# <sup>特集「日本における衝突研究の軌跡」</sup> 室内衝突実験結果の惑星科学への応用: 破壊・貫入・蒸発

## 門野 敏彦<sup>1</sup>

2015年5月19日受領, 査読を経て2015年6月28日受理.

(要旨)近年,室内衝突実験の結果が「Deep Impact」や「はやぶさ」などの惑星探査によって得られた情報と 直接比較・議論されるようになり(e.g., [1-8]),また,地質学的な証拠との比較も可能になってきた(e.g., [9]).「はやぶさ2」では小型衝突体(SCI)による天体での衝突実験も行われる予定であり[10],惑星科学にお ける室内衝突実験の役割の重要性が一層増している.そこで,特に小惑星や彗星などの小天体での衝突現象 にとって重要な「破壊」(1章)と低密度物質への「貫入」(2章),さらに,高速衝突による「蒸発」(3章)につ いて,室内衝突実験の現状を簡単に紹介する.クレーター形成や粉粒体ターゲット,高空隙率ターゲットの 破壊についてはここでは扱わない.

## 1.破壊

70年代から微惑星・小惑星の衝突進化を調べる目 的で有限サイズターゲットの破壊実験が行われるよう になった(e.g., [11]).破壊実験で主に調べられてきた のは、衝突条件(衝突速度・角度、弾丸・ターゲット のサイズ、質量、密度、材質、など)に対して、最大 破片のサイズ、破片のサイズ分布、破片速度・回転分 布,破片形状、などである.

この章では、破片のサイズ分布、速度・回転分布、 破片形状について紹介する.ここではターゲットの空 隙率が小さい(数%以下)場合を取り上げる.

#### 1.1 サイズ分布

脆性物質を破壊すると、ターゲットサイズに比べて 十分小さい破片の分布が「べき分布」(power-law)に なり大きい破片の分布は実験条件に大きく依存するこ とは50年以上前から知られており、小惑星のFlora族 [12]や「はやぶさ」の結果(Itokawa表面の岩塊[5]や回 収試料[8])との比較がなされている。サイズ分布全体 は様々な式で表されてきたが、ここでは小さい破片サ

1. 産業医科大学 kadono@med. uoeh-u. ac. jp イズxの分布を「べき分布」: $x^{\alpha}(\alpha \text{ は定数})$ ,大きい破 片の分布を $\exp[-x/x_0](x_0$ は定数)として分布の特徴 を $\alpha \ge x_0$ で表すことにする.

衝突後, 衝突点付近や衝突点の反対側の(アンチポ ーダル:AP)点で発生し, ターゲット全体に及ぶよう なクラック(以下ではこれをメインクラックと呼ぶ)の 間隔が最大破片や特徴的サイズx0を決める.メインク ラックの間隔は衝突条件(発生する衝撃波やAP点で 発生する希薄波の強さ, 弾丸/ターゲットサイズ, 物 質強度, など)に依存する.破壊の程度(エネルギー密 度[13]や水谷パラメーター[14]が惑星業界では破壊の 程度を表す代表的なパラメーターである)が大きくな ると,メインクラックの本数が増え(間隔が狭くなる) 最大破片またはx0は小さくなる.

衝突点で発生したメインクラックは、加速され、あ る速さに達すると分岐する.分岐後、クラックが進展 するにつれて再びその先端の応力が高くなり速さが十 分大きくなれば更に分岐する.応力がターゲット強度 と同程度になるまで分岐が続く.

分岐を繰り返したクラックは図1のような樹枝状に なり,自由表面に達した場合,クラックに囲まれる部 分(破片のサイズ)は分岐点から自由表面までの長さ程 度となる.破壊時に発生する樹枝状クラックはフラク



図1:樹枝状クラックのイメージ.

タルになることが知られており、それに「囲まれる部 分(破片)」のサイズ分布も「べき分布」に従う(e.g., [15]).

