

修 士 論 文 の 和 文 要 旨

研究科・専攻	大学院 情報理工学研究科 情報・通信工学専攻 博士前期課程		
氏 名	金久保 隆太	学籍番号	1331027
論 文 題 目	蒸気雲の固体壁への衝突による発光		
<p style="text-align: center;">要 旨</p> <p>我々の身近な天体である月において小天体による高速度衝突が起こると地上観測によって閃光が確認される。これは月面衝突閃光と呼ばれ、この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。ここで述べられている高速度のジェットには蒸気雲やジェットイングと呼ばれる現象が主に含まれる。そこで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。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乗で増大すると述べられている。以上を踏まえ、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算出したところ、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。これはEichhorn(1975)の実験結果を遥かに凌ぐ結果である。また、発光効率は1/1000～1/1000程度であった。</p> <p>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ることで発光が起こると推測すれば、励起分子数比率は発光強度に比例すると考えられる。本実験では発光のスペクトルから発光はC₂の蛍光によると推定した。よって、本研究では蒸気雲の衝撃圧縮による発光モデルを考え、これを基に超高速度衝突の場合を推測する。月面衝突閃光を起こす小天体の衝突速度は最大80 km/s程度であり、この速度に対し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Feの蛍光であると想定してシミュレーションすると、殆ど励起される結果となった。この結果は発光強度が十分に得られることを意味すると考えられる。従って、月面衝突閃光の発光効率である1/1000 (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。</p>			

平成27年度 修士論文

蒸気雲の固体壁への衝突による発光

学籍番号 1330127

氏名 金久保隆太

電気通信大学大学院 情報理工学研究科
情報・通信工学専攻 電子情報システムコース

指導教員 柳澤正久教授

副指導教員 酒井剛助教

平成28年3月15日

概要

我々の身近な天体である月において小天体による高速度衝突が起こると地上観測によって閃光が確認される。これは月面衝突閃光と呼ばれ、この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。ここで述べられている高速度のジェットには蒸気雲やジェットングと呼ばれる現象が主に含まれる。そこで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。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乗で増大すると述べられている。以上を踏まえ、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算出したところ、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。これはEichhorn(1975)の実験結果を遥かに凌ぐ結果である。また、発光効率は $10^{-4} \sim 10^{-3}$ 程度であった。

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ることで発光が起こると推測すれば、励起分子数比率は発光強度に比例すると考えられる。本実験では発光のスペクトルから発光は C_2 の蛍光によると推定した。よって、本研究では蒸気雲の衝撃圧縮による発光モデルを考え、これを基に超高速度衝突の場合を推測する。月面衝突閃光を起こす小天体の衝突速度は最大80 km/s程度であり、この速度に対し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Feの蛍光であると想定してシミュレーションすると、殆ど励起される結果となった。この結果は発光強度が十分に得られることを意味すると考えられる。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。

目次

第1章	序論	3
1.1	背景	3
1.2	研究目的	5
第2章	高速度衝突実験	6
2.1	実験系	6
2.2	実験機材	7
2.3	固体壁	11
2.4	衝突試料	12
2.5	飛翔体	13
第3章	実験結果	15
3.1	発光量解析	16
3.1.1	発光強度	16
3.1.2	発光効率	16
3.2	飛翔体速度依存性	17
3.3	ターゲット膜厚依存性	19
第4章	蒸気雲における発光の依存性	23
4.1	蒸気雲速度	23
4.2	蒸気雲速度依存性	24
4.3	ターゲット膜厚依存性	26
第5章	蒸気雲の衝撃圧縮による発光	29
5.1	発光モデルの検討	29
5.1.1	発光モデル	29
5.1.2	衝撃波形成過程	32
5.1.3	1次元衝撃波モデル	33
5.2	蒸気雲の熱エネルギーの推定	35
5.2.1	衝撃波前方の状態推定	35
5.2.2	ユゴニオ関係式	36
5.2.3	蒸気雲の固体壁への衝突時の温度	37
5.3	確率論に基づく発光の推定	40
5.3.1	C_2 の励起エネルギー	40
5.3.2	ボルツマン分布	42
5.3.3	蒸気雲の比熱比 γ の選定	44
5.3.4	蒸気雲中の平均自由行程	48

5.4 結論	51
第 6 章 結論	54
6.1 発光の依存性に関して	54
6.2 蒸気雲の衝撃圧縮による発光に関して	54
付 録 A 全 shot の実験結果	57

第1章 序論

1.1 背景

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。このような現象は高速度衝突と呼ばれる。地球大気に突入する流星も高速度の衝突と言える。獅子座流星群は地表からの観測でおよそ 70 km/s という高速度で地球大気に突入する。高速度衝突は地球軌道を周回する宇宙ステーションや人工衛星にスペースデブリが衝突する現象によっても起こる。スペースデブリに関してはかなり深刻な問題となっており、対策を急がれている。

物体が高速度で衝突すると様々な物理現象が生じる。その一つとして、衝突時に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閃光として観測される。図 1.1 は、電気通信大学内の望遠鏡から観測された月面衝突閃光である。この月面衝突閃光と呼ばれる現象における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。月面衝突閃光の発光時間は数秒であり、プラズマによる発光だけでなく、他の要因も考えられる。その一つとして蒸気雲による可能性が挙げられる。小天体の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壁等に衝突することで発光する [1]。ここで述べられている高速度のジェットには本研究で言及している蒸気雲やジェッティングと呼ばれる現象が主に含まれる。しかし、室内実験の結果からジェッティングの持続時間は非常に短く、発光強度は小さいことが分かっている。そこで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である可能性が考えられる。Eichhorn(1975) の高速度衝突閃光の測定に関する実験 [2] によれば、発光強度は飛翔体の衝突速度の 4 乗で増大すると述べている。流星体が天体に衝突する場合は非常に高速度となる為、その発光強度はかなり強くなるのではないかと思われる。

図 1.2 は地上観測によって得られた月面衝突閃光の発光強度の時間推移である [3]。図 1.2 下部は月面衝突閃光の観測した発光強度の時間推移を示してある。これを見ると、発光強度のピーク以降、減衰する様子が見られるが 0.5 s 付近において突如として発光強度が増大する様子が見られる。流星体の月面への衝突によって蒸気雲が発生したと仮定すれば、獅子座流星群による月面衝突閃光は流星体の衝突速度が最大 80 km/s 程度であり、蒸気雲も同程度の速度となるであろうことから衝突点から約 10 km 付近において発生した発光であることが伺える。このことから、突如とした発光強度の増大は蒸気雲がクレーター壁に衝突することによって発光したと考えられるであろう。



図 1.1: 黄色丸で示したものが月面衝突閃光である。これは、2007年12月15日に電気通信大学構内にて電気通信大学柳澤研観測チームによって観測された。

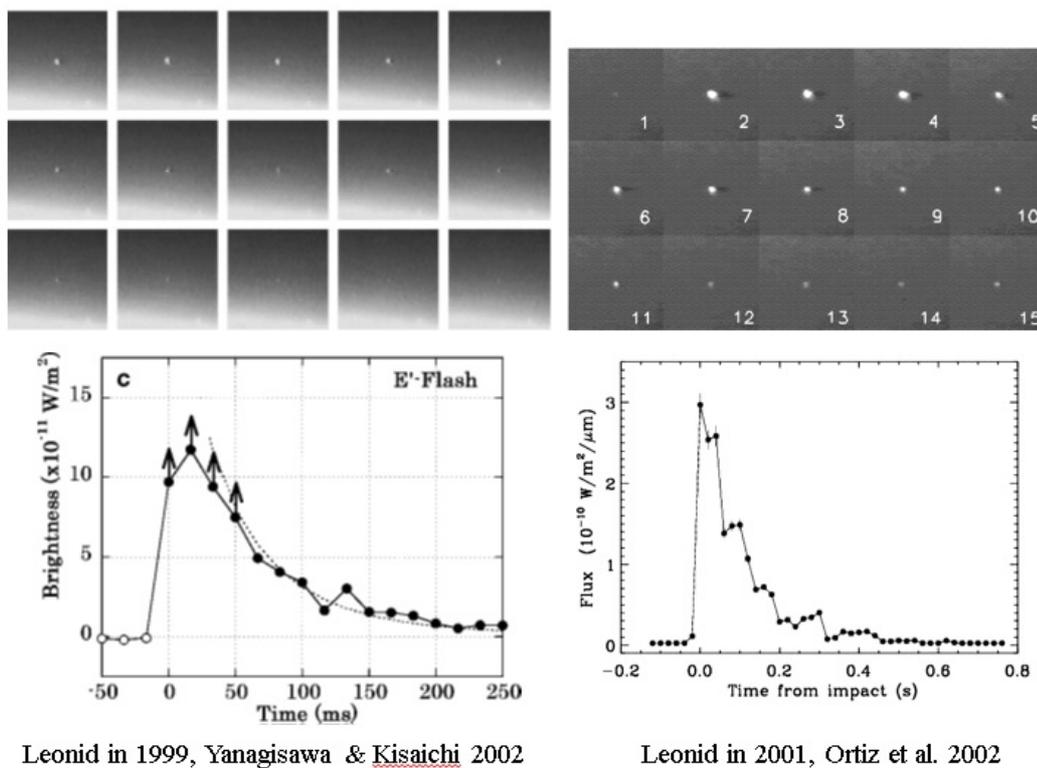


図 1.2: 地上観測によって得られた月面衝突閃光の発光強度の時間推移 [3]。

1.2 研究目的

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がどの程度となるのか室内実験の結果を基に推定し、Eichhorn(1975)の高速衝突閃光の測定に関する実験 [2] の結果と比較する。更に蒸気雲速度を算出し、発光の蒸気雲速度依存性と発光効率についても議論を行う。次に蒸気雲の固体壁への衝突による発光のメカニズムについて考える為、蒸気雲の衝撃圧縮による発光をモデル化する。この発光モデルを基に超高速衝突の場合を考え、室内実験で得られた蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光効率と地上観測で得られた月面衝突閃光の発光効率として考えられている 10^{-3} [4] と比較し、蒸気雲の固体壁への衝突による発光が月面衝突閃光の主な発光要因となる可能性を検討する。

第2章 高速度衝突実験

2.1 実験系

本研究では、実験室にて高速度衝突実験を行った。実験の概略は以下の図 2.1 の通りである。

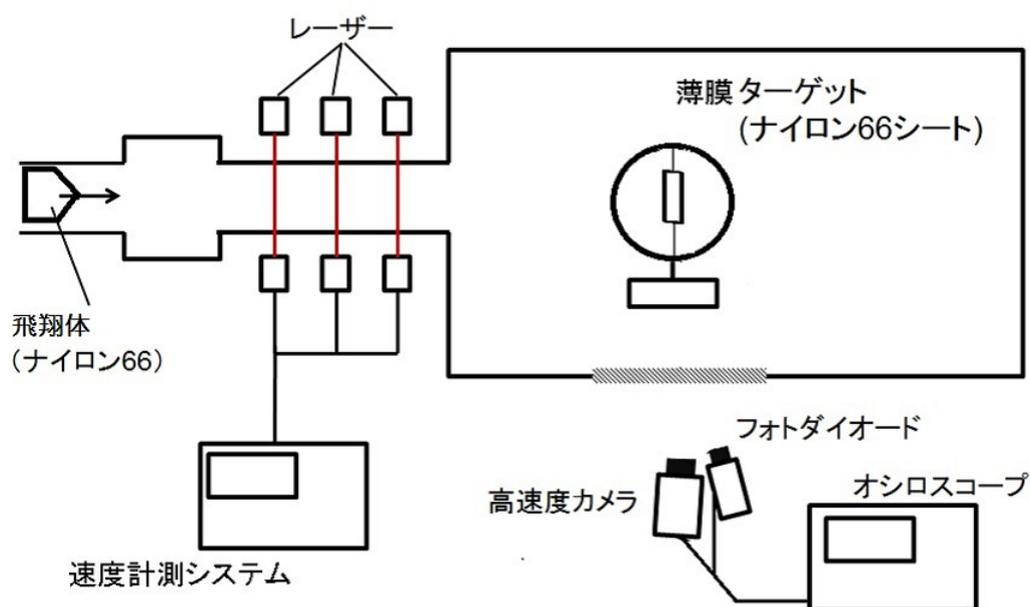


図 2.1: 実験装置概略図。飛翔体がターゲットに衝突すると蒸気雲が発生し、固体壁に衝突することで発光が起こる。この発光をフォトダイオードで測定するとともに高速度カメラで撮影する。飛翔体速度は速度計測システムから得られる。

本実験では蒸気雲が月面のクレーター壁等に衝突することで発光する現象を室内実験で疑似的に再現させる。この実験の概略は次の通りである。ISAS/JAXA 所有の二段式軽ガス銃を用いて飛翔体を加速させてターゲットに高速度で衝突させる。この時に発生する蒸気雲が予め蒸気雲の進行方向に配置した固体壁に衝突することで発光させる。高速度衝突から蒸気雲の固体壁への衝突による発光までの様子を高速度カメラで撮影するとともに、高速度衝突時の閃光から蒸気雲の固体壁への衝突による発光まで一貫してフォトダイオードとアンプから成るフォトメータで定量的に測定する。

2.2 実験機材

ISAS/JAXA 所有の二段式軽ガス銃(図 2.2,2.3)とは、火薬の爆発により加速させたピストンが軽ガス(水素、ヘリウム)を圧縮し、圧縮された軽ガスが臨界状態を超えた時に発生するエネルギーによって飛翔体を加速させる銃である。二段式系ガス銃が発射できる飛翔体の最高速度は約 7 km/s である。

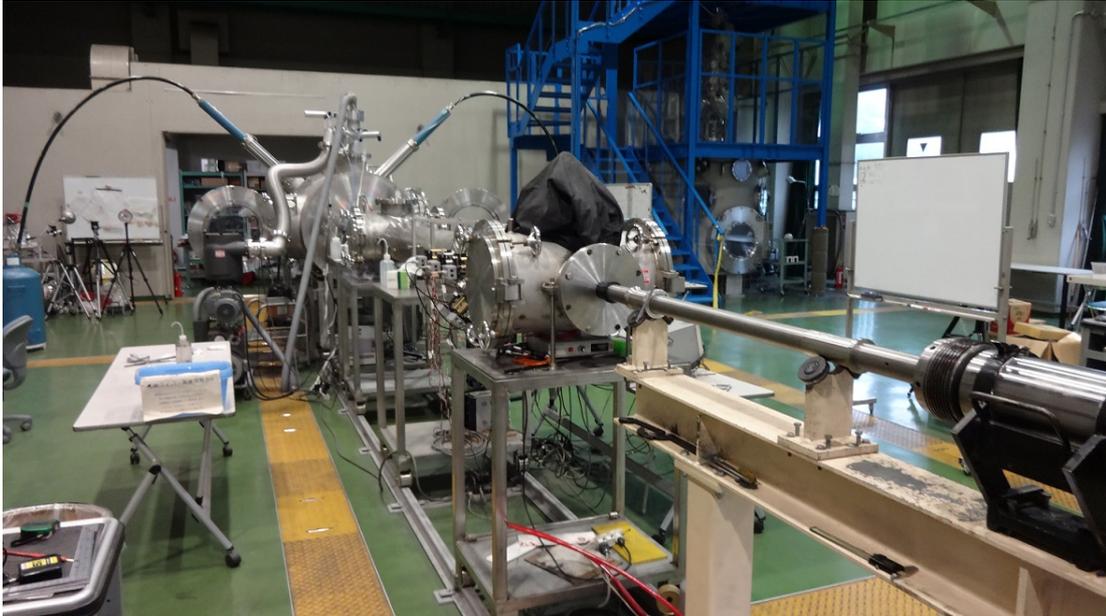


図 2.2: 二段式軽ガス銃の全景。手前の加速装置で飛翔体を加速させて、奥のチャンバー内で高速度衝突実験を行う。

図 2.2 後方の大きな筒状のものが、チャンバーである。チャンバー内で飛翔体とターゲットを衝突させ、衝突時の全体の様子を高速度カメラで撮影し、フォトダイオードで受光した発光量を測定して LeCroy 製オシロスコープ (Wave Runner 6050A) からデータを得た。本実験ではチャンバー内の大気圧をおよそ 0 ~ 40 Pa の範囲で変化させた。

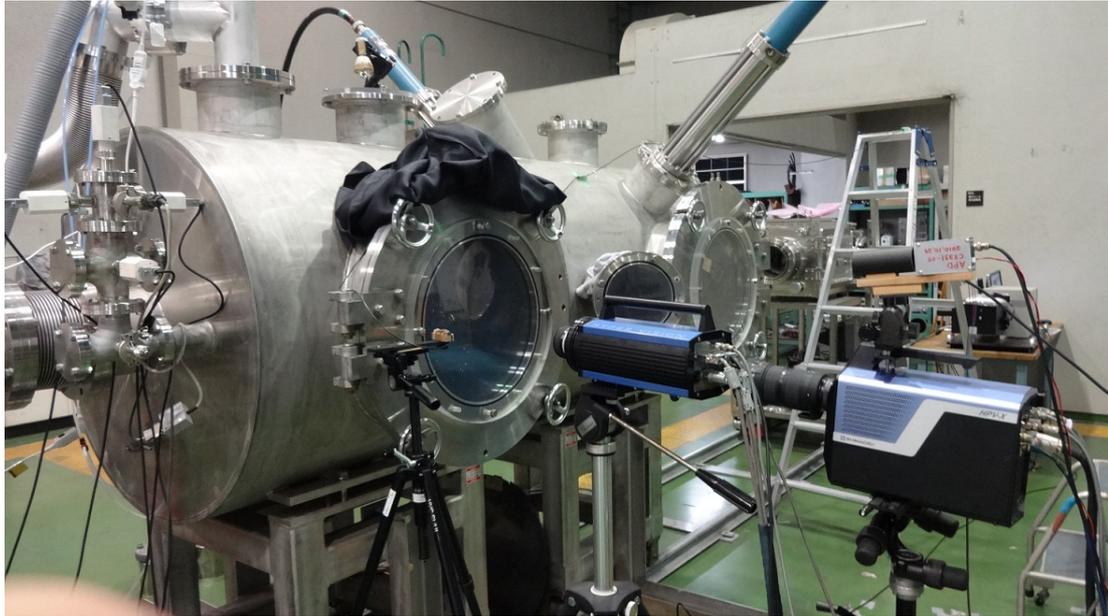


図 2.3: 実験機材の配置。手前の青いカメラが島津製作所製高速度カメラ SHIMAZU HPV-1、後ろの水色のカメラが島津製作所製高速度カメラ SHIMAZU HPV-X である。HPV-X の上部にフォトダイオードとアンプを設置した。

チャンパー内のターゲットに向けてチャンパーの亚克力窓越しに各装置の照準を合わせた。手前の青いカメラが島津製作所製高速度カメラ SHIMAZU HPV-1、後ろの水色のカメラが島津製作所製高速度カメラ SHIMAZU HPV-X である。高速度カメラの詳細は表 2.1 に記載した。

表 2.1: 高速度カメラスペック

カメラ スペック	SHIMAZU HPV-1	SHIMAZU HPV-X
撮像素子	IS-CCD イメージセンサ	FTCMOS イメージセンサ
解像度	8万 1000 画素	5万画素
連続撮影枚数 (最大)	100 枚	256 枚
撮影速度 (最高)	1Mfps	10Mfps
露光時間	撮影周期による (1/2, 1/4, 1/8)	10Mfps(最小)

HPV-1 の使用レンズはニコン (焦点距離 50 mm、F 値 1.2 ~ 5.6)、HPV-X の使用レンズはニコン (焦点距離 50,200 mm、F 値 1.2 ~ 2.8) とした。また、各 shot 毎に衝突閃光の発光量を推測して測定値が飽和してしまうのを防ぐ為に、上記の使用したレンズの焦点距離と F 値を最適値に変更して実験した。高速度カメラは HPV-X 上部に設置した受光感度の良いフォトダイオードによってトリガーを掛ける。トリガーを掛けるタイミングは飛翔体とターゲット衝突時のスパイクを検出して一定以上の発光量を超える場合とした。これによって高速度カメラとフォトダイオードの同期が図れ、ノイズによる誤差動を防げる。更に HPV-X の上部に浜松ホトニクス製 Si PIN フォトダイオード S3071 と同社製フォト

センサアンプ C8366 から成るフォトメータ (図 2.4) を設置して蒸気雲の固体壁への衝突による発光における発光量を測定した。

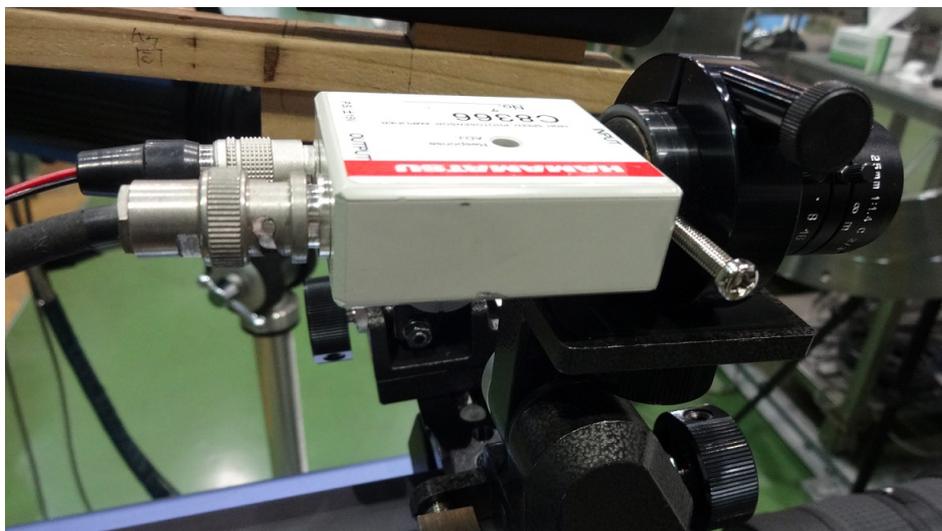


図 2.4: 浜松ホトニクス Si PIN フォトダイオード S3071(最高感度波長 920 nm) と同社製フォトセンサアンプ C8366 から成るフォトメータ。これを用いて発光を定量的に測定する。

フォトメータによって測定した発光量は図 2.5 のオシロスコープ LeCroy 製 WaveRunner6050A を用いてサンプリングして実験データを取得した。本実験ではサンプリング時間 $200\mu\text{s}$ 、サンプリング数 2.0×10^4 とした。

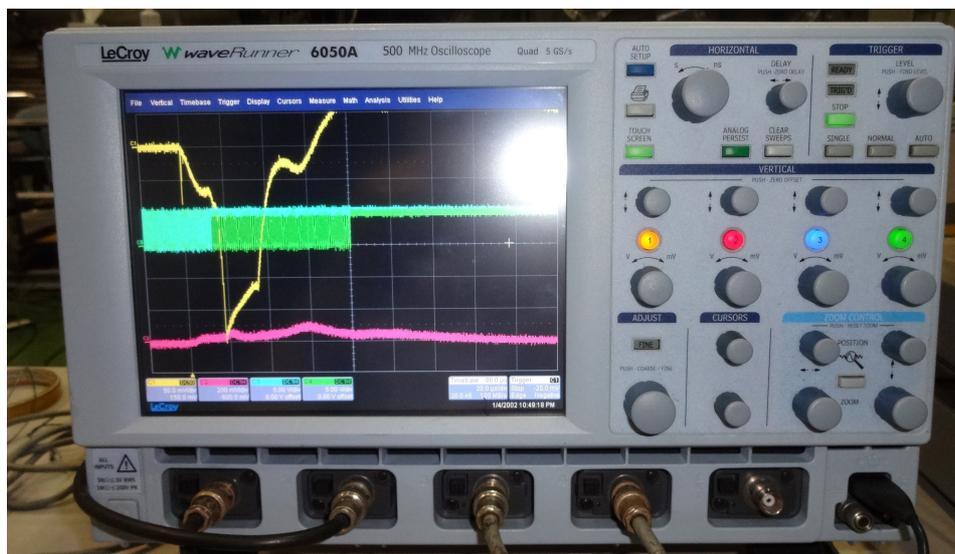


図 2.5: 実験に使用したオシロスコープ LeCroy 製 WaveRunner6050A。サンプリング時間 $200\mu\text{s}$ 、サンプリング数 2.0×10^4 とした。

飛翔体がターゲットに衝突した時から蒸気雲の固体壁への衝突までのスペクトルを図2.6のストリーク分光器で測定した。



図 2.6: 浜松ホトニクス製高ダイナミックレンジストリークカメラ C7700。蒸気雲の固体壁への衝突による発光のスペクトルを測定する。

2.3 固体壁

ここでは蒸気雲のクレーター壁等の固体壁に衝突した際の発光を測定する為に用いた固体壁について述べる。流星体の天体への衝突時に蒸気雲が発生し、膨張した蒸気雲が月面等のクレーター壁に衝突した場合を考える。この現象を想定し、室内実験における蒸気雲の固体壁への衝突による発光を測定する為、図 2.7 の形状をした固体壁をチャンバー内に配置する。

