# <sup>特集「日本における衝突研究の軌跡」</sup> 超高速衝突実験が明らかにした衝突蒸発現象・ 化学反応過程

## 杉田 精司<sup>1,2</sup>, 桑原 秀治<sup>2</sup>, 黒澤 耕介<sup>3</sup>

2015年6月10日受領, 査読を経て2015年7月24日受理.

(要旨) 超高速天体衝突で生じる蒸発現象は惑星大気形成にとって重要だが,ケイ酸塩岩の蒸発は10 km/s 超の高速度でないと高い効率で生じないため実験的研究が困難であった.しかし,この事情はレーザー銃の 開発と2段式軽ガス銃の進歩によって大きく変化した.また,高速分光法および質量分析法の開発も衝突脱 ガス気体の分子組成計測の実現に重要な役割を果たした.これらの実験手法の進歩は,理論計算とともに惑 星大気の進化過程の理解に大きな進展をもたらした.本稿では,最近の研究によって確立した実験手法を紹 介しながら,それらの実験が明らかにした衝突蒸気雲の描像と惑星大気進化への影響を解説する.

## 1. はじめに

天体衝突が引き起こす衝突脱ガスは惑星大気の起源 と初期進化にとって重要である。例えば、地球の海洋 や金星の分厚い大気が惑星集積期の脱ガスによって作 られた可能性が高いことは、標準的な惑星形成理論に 立脚して30年ほど前に提案され[e.g., 1], 現在でも広 く受け入れられている[e.g., 2, 3]. しかし、そこで作 られた衝突脱ガス大気の化学組成は詳細には求められ ていないし、その最初の大気が現在の惑星大気に繋が っているかどうかも不明である。具体的には、初期大 気の組成には、比較的酸化的な組成(例えば、CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O 主体[e.g., 4])から還元的な組成(例えば, CH<sub>4</sub>-NH<sub>3</sub>-H<sub>2</sub>O 主体[e.g., 5, 6]) まで大きな不確定性がある. また, 酸化還元度によって大気中に生じる有機分子の種類や 量が大きく変化することもよく知られており[e.g., 7-9]. 惑星初期大気組成の不確定性は生命の起源を考え る上でも非常に重要な課題である.加えて、同じ酸化 還元度や元素組成であっても、分子組成によって大気 化学反応で生成する有機物が大きく異なる[e.g., 10]. とりわけメタンが少量(e.g., 1000 ppm)でも含まれて

いれば,その数十倍のCO<sub>2</sub>を含む大気(化学平衡論的 にはメタンは不安定)であっても光化学反応でHCNの ような有機分子の無生物的合成に重要な分子が生成す るという理論計算の結果もある[e.g., 11, 12].

さらに、集積後期から後期隕石重爆撃期にかけて、 天体衝突が初期大気をいったん散逸させた可能性も指 摘されている。例えば、地球型惑星の集積最終期には 原始惑星同士の間の非常に規模の大きな衝突(超巨大 衝突(Giant impact))が卓越すると考えられているが, その際には惑星大気の大規模散逸が起きる可能性が高 い[e.g., 13]. さらに、後期隕石重爆撃期の隕石衝突が 大気の大規模散逸を引き起こした可能性に対する期待 は根強い. Melosh and Vickery [14]以来,多くの研究 者が様々な計算手法を用いてこの問題に取り組んでき た[15-17]. こうした天体衝突物理の研究に基づいて 行われた最近の大気進化モデル計算からは、惑星集積 の後期における小型の微惑星衝突による大気剥ぎ取り の効果は従来考えられてきたよりずっと高く、超巨大 衝突がなくても最初期に生成した大気は一旦剥ぎ取ら れてしまう可能性が示唆されている[18]. また, その 後の後期隕石重撃期の天体衝突に関しても、それ以前 に持っていた大気を剥ぎ取ってしまい、この時期に天 体衝突で供給される揮発生元素によって新たに大気が 形成されるとの説が提案されている[19].

<sup>1.</sup> 東京大学 地球惑星科学専攻

<sup>2.</sup> 東京大学 複雑理工学専攻

<sup>3.</sup> 千葉工業大学 惑星探査研究センター

sugita@eps.s.u-tokyo.ac.jp

このように、天体衝突によって起きる大気の散逸は、 以前から考えられてきたよりずっと高い効率で起きて いたのかもしれない、その場合には、生命が誕生した 時代には、既に惑星最初の大気の大部分は失われて、 その後に発生した大気が卓越していたのかもしれない. その一方で、マグマオーシャンからはH<sub>2</sub>O+CO<sub>2</sub>大気 が生成した可能性が高いことも指摘されている[20]. これは、39億年前の玄武岩中のCr濃度計測[21]や44 億年前のジルコン中のCe濃度計測[22]からマントル の酸化還元度がQFM(Quartz-Favalite-Magnetite)バ ッファーに近かったとの地質記録とも調和的である. このようなQFMバッファーのマントルやマグマオー シャンから発生する火山ガス(H2O+CO2主体)が創り 出す大気からは、 有機物質を大量に生成することは困 難である[e.g., 7-9]. そのため, 前生命環境における 生体有機分子の存在を考えるには. 天体衝突によって 直接に有機物質を宇宙から供給したり[e.g., 23, 24]. マグマオーシャン固化後の衝突脱ガス大気形成が必要 となる可能性が高い.

