### 「はやぶさ」リエントリーの地上観測

石原吉明(国立天文台)・山本真行(高知工科大)・平松良浩(金沢大)

古本宗充(名古屋大)・藤田和央(宇宙航空研究開発機構)

2003年5月9日に打ち上げられた「はやぶさ」は7年に渡る60億キロの旅を終え、2010 年6月13日に地球に帰還し、オーストラリアのウーメラ立ち入り制限地域(WPA)上空で リエントリーしカプセルを地上に送り届け、本体は火球となって散った。

隕石の落下や大火球出現時には、流星物質の超音速飛行によって励起された衝撃波による と考えられる「ドーン」という衝撃音を聞いたという証言が多数報告されることがある(例 えば 2010 年 8 月 7 日 17 時過ぎの東海地方で広く聴かれた爆音)。近年では日本国内の稠 密な地震観測網によって、固体地球とのカップリングにより衝撃波が励起したと考えられる シグナルが検出されており、その到達時刻を用いた落下経路決定(例えば Ishihara et al., 2004)や、地動振幅を用いた流星物質のサイズおよびアブレーション過程の研究が行われて きた。しかしながら、地動振幅のみに基づく議論では、カップリング過程などでの仮定が大 きく、推定結果の信頼性には問題があった。

我々は、JAXA により編成されたカプセル回収オペレーションの地上観測部隊の一員とし て現地に赴き、カプセル落下地点推定の補助、および、「はやぶさ」のリエントリーを隕石落 下レベルの大火球のアナログと見立てた理学観測を実施するため、WPA 内部および周辺に複 数の観測点を設置し、待ち受け観測を行った。

地上観測部隊の観測項目には、リエントリーカプセルの落下経路を追跡する為の光学観測 や、流星発光の素過程に迫る為の分光観測などの多角的な光学観測とともに、リエントリー に伴う衝撃波を検出する為のインフラサウンド・地震動計測が含まれている。カプセルの素 材、サイズや重量は厳密に分かっており、また、落下経路については、同時に光学観測によ って精密に決定される。衝撃波をインフラサウンドセンサーで大気圧変動として、地震計で 地動として計測することで、固体地球とのカップリングに関する仮定や、流星物質サイズの 推定に用いていた衝撃過剰圧と流星物質サイズとの関係式(ReVelle, 1976)の妥当性につ いて、観測データをもとに検証可能である。

図1 に示すように、非常にクリアな衝撃波シグナルが観測では得られ、現在種々の解析を 進めている。現在までの初期解析により、各地点で記録された衝撃波の衝撃過剰圧は、理論 式で予想された過剰圧の半分弱であること、衝撃波の到来方向はアレー解析および三成分地 震計の記録を用いたパーティクルモーション解析から、最終予報軌道から想定される到来方 向と一致することがわかった。また、衝撃波により励起された地動はパーティクルモーショ ン解析結果から、レイリー波であると考えられる。

謝辞:本観測にあたり、京都大学防災研究所地震予知研究センターよりデータロガー

LS8200SD・4.5Hz 上下動地震計 20 セット、名古屋大学大学院環境学研究科附属地震火山・ 防災研究センターよりデータロガーLS70003 台および 4.5Hz3 成分地震計 2 台の借出しを 受けた。記して感謝いたします。本研究は科学研究費補助金 課題番号: 22403005 基盤研究 (B)(海外学術調査)「はやぶさ地球帰還時の大気圏再突入衝撃波による可聴下音波及び励起 地震動の精密観測」(代表:平松良浩)の助成を受けたものである。

### ○参考文献

Ishihara, Y. et al. 2004, The 2003 Kanto large bolide's trajectory determined from shockwaves recorded by a seismic network and images takegn by a video camera, Geophys Res. Lett., 31, L14702.

ReVelle, D. O. 1976, On Meteor-Generated Infrasound, J. Geophys. Res., 81(7), 1217-1230.



図 1. GOS2 観測点において観測された「はやぶさ」リエントリーに伴う衝撃波。横軸は、2010 年 6 月 13 日 22 時 50 分(日本標準時)からの経過時間(秒)。最上段はインフラサウンドセンサーで記 録された大気圧変動(縦軸単位は Pa)、2 段目以下は地震計で記録された上下動変位(縦軸単位は m) である。カプセルによる衝撃波の大きなパルス(メインパルス)の後にも、「はやぶさ」本体の破片に よると思われる振幅の小さなパルスが見て取れる。また、地動では、メインパルスの到達前から、セ ンサーの極近傍で励起されたと考えられる表面波の到達が見て取れる。

## 「はやぶさ」再突入カプセルからの輻射の航空機観測

弓山彬<sup>1</sup>,丹野英幸<sup>2</sup>,山田哲哉<sup>2</sup>,柳澤正久<sup>3</sup> 「電通大・院,<sup>2</sup>JAXA,<sup>3</sup>電通大

### 1. はじめに

小惑星探査機「はやぶさ」の再突入カプセルは、2010年6月 13日13時51分(UT)、豪州上空の高度200kmにおいて約12km/s の速度で大気に突入した。大気突入時にカプセルは、最大で 15MW/m<sup>2</sup>と見積もられる過酷な空力加熱を受けて加熱され、 同時に突入した探査機母船と共に豪州の夜空に明るく輝いた。

「はやぶさ」ミッションにおいては、地上からの光学観測の 他に、日・豪・米・欧の国際協力による航空機観測実験が行わ れた。航空機による観測は、天候(曇天)に左右されない点で 地上観測に比べて有効な手段であり、NASAが有する光学観測 専用に改修された航空機(DC-8 Airborne Laboratory)を用い て、高々度からカプセル再突入時の光学観測が行われた。

#### 2. 研究の目的

大気突入時の過酷な加熱環境から機体を保護するための耐熱 材料は再突入を成立させるためのキーテクノロジーである。耐 熱材料の開発においては、飛行環境模擬装置を用いての地上加 熱実験が行われるが、実飛行での高エンタルピー環境(はやぶ さの場合で最大144MJ/kg)を完全に地上で模擬することは困難 である(アーク風洞実験設備の場合最大20MJ/kg)。耐熱材料



の性能評価の指標である表面損耗は、温度と圧力の関数で表さ れる。高エンタルピー環境下での表面温度は、地上加熱実験で 取得したデータを用いて数値計算等で外挿する以外に知る手立 ては無く、実飛行環境での表面温度変化をそのまま観測するこ との意義は非常に大きい。

本研究では、独自に製作した簡易分光器を光学観測用航空機に 設置し、「はやぶさ」再突入カプセルからの輻射光観測を行っ た。その観測データよりカプセル表面温度の時間履歴を推定・ 取得することが本研究の目的である。

#### 3. 観測システムの構成

#### 3.1. 観測システム

観測システムの概観・概略図を図1に示す。航空機上での光学 機材の運用は未経験であること、また、一人でも移動・設置・ 取り扱いが可能であることが求められたことから、分光器は頑 強性も狙って単純な構成を目指した。

分光器の構成は、高感度CCDビデオカメラ(Watec, WAT-120N+)に望遠レンズ(固定倍率, BORG 325mm 及び Celestron Reducer f/6.3)を取り付け、ビデオレコーダ(Sony, GV-D800)へ接続された形態となった。レンズとCCDビデオカ メラの間には、4種類のバンドパスフィルタ(BPF, 詳細は後述す る)を組み込んであり、異なる波長の強度変化(時間履歴)を 30frame/secでビデオテープに記録する。なお、4台のカメラの 時刻同期を取るため、航空機がGPSから受信した基準時刻 (UTC)をビデオ映像へのインポーズ(KIWI-box)を行った。

### 3.2. 観測波長の選定

加熱率に対する輻射平衡温度特性と、地上加熱試験時の表面 温度の測定結果を図2に示す。図2より、輻射平衡温度と地上加 熱実験での表面温度との間に大きな差異は無いこと、加熱率が 1~15MW/m<sup>2</sup>の範囲における輻射平衡温度は2000~4000Kの 範囲に収まることがわかる。この温度範囲での黒体放射を仮定 し、過去の再突入機(Stardust)の光学観測結果を参考にフィルタ の選択を行った。本観測では、中心波長での透過幅(FWHM) が2~4nmと狭帯域であることから、Semrock社のLaserLine フィルタ(中心波長:514,543,785,1064nm)を選択した。

しかし、観測後の較正において今回使用したフィルタは中心 波長の近傍±200nm程度の帯域では非常に良い遮断特性を示す が、その外側では高次項の影響によって光の遮断特性が低下す る(多くの光を透過させる)ことがわかった(図3)。そのた め、当初想定していた狭帯域フィルタではなく、広帯域フィル タであることを念頭に表面温度推定へ向けて解析を進める。



図2. 輻射平衡温度、アブレータ表面温度と加熱率の関係 加熱率が1~15MW/m<sup>2</sup>の時の表面温度は2000~4000Kとなる



図3. 簡易分光器に使用した光学フィルタの波長透過特性

#### 4. 計測結果の解析

簡易分光器により取得したデータは、4台のビデオテープに独 立に記録されており、シャッタータイミング、取り付け角等に差 異があるため、そのままでは解析を行うことはできない。よっ て、先ずは画像中のカプセル近傍部のみを切り出す前処理を 行った後に、画像中に記録されたGPS時刻を参考に同一時刻 (最大で±30msecの誤差を含んでいる)のカメラ間の輝度変化 から表面温度推定を目指す。

#### 4.1. 前処理(カプセル部位の切り出し)

記録された映像(DV形式)から、カプセル再突入前後の約50秒間 (約1500フレーム)をBMP形式の画像へと変換した。画像中に記 録されているGPS時刻に基づいて画像間の時間を対応させた。

画像中のカプセル位置の自動検出は行わない方針としたが、 処理すべき画像数は1500枚×カメラ4台=6000枚に及ぶため、カ プセル位置の指定支援ツールを作成した(図4)。ある時刻にお ける4枚の画像のうち、1枚の画像上でカプセル位置を指定する ことで、カメラ間の相対位置のズレから他の3枚の画像上でのカ プセル位置を推定する機能の他、表面温度推定に必要な機能を 実装した。

#### 4.2. 表面温度の推定

本観測で使用したフィルタの波長感度特性は、図3に示した。 また、CCDの波長感度特性を図5に示す。図3,図5を掛け合わせ ることで、白色光を入射させたときに得られる画像の輝度を求 めることができる。



図4. 画像中のカプセル近傍部切り出しソフトウェア ある時刻における1枚の画像上でカプセル位置を指定すると、 他3枚の画像上の位置を推定し、輝度情報を出力する。





図6. 温度4000[K]の黒体放射ピークで正規化した黒体放射 (表面温度4000, 3000, 2000[K]の場合について示す)



図7. 光学フィルタを取り付けた状態で黒体放射体(4000K)を観 測したときに、CCDに入射・記録される光エネルギの波長特性

本観測では、カプセルは黒体放射していることを仮定してお り、表面温度によって放射強度は異なってくる。図6に、表面温 度4000[K]のピーク強度を1とする相対強度で、黒体放射強度を 示した。図3,図5に加えて図6を掛け合わせることで、黒体放射 体を観測したときに得られる画像の輝度を計算することができ る。表面温度4000[K]の黒体放射体を観測した時に得られる画像 の輝度は、図7に示す塗りつぶされた面積に比例する。

黒体放射体の温度を変化させたときの、図7の塗りつぶされた 面積の変化は、画像輝度の変化に比例する。4台あるカメラ画 像のうち、任意の2枚の輝度の比から、表面温度を推定する。 図8に、カメラD(1064nm)と、カメラA(514nm)の輝度の比と、 温度との関係を示す。取得した画像の一部は、航空機の振動等 による画像のブレ、明るすぎることによるサチュレーションが 発生しているため、解析に適する画像のみを選択して表面温度 推定を進めていく。



図8. カメラDとカメラAの画像輝度の比と表面温度の関係

#### 現状及び今後の課題

現在は、図8に示した画像輝度の比と表面温度の関係を4台カ メラの任意の組合わせについて取得を終え、観測データへの適 用を行っている。今後は、解析支援ソフトウェアの機能拡充を 進め、再突入時のカプセル表面温度の時間履歴取得を目指す。

# **隕石と小天体に残された太陽系初期の物質分化の痕跡** 荒井朋子

### 千葉工業大学 惑星探査研究センター(tomoko.arai@it-chiba.ac.jp)

太陽系の固体惑星形成に至るまでの物質分化の道筋や太陽系物質の多様性は、隕石研 究に基づき理解されている。地球型惑星形成の従来のシナリオは以下の通りである。原始太 陽系星雲内でチリやガスが集積し、コンドライト様物質が形成し、微惑星が衝突と合体をくり 返し、小惑星や惑星に成長していく。その過程で、天体上では低温加熱による水質変性、や や高温加熱による焼結、さらなる高温加熱により局所的な溶融が起こり、それらに伴い、物質 が分化する。直径が数 100km 級の天体になると、天体の全部または大部分が溶融し、その 溶融物からの結晶化により、地殻—マントルー金属核といった地球型惑星に見られる層構造 が形成される。本講演では、近年発見された新種の「原始的分化隕石」や「鉄隕石中のケイ 酸塩包有物」に着目し、これまでよくわかっていなかった、太陽系最初期の溶融現象に伴う物 質分化過程の物理的・化学的挙動を紹介する。

コンドライト物質が何らかの熱源による加熱を受けると、局所的な溶融(部分溶融)が始まり、 比較的融点の低い鉱物相が選択的に溶融を始める。温度が上がり、溶融液(メルト)がある程 度の量に達すると(約 20-30vol%)、メルトと溶け残り部分の分離が起こる。メルトには、 FeS-FeNiの共融点組成の金属メルトとナトリウムや鉄に富むケイ酸塩メルトの二種類がある ことが実験からわかっている。これまで発見された隕石の中には、溶け残りを代表するもの (ロドラナイト、アカプルコアイトなど)と、金属メルト(鉄隕石)に相当するものがあった。一方、 ケイ酸塩メルトに相当する隕石が見つかっていなかったのは隕石学上の大きな謎であった。 しかし、近年ケイ酸塩メルト相当の隕石(未分類隕石 GRA06128/06129 や IAB、IIE 鉄隕石中 のケイ酸塩包有物)が発見されたことにより、微小天体における部分溶融に伴い生成するメ ルトの化学組成やメルトの物理的挙動の理解が進みつつある。

これらの隕石は、共通してナトリウムに著しく富む(Ca/(Ca+Na)比=11-15)斜長石(>50 vol%) が存在する。一方、小惑星の溶融メルト起源のユークライトやアングライト中の斜長石はナト リウムに乏しい(Ca/(Ca+Na)比>80)。両者の違いは、メルトの前駆物質のナトリウム濃度の 違いだと考えられる。微小天体上の局所溶融起源のメルトでは揮発性元素であるナトリウム は保持されるが、よりサイズの大きい天体の場合、全球規模の溶融に伴い、ナトリウムを含 む揮発性元素の大部分が蒸発により失われ、天体上で生じたメルトはナトリウムに枯渇する と説明できる。

微小天体起源の局所溶融の際、ナトリウムは優先的にメルトに入り、溶け残り部分は相対 的にナトリウムに枯渇する。従って、局所溶融により、ナトリウムの不均質分布が天体内で生 じると考えられる。この仮説と調和的な組成分布を示す天体例として、小惑星フェイトン-ふた ご座流星群が挙げられる。この二つは、現在は別々の天体であるが、軌道計算より元は同一 の天体であることが分かっている。ふたご座流星群の観測により、彗星としては著しく(二桁低 い)ナトリウムに枯渇しているが明らかになり、ナトリウム枯渇の原因が議論されている。太陽 近傍まで接近する軌道(水星—太陽の近日点距離の半分以下)のため、太陽による加熱に よるものか、母天体上でのナトリウム枯渇あるいは不均質分布によるものか、よくわかってい ない。小惑星フェイトンは、スペクトルタイプBまたはFで、加熱脱水した炭素質コンドライトと 関連付けられている。もともと揮発性元素に富む母天体で、表層では水質変性、内部では局 所溶融により、ナトリウムの不均質分布が生じたことも考えられる。従って、小惑星フェイトン には、微小天体での局所溶融過程の痕跡が残されている可能性があり、太陽系初期の物質 分化を解く鍵を握る、重要な探査ターゲットと考える。 ANALYSIS OF VISIBLE AND NEAR INFRARED REFLECTANCE SPECTRA OF PLANETARY MATERIALS USING A BAYESIAN ESTIMATION APPROACH. <sup>1</sup>Seiji Sugita, <sup>1</sup>Kenji Nagata, <sup>1,2</sup>Nobuko Tsuboi, <sup>3</sup>Takahiro Hiroi, <sup>1</sup>Masato Okada, <sup>1</sup>Dept. of Complexity Sci. and Eng, Univ. of Tokyo, <sup>2</sup>Hewlett Packard Japan, Ltd., <sup>3</sup>Dept. of Geological Sci., Brown University

**Introduction:** Optical reflectance spectroscopy is a very powerful tool to observe the planetary surfaces remotely from both ground-based telescopes and spacecrafts. Because many silicate minerals have many absorption bands diagnostic to both crystalline structure and elemental composition in this wavelengths range, VNIR spectroscopic observations can reveal a wide variety of information on planetary surfaces [e.g., 1].

The reflectance spectra observed on the planetary surfaces are compared with those of minerals observed in laboratories to infer the mineralogical and elemental compositions of the surfaces. Because silicate minerals often exhibit complex absorption bands in the UV to NIR wavelengths range, such a complex absorption band is often deconvoluted into multiple simple (i.e., mathematically well-defined forms, such as Gaussian and Lorentzian) absorption bands is often used for quantitative comparisons and analyses. One simple approach would be to search for the optimum combination of simple absorption bands that minimized the difference with an observed spectrum by trying every possible parameter set. Such direct search is rather effective when only a small number of free parameters are involved. However, a direct search is not practical for reflectance spectroscopy of planetary surfaces because many simple absorption bands are required to describe their complex absorption band patterns. When Gaussian or Lorentzian is used, each simple band requires three model parameters: strength, central wavelength, and breadth. Thus, the number of parameter sets to try in searching for the best-fit synthetic spectrum becomes extremely large. For four Gaussians, for example, we need to try 10<sup>12</sup> parameter sets if we choose ten different values for each parameter. It would require  $10^{24}$  sets if we examine 100 different values for each parameters to attain a high accuracy.

Consequently, a more efficient mathematical method is necessary. In previous studies, the steepest descent method has been used frequently to resolve this problem. In particular, Sunshine et al. [2] propose an analytical approach using the steepest descent method to deconvoluted reflectance spectra of silicate minerals with a number of Gaussians and a continuum as a function of wavelength. Their approach, called modified Gaussian model (MGM), has been shown capable of decomvolving olivines [e.g., 3] and Mg-Fe pyroxenes [e.g., 4,5] very successfully and obtain clear correlations between the central wavelengths of deconvoluted Gaussian bands and chemical composition of minerals.

Although the steepest descent method is a very powerful mathematical method to find a minimum of a continuous function but is not necessarily good at finding the global minimum of a complex function with many local minima. Depending on the initial choice of parameters, an obtained result may be just a local minimum of the function. Furthermore, this mathematical procedure needs to be given how many model parameters (e.g., the number of Gaussians in this study) should be used before analysis. Generally, a model with more Gaussians will lead to a smaller E, but the complexity of the model also increases. Our recent analysis indicates that the use of different numbers of Gaussians for MGM analysis may dramatically change the result of the MGM analysis [6], underscoring the importance of the choice of the number of Gaussians.

In reflectance spectroscopy of silicate minerals, the choice of the number of Gaussians is very important for accurate description of their complex absorption bands. A numerical validation discussed in our companion paper by [7] indicates that a Bayesian estimation method using the exchange Monte Carlo (EMC) algorithm can estimate the optimum number of Gaussians much more accurately than other algorithms, such as cross validation, WAIC, and RJMCMC. Thus, our spectroscopic analysis of planetary surfaces, the newly developed Bayesian MGM algorithm is better suited for reflectance spectroscopy of silicate materials on planetary surfaces.

In this study, we derive a new MGM algorithm using a Bayesian estimation approaches namely exchange Monte Carlo (EMC) method and the annealing method. Both pure olivine samples with different Fe/Mg ratios and olivine-pyroxene mixture samples are used for analysis to examine the effectiveness of our new algorithm. Based on the results, we discuss the applicability of our new MGM method.

**Spectral Analysis:** The mathematical details and numerical validation of the algorithm used in this study are given in our companion papers by [7,8].

In order to examine the validity of the Bayesian MGM algorithm proposed in this study, we conduct actual spectral deconvolution analyses using a series of reflectance spectra, olivine powder samples with different Mg/(Mg+Fe) ratios (mg#) ranging from zero to one.

The reflectance spectra of olivine samples were obtained the web site of NASA's RELAB. Here, it is noted that the olivine samples whose reflectance spectra were used in this study are different from those used by [4]. As shown in the following, nevertheless, the result of the analyses of this study and [4] exhibit very good agreement. This strongly suggests the robustness of the results of MGM results.

Analysis Results: First of all, the results of our Bayesian MGM analysis indicate that the optimum number of Gaussian bands to reproduce the complex absorption band around 1 mm predicted is three for the reflectance spectra of all the olivine samples (Fig. 1). This optimum number is the same as the number estimated empirically by [4]. This coincidence is very important because the number of Gaussians is very difficult to determine objectively but highly influential to the model parameters to characterize individual Gaussian bands. This agreement between this study and previous fitting results by [4] strongly supports the validity of our Bayesian MGM algorithm

Furthermore, all the model parameters of individual Gaussian bands obtained in this study were practically the same as those obtained by [4]. The parameters include the central wavelengths, breadths, and strengths of the individual Gaussian absorption bands.

The central wavelengths of individual bands of 1-mm olivine increases gradually as mg# decreases; more iron leads to longer wavelengths (Fig. 2). The band widths and the relative intensities of the three individual bands are relatively constant regardless of mg# (Fig. 2). Here, note that the data sets of olivine spectra used in this study and those used by [4] are different. This supports that the results of these MGM analyses are not specific to some particular data sets but reflect the intrinsic properties of olivine.

Here, it is noted that the results of the preliminary analysis by [6] suggests that four Gaussians is more appropriate to fit the 1-mm absorption band of olivine than three as used by previous studies [2,4]. However, a detailed comparison of different algorithms using artificially generated data sets by [7] indicates that MGM analysis using Bayesian approach is significantly more accurate than that with cross-validation method, which is used by [7]. Thus, we conclude in this study that the optimum number of Gaussians for the 1-mm absorption band of olivine is three.

References: [1] Pieters, C.M. and P.A.J. Englert (1993), Remote geochemical analysis: Elemental and mineralogical composition; [2] Sunshine, J. M., et al. (1990), *J. Geophys. Res.*, 95, 6955; [3] Sunshine, J. M. and C. M. Pieters (1993), *J. Geophys. Res.*, 98, 9075; [4] Sunshine, J. M. and C. M. Pieters (1998), *J. Geophys. Res.*, 103, 13,675; [5] Klima, R. L. et al., (2007), *Meteoritics and Planet. Sci.*, 42, 235. [6] Tsuboi, N. et al. (2009), *Proc. of 42th Lunar and* 

*Planet. Symp.*, 118; [7] Nagata, K. et al. (2010) *Neural Networks*, to be submitted; [8] Sugita, S. et al., (2010) *J. Geophys. Res.* to be submitted.



Fig. 1. MGM deconvolution result of an olivine spectrum using our Bayesian algorithm.



Fig. 2. The trend of central wavelength, width, and normalized intensities of deconvolved absorption bands of olivine with a variety of mg#.

