

Team LES Large Eddy Simulationによるディーゼル噴霧内部の乱流渦構造の解明

担当者

堀司(SA) 花崎稔(M1) 小前淳(B4)

2014年度班紹介資料

1. 緒言

ディーゼル噴霧内部における燃料濃度および温度の不均一分布に起因しPMおよびNO_xが生成される。この空間的な不均一分布は液相から気相への運動量交換により形成される乱流渦構造に多大な影響を受ける。したがって、ディーゼル噴霧の内部構造を解明し、理想的な燃焼を実現するためには乱流渦構造が噴霧特性に与える影響を把握することが必要である。しかしながら、現在の計測技術では実験的に噴霧の乱流渦構造を三次元的に計測することはできない。そこで、実験に加えて三次元的に噴霧を評価できるCFDによる設計支援が有効である。本研究ではCFDの中でも噴霧の非定常性を再現可能な解析手法であるLESを使用する。

既報⁽¹⁾では、KIVAにLESを組み込んだKIVALESを用いて非蒸発噴霧の解析を行った。計算格子数、液滴分裂モデルおよび移流スキームを選定した結果、三次元渦構造を伴った噴霧の予測が可能であることを示した。また噴流の分裂には分裂モデルを用い、一次分裂にKelvin-Helmholtz(KH)モデル⁽²⁾、二次分裂領域にModified Taylor Analogy Breakup(MTAB)モデル⁽³⁾を用いるハイブリッド(KH-MTAB)モデル⁽⁴⁾を提案した。さらに非蒸発場におけるディーゼル噴霧解析を行い、噴射圧力を変更した条件において、本分裂モデルは実験結果と概ね一致することを示した⁽⁴⁾。そこで、本研究では、本解析手法の高い再現性を活用して従来の研究によって詳細に解明されていない、乱流渦構造がディーゼル噴霧の特性へ与える影響について評価する。

2. 各種モデルおよび計算条件

噴霧はKIVAと同様に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。噴射モデルにはBlobsモデルを適用した。噴射速度は噴射期間中一定とした。分裂モデルにはKH-MTABモデルを用いた。計算領域は底面が直径30mm、高さが100mmの円筒形とし、円筒座標上に計算格子(60x60x200)を計72万メッシュ設けた。表1に噴射圧

が渦構造に与える影響を見るための計算条件を示す。解析結果と検証する条件には表2の雰囲気圧6.0MPaの条件を用いた。

3. 三次元渦構造の同定⁽⁵⁾

本研究では速度勾配テンソルの第二不変量 Q を用いて3次元渦構造を同定する。 Q は速度勾配テンソルの対称成分である変形速度テンソル S_{ij} 、非対称成分である渦度テンソル Ω_{ij} を用いて、

$$Q = \frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) \quad (3)$$

Q の正值の等値面をとることにより、渦管の可視化を行うことが可能である。

4. 結果および考察

4.1 噴射圧が渦構造に与える影響

図1に噴射終了時における噴霧軸断面の燃料濃度分布を示す。いずれの噴射圧においてもノズルから20mmの領域で、蒸気相の半径方向へ広がる傾向が変化する。このことから、この領域が噴霧の成長の変化する遷移点⁽⁶⁾であると考えられる。

図2に噴射終了時におけるノズル先端から噴霧軸方向に10, 20, 30, 40, 50, 60mmの各位置における半径方向の渦度分布を示す。渦度は噴射圧の大きさに関わらず20mm地点において最大となり、下流に従うにつれて減少する傾向を示した。このことから、渦度の最大となる領域が噴霧の発達領域への遷移点であると考えられる。また、噴射圧によらず渦度が最大となる領域は変動しない。そのため、噴霧の発達領域への遷移点も変動せず、蒸気相の到達距離は噴射圧の影響を受けなかったと考えられる。図6

Table1 Computational conditions

Fuel		C ₁₂ H ₂₆
Ambient gas		N ₂
Ambient temperature	T_a [K]	900
Ambient pressure	p_a [MPa]	6.0
Ambient density	ρ_a [kg/m ³]	22.5
Injection pressure	p_{inj} [MPa]	80, 100, 120, 150
Injection duration	t_{inj} [ms]	2.00, 1.78, 1.61, 1.43
Injection fuel amount	m_f [mg]	3.46
Nozzle type		Single hole nozzle
Nozzle hole diameter	d_n [mm]	0.20
Nozzle hole length	L_n [mm]	0.80
Fuel temperature	T_f [K]	363

において、ノズルから 20mm 地点より下流域において噴射圧の増加に伴い燃料濃度の薄い領域が広がる。しかし、蒸気相の半径方向の広がりには噴射圧の増加に関わらず大きな変化は見られなかった。

図 8 に噴射終了時における速度勾配テンソルの第二不変量より同定した渦構造を示す。図より、噴射圧の増加によらず渦構造は同様の広がりを示すが、渦構造内部において微細な渦の占める割合が大きくなる。このことから噴射圧の増加に伴うレイノルズ数の増加は、噴霧外形を決定する大規模渦の空間的な大きさに影響を及ぼさないと考えられる。また、噴射圧の増加に伴い噴霧内部における渦スケールの比が大きくなる⁽⁷⁾ことから、細かい渦が多くなる。微細な渦構造は燃料と雰囲気気体の混合を支配するため、燃料の拡散を早め混合気形成を活発にし、希薄な混合気を形成させる。そのため、噴射圧の増大に伴い希薄な混合気が早期に拡散したと考えられる。

