぞれボルツマン定数と気体分子半径を表す。クヌッセン数 $0.5\lambda/r_e$ が 0.01 より大きいとき、エジェクタ粒子周りの流れ場は粘性を失い始める (Takahashi, 2003)。本実験条件 ($T = 20^\circ\text{C}$) では、大気圧が $7 \times 10^3 \text{ Pa}$ 以下 (空気: $r_{gas} = 1.5 \times 10^{-10} \text{ m}$) もしくは 10^4 Pa 以下 (ヘリウム: $1.3 \times 10^{-10} \text{ m}$) で粘性は失われ始める。粘性が失われた流れ場では、大気抵抗は以下の式で表されるエプスタイン則に従う。

$$F = \frac{4\pi}{3} \sqrt{\frac{8}{\pi}} \rho_{gas} c r_e^2 v_e, \quad (3.12)$$

ここで、 F と c はそれぞれ抵抗力と気体の音速を表す (Epstein, 1924)。 $T = 20^\circ\text{C}$ での音速は、空気で 344 m s^{-1} 、ヘリウムで 1008 m s^{-1} ある (理科年表, 2013)。(3.12)式で表される抵抗力は 10^2 Pa 以下では粒子 1 個にはたらく重力 ($m_e g$) より

も十分小さくなる。図 3.12 より、 10^2 Pa 以下では大気抵抗はエプスタイン則に従うので、 10^2 Pa の空気での粒子速度 $v_e = 0.29 \text{ m s}^{-1}$ の粒子にはたらく大気抵抗と 1 G 下で粒子 1 個にはたらく重力の比は以下のように表される。

$$\frac{4\pi}{3} \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{\rho_{gas} c r_e^2 v_e}{m_e g} < 0.10 \quad (3.12')$$

重力に対して大気抵抗の影響が十分小さくなることは、図 3.8 で示されるように 10^2 Pa 以下でクレーター直径の大気圧依存性が緩やかになっていることと一致する。

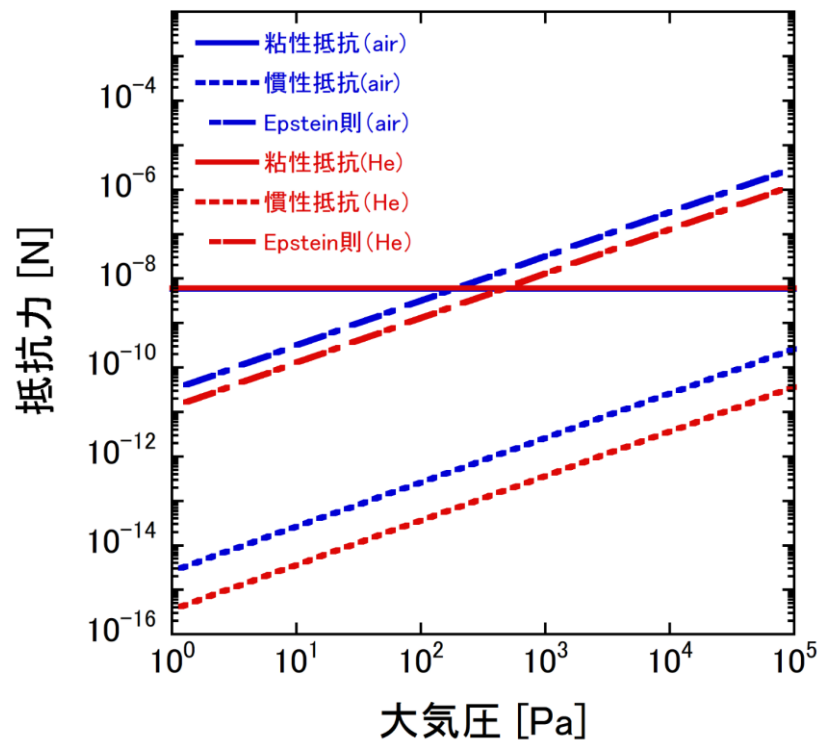


図 3.12. 大気圧と粒子にはたらく各抵抗力の関係。粒子半径 $70\text{ }\mu\text{m}$ のシリカサンド粒子が速度 0.29 m s^{-1} で放出される場合の空気とヘリウムの抵抗力をそれぞれ示している。

3.4.4 標的の内部摩擦角の影響

小天体表面でのクレータリングは一般的に超高真空下($<10^{-10}$ Pa)で起こる。超高真空下での粉体層の内部摩擦角は先行研究で測定され、標準大気圧下 (10^5 Pa) と比べて大きくなることが示された(Perko et al., 2001)。しかし、本研究では 10^5 Pa 下と 50 Pa 下で内部摩擦角の違いは観察されなかった (3.2.2 章参照)。これは、50 Pa 下では付着分子がほとんど取り除かれなかったためだろう。

ここでは、理論モデル(Perko et al., 2001)の通りに超高真空下で十分付着分子が取り除かれることを想定する。超高真空下で形成されるクレーター直径は、(3.14)式で表される内部摩擦角とクレーター直径の関係と、内部摩擦角と大気圧の関係(Perko et al., 2001)を用いて推定することができる。例として、標的物質が粒子直径が $100\text{ }\mu\text{m}$ の珪砂の場合、超高真空下での内部摩擦角は標準大気圧下と比べて約 13° 増大する (図 1.5)。標準大気圧下でのシリカサンドの内部摩擦角 37° が超高真空下で 50° に増大される場合、形成されるクレーター直径は(3.7)式を用いると、標準大気圧下に比べて約 20%減少する。本実験では、数 Pa 下で形成されたクレーター直径は標準大気圧下の約 1.35 倍であり (大気抵抗の減少による)、また大気抵抗は数 Pa 以下ではほぼ効かない (図 3.3)。大気抵抗の減少と内部摩擦角の増大の影響を両方考慮すると、超高真空下でのクレーター直径は標準大気圧下の 1.08 倍(1.35×0.8)となり、あまり大きな違いはない。

3.5 Itokawa の dimple 地形への応用

Itokawa ははやぶさミッションにより直接探査され、表面地形が詳細に観察された。Itokawa 表面の高解像度画像から、Itokawa 表面は他の直接探査された小惑星と比べて独特の特徴を持つことが明らかとなった。Itokawa の表面は大きく分けて二つの地形に分けることができる。一つは rough terrain と呼ばれる多くのボルダーが散在する地形で、もう一つは smooth terrain と呼ばれる比較的細かい粒子層に覆われる地形である(Saito et al., 2006; Yano et al., 2006)。Itokawa 上のクレーターは、浅い形状と不明瞭なリムを持つことが特徴で、また直径 10 m 以下のクレーターがほとんど存在しない(Hirata et al., 2009)。これらのクレーターの特徴は Itokawa の表面環境（微小重力、大きい曲率を持つ表面、ボルダー層の存在、衝突励起振動など）が影響していることが考えられている(Hirata et al., 2009)。加えて、Itokawa 表面の興味深い特徴として、図 3.13 に示すように、smooth terrain（Sagamihara や Muses Sea）上に dimple と呼ばれる内部にボルダーが付随する小さい窪み地形が存在することである。この dimple 地形の成因として、Itokawa 上の一次クレーターから放出されたボルダーの表面への低速度での再衝突(Saito et al., 2006; Nakamura et al., 2008)や、衝突励起振動によるボルダーの沈み込み(Hirata et al., 2009)が提案されている。

ボルダーの低速度衝突により dimple サイズの二次クレーターが形成され得るかどうかを確かめるため、本研究の低速度衝突実験の結果をもとに Itokawa 上で形成される二次クレーター直径を推定した。

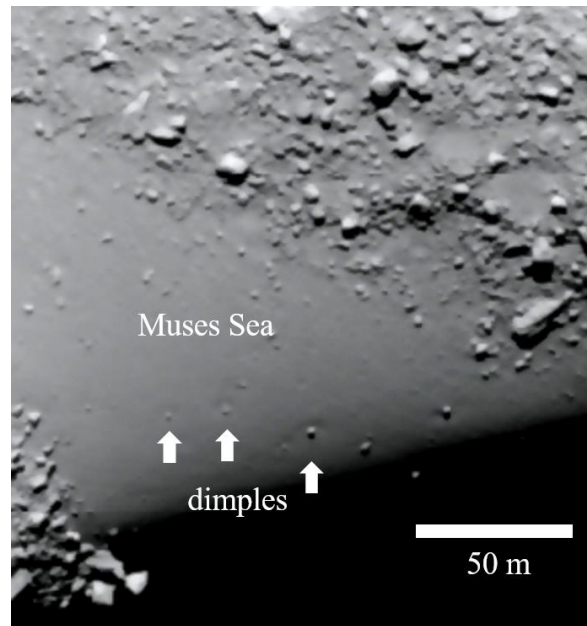


図 3.13. Itokawa 表面の dimple 地形の画像。Dimple 内部にはメートルサイズのボルダーが付随する。(Image ID : ST_2474731509)

球形のボルダーが Itokawa の脱出速度 0.17 m s^{-1} 以下の速度で smooth terrain に衝突する場合を想定した。表面画像より、dimple に付随するボルダーの典型的なサイズは $1-4 \text{ m}$ 程度である。Itokawa の質量と平均半径より (Fujiwara et al., 2006)、表面の重力加速度には $8.71 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ という値を用いた。smooth terrain の粒子層の粒子サイズはミリメートルからセンチメートルサイズの範囲にある (Yano et al., 2006)。このとき、粒子間力と重力の関係から推定される smooth terrain 表層の空隙率は、 $0.56-0.87$ (ファンデルワールス力を適用した場合)、もしくは $0.36-0.55$ (転がり摩擦力を適用した場合) となる (図 2.9(a)、(b)参照)。最も表層は大きい空隙率を持っているかもしれないが、dimple 深さ程度の深さのレゴリス層は衝突励起振動などの過程でより圧密されている可能性が考えられるため、ここではレゴリス層の空隙率は本研究の低速度衝突実験で用いた標的の空隙率 0.4 を想定した。探査機はやぶさが持ち帰った試料から、Itokawa は LL4-LL6 普通コンドライトと似た組成を持つことがわかっていることから (Nakamura et al., 2011)、粒子密度には LL コンドライトの値 $\rho = 3220 \text{ kg m}^{-3}$ (Consolmagno et al., 2008) を用いた。また、レゴリス層の空隙率が 0.4 のとき、レゴリス層のバルク密度は 1932 kg m^{-3} となる。

二次クレーター直径を推定する前に、まず Itokawa 上でのボルダーの貫入深さを検討する必要がある。表面画像からは dimple 内部のボルダーはボルダー上部が露出している。本研究での低速度実験では弾丸貫入深さは測定していなかったため、ボルダー貫入深さを Katsuragi and Durian (2013) で示された経験則を用いて推定する。弾丸貫入深さの経験則は以下のように表される。

$$\frac{2d}{d_1} = 1 + \frac{2mg}{kd_1} + W\left(\frac{2mv_i^2 - 2mgd_1 - kd_1^2}{kd_1^2 e^{1+2mg/kd_1}}\right) \quad (3.13)$$

ここで、 $W(x)$ はランバート関数を表し、また d_1 と k はそれぞれ以下の形で表される。

$$d_1/D_p = (0.25/\tan\theta_r)(\delta_p/\rho) \quad (3.14)$$

$$kD_p/mg = 12\tan\theta_r(\rho/\delta_p)^{1/2} \quad (3.15)$$

ここで、 D_p は弾丸直径を表す。Itokawa 表面での条件(3.13)、(3.14)、(3.15)式にそれぞれ代入することで、ボルダーの貫入深さが推定できる。Itokawa のレゴリス層の内部摩擦角の値はわからないため、ここでは本実験で用いたシリカサンド層の内部摩擦角($\theta_r = 37^\circ$)をレゴリス層の内部摩擦角として仮定した。結

果、メートルサイズのボルダーの表面からの貫入深さはボルダー直径の 0.2 から 1 倍となることが推定された。この場合、ボルダーは二次クレーターの底から少なくとも一部は露出され得る。この結果は、表面画像から観察される dimple 内部のボルダーの特徴と整合的である。また、衝突および貫入実験により粉体層の抵抗力を調べた研究から、Itokawa のボルダーの同様の貫入深さが推定されている(Nakamura et al., 2013)。

Itokawa 上の二次クレーターを推定するために、弾丸と標的の密度比を考慮して、本実験のガラス弾丸の結果を適用することが適している。この結果は Housen and Holsapple (2011)の π スケーリングとほぼ一致しているため(図 3.9(c)参照)、ここでは π スケーリングを用いた。ただし、超高真空下での内部摩擦角の増大を考慮して、クレーター直径には 0.8 をかけた(3.4.4 章参照)。

推定された二次クレーター直径をボルダー直径で規格化したものと衝突速度の関係を図 3.14 に示す。Itokawa の表面画像から観察される dimple 直径は付随するボルダー直径の約 2 倍から 4 倍程度であり、図 3.14 中の灰色で示された部分が上記の範囲を示している。この結果より、メートルサイズのボルダーが Itokawa の脱出速度以下の低速度衝突することで、dimple が形成され得ることがわかる。

本研究の低重力実験では、クレーター直径の重力依存性は 0.20–1 G の範囲で得られたものである。しかし、実際の小天体表面の重力加速度は微小である。本研究の低重力実験で得られた重力依存性が微小重力下でも適用できるかどうかはわからない。また、微小重力下ではレゴリス粒子の粒子間力が重力と比べて無視できない可能性があり(Scheeres et al., 2010; Nagaashi et al., 2018)、クレーターサイズに対してレゴリス粒子の固着力の影響が支配的になるかもしれない。よって、微小重力下でのクレーターサイズを推定するためには重力支配域と強度支配域の境界となる条件を知ることが重要であり、今後の課題である。

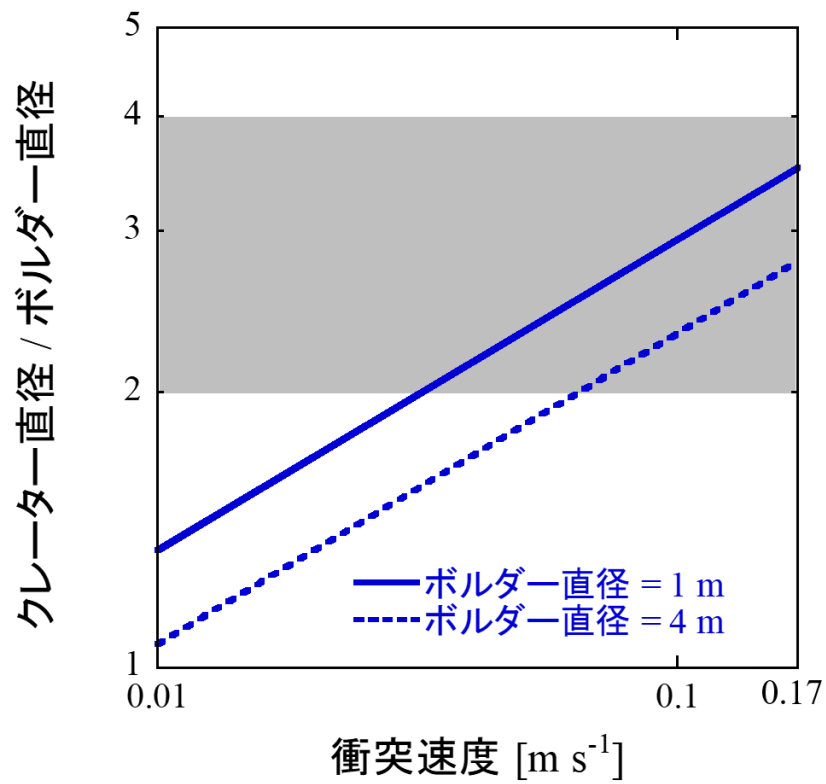


図 3.14. 推定された二次クレーター直径をボルダー直径で規格化したものと衝突速度の関係。ボルダー直径には 1 m と 4 m の二種類を用いた。Itokawa の脱出速度は 0.17 m s^{-1} である。灰色の領域は表面画像から観察された dimple 直径の範囲を示している。

第 4 章

まとめ

小天体表層での低速度衝突で形成されるクレーターサイズを調べるため、本研究では、粒子間力と空隙率の関係を小天体表面環境に適用することで小天体表層レゴリスの粒子サイズと空隙率の関係を推定した。また、低重力下での粉体層への低速度衝突実験を行うことで、低速度域でのクレーター直径の重力依存性を得た。それぞれの結果について以下にまとめる。

小天体表層レゴリスの粒子サイズと空隙率の関係

異なる粒子サイズや粒子形状をもつ粒子を用いて新たに空隙率の測定を行った。粒子はふるいと漏斗を用いて“緩い”充填状態で堆積させ、粒子層の質量と体積から空隙率を算出した。先行研究である Yu et al. (2003)で扱われたデータに加えて本研究で得た新たな測定データまとめ、様々な粉体試料における粒子間力と空隙率の関係を得た。粒子間力にはファンデルワールス力と転がり摩擦力の二種類の場合を考えた。これらの粒子間力には粒子に対する気体の付着分子の影響を考慮したモデル式をそれぞれ適用した。実験結果をもとに、空隙率と、粒子間力と粒子にはたらく重力の比 R_F の関係を以下の形で表した。

$$p = p_0 + (1 - p_0) \exp(-m R_F^{-n})$$

粒子間力にファンデルワールス力を適用した場合、球状粒子で $m = 2.651 \pm 0.072$ 、 $n = 0.175 \pm 0.007$ 、不規則形状粒子では $m = 2.040 \pm 0.164$ 、 $n = 0.177 \pm 0.013$ を得た。また、粒子間力に転がり摩擦力を想定した場合、球状粒子で $m = 6.131 \pm 0.354$ 、 $n = 0.154 \pm 0.006$ 、不規則形状粒子では $m = 4.296 \pm 0.652$ 、 $n = 0.153 \pm 0.012$ を得た。どちらの場合においても、不規則形状粒子の方が球状粒子よりも高い空隙率をもつことがわかった。

上式には重力加速度が含まれており、Itokawa、Ryugu、Eros、Ceres、月表面の重力加速度を代入することで、各天体表層の空隙率と粒子半径の関係をそれぞれ得た。粒子間力にファンデルワールス力を適用した結果と転がり摩擦力を適用した結果を比較すると、ファンデルワールス力よりも転がり摩擦力が粒子

の充填に効く場合の方が、粒子層は充填しやすいことがわかった。Itokawa の結果より、smooth terrain（粒径 mm～cm サイズ）での表層の空隙率は、ファンデルワールス力を適用したとき 0.56–0.87 の範囲、転がり摩擦力を適用したとき 0.36–0.55 の範囲と制約できた。

また、上記のモデル式と粉体層の熱伝導率モデル（熱伝導率と粒子サイズの関係式）を組み合わせることで、空隙率と粒子サイズをそれぞれ推定した。小惑星 Eros と Ryugu、火星衛星 Phobos と Deimos の熱慣性データをもとに空隙率と粒子サイズの推定を行った。ファンデルワールス力を用いた場合 Eros では空隙率が $0.66^{+0.06}_{-0.05}$ 、粒子半径が $(1.8^{+1.8}_{-1.0}) \times 10^{-3}$ m、Ryugu では空隙率が $0.63^{+0.10}_{-0.07}$ 、粒子半径が $(2.1^{+3.1}_{-1.6}) \times 10^{-2}$ m、Phobos では空隙率が $0.62^{+0.05}_{-0.04}$ 、粒子半径が $(1.8^{+1.4}_{-1.3}) \times 10^{-3}$ m、Deimos では空隙率が $0.64^{+0.05}_{-0.04}$ 、粒子半径が $(1.9^{+1.4}_{-1.4}) \times 10^{-3}$ m と見積もられた。一方、転がり摩擦力を用いた場合、Eros では空隙率が $0.36^{+0.02}_{-0.01}$ 、粒子半径が $(3.4^{+2.6}_{-2.0}) \times 10^{-3}$ m、Ryugu では空隙率が $0.36^{+0.02}_{-0.01}$ 、粒子半径が $(4.3^{+4.0}_{-2.3}) \times 10^{-2}$ m、Phobos では空隙率が $0.37^{+0.01}_{-0.01}$ 、粒子半径が $(3.1^{+2.0}_{-1.6}) \times 10^{-3}$ m、Deimos では空隙率が $0.37^{+0.02}_{-0.01}$ 、粒子半径が $(3.3^{+2.1}_{-1.6}) \times 10^{-3}$ m と見積もられた。

