

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

凹み壁面に衝突するメタン噴流における火花点火安定性に関する LES 解析
LES Analysis on the Spark Ignitability of an Impinging Methane Jet on Cavity Wall川那辺 洋^{1*}・妹尾 隆志¹・近藤 千尋²・塩路 昌宏¹KAWANABE, Hiroshi^{1*}, SENOO, Takashi¹, KONDO, Chihiro², and SHIOJI, Masahiro¹¹ 京都大学大学院エネルギー科学研究科 〒606-8501 京都市左京区吉田本町
Kyoto University, Yoshida Hon'machi, Sakyo-ku, Kyoto, 606-8501, Japan² 滋賀県立大学工学部 〒522-8533 滋賀県彦根市八坂町 2500
The University of Shiga Prefecture, 2500, Hassaka-cho, Hikone-City, Shiga, 522-8533, Japan

2013年3月27日受付; 2013年6月19日受理 / Received 27 March, 2013; Accepted 19 June, 2013

Abstract : Flow and mixture formation of a methane jet with impingement on a cavity wall were calculated using a large eddy simulation (LES). The calculations were performed for varying wall shapes and the nozzle-to-wall distance. In addition, the spark ignitability is discussed based on the distributions of flow and fuel concentration. The result shows that flow and shear stress are suppressed and fuel concentration increases in the cavity and the flammable mixture is widely distributed. Furthermore, a distribution of the turbulent Karlovitz number Ka is estimated based on the velocity and equivalence ratio. When the mixture is spark-ignited at the point of $Ka < 50$, a stable combustion is achieved.

Key Words : Jet, Mixture formation, Large eddy simulation, Ignitability, Karlovitz number

1. はじめに

天然ガスを内燃機関の燃料として用いる際に、高出力・高効率化をめざして、筒内に直接噴射し火花点火する方式が注目されている[1-3]。このような機関では、圧縮行程において天然ガスを比較的高い圧力で噴射して混合気を形成するとともに、適当な時期に点火して燃焼を制御する。そのために、高圧で噴射された燃料が筒内でどのような混合気を形成するかが、点火安定性および燃焼過程に大きく影響する。筒内直接噴射方式を採用することによって、さらなる高効率化が見込まれる一方、噴流で形成される混合気への点火では安定な燃焼を確保するのが困難であり、運転条件が制限される等の問題が生じる。そこで、噴流内部に点火する場合の適切な燃焼制御の条件を見出す必要がある。

点火過程においては点火プラグ付近の流動と燃料濃度分布が重要であり、その詳細を調べる必要があるが、実機を用いた実験により明らかにするのは困難である。そこで、エンジン実機を用いた実験と併せて、定容容器を用いた噴流の点火・燃焼実験による基礎的な研究が行われている。その多くは噴射終了後の不均一混合気に点火するもの[4]、

あるいは比較的低速の噴流中への点火を試みたものである[5-6]。実際のエンジンにおいては、非常に短い時間で速やかに多量の混合気を形成し燃焼を行うことから、圧縮雰囲気中に高圧で燃料を噴射し適切に点火することが必要となる。たとえば、高圧噴射にブラフボディ[7]あるいは凹み壁面[8]を組み合わせることによって、条件を選べば安定した点火が可能である。さらに、噴流内部の燃料濃度を、レーザー誘起蛍光法を用いて計測し、可燃範囲となった混合気に点火することが重要であることが示されている[9]。しかし、点火時に形成される混合気分布と流動が燃焼過程に及ぼす影響については十分明らかとは言えない。

このような噴流中における点火の安定性を解明するためには、燃料噴射により形成される非定常噴流の混合気形成について理解を深め、可燃混合気の形成状況を把握するとともに、非定常に変化する流動の詳細を捉える必要がある。それにより、種々の条件における点火の可能性のみならず、効果的な点火・燃焼を行う上での点火位置など、設計指針の提示および新たな噴射条件の提案を行うことができる。そのためには実験的手法に加えて数値流体力学的手法を用いることが有効であり、とくに噴流内における非定常な乱流挙動により生じる不均一な濃度分布を捉えることのできるラージエディシミュレーション (LES) による解析が適す

* Corresponding author. E-mail: kawanabe@energy.kyoto-u.ac.jp

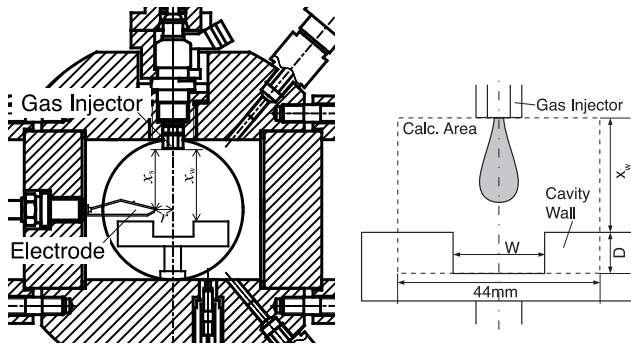


Fig.1 Schematic of calculation area

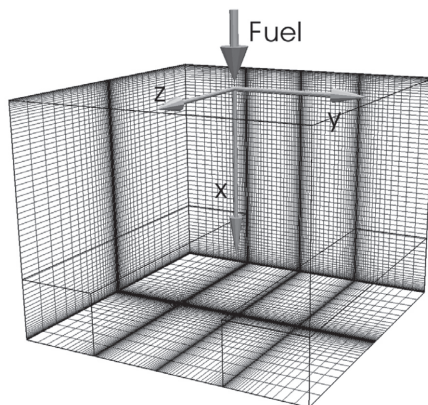


Fig.2 Grid system for calculation

ると考えられる。

そこで本研究では、エンジン筒内を想定した高圧雰囲気中に、臨界圧力を超える噴射圧力でメタン燃料を噴射し、凹み壁面へ衝突した際の流動および混合気形成過程を対象に LES を用いて解析する。とくに、可燃混合気の分布を明らかにするとともに局所的な混合気濃度および流速より、安定点火条件を評価する。

