機関シリンダ内流れに及ぼすピストン頂面形状の影響* (高次精度スキームによる数値予測)

脇坂 知行^{*1}, 嶋本 譲^{*1}, 竹内 真一^{*2}

Effects of Piston Head Shape on Gas Flows in Engine Cylinders (Numerical Prediction Using Higher-Order Schemes)

Tomoyuki WAKISAKA, Yuzuru SHIMAMOTO and Shin-ichi TAKEUCHI

The effects of piston head shape on gas flows in the cylinders of four-valve gasoline engines have been numerically analyzed using the authors' GTT method with higher-order schemes for the convection terms of Navier-Stokes equations without any turbulence models. It has been found that among third-order schemes the Chakravarthy-Osher third-order TVD scheme is stabler than the UTOPIA and Kawamura-Kuwahara schemes. Therefore, the TVD scheme allows a larger time increment and enables us to conduct a practical calculation on an engineering workstation. The flow analysis using the TVD scheme has revealed the following: The convexity or concavity of the piston head greatly affects the forming and collapsing processes of tumbling vortices in the cylinder. Both the decay of the spatially averaged kinetic energy of gas in the cylinder between intake BDC and compression TDC and the averaged kinetic energy of gas around an ignition plug near ignition timing may be used as measures for correlating the gas flow with the combustion phenomenon.

Key Words: Gasoline Engine, Numerical Analysis, Finite Volume Method, Higher-Order Scheme, Gas Flow, Four-Valve Engine, Piston Head Shape, Tumbling Vortex

1. ま え が き

火花点火機関において、燃料消費量の低減を図ることが重要課題となっている。その方策の一つである希薄燃焼を実現するため、燃焼室における流れ場・濃度場の制御が注目を集めており、著者らも、層状混合気形成過程の解析を行ってきた⁽¹⁾。最近、実機ではシリンダ内の流動を制御するため、吸気ポートに流動制御弁を設けるなど、吸気系にさまざまな機構が採用されているが、ピストン頂面形状を工夫することによって縦渦を制御できることが報告されている⁽²⁾。

本研究では、4弁式ガソリン機関のシリンダ内流れに及ぼすピストン頂面形状の影響を、数値解析によって検討することを目的としており、乱れモデルを用いず、Navier-Stokes 式の対流項に高次精度スキームを適用することによって、縦渦の生成・崩壊過程を調べることを試みた。従来、このような手法による流動解析は、スーパーコンピュータを用いて行われてきたが⁽³⁾、本研究では、実用的にエンジニアリングワークステーション(EWS)で計算を行うため、まず計算手

法について検討を行った。そして、ピストン頂面形状がシリンダ内のガス流動状態に及ぼす影響について、数値計算による検討を行い、実機における流動状態との比較を行うとともに、流れ場を評価する指標の検討を行った。

2. 流動解析手法

2・1 基礎方程式および数値計算手法 作動流体を空気とし、これに関する質量、運動量、エネルギーの各保存式を、次の一般保存式で表す。

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho\vec{v}\phi - \Gamma_\phi \text{grad } \phi) = S_\phi \quad \dots\dots\dots(1)$$

ここに、

t : 時間

$\vec{v}$: 速度ベクトル

ρ : 密度

ϕ : 従属変数

Γ_ϕ : 拡散係数

S_ϕ : ソース項

であり、各保存式に対する ϕ , Γ_ϕ , S_ϕ を表1に示す。表1において u, v, w は、速度ベクトル $\vec{v}$ のデカルト座標 (x, y, z) における成分であり、 μ は粘性係数、 σ_h は

* 原稿受付 平成6年8月22日。

^{*1} 正員、京都大学大学院 (〒606-01 京都市左京区吉田本町)。

^{*2} 正員、三菱自動車工業(株) (〒616 京都市右京区太秦異町1)。

表 1 各保存式に対する ϕ , Γ_ϕ , S_ϕ

Equation	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Mass	1	0	0
Momentum	u	μ	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\mu \operatorname{div} \vec{v})$
	v	μ	$-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial y} (\mu \operatorname{div} \vec{v})$
	w	μ	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\mu \operatorname{div} \vec{v})$
Energy	h	$\frac{\mu}{\sigma_h}$	$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z} + \Phi$

