

同サイズ微惑星の衝突破壊における破片速度分布

○河本 泰成¹, 保井 みなみ², 寫生 有理³, 荒川 政彦¹

¹神戸大学大学院理学研究科, ²神戸大学自然科学系先端融合研究環, ³名古屋大学大学院環境学研究科

太陽系の惑星は多孔質の微惑星同士が衝突破壊、再集積を繰り返すことで原始惑星へと成長したと考えられている。林モデルによると、太陽系の成長過程において、ダストの重力不安定により太陽からの距離に応じて同質量の微惑星が多くできる。また、衝突速度は天体の脱出速度(数 m/s-数 10m/s)以上になり、正面衝突に限らず様々な角度での衝突が起きたと考えられる。本研究では、岩石微惑星と氷微惑星を模擬した試料を用いて、低速度での同サイズ球試料同士の正面衝突および斜め衝突実験を行った。そして、衝突破壊強度と破片の飛翔速度を測定し、同サイズ衝突における衝突破壊の特徴を明らかにすることを試みた。

実験は一段式軽ガス銃を用いて行った。試料は氷と空隙率 55% の石膏を用い、氷微惑星と岩石微惑星をそれぞれ模擬した。試料は全て直径 30mm の球であり、これを弾丸と標的に用いた。石膏試料を用いた実験は神戸大学で行い、氷試料を用いた実験は北海道大学・低温科学研究所の大型低温室(-10°C)で行った。衝突速度(v_i)は正面衝突では 12.5-90m/s と変化させた。一方、斜め衝突では 70(±5)m/s で一定とした。斜め衝突の衝突角度(θ)は 0-75°で、15°刻みとした。衝突の様子は高速度ビデオカメラを用いて毎秒 3000-8000 コマの速度で撮影した。

正面衝突を撮影した高速度カメラの画像から、氷球でカタストロフィック破壊が起こった場合、衝突直後に球全体が細かく破壊され、2つの氷球が合体して1つの球となる様子が観察された。その後潰れて薄い円盤となり、衝突方向と直角の方向に広がっていった。氷球が潰れる速度は衝突速度によらず約 10m/s であり、潰れた円盤が広がる最大速度は衝突速度程度であった。カタストロフィック破壊が起きない場合、ほとんどの破片の速度は重心速度程度となったが、衝突点付近からは衝突速度と同程度の細粒破片の放出が見られた。

石膏球の場合、衝突速度が 30m/s 以下では、破壊が起こらず衝突後に 1m/s 程度で跳ね返りが起こった。衝突速度が増加して 40m/s を超えると石膏球の片方のみが破壊され、壊れなかった球の速度は重心速度程度となった。さらに衝突速度が増加し、60m/s を超えると、両球が破壊された。衝突直後に衝突点付近が圧縮され、引き続き衝突方向に亀裂が生じて、数個の破片ができた。破片は、衝突方向と直角に飛び出し、その速度は 10m/s 程度であった。

衝突破壊強度 Q^* は、正面衝突の場合、氷では Arakawa et al.(1995b) と Arakawa(1999) から、弾丸・標的質量比 0.003-0.13 で $Q^*=89\text{J/kg}$ が、石膏では Yasui and Arakawa(2011) より、弾丸・標的質量比 0.027-0.56 で $Q^*=446\text{J/kg}$ が得られている。今回の実験の結果、同サイズ球の衝突でも氷・石膏共にこれらの先行研究と同じような衝突破壊強度を示した。斜め衝突の場合、氷・石膏共に衝突角度に比例して規格化最大破片も大きくなり、氷の場合 $m/M=0.044(\cos\theta)^{-1.4}$ 、石膏の場合 $m/M=0.44(\cos\theta)^{-0.62}$ が実験結果から得られた。また、石膏標的破片に移行した運動エネルギー割合の下限値は、破壊が起こると v_i によらず 1-2% となり、斜め衝突では θ の増加とともに増加した。

この様に <100m/s の衝突速度では石膏より氷の方が破壊されやすく、それらの破片が衝突方向に直角に広がる速度も氷の方が数倍から 10 倍速いことがわかった。

天体スケールにおける衝突破壊モデルの再検討

○藤田智明¹, 玄田英典¹, 小林浩², 田中秀和³, 阿部豊¹

1. 東京大学, 2. 名古屋大学, 3. 北海道大学

はじめに

惑星形成過程において、微惑星同士または微惑星と原始惑星の衝突はかなり頻繁に起こる。そして、その様な衝突を繰り返しながら天体は成長し現在の惑星系を形成するとされているが、最近の研究(例えば、Kobayashi and Tanaka 2009)によると、天体衝突によってばら撒かれる小破片の量やサイズ等により、形成される惑星のサイズの上限が変わることが示唆されている。すなわち、衝突によって天体がどの程度破壊もしくは削られるのかを詳細に調べることは、より正確な惑星形成論を構築する上で重要な課題となっている。これまでに、衝突前の質量の半分が飛び散ってしまう様な破壊的な衝突を引き起こす衝突エネルギー値 Q_D^* は、様々な条件で調べられており(例えば、Benz and Asphaug 1999)、惑星形成を論じる際にはそのエネルギー値以上の衝突のみが重要視されてきた。しかし、解像度の悪さや解析手法の不明確さから、 Q_D^* の値の正確さには疑問が残る。また実際に惑星形成を考える上では、破壊ほどエネルギーが大きくないような小規模な衝突も重要な影響を及ぼすことがわかっている (Kobayashi and Tanaka 2009)。先行研究では、破片総質量が衝突エネルギーに対して線形に変化することを仮定しているのだが、そのようなエネルギー範囲での衝突については、実際には詳しく調べられていない。

研究目的・手法

そこで本研究では、物質強度が無視できるような天体スケールにおける様々な衝突エネルギーで衝突の流体シミュレーションを SPH 法を用いて行い、 Q_D^* の値の再確認、並びに衝突エネルギーに対する破片総質量の系統的調査を行った。具体的には、直径 100km サイズの天体に対して様々な質量の天体を衝突速度一定で衝突させ、それぞれ飛び散る破片の総質量を求めた。この際、結果の解像度依存性を調べた上で、十分と認められる解像度をもって検証した。また、先行研究では不明確であった破片総質量の解析に関しては、客観的評価が可能となる独自の解析手法を確率し、それを用いて解析を行った。

結果

まず Q_D^* の値を再評価した結果だが、先行研究(Benz and Asphaug 1999)の結果よりも 1 桁近く小さくなることがわかった。センスとしては、衝突破壊の際天体はこれまで考えられてきたよりも破壊されやすい結果となった、と言える。

また、衝突エネルギー値が Q_D^* より小さい様な小規模衝突領域では、破片総質量は衝突エネルギーに対して線形とはならず、水平面に対する衝突から考えられる予想に反する結果となった。これは、ターゲット天体の曲率が影響しているためと結論付けることができた。一方、衝突エネルギーが十分小さい様な領域では、曲率の効果は小さく、水平面衝突で近似できることが考えられる。従って小規模衝突の破壊モデルは、水平面衝突と曲率の効果で評価できることがわかった。

惑星形成における衝突破壊の重要性

名古屋大学理学研究科 小林 浩

固体微粒子と気体からなる原始惑星系円盤のなかで惑星系形成は起こる。まず、固体微粒子が集まり、キロメートルかそれ以上の大きさの微惑星が形成される。この微惑星は十分に大きいため重力によって引き合い、衝突・合体をくり返して成長する。この結果、原始惑星が形成され、幾度かの原始惑星同士の衝突も経験し、地球型惑星が形成される。また、原始惑星が10倍の地球質量程度よりも大きくなると、原始惑星系円盤中のガスを大量に降着し木星や土星のようなガスが主成分となるガス惑星を形成する。

惑星形成において衝突・破壊は非常に重要であるが、定量的に議論されてこなかった。衝突・破壊の効果を定量的に評価し、破壊の結果の様々な物理量のうちどれが惑星形成に重要であるかを明らかにすることが求められている。その結果、一回の衝突により放出される破片の総質量が非常に重要で、その破片の最大質量や質量分布はほとんど重要でないことがわかった。また、過去の研究で無視されてきたほとんど破片が放出されないような弱い衝突が衝突・破壊を決める重要な機構であることも明らかにした。これらの重要な点を押さえ、衝突・破壊を考慮した原始惑星の形成、成長のシミュレーションを行ったところ、原始惑星の最終質量はやはり大きくなれず10倍の地球質量のような大きな原始惑星をつくることは難しい。しかし、観測されている上限程度の重い原始惑星系円盤の中で、比較的大きい100km程度の微惑星からならこのように大きな原始惑星がつかれることを示した。このような大きな微惑星は小惑星帯の天体のサイズ分布から予測される微惑星の大きさとよく合っている。木星形成はこのような環境で行われたのだろう。一方で、土星の固体核は木星に比べて大きいため、土星の形成は非常に速く行われなくてはならないという制約がある。木星ができて原始太陽系星雲にギャップがあく。その結果、ギャップに近い円盤の端では圧力極大ができる。そこでは破片とガスの公転速度が一緒になり、ガス抵抗をほとんど受けなため、破片は落下しない。その結果、原始惑星は破片を集積し、数百万年という短時間で土星の惑星核のような大きな天体が形成される。

このように衝突・破壊は惑星形成過程で大きな役割をはたす。このほかにも地球型惑星形成や小惑星帯や太陽系外縁天体やデブリ円盤形成でも重要である。これらを包括的に理解するには、衝突・破壊を考慮した惑星形成理論の構築が不可欠であり、それを達成するために必要な物理量を示すのが本研究の目的である。

多数の衝突が繰り返されて天体の分布などが決まっているが、このような衝突破壊の系を決めるのに最も必要な物理量は1回の衝突の起こったときに放出される破片の総量であり、そのエネルギー依存性である。このことを本発表によって示す。

小惑星イトカワ上の Black Boulder の特徴とその成因

Color and composition of black boulder on the asteroid (25143) Itokawa

Naru Hirata, Masateru Ishiguro, Takahiro Hiroi, Ryosuke Nakamura, Sho Sasaki, David J. Tholen, Tomoki Nakamura, Takaaki Noguchi, Jun Saito

小惑星イトカワ上に発見された特異なボルダー、通称 Black Boulder について形状、スペクトルの解析を行い、その成因を議論する。Black Boulder は 6 x 6 x 6 m の角錐台形のボルダーで、イトカワの頭部領域に位置する。アルベドはイトカワ平均に対して 60% しかない。このサイズのボルダーでこれに匹敵するほど暗いものは他に存在しない。アルベドの大きな違いにもかかわらず、反射スペクトルはイトカワ平均とよく似ており、可視域ではほぼ完全に同一である。一方、1 μm 帯の吸収は非常に弱いか、ほとんど存在しない。

Black Boulder の特徴を説明可能な成因について検討を加えた。第一の仮説は、このボルダーのみが特に強い宇宙風化作用を受けたという考え方である。スペクトルの特徴は宇宙風化で説明可能である。しかし、宇宙風化作用は基本的には小惑星表面全体に均質に作用するものであり、ただ一つのボルダーだけ強い宇宙風化を受けるような状況は考えにくい。

第二の仮説は、このボルダーが他の小惑星からイトカワに飛来した異地性の存在であるという考え方である。例えば炭素質コンドライト隕石は、イトカワの構成物質である普通コンドライト隕石よりも低いアルベドを持つ。また、いくつかの炭素質コンドライト隕石は、可視域で Black Boulder に近いスペクトルを持っている。しかし、ボルダーが破壊されずに小惑星表面に到着できるような速度でもたらされるということは極めて稀な現象と考えざるを得ない。

第三の仮説は、このボルダーがイトカワの母天体上で何らかの地質作用によって生成されたという考え方である。黒色普通コンドライト隕石は、普通コンドライト隕石が衝撃を受けて暗化することで生成されると考えられている。衝撃暗化の前後でのスペクトルとアルベドの変化は、イトカワ本体の構成物質と Black Boulder の差異と対応付けられる。また、角礫岩化した普通コンドライト隕石も、衝撃暗化と同様のスペクトルとアルベドの変化を示す。これらの隕石が Black Boulder のアナログ物質である可能性がある。

衝撃暗化で Black Boulder が生成したと仮定した場合の衝撃暗化を引き起こ

した衝突現象の規模を見積もってみた。その結果、最低でも直径 2.7 km のクレーターが生成するような衝突でないと、Black Boulder のサイズが説明できないことがわかった。これは、小惑星自体が直径 8 km 以上あったことを意味する。この見積もり結果はイトカワサンプルの物質科学的な研究から見積もられている、イトカワ母天体サイズと矛盾しない。

小惑星表面における岩塊の安定姿勢についての研究

青木隆修¹ 中村昭子¹

¹神戸大学大学院理学研究科

探査機「はやぶさ」や「ニア・シューメーカー」により取得された小惑星イトカワやエロスの画像には、小惑星表面に存在する大小さまざまな岩塊や砂礫がとらえられている。岩塊の中には表面に一部貫入しているように見えるものもある。岩塊の貫入深さや堆積状態、岩塊の姿勢などは、小惑星表面の砂礫の粒径、形状と関係があると考えられる。そこで、本研究ではそれらの関係を求める模擬実験を行った。

まず十分大きな容器に小惑星表面の砂礫に見立てたガラスビーズとシリカサンドをそれぞれ満たし、高さ10cm、直径1cm、2cm、4cmの3種類のアルミ円柱をある深さまで埋め込んだ。円柱が倒れない程度に傾け、深さと角度を測定し安定な深さ・角度範囲を調べた。これとは別に、円柱の上面をゆっくり水平に一定速度で引っ張り、円柱が倒れるときの円柱と粒子表面の間の角度及び円柱が埋まっている深さを計測した。

粒子に埋める深さが大きいほど円柱が倒れにくいことがどの円柱でも明らかだった。さらに、シリカサンドの方が円柱は倒れにくいことがわかった。また、直径4cmの円柱は他の直径の円柱に比べて倒れる角度が埋まっている深さに影響されにくいこともわかった。

円柱の回転の中心はシリカサンドの方がガラスビーズより粒子表面に近い傾向があった。また、円柱に働く力のモーメントを調べると、粒子の重量のみでは円柱を支えきれないことがわかった。そのため、円柱には粒子の重量以外に円柱を支える力が働いていると思われる。その力を推定するために、シリカサンドとガラスビーズそれぞれの安息角を測定した。すると、安息角はシリカサンドの方が大きいことがわかった。粒子間に働く力が円柱を支える力になっていると考えられるので、この結果は推測と調和している。

脆性モルタル球の衝突破壊に関する実験的研究

道上達広（近畿大学工学部）

背景と目的

近年、探査機の直接観測によって、小惑星についての知識が飛躍的に増大している。探査機によって得られた重要な知見として、観測された多くの小惑星が空隙率の高い天体（多孔質天体）であることが分かった。例えば、小惑星イトカワの空隙率は40%にも及ぶ。地球の一般の岩石の空隙率が数%であると考えるといかに高い値か分かる。このように多孔質小惑星を模擬した室内衝突実験は、小惑星の衝突現象の解明のために重要である。

過去の小惑星を模擬した室内衝突破壊実験では、標的として non-porous な、つまり空隙率の小さな標的、玄武岩などに対する実験が主であった(Fujiwara et al.,1977)。これは、「小惑星の強度」＝「地上に落ちてくる隕石の強度（玄武岩程度の強度）」と考えられてきたからである。ところが、探査機の直接観測によって、小惑星は空隙率が高く強度も想定していたものよりも弱いことが分かってきた（地球上に落ちてくる隕石は、地球大気を通過できる比較的強度の強いものである）。

10数年前から空隙率の高い、つまり多孔質物質に対する実験がよく行われるようになった。多孔質物質としては、石膏やガラスビーズ焼結体、石膏ガラスビーズ混合

物や空隙率の大きな氷などがある。これらの実験結果から、同じ多孔質物質でも物質の特性によって破壊様式、つまり標的の壊れ方や破片速度が異なることが分かっている。

本研究では、多孔質物質として上記の物質以外に新たにモルタルを用いた室内衝突実験を行った。本研究の目的は、多孔質物質としてモルタルを用いた衝突破壊実験を行い、石膏などの他の多孔質物質の実験と比較検討を行うことである。

実験方法

小惑星模擬物質として平均粒径0.2mmの豊浦標準砂をセメントと水で固めたものを使用した。かさ密度 1550kg/m^3 、空隙率40%、圧縮強度 $3.2\pm 0.9\text{MPa}$ 、引張強度 0.8MPa 、音速 $2280\pm 60\text{m/s}$ である。

衝突実験は JAXA 宇宙科学研究所の2段階式軽ガス銃を用い、衝突速度 $2.5\text{-}6.8\text{km/s}$ でモルタル球（直径 $5.5, 7.5, 9.0\text{cm}$ の3種類）を完全破壊させた。弾丸には物性の良く分かっている直径 7mm のナイロン球（質量 0.213g ）を用い、衝突角度は標的面に対して垂直である。衝突の際の真空度は 0.40Torr 以下で、2台の高速度カメラ（共に 2000コマ/秒 以上）を互いに垂直な方向から撮影することによって、衝突破片速度を測定することが可能である。成功ショット数は直径 5.5cm の球で4ショット、直径 7.5cm の球で4ショット、直径 9.0cm の球で8ショットの合計16ショットである。

実験結果

本実験において、過去の衝突実験の結果

と比較するために、今回は（１）動的破壊強度（２）衝突反対点での破片速度（３）衝撃波減衰率の３つについて調べた。今回多孔質物質として比較したのは、空隙率 50%の氷、空隙率 50%の石膏である。なお、多孔質物質ではないが参考のために実験がよく行われていた玄武岩に対しても比較検討を行った。

（１）動的破壊強度

動的破壊強度は標的が破壊されときに、最大破片が 2分の1になる単位質量当たりのエネルギー密度 Q^* で表される。今回のモルタルでは約 450J/kg であった。過去の実験では、動的破壊強度が強いものから順に、空隙率 50%の石膏が約 2000J/kg、玄武岩が約 700J/kg、空隙率 50%の氷が約 50J/kg である。今回のモルタルは玄武岩に近い値をとった。

（２）衝突反対点での破片速度

過去の実験では同じ物質のとき、反対点破片速度はエネルギー密度の 0.7 乗から 0.8 乗に比例することが知られている。今回のモルタルも同じ傾きになった。また、今回のモルタルは反対点破片速度が石膏のデータと近い値をとることが分かった。

物質の違いによって、反対点破片速度はどのように変わるのであろうか。同じエネルギー密度 1000kg/J で比較すると、破片速度の大きな順に、空隙率 50%の氷が約 15m/s、玄武岩が約 6.0m/s、今回のモルタルが約 1.9m/s、空隙率 50%の石膏が約 1.5m/s であった。

（３）衝撃波減衰率

上記の反対点破片速度は、反対点に到達

する衝撃波圧力によって決まることが知られている。衝撃波圧力は、衝突点の距離と共に減衰する。その減衰率は、過去の実験から物質によって大きく異なり、氷が距離の -1.0 乗(Arakawa et al., 1995)、玄武岩が距離の -1.8 乗(Nakazawa et al., 2002)、50%の石膏が距離の -4.0 乗(Okamoto and Arakawa 2009)で減衰することが分かっている。つまり、衝撃波減衰率が大きいほど、反対点破片速度は遅くなる。

今回用いたモルタルの衝撃波減衰率を見積もるために、同じ材料を用いて、1cm から 6cm の厚みの異なる平板を作成し、衝突条件が同じで厚みだけ変えて反対点破片速度を測定した。その結果、反対点破片速度は平板の厚みの -3.0 乗に比例して遅くなっていることが分かり、この標的における衝撃波の減衰率は -3.0 乗であることがわかった。以上より、物質の違いによる反対点破片速度の違いは、衝撃波減衰率、つまり減衰率が大きいほど破片速度が遅くなること、今回の実験でも確認された。

まとめ

本研究では、多孔質物質であっても、物質の違いによって破壊様式が異なることが予想されるため、多孔質物質のモルタル球（空隙率 40%、圧縮強度 3.2 ± 0.9 MPa、引張強度 0.8MPa）に対して、衝突破壊実験を行った。その結果、動的破壊強度 Q^* は石膏よりも小さく、玄武岩に近い値をとった。衝突反対点における破片速度は、玄武岩よりも遅く、石膏よりもわずかに速い。これは衝撃波圧力の減衰率で説明することができる。

小惑星帯における衝突現象の観測的研究

石黒正晃（ソウル大学物理天文学科）

小惑星帯で起こっている衝突現場がはじめて観測されたのは、今から約2年前のことです。本稿では、我々の研究を中心に、衝突を確認した経緯についてご紹介させていただきます。

1. ダストを放出する小惑星

2005年11月26日、はやぶさ探査機が小惑星イトカワ表面にタッチダウンし、その表面から小惑星サンプルの採取に成功しました。同じ日に、ハワイ大学のヘンリー・シェとデーブ・ジュイットは、メインベルト小惑星(118401) LINEAR からダストが放出されているのを確認しました[1]。この観測をもとに、「メインベルト彗星」という新しい概念が生まれました。つまり、メインベルトにいる小惑星もまた、彗星のようにダストを放出するという新しい考え方です。これまでに、9つのメインベルト彗星が見つかっています（2012年12月現在）。

2. 小惑星からのダスト放出メカニズム

では一体どうして小惑星からダストが放出されるのでしょうか？その原因として、(1) 氷の昇華、(2) 衝突、(3) 静電浮遊、(4) 高速回転による破壊などが考えられます[2]。(1)の場合、チリの放出は近日点近くで毎週おこることが予想されます。(2)の場合、チリの放出は一時的です。(3)光電効果によって昼面が正に帯電することによってチリが浮遊すると考えられますが、この場合、脱出速度を超えて放出されるのは小さなチリだけです。(4)小さな小惑星の自転速度は、その表面からの熱輻射により加速もしくは減速することが知られていますが（YORP 効果）、自転速度が速くなり、遠心力で小惑星が壊れてしまう可能性があります。

3. 衝突の痕跡を探す

メインベルト彗星エルスト・ピサロと 238P/Read は、近日点通過前後で活動することが知られています。しかもこれらの天体は、2周回にわたりほぼ軌道上の同じ場所でチリの放出が起こっていることもわかりました。つまり、氷の昇華によってチリが放出していると考えられるのです[3][4]。このように、メインベルト彗星の多くは、現在も氷を保持していて、普通の彗星のように太陽フラックスの大きい近日点前後でダストを放出すると考えられるようになりました。

ところが、2009年に見つかったシーラ(Scheila)のチリ雲は、それ以外のメインベルト彗星とは異なる特徴を持っていて、研究者の注目を浴びました。この小惑星は、1906年に発見された、直径120キロメートルの比較的大きな小惑星です。シーラは、2010年12月上旬に突如増光を見せました。図1は、石垣島天文台で観測した増光時のシーラの画像です。小惑星の周囲に奇妙な形の尾が観測されました。その後、チリ雲はどんどん広がって、中口径の望遠鏡ではほとんど検出することができなくなりました。後に、すばる望遠鏡を用いて観測を実施し、細長く伸びた直線上構造を捕らえることができました。この構造から、2010年12月3日にチリが短時間のうちに放出されたことがわかりました。更に、チリの大きさはサブミクロンサイズから大きいもので100ミクロンサイズのものまで存在することがわかりました[5]。

では、シーラのチリ雲が発生したメカニズムについて考えてみましょう。まず、紫外線波長域の観測から、シーラ周辺にOHラジカルが検出されませんでした[6]。このことから、水氷の昇華によってチリ雲が発生したとは考えにくいこととなります。また、他のメインベルト彗星と異なり、シーラの脱出速度は55m/sもあるので、表面レゴリスが静電浮遊して惑星間空間に放出したとは考えることができません。更に、シーラは比較的ゆっくりと自転(周期15.85時間)していることから、遠心力でチリを放出したとも考えることができないのです。つまり、衝突によってチリが放出された最初のメインベルト彗星に認定されたのです[5][6][7]。

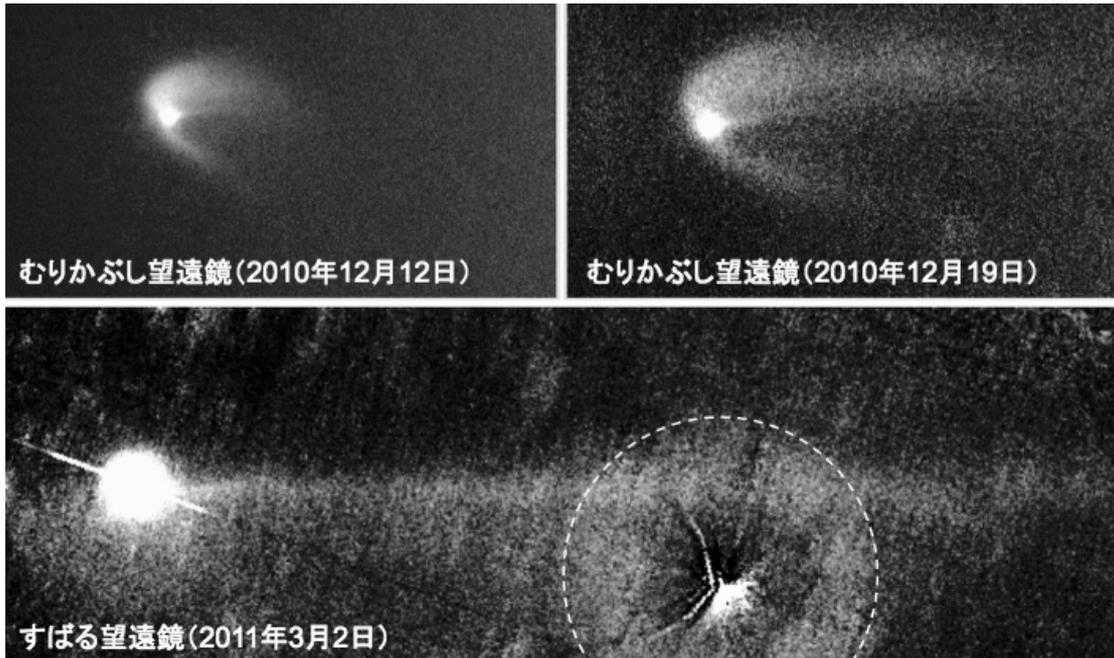


図 1 石垣島天文台むりかぶし望遠鏡と、国立天文台ハワイ観測所すばる望遠鏡で観測したシーラのチリ雲

では、3つの奇妙な尾の正体について考えてみましょう。室内衝突実験から、天体表面に別の小天体が斜めから衝突すると、衝突方向への「高速放出流（ダウンレンジ）」と、「円錐状に出る放出物カーテン（インパクトコーン）」の2つの構造が現れることが知られています（図2）。室内衝突実験で得られた知見を元に、ダスト粒子の放出機構をモデル化し、重力と太陽光圧を考慮した理論モデル計算を行った結果、小天体が小惑星シーラの進行方向に対して後方から追突したときにのみ、3つの尾をうまく再現することができました（図2右）。このような、衝突放出物が小惑星表面で観測されたのは、観測天文学史上はじめてのことです。更に、詳細に衝突実験と比較することによって、クレーターの大きさや、表面のかたさなどについてもわかりました[8]。このような衝突現象は、毎年のように起こっていると考えられています。自然衝突の観測的現象は、今始まったばかりなのです。

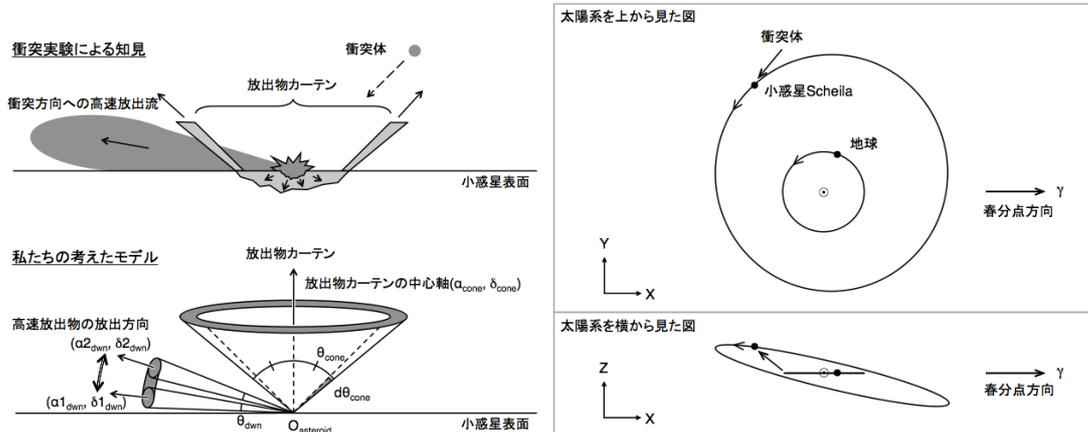


図 2 （左）室内衝突実験によって知られている衝突放出物。衝突実験による知見を元にダストの放出速度を仮定して3つの尾を再現することに成功した。（右）45度斜め衝突を仮定した時のインパクトの予想される速度。

[1] Hsieh, H. H., Jewitt, D., 2006, Science, 312, 5773
 [2] Jewitt, D., 2012, AJ, 143, 3, 66
 [3] Hsieh, H. H., Meech, K. J., Pittichová, J., 2011, ApJ, 736, 1, L18
 [4] Hsieh, H. H., et al., 2011, AJ, 142, 1, 29
 [5] Ishiguro, M. et al., 2011, ApJ, 740, 1, L11
 [6] Bodewits, D., et al., 2011, ApJ, 733, 1, L3
 [7] Jewitt, D., et al., 2011, ApJ, 733, 1, L4
 [8] Ishiguro, M., et al., 2011, ApJ, 741, 1, L24

はやぶさ 2 SCI によるサイエンスと衝突実験

○荒川政彦¹, 門野敏彦², 高木靖彦³, 和田浩二⁴, 平田成⁵, 小林正規⁴, 本田理恵⁶,
白井慶⁷, 早川雅彦⁷, 岡本千里⁷, 小川 和律⁷, 矢野創⁷, 中澤 暁⁷, 飯島祐一⁷,
佐伯孝尚⁷, 今村裕志⁷, 澤田弘崇⁷

¹神戸大学, ²産業医科大学, ³東邦大学, ⁴千葉工業大学, ⁵会津大学, ⁶高知大学,
⁷宇宙航空研究開発機構

はやぶさ 2 には小惑星表面に人工クレーターを形成し、深さ 1m までの試料採取を可能にするために小型衝突装置 (SCI) が搭載されている。この SCI が小惑星表面に衝突する際に発生するイジェクタは、分離カメラ (DCAM) により撮影される予定である。我々は、DCAM の取得映像から、衝突点、イジェクタの形状、そしてその進行速度を調べる予定である。さらに衝突後のクレーターを観測してその形状を決定することにより、クレータースケール則に対する微小重力の影響や小惑星の表層物質の物性を明らかにしていく予定である。

