

「最近の探査でわかってきた火星の衝突クレーターについて」

「地球上の衝突クレーターの同定」

小松吾郎

IRSPS (国際惑星科学研究大学院)
PERC (千葉工大惑星探査研究センター)

惑星や衛星表面の衝突現象を理解するうえで欠かせないのは、様々な研究アプローチである。その中でも衝突実験とシミュレーションを実際の衝突地形の調査と組み合わせた方法は特に有効である。衝突地形は惑星・衛星・小惑星・彗星表面に多く存在し惑星探査技術の進歩と共にその理解も深まってきている。今回の講演では最近の探査で飛躍的に情報量が増えてきている火星の衝突クレーターの詳細について紹介する。

火星の直径100メートル以下のクレーターは最高空間解像度数センチの画像が取得されるようになってきて研究対象として扱われるようになった。例えばエリシウム地域の火成岩と解釈される地質ユニットを掘削している直径50メートル前後のクレーター群はイジェクタの巨礫の分布などから斜め衝突で形成されたと考えられ、その飛翔方向からズニル衝突クレーターなどからのイジェクタが降って出来た2次的クレーターであると推測されている。巨礫のサイズの研究はターゲットの岩石あるいはプロジェクトイルの破壊過程の理解につながる可能性を孕み、またこれらの小クレーターの地形形成にはターゲットの岩石強度が強い影響を与えた可能性があるため、その研究はターゲットの性質について有益な情報をもたらすものと考えられている。

Layered Ejecta Structures (LESs)は火星の多様な特徴を持つイジェクタの総称である。その中には有名なランパート (rampart) クレーターも含まれる。惑星探査画像技術の進歩はこれらのイジェクタの詳細を明らかにしはじめている。例えば明らかに水平方向に移動して堆積した様子やクレーターから放射状に延びるイジェクタ表面の溝群、そして衝撃波伝播による水分の液化化現象の関与が疑われる地形の存在などが次々に分かり始めている。このようなイジェクタの多様性はその形成要因が一つではなく多種多様であるところを強く示唆している。

このように火星の衝突クレーターの情報が飛躍的に増加している状況を考慮すると、その形成要因の理解を増すには衝突実験やシミュレーションの応用が望ましい。

惑星や衛星などの表面の衝突現象の現象を理解するには実際の衝突クレーターを現地でその場調査することが役に立つ。しかしながら現在の探査技術では地球以外の衝突クレーターをそのように研究することはなかなか難しく、将来の課題にとどまっている。そこで地球の衝突クレーターから得られた知見が大きくものをいう。その前提になるのは衝突クレーターの同定である。基本的には隕石、ショックの鉱物学的証拠、親鉄微量元素などを見つけることによって同定はなされるが、その実際は単純な作業ではない。

今回の講演ではモンゴルゴビ砂漠最深部に存在する衝突クレーターである可能性がある直径 3.6-3.7 km のツェンカークレーターの研究を例にとってどのようにその作業がなされるか紹介する。1990年代後半から始まった研究は地形・岩石観察、物理探査、サンプルの詳細な調査などによって各種の形成要因が否定され現在のところ爆裂火口説、衝突クレーター説の二つに絞られてきている。このクレーターは地球上の衝突クレーターの例では珍しいイジェクタが保存されており、しかもランパートまで存在する。先の2つの説ではいずれも強力な爆発がクレーターの形成に関与することが分かっており、実際どのようにしてイジェクタ・ランパートが堆積・形成されたかの考察は非常に興味深い研究トピックであることは間違いない。そしてそこで得られた知見の火星の LES クレーターの研究への応用が期待される。

白亜紀/第三紀(K/T)境界における衝突イベント

田近 英一¹

¹ 東京大学大学院理学系研究科

1. 背景

約 6500 万年前の白亜紀/第三紀境界(以下, K/T 境界)において直径 10km 程度の小惑星が現在のメキシコ・ユカタン半島に衝突したことは良く知られている. しかしながら, 衝突によって形成されたチクシュループ・クレーターはユカタン半島の地下約 2km に埋没しているため, 衝突の詳細はいまだによく分かっていない.

我々東京大学の研究グループは, 1994 年からチクシュループ・クレーターの地球物理探査を開始し, 1997 年から 2008 年までの 12 年間にわたって, キューバをはじめとする数多くの K/T 境界層の地質学的調査を行ってきた. 以下では, その成果の一部を紹介する.

2. 衝突津波堆積物

メキシコ湾やカリブ海周辺の K/T 境界層には, 層厚数 m 程度の浅海性津波堆積物が形成されている. 当時のユカタン半島は浅海性炭酸塩プラットフォームであったため, 海洋衝突によって衝突津波が発生したものと考えられる. 衝突地点に近いキューバにおいても, そのような堆積物の存在が予想された.

ところが, 我々の調査によって, キューバの K/T 境界層には, 最大層厚が数百mにも達する“深海性津波堆積物”が存在することが明らかになった. その下部を構成しているのは, 衝突の衝撃によって発生したと考えられる地滑り堆積物(重力流堆積物)で, その上

部を構成するのは, 既存の海底堆積物が津波によって巻き上げられて懸濁海水を形成し, そこから再堆積して形成されたと考えられる, 基本的に堆積構造がみられない均質な堆積物“ホモジェナイト”であった. 大変興味深いことに, ホモジェナイトの鉱物組成や粒径等には数回~十回程度の変動がみられ, 津波は何度も繰り返した可能性が示唆される.

(詳しくは, 文献[1]~[2]を参照)

3. 衝突津波の発生メカニズム

十回程度繰り返す衝突津波の発生メカニズムは不明だが, ターゲットが深さ 200m 程度の浅海域であることを考慮すると, 海水が衝突クレーターへ侵入し, あふれた海水が流出するという振動現象によって津波が繰り返されたのではないかと考えられた. そこで, そのようなプロセスを考慮した津波の発生及び伝搬モデルを開発し, 衝突によって発生する津波の挙動を数値計算によって調べた.

その結果, 最初に大規模な「引き波」が発生し, その後は「押し波」と「引き波」が十回程度繰り返されることが確認された. 津波のエネルギーの一部はメキシコ湾及びカリブ海周辺にトラップされることも分かった.

他の衝突津波の発生原因は, どれも堆積物から想定されるような巨大津波にはならない. 一方, 衝突で生じたであろう地滑りによっても巨大津波が発生し得るが, その規模や方位はまったく不明で予測も困難であり, いまのところ議論ができない. ただし, 地滑り

起源の津波は「押し波」のため、津波堆積物にみられる第一波の津波の“古流向”を調べることでその判別が可能である。

キューバにおける複数の津波堆積物で古流向を確認したところ、それらはすべてユカタン半島向きの「引き波」で開始されていることが明らかになった。したがって、地滑り起源の津波が発生したことは間違いないものと考えられるものの、メキシコ湾及びカリブ海周辺に広く見られる約十回繰り返される津波の主たる発生原因は、衝突クレーターへの海水流入による可能性が高い。(文献[3])

4. 衝突クレーター内部の堆積物

衝突直後にクレーター内部に海水が流入することを検証するため、我々は 2001～2002 年に実施された国際陸上科学掘削計画 (ICDP) とメキシコ国立自治大学 (UNAM) による、初めてのチクシュループ・クレーター内部の科学掘削プロジェクトに参加した。

掘削試料の解析から、掘削地点においては厚い石灰岩と硫酸塩岩のメガブロックの上に、“インパクト”と呼ばれる衝突起源堆積物 (衝突メルト角礫岩 + スウェイバイト) が約 100m の厚さで堆積していることが分かった。さらに、我々はスウェイバイト層において正逆二方向の斜交葉理を発見した。これは、スウェイバイト堆積時に海水が流入した直接的証拠である。さらに、その組成と粒度には数回～十回におよぶ変動が確認された。これらのことから、海水の流入と流出が繰り返された可能性が強く示唆される。衝突クレーターにはリムが形成されるものの、その直後にガリー (水路) が形成されたかリムが崩壊したものと考えられる。(文献[4],[5])

最近の地震波探査によって、ユカタン・プラットフォームは北東側に傾いた非対称地形であり、北東側は 2km の深さであったこ

とが明らかになった [6]。このことから、海水流入は容易であったことが示唆される。

5. イジェクタ

衝突によって放出されたイジェクタの特徴を明らかにするため、被った圧力の指標となる、衝撃変成石英の PDFs (planar deformation features) の角度に関する文献調査を行うとともに、キューバ等の試料について、これまでにない規模での PDF の角度計測を実施した。

その結果、衝突地点からみて遠方サイト (北米、ヨーロッパ、太平洋) においては低圧変成の影響がみられず高圧変成の影響が顕著であるのに対して、近傍サイト (メキシコ、キューバ) においては低圧変成の影響が顕著であることが明らかになった。このことは、大規模衝突におけるイジェクタ放出過程に重要な制約を与える。(文献[7]参照)

参考文献

- [1] Tada *et al.* (2003) *AAPG Memoir*, **79**, 582-604.
- [2] Goto *et al.* (2008) *Cretaceous Res.*, **29**, 217-236.
- [3] Matsui *et al.* (2002) *Catastrophic Events and Mass Extinctions: Impacts and Beyond* (Koeberl C., and MacLeod, K. G. eds.), Geological Society of America Special Paper 356, 69-78, 746pp.
- [4] Goto *et al.* (2004) *Meteoritics & Planetary Science*, **39**, 1233-1247.
- [5] 後藤和久ほか (2004) 遊星人, **13**, 241-248.
- [6] Gulick *et al.* (2008) *Nature Geoscience*, **1**, 131-135.
- [7] Nakano *et al.* (2008) *Meteoritics & Planetary Science*, **43**, 745-760.

堆積岩に記録された白金族元素で探る隕石衝突 PGE Records of impact in geological samples

鈴木勝彦(海洋研究開発機構・地球内部ダイナミクス領域)

海水のオスミウム(Os)同位体比は、過去の地質イベントを鋭敏に反映する。海水の Os 同位体比は、Os 同位体比の高い大陸地殻($^{187}\text{Os}/^{188}\text{Os} = 1.0\text{-}1.4$)、同位体比の低いマントルと地球外物質(それぞれ、 $^{187}\text{Os}/^{188}\text{Os} = 0.11\text{-}0.13$, 0.127)の3つの構成要素の間のバランスで決まる(図 1)。すなわち、温暖化が進むなどで、風化による大陸からのフラックスが増えれば、海水の Os 同位体比は高くなり、大規模な火成活動があれば同位体比が低くなる。隕石が衝突すれば、海水の Os 同位体比は一気にさがる。海水の Os 同位体比の変動は堆積岩に記録をされており、堆積岩の微量 Os の同位体比を分析することで、過去の Os 同位体比変動を復元できる。古環境の復元には、ストロンチウム(Sr)同位体変動が用いられてきたが、Sr の海水中での滞留時間は数百万年と非常に長く、数百万年という解像度でしか変動を見ることができない。一方、Os は海水中の滞留時間が数万年であり、この解像度での変動の解析が可能である。また、隕石中の Sr 濃度は、地

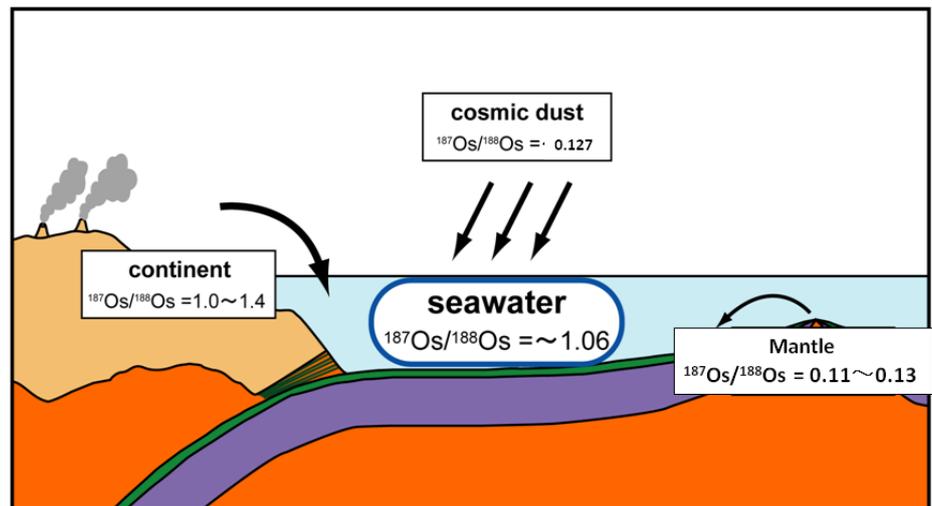


図1. 海水のOs同位体比(堆積岩に記録)

球表層の岩石の Sr 濃度より低いために、隕石落下による海水の Sr 同位体変動を検出するのは不可能である。一方、隕石中の Os 濃度は、地球表層岩石より5桁ほど高いために、隕石が落下すれば、それが堆積岩中に痕跡を残す。恐竜が絶滅した白亜紀-第三紀(K-T)境界の堆積物中に、Os と同じ白金族元素のひとつである Ir 濃度の濃集が見られ、隕石落下によって恐竜が絶滅した根拠とされている(Alvarez et al., 1980)。図 2 に、K-T 境界付近の堆積岩の Os 同位体比変動を示した。K-T 境界上でシャープな負の変動が見られ、境界の後に間を置かずに元の値まで回復している。この結果は、白亜期最末期に Os 同位体比の低い隕石が落下したことを明らかに示している(Ravizza and Peucker-Ehrenbrink, 2003)。また、境界より数十万年前から緩やかに Os 同位体比が下がり、マントルからのフラックスが増えていることを示している。これはデカントラップの大規模な火成活動によるものされている。この K-T 付近の同位体比変動曲線は、同様に低い同位体比を持つ隕石落下とマントル活動が Os 同位体比のプロファイルの違いによって区別可能であることを示している。

これらの研究を背景にして、我々は様々な時代の堆積岩の Os 同位体比を分析し、それぞれ K-T 境界のような隕石落下の痕跡が存在するかどうかを調べた。具体的には、ペルム紀-

三畳紀(P-T)境界，三畳紀-ジュラ紀(T-J)境界および白亜紀の海洋無酸素事変(Oceanic Anoxic Event: OAE)(Tejada et al., 2009)の堆積岩である。どれも生物の絶滅が知られており，隕石落下との関連の可能性がある。しかしながら，どの境界でも大規模な火成活動によるゆるやかで長期にわたる Os 同位体比の低下，あるいは急速な温暖化による同位体比の急上昇は観察されたが，K-T 境界で見られたようなシャープな負の変動は見られなかった。隕石落下がこれらの表層環境変動イベントの原因ではない，あるいは，落下した隕石が小さすぎて，堆積岩の Os 同位体比変動として記録されなかったと考えられる。今後，さらに他の時代の堆積岩を分析することによって，さらに分析間隔を小さくして解像度を上げることで，隕石落下の痕跡を探す予定である。

将来的には，痕跡を探す仕事とともに，どれほどの impact が表層環境に影響を与え，地質記録として残るのを地球物理系の人たちと，一緒に考えて行きたいと考えている。また，隕石衝突で沸点の高い白金族元素がどのように地表に降り注ぐのかについても，明らかにしていきたい。

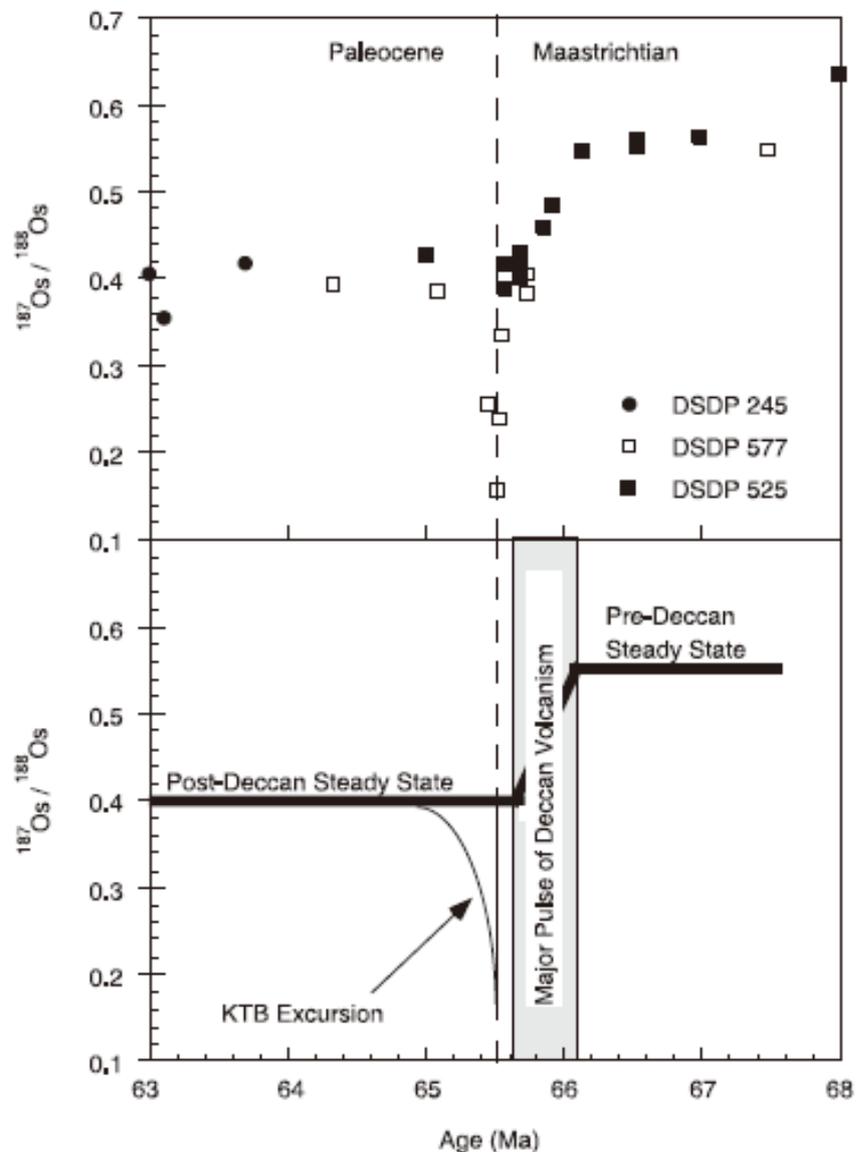


図 2. 堆積岩から復元した K-T 境界付近の海水 Os 同位体比変動 (Ravizza and Peucker-Ehrenbrink, 2003)

Alvarez, W., Alvarez, W., Asaro, F. and Michel, H.V. (1980) Extraterrestrial cause for the Cretaceous-Tertiary extinction, *Science* 208 (1980), 1095.

Ravizza, G., and Peucker-Ehrenbrink B. (2003) Chemostratigraphic evidence of Deccan volcanism from the marine osmium isotope record, *Science*, 302, 1392–1395.

Tejada, M. L. G., Suzuki, K., Kuroda, J., Coccioni, R., Mahoney, J. J., Ohkouchi, N., Sakamoto, T. and Tatsumi, Y. (2009) Ontong Java Plateau eruption as a trigger for the Early Aptian oceanic anoxic event, *Geology*, 37, 855-858.

Late Heavy Bombardment の初期地球大気組成への影響

古川善博¹, 関根利守², 大庭雅寛¹, 掛川武¹, 中沢弘基²

¹ 東北大学理学研究科地学専攻

² 物質・材料研究機構

1. はじめに

隕石の海洋衝突は、38 億年前から 40 億年前の地球に頻繁に起こっていたと考えられている。地球で回収された最も多い隕石種である普通コンドライトは金属鉄と炭素を含むので、隕石鉄と海水の衝突反応により有機物が生成することが提案されていた。近年、この現象を模擬した衝突回収実験により、アミノ酸、アミン、カルボン酸の生成が明らかになり、隕石の海洋衝突が地球に有機物をもたらしたことが示唆された[1]。しかし、この先行研究において検出した有機物はアミノ酸、カルボン酸およびアミンの限られた有機物種のみであり、それ以外の有機物の生成とその量は明らかになっていない。本研究では普通コンドライトの海洋衝突を模擬した衝突回収実験を行い、その全生成物有機物を行う。

2. 実験

衝突回収実験は一段式火薬銃を用い、約 0.9 km/s に加速した飛翔体(SUS304)を試料容器(SUS304)に衝突させた。試料容器の試料室には普通コンドライトを模擬した鉄粉、ニッケル粉、炭素粉の混合粉末に水を加えたものを用意し、残りの空間を窒素で満たした。実験後の試料容器からは専用の有機ガス回収装置を用いて生成ガスを取り出し、ガスクロマトグラフィー/質量分析計(GC/MS)を用いて揮発性有機分子の分析を行った。

3. 結果

GC/MS 分析の結果、炭化水素（エタン、プロパン、ブタン、ベンゼン）、アルコール（エタノール、メタノール、イソプロパノール）アセトアルデヒド、アセトニトリルの生成が明らかになった。

4. 考察

炭化水素は非水溶性であるので、隕石衝突により生成した炭化水素は大気に放出され大気組成をやや還元的に変化させたことが示唆される。アルコール、アルデヒド、ニトリルは水溶性なので海洋に溶け込み、海洋組成の変化を起こした可能性がある。このような隕石の海洋衝突により初期地球の大気組成はマグマオーシャンからの脱ガス組成から変化したと考えられる。

タイタン大気の窒素の起源：氷地殻模擬物質への衝突脱ガス実験

東京大学大学院 新領域創成科学研究科 福崎 翔

1. 背景

土星系最大の衛星タイタンは、窒素を主成分とする分厚い大気に覆われている他に類を見ないほど特異な天体である。タイタンの形成、進化を理解する上でこの大気中の窒素の起源の解明は最も重要な研究の1つであり、これまで多くの研究がされてきている[1,2]。近年のカッシーニ探査により、この問題に重要な手がかりとなる観測結果が得られた。それは、Ar や Xe などの希ガスがタイタン大気において著しく欠乏していることである。このことは、タイタンを形成する材料物質である周土星系原始星雲内の微衛星に、希ガス成分が含まれていないことを意味し、同様の温度・圧力条件で凝縮する窒素分子も微衛星に取り込まれていないことを示唆する[3]。したがって、現在のタイタン大気中の窒素分子は、その進化段階のどこかでアンモニア等、窒素より高温で凝縮する化学種から生成したと考えられる。しかしながら、そのプロセスや生成時期などはよく分かっていない。

2. 研究目的・実験

本研究では、タイタン大気中の窒素分子がタイタン形成後の彗星等による天体衝突によってアンモニア等を含む地殻・マントルから生成された可能性を評価する目的の下、衝突脱ガス実験を行った。

天体衝突によって生成される気体の化学組成を大きく左右する地殻やマントルの構成物質として、アンモニア氷や硫酸アンモニアが地殻やマントルに含まれると考

え[4,5]、我々は、アンモニア氷および硫酸アンモニウム塩への衝突脱ガス実験を行い、窒素分子の生成、生成量を調べた。

3. 実験内容

実験は基盤棟・地下に設置されているレーザー銃[図 1]を用い、高出力 Glass-レーザー(~10–40 J)を金箔[厚さ: 2.5, 5.0, 10.0 μm]に照射し、箔表面の蒸発を推進力に金箔を標的物質に衝突させる。衝突によって生成したガスは四重極質量分析計(QMS)によって質量分析を行う。レーザー照射により生成する一酸化炭素と、生成した窒素分子を分別するため、硫酸アンモニウム塩とアンモニア氷は、同位体(^{15}N)によりラベリングする。本実験で達成された衝突速度は毎秒 1.1km ~ 3.5 km である。さらに、実験系内のコンタミを評価するために blank shot も行った。

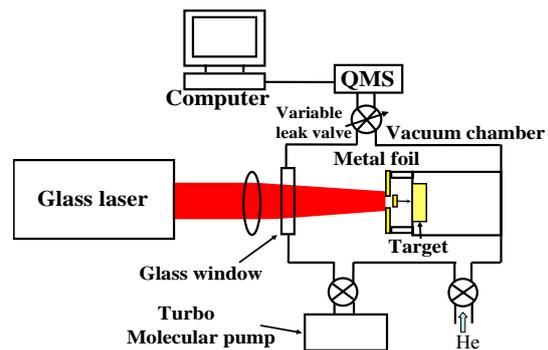


図 1. 実験装置

4. 実験結果

実験を行った結果、QMS 測定データ(マススペクトル)[図 2.1,2]から、硫酸アンモニウム塩やアンモニア氷への衝突による窒素分子の生成が見られた。また、金箔衝突時

のターゲット内の最大衝撃波圧力に対する窒素分子の生成量の関係から、最大衝撃波圧力の増加に伴い直線的に増加することも分かった。[図 3.1,2]

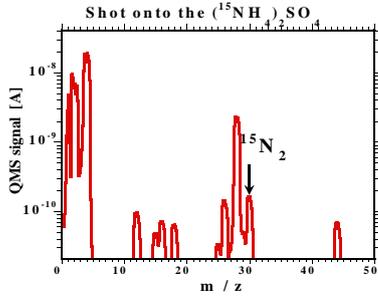


図 2.1 マススペクトル (硫酸アンモニウム)

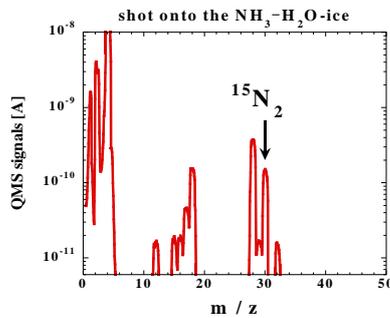


図 2.2 マススペクトル (アンモニア氷)

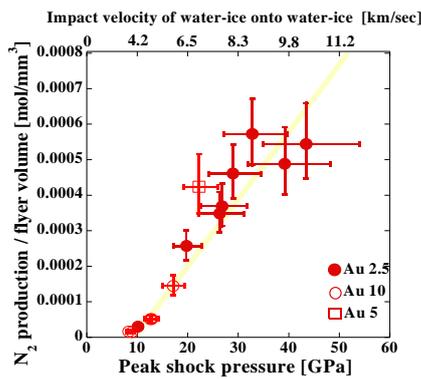


図 3.1 窒素量の見積もり (硫酸アンモニウム)

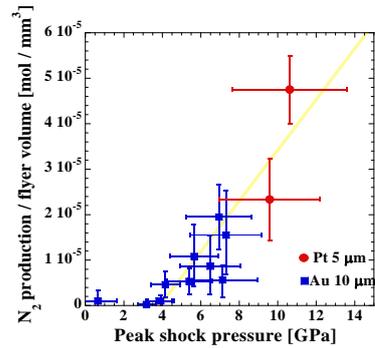


図 3.2 窒素量の見積もり(アンモニア氷)

5. 応用

本実験結果よりタイタン集積中の微衛星の衝突では硫酸アンモニウムから窒素分子はほとんど生成しないということ、一方彗星衝突では非常に効率良く窒素が生成されることが分かった。さらに、得られた実験データを使い、タイタン形成後 45 億年間の彗星の累積衝突頻度から窒素分子生成量を見積もった。その結果、実験から得られた彗星衝突による累積の窒素生成量は、現在の大气中の窒素量の数倍程度になり、その起源の候補として有力であることが分かった。

参考文献

- [1] McKay, C. P. et al., 1988. *Nature* 332, 520-522.
- [2] Atreya, S. K. et al., 1978 *Science* 201, 611-613.
- [3] Niemann, H. B. et al., 1988 *Nature* 438, 779-784.
- [4] Fortes, A. D. et al., 2007. *Icarus* 188, 139-153.
- [5] Mitri, G. et al., 2008. *Icarus* 196, 216-224.

発光分光法による衝突蒸気雲の熱力学状態推定

黒澤 耕介^{1,2}, 杉田 精司¹, 門野 敏彦³

¹東大 新領域, ²日本学術振興会, ³阪大 レーザー研

要旨: 発光輝線の半値全幅計測から、衝突蒸気雲の粒子数密度、圧力を測定する手法を開発した。輝線強度比計測による温度測定法と組み合わせ、高温蒸気の全熱力学量を実験から推定することが可能となった。

はじめに: ケイ酸塩蒸気は a) 原始月円盤の進化[1], b) 衝突蒸気雲内の酸化還元状態[2], c) 原始火星の大気の吹き飛ばし[3]など惑星科学上の重要な問題に主要な役割を果たしたと考えられている。

ところが、ケイ酸塩蒸気の熱・化学進化過程はほとんど理解されていない。その理由は 1) 衝突蒸気雲の熱力学状態を計測する手法が確立されていなかったこと、2) 室内実験ではケイ酸塩を衝撃圧縮で蒸発させることができなかったことである。

輝線幅からの粒子数密度計測: 高速発光分光法は衝突蒸気雲の熱力学状態計測には最適な手法である。従来、温度、視線方向の柱状粒子密度、原子組成比などが計測されてきた[4]。しかし、粒子数密度及び圧力が得られなければ、全ての熱力学量を実験で測定することはできない。発光輝線は粒子数密度に比例した幅を持つことが知られている[5]。発光原子と再近接摂動粒子のみを考慮する「Nearest-Neighbor approximation」を用いれば、輝線半値全幅と各種広がりを生み出す摂動

粒子数密度の関係式を解析的に得ることができる[6]。主要な広がり要因を決定すれば、その輝線幅から蒸気雲内の粒子数密度を測定することが可能となる。

模擬衝突蒸気雲への適用: 提案手法の妥当性を検証するために Hematite へのレーザー照射で生成した模擬衝突蒸気雲の温度、圧力を測定した。レーザー照射蒸気雲は半球状に断熱膨張をすることが知られているため、得られた温度圧力を容易に検証することができる。得られた蒸気雲の温度、圧力は断熱膨張傾向を再現し、比熱比は 1.2 と妥当な値を示すことが確かめられた。

惑星科学上の意義: 今回開発した手法を用いると、実験室で生成した衝突蒸気雲の温度圧力経路を推定することが可能となる。現在大阪大学レーザー研で進めているケイ酸塩の衝突蒸発実験に適用すれば、衝撃圧縮ケイ酸塩の蒸発・化学反応過程を実験的に解明することができるはずである。

参考文献: [1] Wada et al., *The Astrophysical Journal*, **638**, 1180-1186, 2006. [2] Mukhin et al., *Nature*, **340**, 46-49, 1989. [3] Melosh and Vickery, *Nature* **338**, 487-489, 1989. [4] Sugita et al., *JGR*, **103**, 19427-19441, 1998. [5] Griem, *Plasma Spectroscopy*, 1964. [6] Gornushkin et al., *Spectrochimica Acta Part B*, **54**, 1207-1217, 1999.

