拡大 VCO ディーゼルノズルにおける針弁の偏心が
噴孔内流れに及ぼす影響の数値解析*山根 禎史^{*1}, 住 隆博^{*2}, 大澤 克幸^{*3}, 小田 哲也^{*4}Numerical analysis of needle eccentricity effects on
internal flow of enlarged VCO diesel injectorTomofumi YAMANE^{*1}, Takahiro SUMI, Katsuyuki OHSAWA and Tetsuya ODA^{*1} Graduate School of Engineering, Tottori University
4-101, Koyama-Minami, Tottori, 680-8552 Japan

Received 5 September 2013

Abstract

The VCO (Valve Covered Orifice) nozzle is known to reduce unburned hydrocarbon emission from direct-injection diesel engine. However, high-pressure fuel injection causes needle eccentricity which results in non-uniformity of sprays and deterioration of emission characteristics. Present study numerically investigates the needle eccentricity effects on the internal flow of the large-scaled VCO nozzle by using STAR-CCM+ (ver. 8.02.011), and obtained results are compared with those of a corresponding experiment. Swirling flow is formed in the nozzle hole due to the needle eccentricity. As increasing the swirl strength, air entrainment from the nozzle hole outlet is generated, and spray cone angle is decreased. However, in the range of large needle eccentricity, growth of the swirling flow decays, and the spray cone angle is saturated at certain value. These tendencies are also observed in the experiment. Thus, it is confirmed that the present numerical simulation reproduce the actual phenomena qualitatively. Furthermore, effects of edge curvature of the nozzle hole inlet is also numerically investigated as a key factor acting on the internal flow characteristics. As the edge curvature increases, the swirling flow in the nozzle hole considerably grows, and the air entrainment into the nozzle hole is greatly enlarged. Also, spray characteristics is extremely changed.

Key Words : VCO nozzle, Multi-phase flow, Internal flow, Swirling flow, Numerical simulation

1. 緒 言

ディーゼル機関には従来から SAC ノズル (Gavaises, 2008) が用いられて来たが, 燃料の先ダレおよび後ダレによる未燃炭化水素の排出量増加という問題を抱えているため, 新たに VCO (Valve Covered Orifice) (Gavaises, 2008) ノズルが開発された. このノズルは, 直噴ディーゼル機関から排出される未燃炭化水素を低減できると考えられている. しかしながら, VCO ノズルは燃料の高圧噴射による針弁の偏心によって, 噴孔ごとに形成される噴霧特性にばらつきが生じやすく, 排ガス性状が悪化するとされている (Renner, et al., 1998). また, ノズル内で発生したキャビテーションの崩壊によって噴孔内が壊食する問題もある (Gavaises, 2008).

著者らの研究 (Oda, et al., 2009, Ohsawa, et al., 2012) で, 針弁の偏心機構を備えた 10 倍拡大の可視化 VCO ノズルを用いた実験から, 針弁の偏心が噴孔内流れと噴霧形状に大きな影響を与えることが分かっている.

本研究では, 実験と同様の 10 倍拡大 VCO ノズルの針弁を偏心させた場合の噴孔内流れの数値解析を行い, 噴

* 論文 No.13-00699 [DOI: 10.1299/transjsme.2014tep0094]

^{*1} 学生員, 鳥取大学大学院 工学研究科 (〒680-0945 鳥取県鳥取市湖山町南 4-101)

^{*2} 鳥取大学大学院 工学研究科

^{*3} 正員, フェロー, 鳥取大学大学院 工学研究科

^{*4} 正員, 鳥取大学大学院 工学研究科

E-mail: M12T1044M@edu.tottori-u.ac.jp

[DOI: 10.1299/transjsme.2014tep0094]

孔出口付近の運動量フラックスから噴霧角を算出し、針弁が偏心した場合の噴孔内流れと噴霧角の関係を明らかにした。また、針弁偏心量とノズル噴孔内流れの相関に焦点を当て実験結果と比較することで、本数値解析の定性予測に関して妥当性を検討した。さらに、噴孔内流れに影響する因子として、噴孔入口のエッジ曲率半径が噴霧角に与える影響について調べた。

