

ディーゼル機関の渦室内空気流動シミュレーション*

(k-ε モデルの場合)

小松源一*¹, 高田 実*²
細川故延*¹, 細川 力*¹

A Numerical Simulation of the Air Motion in the Swirl Chamber of a Diesel Engine (In the Case of the k-ε Model)

Gen'ichi KOMATSU, Minoru TAKATA,
Yoshinobu HOSOKAWA, and Tsutomu HOSOKAWA

A numerical prediction was performed to clarify the air motion in the swirl chamber of a diesel engine. On the modeling of the flow, the $k-\epsilon$ model was adopted. Flow simulation has been carried out three kinds of swirl chamber shapes with different sorts of connecting passages including a sub-passage. The shifts of the swirl generation and spatial distribution of turbulent intensities during a compression stroke were predicted. It was found that the swirl chamber shape has a significant effect on the tangential velocity and turbulence intensity. The latter decreases in the initial stage of the compression stroke, and after that, it increases with an increase of the inlet momentum and the shear force based on the inlet flow.

Key Words: Internal Combustion Engine, Multidimensional Model, Swirl-Chamber Diesel Engine, Air Flow, Numerical Simulation

1. まえがき

圧縮行程中の渦室内空気流動について前報⁽¹⁾では定拡散率モデルで乱れ粘性を一定とし、平たい円筒形渦室を仮定して数値シミュレーションを行い、スワール生成についての流動状況を示した。渦室内的渦流速度は圧縮に伴って増速し、空間でもかなり異なる。したがって乱れは実際には増加する可能性もあるのでそれを時間的、空間的に考慮して計算を行い、検討することは流動状況を知るうえで有意義であろう。

Elkotb らは渦室内的二次元流動を対象にして数値シミュレーションを行い、その結果を熱線流速計で確かめ、圧縮行程中のスワールがほぼ剛体渦であることを示した⁽²⁾。白川らは定容器を用いて渦室内流動を模擬して流れおよび噴流の混合過程を調べ、その結果と計算による結果とを比較検討し、容器の流入口近くに作られる小さな渦は壁面に沿って下流へ移動しつつその大きさが拡大することを示した⁽³⁾。これらの研究結果は流動状況の把握に有益な示唆を与えている。し

かし、渦室内流動の基本的な性質がまだ十分に明らかにされていないばかりか、実際上大切な渦室形状の影響について検討された例はほとんどみあたらない。

そこで、本研究では乱れモデルのうち $k-\epsilon$ モデルを用い、渦室内空気流動の数値シミュレーションを行った。計算を容易にするため渦室は平たい円筒形を仮定して流動を二次元と扱い、さらに渦室底部を平底とした場合および副連絡孔を設けた場合について渦室内に生ずるスワールおよび乱れの増強に関する検討を行った。

2. 計算方法

2・1 基礎式 流体の一般的な保存式である連続の式、運動量の式に加えて乱れエネルギー k および乱れの消散率 ϵ に関する方程式を用いる。計算では極座標系 (r, θ) を用い、流速の各成分を (u, v) 、時間 t 、圧力 p 、密度 ρ とする。上記の諸式を統一的に表すと式(1)のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho u \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho v \phi) \\ - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\Gamma_p \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\Gamma_p \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) = S_p \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (1)$$

* 昭和62年3月14日 関西支部第62期定期総会講演会において講演、原稿受付 昭和62年9月30日。

*¹ 正員、姫路工業大学(〒671-22 姫路市書写2167)。

*² 菱電エンジニアリング(株)(〒100 東京都千代田区大手町2-6-2)。

式(1)中の従属変数 ϕ の各成分に対する有効拡散係数 Γ_ϕ および生成項 S_ϕ を表1に示す。表1中の定数は一般に用いられている諸数値を用い、それらを表2に示す。特に ε 方程式の圧縮の影響についての定数 C_3 は Morel ら⁽⁴⁾が用いた値 1.373 を使う。上記諸式を連立して有限階差法で解くにあたって一部に混成法を用い、圧力補正には TDMA 法を用いた。なお圧縮による密度変化はクランク運動により決まる容積変化から求め、その瞬間、空間的には一様とした。

2・2 初期条件および境界条件 壁面では垂直方向速度を零とし、壁面より距離 y にある壁面に沿う速度 u_w が対数分布に従うとして、せん断応力 τ_w を次式で与える。

$$\tau_w = \begin{cases} KC_b^{1/4} \rho u_w k^{1/2} / \ln(Ey^+) & [y^+ \geq 11.5] \\ \mu u_w / y & [y^+ < 11.5] \end{cases} \quad \dots (2)$$

