

蒸気雲の固体壁への高速度衝突による発光

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

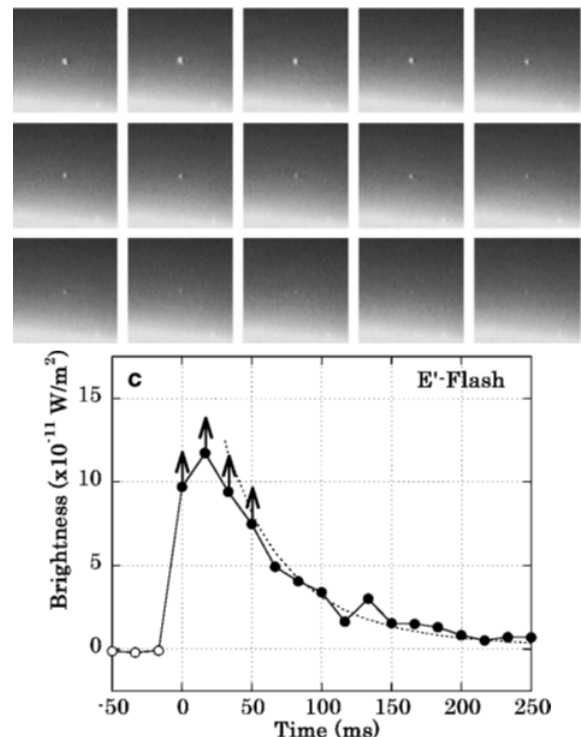
平成 27 年 2 月 23 ~ 24 日

概 要

宇宙空間では流星体が惑星等の天体に高速度で衝突する現象が頻繁に起こる。物体が高速度衝突すると蒸気雲と呼ばれるガスが発生する。我々の身近な天体である月でも高速度衝突が起こり、月面衝突閃光と呼ばれる発光現象が観測される。この現象の発光メカニズムは衝突時に噴出する高温液滴による発光が有力な要因であると考えられている。一方で、流星体が月面に衝突することで発生する蒸気雲のクレーター壁等への衝突による発光という可能性も考えられる。これは、月面衝突閃光の発光強度の時間推移を見ると、発光強度の減衰中に不自然に発光強度が増大する変化を示すことから仮説として挙げられる。また、Eichhorn(1975) の高速度衝突閃光の測定に関する実験によれば、発光強度は飛翔体の衝突速度の 4 乗にて増大すると述べている。よって、本研究では室内実験で高速度衝突を行い、その発光をフォトメータで定量的に測定するとともに、高速度カメラで発光の様子を観測した。実験結果を基に、蒸気雲の固体壁への衝突による発光の速度依存性を推定して Eichhorn(1975) の実験結果と比較する。そして、仮説として挙げた蒸気雲の固体壁への衝突による発光が月面衝突閃光のメカニズムの要因となる可能性が有るのか、発光に関与する分子という観点からアプローチして検討を行う。

1 背景・目的

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要因であると考えられている。一方で、メテオロイドが月面に衝突することで発生する蒸気雲のクレーター壁等への衝突による発光という可能性も考えられる。これは、月面衝突閃光の発光強度の時間推移を見ると、発光強度の減衰中に不自然に発光強度が増大する変化を示すことから仮説として挙げられる (図 1)。また、Eichhorn(1975) の高速度衝突閃光の測定に関する実験によれば、発光強度は飛翔体の衝突速度の 4 乗にて増大する [1]。本研究では蒸気雲の固体壁への衝突による発光の速度依存性を推定して Eichhorn(1975) と比較する。更に、蒸気雲が月面衝突閃光の要因となる可能性を検討する為、蒸気雲の固体壁への衝突による発光量を定量的に測定する。



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。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 のナイロン 66 製のもので、形状は球形と円錐形の 2 種類を使用した。また、飛翔体速度は約 6 ~ 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 ~ 0.3 mm のナイロン 66 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行して図 2 の半球状の固体壁に衝突することで発光する。この発光を浜松フォトニクス PIN フォトダイオード S3071 とアンプ C8366 から成るフォトメータ (以降 PM) によって定量的に測定するとともに、衝突の様子を島津製作所 HPV-1 高速カメラによって捉えた。蒸気雲が固体壁へ衝突すると同時に飛翔体破片も衝突する可能性がある。これを回避する為、半球に直径 60 mm の”窪み”を入れた (図 2)。