2. 計算方法と条件

計算には汎用熱流体解析ソフト STAR-CCM+ (Ver. 8.02.011) を使用し、三次元非定常計算により収束した結果を実験結果と比較した。混相流を計算するためにオイラー混相流モデルを使用し、気相に空気と水蒸気、液相に水の 3 相を考慮した。また、気液界面を追跡するために VOF (Volume of Fluid) 法 (Hirt and Nichols, 1981) を用いた。さらに、圧力変動により気泡が拡大・凝縮する Rayleigh-Plesset の式 (Plesset, 1949) に基づくキャビテーションモデルを用いた。キャビテーションを取り扱うために各種のモデルが提案されているが、現在のところ万能なものは無い。その中で Rayleigh-Plesset モデルは噴射ノズル内の現象を比較的良好に予測できるモデルとして多くの研究者 (Masuda, et al., 2005) (Andriotis, et al., 2008) が用いている。一方、乱流のモデル化は RANS によるものとし、Realizable $k-\varepsilon$ モデルを使用した。RANS は LES や DNS と異なり、合理的な計算資源で工学的に有用な計算を行うことが可能で、本報が目的とするマクロな流れの構造を捉えることができると考えられる。なお、温度場については考慮していない。計算条件についてまとめたものを表 1 および表 2 に示す。本研究の主目的はノズルの針弁の偏心が噴孔内流れに及ぼす影響を解析することである。よって、上記のモデルに関しては基本的なものを選択し、また、他のモデルを使用した場合との比較検討は本研究の目的とはしない。

図 1 に示す実験モデルにおいてニードルリフト $L_n=0.50\text{mm}$ 、噴孔径 $D=2.0\text{mm}$ 、噴孔長さ $L=8.0\text{mm}$ 、噴孔取り付け角度 $\alpha=70\text{deg.}$ 、噴孔入口部のエッジ曲率半径 $r=0.3\text{mm}$ の 10 倍拡大の VCO ノズルの針弁を噴孔に対して垂直方向 ($\phi=90\text{deg.}$) に偏心させた場合の計算を行った。これらのニードルリフト量と針弁の偏心方向は、過去の知見 (Oda, et al., 2009, Ohsawa, et al., 2012) より噴孔の内部流動に大きく影響を与えることが分かっている条件である。また、針弁の偏心量は $E=0.000\sim0.275\text{mm}$ の範囲とした。計算領域はターンアラウンドを考慮して、計算負荷を小さくするために図 1 に示す点線内の領域とした。三次元計算格子は STAR-CCM+ のメッシュ生成機能を用いて多面体メッシュを作成した。メッシュ数は偏心位置によって異なるが約 5,000,000 程度である。

次に、流入条件は実験の偏心量 $E=0.000\text{mm}$ 時の流量に合わせるために (実験のレイノルズ数に合わせることに等価)、ゲージ圧で $P_{in}=0.1\text{MPa}$ 、流出条件はゲージ圧で $P_{out}=0.0\text{MPa}$ (大気圧) とした。また、流入境界での体積分率を (水, 水蒸気, 空気) = (1, 0, 0)、流出境界での体積分率を (水, 水蒸気, 空気) = (0, 0, 1) とした。壁面には Blended 壁関数を用い、計算負荷を減らすためにカットしたサックボリュウムの面は対称境界とした。また、キャビテーションモデルにおける初期条件は、STAR-CCM+ のデフォルト値である飽和水蒸気圧を $2,329.0\text{Pa}$ 、気泡核密度を $1.0\times10^{12}/\text{m}^3$ 、気泡核直径を $1.0\times10^{-6}\text{m}$ とした。

Table 1 Numerical conditions.

Number of holes	2
Hole diameter [mm]	$\phi 2$
Hole length [mm]	8
Needle lift [mm]	0.5
Edge curvature radius of the nozzle hole [mm]	0.3
Angle of needle eccentricity [deg.]	90 (vertical to nozzle holes)
Needle eccentricity [mm]	0.000 ~ 0.275
Injection pressure [MPa]	0.1
Working fluid	Water
Reynolds number	About 29,000

Table 2 Numerical methods.

