

# 砂標的への低速度衝突クレーター形成実験： 重力依存性と真空度依存性

○木内真人<sup>1</sup>，中村昭子<sup>1</sup>

<sup>1</sup>神戸大学大学院理学研究科

小天体上の衝突クレーターサイズを見積もる際に、これまでに得られているスケーリング則 (Holsapple, 1993 など) が適用できるかどうかは未知である。クレーターサイズの重力依存性を調べる研究として、過去に高速度領域での衝突実験が数例あるが (Gault and Wedekind, 1977; Takagi et al., 2007; Schmidt and Housen, 1987)、重力依存性について異なる結果が得られているものもあり、明確な重力依存性についてはわかっていない。また、2次クレーターを形成するような低速度衝突に対して、高速度領域の重力依存性を適用できるかどうかについても未知である。実際の天体上での衝突クレーターサイズを考える際には、真空度依存性も重要である。真空度の違い ( $500\text{-}10^5\text{ Pa}$ ) によってクレーターサイズが異なるという結果が過去研究により報告されているが (Schultz, 1992; Suzuki et al. 2013)、詳しい関係性や原因についての理解はなされていない。また、小天体表面のような大気がほとんどない超高真空領域ではレゴリス粒子が強く結合することが示唆されており (Perco et al., 2001)、クレーターサイズに影響を及ぼすことが予想される。

本研究ではまず重力依存性を確かめるために、我々が開発した低重力環境を模擬する装置を用いて低速度衝突実験を行った。標的を定荷重ばねで吊るしながら落下させることで標的にかかる重力加速度を模擬的に減少させる仕組みで、 $0.25\text{-}1\text{ G}$  の範囲で変化させた。標的にはシリカサンド (粒径 $\sim 140\text{ }\mu\text{m}$ ) とガラスビーズ (粒径 $\sim 500\text{ }\mu\text{m}$ ) を使い、直径  $8\text{ mm}$  のステンレス球弾丸を衝突速度  $1\text{-}4\text{ ms}^{-1}$  の範囲で衝突させた。ほとんどの実験は1気圧下で行ったが、大気の影響を調べるためにいくつかの実験は真空下でも行った。また、標的容器を自由落下させた実験を行い (1気圧下)、このとき標的にかかる重力加速度は  $0.01\text{ G}$  であった。実験の結果、 $0.01\text{-}1\text{ G}$  の範囲でクレーター直径はシリカサンドでは重力加速度の  $0.188\pm 0.008$  乗に比例し、ガラスビーズでは  $0.183\pm 0.007$  乗に比例した。これらの重力依存性は過去研究の高速度衝突における結果 (Schmidt and Housen, 1987; Gault and Wedekind, 1977) と調和的であり、速度領域によって重力依存性が変化しないことがわかった。また、宇宙科学研究所の真空チャンバを用いて  $10\text{ Pa}$  以下の真空度で同様の実験を行ったところ、重力依存性に違いは見られなかった。次に、標的物質の強度の影響を確かめるためにシリカサンド ( $\sim 140\text{ }\mu\text{m}$ ) の固着力を理論式 (Rumpf, 1970) より見積もったところ約  $4\text{ Pa}$  であった。 $\pi$  スケーリング (Holsapple, 1993) を用いて重力支配域と強度支配域の境界を見積もると、本実験条件では約  $0.01\text{ G}$  が境界となっている。しかし実験ではクレーターサイズに強度の影響は見えていないことから、強度支配域との境界に近い領域でも重力依存性が保たれていることがわかった。今回得られた低速度域での重力依存性を用いて、小惑星 Itokawa 表面での2次クレーターサイズを見積もった。Itokawa の smooth terrain (細かい粒子が集積した領域) には dimple と呼ばれる小さなくぼみが点在しており、ボルダーが付随していることから2次クレーターである可能性が示唆されている (Saito et al., 2006; Nakamura et al., 2008)。1次クレーターから放出された  $m$  サイズのボルダーが Itokawa の脱出速度 ( $0.17\text{ ms}^{-1}$ ) で再落下

したときのクレーターサイズを見積もると、観測されている dimple サイズと同程度のクレーターが形成されることがわかった。ただし脱出速度は衝突速度の上限値であり、またレゴリス層の空隙の影響を考慮すると、ここで見積もったクレーターサイズは上限値である。