衝突閃光の測光

柳澤正久、石博勇介、田中慎一郎、青井宏樹、中村一貴、畑中祐介（電気通信大学）
長谷川直、大坪貴文（ISAS/JAXA）

弾丸が平面に数 km/s という高速度で衝突すると閃光を発する（衝突閃光）。衝突エネルギー、すなわち弾丸の運動エネルギーの何%が閃光の放射エネルギーになるかを発光効率と呼ぶ。弾丸が緻密な場合と多孔質な場合で、発光効率に差があるだろうか。この問題を明らかにするために室内実験を行った。データ数は十分とは言えないが、多孔質の方が発光効率は大きいようである。

1. 背景と目的

発光効率が分かると、流星体や小惑星破片が月面に衝突する際に発する閃光（月面衝突閃光）の観測から衝突エネルギーを見積もることができる。観測数が増せば、どの程度のエネルギーの衝突がどの位の頻度で起きているかを知ることができ、月面活動での安全性を確保する上で重要なデータとなる。

どの流星群に属する流星体かが推察できる場合には、月面への衝突速度が分かることからその質量が計算でき、母彗星からどのようにして流星体が放出されるかを研究する際の貴重なデータとなる。また、発光効率がどのようなメカニズムで決まるかは、衝突科学にとっても興味深い問題である。

獅子座流星体の月面への衝突による閃光の観測からは、発光効率が 0.2% と見積もられている [1, 2]。この値は室内実験で得られた効率 [3, 4] よりも一桁以上大きい。この違いの理由としては、まず月面閃光（数 10 km/s）と室内実験（数 km/s）での衝突速度の差が考えられる。一方、実験で用いられる弾丸が緻密な物質でできているのに対し、流星体は多孔質と考えられることから、緻密 vs 多孔質という弾丸物質の物性の違いが原因である可能性も指摘されている [5]。

これまで多孔質弾丸による高速衝突実験が行われたことはない。発射時の大きな加速で、弾丸が破壊あるいは圧密されてしまうからである。柳澤と池上 [5] は、弾丸より十分小さな多孔質標的への衝突は、多孔質弾丸の平面への衝突と等価であるとし、微小多孔質標的を使った衝突実験で衝突閃光を測定することを提案した。

本研究では、この提案に基づいて実験を行い、微小標的が緻密な場合と多孔質な場合とで発光効率に違いがあるかどうかを調べる。

2. 実験方法

ISAS/JAXA の新二段式軽ガス銃で、直径 7 mm のナイロン 66 球を約 6 km/s で発射し、

微小標的に衝突させる。標的材質は、緻密な標的も多孔質の標的も共に作り易いものであることが必要である。また、できるだけ実験のパラメーター数を減らして、解析、考察がやり易いようにしたい。本実験では、弾丸の材質と同じナイロン 66 を採用した。緻密標的は丸棒あるいはシートを加工して作った。一方、多孔質標的は糸を解して得られたナイロン繊維（太さ 15 μm ）をホルダーに詰め 250 $^{\circ}\text{C}$ で 1 分間加熱して製作した。空隙率は約 50 % である。標的の形状はどちらも直径約 1 mm、高さ約 1 mm の円柱である。

自作の持具に張られた太さ 15 μm のナイロン 66 繊維に、できるだけ微量の接着剤（セメダイン・スーパー X2 クリア）で標的を接着した。標的の姿勢（円柱の対称軸の方向）は任意である。

弾丸は微小標的に衝突後、後方のウィットネス・プレートまたはウィットネス・ブロックに衝突する（図 1）。プレートにできた貫通孔あるいはブロックに生じたクレーターの位置から弾道を正確に求め、微小標的が弾丸のどこに衝突したかを見積もる（正面衝突したか、かすったか）。

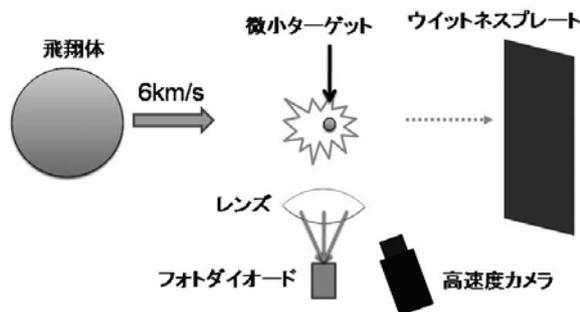


図 1. 実験方法. 左から飛んできた弾丸が静止している微小標的に衝突し閃光を発する。

衝突閃光は次のような機器で測定した。

- ・高速度カメラ（島津 HPV1）： 10^6 frame/s（各フレームの露光時間は 0.5 μs ）で衝突蒸気雲（自発光している）が広がっていく様子をモノクロで 102 frame 撮影する。画像解析により、明るさの時間変化を 1 μs 毎に得る。

・高速度カラーカメラ(E2)：フレーム間隔は最短でも 33 μ s (6 km/s の弾丸は 20 cm 進む)なので、衝突閃光は 1、2 フレームに写るだけであるが、色情報を得ることができる。

・フォトメーターV(PM_V)：Si フォトダイオード(浜フォト S3071)とアンプ(浜フォト C8366)からなる。感度波長範囲は 320-1060 nm であり、フィルターは使っていない。レンズで視野を微小標的の周辺直径約 8 cm の範囲に限定している。遮断周波数は 10 MHz 以上である。閃光の時間変化を高い時間分解能で測定する。

・フォトメーターIR(PM_IR)：InGaAs フォトダイオード(浜フォト G5852-01)とアンプ(自作)からなる。感度波長範囲は 1000-2000 nm であり、フィルターは使っていない。レンズは使わず広い範囲の近赤外線を測定する。遮断周波数は 100 kHz 程度。

・分光器(Ocean Optics USB4000)：焦点距離 11 mm、開口数 0.25 のレンズで集めた光を石英光ファイバー経由で分光器に導入する。感度域は 200-1100 nm。微小標的への衝突による閃光のスペクトルは光量不足のために得られていないが、後方のウィットネス・ブロックに衝突した際の閃光スペクトルが得られた。

これら以外に、家庭用ビデオカメラ、デジタル一眼レフカメラによる撮影を補助的に行った。

3. 結果と考察

7 回の shot について、高速度カメラ(HPV1)および2つのフォトメーターによって得られた発光効率を表 1 に示す。HPV1 と PM_V の感度波長範囲はほぼ同じと考えられるが、1 桁以上の違いがある場合がある。視野の違いや HPV1 画像で一部の画素が飽和しているのが原因かも知れない。にもかかわらず、全体としては多孔質微小ターゲットの場合の方が発光効率は大きいようである。

PM_IR による発光効率は可視光での値に比べて明らかに大きい。この値は、発光効率を計算する際に赤外線まで含めた Kadono and Fujiwara [4]の結果に近く、放射エネル

ギーの大部分を赤外線が占めていることを示唆している。

微小標的衝突後の弾丸が Al, Fe, Cu のウィットネス・ブロックに衝突した際の閃光スペクトルには C₂ ラジカルバンドが顕著に表れている。微小標的への衝突の閃光スペクトルでも C₂ バンドが卓越しているのかも知れない。

表 1. 各方法により得られた発光効率

Shot	HPV1	PM_V	PM_IR	備考
352	2.8E-05	---	1.9E-04	多孔質
353	2.5E-05	2.1E-06		多孔質
354	6.6E-06	5.5E-07	1.3E-04	多孔質
355	---	3.7E-09	9.0E-06	緻密
359	1.9E-08	3.6E-08		緻密
360	2.2E-09	1.7E-08		緻密
362	1.2E-07	4.6E-08		緻密

参考文献

- [1] Bellot Rubio, L. R., J. L. Ortiz, and P. V. Sada, Luminous efficiency in hypervelocity impacts from the 1999 Lunar Leonids, *Astrophys. J.*, **542**, L65-L68, 2000.
- [2] Bellot Rubio, L. R., J. L. Ortiz, and P. V. Sada, Observation and interpretation of meteoroid impact flashes on the moon, *Earth, Moon and Planets*, **82-83**, 575-598, 2000.
- [3] Eichhorn, G., Analysis of the hypervelocity impact process from impact flash measurements, *Planet. Space Sci.*, **24**, 771-781, 1976.
- [4] Kadono, T. and A. Fujiwara, Observation of expanding vapor cloud generated by hypervelocity impact, *J. Geophys. Res.*, **101**, 26097-26109, 1996.
- [5] 柳澤正久, 池上裕美, 多孔質衝突体による衝突閃光実験の提案, スペース・プラズマ研究会(平成 18 年度)、宇宙航空研究開発機構、宇宙科学研究本部、68-71、2007.

衝撃圧縮曲線の計測実験と地球・惑星内部研究への応用
- 圧力スケール問題の解決と水素の金属化をめざして -

熊大衝撃センター 真下 茂

物質の衝撃実験は、本研究会に関わるような高速衝突による隕石衝突問題、地球・惑星の生成問題の他に、衝撃圧縮による超高压物性や地球・惑星内部研究がある。後者では、近年、静的圧縮実験で新しい高压物性が次々と見出されているが、相転移や状態方程式は衝撃圧縮データに基づく圧力スケールを用いて議論されている。また、静的圧縮による発生圧力は 500 GPa 程度が限界であるが、衝撃圧縮では限界がない。これは衝撃圧縮がモーメントムによる絶対圧力であることと、物質の運動を計測することによって圧力と密度の関係を、直接、決定できるからである。熊本大学ではこれまでにキー付火薬衝撃銃、二段式軽ガス銃に、高速流しカメラシステムやレーザ速度干渉法(VISAR)を組み合わせたユゴニオ計測システムを整備している[1,2]。これらのシステムを用いて様々な物質について高压相転移や状態方程式を調べてきた[3-7]。

講演では、衝撃圧縮についてシロウトの方にも理解していただくために、衝撃圧縮の基本から測定方法について述べた。特に、熊本大学のユゴニオの測定方法では、光源にパルス色素レーザを組み合わせた流しカメラシステムを整備し、1 ns 以上の時間分解能を達成している。次に、熊本大学の衝撃超高压実験の最近の成果と、地球・惑星内部研究への応用について述べた。特に、超高压実験で重要な圧力スケールの問題に関連して、金、MgO の結果と、地球内部構造の研究のために計画している高温のユゴニオ測定について述べた。また、ダイヤモンド以上の衝撃インピーダンスを持つことがわかった $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG)のユゴニオの計測結果[7]について述べ、それを用いた水素やダイヤモンドの金属化実験への応用や、今後発展が期待される 1 TPa 領域の極超高压力領域研究の現状についても触れた。

文献

- [1] T. Mashimo, S. Ozaki, K. Nagayama, Rev. Sci. Instr., 55 (2) 226-230 (1984).
- [2] T. Mashimo*, Y. Zhang, M. Uchino⁺, A. Nakamura, Jpn. J. Appl. Phys. 48, 096506-1-7 (2009).
- [3] T. Mashimo: in High-Pressure Shock Compression of Condensed Matter, Vol. III, eds. L. Davison and M Shahinpoor (Springer-Verlag, New York, 1998), pp. 101-146.
- [4] T. Mashimo: in Journal of Materials Science Forum Vols. 638-642 (2010)
- [5] T. Mashimo, K. Nagayama, A. Sawaoka: J. Appl. Phys., **54**, 5043 (1983).
- [6] T. Mashimo, M. Uchino, A. Nakamura, T. Kobayashi, E. Takasawa, T. Sekine, Y. Noguchi, H. Hikosaka, K. Fukuoka, Y. Syono: J. Appl. Phys., **86**, 6710 (1999).
- [7] T. Mashimo, R. Chau, Y. Zhang, T. Kobayoshi, T. Sekine, K. Fukuoka, Y. Syono, M. Kodama, W.J. Nellis: Phys. Rev. Lett., **96**, 105504-1-4 (2006).

他。

石膏に対する衝突クレーター形成実験における破片速度の分布

小野瀬直美 (JAXA)、長谷川直 (JAXA)、奥平恭子 (会津大学)

探査機はやぶさの撮影により、小惑星イトカワ表面が、少なくとも部分的には cm から mm 程度の小さな砂に覆われていることが明らかにされた(Yano et al. 2006)。小惑星イトカワの長径は約 550m であり、その脱出速度は 0.02 から 0.1m/sec しかない(Fujiwara et al. 2006)。

これに対し、既存の理論的研究ならびに実験的研究からは、これらの直径 20km 以下の小惑星が自身への衝突クレーター形成時の放出物を起源とするレゴリスを持ちえないであろうと述べている Veverka et al. (1986)。これは、Nakamura and Fujiwara (1991)などで実験結果から求められた破片の速度とサイズに関するスケール側を基にしたものである。

撮影技術の発達は、細かい破片を含む多数の破片を、一回の衝突クレーター形成において計測することを可能にした。Onose and Fujiwara (2004)では多孔質石膏に対する 4km/sec での衝突実験を行い、高速度カメラで個別に速度を計測できる範囲のサイズ、速度を持つ破片が 2 群に分けられることを示した。クレーター形成初期に逆円錐形に比較的高速度で放出される早期放出破片群と、これよりやや遅れてターゲット表面と垂直方向に低速度で大量に放出される後期放出破片群である。このうち、早期放出破片群は Spall 破片と考えられる。一方、後期放出破片群の放出メカニズムには Onose and Fujiwara (2006)において、クレーター周辺のターゲットが衝突に対して弾

性的にふるまうことによるものである可能性が提案された (図 1)。

About 8 to 13 μ sec after the Impact

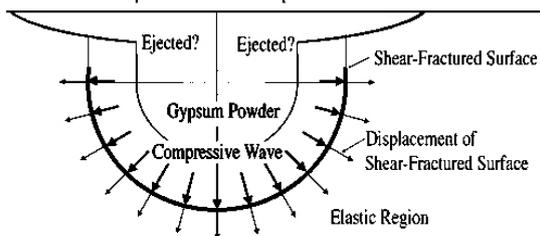


図 1 破片の弾性的放出の概念図

表 1 実験条件と結果

実験 番号	質量 g	衝突速度 km/sec	pit 直径 mm	放出速度 m/sec
11007	0.111	3.84	17.5	3.5
11010	0.215	4.27	26.3	2.8
11012	0.216	4	23.8	4.5
60401	0.213	4.11	25.3	1.7
60410	0.213	4.58	27.6	10
60413	0.212	1.2	13.4	2.5
71203	0.0082	3.77	7.5	7.5

もし、後期放出破片群がこのメカニズムにより放出されているのならば、より小さい飛翔体により小さいクレーターを形成した場合、比較的早い「後期放出破片群」が観察されるはずである。本研究では、Onose and Fujiwara(2004)と同じターゲットに、同じ材質 (ナイロン) でサイズのみ小さい飛翔体を同じ速度(4km/sec)で衝突させたものを含む、破片速度の計測結果を比較検討した。表 1 に実験条件を示す。

ほかの実験と比べて小さい 0.082g の飛翔体を用いた実験番号 071203 で計測された

破片の速度と放出角度、放出時刻は、二つの破片群に分かれている (図 2)。この実験において形成されたクレーターの直径は 10.6mm であり、放出破片の総量が少ないことも幸いし、クレーター形成過程を通してよい視界が得られたため、質の良いデータを取得することができた。破片速度のヒストグラムも二つの破片群を示している (図 3)。

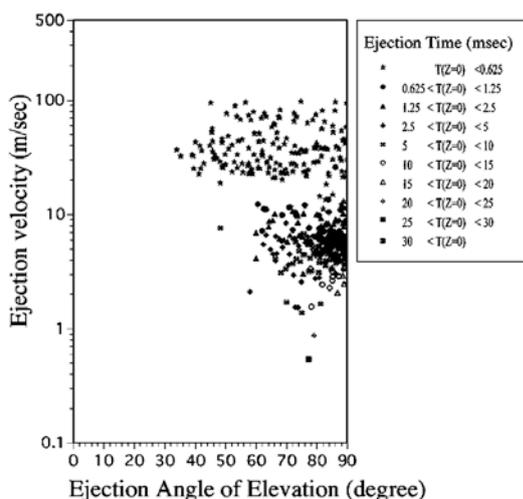


図 2 放出速度と角度の分布

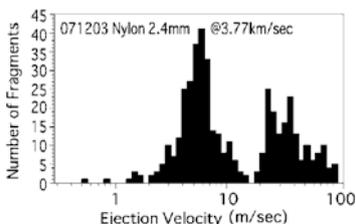


図 3 破片速度のヒストグラム(破片数 436) 垂直衝突によるクレーター形成実験の中で、一回の衝突に対する計測破片数が多いものに対して、これと同様のヒストグラムにおける遅いほうのピークの値を求め、横軸に pit 部分の直径を取ったものが図 4 である。pit 直径の割に放出破片速度のばらつきが大きい、Onose and Fujiwara (2006)に述べた放出メカニズムと矛盾しているとは言えないことが分かった。飛翔体衝突速度を変化させた場合の結果に

関しては、衝突時に形成される衝撃波の形、圧力ともに変化すると考えられるため、別途検討が必要であろう。

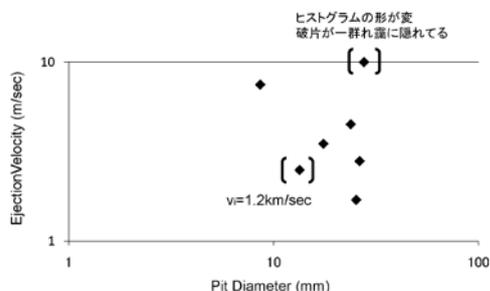


図 4 破片放出速度と Pit 直径

参考文献

- Fujiwara A., Kawaguchi J., Yeomans D. K., Abe M., Mukai T., Okada T., Saito J., Yano H., Yoshikawa M., Scheeres D. J., Barnouin-Jha O., Cheng A. F., Demura H., Gaskell R. W., Hirata N., Ikeda H., Kominato T., Miyamoto H., Nakamura A. M., Nakamura R., Sasaki S., and Uesugi K. 2006. The Rubble-Pile Asteroid Itokawa as Observed by Hayabusa. *Science* 312: 1330-1334
- 偏微分方程式とその応用 犬井鐵郎 コロナ社
- Nakamura A., and Fujiwara A. 1991. Velocity distribution of fragments formed in a simulated collisional disruption. *Icarus* 92: 132-146
- 技術者のための特殊関数とその応用 野邑雄吉 日刊工業新聞社
- Onose N. and Fujiwara A., 2004. Mass-velocity distributions of fragments in oblique impact cratering on gypsum, *Meteoritics & Planetary Science* 39: 321-332
- Onose N. and Fujiwara A. 2006. Elastic ejection of late fragments produced in impact craterings on gypsum targets. in: *Impact craters as indicators for planetary environmental evolution and astrobiology*, Östersund, Sweden, June 8 – 14, Abstract.
- Veverka J., Thomas P., Harch A., Clark B., Bell J. F., Carcich B., Joseph J., Murchie S., Izenberg N., Chapman C., Merline W., Malin M., McFadden L., and Robinson M. 1999. NEAR Encounter with Asteroid 253 Mathilde: Overview, *Icarus* 140: 3-16

超高空隙率雪球の衝突破壊と破片速度分布に関する実験的研究

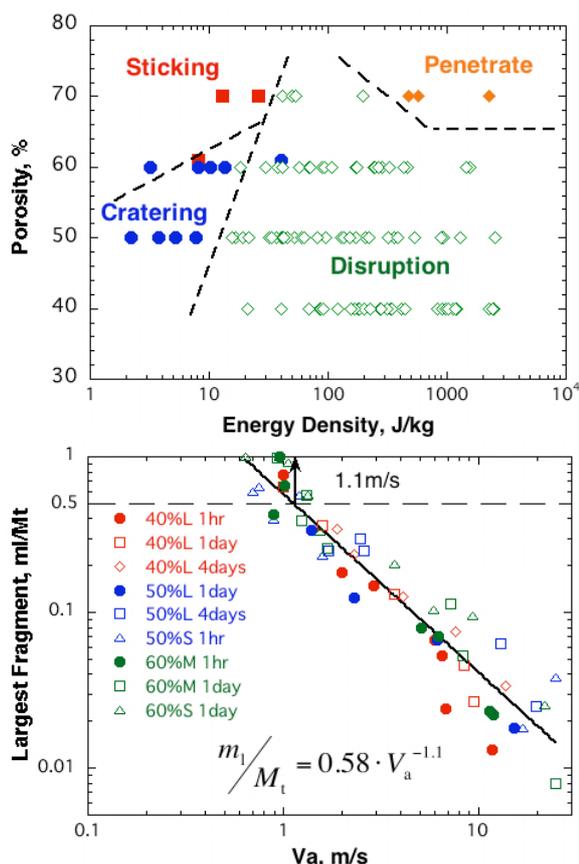
○ 嶋生有理¹、荒川政彦¹、保井みなみ¹、土肥弘嗣¹、河村恵里¹
¹名古屋大学 環境学研究科

背景：氷微惑星の生き残りと思われる彗星核は、氷よりも低い密度を持つことから大きな空隙率を持っている。こうした超高空隙率氷微惑星は放射性熱源などによって熱進化する。これにより、密度や強度が多様な氷微惑星となり、現在の多様な氷天体の起源となったかもしれない。そこで、熱進化する氷微惑星の再集積過程を明らかにするため、空隙率と焼結度を独立に変化させた雪試料を用いた衝突破壊実験を行った。

実験方法：実験は北大低温研の大型無風低温室で行った。ターゲットは直径 60mm の球形治具に 31.0-62.4g の平均粒径 250/100/10 μ m の氷粒子を入れ、押し固めて作成し、飽和水蒸気圧下で 1 時間から 1 ヶ月間焼結させた。焼結温度は -10 $^{\circ}$ C と -15 $^{\circ}$ C とした。弾丸は直径 15mm \cdot 1.1g の 30% 雪球、直径 15mm \cdot 1.6g の氷円柱、直径 10mm \cdot 0.3g の 30% 雪円柱を用いた。弾丸の加速には He ガス銃を用い、衝突速度を 30-440m/s とした。これにより、衝突のエネルギー密度を 10-3,000J/kg とした。衝突の様子は高速度デジタルビデオカメラで撮影した。撮影速度は毎秒一万コマ、シャッタースピードは 10 μ s とした。実験後、回収した破片質量を測定し、映像から破片速度を測定した。

結果：本研究では、空隙率とエネルギー密度によって 4 種類の破壊モードが観察された(図 1)。弾丸がターゲット内に捕獲される

Sticking、ターゲット表層が壊れる Cratering、カタストロフィックに破壊する Disruption、弾丸が貫通したように見える Penetrate である。Sticking と Penetrate は空隙率 70% で見られた。これは破壊が圧縮破壊によって起きているため、65% 付近に急激な物性変化があることを示唆している。反対点速度とエネルギー密度の関係は焼結度に依らず、空隙率の増加とともに傾き n も増加することがわかった。これは破片の放出中心点の深さが増大することに起因すると考えられる。最大破片とエネルギー密度の関係から 40-70% 雪試料の衝突破壊強度を求めた。空隙率 40-60%、衝突破壊強度 10-70J/kg の試料について最大破片と反対点速度の関係を調べたところ、これらは同じ直線に乗ることがわかった(図 2)。これは、各試料の引張強度とバルク音速が比例しているためだと考えられる。



LCROSS 衝突の観測概要

杉田精司¹、洪鵬¹、岡村奈津子¹、関根康人¹、寺田宏²、高遠徳尚²、布施哲治²、河北秀世³、古荘玲子²、渡部潤一²、春山純一⁴、中村良介⁵、黒澤耕介¹、羽村大雅¹、門野敏彦⁶、LCROSS 観測チーム、1: 東大、2: 国立天文台、3: 京都産業大、4: JAXA/ISAS、5: 産総研、6: 阪大レーザー研

NASA の Lunar CRater Observation and Sensing Satellite (LCROSS)は、Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO) の2次ペイロードとして、2009年6月18日に打ち上げられ、同年10月8日に月の南極地域の Cabeus crater 内に予定どおり衝突した。この探査計画は、LRO の打ち上げロケットであるアトラスロケットの2段目と LCROSS 探査機自身の2つの人工天体を月極地の永久影に衝突させ、その衝撃によって永久影における氷の存否を調べることが目的であった。この際、アトラスの2段目ロケットの衝突は、LCROSS 衛星の測器と地上望遠鏡が観測し、LCROSS 探査機の衝突は LRO の測器と地上望遠鏡が観測することが予定されていた。

観測対象である水は地球大気に大量に含まれるため、地上からの観測は大気吸収の影響を常に考えねばならず、LCROSS の羊飼衛星からの方が圧倒的に条件は良い。しかし、羊飼衛星のみによる観測しか用意しない場合は、衝突体の軌道方向からの一方向の観測に限られてしまう上、万一衝突の瞬間に羊飼衛星に短時間でも問題が発生した場合にはデータが全く得られないことになってしまうというリスクを背負うことになってしまう。この問題を解決するために、すばる望遠鏡を始めとして、Keck, Gemini, IRTF, CFHT, Palomar など多くの望遠鏡が観測に参加し、衝突体軌道に垂直方向から多波長で観測をすることとなった。

衝突の標的となった Cabeus crater (直径 98 km)は、南極地域の中でも LRO の LEND による水素計測の値が最も高い永久影の1つである。直前まで標的候補であった Cabeus A crater (直径 48 km)は地球側のクレーター壁の高さが非常に低い (~0.7km) ために、地上望遠鏡観測には好都合であったが、永久影内の水素量の推定誤差が大きいため（永久影の面積が小さいため、熱外中性子のカウント数が多く稼げなかったことが誤差の原因）最終的に候補から外された。選ばれた Cabeus crater は地球側に高い壁(~2.5km)を持っているため、地上観測にはあまり望ましくないクレーターであった。しかし、太陽光の差し込む高度は 1km 程度と低く、衝突地点上空から覗く形の羊飼衛星からの観測にとっては良好な条件である。地上望遠鏡の観測条件にどこまで妥協するべきか、LCROSS のミッションチームにとっては難しい判断であったようである。

地上望遠鏡観測が成功するためには、月面上にある衝突地点に非常に高い精度で望遠鏡の追尾を行い続ける必要がある。通常の観測では日周運動に即した望遠鏡の追尾システムしか使われないが、月の場合は公転運動が非常に速いため、非恒星追尾をかなり正確に行わないと月面の標的を見失ってしまう。我々の観測においては 0.3"のスリット幅（月面で 0.6 km の距離）を使って分光計測を行うので、イジェクタプリュームの出現予定位置に 0.1"程度の精度で追尾し続ける必要がある。点光源に近い星を補償光学系の対象物として使える通常の恒星追尾においては、0.1"程度の精度での追尾は特に困難ではない。しかし、月は周囲の恒星と運動速度が異なるため、恒星を補償光学系の参照光として使えない。また、月自身が光のコントラストが高い輝点を持たないため、補償光学系の参照光として使える保証は全くない。しかし、今回の観測では、slit viewer 中の様々な明点を参照光として使いつつ補償光学系の調整を試みた結果、観測全時間にわたって、0.1"程度の高い追尾精度を達成することができた。

このようにして観測にやっと漕ぎ着けたのであるが、実際の衝突から来る光の検出は難しかった。現在も解析は続行中であるが、現時点では LCROSS の衝突に由来する光の検出には至っていない。Na の D 線の計測に成功したチームを除くと、地上望遠鏡からは LCROSS の衝突由来の光を検出の報告はされていない。だが、羊飼衛星からはかなり大きなイジェクタプリュームや 95 kg にもなる H₂O の観測が報告されている。この2つの一見矛盾した結果が何に由来しているのかを研究することは、今後の衝突を用いた探査計画を考える上で非常に重要な意味を持つであろう。

LCROSS 探査における ejecta 量の推定

*岡村奈津子¹、杉田精司¹、河北秀世²、洪鵬¹、関根康人¹、寺田宏³、高遠徳尚³、布施哲治³、渡部潤一³、古荘玲子³、相馬充³、大坪貴文⁴、門野敏彦⁵

1：東大新領域 2：京都産業大学 3：国立天文台 4：JAXA 5：大阪大学レーザー研

1. LCROSS 探査の概要

LCROSS (Lunar CRter Observation and Sensing Satellite)とは2009年10月9日にNASA主導で行われた、月における水の有無を調べるための衝突実験・探査である。

LCROSS 探査では、重量の異なるロケットを2機衝突させ、月面から放出する dust の量の分析を行った。

2. 研究内容と解析手法

本研究では、すばる望遠鏡によって観測された LCROSS 衝突の ejecta 量の推定を行った。ejecta 量の推定によって、月面の衝突領域における水の割合を得ることができ ejecta 量の推定は重要である。

ejecta の観測は近赤外線分光撮像装置 IRCS (Infrared Camera and Spectrograph)を用いて行われた。この装置は「分光」と「撮像」という2種の手法が可能である。

分光は、ejecta があると予想される場所に局部的にスリットを当て、ejecta の散乱光を確認する手法である。

他方、撮像はクレーターを含めた広域的な領域において月面の空間分布のデジタル画像(1024 pix×1024 pix)を撮る手法である。ejecta の飛散はスリットを大きく超えると予想されていたことから、本研究では広域的に捉えられる手法である撮像を用いて以下の解析を行った。

ejecta を観測する際、月からの光は宇宙空間、大気を経て望遠鏡に辿り着く。この大気の状態によって count 値に変動が生じる。また月は刻々と自転、公転をしており、月の観測地点も動いていく。この動いている観測地点を望遠鏡は追うが、その際にどうしても誤差がでてしまう。これを追尾誤差という。これら2点の影響を取り除かなくては、純粋な ejecta 量を推定できない。よって以下これらの影響

を取り除き、ejecta 量の推定を行っていく。

まず追尾誤差について検討する。これを補正するために同地点における異時刻の画像の差分を取り、スリット部分での誤差が最も小さくなるように手動で補正を行った。この結果、追尾誤差による画像のずれは1 pix程度と判断できた。