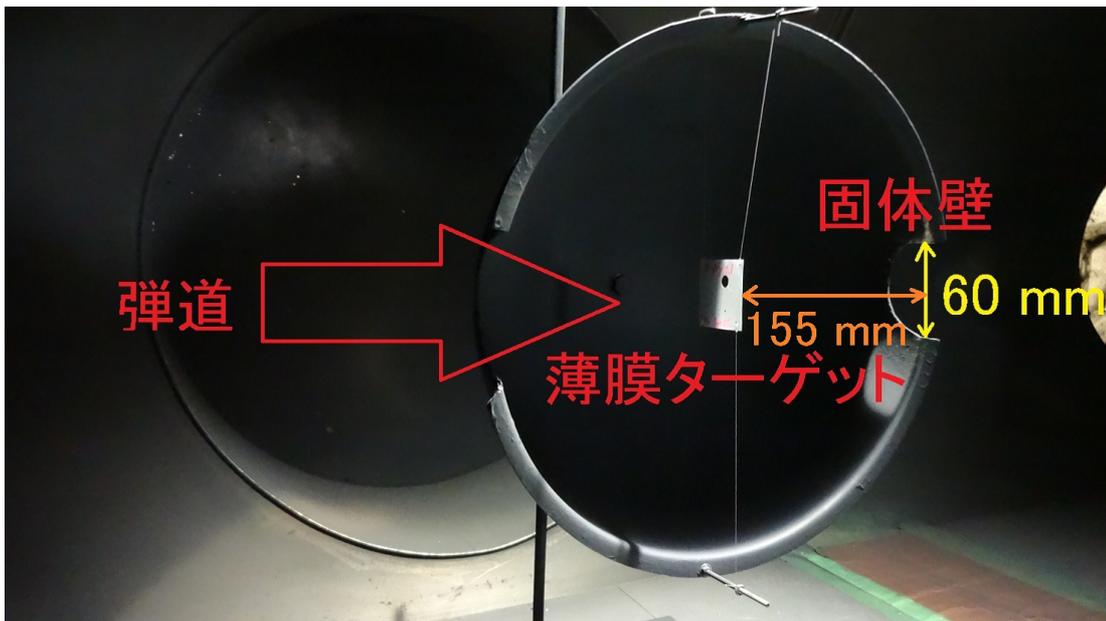


図 2.7: 高速度衝突実験でチャンバー内に設置した半球形の固体壁。ターゲットは中央に飛翔体が衝突する様にナイロン糸で固定する。蒸気雲は右側の壁に衝突して発光する。両側の直径 60 mm の'窪み'は飛翔体破片が固体壁に衝突することを回避する為に入れた。

蒸気雲は固体に衝突すると発光を示す。しかし、発光量を測定するフォトダイオードは照準を合わせた先の全体の発光量しか測定できないことから、発光場所を特定することはできない。本研究では蒸気雲の固体壁への衝突による発光を対象とする。よって飛翔体とターゲットの衝突点からの距離を一定に保てることから、固体壁を球形にした。これにより蒸気雲が膨張しても蒸気雲全体を包括するようになる。しかし、完全な球体だと観測することができないことと飛翔体の入出経路がないという問題があるので、本実験では図 2.7 の半球の固体壁を使用した。そして半球の両側に直径 60 mm の'窪み'(図 2.7)を入れた。'窪み'の幅には蒸気雲が固体壁へ衝突すると同時に飛翔体の破片も固体壁に衝突して発光する可能性が有ることを考慮して、'窪み'の幅は余裕を持たせてある。固体壁を半球としても十分な発光量が得られれば、流星体の天体への衝突時に発生する蒸気雲がクレーター壁に全て衝突しない場合を想定しても十分な発光を示すのではないかと推測できる。また、固体壁の材質はアクリルであり、光が反射することを防ぐ為にレンズ黒塗り用の塗料で半球の内側を黒く塗布した。半球の内径は直径 290 mm である。

本実験ではターゲットを飛翔体が中心に命中する様に固体壁にナイロン糸で固定する。ターゲットの中心から固体壁の内壁までの距離は 155 mm である。

2.4 衝突試料

ここでは本実験で用いたターゲットについて述べる。本研究では飛翔体とターゲットの高速衝突によって蒸気雲が必ず発生することを前提として実験する必要がある。ISAS/JAXAの二段式軽ガス銃の飛翔体の最高射出速度が約7 km/sである。従って先行研究である高橋(2013)[5]の結果に基づき、蒸気雲を確実に発生させる為にターゲットの材質は66ナイロンとし、形状は一辺4 cmの正方形として高速度衝突実験を行った。更に本実験ではターゲットの膜厚による蒸気雲の固体壁への衝突時の発光量の変化を考察する為、ターゲットは0.05, 0.1, 0.3 mmのナイロン66の薄膜を各shot毎に使い分けた。図2.8では実験に用いたターゲットの実験後の様子を撮影したものである。実験のターゲットは全体的にすすが付着しており、飛翔体直径と同等の大きさの穴が開いている。ターゲットの設置については図2.7を参照されたい。

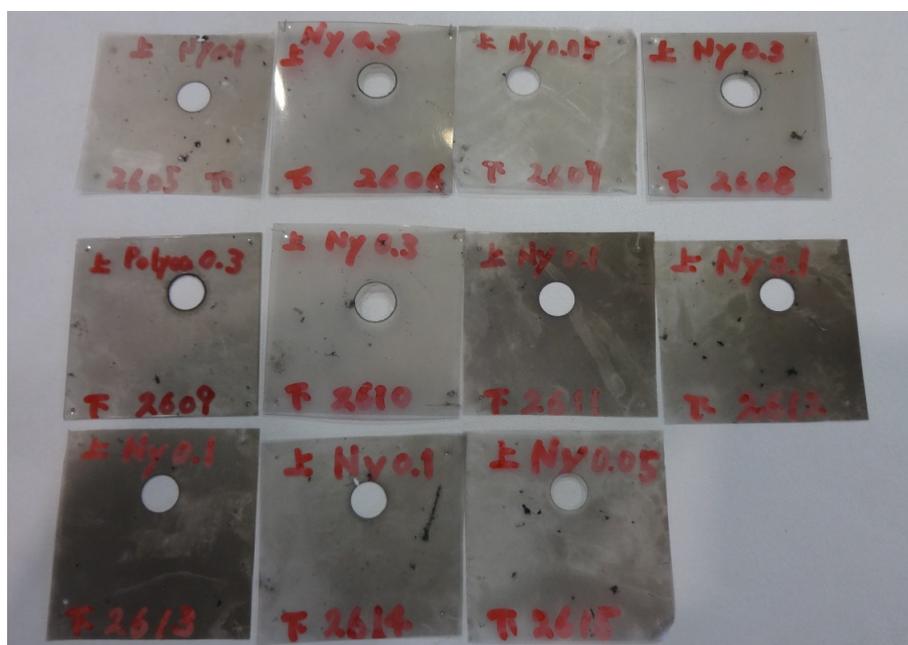


図 2.8: 実験で使用したターゲット(一部)の実験後の様子。実験のターゲットは全体的にすすが付着しており、飛翔体直径と同等の大きさの穴が開いている。ターゲットの形状は一辺4 cmの正方形の薄白色の薄膜である。また、膜厚は0.05, 0.1, 0.3 mmの三種類を使用した。材質はナイロン66である。

2.5 飛翔体

ここでは実験で用いた飛翔体について述べる。ISAS/JAXA 所有の二段式軽ガス銃の発射可能な飛翔体最大直径は7 mm である。飛翔体とターゲットの高速衝突によって蒸気雲が発生することを想定し、本実験では蒸気雲を最大限発生させる為に飛翔体の直径を7 mm とした。材質はターゲットの材質と同様の66ナイロンとした。

先行研究である高橋(2013)[5]では球形の飛翔体を使用していた。しかし、本実験においては飛翔体形状に関して、発生した蒸気雲が固体壁(図2.7)の'窪み'から抜ける量を最小限に留める為の対策を行わなければならない。高橋(2013)における高速衝突実験での高速カメラで撮影した発光の映像から、蒸気雲の広がりが小規模であることが分かった。本研究では蒸気雲が全て固体壁に衝突して発光する発光量を測定することが最適な実験結果であることから、蒸気雲の広がりがより大規模となることで蒸気雲が固体壁に衝突する面積を最大限拡大させる方法を考える。ここで蒸気雲の発生角度に着目する。ターゲットに対して45度付近で蒸気雲を発生させることで、蒸気雲がより広範囲へ広がることを期待できる。これを実現する為、飛翔体の先端を尖らせる必要があると推測して図2.9の最も右側にある未加工の飛翔体の先端の断面を傾斜30度にて尖らせた。加工した飛翔体が図2.9の左側3つである。本実験ではこの形状の飛翔体を用いた。

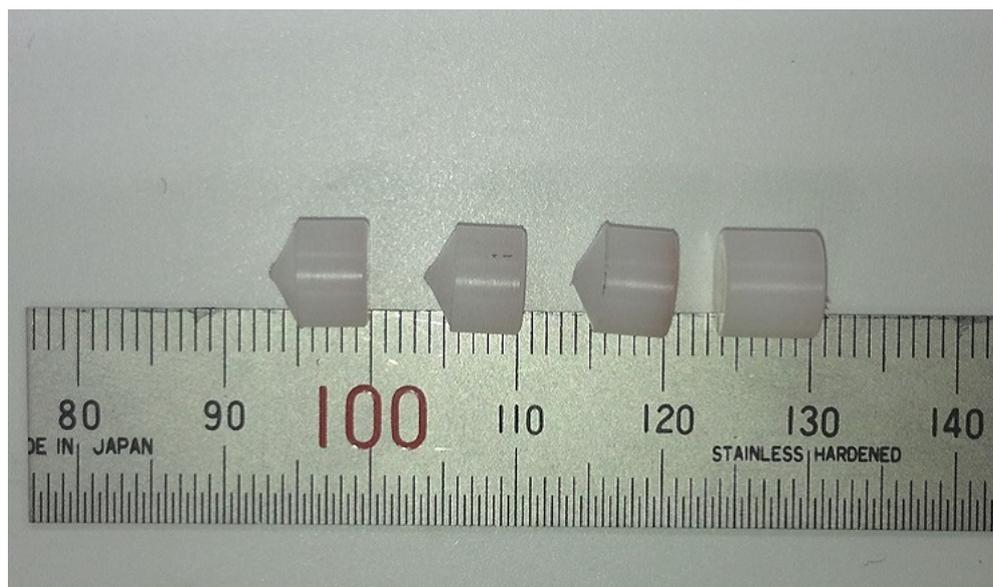


図 2.9: 先端が傾斜30度の円錐形とした飛翔体。直径は7 mm であり、およその質量は0.2 g である。

また、shot3332, 3333, 3334, 3335, 3336, 3337 では図 2.10 の飛翔体を使用した。図 2.9 の飛翔体との違いは後方が少し広がっていることである。実験後のターゲットにおいて飛翔体の貫通した穴を見ると綺麗な円形とならず、少しひびが入ることがあった。これは二段式軽ガス銃による射出時に飛翔体が安定しておらず、ターゲットへ垂直に衝突しなかった可能性が考えられる。だが発光においては、これによる影響は特に見られなかったことから、実験結果に対する影響は考慮しない。

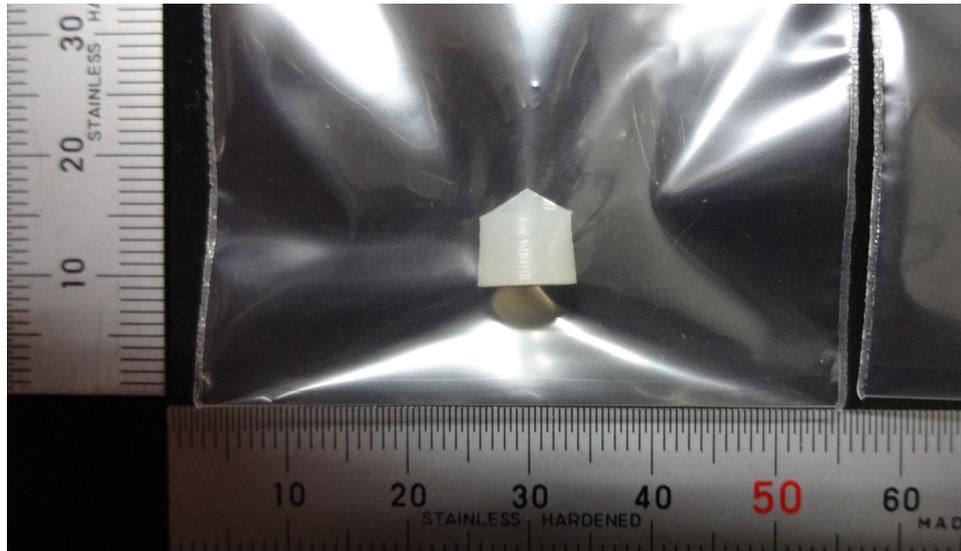


図 2.10: 先端が傾斜 30 度の円錐形とした飛翔体。後方が少し広がっている。他は図 2.9 と同様である。

第3章 実験結果

本実験で使用したフォトメータによって測定した発光量はオシロスコープを用いてサンプリングされ、図 3.1 に示す波形が得られる。これは 10 ns 毎の発光量に応じてフォトメータで測定した結果が電圧の高低として表され、サンプリング数 2.0×10^4 で描画した波形である。このような結果が各 shot 毎に得られるので、これを基に解析した方法について以降で述べる。

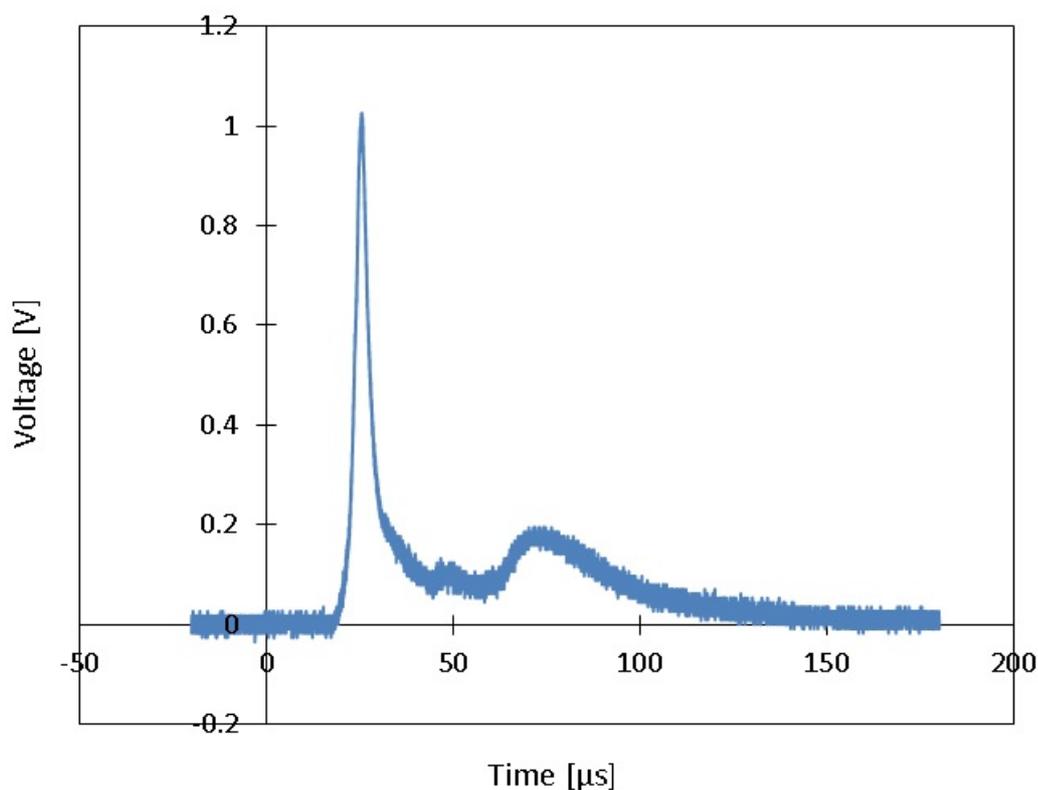


図 3.1: フォトメータによって測定した発光量はオシロスコープを用いてサンプリングされ、時間毎の電圧の大きさを表す波形として得られる。例として示した波形は shot2605 によるものである。

3.1 発光量解析

3.1.1 発光強度

蒸気雲の固体壁への衝突による発光をフォトメータによって定量的に測定した。フォトメータの出力電圧 $v(t)$ [V] を基に、発光強度 $W(t)$ [W] を算出する。フォトメータ内のアンプの負荷抵抗を $R[\Omega]$ として、フォトメータ-ターゲット間距離 r [m]、フォトダイオードの受光面積 $A[\text{m}^2]$ 、最大受光感度 s_0 [A/W]、分光感度特性 $s'(\lambda)$ として、衝突発光の発光強度 $W(t)$ [W] を式 3.1 から算出する [5]。ここで、 $S(\lambda, t)$ は分光発光強度である。

$$W(t) = \int_0^\infty S(\lambda, t) s'(\lambda) d\lambda = \frac{V(t)}{\frac{A}{4\pi r^2} \cdot s_0 R} [\text{W}] \quad (3.1)$$

本研究では浜松ホトニクス製 Si PIN フォトダイオード S3071 の仕様に基づき、最大受光感度を 0.6 A/W、同社製フォトセンサアンプ C8366 の仕様に基づき、負荷抵抗を 1000 Ω とした。

3.1.2 発光効率

式 3.1 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。本研究では蒸気雲の固体壁への衝突後の発光量の時間推移と高速度カメラの映像による発光の様子を参考にし、累積発光量は飛翔体のターゲットへの衝突後から 50 μs までの範囲とし、全 shot に対して一律に適用して累積発光量を算出する。更に累積発光量 $E_0(t)$ [J] を飛翔体 (もしくは蒸気雲) の運動エネルギー E_k [J] によって規格化することで飛翔体 (もしくは蒸気雲) の運動エネルギーの発光への変換効率 $E_0/E_k(t)$ を式 3.2 から算出する。蒸気雲の場合における速度と質量の考え方については次章にて述べる。飛翔体の運動エネルギー E_k [J] は図 2.1 中の速度計測システムから飛翔体速度と shot 前に測定した飛翔体の質量から計算した。また、蒸気雲の場合における速度と質量の考え方については次章にて述べる。

$$E_0/E_k(t) = \frac{1}{E_k} \int_0^\infty W(t) dt \quad (3.2)$$

3.2 飛翔体速度依存性

ここでは蒸気雲の固体壁への衝突による発光の飛翔体速度依存性について述べる。Eichhorn(1975)の実験結果 [2] では高速度衝突による発光は強い速度依存性があると述べられている。そこで蒸気雲の固体壁への衝突による発光の速度依存性について考える。飛翔体速度を 5~7 km/s 程度の範囲で shot 毎に変化させて行った全ての実験結果を用いる。各 shot の飛翔体速度に対して、蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光強度 (ピーク値) の速度依存性を図 3.2、発光効率の速度依存性を図 3.3 に示した。

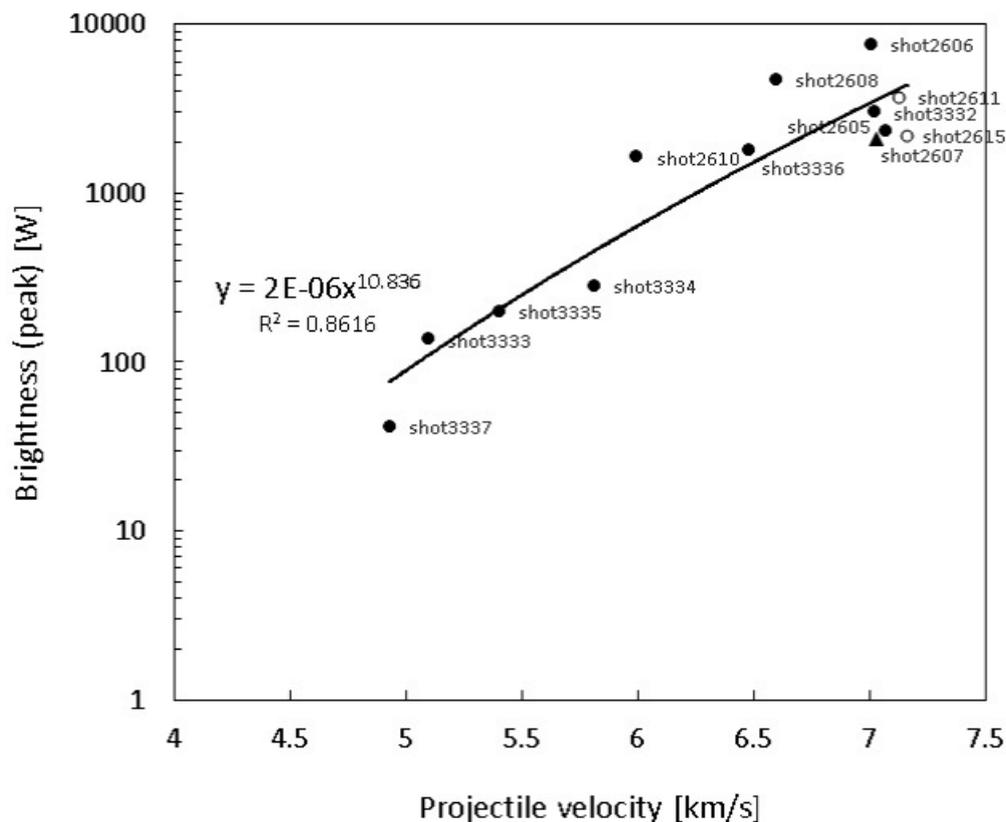


図 3.2: 発光強度の速度依存性。三角でのプロットは測定精度に難がある (shot2607)。白抜きでのプロットはチャンバー内に Ar を封入させた (shot2611, 2615)。近似線から発光強度は飛翔体速度の 10.8 乗に応じて増大することが分かる。決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.93$ であることから高い相関である。

先行研究である高橋 (2013)[5] では室内実験における高速度衝突による発光とチャンバー内残存大気の関係性が述べられているが、この論文では発光のスパイクを見ており、発光量としては微小である。一方、本研究では発光量はスパイク等と比較すると十分大きい為、チャンバー内の残存大気による影響は微小であると推測される。

プロット結果を基に近似線を引くと、図 3.2,3.3 の両グラフともに高い相関が得られた。このことから近似線の精度を保証する。近似線から蒸気雲の固体壁への衝突による発光の飛翔体速度依存性が分かる。図 3.2 から発光強度は速度の 10.8 乗、図 3.3 から発光効率は速度の 7.6 乗に応じて増大することが分かる。実験方法は同一でないが、単純比較では

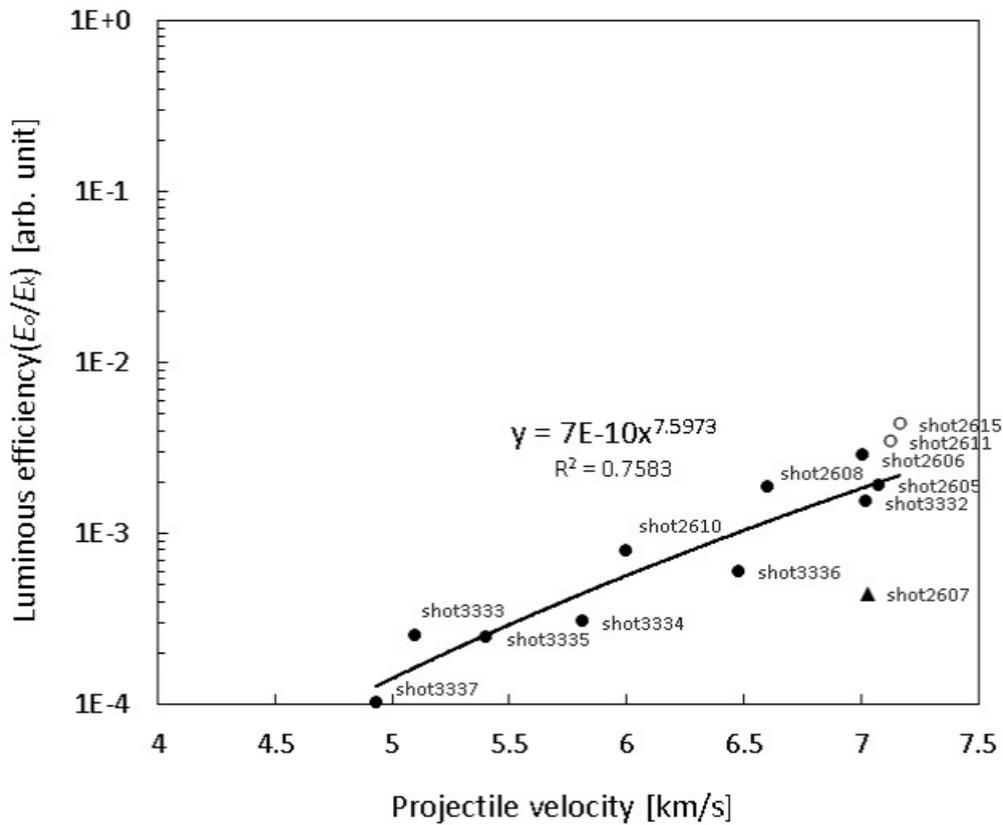


図 3.3: 発光効率の速度依存性。三角でのプロットは測定精度に難がある (shot2607)。白抜きでのプロットはチャンバー内に Ar を封入させた (shot2611, 2615)。近似線から発光効率は飛翔体速度の 7.6 乗に応じて増大することが分かる。発光効率はおよそ $10^{-4} \sim 10^{-2}$ である。決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.87$ であることから高い相関である。

Eichhorn(1975) の実験結果 [2] よりも非常に強い速度依存性があると分かる。また、実験した速度範囲における飛翔体の運動エネルギーに基づく発光効率はおよそ $10^{-4} \sim 10^{-2}$ であった。グラフ内の三角のプロット (shot2607) はオシロスコープの不調の為、デジタルデータが得られず、オシロスコープの画面からアナログに測定値を読み取った為、サンプリング数が低いことから他の shot の測定値と比較して測定精度に疑問が残る。白抜きのプロット (shot2611, 2615) はチャンバー内に Ar を封入させた為、他の shot と実験条件が一部異なる。チャンバー内に Ar を封入する利点は蒸気雲の様子が高速度カメラで鮮明に確認できる。本実験の結果では図 3.2, 3.3 とともにチャンバー内の Ar による発光への影響は見られないことから、特に考慮する必要はないと判断して他の shot と同様に扱った。

