

# 衝突閃光の高速分光学

杉田精司<sup>1</sup>

**要旨：**本稿では、筆者らがこの数年間行ってきた発光分光学の衝突現象への応用の試みを紹介する。その中で、衝突蒸気雲中のガス成分の温度、化学組成、質量など、これまで間接的にしか推定できなかった諸量を、マイクロ秒単位で測定できるようになったこと、また、その結果得られた実験データが、衝突蒸気現象に関わる新しい物理過程(例えば、粘性加熱や高速衝突破片の空力摩擦)の解明に貢献することを示したい。これら新しい物理的理解は、惑星科学上の重要な問題(例えば、衝突蒸気やメルトの生成過程、大気を持つ惑星への微惑星の低速衝突時の脱ガス過程、生命の発生に必要な有機物質の無機的合成、K/T事件における強力な輻射場の発生など)を解く手掛かりを与える。

## 衝突蒸気的重要性

まず、衝突蒸気雲の重要性を理解する上で鍵となる点は衝突エネルギーの大きさである。地球や金星などの惑星に小惑星が衝突するときの速度は一般的に15~30km/sと予想される[e.g., 1]。また彗星の衝突速度はこの倍以上になる。このような高速の衝突に際して解放され得る運動エネルギーは、質量あたり100~450 MJ/kgと莫大な量になる。これはケイ酸塩の蒸発エネルギーの目安としてよく使われる12~15 MJ/kgに比べて一桁大きい数値である。つまり、衝突エネルギーの1/10が自分自身の熱エネルギーとして使われるだけでも、小惑星は完全に蒸発してしま

うことになる。同時に標的である惑星の表面物質にも大量のエネルギーが分配されるはずなので、全体としてはかなり大量の衝突蒸気が発生することが予想される。

その一方、衝突蒸気が惑星の起源と進化に大きな影響を与えたであろうことは、主に理論的な研究によってこれまでにかなり明らかにされつつある。その例として、惑星集積中の脱ガス[e.g., 2]、隕石重撃期の大気の剥ぎ取り[e.g., 3]、K/T事件における硫酸や二酸化炭素の大量発生[e.g., 4]および衝突下流域での集中的な生命の絶滅[5]、有機物質の衝撃波による生成[e.g., 6, 7]、火星隕石の輸送過程[8]、などいくらでも挙げるができる。

ところがこうした重要性にもかかわらず、衝突蒸気雲の物理的理解は意外と進んでいないのが現状である。衝突蒸気の実験室内での観測はこれまでも行われており、衝突蒸気雲の膨張速度や全質量などの基礎パラメーターの測定は衝突速度や衝突角度の関数としてなされている [9, 10]。しかし、衝突蒸気雲中のガス成分については温度の測定や化学反応の確認などは従来ほとんどなされてこなかった。それは、衝突蒸気の温度、圧力、化学組成などの熱力学量の直接的測定方法がこれまで存在しなかったからである。

## 発光分光学の基礎

この問題を解決する技術の開発とその応用が本稿

<sup>1</sup> 東京大学大学院理学系研究科

のテーマである。我々はこの問題の解決のために、発光分光光学の手法(中でも気体中の原子・分子の輝線スペクトルを使った手法)を高速衝突現象に応用することを試みた。本研究で用いた発光分光光学の基礎原理は、従来からプラズマ診断[e.g., 11], 火炎分析[e.g., 12], 流星観測[e.g., 13]で用いられてきたものと基本的には同じである。しかし、気相の原子・分子の輝線を用いた定量的分光光学が衝突蒸気に応用された例はこれまでになく、この手法の有効性は不明であった。したがって本稿で報告する一連の実験は、原子・分子分光光学が衝突蒸気雲の観測にも応用できることを実証したという点が重要である。以下では、まず発光分光光学の概略を説明し、その後で詳細について実際の応用という観点から説明する。

まず、高温の蒸気の発光を十分短い露出時間(一般的な実験室内の衝突蒸気では数マイクロ秒以下)で分光観測する。得られた輝線やバンドスペクトルの波長から、それらの源となる原子や分子および遷移エネルギー準位を同定する。後述するように、輝線強度とエネルギー準位の関係から蒸気温度が決定できる。また、後述の切片の方法や自己吸収の方法を用いると、元素間の質量比(つまり化学組成)や視

線方向に積分した面密度がそれぞれ求められる。また、まだ実行されていないが、輝線のローレンツ線幅から衝突蒸気の圧力も推定できるはずである。さらに、イオン線の発光強度からイオン化率が求められる。このように分光学的な手法を用いれば、衝突蒸気の熱力学量をかなり見積もることが可能である[14]。

図1は、比較的長い露出時間で得た衝突閃光のスペクトルである。黒体放射による連続スペクトル、MgOやCaOの分子バンドスペクトル、Ca, Mg, Naの原子輝線スペクトルが観察され、衝突蒸気雲が複雑な系であることを物語っている。またこの複雑さが、従来の観測方法では衝突蒸気雲の物理記載が困難であった一つの理由でもある。

