



LES 解析を用いたディーゼル噴霧における分裂モデルの最適化

Optimization of Breakup Model Using LES of Diesel Spray

町田 和也,
(Kazuya MACHIDA)
同志社大学大学院
(Doshisha Univ.)

羽鳥 総一,
(Soichi HATORI)
同志社大学大学院
(Doshisha Univ.)

堀 司,
(Tsukasa HORI)
大阪大学大学院
(Osaka Univ.)

千田 二郎
(Jiro SENDA)
同志社大学
(Doshisha Univ.)

KHRT (Kelvin-Helmholtz and Rayleigh-Taylor) model and MTAB (Modified Taylor Analogy Breakup) model were applied in the previous studies which used Large Eddy Simulation. KHRT model can estimate adequately spray shape, with underestimating Sauter mean diameter of the droplet inside the spray. On the other hand, MTAB model can estimate adequately Sauter mean diameter, with overestimating parcel diffusion at spray upper stream region. KHRT model is based on breakup regime of high Weber number. On the contrary, MTAB model is based on breakup regime of comparatively low Weber number. In the diesel sprays, high Weber number droplets can be observed at spray upper stream region and low Weber number droplets is observed at spray down stream due to momentum exchange between liquid and gas phase. In this study, breakup model has been developed in order to improve the prediction of non-evaporating spray shape and Sauter mean diameter on the droplets. Thus, WAVE-MTAB model which combines WAVE model and MTAB model was applied. As a result, WAVE-MTAB model agrees with experimental results. Furthermore, non-evaporating diesel spray is simulated with different fuel injection pressure in order to validate WAVE-MTAB model. As a result, the effect of different fuel injection pressure is been able to predict by WAVE-MTAB model.

KeyWords : Diesel spray, Spray Structure, Large Eddy Simulation, Breakup model, WAVE model, TAB model

1. 緒 言

直接噴射式ディーゼル機関の筒内では、噴射された燃料が微粒化、蒸発、乱流拡散を経て周囲気体と混合気を形成し、着火・燃焼に至る。すなわち、混合気の形成過程が燃焼形態を支配し、熱効率や排出ガスなどの機関性能を大きく左右する。混合気形成過程は、ピストンの往復運動や高い燃料噴射圧力等により生じる乱流に支配される。これらの乱流により、ディーゼル噴霧内には大小様々なスケールの渦が形成される。特に、噴霧と周囲気体の速度差により生じる大規模渦構造は噴霧の運動エネルギーの大部分を占めるため、ディーゼル噴霧を数値解析する上で、大規模渦構造を高精度に捉えることは重要である。

従来、乱流を解析する手法としてRANS (Raynolds Averaged Navier-Stokes) 解析が用いられてきた。RANS解析は、すべての渦成分をモデル化して解くため、瞬時の乱流流動場を模擬することができない。そこで、RANSに替わる手法として、LES (Large Eddy Simulation) が注目されている⁽¹⁾。LES解析は、流れ場の渦成分を計算格子より大きい成分と小さい成分に分け、前者は直接計算し、後者はモデル化して解く方法である。LES解析は、従来用いられてきたRANSに比較して噴霧内に存在する大規模渦構造を高精度に予測可能である。そのため、エンジン筒内の乱流挙動の解析精度が改善され、燃焼予測精度の向上が期待されている。近年、計算機能力の向上により、LES解析の計算コストが改善されつつあり、ディーゼル燃焼解析に乱流解析手法の一種であるLESを適用することが可能となった。

これまで堀らは KIVA コード⁽²⁾に LES を組み込んだ KIVALES を用いて、非蒸発噴霧、蒸発噴霧および噴霧燃焼の解析を行ってきた^{(3)~(5)}。非蒸発噴霧および蒸発噴霧では、計

算格子幅および分裂モデルの選定により、混合気形成過程における噴霧の非定常性および三次元渦構造を LES 解析により再現できることを示した^{(3)~(5)}。更に数値粘性の問題を回避するために運動方程式の移流スキームに中心差分法と4次精度のルンゲクッタ法を用いることでディーゼル噴霧の予測精度が向上することを示した⁽⁶⁾。噴霧燃焼では燃焼モデルに特性時間を考慮した Flamelet モデルにより熱発生履歴の予測精度が向上した^{(5)~(7)}。

既報^{(3)~(7)}では、分裂モデルに KHRT (Kelvin-Helmholtz and Rayleigh-Taylor) モデルおよび MTAB (Modified Taylor Analogy Breakup) モデルを用いてきた。KHRT モデルは噴霧先端到達距離や噴霧半径方向への広がりなどの噴霧外形を適切に見積るが、噴霧液滴群の粒径を過小に見積る傾向がある。KHRT モデルは WAVE モデルと RT モデルのハイブリッドモデルである。そのため、KHRT モデルでは WAVE モデルの分裂時間に関する実験定数である B_1 を 10 から 40 に変更することで粒径を大きくすることが可能であるが、針状構造が生じるため噴霧外形を適切に再現することができなかった。一方、MTAB モデルは粒径を適切に見積るが、噴霧上流域における噴霧半径方向への広がりを過大に見積る傾向がある。WAVE モデルおよび RT モデルは高ウェーバー数領域での分裂をモデル化しており^{(8)~(9)}、TAB モデルは低ウェーバー数領域での分裂をモデル化している⁽¹⁰⁾。ディーゼル噴霧は燃料を高圧噴射するため、ノズル近傍では高ウェーバー数の液滴群が支配的であるが、気相との運動量交換によりウェーバー数が低下する。そこで、高ウェーバー数領域である一次分裂に WAVE モデル、低ウェーバー数領域である二次分裂に MTAB モデルを用いることで予測精度の向上が期待できる。

本報では、ディーゼル噴霧の予測精度向上を目的とし、WAVE モデルと MTAB モデルのハイブリッド (WAVE-MTAB) モデルを導入し、分裂モデルの最適化を行った。また、燃料噴射圧力を変化させて解析を行い、本分裂

モデルの有効性を検証した。

2. LES 解析手法

本研究では KIVA コードに対して、LES を導入した KIVA-LES を使用した^{(11)~(14)}。本章では、KIVA-LES を用いた噴霧の LES 解析手法について説明する。

2.1 LES 支配方程式

LES の支配方程式は圧縮性を考慮した連続の式、運動量方程式、内部エネルギー保存式および化学種保存式である。各支配方程式にはトップハットフィルタが適用されている。また燃焼の計算に用いることを考慮し、各式には密度加重平均が適用されている。

