

蛍光PIVと可視化解析を用いたディーゼル噴霧の空気 導入量の高精度計測

芝, 直行
九州大学大学院総合理工学府環境エネルギー工学専攻

<https://hdl.handle.net/2324/4785170>

出版情報：九州大学, 2021, 修士, 修士
バージョン：
権利関係：



令和 3 年 度

修 士 論 文

蛍光 PIV と可視化解析を用いたディーゼル噴霧の
空気導入量の高度計測

九州大学大学院総合理工学府
環境エネルギー工学専攻
熱機関工学研究室

芝 直行

指導教員 田島 博士

提出年月日 令和 3 年 2 月 8 日

目次

第 1 章	序論	1
1.1	内燃機関と環境問題	1
1.2	ディーゼル機関の燃焼の理論	2
1.3	本研究の目的と概要	4
第 2 章	原理	5
2.1	撮影方法	5
2.1.1	ミー散乱光撮影	5
2.1.2	シート光を作成する光学原理	6
2.1.3	PIV (Particle Image Velocimetry) 法	7
2.1.4	蛍光塗料 Rhodamine 590 (6G)	7
2.1.5	シャドウグラフ法	8
2.2	噴霧の発達原理	11
2.3	画像処理	14
2.3.1	Florescent Particle Image Velocimetry (F-PIV)	10
2.3.2	輪郭抽出のアルゴリズム	16
2.3.2.1	直接撮影の輪郭抽出	16
2.3.2.2	シャドウグラフ撮影の輪郭抽出	17
2.3.3	噴霧角を導出するアルゴリズム	18
2.4	雰囲気導入量の測定	20
第 3 章	実験装置・試験条件	23
3.1	小型定容容器	23
3.2	燃料噴射系	25
3.3	光学系の配置	26
3.3.1	実験 1 に関する光学系配置	27
3.3.2	実験 2 に関する光学系配置	28
3.4	撮影光学系	29
3.5	試験条件	34
第 4 章	実験結果及び考察	35
4.1	実験 1 「直接撮影＋直接撮影（蛍光 PIV）」における実験結果	35

4.1.1	噴霧の発達	35
4.1.2	噴霧の空気導入量	40
4.2	実験 2 「シャドウグラフ法＋直接撮影（蛍光 PIV）」における実 験結果	44
4.2.1	噴霧の発達	44
4.2.2	噴霧への雰囲気導入量の比較	48
4.2.3	Entrainment Section での空気導入量の定式化	52
第 5 章	結論	59
	参考文献	61
	謝辞	63

第 1 章 序論

1.1 内燃機関と環境問題

産業革命以前、人類は農耕や牧畜を人力ですべて行いそれらの加工の一部を風車や水車などの風力、水力を用いて生活してきた。さらに薪などを燃やして火も利用していたがこれらのエネルギー消費量は産業革命以後に比べるとはるかに少ない。18 世紀に入り産業革命が起きると、石炭をエネルギー源とする蒸気機関が動力源として利用されるようになり、この蒸気機関の利用により、以前に比べてくらべものにならないほどのエネルギー消費が行われるようになった。蒸気機関の台頭に続いて、より小型、高効率、高燃費といった特徴を持つ内燃機関が開発されるようになり、19 世紀終わりには、現代社会においても必要不可欠である動力源である、ディーゼル機関がルドルフ・ディーゼルにより発明されることになる。ディーゼル機関は比熱比、圧縮比の観点からも、従来のガソリンエンジンに比べ効率が高い機関であり、さらに重油などの揮発性の弱い低質な燃料であっても高温下にある筒内に直接噴射することで燃焼を実現することのできる機関である。これらの特徴から、人々の移動に使われる自動車や、海外との運輸では大半を占める海運に使われる大型船舶にディーゼル機関は使われる。しかしディーゼル機関は私たちの生活に大きな発展をもたらしたが、その反面で排気ガスに含まれる有害物質は数多あり、硫黄酸化物・窒素酸化物による酸性雨、二酸化炭素や亜酸化窒素による地球温暖化の進行促進、煤や PM による発がんや呼吸器系の障害などが挙げられる。こうした問題を抱えながら近代では SDGs などの環境問題により関心が生まれ、単に性能が上がるだけでなく環境問題とも向き合いつつ発展させることが必要不可欠になった。現に、CO₂ の排出規制に関しては 2050 年までには削減率を 50 パーセントにする。2100 年までには完全に排出を行わないことが挙げられている^[1]。二酸化炭素などの温室効果ガスによって引き起こされる地球温暖化は国際的な注目を受けるようになり、燃料社会の改善となる CO₂ 低減が自動車産業界においての次の数年での最も重要な問題となる^[2]。ディーゼル燃焼において”後燃え機関による効率低下”と”高燃焼温度”が大きな問題としてある。これらを解決する”準均一燃焼”、”低温度燃焼”を実現するためには、ディーゼル噴霧の混合燃焼過程の基本原理の理解を深めることが大事であり、さらにディーゼルエンジンにおいて後燃え、有害物質生成過程の特定にもつながる^[3]。

別の対策として、CO₂ の発生源である燃料内の炭素に着目し、炭素が含まれていない燃

料として“カーボンフリー燃料”というものが着目されている。水素やアンモニアがその代表例だが、最近着目されただけあり課題が燃料として使われることに複数の問題がある。水素に関しては燃焼伝播速度が大きいため、逆火のリスクや予混合ガスエンジンに関しては早期着火によるノッキング、さらに液化運搬にコストがかかるなどが挙げられる。アンモニアに関しては、水素とは違い、液化が容易ではあるが燃焼伝播速度がとても小さく、CO₂を排出しない代わりに温室効果がCO₂の約300倍あるN₂Oが発生してしまうなどの問題がある。

よって我々は”カーボンフリー燃料“の民間利用の実現を推し進めながら、ガソリンや軽油を使ったエンジンの効率上昇を行うべきと考える。

1.2 ディーゼル機関の燃焼の理論

ディーゼル機関においては、高温高压に断熱圧縮された空気存在する燃焼室中に液体燃料を噴射し、その液体燃料が微粒化・混合気形成・酸化反応による発熱を経て燃焼となる。すなわち、燃焼室中に燃料が存在する領域と酸素が存在する領域があり、その2領域間で燃料と酸素が拡散することによって燃焼が維持される拡散火炎を形成する。液体燃料噴霧の燃焼について、その過程は大きく四つに分類される。^[4]以下に過程を詳細に示す。

1. 着火遅れ期間：

噴射された液体燃料が周囲雰囲気との速度差によって剪断力が生じ、それにより液柱が分裂・微粒化を得て周囲雰囲気中に拡散する。微粒化により生じた燃料液滴は周囲の高温な雰囲気と触れ表面より蒸発し、周囲空気と拡散混合することで可燃混合気を形成する。この混合気が着火するに十分な圧力、温度であれば、そこより着火し燃焼が開始される。この際、着火は条件が局所的に満たされる各点より同時多発的に起こる。着火遅れ期間はこれにより十分な熱や光が観測されるまでの期間として呼ばれる。

2. 急激燃焼の期間（予混合的燃焼期間）

上記の着火遅れ期間の後、噴霧の各所に形成された混合気がある点の着火により次々燃焼を進め、急激に熱を発生する。この際の燃焼室内の圧力上昇幅は、およそ着火遅れ期間の長さに応じて大きくなる。この圧力上昇幅が大きく、衝撃的な爆発力を働くような燃焼をディーゼル・ノックという。

3. 瞬間的に燃焼する期間（拡散燃焼期間）

着火により火炎が形成されると、追加で供給される燃料は火炎による高温高压な雰囲気

気により、噴射後たちまち気化して燃焼する。この状況では燃料の噴射率を制御することによって、燃焼の割合をある程度制御することができる。また、この期間では、ミクロにおいては混合気の燃焼というよりは液滴表面での拡散燃焼である為、火炎中にすすが生じ、また高温となるすすから広い連続スペクトルを有する強い放射、すなわち輝炎を生じる。

4. 後燃えの期間

燃料の噴射が終了した後も、燃え残った燃料が酸化され緩やかに燃え続ける期間を後燃え期間という。燃料噴射終了後は燃焼室内の燃料、酸素、中間性生物の濃度は次第に減少し、燃焼生成物の濃度が上昇する。また、この期間で燃焼されないまま終わった燃料は未燃燃料として排気として排出される。この期間は全燃焼期間の半分ほどを占め、この期間が長くなるとサイクルの等容度が低くなり熱効率が低下すると共に、未燃燃料が緩慢に酸化されるためにすすや PM といった排気物質が増加してしまう。したがって、ディーゼル機関においては、この後燃え機関を短くすることが非常に重要であると共に、この機関の燃焼を支配する要素は、噴霧の分布や油粒の大きさ、空気との接触などがある。

この4過程を示す例として図 1.1 に時系列に沿った熱発生率 (ROHR: Rate of Heat Release) を示す。

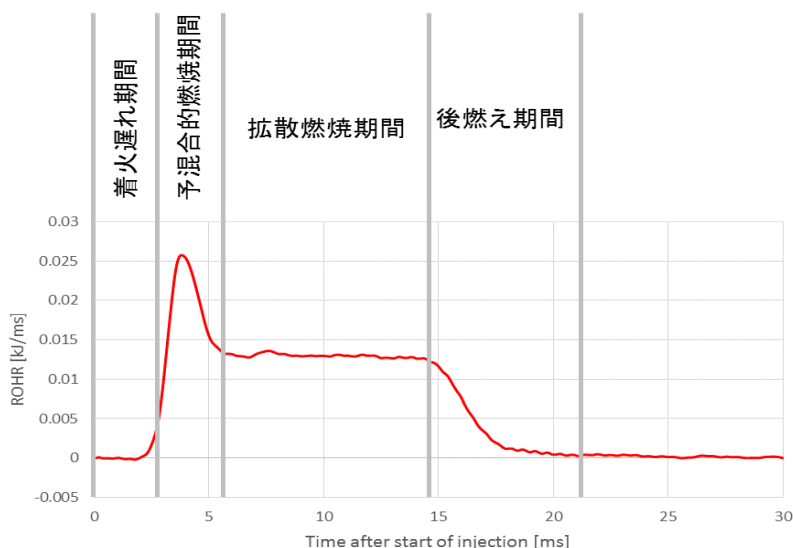


図 1.1 ディーゼル燃焼の熱発生率の変化

1.3 本研究の目的と概要

以上に述べたように、ディーゼル機関で行われる拡散燃焼について、燃焼全期間に渡って空気との混合は非常に重要であり、特に効率のみならず環境問題の解決の為にも、その過程について明らかにされるべきである。

過去研究において数多くの空気導入量の測定を行ってきたが、それぞれに測定の精度が不確定になる要素があったと考える。以下にその理由と撮影方法を示す。

撮影方法	問題点、懸念点
直接撮影 (PIV) (過去実験)	噴霧による散乱光によりトレーサー粒子が撮影できない。
直接撮影 (蛍光 PIV) (過去実験)	噴霧が光学フィルターにより映りづらくなり噴霧の境界が不明瞭に。
直接撮影 + 直接撮影 (蛍光 PIV) (本実験 1)	光学フィルターがないカメラを追加し、散乱光により噴霧の境界が比較的わかるようになったが、レーザー強度や撮影環境により輪郭が変わることや、蒸発条件での実験を行った際不明瞭になる可能性がある。
シャドウグラフ法 + 直接撮影 (蛍光 PIV) (本実験 2)	レーザーの出力不足で蛍光 PIV 撮影がより困難になる。

そこで本研究では、今回は本実験と書いている「直接撮影 + 直接撮影 (蛍光 PIV)」と「シャドウグラフ法 + 直接撮影 (蛍光 PIV) (本実験)」の実験を行い、その結果と過去実験の結果の比較を行い、さらに過去の実験より幅広い条件での実験を行っているため、その結果をもとに雰囲気導入量の更なる考察を行った。それぞれの実験を「実験 1」「実験 2」と書く。

第 2 章 原理

2.1 撮影系の光学原理

2.1.1 ミー散乱光撮影

微小な粒子による光の散乱は、ミー散乱とレイリー散乱に大別され、粒子の粒径 d_p が入射光の波長 λ と同程度以上であれば、光散乱はミー散乱によるものとなる。ミー散乱による散乱光の強度は以下に定義される粒径パラメータ α によって特徴づけられる。

$$\alpha = \frac{\pi d_p}{\lambda} \quad (2.1)$$

α におよそ比例して散乱光強度も大きくなり、 0° から 180° にわたる角度分布で複数の極大点を持つ。図 2.1 に粒径の違いによる散乱光強度の角度分布の変化の一例を示す。

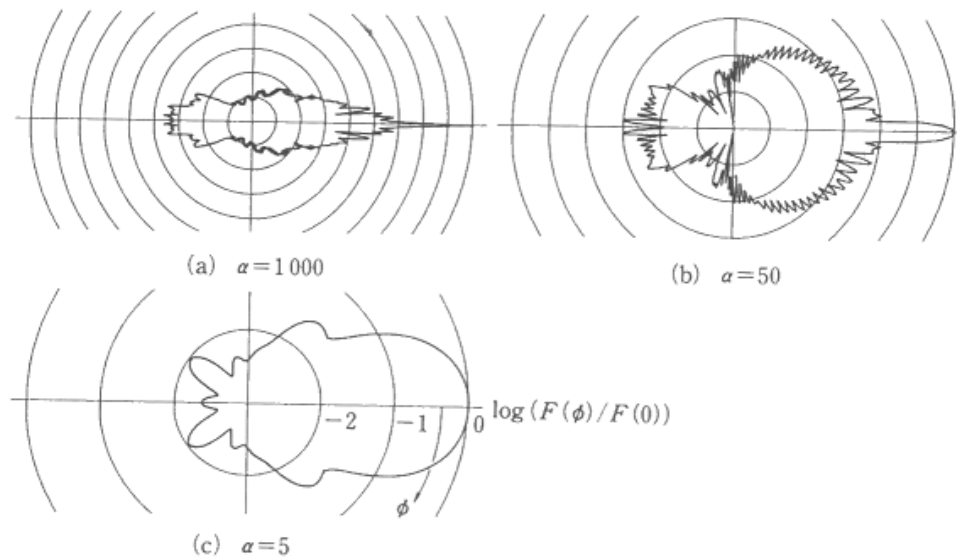


図 2.1 粒径パラメータ α による散乱光強度分布の変化^[3]

粒子単体の散乱光は、被写体としては点光源に近い。このような場合、撮影像はレンズ系の絞りによりエアリディスクと呼ばれるボケが生じるようになる。このエアリディスクの直径 d_a は下式で表される。

$$d_a = 2.44\lambda(1 + M)F \quad (2.2)$$

M はレンズ系の横倍率、 F はレンズ系の F 値である。撮影像でのトレーサ粒子の大きさは、

このエアリディスクの直径 d_a と実際の粒子径 d_p の二乗和平均根として表される。

本研究では、直接撮影での輪郭抽出でシート光のミー散乱光をカメラで撮影した。

2.1.2 シート光を作成する光学原理

散乱光の撮影に際し、光源としてシート光を用いることでシート光により切り出される 2 次元平面の情報のみを得ることができる。図 2.5 にシート光を得る光学系の概略図を示す。今回用いたレーザーは LDP-100MQG(3.4 項参照) という 532nm のパルス型のレーザー装置になる。この装置には光ファイバーが付属しておりその中をレーザーが通過し、出てくる部分には専用のホルダーが取り付けられており、そのホルダーを回転させることで焦点距離を調整できるようになっている。そのため下図ではすでにレーザーが収束しているように図示した。

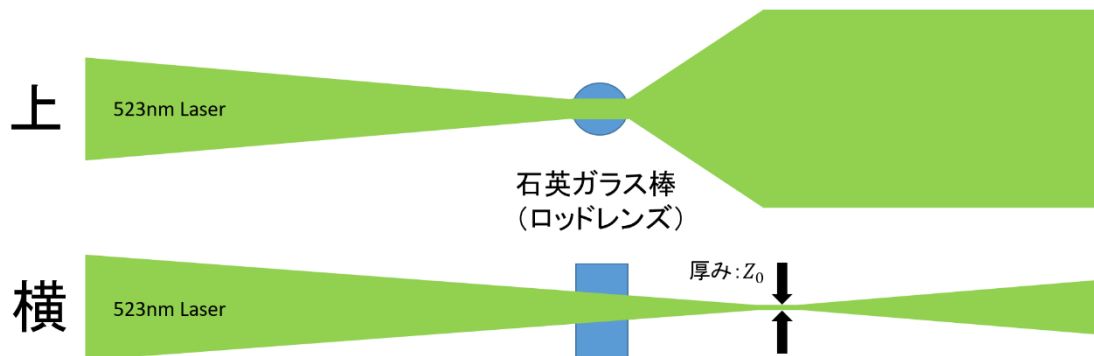


図 2.2 シート光を得る光学系

焦点深度は z_0 として以下のように定義する。

$$z_0 = \frac{4f\lambda}{\pi d_b} \quad (2.3)$$

λ はレーザーの周波数で今回は 532nm、 f は凸レンズの焦点距離、 d_b は集光前のレーザーの直径である。

後述する PIV 法を用いる際に 2 次元の雰囲気中の粒子の動きを追跡する際にシート光が必要である。

2.1.3 PIV (Particle Image Velocimetry)法^[5]

PIV は粒子画像流速測定法とも呼ばれ、流れに多数の粒子を注入して流れを可視化し、粒子の運動が局所の流体運動と同一であることを仮定して流体速度を計測する手法である。主にシート光を発生させるレーザー光源、高性能カメラ、トレーサー粒子、画像処理を行う計算機によって構成されており、近年の映像機器の高速、高画質化、計算機の高速・高性能化によってその精度や処理速度は飛躍的に進化している。図 2.6 に風洞や回流水路における PIV 画像記録のための代表的な配置を示す。PIV では流れに微細なトレーサー粒子が加えられ、流れの断面がシート光により 2 回照射される。トレーサー粒子は 2 回の照射時間に局所流速に従って移動すると仮定される。トレーサー粒子からの散乱光はレンズを介して高速度カメラに取り付けられた CMOS センサーが感光しデジタルデータとして保存される。

2.1.4 蛍光塗料 Rhodamine 590 (6G)^[6]

過去研究から、液体噴霧の噴射条件での PIV 計測では、液体噴霧自体がレーザー光により散乱されてしまい、トレーサー粒子が撮影できない問題が発生した。これは式 2.1 にある通り、粒径が大きい粒子のほうが、散乱強度が大きくなることが起因している。そこでトレーサー粒子に蛍光塗料である Rhodamine 590 を塗布することで、トレーサー粒子は散乱光に加えてレーザーの波長とは違う蛍光色を発する。さらにトレーサー粒子を撮影するカメラにはレーザー光を通さず、蛍光のみを通すフィルターを取り付けることで、噴霧による散乱光を反射し、トレーサー粒子のみ撮影することが可能になった。

Rhodamine 590 は以下の構造を持つ蛍光塗料である。分子中の電子は分子内のエネルギー準位差に相当するエネルギーを受けると、上準位に励起され、これが再び元の準位に戻る際にその準位差に応じたエネルギーの光を放出する。これが蛍光であり、放出の持続時間がマイクロ秒、ミリ秒と長いものは燐光と呼ばれる。感温蛍光体は蛍光（燐光）の強度、分光特性、持続時間等に温度依存性を有するものであり、励起光の吸収効率や、電子の励起・遷移に関連するエネルギー準位等が温度により変化することで、感温特性が現れる。有機物の感温蛍光体としてローダミン、フルオレセイン等の色素が挙げられ、感温燐光物質としては有機系金属錯体イオンが挙げられる。また、無機物でも多くの感温燐光物質があり、希土類金属を含有した BAM（バリウムアルミン酸マグネシウム）、YAG（イットリウ

ム・アルミニウム・ガーネット）系などが挙げられる。1000℃超の環境にも適用可能な物質もある。今回実験で用いた Rhodamine 590 は温度依存性があり、温度が大きくなるにつれて蛍光強度が大きくなることがわかっている。

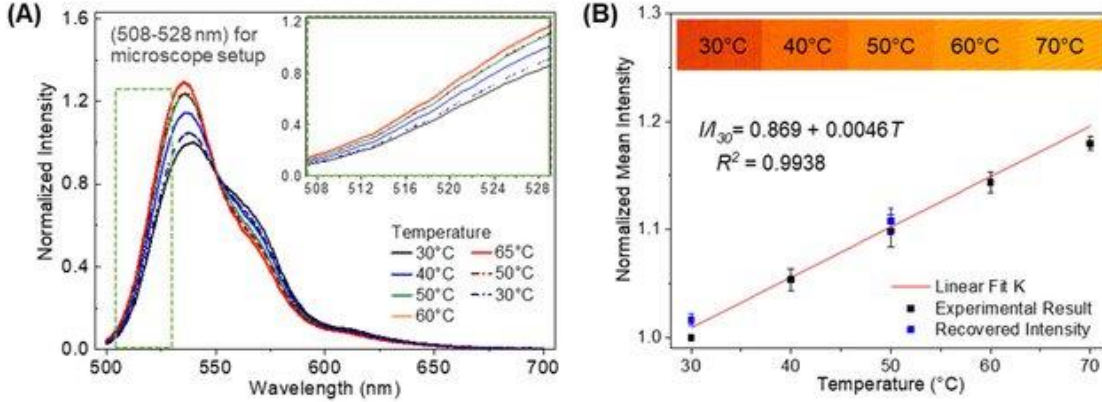


図 2.3 Rhodamine 590 の蛍光強度の温度依存性 [6]

