流れ方向に振動する壁面近傍の壁面よどみ流*

平 沢 太 郎^{*1}, 植 田 利 久^{*2}
松 尾 亜 紀 子^{*2}, 溝 本 雅 彦^{*2}

Wall Stagnating Flow Near the Wall Oscillated Parallel to the Flow

Taro HIRASAWA, Toshihisa UEDA,
Akiko MATSUO and Masahiko MIZOMOTO

The velocity variation induced by the sinusoidal wall oscillation is measured along the stagnating streamline and its amplitude is estimated. The mechanisms of the flow velocity oscillation are discussed in terms of the amplitude of the flow velocity oscillation when the angular frequency of the wall oscillation ω , the average distance between the nozzle and the wall $\bar{y}_w$, and the flow velocity at the nozzle exit U_0 are varied. The characteristics of the flow velocity oscillation are classified into three regions by a Strouhal number $S = \omega \bar{y}_w / U_0$. When $S < 2$, the flow velocity variation follows the change of the wall location in a quasi-steady state. On the other hand, when $S > 6$, it is dominated by the change of the wall velocity. In between, $2 < S < 6$, the transition region is observed.

Key Words: Premixed Combustion, Oscillatory Flow, Axisymmetric Flow, Wall Stagnating Flow, Laminar Flame, Strouhal Number, Stretched Flow, Amplitude of Velocity Oscillation

1. 緒 論

近年, 燃焼研究の分野では, 乱流火炎や火炎の音響不安定性を解明するための基礎として, 速度こう配が変動する流れの中に形成される火炎を対象とした研究が, 盛んに行われ始めている。これらの研究では, 火炎が平面状に形成されるなどの利点から, よどみ流中に火炎を形成させ, そのよどみ速度こう配を変動させている。しかし, 速度こう配を変動させることは実験的には困難を伴い, スピーカを用いて流速を振動させている研究が, ほんの数例見られるのみであり⁽¹⁾, 理論的な研究がその大半を占める⁽²⁾。そして, 乱流燃焼のモデル化では, 乱れのスケールが比較的大きく乱れ強さが小さい乱流中においては, 流れの速度こう配に対する火炎の応答は瞬間的であるという考え方に基づいていたが, 近年になってこの考え方の妥当性を検討し, 見直す必要性が理論的研究⁽³⁾により指摘されている。著者らは, 実験的手法により, よどみ壁面を流れ方向に振動させてよどみ流を振動させ, 変動する流れ

に対する火炎の追従性や火炎の時間的な応答についての研究⁽⁴⁾を行っている。しかし, 従来このような流れ場を扱った研究例はほとんどなく, 流れ場の特性や, 振動のメカニズムなどの流体力学的な基本特性に関しても不明な点が多い。そこで, 本報において, 非燃焼状態での流れ場について, 詳細に検討を加えることとする。

流体の振動は, 燃焼現象, 伝熱, 境界層などに対してさまざまな影響を与える。そこで, 現在までに, 振動物体近傍の流れに関して, 非定常境界層の基本的問題^{(5)~(8)}として, 伝熱促進の一つの方法として伝熱面に振動を与えている伝熱の問題^{(9)~(11)}として研究が行われている。

流れと直角方向に正弦振動させた物体近傍の流れ場について, 永田ら⁽⁵⁾⁽⁶⁾は円柱の場合に関して, Takemitsuら⁽⁷⁾や Rott⁽⁸⁾は平板の場合に関して, 非定常境界層の問題として行っている。また, 桃瀬ら⁽⁹⁾は円柱の場合に関して, 特に伝熱現象に着目して行っている。しかし, いずれの研究も主流と直角方向に物体を振動させた場合である。流れ方向に物体を振動させている流れを対象としたものは少なく, わずかに一宮ら⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾の研究に見られる。一宮らは, 流れ方向に振動する伝熱面上で発生する衝突噴流中の渦に着目し,

