

15

エンジン筒内流動場を考慮した新たな伝熱モデルの開発 Formulation of New Wall Heat Transfer Model in Consideration of In-cylinder Flow of Internal Combustion Engines

内田 健司*1 原田 雄司*2 佐藤 圭峰*3 田中 達也*4
Kenji Uchida Yuji Harada Kiyotaka Sato Tatsuya Tanaka
朱 前進*5 藤本 英史*6 山下 洋幸*7
Zhu Qianjin Hidefumi Fujimoto Hiroyuki Yamashita

要 約

内燃機関の熱効率を改善する課題の 1 つとして、冷却損失の低減が挙げられる。このため、広範な運転領域において熱効率を最大化するためには、燃焼室壁面における伝熱現象に対する理解とモデル化が必要となる。これまでにエンジン燃焼 CFD で使用されている伝熱モデル（壁関数）は、完全に発達した乱流場を仮定して構築されている。しかしながら、実際の燃焼室では、未発達な乱流状態が支配的となっている。本研究では、急速圧縮膨張装置（RCEM）を用いて、エンジン燃焼室に近い流れ場における壁面境界層内の速度分布と壁面熱流束の同時計測を実施した。計測結果より、境界層内の乱流運動エネルギーの生成と散逸の関係を表す乱流レイノルズ数を用いて壁面熱流束を推定するモデルを構築した。このモデルをエンジン燃焼 CFD に適用することにより、計算コストを増加させることなく、高精度で定量的に壁面熱流束を予測できることを確認した。

Summary

Recently, reduction of cooling loss in internal combustion engine has been recognized as one of the key issues to improve thermal efficiency. For maximizing thermal efficiency by suppressing wall heat transfer under the wide range of engine operation, comprehensive understanding and modeling of wall heat transfer in engine combustion chamber are definitely necessary. In general, fully-developed turbulent flow is assumed in existing wall heat transfer models (wall function) used in CFD. However, undeveloped flow was dominated in engine combustion chamber. In this study, velocity distribution in wall boundary layer and wall heat flux were measured at the same time under engine-like condition with RCEM (Rapid Compression and Expansion Machine). From the experiment, we revealed that wall heat flux could be predicted with turbulent Reynolds number. Considering this finding, we formulated the new model. Using this model in CFD, it was found that our new model was able to predict wall heat flux in internal combustion engine quantitatively with high accuracy.

1. はじめに

近年、地球温暖化の観点より、自動車の CO₂ 排出量や燃費の規制が厳しくなっている。今後も、自動車の主要な動力源は内燃機関が主流であり続けるので、自動車業界において内燃機関の熱効率改善は重要な課題である。理論熱効率の向上策として、高圧縮比・高膨張比化が有効であるが、実際には高圧縮比化に伴う冷却損失増大が熱効率向上を阻んでいる。このため、内

燃機関の効率追求には、冷却損失を低減させることが必要である。さまざまな物理量が複雑に影響し合う燃焼室内において、冷却損失低減効果を最大化させるための技術を確認するためには、モデルを活用した技術開発が必要不可欠であり、これまでに多数のモデルが提案されている⁽¹⁾⁻⁽⁶⁾。これらは定性的な傾向を表現しているものの、定量値として十分な精度を有しているとはいえず、低い計算負荷と高い計算精度を両立したモデルの構築には至っていない。この理由として、燃

*1~7 技術研究所
Technical Reserch Center

燃室内流動は非定常性が強く未発達な乱流状態が存在する⁽⁴⁾のに対し、従来のモデルでは発達乱流場を仮定して構築されていることが挙げられる。このため、本研究では、光学アクセスの自由度が高く、エンジンの複雑な流動場の特徴を再現できる急速圧縮膨張装置（以下、RCEM）を用い、境界層内流動と熱流束の同時計測を実施した。実験的なアプローチに加えて、高解像度な計算メッシュを適用した数値計算を実施し、実験と数値計算の両面でエンジン内流動場を想定した壁面熱伝達現象の解明とモデル化を試みた。

