

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-941

V型乱流予混合火炎の解析
— 火炎厚さ増加の影響 —

升谷五郎

1987年8月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

V型乱流予混合火炎の解析*

— 火炎厚さ増加の影響 —

升 谷 五 郎**

Analysis of a Turbulent Premixed V-Flame

— Influence of Flame-Thickening —

Goro MASUYA

ABSTRACT

The Bray-Moss-Libby model with an improved laminar flamelet model was applied to a turbulent premixed V-flame to confirm validity of the model as well as to investigate influence of flame-thickening on the turbulence structure of the flame.

The V-flame is approximated as a circumferentially one-dimensional flame in a cylindrical coordinate. There appear various additional terms in the governing equations for such a flame in comparison with those for a planar flame with constant thickness. Because of the new terms, a model for the mean reaction rate, which is not necessary for a constant thickness flame, is introduced. The other terms are closed using the same model as that for a constant thickness flame.

The calculated profiles of the mean velocity, the turbulent diffusion flux, and the Reynolds stress agree very well with those measured by Cheng. The prediction is compared to that for a constant thickness flame with the same upstream conditions. In the V-flame, the flame-generated turbulence is significantly suppressed by a decrease in magnitude of mean pressure gradient, whereas the counter-gradient diffusion flux governed by acceleration across laminar flamelets is almost unchanged.

1. はじめに

乱流予混合火炎はラムジェット燃焼器，ターボジェットのアフタバーナ，自動車用のガソリンエンジンなどで生じる火炎形態であり，さらに超音速燃焼ラムジェット（スクラムジェット）の保炎¹⁾にも重要な役割を果しており，拡散火炎に劣らない重要性を持っている。

筆者ら²⁻⁴⁾は，厚さが一定の平面乱流予混合火炎に対して Bray-Moss-Libby モデル^{2,5)}を適用して，勾配拡散の仮定を完全に排除した解析を行った。そ

の結果，平均的な圧力^{2,4)}あるいはせん断応力³⁾の勾配による，高密度の未燃反応物と低密度の既燃生成物の選択的加速に基づく逆勾配拡散発生や速度変動増幅の機構が明かになった。さらに，反応物と生成物の境である，薄い層流火炎片からの寄与を評価する層流火炎片モデル⁶⁾を厳密化して^{7,8)}，上記の機構とは異なる，火炎片における加速に基づく逆勾配拡散発生や速度変動増幅の機構を明らかにした⁸⁾。また従来の Bray-Moss-Libby モデルによる解析^{2,5)}では，一定のままであると予測される，平均反応帯に平行な方向の速度変動もまたこの機構により増幅されることも予測した⁸⁾。

しかし乱流火炎のモデル計算に必要な，実験結果

* 昭和62年6月22日受付

** 角田支所

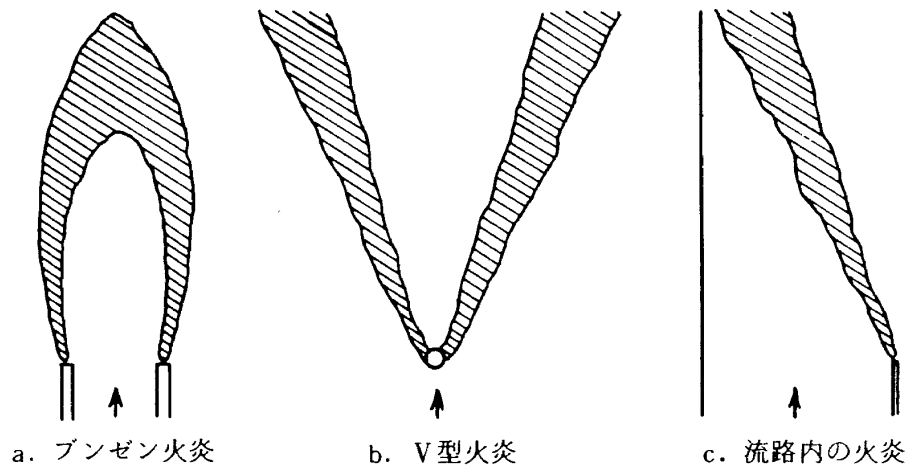


図1 厚さが増加する火炎の例

との定量的な比較による妥当性の検証は、Moss⁹⁾の実験に対して行われただけで、未だ不十分である。これは図1に示すように、実際に見られる定常的な火炎のほとんどが保炎機構に接する火炎基部から下流へ次第に厚さを増し、反応帯厚さ一定の平面火炎はほとんど実現されず、従って解析結果と比較できる実験が少ないためである。

火炎厚さが増加していく原因として、Gouldin and Dandeker¹⁰⁾は乱流拡散(turbulent dispersion)と乱れが引き起こす火炎の不安定化の2つの候補を挙げている。さらに彼らは火炎内の密度変動スペクトルを測定し、顕著なピークは見られないことから、前者を火炎厚さ増大の原因とした。円柱に極めて近い位置に形成された火炎で測定を行ったBill¹¹⁾も乱流拡散を原因とする考え方を支持している。

厚さ一定の平面火炎では、反応帯に平行な方向に流線が広がることはできない。従って燃焼に伴う発熱による密度変化は、反応帯に垂直な方向の加速のみを引き起こし、反応帯前後の垂直方向の速度比は密度比の逆数となる。しかし厚さが増加する火炎では、流線が反応帯に平行な方向に広がることが可能となるため、速度比は密度比の逆数より小さくなる^{12~15)}。このことは、厚さ一定の火炎に対する解析で、重要な役割を演じた反応帯に垂直な方向の平均圧力勾配が、かなり減少することを意味する。このため厚さが増加する火炎の乱れ構造は、厚さ一定の火炎とかなり違う可能性がある。事実、厚さが増加する火炎で測定された反応帯下流の速度変動は、

厚さが一定の場合の予測値よりはるかに弱い。従って、厚さが増加する場合についても計算を行い実験結果と比較することは、モデルの妥当性を検証するうえで、極めて有用である。

本報告では厚さが増加する火炎の代表的な例として、Chengら^{14~20)}が詳細な実験を行った、自由流中で棒状保炎器により保持されたいわゆるV型火炎を比較の対象として取り上げる。解析では、いくつかの仮定により計算の単純化を図り、厚さ一定の火炎の場合と同一のモデルを適用する。得られた結果は、Chengらの実験結果と比較される。

2. 解 析

2.1 流れ場

厚さが増加するV型火炎を解析する正攻法は2次元のモデルにより計算を行うことであろう。しかしこの形状の火炎を最も単純化したものとして図2に示す流れ場を仮定すれば、数値計算上より簡単な1次元的な取り扱いが可能になる。この流れ場では、

- (イ) 火炎の平均反応帯厚さは、仮想原点Oからの距離 r に直線的に比例する。
- (ロ) Oを原点とする円筒座標系 (r, θ, z) で流れは θ 方向にのみ変化する。
- (ハ) 反応帯前後の流れは一樣である。