2. 計算対象および方法

2.1. 計算対象

ここでは、既報の実験[8,9]と同様の条件におけるメタン噴流の発達過程を LES により解析する。図1に計算対象とした実験装置と計算領域の概略を示す。ノズルと衝突壁面の距離および奥行きは、燃焼実験に用いた容器内の状況に合わせて決定する。ただし、計算領域の幅については、混合気が主に凹み内に形成され、容器幅方向には大きく拡がらないことから、実験容器よりも狭く設定して計算負荷の低減を図った。計算格子は図2に示すように約 2.6×10^6 点の3次元直交不等間隔格子で、衝突壁面付近およびノズル中心軸に垂直な断面において最も密になるように配置する。また、ノズルから壁上部までの距離を x_w 、凹み幅を W 、深さを D とする。表1は計算条件であり、筆者らが行った燃焼実験[8]における条件を考慮して、雰囲気は圧力 $p_a = 1$

Table 1 Calculation conditions

| | |
|--|-------------------------------------|
| Ambient Pres.: p_a [MPa] | 1.0 |
| Ambient Temp.: T_a [K] | 300 |
| Nozzle Diam.: d_0 [mm] | 0.4 |
| Inj. Pres.: p_j [MPa] | 8 |
| Wall Position: x_w [mm] | 15, 25 |
| Wall Shape: Wall (W, D) [mm] | Wall (20, 9), Wall (20, 3.5) |
| Calc. Region: ($x \times y \times z$) [mm] | (18.5 × 44 × 44) ~ (34 × 44 × 44) |
| Grid Number: ($n_x \times n_y \times n_z$) | (102 × 207 × 99) ~ (143 × 207 × 99) |

MPa, 温度 $T_a = 300$ K の空気とする。燃料にはメタンを仮定し、直径 $d_0 = 0.4$ mm のノズルより圧力 $p_j = 8$ MPa で噴射する。また、 x_w および D については表1に示すような2種類を設定し、計算領域および格子は条件に対応させて変更する。なお、噴射ノズルを原点とし、噴流軸方向に x 、噴流半径方向に y, z 軸として空間位置を指定する。

臨界圧以上で噴射を行う場合、ノズル出口近傍には大きな圧力勾配が存在するため、仮想ノズルの考え方[10]により流入境界分布を与えることとする。こうすることによって、非圧縮計算により高圧気体噴射の計算を行うことができる。ここでは、ノズル出口において急速に雰囲気圧力まで断熱膨張すると仮定し、雰囲気圧力と等しくなった位置における噴流の見かけの直径を仮想ノズル径 d_n とする。 d_n は噴射圧力 p_j 、雰囲気圧力 p_a およびノズル径 d_0 を用いて次式で表される。

$$d_n = d_0 \sqrt{C_d \frac{p_j}{p_a} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} \quad (1)$$

ここで、 γ は燃料の比熱比、 C_d は流量係数であり、 $C_d = 0.86$ [10] とする。また、仮想ノズル面における流速 u_n は雰囲気条件における音速 ($u_n = 451.1$ m/s) であり、仮想ノズル面より下流を解析の対象とする。なお、比較のために行った臨界圧力を超えない噴射の条件では、ノズルにおいて等エン트로ピ流れを仮定し、次式によりノズル出口速度を決定する。なお、 ρ_0 は圧力 p_j における燃料の密度である。

$$u = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_j}{\rho_0} \left\{ 1 - \left(\frac{p_a}{p_j} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right\}} \quad (2)$$

2.2. 計算方法

本研究では、密度加重平均に基づいた非圧縮の運動量保存式および質量分率の保存式を基礎として、LESにより噴流内の混合過程を計算する。運動量保存式に現れるサブグリッドスケール (SGS) レイノルズ応力には Smagorinsky モデルを用いて、Smagorinsky 定数 C_s は 0.11 とし、また質量分率の輸送式中の SGS スカラー流束は勾配拡散モデルにより与え、乱流シュミット数は 1 とする[11]。運動量輸送式の対流・拡散項は 2 次精度中心差分で離散化し、スカ

ラー輸送式の対流項には QUICK 法を用いる. 時間積分には 3 次精度 Adams-Bashforth 法を用いるとともに, 圧力解法には HSMAC 法を適用した. 側方境界についてはすべり壁条件を与えると同時に, 凹み壁面境界付近の格子は密に配置するとともに計算機負荷の低減を考慮し, 次式で示す Lilly の減衰関数[12]を用いて SGS 粘性が壁間際で小さくなるように, 有効粘性係数を定める際のフィルタ幅 Δ_f を次式で補正した.

$$\Delta_f = \min(\kappa_l y_w, \Delta) \quad (3)$$

ここで, $\kappa_l = 0.42$, y_w は壁からの距離, Δ は計算格子の大きさから決まるフィルタ幅である.