2.1.5 シャドウグラフ法 [7][8]

シャドウグラフ法は、気体または液体の密度変化によって生じる影の投影を観察する方法であり、古くから衝撃波や波動、高温物体から昇る高温空気の対流の可視化に使用されてきた。

光は、屈折率が一定な媒質中を進む際は直進するが、そうでない場合は一定の法則にしたがって屈折する。屈折率が一定でない、非一様媒質中における光の屈折の説明のために、図 2.3 に示されるような屈折率 n が y 方向に増加している媒質中を z 方向に進む光を考える。 $y = y$ における光速を c 、 $y = y + dy$ における光速を $c + (\partial c / \partial y)dy$ とすると、光線 rQ が $Q\dot{Q}$ を進む時間 $dt = dz / c$ に光線 rP は $P\dot{P}$ すなわち $\{C + (\partial C / \partial y)dy\}dt$ 進む。このとき 2 つの光線の進行距離の差は $ds = -(\partial c / \partial y)(dydz / c)$ となり波面の屈折率 $d\theta$ は、

$$d\theta \cong \frac{ds}{dy} = -\frac{dz}{c} \frac{\partial c}{\partial y} \quad (2.4)$$

と表すことができる。一方 $n = c_0 / c$ の関係を使って上式を書き換えると、

$$d\theta \cong \frac{ds}{dy} = -\frac{dz}{n} \frac{\partial n}{\partial y} \quad (2.5)$$

となる。これは区間 dz における局所屈折角と呼ばれるものであり、総屈折角 θ_y は、

$$\theta_y = \int_0^L \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \quad (2.6)$$

で与えられる。ここで L は z 方向への流れ場の幅を表す。媒質が気体であるならば、屈折率 n は 1 に近い値となり、グラッドストーン-デイル定数 K を用いて、以下のように表される。

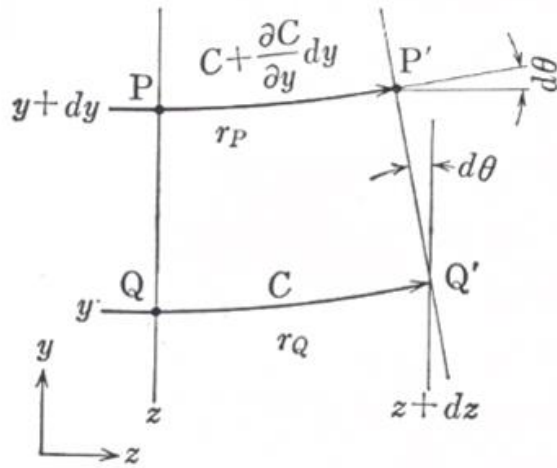


図 2.4 非一様媒質中における光の屈折^[8]

$$n = 1 + K\rho \quad (2.7)$$

ρ は気体の密度であり、グラッドストーン-デイル定数 K は気体の種類に固有である。(2.6)、(2.7)式より屈折角は密度 ρ を用いて下式のように表される。

$$\theta_y = \int_0^L \frac{K}{n} \frac{\partial \rho}{\partial y} dz \quad (2.8)$$

屈折率に分布がある場合、入射した平行光は不均一に屈折するので、図 2.4 に示すように点 y と δy だけ離れた点で屈折された光は平行ではなくなる。Y における屈折角を θ 、 δy だけ離れた点の屈折角を $\theta + (d\theta/dy)dy$ とすると、変位 δy は距離 D だけ離れたスクリーン上では以下のようなになる。

$$D\left(\theta + \frac{d\theta}{dy}\delta y\right) - D\theta + \delta y = D\frac{d\theta}{dy}\delta y + \delta y \quad (2.9)$$

したがって、 δy の部分を通過する光は、スクリーン上で $D(d\theta/dy)\delta y + \delta y$ に拡散されることになり、その分照度は減少し影をつくる。平行で一様な光の照度を E_0 、屈折率に分布がある場合の光の照度を E とすると、照度の減少量 ΔE は、

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{E}{E_0} - 1 = \frac{\delta y}{\delta y + D(d\theta/dy)\delta y} - 1 = \frac{-D(d\theta/dy)}{1 + D(d\theta/dy)} \quad (2.10)$$

となる。ここで、 $(d\theta/dy)$ は 1 と比較して小さいので、

$$\frac{\Delta E}{E_0} \cong -D\frac{d\theta}{dy} = -D \int_0^L \frac{1}{n} \frac{d^2 n}{dy^2} dx \quad (2.11)$$

式(2.7)を用いると、

$$\frac{\Delta E}{E_0} = -DK \int_0^L \frac{1}{n} \frac{d^2 \rho}{dy^2} dx \quad (2.12)$$

また、気体の屈折率 n が 1 にきわめて近いとすれば、

$$\frac{\Delta E}{E_0} = -DK \int_0^L \frac{d^2 \rho}{dy^2} dx \quad (2.13)$$

となる。したがって、シャドウグラフ法での明暗は密度分布の 2 次微分係数に比例することがわかる。すなわち、暗くなる部分は、密度の非一様性と関連づけることが可能であるが、明るくなる部分については、どこから屈折してきた光によるものかわからないので、現象との関係は明らかでない。実際には、さまざまな部分で屈折された光が互いに交差するようになり、明暗が複雑になり定量的に密度分布の 2 次微分係数との対応をとることは困難であり、あくまで定量的な情報を得るというよりは現象を可視化するためのものである。[9]

噴霧の微粒化に伴う気層の形成に関して、液相と気層の両方が撮影できるシャドウグラフは、噴霧の輪郭抽出する際に撮影環境に左右されず噴霧の輪郭を抽出ができると考え今回の実験で用いた。

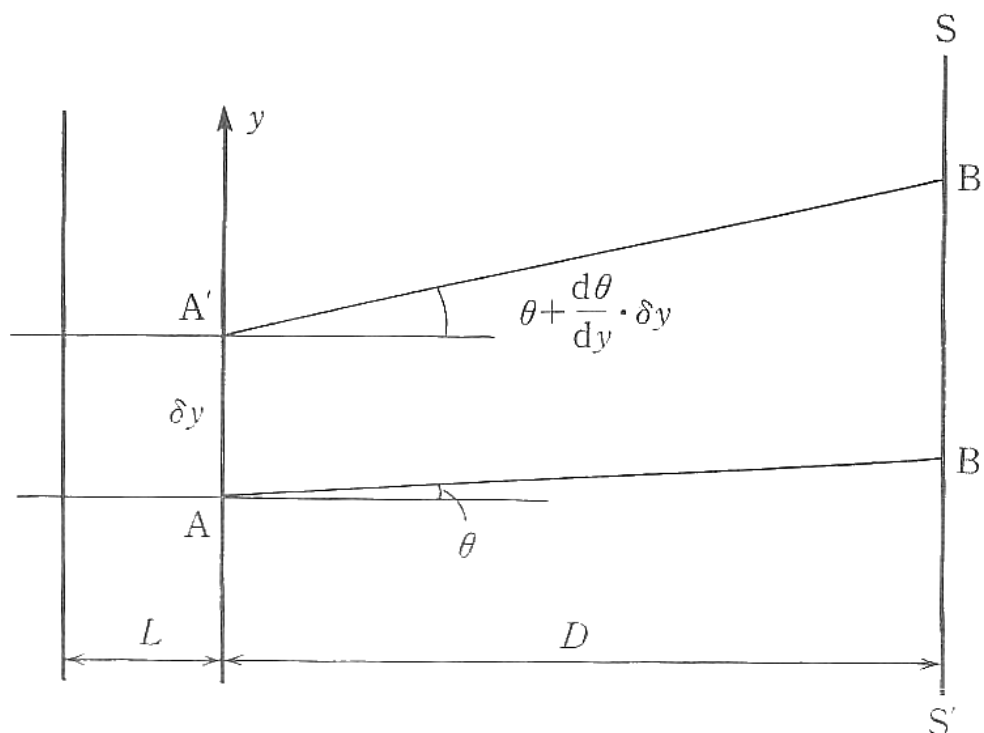


図 2.4 屈折光とスクリーン上の影^[8]

2.2 噴霧の発達原理

速度を持った流体が小孔より空間中に噴出する噴流現象は、様々な産業に利用されており、多くの著書によって解説されている。一方で、ひとえに噴流現象と言え、流れが層流か乱流か、液体を気体中に噴出する二相流かなど分類は多岐にわたり、個々の事象については未だ十分な説明がなされていない場合がある。図 2.5 にディーゼル機関による燃料噴射の様子を概略図を示す^[8]。

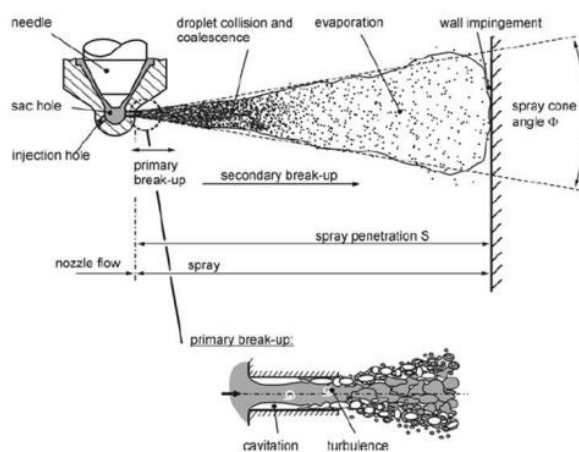


図 2.5 噴霧の成長過程の概略図

ディーゼル機関に登場する噴霧については、和栗ら^[9]がよく微粒化された液体燃料の噴霧が高密度雰囲気中に噴射される場合においては、噴霧をある種の混合気として扱うことができ、運動量の保存則から噴霧の先端到達距離が理論的に説明されることが実証された。すなわち、噴霧を構成する燃料液滴が十分に微細で、かつ噴射される雰囲気密度が十分に高く、噴孔よりわずかに進行すれば油粒と噴霧内の空気との相対速度が無視されること、噴孔出口にて噴流の有していた運動量が噴霧を構成する空気および油流群の混合気に移行するという仮説から、噴霧がある噴霧角 θ をもって伸長するときの運動量保存を考える。雰囲気密度が十分に大であり、ある地点 x において噴霧の密度が空気の密度 ρ_a と同等と仮定すると、噴射方向に垂直な断面においてその断面を通過する運動量が任意の位置で不変であるので、

$$\rho_f c \frac{\pi}{4} d_{noz_f}^2 u_0 = \rho_a \pi (x \tan \theta)^2 u^2 \quad (2.14)$$

が成り立つ。ここで、 c はノズル噴孔における縮粒径数、 ρ_f は燃料密度である。ある地点 x における流速について、 $u = \frac{dx}{dt}$ であること、またベルヌーイの定理の式から初期速度は $u_0 = \sqrt{2\Delta P / \rho_f}$ と表されるので、噴霧の到達距離について下式が成り立つ

$$x = \left(\frac{2c\Delta P}{\rho_a} \right)^{0.25} \left(\frac{td}{\tan \theta} \right)^{0.5} \quad (2.15)$$

さらに、Arai ら、Hiroyasu ら^[10]によって噴霧の breakup 前後で異なる噴霧到達距離の式が定義されている。

$$t < t_{break} : S = 0.39 * \left(\frac{2\Delta P}{\rho_l} \right) * t \quad (2.16)$$

$$t > t_{break} : S = 2.95 * \left(\frac{\Delta P}{\rho_g} \right) * (D * t)^{0.5} \quad (2.17)$$

$$t_{break} = \frac{28.65 * \rho_l D}{(\rho_g \Delta P)^{0.5}} \quad (2.18)$$

t_{break} 前後で噴霧到達距離がそれぞれ時間の 1, 0.5 乗に比例と変化しているところが特徴である。しかし今回の撮影速度は十分に速くなく t_{break} 前の現象の評価は難しいとして、 t_{break} 後、和栗らによる式両方に共通する t の 0.5 乗に比例する傾向が表れるか実験で確認する。

噴霧先端到達距離に加え、ディーゼル噴霧の現象の把握に用いられるパラメータとしては、噴霧が噴口径を出る際に形成される噴霧角である。噴霧に角度が生成される原因としては噴口に高圧の液体燃料が流れる際に縮流や乱流の発生が主な原因とされ、噴射後に雰囲気圧による抵抗によっても噴霧角が増減する。

噴霧角の式は Arai ら、Hiroyasu ら^[10]によって以下のように定義されている。

$$\phi = 83.5 \left(\frac{L}{D} \right)^{-0.22} \left(\frac{D}{D_s} \right)^{0.15} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.26} \quad (2.19)$$

D_s はサックホルルの直径[m], L はノズル穴の長さ[m], D はノズル穴の直径[m]。 ρ_g, ρ_l はそれぞれ雰囲気、燃料の圧力にあたる。

式 を見るに同じノズルチップ、燃料を用いると変化するのは雰囲気圧力の身になるため傾向が確認しやすいと思われるが、そのほか和栗ら^[9]、Arai ら^[11]による雰囲気圧力にかかる乗数が異なる式が存在している。

$$\phi = \frac{180}{\pi} \frac{\sqrt{C}}{\pi^{1.4}} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.45} : \text{Wakuri's Formula} \quad (2.20)$$

$$\phi \cong \tan \phi = \frac{\sqrt{C}}{K_{bl}} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.18} : \text{Arai's Formula} \quad (2.21)$$

これらから、Arai, M は雰囲気圧力による影響はあまり小さくなく、噴霧角は、噴霧先端距離よりもノズルの構造に大きな影響を受けると述べている^[11]。本実験では雰囲気圧力に着目し、どのような傾向が出るかを確認する。

2.3 画像処理

2.3.1 Florescent Particle Image Velocimetry (F-PIV)^[12]

PIV の原理を図 2.6 に模式的に示す。PIV は粒子画像の処理に基づいて流速を知る流速計測法の総称であり、熱線計測計やレーザドップラー流速計といった従来の定点測定と比べ、時間解像度は劣るものの、高い空間解像度とともに一度に広い範囲に渡って速度場を求められる利点をもつ。代表的な手法としては画像相関法や粒子追跡法がある。2次元 PIV の基本原理としては、シート光によって照らされた、流れに追従しているトレーサ粒子の散乱光を異なる 2 時刻について撮影することで、粒子の移動量と時間間隔から流れの流速を計算するというものである。その系はおもにシート光を発生させる光学系、高速度撮影に対応したカメラ、トレーサ粒子、画像処理・解析を行う計算機によって構成されている。

さらに今回は蛍光 PIV である F-PIV を用いて撮影した。PIV と基本原理は同じだが、用いるトレーサ粒子に蛍光塗料を塗布しており、レーザーによる光を励起させて異なる波長を発行し、その光を散乱光の代わりに撮影する方法である。

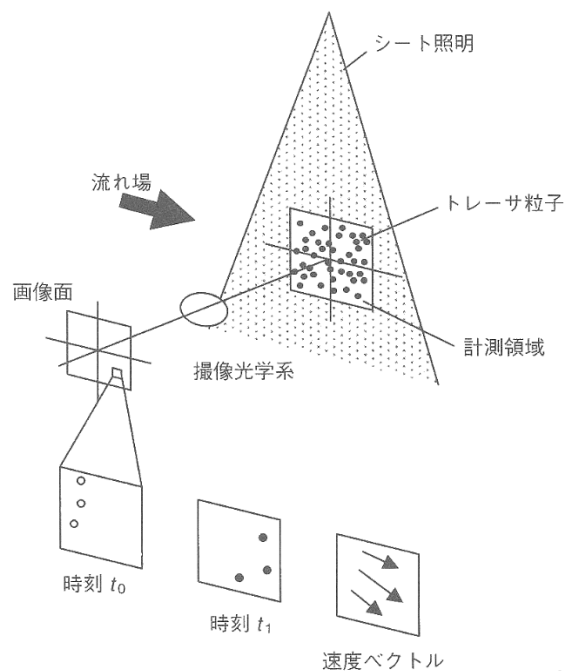


図 2.6 PIV の概略図^[5]

本研究で用いられた画像相関法は、2 時刻の画像上における粒子パターンの変位を解析する。画像を検査領域と呼ばれる小領域に分割し、その領域内の粒子による輝度値パター

ンを比較に使うことで、領域内の平均移動量を算出する方法である。2 画像での輝度値パターンの比較には、相関関数を中心に類似度を評価するので画像相関法と呼ばれる。この手法に用いられる画像については、評価を検査領域内の輝度パターンによって行うために、粒子一つ一つが判別できる必要がない上、多くとも 2 時刻の 2 枚の画像で流速を得ることができる。

直接相互相関法^[13]は輝度値パターンの類似度の評価に、直接的な相互相関関数(cross-correlation function)の定義式から算出した相互相関値を用いるものである。すなわち、微小時間ずれた 2 時刻の画像について、最初の時刻の画像中の検査領域が持つ輝度値パターンが、後の時刻の画像上でどの位置に移動したのか、相互相関関数を用いて検出するのである。検査領域サイズを $N \times N$ [pixels]、それぞれ第 1、第 2 画像の検査領域内の輝度値パターンを 2 次元信号 $f(X,Y)$ 、 $g(X,Y)$ と表すと、相互相関関数の離散表現は以下のような定義式となる。

$$C_{fg}(\Delta X, \Delta Y) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N f(X_i, Y_j) g(X_i + \Delta X, Y_j + \Delta Y) \quad (2.22)$$

直接相互相関法では、第 1 画像における任意の点を中心とする $N \times N$ の検査領域と、第 2 画像上での同じ位置を中心とした $N_s \times N_s$ ($N_s > N$) の探索領域を設ける。この探索領域内全体について $N \times N$ を隅から順に設定、(2.14)式で表される相互相関値を計算し、最も高い相互相関値を検出した点を、移動後の点として移動量ならびに流速を求めていく。

デジタル画像では、標本化のためにピクセル単位での移動量しか求めることができない。そこでサブピクセル解析として平均移動量をさらにもう一桁小さい値まで検出しようとする。相関値があるピクセル i で最大値 R_i となり、そこで得られる整数ピクセル単位での移動量を i とする。ピーク値を中心とした 3 ピクセルの相関値をガウス分布に当てはめることで、真の相関値ピークを推定するとサブピクセル移動量 P_{sub} は、下式で表される。

$$P_{sub} = i - \frac{1}{2} \frac{\ln R_{i+1} - \ln R_{i-1}}{\ln R_{i+1} - 2 \ln R_i + \ln R_{i-1}} \quad (2.23)$$

また、PIV においてよりたかい空間解像度を得ようとするには検査領域を小さくする必要があるが、検査領域が小さくなれば似たような輝度値パターンを誤検出する頻度も多くなってしまう。そこで再帰的相関法という手法が用いられる。再帰相関法では、一度目の

解析によって得られた相関値ピーク位置に基づいて、第 2 画像上の探査領域を設定しなおし、再度相関値解析を行う。これを繰り返すことにより、第 2 画像上の探査領域の取り方を修正していくことで、検査領域を小さくしたとしても誤ベクトルの少ない解析とすることができる。

2.3.2 輪郭抽出のアルゴリズム

今回の実験はレーザーの散乱光を直撮影する方法と、シャドウグラフ法によって撮影する方法の 2 つがある。両方の撮影方法も同じような輪郭抽出の方法をとっている。輪郭抽出の際に用いたプログラムは Python による OpenCV を用いて行った。

2.3.2.1 実験 1 の直接撮影の輪郭抽出

直接撮影の輪郭抽出における概略図を以下に示す。図からわかるように、噴射前と噴射後の画像としての違いは、噴霧部分が散乱光で輝度値が大きくなっていることである。そのため、背景画像に対して噴射期間中の噴霧それぞれの画像を差分することで噴霧部分のみを取り出すことができる。しかし高輝度のノイズが雰囲気中や噴霧付近に生まれることがありそのためローパスフィルターをかけることでノイズを除去した。その際に噴霧の一番明るい中心部分がフィルターにより取り除かれるが、輪郭抽出の際に、モルフォロジー変換であるクロージングを行い、輪郭の最も外側の輪郭のみ取得することで解決した^[14]。しかし、先ほど述べた通りこの方法による輪郭抽出は撮影環境によってとても輪郭の大きさが変化する。図で分かる通り噴霧の微粒化が盛んな輪郭付近が不明瞭になっている。実験 1 の空気導入量も求めるが、輪郭の不明瞭な点を解決するために後者であるシャドウグラフ法での撮影を追加で行った。

