

## 2015年度日本惑星科学会最優研究者賞受賞記念論文

## 衝撃蒸発・脱ガス実験から探る初期太陽系天体表層環境

黒澤 耕介<sup>1</sup>

2016年10月12日受領, 査読を経て2016年11月4日受理.

(要旨) 高速度天体衝突は惑星の表層平均場に非平衡場を作り出し, 惑星システムへのパル的な環境変動を与える. そこからの緩和過程は惑星システムそのものに依存し, その多様性を強調する可能性がある. 筆者らの研究グループは平衡場を乱す主要因であると考えられる高エネルギー密度領域の物理・化学過程に注目し, その素過程の解明を目指して実験的研究を進めてきた. 本稿ではその成果を紹介するとともに, 近年の惑星形成理論の進展と合わせて初期太陽系天体の表層進化を推定するための展望について述べる.

## 1. はじめに

初期地球の表層環境を解明することは, 地球がなぜ生命あふれる惑星に成長できたのか? という比較惑星学の根本的な問に答えるために必須であろう. しかしながら, 現在のところ地質試料がジルコン粒子に限られる「冥王代」の地球表層環境で何が起こっていたのか? を探ることは難しい. 本稿ではこの時代が天体重爆撃の最中であること, そして頻発していた天体衝突が表層進化の主要な駆動力であったことに着目し, 天体衝突現象の理解から初期地球, そして初期太陽系の惑星/衛星/小天体表層進化を探るための方針を述べることにしたい.

以下に本稿の構成を述べる. 2章では天体衝突現象の特異性とその熱力学的記載について解説し, 特に「エントロピー法」の有用性について紹介する. 3章ではエントロピー法を用いて単発の天体衝突の帰結を推定するための筆者らの研究を紹介する. 4章では個々の天体衝突に関する知見と, 近年の惑星形成理論の進展を結びつけ天体重爆撃を記述するための確率論的モデルの構築について紹介する. 最後に5章ではこの数値モデルを用いた初期太陽系天体の表層環境の推定に向けて展望を述べる.

## 2. 天体衝突現象の熱力学的記載

地球マントル試料の強親鉄性元素濃度や, 月面のクレータ計数などから金属核形成後の地球には数億年の間に $\sim 10^{22}$  kgの物質が集積したことがわかっている[e.g., 1]. この質量は地球質量の0.1-1 wt%に対応し, 地球がおおよそ10 km太ったことになる. この時期の地球への典型的な衝突速度は $v \sim 20$  km/sであると推定されている[2]. 天体衝突で達成されるエネルギー密度は $e = v^2/2 = 200$  MJ/kgに達する. このエネルギー密度を温度 $T$ と圧力 $P$ に対応させると, それぞれ $T = e/C_p = 2 \times 10^5$  K,  $P = \rho e = 6 \times 10^2$  GPaとなる. ここで $C_p \sim 10^3$  J/kg/K,  $\rho \sim 3 \times 10^3$  kg/m<sup>3</sup>はそれぞれ典型的な岩石の定圧比熱, 密度である. 地球では中心核まで含めてもこのような高温あるいは高圧条件に達する場所は存在しない. すなわち天体衝突は地球上の平均場では決して駆動されない特異な物理・化学過程を引き起こしていただろう. 言い換えると天体衝突は惑星システムに非平衡場を作りだしていたと推定される. その後, 復元強制力によって平衡に慣らされていくことになるが, この環境応答は惑星システムそのものに依存し, 惑星の多様性を一層強調する一因になりえる. そして, 復元過程においては平均場では生じない特異な地質試料が残される可能性がある. この痕跡を紐解くことで過去の惑星システムの表層環境についての知

1. 千葉工業大学 惑星探査研究センター  
kosuke.kurosawa@perc.it-chiba.ac.jp

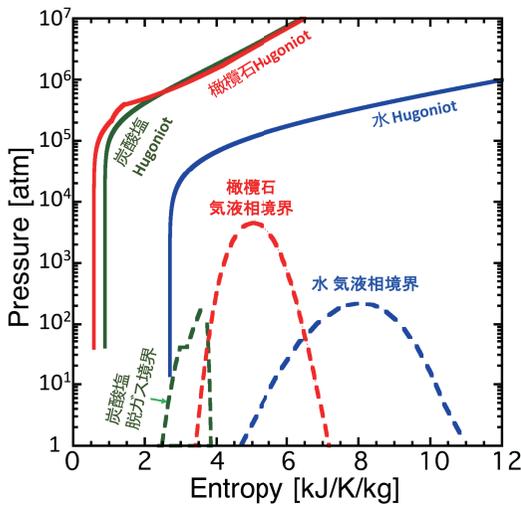


図1: エントロピー - 圧力平面上的の橄欖石, 炭酸塩, 水の Hugoniot 曲線と気液相境界. 断熱膨脹過程はこの平面で X 軸への垂線として表せる. 圧力の単位は  $1 \text{ atm} = 10^5 \text{ Pa}$  である. 黒澤 (2016) [27] の Fig.1 を改変.

見を得ることができるかもしれない. これが天体衝突時の高エネルギー密度領域を研究する重要性であり, 面白さであるといえよう.

天体衝突によって引き起こされる全ての物理・化学過程は衝突天体が持ち込んだ運動エネルギーが衝突天体そのものと被衝突天体物質の運動エネルギーと内部エネルギーへ分配された結果である. 筆者らの研究グループは衝突現象の中でも蒸発が起こるような特に高エネルギー密度領域の素過程の解明に取り組んできた. 以下では熱力学を用いてどのように衝突現象を記述できるのか? そしてその理論的枠組を用いるために必要な実験データは何か? について述べていく.

最初に衝突によって熔融や蒸発といった相変化が起こる理由を相図上の挙動として解説する. 衝突によって発生した圧縮波の伝播速度が標的の音速を超えると衝撃波が発生し, 相図上で Hugoniot 曲線上の点に移動する. このとき衝撃波面の前後で質量, 運動量, エネルギーは保存するが, 不可逆加熱によってエントロピーは増加する. 数 km/s という高速度衝突で達成される温度・圧力は周囲の環境に比べて高温・高压であるため, 希薄波の到達とともに圧縮された物質が周辺空間に急激に膨張する. 周辺物質に与える仕事で失われる内部エネルギーは, 膨張による内部エネルギーの変化に比べて無視できるほど小さく, この過程は断熱

過程(エントロピー変化  $dS = 0$ )とみなせる. 不可逆加熱によってエントロピーは上昇しているため, もとの圧力, あるいはもとの体積まで膨張したときには相図上の異なる点に到達する. このとき相境界をまたいでいれば断熱膨脹中に相変化が起きた, ということになる. この挙動を理解するにはエントロピー  $S$  を横軸に圧力  $P$ , あるいは温度  $T$  を縦軸にとった図を用いると便利である [e.g., 3]. 図 1 に  $S$ - $P$  平面にプロットした橄欖石 [3], 炭酸塩 [4], そして水 [5, 6] についての Hugoniot 曲線と気液相境界を示す. 衝撃圧力が 1-10 GPa を超えると衝撃波が発生し, エントロピーが顕著に上昇することがわかる. 気液相境界は  $S$ - $P$  平面では上に凸の曲線として表され, しばしば Liquid-vapor dome などと呼ばれる [e.g., 7, 8]. ドームの内側は気相と液相が共存している状態(部分蒸発状態)である. 部分蒸発状態は  $P$ - $T$  図上では一本の直線である蒸気圧曲線上の点に対応することを注意しておこう. ドームの頂点は臨界点, 臨界点よりも低エントロピー側は蒸発開始に必要なエントロピー  $S_{iv}$  を圧力の関数として表した曲線, 臨界点よりも高エントロピー側は完全蒸発に必要なそれ  $S_{cv}$  に対応している.  $S$ - $P$  平面図では断熱解放曲線は X 軸(エントロピー)への垂線で表される. このことから Hugoniot 曲線と解放後に興味ある圧力<sup>1</sup>における  $S_{iv}$ ,  $S_{cv}$  が既知であれば, ある速度で天体衝突が起こったときに蒸発が起こるのかどうか, そして蒸発が起こるならば発生する蒸気量はレバールを用いて計算することが可能になる. このようにエントロピーを用いて整理することで, 天体衝突が起きたときに何が起こるのかを推定する際の見通しがよくなる. この理論的枠組は Ahrens and O'Keefe (1972) [9] によって提案され広く用いられている [e.g., 3, 4, 6-9]. 以下本稿では「エントロピー法」と呼ぶ.