これらの物理的特性をリモートで決定することは、探査機による表面からのサンプリングなどの宇宙実験を計画する際に有用である。しかし、粒子の粒径分布が広い場合、本研究で示された関係は適用できないため、粒径分布が及ぼす影響について調べることは今後の課題である。また、近年の実験的研究では、粒子間力には分布があり、JKR 理論を基にした粒子間力(Johnson et al., 1971)よりも小さい値をとるという結果が得られており (Nagaashi et al., 2018)、適用する粒子間力の見直しが必要だと考えられる。

粉体層への低速度衝突で形成されるクレーターサイズの重力依存性

1 G 以下の低重力を模擬できる落下装置を製作し、重力が 0.20 - 1 G、衝突速度が 1 - 4.6 m s⁻¹ の範囲で粉体層への衝突実験を行った。ほとんどの実験は標準大気圧下(10⁵ Pa)で行ったが、大気の影響を調べるために減圧下 (7 Pa) でも行った。7 Pa 下での SUS 弾丸・砂標的の実験で得られたクレーター直径の重力依存性は、過去研究の高速度衝突で得られた重力依存性とほぼ一致した。一方で、標準大気圧下での SUS 弾丸・砂標的および SUS 弾丸・ガラスビーズ標的

の実験で得られた重力依存性は 7 Pa 下での重力依存性よりも強く、エネルギースケーリングよりも弱かった。大気圧の影響を調べる補助的な実験として、一定の衝突速度と重力 (2.7 m s^{-1} 、 1 G) で大気圧を $0.6 - 10^5 \text{ Pa}$ の範囲で変化させ、SUS 弾丸を砂標的に対して衝突させた。大気圧が 10^2 Pa まで減少するにつれて、クレーター直径は増大した。 π スケーリングに大気圧に関する無次元数の項を導入し、補助実験で得られたクレーター直径の大気圧依存性を用いて低重力実験の結果を整理すると、標準大気圧下の実験で得られた重力依存性が減圧下の高速度実験で得られた重力依存性と近い値となった。大気圧の影響を考慮すると、低速度衝突での重力依存性と高速度衝突での重力依存性がほぼ一致することがわかった。

次に、低速度実験で得られたクレーターサイズを高速度実験の結果と比較した。標準大気圧下のガラス弾丸・砂標的の結果を減圧下のクレーターサイズに換算した結果、高速度実験で得られたスケーリング則(Housen and Holsapple, 2011)とほぼ一致した。一方、SUS 弾丸・砂標的でのクレーターサイズは、ガラス弾丸の結果よりも小さくなった。この結果から、高速度域で得られたスケーリング則は、減圧下で弾丸と標的の密度比が 1 に近い場合、衝突速度数 m s^{-1} の低速度域にも適用できる、ということがわかった。密度の大きい弾丸でクレーターサイズが小さくなるのは、弾丸の貫入深さが深くなることによるエネルギーの散逸、もしくは掘削流の始点が深くなることでクレーターの掘削効率が減少したという要因が予想される。

クレーター直径の大気圧依存性について、本実験で得られた結果と高速度衝突の先行研究の結果が異なる要因を説明するため、掘削流中の粒子に対する大気抵抗について考察した。高速度衝突の方が、クレーターリム付近からの放出速度がより大きくなることから、先行研究の結果の方がより大きいクレーター直径の大気圧依存性を持つこと、 10^2 Pa 以下では Epstein 則に従った抵抗が支配的になり、粒子にはたらく重力よりも十分小さくなるため、 10^2 Pa 以下でクレーター直径の大気圧依存性が弱くなることを説明した。

超高真空下である小天体表面でのクレーターサイズを考えるために、標的の内部摩擦角がクレーター直径に与える影響についても考慮した。超高真空下でのクレーター直径は、実験で得られた内部摩擦角とクレーター直径の関係(Uehara et al., 2003)と内部摩擦角と大気圧の理論的な関係(Perko et al., 2001)から

見積もることができる。内部摩擦角の増大によって、超高真空下でのクレーター直径は標準大気圧下のクレーター直径の約 0.8 倍程度となることがわかった。しかし、上述した大気抵抗の減少の影響を考慮すると、結果的に超高真空下でのクレーター直径と標準大気圧下でのクレーター直径はほとんど変わらないということがわかった。

減圧下で弾丸・標的密度比が 1 に近い場合は低速度域でも高速度域で得られたスケーリング則が適用できることから、(Housen and Holsapple, 2011)のスケーリング則を用いて、Itokawa の smooth terrain 上で形成される 2 次クレーター直径を見積もった。Itokawa の脱出速度は 0.17 m s^{-1} 以下のため、非常に低速度衝突で二次クレーターが形成される。Itokawa 表面は超高真空下であるため、見積もりには内部摩擦角の増大の影響も考慮にいった。結果、Itokawa の smooth terrain 上で直径 1–4 m のボルダーの低速度衝突によって形成される 2 次クレーター直径は、探査機 Hayabusa が得た表面画像から観察できる dimple 直径の範囲と重なることがわかった。このことは、Itokawa の dimple 地形の成因が、メートルサイズのボルダーの低速度衝突によって形成された 2 次クレーターである可能性を支持する。

本研究で得られたクレーター直径の重力依存性は、0.20 から 1 G の重力範囲で行われた実験で得られたものである。しかし、多くの小天体表面は微小重力環境であり、例えば、直径数 100 m の天体の表面重力は 10^{-5} G 程度である。本研究で得られた重力依存性がこのような微小重力環境でも適用できるかどうかは未知である。また、微小重力環境ではクレーターサイズに対してレゴリス粒子の固着力が無視できなくなる可能性がある。今後の課題として、微小重力下での重力依存性を実験的に調べること、また固着力の影響が重力の影響を上回る境界条件、つまり重力支配域と強度支配域の境界条件を調べることが挙げられる。

参考文献

- A'Hearn, M.F. et al., 2005. Deep Impact: Excavating Comet Tempel 1. *Science* **310**, 258-264.
- Belton, J. M. S. et al., 1994. First Images of Asteroid 243 Ida. *Science* **265**, 1543-1547.
- Blum, J. and Schrapler, R., 2004. Structure and Mechanical Properties of High-Porosity Macroscopic Agglomerates Formed by Random Ballistic Deposition. *Phys. Rev. Letter* **93**, id. 115503, 4 pages.
- Bottke, W. F. et al., 1994. Velocity distributions among colliding asteroids. *Icarus* **107**, 255-268.
- Bottke, W. F. et al., 2000. Interpreting the elliptical crater populations on Mars, Venus, and the Moon. *Icarus* **145**, 108-121.
- Brisset, J. et al., 2018. Regolith behavior under asteroid-level gravity conditions: low-velocity impact experiments. *Progress in Earth and Planetary Science*, **5**, 73.
- Brownlee, D. et al., 2006. Comet 81P/Wild2 Under a Microscope. *Science* **314**, 1711-1716.
- Burnham, N. A. et al., 1990. Probing the surface forces of monolayer films with an atomic-force microscope. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1931-1934.
- Chan, C.K. and Tien, C.L., 1973. Conductance of packed spheres in vacuum. *J. Heat Transfer* **95**, 302-308.

Chapman, C. R. et al., 2002. Impact history of Eros: Craters and boulders. *Icarus*, 155, 104–118.

Chronological Scientific Tables, 2013. *National Astronomical Observatory of Japan, Maruzen Publishing Corporation, Tokyo*, pp. 396.

Cintala, M. J. et al., 1989. Impact cratering in low-Gravity environments: Results of reconnaissance experimentation on the NASA KC-135A reduced-gravity aircraft. *Proceedings of the 19th Lunar and Planetary Science Conference*, 627–639.

Consolmagno, G. J., Britt, D. T. and Macke, R. J., 2008. The significance of meteorite density and porosity. *Chemie der Erde* **68**, 1–29.

Delbo, M. et al., 2014. Thermal fatigue as the origin of regolith on small asteroids. *Nature* **508**, 233–236.

Domingue, D. L., et al., 2002. Disk-integrated photometry of 433 Eros. *Icarus* **155**, 205–219.

Dowling, D. R. and Dowling, T. R., 2013. Scaling of impact craters in unconsolidated granular materials. *American Journal of Physics* **81**, 873–878.

Epstein, P. S., 1924. On the resistance experienced by spheres in their motion through gases. *Phys. Rev.* **23**, 710.

Fujiwara, A., et al., 2006. The Rubble-Pile Asteroid Itokawa as Observed by Hayabusa. *Science* **312**, 1330–1334.

Gault, D. E. et al., 1972. Effects of microcratering on the lunar surface. *Proc. Lunar Sci. Conf.*, **3**, 2713–2734.

Gault, D. E. and Wedekind, J. A., 1977. Experimental hypervelocity impact into quartz sand—II, Effects of gravitational acceleration. *Impact and Explosion Cratering, Pergamon Press, New York*, 1231–1244.

Gault, D.E. and Wedekind, 1978. Experimental studies of oblique impact. *Proc. Lunar Sci. Conf.*, **9**, 3843-3875.

Goesmann, F. et al., 2015. Organic compounds on comet 67P/Churyumov-Gerasimenko revealed by COSAC mass spectrometry. *Science* **349**, 6247.

Gundlach, B. and Blum, J., 2012. Outgassing of icy bodies in the Solar System – II. Heat transport in dry, porous surface dust layers. *Icarus* **219**, 618–629.

Gundlach, B. and Blum, J., 2013. A new method to determine the grain size of planetary regolith. *Icarus* **223**, 479-492.

Güttler, C., Hirata, N. and Nakamura, A. M., 2012. Cratering experiments on the self armoring of coarse-grained granular targets. *Icarus* **220**, 1040-1049.

Hamaker, H. C., 1937. The London—van der Waals attraction between spherical particles. *Physica* **4**, 1058-1072.

Hartmann, W. K., 1970. Lunar cratering chronology. *Icarus* **13**, 299-301.

Hapke, B., 1986. Bidirectional reflectance spectroscopy: 4. The extinction coefficient and the opposition effect. *Icarus* **67**, 246–280.

Hasegawa, S., et al., 2008. Albedo, Size, and Surface Characteristics of Hayabusa-2 Sample-Return Target 162173 1999 JU3 from AKARI and Subaru Observations. *Publ. Astron. Soc. Japan* **60**, 399–405.

- Heim, L-O. et al., 1999. Adhesion and Friction Forces between Spherical Micrometer-Sized Particles. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3328-3331.
- Hirata, N. et al., 2009. A survey of possible impact structures on 25143 Itokawa. *Icarus* **200**, 486–502.
- Holsapple, K. A., 1981. Coupling parameters in cratering. *Earth & Space Science News—Transactions American Geophysical Union* **62**, 949.
- Holsapple, K.A. and Schmidt, R.M. 1987. Point-source solutions and coupling parameters in cratering mechanics. *J. Geophys. Res.* **92**, 6350–6376.
- Holsapple, K. A., 1993. The scaling of impact processes in planetary sciences. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **21**, 333–373.
- Housen, K.R. and Holsapple, K. A., 2011. Ejecta from impact craters. *Icarus* **211**, 856–875.
- Israelachvili, J. N., 1992. *Intermolecular and surface forces*, 2nd Ed., Academic, San Diego.
- Izenberg, N. R., Murchie, S. L. and Bell III, J. F., 2003. Spectral properties and geologic processes on Eros from combined NEAR NIS and MSI data sets. *Meteorit. Planet. Sci.* **38**, 1053-1077.
- Johnson, K. L., Kendall, K. and Roberts, A. D. 1971. Surface Energy and the Contact of Elastic Solids. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, **324**, 301-313.
- Kadono, T. and Fujiwara, A., 2005. Cavity and crater depth in hypervelocity impact. *Int. J. Impact Eng.* **31**, 1309–1317.

- Kamigaito, O. and Kamiya, N., 1998. Title in Japanese. Uchida rokakuho, Tokyo.
- Katsuragi, H. and Durian, D. J., 2013, Drag force scaling for penetration into granular media. *Phys. Rev. E*, **87**, 052208.
- Keller, H.U. et al., 2010. E-type asteroid (2867) Steins as imaged by OSIRIS on board Rosetta. *Science* **327**, 190-193.
- Kendall, K. et al., 1987. A new method for measuring the surface energy of solids. *Nature* **325**, 794-796.
- Kiuchi, M. and Nakamura, A. M., 2014. Relationship between regolith particle size and porosity on small bodies. *Icarus* **239**, 291–293.
- Lange, M. A. and Ahrens, T. J., 1982. The evolution of an impact-generated atmosphere. *Icarus* **51**, 96-120.
- Lebofsky, L. A., et al., 1978. Visual and radiometric photometry of 1580 Betulia. *Icarus* **35**, 336-343.
- Magri, C., et al., 2001. Radar constrains on asteroid regolith properties using 433 Eros as ground truth. *Meteorit. Planet. Sci.* **36**, 1697–1709.
- Marchi, S. et al., 2015. Cratering on Asteroids. *Asteroids IV*, (University of Arizona Press, Tucson, 2015), 725–744.
- Melosh, H. J., 1989. Impact Cratering: A Geologic Process, *Oxford University Press, New York*.
- Mitchell, J.K., et al., 1974. Space sciences laboratory series 15, issue 7.

Murdoch, N. et al., 2017. An experimental study of low-velocity impacts into granular material in reduced gravity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **468**, 2.

Nagaashi, Y. et al., 2018. Laboratory experiments on agglomeration of particles in a granular stream. *Progress in Earth and Planetary Science* **5**, 52.

Nakamura, A. M. et al., 2008. Impact process of boulders on the surface of Asteroid 25143 Itokawa - Fragments from collisional disruption. *Earth Planet. Space* **60**, 7–12. doi: 10.1186/BF03352756

Nakamura, A. M. et al., 2013. Impact and intrusion experiments on the deceleration of low-velocity impactors by small-body regolith. *Icarus* **223**, 222–233.

Nakamura, T., et al., 2011. Itokawa Dust Particles: A Direct Link Between S-Type Asteroids and Ordinary Chondrites. *Science* **333**, 1113-1116.

Okamoto, T. et al., 2013. Impact experiments of exotic dust grain capture by highly porous primitive bodies. *Icarus* **224**, 209–217.

O’Keefe, J. D. and Ahrens, T. J., 1977. Impact-induced energy partitioning, melting and vaporization on terrestrial planets. *Proc. Lunar Sci. Conf.*, **8**, 3357-3374.

Omura, T. and Nakamura, A. M., 2017. Experimental study on compression property of regolith analogues. *Planetary and Space Science*, **149**, 14-22.

Ostro, S. J., et al., 2004. Radar observations of asteroid 25143 Itokawa (1998 SF36). *Meteorit. Planet. Sci.* **39**, 407-424.

Perko, H. A., Nelson, J. D. and Sadeh W. Z., 2001. Surface Cleanliness Effect on Lunar Soil Shear Strength. *J. Geotech. Geoenviron. Eng.* **127**, 371-383.

Pike, R. J., 1976. Crater dimensions from Apollo and supplemental sources. *The Moon* **15**, 463-477.

Prieur, N. C. et al., 2017. Formation of Simple Impact Craters in Layered Targets: Implications for Lunar Crater Morphology and Regolith Thickness. *Journal of Geophysical Research: Planets* **123**, 1555–1578.

Richardson J. E. et al., 2004. Impact-induced seismic activity on asteroid 433 Eros: A surface modification process. *Science* **306**, 1526–1529.

Richardson J. E., et al., 2005. The global effects of impact induced seismic activity on fractured asteroid surface morphology. *Icarus* **179**, 325–349.

Saito, J. et al., 2006. Detailed images of Asteroid 25143 Itokawa from Hayabusa. *Science* **312**, 1341–1344.

Sakai, T. and Nakamura, A. M., 2005. Quantification of porosity and surface roughness in laboratory measurements of the bidirectional reflectance of asteroid surface analogues. *Earth, Planets, Space* **57**, 71-76.

Sakatani, N., et al., 2012. Experimental study for thermal conductivity structure of lunar surface regolith: Effect of compressional stress. *Icarus* **22**, 1180–1182.

Scheeres, D. J., et al., 2010 Scaling forces to asteroid surfaces: The role of cohesion. *Icarus* **210**, 968-984.

Schmidt, R. M. and Housen, K. R., 1987, Some recent advances in the scaling of impact and explosion cratering. *Int. J. Impact Eng.* **5**, 543–560.

Schultz P. H., 1992. Atmospheric effects on cratering efficiency. *Journal of Geophysical*

Research **97**, 975–1005.

Sierks, H. et al., 2011, Images of Asteroid 21 Lutetia: A Remnant Planetesimal from the Early Solar System. *Science* **334**, 487-490.

Sirono, S., 2014. Numerical simulation of heat conduction in a random ballistic deposited grain aggregate. *Meteorit. Planet. Sci.* **49**, 109-116.

Spinner, S., 1962. Temperature dependence of elastic constants of vitreous silica. *J. Am. Ceram. Soc.* **45**, 394.

Suzuki, A. I. et al., 2013. A formation mechanism for concentric ridges in ejecta surrounding impact craters in a layer of fine glass beads. *Icarus* **225**, 298–307.

Takagi, Y. et al., 2007. Impact cratering experiments in microgravity environment. Lunar and Planetary Science XXXVIII.

Takahashi, K., 2003. Basics of aerosol (in Japanese). *Morikita Publishing Corporation, Tokyo*.

Teiser, J., Engelhardt, I. and Wurm, G., 2011. Properties of protoplanetary dust agglomerates from collision experiments. *Astrophys. J.* **742**, article id. 5, pp.7.

Thomas, P. C., et al., 2005. Differentiation of the asteroid Ceres as revealed by its shape. *Nature* **437**, 224-226.

Tsujido, S. et al., 2015. Ejecta velocity distribution of impact craters formed on quartz sand: Effect of projectile density on crater scaling law. *Icarus*, **262**, 79-92.

Tyburczy, J. A. et al., 1990. Impact-induced devolatilization and hydrogen isotopic fractionation of serpentine: Implications for planetary accretion. *Earth Planet. Sci. Lett.*

98, 245-260.

Uehara, J. S et al., 2003. Low-speed impact craters in loose granular media. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 194301.

Veverka, J. et al., 1994, Galileo's Encounter with 951 Gaspra: Overview. *Icarus* **107**, 2-17.

Veverka, J., et al., 1999. Imaging of Asteroid 433 Eros During NEAR's Flyby Reconnaissance, *Science* **285**, 562-564.

Veverka, J. et al., 2000. NEAR at Eros: Imaging and Spectral Results. *Science* **289**, 2088-2097

Wakeman, R. J., 1975. Packing densities of particles with log-normal size distributions. *Powder Technol.* **11**, 297-299.

Walsh, A. M. et al., 2003. Morphology and Scaling of Impact Craters in Granular Media. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 104301.

Wilson, L. and Head, J.W., 2015. Groove formation on Phobos: Testing the Stickney ejecta emplacement model for a subset of the groove population. *Planetary and Space Science* **105**, 26–42.

Yamamoto, S. et al., 2017. Impact velocity dependence of transient cratering growth. *Journal of Geophysical Research: Planets* **122**, 1077–1089.

Yano, H., et al., 2006. Touchdown of the Hayabusa Spacecraft at the Muses Sea on Itokawa. *Science* **312**, 1350-1353.

Yeomans, D. K., 1997. Estimating the Mass of Asteroid 253 Mathilde from Tracking Data

During NEAR Flyby. *Science* **278**, 2106-2109.

Yu, A. B., Bridgwater, J. and Burbidge, A. 1997. On the modelling of the packing of fine particles. *Powder Technol.* **92**, 185-194.

Yu, A. B., et al., 2003. On the relationship between porosity and interparticle forces. *Powder Technol.* **130**. 70-76.

Zellner, B., et al., 1977. The asteroid albedo scale. I. Laboratory polarimetry of meteorites. *Proc. Lunar Sci. Conf.* **8**, 1091-1110.

水谷仁, 1980, クレーターの科学, 東京大学出版.