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \bar{\rho}^s \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j - \bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij}^{sgs}) = \bar{F}_i^s \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{e}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{e}}{\partial x_j} = & -\bar{p} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} - \frac{\partial h_j^{sgs}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{q}_j}{\partial x_j} \\ & + \bar{\sigma}_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \Theta^{sgs} + \Pi^{sgs} + \bar{Q}^s \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{Y}_m - \bar{\rho} \tilde{D}_m \frac{\partial \tilde{Y}_m}{\partial x_j} + \Phi_{j,m}^{sgs} \right) = \bar{\rho}_m^s \quad (4)$$

ここで、 ρ は密度、 u は流体の速度ベクトル、 τ_{ij} は応力テンソル、 e は比内部エネルギー、 p は圧力、 σ_{ij} は粘性応力テンソル、 q_j は熱流束、 Y_m は化学種 m の質量分率、 D_m は化学種 m の拡散係数、 ρ^s は液滴蒸発による密度変化、 F_i^s は噴霧液滴との運動量交換、 ρ_m^s は液滴蒸発および燃焼に伴う化学種 m の変化を表す。上付き文字は空間平均値、 $\tilde{\cdot}$ は密度加重平均を示す。 τ_{ij} および q_j は、

$$\bar{\tau}_{ij} = -\bar{p} \delta_{ij} + \bar{\sigma}_{ij} = -\bar{p} \delta_{ij} + 2\mu \tilde{S}_{ij} + \lambda \tilde{S}_{kk} \delta_{ij} \quad (5)$$

$$\bar{q}_j = -\kappa \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} - \rho \sum_m h_m D_m \left(\frac{\partial \tilde{Y}_m}{\partial x_j} \right) \quad (6)$$

と与えられる。ここで、 S_{ij} は歪速度テンソル、 λ は第二粘性係数、 T は温度、 h_m は化学種 m のエンタルピ、 κ は熱伝導率、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタを表す。

式(1)から(4)に含まれる、SGS 応力テンソル τ_{ij}^{sgs} 、SGS 熱流束 h_i^{sgs} 、SGS 粘性仕事 Θ^{sgs} 、SGS 速度圧力勾配相関項 Π^{sgs} および SGS 化学種質量流束 $\Phi_{i,m}^{sgs}$ は、支配方程式をフィルタ化する際に生じる項である。これらは次節の SGS モデルを適用して計算される。

2.2 SGS モデル

$k-\Delta$ モデルでは SGS の乱流運動エネルギー k^{SGS} と計算格子幅 Δ により渦粘性係数 ν_t を与える。

$$\nu_t = C_\nu (k^{SGS})^{0.5} / \Delta \quad (7)$$

計算格子幅は計算セル体積の 3 分の 1 乗で与えた。また、 C_ν は実験定数であり、0.067 とする⁽¹¹⁾。 k^{SGS} は以下の輸送方程式により求められる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} k^{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j k^{sgs}}{\partial x_j} = & -\tau_{ij}^{sgs} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon^{sgs} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial k^{sgs}}{\partial x_j} \right) + \bar{W} \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 ε^{sgs} は SGS 乱流エネルギーの消散率、 Pr_t は乱流プラントル数、 \bar{W} は液滴に働く SGS 成分の速度の反作用力である。

3. 分裂モデル

本報では分裂モデルとして KHRT モデル、MTAB モデルおよび WAVE モデルと MTAB モデルのハイブリッドモデルを用いて、噴霧性状の比較検証を行った。ディーゼル噴霧は燃料を高圧噴射するため、ノズル近傍では高ウェーバー数の液滴群が支配的であるが、気相との運動量交換によりウェーバー数が低下する。そこで、高ウェーバー数領域である一次分裂に WAVE モデル、低ウェーバー数領域である二次分裂に MTAB モデルを用いることで予測精度の向上が期待できる。

3.1 WAVE モデル

WAVE モデルは液滴表面に働く速度差に起因した不安定性、いわゆる KH (Kelvin-Helmholtz) の不安定性による分裂をモデル化している⁽¹⁵⁾。KH の不安定性による、分裂後の液滴径 r_c は、液柱または液滴表面で最速で成長する KH 波の波長 Λ_{KH} を用いて、

$$r_c = B_0 \Lambda_{KH} \quad (9)$$

と与えられる。ここで、 B_0 は実験定数であり、0.61 として与えられる。 Λ_{KH} に対応する周波数 Ω_{KH} と Λ_{KH} は以下の式で表わされる。

$$\Omega_{KH} = \frac{0.34 + 0.38 We_g^{1.5}}{(1+Z)(1+1.4T^{0.6})} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_f r_p^3}} \quad (10)$$

$$\Lambda_{KH} = \frac{9.02(1+0.45\sqrt{Z})(1+1.4T^{0.7})}{(1+0.865We_g^{1.67})^{0.6}} \quad (11)$$

ここで、 ρ_f は燃料の密度、 r_p は分裂前の液滴径、 T はテイラー数、 We_g は気相のウェーバー数、 σ は表面張力、 Z はオーネゾルゲ数を示す。 T 、 We_g 、 Z はそれぞれ、

$$T = Z \sqrt{We_g} \quad (12)$$

$$We_g = \frac{\rho_g U_r^2 r_p}{\sigma} \quad (13)$$

$$Z = \frac{\sqrt{We_l}}{Re_l} \quad (14)$$

と定義される。 U_r は液滴と気相の相対速度、 ρ_g は気相の密度を表わす。また、 We_l は液相のウェーバー数、 Re_l は液相のレイノルズ数であり、以下の式で定義される。

$$We_l = \frac{2\rho_f U_r^2 r_p}{\sigma} \quad (15)$$

$$Re_l = \frac{2\rho_f U_r r_p}{\mu_f} \quad (16)$$

WAVE モデルでは、分裂時間 τ_{KH} を用いて液滴径の変化速度が定義され、液滴径が連続的に変化する。液滴径の変化速度は、

$$\frac{dr}{dt} = \frac{r_p - r_c}{\tau_{KH}} \quad (17)$$

と与えられる。また、分裂時間は以下の式で与えられる。

$$\tau_{KH} = \frac{3.726 B_1 r_p}{\Omega_{KH} \Lambda_{KH}} \quad (18)$$

ここで、 B_1 は実験定数である。 B_1 が小さいほど分裂に要する時間が短くなり、分裂が早期に完了する。本研究では、KHRT モデルでは $B_1 = 10$ 、WAVE-MTAB モデルでは $B_1 = 5$ とした。

WAVE モデルでは上述の親液滴 (parent parcel) が分裂すると子液滴 (child parcel) が生じ、新たにパーセルが生成される。しかし、子液滴を用いるとパーセル数が増加するため計算コストが大きくなることに加え、子液滴を生成するための定数を決定する必要がありモデルが複雑化する。したがって、本研究では子液滴の生成を考慮していない。