### 惑星探査における K-Ar 年代のその場測定法の開発

長 勇一郎<sup>1</sup>、三浦 弥生<sup>1</sup>、橘 省吾<sup>1</sup>、杉田 精司<sup>2</sup> <sup>1</sup>東大・理、<sup>2</sup>東大・新領域

1. 惑星探査におけるその場年代測定の意義

惑星科学において、天体表層の年代を知ることは極めて重要である。しかし月以外の天体では、既知 の場所の試料について絶対年代測定が行われた例はない。火星の場合も、月のクレーター年代学と小惑 星の軌道力学計算に基づき推定された絶対年代が提案されているが、10億年規模の不定性があり得るの が現状である[1]。そのため、クレーター年代が明瞭な地点に着陸してクレーター年代のアンカーとなる べき試料を測定し、絶対年代を 10%~20%の相対精度で測定することができれば、火星の表層進化の理 解に非常に大きな貢献となることが期待される。

### 2. K-Ar 年代測定法

本研究では、<sup>40</sup>K(半減期 12.5 億年)が <sup>40</sup>Ar に放射壊変する K-Ar 系列を用いて、惑星探査のその場 年代計測を行うことを目指す。年代計測手法には他にも幾つかの種類があるが、K-Ar 法は岩石中に K が比較的多く存在していることや、Ar が希ガスであるため岩石内での存在度が低いことなどから、 Sm-Nd 法や U-Pb 法など他の手法と比較して、惑星探査における技術的実現性が高いと考えられる。実 際、惑星探査において K-Ar 年代をその場測定する試みは NASA の MSL、ESA の Beagle2 において計画 されてきた[2,3]。しかしこれまでの提案には、(1)Ar 抽出用の炉を必要とし、試料重量計測はカメラで 体積計測をして行うなどシステム構成が複雑であること、(2)K 分析と Ar 分析を別々の試料で行うため、 試料の不均質に起因する年代誤差を生じ得ること、(3)全岩分析によるモデル年代推定法であるため、大 気混入などの過剰 <sup>40</sup>Ar 評価が難しいこと、などの問題があった。

### 3. LIBS-QMS システムを用いた年代測定法

そこで本研究では、試料にレーザー光を照射して、Kの定量にLaser-induced breakdown spectroscopy (LIBS)を、Arの定量に四重極型質量分析(QMS)を用い、これらを組み合わせて KとArの比を求める手法を提案する (Fig. 1)。この手法には、(1) 炉や重量計測装置のないシンプルな構成が達成可能であること、(2)Kの分析点とArの放出点が同一であり、試料中の両者の分布の不均一による年代測定誤差の影響を受けないこと、(3)レーザービームを使ったスポット分析によって一つの試料から K 濃度の異なる複数のデータ点を取り、アイソクロンを



Fig. 1 本研究で提案する LIBS-QMS シス テムの概念図。

引くことが可能なこと、といった強みがある。本手法実現の鍵は、K 量を従来の様な相対濃度ではなく 絶対量として定量することと、測定可能な Ar 量をレーザー照射により抽出することにある。後者につ いては、放射壊変由来でない<sup>40</sup>Ar (大気起源や惑星内部起源など)の影響を評価するため、<sup>40</sup>Ar よりも 数桁存在度が低い<sup>36</sup>Ar 量をモニター出来ることがポイントになる。

4. 実験結果

### 4-1 K 定量実験

Kの定量のために、0.01~5wt%のK濃度を持った試料にレーザーを 照射し発光スペクトルを取得した(Fig. 2)。従来の研究では、発光強度 の低下する高真空中でS/N良くKの輝線を測定することは技術的に 困難であったが、カメラレンズを用いた集光光学系の構築などを通じ てこれを実現した。K濃度と輝線強度との関係をとるとFig.3が得ら れ、高真空下のLIBSにおいてもK濃度の検量線は比較的良く定義で きることが分かった。現在、この相対値の検量線を元にしてKの絶 対量を求める手法を構築している。

### 4-2 Ar 定量実験

Ar 定量に関しては、既存の希ガス分析装置を用いて検出限界を明 らかにし、年代計測に必要な装置の性能や目的量の Ar 放出に必要な レーザーの照射回数を見積もることを目的として実験を行った。その ために先ず、天然試料の 10000 倍の<sup>40</sup>Ar (10<sup>-1</sup> cc/g STP)を含む試料を 作製し、これに Nd: YAG パルスレーザーを照射することで Ar を抽出 した。その結果、<sup>40</sup>Ar が 10<sup>-8</sup> cc/pulse, <sup>36</sup>Ar が 10<sup>-11</sup>cc/pulse 放出され、 放出量はレーザーパルス数に概ね線形であった(Fig. 4)。ただし現在の ところ、<sup>36</sup>Ar についてはレーザーパルス数(Ar 抽出量)が少ないと ブランク補正が大きく定量誤差も大きい。ブランクマススペクトルか ら、質量数36では炭化水素が主なブンラク源であることが分かって いる。一方、質量数 40 のブランクは 2×10<sup>-10</sup>cc 程度で、装置に残存 する地球大気起源のArである。これらのことから、火星上で<sup>36</sup>Arを 計測するためには(放射壊変由来でない<sup>40</sup>Arの影響を評価するため に必要)、現状では最低でも10000パルスの照射が必要であり、現実 的なパルス照射数1000回と比較し一桁程度の開きがある。従って、 火星探査を念頭に置いた Ar 定量のためには、レーザーによる Ar 放 出量の増大と、QMSの感度向上・ブランクの低減による一桁~二桁程 度の Ar 検出限界の引き下げが出来れば良いと言うことが分かった。

### 5. 新システムの構築

以上の結果をもとにして、本研究ではさらに、これまで別々に用い られてきた LIBS と QMS 測定を一つの真空ラインで実行可能な、年 代計測に特化した新システムを設計・製作した(Fig. 5)。この新装置で は SEM(二次電子増倍管)の利用による QMS の 3 桁程度の感度向上、 排気ポンプからのオイルの逆流防止による炭化水素由来ブランクの 低減、更にレーザーエネルギーの向上による Ar 放出量増大および K 輝線強度増大などの改良がなされている。現在、この装置を用いて実 験を進めている。

### References

Doran et al. (2004) Space Sci. Rev. [2] Swindle et al. (2003) LPSC abstract
 Talboys et al. (2009) Planet Space Sci., [4] Bogard (2008) LPSC abstract



Fig. 2 K の発光輝線(766, 769nm)。



Fig.3相対濃度とK輝線強度。



Fig. 4 放出された Ar の量。



Fig. 5 本研究で構築する新システムの概念図。

# イトカワ再探査と宇宙衝突実験

○荒川政彦(神戸大・理学研究科),渡邊誠一郎・古本宗充(名古屋大学・環境学研究科)

再探査の意義:はやぶさ探査機によるイトカワ探査は,我々に1km以下の微小天体に関する多くの情報をもたらした.さらに,当初の予定とは違った形ではあるが,イトカワ表面のサンプル回収にも成功し,その結果,イトカワは我々が最も詳しく情報を知る小惑星となっている.日本も含めて諸外国の小惑星探査は,基本的にこの発見を重視した探査である.これは小惑星の数が,探査ターゲットとしては,月・惑星と比べて遙かに多いからであり,始めて観測する小惑星には必ず新たな発見が期待されるからであろう.一方,発見をきっかけとして,その本当の意味を理解し,小惑星の科学を深化して行くには,発見によりもたらされた疑問を解消するための探査が必要である.様々な発見があったこの「はやぶさ」によるイトカワ探査を生かした形で,次の小惑星探査計画を立案するなら,イトカワを代表とする微小天体の科学的価値を「発見」から「理解」へと進めるためのイトカワ再探査という選択がある.

宇宙衝突実験:イトカワは,はやぶさによる探査で詳しい表面地図が作成されている.部分的には~cm サイズの小石を同定できるくらいの分解能で撮像が行われており,着陸などを必要とする観測におい ては,事前検討及び観測の実施において大変に有理である.この表面状態が既知であるメリットを生 かして,様々な観測が立案できると思うが,我々は,その一例として宇宙衝突実験を提案したい.こ こであえて探査であるにも関わらす「実験」と称したのは,その探査が地上実験と連続的に繋がって いるものであり,室内実験のように物理条件を制御した中での実験を行い,その現象を支配する物理 メカニズムを明らかにしようとする提案だからである.

惑星衝突の科学を小惑星上で研究する機会:もしもイトカワ表面で衝突実験を行うことができれば, 地球上では難しい(もしくは不可能な)実験成果を期待できる.一つは,小惑星を構成する実際の物 質に関して衝突破壊強度を決めることができる(かもしれない).もう一つは,微惑星のような微小重 力下で形成される衝突クレーターの形成効率を知ることができるということである.衝突破壊強度を 調べる実験においては,事前にイトカワの画像から抽出したサイズの異なる礫を標的として弾丸を衝 突させ,衝突破壊実験をイトカワ表面で実施する.数mサイズの礫まで衝突破壊させることができれ ば,衝突破壊強度のサイズ依存性までも明らかにできる可能性がある.また,クレーター形成実験に おいては,イトカワ上の小石で敷き詰められた平原域で衝突実験を行う.この小石域で,広い速度範 囲で衝突実験を行い,クレーターサイズと弾丸運動エネルギーの関係を調べる.微小重力の影響は, クレーター形成時の構成粒子の流動や放出に対して重要であると言われるが,微小天体ではその粒子 の空間的配置そのもの(空隙率や配位数)が,微小重力の影響により決まっているので,小惑星表面 での実験は極めて重要である.なぜなら,地上では小惑星表面のような微小重力環境下で粒子層を準 備することは不可能だからである.粒子層の配置・構造とクレーター形成に対する微小重力の影響を この宇宙実験で明らかにできる可能性がある.

再探査で行うこと:イトカワを微小天体の典型と見た場合,そのイトカワ上で起こる様々な物理現象 は、微惑星でも起きていたと考えられる.特にイトカワで注目された小石や礫のブラジルナッツ効果 は、小天体上での衝突振動が小惑星の表層・内部構造に変化を及ぼすという点で大変重要な現象であ る.これは、衝突実験による天体振動で積極的に再現可能な現象である.また、この小惑星の内部構 造に関する情報は、地震の振動を直接観察することにより調べることが可能である.ペネトレーター により観測装置を小惑星表面に設置し、そこで衝突実験を行うことにより、「衝突の科学」と「衝突に よる小惑星内部のアクティブ探査」が可能となる.このように、イトカワのような既知天体では地図 などの情報があるからこそ、ここで紹介したようなさらに深化した実験・観測が可能となる.

小惑星探査では、再探査というアイデアはこれまでほとんど真面目に議論されることがなかった. イトカワは、(たぶん) 微小ラブルパイル天体の典型であり、また地球型惑星を形成したと思われる普 通コンドライト隕石で大部分が構成されている.他の様々なタイプの小惑星を次々と調べて行くより は、この天体を調べ尽くすことが、惑星形成過程の研究において極めて重要であり、今後の小惑星探 査の礎になるのではないだろうか.

# 「はやぶさ2」衝突の科学

高木靖彦(愛知東邦大学) はやぶさ2プリプロジェクトチーム (JAXA)

探査機「はやぶさ」は、本年 6 月にカプセルが地球 に帰還し、その中から小惑星「イトカワ」の物質が回収 されるという成功裏にプロジェクトが終了しようとしてい る。一方、その後継機「はやぶさ2」は、2014 年の打ち 上げに向けて検討が佳境を迎えている。「はやぶさ2」 では衝突によりクレーターを形成することにより、表面 の熱的影響等を行けていない物質のサンプリングが 検討されている。昨年の研究会においては、姿勢制 御系、電源系、通信系などを持った重量 300 kg 程度 の独立した宇宙機が衝突する計画の検討が行われて いることを紹介したが、現在は、母船搭載型の小型衝 突装置が検討されている。これは、衝突装置は母船 に搭載されて探査小惑星の近傍まで行った後に切り 離され、母船が小惑星の陰に退避した後に、爆薬の 燃焼により衝突体を発射するという方式である。この 方式変更には、予算的な側面も大きかったが、科学 的なトレードオフ(表 1)の検討結果も反映されてい る。

表1. 独立型衝突機と搭載型衝突装置のトレードオフ

	独立型衝突機	搭載型衝突装置	
衝突エネルギー	大きい (1.4×10 <sup>9</sup> Joule)	小さい (4×10 $^6$ Joule)	
衝突場所	△ 小惑星半球のどこかには衝突する程度	○ 100 m 程度で選定可能	
	の精度		
衝突時期	× 衝突機の太陽周回軌道で決まる(2019	○ 着陸帰還機の小惑星近傍滞在中の任意	
	年8月)	時期	
衝突物質	× 様々な物質が含まれる。特に推進残薬	○ 任意に決められる (銅)。爆薬の影響は	
	(ヒドラジン)がサンプル分析に悪影響	微小	

このトレードオフにおいて、衝突エネルギーを除い た部分に関しては、搭載型衝突装置の方が科学的に 優位であることが示されている。したがって、問題にな るのは衝突エネルギーが小さいということだけである。 質量約2 kgの衝突体が約2000 m/sec で衝突した場 合に、内部物質のサンプリングを行うのに十分な大き さのクレーターを形成することが可能ならば、搭載型 衝突装置で問題なく、むしろ優れていることになる。こ こでは、どの位の大きさのクレーターが作られるかに 関して、衝突研究会等でも紹介されている既存のデ ータから推定した結果をまとめる。



図 1. dutodyne によるシミュレーション

### (1) 数値シミュレーションからの推測

図1は、2kgの銅のライナを2km/sで砂礫層に衝 突させた時の様子を autodyne を用いて計算したもの である。このような計算から、搭載型衝突装置により、 直径2m、深さ50cmのクレーターが形成されることが 推定される。

#### (2) スケーリング則からの推測

Holsapple & Housen による経験式から、形成される クレーターの直径  $R_c$  は以下のように表される:

$$\frac{R_c}{r} = 1.03 \left(\frac{g}{v_i^2}\right)^{-0.17} \left(\frac{\delta}{\rho}\right)^{0.33}$$

ここでrはインパクタ半径、gが表面重力、 $v_i$ が衝突 速度、 $\delta$ がインパクタ密度、 $\rho$ が標的密度である。 1999 JU3 (直径:922 m)の場合は、 $g = 2.6 \times 10^{-4}$ m/s<sup>2</sup>であるから、形成されるクレーターの直径は7.4 m となる。Holsapple & Housen による経験式は深さを導 出していないので、直径の 1/5 を仮定すると 1.5 m と なる。

### (3) 微小重力実験からの推測

MGLAB で行った落下中のカプセル(図 2)内でのク レーター形成実験(図 3)の結果(図 4)からは、形成され るクレーターの直径が

### $D = 0.058E^{1/4}$

となる。ここで、D がクレーター直径(m)、E が衝突 エネルギー (Joule)である。したがって、搭載型衝突 装置により形成されるクレーターの直径は、2.6 m と予 測される。

これらの結果から推定されるクレーター直径にはか なりの幅があるが、少なくとも 2 m のクレーターができ る事を示している。現在検討が進められている母船の 着陸精度は3m程度であり、この大きさのクレーター でも内部物質サンプリングの可能性があることを示し ている。また、近地球での熱変性の影響を受けていな い深さまで到達していることを示している。したがって、 「はやぶさ2」ミッションに必要な性能を有していると考 えられる。

一方、衝突の科学の面からは、これらの推定のどれ が正しいかを検証する実験としても意義が大きいもの と捉えることができる。



図 2. MGLAB の落下カプセル



図 3. 微小重力下でのクレーター形成実験



図 4. 微小重力下でのクレーター形成実験結果

# はやぶさ2のサンプル回収模擬実験

○池崎克俊<sup>1</sup>、矢野創<sup>2</sup>、岡本千里<sup>2</sup>、橘省吾<sup>3</sup>、今栄直也<sup>4</sup>
 土'山明<sup>1</sup>、長谷川直<sup>2</sup>、中村昭子<sup>5</sup>、富山隆將<sup>6</sup>
 <sup>1</sup>大阪大学 <sup>2</sup>JAXA <sup>3</sup>東京大学 <sup>4</sup>国立極地研究所
 <sup>5</sup>神戸大学 <sup>6</sup>海洋研究所開発機構高知コア研究所

背景:はやぶさ2の一つの目的として、C型小惑星「162173 1999JU3」へのサンプルリタ ーンミッションが計画されている。サンプラーにははやぶさと同様の弾丸式サンプラーが 予定されている。目標小惑星がはやぶさはS型小惑星に対しはやぶさ2はC型小惑星であ るため、サンプルラーの収量をあげるための改良の余地があると考えられる。収量を上げ るため、更なる衝突実験を行う必要がある。また、その実験を行うにはC型小惑星(炭素 質コンドライト)の模擬サンプル物質が必要となる。

模擬炭素質コンドライト:模擬炭素質コンドライト(以下模擬物質と示す)を作成するに あたり、組織と強度を炭素質コンドライト隕石と合うようにした。組織はコンドリュール、 マトリクスにそれぞれガラスビーズ大、小を用いた。強度は0.数 MPa~数 MPa になるよう にした。2種のガラスビーズの混合物質を焼結させ、模擬物質を作成した。サイズは直径 10cm、高さ6cmの円柱で焼結温度は610~635℃で焼結時間は約150分とした。模擬コン ドリュールの混合比は20%、50%とした。模擬物質には強度の異方性などが見られたため、 焼結中に回転させるなどを行い改善した。衝突実験に使用した模擬物質(RUN10,11)は改善 を行う前のものであるため、強度の異方性の少ない底の面を使用している。また、RUN10,11 の違いは模擬コンドリュールの混合比が20%、50%となっている。

衝突実験:実験は JAXA 相模原キャンパスの二段式軽ガス銃(ISAS/JAXA)を、窒素ガスを使用 し一段式として用いた。プロジェクタイルはステンレス球(直径 3.2mm、0.134g)を用い、約 300m/s で衝突させた。ターゲットには耐火煉瓦、コンクリート 50%(ガラスビーズを 50%混ぜている)、模擬 物質(RUN10、11)の4種とした。撮影の様子は2台の高速度カメラで撮影した。シャッタースピード 250µs 及び 64µsとした。

結果:二種の模擬物質にできたクレーターは共に狭い範囲で深い形状となっていた。強度 がほぼ同じものに衝突させた場合、模擬コンドリュールの混合比が大きいものの方が、衝 突時の破片は小さくなっている。





Shot No.	Projectile	Diameter (µm)	Impact velocity (km/s)	Aerogel density (g/cm <sup>3</sup> )	Shutter speed (µs)	Track type
#790	Soda lime glass	98 ± 3	6.12	20	2	А
#893	Soda lime glass	454	4.38	60	8	А
#896	Sintered soda lime glass	297-350	4.10	60	4	С





衝突 <sub>実験</sub>	衝突実験条件 実験装置 : 2段式軽ガス銃 (宇宙研):散弾打ち								
Shot No.	Projectile	density (g/cm³)	diameter (μm)	Impact velocity (km/s)	Aerogel density (mg/cm <sup>3</sup> )	Number of tracks			
#900	Polystyrene	1.06	31±2	6.14	20	3			
#901	Polystyrene	1.06	58±5	5.82	20	3			
#789	Polystyrene	1.06	$109 \pm 13$	6.07	20	2			
#793	Sintered silica (irregular shaped)	~1.3	95-106	5.71	20	1			
#795	Soda lime glass	2.5	$30\pm 2$	5.77	20	4			
#405	Soda lime glass	2.5	$52 \pm 4$	5.95	20	5			
#790	Soda lime glass	2.5	98±3	6.12	20	2			
#788	Alumina	3.9	30±2	6.17	20	2			
#784	Alumina	3.9	48±4	6.00	20	6			
#794	Alumina	3.9	$105\pm4$	6.06	20	4			
#785	Copper	8.9	60±1	6.07,5.77	20	2			
	₩Stardust aerogel: 5-50 mg/cm <sup>3</sup>								













# 月、火星の縦穴構造とその形成に関する実験的研究

〇道上達広(福島高専)

春山純一(ISAS/JAXA)

将来、人類が月へ活動の拠点を拡げた場合、月面という過酷な環境に堪えうる基地が必要とな るが、地球からの資材輸送費などを考えると、月面に基地を作るには多大なコストがかかること が予想される。しかしながら、月面下には東京ドームにも匹敵するような天然の大規模な空洞が 存在している可能性がある。それは溶岩チューブによって形成されたと考えられる地形の中で、 まだ天井が崩壊していない場所である。その内部は、月面に降り注ぐ有害な宇宙線や微小隕石の 衝突を防ぎ、温度が一定と考えられるので、人類が恒久的に有人基地として活動するもっとも適 した場所のひとつといえる。この溶岩チューブの場所、構造を明らかにし、周辺環境を調べるこ とは、将来の月開発利用の視点から重要といえる。

日本の月探査機「かぐや」の画像データの解析結果から、昨年、地下空洞と繋がっているかも しれない縦穴が月面において初めて発見された(Haruyama et al. 2009)。その後、縦穴はさらに 2つ発見され、直径100m サイズの縦穴は全部で3つ確認されている。発見された場所はマリウス ヒル、静かの海、賢者の海である。これらの縦穴は、米国の探査機ルナー・リコネサンス・オー ビター(LRO)によってより詳細な画像が得られ、次のような特徴が明らかになった。3つのう ち、2つは周辺領域にリルが存在しない。縦穴の形は2つが円に近く、1つは楕円に近い。3つ とも床面は平らで、そこに岩塊が存在する。また縦穴の周りには凹みが存在する。かぐやの TC データは月のほぼ全球を調査したので、100m サイズの縦穴はこれ以上ないだろう。一方、より 小さな縦穴については、LROの観測によって新たに見つかりつつある。

同様の縦穴は、火星において 2007 年から 10 個以上観測され、現在も発見が続いている (e.g. Cushing et al. 2007)。それらの直径は 100-260m 程度で、深さは直径以上の大きさのものもある。 それらの縦穴のほとんどがアルシア山の北西部または周辺に集中し、大部分の縦穴の周りにはリ ルが存在する。観測された縦穴の中で、周辺にリルを持たないと考えられるのは2つだけである。 主な特徴として、月の縦穴と同じく、大部分の縦穴は円か楕円で、床面は平ら、また岩塊が存在 し、また縦穴の周りには凹みが存在するといえる。

では、これらの縦穴はどのように形成されたのであろうか。一般には形成起源として、溶岩チ ューブ、ダイク、マグマチャンバーの崩壊、カルスト、断層などが考えられる。観測された縦穴 の形状を見ると、形成起源として特に溶岩チューブと断層が有力であると著者は考える。溶岩チ ューブの中でも、その形成は自然崩落と小天体衝突に分けることができるが、今回は小天体衝突 起源で縦穴が形成される場合、どのような形状の縦穴もしくはクレーターが形成されるか模擬実 験を行った。実験の概要は 2008 年の衝突研究会の発表内容と同じであるが、再び述べることにす る。 実験装置は JAXA 宇宙研究所にある 2 段式軽ガス銃を使用し、弾丸に直径 7mm のナイロン球を 用いた。質量は 0.213g である。標的の大きさは、直径約 15cm 高さが 6cm の円柱形を用いた。標 的の材料としては平均粒径 0.2mm の豊浦砂をセメントで固めたものを使用し、かさ密度は約 1550kg/m<sup>3</sup>、圧縮強度は 3.2±0.9MPa である。標的の衝突反対面を長方形の形にくりぬいた。空洞 の横幅は、4cm と 8cm の 2 種類、空洞の天井の厚さは 1-6cm の範囲で作成した。衝突速度は標準 1.2km/s で行い、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、 全部で 20 ショット実験を行い、破片が飛び出す様子を高速度カメラで撮影した。

今回の実験では、天井厚さ3cm以下のとき衝突反対面にクレーターが形成され、天井厚さ4cm以上ではそのようなクレーターは形成されなかった。穴は天井厚さ2cm以下で形成された。今回の実験で分かったことは、大きく分けて3つある。(1)衝突面にできるクレーターの大きさは空洞の大きさ(すなわち天井厚さ、横幅)には関係なく一定であること。(2)衝突反対面にできるクレーターの大きさは衝突面にできるクレーターよりも大きく、天井厚さが大きくなるにつれて、大きくなる傾向にあること。また縦穴が形成されたとき、衝突反対面にできたクレーターから飛び出した破片の質量の割合は、天井厚さに大きく影響はされず、破片総質量の80%程度を占める。(3)衝突反対面に形成されたクレーターと衝突面に形成されたクレーターがつながったときに、

穴が形成される。つまり、縦穴の周りに凹みが形成される。

以上の実験結果を、観測された100mサイズの月と火星の縦穴形状と比較して、どのようなこと が言えるのか考察してみる(ここで今回の縦穴形成は強度支配領域で、観測された100mサイズの 縦穴形成も強度支配領域であるという立場で話を進める)。上記の(1)において形成される縦穴 の形状はほぼ円で、大きさも衝突角度、空洞の大きさに関係なく一定であることから、観測で見 られるような楕円形のクレーターは1回の衝突では形成されないことが予想される。また上記 (2)において、多くの破片は衝突反対面にできたクレーターから飛び出すことから、衝突面に できるクレーターには、あまり破片は飛び出さないためリムは形成されず、大部分の破片は床面 に堆積している観測結果と一致する。上記(3)においては、縦穴の周りに凹みが形成されるこ とから、観測された縦穴で多く存在する凹みを説明することができる。以上のことから、観測さ れた縦穴形状の多くの特徴は、空洞が存在した場合の天井に小天体が衝突したことによっても説 明できることがわかった。しかしながら、衝突起源以外の可能性についても多く残されているた め、それら縦穴の形成起源については、今後より詳しい調査、研究が必要であろう。

### レーザー誘起衝撃波を用いた高温高圧下の鉄の音速計測

境家達弘<sup>1)</sup>,高橋英樹<sup>1)</sup>,近藤忠<sup>1)</sup>,重森啓介<sup>2)</sup>,門野敏彦<sup>2)</sup>, 弘中陽一郎<sup>2)</sup>,城下明之<sup>2)</sup>,大﨑教匡<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>大阪大学大学院理学研究科、<sup>2)</sup>大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

#### 背景&目的

地球の内部構造は主に地震波観測によって調べら れており、その観測結果から推定された地震波の速 度分布(=音速分布)は地球の内部構造を決定する[1]. 地表から地球中心に向かって中心までの距離の約半 分の深さのところから鉄を主成分とするコア(地球 核)と呼ばれる領域に入る.コアはさらに外核と内 核に分けられ、外核は液体、内核は固体であると考 えられている.外核における鉄の対流は、ダイナモ 機構による地球磁場の発生源と考えられ、生命にも 大きな影響を与えるので、外核における鉄の状態(物 性や結晶構造)を調べることは大変重要である.特 に、地震波観測結果などと直接比較することが可能 な音速(弾性波速度)を測定することは地球内部を 探る上で重要である.