次に、真空度依存性を確かめるために我々は、シリカサンド標的（粒径 $\sim 140\ \mu\text{m}$ ）に対するクレーター形成実験を大気圧  $10^5 - 1\ \text{Pa}$  の範囲で変化させて行った。直径  $8\ \text{mm}$  のステンレス球弾丸を突速度  $2.7\ \text{ms}^{-1}$  で衝突させた結果、大気圧が小さくなるとクレーター直径は大きくなる傾向が得られた。これは過去研究で得られた結果（Schultz, 1992; Suzuki et al. 2013）と同様の傾向を示している。この要因として、掘削流中の粒子に対してはたらく大気の抵抗が挙げられる。抵抗を見積もったところ、慣性抵抗はほとんど効かず、粘性抵抗は気圧に依存しないためクレーター直径の変化は説明できない。しかし  $10^4\ \text{Pa}$  以下では気体分子の平均自由行程が粒径よりも大きくなっており、このような分子流領域ではエプスタイン則に基づく抵抗が効く。試験として  $50\ \text{Pa}$  下で直径  $2\ \text{mm}$  の発泡スチロール球を落下させ速度を測定したところ、慣性抵抗より大きく粘性抵抗より小さい抵抗（＝エプスタイン則）が効いていることがわかった。エプスタイン則では大気抵抗は大気圧に依存することから、クレーターサイズの変化が説明できる。つまり、低真空下では粒子に対する粘性抵抗が弱まりエプスタイン則に従う大気抵抗が支配的となるため、大気圧の減少とともにクレーターサイズは大きくなる。ただし、抵抗則が変化する領域や抵抗の大きさは粒径に依存する。

最後に、超高真空領域でのクレーターサイズの見積もりを行った。超高真空下では粒子に対する大気の抵抗は効かないが、粉体層の内部摩擦角が  $1\ \text{気圧下}$  と比べて増大することが実験的・理論的に知られている（Perko et al., 2001）。クレーター直径  $D$  と内部摩擦角  $\theta$  の関係は、低速度実験の結果として Uehara et al. (2003) では  $D \propto (\tan\theta)^{-0.5}$  の形として得られている。ただし、Uehara et al. (2003) の結果はエネルギースケールリングをとっている（クレーターサイズに対して弾丸サイズが十分大きいためと考えられる）。我々も同様にクレーター直径と内部摩擦角の関係を調べるため、内部摩擦角の異なる標的粒子を 6 種類用意しクレーター形成実験を行った。直径  $8\ \text{mm}$  のステンレス球弾丸を衝突速度  $1 - 5\ \text{ms}^{-1}$  の範囲で衝突させた結果、 $D \propto (\tan\theta)^{-0.56 \pm 0.04}$  が得られた。Uehara et al. (2003) の結果よりもべきの値が大きい要因として、本実験結果ではエネルギースケールリングをとっていないことが考えられるが、詳しいことはわかっていない。本実験で得られた内部摩擦角とクレーター直径の関係と、真空度と内部摩擦角の関係（Perko et al., 2001）から超高真空下におけるクレーター直径を見積もることができる。例として粒径  $100\ \mu\text{m}$  の砂の場合、超高真空下では  $1\ \text{気圧下}$  におけるクレーター直径よりも  $20\%$  程度減少する。

真空度とクレーター直径の関係をまとめたものを図 1 に示す（点線部分は予想される変化）。低真空領域では掘削流中の粒子に対する大気抵抗の変化がクレーターサイズに効くが、超高真空領域では内部摩擦角の変化が効くと予想される。実験室で得られたスケールリング則を実際の天体表面環境に適用する際には、上述したような真空度依存性を考慮することが必要であると考えられる。

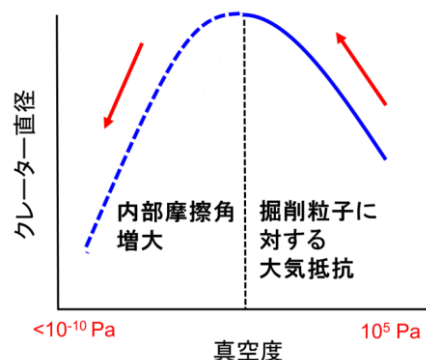


図 1: 真空度とクレーター直径