

ディーゼル噴霧火炎の壁面衝突による熱伝達の特性解析

高木 正英*, 今井 康雄*, 川内 智詞*

Characteristic Analysis of Impingement Heat Transfer on Diesel Spray Combustion

by

TAKAGI Masahide, IMAI Yasuo and KAWAUCHI Satoshi

Abstract

In this study, the formulation of the Nusselt number as a function of dimensionless numbers such as the Reynolds and Prandtl numbers was investigated using theoretical analysis for the wall impingement of diesel spray combustion under high temperature and pressure conditions. In order to obtain the Nusselt number formula, a dimensionless radial velocity gradient near the stagnation point was required in addition to the Reynolds and Prandtl numbers. During the formulation process, the nozzle diameter and fuel velocity at the nozzle exit were automatically selected as the characteristic values. The obtained formula was verified by the measurement results of the heat flux near the stagnation point with the injection pressure, the ambient pressure, the nozzle diameter and the fuel ignitability as parameters. When the coefficient of the Reynolds number in the Nusselt number formula is 0.3 to 0.6, the experimental results are in agreement with the analysis results. This result is not significantly different from the coefficient obtained assuming a laminar boundary layer.

* 環境・動力系

原稿受付 令和3年11月2日

審査日 令和3年12月7日

目 次

記号	2
1. まえがき	4
2. ディーゼル噴霧火炎のよどみ点での熱流束計測	7
2.1 実験装置・方法	7
2.2 実験結果	10
3. 衝突噴流の理論解析	15
3.1 軸対象噴流の壁面熱流束	15
3.2 実験結果との比較	26
4. まとめ	29
付録	30
a. 熱流束の算出方法	30
b. 二領域モデルによる既燃、未燃部の物理量算出方法	34
c. 境界層外縁速度勾配の算出方法	36
References	41

記 号

A	: 定数 式 (c.11)	[-]
A_c, B_c, C_c, D_c	: 定数 式 (1.3)	[-]
$A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6$: 定数 式 (3.57), (c.24), 表 3.1, c 1	[-]
a	: 噴霧軸方向速度勾配 式 (3.57), (c.1)	[1/s]
a, b, c, d	: 定数 式 (3.16)	[-]
B_0, B_1, B_2, B_3	: dy/d_0 に関する定数 式 (3.57), 表 3.1, 図 c 3	[-]
B_l	: 分裂時間に関する定数	[-]
$b_1, b_2, b_3, b_4, b_5, b_6$: 定数 式 (b.12)	[-]
C	: 定数 式 (1.1)	[-]
C_0, C_1, C_2, C_3	: V_{ap}/V_0 に関する定数 式 (3.57), 表 3.1, 図 c 3	[-]
C_l	: 排除, 境界層厚さ比 δ_1/δ	[-]
C_2	: 運動量, 境界層厚さ比 δ_2/δ	[-]
C_b	: 定数 式 (3.58)	[-]
C_d	: 流量係数	[-]
C_p	: 熱容量	[J/kgK]
D_2, D_3, D_5, D_6	: 定数 式 (c.25)	[-]
d	: 代表直径	[m]
d_{eq}	: 相当円直径	[m]
dm	: 質量変化分	[kg]
d_0	: 噴孔径	[m]
dy	: 速度減衰距離	[m]
F_s	: 積分計算用パラメータ 付録 a.	[-]
f, g, h	: 流れ関数のための関数	[-]
g_0	: 重力加速度	[m/s ²]
H_w	: 噴孔一壁面間距離	[m]
H	: エンタルピ	[J]
H_0	: 噴流厚さ	[m]

h_w	: 熱伝達率	[W/m ² K]
h	: 比エンタルピ	[J/kg]
h_0	: 標準生成エンタルピ	[J/kg]
k	: 温度勾配	[K/s]
k_c, l_c, m_c, n_c	: 定数 式 (1.3)	[-]
L	: 壁面衝突時の半値幅	[m]
L_b	: 分裂長さ	[m]
m	: Nu 数整理式内の Re 数の指数	[-]
m	: 質量 (下添字を添付して使用)	[kg]
m_{all}	: 燃焼室内ガス質量	[kg]
\dot{m}_{fuel}	: 燃料質量流量	[kg/s]
\dot{m}_a	: 雰囲気質量流量	[kg/s]
Nu	: ヌッセルト数 hd/λ	[-]
n	: Nu 数整理式内の Pr 数の指数	[-]
n_0	: 指数 式 (3.46)	[-]
P	: 圧力	[Pa]
P_{inj}	: 燃料噴射圧力	[Pa]
P_a	: 雰囲気圧力	[Pa]
Pr	: プラントル数 $\mu C_p/\lambda$	[-]
Q	: 体積流量	[m ³ /s]
q	: 熱流束	[W/m ²]
r	: 噴霧中心軸から半径方向	[m]
r^*	: 無次元半径方向	[-]
Re	: レイノルズ数 $V_{ad} \rho / \nu$	[-]
T	: 温度	[K]
T_{all}	: 燃焼室内平均ガス温度	[K]
t	: 時間	[s]
U	: 代表速度	[m/s]
U_∞	: 境界層外縁速度	[m/s]
u	: 半径方向速度	[m/s]
u_0	: 積分計算変数 付録 a.	[s]
u^*	: 無次元半径方向速度	[-]
V	: 体積	[m ³]
V_a	: 分裂長さでの気相速度	[m/s]
V_{all}	: 燃焼室内体積	[m ³]
V_{ap}	: 自由噴流速度に戻る位置での速度	[m/s]
V_l	: 分裂長さでの液体燃料速度	[m/s]
V_s	: 積分計算用パラメータ 付録 a.	[-]
V_0	: 噴孔出口速度	[m/s]
v	: 垂直方向速度	[m/s]
v^*	: 無次元垂直方向速度	[-]
x	: 垂直方向 (壁表面から内部方向) 付録 a.	[m]
y	: 垂直方向 (壁基準)	[m]
y^*	: 無次元垂直方向	[-]
z	: 垂直方向 (噴孔基準)	[m]
α	: 無次元半径方向速度勾配	[-]

α_w	: 温度伝導率, 熱拡散率	[m ² /s]
α_0	: 定数 式 (3.46)	[-]
Δ	: 温度境界層厚さ	[m]
ΔT	: 温度差	[K]
Δt	: 計測時間間隔	[s]
Δ_1	: 速度, 温度境界層厚さ関係式 式 (3.29)	[m]
δ	: 速度境界層厚さ	[m]
δ_1	: 排除厚さ	[m]
δ_2	: 運動量厚さ	[m]
ε	: 熱流束半径方向分布比	[-]
η	: 無次元境界層距離 y/δ	[-]
η_0	: 積分計算変数 付録 a.	[-]
Λ	: 形状係数	[-]
λ	: 熱伝導率	[W/mK]
μ	: 粘性係数	[Pa s]
ν	: 動粘性係数	[m ² /s]
θ	: 無次元温度	[-]
2θ	: 噴霧角	[rad]
ρ_a	: 雰囲気密度	[kg/m ³]
ρ_b	: 境界層内気相密度	[kg/m ³]
ρ_l	: 液体燃料密度	[kg/m ³]
ω	: 渦度	[1/s]
ω^*	: 無次元渦度	[-]
ψ	: 流れ関数	[m ³ /s]
ψ^*	: 無次元流れ関数	[-]
ξ	: 速度温度境界層厚さ比 Δ/δ	[-]
ξ_0	: 積分計算変数 付録 a.	[-]

下添字

0	: 標準状態, 前計測時間	[-]
1	: 既燃部	[-]
2	: 未燃部	[-]
<i>cal.</i>	: 計算値	[-]
<i>exp.</i>	: 実験値	[-]
<i>n</i>	: 区間分割の任意番号	[-]
<i>w</i>	: 壁	[-]
∞	: 境界層外縁	[-]

1. まえがき

ディーゼルエンジン内で生じるディーゼル火炎の壁面への衝突による熱損失は, 燃料の持つエネルギーが壁面から外部へ奪われることでエンジンの動力に変換できるエネルギーの割合を減らすことになるため, エンジンの熱効率に直接的に影響を及ぼす. そのためエネルギーの有効利用の観点から, 熱損失の予測手法の精度向上が求められている. 1900年初頭からエンジン内の壁面熱伝達の研究は行われており, 現在最も広く使われ, 様々な一次元数値解析ソフトに用いられている Woschni の式^{1),2)}は, 1967年に提案された式である. この式は燃料の高圧噴

射, 多段噴射, ミラーサイクル, 高過給など, 規制の進展に合わせて進化してきた現在のエンジンシリンダ雰囲気とは状況が大きく異なっている時代に作られた式であるが, エンジン内の様々なパラメータ変更に対する熱損失評価ができることから一つの基準として取り扱われている. しかし, 現在使用する上で Woschni 式の有効性の議論は常にあり, それに合わせて検討がされている. 船用エンジンでは, 燃料硫黄分規制の進展や代替燃料の使用が不可避になっている状況に踏まえると, メタノールやエタノールのようなアルコール系燃料や芳香族炭化水素を含むような着火性が低い燃料の使用も考えられる. この時, 壁面衝突前に着火が起こらず, 燃料蒸気噴霧の衝突, その後着火燃焼を生じるような現象も生じることが予想される. 一方, 吸気行程中のようにエンジンシリンダ内の吸入空気温度よりも壁側の温度が高い場合には, 低温の空気流による物体壁面の冷却現象となる. このようにエンジン内の噴霧・噴流及び気流の壁面との熱輸送現象は, 様々な状況が想定できる.

ガスおよび液体噴流の平板への衝突は, 高熱伝達率を得るための手段として幅広く利用され, 単相流 (空気噴流), 二相流 (水噴流), 等温場, 非等温場, 層流, 乱流, ノズル形状, 配置と, 様々な条件が研究の対象になっている. Glauert³⁾, 三田地⁴⁾はガス噴流が壁面衝突し, 壁面に沿って流れるウォールジェットを対象に, Tani⁵⁾はよどみ点領域を含めた衝突噴流全域の流れ場を対象に理論解析を行っている. 相変化しない等温度場での衝突水噴流では, 平田⁶⁾, 伊藤⁷⁾らの実験, 解析結果との比較がある. これまでの気体噴流と壁面衝突による熱伝達に関する概要は, Martin⁸⁾, Zuckerman⁹⁾によって, またエンジンでの概要は Borman, Nishiwaki¹⁰⁾によって取りまとめられた結果がある.

本研究では, 燃料噴霧火炎の壁面衝突位置であるよどみ点を対象にした熱伝達を検討する. 噴孔から噴出した液体燃料は蒸発した後, 壁面に衝突する. その後, 火炎もしくは燃焼ガスは, 衝突点であるよどみ点から壁面に沿って半径方向に広がっていくが, よどみ点は最も熱流束が高いことが知られている^{11), 12), 13), 14)}. 熱流束は, 単位面積当たりの通過熱量と定義され, 噴孔-壁面間距離が長くなればよどみ点での熱流束は小さくなり, よどみ点から半径方向に広がるほど, その位置での熱流束は小さくなる. 今回の場合, 壁面熱流束を考える上で考慮すべき対象となるエンジン内を想定したディーゼル噴霧は, 液体を噴孔から噴出することから質量流量が大きく, かつ小噴孔径のため, 出口速度が大きく, 平滑流や波状流はなく噴霧流になる. また, 後述するように壁面衝突時は液体が完全に蒸発し相変化が終了していることから乱流噴流, 加えて着火によって燃焼中の高温噴流の衝突となる.

エンジン壁面を対象にした熱流束についても数多くの研究が行われている. それらの研究では, エンジン特有のシリンダ内圧力が時間によって変化することを考慮した燃焼室壁面からの熱流束の詳細計測と実験式の提案が主な研究目的となり, 前述の通り, 得られた結果は熱損失評価を考慮したサイクル計算による熱効率予測に今でも一般的に用いられている. ディーゼル燃焼を対象にした壁面熱損失の検討は, エンジンを対象にした榎本ら^{15), 16)}, 急速圧縮膨張装置を利用した窪山ら¹⁷⁾, 定容容器での異ら¹⁸⁾のように, 実機から基礎的な容器での実験まで様々な条件で実施されている. 長田ら¹⁹⁾はエンジン筒内可視化により消炎距離を求め, 壁材料の表面構造の効果を調べている. さらに, 壁面熱流束評価の応用としてディーゼル噴霧, 火炎の壁面衝突による噴霧, 火炎形状, 火炎温度への効果については, 斎藤ら²⁰⁾, Liら²¹⁾, Lopezら²²⁾の結果がある.

自然, 強制対流熱伝達を考える上で, ヌセルト数 Nu は, 自然対流ではプラントル数 Pr とグラスホフ数 Gr , 強制対流では Pr 数とレイノルズ数 Re を用いて,

$$Nu = C Pr^n Gr^m, \quad Nu = C Pr^n Re^m \quad (1.1)$$

$$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}, \quad Re = \frac{\rho UL}{\mu}, \quad Gr = \frac{\rho^2 g_0 \Delta T L^3}{\mu^2} \quad (1.2)$$

と整理されることが多い. C, m, n は定数, μ は粘性係数, C_p は低圧比熱, λ は熱伝導率, ρ は密度, U は代表速度, L は代表長さ, g_0 は重力加速度, ΔT は温度差である. この Re 数の指数 m は, ディーゼル噴霧燃焼を対象にした場合に, どのようになるのか改めて検討されているが, 大きく分けて二つの結果がある. 前述の Woschni 式は, 円管の定常乱流熱伝達から m を 0.8 としており, 長年この値が使われている. 窪山ら²³⁾はディーゼル噴霧火炎の

衝突実験結果から、Donaldson ら²⁴⁾は気体噴流の衝突結果から 0.8 としている。ただし、代表長さとして速度は、窪山はそれぞれシリンダ径と運動量理論²⁵⁾による衝突位置での噴霧先端速度（噴射期間）、ピストン平均速度（噴射終了後）、Donaldson は衝突地点での自由噴流の半値幅、垂直方向速度としている。また、鄭ら²⁶⁾は、スワール流中で検討し、条件により結果は異なるが、全体として m は 0.8 以上の値になっている。それに対して、稲垣ら²⁷⁾、藤川ら²⁸⁾は、エンジンサイズに関する相似則理論を用いることで m を同定し、エンジン実験から $m=0.4$ 、定容容器での熱流束計測から $m=0.34$ 、燃焼している噴霧先端部での計測から $m=0.41$ としている。

Jambunathan ら¹³⁾のまとめによると、衝突噴流の噴孔-壁面間距離 H_w 、よどみ点からの距離 r をパラメータとすると、よどみ点から離れると Re 数の指数 m は大きくなり、噴孔-壁面間距離が長くなるとよどみ点付近の m は大きくなることが示され、 m に対して以下の式を提案している。

$$m = f(r/d_0, H_w/d_0) = 0.82 - \frac{0.32}{\left\{ 1 + A_c \left(\frac{r}{d_0} \right)^{k_c} + B_c \left(\frac{r}{d_0} \right)^{l_c} \right\} \times \left\{ 1 + C_c \left(\frac{H_w}{d_0} \right)^{m_c} + D_c \left(\frac{H_w}{d_0} \right)^{n_c} \right\}} \quad (1.3)$$

$$A_c=1.95, B_c=2.23, C_c=0.21, D_c=0.21, k_c=1.8, l_c=2.0, m_c=1.25, n_c=1.5$$

d_0 は噴孔径である。式 (1.3) が示していることは、衝突噴霧、噴流の m が一定ではなく、幾何学的な条件である噴孔-壁面間距離や計測する位置によって異なるということである。一方、式 (1.1) に示される Nu 数を求めるために用いる Pr 数、 Re 数には代表長さ、速度、温度が必要になるが、これらには様々な与え方が考えられる。しかし、これらの代表値は系の物理現象を表しているとした任意の値に恣意的に決められ、根拠が明確な決定方法を用いている例は見当たらない。また、代表長さや速度のように複数の候補がある中で、複数の代表値を用いる可能性を検討している例も見られない。複数の代表値が用いられる場合には、式 (1.1) の定数 C には新たな変数を含むことになる。これらの検討には根拠が明確になる理論解析を用い、基礎方程式からの定式化によって式 (1.1) 内の無次元数の代表値と定数 C を決定する。

理論解析に用いる噴流でのよどみ点近傍の流れ場は、高い圧力勾配が生じることによって乱流を抑制、境界層内が層流になる場合があると推測されている²⁹⁾⁻³¹⁾。また、衝突乱流噴流の Re 数と Nu 数の関係式において、 Re 数の指数を層流の場合の指数である 0.5 に近い値を用いている例^{12), 14)}や、乱流噴流でもよどみ点について層流解析を用いることができるとして理論解析を行っている例³²⁾もある。したがって、ここでの解析は層流境界層を対象に実施し、実験結果との比較によって層流の仮定が正しいか、また層流解析との乖離を評価する。

これまでの二相流、噴流での壁面衝突とエンジンを想定した噴霧火炎の壁面衝突との大きな違いは雰囲気圧力の違いにある。ディーゼル噴霧の発達の時間進展には、雰囲気、噴射圧力の影響が大きく、雰囲気圧力によって着火時期も変わる。そのため、エンジン内の熱伝達を考える上では雰囲気圧力効果を明らかにしておく必要がある。

以上のことから、本研究では、高温高圧場における密閉空間内でのディーゼル噴霧燃焼を対象に、以下の目的で実験、解析を行った。

- ・ 実験により、壁面への熱流束を燃料噴射圧力、雰囲気圧力、噴孔径、燃料の着火性をパラメータとして計測し、雰囲気圧力がその他のパラメータによる熱流束の変化に及ぼす影響について調べる。
- ・ 層流熱伝達を想定したよどみ点付近の熱流束に関する Nu 数の新たな整理式を、基礎方程式からの理論解析によって提案し、併せてこの理論解析を基にした代表長さ、代表速度の決定方法を明確にする。
- ・ 実験結果と理論解析との比較によって、新たに求めた Nu 数の整理式の検証及び、 Re 数の指数 m の取り得る範囲と、用いた層流解析の有効な適用範囲を明らかにする。

2. ディーゼル噴霧火炎のよどみ点での熱流束計測

2.1 実験装置・方法

実験には、図 2.1 に示す急速圧縮装置³³⁾を用いた。この装置は、油圧駆動のピストンを移動することでシリンダ内に密閉された気体を急速に圧縮し、エンジン内の高温高压条件を再現する。また、燃料噴射から燃焼時の可視化も併せて行えるようにしてある。設置しているピストン直径は 100mm、ストロークは 120mm である。ピストンに取り付けられている燃焼室は、図内に示すような台形型の形状をしている。これは、燃料噴射弁から壁面までの距離を最大限確保するためであり、燃焼室の奥行き方向の厚さは 30mm である。燃料噴射用装置はコモンレール方式を採用した。燃料ポンプユニットによって加圧された燃料は、圧力制御装置により一定圧力に維持される。燃料噴射弁は自動車用ディーゼルエンジンのものを用い、電磁ソレノイドによって針弁を移動させている。この噴射弁の噴孔のみ単孔に改造して使用し、噴孔径 d_0 は 0.2, 0.3mm である。燃料噴射は、噴射弁ドライバによって制御され、トリガ信号に対する遅延時間及び噴射期間を 1 μ s 刻みでそれぞれ 0~100ms, 0~10ms の範囲で調節できる。

光学系は、シャドウグラフ光学系を用いた。シリンダヘッド部には直径 120mm、厚さ 70mm の円柱形の石英ガラスを、ピストンヘッドにはステンレスミラーを使用し、反射型の光学系を構築した。高速度ビデオカメラ（ナックイメージテクノロジー社製 MEMRECAM HX-6、レンズ系、Nikkor 105mm F2.8+テレコンバータ×1.5倍、撮影速度 10000fps、露光時間 30 μ s、解像度 896×504）を使用して燃焼室内の可視化撮影を行い、光源にはキセノンランプを用いた。可視化領域は、燃焼室図の白抜き部分になる。