5. 結言

本報では乱流渦構造がディーゼル噴霧に与える影響について評価した。以下に結言を示す。

- (1) 噴射時に持つ運動量によって誘起された渦運動が噴霧の成長を支配する領域へ遷移する領域では渦度が最大となる。
- (2) 噴射圧は大規模渦構造の大きさや形状に影響を与えないため、蒸気相の広がりには影響はないが、噴射圧の増加に伴いその内部の乱れスケールは大きくなり、希薄な混合気形成を促す。

参考文献

- (1) 堀司: Large Eddy Simulation による非定常噴霧構造および噴霧火炎の三次元解析: 同志社大学博士論文(2009)
- (2) Reitz,R. D. : Modeling atomization processes in high spray pressure vaporizing sprays,Atomisation and Technology,Vol.3, (1987), pp.309-337.

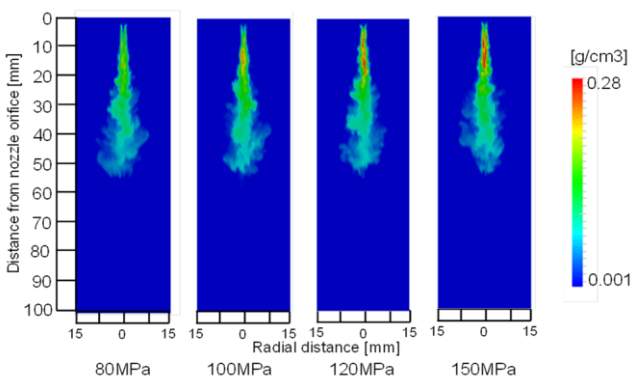


Fig.2 Concentration distribution by the different pressure

- (3) J Senda,T Dan,S Takagishi,T Kanda and H Fujimoto:Splay characteristics of non-reacting diesel fuel splay by experiments and simulations with KIVA II ,Proceedings of ICLASS(1997)
- (4) K. Kitaguchi, S. Hatori, T. Hori, J. Senda, “Optimization of Breakup Model Using LES of Diesel Spray”, Atomization and Sprays, Vol.22 No.1, (2012), pp.55-77.
- (5) 堀司, “Large Eddy Simulation による非定常噴霧構造および噴霧火炎の三次元解析”, 同志社大学博士論文, (2008)
- (6) 段智久, “ディーゼル燃料噴霧の乱流渦構造とその形成機構”, 同志社大学博士論文, (1996).
- (7) 梶島岳夫, “乱流の数値シミュレーション”, 養賢堂, (2003)

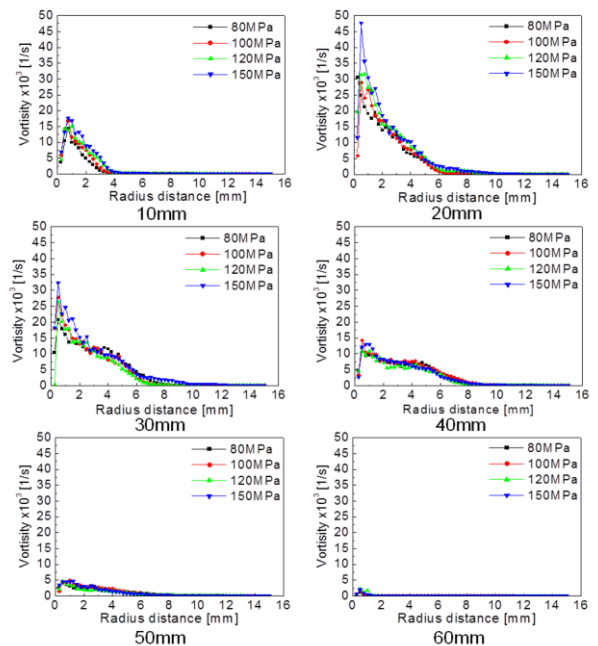


Fig.5 Vorticity by the different injection pressure

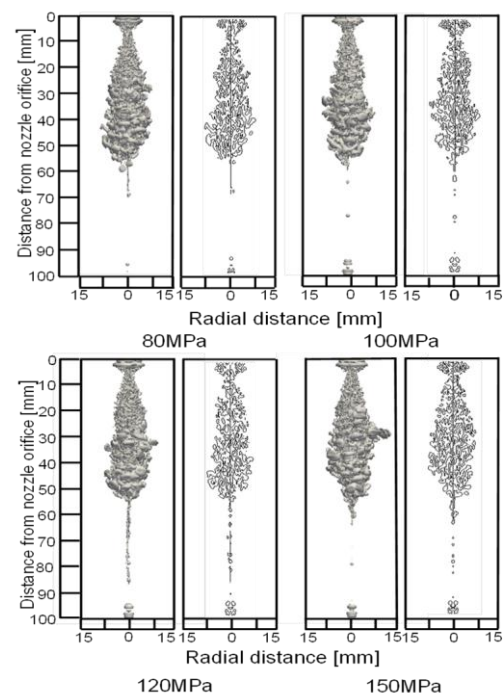


Fig.4 Vortex structure by the different injection pressure (Left: vortex structure, Right: Cross section)