SCIは質量2kgの球殻状弾丸（銅製）を速度2km/sで小惑星1999JU3に向かって打ち出す。この衝突によって作られるクレーターサイズや形状は、小惑星の表面物性によって大きく変化する。特に、表面構成物のサイズ、空隙率（表層の空隙率と構成物質の空隙率）、物質強度（表層の強度と構成物質の強度）などは、クレーター形状に影響を与える重要な物性である（表1）。これらの中で構成物のサイズはリモセンにより決定可能であるが、衝突点のローカルな空隙率や物質強度はリモセンから決定することは難しく、SCIを用いた衝突実験を通して明らかにしていく。一方、良く知られているように既存のクレータースケール則を用いると、クレーターサイズやエジェクタの速度分布に対する重力依存性や物質強度依存性を再現することができる。そこで、SCI衝突実験の第一の目標は既存のスケール則を小惑星上の衝突実験で検証・拡張することである。そのためにDCAMにより観測されるイジェクタの放出角度や速度分布、それにONC（可視カメラ）やTIR（中間赤外カメラ）により観測されるクレーター形状やイジェクタ堆積物の広がり的情報を総合してSCIクレーターの形成モデルを構築し、スケール則の検証と拡張を行う。このモデルの物理的解釈を行うために空隙率や物質強度を変化させた室内実験、さらにその室内実験の結果を元にして1999JU3を仮定したクレーター形成の数値シミュレーションを行う。その計算結果とSCIクレーターの形成モデルを比較してはじめて小惑星表面の物性や構造を推測することが可能となる。今後、SCIクレーターの形成モデルを構築するための具体的な手法を確立し、モデルの物理的解釈を行うための室内実験や数値シミュレーションを表1に掲げる表面地形に関して系統的に行っていく必要がある。

分類	細分類 (Φ: 空隙率)	対応スケール則
一枚岩 >1.5m	高強度層	強度
	弱強度層	強度+重力
粒子層 1mm-1.5m	ガレ場15cm-1.5m	強度
	小石場5cm-15cm	重力
	砂場 1mm-5cm	重力
粉体層 <1mm	Φ=40-45%	重力+強度
	Φ=45-70%	重力+強度
	Φ>70%	強度+重力 ^{天井崩落}

表 1 表面地形の分類

Spectroscopic observation of 1999 JU₃ and implications for collisional evolution

杉田精司¹⁾, 黒田大介²⁾, 亀田真吾³⁾, 長谷川直⁴⁾, 鎌田俊一¹⁾, 廣井孝弘⁴⁾, 安部正直⁵⁾
石黒正晃⁶⁾, 高遠徳尚²⁾, 吉川真⁵⁾

¹⁾ 東京大学, ²⁾ 国立天文台, ³⁾ 立教大学, ⁴⁾ ブラウン大学, ⁵⁾ 航空宇宙研究開発機構, ⁶⁾ ソウル大学

1 はじめに

小惑星162173 (1999 JU₃)は、はやぶさ2の探査対象天体である。1999 JU₃が広義のC型小惑星であることは確実であるが、C型のどのサブタイプのスペクトルを持つのかについては議論の余地が残る状況である。どのサブタイプの小惑星なのか、どの程度の表面不均一性を持った小惑星なのかによって、最適な観測運用計画も期待される科学成果の内容は大きく異なってくる。最適な観測運用計画の立案には時間がかかるし、科学成果最大化のためには事前に十分な時間を掛けて関連研究を進めることが必須である。こうした事前準備を行うためには、はやぶさ2が探査小惑星に到達する十分に前に基本的なスペクトル観測を行う必要がある。本稿では、最近の我々の地上観測の結果を紹介する。

2 過去の観測で得られた1999 JU₃の可視スペクトル

はやぶさ2の探査対象天体である1999 JU₃については、地上望遠鏡で様々な観測がされており、いずれもC型小惑星の特徴を示している[1,2]。例えば、可視分光観測からは、平坦なスペクトルを持っており[3,4]、アルベドも 0.070 ± 0.003 と低い値が得られている[1,2]。

しかし、1999 JU₃の可視反射スペクトルデータは、C型小惑星の中のどんなサブタイプの小惑星であるかを議論したり、具体的な鉱物の吸収帯の同定をしたりするに十分な信頼性を持つとは言えない。非常に解釈が難しい。現状では、1999 JU₃がCM2隕石(水(~10 wt%)や炭素(2~5 wt%)を豊富に持つ)に近いスペクトルを持つことを示唆するデータ ([4]による2007年7月のデータ)と、炭素質隕石の中では水(~0.1wt%)や炭素(~0.2wt%)に乏しいタイプの隕石CV3に似た形のスペクトル ([3]による1999年のデータ)の両方が得られている。また、[4]による2007年9月のスペクトルは両者とさらに異なる形状である。Vilas [4]は、1999 JU₃が3つの異なる物質で覆われている可能性を主張しているが、観測誤差の結果として表れた見かけのみのスペクトルの変化である可能性も否定はしていない。Vilasによる2007年7月の観測結果には、0.65 μ m近傍に吸収帯と解釈できる凹みが見られる。Vilas [4]は、この凹みがCM2隕石によく見られる0.7 μ m吸収帯ではないかと論じている。しかし、この吸収帯の位置は、Murchison

隕石の吸収帯と比較すると、かなりはっきりと短波長側にずれている。さらに、この凹みの深さは誤差の10%とほぼ同じであることにも注意する必要がある。この2つの事実は、この凹みが何らかの誤差に起因している可能性を示唆する。

その一方で、メインベルト中の小惑星には、Murchison隕石の0.7 μ mより短波長にずれた吸収帯を持つものも散見される。したがって、1999 JU₃の2007年7月のデータに見える0.65 μ m付近の凹みが実際に蛇紋石の吸収帯に起因する可能性は十分ある。

1999年取得のBinzel et al. [3]のスペクトルもかなりバラツキが見られる。この観測ではair massは1.5以上であったので、大気透過率補正に短波長側で大きめの誤差が出る危険性もある。短波長領域のスペクトル感度補正に10-20%程度の誤差があると考えたと、観測データに見られる左下がりの傾向は誤差の範囲に入ってしまう。これも、解釈に注意が必要である。

これまでに得られた3つのスペクトルの中で最高精度のデータは2007年9月にVilasが取得したデータである[4]。このデータは0.7 μ mの吸収帯を完全に否定はしないものの、強い吸収が存在しないことを示している。

3 GEMINI-Sによる可視分光観測

このような状況のもと、2012年夏に訪れた1999 JU₃の観測好期においては、世界の多くの大望遠鏡と共に我々も1999 JU₃の可視分光観測を行った。今回の観測好期には1999 JU₃の南天にあったため、すばる望遠鏡など北半球の望遠鏡にとっては観測が難しい状況であった。そこで、チリにあるGEMINI-South望遠鏡およびGMOS装置によって可視分光を用いて観測を行った。しかし、この時期はチリの天文台においては天候が悪い時期であり、良い天候条件を待つために何日も待つ必要があった。しかし、結果として、6月24日, 26日, 7月5日の3夜において良好な大気条件で観測を行うことができた。その際の1999 JU₃の見かけ等級は19.13-19.66であり、太陽位相角は22.7-30.3°であった。また、標準星にはHD142801とSA107-998の2つを用いて高い較正精度を目指した。

4 観測と解析の結果

予備的解析からは、Vilas [4]が2007年9月に得たデー

タに類似した非常にフラットなスペクトルが様々な自転位相に対して得られるという結果が得られた。これらのスペクトルを主成分分析したところ、我々の得たスペクトルは、Binzel et al. [3]が得たスペクトルとは大きく離れており、Vilasの2007年9月のデータと非常に近いことが定量的に示される結果となった。また、最近の他の望遠鏡での観測結果[5,6]も我々の結果と概ね調和的であり、非常にフラットなスペクトルを持つ物質が1999JU3の表面の多くの面積を覆っている可能性が高いことを強く示唆している。

その一方、Vilas [4]の2007年7月のデータを修正ガウスモデルでフィットしたところ、 $0.65 \mu\text{m}$ 近傍に見える吸収帯が、メインベルトに見られる $0.7 \mu\text{m}$ 吸収帯と整合的なバンド幅およびバンド中心波長の値を示した。

さらに、人工的に加熱した炭素質隕石の試料の反射スペクトル[7]と、本研究および過去の研究で得られた1999 JU₃のスペクトルを比較した。その結果、大きなバラエティーを持ついずれのスペクトルも、Murchison隕石 (CM2) の試料の幾つかの温度での加熱実験結果と非常に良い一致をすることが分かった。その一方で、このような一致は、Allende隕石 (CV3) やIvuna隕石 (CI) の加熱試料との間には見ることができなかった。

5 結論

本研究の観測および過去の観測で得られたデータを

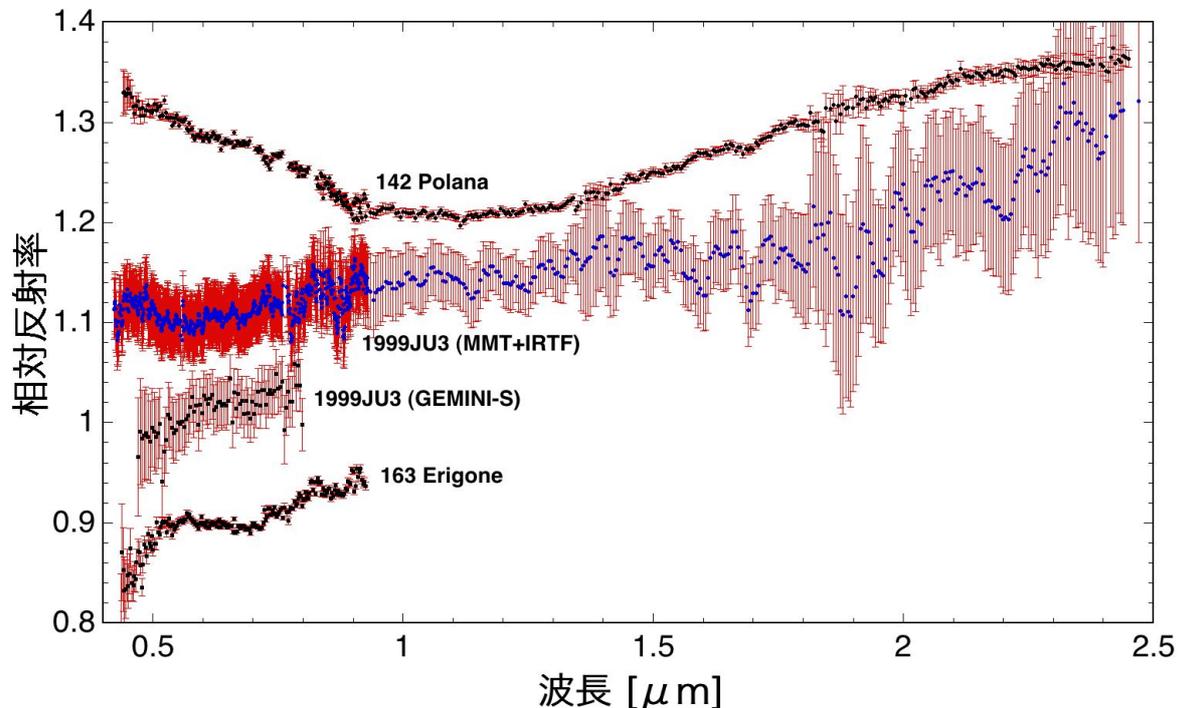


図1. メインベルト小惑星 (142) Polana, (163) Erigone の可視光・NIRスペクトルと1999 JU₃の比較。PolanaとErigoneのスペクトルは、SMASS IIデータベースより[3]。1999JU3(MMT+IRTF)については、2007年9月に取得されたデータ[4,9]を併せている。

総合すると、1999 JU₃の大部分の表面は比較的高温に加熱脱水を経験したCM2隕石に似た物質で覆われている可能性が高いことが示唆される。また、これまで報告されてきた多種多様なスペクトルは、CM2隕石の異なった温度での加熱によって説明できることも判明した。これは、1999 JU₃が基本的には、CM2隕石に似た非常に水や有機物に富んだ母天体の衝突破片ないしその集合体である可能性を示唆する。軌道計算に基づいて、1999JU3が ν_6 共鳴帯付近の小惑星族起源である可能性が提案されている[8]。この条件に合う小惑星族は多くなく、図1に示すような小惑星163 Erigoneが有力な候補となるかもしれない。

謝辞：本観測の実現ためには、国立天文台からの多大なるご支援を戴いた。ここに謝意を表したい。

参考文献

- 1) Hasegawa et al., *PASJ*, 60, pp. S399–S405, 2008
- 2) Müller, T. et al., *A&A*, 525, pp. 1–6, 2010.
- 3) Binzel, R. et al., *Icarus*, 151, pp.139–149. 2001,
- 4) Vilas, F., *Astron. J.*, 135, pp. 1101–1105, 2008.
- 5) Moskovitz, N. et al., *DPS*, 44, 102.04, 2012.
- 6) Lazzaro, D., et al., *A&A*, in press, 2013.
- 7) Hiroi, T. et al., *MAPS*, 31, pp. 321–327, 1996.
- 8) Campins, H. et al., *ACM Mtg.*, #6452, 2012.
- 9) Abe, M. et al., *LPSC*, 39, #1594, 2008.

固体弾の流体への低速衝突によるクラウンパターン形成

桂木洋光

名古屋大学大学院環境学研究科

1. はじめに

液滴の固体壁もしくは流体層への衝突により形成される、いわゆる「ミルククラウンパターン」は古くから知られており、Worthington の先駆的研究により [1] その姿がとらえられて以来、多くの研究が行われてきている。近年では計算機や高速度カメラの技術革新がめざましく、ミルククラウン形成の他にもジェット形成等を含めた流体衝突の研究の進展に大きく寄与している [2]。

しかし、これまでの研究の多くは、水滴などの液滴を固体壁もしくは流体層へ衝突させた場合に集中しており、固体弾を流体層へ衝突させた実験例は意外にも数少ない。また、液滴を粉体層のような柔らかい標的へ衝突させた例も近年までほとんどなかった。本研究では、これらのこれまであまり行われていなかった流体衝突によるクラウンパターン形成現象を実験的に調べる。

本実験の典型的一例として、図 1 に鉄球を水の層に自由落下衝突させた場合のクラウン形成の様子のスナップショット（衝突を側面から撮影した図となるが、後にフィンガー数を計測する場合は、上からの衝突画像を用いた）を示した。また、図 2 に水滴と粉体層の衝突によるフィンガリングの様子を示した。これらの実験により、ソフトマテリアルの衝突によるクラウンパターン形成の基礎解明を目指す。

クラウンパターン形成に関連する天体現象としては、はやぶさにより持ち帰られたイトカワサンプル表面に見られるナノクレーターがある。このナノクレーターの周囲にはクラウン形状のような突起があることが報告されている [3]。

宇宙空間のような真空、低温の世界で起こることを実験室で直接的に再現することは容易ではない。しかもイトカワのクレーターは直径が 100 nm 程度と極微の世界でもある。



図 1 : 鉄球-水衝突によるクラウン形成

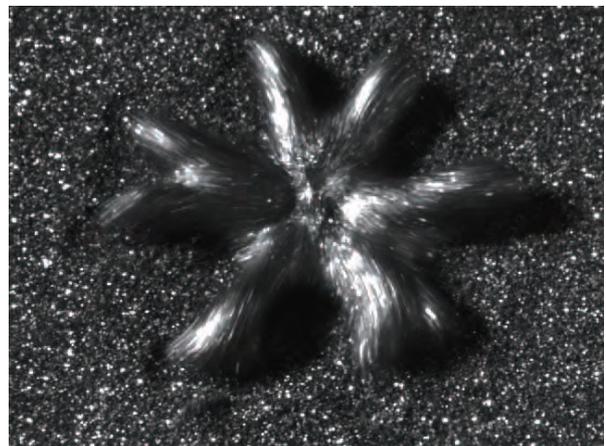


図 2 : 水滴と粉体層の衝突によるフィンガー形成の様子

本研究では、これらの極限状態を直接的に模擬することは諦め、実験室内で流体や粉体を用いた衝突実験を行い、その結果により宇宙空間で起こっていることの類推を行う材料を整備することを目標とする。

2. 実験系

今回新たに行った実験では、弾丸として直径が 3, 6.35, or 8 mm の鉄球を用い、標的としては、水もしくはシリコンオイルを用いた。最も大きく変化させた物性は標的流体の粘性であり、0.65 – 200 cSt の範囲で変化させた。鉄球を 2 – 60 cm の高さより自由落下により標的流体に衝突させ、その様子を高速カメラ (Photron SA-5) により 5,000 fps で撮影した。撮影したスナップショットの例を図 3 に示した。フィンガリング不安定性によるクラウンパターン形成を確認することが出来る。実験条件を変化させた場合に、このクラウンパターンのフィンガー数がどのように変化するかを調べた。

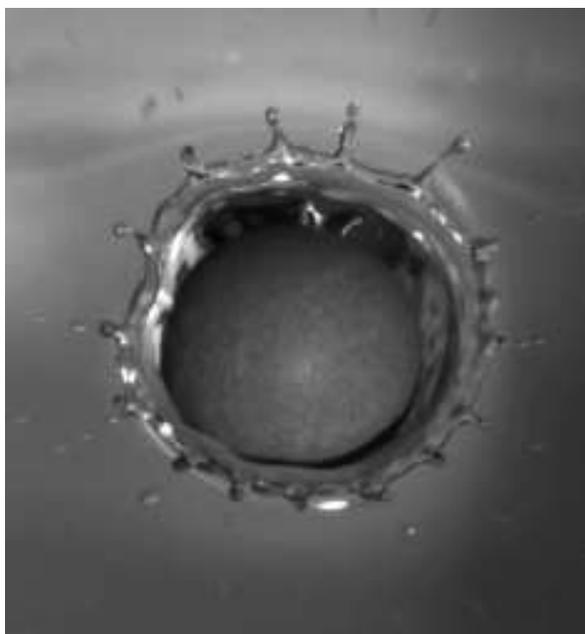


図 3 : 鉄球 ($d=6.35$ mm) の水 ($\nu=0.89$ cSt) への衝突 ($v=1.5$ m/s) .

3. 結果

実験結果の画像よりカウントされたフィンガー数 N は、流体衝突を特徴付けるレイノルズ数 Re やウェーバー数 We を用いて解析された。ここで Re および We はそれぞれ、

$$Re = \frac{\rho v d}{\eta}$$
$$We = \frac{\rho v^2 d}{\gamma}$$

であり、 ρ, ν, d, η , および γ はそれぞれ密度、代表速度、代表長さ、粘性、および表面張力である。ここで代表速度は衝突速度を取り、代表長さとして、表面張力と粘性から導出される長さスケールを用いると、衝突レイノルズ数 $I = We^{1/4} Re^{1/2}$ が求まる[4]。液滴の固体壁への衝突によるフィンガー数は $N \sim I^{3/4}$ となることが知られている[4]。一方で Bhola らの研究によると、 $N = We^{1/2} Re^{1/4} / 4\sqrt{3}$ となることが報告されている[5]。本実験での結果は、両者のスケージングによりある程度説明出来ることが確認された。

4. 議論

ただし、この結果により、イトカワのナノクレーター形状を流体衝突のフィンガリングパターンと直接結論付けることは出来ない。イトカワのナノクレーターの形状と、フィンガリング不安定性との関係から、衝突速度等を見積もることは可能であるが、計算された値の信頼性は低い。例えば、真空状態ではレイリーテイラー不安定性は起きないこと[6]や、流体変形によるクラウンパターンはすぐに緩和して形状を保てないことなどが問題点として挙げられる。特にイトカワのナノクレーターのような天体上のクラウンパターンの謎を解き明かすためには、今後も、粘弾性標的、真空チャンバー等を用いた広範で徹底的な衝突実験による詳細な研究が必要である。

参考文献

- [1] A. M. Worthington, *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A* **180** (1897) 137.
- [2] A. L. Yarin, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **38** (2006) 159.
- [3] E. Nakamura et al., *PNAS* doi:10.1073/pnas.1116236109 (2012).
- [4] H. Marmanis and S. T. Thoroddsen, *Phys. Fluids* **8** (1996) 1344.
- [5] R. Bhola and S. Chandra, *J. Mater. Sci.* **34** (1999) 4883.
- [6] L. Xu, W. Zhang, and S R. Nagel, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 184505.

数値シミュレーションで見る粉体層への衝突貫入過程

和田浩二 (千葉工業大学), 中村昭子 (神戸大学)

イントロダクション: 近年の小惑星探査によって、小惑星表層は細かい粒子からなるレゴリス層に覆われ、衝突クレーターと思しき窪み地形や衝突破片 (イジェクタ) と思われる巨礫が多数存在し、さらにはいかにも衝突で埋め込まれたような窪みを伴う岩石が存在するなど、天体衝突特有の地形・構造の存在が確認されている。これらの地形・構造の形成条件を明らかにするためには、小惑星における衝突クレーター形成過程やイジェクタ放出・再堆積過程に関する理解即ちスケーリング則が必要であるが、その確立には至っていない。それは、小惑星の構造・環境に原因がある。レゴリス層で覆われた小惑星表層およびラブルパイルである小惑星自体は破片の集合体すなわち粉体層と考えられ、さらに微小重力であることから高い空隙率を保持していると推定される。つまり小惑星は微小重力下にある高空隙粉体層と考えられるが、その環境下での衝突過程についてのスケーリング則が確立されていないのが現状なのである。

本研究では、小惑星表層に刻まれた衝突過程を理解するべく、粉体層への天体衝突を想定した数値シミュレーションを行う。具体的には、粒子法の一つである離散要素法 (DEM) を用い、直径 $410\mu\text{m}$ の球形粒子からなる粉体層へ直径 6mm の弾丸を比較的低速度 (70m/s) で衝突させる。今回はとくに、弾丸の貫入過程とその抵抗則に注目して解析を行った。これまでの実験的研究によって砂層やエアロジェルへの貫入抵抗則は得られているが [e.g., 1,2], 小惑星表層を想定した粉体層への天体衝突における貫入抵抗則は明らかになっておらず、これを求めることが今回の目的である。加えて本シミュレーション設定は、我々が行っている室内実験を模擬するものでもあり [3], 実験結果の確認と解釈を可能とするものである。貫入抵抗則は、将来の小惑星探査におけるアクティブな衝突実験やペネトレーター探査を計画するにあたって重要な検討要素でもある。

シミュレーション設定: DEM における粒子間相互作用は、粒子同士の反発係数と摩擦係数で与えられる。今回は反発係数を $0.01, 0.1, 0.4, 0.9$, 摩擦係数を $0.1, 0.5, 0.8$ と振って計算を行いその依存性を見た。標的となる粉体層は直径 $420\mu\text{m}$ の標的粒子 (物性は石英) 38 万個を 4.2cm 四方の箱に自由落下させることで形成した。結果として高さ約 1.5cm , 空隙率 43% の粉体層が形成された。この標的に水平方向から直径 6mm のポリスチレン物性の弾丸を 70m/s で衝突させる (図 1a)。衝突の際には標的壁面を全て取り去り、壁での反射波の影響を排除した。

結果と議論: 貫入過程の詳細な状況を明らかにすべく、衝突貫入シミュレーション中の粒子をその蓄積弾性エネルギー量に応じて色づけした。弾性エネルギーは粒子にかかっている弾性力の指標ともなることから、色づけした粒子の分布で標的粉体層内の力鎖 (force chain) の分布も観察することができる。

結果として、まず衝突直後には衝突点を中心とした半球状の衝撃波様の領域が形成されること (図 1b)、またそこから約 400m/s の速度で分離波 (detached precursor wave) が伝播していくこと (図 1c) が判明した。この分離波は離散要素の集合体である粉体層に特有の波であり、その速度は 1 次元の非連結ばねモデルで説明される音速 [4] とほぼ同じものであった。

弾丸にかかる力は、貫入直後とくに弾丸が半分めり込むまでは大きく、それ以後のクレータ孔が形成しつつ貫入する過程において働く力とは違う傾向がみられた (図 2 左)。また貫入直後では粒子間摩擦係数が大きいほど弾丸がより減速された。このことは、貫入直後では弾丸を押し返す粒子が弾丸のほぼ半球全面にわたっており (図 1b)、特に側面付近の粒子からのシアが重要な役割を果たした結果であると考えられる。その後のクレータ孔が形成されつつ弾丸が貫入する過程では、弾丸は主にその前面に接触している少数の粒子のみから力を受ける (図 1c,d) ことから、貫入直後とその後で弾丸が受ける抵抗の性質の違いが理解できよう。さらに貫入過程では弾丸が受ける力の分布は不均一であり (図 1c,d)、粉体特有の力鎖の不均一分布を反映したものと考えられる。実際弾丸にかかっている力には揺らぎが見られる (図 2 左)。しかしながら、その揺らぎを平均

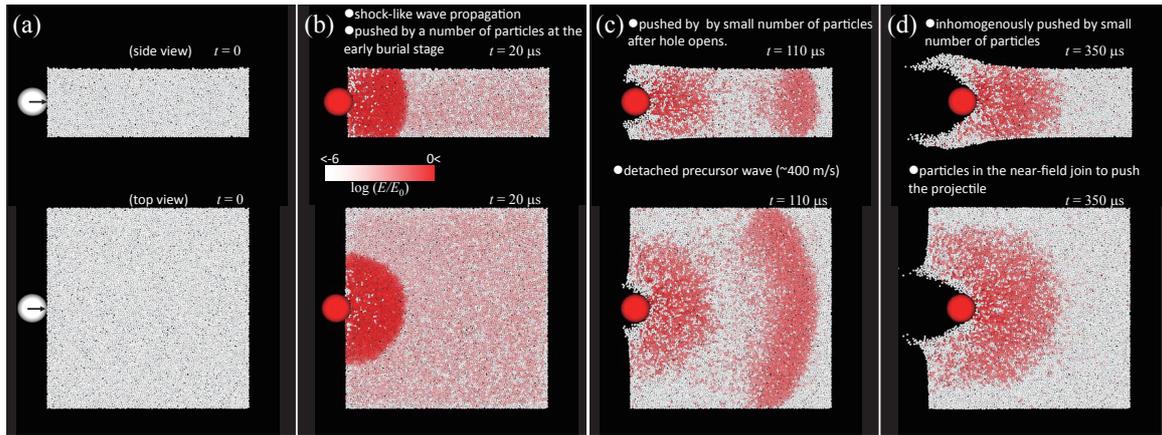


図 1: (a) 衝突初期状態および (b) 衝突直後 $20\mu\text{s}$, (c) $110\mu\text{s}$, (d) $350\mu\text{s}$ の断面スナップショット (反発係数 0.4, 摩擦係数 0.5). 上段が横から, 下段が上からの断面図. 粒子の蓄積弾性エネルギー E に応じて色付けされている. 規格化に用いた E_0 は標的粒子同士が 10m/s で衝突するときの衝突エネルギー.

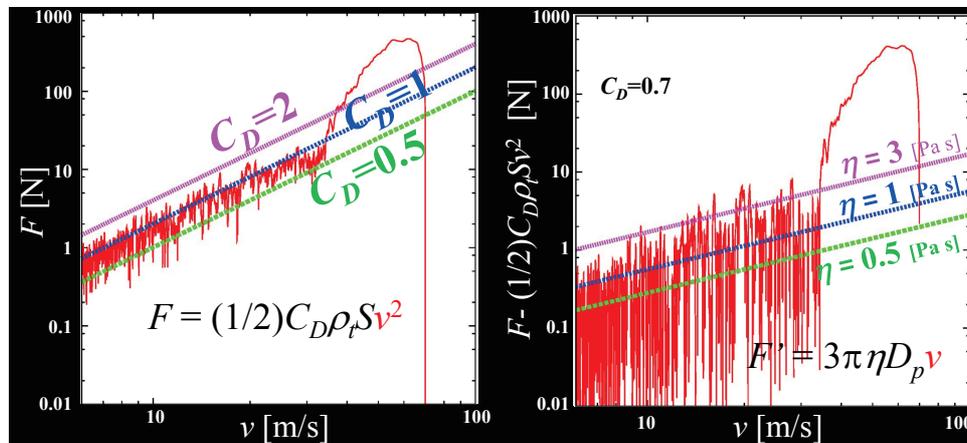


図 2: (左) 弾丸にかかる力 F を貫入速度 v に対してプロットした図. 図中の線は, 抵抗係数 C_D , 標的層バルク密度 ρ_t , 弾丸断面積 S を用いて慣性抵抗 $F = (1/2)C_D\rho_t S v^2$ を表した場合のもので, C_D 値が各々 0.5, 1, 2 のものを示す. (右) 弾丸にかかる力から慣性抵抗 ($C_D = 0.7$ とした) を差し引いた力を貫入速度に対してプロットした図. 図中の線は, 粘性率 η , 弾丸直径 D_p を用いたストークスの粘性抵抗 $F' = 3\pi\eta D_p v$ で, $\eta = 0.5, 1, 3 \text{ Pa s}$ に対して表示したもの. 反発係数 0.4, 摩擦係数 0.5.

して見れば, 弾丸にかかる力は貫入速度の 2 乗に比例することは明瞭であった. これを慣性抵抗としてみた場合, 粒子間反発係数や摩擦係数にほとんど依らず抵抗係数はおよそ $0.5 - 1.0$ 程度となった. また, 貫入速度の 1 乗に比例する抵抗の存在も示唆され, これを粘性抵抗とみなせば粘性率はやはり反発係数や摩擦係数に依らずおよそ $0.5 - 3 \text{ Pa s}$ となった (図 2 右). 反発係数や摩擦係数に依らないのは, 粉体層中で粒子同士が密に接している状態にあり粒子間の相対運動が大きいこと, および弾丸はおもに正面の粒子から抵抗を受けるためにシアがあまり効かないこと, が原因と考えられる.

室内実験においても, 速度の 1 乗及び 2 乗に比例する貫入抵抗の存在が示唆されており, 抵抗係数 $\sim 0.9 - 1.5$, 粘性率 $\sim 2 \text{ Pa s}$ という結果が得られている [3]. 本研究で得られた数値シミュレーションの結果はこの実験で得られた結果と調和的である.

今後は小天体表面環境, すなわち微小重力環境下で様々な空隙率を持つ粉体層を作成し, そこにおける詳細な衝突シミュレーションを行う予定である.