2. 実験方法

2.1 計測システム及び解析方法

壁面熱流束を把握するためには、高時間分解能での壁面温度計測が必要である。また、壁面境界層内の流体特性を把握するため、流速分布及び乱流統計量を計測する必要がある。これらの計測システムを Fig. 1 に示す。壁面温度計測には、同軸型高応答熱電対を使用し、信号はサンプリング周波数 10kHz で記録した。壁面熱流束は、壁面温度の時系列計測結果を境界条件として、壁面内部の非定常熱伝導方程式を完全陰解法にて解き、壁面内部の温度勾配を算出することにより求めた。壁面境界層内速度分布及び乱流統計量は、時系列μPIV 法にて計測し、平均乱流運動エネルギー k 及びその平均散逸率 ε を式(1)、(2)より算出した⁽⁵⁾。

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2}) \quad (1)$$

$$\varepsilon = 2\nu(\overline{s_{ij}s_{ij}}) \quad (2)$$

$$u' = u_i - U_i, \quad v' = u_j - U_j, \quad S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$$

u は瞬時流速、 U は平均流速であり、添字 i, j は壁に並行、垂直な方向の成分を表す。また、 S_{ij} は速度勾配テンソルであり、 $(\overline{\quad})$ はアンサンブル平均を表す。

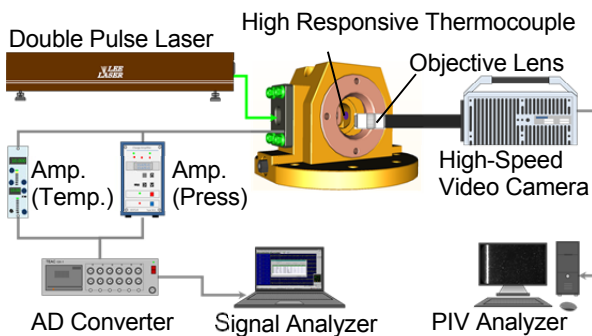


Fig. 1 Measurement System for RCEM

2.2 供試機関

可視化のための光学アクセスを容易とするため、供試機関として 1 回のみの圧縮膨張が可能な RCEM を用いて実験を行った。Fig. 2 に RCEM の全体図を、Table 1 に RCEM の諸元及び実験条件を示す。Fig. 3 に RCEM 燃焼室の概略図を示す。燃焼室部は、直径が約 35mm、厚さが 17mm の縦型の円筒形状をしており、エンジンのボア径・ストローク長に依存しない。壁面に沿う比較的単純な流動場と非定常性が強い流動場をそれぞれ表現するために、シリンダーライナ部と燃焼室部をつなぐ連通路の配置が異なる 2 種類の燃焼室形状 (Type 1, 2) を用いた。ピストンの上昇により圧縮された空気は、連通路を通して燃焼室内に流入する。時系列μPIV 計測は、同軸型高応答熱電対表面の中央位置において実施した。燃焼室のレーザー窓に対して垂直方向の両面には、厚さ 20mm のサファイアガラス製観察窓が取り付けられている。

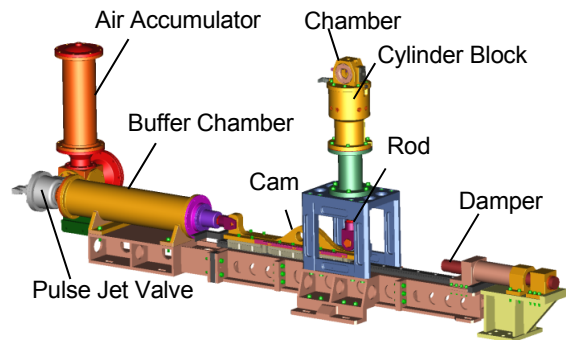
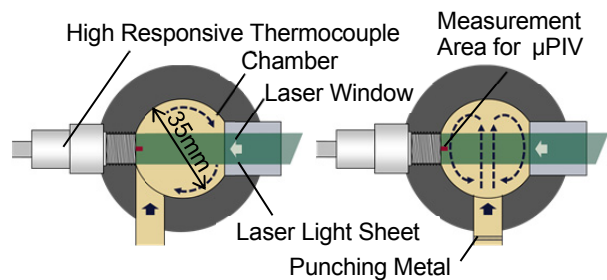


Fig. 2 Schematic of RCEM

Table 1 RCEM Specifications and Experimental Conditions

Bore x Stroke	φ89 mm x 95 mm
Compression Ratio	14.2 : 1
Compression Time	95 msec. (300 rpm Equivalency)
Infill Gas	Dry Air
Initial Gas Pressure	Atmosphere Pressure
Initial Gas Temperature	298 K
Initial Wall Temperature	298 K



