発熱反応温度境界層における熱伝達率の壁面温度依存性*

小島隆史^{*1}, 萩原岳史^{*2}, 西脇一字^{*3}Wall-Temperature Dependence of the Heat Transfer Coefficient
in Exothermic Boundary Layers

Takafumi KOJIMA, Takeshi HAGIWARA and Kazuie NISHIWAKI

Exothermic boundary layers were observed for a flat plate exposed to a diffusion or premixed methane-air flame using the Laser-Schlieren technique. Wall temperatures tested ranged from 600 K to 1 000 K. The Schlieren photographs were analyzed with a film scanner and the data provided the surface heat fluxes and heat transfer coefficients. The results showed that the heat transfer coefficient increases with increasing wall temperature in the reacting region in contrast to the well-known heat transfer characteristics within nonreactive thermal boundary layers where heat transfer coefficients are almost independent of wall temperature. This behavior provides a possible explanation for the problem of whether heat fluxes increase or decrease during combustion at higher wall temperatures with the use of ceramics for engine combustion chamber walls.

Key Words: Heat Transfer, Combustion, Extinction, Heat Flux, Heat Transfer Coefficient, Adiabatic Engine, Ceramic Engine

1. ま え が き

近年、熱損失の低減を意図してセラミックあるいは耐熱金属を燃焼室壁に用いた内燃機関が研究開発されている。その壁面熱損失についていくつかの実験解析が行われ、燃焼期間について高温壁で期待どおり壁面局所熱流束最大値の減少する結果^{(1)~(5)}が示されたが、一方、かえって増加する結果^{(1)(2)(6)~(8)}もほぼ同数示されている。これらの互いに矛盾した実験結果について種々の議論がなされ⁽⁸⁾、かかわると考えられる要因が種々指摘されたが推測の域を出ていない。この問題の解明に基本的に関係すると考えられる定常燃焼器での研究結果はこれまでごくわずかであり、Germerdonkら⁽⁹⁾がプロパン予混合燃焼器を用いて壁面温度が873 K以上で熱伝達率の急増する実験結果を示した。またその中で、メタンの壁面衝突火炎において壁面熱伝達率が壁温に依存しないことを示した他の研究者による実験結果も紹介している。

著者の二人⁽¹⁰⁾は壁面に向かう火炎の一次元理論解析を行い、上の問題は壁面近傍における発熱反応の有無によることを推定した。本研究ではこの理論推定を実験検証するためメタンの定常燃焼器を用い、種々の壁温についてガスから壁への熱流束を測定し解析を行った。熱流束を求めるのに通常は壁側の温度計測によることが多いが、本実験では高温壁から周囲へのふく射が大きく、ガスから壁面への熱流束を正しく測定できないと推定されたため、シュリーレン法を用いてガス側で計測を用い、壁面近傍の密度こう配から熱流束を求めた。前述のGermerdonkらの実験は壁側での熱流束測定によっており、周囲へのふく射誤差はかなり大きいとみられるがその補正については明確に示されていない。

本報では壁面温度を約600 Kから約1 000 Kまで変え、拡散および予混合火炎について燃焼反応領域および既然ガス領域での熱伝達率を求め、壁面温度に対する依存性について検討した結果について述べる。

2. 熱 流 束 算 出 方 法

図1に本実験で用いたシュリーレン光学系の概略を示す。光源の光軸方向を z 、それに垂直で壁面平行方向および壁面垂直方向をそれぞれ x および y とする。ガ

* 平成3年3月18日 関西支部第66期定時総会講演会において講演、原稿受付 平成4年2月17日。

^{*1} 学生員、立命館大学大学院 (〒603 京都市北区等持院北町56-1)。

^{*2} 正員、トヨタ自動車(株) (〒471 豊田市トヨタ町1)。

^{*3} 正員、立命館大学理工学部。

スの密度こう配の z 方向平均値 $(\partial\rho/\partial y)_d$ とナイフエッジ位置 s の関係は次式で表すことができる。

$$\left(\frac{\partial\rho}{\partial y}\right)_d = \frac{n}{Kd} \tan^{-1} \frac{s}{f} \quad \text{.....(1)}$$