3. 計算結果および考察

3.1. 流動および混合気形成

以上の方法に基づき, 高压に保たれた定容容器中に単孔ノズルを用いてメタンを噴射した際に形成される噴流について計算を行った. 図 3 にグリッド平均速度 $\tilde{\mathbf{u}}$, 混合分率

f およびせん断の大きさ $|\tilde{\mathcal{S}}|$ の空間分布を種々の噴射開始からの時刻 t について示す. なお, 凹みの形状は $W = 20$ mm, $D = 9$ mm であり, 以下 Wall (20, 9) と表示する. これによると, 噴流が周囲空気を巻き込みながら発達し, 壁面に衝突した後, 混合気が巻き上がる様子が計算されている. とくに $t = 5.0$ ms では壁に沿って巻き上がった混合気が再度噴流にエントレインされ, $f = 0.1$ 付近の混合気が壁面に沿って形成されることが分かる.

ここで, 計算された結果の妥当性について検討するために, 計算で得られた燃料濃度分布を, レーザ誘起蛍光法 (LIF) による燃料濃度の計測結果およびシャドウグラフによる可視画像と比較する. 図 4 はその結果であり, 図 3 と同じ条件について (a) $t = 3$ ms および (b) $t = 10$ ms の分布を示す. (a) における結果ではノズル付近における噴流の広がり角や凹み内部が混合気で満たされている様子が計算でよく表されている. また, (b) の LIF により計測した燃料質量分率と比較すると, 計算結果の方がやや値が大きい箇所もあるが, いずれの結果もおおむね一致しており, 計算が実験を精度良く表現できていることが分かる.

さらに, 壁面との距離 x_w および壁面の深さ D を変更し

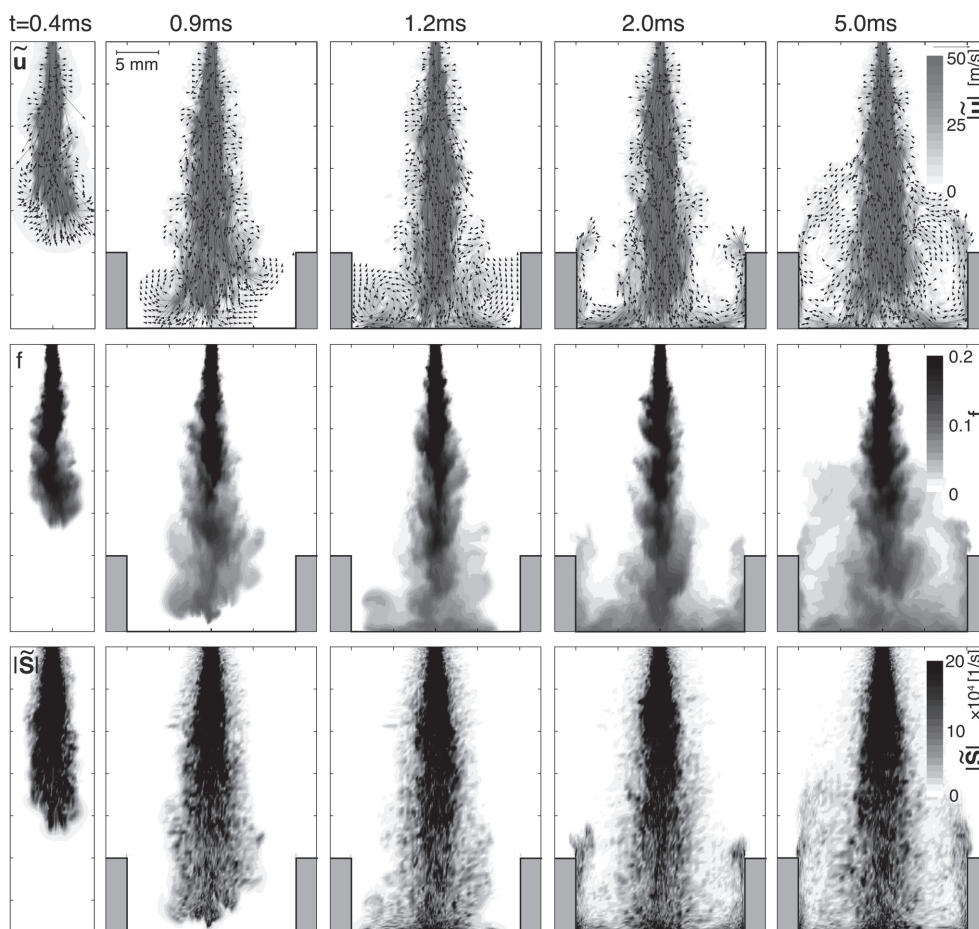


Fig.3 Change of distributions of velocity vector $\tilde{\mathbf{u}}$, mixture fraction f and local stress $|\tilde{\mathcal{S}}|$