* 原稿受付 1997年10月22日。

^{*1} 慶応義塾大学大学院(☎ 223-8522 横浜市港北区日吉3-14-1)。^{*2} 正員, 慶応義塾大学理工学部。

熱伝達特性について検討を行っている。しかしながら、よどみ流線上の特性についての検討は行われていない。

そこで本研究では、非燃焼時において、流れ方向に正弦振動する壁面近傍の壁面よどみ流を対象に、壁面の変動が、よどみ点流れ場に及ぼす影響について検討を加える。特に、燃焼現象の解明には、よどみ流線上の流速が重要な意味を持っていることから、本研究では、よどみ流線上の流速変動の特性とそのメカニズムについて検討を加えることを目的とする。

2. 実験装置および方法

図1(a)に実験装置の導管部とノズル部の概略を示し、図1(b)にはそのノズル部を拡大して示す。座標系は、図1(b)に示すようにノズル出口の中央を原点とした実験室座標系(y 軸)、壁面よどみ点を原点とした壁面座標系(β 軸)の2種類を用いる。

空気流は、ブロワーからキャピラリー流量計を経て実験装置に供給される。実験装置下部から導入された空気流は、整流室と十分な助走区間を経て、出口径 12 mm のノズルから、直径 76 mm、厚さ 2 mm のよどみ壁面に向かって垂直に噴出される。実験装置には環状流を噴出できる構造になっているが本実験では環状流を噴出させていない。よどみ壁面には、ボイスコイルモータと制御装置を用いて、 $y_w = y_w^* \sin \omega t + \bar{y}_w$ の振動変位が与えられる。

y 軸上の各点において流速を、定温度型熱線流速計 (CTA System Anemometer 1010, KANOMAX 製) を用いて測定する。熱線プローブは長さ 1.0 mm、線径 $5.0 \mu\text{m}$ のメッキタングステン線とする。壁面位置は高精度ポテンショメータを用いて測定し、流速と壁

面位置の振動波形は AD ボード (DAS-1898 XPC, マイクロサイエンス製) を用いてコンピュータに同時に記録される。デジタルオシロスコープ (TDS 210, Tektronix 製) を用いて、周期的に変動する流速の極大値と極小値の差として流速の変動幅を求め、その $1/2$ を流速振幅 u^* とした。

本研究の実験条件を以下に示す。

ノズル出口中心での流速: $U_0 = 0.44 \sim 1.40 \text{ m/s}$

よどみ壁面の角振動数: $\omega = 3.14 \sim 320 \text{ rad/s}$

よどみ壁面の振動数: $f = 0.5 \sim 51 \text{ Hz}$

よどみ壁面の振幅: $y_w^* = 0.38 \sim 1.5 \text{ mm}$

よどみ壁面の速度振幅: $y_w^* \omega = 0.0012 \sim 0.48 \text{ m/s}$

平均壁面位置: $\bar{y}_w = 14, 16, 18 \text{ mm}$

3. 実験および考察

3.1 よどみ流線上の流速分布

3.1.1 定常時の流速分布 本研究で対象とするよどみ流の基本的な特性を明らかにするために、よどみ壁を振動させない状態で、 y 軸上の速度分布の測定を行った。測定はよどみ壁を振動させる際の平均壁面位置 $\bar{y}_w = 16 \text{ mm}$ および壁面振幅 $y_w^* = 1.5 \text{ mm}$ の分だけ移動した位置に相当する 17.5 mm, 14.5 mm で行った。その流速分布を、図2(a)に実験室座標系で、図2(b)に壁面座標系で示す。実験室座標系で示した場合、壁面位置が変化すると、流速分布も変化するが、壁面座標系で示すと流速分布は壁面位置にかかわらず一致している。このことは、本研究の範囲内 ($y_w = 16 \pm 1.5 \text{ mm}$) では、流速分布は、壁面位置の変化に伴って、単に y 軸方向にずれていることを意味している。

3.1.2 低振動数での流速分布の変化 図3に壁面の角振動数 $\omega = 3.14 \text{ rad/s}$ ($f = 0.5 \text{ Hz}$)、壁面振幅 y_w^*

Fig.1 Schematic drawing of experimental apparatus

$=1.5$ mm, 平均壁面位置 $\bar{y}_w=16$ mm の際の流速変動の様子を示す。図3(a)において, 黒丸印は $y=12$ mm における流速の振動波形を示す。壁面速度 $dy_w/dt=y_w^*\omega \cos(\omega t)$ を100倍にして破線で示す。すなわち, 壁面速度の振幅は非常に小さい。上部の実線は壁面位置 y_w を示す。

