予混合火炎の火炎速度に及ぼす固有不安定性の影響*1

The Influence of Intrinsic Instability on the Flame Velocity of Premixed Flames

門 脇 敏*2

Satoshi KADOWAKI

Key Words : Combustion, Simulation, Flame Velocity, Intrinsic Instability

Abstract : The influence of intrinsic instability on the flame velocity is studied by two- and three-dimensional, unsteady calculations of reactive flows, which are based on the compressible Navier-Stokes equation. We consider three basic types of phenomena which are responsible for the intrinsic instability of premixed flames, i.e., the hydrodynamic, diffusive-thermal, and body-force effects. As intrinsic instability becomes stronger, the flame velocity of cellular flames is increased. The increment in flame velocity of three-dimensional flames is about twice that of two-dimensional flames. When the Lewis number is unity, the flame velocity is almost proportional to the flame-surface area. When the Lewis number is lower than unity, on the other hand, the increment in flame velocity is larger than that in flame-surface area. The reason is that the increase in local consumption rate of the unburned gas at a convex flame front with respect to the unburned gas exceeds the decrease at a concave flame front.

1. はじめに

低速で伝播する予混合火炎、例えば水素/空気、炭化水素/空気予混合火炎では、火炎自身による不安定性、つまり固有不安定性が生じる。この固有不安定性を引き起こす要因の中で特に重要なものが、流体力学的効果、拡散・熱的效果、外力効果である¹⁻³⁾。流体力学的効果は、火炎面を通しての気体の熱膨張により生じ、火炎の不安定化に寄与する^{4,5)}。この効果は、予混合火炎を不安定にする種々の要因の中で、最も本質的なものである。なぜなら、燃焼反応では発熱を伴うので、気体の熱膨張が常に生じているからである。したがって、流体力学的効果を考慮せずに、予混合火炎の不安定性を議論することはできない。流体力学的効果と共に重要な要因である拡散・熱的效果は、物質拡散と熱伝導との選択拡散により生じる⁶⁻⁸⁾。この効果は、不足成分のルイス数が1より小さいとき火炎を不安定化させ、ルイス数が1より大きいとき火炎を安定化させる。空気より軽い(重い)燃料において、空気(燃料)過剰予混合気でセル状火炎が観察されるが、これは主に拡散・熱的效果によるものである。第三の要因である外力効果は、密度の違う流体が上下に存在するときに生じる。火炎面を通して気体の密度が大きく変化するので、この効果は地球上の全ての火炎の不安定性に影響を及ぼす。上方へ伝播する火炎は、外力効果により不安定化され、下方へ伝播する火炎は安定化される⁹⁻¹¹⁾。

上で述べた効果により、つまり火炎の固有不安定性によ

り、平面火炎上の微小擾乱が発達して、セル状の火炎面が形成される。火炎面がセル状になることにより、その面積は増加し、火炎速度は大きくなる。しかし、火炎速度の増加が、火炎面面積の増加のみによるとは限らない。例えば、乱流予混合火炎では、不足成分のルイス数が1より小さいとき、火炎速度の増分は火炎面面積の増分より大きくなる¹²⁻¹⁴⁾。同様の現象がセル状火炎においても生じることは、容易に想像される。

著者はこれまでに、圧縮性ナビエ・ストークス方程式を用いて、二次元非定常反応流れの数値解析を行い、セル状火炎の火炎速度に及ぼす拡散・熱的效果を調べた¹⁵⁾。そして、ルイス数が1のとき、火炎速度の増分は火炎面面積の増分と等しくなり、ルイス数が1より小さいとき、前者の増分は後者の増分より大きくなることを示した。しかし、前報の数値解析は二次元火炎のみに関するものであり、三次元火炎は取り扱われていない。また、流体力学的効果や外力効果の影響については、詳細に調べられていない。そこで本研究では、二次元および三次元予混合火炎の計算を行い、セル状火炎の火炎速度に及ぼす固有不安定性の影響を調べる。そして、セル状火炎の火炎速度と火炎面面積との関係を求める。

2. 支配方程式

二次元および三次元の非定常反応流れを考える。化学反応は一段不可逆の発熱反応であり、反応速度はアレニウスの法則に従うものとする。未燃ガスと既燃ガスは同じ分子量、同じルイス数を持ち、理想気体の状態方程式を満たすものとする。輸送係数と比熱は全領域で一定であるとする。ソレ効果、デュフォ効果、圧力勾配拡散、体積粘性、