破片の生成は、衝突による衝撃波がターゲット全体 を通過する時刻よりもかなり後まで続いていることが 高速カメラによる観測により示されている[16]. クラ ックは他の樹枝状クラックとも合流し複雑に絡み合う こともある(たとえば衝突点から伸びた樹枝状クラッ クとAP点から発生した樹枝状クラック).

また、クラックは最初の衝撃波・希薄波だけでなく、 その後、ターゲットの自由表面などの境界で反射・生 成されたストレス波によっても生成される.つまり、 初期のクラックも樹枝状のままでなく、時間とともに 更に破壊が進むこともある.このような場合には、ク ラックは網目状になる(例えば図2).

結局、脆性物質の破壊において樹枝状クラックや網 目状クラックのパターンがフラクタル構造を取ること が.破片サイズ分布が「べき分布」に従うことに直結 している.一般に、樹枝状と網目状クラックのフラク タル次元は異なり、その結果、「べき分布」の傾き α も異なる。ガラス板の側面から飛翔体を衝突させたと きの破壊では、最初、樹枝状クラックが主であるが、 その後、網目状クラックが主流になり、αは時間と 共に大きくなる[e.g., 文献16のFigs. 2, 3]. また, ガラ ス板の上下面をサンドイッチして両側から圧力をかけ たときの破壊では、圧力が小さい時には樹枝状クラッ クが何カ所かから発生・進展するだけだが、圧力が大 きくなるとお互いに絡み合い網目状のクラックになっ てサイズ分布のαは大きくなる[e.g., 文献17のFig. 1al. これに対して、石膏板の側面に弾丸を衝突させ たときの破壊では, αはガラス板の側面衝突の場合 に比べて小さい[e.g., 文献17のFig. 1b]. これは、はじ め樹枝状クラックが進展するが、その後はストレス波



図2:網目状クラックのイメージ.

の減衰がガラスに比べて大きいため、ガラスと違って 網目状には発達しないからであると思われる.しかし ながら、石膏板のサンドイッチ破壊ではガラス板と同 様に樹枝状クラックが絡み合い、αは側面衝突破壊 に比べて大きくなっている[17].球や立方体などのタ ーゲットでも衝突の激しさによってαは大きくなる という報告もある(e.g., [12, 14]).また、クラックが枝 分かれしないような物質(金属・液体・空隙率が高く 強度が弱い物質・棒状/線状の1次元的な物質、など) の破壊ではサイズ分布は「べき分布」にはならず、金 属リング[18]、金属平板[19]、棒[20]、液体[21, 22]で は指数関数型に近い分布が得られている.

#### 1.2 速度·回転分布

衝突破壊後に破片が再集積できるかどうかという視 点などから室内衝突実験で高速カメラを使って破片速 度が計測されてきた[e.g., 11, 23, 24とそこで引用され ている文献]. しかしながら, 球や立方体を使った測 定ではカメラの視線方向に多くの破片が重なってしま い破片全体の分布を求めることが難しい、そこで平板 を使うことでほぼ全ての破片速度を計測した[25]. 衝 突点付近や AP 点などでは衝撃波や希薄波の効果を直 接受けるため、放出速度は衝突条件に依存する. これ に対し、ほとんどの領域はストレス波が何度も行き来 して破壊が進行し、最終的に破壊が終了するのはその 領域が持つエネルギーが弾性エネルギー程度になると きである(もしこれ以上のエネルギーを持っていれば 破壊して解消する;この程度になるまで破壊は続く). ヤング率を E,破壊終了時のある破片の歪み ε,質量 m, 密度 p とすれば、この破片がもっている弾性エ ネルギーは $E(m/\rho)\epsilon^2$ である.この弾性エネルギーを 使って破片は外側から順番に離れていく.破片の速度 がVならば運動エネルギーはmV<sup>2</sup>なので、弾性エネ

ルギーと等しいと置けば $V \sim \sqrt{(E/\rho)} \varepsilon \sim C\varepsilon$  (Cは音速). Cと  $\varepsilon$  は通常秒速数km  $\varepsilon$ ~1%なので, Vは破片サイズや衝突条件に依らず秒速~数+mとなる. 実際,衝突速度が秒速数kmから数+mまでの広い範囲で,衝突点やAP点付近からの破片,コアなどを除いて.ほとんどの破片の速度はこの程度になっている.