3.2 RT モデル

RT モデルは液相と気相の密度差に起因した RT (Rayleigh-Taylor) の不安定性による分裂現象をモデル化している⁽¹⁰⁾。最速で成長する RT 波の周波数 Ω_{RT} は、

$$\Omega_{RT} = \sqrt{\frac{2}{3\sqrt{3}\sigma} \left[\frac{-g_i(\rho_f - \rho_g)}{\rho_f + \rho_g} \right]^{3/2}} \quad (19)$$

と表わされる。ここで、 g_i は液滴の進行方向に対する加速度である。最速で成長する RT 波の波数 K_{RT} と波長 Λ_{RT} は、

$$K_{RT} = \sqrt{\frac{-g_i(\rho_f - \rho_g)}{3\sigma}} \quad (20)$$

$$\Lambda_{RT} = 2\pi \frac{C_{RT}}{K_{RT}} \quad (21)$$

となる。ここで、 C_{RT} は定数であり、本報では 0.1 とした⁽³⁾。 Λ_{RT} が液滴径より小さく、かつそのときの経過時間が RT モデルの分裂時間 τ_{RT} を超えると液滴の分裂が計算される。RT 分裂の分裂時間は、

$$\tau_{RT} = \frac{C_\tau}{\Omega_{RT}} \quad (22)$$

と表わされる。 C_τ は定数であり、本報では 1.0 とした⁽³⁾。分裂後の液滴径は以下の式で表わされる。

$$r_c = \frac{\pi C_{RT}}{K_{RT}} \quad (23)$$

RT モデルにおいて、分裂後の液滴径を式(23)で与えると、計算される液滴径が一様となる。そこで、MTAB モデルと同様に自由度 $\phi=6$ のカイ 2 乗分布を用いて最終的な液滴径分布を決定した。

3.3 TAB モデル

TAB モデルは液滴の振動による分裂をバネ振動系に置き換えて近似した相似則に基づく分裂モデルである⁽¹⁰⁾。液滴に働く外力をバネに働く外力、液滴の表面張力をバネの復元力、液滴の粘性力をダンパーの減衰力に置き換えて分裂現象をモデル化している。液滴の振動を計算し、液滴の変形が液滴半径に達すると 2 つに分裂すると仮定する。

分裂後の液滴径を算出する際、まずザウダ平均半径 r_{32} を算出する。分裂前の液滴のエネルギーと分裂後の液滴のエネルギーは等しいとすると、以下の式が得られる。

$$r_{32} = \frac{r_c}{1 + \frac{8K}{20} + \frac{6K-5}{120} \frac{\rho_d r^3}{\sigma} \dot{y}^2} \quad (24)$$

ここで、 \dot{y} は液滴変形速度、 ρ_d は液滴の密度、 σ は液滴の表面張力、 K は実験定数である。分裂後の液滴径は式(24)で計算されたザウダ平均半径を基準にカイ 2 乗分布を用いてランダムに与えられる。TAB モデルでは式(24)の K とカイ 2 乗分布の自由度 ϕ がパラメータである。オリジナルのモデルでは、 $K=10/3$ 、 $\phi=2$ として与えられている。

3.4 MTAB モデル

上述の TAB モデルは比較的低圧での噴射を想定してモデル定数が最適化されているため、ディーゼル噴霧のような高圧で噴射される条件の TAB モデルを適用すると、分裂後の液滴径を過小評価する。千田ら⁽¹⁶⁾は $K=8/9$ 、 $\phi=6$ とすることで、分裂後の液滴径をディーゼル噴霧の条件に最適化している。以下に $\phi=6$ のときのカイ 2 乗分布を用いた液滴径の算出方法について述べる。

上述 TAB モデル同様、まずザウダ平均半径 r_{32} を算出する。 $\phi=6$ とした場合の粒子数頻度分布関数 $f(r_c)$ 、質量分布関数 $g(r_c)$ 、そして累積分布関数 $h(r_c)$ を以下に示す。

$$f(r_c) = \frac{r_c^2}{6r_{10}^3} \exp\left(-\frac{r_c}{r_{10}}\right) \quad (25)$$

$$g(r_c) = \frac{r_c^5}{120r_{10}^6} \exp\left(-\frac{r_c}{r_{10}}\right) \quad (26)$$

$$h(r_c) = \int_0^{r_c} g(r_c) dr = 1 - \exp\left(-\frac{r_c}{r_{10}}\right) \left[1 + \frac{r_c}{r_{10}} + \frac{1}{2} \left(\frac{r_c}{r_{10}}\right)^2 + \frac{1}{6} \left(\frac{r_c}{r_{10}}\right)^3 + \frac{1}{24} \left(\frac{r_c}{r_{10}}\right)^4 + \frac{1}{120} \left(\frac{r_c}{r_{10}}\right)^5 \right] \quad (27)$$

where $0 \leq \frac{r_c}{r_{10}} \leq 21$

また、 $\phi=6$ における分裂後の算術平均半径 r_{10} とザウダ平均粒径は、

$$r_{10} = \frac{3}{5} r_{32} \quad (28)$$

である。式(27)および式(28)に対して乱数 XX ($0 \leq XX \leq 1$) を適用した次式を満たす 1 から 100 までの整数 n 、

$$h(0.21r_{10}(n-1)) \leq XX \leq h(0.21r_{10}n) \quad (29)$$

により、MTAB モデルにおける分裂後の液滴径 r_c は、

$$r_c = 0.21r_{10}n = \frac{63}{500} r_{32}n \quad (30)$$

となる。なお、分裂後の液滴が分裂前の液滴より大きくなった場合は、分裂は起こらないとする。

3.5 分裂後の液滴の半径方向への速度付加の改良

オリジナルの TAB モデル⁽⁹⁾では分裂後の半径方向への速度付加は以下の式で与えられる。

$$v_\perp = C_v C_b r_p \dot{y} \quad (31)$$

ここで、 C_v および C_b は実験定数である。オリジナルのモデルでは、実験結果との比較により $C_v=1$ と与えられている。また、分裂後の左右の液滴質量は等しいとして $C_b=0.5$ で与えられている。しかし、TAB モデルでは分裂液滴径の算出後にカイ 2 乗分布で液滴径をランダムに与えているため、分裂前の液滴質量の半分にならない場合がある。DDM (Discrete Droplet Model) ではパーセル内の代表液滴の速度を正しく見積ることが重要と考え、 C_b の値を分裂後の液滴質量を考慮して以下の式で与える。

$$C_b = \frac{r_p^3 - r_c^3}{r_p^3} \quad (32)$$

この半径方向への速度付加の改良は WAVE-MTAB モデルにのみ適用する。

3.6 ハイブリット手法

KHRT モデルは WAVE モデルと RT モデルのハイブリットモデルであり、WAVE-MTAB モデルは WAVE モデルと MTAB モデルのハイブリットモデルである。KHRT モデルおよび WAVE-MTAB モデルでは、分裂長さ以下においては一次分裂モデルとして WAVE モデル単体で使い、分裂長さ以上では二次分裂モデルとして RT モデル、または MTAB モデルをそれぞれ単体で用いて計算を行った。分裂長さ L_b は Levich 理論⁽¹⁷⁾ より、

$$L_b = C_l d_0 \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_a}} \quad (33)$$