*1 平成11年12月9日、第37回燃焼シンポジウムにおいて発表。
平成11年12月16日原稿受理

*2 名古屋工業大学機械工学科

および放射熱流束は無視する。また、外力は主流方向のみに作用するものとする。固有不安定性の最も本質的な要因である、流体力学的効果を考慮するため、支配方程式として圧縮性ナビエ・ストークス方程式を用いる。このとき、エネルギー方程式における粘性項と外力項は無視する。なぜなら、それらの項のエネルギー方程式への寄与が、本問題では無視できるほど小さいからである。座標はデカルト座標を用い、主流方向を x 方向に、火炎の接線方向を y, z 方向にとる。支配方程式は、代表長さ（火炎の予熱域厚さ＝熱拡散率/燃焼速度）、代表速度（火炎の燃焼速度）、および未燃ガスの密度を用いて無次元化する。

無次元化された支配方程式は、保存形で書くと以下のようになる。

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = \mathbf{S} \quad (1)$$

ベクトル $\mathbf{U}, \mathbf{F}, \mathbf{G}, \mathbf{H}, \mathbf{S}$ は、以下のように与えられる。

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \\ \rho Y \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + \frac{p}{\gamma M_0^2} - Pr \left(\frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \rho uv - Pr \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \rho uw - Pr \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ (e+p)u - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial T}{\partial x} \\ \rho Yu - \frac{1}{Le} \frac{\partial Y}{\partial x} \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv - Pr \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \rho v^2 + \frac{p}{\gamma M_0^2} - Pr \left(\frac{4}{3} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \rho vw - Pr \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ (e+p)v - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial T}{\partial y} \\ \rho Yv - \frac{1}{Le} \frac{\partial Y}{\partial y} \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw - Pr \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ \rho vw - Pr \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \rho w^2 + \frac{p}{\gamma M_0^2} - Pr \left(\frac{4}{3} \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ (e+p)w - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial T}{\partial z} \\ \rho Yw - \frac{1}{Le} \frac{\partial Y}{\partial z} \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ G\rho \\ 0 \\ 0 \\ QB\rho Y \exp(-E/T) \\ -B\rho Y \exp(-E/T) \end{bmatrix}$$

ここで、 ρ は密度、 u, v, w は速度の x, y, z 方向成分、 e は単位体積あたりの全エネルギー（内部エネルギー＋運動エネルギー）、 Y は未燃ガスの質量分率、 p は圧力、 T は温度、 γ は比熱比、 M_0 は燃焼速度のマッハ数、 Pr はプラントル数、 Le はルイス数、 G は加速度、 Q は発熱量、 B は頻度因子、 E は活性化エネルギーである。また、状態方程式は以下ようになる。

$$p = \rho T \quad (2)$$

3. 計算手法

燃焼速度が 0.83 m/s の予混合気を想定する。このと

第1図 二次元火炎の時間毎の火炎面形状 ($Le=1.0$, $T_i=7.0$, $G=0.0$, $\lambda_0=34.2$, $A_0=1.6$, $t=0, 5, 10, \dots, 50$)

第2図 二次元火炎の時間毎の火炎面形状 ($Le=0.8$, $T_i=7.0$, $G=0.0$, $\lambda_0=17.4$, $A_0=1.6$, $t=0, 5, 10, \dots, 50$)

き、燃焼速度が気体の音速に比べ充分小さいので ($M_0 = 2.1 \times 10^{-3}$), 燃焼速度を変えて計算を行っても、得られる結果 (無次元化された計算結果) は殆ど変わらない. 支配方程式中の無次元パラメーターは, $\gamma = 1.4$, $Pr = 1.0$, $E = 70$ とする. 断熱火炎温度は, $T_f = 5.0 \sim 9.0$ とし, ルイス数は, $Le = 0.5 \sim 1.0 (\leq 1)$ とする. また, 加速度は, $G = -0.6 \sim 1.5$ とする. なお, 火炎が上方 (下方) へ伝播するとき, G は正 (負) である. 発熱量は断熱火炎温度が設定した値になるように定め, 頻度因子は平面火炎の火炎速度が燃焼速度と等しくなるように定める.