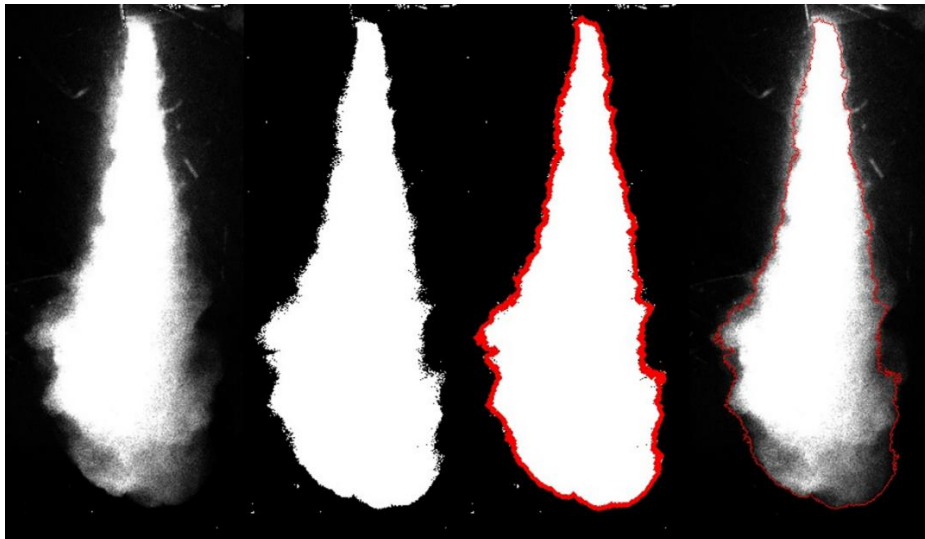


図 2.7 直撮における輪郭抽出の過程

2.3.2.2 実験 2 のシャドウグラフ法での撮影の際の輪郭抽出

シャドウグラフ撮影における概略図を以下に示す。直接撮影と違い今回は背景に輝度値があり噴霧は黒く影のように映ることがわかる。しかし、直接撮影と同様に背景画像に対して噴射している画像に対して差分をとる。その時に注意すべきなのは噴霧がある部分が小さい値をとるため差分を求める際に絶対値の値を取得する必要がある。さらにシャドウグラフ法に関しては密度の変化の二次微分によって明暗を生むために噴射の際の衝撃波やわずかな密度変化によって少し背景が揺らいでしまうことがある。この対策としても、ローパスフィルターをかけることで解決した。さらに直撮とは違い背景の時点で明暗があるため特定の領域では差分がうまく取れないため、モルフォロジー変換によるクロージングをかけることで、輪郭抽出を行った^[10]。こちらの実験では、実験を行うごとにレーザーの出力を少し上げなければならなかったが、どの撮影条件に対しても気層で正確に輪郭抽出が行えた。

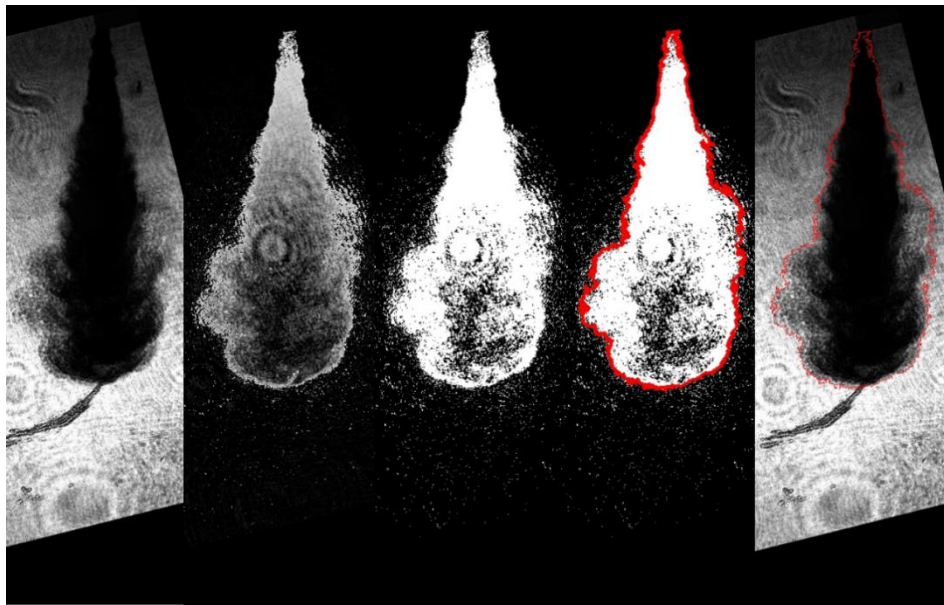


図 2.8 シャドウグラフにおける輪郭抽出の過程

2.3.3 噴霧角を導出するアルゴリズム

従来の噴霧角の導出方法では雲霧の到達距離に対して特定の割合の部分に値する噴霧の輪郭点を 1 点参考にして求めていたため、時系列による噴霧角の変位は安定しているとは言えなかったため、新しい導出アルゴリズムを用いて噴霧角を求めた。そのアルゴリズムの概念図を図 2.9 として示す。

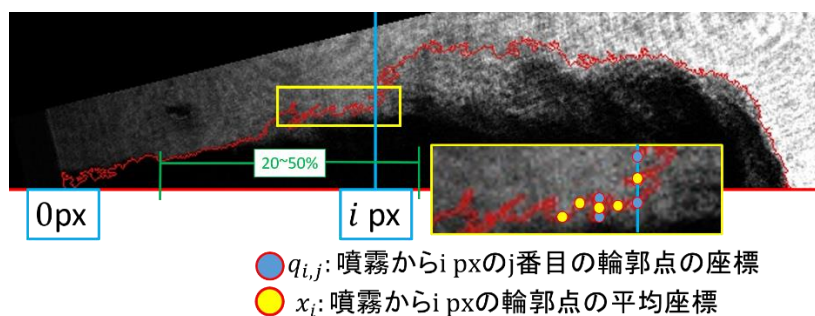


図 2.9 噴霧角抽出に関するアルゴリズムの概念図

今回の実験では噴霧角が安定している部分を噴霧の到達距離から 20～50% の領域と考えその領域内の噴霧の輪郭点の平均を求めて噴霧角を求めた。噴射方向の特定の距離に対する輪郭点が複数存在する場合があるが、その場合はその複数の点に対しての平均座標点を代表点として用いる。以下に噴霧から特定の距離 (px) 離れた点での代表点を求める計算式を示す。この式に従うようにプログラムを作成している。過去の研究でそれぞれの輪郭

点すべてに対して最小二乗法における近似線を用いて噴霧角を求めているケースがあるが、噴口から特定の距離に対する輪郭点が複数存在する場合にもすべての点が同じ重みをもって近似線を求めてしまい、輪郭が複雑な部分においてより噴霧角を求める際に重みが働いてしまうため、今回新しくプログラムを作成した。

$$x_i = \frac{1}{p_i} \sum_{j=1}^{p_i} p_{i,j} \quad (2.24)$$

x_i : 噴霧から i px の輪郭点の平均座標

$q_{i,j}$: 噴霧から i px の j 番目の輪郭点の座標

p_i : 噴霧から i px 上にある輪郭点の個数

図 の概念図を例に説明すると、黄色の点が 5 つあるが、 p_i の値は 1,1,2,1,3 になる。 x_i と $q_{i,j}$ に関しては、それぞれ黄色の点、青の点の x, y 座標を指す。左からさらに噴霧到達距離（ペネトレーション）から $l_{start} \sim l_{end} \%$ の領域の各平均座標 x_i の平均を求めるため、噴霧角は $\theta_{l_{start} \sim l_{end}}$ と書くと

$$\theta_{l_{start} \sim l_{end}} = \frac{1}{l_{end} - l_{start}} \sum_{l=l_{start}}^{l_{end}} x_{pe_l} \quad (2.25)$$

pe_l : ペネトレーションから $l\%$ の噴霧からの px 数

という数式で表すことができる、今回ペネトレーションの 20~50% の領域で噴霧角を求めると、

$$\theta_{20-50} = \frac{1}{30} \sum_{l=20}^{50} x_{pe_l} \quad (2.26)$$

という式になる。20~50% を選んだ理由としては、噴射が行われている期間で安定している領域がこの部分と判断したからである。これらの処理は、Python の NumPy モジュールにおける画像の各ピクセルの輝度値をもって処理を行った。

2.4 雰囲気導入量の測定

Zhu^[14]は PIV による速度場情報と噴霧の画像から、噴霧と雰囲気の境界より噴霧内へと導入される雰囲気量を算出した。Zhu^[15]や西田^[16]は噴霧周りの雰囲気流動を図 2.8 に示されるように、以下の 3 つに分類している

- “・噴孔出口から準定常な噴霧が噴霧角に従って発達し、噴霧内部と周囲気体の圧力差により周囲流体が噴霧に流入する「Entrainment Section」。
- ・噴霧先端で周囲気体が押し出され、しかしこの周囲気体速度より速い速度で噴霧先端が到達するため周囲気体を飲み込みながら噴霧が発達する「Capturing Section」。
- ・上記の Section 間で、噴霧流動に Head Vortex が発生し、Entrainment Section で噴霧に流入した周囲気体が噴霧液滴と一緒に動く「Recirculation Section」“^[14]

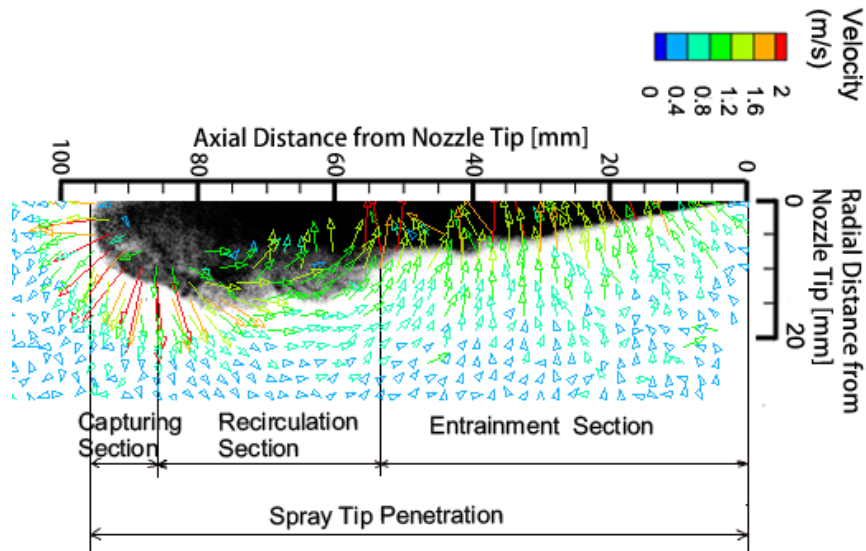


図 2.10 噴霧の周囲気体流動^[13]($P_{inj}=300\text{MPa}$, $\rho_a=11\text{kg/m}^3$, $d=0.08[\text{mm}]$, $t=2.2\text{msASOI}$)

噴霧への雰囲気導入は上記分類にそって、また噴流への雰囲気導入については、Capturing Section について噴霧の場合と異なり噴流先端では燃料気体が密に存在するので燃料と周囲気体の速度差による取り込みはないものと仮定した。

図 2.9 に Entrainment Section からの雰囲気導入量計算における噴霧／噴流の輪郭線と、輪郭線上の解析点における速度ベクトルの概念を示す。以下、雰囲気導入量の計算過程について説明する。噴霧／噴流が噴射方向に対して軸対称であると仮定し、画像より取得した外径から測定単位長さ $\Delta x [\text{mm}]$ で分割された輪郭形状を反映する N 個の円錐台に分

割する。その上で、噴孔から i 番目の円錐台について表面積 S_i 、表面上の代表点での雰囲気気導入速度 v_{ent_i} 、雰囲気気導入率 $\dot{m}_i$ を求める。 v_{ent_i} は円錐台表面で一定であるとし、代表点まわりの4点についてPIVより得た流速ベクトルを取得し、距離の逆数の重み付き平均として図2.12、式2.28～式2.30のように v_{ent_i} を決定する。噴射後の経過時間 t （以下、ms ASOI{After Start of Injection}と表記）における円錐台 i への体積雰囲気気導入量は S_i と v_{ent_i} の積であり、これより t [ms ASOI]での雰囲気気導入率 $\dot{M}_a$ は下式のように表される。

$$\dot{M}_a = \rho_a \sum_{i=1}^N 2\pi y_i l_i \cos\theta_i * v_{ent_i} \quad (2.27)$$

なお、 ρ_a は周囲雰囲気気の密度[kg/m³]を表す。

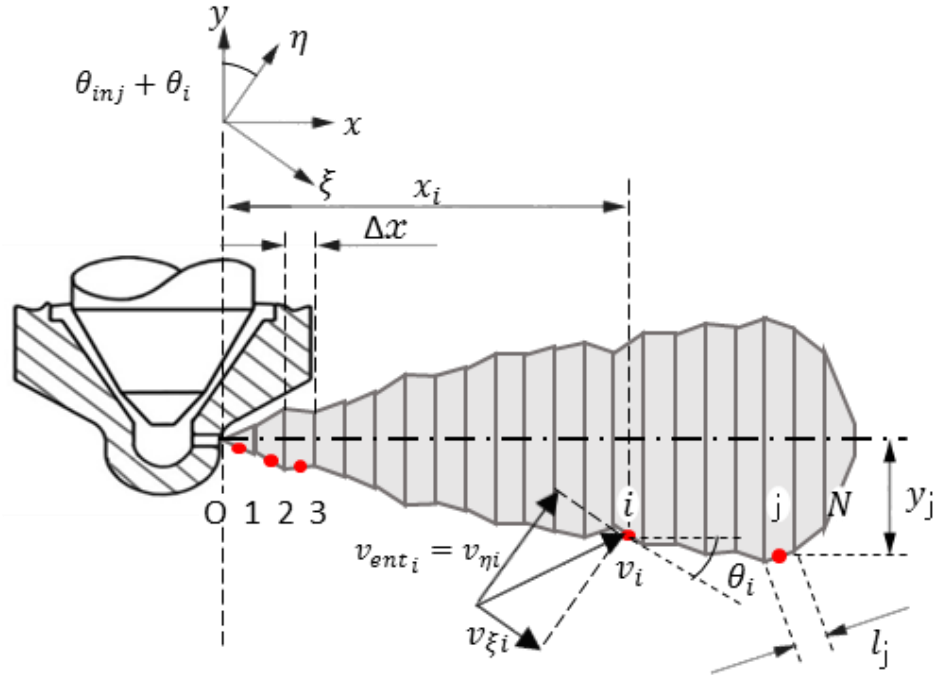


図 2.12 雰囲気気導入量計算に用いる系と変数

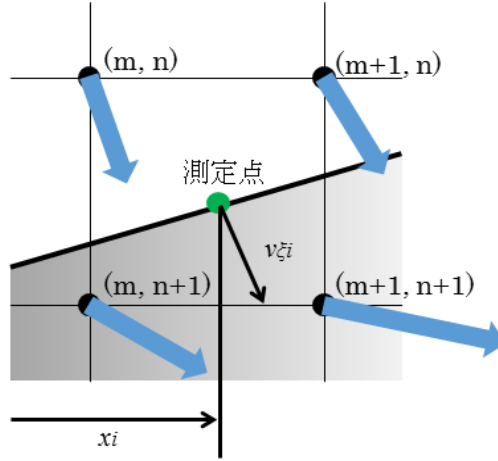


図 2.13 雰囲気導入速度 $v_{ent,i}$ の決定

$$v_{x_i} = \frac{\frac{1}{l_{m,n}}v_{x_{m,n}} + \frac{1}{l_{m+1,n}}v_{x_{m+1,n}} + \frac{1}{l_{m,n+1}}v_{x_{m,n+1}} + \frac{1}{l_{m+1,n+1}}v_{x_{m+1,n+1}}}{\frac{1}{l_{m,n}} + \frac{1}{l_{m+1,n}} + \frac{1}{l_{m,n+1}} + \frac{1}{l_{m+1,n+1}}} \quad (2.28)$$

$$v_{y_i} = \frac{\frac{1}{l_{m,n}}v_{y_{m,n}} + \frac{1}{l_{m+1,n}}v_{y_{m+1,n}} + \frac{1}{l_{m,n+1}}v_{y_{m,n+1}} + \frac{1}{l_{m+1,n+1}}v_{y_{m+1,n+1}}}{\frac{1}{l_{m,n}} + \frac{1}{l_{m+1,n}} + \frac{1}{l_{m,n+1}} + \frac{1}{l_{m+1,n+1}}} \quad (2.29)$$

$$v_{ent,i} = v_{\eta i} = v_{xi} \cos \theta_{hc} + v_{yi} \sin \theta_{hc} \quad (2.30)$$

Capturing Section からの雰囲気導入量計算については、噴霧先端部について撮影された動画より取得した噴霧先端の成長速度 v_{tip} と、噴霧先端の境界上の代表点について噴霧によって押し出される雰囲気の流速にあたる噴射方向の流れ場の速度成分 v_y から雰囲気導入速度 v_{ent} を求め、これに噴射方向に垂直な面への代表点まわりが成す投影面積 S_{proj} との積をとることで噴霧への雰囲気導入率とした。

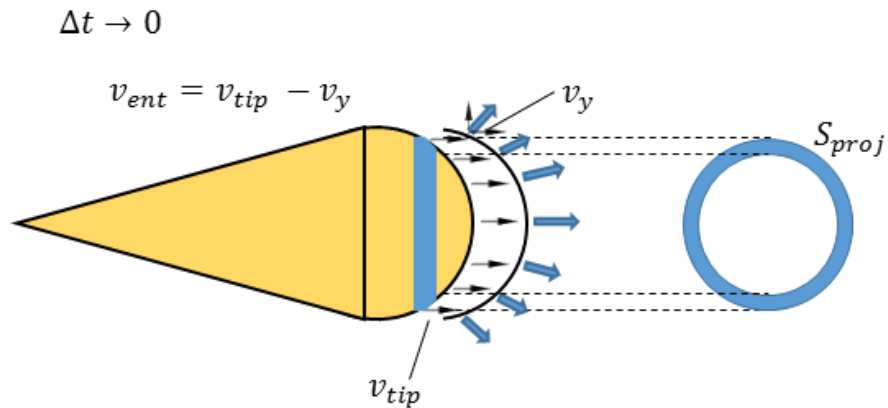


図 2.14 Capturing Section からの雰囲気導入概念図

第 3 章 実験装置・試験条件

3.1 小型定容容器

噴霧計測に際し、本研究では小型ディーゼルエンジンにおける燃料噴霧の計測が可能である定容燃焼容器を用いて可視化計測を行った。容器の写真を図 3.1 に前研究で用いられた小型容器、本研究で用いた小型容器を示す。前研究で用いられた容器は $130\text{mm} \times 130\text{mm} \times 70\text{mm}$ の直方体に直径 $70\text{mm} \times 40\text{mm}$ の円筒形の空間を有しており、容器内部へは、側面にある給気管より空気や N_2 を 4.5MPa まで充填することができる。しかし、漏れなく充填するには 3MPa ほどしか充填できないこと。アクリルを用いているため屈折率や、壁面の傷が撮影に影響を与えていた。

そのため本研究では実験 1 では前研究で用いられた容器の窓をガラスに変更し、実験 2 では新しく容器を作り直した。

実験 2 で使われた容器で変更された点は、最大 20MPa の重点を予定したため、観察窓のサイズが $68\text{mm} \times 38\text{mm}$ 変化した。 $130\text{mm} \times 130\text{mm} \times 82\text{mm}$ の直方体に直径 $82\text{mm} \times 40\text{mm}$ の円筒形の空間を有する容器になり、現時点では 10MPa までもれなく充填できることを確認している。さらにシート光を入れる部分も改良を行うことで高圧の重点に耐えることができ、容器を固定する台座も改良することで光学系のずれが大幅に軽減された。ガラスを含む蓋を図 3.2 に示し、シート光を入れる部分の写真、断面図をそれぞれ図 3.3、図 3.4 に示す。