[1] Katsuragi, H. and Durian, D. J., 2007, Nature Physics 3, 420. [2] Niimi, R. et al., 2011, Icarus 211, 986. [3] Nakamura, A. M. et al., Icarus, submitted. [4] Hascoët, E. et al., 1999, Physical Review E 59, 3202.

微小重力下でレゴリス層を貫入する 低速度弾丸の減速過程

○岡本 尚也^[1], 中村 昭子^[1], Güttler Carsten^[1,2], Jan-Hendrik Hagemann^[2],
和田 浩二^[3], Jürgen Blum^[2]

[1]神戸大学 [2]Technische Universität Braunschweig [3]千葉工業大学

はじめに

小惑星はレゴリスやボルダーを表面に持つ。これらは衝突・再集積の進化の過程を経て表面に存在すると考えられる。例えば小惑星イトカワ上には破碎デブリから成っている smooth terrain とたくさんのボルダーが見られる rough terrain が観測されている。一方、イトカワの脱出速度は毎秒 10-20cm である。すなわち、脱出速度以下で再集積が起こると考えるならば、イトカワサイズの小惑星の再集積過程は cm s^{-1} - m s^{-1} オーダーの低速度衝突でおこったと考えられる。本実験では再集積に伴うボルダーの天体表面への貫入を理解するために微小重力下で粉体への低速度衝突実験を行い、弾丸減速の抵抗則の決定を試みた。

実験方法

直径 5mm, 全長 15mm のアルミニウム円柱を加工して先端を球形にした弾丸を使用した。ターゲットには粒子が滑らかな球形をしたガラスビーズと粒子形状が不規則な砂を使用した。ガラスビーズは 90-106 μm と 355-500 μm , 砂は 100-180 μm と 300-600 μm の粒子サイズを持つものを用意した。衝突速度は $\sim 5\text{cm s}^{-1}$, 23cm s^{-1} , $\sim 50\text{cm s}^{-1}$ の 3 通り、またチャンバー内圧力は $\sim 20\text{ Pa}$ と 500 Pa の 2 通りで行った。実験はブラウンシュヴァイク工科大学(ドイツ)のドロップタワーを使用し、いずれも微小重力下($< 3.4 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$)で行っている。本発表では衝突速度 23cm s^{-1} 、圧力 500 Pa の条件で、粒径 90-106 μm のガラスビーズと 300-600 μm の砂に弾丸を衝突させた実験の解析結果を報告する。

解析・結果

ガラスビーズへの衝突ではきれいなコーン形状のイジェクタが放出された。弾丸の端とターゲット表面からの距離を測定して、弾丸の減速を解析したところガラスビーズよりも砂の方が減速されやすいことが分かった。初期解析として弾丸の受ける抵抗が①速度の 2 乗に比例する場合、②速度に比例する場合、③速度に依らない定数の場合、の 3 通りで弾丸減速の解析を行った。時間と距離のグラフにおいて、それぞれの場合でフィッティングを行った。計算されたフィッティング曲線がどれだけよくデータに当てはまっているかを表す相関係数 R (1 に近いほどフィッティング曲線とデータ値が適合している) はいずれも 0.99 をとり、現在見ている減速域では抵抗則を決定することができないことが分かった。衝突速度の異なる実験の解析を順次行って減速過程のモデルを構築していく。

低速度再集積による regolith mixing

中村昭子（神戸大）、和田浩二（千葉工大）

小惑星への惑星間空間からの衝突により放出されたエジェクタ粒子のうち、脱出速度よりも小さな速度を持つものは、天体表面に再び衝突する。衝突速度が小さいものは跳ね返り、衝突速度が大きくなると再衝突した粒子そのものが破壊されるであろう。エジェクタ粒子の表面のもぐり込み深さは、エジェクタ粒子の再集積速度、大きさ、表面の状態、すなわちレゴリスの粒子サイズや空隙率による。

ガラスビーズ層への弾丸貫入実験と、円柱や球のゆっくりした貫入抵抗測定実験、および、DEM によるシミュレーションから、速度 70 m/s で重力に垂直な方向にガラスビーズ層に衝突する直径 6 mm のプラスチック球が受ける抵抗は、速度の 2 乗、1 乗にそれぞれ比例する項と速度によらない項の和であらわされることが示唆された (Nakamura et al. 2012)。

エジェクタ粒子速度によらない抵抗 F_0 は、レゴリス粒子密度 ρ_t 、表面重力加速度 g 、表面からの深さ z によって、

$$F_0 = k_0 \rho_t g z$$

と表すことができる (Katsuragi and Durian 2007)。無次元の比例定数 k_0 が粉粒体の種類によってどのように異なるのかを調べるために、粒径 50, 420, 1000 μm のガラスビーズと 140, 400 μm の海砂に円柱を貫入して貫入抵抗を測定する実験を行った。その結果、海砂は、ガラスビーズの数倍の抵抗力を示し、その値は貫入深さ 10 mm で約 50 kPa 程度であった。この結果を月面に適用すると、深さ 60 cm で 500 kPa 程度と予想されるが、アポロ計画による測定結果によれば、この値は月面で測定された抵抗力の最小のものに相当する (Lunar Source Book)。月レゴリスの内部摩擦角が 30-50° であること、土質力学の浅い基礎の支持力から類推するに貫入抵抗が内部摩擦角に依存するであろうことと調和的である。

今後、微小重力下での貫入過程をより詳しく調べるために、繰り返し実験を行うことができる自前の落下装置を持ちたいと考えている。また、エジェクタの天体への衝突は、表面に対して斜めに起こるので、斜め衝突についても調べていきたい。

レゴリス層への再集積過程を模擬した低速度斜め衝突実験

○木内真人¹, 中村昭子¹

¹神戸大学大学院理学研究科

小天体表面のレゴリス層へ外来天体が衝突すると、小天体表面の砂や岩の破片が放出される。その際、放出速度が小天体の脱出速度を超えないものは、再度地表に衝突することで、小天体表面の進化に影響を与える。再集積物の多くは地表に対して斜めに衝突する。また、再集積時の表面への衝突速度は、小天体の直径が数100Kmのものでも、数100m/s以下となる。このような低速度での斜め衝突に関する実験はあまり行われていない。そこで、これらの落下物が低速度で斜め衝突する際に、レゴリス層へどのような影響を与えるのかを調べることにした。

今回我々は、弾丸にBB弾（直径6mm、密度 1.8g/cm^3 ）を用い、速度70m/sで、レゴリス層を模擬したガラスビーズ（粒径 $\sim 500\mu\text{m}$ ）と海砂（粒径 $\sim 100\mu\text{m}$ ）への斜め衝突実験を行った。弾丸の衝突角度（ここでは水平方向からの角度とする）を変えて、ターゲットにできる衝突クレーターの形状の違いや大きさを調べた。

高速度衝突の場合は、衝突角度が数度以下になるとクレーター形状は弾丸進行方向に大きくのびることが知られている(Gault and Wedekind 1978)。しかし本実験では、ガラスビーズは衝突角度によらずほぼ円形で、海砂は衝突角度が浅くなるにつれてやや楕円形に近づく傾向が見られた。海砂の場合は、衝突角度が 10° 以下でも弾丸の進行方向と垂直方向のクレーター直径比は1.1程度で、Gault and Wedekind(1978)の石英砂の結果と比べると、衝突角度によるクレーター形状の変化は小さい。また、クレーター直径やクレーター深さは衝突角度が浅くなるにつれて減少する傾向が見られ、衝突速度の鉛直成分が直径や深さに影響を与えられと考えられる。

また、高速度カメラを使い、弾丸の衝突後のふるまいを衝突角度ごとに比べた。結果として、ガラスビーズ、海砂ともに衝突角度が 35° 以下では弾丸は貫入せず、跳ね返りを起こすことがわかった。Gault and Wedekind(1978)では、石英砂がターゲットのとき、跳ね返りは衝突角度が 15° 以下で起こり始めるとあるが、これは衝突速度の違いが原因であると予想される。弾丸の反発係数は、弾丸速度の水平成分、鉛直成分ともに、衝突角度が浅くなるにつれて、線形的に増大する。これは、水平成分においては衝突角度が浅い方が弾丸とターゲットの接する面積が減少し、ターゲットからの抵抗も減少するためだと考えられる。また鉛直成分においては、角度が浅くなると衝突速度が減少することから、反発係数が大きくなると考えられる。

地球型惑星形成とデブリ円盤

玄田英典（東大）、小林浩（名大）、小久保英一郎（国立天文台）

地球型惑星形成の最終ステージでは、火星サイズの原始惑星が互い衝突することがわかっている。これらの巨大天体衝突で大量の破片が継続的に地球型惑星形成領域に供給されれば、太陽系外の若い星で観測可能であるかもしれない。

本発表では、巨大天体衝突ステージでばらまかれる物質の総量および最大破片質量を高解像度の流体コードを用いて定量的に求め、生成された破片の衝突進化を解析的なモデルを用いて追い、デブリ円盤の明るさの時間変化を計算した。その結果、衝突デブリ円盤は、巨大天体衝突ステージ（1億年）を通じて十分赤外超過を示すことがわかった。この結果は、これまでに Spitzer 宇宙望遠鏡の観測で報告されている温かいデブリ円盤を説明するかもしれない。また、デブリ円盤の反射光の観測可能性についても議論を行った。

月の非対称クレーター分布と近地球小惑星

伊藤孝士(自然科学研究機構国立天文台天文シミュレーションプロジェクト・天文データセンター)

1 同期回転衛星と非対称なクレーター分布

潮汐相互作用は太陽系の中で広く見られる現象であるが、そのために自転周期と公転周期が一致してしまった衛星が多く見られる。このような衛星(同期回転衛星)は母惑星に対して常に同じ面を向けて公転しているが、それは衛星がその進行方向(軌道運動の方向)に対しても常に同じ面を向けていることを意味する。衛星が常に同じ面をその軌道運動の方向に向けていれば、進行方向を向いた半球(本稿では前面と呼ぶ)はその反対側の半球(後面と呼ぶ)よりも数多くの衝突を受けているというのは自然な予想である。

木星のガリレオ衛星や海王星のTritonについては、この予想(衝突痕すなわちクレーターの分布が前面と後面で非対称になること)は実際に確認されている。こうした衛星に比べると公転周期が長く、衝突天体の相対速度が小さい地球の月には非対称なクレーター分布は確認されて来なかった。けれども2003年、日本人研究者のグループが探査機Clementineが取得した画像データを精査することにより、月面に存在する光条クレーターと呼ばれる比較的新しいクレーターもこのような非対称な空間分布を持つことを明らかにした¹⁾。

月のように自転と公転が同期した衛星上のクレーター非対称分布の程度は、主として衛星の公転速度と衝突天体の衝突速度(相対速度)に依存する。衛星の公転速度が大きければ前面には後面に比べて多数の天体衝突が発生する。逆に衛星の公転速度が小さければ、後面にも前面とさほど変わらない数の衝突が発生する。例えば衝突天体が衛星に対して極めて小さな相対速度を持っており、ほぼ静止している極端な状況を考えてみれば、衛星の前面に衝突が集中することはすぐに理解される。衛星に対する衝突天体の相対速度が大きく、かつ天体が接近する方向が等方的な場合には、結果として生成される衝突痕の非対称性はさほど大きくならない。要するに、クレーターの非対称性の様子を事細かに観察してそれを検証することにより、各種の衛星上にあるクレーターを作った衝突天体の力学的起源について制約を与えることが出来るのである。本研究では多数の試験天体を用いた数値実験を遂行することで、月面で観測されるクレーターの非対称分布を作り上げた衝突天体がどのような力学的起源を持っているのかについて情報を得ることを試みる。とりわけ現在知られている近地球小天体が月と衝突する際にどのような非対称衝突分布を持つのか、その力学モデル依存性はどのようなものかを明らかにしたい^{2,3)}。

2 初期設定と数値実験

今回の数値実験では幾つかの近地球小天体の集団を想定し、そこから出発して惑星摂動下での各天体の軌道進化を数値積分して、各惑星への接近頻度や月への衝突確率を計算する。手続きの必要上、数値実験は第一段階と第二段階のふたつに分かれる。

第一段階では月を直接組み込まず、近地球小天体領域から出発して月-地球系の作用圏へと突入する天体の軌道要素分布関数を得る目的での一億年間の連続数値積分を行う。今回は観測される近地球小天体の軌道要素分布に対して観測バイアス除去作業を行い、本来観測されるべき天体の分布を推定した力学モデルから算出される天体群のうち絶対等級 $H < 18$ である明るい天体18,000個を扱った⁴⁾。このモデルではメインベルト内端の v_6 共鳴帯、木星との3:1平均運動共鳴ゾーン、火星と軌道交差する領域、メインベルトの外側、およびTNO円盤、という五領域にある天体群が近地球小天体の生成に寄与する。初期状態から出発して各小天体の軌道進化に関する数値積分を一億年間実行し、地球の作用圏に突入する試験天体の軌道要素分布を得る。この計算で重要なことは、多くの試験天体が力学進化の途上で惑星や太陽との衝突もしくは木星などによる散乱・系外放出過程を経て失われるということである。実際の太陽系ではこのような天体喪失過程と並行して何らかの小天体生成過程が働いて近地球小天体が次々と供給され、地球近傍でのそのフラックスは過去30億年ほど一定に保たれてきたものと考えられている。このような状況を数値実験で再現するため、私達は衝突や散乱などの要因で取り除かれた天体を直ちに初期条件から補充する方法を実装した。即ち近地球小天体の定常供給モデルの実現である。

計算の過程でもう一つ考えるべきことは、18,000個では試験天体数がまだ不足だということである。例えば軌道半長径2AU近傍に3,000個の試験天体を配置しても、一億年間で地球に衝突するものはわずか100個程度である。この状況では月には数個の衝突しか期待できず、クレーターの記録と照合するのが困難になる。この問題を解決するため、地球の作用圏上で天体の複製を実行する。試験天体の運動がカオス性を持っていることを利用し、作用圏上に記録された遭遇速度・遭遇位置とわずかに異なる軌道を多数発生させ、その軌道情報から月に衝突する天体の衝突速度などを求めるのである。この部分の計算、つまり月への試験天体の直接衝突の計算部分に関しては地球の作用圏内のみで

行うため、大量の天体を投入することが可能である。これを私達は第二段階の数値実験と呼ぶが、今回は合計で数百億個の複製試験天体を使用した。

3 実験結果

第一・第二段階の数値実験の結果、近地球小天体の月面への衝突頻度の前面後面比すなわち非対称性が計算される。この結果に対してクレーターのスケールング則や衝突天体のサイズ頻度分布の効果を加味することで、クレーターの非対称衝突データと直接比較できるようなる(図1)。一見して分かるように数値結果(図1(a))と観測データ(図1(b))は整合的とはいえない。図1が語るのは近地球小天体の数値実験から得られた非対称クレーター分布が観測値よりずっと小さいと言うことだが、これは月面クレーターの非対称分布を形成した衝突天体群には現在私達が知っている近地球小天体群よりも月-地球系に対する相対速度の小さな天体が数多く含まれることを示唆する。即ち、近地球小天体群には私達がまだ知らない「遅い」天体が多く潜んでいるかもしれないのである。そうした「遅い」天体群の相対速度は現在の近地球小天体のそれ (~22 km/s) の半分程度、10-12 km/s と予想される⁵⁾。また図1(b)に示したクレーター記録が直径5 km以上のものを対象にしていることから、こうした遅い天体は直径200-300 mのものまでを含み得ることになる。

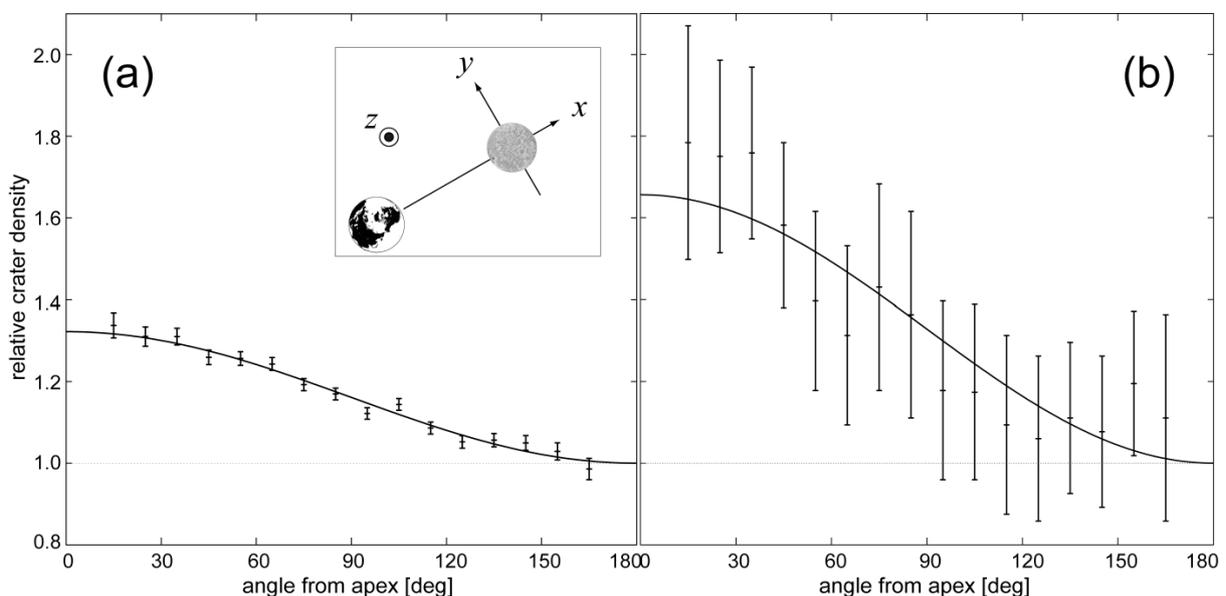
今回の数値実験結果の現実性の検証については今後の実証データの取得を待つ必要がある。たとえば最新の月探査データを用いたクレーター記録の取得、WISE

やPan-STARRSなどサーベイ観測望遠鏡を用いた近地球小天体の軌道要素分布の更新、などである。そのような実証データを取得した上で観測バイアスを除去する操作を行えば、今回の数値実験結果から予想される「遅い」未発見小天体の実在・非実在に関して何らかの制約が与えられると思われる。もしもこうした「遅い」天体が存在するとすればそれらは月-地球系の近傍や共軌道上⁶⁾に存在するはずであり、将来のスペースガード計画にも何らかの影響を与えるであろう。

参考文献

- 1) Morota, T. and Furumoto, M., Asymmetrical distribution of rayed craters on the Moon, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **206**, 315-323, 2003.
- 2) Ito T. and Malhotra, R., Dynamical transport of asteroid fragments from the ν_6 resonance, *Adv. Space Res.*, **38**, 817-825, 2006.
- 3) Ito T. and Malhotra, R., Asymmetric impacts of near-Earth asteroids on the Moon, *Astronomy & Astrophysics*, **519**, A63, 2010.
- 4) Bottke, W. F. *et al.*, Debaised orbital and absolute magnitude distribution of the near-Earth objects, *Icarus*, **156**, 399-433, 2002.
- 5) Malhotra, R. and Jeongahn, Y., Dynamical investigations on the leading/trailing asymmetry of lunar rayed craters, *1215*, EPSC-DPS Joint Meeting 2011, held 2-7 October 2011 in Nantes, France.
- 6) Connors, M., Wiegert, P. and Veillet, C., Earth's Trojan asteroid, *Nature*, **475**, 481-483, 2011.

図1. 月面衝突頻度の非対称性を今回の数値実験(a)³⁾と実際の観測データ(b)¹⁾とで比較した。月の進行方向(パネルa内のy軸方向)に関する衝突の非対称性のみを示している。横軸は月前面の頂点(apex)から測定した角度、縦軸は相対的なクレーター密度。曲線は正弦関数によるフィッティングで、apexからの角度180°(右端)で1となるよう規格化してある。



太陽系初期における彗星と惑星の衝突+ α

○樋口有理可¹、小久保英一郎²、伊藤孝士²

1 東京工業大学 2 国立天文台

太陽系初期、微惑星円盤内で惑星がある程度成長すると、残りの微惑星はその惑星の重力によって軌道が大きく変化し、一部はオールト雲と呼ばれる構造を形成すると考えられている。このオールト雲の起源を研究する過程で、惑星に散乱されるのではなく衝突する微惑星の割合なども副産物として得られるわけであるが、本発表はこの副産物、つまりオールト雲が形成される裏側で微惑星が惑星に衝突する過程についてのものである。

微惑星は惑星に衝突するのか、太陽系外に放出されるのか、オールト雲彗星候補となるのか、この微惑星運命の確率のパラメタ依存を数値計算で求めた。計算モデルは円制限 3 体問題(太陽+惑星+無質量微惑星)、計算コードは 4 次のエルミート積分法を用いた。パラメタは惑星の軌道長半径、質量、微惑星の軌道要素である。こうして得られた数値計算結果を用いて、微惑星の 1 ケプラー周期後の運命の確率を再現する簡単な式を導出した。

$$P_{\text{col}}^{\text{fit}} \approx 7 \times 10^{-7} e^{-2} a_p^{-1} \left(\frac{m_p}{m_j} \right)^{4/3} \sin^{-1} i$$
$$P_{\text{esc}}^{\text{fit}} \approx 4 \times 10^{-6} \left(\frac{a}{a_p} \right)^3 (1-e) \left(\frac{m_p}{m_j} \right)^2 \sin^{-1} i$$
$$P_{\text{can}}^{\text{fit}} \approx 1.2 \times 10^{-5} \left(\frac{a_{\text{can}}}{a_p} \right)^{-1} \left(\frac{a}{a_p} \right)^5 (1-e)^2 \left(\frac{m_p}{m_j} \right)^2 \sin^{-1} i$$

ここで、 a_{can} とはオールト雲彗星候補とみなす軌道長半径の下限である。

得られた結果からいくつかのことが言える。オールト雲形成に関しては、 $a_{\text{can}} \sim 10^3 \text{AU}$ とすると、大体 $P_{\text{can}}/P_{\text{esc}} \sim 0.1$ 程度となり、つまり候補の 10 倍は星間空間へと失ってしまうのだから、オールト雲形成効率は非常に低いと言える。各運命の確率を比較しやすくするために、確率を単位時間に直して面密度の重みを考慮して微惑星円盤全域で積分し、期待値 K に直して衝突と脱出の比をあらわすと次の式になる。

$$K_{\text{col}} / K_{\text{esc}} \approx 0.7 e^{-1} (1-e) a_p^{-1} m_p^{-\frac{2}{3}}$$

この式に 4 大惑星の各質量と軌道長半径を代入すると、 $K_{\text{col}}/K_{\text{esc}}$ の値は、天王星 > 土星 > 海王星 > 木星の順になるが、どの惑星でも値はほとんど同じく、離心率が 0.4-0.9 では $K_{\text{col}}/K_{\text{esc}} \sim 0.1$ となることが分かる。現在、4 大惑星領域には小天体が存在している。ケンタウルス族や散乱円盤天体と呼ばれるもの、また未分類の天体もある。これらの天体の惑星への衝突が 1 回観測されたとき、裏では 10 個の天体が太陽系外へ出ていったと予想できる。

太陽系小天体の物理特性

吉田二美 (国立天文台)

ここでは来年から開始予定のすばる望遠鏡による大型多色測光サーベイ : Hyper Suprime-Cam (HSC) サーベイに先だって、太陽系小天体の最新カタログに基づいて既知の太陽系小天体の描像をまとめた。

軌道分布 : 最新のカタログは以下から取得可能である。

□Lowell 天文台が公開している小天体の軌道データ ASTORB

<ftp://lowell.edu/pub/elgb/astorb.dat.gz>

□SDSS の太陽系小天体カタログ MOC4 471,569 個の移動天体のデータ

<http://www.astro.washington.edu/users/ivezic/sdssmoc/sdssmoc.html>

MOC4 と ASTORB を比較した Parker et al. (2008) は、ASTORB は $r=19.5\text{mag}$ まで complete だと言う。つまり見かけ等級が $r<19.5\text{mag}$ のすべての太陽系小天体は発見されている。これを絶対等級にすると表 1 のようになり、TNOs はまだ大きな天体しか見つかっていないことがわかる。木星トロヤ群 (JTs) のデータは上記とは別に次から取得でき <http://www.minorplanetcenter.net/iau/lists/JupiterTrojans.html>、JTs の総数は 2012 年 10 月 5 日で 5230 個、このうち L4 群が 3405 個、L5 群が 1825 個である。L4 群が L5 群より数が多いことは知られていたが、サーベイの観測バイアスではないかと考えられていた。しかしながら、SDSS (Szabo et al. (2007)) や SMBAS (Nakamura & Yoshida (2008)) の調査により、L4 群の数が L5 群より 1.6-1.8 倍多いのはリアルであるとわかった。

日心距離	絶対等級 H
MB の内側 2.1AU	17.7 (0.9km)
MB の外側 3.28 AU	15.1 (6km)
JT 5.2AU	12.8 (17 km)
40AU	3.5 (1300km)

表 1 カatalogの completeness。括弧内が、現在すべて見つっていると推定されている小天体の最小サイズ

参考文献

Nakamura & Yoshida, Publ. Astron. Soc. Japan 60, 293–296, 2008, Parker et al., Icarus 198 138–155 (2008), Szabo et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. 377, 1393–1406 (2007)

サイズ分布: (a) NEOs: NEO サーベイは NASA が精力的に行い、2008 年で絶対等級で $H=16$ 等より明るい NEOs はすべて見つかったとされている。NEOWISE (Mainzer et al., (2011)) による最新の見積もりでは、累積サイズ分布のべき b ($N(>D)\propto D^b$) の値は NEO のサイズによって表 2 のように変わるとしている。興味深いことに $b=1.32$ は $D<5\text{km}$ の MBAs のサイズ分布とはほぼ等しい。NEO の主な供給源はメインベルトであるからサイズ分布が似ているのは当然だが、NEO では $D<1.5\text{km}$ で b が小さくなるのに対し、MBAs では $D<5\text{km}$ で b が小さくなる。これは MBAs が軌道進化する際に、サイズに依存した何らかのメカニズムが作用していると推察される (単純に MBAs のサイズ分布が NEO にコピーされるわけではない)。

(b) MBAs: 1950-52 年に Yarkes-McDobald サーベイ、1960 年に Palomar Leiden サーベイが行われ、1990 年以降は CCD を使って、Spacewatch サーベイ (1992-95 年)、Sloan Digital Sky サーベイ (SDSS、1998-2000 年、Ivezic et al. (2001))、Sub-km Main Belt Asteroid サーベイ (SMBAS、2001-2011 年、Yoshida et al. (2001, 2003), Yoshida & Nakamura (2007) など) が行われてきた。SMBAS はすばる望遠鏡の大口径を活かして $D<1\text{km}$ の MBAs の物理特性を明らかにすることを目的としたサーベイである。これまで 9 回行われ、Sub-km MBAs のサイズ分布、カラー分布、自転周期分布のデータを得ている。

(c) JTs: これまでに Jewitt et al. (AJ 120 1140 (2000)) が KBOs サーベイで見つけた L4 群の JTs、SDSS が検出した L4, L5 の JTs (Szabo et al. (2007))、SMBAS の画像データに写っていた L4, L5 の JTs (Yoshida & Nakamura PASJ 60 297 (2008)) についてサイズ分布が調べられた。最近 Spitzer の観測により JTs のアルベドのサイズ依存性が明らかになったため、Fernandez et al. (2009) が改めて表 2 のようにサイズ分布を推定した。しかしながら、WISE

(Grav. et al. ApJ, 742:40, 2011) は JT_s のアルベドのサイズ依存性に異議を唱えており、JT_s のサイズ分布は今後見直されるかもしれない。(d) TNO_s: TNO のサイズ分布は 2008 年に Petit らがいったんまとめ (Petit et al. in the Solar System beyond Neptune, 71 (2008))、その後二つのサーベイが行われた (Fuentes et al. ApJ 696 91 (2009)、Fraser et al.(2010))。Fraser らは、すばる望遠鏡を使って一晩で 88 個の TNO を検出し、それらを 3 つのグループ (Cold($i < 5^\circ$), Hot($i > 5^\circ$), Close ($a < 38\text{AU}$)) に分けて、 $170 < D < 670\text{km}$ の範囲のサイズ分布を決定した。b の値は Cold だけ大きく、Hot と Close は似ているため、Cold は、Hot と Close とは別起源ではないかと推測している。

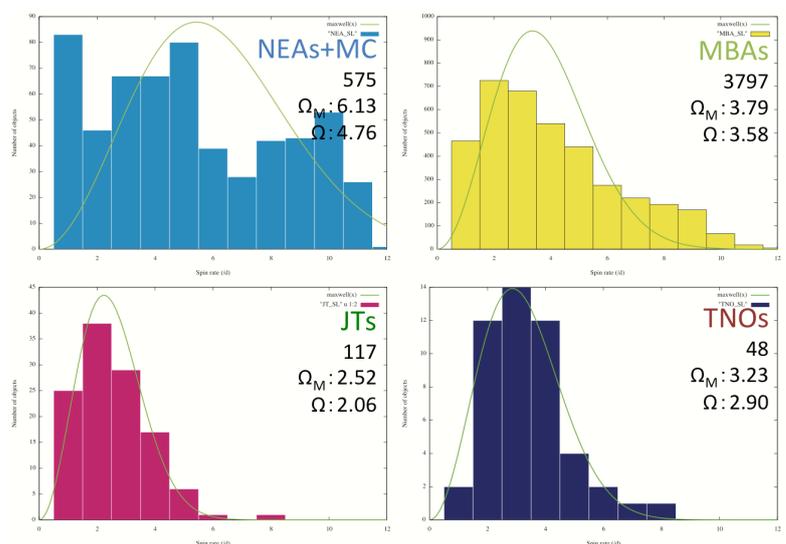
表 2 サイズ分布のまとめ (参考文献も記した)

Group	b	Size range (km)	References
IEOs	2.2	$0.03 < D < 1.6$	Zavodny et al. Icarus 198 284 (2008)
NEOs	5	$D > 5$	Mainzer et al., ApJ 743:156 (2011)
	2.1	$1.5 < D < 5$	
	1.32	$D < 1.5$	
MBAs	3	$5 < D < 40$	Ivezic et al. AJ 122, 2749 (2001) Yoshida & Nakamura, PSS, 55, 1113 (2007)
	1.3	$0.4 < D < 5$	
Hildas	2.0	$D > 12$	Ryan & Woodward AJ 141:186 (2011)
	0.37	$5 < D < 12$	
JT _s	3.8	$D > 40$	Fernandez et al. AJ 138:240 (2009)
	0.8	$5 < D < 40$	
	2.0	$D < 5$	
JFCs ($q < 2.5\text{AU}$)	2.7	$3 < D < 11$	Tancredi et al., Icarus 182, 525 (2006)
Near Earth JFCs ($q < 1.3\text{AU}$)	5.65	$4 < D < 9$	Fernandez & Morbidelli, Icarus 185, 211 (2006)
	1.25	$0.2 < D < 4$	
TNO (cold)	4.4	$170 < D < 670$	Fraser et al. Icarus 210 944 (2010)
TNO (hot)	1.8	$170 < D < 670$	Fraser et al. Icarus 210 944 (2010)
TNO (close)	2.0	$170 < D < 670$	Fraser et al. Icarus 210 944 (2010)

自 転 周 期 分 布 : 自 転 周 期 の 最 新 デ ー タ (2012 Sep.11 版) は 以 下 よ り 取 得 で き る 。
<http://www.minorplanet.info/lightcurvedatabase.html>. NEAs の グループ だ け は、バ イ ナ リー (B) 39 個、そ れ 以 外 (O) 438 個、MCs だ け は、B10 個、O137 個、MBA (族 以 外) だ け は B33 個、O2115 個、MBA の 族 の B74 個、O1685 個、

JT_s (L4, L5) 117 個、TNO_s の B8 個、O48 個 の デ ー タ が あ る。NEAs+MC、MBAs、JT_s、TNO_s の 自 転 速 度 分 布 (右 図) だ け は、NEA の グループ だ け は 自 転 速 度 の 分 布 は 広 が っ て 見 え る が、JT_s と TNO_s だ け は Spin rate (横 軸) は 2-3 に あ た り に 集 中 し て い る。ま た バ イ ナ リー だ け は 自 転 の 速 い も の と 遅 い も の の 2 極 に 分 か れ る 傾 向 が 見 ら れ た。

SDSS や WISE な の 大 型 サ ー ベ イ の お か げ で、デ ー タ 数 が 大 幅 に 増 え た の で、先 人 の 研 究 を 見 直 し て、再 解 析 す る 時 期 で は な い だ ろ う か。



衝突溶融物の形状観察による月面クレーター中央丘形成時間の推定

栗山祐太郎（東大理 修士 2 年・ISAS/JAXA）

Introduction: 複雑クレーターの衝突メルトは、一般的にクレーター底やクレーター壁に存在する平滑な堆積物として知られてきた[Melosh 1989]. しかし最近の研究で、いくつかの月面クレーター中央丘上に組成的に周囲と異なる平滑な領域が発見され、衝突メルトの可能性が示唆されている[Ohtake et al. 2009, Osinski et al. 2011]. もし中央丘が急速に隆起して形成された場合、衝突メルトは中央丘上から流れ落ちてしまうと考えられるため、中央丘上の衝突メルトの存在は中央丘形成のタイムスケールに制約を与えることができると考えられる. しかし、中央丘上の衝突メルトの存在を示す確実な証拠や例はほとんど報告されていない. そこで本研究では、中央丘上の衝突メルトの存在を確認するため、Tompkins and Pieters (1999)で挙げられた全ての明確な中央丘型クレーターを、組成・地形的に解析した.