と定義される。 d_0 はノズル直径であり、 C_l は実験定数であり、本報では $C_l=5$ とした⁽³⁾。

4. 計算手法

噴霧にはパーセル近似を導入し、液滴をラグランジュ的に解く DDM により計算される。燃料噴射は Blobs モデルを適用し、ノズル直径と同等の粒径を持つ燃料パーセルを噴射させた。図 1 に噴霧モーメント法により計測した、各噴射圧における噴射率の時間履歴を示す。本報では噴射率波形形状は十分に矩形であるとして、噴射速度は噴射期間中一定とした。1 噴射あたり 4 万個のパーセルで噴霧内の液滴を代表させた。ノズル内部流動が噴射速度に及ぼす影響は考慮していない。また、液滴の噴霧中での衝突合体は考慮していない。噴霧液滴の速度変化は運動方程式により計算される。液滴抗力係数 $C_{D,sphere}$ の算出には液滴を剛体球と仮定した以下の式を用いた。

$$C_{D,sphere} = \begin{cases} \frac{24}{Re_i} (1 + (1/6) Re_i^{2/3}) & Re_i < 1000 \\ 0.424 & Re_i > 1000 \end{cases} \quad (34)$$

ただし、MTAB モデルおよび WAVE-MTAB モデルのハイブリットモデル使用時は液滴の歪み度を考慮した Liu らの式⁽¹⁸⁾を用いた。

$$C_D = C_{D,sphere} (1 + 2.632 y) \quad (35)$$

気相は ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) 法に基づく有限体積法により支配方程式は離散化される。気相支配の時間発展法は三段階に分離して解かれる。まず、Phase A で液滴の衝突や分裂などのサブモデルを含む噴霧方程式および化学反応を計算する。Phase B では圧力勾配や速度膨張 (velocity dilatation) に関する項および拡散項を陰的に計算する。最後に Phase C で移流項の計算を行う。

本研究では、渦構造の生成に関係する運動方程式における移流項の空間微分には中心差分法を用いる。その他の移流項の空間微分には単調性や保存性が満たされる準 2 次精度風上差分 (QSOU) 法を用いて離散化する。また、サブサイクルとして運動方程式の移流項の時間微分に 4 次精度のルンゲクッタ法を用いることで、高精度化を図った⁽¹⁹⁾。その他の移流項の時間微分には前進オイラー法を用いる。

5. 計算条件

表 1 に計算条件を示す。本研究で用いた計算領域を図 2 に示す。計算領域を円筒形の定容容器とし、底面の直径が 30mm、高さが 100mm の三次元領域とした。計算時間の短縮のため、計算領域は実験に比べ小さいが、壁面に接触しない領域の噴霧に焦点を当てているため影響は小さいと考えられる。計算格子は半径方向、周方向、軸方向に対して、それぞれ 60x60x200 の 72 万メッシュとした。壁面における境界条件は non-slip とし、計算初期の領域内の流動は静止状態とした。噴孔を計算領域上面の中心に設け、噴霧の噴射方向は鉛直下向きに設定した。タイムステップは 1.0 μ s とし、その後は KIVA のスキームを用いて自動制御した。計算期間は噴射開始から 5.0ms とした。並列計算は用いず、1CPU (Xeon: Woodcrest) で計算した。計算時間は約 90 時間を要する。

6. 結果および考察

6.1 分裂モデルの影響

まず、噴射圧力 77MPa の条件において分裂モデルの影響を検証する。

図 3 に LES 解析により得られた噴霧先端到達距離を示す。噴霧先端到達距離は噴孔から最も飛散した液滴の軸方向距離とした。図中には噴霧先端到達距離の実験結果⁽²⁰⁾を併記している。MTAB および WAVE-MTAB は、実験と概ね一致する。

一方、KHRT は粒径を過小に見積るため、噴霧先端付近での液滴の運動量が小さく、噴射終了後の噴霧先端到達距離を過小に見積る。

図 4 に LES 解析により得られた噴霧体積を示す。噴霧体積は噴霧軸方向に 1mm ごとに分割し、その領域でさらに周方向に 60 分割し、各領域で最も飛散した液滴をその領域の代表半径とする。それらを周方向平均して噴霧体積を算出した。図中には噴霧体積の実験結果⁽²⁰⁾を併記している。KHRT は実験に比べ、噴霧体積を過小に見積る。一方、MTAB および WAVE-MTAB では実験と概ね一致する。

図 5 に LES 解析により得られた噴射終了時の局所ザウダ平均粒径を示す。ザウダ平均粒径は以下の式により求め、実験結果と同様に噴霧軸方向に 5mm ごとに区切って算出した。

$$d_{32} = \frac{\sum_i (D_i^3 \times N_i)}{\sum_i (D_i^2 \times N_i)} \quad (36)$$

ここで、 D は液滴径、 N はパーセルに含まれる液滴個数である。図中には横田ら^{(21)・(22)}が開発した透過光減衰法に同心円モデルを適用して求めた局所ザウダ平均粒径の実験結果⁽²⁰⁾を

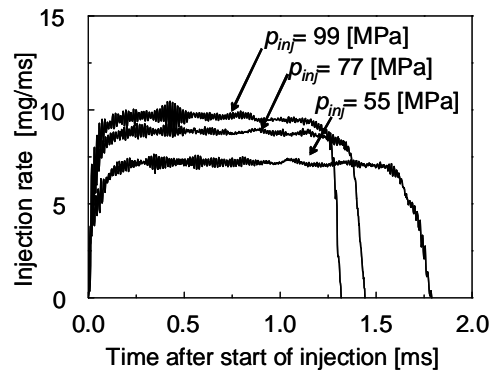


Fig.1 History of injection rate

Table 1 Computational and experimental condition

Nozzle hole diameter	d_o [mm]	0.20
Injection pressure	P_{inj} [MPa]	55,77,99
Injection duration	t_{inj} [ms]	1.77, 1.42, 1.30
Fuel		n-tridecane
Injection fuel amount	m_f [mg]	12.0
Fuel temperature	T_f [K]	300
Ambient gas		N ₂
Ambient pressure	P_a [MPa]	1.5
Ambient density	ρ_a [kg/m ³]	17.3
Ambient temperature	T_a [K]	300