#### 1.3 形状分布

破片の形状については、文献[28]以来いろいろな実 験条件で得られた破片が分析されてきたが、ほとんど が同じ結果、すなわち、破片の三軸の長さを最大*a*、 最小*c*、それらに垂直な軸に沿った長さ*b*とすると、 (*b*/*a*, *c*/*a*)の分布は平均がそれぞれ~0.7、~0.5になり、 *c*/*a*<~0.2-0.3を持つ破片がほとんどない、という報 告がなされている[11].近年、衝突の証拠として「は やぶさ」探査においてもItokawa表面上の岩塊[6]や回 収試料[7]、さらにfast rotators [6]などの形状と室内 実験の結果が比較されている.

ある領域で破片ができるとき、そのサイズ(たとえ ば分岐したクラックの間隔)の平均値L [m]はその領 域周辺でのストレス条件によって決まるはずであるが、 個々の値は必ずしも厳密にLに等しいわけでなくLの まわりに分布するだろう.これは、クラックの進展や 分岐が確率的な性質を持っているためであり、この性 質はターゲット物質中に内在してクラックの進展・分 岐に関与する「ひび」が活性化する場所が確率的に分 布していることに起因していると考えられる.活性化 する「ひび」の空間的な出現確率が一様で等方的であ るならば,破片の一辺の長さはLのまわりに等確率で 分布するはずである.

そこで、ある破片の3辺*a*, *b*, *c*がそれぞれ独立に*L*のまわりに最大値*H*と最小値*h*(ただし、(*H*+*h*)/2= *L*, *h*/*H*=*k*, ここで*k*は定数)の範囲に一定の確率でラ ンダムに分布する場合を考えてみると、このとき破片 が $\xi \equiv b/a$ ,  $\zeta \equiv c/a$ を持つ確率 $P(\xi, \zeta)$ は*k*から1の 領域内で*ξ*と*ζ*に依らず一定となる<sup>1</sup>. *ξ*と*ζ*の平 均値〈*ξ*〉と〈*ζ*〉は<sup>2</sup>, それぞれ*k*=0.2の場合〈*ξ*〉~0.73 と〈*ζ*〉~0.47, *k*=0.3の場合〈*ξ*〉~0.77と〈*ζ*〉~0.53, となり実験とほぼ一致する. 室内実験による形状分布 の結果は、ある圧力条件で活性化する「ひび」の空間 分布は一様であることと整合的である.

また,室内実験の結果やItokawa岩塊の形状・構造 がサイズに依らない[4,6,29]ことは,活性化された「ひ び」の空間分布には内在的なスケールが含まれていな いことを示唆している.

形状分布の下限値kはターゲットの物性を反映して いると考えられる(直感的にはガラスの破片には岩石 では見られないような細長い破片も多い). 今後, 物 性とkの関係を理解して, ターゲット物質によってk にどのような違いがあらわれるのかを定量的に知るこ とができれば, *ξ*と*ζ*の分布からターゲットの物性 に関する情報を得ることができるかもしれない.

## 2.貫入

相対的に高密度の弾丸が低密度ターゲットに衝突す ると弾丸はターゲット中に深くもぐり込み(貫入し て)通常のクレーターとは異なる形状の痕跡がターゲ ットに残されることがある.これを以下では 「penetration tracks(貫入孔)」と呼ぶことにする.衝 突貫入実験は大きく分けて二つの流れがあった(e.g., [30]に引用されている文献).一つは60年代後半から 始まったクレーター形成実験の延長として,金属弾丸 などを用いて密度比を大きくした条件で行われた実験,

1. 規格化条件は 
$$\begin{split} P(\xi,\zeta) \int_{k}^{1} d\zeta \int_{\zeta}^{1} d\xi &= 1 \\ 2. <\xi >= \int_{k}^{1} d\zeta \int_{\zeta}^{1} \xi P(\xi,\zeta) d\xi &= \frac{k+2}{3} \\ <\zeta >= \int_{k}^{1} d\zeta \int_{\zeta}^{1} \zeta P(\xi,\zeta) d\xi &= \frac{2k+1}{3} \end{split}$$



図3:低密度物質への貫入深さ.弾丸が衝突時に受けるダメージ によって貫入孔の形状が異なる[33].同じ弾丸とターゲッ トの組み合わせの場合,横軸は衝突速度と考えてよい.

