

# 蒸気雲の固体壁への高速度衝突による発光Ⅱ

金久保 隆太, 柳澤 正久 (電気通信大学)

宇宙科学に関する室内実験シンポジウム

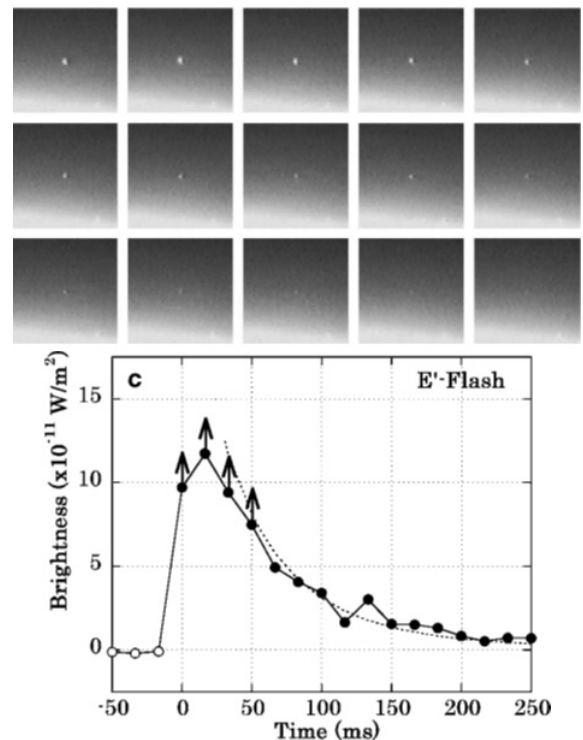
平成 28 年 2 月 23 ~ 24 日

## 概要

月面衝突閃光と呼ばれる流星現象の発光の要因は衝突時に噴出する高温液滴による発光が有力であると考えられている。一方、Nemtchinov et al.(1998) によれば小天体による月面への斜め衝突では月面上を沿う様に高速度のジェットが発生し、ジェットが月面上のクレーター壁等に衝突することで発光すると述べられている。そこで流星体の高速度衝突で生じた蒸気雲のクレーター壁等への衝突による発光が月面衝突閃光の発光の要因となる可能性が考えられる。本研究では ISAS/JAXA での高速度衝突実験によって蒸気雲の固体壁への衝突による発光をフォトメータで定量的に測定した。測定結果を基に発光強度と発光効率を計算したところ、発光強度は速度の約 11 乗で増大するという非常に強い速度依存性を示した。また、発光効率は  $10^{-4} \sim 10^{-3}$  程度であった。ここで、蒸気雲は固体壁へ衝突すると衝撃圧縮により衝撃波が形成されると考えられる。この衝撃波内において気体分子が励起され、発光が起こる過程から、励起分子数比率は発光強度に比例すると考えられる。月面衝突閃光では衝突速度が最大 80 km/s 程度であり、この速度に対して発光モデルを基にシミュレーションすると、殆ど分子が励起される結果となった。従って、月面衝突閃光の発光効率である  $10^{-3}$  (Bellot Rubio et al. 2000) と比較すると同程度であることから、蒸気雲のクレーター壁への衝突による発光は月面衝突閃光の発光の要因となる可能性が十分あると言える。

## 1 序論

月面上で高速度衝突が起こると月面衝突閃光と呼ばれる発光現象が観測される。月面衝突閃光はメテオロイドの月面への衝突時に噴出する高温液滴による発光が有力な発光の要因であると考えられている。一方、小天体による月面への斜め衝突では月面上を沿う様に高速度のジェットが発生し、ジェットが月面上のクレーター壁等に衝突することで発光する [1]。そこで月面において流星体の高速度衝突で生じた蒸気雲のクレーター壁等への衝突による発光が月面衝突閃光の発光の要因となる可能性が考えられる。図 1 の月面衝突閃光の発光強度の時間推移 [2] を見ると、発光強度の減衰中に突如として発光強度が増大する変化が見られる。この原因として蒸気雲のクレーター壁等への衝突による発光が考えられる。そこで本研究では高速度衝突実験によって、蒸気雲の固体壁への衝突による発光を定量的に測定し、発光強度と発光効率を計算する。更に、本実験での発光と月面衝突閃光を紐付ける為の発光モデルを考案する。最終的に、本実験による結果と地上観測による月面衝突閃光の発光効率 [3] を比較し、蒸気雲のクレーター壁等への衝突による発光が月面衝突閃光の発光の要因となる可能性を検討する。