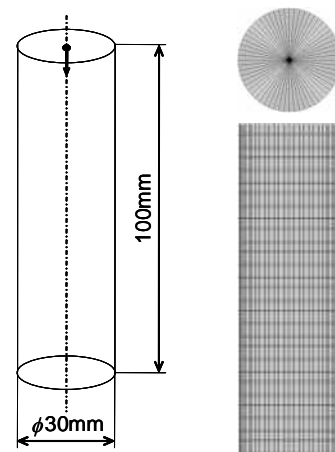


Fig. 2 Computational domain

併記している。KHRT は実験に比べ、ザウダ平均粒径を過小に見積る。一方、MTAB および WAVE-MTAB では実験と概ね一致する。WAVE-MTAB は段らによる実験⁽²³⁾と同様に噴霧下流域に進むにしたがい、ザウダ平均粒径が増大する傾向を表現できる。これは、WAVE では分裂後に親液滴に半径方向への速度を付加していないため、比較的大粒径の液滴が噴霧中心軸付近を進み、噴霧先端で滞留するためと考えられる。噴霧先端においてザウダ平均粒径が急激に増加している理由は、5mmごとに分割してザウダ平均粒径を算出している。先端の領域では数個のパーセルのみで値で算出したためである。

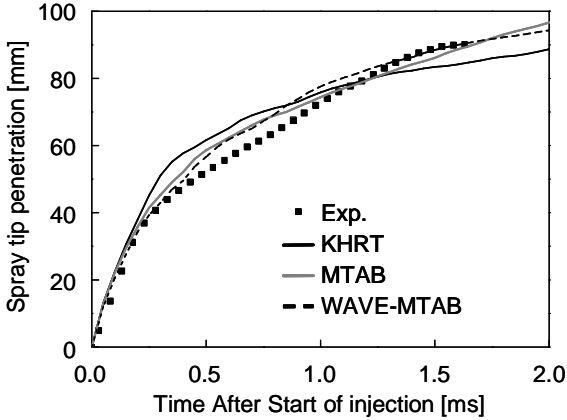


Fig.3 Temporal change in spray tip penetration as a function of time after start of injection for

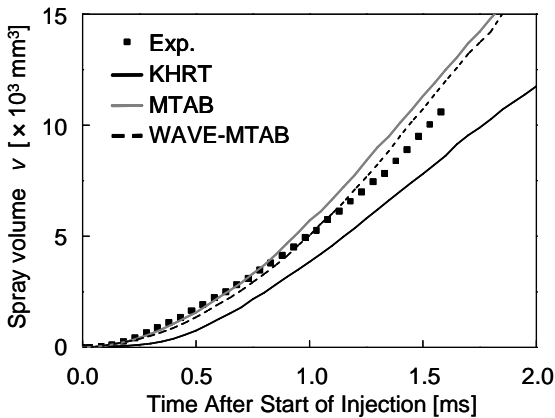


Fig.4 Temporal change in spray volume as a function of time after start of injection for different

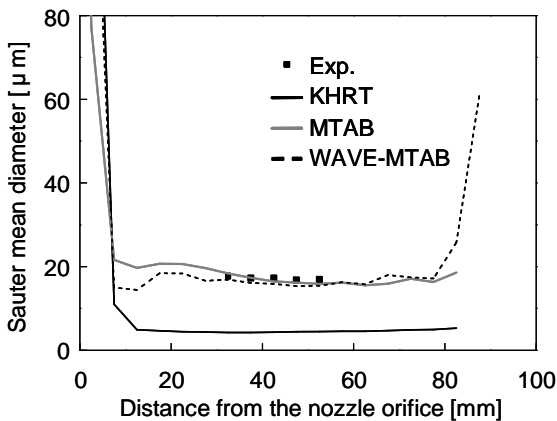


Fig.5 Effects of breakup models on Sauter mean diameter at the time of spray injection end

図6に LES 解析および実験により得られた噴霧外形の時系列画像を示す。実験結果は中川ら⁽²⁰⁾のシャドウグラフ撮影画像である。上段から (a)実験結果, (b)KHRT, (c)MTAB, (d)WAVE-MTAB である。LES 解析は実験と同様に、噴霧外縁部における間欠性を表現できる。この現象は KHRT においてより顕著に見られる。図5より、KHRT は粒径を過小に見積っており、周囲気体の流動に液滴が追従しやすいためと考えられる。KHRT は実験と比較し、噴霧根元部において半径方向への広がりを過小に見積もる。MTAB および WAVE-MTAB は実験と比較し、噴霧根元部において噴霧半径方向への広がりを過大に見積もる。しかし、WAVE-MTAB は MTAB に比べ、噴霧半径方向への広がりを抑制する。TASI/t_{inj}=2.0 において、KHRT はノズル付近で液滴の滞留が再現されない。これは、噴霧根元部における噴霧半径方向への広がりを過小評価するためだと考えられる。一方、MTAB および WAVE-MTAB は液滴の滞留を表現できる。

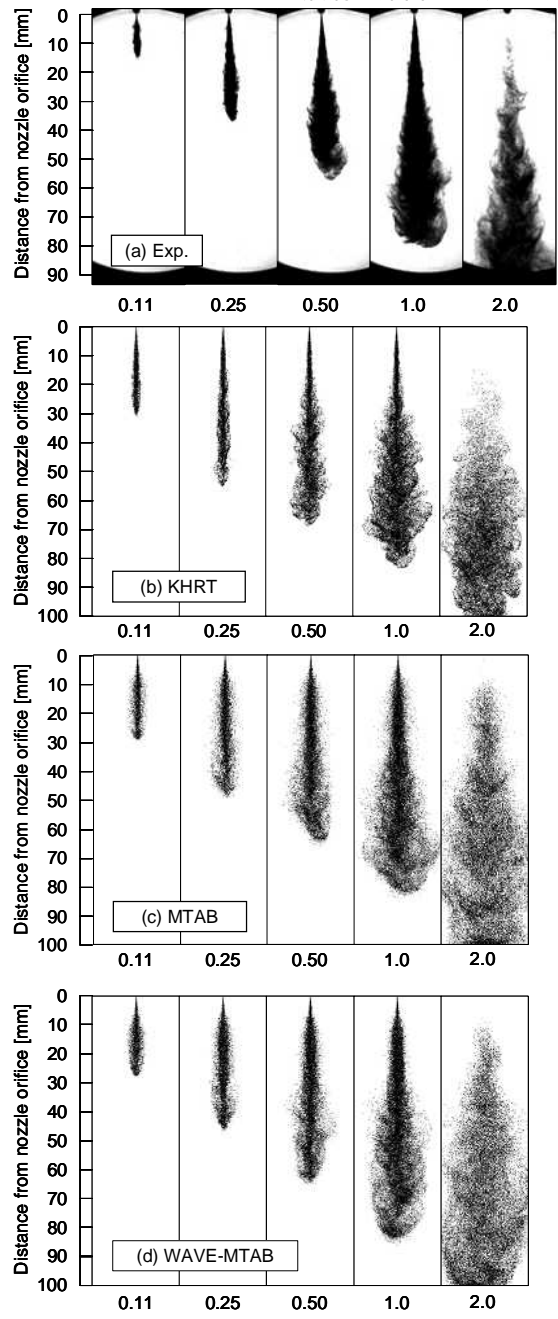


Fig.6 Effects of difference breakup models on instantaneous spray images as a function of non-dimensional time TASI/t_{inj}.