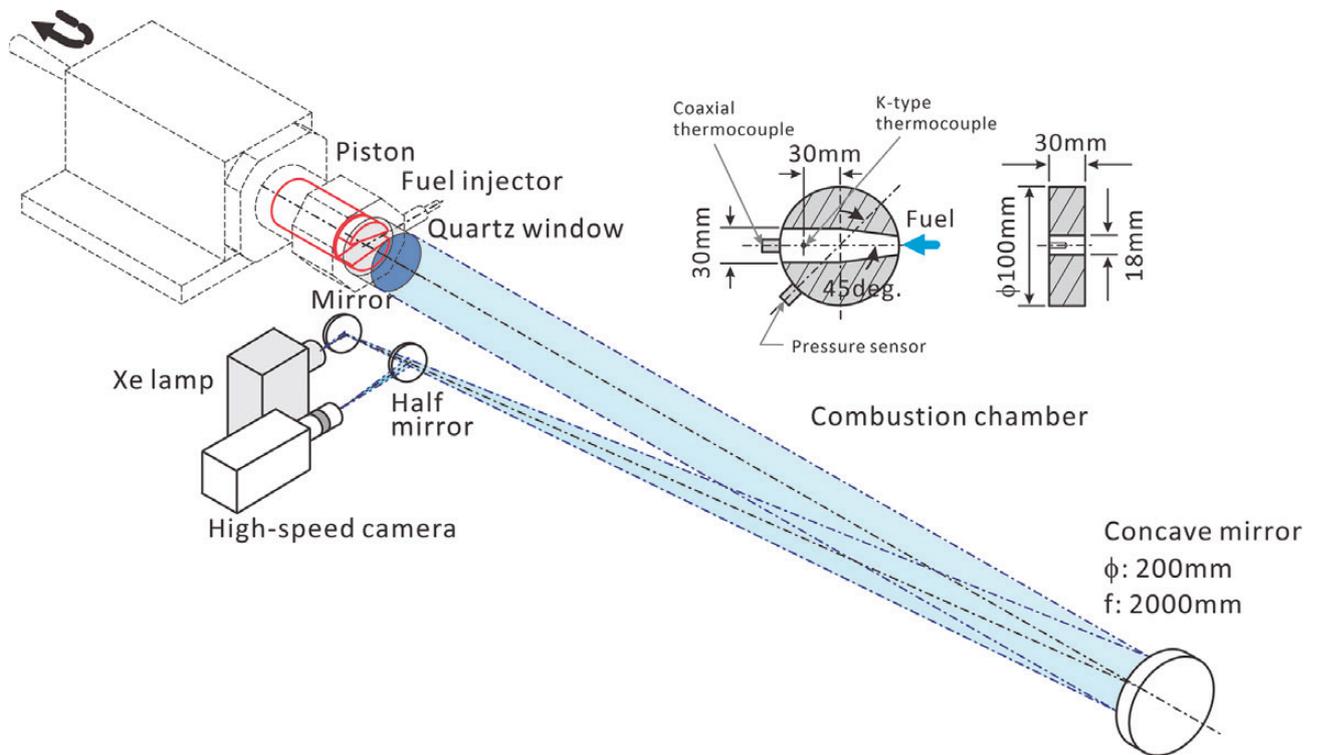


図 2.1 実験装置、光学系

ピストンが移動開始し、シリンダ内圧縮から燃料噴射、燃焼、ピストン移動、シリンダ内膨張、停止までの一連の行程間のシリンダ内圧力とピストン変位は KISTLER 社製圧電式センサ(6041A, チャージアンプ 5011B10Y26)と、ポテンシオメータ(novotechnik 社製, T150)によって計測されている。熱流束は、同軸型熱電対 (Medtherm 社製 TCS-103-J) を噴霧が壁面に衝突する直下にあるよどみ点に、熱電対計測部が壁面と段差がない

状態で設置し、計測された壁面温度から算出している。算出方法は、一色ら³⁴⁾の用いた温度の折れ線近似から求めている。この解析では、計測した壁面温度の微小時間 Δt 間の変化を折れ線で近似し、それを重ね合わせることで、ある時刻 ($t_n < t < t_{n+1}$) 間での熱流束[W/m²]を以下の式により導出している。

$$q|_{t_n < t < t_{n+1}} = \frac{2\lambda_w}{\sqrt{\pi\alpha_w}} \sum_{n=0}^n [(k_n - k_{n-1})\sqrt{t - t_n}] \quad (2.1)$$

ここで、 λ_w は壁面の熱伝導率 [W/mK]、 α_w は温度伝導率、もしくは熱拡散率 [m²/s]、 k は Δt 間の温度勾配 [K/s]である。なお、 λ_w 、 α_w は参考文献³⁵⁾から鉄を選択、値をSI単位変換して、 $\lambda_w=67.4$ W/mK、 $\alpha_w=18.6 \times 10^{-9}$ m²/msとした。式(2.1)の導出については、付録aに記した。

燃焼状態の解析には二領域モデルを用いた。図2.2にモデル概念図を示す。ディーゼル燃焼に関する二領域モデルでは、それぞれの領域の変数を求めるために様々な仮定を用いているが、多くの手法が燃焼域の空気過剰率³⁶⁾や可視化画像からの体積算出³⁷⁾、二色法による燃焼域温度計測値の使用³⁸⁾など、既燃部の変数を仮定することで方程式を閉じている。しかし、ここでは噴霧、燃焼域への空気導入が重要であるとの考えから、これまでの排気計測結果を用いたモデル³⁹⁾よりも、さらに簡素化した空気導入に特化したモデルを提案する。領域は既燃部(添字1)と未燃部(添字2)に分け、既燃部は燃焼部と既燃ガス部を兼ねる。圧力は既燃部、未燃部とも共通とし、計測値を用いた。未燃部の温度 T_2 も図2.3で後述される非燃料噴射時の温度計測値を用いた。つまり、これまでの既往研究での既燃部変数を仮定する方法から、変化が小さいと考えられる未燃部変数を仮定する方法に変更している。燃料噴射に伴う質量およびエネルギー、反応による成分変化と、既燃部から未燃部への質量、エネルギー輸送、系からの熱損失は考慮しない。そのため、既燃部温度が高く評価される傾向があると考えられる。以上の仮定から、変数は既燃部の温度、質量、体積、未燃部の質量、体積となり、それらを以下に示す既燃部のエネルギー式、領域ごとの状態方程式、質量、体積保存式から算出した。

$$h_2 dm_1 = dH_1 - V_1 dP \quad (2.2)$$

$$PV_i = m_i RT_i \quad (2.3)$$

$$V_{all} = V_1 + V_2 \quad (2.4)$$

$$m_{all} = m_1 + m_2 \quad (2.5)$$

式(2.2)の既燃部のエネルギー式の左辺 $h_2 dm_1$ は未燃部から既燃部への導入空気の持つエネルギー、 H はエンタルピー、 m_{all} 、 V_{all} は燃焼室内ガス質量、体積である。各変数の求め方、式の展開については、付録bに記した。

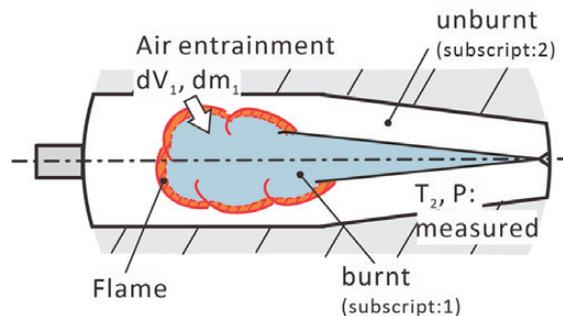


図 2.2 二領域モデルの概念図

燃料噴射開始時の雰囲気場の確認のため、燃料噴射を行わない場合のシリンダ内温度の計測を K 型熱電対 ((株) アンペエスエムティ製, 線径 25 μ m) を用いて行った。熱電対は、図 2.1 内の燃焼室模式図に示すように燃料噴射弁と同軸上でシリンダ中心より約 30mm 下流側に離れた位置に設置している。

実験は、ポンペからの乾燥空気を、圧力、温度調整器内で、圧力と温度を設定値に調整する。今回は、全条件で温度は 170 $^{\circ}$ C に設定している。なお、燃焼室シリンダの壁温も同様に 170 $^{\circ}$ C にしている。その後、ピストンを下死点まで下げた燃焼室内に吸気弁を開けて空気を充填した後、吸気弁を閉じ、油圧駆動によってピストンを上死点まで高速で移動させる。120mm のストロークの移動にかかる時間は約 30ms である。上死点にピストンを停止させて定容状態を作り出している 100ms の間に燃料噴射、燃焼を行い、燃焼終了後、ピストンを下死点へ移動させる。実験条件を表 2.1 に示す。今回、燃料噴射時の雰囲気圧力を 4.0, 6.0, 8.0, 10.0MPa とするために初期圧力を 0.25, 0.36, 0.48, 0.58MPa と変更した。この時のピストン位置と雰囲気温度、圧力の時間変化を図 2.3 に示す。なお、この結果では燃料噴射を行っておらず、空気のみを圧縮し、横軸は今後に燃料を噴射する時間を 0 とした。初期圧力を変更することによって所定の圧力になっていることが確認できる。雰囲気温度は断熱変化を仮定すればどの条件でも一致するはずであるが、雰囲気圧力を 4.0MPa にすると 5 回の計測値の平均値は 870K, 10.0MPa では 895K となった。また、同一雰囲気圧力での最大 5 回の計測温度では最大で 15K 程度の差があった。そのため、燃焼及び壁面熱流束などの計測結果は、この雰囲気温度の差を含んでいる。なお表 2.1 には、全ての条件で実測した温度の平均値として 880K と示している。燃料は着火を壁面衝突前後で起こるようにするため、ヘキサデカンと 1-メチルナフタレンを混合してセタン価 15, 45 の 2 種類を作製した。ここでは、両者を CN15, CN45 と表す。燃料噴射は、噴射圧力を 40, 70, 100, 130MPa, インジェクタ駆動装置への駆動信号パルス幅を噴射期間とし、7.0ms に設定した。なお、可視化画像から噴孔からの燃料噴射が確認できる期間は、燃料や噴射条件により 7.0ms とは若干異なっていることを確認している。

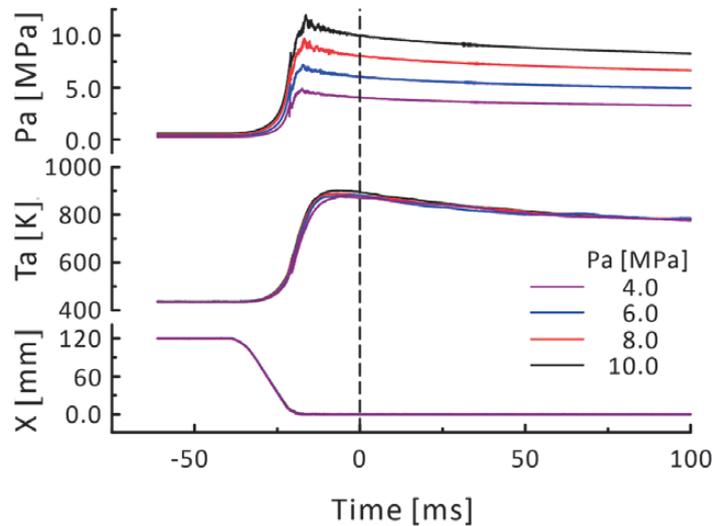


図 2.3 雰囲気温度, 圧力

表 2.1 実験条件

Fuel	CN15, 45 (Hexadecane+1-Methylnaphthalene)	CN15 (Hexadecane+1-Methylnaphthalene)
Nozzle diameter [mm]	0.2	0.3
Ambient temperature [K]	880	
Ambient pressure [MPa]	4.0, 6.0, 8.0, 10.0	6.0, 8.0
Injection pressure [MPa]	40, 70, 100, 130	40, 70
Injection duration [ms]	7.0	
Wall temperature [K]	443	

2.2 実験結果

まず、用いた解析によって得られた結果を示す。表 2.1 に示す今回の実験条件では、後述する図 2.7, 2.8 に例示するが全ての可視化結果から液相のまま壁面に衝突している例は見られなかった。図 2.4 は、雰囲気気圧力 8.0MPa, 燃料噴射圧力 70MPa での燃料 (CN15, 45) と噴孔径 (0.2, 0.3mm) を変更した場合の熱発生率, 既燃部体積, 既燃部温度, 壁面温度, 熱流束を示している。既燃部温度は下添字 1 の T_1 ではなく, 3 章の解析に合わせて T_∞ と表している。燃料の着火は CN15 よりも CN45 の方が早くなることが確認できる。その後, 熱発生に合わせて既燃部温度と体積が増加する。壁面温度を計測している位置は, 図 2.1, 2.2 に示したように噴孔の対向壁面であるため, 空間で燃料蒸気が着火した後, 火炎もしくは燃焼ガスが壁面に到達することで壁面温度が上昇, 熱流束が増加する。燃料種で比較すると, CN45 の方が火炎が壁面に達する時間は早く, 最終的な壁温も高くなる。燃焼終了時の既燃部温度, 体積とも CN15, 45 でほとんど変わらない。次に噴孔径で比較すると, 0.3mm では燃料噴射量が増加するため, 熱発生率のピークは高くなり, 既燃部体積も大きくなる。しかし, 既燃部温度は 0.2mm の場合と変わらず, 燃料質量が増えたことに伴う熱発生量の増加は, この二領域モデルでは温度ではなく, 体積の増加で表されることになっている。実際の現象は, 燃料噴射量の増加に合わせて噴霧への空気導入が進むことで, ある当量比の範囲内にある燃料が燃焼していると想定されるため, 噴孔径の増加によって噴霧火炎温度が高くなることが考えにくく, 今回用いている二領域モデルはある程度状況を予測できていると推定される。噴射開始から 10ms 以降では, 噴孔径によらず壁面温度の傾きが一定になり, それに合わせて熱流束もほぼ一定の値になっている。ここから, 熱流束の算出も正しく行われていると判断している。熱発生が終了する時期は, 燃料, 噴孔径によらずほぼ一致する。

図 2.5 には, CN45, 15 での噴射圧力による各計測値, 解析値への影響を示している。噴射圧力を変更しても着火の時期は大きく変わらず, 熱発生が終了する時期は 40MPa の方が遅くなる。これは, 低噴射圧力による混合時間の長期化が主な理由と考えられるが, 一定噴射期間による噴射量低下に伴う雰囲気気温度の低下も要因の一つとして想定される。壁面に衝突する時期は 100MPa の方が早くなることから, 壁温, 熱流束の上昇時期も 40MPa の場合よりも早い。また, 燃料が異なっても噴射圧力のそれぞれの結果への影響は変わっていない。しかし, CN15 の方が燃焼している期間が短く, 急速に燃焼することで既燃部体積増加率は高く, 壁温は低いこと

