

分子動力学シミュレーションで探るダストモノマー間相互作用

吉田雄城^{1,2}, 小久保英一郎^{2,1}, 田中秀和³

¹ 東京大学, ² 国立天文台, ³ 東北大学

惑星形成は原始惑星系円盤の中で進行する。原始惑星系円盤はガスと固体成分 (ダスト) から構成されており、惑星の主な材料であるダストが微惑星や原始惑星を経て惑星へと成長する。mm-cm 以下の大きさを持つダストは、分子間力による付着により衝突合体成長することが考えられているが、その成長過程は明らかではない。ダストの最小構成単位であるダストモノマーやダストモノマーが合体して形成されるアグリゲイトの衝突合体による成長過程は、室内実験と数値計算の両方から研究されている。数値計算ではモノマー間相互作用として 2 つのモノマー間に働く付着や回転、滑り、ひねりなどの相互作用を与える JKR 理論が用いられている。しかしこの JKR 理論に基づいた数値計算から得られる結果について、室内実験の結果との違いが指摘されてきた。Poppe et al. (2000) はモノマー同士の衝突室内実験を行い、モノマーが衝突で跳ね返る限界速度が JKR 理論の予測より大きいことを示唆した。また、Gundluch & Blum (2015) ではアグリゲイト衝突の室内実験を行い、跳ね返りの限界速度は温度依存性を持つことを示唆している。このような限界速度の違いや温度依存性は JKR 理論では説明することができない。これらの違いは、JKR 理論が弾性球を仮定していることが原因であると指摘されており (Krijt et al. 2013; Tanaka et al. 2015)、Tanaka et al. (2015) は分子動力学法によるモノマー衝突シミュレーションによって、衝突のエネルギーの一部がモノマーを構成する分子の振動励起に用いられることを指摘している。JKR 理論は分子レベルでの物理を考慮しておらず、モノマー間相互作用を正しく与えるためには分子レベルでの衝突現象を調べて、JKR 理論を修正もしくは拡張する必要がある。

本研究はモノマー衝突の分子動力学計算を行うことにより、分子レベルでのモノマー間相互作用を明らかにすることを目的とした。我々は、半径が 7.6–23 nm のモノマーを用意して、サイズや衝突速度、温度を変化させてシミュレーションを行った。すると、モノマーが小さいと跳ね返りが起きにくいことが分かった。このようなサイズ依存性は JKR 理論でも確認できる。また、衝突速度を大きくするとモノマーが変形しやすくなり、圧縮時と伸張時にズレ (ヒステリシス) が起こることがわかった (図 2)。この変形は JKR 理論とのズレの要因の一つと考えられる。次に温度依存性について、本研究では低温度範囲 ($T < 100\text{K}$) で衝突計算を行い、その温度範囲内ではモノマーに働く力には変化が見られないことがわかった。

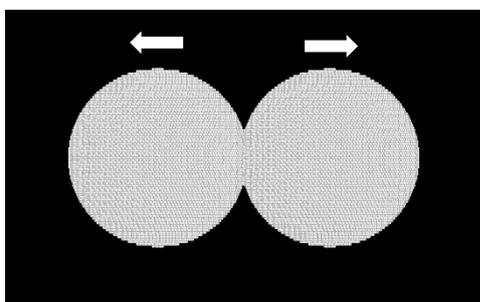


図 1: モノマー衝突計算のスナップショット。モノマーが接触する前後では分子間力による引力が働き、圧縮していくと斥力が働く。ここでは斥力を正、引力を負とするようにしている。

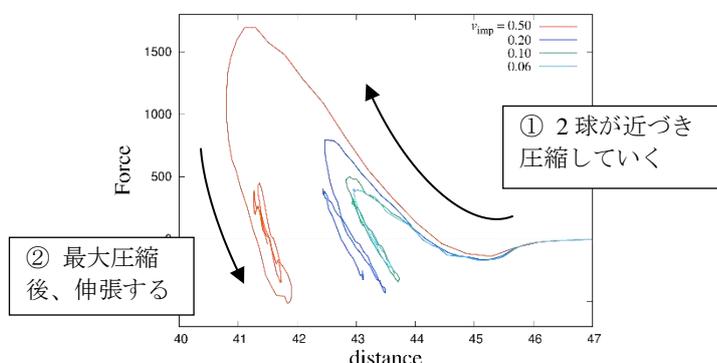


図 2: 2 つのモノマー重心間距離とモノマーに働く力の関係。距離は 0.3405 nm で規格化されている。圧縮時と伸張時で異なる様子 (ヒステリシス) が見られる。

事前加熱玄武岩を用いた衝撃回収実験

大野 遼¹, 黒澤 耕介¹, 新原隆史², 三河内 岳³, 富岡尚敬⁴,
岡本尚也¹, 松井孝典¹

¹千葉工業大学,²東京大学工学系研究科,³東京大学総合研究博物館,
⁴海洋研究開発機構高知コア研究所

はじめに：天体衝突現象は、天体の形成や進化などの太陽系軌道進化史における主要過程を理解する上で重要な現象である。隕石の衝撃変成組織は、それらの天体衝突現象を記録しており、衝撃変成組織から情報を取り出すことで太陽系における衝撃イベントのパラメータを制約することが可能となる。隕石には様々な衝撃変成組織が含まれており、それらは衝撃変成度合い（ショックステージ）を分類するために用いられている（e.g., Stöffler et al., 2018）。ショックステージでは、衝撃変成組織に加えて、各分類に応じた圧力と温度が実験的に見積もられている。融点温度以下の衝撃温度は実測できないため、ランキンユゴニオ関係式を用いた計算によって見積もられている。本研究では、標的に対して十分に小さい飛翔体を用いて標的に減衰衝撃波を作用させる衝撃回収実験を行うことで、反射衝撃波による再圧縮の影響を取り除き、幅広い衝撃圧力を経験した試料を回収することができる、3次元衝撃回収実験

を行った。実験と同条件の数値衝突計算を実施し、衝撃変成組織が経験した温度圧力推定を行った。本研究ではこれまで、玄武岩を用いた実験を行ってきたが、衝突点近傍において細い衝撃溶融脈（幅約 4 μm ）が形成されたものの、メルトポケットを生成するような強い溶融組織が観察されることはなかった。そこで、今回は輻射加熱によって事前に加熱した試料を用いて実験を行い、強い溶融組織が見られるかを検証した。

手法：実験試料はこれまで行った実験と同じ、内蒙古自治区の玄武岩を使用した。試料は直径 30 mm、高さ 24 mm の円柱状に加工し、チタン製のコンテナ（外径 50 mm）に収納した。これにポリカーボネイト製の球状飛翔体を、衝突速度 ~ 7 km/s で衝突させた。回収した試料は、千葉工業大学の偏光顕微鏡および SEM (Scanning Electron Microscope) を用いて観察を行なった。これらの観察・分析結果を用いて、先行研究（Stöffler et al., 2018）の岩石・鉱物組織か

ら、経験した温度・圧力を推定した。また、iSALE を用いて数値衝突計算を実施し、経験した温度・圧力を見積もり、組織観察結果との比較を行った。

考察と結論：試料中では、全体を通して実験前試料よりも強い波状消光を示す輝石や斜長石、カンラン石が観察された。これは、常温での実験と同様の結果となった。また、衝突直下点より、約 3 mm に渡りネットワーク状に繋がる熔融脈が形成されていた。熔融脈の途中には幅が約 200 μm 、長さが約 700 μm のメルトポケットが形成されており、内部には気泡が観察された。常温での衝突実験時に形成された衝撃熔融脈は、最大で幅が 4 μm 程度のものであったため、事前加熱によって常温よりも広い領域が熔融したことが示された。iSALE を用いた数値シミュレーションでは、ピークの圧力が 12 GPa、ピーク温度は 1000 K という結果となった。衝撃熔融脈が形成されていた場所は、衝突直下点であったため、ほぼピークの温度・圧力を経験したと考えられる。衝撃変成組織から見積もられる圧力は 20 GPa 以下であるため、数値計算で見積もられた圧力と整合的であると言える。衝撃温度に関しては、熔融組織が見られたことから、玄武岩のソリダス温度（約 1360 K）を超える温度を経験したと考えられる。そのため、数値計算で見積もられた

温度よりも 300 K 程度の温度超過が起きていたことが推測される。以上のように、本研究によって事前加熱した 3 次元衝撃回収実験の手法を確立させ、常温時よりも強い熔融組織を形成することを明らかにした。

結論：本研究では 3 次元衝撃回収実験において強い熔融組織を形成させるため、事前加熱した実験手法の開発を行った。回収試料中では波状消光が見られ、衝突直下点において衝撃熔融脈がネットワーク状に連結し、中間地点においてメルトポケットを形成していたことが明らかとなった。このことは、常温での衝撃回収実験よりも熔融している組織が回収できたことを示している。iSALE を用いた数値計算では、到達温度圧力の推定において、圧力が 12 GPa、温度が 1000 K 程度であったことから、圧力は衝撃変成組織と整合的であったが、温度の見積もりに関しては約 300 K 程度の温度超過があったことが示された。今後は、今回の実験結果を用いて、nano-SIMS での元素拡散のカイネティクスから温度を推定する手法の開発や、TEM を用いて欠陥構造を調査することで、再結晶化組織が存在するかどうかなどを行い、衝撃実験による温度の定量的な推定を行いたいと考えている。また、最終的に、隕石変成組織の新たなショックステージ分類の提案を目指したいと考えている。

土星リング粒子を模擬した多孔質氷球の低速度衝突実験： 反発係数に対する空隙率及び複数回衝突の影響

神戸大学大学院理学研究科 ○豊田優佳里 荒川政彦 保井みなみ

はじめに：土星リングは、サイズ数 cm から数 m までの水氷粒子で構成されており、その粒子は互いに衝突しながら土星の周りを公転している。その相互衝突の結果、リング粒子は凝集・反発・破壊を起こし、土星リングの力学的進化やその構造に影響を及ぼしている。また、土星リングが非常に薄い円盤状（幅数万 km, 厚さ約 10 m）を保っているのは、リング粒子が非弾性衝突を起こし、エネルギーを効果的に散逸しているためであると考えられている。リング粒子の力学的構造はよく知られていないが、惑星探査機カッシーニの観測や低い熱慣性から高空隙率の水氷粒子集合体であることが予測されている。表面の滑らかな氷や霜のついた氷の反発係数はこれまでに調べられているが、多孔質氷球の反発係数はこれまで詳しく調べられていない。そこで、多孔質氷球の衝突過程について詳しく調べる必要がある。本研究の目的は、多孔質氷球の反発係数及びエネルギー散逸のメカニズムを明らかにし、土星リング粒子の内部構造を推定することである。そのため、多孔質氷球と花崗岩板、多孔質氷板の2種類の板に対して低速度衝突実験を行い、衝突速度と反発係数の関係に対する空隙率依存性を調べた。

実験方法：本研究では球を板へ自由落下させて衝突実験を行い、反発係数を測定した。多孔質氷球（半径 1.5 cm, 空隙率 47, 53, 60%）は氷粒子（平均粒径 10 μ m）を球形に押し固めて作成した。また、標的板は花崗岩板、多孔質氷球と同様に作成した多孔質氷板（半径 1.5 cm, 高さ 2 cm の円盤状, 空隙率 43 ~ 62%）を使用した。反発係数は衝突の時間間隔を測定することで求めた。衝突速度範囲は $v_i = 0.78 \sim 101.3$ cm/s であった。