図 7 に噴射終了時における噴霧全領域に対する液滴直径 d の頻度分布を示す。KHRT の場合は $d=0-10\mu\text{m}$ の比較的小粒径の液滴が分布しており、 $d=5\mu\text{m}$ で頻度分布の最大値を示す。MTAB および WAVE-MTAB は $d=0-50\mu\text{m}$ まで幅広く分布しており、 $d=17\mu\text{m}$ 付近で頻度分布の最大値を示す。高解像度撮影による実験結果⁽²⁴⁾では $d=30\mu\text{m}$ 以下の液滴径が計測されており、MTAB および WAVE-MTAB と同様に幅広い分布が実験でも確認されている。

図 8 の左図は噴射終了時における LES 解析により得られた噴霧断面画像を示し、右図は左図において黒丸で示した任意の渦中心からの液滴径分布を示す。渦中心は速度勾配テンソルの第二不変量を用いて同定した。上段から (a)KHRT、(b)MTAB、(c)WAVE-MTAB である。比較のために勝田ら⁽²⁵⁾の超高解像度撮影により得られた噴霧画像および粒径分布を図 9 に示す。実験は噴射量や撮影時刻などが異なるが、渦構造による液滴径分布は比較できると考え併記した。MTAB および WAVE-MTAB は実験と同様に、渦中心には比較的小粒径の液滴しか存在しておらず、渦中心から離れるに従い、比較的大きな液滴が分布する傾向を再現できる。MTAB および WAVE-MTAB は実験と同様に、渦構造による分級効果を再現する。一方、KHRT は液滴径を過小に評価するため、渦中心から離れるに従い、比較的大きな液滴が分布する傾向を再現できない。

以上より、WAVE-MTAB は予測精度が最も高く、噴射圧力 77MPa において有効性が確認された。

6.2 噴射圧力の影響

噴射圧力を変更した際の WAVE-MTAB の有効性を検証する。

図 10 に LES 解析および実験における噴射圧力別の噴霧先端到達距離を示す。いずれの噴射圧力においても LES 解析は実験と概ね一致する。また LES 解析は実験と同様に、噴射圧力が増加するにつれて噴霧先端到達距離が増大する傾向を表現できる。

図 11 に LES 解析および実験の噴射終了時における噴射圧力別のザウダ平均粒径を示す。いずれの噴射圧力においても、実験と概ね一致する。また、WAVE-MTAB は段らによる実験⁽²³⁾と同様に噴霧下流域に進むにしたがい、ザウダ平均粒径が増大する傾向を表現できる。噴霧先端においてザウダ平均粒径が急激に増加している理由は、 5mm ごとに分割してザウダ平均粒径を算出している。先端の領域では数個のパーセルのみで値を算出したためである。

図 12 に LES 解析の噴射終了時における噴射圧力別の噴霧全領域のザウダ平均粒径を示す。LES 解析は段らによる実験⁽²³⁾と同様に噴射圧力が増加するにしたがい、ザウダ平均粒径が減少する傾向を表現できる。

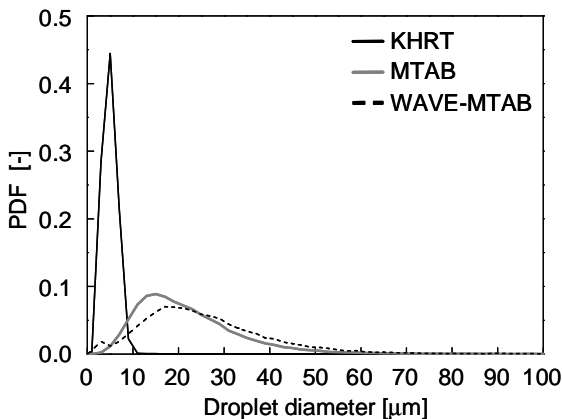


Fig.7 PDF of spray droplet diameter with different breakup models

図 13 に LES 解析および実験における噴射圧力別の噴霧体積を示す。LES 解析は実験と同様に、噴射圧力が増加するにつれて噴霧体積が増加する傾向を表現できる。

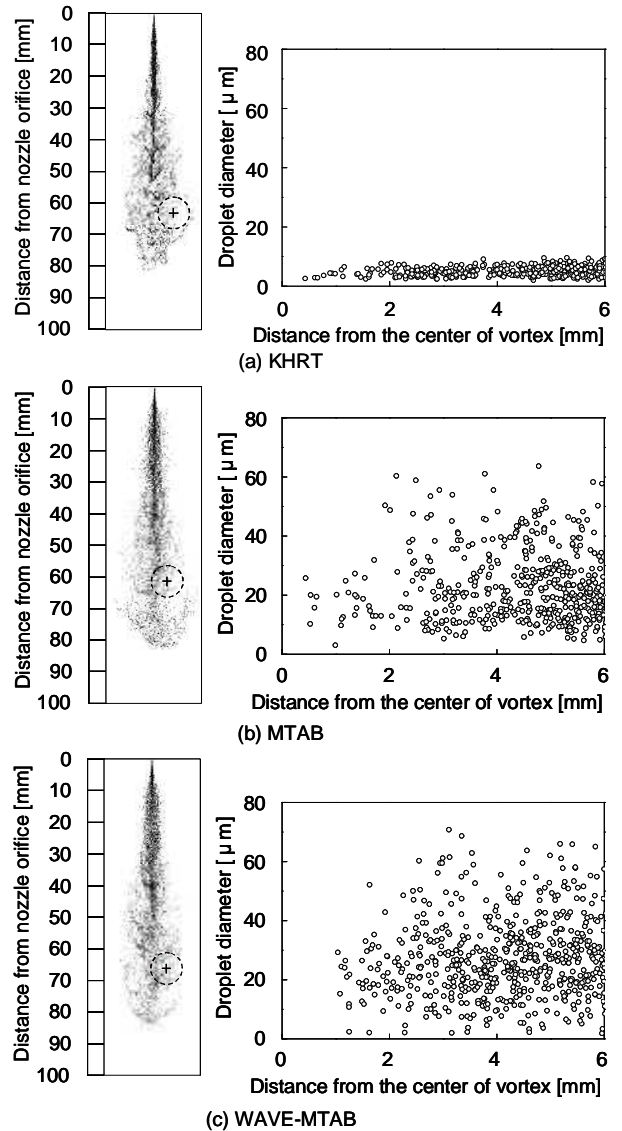


Fig.8 2D images and spatial distribution of droplet size from vortex center at the time of spray injection end.