定在平面火炎に y, z 方向に周期的な擾乱を加え, それを初期値として計算を行う. 二次元火炎のときは, 正弦波の擾乱

$$A_0 \sin(2\pi y/\lambda_y) \quad (3)$$

三次元火炎のときは, 六角形型の擾乱¹⁶⁾

$$A_0 [\sin(2\pi y/\lambda_y) \sin(2\pi z/\lambda_z) - \cos(4\pi z/\lambda_z)/2] \quad (4)$$

を加える. ここで, A_0 は擾乱の初期振幅, λ_y, λ_z は擾乱の y, z 方向の波長である. 擾乱の波長は特性波長 (増幅率が最大になる波長) と一致させる. なぜなら, セル状火炎のセルの間隔が特性波長と等しくなるからである¹⁷⁾.

火炎の上流側と下流側の境界では, 各々の物理量の x 方向の勾配を 0 とする. 上流側の境界の流入速度のみは, 火炎面が大きく前後に移動しないようにするため, 燃焼速度と一致させる. また, y, z 方向の境界の物理量は, 周期条件を用いて与える.

計算スキームとしては, 時間と空間に対して二次精度である陽的マッコーマック法¹⁸⁾を採用する. 計算領域は, x 方向に火炎の予熱域厚さの 160 倍, y, z 方向に擾乱の一波長分とする. そして, x 方向に不等間隔 (最小間隔: 予熱域厚さの 1/5) の格子を, y, z 方向に等間隔の格子を用いる. 格子数は, 二次元火炎のとき 341×65 , 三次元火炎のとき $261 \times 31 \times 53$ とする. また, 時間ステップは, CFL 条件を満たすように設定する.

4. 結果と考察

初めに, 火炎速度に及ぼす拡散・熱的效果の影響を調べ

る. $Le = 1.0$ と $Le = 0.8$ における, 二次元火炎の時間毎の火炎面形状を示したのが第 1 図と第 2 図である. ここでは, 反応速度が最大のところを火炎面と定義している. 未燃ガスは左方から流入し, 既燃ガスは右方へ流出する. 定在平面火炎に加えられた擾乱は, 計算開始後, 火炎の固有不安定性により, 時間と共に増幅する. そして, 振幅がある大きさに達すると, 擾乱は増幅しなくなり, 火炎面はセル状になる. その後, 火炎はセル形状を保ったまま, 上流側 (未燃ガス側) へ移動する. これは, セル状火炎の火炎速度が平面火炎のそれより大きいからである. 火炎の上流側への移動速度, つまり火炎速度の増分は, $Le = 1.0$ のとき 0.24 であり, $Le = 0.8$ のとき 0.30 である. したがって, $Le = 1.0$ と $Le = 0.8$ における火炎速度は, それぞれ 1.24 と 1.30 である.

三次元セル状火炎の火炎面形状を示したのが, 第 3 図 ($Le = 1.0$) と第 4 図 ($Le = 0.8$) である. 図では, $3\lambda_y \times 2\lambda_z$ の領域が描かれている. 未燃ガスは下方から流入し, 既燃ガスは上方へ流出する. 火炎に加えられた擾乱が増幅して, セル状火炎が形成される ($t = 20$). これらのセル状火炎のセルは, 第 5 図 ($Le = 1.0$) と第 6 図 ($Le = 0.8$) に示されているように, 六角形状に整然と分布している. その後, セル状火炎は上流へ向かって移動する. $Le = 1.0$ と $Le = 0.8$ における火炎速度の増分は, それぞれ 0.59 と 0.71 である. したがって, 三次元セル状火炎の火炎速度は, それぞれ 1.59 と 1.71 である. これらの値は, 二次元セル状火炎の火炎速度と較べるとかなり大きい.