(a) Type 1 (b) Type 2
Fig. 3 Schematic of Combustion Chamber

3. 実験結果による伝熱モデル検証

3.1 壁乱流が発達している流動場

発達した乱流場に近い流動場となるシリンダーヘッド (Type 1) を用いて、急速圧縮膨張環境へのモデル適用性について検証した。Fig. 4 に壁面に平行な方向の平均流速 U_y の分布を示す。本実験で構築した μ PIVにより壁面境界層内の急激な平均流速の変化をとらえることができている。

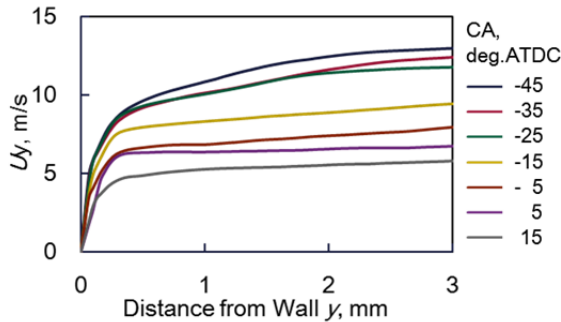


Fig. 4 Average Velocity Distribution (Type 1)

壁面境界層内流動の特徴を考察するためには、摩擦速度 u_τ で無次元化した、壁面に平行な方向の平均流速 u^+ と壁からの距離 y^+ との関係性を調査する必要がある。摩擦速度は壁面せん断応力 τ_w を速度の次元で表現したものであり、式(3)で算出できるが、今回の計測で粘性底層内の速度勾配はとらえられていない。このため、壁面から十分に離れた乱流が支配的な領域で、 u^+ が y^+ の対数関数で表現できる (以下、対数領域) という特徴を活用し、壁面から 1mm 以上離れた領域の平均流速分布を用いて、式(4)で摩擦速度を推定した⁽⁶⁾。

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = \sqrt{\nu \frac{\partial u}{\partial y}} \quad (3)$$

$$\frac{1}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa u_y} \left\{ \phi_m - \left(1 - \frac{0.993}{\phi_m} \right) \ln \phi_m \right\} \quad (4)$$

$$\phi_m = \phi \left(\frac{U_y y}{\nu} \right) = \ln \left(\frac{U_y y}{\nu} \right) + \kappa B + \ln \kappa \quad (5)$$

ρ は密度、 ν は動粘性係数である。また、定数は発達した壁面乱流境界層を仮定し、 $\kappa=0.41$ 、 $B=5.2$ とした。Fig. 5 に、計測による壁面境界層内の u^+ と y^+ の関係と、発達した乱流境界層における u^+ を破線で併せて示す。発達した壁面乱流境界層の分布をおおむね表現できており、対数領域の存在も確認することができる。これより、本流動場は発達した乱流境界層に近い状態と考えられ、式(4)による摩擦速度の推定は妥当であるといえる。ここで、発達した乱流境界層を想定して構築された伝熱モデルの適用性を検討する。伝熱モデルは、境界層内の密度変化を考慮しない場合に式(6)、考慮した場合に式(7)のように表される。

$$q_w = \frac{\rho C_p u_\tau T_g}{2.1 \ln y^+ + 2.5} (T_g - T_w) \quad (6)$$

$$q_w = \frac{\rho C_p u_\tau T_g}{2.1 \ln y^+ + 2.5} \ln \left(\frac{T_g}{T_w} \right) \quad (7)$$

q_w は壁面熱流束、 C_p は定圧比熱、 T_g はガス温度、 T_w は壁面温度である。

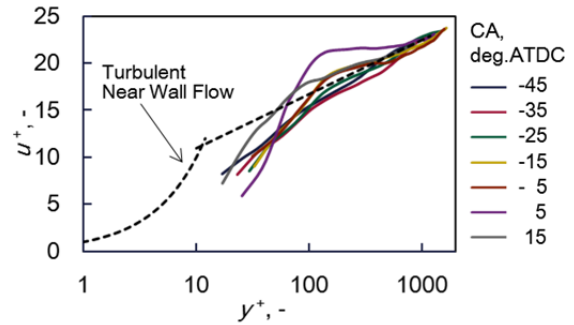


Fig. 5 Dimensionless Velocity Distribution (Type 1)