いずれの場合においても,天体衝突における蒸発現 象や化学反応の詳細な解明が重要となる.本稿では, 超高速衝突の実験,特に蒸発現象や化学反応に関する 研究に関する最近の進展を,我々自身の研究グループ の成果を含めて簡単に紹介する.

## 2. 天体衝突過程における蒸発現象の 位置づけ

天体衝突現象は、よく教科書などで、貫入・圧縮段 階、減圧・掘削段階、エジェクタ堆積段階、変形段階 などと多段階に分けて説明されることが多い[e.g., 25]. しかし、本稿で議論する衝突蒸発や化学反応は、最初 の圧縮段階と減圧段階でほとんど完了してしまうこと が多い、これらの過程は、クレーター掘削やイジェク タ堆積の時間スケールとは大きく異なる、そのため、 衝突蒸発・化学反応の過程を研究する際には、その後 のイジェクタやクレーターと切り離して議論できる. そのような単純化が良い近似になっていることを示す 画像を図1に示す.

大気中の衝突では,飛翔体が標的に接する前に激し い発光が起こる.具体的には,図1aのように弾丸の 通った後に輝く光の筋(航跡流)が生じる.これは,飛 翔体の前面で発生する衝撃波の熱で飛翔体表面が昇温



図1: 宇宙科学研究所の2段式軽ガス銃施設で実施したポリカー ボネイト弾丸(直径7mm球)の炭酸塩岩標的への超高速衝 突実験の高速画像.NAC GX-8でのRGBカラー撮影.衝突 角度は水平から30度であり,約30hPaの大気雰囲気下での 実験である.画像の横幅は約43cmである.各コマの時間 間隔は33 µsであり,図中に衝突時刻から時間を示している.

して発光するからである.そのため、ライフル回転を 持つ弾丸の場合には、図1bのように航跡流に螺旋の 模様が生じる.大気も大変な高温になるため発光して



図2: 金星の衝突クレーター (Aurelia, 直径31km)の合成開口レーダー画像(PIA00239)と地質図([34]を改変). 図は、上方が 北である.

いるはずだが、大気分子の発光効率が低いため固体発 光やアブレーション気体の発光に隠れてしまって見え ることはほとんどない.これは同様のスケールの流星 においても流星物質の輝線が卓越して見える状況と似 ている [e.g., 26].

航跡流を伴いながら飛んできた飛翔体は,標的に着 弾するや否や激しく蒸発し,複雑な衝突蒸気雲の運動 が始まる.発生直後には一体化しているように見える 蒸気雲だが(図1b),実は前半分の発光輝度の高い領 域と後半分の輝度が低い領域で,その後の運動や温度 進化は大きく異なる.前半分は,超高速で運動してお り,図1cでは先頭部が画面の外に飛び出している. また,この超高速度のため,大気との激しい衝突が起 こり,空力加熱が起き続ける.その結果,弾丸と標的 の間の衝突で生ずる発光と同程度に激しい発光が,弾 丸貫入に掛かる時間尺度(弾丸半径/衝突速度)の100 倍以上の長時間にわたって継続する[27].この比率は, 標的物質と大気の密度比を弾丸と衝突蒸気雲中の高速 破片の直径比で割った値に近い<sup>1</sup>.実は,この高速の 蒸気雲の初速は,弾丸の衝突速度を超える値になるこ

とが最近の実験で分かってきた[28]、しかし、この蒸 気雲の質量は、弾丸質量の数%以上と大きく、いわゆ るジェッティングと考えるには大きすぎる. また. こ の衝突蒸気雲の大部分は、純粋な気相ではなく黒体輻 射を伴う凝縮相であることも分かっている[29]. その 一方で、衝突のごく直後のみの分光計測を行うと、黒 体放射を伴わない純粋な気相発光が見られる[30]. こ れは、実効的な衝撃圧力が平板近似から見積もられる 値の数倍に達する古典的ジェッティングの描像と調和 的である[31, 32]. つまり図1bでは、古典的ジェッテ ィングとは異なる成分が、衝突現象で見えている可能 性が高いのである.この成分は、斜め衝突の際に顕著 に現れる高速蒸気雲と基本的に同じものであり、金星 のrun-out flow(図2)の起源となったり[33, 34], K/Pg 衝突事件において衝突下流域の生態系破壊に結びつい たりした可能性がある[35]など、惑星科学的に重要な 意義がある、そのため、この衝突速度を超える本成分 の成因解明は今後の大きな研究課題である.

一方,衝突蒸気雲の後ろ半分は,水平方向に高速運動することはなく,ほぼ一定の場所に留まったまま半球状に膨張する.この成分は大気との激しい衝突を起こさないため,急速に降温する.図1bでは白熱色であった半球状成分は図1cでは黒灰色になっており,図1dでは背景と識別が難しいほど弱い光(おそらくは自発光でなく反射光)しか出していない.しかし,この成分の持つ質量はかなり大きく,室内実験の結果からは,この半球成分の持つ質量は弾丸質量と同じオーダーであると見積もられている[e.g., 36]. そのため,

<sup>1.</sup> これは、発光現象の継続時間が、弾丸(or衝突蒸気雲の質量の 大部分を担う高速破片)が自分とほぼ同じ質量の標的(or周辺 大気)を貫通して停止するのに掛かる時間  $\tau$ で決まることに起 因する、ここで、 $\tau$ は $p_{od}/\rho_{ov}$ で近似できる、ただし、 $p_{p}$ とd は、それぞれ弾丸(or高速破片)の密度と直径であり、 $p_{o}$ は媒 質(標的or大気)の密度、vは飛翔速度である、弾丸と標的の衝 突と大気中の衝突蒸気雲の高速飛行とでは、 $p_{p}$ とvがほぼ同じ なので、両現象の $\tau$ の比は $d/\rho_{o}$ の比で決まることになる、本 実験の大気と標的の密度 $\rho_{o}$ の比が $10^{4}$ 倍ほどで、直径dの比が 数~10倍ほどであるため、現象継続時間 $\tau$ の比は $10^{2}$ 以上の値 となると予想される.