原子輝線のみを取り出すと、対応する電子遷移の上の準位と下の準位をそれぞれ $n$ と $m$ で表わせば、その強度 $I_{nm}$ は

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

となる。ここで使われている記号はそれぞれ、プランク定数( $h$ )、光子の周波数( $\nu$ )、統計的重率( $g$ )、

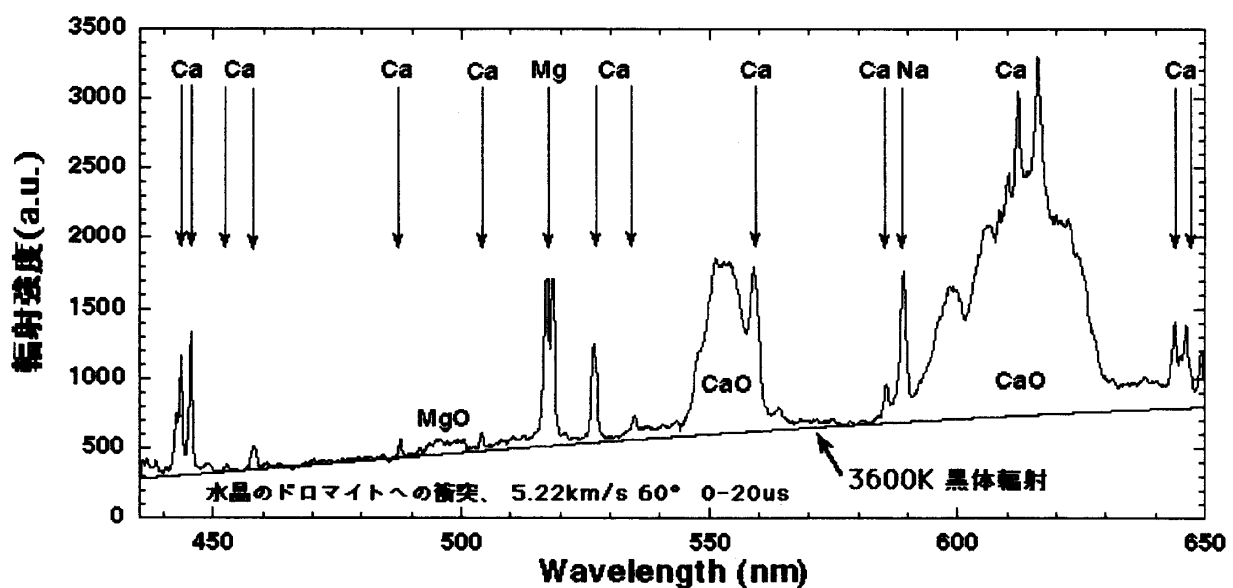


図1 典型的な衝突閃光の発光スペクトルの例

遷移確率 ( $A$ ), 基底状態の原子数 ( $N_0$ ), エネルギー準位 ( $E$ ), ボルツマン定数 ( $k$ ), 温度 ( $T$ ), 分配関数 ( $Z$ ) である. また, 衝突蒸気は一様で熱力学平衡にあると仮定している [e.g., 11]. 一見複雑な式に見えるが, 輝線が同定されれば,  $g_n, A_{nm}, n_{nm}$  は一意に決まり, また, 温度がそれほど高くなければ,  $Z(T)$  はほぼ 1 と近似できるので, 式(1)は,

$$\ln I_{nm} = \ln N_0 - \frac{E_n}{kT} \quad (2)$$

と簡略化できる. ここで規格化輝線強度は

$$\hat{I}_{nm} \equiv \frac{I_{nm}}{\frac{h\nu_{nm}}{4\pi} \frac{g_n}{g_0} A_{nm}} \quad (3)$$

で定義される.

## 蒸気温度と元素間の質量比

式(2)の関係を模式的に図2に示す. ここから明らかなのは, このボルツマン図の上で, 観測点の作る直線の傾きから温度が求められるということである. 傾きが小さければ高温を, 大きければ低温を表わす. またエネルギー準位が0のとき ( $E_n=0$ ), 規格化輝線強度が蒸気雲中原子の総数 ( $N_0$ ) を与える. 図2では, 高温で小質量の蒸気雲が低温で大質量の蒸気雲より強い輝線を放っている様子を表わしている. このことから, 衝突蒸気の温度が分からないと輝線強度の単純な測定だけでは蒸気雲のガス質量の推定を誤るおそれがあることがわかる. また, 複数の元素についてボルツマン図を作って垂直軸との切片を求めれば, 2つの元素の垂直切片の差から元素間の数比を求められる [e.g., 14]. イオン線強度をあたかも別の元素からの輝線のように扱えば, 同様にしてイオン化率を求めることもできる [e.g., 14].

## 自己吸収法

分光法の面白いところは, 輝線の種類によって性質がいろいろ異なっていて, その性質をうまく使うと光源のさまざまな情報を得ることができることであろう. その一例に共鳴線の自己吸収がある. 共鳴線は基底状態と第一励起状態の間の遷移によって生じる輝線である. 共鳴線の光は, エネルギー分布の中で圧倒的多数を占める基底状態原子に吸収され, また遷移確率も一般的に大きいので, 他の輝線に比べて吸収効率が圧倒的に高い [e.g., 15]. 一般に, 実験室内の衝突により作られる蒸気雲は光学的厚さが小さいと仮定できるが, この共鳴線に対しては光学的厚さが1を越えることがよくある [14]. この場合, 共鳴線は自己吸収に大きく影響されるため, ボルツマン図の作成には使えないが, 逆に他の輝線の強度分布が作る線形関係 (式(2)) からのずれを求めることにより, 自己吸収度の度合いを求めることができる. そこからは, 光源である高温ガス雲を視線方向に積分した単位面積あたりの原子数が推定できる [14].

## 衝突実験への応用

高速分光学の実際の衝突実験への応用例として, 真空中でのジェット現象と衝突蒸気雲の大気との相互

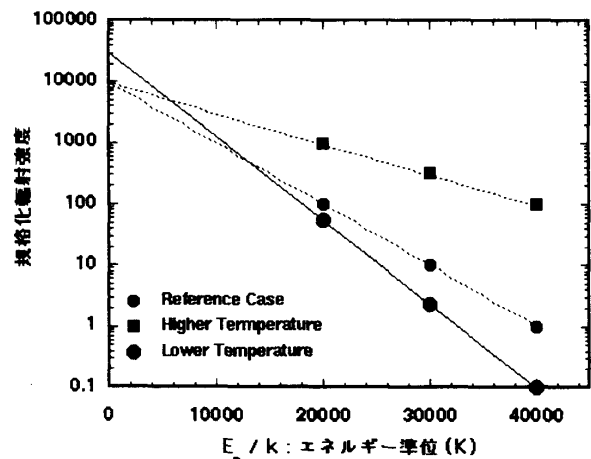


図2 模式的ボルツマン図

作用の観測を行った。いずれのケースもNASAのAmes研究センターにある垂直衝突銃を用いて斜めの衝突角で実験を行った。衝突閃光の観測には3段式冷却装置を備えた増倍・荷電結合素子 (ICCD) カメラを回折格子分光器に取り付けたものを二組使った。真空チェンバー内で発生した衝突閃光は、まずチェンバーの観測用窓の外側に置かれた集光レンズによって光ファイバーに集められ、分光器の入光スリットに送られる。分光器で波長ごとに分けられた光はICCDカメラで各波長の輻射強度が測られ、その結果はパソコンに記録される。また、真空チェンバー内の衝突点付近に光ダイオードを置き、これで衝突閃光の始まりを捉えて測光系にトリガーをかけた。