これらに実験で得られた物理量を代入し、高応答熱電対から算出した壁面熱流束と比較した。比較を進める際には、壁面境界層内のガス温度分布を決める必要がある。一般的に、壁関数を用いた伝熱モデルでは、壁面第 1 層目の計算メッシュは対数領域に位置することを前提としている。このため、式(6)、(7)から計算する壁面熱流束は、 $y^+=150, 300$ における値を求めた。これらの領域において、ガス温度は筒内平均温度に近いと仮定し、燃焼室内圧力より算出した燃焼室内の平均温度を用いた。Fig. 6 に、式(6)、(7)で算出した壁面熱流束と高応答熱電対で計測した壁面熱流束を示す。式(7)では、予測結果と高応答熱電対での計測結果はどの時刻においても定量的によい一致を示すことが確認できる。一方、式(6)では壁面熱流束を過小評価する結果となる。燃焼室内では、ガス圧力はほぼ均一となるが、壁面境界層内の急激な温度勾配により生じる密度分布が存在するためと考えられる。以上より、急速圧縮膨張を伴い、壁面境界層内の平均流速分布が発達した乱流境界層の分布と異なる流動場に対して、式(7)で壁面熱流束を正確に予測できることを実証した。

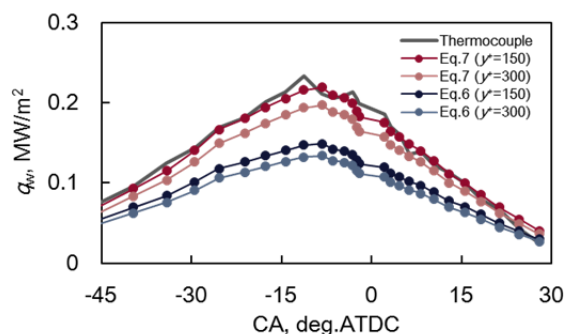


Fig. 6 Comparison of Wall Heat Flux (Type 1)

3.2 エンジン燃焼室内に近い流動場

エンジン燃焼室内に近い流動場となるシリンダーヘッド (Type 2) を用いて、対数領域が存在しない壁面境界層を含めた摩擦速度の推定方法を検討し、壁面熱流束予測精度を検証した。連通路入り口に設置したパンチングメタルでエンジン燃焼室のバルブで絞られた狭い空間を模擬している。これを通過して燃焼室内に流入した空気が燃焼室内上方の壁面に衝突し、壁面に沿って流れる。更に、ピストンの動きが逆転する上死点直後に、壁面に沿う流れが崩壊する。Fig. 7 に壁面に平行な方向の u^+ を示す。想定どおりに対数領域が表れていないことが確認できる。

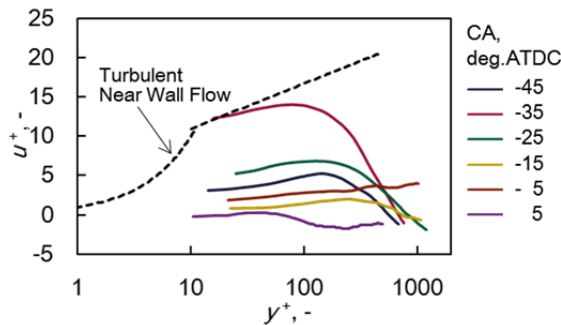


Fig. 7 Dimensionless Velocity Distribution (Type 2)

対数領域が存在しないことから、摩擦速度の推定に式(4)を適用することができないため、別の推定方法を検討する。発達した乱流境界層においては、壁面せん断応力とレイノルズ応力の釣り合いと、境界層内での乱流運動エネルギーの生成と散逸の釣り合いを仮定した式(8)、(9)から式(10)の関係が得られる。従来の壁関数では、一般的に式(10)で摩擦速度が算出されている。

$$\frac{\partial k}{\partial t} = P_k - \varepsilon = \nu_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \varepsilon \quad (8)$$

$$u_\tau^2 = -\overline{u'v'} = \nu_t \frac{\partial u}{\partial y} \quad (9)$$

$$u_\tau = C_\mu \sqrt{k} \quad (10)$$

P_k は乱流運動エネルギーの生成項、 ν_t は渦動粘性係数、 C_μ はモデル定数である。一方で、乱流が未発達な状態の境界層においては、これらの釣り合いが取れていないと推測する。これを検証するため、壁面境界層内の乱流エネルギーとその散逸率の関係を表す乱流レイノルズ数 (式(11)) に着目し、DNS (Direct Numerical Simulation) による発達した乱流境界層⁽⁷⁾の平均値 ($y^+ < 200$) と比較した。結果を Fig. 8 に示す。