3.3 ターゲット膜厚依存性

ここでは蒸気雲の固体壁への衝突による発光のターゲットの膜厚依存性について述べる。ターゲットの膜厚を变化は 0.05, 0.1, 0.3 mm の三段階である。各膜厚の shot に対して蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光強度 (ピーク値) におけるターゲット膜厚依存性を図 3.4、発光効率のターゲット膜厚依存性を図 3.5 に示した。前節では発光に対して飛翔体速度依存性が非常に強いと述べた。その為、ここでは発光の速度依存性による影響を考慮して、速度による影響を補正しなければならない。そこで速度依存性の影響を最小限に抑える為、各 shot の飛翔体速度に応じて図 3.4 の発光強度の結果では速度を 10.8 乗し、図 3.5 の発光効率の結果では速度を 8.6 乗し、それらの値で発光強度と発光効率の結を除算して補正を行った。

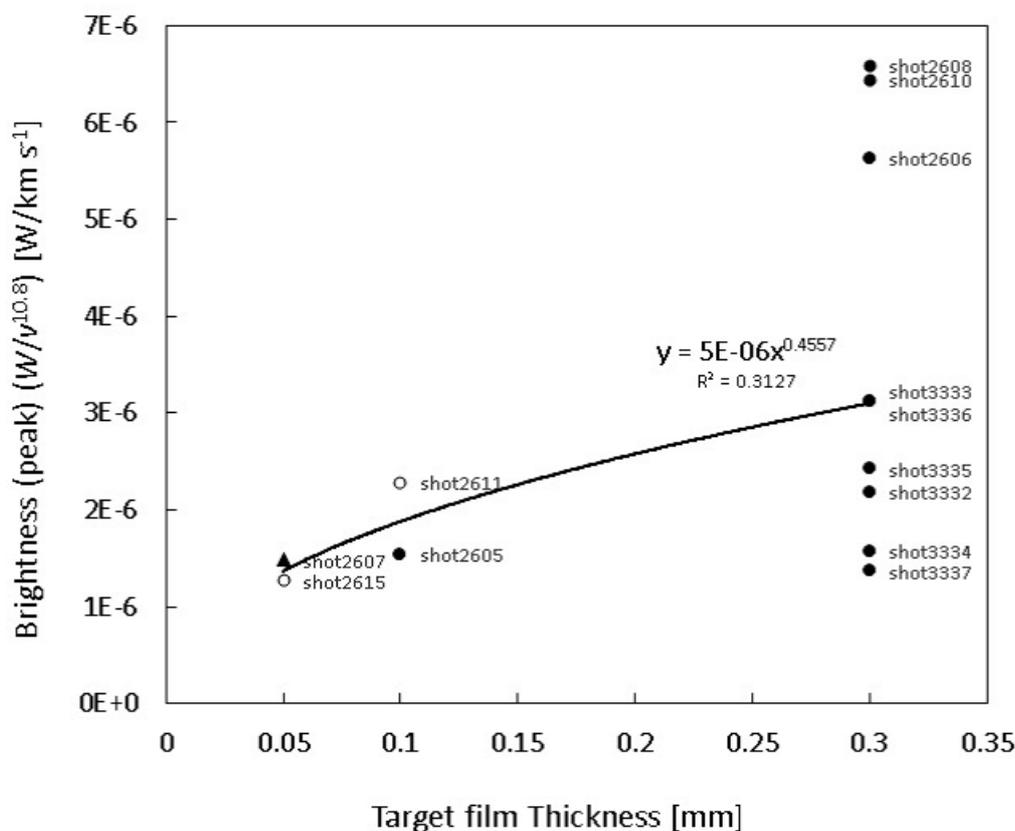


図 3.4: 発光強度のターゲット膜厚依存性。発光の速度依存性による影響を考慮して補正を行った。三角でのプロットは測定精度に難がある (shot2607)。白抜きでのプロットはチャンバー内に Ar を封入させた (shot2611, 2615)。近似線から発光強度はターゲット膜厚の 0.46 乗に応じて増大することが分かる。決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.56$ であることからあまり高い相関はない。

グラフ内の三角のプロット (shot2607) と白抜きのプロット (shot2611, 2615) の意味は速度依存性グラフと同様である。図 3.4、図 3.5 とともに相関係数が低いことから、この結果において発光のターゲット膜厚依存性について述べることは厳しい。このような結果となる要因は、非常に強い速度依存性による影響だと考えられる。図 3.4 を見ると異なる部分

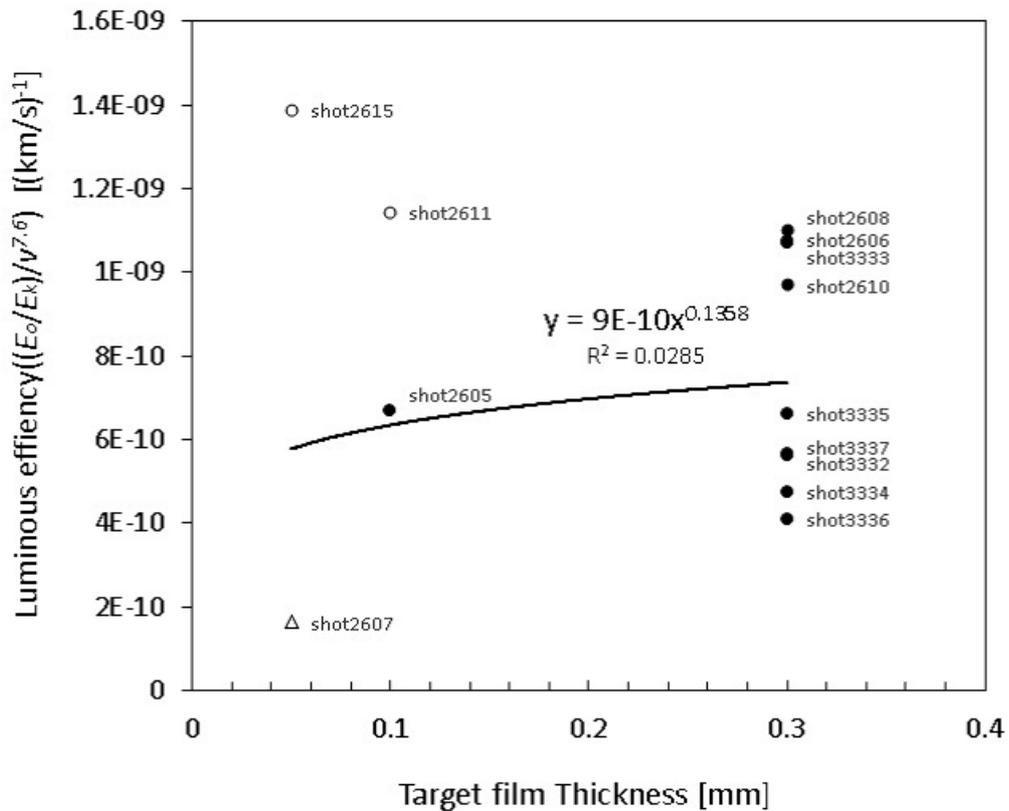


図 3.5: 発光効率のターゲット膜厚依存性。発光の速度依存性による影響を考慮して補正を行った。三角でのプロットは測定精度に難がある (shot2607)。白抜きでのプロットはチャンバー内に Ar を封入させた (shot2611, 2615)。近似線から発光効率はターゲット膜厚の 0.14 乗に応じて増大することが分かる。決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.17$ であることから殆ど相関は無い。

はあれど、総じて本実験での飛翔体速度の範囲 5~7 km/s に対して、4 km/s もしくは 7 km/s の場合において速度による補正を行った発光強度、発光効率ともに高い値となっている。一方、飛翔体速度 6 km/s 付近においては低い値となった。ターゲットの膜厚 0.05, 0.1 mm においては大きな差は見られない。そこで全体的なデータサンプルは低下してしまうが以下の様に考えて発光のターゲット膜厚依存性を確認する。データの多いターゲットの膜厚 0.3 mm において本実験での飛翔体速度の範囲 5~7 km/s に対して、飛翔体速度が高速もしくは低速となるデータと中速となるデータと二つに分けて近似線を引き、その結果を図 3.6 に示した。また、図 3.5 を見るとターゲットの膜厚 0.05, 0.1, 0.3 mm の全ての場合においてプロットが散らばっている。だが、傾向として飛翔体速度が 7 km/s 付近の場合とそれ以外の場合でプロットが分かれている様子が確認できる。そこで全てのターゲットの膜厚による結果において飛翔体速度が高速となる場合 (便宜上 shot3333 を含める) と中速以下となる場合の二つに分けて近似線を引き、その結果を図 3.7 に示した。

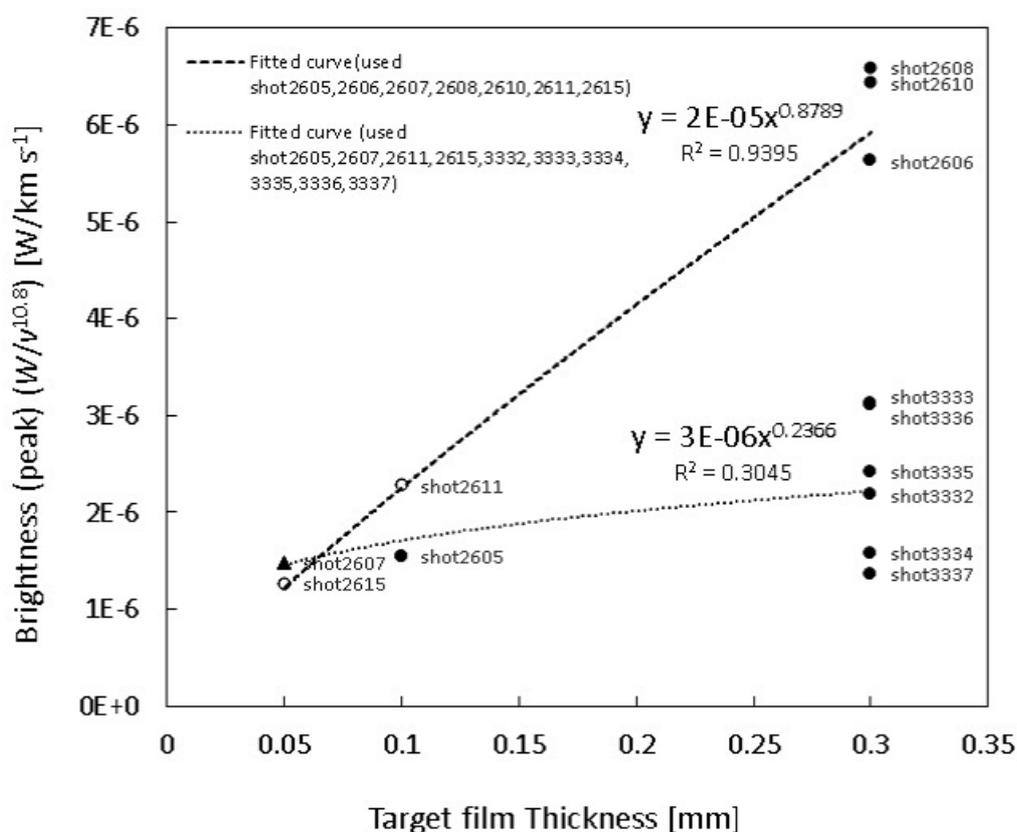


図 3.6: 発光強度のターゲット膜厚依存性。発光の速度依存性による影響を考慮して補正を行った。三角でのプロットは測定精度に難がある (shot2607)。白抜きでのプロットはチャンバー内に Ar を封入させた (shot2611, 2615)。shot2605, 2606, 2607, 2608, 2610, 2611, 2615 のデータを用いた近似線から発光強度はターゲット膜厚の 0.88 乗に応じて増大することが分かる。これはほぼ比例関係となる傾向である。決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.97$ であることから高い相関である。

図 3.6、図 3.7 とともにターゲット膜厚依存性を考えるに当たり、相関係数が高い近似線を選定する。図 3.6 では shot2605, 2606, 2607, 2608, 2610, 2611, 2615 のデータを用いた近似線において相関係数が高いことから、この場合を基に発光強度のターゲット膜厚依存性について述べる。先に選定した近似線から発光強度はターゲット膜厚の 0.88 乗に応じて増大することが分かる。従って発光強度はターゲットの膜厚に比例して増大する傾向にある。図 3.7 では shot2606, 2608, 2610, 2611, 2615, 3333 のデータを用いた近似線において相関係数が高いことから、この場合を基に発光効率のターゲット膜厚依存性について述べる。先に選定した近似線から発光効率はターゲット膜厚の 0.14 乗に応じて減少することが分かる。このことから発光効率はターゲットの膜厚が増すことで変化量としては微小だが発光効率は減少する結果となった。一方、相関係数はあまり高くないが shot2605, 2607, 3332, 3334, 3335, 3336, 3337 のデータを用いた近似線から発光効率はターゲット膜厚の 0.45 乗に応じて増大することが分かる。発光強度がターゲットの膜厚に比例して増大することから、発光効率もターゲットの膜厚に応じて増大する可能性の方が高いと一般的には予想される。従って、ここでの発光強度はあくまで参考程度とされたい。発光にお

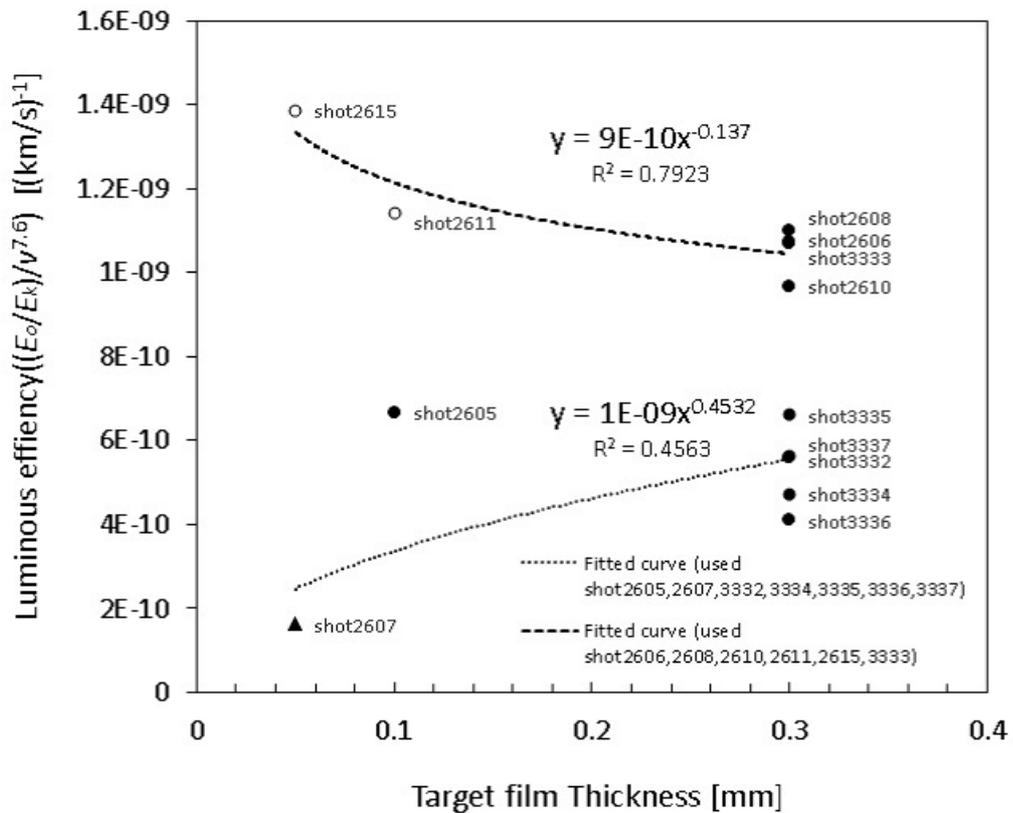


図 3.7: 発光効率のターゲット膜厚依存性。発光の速度依存性による影響を考慮して補正を行った。三角でのプロットは測定精度に難がある (shot2607)。白抜きでのプロットはチャンバー内に Ar を封入させた (shot2611, 2615)。shot2606, 2608, 2610, 2611, 2615, 3333 のデータを用いた近似線から発光効率はターゲット膜厚の 0.14 乗に応じて減少することが分かる。決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.89$ であることから高い相関である。

けるターゲット膜厚依存性の結果は非常に強い速度依存性の補正効果と shot2607 の測定精度による影響が大きく、今後の本実験と同条件における実験結果次第ではここで述べた結果が大きく変化する可能性が高いことは否めない。厳密にはここで扱う発光強度は各 shot の飛翔体速度の補正值であるので、正確な議論は難しいがターゲットの膜厚に関しては発光強度がターゲットの膜厚に比例して増大する傾向にあると言える。

第4章 蒸気雲における発光の依存性

4.1 蒸気雲速度

ここでは蒸気雲速度の定義と算出方法、更に蒸気雲の運動エネルギーについて述べる。本実験では、図 2.1 内の二段式軽ガス銃の速度計測システムから飛翔体速度が算出される。そのデータを基に蒸気雲の固体壁への衝突による発光の飛翔体速度依存性を検討した。しかし、より厳密な蒸気雲の固体壁への衝突による速度依存性を検討する為、蒸気雲が膨張しながら進行する速度において速度依存性を考えるべきであろう。よって、まずは蒸気雲の膨張平均速度 (以下、蒸気雲速度) を算出する。

本研究では蒸気雲速度を次の様に算出する。まず飛翔体がターゲットに衝突した瞬間を蒸気雲が進む時刻 $t = 0$ とする。次にフォトメータから得られた発光量を基に発光量が最大 (ピーク値) となる時刻 $t = t_m$ を蒸気雲が固体壁に衝突した平均時間とする。ターゲットから固体壁までの距離を測定すると 155 mm であることから、距離を経過時間 t_m で除算することで蒸気雲速度が算出される。蒸気雲速度は発光のピーク値を取ることで平均速度とすることができるが、飛翔体速度と比較して遅くなる傾向にある。また、前節のターゲット膜厚依存性の結果から次の様に考えられる。本実験で使用した全ての飛翔体とターゲットの材質は 66 ナイロンであり、その密度は 1.15 g/cm^3 である。従って蒸気雲の質量を考えるに当たり、ここでは蒸気雲の密度は近似的に 66 ナイロンの密度と同一だとする。密度一定であれば、蒸気雲の質量はターゲットの膜厚と飛翔体の断面積から決まること g 考えられる。本実験では飛翔体の断面積が一定であることから蒸気雲の質量はターゲット膜厚に依存すると推測できる。よって、蒸気雲の質量はターゲットの膜厚によって決まる値として算出することが可能となる。蒸気雲の運動エネルギーに関しても上記の速度と質量を基に算出した。

4.2 蒸気雲速度依存性

ここでは蒸気雲の固体壁への衝突による発光の蒸気雲速度依存性について述べる。先の発光における飛翔体速度依存性が非常に強いという結果を踏まえて、蒸気雲速度の場合による発光の速度依存性について考える。蒸気雲の生成量はターゲットの膜厚に応じて変化することが予想されるので、これが発光へ影響する可能性を考慮し、ここで用いる対象データは蒸気雲の最も生成量が多いと推測されるターゲットの膜厚 0.3 mm の shot 結果とした。また、高速度カメラでは蒸気雲の生成量が多い程、蒸気雲を鮮明に確認することができた。飛翔体速度は 5~7 km/s 程度の範囲で shot 毎に変化させて実験を行った。先に定義した方法に基づいて算出すると本実験における各 shot の蒸気雲速度は 4~6 km/s 程度の範囲であった。各 shot の蒸気雲速度に対して、蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光強度 (ピーク値) の速度依存性を図 4.1、累積発光量の速度依存性を図 4.2 に示した。

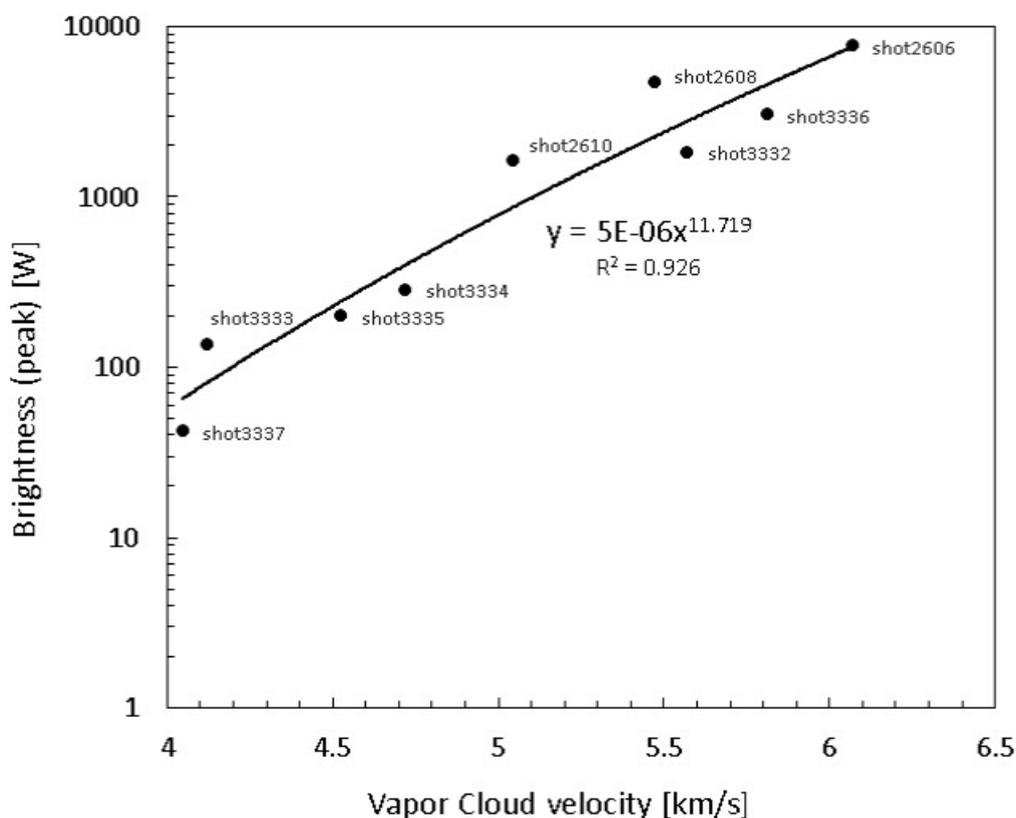


図 4.1: 発光強度の速度依存性。近似線から発光強度は蒸気雲速度の 11.7 乗に応じて増大することが分かる。決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.96$ であることから高い相関である。

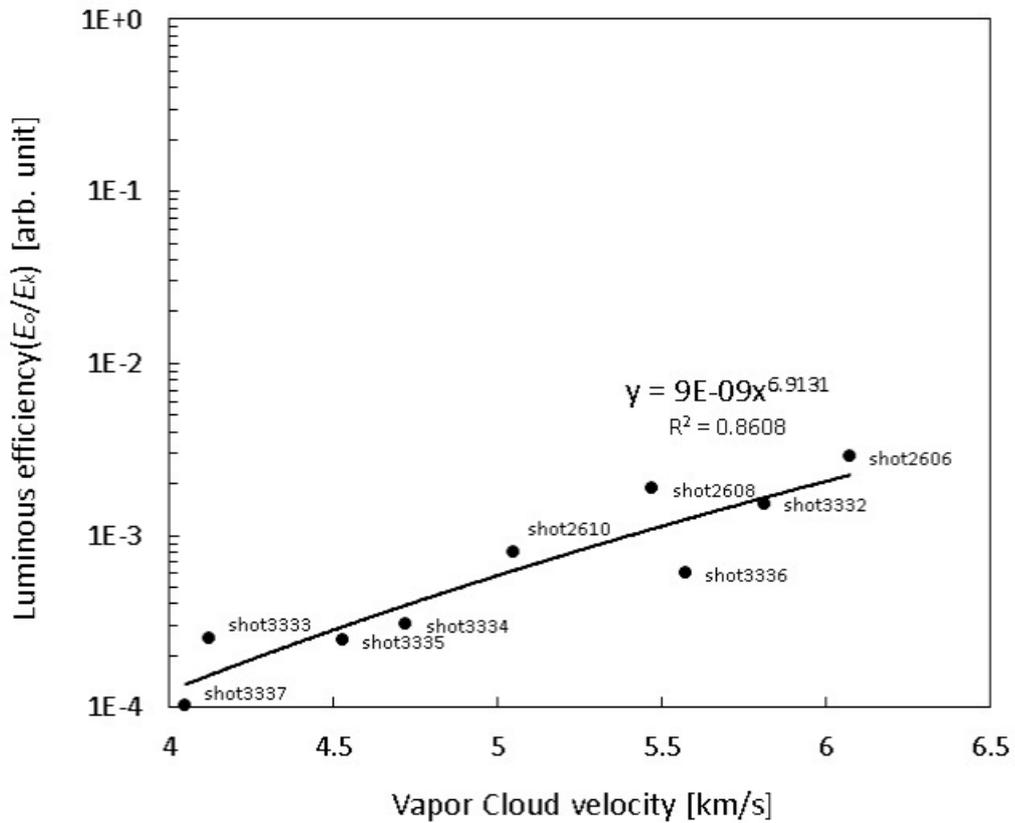


図 4.2: 発光効率の速度依存性。近似線から発光効率は蒸気雲速度の 6.9 乗に応じて増大することが分かる。発光効率はおよそ $10^{-4} \sim 10^{-3}$ である。決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.93$ であることから高い相関である。