これまで報告されている純鉄の音速実験[2-5]のデ ータは圧力-温度条件が限られており、地震波から推 定される地球モデル(PREM[2])と比較するには十 分ではない.また,軽元素の効果[6]や固相-固相転移 の存在[2,3]といった問題もある.さらに,恒星内部 で起こる核融合の最終生成物でもある鉄は,宇宙中 に存在しており,特に巨大惑星内部[7]への応用を考 えると地球核条件以上の高圧領域での音速計測が重 要である.そこで本研究では,純鉄を用いて,静的 圧縮法(DAC[5]など)或いは動的圧縮法(2段式軽 ガス銃[2]など)によって生成が困難である 400 GPa 以上の圧力条件下で音速計測を行い,地球の外核条 件に制限をかけることを目的として実験を行った.

#### 実験手法

高圧と高温を同時に発生できる手法の中で,最も 高温高圧を生成可能な大型レーザー[8](激光 XII 号 HIPER レーザーシステム)によるレーザー誘起衝撃 圧縮法を用いて,高温高圧下での純鉄の音速を時間 分解X線撮影法[4]を使って測定した.

図1に実験セットアップを示す.まず,試料に圧 縮用レーザーを照射し,試料内部に衝撃波を伝播さ せることによって高温・高圧状態を生成する.一方, 試料の側面から,金属物質にレーザー照射して発生



図 1. 実験セットアップ.

させた X 線を試料に照射し、その射影像から試料表 面・裏面の動きを観測する. 試料中を伝播した衝撃 波は試料裏面に到達すると裏面は自由膨張し希薄波 が音速で試料表面に向かって伝播する. この希薄波 が表面に到達すると、試料全体が加速を始める. X 線撮影によって、試料裏面に衝撃波が到達する時刻 ( $t_s$ ) とその時の試料の厚さ ( $d_1$ )、希薄波が試料表 面に到達するまでの時間( $t_r$ ) を観測することで,試 料の音速( $c_s = d_1/t_r$ )を得ることができる(図 2(a)).

試料には純鉄(純度 99.5%@Goodfellow 製)を用 いた.純鉄の厚みは 38.2 μm であった. X 線撮影用 の X 線光源にはチタンを用いた.圧縮用のレーザー は全 12 本のビーム(パルス幅: 2.5 ns)のうち7本 のビームを用い,各々遅延を付加して,パルス幅7 ns の擬似フラットトップパルスにした.レーザー波長 は3倍波の 351 nm,エネルギーは約150 J/ビーム, スポット径は約300 μm である.

#### 実験結果

図 2(b)は X 線撮影法を使った音速計測の生画像で ある. 白い部分ほど X線の透過量が多いことを示す. 図の左側からレーザーが照射されていて,紙面裏側 から来る X 線によって試料の影が観測されている. このデータの縦軸で表わされる各時刻において,計 測器の時間分解能程度(約 140 ps)の時間で空間プ ロファイルを積分し,そのラインプロファイルから 試料表面と裏面の軌跡をそれぞれ決定した.得られ た軌跡から衝撃波と希薄波の伝播時間を評価した (図 2(b)中矢印).この値と試料厚みから純鉄の音速 を導出し,過去の実験報告例とともに図 3 にプロッ トした.800 GPa を超える圧力まで音速データの取 得に成功した.これは天王星や海王星の核と同程度 の圧力領域[7]に相当する.本実験結果は,過去の報 告と調和的であり,圧力に対して音速が単調に増加



図 2. (a)音速測定概念図. 側面から見た試料の断面. (b)X線撮影生画像. 黒い部分が試料の影, 白い部分が透過 X線を示している.



図 3. 純鉄の音速と圧力の関係. 矢印は地球や惑 星の核の圧力領域を示している.

する傾向が見られた.また,X線撮影による試料表 面・裏面の軌跡から高温高圧下の試料の圧力・密度 などの状態量を音速計測と同時に取得でき,取得し た圧力・密度などはこれまでに得られている純鉄の ユゴニオ曲線[9]とよく一致していた.また,高温高 圧下における音速と密度の関係は,地球内部を構成 する物質においても考えられている音速が密度に比 例するという関係[10,11] (Birch's Law)と調和的で あった.これらの結果は,高温高圧下での溶融鉄の 音速データから外核領域への外挿による検討の可能 性を示唆し,軽元素を含んだ鉄合金の音速計測を行 うことによって,外核での軽元素の含有量等に制限 をかけることができると考えられる[6].

#### まとめ

大型レーザーを用いて時間分解X線撮影法による 高温高圧下の純鉄の音速測定を行った.この手法に より高温高圧下における試料の表面と裏面の軌跡を 測定することで,音速だけでなく,圧力や密度など の状態量を同時に取得することが出来た.800 GPa を超える圧力での音速データを取得し,これは天王 星や海王星の核の圧力領域に相当し,巨大惑星内部 への応用の可能性がある.取得した音速データは, これまでに報告されている溶融鉄の音速結果と調和 的であり,高圧領域において溶融鉄の音速と密度と の関係が Birch's Law に従う傾向にあることを示し た.

#### 謝辞

本実験は、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの共同利用実験のもとで行いました.本実験の実施において、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターのレーザー部、ターゲット部、プラズマ計測部の方々にご協力して頂いたことを心より感謝いたします.

### 参考文献

[1] Dziewonski, A. M., and D. L. Anderson (1981), *Phys. Earth Planet. Inter.*, *25*, 297-356.

[2] Brown, M. J., and R. G. McQueen (1986), *J. Geophys. Res.*, *91*, 7485-7494.

[3] Nguyen, J. H., and N. C. Holmes (2004), Nature, 427,

339-342.

- [4] Shigemori, K., et al.(2007), Eur. Phys. J. D, 44, 301-305.
- [5] Fiquet, G., et al. (2001), Science, 291, 468-471.
- [6] Badro, J., et al.(2007), Earth Planet. Sci. Lett., 254, 233-238.
- [7] Guillot, T., et al.(1999), Science, 286, 72-77.
- [8] Yamanaka, C., et al. (1987), Nucl. Fusion, 27, 19-30.
- [9] Brown, J. M., et al.(2000), J. Appl. Phys., 88, 5496-5498.
- [10] Birch, F. (1960), J. Geophys. Res., 65, 1083-1102.
- [11] Birch, F. (1961), J. Geophys. Res., 66, 2199-2224.

隕石と衝撃現象: 序論

木村 眞(茨城大学理学部)

天体衝突の直接的証拠を最もよく示す物質は隕石である。隕石は始源的隕石(コンドライト)と分化隕石に区分されるが、どちらの種類のものにも、以下のような激しい 天体衝突の証拠が見出される。

- 角礫岩: 隕石には角礫岩となっているものがしばしば認められるが、ホワルダイ ト隕石やメソシデライトはその代表的なものである。他にも、全く成因的に異なる 種類の隕石の岩片を含むものも多い。隕石は酸素同位体組成などで示されるよ うに、もともとは種類毎に別々の起源物質(天体)に由来したと考えられており、角 礫岩の存在は母天体の衝突、破壊を示す。
- 2) 衝撃変成: 隕石には顕微鏡下で容易に識別できる衝撃作用の特徴が数多く認められる。斜長石がガラス化したマスケリナイトやカンラン石などに見られる波動 消光はその代表例である。これらは多くの隕石が溶融には達しない程度の衝撃 を受けたことを示している。一方、隕石の種類によってはこのような強度の衝撃を 受けた痕跡の少ないものもある。隕石の物性や揮発性成分の有無が重要な役割 を果たした可能性が指摘されている。
- 3) 衝撃溶融:母天体でのさらに激しい衝撃により一部(メルトポケット、メルトベイン)、もしくは大部分が溶融したもの(溶融岩)が隕石ではしばしば知られている。これらは衝撃時の高温、高圧下での溶融を反映する。特にメルトベインからはこれまでに数多くの超高圧鉱物が発見されてきた。これらの鉱物は20GPa程度の高圧環境下で生じたもので、高圧持続時間も秒単位と考えられている。このような条件を満たすためには、小惑星同士の高速度衝突が必要となる。

以上の衝撃作用の年代に関しても多くの研究がある。特に衝撃作用を敏感に反映 するAr年代測定によれば、38-40 億年程度と、5億年前後にピークがある。大規模な 天体衝突がこれらの時期にあったことがわかるが、隕石の種類にも依存している。一 方、メルトベインの年代測定も行われている。未だに明瞭な結果は得られていないが、 44億年程度の年代が報告されており、この時期には天体同士の高速度衝突が起こっ ていた、と推定される。

### 超高圧相から読み解く小天体の衝突過程

### 岡山大学地球物質科学研究センター 富岡尚敬

ケイ酸塩鉱物は地球型惑星を構成する主要鉱物である。それらの結晶構造の高圧下での振る舞いは 地球深部を理解する上で極めて重要であり、高温高圧実験により、その構造変化や相平衡の研究が精 力的に行われてきた。その一方で、我々は地球深部の物質そのものを直接手に入れる努力も重ねてい る。しかしながら、ダイヤモンド中のマントル物質が「高圧相のまま」保持されている例は MgSiO<sub>3</sub>輝 石の高圧相のメージャライトだけであり、他のケイ酸塩高圧相のほとんどは地球外物質である隕石か ら発見されている[1]。隕石の母天体と考えられる小惑星は地球より遙かに小さい天体であるが、相 互の高速衝突において、非常に短時間ではあるが地球深部に相当する高温高圧状態が達成されるから である。それらの高圧相の安定領域から、最も大きな衝撃変成を受けた普通コンドライトは 22 万気圧 以上の圧力を経験したことが明らかになった。また、衝撃圧力は衝突速度の関数であり、これらの隕 石の物性値を近似的にカンラン岩の値と同じものとして衝突速度を見積もると、この隕石の母天体は 過去に約5km/sの相対速度で衝突をしたことがわかる。このような高圧相の安定領域に基づく最近の 議論に対し、従来コンドライト隕石の衝撃圧力の推定は、衝撃回収実験によるケイ酸塩の変形、再結 晶、溶融、相転移の組織と隕石組織との比較を基に行われてきた [2]。この衝撃圧スケールによると、 ケイ酸塩高圧相を含む隕石の推定圧力は45-90GPaに相当し、上述の高圧相の安定領域から見積もられ た圧力(20GPa前後)と極めて大きな隔たりが存在する。70GPa 近いこの大きな矛盾の原因は、これま で相転移の速度論が十分に考慮されていなかったためと考えられる。隕石母天体における衝撃変成で は、圧力保持時間は数十ミリ秒から数秒であるのに対し、衝撃回収実験での圧力保持時間はマイクロ 秒と4 桁以上小さいからである。これを踏まえ、衝撃実験より長い圧力保持時間をとることのできる 外熱式ダイヤモンドアンビルセルを用いて、衝撃スケールの重要な指標の一つあるマスケリナイト(固 相転移による長石ガラス)の形成圧力の検証を行った。その結果、静的な高圧実験のタイムスケール (10<sup>3</sup>秒)では、NaA1Si<sub>3</sub>0<sub>8</sub>長石の非晶質化圧力は衝撃実験のものより 10 GPa 以上低いことが明らかに なった[3]。今後より系統的な相転移速度論の検討が必要ではあるが、これらの実験の結果は、衝撃 実験に基づく従来のスケールが圧力を過剰に見積っており、今後見直しが必要であることを示唆して いる。以上の様に隕石鉱物の高圧相転移現象は小天体の衝突過程を理解する上で重要であるが、地球 型惑星深部の構造やダイナミクス解明へのヒントも提供してくれる。本講演ではその具体例も紹介し たい。

#### 参考文献

[1] e.g. N. Tomioka and K. Fujino: Science 277, 1084 (1997); N. Tomioka and K. Fujino: Amer. Mineral. 84, 267 (1999); N. Tomioka, H. Mori and K. Fujino: Geophys. Res. Lett. 27, 3997 (2000); N. Tomioka and M. Kimura: Earth Planet. Sci. Lett. 208, 271 (2003) [2] D. Stöffler, K. Keil and E. Scott: Geochim. Cosmoshim, Acta, 55, 3845 (1991) [3] N. Tomioka, H. Kondo, A. Kunikata and T. Nagai: Geophys. Res. Lett. 37, doi:10.1029/2010GL044221

北海道大学低温科学研究所 2010年衝突研究会 11.4-11.6

衝撃変成度の定量化に向けた新しい検討

広島大学理学研究科地球惑星システム学専攻 関根 利守

### 講演要旨

隕石等に観察される衝突衝撃波による組織変化や鉱物相の変化に伴う衝撃変 成度を理解するには、衝撃度の既知である実験試料との比較を行う必要が有る。 このような組織変化や高圧鉱物の有無だけで衝撃変成度を理解するには、定性 的には可能であっても、定量的には困難である。従来は衝撃波による鉱物(長 石など)の非晶質物質の屈折率変化を指標にして定量化が試みられたが、屈折 率の測定には粒子サイズや包含物質等による困難さが伴った。また、本質的な 問題として、その非晶質物質の生成メカニズムが熱的融解なのか、固相転移な のかによっても屈折率に差があり、メカニズムの確認も必要である。

そこで、定量化に向けた新しい試みとして衝撃波の伝播に伴い引き起こされ る微細構造変化に注目する。カソードルミネッセンスは、不純物だけでなく欠 陥に関しても情報を与えるので、この方法での結果を報告する。

謝辞:岡山理科大グループの鹿山氏や西戸教授などとの共同研究である。

## 高強度レーザーを使った衝撃圧縮回収実験と惑星科学への応用 :オリビンの回収と断面構造について

○永木恵太,境家達弘,近藤忠,門野敏彦<sup>(1)</sup>,弘中陽一郎<sup>(1)</sup>,重森啓介<sup>(1)</sup> 大阪大学大学院理学研究科宇宙地球科学専攻,<sup>(1)</sup>大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

衝撃圧縮によって変成をうけた試料を回収して分析することは、隕石中に見られる高圧鉱物の 成因などの変成メカニズムを理解する上でとても重要である。これまで、ガス銃などを用いた衝 突実験からの試料回収が行われているが、実際、隕石の衝突によって生ずる圧力(最大 300-500GPa@30km/s)には及んでいない。

我々はより高圧の状態を作り出す方法としてレーザーによる衝撃圧縮に着目している。これま で行ったレーザー衝撃圧縮の回収実験は比較的低圧の約100GPaまでしか行われていないので、 数百GPa領域での試料回収を行い、圧力・温度・持続時間の変化による変成の状態を調べるこ とを目的として実験を行った。今回は試料の回収と回収試料の断面について発表しました。

出発試料には、静的・動的圧縮のデータが豊富で隕石中の主要鉱物でもあるオリビン(サン・ カルロス産)を用い、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの GXII/HIPPER レーザーを 用いて実験を行った。

過去の実験ではオリビンに対して直接レーザーを照射して高圧を発生していたが、約 100GPa の比較的低圧の時を除いて、レーザー照射部分が吹き飛んでしまう。そこで試料が吹き飛ばない ようにオリビン表面に金属板を配置し、この金属板に直接レーザーを照射した。この時金属板を 介してオリビン中に衝撃波が伝播するので、オリビンが高圧になるように金属板の材料・厚みを 調整して回収実験(圧力は約 120-300GPa)を行った。

結果は金属板を設置したことにより、オリビンの回収率は 100%となり完全な回収ができた。 また切断して断面を観察してみるといくつかの破壊のされ方の分布がみられた。今後はこの分布 を持って回収した試料の観察や相の同定を光学顕微鏡・電子顕微鏡(SEM・TEM)・顕微ラマン 分光などを用いて観測していこうと思っています。



・回収方法概略図(断面)





# 火星隕石中カンラン石の黒色化: 衝撃変成作用による鉄ナノ粒子の形成とその存在意義

三河内 岳・栗原 大地 (東大・理・地球惑星科学)

#### 1. はじめに

火星隕石はこれまでに約50個が見つかってお り、いずれも火成岩であるため、火星のマグマ活 動・組成やマントルについての情報を得るための 重要な試料となっている。2000年に発見された NWA2737 (シャシナイト) はカンラン岩であ るが外見が真っ黒であり、薄片上ではカンラン石 が茶色を呈している。この着色の原因はカンラン 石中に含まれる直径約10-20 nmのFe-Ni金属 粒子であるとの報告が近年なされている [1,2]。 実は、このような黒色化したカンラン石はシャー ゴッタイトには普遍的に存在していることから、 我々はこれらのナノ粒子がこれらの火星隕石中 カンラン石にも存在しているかを透過型電子顕 微鏡 (TEM) で観察し、さらにこれらの鉄ナノ 粒子の形成過程について衝撃実験を通して考察 を行った。また、これらの鉄ナノ粒子が含まれる ことは、その他の多くの物質科学的性質に影響を 与えるために、その効果についても議論を行った。

#### 2. 試料と分析手法

今回、研究した火星隕石は、ALH77005、 LEW88516、NWA1950、Y000097、 LAR06319、Dhofar 019の6つのシャーゴッ タイトである。これらのうち前者4つはレールゾ ライト質シャーゴッタイトに分類され、後者2つ はカンラン石フィリック質シャーゴッタイトに 分類される。試料は、NWA1950以外は粉末試 料を用い、これらをTEM(JEOL JEM-2010:東大・理)で観察・分析した。ま た、NWA1950は日本電子研究開発部の集束イ オンビーム(FIB)装置(JEOL JIB-4600F) を用いて、カンラン石の黒色筋状部分の極薄片試 料を作成し、JEOL JEM-2100を用いて観察・ 分析を行った。

#### 3. 観察·分析結果

TEM観察の結果、分析した試料すべてに直径約10-20 nmのナノ粒子が含まれていることが分かった。しかし、ALH77005 と Y000097では、NWA2737 と同様に、ナノ粒子は Fe-Ni金属であったが、LEW88516、NWA1950、LAR06319、Dhofar 019では、ナノ粒子はマグネタイトであることが明らかになった。NWA1950のFIB試料観察から、マグネタイ

ト粒子はカンラン石の黒色筋状部分にのみ観察 されたことから、Fe-Ni 金属粒子と同様にマグネ タイトがカンラン石の着色の原因になっている ことが示唆された(図 1)。また、これらの鉄ナ ノ粒子の周辺はカンラン石が Si に富んでおり、 カンラン石から鉄ナノ粒子が析出した際に、同時 に形成されたと考えられる。ただし、これらの Si に富む部分に存在するのが、シリカ鉱物なのか、 もしくは輝石なのか、アモルファス相なのかを同 定することはできなかった。



図 1: NWA1950 火星隕石中カンラン石の高分 解能TEM写真。カンラン石(OI) 中にマグネタ イト(Mag)のナノ粒子が存在している。

#### 4. 鉄ナノ粒子の形成過程

NWA2737 中のカンラン石に含まれる Fe-Ni 金属粒子の成因については、強い衝撃によるカン ラン石中の鉄の還元によるものであるとされて いる[2]。今回、我々の研究により、マグネタイ トのナノ粒子が見つかったことから、カンラン石 の還元だけでなく、酸化も起きていることが明ら かになった。実際に、NWA2737 や他の茶色カ ンラン石を含む火星隕石の多くは 40 GPa 以上 の高い衝撃圧を受けており、衝撃による金属粒子 の形成は考えられるプロセスである。それぞれ、 カンラン石が還元もしくは酸化されて鉄パーテ ィクルが形成される際には、同時に Si に富んだ 相も形成されるが、TEM観察により、ナノ粒子 周辺に見出された Si に富んだ相がこれに当たる と考えられる。

#### 5. 衝撃実験

衝撃によるナノ粒子の形成過程を検証するために物質材料研究機構・超高圧力ステーションで

カンラン石の衝撃実験を行った。実験にはアメリ カ・San Carlos 産のカンラン石(Fo<sub>90</sub>)を用い、 これを粉末にして一段式火薬銃による衝撃加圧 を行った。衝撃圧は、20、30、40、46 GPa であった。回収試料を TEM で観察した結果、40 GPa 以上で加圧したカンラン石には、10-20 nmのマグネタイト粒子が確認された。いずれの 試料でも、30 GPa 以下のものには、これらの微 粒子は見つからなかった。また、グラファイト粉 末を混ぜて実験を行った試料では、40 GPa 以上 の衝撃圧で Fe-Ni 金属のナノ粒子が形成された。 着色カンラン石を含む火星隕石に対して見積も られている衝撃圧は、いずれも 40 GPa 以上で あり[3]、衝撃実験結果とよく対応している。

6. ナノ粒子:金属鉄とマグネタイト

また衝撃実験より、カンラン石を酸化的条件で 衝撃加圧するとマグネタイト粒子が、還元的条件 で加圧すると Fe-Ni 金属粒子が形成されること が示された。レールゾライト質シャーゴッタイト は火星の同じ岩体を起源とすると考えられてい るが [4]、ナノ粒子に Fe-Ni 金属を含むものと マグネタイトを含むものが存在している。衝撃時 の酸化条件を支配する主要因は周囲の酸素雰囲 気と考えられるが、レールゾライト質シャーゴッ タイトでは衝撃時の酸素雰囲気はどれも同じだ ったと考えられるために、同じ酸素雰囲気であっ ても衝撃時の温度上昇の違いによって形成され た粒子が異なる可能性がある。つまり、同じ酸素 分圧でも、衝撃時によってより高温になった隕石 には Fe-Ni 金属粒子が形成され、あまり高温にな らなった隕石ではマグネタイト粒子が形成され たと考えられる。 実際に 400 度、 800 度で加熱 しているカンラン石試料を 40 GPa で衝撃加圧 したところ、マグネタイトではなく Fe-Ni 金属の ナノ粒子が形成された。

#### 7. 鉄ナノ粒子存在の重要性

以上のように火星隕石中の黒色化したカンラ ン石中には直径 10-20 nm の鉄ナノ粒子が存在 することが明らかになった。これらのナノ粒子が 存在することは、カンラン石の物質科学的特徴を 変化させ、惑星科学的に見て非常に重要な implicationを含んでいる。

例えば、NWA2737では、カンラン石の反射 スペクトルにおいて約1ミクロンの吸収が消失 することが明らかになっている[5]。カンラン石 は惑星物質として広く分布する鉱物であること から、火星表面で大規模な衝撃変成作用により鉄 ナノ粒子が形成されカンラン石の反射スペクト ルが変化した場合には、上空からのリモートセン シングによる検出が困難になる可能性が考えら れる。そのために、衝撃変成を強く受けた天体で カンラン石の存在をカンラン石の1 ミクロンの 吸収を用いて行う際には注意が必要と言える。

また、鉄ナノ粒子の形成は、岩石の磁化率にも 大きな影響を与える。Fe-Ni金属、マグネタイト のいずれも磁化鉱物であり、これらの鉄ナノ粒子 が形成されることで、岩石の磁化率の値が大きく なる。例えば、火星の南半球はクレーターが多く 太古の地殻を持っているとされるが、この地域は 大きな磁気異常を持つことでも知られている。こ の磁気異常の原因が、カンラン石の衝撃変成作用 による鉄ナノ粒子の形成だとすると、それが特に クレーターが多く、衝撃変成作用が大きかった南 半球に存在することと調和的である。また、現在 の火星表面には風化物のヘマタイトが広く分布 しているが、これらの起源としても鉄ナノ粒子が 大きな寄与をしている可能性がある。

それでは、カンラン石中のナノ粒子は、火星隕 石にだけ見られる特異なものなのであろうか? 火星だけでなく、その他の大きな天体での大規模 衝撃変成作用では、カンラン石中にナノ粒子が普 遍的に形成されてもよいはずである。例えば、月 隕石では、カンラン石は主要構成鉱物のひとつで あるが、着色したカンラン石はほとんど見つかっ ていない。Dhofar 308 隕石中にトラクトロラ イトの岩片が含まれており、この中には赤く着色 したカンラン石が存在している。このカンラン石 をTEMで観察した結果、ヘマタイトのナノ粒子 が見つかった。これは、おそらく、元々金属鉄だ ったナノ粒子が地球落下後の変質により、ヘマタ イトになったものと考えられる。しかし、この試 料(ペア隕石を含む)以外には着色したカンラン 石は見つかっておらず、なぜ、月試料中にほとん ど存在しないのかはよく分かっていない。もしも 火星試料のみに存在するのであれば、例えば、ナ ノ粒子の形成に水の関与などが考えられるが、そ の詳細は明らかになっていない。今後、これらの 考慮を加えた上で、カンラン石の中の鉄ナノ粒子 の研究を進めていく必要があると言える。

謝辞:今回の研究会に招いて下さった千葉工大の 和田浩二博士、衝撃実験に協力頂いた広島大の関 根利守先生、TEM観察に協力頂いた日本電子の 大西市朗博士(日本電子)に感謝致します。

文献:[1] Van de Moortele B. et al. *Earth & Planet. Sci. Lett.*, 262, 37-49, 2007. [2] Treiman A. et al. *Jour. Geophys. Res.*, 112, E4, E04002, 2007. [3] Fritz J. et al. *Meteorit. & Planet. Sci.*, 40, 1393-1411, 2005. [4] Mikouchi T. *Meteorit. & Planet. Sci.*, 40, 1621-1634, 2005. [5] Pieters C. et al. *Jour. Geophys. Res.*, 113, E06004, 2008.

