

粉体・流体・固体衝突におけるフィンガリング不安定性

桂木洋光

名古屋大学大学院 環境学研究科 地球環境科学専攻

概要

液滴と液体層の衝突により形成されるミルククラウン現象は非常に美しく有名であるが、液滴と粉体層の衝突や固体弾と液体層との衝突の際に、どのような現象が起こるかは未だに調べられていない。本研究では、これらの状況で液体（滴もしくは標的層）が示すフィンガリング不安定性について実験的に調べた。液滴 vs 粉体層、固体弾 vs 液体層のそれぞれの衝突（衝突速度 \sim m/s）を高速カメラで撮影し、液体表面に形成されるフィンガー形状の数をカウントした。得られた結果をレイノルズ数やウェーバー数などの無次元数を用いて整理し、その形成メカニズムについてレイリー・テイラー不安定性、衝突レイノルズ数によるスケーリングなどにより理解する。

Fingering instability of granular, fluid, and solid impacts

Hiroaki Katsuragi

Department of Earth and Environmental Sciences, Nagoya University

Abstract

Milk-crown formation is one of the most beautiful phenomena in fluid mechanics. Usually, milk-crown is observed in the impact between a liquid drop and a liquid pool. In this study, different impact situations are investigated. Specifically, we study the fingering instability of low speed impacts (\sim m/s) between a liquid drop vs a granular bed, or a solid ball vs a liquid pool. These impacts are filmed by a high speed camera and the number of fingers caused by the impact is counted. The measured result is analyzed using dimensionless numbers such as Reynolds number and Weber number. As a result, we find that the fingering instability can be understood by Rayleigh-Taylor instability or modified impact-Reynolds-number scaling.

1 はじめに

液滴の衝突によるスプラッシングやジェット形成は一瞬の出来事であるが、その形状は美しく、古くから科学者を魅了してきた。Warthintonによる先駆的研究以来 [1]、多くの研究が行われており、近年では数値計算や高速撮影の技術向上により、ミルククラウン現象やスプラッシングなど流体衝突にまつわる様々な現象の理解が深められつつある [2, 3]。これらの特徴的な形状は、流体の表面張力、粘性、慣性の効果が絡み合い形成される。特に表面張力の影響は mm 以下のスケールになると顕著となる。

一方、流体とは似て非なる粉体の衝突も近年盛んに研究されている (e.g., [4])。粉体衝突は、粉体層がジャミング (渋滞) 状態を動的に経験するため、離散粒子の集合挙動としても興味深い。粉体は、粘性指 (ヴィスカス・フィンガー) 形成などにおいて、あたかも (表面張力のない) 流体のように振る舞うことがある [5]。また、スプラッシング [6] や衝突ジェット形成 [7] についても、流体と粉体の類似性が議論されてきている。しかしながら、粉体層と固体弾の衝突において、粉体層の変形によるミルククラウンのような構造はこれまで観察されていない。これは、ミルククラウン形成に必要な不可欠な表面張力が粉体

には存在しないためと考えられている。

液滴の液体層もしくは固体壁への衝突によるスプラッシングとそれに伴うフィンガリング不安定性はこれまで良く研究されてきたが [2], 液滴と粉体層の衝突はほとんど研究されてこなかった。液滴と粉体層の低速衝突実験は最近になってやっとな行われ、様々なクレーター形状が形成されることが明らかになった [8]。例えば、液滴のフィンガリング不安定性に起因するとみられる花卉状パターンが、比較的高い衝突速度の領域で確認された (図 1) [8]。これは衝突の慣性による液滴の変形と表面張力の拮抗により起こっているものと考えられる。本稿では、このフィンガリング不安定性の起源について考察する。

また、意外にも固体弾と液体層との衝突によるスプラッシング (特にフィンガリング不安定性) もこれまであまり研究されていない。そこで、本研究では、簡単な固体弾と液体層の衝突実験とそのフィンガリング不安定性の定量化も試みる。

本研究の主要目的は、粉体、流体、固体などの身近な対象の低速衝突挙動を明らかにすることとなる。しかし、衝突起因のフィンガリング不安定性を想起させる現象は宇宙空間でも起こっている可能性がある。小惑星探査機はやぶさが持ち帰ったイトカワのサンプルには nm オーダーの微小なクレーターが存在することが確かめられており、そのクレーターはミルククラウン構造を連想させる突起構造を伴っていることが報告されている [9]。本研究では大気圧下での低速衝突を扱っており、結果を小惑星の微小クレーターにそのまま適用することは困難だが、様々な衝突の素過程を明らかにすることにより、宇宙空間のような極限状態で起こっている現象の謎に少しでも迫りたいとの思いもある。