$$Re_t = \frac{k^2}{C_\mu \varepsilon} \quad (11)$$

計測された平均乱流レイノルズ数は、発達乱流場とは大きくかい離していることが確認できる。また、両者の差は一定ではなく、時々刻々変化している。

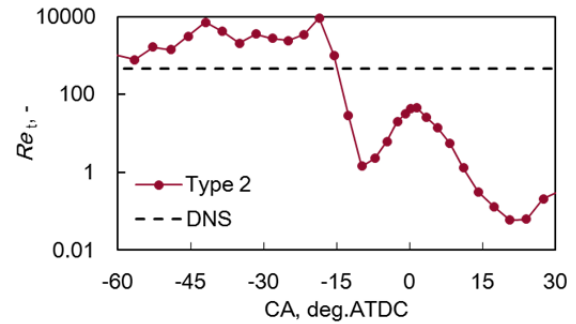


Fig. 8 Dimensionless Velocity Distribution (Type 2)

ここで、レイノルズ応力は乱流レイノルズ数を用いて式(12)のように表すことができる。

$$-\overline{u'v'} = \nu_t \frac{\partial u}{\partial y} = \sqrt{\nu_t \varepsilon} = \sqrt{C_\mu Re_t \nu \varepsilon} \quad (12)$$

これは、対象とする流れ場の乱流レイノルズ数が発達した乱流境界層と同じであれば、式(9)が成立することを示している。これより、Fig. 8 で見られた発達乱流場とのかい離を補正するため、式(13)のように乱流が未発達な壁面境界層内と発達した乱流境界層内における乱流レイノルズ数で構成された係数を導入し、レイノルズ応力と摩擦速度を関連付けられると考えた。ここで、添字 dev は発達乱流場の値を表す。そして式(13)を基に、式(14)を新たに導出した。

$$u_\tau^2 = \sqrt{\frac{Re_t \text{ dev}}{Re_t}} \times -\overline{u'v'} \quad (13)$$

$$u_\tau = \left(\frac{Re_t \text{ dev}}{Re_t} \right)^{0.25} C_\mu^{0.25} \sqrt{k} \quad (14)$$

以上の考え方の妥当性を検証するために、式(14)で推定した摩擦速度を式(7)に代入して壁面熱流束を算出し、高応答熱電対での計測結果と比較した。Fig. 9 にこの結果を示す。前項と同様、ガス温度は指圧計測結果から算出した燃焼室内の平均温度とし、無次元距離は、 $y^+ = 150, 300$ をそれぞれ適用した。図より、両者の壁面熱流束は、定量的に強い相関があり、式(14)で推定した摩擦速度は妥当性が高いことを実証できた。

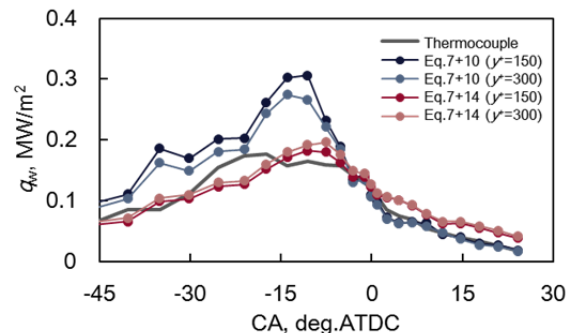


Fig. 9 Comparison of Wall Heat Flux (Type 2)

4. モデルの検証

さまざまな流動場に対する式(14)の適用性を調査するため、数値解析を実施した。Table 2 に計算条件、Fig. 10 に対象とする流れ場を示す。壁面第 1 層を $y^+ < 1$ となるようにメッシュを設定し、低レイノルズ数型の乱流モデルを使用した。これにより、壁面近傍の速度勾配から式(3)で摩擦速度 $u_{\tau,d}$ を直接算出できる。また、壁面境界層内 ($0 \leq y^+ \leq 100$) で平均化した平均乱流運動エネルギーとその散逸率から式(14)で摩擦速度 $u_{\tau,wm}$ を算出した。両者を比較した結果を Fig. 11 に示す。図より、両者が良く一致することが確認できる。このため、本研究で構築した式(14)は、さまざまな流動場で摩擦速度を定量的に予測可能であるといえる。以上の結果より、式(7)に式(14)を適用した新たな伝熱モデルを活用して、エンジンの壁面熱流束を高精度に予測できると考えられる。