これらの仮定には、いくつかの問題点がある。例えば、仮定(ロ)が成り立つためには、浮力の影響を無視しなければならない。仮定(ハ)は保炎器後流による不均一性を考慮しておらず、またさらに重要な $\theta =$

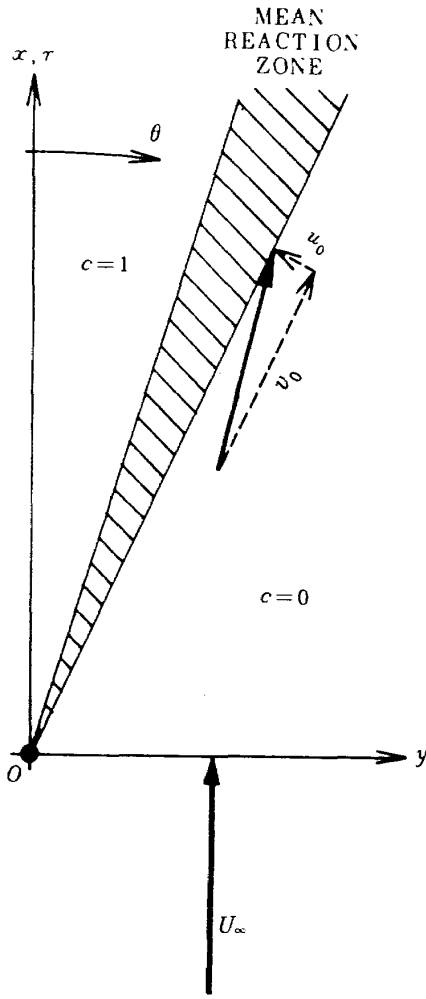


図2 理想化したV型火炎の流れ場

0における流れ場の対称条件を満足しない。しかし解析を平均反応帯付近の比較的狭い範囲に限定すればこれらの影響はさほど小さくなく、むしろ1次元の非常に単純化した流れ場で解析を行い、反応帯厚さの変化や層流火炎速度の影響を明瞭にできる利点の方が大きい。Cheng¹⁵⁾の実験結果では、保炎器から十分離れれば上記の仮定(i)と(ii)はほぼ全域で、(i)についても上流側では満足する。

2.2 周方向1次元流れの輸送方程式

考えている火炎内の熱化学はBray-Mossモデル²¹⁾によって近似できるものとする。対象とする乱流火炎の伝播速度のマッハ数は1に比べて十分低いから、熱化学的には圧力変化の影響を無視できる。従ってすべての状態量は、ただ一つのスカラー反応進行変数(あるいは規格化した生成物濃度) c のみの関数として表される。例えば密度 ρ に対して

$$\rho_0/\rho = 1 + \tau c \quad (1)$$

ここで τ は火炎前後の密度変化を生成物密度で無次元化した発熱パラメータであり、添字0は未燃側境界における状態を示す。

前節で仮定した流れ場に棒状保炎器で保持されるV型火炎を解析するために、乱流レイノルズ数およびダムケラ数が十分大きい場合に対するデカルト座標系のファブール平均輸送方程式系を、円筒座標系 (r, θ, z) に書き換え、 θ 方向の1次元流れと仮定して、平均値の r および z 方向の微分を全て0とおき、以下の式を得る。

$$d(\overline{\rho u})/d\theta + \overline{\rho v} = 0 \quad (2)$$

$$\overline{\rho u d\tilde{c}/d\theta} + \overline{d\rho u''c''/d\theta} + \overline{\rho v''c''} = \overline{\tau W} \quad (3)$$

$$\overline{\rho \tilde{u} d\tilde{u}/d\theta} + \overline{d\rho \tilde{u}''^2/d\theta} + \overline{\rho \tilde{u} \tilde{v}} + 2\overline{\rho u''v''} = -d\overline{p}/d\theta \quad (4)$$

$$\overline{\rho \tilde{u} d\tilde{v}/d\theta} + \overline{d\rho \tilde{u}''v''/d\theta} - \overline{\rho \tilde{u}^2} + \overline{\rho v''^2} - \overline{\rho u''^2} = 0 \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & d(\overline{\tilde{u} \rho u''c''})/d\theta + \overline{d\rho u''^2c''/d\theta} \\ & + \overline{\rho u''^2 d\tilde{c}/d\theta} + \overline{\rho u''c'' d\tilde{u}/d\theta} \\ & + \overline{\tilde{v} \rho u''c''} + \overline{\rho u''v''c''} + \overline{\tilde{u} \rho v''c''} \\ & + \overline{\tilde{v} \rho u''c''} + \overline{\rho u''v''c''} \\ & = r(\overline{c''q_\theta} + \overline{u''q_c}) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & d(\overline{\tilde{u} \rho v''c''})/d\theta + \overline{d\rho u''v''c''/d\theta} \\ & + \overline{\rho u''v'' d\tilde{c}/d\theta} + \overline{\rho u''c'' d\tilde{v}/d\theta} \\ & + \overline{\tilde{v} \rho v''c''} + \overline{\rho v''^2c''} - 2\overline{\tilde{u} \rho u''c''} \\ & - \overline{\rho u''^2c''} = r(\overline{c''q_r} + \overline{v''q_c}) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & d(\overline{\tilde{u} \rho u''^2})/d\theta + \overline{d\rho u''^3/d\theta} + 2\overline{\rho u''^2 d\tilde{u}/d\theta} \\ & + \overline{\tilde{v} \rho u''^2} + \overline{\rho u''^2 v''} + 2(\overline{\tilde{u} \rho u''v''} \\ & + \overline{\tilde{v} \rho u''^2} + \overline{\rho u''^2 v''}) = 2r\overline{u''q_\theta} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & d(\overline{\tilde{u} \rho u''v''})/d\theta + \overline{d\rho u''^2v''/d\theta} \\ & + \overline{\rho u''^2 d\tilde{v}/d\theta} + \overline{\rho u''v'' d\tilde{u}/d\theta} \\ & + \overline{\tilde{v} \rho u''v''} + \overline{\rho u''v''^2} + \overline{\tilde{v} \rho u''v''} + \overline{\tilde{u} \rho v''^2} \\ & - 2\overline{\tilde{u} \rho u''^2} + \overline{\rho u''v''^2} - \overline{\rho u''^3} \\ & = r(\overline{u''q_r} + \overline{v''q_\theta}) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & d(\overline{\tilde{u} \rho v''^2})/d\theta + \overline{d\rho u''v''^2/d\theta} \\ & + 2\overline{\rho u''v'' d\tilde{v}/d\theta} + \overline{\tilde{v} \rho v''^2} + \overline{\rho v''^3} \end{aligned}$$