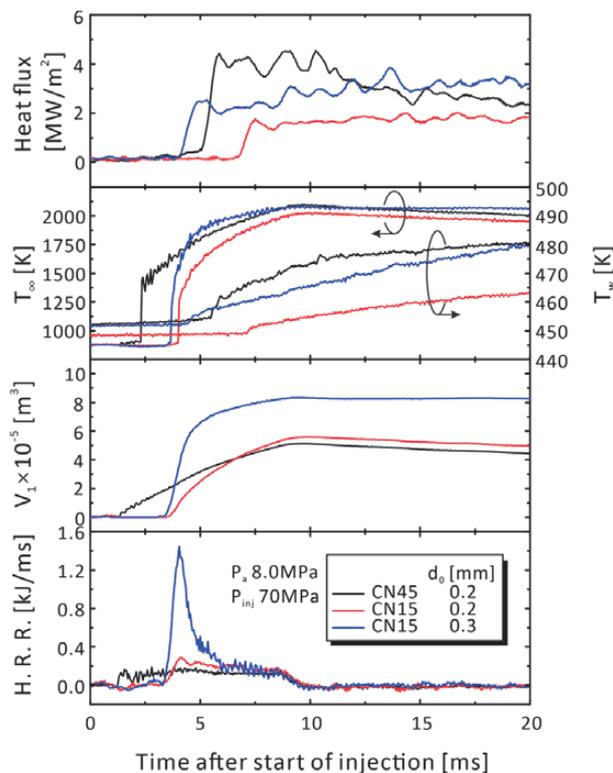


図 2.4 燃料, 噴孔径による燃焼, 壁面熱流束への影響

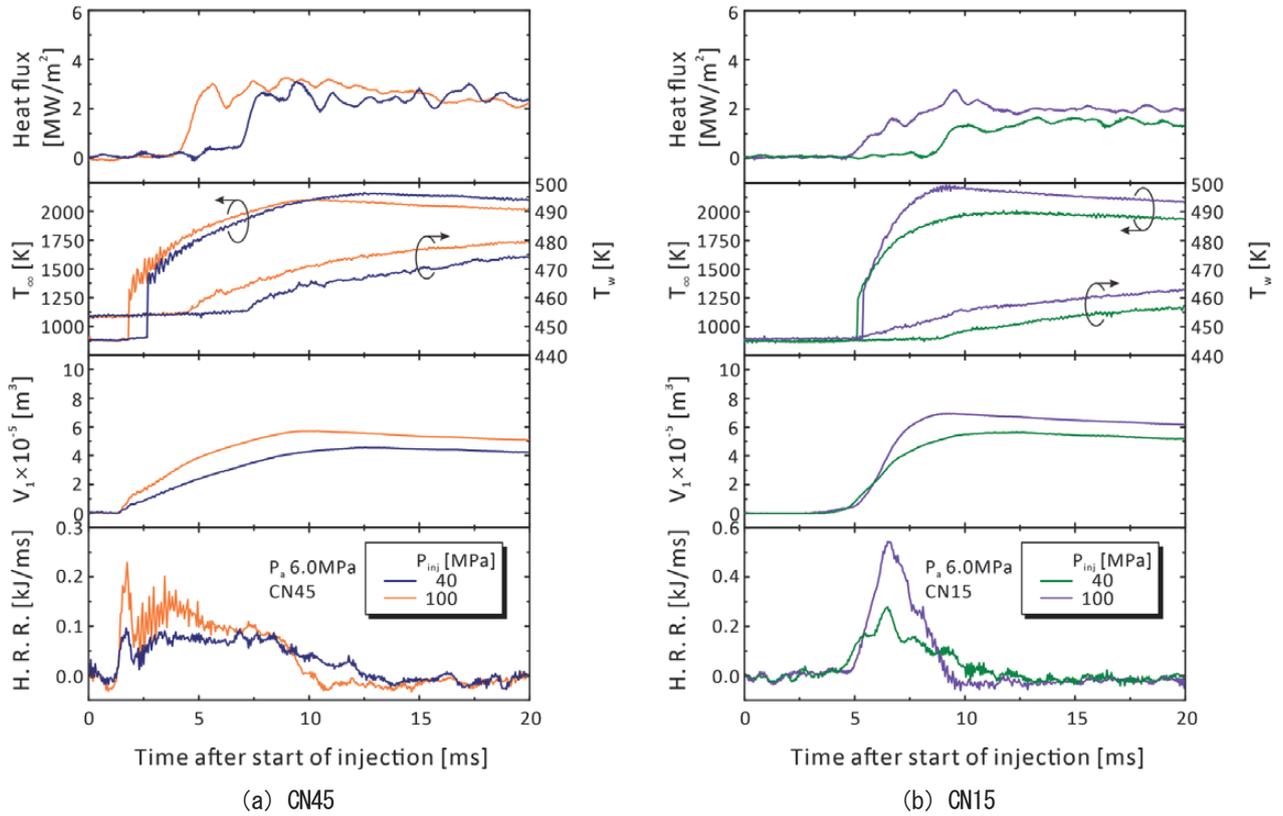


図 2.5 噴射圧力, 燃料種による燃焼, 壁面熱流束への影響

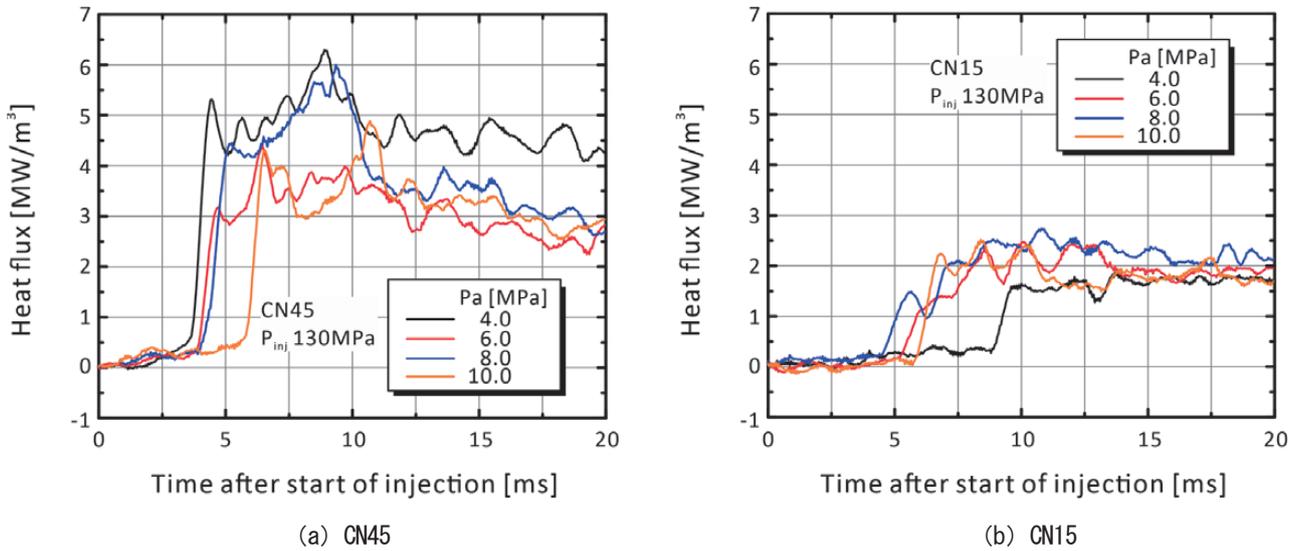


図 2.6 燃料種ごとの壁面熱流束に与える雰囲気圧力の効果

がわかる。

噴射圧力 130MPa の場合の燃料ごとの壁面熱流束への雰囲気圧力の影響を図 2.6 に示す。CN45 の方が、熱流束が大きいことがわかる。また、どちらの燃料でも熱流束が増加し始める、つまり火炎衝突が始まる時期が雰囲気圧力によって変化する。しかし、熱流束が増加し始める順番は異なり、CN45 では雰囲気圧力が小さい方から、CN15 では傾向として雰囲気圧力が大きい方からになる。噴霧と雰囲気圧力の関係だけを考えると、噴射圧力が 130MPa で固定されているこの条件では、雰囲気圧力が増加すると噴霧蒸気が 100mm 離れた壁面に衝突する時期は遅くなる。これは今回用いている CN45 と CN15 のようなヘキサデカンとメチルナフタレンの二成分系燃料の

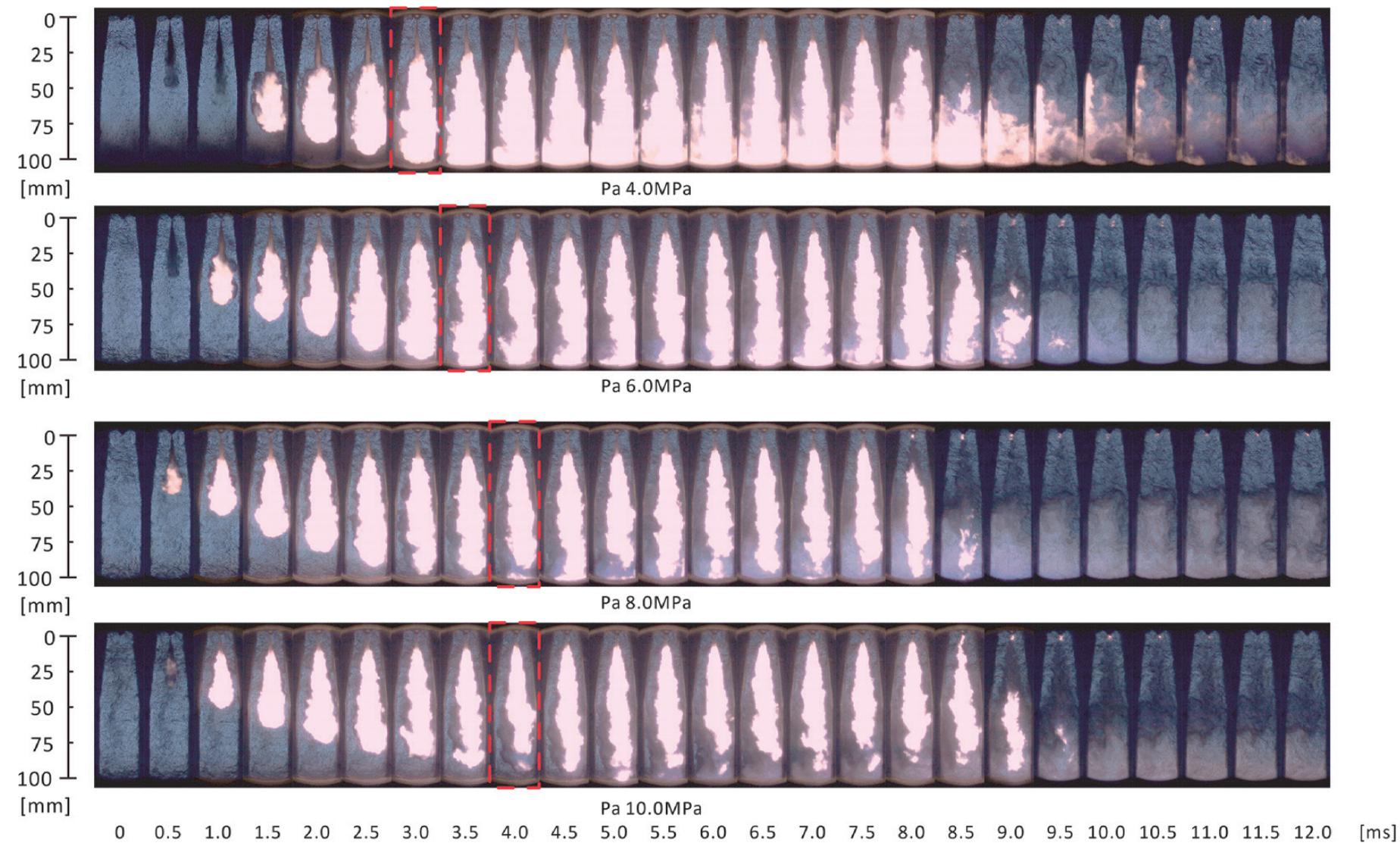


図 2.7 雰囲気圧力ごとの壁面衝突噴霧火炎の可視化
(GN45, $P_{in}=130\text{MPa}$)

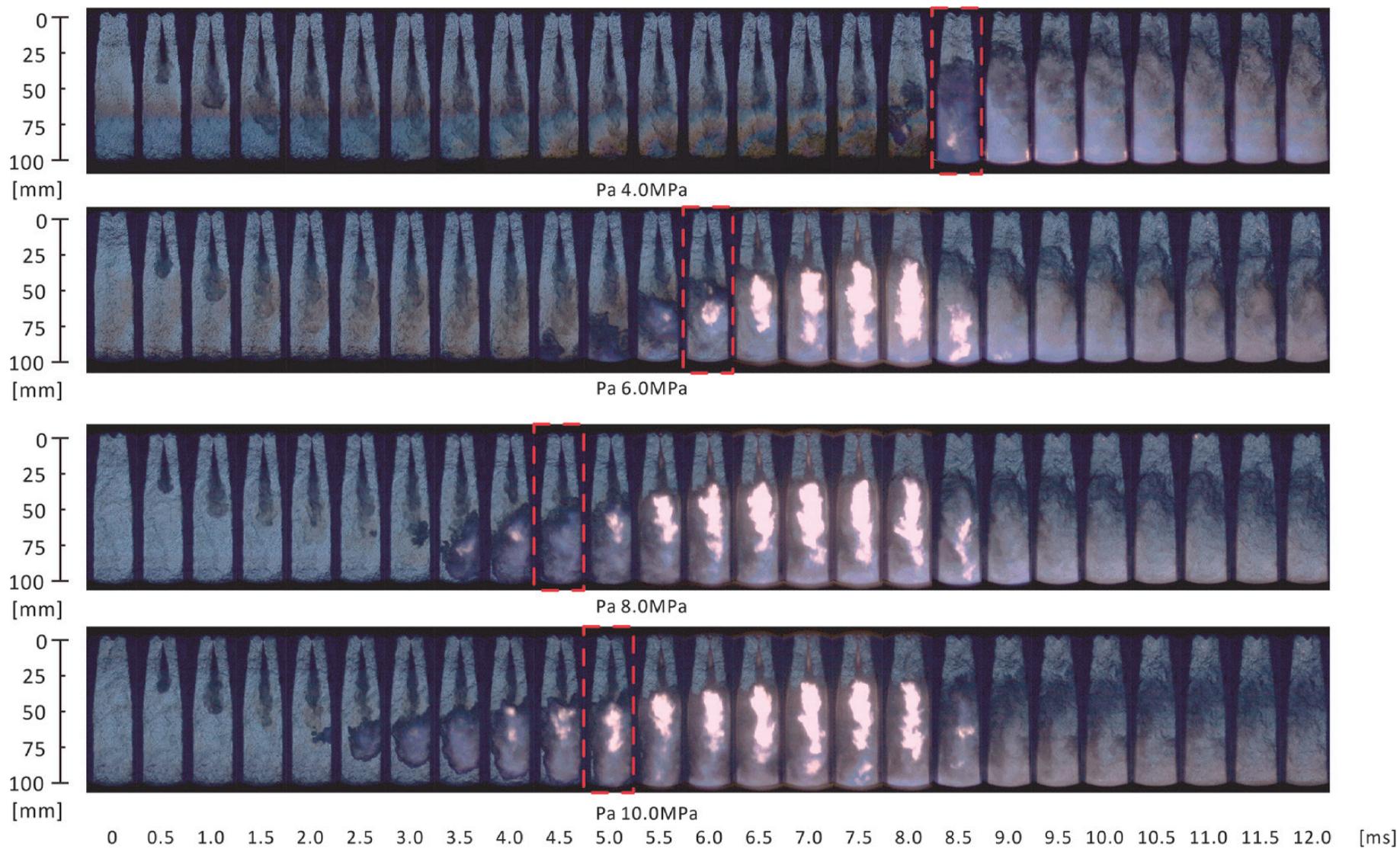


図 2.8 雰囲気圧力ごとの壁面衝突噴霧火炎の可視化
(CN15, $P_{in}=130\text{MPa}$)

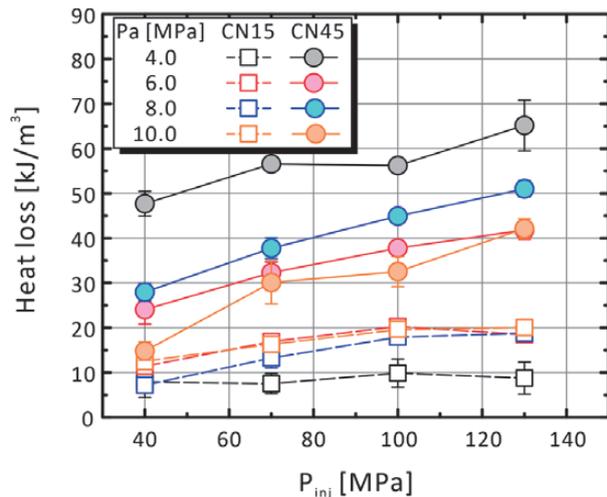


図 2.9 噴射，雰囲気圧力変更時の熱損失への影響
($d_0=0.2\text{mm}$)

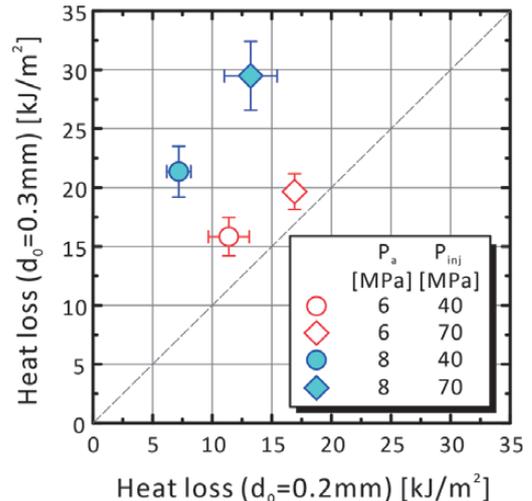


図 2.10 噴孔径による熱損失比較

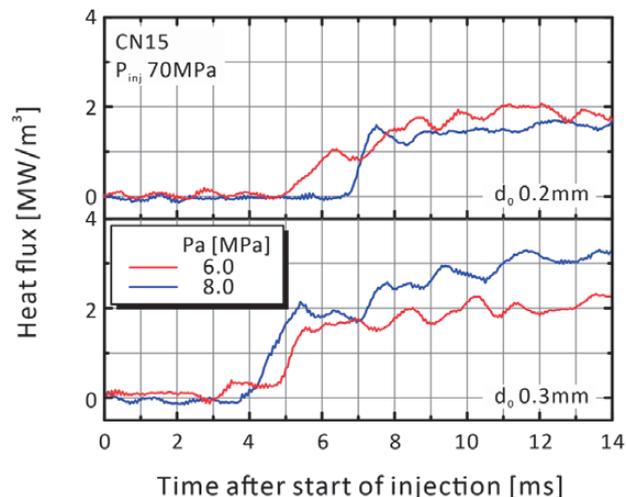


図 2.11 噴孔径による熱流束の変化

混合比が変わっても変わらない。燃料の着火性によって雰囲気圧力への影響が変わる理由を調べるために，図 2.6 の条件での可視化画像の時系列結果を図 2.7，2.8 に示す。図 2.7 に示す CN45 の場合，雰囲気圧力が増加すると輝炎は雰囲気圧力が高い 10.0MPa から，より噴孔に近い位置で，かつより早い時期に観察される。赤い点線で囲んである画像が，画像上火炎の衝突が観察された時になるが，衝突開始時期と輝炎の広がりや噴霧，火炎の進展速度の速い低雰囲気圧力の 4.0MPa の場合の方が早く，大きいことがわかる。この結果は図 2.6 (a) の熱流束の時期，大きさの傾向と一致している。それに対して，図 2.8 に示す CN15 の場合，CN45 に比べて輝炎の観察できる期間と空間領域が狭い。輝炎の発生時期は CN45 と同じで，高雰囲気圧力の 10.0MPa から観察される。可視化される火炎，燃焼ガスの壁面到達は，図 2.6 (b) の熱流束が立ち上がる順番と一致しているが，雰囲気圧力 4.0，6.0MPa では進展速度が速く燃料蒸気が壁面に到達してから着火している。特に雰囲気圧力 4.0MPa では，燃料噴射が終了する寸前に着火が確認でき，その後これまでの噴射によって雰囲気中に作られていた予混合気急速に燃焼，その時に壁面に燃焼ガスが達している。つまり，着火性の良い CN45 の場合には，燃料噴霧，蒸気が壁面に達する前に着火，発熱を生じ，壁面に到達するのは低雰囲気圧力の方が早いため，雰囲気圧力が低い方から火炎が壁面に衝突する。それに対して，CN15 では雰囲気圧力 8.0，10.0MPa では壁面衝突前に着火し，低雰囲気圧力の 8.0MPa から壁面衝突，熱流束が上昇する。雰囲気圧力 4.0，6.0MPa では壁面衝突前に着火せず，衝突後に着火，燃焼ガスが壁面に達し，熱流束が上昇している。以上をまとめると，CN45 では全ての雰囲気圧力で，

燃料着火<壁面衝突<壁面への熱輸送, となり, 噴霧, 火炎の進展速度にしたがって熱流束が上昇, CN15 では高霧囲気圧力で, 燃料着火<壁面衝突<壁面への熱輸送, 低霧囲気圧力で, 壁面衝突<燃料着火<壁面への熱輸送となっていることで, 進展速度より着火に熱流束上昇時期が依存していることから, 燃料によって霧囲気圧力に対して熱流束の上昇時期の傾向が異なることがわかった。

図 2.9 に噴孔径 0.2mm での噴射, 霧囲気圧力による熱損失を示す. 横軸は燃料噴射圧力とし, 燃料ごとに霧囲気圧力をパラメータとして, 結果を図内に示している. ここでは熱損失は, 熱流束値を噴射期間 2 倍である 14ms まで積算した値とした. 図 2.6~2.8 に示したように, 燃料によって熱流束の上昇時期は異なるが, 熱損失に関しても CN45 では低霧囲気圧力で, CN15 では高霧囲気圧力で熱損失は高くなる. 噴射圧力の効果は, どちらの燃料にも共通して高噴射圧力になると熱損失が増加している. これは, 今回の実験が噴射期間を一定にしているため, 噴射速度と燃料流量の効果の両方を含んでいると考えられる. 図 2.10 には, 同一霧囲気, 噴射条件で噴孔径を変更した場合の熱損失の比較を示している. 噴孔径が 0.2mm から 0.3mm になると, 熱損失は増加する. 一方, 噴射, 霧囲気圧力との関係で見ると, 噴射圧力の高圧化は, 噴孔径によらず熱損失を増加させるが, 霧囲気圧力の高圧化は, 0.2mm の場合は熱損失を低下させ, 0.3mm の場合は増加させる. この時の熱流束の結果を図 2.11 に示すが, 高霧囲気圧化によって噴孔径 0.2mm の場合には熱流束の立ち上がりが遅延することで熱損失が低下, 0.3mm の場合には熱流束の立ち上がり時期が早くなり, その上でその後の熱流束の増加率も高くなることで熱損失が増加する. このように噴孔径によって霧囲気圧力の熱損失への影響が異なる理由として, 両者の噴霧の発達と着火時期を考える. 噴孔径によらず着火時期はほぼ変わらないが, 噴孔径が大きいと噴霧の発達が早く, 霧囲気圧力が 6.0 から 8.0MPa に増加しても, 着火時の噴霧, 蒸気は既に壁面付近まで到達している, 着火した直後に壁面へ火炎が衝突している. それに対して, 噴孔径が小さいと霧囲気圧力の増加によって噴霧の発達は遅れ, 噴霧火炎の壁面衝突までの時間が長くなる. これらのことから, 着火時の噴霧, 蒸気と壁面の相対関係, つまり噴霧, 火炎の発達状態が壁面熱流束の上昇時期に非常に重要であることがわかった。

今回の実験では, 密閉された容器内で行われ, 時間の経過に伴って燃焼ガスが噴霧に対して半径方向に広がっていかないことが熱流束が下がらない理由として考えられ, 図 2.4 に示したように噴孔径 0.3mm では 0.2mm の場合と既燃ガス温度はほぼ変わらないが, 燃焼室中に占める既燃体積がおおよそ 1.5 倍あるため, より壁温上昇が維持されると推定できる。

3. 衝突噴流の理論解析

3.1 軸対称噴流の壁面熱伝達

2 章で示したように今回の実験条件では, 液体燃料が直接壁面に衝突している様子は観察されない. また, これまでの研究から, 式 (1.1) で示す熱伝達率に対する Re 数の指数 m は, $0.4^{27,28} \sim 0.8$ 以上²³⁻²⁶となっている. この指数 m は層流 0.5, 乱流では 0.8 となるため, 壁面衝突噴流によって生じる壁面近傍の流れは層流から乱流まで様々な状態になっていることを示唆している. そのため, ここでは恣意的な余地の入らないことから, 理論解析に適している層流境界層を考える. したがって, 解析では層流定常軸対称噴流を仮定し, 実験にて計測した位置であるよどみ点近傍の壁面への熱輸送を解析する. 定常を仮定したのは, 非定常の取り扱いは複雑になるからであり, 実験との比較では, 噴射期間中でかつ, 計測された壁面熱流束がほぼ一定になる期間が検討対象になる. 解析手法は, Ma ら⁴⁰の解析手法を基に行い, 拡張, 修正している. また, 代表速度, 長さをどのように定義すべきかを定式化を行う中で検討する. 図 3.1 に壁面衝突噴流の模式図を示す.