次に、大気の影響を考える。この解析を行う前に、図1のように領域を設定する。"ejecta"領域は ejecta が観測されると考えられる領域、"hill"は月面の日照面、"sky"は撮像画像の中の日照面の影響をなるべく受けていない暗い領域を指す。大気の透過率を *trans* としこれらの領域の count 値の関係は次式で表される。

$$I_{ejecta} = (F_{ejecta} + F_{sky}) \times trans \quad (1)$$

$$I_{hill} = (F_{hill} + F_{sky}) \times trans \quad (2)$$

$$I_{sky} = F_{sky} \times trans \quad (3)$$

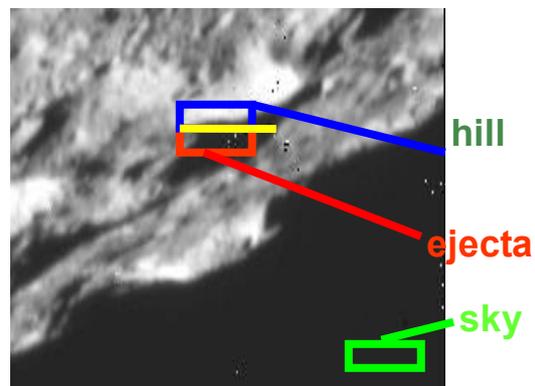


図1.月面における hill、ejecta、sky の場所を表した撮像画像

ここで、*I*は観測で得られる光量の count 値、*F*は光の flux (W)を表す。

式(1)から(3)より、観測値 I には大気の影響(trans)と地上からの光が大気に散乱されている影響(sky)が入っている。但し、 F_{hill} はほぼ一定である。したがって、ejecta の光量 F_{ejecta} を見積もるには F_{ejecta} / F_{hill} を求めればよい。 F_{ejecta} / F_{hill} と時間の関係を図 2 に示す。

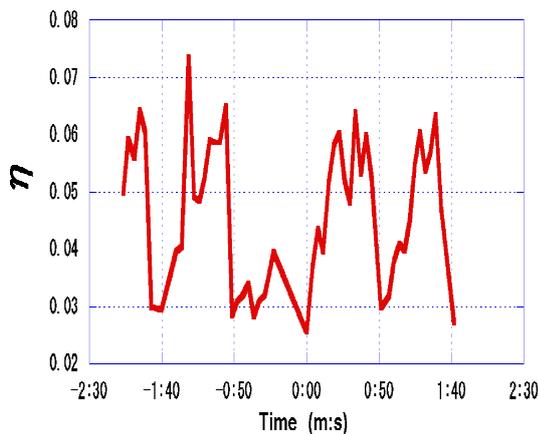


図 2 $\eta = F_{ejecta} / F_{hill}$ と時間(m:s)の関係

この図より η の約 0.03 から約 0.07 の間を揺らいでいることが分かる。もし ejecta が観測されれば、時間 0sec から 90sec の間で山形のピークが得られるはずである。

したがって、図 2 から ejecta は十分に観測されなかったことが分かる。ここで、我々は ejecta の上限値の見積もりを行った。

3. まとめ

本研究では、LCROSS 衝突を観測したすばる望遠鏡のデータを用いて、ejecta 量の推定を行った。得られた実験データからは有意な ejecta 光は観測されなかった。

そこで、この ejecta 反射光が検出できなかったことの意味を考えるため、我々は得られた count 値、

式(1)~(3)と η から F_{ejecta} 、つまり ejecta の反射光 flux の上限値を見積もった。計算結果は上限値として 3×10^{-10} [W] という値が得られた。

さらに標準星を用いて ejecta 量の反射光 flux [W] を質量[g]で見積もった。

今回用いた望遠鏡のフィルターにおける標準星の flux 量と天文解析ソフト iraf から見積もった標準星の count 値から、 5×10^{-14} [W/count] という結果が得られた。また月の粒子の直径として 2×10^{-5} [m] を用いる。なぜなら月の粒子の直径は 1×10^{-4} [m] という値がよく用いられるが、この値は質量を基準として平均値をとったものである。今回は ejecta の反射光について考察しているため、発光の際に影響する断面積を基準として考えた平均値である 1 粒子あたりの直径 2×10^{-5} [m] を用いた。以上から、今回の結果で得られた flux [W] は何粒子に当たるかを求め、ejecta の推定量として 1×10^3 [kg] が得られた。これは事前推定量の 1/10 以下である。

今後は大気条件をより詳細に考慮することによって ejecta 量の上限値の精度をあげていくつもりである。

参考文献

- [1] G. B. Goldstein et al. *J. Geophys. Res.* 106(E12),32,841-32,845,(2001).
- [2] C. M. Pieters et al. *Science*, 326,558-572 (2009)

高分散分光観測による LCROSS イジェクタ中の水分子の総量の推定

洪鵬¹、杉田精司¹、岡村奈津子¹、関根康人¹、寺田宏²、高遠徳尚²、布施哲治²、河北秀世³、古荘玲子²、渡部潤一²、春山純一⁴、中村良介⁵、黒澤耕介¹、羽村大雅¹、門野敏彦⁶、LCROSS 観測チーム

1:東大、2:国立天文台、3:京都産業大、4:JAXA/ISAS、5:産総研、6:阪大レーザー研

1 背景

Lunar Prospector による観測の結果、月の極付近には水素の濃集が見られ、氷が地質学的時間にわたって保存されるような低温環境が保たれている、永久影内に 1wt% の氷が存在する可能性が指摘されてきた[1,2]。NASA の LCROSS ミッションでは、質量 2t のロケット胴体を衝突速度 $\sim 2.5\text{km/s}$ 、衝突角度 $\sim 75^\circ$ で衝突させる。事前の見積もりでは、総質量約 10³t のイジェクタが放出され、そのうちクレーター壁(2km)を越える 19t のイジェクタが地上から観測可能であるとされた[3,4]。

2 観測の概要

我々は水の輝線を検出する対象として近赤外 2.9 μm 付近のホットバンド(非共鳴蛍光輝線)に焦点を絞った。発光強度が高い水の輝線(fundamental band)は、地球大気中の水分子によって著しく吸収されてしまい観測が困難であるのと対照的に、ホットバンドは大気吸収の影響を受けにくく、そこそこの発光強度も持つためであり、これまで彗星中の水の観測で数多くの実績もある[5]。しかしホットバンド周辺は輝線が込み合う領域であり、観測には高い波長分解能が必要なため、大型望遠鏡を用いることでのみ観測が可能である。

我々はすばる望遠鏡(口径 8.2m)で、近赤外の観測を担う InfraRed Camera and Spectrograph(IRCS)の Echelle 分光による観測で、高い波長分解能($\lambda/\Delta\lambda \sim 43000$)のスペクトルを得ることができた。また大気のゆらぎを補正する補償光学系も併用することで高精度追尾(追尾精度 $\sim \pm 1/5$ スリット幅)も可能となり、天候にも恵まれたおかげで精度の高い観測を行うことに成功した。

3 解析

得られた分光データは 1 次処理を施した上で、大気の影響や月面光、大気の放射光を取り除いていく。大気の影響を除く前に Quick look としてイジェクタによるスペクトルの光量の増加が見られるか調べたが、大気の変動とスリット位置のゆらぎによる光量の時間変化しか確認できなかった。

大気の影響を取り除く手法として、同じ時間に撮られた、

月面上で異なる場所のスペクトル同士を演算することで、最もよくノイズを抑えた状態である、水のフラックスに対する月面光のフラックスの比($F_{\text{水}}/F_{\text{月面光}} + \text{Const}$)を得ることができた。この比のスペクトル中でホットバンドに含まれる輝線が出る波長の位置にピークが見られるかどうか調べていった。

4 結果

図 1 は衝突後 0 秒から 40 秒の間に露光された $F_{\text{水}}/F_{\text{月面光}}$ のスペクトルである。3、4、5、8 番の波長は、特に発光強度が高い輝線が見られる波長である。現時点ではノイズレベルを越える有意な輝線は見えていない。また衝突後 60 秒から 100 秒まで露光したスペクトルについても同様の結果となった。図 2 は衝突後 0 秒から 40 秒まで露光されたスペクトルと衝突前に 40 秒間露光したスペクトルの差分である。これについても有意な輝線は見えていない。

標準星を用いてフラックス較正を行った後、ノイズレベル(3σ)を越えるのに必要な最低フラックスを出し、水分子の柱密度の上限値を求めると、事前の見積もりと桁で一致する程度の量となった。このことはさらにノイズを削減することで水分子が検出される可能性があることを示している。

5 現状と課題

11/14 の NASA の発表により、水の存在は確実となった。NASA が見積もる量の水が出ていたとすると、すばるで H₂O が検出できる可能性があり、引き続き解析を継続していきクロスチェックを行う必要がある。また、蒸発した水がクレーターの壁を越えるのに時間がかかった可能性があり、遅い時間帯のデータも見ることがある。

参考文献

- 1, Watson et al., *J. Geophys. Res.*, 1961
- 2, Feldman et al., *J. Geophys. Res.*, 2001
- 3, Korycansky et al., *Meteorit. Planet. Sci.*, 2009
- 4, Goldstein et al., *Proceedings of the 26th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, 2009
- 5, Dello Russo et al., *ICARUS*, 2004

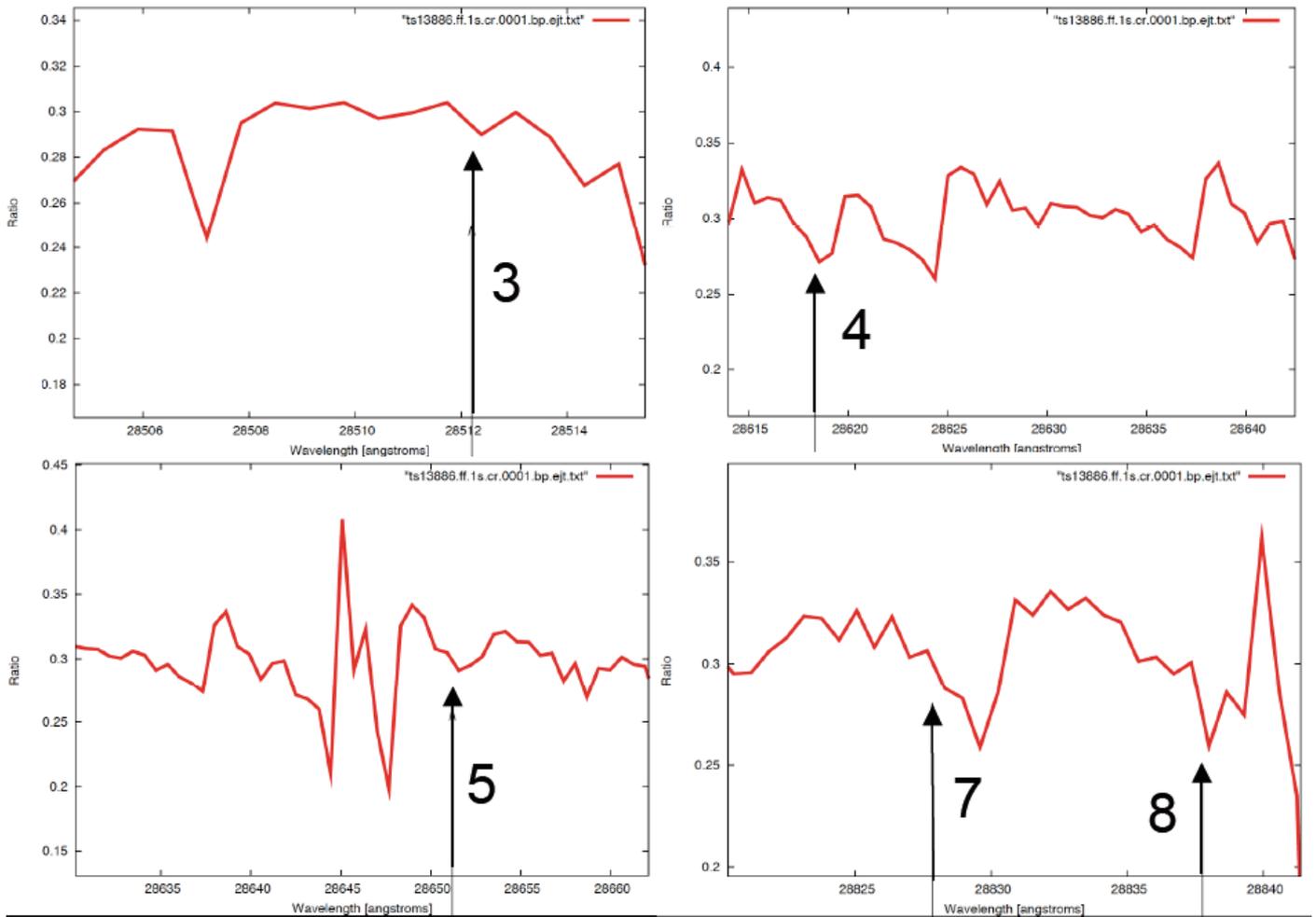


図1、衝突後0秒から40秒の間に露光された $F_{\text{水}}/F_{\text{月面光}}$ のスペクトル。横軸は波長(Å)

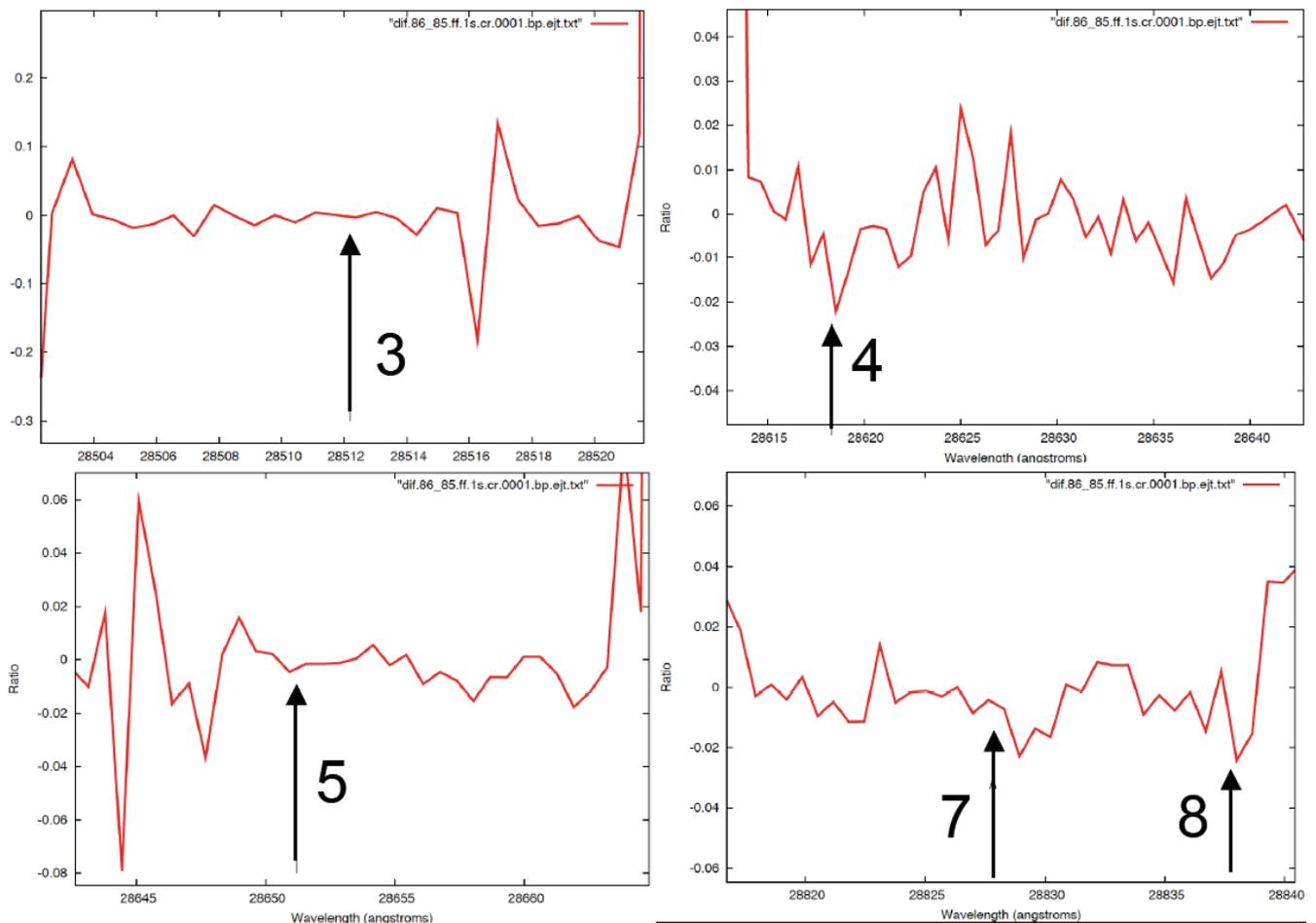


図2、衝突後0秒から40秒まで露光された $F_{\text{水}}/F_{\text{月面光}}$ のスペクトルと衝突前に40秒間露光した $F_{\text{水}}/F_{\text{月面光}}$ スペクトルの差分。横軸は波長(Å)

かぐやデータに基づく月クレーターの地形地質解析

平田成（会津大学）

「かぐや」搭載の LISM による地形データ、分光データを用いて月のジャクソンクレーターの内部及び周辺部の地形地質解析を行った。ジャクソン (Jackson) は月の裏側高地に位置する直径 71km の中央丘クレーターである。顕著な光条を持ち、コペルニクス代に形成されたと考えられている。このサイズのクレーターとしては非常に新鮮で、地形学的にも、地質学的にも形成当時の状態をよくとどめている。主たる研究目的は現存する地形学及び地質学的特徴からのクレーター形成過程の再構成であるが、これに加えてクレーター中央丘に露出していると考えられている月の地殻深部物質の産状と周囲のコンテクストを調べて月地殻の構造と起源を考える上での基礎情報を得ることも念頭においている。

ジャクソンの光条はクレーターの北西方向で分布の欠けがあり、北西方向から南東方向への斜め衝突によるクレーター形成が示唆されている。リム近くの放出物上に存在するメルトポンドの分布は衝突方向の下流側に偏っており、クレーター外へのメルト移送過程も斜め衝突に影響されていることがわかる。クレーター内部に目を転じると、下流側において内壁の崩壊がもっとも顕著となっている。これはティコクレーター等で観察され、Schultz and Anderson (1996) などで主張されている衝突方向上流側でのクレーター内壁崩壊の発達とは逆の傾向を示している。LISM 地形カメラによるデジタル地形モデルの解析では、ジャクソンの形成前の地形は衝突下流側において標高が高かった可能性が高い。下流側での内壁の崩壊はこの地形の影響を受けているのかもしれない。

クレーター床も中央丘を挟んで北西側と南東側で大きく様相を異にしている。全体的にはインパクトメルトで覆われているものの、北西側では多数の割れ目が発達しており、深いメルト層が存在していたことが示唆される。ただしこの地域では多数の丘陵も同時に存在している。一方南東側は固化したメルトの表面は比較的平坦で、メルト層が薄かった可能性がある。LISM マルチバンドイメージャによる分光データでは、クレーター床に散在する丘陵部に、複数の岩相が露出している様子が観察される。中央丘とその北側に位置する丘には非常に斜長石に富む斜長岩が露出しているが、その南北外側ではより苦鉄質鉱物に富む岩相が存在する。メルトの分光学的特徴は上記の地形的な二分性に対応する二分性を示している。興味深いことに、丘陵部に露出した結晶物質物質種の分布と、メルトの分布はほぼ対応している。これらの観測結果は、この地域の地殻には複数種の岩相が存在し、それらがクレーター形成過程の中でそれほど大きな擾乱や混合を受けずに表面に露出している可能性があることを示している。

かぐやのマルチバンドイメージャによる Mare Humorum の basalt 厚の推定

久保 公央¹, 大竹 真紀子², 並木 則行³, 山路 敦⁴, 春山 純一², 松永 恒雄⁵

¹九州大学大学院 理学府 地球惑星科学専攻, ²宇宙科学研究本部 / 宇宙航空研究開発機構 (ISAS / JAXA)

³千葉工業大学 惑星探査研究センター (PERC / Chitech), ⁴京都大学大学院 理学研究科 地球惑星専攻,

⁵国立環境研究所 地球環境研究センター

月の海における basalt 厚の推定は 4 つの点で重要である。1 つ目は個々の溶岩流の basalt 厚を調べることで、月表面の火成活動史を知ることができる [e.g., 1, 2]。2 つ目は、basalt 厚から体積を求め、basalt の鉱物組成と組み合わせることで月の海を形成させたマグマ源のサイズや熔融状態を知ることができる[3]。3 つ目は、basalt は始め水平に堆積するはずなので、その後生じた垂直方向の歪みを測ることでリソスフェアの変形の様子を知ることができる。最後の 4 つ目は、basalt の質量はマスコンと呼ばれる正の重力異常を示す衝突盆地地形の地下構造を制約する手掛かりになる[4]。

これまで basalt 厚の推定はいくつかの手法で行われてきた。De Hon [5]は部分的に basalt に埋まったクレーターのリムから厚さを見積もった。しかしこの手法では basalt に隠れたクレーターの地下構造の仮定やクレーターより古い basalt 厚の推定に問題点があり[6]、厳密には basalt 厚の下限値を推定していると考えられる。Budney and Lucey [7]はクレメンタインのマルチバンド画像を使い、basalt を貫通したクレーターのイジェクタが飛んだ距離から basalt 厚を推定した。この手法では衛星データの質(バンド数:5, 解像度:> 100 m / pixel)がかぐやのデータと比べて悪い点や、イジェクタがミキシングを起こし highland と mare 物質の境界を識別することが難しい点に問題がある。

本研究では上の 2 つの問題点を解決するため月周回衛星「かぐや」(SELENE)のマルチバンドイメージャ(MI)の画像データから mare basalt 厚の再検証を行った。かぐやの MI は可視～近赤外域(415 nm ~ 750 nm)で月面を撮像し、データの質はバンド数が 9, 解像度が VIS: 20 m / pixel, NIR: 60 m / pixel とクレメンタインの UVVIS カメラを上回る [8]。またインドのチャンドラヤーンに搭載された Moon Mineralogy Mapper (M³, バンド数 261, 解像度 70 m or 140m)はバンド数や波長域(430 nm ~ 3000 nm)で MI を上回るが、MI は空間解像度が高い点やバンド間の視差から算出した地形データがある点が M³より有利である。この MI データの利点を生かすことで、イジェクタではなくクレーター内部に見えている basalt 厚や層構造を識別し、直接測定することができる。今回調査対象としたのは Mare Humorum (中心 20° 24' S, 38° 36' W, 直径 425 km)で、本研究の basalt 厚と過去の推定値[5, 6]との比較を行った。

本研究ではエンドメンバーへの分解[e.g., 7]と FeO 含有量推定[9]を使いクレーター内部における basalt と highland 物質を識別した。エンドメンバーは Budney and Lucey [7]で使用されたエリアに従って fresh highland (20°S, 54° 50' W), fresh mare (21° 40' S, 54° W), mature mare (20° 50' S, 37° 50' W) の 3 つを選んだ。また Budney and Lucey [7]では 750 nm の反射率で他のバンドの値を規格化したのに対し、本研究では 750 nm と 1550 nm の反射率を結ぶコンティナムから各バンドの吸収の深さの値を算出して風化の影響を軽減し[e.g., 10]、クレーター内部における 3 つのエンドメンバーの存在量を求めた。また、highland 物質は FeO 含有量が少なく、mare 物質は多いので、FeO マップを補助的に合わせることで fresh highland と fresh mare をより確実に識別し境界を決定できる。次に地形データからこの境界の高度を調べ、リムからの差を basalt 厚として求めた。この手法による basalt 厚推定を Budney and Lucey [7]で調査されたクレーター44 個のうち、内壁の崩壊が小さい 31 個のクレーターに対して行った。

Budney and Lucey [7]で basalt を貫通したと確認されたクレーターでは 15 個である。今回はその中の内壁の崩壊が小さい 11 個のクレーターで basalt 厚の比較を行った(表 1)。その結果 7 つのクレーターでは basalt 厚が Budney and Lucey [7]より 1~1.5 倍厚いことが分かった。一方 Liebig FA, Gassendi L (表 1 - 8, 9)は今回クレーターの内壁に fresh highland の層が見えないため basalt を貫通していないことが分かった。Gassendi O, Doppelmayer T(表 1 - 10, 11)では fresh highland がクレーター内壁に不均質に広がっていて、この 2 つのクレーターは basalt 厚を推定できなかった。これはクレーターがある場所の地下に衝突盆地の凹凸地形やリング地形が埋まっているからだと考えられる。

本研究で Basalt を貫通したクレーターは海の縁やその近くにあり、中心付近では basalt 厚を決定できなかった。海の

縁では basalt が薄いと考えられ、直径 5 ~ 10 km の大きさのクレーターが basalt を貫通している。反対に Humorum の中央付近では basalt は厚く、直径が 10km を超えるようなクレーターが無かった。このため海の縁以外では basalt 厚の下限値しか得られなかったと考えられる。また basalt 厚の推定値が Budney and Lucey [7]より大きくなった要因として、(1) Budney and Lucey [7]が fresh highland/fresh mare の境界を実際よりも遠い位置において、結果推定値が小さくなった、(2) 本研究ではクレーター形成過程での内壁の引き延ばしを考慮していないので、basalt 層を過大評価している、の 2 つが考えられる。(1)に関して、Hippalus A (表 1 - 1)ではリムから 3 半径の距離まで fresh highland のイジェクタが飛んでいると判断している。しかし本研究では fresh highland のイジェクタは 1 半径しか飛んでいない。この差はエンドメンバーに分解する際に、Budney and Lucey [7]は反射率、本研究では吸収の深さを使用したことに起因する。後者の方がスペクトル解析における風化の影響を軽減した値という点で有利である。よって Budney and Lucey [7]は basalt 厚を過小評価している可能性がある。

本研究では現在 2 個のクレーターの内壁に basalt の多層構造を同定することができた。Liebig FA (表 1 - 8) (図 1)は 1000 nm の単バンド画像でクレーター内部に basalt の 2 層構造が見られる。このクレーターの 1250 nm でのコンティナムからの吸収の深さを見ると、層によってそれぞれ異なる吸収の深さの分布を示していることが分かる(図 1, 2)。この 2 層が Hieginger [11]で示された溶岩流のユニットに対応しているか現在解析を進めている。Liebig FA と同様なクレーターを Humorum 全体で調べることによって、溶岩流の厚さ、体積、分布、さらに層序に制約を与えることができる。この結果を Hieginger [11]の溶岩流ユニット、LRS の観測結果[12, 13]との比較、議論をしたい。

[1] Hieginger et al. (2002) GRL, doi:10.1029/2002GL014847., [2] Morota et al. (2009) GRL, doi:10.1029/2009GL040472., [3] Hieginger and Head (2006) Chapter.1, NEW VIEWS of the MOON, 721 pp., [4] Namiki et al. (2009) Science, 323, 900-905., [5] De Hon (1977) PLPSC, 8, 633-641., [6] Horz (1978) PLPSC, 9, 3311-3331., [7] Budney and Lucey (1998) JGR, 103, 16855-16870., [8] Ohtake et al. (2008) EPS, 257-264., [9] Lucey et al. (1998) JGR, 103, 3679-3699., [10] Ohtake et al. (2009) Naturte, 461, 236-240., [11] Hieginger (2000) JGR, 105, 29239 - 29275., [12] Oshigami (2009) GRL, doi:10.1029/2009GL039835., [13] 渡辺ほか (2009) 日本惑星科学会秋季講演会。

クレーター名	緯度	経度	直径 (km)	Budney and Lucey (1998) (m)	本研究 (m)
1 Hippalus A	23° 46' S	32° 46' W	7.6	300 ± 100	500
2 Gassendi OA	21° 12' S	34° 21' W	4.5	200 ± 50	300
3 Kelvin D	27° 55' S	33° 18' W	6.0	50 ± 50	0 - 60
4 Liebig F	24° 39' S	45° 40' W	8.7	0 - 50	170 - 250
5 Vietello E	29° 8' S	35° 40' W	7.0	200 ± 100	220
6Doppelmayr S	28° 7' S	43° 36' W	4.4	200 ± 50	240
7Doppelmayr S1	27° 49' S	44° 45' W	4.2	100 ± 50	160
8 Liebig FA	24° 48' S	44° 57' W	3.6	300 ± 50	> 380
9 Gassendi L	20° 22' S	41° 38' W	4.4	450 ± 100	> 590
10Doppelmayr T	25° 58' S	43° 12' W	3.0	150 ± 50	NA
11 Gassendi O	21° 55' S	35° 0' W	10.8	500 ± 200	NA

表 1 basalt 厚の推定結果

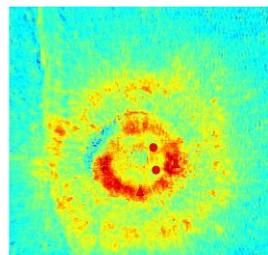


図 1 Liebig FA (直径 3.8 km)

(左) 1000 nm 画像, (右) 1250 nm でのコンティナムからの吸収の深さ

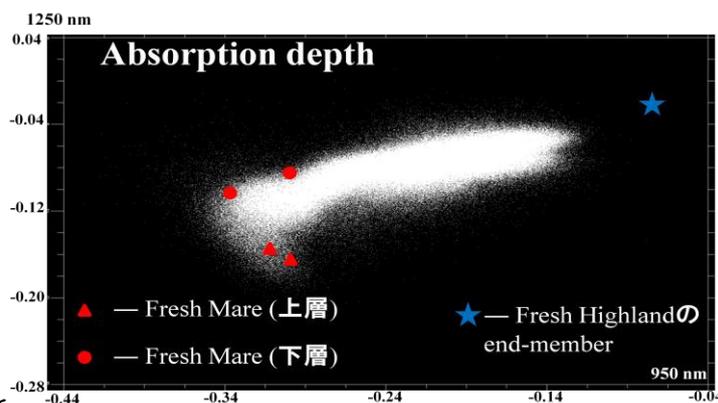


図 2 950 nm - 1250 nm の吸収の深さの分布

「かぐや」測地データを用いた月裏側の温度構造推定

○鎌田俊一¹, 杉田精司², 阿部豊¹, 石原吉明³, 原田雄司³,
並木則行⁴, 岩田隆浩⁵, 花田英夫³, 荒木博志³

¹東大・理, ²東大・新領域, ³国立天文台, ⁴千葉工大, ⁵ISAS/JAXA

月の熱史は、月の形成初期を理解するとともに、単純なテクトニクスをもつ水星などの惑星の内部活動や表層運動を理解するためにも重要な研究課題である。月の熱進化、つまり月内部の温度構造の時間発展に対する理解は、アポロのサンプルリターンや近年のリモートセンシングにより大きく進んだものの、表裏の二分性の成因などと絡めた統一的な説明は未だなされていない。

月面上を覆うクレーターの中でも直径 300km を超えるものは衝突盆地と呼ばれ、その表面・モホ面起伏の流動は地殻・マンツルの温度構造を反映していると考えられる (e.g., Solomon et al., 1982)。それは岩石の粘性が温度に強く依存するためである。しかしながらモホ面起伏の推定に必要な重力場データの直接計測は、これまで表側に限られていた。そのため、盆地の地形・重力場に着目した温度推定は、海の火成活動の影響を強く受けた表側に限られてきた。

「かぐや」の子衛星を用いた観測により、裏側重力場の短波長成分の精度は大きく向上し、裏側の盆地の重力的特徴は表側のそれと大きく異なることが明らかになった。すなわち、表側の盆地の多くは台地状の正のフリーエア重力異常を示すが、裏側の盆地はリング状の負のフリーエア重力異常 (Type I, Type II basin) を示す (Namiki et al., 2009)。これは、裏側の盆地はアイソスタシーの回復へ向かう鉛直流動がなかったことを意味している。また、月で最も古くて巨大な South-Pole Aitken 盆地 (SP-A) は、はっきりとした(楕)円形の窪みを持ちつつも顕著なフリーエア重力異常はないことから、アイソスタシーの回復が十分に進んだことが知られている (e.g., Zuber et al., 1994)。加えて、Keeler-Heaviside などはフリーエア重力異常のみならず地形もはっきりと残っており、水平方向の流動も起こったことが示唆されている (e.g., Mohit and Phillips, 2006)。本研究ではこういった盆地を” Degraded basin” と呼ぶ。

Namiki et al. (2009) は Type I, Type II の重力的特徴に着目し、一様・定常粘性流体の計算を行い、裏側のモホ面は従来考えられてきたよりも低温であることを示した。しかしながら、月ではリソスフェアの弾性の効果が非常に重要であることが指摘されており (Zhong and Zuber 2000)、粘弾性体モデルを用いた、より詳細な計算が求められている。本研究では粘弾性計算に際して、(1) 熱流量, (2) 地殻厚, そしてこれらから決まる (3) モホ面温度に着目したパラメータスタディを行い、Farside basin (Type I, Type II), SP-A, Degraded basin を作る条件を調べた。数値計算には、我々が開発した、台形公式による 2 次精度近似を適用した球面調和展開型の Maxwell 粘弾性体計算手法を用いた (Kamata et al., 2009)。

計算の結果、粘性と弾性を同時に考慮した場合であっても、低次、つまり大規模な構造は変形が起きやすいことが分かった。これは従来の粘弾性体計算や粘性流体計算の結果と調和的である。また、表面の地形とフリーエア重力異常は熱流量に最も強く依存する一方（図 1, 2），モホ面の起伏や地殻の水平流動はモホ面の温度に最も強く依存することが分かった。更に、水平方向の流動が顕著になる時間は、地殻が薄いほど遅いことが分かった。これらの結果は、以下のような仮説と調和的である。(1) SP-A や Degraded basins の形成期には、月は十分に高い熱流量があった。(2) しかし Farside basins の形成期には月は十分に冷えており、マンツルのアップリフトが起きづらくなった。(3) SP-A で地殻の水平流動が起これづらくなったのは、巨大な衝突ゆえに地殻の大部分がはぎ取られ、薄くなったためである。

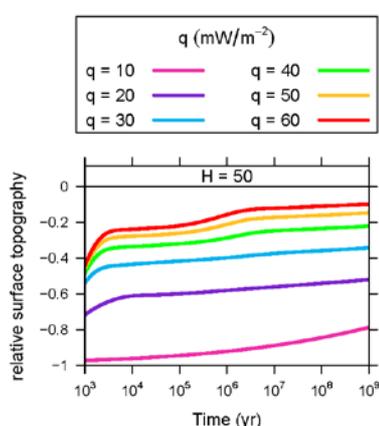


図 1. 表面鉛直変位の熱流量(q) 依存性. 地殻厚は 50km, 球面調和次数は 10 の場合. 線の色が熱流量を表す. 縦軸は盆地形成初期の深さで規格化した. 線が大きくばらついていことから、表面地形の時間発展は熱流量に大きく依存をすることが分かる.