$$-4\overline{\tilde{u}\rho u''v''} - 2\overline{\rho u''^2 v''} = 2r\overline{v''q_r} \quad (10)$$

$$d(\overline{\tilde{u}\rho w''^2})/d\theta + d\overline{\rho u''w''^2}/d\theta \\ + \overline{\tilde{v}\rho w''^2} + \overline{\rho v''w''^2} = 2r\overline{w''q_z} \quad (11)$$

$$d(\overline{\tilde{u}\rho u''^2 c''})/d\theta + d\overline{\rho u''^3 c''}/d\theta \\ + (\overline{\tilde{u}\rho u''^2} + \overline{\rho u''^3})d\tilde{c}/d\theta \\ + 2(\overline{\tilde{u}\rho u''c''} + \overline{\rho u''^2 c''})d\tilde{u}/d\theta \\ + \overline{\tilde{v}\rho u''^2 c''} + \overline{\rho u''^2 v''c''} + 2(\overline{\tilde{u}\tilde{v}\rho u''c''} \\ + \overline{\tilde{v}\rho u''^2 c''} + \overline{\tilde{u}\rho u''v''c''} + \overline{\rho u''^2 v''c''}) \\ = r(\overline{u''^2 q_c} + 2\overline{u''c''q_\theta}) \quad (12)$$

$$d(\overline{\tilde{u}\rho u''v''c''})/d\theta + d\overline{\rho u''^2 v''c''}/d\theta \\ + (\overline{\tilde{u}\rho u''v''} + \overline{\rho u''^2 v''})d\tilde{c}/d\theta \\ + (\overline{\tilde{u}\rho u''c''} + \overline{\rho u''^2 c''})d\tilde{v}/d\theta \\ + (\overline{\tilde{u}\rho v''c''} + \overline{\rho u''v''c''})d\tilde{u}/d\theta \\ + \overline{\tilde{v}\rho u''v''c''} + \overline{\rho u''v''^2 c''} + \overline{\tilde{u}\tilde{v}\rho v''c''} \\ - \overline{\tilde{u}^2 \rho u''c''} + 2\overline{\tilde{v}\rho u''v''c''} - 2\overline{\tilde{u}\rho v''^2 c''} \\ + \overline{\tilde{u}\rho v''^2 c''} + 2\overline{\rho u''v''^2 c''} - \overline{\rho u''^3 c''} \\ = r(\overline{u''v''q_c} + \overline{u''c''q_r} + \overline{v''c''q_\theta}) \quad (13)$$

$$d(\overline{\tilde{u}\rho v''^2 c''})/d\theta + d\overline{\rho u''v''^2 c''}/d\theta \\ + (\overline{\tilde{u}\rho v''^2} + \overline{\rho u''v''^2})d\tilde{c}/d\theta \\ + 2(\overline{\tilde{u}\rho v''c''} + \overline{\rho u''v''c''})d\tilde{v}/d\theta \\ + \overline{\tilde{v}\rho v''^2 c''} + \overline{\rho v''^3 c''} \\ - 2(\overline{\tilde{u}^2 \rho v''c''} + 2\overline{\tilde{u}\rho u''v''c''} + \overline{\rho u''^2 v''c''}) \\ = r(\overline{v''^2 q_c} + 2\overline{v''c''q_r}) \quad (14)$$

$$d(\overline{\tilde{u}\rho w''^2 c''})/d\theta + d\overline{\rho u''w''^2 c''}/d\theta \\ + (\overline{\tilde{u}\rho w''^2} + \overline{\rho u''w''^2})d\tilde{c}/d\theta \\ + \overline{\tilde{v}\rho w''^2 c''} + \overline{\rho v''w''^2 c''} \\ = r(\overline{w''^2 q_c} + 2\overline{w''c''q_z}) \quad (15)$$

ここで u, v, w はそれぞれ θ, r, z 方向の速度成分, ρ は密度, p は圧力, W は化学反応による生成物の生成速度, $(\bar{\quad})$ と $(\tilde{\quad})$ はそれぞれ単純平均とファブール平均を表す。また q_c, q_r 等は化学反応と分子拡散流束, あるいは圧力と粘性応力を加えた全応力の勾配を一括して表す変数である。すなわち

$$q_c = rW + \partial(r\sigma_{cr})/\partial r + \partial\sigma_{c\theta}/\partial\theta \\ + \partial\sigma_{cz}/\partial z \quad (16)$$

$$q_r = -\partial(r p)/\partial r + \partial(r\sigma_{rr})/\partial r \\ + \partial\sigma_{r\theta}/\partial\theta + \partial\sigma_{rz}/\partial z \quad (17)$$

$$q_\theta = -\partial p/\partial\theta + \partial(r\sigma_{r\theta})/\partial r \\ + \partial\sigma_{\theta\theta}/\partial\theta + \partial\sigma_{\theta z}/\partial z \quad (18)$$

$$q_z = -\partial p/\partial z + \partial(r\sigma_{rz})/\partial r \\ + \partial\sigma_{\theta z}/\partial\theta + \partial\sigma_{zz}/\partial z \quad (19)$$

ここで σ_{ci} は c の拡散流束 i 方向の成分, σ_{ij} は粘性応力テンソルの ij 成分である。

厚さ一定の平面火炎の場合と異なり, V型火炎では r 方向の平均速度が変化し, また c の流束が 0 であるとあらかじめ予測できないため, \tilde{v} と $\rho v''c''$ の輸送方程式も解かなければならない。さらに θ 方向と直交する r 方向と z 方向の変動速度に関して 2 次の相関量に対する輸送方程式 (10), (11) や (14), (15) が, 互いに異なる形となるためこれらを別個に扱う。これらの理由から, 解析に必要な輸送方程式の数は, 厚さ一定の平面火炎の場合に必要であった 8 個を大きく上回る 14 個になった。方程式の数は 2 次元の解析を行う場合と変わらないが, 重要な点は系が偏微分方程式系ではなく常微分方程式系になっていることである。

次に式の内容をみると, 各方程式の左辺の下線部が, 円筒座標系に変換したことにより, V型火炎で新たに現れた項である。全ての方程式に新たな項が現れ, 特に高次の変動相関の方程式ほどその数が多くなることが分かる。

2.3 平均反応速度のモデル化

厚さ一定の平面火炎の計算では, 平均反応速度 \bar{W} をはじめとする層流火炎片に関係する項は, 全て \bar{W} に比例する形でモデル化され, それ以外の項にはすべて x の一階の微分が掛かっていた。そこで独立変数を x から \tilde{c} に変換して, \bar{W} と x が陽に現れない形で計算を行うことが可能であった。しかし前節でみたように, V型火炎で新たに現れた項は, \bar{W} に比例もせず, また θ の微分も掛かっていないため厚さ一定の平面火炎の場合と同様な取り扱いはできない。従って \bar{W} のモデル化が必要となる。