CFD Code	STAR-CCM+ (Ver. 8.02.011)
Numerical method of multi-phase flow	Volume of Fluid model Main Phase (liquid phase) : Water Second Phase (gas phase) : Vapor Third Phase (gas phase) : Air
Discretization scheme	Unsteady term : 2 nd order Euler-implicit scheme Convection term : 2 nd order upwind difference scheme Diffusion term : 2 nd order central difference scheme
Pressure-velocity coupling method	SIMPLE method
Turbulence model	Realizable k - ε model Blended wall function
Cavitation model	Simplified Rayleigh-Plesset's equation Bubble nuclei density : $1.0 \times 10^{12} \text{m}^{-3}$ Bubble nuclei diameter : $1.0 \times 10^{-6} \text{m}$ Saturated vapor pressure : 2,329.0Pa

Fig. 1 Schematic diagram of numerical simulation model. (left: cross-sectional view, right: top view)

3. 計算結果

3・1 噴霧角の算出

図2をもとに、噴霧角は噴孔長さ L に対する長さ方向の位置 X の比が $X/L = 0.950$ となる噴孔断面におけるスワール数により算出した。スワール数 Sw は軸方向運動量フラックス G_x 、周方向運動量フラックス G_θ と噴孔半径 R から式 (1) で定義される (Beer and Chigier, 1976)。

$$Sw = \frac{G_\theta}{RG_x} = \frac{\int_D \rho V_\theta V_x r ds}{R \int_D \rho V_x^2 ds} \quad (1)$$

ここで、 ρ は水の密度、 V_x は軸方向速度、 V_θ は周方向速度を示している。また、スワール数が大きいほど旋回が大きいことを表している。次に、噴孔出口部における流出速度ベクトルはスワール数と関連付けられることが分かっているため (Beer and Chigier, 1976)、噴霧角を式 (2) により算出した。

$$\theta = 2 \tan^{-1}(Sw) \quad (2)$$

3・2 計算の結果および考察

計算では図 1 の中心から右半分のみを評価対象とした。また、図 2 に示すように、噴孔の X-Y 断面および Y-Z 断面に軸方向速度、ボイド率およびゲージ圧のスカラ関数を用いて計算結果を評価した。Y-Z 断面において、それぞれの数値はその断面が噴孔長さの何%の位置に当たるかを示したものである。

Fig. 2 Cross-sections for evaluating numerical simulation result. X is a distance from the nozzle hole inlet, and L is a axial length of the nozzle hole. Scalar functions (void fraction, axial velocity and gauge pressure) are shown on X-Y and Y-Z planes.

3・2・1 噴孔内流れの様子

図 3 に針弁の偏心量 $E=0.000, 0.100, 0.160, 0.200, 0.275\text{mm}$ のときの噴孔内の流線を示す。カラーバーは軸方向速度を表しており、噴孔入口から出口に向かう流れを正としている。また、噴孔内には速度 5m/s 以下の流れがあるが、便宜上同じ色で表現している。

偏心量 $E=0.000\text{mm}$ の場合、流れは噴孔出口に対してほぼ直進する流れとなっている。針弁が偏心すると $E=0.100\text{mm}$ のように噴孔内にスワール流が生じる。これは、針弁の偏心によってノズルシート部の流路に差が生じ、噴孔に流入する流量が一方に偏るためである。噴孔内のスワール流は偏心量の増加と共に強くなるが、偏心量 $E=0.160\text{mm}$ 以降は大きく変化しなくなる。また、偏心量 $E=0.160\text{mm}$ 付近から噴孔出口境界において空気の逆流が起こる。これは、強いスワール流によって噴孔内の圧力が低下するためである。そして、その空気の逆流は偏心量 $E=0.200\text{mm}$ 付近で最大となり、偏心量が更に大きくなると僅かに逆流は弱まるが、依然として空気の逆流を伴う流れを維持したままとなる。

Fig. 3 Transition of streamlines in the nozzle hole. Swirling flow is generated due to the needle eccentricity. As increasing the swirl strength, air entrainment into the nozzle hole outlet, which is illustrated as blue lines, is observed.