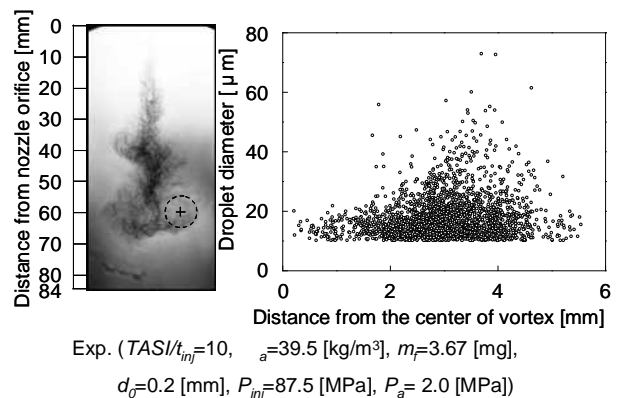


Fig.9 Experimental result of 2D image and spatial distribution of droplet size from vortex center at the time of spray injection end.

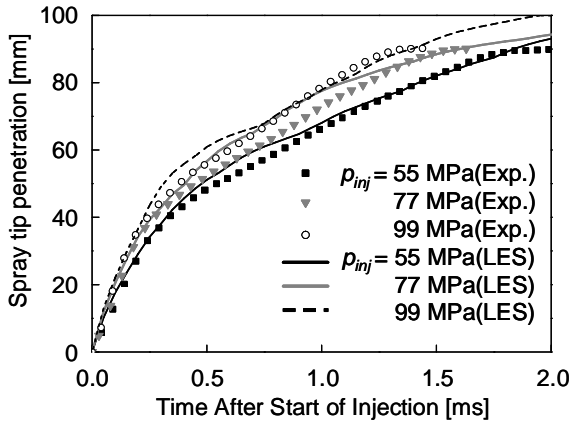


Fig.10 Temporal change in spray tip penetration as a function of time after start of injection at different

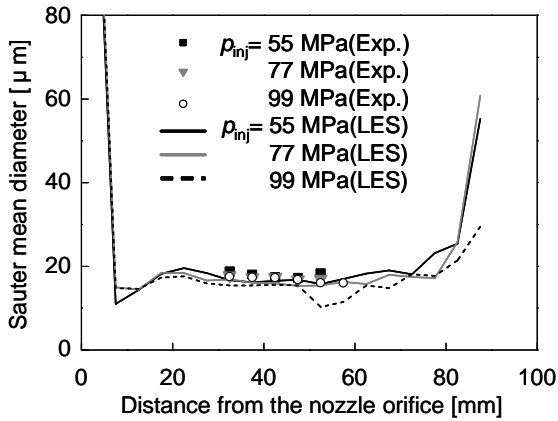


Fig.11 Effects of spray injection pressure on Sauter mean diameter at the time of spray injection end

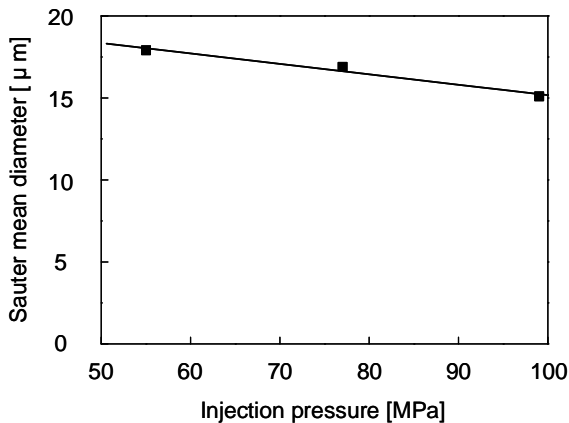


Fig.12 Effects of spray injection pressure on Sauter mean diameter of all spray regions at the time of spray injection end

7. 結 言

本報では非蒸発場におけるディーゼル噴霧の予測精度向上を目的とし、WAVE-MTAB モデルの有効性を検証した。その結果、以下の結言を得た。

- (1) KHRT モデルを用いた場合、ザウタ平均粒径、噴霧先端到達距離および噴霧体積は実験に比べ過小に見積もられる。また渦構造による液滴の分布傾向は表現できない。
- (2) MTAB モデルを用いた場合、噴霧先端到達距離および噴

- 霧体積は実験と概ね一致する。また、渦構造による液滴の分布傾向を表現できる。しかし、噴霧先端でザウタ平均粒径が増加する傾向を表現できない。
- (3) WAVE-MTAB モデルを用いた場合、噴霧先端到達距離および噴霧体積は実験と概ね一致する。また、噴霧先端でザウタ平均粒径が増加する傾向を表現できる。さらに、渦構造による液滴の分布傾向を表現できる。
- (4) WAVE-MTAB モデルは噴射圧力の影響を表現できる。

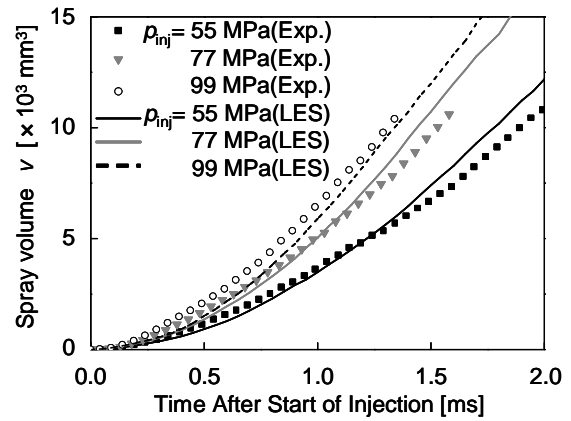


Fig.13 Temporal change in spray volume as a function of time after start of injection at different spray

謝 辞

本研究は科学研究費補助金（基盤研究（B）課題番号17360102）の支援を受けた。またその一部は、文部科学省 - 私立大学戦略的研究基盤形成支援事業「ゼロエミッション技術を基盤とした環境調和型エネルギーグリッドの最適化（S0901038：平成21～25年度）」の支援により行われた。ここに記して感謝を表す。