飛翔体速度の場合と同様にチャンバー内の残存大気は考慮しない。プロット結果を基に近似線を引くと図 4.1, 4.2 の両グラフともに高い相関が得られた。このことから近似線の精度を保證する。近似線から蒸気雲の固体壁への衝突による発光の蒸気雲速度依存性が分かる。図 4.1 から発光強度は速度の 11.7 乗、図 4.2 から発光効率は速度の 6.9 乗に応じて増大することが分かる。飛翔体速度の場合と同様にそれぞれ強い速度依存性が見られた。また、実験した速度範囲における蒸気雲の運動エネルギーに基づく発光効率はおよそ $10^{-4} \sim 10^{-3}$ であった。月面衝突閃光の発光効率と比較する為に用いる本実験における蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光効率は $10^{-4} \sim 10^{-3}$ として以降の議論を行う。

4.3 ターゲット膜厚依存性

ここでは蒸気雲の固体壁への衝突による発光のターゲットの膜厚依存性について述べる。先述したターゲット膜厚依存性の場合と同様にターゲットの膜厚を0.05, 0.1, 0.3 mmの三段階である。各膜厚の shot に対して蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光強度 (ピーク値) におけるターゲット膜厚依存性を図 4.3、発光効率のターゲット膜厚依存性を図 4.4 に示した。前節では発光に対して蒸気雲速度依存性が非常に強いと述べた。その為、ここでも発光の速度依存性による影響を考慮して、速度による影響を補正しなければならない。先述したターゲット膜厚依存性の場合と同様に考え、各 shot の蒸気雲速度に応じて図 4.3 の発光強度の結果では速度を 11.7 乗し、図 4.4 の発光効率の結果では速度を 6.9 乗し、それらの値で発光強度と発光効率を除算して補正を行った。

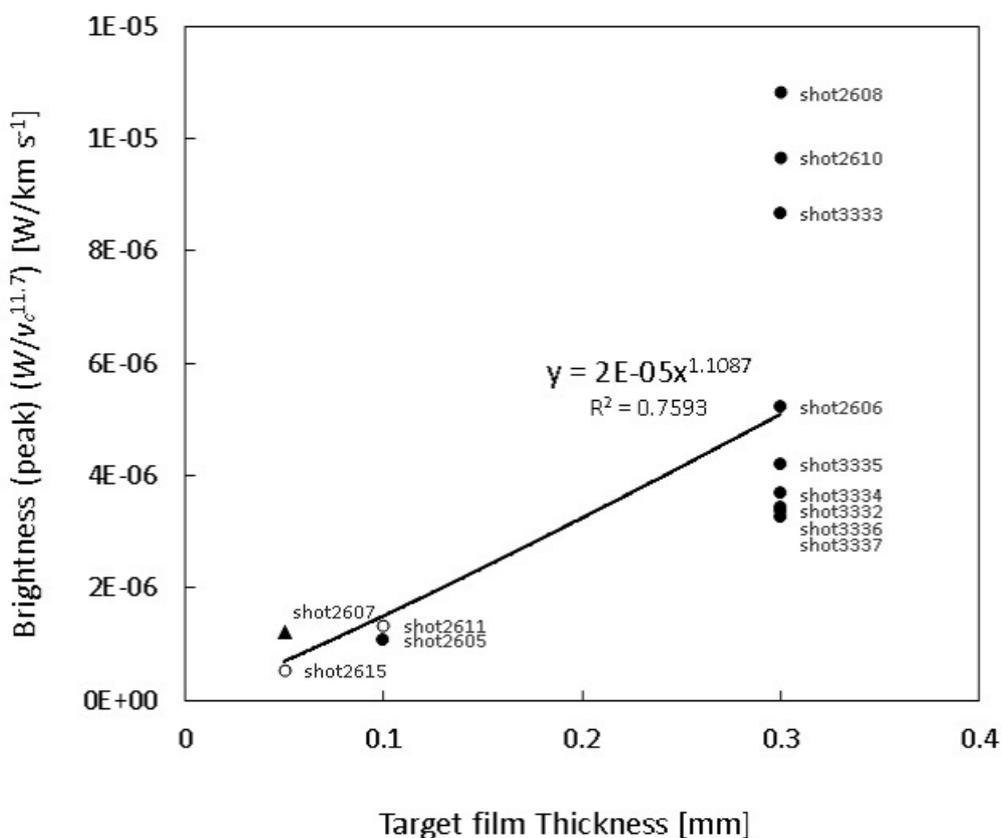


図 4.3: 発光強度のターゲット膜厚依存性。発光の速度依存性による影響を考慮して補正を行った。三角でのプロットは測定精度に難がある (shot2607)。白抜きでのプロットはチャンバー内に Ar を封入させた (shot2611, 2615)。近似線から発光強度はターゲット膜厚の 1.1 乗に応じて増大することが分かる。決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.87$ であることから高い相関である。

グラフ内の三角のプロット (shot2607) はオシロスコープの不調の為、デジタルデータが得られず、オシロスコープの画面からアナログに測定値を読み取った為、サンプリング数が低いことから他の shot の測定値と比較して測定精度に疑問が残る。白抜きのプロット (shot2611, 2615) はチャンバー内に Ar を封入させた為、他の shot と実験条件が一部異

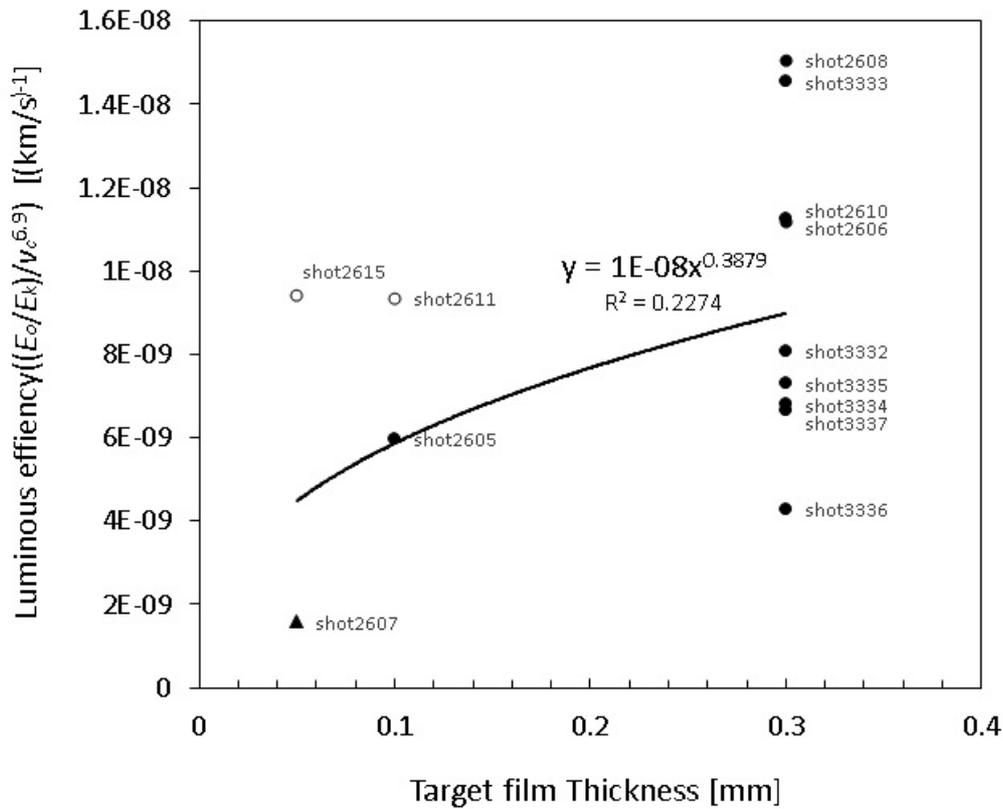


図 4.4: 発光効率のターゲット膜厚依存性。発光の速度依存性による影響を考慮して補正を行った。三角でのプロットは測定精度に難がある (shot2607)。白抜きでのプロットはチャンパー内に Ar を封入させた (shot2611, 2615)。近似線から発光効率はターゲット膜厚の 0.39 乗に応じて増大することが分かる。決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.48$ であることからあまり相関は無い。

なる。本実験の結果ではチャンパー内の Ar による発光への影響は見られないことから、特に考慮する必要はないと判断して他の shot と同様に扱った。図 4.3 は相関は十分高いと言える。従って図 4.3 の近似線は適切であり、近似線から発光強度はターゲット膜厚の 1.1 乗に応じて増大することが分かる。先述した発光の飛翔体速度による補正の場合と同様な結果であり、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。一方、図 4.4 では相関係数が低いことからあまり相関が無いと考えられるので、この結果において発光効率のターゲット膜厚依存性について述べることは厳しい。よって発光効率においては蒸気雲速度による補正の効果が低い可能性が考えられる。図 4.4 を見ると図 3.5 と同様にターゲットの膜厚 0.05, 0.1, 0.3 mm の全ての場合においてプロットが散らばっている。だが、どのターゲットの膜厚においても本実験での各 shot の蒸気雲速度の範囲である 4~6 km/s において比較的に高速となる場合と中低速となる場合で二つに分かれて傾向がある様に見られる。そこで全体的なデータサンプルは低下してしまうが以下の様に考えて発光効率のターゲット膜厚依存性を確認する。全てのターゲットの膜厚による結果において飛翔体速度が高速となる場合 (便宜上 shot3333 を含める) と中低速となる場合の二つに分けて近似線を引き、その結果を図 4.5 に示した。

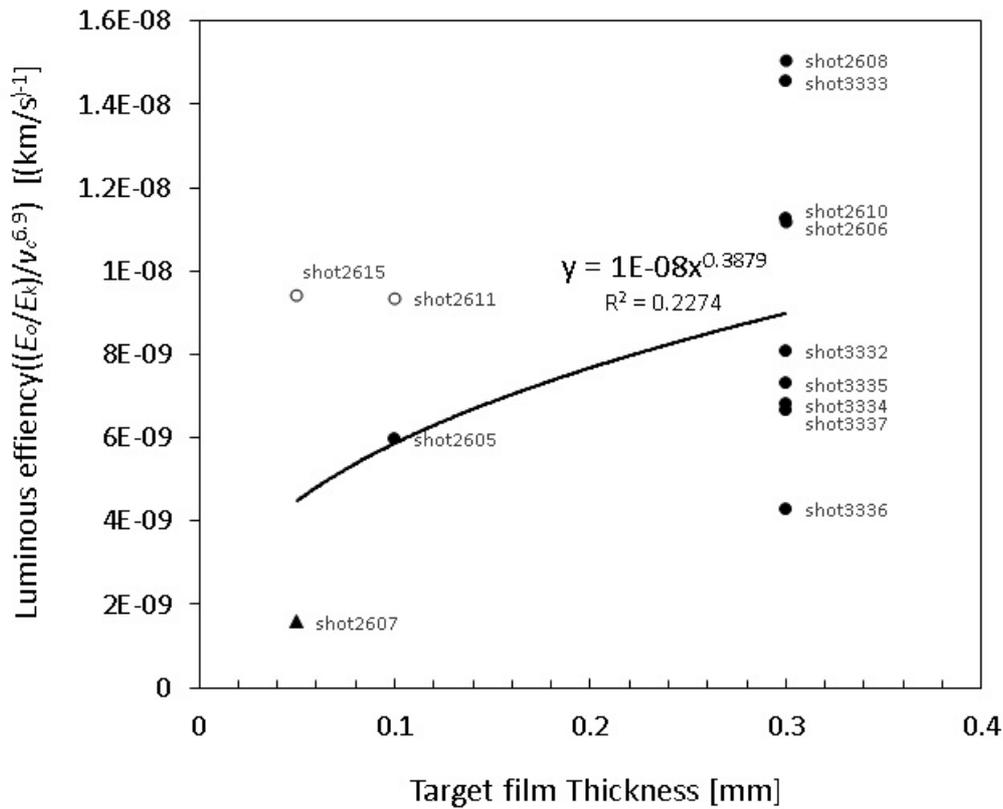


図 4.5: 発光効率のターゲット膜厚依存性。発光の速度依存性による影響を考慮して補正を行った。三角でのプロットは測定精度に難がある (shot2607)。白抜きでのプロットはチャンバー内に Ar を封入させた (shot2611, 2615)。shot2605, 2607, 3332, 3334, 3335, 3336, 3337 のデータを用いた近似線から発光効率はターゲット膜厚の 0.62 乗に応じて増大することが分かる。決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.81$ であることから高い相関である。

図 4.5 においてターゲット膜厚依存性を考えるに当たり、相関係数が高い近似線を選定する。shot2605, 2607, 3332, 3334, 3335, 3336, 3337 のデータを用いた近似線において相関係数が高いことから、この場合を基に発光強度のターゲット膜厚依存性について述べる。先に選定した近似線から発光強度はターゲット膜厚の 0.62 乗に応じて増大することが分かる。蒸気雲の質量は飛翔体の断面積とターゲットの膜厚に応じて変化すると定義したことから、速度一定の場合においてターゲットの膜厚が増大すれば蒸気雲の運動エネルギーも増大する。だが、図 4.5 に示した結果からターゲットの膜厚が増大すれば発光効率も増大する傾向であることが分かる。よって厳密な議論を行うにはここで扱う発光効率が蒸気雲速度の補正值であることを考慮しなければならないが、本実験ではターゲットの膜厚が増大すれば発光効率も増大することから、より大きな飛翔体とターゲットにおける高速度衝突の場合であれば更に高い発光効率となる傾向であると推測できる。ただし、発光におけるターゲット膜厚依存性の結果は非常に強い速度依存性の補正効果と shot2607 の測定精度による影響が大きく、今後の本実験と同条件における実験結果次第ではここで述べた結果が大きく変化する可能性が高いことは否めない。

第5章 蒸気雲の衝撃圧縮による発光

5.1 発光モデルの検討

5.1.1 発光モデル

ここでは本研究の理論モデルについて述べる。地上観測による月面衝突閃光の発光効率は 10^{-3} [4]であると考えられている。本研究では室内実験から蒸気雲の固体壁への衝突による発光効率はおよそ $10^{-4} \sim 10^{-3}$ である。一見すると比較的近い値が得られていると考えられるが、比較する為に考慮しなければならない点がある。まず現段階では流星体の天体への衝突から蒸気雲の運動エネルギーとなる変換効率が明確で無い。更に本研究内の高速度衝突実験は飛翔体とターゲットともに材質は66ナイロン66である。しかしながら、宇宙空間において有機化合物であるナイロン同士の衝突は考え難い。

そこで本研究では蒸気雲の固体壁への衝突による発光のメカニズムを気体分子に着目して推測する。実験における発光をストリーク分光器でスペクトル解析した結果、スペクトルが全ての実験において図5.1のような波形となることが分かった。図5.1から二原子炭素 C_2 におけるスペクトル波形の特徴であるスワンバンドが見られる。また、スペクトルの波長から可視光領域であることが分かる。この結果から蒸気雲の固体壁への衝突時に強い可視光を発生させる物質が C_2 であると推定できる。

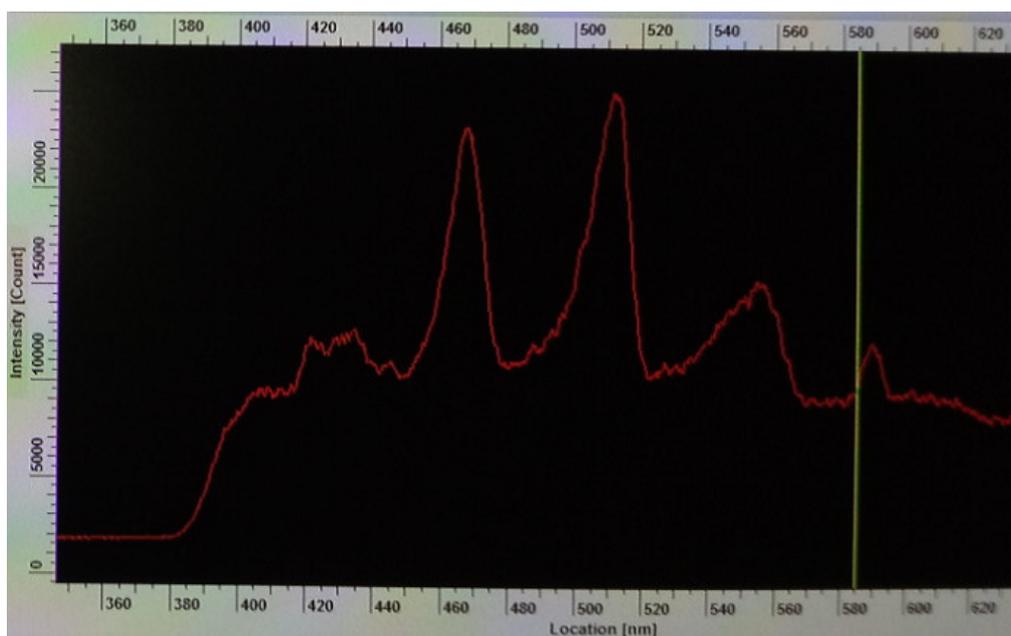


図 5.1: 蒸気雲の固体壁への衝突による発光におけスペクトル。スワンバンドが確認できることから二炭素原子 C_2 が発光に関与することが分かる。

図 5.1 から飛翔体がターゲットに衝突することでターゲットの材質であるナイロン 66 が分解され、 C_2 が生成されたと考えられる。しかし、本実験において蒸気雲中の C_2 の密度を正確に知ることはできない。その為、蒸気雲中の C_2 の密度は蒸気雲の質量と体積を見積もることで、近似値の算出を以降で行う。ここで蒸気雲の固体壁への衝突による発光が固体壁手前で蒸気雲が圧縮されて蒸気雲が高温となると考える。更に熱エネルギーによって C_2 が励起状態となり、 C_2 の励起状態から基底状態へのエネルギー準位低下時に蛍光が発生し、これが蒸気雲が固体壁への衝突による発光として観測されると推測する。この推測に基づけば、固体壁手前の蒸気雲の圧縮状態を衝撃波と捉えられる。そこで衝撃波を用いた発光モデルを考える。まず発光モデルを考えるに当たり、発光における非常に強い速度依存性を考慮し、速度による変化に対応する様に速度のパラメータは含まなければならない。速度が与える影響は他の様々な要因よりも大きいと推測すれば、仮に他のパラメータを一定としても傾向を知るだけであれば妥当な結果が得られそうであると予想できる。粒子速度と蒸気雲速度が同程度となると近似すれば、衝撃波に対して成り立つユゴニオ関係式では速度をパラメータに持ち、これを解くことで固体壁衝突時の蒸気雲の状態を知ることが可能となる。衝撃波前後のユゴニオ関係式と蒸気雲の温度比式から蒸気雲の固体壁への衝突時の温度が算出可能となり、その時の蒸気雲の持つ熱エネルギーが分かる。しかし、先の関係式を解くに当たり必要となる蒸気雲の比熱比 γ が実験では測定できない為、これを検討しなければならない。図 5.1 の様にスワンバンドを形成する場合の C_2 の励起エネルギーは一意であり、これと蒸気雲温度を用いて C_2 の励起状態となる比率をボルツマン分布から算出することで発光の程度を知ることが可能となる。

以上のことから、本研究における発光モデルの概要を以下に示す。

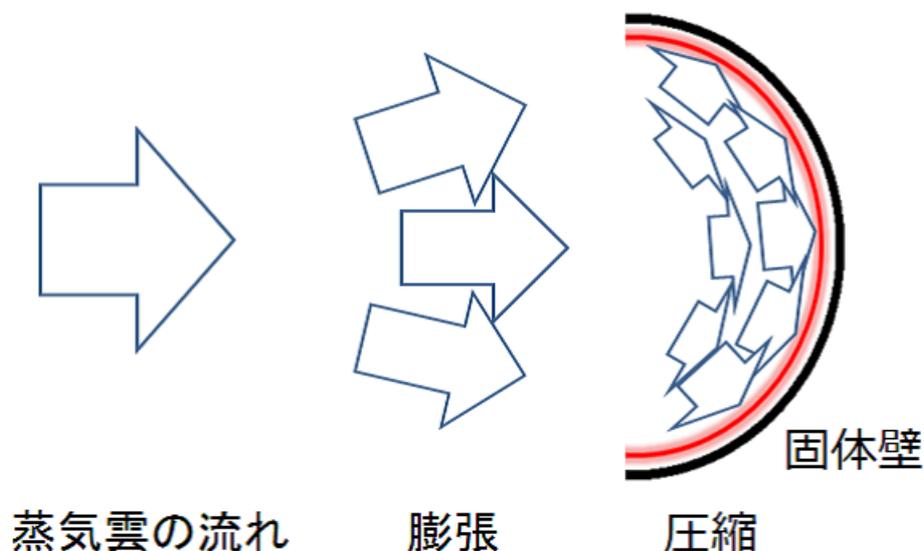
- 初めに、発光における非常に強い速度依存性を考慮し、発光モデル内に速度によって変化する様にパラメータを設定しなければならない。
- 蒸気雲の固体壁衝突によって衝撃圧縮された蒸気雲を衝撃波として捉え、本研究では一次元衝撃波として扱う。
- 一次元衝撃波に対してユゴニオ関係式と蒸気雲の衝撃波通過前後の温度比式から衝撃波通過後の蒸気雲温度、すなわち蒸気雲の固体壁への衝突時温度が算出される。
- 前提として蒸気雲中の C_2 が固体壁への衝突時に励起されて、励起状態から基底状態へのエネルギー準位低下時に強い可視光 (蛍光) を放射すると考える。
- C_2 の励起エネルギーと蒸気雲の衝突時温度を用いてボルツマン分布から C_2 の励起状態となる分布数比率が分かる。ただし、温度の算出には蒸気雲の比熱比 γ が必要となる。そこで γ の取り得る範囲において任意に温度を計算する。
- 先の前提よりボルツマン分布による C_2 の励起状態となる分布数比率と蒸気雲の固体壁への衝突による発光は比例関係だと考えられるので、 C_2 の励起状態となる分布数比率の蒸気雲速度依存性と発光強度の蒸気雲速度依存性を検討することで、蒸気雲の比熱比 γ が決まる。
- 蒸気雲の比熱比 γ が推定されれば、それを基に本実験における蒸気雲の固体壁への衝突時温度が算出される。
- 以上を基に、超高速域におけるボルツマン分布による C_2 の励起状態となる分布数比率を算出することで、本実験の範囲外における蒸気雲の固体壁への衝突による発光の程度を知ることが可能となる。

実際の月面衝突閃光では月面土壤に豊富に含まれる酸化鉄等から、可視光領域の波長の発光を示す鉄 Fe が月面衝突閃光に関与していることが考えられる。Fe は C₂ より励起エネルギーが低い為、より励起され易いことが考えられる。故に本研究の発光モデルを用いて C₂ による蒸気雲の固体壁への衝突による発光が超高速域において十分に発光が見込めれば、月面衝突閃光においても蒸気雲のクレーター壁への衝突による発光として十分見込めると考えることができる。以上のことから発光が十分見込めれば、最終的に月面衝突閃光と室内実験で得られた蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光効率を比較して、蒸気雲の固体壁への衝突による発光が月面衝突閃光の主な発光要因であるのか検討する。

5.1.2 衝撃波形成過程

ここでは蒸気雲の固体壁への衝突時の状態について述べる。蒸気雲中の気体分子に着目すると、気体分子は固体壁に向かって運動し、次第に固体壁へ衝突する。更に蒸気雲中の全気体分子を考えると、蒸気雲前方と後方で気体分子が固体壁へ衝突する時間にラグが生じると推測できる。これは蒸気雲の固体壁への衝突を高速カメラで撮影した映像を確認すると、次第に固体壁へ衝突する様子が見られる。蒸気雲はガスが全て固体壁に衝突するまで反射しないと推測できる。この結果、図 5.2 の様に固体壁手前の空間は気体分子の高密度状態となり、高温高圧となることが予想される。故にこの空間において衝撃波が形成されると考えられる。

流体力学的に考えると蒸気雲前方の気体分子が固体壁に衝突した情報を後方の気体分子に伝える前に気体分子同士が衝突してしまうことで情報伝達の不連続面が発生する。この不連続面は衝撃波として捉えることができる。衝撃波とすれば衝撃波前方の状態が分かると計算で衝撃波後方の状態推定することが可能であると考えられる。衝撃波後方の状態が蒸気雲の固体壁への衝突時の状態と同じであると考えれば、蒸気雲の固体壁への衝突時の蒸気雲温度を衝撃波後方の状態推定結果から算出することが可能であると推測できる。この算出方法は衝撃波前方の状態推定が必要である。