壁面が上昇しよみ点が遠ざかると流速が増加し, 逆に壁面が下降しよみ点が近づくとき流速が減少している。流速と壁面位置(実線)の振動の間に振動位相のずれは見られないが, 壁面速度(破線)の振動位相とは 90° ずれていることや, 壁面速度の振幅は非常に小さいことから, $\omega=3.14$ rad/s の場合, 流速変動に対し

て壁面位置の変化の影響が支配的であり, 壁面速度の変化の影響は極めて小さいと考えることができる。

図3(a)に示される流速の振動波形から, 壁面の振動位相 ωt が $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ のときの流速を求め, その値を図3(b)の $y=12$ mm の位置に示す。同様に, $y=1\sim 13$ mm の位置での各振動位相での流速を求め, 図3(b)に示す。さらに, 図2と同様に図3(b)を壁面座標系で整理した結果を図3(c)に示す。ここで, 縦軸は壁面との相対流速 $v=u-y_w^*\omega \cos(\omega t)$ を示す。また, 一点鎖線は図2(b)に示す定常時の流速分布である。図3(c)に示すように, どの振動位相 ωt においても, 壁面座標系での流速分布は同一の流速分

Fig. 2 Profiles of wall stagnating flow near the stationary wall

Fig. 3 Flow velocity variation ($\omega=3.14$ rad/s, $f=0.5$ Hz)

布を示しており、その分布形状は定常な場合の分布 [図 2(b)] とよく一致している。このことから、 $\omega = 3.14 \text{ rad/s}$ の場合の流速変動は、壁面位置の変化に伴った準定常的な流速の変化によるものと考えることができる。

3・1・3 高振動数での流速分布 図 4 に壁面の角振動数 $\omega = 320 \text{ rad/s}$ ($f = 51 \text{ Hz}$)、 $y_w^* = 1.5 \text{ mm}$ 、 $\bar{y}_w = 16 \text{ mm}$ の際の流速変動の様子を示す。図 4(a) において、黒丸印は $y = 12 \text{ mm}$ の位置における流速の振動波形を示す。破線は壁面速度 dy_w/dt を示す。上部の実線は壁面位置 y_w を示す。 $\omega = 3.14 \text{ rad/s}$ [図 3(a)] の場合に比べて、流速変動の振幅が増大している。これには、 $\omega = 3.14 \text{ rad/s}$ [図 3(a)] の場合に比べ、振幅が 100 倍程度に増大した壁面速度が影響

していると考えられる。また、 $\omega = 3.14 \text{ rad/s}$ の場合と異なり、矢印で示したように流速の振動位相は、壁面位置の振動位相からずれており、壁面速度の振動位相に近づいている。これらのことは、 $\omega = 320 \text{ rad/s}$ の場合、流速変動に対して壁面速度の振動の影響が顕著であることを示している。

図 3(b) と同様の手法で図 4(b) を求め、さらに壁面座標系に変換し図 4(c) を求めた。図 4(c) 中の一点鎖線は図 2(b) の定常時の流速分布である。図 4(c) では、図 3(c) と異なり、壁面の振動位相 ωt によって流速分布が異なっている。また、どの ωt の場合も流速分布は定常時の分布(一点鎖線)と異なっている。これらのことから、 $\omega = 320 \text{ rad/s}$ の場合の流速変動は、 $\omega = 3.14 \text{ rad/s}$ の準定常的な変化とは著しく異

Fig. 4 Flow velocity variation ($\omega = 320 \text{ rad/s}$, $f = 51 \text{ Hz}$)

Fig. 5 Effect of $\bar{y}_w$ variation on u^* ($U_0 = 1.00 \text{ m/s}$, $y_w^* = 1.5 \text{ mm}$)

