

宇宙速度衝突による珪酸塩蒸発過程のその場 時間分解発光分光観測

黒澤 耕介^{1,2*}, 門野 敏彦³, 杉田 精司¹, 重森 啓介³, 弘中 陽一郎³,
尾崎 典雅⁴, 城下 明之⁵, 長 勇一郎⁶, 境家 達弘⁷, 橘 省吾⁶, 大野 宗祐⁸,
藤岡 慎介³, Tommaso Vinci⁹, 兒玉 了祐⁴, 松井 孝典⁸

2010年10月12日受領, 2010年10月20日受理.

(要旨) 惑星形成過程末期では >10 km/sの“宇宙速度衝突”が頻繁に起こっていた. ところが, 個々の衝突で生じる珪酸塩の相変化, 蒸気内の化学反応の理解は進んでいない. 本研究では珪酸塩鉱物試料を ~ 1 TPaまで衝撃圧縮し, 圧縮直後から断熱解放までを時間分解分光計測することで, エネルギー分配過程を直接観測した. その結果, 宇宙速度衝突の場合, 電子が電離/電子再結合を介してエネルギー貯蔵庫として振る舞うことが示唆された. この電子挙動は衝突後の珪酸塩蒸発率や衝突蒸気雲の運動に影響を与える. そのため巨大衝突後の原始月円盤の初期状態や後期隕石重爆撃期の大気形成, 有機物合成過程に関する従来の理解が変化するかもしれない.

1. はじめに

アポロ計画による月の詳細探査や各種固体惑星/衛星探査の結果から, 太陽系内では衝突が普遍的に起こり, その進化に影響を与えてきたことがわかっている[e.g., 1]. 寡占的成長段階を経て形成された火星サイズの原始惑星は, その後の巨大衝突段階で, 衝突合体をくり返し, 最終的には, 地球サイズの天体と火星サイズの天体の衝突が起こることも予想され[e.g., 2], その際に放出された物質によって月が形成されたとも言われている(巨大衝突仮説)[3-5]. 原始惑星同士が衝突を繰り返して地球や金星程度の質量まで成長すると, 天体同士の衝突速度は 10 km/sを超える. 理論的には >10 km/sの衝突が起こると内惑星の主要構成要素である珪酸塩でさえも蒸発すると推定されている[6]. 珪酸塩蒸気の発生は (1)月の起源[e.g., 7], (2)衝突蒸

気雲中での生命前駆物質生成[e.g., 8], (3)原始火星の大気吹き飛ばし[e.g., 9], (4) Spherule bedの起源[e.g., 10]などの諸問題に重要な役割を果たしたと考えられている.

ところがその重要性にも関わらず, 実験的な困難のために個々の衝突で引き起こされる珪酸塩の相変化, 衝突蒸気雲中での化学反応はほとんど未解明であり, 上記の4つの過程は大きな不定性を含んでいる. これは天体衝突で達成される極限状況($>10^2$ GPa, $>10^4$ K)における珪酸塩の状態方程式が大きな不定性を持っていることが原因である[e.g., 11]. 状態方程式は衝突天体の運動エネルギーの分配過程を支配し, 衝突後の蒸発率や流体運動を決定する. この研究の遅れは, >10 km/sの衝突に相当するような衝撃圧縮を室内実験で再現することが困難であったために実証的な研究がほとんど行われてこなかったことによる. 核爆発, レールガン, 3段式軽ガス銃など >10 km/sの衝突に相当する, あるいはそれ以上の速度を持つ衝撃波を発生させる手法は存在するが, 物理量計測に十分な圧縮領域(>0.1 mm)を作り出せない, 運転コストや環境負荷が大きすぎるといった問題点があった. この状況は近年発達してきた大型レーザーを用いた実験によって大幅に変わりつつある. ~ 1 kJを超えるレーザーで

1. 東京大学大学院 新領域創成科学研究科
2. 日本学術振興会
3. 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター
4. 大阪大学大学院 工学研究科
5. 福井大学附属国際原子力工学研究所
6. 東京大学大学院 理学系研究科
7. 大阪大学大学院 理学研究科
8. 千葉工業大学 惑星探査研究センター
9. Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Ecole Polytechnique
kurosawa@astrobio.k.u-tokyo.ac.jp

飛翔体を加速、あるいは試料に直接照射することで、光学計測に十分な領域を >10 km/sの衝突時と同等まで衝撃圧縮し、極限状況にある物質の状態方程式構築のためのデータを取得することが可能となってきた[e.g., 12, 13].