もう一つは、80年代末から行われている惑星間塵を 出来る限り無傷に捕獲するための探査機搭載用塵捕獲 器の開発と較正実験であり、シートを何枚も重ねたタ ーゲット、発泡物質、エアロジェルなど、全体として 低密度と見なせるターゲットを用いた実験である。10 数年前から一部の小惑星や彗星が非常に低密度である ことが探査などから明らかになり、この種類の実験の 重要度が更に増している。

弾丸の密度が大きい場合でもターゲットの密度が小 さい場合でも、どちらにも共通する貫入孔の大きな特 徴の一つは、孔の入口(衝突点)の径は小さく、深さと 共に増加し、ピークになった後、減少する(つまりク レーターと違って最大径の位置がターゲット表面にな い).また、同じ弾丸とターゲットの組み合わせの場合、 図3のように、衝突速度が大きくなると穴の深さは増 加していく(領域1)が、ある衝突速度でピークになり、 それより大きな衝突速度では減少し(領域2)、更に衝 突速度が大きくなると、ふたたび増加する(領域3).

いくつかのモデルが提案されているが,領域1では 貫入弾丸は衝突時に破壊されず無傷のまま,衝突直後 はターゲット密度の1乗,貫入速度の2乗,弾丸直径 の2乗に比例するような抵抗を受けているとすれば実 験での減速過程と合う.貫入速度が遅くなるとターゲ ットの強度に比例する一定の抵抗を受け最終的に停止 する(e.g.,[31,32]).弾丸の衝突速度が大きくなると衝 突時に弾丸が破壊される.弾丸の最大破片は領域1と 同様の抵抗を受けて減速し貫入孔の深さはこの最大破 片が停止した位置となる.衝突速度が大きくなると弾 丸の最大破片は小さくなり領域2では貫入孔の深さは 衝突速度と共に減少する[31].最大破片が更に小さく なると,最大破片は単独で貫入できず,他の多くの破



図4: 衝突による圧縮・解放と試料にレーザーを直接照射して発 生したプラズマの膨張。

片と共通の衝撃波(バウショック)を形成し貫入する. 破片の集団は貫入と共に弾丸の進入方向と垂直にも広 がり、衝撃波の形状は領域2に比べて半球状に近くな る.つまり、領域3での貫入孔形成過程は通常のクレ ーター形成に近づき、最終形状も貫入孔から通常のク レーターになる。衝突速度が上がれば貫入孔の深さ、 すなわちクレーターの深さは増大する。つまり、領域 1から3は弾丸がターゲット表面に衝突した時の状態 (無傷=1,最大破片=2,球対称衝撃波=3)によって ターゲットの破壊過程が異なる[33].

発泡スチロールに対しては領域1と2での貫入孔の 最大径は密度比に依存せず, 弾丸直径に比例し衝突速 度とともに増加(ほぼ比例)する. エアロジェルに対す る高速カメラによる貫入孔の形成過程の時間分解観測 により、形成中の貫入孔の最大径の位置は衝突点から 直線的に(弾丸の進行方向に対してほぼ一定の角度 で)移動していくことが観測されている[30]. 弾丸が 衝突した時に発生した衝撃波の強さは弾丸の進入方向 からの角度 $\theta$ に対して依存性(圧力分布) $b_0(\theta)$ を持 っていると考えられるので(たとえば $p_0(0) \sim \rho_t V_0^2$ ) 他方、 $p_0(\pi/2) \sim 0$ )、衝突点での初期圧力分布 $p_0(\theta)$  $\varepsilon \sim \rho_t V_0^2 (\cos \theta)^n (n \iota 衝撃波の集中度を表す定数) と$ しよう. ある $\theta$ 方向の衝撃波は初期圧力 $p_0(\theta)$ から, ターゲット物質を破壊しながら進み、減衰する、圧力 がターゲット強度 Y程度になるまで破壊が起こるの で、減衰率をαとすると破壊される距離rはY~  $\rho_{t}V_{0}^{2}(\cos\theta)^{n}(r/Dp)^{-a} \downarrow b r \sim Dp(\rho_{t}V_{0}^{2}(\cos\theta)^{n}/Y)^{1/a}$  $\sim Dp(V_0/C)^{2/a}(\cos\theta)^{n/a}$ ,ここでターゲット物質の 音速*C*を使って $Y \sim \rho_t C^2$ とした. rは密度比に依らず、 Dpに比例, V<sub>0</sub>の増加関数である.