謝辞

本研究を遂行するにあたり、神戸大学大学院理学研究科在学中から 7 年間に渡りご指導、ご鞭撻を頂いた神戸大学大学院理学研究科の中村昭子准教授に心より感謝申し上げます。中村先生には惑星科学や衝突物理の基礎知識から実験技術、研究の進め方に至るまで様々なご指導を頂きました。得られた実験結果を前に、多くの知識や新しい見地をもって様々な角度から物理を探ろうとする姿勢から多くのことを学ばせて頂きました。また、神戸大学大学院を退学した後も、本論文をまとめるために在学中と同じようなご指導を頂き、心より感謝申し上げます。

本研究を進めるにあたりゼミや学会などでの長年に渡る大変貴重なご指導を頂き、また本論文をまとめる際にも多くのご助言を頂いた神戸大学大学院理学研究科の荒川政彦教授をはじめ、多くのご助言を頂いた保井みなみ助教、小川和律技術職員にも心から感謝申し上げます。

千葉工業大学惑星探査研究センターの和田浩二主席研究員には、本研究において多くの貴重なご助言を頂きました、心より感謝申し上げます。宇宙科学研究所の長谷川直様には、本論文をまとめるにあたり、多くのご助言を頂き、また業務内容のスケジュール等をご配慮頂き、心より感謝申し上げます。

実験の実施にあたり、落下装置の開発において神戸大学理学部の三軒一義元技術職員には多大なサポートを頂きました。また、宇宙科学研究所の真空チャンバを用いた実験では、宇宙科学研究所の長谷川直様、鈴木絢子様、石山謙様には実験のサポートおよびご助言を頂きました。神戸大学大学院理学研究科の大村知美様、長足友哉様にも神戸大学ならびに宇宙科学研究所での実験のサポートをして頂きました。また、大村知美様には実験で用いた粉体試料の粒度分布のデータを提供して頂きました。これらの皆様にも心より感謝申し上げます。

最後に、長年に渡る学生生活において、神戸大学大学院理学研究科の旧太陽系科学グループ、旧実験惑星科学グループ、旧水惑星科学グループ、現惑星宇宙物理学グループ、現実験惑星科学グループに在籍した数多くの先輩方、同期の皆様、後輩方には励ましを頂き、研究を続ける支えとなりました。心より感謝申し上げます。

ます。

付録

表 A1 クレーター形成実験における実験条件と結果

表 A1. クレーター形成実験における実験条件と結果

Shot Name	Projectile	Target	Impact velocity [ms ⁻¹]	Gravitational acceleration [G]	Atmospheric pressure [Pa]	Gas type*	Projectile mass [g]	Projectile diameter [mm]	Projectile density [kgm ⁻³]	Target density [kgm ⁻³]	Crater diameter [mm]
SS1.00High-01	Steel sphere	Silica sand	4.5	1	1.0×10 ⁵	Air	2	8	7900	1500	27.9
SS1.00High-02	Steel sphere	Silica sand	4.5	1	1.0×10 ⁵	Air	2	8	7900	1500	28.1
SS1.00High-03	Steel sphere	Silica sand	4.5	1	1.0×10 ⁵	Air	2	8	7900	1500	27.2
SS1.00High-04	Steel sphere	Silica sand	4.5	1	1.0×10 ⁵	Air	2	8	7900	1500	29.1
SS1.00High-05	Steel sphere	Silica sand	4.5	1	1.0×10 ⁵	Air	2	8	7900	1500	29.2
SS1.00High-06	Steel sphere	Silica sand	2.43	1	1.0×10 ⁵	Air	2	8	7900	1500	23.6
SS1.00High-07	Steel sphere	Silica sand	2.46	1	1.0×10 ⁵	Air	2	8	7900	1500	22.1
SS1.00High-08	Steel sphere	Silica sand	2.57	1	1.0×10 ⁵	Air	2	8	7900	1500	24.1
SS1.00High-09	Steel sphere	Silica sand	1.98	1	1.0×10 ⁵	Air	2	8	7900	1500	21.6
SS1.00High-10	Steel sphere	Silica sand	2.12	1	1.0×10 ⁵	Air	2	8	7900	1500	21.3
SS1.00High-11	Steel sphere	Silica sand	2.01	1	1.0×10 ⁵	Air	2	8	7900	1500	20.2
SS1.00High-12	Steel sphere	Silica sand	1.65	1	1.0×10 ⁵	Air	2	8	7900	1500	19.9
SS1.00High-13	Steel sphere	Silica sand	1.45	1	1.0×10 ⁵	Air	2	8	7900	1500	17.1
SS1.00High-14	Steel sphere	Silica sand	1.51	1	1.0×10 ⁵	Air	2	8	7900	1500	18.4

SS1.00High-15	Steel sphere	Silica sand	3.69	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	28.9
SS1.00High-16	Steel sphere	Silica sand	3.7	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	25.1
SS1.00High-17	Steel sphere	Silica sand	3.73	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	25.2
SS1.00High-18	Steel sphere	Silica sand	1.4	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	17.7
SS1.00High-19	Steel sphere	Silica sand	1.4	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	20.7
SS1.00High-20	Steel sphere	Silica sand	1.4	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	21.3
SS1.00High-21	Steel sphere	Silica sand	1.4	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	21.2
SS1.00High-22	Steel sphere	Silica sand	1.98	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	23.1
SS1.00High-23	Steel sphere	Silica sand	1.98	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	21.2
SS1.00High-24	Steel sphere	Silica sand	1.98	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	21.2
SS1.00High-25	Steel sphere	Silica sand	3.13	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	23.5
SS1.00High-26	Steel sphere	Silica sand	3.13	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	24
SS1.00High-27	Steel sphere	Silica sand	3.13	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	26.3
SS1.00High-28	Steel sphere	Silica sand	3.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	27.4
SS1.00High-29	Steel sphere	Silica sand	3.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	27
SS1.00High-30	Steel sphere	Silica sand	3.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	25.4

SS1.00High-31	Steel sphere	Silica sand	2.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	23.1
SS1.00High-32	Steel sphere	Silica sand	2.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	24.3
SS1.00High-33	Steel sphere	Silica sand	2.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	22.8
SS1.00High-34	Steel sphere	Silica sand	3.96	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	27.5
SS1.00High-35	Steel sphere	Silica sand	3.96	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	27.2
SS1.00High-36	Steel sphere	Silica sand	3.96	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	28.8
SS1.00High-37	Steel sphere	Silica sand	2.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	23.8
SS1.00High-38	Steel sphere	Silica sand	2.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	26
SS1.00High-39	Steel sphere	Silica sand	2.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	24.4
SS1.00High-40	Steel sphere	Silica sand	3.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	27
SS1.00High-41	Steel sphere	Silica sand	3.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	26.6
SS1.00High-42	Steel sphere	Silica sand	3.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	28.5
SS1.00High-43	Steel sphere	Silica sand	4.2	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	30.5
SS1.00High-44	Steel sphere	Silica sand	4.2	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	30.1
SS1.00High-45	Steel sphere	Silica sand	4.2	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	28.8
SS0.50High-01	Steel sphere	Silica sand	3.05	0.50	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	30.9

SS0.50High-02	Steel sphere	Silica sand	3.26	0.58	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	30.2
SS0.50High-03	Steel sphere	Silica sand	3.14	0.47	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	30.2
SS0.50High-04	Steel sphere	Silica sand	3.9	0.51	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	32.3
SS0.50High-05	Steel sphere	Silica sand	3.63	0.50	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	32.3
SS0.50High-06	Steel sphere	Silica sand	3.73	0.51	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	30.3
SS0.50High-07	Steel sphere	Silica sand	3.6	0.51	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	32.7
SS0.50High-08	Steel sphere	Silica sand	1.29	0.42	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	18.7
SS0.50High-09	Steel sphere	Silica sand	1.36	0.42	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	19.2
SS0.50High-10	Steel sphere	Silica sand	1.49	0.56	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	20.1
SS0.50High-11	Steel sphere	Silica sand	2.13	0.58	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	20.5
SS0.50High-12	Steel sphere	Silica sand	1.99	0.45	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	27.2
SS0.50High-13	Steel sphere	Silica sand	1.97	0.50	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	23
SS0.50High-14	Steel sphere	Silica sand	2.56	0.51	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	27.5
SS0.50High-15	Steel sphere	Silica sand	2.39	0.49	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	29
SS0.50High-16	Steel sphere	Silica sand	2.54	0.54	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	26.2
SS0.50High-17	Steel sphere	Silica sand	3.25	0.52	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	33.6

SS0.50High-18	Steel sphere	Silica sand	2.99	0.55	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	28.8
SS0.50High-19	Steel sphere	Silica sand	3.12	0.57	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	32
SS0.50High-20	Steel sphere	Silica sand	1.42	0.46	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	22.7
SS0.50High-21	Steel sphere	Silica sand	1.29	0.43	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	19.4
SS0.50High-22	Steel sphere	Silica sand	1.21	0.38	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	22.9
SS0.50High-23	Steel sphere	Silica sand	2.17	0.51	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	26.1
SS0.50High-24	Steel sphere	Silica sand	1.89	0.41	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	25.6
SS0.50High-25	Steel sphere	Silica sand	2.02	0.50	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	23.9
SS0.50High-26	Steel sphere	Silica sand	2.53	0.50	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	25.6
SS0.50High-27	Steel sphere	Silica sand	2.72	0.63	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	25.6
SS0.50High-28	Steel sphere	Silica sand	2.6	0.56	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	25.4
SS0.50High-29	Steel sphere	Silica sand	3.36	0.57	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	31
SS0.50High-30	Steel sphere	Silica sand	2.99	0.40	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	31.1
SS0.50High-31	Steel sphere	Silica sand	3.17	0.57	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	31.5
SS0.50High-32	Steel sphere	Silica sand	3.84	0.61	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	33
SS0.50High-33	Steel sphere	Silica sand	3.39	0.42	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	31.3

SS0.50High-34	Steel sphere	Silica sand	3.53	0.53	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	32.2
SS0.50High-35	Steel sphere	Silica sand	1.55	0.50	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	22.3
SS0.50High-36	Steel sphere	Silica sand	1.67	0.51	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	23.9
SS0.50High-37	Steel sphere	Silica sand	1.81	0.50	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	26.8
SS0.50High-38	Steel sphere	Silica sand	1.82	0.49	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	25.3
SS0.50High-39	Steel sphere	Silica sand	1.84	0.49	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	25
SS0.50High-40	Steel sphere	Silica sand	1.99	0.49	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	25
SS0.50High-41	Steel sphere	Silica sand	1.98	0.50	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	25.1
SS0.50High-42	Steel sphere	Silica sand	2.59	0.48	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	27.2
SS0.50High-43	Steel sphere	Silica sand	2.44	0.49	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	27.7
SS0.50High-44	Steel sphere	Silica sand	2.42	0.48	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	27.9
SS0.50High-45	Steel sphere	Silica sand	3.14	0.49	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	28.5
SS0.50High-46	Steel sphere	Silica sand	3.46	0.49	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	31.2
SS0.50High-47	Steel sphere	Silica sand	3.62	0.47	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	31.5
SS0.25High-01	Steel sphere	Silica sand	1.36	0.21	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	23.8
SS0.25High-02	Steel sphere	Silica sand	1.49	0.23	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	23.3

SS0.25High-03	Steel sphere	Silica sand	2.1	0.25	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	24.1
SS0.25High-04	Steel sphere	Silica sand	2.39	0.27	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	30.3
SS0.25High-05	Steel sphere	Silica sand	3.07	0.24	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	34.1
SS0.25High-06	Steel sphere	Silica sand	2.86	0.26	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	31
SS0.25High-07	Steel sphere	Silica sand	2.39	0.27	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	29.8
SS0.25High-08	Steel sphere	Silica sand	2.82	0.30	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	29.8
SS0.25High-09	Steel sphere	Silica sand	2.78	0.26	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	31.7
SS0.25High-10	Steel sphere	Silica sand	1.8	0.25	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	24.8
SG1.00High-01	Steel sphere	Glass beads	4.6	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	50.5
SG1.00High-02	Steel sphere	Glass beads	4.6	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	48.4
SG1.00High-03	Steel sphere	Glass beads	4.6	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	48.7
SG1.00High-04	Steel sphere	Glass beads	4.6	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	46.1
SG1.00High-05	Steel sphere	Glass beads	4.6	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	49.4
SG1.00High-06	Steel sphere	Glass beads	4.6	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	49.7
SG1.00High-07	Steel sphere	Glass beads	1.4	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	29.9
SG1.00High-08	Steel sphere	Glass beads	1.4	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	32.4

SG1.00High-09	Steel sphere	Glass beads	1.4	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	30.9
SG1.00High-10	Steel sphere	Glass beads	1.98	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	32.3
SG1.00High-11	Steel sphere	Glass beads	1.98	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	34.4
SG1.00High-12	Steel sphere	Glass beads	1.98	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	35
SG1.00High-13	Steel sphere	Glass beads	2.8	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	39.6
SG1.00High-14	Steel sphere	Glass beads	2.8	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	38.1
SG1.00High-15	Steel sphere	Glass beads	2.8	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	38.4
SG1.00High-16	Steel sphere	Glass beads	3.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	41.8
SG1.00High-17	Steel sphere	Glass beads	3.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	42.7
SG1.00High-18	Steel sphere	Glass beads	3.43	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	44.4
SG1.00High-19	Steel sphere	Glass beads	3.96	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	47
SG1.00High-20	Steel sphere	Glass beads	3.96	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	47.9
SG1.00High-21	Steel sphere	Glass beads	3.96	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	46.5
SG1.00High-22	Steel sphere	Glass beads	2.42	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	34.7
SG1.00High-23	Steel sphere	Glass beads	2.42	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	38.3
SG1.00High-24	Steel sphere	Glass beads	2.42	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	37.2

SG0.50High-01	Steel sphere	Glass beads	3.7	0.45	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	50.4
SG0.50High-02	Steel sphere	Glass beads	3.66	0.61	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	50.6
SG0.50High-03	Steel sphere	Glass beads	4.18	0.54	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	53.8
SG0.50High-04	Steel sphere	Glass beads	3.73	0.46	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	49.2
SG0.50High-05	Steel sphere	Glass beads	3.48	0.55	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	48.4
SG0.50High-06	Steel sphere	Glass beads	3.39	0.47	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	51.7
SG0.50High-07	Steel sphere	Glass beads	1.07	0.58	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	32.4
SG0.50High-08	Steel sphere	Glass beads	1.17	0.58	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	34
SG0.50High-09	Steel sphere	Glass beads	1	0.50	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	34.9
SG0.50High-10	Steel sphere	Glass beads	1.54	0.60	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	35
SG0.50High-11	Steel sphere	Glass beads	1.4	0.47	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	38.7
SG0.50High-12	Steel sphere	Glass beads	1.67	0.54	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	37.3
SG0.50High-13	Steel sphere	Glass beads	1.87	0.58	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	36
SG0.50High-14	Steel sphere	Glass beads	1.93	0.57	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	40.4
SG0.50High-15	Steel sphere	Glass beads	2.07	0.55	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	39.9
SG0.50High-16	Steel sphere	Glass beads	2.18	0.55	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	40.2

SG0.50High-17	Steel sphere	Glass beads	2.04	0.48	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	38.1
SG0.50High-18	Steel sphere	Glass beads	2.68	0.58	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	42.7
SG0.50High-19	Steel sphere	Glass beads	2.83	0.58	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	46.5
SG0.50High-20	Steel sphere	Glass beads	2.63	0.57	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	43.8
SG0.50High-21	Steel sphere	Glass beads	3.4	0.56	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	47.4
SG0.50High-22	Steel sphere	Glass beads	3.28	0.54	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	46.6
SG0.50High-23	Steel sphere	Glass beads	3.08	0.55	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	46.1
GS1.00High-01	Glass sphere	Silica sand	1.40	1	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	14.9
GS1.00High-02	Glass sphere	Silica sand	1.40	1	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	15.1
GS1.00High-03	Glass sphere	Silica sand	1.40	1	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	15.7
GS1.00High-04	Glass sphere	Silica sand	1.98	1	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	16.5
GS1.00High-05	Glass sphere	Silica sand	1.98	1	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	17.3
GS1.00High-06	Glass sphere	Silica sand	1.98	1	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	16.4
GS1.00High-07	Glass sphere	Silica sand	3.13	1	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	22.5
GS1.00High-08	Glass sphere	Silica sand	3.13	1	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	21.6
GS1.00High-09	Glass sphere	Silica sand	3.13	1	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	22.5

GS1.00High-10	Glass sphere	Silica sand	4.43	1	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	26.2
GS1.00High-11	Glass sphere	Silica sand	4.43	1	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	27.2
GS1.00High-12	Glass sphere	Silica sand	4.43	1	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	26.3
GS0.36High-01	Glass sphere	Silica sand	3.2	0.36	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	25.3
GS0.36High-02	Glass sphere	Silica sand	3.62	0.36	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	27.5
GS0.36High-03	Glass sphere	Silica sand	3	0.35	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	23.4
GS0.36High-04	Glass sphere	Silica sand	3.32	0.37	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	25.2
GS0.36High-05	Glass sphere	Silica sand	2.5	0.36	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	22.1
GS0.36High-06	Glass sphere	Silica sand	2.38	0.35	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	21.7
GS0.36High-07	Glass sphere	Silica sand	2.52	0.37	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	22.9
GS0.20High-01	Glass sphere	Silica sand	3.82	0.23	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	32.5
GS0.20High-02	Glass sphere	Silica sand	3.08	0.20	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	30.9
GS0.20High-03	Glass sphere	Silica sand	3.14	0.20	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	27.8
GS0.20High-04	Glass sphere	Silica sand	3.2	0.21	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	29.3
GS0.20High-05	Glass sphere	Silica sand	2.79	0.19	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	29.1

GS0.20High-06	Glass sphere	Silica sand	3	0.19	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	28.8
GS0.20High-07	Glass sphere	Silica sand	3.51	0.19	1.0×10^5	Air	0.69	8	2560	1500	29
SS1.00Low-01	Steel sphere	Silica sand	2.64	1	7.0	Air	2	8	7900	1500	31.1
SS1.00Low-02	Steel sphere	Silica sand	2.64	1	7.0	Air	2	8	7900	1500	31.1
SS1.00Low-03	Steel sphere	Silica sand	4.5	1	7.0	Air	2	8	7900	1500	37.8
SS1.00Low-04	Steel sphere	Silica sand	4.28	1	7.0	Air	2	8	7900	1500	37.1
SS1.00Low-05	Steel sphere	Silica sand	1.4	1	7.0	Air	2	8	7900	1500	24.7
SS1.00Low-06	Steel sphere	Silica sand	1.4	1	7.0	Air	2	8	7900	1500	24.7
SS0.56Low-01	Steel sphere	Silica sand	3.2	0.55	7.0	Air	2	8	7900	1500	37.2
SS0.56Low-02	Steel sphere	Silica sand	3.1	0.52	7.0	Air	2	8	7900	1500	37.2
SS0.56Low-03	Steel sphere	Silica sand	3.2	0.60	7.0	Air	2	8	7900	1500	36.6
SS0.33Low-01	Steel sphere	Silica sand	3.2	0.33	7.0	Air	2	8	7900	1500	40.9
SS0.33Low-02	Steel sphere	Silica sand	3.1	0.32	7.0	Air	2	8	7900	1500	40.6
SS0.33Low-03	Steel sphere	Silica sand	3.2	0.33	7.0	Air	2	8	7900	1500	40.9

SS1.00 Air - 01	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	3.0×10	Air	2	8	7900	1500	30.6
SS1.00 Air - 02	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	3.2×10	Air	2	8	7900	1500	31.3
SS1.00 Air - 03	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	3.2×10	Air	2	8	7900	1500	30.8
SS1.00 Air - 04	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	22.5
SS1.00 Air - 05	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	23
SS1.00 Air - 06	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^5	Air	2	8	7900	1500	23.5
SS1.00 Air - 07	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	9.9×10	Air	2	8	7900	1500	32
SS1.00 Air - 08	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	5.2×10^2	Air	2	8	7900	1500	27.6
SS1.00 Air - 09	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^4	Air	2	8	7900	1500	27.3
SS1.00 Air - 10	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	5.9	Air	2	8	7900	1500	32.6
SS1.00 Air - 11	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	7.1	Air	2	8	7900	1500	31.5
SS1.00 Air - 12	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	8.1	Air	2	8	7900	1500	30.9
SS1.00 Air - 13	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^3	Air	2	8	7900	1500	28.4
SS1.00 Air - 14	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^3	Air	2	8	7900	1500	27.4
SS1.00 Air - 15	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^2	Air	2	8	7900	1500	30.2
SS1.00 Air - 16	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^2	Air	2	8	7900	1500	31.4