Table 2 Computational Condition of Various Flow Fields

Solver	STAR-CCM+
Turbulence Model	Low-Re-number Standard k-ε
Wall Treatment	Without Wall Function
Fluid	Air
Time Integration	Implicit / Unsteady

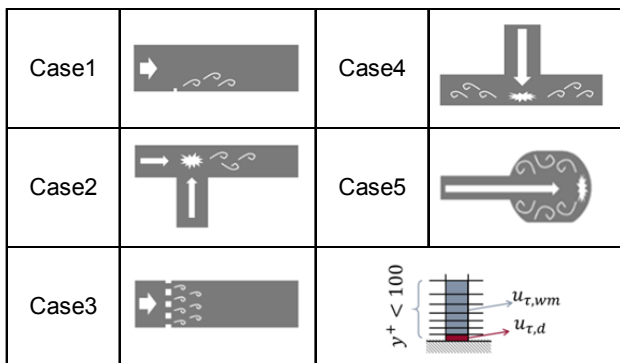


Fig. 10 Computational Domain of Various Flow Fields

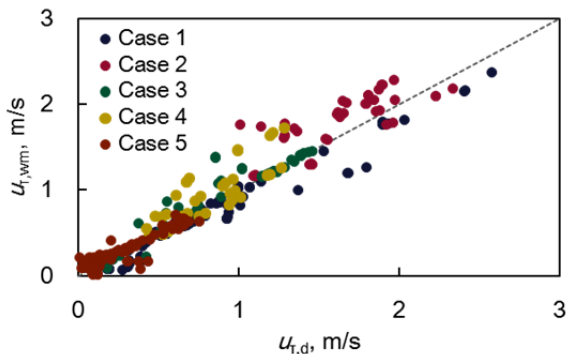


Fig. 11 Comparison of Predicted Friction Velocity

5. エンジン計算

前項で新たに構築した伝熱モデルを試験用単気筒エンジンにおける 3D-CFD に適用し、エンジン燃焼場における検証を行った。Table 3 に計算条件を示す。熱流束計測位置は、Fig. 12 の燃焼室概略図に示すスキッシュ部である。

Table 3 Computational Condition of In-Cylinder Flow

Solver	KIVA-4
Turbulence Model	RNG k-ε
Wall Treatment	Wall Function
Engine Speed	2500 rpm
Fuel	PRF90
Injection Timing	Intake Stroke
Combustion Model	Detailed Chemical Reaction
Reaction Mechanism	Reduced KUCRS Mech.

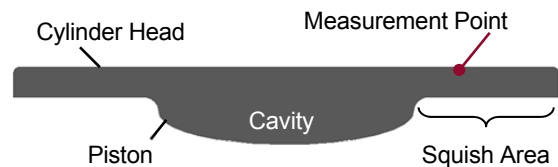


Fig. 12 Measurement Position of Heat Flux

Fig. 13 に壁面熱流束の結果を示す。比較のために、式(7)と式(10)で構成される従来モデルの結果を併せて示す。新たに構築したモデルを用いることで、エンジン燃焼場の壁面熱流束を精度良く予測可能なことを実証できた。

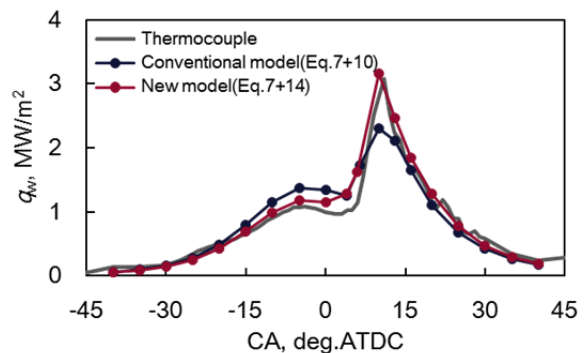


Fig. 13 Comparison of Local Heat Flux for Test Engine

更に、壁面熱流束の予測差が燃焼に及ぼす影響を考慮するため、Fig. 14 に熱発生率の比較を示す。本モデル(式(7)+(14))の結果に対し、従来モデル(式(7)+(10))は燃焼が緩慢化している様子が確認できる。これは、Fig. 15 に示す熱発生率の等値線(吸排気バルブ間のヘッド面から約 3mm オフセットした位置の断面)から分かるように、従来モデルを使用した場合には、スキッ