衝突脱ガスや衝突岩石蒸気の地球化学的影響を考慮す るときには、この成分の役割は非常に重要である、半 球成分には、衝突天体と標的天体の両方の成分が含ま れるが、どの程度の混合が起こるかは明らかではない、 衝突直後の貫入段階において衝突天体由来物質は上側 にあり、標的由来物質は下側にある、その関係が保持 されれば、衝突蒸気雲の上部(ないし外縁部)には衝突 天体物質が卓越し、中央付近には標的物質が卓越する 成層構造を持つことになる. 衝突蒸気雲の断熱膨張が 終わって、<br />
大気中を浮力で上昇する段階にまで至れば、 上昇時に起きる Kelvin-Helmholtz 不安定(いわゆるキ ノコ雲の形成)が起きて、この2つの成分は確実に混 合する.しかし、それ以前の断熱膨張段階での混合効 率を見積もることは難しい.もしRayleigh-Taylor(R/ T)タイプの不安定が起きれば<sup>2</sup>,混合は効率良く進行 するかもしれない. R/T不安定の迅速な駆動には. 標 的物質蒸気と弾丸物質蒸気の密度比が大きく且つ粘性 が十分小さいなど諸々の条件が必要だが、そのような 条件が満たされるか不明である。そのため、半球成分 内での弾丸物質と標的物質の混合の起きるタイムスケ ールを見積もるには、蒸気雲中の物性や速度の構造を 極めて詳細に調べていくことが必要となる.

衝突現象の高速画像でもう一つ目立つ現象は,半球 成分から航跡流の上流方向に向かって明るく光る領域 が逆流している現象である.これはおそらく膨張する 半球成分と航跡流のガス衝突によって生じた衝撃波が 航跡流中を伝播する様子を捉えたものであると推定さ れる.少し不思議な現象であるが,衝撃波伝搬現象と してうまく説明ができる.物理機構が明確な現象であ るので,定量解析で半球成分の熱力学状態を推定でき る可能性がある.

これら一連の衝突蒸発現象が終わった後にやっと見 えるのが、イジェクタカーテンの成長である.よく見 ると図1dの段階でその先端は成長し始めているが、 明らかにイジェクタカーテンだと認識できるようにな るのは図1eや図1fになってからである.この段階に なると、下流へ高速で運動する蒸気雲も半球状の蒸気 雲も視野外に飛散したり非常に薄くなってしまったり している.蒸気雲の影響が見えない段階になってから イジェクタカーテンの本格的な成長が開始しているこ とが分かる.これは、衝突蒸気雲とイジェクタカーテ ンの力学進化を考える際には、両者のあいだの相互作 用はあまり考慮する必要がないことを示している.そ のため、衝突実験においてもどちらか一方の現象しか 再現できない実験を個別に行っても、大きな差し障り がないのである.

以上は、実験室で観察される衝突蒸気雲の運動の様 子であったが、そこで見られる現象と調和的な地質記 録が実際の惑星表面上には多数見つかっている。 例え ば金星には、図2に示すようなrun-out flowないし crater out flow と呼ばれる特殊な地形が衝突クレータ ーの付近に頻見される[e.g., 33]. 実は、上記の衝突蒸 気雲の凝縮物が地表に残ったものが、おそらくこの run-out flowの正体である[33, 34]. Run-out flowには, Mivamoto and Sasaki [37]が示したように大きく2種 類の形態があるが、彗星のような揮発性に非常に富む 物体の衝突痕とS型小惑星のように難揮発性成分を主 体とした物体の衝突痕の違いで説明ができる[34]. さ らに、最近ではカッシーニ探査機によって土星の衛星 タイタンにも同様の形態が発見されている[38]. これ らの地質記録は、衝突蒸気雲が実際の惑星大気中で発 生したことを強く示唆するものである.

## 衝突蒸気雲内の物理・化学状態の 計測

衝突蒸気雲の物理化学状態の計測のため,幾つもの実 験手法が開発されてきた。例えば、ラングミュアー・ プローブ法や静電磁場計測法で、衝突蒸気雲内の電子 密度を直接推定する手法がある[e.g., 39, 40]. しかし、 プローブを衝突蒸気雲に直接触れさせる必要があるた め、衝突点直近の超高温高圧状態における計測は非常 に困難である.この条件で力を発揮するのは、分光学 的な手法を用いた計測法である。以下では、衝突蒸気 雲の物理化学状態の計測について簡単に紹介する.