実験結果：多孔質氷球の反発係数は氷球の場合と異なり、衝突速度の増加とともに反発係数は下がり続け、準弾性領域は確認されなかった。また、1 回目の衝突においては空隙率が大きいほど反発係数は低くなる傾向が見られたが、複数回衝突においては空隙率の差は確認されなくなった。この関係は

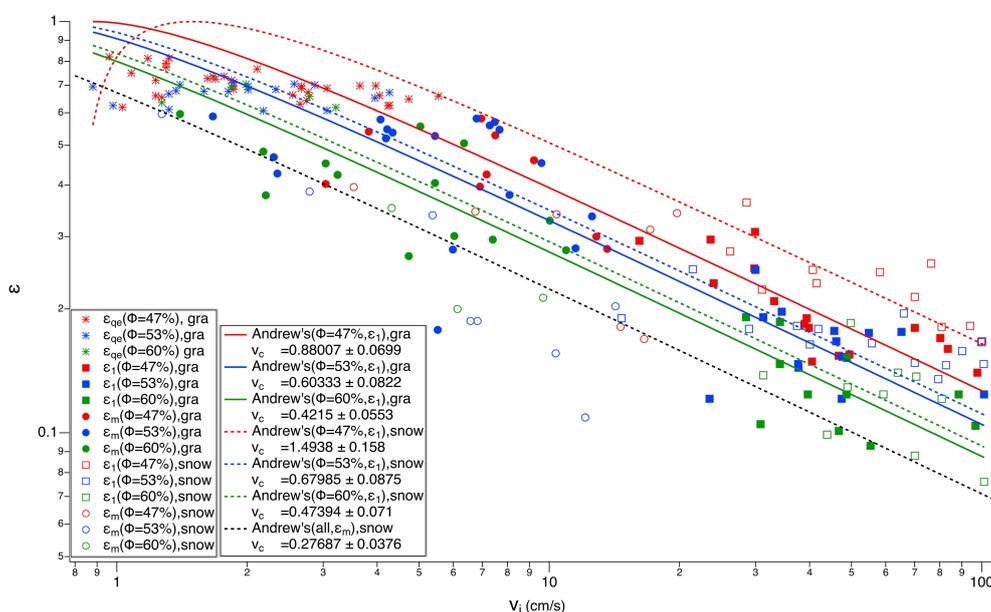
Andrews' model によって提案された関係式 $\epsilon^2 = \frac{1}{3(v_i/v_c)^2} [-2 + \sqrt{30(v_i/v_c)^2 - 5}]$ (v_i : 衝突速度, v_c :

限界速度) で表すことができ、 v_c は空隙率の増加に伴って小さくなった。また、複数回衝突の場合は空隙率によらず $v_c = 0.28$ となった。複数回衝突の場合に反発係数が小さくなる原因としては、前回の衝突によって焼結による結合が切れて強度が小さくなったことが原因であると考えられる。

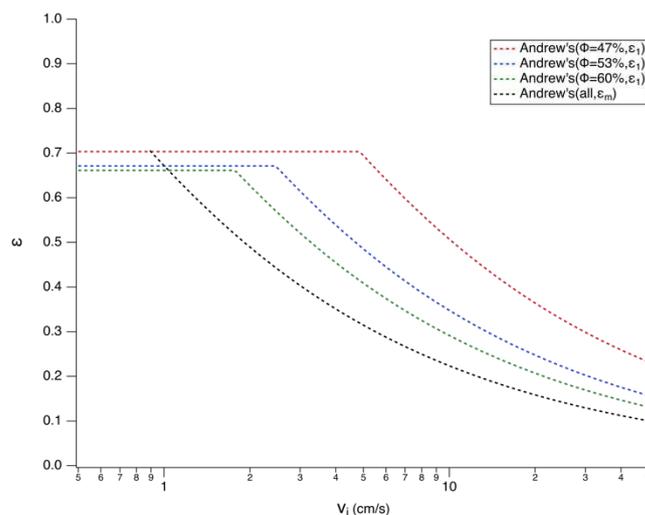
また、多孔質氷球と花崗岩板の衝突の場合は反発係数が 0.6 で一定となる準弾性領域が確認され、その境界速度は空隙率 47% では ~ 6 cm/s, 空隙率 53% では ~ 4.5 cm/s, 空隙率 60% では ~ 3.5 cm/s であった。ここで得られた境界速度を用いてヘルツの弾性論より衝突圧力を計算すると、空隙率 47% で

は 2.24 MPa, 空隙率 53%では 1.16 MPa, 60%では 0.43 MPa となった。これを静的圧縮変形試験で計測された多孔質氷球の圧縮強度 $Y_{d,t}$ (空隙率 47%: 2.72 MPa, 空隙率 53%: 1.35 MPa, 60%: 0.45 MPa) と比較するとほぼ一致することがわかった。この結果から、限界速度を超えると塑性変形が開始して、エネルギー散逸が起こって反発係数が下がることが推測された。

更に土星リングへと応用するため、実験で得られた反発係数と衝突速度の関係式を外挿した。その結果、多孔質氷同士の複数回衝突における反発係数は衝突速度 0.5~3 cm/s で 0.4 ~ 0.7 になることがわかった。この衝突速度は数値シミュレーションによって得られた土星リング粒子の衝突速度 (0.3~2 cm/s) とよく一致することがわかった。以上より、土星リング粒子は空隙率 47~60%の多孔質氷球であることが示唆された。



多孔質氷球と多孔質氷板及び花崗岩板の衝突における衝突速度と反発係数の関係



実験で得られた経験式の外挿結果

準静的圧縮実験による砂の塑性ガス状態方程式モデルと 衝突現象への応用

鈴木宏二郎（東大新領域）

Key Words: Granular Flow, Irreversible Compression, Plastic Gas Model, Computational Fluid Dynamics

1. はじめに

衝突プローブは、運動エネルギーを利用して天体表面に貫入するため、ドリルのような機構を必要とせず、小型、シンプル、軽量、低コストの表面サンプリングや地下探査（ペネトレータ）などへの利用が期待される。天体表面の物質や状態、不均一性など様々な不確定性がある中で確実に機能する衝突プローブを開発するためには、バリステックレンジ等による衝突実験に加え、数値シミュレーションを援用することが重要である。特に後者では衝突条件のパラメータ設定が自由に行えるため、その技術を確立する必要がある。

衝突プローブまわりの砂の挙動をシミュレーションする方法は、粒子モデルと流体モデルの2種に大別される。前者の代表としてDEMが挙げられる。これは、構成粒子1個1個の運動解析によって粉体流れを直接シミュレーションするものである。しかし、これはN体問題であり、プローブ開発などの実用に供するには計算負荷が過大である。さらに、再現性の高いシミュレーションとするためには、あらかじめ粒子間の相互作用モデルをチューニングしておく必要があり、それは容易ではない。流体モデルは、衝突によって表面物質が押しつぶされてマクロな密度が上がることを圧縮性流体現象とのアナロジーで表現する。この時、衝撃波捕捉法などの数値流体力学として既に開発されている計算技術が利用できる。しかし、衝突時の粉体の挙動は、圧縮で密度が上昇する点で圧縮性流体として表現できるものの、圧縮力がなくなった際に元の密度に戻らない非可逆性を示す点で、本質的に異なっている。そのため、通常の圧縮性流体とは別の新たな流体モデルとその流体力学を構築する必要がある。

ここでは、適用をペネトレータやサンプリングゴアラーに限定し、速度は100m/sで、それによって生ずる動圧は100MPaのオーダーであるとする。従って、高速衝突に伴う砂の温度上昇や融解、気化などの相変化は無視する。これまで筆者は「圧縮性かつ非膨張（CNE: Compressible and Non-Expanding）流体」モデルを開発してきた[1-3]。CNE流体モデルは図1に示す密度と圧力の関係（状態方程式）として表現される。状態方程式は非可逆的圧縮曲線と可逆な弾性的除荷/再圧縮線の2種類で構成される。CNE流体は初期状態から圧縮されると非可逆的圧縮曲線上を移動し、

密度と圧力が上昇する。状態 C_1 で圧縮が止まると弾性的除荷/再圧縮線上を状態 B_1 まで移動し、圧力が0となる。再度圧縮が起こると同じ弾性的除荷/再圧縮線上を状態 C_1 まで戻った後、非可逆的圧縮曲線上を状態 C_2 まで密度と圧力が上昇する。圧縮力が失われると状態は弾性的除荷/再圧縮線上を状態 B_2 ($p=0$)まで移動し、というような過程を繰り返す。図に示すように弾性的除荷/再圧縮線の傾き（音速の二乗）は非可逆的圧縮曲線よりはるかに大きいため、初期状態Oから $B_1 \rightarrow B_2$ と弾性的除荷によるわずかな密度減少を除き、ほぼ単調な密度上昇が表現される。

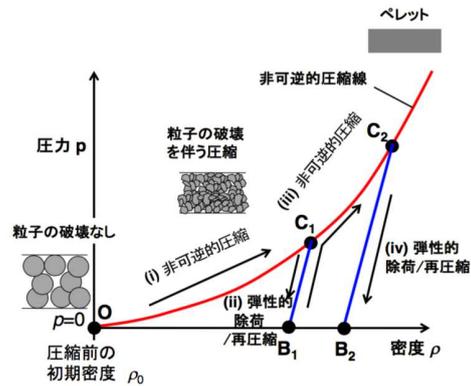


図1 CNEFモデルの状態方程式

2. 準静的圧縮実験の概要

実際の砂が圧縮と除荷に対して図1に示すような挙動を示すかを確認するため粉体からペレットを作成するために用いられている油圧プレスを用いた準静的圧縮実験を行った[4,5]。粉体サンプルは直径15mmの円筒状のサンプル容器（ダイ）に入れ圧縮される。研磨用のガラスビーズ（不二ガラスビーズ、粒度40=直径0.355~0.5mm）を用いた実験では図1と同様な挙動を計測することができた[4,5]。

ここでは、この性質が一般的なものを調べるため粒度の異なるガラスビーズや珪砂（竹折礦業所珪砂4）、その混合などについても計測を行った。図2に粒度80のガラスビーズ（不二ガラスビーズ、粒度80=直径0.18~0.25mm）を用いた結果を示す。サンプル容器の中で均一な圧縮状態を得るため、圧縮後に容器を開け全体を攪拌する操作を繰り返す必要がある。繰り返しにより均一に圧縮が行われ、密度が一定の値に収束するようになる。図には比較のため粒度40のガラスビーズにおける非可逆的圧縮線も示されているが、定性的には同様な傾向を示し、かつ、その

傾きが大きいことから圧縮されにくい性質を持っていることがわかる。成分は同じであるので、その差異は粒子の直径によるものと思われる。砂の圧縮に対するマクロな応答は、粒子の物質、形状、大きさなどミクロな性質が寄与していることがわかる。

計測した弾性的除荷/再圧縮線の傾きから求めた音速の密度依存性を図3に示す。密度が上昇するに従い弾性的な音速は上昇し、物質として持っている音速に近づくことがわかる。さらに、弾性的な音速も粒度80の方が粒度40より大きく、マクロな弾性体としてより硬い性質を持っていることを示している。