石英(SiO_2)は最も単純な珪酸塩であるため、惑星科学分野で盛んに研究されている物質である。近年では工学分野においても加工のしやすさ、透明度、強い衝撃圧縮時に金属化を起こすなど、計測時に好都合な挙動を示す利点をもっているために、衝撃圧縮実験の参照物質として頻繁に用いられるようになってきており、1TPa程度までのHugoniot曲線上での圧縮率、比熱などのデータが揃いつつある[14, 15]. Hicks et al. (2006)による SiO_2 の比熱計測では、 >100 GPaの衝撃圧縮を加えると、定積比熱 C_v が固体比熱の高温極限である $3R$ (R は気体定数; Dulong-Petit則)よりも上昇することが示されている。これは SiO_2 の分子構造の破壊にエネルギーが使われるためだと解釈されている。彼らは物性計測の専門家なので、それ以上の議論は行われていないが、この結果は宇宙速度の天体衝突の描像を大きく変化させ得るものである。比熱の増加は衝撃圧縮時のエントロピー変化量を大幅に上昇させるため、衝突後の珪酸塩の蒸発率は従来考えられてきたよりも、大幅に高くなる。もしより現実的な珪酸塩でも C_v の上昇が起こるならば、巨大衝突後の原始月円盤の初期状態や、後期隕石重爆撃期に惑星表層で頻繁に発生していた衝突蒸気雲の組成を大きく変化させ得るが、他の珪酸塩に対する実測例はない。以上のような理由から主要珪酸塩に対する宇宙速度衝突時の圧縮率や比熱を計測し、圧力-エントロピー平面上のHugoniot曲線を決定、衝撃圧縮から断熱解放の流れの中でのエネルギー分配過程を理解し、宇宙速度衝突時の珪酸塩を記述する状態方程式を構築することが強く望まれている。

この状況を受けて我々は平成19年度から大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの高強度レーザー「激光XII号」を用いた珪酸塩の衝撃圧縮実験を開始しており、複数の珪酸塩鉱物(Quartz, Diopside, Forsterite)の衝撃圧縮実験を行っている。工学分野においては衝撃圧縮直後(i.e., on Hugoniot)の計測が中心であるが、衝撃圧縮に続く断熱解放過程において流体運動が駆動され、相変化、化学反応が起こる。その

ために我々は解放過程も含めた観測を行っており(i.e., off Hugoniot)、その点で工学分野の先行研究とは異なっている。これまでに時間積分型分光計による計測を行い、(1)宇宙速度衝突によって確かに珪酸塩が蒸発すること、(2)衝撃圧縮された珪酸塩の定積比熱の上昇率には物質依存性があることを示してきた[16]. この実験においては、過去の衝突実験と比べて桁違いに強力な衝突閃光、及びレーザー光由来の予期せぬ迷光の影響によって装置が破壊される可能性があったため、光路を分割し装置の安全を優先させた。その結果、安全に光学計測を行う手法を確立することができた。この結果を受けて、昨年度は時間分解型分光計を用いてDiopside($\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$)の衝撃圧縮—断熱解放過程をその場観測し、エネルギー分配過程を直接調べる実験を行った。今回は特に電離状態に焦点をあてて計測を行った。通常は圧力が高いほど電離しにくいと考えられるが、高压条件下では隣接する原子の電子雲同士が干渉するために電離状態がどうなっているのかは自明でなく、実験で検証する必要がある。電子が保持できるエネルギーは格子振動や化学結合に対して同程度以上に大きいため、電子挙動を観測することは衝撃圧縮-断熱解放におけるエネルギー分配過程を理解するための基本的な情報となる。本稿ではその結果を報告し、惑星科学上の重要性について議論したい。

2. 実験

実験は大阪大学レーザーエネルギー学研究センターに設置された大型レーザー「激光XII号 HIPER」を用いて行った。装置の詳細に関しては参考文献を参照して頂きたい[e.g., 12]. 我々の実験系は基本的には、(1)激光XII号、(2)真空チェンバー、(3)3-Dの標的位置調整装置、(4)集光光学系、(5)時間分解型高速分光計(浜松ホトニクス, C7700)から成る。実験の概念図を図1に示す。今回は標的に直接レーザーを照射し、標的に衝撃圧縮する手法を用いた。