\bar{W} をモデル化するにあたって, まず \bar{W} が満足すべき条件を明らかにしよう。(1)~(14)式から分かる

ように、 \bar{W} などの層流火炎片に関する項は全て r との積の形で方程式に現れる。従って、2.1節で仮定した、「(口)流れ場の θ 方向にのみ変化する」という条件が成り立つためには、 \bar{W} が r に反比例しなければならない。この要請が現実のV型火炎で達成されているか否かを確認するために、Chengと同じ実験装置を用いてNamazianら¹⁹⁾が測定した $\bar{c} = 0.5$ 付近での燃焼モードの確率 r の逆数を、 x に対してプロットした結果を図3に示す。 x が大きくなると $1/r$ と x は直線関係に漸近する。本論文で用いている層流火炎片モデルにおいて、火炎片の存在確率 r は次式で平均反応速度 \bar{W} と関連付けられている。

$$\bar{W} = r \rho_0 u_L / l_L \quad (20)$$

ここで u_L と l_L は層流火炎のそれぞれ伝播速度と厚さである。一方 $x = r \cos \theta$ であるから、実際のV型火炎の例において \bar{W} と r の反比例関係がほぼ成立していることが分かる。

\bar{W} は $\bar{c} = 0$ および1で0になるが、その中間の挙動は層流火炎の場合のようなArrhenius型の反応速度式で表される指数的なものではなく、もっと穏やかであることが、多くの実験により示されている。これらの結果をふまえて、Spalding²²⁾が提案したEddy-Break-Upモデルにおいては、 \bar{W} の c に対する依存性として $\bar{W} \sim \{c(1-c)\}^{1/2}$ の形が与えられた。一方、Brayら²³⁾は \bar{W} と c の変動の分子散逸が比例することから、 $\bar{W} \sim \{c(1-c)\}$ の形を仮定した。Brayらはその後、2点2時刻(Two-Point, Two-Time)相関に対する輸送方程式を用い、ランダム電信信号の考え方を取り入れた解析²⁴⁾から $\bar{W} \sim \{c(1-c)\}$ の形を得た。化学反応に参与するのは、密度の重みが掛らない濃度であるから、平均反応速度モデルに現れる c の平均としては、ファブル平均よりむしろ単純平均を用いる方が分かり易い形になると思われる。そこでBrayら²⁴⁾の得た \bar{W} の c に対する依存性を用い、さらに密度変化の効果を含むよう、無次元の平均反応速度 $r\bar{W}/\rho_0 \bar{u}_0$ に対して次の関数形を仮定する。

$$r\bar{W}/\rho_0 \bar{u}_0 = k_4 \bar{c} (1-\bar{c}) \times \left\{ (1+r\bar{c}) / (1+\tau\bar{c}) \right\}^{k_3} \quad (21)$$

ここで定数 k_3 と k_4 は生成物の平均濃度分布が実験結果と一致するように定める。(21)式は今回の計算

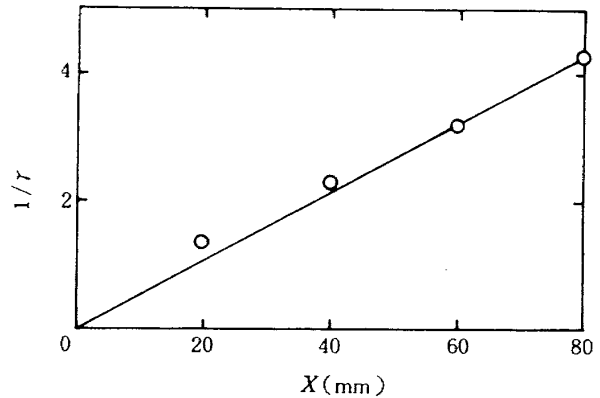


図3 $r(W)$ と $x(r)$ の反比例関係(Namazianら¹⁹⁾の実験との比較)

例でのみ用いられたもので他の計算例はまだないため、V型火炎一般に適用可能かどうかは明らかでない。

2.4 条件付速度3次相関項と火炎片項のモデル化

方程式系を閉じるためにモデル化が必要な項は、上記の \bar{W} を除けば、厚さ一定の平面火炎場合と同じである。すなわち、条件付速度の3次相関、および火炎片項として一括してよばれる層流火炎片に関連する変動量と生成物生成速度、分子拡散流束、圧力勾配あるいは粘性応力勾配との相関である。

条件付速度の3次相関については、Cheng¹⁵⁾のV型火炎における二つの速度成分の結合確率密度に関する測定結果が、全ての3次相関が0であるとする仮定をほぼ支持しているため、前報⁸⁾に引続き本報告でもその仮定を用いる。

r と θ を軸とするデカルト座標上では、考えているV型火炎の平均反応帯も厚さは一定である。従って火炎片項に対するモデルも、 $r-\theta$ 面では前報⁸⁾の厚さ一定の火炎に対するモデル化の方針をそのまま適用できると考え、そのモデルを円筒座標系に変換して用いる。

2.5 境界条件と数値解法

計算の境界条件として用いる、図2のデカルト座標系 (x, y) におけるCheng¹⁵⁾の実験条件を表1に示す。ここで U と V はそれぞれ x および y 方向の速度成分である。発熱パラメータ τ は反応帯前後の平均密度の比から6.5~7程度であるが今回の計算では θ 方向の速度分布が実験結果とよりよく一致する

表1 Cheng¹⁵⁾の実験条件

近寄り速度	$\bar{U}_\infty = 5.5 \text{ m/s}$
x方向初期速度	$\bar{U}_0 = 5.5 \text{ m/s}$
y方向初期速度	$\bar{V}_0 = 1.45 \text{ m/s}$
上流乱れ速度	$u'_0 = 0.28 \text{ m/s}$
層流火炎速度	$u_L = 0.4 \text{ m/s}$
発熱パラメータ	$\tau = 6.5$
燃料	エチレン

よう6.5の方を用いる。

積分は \tilde{c} が微小な値 c_0 となる位置 θ_0 から初める。初期値のうち速度の平均値と変動の2次相関は表の値を用いる。考えている円筒座標系 (r, θ) では、 θ 方向の速度成分の初期値 \bar{u}_0 は負となる。 c の変動を含む相関は、前章と同様に \tilde{c} のべき級数に展開して初期値を定める。この際注意しなければならないのは、平均反応帯上流で (x, y) 座標系における一様な流れを仮定しているため、円筒座標系では \tilde{c} の変化がなくとも、平均速度などが θ の関数として次式で示すように変化することである。すなわち平均速度に対して、

$$d\tilde{u}/d\theta = -\tilde{v}, \quad d\tilde{v}/d\theta = \tilde{u} \quad (22)$$