2 液滴と粉体の衝突

直径約 5 mm の水滴を粉体層 (SiC 研磨粉, 平均粒径 50 μm) に衝突速度約 1.5 m/s で衝突させた場合の液滴の変形の様子を図 1 に示した (衝突後約 20 ms の状態。実験条件の詳細は [8] を参照)。図 1 は液滴が衝突直後の拡張から収縮に転じた状態の様子に対応するが、6 ~ 7 本程度のフィンガー形成が確認出来る。また、衝突の影響で粉体の一部は水滴に取り込まれている。

液滴の衝突を特徴付ける無次元量としてはレイノルズ数 $Re = \rho v d / \eta$ およびウェーバー数 $We = \rho v^2 d / \gamma$ がある。ここで、 ρ , v , d , η , および γ はそれぞれ液

滴の密度、衝突速度、直径、粘性、および表面張力である。図 1 の実験条件では $Re = 8,270$, $We = 157$ となり、いずれも 1 に比べて十分大きい。衝突慣性の効果が支配的な領域と言える。また、衝突速度が小さすぎても大きすぎてもフィンガリング不安定性は確認されない領域があり、図 1 のようなパターンは常に現れるわけではない。

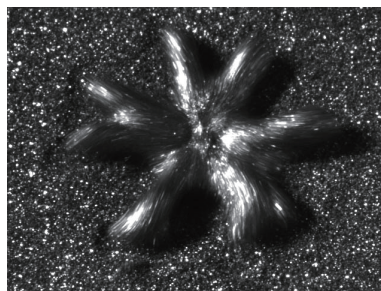


図 1: 水滴の粉体層への衝突によるフィンガリング不安定性. $d = 5 \text{ mm}$, $v = 1.5 \text{ m/s}$, SiC 研磨粉標的 (平均粒径 50 μm).

このフィンガリング不安定性の起源としては、流体界面に生じるレイリー・テイラー不安定性が考えられる [10]。密度 ρ_1 および ρ_2 ($\rho_2 > \rho_1$) の 2 流体 (界面の表面張力 γ) が加速度 a を受けてレイリー・テイラー不安定を起こすとすると、その波数 k は $k = \sqrt{a(\rho_2 - \rho_1)/3\gamma}$ と表される。今、水と空気の密度差は十分大きく ($\rho_2 \gg \rho_1$)、典型的な加速度を $a = v^2/d$ とすると、不安定化の波長 λ は

$$\lambda = \frac{2\pi}{v} \sqrt{\frac{3d\gamma}{\rho_2}} \quad (1)$$

と近似される。これに水の典型的な値 $\gamma = 72 \text{ mN/m}$ および $\rho_2 = 10^3 \text{ kg/m}^3$ を代入し、更に実験条件より $v = 1.5 \text{ m/s}$ および $d = 5 \text{ mm}$ を用いると、 $\lambda \simeq 4 \text{ mm}$ を得る。これはおよそ 4 本のフィンガー数に対応する。この値は実際に観測されているフィンガー数よりやや小さめとなっているが、これは衝突により液滴が拡張されているためと考えられる。図 1 の中心部が初期の水滴サイズにほぼ相当し、フィンガリングを起こしている水滴の実効的サイズはその 2 倍弱大きいことを考慮すると、フィンガー数は妥当な値となる。また、衝突液滴は粉体を取り込んでおり、そのことにより表面張力の値も影響を受けているはずである。更に、[8] で示されたように、粉体標的は固体壁に比べて、衝突液滴の変形を抑制する。