ここで混乱を防ぐため、以下の実験で観測の対象としている衝突現象について2点ほど説明を加えておきたい。まず第一点はいわゆるメインフェーズの衝突蒸気雲とジェットとの違いである。一般に衝突蒸気雲と言った場合、ジェットによる蒸気も含めて衝突により生成された蒸気の全てを指す。この中でジェットとは、弾丸が標的に貫入し続けている衝突の初期段階で、弾丸と標的の境界から放出される非常に高温高速な成分を指す。その一方メインフェーズの衝突蒸気は、弾丸の貫入が終了して希薄波が弾丸や標的の内部に進入してくる段階になってから発生する。ジェットが、弾丸と標的の境界における非常に局所的な衝撃力の集中に起因するのに対し[e.g., 16], メインフェーズの衝突蒸気雲は、衝突によって生成される等圧コアとその周囲の高圧領域からなる広い範囲[e.g., 17]での衝撃加熱に起因する。現実にはこの2つの現象は連続的につながっており、どこで線を引くかは難しいが、物理過程の描像が大きく異なることが重要な点である。

第二点は、斜め衝突と垂直衝突の違いである。従来行われてきた高速衝突の室内実験・数値計算の大半は垂直衝突についてである。そのため、ジェット、

メインフェーズの衝突蒸気、インパクトメルト、イジェクタの発生など高速衝突の物理は垂直衝突を基本にして理解されていることが多い。しかし、斜め衝突(特に衝突角が約 $30^\circ$ 以下)場合では、垂直衝突とかなり異なった現象が起こる。メインフェーズの衝突蒸気の中でも弾丸に由来する成分で斜め衝突の効果が著しい[9]。高速の垂直衝突の場合、弾丸は貫入段階に標的にめり込んだ後、典型的には衝突蒸気ブリュームとして衝突点上方に放出される。しかし斜め衝突の場合には、弾丸は自分の持つ巨大な水平運動量のために衝突点で留まらないで衝突の下流方向に衝突蒸気雲として飛び去る。この弾丸由来の蒸気雲の並進運動の速度は、ほぼ弾丸の衝突速度の水平成分に等しい[9]。したがって大気を持つ惑星上であれば、この蒸気雲は大気と衝突して激しく相互作用することが期待される。衝突蒸気雲と大気の相互作用を観測する第2の実験で着目したのは、この衝突点下流に高速で飛び去る弾丸由来の衝突蒸気雲である。

**真空中でのジェット現象:**最初に、なぜジェット現象に着目したのかについて簡単に触れておく。まず、ジェット現象には比較的簡単な確立した理論[e.g., 18, 19]があって、実験結果と理論の予測値の比較が容易であることが挙げられる。また、ジェットは高速衝突現象の中で最も高いエネルギー密度を与える物理過程であるので蒸発効率が良い。したがって、気体から発生する輝線スペクトルを観測する場合には最も明瞭なデータが取れることが期待される。さらに、ジェットは比較的低速の衝突でも高温高圧条件を生み出すので、「瞬間的超高压装置」としても有用である。

本研究では、真空中でのジェットの閃光を観測するために、水晶と銅の球状の弾丸を多晶質のドロマイトのブロックに $4.7\sim 5.8\text{km/s}$ の速度で衝突させた。ここで水晶と銅の直径(質量)はそれぞれ $6.4\text{mm}$

(0.29 g)と3.2 mm (0.15 g)である。衝突角は $15^\circ$  から $90^\circ$ の垂直まで $15^\circ$ 刻みに変化させた。ここで、本稿では衝突角は全て水平から測るものとするを注意しておく。

衝突実験の結果、銅とカルシウムの強い原子輝線が多数とカルシウムイオンの輝線が数本観測されたので、これらを使ってジェット中の温度、イオン化率、全質量、標的物質と弾丸物質の混合比を見積もることができた[20]。実験と解析の結果は以下のようにまとめられる。

1. どの実験条件下でもジェット中の温度は、正面衝突では達成されない非常に高い値を示した。
2. ジェット中の温度は衝突速度と衝突角度の両方に依存し、各パラメーターへの依存性は衝突物質によって大きく異なる。
3. 弾丸物質のジェットと標的物質のジェットは異なる温度を持つが、衝突角度が小さいときにはこの