Leonid in 1999, Yanagisawa & Kisaichi 2002

図 1: 月面衝突閃光における発光強度の時間推移 [2]。発光強度の減衰中に不自然に発光強度が増大する変化が見られる。

## 2 実験方法

ISAS/JAXA にある二段式軽ガス銃を使用して高速衝突実験を行った。使用した飛翔体は直径 7 mm の 66 ナイロン製のもので、先端が円錐形状に尖った形状である。飛翔体速度は約 5 ~ 7 km/s の範囲で shot 毎に変化させて速度依存性を調べた。また、ターゲットには膜厚 0.05, 0.1, 0.3 mm の 66 ナイロン製の薄膜を使用して膜厚依存性を調べた。飛翔体が薄膜のターゲットに衝突すると蒸気雲が発生する。蒸気雲は広がりながら進み、図 2 の半球状の固体壁に衝突することで発光する。この発光を浜松ホトニクス Si PIN フォトダイオード S3071 とフォトセンサンプ C8366 から成るフォトメータ (以降 PM) によって定量的に測定し、衝突の様子を島津製作所 HPV-X 高速度カメラによって撮影した。蒸気雲の固体壁への衝突時に飛翔体破片も衝突する可能性がある。これを防ぐ為、半球に直径 60 mm の”窪み”を入れた (図 2)。

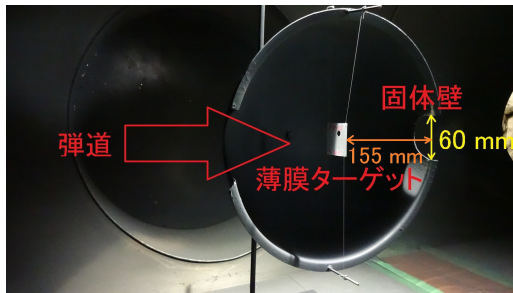


図 2: 実験で使った固体壁。

## 3 実験データ解析

### 3.1 発光強度

PM の出力電圧  $V(t)$  [V] を基に発光強度を計算した。アンプの負荷抵抗を  $R[\Omega]$  として、PM-ターゲット間距離、受光面積、最大受光感度、分光感度特性をそれぞれ  $r$  [m],  $A$  [ $\text{m}^2$ ],  $s_0$  [A/W],  $s'(\lambda)$  として、衝突閃光の発光強度  $W(t)$  [W] を式 (1) から計算した [4]。ここで  $S(\lambda, t)$  は分光発光強度である。

$$W(t) = \int_0^\infty S(\lambda, t) s'(\lambda) d\lambda = \frac{V(t)}{\frac{A}{4\pi r^2} \cdot s_0 R} \text{ [W]} \quad (1)$$

本研究では浜松ホトニクス製フォトダイオード S3071 とアンプ C8366 の仕様に基づき、最大受光感度を 0.6 A/W、負荷抵抗を 1000  $\Omega$  とした。

### 3.2 発光効率

式 1 から算出した発光強度  $W(t)$  [W] を基に、蒸気雲の固体壁への衝突による発光の経過時間  $t$  に対する

累積発光量を算出する。 $t = 0$  は飛翔体がターゲットに衝突した瞬間である。本研究では発光量の時間推移を基に全 shot に対して、累積発光量は飛翔体のターゲットへの衝突後から 50  $\mu\text{s}$  までの範囲で発光強度を積分した。更に累積発光量  $E_0(t)$  [J] を蒸気雲の運動エネルギー  $E_k$  [J] によって規格化することで蒸気雲の運動エネルギーへの発光への変換効率  $E_0/E_k(t)$  を式 2 から計算した。

$$E_0/E_k(t) = \frac{1}{E_k} \int_0^\infty W(t) dt \quad (2)$$

蒸気雲の速度は  $t = 0$  から発光強度のピークまでの経過時間とターゲット-固体壁間距離から計算し、質量は飛翔体断面積とターゲットの膜厚と 66 ナイロンの密度から計算した。

## 4 速度依存性

ターゲットの膜厚を 0.3 mm とし、飛翔体速度を約 5 ~ 7 km/s の範囲で変化させた実験結果を用いて発光と速度の関係性を確認する。発光強度 (ピーク値) と発光効率の蒸気雲速度依存性をそれぞれ図 3, 4 に示した。