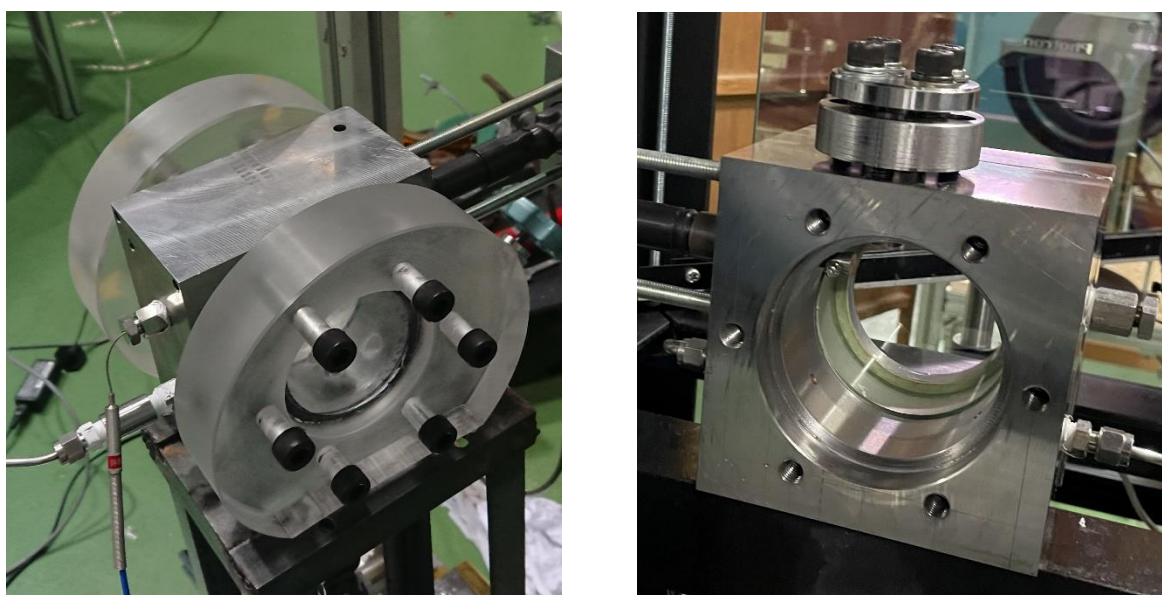


図 3.1 前研究で用いられた小型容器（左） 本研究で用いられた小型定容容器（右）

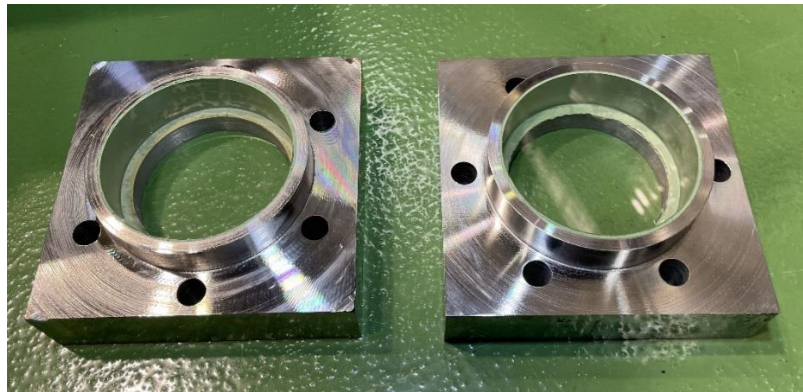


図 3.2 高圧耐圧用石英ガラス付き観察窓



図 3.3 シート光を入れるための部品（左：上部、右：下部）

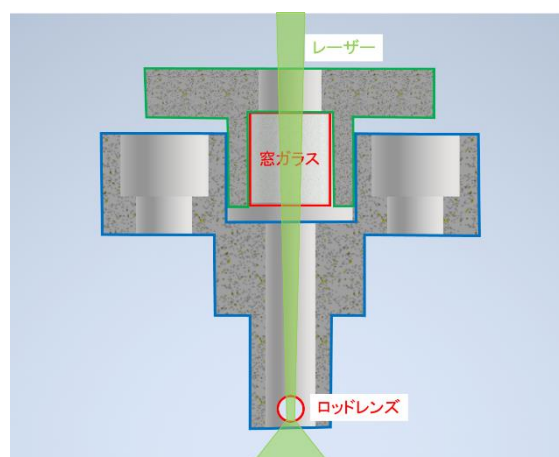


図 3.4 本研究で用いられたレーザー光入射用部品の断面（緑枠：上部、青枠：下部）

3.2 燃料噴射系

燃料噴射には、コモンレールと呼ばれる燃料噴射方式の装置を用いた。コモンレールとは、サプライポンプによって燃料の加圧を行い、加圧された燃料をコモンレール、そしてインジェクターへと送り、電子制御によって噴射するシステムである。図 3.5 にコモンレールの構成図を示す。燃料はまず燃料タンクからサプライポンプへと送られ加圧される、加圧された燃料はレールへと送られ各インジェクターへと送られる。そして ECM と EDU というコントロールユニットにより噴射圧や噴射時期、噴射期間などを制御している。これまでディーゼルエンジンの燃料噴射に用いられていた、ジャーク式噴射違い、より高圧を蓄圧することができ、最大 200MPa までの噴射圧を実現することができる。

本研究では、400MPa まで加圧することができるハンドテストを用いて、レールに直接燃料を圧送し、EDU より信号を送りインジェクターより噴射させた。

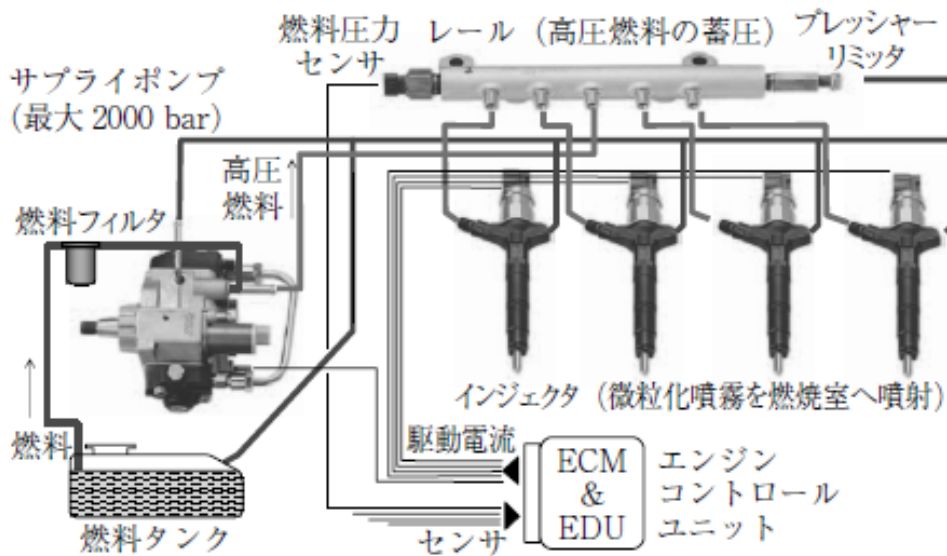


図 3.5 コモンレールシステム構成図^[13]

燃料の噴射ノズルは、噴孔を 8 個持ち、噴孔径が 0.125 mm、噴霧傘角 (umbrella angle) が 155 deg. のものを用いている。ただし、本研究ではそのうちの 1 噴孔のみを観察対象としており、観察対象外の 7 噴孔は、1 噴孔分のみ観察可能な穴を開けたキャップを取り付けることにより塞ぎ、噴霧を撮影しない状態としている。インジェクターとその寸法はそれぞれ図 3.6 , 3.7 に示す。



図 3.6 インジェクター

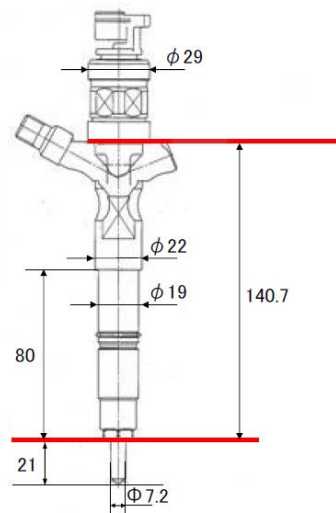


図 3.7 インジェクター寸法

3.3 光学系の配置

初めに F-PIV 撮影の際のシート光、噴霧の向き、さらに撮影範囲の模式図を図 3.8 に示す。容器上部からパルス状のレーザーを入射し、ロッドレンズを透過させることで、シート状のレーザーにする。その際により噴口付近のトレーサー粒子を照らすためにロッドレンズの中心にレーザーを入れるのではなく、少し中心からずれた位置にレーザーを通していている。さらに、噴口付近のトレーサー粒子を照らすために、以前の容器ではシート光を入れる穴を容器の中心にしていたが、図 3.1 の右の容器から分かるように少しインジェクターに近い位置に動かしている。容器内の黒枠が今回の実験の撮影領域の例である。

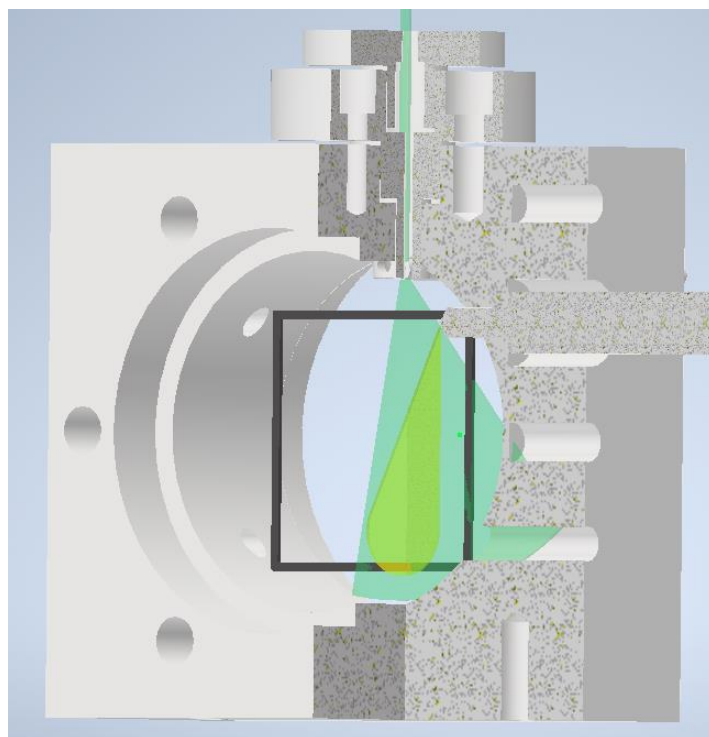


図 3.8 レーザーのシート光、噴霧及び撮影範囲の模式図
(黒：撮影範囲、緑：シート光、黄色：噴霧)

3.3.1 実験 1 に関する光学系配置

本研究で噴霧計測に用いられた、蛍光 PIV 計測に用いられる蛍光撮影と輪郭抽出のためのミー散乱光撮影のために、光学系を用意した。図 3.9 に光学系の概略図を示す。容器上部に光ファイバーを用いて導入したレーザーを、誘多膜平面鏡により反射させ容器の真上からロッドレンズを通して容器内へ導入した。これは、上部石英窓から導入したシート光により噴霧全体の燃料液滴ならびに噴霧先端周りのトレーサー粒子を照明し、散乱光、rhodamine 590 による蛍光をそれぞれ撮影するためである。

この撮影法であると、前後から違うカメラで撮影するため、互いの撮影範囲、撮影位置、撮影角度が異なると、輪郭と PIV における速度分布に誤差が生じる。この誤差は直接空気導入量に影響するため大変注意して光学系の設置を行わなければならない。同時撮影の位置合わせの様子を図 3.10 に示す。

シート光の厚みはおおよそ、ノズル周辺で 3mm である。3.3.1 での光学系に関する光学系諸元を図 3.1 に示す。

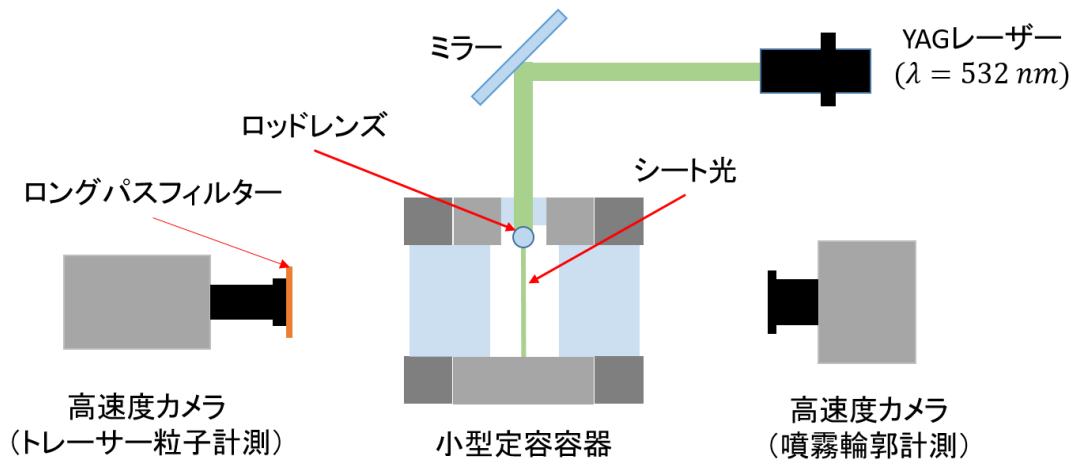


図 3.9 直接撮影（F-PIV）と直接撮影（ミー散乱光撮影）の光学系概略図

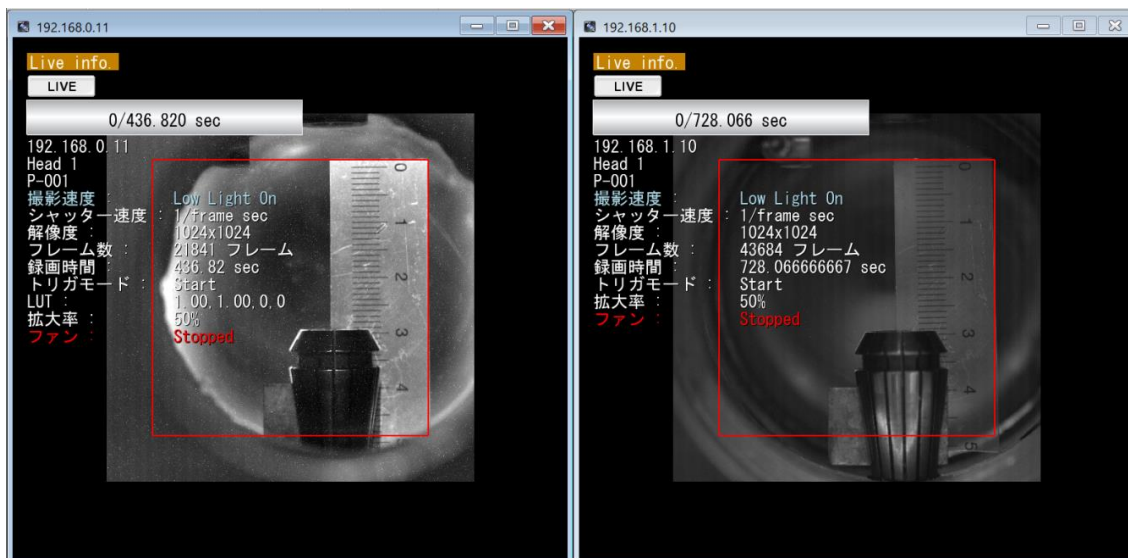


図 3.10 同時撮影の位置合わせの様子

3.3.2 実験 2 に関する光学系配置

3.3.1 の撮影法と同様に、本研究で噴霧計測に用いられた、蛍光 PIV 計測に用いられる蛍光撮影と輪郭抽出のためのシャドウグラフ法のために、光学系を用意した。図 3.9 に光学系の概略図を示す。変更点は両方の撮影法が直接撮影の時と違い、シャドウグラフ法では、エキスパンダーと凹面鏡によって広げられたレーザーの平行光を容器内に通過しなければ撮影できないため、反射が 75%、透過が 25% の特別なミラー（以後クォーターミラー）を用いている。クォーターミラーを用いることで図 3.11 のようにシャドウグラフと直接撮影を実現している。ハーフミラー（反射と透過が 50% ずつであるミラー）を用いずにクォーターミラーを用いている理由としては、透過型シャドウグラフが必要とする光量が

少なくて済み、さらに今回シャドウグラフに用いているレーザーが強力なため透過が 4 分の 1 に減衰されても問題がないのに加えて、F-PIV の方は通常の PIV 法のように粒子のミー散乱光を撮影しているのではなく、レーザー光によって蛍光した光を撮影しているためその分光量減衰があり、強力なパルスレーザーでも撮影が困難であったため反射光を多くするためという理由もある。シャドウグラフ法による撮影に関しては撮影領域がとても狭く、2 つのカメラが同じ画角で撮影しなければならないので、2 倍率テレスコープを 2 つ取り付けている。

3.3.1 の実験同様に、F-PIV 撮影用カメラとシャドウグラフ法による撮影のカメラの撮影範囲、撮影位置、撮影角度を一致させるようにした。光学系路及び各装置の配置図を図 3.11 に示す。こちらはシャドウグラフの撮影は陰になってしまうので、ネジの山数と位置から合わせこみを行った。

3.3.2 での光学系に関する光学系諸元を表 3.2 に示す。

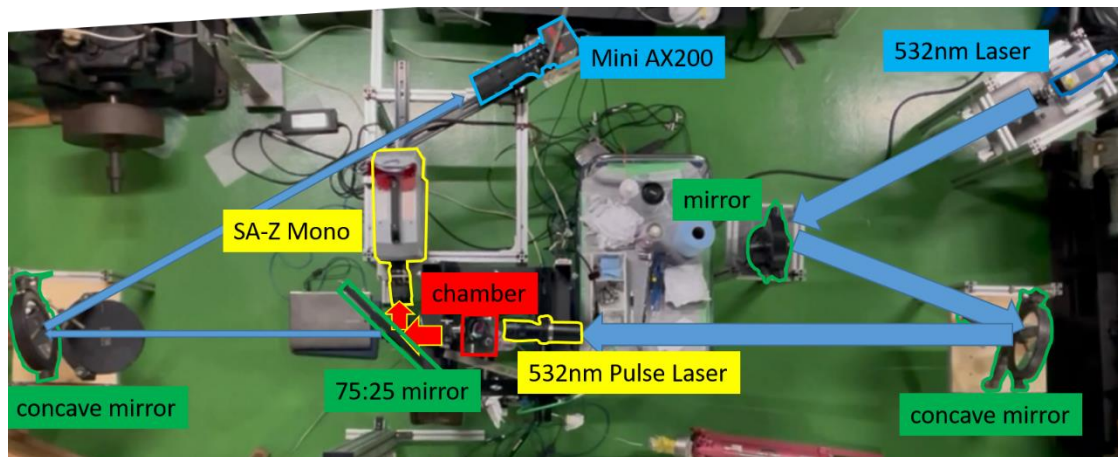


図 3.11 直接撮影（F-PIV）とシャドウグラフ法による光学経路

3.4 撮影光学系

本研究では F-PIV 法による撮影に Photron 社製 FASTCAM SA-Z を使用し、ミー散乱光における輪郭撮影とシャドウグラフ法における輪郭撮影のどちらとも実験で Mini 200AX を用いた。これら高速度カメラをそれぞれ図 3.12、図 3.13 に示し、直接撮影（F-PIV）＋直接撮影（ミー散乱光）の実験と直接撮影（F-PIV）＋シャドウグラフ法の実験それぞれの諸元を表 3.1 と表 3.2 に示す。



図 3.12 (左)、図 3.13 (右)

PIV に用いた Photron 社製 FASTCAM SA-Z (左) と Mini 200AX (右) の外観

表 3.1 実験 1 の撮影条件諸元

使用カメラ	Photron FASTCAM SA-Z	FASTCAM Mini200AX
撮影解像度	768*768 pixels	
撮影速度	10,000 Hz	
露光時間	99.0 μ s	3.3 μ s(100MPa, 150MPa) 99.0 μ s(200MPa)
使用レンズ	Micro NIKKOR 105mm, F2.8	Micro NIKKOR 105mm, F2.8 (100MPa, 150MPa) F16(200MPa)

表 3.2 実験 2 の撮影条件諸元

使用カメラ	Photron FASTCAM SA-Z	FASTCAM Mini200AX
撮影解像度	768*768 pixels	
撮影速度	10,000 Hz	
露光時間	99.0 μ s	0.66 μ s
使用レンズ	Micro NIKKOR 105mm, F2.8	AF NIKKOR 80-200mm F5.6 + 2 x 2.0-power teleconverter

表 3.3 蛍光色素の詳細

型名	Rhodamine 590 Chloride R0187 (TCI)
分子式	$C_{28}H_{31}N_2O_2[0+]$
吸光度 (E1%1cm)	1,800 以上 (2mg/L 水, 524.0 ~ 528.0 nm)
純度	90%
極大吸収波長	524.0 ~ 528.0 nm (2mg/L 水)
外観	黄赤色～褐色～濃い紫色粉末～結晶

表 3.3 に蛍光色素の詳細を示す。図 3.14 に蛍光色素の化学式を示す。

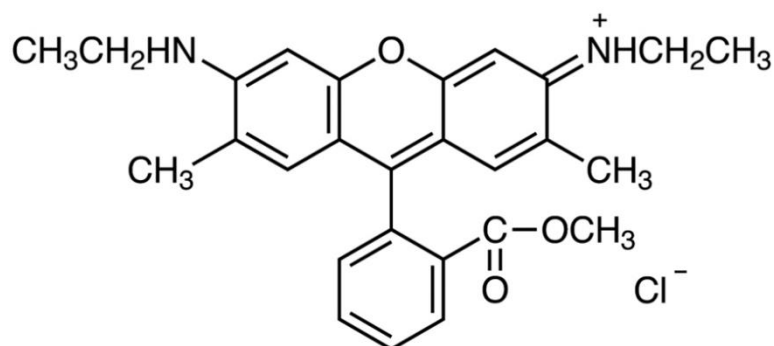


図 3.14 蛍光色素の化学式

図 3.15 に蛍光 PIV 計測で用いられたシャープカットフィルター外観、図 3.16 にシャープカットフィルターの周波数特性のグラフを示す。本研究では、SCF-50S-560 を用いた。532nm の光を遮断するための選択肢としてノッチフィルターもあったが、532nm 付近の遮断率が大きくないことと、遮断しない光の透過率が 80%とノッチフィルターに比べ小さいことから用いなかった。図 3.16 から分かる通り、通過する周波数帯の光は約 90%の透過率があるためこちらの方が適切であることがわかる。



図 3.15 蛍光 PIV 計測で用いられたシャープカットフィルターの外観

表 3.4 シャープカットフィルターの詳細

型名	SCF-50S-560 (MiSUMi-VONA)
色調	橙色
透過限界波長 λ_T	$560 \pm 5 \text{ nm}$
波長傾斜幅 $\Delta \lambda$	$< 25 \text{ nm}$