同様の関係が速度に関しては1次の相関である $\overline{\rho u'' c''}$ と $\overline{\rho v'' c''}$ に対しても成り立つ。一方、速度の2次相関に対しては、

$$\left. \begin{aligned} d(\overline{\rho u''^2})/d\theta &= -2\overline{\rho u'' v''} \\ d(\overline{\rho v''^2})/d\theta &= 2\overline{\rho u'' v''} \\ d(\overline{\rho u'' v''})/d\theta &= \overline{\rho u''^2} - \overline{\rho v''^2} \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

(22), (23)式を考慮して、得られる各変数の c または $1-\tilde{c}$ に関するべき級数展開の係数を文献[2], [6]と同様にして、ほとんど対応する形で求めることができるが、結果はここでは省略する。

積分は、 \tilde{c} が0に近い値 c_0 となる位置 θ_0 から1に近い値 c_1 を越える位置 $\theta_1 (< \theta_0)$ まで、Runge-Kutta-Gill法で行い、文献[8]と同様に $u_1'^2$ が既燃側境界で0となる条件を満すよう層流火炎片モデル⁸⁾の定数 k_2 の値を決める。

計算結果は、各種の速度変動強度が正または0、 \bar{W} と $d\tilde{c}/d\theta$ から求まる火炎片の方向余弦 $\bar{\phi}_\theta$ の絶対値が1以下という条件を、常に満足しなければなら

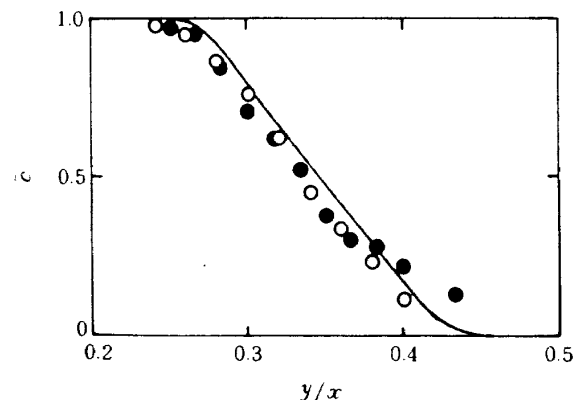


図4 c の平均値の分布 (Cheng¹⁵⁾の実験との比較: ○ $x=50 \text{ mm}$, ● $x=60 \text{ mm}$)

ない。

3. 結果と考察

3.1 計算結果および実験結果との比較

計算結果をCheng¹⁵⁾の実験結果と比較する*。図4の計算値は c の単純平均 \bar{c} である。対応する実験値は生成物のデータ数と全データ数の比だが、Chengはこの比を速度計測に用いる粒子濃度のバイアスを受けた c の平均値としている。極端な場合として、バイアスが密度に比例する粒子濃度を完全に反映すれば実験値はフェブル平均 \tilde{c} を表す。しかしバイアスの程度はCheng自身も確認していないので、ここではその影響は大きくないと考えて \bar{c} と比較し、分布ができるだけ一致するように2.3節の平均反応モデル(21)式に現れる二つの定数の値を決めた。図に示した計算結果は k_3 と k_4 の値をそれぞれ2および10.8として得られた。以下の予測値はこの定数の値を用いて得られたものである。実験値は r 方向の変化がほとんど見られなくなる $x=50 \text{ mm}$ と 60 mm で測定した値であり、横軸を $y/x = \tan \theta$ とする。以下では、それぞれの位置のデータを白抜きと塗り潰しの記号で表す。

実験結果との比較のため、得られた円筒座標系 (r, θ) における解から条件付および非条件付の平均速度とレイノルズ応力成分を算出し、さらにそれ

* Chengの文献[15]と本報で用いているデカルト座標系は原点が異なる。このため本報で用いる x の値はChengが用いた値から50 mmを差し引いた値となる。 y の値は変わらない。

らを図2に示した Cheng¹⁵⁾が実験結果の表示に用いたデカルト座標系(x, y)に変換する。変換の関係式を次に示す。

$$U = -u \sin \theta + v \cos \theta \quad (24a)$$

$$V = u \cos \theta + v \sin \theta \quad (24b)$$

$$U^2 = u^2 \sin^2 \theta - 2uv \sin \theta \cos \theta + v^2 \cos^2 \theta \quad (25a)$$

$$V^2 = u^2 \cos^2 \theta + 2uv \sin \theta \cos \theta + v^2 \sin^2 \theta \quad (25b)$$

$$UV = (u^2 - v^2) \sin \theta \cos \theta - uv(\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \quad (25c)$$

図5～8では非条件付平均の実験データと予測値をそれぞれ丸印と実線(○, ●, —), 添字Rで示す反応物の条件付平均を三角印と一点鎖線(△, ▲, - - -), 添字Pで示す生成物の条件付平均を四角印と破線(□, - - - -)で表す。図5にxおよびy方向速度成分 \bar{U} と \bar{V} の反応物, 生成物および全体の平均値を示す。計算値は実験の傾向を正しく予測する。しかし定量的には \bar{U} の加速を過小評価し, \bar{V}_R と \bar{V}_P の差をやや過大評価する。 \bar{U} の加速に関しては2.1節の流れ場に対する仮定(i)により無視した, θ

= 0において $\bar{V} = 0$ となる境界条件の影響と考えられる。この条件が成立するようにUの分布を与えることも考えられるが, その場合には発熱パラメータ τ の値としてここで用いた6.5よりも7を用いる方がより実験値に近い \bar{U} および \bar{V} の分布が得られるであろう。

図6～8に速度変動のrms値 U' と V' および速度変動の相互相関 $-\overline{U'V'}$ を示す。比較すべき実験デー

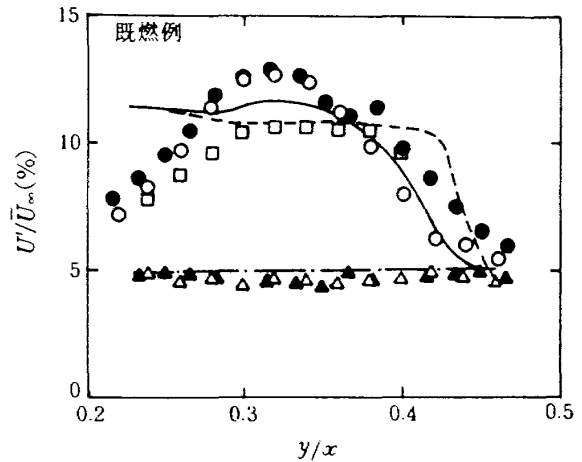


図6 x方向速度変動強度分布 (Cheng¹⁵⁾の実験との比較: 記号は図5参照)