Methods: SELENE のマルチバンドイメージャ(MI)および地形カメラ(TC)のデータを用いて、中央丘の組成情報と地形情報を得た. また、SELENE のデータに加えて、LROC の高解像度画像により、クラックや流れ地形(ロープや堤防地形)などの衝突メルトに特徴的な地形を断定した.

Results: 最も新鮮な中央丘型クレーターである Jackson と Tycho では、中央丘上斜面にメルトの流れた地形であるロープ地形が観察できた. 中央丘の標高情報と比較したところ、これらのロープ地形は等高線に垂直に斜面傾斜方向に沿って流れていたことが明らかになった. また、衝突メルトが中央丘斜面上で粘性が高くなり停止するタイムスケールを概算したところ、Hulme (1974), Moore et al. (1978)の手法によりロープ地形からメルトをビンガム流体と考えた時の降伏応力を求め、それを粘性率に換算し[Moore and Ackerman 1989], それに対応する温度に変換[Öhman&Kring 2012]すると、衝突メルト生成から 10^2 秒間で起こる衝突破砕物によるメルトの熱吸収による冷却過程後の冷却温度に相当していることがわかった[Onorato et al. 1978]. また、今回調査した中央丘すべての中では、少なくとも 12 の月面クレーターの中央丘上に明確な衝突メルト地形を確認した. Tompkins and Pieters (1999)のリストによると、12 のすべてのクレーターは最も新しい月年代であるコペルニクス時代に形成されたものである. これは、コペルニクス時代の複雑クレーターの少なくとも半数の中央丘上に衝突メルトが存在することになる.

Discussion and Conclusions: Jackson と Tycho の中央丘上で斜面に沿ったメルト流れ地形が観察されたことから、中央丘隆起時も衝突メルトはある程度は流れることができたと考えられる. 一方、そのメルト地形も中央丘上斜面で停止していることから、粘性の急上昇とほぼ同じタイムスケールで中央丘が形成したと考えることができる. つまり、Jackson と Tycho の中央丘形成のタイムスケールは 10^2 秒間のオーダーであると考えられる. また、コペルニクス時代の複雑クレーターの半数以上の中央丘上に衝突メルトが観察できたということから、中央丘隆起時に衝突メルトが中央丘上からすべて流れ落ちずに残留することは珍しいことではないと考えられる. コペルニクス時代よりも古い時代の中央丘上で明確な衝突メルト地形が見られなかったことは、宇宙風化や土砂崩れなど何らかのメカニズムによってメルト地形が観察されにくくなった可能性がある.

月面におけるクレーターの光条物質の消失時間について

本田親寿（会津大学）

背景と目的

月面に形成された直後の新鮮なクレーターは月面表層下の宇宙風化作用を受けていない物質を放出して、リム周辺に光条と呼ばれる明るい放射状の特徴的な模様を示す。この宇宙風化を受けていない新鮮な物質からなる光条は、時間の経過と共に宇宙風化作用などを受けるため次第に暗くなり、基本的に最終的にはクレーター周辺の物質と見分けが付かなくなる。クレーターの光条が消失していく原因は宇宙風化作用の他に、微小隕石の衝突によって起こる光条物質とその下に存在する宇宙風化を受けた地層との攪拌も考えられてきたが、どちらの作用が大きいのか解明されていない（Wilhelms, 1987）。

クレーターの光条が消失する時間スケールは従来から約 10 億年とされていた。例えば、Wilhelms (1987) によると 11 億年、最近の研究である Werner and Medvedev (2010) によると 7.5 億年と報告されている。クレーターの光条が消失する時間スケールは月面上の場所（地質）に依存せず一定であることが仮定されて、光条を持つクレーターやそれに付随する地質は Copernican と判断されて月面地質図が作成されてきた（Wilhelms, 1987）。

本研究では宇宙風化は月面の地質に依存して作用効率が異なると想定して、月面の FeO 量に着目した解析を目指した。宇宙風化作用の主な原因の一つとして、宇宙線や

太陽風などにより鉱物結晶中の鉄が還元されてレゴリスなどの表面に付着することによってスペクトルの形状を変化されることが報告されている（Sasaki *et al.*, 2001）。つまり、月面に FeO 量が少ない高地と FeO を 20 wt.% 近く含む海では宇宙風化作用の進み具合が異なると考え、高地と海という地質特徴に着目してそれぞれの地質を示す場所で光条消失時間スケールを調べた。

方法

手法の概要は、それぞれの計測対象地域で光条を持つクレーターを集め、それらのクレーターだけでクレーターサイズ頻度分布を導出し、クレーター年代学の手法を用いて光条の継続時間を調べる。光条を持つクレーターは形成してからの経過時間がそれ以外のクレーターに比べて短いため、地形緩和が比較的進んでおらずいわゆる新鮮なボール状の形状を持つ。この形態的な特徴を手がかりにして形状の新鮮なクレーターを集める。集めたクレーターのリムからクレーターの直径の 5 倍の距離までリムからの距離の関数として OMAT 値（レゴリスの宇宙風化度合いを表す光学的指標；Lucey *et al.*, 2000）を調べる。Grier (2001) によると宇宙風化度合いが変化しなくなる OMAT 値は 0.09 ~ 0.12 と報告されているが、本研究では 0.14 ± 0.01 と実データから見積もった。従って、リムにおいて OMAT 値が 0.15 以上でリムから距離が大きくなるに従って

OMAT 値が減少するクレーターを光条有りと見なした。

新鮮な形状を示すクレーターは月周回衛星「かぐや」の LISM/TC データを利用し、OMAT 値は LISM/MI データを利用して解析した。解析領域は Mare Moscovince の南西の位置する高地領域 (-16 ~ 15°N, 143 ~ 149°E)、解析する海領域は Mare Humorum を選んだ。これらの領域は他の領域に比べて比較的余所から延びた光条が少ない場所である。

本研究の手法は Werner and Medvedev (2010) と似ているが、Werner+らは OMAT 値を調べるために Clementine データを利用したことに対して、本研究では空間分解能と色数の点で長けた LISM データを利用した。

結果

高地の光条を持つクレーターのみでクレーターサイズ頻度分布を導出すると、誤差の範囲内で 20 ~ 30 億年の等時曲線と一致した。これは高地の光条が消失するためにこの時間を必要とすることを意味する。高地は海に比べて FeO 量が非常に小さいため、宇宙風化作用が進みにくいと解釈した。従って従来報告されていた時間スケール (約 10 億年) より長い時間スケールが得られたことはこれらの解釈と調和的である。一方で、海は 2.5 億年という短い時間スケールが得られた。FeO 量が大きいため高地に比べて宇宙風化作用が進みやすいからだと解釈した。

考察

海の光条を持つクレーターのクレーター

サイズ頻度分布は等時曲線とよく一致していたが、高地のクレーターサイズ頻度分布直径 1km 以下で等時曲線より大きく下まわった。これは直径 1km 以下のクレーターの光条は宇宙風化作用に加えて微小隕石の衝突による攪拌作用が効いているためであると予想している。

また、Apex に近い Mare Humorum のクレーターサイズ頻度分布は Apex から遠い高地解析領域に比べて強度比が 1/10 である。これに Apex-Antapex 効果を考慮するとその差が大きくなる可能性もある。

まとめ

クレーターの光条物質が宇宙風化を受けることによって視認できなくなる時間スケールは地質依存性があり、特に地面の FeO 量に依存することが明らかになった。この FeO 量と時間スケールの関係は宇宙風化作用のモデルに制約を与え、惑星表面のスペクトルの解釈を行う上で重要であると考えられる。

衝突蒸気雲中の化学組成のエントロピー依存性に関する研究 —惑星質量と衝突起源大気組成の関係—

○桑原秀治, 杉田精司 (東大・新領域)

はじめに

高速度衝突による衝撃圧縮時に分配される運動エネルギーの一部は熱として物質に残り、溶融や蒸発を引き起こす。地球型惑星形成末期における秒速 10 km を超えるような高速度衝突ではケイ酸塩などの岩石を構成する物質までもが蒸発し始め、このときに生じる蒸気雲は初期地球型惑星大気の主要な供給源のひとつであったと考えられている[1]。初期地球型惑星大気組成の推定は紫外線や雷放電による表層への有機物の供給効率[2]や温室効果気体による惑星放射バランスへの影響など[3]、地球生命の起源と進化を考えるうえで重要な要素に制約を与える。従来の衝突蒸気雲モデルでは集積時において形成される惑星の衝突脱ガス水蒸気大気を仮定しており、これが一定圧下で冷却していくにつれて組成がどのように変化するかを調べている[1]。一方で、よりミクロな観点から見た衝突蒸気雲の描像は衝撃圧縮—圧力解放過程で膨張・冷却していくものであり、その組成変化に関してはよくわかっていない。本研究では断熱的に膨張する蒸気雲の組成を調べることを目的とした。

モデル

化学組成の熱力学的安定性は系の元素組成と温度、圧力に依存するため、本研究では地球型惑星の衝突蒸気雲組成をモデルするために次のことを仮定する。衝撃圧縮後の圧力解放過程は断熱的であると、地球型惑星で見積もられている小惑星の衝突速度範囲[4]とシリカの Hugoniot 曲線[5]から地球型惑星上の衝突で発生しうるエントロピーを 4.0~8.0 kJ/K/kg と見積もった。この値をもとに断熱膨張する衝突蒸気雲の温度—圧力パスを決定した。また、地球の揮発性元素の相対存在量が炭素質隕石のそれと似ていることや水素と窒素の同位体比の関係から、初期地球型惑星へ揮発性元素を供給した衝突体の組成が CI コンドライト様のものであると仮定した[5]。蒸気雲の組成に関しては各温度—圧力条件下で化学平衡が成り立つと仮定し、計算はギブズ自由エネルギー最小化法コード[6]を用いて行った。

結果

一酸化炭素、二酸化炭素、水素、水はエントロピーに依らず、蒸気雲中で最も豊富に存在する気体成分であった。他にはメタン、硫化カルボニル、アンモニア、硫化水素、二酸化硫黄が生成されることがわかった。同一温度でより高圧を経験する低エントロピー線に沿って膨張する蒸気雲ほどメタンやアンモニア、硫化水素、硫化カルボニルといった温室効果気体が熱力学的に生成し易い傾向であることがわかり、地球へ衝突する速度で発生す

るエントロピー範囲では、少なくとも 1500-2500K の間でメタンやアンモニアは熱力学的に生成し難いことが示唆された。一方で、火星で生じ得る衝突蒸気雲の場合はメタンやアンモニアが主成分として安定に存在できることが示唆された。

まとめ

隕石重爆撃期における地球と火星の衝突蒸気雲大気組成は共に二酸化炭素・水蒸気に富んではいるが、メタンなどのより温室効果の強い気体の存在量が大きく異なった可能性があることが示唆された。

参考文献

[1] Hashimoto et al., 112, *JGR*, 2007. [2] Stribling & Miller, 17, *OLEB*, 1987. [3] Ueno et al., 106, *PNAS*, 2009. [4] Sleep & Zahnle, 103, *JGR*, 1998. [5] Kurosawa et al., 117, *JGR*, 2012. [6] Marty, 313-314, *EPSL*, 2012. [7] Gordon, S., McBride, B., 1994 NASA SP273

要旨

>10 km/s 衝突時の造岩鉱物のエントロピー増加量を決定するために阪大レーザー研に設置された激光 XII 号 HIPER を用いて、Forsterite の衝撃圧縮実験を行った。時間分解速度干渉/発光分光計測の結果 ~800 GPa までの圧力-エントロピー平面上の Hugoniot 曲線を得ることに成功した。得られた Hugoniot 曲線から断熱解放後に気相が持ち得る膨張運動エネルギーを算出し、初期地球型惑星大気の散逸問題に適用したところ、初期地球型惑星大気圧が~10 気圧程度であれば、隕石重爆撃期に大気全散逸が起こる可能性があることがわかった。これは現在の地球、金星大気中の希ガス存在量と調和的な結果である。

はじめに

惑星形成最終期において地球サイズの岩石惑星の脱出速度は 10 km/s を超え、主要構成要素である珪酸塩でさえ蒸発させるほどのエネルギーを供給する[e.g., 1, 2]。そのような高速度衝突は地球史上の様々な大事件で重要な役割を果たしてきたと考えられている[e.g., 3-6]。本研究ではその中でも天体衝突による大気剥ぎ取り過程に注目する。隕石重爆撃期に頻発した>10 km/s の天体衝突が惑星大気組成及び大気全圧の変動にどの程度寄与したかを知ることは、その後の惑星表層環境進化の初期条件を調べる上で重要である。

天体衝突が起こると地表で高温高圧の珪酸塩蒸気が発生する。その後の断熱解放によって、蒸気の内部エネルギーが膨張の運動エネルギーに変換され、直上にある既存惑星大気を心太式に加速する。一部の気相は惑星脱出速度を超える速度まで加速され、宇宙空間に散逸する。この過程を "Impact erosion" と呼ぶ[e.g., 5]。惑星大気散逸量を定量的に評価するためには 衝突天体が持つ運動エネルギーの何割が珪酸塩蒸気の膨張エネルギーに変換されるか、を知っている必要があるが、宇宙速度衝突で生成される珪酸塩プラズマ内のエネルギー分配過程はよくわかっていなかった。特に衝撃圧縮によるエントロピー増加量が不明であるために、相図上での断熱解放経路が分からず、最終的に気相に分配されるエネルギーがわからないことが本質的な問題であった。

我々はこの問題に実験的に取り組んでいる。先ほど述べたような最終的な気相の膨張エネルギーを求めるという観点では、圧力-エントロピー(P - S)平面上での Hugoniot 曲線を得るという課題に帰着する。

高強度レーザーによる衝撃圧縮実験

大阪大学レーザーエネルギー学研究センターに設置された高強度レーザー「激光 XII 号 HIPER」を用いて Forsterite(Mg_2SiO_4)の衝撃圧縮実験を行った。基本的な実験手法は我々の先行研究と同様であるので、詳しくは参考文献を参照して頂きたい[7, 8]。今回は標的に設置時にレーザーに対する傾斜を軽減する工夫を施したことで、裏面に無反射コートを施すことで、昨年とは比較にならない綺麗なデータを得ることに成功した。

実験結果, M-ANEOS との比較

衝撃波伝播中の発光スペクトルの Planck 関数 fitting から衝撃圧縮温度を、干渉縞移動量から衝撃波伝播速度を計測した。得られた衝撃波速度を用いて既存の Hugoniot data[9]を基に衝撃圧縮圧力を算出した。温度-圧力平面上の Hugoniot 点を用いてべき乗関数でフィッティングすると 400-860 GPa(17-25 km/s の衝突速度に相当)の範囲で衝撃圧縮温度は圧力の~1.5 乗で変化することがわかった。この結果をもとに半解析的手法[10]を用いて衝撃圧縮時のエントロピーを算出したところ、惑星科学分野の数値流体計算で頻繁に使用される M-ANEOS の予測値はエントロピー上昇量を過小評価していることがわかった。この原因としては(1)M-ANEOS は 2 段式軽ガス銃で得られた圧縮率データを外挿して構築されており、プラズマ化した Forsterite が軟化する効果を取り入れていないこと、(2)衝撃融解・電離・解離によるエントロピー増加量が考慮されていないことが挙げられる。我々の VISAR の反射光計測、色温度と輝度の時間変化計測からも衝撃圧縮状態の Forsterite の反射率は 20 %を超え 金属化(=電離)を起こしていることは明らかである。第一原理計算からも電離に伴う電子配置の変化は Si-O の二体相関を弱くし、解離を引き起こすことが示唆されている[11, 12]。

議論 1-大気剥ぎ取り問題への応用-

上記の実験結果から天体衝突で達成される極限状態でも適用可能な *P-S* 平面上の Hugoniot 曲線が得られた。衝撃圧縮状態からの解放過程が断熱かつ熱力学平衡を保ちつづけると仮定をすると、レバールールを用いることで最終的に気相に分配されるエネルギーを算出することができる。Impact erosion の多くの先行研究では衝撃圧縮によるエントロピー増加量が不明であるために、完全蒸発を仮定し、そのかわりに蒸発潜熱を引き算するという方法が取られていた[5, 13]。しかし提唱者の Melosh 自身が凝縮に伴う発熱を考慮していないために、気相のエネルギーを著しく過小評価していると指摘している[13]。

気相に分配されたエネルギーは最終的に蒸気雲の膨張運動エネルギーになる。点源爆発するガス球の速度・密度動径分布に対する解析解を用いると、ガス球が持つ運動量に変換できる。このガス球と直上の惑星大気との運動量保存則を解くと、脱出速度を超えて宇宙空間に散逸する大気量を算出することができる[13]。ここで一つ注意が必要なのは静水圧平衡状態にある惑星大気の質量分布は著しい天頂角依存性を持つことである。Vickery & Melosh, 1990[13]では蒸気雲と大気との運動量保存を解く際に、天頂角の依存性を取り入れたモデル(“Sector blow-off model”)を構築した。このモデルは流体運動を全く考慮していないことから、様々な批判に晒された[14-16]。しかし、熱平衡状態を保ちながら断熱膨張するガス球を仮定することで、状態方程式の不定性の影響を受けることなく、衝突から大気散逸に至るエネルギーの流れを表現できるところが非常に優れている。このモデルを用いることで、Hugoniot 曲線の改訂がどの程度影響を与えるかを明確にすることができる。

我々が得た Forsterite の *P-S* Hugoniot 曲線はまだ誤差評価などが十分でないため、精度よくエントロピーを計算可能な Quartz に対する *P-S* Hugoniot 曲線[7]を Sector blow-off model に組み込み、先行研究との比較を行った。その結果、従来モデルでは地球への平均衝突速度程度(~17 km/s)の衝突エネルギーでは大気散逸が起こらないが、改訂された *P-S* Hugoniot 曲線から得られる気相のエネルギーを用いると、15 km/s でも十分に大気散逸が起こることがわかった。

議論 2-隕石重爆撃期の大気進化-

新しい *P-S* Hugoniot 曲線をモンテカルロ法を用いた確率論的隕石重爆撃期モデルに組み込み、初期大気圧、スケールハイトをパラメータにして隕石重爆撃期の大気全圧の変遷を解いた。その結果、地球サイズの岩石惑星の初期大気全圧が<10 気圧程度であれば、隕石重爆撃期に供給される衝突エネルギーによって大気が全散逸する可能性があることがわかった。つまり暴走温室状態に入り数 100 気圧の H₂O-CO₂ 大気を持つ金星は大気剥ぎ取りを免れた可能性が高い。それに対し、海洋形成、CO₂ の炭酸塩への固定を経た原始地球は、それまでに保持していた大気を失った可能性がある。この違いは現在の地球・金星大気中の希ガス存在度[e.g., 17]の違いと調和的である。

参考文献

- [1] Ahrens & O'keefe, *The Moon*, **4**, 214-249, 1972.
- [2] Kurosawa et al., *Geophys. Res. Lett*, **37**, L23203, doi:10.1029/2010GL045330, 2010.
- [3] Pahlevan & Stevenson, *EPSL*, **262**, 238-249, 2007.
- [4] Mukhin et al., *Nature*, **340**, 46-49, 1989.
- [5] Melosh & Vickery, *Nature*, **338**, 487-489, 1989.
- [6] Lisse et al., *ApJ*, **701**, 2019-2032, 2009.
- [7] Kurosawa et al., *17th SCCM*, 2012.
- [8] Kurosawa et al., *JGR*, **117**, E04007, doi:10.1029/2011JE004031, 2012.
- [9] Sekine et al., *Joint AIRAPT-22 & HPCJ-50*, 2009.
- [10] Sugita et al., *17th SCCM*, 2012.
- [11] Laudernet et al., *PRB*, **70**, 165108, 2004.
- [12] Knudson & Desjarlais, *PRL*, **103**, 225501, 2009.
- [13] Vickery & Melosh, *GSA Special paper*, **247**, 289-300, 1990.
- [14] Newman et al., *Icarus*, **138**, 224-240, 1999.
- [15] Svetsov, *Solar System Res.*, **41**, 28-41, 2007.
- [16] Shuvalov, *MAPS*, **44**, 1095-1105, (2009).
- [17] Ozima & Podosek, *Noble Gas Geochemistry*, 367 pp., Cambridge University Press, New York, 1983.

強度支配域におけるクレーター形成過程のフラッシュ X 線を用いた可視化実験

保井みなみ¹, 荒川政彦¹, 長谷川直², 藤田幸浩³, 門野敏彦⁴

1. 神戸大学 2. ISAS/JAXA 3. 名古屋大学 4. 産業医科大学

1. はじめに

多孔質の小惑星表面に見られるクレーターは、その空隙率の影響を受けている [1]. また、小惑星の重力は非常に小さい。よって、そのような小惑星上の衝突クレーター形成過程の理解には、多孔質物質で強度支配域のクレーター形成の物理素過程を知る必要がある。本研究では、内部構造の変化に着目する。クレーター形成における内部構造の変化は、室内実験ではほとんど調べられていない。なぜなら、強度支配域におけるクレーター成長時間が数十 μs と非常に短く、また岩石内部の観察を可視光で行うことは不可能なためである。

そこで本研究では、フラッシュ X 線を用いて、クレーター形成中の内部構造変化の可視化を試みた。そして、クレーター形成中の弾丸貫入と孔の拡大を観察し、クレーターサイズの時間変化を調べた。

2. 実験方法

標的には空隙率 50%の石膏を用いた。標的サイズは直径 34mm, 高さ 65mm の小標的と直径 64mm, 高さ 70mm の大標的を用意した。弾丸は、直径 1.6mm 及び 3.2mm のステンレス球 (s.s.), 直径 3.2mm のアルミニウム球 (Al) とナイロン球 (Ny) を用いた。直径 3.2mm の s.s.弾丸のみ小試料と大試料を用い、他は全て小試料とした。実験は、宇宙科学研究所の二段式水素ガス銃を使用した。衝突速度は 1.9-2.4km/s (低速), 5.6-6.4km/s (高速) とした。

フラッシュ X 線は 2 台設置した。そのため、1 回の実験で得られる画像は 2 枚である。X 線撮影のタイミングにはピエゾゲージを用い、標的前方に設置したゲージを弾丸が通過してからの経過時間を設定することで、同標的・同衝突条件で衝突からの経過時間が異なる標的内部画像を得ることに初めて成功した。

3. 実験結果

得られた X 線画像を時間毎に並べたものを図 1 に示す。

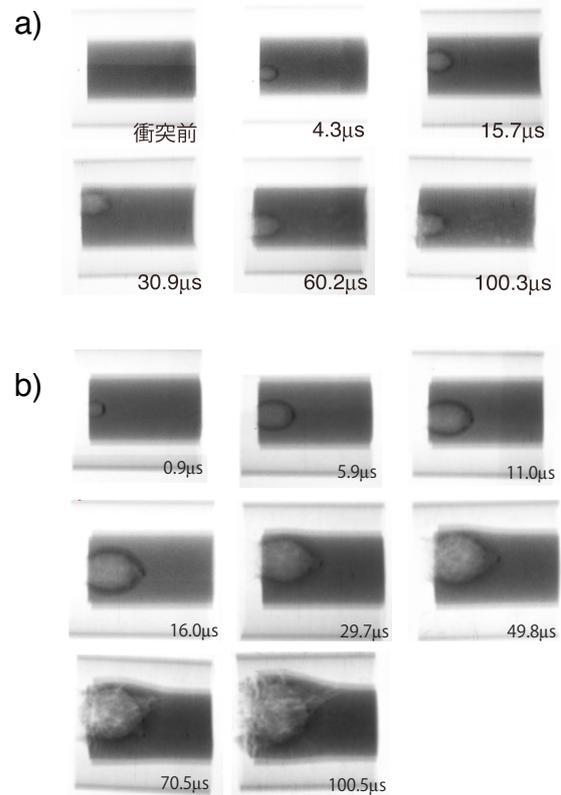


図 1 : X 線画像。 a)は半球型, b)は破壊型

弾丸の運動エネルギーが小さい場合 (400J 以下: 図 1a), 半球型のクレーターが形成され、周囲に圧密層が見られた。(半球型)。運動エネルギーが大きい場合 (850J 以上: 図 1b), 半球型クレーターの形成後に、孔先端から分裂した弾丸が飛び出してピットを形成し、最終的に試料は破壊した (破壊型)。また、両方共に弾丸が変形、分裂した。これらの X 線画像を用いて、クレーターサイズの時間変化を計測した。計測したのはクレーターの深さ d (図 2: D_p は弾丸直径), 入口直径 D , クレーター内側の最大直径 D_{max} である。その結果、パラメータ全てが時間と共に増加したが、s.s.及び Al 弾丸の場合は 20 μs , Ny 弾丸の場合は 10 μs 以内で、深さ d と最大直径 D_{max} の増加が停止することが分

かった。この時間を、クレーター成長停止時間 t_s と呼ぶ。入口直径 D はイジェクタの噴出、スポーリング領域の形成により増加し続けることが分かった。また破壊型の場合、ピットの成長によって深さ d が $60\mu\text{s}$ 以降に再び増加することが分かった。

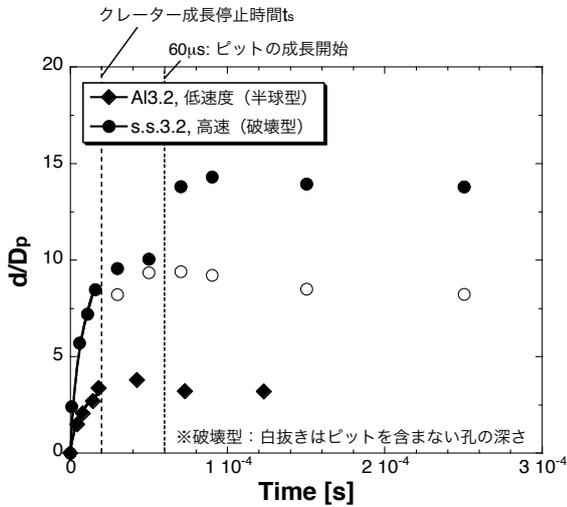


図 2：クレーター深さと時間の関係

4. 議論

4.1. 弾丸の抵抗係数 C_d

時間 t とクレーター深さ d の関係から、弾丸の抵抗係数 C_d を調べた。弾丸の減速モデルの方程式は、

$$d(t) = \ln(v_1 \alpha t + 1) / \alpha, \quad (1)$$

$$\alpha = \pi C_d \rho_t r_p^2 / 2 m_p, \quad (2)$$

と表され、 v_1 は衝突速度、 ρ_t は標的の密度、 r_p と m_p は弾丸半径及び質量である[2]。今回は、 t_s 以前 (s.s. 及び Al 弾丸は $20\mu\text{s}$ 、Ny 弾丸は $5\mu\text{s}$ と仮定) のデータを用いて計算した。そのモデル結果は図 2 に示している。計算の結果、 C_d は 2.3-3.9 となった。 C_d は弾丸形状に依存し[2]、弾丸が変形せずに貫通する場合は C_d が約 1 となることが分かっている[3]。従って、変形や分裂による弾丸の形状変化によって C_d が 1 より大きくなったと推測した。

4.2. クレータースケーリング則

本研究結果を、一時クレーターの体積と時間の関係を示したクレータースケーリング則に適用した。そのスケーリング則は、

$$\frac{\rho_t V_{cr}(t)}{m_p} = K_2 \left(\frac{\rho_p}{\rho_t} \right)^{\frac{3\nu}{1+\mu}-1} \left(\frac{v_1 t}{r_p} \right)^{\frac{3\mu}{1+\mu}}, \quad (3)$$

と表され、 V_{cr} がクレーター体積 (今回は長軸半径 d 、短軸半径 $D_{max}/2$ の半楕円体と仮定)、 ρ_p は弾丸密度、 K_2 は定数、 ν と μ はスケーリングパラメータである[4]。また $v_1 t / r_p$ は πt と表記される。その結果を図 3 に示す。図 3 から、各衝突条件の t_s で傾きが変化し、 t_s 以前の全てのデータは $\rho_t V_{cr}(t) / m_p = 0.27 \pi t^{1.1}$ で表されることが分かった。また、この経験式からスケーリングパラメータ μ を計算すると 0.58 となり、先行研究の石膏の値 (0.5) と近くなり[5]。砂の値 (0.41) より大きくなった[4]。さらに、空隙率が大きくなるほど μ は小さくなるという先行研究[4]の解釈とは、矛盾した結果となった。

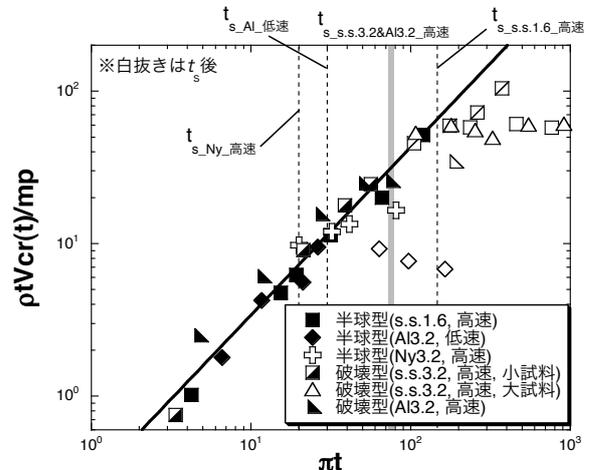


図 3：クレーター体積と時間の関係。縦線は各衝突条件での t_s を用いた πt を示す。

【参考文献】

- [1] Housen & Holsapple (2003), *Icarus* **163**, 102-119.
- [2] Niimi et al. (2011), *Icarus* **211**, 986-992.
- [3] 玉木&雛田 (1966), *生産研究* **18**, 19-21.
- [4] Schmidt & Housen (1987), *Int. J. Impact Eng.* **5**, 543-560.
- [5] Yasui & Arakawa, *Icarus* **214**, 754-765.