壁面近傍での境界層近似を適用すると, 連続の式, Navier- Stokes 方程式 (以下 NS 式) は以下ようになる. 密度は境界層内密度になり, 一定とする.

$$\frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial(rv)}{\partial y} = 0 \quad (3.1)$$

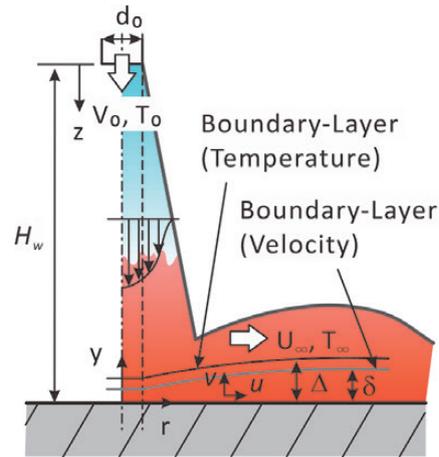


図 3.1 壁面衝突噴流模式図

$$u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_b} \frac{dp}{dr} + \frac{\mu}{\rho_b} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (3.2)$$

境界条件は、 $y=0$ で $u=v=0$ 、 $y=\delta$ で $\partial u / \partial y = 0$ である。

質量保存則と主流でのベルヌーイの式およびその微分は次のようになる。

$$Q = 2\pi r \int_0^{H_0} u dy = \frac{1}{4} \pi d_0^2 V_0 \quad (3.3)$$

$$P(r) + \frac{1}{2} \rho_b U_\infty^2 = \text{const} \quad (3.4)$$

$$-\frac{1}{\rho_b} \frac{dp}{dr} = U_\infty \frac{dU_\infty}{dr} \quad (3.5)$$

ここでは、エネルギー式であるベルヌーイの式で、内部エネルギーの変化（温度変化）は考慮しない。

実験ではよどみ点での熱流束を計測しているため、解析でもこの領域を対象にしている。よどみ点領域の境界層外縁速度は、平田らの実験結果⁹⁾では、

$$U_\infty = \alpha V_0 \frac{r}{d_0} \quad (3.6)$$

と定式化され、 $\alpha=1$ としている。原著論文⁴⁰⁾ではこの式を用いて定式化しているが、ここでは今後の検討のため α を定数としておき、式の展開を行う。これが第一の変更点である。連続の式 (3.1) を y について区間 $0-\delta$ で積分する。

$$v|_{0-\delta} = -\frac{1}{r} \int_0^\delta \frac{\partial(ru)}{\partial r} dy \quad (3.7)$$

NS式 (3.2) も同様に積分する. 左辺第一項は,

$$\int_0^\delta u \frac{\partial u}{\partial r} dy = \frac{1}{r} \int_0^\delta ru \frac{\partial u}{\partial r} dy = \frac{1}{r} \int_0^\delta \left\{ \frac{\partial(ru^2)}{\partial r} - u \frac{\partial(ru)}{\partial r} \right\} dy \quad (3.8)$$

左辺第二項は, 式 (3.1) と式 (3.7) を用いて,

$$\begin{aligned} \int_0^\delta v \frac{\partial u}{\partial y} dy &= \frac{1}{r} \int_0^\delta rv \frac{\partial u}{\partial y} dy = \frac{1}{r} [ruv]_0^\delta - \frac{1}{r} \int_0^\delta u \frac{\partial(rv)}{\partial y} dy \\ &= -\frac{1}{r} U_\infty \int_0^\delta \frac{\partial(ru)}{\partial r} dy + \frac{1}{r} \int_0^\delta u \frac{\partial(ru)}{\partial r} dy \end{aligned} \quad (3.9)$$

以上の式と, 右辺第一項の圧力項に式 (3.5) のベルヌーイ式の微分形を積分した結果を適用し, NS式 (3.2) の左辺と右辺第一項をまとめると,

$$\begin{aligned} &\int_0^\delta \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial(ru^2)}{\partial r} - \frac{1}{r} u \frac{\partial(ru)}{\partial r} - \frac{1}{r} U_\infty \frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{1}{r} u \frac{\partial(ru)}{\partial r} - U_\infty \frac{dU_\infty}{dr} \right\} dy \\ &= \int_0^\delta \left[-\frac{1}{r} \frac{\partial\{ru(U_\infty - u)\}}{\partial r} - \frac{dU_\infty}{dr} (U_\infty - u) \right] dy \\ &= -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\delta r U_\infty^2 \frac{u}{U_\infty} \left(1 - \frac{u}{U_\infty} \right) dy - \frac{dU_\infty}{dr} \int_0^\delta U_\infty \left(1 - \frac{u}{U_\infty} \right) dy \\ &= -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r U_\infty^2 \delta_2) - U_\infty \delta_1 \frac{dU_\infty}{dr} \end{aligned} \quad (3.10)$$

ここで, δ_1 は排除厚さ, δ_2 は運動量厚さで以下の式で表される.

$$\delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U_\infty} \right) dy, \quad \delta_2 = \int_0^\delta \frac{u}{U_\infty} \left(1 - \frac{u}{U_\infty} \right) dy \quad (3.11)$$

一方, NS式 (3.2) の右辺第二項は, 境界層外側の半径方向速度は垂直方向に対して一定なので,

$$\int_0^\delta \frac{\mu}{\rho_b} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} dy = \frac{\mu}{\rho_b} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=\delta} - \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} \right) = -\frac{\mu}{\rho_b} \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad (3.12)$$

以上をまとめると, NS式は

$$\frac{\partial \delta_2}{\partial r} + \left(2 + \frac{\delta_1}{\delta_2} \right) \frac{\delta_2}{U_\infty} \frac{dU_\infty}{dr} + \frac{\delta_2}{r} = -\frac{\mu}{\rho_b U_\infty^2} \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad (3.13)$$

境界層内の速度分布はポールハウゼンの方法⁴⁾から求める。境界条件は $y=0$ で $u=0$, $v=0$ なので、式 (3.2) の NS 式に代入すると、左辺が 0 になり式 (3.5) から、

$$\frac{\mu}{\rho_b} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{1}{\rho_b} \frac{dp}{dr} = -U_\infty \frac{dU_\infty}{dr} \quad (3.14)$$

となる。式 (3.14) が $y=0$ で成立することが一つ目の境界条件、また、速度分布が境界層内外で滑らかにつながるようにするために、

$$\left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=\delta} = \left. \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right|_{y=\delta} = 0 \quad (3.15)$$

を加え、最後に $y=\delta$ で $u=U_\infty$ とすることで 4 つの境界条件が得られ、以下の速度分布の 4 つの定数を求めることができる。

$$\begin{aligned} \frac{u}{U_\infty} = f(\eta) &= a\eta + b\eta^2 + c\eta^3 + d\eta^4 \\ &= \eta(2 - 2\eta^2 + \eta^3) + \frac{\Lambda}{6}\eta(1-\eta)^3 \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$\eta=y/\delta, \quad 0 \leq \eta \leq 1, \quad \Lambda \equiv \frac{\delta^2}{\nu} \frac{dU_\infty}{dr} = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{d}{dr} \left(\alpha \frac{V_0}{d_0} r \right) = \frac{\delta^2}{d_0^2} \alpha \frac{V_0 d_0}{\nu} = \frac{\delta^2}{d_0^2} \alpha \text{Re} \quad (3.17)$$

Λ は形状係数と呼ばれる。ここで Re 数への変換が行われるが、代表長さ、代表速度をそれぞれ d_0 , V_0 としていることになる。この両者は、式 (3.6) の境界層外縁速度に起因している。 Re 数の代表長さ、速度を変更したいのであれば、この境界層外縁速度を別変数で表現する必要がある。後述するこれまでの既往研究では、式 (3.6) 以外の式形状は見当たらない。したがって、式の展開上、代表長さ、速度に d_0 , V_0 以外の変数を選ぶと式中に速度比 U/V_0 , 長さ比 L/d_0 を含むことになり、速度、長さそれぞれ二つの代表特性値が必要になることから、 d_0 , V_0 を代表値として選択することは自然と考える。

式 (3.13) の δ_1 , δ_2 を、 $\delta_1=C_1\delta$, $\delta_2=C_2\delta$ と置き換え、式 (3.16) から求められる

$$\left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} = a \frac{U_\infty}{\delta} = \left(\frac{\Lambda}{6} + 2 \right) \frac{U_\infty}{\delta} \quad (3.18)$$

と式 (3.6), その微分を代入すると、式 (3.13) は、

$$C_2 \frac{\partial \delta}{\partial r} + (3C_2 + C_1) \frac{\delta}{r} = \frac{d_0^2 (2 + \Lambda/6)}{\alpha \text{Re} \delta r} \quad (3.19)$$

と書き換えられる。この式 (3.19) はベルヌーイの微分方程式であり、原著論文⁴⁾では右辺括弧内が $(1+\Lambda/6)$ であるが、ここでは $(2+\Lambda/6)$ となっている。 δ についての微分方程式を解くと、

$$\delta^2 = \frac{d_0^2 (2 + \Lambda/6)}{(3C_2 + C_1)\alpha \text{Re}} + \text{Const} \times r^{-\frac{2(3C_2+C_1)}{C_2}} \quad (3.20)$$

C_1 , C_2 は排除厚さ δ_1 , 運動量厚さ δ_2 の定義から,

$$C_1 = \frac{\delta_1}{\delta} = \int_0^1 \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) d\eta = \int_0^1 \{1 - f(\eta)\} d\eta = \frac{3}{10} - \frac{\Lambda}{120} \quad (3.21)$$

$$C_2 = \frac{\delta_2}{\delta} = \int_0^1 \frac{u}{U_\infty} \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) d\eta = \int_0^1 f(\eta) \{1 - f(\eta)\} d\eta = \frac{37}{315} - \frac{\Lambda}{945} - \frac{\Lambda^2}{9072} \quad (3.22)$$

よどみ点での境界層厚さを求めるため, 式 (3.20) で $r=0$ とすると,

$$\delta|_{r=0} = d_0 \alpha^{-0.5} \text{Re}^{-0.5} \left(\frac{2 + \Lambda/6}{3C_2 + C_1} \right)^{1/2} \quad (3.23)$$

式 (3.23) に, 式 (3.17), (3.21), (3.22) を代入, 展開すると上式は Λ の三次方程式になり, 方程式を解くと $\Lambda = 2.171636^2$ となる. したがって式 (3.17) から

$$\delta = \sqrt{\frac{\Lambda d_0^2}{\alpha \text{Re}}} = 2.1716 d_0 \alpha^{-0.5} \text{Re}^{-0.5} \quad (3.24)$$

以上により, よどみ点近傍の層流境界層の速度境界層厚さが算出された. 一方, 温度境界層についても同様にエネルギー方程式を展開する. 境界層内の方程式は, 以下のようになる.

$$u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\lambda}{\rho_b C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (3.25)$$

境界条件は, $y=0$ で $T=T_w$, $\partial^2 T / \partial y^2 = 0$, $y=\Delta$ で $T=T_\infty$, $\partial T / \partial y = \partial^2 T / \partial y^2 = 0$ である. Δ は温度境界層厚さである. 温度を無次元化すると,

$$\theta \equiv \frac{T - T_\infty}{T_w - T_\infty} = 1 - 2 \frac{y}{\Delta} + 2 \left(\frac{y}{\Delta} \right)^3 - \left(\frac{y}{\Delta} \right)^4 \quad (3.26)$$

式 (3.16) の速度式との違いは, 圧力勾配の有無と, 境界条件 $\partial^2 T / \partial y^2|_{y=0} = 0$ から生じている. 速度と同様の式展開を行うため, 式 (3.25) を y で積分すると, 左辺第一, 二項は,

$$\frac{1}{r} \int_0^\Delta ru \frac{\partial T}{\partial r} dy = \frac{1}{r} \int_0^\Delta \left\{ \frac{\partial(ruT)}{\partial r} - T \frac{\partial(ru)}{\partial r} \right\} dy \quad (3.27)$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{r} \int_0^\Delta rv \frac{\partial T}{\partial y} dy &= \frac{1}{r} [rvT]_0^\Delta - \frac{1}{r} \int_0^\Delta T \frac{\partial(rv)}{\partial y} dy \\
&= -\frac{1}{r} T_\infty \int_0^\Delta \frac{\partial(ru)}{\partial r} dy + \frac{1}{r} \int_0^\Delta T \frac{\partial(ru)}{\partial r} dy
\end{aligned} \tag{3.28}$$

ここで,

$$\Delta_1 \equiv \int_0^\Delta \frac{u}{U_\infty} \frac{T - T_\infty}{T_w - T_\infty} dy \tag{3.29}$$

と定義すると, 式 (3.5) に示したように主流のエネルギ式では, 半径方向の温度変化を考慮しないと仮定しているので $\partial T_\infty / \partial r = 0$ となり, まとめると, 式 (3.25) の左辺は,

$$\begin{aligned}
\int_0^\Delta \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial(ruT)}{\partial r} - \frac{1}{r} T \frac{\partial(ru)}{\partial r} - \frac{1}{r} T_\infty \frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{1}{r} T \frac{\partial(ru)}{\partial r} \right\} dy &= \int_0^\Delta \frac{1}{r} \frac{\partial\{ru(T - T_\infty)\}}{\partial r} dy \\
&= \frac{1}{r} (T_w - T_\infty) U_\infty \Delta_1 + (T_w - T_\infty) U_\infty \frac{\partial \Delta_1}{\partial r}
\end{aligned} \tag{3.30}$$

式 (3.25) の右辺は,

$$\frac{\lambda}{\rho_b C_p} \int_0^\Delta \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} dy = - \frac{\lambda}{\rho_b C_p} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{1}{\rho_b C_p} \left\{ -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} \right\} = \frac{q(r)}{\rho_b C_p} \tag{3.31}$$

以上より,

$$(T_w - T_\infty) U_\infty \frac{\partial \Delta_1}{\partial r} + \frac{1}{r} (T_w - T_\infty) U_\infty \Delta_1 = \frac{q(r)}{\rho_b C_p} \tag{3.32}$$

この Δ_1 に関する微分方程式を解く. 境界条件を $r=0$ で $\Delta_1 = \Delta_1|_{r=0}$ とすると,

$$\Delta_1 = \frac{1}{\rho_b C_p U_\infty r} \int_0^r \frac{q(r)r}{T_w - T_\infty} dr \tag{3.33}$$

熱流束は, 無次元化された温度である式 (3.26) の微分から,

$$\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{\partial \theta / \partial y}{\partial \theta / \partial T} \Big|_{y=0} = \frac{-2/\Delta + 6y^2/\Delta^3 - 4y^3/\Delta^4}{1/(T_w - T_\infty)} \Big|_{y=0} = -2 \frac{T_w - T_\infty}{\Delta} \tag{3.34}$$

なので,

$$q(r) = -\lambda \left. \frac{dT}{dy} \right|_{y=0} = \frac{2}{\Delta} \lambda (T_w - T_\infty) \quad (3.35)$$

λ は流体の熱伝導率である. 式 (3.33) を式 (3.6), (3.35) などを用いて展開すると, 前述のように, $\partial T_\infty / \partial r = 0$ のため $T_\infty = \text{const}$, よどみ点なので, $r=0$ 近傍で $T_w = \text{const}$ とすると,

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= \frac{\mu}{\rho_b} \frac{\lambda}{\mu C_p} \frac{1}{(2/\Delta) \lambda (T_w - T_\infty)} \frac{1}{\alpha} \frac{d_0}{V_0 r} \frac{2}{\Delta r} \int_0^r q(r) r dr \\ &= \frac{1}{\text{Pr}} \frac{1}{\Delta} \frac{d_0^2}{\alpha \text{Re}} \frac{2}{qr^2} \int_0^r q(r) r dr \end{aligned} \quad (3.36)$$

また, 式 (3.17) 及び,

$$\varepsilon \equiv (2/qr^2) \int_0^r q(r) r dr \quad (3.37)$$

と定義すると,

$$\Delta_1 = \frac{1}{\text{Pr}} \frac{1}{\Delta} \frac{\delta^2}{\Lambda} \varepsilon \quad (3.38)$$

となる.