ここでエントロピー法を用いるために必要なデータ, すなわち衝撃圧縮時に増加するエントロピー, そして解放後のエントロピーについて解説する. エントロピーは直接計測できる物理量ではないので, 実験データを用いて適当な熱力学的演算を行う必要がある. まず衝撃圧縮実験で得られた種々のデータを用いて  $S$ - $P$  平面上で Hugoniot 曲線を計算する手順について述べる. 原理的には熱力学第一, 第二法則の定義に従ってエントロピーの変化量

1. 多くの場合, 1気圧が参照値として用いられる.

$$dS = \frac{dE}{T} + \frac{P_{th}}{T} dV \quad (1)$$

を Hugoniot 曲線上の圧力まで積分すればよい(以下、エントロピー積分と呼ぶ)。ここで  $E$ ,  $T$ ,  $P_{th}$ ,  $V$  はそれぞれ内部エネルギー、温度、熱圧力、比体積である。エントロピーは状態量であるため、積分経路は自由に決めてよいが、経路に沿って上記の物理量が既知であることが求められる。過去の一段式火薬銃 [e.g., 10], 二段式軽ガス銃 [e.g., 11], 高強度レーザー [e.g., 12], 核爆発 [e.g., 13] などを用いた実験によって地球科学的に興味のある物質の圧力  $P$ , 比体積  $V$ , 内部エネルギー  $E$  空間上での Hugoniot 曲線は得られている場合が多い [e.g., 13, 14]。そこで積分経路を Hugoniot 曲線にとることが有効である [e.g., 7, 15-17]。よく知られているように Rankine-Hugoniot 方程式は  $P_H$ ,  $V$ ,  $E$ ,  $V_s$ ,  $u_p$  の5つの未知数と3つの式からなっており、この中の2つを計測することで他の物理量を一意に決定できる [e.g., 5]。ここで  $P_H$ ,  $V_s$ ,  $u_p$  はそれぞれ衝撃圧力、衝撃波速度、粒子速度である。 $V_s$  と  $u_p$  の間には  $V_s = C_0 + su_p$  という線型関係式<sup>2</sup>が多くの物質について成立することがわかっている。ここで  $C_0$ ,  $s$  はそれぞれバルク音速、定数である。そこで多くの場合  $V_s$  と  $u_p$  が実験的に計測され、 $C_0$  と  $s$  が報告される [e.g., 13, 14]。  $V_s$  と  $u_p$  の関係が既知になると衝撃圧縮時の比体積  $V$  を標準比体積  $V_0$  と  $V_s$  と  $u_p$  を使って書き下すことができる。従って  $V_s$  と  $u_p$  の計測は物質の圧縮率を計測したことに等価である。 $V_s > 20$  km/s というような高速度領域についても上記の線型関係式がよい精度で成立することが確かめられている [e.g., 12, 13]。エントロピー積分を実行する際に必要な  $V$ ,  $E$  についてはこのようにして求めることができる。残された問題は、 $P_H$  と  $P_{th}$  の関係、そして  $E$  と  $T$  の関係の2つである。まず  $P_H$  と  $P_{th}$  の関係について述べる。衝撃圧力  $P_H$  は内部エネルギーの変化に起因する熱圧力  $P_{th}$  (Thermal pressure) と内部エネルギーに依存しない“冷たい”圧力  $P_C$  (Cold pressure) の和

$$P_H(V, E) = P_{th}(V, E) + P_C(V) \quad (2)$$

で表される。(1)式中の圧力は熱力学の定義から内部エネルギーの変化によって生じる圧力、すなわち熱圧力である。従ってエントロピー積分を実行する際には熱圧力  $P_{th}$  が既知である必要がある。前述したように

衝撃実験で  $C_0$ ,  $s$  を決めると衝撃圧力  $P_H$  は一意に定まる。しかし  $P_{th}$  と  $P_C$  を独立に決定することはできない。熱圧力  $P_{th}$  を推定するために Mie-Grüneisen EOS が頻繁に用いられる<sup>3</sup>。物質の熱・弾性情報を全て内包した体積  $V$  の関数である Grüneisen parameter  $\Gamma(V)$  を用いることで熱圧力は  $P_{th} = \Gamma E/V$  と表される<sup>4</sup>。任意の体積における  $\Gamma$  の値が既知であれば Mie-Grüneisen EOS を用いて衝撃圧縮状態における熱圧力を計算できる<sup>5</sup>。続いて  $E$  と  $T$  の関係、つまり比熱について述べよう。エントロピー積分を行う際には Hugoniot 曲線に沿って比熱が既知である必要がある。衝撃温度計測は熱力学的には物質の比熱を計測することと等価である。従って衝撃温度データが報告されていれば、実験データを用いてエントロピー積分を実行することができる。残念なことに衝撃温度計測は不透明試料に対しては正確な計測が困難であることから十分なデータが存在しない場合が多くある。この場合は比熱を固体比熱の高温極限である Dulong-Petit の値 ( $C_v = 3nR/\mu$ , ここで  $C_v$ ,  $n$ ,  $R$ ,  $\mu$  はそれぞれ定積比熱、物質を構成する原子数、気体定数、平均分子量) で一定であると仮定することが多い。この手法で計算した衝撃温度とエントロピーは過去に一段式火薬銃、二段式軽ガス銃を用いた衝撃圧縮実験で得られたデータをよく再現する [17]。ただし、Grüneisen parameter の体積依存性や比熱に仮定が含まれ、計算結果がその仮定に依存することには注意が必要である。また珪酸塩に対する  $>10$  km/s の衝突の際には熔融、解離、電離といった内部自由度を持つ比熱がエントロピー上昇に与える影響を無視できないことも注意しておこう。これについては後ほど 3.2 節で議論する。10 km/s 以上の天体衝突の帰結を調べるためにはやはり衝撃温度を実測することが必要である。ここでは Hugoniot 曲線を積分経路にとる方法を紹介したが、物質によって

2. この関係式は Hugoniot 曲線上で  $P$ - $V$ - $E$  の関係を与える。すなわち Hugoniot 曲線上でのみ成立する状態方程式である [e.g., 5]。
3. Cold pressure を推定する場合には Birch-Murnaghan EOS や Vinet EOS が用いられることが多い [e.g., 18]。
4. これは理想気体の状態方程式と同じ形式である。Grüneisen parameter は気相における比熱比に対応する変数と言える。比熱比は気相の膨張時の内部エネルギーから運動エネルギーへの変換効率を支配する変数である。
5. 多くの場合 Grüneisen parameter の体積依存性は既知でなく、経験的仮定 [e.g., 18] を用いて計算を進めることが多いことを注意しておこう。実験的に計測することは不可能ではない [e.g., 19] が、試料の準備と測定の問題からデータが限られる。Grüneisen parameter の体積依存性については [20] に詳しい。

は異なる経路をとったほうが精度のよい熱力学データが揃っていることもあるようである[7]。特に物質強度の影響が無視できないような低圧条件でのHugoniot計測データの中には後に改訂された例[e.g., 21]もあり、データの吟味が重要である。

次に気液相境界について述べる。原理的には液相と気相が持つGibbs free energyを比較することで相境界を決定することができる。珪酸塩鉱物の蒸発を取り扱う際の困難は純金属が蒸発する場合と異なり、気相化学種が複数現れることであろう。この場合は鉱物組成から現れ得る気相化学種を予め予測した上で熱力学データベース[e.g., 22]をもとに気相での平衡組成を求め、その混合Gibbs free energyを用いる必要がある。理想気体の状態方程式が適用可能な低圧条件(大気圧程度)であれば、熱力学データが豊富に存在する上に混合Gibbs free energyを計算することができるので、上記の計算は比較的簡単に実行できる。このようにして計算された1気圧における各種鉱物の蒸発開始、完全蒸発エントロピー  $S_{iv}$ 、 $S_{cv}$  は例えば[9]に示されている。これらのデータと前段落で述べた衝撃圧縮状態のエントロピーが用意できれば、ある衝突速度の天体衝突が起きた後に1気圧まで断熱膨張した状態の蒸発率や、化学平衡組成を求めることができる。