※本発表の詳細は、

Yasui et al. (2012), *Icarus* **221**, 646-657
の論文を参照して頂きたい。

衝突実験におけるクレーターレイの形成

門野敏彦（産業医大），
鈴木絢子（CPS），三谷典子，和田浩二（PERC），山本聡（環境研），
荒川政彦（神大），杉田精司（東大），中村昭子（神大）

惑星や衛星表面上のクレーターに付随するレイは実験室でも出現する．天体上のレイや実験室のレイの形成機構は古くから議論されてきているが決定的な結論は得られていないようである．ここでは，粉体への室内衝突実験を通して放出物が飛散する際にパターンが形成される様子を高速カメラによって撮影し，最終的にクレーター周辺に出来るレイのパターンの観察，さらに離散要素法を使った数値計算による粉体が運動する際のパターン形成の様子を調べ，天体上に残されたクレーターに付随するレイのパターンとの比較を行った．

定性的なレイの特徴及び形成の機構として

- ・ レイは必ずしも動径方向にまっすぐに伸びているわけではなく，互いに絡み合
って複雑な構造を示している
- ・ 飛散している放出粒子はお互いに非弾性衝突している

ことがわかった．

今後は，

レイパターンの定量化：実験室・数値計算・天体上のレイの定量的比較

スケーリング則：レイパターンと衝突条件の関係

について進めていく予定である．

玄武岩を用いたクレーター形成実験

高木 靖彦 (愛知東邦大学)、長谷川 直 (ISAS/JAXA)

衝突クレーター形成のスケーリング則が強度項と重力項により成り立っていることは良く知られている。この内、重力項に関しては、石英砂やガラスビーズを標的に用いた多くの実験により検証が行われている。一方、強度項の検証のための実験は意外に少なく、岩石標的を用いた系統的实验はほとんど行われてこなかった。クラックの無い均質な岩石資料を一定量入手することが難しいことが、その理由の一つと考えられる。

今回、クラックが無い良質の玄武岩を入手することができたので、系統的なクレーター形成実験を行い、強度スケーリング則の検証を目指した。実験に用いた標的は、柱状摂理の玄武岩より切り出した $200 \times 200 \times 90$ mm の大きさの直方体である。切り出した方向は、柱の軸に垂直な方向に長辺が向いており、衝突の方向は、短辺の向き、すなわち柱状摂理に平行な方向である。質量は $10.55 \sim 10.73$ kg で、密度は 2920 ± 10 kg/m³ であった。

実験は、JAXA 相模原キャンパスにある二段式軽ガス (水素) 銃を用いて行った。弾丸には、直径 3.2mm のアルミニウム球 (47 mg)、ステンレス鋼球 (135 mg)、および、直径 7.1 mm のナイロン球 (218 mg) を用い、衝突速度は $2400 \sim 5300$ m/sec、衝突角度は 90° であった。

形成されたクレーターには中心から放射方向へ延びる破断面が多くのクレーターで顕著に見られ、形状が中心軸対称から大きく外れていた。そこで、真上から撮影した写真上で衝突点から 8 方向での径を測定し、その平均の 2 倍を直径とした。深さと容積に関しては、三次元形状の測定が可能なデジタル顕微鏡 Keyence® VHX-1000 を用いて測定した。ただし、いくつかのクレーターは測定可能範囲を超えてしまったため、直径とノギスで測った深さから補正係数を用いて求めた。

測定された直径と衝突エネルギーの関係を図 1 に示す。

これらの結果を今までの研究結果と比較するため、よく使われている無次元 π パラメータ [3] を用いて整理してみる。使用した π パラメータは以下の 5 つである：

$$\pi_D = \left(\frac{\rho_t}{m} \right)^{1/3} D, \quad \pi_d = \left(\frac{\rho_t}{m} \right)^{1/3} d, \quad \pi_V = \frac{\rho_t V}{m},$$
$$\pi_3 = \frac{Y}{\rho_p v_i^2}, \quad \pi_4 = \frac{\rho_t}{\rho_p}$$

ここで、 D 、 d 、 V が形成されたクレーターの直径、深さ、容積、 m が弾丸質量、 v_i が衝突速度、 ρ_p と ρ_t が弾丸と標的の密度、 Y が標的強度である。ただし、標的強度の測定ができていないので 20 MPa と仮定して計算した。

図 2 に無次元化された直径 π_D および容積 π_V と強度スケーリングのパラメータ π_3 の関係を示す。ここでは示していない無次元化された深さ π_d と π_3 の関係を含め、いずれの図においても弾丸 (密度) への依存性が顕著にみられる。

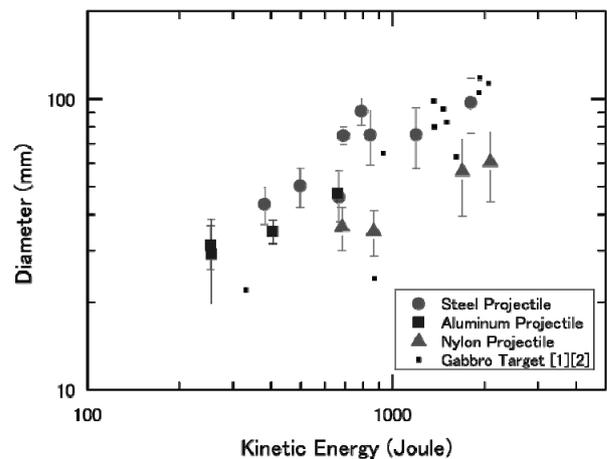


図 1. クレーター直径、体積と衝突エネルギーの関係。小さな四角は 20 年以上前に Caltech で斑レイ岩を標的にして行われた実験の結果 [1], [2] である。

そこで、 π_3 と密度のパラメータ π_4 を独立変数とした多重回帰分析を行い、 π_D 、 π_d および π_V への π_3 と π_4 の依存指数を求めた。結果は、深成岩と堆積岩を用いた他の研究の結果 [4, 5] と合わせて表1にまとめた。

今回の結果は、Gault (1973) の"dense crystalline rock" を用いた実験結果に近く Suzuki et al. (2012) の堆積岩を用いた実験結果とは明確な違いを示している。堆積岩中の衝撃波の減衰が大きい事が原因ではないかと考えられるが、最終的な結論を得るためには減衰率の測定や異なった岩石を用いたクレーター形成実験が必要である。

引用文献

- [1] Lange, M. A., T. J. Ahrens, and M. B. Boslough (1984), Impact cratering and spall failure of gabbro, *Icarus* **58**, 383-395
- [2] Polansky, C. A. and T. J. Ahrens (1990), Impact spallation experiments: Fracture patterns and spall velocities, *Icarus* **87**, 140-155
- [3] Holsapple, K. (1993), The scaling of impact processes in planetary sciences, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **21**, 333-373
- [4] Suzuki, A. et al. (2011), Laboratory experiments on crater scaling-law for sedimentary rocks in the strength regime, *J. Geophys. Res.* **117**, E08012
- [5] Gault, D. E. (1973), Displaced mass, depth, diameter, and effects of oblique trajectories for impact craters formed in dense crystalline rocks, *Moon* **6**, 32-44

表 1.

	標的	$\pi_D \propto \pi_3^a \pi_4^b$		$\pi_d \propto \pi_3^c \pi_4^d$		$\pi_V \propto \pi_3^e \pi_4^f$	
		a	b	c	d	e	f
今回	玄武岩	-0.47±0.09	0.19±0.10	-0.32±0.03	0.13±0.03	-1.40±0.19	0.69±0.21
Gault (1973)	深成岩	-0.370	0.203	-0.357	0.190	-1.133	0.633
Suzuki et al. (2012)	堆積岩	-0.22±0.02	0.11±0.07	-0.25±0.02	0.01±0.05	-0.71±0.05	0.23±0.17

謝辞

実験は、宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所スペースプラズマ共同利用設備を利用して行いました。玄武岩資料は愛知県岡崎市のファニチャーストーン株式会社 (<http://www.f-stone.com/>) より購入しました。

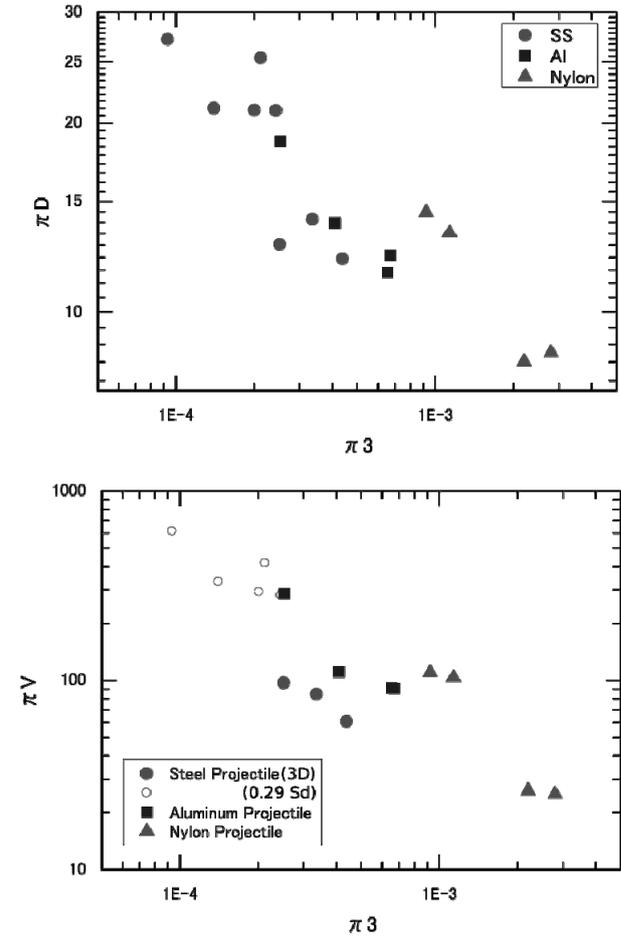


図 2. π_D および π_V と π_3 の関係。中抜き記号は、デジタル顕微鏡による三次元形状測定ができなかったため、クレーターの面積 S と深さ d の積に測定できたデータから求めた補正係数 0.29 を掛け合わせて求めた値。

ナイロン→ナイロン衝突の超高速撮影

柳澤正久、海老名良祐、高橋悠太（電気通信大学）

黒澤耕介、長谷川直（宇宙研/JAXA）、杉田精司（東大）、松井孝典（千葉工大）

1. 背景と目的

高速度衝突における閃光は、一つのメカニズムですべてが説明できるような単純なものではない。室内実験においては、ジェッティング雲や衝突蒸気雲からの放射以外に、弾丸直径を衝突速度で割った時間にほぼ等しい継続時間をもつスパイクが衝突の瞬間に観測されることがある[1-7]。観測カメラの時間分解能が不十分なため月面衝突閃光[8]など自然界の衝突についてスパイクが観測されたという報告はないが、将来はその有無や強度から衝突現象について有意義な情報が得られる可能性がある[9, 10]。将来の観測に備えスパイク光の原因を突き止めておく必要がある。

2. 実験方法

宇宙研/JAXA の新二段式軽ガス銃で、直径 7 mm のナイロン 66 球を 7 km/s で発射し、ナイロン 66 ブロックに衝突させる。ブロックは 80x80x40 mm の直方体で 80x80 mm の面の真中に垂直に衝突させる。

衝突閃光の測光は主に以下に示すコンポーネントから成るフォトメータで行った。(a) PIN Si フォトダイオード(浜松フォトニクス S3071、感度波長範囲は約 400-1100 nm); (b) アンプ(浜松フォトニクス C8366); (c) レンズ(焦点距離 55 mm、F1.8 開放、フィルタなし)。遮断周波数は約 40 MHz である。視野は衝突点を中心とした直径約 11 cm の範囲に限定されている。また、衝突面から測って約 17 度の方向から測光を行った。

衝突の様子は、超高速カメラ nac ULTRA Neo[11]で撮像された。最速 5 ns おきの画像が 12 コマ(制約はあるが 24 コマ可能)取得できるが、今回紹介するデータは 50 ns おきに撮像されたものである。カメラは、衝突面を真横から見る位置に設置された。撮像開始のトリガには上記のフォトメータの信号を使った。このカメラはトリガ前の画像を取得できないため、最初の画像は、フォトメータが閃光を検知し始めてから(おそらく弾丸が標的に接触してから)0.3 μ s 経過してから撮像された。

また、分光ストリークカメラによる観測も行った。図 1 に示すように、スペクトルを時間の関数として観測できる。視野は標的位置で約 30 cm である。

3. 結果

超高速カメラの最適な設定値を捜しながら、またトリガ方法を替えながら 6 回の shot を行った。スパイク光の原因を捉えているのは 5, 6 回目の shot であるが、より分かり易い最後の shot1545 について結果を述べる。衝突速度は 6.99 km/s であった。衝突閃光スペクトルの時間変化を図 1 に示す。衝突の瞬間、継続時間が 1 μ s 以下の連続スペクトルに近いスパイクが観測され、いったん強度が落ちた後、 C_2 や CN によるバンドスペクトルが現れる。これはジェッティング雲からの放射であろう。

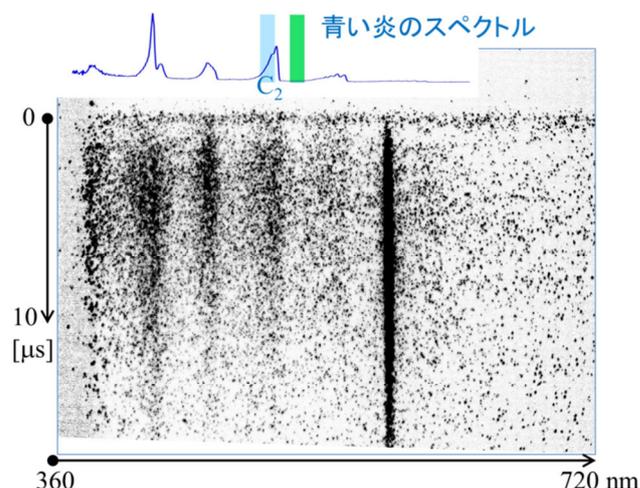


図 1. 衝突閃光スペクトルの時間変化(shot1545). 色の濃い部分で強度が強い. 上の挿絵は、 C_2 バンドの波長を示すためのボタン・バーナーのスペクトルである. 青と緑の縦帯はフィルタ付フォトメータの観測波長域である(本論文では述べない).

スパイク光の部分を拡大して表示したのが図 2 である。この図には、超高速カメラの露光のタイミングを示すモニタ信号も示す。図中の 1 から 9 はフレーム番号を表している。露光は 50 ns おき、各フレームの露光時間も 50 ns である。フォトメータ、超高速カメラとオシロスコープを繋ぐ同軸ケーブルによる信号の遅延は <20 ns、つまり半フレーム以下であろう。

超高速カメラの画像を図 3 に示す。第 1 フレームの撮像時には既にスパイク光のピークを過ぎていたが、標的内に少し貫入しかけた弾丸が光っている様子が捉えられている。真横からの撮像なのではっきり分らないが、標的面の衝突点近傍も光っているようである。

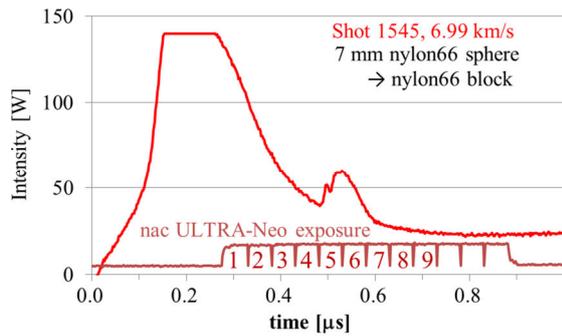


図 2. スパイク光強度(光源での明るさ)の時間変化。下側は超高速カメラのモニタ信号で 12 フレームの露光のタイミングを示す。

図 2 の 0.55 μs 時点には、フォトメータ信号に第 2 のピークがある。このピークは他の 2 つの shot にも存在し、再現性のあるものである。図 3 では第 6 フレームに相当し、弾丸の背面が一瞬明るくなっているのが確認できる。原因は不明だが興味深い現象である。

4. 考察

1 次元モデルでは、ナイロン同士が 7 km/s で衝突した場合、衝撃波の伝播速度は 8 km/s である[12]。衝撃波が直径 7 mm の弾丸の背面まで達するのは弾丸と標的の接触後 0.9 μs 後、つまり第 12 フレームの露光時である。衝撃波が通過し高温になった部分だけが光って写るとすると、光る部分がナイロン球に広がっていく様子が超高速カメラで捉えられるはず

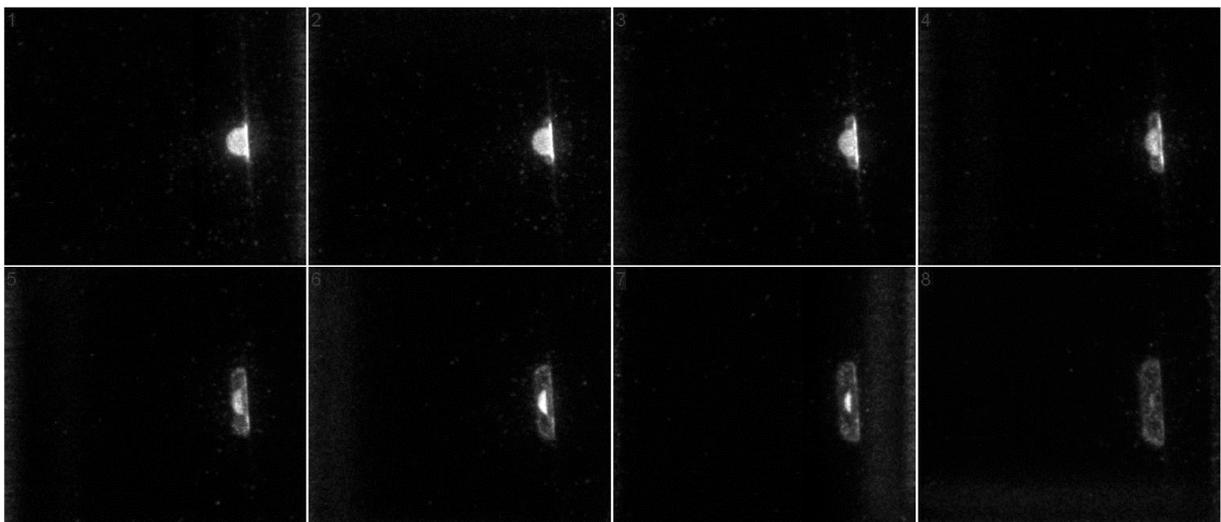


図 3. 超高速カメラ(nac ULTRA Neo)によって撮影された最初の 8 フレーム(shot1545)。左から右、上から下の順で 50 ns 毎の画像である(露光時間も 50 ns)。弾丸の進行方向は左から右(6.99 km/s)、その直径は 7 mm である。外部光は使っていない。標的であるナイロンブロックははっきりと写っていないが、右側にあり、カメラは衝突面に沿う方向(真横)から撮影している。衝突面はほぼ鉛直である。6 フレーム目で弾丸が一瞬明るくなっている(サブ・スパイク)。ジェットイング雲が広がっていく様子も捉えられている。

であり、第 1 フレームからナイロン球全体が光っていることは説明できない。

ここで、ナイロン球は透明ではないが磨りガラスのように半透明であることに注意すべきである。光が内部で散乱されて全体が光っていると考えれば、衝撃波到達前から光っていることは説明できる。

参考文献

- [1] 柳澤正久, 他, 天体の衝突物理の解明VI, 北大低温科学研究所, 2010. 11. [2] 柳澤正久, 他, スペース・プラズマ研究会, 2011. 3. [3] 柳澤正久, 他, 日本地球惑星科学連合大会, 2011. [4] 柳澤正久, 他, 惑星科学会, 2011 秋. [5] 柳澤正久, 他, スペース・プラズマ研究会, 2012. 2. [6] Jean and Rollins, *AIAA J*, **8**, 1742-1748, 1970. [7] Ernst and Schultz, *Lunar and Planetary Science XXXVIII*, #2353, 2007. [8] Yanagisawa and Kisaichi, *ICARUS*, **159**, 31-38, 2002. [9] Yanagisawa et al., *Asteroids, Comets, Meteors*, #6289, 2012. [10] 柳澤正久, 他, 日本地球惑星科学連合大会, 2012. [11] <http://www.nacinc.jp/analysis/products/uhsc/ultraneo/> (2012. 3). [12] *LASL Shock Hugoniot Data*, edited by Marsh S. P., Univ. California Press, 430-431, 1980.

謝辞: 本研究は宇宙研/JAXA スペースプラズマ共同研究設備の支援を得て行われた。超高速カメラ nac ULTRA Neo による撮影は株式会社ナック イメージ テクノロジーの協力を得て行われた。

ナイロン-ナイロン衝突における蒸気雲の発光

発表者：高橋 悠太

電気通信大学 情報・通信工学専攻 柳澤研究室

2012年11月20日

1 はじめに

流星体が月面に衝突すると流星体の運動エネルギーの一部が光エネルギーに変わり閃光が生じる。この衝突エネルギーから光エネルギーの変換効率を理解することは閃光の観測から衝突エネルギーを知る上で欠かせない。運動エネルギーから光エネルギーの変換効率は衝突速度や衝突体の空隙率が影響しているのではないかと考えられていた。しかし、青井(2010)により残存大気が発光に影響している可能性が指摘された。本研究では飛翔体の速度、衝突体の空隙率を一定にし残存大気圧と蒸気雲の発光の関係を調べる。

2 実験方法

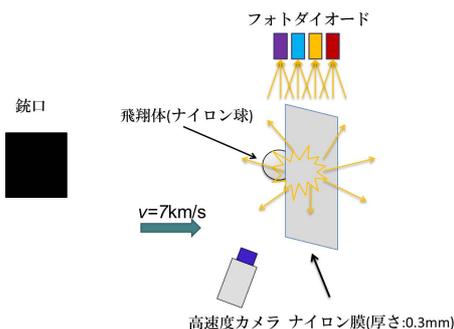


図 1: 実験模式図。衝突閃光を高速度カメラと4種類のフォトダイオードで測定する。

実験は ISAS/JAXA にある二段式軽ガス銃を用いて行った。実験方法を図 1 に示す。飛翔体はサイズ $\phi 7$ mm 球(ナイロン 66)、ターゲットには厚さ 0.3 mm のナイロン膜を使用し、衝突速度を約 7 km/s にして衝突させた。またチャンパー内気圧は shot 毎に 0.1 - 50 Pa の間で変化させて実験を行った。二種類の APD(アバランシェ・フォトダイオード、最大感度波長 620 nm、800 nm)と二種類の赤外フォトダイオード(最大感度波長 1.5 μ m、1.9 μ m)と高速度カメラ(島津製作所 HPV-1)を使用して衝突閃光を測光した。フォトダイオードの分光感度特性をそれぞれの呼び名と共に図 2 に示す。高速度カメラは 100 万コマ/秒で連続撮影が可能であり、得られる画像はモノクロで階調は 10bit である。得られた画像を解析し測光を行った。

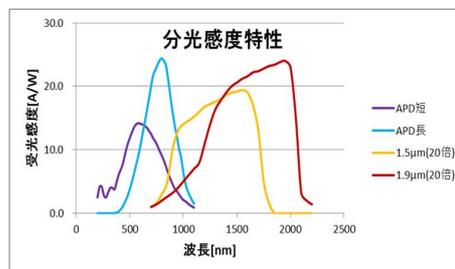


図 2: フォトダイオード分光感度特性。

3 実験結果

一回の衝突実験で得られる測光データを図 3 に示す。APD のグラフでは 0 μ s 付近で光強度が突出しているが、近赤外 PD ではその突出が見られない。これは APD と近赤外 PD の時間分解能の差である。

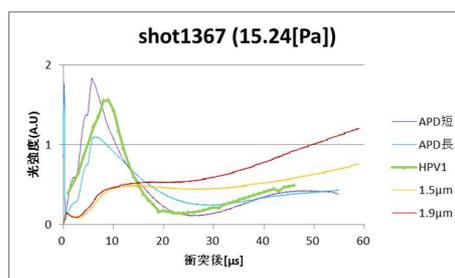


図 3: shot1367 の実験データ。衝突後の時間変化と光強度の関係性。

4 考察

実験で得られたデータを APD 短、APD 長、近赤外 1.5 μ m、近赤外 1.9 μ m、HPV1 に分けて、光強度の時間変化の残存大気圧依存性を調べた。APD 短の例を図 4 に示す。更に図 4 に示したファーストピーク、山、傾きの3つの値の真空度依存性を調べた。

ファーストピークでは衝突後から 0.5 μ s 後の間の極小点までの光強度の時間積分値と残存大気との関係を調べた(図 5)。残存大気の影響は受けていないことが分かる。

山(図 4 参照)の部分では光強度の極大値と残存大気との関係を考えた(図 6)。残存大気圧の増加と共に光強度(極大値)も増加している。

傾き(図 4 参照)では衝突後 30 - 40 μ s 後の傾きと残存大気との関係を考えた(図 7)。残存大気圧の増加と共に傾きが大きくなっている。

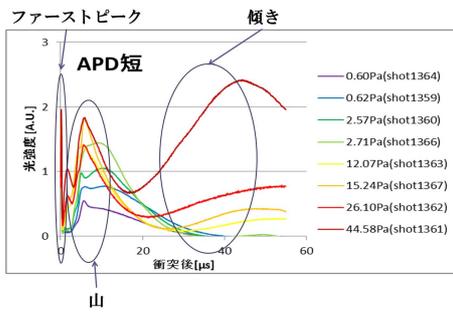


図 4: APD 短の残存大気圧別グラフ。

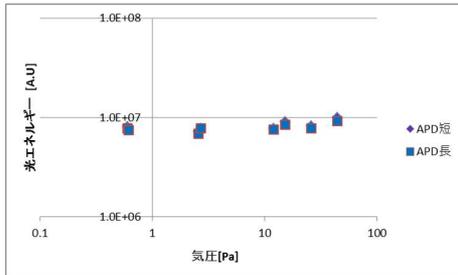


図 5: 「ファーストピーク」と残存大気の関係性。

ファーストピークでは真空度依存がみられなかった。これは蒸気雲ではなく飛翔体が発光しているためと考えられる。山と傾きでは真空度依存がみられた。これは衝突した際発生する蒸気雲が残存大気と衝突して光っていると考えられる。残存大気中でガスが燃えている事なども考えられる。

残存大気と依存していると考えられるジェットング雲の発光モデルを考えた。単位時間でジェットング雲がするエネルギー率を式 (1) より導出しそのグラフを図 8 に示す。実験で得られたデータの明るさを図 9 に示す。

$$W_{(t)} = \frac{C\rho}{2} v_{(t)}^3 r_{(t)}^2 \quad [W] \quad (1)$$

5 まとめ

これらのグラフからジェットング雲は残存大気との影響を受けている事がわかった。計算値と測定値の差は大きいかった。考えられることは、可視光領域の光は少ない、残存大気の運動エネルギーになっている可能性がある、熱エネルギーとなっている可能性がある。

参考文献

- [1] 青井宏樹, 高速度衝突における衝突の測光, 平成 22 年度修士論文, 電気通信大学 情報通信工学専攻, 情報通信システム学講座 2010.
- [2] 柳澤正久, ナイロン-ナイロン衝突の超高速撮影, スペースプラズマ研究会, JAXA 宇宙科学研究所, 2012.