以下に実験条件を整理する。レーザーのエネルギー、波長、持続時間、照射直径はそれぞれ、270-1030 J, 351 nm, 25 ns, 600 μm である。このときのレーザー照射強度は25-150 TW/cm^2 となる。標的には20 μm 厚のCH燃料(ポリスチレン)、40 μm 厚のAl板、100 μm 厚のDiopside(透明)の3層構造試料を用いた。

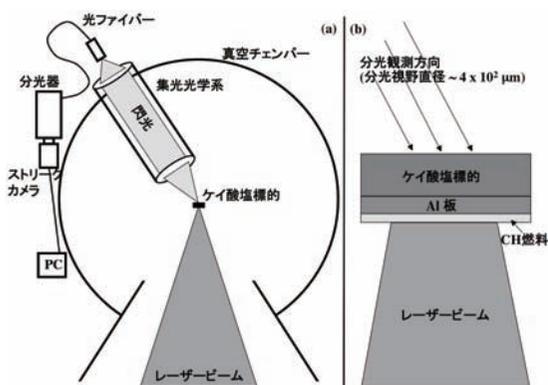


図1：実験装置模式図。

CH燃料にレーザーを照射することで、超高温のCHプラズマが発生し、急激に膨張する。その反作用でAl板、珪酸塩試料内に衝撃波が伝播する。Al板はCHプラズマが放つX線から珪酸塩試料を守る役割がある。またAlは珪酸塩と似たようなShock impedanceを持つために、効率よく衝撃波が伝播するという利点もある。Diopsideを用いる理由は試料が透明で光学計測に適していること、Ca, Mg, Si, Oは観測波長域に強い原子/イオンの発光輝線を持つためである。分光視野はレーザーの照射直径よりも小さくしてあり、試料背面の直径 $400 \mu\text{m}$ の領域である。分光観測波長域は $360\text{--}720 \text{ nm}$ であり近紫外から可視光領域のほぼ全域を観測している。分光計の露光時間 500 ns である。この条件での波長及び時間分解能(半値全幅)はそれぞれ 1.8 nm , 2 ns である。この時間分解能は標的内の衝撃波伝播時間($\sim 5 \text{ ns}$)より短い。分光計の波長及び感度校正には水銀灯とNIST-traceableのタングステン-ハロゲン灯を用いた。

3. 実験結果

時間分解型分光計を用いた結果、時間変化していく発光スペクトルを得ることができた。初期の連続スペクトルから Hugoniot 曲線上の温度を、発光輝線から蒸発後の Diopside 蒸気の温度、電子密度をそれぞれ推定した。以下では (a) 発光成分の時間変化、(b) Hugoniot 曲線上温度、(c) Diopside 蒸気の温度、電子密度の時間進化について、その詳細を述べる。

(a) 発光成分の時間変化：図2、図3に得られた発光

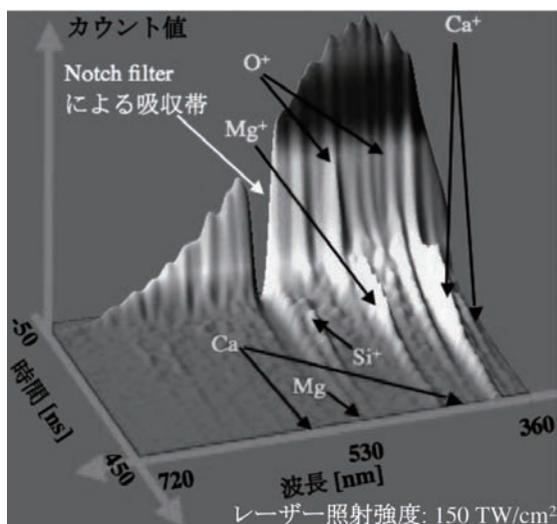


図2：時間分解発光スペクトル。レーザー照射強度は 150 TW/cm^2 。530 nm 付近の吸収帯はレーザーの2倍波から計測装置を守るために設置したNotch filterによるものである。

スペクトルの3次元プロット、分光感度補正後の発光スペクトルを示す。強い黒体放射による連続光から珪酸塩蒸気由来の輝線発光へ移り変わり、輝線強度比、輝線幅が変化している様子がわかる。これは衝撃圧縮直後の超臨界流体状態(※気体ではないので黒体放射を放つ)から相変化して蒸発し、さらに蒸気の温度、電子数密度が時々刻々変化していることを示している。発光成分の時間変化を見て行くと、最初期に卓越していた黒体放射は急速に減衰し O^+ の輝線が現れてくる($\sim 50 \text{ ns}$)。 O^+ 輝線が減衰してくると Si^+ , Ca^+ , Mg^+ の輝線が出現し($\sim 100 \text{ ns}$)、観測時間の後半にCaやMgの輝線が観測された($\sim 350 \text{ ns}$)。観測波長域に分子バンド発光を持つMgOやCaO [17]の発光は観測されなかった。