SS1.00 Air - 17	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	9.0×10^{-1}	Air	2	8	7900	1500	32.6
SS1.00 Air - 18	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	2.9	Air	2	8	7900	1500	31.8
SS1.00 Air - 19	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	6.0×10^{-1}	Air	2	8	7900	1500	33.3
SS1.00 Air - 20	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	8.9×10^3	Air	2	8	7900	1500	25
SS1.00 Air - 21	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	9.4×10^3	Air	2	8	7900	1500	23.3
SS1.00 Air - 22	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	9.1×10^3	Air	2	8	7900	1500	26.8
SS1.00 Air - 23	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	4.8×10^3	Air	2	8	7900	1500	26.2
SS1.00 Air - 24	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	4.7×10^3	Air	2	8	7900	1500	25.7
SS1.00 Air - 25	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	9.8×10^2	Air	2	8	7900	1500	28.2
SS1.00 Air - 26	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	7.0×10^{-1}	Air	2	8	7900	1500	31.8
SS1.00 Air - 27	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	2.5×10^2	Air	2	8	7900	1500	28.8
SS1.00 Air - 28	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	2.3×10^2	Air	2	8	7900	1500	31.1
SS1.00 Air - 29	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	4.9×10^2	Air	2	8	7900	1500	30.8
SS1.00 Air - 30	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^4	Air	2	8	7900	1500	22.5
SS1.00 Air - 31	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	5.2×10^3	Air	2	8	7900	1500	28.3
SS1.00 Air - 32	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	2.0×10^3	Air	2	8	7900	1500	28.7

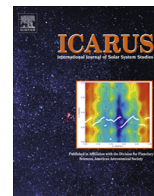
SS1.00 Air - 33	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	2.5×10^3	Air	2	8	7900	1500	26.9
SS1.00 Air - 34	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	2.6×10^3	Air	2	8	7900	1500	27
SS1.00 Air - 35	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	5.1×10^3	Air	2	8	7900	1500	23.6
SS1.00 Air - 36	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	2.5×10^2	Air	2	8	7900	1500	31.4
SS1.00 Air - 37	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	3.2×10	Air	2	8	7900	1500	32
SS1.00 Air - 38	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	6.3	Air	2	8	7900	1500	30.2
SS1.00He-01	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.3×10^3	He	2	8	7900	1500	30.1
SS1.00He-02	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^3	He	2	8	7900	1500	31.2
SS1.00He-03	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.2×10^3	He	2	8	7900	1500	30
SS1.00He-04	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^5	He	2	8	7900	1500	21.9
SS1.00He-05	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.8×10^2	He	2	8	7900	1500	31.2
SS1.00He-06	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^5	He	2	8	7900	1500	25.2
SS1.00He-07	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^2	He	2	8	7900	1500	31.3
SS1.00He-08	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	2.5×10^3	He	2	8	7900	1500	28.8
SS1.00He-09	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	2.5×10^3	He	2	8	7900	1500	27.5
SS1.00He-10	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^2	He	2	8	7900	1500	31.3

SS1.00He-11	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^4	He	2	8	7900	1500	26.2
SS1.00He-12	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.2×10^2	He	2	8	7900	1500	30.4
SS1.00He-13	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	6.0×10^2	He	2	8	7900	1500	29.8
SS1.00He-14	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	5.0×10^2	He	2	8	7900	1500	29
SS1.00He-15	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	2.5×10^3	He	2	8	7900	1500	29.8
SS1.00He-16	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^5	He	2	8	7900	1500	21.6
SS1.00He-17	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	4.9×10^2	He	2	8	7900	1500	31.6
SS1.00He-18	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^4	He	2	8	7900	1500	25.5
SS1.00He-19	Steel sphere	Silica sand	2.7	1	1.0×10^4	He	2	8	7900	1500	26.4

.

副論文

1. Kiuchi M. and Nakamura A.M. (2014). Relationship between regolith particle size and porosity on small bodies. *Icarus* 239, 291-293.
2. Kiuchi M. and Nakamura A.M. (2014). Corrigendum to “Relationship between regolith particle size and porosity on small bodies”. *Icarus* 248, 221.
3. Kiuchi, M. et al. (2018) Experimental study on gravitational and atmospheric effects on crater size formed by low-velocity impacts into granular media. *Journal of Geophysical Research: Planets*. (revised)



Note

Relationship between regolith particle size and porosity on small bodies



Masato Kiuchi*, Akiko M. Nakamura

Department of Earth and Planetary Sciences, Kobe University, 1-1 Rokkodai-cho, Nada-ku, Kobe 657-8501, Japan

ARTICLE INFO

Article history:

Received 27 January 2014

Revised 11 April 2014

Accepted 21 May 2014

Available online 2 June 2014

Keywords:

Asteroid Itokawa
Asteroids surfaces
Regoliths

ABSTRACT

We obtain an empirical relationship between porosity and the interparticle force of granular media based on measurement data on the ground. We apply the relationship to the condition of the surface of small bodies to estimate the porosity and the particle size of the regolith.

© 2014 Elsevier Inc. All rights reserved.

1. Introduction

Planetary small bodies are covered by a particulate layer called the regolith. The particle size and porosity of the regolith surface of small bodies are important physical properties. The responses of the surface to solar irradiation, e.g., bidirectional reflectance and thermal inertia are dependent on the particle size and porosity. The particle size and porosity affect the dynamic responses of the surface, such as the cratering efficiency (Housen and Holsapple, 2011; Güttler et al., 2012).

Information on the lunar regolith was obtained by the Apollo missions. The particle size was directly measured and the mean porosity of the regolith was estimated by drive core tube samples, rotary drill core samples, analysis of astronaut footprints on the lunar surface, and so on (Mitchell et al., 1974). The mean porosity of the lunar regolith was 51%. Observational data at various wavelengths provide clues to the particle size or the porosity of small bodies' surfaces. For example, the thermal radiation of asteroids detected by infrared photometry indicates whether the thermal inertia of the surface is high or low, and hence whether the surface is covered by rocks or lunar-type regolith (e.g. Lebofsky et al., 1978). The optical polarization-phase curves of asteroids have shapes similar to those of crushed meteorites, which contain a broad mixture of particle sizes around under 500 μm (Zellner et al., 1977). The near-surface bulk porosity of asteroids has been estimated using ground-based radar data to have a mean of $51 \pm 14\%$ (Magri et al., 2001). The angular width of the opposition surge in optical reflectance was interpreted in terms of the porosity and particle size distribution within the optically active portion of the regolith. S-class asteroids have been suggested to have surface porosities ranging from 40% to 80% (Hapke, 1986; Domingue et al., 2002).

The range of porosity of the particle layer depends on the particle size and the size distribution. The porosity is dependent on the impact velocity of dust agglomerates on to the surface (Teiser et al., 2011). When tapped or compressed, the porosity of the particle layer decreases from its loose packing state (e.g., Sakai and Nakamura, 2005). Here we modify an empirical relationship between porosity and interparticle forces determined from measurement data collected on the ground (Yu et al., 2003) and apply it to small bodies to obtain the relationship between grain size and the maximum porosity of the surface of small bodies. We then combine this relationship with a heat conductivity model for regolith (Gundlach

and Blum, 2013) and estimate the particle size and porosity of the regolith simultaneously for small bodies.

2. Relationship between particle size and porosity

An empirical relationship between porosity and the ratio of the magnitudes of the interparticle force and gravity that act on a particle was presented by Yu et al. (2003). The porosity was measured for particles in the loose packing state, and different porosities were interpreted as due to differences in particle size, i.e., the interparticle force. The interparticle force was estimated assuming that it is roughly equivalent to the capillary force. The capillary force is the interparticle force when a liquid is added to solid particles. They determined an empirical relationship between the capillary force and particle size of wet particles of the form $r^{-0.54}$, where r is the particle radius, and applied it to the interparticle force of dry particles. Because the capillary force is not suitable for describing the interparticle force for particles under a high vacuum condition such as in interplanetary space, and the van der Waals force is generally larger than the electrostatic force (Scheeres et al., 2010), in this study we assume that the van der Waals force is predominant in the interparticle forces. A model formula of the van der Waals force F_v in which the effect of adsorbate molecules is taken into account by a parameter is defined as

$$F_v = \frac{AS^2}{48\Omega^2} r, \quad (1)$$

where A is Hamaker constant (Hamaker, 1937), r is particulate radius, Ω is the diameter of an O^{-2} ion ($=1.32 \times 10^{-10} \text{ m}$), t is the adsorbate thickness, and $S = \frac{q}{t}$ is the cleanliness ratio, which shows the smallness of the number of adsorbate molecules (Perko et al., 2001). The cleanliness ratio S is approximately 0.1 on Earth and almost unity in interplanetary space. Another expression of the interparticle attractive force introduced in JKR theory (Johnson et al., 1971) is

$$F_{JKR} = \frac{3}{2} \pi \gamma r \quad (2)$$

where γ is surface energy. Substituting $A = 6.3 \times 10^{-20} \text{ J}$ for SiO_2 (Israelachvili, 1992) and $S = 1$ into Eq. (1) gives $F_v/r = 0.075 \text{ N m}^{-1}$. There is a range of values for the surface energy of SiO_2 in the literature, but if we adopt $\gamma = 0.0186 \text{ J m}^{-2}$ (Heim et al., 1999) for Eq. (2), then $F_{JKR}/r = 0.088 \text{ N m}^{-1}$, which is slightly larger than that above derived from Eq. (1).

* Corresponding author.

E-mail address: mkiuchi@stu.kobe-u.ac.jp (M. Kiuchi).

In addition to the data on glass beads (Wakeman, 1975) and fused alumina particles (Yu et al., 1997) used in the previous study (Yu et al., 2003), two sets of literature data are used here: measurements of 1.5 μm monodispersed silica particles (Blum and Schrapler, 2004) and silica particles with 80 wt.% between 1 and 5 μm (Teiser et al., 2011) in evacuated conditions. The glass beads and the silica particles were spheres, while the fused alumina particles, whose sizes bridged the gap between the size ranges of the large glass beads and the fine silica particles, were irregular in shape. To check whether there were apparent differences due to particle shape, we used spherical fly ash particles of average diameter 5 μm and density 1950 kg m^{-3} . The detailed size distribution of the particles was shown in a previous study (Sakai and Nakamura, 2005). Experiments were conducted under the poured packing condition using a funnel method under atmospheric conditions. The fly ash particles were poured into a funnel 8 cm in diameter, through which the particles flowed into a cylinder 4 cm in diameter. We then measured the mass and volume of the powder in the cylinder to derive the porosity in a loose random packing state. The height of the funnel from the cylinder was varied between 3 and 20 cm. The porosity did not change for this range of pouring heights.

We calculated F_v for all data using Eq. (1), and obtained a revised relationship between the porosity and the ratio R_F of the magnitudes of the van der Waals force and gravity F_g , $R_F = \frac{F_v}{F_g}$, as shown in Fig. 1a. Here, R_F is the so-called Bond number, which can be defined as the ratio of the interparticle force to the weight of a particle (Scheeres et al., 2010). For the calculation, we used the following values: $A = 6.3 \times 10^{-20} \text{ J}$ (SiO_2) for silica particles, glass beads and fly ash, and $14 \times 10^{-20} \text{ J}$ (Al_2O_3) for fused alumina particles (Israelachvili, 1992). We assumed a cleanliness ratio $S = 0.1$ for the fused alumina particles (Yu et al., 1997), glass beads (Wakeman, 1975), and fly ash particles, $S = 0.33$ for the silica particles of Blum and Schrapler (2004), and $S = 0.5$ for the silica particles of Teiser et al. (2011). We use the median radius of particles. An empirical formula used in the previous study (Yu et al., 2003)

$$p = p_0 + (1 - p_0) \exp(-mR_F^n) \quad (3)$$

was applied to fit the data. Here p is porosity and p_0 , m and n are constants. In Yu et al. (2003), p_0 is 0.4 for loose random packing, but the porosities of some of the glass beads (Wakeman, 1975) are less than 0.4, so we assume that p_0 is 0.36. The data points are fit by the empirical curve closely. Fig. 1b shows that the relationship

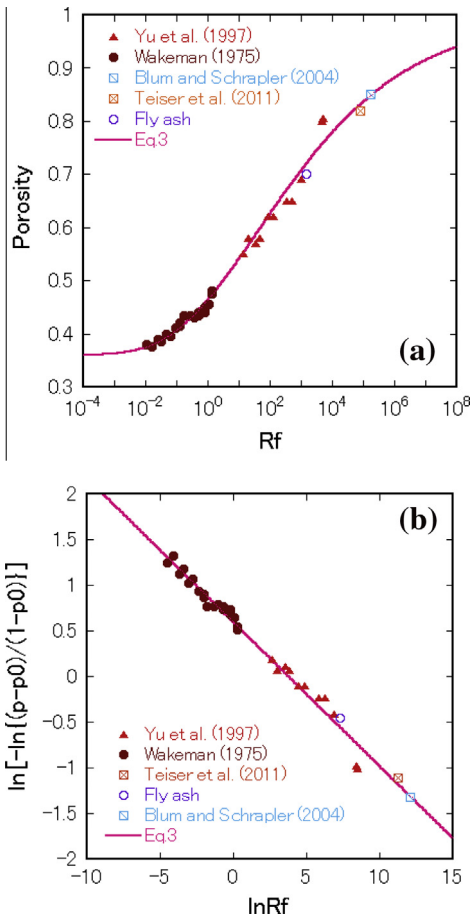


Fig. 1. Porosity of granular media as a function of the ratio R_F of the magnitudes of the van der Waals force and gravity expressed (a) in a linear form and (b) in a form $\ln[-\ln((p - p_0)/(1 - p_0))]$ versus $\ln R_F$.

between $\ln[-\ln((p - p_0)/(1 - p_0))]$ and $\ln R_F$ is closely represented by a linear function. We assume that the particle is spherical in shape. Substituting Eq. (1) to Eq. (3) yields

$$p = p_0 + (1 - p_0) \exp \left\{ -m \left(\frac{AS^2}{64\pi\Omega^2 \rho g r^2} \right)^{-n} \right\} \quad (4)$$

where ρ is particle density and g is gravitational acceleration. We obtain different values of m and n from those in the previous study: $m = 1.821 \pm 0.031$ and $n = 0.158 \pm 0.004$.

3. Application to small bodies

3.1. Relationship between particle radius and porosity on the surface of small bodies

We apply Eq. (4) to the conditions on the surfaces of small bodies to derive the relationship between particle radius and the maximum porosity, i.e., porosity in the loose packing state. For example, in the case of Asteroid 25143 Itokawa, we adopt $A = 6.3 \times 10^{-20} \text{ J}$, and $S = 1$. Because the petrologic data of the samples returned by the spacecraft confirmed that Itokawa has a composition similar to LL4–LL6 ordinary chondrites (Nakamura et al., 2011), we assume $\rho = 3220 \text{ kg m}^{-3}$, the value of LL chondrites (Consolmagno et al., 2008). Based on its mass and mean radius (Fujiwara et al., 2006), the gravitational acceleration of Itokawa is assumed to $8.71 \times 10^{-5} \text{ ms}^{-2}$, and we obtain the relationship for the surface of Itokawa shown in Fig. 2.

Similarly, we calculated the above relationships for near-Earth Asteroids 433 Eros and 1999JU3, a main-belt Asteroid 253 Mathilde, a dwarf planet Ceres, and the Moon. In all cases, we assumed the values of A , S , and Ω were the same as those of Itokawa. We adopted $\rho = 3360 \text{ kg m}^{-3}$, the value of L chondrites (Consolmagno et al., 2008), based on the similarity of the reflectance data with L6 chondrite (Izenberg et al., 2003) and $g = 6 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-2}$ (Veveřka et al., 1999) for Eros. We assumed $\rho = 2250 \text{ kg m}^{-3}$, the value of CM chondrites (Consolmagno et al., 2008) for 1999JU3, which is the target of the Japanese asteroid sample-return mission Hayabusa-2 (Hasegawa et al., 2008). We used $g = 2 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-2}$ based on the assumption that its bulk density is 1300 kg m^{-3} , the value of Asteroid 253 Mathilde (Yeomans, 1997), and the estimated mean radius (Hasegawa et al., 2008). In the case of Ceres, we assumed that the density of the particles on the surface is equal to the bulk density of the body: accordingly, $\rho = 2077 \text{ kg m}^{-3}$ (Thomas et al., 2005) and $g = 3 \times 10^{-1} \text{ ms}^{-2}$ based on its mass and mean radius (Thomas et al., 2005). For the Moon, the density of regolith $\rho = 3110 \text{ kg m}^{-3}$ (Mitchell et al., 1974) and $g = 1.622 \text{ ms}^{-2}$ were adopted.

The results for Eros, 1999JU3, Ceres, and the Moon are also shown in Fig. 2. This indicates that even regolith consisting of cm-sized particles can have a porosity of up to about 0.7. The particle size of Itokawa ranges from millimeter to centimeter in the fine-particle, smooth-terrain region of the Muses Sea (Yano et al., 2006). Fig. 2 shows that the range of porosity would be 0.55–0.8. The porosity range estimated from the ground-based radar observations $0.53^{+0.19}_{-0.10}$ (Ostro et al., 2004) overlaps the present estimate for the smooth terrain, although it centers at a lower value. The particle size on the rough terrain of Itokawa is larger than that on the smooth terrain. Therefore, the average porosity of the whole surface of Itokawa should be lower than that of the smooth terrain. The mean particle radius was 20–65 μm and the mean porosity was 0.51 on the Moon in the depth range of 0–15 cm (Mitchell et al., 1974). Fig. 2 shows that the particles in the above range would have a porosity of 0.7–0.8 on the Moon. The smaller porosity on the Moon compared to the present estimation could be due to a wide range of regolith particle sizes. The temperature dependence of the interparticle attractive force is not taken into account in this study.

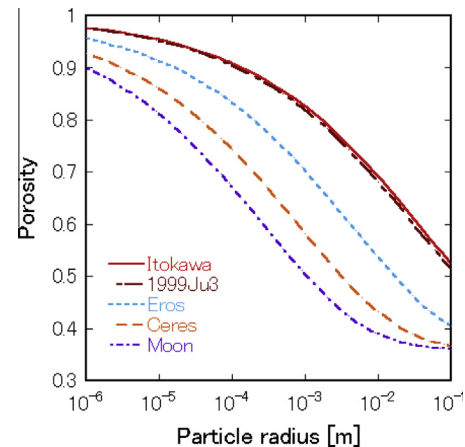


Fig. 2. Porosity as a function of particle radius on the surface of small bodies.

However, the surface energy in Eq. (2) is expected to be dependent on temperature (Gundlach and Blum, 2012).

3.2. Simultaneous estimation of particle radius and porosity based on a heat conducting model

Gundlach and Blum (2013) estimated the particle size of small bodies using thermal inertia data and a heat conductivity model for the regolith. The heat conductivity λ can be expressed by thermal inertia Γ as

$$\lambda = \frac{\Gamma^2}{\varphi \rho C} \quad (5)$$

with the packing density φ , defined as $\varphi = 1 - p$, and the specific heat capacity C of the regolith particles. The heat conductivity of a granular material with temperature T in vacuum is given by (Gundlach and Blum, 2013)

$$\lambda(r, \varphi) = \lambda_p \frac{r_c(r)}{r} \xi(\varphi) \chi + 8\sigma\epsilon T^3 e_1 \frac{1-\varphi}{\varphi} r \quad (6)$$

The first term of the right hand side is the conductive term corresponding to the heat transported through the solid network of particles, where λ_p , $r_c(r)$, $\xi(\varphi)$, and χ are the heat conductivity of a particle, radius of contact interface of two particles due to an external applied force (Chan and Tien, 1973; Sakatani et al., 2012) or interparticle attractive force (Gundlach and Blum, 2012), a factor giving structural information on the particle chains that was shown to be represented by an exponential function of the packing fraction (Gundlach and Blum, 2012; Sirono, 2014), and a correction factor for the particle shape and size distribution, respectively. The second term is the radiative term corresponding to the heat transported through the pore space of the granular media by radiation, where σ , ϵ , and e_1 are the Stefan–Boltzmann constant, the emissivity (assumed unity in the following), and an empirically determined constant ($e_1 = 1.34 \pm 0.01$), respectively. Combining Eqs. (5) and (6) yields

$$\frac{\Gamma^2}{(1-p)\rho C} = \lambda_p \frac{r_c(r)}{r} \xi(p) \chi + 8\sigma\epsilon T^3 e_1 \frac{p}{1-p} r \quad (7)$$

which shows the thermal inertia is expressed as a function of particle radius and porosity. Using Eqs. (4) and (7), we can estimate the particle size and the porosity of regolith for small bodies simultaneously.