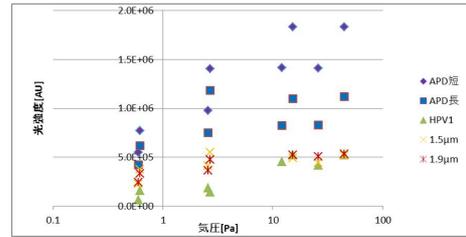


図 6: 「山」と残存大気の関係性。

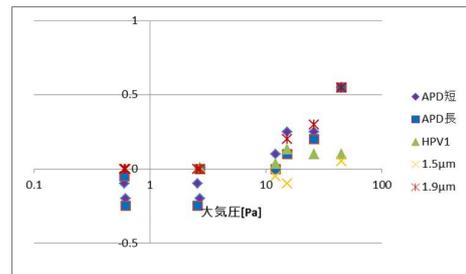


図 7: 「傾き」と残存大気の関係性。

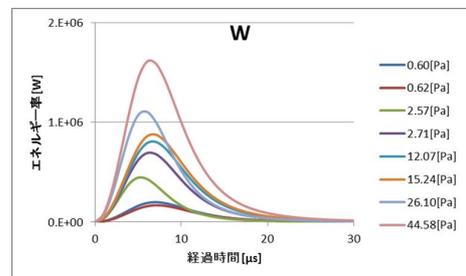


図 8: ジェットング雲のエネルギー率の理論値グラフ。

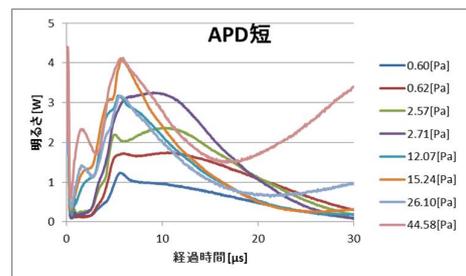


図 9: 実験データから求めた APD 短の明るさ。

ナイロン - ナイロン高速度衝突におけるジェッティング

発表者：海老名良祐

電気通信大学大学院 情報理工学研究科 情報・通信工学専攻 柳澤研究室

平成 24 年 11 月 20 日

1 背景・目的

平板同士がある角度をもって衝突する際には、ジェッティングと呼ばれる噴出現象が生じることが知られている。また、球体の平板への衝突についても、その接触面においては平板同士の衝突と近似できるとされている。すなわち、宇宙空間で起こる微惑星の原始惑星への衝突においても、このジェッティング現象は生じるはずである。ジェッティングは噴出物の質量は非常に小さいが、高温、高速度で放出されるため、惑星の大気の起源や進化などになんらかの影響を与える可能性がある。平板同士を衝突させる実験によるジェッティングについては広く研究されているが、球体と平板の衝突におけるジェッティングについてはあまり研究されていない。我々は球体と平板における高速度衝突実験を行った。そこで生じるジェッティング雲を高速度カメラで観測して、ジェッティング速度を測定し、それについて考察を行った。

2 ジェッティング

ジェッティングとは、平板同士がある角度をもって衝突する時に生じる現象である。図 1 に平面同士の斜め衝突のモデルを示す [1]。本研究ではこの平板同士の衝突を球体と平板の衝突に適応する。図 2 に球体が平板に衝突する際のモデルを示す。球体と平板の接点において、平板同士の衝突と近似できると考える。接点において球の接線を引き、その角度の二等分線方向にジェッティングが生じるものとして考える。実際には球体が静止している平板に衝突するため、二等分線よりも下にずれた角度 η でジェッティングは放出される。図 1 は交点 P を固定した系である。平板内の材質は v_0 の速度で衝撃波前面に移動する。衝撃波通過後の速度は U となる。このモデルにおいて、質量保存則、運動量保存則及びナイロンの状態方程式 [2] を用いることで、衝撃波通過後の粒子速度 U の v_0 に垂直な成分 v 、及び平行な成分 u が求まる。平板同士が作る角度 θ の最大許容値 θ_{crit} はこの二つの成分の成す角の最大値である。 θ が $\theta > \theta_{crit}$ となるとき、方程式は解をもたず、ジェッティングが生じるとされている。今回の衝突速

度はすべて約 7km/s であるため、ジェッティング速度の理論値 V_t は約 23[km/s]、角度 η は約 10° となった。

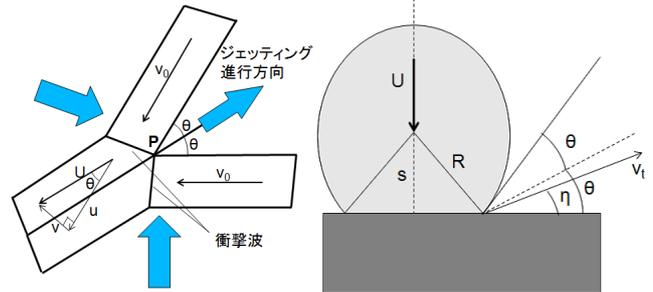


図 1: 平板同士の斜め衝突。図 2: 球体と平板の衝突。

3 実験方法

実験は二段式軽ガス銃、高速度カメラを用いてジェッティング雲の観測を行った。二段式軽ガス銃から打ち出す弾丸の速度は約 7[km/s] である。使用した弾丸は直径 7[mm]、重さ 0.22[g] のナイロン 66 製のもので、ターゲットには膜厚 0.09 ~ 0.8mm のナイロン 66 製のシート及びナイロンブロックを使用した。実験は 0.6 ~ 200[Pa] の真空中で行われた。衝突直後の光をフォトダイオードが検出し、高速度カメラが毎秒 100 万コマの速度で撮影する。

4 結果と考察

4.1 ジェッティング初速度・質量

得られた画像毎のジェッティング雲の半径を測定し、その時間変化のグラフをジェッティング雲が速度の二乗に比例して減速するモデルによる近似曲線とフィッティングを行う。図 3 に衝突点 O から広がるジェッティング雲の様子を示す。

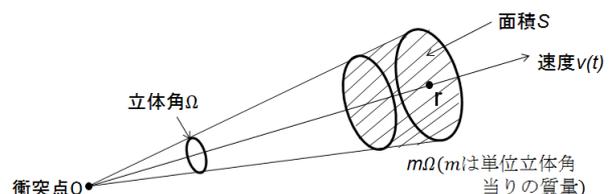


図 3: ジェッティング雲の速度減速モデル。

このモデルからジェットング雲が速度の二乗比例して減速する際の運動方程式を以下に定義する．

$$\begin{aligned} (m\Omega) \frac{dv(t)}{dt} &= -\frac{C}{2} \rho v^2(t) S(t) \\ S(t) &= r^2(t) \Omega \\ \frac{dr(t)}{dt} &= v(t) \end{aligned}$$

(C : 抵抗係数, ρ : 残存大気密度)

この式から以下の微分方程式を導く．

$$\begin{cases} \frac{dv(t)}{dt} = -\alpha v^2(t) r^2(t) \\ \frac{dr(t)}{dt} = v(t) \end{cases} \quad \left(\alpha = \frac{C\rho}{2m} \right)$$

初期条件 $t = 0, v(0) = v_0, r(0) = 0$

この方程式を α, v_0 を任意に変化させながら、そのそれぞれについてルンゲクッタ法を用いて解き、 $v(t), r(t)$ の時間変化を求める．得られた $r(t)$ の近似曲線と実験結果を最小二乗法によって比較し、もっとも実験結果に近くなった時の α, v_0 を求める．こうして、ジェットング雲の初速度 v_0 及びジェットング雲の質量 m が求まる．

4.2 ジェットング速度と残存大気圧

図4に、求めたジェットング速度 v_0 を理論値 v_t で割った”規格化ジェットング速度 v_0/v_t ”と平均自由行程の関係を示す．

図4より、ジェットング速度 v_0 は平均自由行程が5[mm]以上の時では理論値の約7割の値となり、0.5[mm]以下では約5割となり、その間の範囲では比例しているように見られる．平均自由行程は残存大気圧の関数であるので、これよりジェットング雲は残存大気圧の影響を受けている可能性が考えられる．

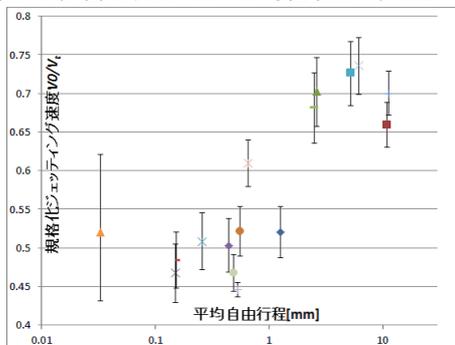


図4: 規格化ジェットング速度 v_0/v_t と平均自由行程の関係．エラーは α の値を 0.8~1.2 倍にしたときの規格化ジェットング速度を示している．

4.3 ジェットング質量と残存大気圧

図5にジェットング雲の質量と残存大気圧の関係を示す．残存大気圧が大きくなるほど、質量が大きくなっていることがわかる．こちらでも残存大気圧の影響を受けている可能性が考えられる．

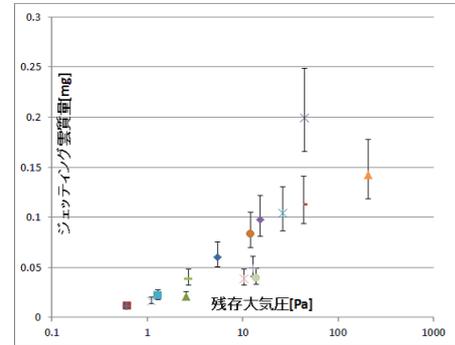


図5: ジェットング雲の質量と残存大気圧の関係．エラーは α の値を 0.8~1.2 倍にしたときのジェットング雲の質量を示している．

4.4 考察

ジェットング雲の初速度及び質量がなぜ残存大気圧に依存する仮説として、図6に飛翔体前面に衝撃波が発生するモデルを考えた．

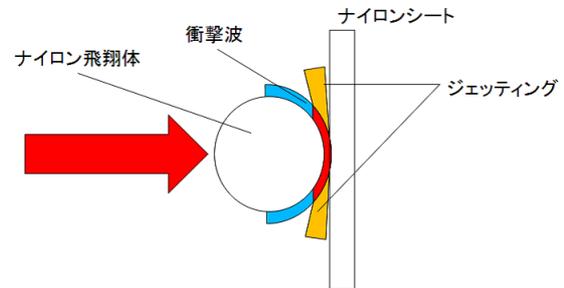


図6: 衝撃波発生モデル．飛翔体がターゲットに衝突する前に飛翔体前面に衝撃波が発生すると仮定する．

このモデルのように、飛翔体前面に発生した衝撃波によって、発生したジェットング雲が膨張するのを妨害されるためにジェットングの初速度が減少するのかもしれない．また、質量も同様にして、衝撃波の影響が考えられる．

参考文献

- [1] Vickery, A. M, The Theory of Jetting: Application to the Origin of Tektites, *Icarus*, **105**, 441-453, 1993.
- [2] Marsh, S. P. (Ed.), *LASL Shock Hugoniot Data*, 588 pp., Univ. of Calif. Press, Berkeley, 1980.

微惑星衝撃波による氷微惑星の蒸発

田中今日子¹, 山本哲生¹, 田中秀和¹, 三浦均², 中本泰史³, 長沢真樹子³
 北海道大学学低温科学研究所¹, 東北大学², 東京工業大学³

惑星形成の標準的なシナリオによると、中心星をとりまくガス円盤（原始惑星系円盤）において、氷と岩石物質から成るダスト微粒子が集積してキロメートルサイズ以上の惑星の卵である‘微惑星’が形成される。微惑星はさらに衝突合体を繰り返し惑星へと成長する。微惑星は成長すると重力相互作用により軌道が円軌道から楕円軌道となり円盤ガスとの間に相対速度が生じるようになる。この相対速度が音速を越えると、微惑星の進行方向前面に衝撃波（微惑星衝撃波）が発生する。この微惑星衝撃波は惑星成長期に頻繁に発生すると考えられる。

微惑星衝撃波により円盤ガスは急激に加熱される。この高温ガスは微惑星自身も加熱する。この衝撃波による微惑星の加熱過程は従来の惑星形成論では考慮されてこなかった。我々は惑星形成期において氷微惑星の蒸発が頻繁に起こり、惑星形成のシナリオに大きな影響を与える可能性があることを明らかにした。我々が考える微惑星衝撃波による微惑星蒸発過程の描像を示したものが図1である。衝撃波が発生すると、衝撃波後面の円盤ガスは高温になり微惑星表面に流れる。この高温ガスからの加熱により微惑星の表面物質の温度が蒸発温度を越えると表面から蒸発が起きる。蒸発したガスはやがて冷えて再凝縮し氷微粒子となって円盤ガスに放出される。以上のプロセスを経て、微惑星全体は縮小していく。

我々は微惑星衝撃波による微惑星表面の加熱と蒸発を記述するモデル化を行い、衝撃波の強さと微惑星の温度との関係について調べた。氷微惑星の場合の衝撃波速度と天体の表面温度との関係の一例を図2に示す。衝撃波速度が大きくなると、微惑星の表面温度が上昇する。原始惑星系円盤は低圧なので200K程度で氷微惑星は効率的に蒸発する。またこのモデルを用いて惑星成長期に氷微惑星がどの程度蒸発するのかにつ

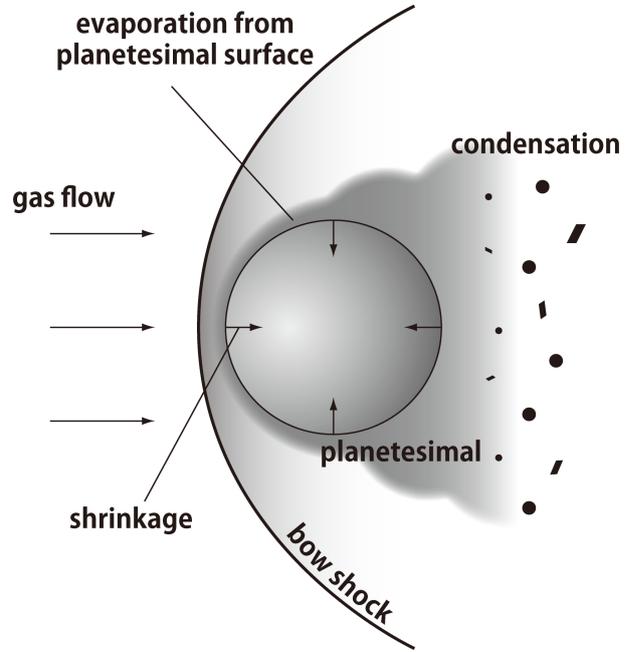


図1. 衝撃波による氷微惑星蒸発の模式図: 原始惑星系円盤ガスと微惑星との相対速度が音速を越えると衝撃波が発生する。衝撃波により高温になったガスは微惑星表面に流れ表面の氷物質を蒸発させる。蒸発したガスは冷えて小さな氷微粒子となって円盤に放出される。

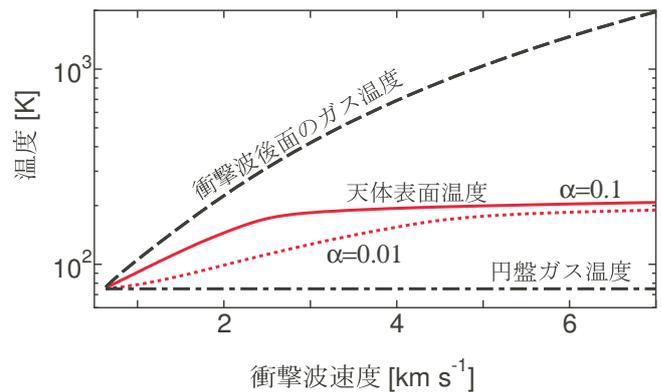


図2. 衝撃波速度と天体表面温度との関係: 凝み点における微惑星天体の表面温度と衝撃波後面のガス温度を衝撃波速度の関数として示す。 α はガスから天体表面への熱伝導の効率を表す無次元量（スタントン数）を示す。円盤ガスの温度は75Kと低い、衝撃波により微惑星は200K程度まで上昇し氷物質が蒸発する。

いて調べた。微惑星質量が半分になる蒸発時間と軌道長半径との関係を示したものが図3である。太陽光線との釣合いにより氷が蒸発する雪線 (snow line) から軌道長半径 3-4AU 付近までの広い領域において、微惑星蒸発が効率的に起きる結果が得られた。微惑星は円盤ガスの寿命である 1 千万年程度よりも短い時間内に蒸発する。

微惑星蒸発はさまざまな惑星形成過程に影響する可能性がある。一つめの影響は観測に対する影響である。微惑星蒸発が起きると、蒸発したガスは再凝結し小さな微粒子として円盤ガスに放出される。ダスト微粒子は赤外スペクトルにより観測されるため、原始惑星系円盤の観測にも影響を与える。実際に観測からは 1 千万年という長いタイムスケールにわたり小さなダスト微粒子があると考えられており、比較的早くダスト微粒子が成長する理論との間に矛盾が生じている。微惑星蒸発によるダスト微粒子の放出は惑星が形成されるようなステージにおいても、円盤ガス中にダスト微粒子が大量に存在していることを示し、観測と理論との矛盾を解決できるかもしれない。

二つめの影響は小惑星や地球型惑星に対する影響である。微惑星蒸発が効く領域は小惑星帯付近 (2-4AU) と一致する。小惑星は微惑星の生き残りと考えられており、もし小惑星の軌道が大きく変化していなければ雪線より外側の小惑星には氷が多く含まれているはずであるが、現在の小惑星帯には雪線より外側に岩石質の小惑星が多数観測されている。もし微惑星蒸発が起きれば氷物質の蒸発により岩石成分が残されるため氷微惑星を岩石微惑星へと遷移させることが可能である。

三つめの影響は木星型惑星の形成に対する影響である。原始惑星の質量が 10 地球質量程度よりも小さい場合には大気は安定して存在できるが、大きな質量の場合には大気が不安定化して円盤ガスを加速度的に吸い込み木星型惑星になることが知られている。本研究では 10 地球質量程度の大きな原始惑星が作られると、その重力散乱により周りの微惑星の軌道が楕円化し蒸発が効率的に起こることを示した。一方、原始惑

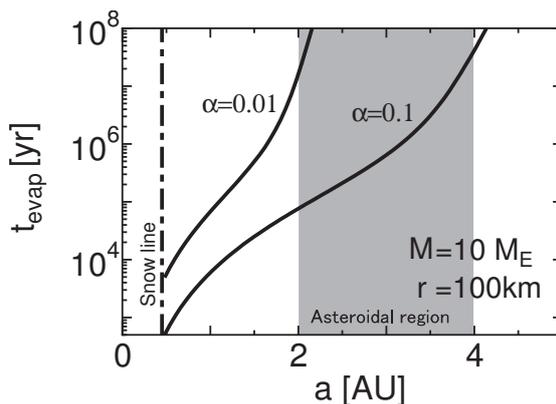


図 3. 氷微惑星の蒸発時間と軌道長半径との関係

10 地球質量の原始惑星の周りの微惑星 (半径 100km) の蒸発時間を軌道長半径の関数として示す。 α は熱伝導効率を表す無次元量 (スタントン数)。一点鎖線は原始惑星系円盤の雪線を示す。水色の領域は現在の小惑星帯の領域を表しており、微惑星蒸発が小惑星帯から円盤内側において効率的に起こることを示す。

星自身は周りの微惑星との衝突合体により成長するため、微惑星の蒸発が起きると原始惑星自身の成長速度が遅くなる。つまり微惑星蒸発により木星型惑星の形成が妨げられる可能性がある。微惑星蒸発の効果は特に円盤の内側で効率的に起きるため、本研究の結果は円盤内側では木星形成は難しいことを示す。このような効果は木星型惑星の形成場所に制約を与えるかもしれない。

本研究では木星型惑星が形成される前のステージに着目してきたが、木星型惑星が形成された後では木星型惑星との重力相互作用によりさらに微惑星の軌道の離心率が上昇すると考えられ、より激しい微惑星蒸発が起きる可能性がある。以上述べたように、微惑星蒸発は惑星形成過程にさまざまな影響を及ぼす可能性があり、今後さらに詳しい検討が必要である。

氷ダスト天体の衝突進化に関する実験的研究

○ 鳶生有理¹, 荒川政彦²

1. 名古屋大学環境学研究科 2. 神戸大学理学研究科

研究背景

原始太陽系星雲での氷天体の成長は氷ダストの衝突付着と氷微惑星の衝突破壊・再集積によって起こったと考えられている。ダストの中心星落下によってmサイズのダストの衝突速度は最大50m/sとなるため、衝突破壊によって成長が阻害されると予想されてきた。分子間力モデルによる数値計算から0.1 μ mの氷粒子からなる氷ダスト集合体は破壊を免れ正味の付着成長が可能であることが示されたが[1], より現実的には氷粒子の粒径成長や焼結度を考慮する必要がある。一方、氷微惑星は衝突破壊と再集積によって成長するため、その衝突破壊強度 Q^* が重要となる。氷の Q^* は充填率 $f > 0.45$ で充填率の減少とともに増加することがわかっているが[2], 彗星核の充填率を考慮するとより小さい充填率での Q^* を知る必要がある。そこで本研究では焼結した氷ダスト集合体の付着条件と低充填率氷微惑星の Q^* を調べるために、氷ダスト球の等サイズ・等充填率衝突実験とサイズ・充填率の異なる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低温室（室温-10, -15 $^{\circ}$ C）で行った。微細水滴を液体窒素内に噴霧し、初期平均粒径28 μ mの氷微粒子を作成した。氷ダスト球は適量の氷微粒子を球形治具に入れ圧縮して作成した。等サイズ・等充填率衝突実験では、氷ダスト球は直径3cm, $f=0.20-0.56$ （質量2.6-7.2g）, 焼結時間15分-2日間とした。弾丸の加速には自由落下と横置き軽ガス銃を用い、衝突速度 $v_i=0.4-90$ m/s, インパクトパラメータ $b/D < 0.24$ とした。サイズの異なる衝突破壊実験では、標的氷ダスト球は直径6cm, $f=0.3-0.6$ （質量32.1-62.4g）, 焼結時間1時間-1ヶ月間とした。弾丸は直径10-15mmの $f=0.7$ の氷ダストと氷（質量0.4, 1.1, 1.6g）を用い、弾丸／標的のサイズ差 $L_p/L_t=1/4-1/6$ とした。弾丸の加速は縦型軽ガス銃, バネ銃, 自由落下を用いて $v_i=3-490$ m/sで正面衝突させた。両方の実験において、衝突の様子は最大10,000fpsの高速度ビデオカメラで撮影して反発係数と破片速度分布を調べ、緩衝材を用いて破片を回収し破片質量分布を調べた。

結果

等サイズ・等充填率衝突実験の結果、跳ね返り、付着、反発なし、片方だけ破壊、両方とも破壊が観察され、付着が起こる条件は $v_i < 4-10$ m/s, $f < 0.3-0.4$ であることがわかった（図1）。この破壊速度は分子間力モデルから予想される焼結のない粒径100 μ mの場合の正味成長衝突速度0.1m/sより大きく、焼結によって破壊され難くなったことがわかった。 $v_i=0.4-4$ m/sの範囲で反発係数 e は充填率の減少とともに減少し、氷のデータを含む以下の経験式を得た： $e=0.9f^{10.5 \log f}$ 。衝突点の接触痕の幅は衝突速度の増加と充填率の減少とともに増加することがわかった。また、 $f < 0.3$ では衝突点近傍が $f \sim 0.4$ まで圧密されることがわかった。

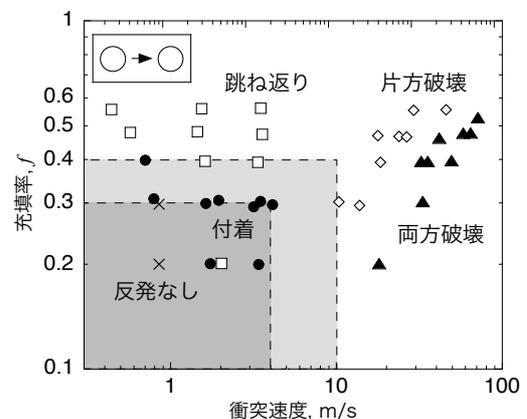


図1 等サイズ・等充填率衝突実験の結果。

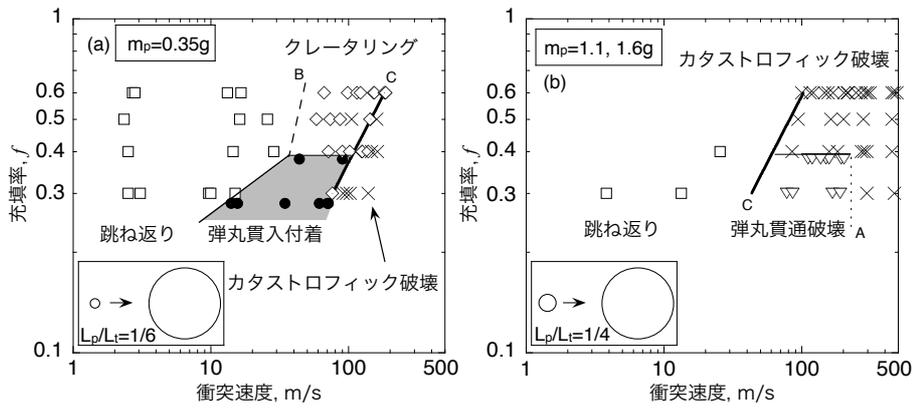


図2 サイズ・充填率の異なる衝突破壊実験の結果。

サイズ・充填率の異なる衝突破壊実験では、弾丸／標的サイズ差と衝突速度，充填率に依存して跳ね返り，クレータリング，弾丸貫入付着，カタストロフィック破壊，弾丸貫通破壊が観察された（図2）。特に， $L_p/L_t=1/6$ の場合， $f<0.4$ ， $v_i=10-90\text{m/s}$ の範囲で弾丸貫入付着が起こることがわかった。破片速度分布は，カタストロフィック破壊では反対半球が一定の最低破片速度となるが，弾丸貫通破壊では衝突反対点が最大破片速度となり，衝突方向に垂直な方向が最低破片速度になることがわかった。破片質量分布に関しては，エネルギー密度の増加と充填率の減少とともに規格化最大破片質量は減少し，標的質量の0.01%以下の破片総質量は増加した。この結果から衝突破壊強度 Q^* を求めた結果， $f=0.3-0.6$ の水ダスト球の Q^* は充填率の減少とともに減少することがわかった。これは $f=0.45-0.9$ の雪の結果[2]と対照的であった。この結果は， Q^* の圧力減衰率，焼結度，弾丸／標的のサイズ差依存性が競合したためだと解釈した。

議論

本実験結果から，等サイズ・等充填率衝突の場合は原始太陽系星雲での最大衝突速度50m/sとなるmサイズを超えて成長できないことがわかった。一方， $L_p/L_t=1/6$ の場合のように，サイズ差と密度差があれば貫入付着による成長の可能性が示唆された。 $f<0.3$ の水ダスト球は破壊寸前の衝突を複数回経験することで，水ダスト球の表面に圧密層が形成され，その後の破壊によって圧密破片が放出されると考えられる。以上を踏まえ，水ダスト天体の衝突成長シナリオを構築した（図3）。 $1\mu\text{m}$ の水ダストは等サイズ衝突による付着成長によって0.1mまで秩序成長するが，その後破壊が起こって圧密破片が形成される。一方，生き残った0.1mの水ダスト玉が圧密破片を捕獲して成長し，サイズの差が大きくなるにつれて暴走成長となって氷微惑星が形成されると考えられる。今後は水ダスト天体の充填率進化の解明と合体成長の数値計算による検証が必要である。

参考文献

- [1] Wada et al., 2009. *Astrophysical Journal* 702, 1490–1501. [2] Arakawa et al., 2002. *Icarus* 158, 516–531.