クレーターと貫入孔形成過程の関連を更に議論する

ためには空隙率の高い石膏のようなエアロジェルと岩 石の中間的な物質を使って弾丸の貫入過程や最大径の 形成過程を調べ[34],衝撃波減衰率αの圧力依存性や nの衝突条件や物質依存性などをより詳細に考慮する 必要がある.

また,弾丸通過後の温度が高いと,その後,貫入孔 壁面の溶融・蒸発が起こり貫入孔の径が広がることも 起こりえる.エアロジェルの衝突でも衝突点付近では 可視の自発光が観測されており数千度になっていてタ ーゲットの溶融・貫入孔の拡大も起こっているかもし れない.探査機搭載の塵捕獲器においても温度は塵へ の影響(変成)という意味で重要であるので,今後はタ ーゲット中の温度分布の時間変化なども調べる必要が あるだろう.

## 3. 蒸発

80年代には衝突による蒸発現象が惑星集積後期か ら末期の惑星・衛星において重要な役割を果たしたと いう説が多く出てきた(e.g., 大気の起源, ジャイアン トインパクト, 大気のはぎ取り, 蒸気による固体破片 の加速(SNC隕石), コンドリュール, 月の石の残留 磁気, など). 1990年頃から, 衝突蒸発に関する実験 的研究が盛んに行われるようになった. 実験方法とし て現在までに主に三つの流れがある:1. 二段式軽ガ ス銃による衝突蒸発実験, 2. パルスレーザーを試料 に直接照射して蒸発させる実験, 3. パルスレーザー により加速された飛翔体を用いる衝突蒸発実験. それ ぞれの長所と短所を以下で簡単に紹介する.

#### 3.1 二段式軽ガス銃による衝突蒸発実験

60年代に始まったクレーター形成実験以来,惑星 科学で主に使われてきた二段式軽ガス銃は,飛翔体の 速度が秒速10 km以下であり,このような衝突速度で は蒸発しないとされている珪酸塩岩の衝突蒸発実験は ほとんど行われていない.また,加速のための火薬燃 焼ガスが発生した気体や試料を汚染してしまうため, Ahrensのグループによって行われてきた蛇紋岩や炭 酸塩岩のような比較的低衝突速度で脱ガスする試料を 使った実験(e.g.,[35,36])では,試料を堅牢なカプセル 中に設置し,その閉鎖された環境の外側から衝撃波を 伝播させて高圧状態にしてその後回収・分析を行って いた.

90年代に入り, 秒速数kmでも十分に蒸発するプラ スチックや炭酸塩岩などを用いて開放系での衝突蒸発 現象が日本やアメリカのグループを中心として実験的 に調べられるようになった[37-39とそこで引用されて いる文献]. そこでは, 高時間分解能の高速カメラや 分光器による撮像・分光計測によって燃焼ガスの影響 を受ける前の蒸気雲を観測しており, 衝突により発生 したガス雲の膨張速度, 形状, 組成, 温度など, 衝突 蒸発現象における基本的な物理・化学量が調べられて いる.