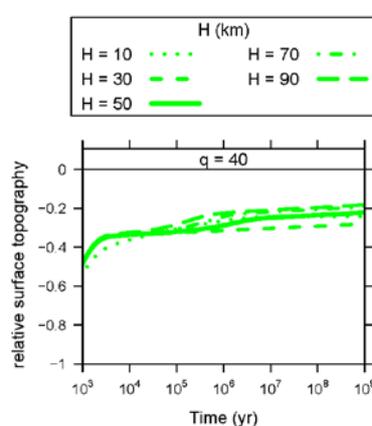


図 2. 表面鉛直変位の地殻厚(H)依存性. 熱流量は 40 mW/m^2 , 球面調和次数は 10 の場合. 線の種類が地殻厚を表す. 縦軸は盆地形成初期の深さで規格化した. 図 1 と比較すると、線がばらついておらず、地殻厚依存性は小さいことが分かる.

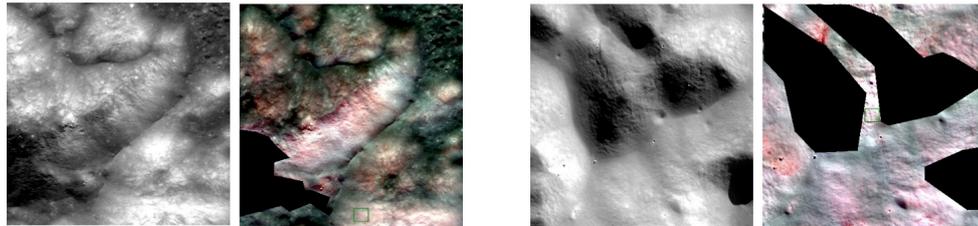
[参考文献]

- Kamata et al. (2009) Proceedings of the 42th ISAS Lunar and Planetary Symposium, in press.
 Mohit and Phillips (2006) *JGR*, **111**, E12001, doi:10.1029/2005JE002654.
 Namiki et al. (2009) *Science*, **323**, 900-905.
 Solomon et al. (1982) *JGR*, **87**(B5), 3975-3992.
 Zhong and Zuber (2000) *JGR*, **105**(E2), 4153-4164.
 Zuber et al. (1994) *Science*, **266**, 1839-1843.

かぐやスペクトルプロファイラーが見た月の地殻構造

産業技術総合研究所 中村良介、国立環境研究所 松永恒雄、山本聡、会津大学 小川佳子

南極=エイトケン盆地は月の裏側/南半球に存在する、太陽系内で最も大きな衝突構造のひとつである。一般的な衝突理論による掘削深さを考えると、南極=エイトケン盆地では、斜長石に富んだ地殻は完全に剥ぎ取られ、その下にあるマントルが露出しているはずである。しかし、過去のガリレオやクレメンタイン探査機による観測では、南極=エイトケン盆地内に明確にマントル起原と同定できる領域は見つかっていない。そこで我々は、「かぐや」に搭載された分光計 (SP) および多色カメラ (MI) を用いて、南極=エイトケン地下深く (5~25km) の物質が露出していると考えられる、クレーターの中央丘の組成を系統的に調べた。その結果、Antoniadi をはじめとする 4 つのクレーターが、非常に斜方輝石に富んだ物質で構成されていることが明らかになった。この物質は、南極=エイトケン盆地をつくった衝突によってマントルが大規模に熔融し、再固結したものだと考えられる。以下の図は、Finsen クレーターと Lyman クレーター MI 画像である。左側は 750nm の輝度、右側は RGB に 750/900/1000 nm での反射率を割り当てた合成カラー画像である。斜方輝石に富むのは、中央丘の傾斜の大きい部分であることがわかる。



Finsen

Lyman

衝突熔融物がカンラン石ではなく、斜方輝石に富んでいる理由としては、以下のふたつの可能性が考えられる。

- ・ マグマオーシャンが十分深く、かつ斜長石が晶出するより先に分別していた。このため SPA 衝突で熔融した深さでは、かんらん石の後に晶出する輝石が卓越していた。
- ・ SPA 衝突で熔融した領域は地球マントルのように、カンラン石/輝石の混合物であり、それが熔融した後、再固結する際に分化した。

いずれの場合も、SPA と同規模の巨大盆地であれば、同様のメカニズムで斜方輝石に富んだ岩石が熔融物のたまる盆地内部、あるいはエジェクタとして放出される外縁部に存在すると予測される。実際にミッション期間中に取得された全 SP データ (~7 千万点) の解析を行った結果、雨の海盆地と嵐の大洋周辺に斜方輝石に富む場所が見つかった。これは、嵐の大洋が衝突盆地であることを示唆しているのかもしれない。

機械学習法を用いた可視近赤外波長域鉱物反射スペクトル解析

○坪井伸子¹, 杉田精司¹, 廣井孝弘², 永田賢二¹, 岡田真人¹

¹東大・新領域・複雑理工,²ブラウン大・地球科学

1. Introduction

衝突クレータの形成時に天体内部が掘削されるため、衝突クレータは天体内部の情報を得ることができる場所である。その観測には、リモートセンシングの手法がよく使われる。特に、可視・近赤外波長域は、鉱物に特徴的なスペクトルを示し、可視・近赤外反射スペクトルの分布からは天体表面の鉱物分布を得ることができる。このような観測から得られた天体の鉱物についての情報は、天体の環境や熱的・化学的進化過程を考察できる重要な知見を与えてくれる。しかし、天体表面の可視・近赤外反射スペクトルには、ケイ酸塩鉱物による複雑に重なり合った複合吸収帯が存在するため、その解析は容易ではない。この複合吸収帯を分離する方法として MGM (Modified Gaussian Model) がある (e.g., Sunshine et al, 1990)。MGM は、複合吸収帯を複数のガウス関数で分離することで、連続スペクトルがもつ豊富な情報を効率よく抽出することができる。

月探査衛星かぐやなど近年の探査機からは大量スペクトルデータが得られており、煩雑な手動解析に頼らない手法が求められている。MGM による自動解析については、様々な研究が行われているが、いまだに実現できていない。その理由の一つとして、ガウス関数の数を主観的に決めていたことが挙げられる。MGM 自動解析にとって、ガウス関数の数を決めることは第一に行わなければならない。なぜならもしガウス関数の数が変われば、中心波長位置・強度が変わってしまい、得られる結果に大きな影響を与えるからである。

そこで本研究では、この問題を解決するために、最適なガウス関数の数を自動的・客観的に決めることができる Cross-validation を MGM に取り入れることを提案する。また今回は、代表的なケイ酸塩鉱物である Olivine と Pyroxene の混合物の反射スペクトルを用いて、提案手法の有用性の検証を行った。

2. Method

Cross validation は、最適なモデルを選択する場合に一般的に使われる統計学的手法である (Stone, 1974)。また Cross-validation はモデルの Overfitting を防ぐ手段としても有効である。変数 (ガウス関数)

の数を増やす程、モデルと観測データとの二乗誤差は小さくなる Overfitting という現象がある。そのため、二乗誤差の最小化だけから最適なモデルを選ぶことはできない。そこでデータの一部を評価に使う Cross validation が考え出された。Cross validation は、まず観測データをランダムに test set と validation set に分割する。Test set を使ってモデルを構築し、その推定されたモデルと validation set の RMS error (ここでは validation error と呼ぶ) からモデルを評価する。Validation error は、初めは変数を増やす程減少していくが、ある点から増加していく。これは、validation set には含まれない test set のノイズにまでモデルが無理に合わせてしまったためである (Overfitting)。したがって validation error が最小になる点が最適なモデルであることがわかる。(図 1)

本研究では、この Cross validation を MGM に取り入れる。MGM 解析する際、ガウス関数の数を 1,2,3, … と変化させながら Cross validation を行う。そして validation error がある数から増加したなら、増加する前の数 (つまり validation error が最少になる数) を最適な数とする。このように Cross validation はガウス関数の数を適当に変化させながら最適な数を選ぶので、自動的に最適なガウス関数の数を決めることができ、MGM を自動化する際に有効な手段になる。

3. Olivine and Pyroxene Mixture

惑星を覆っている地殻には Pyroxene が多く含まれる。一方で、Olivine はそれほど頻繁には地殻に産しない。惑星表面に Olivine が露出するのは、塩基性の非常に強い溶岩やマントル物質が露出する場合など地質学的な特徴が明瞭なケースが多い。そのため、Olivine が惑星表面に観測された場合、その発見意義は非常に大きい。しかし、混合した反射スペクトルの見た目から Olivine の存否を正確に判断することは、非常に困難である。なぜなら Olivine と Pyroxene の 1 μm 付近の吸収帯の位置は非常に近接しているため、ガウス関数同士が重なり合い、本来現れるはずの吸収帯が観測できない可能性がある。また、透明な緑の Olivine より、黒色である Pyroxene の方が圧倒的に吸収効率が高い。そのため、Olivine の吸収が相対的に軽微となる。本研究では、Cross-validation

の適用で Pyroxene に富む岩相のスペクトルから Olivine を検出できるか検証を行う。具体的には、Pyroxene と Olivine が混合した試料の反射スペクトルについて Cross-validation を取り入れた MGM を行った。そして各鉱物に特徴的な吸収帯を検出できるか、最適なバンド数に違いがあるか検証を行った。

混合物に本手法を適用する前に各鉱物の最適なバンド数を知る必要がある。Olivine については4つのガウス関数で分離できること(Tsuboi et al., 2009, Lunar Planet. Symp)、Pyroxene については5つのガウス関数で分離できることがわかっている(坪井 他., 2009, 惑星科学会秋季講演会)。

4. Result and Discussion

Pyroxene と Olivine の混合比が 50 : 50 と 75 : 25 で混合した 2 つの反射スペクトルについて本手法を適用した。Pyroxene と Olivine の混合物のスペクトルは、両者の最適なバンド数を足し合わせた 9 つのバンドを持つと予想されるが、結果はそれより少ない 6 つのバンドが最適であることがわかった(図 1)。これは、混合物のスペクトルでは、Olivine と Pyroxene の吸収帯が互いに重なり合ってしまうことが原因であると考えられる。さらに各スペクトルについて、1.05 μm 付近の Olivine に由来する吸収帯 (Sunshine et al. 1998) が観測された(図 2)。この Olivine のみが持つ吸収帯の観測は Olivine の含

有率が 25% と 50% の両方のケースで確認された。したがって Olivine が 25wt% 以上含まれていれば Cross-validation を取り入れた本手法で Olivine に由来する吸収帯を検出できると言える。

さらなる解析として、LCP (Low-Ca pyroxene) と HCP (High-Ca pyroxene) の混合物について検証する。Olivine と HCP の 1 μm 付近の吸収帯の位置は近接している。例えば LCP に混合している鉱物が Olivine か HCP かの区別は難しい。そこで、LCP 50% と HCP 50% で混合したスペクトルに本手法を適用した。そして LCP と HCP の混合物と LCP と Olivine の混合物のスペクトルとでは、最適なバンド数や中心波長位置に違いがあるかについて検証を行った。その結果、LCP と HCP の混合物のスペクトルは、LCP と Olivine の混合物と異なる 5 つのバンドで分離できることがわかった。特に、LCP と HCP の混合物のスペクトルには、1.05 μm 付近の吸収帯は検出されないことがわかった(図 3)。これらの結果から、本手法を用いることで LCP に混合しているのが HCP か Olivine か判別できることがわかった。

Cross-validation を MGM に取り入れることで、混合した試料の反射スペクトルでも、混合前の各鉱物の吸収帯の特徴を検知できることがわかった。このように本手法を用いることで、自動的に鉱物の同定が可能になると期待している。

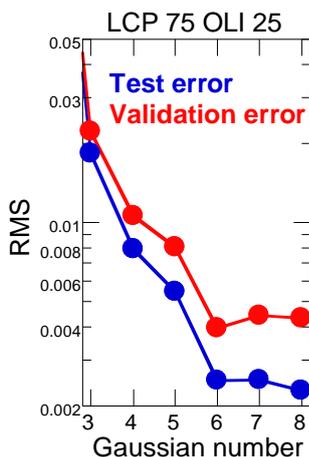


図 1

LCP と Olivine が混合した試料の反射スペクトルに提案手法を適用した結果。ガウス関数の数を増やすほど test error は減少するが、validation error はガウス関数の数が 6 を境に増加する。このことから最適な数は 6 個であることがわかる。

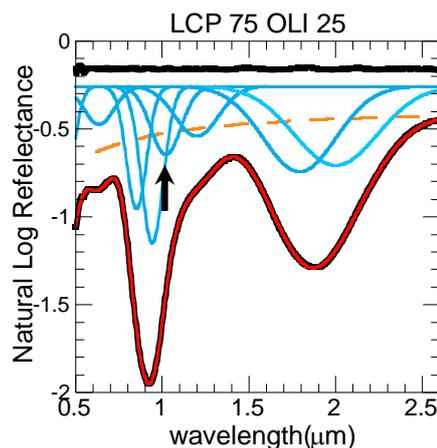


図 2

LCP と Olivine が 75:25 で混合した試料の反射スペクトルに MGM を適用した結果。ガウス関数の数は Cross validation を使って 6 個と決めている。1.05 μm 付近に Olivine に由来する吸収帯 (矢印で示している) があることがわかる。

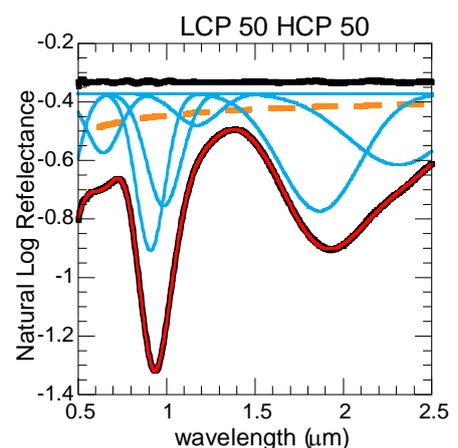


図 3

LCP と HCP が 50:50 で混合した試料の反射スペクトルに MGM を適用した結果。ガウス関数の数は Cross validation を使って 5 個と決めている。図 2 と異なり 1.05 μm 付近に吸収帯は現れない。

月の溶岩流の年代からみた SPA盆地形成インパクトの 火成活動への影響

諸田智克 (JAXA/ISAS)
LISMワーキンググループ

話題

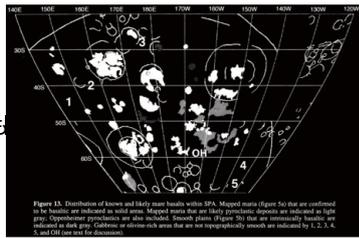
SELENE/LISMによって得られた高空間分解能画像を用いて月裏側の溶岩流の年代と体積を決定してきた。

- ・ SPA盆地形成インパクトの火成活動への影響
 - 溶岩流の年代学からの考察
- ・ 表と裏の海の二分性について
 - 地殻厚さの影響
 - マグマ生成量の違い

SPA内の溶岩流

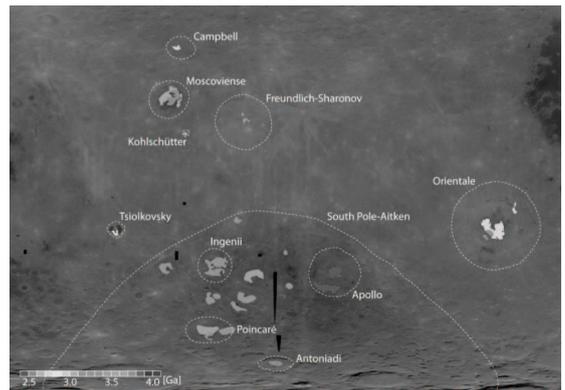
- ・ 溶岩流の量

表側の海に比べ少ない
Cryptomareを含めても
足りない
[e.g., Pieters et al. 2001]



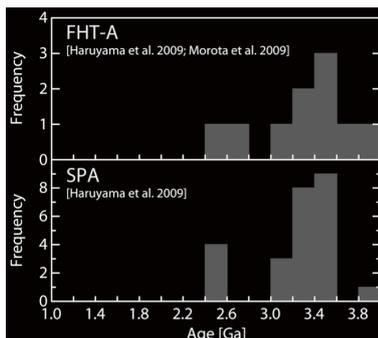
- ・ 溶岩流の年代
SPAの中と外で噴出のピークや終焉時期に違いがないか？

裏側の海の年代



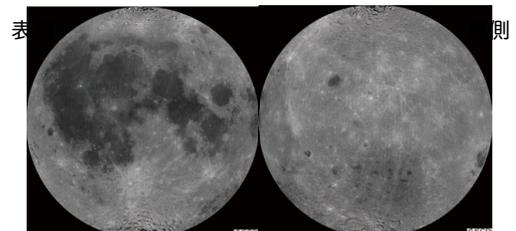
SPA盆地形成インパクトの影響

- ・ 噴出のピーク、終焉時期に有為な差はない。
- ・ SPA形成インパクトはマグマ生成への貢献はなかった？
- ・ マグマを表面に噴出させるための低地を提供しただけ。



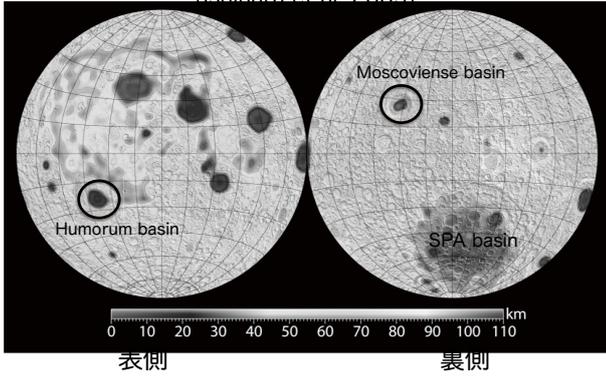
月の海の二分性

- ・ マグマ生成量（熱源量、温度）の違い
 - マグマオーシャン固化速度不均質、Degree1マントルオーバーターン [e.g., Wasson & Werren 1980; Zhang et al. 2000]
- ・ 噴出のしやすさ（地殻厚さ）の違い [e.g., Solomon 1975; Head & Wilson 1992]

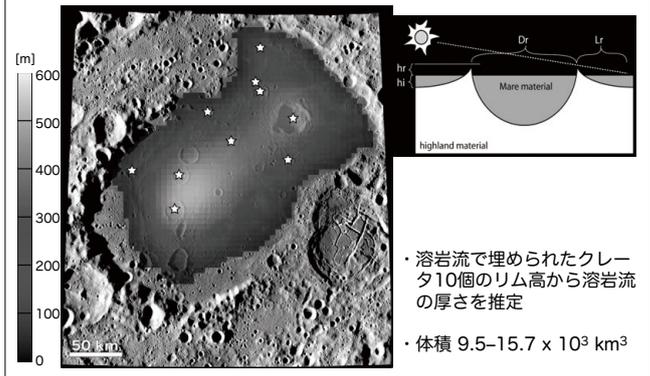


かぐや地殻厚モデル

[Ishihara et al. 2009]



モスクワの海の厚さと体積



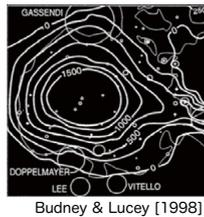
Mare Humorumとの比較

Mare Humorum の体積
 Solomon & Head [1980] 110000-120000 km³
 Budney & Lucey [1998] ~40000 km³

Mare Moscovienseの体積 9500-16000 km³

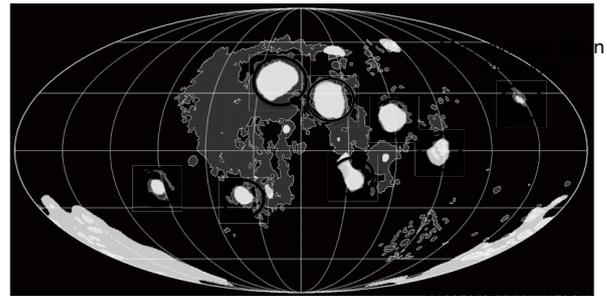


Mare Moscovienseの溶岩流の体積は
 Mare Humorumの約1/3~1/10



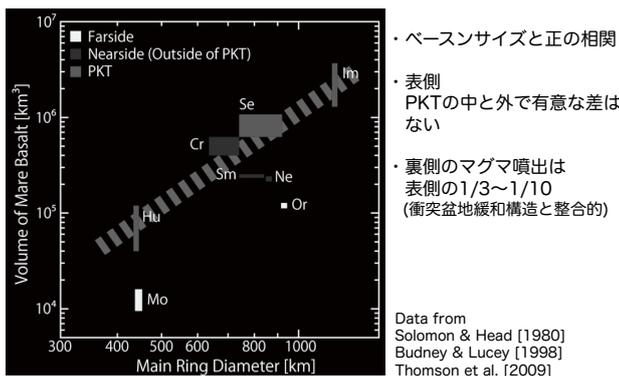
- ・表裏の海分布の二分性は地殻厚の違いだけでは説明できない
- ・裏側マンツルのマグマ生成量は表側の1/3~1/10
- ・裏側マンツルは表側よりも冷たかった
 ベースンの緩和状態 [Namiki et al. 2009] と整合的

斜長岩質地殻が存在しない領域



表側 Imbrium, Serenitatis, Nectaris, Crisium, Smith, Humorum
 裏側 Orientale, Moscoviense

溶岩流体積の比較



まとめ

・表と裏側で溶岩流量を比較

海分布の二分性は地殻厚の違いだけでは説明できない。
 裏側マンツルのマグマ生成量は表側の1/3~1/10程度。
 (重力から推定される衝突盆地緩和状態 [Namiki et al. 2009] と整合的)

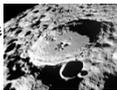
・SPA中と外で溶岩流噴出史を比較

噴出のピーク、終焉時期に有為な差はない。
 SPA形成インパクトはマグマ生成への貢献はなかった？
 マグマを表面に噴出させるための低地を提供しただけ。

層構造に形成される衝突クレーターに関する実験的研究
 土肥弘嗣¹, 荒川政彦², 長谷川直², 岡本千里²
 1.名古屋大学大学院環境学研究所 2.JAXA

衝突クレーターとは
 - 固体天体上に存在するくぼんだ地形
 - 隕石などの衝突で形成

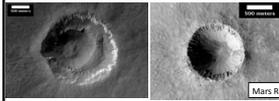
クレーター研究の意義
 - 天体内部物質・内部構造の情報を得る: 惑星地質学
 - 過去の衝突環境の手がかり: クレーター年代学
 ⇒ クレーター形成メカニズムを知る必要がある



月面のクレーター

クレーター形態と表層構造

- 固体天体の表層構造: 層構造
- 数kmクレーター: 様々な形態 ⇒ 層構造が原因
- 層構造上のクレーター形成メカニズム
 - 堆積岩の厚み・物性、基盤岩の物性



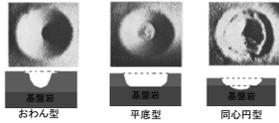
Mars Reconnaissance Orbiter

海 堆積岩
 基盤岩
 地球/火星
 レゴリス
 基盤岩
 月

先行研究(月クレーター)

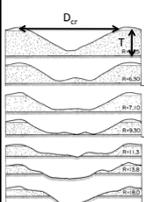
月の層構造にできるクレーター(Quaide and Oberbeck 1967)

- 砂(強度無し)・基盤層構造ターゲットへの衝突実験
- クレーター形態: 同心円、平底、おわん型
- クレーター直径・形態 ⇒ レゴリス層の厚み



おわん型 平底型 同心円型

先行研究



おわん型 R=6.5
 平底型 R=11
 同心円型 R=6.5, 11で形態変化

$R = \frac{D_{cr}}{T}$

- D_{cr} : クレーター直径
- T : 砂層の厚み
- R : R=6.5, 11で形態変化

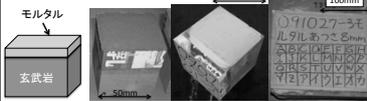
地球/火星
 表面の層: 様々な密度・強度
 表面の層が圧密して強度を持つ場合クレーター形成にどう影響?