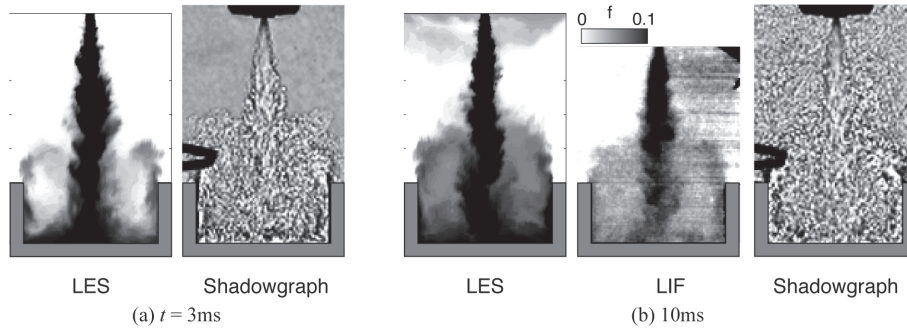


Fig.4 Comparison between calculation and visualization image

た際の流動および混合気分布について検討した。図5はその結果であり、(a) Wall (20, 9), $x_w = 25$ mm の標準とした条件に対して壁面を近づけた (b) Wall (20, 9), $x_w = 15$ mm および凹みを浅くした (c) Wall (20, 3.5), $x_w = 25$ mm について、 $t = 5$ ms における \tilde{u} , f および $|\tilde{S}|$ の x - y 平面分布を示す。いずれの条件においても噴流先端が壁面に衝突し、巻き上がるとともに噴流に再びエントレインされる様子が計算されている。ここで、形成される渦流について (b) の壁面を近づけた条件では渦の大きさはほとんど変わらないが、凹みを浅くした (c) では形成される渦はやや小さい。これは (a) ~ (c) すべての条件において、凹み壁面上部から約 10 mm 上方において衝突後の流体が噴流へ再導入されるためである。また、衝突よどみ点近傍の f の値はノズルからの距離が増すに従って小さくなる。(c) は形成される渦がコンパクトでかつ壁近傍の f が高いために凹み内部の平均的な f の値は (a), (b) に比べてやや大きくなる。

ここで、筆者らが行った点火燃焼実験の結果[8]では、噴射開始からの時刻 $t = 5$ ms から 15 ms において、凹み壁面の縁で点火した際に、失火せずに燃焼することが示されている。このことを考察するために、図6に $t = 5$ ms, 7 ms, 10 ms および 15 ms における燃料質量分率 f , 速度の大きさ $|\tilde{u}|$ およびせん断の大きさ $|\tilde{S}|$ の軸上断面分布を示す。なお、壁面は Wall (20, 9), $x_w = 25$ mm の条件である。これによると、 t によって $|\tilde{u}|$ および $|\tilde{S}|$ の分布にほとんど変化は見られず、この時刻では流動はほぼ準定常となっていることが分かる。一方、 f の分布では、噴射により供給された燃料が渦中に滞留し、凹み下部から徐々に燃料濃度が高くなっていく。すなわち、凹み壁面への衝突噴流によって、 $|\tilde{u}|$ および $|\tilde{S}|$ の比較的低い領域において f を大きくすることができる。