ここで、 K はグラッドストーン・デール定数、 d は入射光が測定部に屈折を受ける幅、 n は屈折率（気体の場合 $n \approx 1$ ）、 f はシュリーレンレンズ焦点距離である。

温度こう配 $\partial T/\partial y$ と密度こう配 $\partial\rho/\partial y$ の関係は、気体の状態方程式より圧力 p を一定として、

$$\frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{RT^2}{p} \frac{\partial\rho}{\partial y} \quad \text{.....(2)}$$

と表せる。ここで、 R はガス定数である。式(2)を光軸方向に壁面の幅 d_0 について積分し、有効幅 d との違いを考慮して補正係数 c_m を用いると次のように書ける。

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{T} \right)_m = \frac{R}{p} \left(\frac{\partial\rho}{\partial y} \right)_m = c_m \frac{R}{p} \left(\frac{\partial\rho}{\partial y} \right)_d \quad \text{.....(3)}$$

ここで、添字 m は d_0 の幅の光軸方向 (z 方向) 平均値を表す。式(3)を y について積分することにより、 $(1/T)_m$ の壁面垂直方向分布が得られる。この分布が実測の $(1/T)_m$ と合うように c_m を定める。

壁面の幅 d_0 についてのガスから壁への平均熱流束 q_m は $(1/T)_m \approx 1/T_m$ と近似し、壁面近傍は層流でかつ熱発生がないとすれば次式により算出することができる。

$$q_m = -c_m \lambda(T_m) \frac{T_m^2 R}{p} \left(\frac{\partial\rho}{\partial y} \right)_d \quad \text{.....(4)}$$

ここで、 $\lambda(T_m)$ は温度 T_m における熱伝導率である。

上記の方法以外に干渉法も考えられるが、本実験では壁面近傍の密度こう配が大きいこと干渉じまを観測するにはしま間隔が小さすぎることから採用しなかった。

3. 実験装置および方法

バーナと計測壁の詳細を図2に示す。バーナはスリット状の二つのノズルを有し、高さ0.1 mm、幅39 mmの上側ノズルから空気を、高さ5 mm、幅39 mmの下側ノズルからメタン-空気予混合気を噴出した。設

図1 シュリーレン光学系の概略

定した2組みの流量条件を表1に示す。表1の左欄の条件ではほとんど拡散燃焼に近く、右欄の条件では予混合燃焼である。また、いずれも青色炎である。計測壁には幅 $d_0=60$ mm、高さ262 mm、厚さ3 mmのステンレス板を用い壁温計測用熱電対および壁温調整用のヒータを背後から設置した。壁温は約600 Kから約1000 Kまで変化させた。計測壁は燃焼ガス通路である長方形断面のダクトで、観測部のみ10 mm×60 mmの窓を設けた。

シュリーレン光源にはArイオンレーザの波長514.5 nmの光を用い、35 mmカメラの前に同波長の干渉フィルタを設置して青炎および外乱光の影響をできる限り少なくした。ナイフエッジの位置は $s=0$ mmから $s=0.5$ mmまでは0.1 mmおきに、それ以遠は0.25 mmおきに移動させ、各位置において輝度分布写真を撮影した。なお、35 mmカメラの焦点位置は計測壁のカメラ側端面とし、シャッター速度は乱れ変動する火炎の時間平均性質をとるため1/4 sと比較的遅くした。観測位置として拡散、予混合火炎とも後述のプラズマ電位測定結果より、燃焼状態の異なる $x=0, 20, 40$ mmの3箇所を選択した。シュリーレン写真の例として、燃焼反応の盛んな $x=0$ mmおよび反応の終了