### 3. 個々の天体衝突後の蒸発と化学反応

#### 3.1 炭酸塩岩を用いたエントロピー法の実証実験

前章で紹介したように衝撃蒸発現象を熱力学的に記述する枠組はよくできているように思われる。しかし、エントロピー法による予測値と実験結果が矛盾するケースが報告されていたことを紹介しよう。炭酸塩岩の衝撃脱ガス( $\text{CaCO}_3 \rightarrow \text{CaO} + \text{CO}_2$ )を起こす衝撃圧力の閾値  $P_{id}$  である。標準状態にある試料が一回の衝撃波の通過で衝撃圧縮状態に達した場合のエントロピーは前章で述べた計算によって一意に定まるため、 $P_{id}$  の矛盾はエントロピー法の妥当性に警鐘をならすものである。一般に蒸発(vaporization)と脱ガス(devolatilization)は区別して表現されるが、熱力学的には両者は同様に扱える。実験を行うと20 GPa程度の衝撃圧力で脱ガスを開始する[23, 24]という報告があるのに対し、エントロピー法の予測は55 GPaを超え

る衝撃圧力を受けなければ脱ガスを起こさない[25]。この矛盾はよく知られていたが、先行研究の実験結果、理論推定値の双方に問題点[26]があり、2011年の時点では未解決のままであった。過去の衝突実験の問題点はその多くが閉鎖系衝突実験であったこと、数少ない開放系衝突実験の報告もS/Nが低いことである。開放系衝突と閉鎖系衝突の違いについては「地球化学」誌の総説[27]にまとめたのでそちらをご参照頂きたい。理論推定値の問題点は使用するEOSによって  $P_{id}$  が33-70 GPaと大きく変動[e.g., 25, 28-30]し、EOSの信頼性に強く依存することであった。上述の  $P_{id} = 55$  GPaは、EOSの中でも2016年現在もっとも信頼されている炭酸塩のANEOS(ANalytical Equations Of State)[31]による計算値である。この状況を踏まえて筆者らの研究グループはエントロピー法の妥当性を検証することを目的に炭酸塩岩を用いた衝突実験を計画した。方針は開放系かつ高精度で炭酸塩岩からの衝撃脱ガスを計測して実験データの決定版を出し、理論推定値と比較することである。

開放系における衝撃蒸発/脱ガス計測の非常に先駆的な取り組みにSugi et al. (1998) [32]がある。彼らは弾丸加速時にガスを用いない電磁銃を使って、水氷への低速衝突実験(< 0.4 km/s)を実施した。衝突が起こる実験チャンバに四重極質量分析計を連結し、発生した水蒸気の高精度定量計測も可能にしていた。優れた実験系であるが、達成可能な弾丸速度が低く、そのままでは炭酸塩岩の衝撃脱ガスを調べることはできなかった。そこで筆者らはこの技術を宇宙科学研究所の2段式水素ガス銃の実験系に拡張することを試みた。2段式水素ガス銃は標準状態にある“冷たい”任意の組成、サイズの弾丸を~9 km/sまで加速できる理想的な加速器の一つである。この弾丸速度は主要堆積岩からの衝撃脱ガスや水氷の衝撃蒸発を調べるには十分である。しかし、衝撃脱ガス量計測や衝撃発生蒸気の化学組成計測を行おうとすると、弾丸加速に用いる火薬燃焼ガスや水素ガスが実験チャンバ内に侵入し、化学汚染を引き起こしてしまうという致命的な弱点があった。筆者らは2段式水素ガス銃につきまとうこの弱点を克服することができれば、惑星科学的に興味ある物質の衝突誘起相変化・化学反応の理解が飛躍的に深まるという展望を抱き、2011年頃からこの問題に取り組んだ。

我々は実験チャンバへの化学汚染ガスの混入を極力

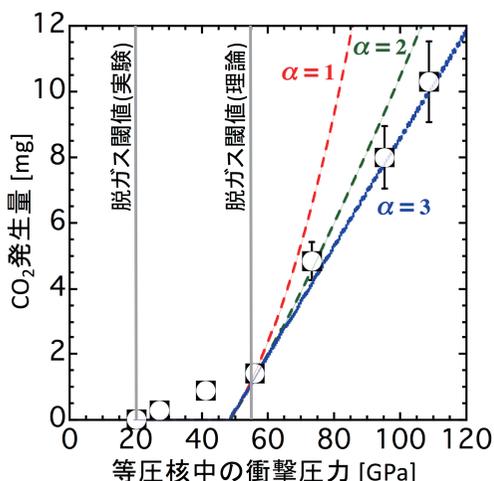


図2：炭酸塩岩の開放系衝突脱ガス実験結果。1次元インピーダンスマッチング法を使って計算した衝突直下点の衝撃圧力を横軸にとっている。弾丸に用いたアルミナと炭酸塩岩のHugoniotデータには文献[5, 14]にまとめられた値を使用した。Kurosawa et al. (2012)[4]のFig.10を改変。

防ぐため、2段式水素ガス銃の実験系に2つの工夫を施した。1つは小型実験チャンバ(~40 L)の上流側に汚染ガス拡散用の巨大ガス溜め(~2000 L)をとりつけたこと、2つ目は極薄プラスチックフィルム(12  $\mu\text{m}$ 厚)で実験チャンバと巨大ガス溜めを含む2段式水素ガス銃の真空ラインを分離した上で、実験チャンバ内を若干陽圧にしたことである。弾丸は極薄フィルムを容易に貫通し標的に衝突するが、巨大ガス溜めへ拡散して薄くなった汚染ガスは実験チャンバに侵入できないという仕組みである。実験手順、条件、データ解析の詳細についてはKurosawa et al. (2012) [4]をご参照頂きたい。図2に衝撃圧力に対するCO<sub>2</sub>の発生量を示す。ここでの衝撃圧力は衝突直下点で達成される最大圧力である。過去の実験研究と理論研究の脱ガス閾値を2つの縦線で示している。過去の実験研究と同様に~20 GPaの衝撃圧力で有意な脱ガスを検出したが、 $P_{\text{id}}$ の理論推定値である~50 GPaを境にして脱ガス量の傾向が変化し、効率よく脱ガスを起こすことを見出した。続いてエントロピー法を用いて実験条件における脱ガス量の推定値を求めた。ここでは単純に自己相似的な衝撃波伝播を仮定し、衝撃圧力減衰指数 $\alpha$ をパラメータとした。実験チャンバの雰囲気圧力(2700 Pa)における脱ガス開始と完全脱ガスエントロピーはCa:C:O = 1:1:3の元素組成における化学平衡計算か

ら求めた。計算値は図2中に異なる $\alpha$ に対して3本の点線で示した。 $\alpha = 2-3$ を用いると $P > 50$  GPaで実験結果を概ね再現できていることがわかる。この衝撃圧力減衰指数の値は相変化を伴うような強い衝撃波伝播のときには妥当とされる値である[5]。 $P < P_{\text{id}}$ でも有意な脱ガスを検出しているが、これはシアバンドへのエネルギーの局所的な集中や、低衝撃圧条件で強度が効くときに引き起こされる粘性加熱などに起因すると推定される。前者の局所的なエネルギー集中は過去の2段式水素ガス銃を用いた平板衝突実験時の自発光観測結果[33]と調和的である。後者の過程は最近筆者らが行っているiSALEを用いた数値実験で観察されており、その影響は現在検討中[34]である。いずれにしてもこれらの過程による脱ガス効率は低く、 $P > P_{\text{id}}$ で系全体が一樣に加熱され、大規模な脱ガスが引き起こされるようである。 $P > P_{\text{id}}$ における実験結果と計算値の一致はエントロピー法の妥当性を実証的に示したはじめての例といえよう。