We apply the above formula for Eros and 1999JU3 because for these objects, the first term of the right-hand side in Eq. (7) can be neglected and the discussion becomes simple and straightforward. We adopt the measured thermal inertias Γ and their surface temperature T during observation used in the previous study (Gundlach and Blum, 2013). Those values are $\Gamma = 150 \pm 50 \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ s}^{-0.5}$, $T = 252 \text{ K}$ for Eros and $\Gamma = 500 \pm 250 \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ s}^{-0.5}$, $T = 277 \text{ K}$ for 1999JU3. The results of the calculation are as follows: $p = 0.66^{+0.06}_{-0.05}$ and $r = (1.8^{+1.8}_{-1.0}) \times 10^{-3} \text{ m}$ and $p = 0.63^{+0.10}_{-0.06}$ and $r = (2.1^{+3.1}_{-1.6}) \times 10^{-2} \text{ m}$ for Eros and 1999JU3, respectively, where the estimated particle radius is consistent with the previous study. The ranges of the estimated values correspond to the error of the measured thermal inertia. If we assume double the value for the Hamaker constant the results are as follows: $p = 0.67^{+0.05}_{-0.05}$ and $r = (1.8^{+1.8}_{-1.0}) \times 10^{-3} \text{ m}$ for Eros and $p = 0.63^{+0.10}_{-0.06}$ and $r = (2.1^{+3.1}_{-1.6}) \times 10^{-2} \text{ m}$ for 1999JU3. These results do not show an apparent difference from the original results. Note that, however, if the interparticle force has smaller size dependence, for example, is proportional to $r^{2/3}$ as indicated for rolling friction (Krijt et al., 2014), the values of porosity would become smaller. The surface of 1999JU3 is thought to be covered by centimeter-sized particles with a highly porous structure, as for Itokawa. The surface porosity of Eros estimated in this study is between those from the radar observation $0.47^{+0.26}_{-0.16}$ (Magri et al., 2001) and from the angular width of opposition surge in optical reflectance $0.7\text{--}0.8$ (Domingue et al., 2002). This tendency of estimated porosity according to the wavelength of the probe electromagnetic wave (13 cm for radio, $\sim 10 \mu\text{m}$ for infrared, and $0.55 \mu\text{m}$ for optical waves) may correspond to the vertical structure of the regolith, with the fluffiest particles in the uppermost layer. On small bodies, gravity is low and the hydrostatic pressure applied to the regolith is also small. However, the effect of impact compression and seismic shaking could make the regolith compact. The porosity of regolith that experienced such processes could be smaller than that of fresh regolith at the top of the surface.

4. Summary

We obtained an empirical relationship between porosity and the ratio of the magnitudes of the van der Waals force and gravity based on measurement data with a narrow particle size distribution on the ground. This relationship may be applied to the condition of the surface of small bodies to estimate the maximum porosity and the particle size of regolith. Furthermore, by combining the above relationship with the thermal inertia data and a heat conductivity model for the regolith, the particle size and the porosity of regolith for small bodies can be estimated simultaneously. The estimated particle size and porosity of regolith for Eros are reasonable when we compare our results with the optical and radar observational results. Determining these physical properties remotely is useful for planning space experiments such as sampling from the surface. If the particles have a wide

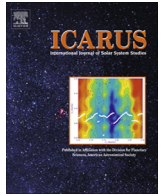
size distribution, the relationship presented in this study will not apply. Refinement and modification of this approach are subjects for future work.

Acknowledgment

This research was supported by JSPS KAKENHI (No. 25400453).

References

- Blum, J., Schrapler, R., 2004. Structure and mechanical properties of high-porosity macroscopic agglomerates formed by random ballistic deposition. *Phys. Rev. Lett.* 93, id. 115503, 4pp.
- Chan, C.K., Tien, C.L., 1973. Conductance of packed spheres in vacuum. *J. Heat Trans.* 95, 302–308.
- Consolmagno, G.J., Britt, D.T., Macke, R.J., 2008. The significance of meteorite density and porosity. *Chem. Erde* 68, 1–29.
- Domingue, D.L. et al., 2002. Disk-integrated photometry of 433 Eros. *Icarus* 155, 205–219.
- Fujiwara, A. et al., 2006. The rubble-pile asteroid Itokawa as observed by Hayabusa. *Science* 312, 1330–1334.
- Gundlach, B., Blum, J., 2012. Outgassing of icy bodies in the Solar System – II. Heat transport in dry, porous surface dust layers. *Icarus* 219, 618–629.
- Gundlach, B., Blum, J., 2013. A new method to determine the grain size of planetary regolith. *Icarus* 223, 479–492.
- Güttler, C., Hirata, N., Nakamura, A.M., 2012. Cratering experiments on the self armoring of coarse-grained granular targets. *Icarus* 220, 1040–1049.
- Hamaker, H.C., 1937. The London–van der Waals attraction between spherical particles. *Physica* 4, 1058–1072.
- Hapke, B., 1986. Bidirectional reflectance spectroscopy: 4. The extinction coefficient and the opposition effect. *Icarus* 67, 246–280.
- Hasegawa, S. et al., 2008. Albedo, size, and surface characteristics of Hayabusa-2 sample-return target 162173 1999 JU3 from AKARI and Subaru observations. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* 60, 399–405.
- Heim, L.-O. et al., 1999. Adhesion and friction forces between spherical micrometer-sized particles. *Phys. Rev. Lett.* 83, 3328–3331.
- Housen, K.R., Holsapple, K.A., 2011. Ejecta from impact craters. *Icarus* 211, 856–875.
- Israelachvili, J.N., 1992. *Intermolecular and Surface Forces*, second ed. Academic, San Diego.
- Izenberg, N.R., Murchie, S.L., Bell III, J.F., 2003. Spectral properties and geologic processes on Eros from combined NEAR NIS and MSI data sets. *Meteorit. Planet. Sci.* 38, 1053–1077.
- Johnson, K.L., Kendall, K., Roberts, A.D., 1971. Surface energy and the contact of elastic solids. *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A: Math. Phys. Sci.* 324, 301–313.
- Krijt, S., Dominik, C., Tielens, A.G.G.M., 2014. Rolling friction of adhesive microspheres. *J. phys.* 47, id. 175302, 9pp.
- Lebofsky, L.A. et al., 1978. Visual and radiometric photometry of 1580 Betulia. *Icarus* 35, 336–343.
- Magri, C. et al., 2001. Radar constrains on asteroid regolith properties using 433 Eros as ground truth. *Meteorit. Planet. Sci.* 36, 1697–1709.
- Mitchell, J.K. et al., 1974. *Space Sciences Laboratory Series* 15, issue 7.
- Nakamura, T. et al., 2011. Itokawa dust particles: A direct link between S-type asteroids and ordinary chondrites. *Science* 333, 1113–1116.
- Ostro, S.J. et al., 2004. Radar observations of Asteroid 25143 Itokawa (1998 SF36). *Meteorit. Planet. Sci.* 39, 407–424.
- Perko, H.A., Nelson, J.D., Sadeh, W.Z., 2001. Surface cleanliness effect on lunar soil shear strength. *J. Geotech. Geoenviron. Eng.* 127, 371–383.
- Sakai, T., Nakamura, A.M., 2005. Quantification of porosity and surface roughness in laboratory measurements of the bidirectional reflectance of asteroid surface analogues. *Earth Planets Space* 57, 71–76.
- Sakatani, N. et al., 2012. Experimental study for thermal conductivity structure of lunar surface regolith: Effect of compressional stress. *Icarus* 221 (2012), 1180–1182.
- Scheeres, D.J. et al., 2010. Scaling forces to asteroid surfaces: The role of cohesion. *Icarus* 210, 968–984.
- Sirono, S., 2014. Numerical simulation of heat conduction in a random ballistic deposited grain aggregate. *Meteorit. Planet. Sci.* 49, 109–116.
- Teiser, J., Engelhardt, I., Wurm, G., 2011. Properties of protoplanetary dust agglomerates from collision experiments. *Astrophys. J.* 742, article id. 5, 7pp.
- Thomas, P.C. et al., 2005. Differentiation of the asteroid Ceres as revealed by its shape. *Nature* 437, 224–226.
- Veverka, J. et al., 1999. Imaging of Asteroid 433 Eros during NEAR's flyby reconnaissance. *Science* 285, 562–564.
- Wakeman, R.J., 1975. Packing densities of particles with log-normal size distributions. *Powder Technol.* 11, 297–299.
- Yano, H. et al., 2006. Touchdown of the Hayabusa Spacecraft at the Muses Sea on Itokawa. *Science* 312, 1350–1353.
- Yeomans, D.K., 1997. Estimating the mass of Asteroid 253 Mathilde from tracking data during NEAR flyby. *Science* 278, 2106–2109.
- Yu, A.B., Bridgwater, J., Burbidge, A., 1997. On the modelling of the packing of fine particles. *Powder Technol.* 92, 185–194.
- Yu, A.B. et al., 2003. On the relationship between porosity and interparticle forces. *Powder Technol.* 130, 70–76.
- Zellner, B. et al., 1977. The asteroid albedo scale. I. Laboratory polarimetry of meteorites. *Proc. Lunar Sci. Conf.* 8, 1091–1110.



Corrigendum

Corrigendum to “Relationship between regolith particle size and porosity on small bodies” [Icarus 239 (2014) 291–293]



Masato Kiuchi*, Akiko M. Nakamura

Department of Earth and Planetary Sciences, Kobe University, 1-1 Rokkodai-cho, Nada-ku, Kobe 657-8501, Japan

The authors regret that Kiuchi and Nakamura (2014) has been found to contain two errors related to Fig. 1. First, the silica particles used by Teiser et al. (2011) were not spherical as described on page 292, line 6 but irregular in shape. Second, in Fig. 1(a) the values of R_f of Wakeman (1975) data are smaller than the correct values by one order of magnitude. The latter error has been corrected and Fig. 1 of this corrigendum presents the corrected version. The data of Wakeman (1975) have a different tendency from the others. The difference can be due to non-negligible effect of particle shape on porosity in high-packing state. The revised fitting is conducted to those except for the data of Wakeman (1975). The relationship shown in Eq. (3) is applicable to the range of porosity larger than ~ 0.5 . The modified values of m and n are obtained: $m = 1.942 \pm 0.168$ and $n = 0.167 \pm 0.012$. These values are in agreement with the previous ones within the uncertainties, therefore none of the following discussions are affected by these corrections.

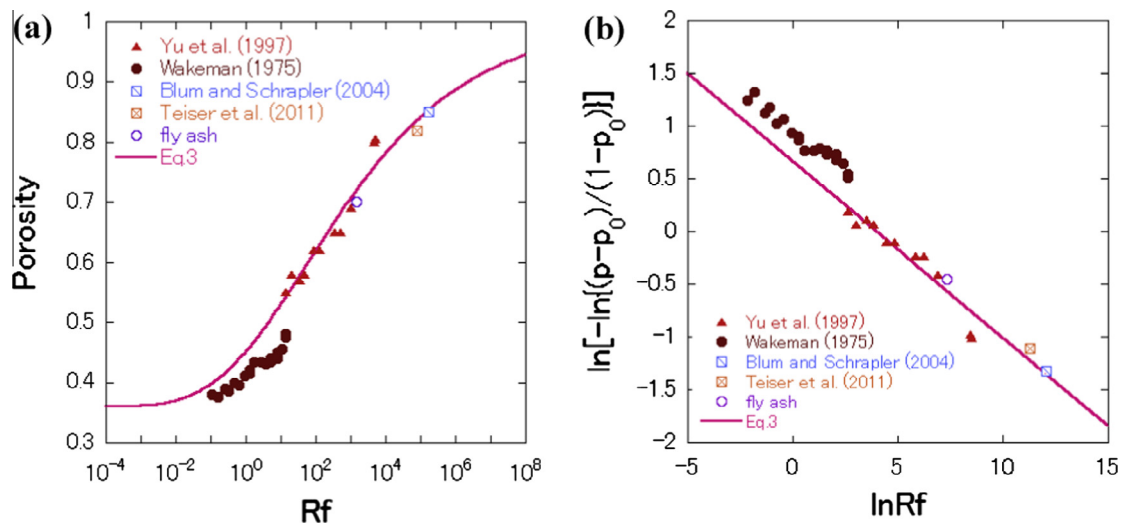


Fig. 1. Porosity of granular media as a function of the ratio R_f of the magnitudes of the van der Waals force and gravity expressed (a) in a linear form and (b) in a form $\ln[-\ln((p-p_0)/(1-p_0))]$ versus $\ln R_f$.

DOI of original article: <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2014.05.029>

* Corresponding author.

E-mail address: mkiuchi@stu.kobe-u.ac.jp (M. Kiuchi).

1
2
3
4 **Experimental study on gravitational and atmospheric effects on crater size formed by low-velocity**
5 **impacts into granular media**
6

7 **M. Kiuchi¹, A. M. Nakamura², and K. Wada³**

8 ¹Institute of Space and Astronautical Science, JAXA

9 ²Department of Planetology, Kobe University

10 ³Planetary Exploration Research Center, Chiba Institute of Technology

11
12 Corresponding author: Masato Kiuchi (mkiuchi06@gmail.com)
13
14

15 **Key Points:**

- 16 • We investigated the effects of gravity on crater diameter in low-velocity impact experiments into
17 granular materials.
18
19 • We found the crater size scaling law of high-velocity impact can be applied to the low-
20 velocity of ms^{-1} , under reduced ambient pressure.
21
22 • We estimated secondary crater diameter on asteroid Itokawa based on the results of our
23 experiments.
24

Abstract

Collisions are ubiquitous phenomena on the surface of solar system objects. When secondary craters form on the surface of small bodies, such as asteroids and comets, the impactors have very low velocities of several m s^{-1} or less. These secondary collisions can affect the surface topography of small bodies. Therefore, it is important to investigate low-velocity impacts on a target simulating regolith to understand the effects of secondary collisions on the surface of small bodies. We conducted impact experiments into granular materials with a velocity range of 1 to 4.6 m s^{-1} , under a gravity range of 0.20 to 1 G, to investigate the effects of gravity on crater diameter. The gravitational dependence obtained under the reduced ambient pressure almost agreed with those obtained for high-velocity impacts in previous studies. Gravitational dependences obtained under the standard atmospheric condition roughly agreed with the dependence obtained under the reduced pressure condition when a term of non-dimensional atmospheric pressure was added to the scaling relationship. It was found that the crater-size scaling law obtained for high-velocity impacts could be applied to low-velocity impacts of several m s^{-1} under the reduced ambient pressure when the density ratio of the projectile to the target was close to unity. Finally, we applied the experimental results to estimate the diameters of secondary craters on asteroid 25143 Itokawa and compared the diameters with the dimple topography on Itokawa. The results support the hypothesis that dimples are formed by low-velocity impacts of meter-sized boulders.

1 Introduction

Collisions between planetary bodies generally occur at high-velocities ranging from several km s^{-1} to several tens of kms^{-1} , which causes impact destruction and crater formation. On the other hand, when secondary craters form on the surface of small bodies, such as asteroids and comets, impact velocity is less than the escape velocity of the small body, so very low-velocity collisions of several m s^{-1} or less occur. For example, the escape velocities of asteroid 433 Eros, with an average diameter of 19 km, and asteroid 25143 Itokawa, with an average diameter of 330 m, are about 10 m s^{-1} and 0.17 m s^{-1} , respectively. Secondary collisions can affect the surface topography of small bodies. For example, dimples on Itokawa and grooves on the Martian satellite Phobos may have been formed by secondary collisions (Saito et al., 2006; Nakamura et al., 2008; Wilson and Head, 2015). Secondary craters can also affect crater-size frequency distributions, where distinguishing secondary craters from primary craters during crater counting is not a straightforward procedure. Therefore, it is important to investigate low-velocity impacts on a target simulating regolith to understand the effects of secondary collisions on the surface of small bodies.

Although a number of low-velocity impact experiments with velocities in the range of several m s^{-1} and granular targets have been conducted to investigate crater size (e.g., Uehara et al., 2003; Walsh et al., 2003), these experiments were performed under 1 G. On the other hand, the surfaces of small bodies are within a microgravity environment, so it is important to understand how gravity affects crater size. A few studies have investigated the effect of gravity on crater size for mid- to high-velocity (65 m s^{-1} to 6.6 km s^{-1}) impacts: the gravitational dependence of crater size was obtained in the low- and high-gravity range (Gault and Wedekind, 1977; Cintala et al., 1989; Schmidt and Housen, 1987). In these studies, data were compiled using a crater-size scaling law called pi-scaling, which can be expressed by dimensionless parameters based on the results of impact and explosion experiments (e.g., Holsapple, 1993; Housen and Holsapple, 2011).

When the effects of atmospheric pressure are small, crater size can be expressed by the following formula, in which gravity is dominant for crater formation:

$$\pi_R \propto \pi_2^{-\alpha} \pi_4^{\beta}, (1)$$

where π_R , π_2 and π_4 are the scaled crater radius, the gravity-scaled size, and the scaled density, respectively and α and β are fitting parameters. The scaled crater radius, gravity-scaled size, and scaled density can be expressed as follows:

$$\pi_R = R(\rho_t/m)^{1/3} \quad (2)$$

$$\pi_2 = ga/v_i^2 \quad (3)$$

$$\pi_4 = \rho_t/\delta_p \quad (4)$$

where R , ρ_t , m , g , a , v_i , and δ_p are the crater radius, target material density, projectile mass, gravitational acceleration, projectile radius, impact velocity, and projectile density, respectively. It has been assumed that power-law scaling- laws, represented by Eq. (1), can be determined in terms of a single combined measure of the impact source (Holsapple, 1981). The single measure C was called the “coupling parameter” and expressed by fitting parameters μ and ν , as follows:

$$C = av_i^\mu \delta_p^\nu \quad (5)$$

The exponent values of α and β in Eq. (1) can be expressed using μ and ν as in Eqs. (6) and (7):

$$\alpha = \mu/(2 + \mu) \quad (6)$$

$$\beta = (2 + \mu - 6\nu)/3(2 + \mu) \quad (7)$$

In theory, the value of μ ranges from 1/3 to 2/3 (i.e., α ranges from 1/7 to 1/4). The value of μ equals 1/3 when crater size is dependent on the momentum of the projectile (i.e., momentum scaling), whereas the value of μ equals 2/3 when crater size is dependent on the kinetic energy of the projectile (i.e., energy scaling). It is empirically known that the value of ν is 0.4 under various experimental conditions, whereas the value of ν is 1/3 for energy scaling and momentum scaling (Housen and Holsapple, 2011). Impact experiments into sand targets, with a velocity of 6.64 km s⁻¹ and gravity range of 0.07 to 1 G, resulted in $\alpha = 0.165$ ($\mu = 0.40$) (Gault and Wedekind, 1977), and those into a polymineralic blasting sand target with a velocity range of 65 to 130 m s⁻¹ under a gravity range of 0.05 to 0.59 G, resulted in $\alpha = 0.148$ ($\mu = 0.35$) (Cintala et al., 1989). Explosion and impact experiments into sand targets with a velocity range of 1.55 to 5.16 km s⁻¹ under a gravity range of 1 to 400 G, resulted in $\alpha = 0.17$ ($\mu = 0.41$) (Schmidt and Housen, 1987). These results show that the gravity dependence of crater size is almost constant within a velocity range of 65 m s⁻¹ to 6.64 km s⁻¹. The above values of α and μ were obtained when gravity was changed while the impact velocity was kept almost constant. As an example of experiments in which impact velocity was changed, impact experiments into sand targets with a velocity range of 0.7 to 6 km s⁻¹ under 1 G were conducted and $\alpha = 0.17$ ($\mu = 0.41$) was obtained

(Yamamoto et al., 2017). These values of α and μ obtained when the impact velocity was changed are almost equal to the values obtained when the gravity was changed in agreement with Eq. (1).

In contrast, low-velocity experiments into granular targets with a velocity range of several m s^{-1} under 1 G showed that the crater diameter was proportional to the impact energy (i.e., $\alpha = 1/4$ and $\mu = 2/3$) (Dowling and Dowling, 2013), except for craters formed by dense projectiles (Uehara et al., 2003; Walsh et al., 2003). Thus, the dependence of crater size on impact velocity appears to be inconsistent between high- and mid-velocity and low-velocity impact experiments.