発生直後の衝突蒸気雲は、その高温のため自発光を 放つプラズマになっている。衝突発光現象の記載の開

<sup>2.</sup>低密度層が高密度層を加速する方向に加速する場合には、加速度の源が重力でなくともR/T不安定が起きる[e.g., 71].断熱膨張の初期段階にある衝突蒸気雲の中では、外側から希薄波が到来して内側から外側に強い加速が生じる。そのため、内側に低密度物質が外側に高密度物質が存在する場合にはR/T不安定が起きて物質混合がおきるかもしれない.また、密度境界面に強い衝撃波が通過して瞬間的な加速が生じる場合にもR/T不安定の一種(Richtmyer-Meshkov(R/M)不安定)が起きる[e.g., 71].希薄波が衝突蒸気雲中心まで至ると衝撃波となって外側に伝播するので、この段階にR/M不安定が起きて物質混合が進行する可能性もある.



図3: 衝突閃光スペクトルの例.石英(SiO<sub>2</sub>)の弾丸をドロマイト(CaMg(CO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>)の標的に水平から60°で>5km/sで衝突させた 際に得られたスペクトルである.(A)は、衝突の瞬間から2µsの露出で計測した結果であり,(B)は20µsの露出で計測 した結果である.(B)は(A)に比べて原子輝線の強度がCaO分子バンドに対して低くなっていること,(A)で見られない MgOの分子バンドが見られること、黒体放射の連続成分が強くなっていることなどの差が見られる.[31]を改変.

始は古く,1950年代にまで遡る[41]. その後,光電子 増倍管を用いた多色時間分解計測[e.g.,42-44]やフィ ルムなどを用いた長時間露光・波長分解計測[e.g.,36, 42]が行われてきたが,増倍型CCDを用いた時間・波 長の両方に高い分解能を持つ計測がなされるまで気相 発光の定量解析は実現しなかった.しかし,いったん 衝突蒸気雲の時間・波長分解型の計測が実現すると, 図3に示すような原子輝線や分子バンドの精密計測か ら,発光している蒸気雲の多くは局所熱平衡(LTE) モデルで記載可能であり,温度,圧力,化学組成,電 子密度,柱状密度など様々な熱力学量の算出が可能で あることが示された[27,45,46].その解析の基本にな るのが以下のボルツマン統計に従った放射の式である.

$$I_{nm} = \frac{h\nu_{nm}}{4\pi} g_n A_{nm} N_o e^{-\frac{E_n}{kT}} / Z(T)$$
(1)

ここで, n, m, I, h, v, g, A, N, E, k, T, Zは, それぞれ 遷移の上側準位, 下側準位, 蒸気雲の単位体積が単位 立体角あたりに放つ光の強度(放射照度), プランク定 数, 振動数, 統計的重率, アインシュタインのA係数, 原子数密度, エネルギー, ボルツマン定数, 温度, 分 配関数である[e.g., 47]. 定数は, [31], [45]などにも与 えられているが, 多くの元素についてはNIST(アメ リカ国立標準技術研究所)のデータベース[48]などを 参照するとよい. ただ, NIST 掲載データは必ずしも 最新ではないので, 利用の際には引用文献の確認が重 要である(文献の引用は非常にしっかりしている).

このような解析手法を用いて衝突閃光スペクトルを 分析していくと、衝突蒸気雲の原子発光の大部分がジ ェッティング由来であることも分かってきた[31, 45]. 実験の前には、大きな質量の衝突蒸気雲が原子発光の 源だと予想していたので,ジェッティングが発光主体 だと分かったときは驚きであった.ただ,後述のよう に,10 km/s超の高速衝突を実現できる超高強度レー ザーを用いた飛翔体衝突や直接照射実験ではジェッテ ィングでない質量の大きな蒸気雲が強い原子輝線を出 すことが分かっている.実は,2段式軽ガス銃の得意 とする速度領域(3-7 km/s)で生じるジェッティング と10 km/s超の高速衝突で生じる蒸気雲は温度圧力条 件も発光スペクトルも近いので,比較的実現が容易な 前者の実験は後者の実験の代用にすることもできるの である.

その一方で、衝突実験を大気条件下で行うと、図1 に示したような衝突下流域に高速移動する衝突蒸気雲 の発光が卓越する. Schultz [36]は、この発光を衝撃 加熱の結果として生じた蒸気雲の気相発光であろうと 予想していたが、詳細に発光スペクトルを計測・解析 してみると、高速の衝突破片が大気中を飛翔する際に 発生するアブレーション蒸気が分子発光していること が判明した[27, 29]. さらに、そこでは、大気とアブ レーション蒸気の間に激しい化学反応が起きていて、 弾丸物質と大気物質との反応生成物が発生することも 見出された[30].

#### 4. 衝突蒸気雲からの生成ガスの計測

このような衝突天体と大気の間の化学反応は,初期 地球への有機物供給を考えるときなどに非常に重要な 意味を持つ.実際,図1の実験で見られる大気とアブ レーション蒸気の間で起きた激しい化学反応は,弾丸 であるポリカーボネイトに含まれるCと大気中のNが 反応してCNラジカルができる反応だったのだが,こ こからHCNのような生命の起源に強い関連の分子が できる可能性も示唆される[30]. ところが、このCN 発光を精密に計測したところ、CN分子はLTEになっ ていないことが判明した[49]. CNの低いエネルギー 振動準位よりも高いエネルギー振動準位に多くの分子 が存在する「負の温度状態」と言える状況が出現する のである、これは、化学反応によって生じるエネルギ ーが生成分子に与えられるために起きる現象であろう. 現象としては興味深いが、このような状況ではSugita and Schultz [27]の開発した解析手法は使えない. だが、 さらに詳細に調査すると、分子の回転状態はLTE近 似が成り立つ状態になっていることが分かり. Kurosawa et al. [49]は分子バンドの裾野の傾斜が回転 温度のみに依存する性質を利用した回転温度計測法を 開発した. さらに、この方法を用いたCN発光温度計 測を手掛かりに、Kurosawa et al. [50]は衝突実験とレ ーザー照射実験を組み合わせて、高速運動する衝突蒸 気雲内で生成するHCNの収量を推定した.幾つかの 仮定に立脚しているものの、実証的手法を用いて得ら れた初期地球へのHCN供給量に関する数少ない推定 値の一つである. HCNを出発物質としたリボ核酸, アミノ酸、脂質の同時合成仮説を提唱した最近の生命 起源研究などでも参考にされている[51].