### 3.2 珪酸塩鉱物の熱力学データ

前節の実験からエントロピー法の枠組は妥当でありそうなることが確かめられた。すなわち珪酸塩鉱物に対して衝突時のエントロピー増加量とS-P平面上の気液相境界の形状が分かれば、天体衝突の帰結を定量的に推定することができると期待できる。ところが、2段式水素ガス銃は珪酸塩鉱物の衝撃蒸発現象を調べるには力不足であると言わざるを得ない。これは装置を壊さずに達成可能な弾丸速度が8-9 km/sであり<sup>6</sup>、珪酸塩鉱物を大規模に蒸発させることができないからである。このため>10 km/sの天体衝突が作りだす>200 GPaの極限状態については長らく未踏領域であり、衝突時のエントロピー増加量については既存のデータの外挿で推定されているのみであった。この状況は2000年以降に基礎科学研究にまで解放されるようになった超高強度レーザーの登場によって打破された。日本では大阪大学レーザーエネルギー学研究室に設置されていた「激光XII号」が2006年以降に全国

6. 2段式水素ガス銃は火薬で断熱圧縮した高温高压の水素で弾丸を加速する装置である。弾丸の到達速度の上限は高温水素ガスの音速に比熱比で決まる定数を掛けた値になり、断熱圧縮条件によっては>10 km/sになる。一発のショットで装置を壊す覚悟と予算があれば、原理的には>10 km/sの加速も可能である。

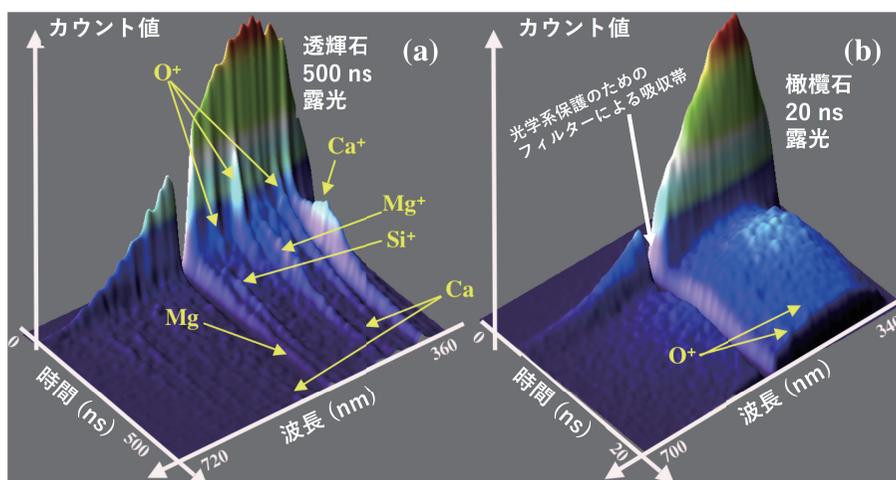


図3：大阪大学レーザーエネルギー学研究中心で行った珪酸塩鉱物の衝撃蒸発実験で得られた時間分解発光スペクトルの例。ここではカウント値そのものを示しており、感度較正を行っていないことを注意しておく。(a)透輝石試料。掃引時間は500 ns。灰色放射の連続光に続いて、種々の発光輝線が現れている。発光輝線ごとに異なる強度進化をしていることがわかる。Kurosawa et al.(2012)[37]のFig. 2を改変。(b)橄欖石試料。掃引時間は20 ns。試料中を伝播していく衝撃波を時間分解して観測できている。試料中を衝撃波が伝播していく段階ではなめらかな連続光が観察されている。従って放射率が既知であれば、輝度温度を計測できる。実際の温度計測はバンドパスフィルターを装着した別の計測器で空間分解して行われることが多い。ある時刻で試料裏面に衝撃波が到達し、発光強度が急激に現象する。これはShock breakoutと呼ばれている。

共同利用施設になった。高強度レーザーを標的に照射すると標的の表面が超高温・高圧のプラズマが発生し、急激に膨張する。その反作用によって標的は2段階水素ガス銃では達成不可能な粒子速度まで加速される。日本では門野敏彦氏を中心とする研究グループが世界に先駆けてこの技術を惑星科学研究に応用し成果をあげている[35-42]。その中で筆者は博士論文研究の一環として珪酸塩鉱物の衝撃蒸発実験に取り組んだ。高強度レーザーを珪酸塩鉱物に照射すると最大で~1000 GPa、珪酸塩鉱物同士の~30 km/s衝突で達成される衝撃圧力を達成することができる[e.g., 43]。この実験の内容についてはすでに遊星人に報告している[44]ので詳細はそちらに譲り、ここでは結果を簡単に紹介する。図3に高強度レーザーの照射によって衝撃圧縮された珪酸塩鉱物の可視光領域における時間分解発光スペクトルを示す。衝撃波が珪酸塩鉱物試料中に伝播すると灰色放射の連続スペクトルが観測されている。従って放射率を別途計測することによって衝撃圧縮時の輝度温度を計測できる。衝撃波が試料背面に達すると超臨界状態にある珪酸塩プラズマが真空中に膨張する。その過程で種々の発光輝線が観測されている。発光輝

線は気相から放たれるものなので、この結果は素性のわかった衝撃波を作用させたときに、>300 GPaの衝撃圧縮後の断熱膨張中に珪酸塩鉱物が蒸発したことを明確に示した例である。筆者らの研究グループの主要な結果は(1)発光分光計測によって珪酸塩鉱物(Quartz, Diopside, Forsterite)が~300 GPaの衝撃圧力を受けると確かに蒸発を起こすことを実証したこと[36-38]、(2)時間分解発光分光計測によって衝撃圧縮を受けた珪酸塩プラズマの時間変化を詳細に観察し、種々の発光輝線の強度進化からエネルギー分配過程において電子が電離吸熱、再結合発熱を介して一つのエネルギー貯蔵庫として振る舞い比熱に寄与する可能性が高いことを提案したことである[37]。また衝撃圧縮状態にある珪酸塩鉱物の自前のデータと近年報告されていた文献値を用いて>200 GPaの石英、透輝石のS-P Hugoniot曲線を計算した結果、現在のところ惑星科学分野で最頻出EOSであるM-ANEOSは、>200 GPaの衝撃圧縮で上昇するエントロピーを系統的に過小評価していることを指摘している[38]。このことは珪酸塩鉱物が従来想定されてきたよりも衝撃に弱く、分解し易いことを意味している。M-ANEOSの開発グ

Table1：高強度レーザーあるいはZ-machineを用いて得られた珪酸塩鉱物の熱力学データ。ここで $u_p$ - $V_s$ 、 $P$ - $T$ はそれぞれ圧縮率計測、比熱計測を意味し、ここではそれぞれについて計測された粒子速度、衝撃圧力範囲を示す。

鉱物名	$u_p$ - $V_s$	$P$ - $T$	参考文献
石英(SiO <sub>2</sub> )	4 - 20 km/s	70 - 1000 GPa	[46, 48]
頑火輝石(MgSiO <sub>3</sub> )	9 - 13 km/s	190 - 450 GPa	[49]
橄欖石(Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> )	6 - 13 km/s	270 - 970 GPa	[43, 50]
酸化マグネシウム(MgO)	6 - 14 km/s	180 - 950 GPa	[47, 51]