蒸気雲が衝撃波通過する際に物理量が不連続となる

図 5.2: 熱力学的観点から推測される蒸気雲の衝撃波形成過程モデル。蒸気雲が固体壁に衝突すると、蒸気雲が高温高圧となって固体壁手前で衝撃波を形成する。

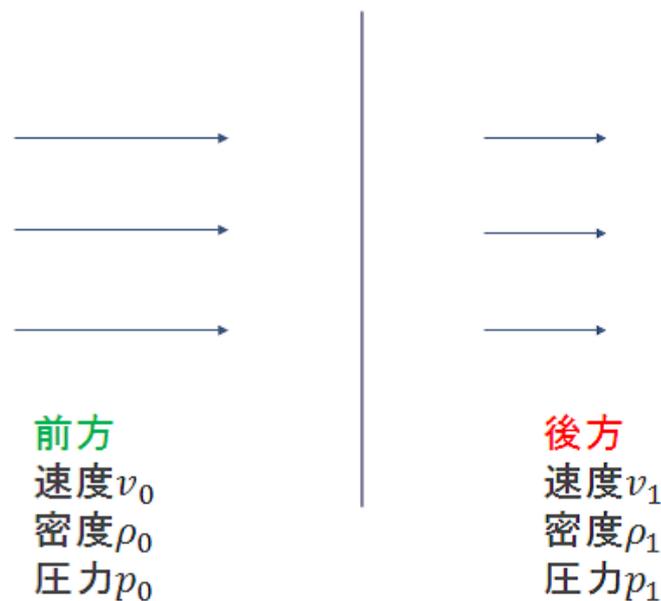
5.1.3 1次元衝撃波モデル

ここでは発光モデルの基礎となる一次元衝撃波について述べる。初めに、本研究で扱う流体とは蒸気雲のことである。蒸気雲が微小時間で高圧縮されることで衝撃波が形成される。この衝撃波解析は空間的解析が最適であると思われる。しかし、衝撃波の空間的解析は難解であり現段階では不確定要素が多数発生してしまい、本筋から逸脱してしまうと考えられる為、本研究では蒸気雲を非粘性流体とした1次元衝撃波モデル [6] を考えて解析を行う。まず衝撃波に対する静止座標系の1次元衝撃波モデルである図 5.3 の様に衝撃波前後の状態を考える。衝撃波前方における状態要素を蒸気雲の初速度 v_0 [km/s] と蒸気雲の密度 ρ_0 [kg/m³] と気圧 P_0 [Pa] とする。

次に蒸気雲の流れに対して垂直方向における実験室観測座標系を考える。この時、衝撃波は蒸気雲の運動と逆方向に運動する。この系において衝撃波前方での流体速度は v_0 [km/s] である。また、衝撃波後方にある固体壁が静止していることから、衝撃波後方の流体速度は $v_1 = 0$ [km/s] である。

更に図 5.4 の様に観測者が蒸気雲の後方から蒸気雲の初速度 v_0 [km/s] と同速度で動きながら観測する座標系を考える。この系では固体壁が蒸気雲速度 v_0 [km/s] で観測者側に向かう動きをする。また、衝撃波前方での流体速度は D [km/s] であり、衝撃波後方の流体速度は $v_1 = |D - v_0|$ [km/s] である。

1次元衝撃波モデル



衝撃波に対する静止座標系

図 5.3: 衝撃波に対する静止座標系の1次元衝撃波モデル。本研究では固体壁手前に形成される衝撃波を一次元衝撃波と考える。

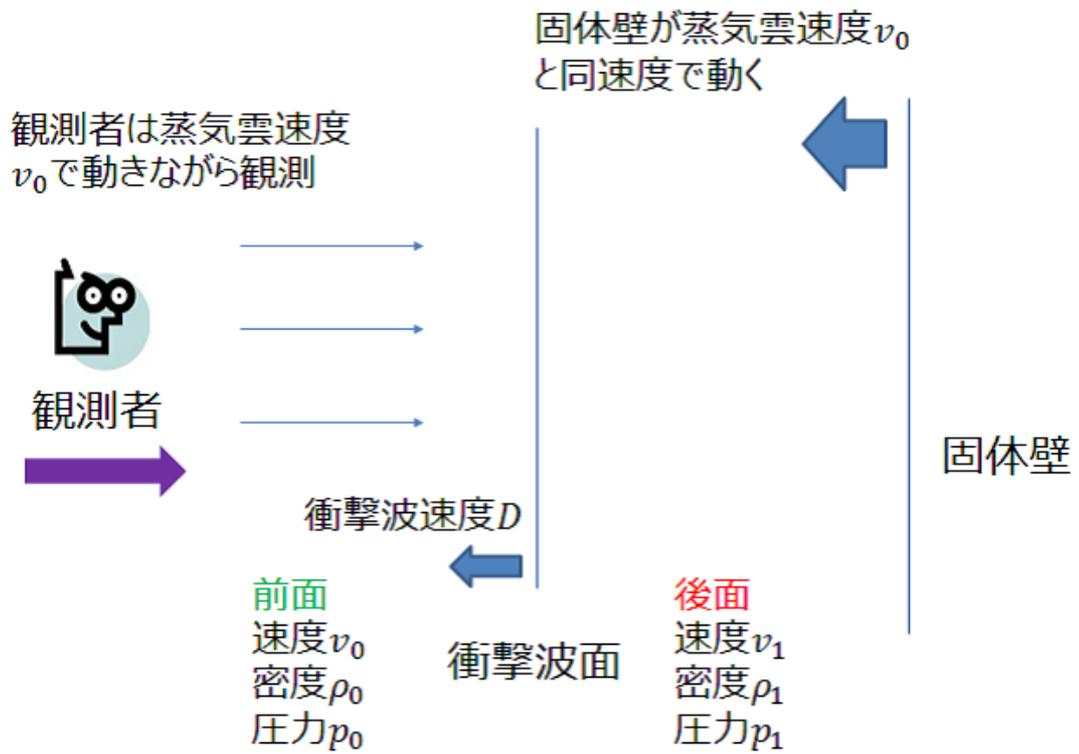


図 5.4: 観測者が蒸気雲の初速度 v_0 で動きながら観測する座標系。この座標系を基に蒸気雲の衝撃波通過後の物理量を調べる。

5.2 蒸気雲の熱エネルギーの推定

5.2.1 衝撃波前方の状態推定

ここでは衝撃波前方での流体密度と気圧の算出方法について述べる。初めに、本研究で扱う蒸気雲の温度は蒸気雲の平均温度とする。まず流体密度の算出を行う。高速度カメラで撮影した映像から確認できる蒸気雲の形状を基に蒸気雲の体積を推測する。図 5.5 中の黄色丸で示した様に、蒸気雲は時間経過とともに球形となる。よって蒸気雲中の気体分子の密度が均一であることを仮定すれば、高速度カメラで撮影した映像から蒸気雲の球半径を推定することで、蒸気雲の体積 $V[\text{m}^3]$ を算出できる。また、本実験のターゲット膜厚の蒸気雲速度依存性の結果から蒸気雲の質量 ω [kg] は飛翔体の断面積とターゲットの膜厚によって近似的に算出しても問題ないと考えられる。本実験では飛翔体の直径が全ての shot で同一であることより、蒸気雲の質量は上記の方法によって算出することから、ターゲットの膜厚によってのみ変化する値となる。以上のことから蒸気雲の体積と質量が分かるので流体密度 ρ [kg/m³] が算出される。

次に流体気圧の算出を行う。蒸気雲を理想気体と仮定すれば状態方程式から蒸気雲の気圧 P [Pa] を算出できる。ここで扱う状態方程式 5.1 中の蒸気雲の分子量 M は、蒸気雲中に C_2 が十分存在すると仮定して、分子量 $M=24$ としている。また、飛翔体がターゲットに衝突して発生する蒸気雲は発生直後は高温であると考えられるが、固体壁への移動時間中に十分に冷えると仮定し、かつここでは蒸気雲速度依存性は考慮せず、蒸気雲中の温度 T [K] は常温となることを想定し、 $T=300$ K とする。気体定数 R は $R=8.31$ JK⁻¹mol⁻¹ である。

$$PV = \frac{\omega}{M}RT \quad (5.1)$$

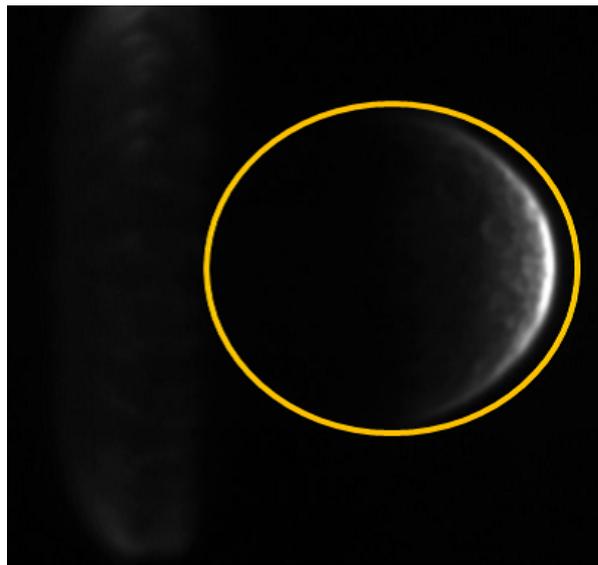


図 5.5: 高速度カメラで撮影した shot2612 における蒸気雲の映像。蒸気雲は広がりながら進むことで球形を成すと考えられる。

5.2.2 ユゴニオ関係式

ここでは衝撃波の解析による温度の算出方法について述べる。衝撃波前後の状態を解析するには、ユゴニオ関係式を解く必要がある。ユゴニオ関係式については理想気体、実在気体ともに成り立つ。ユゴニオ関係式は衝撃波前方での流体の速度、密度、気圧を基に関係式を解くと、衝撃波後方の流体の速度、密度、気圧を推定することができる。関係式は質量保存 (式 5.2)、運動量保存 (式 5.3)、エネルギー保存 (式 5.4) から成り立つ。本研究では図 5.4 の観測座標系に則して解析すると、衝撃波前方の状態要素は次の様になる。流体速度は $v_0 = D$ [km/s] とする。流体の密度と気圧は【4.3.3 衝撃波前方の状態推定】から $\rho_0 = \rho$ [kg/m³]、 $P_0 = P$ [Pa] とする。また、蒸気雲は理想気体だと仮定すれば式 5.4 中の比熱比 γ 値は理想気体の比熱比 $\gamma = 7/5$ を用いることでユゴニオ関係式が解ける。しかし、実際には蒸気雲は非常に複雑な気体である為、比熱比 γ を仮定することは蒸気雲の固体壁への衝突時温度の精度を著しく欠くこととなると考えられる為、最終的な γ の決定は以降で行う。

$$\rho_1(D - v_0) = \rho D \quad (5.2)$$

$$\rho_0 D v_0 = P_1 - P_0 \quad (5.3)$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{(\gamma + 1) \frac{1}{\rho_0} - (\gamma - 1) \frac{1}{\rho_1}}{(\gamma + 1) \frac{1}{\rho_1} - (\gamma - 1) \frac{1}{\rho_0}} \quad (5.4)$$

更に衝撃波前後における蒸気雲の温度比率式 (5.5) を解くことで、衝撃波後方の蒸気雲の温度 T_1 [K] が算出できる。これを解くには衝撃波前方の蒸気雲の温度が必要となる。ここで衝撃波前方における蒸気雲は次の様に考える。飛翔体がターゲットに衝突して発生する蒸気雲は高温であると推測される。また、蒸気雲の固体壁への衝突による発光は非常に強い蒸気雲速度依存性があることから、蒸気雲速度によって蒸気雲の温度は大きく異なる可能性が考えられる。その為蒸気雲の固体壁への衝突時の温度の算出において誤差が出易い懸念はある。しかしながら各 shot における正確な蒸気雲の温度を算出することは出来ない為、本研究では蒸気雲の発生直後から固体壁へ進むにつれて蒸気雲は十分冷えると想定し、衝撃波前方では蒸気雲速度依存性による蒸気雲の温度への影響は考慮しないことにする。故に全 shot における衝撃波前方の蒸気雲中の温度 T_0 [K] は常温となると仮定して $T_0=300$ K の定数として扱う。

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{P_1}{P_0} \quad (5.5)$$

5.2.3 蒸気雲の固体壁への衝突時の温度

ここでは蒸気雲の固体壁への衝突時温度について述べる。温度に関しても速度を基にして議論を進める。蒸気雲の固体壁への衝突時の温度 T [K] に関して蒸気雲の比熱比 γ を $\gamma = 1.1 \sim 1.7$ まで変化させて【4.3.4 ユゴニオ関係式】を基に算出した。ユゴニオ関係式を解くに当たり、粒子速度として蒸気雲速度が必要なパラメータであるので、その値を各 shot にて算出した蒸気雲速度を用いて算出を行った。蒸気雲速度の変化範囲は $4 \sim 7$ km/s 程度である。以上より、蒸気雲の固体壁への衝突時の温度 T [K] に対して蒸気雲速度 v_c [km/s] との関係性グラフを図 5.6、ターゲットの膜厚 τ [mm] との関係性グラフを図 5.7 に示した。

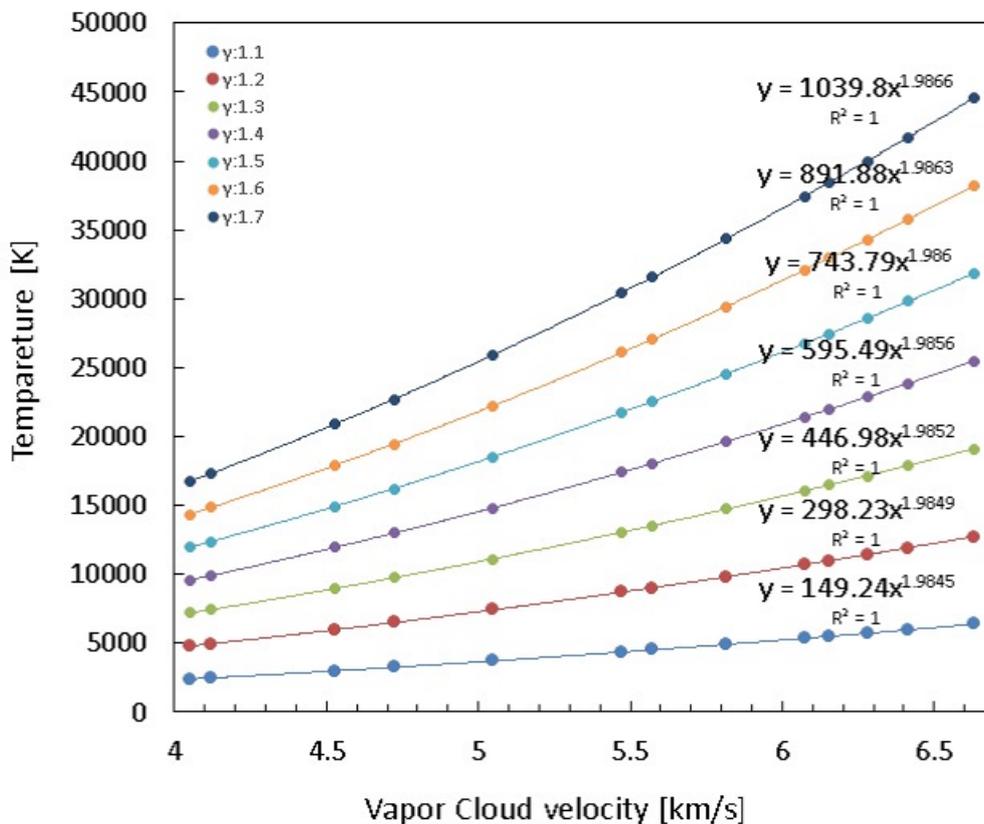


図 5.6: 蒸気雲の固体壁への衝突時の温度と蒸気雲速度における関係性。温度 T [K] に関して蒸気雲の比熱比 γ を $\gamma = 1.1 \sim 1.7$ まで変化させて温度を算出した。グラフ内の全ての γ に対して温度は速度に応じて上昇することが分かる。

本研究では前述の通り、蒸気雲の体積を球形であると推測して蒸気雲の体積を算出した。また、蒸気雲の質量も飛翔体の断面積とターゲットの膜厚と 66 ナイロンの密度を用いて近似的に算出した。この二つのパラメータから蒸気雲の密度を算出し、衝撃波前方の状態推定を行うに当たり必要なパラメータであることから、ユゴニオ関係式等から蒸気雲の固体壁への衝突時温度を算出する際に誤差が出る要因であることが想定される。だが、図 5.7 からターゲットの膜厚の変化量と温度との関係性は一見すると殆ど無い様に思える。図 5.7 において任意の γ に対して相関係数を計算したところ、どの γ に対しても相

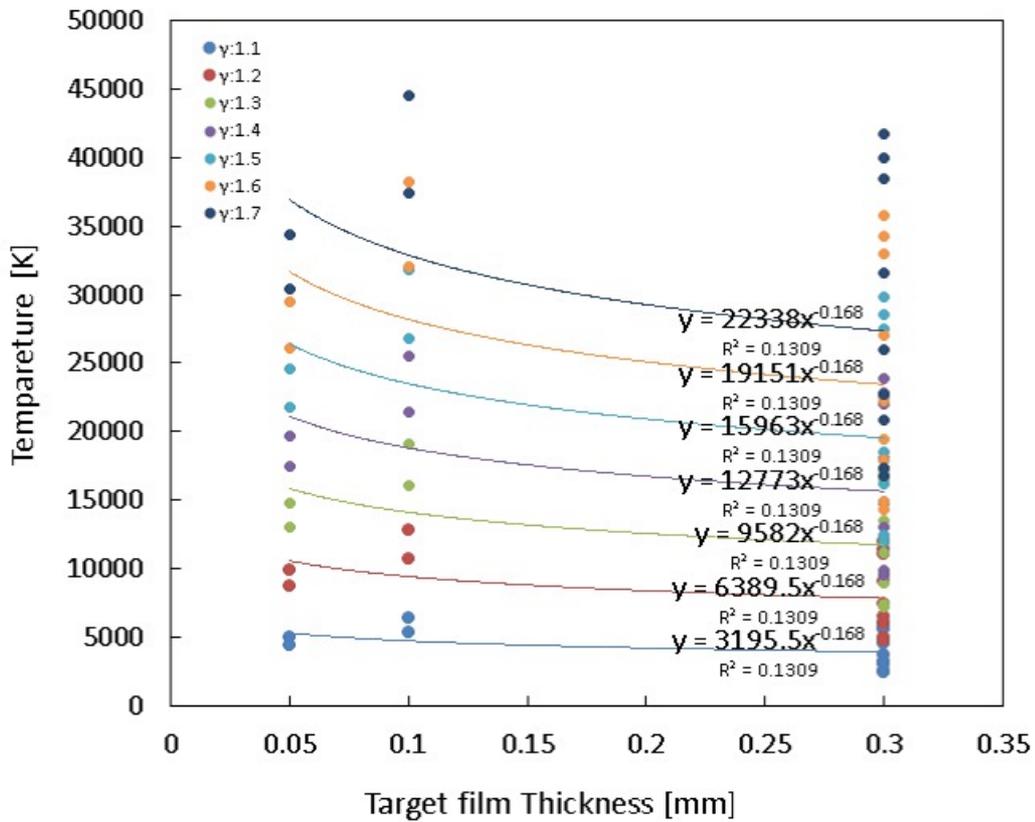


図 5.7: 蒸気雲の固体壁への衝突時の温度とターゲットの膜厚における関係性。温度 T [K] に関して蒸気雲の比熱比 γ を $\gamma = 1.1 \sim 1.7$ まで変化させて温度を算出した。全ての γ に対して決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.36$ であることから温度とターゲットの膜厚との相関は弱い。従って温度はターゲットの膜厚によらず変化する。このことから蒸気雲の質量が温度の算出に与える影響は少ないという可能性が考えられる。

相関係数 0.36 であることから弱い相関でしかないと言える。故に蒸気雲の質量を算出する為に必要なターゲットの膜厚の変化量が温度に与える影響は少ないことが分かる。ただし、蒸気雲の体積の考え方によって蒸気雲の密度は大きく変わる可能性があるため、この結果のみで断定するのは早計であると思う。やはり正確な蒸気雲の固体壁への衝突時の温度を算出するには蒸気雲の質量、体積に加えて蒸気雲の衝撃波前方での温度に関して与えられる影響を考慮する必要がある。更に温度に関して重要となるのが蒸気雲の比熱比 γ である。そこで $\gamma = 1.1 \sim 1.7$ まで変化させてユゴニオ関係式等を用いて算出した。それぞれの γ において衝撃波通過後の蒸気雲の温度、すなわち蒸気雲の固体壁への衝突時の温度と蒸気雲速度との関係性を示した図 5.6 を見ると γ が高くなる程、蒸気雲の固体壁への衝突時の温度が上昇することが分かる。決定係数 R^2 から相関係数 $R=1$ であるのは、温度の算出に速度を用いたから当然である。 γ の変化による温度の変化量は γ が低い程、 γ 間の温度の変化量は大きい傾向にある。また、図 5.6 から $\gamma=1.1$ を用いた場合の温度と $\gamma=1.7$ を用いた場合の温度では任意の蒸気雲速度においても約 7 倍の変化が見られる。故に温度を算出するに当たって適切な γ の決定は慎重に行わなければならないと言える。本実験では二段式軽ガス銃のチャンバー内を真空に保つことからガス分析器等は設置出来ず、蒸気

雲の化学的性質は測定されていない。従って蒸気雲の比熱比 γ は本実験による測定が行えない為、理論的に推定しなければならない。熱力学では比熱比 γ は定圧モル比熱 C_p と定積モル比熱 C_v の比 $\frac{C_p}{C_v}$ から求まる。また、気体定数を R とすると定圧モル比熱 C_p と定積モル比熱 C_v の間には $C_p - C_v = R$ という関係がある。この二つの関係から単原子分子では $\gamma = 1.67$ 、二原子分子では $\gamma \cong 1.40$ 、三原子分子では $\gamma \leq 1.33$ となることが分かる。気体は温度が上昇すると気体分子の回転や振動等の運動エネルギーの増加に伴い、分子構造が複雑化する。その為、蒸気雲の比熱比 γ は単原子分子としての値は取らないのではないかと予想される。以上のことを踏まえ、蒸気雲の固体壁への衝突時の発光において発光に参与していると考えられる C_2 が二原子分子であることを考慮し、蒸気雲中に C_2 が十分存在することを仮定すると蒸気雲の比熱比 γ として取りうる範囲は $\gamma = 1.2 \sim 1.5$ が妥当ではないかと推測する。また、図 5.6 から蒸気雲の固体壁への衝突時の温度は蒸気雲速度への依存性が見られる。依存性に関しても γ によって大きく変化する様子は見られない。故に適切だと考えられる蒸気雲の比熱比 γ をユゴニオ関係式に与えれば、適切な蒸気雲の固体壁への衝突時の温度が算出される。蒸気雲の比熱比 γ に関しては、以降でボルツマン分布を用いて確率論に基づいた推定を行う。そこで C_2 の励起エネルギーについて次節で考える。

5.3 確率論に基づく発光の推定

5.3.1 C₂の励起エネルギー

ここではC₂の励起エネルギーの算出過程 [7] について述べる。分光器による発光のスペクトルではスワンバンドが見られた。このことから蒸気雲の固体壁への衝突による発光にはC₂が発光に関与していると考えられる。そこでボルツマン分布によるC₂の励起分布数の比率を算出する為、二炭素原子C₂の励起エネルギーについて考える。

まず、C₂の基底状態における電子配列を分子軌道法に則して考える。分子軌道法では分子全体に渡って広がる軌道に順番に電子を入れていくと考える。2つの原子A,Bの1s軌道による分子軌道を考えると、全波動関数Ψは2つの原子の軌道A,Bの一次結合となる。

$$\Psi_{\pm} = N(A \pm B) \quad (5.6)$$

但し、A,Bは1s波動関数、Nは規格化定数である。この様に原子核同士を結ぶ軸の周りに円筒形の対称をもつ分子軌道をσ軌道という。

Ψ₊の軌道は2つの原子が安定な化学結合をもつ状態を表しているので結合性軌道という。この軌道は最低エネルギーのσ軌道なので、1σ軌道という。一方、Ψ₋はΨ₊よりも高いエネルギー準位を与える。これを2σ軌道という。2σ軌道を電子が占める原子間の結合が弱まる為、これを反結合性軌道という。反結合性軌道には*の記号を付ける。よってΨ₋の軌道は2σ*と表せる。

周期表第2周期では、2s,2p_x,2p_y,2p_z軌道が関与する。このうち、2s軌道は1s軌道と同様にして1σ,2σ*軌道を形成する。また、2p_z軌道も同様にして3σ,4σ*を形成する。2p_x,2p_y軌道を考える。これらの軌道は結合軸に垂直で側面同士の重なりがある。その為、反結合性軌道を形成し、これをπ軌道という。2p_x,2p_yが形成する軌道は縮退しており、結果として2個の結合性π軌道(1π)と2個の反結合性π軌道(2π*)を形成する。

対称心のある分子について、反転に対する波動関数の変化を考える。これは分子におけるパリティといい、反転中心に対する反転操作に対して軌道が同じ符号を持つ場合をg、反対の符号を持つ場合をuと記す。結合性σ軌道はgのパリティを持つので、これをσ_gで表す。一方、反結合性σ軌道はuのパリティを持つので、これをσ_uで表す。結合性、反結合性π軌道は、それぞれπ_u,π_gである。

以上のことを踏まえて、C₂の基底状態における電子配列を記す。

$$(1\sigma_g)^2(1\sigma_u)^2(2\sigma_g)^2(2\sigma_u)^2(1\pi_u)^2(1\pi_g)^2$$

分子が光を吸収、放出することによって、電子エネルギー準位間の遷移が起こる。この遷移エネルギーは数eVであると考えられている。よって電子遷移に関する光は可視光または紫外線領域である。

C₂のC=C二重結合による光の吸収が起こると、π電子がπ*軌道に励起する。これをπ* → π遷移という。二重結合が共役している場合はエネルギー準位が接近するので、遷移波長は長波長側に動く。よって共役鎖長が十分長い場合は可視光部に吸収が現れる。一方、非共役二重結合では紫外線部(主に180 nm付近)に吸収が現れる。