輝線の出現順序はイオン化エネルギーの大小でうまく説明できる。最初に出現する輝線がイオン化エネルギーの高い O^+ の輝線であることや、真空への断熱解放中であるにも関わらず Ca^+ , Mg^+ の輝線の強度が一度上昇していることから、CaやMgに関しては2階の電離まで起こしていると推測される。つまり初期には Ca^{2+} や Mg^{2+} が卓越していたが、電子再結合によって衝撃波到達 $\sim 100 \text{ ns}$ 後に Ca^+ , Mg^+ が生成され、発光輝線を出すようになったと解釈できる。

(b) Hugoniot 曲線上温度：発光初期の黒体放射温度から Hugoniot 上温度を計測した。観測スペクトル

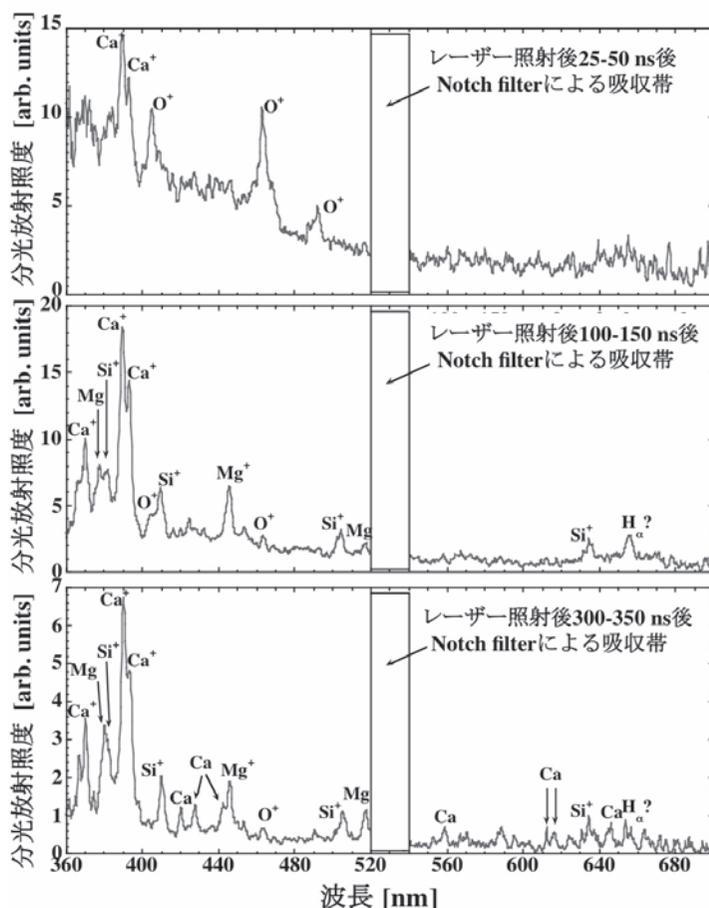


図3：分光感度校正を施した発光スペクトル。図2のスペクトルと同じshot。特定できた輝線には図中に元素名を記した。

と温度を変化させたPlanck関数を比較して、最小二乗法で黒体放射温度の最尤値を決定した。Fittingによる誤差はBootstrap法を用いて評価した[e.g., 18]。図4にレーザー照射強度に対するHugoniot上温度の測定値を示す。レーザー照射強度の上昇と共に温度が上昇していることがわかる。

(c) Diopside蒸気の温度，電子数密度進化：観測された発光輝線強度比と輝線の半値全幅から蒸気の温度と電子数密度を推定した[e.g., 19, 20]。以下ではその詳細を述べる。観測時間初期(< 50 ns)ではO⁺の407 nm, 465 nmを，観測時間中盤，後期はCaの430 nm, 559 nm, 612 nm, 646nmとSi⁺の413 nmの輝線を用いた。O⁺の輝線が観測されている時間では，輝線幅が大きすぎて輝線同士が重なってしまうために，通常用いられている Boltzmann plot作成による温度測定