Note:

$$\Phi = \mu \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \frac{2}{3} (\operatorname{div} \vec{v})^2 \right\}$$

プラントル数である。空気は理想気体であるとし、圧力 p 、密度 ρ 、温度 T は、状態方程式 $p = \rho R T$ を満たし、比エンタルピー h は $h = c_p T$ と表せるものとする (R : ガス定数, c_p : 定圧比熱)。

計算領域を任意形状の六面体の体積要素に分割し、これを一般曲線座標系 (ξ, η, ζ, t) における立方体の体積要素に変換する。一般保存式(1)を体積要素において体積積分し、Gauss の発散定理を用いると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \iiint_V (\rho \phi) dV + \iint_S (\rho \vec{v}) (\vec{v} - \vec{v}_s) \cdot \vec{n} dS \\ - \iint_S (\Gamma_\phi \operatorname{grad} \phi) \cdot \vec{n} dS = \iint_V S_\phi dV \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、

V, S : 体積要素の体積および表面の面積

$\vec{n}$: 体積要素表面における外向き単位法線ベクトル

$\vec{v}_s$: 体積要素表面の移動速度ベクトル

式(2)で表される各保存式は、境界適合格子と有限体積法に基づく GTT(Generalized Tank and Tube) 法⁽¹⁾⁽⁴⁾により離散化した。本方法では、圧力補正法として SIMPLEC 法を用い、時間的離散化には完全陰解法を適用しているの、比較的大きな時間刻みを設定することができる。

上記手法による流速の計算精度を検討するため、図 1(a)に示すような円管内にポペット弁状障害物を有する軸対称流路における定常流の計算を行い、実験データ⁽⁵⁾との比較を行った。実験における流動状態は乱流(円環状すきま部の断面平均流速と弁径に基づくレイノルズ数 $Re = 38\,900$)である。時間平均流速を求め

(a) 流路形状⁽⁵⁾

(b) 計算格子(格子分割数 84×34×3)

(c) 平均速度ベクトルの計算結果 ($Re = 38\,900$)

図 1 ポペット弁状障害物を有する軸対称流路

○ Expt. (5) — Calc. (Hybrid) ---- Calc. (TVD)

図 2 平均流速 $\bar{u}$ の半径方向分布の計算結果と実験結果⁽⁵⁾の比較

るため、この場合に限り乱流モデルとして $k-\epsilon$ モデルを適用し、粘性係数 μ には有効粘性係数(層流粘性係数と乱流粘性係数の和)を用いた。壁面境界条件としては壁法則を適用した。また、Navier-Stokes 式の大対流

項の差分スキームとしては、Hybrid スキームおよび Chakravarthy -Osher の三次精度 TVD スキーム⁽⁶⁾ (以下、三次 TVD スキームと略記)を用いた。図 1 (b)に計算格子を、図 1 (c)に平均速度ベクトルの計算結果を示す。図 2 に、平均流速 $\bar{u}$ (軸方向成分)の半径方向分布の計算結果と実験結果⁽⁶⁾を示す。計算結果は、すきま部下流近傍で実験結果とほぼ一致しているが、三次 TVD スキームによる計算値のほうが、Hybrid スキームによるものよりも、若干、実験値に近いことがわかる。