### 衝撃によるマーチソン隕石中の水素・炭素同位体比の変化

名古屋大学・環境学研究科 三村耕一

### 【はじめに】

隕石の化学データは、太陽系の起源や歴史を知るための情報を提供し得ると考えられ ている.しかし、隕石は地球へたどり着くまでに様々な現象を経験しているため、隕石 の持つ化学データは隕石形成当時のものとは大きく異なっているかもしれない.本研究 では、このような現象の1つとして衝突現象に注目し、衝撃によりマーチソン隕石中の 水素と炭素の存在度ならびに同位体比がどのように変化するのかを調べた.その際、1 度の衝撃のみではなく、同一試料に2~3度の衝撃を作用させた実験(多重衝撃実験) も試みた.さらに、隕石の水素と炭素の主要な供給源である不溶性有機物 (insoluble organic matter: IOM) についても、衝撃実験を行った.

### 【実験】

### 1. マーチソン隕石の単衝撃実験

マーチソン隕石を100 µm 以下の粉末にして衝撃容器に詰めた後,その容器の上面に弾丸(300 - 1600 m/s)を衝突させて,試料に衝撃波を作用させた.衝撃を被った試料を 回収して2分割し,1つを元素分析計による水素と炭素の存在度測定に,もう1つを質 量分析計による同位体比測定に使用した.

### 2. マーチソン隕石の多重衝撃実験

1度の衝撃実験を行った<u>単衝撃試料</u>を回収し,再び衝撃容器に詰めて同程度の衝撃圧 力を作用させることで<u>2重衝撃試料</u>を得た.この操作をもう1度繰り返すことで<u>3重衝</u> <u>撃試料</u>を得た.本実験では11,19,32 GPa 程度の3つの衝撃圧力を設定して多重衝撃 実験を試みた.

### 3. IOM の衝撃実験

マーチソン隕石から精製した IOM を試料として衝撃実験を行った. さらに、比較検討のために IOM と化学構造の似ている地球物質のケロジェンを使った衝撃実験も行った.

### 【結果と考察】

### 1. マーチソン隕石の単衝撃実験

衝撃を被るとマーチソン隕石は脱水素と脱炭素を起こし、衝撃圧力が高くなるに従っ てその程度は大きくなる.また、水素と炭素が衝撃によって脱ガスする際、水素のほう が脱ガスしやすく、脱ガスが進むとともに衝撃を被った試料のH/C元素比は低下した. これは衝撃によって生成した物質の化学的性質によるものと思われる.水素を含む生成 物の大部分はH<sub>2</sub>,H<sub>2</sub>0,CH<sub>4</sub>など揮発性に富むものである.それに対し、炭素を含む生成 物はCH<sub>4</sub>,CO<sub>2</sub>などの揮発性に富むものもあるが、主要な生成物である無定形炭素は揮発 せずにそのまま試料中に留まる.その結果として、反応が進む、つまり、生成物が増え るにつれて、衝撃を被った試料のH/C元素比は低下していくのだろう.

マーチソン隕石の水素と炭素の同位体比も衝撃脱ガスに伴って変化する.マーチソン 隕石の δD 値は衝撃を被っていない試料の+10.6‰を出発点として,衝撃を被ることによ り+59.1‰まで上昇し、その後、衝撃の程度が増すにつれて-87.6‰まで低下した。この 衝撃による水素の同位体挙動は、同位体比の異なる2つの供給源(粘土鉱物:-90‰、有 機物:+830‰)からの脱水素のみでは説明できず、脱水素に伴う同位体分別または供給 源からのHの選択的な脱ガスなどを考慮する必要があることが判った。一方、 $\delta^{13}$ C値 は衝撃を被っていない試料の-4.6‰から、衝撃によって-12.7‰へと単純に減少する。こ の炭素の同位体挙動は同位体比の異なる2つの供給源(炭酸塩鉱物:+45‰、有機物: -18‰)からの脱炭素によって説明可能である。

### 2. マーチソン隕石の多重衝撃実験

多重衝撃実験によって、同程度の衝撃圧力でも衝撃の回数が増えれば、脱ガスが進む ことが明らかになった. 衝撃の回数が増えるに従って同位体比も変化するが、これらの 比は単衝撃実験で得られた脱ガス率に対する同位体比の変化曲線とほぼ同じ線上にプロ ットされる. このことは、衝撃による同位体比の変化は、脱ガスの程度のみに依存する ことを示唆している.

### 3. IOM の衝撃実験

IOM とケロジェンの両試料とも衝撃によって脱水素と脱炭素を起こし、脱ガスの割合 は水素のほうが大きかった.これは、マーチソン隕石の衝撃実験の結果と同様のもので、 この結果もマーチソン隕石の時と同様に衝撃によって生成した物質の揮発性に起因して いると考えられる.

水素と炭素の同位体比に関しては、衝撃脱ガスにともなって IOM が D と <sup>13</sup>C を選択的 に失うのに対し、ケロジェンではそのような D と <sup>13</sup>C の選択的な損失は観察されなかっ た.これは、Kerridge (1983) と Kerridge et al. (1987)が、ケロジェンとマーチソン 隕石から精製した IOM を用いた熱分解実験により明らかにした結果と調和的である.こ れらの衝撃と熱分解による実験結果から、少なくとも以下の2点が示唆される.1点目 は、IOM がその構造中に大きな D と <sup>13</sup>C の不均一性を持っていることであり、2点目は、 IOM 中には D と <sup>13</sup>C に富み揮発しやすい部分(低分子からなる)とH や <sup>12</sup>C に富む不揮発 な部分(高分子からなる)が存在しており、それらがお互いに弱く結合していることで ある.

衝撃と熱分解の違いに目を向けると、熱分解は脱水素に伴い大きな同位体分別を引き 起こすのに対し、衝撃は大きな同位体分別を引き起こさないことがわかる.一方、炭素 については衝撃と熱分解のどちらも目立った同位体分別を起こしていなかった.衝撃と 熱分解の脱ガスに伴って水素同位体の挙動が異なるのは、反応時間の長さ、反応時の圧 力、反応の環境(静的か? 動的か?)という要因が影響しているものと考えられる. 現時点では、これらのなかで最も重要な役割を果たしている要因を特定することはでき ていない.

# 月の衝突盆地の層序と放出物厚の推定

### 諸田智克

### (宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所)

アポロサンプル中のインパクトメルトの放射年代は 38~40 億年に集中しており、このことから多くの 月科学者は 39 億年前に天体衝突が活発な時期があったと考えてきた [e.g., Tera et al. 1973]. これを後 期重爆撃期と呼んでいる.一方、この説に反対する月研究者も少なくなく、アポロサンプルは Imbrium や Serenitatis といった比較的若い(~39 億年)特定の衝突盆地からの放出物に汚染されているために一様 な年代を示しているだけ、という解釈もある. にもかかわらず、太陽系規模の軌道進化の枠組みの中で後 期重爆撃期の原因は議論されてきた [e.g., Gomes et al. 2005]. 今や後期重爆撃期仮説は太陽系規模の進 化史を左右する、月科学における解決すべき最優先課題の一つである.

本研究では、かぐや搭載地形カメラで得られた画像データ(図1)を用いて、後期重爆撃期仮説を検証 する為に月の裏側北半球にある8個の衝突盆地において、クレータカウンティングを行った.しかし残念 ながらクレータ密度を使って推定される年代から、直接的に後期重爆撃期の存否を検証することはできな い.それは、クレータ密度から絶対年代に変換するためのクレータ年代学モデルがそもそも衝突史を仮定 しているためである.そこで本研究では月隕石の放射年代と比較することで、後期重爆撃期を仮定したク レータ年代学モデル [Stöffler & Ryder 2001] と仮定していないモデル [Neukum 1983] でどちらが整 合的かを調べることで後期重爆撃期仮説の検証を試みた.

月隕石の中には、KREEP量とFeO量が極端に低いものが見つかっている [e.g., Takeda et al., 2006]. リモートセンシングデータから見積もられる月表面の元素分布との比較から、それらの月隕石は月の裏側 北半球を占めている高地領域からきたと考えられている。それらの月隕石中の斜長岩岩石片の放射年代は 41~44 億年という、アポロサンプルに比べて平均的に古い年代を示している [Nyquist et al. 2010].



図 1 かぐや搭載地形カメラによって得られた衝突盆地画像の例. (左) Hertzsprung. (右) Dirichlet-Jackson.

図2にカウンティングの結果を示す. 観測されたサイズ分布は月面の標準サイズ頻度分布とよく一致していることが分かる. この結果は 39 億年以前と以後で衝突天体のサイズ分布が変化しなかったことを意味している. 観測されたクレータ密度は 0.1~0.35 km<sup>-2</sup>であった. もし月隕石の放射年代が月裏側の衝突 盆地の形成によってリセットされたものであると仮定するならば、今回の結果は Neukum のモデルと整合的である (図3). つまり、後期重爆撃期は無かったと考えるべきかもしれない.



図2 衝突盆地上のクレータサイズ頻度分布. 実線は Neukum のクレータ年代学モデルに基づいたアイソ クロンを示す.



図3 クレータ年代学モデル.グレーの領域は、月裏側からきたと考えられる隕石中の斜長岩岩石片の放 射年代と、本研究で観測された月裏側北半球にある衝突盆地上のクレータ密度を示す.

### 鉱物学的観点からみた巨大衝突盆地の表層構造

O上本季更<sup>1,4</sup>,大竹真紀子<sup>1</sup>,春山純一<sup>1</sup>,松永恒雄<sup>2</sup>,諸田智克<sup>1</sup>, 横田康弘<sup>1</sup>,中村良介<sup>3</sup>,山本聡<sup>2</sup>,岩田隆浩<sup>1</sup>
'宇宙航空研究開発機構,<sup>2</sup>国立環境研究所,<sup>3</sup>産業総合研究所,<sup>4</sup>東京大学

**背景**:月裏側にある South Pole-Aitken 盆地(SPA 盆地)は、巨大衝突により形成されたと考えられている。同盆地ではこの衝突により、表面の地殻が剥ぎ取られ、下部に存在すると言われるマントル物質が露出しており、月の起源の解明に繋がる月内部の元素・鉱物組成を直接的に把握するのに最も重要な地域であると考えられてきた。特に衝突の中心部においては、掘削深度が大きいため、表層の斜長石に富む地殻はすべて外へ飛散し、マフィック鉱物に富む岩石が広がっている可能性が高いとされてきた[2]。しかし、最近の研究で、SPA 盆地の北東部の地殻厚が厚いということ[3]や、盆地の衝突の中心から比較的近い場所(図1①)に anorthosite (斜長岩)が[1]、更にその北西部(図1②)では purest anorthosite (>98vol.%斜長石)が存在する[4]と報告された。このことは、地殻はすべて剥ぎ取られたとされていたこれまでの研究と矛盾しており、同盆地規模の巨大衝突盆地の形成メカニズムは未だ明確に把握されていないということからも、地殻が剥ぎ取られることなく残存したという可能性は十分にあると言える。

目的:本研究では、露出していると考えられている月内部の物質の組成を把握することを最終目的としているが、今回は、その内部物質露出範囲に制約を与えるために、巨大衝突による SPA 盆地掘削領域を推定し、盆地の掘削深度を再検討する。そこで、まず地殻の飛散状況を把握するために、SPA 盆地内のanorthositeの有無を再確認するとともに、その盆地内の分布状況から、地殻の水平方向における掘削領域の推定をする。

本研究では、研究手段として月周回衛星「かぐや」搭載のマルチバンドイメージャ(MI)による分光 観測データを用い、SPA内部のクレーターおよびその周辺の反射スペクトル解析を行うことで、鉱物に特 徴的な吸収を観察した。MIは、可視波長域においては415、750、900、950、1000 nm、近赤外波長域に おいては1000、1050、1250、1550 nmのバンドを観測する。そこで、斜長石の、スペクトル吸収が1250 nm で顕著に見られるという特徴を用いて斜長石に富む岩石の存在の確認をするとともに、pyroxene(吸収 900~1000 nm 付近)、olivine(吸収1050 nm 付近)を観察することにより、各観測地点の岩石種を調べ た。解析する地域は、斜長石に富む岩石はマフィック鉱物を多く含む岩石よりも反射率が高いという特 徴を利用し、SPA 盆地の内部で、反射率の高い場所を Clementine 750nm-basemap を用いて選出した。今 回は、この map の中で最も反射率の高いものを100 としたとき、80 以上の反射率である地域を解析対象 とした(54 箇所)。

結果、過去の研究[1]で anorthosite が発見されたクレーターと盆地の中心からほぼ同距離にある Poincare 北部のクレーター(図 2)においては、クレーター内の南部のリム上に purest anorthosite (> 98vol.%斜長石)がみられることがわかった(図 3)。さらに、15箇所において、purestanorthosite ほど ではないが、斜長石に富む岩石(>90vol.%斜長石)がみられ、37箇所には、斜長石に富む岩石はみられ なかった。(図 2)

結果から、現在解析した中で、anorthosite は盆地の中心付近よりも、中心から約700kmの範囲より外 側で広く見られることがわかった(図 4)。特に盆地の縁に沿った地域に比較的多く分布していることが 明らかとなった。この範囲は Hiesinger et al. (2004)におけるトランジェントキャビティの外側とほ ぼ整合しており、また、Ishihara et al. (2009)における地殻厚マップにおいても外側は地殻が厚いこと から、地殻が完全に掘削されず残っている可能性が高いことが、鉱物学的情報から初めて明らかとなっ た。また、内側における3箇所の anorthosite に関しては盆地の中心からみて北西側に偏って存在して おり、その存在理由を考える必要がある。例えば、地殻物質が衝突の掘削により剥ぎ取られず残留して いる可能性、また、盆地形成時におけるインパクトメルトから分化した可能性、あるいは、盆地外部か らもたらされた(壁面が崩壊した, ejecta として飛来したなど)可能性が挙げられる。内側の斜長岩と 外側斜長岩の違いをみるため共存する他の鉱物の種類を調べたところ、全て950 nm に吸収をもつ輝石で あった。そのため、他鉱物という点に関しては内側と外側で相違は見られなかった。今後各箇所の詳細 な鉱物組成や産状等を把握することで更に追究していく必要がある。また、今回は anorthosite の高い 反射率を利用して解析地域の抽出を行ったが、Clementine のマップでは空間分解能が MI より低いことも あり、より詳細な anorthosite の分布を把握するために盆地全体を MI によって解析していく予定である。

[1] C.M.Pieters et al., (2001) Journal of Geophysical Resarch, vol. 106, No. E11

[2] D. Spudis et al., (1994) Science, 266, 1848-1851

[3] Ishihara et al., (2009) GRLvol. 36, L19202 [4] Ohtake et al., (2009) <u>Nature**461** (7261)</u>:236-40



図1:先行研究で anorthosite のが見つ かった箇所



図2:解析結果○98vol.%<斜長石、◎90vol.%<斜 長石<98vol.%、○斜長石<90vol.%



750 850 950 1050 1150 1250 1350 1450 1550 Wavelenght (nm)

**8** 0.92

0.90

0.88



図4:解析結果から地殻が残っていると考 えられる領域(内側の○内に関しては未解 明)…:トランジェントキャビティ

図3: Poincare 北部クレーターの主なスペクトルの吸収を示したグラフ(上図の1~5と対応)

3

1

オリエンターレ盆地リングの地質

### 〇大竹真紀子(宇宙航空研究開発機構)

これまでに、我々は月周回衛星かぐや(SELENE)に搭載されたマルチバンドイ メージャ(Multiband Imager; MI)データを用いて、地下深部の岩石が露出して いるクレータの内壁、中央丘や衝突盆地のリングにおける詳細な鉱物・岩層解 析を行なった結果、月上部地殻には従来の研究から推定されている値(pl=82~ 92vol.%)よりも斜長石に富んだ、ほぼ純粋な斜長岩(pl=98~100vol.%で Purest Anorthosite; PAN と呼ぶ)が普遍的に存在し、上部地殻の少なくとも一部がこ のような組成であることを報告した[1]。純粋な斜長岩からなる地殻を形成する ためには、効率的なマグマからの結晶分離や斜長石からの有色鉱物分離などが 必要であることを示唆しており、このような組成の地殻岩石発見は今後の月地 殻進化モデルを考える上で非常に重要な制約となる。

一方、従来の研究では上部地殻程度までを掘削したクレータ中央丘の化学組 成[2]など情報から、地殻は深部ほど相対的にマフィック鉱物に富む組成である ことが推定されており、さらにそこからの類推として、下部地殻は上部地殻と 比較してより輝石・かんらん石に富むと考えられてきた。ただし、我々がこれ までに行った解析では上部地殻中のクレータ中央丘の化学組成が深部ほど相対 的に輝石・かんらん石に富む証拠は得られておらず、従って、下部地殻の組成 が本当により輝石・かんらん石に富むのかどうか、再検証の必要があると考え る。

下部地殻の組成を上部地殻のように直接的に知る事はそれほど簡単なことで はない。下部地殻を直接的に調べるためには中央丘のあるクレータよりも大型 のクレータ(もしくは盆地)によって、より深部から隆起した物質を見ること が有効であるが、盆地リングが衝突現象発生前にどの深さにあったのか(オリ ジナル深度)がこれまでの研究からでは良くわかっていないためである[3]。そ こで本研究では、比較的新しく形成されたためにリング構造の保存がよく、か つ上部地殻に見られたのと同じく PAN がリングに見られたオリエンターレ盆地 に注目し、岩石・鉱物学的な観点から盆地リングのオリジナル深度を推定し、 かつリングに存在する物質の全てが地殻物質の組成そのものを反映しているの かどうかを確認することを試みた。解析には MI による分光画像データと標高デ ータを用いた。

解析の結果、リング上でも特に地形的な傾斜が大きい場所、かつ宇宙風化を 受けていない場所にのみ斜長石に富む岩石が存在しており、それ以外の領域に はリング間に存在するのと同様な、ややマフィックに富むインパクトメルト起 源の岩層ないしはレゴリスが見られた。この観測事実は、同様な作用が中央丘 でも起こっている可能性があることを考えると、リングおよびクレータ中央丘 に見られる物質の全てが地殻物質とは限らないことを示唆する。また、リング にみられる PAN の斜長石と輝石・かんらん石の量比からは、リングの最も標高 の高いエリアの方がリング底部よりもやや輝石・かんらん石に富むと推定され る。これはリング各部間でのオリジナル深度の差を反映したものである可能性 がある。ただし、現状の解析では前述のリング表面を覆うインパクトメルトな いしはレゴリスと地殻物質の混合によってこのような見かけ上の斜長石と輝 石・かんらん石の量比が作られている可能性もあり、この点については今後、 より詳細な解析が必要である。

今回の研究結果からのみでオリエンターレリングのオリジナル深度について 直接的に推定することはできないが、今後リングのみならず複数あるリング間 やオリエンターレ周辺の地質情報を集めることにより、オリエンターレ盆地の 形成に伴う地殻掘削の過程を復元し、ひいてはリングに露出する物質のオリジ ナル深度の推定が可能になるのではないかと考える。

- [1] M. Ohtake et al., Nature, 461, doi:10.1038, 2009.
- [2] S. Tompkins and C. M. Pieters, Meteorit. Planet. Sci. 34, 25-41, 1999.
- [3] M. Cintala and R. A. F. Grieve, Meteorit. Planet. Sci. 33, 889-912, 1998.

# 月裏側衝突盆地の緩和: 放射壊変熱の影響

### ○鎌田俊一, 杉田精司, 阿部豊 (東大)

月面上を覆う衝突クレーターの中でも、直径 300km を超えるものは衝突盆地と呼ばれ、月形 成後最初の 10 億年以内に形成したと考えられている [e.g., 1]。月の地殻・マントルを構成する 岩石の粘性は温度に強く依存するため、衝突盆地の表面・モホ面起伏は、盆地形成期における地 殻・マントルの温度構造を反映した変形をすると考えられている [e.g., 2]。したがって、衝突盆 地の緩和は、月上層の初期熱史を制約する重要な鍵となる。

衝突盆地の緩和シミュレーションには、従来は主に粘性流体モデルが用いられてきた。しかし ながら、月のように半径の小さな惑星・衛星では、表層の弾性リソスフェアによる地形維持が重 要である [3]。加えて、衝突盆地の形成期にあたる初期 10 億年において、有効弾性厚は急激に 増加したと考えられている [e.g., 4]。そのため、地殻とマントルともに粘弾性体モデルを用いる べきである。これまでも粘弾性体モデルを用いた月衝突盆地の緩和計算例はあるものの [e.g., 5]、 いずれも定常粘性を仮定している。これは、彼らの用いた計算手法がラプラス変換を用いるもの であり、粘性の時間発展を取り入れられないためである。そのため、粘性の時間発展が月衝突盆 地の緩和へ与える影響は、これまで詳細に検証されていない。

トリウム、ウラン、カリウムは長寿命放射性核種をもち、長期熱進化において最も重要な熱源 である。月裏側表層において、裏側高地地域(以下 FHT)と South Pole-Aitken 盆地地域(以下 SPAT) ではこれらの放射性元素濃度には差があり、後者がより富んでいることが知られている [e.g., 6]。また、マントル中の同元素量の見積もりには一桁近い不確定性がある。本研究の目的 は、長寿命放射性核種の壊変熱量の差が月裏側の衝突盆地の緩和に与える影響を、熱進化計算と 粘弾性計算を組み合わせて調べることである。

熱進化の計算は、熱伝導と放射性核種の壊変による発熱のみを考慮した。初期条件は 4.5Ga、 地殻は断熱温度勾配、マントルはソリダスで決まる温度構造を仮定した。その後の熱進化は、放 射性元素濃度の違う以下の 5 パターンの熱進化を計算した。(1) 地殻、マントルともに発熱なし、 (2) FHT 地殻+冷たいマントル、(3) FHT 地殻+熱いマントル、(4) SPAT 地殻+冷たいマントル、 そして(5) SPAT 地殻+熱いマントル、である。

粘弾性体計算には、我々が開発した、2 次精度近似を適用した球面調和展開型の Maxwell 粘弾 性体計算手法を用いた [7]。本手法はラプラス変換を伴わないため、容易に粘性の時間発展を組 み込むことができる。本研究では、厚さ 50 km の乾燥した斜長石地殻がオリビンマントルの上 に乗っている 2 層モデルを仮定した。そして、4.3, 4.1, 3.9 Ga に形成した直径 360-2000 km (次 数 5-30)の衝突盆地の緩和を考えた。 図1に、次数10、熱史モデルは高地地殻+冷たいマントルモデルでの計算結果(重カポテンシャルのラブ数 k')を示す。同図より、盆地形成後1Gyr以降ではk'(重力場)は時間変化しないことが分かる。この結果はすべての計算条件に当てはまり、また表面の地形振幅も同様であることが確認された。

図2に、次数15での、盆地形成後1 Gyr における k'をまとめた。横軸は熱史モデルを示し、 N, F, S, C, H はそれぞれ発熱なし、FHT 地殻、SPAT 地殻、冷たいマントル、熱いマントルモ デルを示す。同図より、地殻内発熱の影響は極めて大きく、FHT 地殻と SPAT 地殻との間で k' の差はおよそ 0.4 にもなる。一方、マントル内の発熱による k'の差は 0.1 よりも小さく、ほぼ 無視できることが分かった。また、地殻内発熱量の差は、同一地殻内における形成時期の差より も大きい。換言すると、高地地殻上に形成した古い (4.3 Ga) 衝突盆地は、SPA 地殻上に形成し た新鮮な (3.9 Ga) 衝突盆地よりも緩和が進まないことが分かった。

一般に、低次(=長波長)の荷重に対しては緩和が進行しやすく、高次(=短波長)では緩和が 進行しにくい [e.g., 2]。そのため、極めて大きな衝突盆地、あるいは極めて小さな衝突盆地の緩 和には、発熱量の差が現れにくいと考えられる。異なる次数での計算結果をコンパイルした結果、 k'の差は、次数 15-20(波長 500-700 km)で最大となることが分かった。この結果は、直径 500-700 km の衝突盆地は熱進化に敏感であり、重点的に解析すべきであるということを示唆し ている。



図 1:次数 10、高地地殻+冷たいマントルモデルにおける k'の時間発展。衝突盆地が全く緩和しない場合は
k'=0、逆に完全に緩和した場合は k'=-1 となる。図中に、熱進化開始からの経過時間として、衝突盆地の形成時期を表した。



図 2: 次数 15 における、盆地形成 後 1 Gyr での k'のまとめ。横軸 は熱進化モデルを示す。図1と同 様に盆地形成時期を記した。

[1] Stoffler & Ryder (2001), Space Sci. Rev., 96, 9–54. [2] Solomon et al. (1982), JGR, 87, 3975--3992. [3] Turcotte et al. (1981), JGR, 86, 3951–3959. [4] Konrad & Spohn (1997), Adv. Space Res., 19, 1511--1521. [5] Zhong & Zuber (2000), JGR, 105, 4153--4164. [6] Jolliff et al. (2000), JGR, 105, 4197-4216. [7] Kamata et al. (2009), Proc. 42th ISAS Lunar and Planet. Symp., 38–42.