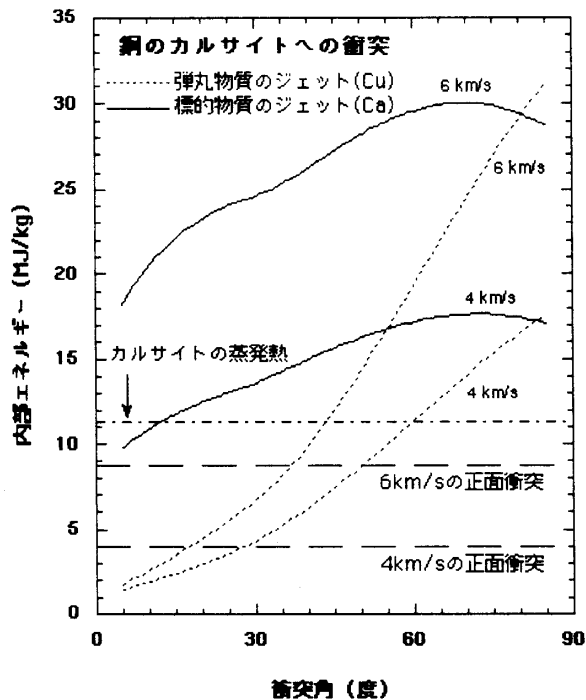


図3. ジェット中の最大内部エネルギーの理論計算の結果。ドロマイトのユゴニオ状態方程式は得られていないので便宜上カルサイトを標的物質として計算した。

二つは良い相関を持つ。

4. 標準的なジェット理論からは、低角での衝突の時には、弾丸物質のジェットは衝撃加熱をあまり受けないと予想されるが(図3)、実験では $15^\circ$ という低角でも6~7000Kという高温のジェットが生成された(図4)。
5. ジェット中の標的物質の弾丸物質に対するの質量比は、衝突角度とともに大きくなる(図5)。また、この質量比は最低角( $15^\circ$ )と垂直( $90^\circ$ )のときでは約30倍も異なり、従来の理論的見積もり([19]の1.5~3倍)と比べると一桁程度も大きい。
6. ジェット中の標的/弾丸の質量比(Ca/Cu)は時間とともに大きくは変化しない(図5)。これは、ジェット中での気相化学反応(例えば、 $\text{Ca} + \text{O} \rightleftharpoons \text{CaO}$ )がマイクロ秒の時間尺度では起きていないことを示している。
7. カルシウムのイオン線(393nmと396nm)の強度から、あるジェット中のカルシウムのイオン化率はおよそ20%と見積もられた。
8. カルシウムの共鳴線(427nm)の強度測定の結果を自己吸収の方法を用いて解析することによって、観測されたジェットのこの輝線に対する見かけの

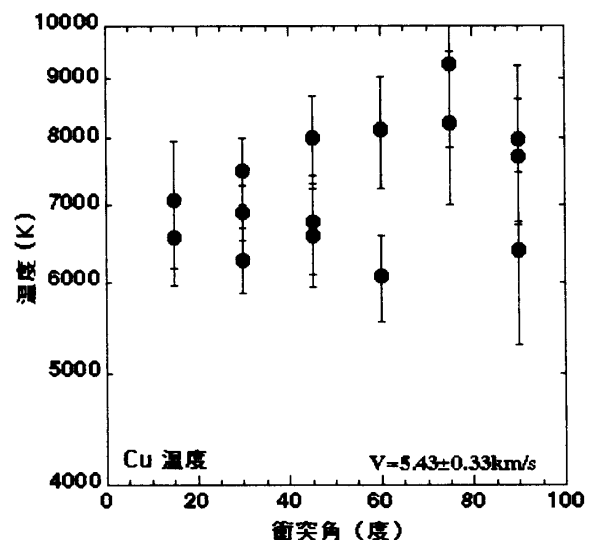


図4. ジェット中の銅原子温度の衝突角度依存性の測定結果。分光器の露出時間は衝突の瞬間から測って $0.2 \mu\text{s}$ である。

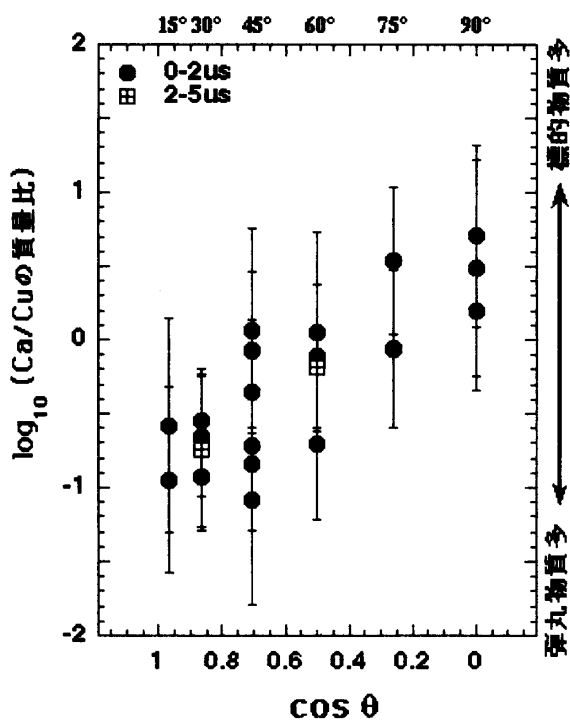


図5. 銅の弾丸をドロマイトの標的に高速衝突させたときに発生したジェット中の標的/弾丸質量比の観測値。衝突速度は4.7~5.8km/s。衝突の瞬間から測った分光器の露出時間は図の左上に示してある。

光学的厚さは約3であると見積られた。この光学的厚さの値とジェットの高速写真像の大きさの測定値から、ジェット中のカルシウムの質量としては5ng~2 $\mu$ gという非常に小さい値が得られた(この3桁にわたる誤差範囲は、この共鳴線が圧力効果でどのくらいの線幅に広がっているかが不明であることによる)。つまり、仮にジェットの全質量が観測されたカルシウム原子ガス成分の質量の千倍であったとしても、ジェット中の蒸気的全質量は弾丸の質量の千分の一にも満たない。

これらの結果のうち、従来のジェット理論との比較の対象になりうる(1), (2), (3), (4), (5), (8)は、定性的にはいずれも標準的理論と調和的であると言える。しかし定量的な比較をすると、(2), (3), (4), (5)などの実験結果はこれまで用いられてきた標準理論の予測とは大きな違いを持っていることが