C_2 が最低エネルギーである基底状態からエネルギーの高い励起状態に遷移すると原子は不安定となる為、光子を放出して基底状態に遷移する。この時、吸収された放射線が直ちに再放出のエネルギーに変換されるものが蛍光である。従って蛍光は速やかに消光する。りん光の場合は発光強度が比較的ゆっくりと減衰する。放出されるエネルギーと波長の関係はプランクの法則を用いることで、基底状態のエネルギーを E_0 、励起状態のエネルギーを E_e とすれば、放出される光子のエネルギー E は式 5.7 となる。

$$E_e - E_0 = E = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \quad (5.7)$$

式 5.7 中の光の振動数、波長をそれぞれ ν 、 λ としており、光速 $c = 3.00 \times 10^8$ m/s、プランク定数 $h = 6.63 \times 10^{-34}$ Js とする。放出される光子のエネルギー E は、 C_2 の励起ポテンシャルと同義である。よって式 5.7 を $\lambda = 180$ nm として解くと、 C_2 の励起ポテンシャルは $E = 1.11 \times 10^{-18}$ J である。1eV $\equiv 1.61 \times 10^{-19}$ J であることから、単位を eV に変換すると C_2 の励起ポテンシャルは以下の通りとなる。

$$E_{C_2} = 6.89\text{eV}$$

前節で算出した蒸気雲の固体壁への衝突時の温度から導かれる熱エネルギーと C_2 の励起エネルギーを比較すると C_2 を励起する為に必要なエネルギーに対して熱エネルギーは不足していると考えられる。これは蒸気雲の比熱比 γ をどの値をとっても同様となる。もし熱エネルギーが C_2 の励起エネルギーを上回っていれば、蒸気雲中の C_2 は全て励起される可能性が高いと考えられる。一方、熱エネルギーが C_2 の励起エネルギーを下回っているからといって C_2 が全く励起されないとは言えない。そこで任意の熱エネルギーもしくは温度に対して C_2 がどの程度励起されるのか確率論に基づき次節で考える。

5.3.2 ボルツマン分布

ここではボルツマン分布を用いた確率論による蒸気雲の比熱比 γ の推定について述べる。絶対温度 T [K] の壁の中で莫大な数の構成粒子が壁や互いの粒子と衝突し合いながら乱雑に運動する場合を考える。この時、ボルツマン分布によって構成粒子がエネルギー E_B を持つ確率は

$$e^{-\frac{E_B}{\kappa_B T}}$$

に比例する。この関係を用いることで、蒸気雲中における C_2 の基底状態での分子数 N_o が分かると、 C_2 の励起状態となる分子数を算定することが可能となる。まず蒸気雲中における C_2 の基底状態での分子数 N_o を考える。蒸気雲の組成が全て C_2 であると仮定すれば、蒸気雲の質量 m kg を用いて式 5.8 から算定できる。

$$N_o = \frac{m}{M_{C_2}} \quad (5.8)$$

式 5.8 において C_2 分子 1 つの質量 $M_{C_2} = 2.80 \times 10^{-26}$ kg とする。式 5.8 から算定した C_2 の基底状態での分子数 N_o を用いてボルツマン分布を考えれば、式 5.9 から C_2 の励起状態に遷移する分子数 N_e を算定することができる。 E は C_2 の励起ポテンシャル $E = 6.89\text{eV} = 1.10 \times 10^{-18}\text{J}$ とする。ボルツマン定数 $\kappa_B = 1.38 \times 10^{-23}\text{m}^2\text{kgs}^{-2}\text{K}^{-1}$ である。

$$N_e = N_o e^{-\frac{E}{\kappa_B T}} \quad (5.9)$$

式 5.9 から C_2 の励起分布数比率 N_e/N_o はボルツマン分布によって支配される。

$$N_e/N_o = e^{-\frac{E}{\kappa_B T}} \quad (5.10)$$

以降、 C_2 の励起分布数比率 N_e/N_o は式 5.10 に基づくとする。

【4.3.5 蒸気雲の固体壁への衝突時の温度】で算出した蒸気雲の固体壁への衝突時の温度を基に式 5.9 から算出した C_2 の励起状態に遷移する分子数 N_e と C_2 の基底状態における分子数 N_o の比 N_e/N_o を図 5.8 に示した。図 5.8 では温度の算出において必要となる γ を 1.2 ~ 1.5 の範囲とし、温度から熱エネルギーへ変換してグラフに用いた。各々の γ のプロットには各 shot から算出した値を用いており、約 4 ~ 7 km/s の範囲である。

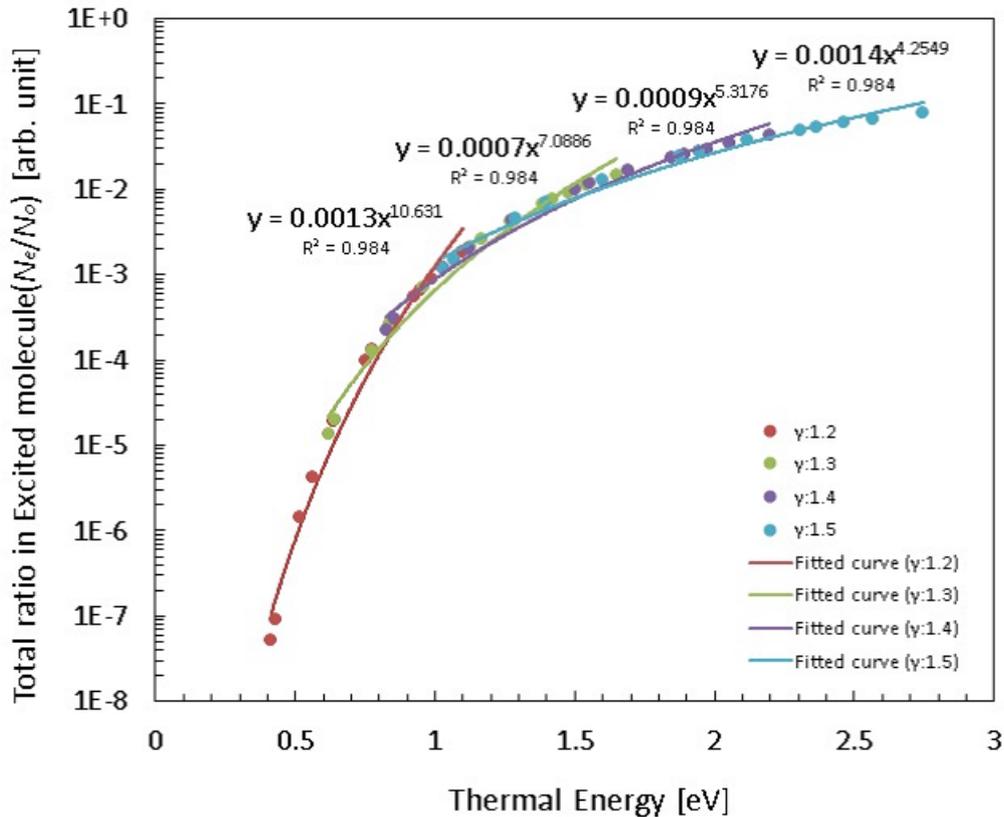


図 5.8: C_2 の励起分子数比率 N_e/N_o と蒸気雲の固体壁への衝突時に発生する熱エネルギー E_T の関係。 γ は 1.2 ~ 1.5 の範囲で変化させた。各々の γ のプロットには各 shot の蒸気雲速度に対応させてあり、4 ~ 7 km/s の範囲である。 γ 以外を同条件とした時、 C_2 の励起分布数比率は $\gamma = 1.5$ の場合が最も高いことが分かる。

図 5.61 より、蒸気雲速度が増せば蒸気雲の固体壁への衝突時の温度が上昇することから、当然ながら熱エネルギーも増大する。ここで図 5.8 における各々の γ について見ると蒸気雲速度約 4 ~ 7 km/s の範囲では $\gamma = 1.2$ の場合が最も変化が大きいことが分かり、約 10^5 の変化する。これは $\gamma = 1.2$ を用いて算出した熱エネルギーが 0.20 ~ 0.55 eV という C_2 の励起エネルギーである 6.89 eV と比較して非常に低い為であると考えられる。ボルツマン分布に基づく C_2 の励起分子数比率の算出が適切であれば、図 5.8 より本実験における蒸気雲の固体壁への衝突による発光に関与する C_2 の励起分子数比率が非常に低い結果となる $\gamma = 1.2$ が蒸気雲の比熱比である可能性は低いと考えられる。また、図 5.8 から C_2 の励起分布数比率は熱エネルギー 1.0 eV の場合 10^{-3} 、1.6 eV の場合 10^{-2} 、2.7 eV の場合 10^{-1} となる。比率としては低い様であるが C_2 の一部を励起させる程度の熱エネルギーを蒸気雲が固体壁へ衝突時に有する可能性があると考えられる。

5.3.3 蒸気雲の比熱比 γ の選定

ここではこれまで未知数であった蒸気雲の比熱比 γ の選定について述べる。前節までをまとめると γ として取り得る適切な範囲は $\gamma = 1.3 \sim 1.5$ であると考えられる。また、これまでの議論から蒸気雲の固体壁への衝突による発光の要因として C_2 のエネルギー準位の遷移が関与している可能性が高いと言える。従って C_2 の励起分子数が増大すれば発光量が増すと推測されることから、 C_2 の励起分布数比率は蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光強度に比例すると考えられる。この考えに基づき、図 4.1 で示した蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光強度の蒸気雲速度依存性と同等の依存性が C_2 の励起分布数比率と蒸気雲速度の関係性グラフからも得られるはずである。そこで γ を $1.3 \sim 1.5$ の範囲で変化させた場合の蒸気雲の固体壁への衝突時の温度から C_2 の励起分布数比率を算出し、蒸気雲速度との関係性を図 5.9 に示した。ここで発光強度による蒸気雲速度依存性が 11.7 乗と非常に強いことから変化させる速度範囲によって依存性が変化する可能性を考慮し、温度の算出に必要な蒸気雲速度の範囲は発光強度の蒸気雲速度依存性を示した図 4.1 と同一となる $4.05 \sim 6.07$ km/s とした。

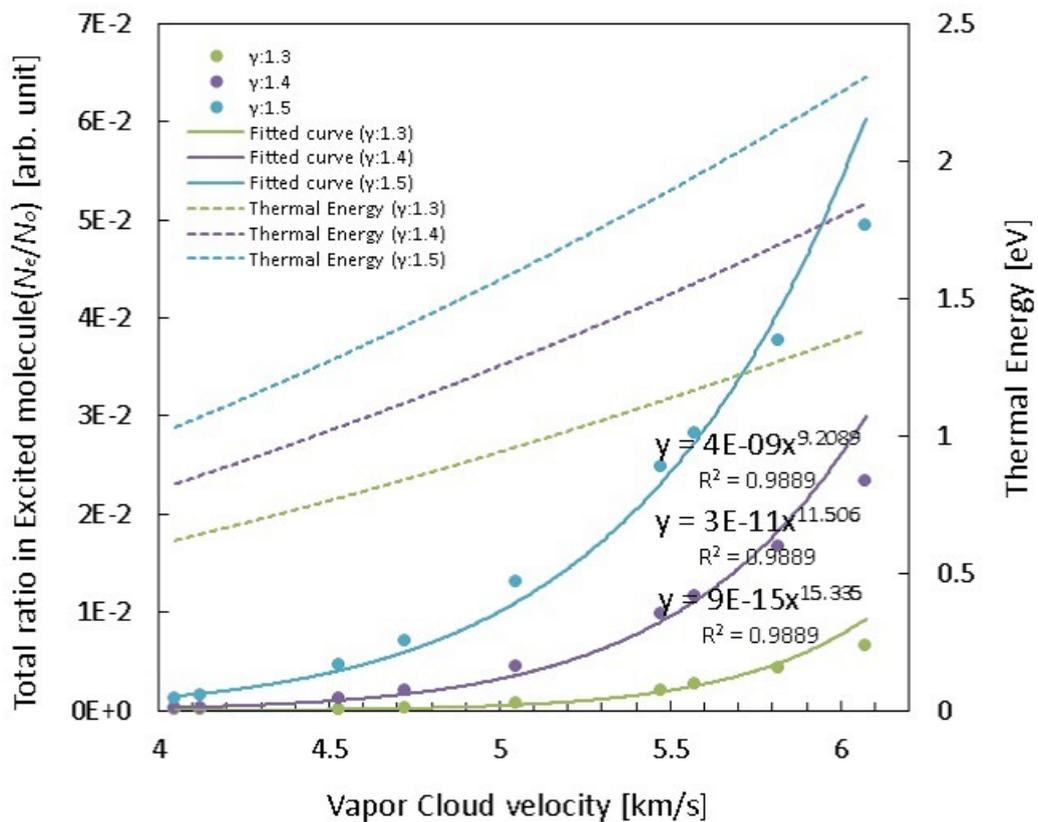


図 5.9: C_2 の励起分子数比率 N_e/N_0 の蒸気雲速度依存性。 γ は $1.3 \sim 1.5$ の範囲で変化させた。蒸気雲速度の変化範囲は発光強度の蒸気雲速度依存性を示した図 4.1 と同一となる $4.05 \sim 6.07$ km/s とした。近似線から蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光強度の蒸気雲速度依存性 11.7 乗と同等の依存性を示す場合は $\gamma = 1.3 \sim 1.4$ の範囲に存在することが分かる。

図 5.9 の近似線から蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光強度の蒸気雲速度依存性 11.7 乗と同等の依存性を示す場合は $\gamma = 1.3 \sim 1.4$ の範囲に存在することが分かる。更にその範囲は $\gamma = 1.4$ に近いことが推測できる。そこで γ の範囲を $\gamma = 1.38 \sim 1.40$ として変化させ、それ以外の条件は図 5.9 と同条件となる C_2 の励起分布数比率と蒸気雲速度の関係性を図 5.10 に示した。

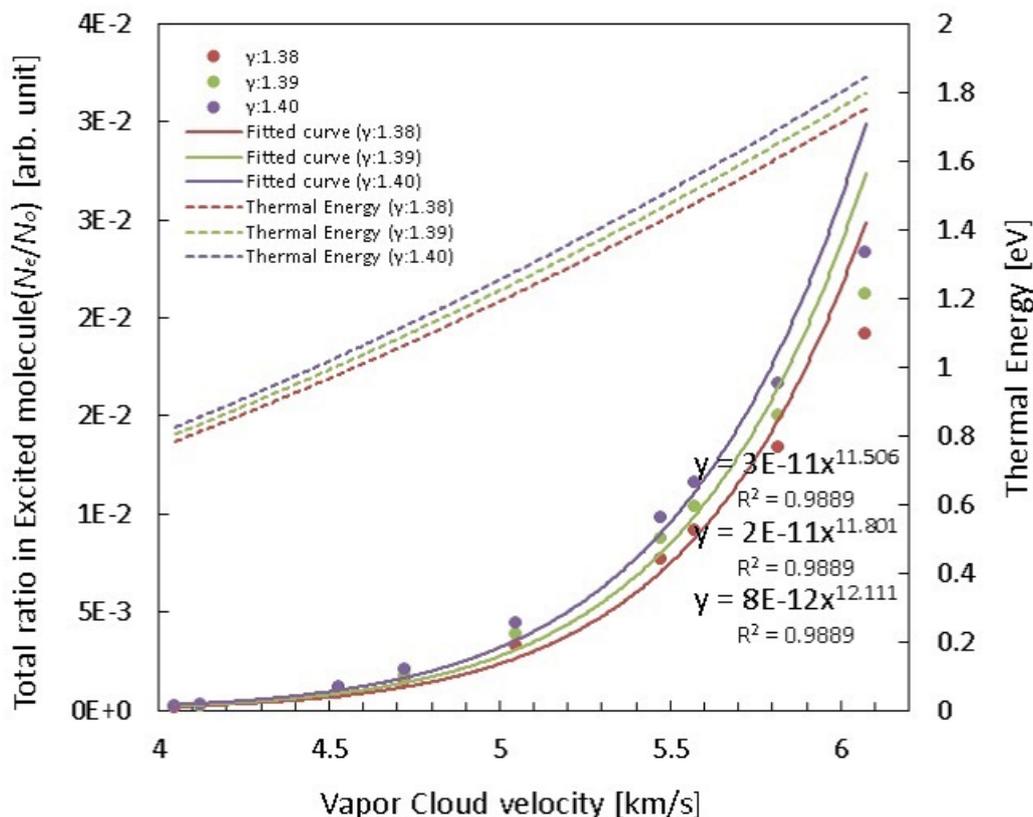


図 5.10: C_2 の励起分子数比率 N_e/N_0 の蒸気雲速度依存性。 γ は 1.3 ~ 1.5 の範囲で変化させた。蒸気雲速度の変化範囲は発光強度の蒸気雲速度依存性を示した図 4.1 と同一となる 4.05 ~ 6.07 km/s とした。近似線から蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光強度の蒸気雲速度依存性 11.7 乗と同等の依存性を示す場合は $\gamma = 1.39$ であると分かる。 $\gamma = 1.39$ における線形線の決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.99$ であることから高い相関である。

図 5.10 の近似線から $\gamma = 1.39$ の場合において C_2 の励起分子数比率 N_e/N_0 の蒸気雲速度依存性が 11.8 乗となることが分かる。決定係数 R^2 から相関係数 $R = 0.99$ であり、高い相関であることからこの線形線の精度を保証する。以上をまとめると、蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光強度の蒸気雲速度依存性 11.7 乗と同等の依存性を示す場合は $\gamma = 1.39$ であり、この値を用いて蒸気雲の固体壁への衝突時の温度を算出することが最適だと言える。また、図 5.10 から本実験での蒸気雲速度の範囲における蒸気雲の熱エネルギーは 0.9 ~ 1.8 eV であることが分かる。ここで図 5.10 に対して発光強度を加えて C_2 の励起分子数比率と視覚的に比較することで適切であるのか確認する為に C_2 の励起分子数比率と発光強度の蒸気雲速度との関係性を図 5.11 に示した。

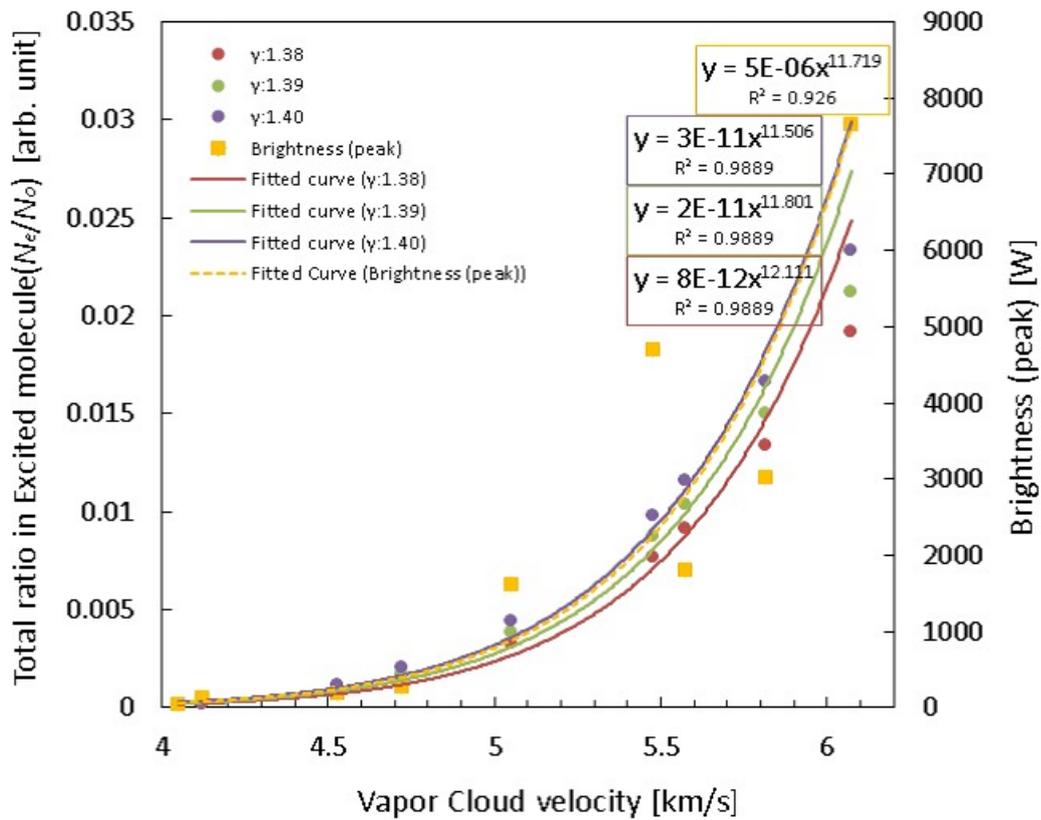


図 5.11: C_2 の励起分子数比率と発光強度の蒸気雲速度依存性。 $\gamma = 1.39$ による C_2 の励起分子数比率のプロットに対する近似線と発光強度のプロットに対する近似線が同等となることが分かる。蒸気雲の固体壁への衝突時の蒸気雲の比熱比は $\gamma = 1.39$ である。

図 5.11 の $\gamma = 1.39$ による C_2 の励起分子数比率のプロットに対する近似線と発光強度のプロットに対する近似線が同等となることから、蒸気雲の固体壁への衝突時の蒸気雲の比熱比は $\gamma = 1.39$ が最適だと言える。

ここで本実験で使用した飛翔体とターゲットの材質である 66 ナイロンについて考える。66 ナイロンはアミド結合の繰り返しによって構成される線状の高分子化合物である。化学式は以下の通りである。



66 ナイロンの耐熱温度が 353 ~ 423 K である。その為、飛翔体がターゲットに高速度衝突した場合に高温となり飛翔体断面積分だけ 66 ナイロンのターゲットは分解されることが考えられる。この時の温度が明確に分からない為、高温とのみ記す。この分解された状態がガスとなって蒸気雲を形成すると考えられる。よって蒸気雲中では分解された 66 ナイロンを構成していた様々な結合若しくは分子等の物質が存在すると考えられる。先の化学式中において $C=C$ の共有結合が強い結合性であるので分解されたとしても残る確率が高い。また、高温状態から常温に戻る熱変化の過程で何らかの再結合が起こる可能性もあ

る。この部分は正確なことは分かっていないが、66 ナイロンによる飛翔体とターゲットを用いた高速度衝突によって発生する蒸気雲中に C_2 が存在する可能性は非常に高く、存在比も高いことが考えられる。 C_2 は二原子分子であり比熱比 $\gamma \cong 1.40$ となる。先に推定した蒸気雲の比熱比は $\gamma = 1.39$ であることから蒸気雲中の C_2 の存在比が高い可能性を示唆する。また、66 ナイロンの分解によって発生する物質中においてエネルギー準位の遷移の際に可視光波長での強い光を放射する物質は現状では C_2 のみであることから、蒸気雲の固体壁への衝突による発光の要因として C_2 が関与していると推測することは論理的に正しいと言える。以上の検討の結果より、 $\gamma = 1.39$ を用いて蒸気雲の固体壁への衝突時の温度を算出し、それを基に C_2 の励起分布数比率を算出することでより精度が高いと考えられる蒸気雲が固体壁に衝突した際に有する熱エネルギーと C_2 の励起分布数比率が算出可能となる。従って本研究で導かれた蒸気雲の比熱比 γ は 1.39 と結論付ける。以降の議論では蒸気雲の固体壁への衝突時の温度の算出に用いる蒸気雲の比熱比は $\gamma = 1.39$ とする。

最後に、蒸気雲速度が約 4 ~ 7 km/s の範囲における $\gamma = 1.39$ を用いて算出した固体壁へ衝突時の蒸気雲の有する熱エネルギーは 0.9 ~ 1.8 eV であり、図 5.8 から C_2 の励起分布数比率は $10^{-3.7} \sim 10^{-1.4}$ であることが分かる。よって、本実験で得られた蒸気雲の固体壁への衝突による発光では、蒸気雲中の C_2 の 0.1 ~ 4 % が励起されて引き起こされたと推測する。発光モデルに基づくと、本実験で測定された程度の発光強度に要する励起分子数比率は非常に低いと考えられる。

5.3.4 蒸気雲中の平均自由行程

蒸気雲中の気体分子の平均自由行程を考える。常温常圧の場合では、分子はその直径の10倍程度の間隔をおいて散らばり、他の分子に衝突するか固体壁に衝突すると運動方向を変えるが、衝突間隔は毎秒数百 m の速さで直進する。ある気体分子が他の分子と衝突して次に他の分子と衝突するまでに移動する平均距離 L [m] を気体分子の平均自由行程という。ここで直径 d [m] の気体分子が単位体積中に N 個含まれている場合の平均自由行程 L [m] は式 5.11 となる。

$$L = \frac{1}{\sqrt{2}\pi N d^2} \quad (5.11)$$

まず、蒸気雲中に C_2 が十分に存在し、かつ蒸気雲が固体壁へ移動するまでの時間において C_2 の蒸気雲中の存在量は殆ど変わらないと仮定する。ここで蒸気雲中における単位体積当たりに含まれる気体分子数を考える。【4.3.3 衝撃波前方の状態推定】から固体壁への衝突前の蒸気雲の密度が算出されるので、 C_2 の分子量を用いて蒸気雲中の単位体積当たりの気体分子数 N_0 を算出する。また、蒸気雲中に C_2 が十分存在することから、式 5.11 で用いる気体分子の直径 d は近似的に C_2 の分子直径 $d = 3.08 \times 10^{-10}$ m とした。以上を基に、各 shot 毎に 5.11 を解くことで固体壁への衝突前の蒸気雲中における気体分子の平均自由行程 L_0 [m] を算出する。次に蒸気雲の固体壁への衝突時における気体分子の平均自由行程を考える。ここでも蒸気雲中に C_2 が十分に存在することを仮定する。発光モデルを基にユゴニオ関係式等を解くことで固体壁への衝突時における蒸気雲の密度が分かるので、 C_2 の分子量を用いて固体壁への衝突時における蒸気雲中の単位体積当たりの気体分子数 N_1 を算出する。また、固体壁への衝突前の蒸気雲中における気体分子の平均自由行程と同様の手順で蒸気雲の固体壁への衝突時における気体分子の平均自由行程 L_1 [m] を算出する。