### 阪大レーザー研での硫酸塩岩組成の衝突蒸気雲の化学組成測定実験

大野宗祐(千葉工大), 門野敏彦(大阪大), 黒澤耕介, 羽村太雅, 杉田精司(東京大), 重森啓 介, 弘中陽一郎, 渡利威士, 境家達弘(大阪大), 石橋高, 松井孝典(千葉工大)

今から 6550 万年前、白亜期末の生物大量絶滅は巨大天体衝突で引き起こされたと考えられ ている。衝突地点だと考えられているメキシコのユカタン半島のチチュルブクレーター付近 には硫酸塩岩を豊富に含む堆積岩層があったと考えられている。そのため、衝突の際には大 量の硫黄酸化物が放出されたと考えられる。放出された硫黄酸化物の化学組成は、その後の 環境変動と絶滅機構を理解する上で非常に重要であると考えられている。もし硫黄酸化物が おもに三酸化硫黄であった場合、それらは速やかに硫酸エアロゾルを形成し、全地球的な酸 性雨となって海洋の酸性化などを引き起こしたと考えられる。一方、硫黄酸化物が主に二酸 化硫黄であった場合、長期にわたり成層圏で硫酸エアロゾルが生成され続け、数年にわたる 日射遮蔽と地表温度低下が起こる可能性がある。

ところが、宇宙速度での衝突実験を行う事と衝突蒸気雲ガスの分析を行う事が困難であっ たため、硫酸塩岩組成の衝突蒸気雲の化学組成の計測はこれまで行われてこなかった。先行 研究ではレーザー直接照射による模擬衝突蒸気雲を用いた実験や理論計算のみから衝突蒸気 雲の化学組成を推定するという手法がとられ、温度圧力条件の違いや反応速度定数の不定性 のため正確な見積は困難であった。

そこで本研究では、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの高出力レーザー「激光 XII号」を用い、飛翔体を宇宙速度以上に加速し、硫酸塩岩組成の衝突蒸気雲を発生させ、 その組成を四重極質量分析計で測定するという実験を行った。その結果、今回の実験条件で は三酸化硫黄が多く生成される事がわかった。三酸化硫黄は二酸化硫黄と比べ低温で安定で あるため、室内実験の条件と比べ冷却が遅くクエンチ温度が低い実際の巨大スケールの衝突 蒸気雲では、三酸化硫黄がさらに多く生成する事が予想される。この結果は、K-Pg 事件の際 に放出された硫黄酸化物は短期間で硫酸を形成する三酸化硫黄であったため、衝突後数日程 度で地表もしくは海中に落下したということを意味する。短期間で海中に落下した硫酸は海 洋表層の酸性化を引き起こしたと考えられ、この短期間に集中した急激な硫酸酸性雨により 多くの K-Pg 事件と関連した地質記録を説明する事が出来る。
# 衝突蒸気雲の膨張過程における電子の役割

黒澤 耕介 1,2, 杉田 精司 1, 門野 敏彦 3

要旨:電子の挙動が衝突蒸気雲の膨張過程に 与える影響を考察するために,原子の並進運 動,電子励起,電離を考慮した蒸気雲膨張モ デルを構築した。電離が起こると蒸気の比熱 比を減少させるために,蒸気雲は緩やかに時 間をかけて膨張することが示された。この結 果は巨大衝突による月形成の成立条件を変化 させ得る.

はじめに:ケイ酸塩蒸気は a)原始月円盤の 進化[1], b)衝突蒸気雲内の酸化還元状態[2]な ど惑星科学上の重要な問題に主要な役割を果 たしたと考えられている。

ところが, 天体衝突で達成される極限状態 での珪酸塩の状態方程式は未だ未解明であり, 衝突蒸気雲の膨張過程はよくわかっておらず、 月形成過程や衝突蒸気雲内での化学反応生成 物には大きな不定性が残っている。特に状態 方程式の不定性から衝撃圧縮・断熱解放過程 時の珪酸塩の電離状態がよくわかっていない ことは問題である。先行研究から化学結合エ ネルギーそのエネルギーが小さいことと低温 でないと化学結合自体が起こらないことから 膨張過程に与える影響が小さいことが示され ている[3].しかし電子が保持できるエネルギ ーは化学結合のそれより大きく, 高温で効く ために、電離/電子再結合を介したエネルギー のやり取りは蒸気雲の膨張過程に影響を与え る可能性がある.

電離/電子再結合を考慮した膨張運動: 今回我々は断熱膨張中の電子挙動が蒸気雲膨 張過程に与える影響を考察するために,気体 の並進運動,電子励起,電離を考慮した簡単

1東大 新領域,2日本学術振興会,3阪大 レーザー研 な理論モデルを構築した。熱力学的に完全か つパラメータが少ない理想気体の状態方程式 をベースに電離平衡状態にある Si と O の混 合気体の比熱比 y を計算した. y は気体の熱エ ネルギーから膨張運動エネルギーへの変換効 率を支配する.等エントロピー線に沿って得 られた γを用いて,1次元球面座標の衝撃波管 問題[e.g., 4]を解くことで、電子挙動が蒸気雲 の断熱膨張に与える影響を評価した。高温条 件下では電離によって電子がエネルギーを蓄 えるので、初期の膨張速度は遅くなるが、断 熱膨張によって温度が下がると電子再結合に よる発熱が効いて、加速が起こることがわか った。つまり電子が保持するエネルギーは蒸 気雲の 膨張運動を変化させるほどに大きい ことが示された。

> 巨大衝突による月形成への影響:電子に よって蒸気雲の膨張運動が変化すると巨大衝 突による月形成条件が変化する可能性がある。 膨張中の蒸気の加速は原始月物質を地球周回 軌道に投入するためのトルクを与える可能性 があり,従来の月形成数値計算[e.g., 5]で月が できないとされた条件での月形成が可能にな る可能性がある。

参考文献: [1] Wada et al., *The Astrophysical Journal*, **638**, 1180-1186, 2006. [2] Mukhin et al., *Nature*, **340**, 46-49, 1989. [3] Melosh, *MAPS*, **42**, 2079-2098, 2007. [4] Kurosawa & Sugita, *JGR*, **115**, E10003, doi:10.1029/2010JE003575, 2010. [5] Canup, *Icarus*, **168**, 433-456, 2004.

# 斜め衝突による C2 蒸発過程の時間分解分光/撮像観測

\*羽村 太雅<sup>1</sup>, 黒澤 耕介<sup>1</sup>, 長谷川 直<sup>2</sup>, 松井 孝典<sup>3</sup>, 杉田 精司<sup>1, 2, 3</sup> 1. 東大・新領域, 2. ISAS/JAXA, 3. 千葉工大PERC *E-mail: tiger@astrobio.k.u-tokyo.ac.jp* 

#### 1. 背景

無生物原始地球への生命前駆物質供給過程は. 大気中での化学合成、宇宙からの持ち込み、天体衝 突による合成の3種類に分類される1).本研究では、 その中で時間的・空間的に有機物の濃度が高くなり やすい天体衝突による生命前駆物質合成過程に着 目する.実験的な先行研究によれば、隕石中にもと もと含まれていた炭素は、衝突角度によらず結果 的に分解されてしまう<sup>2,3)</sup>. ところが N<sub>2</sub>雰囲気中で のプラスチック弾丸を用いた低角度衝突実験によ れば, 弾丸の破砕と空力加熱によって弾丸中の還 元炭素と大気中の窒素から CN 効率よく生成される ことが判明している<sup>4)</sup>. またレーザー照射によって 原始地球模擬大気中に局所的に CN を生成した実験 によれば、生じた CN はH<sub>2</sub>O と反応し効率よく HCN に変換される(0.1~2%,  $P_{CO2}=0~400 \text{ mbar})^{5}$ . これらの 研究結果は、大気中での低角度衝突が、一度は分解 された隕石内有機物を生命前駆物質として再合成 することを示唆する.この場合,最終生成物の組成 及び量は破砕された天体が受ける空力加熱, 航跡流 中での化学反応に支配されるが,生命前駆物質のひ とつである HCN 生成総量は推定できておらず、そ の推定に必要な衝突後の弾丸破片群の速度,破片表 面からの蒸発率, 天体成分と周辺大気の混合比, 航 跡流中での温度変化といった物理・化学過程は未だ 明らかにされていない.本研究では第一歩として, 大気中での低角度衝突実験を行い,弾丸破片群の速 度及び,破片表面温度を実測し,実測破片表面から の蒸発率を推定した.



図 1. バンドパスフィルタを用いて観測した自発光する 蒸気雲の運動 (505~515 nm: C<sub>2</sub>の分子発光に相当)。弾丸 衝突後の経過時間を図中に示した。

#### 2. 実験

実験には宇宙科学研究所の二段式軽ガス銃を用 いた.以下に実験条件を整理する.弾丸及び標的に はポリカーボネイト球(直径 7 mm),銅板(2.5 cm × 5 cm × 10 cm)を用いた.衝突速度,角度,周辺雰囲気 (窒素)圧力はそれぞれ 4.8~6.5 km/s,水平から 30°, 30 hPa である.衝突後,破砕されながら空力加熱を 受け,衝突方向下流側に飛行する衝突蒸気雲と,そ の内部の弾丸破片群を,側面から異なる波長域の バンドパスフィルタを装着した 2 台の高速度カメ ラ(Frame rate: 2 µs/frame)で,上方から時間分解分光 計で発光分光観測した.2 枚のバンドパスフィルタ の透過波長域は図 3 に示した.それぞれ黒体放射・ C<sub>2</sub>分子発光に対応している.観測波長域及び時間/ 波長分解能(FWHM)はそれぞれ 360~542 nm,2 µs/0.8 nm である.



図 2. (左) 蒸気雲先端速度の時間変化。弾丸速度は図中に 示した(6.35 km/s)。エラーバーは撮影間隔(横軸)とカメラ の装置関数によるもの(縦軸)を示した。(右) 黒体温度の 時間変化観測。横軸のエラーバーは積分時間を表し、縦 軸のエラーは bootstrap 法を用いて見積もった。

#### 3. 結果

高速撮像の結果から弾丸破片群の速度を,分光観 測の結果から微粒子表面の温度をそれぞれ計測した. 以下に計測及び解析の詳細を述べる.

高速撮像で得た蒸気雲及び内部の弾丸破片群の時 間変化を,図1に示した.いずれもバンドパスフィ ルタを用いて観測した,自発光する蒸気雲及び弾丸 破片群の運動を表す.弾丸衝突後の経過時間を図中 に示した.衝突後の弾丸破片群は,その先端角度及 び視線方向の断面積をほぼ一定に保ちながら,衝突 面に平行に飛行していくことが確認された.この結 果から,弾丸破片群全体が先端速度で運動している ものとして以後の解析を行ったことに注意しておく. 図2(左)には先端速度の時間変化を示した.衝突速度 の1.8~1.9倍まで急激に加速された後,減速している ことがわかる.弾丸速度は図中に示した(6.35 km/s). エラーバーは撮影間隔(横軸)とカメラの装置関数に よるもの(縦軸)である.

弾丸破片群が分光器の視野に入って 8 μs~10 μs 後のスペクトルを図3に示す.発光スペクトルは黒 体放射と,主に CN・C2の分子発光からなる. 観測 波長域に炭素・窒素の原子発光輝線のは存在するが、 今回の実験では観測されなかった.連続スペクトル は微粒子表面からの黒体放射由来と考えられる<sup>7)</sup> ので、Planck 関数で fitting を行い、微粒子表面温度 の時間変化を求めた(図2右). 横軸のエラーバーは 積分時間を表し、縦軸のエラーは bootstrap 法を用 いて見積もった.



図 3. 観測されたスペクトルとバンドパスフィルタの透 過率。フィルタの透過波長域はそれぞれ黒体放射と C<sub>2</sub>分 子発光に対応。分光撮像観測に相当する。黒体放射温度 は最小二乗法で求めた。

#### 4. 議論

得られた速度及び温度から微粒子表面での熱収 支を解き(i.e., 空力加熱量(v)=蒸発による熱散逸量 (T. ΔH. ΔS))、ポリカーボネイト弾丸の蒸発によるエ ンタルピー/エントロピー変化量(AH, AS)を推定し, 蒸発様式を決定する. 空力加熱量の計算には、微粒 子サイズに応じて自由分子流と連続流の違いを考 慮した. 観測時間内に蒸発様式が変化することは考 えにくいので、各時刻における微粒子表面での熱収 支を同時に満たす*△H*を決定した.結果の一例を図 5に示す. 図中のプロットは速度と温度の実測値, 実線は*△H*を変化させた時の計算結果を表している. ポリカーボネイトの蒸発時のエントロピー変化量 に関する文献値は存在しない(cf. 下限値は 80 J/K/kg)<sup>8)</sup>のでASを変化させた場合のAHの取りうる 範囲を系統的に解析した結果を図6に示す.蒸発様 式として熱分解( $\Delta H < 165 \text{ kJ/mol}^9$ )と周辺大気によ る微粒子表面原子の剥ぎ取り(スパッタリング)(300 kJ/mol < ΔH < 460 kJ/mol<sup>10)</sup>: 先行研究<sup>7)</sup> で採用)を比 較すると、今回の結果は先行研究で提案された原子 剥ぎ取り(スパッタリング)7)ではなく,熱分解を支 持する. この場合, (AH, AS)が取り得る範囲は図 6 で青い長方形のハッチをかけた領域である.したが って, 今回観測された黒体放射スペクトルの主たる 発光は、衝突時及び周辺大気大気からの動圧によっ て平均自由行程と同程度まで破砕された微粒子が 自由分子流領域において,その運動エネルギーを熱 エネルギーに変換したものであると推定される.こ のとき蒸発率は 0.23~1.0 µm/µs (衝突後 1~33 µs)と なり, 先行研究<sup>7)</sup>で想定されていたよりも 4~5 倍大 きな値を示す.この違いは時間分解撮像/分光観測

によって初めて仮定を置くことなく*AH*を実験的に 制約した結果,先行研究の半分以下の値を得たこと に起因する.蒸発率が高いということはすなわち, 化学反応場である衝突蒸気雲(気相)中へ,より高い 供給率で衝突天体中に含まれる炭素化合物が C<sub>2</sub>分 子として供給されることを示唆している.C<sub>2</sub>分子は 大気中の窒素と化学反応して CN 分子を生成する材 料物質であり,本研究の結果は,生体分子材料物質 合成反応の材料物質の,破砕弾丸破片(固相)から化 学反応場である蒸気雲(気相)への供給率を推定した.

#### 5. まとめ

以上より、1. 斜め衝突蒸気雲が水平に弾丸より圧 倒的に速く一体となって移動すること、2. 微細破片 は熱分解で蒸発すること、3. 蒸発率は今まで考えら れていたより 4~5 倍高いこと、を高速撮像と時間分 解分光の組み合わせによって初めて明らかにした.



図 5. 速度と温度の関係。図中のプロットは実測値、実線はΔH を変化させた時の速度と温度の関係



図 6. 実測された速度・温度を用いて制約したAS, AH の取り うる範囲

#### 参考文献

1. Chyba and Sagan (1992), *Nature*, **355**, 125; 2. Mukhin *et al.* (1989), *Nature*, **340**, 46; 3. Sugita and Schultz (2003a), *JGR*, **108**, 5051; 4. Sugita and Schultz (2009), *GRL*, **36**, L20204; 5. Kurosawa *et al.* (2009), *JTHT*, **23**, 463; 6. Wiese and Martin (1968), *NSRDS*, 359; 7. Sugita and Schultz (2003b), *JGR*, **108**, 5052; 8. Prigogine and Defay (1965), *Chemical Thermodynamics*, 543 pp., Copp, Clark, Mississauga, Ont., Canada; 9. Davis & Golden (1970), *RMC*, **4**, 49; 10. Morrison and Boyd (1973), *Organic Chemistry*, 1258, 11. 鈴木, 藤田, (2007), JAXA-RR-06-024

# 粉体と液滴の衝突における粉体液体物性の効果

桂木洋光 九州大学大学院総合理工学研究院

#### 1. はじめに

粉体層と固体弾の衝突現象は惑星科学のみなら ず土木工学や基礎物理の立場からも興味深い現象 であり,近年盛んに研究されている.発表者は特 に基礎物理の立場から低速での粉体層と固体弾の 衝突動力学の実験的研究を行ってきた[1,2].た だし,これらの研究はインパクトによる変形はタ ーゲットである粉体のみに限られており,インパ クタである固体弾は充分固くその変形は無視出来 るものであった.

そこで、これらの粉体-固体弾衝突研究の拡張 としてインパクタも変形し得る衝突現象の物理を 明らかにするために、発表者らは最近、水滴と粉 体層との衝突現象の研究に取り組んできた[3]. 前回研究会では、ターゲットとしてはSiC研磨粉 を用い、インパクタとしては水滴を用いた結果に ついて報告した.特に、粉体の粒径と水滴の衝突 速度(水滴の自由落下高さh)を変化させた場合 に様々なクレーター形状が形成されることを見い 出し、図1に示される相図を作成した.



図1:SiC研磨粉と水滴の衝突クレーター相図

また,形成されるクレーターの径は,衝突による 水滴の変形の度合いによりスケールされることが 分かり,以下のスケーリングを得た.

$$R/R_l \sim (\rho_g/\rho_l) W e^{1/4} \tag{1}$$

ここで、Rはクレーター半径、 $R_l$ は液滴半径、 $\rho_g$ は粉体層のバルク密度、 $\rho_l$ は液滴密度、無次元数

 $We = 2R_l \rho_l v^2 / \gamma$ はウェーバー数である(ただしv,  $\gamma$ は衝突速度および液滴表面張力).

今回はこれらの結果をふまえて、ターゲットと して SiC に加えてガラスビーズを用いた場合、液 滴の表面張力および粘性を変化させた場合の効果、 のそれぞれを系統的に調べ、クレーター形態等に ついて実験的研究を行った.その結果について報 告する.

#### 2. 実験系

実験系は前回と同様で、ハイトゲージにマウン トしたノズル先端に液滴を作り、自由落下により 粉体層に衝突させ、その様子の高速カメラによる 観察し、クレーター形状のレーザー変位計による 計測を行った.ターゲット粉体としては SiC 研磨 粉(粒径 4, 8, 14, 20, 50 µm)に加えてガラスビー ズ(粒径 5,18,50,100 µm))を用いた.これら の粉体層サンプルに液滴(約2-5mmの直径)を 様々な高さ(10-480 mm)から落下衝突させた. 液滴としては水の他に表面張力をコントロールす るためにエタノール、粘性をコントロールするた めにグリセリンを用いた. 衝突の様子は TAKEX 製高速カメラ FC350CL で 210 fps のフレームレー トにより撮影され、衝突イベント終了後のクレー ター形状はキーエンス製ライン型レーザー変位計 LJG-030 とコムス製電動ステージ PM80B-100X, PS60BB-360R を組み合わせた表面計測系により測 定された. 図2に用いた実験の写真を示す. 手前 が液滴落下系と高速カメラであり、奥がレーザー 変位計による表面計測系である. 装置の制御およ びデータのハンドリング等は NI 社製の LabVIEW によって行われた.



図2:実験系

#### 3. 結果

基本的な衝突の様子は前回報告の SiC 研磨粉 vs 水滴とほぼ同様となった.液滴のサイズは衝突の 動力学やクレーター形状にはほとんど影響を与え ず,粉体の粒子形状や親水性の具合も大きな影響 を及ぼさなかった.ただし,粒径の小さな(20 µm 以下の)親水性粒子(ガラスビーズ)の粉体 層はキャピラリーブリッジ効果により粉体層が堅 牢となり,衝突液滴はクレーターを作らず表面で 拡張し,そのまま粉体層へ浸透する挙動(デポジ ッション)が確認された.

インパクタ液滴の表面張力をエタノール水溶液 を用いて下げた場合,液滴の衝突による分裂やフ ィンガリング不安定性が顕著となった.また,液 滴粘性をグリセリン水溶液を用いて増加させると 衝突による液滴の変形が抑制され,液滴がより安 定となることが分かった.

続いて特徴的長さスケールとして、クレーター 径を表面形状データより求め、そのスケーリング を確認した.液滴の変形度合いは液滴粘性に依存 していたが、クレーター径はインパクタ液滴の粘 性にはほぼ依存せず、前回報告と同様のスケーリ ング[式(1)]が全ての実験データで再確認された (図3).



図3:クレーター径スケーリングプロット

また、衝突を特徴付ける時間スケールとして液 滴振動の減衰時間なと液滴の浸透時間なを高速カ メラで取得した画像をもとに計測した.これらの 時間スケールのウェーバー数依存性を図4に示す. 図4より、これらの特徴的時間スケールがウェー バー数(すなわちその主要変数である衝突速度) にほとんど依存せず、主に液滴の粘性に依存する ことが分かる.特に浸透時間は粘性の1/2乗に比 例して増加することが実験結果より示唆されたが、 この結果は従来のポーラスメディアへの液体浸透 の時間スケールの挙動(ウォッシュバーン則[4]; 浸透時間は粘性の1乗に比例する)とは明らかに 異なるものとなった.



図4:特徴的時間スケールのウェーバー数依存性

#### 4. まとめと今後

様々な粉体層と液滴との間の衝突現象の系 統的実験研究を行い,衝突クレーター形状の 形態,特徴的長さスケール,および時間スケ ールの粉体・液体物性依存性を調べ以下の結 果を得た.

粉体層の粒子形状は結果にあまり影響を及 ぼさないが、細かい親水性粒子による粉体層 では表面強度が増し、クレーター形成ではな く、液滴のデポジッションが観察された.

液滴の粘性は液滴の衝突による変形を抑制 するが,結果として形成されるクレーター径 のスケーリングは粘性に依存せず,液滴と粉 体の密度比およびウェーバー数に依存するこ とが分かった.

一方で衝突の特徴的時間スケールは、衝突 速度にはほぼ依存せず、液滴粘性に強く依存 することが確認され、その液滴依存性を表す スケーリングは、通常のポーラスメディアへ の液体浸透とは異なるものとなった.

今後は、より高速での液滴変形撮影を通し て、液滴変形のダイナミクス、液滴内部での 流れの解析等が重要な課題となる.

参考文献:

- [1] H. Katsuragi and D.J. Durian, Nature Phys. 3, 420 (2007).
- [2] E.L. Nelson et al., Phys. Rev. Lett. 101, 068001 (2008).
- [3] H. Katsuragi, Phys. Rev. Lett. 104, 218001 (2010).
- [4] E. W. Washburn, Phys. Rev. 17, 273 (1921).

# サブミクロン粒子衝突の分子動力学シミュレーション

田中秀和(北海道大学低温科学研究所)

#### 1. 背景と研究目的

原始惑星系円盤内でのダスト合体成長過程においてダストの衝突速度は時速百 km 以上に達するが, このような高 速衝突においてダストが破壊せず合体成長を続けることができるのかということが問題になっている. この問題は微惑 星形成過程を考える上で重要である. 和田らによるダスト衝突数値計算によって, 氷ダストは時速 200km 以下の衝突 速度であれば合体成長することが示された. しかしながら, 彼らの数値計算 において仮定されている, ダストを構成す るサブミクロン微粒子間の JKR 理論をもとにした相互作用モデルがどの程度正しいのかについては, まだ不定性が残 されている.

本研究の目的は、サブミクロン微粒子1つを多数の「分子」で構成しその微粒子間の相互作用を分子動力学計算 行って調べることにより、従来の相互作用モデル(JKR理論)の妥当性を明らかにすることである。ナノサイズを越えた粒 子の相互作用を調べる分子動力学計算は理学や工学の諸分野でもほとんど行われておらず、本研究は未開拓分野へ の挑戦的な課題といえる。今回は第一段階として微粒子の正面衝突の際の相互作用を調べた。

#### 2. 計算方法

多数の「分子」で構成された微粒子の衝突を分子動力学計算を行って調べる.計算から得られる衝突の際の微粒子の加速度を解析することで微粒子間の相互作用を明らかにすることができる.分子間の相互作用としては簡単のためレナード・ジョーンズ型相互作用を仮定した.1つの微粒子を構成する分子数はパラメータとして数万から1.5千万までのいくつかの場合の計算を行っている.以下では主に微粒子構成分子数が約300万の場合の計算結果を紹介する.衝突速度はもう1つのパラメータであり、様々な衝突速度に対し計算を行った.各分子の運動の数値時間積分には分子動力学計算でよく用いられる leap-frog 法を用いた.計算において分子温度は操作せず全エネルギーが保存させた.数値積分における時間ステップはレナード・ジョーンズの単位(凵単位、以下参照)で0.01とした.

微粒子の分子構造は面心立方格子結晶とした.(レナード・ジョーンズ分子系においてはこの結晶が低温低圧において安定であることが知られている.)結晶のある半径の球領域にある分子達から球粒子をつくった.さらに安定な初期状態をつくるため運動エネルギーを減衰させる分子動力学計算を行って緩和させた.このように用意した2つ微粒子を様々な初期速度で正面衝突させた.JKR理論において接触した微粒子間の相互作用は表面張力とヤング率で表される.レナード・ジョーンズ分子系において表面張力は 凵 単位で 3.0, ヤング率は接触面にもよるがおおよそ 50 程度である.

レナード・ジョーンズ分子は相互作用ポテンシャルの深さや相互作用距離がパラメータとなっており, これらを変化さ せることで様々な分子の相互作用を近似的に表すことができる. 特にアルゴン原子の相互作用は精度よく表すことがで き, アルゴンの様々な熱力学量をレナード・ジョーンズ分子系で再現できる. アルゴン原子の場合のレナード・ジョーンズ 単位の数値を列挙すると次のようになる:単位長:0.34nm (相互作用距離),単位質量:アルゴン原子質量,単位エネル ギー~0.01eV,単位速度:160m/s,単位時間:2.2ps. 本研究の結果はレナード・ジョーンズ単位で表されているが,こ れらの数値を用いて具体的な値を得ることができる.