このような衝突蒸気雲で生成する化学物質の収量の 推定の研究は、他にも様々な応用ができる、最近では、 他にも硫酸塩岩からのSOx脱ガス[52],炭酸塩岩から のCOx脱ガス[53],アンモニアからのN2脱ガス[54]な ど様々な研究がなされている.これには、レーザー銃 の開発によって、高い化学的清浄度を保ちつつ2段式 軽ガス銃を上回る衝撃圧力を達成できるようになった ことが大きな役割を果たしている[55,56]. かつての2 段式軽ガス銃を用いた実験技術では脱ガス気体の化学 分析は困難であったため、脱ガス効率が主に計測され てきた[e.g., 57]. しかし、このような脱ガス効率の計 測は、発生ガスの元素組成は推定できても分子組成は 推定できない. レーザー銃技術によって, 衝突脱ガス の分子組成を質量分析装置で直接計測できるようにな った意義は大変に大きい.また、2段式軽ガス銃を用 いた脱ガス組成計測技術の開発も進んでおり、非常に 低い化学汚染レベルでの計測が実現しつつある[58]. 1980年代に進展した脱ガス効率の計測が、水蒸気大 気理論[e.g., 1]の基盤になったことを考えると、脱ガ

ス組成計測の持つ波及効果は非常に大きいことが期待 できる.

実際,硫酸塩岩の脱ガス組成計測が,K/Pg大量絶滅における海洋プランクトンの死滅パターンをうまく 説明する硫酸雨仮説の提唱に結びついたり[52],アン モニア氷の衝突脱ガス実験が土星の衛星タイタン内部 が未分化であること(古典的な火山ガス起源説と矛 盾)と<sup>36</sup>Arに欠乏した大気を持つこと(N<sub>2</sub>分子として の持ち込みを否定)の両方を説明できるアンモニア氷 脱ガス説の提唱に結びついたり[54]と,この計測技術 は天体衝突による惑星表層進化の理解に大きな役割を 果たしている.今後は,炭素質隕石の衝突脱ガスの化 学組成の計測が,地球の初期大気の進化を考える上で 重要な研究課題になるであろう[59].

#### 5. 衝突蒸気雲へのエネルギー分配

前節で紹介した衝突脱ガスの分子組成は物理化学的 に考えれば、衝突蒸気雲の温度圧力の経路および変化 率によって決まっている. さらに, 温度圧力の経路と 変化率は、衝撃波と希薄波の伝播で決まる、これらの 波の伝播は、一般に非常に複雑なため、多次元の数値 流体コードを用いて求められることが多い、この数値 計算のために必要となるのが状態方程式(EOS)である. 数値流体コードの正確さを保証するには、計算に必要 となる温度圧力領域の全てについてEOSが完備して いる必要がある.しかし、この情報を網羅的に実験で 得ることも、正確な理論形式で記述することも大変な 作業である. そのため、天体衝突の計算を実施するに 耐えるEOS(例えば, SESAME [60], M-ANEOS [61]) が整備されている地質学的物質は、非常に少数に限ら れている.理想的には多種類の物質に網羅的なEOS を整備することが望ましいが、その実現にはまだ長い 年月が掛かりそうである. それまでの間, 理論計算を 行わないで待っているわけにもいかない.かといって. 非常に簡易的なEOS(例えば, Tillotson EOS [25])に まで戻ってしまうと正確さが失われてしまう。特に. 物質固有の特性に着目した研究は難しくなってしまう.

このような問題を解消すべく開発されたのがユゴニ オ曲線に沿った半解析的EOSである.この式は、以 下の(2)(3)ような簡単な連立常微分方程式で記述され る[62]ので、ルンゲクッタ法のような一般的な数値計



図4:石英(SiO<sub>2</sub>)の衝撃圧力と衝撃温度の関係([62]を改変).2段 式軽ガス銃、レーザー銃、レーザー直接照射で得られたデー タとSESAME[60],M-ANEOS[61],ユゴニオ曲線上の半解 析的EOSの式(2)(Cv = 3R,4R,5R)を比較.一般的な温度 圧力条件において熱力学量を推定するには、M-ANEOSや SESAMEのような汎用EOSが必要だが、ユゴニオ曲線上の みであれば、ユゴニオ曲線上の半解析的EOSはM-ANEOS やSESAME等と同様の精度で実験データを再現できる.