ここで、 K, E は定数でそれぞれ 0.4, 9.0 である。 y^+ は

$$y^+ = \rho C_b^{1/4} k^{1/2} y / \mu$$

である。乱れエネルギー k は固体壁への乱れエネルギーの拡散流束が零であることによって与え、 ε は乱れスケールが壁で拘束されるとして

$$\varepsilon = C_b^{3/4} k^{3/2} / y \quad \dots \dots \dots (3)$$

で与える。初期条件は圧縮行程のはじめに渦室内で流れないとし、初期の乱れエネルギー k_0 および乱れの消散率 ε_0 は不明であるので、 k_0 には Mansour ら⁽⁵⁾ の扱いにならい平均ピストン速度 C_m を用いて $0.74C_m^2$ を仮定し、 ε_0 は主室の圧縮はじめの値とした。圧縮による連絡孔から流入する運動量は、クランク運動から決まる容積変化から求めて与えた。小さな副連絡孔を用いる場合には主連絡孔との運動量の割合は

表1 式(1)の ϕ, Γ_ϕ および S_ϕ の表式

ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
1	0	0
u	μ_e	$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_e \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\rho u^2}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\mu_e r \frac{\partial u}{\partial r} \frac{u}{r} \right) - \frac{2 \mu_e \partial u}{r^2} - \frac{2 \mu_e u}{r^2}$ $- \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_e (v \cdot u) + pk)$
v	μ_e	$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\mu_e \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} - \frac{\rho u v}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_e \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\mu_e \frac{v}{r} \right)$ $- \frac{2}{3} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\mu_e (v \cdot u) + pk) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_e v) + \mu_e \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \right) + \frac{4 \mu_e u v}{r^2} - \frac{2 \mu_e v}{r^2}$
k	μ_e / σ_k	$G - \rho \varepsilon$
ε	$\mu_e / \sigma_\varepsilon$	$\frac{\varepsilon}{k} (C_1 G - C_2 \rho \varepsilon) + (1 - C_3) \rho \varepsilon (v \cdot u)$
$G = \mu_e \left(2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{u}{r} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right)^2 \right)$		
$- \frac{2}{3} (v \cdot u) (\mu_e (v \cdot u) + pk)$		

4:1 とした。

3. 結果および考察

計算は表3に示す機関条件で行い、渦室形状は平たい円筒形で図1に示す3種類の形状A, BおよびCを対象とした。形状Aは円形で連絡孔配置を切線方向とするもの、形状Bは平底形したもの、そして形状Cは副連絡孔をもつものである。渦室内格子点数は γ, θ 方向に 10, 20 とした。特に形状Cの場合のみ、小さな副連絡孔をもつため θ 方向の格子点数を 36 に増した。なお機関諸元が実際から異なる理由は渦室内流動の基本的な性質を調べるために、渦室を大きくして圧縮比を下げた諸元とした。

3・1 渦室内スワール生成および乱れにおよぼす初期値の影響 圧縮中に渦室内に生成されるスワールの計算結果を渦室形状A, BおよびCについて図2に示す。図2中の流速ベクトルの大きさは平均ピストン速度 C_m 基準で示す。

ここでは形状Aの場合について述べる。図2に示すように圧縮をはじめて -90°CA になると渦室の上流側で流速は速くなり、スワール形成が急速に進む。压

表2 $k-\varepsilon$ モデルの諸定数

C_D	C_1	C_2	C_3	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.373	1.0	1.3

表3 機関の諸元

Cylinder diameter mm	150
Stroke mm	110
Compression ratio	5
Swirl chamber volume ratio	0.13
Swirl chamber diameter mm	60
Port area ratio	0.01
Engine speed rpm	600

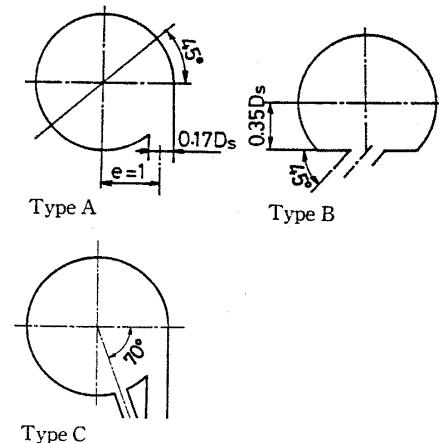


図1 渦室形状

縮の TDC では、壁面近傍を除けば渦室中心を心とするよく整ったスワールとなる。そのスワールの全角運動量を剛体渦とみなして角速度を求め機関回転角速度との比をスワール比 Ω と定義して計算すると TDC で Ω は 2.36 となる。