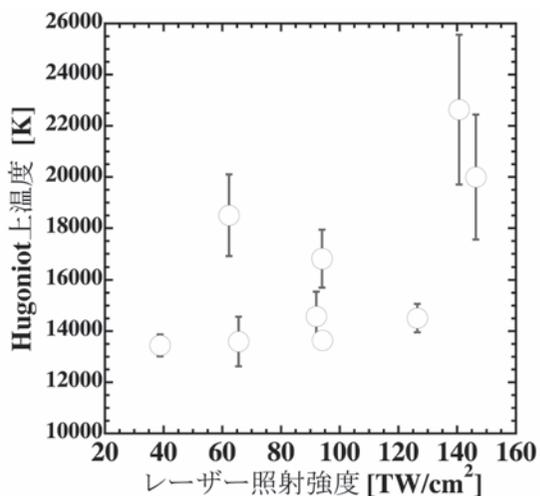


図4：レーザー照射強度に対するHugoniot上温度。

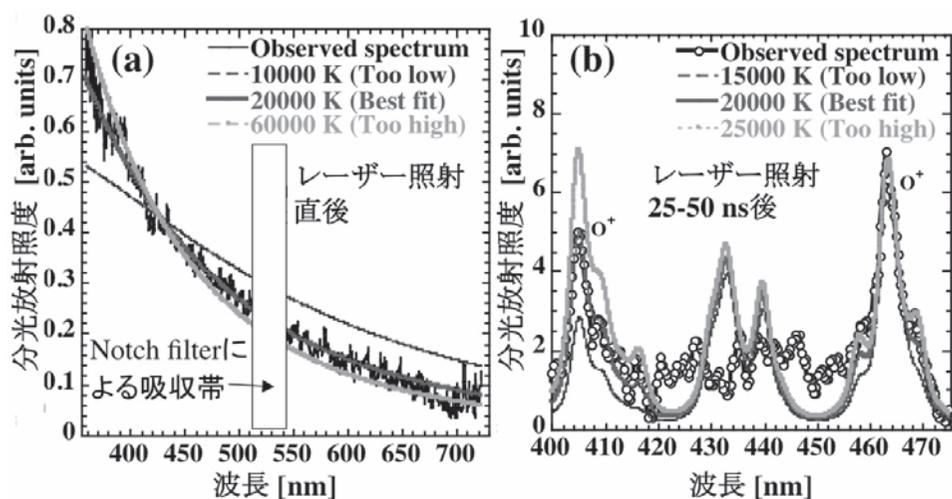


図5：スペクトル比較例。レーザー照射強度は 150 TW/cm^2 。(a)レーザー照射直後、温度を変化させたPlanck関数と比較している。(b)レーザー照射 25-50 ns後、温度、電子数密度を変化させた場合の O^+ の理論合成スペクトルと比較。理論的には425-445 nmにも O^+ の輝線が存在するが、今回の実験では観測されなかった。

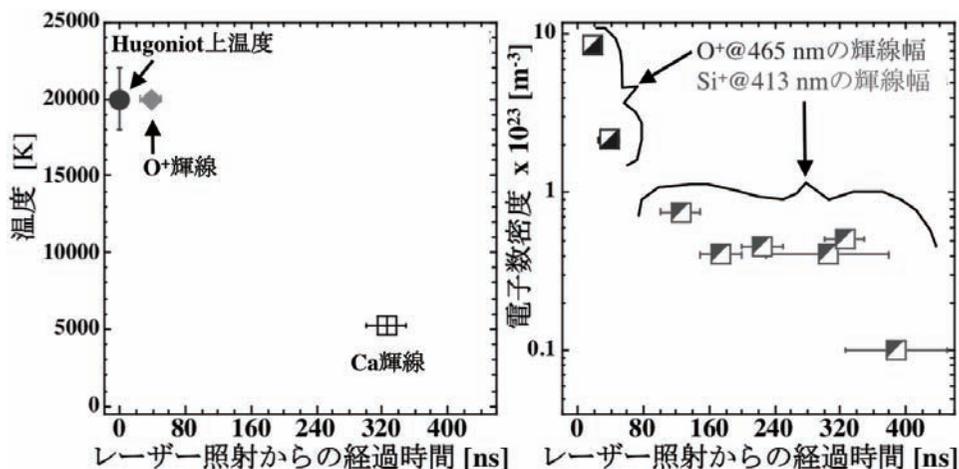


図6：Diopside蒸気の温度、電子数密度の時間進化。温度、電子密度を推定するのに用いた輝線は図中に記した。

[e.g., 20, 21]を行うことはできなかった。そこで温度、電子数密度を変化させた O^+ の理論合成スペクトルを作成し、観測スペクトルと比較することで最尤値を決定した。今回はイオン化が卓越している状況であるので、輝線形状モデルには電子衝突に由来する2次 Stark効果と装置による輝線広がりを考慮した。観測時間中盤-後期(100-450 ns)では Si^+ の輝線形状から電子密度を計測し、Caの原子輝線群の Boltzmann plot から温度を推定した。 O^+ 、 Si^+ の輝線に対して用いた Stark parameter はそれぞれ 0.0174 nm 、 0.099 nm (電