ループはこういった近年の発見を受けM-ANEOSの改訂に着手しているようである[45]。この結果が持つ惑星科学的な意義については5章で触れることにする。

本章の最後に珪酸塩鉱物についての熱力学データについて近年の結果を紹介しておこう。2009年以降は米国のSandia National Laboratoryに設置されているZ-machineが基礎科学研究に解放され、利用されはじめている[8, 46, 47]。Z-machineは電磁力で金属の平板飛翔体を~40 km/sまで加速し、標的に衝突させることができる装置である。大規模施設のため今のところ衝撃温度計測のための機器が導入されていないようであるが、~2000 GPaまでの $P$ - $V$ - $E$  Hugoniot曲線の高精度のデータが得られている。Table 1に高強度レーザー、もしくはZ-machineを用いて珪酸塩鉱物について得られたデータ[12, 43, 46-51]をまとめておこう。筆者らの研究グループは幅広い $P$ - $T$ 領域で連続的な衝撃温度データを取得することを目指し、高強度レーザーを用いた橄欖石の衝撃圧縮実験を実施した。現在データ解析中である。今のところマグネシウム珪酸塩のデータに限られている理由は、光学計測の都合上試料が可視光領域で透明である必要があり、現在の計測手法は不透明な鉄珪酸塩にはそのまま適用できないためである。このため不透明試料にも適用可能なX線トムソン散乱を利用した衝撃温度計測手法が登場し始めている[52]。続いて気液相境界、つまり $S_{lv}$ 、 $S_{cv}$ のデータについて述べよう。2章で述べたように大気圧より低圧条件では既存のデータを用いた熱力学平衡計算によって $S_{lv}$ 、 $S_{cv}$ を計算できる。近年では第一原理分子動力学計算によって臨界点近傍における珪酸塩プラズマの熱力学データを計算する試みが行われ始めているようである[53]。これが実現されるとLiquid-vapor domeの形状をより精確に決定できるようになるだろう。今後の進展に期待したい。

### 3.3 衝突化学

3.1., 3.2節でエントロピー法の理論的枠組みは確からしいことと、近年の実験、計算技術の向上によって珪酸塩鉱物についての熱力学データが充実しつつあることを述べてきた。本節ではこれらを元にして衝突時に合成され環境に放出される化学種の推定方法について述べる。この方法はOhno et al. (2004) [54], Ishibashi et al. (2013) [55]によって確立されてきたものである。

最初に>10 km/sの衝突で引き起こされる化学反応を研究する上での基本方針を述べる。図1でみたように>10 km/sで天体衝突が起こった際に達成される温度圧力は一般的に物質の臨界点を超える。従って衝突直後には衝突天体が超臨界流体化する。減圧中にLiquid-vapor domeを横切るところで、超臨界流体から気相と液相が分離し2相以上が入り交じる“衝突蒸気雲”が形成される。珪酸塩鉱物の臨界点の温度は5000-15000 Kと推定されており[3, 9]、この段階では化学反応が速やかに進行し、化学平衡に達するだろう。蒸気雲内の温度が高く、化学反応速度が十分に速い間は断熱膨張に伴う減温減圧に追従して化学平衡組成が変化していくと予想される。更なる降温に伴って化学反応速度が低下し反応特徴時間が膨張特徴時間を上回ると、それ以上化学反応が進行しないことになる。これを化学凍結(クエンチ)と呼び、その時の温度は化学凍結温度と呼ばれる。典型的な天体衝突における化学凍結温度は2000-3000 K程度と推定されている[56]。従って衝突天体の化学平衡組成と、化学凍結温度が既知であれば、衝突後に環境に放出される化学種を推定できる。ある温度で全ての化学反応が停止するという仮定が置かれる場合が多い。これは“Freeze-out model” [57]と呼ばれ第一次近似として広く利用されている。理想気体のEOSが適用可能かつ熱力学デー

タが存在する温度条件(多くの場合<6000 K)であれば, Gibbs free energy 最小化法を用いて各温度圧力における化学平衡組成を計算することができる. このとき系全体の混合エントロピーも得られる. 衝撃圧縮時の温度圧力に対して相対的に低温低圧の $P$ - $T$ 領域で絨毯爆撃的に計算を実施すると $P$ - $T$ - $S$ の格子点が得られることになる. それぞれの格子点上のエントロピーと衝撃圧縮時のエントロピーを対応させることで, 格子点のそれぞれが何km/sの衝突後に辿る温度圧力になっているのかわかる, ということになる. 図4にこのように計算した衝突天体の $P$ - $T$ 平面における断熱解放経路を示す. この計算ではCIコンドライトの元素組成[58]を用いて化学平衡計算を行った. 参考のためHugoniot曲線と橄欖石に対応する気液相境界も示している. カラーバーはエントロピーを対応する衝突速度に換算し色分けしたものである. ここでは衝突天体物質が一樣に一次元インピーダンスマッチング法で計算される衝撃圧力を受けると仮定している. 今のところ隕石そのものを用いて>200 GPaのHugoniot曲線データを取得した例は存在しないので, 橄欖石のデータをモデル曲線として用いている. 橄欖石と実際の隕石物質の組成の違いによる影響は今後のデータの蓄積によって明らかになってくるであろう. 図5に化学凍結温度を1600 Kであると仮定した場合の化学平衡組

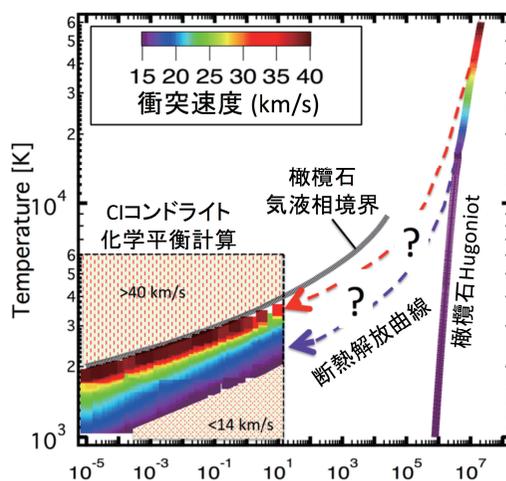


図4: 圧力-温度平面上におけるCIコンドライト様天体衝突時の断熱膨張曲線. CIコンドライトのHugoniot曲線として, 橄欖石のそれを近似的に用いた. この計算では10気圧まで理想気体のEOSが適用可能であると仮定して1000-6000 K,  $10^5$ - $10^7$  気圧の温度圧力領域で化学平衡計算を実施した. 橄欖石同士の正面衝突を仮定し, 2章に示した手順で衝突速度に対応するHugoniot曲線上のエントロピーを計算し, 化学平衡計算で得られた系の混合エントロピーと対応づけた. 参考のためM-ANEOSによる橄欖石の気液相境界も示した. 黒澤(2016)[27]のFig.8を改変.

成の衝突速度依存性を示す. 左図は主要気相成分, 右図は気相と凝縮相の間の酸素の分配を示している. こ

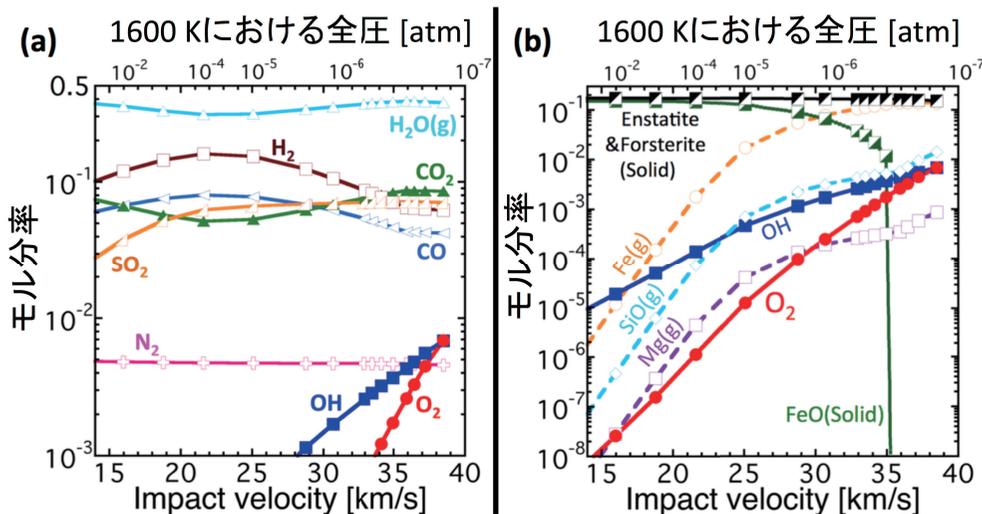


図5: 1600 KにおけるCIコンドライト組成の衝撃蒸気雲の化学平衡組成の衝突速度依存性. (a)主要気相成分, (b)酸素分配と金属ガス. 上X軸には断熱膨張経路で1600 Kに対応する系の全圧を示した. 自由分子流領域(<  $10^6$  気圧)でも化学平衡に達するまで化学反応が進行すると仮定していることを注意しておこう. 現実的にはより高温で化学凍結を起こすと考えられる. 黒澤(2016)[27]のFig.9を改変.