表1 バーナノズルの流量条件と当量比 ϕ

	Diffusion Flame	Premixed Flame
Upper Nozzle Air l/min	7	3
Lower Nozzle CH ₄ +Air l/min	5 $\phi = 6.37$	20 $\phi = 1.06$

図2 バーナと計測壁

した $x=40\text{ mm}$ について、高低二つの壁温における結果を図3に示す。明部がナイフエッジ位置 $s=0.1\text{ mm}$ に対応する密度こう配絶対値以上の領域である。その領域は $x=0\text{ mm}$ および $x=40\text{ mm}$ のいずれにおいても高温壁のほうが狭くなり、かつ $x=40\text{ mm}$ のほうがその傾向の強いことがわかる。この場合のエッジ設置方向を正方向とする。これらの写真をスキャナ (EI-KONIX 1435) で輝度情報として取り込み、それぞれの計測位置について図3の例に示すような x 方向の幅約 2 mm の領域を平均化し壁面垂直方向 (y 方向) の輝度分布を計測した。予備実験として、いくつかのナイフエッジ位置についてナイフエッジを逆方向に置き、ナイフエッジ位置に対応する密度こう配絶対値以下が明部となる輝度分布も同様に計測し、正逆ナイフエッジ輝度分布の交点を求めた。図4に示すように、これらの輝度分布の交点はほとんど一定の輝度を示しているため、これらの輝度の平均を基準値として正方向のみの輝度分布より密度こう配の y 座標を決めた。

4. 測定部の火炎状態

4.1 プラズマ電位信号の測定 静電探針(受感部直径: 0.3 mm , 長さ: 3.0 mm , 材質: Pt-Rh13%)

図3 シュリーレン写真例 (拡散火炎, $s=1.0\text{ mm}$)

図4 正逆方向ナイフエッジでの輝度分布の例 (拡散火炎, $s=0.0, 0.3, 0.5, 0.75, 1.0\text{ mm}$)

を用いて、電場をかけずに負荷 $10\text{ k}\Omega$ を与えた場合の火炎内のプラズマ電位信号を測定した。計測壁中心線上 ($z=0\text{ mm}$) で比較的燃焼の盛んな位置 $x=0\text{ mm}$ および下流の $x=20, 40\text{ mm}$ において、壁面垂直方向 (y 方向) の分布を測定した。拡散火炎におけるプラズマ電位の時間平均値および rms 値を図5および図6に、予混合火炎のそれらを図7および図8にそれぞれ示す。拡散火炎および予混合火炎とも $x=0\text{ mm}$ においては燃焼反応が激しく、 $x=40\text{ mm}$ ではほとんど燃焼反応のないことがわかる。 $x=20\text{ mm}$ ではほぼその中

図5 プラズマ電位信号の時間平均値 (拡散火炎)

図6 プラズマ電位信号の rms 値 (拡散火炎)

間の状態である。 $x=0$ mm および $x=20$ mm では、 $y=3$ mm 付近から壁面側において壁面温度の高いほどプラズマ電位が高く、反応が盛んになる傾向がみられ、予混合火炎では反応領域が壁面に近づく傾向が明りようである。これは、壁面温度の上昇に伴い、消炎距離が短縮するためと考えられる。また、予混合火炎は拡散火炎と比較してかなり小さい rms 値を示しており、燃焼乱れの弱いことがわかる。

4.2 熱電対によるガス温度分布の測定 式(3)
中の補正係数 c_m の値を求めるため、Pt-Pt·Rh 13%

図7 プラズマ電位信号の時間平均値 (予混合火炎)

図8 プラズマ電位信号のrms値 (予混合火炎)