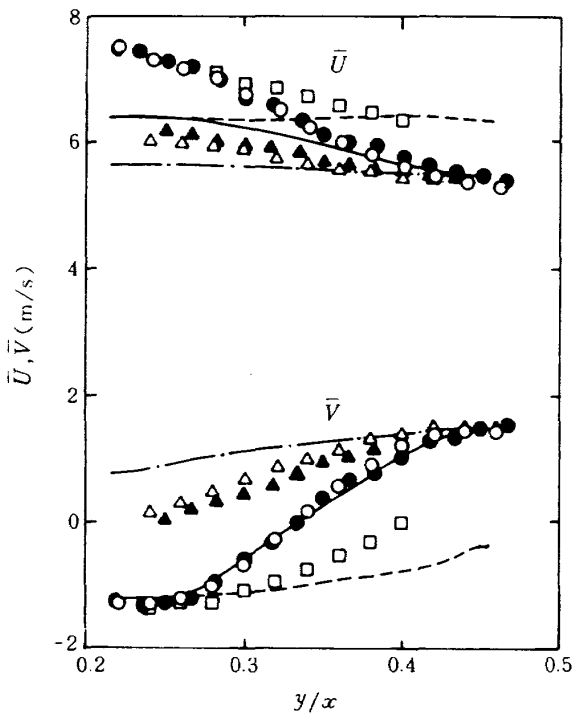


図5 平均速度分布 (Cheng¹⁵⁾の実験との比較: ○, ●, — 非条件付平均; △, ▲, - - - 反応物平均; □, - - - - 生成物平均)

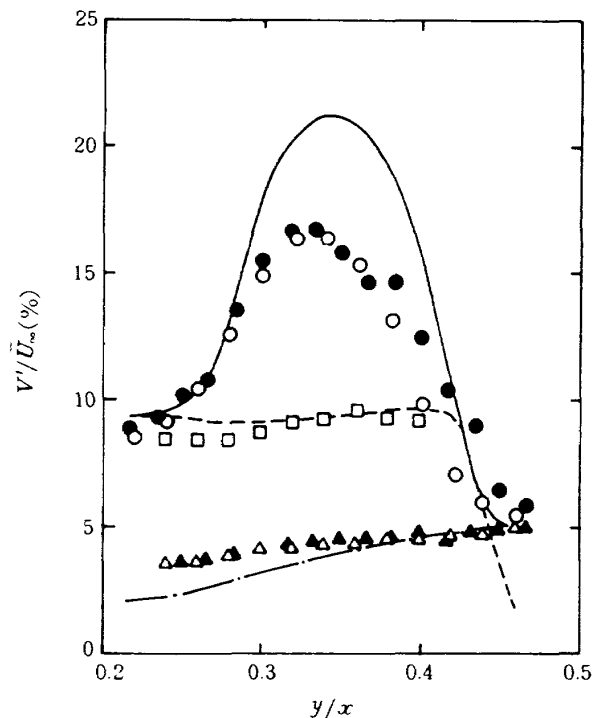


図7 y方向速度変動強度分布 (Cheng¹⁵⁾の実験との比較: 記号は図5参照)

タがないため図には示さなかったが、 z 方向の速度変動の rms 値 w' に関する計算結果は U' とほとんど同じである。計算値は既燃側境界近くの生成物の量を除き、実験結果の傾向を正しく予測し、定量的にも妥当な値を与える。特に反応物の U_R' と $-\overline{U'V'_R}$ は平均反応帯内ではほとんど変化しないが、 V'_R はわずかに減少するという特徴をよく表す。 U'_p と V'_p の計算値は、未燃側境界付近ではそれぞれ U_R' と V'_R より小さいが、下流に向かって急激に増加する。しかしこの特徴的な挙動は、未燃側境界付近で生成物の条件付実験データを得るのが困難なため十分に確認できない。 $-\overline{U'V'}$ の非条件付平均は反応帯の中央部で大きな値を取るが二つの条件付平均値はほぼ 0 のままである点も一致する。なお円筒座標系におけるファブル平均無次元レイノルズ応力 $\overline{\rho u'v''}/\rho_0 \bar{u}_0^2$ は反応帯を通してほぼ 0 であり、 $-\overline{U'V'}$ が大きな値をとるのは、(25c) 式において $\overline{u'^2}$ と $\overline{v'^2}$ の差が大きいためである。

変動速度の計算結果と実験データの比較で、両者の間に比較的大きなひらきが見られたのは、既燃側境界付近における生成物の x 方向成分が関与するものであった。 $-\overline{U'V'_p}$ の計算値は負の小さなほぼ一定値であるが、実験結果は負の値から次第に増大して正の値となる。また U'_p の既燃境界付近における減少傾向も予測できなかった。これらのことは先に述べた、 $y=0$ で $\bar{V}=0$ という境界条件が、計算に組み込まれていないために起こったと思われる。しかしながら、計算結果と実験データは全般によく一致

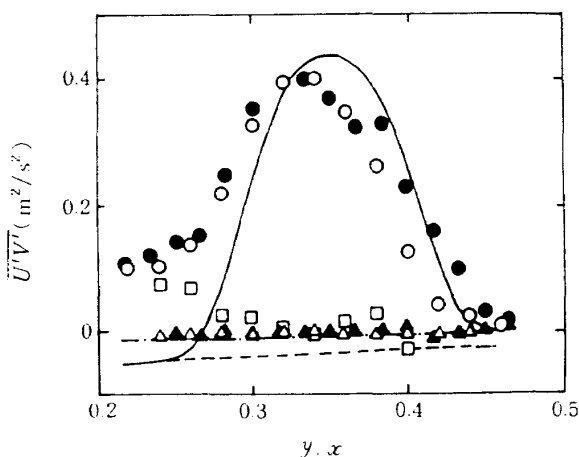


図 8 レイノルズ応力分布 (Cheng¹⁵⁾ の実験との比較：記号は図 5 参照)

しており、2.1 節で設けた流れ場に対する三つの仮定が、平均反応帯付近の流れの特徴を知る目的には妥当なものであったことが分かる。

以上の結果は、この節の始めに述べたように図 4 の測定値が \bar{c} であるとして得られたものである。もし測定値が \bar{c} ではなく \tilde{c} を表すとした場合の計算結果は、定性的には上記の結果と一致するが、平均速度の変化が増大し、 U' と V' の計算結果の最大値は実験値の 2 倍程度となる。

3.2 反応帯厚さ増加の影響

反応帯厚さの増加が流れに与える影響を調べるため、同じ上流側条件に対する V 型火炎 (実線) と厚さ一定の平面火炎 (二点鎖線) の計算結果を図 9 ~ 12 で比較する。以下では、厚さ一定の平面火炎と V 型火炎の双方に共通して、平均反応帯に垂直な x または θ 方向の速度成分を u 、平均反応帯に平行な y または r 方向の速度成分を v で表す。図 9 から明らかな通り、V 型火炎における \tilde{u} の加速は、厚さ一定の火炎の約 1/3 以下に過ぎない。これに対応して、図 10 に示す圧力勾配も、未燃側境界付近の極狭い領域を除けば、はるかに小さい。