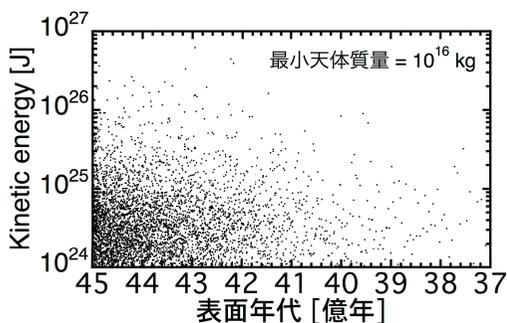


図6：確率論的重爆撃モデルの計算出力の一例。原始地球への天体衝突を想定している。個々の点が一つの衝突イベントで持ち込まれる運動エネルギーに対応している。

のようにエントロピー法の枠組で必要なデータが揃えば、最終的に発生する蒸気量やその組成まで定量的に推定することができる。図5の結果については5章で再度議論することにして。

ここで紹介した衝突蒸気雲中で生成される化学種の推定法は、(1)生成され得る化学種を予め予測していること、(2)ある化学凍結温度で全ての化学反応が停止すると仮定していること、などいくつかの仮定をおいていることには注意が必要である。注目している化学種については実験との比較を通じて、その都度その信頼性を検討する必要があると考えている。3.1.章で紹介した開放系気相化学分析技術は生成化学種の定量分析にそのまま活用可能である。現在、千葉工業大学惑星探査研究センターの高速衝突実験施設で、宇宙科学研究所に設置したものと同様の実験系を構築中である。彗星の衝突や水衛星表面での衝突化学にも拡張できるように標的の冷却システムを新規に製作した[59]。また数値衝突計算コードiSALE[60-62]の導入によって、室内衝突実験で得られた結果を物理的に解釈するための体制づくりも行っている。今後は衝突実験と数値実験を相補的に行い衝突化学の理解を深めていく予定である。

## 4. 天体重爆撃

3章では単発の天体衝突現象について解説した。本章ではその知見を天体重爆撃期の惑星表層の理解に向けてどのように活かしていくか、について述べていく。

1995年の系外惑星の発見[63]や、2005年のNice

modelの登場[e.g., 64]以来、太陽系のガス惑星の軌道がその誕生から現在に至るまで一定であったという制約がなくなり、様々なガス惑星の軌道進化モデル[e.g., 64-66]が提案された。これらの研究の進展が引き金となり、1970年から議論されてきた地球-月系の天体重爆撃についてようやく破綻のない衝突頻度モデル“A sawtooth-like timeline” [67]が提案された。また2000年以降、衝突天体群のサイズ分布[68, 69]、衝突速度分布[2, 66]、衝突総質量[e.g., 1, 70, 71]についても新しい制約が次々に得られている。天体重爆撃の理解に関する近年の進展に関しては[27]の総説にまとめたので、そちらもご覧頂たい。

天体重爆撃の天体群の素性が具体化してきたことによって、モンテカルロ法を用いて、天体群のサイズ/衝突速度/衝突角度分布から天体を一つずつ選び出し、衝突総質量に達するまで計算を続けるような確率論的重爆撃モデルを作ることの意義がでてきた、と筆者は考えている。図6にこのモデルのテスト計算例を示す。個々の点が一回の天体衝突イベントに対応し、衝突天体が持ち込む運動エネルギーを示している。このモデルの最大の長所は個々の計算点では衝突天体サイズ、衝突速度、衝突角度といった衝突条件が既知であるため、室内衝突実験や数値衝突計算から得られた新たな知見を簡単にモデルに組み込むことができるところである。

モデルの試用のために衝突掘削の物理をモデルに実装し、原始金星への天体重爆撃で発生する衝突放出物の総量を計算した。原始金星は集積時に現在の地球海洋質量程度の水を獲得したと考えられている。それに対して、現在の金星表層は極度に乾燥している。この問題に対して、金星は太陽に近いので海洋を形成せずに水蒸気大気をまとっている、水蒸気大気は光化学的に不安定なので、水素と酸素に分解して流体力学的散逸によって宇宙空間へ失われた、という説明がなされてきた。実際には水素は散逸できるが、金星サイズの惑星から240気圧相当の酸素を取り除く機構は未解明であった。計算の結果、酸化反応によって余剰酸素を取り除くのに十分な量の細粒岩石が放出されることがわかった。この研究の背景、モデルの詳細についてはKurosawa (2015) [72]を参照されたい。この機構は金星と地球の表層水の相の違い(水蒸気大気 or 海洋)が天体重爆撃に対する表層環境の応答を変化させ、表層

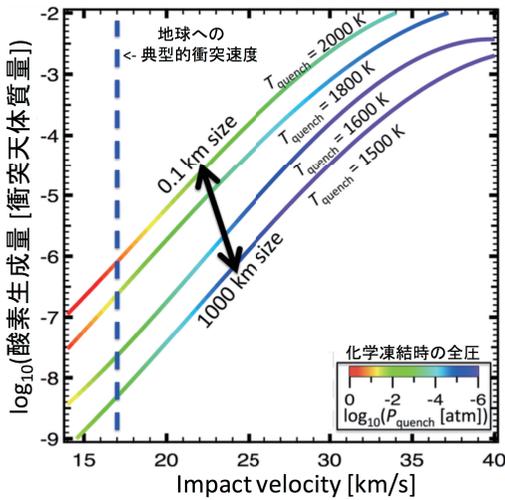


図7：CIコンドライト様天体衝突時の酸素生成量の衝突速度依存性。先行研究で提案された衝突天体サイズと化学凍結温度の関係式をそのまま適用した衝突天体サイズ依存性も示している。黒澤(2016)[27]のFig.10を改変。

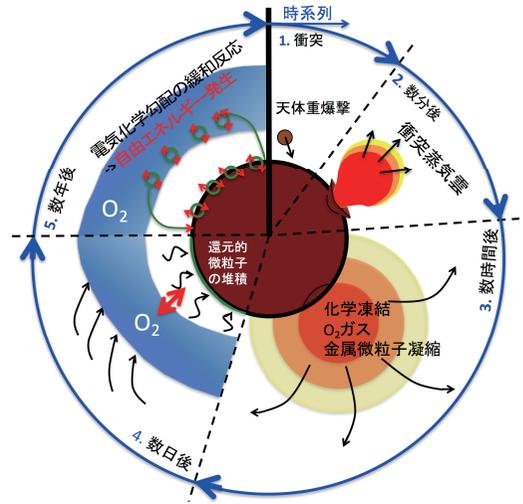


図8：衝突誘起電気化学勾配の概念図。

環境の劇的な違いを生じる原因となった可能性があることを示している。今後は衝突実験と数値衝突計算を相補的に駆使して衝突素過程の理解を深め、特に「地質に証拠を残す過程」に注目してモデルに実装していく予定である。

## 5. 天体重爆撃期の太陽系惑星/衛星/小惑星の表層環境の理解に向けて

本章ではここまで紹介してきた知見からどのように初期太陽系天体の表層環境を探っていくかの方針を示し、予察的な結果[73]を紹介する。衝突現象の帰結は衝突速度やサイズといった衝突条件に依存する。そして衝突条件は太陽系天体の軌道進化と密接に関連している。ある衝突史を与えた場合に前章で述べたモンテカルロ計算を複数回行うことで地質に影響を残すような衝突の発生確率を得ることができる。地球上の地質試料、惑星探査によるリモセンデータ、隕石試料、天体からの回収試料(月、イトカワなど)との比較を通じて、45-35億年前の太陽系の姿を解き明かすためのこれまでになかった制約を与えることができるようになって期待している。その計算出力として同時に天体重爆撃が及ぼす惑星表層への物理的・化学的影響も得られる。例えば環境に放出される気相化学種、前章でみたような衝突放出物量などである。統計的に尤もらし