以上からCNE流体モデルは砂などの粉体の圧縮モデルとしてある程度汎用性を持つことがわかった。

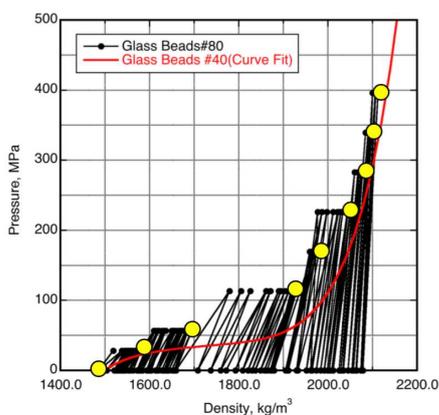


図2 粒度80ガラスビーズの準静的圧縮実験結果

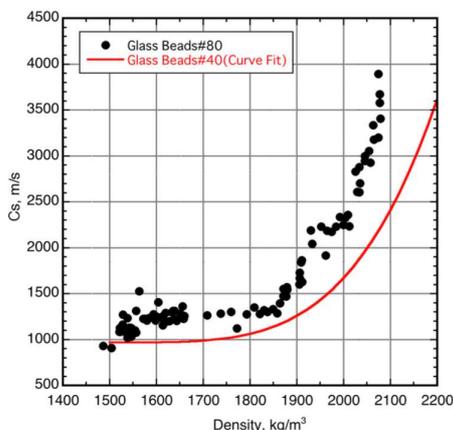


図3 粒度80ガラスビーズの弾性的音速(c_s)

同じ粉体でも、その環境により、異なる圧縮特性を示すことが予想される。粒度40のガラスビーズに質量で約20%の水を混入し、ぬれた砂として準静的圧縮実験を行った。プレスすることで水分は抜けていくため、密度の計算では乾燥したガラスビーズの質量のみを用いている。図4に濡れたガラスビーズにおける準静的圧縮実験の結果を示す。乾いたガラスビーズと比べて傾きが小さく、圧縮されやすくなっており、圧縮に際して水が潤滑剤の役割をしていることが考えられる。これについては、今後、顕微鏡観測

による圧縮後の粒子状態の比較などを行っていく予定である。

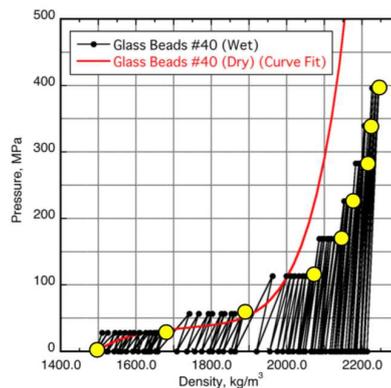


図4 濡れたガラスビーズの準静的圧縮実験結果

3. CNE流体の流体シミュレーション

CNE流体モデルは、圧縮と除荷で異なるプロセスを経るという点を除いて圧縮性流体と同様であるため、流れ場の数値解析には有限体積法、ゴドノフ法、リーマンソルバーの組み合わせを用いることができる。ただし、CNE流体のリーマンソルバーは、非可逆的圧縮と可逆的弾性変化の2種類の過程が存在するため、その解の様子は異なったものとなる。図5にガラスビーズ#40で得られた状態方程式を用い、左右のCNE流体が衝突する1次元問題の数値解の波動線図($x-t$ 空間での密度等高線)を示す。衝撃波の前方に弾性的過程が作る先行波が形成されており、一般的な圧縮性流体とは異なる解となっている。現在、ここで開発されたソルバーを円筒型ペネトレータやサンプリングコアラー問題に拡張し、CNE流体モデルの適用性を評価している。

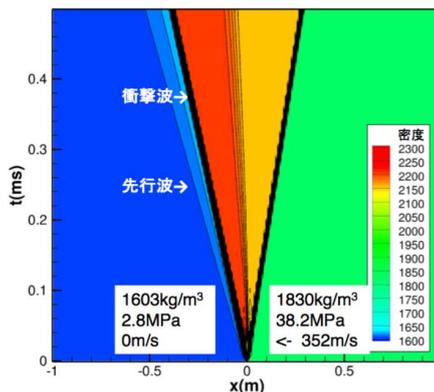


図5 CNE流体衝突問題の波動線図

謝辞: 本研究は、科学研究費補助金(基盤研究(B) No. 19H02339)の支援を受けて行われた。

参考文献: [1] K. Suzuki, AIAA Paper 2016-4107, 2016. [2] K. Suzuki, Aerospace Technology Japan 16, 210-217 (2018). [3] K. Suzuki, Aerospace Technology Japan 19, 726-734 (2021). [4] 鈴木, 衝突研究会, 2021, 3月. [5] K. Suzuki, iCRAFT2020_5003.

自転する天体への巨大衝突に伴う角運動量輸送と自転軸傾斜角の変動

黒崎健二

2021年12月20日

1 研究背景

惑星形成過程の最終段階において、成長した原始惑星同士が合体成長すること期待される。巨大衝突を経験することで惑星の固体コアは成長していく。さらに衝突に伴って惑星は角運動量を得ることが知られている。巨大衝突が発生することにより惑星は大きな角運動量を得ることができるので、それが惑星の自転の起源となることが考えられる。太陽系内の惑星について注目すると、多くの惑星は固有の自転周期と自転軸傾斜角度を持っている。惑星が円盤内において小さな天体の集積を通して形成した場合は、惑星の自転軸は公転面と垂直になることが期待される。これは惑星の自転角運動量と比べて惑星の公転の角運動量が大きいためであり、惑星が微惑星集積のみで獲得角運動量が決まるのならば自転軸傾斜は生まれない。しかし、太陽系内の天体の自転軸傾斜角には多様性があることがわかっている。その中でも、巨大氷惑星の天王星と海王星は対称的な軌道傾斜角を持っている。海王星の軌道傾斜角は 24° である一方、天王星の軌道傾斜角は 98° とほぼ横倒しになっている。これだけの大きな軌道傾斜角は巨大衝突以外で作ることは困難であり、天王星が巨大衝突を受けた重要な痕跡となりうる。その一方で、形成したときに惑星が自転していた場合に衝突した場合にどれだけの自転軸傾斜角を生み出せるかはまだよくわかっていない。本講演では初期に自転していた天体に対する衝突計算を行い、その自転軸の変動量を数値計算により確かめた。そして、巨大衝突に伴う自転軸の傾斜角度の変動を議論し、天体衝突減少に伴う質量損失と角運動量輸送の関係についての議論を行った。

2 計算手法

本研究に用いる数値計算手法は Standard Smoothed Hydrodynamics 法である (e.g. Monaghan 1992). 使用した状態方程式は、水素ヘリウム大気は, Saumon et al. (1992), 固体コアとなる氷成分には SESAME water を用いた。ターゲット天体の自転周期は 12 時間を仮定した。これは、現在の天王星が持つ自転角運動量と同じだけ与えた場合に対応している。インパクター天体は 1 地球質量の氷成分の天体とした。

衝突におけるインパクトパラメータは Figure 1 の左図に対応する。衝突速度を脱出速度で固定し、衝突パラメータを Y 軸方向と Z 軸方向それぞれに変更させた。衝突前にもともと傾いていた場合は θ_0 としてパラメータを整理した。これにより、インパクターの自転が無視できる場合には、 Y 軸のインパクトパラメータ b_y 、 Z 軸のインパクトパラメータ b_z 、衝突前の自転角変動量 θ_0 の 3 つにまとめることができる。

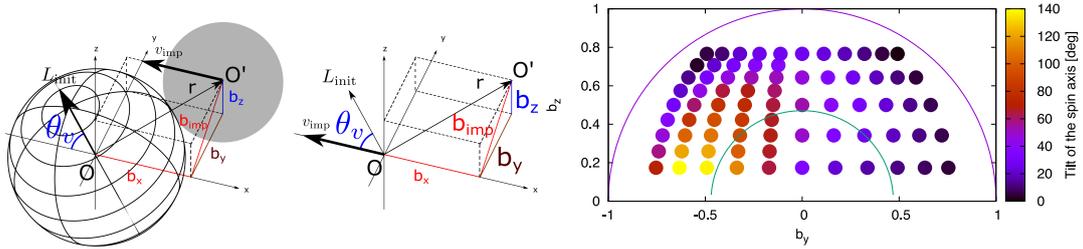


図1 衝突パラメータの定義（左図）と衝突後の自転軸傾斜角度（右図）.

3 計算の結果

衝突における計算の結果をまとめる．Figure 1の右図は衝突パラメータを変えた場合に対して，衝突後の角運動量変動を示したものを表す．横軸は b_y を示し，このインパクトパラメータは自転速度を加速もしくは減速させる作用を持つ．その一方， b_z はターゲット天体の自転速度に影響を与えず，衝突前の自転軸と独立な方向の角運動量を与える成分となっている．計算の結果，これらの成分はほぼ角運動量保存をベースとした議論によって与える角運動量を議論できることが明らかになった．また，衝突にともなう大気流出が角運動量を奪う効果をもっているため，合体にともなう生じる自転軸の変動は大気の流出と一緒に議論されるべきであることも明らかとなった．

4 まとめ

本研究では自転天体に対する斜め衝突での角運動量変化について詳細な解析をおこなった．その中でも，天王星を研究対象としてその自転軸傾斜角が巨大衝突によってどのように形成されるかを検討した．

- 斜め衝突に伴う自転軸傾斜の変動は質量損失および角運動量損失に伴って発生する．
- 天体が自転している場合でも衝突後の質量損失と角運動量損失をターゲットおよびインパクトで個別に分けて傾向を調べると，衝突パラメータのみでその傾向を理解できる
- 天体の自転軸が衝突前から傾いていても，傾いていない場合の質量損失と角運動量損失の傾向を用いることで，解析的に衝突後の天体がつ角運動量を推定することができる

天体衝突による高速度放出物の特徴

黒澤耕介¹, 鎌田俊一², 玄田英典³,

¹千葉工業大学, ²北海道大学, ³東京工業大学,

はじめに: 全ての天体衝突は垂直衝突でなく斜め衝突である。斜め衝突時に衝突点近傍の物質は、衝突速度の数 10%に及ぶ高速度で放出されることが知られている。例えば惑星表層の水平混合や惑星間物質移動の文脈では高速度放出物の質量-速度-方向分布を理解することが必要である。

ところが、斜め衝突は 3 次元現象であり、実験的にも数値的にもデータに限られ、特に放出方向分布についての理解は乏しい。この現状は 2010 年以降に急速に進展した高速撮像技術、計算機性能によって打破できる可能性がある。Okamoto et al. (2020)は高速度斜め衝突実験を実施し、弾丸貫入特徴時間以上の時間分解能で詳細に放出物の様子を撮影した。また同時にこれまでにない空間解像度の 3 次元数値衝突計算を実施し、高速度放出物の様相を再現することを確認した。この事実は我々が実在物質の斜め衝突時の放出挙動を再現する数値計算コードを手にしたことを意味する。Kurosawa et al. (2019)及び Hyodo et al. (2019)ではこのコードを用いて衝突速度、角度を系統的に変化させた網羅的な数値衝突計算を実施し、火星から火星衛星への物質輸送量を定量化した。今回はこの網羅的計算についてさらに解析を進めることとした。

仰角-方位角-質量分布: 3 次元数値衝突計算コードの出力は 3 次元の位置座標と速度ベクトルであり、6 次元位相空間上のデータとなっている。高速度放出物分布を再現するには衝突天体そのものを 100 万粒子以上で表現する必要があり、データ量は数 100 GB に及ぶ。このデータを扱うのは煩雑であるし、ストレージコストの面で現実的ではない。そこでまずはデータ量を落とすことを検討した。上空へ放出された物質の速度ベクトルが得られているため、仰角(緯度)と方位角(経度)が張る天球を格子状に分割し、その質量分布を求めることが可能である。惑星科学応用ではそれほ