子数密度 $n_e=10^{22} \text{ m}^{-3}$ のときの半値全幅)である[19, 22]。温度推定の際の分光定数には O^+ に対しては NIST Atomic spectra databaseを、Ca原子に対しては Sugita et al. (1998)でまとめられたもの[21]を使用した。図5にスペクトル比較の結果を、図6に温度、電子数密度の時間進化を示す。時間と共に単調に減少していく様子が観測されている。このように時間分解分光計を導入することで、1 shotのデータから珪酸塩蒸気の温度、電子数密度の時間変化を推定することが可能となってきている。

4. 議論

本章では実験結果から明らかになってきた宇宙速度衝突時の電子挙動の重要性和その惑星科学上の意義、特に巨大衝突仮説や後期隕石重爆撃期への応用について議論する。

図7にHugoniot曲線上での温度、圧力の実験と理論の比較を示す。今回Diopsideが経験したHugoniot上圧力を実測することはできなかったため、レーザー光とCHプラズマの相互作用を考慮した次元数値流体計算「ILESTA」[23]及びレーザー照射強度に対する達成圧力の経験式[24]から求めたモデル圧力を使用していることを注意しておく。理論曲線は定積比熱が固体比熱の高温極限である“Dulong-Petitの値”で一定

表1：種々のエネルギーの比較。単位は[kJ/mol].

電離	格子振動	化学結合	構造破壊	内部エネルギー
Ca: 589.8	$C_V T = 3RT = 498$	Si-O: 466	SiO ₂ : 790	$0.5RT = 83$
Mg: 737.7	20000 Kのとき	N ≡ N: 945	[15]	20000 Kのとき
Si: 786.5	(1原子あたり)			(1自由度あたり)
O: 1313				

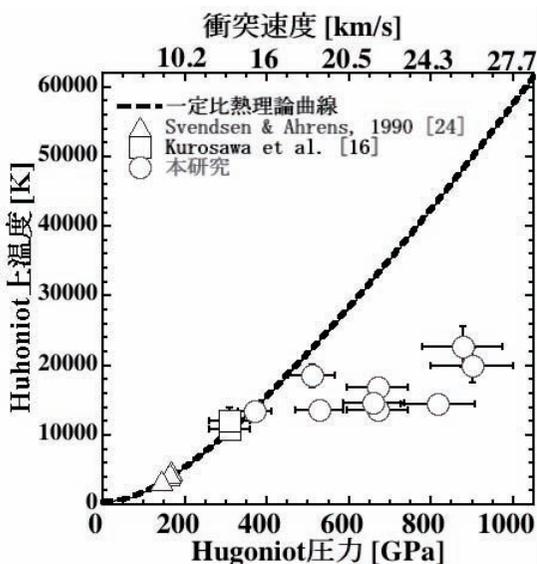


図7：Hugoniot上圧力に対する温度。本研究のHugoniot上圧力は数値流体計算と経験式から推定した。理論曲線は定積比熱がDulong-Petitの値1152 J/K/kgで一定として計算したもの。Hugoniot上圧力を達成するために必要な衝突速度(Diopside同士の衝突を仮定)を上X軸に示した。