### 3.2 レーザー直接照射による岩石蒸発実験

市販されているある程度高出力のレーザー光をレン ズなどにより集光すれば比較的容易に珪酸塩岩蒸気を 発生させることが出来る.80年代末から珪酸塩岩試 料にレーザーを直接照射し発生した珪酸塩岩蒸気の組 成などが調べられている(e.g., [40]とそこで引用され ている文献).

問題は、発生した珪酸塩蒸気がどのような衝突条件 に対応しているのかという点である.一般に、衝突で は物質は衝撃波により圧縮されHugoniot状態方程式 上の状態になる(図4の●). 衝撃波通過によるエント ロピー増加が大きければ希薄波によって高圧状態から 解放され断熱的に膨張した後,気体となる.低強度の レーザーを試料に照射する場合は単に試料をレーザー で暖めて蒸発させる状況である. ある程度強度が高く なると、レーザーの前半部分によって試料表面が(波 長程度の厚さ)蒸発し、出てきた蒸気(プラズマ)中の 自由電子の密度がある一定以上であると、その電子が レーザーの後半部分を吸収(逆制動輻射)してプラズマ は高温高圧になる(図4の○)(レーザーが超高出力の とき、 プラズマの圧力によって試料中に衝撃波が発生 し、それによって試料が圧縮され蒸発する場合もある が. ここではそのような場合は考えない;この衝撃波 を利用して試料の高圧状態を測定する実験も行われて いる(後述)). 膨張するプラズマの熱力学的状態(たと えば図4の♥)を知ることが出来れば、(断熱膨張を仮 定すれば)同じエントロピーを持つHugoniot状態方程 式(EOS)上の点(●)を決めることが出来る. Hugoniot EOS上の点は衝突速度と一対一対応するので、レー ザー照射で得られた珪酸塩蒸気がどのような衝突条件

に対応しているのかを推定できる. 玄武岩をエネルギ ー~100 mJ, パルス幅~10 nsのパルスレーザーで蒸 発させた場合には, 秒速100 kmを越える衝突速度に 対応していた[41]. このようにレーザーエネルギーま たは強度に対応する衝突条件はプラズマによる吸収が 起こるかどうかによって大きく異なる. プラズマへの 吸収はレーザー強度だけでなく, パルス幅や波形, 波 長, 試料にも依存するが, 市販のレーザーはパルス幅 や波形・波長が容易に変えられず, 望む衝突条件での 珪酸塩蒸気を得ることは難しい場合が多い.

#### 3.3 レーザー銃

レーザーを用いて平板飛翔体を加速する研究は70 年代から慣性核融合の分野で行われてきた.レーザー を飛翔体に接着した燃料(アブレーター)または飛翔体 に直接照射し,高温・高圧プラズマを発生させ,それ が膨張する際の反作用で飛翔体を加速する.以下では この方法による飛翔体の加速装置をレーザー銃と呼ぶ. レーザー光は真空チャンバー内にレンズや窓を通して 入射する.加速された飛翔体は同じチャンバー内のタ ーゲットに直接衝突させることが出来る.つまり衝突 実験は開放系で行うことが出来る.また,アブレータ ーや飛翔体の材質を調整することで発生した気体を汚 染することなく測定することも可能となる.さらに, レーザーのエネルギーを十分大きくすれば秒速10 km 以上への加速できるため珪酸塩岩の衝突蒸発実験が可 能である.

#### (1) 小型レーザー銃による衝突蒸発実験

市販されているエネルギー最大~50 JのNd: YAG - ガラスレーザーを使って金属平板飛翔体を秒速10 kmまで加速できるレーザー銃が開発されている.二 段式軽ガス銃での衝突脱ガス実験に対応する実験が開 放系で可能となり、炭酸塩岩や氷などを使った実験が 行われている(e.g., [42-46]).閉鎖系、カプセルの破壊 を防ぐため低速度、衝撃波の繰り返し反射、などの複 雑で限定的な条件でおこなわれてきた従来の脱ガス実 験に比べて天然に近い状況での実験が可能となった.