ど細かく天球を区切ることにはあまり意味はないので、この処理でデータ量を <1GB に落とすことができる。厳密には放出位置の情報を消してしまっていることになるが、高速度放出物は長距離移動するため、放出位置の微妙な差異は重要ではないと判断した。数値衝突計算を用いることで、かゆいところに手が届くような解析も可能になるだろう。そうではあるが、やはり天球上のデータ(3 次元: 仰角, 方位角, 質量)でも情報量が多すぎる。それに加えてこのデータをどのように評価するか? という問題がつきまとう。恣意性を排除しつつ、定量的に評価可能な手法を検討する必要がある。

球面調和関数展開の利用: 天球上に表現された関数は球面調和関数群を用いて展開することができる。緯度、経度に対応する 2 つの整数は次数 l と位数 m と呼ばれる。天球上の起伏の大きさを表現する波長 λ は次数 l を用いて $\lambda = 2\pi/\sqrt{l(l+1)}$ と表される。位数 m は $-l$ から l の値を取る整数であるので、展開係数の総数は $(l+1)^2$ である。また放出物の分布は衝突の斜線面に対して面対称であることが期待されること、もとの地表面よりも上空、すなわち天球の北半球のみをとればよいこと、球面調和関数の性質から必要な展開係数の総数は $(l+1)^2/4$ になる。すなわち l を 80 次までとった(波長 4.5°)としてもわずかに 1,640 個の定数で天球上の構造を表現できる。測地学分野では詳細に得られた惑星、衛星の高度分布、重力異常分布を表現するための常套手段である。展開係数は数学的に算出され、データフィッティングを行っているわけではないことに注意してほしい。

最低限必要な次数: まずは火星への典型的な衝突条件である 15 km s^{-1} , 45 度衝突の場合のデータを 80 次まで展開したところ、得られた展開係数からの再合成によって、もとの分布をよく再現できることを確認した。続いて次

数をどこまで下げても放出物の挙動を大局的に表現できるのかを検討したところ、少なくとも10次程度までは取る必要があることを確かめた。この場合展開係数の総数はわずか31個である。球面調和関数群の2乗和は振幅強度としてその次数の寄与を表す定量的指標となる。ある次数 l に対して展開係数は $2l+1$ 個存在するので、それぞれの係数を2乗して総和をとればよい。80次まで展開した場合、10次までの項で全体の50%程度の情報をもっていることがわかった。なお今回は衝突天体質量で規格化した無次元質量分布を展開しているので、展開係数も無次元である。

位数方向の振幅強度: 続いて位数に対する振幅強度を求めた。これはある位数 m に対して、次数方向の係数を2乗和している。次数と比較すると、位数方向には細かい構造の寄与があまりなく、位数2-3までとれば~80%の情報をもっていることがわかった。また衝突角度を固定した場合、衝突角度が浅い場合(15°)を除き衝突速度 6 km s^{-1} から 18 km s^{-1} までほぼ同じ強度分布になることがわかった。このことは高速度放出物の方位角方向分布は衝突速度には依存せず、衝突角度のみで決まることを示唆している。

実験&理論研究への示唆: 今回はまだ提案手法の有効性をみるための簡易的な解析を実施したに過ぎないが、高速度放出物を扱う研究への示唆が得られた。高速度放出物の分布を調べる実験を行う際には仰角方向により細かく調べることが推奨される。また、流体近似ができる場合には衝突速度の違いによる放出方向の分布の際が小さいので、衝突角度依存性を詳しく調べることが望ましい。

惑星間物質移動や、惑星表面物質の水平混合を扱う場合は球面調和関数の展開係数を入力パラメータにすることで、高速度放出物の初期条件を生成することが可能であろう。

※図や参考文献についてはスライドのPDFファイルをご参照下さい。

すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam で得た

C 型/S 型 like 小惑星のサイズ分布の比較

○前田夏穂¹ 寺居剛² 大槻圭史¹ 吉田二美^{3,4} 石原昂将^{1,2,5} 出山拓門^{1,6}

1) 神戸大学理学研究科惑星学専攻 2) 国立天文台 3) 千葉工業大学 4) 産業医科大学

5) 総合研究大学院大学 6) 株式会社 NTT データ MSE

小惑星帯には、多様なスペクトルを持つ小惑星が存在しており、その特徴をもとに分類すると、S 型と C 型が特に多い。分光観測や小惑星探査機はやぶさが地球に持ち帰ったイトカワ試料と隕石との比較から、S 型小惑星は岩石質な組成を持つ普通コンドライト隕石の母天体であることがわかっている。一方、C 型小惑星は炭素質コンドライト隕石の母天体であると考えられており、小惑星探査機はやぶさ 2 が地球に持ち帰ったリュウグウ試料の分析によって決着がつけられると期待される。このように、S 型小惑星と C 型小惑星は異なる組成を持つと考えられている。では、これらの小惑星のサイズ分布も異なるのだろうか。直径数 10 km 以下の小惑星のサイズ分布は、それらの継続的な衝突進化過程を強く反映すると考えられている(e.g.,[1])。いくつかの先行研究[2-4]では、地上観測で得た小惑星データを用いて、カラーの異なる小惑星のサイズ分布の比較がなされていたが、それらの結果は直径 1–5 km の範囲において食い違っていた。そこで本研究では、すばる望遠鏡に搭載された広視野撮像装置 Hyper Suprime-Cam による観測で得た大量かつ均質な小惑星データを用いて、直径 0.4–5 km の範囲について S 型 like なカラーを持つ小惑星と C 型 like なカラーを持つ小惑星のサイズ分布の比較を行った[5]。

まず、 g バンド（波長 0.40–0.55 μm ）と r バンド（波長 0.55–0.70 μm ）の 2 種類のフィルターにより取得した撮像データから、24.2 等級より明るい約 3500 個のメインベルト小惑星を検出し、それらの絶対等級と $g-r$ カラーを測定した。カラーが得られた小惑星を、C 型より S 型の方が $g-r$ カラーが赤い（値が大きい）という性質を用いて、S 型 like 小惑星と C 型 like 小惑星に分類した。分類基準は既知の S 型・C 型小惑星の $g-r$ カラー分布においてそれぞれの型の個数が全体の 90%以上となる値（C 型 like: $g-r < 0.50$, S 型 like: $g-r > 0.56$ ）とした。

S 型小惑星と C 型小惑星のサイズ分布を比較した結果、両者の形状は、直径約 0.4–5 km の範囲においてよく一致することがわかった（図 1）。また、先行研究の結果[2-4]を考慮すると、サイズ分布形状の一致は直径 0.4–20 km の範囲で成り立っていると考えられる。衝突破壊平衡下にある小惑星集団のサイズ分布の概形は、衝突破壊強度のサイズ依存性により決まることが解析的にわかっている[6]。また、衝突破壊強度のサイズ依存性は組成に依存すること(e.g.,[7])、S 型と C 型は異なる組成を持つと考えられることから、両サイズ分布の一致は、少なくとも直径 0.4–20 km 範囲において、組成の違いは衝突破壊強度にほと

んど影響しないことを示唆する。サイズ分布が一致したサイズ範囲は、小惑星の自転周期分布に見られるスピンバリアのサイズ範囲と整合的であり[8]、本研究の結果は直径 0.4–20 km の小惑星の大半がラブルパイル天体であるという見解を支持する。

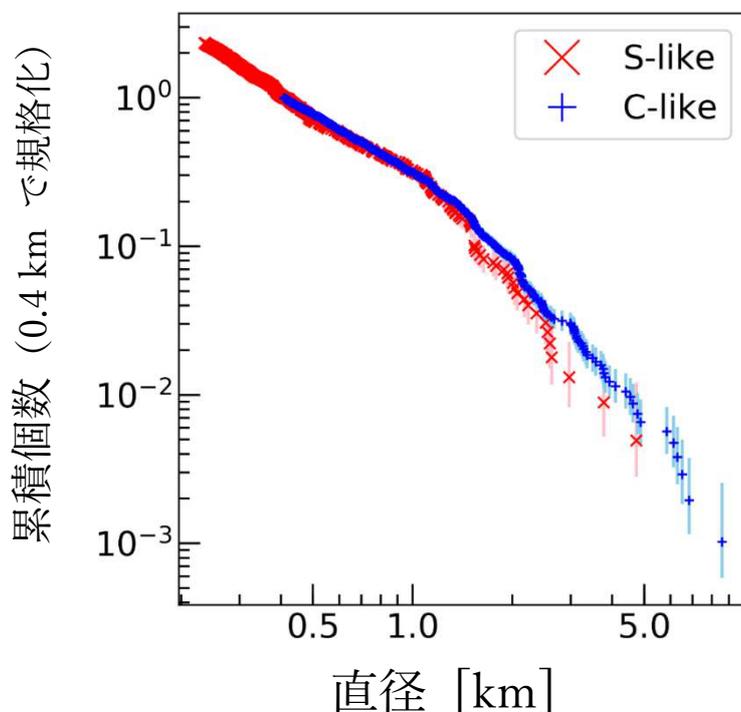


図1. 本研究で得た S 型 like 小惑星 (赤, バツ印) と C 型 like 小惑星 (青, プラス印) のサイズ分布. 形状を比較するため, 縦軸は直径 0.4 km で 1 となるように規格化している. また, 横軸の直径は, 幾何アルベド (S 型 like: 0.21, C 型 like: 0.07 [9]) を仮定して絶対等級から変換した.

【参考文献】

- [1] Bottke, W. F., Broz, M., O'Brien, D. P., et al., 2015, in Asteroids IV, 701
- [2] Ivezić, Ž, Tabachnik, S., Rafikov, R., et al., 2001, Astron. J., 122, 2749
- [3] Yoshida, F. & Nakamura, T., 2007, Planet. & Space Sci., 55, 1113
- [4] Peña, J., Fuentes, C., Förster, F., et al., 2020, Astron. J., 159, 148
- [5] Maeda, N., Terai, T., Ohtsuki, K., et al., 2021, Astron. J., 162, 280
- [6] O'Brien, D. & Greenberg, R., 2003, Icarus, 164, 334
- [7] Holsapple et al. 2002, in Asteroids III, 443
- [8] Chang, C-K, Ip, W-H, Lin, H-W, et al, 2015, Astron. J., 219, 27
- [9] Usui, F., Kasuga, T., Hasegawa, S., et al., 2013, Astrophys. J., 762, 56

10 km/s 超高速度衝突による微小クレーター形成実験

○野村啓太¹, 中村昭子¹, 長谷川直²

¹神戸大学大学院理学研究科, ²宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所

背景と目的: 月の岩石には、惑星間塵の衝突によって形成されたと考えられるマイクロクレーターが存在し、月サンプルの解析からこれらクレーターの深さ直径比は 0.5~0.8 のものが多いことが分かっている。月以外でも、例えばイトカワ粒子表面にも数 10 nm~1 μ m サイズの微小なクレーターが見つかっている。また最近だと、小惑星リュウグウからも持ち帰られ、さらに今後の探査を通してより多くのサンプルが得られると期待されている。今後の探査で持ち帰られる宇宙空間に曝された天体表層物質には、月サンプルやイトカワ粒子と同様に、惑星間塵が衝突したであろう微小クレーターが存在すると考えられる。もし、クレーターの形状からインパクトの情報を読み取れるのであれば、サンプル解析を通して微小クレーターを持つ物質、つまり探査対象の天体が経験した過去の衝突環境（惑星間塵の情報等）を推定できる可能性がある。Vedder and Mandeville (1974)では、月サンプルを想定したガラス標的に対して、静電加速器を用いて速度 0.5~15 km/s の超高速度衝突実験が行われている。本研究では太陽系小天体を想定した多孔質標的への高速度衝突実験を行い、10 km/s を越える高速度衝突で形成されるクレーター形状からインパクト情報が得られるかについて検討した。