分かる。この差異にはいくつかの原因が考えられる。

1つ目は、モデルの定常状態の仮定である。標準的ジェット理論[e.g., 18, 19, 20]は、局所的な定常状態を仮定している。しかし、球と平面の衝突の場合には弾丸と標的の交叉角が時々刻々と変化するので、この仮定は必ずしも有効ではないかもしれない[21]。2つ目の可能性は、ジェットの衝突加熱の推定に用いられる「淀み点近似(stagnation-point approximation)」の問題である。この方法の考案者であるKieffer自身が指摘しているように、この方法で衝撃加熱を推定すると実際の値より高めの値を得ることが知られている[18]。しかしながら、上の2つの誤差要因を考慮した場合に理論計算がどのように変化するかを調べてみると、実験と理論の差異を埋める方向には向いていないことが分かる[20]。そこで第3の候補として出てくるのが粘性加熱である。実験データにはばらつきも多いのでまだ断定的なことは言えないが、粘性加熱が大きな影響を持っていると仮定すると、実験と理論の差をかなりうまく説明できる[20]。

従来、高速衝突現象を惑星科学上の問題に適用するときには、ランキン=ユゴニオの方程式によって記述される衝撃加熱のみが重要視され、理論的研究・実験的研究の種類を問わず粘性加熱はほとんど考慮されてこなかった。そのため惑星科学の世界では、高速衝突時の粘性加熱の問題はほとんど手つかずのままであるといってもよい。また、衝突閃光の分光学とは異なる他の研究からも粘性加熱が衝突蒸気[5]やインパクトメルト[e.g., 22]の生成に重要な役割を果たしていることが最近指摘されつつある。このように、高速衝突時の粘性加熱の問題は今後本格的な取り組みが期待される研究課題である。

**衝突蒸気と大気との相互作用：**冒頭でも触れたように、小天体の高速衝突時に巨大な衝突蒸気雲が発生することはほぼ確定的と考えられている。しかし、衝突蒸気雲の直接的な地質学的証拠が惑星表面上に

残っている例はごくまれにしかない。そのほぼ唯一とも言える例は金星の衝突クレーターの周囲に見られるcrater run-out flowである[e.g., 23, 24]。ここでは詳しい議論はできないが、金星のrun-out flowの起源は、主に衝突天体に由来する衝突蒸気雲が非常に濃い大気中で凝縮し、さらに地表に堆積してできたものと筆者らは考えている[e.g., 23, 24]。したがって、金星のような濃い大気中での衝突蒸気雲の振る舞いを理解することは、衝突蒸気雲全般の理解に大きく貢献することが期待される。そこで衝突閃光の第2の実験的応用例として、比較的高い気圧下での衝突蒸気雲の観測を行った。

蒸発効率を高めて実効的に高速度の衝突が再現できるよう、また衝突に際して微粒子の発生が極力小さくなるよう、弾丸と標的にはそれぞれプラスチック(ポリカーボネイト)と液体の水を用いた。衝突速度は $5.9 \pm 0.2 \text{ km/s}$ と高速で且つほぼ一定に保ち、衝突角度は水平から $30^\circ$ とした。前述のように、この実験では衝突の下流方向に高速運動する弾丸由来の衝突蒸気雲を分光観測した。

標的物質の水が低圧下で、蒸発のためあまり減少しないうちに衝突実験をしなければならないという技術的理由と、高圧の空気(つまり酸素をかなり含む)は真空チェンバーに入れて衝突実験ができない

という安全上の理由から、低圧時(13mb)には空気を、高圧時(40mbと130mb)にはアルゴンガスを模擬大気として用いた。

上の実験条件とはわずかに異なるが、ほぼ同様の条件下で取られた広波長域にわたるスペクトルを図6に示す。全波長域にわたって強い黒体輻射による連続スペクトルが横たわり、その上にCN, CH, C<sub>2</sub>などの炭素化合物の気体分子のバンドスペクトルが重なっているのが分かる。温度測定のための定量観測時には、ほぼ中央のC<sub>2</sub>のスワンバンドを観測域としてデータを取った。

しかしながら、実験で用いられた小型分光器で得られるスペクトルの波長分解能は、C<sub>2</sub>のスワンバンドの1つ1つの分子回転による輝線を分離するにはほど遠い。そのため、先のジェットの実験例で用いたような直接的な輝線強度の測定はできず、したがってボルツマン図も作成できない。だが、観測されたスワンバンドのスペクトルの形は、温度、柱状積算密度などのパラメーターの関数として定量的に計算することができる[e.g., 25, 26]。そこで、計算によって求められるスペクトルと観測されたスペクトルとの差の2乗和を最小にするパラメーターの値を見つけてやれば、それを観測された衝突蒸気雲を記述する物理量の最尤値と見なすことができる。図7

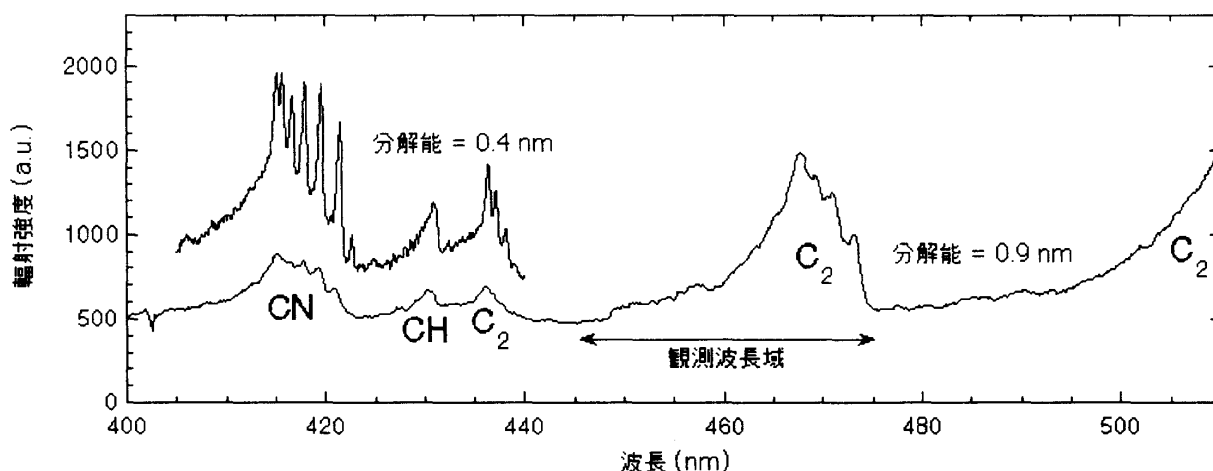


図6. ポリカーボネイトの弾丸を水の標的に大気中(この場合は67mbのアルゴン)で高速衝突させたとき発生する発光スペクトルの典型例。衝突速度、角度、露出時間はそれぞれ5.61 km/s,  $30^\circ$ , 20  $\mu\text{s}$ である。