図 1 (c)より明らかなように、乱流モデルを用いた場合、時間的に変動する小さな渦は再現されないで、以下、機関における流動については、乱れモデルを用いない計算を行うこととし、Navier-Stokes 式およびエネルギー式の対流項の差分スキームとして、三次精度風上差分を適用することにした。粘性係数 μ には層流粘性係数を用い、速度および温度に対する壁面境界条件として、壁面に隣接する体積要素において次のような壁法則⁽⁷⁾を適用した。

$$\text{壁面せん断応力: } \tau_w = \rho u_\tau^2$$

$$\text{壁面熱流束: } q_w = (c_p \tau_w / \sigma_h U_w) (T - T_w)$$

摩擦速度 u_τ は次式で与える。

$$\eta^* \geq 130.3 \text{ のとき}$$

$$u_\tau = U_w / (0.75 + 2.19 \ln \eta^*)$$

$$\eta^* < 130.3 \text{ のとき}$$

$$u_\tau = U_w / \sqrt{\eta^*}$$

ここで、 $\eta^* = \rho l_w U_w / \mu$ である。

(U_w : 格子点における壁面に平行な方向の流速成分, l_w : 壁面から格子点までの距離, T_w : 壁面温度)

図 1 (a)の流路における高レイノルズ数定常流を対象として、乱れモデルを用いない本手法による流速計算値の妥当性を検討するためには、三次元流動計算(瞬時流速分布は軸対称でないため)を行って、時間的に変動する長時間の流速値から時間平均流速を求める必要があるが、これには多大の計算時間を要し、EWS では実行が困難であった。このため著者らは、機関シリンダ内の非定常流を対象に、乱れモデルを用いない本手法による流動計算を行って、その結果と実験によ

る流れの可視化結果との比較を行い、前者のフローパターン(瞬時値)は後者とおおむね一致することを確認している⁽⁸⁾。

2.2 三次精度スキームの比較

三次精度スキームとして、前述の三次 TVD スキーム、UTOPIA スキーム⁽⁹⁾あるいは河村・桑原スキーム⁽¹⁰⁾を用いて、図 3 に示す既報のモデル機関⁽⁴⁾(基本モデル)における吸気行程での流動解析を行い、結果の比較を行った。機関回転速度は 2 000 rpm とした。本計算手法では完全陰解法を用いているので、クーラン数によらず、一定の時間刻みで流動計算を行うことができる。この時間刻みに対応するクランク角刻み(クランク軸回転角度の間隔) $\Delta\theta$ は 0.2° とした。流入境界では、境界に対して垂直、かつ一様な速度分布を設定し、外気の圧力、温度は大気圧、室温とした。

計算結果例として、クランク角 $\theta = 45^\circ$ ATDC におけるシリンダ中央水平断面での流速分布を図 4 (a) ~ (c) に示す。ここで、クランク角 $\theta [^\circ \text{ ATDC}]$ は、吸気上死点(吸気行程の上死点)からのクランク軸回転角度を表す(ATDC=After Top Dead Center)。図 4 において、流れの細部はスキームによって若干異なるが、いずれの場合も、吸気弁下部に 2 対の渦が現れており、主要な渦の生成状態にほとんど差異は見られない。しかし、クランク角刻み $\Delta\theta = 0.2^\circ$ では、後述のように計算時間が長く実用的でないで、 $\Delta\theta = 1^\circ$ として再度計算したところ、UTOPIA および河村・桑原スキームでは、吸気行程の途中で発散して計算不能となった。一方、三次 TVD スキームでは、 $\Delta\theta = 1^\circ$ でも計算可能であり、安定であった(図 5)。これは、本スキーム

図 3 モデル機関(基本モデル)

(a) 三次 TVD スキーム

(b) UTOPIA スキーム (c) 河村・桑原スキーム

図 4 三次精度スキームの比較($\theta = 45^\circ$ ATDC における速度ベクトル, クランク角刻み 0.2° の場合)

図5 三次 TVD スキームによる速度ベクトルの計算結果 (クランク角刻み 1° の場合)