しかし、それらの効果は、現在の実験条件では限定的である。それらの効果の定量化にはより詳細な定量的実験が必要となる。

一方、液滴の衝突による変形を考慮して、Bhola と Chandra はフィンガー数 N について

$$N = \frac{We^{1/2} Re^{1/4}}{4\sqrt{3}} \quad (2)$$

という関係を導出した [11]。現在の実験条件を代入すると、 $N \simeq 17$ となり、こちらは実際の値より幾分大きな値となった。

3 固体弾と液体層との衝突

続いて、固体弾の液体層への衝突についての実験結果を報告する。[8] とほぼ同様の実験系を用いて、直径 $d = 3 \sim 8$ mm の鉄球を、水とシリコンオイルの混合により粘性（動粘性係数 $\nu = 0.65 \sim 200$ cSt）および表面張力（ $\gamma = 16 \sim 72$ mN/m）を調整した標的液体層に自由落下衝突させた（ $v = 0.2 \sim 3.6$ m/s）。衝突の様子を高速度カメラ（Photron SA-5）により 5,000 fps で取得した例を図 2 に示す。ミルクラウンに類似の構造を確認することが出来る。

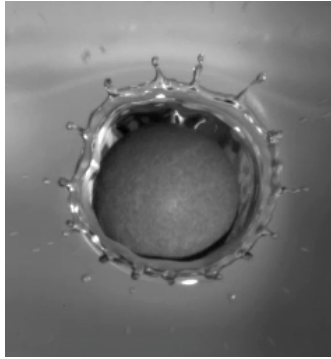


図 2: 固体弾の液体層への衝突によるフィンガリング不安定性（鉄球径 $d = 6.35$ mm, 液体層動粘性 $\nu = 0.89$ cSt, $v = 1.5$ m/s）。

様々な実験条件で、衝突の様子を撮影し、フィンガー数 N を数えた結果を図 3 に示す。図 3(a) は [11] で示されたモデルに基づいたプロットで、実線は式 (2) の関係を示す。一方、図 3(b) は Marmanis らにより導入された衝突レイノルズ数 $I = We^{1/4} Re^{1/2}$ [12] に密度比 $\rho_r = \rho_p / \rho_f$ をかけたものと N との関係を示している（ ρ_p , ρ_f はそれぞれ鉄球、液体層の密度）。実線は [12] で得られた関係（ $N \sim I^{3/4}$ ）の修

正版である

$$N \sim \left[\rho_r We^{1/4} Re^{1/2} \right]^{3/4} \quad (3)$$

という関係を示している。どちらもデータのばらつきは大きい図 3(b) が図 3(a) よりデータを良く説明しているように見える。ここで密度比 ρ_r が考慮されたのは、鉄球と液体層の密度差により、慣性（運動量輸送）の影響が異なることを取り込むためである。この結果は、密度比の効果を取り入れれば、固体弾と液体層の衝突によるフィンガリング不安定性は、液滴のそれと同様の性質を持つということを示している。また、式 (2) は液滴の変形を考慮しているが、固体弾は変形をしない。もちろん、標的液体は衝突により変形するが、その効果は Bhola と Chandra による液滴変形とは異なるため、図 3(a) データの一致が良くないのかもしれない。

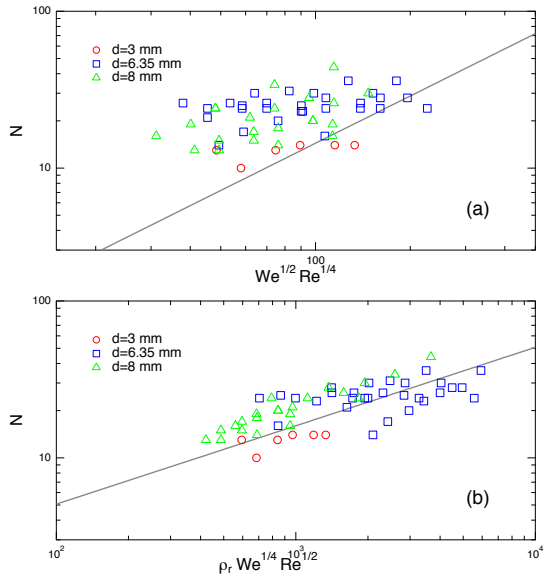


図 3: 固体弾の液体層への衝突により形成されるフィンガー数 N の (a) Bhola モデル [11], および (b) 修正 Marmanis モデル [12] によるスケールリング。

4 議論

ここまで、液滴と粉体層および固体弾と液体層の衝突のそれぞれについて、異なるモデル解析によりそれぞれのフィンガリング不安定性を説明してきた。しかし、実はそれらは必ずしも互いに一致しない。この不一致の原因がどの実験条件によるものなのか