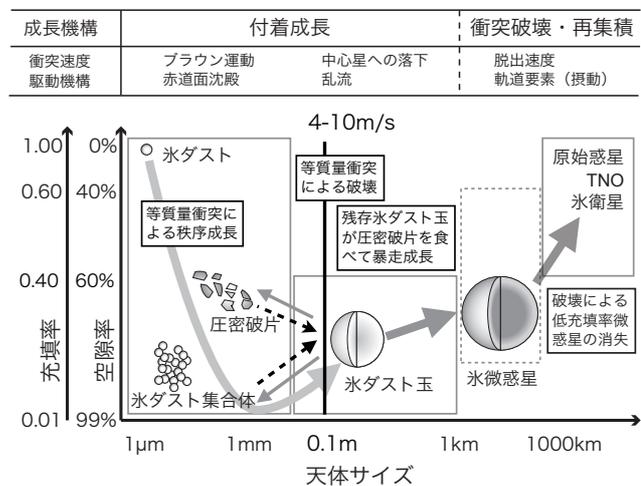


図3 水ダスト天体の衝突成長シナリオ。

同一面への事前衝突を受けた氷試料の衝突破壊強度

○羽山遼¹, 荒川政彦¹, 保井みなみ²

¹神戸大学大学院理学研究科, ²神戸大学自然科学系先端融合研究環

はじめに

氷天体同士の衝突合体と再集積は、氷惑星・氷衛星、カイパーベルト天体の形成・進化に重要な役割を果たしたと考えられ、これまでに氷試料を用いた衝突実験が数多く行われてきた。実際の氷天体は、カタストロフィック破壊以前に、複数回の事前衝突を経験し、その際のクレーター形成に伴って内部にクラックが生じ、衝突破壊強度 Q^* が無傷の状態から変化している可能性がある。そのため複数回の事前衝突を経験した標的の Q^* を研究することは重要である。複数回衝突の先行研究では、事前衝突により発生したクラックにより衝突破壊強度が下がることが報告されている (Gault et al., 1969; Housen, 2008)。さらに、衝突エネルギーの合計が等しく衝突回数を変化させた実験を行った場合、衝突により発生する最大破片と積算エネルギー密度の関係は、単一衝突によって得られたものとはほぼ一致することが報告されている。一方、Nakamura et al. (1994)は、衝突破壊で得られたコア破片を2回目の衝突試料として実験を行い、その結果、1回目の衝突が破壊にはほとんど影響しないことを報告している。このような不一致が起こる理由は、衝突により発生するクラックが非均質だからであり、複数回衝突の研究では試料に入ったクラック分布を定量化した上で実験することが必須である。そこで、我々は同一氷試料を用いた複数回衝突実験を行い、事前衝突が Q^* に与える影響を定量的に明らかにすることを試みてきた。その結果、標的の異なる面に衝突を行った実験の場合、複数回の事前衝突を受けたターゲットの規格化最大破片質量 (m_l/M) と事前衝突のエネルギー密度の積算値 (ΣQ) の関係は、事前の衝突回数によらず無傷の氷の結果 (Kato et al., 1995; Arakawa et al., 2002) によく一致することがわかった。今回の研究では同一面への複数回衝突実験を行うことで衝突面の選択の違いによる Q^* の変化について調べた。また、以前の研究では同一サイズの標的を用いた実験が多かったので、本研究では、標的のサイズを変化させることで、弾丸と標的のサイズ比が Q^* に及ぼす影響も考慮した上で m_l/M と ΣQ の関係式を求めた。

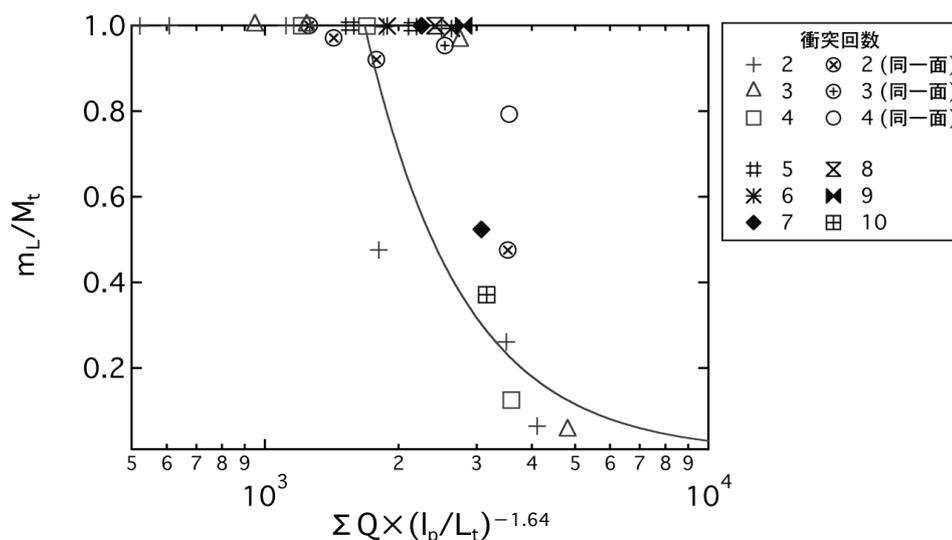
実験方法

事前クラックが氷ターゲットの衝突破壊強度に与える影響を調べるために、北海道大学低温科学研究所の低温室と神戸大学の低温室で一段式軽ガス銃を用いた複数回 (最大10回) 衝突実験を行った。なお、衝突面の違いによる Q^* への影響を考察するために氷弾丸を氷ターゲットの異なる面に衝突させる場合と同一面に衝突させる実験を行った。実験温度は約-15, -10°Cで、衝突速度は140~480m/sの範囲で変化させた。氷弾丸は円柱

形で、質量は0.6gと1.6gの2種類を使用した。氷ターゲットは立方体多結晶氷で、その質量は240～2500gである。実験後、回収した衝突破片の質量を計測した。また、カタストロフィックに破壊されなかったターゲットは、クラック分布を定量化するために衝突点からの距離が異なる3点で弾性波速度の測定を行い、クラック密度を算出した後、次の衝突実験の標的とした。

実験結果と考察

下図は横軸に積算エネルギー密度と縦軸に元の標的質量 M_t で規格化した最大破片質量 m_L をプロットしたグラフである。図の曲線は、一回衝突も含めた異なる面に複数回衝突を行った場合の実験データのフィッティングを示し、氷ターゲットの衝突破壊に関して $m_L/M = 2.34 \times 10^6 \{Q \times (l_p/L_t)^{-1.64}\}^{-1.98}$ という経験式が得られた。 l_p と L_t はそれぞれ弾丸とターゲットのサイズであり、 $(l_p/L_t)^{-1.64}$ は弾丸サイズ比の破壊強度への効果をスケーリングした項である。同一面に衝突を行った実験では、異なる面に衝突を行った場合に比べ Q^* が上昇し、4回衝突の場合、同程度の積算エネルギーで異なる面に衝突したターゲットと比較すると最大破片が4倍近く大きくなった。これは衝突点近傍の領域では事前衝突により形成したクラックの存在により衝撃圧力が急速に減衰し、ターゲット内で効率的に破壊が進行しなかったためと考えられる。一方、クラック密度の増加に伴い物質中の音速は減少することが知られており、O'Connell and Budiansky (1974) によってクラック密度と弾性率の関係が定式化されている。このクラック密度を標的内部のクラックの定量化の指標として用い、実験試料に適用した結果、クラック密度は衝突点からの距離が増加するに従って減少し、 ΣQ の増加に伴い線形に増加することが分かった。また、同一面衝突では異なる面衝突に比べクラック密度が小さい値となることが分かった。



図：規格化最大破片質量と積算エネルギー密度の関係

強度を変えた焼結雪標的への衝突における エジェクタ速度

○鈴木絢子^{1,2}, 荒川政彦², 保井みなみ²

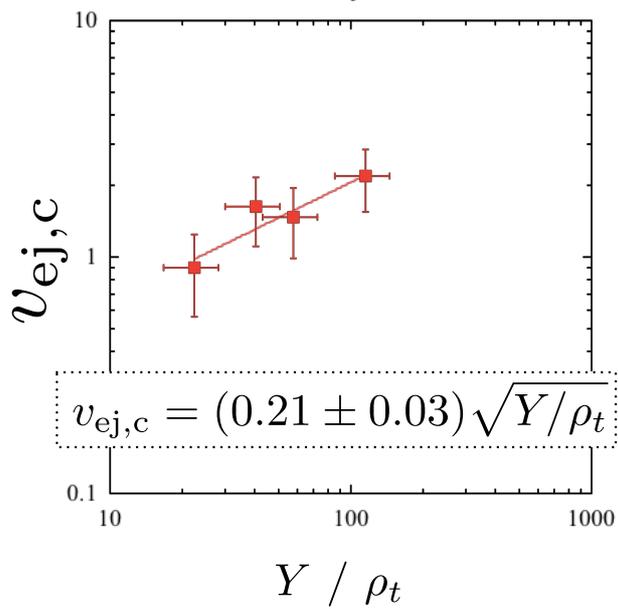
¹惑星科学研究センター, ²神戸大学

氷小天体上での衝突クレーター形成に伴うエジェクタの速度分布を理解することは、氷小天体のレゴリス形成や表層構造の進化、さらに惑星系のデブリディスクの進化を考える上で重要である。そこで強度を変化させた雪試料へ氷弾丸を衝突させ、エジェクタカーテンの形状や飛び出すエジェクタ粒子の速度に対する強度の影響を調べた。

実験は北海道大学低温科学研究所の低温室にて行い、室内気温は -10°C であった。標的雪試料は、直径 $250\sim 710\ \mu\text{m}$ の氷粒子を直径 $14\ \text{cm}$ 、高さ $10\ \text{cm}$ の容器に詰めて作成した。試料容器中の雪試料の質量を測定して求めたバルク密度と空隙率はそれぞれ $0.508\ \text{g}/\text{cm}^3$ 、 44.6% であった。 -10°C の環境下では、氷粒子は急速に焼結して強度を持つようになるため、氷粒子を容器に詰めてから弾丸衝突までの時間を $15\ \text{分}\sim 15\ \text{時間}$ に変化させた。強度と焼結時間の関係は、衝突実験とは別に計測して得た経験式を用いた： $Y = (4.0 \pm 0.2) t_s$ 。ただし、 Y は kPa で表した木下式強度、 t_s は分で表した焼結時間である。木下式強度とは、金属円柱をある高さから試料表面に垂直に落下させたときのくぼみの深さを計測し、金属円柱の運動エネルギーが、その深さのくぼみを作るのにした仕事に等しいとして求めるものである[木下, 1960]。弾丸は直径 $1\ \text{cm}$ 、高さ $0.7\ \text{cm}$ 、質量 $0.52\ \text{g}$ の氷円柱で、軽ガス銃を用いて $43\sim 111\ \text{m}/\text{s}$ に加速した。遅い速度のエジェクタ粒子まで計測するため、弾丸は水平に発射し、鉛直にした標的表面に衝突させた。衝突の様子は高速度ビデオカメラを用いて、 3000fps で記録した。

エジェクタカーテンは、始めは砂など重力支配域でのクレーター形成で典型的に見られるコーン状に発達し、数～数 $10\ \text{ms}$ 後にピラー状へと時間的に変化することがわかった。スポール破片はエジェクタカーテンがコーン状からピラー状に変化する時刻を中心に、クレーター外縁部で観測された。エジェクタ放出速度と位置の関係は、高速度ビデオでのエジェクタ粒子の軌跡から求めた。ただしカメラの視線方向に速度成分を持たないエジェクタカーテンの端部の粒子のみに着目した。放出位置 y と放出速度の関係は、 $v_{\text{放出}}/v_{\text{衝突}} = k\{y/r_{\text{弾丸}}(\rho_{\text{標的}}/\rho_{\text{弾丸}})^{-1/\mu}\}$ と近似することができる (v, μ はカップリングパラメータのべき、 k は係数)[Housen & Holsapple, 2011]。実験結果より、雪試料において、木下式で測定した標的強度が $11\sim 59\ \text{kPa}$ 、衝突速度が $43\sim 111\ \text{m}/\text{s}$ のとき、 $k = 0.18 \pm 0.03$ 、 $-1/\mu = -2.0 \pm 0.2$ となることがわかった (ただし $v=0.4$)。また、クレーター外縁近傍ではこの関係にオフセットが生じて放出速度が遅くなるが、速度一定($v_{\text{衝突}} \sim 105\ \text{m}/\text{s}$)で強度を変化させたとき、オフセ

ットが効き始める点での放出速度は強度と共に増加し、 $v_{\text{放出}} = (0.21 \pm 0.03) \sqrt{Y/\rho_{\text{標的}}}$ となることがわかった（図1）。この関係は $Y \propto \rho_{\text{標的}} v_{\text{放出}}^2$ と表すことができ、クレーター外縁においてエジェクタ粒子は雪の強度を振り切ることができずに飛び出せなくなるという、強度支配域のクレーター形成モデルとよく一致している。一方で、 π スケーリングから求めた μ の値は、 0.62 ± 0.01 となり、エジェクタ速度分布から求めた値とは異なることがわかった。



角礫岩化隕石ができるまで

長岡宏樹、中村昭子、三軒一義
神戸大学大学院理学研究科

はじめに：多くの隕石は小惑星のかけらであり、コンドライト母天体は太陽系形成のごく初期に熱的活動を停止したと考えられるため、太陽系初期の情報を得られると考えられている。また、隕石は母天体ごとに、さらに化学組成ごとに分類される。しかし、様々な母天体由来と思われる岩片が混じっているものがある。これらの隕石は異なった天体由来の物質が破片として集まってできた角礫岩化したものであり、普通コンドライトの20%程度が角礫岩化しているという報告もある。これらは小惑星表面に存在するボルダーもしくはレゴリスに他天体の隕石が衝突し、破片がレゴリスと共に固化することにより形成されたと考えられている (e.g. Rubin et al. 1983)。

そのような角礫岩化した隕石の形成過程を知るために、まずはレゴリスに他天体の隕石が衝突したときの破壊の程度を実験的に調べることを目的として、弾丸の破壊の程度を調べた。次に、衝突破片がレゴリスに取り込まれ角礫岩化するためには衝突による圧密が必要と考えられるため衝突による圧密の程度を調べることも試みた。

実験方法：弾丸破壊を調べるために岩石を隕石模擬弾丸として小惑星のレゴリスを模擬した砂状の物質に打ち込んだ。弾丸の加速には主に神戸大学の火薬銃を使用し、神戸大学の小型ガス銃も使用した。衝突速度は5-961 m/sでパイロフィライトと玄武岩を弾丸物質として用いた実験を行い、破片を500 μm サイズのふるいを用いて回収した。パイロフィライトにアルミニウムを衝突させた先行研究(Takagi et al. 1984)と比較するためにアルミニウムへのパイロフィライトの衝突実験も行った。衝突圧密実験ではポリカーボネイト弾丸を砂標的に1.28 km/sで衝突させ、発生圧力は約2.5GPaと見積もった。砂標的には黄色と青色の二種類の色砂を厚さ約1 cm刻みでセットし、色砂層の厚さの減少度合いで圧密程度を調べた。

結果：初期発生圧力を弾丸の圧縮強度で規格化した無次元衝突圧力と最大破片質量割合との関係を調べたところ、圧縮強度の約10倍の圧力で壊れ始めることが分かり、それは約400MPaであった。そこで強度の歪速度依存性を示す関係式 $\sigma \propto \dot{\epsilon}^{3/(m+3)}$ (Grady and Kipp 1980) を用いてその値の妥当性を調べた。一軸圧縮試験による静的圧縮強度と弾丸衝突による動的圧縮強度の関係は $\sigma \propto \dot{\epsilon}^{3/(m+3)}$ の式と調和的となり、推定した動的圧縮強度400MPaは妥当であるとわかった。圧密程度に関しては衝突点直下では非常に圧密されていることがわかったが、衝突点付近の砂が横にかき分けられることによっても色砂層の厚さが減少するため、不正確な部分も含まれる。

イトカワのブラックボルダーやベスタのクレーター内に存在する周囲より黒い領域 (Reddy et al. 2012)は他天体由来の衝突体の破片であるとも考えられるため、今後はこのような例にも応用していきたい。

過去 30 億年における太陽系内側の衝突率の長期変化

○諸田 智克¹, 春山 純一², 本田 親寿³, 大竹 真紀子², 平田 成³,
出村 裕英³, 山本 聡⁴, 松永 恒雄⁴, 横田 康弘⁴, 中村 良介⁵, 石原 吉明⁵,
渡邊 誠一郎¹, 古本 宗充¹

¹名古屋大学, ²宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所, ³会津大学,
⁴国立環境研究所, ⁵産業技術総合研究所

地球や他の固体天体に比べて月は早い段階で主な地質活動が終了した。そのため月面には過去 40 億年に及ぶ地質イベントの情報が残されており、月面クレータは地球-月系の長期的な衝突履歴をほぼ完全に保存した数少ない直接的記録である。本研究では「かぐや」地形カメラ、LROC 画像を用いて月面クレータのカウンティングを行い、過去 30 億年のクレータ生成率の長期的な時間変化を調査した。

図 1 はアポロ岩石試料の放射年代とクレータ数密度と関係 (クレータ年代学関数) を示す。過去のクレータカウンティング研究からは [e.g., Neukum 1983], 過去 30 億年間のクレータ年代学関数は比例関係 (つまり、クレータ生成率一定) で表わされると考えられてきた。しかし高解像度画像を用いた小クレータのカウンティングの結果、新鮮クレータ放出物上のクレータ数密度は過去見積り (クレータ生成率一定のライン) よりも小さいことがわかった (図 2)。

小天体の軌道進化シミュレーションによると、小天体数の時間変化は Kohlrusch 関数 (引き延ばされた指数関数) [Dobrovolskis et al. 2007], または対数関数 [Minton & Malhotra 2010] で表わされる。しかし、観測された過去 40 億年の月面クレータ年代学関数はそれらの関数に従わない。そこで過去研究と同様に二つの関数の合成でフィッティングした結果、指数関数の足し合わせでうまく表現できることがわかった (図 2)。これによると現在の生成率は 30 億年前の半分程度に見積もられる。

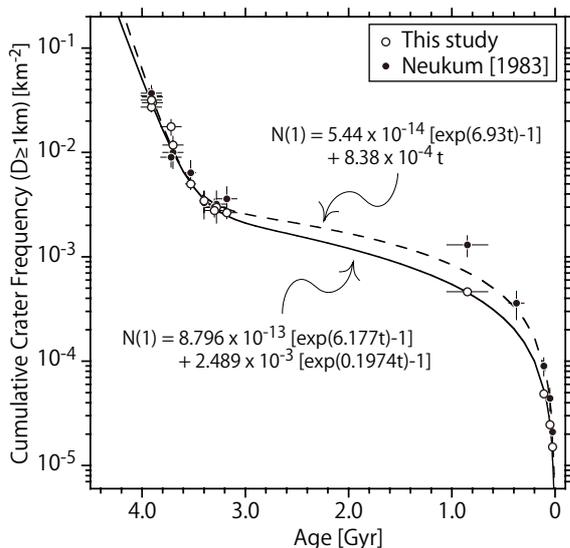


図 1 月試料の放射年代とクレータ数密度の関係 (クレータ年代学関数)。

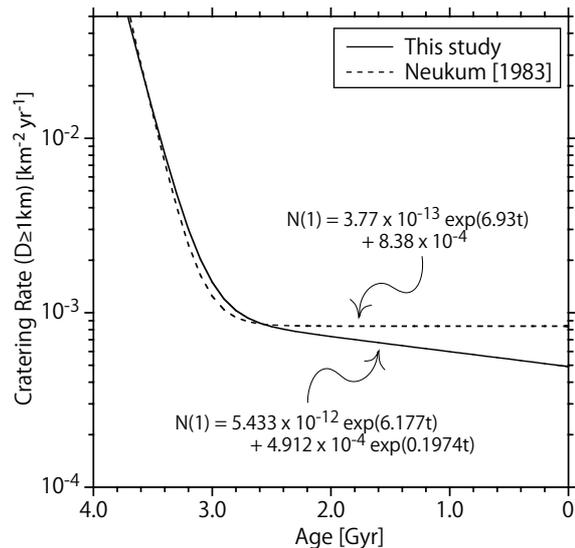


図 2 クレータ年代学関数の時間微分により算出したクレータ生成率の時間変化。

月サウスポール・エイトケン盆地の地質解析から推定する巨大衝突

○上本季更^{1,5}、大竹真紀子¹、春山純一¹、横田康弘²、
諸田智克³、中村良介⁴、山本聡²、岩田隆浩¹

¹宇宙航空研究開発機構、²国立環境研究所、³名古屋大、
⁴産業総合研究所、⁵東京大学

サウスポール・エイトケン盆地は月裏側の南半球に広がる月最大の衝突盆地（直径約 2200~2500 km）（Alexander, 1978）[1] であり、月内部物質の組成を調べる上で最も重要な領域の1つである。特にその中心部では衝突により表面の地殻がはぎとられ、インパクトメルトプールが形成されたと考えられる（Lucey et al., 1997）[2]。ただし現在、サウスポール・エイトケン盆地の内部は、サウスポール・エイトケン形成以降に噴出した溶岩流や衝突イジェクタで覆われているとの研究結果が報告されており（Pieters et al., 2001）[3]、インパクトメルトプールの直径や化学組成、マントルまで溶融領域が到達したかどうか、など不明点は多い。また、SPA 盆地は太陽系最大と言われるほど巨大な衝突盆地であるため、衝突天体のサイズと掘削深度の関係について、クレータスケーリング則が適用可能かどうか定かではない。

本研究では、月周回衛星かぐやによって得られた標高情報と標高情報から製作した地形凸凹、分光データによる盆地内部の岩石・鉱物組成を用いて、盆地内部での地殻物質、インパクトメルト、溶岩流物質等の分布位置を同定することにより、インパクトメルトプールの分布位置とサイズ（直径）を測定する。次に、インパクトメルトプールのサイズと、サウスポール・エイトケン盆地形状のサイズの関係がスケーリング則と合致するかどうかを検証する。この検証により、溶融領域の深度を推定する事が可能となり、インパクトメルトの組成把握と合わせる事によって、月の地下深部ないしマントルの組成を推定する上で重要な情報となる。

解析の結果、サウスポール・エイトケン盆地内に存在する地形の窪みの外側と内側で、化学組成（岩相分布）が大きく異なり、外側では地殻物質や溶岩噴出物などが複雑に入り組んで存在するのに対し、内側では High-Ca 輝石のみが一様に存在することが解った。これら地質情報と地形情報を併せると、該当の窪み内の High-Ca 輝石に富む領域はインパクトメルトプールが広がっていると解釈できる。このような解釈が正しいとすれば、その直径は約 610km であり、近年報告されたサウスポール・エイトケン盆地形成シミュレーション（Wieczorek et al., 2012）[4]結果と比較すると、我々の実測の方が小さい。この結果は、クレータスケーリング則がこの規模の巨大衝突説には適用できない可能性を示唆する物である。

[1] Alexander, 1978 [2] Lucey et al. (1997) JGR, [3] Pieters et al. (2001) JGR, 106, 28, 001-28, 022. [4] Wieczorek et al, (2012) Science, 335, 1212-1215.

小天体周りのダストの運動

千秋博紀¹, 木村宏², 山本哲生^{2, 3}, 和田浩二¹, 小林正規¹, 並木則行¹,
松井孝典¹

¹千葉工業大学惑星探査研究センター, ²惑星科学研究センター (CPS),

³北海道大学低温科学研究所

天体衝突は、微細な粒子（衝突破片）を周囲にまき散らす。これは天体スケールの衝突に限った事ではなく、マイクロインパクトでも同様である。そのため、大気をもたない天体の表面では常に微粒子が作りだされている。微粒子の層は熱伝導率が悪いいため断熱層として機能する。このため、太陽系形成初期に天体表面を微粒子が覆うと、その天体の熱進化に大きな影響を与え得る。また微粒子の層は熱慣性率が小さいため、現在の天体観測の結果にも影響を与える。微粒子が何らかの方法で一か所に溜まると、小天体エロスで発見されている“ポンド”のような、特徴的な地形を作り出す。さらに、微粒子が何らかの方法で天体の重力を振り切る事ができると、惑星間空間塵の起源ともなり得る。このように、衝突によって作られた微粒子がその後どこにどのように再配置されるのかは、天体の表面地形のみならず、天体の進化、太陽系全体の進化とも関係する。

大気を持たない天体表面が太陽紫外線の照射を受けると、エネルギーを受け取った電子がはじき出される。これを光電効果と呼ぶ。光電効果によって天体表面は正に帯電する。一方、光電効果によってはじき出された電子は、電氣的に惑星表面に向かって引かれ、やがて落下する。この間に、正に帯電した天体表面と上空に弾き出された電子との間に、上向きの電場が作られる。この電場の特徴的なスケールは、太陽からの距離にもよるが、およそ数メートルである。

もし天体表面にダストが存在すると、ダストも天体表面と同様に光電効果によって正に帯電する。ダストのサイズが十分に小さければ天体との電氣的な反発が重力に勝り、ダストを上空に跳ね上げる。跳ね上がったダストは、天体上空の薄い電子層の中を運動する。その際ダストの電荷は、光電効果の他、電子層内の電子との衝突や太陽風電子の打ち込みの影響を受けて時間と共に変化する。ダストの電荷が変化すると、天体上空の電場から受ける力も変化するため、ダストは複雑な運動をする。

ダストの運動を予測するには、天体上空の電場の構造を正確に求める必要がある。しかし、これまでの研究で電子の密度分布を求めるために使われていたモデルを詳細に見直すと、いくつかの間違ひがある事がわかった。そこで本研究では、天体上空の電場を求めるモデルと、小天体上空のダストの電位を求めるモデルを見直した。その結果、小天体表面から跳ね上がり、上空で長時間滞在していられるダストのサイズは、従来の見積もりに比べてひと桁小さい事がわかった。

現在、月上空のダストを直接観測する計画が進んでいる。その結果から、我々のモデルの検証が行えるだろう。

電通大における木星火球の観測

今井啓輔¹、柳澤正久¹ ¹電気通信大学 (UEC)

序論：シューメーカー・レビー第9彗星(SL9)のような木星への小天体衝突頻度は百年に一度あるかないかだと考えられていた[1]。しかし、2009年に木星に衝突痕と思われるものが見つかり[2]、さらに2010年には約3か月の間に2回の木星火球が観測された[3, 4]。これらの観測は木星への小天体衝突頻度が従来の考えよりも高い可能性があることを示している。私たちの目的は、長期間の観測によって木星火球発生頻度を知らることである。

観測：シュミットカセグレン式望遠鏡(C11 (Celestron社): D = 280mm, f = 2800mm)に Powermate(Tele Vue社)を取り付け、実効焦点距離を6160mmにする(図1)。さらに、3CCDカラービデオカメラ(SONY XC-003)を取り付ける。カメラから出力されるアナログ信号をDVレコーダー(SONY GV-D800, SGV-D1000)を通しPCに映像を入力する。その際、DVレコーダーはアナログ→デジタル信号変換器としての役割も果たす。PCに入力された木星の映像を木星火球検出プログラムに掛け、リアルタイムでの検出を行う。以上のシステムでの観測を2011年11月16日から2012年1月17日までUEC(東京都調布市)で行った。今回はカメラのG信号(470nm-590nm)を用いた。有効観測時間は約60時間であったが、この期間、木星火球を観測することはできなかった。

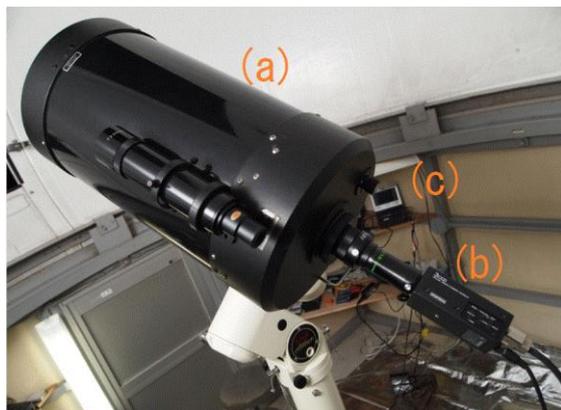


図1：UECの木星火球観測システム。(a)望遠鏡(口径280mm)、(b)ビデオカメラ、(c)DVレコーダーとPC(この写真には写っていない)で構成される。

観測結果：検出限界に対応する小天体の直径(d)を8つに区分し、それぞれでの衝突頻度を観測時間(T)の逆数として求め、プロットした(図2)。

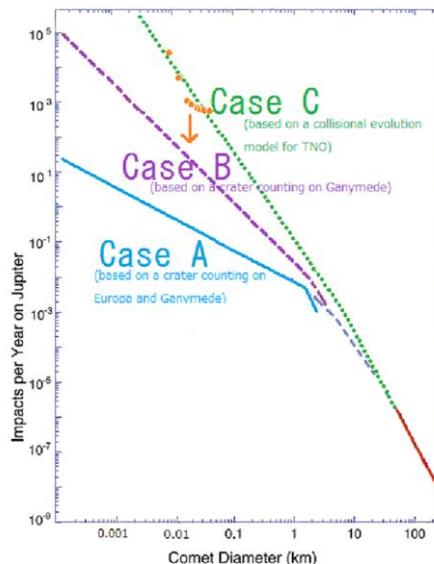


図2：木星の小天体衝突頻度の累積分布。横軸は、小天体の直径。左上の8点は私たちの観測から推定した衝突頻度の上限値を表す。(Zahnle et al. 2003 [1]の修正)

参考文献: [1] Zahnle K. et al. (2003) *Icarus*, 163, 263-289. [2] Hueso R. et al. (2010) *The Astrophysical Journal Letters*, 721, L129-L133. [3] Tabe I. (2010) www.libra-co.com/mastro/J2010augevent.html. (last accese 2012/2/22). [4] Brown P. et al. (2002) *Nature*, 420, 294-296.

チクシュループ・クレーター内部の イジェクタとその堆積過程

常昱（東大・地惑），田近英一（東大・新領域）
後藤和久（東北大・IRIDeS），関根康人（東大・新領域）

天体衝突現象は太陽系において普遍的な現象であり，惑星の起源と進化に大きな役割を果たしてきた．とりわけ，地球における天体衝突は表層環境を大きく変化させ，生命の絶滅と進化にも重大な影響を与えた．たとえば，白亜紀/古第三紀（K/Pg）境界の大量絶滅は小惑星衝突によって引き起こされたことが広く知られている [1]．K/Pg境界の天体衝突クレーターはメキシコ・ユカタン半島北部に位置するチクシュループ・クレーターである．その規模は地球史上最大級（直径約180km）であり，地球上でもっとも研究されているクレーターの一つである．このような巨大な衝突クレーターを形成する衝突現象は地球の表層環境に甚大な影響を与えることが考えられるが，衝突起源物質のクレーター内外への放出・運搬・堆積プロセスを始め，地球における衝突現象の実態は未だに不明な点が多い．そこで本研究では，チクシュループ・クレーター内部の掘削試料（YAX-1コア）を用いて，クレーター底部の堆積物の複数層準を分析することによって，衝撃変成石英の鉛直分布およびその平面変形構造（Planar Deformation Features; PDFs）の特徴を調べ，衝突にともなう物質の放出過程について検討することにした．

衝撃変成石英は衝突起源物質であり，平面変形構造と呼ばれる，高压条件（10～30GPa）を経験した石英粒子のみにみられる微細な面構造を持つ．PDFsは，経験圧力によって結晶のc軸に対する面方位が異なることから，経験圧力の指標として用いられている [2]．

これまで，K/Pg境界層における衝撃変成石英の研究はあるものの [3,4]，衝突地点近傍でのイジェクタの飛散過程は明らかにされていない．とりわけ，チクシュループ・クレーター内部において，どのような圧力を受けた衝撃変成石英が，時間的にどのように降下してきたのかについてはまったく分かっていない．

YAX-1コアは全長1511mであり，K/Pg衝突関連堆積物（インパクトait）層（100m）を上位と下位に炭酸塩岩で挟まれる構造となっている．インパクトait層は，Dresslerらによってさらに6ユニット（上位からユニット1，2…の順）に分割されている [5]．今回は，インパクトait層から採取された12層準の試料を分析した．測定する試料に対して塩酸，過酸化水素水，珪フッ化水素酸を用いて処理を行うことで，石英粒子のみを抽出した．薄片を製作した後，4軸のユニバーサルステージを用いてPDFsの方位角，石英粒子の粒径を測定した．衝撃変成石英の経験圧力は，各圧力において存在頻

度が支配的となるPDFsの角度に基づき、低圧（～12GPa）、中圧（12～20GPa）、高圧（20GPa～）経験粒子の三つに分類した。

各層準の試料観察の結果、インパクト層の全ユニットから衝撃変成石英を発見した。さらに、その各経験圧力粒子の割合変化から、インパクト層の中では、ユニット1～2、3～4がそれぞれ同じプロセスで堆積したことが示唆された。衝撃変成石英分析によって推定された各ユニットの堆積過程は以下のようにまとめられる。

まず、最下位のユニット6から得られた衝撃変成石英は、最も粒径が大きく低～高圧までを経験した粒子が混合していることから、弾道軌道で飛散したものであると考えられる。このことは、先行研究の結果と整合的である [5]。

次に、ユニット5に含まれている衝撃変成石英には、低圧経験粒子が多く含まれるが、その原因はまだ解明できていない。しかし、中央丘の崩壊に伴って流出してきたメルトと考えられているユニット5が衝撃変成石英を多く含むことから、ユニット5の堆積時に衝突蒸気雲の崩壊が開始し、メルト中に低圧の衝撃変成石英が混入したことが示唆される [5,6]。

一方、ユニット3,4には低～高圧経験粒子が良く混合されており、衝突蒸気雲が膨張時にイジェクタカーテンの内側をサージし、はぎ取られたイジェクタが乱流中にしばらく滞在したのちに降下してきたものと考えられることができる。この解釈は、先行研究とも整合的である [6]。

そして、ユニット1,2においては、各経験圧力粒子の割合の変動が大きく特徴的である。この2ユニットについて後藤らは、衝突クレーター内部への繰り返される海水侵入による再堆積（計10サイクル）であると指摘しているが [7]、特に本結果のユニット2のサイクル1とユニット1のサイクル5にあたる層準の中圧経験粒子は、再堆積時にクレーター外部から混入した可能性が大きい。また、上記2層準の粒径が非常に似ていることは、一度懸濁したのちに再堆積した際に粒径がソーティングを受けたと考えると整合的に説明可能である。しかし、後藤らの示している津波サイクルと今回の結果から得られる中圧経験圧力粒子の割合の変動は必ずしも対応してはいない。ユニット1,2での衝撃変成石英の特徴と津波サイクルの対応付けは、今後の重要な課題である。

引用文献

- [1] Schulte et al., 2010, *Science* 327, 1214-1218
- [2] Grieve et al., 1996, *Meteoritics & Planetary Science* 31, 6-35
- [3] Morgan et al., 2006, *Earth and Planetary Science Letters* 251, 264-279
- [4] Nakano et al., 2008, *Meteoritics & Planetary Science* 43, Nr4, 745-760
- [5] Dressler et al., 2004, *Meteoritics & Planetary Science*, Nr 7, 857-878
- [6] Stoffler et al., 2004, *Meteoritics & Planetary Science*, Nr 7, 1035-1067
- [7] Goto et al., 2004, *Meteoritics & Planetary Science* 39, Nr7, 1233-1247

木星火球シミュレーション：メタンバンド観測の有効性

2012年12月20日(木)

発表者：片桐陽輔 指導教員：柳澤正久

1 概要

木星領域における小天体のサイズ分布は未だ謎が多く、その解明は太陽系の起源や進化に迫るものであると言える。それを知る一つの手立てとして木星火球という現象が挙げられる。本研究室ではこの木星火球の観測を行っており、その際メタンバンドフィルタを用いている。しかし、木星火球観測にメタンバンドフィルタを用いることが有効であるかどうかは木星火球の発光高度に依存するため、現状では不確かである。

そこで本研究では、木星火球を計算機上でシミュレーションするプログラムを作成する。それによって得られる発光高度などの計算値から木星火球観測におけるメタンバンドフィルタの有効性を検討する。

星本体の光を減少させるため、木星火球観測には有効だと言われている。しかし、火球の光吸収率も発光高度に依存するため、発光高度を明確にしない限り、有効性は不確かである。なので、有効性を確かめるために、木星火球のシミュレーションを行ない、発光高度を推定する。

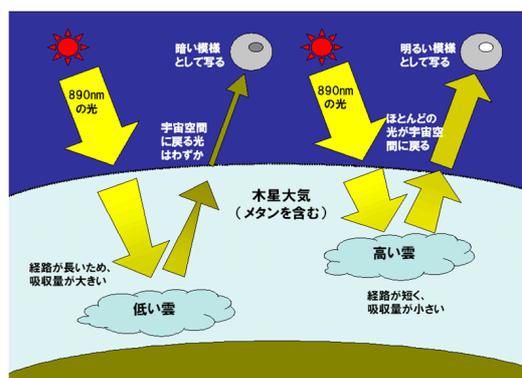


図 2: メタンバンドフィルタ観測の概略図.