ルイス数を変えて計算を行い, 二次元および三次元セル状火炎の火炎速度と火炎面面積を求める. 火炎速度 S_{cr} と火炎面面積 L_{cr} に及ぼす拡散・熱的效果を示したのが第 7 図である. セル状火炎の火炎面面積は, 平面火炎のそれで標準化してある. ルイス数が小さくなる (ルイス数の逆数が大きくなる) と共に, 火炎速度は増加する. そして, 三次元火炎の火炎速度の増分は, 二次元火炎のその約 2 倍である. これは, セルの分布の仕方の違い, つまり火炎形状の違いによるものと思われる. 二次元と三次元の両セル状火炎において, $Le = 1$ のとき, 無次元火炎速度と標準

第 3 図 三次元セル状火炎の火炎面形状 ($Le = 1.0$, $T_f = 7.0$, $G = 0.0$, $\lambda_y = 39.5$, $\lambda_z = 68.4$, $A_0 = 1.6$, $t = 20$)

第 4 図 三次元セル状火炎の火炎面形状 ($Le = 0.8$, $T_f = 7.0$, $G = 0.0$, $\lambda_y = 20.1$, $\lambda_z = 34.9$, $A_0 = 0.8$, $t = 20$)

第5図 三次元セル状火炎のセルの分布 ($Le=1.0$, $T_i=7.0$, $G=0.0$)

第6図 三次元セル状火炎のセルの分布 ($Le=0.8$, $T_i=7.0$, $G=0.0$)

第7図 火炎速度と火炎面面積に及ぼす拡散・熱的效果 ($Le=0.5\sim 1.0$, $T_i=7.0$, $G=0.0$)

化された火炎面面積はほぼ等しい。つまり、火炎速度は火炎面面積にほぼ比例している。一方、 $Le < 1$ のとき、火炎速度の増分は火炎面面積の増分より大きい。そして、その差はルイス数が小さくなると共に増大する。

ルイス数が1のときとそれ未満のときとでは、火炎速度と火炎面面積の関係は本質的に異なっている。この差異を調べるために、 $Le=1.0$ と $Le=0.8$ における二次元セル状火炎の反応速度分布を第8図と第9図に示す。 $Le=1.0$ のとき、火炎面の形状に関係なく、反応速度は火炎面でほ

第8図 二次元セル状火炎の反応速度分布 ($Le=1.0$, $T_i=7.0$, $G=0.0$, $t=25$)

第9図 二次元セル状火炎の反応速度分布 ($Le=0.8$, $T_i=7.0$, $G=0.0$, $t=25$)

ぼ同じ値をもつ。そして、この値は平面火炎における値とほぼ同じである。一方、 $Le=0.8$ のとき、火炎面が未燃ガス側へ凸の部分で反応速度が大きくなり、凹の部分で小さくなる。これは、 $Le < 1$ なので、物質と熱の選択拡散により、凸部で火炎の温度が高くなり、凹部でそれが低くなるからである¹⁹⁾。ルイス数がさらに小さくなると、局所的反応速度の火炎面形状への依存性はさらに顕著になる。

ルイス数が1より小さいとき、局所的反応速度が火炎面の形状に依存するので、未燃ガスの局所的消費速度もそれに依存する。そして、本問題のように上流で乱れが無い場合には、局所的消費速度は主に火炎面の曲率に依存する。なぜなら、火炎伸張に及ぼす要因の中で、火炎面の曲率の影響が本問題では特に大きいからである。第10図は、未燃ガスの局所的消費速度 s^* と火炎面の曲率 κ との関係を示したものである。局所的消費速度は、火炎面に垂直な方向に反応速度を積分することにより得られる。そして、その値は平面火炎におけるそれで標準化してある。また、曲率の符号は火炎面が未燃ガス側へ凸のとき正になるように定めてある。 $Le=1.0$ のとき、局所的消費速度は曲率に依存せずほぼ一定である。したがって、火炎速度は火炎面面積にほぼ比例する。厳密に言うと、ルイス数が1のときでも局所的消費速度は火炎面の曲率に依存する²⁾。しか

第10図 未燃ガスの局所的消費速度と火炎面の曲率との関係 ($Le=1.0, 0.8$, $T_f=7.0$, $G=0.0$)

し、セルの間隔が予熱域厚さに較べかなり大きく、曲率が比較的小さい ($x < 1$) ので、局所的消費速度の曲率に対する依存性は、本問題では充分小さい。一方、 $Le=0.8$ のとき、曲率が正のとき局所的消費速度は増加し、曲率が負のとき減少する。曲率を火炎面に沿って一波長分だけ積分すると0になるので、局所的消費速度の曲率に対する依存性が線形であれば、局所的消費速度の増減は火炎全域では打ち消し合う。しかし、この場合、その依存性は線形でなく、曲率が大きくなると共に局所的消費速度の増加の割合は大きくなる。このことは、凸部での消費速度の増加が凹部での減少を上回ることを示している。したがって、セル状火炎の火炎速度の増分は火炎面面積の増分より大きくなる。