図4に針弁の偏心量 $E=0.000, 0.100, 0.160, 0.200, 0.275\text{mm}$ のときの噴孔内のボイド率分布, 図5にゲージ圧分布を示す. 本研究の計算条件下では, どの偏心量においても噴孔内部にキャビテーションは発生しなかった. これは, 流入圧力が低いため噴孔内の流速も小さくなり, 噴孔入口部において縮流による減圧が十分に起きなかったため発生しなかったと考えられる. ところで, 図5の $X/L=0.050$ 断面に負圧の部分があるが, これは噴孔入口部に生じている渦が原因である. 偏心量 $E=0.000$ のときは双子渦が生じており, 針弁の偏心に伴い偏心方向側の渦は弱まり, 他方の渦に吸収されていく. 偏心量 $E=0.200$ および 0.275mm では若干負圧が弱まっているが, これは噴孔出口境界からの空気の逆流が噴孔入口部まで達しているためである. 各偏心量において, 渦による負圧は水の蒸気圧に満たないため渦キャビテーションは生じていない.

前述したように, 図4に示した偏心量 $E=0.160\text{mm}$ 付近を境に噴孔内流れの様子は大きく変化する. 偏心量 $E=0.160\text{mm}$ までは偏心量の増大と共に噴孔内のスワール流は強まり, 偏心量 $E=0.160\text{mm}$ 以降は噴孔出口境界からの空気の逆流が生じる. また, この逆流は偏心量 $E=0.160\sim 0.175\text{mm}$ の範囲で急激に強まり, 偏心量 $E=0.175\text{mm}$ で噴孔入口部まで達する. したがって, この偏心量付近が噴孔内流れの状態の遷移領域であると考えられる. 本研究では, 空気の逆流が無い流れを中実型流れ, 逆流が有る流れを中空型流れと呼称する.

Fig. 4 Void fraction in the nozzle hole. Air entrainment into the nozzle hole outlet is illustrated.

Fig. 5 Gauge pressure in the nozzle hole. In the condition with no needle eccentricity ($E=0.000\text{mm}$), twin vortices locate at the nozzle hole inlet. As increasing the eccentricity, the vortices gradually merge to single structure.

3・2・2 噴孔内流れの運動量フラックス

図6に $X/L=0.050$ および 0.950 断面における周方向運動量フラックスと軸方向運動量フラックスを示す。周方向運動量フラックスは式(1)の分子、軸方向運動量フラックスは同式の名分により求めた。両断面において偏心率 $E=0.000\text{mm}$ のとき作動流体は流路に偏りなく均一に流入しているため、周方向運動量フラックスは小さく、また軸方向運動量フラックスは大きい。針弁の偏心に伴い流路が拡大した方からの流入は強まり、噴孔入口部への左右流路からの流入差が生じるとともに噴孔内の周方向運動量フラックスは上昇し、軸方向運動量フラックスは減少する。しかし、周方向運動量フラックスは偏心率 $E=0.150\text{mm}$ 以降は大きく変化しない。これは流路が縮小した側からの流入が拡大した方からの流入に比べて微少になり、噴孔内の流れに対する影響力が弱まったことが原因であると考えられる。一方、軸方向運動量フラックスは、周方向運動量フラックスと異なる傾向を示す。周方向運動量フラックスは両断面においてほとんど違いが無いが、軸方向運動量フラックスは $X/L=0.050$ 断面ではなだらかに減少し、 $X/L=0.950$ 断面では空気の逆流が発生すると連動して偏心率 $E=0.160\text{mm}$ から急増する。軸方向速度が増加するのは空気が逆流することで噴孔内の流路が狭まることの原因であると考えられる。このあたりの考察は6章で改めて行う。