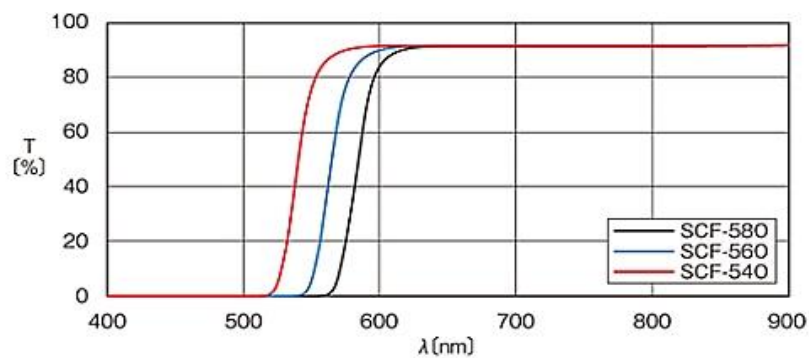


図3.16 シャープカットフィルターの周波数特性のグラフ

表 3.5 にトレーサ粒子の詳細を示す。子のトレーサ粒子と、アルコールに溶けた Rhodamine 590 を混ぜ、乾かすことで蛍光性を含んだトレーサ粒子を作成した。

表 3.5 トレーサ粒子の詳細

型名	Godd Ball, b-5c (鈴木油脂工業)
材質	中空 SiO ₂ 球
平均粒径	2.0~2.5 μm
バルク密度	180~450 kg/m^3

蛍光 PIV 計測の為に光源として、高周波パルスレーザーに Lee Laser 社製 LDP-100MQG を用いた。図 3.17 に外観、表 3.6 に使用時の諸元を示す。



図 3.17 Lee Laser 社製 LDP-100MQG の外観
(左；電源・冷却水ポンプユニット、右；レーザーヘッド)

表 3.6 LDP-100MQG 使用時の諸元

型名	LDP-100MQG
波長	532 nm
発振周波数	10,000Hz
パルスエネルギー	2.0 mJ/pulse
パルス幅	200 ns
撮影時出力	100%

3.5 試験条件

本研究では、以下の表 3.7 における条件で噴霧の撮影を行った。実験 2 で容器を再作成
 高压に耐える石英ガラスを新しく用いたため 10MPaG の雰囲気圧を実現することができた。
 しかし、容器自体を温める機構がないためすべて常温条件での実験になる。噴射期間が 1
 ms ため、ペネトレーション、噴霧角、空気導入量の測定機関に関しては噴射してから
 1.6ms 後までとする。理由としては、噴射方向が真下に垂直ではないため噴射後は重力に
 より斜め下に噴霧自体が移動するため、それぞれの測定値の正当性がなくなるためである。

表 3.7 試験条件

	実験 1	実験 2		
燃料	軽油 (JIS #2)	軽油 (JIS #2)		
噴孔径 [mm]	0.125	0.125		
噴射圧 [MPaG]	100, 150, 200	100	150	200
噴射期間	1ms	1ms		
雰囲気温度 [K]	293	293		
雰囲気気体	N ₂	N ₂		
雰囲気圧 [MPaG]	3.0, 4.0, 5.0	3.0, 4.0, 5.0, 8.0	3.0, 4.0, 5.0	3.0, 4.0, 5.0, 8.0, 10.0

第 4 章 実験結果及び考察

第 4 章では、4.1 節で、実験 1 である、「直接撮影＋直接撮影（蛍光 PIV）」に関する結果を述べ、4.2 節において主実験である実験 2 の「シャドウグラフ法＋直接撮影（蛍光 PIV）」の結果を述べる。

4.1 実験 1 「直接撮影＋直接撮影（蛍光 PIV）」における実験結果

4.1 節では、4.1.1 節で噴霧の発達について画像より得られた噴霧画像から、画像処理を用いて輪郭を求めて、噴霧先端到達点と噴霧の角度などのパラメータを取得し、そのパラメータから各実験条件の噴霧の発達過程の比較を行う。4.1.2 節では噴霧の輪郭情報と、噴霧付近の雰囲気中の蛍光トレーサー粒子を用いた PIV 法から取得した雰囲気の流れ速度分布を用いて空気導入量を導く。その値が各条件によってどれほど変化するかを検討する。4.1.3 節では、噴霧画像を撮影する際の噴霧の明るさによって輪郭が不明瞭になることにおける空気導入量他、各パラメータにどれほど影響があるかを示す。

4.1.1 噴霧の発達

図 4.1 に複数実験条件の噴霧の発達過程の画像を示す。これらから分かる通り撮影範囲内の噴霧は 2 章で述べた通り、円錐状の部分と半球状の部分に分けられることがわかる。しかし各条件の同時刻での噴霧の形状は相似の形を持っているとは言えない。さらに噴射圧 200MPa の実験すべてと噴射圧 100MPa で雰囲気圧 3MPa の条件が撮影の環境が変わり噴霧の明るさがほか実験と変化してしまったため、傾向通りのパラメータを取得できていない可能性がある。噴霧先端到達距離（ペネトレーション）の取得は噴霧口から噴霧輪郭の最も離れた地点の噴霧方向の長さと定義している。噴霧角（コーンアングル）は 2 章で述べた噴霧角の計算方法から算出している。今回、撮影範囲と噴霧の噴射角度の関係上、片側の噴霧が見切れる部分が生まれるため、片側のみの噴霧角を求めそれを 2 倍した値を噴霧角とする。図 4.1 に噴霧のペネトレーションと噴霧角の図を示す。ペネトレーションが図の L で噴霧角は 2θ となる。

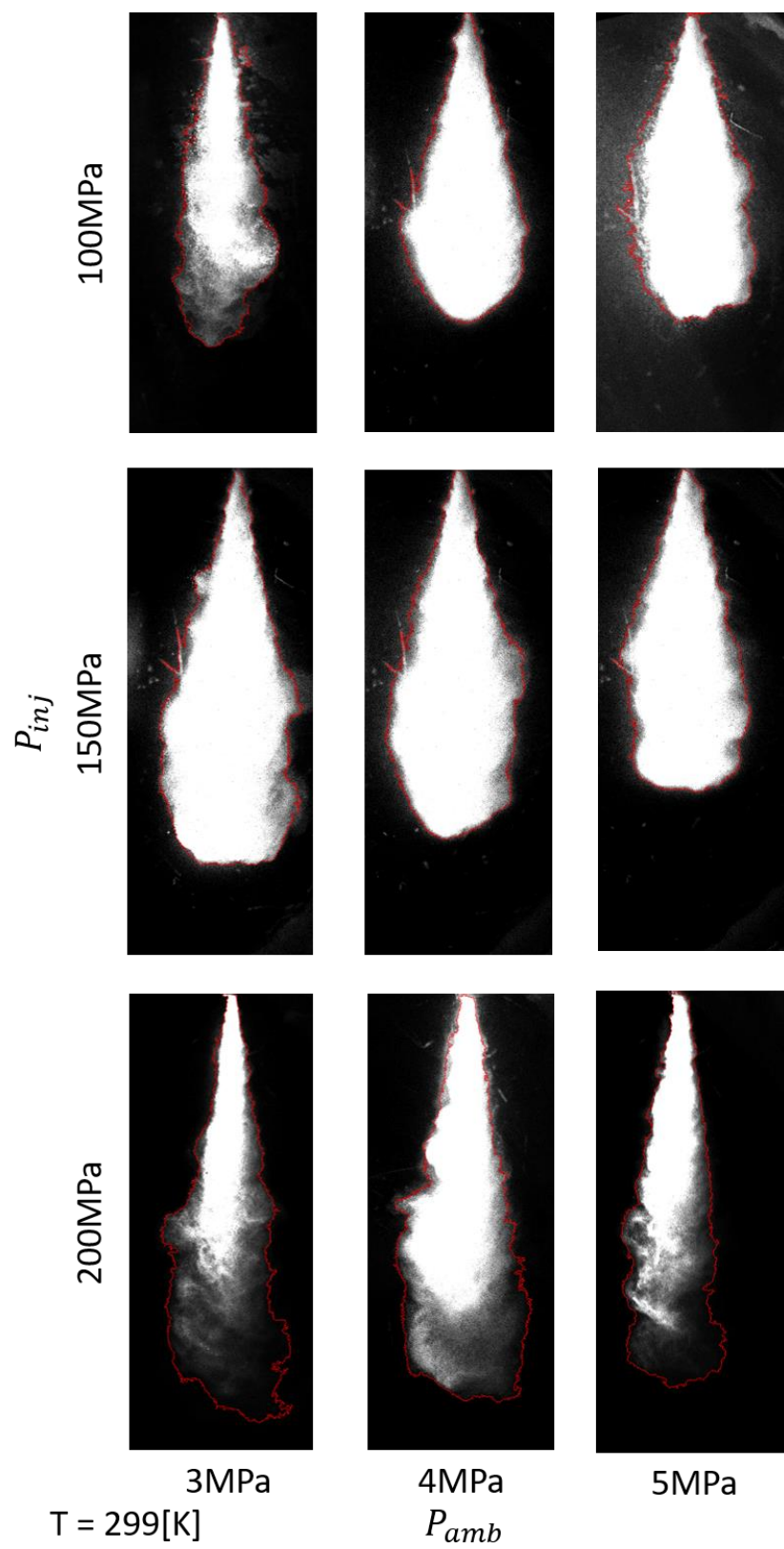


図 4.1 $t=1ms$ の時点での各噴霧の画像

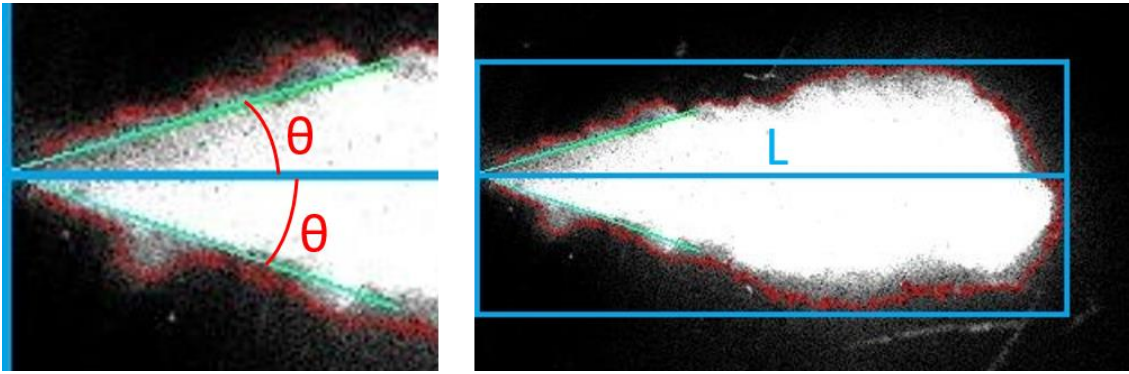


図 4.2 噴霧のペネトレーションと噴霧角の取得の概念図（左：右の噴口部の拡大図）

図 4.3 に各条件でのペネトレーションの時間変化を示す。この図を見てわかると通り、雰囲気圧圧力が上昇するにつれて、ペネトレーションが減少していることがわかる。これは雰囲気圧圧力が大きいことで噴霧先端の液滴が空気抵抗によって減速するからである。噴射圧力が同じであると、噴射による噴霧の全運動量は一定であること、さらに運動量は速度の関数から、噴射前の容器内の大気は流動していないため運動量は持っていないことから、噴射後の容器内の燃料と大気の運動量の総和は一定になる（噴霧が壁面に衝突する、液滴同士、または噴霧と大気の摩擦は無視している）。よって、噴霧と大気の運動量の交換が行われる際に、大気圧の密度が多いほどより噴霧の運動量が大気に変換されるため、大気圧が大きいほど噴霧到達距離が小さくなると考えられる。しかし、一つ傾向通りでない条件があり、噴射圧 200MPa の条件である。噴射圧 200MPa、大気圧 4MPa(▲緑)が噴射圧 200MPa、大気圧 3MPa(▲青)よりも到達距離が大きいこと、噴射圧 200MPa、大気圧 3MPa(▲青)が噴射圧 150MPa、大気圧 3MPa(●青)よりも到達距離が小さいことである。これらは、先ほども述べたが、噴霧先端部分の輪郭の選定によって値が変化するからだと考える。画像処理の閾値を変化させ、傾向通りにすることも可能と考えるが作為的の値が求まるため好まれる方法ではないと考える。

噴射圧 100MPa で大気圧が 3MPa の条件と噴射圧 200MPa の条件に関しては、噴霧が発達した際の、噴霧の液滴の微粒化されていることがわかる。噴霧の微粒化は Weber による Weber 数によってカテゴライズされている。Weber 数の数式を式 4.1 に示す

$$We_g = \frac{(\rho_g \cdot u_{rel}^2 \cdot d)}{\sigma} \quad (4.1)$$

ρ_g は大気圧、 d は液滴の直径、 u_{rel} は液滴と大気との速度、 σ は液滴と大気との表面張力である。Weber 数は大きくなるほど、より細かく複雑に分裂することがわかっている。さらにいかにベルヌーイの定理を示す。ベルヌーイの定理から噴射圧が大きくなれば噴霧の速度が増加することから、大気圧が大きいほど、さらに噴射圧が大きいほど、Weber 数が大きくなりより微粒化が進む。しかし、今回の直接撮影は、撮影条件で明るさが異なってしまうため、画像からの詳しい議論は省く。

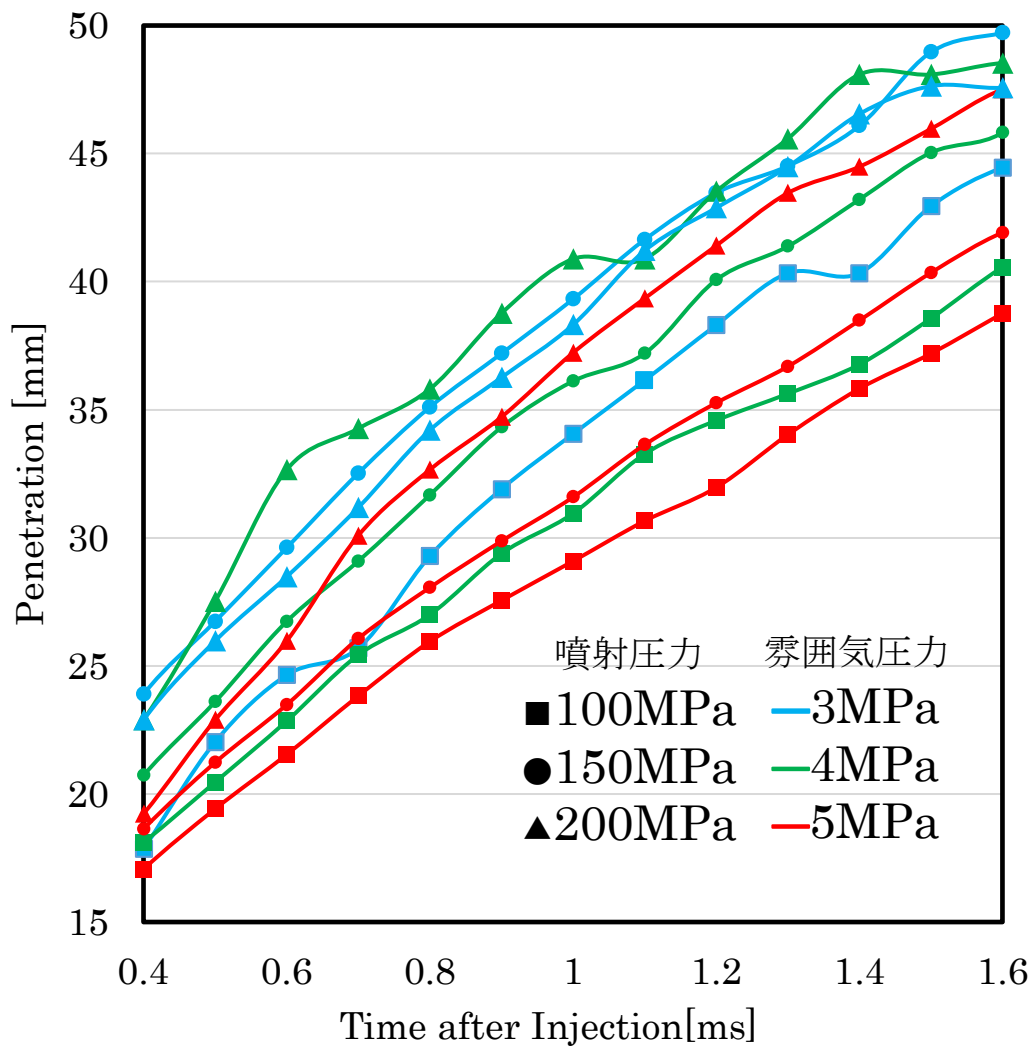


図 4.3 噴射圧力別、雰囲気圧力別の時系列での噴霧到達距離の関係

図 4.4 に各条件での噴霧角の時系列のグラフを示す。こちらは噴霧の撮影状況によって 2 つのセクションに分けられる。

1. 噴霧が十分に明るくハレーションを起こしているグループ（紫の領域）
2. 噴霧の明るさが暗くうまく輪郭が形成できていない部分（黄色の領域）

この二つが明るさによって噴霧角の値に誤差ができていのは画像から見ても明確である。紫の領域に関しては、ハレーションによって少し実際の噴霧より輪郭が膨らんで形成されている可能性があるが、比較的輪郭形成による誤差が小さいため、2 章で述べたように、噴射圧に左右されることなく、雰囲気気圧によって変化していることがわかる。つまり、傾向通り測定できていることがわかる。対して黄色の領域に関しては、すべてが紫の領域の噴霧角より小さくなっている、これは微粒化が盛んな噴霧輪郭部分の粒子が撮影環境によって撮影できていないことが挙げられる。このことから直接撮影における輪郭抽出のあいまいさがわかる。

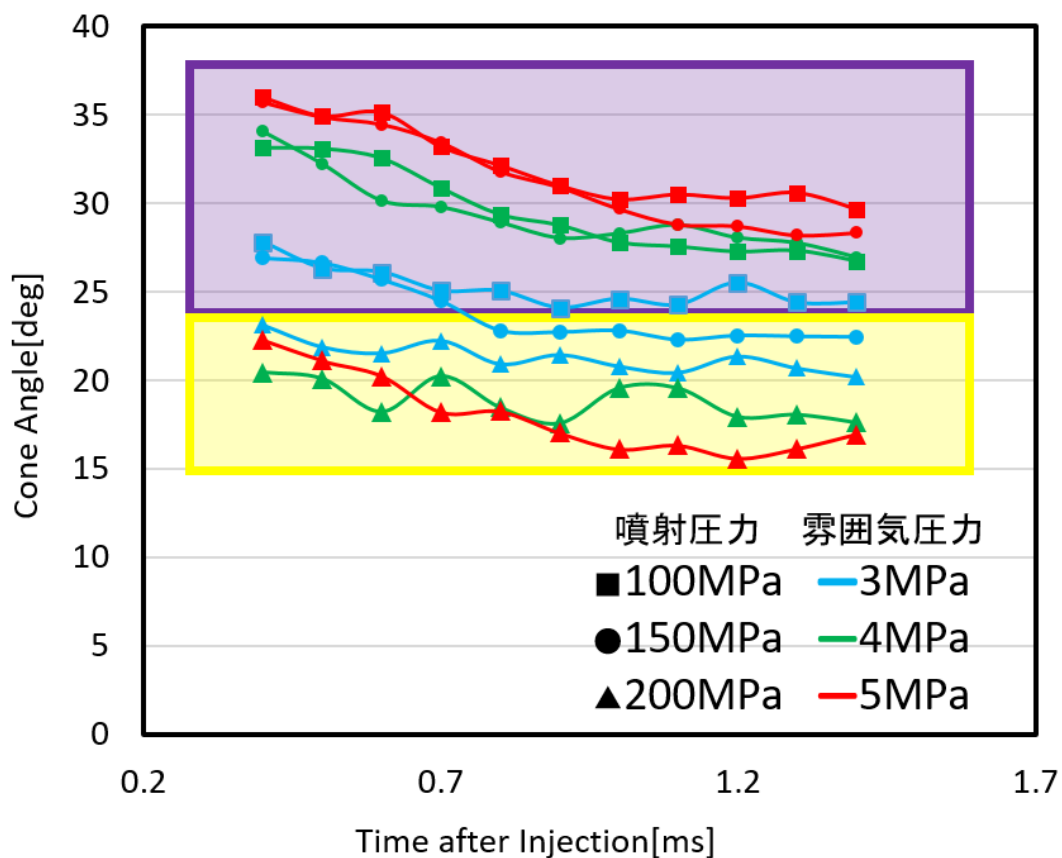


図 4.7 噴射圧別、雰囲気気圧別の時系列での噴霧角の関係。

この実験 1 では、以上の問題があるため、2 章で述べた噴霧角とペネトレーションの計算式に入れて傾向を定式化せずに、実験 2 にて求める。

4.1.2 噴霧の空気導入量

図 4.5 に蛍光 PIV によって得られた周囲雰囲気の流れ速度ベクトル分布と蛍光 PIV による撮影画像の例を示す。なお、噴霧計測においては、レーザシート光のあて方が噴霧の左右で等しくないため、よく照明されている噴霧の左側のみ PIV 解析を行った。図 4.5 の画像の速度は横軸（噴霧方向と垂直）方向性分の値をとっている。そのため右方向（噴霧方向）に速度があるときに正をとり、左方向（噴霧から離れる方向）を負としている。後述する過去研究の直接撮影のみの PIV 速度分布が噴霧領域内で安定しているにもかかわらず今回、蛍光 PIV 画像側では大きく変動している部分があるのは、過去研究画像は白一色に輝度値が最大値になっているのに比べ、今回は噴霧自体に明暗があるため PIV 法によるベクトル算出の際の特徴量抽出の際にトレーサ粒子同様噴霧の明暗も取り込まれてしまったためと考える。今回の空気導入量計算の際には噴霧の輪郭付近のみの計算を行うため、このノイズが影響を与えることはないと考えている。