ついで同じ形状 A について圧縮中のスワール強さ Ω におよぼす初期乱れのエネルギー k_0 の影響を図 3 に示す。 k_0 として Mansour らが圧縮始めの初期値として用いた $0.74 C_m^2$ およびその $1/20$ を仮定した $0.037 C_m^2$ の二つの値を用いた。図 3 によると圧縮中のスワール生成におよぼす k_0 の影響はごくわずかであることがわかる。また、 k_0 が圧縮中の乱れにおよぼす影響について渦室内的特定位置 P 点について計算した結果を図 4 に示す。 k_0 を $0.74 C_m^2$ と $0.037 C_m^2$ の 2 種類の場合について試みたが、両者ともに圧縮により相対乱れ強さ u'/C_m は初めは減るが、以後増強して TDC では 1.0 程度にまで増加する。その生成される乱れ強さに k_0 の影響は比較的少ないといえる。これは強い初期乱れがある場合、乱れは圧縮により早く減衰するの

にたいして初期乱れが弱い場合、乱れの減衰は弱く連絡孔からの噴流による乱れの増強が勝るためである。

3・2 スワール生成におよぼす底部形状および副連絡孔の影響 形状 A についてのスワール生成の状況はすでに 3・1 項で述べた。

形状 B の場合は図 2 に示すように圧縮後、 -90°CA になると渦室内に速い流れが起り下流側の流速が比較的大きくなる。また上流側の壁面近傍には逆流域が現れる。TDC ではスワール速度は形状 A に比べて小さくなり、スワール比 Ω で 0.96 となる。また、スワール中心は渦室中心より下流側に偏る。

形状 C の場合のように副連絡孔をもつ場合、主連絡孔からの流入にもとづくスワール流のほかに圧縮始めに反時計回りの渦生成が行われる。その後スワール流が強くなると副連絡孔からの噴流による渦はほとんどなくなるが、圧縮上死点では渦室上流側の切線方向速度がかなり減り、噴流の影響がみえる。TDC でのスワール強さを求めて形状 A と比べると、形状 A のスワール比は 2.36 であるのに対して形状 C では 1.72 となりスワール強さは約 27 % 低下することがわかる。