ルイス数が1より小さいときの局所的消費速度の曲率に対する依存性は、次のように説明することができる。火炎面が凸の部分では、温度が上昇し反応速度は大きくなる。一方、凹の部分では、温度が下降し反応速度は小さくなる。反応速度はアレニウスの法則に従うので、温度の上昇に対して指数的に大きくなる。ゆえに、曲率が大きくなると共に、火炎の温度が上昇し、局所的消費速度の増加の割合は大きくなる。したがって、凸部での消費速度の増加が凹部での減少を上回り、火炎速度の増分は火炎面面積の増分より大きくなる。

次に、火炎速度に及ぼす流体力学的効果の影響を調べる。第11図は、 $Le=1.0$, $T_f=9.0$ における二次元火炎

第11図 二次元火炎の時間毎の火炎面形状 ($Le=1.0$, $T_f=9.0$, $G=0.0$, $\lambda_y=34.2$, $A_0=1.6$, $t=0, 5, 10, \dots, 50$)

第12図 火炎速度に及ぼす流体力学的効果 ($Le=1.0$, $T_f=5.0 \sim 9.0$, $G=0.0$)

の時間毎の火炎面形状を示したものである。第1図 ($T_f=7.0$) の結果と較べると、不安定強度が大きいので、セルは深く火炎面は広い。そして、火炎速度も大きい ($S_{cr}=1.31$)。

断熱火炎温度を変えて計算を行い、二次元および三次元セル状火炎の火炎速度を求める。 $T_f=5.0 \sim 9.0$ における火炎速度を示したのが第12図である。断熱火炎温度が高くなると共に、火炎面面積は大きくなり、火炎速度も大きくなる。これは、不安定強度の増大によるものである。ここでは、ルイス数が1に設定してあるので、火炎速度は火炎面面積にほぼ比例する。また、三次元火炎の火炎速度の増分は、二次元火炎のその約2倍である²⁰⁾。この結果は、拡散・熱的效果の影響を調べた第7図の結果と同様である。

最後に、外力効果の影響を調べる。第13図は、 $Le=1.0$, $G=0.5$ における二次元火炎の時間毎の火炎面形状を示したものである。このとき、 $G > 0$ であるので、外力効果は火炎の不安定化に作用する。第1図 ($G=0$) の結果と較べると、火炎面面積は大きく、火炎速度も大きい ($S_{cr}=1.50$)。

加速度を変えて計算を行い、二次元および三次元セル状火炎の火炎速度を求める。 $G=-0.6 \sim 1.5$ における火炎

第13図 二次元火炎の時間毎の火炎面形状 ($Le=1.0$, $T_f=7.0$, $G=0.5$, $\lambda_v=31.6$, $A_0=1.6$, $t=0, 5, 10, \dots, 50$)

第14図 火炎速度に及ぼす外力効果 ($Le=1.0$, $T_f=7.0$, $G=-0.6 \sim 1.5$)

速度を示したのが第14図である。 $G > 0$ のとき、加速度の増加と共に、つまり不安定強度の増加と共に、火炎速度は大きくなる。一方、 $G < 0$ のとき、火炎速度は $G=0$ のときより小さくなる。そして、 $G \leq -0.6$ では、セル状火炎は形成されない ($S_{cr}=1$)。これは、外力効果が火炎の安定化に作用し、流体力学的効果による不安定化を抑えるからである。

固有不安定性により、 $G > -0.6$ において、セル状火炎が形成される。その火炎速度は、加速度が変化しても、火炎面面積にほぼ比例する。つまり、外力効果が作用するしないに関わらず、ルイス数が1であるならば、火炎速度は火炎面面積にほぼ比例する²¹⁾。また、流体力学的効果と拡散・熱的效果の影響を調べた計算 (第7図と第12図) と同様に、三次元火炎の火炎速度の増分は、二次元火炎のその約2倍である。この関係は、固有不安定性を引き起こす要因 (流体力学的効果、拡散・熱的效果、外力効果) によるのではなく、二次元火炎と三次元火炎の形状の違いによるものと思われる。