実験方法: 本研究では 10 km/s を越える高速の衝突を再現するため、宇宙科学研究所の二段式軽ガス銃を用いて衝突実験を行った。先行研究(野村他, 2020 年度衝突研究会)より、3 mm アルミニウム弾丸を 7 km/s で玄武岩標的へ 45° の斜め衝突させた際に、衝突速度の約 2 倍の速度をもつ破片が放出されることが分かっており、放出角度と放出速度の関係が得られている。今回はそのデータをもとに高速で破片が放出される領域に二次標的を設置することで、7~14 km/s の玄武岩破片の衝突を再現した。二次標的には、石膏(空隙率: 56%)にフォボス模擬試料(45%)とカンラン石を埋めこんだ標的を使用した(本発表ではカンラン石の解析結果は報告していない)。衝突角度がクレーター形状に与える影響を検討するため、二次標的への衝突角度は 45° と 90° の 2 パターン行った。その他に、衝突速度・ダメージ・スケールの効果を検討するため、それぞれ 200 μ m 玄武岩破片・300 μ m アルミ球・3 mm アルミ球を 5 km/s で衝突させる実験も行った。実験前後に標的表面の深さデータをレーザープロファイラで取得し、形成されたクレーターの直径と深さを計測した。

Vedder and Mandeville (1974)より、クレーター深さ直径比は弾丸密度に依存することが知られている。本研究で弾丸に用いたアルミニウムと一次標的に用いた玄武岩の密度差はほとんどないので、どちらの物質が二次標的に衝突したかは考慮せずに解析を行った。

実験結果： 弾丸の衝突に伴い高速度で放出される玄武岩破片によって、二次標的表面に多くの微小クレーターが形成された。クレーター形状の解析から垂直衝突の場合、衝突速度の増加に伴ってクレーターの深さ直径比は大きくなることが分かった。また、標的空隙率が高い場合、より深いクレーターが形成される傾向が見られた。さらに衝突角度を変えて行った実験から、衝突速度やクレーターサイズに依らず、斜め衝突のクレーターは垂直衝突のものより浅くなることが分かった。ただし、今回行った多孔質標的への45°衝突の場合、衝突速度による深さ直径比の違いは見られなかった。その原因として、破片の強度の影響が考えられる。本研究で衝突させた高速な破片は放出過程の初期段階で形成され、高い衝撃圧力を経験することでその内部にダメージが生じ、強度を失う。強度を失った破片が斜め衝突することで、クレーターの深さ方向に力が加わりにくくなるため、垂直衝突で見られた衝突速度依存性は斜め衝突では見られなかった可能性がある。本研究では45°衝突によるクレーター形状に関してダメージの効果を厳密に評価できていないので、宇宙空間で起こる衝突現象の典型的な衝突角度が45°であることを考慮すると、本結果を利用した微小クレーターからの衝突環境の推定は難しいと考えられる。

本研究は、JAXA 宇宙科学研究所の超高速度衝突実験施設の共同利用実験として行いました。

[謝辞] 東京大学の宮本英昭氏と新原隆史氏に提供をしていただいたフォボス模擬試料(UTPS-TB)を用いました。白井慶氏には、実験前後の標的の表面深さプロファイルの合成プログラムを作成していただきました。

模擬低重力下での高速度衝突クレーター形成実験Ⅱ

木内真人¹, 岡本尚也², 長足友哉³, 長谷川直¹, 中村昭子³

¹宇宙航空研究開発機構, ²千葉工業大学惑星探査センター,

³神戸大学大学院理学研究科

背景と目的

小天体表面のクレーターの観測から小天体表面の進化の過程や表面の物性を推定するために、クレーターサイズのスケージング則を確立することが重要である。小天体表面の特徴は近年の探査より徐々に明らかになってきており、例えば小惑星イトカワの表面は mm~cm サイズの粒子から構成される領域と m サイズのボルダーから構成される領域に二分されている一方、小惑星リュウグウは cm サイズ以上の粗い粒子やボルダーによって全球的に覆われている。このように小天体レゴリス層は多様な物性(粒子サイズ・内部摩擦角・空隙率)を持つが、クレーターサイズは粒子層の物性に依存すると考えられる。過去には様々な粒状物質に対して衝突実験が行われており、標的物質によってスケージングパラメータが得られているが(e.g., Housen and Holsapple, 2011), 内部摩擦角や空隙率がクレーターサイズに与える影響について系統的に調べた研究は少ない。

また、小天体の表面重力は微小であり、クレーター形成に重力が与える影響を理解することが重要である。クレーターサイズに対する重力の影響について調べた研究として、低重力下および高重力下で様々な速度域で衝突実験が行われている(e.g., Gault and Wedekind, 1977; Schmidt and Housen, 1987; Cintala et al., 1989; Kiuchi et al., 2019). また、微小重力環境ではレゴリス層の固着力が重力の影響を卓越する条件が存在する可能性があるが、重力支配域から強度支配域に遷移する条件は、明確にはわかっていない。「濡れた砂」標的などを用いて標的強度の影響が観察された例もあるが(Schmidt and Housen, 1987), 「dry」な粒子では観察された例はない。本研究は、様々な粉体層に対して模擬低重力下で高速度衝突実験を行うことにより、粉体標的の内部摩擦角・空隙率・固着力がクレーターサイズに与える影響を調べた。

実験方法

JAXA 施設内の縦型式二段銃の真空チャンバー内に構築した落下装置を用い、粉体標的に対する高速度衝突実験を行った。落下装置により実現できる重力加速度は 0.04~0.07 G であり、低重力継続時間は約 0.4 s である(木内他, 2020 年度衝突研究会)。また、低重力条件にくわえ、1 G 下でも実験を行った。標的には珪砂(粒径:~425 μm), 微小ガラスビーズ(粒径:~44 μm), 熔融アルミナ(粒径:~40 μm), ガラスビーズ(粒径:~220 μm)の 4 種類を用いた。標的の空隙率はそれぞれ, 0.36, 0.42, 0.40, 0.54 であった。粒子形状は、珪砂と熔融アルミナは不規則形状、微小ガラスビーズとガラスビーズは球形である。速度 1.2 km s^{-1} と 6.0 km s^{-1} で直径 1 mm のガラス球弾丸および直径 4.76 mm のポリカーボネイト球弾丸を衝突させ、高速度カメラによりクレーター形成過程を観察した。

結果と議論

珪砂標的では、1 G 下よりも低重力下の方がクレーター直径が明確に大きくなっており、クレーター直径は重力加速度の-0.17 乗に比例した。これは先行研究で得られた重力依存性と

調和的である。一方、微小ガラスビーズ標的とアルミナ標的では、1 G 下と低重力下でクレーター直径に大きな違いは見られず、これは固着力の影響で重力依存性が見られなかったためだと考えられる。また、標的の種類によってもクレーター直径は異なり、ガラスビーズ、微小ガラスビーズ、硅砂、アルミナの順にクレーター直径は小さくなった。これは、標的の内部摩擦角と空隙率が影響していると考えられる。

我々は平行平板せん断試験を行い、標的の内部摩擦角 θ と固着力 C を測定した。測定値を表 1 に示す。内部摩擦角は粒子形状に依存し、不規則形状粒子の方が球状粒子よりも大きい値となる。一方、固着力は粒径および粒子形状による違いは見られなかった。ここで、重力支配域での π スケーリングを用いたスケーリング則の式(e.g., Holsapple, 1993)を以下に表す。

$$\pi_R = K \pi_2^{-\frac{\mu}{2+\mu}} \pi_4^{\frac{2+\mu-6\nu}{3(2+\mu)}} \quad (1)$$

ここで、 $\pi_R = \left(\frac{\rho t}{m}\right)^{1/3} R$ 、 $\pi_2 = \frac{ga}{v^2}$ 、 $\pi_4 = \frac{\rho}{\delta}$ 、であり、 R はクレーター半径、 ρ は標的密度、 δ は弾丸密度、 m は弾丸質量、 a は弾丸半径、 v は衝突速度、 g は重力加速度、 K 、 μ 、 ν は定数を表す。硅砂と微小ガラスビーズ、ガラスビーズの実験結果より、 μ と K の内部摩擦角依存性として、 $\mu = 0.38 \times (\tan \theta)^{-0.189}$ 、 $K = 0.66 \times (\tan \theta)^{-0.64}$ の経験式を得た。iSALE を用いた粉体標的への数値計算結果(Prieur et al., 2017)と比較すると、 μ の θ 依存性は調和的だが、 K の θ 依存性は異なる結果となった。また、硅砂とアルミナの実験結果より、 μ と K の空隙率依存性として、 $\mu = 0.45 \times P^{0.12}$ 、 $K = 0.37 \times P^{-0.41}$ の経験式を得た。ここで、 P は空隙率を表す。 μ と K の空隙率依存性は数値計算結果(Prieur et al., 2017)と調和的であった。

微小ガラスビーズ標的と熔融アルミナ標的の実験結果より、1 G 下ですでに固着力の影響が現れ始めている可能性がある。ここで、固着力 C と重力に関するパラメータ $\rho g D$ の比を考えると、 $C / \rho g D \geq 0.13$ でクレーターサイズに固着力の影響が出るという条件が得られた(衝突速度が 1.2 km/s での条件であることに注意)。この条件をリュウグウの SCI クレーターに適用する(衝突速度 2 km/s、リム直径 17.6 m)。SCI クレーターはクレーターサイズやエジェクタの特徴から重力支配域で形成されたと考えられており、またリュウグウ表層の強度は 1.3 Pa 以下だと見積もられている(Arakawa et al., 2020)。本実験結果から重力支配域では $C / \rho g D < 0.13$ であることから、リュウグウ表層の固着力は ~ 2 Pa と見積もられる。これは従来の推定値と調和的である。

表 1 標的の物性

標的	粒径, μm	空隙率	内部摩擦角, $^\circ$	固着力, Pa
硅砂	425	0.36	36.0 ± 0.2	131 ± 11
微小ガラスビーズ	44	0.42	25.5 ± 1.0	104 ± 38
熔融アルミナ	40	0.54	37.0 ± 1.2	122 ± 58
ガラスビーズ	220	0.4	25.7 ± 2.1	56 ± 81

放出物カーテン内でのパターン形成

-クラスター分析による粒子クラスターの追跡と解析モデルの作成-

中澤風音¹, 奥住聡¹, 黒澤耕介², 長谷川直³

1 東京工業大学, 2 千葉工業大学, 3 宇宙科学研究所

背景：惑星科学において衝突現象は普遍的である。このうちクレーター形成を伴う衝突では、衝突によって放出された物質がクレーター外縁に放出物カーテンと呼ばれる逆円錐状の構造を形成する。この放出物カーテンには不均質な網状の粒子パターンが見られる(e.g. Fig. 1)。このような不均質は、若いクレーター周辺で観測されるクレーターレイの形成に関係している可能性があり(e.g. Kadono et al. 2015; Minton et al. 2019)、不均質が物質放出のどのタイミングで・どのようにして形成されるのかを解明することは、クレーター周辺環境の理解において重要である。本研究では縦型二段式軽ガス銃を用いた室内実験と N 体計算コード REBOUND(Rein & Liu 2012)を用いた数値計算の双方から放出物カーテン内での粒子パターン形成タイミング・形成メカニズムを検証した。そしてパターン形成を定量的に追跡するための解析モデルを作成した。