原著論文⁴⁰⁾では水を対象にしていたため, $Pr > 1$ の場合のみを考えているが, ここでは, Pr 数を 1 以上, 以下に分けて統合的に検討する. これが第二の変更点である. 式 (3.29) の Δ_1 に関する定義から, 式 (3.16), (3.26) を代入する. 積分範囲は温度境界層内部になるので, 温度境界層さと速度境界層さの厚さの比によって計算式が異なる. 式 (3.16) は速度境界層内での速度分布なので, $\Delta/\delta < 1$ (温度境界層の方が薄い場合) と $\Delta/\delta > 1$ (温度境界層の方が厚い場合) での積分範囲が変わり,

$$\begin{aligned} \Delta/\delta < 1 \\ \Delta_1 &\equiv \int_0^\Delta \left\{ 2 \left(\frac{y}{\delta} \right) - 2 \left(\frac{y}{\delta} \right)^3 + \left(\frac{y}{\delta} \right)^4 + \frac{\Lambda}{6} \left(\frac{y}{\delta} \right) \left(1 - \frac{y}{\delta} \right)^3 \right\} \left\{ 1 - 2 \left(\frac{y}{\Delta} \right) + 2 \left(\frac{y}{\Delta} \right)^3 - \left(\frac{y}{\Delta} \right)^4 \right\} dy \end{aligned} \quad (3.39)$$

$$\begin{aligned} \Delta/\delta > 1 \\ \Delta_1 &\equiv \int_0^\delta \left\{ 2 \left(\frac{y}{\delta} \right) - 2 \left(\frac{y}{\delta} \right)^3 + \left(\frac{y}{\delta} \right)^4 + \frac{\Lambda}{6} \left(\frac{y}{\delta} \right) \left(1 - \frac{y}{\delta} \right)^3 \right\} \left\{ 1 - 2 \left(\frac{y}{\Delta} \right) + 2 \left(\frac{y}{\Delta} \right)^3 - \left(\frac{y}{\Delta} \right)^4 \right\} dy \\ &+ \int_\delta^\Delta 1 \times \left\{ 1 - 2 \left(\frac{y}{\Delta} \right) + 2 \left(\frac{y}{\Delta} \right)^3 - \left(\frac{y}{\Delta} \right)^4 \right\} dy \end{aligned} \quad (3.40)$$

となる. 式 (3.39), (3.40) を積分すると,

$$\Delta_1 = \left(\frac{2}{15} + \frac{\Lambda}{90} \right) \frac{\Delta^2}{\delta} - \frac{1}{84} \Lambda \frac{\Delta^3}{\delta^2} + \left(-\frac{3}{140} + \frac{3}{560} \Lambda \right) \frac{\Delta^4}{\delta^3} + \left(\frac{1}{180} - \frac{\Lambda}{1080} \right) \frac{\Delta^5}{\delta^4} \quad (3.41)$$

$$\Delta_1 = \frac{3}{10} \Lambda + \left(-\frac{3}{10} + \frac{\Lambda}{120} \right) \delta + \left(\frac{2}{15} - \frac{\Lambda}{180} \right) \frac{\delta^2}{\Lambda} + \left(-\frac{3}{140} + \frac{\Lambda}{840} \right) \frac{\delta^4}{\Delta^3} + \left(\frac{1}{180} - \frac{\Lambda}{3024} \right) \frac{\delta^5}{\Delta^4} \quad (3.42)$$

速度境界層厚さ δ と温度境界層厚さ Δ の比を

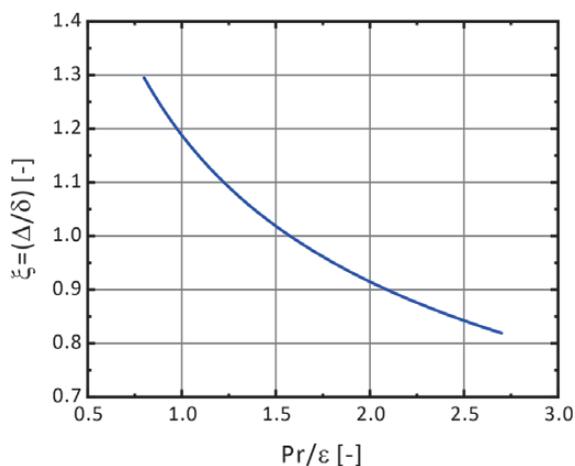
$$\xi = \frac{\Delta}{\delta} \quad (3.43)$$

として式 (3.41), 式 (3.42) をそれぞれ式 (3.38) に代入すると,

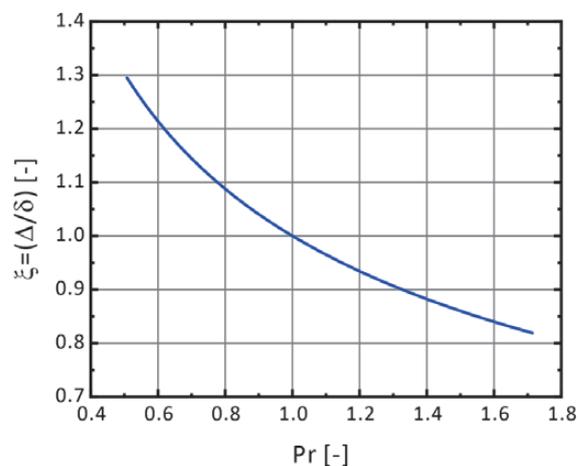
$$\left(\frac{1}{180} - \frac{\Lambda}{1080} \right) \xi^6 + \left(-\frac{3}{140} + \frac{3}{560} \Lambda \right) \xi^5 - \frac{1}{84} \Lambda \xi^4 + \left(\frac{2}{15} + \frac{\Lambda}{90} \right) \xi^3 - \frac{1}{\text{Pr}} \frac{\varepsilon}{\Lambda} = 0 \quad (3.44)$$

$$\frac{3}{10} \xi^5 + \left(-\frac{3}{10} + \frac{\Lambda}{120} \right) \xi^4 + \left(\frac{2}{15} - \frac{\Lambda}{180} - \frac{\varepsilon}{\Lambda \text{Pr}} \right) \xi^3 + \left(-\frac{3}{140} + \frac{\Lambda}{840} \right) \xi + \left(\frac{1}{180} - \frac{\Lambda}{3024} \right) = 0 \quad (3.45)$$

が導出される.



(a) Pr/ε 数と速度, 温度境界層厚さの比



(b) Pr 数と速度, 温度境界層厚さの比

図 3.2 無次元数と境界層厚さの関係

$\Lambda = 2.171636^2$ とし, 式 (3.44), (3.45) とともに $\xi=1$ となる Pr/ε を求めると, $\text{Pr}/\varepsilon=1.575187$ になる. この $\text{Pr}/\varepsilon=1.575187$ を境に, $\text{Pr}/\varepsilon > 1.575187$ では式 (3.44) を, $\text{Pr}/\varepsilon < 1.575187$ では式 (3.45) を用いた結果が図 3.2(a)になる. 二つの式は滑らかに接続している. $\xi=1$ は式 (3.43) の定義の通り, 速度, 温度境界層厚さが等しくなるので, Pr 数の定義から $\text{Pr}=1$ であり, したがって $\varepsilon=1/1.575187=0.6348$ となる. 図 3.2(b)に Pr 数と ξ の関係を示す. ここでは Pr 数全域にわたって $\varepsilon=0.6348$ を採用した. これは, Pr 数が燃料や混合状態によって変化しても, よどみ点近傍の熱流束の半径方向の分布が変わらないことを仮定している.

さらに, 図 3.2(a)から ξ を Pr/ε の逆数の関数で表せると仮定し,

$$\xi = \alpha_0 \varepsilon^{n_0} \text{Pr}^{-n_0} \tag{3.46}$$

と定式化した。両辺の対数をとると、

$$\ln \xi = \ln \alpha_0 - n_0 \ln (\text{Pr} / \varepsilon) \tag{3.47}$$

これを図 3.3 に示すと、 $n_0=0.3772$, $\ln \alpha_0=1.1724$ になるので、

$$\xi = 1.1882 (\text{Pr} / \varepsilon)^{-0.3772} \tag{3.48}$$

となる。Nu 数の定義は、

$$Nu = \frac{h_w L}{\lambda} \tag{3.49}$$

である。式 (3.35) の熱流束と熱伝達率の定義から、

$$q(r) = \frac{2}{\Delta} \lambda (T_w - T_\infty) = h_w (T_w - T_\infty) \tag{3.50}$$

$$\frac{2}{\Delta} = \frac{h_w}{\lambda} \tag{3.51}$$

以上により、これまでの計算結果、式 (3.24), (3.48) と (3.51) から、式 (3.49) の Nu 数は、代表長さを d_0 , $\varepsilon=0.6348$ とすると

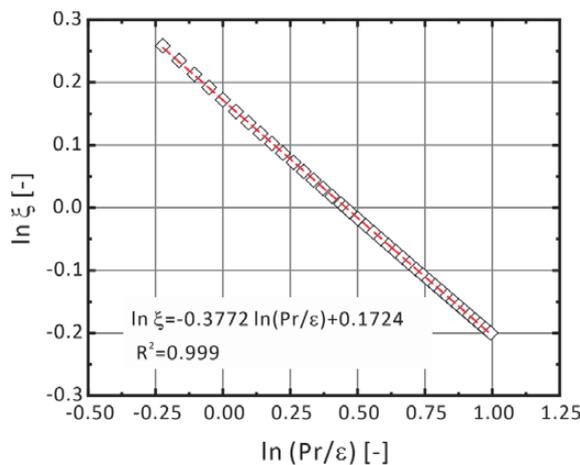


図 3.3 Pr/ε と速度、温度境界層厚さの比

$$\begin{aligned}
Nu &= \frac{h_w d_0}{\lambda} = \frac{2}{\Delta} d_0 = \frac{\delta}{\Delta} \frac{1}{\delta} 2d_0 = \frac{1}{1.1882(\text{Pr}/\varepsilon)^{-0.3772}} \frac{1}{2.1716d_0\alpha^{-0.5} \text{Re}^{-0.5}} 2d_0 \\
&= 0.7751\alpha^{0.5} \varepsilon^{-0.3772} \text{Pr}^{0.3772} \text{Re}^{0.5} \\
&= 0.9200\alpha^{0.5} \text{Pr}^{0.3772} \text{Re}^{0.5}
\end{aligned} \tag{3.52}$$

上式 (3.52) 中の Nu 数の代表長さを Re 数と同様に噴孔径にすることで、 d_0 はキャンセルされる。

Nu 数の整理式は、式 (1.1) のように Pr 数と Re 数 (Gr 数) で表されるのが通常で、参考にした原著論文⁴⁰⁾では ε が新たな関数として追加されている。 ε は式 (3.37) で表されているように熱流束から求められるため、ここでは $Pr=1$ での $\varepsilon=0.6348$ に固定し、新たに α の効果を考慮している。このように、前述の通り噴霧・噴流壁面衝突における熱流束の半径方向分布がどの条件でも相似になること、噴霧の噴孔流出条件や、噴孔一壁面間距離によって、後述するよどみ点近傍の半径方向速度勾配 α が変化すること、を新たに式 (3.52) に組み込んでいる。以上が原著論文⁴⁰⁾からの第三の変更点になる。

式の経緯から $Pr=\mu C_p/\lambda$ の各物性値は、境界層内温度の関数になるが、よどみ点近傍では温度は半径方向に対して一定であり、 Pr 数も半径方向に対して変化せず、時間のみ関数になる。また、 $Re=UL/\nu$ は、動粘性係数が境界層内温度の関数、代表速度と長さが噴孔出口の速度、噴孔径になる。つまり、 Re 数が噴孔での燃料の状態を表しているものではなく、噴孔と境界層の両者を合わせたものになっていることに注意を要する。

本理論解析から、式 (3.52) のように Nu 数が求められたが、パラメータとして考えられるのはよどみ点付近の境界層外縁速度 U_∞ の係数 α のみであり、これをどのように表すかによって Nu 数の係数が変化する。式 (3.6) を微分し、無次元化すると

$$\left. \frac{d(U_\infty/V_0)}{d(r/d_0)} \right|_{r=0} = \alpha \tag{3.53}$$

となるので、 α は無次元半径方向速度勾配になる。しかし、これを直接的に計算用のパラメータにしても、壁面衝突する噴霧燃焼で現実に計測できる値ではないため、この値を理論的、実験的手法を用いて他の直接的に変更することができる速度に置き換えることができるか、が問題になる。理論解析の基にした Ma らの解析では、前述の通り、平田らの計測結果⁹⁾から、 $\alpha=1$ としている。Kataoka⁴²⁾も境界層外縁速度を Homann, Froessling による解析⁴³⁾を基に平田らの計測結果と同様に半径方向速度が半径に比例する式を用い、定数となるよどみ点近傍の無次元半径方向速度勾配を実験結果から

$$\alpha = \left. \frac{d(U_\infty/V_0)}{d(r/d_0)} \right|_{r=0} = 2.051 \tag{3.54}$$

としている。Kendoush³²⁾は、Schrader, Dosdogru の実験式⁸⁾

$$U_\infty = \frac{V_0}{d_0} \left(1.04 - 0.034 \frac{H_w}{d_0} \right) r \tag{3.55}$$

からの微分形式

$$\alpha = \frac{d(U_\infty / V_0)}{d(r / d_0)} \Big|_{r=0} = 1.04 - 0.034 \frac{H_w}{d_0} \tag{3.56}$$

を用いている。上記の式 (3.56) は、計測結果を基に提案された式であり、 $1 < H_w/d_0 < 10$ の範囲で適用可能としている。なお、どの式もよどみ点付近の半径方向速度は半径の増加に対して比例するという実験結果を基にしている。この半径方向速度が半径に比例する傾向は、Stevens の実験⁴⁹⁾でも得られている。ここでは上記の 3 つの式の他に、Tani ら⁵⁾の解析した非粘性渦あり流れを基にした式を提案する。なお、ここで検討しているのは境界層外縁速度であるため、主流は境界層理論に基づき粘性の作用を無視できることから、非粘性流体を考えている。その結果、よどみ点近傍の半径方向速度勾配は、

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{d(U_\infty / V_0)}{d(r / d_0)} \Big|_{r=0} = \frac{1}{2} a \frac{d_0}{V_0} = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial(v / V_0)}{\partial(y / d_0)} \right|_{r=0, z=0} = \frac{1}{2} \frac{A_1}{dy / d_0} \frac{V_{ap}}{V_0} \\ &= \frac{A_1}{2} \frac{C_3 \left(\frac{H_w}{d_0} \right)^3 + C_2 \left(\frac{H_w}{d_0} \right)^2 + C_1 \left(\frac{H_w}{d_0} \right) + C_0}{B_3 \left(\frac{H_w}{d_0} \right)^3 + B_2 \left(\frac{H_w}{d_0} \right)^2 + B_1 \left(\frac{H_w}{d_0} \right) + B_0} \end{aligned} \tag{3.57}$$

となる。 $A_1 \sim C_3$ は多項式近似の定数であり、表 3.1 に示す。適用範囲は $4 < H_w/d_0 < 25$ になる。 a は噴霧軸方向速度勾配、 y は壁を 0 とした垂直方向、 V_{ap} は自由噴流速度に戻る位置での速度である。算出方法については、付録 c に記した。

表 3.1 垂直方向速度勾配に関する定数

		B_0	1.0	C_0	1.155
A_1	2.089	B_1	2.580×10^{-2}	C_1	-2.305×10^{-2}
		B_2	6.391×10^{-3}	C_2	-2.817×10^{-3}
		B_3	-1.568×10^{-4}	C_3	9.532×10^{-5}

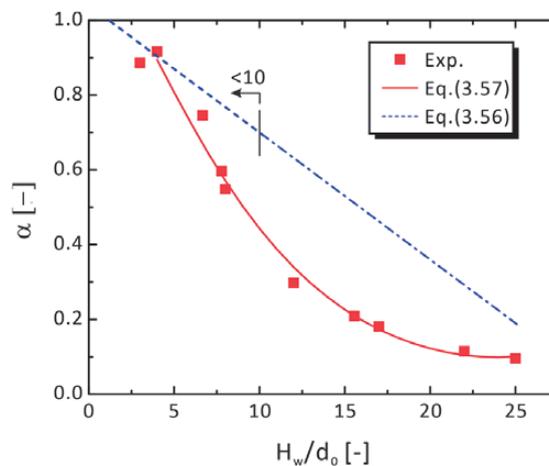


図 3.4 実験、解析により得られた速度勾配の比較

図 3.4 に式 (3.56), (3.57) を比較した結果を示す. 式 (3.56) は $H_w/d_0 < 10$ までの実験結果なので, それ以降は参考として外挿して示している. 図内実験結果のプロットは, Tani ら⁵⁾と Giralt ら⁴⁵⁾の結果であり, そこから求めた式 (3.57) は実験結果を再現できていることが確認できる. 平田らの式 ($\alpha=1$), Kataoka の式 ($\alpha=2.051$) は噴孔一壁面間距離に関わらず一定の速度勾配になるが, 今回提案した式は, 噴孔一壁面間距離が長くなると勾配が小さくなる. また, 式 (3.56) の実験式は式からもわかるように α が噴孔一壁面間距離に対して直線近似になっているが, 式 (3.57) は距離の増加に対して二次関数的に減少している.

3.2 実験結果との比較

以上の 3.1 の解析の結果, 式 (3.52), (3.57) のような結果を新たに得ることができた. これは, 熱移動に関する Nu 数の整理式に対して, 無次元半径方向速度勾配を新たな変数として追加し, 図 3.4 のようにこれまで提案されていた噴孔一壁面間距離 $H_w/d_0=10$ までの式の範囲を 25 まで延長していることになる. 今回実験している条件は, 噴孔径が 0.2, 0.3mm, 噴孔一壁面間距離が 100mm である. そのため, $H_w/d_0=333\sim 500$ となり, 解析結果と実験結果の状況を一致させるためには $H_w=100\text{mm}$ を維持すると, 最小でも $d_0=4.0\text{mm}$, $d_0=0.2\text{mm}$ を維持すると, $H_w=5.0\text{mm}$ にしないとイケない. しかし, この条件では液体燃料が直接壁面に衝突することが予想され, 気液の相が異なることになり, 比較対照にならない. したがって, ここでは実験と解析で運動量を一致させた上で, 液体燃料を気体に変更, 噴出位置を噴孔から燃料が液柱形状を維持している距離である分裂長さ L_b 下流にすることで, 噴孔での噴出速度, 噴孔径を変更している. 噴霧から噴流への変更についての模式図を図 3.5 に示す. まず, 可視化画像から大きな差が見られなかったことから, 全ての条件で噴霧角 $2\theta=10^\circ$ と固定し, 分裂長さは以下の Levich の式⁴⁶⁾を用いた.

$$L_b = C_b \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_a}} d_0 \quad (3.58)$$

C_b は数値流体力学 (CFD) での噴霧モデルに使われる液柱, 液滴分裂モデルである KH-RT モデルから, $C_b=B_l/2=20$ とした⁴⁷⁾. B_l はモデル中で分裂時間に関係する定数である. 燃料の噴孔出口速度 V_0 は, ベルヌーイの式から,

$$V_0 = C_d \sqrt{2 \frac{P_{inj} - P_a}{\rho_l}} \quad (3.59)$$

C_d は流量係数で, 0.8 とする. 噴孔と分裂長さ位置での運動量は, 準定常を仮定すると,

$$\dot{m}_{fuel} V_0 = \dot{m}_{fuel} V_l + \dot{m}_a V_a \quad (3.60)$$

\dot{m}_{fuel} は燃料流量, \dot{m}_a は雰囲気気質量流量, V_l , V_a は分裂長さ位置での噴霧内燃料, 雰囲気気速度である. 各質量流量は, 図 3.5 のように噴霧が噴霧角を維持すると仮定することで以下のようなになる.

$$\dot{m}_{fuel} = \rho_l \frac{\pi}{4} d_0^2 V_0 \quad (3.61)$$

$$\dot{m}_a = \rho_a \left\{ \frac{\pi}{4} (d_0 + 2L_b \tan \theta)^2 V_a - \frac{\pi}{4} d_0^2 V_0 \right\} \quad (3.62)$$

ここで、噴孔から分裂長さに達するまでの噴霧内の液体燃料と空気の関係は、ほぼ液体燃料に占められており、噴霧内に導入された空気の周囲は燃料液体に囲まれていると考え、 $V_l=V_a$ とする。まとめると V_a は、

$$V_a = \frac{-(\rho_l - \rho_a)d_0^2V_0 + \sqrt{(\rho_l - \rho_a)^2 d_0^4V_0^2 + 4\rho_a\rho_l(d_0 + 2L_b \tan \theta)^2 d_0^2V_0^2}}{2\rho_a(d_0 + 2L_b \tan \theta)^2} \quad (3.63)$$

さらに、速度は V_a に固定したまま、燃料を液体から気体へ変換する。ここでは燃料気体の物性は空気と同等とする。噴孔と分裂長さ位置での運動量保存から、

$$\rho_l \frac{\pi}{4} d_0^2 V_0^2 = \rho_a \frac{\pi}{4} d_{eq}^2 V_a^2 \quad (3.64)$$

d_{eq} は相当円直径であり、これを式 (3.64) を展開して求めると、

$$d_{eq} = \frac{V_0}{V_a} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_a}} d_0 \quad (3.65)$$

となる。これは燃料密度を液体から気体へと変更し、運動量が保存されるために流出する領域となる相当円直径を大きくしたことになる。以上の検討から、噴孔出口速度は式 (3.63) の速度に、噴孔径は式 (3.65) の相当円直径に置き換わることになる。