2 木星火球観測

2.1 木星火球

木星にメテオロイド(小天体)が衝突した際に発光を生じる。地球の流星現象と同じく木星大気中で発光を生じる。これを木星火球と呼ぶ(図1参照)。



図 1: 木星火球. 2010年6月3日20時31分(UTC).

A. Wesley氏撮影.

<http://www.Gishbartimes.org/2010/09/paper-detection-of-superbolide-on.html>

2.2 メタンバンドフィルタ

889[nm] 付近の波長域のみ透過し、それ以外の波長をカットする。木星大気にはメタンが含まれている。メタンには波長 889[nm] 付近の光を吸収する特性があり、光が反射する高度によって光の明暗が依存する(図2参照)。木

3 木星火球シミュレーション

3.1 基本方程式

木星にメテオロイドが突入する現象を以下の3つの微分方程式[1]で表す。

$$\frac{dv}{dt} = -C_D \frac{\rho_g A v^2}{m} \quad (1)$$

$$\frac{dx}{dt} = v \quad (2)$$

$$\frac{dm}{dt} = \begin{cases} -\frac{C_H \rho_g A v^3}{2\zeta} \left(\frac{v^2 - v_{cr}^2}{v^2} \right) & (v \geq v_{cr}) \quad (3a) \\ 0 & (v \leq v_{cr}) \quad (3b) \end{cases}$$

t : 時間, v : 速度, x : 進行距離, m : 質量, A : 断面積(時間関数), ρ_g : 大気密度, C_D : 抵抗係数, C_H : 熱伝導定数, v_{cr} : アブレーション臨海速度, ζ : アブレーションに要する熱エネルギー

3.2 木星大気モデル

本研究では木星大気密度が高度のみに依存すると仮定した大気モデル[2]を用いる(図3参照)。そしてそれから得られる指数近似関数を大気密度関数として計算に用いる。メタン濃度に関して大気密度と同様に高度のみに依存すると仮定したモデル[2]を用いる。

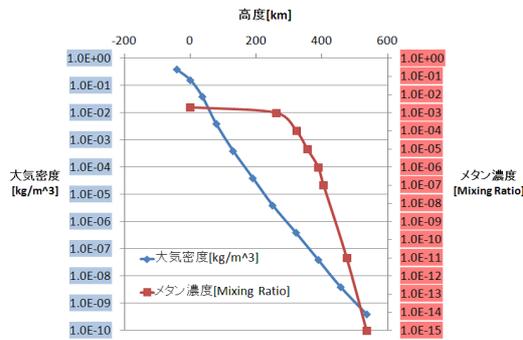


図 3: 高度ごとの大気密度とメタン濃度 [2].

3.3 シミュレーションプログラム

微分方程式の近似解を 4 次ルンゲ=クッタ法を用いて導出するプログラムを作成した。このプログラムを用いて木星火球 (メテオロイドの木星突入) をシミュレーションする。なお、計算時の計算ステップ間隔はメテオロイドの初速度でメテオロイドの半径距離を移動する時間としている。

4 計算結果

シミュレーションプログラムによって得られた計算結果の例を図 4 に示す。メテオロイドのパラメータは以下の通りである。なお、メテオロイドの成分は氷であると仮定する。

- case1

初期半径 $a_0 = 10$ [m], 初速度 $v = 60$ [km/sec],
 密度 $\rho_p = 1000$ [kg/m³], 初期高度 $h_0 = 500$ [km],
 入射角 $\theta = 45$ [°].

- case2

初期半径 $a_0 = 5$ [m], 初速度 $v = 60$ [km/sec],
 密度 $\rho_p = 1000$ [kg/m³], 初期高度 $h_0 = 500$ [km],
 入射角 $\theta = 45$ [°]. 計算結果より、各計算ステップ毎の速

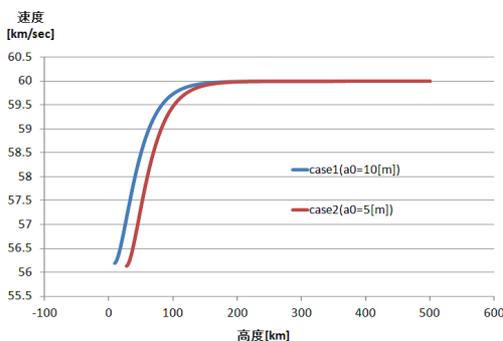


図 4: メテオロイドの速度変化 (case1, 2).

度と質量が得られるのでそこから各計算ステップ毎の運動エネルギーの減少を求めることができる。本研究ではそのエネルギーからメテオロイドの気化熱を引いたエネルギーを発光に用いることができるエネルギーだと仮定する。こ

のエネルギーを計算ステップ間隔で割ることで得られる仕事率 (単位時間あたりのエネルギー) を図 5 に示す。

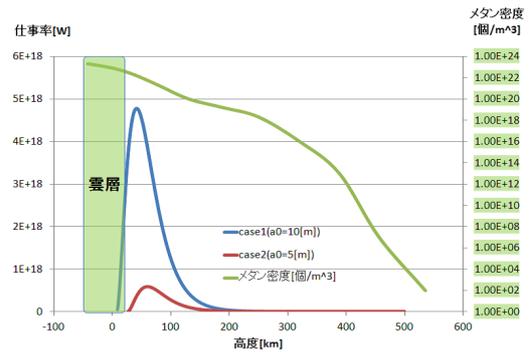


図 5: メテオロイドの消費エネルギーの仕事率 (case1, 2), メタンの個数密度変化。

5 考察

図 5 をみると、2 つの case とも高度 50[km] 付近で消費エネルギーのピークになる。この高度付近で木星火球 (メテオロイドの発光) が起きていると考える。メタン密度をみると、高度が低くなるほど、密度が増加していることがわかる。木星火球は木星本体 (雲) よりも高い高度で発光しているため、メタンによる光吸収率は火球の方が低いと考えられる。

しかし、2 つの高度差はあまり無いので、この結果だけでは木星火球観測においてメタンバンドフィルタが有効だと断言することはできない。更に、今回のシミュレーションではメテオロイドが分裂を起こさないと仮定している。もし、メテオロイドが突入中に分裂した場合、発光は更に上空で起こると考えられる。

6 まとめ・今後の課題

以上より、木星火球は木星本体 (雲) よりも高い高度で発光しており、木星の光 (雲からの反射光) よりもメタンによる光吸収率は木星火球の方が低いと考えられる。しかし、光吸収率の差がわずかと考えられるため、この結果だけでは木星火球観測においてメタンバンドフィルタが有効だと断言することはできない。

今後の課題は、メタンによる光吸収率を求め、木星火球と木星の光吸収量の差分を明確にすることである。また、メテオロイドが突入中に分裂する高度についても検討する必要がある。

参考文献

- [1] Melosh H. J. , “ Impact Cratering ”, Oxford Univ. Press, pp 245, 1989.
- [2] G. Randall Gladstone, “ Hydrocarbon Photochemistry in the Upper Atmosphere of Jupiter ”, ICARUS 119, 1996.

要旨

初期金星大気からの水蒸気を除去する新たな機構として隕石重爆撃期に発生する Impact ejecta の酸化 & H₂ の流体力学的散逸を提案する。πスケーリング則と Maxwell の Z モデルを用いて、隕石重爆撃期に発生する細粒 ejecta の量を評価し、その酸化によって大気中から除去され得る酸素の量を評価した。その結果、化学量論的に許される範囲で効率よく岩石の酸化が起これば、1-2 地球海洋質量程度の水蒸気を大気から除去できることがわかった。

はじめに

金星の水はどこへ行ったのか？これは惑星形成論に残された重要問題の一つである。自然に考えれば、金星もその成長過程で大気水圏に地球と同程度の水蒸気を獲得すると考えられるが[e.g., 1]、現在の金星大気水圏に確認されている水蒸気量は~10⁻⁴ 地球海洋質量(以下 TO)にすぎない[e.g., 2]。地球と金星を分ける大きな違いは軌道長半径の違いである。わずかな違いであるが、惑星形成末期の太陽入射を考慮すると金星の H₂O は凝縮できず、水蒸気大気になっていたと推測される[1, 3]。水蒸気大気は原始太陽の強い紫外線にさらされると光解離を起こし H₂ と O に分解する。生成した H₂ は強い紫外線によって駆動される流体力学的散逸で、容易に宇宙空間に失われる[4]。すなわち「金星の水はどこへ行ったのか？」という問いは「残った酸素(O and/or O₂)はどこへ行ったのか？」という課題に帰着する。

大きく分けてこれまでに以下 3 通りの酸素除去機構が提案されてきた。(1)H₂ の流体力学的散逸に引きづられて O も散逸[4, 5]、(2)地表面の酸化[6, 7]、(3)太陽風による連れ去り[8]である。ところがそれぞれに問題点があり、未だに決着がついたとはいえない。そこで本研究では(2)のアイデアを拡張し、問題解決を図る。地表面の酸化で~1TO 相当の酸素を除去するには~100 km の地殻を酸化(2FeO+O → Fe₂O₃)する必要があるが、そのためには、金星が現在の地球と同程度のテクトニクス活動度で現在に至るまで地表面を更新し続けなければならない、現実的ではない[7]。本研究では地表面更新の駆動力に天体衝突を提案する。H₂ の流体力学的散逸が起こる時期と隕石重爆撃期は重なっている。

この時期に頻発した天体衝突は金星表面の岩石を粉々に粉砕し、上空へ運んだはずである。この過程は原始地球の二酸化炭素除去機構としても提案されている[8]が、金星に適用した例はない。本研究では金星への隕石重爆撃期に生成された細粒の Impact ejecta がどの程度の酸素を除去できるか定量的に評価することを目的とする。

Impact ejecta による酸素除去

まず最初に個々の天体衝突で上空に放出される細粒の Impact ejecta 質量を求める。ここでいう”細粒”は Hugoniot 弾性限界(HEL: ~5GPa)を超える衝撃圧を受け構成粒子サイズ(~μm)まで粉砕された岩石を指す。πスケーリング則[e.g., 9]と Maxwell の Z モデル[e.g., 9]を用いて掘削領域質量を、数値流体計算から得られた粒子速度の減衰率[e.g., 10]から HEL を超える領域の質量をそれぞれ求めた。その結果、直径が 20 km を超える天体の衝突では掘削領域のほぼ全域が HEL を超える衝撃圧を受けること、直径 20-2000 km の天体衝突が起こった場合、衝突天体質量の 10-100 倍に相当する金星地表が細粒の ejecta として大気中に放出されることがわかった。

次に金星岩石の酸素除去効率を検討する。現在の金星表面岩石には~9 wt%の FeO が存在していることが Venera, Vega の金星探査によってわかっている[e.g., 6]。本研究では金星岩石が深部までこの鉄量を含んでいると仮定する。化学量論的に許される酸素除去効率は 6.4-9.5 g/kg である(不定性は酸化反応の進行具合による)。

確率論的隕石重爆撃モデル

前節で得られた結果を、モンテカルロ法を用いた確率論モデルに組み込む。本研究では金星にも地球と同規模(1-4 x 10²² kg)の”Late veneer”があったと仮定していることを注意しておく。このモデルでは天体質量分布[11]からランダムに一つ天体を選び出し、その都度 Impact ejecta の量及び対応する酸素除去量を計算する。累積衝突天体質量が Late veer 質量を超えるまで計算を繰り返し、累積酸素除去量を求める。

ここで一つ複雑な点は多重衝突の取り扱いである。一度酸化された岩石にはもう酸素除去能力はないはずなので、累積放出物質量に

先ほどの酸素除去効率を乗じただけでは、累積酸素除去量を大幅に過大評価することになる。本研究では”衝突誘起対流”[12]の考え方を応用する。掘削されたクレータ地形は重力的に不安定なので、深部の物質が盛り上がりアイソスタシーを回復する。このとき掘削質量と同質量の新鮮な地下物質が地表に現れることになる。すなわち酸化された ejecta の表層への再分配を陽に扱う必要はなく、”累積酸化可能岩石質量”は”累積の掘削された新鮮な岩石質量”で近似することができると期待できる。そこで先ほどのモデルではある深度における掘削率を逐一記録する。

計算結果 -累積酸素除去量-

モデル計算の結果、(1)隕石重爆撃期に生じる累積過渡クレータ面積は金星表面積の数10倍に達すること、(2)今回変化させた範囲では累積衝突天体質量によらず、~70 kmの深さまでは完全に掘削され、金星大気中に放出されること、がわかった。(1)の結果は金星表面が十分に耕されることを意味し、毎回の衝突時の ejecta 再分配を扱わない本モデルの妥当性を補助するものである。累積衝突天体質量を変化させて合計500回の計算を行ったところ、Late veneer 質量が $>2.2 \times 10^{22}$ kg であれば、~1TO 相当の酸素が除去された可能性があることがわかった。

議論 1-地球の場合-

今回提案した H₂O 除去機構は原始地球では働かないのだろうか？Late veneer の累積衝突天体質量と質量分布の推定が正しければ、隕石重爆撃期には >20 km の天体が~50 万回衝突してきたはずである。厚さ数 km の海洋は容易に貫通し、金星の場合と同じような細粒の ejecta を生成していたはずである。この ejecta が海水と効率よく反応していたならば、地球も金星と同様に 1 TO 相当の海水を失ったのかもしれない。この問題を解決するためには原始惑星環境における、H₂O(水蒸気 and 液体)と岩石の間の化学反応実験を行う必要があるだろう。

議論 2-大気全圧進化への寄与-

今回得られた結果は隕石重爆撃期の惑星大気全圧進化を考える上で重要である。大規模な天体の衝突後には数10気圧相当の H₂O や CO₂ が大気から除去される可能性もあり、大規模な環境変動の引き金となったのかもしれ

ない。また Late veneer の天体群が、炭素質隕石のように揮発性成分を豊富に含んでいると数10気圧の H₂O や CO₂ が供給されてしまう計算になることから、Late veneer 天体群は極度に乾燥していなければならないとする先行研究がある[13]。しかし Impact ejecta によって同時に H₂O/CO₂ が除去されるのであれば、そういった特別な天体群を考える必要はないのかもしれない。

参考文献

- [1] Matsui & Abe, *Nature*, **322**, 526-528, 1986.
- [2] Lewis & Grinspoon, *Science*, **249**, 1273-1275, 1990.
- [3] Liu, *EPSL*, **227**, 179-184, 2007.
- [4] Kasting & Pollack, *Icarus*, **53**, 479-508, 1983.
- [5] 佐々木 & 阿部, *遊星人*, **17**, 11-122, 2008.
- [6] Fegley, *The Encyclopedia & Paleoclimatology and Ancient Environments*, 2004.
- [7] Gillmann et al., *EPSL*, **286**, 503-513, 2009.
- [8] Sleep & Zahnle, *JGR*, **106**, 1373-1399, 2001.
- [9] Melosh, *Impact Cratering*, 1989.
- [10] Pierazzo et al., *Icarus*, **127**, 408-423, 1997.
- [11] Bottke et al., *Science*, **330**, 1527, 2010.
- [12] Senshu et al., *JGR*, **107**, 5118, doi:10.1029/2001JE001819, 2002.
- [13] de Niem et al., *Icarus*, **221**, 495-507, 2012.

警察における衝突科学 弾丸を用いた衝突実験

巽 瑛理 科学警察研究所，東京大新領域

石井 将人 科学警察研究所

1 背景

近年，銃器を用いた犯罪は減少傾向にあるが，それでもなお年間数十件の発砲事件が発生している．銃器は飛び道具であるために，犯人につながる手がかりが残りにくいという特徴がある．そのため，銃器の威力や跳弾特性，痕跡の形態や形成過程等を知り，検挙につなげていく必要がある．また，それだけでなく，銃器の威力，つまり与える荷重や損傷の測定を定量的に行うことも，銃器を取り締まる法律を立案するうえで必要とされている．

2 衝撃荷重の直接計測についての検討

2.1 目的

耐弾防護衣の性能を評価する手法として，護衣後方における変位量により評価する，NIJ standard 及び HOSDB により定められた規格が一般的に知られている．しかし，これは間接的な評価手法であり，衝突時の衝撃荷重を知ることはできない．耐弾防護衣を身に着けた場合，必ずしも防護衣の下に変形が起こるわけではないが，なお大きな衝撃圧力がかかる．

本実験では，飛翔体がターゲットに衝突するときの衝撃荷重を直接計測し，耐弾防護衣の性能を定量的に評価することを目的とした．

2.2 実験方法

ターゲットは鋼板に耐弾防護衣に使われる高強度繊維を重ねたもの，プロジェクティルは銅と鉛でできた直径 9.0[mm]，全長 14.7[mm]，質量 9.6[g] の金属弾丸である．衝突圧力はピエゾフィルムゲージ式圧力センサ（Dynasen 製 PVF₂11-.25-EK）で測定し，それを荷重に変換した．ターゲットへの入射速度はクロノグラフ（Oehler 製 Model35）およびハイスピードカメラ（Vision Research 製 Phantom V710）を用いて測定し，240[m/s] 程度であった．

2.3 実験結果

高強度繊維がない場合では，弾丸がセンサを破壊してしまい，正確な計測ができなかったが，高強度繊維を3枚重ねた後方の圧力は計測することができ，150[μ s] 程度の間，0.3～0.5[GPa] 程度の高圧力の負荷がかかることが分かった．この持続時間はハイスピードカメラから観察される現象と整合的である．最大の圧力は 0.51[GPa] であり，理論的に計算される鉄同士の衝突

圧力 2.3[GPa] に対して大きく軽減されている．また，圧力の計測結果からターゲットに与えられた力積を計算すると，1.77[N·sec] であったが，ハイスピードカメラの映像から計算される力積は 0.9[N·sec] 程度である．鋼板が弾丸に対して与えた力積の半分程度が弾丸を変形させるために使われたと考えられる．

3 空隙のある弾丸の破壊挙動

3.1 目的

人体等の軟らかい物質には貫入するが，壁などの硬い物質に衝突すると破碎する，フランジブル弾丸という弾丸がある．フランジブル弾丸は金属粉を押し固めて作られており，ある程度の空隙を持つことにより破碎しやすくしていると考えられる．

今回の実験では，入射速度と破片の質量分布との関係を観察した．

3.2 実験方法

ターゲットは鋼板，プロジェクティルは全長 17.6[mm]，質量 7.45[g] のフランジブル弾丸である．ターゲットは射出口から 2[m] の位置に設置した．また，弾丸の入射速度は 170[m/s] と 330[m/s] とした．

3.3 実験結果

入射速度 170[m/s]，330[m/s] のとき，それぞれの破片の累積個数分布を調べると Fig.1 のようになった．累積個数分布は $dN(m) \propto m^{-1.4} dm$ という関係が得られ，べき乗則が成り立っていることが確認できた．また，速度が速くなるにしたがって分布がグラフ右上に平行移動する傾向が見られた．これより，現場に遺留している破片の分布から入射速度を推定する手がかりが得られると考えられる．

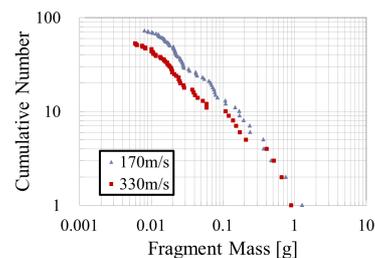


Fig. 1 The cumulative number for projectile velocities of 170m/s and 330m/s.

電通大における木星火球のメタンバンド観測

○森山正和¹, 柳澤正久¹

¹電気通信大学

概要

1994年にシューメーカーレヴィ第9彗星が木星に衝突したことが観測され、これは数百年から数千年に1度という珍しい出来事であると思われていた。しかし2010年6月に二人のアマチュア天文家によって木星表面での発光現象が確認され、同年8月にも同様の発光現象が観測された。このことから木星表面での発光現象は考えられていたよりも高頻度で起こっている可能性が出てきた。そこで木星を継続観測することで小天体が木星に衝突する頻度を調べる。電気通信大学での観測では2つの望遠鏡で観測を行っているが、ここではメタンバンドフィルターを用いた観測について紹介する。

1.背景

2010年6月3日木星での発光現象が観測された。[1]その時撮影された動画から作られた合成写真を図1に示す。その時撮影された明るさから推定された発光強度の時間変化の様子を図2に示す。衝突した天体の平均密度を $2[\text{g}/\text{cm}^3]$ とした場合、この発光エネルギーから推定されたメテオロイドの直径は8-13mと考えられる。

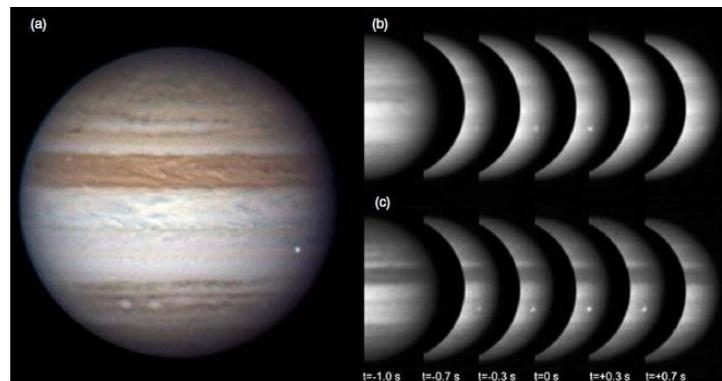


図1.それぞれの木星火球のカラー合成写真。

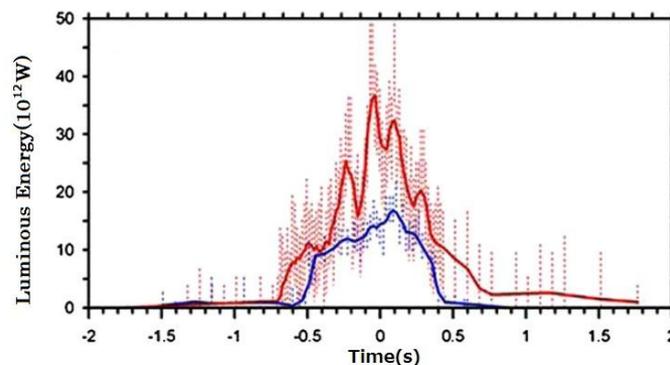


図2 画像を基に計算された発光強度の時間変化

2. メタンバンドフィルターによる観測

図3(a)にあるようにメタンバンドフィルターは889nm付近の波長を透過しそれ以外の波長は透過しない。一方木星の大気に含まれるメタンが889nm付近の波長を吸収するため、木星はこの波長域の光をあまり反射しない。これが図3(b)に示されている。つまりメタンバンドフィルターを使うと木星が暗く映るので木星火球が観測しやすくなると考えられる。2012年11月に電気通信大学にて行った観測で撮影した画像の一例を図4に示す。

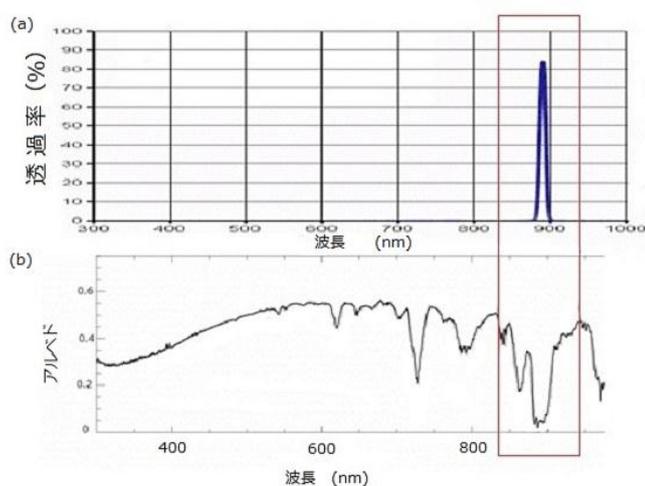


図 3.(a)メタンバンドフィルターの透過率の波長依存性と
(b)木星のアルベドの波長依存性。

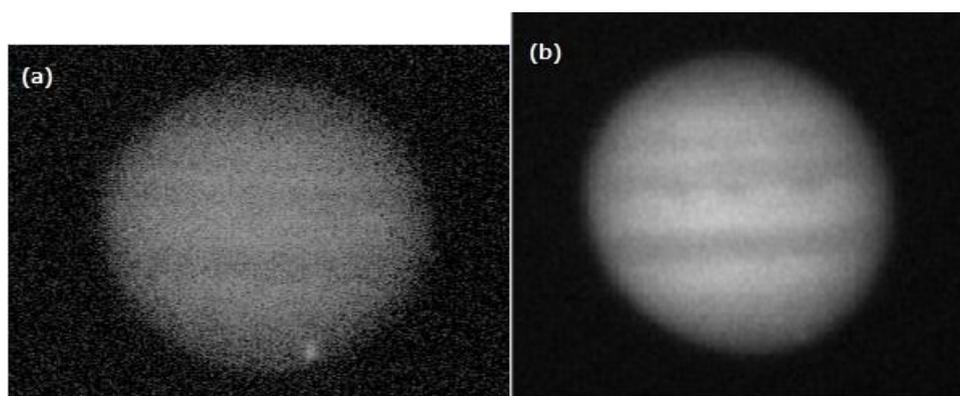


図 4. 電気通信大学屋上にて観測したほぼ同時刻の木星画像 (2012年11月7日23時45分頃撮影)。(a)はメタンバンドフィルターを使用した観測、(b)はRバンド(RGB)による観測。

原始惑星系円盤中における固体原始惑星へのダスト降着流

谷川 享行^{1,2}、小林 浩³、町田 正博⁴

¹ 惑星科学研究センター、² 北大低温研、³ 名古屋大理、⁴ 九大理

木星のような巨大ガス惑星は、原始固体惑星が臨界コア質量に達することでガス捕獲を開始して形成するが、臨界コア質量に達するまでの時間は円盤ガスが散逸する典型的時間に比べて長いと理論的に予測されており、巨大ガス惑星の形成の大きな困難となっている。しかし、惑星集積過程に円盤ガスの存在を考慮することで、この臨界コア質量に達するまでの時間が大きく変化する可能性が指摘されている。例えば、固体原始惑星が大気を持ち始める程度まで成長すると、大気とのガス抵抗により微惑星などの被捕獲天体の捕獲率が上昇し、臨界コア質量に達するまでの時間が短縮する。一方で、被捕獲天体のサイズがさらに小さくなるとガス抵抗がさらに効果的に効くため、固体コアを避けるように運動するガスに流されて被捕獲天体が固体コアに降着できなくなる可能性がある。実際、固体原始惑星が成長する際には、微惑星などの固体物質の衝突合体が繰り返し起こるが、この過程で同時に破壊により小さい破片も大量に生じると考えられているため、円盤ガスが固体集積に与える影響を調べることは巨大ガス惑星形成問題には重要である。そこで本研究では、サイズが比較的小さくガス抵抗が効く固体が、円盤ガス中にある固体コアに降着する過程を数値シミュレーションにより調べた。

固体の運動は、惑星周りの局所近似回転座標系であるヒル座標系の上で運動方程式を数値積分により解いて求めた。運動方程式中のガス抵抗の項は、数値流体シミュレーションを別途行い得られた定常流の密度・速度場を用いて求めた。今回は簡単のため、固体の運動は原始惑星系円盤の中心面のみの2次元に限定して計算を行った。計算の結果、大きいサイズの極限ではガスがない場合の降着率に漸近するが、サイズが小さくなるにつれて降着率が増加し、あるサイズを境に降着率が低下する様子が見られた。本講演では、数値計算により得られた被捕獲天体の個別の運動や、それらの総和としての降着率を解析し、降着率が最大となるサイズとそのときの降着率が決まる物理を解明し、このプロセスが惑星系形成シナリオに及ぼす影響を議論する予定である。