The gravitational dependence of crater size has been obtained in the medium- and high-impact velocity range ($65 \text{ m s}^{-1} - 6.64 \text{ km s}^{-1}$); however, to understand the impact phenomena on the surface of small bodies, it is important to understand how gravity affects crater size for low-velocity impacts. Therefore, we conducted impact experiments into granular materials with the velocity range of 1 to 4.6 m s^{-1} under a gravity range of 0.20 to 1 G. Because previous studies in the literature of low-velocity experiments under 1 G (Uehara et al., 2003; Walsh et al., 2003; Dowling and Dowling, 2013) were conducted under standard atmospheric pressure (10^5 Pa), most of our experiments were conducted under the same atmospheric pressure for comparison, but we also conducted several experiments under reduced ambient pressure (7 Pa) because of the atmosphere-less condition of small bodies. We found that the crater diameter and the gravitational dependence under the reduced pressure were different from those under atmospheric pressure. Therefore, we conducted supplementary experiments with an impact velocity of 2.7 m s^{-1} , under 1 G, in which the atmospheric pressure ranged from 0.6 to 10^5 Pa , to determine how crater size depends on atmospheric pressure. Then, we applied the experimental results to an estimation of diameters of secondary craters on Itokawa and compared it with the dimple topography on Itokawa. All of the different variables defined in the manuscript are described in Table 1.

a	: projectile radius
c	: sound velocity of gas
C	: coupling parameter
C_1, H_1	: fitting parameters in Eq. (16)
C_D	: drag coefficient
d, k	: variables in Eq. (19)
D	: crater diameter
D_p	: projectile diameter
F	: drag force against to the ejecta particle
g	: gravitational acceleration
g'	: falling acceleration of the target container
k'	: Boltzmann constant
l	: drop distance of the target container
m	: projectile mass
m_e	: mass of the ejecta particle
M	: mass of the gas molecule
P	: atmospheric pressure
r_e	: radius of the ejecta particle
r_{gas}	: radius of the gas molecule
R	: crater radius
R_{gas}	: gas constant
t	: elapsed time from impact
T	: temperature
T_{crater}	: crater formation time
$v_{container}$	: falling velocity of the target container
v_e	: ejection velocity of the particle
v_i	: impact velocity
x	: distance from the impact point
$\alpha, \beta, \varepsilon$	: fitting parameters in Eq. (1) and (12)
γ, δ	: fitting parameters in Eq. (10)
δ_p	: projectile density
η	: viscosity of gas
θ_r	: internal friction angle
μ, ν	: fitting parameters in Eq. (5)
π_2	: gravity-scaled size
π_4	: scaled density
π_p	: scaled atmospheric pressure
π_R	: scaled crater radius
ρ_{gas}	: gas density
ρ_t	: bulk density of the target

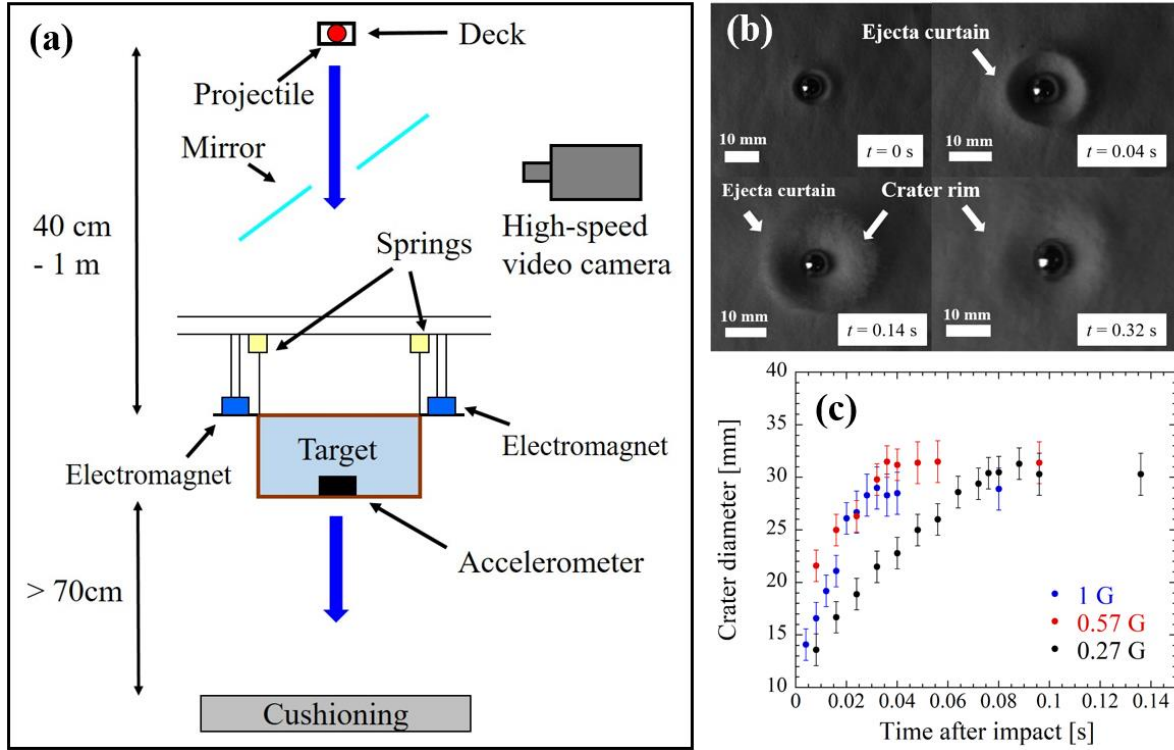


Figure 1. (a) Experimental setup for impact experiments under low-gravity conditions. (b) Crater formation process when a steel projectile impacts silica sand with impact velocity $v_i = 2.4 \text{ m s}^{-1}$ under 0.27 G (SS0.25High-04). The images were taken by a high-speed video camera while the target container was falling. The elapsed time from impact is shown by t . At $t = 0.04 \text{ s}$, immediately after impact, ejecta curtain formed and spread outward from the impact point. At $t = 0.14 \text{ s}$, a crater rim can be seen inside the ejecta curtain. A comparison of the crater rim diameter at $t = 0.14 \text{ s}$ and $t = 0.30 \text{ s}$ revealed that the crater diameter did not increase after $t = 0.14 \text{ s}$. (c) Crater formation time versus crater diameter during its formation (SS1.00High-42, SS0.50High-02 and SS0.25High-06). The falling time of the target container was at least 0.4 s, and crater growth was completed within at most 0.1 s.

137

138

139

140

141

142

143

144

We developed a drop system with constant force springs to achieve simulated gravity values between 0.20 and 1 G for a target material. Figure 1 (a) shows the experimental setup. Most experiments were conducted under atmospheric conditions, although some shots were conducted in a 2-m-tall chamber evacuated to 7 Pa at the Institute of Space and Astronautical Science (ISAS), Japan, to observe the effect of the atmosphere. The granular material was packed in two types of containers; at first a conical container 20 cm in diameter and 10 cm in height, and then a cylindrical container 20 cm in diameter and 5 cm in height after the first one

became overused. The top of the container was fixed by electromagnets. When the electromagnets were turned off, the target container dropped. As the target container was hung by springs of a constant force (NWS 0.25-1-R and NWS 0.6 -2-R; Sunco Spring. Ltd), the simulated gravity for the target material in the container could be less than 1 G. The simulated gravity was controlled by changing the spring force or the weight of the container. The acceleration values were measured by an accelerometer placed at the bottom of the container. In addition to low gravity conditions, we also conducted experiments at 1 G, in which the target container was fixed by electromagnets. A projectile was dropped from a deck through a hole using a horizontal electromagnetic piston. We used projectiles with different densities: stainless steel spheres of 7.9 g cm^{-3} and glass spheres of 2.5 g cm^{-3} . The diameter of the projectiles was 8 mm. The impact velocities were between 1.0 and 4.6 m s^{-1} . We determined the impact velocity of the projectile from images taken through a mirror by a high-speed camera set above the container, as shown in Fig. 1(a). We fixed two marks to the top edges of the container. When the container was in a higher position, the parallax of the two marks in the video was greater; conversely, when the container was in a lower position, the parallax was smaller. We developed an empirical relationship between the vertical position (i.e., drop distance) of the container and the parallax of the two marks in the video. The falling velocity of the container at impact time was calculated based on the drop distance of the container:

$$v_{\text{container}} = \sqrt{2g'l} \quad (8)$$

where $v_{\text{container}}$, g' , and l are falling velocity, the falling acceleration, and drop distance of the container, respectively. Similarly, the velocity of the projectile at the time of impact could be calculated from the total drop distance from the deck to the point of impact. The impact velocity is the relative velocity between the container and the projectile. To examine the applicability of this procedure, for some of the early experiments, we took simultaneous high-speed images from the horizontal direction and measured the projectile velocity based on these images from the side; the error in the impact velocity was confirmed to be less than 0.20 m s^{-1} . As the target material, we used silica sand of representative diameter ($140 \text{ }\mu\text{m}$) and density (2.645 g cm^{-3}) and glass beads of representative diameter ($420 \text{ }\mu\text{m}$) and density (2.5 g cm^{-3}). During the preparation of the target material, we did not tap the container; therefore, the packing condition of the target material was in a loose state and not compacted. We measured the crater diameter, defined as the rim-to-rim distance during the constant diameter phase. The drop distance of the container was

greater than 70 cm, and the height of the overall system was less than 2 m. A projectile was dropped and then impacted the target while the target container was falling. The crater formation process was observed with a high-speed video camera. Figure 1(b) shows the crater formation sequence acquired using a high-speed video camera. Figure 1(c) shows the relationship between the time after impact and the crater diameter during its formation. Crater growth was completed within at most 0.1 s. Crater formation time T_{crater} was estimated according to the following equation (Melosh, 1989):

$$T_{crater} \sim \sqrt{D/g} . \quad (9)$$

When D is 30 mm and g is 0.25 G, $T_{crater} = 0.1$ s, which is consistent with our experimental results. Similar results were obtained in experiments under 1 G (Yamamoto et al., 1017). The falling time of the target container was 0.4 s or more; therefore, a crater was formed by the time of impact of the container with the ground. The experimental conditions for the low-gravity experiments are listed in Table 2.

In addition to the aforementioned experiments, impact experiments under various atmospheric conditions were conducted in a chamber with a diameter of 30 cm and height of 45 cm at Kobe University. The chamber was first evacuated to 1 Pa or less and maintained at this pressure for more than 30 min, after which the container was filled with atmosphere or helium to $1 - 10^4$ Pa. The target material was silica sand and the projectiles were stainless steel spheres, which were the same as those described above. The projectile was dropped with an impact velocity of 2.7 m s^{-1} onto the target material in the cylindrical container 20 cm in diameter and 5 cm in height. The bottom of the container had a mesh structure with a mesh opening size of 45 μm to allow the gas molecules to move easily between sand particles. Experimental conditions for the low ambient pressure experiments are listed in Table 3.

Table 2. Experimental conditions for low-gravity experiments

Condition name	Projectile ^a	Target ^b	Impact velocity [ms ⁻¹]	Gravity [G]	Atmospheric pressure [Pa]
SS1.00High	Steel	Silica sand	1.40 - 4.50	1	10 ⁵
SS0.50High	Steel	Silica sand	1.21 - 3.90	0.50 ± 0.05	10 ⁵
SS0.25High	Steel	Silica sand	1.36 - 3.07	0.25 ± 0.02	10 ⁵
SG1.00High	Steel	Glass beads	1.40 - 4.60	1	10 ⁵
SG0.54High	Steel	Glass beads	1.00 - 4.18	0.54 ± 0.05	10 ⁵
GS1.00High	Glass	Silica sand	1.40 - 4.43	1	10 ⁵
GS0.36High	Glass	Silica sand	2.38 - 3.62	0.36 ± 0.01	10 ⁵
GS0.20High	Glass	Silica sand	2.79 - 3.51	0.20 ± 0.01	10 ⁵
SS1.00Low	Steel	Silica sand	1.40 - 4.50	1	7
SS0.56Low	Steel	Silica sand	3.10 - 3.20	0.56 ± 0.03	7
SS0.33Low	Steel	Silica sand	3.10 - 3.20	0.33 ± 0.004	7

a) Densities of steel and glass are 7.9 g cm⁻³ and 2.5 g cm⁻³, respectively. The diameter of the all projectiles was 8 mm.

b) Cylindrical container was used only in experiments of GS0.20High.

Table 3. Experimental conditions for low-vacuum experiments

Ambient gas	Projectile	Target	Impact velocity [ms ⁻¹]	Gravity [G]	Atmospheric pressure [Pa]
Air	Steel	Silica sand	2.70	1	0.6 - 10 ⁵
Helium	Steel	Silica sand	2.70	1	10 ² - 10 ⁵

3 Results

The diameters of craters formed under different gravitational conditions and ambient pressures are shown in Fig. 2(a). The diameters of craters formed under lower gravity were clearly larger than those formed under 1 G. Similar gravitational effects were observed in the experiments with different types of projectiles and targets as shown in Fig. 2(b) and (c). We separated the velocity dependence and the gravity dependence of crater diameter using the different fitting parameters, γ and δ , as follows:

$$D \propto v_i^\gamma g^{-\delta} . \quad (10)$$

The values of γ and δ , determined by least squares fitting, are summarized in Table 4. By comparing Eq. (10) with Eqs. (1), (2), and (3), we obtain

$$D \propto v_i^{2\alpha} g^{-\alpha} \quad (10')$$

i.e., γ and δ correspond to 2α and α , respectively. The gravitational dependence δ for the steel projectile under 7 Pa pressure was 0.18 ± 0.01 , which almost agrees with the result ($\delta = 0.165$) obtained by the high-velocity experiment (Gault and Wedekind, 1977). Moreover, twice the value of δ is equal to γ , as expected from Eq. (10'). This result shows that the gravitational dependence in the low-velocity impact conditions agrees with that in the high-velocity impact condition when the atmospheric effect can be ignored. On the other hand, the gravitational dependences for the steel projectile under the atmospheric condition were 0.22 ± 0.01 for the sand target and 0.21 ± 0.01 for the glass bead target, which were stronger than the dependence under 7 Pa and slightly weaker than the one in the energy scaling. These results show that the atmosphere affects the crater-size scaling. The gravitational dependence δ for the glass projectile under the atmospheric condition was 0.16 ± 0.01 , which is in agreement with the result of the high-velocity experiment, whereas the velocity dependence γ was 0.51 ± 0.01 , consistent with the energy scaling ($\gamma = 2\alpha = 1/2$). This velocity dependence for the glass projectile is consistent with the previous result of the low-velocity experiments conducted under 1 G (Uehara et al., 2003; Walsh et al., 2003). The difference in the results between the steel and glass projectile shows that the crater-size scaling of low-velocity impact depends on the density ratio of the projectile to the target.

Figure 2(a) shows that the diameters of craters formed under low ambient pressure were larger than those formed at 10^5 Pa, as reported in previous crater formation studies of granular

targets under 1 G conducted with velocities from 1 to 6 km s⁻¹ and atmospheric pressures between 10³ and 10⁵ Pa (Schultz, 1992), and in those with velocities from 4.5 to 240 m s⁻¹ and atmospheric pressures between 500 and 10⁵ Pa (Suzuki et al., 2013). The diameters of craters formed under different atmospheric pressures at 1 G with an impact velocity of 2.7 m s⁻¹ in this study are shown in Figure 3, where crater diameters are normalized relative to those formed under an atmospheric pressure of 10⁵ Pa. The crater diameter increased as the atmospheric pressure decreased to 10² Pa. The results of two gas types were within the error bars. The increase in diameter due to the decrease in atmospheric pressure became more gradual below 10³ Pa. The diameters of craters formed under several pascals were about 1.35 times larger than those formed under 10⁵ Pa; this tendency is consistent with the results of our low-gravity experiments conducted under 7 Pa (shown in Fig. 2(a)). Power law fitting in the range between 10² and 10⁵ Pa yielded exponent values of -0.045 ± 0.006 and -0.041 ± 0.004 for air and helium, respectively, which were not different within the scatter of the data. A power law fit in the range between 1 and 10² Pa yielded an exponent value of -0.012 ± 0.001 for the air in this study. The hypervelocity impacts indicated that crater volume was proportional to atmospheric pressure to the power of -0.23 (Schultz, 1992). In Fig. 3, a line with slope of -0.077 is shown with the assumption that the relationship between the volume and diameter of the crater does not change with changes in atmospheric pressure. Our results showed a more gradual slope than that based on the previous result (Schultz, 1992).

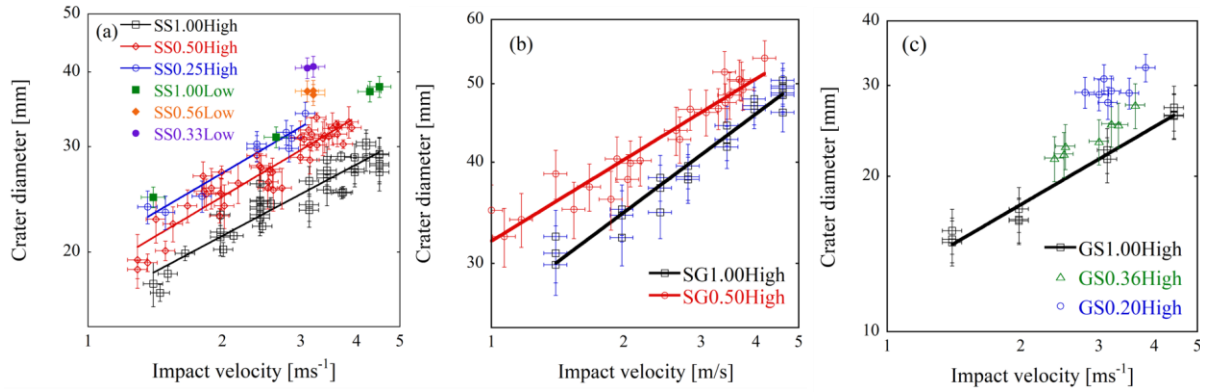


Figure 2. (a), (b), and (c) Relationships between crater diameter and impact velocity. In all figures, the lines are the power-law fit lines to the data. **(a)** Results for the steel projectile and the sand target (SS1.00High, SS0.50High, SS0.25High, SS1.00Low, SS0.56Low, and SS0.33Low). Open squares, diamonds, and circles represent the results at 1 G, 0.50 ± 0.05 G, and 0.25 ± 0.02 G, respectively, under atmospheric conditions. Closed squares, diamonds, and circles represent the results at 1 G, 0.56 ± 0.03 G, and 0.327 ± 0.004 G, respectively, under 7 Pa. **(b)** Results for the steel projectile and glass beads target (SG1.00High, and SG0.54High). Squares and circles represent the results at 1 G and 0.54 ± 0.05 G, respectively, under atmospheric conditions. **(c)** Results for the glass projectile and sand target (GS1.00High, GS0.36High and GS0.20High). Squares, triangles, and circles represent the results at 1 G, 0.36 ± 0.01 G, and 0.20 ± 0.01 G, respectively, under atmospheric conditions.

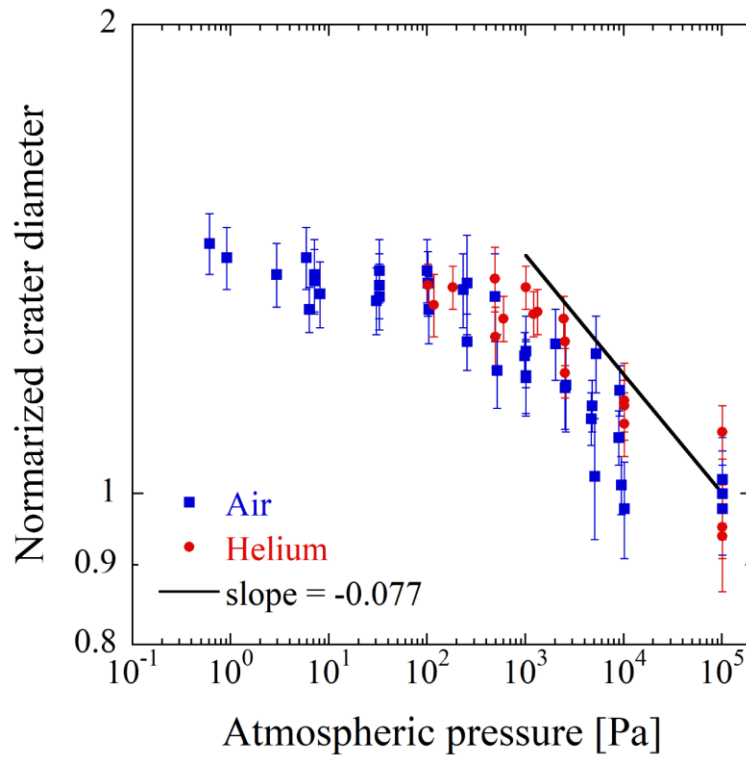


Figure 3. Relationship between crater diameter and atmospheric pressure. Crater diameters are normalized relative to those formed under an atmospheric pressure of 10^5 Pa. Blue squares and red circles represent the results for air and helium, respectively. The straight line was drawn based on the power-law relationship described by Schulz (1992) (see text).