であるとして計算したものである。310 GPaまで圧縮した先行研究の結果は理論曲線とよく一致しているのに対して[16, 25]、今回の結果は理論曲線よりも大幅に低温であることがわかる。この温度の不一致を説明するには、Hicks et al. (2006)で計測されたSiO₂の場合よりも大きな定積比熱の上昇が必要となる。その理由としてはSiO₂と同様の珪酸塩の構造破壊に加え、イオン化エネルギーの小さなCa, Mgが含まれることに起因する電離による吸熱が挙げられる。この場合、衝撃波通過によって上昇するエントロピーはさらに大きくなる。また輝線出現直後は、観測されるほとんどの輝線がイオン由来のものであること、観測波長域に強いバンド発光を持つMgO, CaOが観測時間内では観測されなかったことは、宇宙速度で衝撃圧縮された珪酸塩内では電離がおりやすく、観測した蒸気が高いエントロピーを持っているという推定と調和的である。また、真空中に急激に断熱膨張している珪酸塩蒸気のレーザー照射後25-50 nsの気体温度がHugoniot温度と近い値になっていることから電子挙動の重要性がわかる。同じ時刻で電子数密度は1/4まで激減している。これは電子再結合による発熱が珪酸塩蒸気の熱力学状態に影響を与えていることを示唆している。表1に電離に必要なエネルギーと種々のエネルギーとの比較を示す。このように電子の束縛エネルギーは他のエネルギー(格子振動、化学結合、構造破壊)に比べて同程度以上に大きい。このように宇宙速度で珪酸塩を衝撃圧縮すると電子が電離及び電子再結合過程を介し、一つのエネルギー貯蔵庫としてエネルギー分配過程に重要な役割を果たしうることが明らかとなってきた。我々は以前、Hugoniot曲線上での定積比熱の温度に対する上昇率は珪酸塩の種類によって大きく異なることを示した[16]。これは珪酸塩の組成や構造の違いに起因すると考えている。この考えが正しければ、衝撃圧縮時の電子挙動も珪酸塩の種類の違いによって大きな違いがある可能性が高い。今回用いたDiopsideでは>15 km/sを超えるような衝突でないで電離や構造破壊による定積比熱上昇は重要ではないと考えられるが、他の珪酸塩(例えばForsterite, Enstatiteなど)ではより低速の衝突から定積比熱が上昇する可能性がある。今後他の主要珪酸塩に対して同様の実験を行い、結果の違いを調べることによって、電子挙動を決定する物理過程を解明することができると思われる。

この電子挙動は珪酸塩の衝突蒸発過程に関する今までの理解を変える可能性が高い。衝撃圧縮直後の電離は、定積比熱を上昇させ衝撃加熱による昇温を抑えるために、エントロピー変化量が増加する。そのため衝突の際の珪酸塩の蒸発率は従来考えられてきたよりも高くなる[26]。さらに断熱解放中の電子再結合は衝突蒸気雲の流体運動に大きく影響を与える。電子がエネルギーを溜め込んでしまうと、気体の比熱比が減少し、衝撃圧縮によって不可逆的に蓄えられた内部エネルギーから膨張の運動エネルギーへの変換効率が小さくなる。そのために従来考えられてきたよりも、ゆっくりと長い時間をかけて膨張をすることになる。原始月円盤の解像度を上げた巨大衝突時の数値計算結果によれば、初期蒸発率が高い場合、角運動量の損失が起きて、月材料物質が原始地球に落下してしまうという問題点がある[7]。従来の ANEOS などを用いた巨大衝突の数値実験によって月を形成可能な衝突条件が調べられてきた(脱出速度程度の斜め衝突が最適)[e. g., 5]が、電子挙動によって珪酸塩の蒸発率や発生した珪酸塩蒸気の膨張速度が変化すると、巨大衝突仮説の成立条件を見直す必要があるのかもしれない。また珪酸塩の蒸発率は後期隕石重爆撃期における大気形成や有機物合成にとっても重要な変数である。珪酸塩の蒸発率が増加すると遊離酸素によって蒸気雲内の組成が酸化するため、衝突脱ガスで形成される大気組成はCO₂に富むような酸化的大気になりやすく、HCNなどの生命前駆物質は酸化されCOやNOに分解されてしまうかもしれない[e.g., 8]。また衝突蒸気雲の減温率が従来考えられてきたよりも小さくなることによって、化学反応のクエンチ温度が下がる。この場合、K/P事件時のSO₃のような低温安定成分や、生命前駆物質であるHCNなどの微量成分の生成量推定値は大幅に変更される可能性がある。

以上では今回の実験結果から考えられる惑星科学的应用を述べてきた。宇宙速度衝突時の珪酸塩の熱力学挙動を実測し、実験に基づいた状態方程式を構築することの重要性は大きい。これまでに基本的な実験手法、計測手順は確立されており、今後は主要珪酸塩鉱物に対して同様の計測を行い、衝撃圧縮時のエントロピー上昇量や電離状態の計測を行っていく予定である。