ここで平均自由行程に関する蒸気雲速度依存性について考える。平均自由行程は算出時に蒸気雲の密度を用いることから、ターゲットの膜厚と蒸気雲の体積による影響を大きく受けるので蒸気雲の固体壁への衝突前後の平均自由行程比率 L_1/L_0 に対して蒸気雲速度依存性を考える。また、平均自由行程 L_0 は蒸気雲速度によらず、固体壁に衝突する前の蒸気雲の密度によってのみ決まる算出方法であるので速度依存性は考慮しない。

参考として蒸気雲中の気体分子の平均自由行程の各 shot における平均値を記す。
固体壁への衝突前の蒸気雲中における気体分子の平均自由行程 L_0 : 9.6×10^{-6} m
蒸気雲の固体壁への衝突時における気体分子の平均自由行程 L_1 : 1.6×10^{-6} m

平均自由行程比率 L_1/L_0 と C_2 の励起分子数比率との蒸気雲速度依存性の関係を図 5.12 に示した。

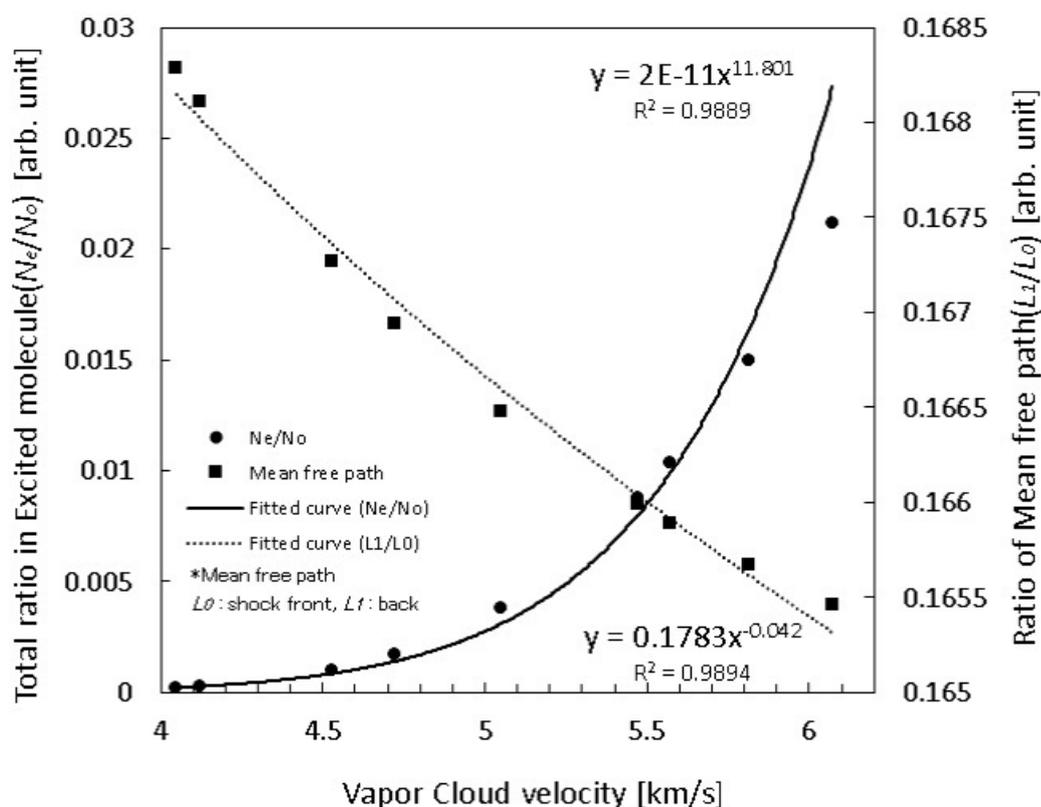


図 5.12: 平均自由行程比率 L_1/L_0 と C_2 の励起分子数比率との蒸気雲速度依存性。蒸気雲速度が増大すると平均自由行程比率が下がることから蒸気雲中の気体分子の平均自由行程が小さくなり、分子が励起され易くなることが分かる。平均自由行程比率は蒸気雲速度に応じて微小変化することから依存性は非常に弱いことが分かる。平均自由行程における近似線の決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.99$ であることから高い相関である。

図 5.12 から蒸気雲速度が増大すると平均自由行程比率が下がることが分かる。平均自由行程における線形線から平均自由行程比率は蒸気雲速度に応じて微小な減少となることから蒸気雲中の気体分子の平均自由行程の蒸気雲速度依存性は非常に弱いことが分かる。この線形線は高い相関であることから精度を保證する。平均自由行程比率は平均して 0.167 であることから、固体壁に衝突する前後において蒸気雲中の気体分子の平均自由行程が 6 分の 1 程度となることが分かる。プラズマ中における衝撃波でなければ、衝撃波の厚さは平均自由行程程度となる。この場合、衝撃波内における分子同士の衝突は起こることが考えられる。 C_2 の分子直径 d と衝撃波面後方における平均自由行程 L_1 を用いて C_2 分子同士の衝突確率を $frac{d}{L_1}$ と仮定する。ここでの衝突確率は衝撃波面前方での C_2 分子の衝突確率を基準とした算出している。分子同士の衝突によってエネルギーの供与が起こり、一方の分子が励起されることから、 C_2 分子における衝突確率と励起分子数比率は同程度となることが予想される。従って、蒸気雲速度に対する C_2 分子における平均自由行程を用いた衝突確率と励起分子数比率の関係を図 5.13 に示した。

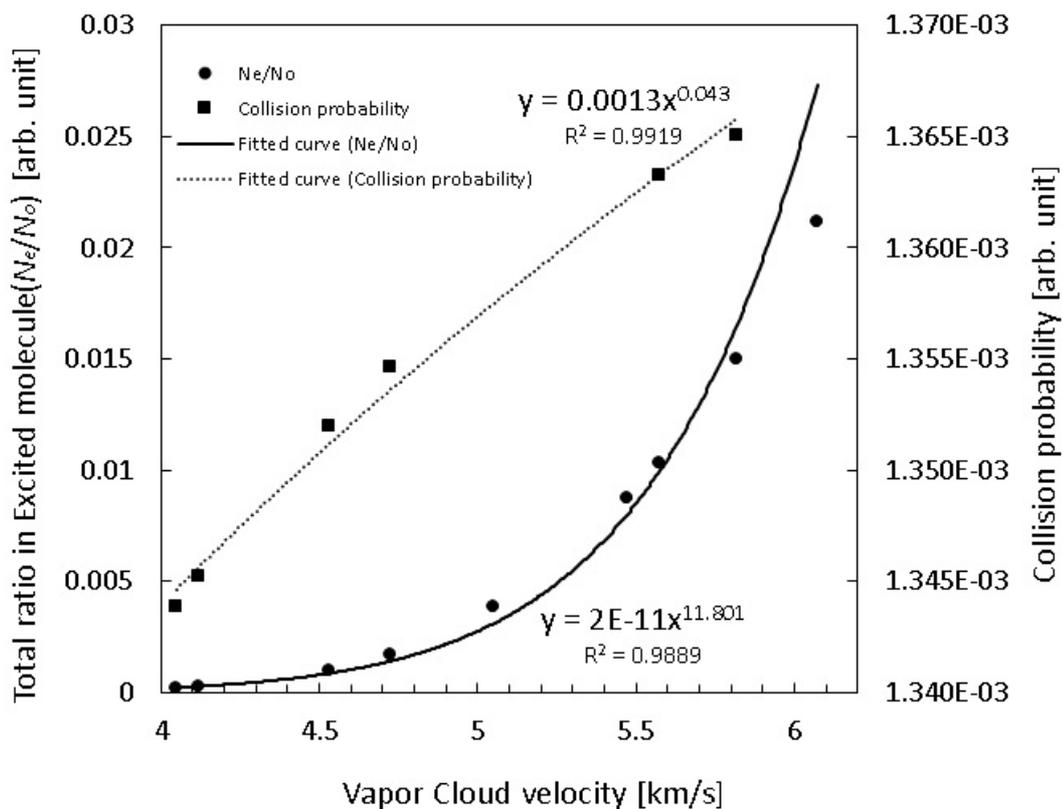


図 5.13: C_2 分子における平均自由行程を用いた衝突確率と励起分子数比率との蒸気雲速度依存性。衝突確率の速度依存性は非常に小さいことが分かる。本実験の蒸気雲速度範囲における C_2 分子の衝突確率は 1.35×10^{-3} である。衝突確率における近似線の決定係数 R^2 から相関係数 $R=0.99$ であることから高い相関である。

図 5.13 から本実験の蒸気雲速度範囲における C_2 分子の衝突確率は 1.35×10^{-3} であることが分かる。 C_2 の励起分子数比率と比較すると、およそ 10 分の 1 程度となった。衝突確率が C_2 の励起分子数比率と比較すると、およそ 10 分の 1 程度であることから、妥当な結果の範囲であると考えられる。よって衝撃波内において C_2 分子同士の衝突が起こり、励起状態となることは十分推測できる。だが、衝突確率と励起分子数比率の変化量に関しては大きく異なる。この原因の一つに、衝突確率は平均自由行程に基づいた算出方法の為、蒸気雲の密度による影響が大きいと考えられる。本研究では蒸気雲の密度に関しての適切な値が分からないことから、ここでは衝撃波面前方の蒸気雲の密度が一定の場合を想定して速度のみを変化させて算出している。これは衝撃波面後方における蒸気雲温度が蒸気雲速度によって大きく変化することを考慮している。図 5.13 の衝突確率の近似線から分かる様に蒸気雲速度による影響が非常に小さいことが分かる。近似線の精度は高い相関から保証される。速度による影響が小さいことから、衝突確率において影響を及ぼすパラメータである蒸気雲の密度によって大きく変化する可能性が予想できる。

以上の結果を基に本実験の蒸気雲速度範囲において、蒸気雲速度に応じて蒸気雲中の C_2 分子における衝突確率と励起分子数比率は増大するが、その変化量は一致しないと考えられる。

5.4 結論

これまでの議論において蒸気雲の固体壁への衝突による発光は蒸気雲速度に非常に強く依存することが分かった。ここでの依存性は蒸気雲速度の範囲を本実験で得られた約 4 ~ 7 km/s とした場合の結果である。しかし、実際に起こる月面衝突閃光では獅子座流星群による場合の衝突速度が最大 80 km/s と超高速である。本実験から飛翔体の射出速度に比例して蒸気雲速度も変化することから、月面衝突閃光で発生するであろう蒸気雲の速度も非常に高速度となるだろうと推測される。ここで小天体の月面への衝突速度と蒸気雲速度が同一である場合を想定する。そこでこれまで考えてきた本研究における一次元衝撃波を基にした発光モデルを用いて、蒸気雲速度が超高速となった場合について考える。これまで議論してきた C_2 による発光は 66 ナイロンによる実験であったことが前提であり、月面において有機化合物があるとは考え難い。その為、まず月面土壌の構成について考えてみる。月面土壌の構成物質は図 5.14 で示す通りである [1]。

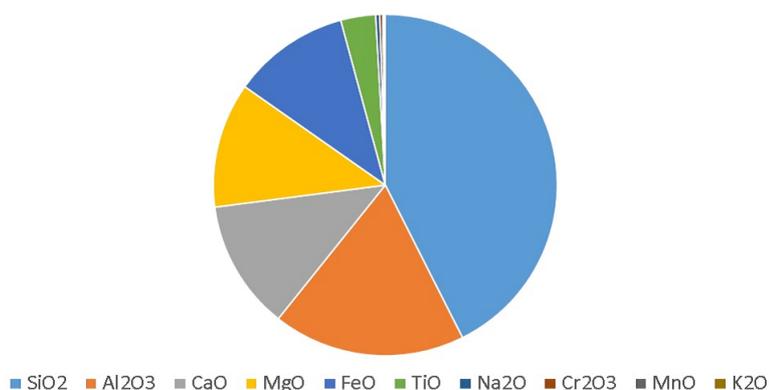


図 5.14: 月面土壌の構成物質。可視光波長域において強い光を放射する Fe が酸化鉄として 1 割程度含まれていることが分かる。

図 5.14 から月面土壌は約半分が二酸化ケイ素で構成されているが、Fe が酸化鉄として 1 割程度含まれていることが分かる。Fe は励起状態から基底状態にエネルギー準位が遷移する際に C_2 同様に可視光波長域において強い光を放射する。よって本研究における発光の役割を担うと推測される C_2 と同様な役割を月面衝突閃光に関して担うことが予想される Fe に焦点を当てて議論を行う。

小天体の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壁等に衝突することで発光する [1]。ここで述べられている高速度のジェットには本研究で言及している蒸気雲やジェットングと呼ばれる現象が主に含まれる。しかし、ジェットングの持続時間は非常に短く、発光強度は小さいことが分かっている。よって月面衝突閃光の発光の要因として蒸気雲のクレーター壁等への衝突による発光の可能性を探る為、本研究における発光モデルを基に C_2 と Fe に対して低速から超高速まで蒸気雲速度を変化させた場合を考える。発光モデルにおける C_2 と Fe の初期条件は本実験による場合と小天体の月面衝突による場合の比較の為に次の様に想定する。 C_2 は本実験による場合とすることから本実験から見積もった値とした。Fe に関しては月面衝突による場合を想定して次の様に定めた。励起エネルギーは吸光光度法による Fe の最大吸収波長が 510 nm である [8] から、式 5.7 を用いて計算すると 2.42 eV であった。比熱比 γ

は Fe が単原子分子であることから $\gamma = 1.67$ とした。衝撃波面前方での温度は月面衝突閃光が観測できる場合を考慮し、月面の赤道付近の夜における月表面温度から 103 K と仮定した。ただし、月面衝突による蒸気雲の体積と質量が想定できない為、このパラメータは本実験から見積もった値とした。従って実際に起こる小天体の月面衝突を考えた場合、非常に小規模な天体による月面衝突の結果となる可能性は考慮しなければならない。以上の初期条件より、発光モデルを基に C_2 と Fe に対して低速から超高速まで蒸気雲速度を変化させた場合のそれぞれ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 5.15 に示した。

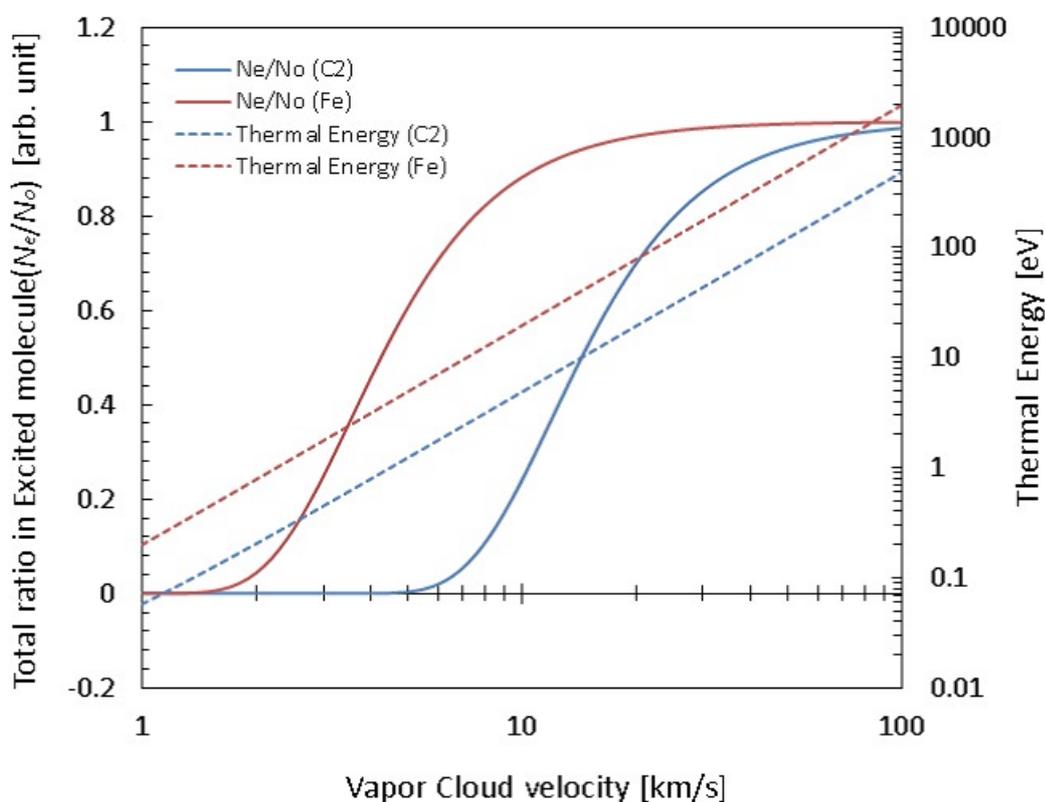


図 5.15: 発光モデルを基に C_2 と Fe に対して低速から超高速まで蒸気雲速度を変化させた場合のそれぞれの励起分子数比率と発生する熱エネルギーの関係性。蒸気雲速度 80 km/s 付近では殆ど励起されていることが分かる。本実験での蒸気雲速度の範囲では Fe は C_2 と比較して励起分子数比率が 10 倍以上となる。

まず、図 5.15 から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 5.15 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場合を想定すると、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。本実験での蒸気雲の固体壁への衝突時の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、本実験での速度範囲における C_2 と Fe の励起分子数比率を比較すると 10 倍近い差がある。

プラズマ中における衝撃波では平均自由行程が衝撃波の厚さよりも大きくなってしまい、分子同士の衝突が起こる可能性が低くなる。前提として分子の励起を想定するのではれば、小天体の月面への高速度衝突によって発生したプラズマ状態にある蒸気雲が月面に沿って移動してクレーター壁等への衝突までに要した移動時間において十分冷やされていることが必要である。故に蒸気雲のクレーター壁等への衝突によって形成される衝撃波では衝撃波面前方での蒸気雲の温度が月表面温度と同等であると仮定することは問題ないと考えられる。蒸気雲のクレーター壁への衝突によって蒸気雲が再度プラズマ状態となることは予想できる。この時の蒸気雲の温度はおよそ 10^7 K であり、太陽コロナの温度に匹敵する結果となった。一般的に考えれば、このような状態であれば気体分子の励起は十分に起こると考えられる。

Fe において殆ど励起させる為に必要な熱エネルギーは 50 eV 程度以上であり、これは蒸気雲が 11 km/s でクレーター壁等に衝突した場合を想定している。これまでの議論で発光強度と励起分子数比率には関係性があることから、先の条件以上で蒸気雲がクレーター壁等に衝突した場合に発光する可能性は十分期待できる。また、本実験では発光強度のターゲット膜厚依存性から発光強度は高速度衝突を起こす物質の大きさに比例して増大する結果となった。これが大きさによらず関係性を保てるのであれば、小天体の月面への衝突による発光強度は非常に大きくなることが推測される。従って、地上で観測される程度の発光となる可能性も期待できる。

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 2×10^{-3} [4] であると考えられている。よって、発光効率に関しては本研究による室内実験の場合と月面衝突閃光の場合では同等であると考えられることから、発光強度が十分見込めれば、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。

第6章 結論

6.1 発光の依存性に関して

本実験における結果から発光強度は蒸気雲速度依存性が非常に強いことが分かり、蒸気雲速度の 11.7 乗に応じて発光強度が増大する。発光効率においても蒸気雲速度依存性が非常に強く、蒸気雲速度の 6.9 乗に応じて発光強度が増大する。本実験から得られた蒸気雲の固体壁への衝突による発光の発光効率は $10^{-4} \sim 10^{-3}$ であった。また、ターゲットの膜厚に関しては発光強度とターゲットの膜厚において比例関係となった。

6.2 蒸気雲の衝撃圧縮による発光に関して

本実験の結果から 66 ナイロン - 66 ナイロンの高速度衝突による発光では発光の要因として C_2 のエネルギー準位の遷移時に放射する蛍光であると推定した。また、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。よって本研究では蒸気雲の衝撃圧縮による発光モデルを考える。発光モデルの基となる衝撃波において内部の気体分子が励起されることで発光が起こると推測すれば、励起分子数比率は発光強度に相当すると考えられ、これらの速度依存性は同等となるはずであろう。この二つを総合的に比較したところ適切な結果となることから、本研究の発光モデルが妥当であると考えられる。月面衝突閃光を起こす小天体の衝突速度は 80 km/s 程度であり、この速度に対し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 Fe の蛍光であると想定してシミュレーションすると、殆ど励起される結果となった。この結果は発光強度が十分に得られることを意味すると考えられる。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。

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] G. Eichhorn, Measurements of the Light Flash Produced by High Velocity Particle Impact, Planet. Space. Sci., Vol. 23, pp. 1519 - 1525, 1975.
- [3] Yanagisawa Masahisa and Kisaichi Narumi, Lightcurves of 1999 Leonid Impact Flashes on the Moon, Icarus, Vol. 159, Issue 1, pp. 31 - 38, 2002.
- [4] Bellot Rubio, L. R., 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.
- [5] 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).
- [6] 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.
- [7] Peter Atkins and Julio de Paula, アトキンス物理化学 (下), 第 8 版, 株式会社 東京化学同人, pp. 511 - 547, 2009.
- [8] 株式会社 日立ハイテクサイエンス, "分光光度計基礎講座 第 5 回 比色分析 (吸光光度法) について (4)", 株式会社 日立ハイテクサイエンス (オンライン), < http://www.hitachi-hightech.com/hhs/products/tech/ana/uv/basic/uv_course5.html >, 2016 - 3 - 1.