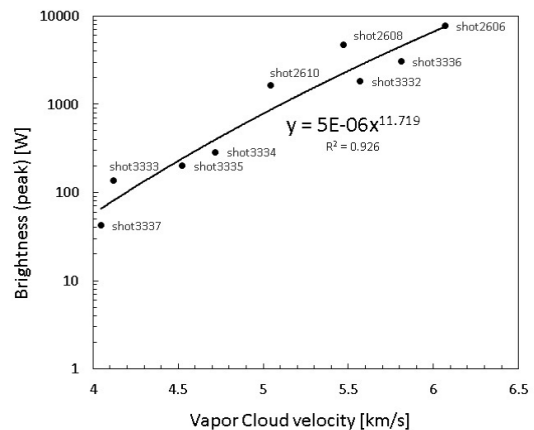


図 3: 発光強度 (ピーク値) の速度依存性。発光強度は速度の 11.7 乗に応じて増大する。

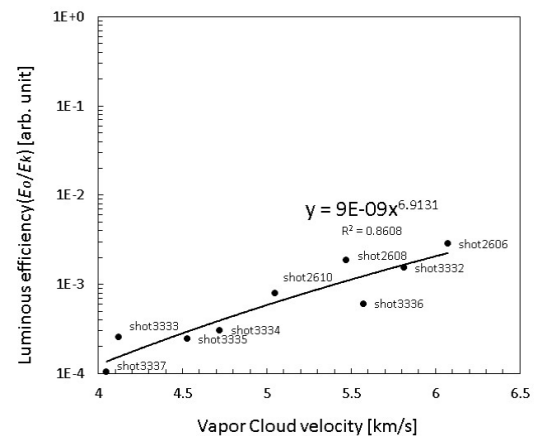


図 4: 発光強度の速度依存性。発光効率は速度の 6.9 乗に応じて増大する。

本研究ではチャンバー内の残存大気による発光への影響は考慮しない。図 3, 4 の近似線から発光強度は速度の 11.7 乗、発光効率も速度の 6.9 乗に依りて増大する結果となった。この結果、本実験においては発光に対して非常に強い速度依存性となることが明らかになった。また、本実験では図 4 より発光効率はおよそ  $10^{-4} \sim 10^{-3}$  である。

## 5 ターゲット膜厚依存性

ターゲットの膜厚を 0.05, 0.1, 0.3 mm、飛翔体速度を約 5 ~ 7 km/s の範囲で変化させた実験結果を用いて発光と膜厚の関係性を確認する。発光に対して速度依存性が非常に強いことから、発光への速度による影響を補正する為、各 shot に対して蒸気雲速度を 11.7 乗して発光強度を除算した。発光強度 (ピーク値) のターゲット膜厚依存性を図 5 に示した。

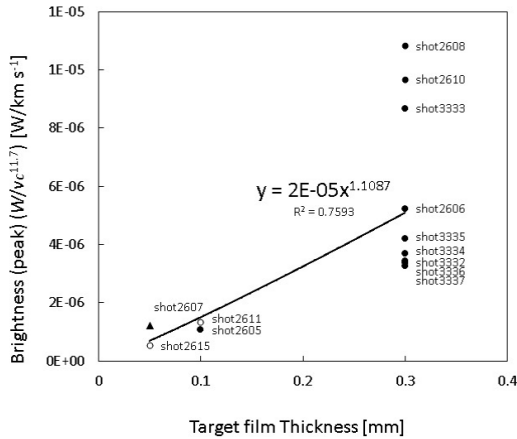


図 5: 発光強度のターゲット膜厚依存性。発光強度の速度依存性による影響を考慮して補正を行った。発光強度はターゲットの膜厚に比例して増大する。

図 5 内の三角のプロット (shot2607) はオシロスコープの不調により、他の shot の測定値より相対的に測定精度が低い。白抜きのプロット (shot2611, 2615) はチャンバー内に Ar を封入させた実験である。だが、実験結果ではチャンバー内の Ar による影響は見られなかった。図 5 内において、膜厚 0.3 mm でのプロットにかなりばらつきがあるが近似線の相関係数は十分高いので、問題ないと考えられる。従って、近似線から発光強度はターゲットの膜厚と比例関係にあると言える。

## 6 発光モデル

蒸気雲が固体壁に衝突すると、衝撃圧縮により固体壁手前に衝撃波が形成される。この衝撃波内において蒸気雲中の気体分子が励起され、基底状態へのエネルギー準位の遷移時に蛍光が放射されると推測する。本研究ではこの気体分子の状態遷移が蒸気雲の固体壁へ