さらに図 4.6 に直接撮影と、蛍光 PIV における速度ベクトルの重ね合わせと直接撮影のみで PIV 撮影をした過去研究の噴霧画像を示す。見てわかる通り、蛍光 PIV で撮影した画像の噴霧はミー散乱を起こして通常発光するのだが、シャープカットフィルターを用いているためほとんど画像に移っていないことがわかる。さらに噴霧付近の粒子も撮影できていることがわかる。さらに直接撮影画像との比較を行うと、噴霧の見える面積に違いがあることから、より噴霧内部の速度分布が測定できていると考える（特に水色で囲われている領域）。過去研究で撮影している PIV 画像は噴霧付近での速度がほとんど出ていないことがわかる。これは噴霧自体のミー散乱光の強度がトレーサ粒子のミー散乱光に勝ることが原因と考える。ミー散乱光は基本的に粒子のサイズが大きくなるほど強度が大きくなる。微粒化した噴霧の粒子よりも、トレーサ粒子の大きさのほうが小さいことが理由と考える。さらに上部のシャドウグラフ法による撮影法でも同様により噴霧領域内内部の撮影を実現できている。

2 章で述べた通り、噴霧の発達過程で、Entrainment Section、Recirculation Section、Capture Section の生成が確認できる。蛍光 PIV 撮影においても、Capture Section 付近

の速度場ベクトルはノイズが多くなった。理由としては、噴霧先端の速度はペネトレーションの発達具合からおおよそ最低で 15m/s ほどあるため、今回の撮影速度 10000fps での PIV 撮影では粉の運動がうまくとらえられていないことが挙げられる。より速い撮影速度での撮影で噴霧先端付近の速度データが取れると考えている。Capture Section での空気導入量の定義は噴霧速度と雰囲気の掃き出し方向との相対速度から求めること、さらに過去研究 (Zhu) などの研究より噴霧先端付近の大気の色度は $2\sim 3\text{ms}$ であることから、Capture Section の空気導入量に大気の色度が与える影響は小さいと考えている。

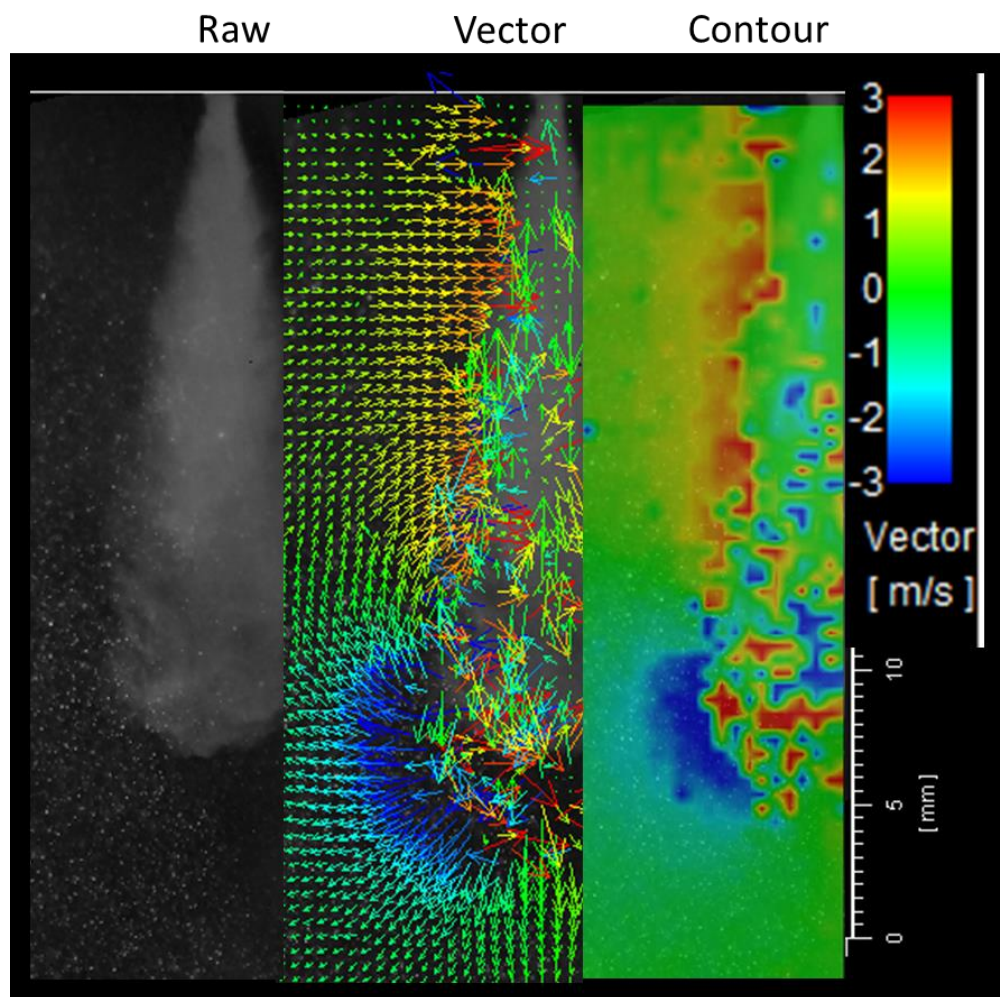
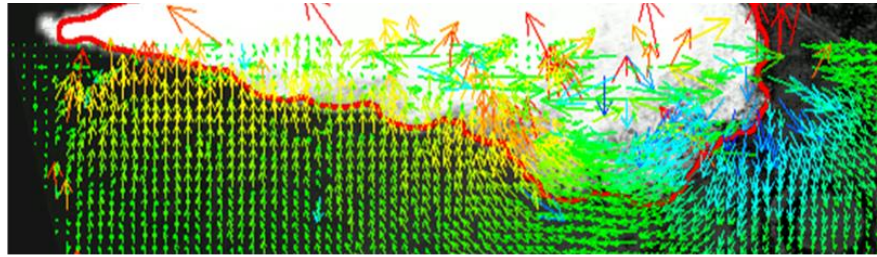
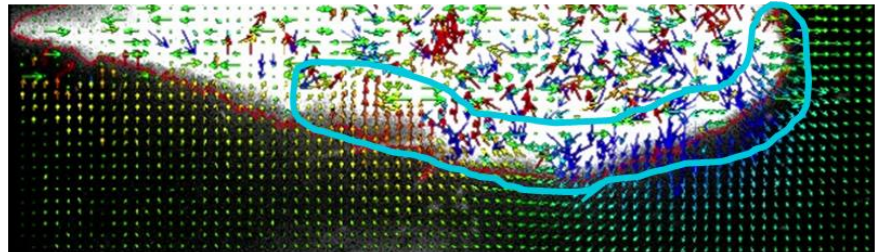


図 4.5 蛍光 PIV 撮影における PIV 法で求めた速度分布の例

シャドウグラフ
+
蛍光PIV



直接撮影
+
蛍光PIV



直接撮影画像
(過去研究)

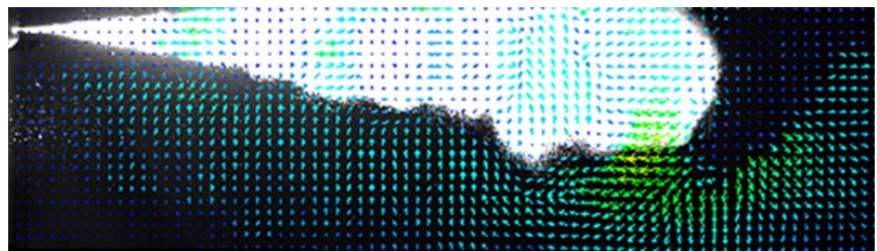


図 4.6 輪郭付近の速度場付近の様子と比較

(上：本実験（実験 2）、中：本実験（実験 1）下：過去研究）

※本実験（実験 2）のみ矢印のスケールが異なっている

空気導入率及び噴霧体積の図をそれぞれ図 7, 8 に示す。空気導入量に関しては 200MPa の実験値が総じて小さいことがわかる。これは噴霧体積自体が小さいことが起因していると思われる。Entrainment Section の巻き込み速度の平均は 200MPa の値は小さいことから、蛍光 PIV 法における速度分布は適切に測定できていると考える。よって Entrainment Section での空気導入量は噴霧の輪郭の幅に大きく依存することになることがわかる。実際に図 7 の雰囲気圧力 3MPa の条件に絞ってみると、表面積の大きさは噴射圧で 150MPa->200MPa->100MPa の順に大きさが推移し、150MPa と 100MPa の条件がそれぞれ全条件の最大値と最小値になっていることから、噴霧表面積が空気導入率に大きく影響していることがわかる。空気導入率という形で評価する際に噴霧輪郭の速度だけでなく、噴霧の輪郭の幅が直接噴霧の面積として影響するため、噴霧の輪郭次第で大幅に空気導入率が変化してします。このからも定量的な空気導入率の算出は困難であると考え

これらを踏まえ実験 2 である「シャドウグラフ法+直接撮影（蛍光 PIV）」での実験値でより詳しく結果を議論する。

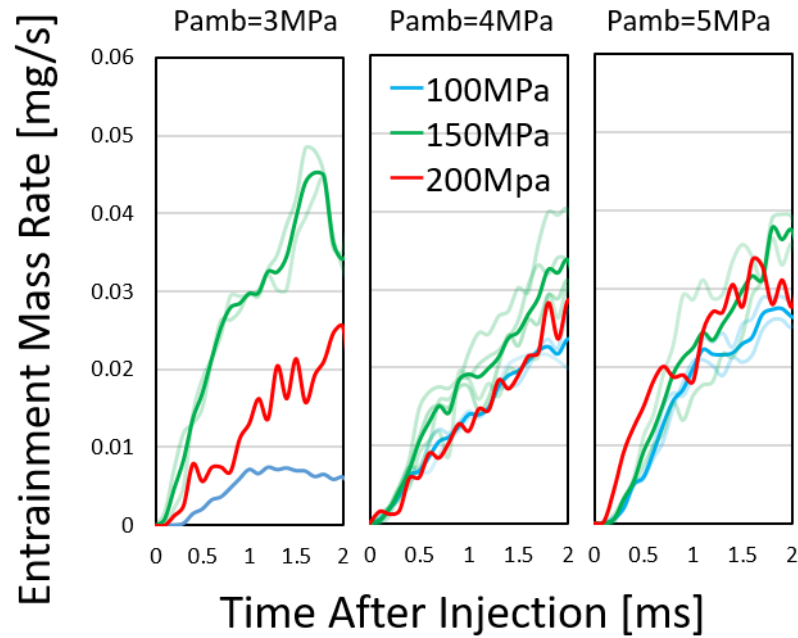


図 4.7 各条件の空気導入率と時間の関係

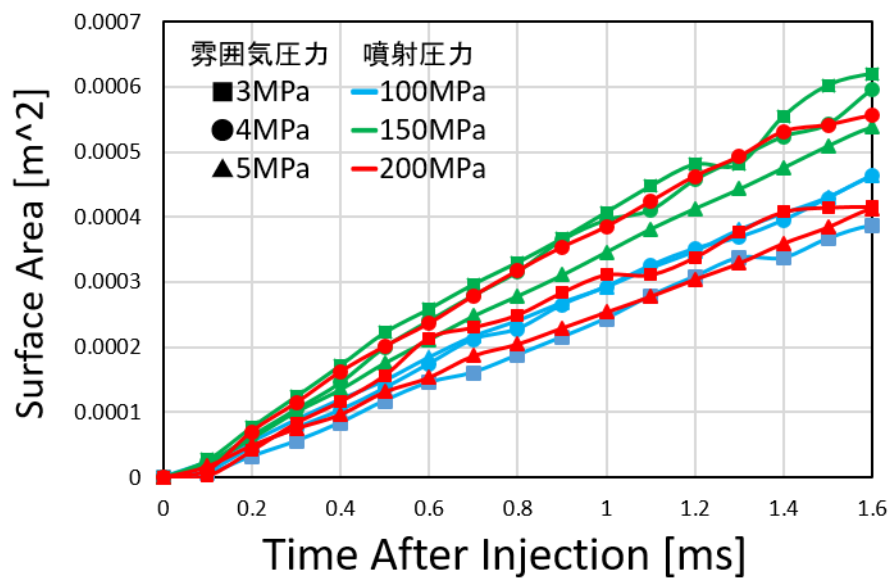


図 4.8 各条件の噴霧表面積と時間の関係

4.2 実験 2 「シャドウグラフ法+直接撮影（蛍光 PIV）」における実験結果

4.2 節では、4.2.1 節で噴霧の発達をシャドウグラフ法で撮影した画像より得られた噴霧画像から、画像処理から輪郭を求め、4.1.1 と同様に噴霧先端到達点と噴霧の角度などのパラメータを取得し、それらのパラメータから各実験条件の噴霧発達過程の比較を行う。4.2.2 節では、4.1.2 同様に、噴霧輪郭情報と、PIV 法から取得した雰囲気圧の速度分布を用いて空気導入量を導く。この節では、実験 2 のみではなく実験 1 のパラメータとの比較を行い、さらに直接撮影による輪郭情報の妥当性を評価する。最後に 4.2.3 節にて、エントレインメント内のある特定の導入速度の平均の議論として、空気導入量の定式化を行う。

4.2.1 噴霧の発達

図 4. に噴射後 1ms での複数実験条件の噴霧の発達過程の画像を示す。噴霧の発達の議論に関しては、4.1.1 で述べたことと同様に行う。直接撮影での噴霧画像に比べ、より輪郭がくっきりと映っている。図 4. にそれぞれ噴射圧 100MPa, 150MPa, 200MPa での噴霧到達距離のグラフを示す。図でも分かる通り、雰囲気圧の上昇による噴霧到達距離が減少していることがわかる。表 4. に 2 章の噴霧到達距離と各パラメータの関係の式から、噴霧到達距離と時間の関係式をそれぞれの条件で示す。2 章で述べていた、運動量による噴霧到達距離と時間の関係から噴霧の到達距離は時間の 0.5 乗に比例していることから、式 4.2 のように数式を立て、最小二乗法によって α を求めた。

$$L = a \cdot t^{0.5} \quad (4.2)$$

さらにその際の R^2 値も記載している。表から分かる通り、それぞれの条件でとても高い R^2 値となっていることから、和栗らが導出した、噴霧の到達距離と時間の関係式は妥当だと考える。さらに α 値から分かる通り、雰囲気圧の上昇による噴霧到達距離の減少、噴射圧増加による噴霧到達距離の増加していることがわかる。

次に図 4.11 に噴霧角と時間の関係のグラフを示す。実験 1 の場合と違いすべての条件に関して、雰囲気圧が上がることで噴霧角が大きくなっていることがわかる。それぞれの期間は安定している噴射が 0.4ms から 1.4ms の領域を表示している。さらにこの期間において平均を出したものを図 4.12 に示す。半透明の点がそれぞれの各実験値で、大きい点がそれぞれの平均値である。例でいうと横軸 4(4MPa)にある赤い大きい点は噴射圧 200MPa,

雰囲気圧 4MPa での各実験 0.4ms から 1.4ms までの噴霧角の平均値を同条件すべてで平均した値になる。さらに 2 章で述べた通り、噴霧角が噴射圧によって変化しないという過程から、各雰囲気圧条件でのすべての値を平均し、近似曲線を引いた。2 章では噴霧角は雰囲気圧の 0.26 乗に比例すると書かれており実験値の 0.33 乗少し傾向から離れるが近い値となった。

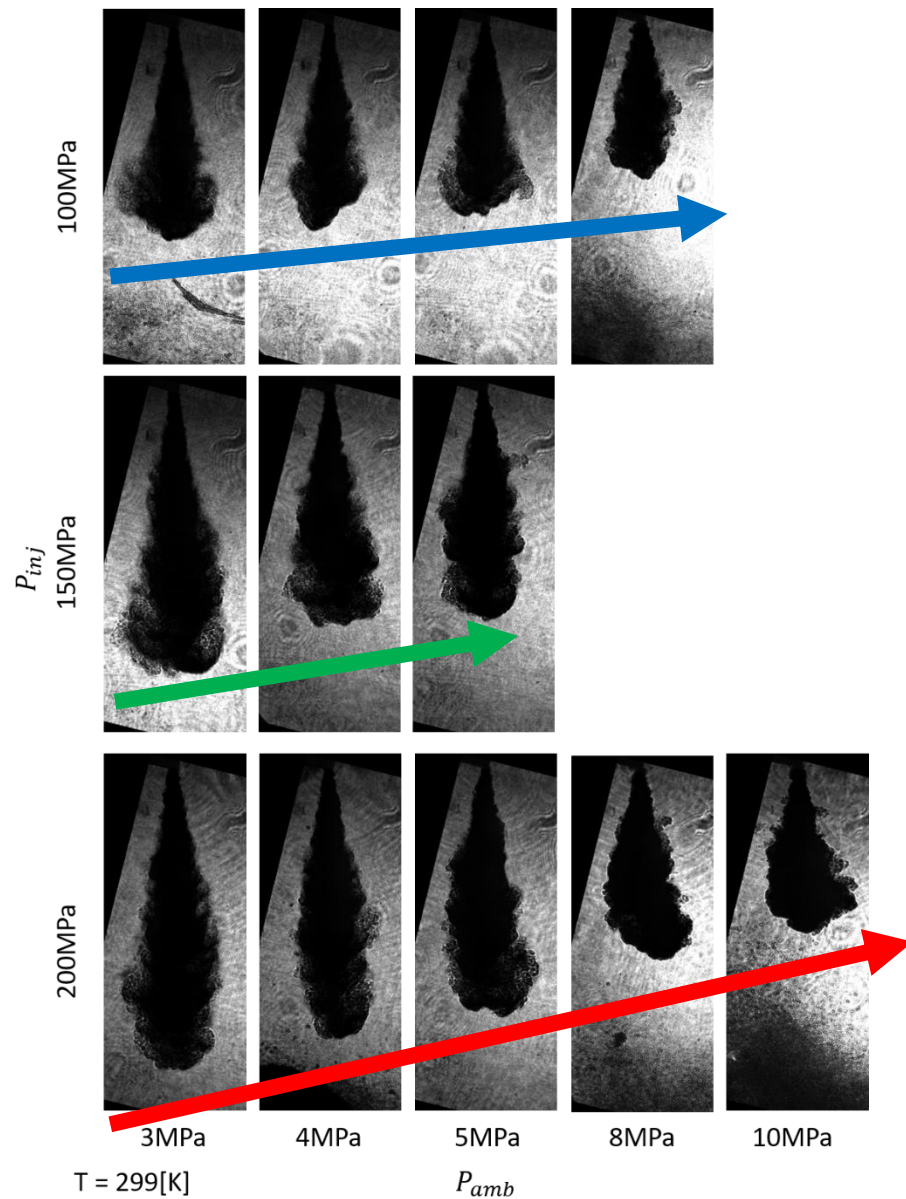


図 4.9 噴射後 1ms 時点での各条件の噴霧の様子

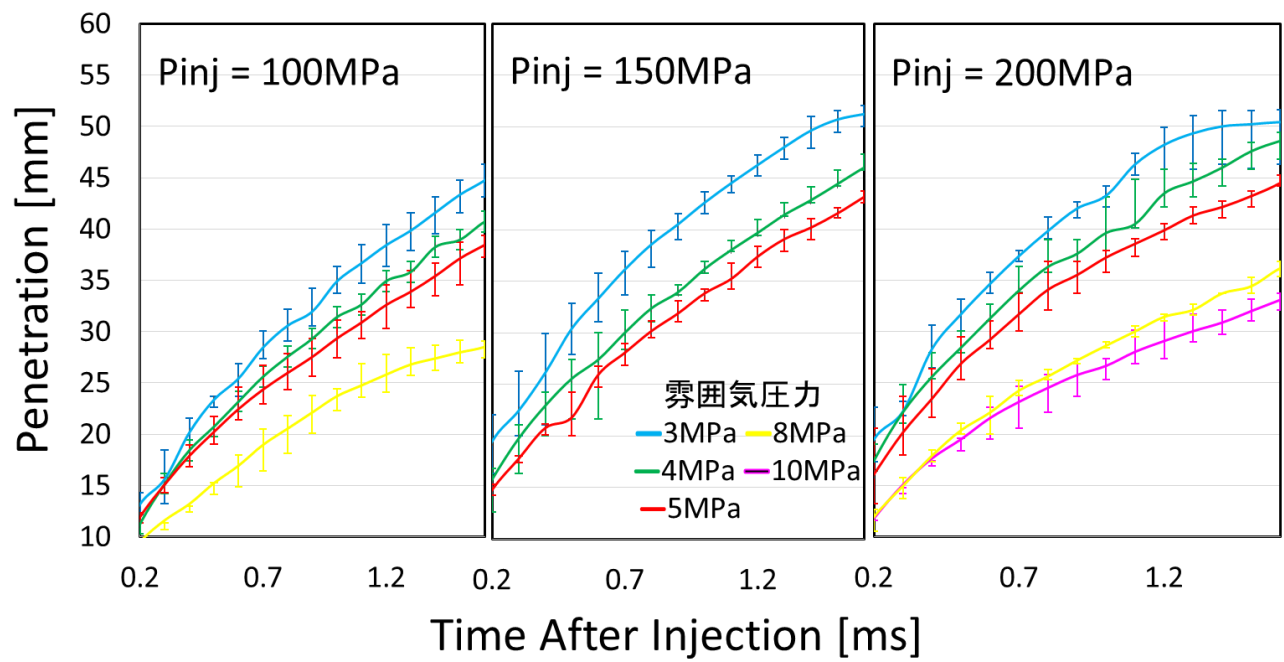


図 4.10 噴射圧別の先端噴霧到達距離と時間の関係

表 1 噴霧到達距離と時間の関係 : $L = a \cdot t^{0.5}$

L が到達距離 [mm], t が時間 [ms], 左の値が a 、右の値が R^2 値

		噴射圧力					
霧 囲 気 圧 力		100		150		200	
	3.0	[34.74048435]	0.98974	[41.18372515]	0.98645	[41.4871869]	0.964408
	4.0	[31.28538482]	0.987911	[36.15583865]	0.999635	[38.79119822]	0.993264
	5.0	[29.80735599]	0.994243	[33.9223342]	0.99749	[36.19262249]	0.994242
	8.0	[22.7157537]	0.987113			[28.52796401]	0.998272
	10.0					[26.57014858]	0.996523