算法で積分して値を求めることができる(図4).また, 必要となる物性パラメーターも少数で済む上にユゴニ オ曲線上の計測で得られるものがほとんどである.

$$\frac{dT}{dU_{p}} = C_{o} \Gamma_{o} T \frac{\left(U_{s} - U_{p}\right)^{q-1}}{U_{s}^{q+1}} + \frac{sU_{p}^{2}}{C_{v} U_{s}}$$
(2)

$$\frac{dS}{dU_p} = \frac{sU_p^2}{TU_s} \tag{3}$$

ただし, *T*, *S*, *Г*, *q*, *Cv*は, それぞれ温度, 単位質量 あたりのエントロピー, グリューナイゼン定数, その ベキ指数, 定積比熱である. さらに*C*<sub>o</sub>, *s*は, 衝撃波 速度*U*<sub>s</sub>と粒子速度*U*<sub>p</sub>の間に見られる線形の関係式 (4)で定義される定数である.

$$U_s = C_o + s \ U_p, \tag{4}$$

なお, 圧力と密度は, (4)が成り立つ場合には, (5)で 与えられる[e.g., 63].

$$p = \rho_o U_s U_p, \quad \rho = \rho_o \frac{U_s}{U_s - U_p}. \tag{5}$$

ここで必要となる物性パラメーターを得るには、衝撃 波速度U<sub>s</sub>と衝撃波面温度Tを粒子速度U<sub>p</sub>の関数とし て計測すればよい.オーソドックスな方法としては、 衝撃波の到達時間を高速の光電子増倍管で計測しつつ 衝撃波面の発光スペクトルを増倍型CCD分光計で計



図5: 衝撃波加熱されたケイ酸塩岩の時間分解発光スペクトル. 衝撃波は, 強度150 TW/cm<sup>2</sup>の超高強度レーザーの直接照射によって 発生させたものである. 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([66]を改変).

測して黒体温度を計測すればよい. 衝突速度を変えな がらこの計測を繰り返してデータ点を蓄積すれば必要 なデータが得られる.最近では、ストリーク分光計と VISARを用いてU<sub>s</sub>とTをナノ秒レベルの時間分解能 で同時計測できる手法が使われるようになり、一発の 超高速度衝突実験や衝撃波発生実験で、様々なU<sub>p</sub>に 対するU<sub>s</sub>, Tを一気に得ることができるようになって きた[e.g., 64, 65].このとき、多数のU<sub>p</sub>に対するデー タが得られるのは、衝撃波が走る標的を厚めにしてお いて、衝撃波が減衰してU<sub>p</sub>が低減するのに合わせて U<sub>s</sub>, Tを計測するからである.

このような先進的な実験によって、ユゴニオ曲線に 沿って得られる様々な物質の物性データからは幾つか の興味深い性質が得られている.一つは、物質の比熱 が超高圧においてデュロン・プティの法則(*C*,=3*R*) に比べて大幅に増大することである[65,66].この現 象は、超高温高圧衝撃圧縮実験において固体中の電子 状態が励起されて熱を吸収できるようになることが原 因だと推定されている.このことは、断熱膨張時に最 初に現れる輝線が中性種ではなく電離エネルギーの高 いイオン種であることとも調和的である(図5).この ような比熱上昇は、衝撃加熱によるエントロピー上昇 の増加をもたらす.つまり、衝撃波通過後に断熱膨張 して大気圧に戻ったときの温度が、一定比熱の場合に 比べて高温になるのである.これは、衝突蒸気雲の最 終生成物の化学組成に大きな影響を与える.

また、比熱変化は衝突蒸気雲の膨張運動にも影響を 与える、高温高圧条件での比熱が大きいと、衝撃加熱 後の温度は低く抑えられる一方で、断熱膨張する際の 温度降下率は低くなることになる、そのため、衝突蒸 気雲の膨張加速度は初期には低めになるものの、時間 が経過してもなかなか下がらないことになる、このよ うな加速度の時間変化は、最終的な膨張速度の絶対値 にはあまり影響しない.しかし,惑星まわりの球対称 重力場においては、放出物の軌道進化に大きな影響を 与える可能性がある.もし衝突蒸気雲の初期の加速が 大きくて、後期の加速が小さい場合には、打ち出し地 点に回帰する楕円軌道に乗って地表に激突することに なる、そのため、月形成の超巨大衝突にしてもK/Pg 衝突事件にしても、衝突蒸気雲から周地球軌道に入る 物質は非常に少ないことになる.しかし、衝突蒸気雲 の比熱が大きくて中盤の加速が大きい場合には、衝突



図6: CIコンドライト組成の衝突蒸気雲の断熱膨張に沿った分子 組成の進化軌道([67]を改変).実線はそれぞれ任意のCO<sub>2</sub>/ CO比,CH<sub>4</sub>/CO比が達成される温度圧力条件を示し、破線 は任意の単位質量あたりのエントロビー(kJ/K/kg)に沿っ た衝突蒸気雲の断熱線を示す.地球および火星における小 天体の平均的な衝突条件を考慮すると、衝撃圧縮時に衝突 天体に発生する単位質量あたりのエントロビーは約3.5 ~ 4.0kJ/K/kgである.この場合、CIコンドライト組成の衝 突蒸気雲は3.5から4.0kJ/K/kgの破線領域と重なる実線範 囲のCH<sub>4</sub>/CO比を持つことが予想される.

直後にいったん上空に打上げられた後に強い加速を蒸 気雲の一部が様々な方向に受けることになる.そのた め、衝突惑星大気の上端に至った後に水平加速されて、 大気圏より上の近地点高度を持った周惑星軌道に入る 可能性が出る[56].この場合には、月形成の効率やK/ Pg衝突の環境に与える影響が大きく変わるかもしれ ない.