では、従属変数 ϕ の局所こう配に応じて、自動的に高次のスキームからより安定な低次のスキームに、局所的に切替えるようになっているためである。

三次 TVD スキームにおいて、 $\Delta\theta=0.2^\circ$ の場合 [図 4 (a)] と、 $\Delta\theta=1^\circ$ の場合 [図 5 (b)] とで主要な渦に大きな差異はないことがわかる。このスキームによる計算結果によれば、クランク角 45° ATDC から 90° ATDC の間で、流れは両吸気弁間の中央垂直面に対して対称な状態から、非対称な状態へ遷移する [図 5 (c)]。

なお、38 MFLOPS の EWS による吸気行程の流動の計算時間は、UTOPIA および河村・桑原スキームの場合 ($\Delta\theta=0.2^\circ$)、約 36 h であり、三次 TVD スキームの場合 ($\Delta\theta=1^\circ$)、約 8 h であった。

以上の結果より、以後、対流項の差分スキームには Chakravarthy-Osher の三次 TVD スキームを用い、実用的見地から $\Delta\theta=1^\circ$ のもとで計算を行うこととした。

3. モデル 機 関

図 3 に示すペントルーフ形燃焼室、および 2 本のディレクショナルポートをもつ 4 弁式機関モデル (シリンダ径 78 mm、行程 69.7 mm、連接棒長さ 121.5 mm) を基に、吸気ポートの構造変更およびピストン頂面の形状変更によって縦渦が強化された実機の例⁽²⁾にならない、まず、各吸気ポートに、図 6 に示すような縦隔壁を設けた。計算格子は、図 3 に示すものより、シリンダ軸方向の分割数を増やしており、吸気行程用モデルで $40 \times 40 \times 40$ (図 6)、圧縮行程用モデルで $30 \times 30 \times 27$ [図 7 (a)] である。前者から後者への切換え

図6 モデル機関 (吸気ポート内縦隔壁付モデル)

図7 ピストン頂面形状のモデル (圧縮行程用計算格子)

は、吸気下死点で行った。さらに、ピストン頂面の形状を図 7 のように種々変更し、吸気上死点 ($\theta=0^\circ$) から 400° ATDC まで流動計算を行った。機関回転速度は、実測条件に合せて、1000 rpm とした。

図 7 (a)～(e) に示すように、ピストンの頂面形状が平坦なものをモデル F、頂面が凸形であって、その頂点が吸気弁側 (右側) にあるものをモデル R、中央にあるものをモデル C、排気弁側 (左側) にあるものをモデル L、さらに、頂面が凹形のものをモデル B と称することにする。凸形、凹形いずれも頂点位置は、モデル F のピストン頂面に対して 8 mm 上方または下方である。なお、モデル R は実機でのピストン形状⁽²⁾を模擬したものである。

4. ピストン頂面形状が流動に及ぼす影響

吸気行程の $\theta=90^\circ$ ATDC における垂直断面での流速分布を図 8 (a)～(e) に示す。この時期は、縦渦の生成途中であるが、排気弁側でシリンダ側面に沿って下降し、ピストン頂面で向きを変える流れの様子が、ピストン頂面形状によって大きく異なることが観察される。モデル B では、下降流の向きがピストン頂面の形状に沿って滑らかに変化するが、モデル L、C では、ピストン頂面で流れが阻害されている。また、モデル F、R では、モデル B とモデル L (または C) の中間的

図 8 吸気行程における速度ベクトル ($\theta=90^\circ$ ATDC)

図 9 吸気下死点における速度ベクトル(モデル F)

な流動状態となっている。モデル F における吸気下死点での流速分布を図 9 に示すが、明りょうな縦渦が生成されているのが観察される。圧縮行程の $\theta=300^\circ$ ATDC での各モデルにおける流速分布を図 10(a)

図 10 圧縮行程における速度ベクトル ($\theta=300^\circ$ ATDC)

図 11 空間平均運動エネルギー E_m の推移 (吸気・圧縮行程)

図 12 空間平均運動エネルギー E_m の推移 (圧縮行程)