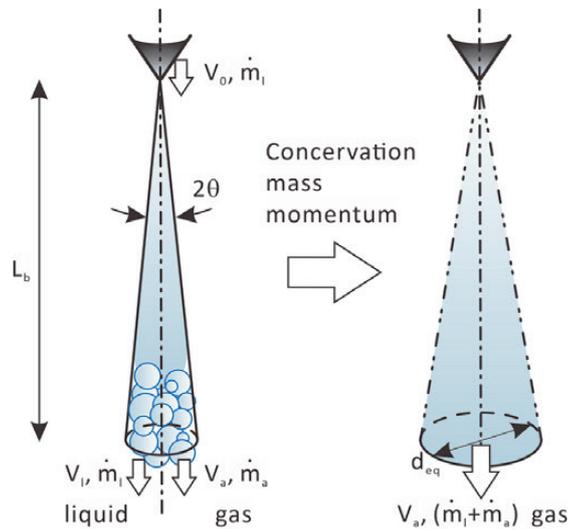


図 3.5 噴霧から噴流へのモデル化

2章で行った実験結果との比較は、燃料噴射中に火炎が壁面衝突している条件に絞った。これは、理論解析から求められた式 (3.52) の結果が図 3.1 のように噴射期間中を想定しているからである。そのため、定式化の中で代表長さ、代表速度が噴孔径、噴孔出口速度となっている。つまり、噴射終了後の検討を行う場合には、よどみ点領域の境界層外縁速度が式 (3.6) で表すことができるのか、または別の定式化が必要なのかが検討事項になる。

以上のことから、式 (3.52)、(3.57) を計算するために、代表長さは V_0 から V_a に、代表長さは d_0 から d_{eq} にし、

物性値のための参照温度は簡単のため、境界層外縁温度である二領域モデルによる既燃部温度 T_∞ を用いた。これより、式 (3.52) の Nu 数が求められる。この Nu 数は以下 Nu_{cal} と記す。対して、実験から得られる Nu_{exp} は、計測された壁面温度と式 (2.1) から求められた熱流束、既燃部温度 T_∞ から、

$$Nu_{exp.} = \frac{h_w L}{\lambda} = \frac{q d_{eq}}{\lambda(T_\infty)(T_\infty - T_w)} \quad (3.66)$$

となる。

図 3.6 に実験、計算による Nu 数の比較を示す。両者の比較対照期間は、燃料噴射開始後 6.0~7.0ms とした。この期間に噴霧火炎が壁面に衝突していない条件は除いている。示されているプロットは、各実験で対照期間の 6.0~7.0ms を平均した値である。実験は同一条件で 5, 6 回行っているが、その全てを示している。 Nu 数は噴孔径が 0.2mm の場合には実験での変化量が相対的に大きく、0.3mm の場合には計算での変化量大きい。今回の実験条件の範囲内では、実験が計算結果と桁違いに異なることにはなっていない。図 3.7 に Re 数と実験での Nu 数 Nu_{exp} との関係を示す。図は燃料ごとに分けて示している。同一雰囲気圧力で比較すると、噴射圧力の高圧化によって Re 数、 Nu_{exp} の増加につながる傾向にある。しかしその値は、雰囲気圧力ごとに異なっており、 Re 数だけで Nu_{exp} を整理できないことを示している。また、雰囲気圧力が増加すると Re 数は増加するが Nu 数が低下する。以上のように Re 数の変化に対して、噴射圧力は噴孔出口速度に、雰囲気圧力は雰囲気密度によって影響を及ぼしているが、これらの Nu 数への効果が異なることがわかった。

Nu_{exp} と Nu_{cal} を一致させるように、 Re 数の指数 m を変更した。各条件での m は以下の式で表される。

$$m = \frac{\ln(Nu_{exp.}/0.9200\alpha^{0.5} Pr^{0.3772})}{\ln(Re)} \quad (3.67)$$

図 3.8 に Nu_{exp} と Re 数の指数 m の関係を示す。 m は 0.3~0.6 になり、式 (3.52) の指数 0.5 と大きく変わらず、円管内乱流熱伝達での指数 0.8 より小さくなる。また、 Nu_{exp} と関係があり、 m は今回の実験範囲内では Nu 数で整理できることがわかった。これは、 Nu 数はこれまでの結果で得られているように、 m を固定して整理式を作成することができず、実験条件ごとに m を変更する必要があることを示している。

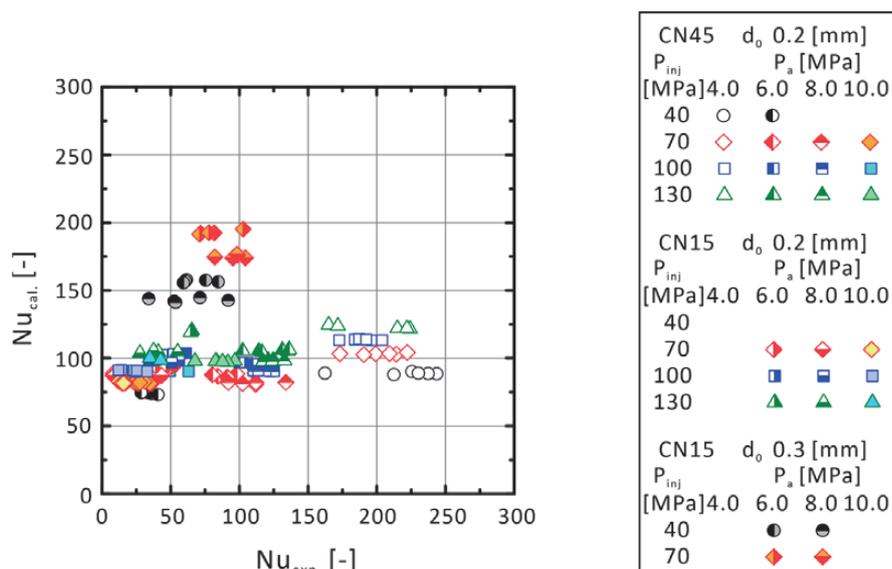


図 3.6 実験、解析から求められた Nu 数の比較

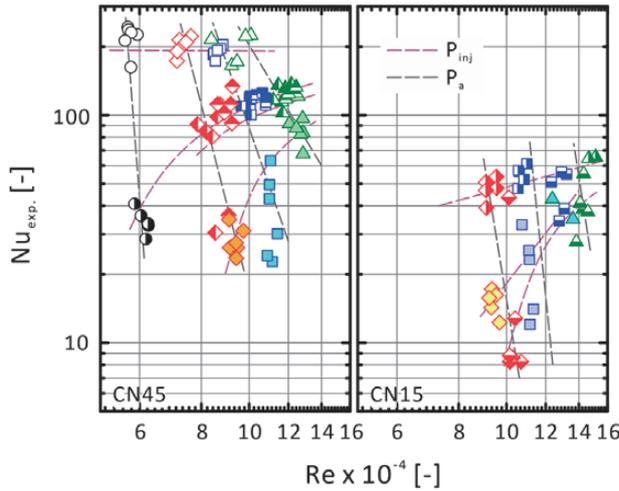


図 3.7 Re 数と Nu 数の関係

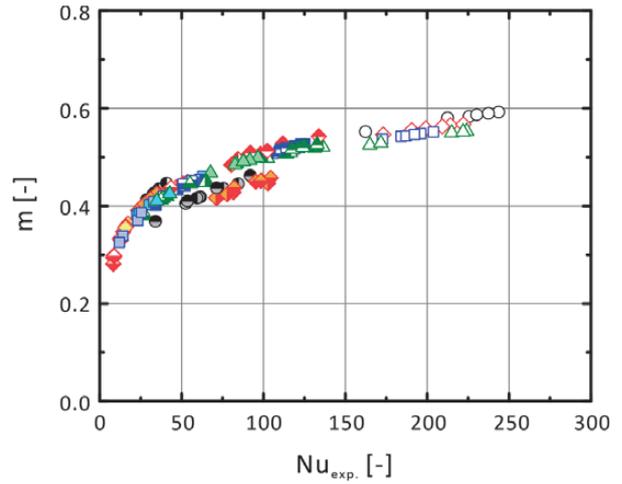


図 3.8 Nu 数と Re 数の指数 m の関係

4. まとめ

本研究では、高温高圧場における密閉空間内でのディーゼル噴霧燃焼の壁面衝突を対象にして、実験によりよどみ点近傍の熱流束に及ぼす雰囲気圧力の効果について噴射圧力、噴孔径、燃料の着火性をパラメータとして調べた。その上で、熱流束を整理するための無次元数の代表値の選定と整理式の定式化を行い、実験結果との比較によって、求めた整理式の有効性を検証した。以下に得られた知見を示す。

- (1) 計測結果を利用した二領域モデルによる既燃部、未燃部の温度、体積と、壁温からの熱流束解析の結果は、実験との整合性から、ほぼ状況を予測出来ていることを確認した。
噴孔と対向する壁面の熱流束が上昇し始める時期は、着火時期の噴霧蒸気の到達距離、進展速度と関係があり、着火時期が早くても進展速度が遅ければ壁面への到達は遅くなり、着火時期が遅くても燃料蒸気が壁面に既に到達していれば、その直後に熱流束は上昇する。そのため、雰囲気圧力を変更した場合の熱流束上昇時期は燃料の着火性によって傾向が異なり、低着火性燃料では高雰囲気圧力で、高着火性燃料では低雰囲気圧力で上昇時期が早くなる。また、同一着火性燃料でも噴孔径が異なれば、噴霧蒸気の進展が異なることから、着火時期が同じでも熱流束上昇時期は異なる。
- (2) 熱損失量は高噴射圧力で増加するが、噴射期間を一定にしているため、噴射速度と噴射流量の増加の両方の効果を含んであると考えられる。また、低着火性燃料では低雰囲気圧力で、高着火性燃料では高雰囲気圧力で熱損失量は低下する。
- (3) よどみ点近傍の熱流束を、層流境界層を仮定して解析的に求めた結果、 Nu 数は Pr 数、 Re 数の他によどみ点近傍の無次元半径方向速度勾配 α を新たな変数として用いる以下の式が得られた。また、この時の代表速度は噴孔出口速度、代表長さは噴孔径とすることで、速度比や長さ比などの変数が現れない単純な式になった。

$$Nu = 0.92\alpha^{0.5} Pr^{0.3772} Re^{0.5}$$

半径方向速度勾配は、非粘性渦あり流れの理論解析から、以下に示す噴孔－壁面間距離 H_w/d_0 の関数として表した。

$$\alpha = \frac{d(U_\infty / V_0)}{d(r/d_0)} \Big|_{r=0} = \frac{A_1 C_3 \left(\frac{H_w}{d_0}\right)^3 + C_2 \left(\frac{H_w}{d_0}\right)^2 + C_1 \left(\frac{H_w}{d_0}\right) + C_0}{2 \left[B_3 \left(\frac{H_w}{d_0}\right)^3 + B_2 \left(\frac{H_w}{d_0}\right)^2 + B_1 \left(\frac{H_w}{d_0}\right) + B_0 \right]}$$

$A_1, B_0\sim B_3, C_0\sim C_3$ は定数である.

ただし, 代表速度, 長さは境界層外縁速度の表し方に関係しているため, 外縁速度が別の変数で表すことができるのであれば, 他の代表値を採ることも可能である.

- (4) 層流境界層を仮定して求めた解析から得られた結果は, 実験結果と桁が異なるほどの違いは現れなかった. Nu 数の整理式での Re 数の指数 m を実験, 解析結果が一致するように求めると, 全ての条件で m が一定ではなく $m=0.3\sim 0.6$ になり, 層流解析から求められた 0.5 と大きく異なる結果にはならず, 円管の乱流熱伝達での指数 0.8 より小さかった.

付 録

a. 熱流束の算出方法

式 (2.1) で示される熱流束は, 時間で変化する壁面表面温度を計測し, これを折れ線近似にした上で半無限固体の非定常熱伝導方程式を解くことによって求められる. 半無限固体は, $x=0$ から $+\infty$ まで広がる固体のことである. 式の解法については参考文献^{48), 49)}などに記述があり, これらを基に今回用いている熱流束の算出経過を以下に記す.

今回計測しているのは壁面の表面温度であり, これが時間の関数 $f(t)$ になっている. そのため壁面表面から内部への一次元の熱移動を考えると熱伝導方程式は, 初期条件, 境界条件と合わせて,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_w \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (\text{a.1})$$

$$T(x, 0) = 0 \quad x > 0 \quad (\text{a.2})$$

$$T(0, t) = f(t) \quad t > 0 \quad (\text{a.3})$$

となる. ここで, 初期温度は 0 にしている. 解を求めるために以下の式 (a.4) で V_s を定義⁴⁸⁾し, その微分積分の順序を変更した t での微分は, 式 (a.1) を使うことで,

$$V_s(\xi_0, t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty T(x, t) \sin \xi_0 x dx \quad (\text{a.4})$$

$$\frac{\partial V_s}{\partial t} = \alpha_w \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \sin \xi_0 x dx \quad (\text{a.5})$$

と計算できる. これで, 新たに定義した V_s と式 (a.1) の熱伝導方程式の関係ができたことになる. 式 (a.5) の右辺は, 2回の部分積分から, 式 (a.3), (a.4) と境界条件

$$T|_{x \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x \rightarrow \infty} \rightarrow 0 \quad (\text{a.6})$$

により,

$$\frac{\partial V_s}{\partial t} = -\alpha_w \xi_0^2 V_s + \alpha_w \sqrt{\frac{2}{\pi}} \xi_0 f(t) \quad (\text{a.7})$$

が得られる。これは、一階の微分方程式なので、定数変化法を用いれば、初期温度=0 から $V_s|_{t=0} \rightarrow 0$ として、

$$V_s = \alpha_w \sqrt{\frac{2}{\pi}} \xi_0 \exp(-\alpha_w \xi_0^2 t) \int_0^t \exp(\alpha_w \xi_0^2 u_0) f(u_0) du_0 \quad (\text{a.8})$$

式 (a.4) と (a.8) は等しいので、

$$\sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty T(x, t) \sin \xi_0 x dx = \alpha_w \sqrt{\frac{2}{\pi}} \xi_0 \exp(-\alpha_w \xi_0^2 t) \int_0^t \exp(\alpha_w \xi_0^2 u_0) f(u_0) du_0 \equiv F_s(\xi_0) \quad (\text{a.9})$$

とすれば、式 (a.9) の右辺を $F_s(\xi_0)$ と置くと Fourier 積分の定義から、

$$T(x, t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty F_s(\xi_0) \sin x \xi_0 d\xi_0 \quad (\text{a.10})$$

これを式 (a.9) と合わせて、積分順序を変更すると、

$$\begin{aligned} T(x, t) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \alpha_w \sqrt{\frac{2}{\pi}} \xi_0 \exp(-\alpha_w \xi_0^2 t) \left\{ \int_0^t \exp(\alpha_w \xi_0^2 u_0) f(u_0) du_0 \right\} \sin x \xi_0 d\xi_0 \\ &= \frac{2}{\pi} \alpha_w \int_0^t f(u_0) \left[\int_0^\infty \xi_0 \exp\{\alpha_w \xi_0^2 (u_0 - t)\} \sin x \xi_0 d\xi_0 \right] du_0 \end{aligned} \quad (\text{a.11})$$

式 (a.11) 内の ξ_0 の積分は、

$$\int_0^\infty \exp(-x^2) \cos 2bx dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \exp(-b^2) \quad (\text{a.12})$$

となる関係と、部分積分を用いて、

$$\int_0^\infty \xi_0 \exp\{\alpha_w \xi_0^2 (u_0 - t)\} \sin x \xi_0 d\xi_0 = \frac{1}{4} \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha_w \sqrt{\alpha_w}} x (t - u_0)^{-3/2} \exp\left\{-\frac{x^2}{4\alpha_w (t - u_0)}\right\} \quad (\text{a.13})$$

したがって、式 (a.11) に式 (a.13) を代入すると、

$$T(x,t) = \frac{1}{2} \frac{x}{\sqrt{\pi\alpha_w}} \int_0^t f(u_0) (t-u_0)^{-3/2} \exp\left\{-\frac{x^2}{4\alpha_w(t-u_0)}\right\} du_0 \quad (\text{a.14})$$

変数変換

$$\eta_0 = \frac{x}{2\sqrt{\alpha_w(t-u_0)}} \quad (\text{a.15})$$

とすると,

$$T(x,t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{x}{2\sqrt{\alpha_w t}}}^{\infty} f\left(t - \frac{x^2}{4\alpha_w \eta_0^2}\right) \exp(-\eta_0^2) d\eta_0 \quad (\text{a.16})$$

が得られる. これが, 表面温度が変化するときの固体内の温度変化を表す式になる. この式 (a.16) と (a.14) が参考文献^{48), 49)}の掲載されている最終形式になる. 次に表面温度を折れ線近似する前に, 表面温度を直線に変化させることを考える. つまり,

$$f(t) = kt \quad (\text{a.17})$$

として, 壁面表面温度が時間に比例して増加していくとすると, 式 (a.16) は

$$T(x,t) = \frac{2kt}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{x}{2\sqrt{\alpha_w t}}}^{\infty} \exp(-\eta_0^2) d\eta_0 - \frac{kx^2}{2\alpha_w \sqrt{\pi}} \int_{\frac{x}{2\sqrt{\alpha_w t}}}^{\infty} \frac{1}{\eta_0^2} \exp(-\eta_0^2) d\eta_0 \quad (\text{a.18})$$

となる. 右辺第一項は誤差関数, 第二項は第2種不完全ガンマ関数であり, その微分を示すと,

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt, \quad \frac{d}{dx} \text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{d}{dx} \int_0^x \exp(-t^2) dt = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-x^2) \quad (\text{a.19})$$

$$\Gamma(a,x) = \int_x^{\infty} t^{a-1} \exp(-t) dt, \quad \frac{d}{dx} \Gamma(a,x) = -x^{a-1} \exp(-x) \quad (\text{a.20})$$

であるから, これらを用いて式 (a.18) は

$$T(x,t) = kt \left\{ 1 - \text{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_w t}}\right) \right\} - \frac{kx^2}{4\alpha_w \sqrt{\pi}} \Gamma\left\{-\frac{1}{2}, \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_w t}}\right)^2\right\} \quad (\text{a.21})$$

と記述することができる. これを x で微分すると, 以下の式のようになる.