手法・モデル：室内実験では、宇宙科学研究所の縦型二段式軽ガス銃を用いて形成初期の放出物カーテンの撮影実験を実施した。粒径 50 μm のジルコンビーズを標的として、4.8 mm ポリカーボネイト弾丸を 5 pa に減圧された真空チャンバー内で 6.4 km/s で衝突させ、形成する放出物カーテンを高速度ビデオカメラによって 1 $\mu\text{s}/\text{frame}$ で 128 μs 撮影した。数値計算では非弾性衝突と系の水平方向への膨張を取り入れた多粒子シミュレーションにより、粒子パターンの再現を行った。形成したパターンをクラスター分析によって粒子の塊(クラスター)にグルーピングし、クラスターの速度・サイズを追跡することでパターンの進化を定量的に追跡した。解析モデルでも数値計算と同様にクラスターに着目した。完全非弾性衝突によるクラスター成長が、二次元平面内での衝突時間から計算されるタイムスケールで起きると仮定し、さらに系の膨張に伴う進化の停止効果を加えたモデルによってパターン進化の記述を試みた。

結果：室内実験により、パターンはカーテン形成から~10 - 100 μs というごく短時間で形成されることを明らかにした(Fig. 1)。この時間はカーテン径(~10 μm)をカーテン端の膨張速度(~100-1000 m/s)で割って得られるカーテン膨張のタイムスケールに対応していると結論づけた。数値計算ではクラスターの定量的な追跡から、パターン形成が多くの非弾性衝突を伴うクラスター形成の段階と、系の膨張に伴う幾何学的なパターン進化の 2 段階で起きることを明らかにした(Fig. 2)。成長段階が変化する時刻は室内実験で導入したカーテン

膨張のタイムスケールに一致することを示した。解析モデルは数値計算結果で得られる最終的なクラスター速度・サイズを再現した(Fig. 2)。解析モデルから導かれるパターン形成のタイムスケールもカーテン膨張のタイムスケールに一致した。

室内実験・数値計算・解析モデルから我々は、カーテンのパターンは非弾性衝突と系の膨張による幾何学的効果で形成され、非弾性衝突によるパターン形成はカーテン膨張のタイムスケールで起きると結論づけた。



Fig.1 本研究で撮影された放出物カーテンの一例。数 $10 \mu\text{s}$ で網状のパターンが形成する。

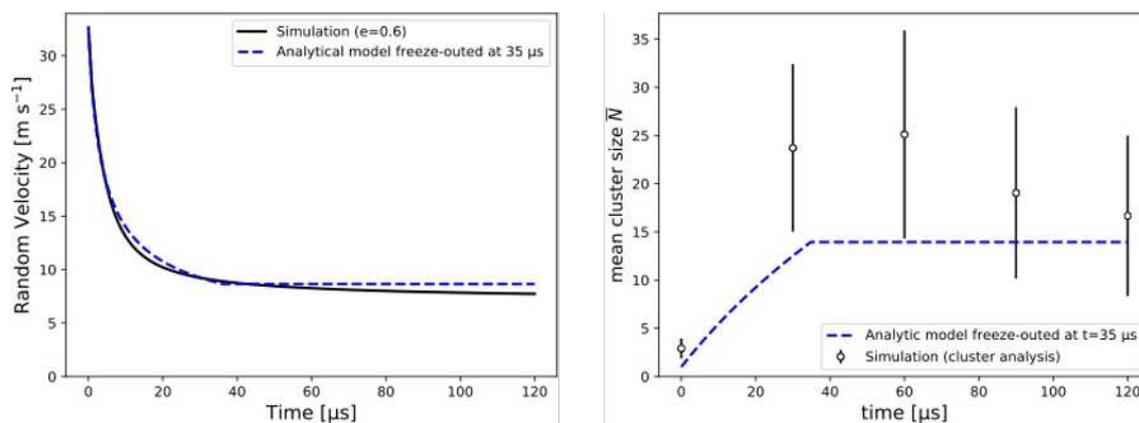


Fig.2 パターンを構成するクラスターの速度進化(左)及びサイズ進化(右)。黒線及び誤差付き円は数値計算で得られた値、青線は解析モデルを表す。約 $30 \mu\text{s}$ までには多くの非弾性衝突に伴うパターンの急激な進化が起き、その後幾何学的膨張によって衝突が減少することでパターンは緩やかな進化へと遷移する。

熱進化した小さな氷衛星を模擬した圧密標的上のクレーター

—形成実験

¹江口裕樹 ¹荒川政彦 ¹保井みなみ ¹笹井遥

¹神戸大学理学研究科

背景・目的

近年の惑星探査により氷衛星にも数多くのクレーターの存在が明らかになっている。Hyperion や Pandora などの土星の小さな氷衛星にもクレーターが確認されており、このような直径数十キロの小さな氷衛星上のクレーターは重力の影響が強度に比べて無視できるため強度支配域のクレーターと呼ばれる。強度支配域のクレーターについては過去の研究からスケール則が導かれ、無孔質の玄武岩標的から、空隙率 80%以上のガラスビーズ標的に至るまで様々な物質を用いてクレーター形成実験が行われてきた[1]。また、氷衛星の内部は多くの空隙を保持しているものと考えられており、そのバルク空隙率を調べるためには構成物である氷、ケイ酸塩鉱物、有機物の質量比が重要である。この比によって、氷衛星の空隙率は 0%程度の低空隙率から 50%以上の高空隙率まで広範囲に及ぶと予想される。しかし、氷物質上の強度支配域のクレーターについては空隙率 0%から 50%以上の広範囲にわたる経験式は明らかになっていない。

さらに、衝突の結果で起こる衝突クレーターや天体間での運動量輸送は、表面進化や天体の軌道進化など、天体の進化過程を考える重要な手掛かりになる。衝突時における天体間の運動量輸送については、AIDA 計画により行われる小惑星への人工衝突実験と小惑星の軌道偏向が注目されており、その軌道偏向を予測するために天体同士の衝突による運動量輸送の研究が進んでいる。その際に用いられるのが、衝突前後の母天体の運動量と衝突体の運動量の比 (β) であり、室内実験においても衝突条件と運動量輸送効率 β^{-1} の関係を調べる必要がある。

したがって、本研究では低空隙率から高空隙率の雪標的におけるスケール則を確立するために、小さな氷衛星を模擬した空隙率 30%以下の雪標的を用いてクレーター形成実験を行い、クレーター形状やサイズに対する空隙率依存性を調べた。さらに、運動量輸送効率 β^{-1} に対する強度依存性を調べた。

実験方法

標的には、粒径が $710\mu\text{m}$ 以下の雪を圧縮して作成した高さ 7cm 、直径 7cm の円柱試料を用いた。空隙率は 10、20、30%とした。作成した試料は 2~6 日間、 -20°C の冷凍庫で応力緩和させた。衝突実験は、神戸大学の横型二段式軽ガス銃を用いて行った。この装置は低温室内にあるチャンバーと連結しており、実験を行う際はチャンバー内の温度を -15°C 、真空度を $51\sim 170\text{Pa}$ にした。衝突速度は $1\sim 5\text{km/s}$ とした。弾丸は直径 1mm と 2mm のアルミ球を用いた。

結果

今回の実験で雪標的に形成されたクレーターは中央にピットを持ち、その周辺にスポール領域を持つピット型クレーターであった。衝突速度が同じ時、スポール直径の大きさは空隙率が低い方が大きくなった。

図 1 はスポール直径を運動エネルギーのべき乗則で表したものである。結晶氷[2]と空隙率 30%の雪標的は fitting のべきがほぼ同じであるという結果が得られた。一方で、空隙率 20%のべき(傾き)は結晶氷や空隙率 30%と比べると小さく、べきの値は約 $1/4$ 倍でとなった。また、結晶氷と空隙率 30%の雪標的を比べるとスポール直径は空隙率 30%の方が小さく、多孔質の標的の方が多孔質でない標的に比べてクレーター形成効率が悪いという岩石物質についての先行研究の結果[1]と一致した。

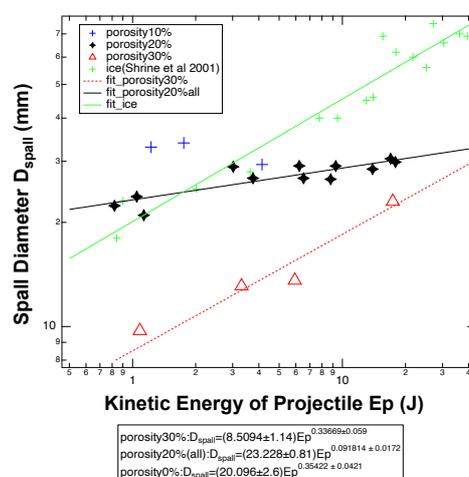


図 1 スポール直径と弾丸の運動エネルギーの関係

参考文献

- [1] Akiko M. Nakamura Planetary and Space Science 149 (2017) 5–13
- [2] N. R. G. Shrine, M. J. Burchell, and I. D. S. Grey Icarus 155, 475–485 (2002)

蛇紋岩・氷標的からの高速度エジェクタの観察

○山口祐香理¹, 野村啓太², 中村昭子²

¹神戸大学理学部, ²神戸大学理学研究科

背景と目的

火星衛星フォボスからのサンプルリターンを行う MMX ミッションでは, フォボスの表面物質の調査から火星についての情報も得ることが期待されている. 火星衛星表面には, 火星での衝突によって放出された火星物質が存在すると考えられている(e.g.[1]). 火星への衝突によって放出されるエジェクタのサイズと速度の関係は, 火星での衝突クレーター形成にともなって火星から脱出し, 衛星に到達するエジェクタ量の推定に制約を与えるために重要である. 室内実験において 1 km/s 以上のエジェクタのサイズ-速度の情報は限定的であり, 火星からフォボスに到達するのに必要なエジェクタ速度の 4 km/s を上回る高速なエジェクタのサイズに関する情報を高速度カメラ画像から導出することは困難である. そこで, 一次標的に弾丸を衝突させて二次標的面へのエジェクタ衝突を高速度カメラで撮影する方法で衝突実験を行った先行研究と同様の手法で[2], 一次標的を先行研究(玄武岩)と異なる蛇紋岩・氷に変えて実験を行った. 火星の表面のさまざまな物質に対応出来るような知見を得ることが狙いである.

実験手法

宇宙科学研究所の二段式軽ガス銃を用いて蛇紋岩・氷標的への衝突実験を行った. 弾丸には直径 3 mm のアルミニウム球を用い, 衝突速度約 7 km/s で標的に対し垂直衝突させた. エジェクタが通過する位置(一次標的から, 蛇紋岩は 300mm, 氷は 100mm)に二次標的としてポリカ板・ガラス板(縦 70mm 横 150mm)を配置した. 放出角 θ を, 弾丸軌道と二次標的の面の法線のなす角と定義する. 一次標的が蛇紋岩の場合, 二次標的全体の θ の範囲は約 15° から 40° であった. 二次標的は, 氷標的の場合にガラス板を用い, 蛇紋岩標的の場合にポリカ板を用いた. ガラス板はポリカ板よりもクレーターが大きくなるので, 二次標的上にたくさんのクレーターができる蛇紋岩標的の場合はポリカ板を用いてクレーターの重複を防いだ. 弾丸の一次標的への衝突とエジェクタの二次標的への衝突の様子は高速度カメラで撮影を行い, 撮影速度は $>10^5$ fps とした. エジェクタの二次標的への飛行時間と飛行距離からエジェクタの速度, エジェクタによって二次標的に形成されたクレーターの直径から π スケーリング則を用いてエジェクタのサイズを算出した. クレーターの輪郭の中央をなぞって計測したクレーター面積から, クレーターを等価円と仮定して, クレーター直径を算出した.