5. ま と め

二次元および三次元の非定常反応流れの計算を、圧縮性ナビエ・ストークス方程式を用いて行い、セル状火炎の

火炎速度に及ぼす固有不安定性の影響を調べた。固有不安定性が強くなると共に、セル状火炎の火炎速度は大きくなる。そして、三次元火炎の火炎速度の増分は二次元火炎のその約2倍である。ルイス数が1のとき、火炎速度は火炎面面積にほぼ比例する。一方、ルイス数が1より小さいとき、火炎速度の増分は火炎面面積の増分より大きくなる。これは、凸の火炎面における未燃ガスの局所的消費速度の増加が、凹の火炎面における減少を上回るからである。

参 考 文 献

- 1) Sivashinsky, G. I.: Instabilities, Pattern Formation, and Turbulence in Flames, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **15** (1983), pp. 179-199.
- 2) Clavin, P.: Dynamic Behavior of Premixed Flame Fronts in Laminar and Turbulent Flows, *Prog. Energy Combust. Sci.*, **11** (1985), pp. 1-59.
- 3) Williams, F. A.: 燃焼の理論, 柘植俊一監訳, 日刊工業新聞社, 東京, 1987, pp. 353-385.
- 4) Darrieus, G.: Unpublished Works Presented at La Technique Moderne, 1938.
- 5) Landau, L. D.: On the Theory of Slow Combustion, *Acta Phys.*, **19** (1944), pp. 77-85.
- 6) Barenblatt, G. I., Zeldovich, Y. B. and Istratov, A. G.: On Diffusional-Thermal Stability of a Laminar Flame, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, **4** (1962), pp. 21-26.
- 7) Sivashinsky, G. I.: Diffusional-Thermal Theory of Cellular Flames, *Combust. Sci. Technol.*, **15** (1977), pp. 137-145.
- 8) Joulin, G. and Mitani, T.: Linear Stability Analysis of Two-Reactant Flames, *Combust. Flame*, **40** (1981), pp. 235-246.
- 9) Markstein, G. H.: Nonsteady Flame Propagation, Pergamon, Oxford, 1964, pp. 15-74.
- 10) Matkowsky, B. J. and Sivashinsky, G. I.: Acceleration Effects on the Stability of Flame Propagation, *SIAM J. Appl. Math.*, **37** (1979), pp. 669-685.
- 11) Pelce, P. and Clavin, P.: Influence of Hydrodynamics and Diffusion upon the Stability Limits of Laminar Premixed Flames, *J. Fluid Mech.*, **124** (1982), pp. 219-237.
- 12) Haworth, D. C. and Poinso, T. J.: Numerical Simulations of Lewis Number Effects in Turbulent Premixed Flames, *J. Fluid Mech.*, **244** (1992), pp. 405-436.
- 13) 長谷川達也, 口田征人, 山口晋起: 予混合火炎と高強度二次元乱流との干渉, 燃焼の科学と技術, **2** (1994), pp. 77-87.
- 14) 店橋 護, 宮内敏雄, 名田 譲: 水素・空気乱流予混合火炎における乱流と火炎の相互作用, 燃焼の科学と技術, **6**, suppl. (1998), pp. 13-22.
- 15) 門脇 敏: セル状火炎の燃焼速度に及ぼす拡散・熱的不安定の影響, 日本航空宇宙学会誌, **45** (1997), pp. 611-614.
- 16) Christopherson, D. G.: Note on the Vibration of Membranes, *Quarterly J. Math.*, **11** (1940), pp. 63-65.
- 17) Kadowaki, S.: Numerical Study on the Instability of Premixed Plane Flames in the Three-Dimensional Field, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **17** (1996), pp. 557-566.
- 18) McCormack, R. W. and Baldwin, B. S.: A Numerical Method for Solving the Navier-Stokes Equations with Application to Shock-Boundary Layer Interactions, *AIAA Paper*, 75-1, 1975.
- 19) Asato, K., Kawamura, T. and Ban, T.: Effects of Curvature on Extinction of Premixed Flames Stabilized in Stagnation Flow, *Proc. 22nd Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, 1988, pp. 1509-1515.
- 20) Kadowaki, S.: The Influence of Hydrodynamic Instability on the Structure of Cellular Flames, *Phys. Fluids*, **11** (1999), pp. 3426-3433.
- 21) 門脇 敏: セル状火炎の構造に及ぼす外力効果, 日本機械学会論文集 (B編), **65** (1999), pp. 3475-3482.