このような凹み壁面衝突噴流に火花点火し、安定して燃焼させるためには、少なくとも点火位置において混合気濃

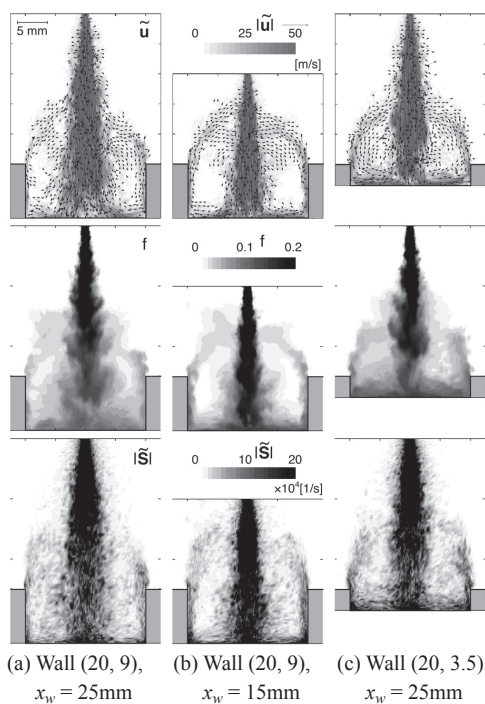


Fig.5 Effects of wall shape and distance

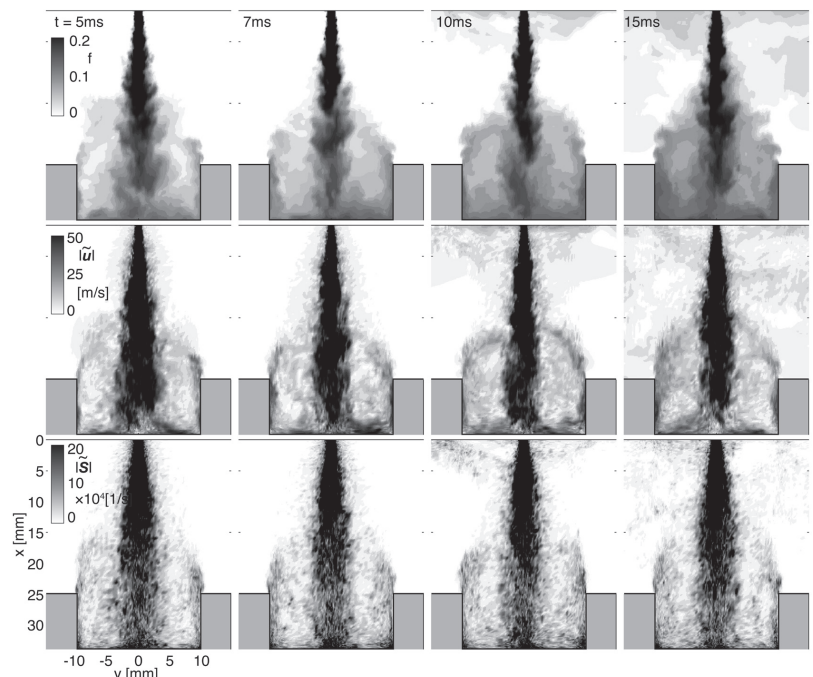


Fig.6 Distributions of f , \tilde{u} and $|\tilde{S}|$

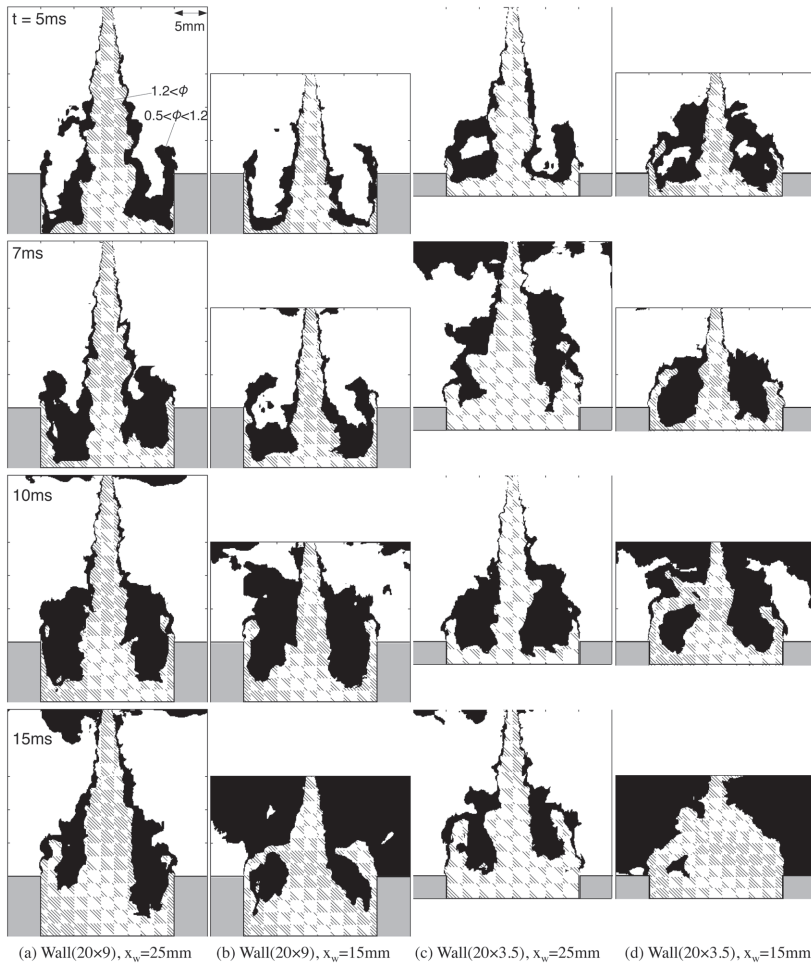


Fig.7 Distributions of flammable mixture for various wall conditions

度が可燃範囲内にあることが必要である。そこで、ここではまず可燃混合気の分布について検討する。図7は $0.5 < \phi < 1.2$ を可燃範囲[13]とした際の可燃混合気の分布であり、Wall (20, 9) および Wall (20, 3.5) について x_w を変更した際の x - y 断面を示す。なお、時刻は $t = 5 \text{ ms}$, 7 ms , 10 ms および 15 ms であり、図中黒塗りで示した領域が可燃混合気、ハッチングで示した領域が過濃混合気である。いずれの条件においても、可燃混合気は凹み底部から徐々に形成され、ある程度の時刻になると渦内部に広く可燃混合気が分布する。これにより、凹み上部に張り出した渦中で点火することで、火炎核は渦に巻き込まれ、そこに滞留した可燃混合気に着火、燃焼に至ると考えられる。(c)の浅い凹み壁面の条件では、より早い時刻に可燃混合気が凹み壁面上部の縁まで形成され、実験において早期の点火が可能となったことに対応している。(d)の狭い x_w と浅い凹み壁面を組み合わせた条件では、 $t = 10 \text{ ms}$ 以降では渦内部の混合気は過濃となり、渦外部に拡散した混合気が可燃範囲となる。これは燃焼実験において同条件では、火炎核が渦内部に巻き込まれた場合は失火し、渦外部に流された場合は燃焼に至るという結果を良く説明できる。以上の結果より、凹み壁