また、周方向運動量が最大となる偏心率 $E=0.225\text{mm}$ のときに噴孔出口境界からの空気の逆流は最大となり、以降は周方向運動量フラックスの減少に伴い逆流は弱まるが、本計算条件において偏心率 $E=0.200\text{mm}$ 以降の内部流れの様子に大差はない。

Fig. 6 Radial and axial momentum fluxes at $X/L=0.050$ and 0.950 . The axial momentum flux at $X/L=0.950$ drastically rises up at $E=0.160\text{mm}$ due to air entrainment from the nozzle hole outlet. However, in the range of large needle eccentricity, states of swirling flow show no noticeable differences.

4. 実験結果との比較

図7に計算と実験 (Oda, et al., 2009, Ohsawa, et al., 2012) の噴孔内流れの比較, 図8 (a) に流量係数の比較, 図8 (b) に噴霧角の比較を示す. 図7の実験の噴孔内写真は, 左側が噴孔入口, 右側が噴孔出口である. 実験ではノズルの噴霧写真をキセノンフラッシュを用いて直接撮影し, その撮影画像から画像処理ソフト Image J (Ver. 1.47t) を用いて噴霧角を可視化することで算出している. また, 流量係数は式 (3) より求めた.

$$C_d = \frac{Q}{A} \sqrt{\frac{\rho}{2(P_{in} - P_{out})}} \quad (3)$$

ここで, Q は体積流量, A は噴孔断面積, ρ は水の密度, P_{in} は流入ゲージ圧, P_{out} は流出ゲージ圧である.

実験では偏心量 $E=0.000\text{mm}$ のとき噴孔入口部に計算と同様に双子渦が生じており, その双子渦による渦キャビテーションが生じている. また, 噴孔に流入する際の縮流によるシートキャビテーションも同時に発生している. 次に, 偏心量 $E=0.100\text{mm}$ のとき噴孔入口部のシートキャビテーションは剥離し, また, 噴孔入口部から出口部まで気泡が存在する流れとなっている. さらに偏心が大きくなるとシートキャビテーションは消失し, 気柱が存在する流れになる. 計算と実験の相違点は, 噴孔内流れのボイド率分布に変化が生じる偏心量に多少の違いがあることである. つまり, 実験では針弁の偏心による流路面積差が噴孔内流れの旋回がより大きく影響している. これは, 計算の壁面境界条件が実験と異なることに起因すると思われる. 実験ノズルの壁面性状を測定することが困難であるため, 計算では STAR-CCM+ に実装されている管内摩擦係数約 0.269 の壁関数を用いて, 滑らかな壁面を模擬している. 図8 (a) の流量係数の比較より, 偏心量 $E=0.050\sim 0.200\text{mm}$ において実験の方が流量係数は小さく, 流量損失は大きい. ゆえに, 壁面粗さが噴孔内流れに及ぼす影響により, 実験と計算の噴孔内流れに違いが生じていると考えられる. しかしながら, 計算は実験と同様の気柱を再現できており, ボイド率分布の観点において似た傾向を示すことができている. なお, 計算において圧力条件を変更することで実験と同様の渦キャビテーションを確認できるが, シートキャビテーションの確認はできない. これは, 本キャビテーションモデルの精度の問題であると思われる. したがって, 本計算モデルは実験の定量的評価には適していないが, 定性的に模擬できていると言える.

Eccentricity [mm]	Simulation	Experiment
0.000		
0.100		
0.160		
0.200		
0.275		

Fig. 7 Qualitative comparison of nozzle internal flows. In the experiment, the left end is nozzle hole inlet and the right end is its outlet. A crucial difference between the numerical simulation and the experiment is existence of cavitation flow. However, the numerical simulation qualitatively reproduces the experiment with respect to void fraction, even though each critical eccentricity of air entrainment from the nozzle hole outlet is different.

Fig. 8 (a) Discharge coefficient and (b) spray cone angle. The numerical simulation qualitatively reproduces the experiment on the relationship between the spray cone angle and the needle location. However, a large difference is found between the discharge coefficients within $E=0.050\sim0.200$ mm, and which is a main factor of a quantitative difference in figure (b).