#### 3. 結果

約300万分子で構成された微粒子の衝突結果を紹介する.この微粒子の半径RはU単位で88であり、アルゴンの系では30nmである.図1に,この微粒子2つを速度0.05と0.06で衝突させた場合の2粒子の重心間距離の時間進化を示した.重心距離が半径Rの2倍程度となると2球は接触して互いに減速し始める.ある程度食い込んだところで停止しその後跳ね返り始める.速度0.05の場合は最終的に接触が切れず付着し,0.06の場合は接触が切れた.

このような2粒子の相対位置と速度の変化(加速度)から2粒子間に働く相互作用を相対位置の関数として求める ことができる.図2にその結果を示した.相互作用の力には2粒子が食い込むときと跳ね返るときとで多少のずれが見 られる.このヒステリシスは2粒子が接触している際の表面分子再配置による緩和過程により生じている.従来の理論 モデルではこのようなヒステリシスは説明できていない.速度0.05と0.06の間で相互作用の大きな違いはみられない. 図2では数値計算から得られた相互作用と従来の相互作用モデルとの比較も行った.比較する相互作用モデルとして は、巨視的理論であるJKR理論に分子相互作用距離というミクロの効果を入れて拡張した Maugis (1992)のモデルを 採用した.この相互作用理論モデル(灰色の線)と数値計算は、食い込む際にはよく合っている.重心間距離が2Rより 大きいところではずれているが、これはまだ接触していないためである.跳ね返りの際は、ヒステリシスのため理論モデル とはずれている.しかし、この時も理論モデルの線を水平方向にずらすことにより数値計算結果に合わせることができる. 図3では、様々な衝突速度に対する計算結果における粒子の重心運動エネルギーの変化の様子を横軸重心距離で 表した. この図より, 食い込み期と跳ね返り期の間でのヒステ リシスによる重心運動エネルギーの散逸の様子をみることが できる. (散逸したエネルギーは主に分子熱振動となっている.) 衝突速度が 0.06 以下では, その数値計算も同じ曲線上を通 る. これは低速度では相互作用や重心運動エネルギー散逸の 様子が速度に依らないことを示している. 一方, 衝突速度が 0.06 を越えると, 衝突速度とともにエネルギー散逸が大きくな る. このエネルギー散逸の増大のため, 衝突速度 0.15 以上 の計算では 2 粒子は跳ね返らず付着する結果となっている.

計算でみられたヒステリシスによるエネルギー散逸はJKR 理論ではおこらない.その代わり2球の接触する際とその接 触が切れる際に,重心運動エネルギーの一部が粒子表面の 弾性波エネルギーに変換され,実効的なエネルギー散逸が おこるとされている.本研究における低速度の場合のエネル ギー散逸量はJKR理論での値の約1.5倍程度になっている. 構成粒子数を変えることで粒子半径を変えて同様な計算を行 ったが,エネルギー散逸量のJKR理論からのずれはどれも同 じ程度であり,粒子半径依存性はみられなかった(図4).

#### 4. まとめと今後の課題

以上の結果をまとめると次のようになる. 粒子正面衝突の 数値計算から得られた相互作用は従来の JKR 理論(を拡張 したモデル)とおよそ一致することが示された. 跳ね返りの際 のエネルギー散逸については低速度衝突では JKR 理論と同 程度であるが, 高速衝突の場合エネルギー散逸量は非常に 大きくなる. またエネルギー散逸機構は従来の理論モデルと 定性的に異なっており, さらに詳細な検討が必要であろう.

正面衝突の他に、2 粒子をすべらせた場合や転がした場 合の数値計算も容易に行うことができ、今後計算する予定 である. これらの計算から、すべり摩擦やころがり摩擦を得 ることができる. このような結果をもとにして従来の理論モデ ルにかわる新しい粒子相互作用モデルを構築することがこ の研究の最終目標であろう.



図1:2粒子の重心間距離の時間進化.







図3:2粒子の運動エネルギーの変化の様子.



図4: 運動エネルギー散逸量の粒子サイズ依存性

# 高空隙率焼結体への衝突圧密

〇岡本 尚也<sup>[1]</sup> 中村 昭子<sup>[1]</sup> 長谷川 直<sup>[2]</sup>
 土'山 明<sup>[3]</sup> 池崎 克俊<sup>[3]</sup>
 [1]神戸大学 [2]宇宙科学研究所 [3]大阪大学

微惑星や彗星などの太陽系始原天体は高い空隙率を持つと考えられている。 そのような高空隙率を持つ天体に衝突が起こったとき、空隙を失って圧密され る過程についての研究は調べられていない。そこで、本研究では高空隙率を持 つターゲットに弾丸が侵入したとき、どのような圧密が起こるのかを調べた。 また、ターゲットが圧密されていく中での弾丸の減速過程も調べた。

我々は高空隙率ターゲットを得るために、試料にソーダ石灰硼珪酸ガラスを 組成とする中空ガラスビーズ(粒径 55µm)を用いた。これを焼結させておよそ 95%の空隙率を持つターゲット(直径:<sup>~</sup>63mm,高さ<sup>~</sup>130mm,密度<sup>~</sup>0.14g/cm<sup>3</sup>)を 作成した。このターゲットを用いて宇宙科学研究所にある二段式軽ガス銃を使 い高速衝突実験(衝突速度<sup>~</sup>3.7km/s,<sup>~</sup>5.9km/s)を行った。弾丸はガラス球(直 径:3.2mm,質量:0.043g)を用いている。

一方、弾丸の減速過程を見積もるため神戸大学の小型軽ガス銃を使い低速実 験(衝突速度:<sup>~250m/s</sup>)を行って、低速下での抵抗係数を求めた。上記の試料 を焼結して厚みをさまざまに変えたターゲットに、ガラス球(直径:3.2mm, 質 量:0.043g)を用いて実験を行っている。

高速実験を行ったターゲットに対して、大阪大学にある CT 装置を用い密度を 求めた(今回得られた CT 画像はターゲットの後ろ半分;弾丸侵入方向から見て 奥側)。ターゲットは弾丸の進む方向に圧密されていることが分かった。また弾 丸が進むにつれて弾丸の通過する周囲でも圧密が起こることがわかった。

一方、低速実験からは抵抗係数  $\gamma = (1.01 \pm 0.06) \times 10^{-4} [g/\mu s]$ が得られた。この値を使い、高速実験で行った弾丸のターゲット背面を抜け出る速度を

$$m\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{2}C_{\rm d}\rho Sv^2 - \gamma v$$

で見積もると、実験値まで減速されておらず、新しい減速モデルを考える必要 があると分かった。

## 高速度衝突実験:多孔質衝突体の場合

## 柳澤正久、石榑勇介、田中慎一郎、青井宏樹、畑中祐介(電気通信大学) 長谷川直(ISAS/JAXA)

数 km/s という高速度で弾丸が衝突すると閃光を発する(衝突閃光)。弾丸が緻密な場合と多孔質な 場合とで閃光強度に差があるだろうか。この問題を明らかにするために室内実験を行った。閃光は 最初のパルスと、それに次ぐ衝突蒸気雲からのものに分けることができる。今回は、パルス期間の の閃光放射エネルギーが、衝突エネルギー(衝突体の運動エネルギー)の何%になるかを、衝突体の 空隙率を変化させて実験を行い計測した。多孔質の方がこの割合は大きいように見える。しかし、 衝突角度の影響もあるようで、データの少ない現時点でははっきりしたことは分からない。

#### 1. 背景と目的

衝突閃光のエネルギーが、衝突エネルギー の何%になるかは、発光効率(Luminous efficiency)と呼ばれ、主に室内実験により 研究されてきた[1, 2]。それらの値は、獅子 座流星体の月面衝突閃光について推定され た発光効率(0.2%[3, 4])よりも一桁以上小 さい。この違いの理由としては、月面閃光(数 10 km/s)と室内実験(数 km/s)での衝突速度 の差が考えられる。一方、実験で用いられる 弾丸が緻密な物質でできているのに対し、流 星体が多孔質であることも影響しているか も知れない[5]。

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

我々は、この提案に基づいて実験を行い、 微小標的が緻密な場合と多孔質な場合とで 閃光の強度や時間変化に違いがあるかどう かを調べている。衝突閃光は、最初のパルス 状の閃光とそれに次ぐ蒸気雲からの閃光に 分けることができる。今回は、2010年11月 25日から29日に行われた実験について、パ ルス状の閃光強度について報告する。

#### 2. 実験方法

ISAS/JAXA の新二段式軽ガス銃で、直径 7 mmのナイロン 66 球を 6 km/s(±5%)で発射し、 微小標的に衝突させる。標的材質には弾丸と 同じナイロン 66 を採用した。緻密標的は丸 棒あるいはシートを加工して作った。一方、 多孔質標的は糸を解して得られたナイロン 繊維(太さ 15  $\mu$ m)をホルダーに詰め 230-250 °Cで 1-5 分間加熱して製作した。空 隙率は 0-60 %である。標的の形状は直径 0.6-1.0 mm、高さ 0.6-1.0 mm、高さ 0.6-1.0 mmの円柱である。

弾丸は微小標的に衝突後、後方のウィット ネス・プレートに衝突する(図 1)。プレート にできた貫通孔の位置から弾道を求め、微小 標的が弾丸のどこに衝突したかを見積もる (正面衝突したか、かすったか)。



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

衝突閃光の観測には、高速度カメラや近赤 外線フォトダイオードも用いたが、今回は以 下の測定器のデータを解析した。

・フォトメーター1(PIN PD): PIN Si フォト ダイオード(浜フォト S3071)とアンプ(浜フ ォト C8366)からなる。感度波長範囲は 400-1100 nm であり、フィルターは使ってい ない。焦点距離 55mm(F1.8)のレンズで視野 を微小標的の周辺直径約8 cm の範囲に限定 している。遮断周波数は10 MHz 以上である。

 ・フォトメーター2(APD-1): Si アバランシ ェ・フォトダイオード(浜フォト S3551-13)。
 感度波長範囲は 400-900 nm であり、フィル ターは使っていない。レンズは使わず広い範 囲の光を測定する。遮断周波数は 10 MHz 以 上である。

 ・フォトメーター3(APD-2):同上、ただし(浜 フォトS3551-05)。波長範囲は500-1000 nm。

#### 3. 結果と考察

7回の shot についてデータが得られた。 上記の3つの測定器から得られた信号の一 例(shot943)を図2に示す。縦軸は光強度に 比例している(フォトメーター1以外は、信 号はマイナスにでる)。衝突前後の5 μs を 表示するよう時間軸を拡大している。最初の パルスとそれに次ぐ蒸気雲からの発効を区 別することができる。



図2.下の線がフォトメーター1の波形、上 の2本の線がフォトメーター2,3の波形. 衝突の±5 μsの波形.

パルス部分の継続時間は約0.2 µs で、微 小標的のサイズ1mmを6km/sの弾丸が通過 する時間 0.18 μs にほぼ等しい。この期間 の強度を時間積分し、発光エネルギー[J]に 換算した。衝突エネルギー((1/2)x(微小標的 質量)x(衝突速度)<sup>2</sup>)で規格化した発光エネ ルギーを、標的の空隙率との関係として図3 (a)に示す。上向きの矢印は、衝突の瞬間、 測定器から衝突点が見えないことを表して いる(\$7 mm ナイロン球の陰になっている)。 データのバラつきは大きいが、空隙率の増加 とともに閃光強度も増加しているように見 える。図2(b)には、強度と入射角の関係を 示した。入射角は、 67 mm ナイロン球に微小 標的が衝突したと考えた時、球上で衝突点に 立てた法線から測った微小標的の入射角で ある。データのバラつきは大きいが、閃光強 度は入射角に関係しているようにも見える。

#### 参考文献

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



図3. 縦軸は規格化した発光強度の 10<sup>6</sup> 倍. (a) 微小標的の空隙率との関係、(b) は微小標 的の入射角との関係.

謝辞:本研究は科研費(19540443)および ISAS/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。

# 衝突破壊強度の標的サイズ効果

高沢 晋、 中村 昭子、 三軒 一義 (神戸大)

1. 衝突破壊強度 Q\*

衝突カスケードが起こったときのデブリ円盤内の天体 のサイズ分布を

n (m) dm ∝ m<sup>-α</sup> dm (m: 天体質量) (1) とおくと、そのサイズ分布のべき α は

$$\alpha = \frac{11+3p}{6+3p} \tag{2}$$

と書けるとされている(Kobayashi and Tanaka, 2010)。 ここで p は衝突破壊強度 Q\* のサイズ依存性のべき である。

$$Q^* \propto m^p$$
 (3)

Q\* のサイズ依存性は過去にシュミレーションで主に調 べられている(図 1)。それによると、標的サイズの小さ い強度支配域では標的サイズが小さくなるにつれて衝 突破壊強度 Q\* は大きくなっており、このことは実際に 衝突実験によっても確かめられている(Housen and Holsapple, 1999)。しかし、実験によって確かめられた のは cm サイズの標的までで、この傾向がそれ以下の サイズにまでそのまま外挿できるかどうかは明らかで はない。本研究は、cm ~ mm サイズの標的を用いた 衝突破壊実験を行い、衝突破壊強度 Q\* の標的サイ ズ依存性をより小さなスケールにまで外挿することが できるのかどうかを確かめ、デブリ円盤での塵のサイ ズ分布を推測することを目的としている。



#### 2. 衝突破壊実験

実験は標的サイズの違いによって大きく①~③に分け られる。弾丸-標的質量比 $(M_P/M_T)$ と衝突速度 $(V_i)$ が同じくらいの領域で実験することにより、標的サイズ の変化による Q\*の違いを検証できる(表 1)。標的に はパイロフィライトの立方体を用い、弾丸には直径 15mm、高さ 20mmのアルミニウム円柱(実験①)や直 径 3.2mmのガラス球(実験②)、直径 1mmのアルミニ ウム球(実験③)を使用している。実験①は火薬銃(神 戸大)、実験②③は小型軽ガス銃(神戸大)を使用して いる。

表 1. 実験条件

	平均標的サイズ	$M_P / M_T$	V <sub>i</sub>
	[mm]		[m/s]
実験①	32.8	0.04 ~ 0.5	170 <b>~</b> 390
実験②	4.4	0.04 ~ 0.7	240
実験③	1.6	0.04 ~ 0.5	210

#### 3. 結果

エネルギー密度 Q と最大破片質量割合  $m_L/M_T$  を プロットしたのが図 2。これを見ると、標的サイズが小さ くなるにつれて衝突破壊強度 Q\*  $(m_L/M_T = 0.5 \ bx)$ るときの Q )は増していくことがわかる。また、cm サイ ズのパイロフィライトを標的に用いた過去の衝突破壊 実験(Takagi et al., 1985)の結果と本研究の実験①の結 果はほぼ一致している。Takagi et al., 1984 と本研究と は  $M_P/M_T$  比も  $V_i$  も違う。このことから、衝突破壊強 度 Q\* は標的サイズに大きく依存すると言える。そし て衝突破壊強度 Q\* は標的サイズに対して、ある一定 のべき(-0.506)で変化することがわかり、衝突破壊強 度 Q\* のサイズ依存性は約 1mm くらいまでは外挿で きそうである。このべきの値を用いると、式(3)より衝突 カスケードが起こったときのデブリ円盤内の天体のサ イズ分布は、

n (a) da ∝ a<sup>-3.73</sup> da (a: 天体サイズ) となる。この値は Tanaka et al., 1996 で見積もられた、 破壊過程がサイズに依存しない、すなわち p = 0 の ときよりも少し傾きが急である。



図 2. エネルギー密度 Q と最大破片質量割合 m<sub>L</sub>/M<sub>T</sub>

4. ワイブルパラメーターφ
 衝突破壊強度 Q\* が標的サイズによって変化する原
 因を調べるため、ワイブル(1939)分布を考える。
 応力 σ 以下で成長し始めるひびの数密度 n を

$$n (<\sigma) = k \sigma^{\phi} \tag{4}$$

とする。k は定数、φはワイブルパラメーターである。 すると、ランダムに選んだ体積 V の中に σ 以下で成 長し始めるひびを含む確率 P は

$$P = 1 - \exp\left[-(\sigma/\sigma_0)^{\phi}\right]$$
 (5)

σ<sub>0</sub>は特性強度という引っ張り強度の平均値に相当す るものであり、以下のように書ける

$$\sigma_0 = (k V)^{-1/\phi} \tag{6}$$

式(6)より、ワイブルパラメーター  $\phi$ を求めれば引っ張り 強度のサイズ依存性がわかる。

#### 5. 圧裂引っ張り試験

圧裂引っ張り試験によってパイロフィライトのワイブル パラメーター  $\phi$ を求める(Nakamura et al., 2007)。直径 d = 10 mm、高さl = 5 mmのパイロフィライト 17 個 に対してそれぞれ引っ張り強度  $\sigma$ を次式によって求 めた

$$\sigma = \frac{2S}{\pi d l} \quad (S: 試験力) \tag{7}$$

その結果を横軸 σ、縦軸 P のグラフにプロットし、式 (5)でフィッティングしたのが図 3。これにより、ワイブル パラメーター φ = 10.9 となり、引っ張り強度のサイズ 依存性は次のように求まる

 $\sigma_0 \propto V^{-1/\phi} \propto L_T^{-0.275}$  (L<sub>T</sub>:標的サイズ)



図 3. 圧裂引っ張り試験の結果

6. 衝突破壊強度と引っ張り強度のサイズ依存性 標的サイズに対する衝突破壊強度 Q\*のべき (-0.506)と引っ張り強度のべき(-0.275)は違うため、 衝突破壊強度 Q\*のサイズ依存性を、ワイブルパラメ ーターゆによる引っ張り強度のサイズ依存性で単純に 説明することはできなかった。しかし、このような 2 つの べきの違いは、Housen and Holsapple (1999)でも同じよ うに見られている。衝突破壊強度 Q\* と引っ張り強度 は何かしらの相関があるように見える。

#### [参考文献]

Housen, K. R. & Holsapple, K. A., 1999, Icarus, 142, 21

Kobayashi, H. & Tanaka, H., 2010, Icarus, 206, 735

Nakamura, A. M., Michel, P., & Setoh, M., 2007, J. Geophys. Res., 112, E02001

- Takagi, Y., Mizutani, H., & Kawakami, S., 1984, Icarus, 59. 462
- Tanaka, H., Inaba, S., & Nakazawa, K., 1996, Icarus, 123, 450

## 衝突破壊におけるラブルパイル構造の影響に関する実験的研究

藤田幸浩1、荒川政彦2、嶌生有理1、長谷川直3

1. 名古屋大学環境学研究科

#### 2. 神戸大学

3. JAXA/ISAS

<はじめに>

天体の持つ内部構造は衝突破壊に大きな影響を及ぼす。 特に、ラブルパイル天体のように非常に特異的な形状 を持った天体における破壊の物理的プロセスは明らか にされていない。ラブルパイル天体は天体の成長プロ セスにおいて形成されるため、その衝突破壊現象の解 明は、天体の成長過程を明らかにする大きな鍵となる。 本研究では、ラブルパイル天体を模擬したターゲット を用いて衝突実験を行い、衝突破壊に関するパラメタ として、衝突破片の質量や破壊の程度、また圧力の減 衰について調べた。

#### <実験方法>

本研究では、ガラスビーズを接着して作成したラブル パイルターゲット(図1)を用いて衝突実験を行った。 ビーズサイズと使用する個数を変化させて数種類のタ ーゲットを作成し、名古屋大学と宇宙研の二段式軽ガ



7 [mm] : 32 個 20 [g]

図 1 ラブルパイルターゲット

ス銃を用いてナイロンの弾丸を秒速 2km から 7km で 衝突させた。破壊の様子を高速ビデオカメラで撮影し、 衝突破片を回収し、サイズ分布などの解析を行った。

<実験結果>

[1. 破壊様式の分類]

ラブルパイルターゲットの破壊は、ラブルパイル構造 の破壊と構成要素であるビーズの破壊の2種類が考え られ、全体としての破壊はこれらの組み合わせで起こ る。考えられる破壊の様式は(I)ラブルパイル構造 とすべての構成要素が破壊される場合、(II)ラブルパ イル構造と構成要素の一部が破壊される場合、(III)ラ ブルパイル構造のみ破壊される場合の3通りである。 これらの破壊様式が起こる条件は、ターゲットの最大 破片と衝突エネルギーの関係を表したグラフ(図2)で 見ることができる。

[2. 破壊の程度]

ラブルパイルターゲットの破壊の程度を示す新たなパ ラメタとして総小破片質量(Mfsum)を用いる。このパ ラメタは、質量が元のビーズ質量の半分以下である破 片質量を合計した値として定義する。このパラメタを 衝突エネルギーに対してプロットしたものが図 3 であ る。このグラフを見ると、衝突エネルギーが増加する につれて Mfsum も増加していることが分かる。よって、



#### 図2 最大破片と衝突エネルギーの関係

このパラメタは破壊の程度を表すのに適当であると言 える。他にも、ビーズサイズが小さい程 M<sub>fsum</sub>が小さく なっていることが分かる。このことから、ラブルパイ ルターゲットの破壊にはビーズのサイズ依存性があり、 サイズが小さい程破壊されにくくなるということが分 かる。これはビーズ同士の境界において伝播する圧力 が大きく減衰することに関係しており、ビーズサイズ が小さい程、同じ距離間に存在する境界の数が大きい ために起こると考えられる。

[3. 圧力減率の見積もり]

衝突点から伝播する圧力が、ビーズが破壊されなくな る圧力(臨界圧力: Per)まで減衰するのに必要な距離 の最大値(dmax)を、複数の衝突点圧力の値で調べそれ らの関係からラブルパイルターゲットにおける圧力減 衰をグラフにしたものが図4である。このグラフから、 ラブルパイルターゲットの圧力減衰のべキは n=5 とな



図 3 総小破片質量と衝突エネルギーの関係



図4 ラブルパイルターゲットの圧力減衰

る。これまでの研究から、玄武岩などの均質な岩石は n=2~3、空隙率の高い物質では n=4 程度になることが 分かっている。これらのベキと比べると、ラブルパイ ルターゲットの圧力減衰は非常に大きいことが分かる。

<まとめ>

今回はラブルパイルターゲットの用いた衝突破壊実験 を行い、破壊の様式や衝突エネルギーによって破壊の 程度がどのように変化するのかを調べ、また圧力減衰 率を見積もった。実験結果から、ラブルパイルターゲ ットの破壊は構造と構成要素の破壊の組み合わせで3 タイプに分類できることがわかった。また、破壊の程 度を表す新たなパラメタとして総小破片質量(M<sub>fsum</sub>) を定義した。そのパラメタと衝突エネルギーの関係か ら、破壊の程度にはビーズサイズ依存性があり、ビー ズサイズが小さい程破壊が起こりにくくなることが分 かった。また、圧力減衰の見積もりから、ラブルパイ ルターゲットでは非常に大きな圧力減衰が起こること が分かった。ここから、ラブルパイル構造は衝突破壊 を抑制するような働きをすることが予想される。

# 分化天体の衝突破壊条件および鉄隕石放出の解明

#### 岡本千里<sup>1</sup>, 荒川政彦<sup>2</sup>, 長谷川直<sup>1</sup>

#### 1宇宙航空研究開発機構,2神戸大学大学院理学研究科

#### はじめに

小惑星は反射スペクトルのタイプによって、様々な種類に分類されている.分光学的特徴 から、V-type小惑星やM-type小惑星は分化天体(金属コアー岩石マントル天体)の衝突の結 果、形成された可能性が考えられており、これらの組成に類似した隕石も発見されている. 現在まで、均質な内部構造を持つ岩石質天体の衝突破壊現象について、ガラスや石膏、岩石 などの均質試料を用いた衝突実験・数値シミュレーションが数多く行われてきた[1,2].一方、 分化天体の衝突破壊条件や、そのコア破壊により形成された鉄隕石の放出条件は、あまり知 られていない.そこで本研究では、分化天体模擬試料への高速衝突実験を行い、その破片サ イズ分布や破片速度などを調べ、衝突破壊における天体の内部構造依存性を調べた.

#### 実験方法

分化天体模擬試料として、金属コア―岩石マントル構造を持つ球形試料を作成した.ここで、金属コアの素材は高炭素クロム鋼鉄であり、常温下でも脆性的に振る舞う.この金属球単体の動的な衝突破壊強度は、先行研究により得られた低温下での鉄隕石の動的衝突破壊強度とよい一致を示す[3].また、マントル模擬物質として用いたモルタルは、玄武岩に近い強度を示す.試料はコア質量比(*R*<sub>CM</sub>)を変えることで、その内部構造を系統的に変化させた.層構造試料および、金属球単体および岩石球(モルタル)単体にも同様に実験を行い、その破片サイズ分布や破片速度分布などを調べた.以上の実験は、名古屋大学およびJAXA に設置された二段式軽ガス銃を用いて、それぞれ、質量~0.2gのナイロン弾丸を速度~2km/s および 4-7 km/s に加速して行った.実験は真空チャンバー内(~10Pa 程度)で行われ、衝突破片の放出速度を計測するために、高速度カメラを用いて、撮影速度 1 コマ 8µs-200µs でその場観察を行った.

#### 結果および考察

エネルギー密度一定の場合,金属コアー岩石マントル試料のR<sub>cm</sub>が小さくなるにつれて, 金属コアの破壊度合いは減少した.これは,層構造試料では,岩石マントルの破壊のため, 衝突エネルギーがマントル部で吸収されるため,層構造試料中の金属球(コア)に分配され る衝突エネルギーが減少することによると考えられる.そこで,コアの最大破片質量および 金属球の最大破片質量とエネルギー密度の実験式からコアに分配された衝突エネルギーのコ アへの分配率(=コアに分配される運動エネルギー/衝突エネルギー)を見積もったところ, コア質量比の約2乗に比例することが分かった.