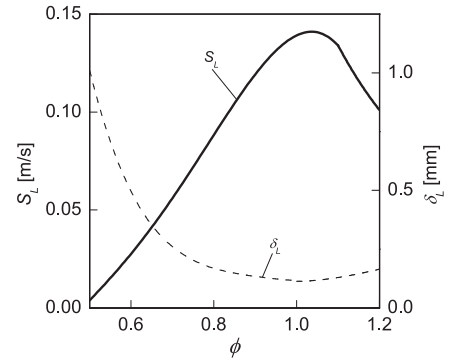


Fig.8 Changes of S_L and δ_L against ϕ

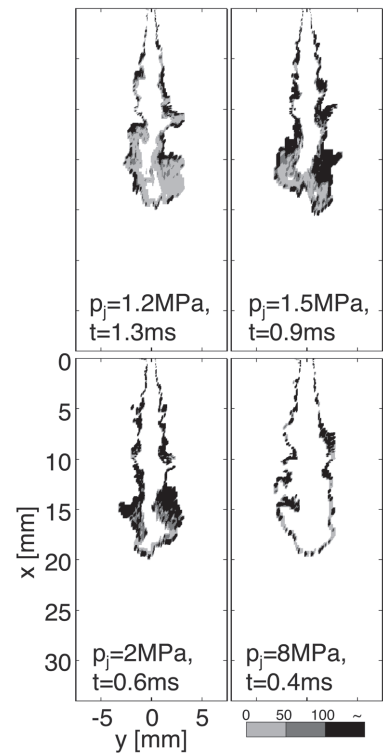
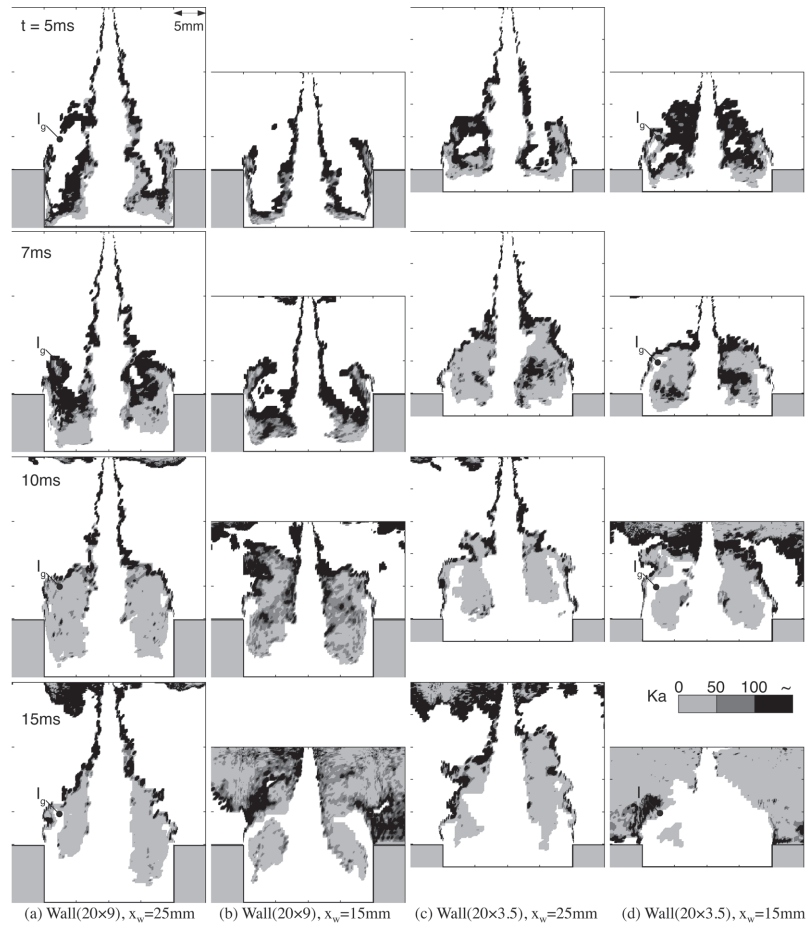


Fig.9 Distributions of Ka for free jets

面衝突によって、凹み内に形成される渦中では歪み速度 $|\bar{S}|$ が十分に抑制され、なおかつ広範囲に可燃混合気が形成されることにより、点火安定性が向上しているといえる。

3.2. 点火安定性評価

流動を伴った混合気を火花点火した際に安定して燃焼が進行するかどうかは、点火位置における混合気濃度と流動によって決まる。すなわち、火炎の発達には局所的な燃焼速度と速度勾配による火炎伸張によって決まると考えられる。そこで、ここでは乱流 Karlovitz 数 Ka による評価を試みる。一般に乱流 Karlovitz 数は乱流中における予混合火炎の消炎限界を記述するのに用いられ、化学反応の特性時間と乱流の特性時間の比で与えられる。ここでは、点火直後の初期火炎核から火炎が発達するかどうかの限界が同様の

Fig.10 Distributions of Ka for various wall conditions

消炎と同様の現象によって決まると考える。ここで、 Ka は層流燃焼速度 S_L および火炎厚さ δ_L を用いて次の式によって定義される。

$$Ka = \frac{\delta_L}{S_L} \frac{1}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dt} \approx \frac{\delta_L/S_L}{\lambda_g/\sqrt{u'^2}} \quad (4)$$

ここで、 Λ は火炎面領域、 λ_g はテイラーのマイクロスケール、 $\sqrt{u'^2}$ は速度の変動強度である。ここでは、LES で得られる諸量に基づいて Ka を求めることとする。まず、等方性乱流を仮定すると、 $\sqrt{u'^2}$ と λ_g の比の 2 乗は変動エネルギーの散逸率 $\bar{\epsilon}$ および動粘性係数 ν を用いて次のように書ける。

$$\frac{\overline{u'^2}}{\lambda_g^2} = \frac{\bar{\epsilon}}{15\nu} \quad (5)$$

LES において、十分レイノルズ数が高く、LES のフィルタ幅 Δ が乱流の微細スケールに比べて十分に大きい場合、グリッドスケールの変動エネルギー散逸率 $\bar{\epsilon}_{GS}$ は無視でき、ほぼ全ての乱流エネルギー散逸は SGS 成分 $\bar{\epsilon}_{SGS}$ が担う。すなわち、スケール分離が成り立つと仮定できる。

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_{GS} + \bar{\epsilon}_{SGS} \approx \bar{\epsilon}_{SGS} \quad (6)$$

さらに、局所平衡を仮定すると、 $\bar{\epsilon}_{SGS}$ は Smagorinsky モデルを用いて、

$$\bar{\epsilon}_{SGS} = (C_S \Delta)^2 |\bar{S}|^3 \quad (7)$$

ただし、 C_S は Smagorinsky 定数であり、式 (4) に式 (5)~(7) を代入して LES における乱流 Karlovitz 数は以下の様に求めることができる。

$$Ka = \frac{\delta_L}{S_L} \frac{C_S \Delta |\bar{S}|^{3/2}}{\sqrt{15\nu}} \quad (8)$$

S_L および δ_L は温度、圧力および当量比によって変化するが、ここでは CHEMKIN Ver.3.7 の PREMIX に GRI-Mech3.0 を適用して求めた。すなわち、実験条件に合わせて $p = 1.0$ MPa、 $T = 300$ K として得られた火炎伝播速度を S_L とし、温度分布を直線近似して火炎帯厚さ δ_L を求めた。図 8 は本計算で用いた S_L および δ_L の当量比変化である。