## 6. 惑星初期大気の化学組成の推定に 向けて

前節で紹介したユゴニオ曲線上のEOSデータは、衝 突脱ガス大気の化学組成推定にも役立つ.このデータ はユゴニオ曲線上から外れた超高温高圧条件での物質 状態の推定には役立たないが、衝突蒸気の持つエント ロピーは正確に予測できる.超高温高圧条件では化学 反応は非常に速く進行するため、熱化学平衡状態にあ ると仮定してもよい場合が多い.むしろ、理想気体の 状態方程式が成り立つような低圧にまで断熱膨張した 後に化学反応がクエンチする可能性が高い.そのため、 衝突蒸気雲が持つエントロピーさえ正確に計算できれ ば、クエンチが起きる可能性のある温度圧力条件での 平衡組成や反応速度は理想気体の状態方程式を用いて 議論できるのである. このような発想のもとで、断熱膨張曲線に沿った衝 突蒸気雲の化学平衡計算を行ったところ、CIコンド ライトのような揮発性物質に富む炭素質コンドライト から生ずる衝突蒸気雲は、断熱膨張する間は広い温度 圧力条件にわたってCH<sub>4</sub>/CO比やCO/CO<sub>2</sub>比をほぼ一 定に保つという結果を得た(図6).特に、地球の海へ の衝突や火星への衝突のように衝突蒸気雲のエントロ ピーが低く抑えられる条件では、数100 ppm~%レベ ルのメタンが生成する可能性のあることが判明した [67].これは、前生命時代の地球における有力なメタ ン源となるかもしれない.

この炭素質隕石からのメタンに富むガス放出は、惑 星進化を理解する上で様々な意味を持っている. 例え ば、古火星気候の温暖化である.過去の火星の大気が 温暖湿潤であったか否かは、マリナー計画で流水地形 が見つかって以来40年来の謎である. Kasting [68]が 火星はCO2のみでは温暖湿潤気候の成立が困難である ことを理論的に示して以来,多くの研究者がこの問題 に取り組んできたが、有力な解決策は見つかっていな い[e.g., 69]. しかし、この天体衝突によるメタンの大 量生成過程は、この問題を解決できる可能性を秘めて いる. Wolf and Toon [70]らの推算では、メタンに富 む大気ではエアロゾルが大量に生成されるため紫外線 遮蔽が有効に効き、メタンの紫外線による分解が阻害 される. そのような状況になれば、温室効果の非常に 高いメタンが長期間に渡って大気中に滞留できるので, 温暖湿潤気候が地質学的にも長期間存在できる可能性 が出てくる.同様の議論は、生命が生まれた後である 太古代の地球の大気の温暖化について議論されてきた プロセスであるが、もし天体衝突のような無生物的な 機構で大量のメタンが大気中に供給されることになれ ば、前生物地球や火星でも成立するため、その意義は 大変に大きい.

ただし、このような衝突による大量メタン生成仮説 が成り立つには、幾つか越えなければならないハード ルも存在する。例えば、衝突天体の種類と落下時期に ついての議論は重要である。もしCIコンドライトや CMコンドライトに近い組成の天体が比較的遅い時代 に大量に降ってきたのであれば[e.g., 71]、この衝突に よるメタンの直接生成モデルには非常に都合がよい. しかし、現在の地球のように普通コンドライトの衝突 が主体であっては、メタン生成の効率はかなり落ちて しまうかもしれない.このような天体衝突の歴史は, 小惑星帯における物質分布とその軌道状態を詳細に理 解することによって達成されうる.より具体的には, はやぶさ2やOSIRIS-RExのようなC型小惑星の探査 によって,現在把握されている小惑星帯の小惑星のス ペクトル分布が物質分布と具体的にどう結びつくかが 明確化されることが重要である.

#### 謝 辞

本稿執筆の機会を与えて下さった長谷川直博士と大 変に的確かつ丁寧な査読を下さった柳澤正久博士に感 謝いたします.本研究は,宇宙科学研究所のスペース プラズマ実験設備での共同利用プログラムおよび JSPS科研費25120006の助成を受けたものです.

### 引用文献

- Abe, Y. and Matsui, T., 1985, J. Geophys. Res. S02, C545.
- [2] Elkins-Tanton, L. T., 2012, Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 40, 113.
- [3] Hamano, K. et al., 2013, Nature 497, 607.
- [4] Kasting, J. F., 1993, Science 259, 920.
- [5] Hashimoto, G. L. et al., 2007, J. Geophys. Res. 112, E05010.
- [6] Schaefer, L. and Fegley, B., 2010, Icarus 208, 438.
- [7] Fegley, B. et al., 1986, Nature 319, 305.
- [8] Stribling, R. and Miller, S. L., 1987, Orig. Life Evol. Biosph. 17, 261.
- [9] Chang S., 1993, in The chemistry of Life's Origins, Kluwer Acad. Pub., Dordrecht, pp. 259.
- [10] McKay C. P. and Borucki, W. J., 1997, Science 276, 390.
- [11] Zahnle, K., 1986, J. Geophys. Res. 91, 2819.
- [12] Tian, F. et al., 2011, Earth Planet. Sci. Lett. 308, 417.
- [13] Genda, H. and Abe, Y., 2005, Nature 433, 842.
- [14] Melosh, H. J. and Vickery, A. M., 1989, Nature 338, 487.
- [15] Vickery, A. M. and Melosh, H. J., 1990, GSA Special paper 247, 289.
- [16] Shuvalov, V., 2009, Meter. Planet. Sci. 44, 1095.