謝辞

本研究は自身の専門外の知識が豊富に必要であり、至らない点が多々あったと思われま
す。その為、本文中でも仮定や推測をした点が多く、突き詰めていけばもっと断定できる
ことがあるのではないかと思うと残念でなりません。それでも、ISAS/JAXA での高速度
衝突実験という面白い研究が行えたことは良い経験となりました。

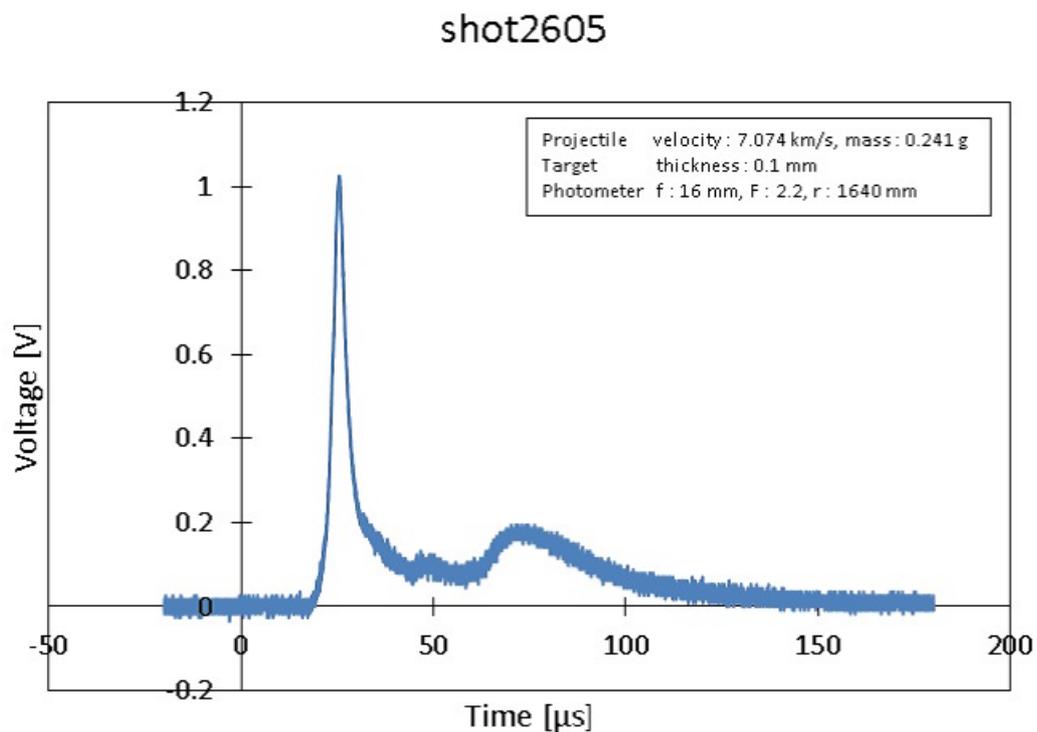
高速度衝突実験では ISAS/JAXA の長谷川様、鈴木様に大変お世話になりました。学
会では北大低温研の衝突コミュニティーの方々に様々な意見を頂き、大変参考になりまし
た。至らない点は多くありましたが、JAXA での一般講演発表に参加させて頂き、非常に
有意義でした。感謝致します。

最後に、本研究を進めるに当たり、熱心に、そして親切に指導して下さった柳澤先生に
は大変お世話になりました。3年間、先生のもとで学ぶことができ大変有意義でした。あ
りがとうございました。高速度衝突研究のメンバーである卒研究生の本橋君、山本君、富田
君には、実験やゼミでお世話になりました。はっきり言って、メンバー4人の中で私より
年上が2人もいることは異色に感じました。同じ学生居室である酒井研の柳田さん、色々
と助けてくれて、今までありがとう。そして、ゼミ等でお世話になった柳澤研の東畑君、
柿沼君、島田君、山崎君、工藤君、酒井研の酒井先生、池谷君、坂根君、宮本君に感謝致
します。

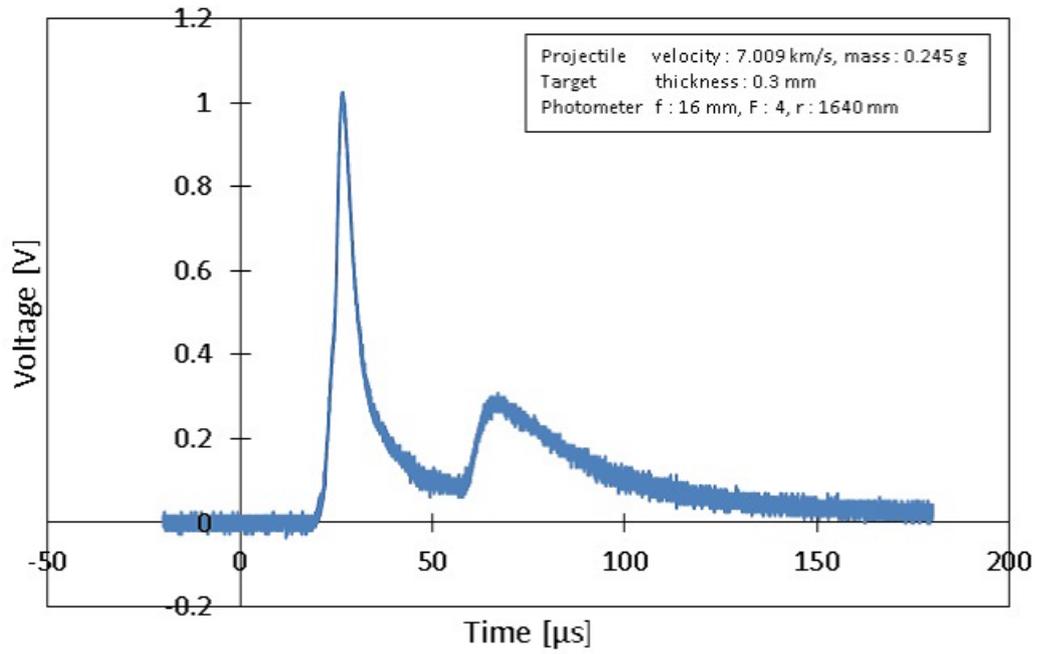
以上

付録A 全shotの実験結果

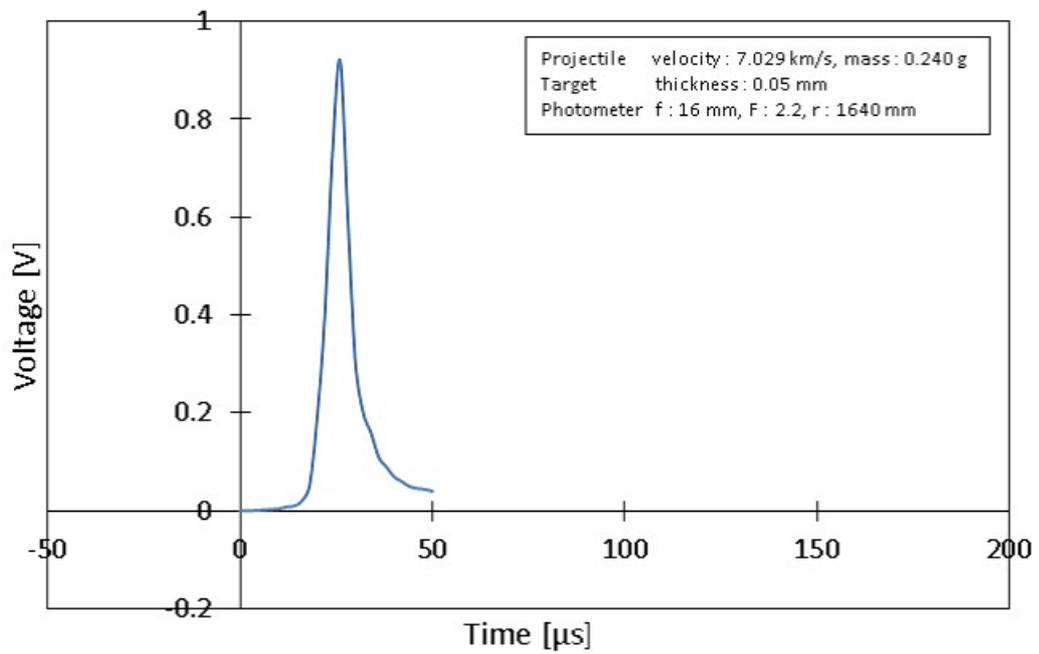
ここでは本実験(66ナイロン-66ナイロンによる高速度衝突)においてフォトメータによる発光の測定結果を全shot記載する。フォトメータからはサンプリング数と測定時間に
応じた時間当たりの発光強度が電圧として出力される。本実験では測定時間 $200 \mu\text{s}$ 、サン
プリング数 2×10^4 である。発光強度の算出は本文中の式 3.1 を用いた。各shotにおけ
る測定結果に飛翔体(断面直径 7 mm) 速度と質量、ターゲットの膜厚を記載する。また、
発光強度の算出に必要なパラメータとしてフォトメータに使用したレンズの焦点距離
 f [mm]、F 値、フォトメータ-ターゲット間距離 r [mm] を併記する。



shot2606

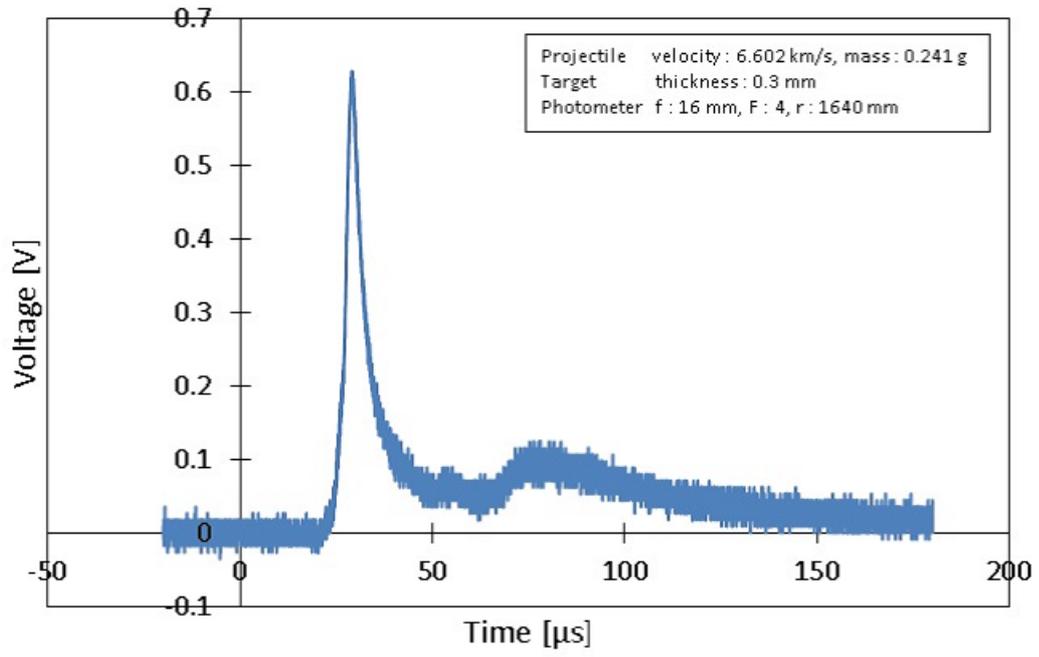


shot2607

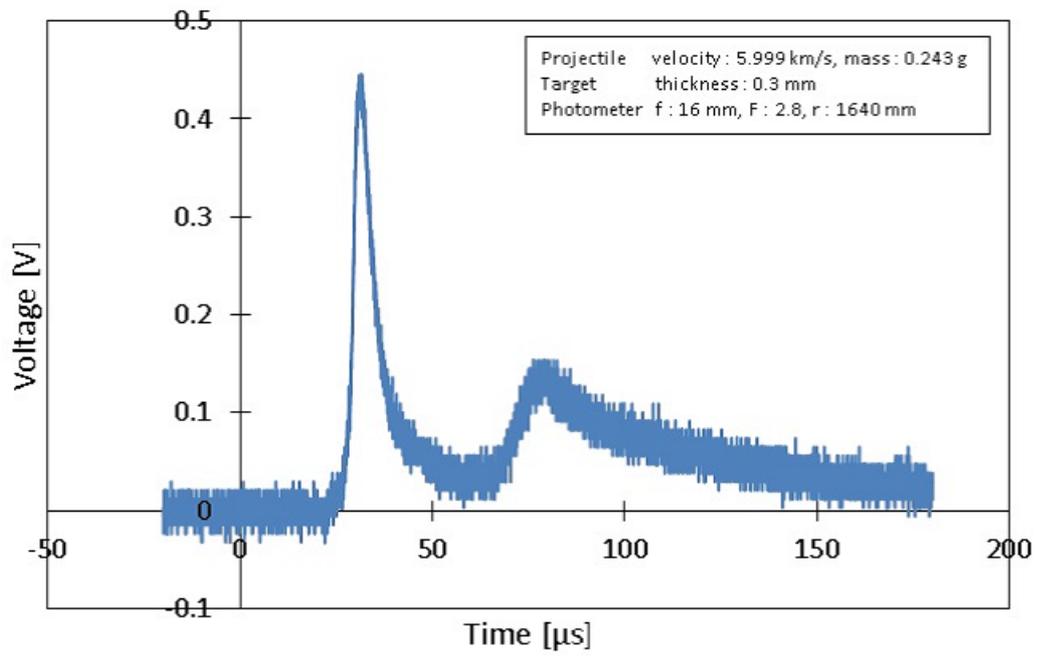


オシロスコープの不調によりオシロスコープの測定画面から目測により記録した結果

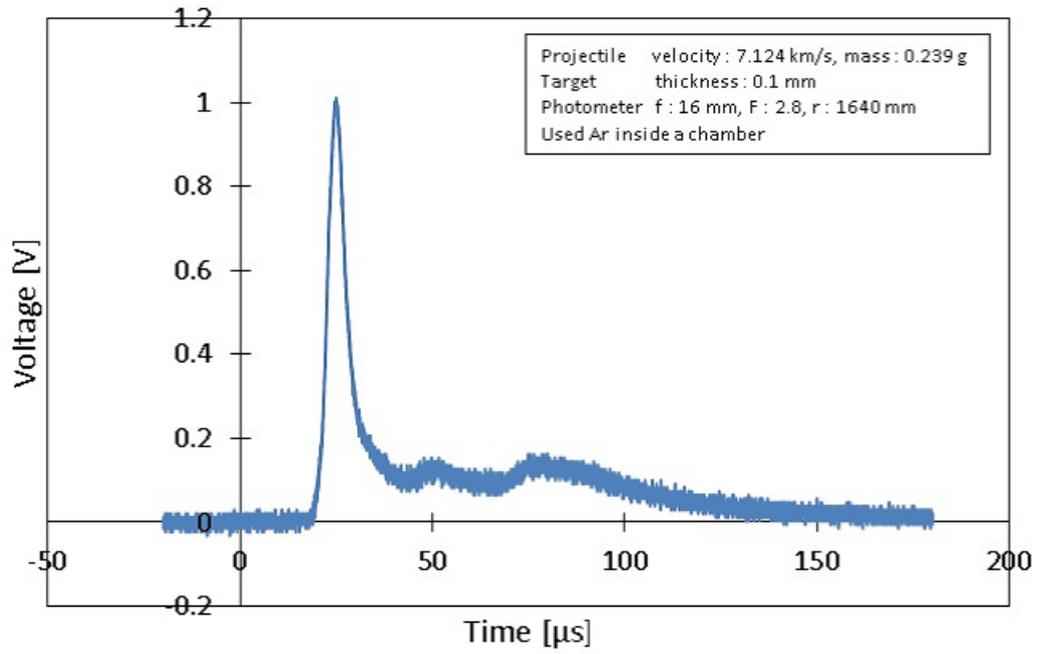
shot2608



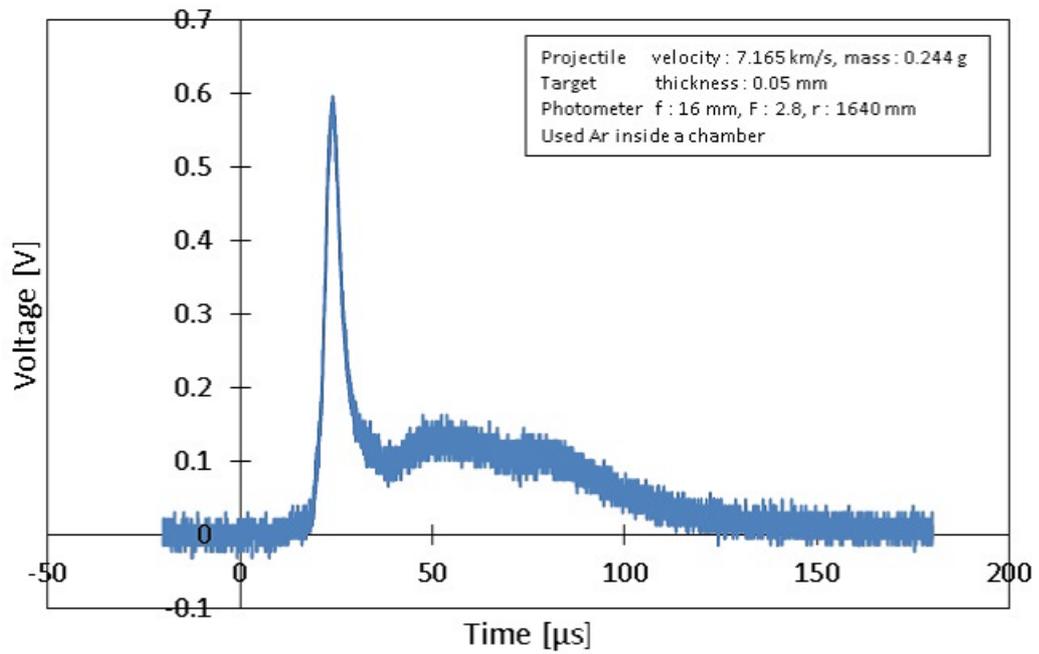
shot2610



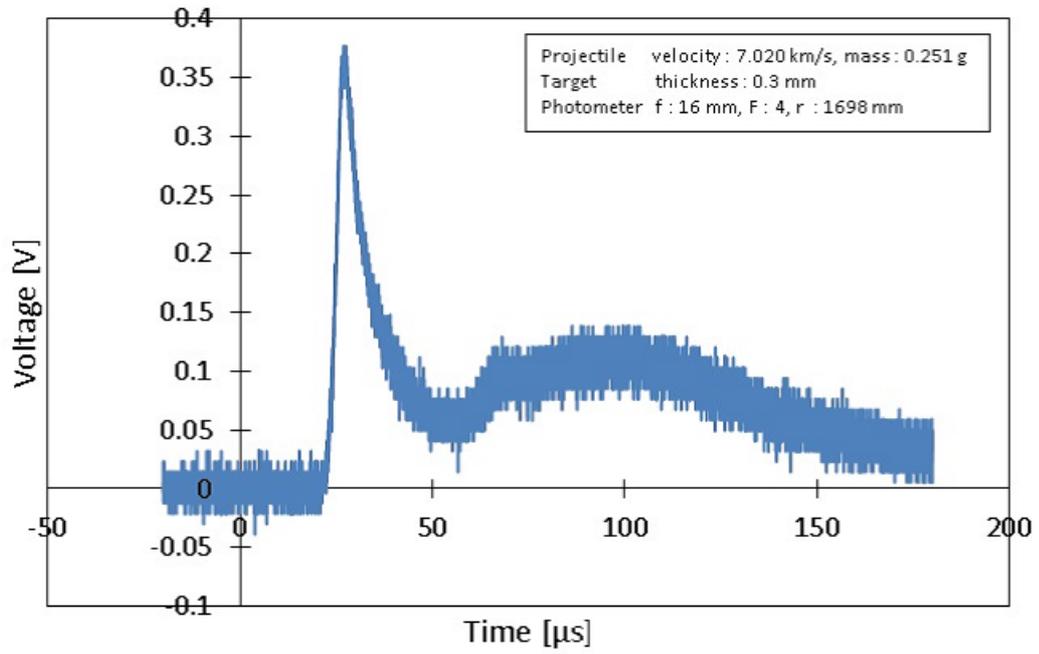
shot2611



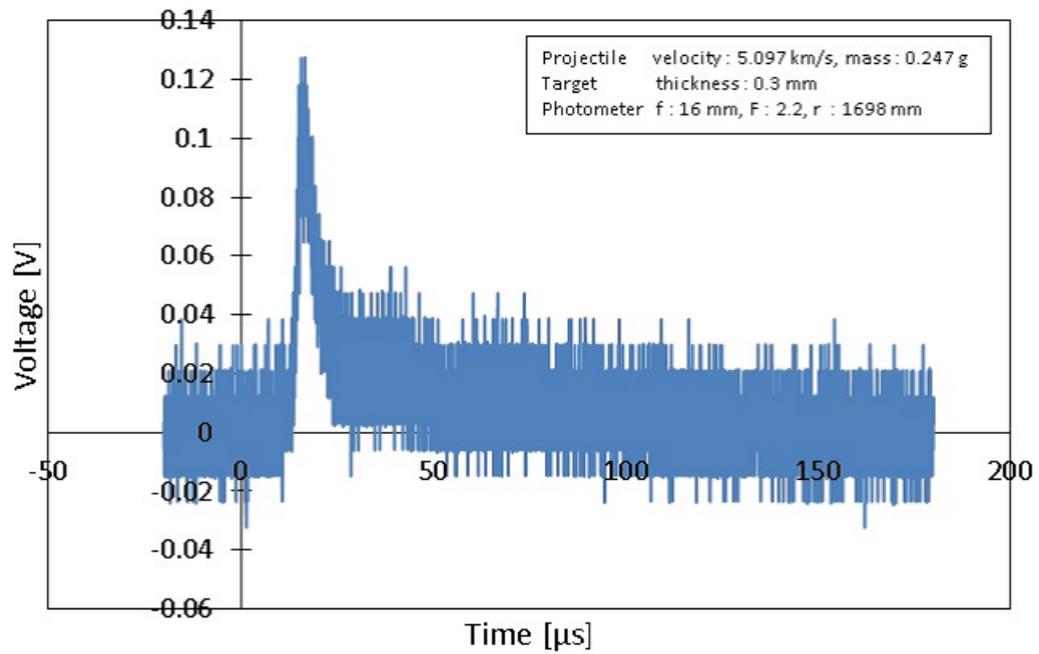
shot2615



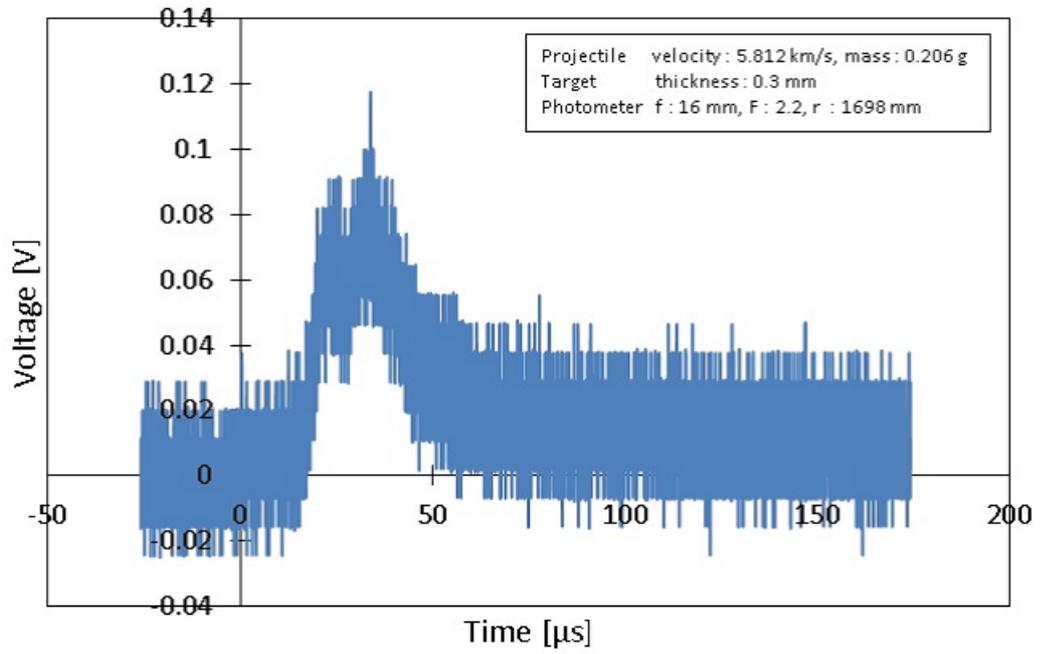
shot3332



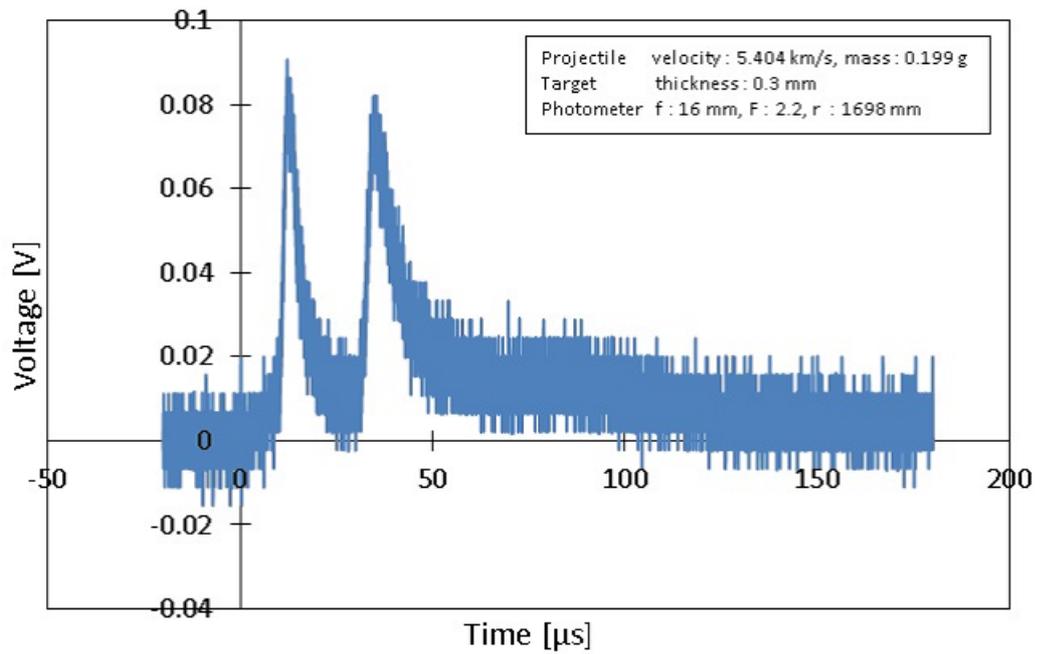
shot3333



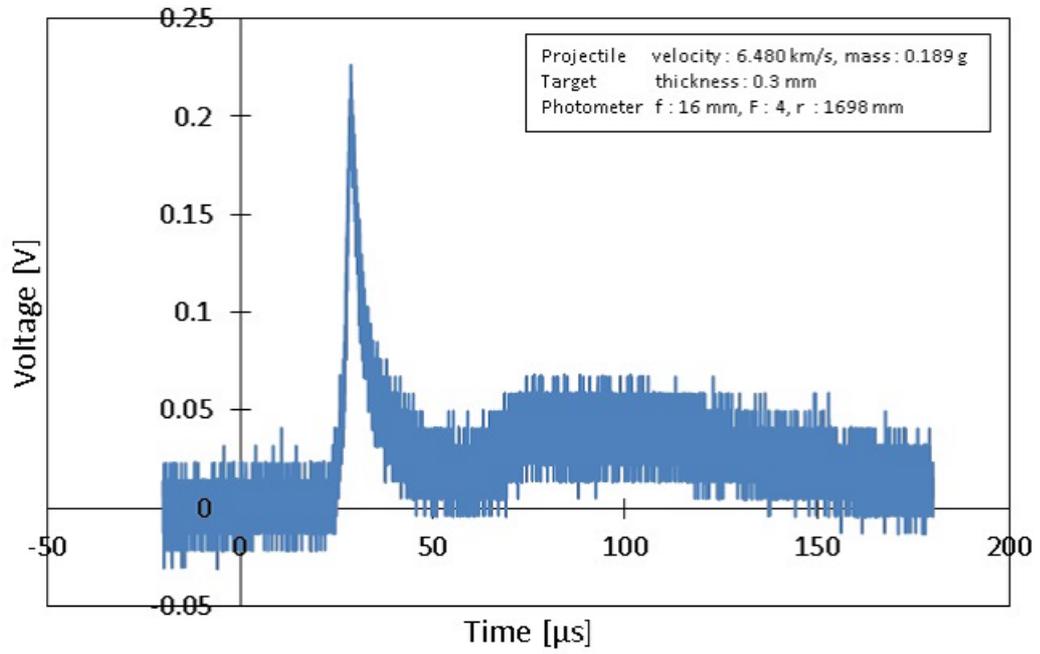
shot3334



shot3335



shot3336



shot3337