シュ部の壁面熱流束が大きくなったことから、ガス温度の低下に伴う燃焼速度の低下が要因と考えられる。このように、壁面熱流束の予測精度は火炎の発達に大きく影響を及ぼす。本研究で新たに構築した伝熱モデルを用いることで、壁面熱流束を正確に予測できるだけでなく、妥当性の高い燃焼解析を机上で実施することができる。

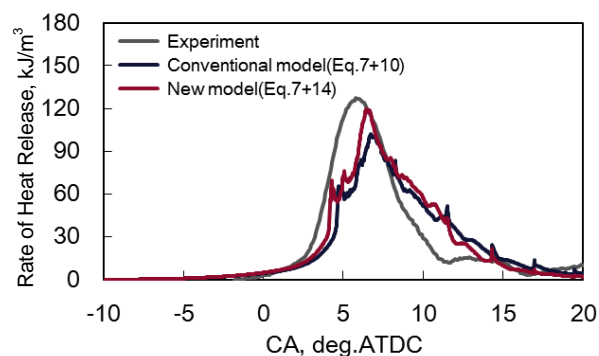


Fig. 14 Comparison of Rate of Heat Release

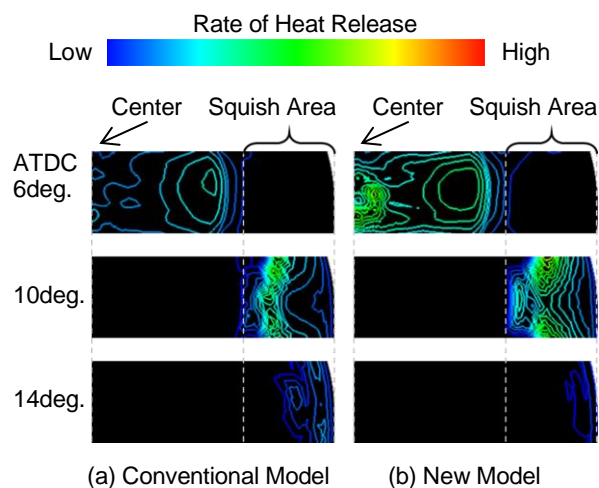


Fig. 15 Time Series and Spatial Distribution of Rate of Heat Release

6. おわりに

本研究では、実験と数値解析の両面で壁面境界層内の流動と壁面熱流束の関係を調査し、エンジン燃焼室内の未発達な乱流状態に着目することで、計算コストと精度を両立する新しい伝熱モデルを構築できた。このモデルを用いることにより、壁面熱流束の予測だけでなく燃焼解析においても精度向上が期待できる。

参考文献

(1) B.E. Launder et al. : The numerical computation of turbulent flows, *Comput. Methods in Appl. Mech. Eng.*, Vol.3, pp.269-289 (1974)

(2) Z. Han et al. : A temperature wall function formulation for variable-density turbulent flows with application to engine convective heat transfer modeling, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.40, No.3, pp.613-625 (1997)

(3) C. Angelberger et al. : Improving Near-Wall Combustion and Wall Heat Transfer Modeling in SI Engine Computations, SAE paper, No.972881 (1997)

(4) M. Shimura et al. : Micro PIV Investigation of Near Wall Behaviors of Tumble Enhanced Flow in an IC Engine, *Proceedings COMODIA 2017*, No. A205 (2017)

(5) 原田ほか：エンジン筒内流動場における壁面熱伝達の研究（第1報），自動車技術会春季大会学術講演会講演予稿集，No.68-17，pp.1806-1810 (2017)

(6) 西岡ほか：乱流境界層の摩擦速度を推定する新しい方法，日本流体力学会 2015 年次大会 (2015)

(7) M. Tanahashi et al. : Scaling Law of Fine Scale Eddies in Turbulent Channel Flows up to $Re_\tau=800$, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol.25, pp.331-340 (2004)

著者



内田 健司 原田 雄司 佐藤 圭峰



田中 達也 朱 前進 藤本 英史



山下 洋幸