5. まとめ

珪酸塩鉱物であるDiopsideを ~ 1 TPaまで圧縮し、その場時間分解分光観測を行うことでエネルギー分配過程を直接観測した。その結果、超臨界流体状態からの蒸発及びイオン化を直接観測することができた。輝線の出現順序はイオン化エネルギーとよい相関があり、宇宙速度衝突時の珪酸塩は電離しやすい状態にあることが示唆された。また ~ 1 TPa 圧縮時のHugoniot上温度は理論推定よりも大幅に低いという結果は電離にエネルギーが使われることによって比熱の上昇が起こったと解釈できる。Diopside蒸気の温度、電子密度の時間進化からは電子再結合による発熱が珪酸塩蒸気を保温する役割を果たしている可能性が高いという結果が得られた。このように宇宙速度衝突時には電離/電子再結合による吸熱/発熱によって電子が一つのエネルギー貯蔵庫として振る舞い、エネルギー分配過程に重要な役割を果たすという描像がみえてきた。月形成過程や後期隕石中爆撃期における珪酸塩蒸気の役割を明らかにするためには、電子挙動を考慮した珪酸塩の状態方程式を構築することが必要である。

謝辞

本研究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・共同研究「宇宙速度衝突実験による珪酸塩の蒸発・化学反応過程解明」のもとに実施された。大阪大学レーザーエネルギー学研究センター、ターゲット部、レーザー部、計測部の方々に感謝致します。本研究をまとめるにあたり多くの有意義なコメントを下された、東京大学の阿部豊博士、永原裕子博士、鈴木宏二郎博士、岡田真人博士、JAXAの藤田和央博士、千葉工業大学の千秋博紀博士に御礼申し上げます。査読者の玄田英典博士には、適切なコメントを頂きました。御礼申し上げます。また本稿執筆を勧めて下さった千葉工業大学の和田浩二博士に感謝致します。本研究は日本学術振興会の支援を受けており、ここに感謝の意を表します。

参考文献

- Res., 95, B5, 6943.
- [26] Melosh, H. J., 2007, MAPS, 42, 2079.
- [1] BVSP, 1981, Basaltic Volcanism on the Terrestrial Planets, Pergmon, New York.
- [2] Kokubo E. and S. Ida, 1998, Icarus, 131, 171.
- [3] Hartmann, W. K. and D. R. Davis, 1975, Icarus, 24, 504.
- [4] Ida, S. et al., 1997, Nature, 389, 353.
- [5] Canup, R. M., 2004, Icarus, 168, 433.
- [6] Ahrens, T. J. and J. D. O'keefe, 1972, The Moon, 4, 214.
- [7] Wada, K. et al., 2006, The Astrophysical Journal, 638, 1180.
- [8] Mukhin, L. M. et al., 1989, Nature, 340, 46.
- [9] Melosh, H. J. and A. M. Vickely, 1989, Nature, 338, 487.
- [10] Lowe, D.R. et al., 1999, Science, 245, 959.
- [11] Melosh, H. J., 1989, Impact cratering A geologic processes, Oxford University Press, New York, 1989.
- [12] Kadono, T. et al., 2010, J. Geophys. Res., 115, doi:10.1029/2009JE003385.
- [13] Ozaki, N. et al., 2005, Phys. Plasma, 12, 124503.
- [14] Hicks, D. G. et al., 2005, Phys. Plasma, 12, 082702.
- [15] Hicks, D. G. et al., 2006, Phys. Rev. Lett., 97, 025502.
- [16] Kurosawa, K. et al., GRL, In press.
- [17] Pearce, R. W. B., and A. G. Gaydon, 1976, The Identification of Molecular Spectra, 4th edition, Chapman and Hall, New York.
- [18] Kurosawa, K. et al., 2009, J. Thermophys. Heat Trans., 23, No. 3, 463.
- [19] Griem, H. R., 1974, Spectral line broadening by plasmas, Academic Press, New York and London.
- [20] Kurosawa, K. and S. Sugita, 2010, J. Geophys. Res., 115, E10003, doi:10.1029/2010JE003575.
- [21] Sugita, S. et al., 1998, J. Geophys. Res, 103, 19427.
- [22] Lesage, A., 2009, New Astronomy Review, Vol. 52, 11-12, 471.
- [23] Takabe, H. et al., 1986, Phys. Fluid, Vol. 31, No. 10, 2884.
- [24] Lee, K.K.M. et al. 2006, J. Chem. Phys. 125, 014701.
- [25] Svendsen, B. and T. J. Ahrens, 1990, J. of Geophys.