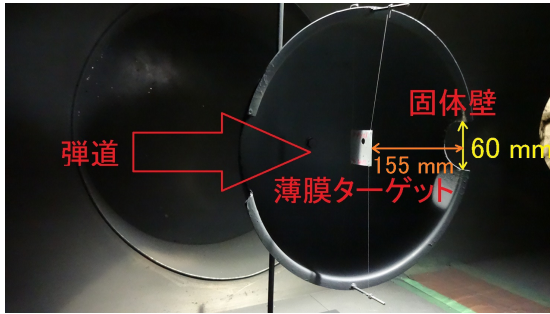


図 2: 実験で使した固体壁。

3 実験データ解析

3.1 発光強度

PM の出力電圧 $V(t)[V]$ を基に発光強度の算出を行う。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 $r[m]$, $A[m^2]$, $s_0[A/W]$, $s'(\lambda)$ として、衝突閃光の発光強度 $W(t)[W]$ を式 (1) から算出する [2]。ここで、 $S(\lambda, t)$ は分光発光強度である。

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

3.2 累積発光量

発光強度 $W(t)[W]$ を基に発光時間 t に対する累積発光量の算出を行う。更に、蒸気雲の運動エネルギー $E_k[J]$ に対する累積発光量 $E_o(t)[J]$ を発光効率 $E_o/E_k(t)$ として式 (2) から算出する。

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

4 蒸気雲速度依存性

蒸気雲速度は、薄膜から固体壁までの距離を PM で測定した飛翔体とターゲットの衝突発光後から最大発光量 (ピーク値) までの時間で除算して算出した。shot 毎の膜厚は 0.3 mm に固定して飛翔体速度を約 6 ~ 7 km/s の範囲で変化させた。また、チャンバー内の残存大気による影響は考慮しない。発光強度と累積発光量の蒸気雲速度依存性をそれぞれ図 3, 4 に示した。

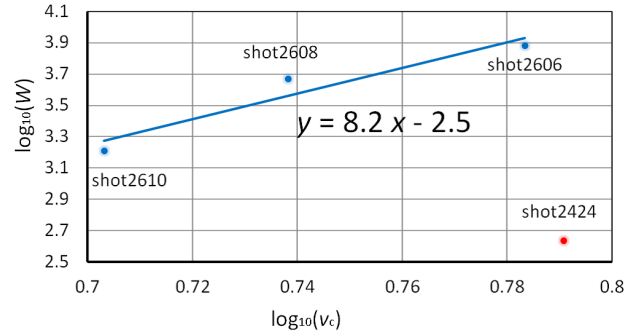


図 3: 発光強度の速度依存性。v, W の単位はそれぞれ [km/s], [W] である。

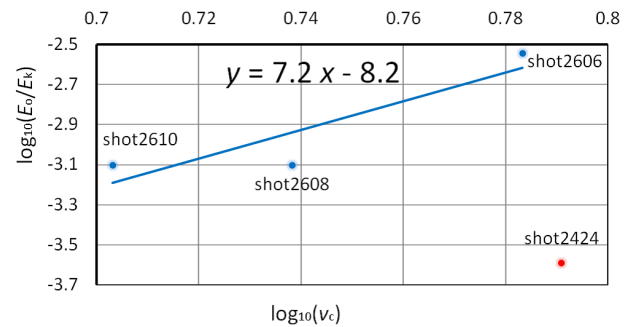


図 4: 累積発光量の速度依存性。E_o, E_k はそれぞれ累積発光量と蒸気雲の運動エネルギーである。v の単位は [km/s] である。

赤プロットの shot2424 は飛翔体が球形であり、他の青プロットは飛翔体の先端が円錐形である。飛翔体が球形の場合は発光強度、累積発光量ともに発光量が低い。これは、球形だと蒸気雲があまり広がらずに”窪み”から抜け出てしまい、蒸気雲の固体壁への衝突が十分でない為だと考えられる。図 3, 4 に示した近似直線の傾きから発光強度は速度の 8.2 乗、累積発光量は速度の 7.2 乗に応じて増大することが分かった。直接の比較は難しいが、Eichhorn(1975) の実験結果 [1] と同様に強い速度依存性を示す結果となった。また、図 4 は蒸気雲の運動エネルギーから可視光への変換効率はおおよそ 10^{-3} であることを示している。