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial x} &= -\frac{k\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}\sqrt{\alpha_w}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\alpha_w t}\right) - \frac{kx}{2\alpha_w\sqrt{\pi}} \Gamma\left\{-\frac{1}{2}, \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_w t}}\right)^2\right\} + \frac{k\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}\sqrt{\alpha_w}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\alpha_w t}\right) \\ &= -\frac{kx}{2\alpha_w\sqrt{\pi}} \Gamma\left\{-\frac{1}{2}, \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_w t}}\right)^2\right\} \end{aligned} \quad (\text{a.22})$$

第2種不完全ガンマ関数の漸化式⁵⁰⁾は,

$$\Gamma(a, x) = x^{a-1} \exp(-x) + (a-1)\Gamma(a-1, x) \quad (\text{a.23})$$

と表せるため, $a=1/2$, $x=x^2/4\alpha_w t$ を代入すると,

$$\Gamma\left\{-\frac{1}{2}, \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_w t}}\right)^2\right\} = \frac{4\sqrt{\alpha_w t}}{x} \exp\left(-\frac{x^2}{4\alpha_w t}\right) - 2\Gamma\left\{\frac{1}{2}, \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_w t}}\right)^2\right\} \quad (\text{a.24})$$

したがって, これを式 (a.22) に代入すれば,

$$\frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{k}{2\alpha_w\sqrt{\pi}} \left[4\sqrt{\alpha_w t} \exp\left(-\frac{x^2}{4\alpha_w t}\right) - 2x\Gamma\left\{\frac{1}{2}, \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha_w t}}\right)^2\right\} \right] \quad (\text{a.25})$$

熱流束は, 式 (a.25) を $x \rightarrow 0$ とすることで, 以下のように求められる.

$$q = -\lambda_w \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{2\lambda_w}{\sqrt{\pi}\sqrt{\alpha_w}} k\sqrt{t} \quad (\text{a.26})$$

式 (a.25) 右辺第二項の不完全ガンマ関数は, $x \rightarrow 0$ により $\Gamma(1/2, 0) = \Gamma(1/2) = \pi^{0.5}$ となり, その結果, 右辺第二項は 0 になる. この結果から $f(t)$ に折れ線近似を適用すると, 重ね合わせの原理から,

$$q = \frac{2\lambda_w}{\sqrt{\pi}\sqrt{\alpha_w}} \sum_n \left[(k_n - k_{n-1}) \sqrt{t - t_n} \right] \quad (\text{a.27})$$

が得られ, 式 (2.1) が導出できた. なお, 全ての区間で k が一定であれば, 式 (a.27) は式 (a.26) になる. この式は, 熱流束のために必要な壁面表面の長さ方向の温度勾配が, 同位置の時間方向の温度勾配によって表せることを示している.

b. 二領域モデルによる既燃、未燃部の物理量算出方法

今回の研究報告では、燃焼状態の検討や熱流束の無次元数評価に用いるため、燃焼室内を既燃部と未燃部に分ける二領域モデルを作成した。これまでも様々な二領域モデル³⁶⁻³⁹⁾があるが、ここで作成したモデルは既燃部への空気導入を求めることができる簡易的なモデルである。このモデルの仮定は、(1) 発熱に伴うガスの成分変化は考慮せず、完全気体の空気に熱を加えている状態を考える、(2) 未燃部の温度は前以て熱電対で計測した非燃料噴射、非燃焼時の温度を用いる、(3) 壁面からの熱の流出は考えず、一領域モデルによる熱発生率算出時に熱損失を考慮せず、シリンダ内圧力の時間変化から求められる見かけの熱発生率（ここでは $\kappa=1.33$ としている）を真の熱発生率とする、の三点になる。ここで真の熱発生率とは、燃料の化学エネルギーから得られる発熱率のことを指す。下添字の1は既燃部、2は未燃部を表す。

まず、既燃部のエネルギー収支を考えると、式 (2.2) が得られる。

$$h_2 dm_1 = dH_1 - V_1 dP \quad (b.1)$$

この式では、左辺は未燃部から既燃部に空気導入によって流入するエネルギー、右辺は既燃部ガスのエネルギー変化である。なお、質量保存則にしたがって、未燃部質量と既燃部質量の変化分は等しくなり、 $dm_1 = -dm_2$ と表される。右辺のエンタルピを展開するため、下添字の0を標準状態とすると、

$$\begin{aligned} dH_1 &= m_1 dh_1 + h_1 dm_1 \\ &= m_1 C_p dT_1 + h_0 dm_1 + \left[\int_{T_0}^{T_1} C_p dT \right] dm_1 \end{aligned} \quad (b.2)$$

右辺第二項は、通常は反応によって生じる生成エンタルピの変化を表しているため、真の熱発生率になる。しかし、仮定(3)からこの項を以下の見かけの熱発生率に置き換える。なお $\kappa=1.33$ とし、以下に示す熱発生率の算出方法は参考文献³⁹⁾による。

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{1}{\kappa-1} V_{all} \frac{dP}{dt} \quad (a.3)$$

右辺第三項は、 dm_1 を化学反応による各成分の質量変化になるが、仮定(1)から、成分変化を考慮しないため、未燃部からの流入質量の効果のみを考えることになる。式 (b.1) の左辺のエンタルピは未燃分になるので、温度範囲が $T_0 \sim T_2$ になり、

$$h_2 dm_1 = \left[h_0 + \int_{T_0}^{T_2} C_p dT \right] dm_1 \quad (b.4)$$

まとめると、

$$\left[h_0 + \int_{T_0}^{T_2} C_p dT \right] dm_1 = m_1 C_{p1} dT_1 - dQ + \left[\int_{T_0}^{T_1} C_p dT \right] dm_1 - V_1 dP \quad (b.5)$$

$h_0=0$ （仮定(1)から空気のため、酸素、窒素の標準生成エンタルピは0）、 $dm_1 = -dm_2$ 、 $dV_1 = -dV_2$ 、 $C_p/R = \kappa/(\kappa-1)$ 、気体の状態方程式の微分、

$$m_1 dT_1 = \frac{PdV_1 + V_1 dP - RT_1 dm_1}{R}, \quad dV_2 = \frac{m_2 R dT_2 + RT_2 dm_2 - V_2 dP}{P} \quad (\text{b.6})$$

から、式 (b.5) を変形すると、

$$\begin{aligned} \left[\int_{T_1}^{T_2} C_p dT \right] (-dm_2) &= \frac{C_{p1}}{R} (PdV_1 + V_1 dP - RT_1 dm_1) - dQ - V_1 dP \\ &= \frac{1}{\kappa - 1} \left\{ (V_{all} - V_2) dP - \kappa (m_2 R dT_2 + RT_2 dm_2 - V_2 dP) \right\} \\ &\quad + C_{p1} T_1 dm_2 - dQ \quad (\text{b.7}) \\ &= \frac{1}{\kappa - 1} \left[\left\{ V_{all} - (1 - \kappa) \frac{m_2 R T_2}{P} \right\} dP - \kappa R m_2 dT_2 \right] - \frac{\kappa}{\kappa - 1} RT_2 dm_2 \\ &\quad + C_{p1} T_1 dm_2 - dQ \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left(-\int_{T_1}^{T_2} C_p dT - C_{p1} T_1 + \frac{\kappa R}{\kappa - 1} T_2 \right) dm_2 \\ = -\frac{1}{\kappa - 1} \left\{ (1 - \kappa) \frac{RT_2}{P} dP + \kappa R dT_2 \right\} m_2 - dQ + \frac{1}{\kappa - 1} V_{all} dP \quad (\text{b.8}) \end{aligned}$$

ここで、仮定(1)から既燃、未燃部は空気であり、 κ は1.4、熱容量は温度の四次関数として表す。 T_2 、 dT_2 は未燃部温度、その微分で非燃焼時の計測値から、 T_1 は既燃部温度で前の計測時間で同様に計算された値を使えば、式 (b.8) の変数は m_2 だけになり、微分方程式を解けば、

$$\begin{aligned} m_2 = \left[m_{20} + \frac{-dQ + \frac{1}{\kappa - 1} V_{all} dP}{-\frac{1}{\kappa - 1} \left\{ (1 - \kappa) \frac{RT_2}{P} dP + \kappa R dT_2 \right\}} \right] \exp \left[\frac{-\frac{1}{\kappa - 1} \left\{ (1 - \kappa) \frac{RT_2}{P} dP + \kappa R dT_2 \right\}}{-\int_{T_1}^{T_2} C_p dT - C_{p1} T_1 + \frac{\kappa R}{\kappa - 1} T_2} \Delta t \right] \\ - \frac{-dQ + \frac{1}{\kappa - 1} V_{all} dP}{-\frac{1}{\kappa - 1} \left\{ (1 - \kappa) \frac{RT_2}{P} dP + \kappa R dT_2 \right\}} \quad (\text{b.9}) \end{aligned}$$

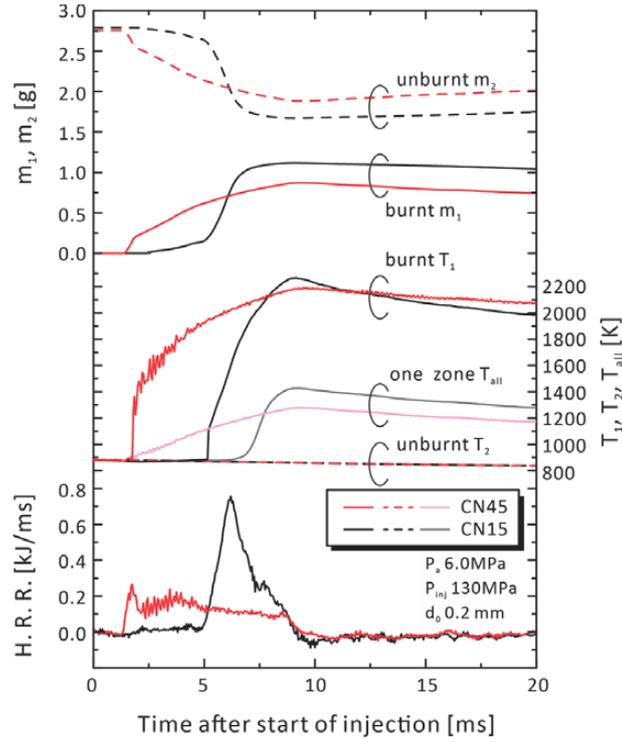
によって、 m_2 が求まる。ここで、 m_{20} は前計測時間での m_2 、 Δt は計測時間間隔になる。 m_2 が求まれば、 T_2 、 P が計測値から既知のため、未燃部の気体の状態方程式、式 (2.3) から V_2 が求まる。 m_1 と V_1 は式 (2.4)、(2.5) の保存則から、 T_1 は式 (2.3) の既燃、未燃部の状態方程式の和と全体の状態方程式から、

$$m_{all} T_{all} = m_1 T_1 + m_2 T_2 \quad (\text{b.10})$$

となり、全ての変数が求められる。

図b1に雰囲気圧力6.0MPa、噴射圧力130MPaでの各燃料における2領域モデルによる計算結果と熱発生率を例示する。熱発生開始に合わせて未燃部から既燃部へ質量が移動することが確認できる。燃焼期間中に既燃部温度が増加しているのは、既燃部に導入される空気質量がその期間に生じる発熱量が温度維持のために必要な空気質

量よりも小さいことを示している。2.2でも示したように、燃焼終了後の T_{all} に見られるような燃料間の差異は、既燃部温度ではなく既燃部質量の違いで表されている。



図b1 二領域モデルによる計算例
(P_a 6.0MPa, P_{inj} 130MPa, d_o 0.2mm)

c. 境界層外縁速度勾配の算出方法

Taniらは、壁面衝突噴流を軸対称非粘性の渦あり流れ (axisymmetric inviscid rotational flow) として解析している⁵⁾。この解析手法を基に式 (3.55) の無次元半径速度勾配を求める。 r, y 方向及び v, y 方向速度、流れ関数は、噴霧軸方向速度勾配 a と壁面衝突時の噴流の半値幅 L を用いて、

$$a = \left. \frac{\partial v}{\partial y} \right|_{r=0, y=0}, \quad r^* = \frac{r}{L}, \quad y^* = \frac{y}{L}, \quad u^* = \frac{u}{aL}, \quad v^* = \frac{v}{aL}, \quad \psi^* = \frac{\psi}{aL^3}, \quad \omega^* = \frac{\omega}{a} \quad (c.1)$$

と無次元化している。ただし、後述する式 (c.23) のように代表長さとしての半値幅 L は他の代表長さで代替できる。軸対称非粘性の連続の式、NS 式は、

$$\frac{\partial(r^* u^*)}{\partial r^*} + \frac{\partial(r^* v^*)}{\partial y^*} = 0 \quad (c.2)$$

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{1}{\rho_b} \frac{dp}{dr^*}, \quad u^* \frac{\partial v^*}{\partial r^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = -\frac{1}{\rho_b} \frac{dp}{dy^*} \quad (c.3)$$

流れ関数は

$$u^* = \frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial y^*}, \quad v^* = -\frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} \quad (c.4)$$

と定義されるので、流れ関数と連続の式 (c.1) を NS 式に代入し、両式の差分を取り、渦度

$$\omega^* = \frac{\partial u^*}{\partial y^*} - \frac{\partial v^*}{\partial r^*} \quad (c.5)$$

を用いると、

$$\frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial y^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{\omega^*}{r^*} \right) - \frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\frac{\omega^*}{r^*} \right) = 0 \quad (c.6)$$

となり圧力項はなくなる。渦度を流れ関数で表すと、

$$\omega^* = \frac{\partial u^*}{\partial y^*} - \frac{\partial v^*}{\partial r^*} = \frac{1}{r^*} \left(\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial y^{*2}} - \frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial r^{*2}} + \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} \right) \quad (c.7)$$

流れ関数 ψ^* を以下のように仮定した。

$$\psi^* = \frac{1}{2} r^{*2} \left\{ f(y^*) + r^{*2} g(y^*) + r^{*4} h(y^*) + L \right\} \quad (c.8)$$

境界条件として、 $f(0) = g(0) = h(0) = 0$ とする。

式 (c.6) に式 (c.7), (c.8) を代入すると、

$$\begin{aligned} & \left(-4f \frac{dg}{dy^*} - \frac{1}{2} f \frac{d^3 f}{dy^{*3}} \right) \\ & + \left(-12f \frac{dh}{dy^*} - \frac{1}{2} f \frac{d^3 f}{dy^{*3}} - 8g \frac{dg}{dy^*} - g \frac{d^3 f}{dy^{*3}} + 12h \frac{df}{dy^*} + \frac{1}{2} \frac{df}{dy^*} \frac{d^2 g}{dy^{*2}} \right) r^{*2} \\ & + \left(-\frac{1}{2} f \frac{d^3 h}{dy^{*3}} - 24g \frac{dh}{dy^*} - g \frac{d^3 g}{dy^{*3}} - \frac{3}{2} h \frac{d^3 f}{dy^{*3}} + \frac{df}{dy^*} \frac{d^2 h}{dy^{*2}} + \frac{1}{2} \frac{dg}{dy^*} \frac{d^2 g}{dy^{*2}} \right) r^{*4} \\ & + \left(-g \frac{d^3 h}{dy^{*3}} - 24h \frac{dh}{dy^*} - \frac{3}{2} h \frac{d^3 g}{dy^{*3}} + \frac{dg}{dy^*} \frac{d^2 h}{dy^{*2}} + \frac{1}{2} \frac{dh}{dy^*} \frac{d^2 h}{dy^{*2}} \right) r^{*6} \\ & + \left(-\frac{3}{2} h \frac{d^3 h}{dy^{*3}} + \frac{dh}{dy^*} \frac{d^2 h}{dy^{*2}} \right) r^{*8} \\ & = 0 \end{aligned} \quad (c.9)$$

r^* は変数なので、各項の係数が0でなければならない。 r^* の0, 2乗の係数から、

$$\frac{d^2 f}{dy^{*2}} + 8g = \text{const} \quad (\text{c.10})$$

$$\frac{d^2 g}{dy^{*2}} + 24h = Af \quad (\text{c.11})$$

A は定数である。ここで、

$$f(y^*) = b_1 y^* + \frac{1}{2!} b_2 y^{*2} + \frac{1}{3!} b_3 y^{*3} + \frac{1}{4!} b_4 y^{*4} + \frac{1}{5!} b_5 y^{*5} + \frac{1}{6!} b_6 y^{*6} \quad (\text{c.12})$$

と仮定し、式 (c.10) に式 (c.12) の二階微分と境界条件 $f(0) = g(0) = 0$ を代入すると、 $\text{const} = b_2$ となる。式 (c.10) に式 (c.12) を代入、展開した後、 g を y^* で二階微分すると、

$$\frac{d^2 g}{dy^{*2}} = -\frac{1}{8} \left(b_4 + b_5 y^* + \frac{1}{2} b_6 y^{*2} \right) = -\frac{1}{8} f^{(4)} \quad (\text{c.13})$$

式 (c.11) に境界条件 $f(0) = h(0) = 0$ と式 (c.13) を代入すると、 $b_7 = 0$ になる。

速度は、式 (c.8) の流れ関数の仮定から、

$$u^* = \frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial y^*} = \frac{1}{2} r^* \left(f' - \frac{1}{8} r^{*2} f''' + L \right) \quad (\text{c.14})$$

$$v^* = -\frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} = -f + \frac{1}{4} r^{*2} (f'' - b_2) + L \quad (\text{c.15})$$

となる。つまり、

$$v^* \Big|_{r^*=0} = \frac{v}{aL} \Big|_{r^*=0} = -f = - \left(b_1 y^* + \frac{1}{2!} b_2 y^{*2} + \frac{1}{3!} b_3 y^{*3} + \frac{1}{5!} b_5 y^{*5} + \frac{1}{6!} b_6 y^{*6} \right) \quad (\text{c.16})$$

これより、式 (c.12) で仮定した $f(y^*)$ の多項式は、噴流中心軸上の速度分布で近似することになる。さらに、式 (c.16) を微分すると、

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dy} \Big|_{r=0, y=0} &= \frac{d}{dy} \left\{ -aL \left(b_1 \frac{y}{L} + \frac{1}{2!} b_2 \frac{y^2}{L^2} + \frac{1}{3!} b_3 \frac{y^3}{L^3} + \frac{1}{5!} b_5 \frac{y^5}{L^5} + \frac{1}{6!} b_6 \frac{y^6}{L^6} \right) \right\} \Big|_{y=0} \\ &= -ab_1 \end{aligned} \quad (\text{c.17})$$

左辺の速度勾配は、図 3.1 に示したように壁面から噴孔に向かう方向をプラスとしているため、マイナスになる。 a は式 (c.1) のように絶対値としているのでプラスのため、 $b_1 = 1$ が決まる。換言すると、 a に壁面衝突位置の噴

流軸上垂直方向速度勾配を選ぶことで b_1 を決めることができる. したがって, 式 (c.12) は

$$f(y^*) = y^* + \frac{1}{2!} b_2 y^{*2} + \frac{1}{3!} b_3 y^{*3} + \frac{1}{5!} b_5 y^{*5} + \frac{1}{6!} b_6 y^{*6} \quad (c.18)$$

となり, 定数である b_2, b_3, b_5, b_6 は噴流中心軸上の速度から求める.

壁面上($y^*=0$)の半径方向速度は,

$$\begin{cases} f'(0) = b_1 = 1 \\ f'''(0) = b_3 \end{cases} \quad (c.19)$$

であるので式 (c.14) に代入することで,

$$u^* \Big|_{y^*=0} = \frac{1}{2} r^* \left(1 - \frac{1}{8} b_3 r^{*2} \right) \quad (c.20)$$

となる. 以上の式 (c.20) まだが Tani らの解析結果であり, $b_2 \sim b_6$ までの定数を実験結果からどのように決定するか, また実験結果のある条件以外で各定数がどうなるか, についての記述はない. ここでは正規化を行うことで, 噴孔一壁面間距離の変更に対応できる整理式の定式化を行う. 式 (c.20) を有次元に戻すと,

$$u \Big|_{y=0} = \frac{1}{2} ar \left(1 - \frac{1}{8} b_3 \frac{r^2}{L^2} \right) \quad (c.21)$$

よどみ点近傍 ($r \approx 0$) の速度勾配を求めると,

$$\left. \frac{du}{dr} \right|_{r=0, y=0} = \frac{1}{2} a = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial v}{\partial y} \right|_{r=0, y=0} \quad (c.22)$$

つまり噴霧軸と壁面の交点での半径方向速度勾配は衝突速度勾配の 1/2 になる.