266 Table. 4. Values of fitting parameters obtained under each experimental condition

Condition name	γ	δ	$\alpha (1+\varepsilon)$	μ	β	$2\alpha (1+\varepsilon)$	$\alpha (1+\varepsilon) - \varepsilon$
SS1.00High							
SS0.50High	0.41 ± 0.01	0.22 ± 0.01	0.20 ± 0.01	0.47 ± 0.03	0.014	0.40	0.16
SS0.25High							
SG1.00High	0.37 ± 0.01	0.21 ± 0.01	0.19 ± 0.01	0.44 ± 0.03	0.007	0.37	0.15
SG0.54High							
GS1.00High							
GS0.36High	0.51 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.23 ± 0.01	0.56 ± 0.04	0.025	0.46	0.19
GS0.20High							
SS1.00Low							
SS0.56Low	0.36 ± 0.01	0.18 ± 0.01	(0.18) ^a	0.44	0.006	0.36	—
SS0.33Low							

267 a) The value of α inferred from the values of γ and δ with $\varepsilon = 0$.

268

4 Discussion

4.1 Gravitational dependence of crater size for a low-velocity impact

We organized our experimental results using pi-scaling. We added the dimensionless term for the atmospheric pressure to Eq. (1) to consider the effect of the atmosphere. The scaled atmospheric pressure π_p can be expressed as follows:

$$\pi_p = \frac{P}{\rho g a} \left(\frac{g a}{v_i^2} \right)^{\mu/2+\mu}. \quad (11)$$

Under point source scaling, the corresponding length scale of the crater is described as $a(v_i^2/ga)^{\mu/(2+\mu)}$ (Holsapple and Schmidt, 1987). This definition of π_p is proportional to the ambient pressure divided by the lithostatic pressure at the scale of the crater. Using the scaled atmospheric pressure π_p , the scaled crater radius π_R can be expressed as follows:

$$\pi_R \propto \pi_2^{-\alpha} \pi_4^\beta \pi_p^{-\varepsilon} = \pi_2^{-\alpha(1+\varepsilon)} \pi_4^\beta \left(\frac{P}{\rho g a} \right)^{-\varepsilon}. \quad (12)$$

In our experiments, in which the atmospheric pressure was changed using the air ($g = 1 \text{ G}$, $v = 2.7 \text{ m s}^{-1}$), the crater diameter was proportional to the atmospheric pressure to the power of -0.045 in the range of $10^2 - 10^5 \text{ Pa}$ (see the previous section), so we applied 0.045 as the exponent value of π_p , ε . Figure 4(a) shows the results of our experiments in which the gravity was changed under the atmospheric condition in the form of Eq. (12). The values of α ($1+\varepsilon$) of π_2 obtained by least squares fitting, are summarized in Table 4. We determined the values of μ using Eq. (6). We found $\mu = 0.47 \pm 0.03$ for SSHigh; $\mu = 0.44 \pm 0.03$ for SGHigh and $\mu = 0.56 \pm 0.04$ for GSHigh. These values of μ agree with $\mu \sim 0.4$, obtained by high-velocity experiments for sand target (e.g., Gault and Wedekind, 1977; Schmidt and Housen, 1987), to within 2- sigma for SSHigh and SGHigh.

By substituting the values of μ and $\nu = 0.4$ into Eq. (7), we obtained the values of β of π_4 . The values of β are also summarized in Table 4. According to Eqs. (3), (11), and (12), the gravitational dependence and the velocity dependence of the crater diameter are expressed as follows:

$$D \propto v_i^{2\alpha(1+\varepsilon)} g^{-\alpha(1+\varepsilon)+\varepsilon}. \quad (13).$$

The exponent value of the gravity expressed by $-\alpha(1+\varepsilon)+\varepsilon$ was -0.16 for the steel projectile and sand target, -0.15 for the steel projectile and glass beads target, and -0.19 for the glass projectile

and sand target. These values are close to the exponent value of the gravity (-0.165) obtained by the high-velocity experiment (Gault and Wedekind, 1977). Considering the effect of the atmosphere, we showed that the gravitational dependence is roughly similar between the low- and high-velocity impacts, even under standard atmospheric conditions. On the other hand, the exponent value on the velocity expressed by $2\alpha (1+\varepsilon)$ was 0.40 for the steel projectile and sand target, 0.37 for the steel projectile and glass beads target, and 0.46 for the glass projectile and sand target. These velocity dependences were stronger than the value of 0.34 obtained in the high-velocity range (e.g., Housen and Holsapple, 2011). In particular, the value for the glass projectile (0.46) was close to that in the energy scaling ($1/2$).

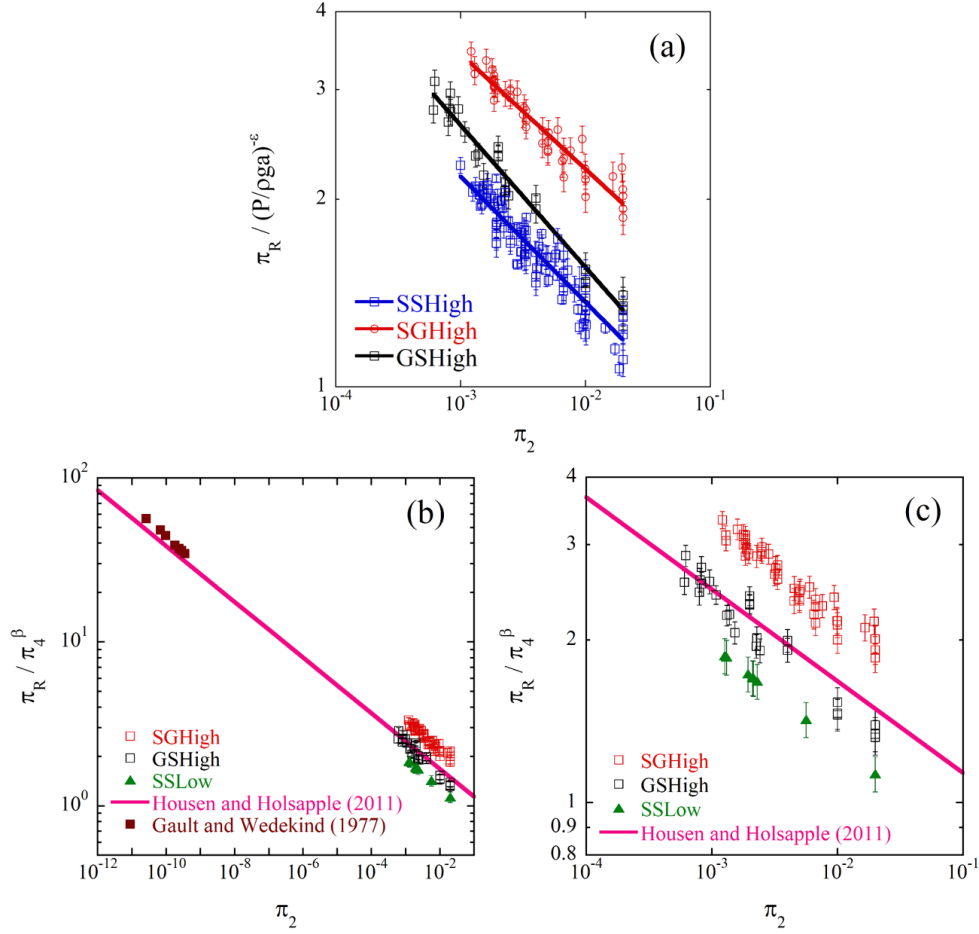


Figure 4. (a) Relationship between π_2 and $\pi_R / (P/\rho ga)^\varepsilon$ for the results of our experiments in which the gravity was changed under the standard atmospheric condition. The blue squares represent the results for the steel projectile and sand target (SSHHigh), the red circles represent those for the steel projectile and the glass bead target (SGHigh), and the black squares represent those for the glass projectile and the sand target (GSHigh). The lines are the power-law fit lines to the data. (b) Relationships between π_2 and π_R / π_4^β . The red and black squares represent the results for the steel projectile and glass bead target and the glass projectile and sand target, respectively, under the standard atmospheric condition (SGHigh and GSHigh). The green triangles represent the results for the steel projectile and sand target under 7 Pa (SSLow). We used the value of 1.35 times the crater size for the results under the standard atmospheric conditions. The pink line represents the empirical relationship (Housen and Holsapple, 2011) extrapolated to the low-velocity range. The brown squares represent the results of Gault and Wedekind (1977). (c) Enlarged view of Fig. 4(b) in the low- velocity impact region.

4.2 Comparison with the scaling law for high-velocity impact

We compared our results with the high-velocity experiments in previous studies, as shown in Fig. 4(b). In Fig. 4(b), the experimental results were organized considering the effect of the density ratio of target and projectile. For comparison, the results of the high-velocity experiments for the sand target at low gravities (Gault and Wedekind, 1977) are shown in Fig. 4(b), where the rim diameter was used. The line shown in the figure is an empirical relationship (Housen and Holsapple, 2011), also adjusted to rim diameter. We converted their results for apparent crater diameter to rim diameter by multiplying them by a factor of 1.3 (Housen and Holsapple, 2011). Our results for standard atmospheric pressure were adjusted to the near-vacuum conditions of the Gault and Wedekinds' data (1977) by multiplying our crater diameter by the factor of 1.35 identified above, i.e. the ratio of crater size at near-vacuum to that at standard atmospheric condition. Figure 4(c) shows an enlarged view of Fig. 4(b) in the low-velocity region. Our results for the glass projectile and the sand target (GSHigh) are almost on the empirical line. This result shows that the crater-size scaling-law obtained for the high-velocity impact can be applied to a low-velocity impact of several m s^{-1} under reduced pressure when the density ratio of the projectile to target is close to unity. The same scaling applies over a very wide range of impact velocities. On the other hand, the results for the steel projectile and the sand target plot below the empirical line. The smaller crater size for the denser projectile is probably caused by the deeper penetration of the projectile. The density ratio of the projectile to the sand target was 5.3 for the steel projectile and 1.7 for the glass projectile. A larger density ratio leads to greater penetration depth of the projectile, as long as the projectile does not break (e.g., Kadono and Fujiwara, 2005; Okamoto et al., 2013). The decrease of crater size may be caused by energy consumption via projectile penetration or by insufficient crater excavation due to the deeper source of excavation flow.

The effect of the difference in the target materials on crater size can be observed in Fig. 4(c). The ratio of crater diameter on the glass bead target to diameter on the silica sand target was 1.58–1.70 for $\pi_2 = 10^{-3} - 10^{-2}$. The difference in internal friction angle, θ_r , of the target materials affects the crater size in low-velocity impacts (Uehara et al., 2003) and high-velocity impacts (Prieur et al., 2017). Crater diameter was proportional to $\tan(\theta_r)$ to the power of about –0.5 in the low-velocity impact experiments at 1 G (Uehara et al., 2003):

$$D \propto \tan \theta_r^{-0.5}. \quad (14)$$

We measured the internal friction angle of the silica sand by shear tests conducted at atmospheric pressures of 50 Pa and 10^5 Pa, and the results were $37.5^\circ \pm 1.3^\circ$ and $38.3^\circ \pm 0.8^\circ$, respectively. In the shear test under the evacuated condition, we used iron weights of various mass and an electromagnet to apply shear force to the sand, as shown in Fig. 5. Using the internal friction angle of glass beads (24°) (Uehara et al., 2003) and assuming that crater diameter is proportional to $\tan(\theta_r)$ to the power of -0.5 , the crater diameter formed on the glass beads is about 1.3 times that formed on the silica sand. The origin of the discrepancy between the crater diameter ratios (1.58 – 1.70 in the present study and 1.3 expected based on the previous study) is not clear and requires further investigation.

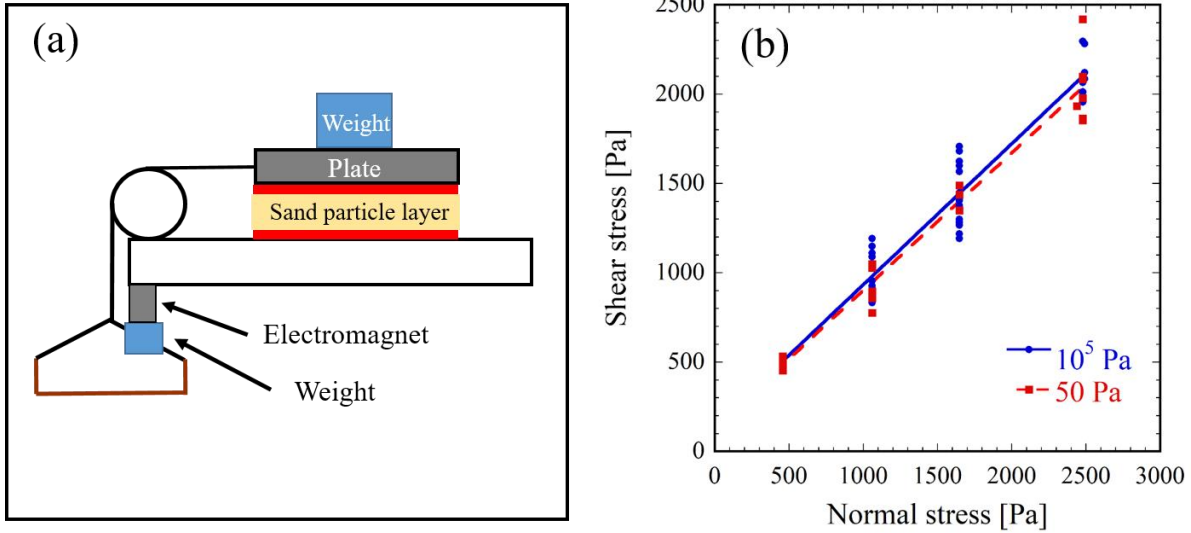


Figure 5. (a) Experimental setup for measurement of internal friction angle in an evacuated chamber. A weight was held by an electromagnet before the inside of the chamber was evacuated. After evacuation, the electromagnet was turned off, the weight landed on the container, and shear stress was applied to the sand layer. When the shear stress reached a critical value, the container fell. Tapes with sand particles attached are shown in the red lines. (b) The relationship between normal stress and critical shear stress on the silica sand layer. The inclination of the lines in the figure represents $\tan(\theta_r)$.

4.3 Aerodynamic drag on ejecta particles

To explain why our results showed a more gradual slope than that based on the previous result (Schultz, 1992) in the range between 10^2 and 10^5 Pa shown in Fig. 3, we considered the effect of aerodynamic drag on the ejecta particles in the excavation flow. Taking the aerodynamic drag acting on ejecta particles into consideration, the equation of motion of the particles is expressed as follows:

$$m_e \frac{dv_e}{dt} = - \left(6\pi\eta r_e v_e + \frac{1}{2} C_D \pi r_e^2 \rho_{gas} v_e^2 \right) \quad (15)$$

where m_e , v_e , dv_e/dt , r_e , η , ρ_{gas} , and C_D are the mass of the particle, ejection velocity of the particle, acceleration of the particle, radius of the particle, viscosity of the gas, density of the gas, and drag coefficient, respectively. Viscosity η is 1.82×10^{-5} Pa s for air and 1.96×10^{-5} Pa s for helium at 20 °C under 10^5 Pa (Chronological scientific tables, 2013). Gas density ρ_{gas} is replaced by $\rho_{gas} = PM/R_{gas}T$ where P , M , R_{gas} , and T are the gas pressure, mass of the gas molecule per mole, gas constant, and temperature, respectively. The first and second terms on the right side of Eq. (15) represent the viscous drag and the inertial drag, respectively, and the ratio of the inertial drag to the viscous drag can be expressed as $PMr_e v_e / 24\eta R_{gas}T$ assuming $C_D = 0.5$. The velocity of the ejecta particles v_e according to the scaling relationship for ejecta velocity (Housen and Holsapple, 2011) can be represented as follows:

$$\frac{v_e}{\sqrt{gR}} = \left(\frac{x}{R} \right)^{-\frac{1}{\mu}} C_1 \left\{ \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{\frac{1}{3}} H_1 \right\}^{\frac{-(2+\mu)}{2\mu}}, \quad (16)$$

where x and R are the distance from the impact point and crater radius, respectively, and C_1 and H_1 are fitting parameters. It was shown that $v_e/\sqrt{gR}$ in the vicinity of the crater rim ($x/R \sim 1$) was 0.76 based on the data of cratering experiments for sand targets with glass projectiles of ~ 0.2 km s⁻¹ in impact velocity (Fig. 9 in Tsujido et al, 2015). Using this result, the velocity of a particle ejected from the vicinity of the crater rim may be roughly estimated as ~ 0.29 m s⁻¹ under our experimental conditions ($v_i = 2.7$ m s⁻¹, $R = 15$ mm). In this case, the ratio of inertial drag to viscous drag for a sand particle ($r_e = 70$ μm) is 0.06 for air and 0.007 for helium at 10^5 Pa, and the effect of the viscous drag is dominant. There was no marked difference in crater diameter between the air and helium conditions, which may have been due to the similar viscosity of air and helium. We note that above ejection velocity, 0.29 m s⁻¹, can be different from actual

ejection velocity from the vicinity of the crater rim by several reasons, for example, we used the rim radius as the crater radius R , whereas the crater radius at the surface level was assumed in the previous studies (Housen and Holsapple, 2011; Tsujido et al, 2015), and we also assumed that the results of the mid-velocity ($\sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$) impact experiments represent the ejection behavior of sand at low-velocity impact. We also note that the ejection velocity v_e of high-velocity impacts can be larger compared with low-velocity impacts when x/R is the same in Eq. (16), because crater radius R is larger in high-velocity impacts. The aerodynamic drag acting on ejecta particles increases with increasing ejection velocity. The more gradual slope shown in Fig. 3 compared with that based on the previous result (Schultz, 1992) may be due to the difference in the magnitude of the aerodynamic drag.

The apparent pressure dependence of the crater diameter between 10^3 and 10^5 Pa shown in Fig. 3 cannot be explained by the effect of the viscous drag because viscosity does not depend on the atmospheric pressure. The effect of the inertia drag, which depends on the atmospheric pressure, on the crater diameter should be small as discussed above. However, particles we used have a range of size distribution and some particles have sizes much larger than $140 \mu\text{m}$ ($\sim 1 \text{ mm}$). In addition, the velocity of particles near the impact point should be higher than that ejected from the vicinity of the crater rim. In this case, the inertial drag acting on particles becomes larger and may be effective on the crater diameter at $10^3 - 10^5$ Pa to the extent shown in Fig.3.

The mean free path of gas molecules is represented by the following formula:

$$\lambda = \frac{k'T}{4\sqrt{2}\pi r_{gas}^2 P}, \quad (17)$$

where k' and r_{gas} are Boltzmann's constant and the radius of the gas molecule, respectively. When the Knudsen number $0.5\lambda/r_e$ becomes 0.01 or greater, the flow field around particles begins to lose viscosity (Takahashi, 2003). Under our experimental conditions ($T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, $r_{gas} = 1.5 \times 10^{-10} \text{ m}$ for nitrogen and $1.3 \times 10^{-10} \text{ m}$ for helium), this was satisfied at an ambient pressure of less than $7 \times 10^3 \text{ Pa}$ for air and 10^4 Pa for helium. When the flow field loses viscosity, the drag force due to gas will follow the Epstein law and can be expressed by the following equation:

$$F = \frac{4\pi}{3} \sqrt{\frac{8}{\pi}} \rho_{gas} c r_e^2 v_e, \quad (18)$$

where F and c are the drag force and the sound velocity of gas, respectively (Epstein, 1924). Sound velocity of gas depends on ratio of specific heat and temperature, and it is 344 m s^{-1} for air and 1008 m s^{-1} for helium at 20°C (Chronological Scientific Tables, 2013). Because the drag force represented by Eq. (18) is sufficiently smaller than gravity force ($m_e g$) below 10^2 Pa , the pressure dependence of the crater diameter decreases with decreasing pressure below 10^2 Pa . Actually, the ratio of the gas drag force acting on a regolith particle, denoted by Eqs. (18), versus gravity force is small in the case of $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$:

$$\frac{4\pi}{3} \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{\rho_{gas} c r_e^2 v_e}{m_e g} < 0.10 \quad (18')$$

for air under 10^2 Pa and $v_e = 0.29 \text{ m s}^{-1}$. The relatively small effect of drag relative to gravity is consistent with the weak dependence on pressure shown in Fig. 3.