い衝突史が決まった場合の初期惑星/衛星/小天体の表層環境も同時に決めることを目指してモデルの拡充を実施していく予定である。

本稿の最後にこのような検討の一例として原始地球へのCIコンドライトの衝突後の環境応答と地質に残り得る証拠について述べる。4章で紹介した近年の軌道進化モデル[66, 67]は、ガス惑星の移動に伴って地球と月への衝突速度の中間値が~2倍に上昇することを予見している。図5に戻ってCIコンドライトの衝突後の生成物へ衝突速度の上昇が及ぼす影響をみてみよう。衝突速度が上昇すると珪酸塩鉱物が分解し、強酸化的なガス(O<sub>2</sub>, OH)と強還元的ガス(Fe, Mg, SiO)が同時に生成されていることがわかる。これまでCIコンドライトの衝突時の炭素の行方に注目した研究は実験的にも理論的にも行われてきたが、~50 mol%に迫る酸素の行方についての検討例は少なかった。これは衝突時に珪酸塩が分解したとしても、断熱膨張中に再度珪酸塩として凝縮すると仮定されてきた[e.g., 74]ためである。今回の筆者らの計算結果は高速度衝突時にはこの仮定が成立せず、珪酸塩が分解して気相へ放出され得るということを示唆している。レーザー照射実験ではこうして放出された酸素が衝突天体に含まれる炭素を酸化することが示されている[55]。図7に衝突天体質量で規格化した酸素生成量の衝突速

度依存性を示す。先行研究で提案された化学凍結温度の衝突天体サイズ依存性[75]を用いて酸素生成量の衝突天体サイズ依存性も同時に示している。もし41億年前を境にして衝突速度が2倍になるという予測が正しいければ、生成される酸素量は~3桁ほど上昇することになる。化学凍結後の衝突蒸気雲がどのように環境に放出されるか?には更なる検討が必要であるが、ここでは凍結時の組成を保ったまま初期地球大気に放出されることを考えてみよう。大気のスケールハイトよりも大きい天体の衝突時には蒸気雲は宇宙空間へ断熱膨張し、十分に希薄になった後に地球大気に全球的に再供給されると考えられるので、比較的大規模(直径>10 km)の天体衝突時にはもっともらしい仮定であると思われる。珪酸塩の分解によって生じた強還元ガス(Fe, Mg, SiO)は上層地球大気と混合して圧力を受けると凝縮し、強還元微粒子として大気中を沈降していくと予想される。それに対し、強酸化ガス(O<sub>2</sub>, OH)はそのまま大気中にとどまるであろう。このような状況では酸化還元の電位化学勾配による還元強制力が働き、環境中で徐々に元の珪酸塩に戻っていくだろう。このときに化学ポテンシャルの差分だけ自由エネルギーを環境中に放出すると期待される。我々はこれを「衝突誘起電気化学勾配」と名付け、検討を進めているところである。概念図を図8に示す。頻発する天体衝突が無機物である珪酸塩を分解し、地球上の分子化学進化を語る上で絶対不可欠な自由エネルギー[e.g., 76]を供給し得るとするのはこれまでに見落とされていた視点である。レーザー衝撃実験から見出された造岩鉱物が従来考えられてきたよりも衝撃に弱いという衝突物理の最新の知見が、冥王代地球表層環境研究に新たな展開をもたらし得ると例になるのではないかと期待している。我々は天体衝突で発生する酸素に注目したが、同時に発生するはずの強還元的成分についても注目され始めている。例えば微小隕石の超高速衝突が起きた場合でも鉄蒸気が発生する。この鉄蒸気が周辺岩石の表面で強制的に冷却され凝縮したものが宇宙風化を引き起こす鉄ナノ微粒子の起源であるとする指摘もある[77]。この過程は“Impact reduction”と呼ばれている[78]。

前段落で述べた天体衝突による過渡的酸素大気形成仮説は地質分析から検証できる可能性がある。例えば原始地球では地質試料中の硫黄の非質量依存型同位体

異常(MIF-S)が22-23億年前に消失している[e.g., 79]。これは地球史における酸素分圧の上昇とリンクしており、酸素分子が光化学反応ネットワークを壊すことによってMIF-Sが起こらなくなったと考えられている。硫黄の光化学反応ネットワークは大気中の酸素の混合率が10 ppmを超える程度で乱されると推定されている[80]。比較的規模の大きい一発の天体衝突で達成できる酸素分圧である。23億年以前の大規模衝突起源(例えばSpherule beds [e.g., 81])の地層中のMIF-Sの消失を検出できれば、超高速衝突による全球的な環境変動を実証できるのかもしれない。また火星隕石ALH84001中の炭酸塩の酸素同位体分析結果は41億年前の火星にはオゾン層があったことを示唆する[82]。最近Curiosityが発見した表層のマンガン酸化物は火星が過去に強酸化的な大気を持っていた証拠と考えられている[83]。今後はこれらの火星地質試料と天体衝突現象の関連も調べていく予定である。

## 6. まとめ

本稿では衝突蒸発現象を熱力学的に記述する枠組を紹介した。筆者らは2段式水素ガス銃を用いた開放系気相化学分析技術を確立し、代表的な堆積岩である炭酸塩岩について、この方法で脱ガス量を定量的に推定可能であることを確かめた。2000年以降に基礎科学研究に解放された高強度レーザーやZ-machineによってこの枠組で造岩鉱物の衝突蒸発を扱うための熱力学データがそろいつつある。時を同じくして、惑星形成理論の発展から地球-月系への天体重爆撃について破綻のないモデルが提案された。このような2000年以降に得られた衝突物理・化学、高圧物性物理、惑星形成理論の進展によって、天体衝突現象の帰結を「探針」のように用いて太陽系初期10億年の惑星表層進化を実証的に探ることができる時代になってきたと筆者は考えている。今後は室内衝撃実験と数値衝突計算を相補的に用いて、過去の惑星/衛星/小天体の表層環境を還元していく研究を展開していく予定である。

## 謝辞

本稿は日本惑星科学会2015年度最優秀研究者賞受賞記念論文として執筆させて頂きました。私に高速度

衝突現象の面白さとその比較惑星学における重要性を教えて下さった大学院生時代の指導教員である杉田精司先生に心より感謝致します。ここで紹介した研究は多くの方々との共同研究で得られたものです。この場をお借りして御礼申し上げます。学生時代に研究の「いろは」をご指導頂いた門野敏彦、石橋高、大野宗祐、関根康人、千秋博紀、和田浩二、石丸亮、吉越丈倫、鳥海崇、松井孝典の各氏、2段式水素ガス銃について教えて下さった長谷川直、川合伸明の両氏、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターにおける実験で多大なるご助力を頂いた弘中陽一郎、境家達弘、重森啓介、佐野孝好、尾崎典雅、関根利守の各氏、学位論文研究の中間発表で衝突研究におけるEOSの重要性についてのコメントを下された阿部豊氏、衝突研究会でいつもの確かなコメントを下された荒川政彦、中村昭子、柳澤正久の各氏、最新の研究について教えてくれ、議論に付き合ってくれた鎌田俊一、黒川宏之、桑原秀治の各氏、実験装置についての私の拙いアイデアを具体化し、いつも素晴らしい実験システムを製作して下さったADCAP Vacuum technologyの青島国広氏に御礼申し上げます。数値衝突計算コードiSALEは私の研究の幅を大きく広げてくれ、室内実験と数値実験を相補的に組み合わせた研究展開が可能になりました。iSALEの開発者であるGareth Collins, Kai Wünnemann, Boris Ivanov, H. Jay Melosh, Dirk Elbeshausenの各氏に感謝致します。丁寧な査読をしてくださった査読者の玄田英典氏に感謝致します。ここで紹介した研究は科学研究費補助金21244069, 24244071, 23840057, 25871212, 15H01067の援助を受けて行われました。また筆者は科学研究費補助金26610184の援助を受けています。