～(e)に示す。この時期において、モデル F, R, B では、縦渦形状が明りょうであるが、その強さおよび中心位置は、モデルによって異なっている。一方、モデル C および L では、縦渦形状が不明りょうになっている。このように、圧縮行程においては、ピストン頂面形状によって、縦渦の挙動が非常に異なることがわかっ

た。

5. シリンダ内ガスの運動エネルギーの比較

図 10 に示されるような速度場の場合、縦渦比の定義に問題が生じるため、これに代わる指標として、次式で計算されるシリンダ内ガスの空間平均運動エネルギー E_m で、流動状態を評価することを試みた。

$$E_m = \frac{1}{2} \iiint_{cyl} \rho(u^2 + v^2 + w^2) dV / \iiint_{cyl} \rho dV$$

吸気上死点から 400° ATDC までの運動エネルギー E_m の変化を図 11 に示す。図 12 は、図 11 の圧縮行程部分を拡大したものである。図 8 に示す吸気行程での速度分布と比較すると、ピストン頂面に沿って、流れが滑らかに向きを変えているモデル B は、吸気下死点および圧縮行程を通じて、全モデル中、最も大きな運動エネルギー E_m をもっている。他方、モデル R は、吸気下死点付近では、モデル F と同程度の中位の運動エネルギーをもっているが、縦渦が崩壊し始める $\theta = 315^\circ$ ATDC 付近以後の E_m の低下が最も急激であり、圧縮上死点では、 E_m が最小となるモデル C における値近くまで低下している。そこで、各モデルにおいて、吸気下死点と圧縮上死点の間の E_m の減少量

$$\Delta E_m = (E_m)_{BDC} - (E_m)_{TDC}$$

図 13 空間平均運動エネルギー E_m の圧縮行程における減少量

図 14 圧縮上死点付近における流れの変化の測定結果⁽²⁾

を求めた。その結果を図 13 に示す。 ΔE_m の値は、モデル R が最大で、モデル B が最小となっている。 E_m と乱れエネルギー k の関係について、縦渦とスワールの強さを変えて、 k - ϵ モデルを用いて解析した研究⁽¹¹⁾によると、 ΔE_m と圧縮上死点における乱れエネルギー k の間には強い正の相関があることが見いだされている。この結果が本研究にも適用できるとすれば、モデル R は、他のモデルより乱れエネルギーが大きいものと考えられ、実機における燃焼促進効果⁽¹²⁾ と関連付けられる。このように、 ΔE_m が燃焼室内のガス流動状態と燃焼との関連を評価するための一つの指標となる可能性が唆された。

モデル F に相当する平たんピストンおよびモデル R に類似した湾曲頂面ピストンをもつ実機において、 $\theta = 315^\circ$ ATDC および 345° ATDC における流れ場をレーザシート法により可視化した結果⁽²⁾ を図 14 に示す。図 14 より、平たんピストンでは縦渦が存続しているが、湾曲頂面ピストンでは縦渦が崩壊し、燃焼室下方から上方へ向かう流れに変化している様子が観察される。

上記の実験に対応する計算結果を図 15 に示す。機関諸元、吸気ポート形状、燃焼室・ピストン頂面形状がモデル機関と実機とで若干異なっており、厳密な比較はできないが、モデル F では 345° ATDC でも縦渦が存続しているのに対し、モデル R では 315° ATDC から 345° ATDC の間に、縦渦が急激に崩壊しており、実験結果との対応が見られる。