## (2) 大型レーザー銃による衝突実験

核融合用超高出力レーザー(GXII)を使って. 直径 100 µmのアルミニウム弾丸飛翔体が秒速60 km, タ ンタル平板(直径800 µm, 厚さ50 µm)飛翔体が秒速 30 kmまで加速されている[47, 48]. これらの飛翔体を 使って秒速10 km以上での衝突実験が行われ,クレー ター形成,放出破片[49],衝撃圧縮状態の状態方程式・ 開放過程の熱力学状態[50],最終生成物の組成[9],な どが調べられている.

弾丸飛翔体の場合,超高出力レーザーによる実験で はレーザーエネルギーから飛翔体の運動エネルギーへ の変換効率は0.1%以下であり,平板飛翔体の場合に 比べて1桁程小さい(平板の方が加速プラズマの膨張 が1次元的であるため効率が良い).平板飛翔体の場合, ~50 Jのレーザーでも薄い飛翔体を使って秒速10 km に迫る加速が実現できているが,弾丸飛翔体の場合, 現在の方法ではサイズを小さくすると集光ビーム径の 限界や集光精度,弾丸曲率などによってさらに変換効 率は悪くなると予想される.したがって,飛翔体サイ ズを小さくしたとしてもエネルギーの低い市販のレー ザーで弾丸飛翔体を秒速10 kmを越える速度に加速 することは現状では難しそうである.

現状のレーザー銃の問題の一つは、平板でも弾丸で も飛翔体が加速時に破壊され長距離飛行させるとばら ばらになることがあるため弾丸の初期位置とターゲッ トまでの距離を数mm程度以下に接近させなければな らない点である(~1 mm以下では原形が保たれてい ることは確認されている[47, 48]). 衝撃圧縮状態や開 放過程の熱力学状態の測定など,精度の良い一様な高 圧力状態が必要となる場合には、飛翔体を使わずに高 出力レーザーを試料に直接貼り付けた燃料に照射して 試料中に衝撃波を通過させ、その衝撃波で圧縮された 試料の状態を測定するという方法も採られている (e.g., [51, 52]). ただし、きれいな衝撃波を発生させる ためには強度が大きいだけでなく、レーザーの時間・ 空間波形が成型されていなければならず市販のレーザ ーでは難しい.

現在,日本は世界有数の二段式軽ガス銃保有国であ る.各施設ではそれぞれ特徴をもった実験条件やその 条件に適合した観測機器を有しており,対応できる研 究テーマは多種多様である.加速技術はほぼ完成して おり定常運転が可能である.他方,大型の超高出力レ ーザーは特殊な装置であるためマシンタイムが少ない ことも問題点の一つとなる.したがって,衝突実験に おいてレーザー銃は二段式軽ガス銃に取って代わる存 在というよりも相補的な役割を担っており,今後はそ れぞれの特長を活かした使い方が必要となる.

## 4. おわりに

今後,探査や観測が進むと,ますます太陽系での衝 突過程を室内衝突実験との比較をとおして議論する機 会が増え,これまで実験室では想定していなかったよ うなパラメーターでの衝突現象も扱う必要が出てくる だろう.またDeep Impact探査や,はやぶさ2での SCI衝突のようにこれまで実験室では難しかった条件 での実験も行われはじめており,従来のスケーリング 則の検証や改良が出来るようになる.探査の結果も含 め実験をとおして物理・化学的に未解明の部分が多い 衝突現象そのものへの理解を深めることが,実際に太 陽系の歴史の中で起こった衝突の役割のより精密な解 明につながると期待される.

## 謝 辞

機会を与えていただいた長谷川直氏,また,内容(特 に破壊の章)について議論していただいた谷川享行氏 と水谷仁氏,さらに,有益なコメントをいただいた査 読者の荒川政彦氏,に感謝します.