3・3 乱れ強さにおよぼす底部形状および副連絡孔の影響 計算結果を形状 A, B および C について図 5 に示す。図 5 中に各クランク角における乱れ強さの

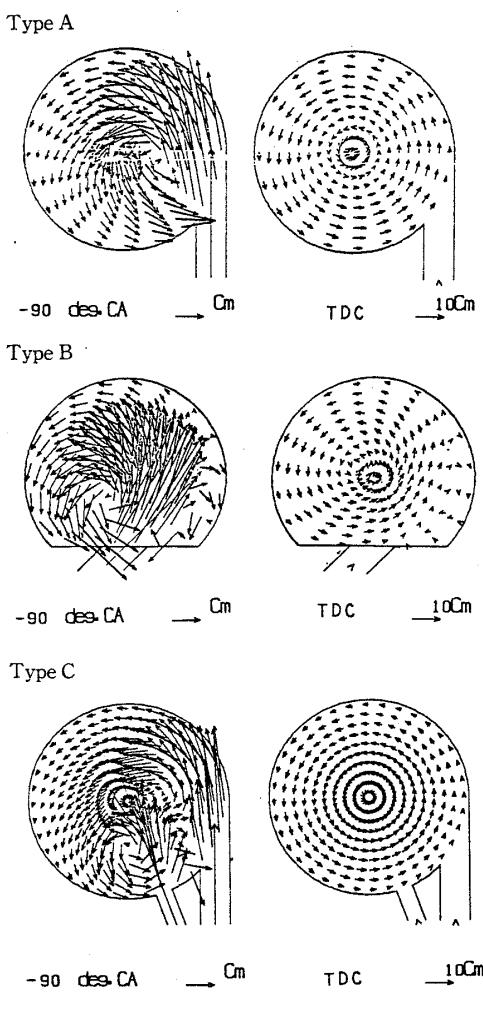


図 2 圧縮行程中の流動

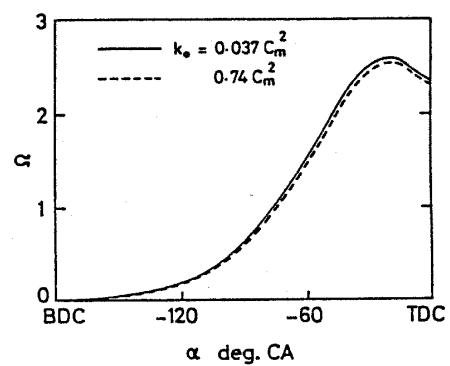


図 3 スワール比におよぼす初期乱れエネルギー k_0 の影響

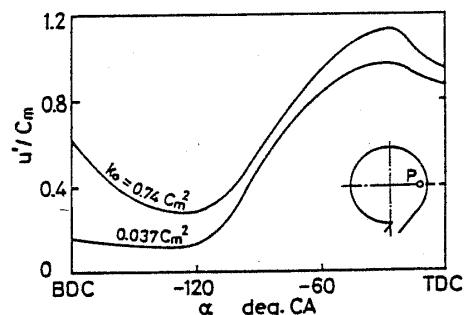


図 4 乱れ強さにおよぼす初期乱れエネルギー k_0 の影響

空間分布を示す。縦軸は乱れ強さ $u'(\text{m/s})$ を平均ピストン速度 C_m で無次元化した相対乱れ強さ u'/C_m であり、図 5 中の左図に矢印で連絡孔の位置を示す。

形状 A の場合、圧縮を始めて -120°CA になると、乱れ強さは圧縮始めの乱れ強さ 0.7 (u'/C_m) から 0.3 程度に減ることがわかる。さらに -50°CA になると連絡孔から流入する噴流の流路にあたる渦室上流側の一部および壁面に強い乱れを生じ、その強さは強いところで 0.6 前後となる。上死点では強い乱れは壁面近傍に集中し、その値は 1.0 から 1.2 の強さとなる。それに対して内部の乱れは半径 R の減少とともに弱くなる。

形状 B については図 5 の中段に示すように圧縮後 -120°CA での乱れ強さは連絡孔からの噴流が流入する上流側で強く、その他の領域では弱い。圧縮につれ

て乱れは渦室内部および、 -50°CA では上流側に強い乱れを生じ、その強さは強いところで 2.0 程度に増強する。同じクランク位置で形状 A の場合と比べるとかなり強いことがわかる。TDC になると周壁近傍に強い乱れが残り、乱れの強い上流側壁面近傍で 1.4 程度を示し、下流側では 0.8 程度となる。このように形状 B の場合、圧縮中に渦室内部に比較的強い乱れを生ずるのに対して、渦室内スワールの強い形状 A では乱れは逆に弱く壁面近傍のみに強い乱れが集中する。

形状 C について図 5 の下段に示すように、圧縮上死点前の -50°CA では、二つの連絡孔からの噴流がスワール流と干渉する連絡孔近傍から上流側の一部に乱れの強い部分が現れて、スワール流は比較的弱いものとなる。また TDC でのスワール流は弱く、乱れも連絡孔近傍壁面を除けば増強されずに比較的弱いものとな