また、実験結果⁽¹²⁾ によると、吸気行程で強い縦渦を

図 15 圧縮上死点付近における流れの変化の計算結果

図 16 ピストン頂面形状による放電アークの相異 (1500 rpm)⁽¹²⁾

図 17 点火栓付近の空間平均運動エネルギー $(E_m)_s$ の推移

生成させた場合、通常の平たんピストンでは、点火時期以後でも点火栓付近の流速が高く、点火栓から火炎核が吹き飛ばされ、失火率が高くなる。しかし、モデル R に似た湾曲頂面ピストンを用いることによって、点火栓付近の流速が低下し、失火率が大幅に低減する。図 16 は、サイクルごとに放電アークが最も長く伸びた瞬間の画像を、8 サイクル分重ねたものであるが⁽¹²⁾、湾曲頂面ピストンによって、アークの伸張が抑えられている様子が観察できる。図 17 に示すように、点火栓付近の領域(断面図にハッチングで示した領域)におけるガスの空間平均運動エネルギー $(E_m)_s$ を計算したところ、 $\theta=315^\circ$ ATDC 以後で、モデル R の $(E_m)_s$ のレベルがモデル F に比べ明らかに低くなっており、実機における流速の低下に対応していることがわかった。

以上より、シリンダ内ガスの空間平均運動エネルギー E_m の吸気下死点と圧縮上死点の間の減少量 ΔE_m と、点火栓付近の空間平均運動エネルギー $(E_m)_s$ の点火時期近傍におけるレベルの両者が、シリンダ内ガス流動状態と燃焼との関連を評価するための指標となる可能性を見いだせた。

6. ま と め

吸気ポートとシリンダからなる機関モデルにおいて、乱れモデルを用いず、対流項に高次精度スキームを適用したガス流動解析を実用的に行うため、まず計算手法について検討した。3 種類の三次精度スキーム

の比較を行った結果、Chakravarthy-Osher の三次 TVD スキームは、UTOPIA スキーム、河村・桑原スキームよりも安定で、比較的大きな時間刻みを用いることができ、エンジニアリングワークステーションでの実用的計算が可能であることがわかった。

この手法を用いて、4 弁式ガソリン機関における流動の計算を行った結果、ピストン頂面形状はシリンダ内における縦渦の生成・崩壊過程に大きな影響を及ぼすことが明らかとなった。

シリンダ内のガス流動状態を、シリンダ内ガスの空間平均運動エネルギーに基づいて検討した結果、吸気下死点と圧縮上死点の間の運動エネルギー減少量、および点火栓付近の平均運動エネルギーの点火時期近傍におけるレベルの両者が、ガス流動状態と燃焼との関連を評価するための指標となる可能性を見いだすことができた。

文 献

- (1) 脇坂・一色・嶋本・曲田, 機論, 59-559, B(1993), 966.
- (2) 渡辺・桑原・北田・竹村・安東, 自動車技術会 1993 年秋季講演会前刷集, No. 935(1993), 21.
- (3) 内藤・吉川・藤井・高木, 機論, 55-515, B(1989), 1868.
- (4) Wakisaka, T., Shimamoto, Y., Isshiki, Y., Sumi, N., Tamura, K. and Modien, R. M., *Proceedings of the International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 90)*, (1990), 487, JSME.
- (5) Taylor, A. M. K. P. and Whitelaw, J. H., *J. Fluid Mech.*, **139**(1984), 391.
- (6) Chakravarthy, S. R. and Osher, S., *AIAA Paper*, 85-0363(1985).
- (7) Amsden, A. A., Ramshaw, J. D., O'Rourke, P. J. and Dukowicz, J. K., KIVA: A Computer Program for Two- and Three-Dimensional Fluid Flows with Chemical Reactions and Fuel Sprays, Los Alamos Nat. Lab. Rep., LA-10245-MS(1985).
- (8) Wakisaka, T., Takeuchi, S. and Shimamoto, Y., *Proc. 1st Asian Comput. Fluid Dyn. Conf.*, **1**(1995), 227.
- (9) Leonard, B. P., *Computational Techniques in Transient and Turbulent Flow*, **2**(1981), 1, Pineridge Press.
- (10) Kawamura, T., Takami, H. and Kuwahara, K., *Proceedings of the 9th International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics*, (1985), 291, Springer-Verlag.
- (11) 脇坂・嶋本・一色, 機論, No. 890-50(1989), 335.
- (12) 桑原・河合・竹村・安東, 機論, No. 930-63(1993), 222.