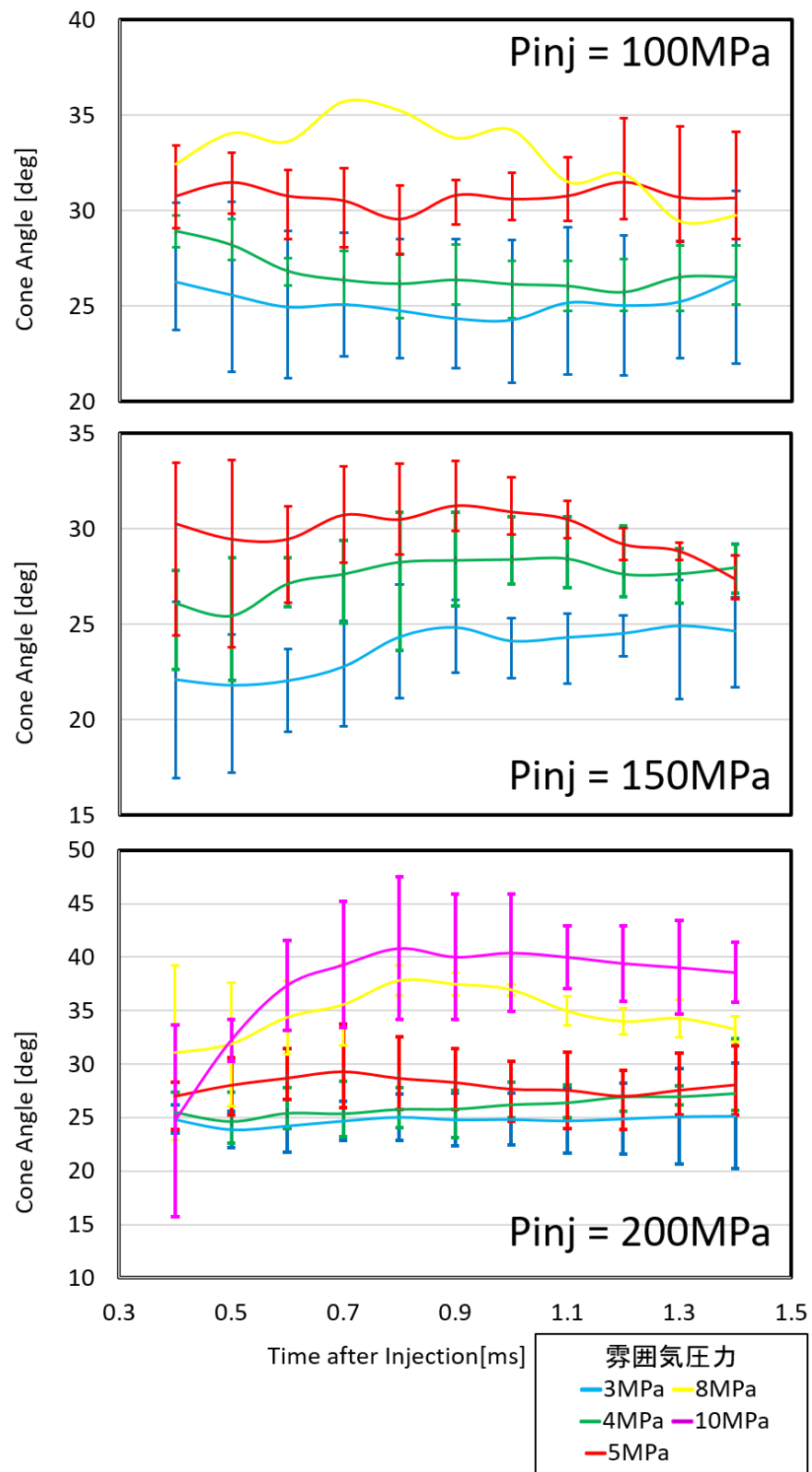


図 4.11 各条件での噴霧角と時間の関係

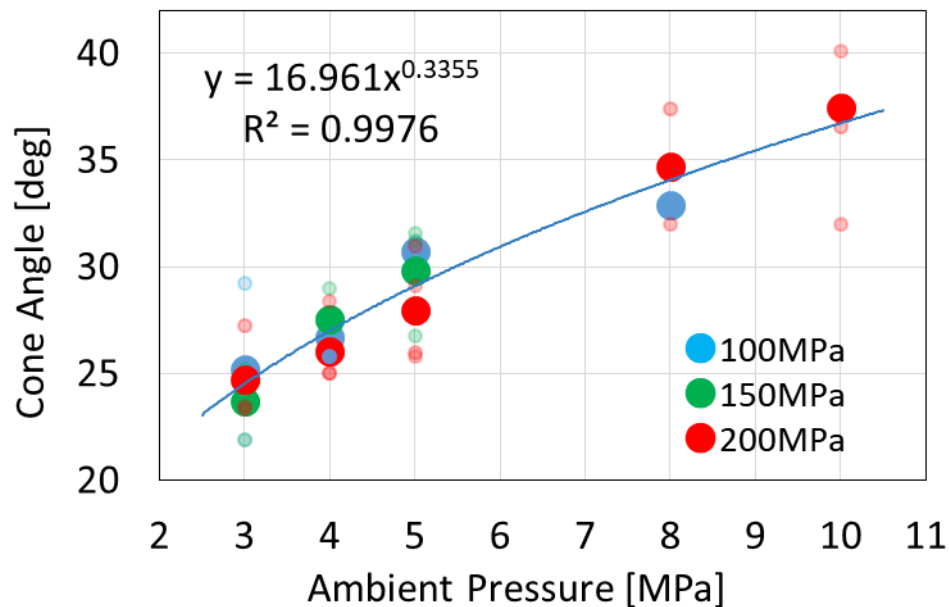


図 4.12 各条件での噴霧角と雰囲気圧の関係

4.2.2 噴霧への雰囲気導入量の比較

4.1.2 節で空気導入率と噴霧表面積の評価を行った。今回 4.2.2 節ではさらに詳しい考察を行う。

図 4.13 にそれぞれ雰囲気圧別、噴射圧別の噴霧表面積のグラフを占めす。噴射圧が大きいほど噴霧の表面積が大きくなっていることがわかる。同雰囲気圧条件での比較なので、噴霧角による変化はなく、しかし噴射圧による先端噴霧到達距離が変化したためである。噴霧が同噴霧角であるときほぼ同じ形の噴霧を形成すると仮定すると、噴霧面積は先端噴霧到達距離の 2 乗に比例の関係を持つことから明白である。噴射圧 200MPa 雰囲気圧 3MPa の条件では噴射開始後 1.6ms 時点ですでに撮影の領域を超えてしまっていること、実際に表面積の上昇が緩やかになっていることから、噴霧の到達距離だけでなく噴霧角の大きさが噴霧面積自体に関与することがわかる。次に噴射圧別の噴霧面積では、雰囲気圧力の増加による噴霧表面積が確認できるが、先端噴霧到達距離に比べ、雰囲気圧力による影響は小さい。噴霧表面積自体が噴霧の噴霧角と噴霧先端噴霧到達距離の二つに依存した値であるとかんがえることができるため、雰囲気圧力が上がると噴霧先端到達距離は小さくなるが噴霧の噴霧角が大きくなることが、先の影響が小さくなる原因と考える。

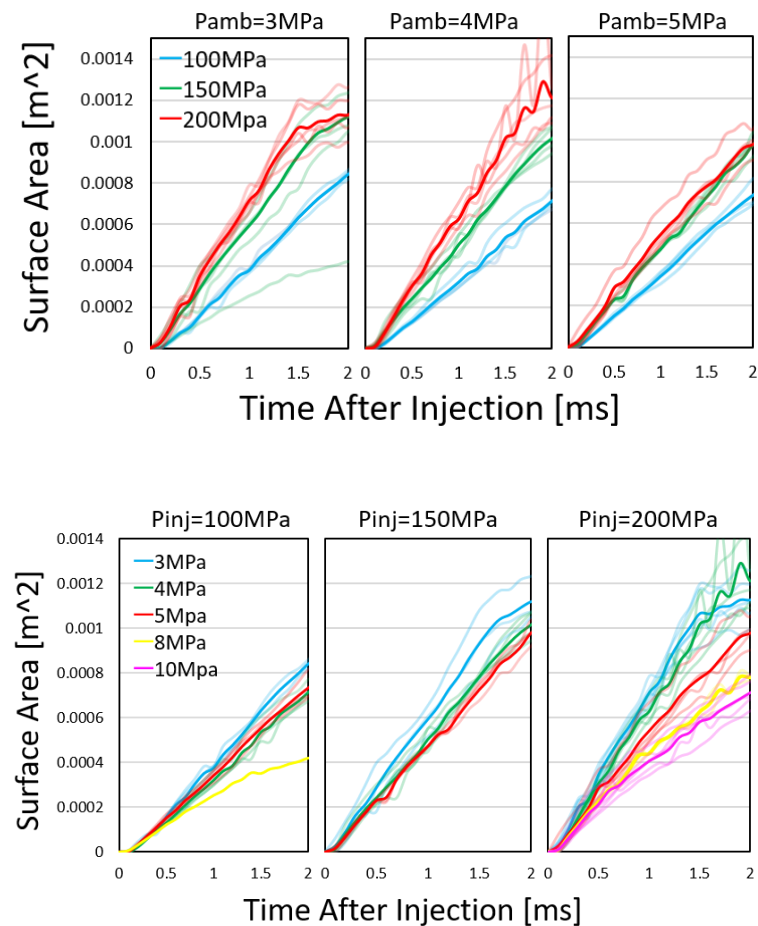


図 4.13 各条件での噴霧表面積と時間の関係

図 4.14 にそれぞれ雰囲気圧別、噴射圧別の噴霧表面積のグラフを占めす。ただしこの空気導入率は噴霧のエントレインメント領域のみの計算によるものである。雰囲気圧力別では噴射圧力が大きくなるほど空気導入量が大きくなることがわかった。これは単に噴霧の表面積が大きくなったことが大きく関係していると考ええる。しかし、雰囲気圧力が 4MPa の条件では 150MPa と 200MPa の噴霧表面積は大きな差があるが、空気導入率の差は比較的小さい値になっている。逆に雰囲気圧力が 5MPa の条件では 150MPa と 200MPa の噴霧表面積の差は小さいが、空気導入率の差は大きい値になっている。これらから、空気導入量は噴霧の表面積だけでの推定は困難であり、噴霧が巻き込む空気の数もパラメータとなりうると考える。次に噴射圧力別の空気導入量についての傾向に関して、過去研究では雰囲気導入量は雰囲気圧力による変化が少ないと言われている。今回の研究においても噴霧が噴射している期間 (0~1ms) では雰囲気圧力による空気導入率はほとんど変化し

ていないように見てとれる。しかし、噴射後の領域では雰囲気圧力が大きいほど空気導入量が増加している。これは噴射している期間では雰囲気圧力が 1. 空気の巻き込み速度減少、2. 噴霧先端到達距離の減少、3. 噴霧角の増加、4. 雰囲気の密度増加の 4 つが釣り合い、ほぼ変化していないが、噴射後は、雰囲気圧力 3, 4MPa は撮影範囲から、2 の噴霧先端到達距離の値が上昇しなくなってしまったと考えられる。さらに 5MPa 以降では噴射によって生まれた輪郭付近の渦が噴射後も残り、この渦による巻き込みが噴射による巻き込みより強くなり、この渦は噴射圧に影響されないため 4 の密度の大きさがより影響を与える形になったと考える。

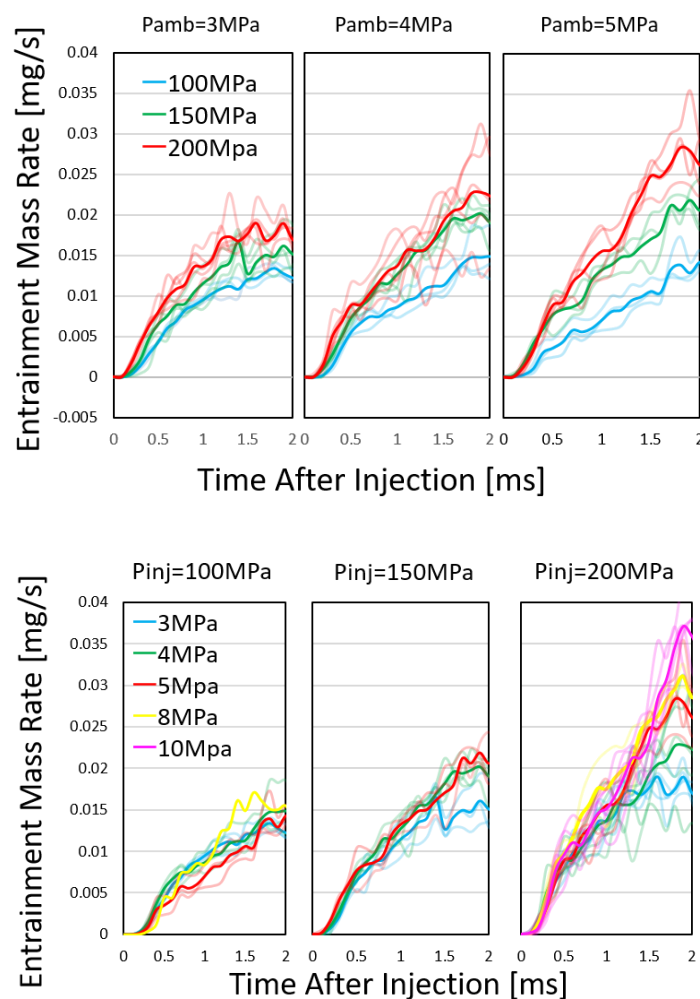


図 4.14 各条件の空気導入量と時間の関係

最後に各条件における空気導入速度の平均を図 4.15 に示す。噴射圧 100MPa と 200MPa における、空気導入量の平均の傾向は求まりそうだったが、噴射圧 150MPa の条件では傾

向があまり出なかった。この関係から空気導入量の定式化を行うことは、困難だと考える。

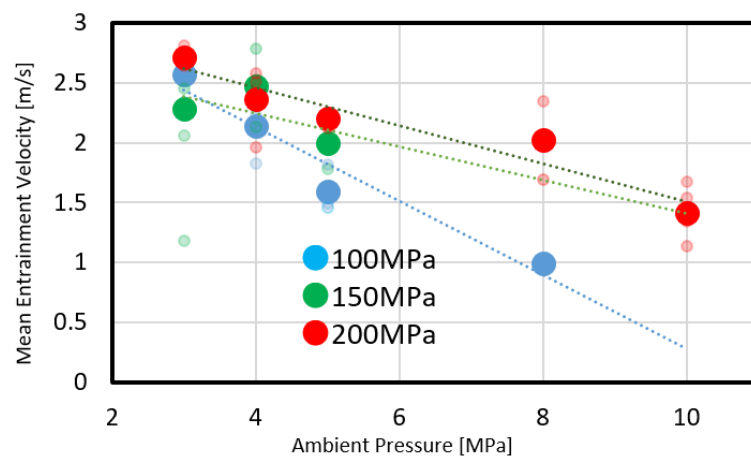


図 4.15 雰囲気圧力と平均空気導入量の関係

4.2.3 Entrainment Section での空気導入量の定式化

Entrainment Section での空気導入量の定義は 2 章で述べている。改めて式 4.3 を示す。

$$\dot{M}_a = \rho_a \sum_{i=1}^N 2\pi y_i l_i * v_{ent_i} \quad (4.3)$$

それぞれの値の定義は 2 章を確認されたい。ここで空気導入量の導出の簡略化を行うために 2 つの仮定を用いる。

1. Entrainment Section では噴霧角が一定
2. Entrainment Section での空気導入速度が一様

(i) 1, 2 両方の仮定を踏むとき、

ある時刻でどの巻き込み速度も一定なため以下のように空気導入速度を示す。

$$\overline{v_{ent}} = v_{ent_i} \quad (4.4)$$

この空気導入速度は位置 i に依存しなくなるため空気導入量は、

$$\dot{M}_a = \rho_a \overline{v_{ent}} \sum_{i=1}^N 2\pi y_i l_i \quad (4.5)$$

と表せる。ここで、 $\sum_{i=1}^N 2\pi y_i l_i$ は Entrainment Section での三角錐の側面積を表すため、その側面積を S と置くと、

$$\dot{M}_a = \rho_a \overline{v_{ent}} S(L, \theta) \quad (4.6)$$

と置ける。

(ii) 1 のみの仮定を踏むとき、つまり空気導入速度が一様と仮定するには誤差が大きくなる結果が出た時である。(i)と同様に、噴霧角が一定という過程から l_i は定数となる。つまり平均と誤差に分けた場合、誤差は 0 である。

$$l_i = \bar{l}_i + (l_i)' \quad (4.7)$$

$$(l_i)' = 0$$

ここで式 4.3 のシグマ内の変数全体に空間平均を求めると、

$$\overline{y_i l_i * v_{ent_i}} = \frac{\sum_{i=1}^N y_i l_i * v_{ent_i}}{N} \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned}
&= \overline{l_i * (y_i v_{ent_i})} \\
&= \overline{l_i} * \overline{(y_i v_{ent_i})} + \overline{(l_i)' * (y_i v_{ent_i})'}
\end{aligned}$$

仮定から、 $(l_i)' = 0$ であるため、第 2 項は消える。

$$\begin{aligned}
\overline{y_i l_i * v_{ent_i}} &= \overline{l_i} * \overline{(y_i v_{ent_i})} \\
&= \overline{l_i} * \left(\overline{y_i * v_{ent_i}} + \overline{(y_i)' * (v_{ent_i})'} \right)
\end{aligned} \tag{4.9}$$

よって空気導入率は以下のように表せる。

$$\dot{M}_a = 2\pi\rho N\overline{l_i} * \left(\overline{y_i * v_{ent_i}} + \overline{(y_i)' * (v_{ent_i})'} \right) \tag{4.10}$$

$N\overline{l_i}$ は噴霧角を θ としたときの噴霧輪郭となる辺の長さのため、Entrainment Section までのペネトレーションを L_1 とすると、

$$N\overline{l_i} = L_1 \cos \theta \tag{4.11}$$

である。 $\overline{y_i}$ は噴霧の輪郭の噴霧進行方向に対して垂直な距離である。今回、噴霧角は一定なため $\overline{y_i}$ は、

$$\overline{y_i} = \frac{L \tan \theta}{2} \tag{4.12}$$

と表せる。これらを含めて改めて噴霧導入率を求めると、

$$\dot{M}_a = 2\pi\rho * \frac{L}{\cos \theta} * \left(\frac{L \tan \theta}{2} * \overline{v_{ent_i}} + \overline{(y_i)' * (v_{ent_i})'} \right) \tag{4.13}$$

$$M_a = \rho_a \overline{v_{ent_i}} S(L, \theta) + 2\pi\rho * \frac{L}{\cos \theta} * \overline{(y_i)' * (v_{ent_i})'} \tag{4.14}$$

という式に変形できる。式 4.13 における第 1 項は(i)で述べた、空気導入速度が一様である際の空気導入量である。そこに新たに第 2 項が、空気導入速度が一様でないときの値として足される形で生まれる形となる。つまり、空気導入速度の平均からの変動成分の影響項である。この項は正とも負ともなりうる。

今回仮定 1 の妥当性の評価、仮定 1 上での過程 2 の妥当性の評価、さらに(ii)の条件での実測との比較を行う。これらの仮定で空気導入量の平均の値 $\overline{v_{ent_i}}$ の定式化を試みたが今回の実験データのみでは傾向がつかめなかったため、実測との比較の際はそれぞれの実験データで抽出した空気導入量の平均から求める。もし空気導入量の平均が噴射圧や雰囲気圧

力などの値から導出できるなら、空気導入率は PIV 撮影しなくとも噴射条件のみで推測できる。

まず仮定 1 の妥当性として噴霧角一定の概念図を図 4.16 に示す。今回噴霧角を先に導出していたためそれを用いて黄色の直線のような輪郭を形成した。そして実輪郭である赤い線の輪郭との空気導入量と噴霧表面積の比較を行った。その際の結果をそれぞれ図 4.16 に示す。