Tani ら⁵⁾と Giralt ら⁴⁵⁾の実験結果は噴孔径 d_0 で正規化している. そこで式 (c.18) の定数 b_2, b_3, b_5, b_6 を求めるため, 代表長さ L を噴孔径 d_0 に変更する. 式 (c.16) を変形して,

$$\begin{aligned} v \Big|_{r=0} &= -aL \frac{d_0}{L} \left(\frac{y}{d_0} + \frac{1}{2!} b_2 \frac{d_0}{L} \frac{y^2}{d_0^2} + \frac{1}{3!} b_3 \frac{d_0^2}{L^2} \frac{y^3}{d_0^3} + \frac{1}{5!} b_5 \frac{d_0^4}{L^4} \frac{y^5}{d_0^5} + \frac{1}{6!} b_6 \frac{d_0^5}{L^5} \frac{y^6}{d_0^6} \right) \\ &= -ad_0 \left(\frac{y}{d_0} + \frac{1}{2!} D_2 \frac{y^2}{d_0^2} + \frac{1}{3!} D_3 \frac{y^3}{d_0^3} + \frac{1}{5!} D_5 \frac{y^5}{d_0^5} + \frac{1}{6!} D_6 \frac{y^6}{d_0^6} \right) \end{aligned} \quad (c.23)$$

図 c1 の模式図にあるように, 衝突噴流の垂直方向速度は, 壁面からある一定距離離れた位置 (y_2/d_0) から自由噴流の速度より減衰し始め, 壁面位置で 0 になる. 図内に示す y, z ともに壁に対して垂直方向を示しているが 0

点の位置が壁，噴孔と異なっている．噴孔－壁面間距離 H_w/d_0 を変更した 10 条件での実験結果^{5), 45)}を同一の評価軸で示したのが図 c2 である．横軸は壁面位置から自由噴流速度に戻る位置までを速度減衰距離 dy (0~1) として無次元化，縦軸は噴孔出口速度 V_0 で無次元化された速度を自由噴流速度に戻る位置での速度 V_{ap}/V_0 で正規化した減衰開始速度を定義した結果を示している．これより，噴孔－壁面間距離に依存せず整理できていることがわかる．これを式 (c.23) を使って表すと，

$$\begin{aligned} \frac{v|_{r=0}/V_0}{V_{ap}/V_0} &= -\frac{ad_0/V_0}{V_{ap}/V_0} \left(\frac{dy}{d_0} \frac{y}{dy} + \frac{1}{2!} D_2 \frac{dy^2}{d_0^2} \frac{y^2}{dy^2} + \frac{1}{3!} D_3 \frac{dy^3}{d_0^3} \frac{y^3}{dy^3} + \frac{1}{5!} D_5 \frac{dy^5}{d_0^5} \frac{y^5}{dy^5} + \frac{1}{6!} D_6 \frac{dy^6}{d_0^6} \frac{y^6}{dy^6} \right) \\ &= A_1 \frac{y}{dy} + A_2 \left(\frac{y}{dy} \right)^2 + A_3 \left(\frac{y}{dy} \right)^3 + A_5 \left(\frac{y}{dy} \right)^5 + A_6 \left(\frac{y}{dy} \right)^6 \end{aligned} \quad (c.24)$$

となる．図 c2 の結果を最小二乗法で近似すると， $A_1 \sim A_6$ の係数は表 c1 のように表される．ここから逆算することで $D_2 \sim D_6$ を以下のように求めることができる．

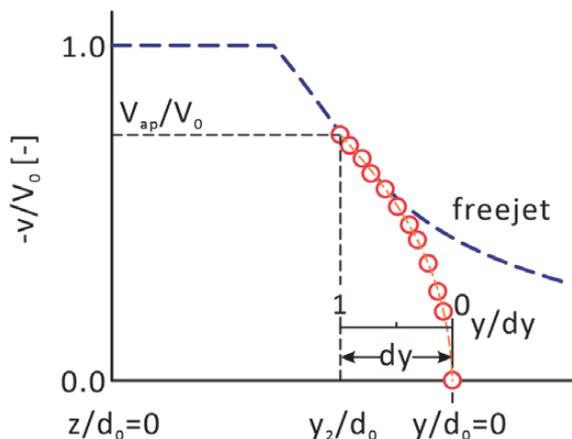


図 c1 噴流軸方向速度の模式図

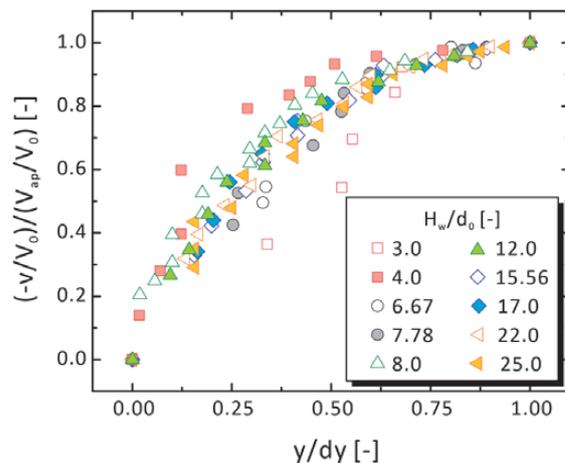


図 c2 無次元速度変化

表 c1 式 (c. 24) の係数

A_1	2.089
A_2	-0.01133
A_3	-2.027
A_5	0.9587
A_6	0.004339

$$D_2 = \frac{2!}{dy} \frac{A_2}{A_1}, \quad D_3 = \frac{3!}{dy^2} \frac{A_3}{A_1}, \quad D_5 = \frac{5!}{dy^4} \frac{A_5}{A_1}, \quad D_6 = \frac{6!}{dy^5} \frac{A_6}{A_1} \quad (c.25)$$

また，式 (c.24) の右辺第一項から，

$$A_1 = -\frac{ad_0/V_0}{V_{ap}/V_0} \frac{dy}{d_0} \quad (c.26)$$

となる. また, $u|_{r=0,y=0}=U_\infty$ なので, 式 (c.22) の両辺に d_0/V_0 を掛けることで,

$$\left. \frac{dU_\infty}{dr} \right|_{r=0} = \left. \frac{d(U_\infty/V_0)}{d(r/d_0)} \right|_{r=0} = \frac{1}{2} a \frac{d_0}{V_0} \tag{c.27}$$

以上により, よどみ点近傍の半径方向速度勾配 α は, 式 (3.53), (c.1) の定義と式 (c.26), (c.27) から,

$$\alpha = \left. \frac{d(U_\infty/V_0)}{d(r/d_0)} \right|_{r=0} = \frac{1}{2} a \frac{d_0}{V_0} = \frac{1}{2} \left. \frac{\partial(v/V_0)}{\partial(y/d_0)} \right|_{r=0,z=0} = \frac{1}{2} A_1 \frac{V_{ap}/V_0}{dy/d_0} \tag{c.28}$$

となる. ここで, 式 (c.28) の dy/d_0 と V_{ap}/V_0 を実験結果から多項式近似する. その結果が図 c3 であり, 各係数は表 3.1 に示されている. 図内プロットが実験結果である. このように近似した結果を基の実験結果と比較すると, 図 c4 のように近似式はほぼ実験結果と一致しており, 式 (3.57) に示した速度勾配及び式 (c.23) から求められる速度減衰距離間の速度は, 噴孔一壁面間距離が実験結果の内挿である場合 ($4 < H_w/d_0 < 25$) には再現できることを示している.

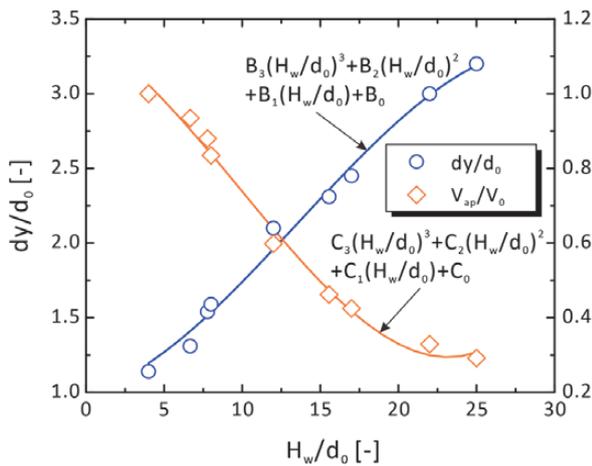


図 c3 速度減衰距離と減衰開始速度の近似

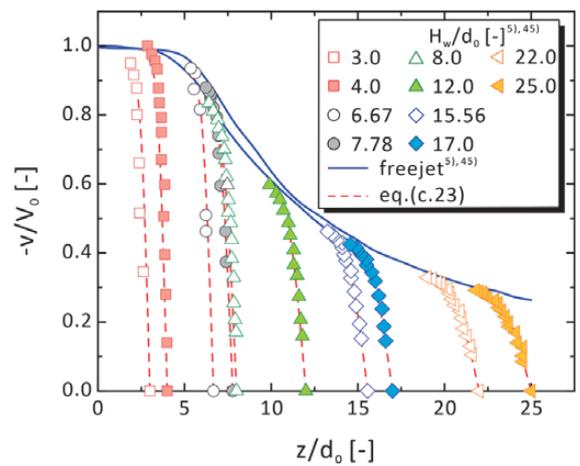


図 c4 実験結果と近似式の比較

References

- 1) G. Woschni : Beitrag zum Problem des Wärmeüberganges im Verbrennungsmotor, MTZ, 26-4 (1965), pp. 128-133.
- 2) G. Woschni : A Universally Applicable Equation for the Instantaneous Heat Transfer Coefficient in the Internal Combustion Engine, SAE Technical Paper, No. 670931(1967), pp. 3065-3083.
- 3) M. B. Glauert : The wall jet, J. Fluid Mechanics, 1(1956), pp. 625-643.
- 4) K. Mitachi, R. Ishiguro : Analysis of Boiling Heat Transfer on a Fin, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, 39-325(1973-9), pp. 2825-2834 (in Japanese).
- 5) I. Tani, Y. Komatsu : Impingement of a round jet on a flat surface, Proceedings of the Eleventh International Congress of Applied Mechanics (1964), pp. 672-676.
- 6) K. Hirata, S. Morioka : Heat Transfer of Round Water Jet Impinging Normally on Flat Plate, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, 42-353(1796-1), pp. 236-243 (in Japanese).

- 7) I. ITO, N. YONEHARA : Cooling Characteristics of the Impinging Water Jet on a Horizontal Plane : Part 1-Through a Single Nozzle, Transactions of the Society of Heating, Air-conditioning and Sanitary Engineers of Japan, 7-18(1982-2), pp. 99-106 (in Japanese).
- 8) H. Matin : Heat and Mass Transfer between Impinging Gas Jets and Solid Surface, Advance in Heat Transfer, 13(1977), pp. 1-60.
- 9) N. Zuckerman, N. Lior : Jet Impingement Heat Transfer: Physics, Correlations, and Numerical Modeling, Advance in Heat Transfer, 39(2006), pp. 565-631.
- 10) G. Borman, K. Nishiwaki : Internal-combustion engine heat transfer, Progress in Energy and Combustion Science 13-1(1987), pp. 1-46.
- 11) R. Gardon, J. C. Akfirat : The role of turbulence in determining the heat-transfer characteristics of impinging jets, Inj. J. Heat and Mass Transfer, 8(1965), pp. 1261-1272.
- 12) Y. Pan, J. Stevens, B. W. Webb : Effect of Nozzle Configuration on Transport in the Stagnation Zone of Axisymmetric, Impinging Free-Surface Liquid Jets: Part 2-Local Heat Transfer, Trans. of the ASME, J. of Heat Transfer, 114(1992), pp. 880-886.
- 13) K. Jambunathan, E. Lai, M. A. Moss, B. L. Button : A review of heat transfer data for single circular jet impingement, Inj. J. Heat and Fluid Flow, 13-2(1992-6), pp. 106-115.
- 14) P. Hrycak : Heat transfer from round impinging jets to a flat plate, Inj. J. Heat and Mass Transfer, 26-12(1983), pp. 1857-1865.
- 15) Y. Enomoto, T. Ohya, M. Ishii, K. Enomoto, N. Kitahara : Study on Analysis of Instantaneous Heat Flux flowing into the Combustion Chamber Wall of an Internal Combustion Engine (Examination in the Case of Consideration of Heat Storage Term and the Temperature Dependency of the Thermocouple's Thermophysical Properties), Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B, 57-539(1991-7), pp. 2421-2427 (in Japanese).
- 16) M. Emi, Y. Aoki, K. Shimano, Y. Enomoto : Direct Heat Loss to Combustion Chamber Walls in a Common Rail Type D.I. Diesel Engine -Influences of Fuel Injection Pressure, Intake Gas Pressure and Oxygen Concentration of Intake gas to Instantaneous Heat Flux-, Transactions of Society of Automotive Engineers of Japan, 41-2(2010-3), pp. 371-376 (in Japanese).
- 17) T. Kuboyama, H. Kosaka, T. Aizawa, Y. Matsui : A Study on Heat Loss in DI Diesel Engines by Using a Rapid Compression and Expansion Machine (1st Report, The Effects of Oxygen Volume Fraction and Density of Ambient Gas on Heat Loss), Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B, 72-721(2006), pp. 2315-2322 (in Japanese).
- 18) T. Tatsumi, S. Maeda, S. Miyata, Y. Kobashi, K. Kuwahara, E. Matsumura, J. Senda : A Study on the Wall Heat Loss from Diesel Spray Flame -Effects of Injection Pressure on the Heat Flux-, Transactions of Society of Automotive Engineers of Japan, 47-6(2016), pp. 1291-1296 (in Japanese).
- 19) H. Osada, N. Uchida : Experimental Analysis on Wall Heat Loss with Spray Flame Impingement in a Heavy-Duty Diesel Engine by High Magnification Observation, Transactions of Society of Automotive Engineers of Japan, 48-1(2017), pp. 47-52 (in Japanese).
- 20) Y. Saito, A. Azetsu : Effect of Ambient O₂ Concentration and Fuel Injection Period on Spray Flame in a Small Constant Volume Combustion Chamber, Proceedings of the 29th Internal Combustion Engine Symposium, CD-ROM (2018), pp. 1-7 (in Japanese).
- 21) K. Li, K. Nishida, Y. Ogata, B. Shi : Effect of flat-wall impingement on diesel spray combustion, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, 229-5(2015), pp. 535-549.
- 22) J.J. Lopez, L. M. Pickett : Jet/wall interaction effects on soot formation in a diesel fuel jet, COMODIA2004, pp. 387-394.
- 23) T. Kuboyama, Y. Moriyoshi, H. Kosaka : A Novel Prediction Method of Heat Transfer Coefficient in a Diesel Engine, Proceedings of the 26th Internal Combustion Engine Symposium, CD-ROM (2015) 20158080, pp. 1-4 (in Japanese).
- 24) C. Dup. Donaldson, R. S. Snedeker, D. P. Margolis : A study of free jet impingement. Part2. Free jet turbulent structure and impingement heat transfer, J. Fluid Mech. 45-3 (1971), pp. 477-512.
- 25) Y. Wakuri, M. Fujii, T. Amitani, R. Tsuneya : Studies on the Penetration of Fuel Spray of Diesel Engine, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, 25-156(1959), pp. 820-826 (in Japanese).

- 26) J. Jeong, S. Sato, H. Kosaka : Effects of in-cylinder flow on local heat transfer to chamber wall in diesel combustion, Transactions of the JSME, 85-875(2019), pp. 1-15 (in Japanese).
- 27) K. Inagaki, J. Mizuta, Y. Nomura, T. Ikedo, R. Ueda : Proposal of Wall Heat Transfer Coefficient Applicable to Spray-wall Interaction Process in Diesel Engines - Identification of Wall Heat Transfer Coefficient Based on 'Similarity Theory of Spray Characteristics' -, Transactions of Society of Automotive Engineers of Japan, 49-6(2018), pp. 1120-1125 (in Japanese).
- 28) S. Fujikawa, M. Nakata, S. Maeda, N. Arai, E. Matsumura, J. Senda, K. Inagaki : Proposal of Wall Heat Transfer Coefficient Applicable to Spray-wall Interaction Process in Diesel Engines - 2nd report: measuring wall heat flux and visualizing spray phenomena in an optically accessible chamber -, Proceedings of 2018 JSAE Annual Congress (Spring) (2018) 20185002, pp. 1-6 (in Japanese).
- 29) Denis J. Phares, y, Gregory T. Smedley, Richard C. Flagan : The wall shear stress produced by the normal impingement of a jet on a flat surface, Journal of Fluid Mech. 418 (2000), pp. 351-375.
- 30) V. C. Patel, M. R. Head : Reversion of Turbulent to Laminar Flow, Journal of Fluid Mechanics, 34-2 (1968), pp. 371-392.
- 31) H. Schlichting : Boundary-Layer Theory, McGraw-Hill, 7th edition (1979), pp. 490-496.
- 32) A. A. Kendoush : Theory of stagnation region heat and mass transfer to fluid jets impinging normally on solid surfaces, Chemical Engineering and Processing, 37(1998), pp. 223-228.
- 33) T. Kamimoto, H. Kandou, S. Kobori, H. Kobayashi, K. Tsuchiya : Development of a Rapid Compression-Expansion Machine to Simulate Combustion in Diesel Engines, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B, 55-512(1989), pp. 1253-1257 (in Japanese).
- 34) N. Isshiki, N. Nishiwaki, K. Kamijyo, J. Arai, S. Kohara : Effect of flame propagation on wall heat transfer in a combustion chamber, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, 39-328(1973-12), pp. 3760-3770 (in Japanese).
- 35) The Japan Society of Mechanical Engineers : -JSME Data book- Heat Transfer, Second edition (1966), pp. 254 (in Japanese).
- 36) M. Ishida, N. Matsumura, H. Ueki, Z. L. Chen : Diesel Combustion Analysis by Two-Zone Model : 2nd Report, Examination of Excess Air Ratio in Burned Zone, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B, 60-575(1994), pp. 2592-2598 (in Japanese).
- 37) S. W. Li, H. Kosaka, T. Kamimoto : Air-Entrainment Characteristics of Diesel Sprays and Flames in a Quiescent Atmosphere, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B, 60-578(1994), pp. 3571-3576 (in Japanese).
- 38) Y. Aoyagi, T. Kamimoto, Y. Matsui, S. Matsuoka : Correlation Between Rates of Air Entrainment and Heat Release in a DI Diesel Engine, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B, 47-413(1981), pp. 195-204 (in Japanese).
- 39) M. Takagi, Y. Imai, S. Kawauchi, T. Hasegawa, M. Watanabe, T. Hayashi : Effect of Blending Light Cycle Oil with Marine Fuel on Ignition and Combustion Characteristics of Diesel Spray, Marine Engineering, 55-4(2020), pp. 513-521 (in Japanese).
- 40) C. F. Ma, Y. H. Zhao, T. Masuoka, T. Gomi : Analytical Study on Impingement Heat Transfer with Single-Phase Free-Surface Circular Liquid Jets, J. of Thermal Science, 5-4(1996), pp. 271-277.
- 41) H. Schlichting : Boundary-Layer Theory, McGraw-Hill, 7th edition (1979), pp. 206-209.
- 42) K. Kataoka : Optimal Nozzle-to-Plate Spacing for Convective Heat Transfer in Nonisothermal, Variable-Density Impinging Jets, Drying Technology, 3-2(1985), pp. 235-254.
- 43) H. Schlichting : Boundary-Layer Theory, McGraw-Hill, 7th edition (1979), pp. 100-101.
- 44) J. Stevens, Y. Pan, B. W. Webb : Effect of Nozzle Configuration on Transport in the Stagnation Zone of Axisymmetric, Impinging Free-Surface Liquid Jets: Part I-Turbulent Flow Structure, Trans. of the ASME, J. of Heat Transfer, 114(1992), pp. 874-879.
- 45) F. Giralt, C. J. Chia, O. Trass : Characterization of the Impingement Region in an Axisymmetric Turbulent Jet, Ind. Eng. Chem., Fundam., 16-1(1977), pp. 21-28.
- 46) V. Levich : Physicochemical Hydrodynamics, Prentice Hall, Second edition (1962), pp. 639-650.
- 47) J. C. Beale and R. D. Reitz : Modeling Spray Atomization with the Kelvin-Helmholtz /Rayleigh-Taylor Hybrid Model, Atomization Sprays, 9(1999), pp. 623-650.
- 48) K. Kawashimo : Heat transfer engineering, Yokendo (1952), pp. 45-47 (in Japanese).

- 49) T. Inui, T. Miyajima, T. Kihara : Application of partial differential equations I, Iwanami-Kouza, Modern applied mathematics B.2.I, Iwanami shoten (1958), pp. 112-114 (in Japanese).
- 50) e. g., J. Yamauchi, T. Uno, S. Hitotsumatsu : Numerical analysis method for electronic computers III, Baifukan (1972), pp. 135 (in Japanese).