はじめに、図 9 に噴射圧力を $p_j = 1.2$ MPa から 8 MPa まで変化した際の自由噴流について、噴流先端が 20 mm に達した時の可燃混合気中の Ka の分布を示す。なお、計算はすべて非燃焼条件であるので、ここでの Ka はその場所

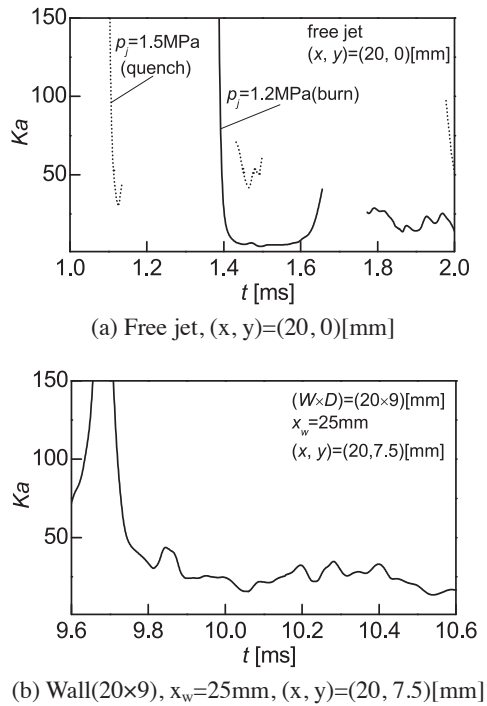


Fig. 11 Temporal change of Ka

に火花が形成されたと仮定したときの値を示す。また、対応する条件での実験では $x = 20 \text{ mm}$ で噴流先端に点火した際、火花が広がったのは $p_j = 1.2 \text{ MPa}$ のみであった。図 9 によると、噴射圧力の高い $p_j = 8 \text{ MPa}$ の条件では可燃混合気は噴流外縁に薄く形成されるのみであり、安定した火花は困難であると考えられる。一方、噴射圧力が比較的低い $p_j = 1.2 \text{ MPa}$, 1.5 MPa および 2 MPa の条件においても、可燃混合気は噴流外縁に層状に形成されているが、 $p_j = 8 \text{ MPa}$ と比べて幅が広い。また、実験において火花できた $p_j = 1.2 \text{ MPa}$ の条件と、失火した $p_j = 1.5 \text{ MPa}$ の条件での可燃混合気の分布は同程度であるが、可燃混合気中の Ka は、 $p_j = 1.2 \text{ MPa}$ ではおよそ 50 以下であるのに対して、 $p_j = 1.5 \text{ MPa}$ では広い領域で 50 を越える。すなわち、この条件では、可燃範囲でかつ Ka が 50 以下となるような混合気に火花した際に、安定した燃焼が実現しており、 Ka が火花点火安定性に対応していることが示唆される。

つぎに、壁面衝突噴流における Ka の分布を検討する。図 10 に、図 7 に対応した種々のノズル壁面距離および凹み形状での壁面衝突噴流における、可燃混合気中の Ka の分布を示す。いずれの条件においても、時間が進むにつれて、凹み内に形成された渦によって可燃となる領域が広がるのと同時に、渦の中心付近では Ka が比較的低い値に抑えられていることが分かる。これより、この領域では安定した火花ができる可能性がある。一方、噴流が対向壁に衝突した直後では、可燃混合気が形成されているものの Ka は大きく、実験においてもこの条件では安定した火花燃焼ができなかった。