に、このような最小2乗フィットの結果の一例を示す。完全とは言えないが、観測されたスペクトル曲線と理論曲線はかなり良い一致を示している。

このようにして求められた輻射温度を真空チャンバー中の気圧と衝突後の経過時間の関数として表したものを図8に示す。実験の結果をまとめると以下のようなになる。

1. 気圧が高くなると共に、気相の輻射温度の初期値は高くなる。
2. 気圧が高くなると共に、気相の輻射温度の低下率は高くなる。
3. 気圧が高くなると共に、気相の輻射強度は高くなる。
4. 低い気圧下(13mb)では、輻射強度は時間とともに増大することが観測された。
5. いずれの実験条件下でも強い黒体輻射が観測された。
6. 黒体輻射の温度は、誤差の範囲で蒸気温度と一致

している。これに対し、先の真空中のジェットの場合では、気相温度の方が黒体輻射温度に比べ有意に高い。

得られた情報はいずれも定性的なものであるが、観測された大気中での衝突蒸気雲の輻射プロセスに関してかなり強い制約を与える。そこで、衝突蒸気雲の中で観測された強い気相輻射源について以下のような幾つかのモデルを考え、実験結果との比較を行った。

1. 衝撃加熱のみを仮定したときのメインフェーズの衝突蒸気の膨張過程
2. 粘性加熱も考慮したときのメインフェーズの衝突蒸気の膨張過程
3. ジェット蒸気
4. メインフェーズあるいはジェットの蒸気が大気と衝突したときの衝撃再加熱
5. 衝突蒸気との衝突により加熱された大気からの熱

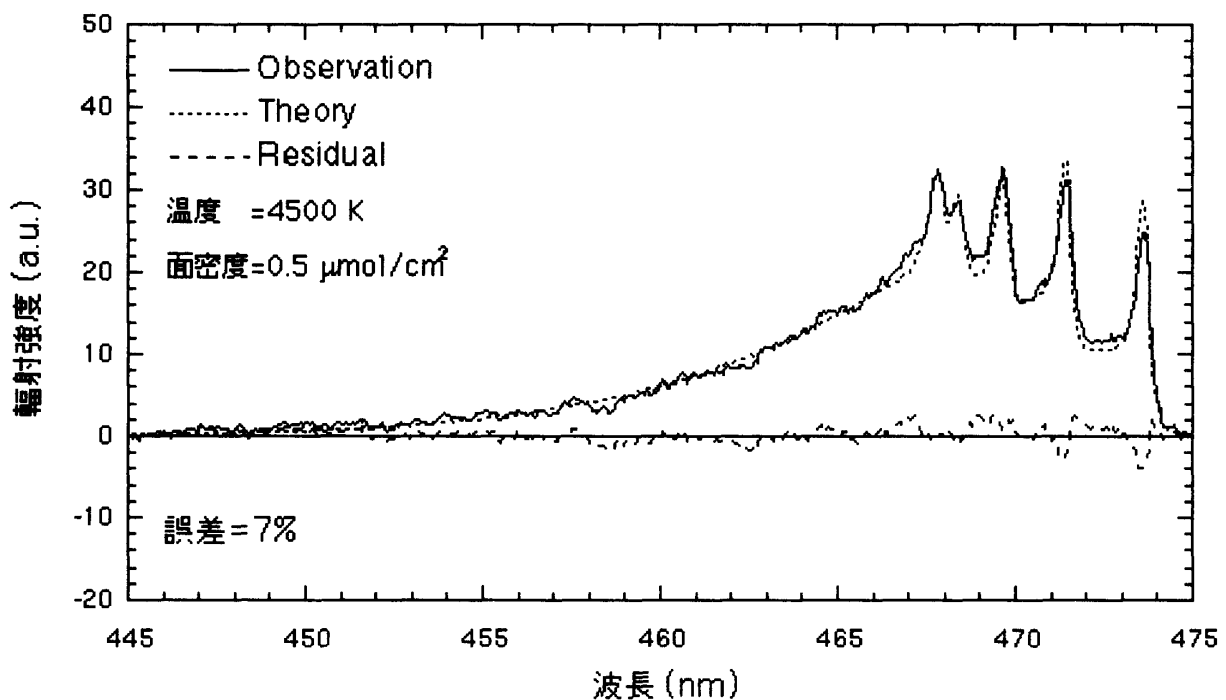


図7. 衝突閃光中のC2分子のスワンバンドの観測曲線と最適理論曲線の比較



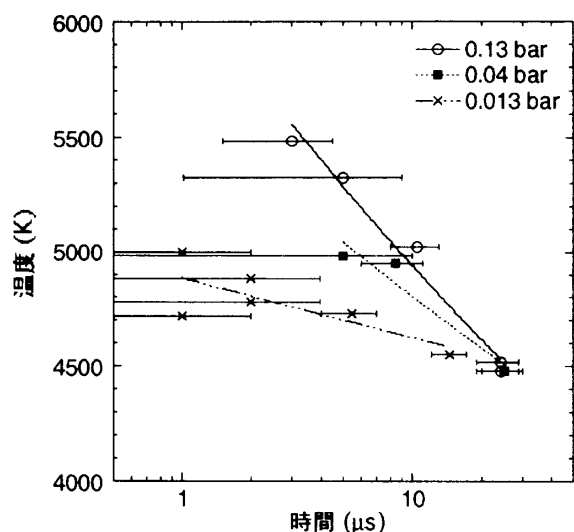


図8. ポリカーボネイト弾丸の水への高速衝突によって発生した衝突蒸気雲のガス成分 (CO<sub>2</sub>分子) の輻射温度の観測値。衝突後の経過時間と気圧の関数として示してある。