図 8 (b) に示すように、噴霧角の増減は計算と実験で同様の傾向を示している。実験の偏心量 $E=0.100$ mm で噴霧角が落ち込むような現象は現れなかったが、その他の偏心量における噴霧角は概ね傾向が同様であるため、本計算モデルは実験を定性的に再現できていると考えられる。ここで、計算において噴孔出口境界から空気の逆流が生じるポイントで噴霧角は減少しているが、これは 3・2・2 項で述べたように、出口境界から噴孔内へ空気が逆流することで水の流路が狭まり、軸方向運動量フラックスが増加したためである。

5. 噴霧角算出式の妥当性の検討

4 章の図 8 (b) にて、実験と計算の噴霧角の比較を行った。計算の噴霧角の算出には、3・1 節で示した式 (2) を用いている。しかしながら、本研究で定義されている中実型流れおよび中空型流れに式 (2) を適用することが適切であるかは不明である。したがって、本章ではその妥当性について検討を行う。

図 1 の噴孔出口部に縦 8 mm×横 6 mm×幅 8 mm のチャンバを取り付けた解析形状の計算を別途行った。そして、その結果に式 (2) を用いて算出した噴霧角と、X-Y plane のボイド率分布から Image J (Ver. 1.47t) を用いて可視化した画像から算出した噴霧角の比較を行うことで妥当性の検討を行った。その比較を図 9 に示す。図 9 より、式 (2) と可視化算出の噴霧角には若干の違いはあるが、概ね一致していると言える。以上より、中実型流れおよび中空型流れに式 (2) を適用することは妥当であると言える。

Fig. 9 Comparison of spray cone angles for different estimation methods. Another model of the VCO nozzle with chambers is computed, and its spray cone angle based on void fractions is directly measured by using visualization software. The result estimated by Eq. (2) shows good agreement with that by the visualization. Therefore, Eq. (2) is confirmed to be valid for calculating the spray cone angle.

6. 噴孔入口部のエッジ曲率半径が噴孔内流れに及ぼす影響

噴孔内流れに影響する因子として、噴孔入口のエッジ曲率半径が噴霧角に与える影響について調べた。噴孔半径 ($R=1.0\text{mm}$) に対して 30% ($r=0.3\text{mm}$) のエッジ曲率半径の比較対象として 20% ($r=0.2\text{mm}$) の計算を行った。図 10 に噴霧角の比較、図 11 に $X/L=0.050$ における運動量フラックスの比較、図 12 に $X/L=0.050$ におけるスワール数の比較、および図 13 に 20% のときの噴孔内のボイド率分布を示す。噴孔下流の状態は上流の状態に大きく依存するという理由から、 $X/L=0.050$ における運動量フラックスおよびスワール数について考察を行う。

Fig. 10 Comparison of spray cone angles for different edge curvatures of the nozzle hole inlet. As shown in Fig. 13, attenuation of air entrainment recovers water flow passage, and results in decrease of the axial velocity. Therefore, the spray cone angle, which is greatly affected by the velocity field, is much sensitive to the edge curvature.

Fig. 11 Comparison of momentum fluxes at $X/L=0.050$ for different edge curvatures of the nozzle hole inlet. As decreasing the edge curvature, flows are gradually contracted and the momentum fluxes consequently increase; however, as shown in Fig. 12, a swirl number decreases and air entrainment from the nozzle hole outlet decays. Therefore, the internal flow state is confirmed to depend on the swirl number.

Fig. 12 Comparison of swirl numbers at $X/L=0.050$ for different edge curvatures of the nozzle hole inlet. Despite of the geometric condition, each air entrainment from the nozzle hole outlet is generated at the equivalent swirl number. Thus, the internal flow state is obviously classified by the swirl number.