熱電対 (素線径: 0.3 mm) を用いて、 $x=0, 20, 40$ mm における y および z 方向のガス温度分布を測定した。図9に光軸方向 (z 方向) 温度分布の例を示す。さらに光軸方向温度分布を単純平均した値 T_m の壁面垂直方向 (y 方向) 分布の数例を図10に示す。また、壁面温度についても放射温度計を用いて温度分布を計測し、光軸方向の平均温度 T_w を求めた。なお、計測壁面の放射率は、放射率0.95の市販黒体テープを熱電対を設けた壁面部にはり付け校正した。熱電対で壁面から、1 mm 以内の温度を正確に計測することは困難であり、この測定結果から壁面近傍の $(\partial T/\partial y)_m$ を正しく求めることはできない。

5. 密度こう配および温度分布

2章および3章で述べた方法で、シュリーレン写真より得られた拡散火炎の密度こう配分布を図11~13に示す。ただし、式(1)で $d=d_0=60$ mm とした結果である。壁面ごく近傍 ($y=0.1\sim 0.3$ mm 以下) の領域は、壁面での乱反射、回折などの影響により不明りようとなる。この密度こう配分布より式(3)を用いて、

図9 光軸方向温度分布の例 (拡散火炎, $x=0$ mm)

図10 壁面垂直方向温度分布の例 (拡散火炎)

温度こう配零の位置から壁面に向けて積分することにより $(1/T)_m$ 分布を求めた。なお、積分開始点となる温度こう配零の位置の温度は、熱電対により計測した光軸方向平均温度を用いた。さらに、実測ガス温度からも $(1/T)_m$ の壁面垂直方向分布を求め、密度こう配から求めた $(1/T)_m$ 分布がそれにほぼ近くなる補正係数 c_m の値を誤差範囲も含めて決定した。拡散火炎において c_m の誤差範囲の中間値を用いて密度こう配分布より求めた $(1/T)_m$ 分布および熱電対による測定結果を $x=0, 20, 40$ mm についてそれぞれ図 14~16 に示す。なお c_m の値は約 0.6~1.2 であった。

図 11 密度こう配分布 (拡散火炎, $x=0$ mm)

図 12 密度こう配分布 (拡散火炎, $x=20$ mm)

図 13 密度こう配分布 (拡散火炎, $x=40$ mm)

6. 壁面熱流束および熱伝達率

壁面に最も近い観測点 ($y=0.1\sim0.3$ mm) からさらに 0.3 mm までの範囲で式(4)から熱流束の分布を求めた。なお、熱伝達率 λ には、各点の温度における空気熱伝達率を用いた。理論混合比以下であるとき、空気熱伝達率で近似することによる誤差は約 6% 以下である。熱流束分布は計測のばらつきと考えられる以上の変化がみられなかった。このことは上記の範囲で発熱がなく、またほとんど層流とみなせる

図 14 $(1/T)_m$ 分布 (拡散火炎, $x=0$ mm)

図 15 $(1/T)_m$ 分布 (拡散火炎, $x=20$ mm)

図 16 $(1/T)_m$ 分布 (拡散火炎, $x=40$ mm)

ことを意味するので、この範囲での熱流束平均値を壁面熱流束とした。拡散火炎および予混合火炎での壁面熱流束と壁温の関係を図 17 および図 18 にそれぞれ示す。これらの熱流束を、図 10 の例で示されるガス温度分布の最高温度と壁温との差で除して熱伝達率を算出した。その結果を拡散および予混合火炎についてそれぞれ図 19 および図 20 に示す。なお、補正係数 c_m の誤差範囲に対応する壁面熱流束および熱伝達率の上限と下限を、図 19, 20 中に同種の 2 本の線で表した。

拡散火炎の結果(図 17 および図 19)によれば、発熱反応のある $x=0$ mm および 20 mm において熱流束は壁温に対してあまり変化がない。その結果熱伝達率は壁温の高くなるほど増加する傾向がみられ、発熱反応のより活発な $x=0$ mm の領域のほうが増加割合が大きい。この理由は先に示したプラズマ電位信号の測定結果からみて、壁温の上昇に伴い消炎距離が短くなるためか、あるいは壁近くの発熱が増すのが主たる原因と考えられる。なお、図 10 によれば、 $x=0$ mm において壁温 $T_w=587$ K から $T_w=949$ K の上昇とともにガス温度の増加がみられる。これに伴う体積膨張によって流速増加の熱伝達率への影響が考えられるが、 $y=0\sim 3$ mm までの範囲の平均流速増加を x 方向の一次元体積膨張の仮定から見積もり、物性値の温度依