の衝突による発光の要因だと考え、これに基づいた発光モデルを考案する。

### 6.1 衝撃波解析

衝撃圧縮により形成される衝撃波を一次元衝撃波 [5] として捉え、衝撃波面前後の蒸気雲温度について考える。式 (3) ~ (5) のユゴニオ関係式を用いて衝撃波面前方の蒸気雲中の状態 (粒子速度  $v_0$  [m/s], 密度  $\rho_0$  [kg/m<sup>3</sup>], 気圧  $P_0$  [Pa]) と衝撃波移動速度  $D$  [m/s] を基に、衝撃波面後方の状態 ( $\rho_1, P_1$ ) を推定する。ここで蒸気雲の比熱比  $\gamma$  が未知数である為、66 ナイロンの組成より  $\gamma = 1.3 \sim 1.5$  の範囲で変化させて計算した。

$$\rho_1(D - v_0) = \rho D \quad (3)$$

$$\rho_0 D v_0 = P_1 - P_0 \quad (4)$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{(\gamma + 1) \frac{1}{\rho_0} - (\gamma - 1) \frac{1}{\rho_1}}{(\gamma + 1) \frac{1}{\rho_1} - (\gamma - 1) \frac{1}{\rho_0}} \quad (5)$$

衝撃波面前後における蒸気雲の温度比 (式 (6)) を用いて、衝撃波面後方の蒸気雲温度  $T_1$  [K] を計算した。衝撃波面前方の蒸気雲温度  $T_0$  [K] に関して、蒸気雲の発生直後は高温であるが、固体壁に衝突するまでに十分に冷やされたと推測し、 $T_0$  [K] は常温 (300 K) とする。

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{P_1}{P_0} \quad (6)$$

### 6.2 励起分子数比率

分光器による発光のスペクトルから蒸気雲の固体壁への衝突による発光は二炭素原子  $C_2$  による蛍光であると特定した。 $C_2$  はエネルギー準位の遷移において強い可視光を放射する。そこで  $C_2$  の励起エネルギー 6.89 eV と衝突時の蒸気雲温度を用いて、ボルツマン分布に基づき、 $C_2$  の励起分子数比率を計算した。以上より、本実験の蒸気雲速度の範囲に対する  $\gamma = 1.3, 1.4, 1.5$  の場合における  $C_2$  の励起分子数比率と衝突時の熱エネルギーの関係を図 6 に示した。図 6 から  $\gamma = 1.4$  の場合が発光強度の速度依存性と同程度となることが分かる。 $C_2$  の励起分子数比率が発光強度に比例すると考えれば、発光強度と同程度の速度依存性となる  $\gamma = 1.4$  とした場合の計算が適切だと推定する。よって、66 ナイロン - 66 ナイロンによる高速度衝突実験で発生する蒸気雲の比熱比  $\gamma$  は 1.4 程度となる。 $\gamma = 1.4$  は気体分子が二原子分子となる場合の比熱比であり、これは蒸気雲中に  $C_2$  が十分存在する可能性が高いことを示す結果でもある。図 6 内の  $\gamma = 1.4$  の場合から本実験では蒸気雲速度 6 km/s 程度における  $C_2$  の励起分子

数比率は 0.03 程度であった。また、この時の蒸気雲の固体壁への衝突時に発生した熱エネルギーはおよそ 2 eV である。従って、発光モデルに基づけば、本実験で測定された発光強度程度に要する励起分子数は非常に低いと考えられる。

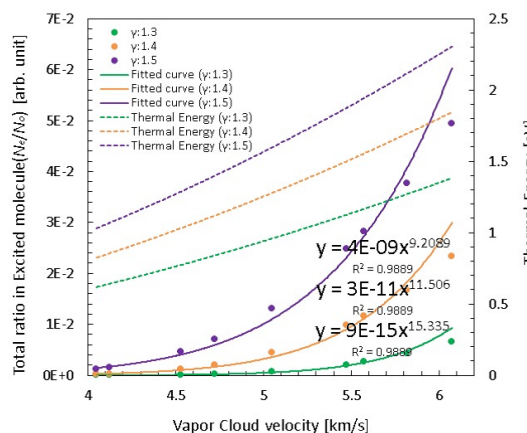


図 6: 本実験の蒸気雲速度の範囲に対する  $\gamma = 1.3, 1.4, 1.5$  の場合における  $C_2$  の励起分子数比率と衝突時の熱エネルギーの関係。  $\gamma = 1.4$  の場合が発光強度の速度依存性と同程度となる。