- [17] Hamano, K. and Abe, Y., 2010, Earth Planets Space 62, 599.
- [18] Schlichting, H. E. et al., 2015, Icarus 247, 81.
- [19] de Niem, D. et al., 2012, Icarus 221, 495.
- [20] Hirschmann, M. M., 2012, Earth Planet. Sci. Lett. 341-344, 48.
- [21] Delano, J., 2001, Orig. Life Evol. Biosph. 31, 311.
- [22] Trail, D. et al., 2011, Nature 480, 79.
- [23] Chyba, C. F. et al., 1990, Science 249, 366.
- [24] Chyba, C. and Sagan, C., 1992, Nature 355, 125.
- [25] Melosh, H.J., 1989, Impact cratering: a geologic process, Oxford Univ. Press, pp. 245.
- [26] Ceplecha, Z. et al., 1998, Space Sci. Rev. 84, 327.
- [27] Sugita, S. and Schultz, P. H., 2003, J. Geophys. Res. 108(E6), 5151.
- [28] Hamura, T. et al., 2012, Lunar Planet. Sci. Conf. XXXXIII, #1888.
- [29] Sugita, S. and Schultz, P. H., 2003, J. Geophys. Res. 108(E6), 5152,
- [30] Sugita, S. and Schultz, P. H., 2009, Geophys. Res. Lett. 36, L20204.
- [31] Sugita, S. and Schultz, P. H., 1999, J. Geophys. Res. 104, 30825.
- [32] Kurosawa, K. et al., 2015, J. Geophys. Res. 120, doi:10.1002/2014JE004730.
- [33] Schultz, P. H., 1992, J. Geophys. Res. 97, 16183.
- [34] Sugita, S. and Schultz, P. H., 2002, Icarus 155, 265.
- [35] Schultz, P. H. and D'Hondt, S., 1996, Geology 24, 963.
- [36] Schultz, P. H., 1996, J. Geophys. Res. 101, 21117.
- [37] Miyamoto, H. and Sasaki, S., 2000, Icarus 145, 533.
- [38] Le Mouélic, S. et al., 2008, J. Geophys. Res. 113, E04003.
- [39] Crawford, D. A. and Schultz, P. H., 1988, Nature 336, 50.
- [40] Crawford, D. A. and Schultz, P. H., 1999, Int. J. Impact Eng. 23, 169.
- [41] Atkins, W.W., 1954, J. Appl. Pys. 26, 126.
- [42] Gehring, J. W. and Warnica, R. L., 1963, Proc. 6th Hypervelocity Impact Symp. 2, 627.
- [43] Ecihhorn, G., 1975, Planet. Space, Sci. 23, 1519.
- [44] Kadono, T. and Fujiwara, A., 1996, J. Geophys. Res. 101, 26097.

- [45] Sugita, S. et al., 1998, J. Geophys. Res. 103, 19427.
- [46] Kurosawa, K. and Sugita, S., 2010, J. Geophys. Res. 115, E10003.
- [47] 杉田精司, 1999, 遊星人 8, 77.
- [48] http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm
- [49] Kurosawa, K. et al., 2009, J. Thermophys. Heat Transfer 23, 463.
- [50] Kurosawa, K. et al., 2013, Orig. Evol. Life Biosph. 43, 221.
- [51] Patel, B. H. et al., 2015, Nature Chem. 7, 301.
- [52] Ohno, S. et al., 2014, Nature Geosci. 7, 279.
- [53] Kawaragi, K. et al., 2009, Earth Planet. Sci. Lett. 282, 56.
- [54] Sekine, Y. et al., 2011, Nature Geosci. 4, 359.
- [55] Kadono, T. et al., 2010, J. Geophys. Res. 115, E04003.
- [56]杉田精司ほか, 2010, プラズマ・核融合学会誌 86, 10, 589.
- [57] Ahrens, T.J. et al., 1989, in Origin and evolution of planetary and satellite atmospheres, Univ. of Arizona Press, pp. 328-385.
- [58] Kurosawa, K. et al., 2012, EPSL 337-338, 68-67.
- [59] Ohno, S. et al., 2013, Lunar Planet. Sci. Conf. XXXXIII, #2746.
- [60] Kerley, G. I., 1999, Equations of state for composite materials, Rep. KPS99-4, Kerley, Albequerque, N. M.
- [61] Melosh, H.J., 2007, Meteor. Planet. Sci. 42, 2079.
- [62] Sugita, S. et al., 2012, AIP Conf. Proc. 1426, 895.
- [63] Meyers, M.A., 1994, Dynamic behavior of materials, John Wiley, pp. 668.
- [64] Celliers, P. M. et al., 2010, Phys. Rev. Lett. 104, 184503.
- [65] Hicks, D. G. et al., 2006, Phys. Rev. Lett. 97(2), 025502.
- [66] Kurosawa, K. et al., 2012, J. Geophys. Res. 117, E04007.
- [67] Kuwahara, H. and Sugita, S., 2015, Icarus 257, 290.
- [68] Kasting, J. F., 1991, Icarus 94, 1.
- [69] 杉田精司, 2011, 地球化学 45, 181.
- [70] Wolf, E. T. and Toon, O. B., 2010, Science 328, 1266.
- [71] Wang, Z, and Becker, H., 2013, Nature 499, 328.
- [72] Sharp, D. H., 1984, Physica (Amsterdam) 12D 3-18.