#### 伝導による衝突蒸気の再加熱

#### 6. 弾丸から放出された高速で微小な衝突破片の空力摩擦 (アブレーション)

これらのモデルの詳細を説明することはここでは紙面の関係上不可能なので、箇々のモデルについての議論は[27]を参照されたい。結論だけを述べると、最後の微小衝突破片の大気による空力摩擦のモデルのみが上の実験的制約条件を無理なく説明することができるのである。その他のモデルは、先の実験的制約条件の一つ以上とかなり強い矛盾を示した。そこで、空力摩擦の数値モデルを作って計算結果を、(1) 気相の輻射温度が4500-5500Kと高温であることや、(2) 大気圧の1桁の変化に対して気相の輻射温度は高々1000Kしか変化しないことなどの定量的観測結果と比較した。その結果、この実験で分光的に検出された高温ガスは、連続体近似の効かないほど微小な衝突破片の表面に大気分子が自由分子流的に衝突して起きる空力摩擦の結果生じていることが分かった。さらに同じ数値解析から、衝突破片の空力摩擦に際しての蒸発エネルギーはおよそ400 kJ/mol

と求められた。この値はポリオレフィンやベンゼンの中の炭素間の結合エネルギーにほぼ等しい。このことは、弾丸の破片を構成するポリカーボネイトのポリマー分子に大気分子が一つ一つ個別に高速衝突して比較的小さな炭素化合物分子を剥ぎ取り、輻射源の炭素に富む高温ガスを形成するという描像を強く支持している。

この実験・解析の結果は、比較的低温であるはずの衝突破片の周りにできるアブレーション層が、(生成継続時間の非常に短いジェットを除けば) 衝突蒸気雲中で最高温の成分であるという逆説的な結論を導き出しているという意味で面白い。さらに、高速の衝突破片の空力摩擦の影響が予想以上に大きく効くという実験結果は、惑星科学にいくつもの重要な意義を持つ[27]。以下にその具体例を挙げる。

1. 大気と衝突破片の間の相互作用に由来するいわば「2次的」衝突蒸気やメルトの生成量が金星や地球では非常に大きいかもしれない。
2. 微惑星の衝突速度が小さいと予想される集積中の火星上での脱ガス効率、原始大気がいったん形成されるとかなり大きく上昇するかもしれない。
3. 弾丸由来の高速衝突破片と大気の相互作用による熱輻射の強さは、従来から注目されてきた衝突蒸気凝結物の大気再突入による熱輻射の強さ [28] を大幅 (~2桁) に上回ると予想される。
4. 原始地球大気が比較的酸化的な雰囲気であったとしても [e.g., 29], 炭素質コンドライトのように還元的な物質の衝突の結果作られる蒸気雲は、非常に還元的となるはずである。また、弾丸由来の高速で微小な衝突破片の表面から出てくる非常に還元的な蒸気は周囲の酸化的大気成分と容易に混合するので、高温のアブレーション層は様々な酸化還元状態を取り得るはずである。このことは、アブレーション層で多様な炭素化合物が生成される可能性を強く示唆する。

## 結論と展望

以上述べてきた一連の実験により、衝突蒸気の温度などの熱力学諸量の測定が分光学的方法によって可能であることが示された。それらの分光観測の結果は、衝突蒸気の発生と進化に関して、これまで注目されてこなかった物理過程が重要な役割を果たしていることを支持している。しかし、これらの物理過程の理解はまだ始まったばかりである。今後はこれらの物理過程のより深い理解のために、実験精度の向上や新たな条件下で実験が求められる。

さて、ここまでは衝突蒸気の物理過程の解明と惑星科学上の問題への応用を中心に話を進めてきた。しかしながら、衝突閃光の高速分光学には、もう一つの側面があることを最後に言及しておきたい。それは、惑星探査への応用である。もし未知の惑星表面上に既知の物質の弾丸を高速衝突させて閃光を作ってそれを分光観測すれば、その惑星表面物質が何であるのか同定することができるかもしれない[30]。従来から活躍してきた赤外光の反射スペクトル法が鉱物同定を得意とするのに対し、衝突閃光の高速分光法は元素の存在度の測定に向いている。また、蛍光X線の観測が苦手とする太陽から遠い惑星や衛星にも使える。さらに、地表面に露わに出ている物質だけでなく、弾丸が貫入する表面下mmからcmの深さの物質までを平均して測定することもできるという性質も持っている。もし、衝突閃光を発生させるための弾丸を複数個持っていくことができれば、複数の小惑星やカイパーベルト天体をフライバイで化学組成を調べる探査を作ることができるかもしれない。

ここまではこの探査法の長所のみを挙げたが、当然短所もある。例えば、面的なデータが取れず点的な情報しか手にはいらないという根本的な問題がある。また細かい技術的な問題としては、元素存在度をどの程度の精度で測定できるようになるのかと

か、分光器や弾丸はどこまで軽くできるのかなどの点を挙げることができる。しかし利点の方を重視しようとの見方から、これまでに米国防省による「クレメンタインII」やNASAのディスカバリー探査の候補としての「ディープインパクト」などの探査計画が提案されてきた。ただ今のところ、基礎実験技術の方がこういった探査計画案に追いついていない状況なので、これらの探査計画がすんなりと実現する可能性はまだそれほど大きくはないだろう。現在は、衝突閃光の高速分光法の基礎技術の確立が最も重要な段階であろう。