二次標的上のクレーター

一次標的が蛇紋岩のときの二次標的上のクレーターは、円形と細長いものの 2 種類が観察された。放出角 θ (弾丸軌道と二次標的の面の法線のなす角)が小さいとき(約 20°), クレーター形状は円形で直径数 10 - 数 $100\mu\text{m}$ だった。 θ が大きいとき(約 35°), クレーター形状は細長く長径数 mm であった。エジェクタ形状がクレーター直径に及ぼす効果は分かっておらず、今後の検討が必要である。また、一次標的が氷の場合は、二次標的上に直径約 $1\mu\text{m}$ の円形のクレーターがいくつか確認できた。

エジェクタ速度

一次標的が蛇紋岩の場合も、先行研究[2]と同様に 4 km/s を超える速度のエジェクタが見つかった。エジェクタ速度と破片サイズについて調べた結果、高速なものほど破片は小さくなる傾向が先行研究[2]同様に見られた。また、一次標的が玄武岩の時と比べ[2], 一次標的が蛇紋岩のときは同じエジェクタ速度で、エジェクタサイズが大きいものが見つかった。一次標的が氷の場合は、二次標的で観察されたエジェクタの速度範囲は、 $200\text{m/s} \sim 4\text{km/s}$ であり、見つかった二次標的上のクレーターの数は少なかった。上で述べた直径 $1\mu\text{m}$ のクレーターは高速度カメラ画像上で同定できていないが、このクレーターが衝突速度 $200\text{m/s} \sim 4\text{km/s}$ で形成したと仮定すると、蛇紋岩と同じエジェクタ速度でのエジェクタサイズは、どのエジェクタ速度でも蛇紋岩のおよそ $1/100$ になると推定された。

謝辞

本研究は、JAXA 宇宙科学研究所の超高速度衝突実験施設の共同利用実験として行いました。

参考文献

[1] Ramsley, K.R., Head III, J.W., 2013. Planetary and Space Science 87, 115-129.

[2] 野村啓太, 中村昭子, 長谷川直, 2021. JpGU2021 Online, May 30-June 6, 2021.

(poster)など

天体衝突時に隕石の K-Ar 同位体時計が初期化される条件

黒澤耕介¹, 小池みずほ², 玄田英典³,

¹千葉工業大学, ²広島大学, ³東京工業大学,

はじめに: 地球上で発見される各種隕石は程度の差はあるものの、ほとんどの隕石が過去の天体衝突時に生成されたとみられる衝撃変成組織を有している。例えばチェリヤビンスク隕石は少なくとも 8 回の衝撃事件を記録していることがわかっている。過去の太陽系で天体の相互衝突が頻繁に起こっていたことは確かであろう。K-Ar 同位体系は U-Pb 系などの他の同位体系に比べて閉鎖温度が低いことが知られており、天体衝突時の加熱で初期化されやすいことが知られている。過去の衝突事件の年代を知ることができる有用な同位体時計である。

どのような衝突条件であれば K-Ar 同位体時計が変化するのかをオーダ推定してみると、実は K-Ar 同位体時計を初期化するのはそんなに容易ではない。これは衝突加熱の持続時間が短いからである。残留温度が熱伝導で冷却する特徴時間を考えると、衝突天体半径が ~ 1 km 程度とある程度大きい条件を考えても、残留温度が $\sim 1,000$ K になる必要がある。また旧来の手法で小惑星帯における典型的な衝突速度時の残留温度を求めると ~ 600 K 程度である。従って小惑星帯における典型的な衝突速度程度では K-Ar 同位体は初期化されず、従来の解釈と矛盾する。

塑性変形加熱の重要性: Kurosawa & Genda (2018)は天体衝突時の加熱度を再評価し、旧来の手法は加熱度を過小評価していることを示した。これは低速度衝突時(< 10 km s^{-1})には流体近似が成立せず、剪断・塑性変形時のエネルギー変化が無視できないからである。この効果の重要な点は減圧中にエントロピーが上昇するため、残留温度 $>$ 衝撃波背面温度の関係になることである。従って衝突現象の最高到達温度 = 残留温度となる。残留温度は、周囲への熱放射 and/or 熱伝導で冷えるまで持続するため、最高温度の持続時間は旧来の推定よりも数桁長くなることが期待できる。

今回は塑性変形加熱の効果を取り入れた場合に K-Ar 同位体時計が初期化される条件を定量化することを目指した。

計算手順: Kurosawa & Genda (2018)と同様に iSALE を用いて弾塑性体挙動を取り入れた数値計算を実施した。衝突速度は小惑星帯の典型的な衝突速度である 5 km s^{-1} で固定した。ANEOS dunite を用い、計算出力のエントロピーから残留温度を求めた。ほとんどの隕石の宇宙線照射年代は ~ 1 億年以内であることから同位体初期化を起こした衝突事件では隕石母天体に留まる物質の加熱度を調べることが重要である。今回は直径 200 km の母天体を想定し、脱出速度(130 m s^{-1})を超えない物質のみを解析した。高温物質は成長中のクレータの壁面に集中し、高温薄層を形成する。本来は温度分布が存在するが、今回は簡単のため衝突直下点における衝撃波背面温度(800 K)を超える物質を均質化することにした。その質量は衝突天体質量の 1.43 倍であった。質量重み付き平均残留温度は $1,200$ K であった。埋め込まれた熱量は衝突天体が持ち込む運動エネルギーの 15% であった。この結果は衝突天体サイズに依存しない。

続いてこの条件で形成されるクレータサイズを求めた。iSALE でクレータ形成が終了するまで数値積分を行うことは計算時間の点で現実的でないことと、そもそも数値拡散の観点から好ましくないことから、 π -group scaling law を用いて推定した。クレータ崩壊の経験式を用いて、過渡クレータ直径から最終クレータ直径に変換した。

衝突で埋め込まれた熱量とクレータ直径をもとに 1 次元球座標での熱伝導方程式を解いた。クレータ表面でのエネルギーバランスでは熱放射によるエネルギー消失も考慮した。iSALE 計算で求めた高温物質の質量と温度から、最終クレータ壁面の高温薄層の厚みと温度を求め、計算の初期条件とした。温度変化

と同時に長石中の Ar の拡散距離を計算し、各タイムステップで積算した。

計算結果: 以下では衝突天体半径 1km の場合の結果について述べる。温度が下がり始めるのは衝突から 0.01 年ほど時間がかかり、0.1 年後には~500 K 程度まで温度が下がることがわかった。Ar の累積拡散距離は~0.01 年の極初期に段階で終了し、温度が下がってくるとほぼ無視できることがわかった。また高温薄層から伝わる熱による元素拡散距離は無視できるほどに短いことがわかった。累積拡散距離は空間分布を持つが、今回は簡単のため最大累積拡散距離が隕石中の長石のサイズ(100 μm)を超えた場合に K-Ar 同位体時計が初期化されると判定することにした。その結果、少なくとも半径 1km よりも大きい衝突事件では Ar 年代は初期化されただろう、という結果を得た。この場合形成されるクレータ直径は 20 km である。つまり小惑星上に現存する >20 km のクレータ形成時には Ar 年代が初期化されたと推定される。なお、この見積もりは冷えやすく、元素拡散が起きにくい条件を与えたために保守的である。実際にはより小さい衝突天体も K-Ar 年代を初期化させていたと推定されるが、この見積もりは今後の研究課題である。

隕石母天体への応用: Vesta のクレータ年代学モデルを流用し、直径 200 km の天体表面に形成されるクレータ個数と年代の関係を求めた。K-Ar 同位体時計が初期化される衝突事件(直径 >20 km のクレータの個数)は、統計的には過去 40 億年間に 100 回、30 億年間に 4 回、5 億年間に 1 回程度起こり得ることがわかった。チェリャビンスク隕石の岩体が過去 30 億年の間に 5 回の衝突事件を記録していたこととは調和的な結果ではある。しかし、母天体上の異なる場所で起きたすべての同位体時計初期化事件を経験した岩石組織がたまたま一箇所で角礫岩化し、最後の天体衝突によって地球に飛来した可能性は高くはないと思われ、隕石母天体上での水平混合過程を検討する必要がある。これは今後の課題である。

謝辞: iSALE の開発者である Gareth Collins, Kai Wünnemann, Boris Ivanov, H. Jay Melosh, Dirk Elbeshausen の各氏, pySALEPlot の開発者である Tom Davison 氏に感謝致します。

※図や参考文献についてはスライドの PDF ファイルをご参照下さい。

iSALE users group in Japan 現状報告2021

黒澤耕介 (千葉工業大学)
末次竜 (大島商船高等専門学校)

2021年度 衝突研究会 online 2021 11/25

iSALEの特徴

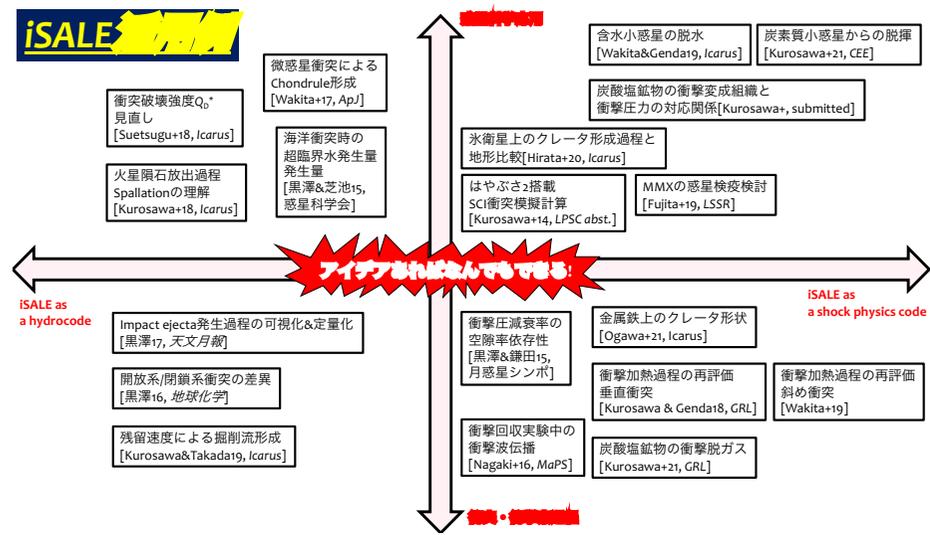
(Impact-SALE)
SALE = Simplified Arbitrary Lagrangian Eulerian

iSALE: A multi-material, multi-rheology shock physics code

衝撃波を捕捉し、構成方程式と流体方程式を無矛盾に解く流体計算コード

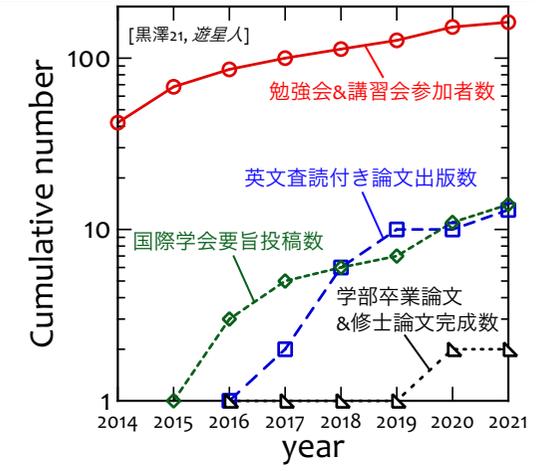
[Amsden+80; Ivanov+97; Collins+04, 16; Wünnemann+06]