4.4 The effect of the internal friction angle

Cratering on small bodies is generally under ultra-high vacuum conditions ($<10^{-10} \text{ Pa}$). The internal friction angle of granular materials under ultra-high vacuum conditions was measured, and the results showed that it increased compared with atmospheric conditions, i.e., 10^5 Pa (Perko et al., 2001). In addition, a theoretical model of the relationship between atmospheric pressure and internal friction angle of various granular materials was reported. Increases in the internal friction angle under ultra-high vacuum conditions are due to a decrease in adsorbed molecules and enhancement of interparticle forces. However, in our measurements internal friction angles at 50 Pa did not change compared with those at 10^5 Pa , as mentioned above, probably because adsorbed molecules were not removed at 50 Pa . Here, we consider the case of adsorbed molecules being sufficiently excluded under the ultra-high vacuum condition. The crater diameter formed under ultra-high vacuum conditions can be estimated using the relationship between internal friction angle and crater diameter (i.e., Eq. (14)) and the theoretical estimation of internal friction angle (Perko et al., 2001). For example, when the target material is quartz sand with a particle diameter of $100 \mu\text{m}$, the crater diameter will decrease by about 20% compared with atmospheric conditions due to the increase of internal friction angle. On the other hand, crater diameters formed at several pascals were about 1.35 times larger than those formed under 10^5 Pa due to the reduction of gas drag, and gas drag could become almost ineffective at

440 several pascals according to the results of our experiments (Fig. 3). Considering both the
441 reduction in gas drag and the increase in internal friction angle, crater diameter under ultra-high
442 vacuum conditions is 1.08 (1.35×0.8) times larger than that formed under 10^5 Pa and may not
443 differ markedly.

444

5 Application to dimples on Itokawa

Itokawa was explored by the Hayabusa mission, which observed its surface structure in detail. High-resolution images revealed that the surface of Itokawa has unique features compared with other asteroids. The surface of Itokawa can be divided into two regions: rough terrain containing many boulders and smooth terrain covered mostly by fine materials (Saito et al., 2006; Yano et al., 2006). As an interesting feature of the surface of Itokawa, small dimples associated with boulders are observed on the smooth terrains of Sagamihara and Muses Sea (Fig. 6). For the origin of this structure, low-velocity impacts of boulders ejected from primary craters (Saito et al., 2006; Nakamura et al., 2008) and subduction of boulders due to seismic shaking (Hirata et al., 2009) were proposed. To examine whether dimple-sized craters can be formed by the low-velocity impact of a boulder, we estimated the secondary crater diameters on Itokawa based on the results of our low-velocity impact experiments.

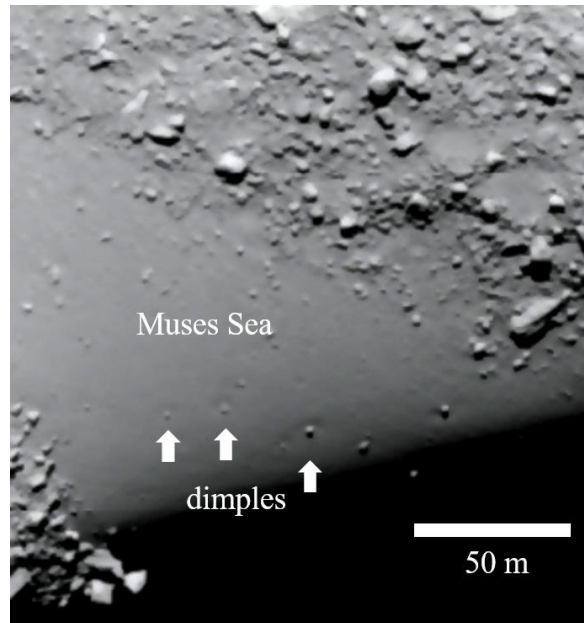


Figure 6. Image of dimples on Itokawa. The dimples are associated with boulders on the Muses Sea smooth terrain. Image ID is ST_2474731509.

We assumed that a spherical boulder impacts the smooth terrain at a velocity less than the escape velocity of Itokawa, 0.17 m s^{-1} . The typical sizes of boulders associated with dimples are between 1 and 4 m, as observed from images of Itokawa. Based on the mass and mean radius of Itokawa (Fujiwara et al., 2006), the gravitational acceleration at the surface is assumed to $8.71 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$. The range of porosity of the uppermost regolith layer in the smooth terrain region was estimated to be 0.55 to 0.8, based on the relationship between interparticle and gravity forces (Kiuchi and Nakamura, 2014). On the other hand, from radar observations, the porosity of the smooth component (particle layer) of the surface of Itokawa was estimated to be 0.5 ± 0.2 when the surface was assumed to consist of particle layer and rocks (Ostro et al., 2004). Because only the uppermost layer may have a large porosity and the regolith layer at the depth of the craters (dimples) may be more compacted by processes such as seismic shaking, here we assumed that the porosity of the regolith layer is comparable to the porosity of the target material used in our experiments, 0.4. Because the petrologic data of the samples returned by the spacecraft confirmed that Itokawa has a composition similar to LL4 – LL6 ordinary chondrites (Nakamura et al., 2011), we assumed a boulder density (i.e., particle density) of 3220 kg m^{-3} , the value of LL chondrites (Consolmagno et al., 2008). When the porosity of the regolith layer is 0.4, the bulk density of regolith is 1932 kg m^{-3} .

It is necessary to consider the penetration depth of boulders after impacts on Itokawa. The penetration depth can be estimated based on an empirical formula (Katsuragi and Durian, 2013);

$$\frac{2d}{d_1} = 1 + \frac{2mg}{kd_1} + W\left(\frac{2mv_i^2 - 2mgd_1 - kd_1^2}{kd_1^2 e^{1+2mg/kd_1}}\right), \quad (19)$$

where $W(x)$ is the Lambert function. d_1 and k are expressed as follows:

$$d_1/D_p = (0.25/\tan\theta_r)(\delta_p/\rho), \quad (20)$$

$$kD_p/mg = 12\tan\theta_r(\rho/\delta_p)^{1/2}, \quad (21)$$

where D_p is projectile diameter. Substituting the parameters of the surface condition on Itokawa into the above equations yields the penetration depth of the boulder. Although the precise value of the internal friction angle of the regolith layer on Itokawa is not known, we assumed the internal friction angle of silica sand ($\theta_r = 37^\circ$) used in our experiment as representative of that of regolith layer. The penetration depth of a meter-sized boulder can be estimated to be 0.2 to 1 times the boulder diameter. When the penetration depth is 0.2 to 1 times the boulder diameter, the boulder can be exposed partly above the floor of the secondary crater. This result is consistent with the observation result that the boulders were exposed inside the dimple. A similar result of penetration depth was estimated from impact and intrusion experiments in which the resistance force of the granular material was investigated (Nakamura et al., 2013). To estimate the secondary crater diameter on Itokawa, we used the crater-size scaling-law for the sand target (Housen and Holsapple, 2011) shown in Fig. 4(b) and (c). Considering the increase of the internal friction angle under the ultra-high vacuum condition, we multiplied the crater size by 0.8.

Figure 7 shows the relationship between impact velocity and the ratio of the crater diameter to the boulder diameter on Itokawa. The dimple diameters obtained from observational images are about 2 to 4 times the boulder size, with the range indicated by a gray band. Additionally, secondary craters with a diameter of 2 to 4 times that of the boulder diameter formed with a lower impact velocity than the escape velocity of Itokawa, 0.17 m s⁻¹ are shown. These results support the hypothesis that dimples are formed by low-velocity impacts of meter-sized boulders.

In our experiments, the crater diameter was dependent on the

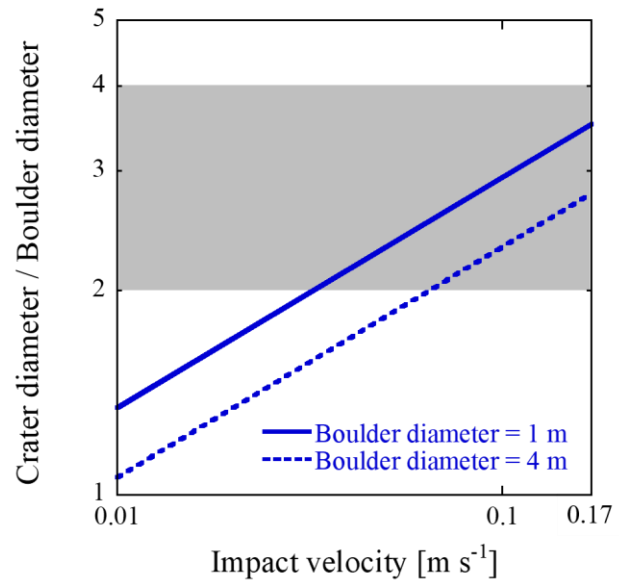


Figure 7. Relationship between impact velocity and the ratio of crater diameter to boulder diameter on Itokawa. The secondary crater diameter on Itokawa was estimated based on our experimental results for glass projectiles. Boulder diameters used for estimation were 1 m and 4 m. The escape velocity of Itokawa is 0.17 m s⁻¹. The gray band in the figure shows the range of dimple diameters obtained from observational images.

gravitational acceleration for the gravity range of 0.20 to 1 G. However, the surfaces of small bodies are microgravity environments. For example, the surface gravity of a body with a diameter of several hundred meters is about 10^{-5} G. It is unknown whether the gravitational dependence obtained by our experiments can be applied to microgravity environments. Under microgravity internal particle force may not be ignored when compared with the gravitational force (Scheeres et al., 2010; Nagaashi et al., 2018). The effects of cohesion force on crater size and shape may dominate over the effect of gravity under microgravity. Therefore, it is necessary to understand the boundary where the effect of cohesion exceeds the effect of gravity to estimate crater size and shape on small bodies.

6 Conclusions

We conducted impact experiments using granular materials with a velocity range of 1 to 4.6 m s^{-1} under a gravity range of 0.20 to 1 G to investigate the effects of gravity on crater diameter. Most of our experiments were conducted under 10^5 Pa for comparison with low-velocity experiments under 1 G reported in previous studies, but we also conducted several experiments under 7 Pa according to the atmosphere-less condition of small bodies.

The gravitational dependence for the steel projectile under 7 Pa almost agreed with the result obtained by the high-velocity experiment. On the other hand, the gravitational dependences for the steel projectile onto the silica sand target and the glass bead target under 10^5 Pa were stronger than the one under 7 Pa, and slightly weaker than the dependence in the energy scaling. We conducted supplementary experiments with an impact velocity of 2.7 m s^{-1} under 1 G, in which the atmospheric pressure ranged from 0.6 to 10^5 Pa , to determine how crater size depends on atmospheric pressure. The crater diameter increased as the atmospheric pressure decreased to 10^2 Pa and the increase became gradual below 10^2 Pa . We organized our experimental results in which the gravity was changed using the atmospheric pressure dependence. As a result, the exponent values of gravity are close to that obtained by the high-velocity experiment (Gault and Wedekind, 1977). Considering the effect of the atmosphere, it was found that the gravitational dependence for the low-velocity impact was roughly consistent with that for the high-velocity impact, even under the atmospheric condition.

We compared our results with high-velocity experiments reported in previous studies. Our results for the glass projectile and the sand target almost agreed with the previous high-velocity crater-size scaling-law (Housen and Holsapple, 2011) when the atmospheric effect was taken into account, but the crater diameter for the steel projectile and the sand target was lower than that for the glass projectile. This result shows that the crater-size scaling-law obtained for high-velocity impact can be applied to low-velocity impacts of several m s^{-1} under reduced pressure when the density ratio of the projectile to the target is close to unity. The same scaling applies over a very wide range of impact velocities.

We considered the aerodynamic drag on the ejecta and it was found that the viscous drag was larger than the inertial drag for the low-velocity ejecta. However, the viscosity can be lost gradually, and below 10^2 Pa, the gas drag according to the Epstein law, which is smaller than the viscous drag, becomes dominant and the pressure dependence of the crater diameter decreases with decreasing pressure.

We also considered the effect of the internal friction angle on crater diameter, to consider crater size under ultra-high vacuum conditions. The crater diameter formed under ultra-high vacuum conditions can be estimated according to the relationship between the internal friction angle and crater diameter and a theoretical estimation of the internal friction angle (Perko et al., 2001). Considering both the reduction in gas drag and the increase in the internal friction angle, crater diameter under ultra-high vacuum conditions may not differ markedly from crater diameter under 10^5 Pa.

We estimated the secondary crater diameter on asteroid Itokawa based on the results of our low-velocity impact experiments to examine whether the dimple-sized craters on the asteroid could have been formed by a low-velocity impact of a boulder. Our estimation supported the hypothesis that the dimples formed by low-velocity impacts by meter-sized boulders.

Acknowledgments, Samples, and Data

We are grateful to K. Housen, G. Collins and an anonymous reviewer for providing constructive reviews and comments that improved the manuscript much. M. K. acknowledges support from the Research Fellow of the Japan Society for the Promotion of Science (JSPS). This work was supported by the Hypervelocity Impact Facility (former facility name: the Space Plasma

Laboratory), ISAS, JAXA and by the JSPS KAKENHI (No. 25400453 and 18K03723). All data necessary to reproduce our results are listed in supplementary table.

References

Chronological Scientific Tables (2013), National Astronomical Observatory of Japan, Maruzen Publishing Corporation, Tokyo, pp. 396.

Cintala, M. J. et al. (1989), Impact cratering in low-Gravity environments: Results of reconnaissance experimentation on the NASA KC-135A reduced-gravity aircraft. *Proceedings of the 19th Lunar and Planetary Science Conference*, 627–639.

Consolmagno, G. J. et al. (2008), The significance of meteorite density and porosity. *Chem. Erde* 68, 1–29. doi:10.1016/j.chemer.2008.01.003

Dowling, D. R. and Dowling, T. R. (2013), Scaling of impact craters in unconsolidated granular materials. *American Journal of Physics*, 81, 873–878. doi: 10.1119/1.4817309

Epstein, P. S. (1924), On the resistance experienced by spheres in their motion through gases. *Phys. Rev.*, 23, 710. doi: 10.1103/PhysRev.23.710

Fujiwara, A. et al. (2006), The Rubble-Pile Asteroid Itokawa as Observed by Hayabusa. *Science* 312, 1330–1334. doi: 10.1126/science.1125841

Gault, D. E. and Wedekind, J. A. (1977), Experimental hypervelocity impact into quartz sand–II, Effects of gravitational acceleration. *Impact and Explosion Cratering, Pergamon Press, New York*, 1231–1244.

Hirata, N. et al. (2009), A survey of possible impact structures on 25143 Itokawa. *Icarus*, 200, 486–502. doi:10.1016/j.icarus.2008.10.027

Holsapple, K. A. (1981), Coupling parameters in cratering. *Earth & Space Science News—Transactions American Geophysical Union*, 62. 949.

Holsapple, K.A. and Schmidt, R.M. (1987), Point-source solutions and coupling parameters in cratering mechanics. *J. Geophys. Res.* 92, 6350–6376. doi.org/10.1029/JB092iB07p06350

Holsapple, K. A. (1993), The scaling of impact processes in planetary sciences. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci*, 21, 333–373. doi:10.1146/annurev.ea.21.050193.002001

Housen, K. R., and Holsapple, K. A. (2011), Ejecta from impact craters. *Icarus* 211, 856–875. doi:10.1016/j.icarus.2010.09.017

Kadono, T. and Fujiwara, A. (2005), Cavity and crater depth in hypervelocity impact. *Int. J. Impact Eng*, 31, 1309–1317.

Katsuragi, H. and Durian, D. J. (2013), Drag force scaling for penetration into granular media. *Phys. Rev. E*, 87, 052208. doi:10.1103/PhysRevE.87.052208

Kiuchi, M. and Nakamura, A. M. (2014), Relationship between regolith particle size and porosity on small bodies. *Icarus*, 239, 291–293. doi:10.1016/j.icarus.2014.05.029

Melosh, H. J. (1989), Impact Cratering: A Geologic Process, *Oxford University Press, New York*.

Nagaashi, Y. et al. (2018), Laboratory experiments on agglomeration of particles in a granular stream. *Progress in Earth and Planetary Science*, 5, 52. doi:10.1186/s40645-018-0205-6

Nakamura, A. M. et al. (2008), Impact process of boulders on the surface of Asteroid 25143 Itokawa - Fragments from collisional disruption. *Earth Planet. Space*, 60, 7–12. doi: 10.1186/BF03352756

Nakamura, T. et al. (2011), Itokawa dust particles: A direct link between S-type asteroids and ordinary chondrites. *Science* 333, 1113–1116. doi: 10.1126/science.1207758

Nakamura, A. M. et al. (2013), Impact and intrusion experiments on the deceleration of low-velocity impactors by small-body regolith. *Icarus*, 223, 222–233. doi:10.1016/j.icarus.2012.11.038

Okamoto, T. et al. (2013), Impact experiments of exotic dust grain capture by highly porous primitive bodies. *Icarus*, 224, 209–217. doi:10.1016/j.icarus.2013.02.023

Ostro, S. J. et al. (2004), Radar observations of asteroid 25143 Itokawa (1998 SF36). *Meteoritics & Planetary Science*, 39, 407–424. doi: 10.1111/j.1945-5100.2004.tb00102.x

Prieur, N. C. et al. (2017), Formation of Simple Impact Craters in Layered Targets: Implications for Lunar Crater Morphology and Regolith Thickness. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 123, 1555–1578. doi: 10.1029/2017JE005463

Saito, J. et al. (2006), Detailed images of Asteroid 25143 Itokawa from Hayabusa. *Science* 312, 1341–1344. doi: 10.1126/science.1125722

Scheeres, D.J. et al. (2010), Scaling forces to asteroid surfaces: The role of cohesion. *Icarus* 210, 968–984. doi:10.1016/j.icarus.2010.07.009

Schmidt, R. M. and Housen, K. R. (1987), Some recent advances in the scaling of impact and explosion cratering. *Int. J. Impact Eng.* 5, 543–560. doi:10.1016/0734-743X(87)90069-8

Schultz P. H. (1992), Atmospheric effects on cratering efficiency. *Journal of Geophysical Research*, 97, 975–1005. doi:10.1029/91JE02503

Suzuki, A. I. et al. (2013), A formation mechanism for concentric ridges in ejecta surrounding impact craters in a layer of fine glass beads. *Icarus*, 225, 298–307.
doi:10.1016/j.icarus.2013.03.027

Takahashi, K. (2003), Basics of aerosol (in Japanese). Morikita Publishing Corporation, Tokyo.

Tsujido, S. et al. (2015), Ejecta velocity distribution of impact craters formed on quartz sand: Effect of projectile density on crater scaling law. *Icarus*, 262, 79-92.
doi: 10.1016/j.icarus.2015.08.035

Uehara, J. S et al. (2003), Low-speed impact craters in loose granular media. *Phys. Rev. Lett.*, 90, 194301. doi:10.1103/PhysRevLett.90.194301

Walsh, A. M. et al. (2003), Morphology and Scaling of Impact Craters in Granular Media. *Phys. Rev. Lett.*, 91, 104301. doi: 10.1103/PhysRevLett.91.104301

Wilson, L. and Head, J.W. (2015), Groove formation on Phobos: Testing the Stickney ejecta emplacement model for a subset of the groove population. *Planetary and Space Science*, 105, 26–42. doi: 10.1016/j.pss.2014.11.001

Yamamoto, S. et al. (2017), Impact velocity dependence of transient cratering growth. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 122, 1077–1089. doi: 10.1002/2016JE005252

Yano, H. et al. (2006), Touchdown of the Hayabusa Spacecraft at the Muses Sea on Itokawa. *Science* 312, 1350–1353. doi:10.1126/science.1126164