## 参考文献

- [1] Shoemaker, E. M., R. F. Wolfe, and C. S. Shoemaker, Asteroid and comet flux in the neighborhood of Earth in *Global Catastrophes in Earth History*, edited by V. L. Sharpton, and P. D. Ward, *Spec. Pap. Geol. Soc. Am.*, 247, 155-170, 1990
- [2] Matsui, T. and Y. Abe, Evolution of impact-induced atmosphere and magma ocean on the accreting Earth, *Nature*, 319, 303-305, 1986.
- [3] Melosh, H. J. and A. M. Vickery, Impact erosion of the primordial atmosphere of Mars, *Nature*, 338, 487-489, 1989.
- [4] Pope, K. O., K. H. Baines, A. Ocampo, Energy, volatile production, and climatic effects of the Chixulub Cretaceous/Tertiary impact, *J. Geophys. Res.*, 102, 21,645-21,664, 1997.
- [5] Schultz, P. H. and S. D'Hondt, Cretaceous-Tertiary (Chicxulub) impact angle and its consequences, *Geology*, 24, 963-967, 1996.
- [6] Bar-Nun, A., N. Bar-Nun, S. H. Ber, and C. Sagan, Shock synthesis of amino acids in simulated primitive environments, *Science*. 168,

- 470-473. 1970.
- [7] Mckay, C. P. and W. J. Borucki, Organic synthesis in experimental impact shocks, *Science*, 276, 390-392, 1997
- [8] Vickery, Effect of an impact-generated gas cloud on the acceleration of solid ejecta, *J. Geophys. Res.*, 91, 14,139-14,160, 1986.
- [9] Schultz, P. H., Effect of impact angle on vaporization, *J. Geophys. Res.*, 101, 21,117-21,136, 1996.
- [10] Kadono, T. and A. Fujiwara, Observation of expanding vapor cloud generated by hypervelocity impact, *J. Geophys. Res.*, 101, 26,097-26,109, 1996.
- [11] Griem, H. R., *Plasma Spectroscopy*, 580 pp., McGraw-Hill, New York, 1964.
- [12] Gaydon, A. G. and H. G. Wolfhard, *Flames: Their structure, Radiation, and Temperature*, 3rd ed., 401 pp., Chapman and Hall, New York, 1970.
- [13] Borovicka, J., A fireball spectrum analysis, *Astron. Astrophys.*, 279, 627-645, 1993
- [14] Sugita, S., P. H. Schultz, and M. A. Adams, Spectroscopic measurement of vapor clouds due to oblique impacts, *J. Geophys. Res.*, 103, 19,427-19,441, 1998.
- [15] Mitchell, A. C. G. and M. W. Zemansky, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, pp. 338, Cambridge Univ. Press, London, 1961.
- [16] Walsh, J. M., R. G. Shreffler, and F. J. Willig, Limiting conditions for jet formation in high velocity collisions, *J. Appl. Phys.*, 24, 349-359, 1953.
- [17] Gault, D. E. and E. D. Heitowit, The partition of energy for hypervelocity impact craters formed in rock, *Proc. Sixth Hypervelocity Impact Symp.*, 2, 419-456, 1963.
- [18] Kieffer, S. W., Impact conditions required for formation of melt by jetting in silicates, in *Impact and Explosion Cratering*, edited by R. J. Roddy, R. O. Pepin, R. and B. Merrill, pp. 751-769, Pergamon Press, Tarrytown, N.Y., 1977.
- [19] Vickery, A. M., The theory of jetting: Application to the origin of tektites, *Icarus*, 105, 441-453, 1993.
- [20] Sugita, S. and P. H. Schultz, Spectroscopic characterization of hypervelocity jetting: comparison with a standard theory, submitted to *J. Geophys. Res.*, 1999.
- [21] Miller, G. H., Jetting in oblique, asymmetric impacts, *Icarus*, 134, 163-175, 1998.
- [22] van der Bogert, C. H., P. H. Schultz, and J. G. Spray, Experimental frictional heating of dolomitic marble: New insights for Martian meteorite Allan Hills 84001, *Lunar Planet. Sci. Conf. XXX*, CD-ROM #1970, 1999.
- [23] Schultz, P. H., Atmospheric effects on ejecta emplacement and crater formation on Venus from Magellan, *J. Geophys. Res.*, 97, 16,183-16,248, 1992
- [24] Sugita, S. and P. H. Schultz, Impact vapor generation inferred from run-out flows on Venus (abstract), *Lunar Planet. Sci. Conf. XXVII*, 1287-1288 1996.
- [25] Herzberg, G., *Molecular Spectra and Molecular Structure, I, Diatomic Molecules*, 2nd ed., 678 pp., D. Van Nostrand, New York, 1950.
- [26] Arnold, J. O., E. E. Whiting, and G. C. Lyle, Line by line calculation of spectra from diatomic molecules and atoms assuming a

Voigt line profile, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 9, 775-798, 1969.

- [27] Sugita, S., Generation and evolution of impact-induced vapor clouds: spectroscopic observations and hydrodynamic calculations, Ph.D. Thesis, Brown University, pp. 268, 1999.
- [28] Melosh, H. J., N. M. Schneider, K. J. Zahnle, D. Latham, Ignition of global wildfires at the Cretaceous/Tertiary boundary, *Nature*, 343, 251-254, 1990.
- [29] 阿部豊, 形成直後の地球表層環境, 遊星人, 1, 111-116, 1992.
- [30] Schultz, P. H., M. A. Adams, J. W. Perry, J. D. Goguen, and S. Sugita, Impact flash spectroscopy (abstract), *Lunar Planet. Sci. Conf.*, XXVII, 1149-1150, 1996.

## 謝辞

本稿の完成は、執筆を促して下さった並木則行さんと貴重なコメントを下さった矢野創さんに負うところが非常に大きい。ここに感謝の意を表したい。