5 衝撃波解析

蒸気雲が固体壁に衝突すると、固体壁手前に衝撃波が形成される。本研究では、一次元衝撃波 [3] について衝撃波通過後の蒸気雲温度を調べる。式 (3) ~ (5) から衝撃波前方の状態 (流体の速度 v_0 [m/s], 密度 ρ_0 [kg/m³], 気圧 P_0 [Pa]) と衝撃波速度 D [m/s] を基に、衝撃波後方の状態 (ρ_1, P_1) 推定を行う。ここで、蒸気雲は理想気体だと仮定し、比熱比 $\gamma = 7/5$ とした。

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

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

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

衝撃波前後における蒸気雲の温度比 (式 (6)) を用いて、衝撃波後方の蒸気雲温度 T_1 [K] が算出できる。本研究では衝撃波前方の蒸気雲温度 T_0 [K] は常温 (300 K) であると仮定した。

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

以上から、shot 毎における蒸気雲の固体壁への衝突時の蒸気雲温度を平均すると 2.59×10^4 K となった。

6 励起分子数比率

ストリーク分光器によるスペクトルの分光結果から蒸気雲の固体壁への衝突時の発光は二炭素原子 C_2 による発光であることが確認できた。 C_2 は励起状態から基底状態への遷移時に強い可視光を放射することが知られている。この結果と月面衝突閃光を紐付ける方法として、本研究では分子の励起ポテンシャルに着目した。そこで、 C_2 の励起ポテンシャルを算出し、天体の地殻に含まれる C_2 と同様に強い可視光を放射する鉄 Fe の励起ポテンシャルと比較する。励起ポテンシャルは原子の吸収スペクトル帯を推定し、その波長とプランク定数を用いて算出可能である。 C_2 の励起ポテンシャルは 6.89 eV であり、Fe の励起ポテンシャルは 3 eV (概値) であることから、簡潔に考えると Fe の方が励起状態になりやすいことが想定できる。それを踏まえて、 C_2 と Fe が同じ分子数 N_0 存在する空間において、ある温度で励起状態となる分子数比率をボルツマン分布を用いて算出し、その結果を図 5 に示した。

図 5 の黄線は本実験で得られた各 shot における蒸気雲の固体壁への衝突時の蒸気雲温度の範囲である。ここで、図 5 の黄線で示した範囲の中央値を取ると、Fe の蒸気雲の運動エネルギーから可視光への変換効率 η は C_2 と比較しておよそ 8 倍となることが推測できる。

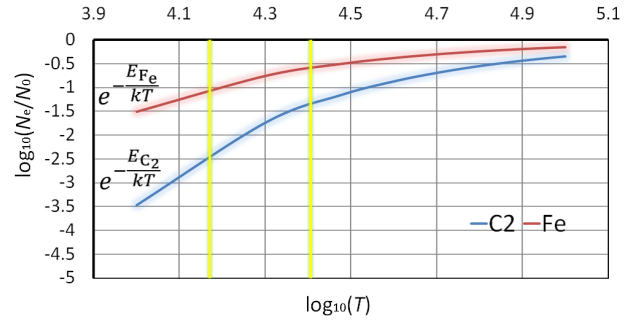


図 5: ある温度で励起状態となる C_2 と Fe の分子数比率。 T の単位は [K] である。

また、本実験では設備の制約上、実験で使用した飛翔体速度は約 7 km/s が限界であった。しかし、実際に起こる月面衝突閃光の流星体の衝突時速度は数十 km/s に及ぶことが知られている。よって、この事を踏まえて図 5 を見ると、Fe の蒸気雲の運動エネルギーから可視光への変換効率は更に 4 倍程は見込めるのではないかと推測できる。

7 まとめ

月面衝突閃光の発光効率は 10^{-3} であると推定されている (Bellot Rubio et al. 2000)。また、本実験で得られた蒸気雲の運動エネルギーから可視光への変換効率はおよそ 10^{-3} である。以上の考察から、月面衝突閃光の発光を担うであろう Fe は、 C_2 による発光効率である 10^{-3} のおよそ 30 倍の発光効率が見込まれる。よって、月面における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要因となる可能性は十分考えられるであろう。

参考文献

- [1] G. Eichhorn, Measurements of the Light Flash Produced by High Velocity Particle Impact, Planet. Space. Sci., Vol. 23, pp. 1519 - 1525, 1975.
- [2] 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)。
- [3] 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.