- (a). 科学利用目的の惑星科学者に無償で開放
- (b). 格子法の2次元流体計算コード [Amsden et al., 1980] 人工粘性の導入による衝撃波補正
- (c). 幅広いP-V-T(圧力-体積-温度)を表現する状態方程式モデル
(Tillotson EOS [Tillotson, 1962] or ANEOS [Thomson and Lauson, 1972])
- (d). 天然物質を表現するための物質モデル
-弾塑性体応答を表現する温度, 圧力依存降伏応力 [e.g., Ivanov et al., 1997; Collins et al., 2004]
-微小空隙圧密モデル [Wünnemann et al., 2006; Collins et al., 2011]
- (e). よく練られたUser Interface
-ユーザは2つの入力ファイルの編集作業のみで数値計算を実施できる。
- (f). 計算データを読み込み, Pythonへ受け渡すpySALEPlotの実装
-Numpy, Matplotlibといったmoduleを利用した演算, 描画が可能
- (g). 若手・中堅層(30-40代)の開発チーム



活動実績

- 2014年に活動開始
- 講習会 6回開催
 - 勉強会 4回開催
 - 勉強会&講習会の参加延べ人数 = 162名
 - 出版論文数 = 14報
 - 国際学会要旨投稿数 = 14
 - 卒業&修士論文完成数 = 2



現在の運用方針

iSALEの利用を始める2つの方法

1. 管理委員会から申請者のコメントを添えて開発グループへ申請
 - 原則として衝突物理や数値計算に習熟している研究者
 - もしくはそのような研究者の指導を受けている研究者志望の学生
2. 国立天文台天文シミュレーションプロジェクト(CfCA)の共同利用申請を行い、Compiled binaryを利用する。
 - ソースコードは読めない。
 - ただし入力ファイルの編集は自由にできるので不自由はない。

CfCAの援助を受けて、これまでに年1回の講習会を4回実施
<https://www.cfca.nao.ac.jp/content/isale講習会>
2022年度講習会への参加希望・ご要望（時期や内容）は
管理委員会（黒澤・末次）までお気軽にお声がけください。

iSALE講習会

国立天文台の公式講習会として毎年開講中

特徴

- 国立天文台の計算機でiSALEを走らせる。
自身のPCへのインストール、ストレージ/メモリ/コア数不足に悩まされずに計算を行うことができるようになる。
- オンライン開催(今後どうするかは検討中)
離散日程, 全5回
- 講習会テキストあり☑
以下のリンクからどなたでもDL可能
<https://www.cfca.nao.ac.jp/node/1343>



Special thanks: 天文シミュレーションプロジェクトの皆様, 講師を努めてくださった伊藤孝士, 寫生有理, 脇田茂の各氏

まとめ

- ☆ iSALEは使い勝手がよいShock physics codeの一つ
- ☆ 国内ユーザグループを形成して活動中
業績も充実してきました。
- ☆ iSALEの使用に興味がある方は本ポスタの著者までお尋ねください。
(もしくは isale-developers-jp@perc.it-chiba.ac.jp までメールをお送りください。)

謝辞:
iSALEの開発者であるGareth Collins, Kai Wünnemann, Boris Ivanov, H. Jay Melosh, Dirk Elbeshausenの各氏に感謝致します。

DESTINY⁺搭載カメラ TCAP と MCAP の地上光学校正計画

○岡本 尚也¹, 石橋 高¹, 山田 学¹, 洪 鵬¹, 吉田 二美^{1,2}, 荒井 朋子¹, 石丸 貴博³,
太田 方行³, 宮原 剛³, 高島 健³

¹千葉工業大学 惑星探査研究センター, ²産業医科大学 医学部 医科物理学,

³宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所,

深宇宙探査技術実証機 DESTINY⁺ (Demonstration and Experiment of Space Technology for INterplanetary voYage with Phaethon fLyby and dUst Science)は 2024 年度に打ち上げが計画され, 小惑星 (3200) Phaethon を高速フライバイする予定である [1]. 搭載される小惑星追尾望遠モノクロカメラ TCAP とマルチバンドカメラ MCAP の 2 台のカメラで, 以下の 4 つの科学目標を達成することを目指す; (1) Phaethon のグローバル形状の解明: ライトカーブ観測と輪郭観測, (2) Phaethon のセミグローバル形状の解明: Phaethon の 3 次元形状, (3) Phaethon 表層のローカル地形の解明: Phaethon 表層の詳細な地形観測, (4) Phaethon 表層の物質分布の解明 [2].

一般的にカメラで撮像した生画像には, 光学系や撮像素子に由来する画像の歪みや減光, 不要な光, ノイズ等が含まれている. また, 得られた画素情報から適切な物理量を取り出すには撮像素子の特性を把握し, 画素が持つカウント値と物理量との対応関係を知っておく必要がある. すなわち, カメラが得る生画像から科学的に意味のあるデータへと焼き直す校正作業が必須である. 本発表では, TCAP, MCAP 両カメラの地上光学校正計画の検討状況について報告を行った.

科学目標(1)-(4)を達成するために TCAP, MCAP で必要な光学校正は, 大きく分けると(a)撮像素子の特性を把握するための素子の性能評価, (b)カメラが測定したカウント値を理学的に意味のある値に変換するための感度校正, (c)カメラが撮像した測定点の位置を画像上に正しく配置させるための幾何学校正の 3 つから構成される. 現在計画している光学校正の概要として, 光学校正の主な性能評価・校正項目, 測定条件・評価方法, 実施フェーズ, 測定装置等を, 表にまとめている(17 枚目の補助スライド). 性能評価や校正データ取得はカメラ組み上げ後に実施するのが望ましいが, カメラ全体の温度調整はコスト, 試験の準備・工程の面で困難である. そこで, 光学系の影響が重要となる感度校正と幾何学校正は光学系取り付け後に実施するが, 撮像素子の性能評価は光学系取り付け前のフェーズに実施し, 恒温槽を用いて広い範囲での温度依存性についての評価を行う. 撮像素子の評価試験では, ダーク環境下で, ダーク画像の取得, 暗電流, ダークショットノイズ, 読み出しノイズ, ホットピクセルの調査を行う一方, ライト環境下で, デッドピクセルの調査, 固定パターンノイズ, リニアリティ, コンバージョンゲイン, 飽和電荷量の評価を行う予定である. ライト環境では恒温槽内の撮像素子に, 時間変動のない安定した入射光子フラックスが既知の光を照射する必要がある. 光源を恒温槽内あるいは槽外に設置するかは現在検討中である. 光源を槽内に設置する場合は, 光源の温度依存性の評価が必要となる. また恒温槽内での反射や散乱による迷光対策を防ぐ必要がある.

感度校正では, フラットフィールド画像の取得, 感度特性(面光源, 点光源特性), 迷光の評価を行い, 幾何学校正では点像分布関数, 歪曲, 視野角・角度解像度の評価を行う. 同一の試験セットアップで評価可能なものは同一の試験セットアップで行う; 面光源を利用した試

験:フラットフィールド画像の取得, 面光源の感度特性 ; 点光源を利用した試験: 迷光, 点像分布関数, 歪曲, 視野角・角度解像度, 点光源の感度特性.

面光源は, 筑波宇宙センター(JAXA/EORC)の硫酸バリウム積分球が使用候補である. 面光源を用いた試験では, 室温, 大気圧下で測定する. また TCAP では駆動鏡の角度, 設置姿勢を変えて撮像し, 鏡の回転角依存性や駆動部に対する重力が測定結果に影響を与えていないことを確認する検討を行っている. 点光源は, コリメータを利用し, TCAP と MCAP を方位角方向と仰角方向に振れる二軸のジンバルに設置して, 供試体に対する光の入射角度を変えることで, 撮像素子の様々な位置(画角)でデータの取得を行う. 基本的には室温, 大気圧下で測定し, これに加えて, 空調による室温調整で温度を振りその傾向を把握し, シミュレーションと合わせて広い温度範囲での温度依存性の評価を行うことを検討中である. この試験でも, TCAP 駆動鏡の回転角依存性や駆動部に対する重力が測定結果に影響を与えていないことを確認するための方法を検討している.

特に本カメラ校正において考慮すべき点が 2 点ある. 1 つは, 面光源・点光源による感度特性の違いである. 過去の宇宙探査機で行われたカメラ観測から, 面光源と点光源で感度特性が異なる可能性が指摘されている. この違いがどういった原因で起こっているかを調査し, 必要であれば, 地上光学校正試験において面光源と点光源でそれぞれ感度特性を評価することが重要となる. もう 1 つは, 積分球で取得するデータの適用方法である. 積分球で取得するデータをそのまま使用して Phaethon 観測データの感度校正を行うと, 観測バンドによっては, 補正誤差が 20%ほど生じる可能性があるという結果が得られた. これは積分球と Phaethon のスペクトル形状(色温度)が大きく異なることに起因する. そのため積分球で取得するデータをそのまま用いるのではなく適切な補正が必要であり, その方法を検討する必要がある.

また, TCAP と MCAP の EM, FM の校正をスムーズに実施するために, 我々は本番を想定した模擬校正を事前に行い, 問題点の洗い出しや解析方法の検討を行う予定で準備を進めている. ピンホール, レンズ, レンズチューブ, 望遠鏡などを用いて, カメラの撮像素子上に画素サイズ以下のピンホール像を投影できるコリメータを製作した. ゴニオステージ 2 台(仰角, 方位角方向に移動可)を組み合わせた 2 軸のジンバルに DESTINYTM搭載カメラに相当する模擬カメラを設置し, 点像を素子上の様々な位置で撮像して点像分布関数, 視野内迷光, 歪曲, 視野角・角度分解能の模擬データを取得する. またフラットフィールド画像の取得や面光源の感度特性の評価模擬のために, LED フラットパネルを面光源として利用した模擬データ取得も計画している. このように, 本番を想定した模擬校正を行い, 実際の校正試験における問題点の洗い出しや解析方法の検討, 解析ツールの作成を行って準備を進めてゆく.

[スライドは公開可能な範囲に編集いたしました. ご容赦願います]

参考文献: [1] Arai, T. et al., (2021), LPSC 52, Abstract #1896. [2] Ishibashi, K. et al., (2021), LPSC 52, Abstract #1405.

Yarkovsky 効果を考慮した小惑星 Ryugu の軌道進化

金丸仁明¹、兵頭龍樹¹、白井寛裕¹、岡田達明¹

¹ISAS/JAXA

小惑星 Ryugu で採取された試料の分析が進む今、リモートセンシング観測と物質科学的な知見を合わせて、Ryugu の起源となる小惑星族や軌道進化の道筋を特定することが求められている。小惑星の力学的な進化は、惑星との重力相互作用や天体衝突に加えて、熱放射に起因する非重力効果によって支配される。我々は、熱放射に起因する軌道進化 (Yarkovsky 効果) や自転進化 (YORP 効果) を考慮した小惑星の軌道計算コード、「Astroshaper」を開発している。これまでに、小惑星 Ryugu の 3次元形状を用いた熱物理計算によって、小惑星 Ryugu の自転が 58~870 万年かけて減速してきたことを初め、コマ型小惑星の形成メカニズムと自転進化の解明に資する成果をあげてきた (Kanamaru et al. in press)。

本講演では、小惑星 Ryugu に働く Yarkovsky 効果に着目し、メインベルトあるいは地球近傍における軌道進化の時間スケールについて議論する。今後、Ryugu 帰還試料の宇宙線照射年代の推定結果と比較することで、Ryugu が経験した軌道進化の道筋が解明されることが期待できる。