図 10 より, エッジ曲率半径 20% の場合, 30% の場合と異なる噴霧角の変化傾向が現れる. 逆流現象に伴う噴霧角が急減する偏心量は大きくなり, また, 偏心量 $E=0.200\text{mm}$ 以降に噴霧角の再上昇も見られる. 20% の場合には噴孔入口部において縮流により流速が上昇し, 図 11 に示すように, 両運動量フラックスがエッジ曲率半径 30% の場合に比べて上昇しているが, 図 12 よりスワール数は減少しており噴孔出口部からの空気の逆流は弱いものとなっている. つまり, 噴孔内流れの状態は周方向運動量フラックスそのものではなく噴孔入口部のスワール数により整理されることが確認でき, 空気の逆流は噴孔入口部のスワールの強弱により中実型または中空型流れに大別できると言える. また, 20% の場合において噴霧角が再上昇する現象が見られるが, これは針弁の偏心により生じる流路バランスに起因していると思われる. すなわち, 流量差が過大だと逆に噴孔内流れのスワール数は減少してしまうと言える. 図 13 に示すように, その流路バランスにより, 偏心量 $E=0.200\text{mm}$ で逆流は最大となり, その後, 最大偏心量まで徐々に弱まっていく傾向にある. 逆流が弱まることで 3・2・2 項にて前述したように水の流路が回復し, 軸方向運動量フラックスが減少することで図 10 に示すように噴霧角の再上昇が現れる. しかしながら, その流路バランスについては未だ不明な点が多いため, 現象の詳細な把握は今後の課題である.

次に, 両条件の噴孔出口部から空気の逆流が生じる偏心量におけるスワール数の比較を行った. 20% では偏心量 $E=0.175\text{mm}$ から逆流が起こり, そのときのスワール数は約 0.569 である. 一方, 30% では偏心量 $E=0.160\text{mm}$ から逆流が始まり, そのときのスワール数は 0.552 である. したがって, 形状条件が変化すればスワール数の増加傾向も変わるが, 空気の逆流は一定のスワール数付近から生じるものであると考えられる.

以上より, 噴孔内流れの状態は噴孔入口部のスワール数により整理できること, および噴孔入口部のエッジ曲率半径は噴孔内流れに大きく影響する因子であると言える.

Fig. 13 Void fraction in the nozzle hole ($r/R=20\%$). r is an edge curvature radius of the nozzle hole inlet, and R is a nozzle hole radius. At $E > 0.200\text{mm}$, attenuation of air entrainment is observed to be decayed. This phenomenon relates flow passage balance resulting from the needle eccentricity.

7. 結 言

VCO ノズルについて、噴孔に対して垂直な方向 ($\phi=90\text{deg.}$) に針弁を偏心させ噴孔内流れの解析を行い、噴孔内流れおよび噴霧角を検討し、さらに噴孔内流れに影響する因子として噴孔入口部のエッジ曲率半径について調べた結果、以下のことが分かった。

1. 針弁の偏心量の増加に伴い、噴孔内流れのスワールは強くなる。さらにスワールが強くなると、ノズル噴孔出口境界から空気の逆流が生じる。逆流の発生に伴い噴孔内流れの軸方向速度は上昇し、その結果として噴霧角は減少する。
2. 針弁の偏心により噴孔内流れの周方向運動量フラックスは上昇するが、ある程度偏心量が大きくなると周方向運動量フラックスはほとんど変化しなくなる。本計算モデルでは針弁の偏心量 $E=0.150\text{mm}$ 付近から周方向運動量フラックスの大幅な上昇は見られなくなった。
3. 噴孔入口部エッジ曲率半径の影響を調査した結果、曲率半径が大きいほど噴孔内流れのスワールは強くなり、小さいほど弱くなる傾向にある。また、形状条件が変化しても、噴孔出口部からの空気の逆流は一定のスワール数付近から生じる。つまり、噴孔内流れの特性はスワール数により整理されと考えられる。