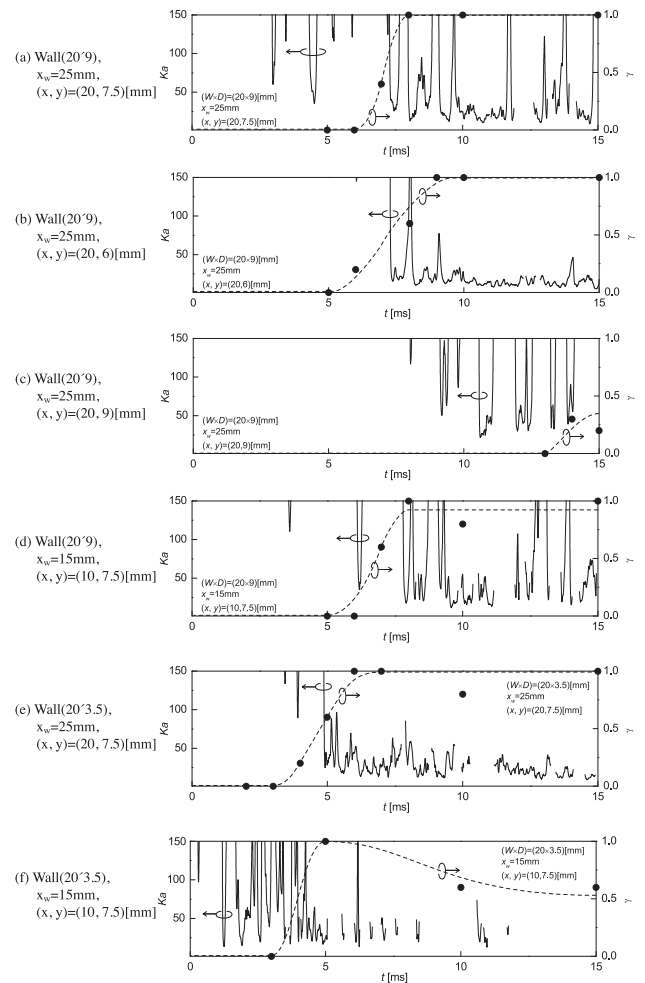


Fig. 12 Relation between Ka and γ

燃焼実験で火花栓を配置した位置 (x, y) における Ka の時間変化を調べた。図 11 は自由噴流および壁面衝突噴流の結果であり、当量比が可燃範囲内についてのみ表示する。(a) の自由噴流において、噴流先端では Ka が高く、その後は噴流の内部になるので Ka は急激に減少する。しかし、さらに時間が進むと噴流のコア付近となって濃度が上昇するために、可燃限界を越える。さらに、 $p_j = 1.2 \text{ MPa}$ と 1.5 MPa を比較すると、 $p_j = 1.2 \text{ MPa}$ では Ka の最小値が小さく、その値が比較的高い時間保持される。すなわち、火花による安定した燃焼を得るためには火花位置における混合気が可燃範囲内にあつて、かつ低い Ka が一定の期間持続することが必要である。(b) の壁面衝突噴流では、火花位置は凹み内に形成された渦の中にあり、その周辺の Ka は長時間にわたって低い値となるために、安定した火花ができると考えられる。

図 12 に、壁面衝突噴流において壁形状、距離および火花位置を変更した際の、火花位置での Ka の時間変化を示す。(a)~(c) は標準の壁形状であり、(a) は噴流軸からの距離 $y = 7.5 \text{ mm}$, (b) はそれよりも渦の中心よりの $y = 6 \text{ mm}$, (c) は渦の外縁付近の $y = 9 \text{ mm}$ における結果である。(d)~

(f) は、点火位置を $y = 7.5 \text{ mm}$ とし、(d) は壁距離を近づけた条件、(e) は凹みの浅い壁を用いた場合、(f) は浅い凹みの壁を近づけた条件である。また、図中には燃焼実験において各点火時期で複数回点火した際に燃焼に至った確率 γ を、黒丸と破線で併せて示す。いずれの条件でも、噴射直後は Ka が高い値となり、その後大きな変動を伴って減少する。また、 Ka が減少する時期と γ が増大する時期はほぼ一致することが分かる。さらに、これらの条件では Ka が 50 以下の低い値で保持される時刻では、おおそ $\gamma = 1$ となる。点火位置が渦の外縁となる (c) では、時間がたっても Ka は高いままであり、 γ も小さい。これに対して、(a) および (b) では (c) に比べて Ka はより低い値に抑えられており、点火安定性は高い。同様に (e) の浅い凹みの条件でも Ka は特に低く抑えられており、高い点火安定性が期待できる。以上の結果より、点火位置の乱流 Karlovitz 数によって点火安定性が記述できる可能性があり、この方法ではおよそ $Ka = 50$ 程度より小さな値の場合に点火安定性が増すことが分かった。ただし、このような閾値自体は Ka を計算する際の火炎面厚さ δ_L の定義によっても変化し、また点火エネルギーによっても変化する可能性がある。この点についてはさらなる検討が必要である。

4. まとめ

以上、エンジン筒内を想定した高圧雰囲気中に、臨界圧力を超える噴射圧力でメタン燃料を噴射し、凹み壁面へ衝突した際の流動および混合気形成過程を対象に LES 計算にもとづいて解析を行った。とくに、可燃混合気の分布を明らかにするとともに局所的な混合気濃度および流速より、安定点火条件を評価し、以下の知見を得た。

- (1) 凹み壁面への衝突噴流によって、流速および歪み速度の比較的低い領域において燃料濃度を高くすることができる。
- (2) 凹み内に形成される渦中では歪み速度が十分に抑制され、なおかつ広範囲に可燃混合気が形成されることに

より、点火安定性が向上する。

- (3) LES の結果に基づいて Ka 数を合理的に推定できる。
- (4) 自由噴流および壁面衝突噴流のいずれにおいても、ここで定義した Ka が 50 以下程度となる領域において点火を行えば、安定して燃焼が実現する可能性がある。また、 Ka が大きくなるに従って点火燃焼の確率が減少する。

References

1. 石山, 塩路, 田中, 奥村, 自動車技術会論文集, Vol.33, No.4: 39-44 (2002).
2. Honjo, F., et al., Proc. of World NGV2002, CD-ROM: (2002).
3. 谷口, 塚崎, 安田, 自動車技術会論文集, Vol.36, No.6: 31-37 (2005).
4. Mohammadi, A., Shioji, M., Matsui, Y. and Kajiwara, R., *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 130: 062801-1-7 (2008).
5. 木戸口, 佐藤, 馬野, 三輪, 自動車技術会論文集, Vol.36, No.1: 15-20 (2005).
6. 木戸口, 中村, 中島, 福井, 三輪, 日本機械学会論文集 B, 74-743: 1655-1661 (2007).
7. 塩路, 佐々木, 菅沼, 自動車技術会論文集, Vol. 40, No. 1: 147-152 (2009).
8. 妹尾, 佐々木, 塩路, 第 20 回内燃機関シンポジウム 15, 20090089: 85-90 (2009).
9. 妹尾, 小坂, 川那辺, 塩路, 自動車技術会 学術講演会前刷集, No. 109-10: 13-16 (2010).
10. Birch, A. D., et al, *Combustion Science and Technology*, 36: 249-261 (1984).
11. Kawanabe, H., Kawasaki, K., Seno, T., Kondo, C. and Shioji, M., *Heat Transfer Asian Research*, 36-5: 303-313 (2007).
12. Lilly, D. K., NCAR manuscript, No. 123 (1966).
13. 北川, 自動車技術会論文集, Vol. 37, No. 1: 7-12 (2006).