なっていることがわかる。

3.2 流速変動の振幅の特性

3.2.1 平均壁面位置の影響 図5に、さまざまな平均壁面位置 $\bar{y}_w (=14, 16, 18 \text{ mm})$ に関して、流速振幅 u^* の壁面の角振動数 ω による変化を示す。ここで、 y_w^* および U_0 は $y_w^*=1.5 \text{ mm}$, $U_0=1.00 \text{ m/s}$ 一定とした。流速は、平均壁面位置 $\bar{y}_w$ から4 mm上流の位置で測定された。したがって、 $\bar{y}_w=14, 16, 18 \text{ mm}$ のとき、それぞれ $y=10, 12, 14 \text{ mm}$ で測定された。壁面振幅 y_w^* は、流速の振動波形が良好なS/N比で測定されるように、壁面が移動した際よみ流としての特性を損なわれない範囲内でできるだけ大きな値(1.5 mm)とした。また、流速の測定位置は、プローブが壁面と接触せず、かつ高振動数においても流速が熱線流速計で測定不可能な負の値にならない位置でできるだけ壁面に近い位置とした。

図5(a)の実線は、 $\omega=0$ での u^* に対応する値すなわち図2(a)の $y=12 \text{ mm}$ での変化幅の1/2を示す。低振動数では、 u^* は実線とほぼ一致しており、 ω に無関係に一定である。3.1.2項で述べたように、低振動数では壁面からの瞬間的な流速分布は定常状態とほぼ一致し、流速は準定常的に変化しているため、壁面

の移動量に対応した振幅、すなわち ω に無関係に一定の振幅で振動していると考えられる。 ω を徐々に増大させ、ある ω を超えると流速振幅 u^* が増大している。この ω を実線と破線の交点として求めると、 $\bar{y}_w$ が14, 16, 18 mm に対しそれぞれ約140, 120, 110 rad/sであり、 $\bar{y}_w$ によって異なっている。ここで、流れの特性時間を $\bar{y}_w/U_0$ とすると、 $\bar{y}_w$ が大きいことは流れの特性時間が大きいことを意味し、この流れの特性時間が大きいほど、小さな ω から壁面速度の影響が現れ始めていると考えることができる。

そこで、この流れの特性時間 $\bar{y}_w/U_0$ と振動の特性時間 $1/\omega$ の比として Strouhal 数 ($S=\omega\bar{y}_w/U_0$) を定義する。図5(b)に、Strouhal 数を用いて整理した結果を示す。Strouhal 数を用いたことにより、 u^* が増大し始める点は、 $\bar{y}_w$ に関係なく一致し、その値は $S \approx 2$ 程度であることがわかる。

3.2.2 ノズル出口流速の影響 図6に、さまざまなノズル出口流速 U_0 に関して、流速振幅 u^* の壁面の角振動数 ω による変化を示す。ここで $y_w^*=1.5 \text{ mm}$ とした。図5(a)と同様に低振動数では u^* は ω によらず一定である。また、 U_0 が大きいほど u^* は大きな値となっている。 ω を徐々に増大させ、 ω がある値を超えると、流速振幅 u^* が増大している。この ω は、 $U_0=0.44, 0.68, 1.00, 1.40 \text{ m/s}$ に対し、それぞれ約50, 80, 120, 160 rad/sである。すなわち、前述と同様に流れの特性時間 $\bar{y}_w/U_0$ が大きいほど、小さな ω から壁面速度の影響が現れ始めている。

図6(b)に、図6(a)を ω の代わりに Strouhal 数

(a) u^* as a function of wall frequency

(b) u^*/U_0 as a function of Strouhal number

Fig. 6 Effect of U_0 variation on u^* ($y_w^*=1.5 \text{ mm}$)

Fig. 7 Effect of y_w^* variation on u^*/U_0 ($\bar{y}_w=16 \text{ mm}$)

S を用いて整理し, u^* を U_0 で無次元化を行った結果を示す。また, 破線および一点鎖線は, それぞれ図5での $\bar{y}_w = 14, 18$ mm の際のデータを同様に整理した結果を示す。 u^* を U_0 で無次元化したことにより, いずれの U_0 および $\bar{y}_w$ の場合も, 低振動数での無次元流速振幅 u^*/U_0 が一致している。また, いずれの U_0 および $\bar{y}_w$ の場合も $S \cong 2$ から u^*/U_0 が増大していることがわかる。