存性を考慮して乱流熱伝達の式を適用しても 5% 程度の増加にすぎない。

ほとんど発熱反応のない $x=40$ mm においては壁温の高くなるにつれ壁面熱流束は減少し、熱伝達率はほぼ一定の値を示す。これはよく知られている無反応温度境界層の性質として当然予想される結果であり、また本計測方法の妥当であることを示している。

予混合火炎の結果(図 18 および図 20)において、 $x=0$ mm および 20 mm では熱流束および熱伝達率について拡散火炎と同様の傾向がみられる。 $x=40$ mm において熱伝達率が壁温とともにわずかに高くなるようにもみえるが、 c_m の値の誤差範囲を考慮すれば明確ではなく、ほぼ一定とみるほうが妥当であろう。

以上の結果より発熱反応温度境界層では無反応温度境界層の挙動と異なり、壁面が高温になるほど熱伝達率の増加する傾向のあることがわかる。まえばきで触れた Germerdonk らの実験結果⁽⁹⁾では、壁面温度 873 K 以上で熱伝達率が急増することが示されているが、本研究では急増する結果は得られずおおよそ直線的に増加する傾向にある。

7. む す び

壁面に沿う拡散定常火炎および予混合定常火炎につ

図 17 壁面熱流束と壁温の関係(拡散火炎)

図 19 熱伝達率と壁温の関係(拡散火炎)

図 18 壁面熱流束と壁温の関係(予混合火炎)

図 20 熱伝達率と壁温の関係(予混合火炎)

いて壁温を約 600 K から約 1 000 K に変え、シュリーレン法を応用し壁面熱流束をガス側で測定した。実験の結果、発熱反応温度境界層ではよく知られている無反応温度境界層の挙動と異なり、壁面温度の上昇に伴い熱伝達率が増加する傾向のあることを示した。このことは冒頭で触れたセラミック機関の熱流束について、互いに反する測定結果に対する一つの説明となり得る。

終わりに、本研究を進めるに当たり本学 吉原福全助教授の助言を受け、当時本学 4 回生 濱田浩児君の協力を得た。また、研究費の一部は文部省科学研究費補助金重点領域研究「燃焼機構」(課題番号 63627003, 01627003, 02209103; 昭和 63 年度～平成 2 年度)によるものであることを記し、関係者に謝意を表する。

文 献

- (1) Furuhashi, S. and Enomoto, Y., *SAE SP-700*, Paper 870153 (1987), 109.
- (2) Huang, J. C. and Borman, G. L., *SAE SP-700*, Paper 870155 (1987), 137.
- (3) Morel, T. and Mansour, N. N., *SAE Paper*, 820040 (1982).
- (4) Cheng, W. K., Wong, V. W. and Gao, F., *SAE SP-785*, Paper 890570 (1989), 161.
- (5) Boulouchos, K., Eberle, M. K., Ineichen, B. and Klukowski, C., *SAE SP-785*, Paper 890573 (1989), 197.
- (6) 榎本・古浜, 機論, 51-468, B (1985), 2781.
- (7) Woschni, G., Sprindler, W. and Kolesa, K., *SAE Paper*, 870339 (1987).
- (8) Woschni, G. and Sprindler, W., *Trans. ASME, J. Eng. Gas Turbines Power*, 110 (1988), 482.
- (9) Germerdonk, R. and Nguyen, N. N., *Ger. Chem. Eng.*, 8 (1985), 81.
- (10) Nishiwaki, K. and Hagiwara, T., *Proc. COMODIA 90*, (1990), 315.