## 7 結論

月面衝突閃光は衝突速度が最大 80 km/s 程度である。そこで、発光モデルを基に超高速における蒸気雲のクレーター壁等への衝突による発光を考える。月面には酸化鉄が存在することから発光モデルに用いる発光の要因を Fe だと想定する。Fe は  $C_2$  と同様にエネルギー準位の遷移において強い可視光を放射する。発光モデルにおける  $C_2$  と Fe の初期条件は次の通りである。 $C_2$  は室内実験での場合を想定し、速度以外は本実験と同条件とした。Fe は月面衝突での場合を想定して次の様に定めた。励起エネルギーは 2.42 eV である。比熱比  $\gamma$  は Fe が単原子分子であることから  $\gamma = 1.67$  とした。衝撃波面前方での蒸気雲温度は月面の赤道付近の夜の表面温度である 103 K と仮定した。その他のパラメータは近似が難しい為、 $C_2$  と同様の場合を仮定した。以上より、発光モデルに基づく  $C_2$  と Fe に対する蒸気雲のクレーター壁等への衝突時の励起分子数比率と発生する熱エネルギーとの蒸気雲速度の関係性を図 7 に示した。図 7 の Fe の場合より蒸気雲が 80 km/s で月面上のクレーター壁等に衝突すると、発生する熱エネルギーは  $10^3$  eV 程度であり、殆ど励起されることが分かる。一方、本実験における蒸気雲速度では発生する熱エネルギーはおよそ 2 eV であり、励起分子数比率は 0.03 程度であった。この結果から、本実験での発光よりも非常に強い発光であることが推測される。また、発光の速度依存性の強弱は速度範囲によって変

化することが分かる。先述した速度依存性も本実験での速度範囲における結果であることに過ぎないのであろう。

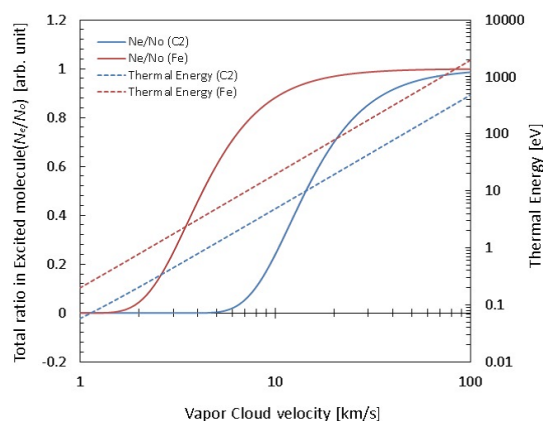


図 7: 発光モデルに基づく  $C_2$  と Fe に対する蒸気雲のクレーター壁等への衝突時の励起分子数比率と発生する熱エネルギーとの蒸気雲速度の関係性。速度が 80 km/s 程では殆ど励起されている。

最後に、本実験による蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光効率が  $10^{-4} \sim 10^{-3}$  である。地上観測による月面衝突閃光の発光効率は  $10^{-3}$  [3] であると考えられている。よって、発光効率が本研究による室内実験の場合と月面衝突閃光の場合で同等となる。これらを踏まえて、蒸気雲のクレーター壁等への衝突による発光が月面衝突閃光の主な発光の要因としての可能性が十分あると言える。

## 謝辞

本実験は ISAS/JAXA の二段式軽ガス銃を使用致しました。実験では ISAS/JAXA の長谷川様、鈴木様に変なお世話になりました。感謝致します。また、本原稿は講演後の貴重な意見を参考にして、講演内容と一部改編しております。

## 参考文献

- [1] I. V. Nemtchinov, V. V. Shuvalov, N. A. Artem'eva, B. A. Ivanov, I. B. Kosarev, and I. A. Trubetskaya, Light Flashes Caused by Meteoroid Impacts on the Lunar Surface, Solar System Research, Vol. 32, No. 2, pp. 99 - 114, 1998.
- [2] M. Yanagisawa and N. Kisaichi, Lightcurves of 1999 Leonid Impact Flashes on the Moon, Icarus, Vol. 159, Issue 1, pp. 31 - 38, 2002.
- [3] L. R. Bellot Rubio, 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.
- [4] 高橋悠太, 高速度衝突における蒸気雲の発光, 電気通信大学修士論文 (2012 年度)。
- [5] Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Academic Press Inc. in New York, Vol. 2, pp. 45 - 67, 1966 - 1967.