次に内部構造に対する破片速度の影響を調べるため、均質(金属鉄、モルタル)試料,層 構造試料の反対点破片速度を調べた.この速度は、試料全体に加えられるエネルギー密度が 大きくなるに従って上昇した.金属鉄の反対点速度は、同程度のエネルギー密度において、 モルタルの破片速度よりもおよそ 10 倍程度遅かった.一方、エネルギー密度一定において、 層構造試料の反対点速度は、コア質量比が小さい場合はほとんど変化せず、コア質量比が~ 0.3 を超えたところで、破片速度が上昇に転じた.コア質量比が小さい場合、破片速度は、 ほとんどマントル物質の速度を反映する.一方、コア質量比が大きい場合、反対点速度は、 試料内部構造に大きく依存する.これは、コア質量比が増加することで、マントル質量が減少し、より多くのエネルギーがマントルの単位質量あたりに加わることによると考えられる. そこで、マントルに分配される運動エネルギーを調べ、マントルのエネルギー密度(Q<sub>m</sub>) を見積もったところ、Q<sub>m</sub>が増加するとともに、層構造試料の反対点速度が上昇することが 分かった.そこで、この見積もり結果および、マントル物質であるモルタルの均質試料の反 対点速度とエネルギー密度の実験結果を用いることで、コア質量比と反対点速度の関係を見 積もった.この見積もりの結果、実験により得られた各コア質量比における反対点速度と近 い値を示すことが分かった.

以上より,エネルギー分配率というパラメーターを用いることで,様々な内部構造を持つ 層構造体の衝突結果を予想できると考えられる.また,コアへのエネルギー分配率に基づき, 金属コアに加えられる衝突エネルギーとコア衝突破片である鉄隕石の破片速度の関係を知る ことが期待でき,鉄隕石がどのような条件で母天体から放出されるのか,見積もることが可 能になると考えられる.今後, cm サイズの試料から km サイズの天体へのスケーリングな どについても考慮する必要があるが,様々なコアーマントル天体の衝突破壊・再集積条件は, それらの内部構造から推定できる可能性がある.

[1] Fujiwara and Tsukamoto (1980) *Icarus*,44, 142–153. [2] Asphaug et al., (1998) *Nature*, 393, 437–440. [3] Holsapple et al. (2002) in *Asteroids III* (Univ. of Arizona Press, Tucson), pp. 443–462.

# Giant impacts in the Saturnian system

関根康人(東京大学大学院新領域創成科学研究科) 玄田英典(東京大学大学院理学系研究科)

木星や土星の規則衛星は、惑星の赤道面上をほぼ円軌道で、惑星の自転と同方向に公転し ている。このような衛星系は、ガス惑星の形成最終段階において、原始太陽系星雲からのガス やダストの流入により形成される周惑星系円盤内で、氷と岩石を含む微衛星が衝突・合体をく り返し、形成されたと考えられている。実際、ガリレオ衛星は、木星に近い衛星ほど密度(す なわち岩石/氷比)が大きく、これは周惑星系円盤の温度が内側ほど高く、内側の微衛星ほど 氷成分に枯渇していたことを示している。このように、その形成過程や現在の姿の類似点から、 ガス惑星の衛星系は、しばしばミニチュア太陽系に例えられる。

しかしながら、木星系とは異なり、土星系はミニチュア太陽系という観点からみると非常 に奇妙な衛星系であると言える。それは(1)土星系ではタイタンが唯一の巨大衛星であり、 衛星系の質量の 95%近くがタイタンに集中している点、(2)土星系の中型衛星の密度(岩石 /氷)には非常に大きな幅があり、ほぼ 100%が氷成分からでできているテティスや、50%近 くを岩石が占めるダイオーネやエンセラダスが、軌道距離とは無関係に、隣接している点であ る。このような衛星系の形成は、従来の太陽系形成論に基づく、単純な衛星形成モデルでは説 明が困難であり、何かダイナミックかつ確率的な過程が土星系においては重要であったことを 示唆している。

一方、近年のホットジュピターなどの系外惑星の発見に基づき、大きく修正された惑星系 形成理論によると、円盤内ではガスと天体との相互作用で天体が円盤中心へ落下する惑星落下 が起きていたと考えられる。このような"衛星落下"は、周ガス惑星円盤でも同様に起きてい た可能性がある。特に、土星系ではタイタンより内側に存在していた巨大衛生が落下して失わ れたとすると、上記の(1)にあるタイタンだけが唯一の巨大衛生であるという理由を説明す ることができる。巨大衛星の落下が起きた場合、落下している巨大衛星が内側に存在していた 衛星と衝突する巨大衝突が起きることが予想される。このような巨大衝突がおきると、地球一 月系の形成や水星の形成で示唆されているように、衛星の氷マントルが吹き飛ばされ、岩石に 富んだ衛星や、吹き飛んだ氷が集まった氷に富んだ衛星が形成されるかもしれない。

本研究では、周土星円盤内での衛星同士の巨大衝突が、上記の(2)にある中型衛星の密 度の幅をもたらした可能性を、3次元流体数値シミュレーションを用いて検証した。その結果、 脱出速度の1.5倍という現実的な衝突速度の場合でも、小さい衛星は破壊され、非常に幅を持 った複数の衛星群が形成することがわかった。このように形成した衛星群の質量と岩石/氷比 の分布は、現在の中型衛星のそれらとよく一致する。このことは、衛星落下と巨大衝突という、 系外も含めた惑星系形成過程における主要プロセスが、土星系の特徴を形作る上でも本質的な 役割を果たしていた可能性を示唆するものである。

# 鉄レゴリスへの衝突クレーター実験 桂 武邦 中村昭子 鈴木絢子 神戸大学 理学研究科

#### はじめに

多くの小惑星の表面はレゴリスで覆われていると考えられている。 金属質であると考え られている M 型小惑星にも密度が小さいものが多く(16Psyche:約~6.5g/cm<sup>3</sup>、21Lutetia: 約 3.4g/cm<sup>3</sup>)、M 型小惑星の偏光データは数十 µm の鉄粉と一致するという結果も示されて いる(Dollfus et al. 1979)。このことから、金属質の天体にもレゴリスが存在する可能性が 考えられる。 そこで本実験では鉄標的から出るエジェクタの速度を観察し、鉄レゴリスが 作られ得るのかを調べた。また、鉄レゴリスを想定した鉄粒子を用いての衝突クレーター 形成実験を行った。

#### 実験方法

鉄物質への高速度衝突実験

直径、高さ数 mm の鉄隕石円盤を数 cm サイズの鉄円柱に 5km/s で衝突させた。衝突の 瞬間の様子を高速度カメラで撮影し、エジェクタの放出速度を求めた。

② 鉄粒子への衝突クレーター実験

直径 400 μ m の鉄粒子を容器に敷き詰め、衝突速度~80m/s でアルミ円柱を衝突させた。 衝突後、鉄粒子に出来たクレーターの形状や、放出したエジェクタ体積と放出速度の関係 を求めた。

#### 結果

高速度衝突実験でのエジェクタの二次元放出速度は、約7m/s~2.6km/sであった。これ に対し鉄隕石母天体のサイズは10~200kmであると考えられており、そのときの脱出速度 は20~430m/sとなる。よって脱出速度より遅い速度のエジェクタは存在するため、鉄質天 体でもレゴリスは存在可能であるといえる。

鉄粒子にできたクレーターの直径深さ比は、yamamoto et al.(2006)のガラスビーズに衝 突させた実験で形成したクレーターとほぼ一致した。そのため天体レゴリス上に出来たク レーターの形から、その天体が鉄質であるのかは特定できないといえる。次に、鉄粒子と ガラスビーズのクレーターの体積を、Holsapple(1993)のスケーリング則を用いて比較した。 すると、二つが同じラインに乗る結果が得られ、スケーリング則は鉄粒子にも成り立つこ とがわかった。

本研究では鉄エジェクタを全て回収することは出来なかったが、衝突画像からエジェク タの体積を見積もり、エジェクタの放出速度と体積の関係を Houzen et al.(1983)で用いら れた砂標的でのスケーリング則と比較した。その結果、鉄粒子のエジェクタ量と速度の関 係は砂標的について得られた実験結果と調和的であることがわかった。

# 参考文献

Dollfus et al., Icarus 37, 124-132, 1979.

Yamamoto et al., Icarus 183, 215-224, 2006.

Houzen et al., JGR 88, 2485-2499, 1983.

Holsapple, Annual review of earth and planetary sciences 21, 333-373, 1993.



#### Rays in the laboratory

**C**PS

10 mm 10 mm

• Uprange ray pattern -- interpreted as an evolving excavation flow field [Schultz et al., 2009]



Rayed craters on planets





実験条件とパラメータ							
●標的:ソーダライムガラスビーズ(50, 100, 420 μm)							
●パラメータ							
- ターケ	ット準	『備状況 :	well-	packing / lo	oose pac	king	
- チェンバー内大気圧 · 10 <sup>2</sup> Pa ~ 10 <sup>5</sup> Pa (大気圧)							
- 御突速度: 数 ~ 百数十 m/s							
	_	projectile			ambient		
diameter						facilities	
25.0 mm	63.6 g	Fe	sphere	a few m/s	atmos.	free fall	
24.6 mm	19.2 g	glass	sphere	a few m/s	atmos.	free fall	
29.7 mm	39.1 g	Al	sphere	a few m/s	atmos.	free fall	
24.5 mm	67.4 g	Fe	sphere	a few m/s	10 <sup>2</sup> -10 <sup>5</sup> Pa	free fall	
9.53 mm	0.5 g	Nylon	sphere	20 ~ 40 m/s	atmos.	gun in Nagoya	
9.53 mm	0.5 g	Nylon	cylinder	20 ~ 40 m/s	atmos.	gun in Nagoya	
10	C 0 =	Stoiploop	outindor	E0 m /o	1.03 Do	gun in Koho	

 0.9 g
 Polycarbonate
 cylinder
 50 ~ 120 m/s
 10<sup>3</sup>-10<sup>5</sup> Pa
 gun in Kobe

 2.1 g
 Al
 cylinder
 50 ~ 120 m/s
 10<sup>3</sup>-10<sup>5</sup> Pa
 gun in Kobe





















#### Summary

- ◉粒径による違い
  - 50, 100 μm -> Radial / Radial w/ concentric. / Dimple
     420 μm -> No morphology
- ●ターゲット準備状態による違い(大気圧下のみ)
- well-packing (low porosity) -> Radial mode
- loose packing (high porosity) -> Dimple
- ●相図を描いた
- 粒径、衝突速度、大気圧によってエジェクタ地形は 異なる

CPS

# 超高空隙率雪試料の引張強度

<sup>0</sup>嶌生有理<sup>1,2</sup>, 荒川政彦<sup>3</sup>

1名古屋大学環境学研究科,2日本学術振興会,3神戸大学理学研究科

#### 1. はじめに

雪の引張強度は、彗星核のバースト現象や 氷微惑星の衝突破壊に関連して重要な物性で ある.自然雪に関しては、引張強度は空隙率 とともに桁で変化することが積雪や雪崩の研 究から知られている<sup>1</sup>.しかしながら、その結 果は同じ空隙率でも焼結度や氷粒子の大きさ によって大きく変化するため、それぞれの依 存性も調べる必要がある.そこで本実験では、 粒径と焼結度をよく制御した実験を行い、引 張強度の焼結度依存性および空隙率依存性を 別々に計測した.

#### 2. 実験方法

試料は 250µm 以下の粉末氷粒子を引張試 験片作成用の型に入れ,圧縮成形して作成し た.試験片は,変形部分(細い首)と試験機 が荷重をかける掴み部分から成り,変形部分 の形状は 10×10×30mm である.成形後の試 験片の体積を一定となるように圧縮成形を行 った.試料空隙率は,使用する粉末氷粒子の 総質量を変えて 40-70%に調整した.試料は -15℃で5分から3日間焼結させた.引張試験 は変形試験機を用いて行った.

#### 3. 結果

試験片に加えられた変位と荷重を応力と歪みの関係に変換し、破断点応力から引張強度を、傾きからヤング率を求めた.その結果、 引張強度とヤング率は空隙率によって大きく 変化することがわかった(図1).また、焼結 時間の増加とともにヤング率は系統的に増加 したが、引張強度はほとんど変化しなかった. しかしながら、低歪み速度(5.6×10<sup>-4</sup> s<sup>-1</sup>以下) では引張強度が約2倍に増加し、ヤング率が 減少する傾向が見られた.



図 1:応力-歪み曲線の空隙率依存性.

(2) 引張強度

引張強度は焼結時間にあまり依存せず,空 隙率には強い依存性を見せた.例えば,40% と70%では引張強度は10倍も変化した(図2). その結果,引張強度は充填率の3.4 乗に比例 することがわかった.このべキに関しては先 行研究と大きな差異は認められなかった<sup>1,2</sup>.



【参考文献】[1] Mellor 1975, *IAHS-AISH Pub.* **114**, 251-291. [2] Lange & Ahrens 1983, *JGR*, **88**, 1197-1208.

焼結体への衝突クレーター実験結果の小惑星クレーターへの適用

羽倉祥雄,中村昭子,鈴木絢子,三軒一義 神戸大学・理

はじめに

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

母天体側においてクレーターの直径や深さを決定付ける要因は大きく2つある。その2つとは強度と重力加 速度であり、その2つの項目を含めた統合スケーリング則が考案された(*e.g., Holsapple 1993*)。しかしこのス ケーリング則は Dry / Wet soil, Soft / Hard rock など空隙のない物質については明らかにされているが、実 際の小惑星のような空隙のある物質についてはよくわかっていない。

そこで本研究では、空隙を持った標的についてのパラメタを実験的に求めることを目的として、空隙率 40(±2)%の粉体及び焼結体標的に対して衝突クレーター形成実験を行った。

実験

神戸大学の小型ガス銃を用いて、速度は一律 240 (±17) m/s で実験を行った。弾丸は直径 1/8 inch、質量 0.042 gのソーダガラス球を用い、標的は、粒径 50  $\mu$ m ガラスビーズ粉体 + 焼結温度を変えることによっ て強度を変えた同粉体の焼結体を 4 種類、計 5 種類—空隙率はどれも 40(±2)%—用意した。なお、焼結体は 直径 10 cm、高さ 6 cm の円柱形である。 それぞれの強度を表 1 に示す。

表1 標的の種類と強度

焼結温度 / 焼結時間	630°C/4h	600°C/4h	580°C/4h	560°C/4h	粒径50µm 粉体
剪断強度 [kPa]	$841 \pm 240$	$102 \pm 13$	$66 \pm 5.6$	11.3 (上限値)	$0.89 \pm 0.08$

結果

実験で得られたクレーターのサイズを用いて、 *Holsapple(1993)*のスケーリング則に fitting させる(Fig.1)ことによって同スケーリング則は 以下のように書き換えられる。

 $\pi_{\nu} = 0.0011 \bigg\{ \pi_2 \bigg( \frac{\rho}{\delta} \bigg)^{-1.26} + \bigg| 0.032 \pi_3 \bigg( \frac{\rho}{\delta} \bigg)^{-1.26} \bigg\}$ 



ここで $\pi_v$ はクレーターと弾丸の質量比一クレーター体積 V と標的密度  $\rho$  の積を弾丸質量 m で無次元化したもの一、 $\pi_2$ は重力加速度 g と弾丸半径 a の積を衝突速度 U の 2 乗で無次元化したもの、 $\pi_3$ は標的強度 Y を標的密度と衝突速度 U の 2 乗の積で無次元化したものである。なお、式中の標的と弾丸の密度比  $\rho/\delta$  は式を見易くするためにそのまま表記したが、本研究及び同載の先行研究では全て 0.6 の値を取る。

同載の先行研究は本研究のものと衝突速度(U)と弾丸半径(a)のみが異なるものであるが、本研究で得られた パラメタを先行研究のものに適用しても矛盾はなかった。

#### 小惑星クレーターへの適用

得られたスケーリング則を用いることにより、小惑星上で観測されているクレーターを形成したインパクタ ーのサイズを推測する。今回は 253Mathilde 上のクレーター (*O'Brien et al. 2005*) を形成したインパクター のサイズを見積もった。その際、母天体の重力加速度(g) は 0.0096 m/s<sup>2</sup>、母天体の密度(p) は 1300 kg/m<sup>3</sup> (*Davis 1998*)、母天体の強度(Y) は 0.3~30 MPa (*Tsuchiyama et al. 2009*) —今回は 0.3, 3, 30 MPa の 3 点 で適用—、インパクターの密度(δ) は ρ と等しく 1300 kg/m<sup>3</sup>、衝突速度(U) は 6.07 km/s (*Davis 1998*) と仮 定して計算した。

Fig.2 は、クレーターサイズの個数分布から、本研究で 得られたスケーリング則を用いてインパクターのサイズ 分布を求めたものである。その結果、母天体の強度が大きい ほど、べきの絶対値が大きくなることがわかった。その べきの値を計算すると以下のようになる。

引張強度 [MPa]	引張強度 [MPa] 0.3		30	
べきの値	$-1.22 \pm 0.09$	$-1.42 \pm 0.12$	$-1.65 \pm 0.12$	

なお、0.5~2 km のメインベルト小惑星のサイズ分布の べきは -1.30 ± 0.05 であり(*Terai et al. 2007*)、今回得ら れたべきの値はその範囲を含んでいる。



インパクターのサイズ分布

#### まとめ

本研究では、空隙を持った標的に対して衝突実験を行い、統合スケーリング則(*Holsapple 1993*) への fitting を行った。その fitting 結果より 253Mathilde のクレーターを形成したインパクターのサイズを推測 すると、強度に依るが、インパクターの直径は概ね 10~1000 m の範囲と考えられる。

他方、253Mathilde のクレーターを形成したインパクターのサイズ分布のべきは、強度を 0.3~3 MPa の 間とすると、メインベルト小惑星のサイズ分布のべきに一致する。

#### 参考文献

Holsapple, K. 1993, Ann.Rev.Earth Planet.Sci 21, 333-373.

O'Brien, D.P. and Greenberg, R. 2005, Icarus 178, 179-212.

Davis, D.R. 1998, Icarus 140, 49-52.

Tsuchiyama, A., Mashio, E., Imai, Y., et al. 2009, M&PSA, p.5189.

Terai, T., Itoh, Y., and Mukai, T. 2007, PASJ 59, 1175-1183.

# サイズ比のついたダストアグリゲイトの衝突

和田浩二<sup>1</sup>、田中秀和<sup>2</sup>、陶山徹<sup>3</sup>、木村宏<sup>4</sup>、山本哲生<sup>2</sup>

<sup>1</sup>千葉工業大学惑星探査研究センター,

<sup>2</sup> 北海道大学低温科学研究所,<sup>3</sup> 新潟県立自然科学館,<sup>4</sup>CPS/神戸大学

原始惑星系円盤内においてダストアグリゲイトが衝突付着成長できるかどうかは,微惑 星形成を考える上で重要な問題である.とりわけ,原始惑星系円盤内においてダスト同士 の衝突速度が数10m/sにも達する(乱流のない林モデル円盤で 50m/s)ことを考えると, そのような高速衝突におけるダストの付着成長の可能性が問われる.これまで我々の行っ てきた衝突シミュレーションによれば,氷粒子からなるダストアグリゲイトであれば成長 できるかどうかの臨界衝突速度はおよそ 50m/s であることが示され,氷ダストであれば原 始惑星系円盤内で成長可能であることが示唆された[1].しかし,シリケイト粒子からな るダストアグリゲイトの臨界衝突速度は氷ダストのそれより一桁小さいため,内惑星領域 で重要となるシリケイトダストの付着成長は厳しいものがある.ただし,以上の結果はす べて同じサイズ(質量)のアグリゲイト同士の衝突シミュレーションによって得られたも のである.異なるサイズのアグリゲイト同士の衝突においては,臨界衝突速度は大きくな ることが予想される.というのも,等サイズ同士であっても正面衝突であれば臨界速度が 上昇する傾向がみられ,サイズ比が異なれば多少オフセット衝突になっても正面衝突に近 い衝突が実現されると考えられるからである.

そこで本研究では,臨界衝突速度のサイズ比依存性を調べることを目的に異なるサイズ 同士のアグリゲイトの衝突シミュレーションを行った.衝突させるアグリゲイトは比較的 密な構造である BPCA アグリゲイトとし,サイズ比,衝突速度,衝突パラメータ.を様々 に振る.これまでのところ,サイズ比が大きくなるほど衝突による合体成長は促進される 傾向が見られたが,臨界衝突速度の上昇にはほとんど寄与しないという結果が得られつつ ある.このことは,サイズ比を考慮してもシリケイト粒子からなるダストアグリゲイトの 成長は依然として困難であることを示唆するものである.今後は,粒子間相互作用モデル の再検討など様々な面からの検討が必要である.

[1] Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., & Yamamoto, T. 2009, ApJ 702, 1490.

## レゴリス層によるレゴリスの衝突減速

#### 中村昭子,瀬藤真人(神戸大・理)

小惑星表面は一般にレゴリスやボルダーに覆われている.レゴリスやボルダーは,もとも と,小惑星の衝突クレーターからの放出物が再集積して堆積したものだと考えられている. 再集積時の表面への衝突速度は脱出速度で制約されるので,メインベルトの直径数 100 km の小惑星の場合でも,~ 100 m/s 以下となる.再集積時の衝突速度や表面の状態によって, 跳ね返り,レゴリス層への貫入やクレーター形成,表面での破壊がそれぞれおこり,これら の過程により,レゴリスの攪拌やサイズ分布の変化などが進行すると考えられる.我々は, レゴリスの再集積時の衝突による,弾丸(レゴリス)のレゴリス層への貫入に着目し,弾丸 (レゴリス)がレゴリスによって減速される過程を理解することを目的に実験研究を行った.

実験では,直径 6 mm のプラスチック弾を,速度 70 m/s で,ガラスビーズ層に貫入させた.ガラスビーズは,直径 50 µm と 420 µm のものをそれぞれ用いた.ガラスビーズ層の厚さを 5 mm,10 mm,15 mm と変化させて,弾丸がガラスビーズ層内を進む距離に応じてどのように減速されるか,高速度カメラを用いて調べた.直径 50 µm のガラスビーズ層については,地上と,航空機実験によるマイクログラビティー条件下(<0.1G)の両方で実験を行った.その結果,直径 50 µm のガラスビーズ層への貫入について,地上実験と航空機実験の結果に違いは見出されなかった.両方の実験における弾丸の減速は,弾丸速度の2 乗に比例する流体抵抗や,ガラスビーズ層の静的なせん断強度だけでは説明できず,速度の1 乗に比例する抵抗の項を入れると説明できた.この比例定数は,弾丸粒子を3.2 mm ガラス球にして,初速を 260 m/s に変化させた場合でも先の実験条件の場合と同様の値であった.一方,この比例定数は,50 µm と 420 µm のガラスビーズ層の特性によっており,弾丸にはよらないことが示された.