しかし、上流乱れ速度 u'_0 が層流火炎速度 u_L に比べて小さい今回の条件では、未燃側境界付近の c の逆勾配拡散は、主に層流火炎片での加速により生じるから⁸⁾、図 9 でみられるように両者の逆勾配拡散の

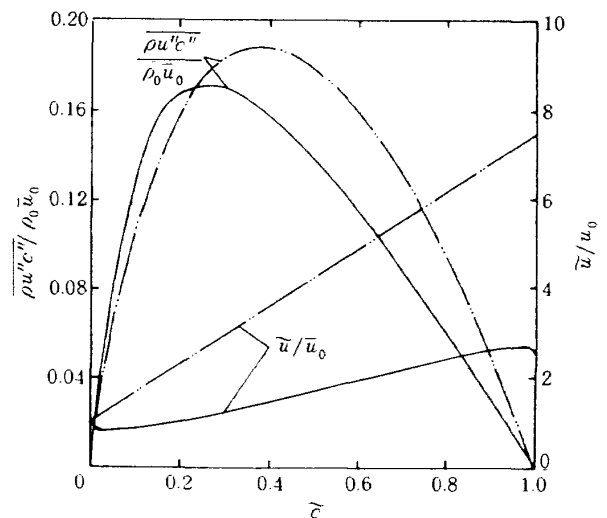


図 9 平均速度と乱流拡散流束に対する反応帯厚さ増加の影響 (—— V 型火炎；--- 厚さ一定の火炎)

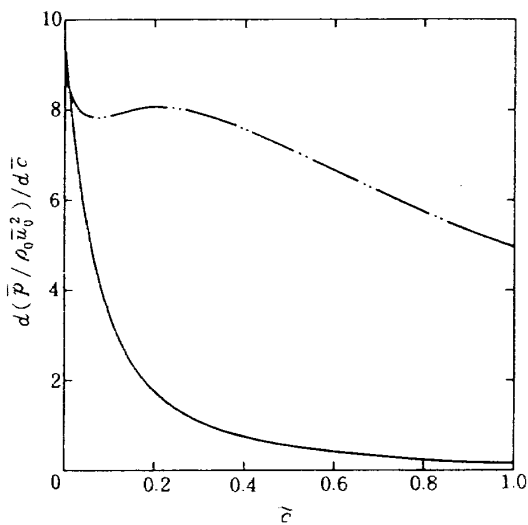


図10 平均圧力勾配に対する反応帯厚さ増加の影響（記号は図9参照）

強さに大差はない。平均反応帯の中央部以降では火炎片と平均反応帯の向きが異なるため火炎片の方向余弦の平均値 $\bar{\phi}$ が1より小さくなり、火炎片による u の平均加速 $\bar{\phi} \tau u_L$ は \bar{u}_r に比べて小さくなる。このため平均圧力勾配の効果が強まり厚さ一定の火炎内の乱流拡散流束がやや大きくなる。

V型火炎内の速度変動強度の増加は図11で見られるように厚さ一定の火炎よりはるかに少ない。速度変動強度の x または θ 方向成分は、(8), (18)式から主に c の乱流拡散流束と平均圧力勾配の積の項で生成される。V型火炎ではそれらがいずれも厚さ一定の火炎より小さい。 y または r 方向成分の主な生成項は、火炎片の方向余弦の y または r 方向成分の2乗平均に比例する。図12に示すようにV型火炎は厚さ一定の火炎に比べて、火炎片と平均反応帯との傾きが小さく、速度変動強度の増加が少ない。

これらの結果から、図11に示されるように火炎厚さの増加が火炎による速度変動強度の増加を著しく抑え、火炎通過後の速度変動強度は厚さ一定の火炎に対する予測よりはるかに弱くなる。一方、逆勾配拡散については図9に示されるように、厚さ一定の火炎とほぼ同程度の強さが観察されることが分かる。従って、これまでパイモード形の c の確率密度関数が観察される乱流予混合火炎の実験^{12~15, 25~29)}において、しばしば逆勾配拡散が明瞭に確認されても顕著な速度変動強度の増加は報告されない原因の

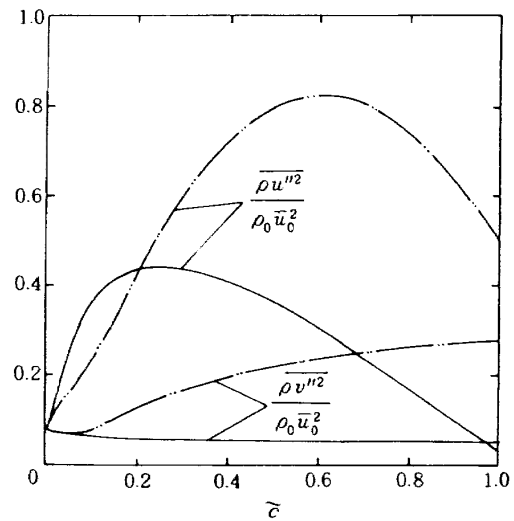


図11 速度変動強度に対する反応帯厚さ増加の影響（記号は図9参照）

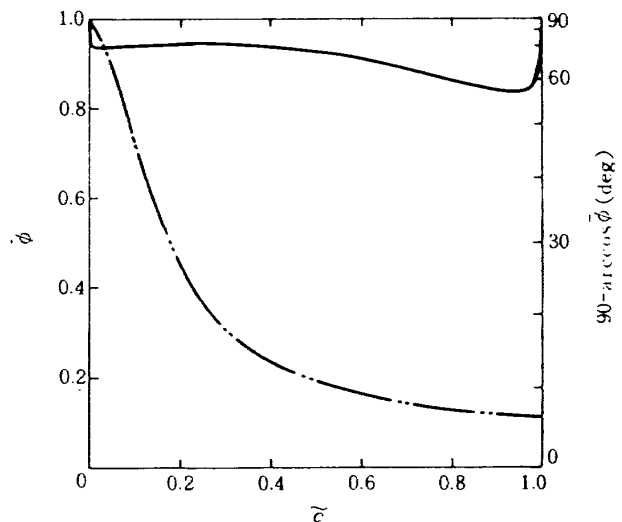


図12 層流火炎片の方向余弦に対する反応帯厚さ増加の影響（記号は図9参照）

一つとして、下流方向への火炎厚さの増大を挙げることができよう。

4. む す び

筆者が先に提案した乱流予混合火炎モデルの妥当性を検証するため、下流方向にほぼ直線的に厚さが増加するいわゆるV型火炎を、円筒座標系の周方向1次元火炎と近似して解析を行った。

この火炎に対する輸送方程式には、厚さ一定の火炎に対する方程式と比べて、多くの項が付け加わる。これらの項の存在により、厚さ一定の火炎の解析では回避できた生成物の平均生成速度に対するモデル