謝 辞

本研究は平成 24 年度科学研究費補助事業（若手研究(B)24760137）の助成を受けている。ここに明記し謝意を表する。

文 献

- Andriotis, A., Gavaises, M. and Arcoumanis, C., Vortex flow and cavitation in diesel injection nozzles, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.610 (2008), pp.195-215.
- Beer, J. M. and Chigier, N. A., *Combustion Aerodynamics* (1972), pp. 106-109, Applied Science Publishers Ltd.
- Gavaises, M., Flow in valve covered orifice nozzles with cylindrical and tapered holes and link to cavitation erosion and engine exhaust emissions, *International Journal of Engine Research*, Vol. 9 (2008), pp. 435-447.
- Hirt, C. W. and Nichols, B. D., Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, *Journal of Computational Physics*, Vol. 39 (1981), pp. 201-225.
- Masuda, R., Fuyuto, T. and Nagaoka, M., Validation of diesel fuel spray and mixture formation from nozzle internal flow calculation, *Society of Automotive Engineers paper 2005-01-2098* (2005).
- Oda, T., Hiratsuka, M., Goda, Y., Kanaïke, S. and Ohsawa, K., Experimental study about internal cavitating flow and primary atomization of a large-scaled VCO diesel injector with eccentric needle, *Proceedings 11th International Conference of Liquid Atomization and Spray Systems* (2009), Paper number: 132.
- Ohsawa, K., Kitamura, K., Hiratsuka, M., Oda, T. and Sumi, T., Analysis of needle eccentricity effects on internal flow and spray characteristics of enlarged VCO diesel injector, *Proceedings 8th International Conference on Modeling and Diagnostics for Advanced Engine Systems* (2012), pp. 647-652.
- Plesset, M. S., The dynamics of cavitation bubble, *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 16 (1949), pp. 277-281.
- Renner, G., Koyanagi, K. and Maly, R. R., Effects of common rail injection design on the emission characteristics of passenger car DI diesel engines, *Proceedings 4th International Conference on Modeling and Diagnostics for Advanced Engine Systems* (1998), pp. 477-482.
- ディーゼル燃料噴射研究会編, 新ディーゼル燃料噴射 (1997), pp.111-128, 山海堂.

References

- Andriotis, A., Gavaises, M. and Arcoumanis, C., Vortex flow and cavitation in diesel injection nozzles, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.610 (2008), pp.195-215.
- Beer, J. M. and Chigier, N. A., *Combustion Aerodynamics* (1972), pp. 106-109, Applied Science Publishers Ltd.
- Gavaises, M., Flow in valve covered orifice nozzles with cylindrical and tapered holes and link to cavitation erosion and engine exhaust emissions, *International Journal of Engine Research*, Vol. 9 (2008), pp. 435-447.
- Hirt, C. W. and Nichols, B. D., Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, *Journal of Computational Physics*, Vol. 39 (1981), pp. 201-225.
- Masuda, R., Fuyuto, T. and Nagaoka, M., Validation of diesel fuel spray and mixture formation from nozzle internal flow calculation, *Society of Automotive Engineers paper 2005-01-2098* (2005).
- Oda, T., Hiratsuka, M., Goda, Y., Kanaike, S. and Ohsawa, K., Experimental study about internal cavitating flow and primary atomization of a large-scaled VCO diesel injector with eccentric needle, *Proceedings 11th International Conference of Liquid Atomization and Spray Systems* (2009), Paper number: 132.
- Ohsawa, K., Kitamura, K., Hiratsuka, M., Oda, T. and Sumi, T., Analysis of needle eccentricity effects on internal flow and spray characteristics of enlarged VCO diesel injector, *Proceedings 8th International Conference on Modeling and Diagnostics for Advanced Engine Systems* (2012), pp. 647-652.
- Plesset, M. S., The dynamics of cavitation bubble, *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 16 (1949), pp. 277-281.
- Renner, G., Koyanagi, K. and Maly, R. R., Effects of common rail injection design on the emission characteristics of passenger car DI diesel engines, *Proceedings 4th International Conference on Modeling and Diagnostics for Advanced Engine Systems* (1998), pp. 477-482.
- The Japan Society of Diesel Fuel Injection ed., *New Diesel Fuel Injection Equipment* (1997), pp.111-128, Sankaido Ltd. (in Japanese).