すなわち, 流速振幅が増大し始める条件は $\bar{y}_w$ や U_0 に依存することなく Strouhal 数によって統一的に表されることが考えることができる。これは Strouhal 数が流れの特性時間と, 振動の特性時間の比であることから, 振動の特性時間が流れの特性時間と同程度のオーダー以下になると, 壁面速度の影響が現れ始めるということを意味している。

(a) Variation with y_w^* (b) Variation with U_0

Fig. 8 Concept of dimensionless velocity gradient $(u^*/U_0)/(y_w^*/\bar{y}_w)$

3・2・3 壁面振幅の影響 図7に, さまざまな壁面振幅 y_w^* に関して, $y = 12$ mm における u^*/U_0 の Strouhal 数による変化を示す。破線は $\omega = 0$ に対応する u^*/U_0 の値を示す。 y_w^* を変化させたいずれの場合においても, 低振動数での u^*/U_0 は, それぞれ対応する破線と一致している。また, いずれの y_w^* および U_0 の場合も $S \cong 2$ から u^*/U_0 が増大している。このことから, 流速の振動特性の変化は, 壁面振幅 y_w^* にも依存することなく, Strouhal 数により統一的に表されることがわかる。また, $S \cong 2$ 以下の低振動数領域に着目すると, y_w^* の減少に伴い u^*/U_0 が小さくなっていることがわかる。これは, 3・1・2 項で述べたとおり, 低振動数では, 壁面からの瞬間的な流速分布は定常状態とほぼ一致しているため, 流速は壁面の移動量すなわち y_w^* に対応した振幅で振動する。したがって, y_w^* が小さいほど無次元流速振幅 u^*/U_0 が小さくなっていると考えられる。

3・3 流速変動のメカニズム

3・3・1 無次元速度こう配 図7の縦軸 u^*/U_0 は y_w^* の値によって大きく異なる。そこで y_w^* の影響をも含んだ無次元数として, 無次元速度こう配 $(u^*/U_0)(y_w^*/\bar{y}_w)$ を考え, ここではまずこの無次元数の性質を検討する。この無次元速度こう配の値は, 速度こう配一定の流速分布が準定常的に変動する場合 y_w^* が変化しても変化しない。すなわち, 図8(a)に示したように速度こう配が一定である場合, y_w^* が2倍になるとそれに対応して u^* は2倍になるので, 無次

Fig. 9 Characteristics of wall stagnating flow near the oscillated wall ($\bar{y}_w = 16$ mm)

元速度こう配は変化しない。しかしながら、図2(b)に示すように実際の流速分布は壁面近傍ではほぼ一定とみなせるものの、壁面からある程度離れると速度こう配は徐々に小さくなり、その領域では y_w^* の増加に伴って無次元速度こう配は壁面近傍より小さい値となる。また、 U_0 が変化した場合に図8(b)に示すように速度分布が相似性を保つ場合には、この無次元速度こう配は U_0 に依存しない。本研究の場合、図7に示すように各 y_w^* に対して、 $S \cong 2$ 以下の領域で u^*/U_0 は U_0 に依存しておらず、このことから図8(b)の条件に当てはまることわかる。

3・3・2 流速変動のメカニズム 図9は図7の縦軸を、3・3・1項で述べた無次元速度こう配 $(u^*/U_0)/(y_w^*/\bar{y}_w)$ で整理した結果を示す。破線は図7の破線の値に対応する無次元速度こう配を示している。 $y_w^*=0.75$ mm 以下の三つの y_w^* の場合、無次元速度こう配の y_w^* による変化は小さく、実験精度と同程度となっており、 $S \cong 2$ 以下では U_0 および y_w^* にかかわらずほぼ一定とみなせる。他方、 $y_w^*=0.75$ mm 以下の三つの場合と比べ2倍以上に大きい振幅である $y_w^*=1.5$ mm の場合は、 $y_w^*=0.75$ mm 以下の場合より明らかに小さな値となっている。図2(b)に示すように、 $y_w^*=1.5$ mm で振動させた場合、測定点は破線の間を振動することになる。すなわち、 $y_w^*=1.5$ mm で振動させている場合は、測定点が壁面からある程度離れると速度こう配は徐々に小さくなり、その結果、無次元速度こう配は壁面近傍の速度こう配一定である領域内で振動している場合より小さい値となっていると思われる。