を明らかにするためにはより詳細で系統的な実験が必要となる。更に、液滴の衝突におけるフィンガリングはレイリー・テイラー不安定性よりむしろ拡張した液膜縁のレイリー・プラトー不安定性によるものではないかという最近の報告もある [13]。詳細な実験および数値計算などが今後の重要な課題となる。

実験では画像からフィンガー数をカウントしたが、流体衝突におけるスプラッシュのフィンガー数は分裂・合体により実際は時間とともに変化する。実験では、なるべく多くのフィンガーを数え上げる方針でカウントを行った。そのために N はやや大きめとなり、図 3(a) の式 (2) による見積もりが計測の下限値を示しているように見えるのはそのためかもしれない。フィンガーの分裂・合体のダイナミクスそのもの面白い研究課題と言える。

最後に、「はじめに」で触れた小惑星イトカワのサンプルにおける微小クレーターについて、フィンガリング不安定性による説明の可能性を検討する。単純なレイリー・テイラー不安定性が適用可能と考えると、式 (1) に SiO_2 の典型値 ($\rho_2 = 2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $\gamma = 14 \text{ mN/m}$) と、[9] より読み取れるクレーターの直径 ($d \simeq 100 \text{ nm}$) と不安定化波長 ($\lambda \simeq 40 \text{ nm}$) を代入することにより、衝突速度は $v \simeq 2.3 \times 10^2 \text{ m/s}$ 程度と見積もることが出来る。ただし、流体変形により形成されるクラウン構造は、通常直ちに緩和されてしまう。そのため、イトカワサンプルの微小クレーターへの安易な適用には無理がある。より正確な見積もりのためには、宇宙空間でのメルトの冷却や粘弾性的性質などについての詳細な理解が必要となる。更に深刻な問題としては、レイリー・テイラー不安定性が「2 流体界面」の不安定性だということも挙げられる。真空状態ではフィンガリング不安定性が抑止されることが実験的にも報告されている [14]。宇宙空間のような真空状態は一般に「2 流体界面」と言える状態にはないだろう。また、超新星爆発のような大規模なイベントの場合は星周空間物質による減速の効果により不安定性が誘起されると考えられるが [15]、この考えは微小スケールには適用できない。イトカワサンプルの微小クレーターの構造は全く異なる機構で形成されているのかもしれない。

5 まとめ

液滴と粉体、もしくは固体弾と液体層との衝突により形成されるクラウン (フィンガリング) パターン

について、低速実験の観察結果をもとに、レイリー・テイラー不安定性や衝突レイノルズ数スケーリングによる解析を行った。結果は、これまでの液滴衝突で得られた結果を適用、もしくはわずかに修正することにより概ね説明出来ることが分かった。ただし、詳細なダイナミクスや、宇宙空間での微小衝突クレーター形状など、関連する未解決問題は多く残っている。

参考文献

- [1] A. M. Worthington, Philos. Trans. R. Soc. Lond. A **180** (1897) 137.
- [2] A. L. Yarin, Annu. Rev. Fluid Mech. **38** (2006) 159.
- [3] S. T. Thoroddsen, T. G. Etoh, and K. Takehara, Annu. Rev. Fluid Mech. **40** (2008) 257.
- [4] H. Katsuragi and D. J. Durian, Nature Phys. **3** (2007) 420.
- [5] X. Cheng, L. Xu, A. Patterson, H. M. Jarger, and S. R. Nagel, Nature Phys. **4** (2008) 234.
- [6] J. O. Marston, E. Q. Li, and S. T. Thoroddsen, J. Fluid Mech. **704** (2012) 5.
- [7] J. R. Royer et al., Nature Phys. **1** (2005) 164.
- [8] H. Katsuragi, Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 218001; J. Fluid Mech. **675** (2011) 552.
- [9] E. Nakamura et al., PNAS doi: 10.1073/pnas.1116236109 (2012).
- [10] R. F. Allen, J. Colloid Interface Sci. **51** (1975) 350.
- [11] R. Bhola and S. Chandra, J. Mater. Sci. **34** (1999) 4883.
- [12] H. Marmanis and S. T. Thoroddsen, Phys. Fluids **8** (1996) 1344.
- [13] G. Juarez, T. Gatopoulos, Y. Zhang, M. L. Siegel, and P. E. Arratia, Phys. Rev. E **85** (2012) 026319.
- [14] L. Xu, W. Zhang, and S. R. Nagel, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 184505.
- [15] J. J. Hester, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **46** (2008) 127.