文 献

- (1) 大嶋伸行：ラージ・エディー・シミュレーションによる燃焼解析，エンジンテクノロジー，Vol.9，No.6，pp.21-26 (2007)。
- (2) Amsden, KIVA-3V, RELEASE 2, IMPROVEMENTS TO KIVA-3V, LA-13608-MS, Los Alamos National Laboratory, (1999).
- (3) 堀司，田中博，勝田圭一，鎌田修次，千田二郎，藤本元：微粒化モデルがディーゼル噴霧の LES 解析に与える影響，第16回微粒化シンポジウム講演論文集，pp.78-85 (2007)。
- (4) Hori T., Kuge T., Senda J. and Fujimoto H.: Effect of Convective Schemes on LES of Fuel Spray by Use of KIVALES, SAE paper 2008-01-0930, (2008)。
- (5) 堀司，田中博，入江恭亮，千田二郎，藤本元：Flamelet モデルによるディーゼル噴霧火炎の LES 解析，自動車技術会学術講演会前刷集，No.78-08，pp.7-10，(2008)。
- (6) 町田和也，入江恭亮，堀司，森吉泰生，千田二郎，藤本元：4次精度のルンゲクッタ法を用いた非蒸発場におけるディーゼル噴霧の LES 解析，第18回微粒化シンポジウム講演論文集，pp.227-232，(2009)。
- (7) 入江恭亮，町田和也，堀司，森吉泰生，千田二郎，藤本元：特性時間スケールを考慮した Flamelet モデルによるディーゼル噴霧火炎の LES 解析，第20回内燃機関シンポジウム講演論文集，pp.301-306，(2009)。
- (8) Beale J. C. and Reitz R. D.: Modeling Spray Atomization with The

- Kelvinhilmholtz/Rayleigh-Taylor Hybrid Model , Atomization and Sprays, Vol.9, pp.623-650, (1999).
- (9) Michael Chan, Sudhakar Das, and Rolf D. Reitz : Modeling Multiple Injection and EGR Effects on Diesel Engine Emissions, SAE paper No. 972864, (1997).
- (10) P. J. O'Rourke, A. Amsden, The TAB Method for Numerical Calculation of Spray Drop Breakup, SAE paper, No.872089, (1987).
- (11) K. Sone and S. Menon : Effect of Subgrid Modeling on the In-Cylinder Unsteady Mixing Process in a Direct Injection Engine, J. Eng. Gas Turb. Power, Vol.125, pp.435-443, (2003).
- (12) Sone K., Patel N. V. and Menon S. : KIVALES : Large-Eddy simulation of Internal Combustion Engines. Part I : Theory and Formulation, Technical Report CCL-00-008, Georgia Institute of Technology, (2000).
- (13) Sone K., Patel N. V. and Menon S. : KIVALES : A New Large-Eddy Simulation Approach Based on the Kiva-3V Code. Part II : User's Manual, Technical Report CCL-00-009, Georgia Institute of Technology, (2000).
- (14) Amsden and O'Rourke : KIVA- II A Computer Program for Chemically Reactive Flows with Sprays , LA-11560-MS, Los Alamos National Laboratory, (1989).
- (15) Reitz, R. D. : Modeling atomization processes in high spray pressure vaporizing sprays, Atomization and Spary Technology, Vol.3, pp.309-337, (1987).
- (16) J Senda, T Dan, S Takagishi, T Kanda and H Fujimoto : Spray characteristics of non-reacting diesel fuel spray by experiments and simulations with KIVA II, Proceedings of ICLASS, (1997).
- (17) V. G. Levich : Physicochemical Hydrodynamics , Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, (1962).
- (18) Alex B. Liu, Daniel Mather and Rolf D. Reitz: Modeling the Effects of Drop Drag and Breakup on Fuel Sprays, SAE paper No.930072, (1993).
- (19) 赤坂隆 : 数値計算, コロナ社, (1967).
- (20) 中川仁希, 鎌田修次, 堀司, 千田二郎, 藤本元 : ディーゼル燃料噴霧の瞬時構造と普遍的構造の評価, 第15回微粒化シンポジウム講演論文集, pp.21-28, (2006).
- (21) 横田治之, 神本武征, 小林治樹 : 画像計測による非定常噴霧の粒径測定に関する研究 第1報 噴霧全体のザウダ平均粒径の測定, 自動車技術会論文集, Vol.43, pp.52-57, (1990).
- (22) 横田治之, 神本武征, 小林治樹 : 画像計測による非定常噴霧の粒径測定に関する研究 第2報 噴霧全体のザウダ平均粒径の測定, 自動車技術会論文集, Vol.43, pp.58-63, (1990).
- (23) 段智久, 高岸佐代, 大石直己, 千田二郎, 藤本元 : 高圧燃料噴射時のディーゼル噴霧構造に関する研究, 日本機械学会論文集 B 編, 62-579, pp.2079-2085, (1996).
- (24) 鎌田修次, 勝田圭一, 堀司, 千田二郎, 藤本元 : 高解像度撮影法によるディーゼル噴霧構造の可視化, 微粒化, Vol.17, No.58, pp.59-66, (2008).
- (25) 勝田圭一, 堀司, 千田二郎, 藤本元 : 超高解像度撮影法を用いたディーゼル噴霧構造の観察, 第17回微粒化シンポジウム講演論文集, pp.271-275, (2008).



町田 和也

同志社大学 大学院
工学研究科 機械工学専攻
博士課程前期課程 修了

〒610-0321
京都府京田辺市多々羅都谷1-3
TEL : 0774-65-7742
FAX : 0774-65-7743

略歴 : 2011年 同志社大学大学院 工学研究科
博士課程前期課程 修了



羽鳥 総一

同志社大学 大学院
工学研究科 機械工学専攻
博士課程前期課程 在学

〒610-0321
京都府京田辺市多々羅都谷1-3
TEL : 0774-65-7742
FAX : 0774-65-7743

略歴 : 2010年 同志社大学 工学部
機械システム工学科 卒業

現在 同志社大学大学院 工学研究科
博士課程前期課程 在学

非定常噴霧や噴霧燃焼場の数値
解析に関する研究に従事 .



堀 司

大阪大学 大学院
工学研究科 特任助教

〒565-0871
大阪府吹田市山田丘2-1
TEL & FAX : 06-6875-8650

略歴 :
2009年 同志社大学大学院 工学研究科
機械工学専攻 博士課程後期課程 修了
同年 千葉大学大学院工学研究科特任研究員
2010年 大阪大学大学院工学研究科特任助教



千田 二郎
同志社大学 理工学部 教授
〒610-0321
京都府京田辺市多々羅都谷1-3
TEL : 0774-65-6405
FAX : 0774-65-6405

略歴 :

- 1985年 同志社大学大学院 工学研究科
機械工学専攻 博士課程後期課程 修了
- 同年 ヤンマーディーゼル(株)入社
- 1990年 同志社大学工学部機械系学科専任講師
- 1992年 同志社大学工学部機械系学科助教授
- 1994年 米国ウィスコンシン大学客員助教授
- 1998年 同志社大学工学部機械系学科教授

非定常噴霧や噴霧燃焼場の光学的計測，
モデリング，燃料設計手法による低エ
ミッション燃焼法の提案，水素ディー
ゼル機関，バイオディーゼル燃料に関
する研究に従事．