目的

- 層構造がクレーター形成に及ぼす影響を調べる
- 上部層が強度を持つターゲットにおいてクレーター形態の境界のR(砂の場合6.5, 11)を調べる
- クレーター形態の境界の層厚を決めるメカニズムについて議論する

実験手法: 実験試料

- 基盤岩: 玄武岩(5cm, 10cm立方体, 20cmブロック)
- 堆積岩: モルタル(厚み2mm~30mm, モルタルブロック)



玄武岩物性		モルタル物性	
密度(kg/m ³)	2700	密度(kg/m ³)	1730
強度(Pa)	1.93×10 ⁷	強度(Pa)	1.5×10 ⁶
バルク音速(km/s)	2.98	バルク音速(km/s)	2.2

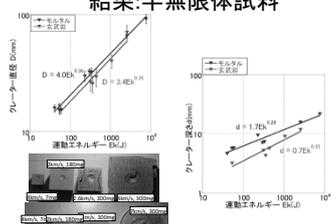
実験条件

二層構造試料	名大二段銃: 細い銃身	名大二段銃: 太い銃身	宇宙研二段銃
衝突E	約50J	350~420J	2300J
基盤岩	玄武岩: 5cm立方体	玄武岩: 10cm立方体	玄武岩: 20cmブロック
堆積岩	モルタル	モルタル	モルタル
弾丸	ナイロン: φ1.6mm, 7mg	ナイロン: φ6.35mm, 180mg	ナイロン: φ7.16mm, 300mg
衝突速度	約4km/s	約2km/s	約4km/s

半無限体試料

- 玄武岩: (2km/s; 180mg), (4km/s; 7mg), (2.6, 4km/s; 300mg)
- モルタル: (2km/s; 180mg), (4km/s; 7mg), (4, 7km/s; 300mg)

結果: 半無限体試料

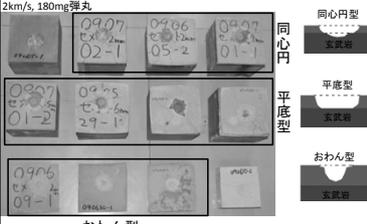


$D = 4.0E^{0.13}$
 $D = 3.4E^{0.13}$

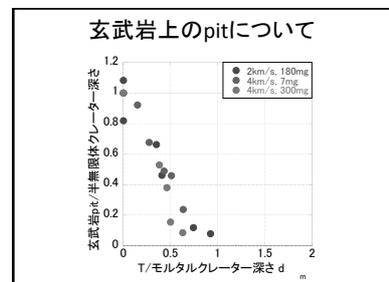
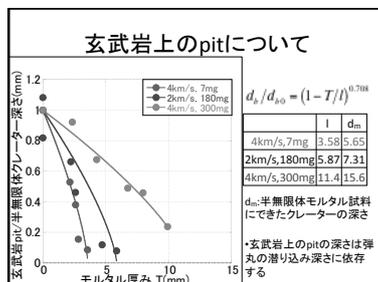
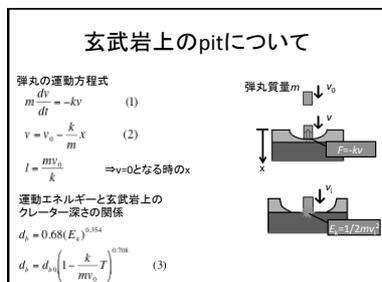
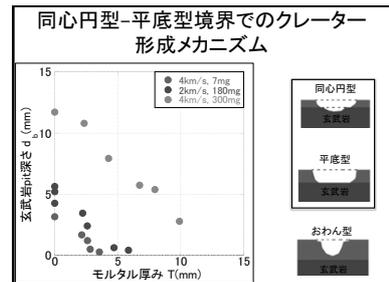
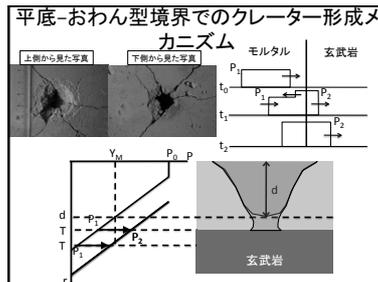
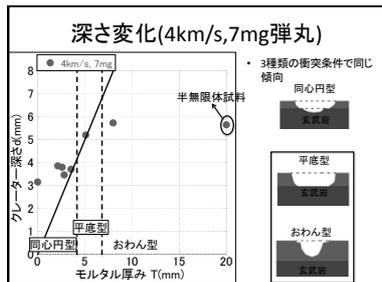
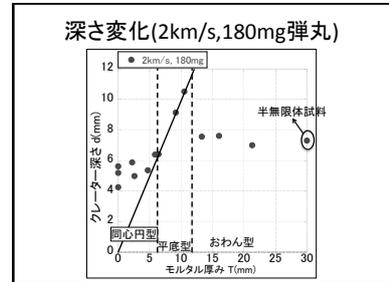
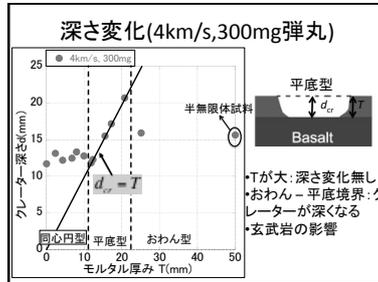
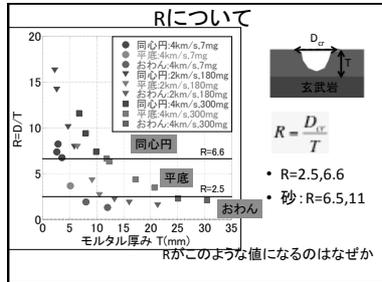
$D = 1.7E^{0.12}$
 $D = 0.7E^{0.10}$

結果: 2層構造試料

2km/s, 180mg弾丸



同心円型
 平底型
 おわん型



粒径の異なるガラスビーズから 衝突弾丸が受ける抵抗に関する実験的研究

○瀬藤真人¹ 中村昭子¹ 山下靖幸² 三軒一義¹
¹神戸大学大学院理学研究科 ² 中部大学

<イントロ>

太陽系内の小天体には空隙率の高いものが多く発見されており、それらの構造と熱・衝突進化の過程の研究が重要である。我々はこれまでに、多孔質天体の衝突破壊強度を決定するために、ガラスビーズ焼結体を模擬天体として、衝突圧力減衰率測定実験を行ってきた。これまでの減衰率測定実験によると、ガラスビーズ焼結体の圧力は距離の-2乗に比例して減衰するという結果が出ており、これは多孔質なアルミナやモルタルの結果(-3乗) (Yanagisawa and Itoi 1994) よりも、空隙率のほとんどない玄武岩の結果(-1.8乗) (Nakazawa et al.2002) に近い。今回はガラスビーズ粉体層をターゲットとし、焼結体の結果との比較を試みた。

<実験手法>

2種類のガラスビーズ粉体(粒径5 μ mと50 μ m)をターゲットとし、地上での低速度(70-90m/s)衝突実験と、航空機の放物線飛行によって作り出された微小重力下での低速度(90m/s)衝突実験を行った。用いた弾丸は、直径6mmのプラスチック球(BB弾)である。粉体ターゲットは、中央をくり抜いたアクリルプレートに封入し、前後を薬包紙とアルミホイルで蓋をした。弾丸は薬包紙を貫いてガラス粉体に衝突し、反対側からガラス粒子が押し出される。高速度カメラを用いて反対側から放出される粒子速度を計測した。また、本実験においては、全てのパターンにおいて弾丸が粉体層を貫いて反対側から飛び出したため、その速度と初期速度からの減少具合も測定し、流体の抵抗の式を用いてガラスビーズ粉体から弾丸が受けた抵抗も計算した。

<結果>

粒子層を突き抜けた弾丸の速度低下分を計算し、速度の2乗に比例して受ける流体抵抗を仮定して、ガラスビーズ層の抵抗係数を計算した。各ターゲットでの抵抗係数とターゲット厚みの関係を表したグラフが図1である。微小重力で行った実験より、地上で行った実験の方が弾丸の受ける抵抗が大きく、抵抗係数が2を越える値を示した。これは、弾丸がガラスビーズから受ける抵抗には流体抵抗以外にも無視できない抵抗があることを意味する。重力による押しえつけ効果により、その流体抵抗以外の効果が地上実験での方が強められたのではないかと考えられる。また、5 μ m粒子では厚みに伴う抵抗係数の増加は見られなかった。50 μ m粒子に比べて流体抵抗以外の抵抗が少ないことによると思われる。

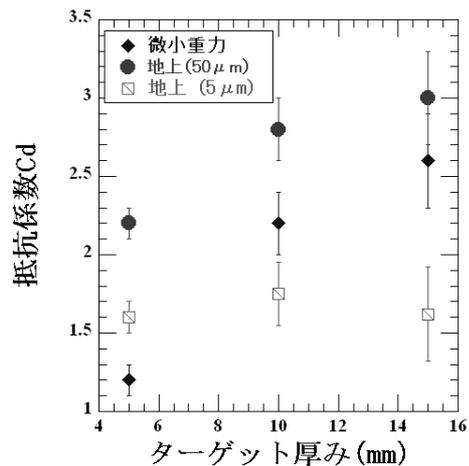


図1: 抵抗係数とターゲット厚みの関係

さらに、衝突点の反対側から飛び出す粒子の速度を測定し、弾丸初期速度で規格化した値を導いた。ターゲットの厚み（衝突点からの距離）を弾丸半径で規格化したものとの関係をグラフにしたものが図 2 である。放出速度は、50 μm 粒子の地上実験、微小重力実験、5 μm 粒子のいずれも距離と共に減少したが、距離に対するべき指数はすべてで異なった。50 μm の地上実験では、衝突速度で規格化された放出速度は、距離の -1.4 ± 0.2 乗に、微小重力下では -1.1 ± 0.2 乗、5 μm 粒子では -1.4 ± 0.2 乗に比例するという結果を得た。この結果によると、50 μm 粒子の粒子速度減衰率よりも、5 μm 粒子の粒子速度減衰率の方が小さいことが示唆される。そこで、地上での各実験における、弾丸貫通の所要時間を測定した（表 1）。5 μm 粒子での弾丸通過時間は、ターゲット厚みと共に等間隔で増加している。これは衝突で発生した波がそのまま 5mm、10mm、15mm の位置を通過したことを表す。一方で、50 μm 粒子では、最初の 5mm を通過するのに要した時間が 0.19 ミリ秒であるが、ターゲット厚みが 2 倍になると所要時間は 2 倍+ α 、厚みが 15mm の時は 4 倍以上になっており、衝突初期に発生した波がそのまま 10mm 以上の位置に届いていないことが考えられる。これは先述の、50 μm 粒子内の波の減衰率が、5 μm 粒子に比べて大きいという予測と調和的である。

また、地上実験での反対点速度は、微小重力下での実験の反対点速度よりも小さくなった。これは重力による押さえつけ効果により、粉体から弾丸が受ける抵抗が大きくなったこと、また、ガラスビーズ粒子の放出初速度が減らされたこと、などが考えられる。

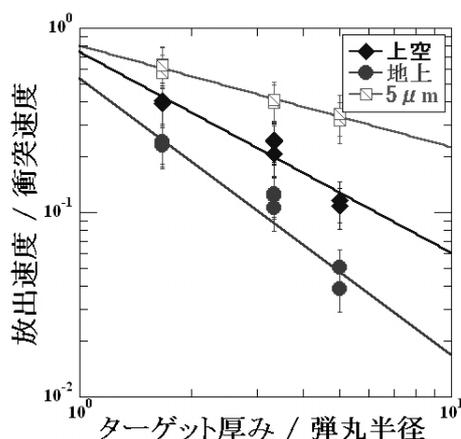


図 2：規格化された放出速度と規格化された距離の関係

粒径 (μm)	厚み (mm)	所要時間 (ms)
50	5	0.19
50	10	0.48
50	15	0.83
5	5	0.22
5	10	0.43
5	15	0.62

表 1：ターゲット厚みと、その厚みを弾丸が貫通するのに要した時間の表

<追加実験とその結果>

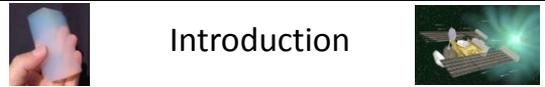
反対点速度の測定値が、地上実験よりも微小重力実験の方が大きくなった理由を考察するために、粉体層の上部に真鍮棒を重りとして挿入した状態での実験も行った。その結果、抵抗係数は、厚みが最も小さいターゲットのみ大きくなったが、それ以外では変化は見られなかった。また、反対点放出速度は重り付きの方が早くなった。その原因としては、重りによる粒子への押さえつけ効果は比較的小さく、波の伝播の効果を強める方向への影響の方が大きく効いたためではないかと思われる。

今後、粉体をより大量に封入できる実験装置などを用いて、ガラスビーズの重みの効果が顕著に現れる実験を行う必要がある。また、5 μm 粒子と 50 μm 粒子で抵抗力が異なった要因を明らかにする必要がある。

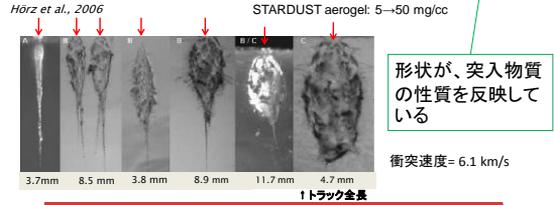
高速度カメラを用いた超低密度物質への プロジェクトイル貫入過程の観察

- 新居見 励 (阪大・理)
- 門野 敏彦 (阪大・LE)
- 土山 明、飯田 洋祐 (阪大・理)
- 中村 昭子 (神大・自然)
- 荒川 政彦、保井 みなみ、土肥 弘嗣 (名大・環境)

Introduction



- シリカエアロジェルを用いた塵の捕獲
- STARDUST計画 ... Wild2彗星塵の作った衝突トラック



衝突トラック形成のメカニズムはまだ理解されていない

→ まず、衝突トラックの深さ方向に着目

<http://www.tonyboon.co.uk/aerogel/pages/aerogelpic9.htm>

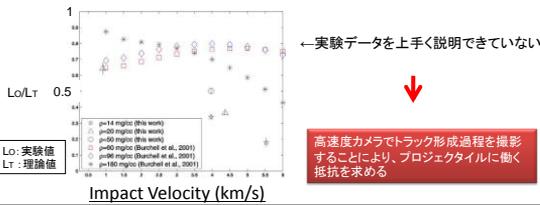
Dominguez et al., 2004

エアロジェルに貫入したプロジェクトイルに対する運動方程式

$$m \frac{dv}{dt} = -\frac{C_d}{2} \rho_p v^2 + P_c \pi r^2$$

Hydrodynamic Force Crushing Force $P_c = 117 \text{ kPa}$ for 0.06 g/cc aerogel

$C_d = 1$ と仮定 ※衝突トラック入口付近のトラック形成モデルを仮定し、Maximum Holeの実験値から推定



初速度～4 km/sでの実験(名古屋大学)

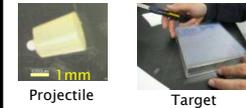


名古屋大学 二段式ガス銃

実験条件

Projectile	Initial Velocity (km/s)	Δt (micro sec)
Al2O3球+Nylon	4.27	2
Al2O3球+Nylon	4.02	2
SUS球+Nylon	3.20	1
SUS球+Nylon	4.06	2
Ti球+Nylon	3.83	2
Glass Bead球+Nylon	3.95	2

ターゲット: シリカエアロジェル 0.06 g/cc

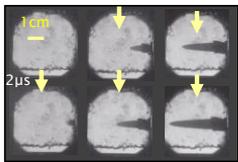


Projectile

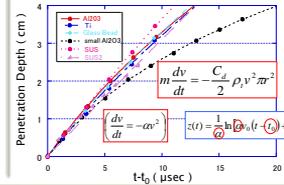
Target

初速度～4 km/sでの実験(名古屋大学)

実験結果 SUS球 (d = 1.2mm) $v_0 = 4.06 \text{ km/s}$



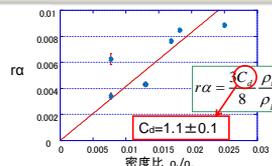
Time Dependence of Penetration Depth



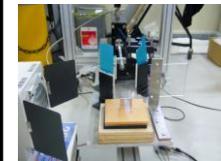
$$m \frac{dv}{dt} = -\frac{C_d}{2} \rho_p v^2 \pi r^2 \rightarrow \frac{dv}{dt} = -\alpha v^2$$

$$\alpha \equiv \frac{C_d \rho_p \pi r^2}{2m} = \frac{3C_d \rho_p}{8 \rho_p r}$$

$$r\alpha = \frac{3C_d \rho_p}{8 \rho_p}$$



初速度～200 m/sでの実験(神戸大学)



神戸大学 小型ガス銃

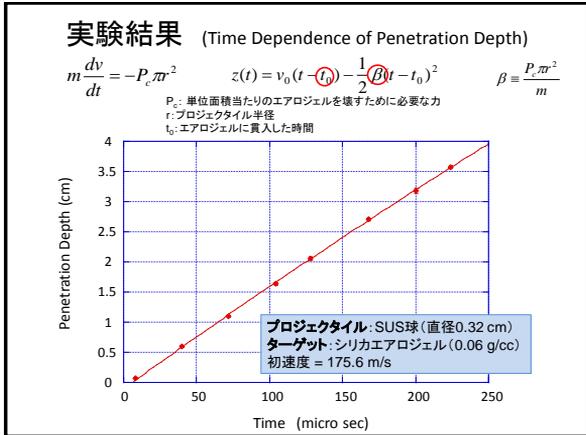
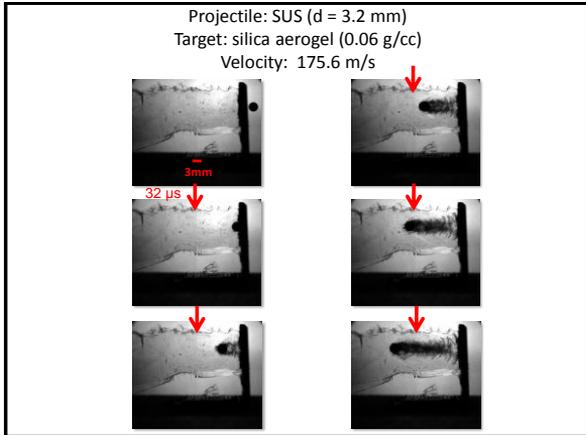
実験条件

Projectile	Initial Velocity (m/s)
Soda Lime Glass	252.7
Soda Lime Glass	251.2
Al ₂ O ₃	234.4
Al ₂ O ₃	268.2
Al ₂ O ₃	234.4
SUS	176.3
SUS	174.9
SUS	175.6
Al	232.5
Al	245.6



島津高速度ビデオカメラ
撮影時間間隔: 8 µs

プロジェクトイルサイズ: d = 3.2 mm
エアロジェル密度: 0.06 g/cc

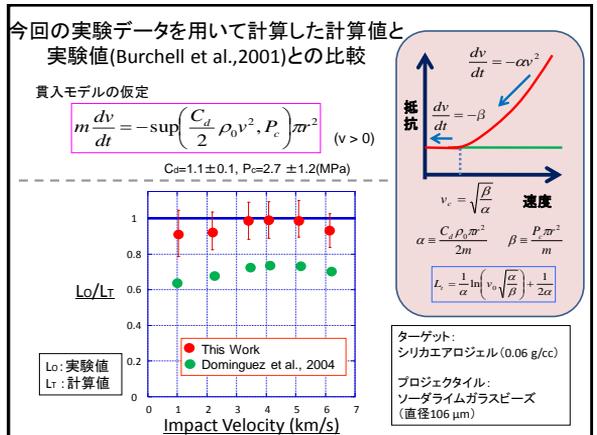
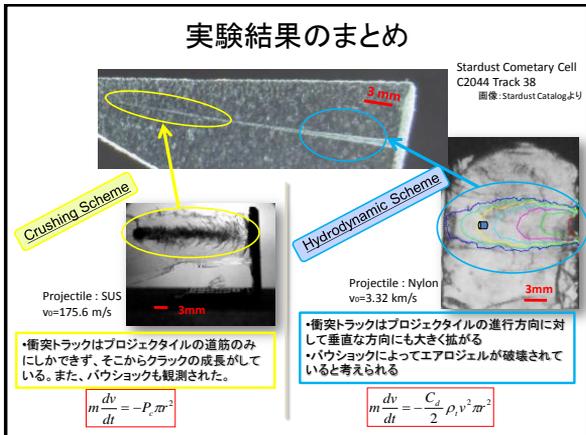


エアロジェル (0.06 g/cc) を破壊するときに受ける抵抗

$$m \frac{dv}{dt} = -P_c \pi r^2 \quad z(t) = v_0(t - t_0) - \frac{1}{2} \beta (t - t_0)^2 \quad \beta = \frac{P_c \pi r^2}{m}$$

Projectile	Velocity (m/s)	P_c (MPa)
Soda Lime Glass	251.2	2.5 ± 0.18
Soda Lime Glass	252.7	3.3 ± 0.096
Al ₂ O ₃	234.4	4.1 ± 0.18
Al ₂ O ₃	268.2	5.0 ± 0.082
Al ₂ O ₃	234.4	2.4 ± 0.042
SUS	176.3	2.2 ± 0.11
SUS	174.9	0.99 ± 0.099
SUS	175.6	1.8 ± 0.16
Al	232.5	2.6 ± 0.068
Al	245.6	2.9 ± 0.13

$P_c = 2.7 \pm 1.2$ (MPa) cf. エアロジェルの静的破壊強度 ~0.3 MPa
(Moner-Girona et al., 1999)



粉体と水滴の衝突

桂木洋光

九州大学大学院総合理工学研究院

1. はじめに

粉体メディアへ固体弾を衝突させることにより形成される粉体衝突クレーターは、惑星科学的興味の外に粉体の基礎物理の関心もあって、今世紀に入り盛んに研究されるようになった。我々はこれまで特に粒径が 0.1 mm 程度の比較的大きな粒径の粉体層（主にガラスビーズ）に、1 m/s オーダーの低速で固体弾を衝突させたときの動力学に注目し、これを高精度で計測する実験系を作成した。この実験系を用い、粉体の（固体弾衝突に対する）抵抗力が速度の二乗に比例する慣性抵抗と侵入深さに比例する摩擦抵抗の和として表現されることをこれまで明らかにしてきた [1]。また、この衝突抵抗力における容器壁の効果についても実験的に明らかにしてきた [2]。

粉体はその散逸や離散性などから統一的物理の枠組みを作ることが容易ではない。一方で連続体として取り扱うことが可能な流体の物理は古くから発展してきた。特に衝突現象に関する現象も盛んに研究されてきており、例えば、流体層に流体を衝突させることによりミルククラウン形状が観察されることは良く知られている。また、固体への液滴の衝突は工業的な応用の重要性もあり、これまで幅広く研究されている [3]。

また、粉体と流体を混合させたスラリーの挙動は土木工学を始め様々な工学的に重要な問題と関係し、やはり長く研究がなされてきている。しかしながら、工学的応用の要請から得られた研究成果の多くは経験則にとどまっており、スラリーやペーストに関する基礎物理の解明はやはり十分ではない。特に粉体と流体の混合系におけるダイラタンシーなどは直感に反する現象であり、その起源を正しく理解することにより様々な応用の可能性は更に一層広げられるだろう。

これらの研究背景を受け、ここでは、特にこの粉体と流体の混合について焦点を当てる。しかし、それらが予め完全に混じり合った状態ではなく、衝突により混合する際の遷移状態に注目することとする。より具体的には、粉体層に液滴を滴下して起こる衝突現象を議論する。この現象は、衝撃力の他に表面張力、濡れ、粉体層の塑性変形、粉体と流体の混合など様々な効果が関わることとなり、複雑な現象となる。

流体と粉体層の衝突では、濡れによる浸透が起こり、固体弾衝突の場合のように抵抗力を直接計測することは容易ではない。一方で、衝突イベント終了後は流体が粉体層へと吸収されるので、衝突における粉体層の最終形状計測が比較的容易となる。

2. 実験系

実験系としてはシンプルなものを用いる。衝突させる流体には水を用いた。ノズルをハイトゲージにマウントして、水滴の落下高さを容易に調整可能な系を構築し、このノズルにシリンジポンプを用いて水を低速で押し出すことにより水滴を作成した。水滴のサイズが表面張力の限界を超えると自重によりピンチオフされ、自由落下によって粉体層へ衝突する。

粉体としては昭和電工製の炭化珪素研磨粉を用いた。粒径は分布を持つがその中央値がそれぞれ 4, 8, 14, 20, 50 μm である 5 種類のものを用いて粉体層サンプルを作成した。これを直径 30 mm のプラスチックシャーレに充填し被衝突粉体層サンプルとした。

この粉体層サンプルに水滴（約 5 mm の直径）を様々な高さ（10, 15, 20, 30, 40, 60, 80, 120, 160, 240, 320, 480 mm）から落下衝突させた。衝突の様子を竹中システム製の高速カメラ FC350CL で 210 fps のフレームレートにより撮影した。また、衝突イベント終了後のクレーター形状はキーエンス製ライン型レーザー変位計 LJG-030 とコム製電動ステージ PM80B-100X, PS60BB-360R を組み合わせた表面計測系により測定されたが、この結果は紙数の関係からここでは割愛する。

3. 結果

3-1. 衝突による水滴変形の時間スケール

衝突の様子を捉えた 1/210 秒毎の画像の典型例を Fig.1 に示す (Fig.1 撮影の実験条件は落下高: 160 mm, 粉体層粒径: 4 μm)。水滴は粉体への衝突により大きく変形し、同時に粉体層を変形させスプラッシュを吹き上げてクレーターを形成している様子が分かる。衝突後の 2 フレームで水滴は拡張を停止し、収縮に移行していることが見て取れる。この拡張から収縮に移行する時間スケール (10^{-2} 秒) は、水滴の落下高さや粉体層粒径に

依存せず全ての実験条件でほぼ同様の値となった。撮影レートの2,3フレーム内での現象なので精度が十分ではないが、この時間スケールは水滴の表面張力の作る時間スケールとして以下のように概算される値とオーダーが一致する。

$$\begin{aligned} t_\gamma &= \sqrt{m_w/\gamma} \\ &= \sqrt{60 \times 10^{-6}/(72 \times 10^{-3})} \\ &= 3 \times 10^{-2} \text{ (s)} \end{aligned}$$

ここで、 γ は表面張力、 m_w は水滴の質量である。

3-2. 水滴分裂とウェーバー数

収縮に引き続き中央で水滴が跳ね返りを起こし、更に水滴の分裂が起こっている。この分裂は落下高さが充分小さいとき以外は多くの実験条件下で観察された。Fig. 1では分裂した水滴は再び合体しているが、落下高さが充分高い（大きな衝突エネルギー）場合は、水滴は最初の変形時に分裂して再合体しないこともあった。

一般に水滴の衝突を特徴付ける無次元量としては、ウェーバー数

$$We = \rho u^2 L / \gamma$$

が用いられる。ここで ρ は水滴の密度、 u は衝突の速度（落下高さの関係）、 L は特徴的長さ（ここでは水滴の直径）である。このウェーバー数が大きな値であれば、衝突による慣性力が卓越し表面張力の効果はほぼ無視出来る。今回の実験条件ではウェーバー数は全て10以上(多くが 10^2 のオーダー)となり衝突による慣性力が支配的な領域であることが分かる。水滴を固体壁に衝突させた場合にスプラッシングや分裂が起こる臨界ウェーバー数についても過去によく調べられているが、その固体壁物性依存性等については未だに明らかになっていない[4]。ここでは更に粉体層が塑性変形をしているので状態はより複雑となる。

3-3. 水滴浸透の時間スケール

水滴は分裂・再合体後に振動し、最終的にはゆっくりと粉体層内に沈んでいく。この時間スケールは1~10秒程度であり非常に長い。この時間スケールを導き出す次元解析は容易ではなく、粉体の濡れの効果や水の粘性等様々な要因が複雑に絡み合った現象となっているためであると考えられる。このため、流体ベースの次元解析のみでは限界があり、粉体の特性を組み入れた時間スケールの見積もりが今後の課題と考えている。

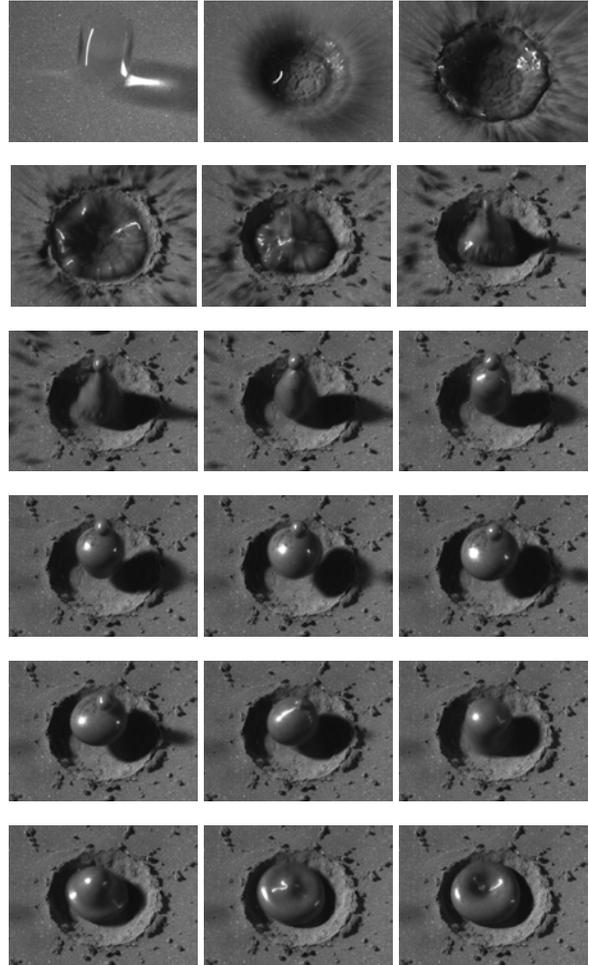


Fig. 1. 水滴（直径約5 mm）を160 mmの高さから粒径4 μm の粉体層への自由落下衝突の高速撮影画像（各画像間インターバル、シャッター速度ともに1/210秒）。

4. まとめと今後

粉体層へ水滴を衝突させ、水滴と粉体層の変形の様子を高速撮影し、特徴的な時間スケールを決定する物理機構を議論した。

この他にレーザー変位計により最終的な粉体層変形（クレーター）形状についても測定し、特徴的長さスケールについても発表では議論した（ここでは紙数の制限から割愛する）。今後の課題としては粉体の特性を取り入れた次元解析、フレームレートを上げた高速撮影などが考えられる。

参考文献：

- [1] H. Katsuragi and D.J. Durian, *Nature Phys.* **3**, 420 (2007).
- [2] E.L. Nelson et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 068001 (2008).
- [3] A.L. Yarin, *Ann. Rev. Fluid Mech.* **38**, 159 (2006).
- [4] K. Range and F. Feuillebois, *J. Colloid Interface Sci.* **203**, 16 (1998).