# 参考文献

- [1] Sugita, S. et al., 2005, Science 310, 274.
- [2] Fujiwara, A. et al., 2006, Science 312, 1330.
- [3] Kadono, T. et al., 2007, ApJL 661, L89.
- [4] Nakamura, A.M. et al., 2008, EPS 60, 7.
- [5] Michikami, T. et al., 2008, EPS 60, 13.
- [6] Michikami, T. et al., 2010, Icarus 207, 277.
- [7] Tsuchiyama, A. et al., 2011, Science 333, 1125.
- [8] Nakamura, E. et al., 2012, Proc. Nat. Acad. Sci. 109, E624.
- [9] Ohno, S. et al., 2014, Nature Geosci. 7, 279.
- [10] 荒川 政彦, 他, 2013, 遊星人 22, 152.
- [11] Fujiwara, A. et al., 1989, in Asteroids II (Univ. of Arizona Press, Tucson), 240.
- [12] Takagi, Y. et al., 1984, Icarus 59, 462.
- [13] Fujiwara, A. et al., 1977, Icarus 31, 277.
- [14] Mizutani, H. et al., 1990, Icarus 87, 307.
- [15] Astrom, J.A., 2006, Adv. Phys. 55, 247.
- [16] Kadono, T. & Arakawa, M., 2002, Phys. Rev. E 65,

035107.

- [17] Kadono, T., 1997, Phys. Rev. Lett. 78, 1444.
- [18] Mott, N. F., 1945, Proc. R. Soc. London A 189, 300.
- [19] Grady, D. E. and Kipp, M. E., 1985, J. Appl. Phys. 58, 1210.
- [20] Kadono, T., 1997, Jpn. J. Appl. Phys. 36, L1221.
- [21] Kadono, T. and Arakawa, M., 2005, Icarus 273, 295.
- [22] Kadono, T. et al., 2008, Icarus 197, 621.
- [23] Nakamura, A. and Fujiwara, A., 1991, Icarus 92, 132.
- [24] Arakawa, M. et al., 1995, Icarus 118, 341.
- [25] Kadono, T. et al., 2005, Phys. Rev. E 72, 045106.
- [26] Fujiwara, A. and Tsukamoto, A., 1981, Icarus 48, 329.
- [27] Kadono, T. et al., 2009, Icarus 200 694.
- [28] Fujiwara, A. et al., 1978, Nature 272, 602.
- [29] Capaccioni, F. et al., 1986, Icarus 66, 487.
- [30] Kadono, T. et al., 2012, Icarus 221 587.
- [31] Kadono, T., 1999, PSS 47, 305.
- [32] Niimi, R. et al., 2011, Icarus 211, 986.
- [33] Kadono, T. and Fujiwara, A., 2005, Int. J. Impact Eng. 31, 1309.
- [34] Yasui, M. et al., 2012, Icarus 221, 646.
- [35] Lange, M. A. and Ahrens, T. J., 1982, Proc. 13-th LPSC, JGR 87, A451.
- [36] Lange, M. A. and Ahrens, T. J., 1986, EPSL 77, 409.
- [37] Kadono, T. et al., 1993, GRL 20 1595.
- [38] Kadono, T. and Fujiwara, A., 1996, JGR 101, 26097.
- [39] Sugita, S. et al., 1998, JGR 103, 19,427.
- [40] Ohno, S. et al., 2004, EPSL 218, 347.
- [41] Kadono, T. et al., 2002, GRL 29, 1979.
- [42] Ohno, S. et al., 2008, GRL 35, L13202.
- [43] Kawaragi, K. et al., 2009, EPSL 282, 56.
- [44] Fukuzaki, S. et al., 2010, Icarus 209, 715.
- [45] Sekine, Y. et al., 2011, Nature Geosci. 4, 359.
- [46] Sekine, Y. et al., 2014, Icarus 243, 39.
- [47] Kadono, T. et al., 2010, JGR 115, E04003.
- [48] Kadono, T. et al., 2012, in the Proc 17th SCCM (AIP Conference Proc. 1426), 847.
- [49] Takasawa, S. et al., 2011, ApJL 733, L39.
- [50] Kurosawa, K. et al., 2010, GRL 37, L23203.
- [51] Sano, T. et al., 2011, Phys. Rev. B, 83, 054117.
- [52] Kurosawa, K. et al., 2012, JGR 117, E04007.