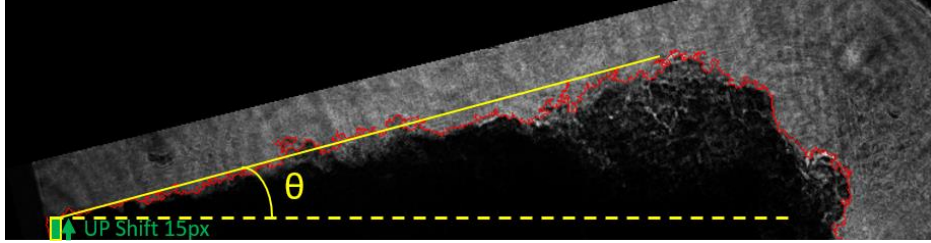


図 4.16 仮定 1：噴霧角一定条件での輪郭の例

噴霧の表面積の誤差のグラフの縦軸は実測輪郭による面積に対する、噴霧角一定の輪郭による面積の誤差である。誤差の式は以下のである。

$$\text{Error}_{\text{surface}} = \frac{S_e - S_c}{S_e} \quad (4.15)$$

S_e は実験による噴霧表面積、 S_c は噴霧角一定での噴霧表面積である。誤差が負の値をとる場合は実測輪郭のほうが大きいことになる。結果としては噴射圧 100MPa の条件では比較的 0 に近く誤差がないように思うがそれ以外の条件ではほとんどすべてが負の値をとり実測輪郭による表面積のほうが大きくなった。理由としては、今回の噴霧表面積の導出の際に、噴霧の 75%を Entrainment Section としてお互い処理をしたが、雰囲気圧力が大きくなるにつれて、Recirculation Section の範囲が大きくなり、75%では Recirculation Section まで含んでしまう実験がより大きい噴霧表面積を導出してしまったためである。Entrainment Section の範囲を 50%まで縮めるとより精度よく噴霧角による導出が行えると考ええる。

しかしながら、空気導入率のグラフを見てみると、150MPa と 200MPa の条件での誤差が小さいように思える。ここで空気導入量の誤差の式も示す。

$$\text{Error}_{\text{massrate}} = \frac{\dot{m}_e - \dot{m}_c}{\dot{m}_e} \quad (4.16)$$

$\dot{m}_e$ は実験による雰囲気導入率、 $\dot{m}_c$ は噴霧角一定での雰囲気導入率である。これは、噴霧

表面積の値は実験値のほうが噴霧角一定の仮定の方より大きいにも関わらず雰囲気導入量は同じになることから、空気導入速度に関しては噴霧角一定の仮定での輪郭のほうが大きいことがわかる。この原因としては、輪郭付近での速度は大きく、より雰囲気がかき乱されながら導入されることから PIV 撮影でのエラーベクトルや、掃き出し方向による速度も参照してしまうからだと考える。一方噴霧角一定の仮定の方では少し輪郭から離れている部分を参照していることが多くその結果、安定的に巻き込み方向のみのベクトルを参照できていると考える。噴射圧 100MPa の条件でも空気導入率の値は上昇していることから、噴霧角一定の仮定の条件では空気導入速度が上昇することがわかる。結果として噴射圧 100MPa 雰囲気圧 8MPa の条件を除いたすべての条件で-20%から 20%の誤差にとどまった。よって噴霧角一定の仮定での空気導入率と実測輪郭による空気導入率に大きな差異がうまれないことがわかる。

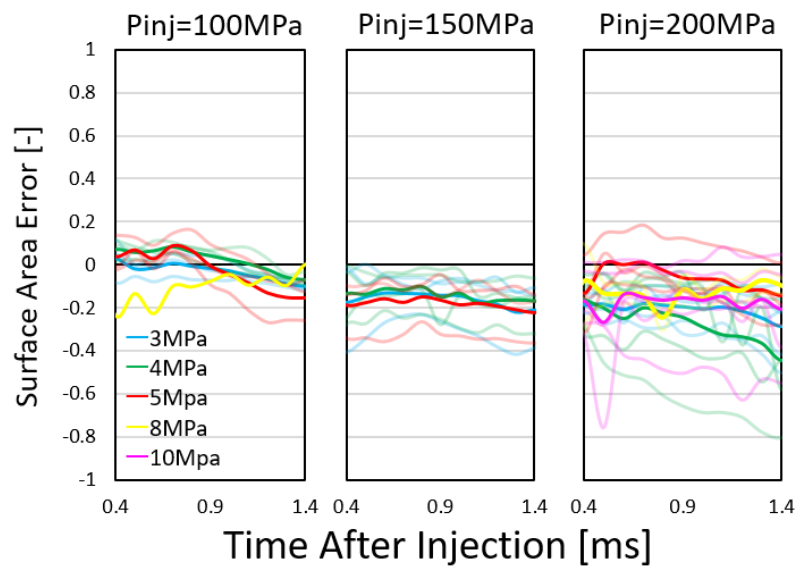


図 4.17 噴射圧力別での仮定 1 による噴霧輪郭と実画像での
噴霧輪郭での噴霧表面積の誤差

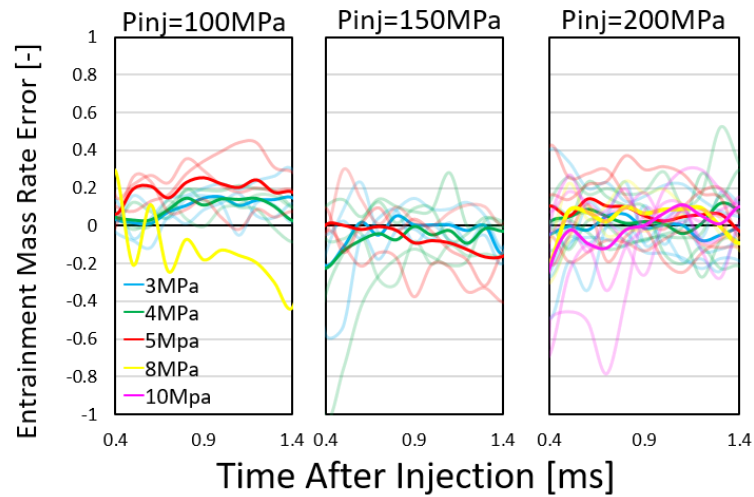


図 4.18 噴射圧力別での仮定 1 による噴霧輪郭と実画像での
噴霧輪郭での質量空気導入率の誤差

次に仮定 1 を用いたうえでの仮定 2 の妥当性の評価を行う。今回は式 4.13 にある以下 2 つの項

$$Param_{one} = \frac{L \tan \theta}{2} * \overline{v_{ent,i}} \quad Param_{second} = \overline{(y_i)' * (v_{ent,i})'} \quad (4.17)$$

のそれぞれの値を求め、第 1 項に対する第 2 項の割合を求め、どれだけ第 2 項が影響を及ぼすか示す。第 2 項の影響割合のグラフを図 4.18 に示す。横軸が雰囲気圧力、縦軸が以下の式で表す第 2 項の影響値である。式 4.18 で第 2 項の影響を評価する。

$$Effect_{second} = \frac{Param_{second}}{Param_{one} + abs(Param_{second})} \quad (4.18)$$

小さい半透明の点は各実験値、大きな不透明な点がそれぞれの条件の平均値になる。まず、噴射圧力について議論していく、噴射圧力 100MPa の各条件は他条件に比べて比較的 第 2 項の影響が小さい。これはほか条件より比較的穏やかな噴射であることから、乱流成分が小さく噴霧側面のどこを見ても比較的安定した空気導入量が観測できたように思える。第 2 項の式上、噴射口付近で空気導入速度が大きく、Recirculation Section 付近で空気導入速度が小さいと、第 2 項は負の値を示す。それを踏まえて、噴射圧 200MPa, 150MPa のそれぞれの実験結果を確認されたい、上の傾向であると 200MPa の噴射圧条件が他の条件より第 2 項の影響があると考えられるが結果としては逆転する条件が確認できる。これは噴射圧が一定の圧力を超えると Recirculation Section 付近の空気導入速度が上昇するため逆転が発生すると考える。より噴射圧力が大きいと噴霧速度が上昇するため噴霧が噴射

による加速がなくなった部分（噴霧先端部分）でもより速度が大きい値で進むため、噴霧輪郭付近で渦を発生しやすくなり、結果として第 2 項の値が上昇したと考えられる。噴射圧力 150MPa にはデータがないがほかの噴射圧条件である、雰囲気圧力 8 MPa, 10MPa の条件では第 2 項の値が 0 に近づいている。理由としては雰囲気密度上昇が噴霧による乱流形成を拒み、さらに全体的な空気導入速度の低下を発生させた結果、より平均的な空気導入速度の分布を形成したと考えられる。傾向としては、噴射圧力が小さく雰囲気圧が上昇するにつれて、第 2 項の影響が少なく無視できると考えられる。第二項が無視できる結果、(ii)の仮定を踏むことができる。

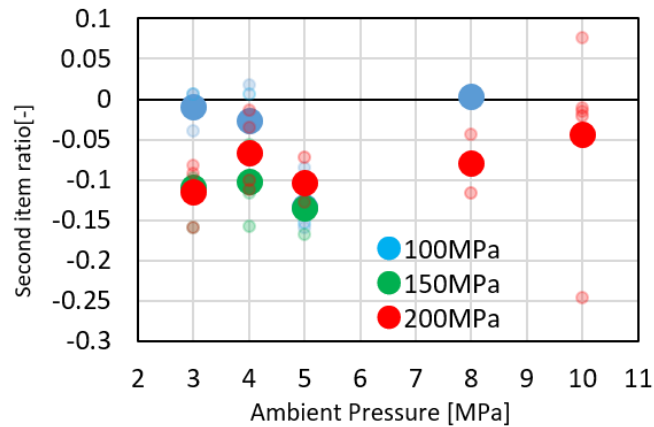


図 4.19 仮定 1,2 による式 4.13 の第 2 項の第 1 項に対する割合

最後に仮定 1 と仮定 2 両方を含む空気導入率と本実験の空気導入率の比較を行う今回仮定を用いる際の空気導入率の式を式 4.19, 4.20 として以下に示す。

$$\dot{M}_a = \rho_a \overline{v_{ent}} S(L, \theta) \quad (4.19)$$

$$S(L, \theta) = 2\pi\rho * \frac{L}{\cos\theta} * \frac{L \tan\theta}{2} = \rho\pi \frac{L^2 \tan\theta}{\cos\theta} \quad (4.20)$$

この関数を用いて空気導入率を導出する。結果が図 4.20 である。すべての条件である程度の傾向を保持しつつ値を予測することができた。しかし、100MPa の 5, 8MPa など少し実験値より大きい値で外れる条件もある。この 2 つの条件は前述の仮定 1 の妥当性の評価において空気導入率が実験値より大きい値になっていることがこの結果からもわかる。

図 4.15 で空気導入速度の噴射圧、雰囲気圧の関係のグラフを示し、結果として定式化にするにはあまりにも実験条件が少ないと指摘した。しかし、もし仮に空気導入速度が撮影に起因しないパラメータのみで求められるのならば、様々な条件での空気導入率の推定を

行うことが可能になる。式 4.20 にある $S(L, \theta)$ は噴霧角と、噴霧先端距離から求めることが可能だが、噴霧角は、インジェクターの形状に加え雰囲気圧と燃料密度に関するパラメータである。さらに噴霧先端到達距離は一般的に、噴口径、噴射圧力、雰囲気圧、その他さまざまなパラメータによって求まる。ここにさらに空気導入速度が加わると、それぞれが作用して簡易的な推定は難しくなると考えている。例えば、雰囲気圧を上げると、傾向として空気導入速度と噴霧先端到達は小さくなり、雰囲気密度と噴霧角は大きくなるため空気導入率が上昇するのか減少するのかが概算できなくなることなどがある。

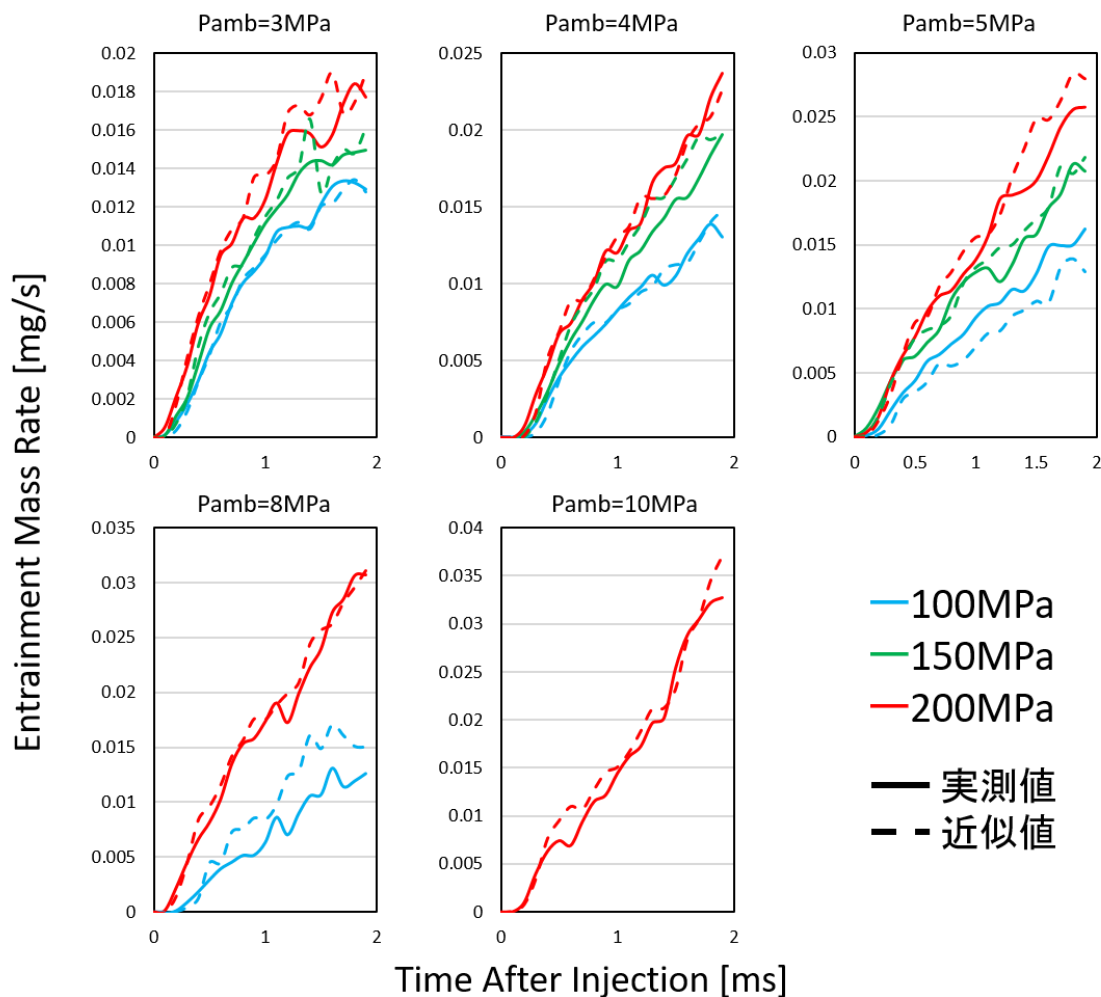


図 4.20 式 4.19 における空気導入の簡略式と実実験値での値の比較

第 5 章 結論

本研究では、ディーゼル機関におけるコモンレールインジェクターを用いた噴霧の空気導入量に関して、実験 1「直接撮影＋直接撮影（蛍光 PIV）」と実験 2「シャドウグラフ法＋直接撮影（蛍光 PIV）（本実験）」の 2 つの実験を行い、空気導入量の導出の精度を比較しつつ、本実験である実験 2 で様々な条件での実験を行い以下の結論を得た。

- ・ 実験 1 における直接撮影でも噴霧の成長過程における噴霧先端到達距離は傾向通りであったが、光量にばらつきがあり噴霧角においては正確に測定できていない結果となった。
- ・ 実験 1 において、質量空気導入量の各条件での傾向は出なかった。理由は、噴霧の輪郭抽出の際の大きさが噴霧面積に影響である。
- ・ 実験 1、2 どちらにおいても蛍光 PIV での速度場測定は成功し、噴霧が発光しないためより噴霧輪郭付近での速度場の測定ができた。しかし噴霧内が白く発光しないため速度場にエラーベクトルが発生している部分もあった。
- ・ 実験 2 の噴霧の成長過程における噴霧先端到達距離は傾向通り出ていて、近似式も制度の高い値で近似できた。
- ・ 実験 2 の噴霧の成長過程における噴霧角についても新しい噴霧角導出アルゴリズムによって傾向通り導出できた。噴霧角の近似式には様々な議論がされているため精度に関しては議論していない。
- ・ 実験 2 の噴霧表面積は噴射圧が大きくなるとともに噴霧先端到達距離が大きくなるため大きくなることがわかった。さらに噴霧角は噴射圧力に依存しない値なので、噴射圧を上げると噴霧面積が上がることは自明であることがわかった。
- ・ 実験 2 の質量空気導入率は噴射圧が大きくなると大きくなることがわかった。さらに雰

囲気が大きくなると、噴霧噴射期間はあまり変化がないが噴霧噴射後期間では質量空気導入率が大きくなることがわかった。

- ・ 噴霧輪郭付近の空気導入速度の平均は、雰囲気圧力が小さく、噴射圧力が大きいほど大きくなることがわかったが、定式化するには少しパラメータが少ないと結論付けた。

- ・ 空気導入量の簡略化、定式化において2つの仮定を置いた。

3. エントレインメントセクションでは噴霧角が一定

4. エントレインメントセクションでの空気導入速度が一樣

それぞれの実測定との誤差を評価した結果、前者は実測定のほうが0～20%大きく誤差が表れ、後者では仮定1を含んだ測定結果より、仮定1，2の両方を含んだ結果のほうが0～13%ほど大きく誤差として現れた。

- ・ 上記の仮定1，2を両方含んだ際の式に実験値を代入して、実測値との誤差を確認したところ、噴射圧力、雰囲気圧力による傾向を保ちつつ予測できることがわかった。しかし、それぞれのパラメータが複雑に関係していることや、質量空気導入率の平均の定式化ができていないことから、PIV撮影なしの空気導入率の推定は困難である

参考文献

- [1] “2050 年を見据えた 温室効果ガスの大幅削減に向けて”．環境省．2015．
<http://www.env.go.jp/earth/ondanka/det/capandtrade.html> , （参照 2022-02-03）．
- [2]Scolari, P. (1997) Towards A Sustainable Mobility at the Turn of the Century; the Environmental Challenge. ATA-Ingegneria Automotoristica, 50,11-12
- [3]Higgins,B., Siebers, D., and Aradi, A . (2000) Diesel-Spray Ignition and Premixed-Burn Behavior. SAE Paper 2000-01-0940
- [4] 栗野誠一 著 「内燃機関工学」 p.286-288 (1968 年第 16 版)
- [5] 可視化情報学会編、「PIV ハンドブック」、p4、第 1 版第 2 刷(2005)
- [6]Naadaa Zakiyyan,Charles Darr,Biyan Chen,Matthew Maschmann, et al
 Surface Plasmon Enhanced Fluorescence Temperature Mapping of Aluminum Nanoparticle Heated by Laser
 February 2021Sensors 21(5):1585
- [7] 流れの可視化学会編、「流れの可視化ハンドブック」、p293,294、(第 1 版 1986)
- [8] レーザ計測ハンドブック編集委員会、「レーザ計測ハンドブック」p200、(第 1 版 1993)
- [9] 和栗雄一郎 他、「ディーゼル器官燃料噴霧の到達距離に関する研究」日本機化学会論文
 集 25 巻(1959)156 号、pp.820-826
- [10] Hiroyasu H,Arai M (1990) Structures of Fuel Sprays in Diesel Engines. SAE-paper
 900475

- [11] Arai M (2018) Diesel Spray Behavior and Air Entrainment. *Journal of Nanoscience and Nanotechnology Applications* ISSN 2577-7920
- [12] 可視化情報学会編、「PIV ハンドブック」、p4、第 1 版第 2 刷(2005)
- [13] 木村一郎 他、「相関を利用した流れ場の速度ベクトル分布の画像計測-円柱後流の変動渦への適用」、計測自動車制御学会論文集, 23-2, pp. 101-107 (1987)
- [14] OpenCV(Open Source Computer Vision) Morphological Transformations
https://docs.opencv.org/3.4/d9/d61/tutorial_py_morphological_ops.html (参照 2022-02-03)
- [15] Zhu, Jingyu、「高密度雰囲気中におけるディーゼル噴霧の混合と燃焼過程の特性」
Hiroshima University Institutional Repository, ID34067 (2012)
- [16] 西田恵哉 「微細噴孔から長高圧で噴射されるディーゼル噴霧と燃焼」
ながれ 31(2012) pp. 345-350

謝辞

本修士論文は、筆者が在学中に総合理工学府環境エネルギー工学専攻熱機関研究室において行った研究をまとめたものである。本研究および研究室に所属している期間中、大変お世話になった田島博士准教授、鶴大輔助教には改めてお礼申し上げます。また、研究室で共に過ごした先輩方や同期、後輩の方々にも、ここでお礼申し上げたいと思います。また、私が大学へ通い、本論文をまとめるに至るまで可能な限りの助けをいただいた私の家族には感謝してもきれぬ所存です。巻末にはなりますが、心よりお礼申し上げます。ありがとうございました。

2022 年 2 月

芝 直行