ダストアグリゲイトの跳ね返り条件

和田浩二¹、田中秀和²、陶山徹³、木村宏⁴、山本哲生²

¹ 千葉工業大学惑星探査研究センター，

² 北海道大学低温科学研究所，³ 新潟県立自然科学館，⁴ CPS/神戸大学

原始惑星系円盤内での微惑星形成にとって、ダストアグリゲイトが衝突によって付着成長できるかどうか、ということが重大な問題であり、その中の一つにアグリゲイトの「跳ね返り問題」がある。これまでの幾つかの衝突実験において、アグリゲイトが付着せず跳ね返ってしまうことが報告されている。たとえば、半径 $0.75 \mu\text{m}$ の石英粒子からなる低空隙率のアグリゲイト同士を 1m/s 以下の速度で衝突させると、変形もせずに跳ね返る（ただし、あまりに小さな衝突速度では付着する）[Blum & Wurm, 2008, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 46, 21]。跳ね返りはアグリゲイトの合体成長を阻害し、ひいては微惑星形成を不可能としてしまうため、看過できない現象である。一方、これまで我々が行ってきた衝突シミュレーションではそのような跳ね返りは見られない。もちろん、シミュレーションにおいて粒子間相互作用をはじめとしてモデル化が不十分であるという可能性は否定できない。しかしながら、アグリゲイトの圧縮・破壊条件に関してはシミュレーションは実験と調和的であり、一概にモデルに不備があるとは言い難い。実験とシミュレーションの違いは何に起因しているのだろうか？

アグリゲイトが跳ね返るためには、衝突時にエネルギーが十分散逸されずに残り、運動エネルギーへと変換される必要がある。つまり跳ね返りにはエネルギー散逸を抑える仕組みが必要となる。アグリゲイトの衝突においては、粒子間の転がりやスライドなど粒子がある程度自由に動くことによってエネルギーが散逸される。そこで、一つの粒子に多くの粒子が付着していれば粒子が自由に動けずエネルギー散逸が不十分となり、アグリゲイトが跳ね返るのではないかと、という仮説が考えられる。一つの粒子に付着している粒子の数を「配位数」と呼ぶ。配位数が十分多ければ極めて強固な構造となり、ちょうどコイン同士が跳ね返るように跳ね返るだろう。そこで我々は、様々な配位数をもつアグリゲイトの衝突シミュレーションを行い跳ね返るかどうかを確認することで、跳ね返るのに必要な配位数、すなわち跳ね返る条件、を明らかにしようと試みている。

アグリゲイトにおいて最大の配位数は最密充填構造における 12 であり、最小は BPC 構造や BCA 構造の 2 である。任意の配位数をもつアグリゲイトを用意することは難しいため、最密充填構造のアグリゲイトから、粒子をランダムに差し引いて望みの配位数をもったアグリゲイトを作る。こうして作られたアグリゲイトの衝突シミュレーションを行うことで、アグリゲイトが跳ね返るかどうかの配位数依存性を明らかにすることが可能となる。現在のところ、配位数が 6 以上のアグリゲイトでは多くの場合跳ね返り、配位数が 6 を下回ると跳ね返らず付着するという結果が得られつつある。6 という配位数からは、一つの粒子が 3 軸ともしっかり抑え込まれ自由に動けずエネルギーを散逸できない状態であることが、容易に想像される。我々が行ってきた BPC アグリゲイトや BCA アグリゲイトの衝突シミュレーションにおいては、衝突によって形成されるアグリゲイトの配位数が 4 を超えることはないという結果が得られている。したがって、上述の配位数による跳ね返り条件が正しいとすると、ダストは跳ね返ることなく合体成長が可能と言えよう。ただし、実験で扱われているアグリゲイトは、その作成工程が BPC アグリゲイトと類似したものであることから配位数が 2 程度であると推測されており、単純に考えれば実験において跳ね返る理由は依然として謎のままである。衝突する際のアグリゲイトの表面状態が重要なかもしれないが、今後さらに検討が必要である。

宇宙機搭載用衝突電離型宇宙塵検出器の基礎開発実験

平井隆之¹ 大橋英雄¹ 佐々木晶² 柴田裕実³ 野上謙一⁴
岩井岳夫⁵ 小林正規⁶ 藤井雅之^{7,8,9} 木村宏¹⁰ 中村真季¹¹ Ralf Srama¹²

¹東京海洋大学, ²国立天文台, ³京都大学, ⁴獨協医科大学, ⁵東京大学, ⁶千葉工業大学,
⁷FAM サイエンス, ⁸早稲田大学, ⁹JAXA, ¹⁰神戸大学, ¹¹東京大学, ¹²Max-Planck Institut für Kernphysik

1. はじめに

太陽系内に存在する宇宙塵（宇宙空間に存在する固体微粒子）は、太陽系内・外起源のものがあり、太陽系の進化を解明する手がかりといえる。宇宙塵のその場計測を目的とした宇宙機搭載用の検出器は、「衝突電離型」が主流であるが、従来の検出器は粒子の衝突位置によってシグナルが変化してしまうことや、軽量のまま開口径を拡大することは困難であるといった問題点があった。また検出器の構造条件である、最適形状、電極間距離・電圧は実験的根拠がないまま決定されてきた。

そこで本研究ではこれらの点に着目し、特に宇宙塵の物理パラメータを得られるタイプの検出器が満たすべき最適な構造条件の決定と、軽量大開口径(径 30cm で数 kg 以下)の検出器の開発を目的として研究を行ってきた。これまでターゲット面積を大きくしながら 4 台の検出器の開発・実験を行ってきた(Fig.1)。

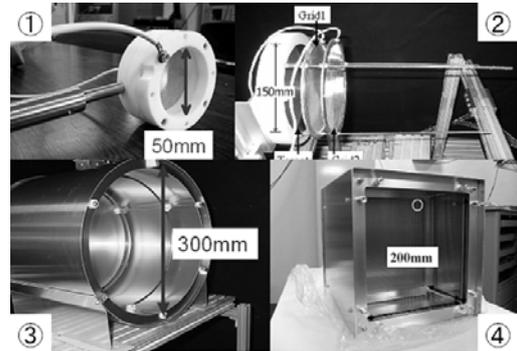


Fig.1 検出器外観(番号順に開発)

2. 実験

検出器の形状には対称性がよいと考えられる平行平板型を採用し、底部の金メッキを施した銅板（ターゲット）と側壁、2枚のグリッドから構成されている(Fig.2)。微粒子がグリッドを通り、高速(>数 km/s)で底部の金属板に衝突するとプラズマ化し、陽イオンと電子を含む陰イオンに分かれる（これを「衝突電離」と言う）。この時、正の電圧が印加された金属板と、電圧をかけていないグリッドによって電場が作り出され、陰イオンと電子はターゲットに、陽イオンはグリッドに集められる。そのときのターゲットとグリッドのシグナルを記録・解析する。

ターゲットのシグナル(Fig.3)から立ち上がり時間 t と電荷 Q が得られる。 t と電荷質量比 Q/m はダストの衝突速度 v の関数であり、以下の実験式で表される[1], [2]。

$$t = c_g v^\alpha \cdots (1), \quad Q/m = c_r v^\beta \cdots (2)$$

c_g, c_r, α, β は較正実験から決定される値である。得られた t の値を地上実験で既に得られている $v-t$ 較正曲線に当てはめ速度 v を得る。この v の値を $v-Q/m$ 較正曲線に当てはめると Q/m が得られる。 Q は衝突信号から既知であり m が求まる。

較正実験には東海村にある東大重照射研究設備(HIT)と、ドイツのハイデルベルグにある

マックスプランク核物理学研究所(MPI-K)のバンデグラフ型静電加速器を用いた。なお本報告では、HIT において 4 号機(Fig.1 右下)に銀の微粒子を照射した実験結果を示す。

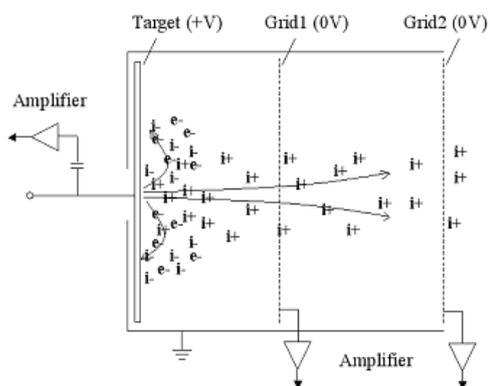


Fig.2 衝突電離型ダスト検出器の原理

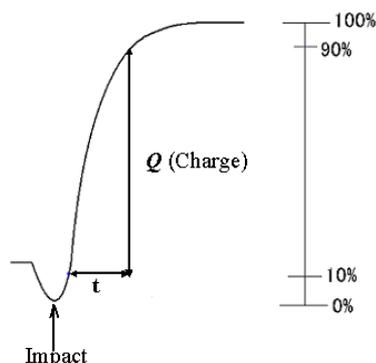


Fig.3 ターゲットシグナル

3. 結果と考察

過去の検出器と同様、4号機でも関係式(1), (2)から宇宙塵の速度・質量情報を引き出せるような、衝突シグナルが得られた(Fig.4, 5)。ターゲット印加電圧による相関関係の変化は100~1000Vの範囲で、ほぼ無いといえる。

Fig.4, 5 共に衝突速度 4km/s 付近で、傾向の分岐、ずれが見られる。衝突速度と電荷質量比の関係に関しては、先行研究において類似する実験結果が報告されており、衝突のエネルギーがターゲット物質の融解熱に分配されることでイオン化効率が変化するためと考えられている[3]。

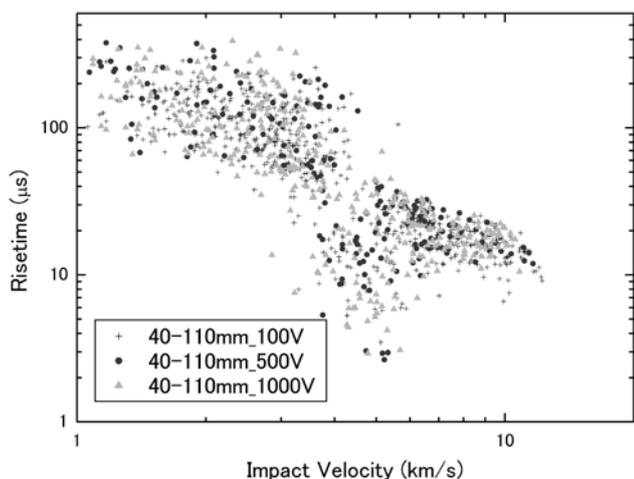


Fig.4 衝突速度対シグナルの立ち上がり時間

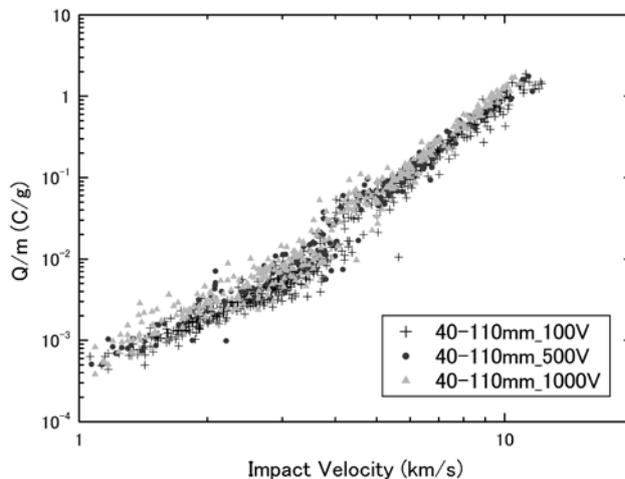


Fig.5 衝突速度対電荷質量比

[1] Friichtenicht, J. F. and Slattery, J. C., NASA TND2091, 1963.

[2] Auer, S. and Sitte, K., *Earth Planet Sci. Lett.* **4**, 178, 1968

[3] Göller, J. and Grün, E., *Planetary and Space Sci.* **37(10)**, 1197, 1989

圧電性 PZT 素子の衝突検出器としての特性(温度特性について)

○中村真季*1 小林正規*2 岩井岳夫*3 野上謙一*4 宮地 孝*5 大橋英雄*6 平井 隆之*6 武智誠次*7
柴田裕実*8 藤井雅之*9 佐々木晶*10 Srama R.* 11 Grun E.*11

*1 東大院 新領域 *2 千葉工大 *3 東大院工 *4 獨協医科大 *5 早大理工学術院*6 東京海洋大 *7 大阪府立大院工 *8 京大院工
*9 JAXA *10 国立天文台 *11 マックスプランク核物理研究所

1. 背景

1.1 宇宙塵

- 宇宙塵は宇宙の主要構成要素であり、個々の天体現象においても重要な存在。次々と発見されている恒星の周りの円盤状の塵雲が、惑星系誕生の母体といわれている。
- 想定する宇宙塵：10 μm 以下、速度：秒速 2～50km。

1.2 BepiColombo 水星探査機への宇宙塵検出器の搭載

- 宇宙塵検出器(Mercury Dust Monitor : MDM)が水星探査機BepiColomboに搭載予定。圧電性PZT素子を利用して、水星近傍での宇宙塵の頻度を観測する目的。
- 2014年に打ち上げ、2020年に水星軌道に投入、約一年間水星周回軌道上の観測の予定。

1.3 宇宙塵検出器

圧電素子とは

- 圧縮や引っ張りの歪み(体積変化分)に応じて電荷を発生。

圧電性 PZT とは

- 強誘電体粉末として、ジルコン酸鉛(PbZrO_3)とチタン酸鉛(PbTiO_3)をモル比 48:52 で混合したチタン酸ジルコン酸鉛($\text{PbZr}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_3$: PZT)を母材とした圧電セラミックス。

特徴

- 誘電率が高く、圧電性が大きい(感度が良い)
- キュリー点が高く(約 310°C)、高温環境での使用が可能。
- 圧電特性の温度依存性は小さい。
- セラミックで放射線に強い。

- ⇒ 水星近傍の環境での使用に適している。(従来のタイプのは高温環境では使用困難)
- ⇒ 全く新しいタイプの衝突検出器で、衝突検出器としての特性は知られていない。
- ⇒ BepiColombo で求められているのは宇宙塵の頻度のみだが、宇宙塵の物理量も圧電 PZT の信号から得られる可能性がこれまでの研究で分かっている。(波形信号の波高値が入射宇宙塵の運動量に比例している。)

2. 本研究の目的

水星近傍でのミッション中は-140°C～+170°Cの温度環境にさらされる。そこで本研究では以下の実験から温度特性を評価した。

- ① 静電加速器を使用した超高速衝突実験のデータ解析
- ② 鋼球を使用した落下衝突実験。

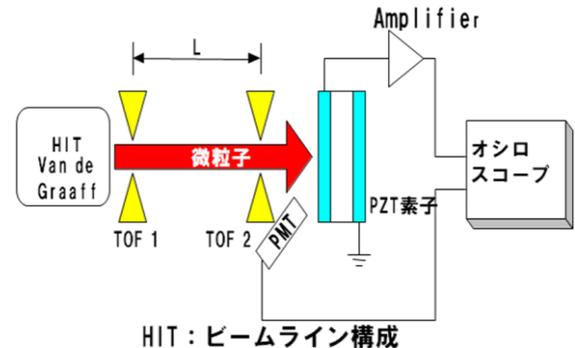


図1. ビームライン構成

3. 実験

① 静電加速器による超高速衝突実験のデータ解析

宇宙空間で想定される速度と質量に近い微粒子で温度依存性の評価の実験を実施。ビームライン構成を図1に表わす。

直径 0.1～1 μm の導電性微粒子(本実験では鉄微粒子を使用)を 2～50km/s の速度まで加速し PZT 素子に衝突させた。

- 衝突させる微粒子の速度は TOF (時間差計測装置) で測定し、その誘導電荷より質量を推定する。
- PZT 素子は 20mm ϕ 、1mm 厚のものを使用。
- ハロゲンヒータランプで PZT 素子を熱して、室温、100°C、150°C、150°Cまで熱し冷却し室温まで戻した状態で衝突実験を行った。

図2に、微粒子が衝突した時の PZT の出力信号をオシロスコープで取得した波形を示す。低周波成分の信号の最初のピークを拡大すると高周波成分の信号見える。

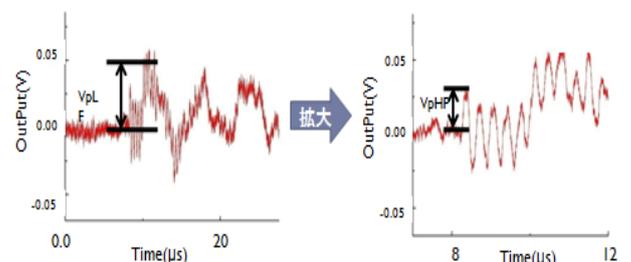


図2. オシロスコープによる PZT 出力波形

【結果まとめ】

高周波：発生電荷と運動量の関係は温度に依存せず比例関係が見られる。

低周波：発生電荷と運動量の関係は温度に依存、同じ室温にもかかわらず加熱前後ではセンサー出力が異なった。

→ 温度サイクルの効果を自由落下による衝突実験で確認する。

②自由落下による実験

衝突実験 1 → 室温での自由落下による実験と加速器実験の関係性の検証を行う。

衝突実験 2 → 自由落下による実験の温度特性の検証を行う。

(a) 衝突実験 1

室温において様々な鋼球(直径 0.5mm、1.0mm、2.0mm、5.0mm)で、様々な高さ(0.01m、0.1m、1.0m)

図 3. 信号波形と出力波形の定義

から自由落下させ PZT に衝突させたときのオシロスコープから信号を図 3 に示す。出力される波形の振幅(電圧値)にプレアンプのフィードバックコンデンサの静電容量をかけて、発生電荷 Q を導出した。

【結果まとめ】

発生電荷 Q と運動量が比例関係を示した。静電加速器実験と自由落下実験の結果の関係を図 4 に示す。

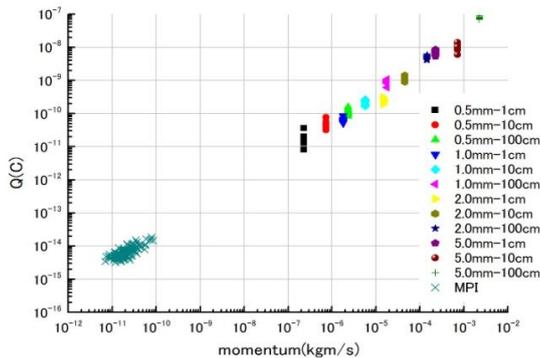


図 4. 静電加速器と自由落下試験の関係性

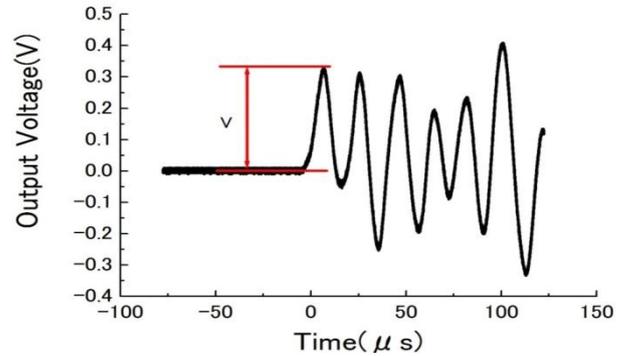
静電加速器の結果と自由落下の結果を比較すると、一貫した相関を示しているように見える。このことから、静電加速器による高速微粒子の運動量領域の検証は自由落下による実験で可能であると思われる。

- 加速器衝突実験と自由落下衝突実験の中間のデータ充実をする。(今後の課題とする)
- 自由落下での温度特性の実験を行う。(次の項で示す)

(b) 衝突実験 2

自由落下衝突実験で温度特性を検証した。

- -169°C~200°Cの温度範囲で測定。
- 高温部は電気オープン、低温部は液体窒素で温度調整。
- 直径 2mm の鋼球を高さ 30cm から自由落下。
- 各温度で 15 回測定。
- 衝突実験 1 と同様にオシロスコープで信号を表示(図 3)。立ち上がり電圧を測り、静電容量を掛け合わせ発生電荷 Q を導出。



【結果まとめ】

図 5 に発生電荷 Q 値の温度依存性を示す。発生電荷 Q は変化量±15%程度の範囲で一定である。温度変動による PZT への影響は限定的であると結論した。

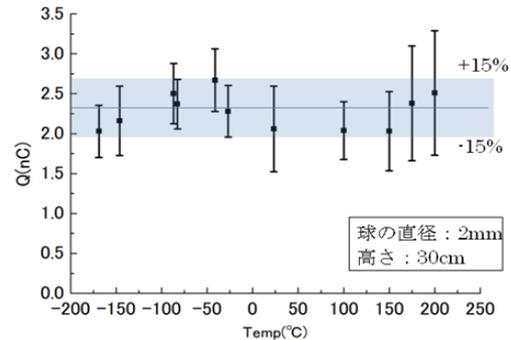


図 5. 温度変動環境下の発生電荷

<衝突実験 2 の不確定要素を取り除いた実験>

以上に示した自由落下の実験ではいくつかの不確定要素があり、それらをできるだけとりのぞいて精度を向上させるための改良を行った。

- 落下方法：ピンセット→電磁石
- 統計を高める(測定回数 15 回→60 回)
- 衝突位置のばらつきを小さく
- PZT 素子の変更(フライトモデル)

温度変動は室温(24°C)から 200°Cの高温部で、2mm の鋼球を高さ 30cm から自由落下させた。

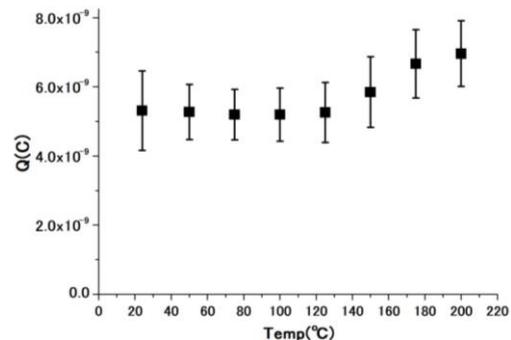


図 6. 温度変動環境下の発生電荷(改良後)

【結果まとめ】

150°C付近から発生電荷 Q が上昇する傾向がみられる。原因は圧電定数の値の増加、あるいは相転移が始まっている可能性がある。PZT 素子への影響は限定的といえる範囲ではあるが、温度依存が見られるため、原因を追及し実測時の影響を考えなくてはならない。

衝突破壊過程の標的サイズ効果～小さい標的の場合

高沢 晋、中村 昭子（神戸大）

背景: デブリ円盤内などで起こっている塵どうしの衝突現象はこれまで詳細に調べられていない。また、惑星間塵の供給源と考えられている小天体どうしの衝突によって、塵サイズの破片がどのくらいできるのかも未だよく知られていない。そこで本研究は～mmという小さなサイズの標的を用いた衝突破壊実験を行うことにより塵サイズどうしの衝突破壊過程を調べ、またより小さな放出破片がどのくらいできるのかを調べることを目的としている。

実験: 神戸大の小型軽ガス銃を用い、ガラス球(直径3.2mm)を速度242～275m/sでパイロフィライト(一辺2.8～7.3mm)に衝突させた。放出した破片を無傷で捕獲するため、標的の周りを超低バルク密度の発泡スチロールペーパーで覆った。

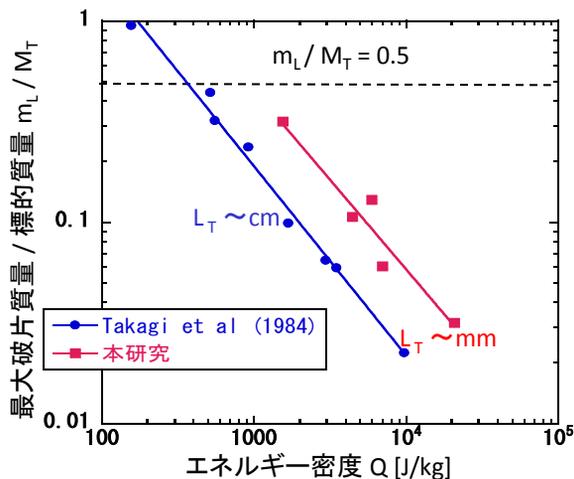
結果: エネルギー密度と最大破片質量割合の関係をプロットしたのが右図。衝突破壊強度 Q^* ($m_L / M_T = 0.5$ となるとき Q)は、～cmの標的を用いた過去研究よりも大きい。これは下のWeibull(1934)の式を用いると説明が可能である。

$$Y_T \propto L_T^{-(3/\Phi)}$$

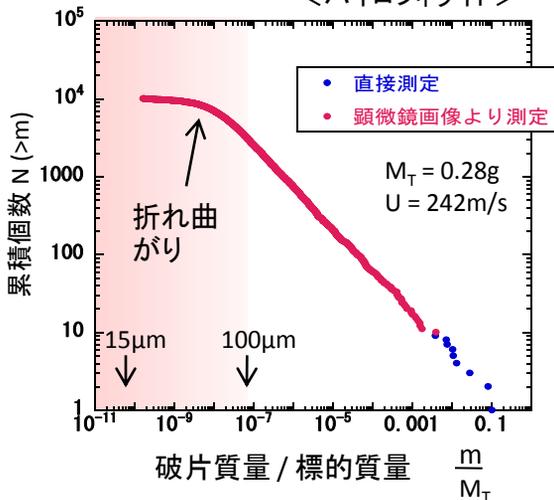
Y_T : 標的強度 (Q^* に相当) Φ : Weibullパラメーター

パイロフィライトの Φ は他の実験で約11だとわかっている。過去研究とのグラフのずれは標的サイズの違いによる Y_T の違いによるものと考えられる。

<パイロフィライト>

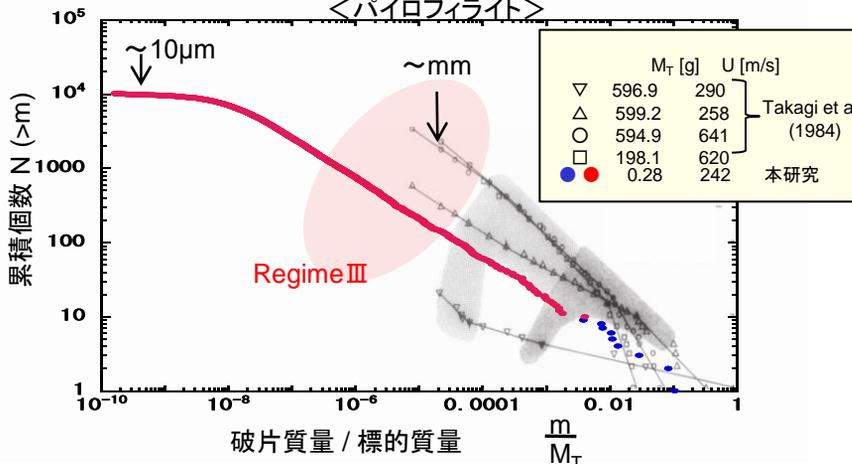


<パイロフィライト>



放出破片の質量分布を示したのが左図(現時点で全破片質量の約30%を分析)。 $m / M_T = 10^{-8}$ 付近(50～60 μ m)でグラフに折れ曲がりが見られる。これは単に<50 μ mの破片は発泡スチロールペーパー内に多く埋もれているだけかもしれない(今後の解析で検出可能)。もしくは、標的内のひびのサイズ分布が影響している結果なのかもしれない(この折れ曲がりには有意)。花崗岩のひびのサイズ分布はこの付近で折れ曲がりが見られている(Housen and Holsapple, 1999)。

<パイロフィライト>



破片の質量分布を過去研究と比較したのが左図。衝突条件が違っても破片サイズの小さい領域(Regime III)ではグラフの傾きは似ているということが言われていた(Takagi et al. 1984)。標的サイズが～mmの本研究のグラフもRegime IIIでは傾きが似ている。

標的強度を変化させた衝突クレーター形成実験

～ 強度支配域と重力支配域の移行領域 ～

羽倉祥雄, 鈴木絢子, 瀬藤真人, 中村昭子, 三軒一義
神戸大・理

衝突クレーターの直径や深さなどを測定し、スケーリング則にあてはめることによって、衝突時の衝突速度やインパクターの大きさ、母天体の性質などが明らかになり得る。そのため、スケーリング則を確立することは非常に重要である。

母天体側においてクレーターの直径や深さを決定付ける要因は大きく2つある。その2つとは**強度**と**重力**であり、重力よりも強度の影響力が大きい領域を“**強度支配域**”、対して重力が強度よりも影響力が大きい領域を“**重力支配域**”と呼ぶ。重力が一定の条件下では、この強度支配域と重力支配域を分けるパラメータは母天体の強度の大きさであるが、具体的にどの程度の値がその境界—移行領域—に相当するかわかっておらず、スケーリング則も確立されていない。

本研究はその移行領域がどの程度の強度の値であるかを調べるものである。そのために、強度の異なるガラスビーズ焼結体と同粉体を標的として衝突クレーター形成実験を行い、各々の強度のものについて最終クレーター—以下、単にクレーターと称す—の直径と深さを測定した。なお、焼結体の強度は焼結時間を4時間で統一し、焼結温度を変えることにより変化させた。また、弾丸は直径3.2 mmのソーダガラス球、衝突速度は240 (±17) m/sで統一した。

Fig.1 は形成されたクレーターの深さ直径比を示し、さらに先行研究と比較したものである。大きく2つのグループ、すなわち焼結体を主とする深さ直径比—グラフの傾き—0.5 程度のグループと、粉体を主とする深さ直径比0.14 程度のグループがあることがわかる。このように2

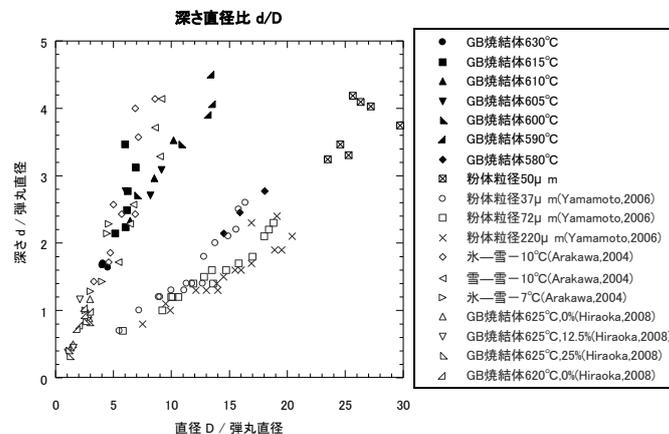


Fig.1 各クレーターの深さ直径比

大きく2つのグループに分かれることがわかる。

つのグループに分かれるのは、焼結体のグループ、すなわち標的強度が大きいグループではクレーター形成時の掘削に大きな圧力を必要とし、その大きい圧力で以てエジェクタを飛ばすためにクレーターの外側までエジェクタが飛んでいく。一方、粉体のグループ、すなわち標的強度の小さいグループでは、掘削に大きな圧力を必要とせず、飛ばしたエジェクタがクレーターの外側に及ばない。そのために、飛ばしたエジェクタがクレーター内に降り積もり、クレーターの深さを小さくしていると考えられる。そこでこのように両者の深さ直径比の間に大きな差ができていていると考えられる。本研究のデータもその例に漏れず、焼結体は比 0.5 のグループ、粉体は比 0.14 のグループに属する。しかし、ひとつ例外が存在する。それは、本研究での焼結温度 580°C のものであり、焼結体であるにもかかわらず、粉体のグループに属する。このことから、焼結温度 580°C と 590°C の境に何らかの境界があることが示唆される。

Fig.2 は各標的強度に対して、クレーターの直径と深さをプロットしたものである。深さはばらつきのある範囲内で強度に依らないが、直径は強度に直に依存していることが分かる。ここで、先の深さ直径比のグループ分けに基づいて、粉体と焼結温度 580°C のものと他の焼結温度のものグループに分けてそれぞれ累乗近似を行うと、そのべきは順に