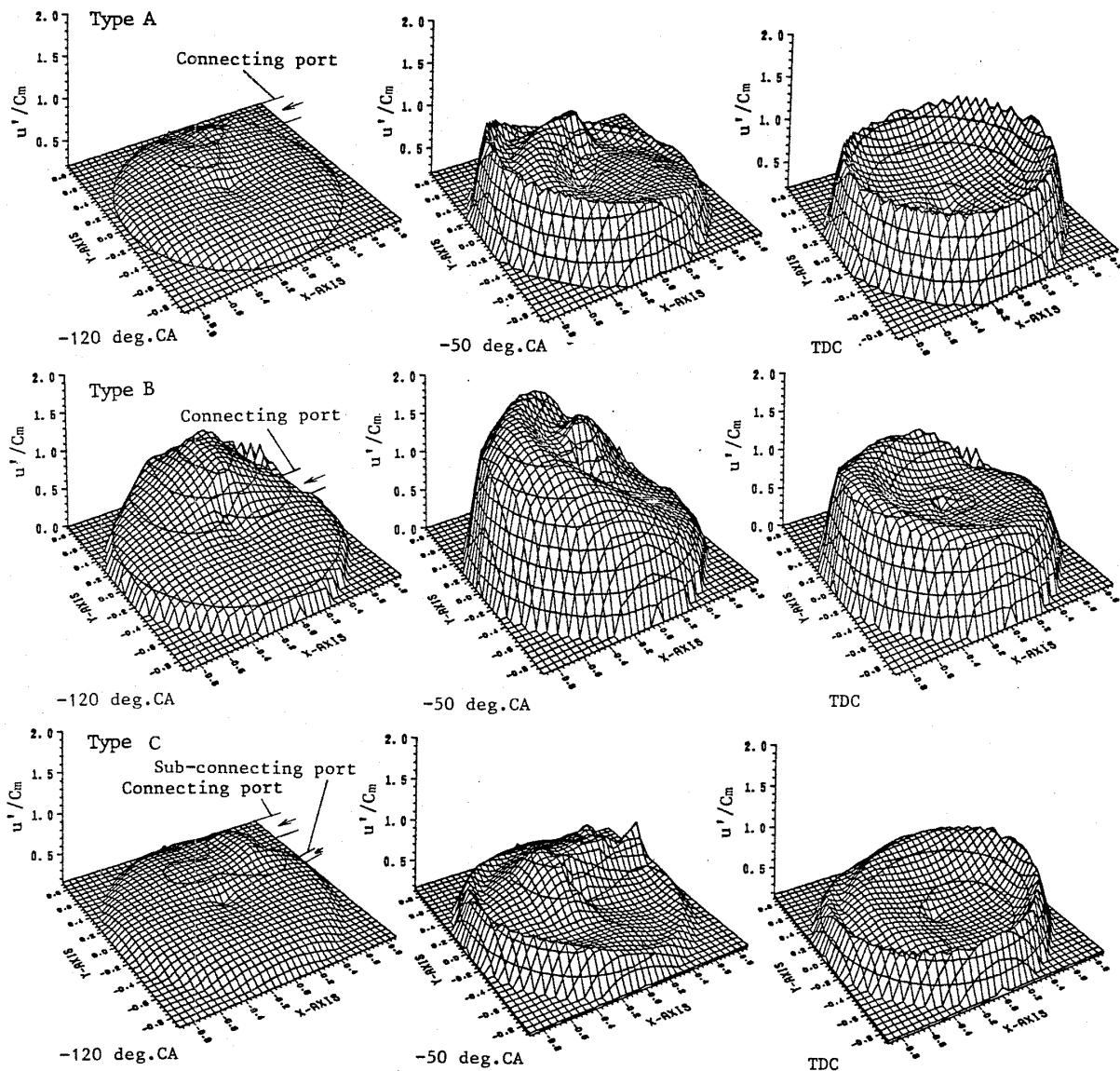


図 5 圧縮行程中の乱れ強さの空間分布

ることなどが明らかとなった。

4. 結 言

渦室を二次元と仮定し, $k-\epsilon$ モデルを用い数値シミュレーションを試みた。渦室形状および副連絡孔が圧縮中の渦室内スワール生成状況および乱れの増強におよぼす影響を調べた結果、つぎのことがわかった。

(1) 渦室が円形の場合、スワール生成は強く、スワール中心は渦室中心にほぼ一致するのに対して、平底形では圧縮中、壁面の流速は小さく中心部では速い流動状態となり、スワール中心に偏りを生じる。上死点では円形渦室に比べて比較的弱い流動状態になる。

(2) 圧縮初期に乱れ強さは減るが、さらに圧縮するとスワールの増強とともに乱れ強さは増し、上死点では壁面近傍に強い乱れが残る。

(3) 平底形は円形渦室に比べて圧縮中、渦室上流側にかなり強い乱れを生じ、上死点でも円形渦室より乱れは強い。

(4) 副連絡孔を設けると圧縮始めに連絡孔近傍に渦を生じ、スワール強さが弱められるとともに渦室内的乱れも圧縮につれて比較的弱いものとなる。

なお、実際の渦室形状は、ほぼ球状あるいはその変形で三次元的であるが、本研究は二次元近似で圧縮により渦室内に生成されるスワールおよび乱れの基本的特徴を明らかにするため数値シミュレーションを試みたものである。得られた結果で実際の渦室内流動を直接論ずることはできないが、スワール生成およびそれにおよぼす形状効果を把握するのに役立つであろう。

終わりに臨みご助言をいただきました京大工学部池上謙教授ならびに立命館大理工学部 西脇一宇教授に厚くお礼申し上げる。なお本計算には姫路工業大学情報処理センタ計算機 FACOM M-360 を用いたことを付記する。

文 献

- (1) 小松・池上、機論、53-488, B (昭62), 1480.
- (2) Elkotb, M. M., ほか2名, *I. Mech. E.*, C 55/83 (1983), 101.
- (3) 白川・ほか2名、機講論、No. 840-5 (昭59), 135.
- (4) Morel, T. and Mansour, N. N., *SAE Paper*, 820040 (1982).
- (5) Mansour, N. N., *Flow. Int. Combust. Eng.*, (ASME Meeting, 1982), 35.