# 衝突形成クレーターの半径計測に関する提案

小野瀬 直美(ARD/JAXA),長谷川 直 (ISAS/JAXA), 奥平 恭子 (会津大)

1. はじめに

岩石、氷、石膏、ガラスなどに形成されたクレーター の外周の形状は、ターゲット表面からの spall が放出 されるかどうかの確率的要素に依存するため、非常に 不規則な形状をしている。このことは、クレーターの

「直径」を計測するうえで恣意的な要素が入り込む余 地をうむ。また、「クレーター直径」というパラメタ は、クレーターサイズの衝突速度依存性を求める上で、 ばらつきが大きいという特徴を持つ(図.1)。そこで、 本稿では、全周分の画像解析をすることにより、クレ ーター半径を求める方法を提案する。



図.1(a) クレーターサイズの定義:斜め衝突用のものを流用
(b) クレーターサイズと衝突速度: 石膏ターゲットに直径
7mm のナイロン球が衝突した場合。比較のため、クレーター
体積(Vol)、深さ(Dp)、ピット部分の半径(Rbowl)も示す。

#### 2. クレーター半径計測法

2-1. クレーター中心にある pit の中心を求める。石膏 に形成されたクレーターの場合には、pit は比較的明 瞭な半球状であるため、ターゲットを見ながらその中 心を決定することは容易である。一方、岩石や氷に形 成されたクレーターの場合には pit の外周が明瞭では ないため、衝突点の位置は最もダメージが激しい領域 の中心と考える。

2-2. 薄紙を載せてやわらかい鉛筆でクレーターの縁 やターゲット表面に見られるクラックを擦り出す。実 際に破片が飛び出した領域(inner spall)の縁とともに、 そのひと周り外側に見られることのある、「spall crack がターゲット表面に見られるが、破片は飛びだ せなかったもの(outer spall)」も計測した。outer spall に関しては、表面の段差が小さいものもあるため、染 料を用いた探傷法を併用するのもよいかもしれない。 2-3. inner spall、outerspall のトレースと分割をする。 擦り出しで明らかになった輪郭を、画像処理ソフト上 で黒でトレースし、pit 中心を中心とする白い放射線 を重ねることにより、ラインを点に分割し(図. 2)、 NIH-image にて、中心並びに各点の位置座標を計測 することにより、2 種類のクレーター半径を 2.5 度ご とに計測した。



図.2 垂直衝突により形成されたクレーターの inner spall、 outer spall の輪郭をトレースし、2.5 度ごとに分割したもの。

#### 3. 計測結果

いくつかのクレーターに関して、inner spall 半径と outer spall 半径をプロットしたものが(図.3)である。 縦軸は各方向での半径を、横軸は実験番号並びに inner, outer spall の別である。データ点数が多いため、 見やすいように、各グループごとに横方向に5列に分 けた。横棒は各群の平均値である。

inner spall よりも outer spall が大きい値であるのは 当然であるが、実験により、両者の重なりがほとんど ないものと大きく重なるものがある。ばらつきの範囲 も実験ごとに大きく異なり、同じ垂直衝突でも円形に 近いものから、変形の度合いが大きいものまで存在す ることが見て取れる。



inner spall、outer spallの半径を一周分計測した。データ数が 多いため、ひとつのデータ群を縦5列に広げて表している。古 い実験では速度計測精度が良くないため、横軸は名目尺度であ ると考えてほしい。

石膏に対する、衝突速度 1km/sec から 4km/sec 台ま でのナイロン 7mm 球の垂直衝突のデータを 17 個す べてを、従来の結果と比較したものが図.4 である。本 計測方で求めた値を〇、従来の計測方で求めたもの を・で表した。inner spall 半径の散らばりそのものも、 実験により大きく異なるため、その最大、最小値をエ ラーバーで表した。従来の 2 方向の直径を計測してそ れを平均化する手法により得られたデータは、クレー ター直径をやや大きく見積もる傾向がある。データ点 のばらつき方は R<sup>2</sup>で見るとわずかに改善がみられた。 本発表で取り扱ったものは垂直衝突のみであるが、今 後はこれを、円柱に形成されたクレーターや斜め衝突 により形成されたクレーターに応用したいと考えて いる。ただし、衝突角度の急なかすめるような衝突に より形成されたクレーターに関しては、クレーター 「中心」に関する議論が必要になると考えられる。 outer spall 半径は、衝突によりターゲット表面に亀裂 が生じている範囲を表しているため、なんらかの意味 を持っていると考えられる。局所的に観察すると、 inner spall 半径が小さい部分には、半径の大きな outer spall が見られることがある。実際に破片が放出 されるためには、その破片の周囲すべてには断面が形 成されなくてはいけない。クレーター半径が部分によ



図.4 衝突速度 1~5km/sec の垂直衝突により形成されたクレ ーター半径を、従来の方法で求めたものと比較した。

り値が異なるのは、その確率的な影響を受けているものと考えられる。ただ、今回提案した方法で収集できるデータは spall クラックがターゲット表面に出現したものに限られるため、その全貌を現すことはできない。outer spall 半径をどのようにして利用するかは今後の課題である。

#### 謝辞

この実験は、JAXA 宇宙科学研究所の共同利用設備、 新型2段式軽ガス銃を用いて行いました。 スペースプラズマ委員会の皆様、銃のオペレーターの 皆様に深く御礼申し上げます。

第6回衝突研究会	Kadono et al.	
Nov. 4-6, 2010		
		•
秒速10km以上での衝突による発光 :X線および可視での計測		•
門野敏彦*,境家達弘,弘中陽一郎,渡利威士,佐野孝好	;	と
大谷一人,滕原隆史,持山智浩,滕尚慎介,長友英夫,    重森啓介(大阪大),		•
荒川政彦,高沢晋,中村昭子(神戸大),		ル















# 蒸気雲からのX線エネルギー ・制動輻射を仮定して ⇒金にレーザー照射した場合の光量を見積 (プラズマ温度,電子密度,イオン密度から) ⇒金の時と衝突の時のカウント数を比較 ●衝突の時の光量を推定 →弾丸の運動エネルギーとの比~10<sup>-3</sup>

9

11

# おまけ:系外惑星のLHBの光が 地球から見えるか? e.g., 30光年(=10 pc), LHBで10<sup>5</sup> kg/m<sup>2</sup>が一 億年で降ってくるとすると •X線(~ 1 keV)@地球:1年に光子~1個/m<sup>2</sup> •電波(~100 MHz):~10<sup>-13</sup> Jy (光は制動輻射で出るとした)

10

#### おまけ:月面では? 3.8×10<sup>8</sup> m, 衝突速度20 km/s とすると •一回の衝突で出るX線(~1 keV)=光子の 個数(光は制動輻射で出るとした) 天体サイズ 10 cm 1 cm 1 mm 1 m 2×10<sup>10</sup> 2×10<sup>6</sup> <u>1 m² あたり</u> 200 0.02 1×10<sup>9</sup> 1×10<sup>5</sup> 20×20 cm 10 0.001

Kadono et al.
まとめ
<ul> <li>激光XII号レーザーを使って、</li> <li>Ta sheets (直径~ 0.5 mm、厚さ30-50 µm)</li> <li>AI、ガラス、金、ダイヤ粒子(直径0.1-0.3 mm)を 10 km/s以上に加速</li> <li>X線ピンホールカメラによる発光の観測</li> <li>エネルギー変換効率(光/弾丸運動エネルギー) ~10<sup>-3</sup></li> </ul>
12

# 宇宙速度衝突時のケイ酸塩の電離

 ○黒澤耕介,門野敏彦,杉田精司,重森啓介,弘中陽一郎,尾崎典雅,城下明之,長勇一郎,境家達弘,藤岡慎介, 橘省吾,T. Vinci,兒玉了祐,松井孝典
 1.東大新領域,2. 学振,3. 阪大レーザー研,4. 阪大 工,東大 理,5. 阪大 理,6.LULI/Ecole Polytechnique,7.PERC/Chitech

1. はじめに

衝突蒸発現象は巨大衝突による月形成[e.g., 1],生命前駆物質形成[2]といった惑星科学上の 重要問題と密接に関わっている。ところが,ケイ 酸塩を蒸発させるほど強い衝撃波を作り出すこ とが困難であったために、実験的研究が進まず、 状態方程式に不定性があり,衝突蒸発過程の理解 は進んでいない。

現在我々は阪大の高強度レーザー「激光 XII 号」を用いて、ケイ酸塩の衝撃圧縮実験を進めて いる。惑星科学分野では急激な解放過程における 相変化,化学反応、流体運動の理解が重要となる。 我々は時間分解分光観測を行うことで、衝撃圧縮 - 断熱解放の流れをその場観測し、ケイ酸塩の熱 力学進化を捉える[3, 4]。

#### 2. 実験方法

今回はレーザーを直接標的に照射し、標的を衝 撃圧縮する手法を用いた。以下に実験条件を示す。 レーザー波長,持続時間,直径,強度はそれぞれ 351 nm, 2.5 ns, 600 µm, 150 TW/cm<sup>2</sup> である。標的に は 20 µm 厚の CH, 40 µm 厚の Al driver, 100 µm 厚 の Diopside(CaMgSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>)の 3 層試料を用い、背面か ら分光観測を行った。分光視野,時間,波長範囲 はそれぞれ 400 mm, -50 から 450 ns, 360-720 nm で ある。

#### 3. 結果と考察

図1にDiopside を~1 TPa まで圧縮した場合の 時間分解発光スペクトルを示す。初期には黒体放 射の連続光成分が現れ、その後発光輝線が観測さ れている。これは衝撃圧縮直後の超臨界流体状態 から蒸発していくところを直接捉えたことを意 味する。図2に分光解析で得られた温度、電子密 度の時間進化を示す。Hugoniot上の温度は理論予 測よりも大幅に低い。また真空中に断熱膨張して いくケイ酸塩蒸気の温度は急激に減少すると予 想されるが、レーザー照射後~50 ns まで温度ほと んど減少していない。それに対し同じ時刻で電子 密度は 1/4 に激減している。これは電子が電離/ 電子再結合に伴う吸熱/発熱を介して一つのエネ ルギー貯蔵庫として振る舞い、衝撃加熱ケイ酸塩 の熱力学進化に影響を与えることを示唆する。電 離に伴う吸熱は衝撃圧縮時のケイ酸塩の比熱(*C*<sub>v</sub>) を上昇させ、エントロピー増加量が上昇する。結 果的に従来考えられていたよりもケイ酸塩の蒸 発率が高くなることになる。また断熱解放中の電 子再結合による発熱は流体運動や化学反応に大 きく影響する。今回の結果はケイ酸塩の衝突蒸発 過程の解明には状態方程式に電子の挙動を詳細 に取り入れる必要があることを示すものである。 参考文献

[1] Wada et al., *ApJ*, **638**, 1180, 2006. [2] Mukhin et al., *Nature*, **340**, 46, 1989. [3] Kurosawa et al., *GRL*, In press. [4] 黒澤ら, *遊星人*, In press.



図 1. 発光スペクトルの 3-D プロット.



図 2. Diopside 蒸気の温度,電子数密度の時間進化.

# 高速度カメラによる衝突閃光の測光

青井 宏樹<sup>1</sup>, 海老名良祐<sup>1</sup>, 武市真理子<sup>1</sup>, 高橋悠太<sup>1</sup>, 山下広大<sup>1</sup>, 柳澤正久<sup>1</sup>, 長谷川直<sup>2</sup> <sup>1</sup>電気通信大学、<sup>2</sup>ISAS/JAXA

## 1.はじめに

流星体が月面に衝突する際、閃光が生じることが知られ ている [1]。これは運動エネルギーの一部が光エネルギー に変わっているということである。しし座流星体による月 面衝突閃光における流星体の運動エネルギーから可視光エ ネルギーの変換効率は約0.2%と見積もられている [2]。こ れは室内実験で得られる値よりも一桁以上も大きい。この 差は月面閃光(数+km/s)と室内実験(数km/s)における 衝突速度の違いから生じるものと考えられる。また、流星 体は多孔質であることもその原因の一つではないかと考え られている。室内実験では飛翔体を多孔質物質とすること はできない為、強い加速に耐えうるものを用いて実験を行 い、発光効率を求める。飛翔体に比べ微小なターゲットを 多孔質とすることで相対的に衝突現象を考える。微小ター ゲットの空隙率と発光効率の関係を探る。

発光効率を $\eta$ 、運動エネルギー $E_k$ 、可視光エネルギー $E_R$ とすると、

$$\eta = \frac{E_R}{E_k} \tag{1}$$

と定義される。

## 2. 実験方法

実験は JAXA の二段式軽ガス銃を用いて行った。飛翔体 には直径 7[mm] のナイロン 66 の球を用い、衝突速度は約 6[km/s] であった。チャンバー窓の外に高速度カメラを設 置し、衝突閃光を撮像し、得られた画像から測光を行った。

#### 3.発光効率の算出

高速度カメラのデータ (各イメージのカウント値)を衝突 閃光と標準光源 (電球) で比較し、閃光エネルギーを求める。 衝突位置と同じ位置に電球を置き、高速度カメラの設定を ショット時と同じにし、撮影を行った。電球でのカウント 値 n、電球の光出力を W とする。電球の光出力は LASER POWER METER(LP1,Sanwa 製) で測定した。LP1の受 光面積を S とする。衝突閃光カウント値を k、時間幅  $\Delta t$ 、 高速度カメラまでの距離を r、透過率補正を x とすると、 全光エネルギー  $E_{\mathfrak{H}}$  は、

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

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

#### 表 1: 算出された発光効率

shot #	Target 空隙率 [%]	可視光エネルギー [J]	運動エネルギー [J]	発光効率
943	62	$5.60 \times 10^{-6}$	8.06	$6.95 \times 10^{-7}$
949	24	$4.25 \times 10^{-6}$	4.03	$1.05 \times 10^{-6}$
950	14	$4.56 \times 10^{-6}$	5.34	$8.55 \times 10^{-7}$
952	22	$3.63 \times 10^{-6}$	2.55	$1.42 \times 10^{-6}$
953	0	$3.88 \times 10^{-6}$	10.4	$3.70 \times 10^{-7}$



図 1: 発光効率と空隙率のグラフ. 表1のデータ以外にも 過去のショットのデータも含まれている.

#### 4. 結果と考察

図1より、空隙率が高い方が発光効率が大きそうである、 ということが分かった。ただし、衝突角度が各ショット毎 で違い、またデータ数も多くない為一概に比較はできない。 空隙率が高い方が発光が大きい原因として、表面積の大き さが関係しているのではないか。衝突の際にターゲットが 潰れ、その時に生じる摩擦により発光が大きくなると予想 できる。現にナイロンプレートを打ち抜いて作成した空隙 率0[%]のターゲットでは発光が最も小さくなっている(そ の他の空隙率ターゲットはナイロン 66 の糸から直径と高 さを同じにした円柱を作成している)。これは摩擦による 発光が関係していることを裏付けていると言える。

#### 参考文献

[1] 柳澤正久, 池上裕美, スペースプラズマ研究会 (JAXA 宇宙科学研究会), pp. 68-71, 2007.

[2] Bellot Rubio, L. R., J. L. Ortiz, and P. V. Sada, Luminous efficiency in hypervelocity impacts from the 1999 Lunar Leonids, Astrophys. J., 542, L65-68, 2000.

# 圧子圧入試験による氷・岩石混合物の局所的変形強度の計測

# 保井みなみ<sup>1</sup>, 荒川政彦<sup>2</sup> <sup>1</sup>日本原子力研究開発機構, <sup>2</sup>神戸大学大学院理学研究科

はじめに:氷・岩石混合物の流動則は氷衛星の熱進化過程やテクトニクスを知る上で非常に重要 である.我々はこれまで岩石含有率を変化させてこの流動則を詳細に調べてきた.しかし,室内 実験の結果を実際に氷衛星のテクトニクス等に応用するには,実験で得られた経験式を氷衛星の 物理環境下へ外挿する必要があり,そのためには混合氷の変形メカニズムを明らかにする必要が ある.純氷の場合,応力や温度に対する変形メカニズムの変化が今まで詳細に調べられている

(Shoji & Higashi, 1978). 一方で氷・岩石混合物の場合は、岩石含有率等によってその内部構造 は大きく変化する. そのため同じ応力や温度下でも、内部構造が異なれば試料強度は大きく変化 し、そのことは試料内部で変形を支配する領域が異なることを示している. そのため混合氷の変 形メカニズムを明らかにするには、まず各岩石含有率において変形を支配する領域を明らかにし なければならない、この変形支配領域を明らかにするためには、試料内の局所的な変形強度を調 べる必要がある.そこで本研究では、ミクロスケールの変形強度を調べるのに有効な手法である 圧子圧入試験法を用いて、氷・岩石混合物の局所的変形強度とその内部構造の関係を調べた. 実験手法:今回は岩石粒子として直径 1µm のシリカビーズを用いた.また,内部構造依存性を調 べるためにシリカ含有率を変化させ、0wt.%(純氷)と 30wt.%の 2 種類の試料を準備した.実験 は小型冷凍庫内で行い、温度は約-25℃とした. 圧子は、直径 5mm の球形のものを用いた. 結果:最初に, 圧子圧入試験法が氷・岩石混合物の局所的変形強度を調べる手法として適切かど うかの評価を行った.そのために本実験で得られた試料の局所的な圧縮変形強度とバルク物質の 圧縮変形強度を比較した. その結果,本実験で得られた変形強度の方が約2倍大きくなることが 分かった.そこで、圧縮変形には主にせん断応力が支配的であることを考慮し、Nadaiの八面体せ ん断応力を用いて本実験の結果と先行研究の結果を比較し直した.その結果,両実験結果はよく 一致するようになった.そこでこの圧子圧入試験法は変形強度の測定に適切な手法であると考え

た. 混合試料を用いて局所的な変形強度を調 べた結果, 圧入する場所によって同一試料内 でも強度が異なることが分かった. これは圧 入位置での氷とシリカの質量比が強度に影響 を及ぼしている可能性を示唆している. Yasui & Arakawa (2008)と比較した結果, 試料内部に おいて純氷の強度領域とシリカ含有率 80wt.% の強度領域が混在していることがわかった (図1).

参考論文: Shoji & Higashi, J. Glaciol. 21, 419 -427 (1978); Yasui & Arakawa, GRL L12206 (2008)



図1:混合試料(30wt.%)の応力と歪速度 の関係

#### 角礫岩コンドライト中にみられるアルカリ元素に富む岩片は、衝撃溶融によって形成されたか?

○横山立憲1、三澤啓司1.2、岡野修3

(1総研大、2極地研、3岡山大理)

【はじめに】 角礫岩 LL コンドライトである Bhola (LL3-6), Kraehenberg (Krbg) (LL5), Yamato-74442 (Y-74442) (LL4) から著しくアルカリ元素に富む岩片が報告されている(Noonan *et al.*, 1978, Kempe and Müller. 1969, Yanai *et al.*, 1978, Ikeda and Takeda. 1979)。この岩片の アルカリ元素存在度を LL コンドライトと比較すると、Na が約 0.5 倍、K が約 12 倍、Rb が約 45 倍、Cs が約 70 倍であり、質量数の大きなアルカリ元素ほど高い存在度を示す(Wlotzka *et al.*, 1983)。この岩片の希土類元素存在度は、Eu の負の異常を除いてコンドライト的であることが報 告されている(Wlotzka *et al.*, 1983)。また、この岩片の形成年代は極めて古く、Rb-Sr 法により得 られた年代は約 45.6 億年を示す(Kempe and Müller. 1969, Nishiya *et al.*, 1995)。岩片のアルカリ 元素分別については、母天体上における気相を介した元素の交換反応モデルが提唱されている (Wlotzka *et al.*, 1983)が、形成過程を含めた充分な議論はなされていない。

本研究では、アルカリ元素に富む岩片の岩石鉱物学的研究をおこない、さらに Rb-Sr 同位体系 を用いた年代学、および微量元素組成分析を基にして、これらの岩片の形成過程とアルカリ元素分 別の過程を解明することを目指した。

【結果・考察】 Bhola, Krbg および Y-74442 に含まれるアルカリ元素に富む岩片の主要構成鉱物は、かんらん石、トロイライト、およびガラス質石基である。ガラス質石基中には樹枝状の輝石とクロマイト(~1µm)が晶出しており、細粒(1-5µm)のトロイライトも認められ、急冷組織を示す。 岩片中のかんらん石の粒径は、それぞれの隕石でやや異なるが、岩片のモード比はほぼ等しく、かんらん石が 60 vol%,ガラス質石基が 40 vol%であった。岩片中のかんらん石の化学組成は、岩片外のかんらん石の組成と差はなく、ほぼ LL コンドライトの平均組成(26.0-32.6 mol%; Dodd, 1981)の範囲に収まる。また、ガラス質石基の組成は、3 つの隕石間で良い一致を示した。岩片のモード比および主要元素組成分析の結果から得られた岩片のバルク組成は、3 つの隕石間でほぼ等しいことが判明した。Bhola および Y-74442 の全岩試料の Rb 濃度は、それぞれ 6.47 ppm, 8.09 ppm であり、CI コンドライト平均値の 3-4 倍であった。また、Bhola の全岩試料の Sr 濃度は 10.3 ppm で、コンドライト的な値を示した。

Bhola, Krbg, Y-74442 に含まれるアルカリ元素に富む岩片の産状は良く似ており、バルク組成は 一致した。これは、岩片の起源物質が同じであり、岩片が共通の過程を経て形成されたことを示唆 する。また、Bhola, Y-74442 の全岩試料から Rb の過剰が認められた。このことは、形成された岩 片が母天体での角礫化作用により粉砕され、小片として Bhola, Y-74442 に取り込まれたことを示 唆する。

岩片の希土類元素組成パターンがコンドライト的 であることから、アルカリ元素分別が部分溶融や火 成活動によって生じたとは考え難い。これは、部分 溶融により形成されたとされる GRA 06128/9の希 土類元素組成パターン(Day *et al.*, 2009)との比較か らも明らかである(図 A.)。Humayun and Clayton. (1995)は、Krbg 中のアルカリ元素に富む岩片を含 む、太陽系物質の K 同位体の分析をおこなった。彼 らは、質量に依存した K の同位体分別の痕跡が認め





られないことから、揮発性元素(アルカリ元素)の損失は太陽系初期に起こったと主張した。この 主張に基づくと、母天体上での気相を介した反応によりアルカリ元素が濃集したとは考えにくい。

## アミノ酸の衝撃化学

## ○菅原春菜1、三村耕一1

#### 1名古屋大学大学院 環境学研究科

#### 1. はじめに

生命の誕生に必要な有機物はどのようにして初期地球にもたらされたのか?その供給源として有 力視されているものの1つが、彗星や小惑星、IDPs (Interplanetary Dust Particles)などの地球外 物質である。実際、これらの地球外物質から様々な有機物が見つかっている。このような地球外有 機物の中でも本研究が注目するのは、生命の誕生に必須とされるアミノ酸である。有機物を多く含 む炭素質コンドライト(マーチソン隕石)には約 80 種のアミノ酸が見つかっており、この中には生物 が自身の構成物質として使う 20 種のタンパク質アミノ酸のうち 8 種が含まれている(Cronin and Pizzarello, 1983)。しかし、初期地球に衝突した小惑星や彗星の中にはマーチソン隕石のような衝撃 をあまり受けていないものだけでなく、宇宙空間や地球衝突時などに様々な衝撃を受けたものが多 く含まれると考えられる。そのため、地球外物質による初期地球へのアミノ酸供給の可能性を検証 するためには、衝撃がアミノ酸に及ぼす影響について評価する必要がある。そこで本研究では、ア ミノ酸の衝撃に対する基礎的な挙動を明らかにすべく、アミノ酸に様々な程度の衝撃を与える実験 を行い、衝撃後の残存量や組成の分析をおこなった。

#### 2. 実験方法

衝撃を与えるアミノ酸として選んだのは、グリシン、アラニン、アミノイソ酪酸、アミノ酪酸の4 種である。これら4種のアミノ酸はマーチソン隕石中に多く含まれているもので、特にアミノイソ 酪酸は最も存在量が多い。アミノ酪酸はその構造異性体である。また、グリシンは最も単純なアミ ノ酸であり、アラニンとともにタンパク質アミノ酸の1つである。これらのアミノ酸を80 nmol/mg の割合で炭素質コンドライトのマトリックスを模擬した蛇紋岩粉末に混合し、衝撃を与える試料と した。この試料に対して、一段式火薬銃を用いて6.3 – 38.6 GPa (計12 試料)の Peak shock pressure を与えた。

衝撃を与えた試料は2つに分け、片方をアミノ酸分析用、もう片方はペプチド分析用とした。ア ミノ酸分析用の試料の方は抽出液をさらに2つに分け、片方を遊離アミノ酸分析用、もう片方は塩 酸で加水分解を行い、総アミノ酸分析用とした。総アミノ酸は遊離アミノ酸だけでなく、加水分解 により遊離アミノ酸を生じる酸生成アミノ酸も含んでいる。これらのアミノ酸およびペプチドの分 析は Shimoyama and Ogasawara (2002)の手法に基づいて行った。

#### 3. 結果

遊離アミノ酸の生存率は20 GPa まで徐々に減少し、20 GPa を超えると急激に減少することがわ かった。総アミノ酸の方も基本的には遊離アミノ酸と同様の挙動を示すが、20 GPa での生存率が 12-16%と遊離アミノ酸のみの5-8%よりも高く、これは遊離アミノ酸の一部が酸生成アミノ酸へと 変化したことを示している。また、試料の不均質性等が疑われるアミノイソ酪酸を除き、3 種のアミ ノ酸の間では Peak shock pressure に対する生存率および酸生成アミノ酸の生成率に大きな違いは 見られなかった。

さらに、衝撃によって2つのアミノ酸が重合したペプチドが生成することも明らかになった。本 研究で同定したペプチドはグリシルグリシンおよびアラニルアラニンの2種であるが、これらの生 成量はそれぞれ最大で遊離アミノ酸の1%に相当する。また、生成量が最大となる圧力はアミノ酸 が急激に減少する直前の圧力である。

#### 4. 考察

20 GPa でのアミノ酸の急激な変化について検証するため、他の有機化合物との比較を行った。 Mimura *et al.* (2005) および Mimura and Toyama (2005) によると、多環式芳香族炭化水素 (PAHs) も同様に 20 GPa 付近で急激な減少を示す。マトリックスを蛇紋岩からカンラン石に変えた 実験でも PAHs の減少傾向に変化はないため、20 GPa での急激な減少は蛇紋岩の脱水によるもので はない。むしろ、この 20 GPa での変化はいくつかの有機物に共通である可能性がある。次に、熱 分解温度と Peak shock temperature (フェナントレンおよびピレンのユゴイオデータをもとに計算。 アミノ酸のユゴイオデータは求められていないため)を比較すると、アミノ酸の分解温度(約570 K) に対応する Peak shock pressure は 10 GPa 以下である。しかし、10 GPa ではアミノ酸はほとんど 分解されずに残存しており、これは衝撃による高圧が熱分解を抑制している可能性を示唆している (Blank *et al.*, 2001)。しかしながら、20 GPa での急激な変化の要因については十分に説明できてお らず、今後さらに検証していく必要がある。

#### Reference

Blank et al. (2001) Origins of Life and Evolution of the Biosphere 31, 15-51
Cronin and Pizzarello (1983) Adv. Space Res. 3, 5-18
Mimura et al. (2005) EPSL 232, 143-156
Mimura and Toyama (2005) GCA 69, 201-209
Shimoyama and Ogasawara (2002) Origins of Life and Evolution of the Biosphere 32, 165-179