図9中の実線は、流速振幅 u^* と壁面速度 $dy_w/dt = \omega y_w^* \cos(\omega t)$ の振幅 ωy_w^* が等しい ($u^* = \omega y_w^*$) という条件を示している。 $S \cong 6$ 以上では、この実線に対応するような増加を見せており、流速が壁面速度の変動に対応した変動をしていることを意味している。このことより u^* が壁面速度の振幅 ωy_w^* の影響で増加していると考えられる。

これらのことより、流速変動の特性はそのメカニズムから三つの領域に分けることができる。 $S \cong 2$ 以下では u^* は ω によらず一定の値となっており、壁面位置の変化に伴い準定常的に変動する領域である。 $S \cong 2$ 以上では u^* が増大し始め、壁面位置の変化の影響に加え、壁面速度の影響が現れ始め、 $S \cong 6$ 付近まではこの二つの影響が互いに競合する形で、 u^* が著しく変化する遷移領域である。この遷移領域は、ちょうど破線と実線の交点、すなわち壁面位置の変化の影響と壁面速度の変化の影響がほぼ同程度となると考えら

れる領域に広がっている。 $S \cong 6$ 以上では、 u^* が壁面速度の振幅に対応して ω とともに増大し、壁面速度の変化の影響が支配的となって変動する領域である。

4. 結 論

本研究は、非燃焼時において、流れ方向に正弦振動する壁面近傍のよどみ流を対象とし、流速変動の特性について検討を加えたものである。特に、非定常な速度こう配を受ける火炎の研究において重要な意味を持つよどみ流線上の流速を、変動流速の振幅 u^* に着目して測定した。その結果を用いて、流速変動のメカニズムについて検討を行い、以下の結論を得た。

(1) 壁面の角振動数 ω 、ノズル出口中心での流速 U_0 、ノズルと壁面間の平均距離 $\bar{y}_w$ 、および壁面の振幅 y_w^* を変化させて実験を行った結果、本研究の範囲内では、流速変動のメカニズムは、Strouhal 数の $\bar{y}_w/U_0$ によって三つの領域に分類できる。すなわち、 ω によらず u^* が一定の値となり、壁面位置の変化に伴い流速が準定常的に変動する領域、 u^* が壁面速度の振幅に対応して ω とともに増大し、壁面速度の影響が支配的となって変動する領域、およびそれらの領域の間の二つの影響が競合する遷移領域である。

(2) ω によらず u^* が一定の値となり、壁面位置の変化に伴い流速が準定常的に変動する領域では、速度こう配が一定とみなせる壁面近傍においては、流速変動の振幅は、無次元速度こう配 $(u^*/U_0)/(y_w^*/\bar{y}_w)$ により整理することができ、その値は、 U_0 、 y_w^* によらず一定となる。

文 献

- (1) Pearlman, H. G., and Sohrab, S. H., *Combust. Sci. Tech.*, **105** (1995), 19-31.
- (2) 例えば, Im, H. G., Bechtold, J. K. and Law, C. K., *Combust. Flame*, **105** (1996), 358-372.
- (3) Petrov, C. A. and Ghoniem, A. F., *Combust. Flame*, **102** (1995), 401-417.
- (4) Hirasawa, T., Ueda, T., Matsuo, A. and Mizomoto, M., *The First Asia-Pacific Conference on Combustion*, (1997), 326-329.
- (5) 永田拓・林一也・宮村英美・千賀匡悟, 機論, **54**-505, B (1988), 2300-2307.
- (6) 永田拓・林一也, 機論, **54**-505, B (1988), 2308-2316.
- (7) Takemitsu, N. and Matunobu, Y., *J. Phys. Soc. Jpn*, **47**-4 (1979), 1347-1353.
- (8) Rott, N., *Q. Appl. Math.*, **13** (1955), 444-451.
- (9) 桃瀬一成・瀬戸川広人・浅見敏彦・細川敬延, 機論, **58**-555, B (1992), 3437-3444.
- (10) 一宮浩市・吉田裕, 第32回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1995-5), 389-390.
- (11) 一宮浩市・吉田裕, 第33回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1996-5), 389-390.