## 参考文献

- [1] Walker, R. J., 2009, *Chemie der Erde-Geochemistry* 69, 101.
- [2] Ito, T. and Malhotra, R., 2006, *Adv. Space Res.* 38, 817.
- [3] Melosh, H. J., 2007, *MAPS* 42, 2079.
- [4] Kurosawa, K. et al., 2012, *Earth Planet. Sci. Lett.* 337–338, 68.
- [5] Melosh, H. J., 1989, *Impact cratering: A geologic process*. Oxford University Press, New York.
- [6] Stewart, S. T. et al., 2008, *Geophys. Res. Lett.* 35, L23203.
- [7] Kraus, R. G. et al., 2012, *J. Geophys. Res.* 117, E09009.
- [8] Kraus, R. G. et al., 2015, *Nature Geosci.* 8, 269.
- [9] Ahrens, T. J. and O'Keefe, J. D., 1972, *The Moon* 4, 214.
- [10] Stewart, S. T. and Ahrens, T. J., 2005, *J. Geophys. Res.* 110, E03005.
- [11] Mosenfelder, J. L. et al., 2007, *J. Geophys. Res.* 112, B06208.
- [12] Hicks, D. G. et al., 2005, *Phys. Plasmas* 12, 082702.
- [13] Trunin, R. F. et al., 2001, *Experimental Data on Shock Compression and Adiabatic Expansion of Condensed Matter*, Russ. Federal Nucl. Cent., Sarov, Russia.
- [14] Marsh, S. P., 1980, *LASL Shock Hugoniot Data*. University of California Press, Berkeley, California.
- [15] 高木靖彦, 水谷仁, 1990, *惑星科学* 8, 1.
- [16] Senshu, H. et al., 2002, *J. Geophys. Res.* 107, E12, 5118.
- [17] Sugita, S. et al., 2012, *AIP Conf. Proc.* 1426, 895.
- [18] Tange, Y. et al., 2009, *J. Geophys. Res.* 114, B03208.
- [19] Asimov, P. D., 2012, *AIP Conf. Proc.* 1426, 887.
- [20] 土屋卓久, 2004, *高圧力の科学と技術* 14, 61.
- [21] Sekine, T. et al., 2008, *Earth Planets Space* 60, 999.
- [22] Chase, M. W., Jr., 1998, *NIST-JANAF Thermochemical Tables, Fourth Edition*, American Chemical Society and American Institute of Physics, Melville, New York.
- [23] Boslough, M. B. et al., 1982, *Earth Planet. Sci. Lett.* 61, 166.
- [24] Ohno, S. et al., 2008, *Geophys. Res. Lett.* 35, L13202.
- [25] Pierazzo, E. et al., 1998, *J. Geophys. Res.* 103, 28607.
- [26] Ivanov, B. A. and Deutsch, A., 2002, *Phys. Earth Planet. Int.* 129, 131.
- [27] 黒澤耕介, 2016, *地球化学* 50, 135.
- [28] Kieffer, S. W. and Simonds, C. H., 1980, *Rev. Geophys. Space Phys.* 18, 143.
- [29] Vizgirda, J. and Ahrens, T. J., 1982, *J. Geophys. Res.* 87, 4747.
- [30] Martinez, I. et al., 1995, *J. Geophys. Res.* 100, 15465.
- [31] Thompson, S. and Lauson, H., 1972, *Sandia National*

- Laboratory Rep. SC-RR-71 0714:113p.
- [32] Sugi, N. et al., 1998, *Geophys. Res. Lett.* 25, 837.
- [33] Kondo, K. and Ahrens, T. J., 1983, *Phys. Chem. Miner.* 9, 173.
- [34] 黒澤耕介, 玄田英典, 2016, 天体衝突の衝突物理の解明(XII), 神戸大学 (講演予定).
- [35] Kadono, T. et al., 2010, *J. Geophys. Res.* 115, E04003.
- [36] Kurosawa, K. et al., 2010, *Geophys. Res. Lett.* 37, L23203.
- [37] Kurosawa, K. et al., 2012, *J. Geophys. Res.* 117, E04007.
- [38] Kurosawa, K. et al., 2012, *AIP Conf. Proc.* 1426, 855.
- [39] Takasawa, S. et al., 2011, *Astrophys. J. Lett.* 733, L39.
- [40] Ohno, S. et al., 2014, *Nature GeoSci.* 7, 279.
- [41] Sakaiya, T. et al., 2014, *Earth Planet. Sci. Lett.* 392, 80.
- [42] Nagaki, K. et al., 2016, *MAPS* 51, 1153.
- [43] Sekine, T. et al., 2016, *Science Adv.* 2, e1600157.
- [44] 黒澤耕介ほか, 2010, *遊星人* 19, 332.
- [45] Collins, G. and Melosh, H. J., 2014, 45th LPSC Abst., #2664.
- [46] Knudson, M. D. and Desjarlais, M. P., 2009, *Phys. Rev. Lett.* 103, 225501.
- [47] Root, S. et al., 2015, *Phys. Rev. Lett.* 115, 198501.
- [48] Hicks, D. G. et al., 2006, *Phys. Rev. Lett.* 97, 025502.
- [49] Spaulding, D. K. et al., 2012, *Phys. Rev. Lett.* 108, 065701.
- [50] Bolis, R. M. et al., 2016, *Geophys. Res. Lett.* 43, 9475.
- [51] Miyanishi, K. et al., 2015, *Phys. Rev. E* 92, 023103.
- [52] Kritcher, A. L. et al., 2008, *Science* 322, 69.
- [53] Xiao, B. and Stixrude, L., 2016, *Goldschmidt Conf. Abst.* 3461.
- [54] Ohno, S. et al., 2004, *Earth Planet. Sci. Lett.* 218, 347.
- [55] Ishibashi, K. et al., 2013, *Earth Planets Space* 65, 811.
- [56] McKay, C. P. and Borucki, W. J., 1997, *Science* 18, 390.
- [57] Fegley, B. Jr. et al., 1986, *Nature* 319, 305.
- [58] Wasson, J. T. and Kallemeyn, W. K., 1988, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.* 325, 535.
- [59] Kurosawa, K. et al., 2016, 47th LPSC Abst., #1838.
- [60] Amsden, A. et al., 1980, Los Alamos National Laboratories Rep. LA-8095:101p.
- [61] Ivanov, B. A. et al., 1997, *Int. J. Impact Engin.* 20, 411.
- [62] Wünnemann, K. et al., 2006, *Icarus* 180, 514.
- [63] Mayor, M. and Queloz, D., 1995, *Nature* 378, 355.
- [64] Gomes, R. et al., 2005, *Nature* 435, 466.
- [65] Walsh, K. J. et al., 2011, *Nature* 475, 206.
- [66] Bottke, W. F. et al., 2012, *Nature* 485, 78.
- [67] Morbidelli, A. et al., 2012, *Earth Planet. Sci. Lett.* 355-356, 144.
- [68] Bottke, W. F. et al., 2005, *Icarus* 175, 111.
- [69] Bottke, W. F. et al., 2010, *Science* 330, 1527.
- [70] Jacobson, S. A. et al., 2014, *Nature* 508, 84.
- [71] Pahlevan, K. and Morbidelli, A., 2015, *Nature* 527, 492.
- [72] Kurosawa, K., 2015, *Earth Planet. Sci. Lett.* 429, 181.
- [73] Kurosawa, K. and Kuwahara, H., 2014, 45th LPSC Abst., #1920.
- [74] Hashimoto, G. L. et al., 2007, *J. Geophys. Res.* 112, E05010.
- [75] Gerasimov, M. V. et al., 1998, *Earth Moon Planets* 80, 209.
- [76] Kirschvink, J. L. and Weiss, B. P., 2003, *地学雑誌* 112 (翻訳: 磯崎行雄), 187.
- [77] Sheffer, A. A., 2007, PhD Thesis, University of Arizona.
- [78] Melosh, H. J., 2013, In: *Impact cratering Processes and Products* (Eds. Osinski, G. R. and Pierazzo, E.) Blackwell Publishing Ltd.
- [79] Farquhar, J. et al., 2000, *Science* 289, 756.
- [80] Pavlov, A. A. and Kasting, J. F., 2002, *Astrobiology* 2, 27.
- [81] Simonson, B. M. and Glass, B. P., 2004, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 32, 329.
- [82] Farquhar, J. et al., 1998, *Science* 280, 1580.
- [83] Lanza, N. L. et al., 2016, *Geophys. Res. Lett.* 43, 7398.