-0.30 ± 0.05 , -1.9 ± 0.4 となる。ここでべきが大きく変わることから、粉体と焼結温度 580°C のものは強度支配域のものではなくなっていると考えられる。しかし、べきの値 $\neq 0$ のため、この領域は重力支配域でもない。したがって、強度にしてこの辺りの領域は強度支配域と重力支配域の移行領域であると考えられる。すなわち、先に述べた「焼結温度 580°C と 590°C の境に何らかの境界がある」という言葉は

「焼結温度 580°C (剪断強度 4.5 kPa) と 590°C (剪断強度 6.1 kPa) の境から強度支配域と重力支配域の移行領域が始まる」と言い換えられる。

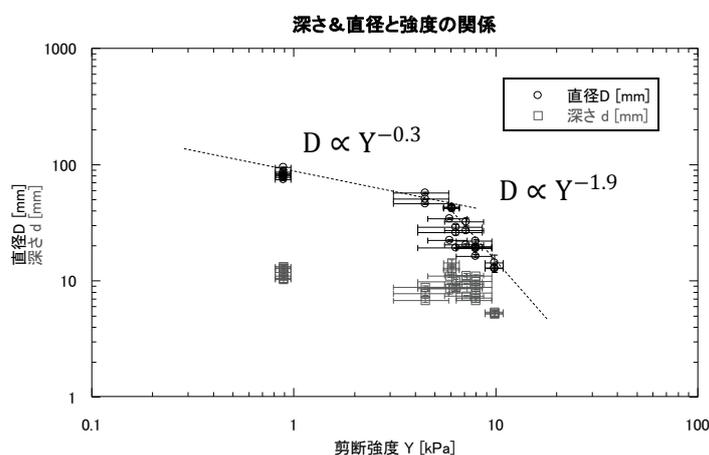


Fig.2 各クレーターの強度と深さ、直径の関係

深さはあまり強度に依存しない。一方、直径は大きく依存する。

2009年前期までのISAS/JAXA・スペースプラズマ共同利用の 超高速衝突実験装置の現状

長谷川直（宇宙航空研究開発機構）

1. 背景

宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部のスペースプラズマ実験施設では超高速衝突実験設備を保有しており、全国の研究者に対して共同利用を行っている。1980年代に電磁飛翔体加速器（レーलगン）が開発され、それを共同利用に供している。レーलगンは $\phi 14\text{mm}$ の飛翔体を 7km/s に加速する事が可能である。しかしながら、1) 金属のプロジェクタイトは加速できない 2) 真空が悪い（ 10kPa 程度しか引かない） 3) 照準が悪い 4) 加速後大量のすすが発生する（1段式火薬銃より汚れる） 5) $6\sim 7\text{km/s}$ のショットは一度加速すると再び同等の加速できるようになるにはノミナルで1週間かかる（メンテナンスに非常に手間がかかる） 6) 発射時に高電流を瞬時に流す為に高いノイズが入り、高い確率での誤トリガを起こす と問題点が多数あった。特に3) 5) 6) はユーザーに対して必要な成功したショット数の提供という共同利用装置の観点から問題であった。

そこで、宇宙研藤原顕先生所有の $\phi 7\text{mm}$ の2段式軽ガス銃（藤原銃）を共同利用化する事により、前述の問題点を解決した飛翔体加速器を共同利用ユーザーに供する事ができるようになった。しかしながら、秒速 7km 程度の速度で飛翔体を定常的に繰り返し加速できる事ができないという問題点が残った。そこで、水素をドライバーとする新しい2段式軽ガス銃の新規導入を行う事により、その欠点の打開を図る事にした。

2. 新しい2段式軽ガス銃の性能

スペースプラズマ実験施設の超高速衝突実験施設では新しい2段式軽ガス銃（新型銃）として、東北大流体研と防衛省に納入実績のあるPAI社製の2段式軽ガス銃を導入した。新型銃は2段式軽ガス銃としても1段式軽ガス銃としても運転する事が可能である。新型銃はナイロンもしくはポリカーボネイト製の $\phi 7\text{mm}$ の球もしくは円柱を、1段式ガス銃モードで $0.3\sim 0.7\text{km/s}$ 、2段式軽ガス銃モードで $1.5\sim 7.0\text{km/s}$ の範囲で加速可能である。この速度範囲では1日3、4回程度のショットが可能である。

サボを使用すれば、 $\phi 7\text{mm}$ の球以下の飛翔体も加速でき、プラスチック以外の素材、例えば、鉄・銅・アルミ・ガラス等の加速実績がある。シングルショットでは $\phi 3.2, 1.6, 1.0\text{mm}$ 、散弾では $\phi 0.5, 0.3, 0.2, 0.1, 0.05, 0.03\text{mm}$ の飛翔体の加速実績がある。但し、サボ自身大きく重量があるので、 $\phi 7\text{mm}$ の球と比べると速度が大凡 0.7km/s 程遅くなる傾向にある。また、サボを分離して、標的にサボ中心の飛翔体のみ衝突させる為に、 $\phi 7\text{mm}$ の球もしくは円柱のショットよりも成功率は低くなる。

新型銃の速度の再現性は $\pm 100\text{m/s}$ であり、藤原銃・レーलगンの速度再現性 $\pm 300\text{m/s}$ と比較すると格段に良い。新型銃の照準の精度（ $\phi 7\text{mm}$ の球もしくは円柱を用いた場合）は 5m 離れた所で $\pm 3\text{mm}$ であり、レーलगンの $\pm 10\text{cm}$ と比較するとかなり良い（但し、藤原銃も新型銃と同様の照準精度は持っている）。

真空度は15分程度の排気で 10Pa 弱にする事が可能である。但し、真空度はチャンバー内に入れる試料に左右される。また差動排気を行えば、 $10\text{mPa}\sim 5\text{kPa}$ の真空度での実験が可能である。

3. スペースプラズマ共同利用の超高速衝突装置の現状と実績

藤原銃は2005年度に共同利用の試行を行った後、2006年度以降正式に共同利用化を行った。藤原銃の共同利用化と共に、レーलगンのショット数は半減したが、レーガン&藤原銃を併せたトータルのショット数は5倍程度増加した。新型銃の導入の為に2008年度は共同利用を中止して、装置の調整・試運転に集中した。その為に2008年度前年度と比較してショット数が1/3程度減少している。但し、本年度(2009年度)から共同利用を開始する事ができ、現状新型銃・藤原銃を併せたショット数は2006/2007年度レベルには達する事ができる見込みではある。

スペースプラズマ共同利用の超高速衝突装置の共同利用申請書数は藤原銃の共同利用化と共に2倍程度増加し、新型銃の共同利用化と共に更に若干増加した。レーガンだけの運用時とそれ以降を分野別に比較すると、惑星科学分野研究・衛星&探査機開発の研究者が多数参入してきている。共同利用申請書数の増加により、供給ショット数より需要ショット数が増加した。その結果共同利用申請書の採択率は藤原銃導入以前では100%であったが、それ以降では非採択の共同利用申請書がでてくるようになった。

スペースプラズマ共同利用で行った卒業論文は藤原銃の共同利用試行以降、数割程度増加した。但し、レーガンだけの運用時はレーガン開発関係の卒業論文が大半を占めていたが、藤原銃を共同利用試行以降は1例を除いて、共同利用ユーザーの卒業論文である。修士論文は藤原銃の共同利用試行以降年平均で1桁増加した。国際学会&査読無し論文は若干増であるが、査読論文は5倍弱増加した。

以上、レーガンのみ運用時と比較して、運転人員半減・維持費減少にもかかわらず、藤原銃・新2段を新たに共同利用化する事によって、トータルのショット数を増加させる事が出来、その結果、共同利用ユーザーの成果の増加につなげる事ができた。

4. 現状の問題点について

超高速衝突施設の飛翔体加速器は新型銃の導入により、世界のスタンダードレベルの加速器(2段式軽ガス銃)を導入する事ができた。但し、当該施設は高速度カメラを2台保有してはいるが、計測系が若干貧弱である。計測系については共同利用ユーザーの要望を聞きながら、可能であれば、整備していく予定である。

現在、サボを使ったシングルショットで安定して加速できているのは $\phi 3.2$ と $\phi 1.6$ mmである。 $\phi 1$ mm以下のサボショットの安定した加速が今後の課題である。よって、その目的のサボの開発を行っている。

海外の高い稼働率の超高速衝突施設と比較して、本施設は施設の規模に対して、実際に運用している人数は1~2人と極端に少ない。しかも、運用する人はただ機械的に運転業務をするのではなく、衝突の事がわかっている科学者である必要がある。安定した共同利用の実施には、そのような人材の確保がまずは急務である。

本施設は $\phi 7$ mmの飛翔体加速器であるという事から、惑星科学分野研究・衛星&探査機開発の実験に向いているが、衝撃圧縮実験等の大きな口径の銃が必要な実験には向いていない。一方で、国内で他の衝突実験施設に目を向けると7mm以上の口径の2段式軽ガス銃が多数点在している。但し、そのような2段式軽ガス銃を保有する施設・研究室とお互いにつながない為に連携や情報交換ができていない状態である。今後は日本全国の超高速衝突施設との情報交換・連携をする場(連絡会)等の設置が急務である。2段式軽ガス銃では小口径と大口径でのランニングコストの違いや人件費の問題があり、そう単純ではないが、国立天文台のすばる望遠鏡で行っているケック・ジェミニ望遠鏡との間マシントime交換のような事ができれば理想的ではある。

「はやぶさ2」でめざす科学

高木靖彦（愛知東邦大学）

はやぶさ2プリプロジェクトチーム（JAXA）

我々は、小惑星探査機「はやぶさ」が得た大きな科学成果をうけて、太陽系内小天体のプログラムの探査を進めていくことを目指した検討を行ってきた。その中で、探査機の基本構造を「はやぶさ」と同じにすることで可及的速やかに打上げ、C型小惑星からのサンプルリターンを目指す「はやぶさ2」が、「はやぶさ」の直近の後継として計画された。

さらに、本年度ミッションスコープの拡張を行い、従来検討されてきた着陸帰還機に衝突機能を加えることにより、より充実した科学目標の達成をめざした検討が進められてきた。

ここでは、はやぶさ2プリプロジェクトチームで行ってきた、科学目標・搭載観測機器などの検討結果の一部を紹介する。

「はやぶさ2」ミッションの大目標は、

1. 「はやぶさ」で試みた新しい技術について、ロバ

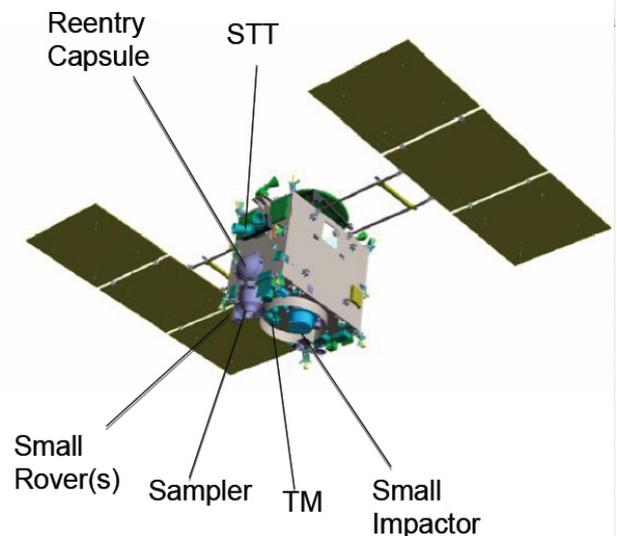
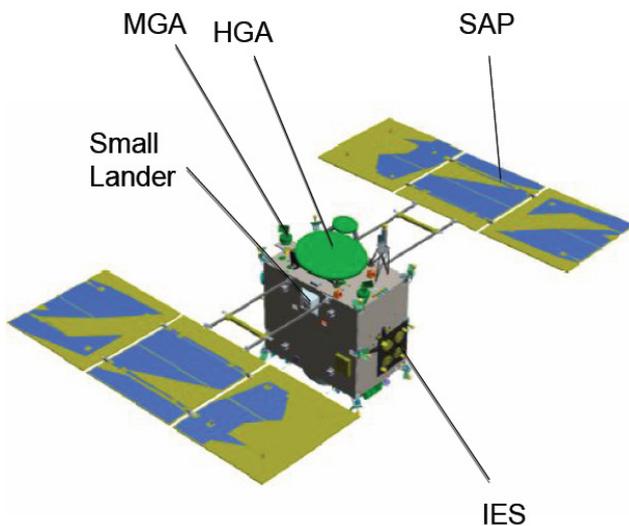
スト性、確実性、運用性を向上させ、技術として成熟させる。

2. C型小惑星の特性を調べ、小天体にある有機物と生命との関係を探る。
3. 衝突機を天体に衝突させる技術の実証を行う。
4. 小惑星の再集積過程・内部構造・地下物質の調査により、小惑星の形成過程を調べる。

となっている。このうち、1と3は工学の目標であり、3と4は衝突機が加わったことによる目標である。この目標達成のためのターゲットは、C型小惑星(162173) 1999JU3である。近地球小惑星でC型小惑星と確認されているものは、現在のところ他にない。

衝突機が加わったことによる具体的な科学目標としては、

- A. 小惑星内部物質を調べる
- B. 小惑星の内部構造を明らかにする
- C. 衝突科学に関する知見を得る



が挙げられている。

実際の衝突装置は、下図に “Small Impactor” と示されている部分である。この衝突装置は、小惑星到着・全球観測の終了後、母船から切り離されて小惑星表面近くまで接近し、そこから質量 2 kg 程度の弾丸を 2~3 km/sec で小惑星表面に衝突させることになる。当初は、より大型の独立した衝突機の検討も行われてきたが、諸般の事情（要するに経費）により現在の形となっている。しかし、この衝突装置でも、前述の科学目標の相当部分は達成できると考えられている。

一方、搭載科学機器による具体的目標としては、

- 隕石（＝転石）とは異なる、素性のしれた新鮮なサンプルを取得するための観測をする
- 詳細な内部構造や再集積過程を調べる

が挙げられており、そのための機器として、

- ◇ 可視カメラ（＋多色フィルター）
- ◇ LIDAR
- ◇ 3 μm 帯近赤外線分光器
- ◇ 中間赤外線（8~12 μm）カメラ
- ◇ ローバー [MINERVA-2] 搭載観測機器

（前ページの図の “Small Rover”）

がノミナル機器として選定された。このうち、中間赤外線カメラは「あかつき」(PLANET-C) に搭載される同様の装置を改良したものであり、表層温度の時間変化から表層物質の温度と熱慣性を調べることを目的としている。近赤外線分光器は、検出器に InAs のリニアセンサ（「はやぶさ」搭載近赤外線分光器は InGaAs のリニアセンサ）を用い、波長 3.4 μm までの反射スペクトル観測による含水鉱物（水質変成度）の分布を調べることを目的としている。新規開発要素の多い装置ではあるが、「はやぶさ」からのヘリテージを活かして開発を進めている。それ以外の装置は、基本的に「はやぶさ」搭載の装置を可能な範囲で改良したものである。

また、様々の条件が整えば搭載するオプション機器として、

- ◇ ローバー（2 台目）搭載観測機器
- ◇ レーダー
- ◇ 蛍光 X 線分光器
- ◇ 近赤外線分光器（0.7~2.1 μm）
- ◇ 小型ランダ [MASCOT] (DLR) 搭載科学機器
（前ページの図の “Small Lander”）
- ◇ 分光 Imager [Mini-M Cube](JPL)

が検討されている。最後の二つは海外からの機器である。

探査機の外観は前ページの図に示した通りであり、基本的に「はやぶさ」を踏襲しているが、高利得アンテナ (HGA) がパラボラ型から平板のフェーズド・アレイ・アンテナになっている点などで変更がある。外観からは見えない部分でも、「はやぶさ」で不具合のあった点に関しては必要な修正・補強が行われている。

計画は現在（2009 年 11 月末）プリプロジェクト（フェーズ A）の段階であり、今後、SRR（システム要求審査）、SDR（システム定義審査）、プロジェクト移行審査を全てパスすればプロジェクトとして認められる。プロジェクト移行後、FMの製作・試験が行われ、打上げは 2014 年 7 月以降となる。地球スウィングバイによる加速などを経て 2015 年 12 月に地球近傍を離れ、2018 年 6 月に小惑星 1999JU3 に到着し、そこで約 1 年半観測・衝突・サンプル採取を行い、2019 年 12 月に小惑星を離れ、2020 年 12 月にサンプルを入れたカプセルが地球に帰還することになる。

最後に

日本の財政状況が非常に厳しい折でもあり、「はやぶさ 2」計画が惑星科学者の総意として推進されることが明確になるよう、皆さまのより一層のご支持・ご協力（できれば見える形での）を強くお願いします。

小天体の地震学

名古屋大学・環境学研究科 古本宗充・荒川政彦

はじめに

直径 1-10km オーダーの小天体の内部構造・構成や成因などは、太陽系や地球を理解する上で重要な情報である。いずれ人類はこうした小天体の探査、特に内部構造解明を目指した探査を進めるであろう。天体の内部構造探査には弾性波を利用することが考えられる。ところが、こうした小天体上に地震計が設置できたとしても、これまで地球や月に対して有効であった地震波動の解析法をそのまま適用できない。Solid 天体など内部構造が比較的単純であっても天体形状が非対称すぎて、自由振動モードの縮退が解けてしまうので、計算が難しくなる。一方波線理論を使おうとしても、rubble pile や gravel conglomeration 天体などでは通常の解析をするためには内部構造が不均質すぎる可能性が高い。それに加えて、震源や地震計を十分な個数配置できないという深刻な問題がある。こうした点を考えると、これまでとは違う小天体用の地震動解析法を開発する必要がある。一方、地球では起こりそうもない新奇な地震現象も期待できる。本報告では、こうした点について考えてみる。ここでは特に (1) 跳び石現象を利用する方法、そして (2) 散乱波を解析する方法についてのべる。

1. 跳び石観測

地球上の地震において震源近傍で跳び石が観察されることがある。これは地表での加速度が重力加速度 $g=9.8 \text{ m/s}^2$ を越える激しい揺れが起きたことを意味する。小天体では重力加速度 g が小さい。直径が 1 km の岩石質天体とすると $g \sim 10^{-4} \text{ m/s}^2$ である。そのため、比較的小さな震動により表面の岩石を跳ばすことができそうである。この現象を利用することができそうである。

あらかじめ小天体表面の石の分布を撮影しておき、その後で何らかの物体を衝突させ地震動を起こす。地震動が充分大きければ石が跳躍して移動する。再度石の分布を調べ、以前の状態と比較することで表面での石の移動そして加速度分布を調べることができる (図 1)。

また微小重力下での運動を考えると、地球では見られない現象も想定される。例えば個々の石が跳ぶだけでなく、レゴリス層全体が浮き上がり、あたかも流体が波打つような型の波動も発生しうるかも知れない。

2. 散乱波観測

天体内部に不均質があると、地震波は散乱される。地球での地震波の場合、主要動 (S 波) の後に続くコーダ波と呼ばれる波群がこれに当たっている。震源から出た地震波が地殻内などで散乱され、S 波の後に連続的に現れる。地球の場合、不均質の程度が相対的に弱いことに加え、減

衰が大きいので、コーダ波はさほど長くは続かない。一方、月での月震観測ではエネルギーが大きくて長い継続時間を持ったコーダ波が観測されている。これは月のレゴリス層による散乱により引き起こされていると考えられる。レゴリス内では不均質性が強かつ減衰が弱いため、振幅が大きく継続時間が長くなっていると考えられる。

小天体が rubble pile 型などであれば、月と同様に散乱波からなるコーダ波を観測することになろう。地震波の減衰を表す Q 値が、月のレゴリスと同程度の $Q=3000$ 程度であるとすれば、周波数 10Hz の波動が初期の振幅から 1/100 の振幅まで減衰するのに約 400 秒かかる。もし小天体の最も低周波の自由振動と同程度の周波数 1Hz 成分であれば、さらにこの 10 倍長く 1 時間程度揺れる。信号処理系の電氣的ノイズ及び地震計の熱雑音以外、天体表面を揺らすノイズ源が無いとすれば、もっと小振幅に減衰するまで観測可能なはずである。もし、石が跳ぶ加速度 ($g=10^{-4}\text{m/s}^2$) から、Lunar-A で計画された地震計の最小検出加速度 ($g=10^{-10}\text{m/s}^2$) までを設置する地震計で観測できるとすれば、上記の時間間隔のさらに 3 倍程度になる。つまり、10Hz の成分で 1000 秒間以上継続するコーダ波を捉えることができる。例え地震計自体が「跳ばされた」としても、跳び石現象が落ち着いた時点から観測できる地震計を置ければ、観測自体は問題ないであろう。むしろ地震計本体が「跳ぶ」ことを想定し、その放出・着地や他の小岩体との衝突現象を検知できる機構を組み込むことも考えられる。

ただ残念ながら、コーダ波を利用して小天体内部の 3 次元的な内部構造探査を行う手法はまだ開発されていない。現時点では、コーダ波の減衰の程度、コーダ波の包絡線の形状、コーダ波の振幅変動の統計などを解析することで、散乱体のサイズ分布や弾性的性質および内部摩擦などを推定することになる。特に不均質天体での散乱波シミュレーションを併用して、これら天体内部の統計的性質とコーダ波の統計的性質を結びつける必要がある。

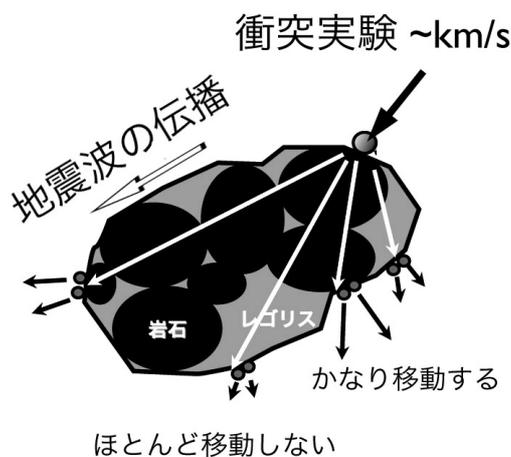


図 1 内部構造と跳び石の様子概念図

リム付きコンドリュールの衝突付着・反発に関する実験的研究

名古屋大学大学院環境学研究科 内山陽一朗、荒川政彦、岡本千里

1. 研究の背景および目的

普通コンドライト隕石は、コンドリュールと呼ばれる直径がサブ mm 程度のケイ酸塩粒子と μm サイズの微粒子マトリックスから構成されている。この普通コンドライト隕石は、体積含有率で 65–75% もコンドリュールを含む。コンドリュールには、周囲に微粒子からなるリムが見られることが多い。このリムはコンドリュールが原始惑星系円盤内に存在した時、その周囲にダストが付着して形成した可能性が高い。このリム付きコンドリュール同士は衝突付着により合体成長し、コンドライト隕石母天体を形成する可能性がある。Ormel *et al.*(2008)は、リム付きコンドリュール同士が衝突速度 1m/s 以下なら付着することを理論的に示しているが、これまで実験的な研究は皆無である。

そこで本研究では、リム付きコンドリュール同士が衝突付着してその複合体を形成できるかどうかを明らかにするために衝突実験を行った。そして付着速度と反発係数の空隙率・衝突速度依存性を調べた。

2. 実験方法

リム付きコンドリュール同士の衝突は、表面をシリカ層で覆った玄武岩にガラス球を衝突させることで模擬した。コンドリュールを模したガラス球のサイズは直径 11mm、リムを構成する微粒子を模したシリカ粉末のサイズは直径 $0.25\mu\text{m}$ である。シリカ層の空隙率は 70, 80, 85, 90% と変化させた。この玄武岩にガラス球を衝突 (10cm/s–80m/s) させ、ガラス球の衝突速度と反発速度を測定し、その比から反発係数を求めた。ガラス球の加速方法としては、衝突速度 (v_i) 10cm/s–5m/s を自由落下、5–20m/s をバネ銃、20–80m/s を He ガス銃とした。速度の計測は、レーザー変位計、AE センサー、高速度ビデオカメラ(600, 2000, 5000fps)の撮影により行った。なお、シリカ層の厚さは 90%の試料に関してのみ、2, 5, 10mm と変化させ、その他の試料は 5mm で固定した。

3. 実験結果

(1) 付着速度 (v_c):

この速度範囲では、ガラス球は跳ね返ることな

く付着しているように見える。各空隙率に関して、層厚 5mm の試料では v_c は以下のようにその値が異なることがわかった。

空隙率, %	付着速度(v_c) m/s
90	<0.34-0.53
85	<2.4
80	8.9 付近, 34 付近
70	52 付近

(2) 反発係数(e)の空隙率・衝突速度依存性:

反発係数は空隙率が減少するにつれて劇的に変化することがわかった。空隙率 90, 85% の試料では、低速領域では反発係数が $e=0$ であるにもかかわらず、80, 70% の試料では、低速領域でも $e=0.3$ であり、衝突速度の増加とともに減少を続ける (図 1)。

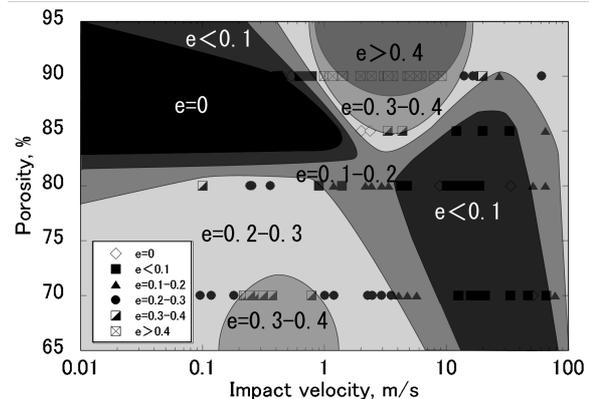


図 1 層厚 5mm の各空隙率の試料に関する反発係数の衝突速度依存

4. コンドリュール付着成長への応用

実験によって得られた衝突速度と反発係数の関係から、コンドリュールの付着条件は空隙率の減少に伴って高速側に移動することがわかる。したがって、コンドリュール同士の衝突圧縮によりリムの空隙率が減少すると、より高速度側でコンドリュール複合体が形成される可能性がある。

【参考文献】

Ormel *et al.*, 2008, *The Astrophysical Journal*, 679, 1588-1610

ミリメートルサイズガラス球による焼結体の衝突実験

○町井 渚、中村昭子

神戸大学大学院理学研究科

岩石のような密な物質に対する衝突破壊実験はこれまでに多く行なわれており、衝突による破片質量分布やエジェクタ速度が調べられている。一方、バルク強度が構成物質強度より弱い多孔質物体に対する衝突実験は近年、雪の焼結体やソーダライムガラスビーズ焼結体を用いて行なわれてきている。構成粒子サイズ／試料サイズ(r/R)が比較的大きな試料に対する衝突破壊実験は、Ryan et al., 1991、Ryan et al., 1999、Giblin et al., 2004 により行われており、破壊強度（最大破片質量／元の試料質量 = 0.5）やエジェクタサイズ分布、エジェクタ速度などが調べられているが、試料のバルク強度と破壊様式の関係についてはまだわかっていない。

本研究では強度について詳しく調べられた試料を用いて、 r/R が比較的大きい場合の衝突破壊様式や衝突エネルギー分配を調べることを目的とする。本発表講演では、先に挙げた目的に向けた予備実験を行なったので報告する。

神戸大学に設置してある一段式軽ガス銃を用いて衝突速度 277 ± 2 m/s で直径 3.14 ± 0.01 mm のソーダライムガラスビーズをターゲットに衝突させた。ターゲットに用いた試料は強度について詳しくしらべてあるソーダライムガラスビーズ焼結体である。本実験では $r/R = 0.13$ である。

実験の結果、衝突破壊様式はカタストロフィック破壊を示した。また、構成粒子数約 92 個から成るターゲットについて 38 個のガラスビーズの二次元速度を測定した結果、その平均値は 1.7 ± 1.1 m/s、二次元最大破片速度は 5.7 m/s であった。衝突速度に対して、エジェクタ速度が非常に遅いことがわかる。

今後は異なる強度の焼結体を用いて衝突の破壊様式を調べたり、エジェクタ速度から衝突エネルギー分配を調べる予定である。

分化天体の衝突破壊条件の解明

岡本千里¹ , 荒川政彦² , 長谷川直¹

1. 宇宙航空研究開発機構(JAXA) , 2. 名古屋大学大学院環境学研究科

近年,小惑星に関して大望遠鏡による観測や惑星探査衛星による探査が行われ,様々な表面組成,内部構造を持つ小惑星が見つかり続けている.例えば,V-type小惑星であるベスタは,その内部に金属コアを保持した層構造天体であるとされ,M-type小惑星や鉄隕石は,このような分化天体の金属コアを起源とすると考えられている.しかし,分化天体の金属コアを砕き,鉄隕石を放出できるような衝突破壊条件はほとんど知られていない.そこで,本研究では,M-type小惑星や鉄隕石形成条件を明らかにするために,それらの母天体である分化天体を模擬した層構造試料の衝突破壊実験を行った.金属鉄は温度依存性を持つが,今回は常温実験を行った.

天体模擬試料として,球形の金属鉄の周辺を石膏で覆った球形2層構造とし,試料の内部構造(コア質量/試料全量; R_{CM})を変化させ,様々な内部構造を持つ層構造試料を作成した.コア物質として,鉄球を,マントル物質には,高空隙率石膏を用いた.石膏は空隙率 $\phi=53\pm 4\%$,密度 $\rho=1200\text{ kg/m}^3$,鉄は $\phi=0\%$, $\rho=7800\text{ kg/m}^3$ であった.JAXAに設置された二段式軽ガス銃を用い,衝突条件(衝突速度4-6 km/s,試料質量20-60 g)を変化させ,試料を破壊させた.用いた弾丸は,ナイロン球で弾丸質量は0.2gであり,試料に正面衝突させた.破壊の様子は,光源を背後からあて,高速度ビデオカメラにより撮影した.衝突実験後,試料室内のすべての破片を回収し,それらの質量を計測した.

均質物質の破壊様式は,平均エネルギー密度(Q_t)に依存する.本研究の層構造試料では,金属コアが破壊する場合としない場合の2種類の破壊様式が観察された.層構造試料中の金属コアを破壊するのに必要な Q_t は,金属球単体を破壊する Q_t よりも大きく,その内部構造(R_{CM})に依存した.