化が必要となった。その他の項に対するモデルは、厚さ一定の火炎における対応するモデルを円筒座標系に変換して用いた。

計算結果は Cheng の実験データの定性的傾向を正しく予測し、既燃側境界付近を除いて定量的にもほぼ一致する。

さらに、同一の上流側条件に対して、V型火炎と厚さ一定の火炎の計算を行って厚さ増加の効果を調べ、以下のことが分かった。厚さ増加により平均反応帯に垂直な平均圧力勾配が減少し、速度変動強度の増加が著しく抑えられる。しかし、未燃側境界付近の層流火炎片による加速が重要な逆勾配拡散については、両者の間に大きな差異は生じない。

参 考 文 献

- 1) Huber, P.W.; Conceptual model of turbulent flameholding for scramjet combustor, NASA TP-1543 (1980).
- 2) Bray, K.N.C., Libby, P.A., Masuya, C. and Moss, J.B.; Turbulence production in premixed turbulent flames, *Combust. Sci. Tech.*, Vol. 25 (1981), pp. 127-140.
- 3) Masuya, G. and Libby, P.A.; Nongradient theory for oblique turbulent flames with premixed reactants, *AIAA J.*, Vol. 19 (1981), pp. 1590-1599.
- 4) Masuya, G. and Libby, P.A.; Further development of a nongradient theory of premixed turbulent flames, *National Aerospace Laboratory Technical Report*, NAL TR-802T (1984).
- 5) Libby, P.A. and Bray, K.N.C.; Counter-gradient diffusion in premixed turbulent flames, *AIAA J.*, Vol. 19 (1981), pp. 205-213.
- 6) Libby, P.A. and Bray, K.N.C.; Implications of the laminar flamelet model in premixed turbulent combustion, *Combust. Flame*, Vol. 39 (1981), pp. 33-41.
- 7) Masuya, G.; Comment on the Bray-Moss-Libby model of turbulent premixed combustion, *Combust. Flame*, Vol. 56 (1984), pp. 123-124.
- 8) Masuya, G.; Influence of laminar flame speed on turbulent premixed combustion, *Combust. Flame*, Vol. 64 (1986), pp. 353-367.
- 9) Moss, J.B.; Simultaneous measurements of concentrations and velocity in an open premixed turbulent flame, *Combust. Sci. Tech.*, Vol. 22 (1980), pp. 119-129.
- 10) Gouldin, F.C. and Dandekar, K.V.; Time-resolved density measurements in premixed turbulent flames, *AIAA J.*, Vol. 22 (1984), pp. 655-663.
- 11) Bill, R.G., Jr.; Flame structures in the near wake of circular cylinders, *AIAA J.*, Vol. 23 (1985), pp. 1872-1876.
- 12) Dandekar, K.V. and Gouldin, F.C.; Temperature and velocity measurements in premixed turbulent flames, *AIAA J.*, Vol. 20 (1982), pp. 652-659.
- 13) Tanaka, H. and Yanagi, T.; Cross-correlation of velocity and temperature in a premixed turbulent flame, *Combust. Flame*, Vol. 51 (1983), pp. 183-191.
- 14) Cheng, R.K. and Ng, T.T.; Velocity statistics in premixed turbulent flames, *Combust. Flame*, Vol. 52 (1983), pp. 185-202.
- 15) Cheng, R.K.; Conditional sampling of turbulent intensities and Reynolds stress in premixed turbulent flames, *Combust. Sci. Tech.*, Vol. 41 (1984), pp. 109-142.
- 16) Bill, R.G., Jr., Namer, I., Talbot, L., and Robben, F.; Density fluctuations of flame in grid-induced turbulence, *Combust. Flame*, Vol. 44 (1982), pp. 277-285.
- 17) Namazian, M., Talbot, L., Robben, F., and Cheng, R.K.; Two-point Rayleigh scattering measurements in a V-shaped turbulent flame, *Nineteenth Sympo. (Int'nl) Combust.*, The Combust. Inst., Pittsburg (1982), pp. 487-493.
- 18) Cheng, R.K., Talbot, L., and Robben, F.; Conditional velocity statistics in premixed CH₄-air turbulent flames, *Twentieth Sympo. (Int'nl) Combust.*, The Combust. Inst.,

- Pittsburg (1984), pp. 453-461.
- 19) Namazian, M., Talbot, L., and Robben, F.; Density fluctuations in premixed turbulent flames, *Twentieth Sympo. (Int'nl) Combust.*, The Combust. Inst., Pittsburg (1984), pp. 411-420.
 - 20) Namazian, M., Shephard, I.G., and Talbot, L.; Characterization of the density fluctuations in turbulent V-shaped premixed flames, *Combust. Flame*, Vol. 64 (1986), pp. 299-308.
 - 21) Bray, K.N.C. and Moss, J.B.; A unified statistical model of the premixed turbulent flame, *Acta Astronautica*, Vol. 4 (1977), pp. 291-319.
 - 22) Spalding, D.B.; Development of the eddy-break-up model of turbulent combustion, *Sixteenth Sympo. (Int'nl) Combust.*, The Combust. Inst., Pittsburg (1977), pp. 267-277.
 - 23) Bray, K.N.C. and Libby, P.A.; Interaction effects in turbulent premixed flames, *Phys. Fluids*, Vol. 19 (1976), pp. 1687-1701.
 - 24) Bray, K.N.C., Libby, P.A., and Moss, J.B.; Flamelet crossing frequencies and mean reaction rates in turbulent premixed combustion, *Combust. Sci. Tech.*, Vol. 41 (1984), pp. 143-172.
 - 25) Yoshida, A. and Tsuji, H.; Measurements of fluctuating temperature and velocity in a turbulent premixed flame, *Seventeenth Sympo. (Int'nl) Combust.*, The Combust. Inst., Pittsburg (1979), pp. 945-956.
 - 26) Ballal, D.R.; The influence of laminar burning velocity on the structure and propagation of turbulent flames, *Proc. Roy. Soc. London*, A-367 (1979), pp. 485-502.
 - 27) Yoshida, A. and Gunther, R.; An experimental study of structure and reaction rate in turbulent premixed flames, *Combust. Sci. Tech.*, Vol. 26 (1981), pp. 43-50.
 - 28) 野田 進, 木本恭司, 松本隆一, 中島 健, 川合 渉; 予混合噴流火炎の乱れ構造に関する研究, 日本機械学会論文集 (B編), 第50巻 (1984), pp. 1372-1381.
 - 29) 香月正司, 水谷幸夫, 太田 晃, 崔 炳 輪; 円柱に保持された乱流予混合火炎の構造, 日本機械学会論文集 (B編), 第51巻 (1985), pp. 3215-3222.

航空宇宙技術研究所報告941号

昭和62年8月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺東町7丁目44番地1
電話三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182

印刷所 株式会社三興印刷
東京都新宿区信濃町12三河ビル