Okamoto and Arakawa (2008)では,熱進化初期段階に形成したと考えられる圧密コア・高空隙率マントルを持つ2層構造天体の衝突破壊条件を調べることで,衝突破壊を支配するパラメーターがコア・マントルへのエネルギー分配率であり,エネルギー分配率は内部構造に大きく依存することを明らかにした.このエネルギー分配率が,本研究の分化天体模擬試料へも適用できるのか調べたところ,金属コア-石膏マントル試料において,エネルギー分配率と内部構造の関係に非常によい相関を示すことが分かった.この結果から,層構造試料中の金属コアが破壊する条件を明らかにした.本研究により,エネルギー分配率の見積もりは,層構造を持つ様々な天体の衝突破壊の結果に適用できることが明らかになった.

鉄質小天体の進化過程解明のための衝突破壊実験

桂 武邦*1 中村 昭子*1 瀬藤 真人*1 高部 彩奈*1 三軒 一義*1 長谷川 直*2

*1 神戸大学 理学研究科

*2 宇宙科学研究本部

はじめに

鉄隕石や金属で出来ている可能性の高い小惑星は元々分化した天体の核が衝突により破壊された破片であると考えられている。しかしこのような鉄隕石母天体がいつ、どこで、どのように破壊されて現在のサイズに至ったのかはまだ明らかにされていない。これまでメインベルトで形成、破壊されたと考えられてきており、冷却された鉄隕石の衝突破壊強度を調べる実験も過去に行われている。しかし Bottke et al(2006)の論文で、鉄隕石母天体が地球型惑星領域で形成した後衝突や共鳴を通してメインベルトまで飛ばされたという可能性が示された。もしこのような衝突が地球型惑星領域で起こったとすると鉄物質は塑性を示すことになる。そこで鉄質天体の進化を理解するため、常温での鉄物質の衝突破壊強度を調べる実験を行った。

実験方法

実験は大きく分けて二つの速度領域で行った。高速度実験(1.41~3.48km/s)では、直径、高さ数 mm の Mundrabilla, Campo del cielo 鉄隕石や鋼の円盤を、蛇紋岩や橄欖岩の立方体に衝突させた。低速度実験(0.45~1.40km/s)では主に直径 15mm、高さ 15.0、10.0、5.0mm の鋼円柱に同サイズの銅円柱を衝突させた。

結果

衝突後の形状は衝突面側が広がるように変形し、放射状に破壊され等サイズの破片が多く作られるなど、塑性のためだと思われる特徴が見られ、岩石とは違った破壊を示した。衝突破壊強度 Q^* を見積もるために、低速度領域での最大破片質量割合と単位質量あたりの受ける弾丸の運動エネルギーの関係を調べた。今回の研究で得られた Q^* は過去研究の冷却された鉄隕石 $Q^* = 7 \times 10^8$ (erg/g) の二倍程度となり、冷却された鉄隕石よりも壊れにくいといえる。また過去研究や岩石のものとは比べ急な勾配が得られ、放射状に破壊された塑性を示す割れ方に関係があると考えられる。

次に最大破片質量割合と衝突圧力の関係を調べると、低速度実験と高速度実験では破壊に必要な圧力が大きく異なる結果が得られた。これには衝突物質の違いや衝撃持続時間の差、また高速度衝突でのサボが及ぼす影響が考えられ、最大破片質量割合を左右する原因のさらなる特定が必要であることがわかった。

イトカワの岩塊表面に見られる高輝度スポット：形成過程と岩塊の年代

竹内洋人¹、宮本英昭¹、丸山智志¹、奥元良²

1 東京大学総合研究博物館、2 三菱総合研究所（東京大学理学系研究科修了）

探査機ハヤブサによって取得された高解像度画像（ $\sim 22\text{mm}/\text{pixel}$ ）に写る岩塊の表面を詳しく観察すると、周囲と比較して特徴的に高い輝度を持った点、または傷のような形状の箇所が点在していることに気付く。本研究ではこの高輝度な点または傷を高輝度スポットと呼ぶことにした。

まず、はやぶさが取得した高解像度画像で高輝度スポットが確認できる解像度 $22\text{mm}/\text{pixel}$ 以下の 8 枚の画像 (ST_2539444467, ST_2539451609, ST_2539437177, ST_2539429953, ST_2539423137, ST_2563511720, ST_2563537820, ST_2563607030) を用いて高輝度スポットの分布を調べ、画像処理ソフトを用いてマッピングを行い、楕円近似長軸長、輝度、面積、周長などの情報を取得してデータベースを作成した。解析に用いたこれらの近接画像は、はやぶさが着陸時に撮像したものであるため、コマバクレーター付近に限られている。

高輝度スポットの楕円近似長軸の長さを用いて累積サイズ頻度分布を各画像について調べると、それらが示す傾きはおよそ -3 から -2 の範囲内に収まることが分かった。クレーターの累積サイズ頻度分布が示す傾きは -3 ± 1 であることが知られており、高輝度スポットのサイズ頻度分布はクレーターのサイズ頻度分布とよく似た傾向を示している。さらに、Appolo17によって回収された月の岩石資料から得られたマイクロクレーターの累積サイズ頻度分布が示す傾きは約 -3 から -2 であり (Schneider and Horz., 1974)、こちらも高輝度スポットとほぼ同様の値である。高輝度スポットの中にはその楕円近似長軸の長さが 10cm を超えるものもいくつか確認されており、その大きさからコンドリュールなどの結晶が岩塊表面に露出して明るく見えているということは考えにくい。これらの結果から、宇宙風化作用によって輝度の低くなった岩塊表面に微小隕石や流星塵が衝突し、岩塊内部の新鮮な部分が露出して形成されたマイクロクレーターが高輝度スポットとして見えているという可能性が高いと考えられる。また、地球近傍の長期宇宙環境暴露試験施設 (LDEF) から得られたデータ (Miao and Stark., 2001) によると、高輝度スポットの形成要因となり得る大きさの微小隕石や流星塵の流量は $10^{-12}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ である。各岩塊において高輝度スポットの数密度を求めたところ、 1 個/ $\text{m}^2 \sim 50$ 個/ m^2 であり、LDEF に対する微小隕石や流星塵の流量をもとにして得られた年代は約 3 万年 ~ 200 万年であった。

S型小惑星にみられる岩塊の統計的解析：岩塊は衝突起源なのか？

○丸山智志¹ 宮本英昭¹ 奥元良² 竹内洋人¹

¹東京大学総合研究博物館 ²三菱総合研究所（東京大学理学系研究科 修了）

近年の探査機によって得られたS型小惑星表層の可視光画像中には多数の岩塊が確認できる。小惑星エロスの岩塊の総量は、クレーター形成の際の基盤岩の破碎で生成されたと説明できるが、イトカワの場合は同様の方法では説明しきれていない。しかし、こうした見積もりや比較には主に全球的に取得されている中・低解像度画像が用いられており、1ピクセルあたり数cm以下の解像度をもつ高解像度画像は使われていない。本研究では、はやぶサ、ニア・シューメーカー探査機の取得したこれら高解像度画像中の岩塊の分布の示す特徴に注目し、画像中の岩塊をすべてマッピングし、データベースを作成した。

得られた累積サイズ頻度分布の特徴を小惑星ごとにまとめると、エロスに関しては傾きが1)画像によらずに共通して-2という値を示し、2)各画像中の解像度限界に対してほぼ一定の割合のサイズ付近で横ばいになる。前者はインパクトイベントで生成される破片のサイズ分布に一致し、後者はマッピングの際のバイアスで説明出来るため、衝突起源説と調和的である。一方、イトカワの場合は傾きが1)画像毎にばらつき(-3.0±0.6)があり、2)傾きの変化も一定の規則によらず小さいサイズ何段階かに分けて変化する。これらの特徴はやはりエロスと同様の衝突起源説では説明出来ない。

しかし、エロス表面では岩塊はまばらにしか存在しないのに対して、イトカワ表面は岩塊で飽和している。つまり、イトカワ上の岩塊は互いに重なっている可能性がある。さらに、イトカワ上のレゴリスは小天体の衝突に励起される全球的な振動で分級しており、小さな岩塊は大きな岩塊の上には乗っていないという特徴があるので、サイズ頻度分布の傾きの変化は小さな岩塊が隠されることによって起きていると考えられる。この効果を確認するため、1)累積サイズ頻度分布の個数の規格化の際に大きな岩塊の占める面積を除く、2)単一のベキ指数を示す岩塊群を小さなものから順に降り積もらせて上から見えるもののみを数える、という2種類の検証を行った。これら2手法はどちらも縦方向への分級を支持する結果を示すため、イトカワ表層の岩塊は縦方向に顕著に分級していることが分かった。イトカワの高い空隙率も、小さな岩塊の潜る余地があるという点で重要である。エロスはサイズが大きく、効果的に振動が励起されずに分級が進行しなかったことと、空隙率が低いために同様の特徴は現れなかったと考えられる。

また、傾きが衝突実験で生じる破片のサイズ頻度分布に比べて大きい原因としては、イトカワ表面で岩塊が飽和するために、小天体の衝突によって大きいものが破壊され徐々に傾きが変化した効果が考えられる。O'Brien et al. (2003) で用いられた手法に、岩塊の一部が宇宙空間に失われる効果を加えて計算した結果もこの予想を支持する。なお、エロスではレゴリスへの衝突確率が卓越するために岩塊への衝突回数はイトカワに比べて少なく、この効果は顕著には現れない。

以上の検証より、小惑星エロスとイトカワの表層を覆う岩塊は、一見異なる分布の特徴を示すものの小天体の衝突という効果を考慮することによって統一的に説明でき、両者はともに衝突起源説と調和的である。

粒子層への貫入則についての実験的試み

神戸大学大学院理学研究科 中村昭子

1. 研究の背景

我々は、ラブルパイル天体への衝突過程を模擬するために、ガラスビーズ層への弾丸撃ち込み実験を行っている（瀬藤真人他，本研究会）。弾丸の速度データから、弾丸が流体抵抗（弾丸速度2乗に比例する抵抗）以外の抵抗力を受けていることがわかった。これについて調べるために、ガラスビーズ層への円柱の貫入抵抗の測定を行い、予備的な結果を得た。

2. 実験

圧縮試験機を用いて、SUS円柱を等速度でガラスビーズ層へ深さ10mmまで押し込み、変位と力を測定した。円柱は直径5~15mmの3種類を用い、ガラスビーズとしては、直径約50 μ mのものと、直径約40 μ mの中空のものを用いた。ガラスビーズ層は、内径59mmの容器に高さ20mmとしたものと、内径94mmの容器に高さ37mmとしたものを用意した。それぞれのバルク密度は、 $\sim 1500\text{kg/m}^3$ 、 $\sim 250\text{kg/m}^3$ である。円柱の貫入速度は0.01~10mm/sの間で変化させた。

3. 結果

貫入深さとともに、ほぼ線形で抵抗圧力が増したが、深さ10mmの位置で放置すると、抵抗圧力が徐々に減少するのが観察された。今回の実験条件の範囲内では、抵抗圧力は、層の大きさの違いや貫入速度の違いには依存しなかった。また、円柱の直径に対しても、圧力は顕著には寄らなかった。中空ガラスビーズ層から受ける貫入抵抗圧力は、ガラスビーズ層からのものの約3.7倍であり、層の密度とともに線形に増加するわけではないことが示された。

4. まとめ

50 μ mのガラスビーズ層への貫入抵抗圧力は、今回の条件の範囲では、貫入円柱半径や速度にはよらず、静水圧抵抗の約60倍であった。今後、粒子サイズ、粒子表面粗さを変えてどの程度変化するか調べる。

高速度衝突閃光の発光効率 II

○石樽 勇介¹, 柳澤 正久¹, 田中 慎一郎¹, 青井 宏樹¹, 長谷川 直²

¹電気通信大学, ²ISAS/JAXA

しし座流星体による月面衝突閃光では、流星体の運動エネルギーの約 0.2%が可視光エネルギーとして放出されたと見積もられている(発光効率)。この値は室内実験で得られた発光効率よりも一桁以上大きい。この違いの原因の一つとして、月面閃光(数十 km/s)と室内実験(数 km/s)の衝突速度の差が考えられる。

ところで流星体は彗星を起源としている。彗星は時々分裂することがあり、強度の極めて低い多孔質物質できていると考えられている。空隙率の違いが月面閃光と室内実験の発光効率の違いの原因となっている可能性も高い。ところが、これまでにターゲットに多孔質物質を使った実験はあるが、飛翔体に多孔質物質を使った実験はない。加速時に破壊されてしまうからである。

我々は、加速に耐えられない多孔質物質を微小なターゲットとして設置し、そこにターゲットより十分大きな飛翔体を加速し、衝突させる。このような実験は、大きな物体に対して多孔質な物質を衝突させる実験と等価になる。微小ターゲットとして空隙率の高いものと、緻密なものを用いて実験を行い、発光効率の比較をおこなう。

実験装置は ISAS/JAXA の二段式軽ガス銃を使用した。チャンバー内の気圧(真空度)は 8Pa 程度である。緻密な微小ターゲットは底面の直径約 1mm、高さ 1mm の円柱(約 1mg、ナイロン 66)、多孔質ターゲットは底面の直径約 1mm、高さ 1mm の円柱(約 0.3mg、空隙率 50%、ナイロン 66)である。飛翔体にはサイズφ7mm 球(ナイロン 66)を使用した。飛翔体の速度はすべて約 6km/s にした。フォトダイオード(浜松ホトニクス、S3071、受光面φ5mm)の先に集光レンズを接続し、アンプ(浜松ホトニクス、負荷抵抗 1kΩ)で光電流を電圧に変換し、衝突閃光を測定した。フォトダイオードには波長感度特性があるが、衝突閃光のスペクトルが不明なため、波長感度は一定(0.4A/W)と仮定した。

実験の結果、緻密なターゲットを使用したときの発光効率は $10^{-6} \sim 10^{-8}$ の間に収まった。また、多孔質なターゲットを使用したときの発光効率は $10^{-6} \sim 10^{-7}$ の間に収まった。発光効率に 2 桁ほど幅があるのは、衝突角が安定しないためだと考えられる。空隙率の異なったターゲットの発光効率を比較すると、ターゲットが多孔質の場合、可視光の発光効率が 10 倍程度高くなる可能性が高いといえる。しかし実験回数が少ないため、断言はできない。

過去のナイロン同士の衝突の例($10^{-5} \sim 10^{-4}$)(Kadono and Fujiwara 1996)と比較すると二桁ほど変換効率が小さい。違いができる要因として次の二つが考えられる。一つ目は測定方法の違いである。先行研究では、衝突閃光を黒体放射と仮定して三点の波長帯で測定を行い、黒体放射温度を決めることにより黒体放射の光エネルギーを求めている。しかし、ナイロン同士の衝突で生じる閃光が黒体放射のみであるとは限らないので間違った値を示している可能性がある。二つ目にフォトダイオードに波長による感度特性が、全波長帯で 100%でないことが原因となっている可能性が考えられる。つまり、我々の実験では、全可視光域で測定していないことが違いの原因かもしれない。

衝突閃光のスペクトル

田中 慎一郎¹, 石樽 勇介¹, 青井 宏樹¹, 柳澤 正久¹, 長谷川 直²

¹ 電気通信大学, ²ISAS/JAXA

概要

概要高速衝突現象において、衝突の運動エネルギーが可視光のエネルギーへ変換されるメカニズムを調べるため、ISAS/JAXA の 2 段式軽ガス銃を用いて高速度衝突実験を行った。ナイロン 66 の飛翔体をさまざまなターゲットに衝突させて、衝突時に生じる閃光の分光を試みた。いずれの実験においても、黒体放射由来の連続スペクトルは観測されず、飛翔体由来の分子スペクトルのみが観測された。

目的

月面に流星体が衝突する際、地球上から衝突閃光が観測される。この「月面衝突閃光」の観測から衝突した流星体について知るためには、衝突の運動エネルギーから可視光のエネルギーへと変換されるメカニズムを解明しておくことが重要となる。我々は衝突閃光の再現実験を行い、その閃光のスペクトルを観測することで、どのようなメカニズムで可視光が放射されるのかについての研究を行っている。

実験方法と結果

衝突実験は JAXA 相模原キャンパスの 2 段式軽ガス銃を用いて行った。ナイロン 66 の飛翔体 ($\phi 7\text{mm}$ 球形) を、様々な材質のターゲットに約 6km/s で衝突させ、その際の衝突閃光の分光を試みた。真空チャンバーのアクリル窓付近にコリメーターレンズを設置し、光ファイバーで分光器と接続している。合わせて高速度カメラ (32kfps) と市販のビデオカメラ (30fps) で衝突の様子を撮影した。

ターゲットの材質にはナイロン (飛翔体と同じ材質)、アルミ合金 (5056, 1050)、軟鉄、無酸素銅を用いた。実験装置内は 10Pa 以下として実験を行った。

ナイロンのターゲットへの衝突時の閃光は光量が少なく分光器ではスペクトルを得ることはできなかったが、高速度カメラとビデオカメラの画像から青白い発光を確認できた。金属製ターゲットへの衝突では分光データを得られた。衝突閃光のスペクトルを図 1 に示す。 C_2 分子のスペクトル (Swan band) が確認されたが、金属原子のスペクトルは確認されなかった。

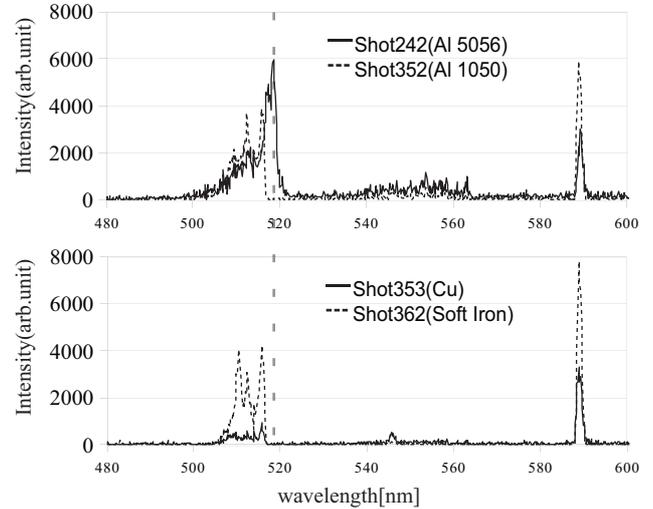


図 1: ナイロン 66 の $7\text{mm}\phi$ 球を金属に 6km/s で衝突させたときのスペクトル (分光感度特性の補正済み)。縦軸の単位は任意。590nm 付近のスパイク状のスペクトルは人が触れたことによる Na の混入が原因と考えられる。

考察

月面衝突閃光は主に可視光から近赤外にかけての発光だと考えられているが、ナイロン同士の衝突やナイロン球の金属への衝突で生じる閃光は C_2 が主な発光源である可能性が高いと考えられる。

参考文献

- [1] Yanagisawa M., The first confirmed Perseid lunar impact flash, *Icarus*, 182 (Issue 2) pp. 489-495 (2006).
- [2] 杉田精司, 衝突閃光の高速分光学, 遊星人:日本惑星科学会誌, 8(2), pp. 77-88 (1999).
- [3] 田中慎一郎 ほか, 水素とヘリウムを使った場合の二段式軽ガス銃発射時の閃光の違い, スペースプラズマ研究会, ISAS/JAXA, pp. 92-95 (2009)
- [4] Kadono, Fujiwara, Observation of expanding vapor cloud generated by hypervelocity impact, *Journal of Geophysical Research*, 101, pp. 26097-26109 (1996).

高速度カメラによる衝突閃光の測光

青井 宏樹¹、石樽勇介¹、田中慎一郎¹、柳澤正久¹、長谷川直²

¹電気通信大学、²ISAS/JAXA

1. はじめに

流星体が月面に衝突する際、閃光が生じることが知られている。これは運動エネルギーの一部が光エネルギーに変わっているということである。しし座流星体による月面衝突閃光における流星体の運動エネルギーから可視光エネルギーの変換効率は約 0.2 % と見積もられている。これは室内実験で得られる値よりも一桁以上も大きい。この差は月面閃光 (数十 km/s) と室内実験 (数 km/s) における衝突速度の違いから生じるものと考えられる。また、流星体は多孔質であることもその原因の一つではないかと考えられている [1]。月面での衝突現象を地球上において模擬するのは困難である。室内実験では飛翔体を微小なターゲットに対して十分大きく、強い加速に耐えうるものを用いて実験を行い、発光効率を求める。

2. 実験方法

実験は JAXA の二段式軽ガス銃を用いて行った。飛翔体には直径 7[mm] のナイロン 66 を用い、衝突速度は約 6[km/s] とした。チャンパー窓の外に高速度カメラを設置し、衝突閃光を撮像し、得られた画像から測光を行った。今回、ターゲットには多孔質ナイロン (空隙率 50 %) と緻密ナイロンの 2 パタン用いた。

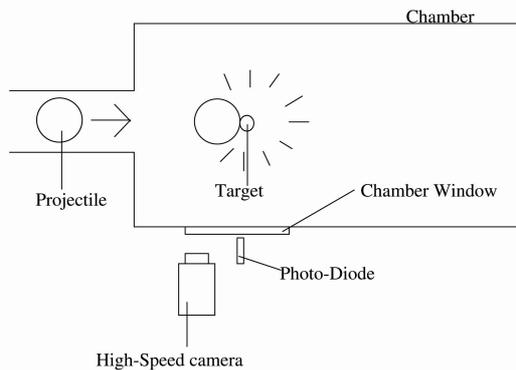


図 1: 実験図概要

3. 発光エネルギーの算出

高速度カメラのデータ (各イメージのカウント値) を衝突閃光と標準光源 (電球) で比較し、閃光エネルギーを求

表 1: 表 1. 算出された発光効率

shot #	Target 特徴	可視光エネルギー [J]	運動エネルギー [J]	発光効率
shot # 352	多孔質	1.70×10^{-4}	6.39	2.66×10^{-5}
shot # 353	多孔質	1.23×10^{-4}	6.29	1.96×10^{-5}
shot # 354	多孔質	3.76×10^{-5}	6.15	6.11×10^{-6}
shot # 359	緻密	1.50×10^{-6}	12.08	1.24×10^{-7}
shot # 362	緻密	2.46×10^{-6}	11.99	2.05×10^{-7}

める。衝突位置と同じ位置に電球を置き、高速度カメラの設定をショット時と同じにし、撮影を行った。電球でのカウント値 n 、電球の光出力を W とする。電球の光出力は LASER POWER METER(LP1, Sanwa) で測定した。LP1 の受光面積を S とする。衝突閃光カウント値を k 、時間幅 Δt 、高速度カメラまでの距離を r 、透過率補正を x とすると、全光エネルギー $E_{\text{光}}$ は、

$$E_{\text{光}} = \sum (W \times \frac{k}{n} \times \frac{4\pi r^2}{S}) \times \Delta t \times x$$

として表すことができる。得られた可視光エネルギー $E_{\text{光}}$ と、運動エネルギー E_k から発光効率 ($\frac{E_{\text{光}}}{E_k}$) から発光効率を求めた。各ショットの発光効率を表 1 に示す。

4. 結果と考察

高速度カメラにより求めた可視光エネルギーはフォトダイオードから求めたものよりも一桁程度大きかった。原因として、高速度カメラの方が広視野であったことが考えられる。今回の実験ではフォトダイオードはターゲット周辺に絞っていた [2]。発光効率について、空隙率 50[%] ターゲットの場合の方が緻密ターゲットの場合よりも一桁程度高くなっている。これは表面積の大きさが関係しているのかもしれない。また、空隙率が高ければ、それだけ衝突の際に内部に光をため込む可能性があるのかもしれない。

参考文献

- [1]. 柳澤正久, 池上裕美, スペースプラズマ研究会 (JAXA 宇宙科学研究会), pp. 68-71, 2007
- [2]. 石樽勇介, 日本惑星科学会, 秋季講演会予稿集, pp. 308, 2009

脱水・気化する衝突におけるエジェクタ観察

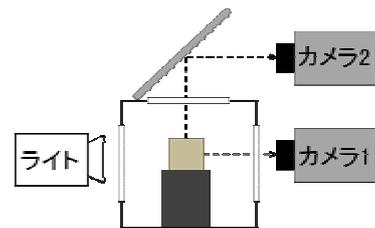
高部 彩奈*1 中村 昭子*1 瀬藤 真人*1 桂 武邦*1 長谷川 直*2

*1 神戸大学大学院理学研究科 *2 宇宙科学研究本部

含水鉱物や氷を含む天体は他の天体と高速度で衝突すると脱水する。また、無水の天体であっても高速度で衝突することにより天体自身が気化することもある。このような場合、衝突により生じた水蒸気や気体が固体エジェクタを加速させる可能性があるのではないかと考えた。そこで、脱水や気化によるエジェクタ加速の有無について調べることにした。

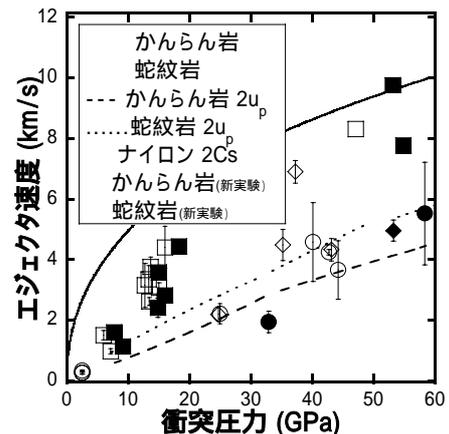
衝突実験は、宇宙科学研究本部の二段式軽ガス銃を用いて行った。ターゲットは一辺 2.5 ~ 8.0cm の立方体の蛇紋岩とかんらん岩を用いた。含水鉱物から構成される蛇紋岩と無水鉱物から構成されるかんらん岩のエジェクタ速度を比較し、脱水によるエジェクタ加速の有無を調べた。プロジェクティルは二種類用いた。一つ目は、直径 7mm、高さ 7mm の円柱のポリカーボネートの先端に直径 4mm、高さ 1mm または直径 2.5mm、高さ 2.5mm の円柱型の鉄または鉄隕石を付けた物を使用した。二つ目は、直径 7mm のナイロン球を用いた。鉄・鉄隕石が気化せず、ナイロンが気化する状態で衝突実験を行い、エジェクタ速度を比較して気化によるエジェクタの加速の有無を調べた。

エジェクタ速度を求めるために、高速度カメラで衝突現象を撮影した。カメラは右図のように二台用いた。高速度カメラの条件はカメラ 1 はコマ間隔 4、8 μ s、露光時間 2 μ s。カメラ 2 はコマ間隔 4 μ s、露光時間 0.5、1 μ s である。



銃身から見た高速カメラの位置関係

右グラフは衝突圧力とエジェクタ速度の関係を表している。理論的に固体エジェクタ速度は最大 $2u_p$ (粒子速度) であると考えられる。このことよりエジェクタ速度が $2u_p$ であればエジェクタは加速したと考えられる。右グラフから鉄・鉄隕石をプロジェクティルに用いた衝突のエジェクタ速度は蛇紋岩・かんらん岩とともにほぼ $2u_p$ に等しいので、脱水による加速は確認されなかった。一方、ナイロンをプロジェクティルに使用した衝突のエジェクタ速度は $2u_p$ 以上である。また先行研究 (Kadono et al 1996) より完全気化したナイロンの膨張速度は $2C_s$ (等温音速) にほぼ等しいことが知られており、エジェクタ速度は $2C_s$ 以下になっていることより気化による加速は確認されたと考えられる。



衝突圧力とエジェクタ速度の関係
使用したプロジェクティル
鉄・鉄隕石
ナイロン

粒子層への渦輪の衝突

鈴木絢子 (惑星科学研究センター, ayako@phoenix.kobe-u.ac.jp),

熊谷一郎, 永田裕作, 栗田敬

衝突クレーターは、固体表面を持つ天体に普遍的に見られる表面地形であるが、地下や地表の情報も豊富に含んでいる。中でも火星クレーターは、月などの他の天体では観測されていない形状のエジェクタを持つことが知られている。その特徴的な地形から、エジェクタは何らかの要因で流動化を起こし、地面を這う重力流として堆積してできたと考えられている。流動化の発生機構は明らかになっていないものの、流動化を引き起こす要因として地表下にある揮発性物質（水や二酸化炭素）と大気の2つが有力視されている。このため、火星クレーターのエジェクタの形成過程を明らかにすることは、クレーターが形成された当時の火星の地表・大気環境を類推する手がかりとなる。

我々は、火星で多く観察される DLE (Double Layered Ejecta) の形成過程を明らかにするため、流体の渦輪と粒子層の相互作用でできる地形を調べた。

水槽(40cm×40cm×40cm)の底に敷き詰めた粒子（表1）と、水の渦輪の相互作用を観察する室内実験を行った。底部にオリフィスを持つシリンダーを一定速度で上昇させて渦輪を発生させ、粒子層との相互作用の様子やできた堆積物の形状をデジタルビデオカメラや高速ビデオカメラによって撮影して解析した。また、レーザー変位計とリニアアクチュエータを用いて、粒子層表面の高さを面的に測定する2次元スキャンシステムを開発した。この2次元スキャンシステムにより渦輪が粒子層を侵食した体積を定量的に測定することができた。

渦輪のレイノルズ数とはぎ取られた粒子層の体積の関係を表すと、各粒子ごとに異なる傾向を示す（図1）。今後はこれをユニバーサルカーブとして理解したい。

表1：使用した粒子一覧

粒子の名前	粒径 [mm]	浸水時真密度 [g/cm ³]	水中バルク密度 [g/cm ³]
ナイロンビーズ	0.20 ± 0.05	1.06	0.47
もちぎび	1.97 ± 0.38	1.25	0.83
ポピーシード	1.02 ± 0.06	1.03	0.45

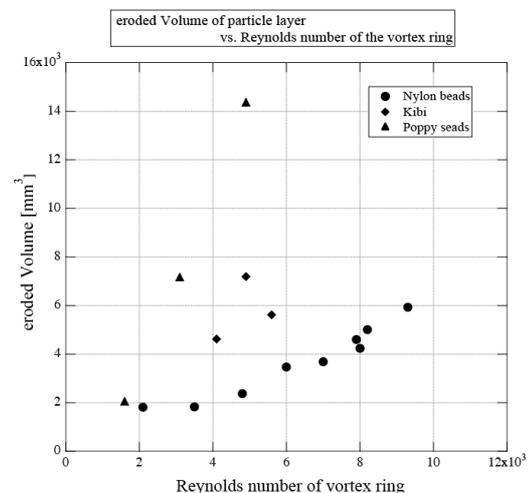


図1：渦輪のレイノルズ数とはぎ取られた粒子層体積の関係。