



# 乱流予混合火炎の火炎面の三次元挙動に関する研究

橋本, 英樹

---

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2008-09-25

(Date of Publication)

2014-07-23

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲4418

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1004418>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



博士論文

乱流予混合火炎の  
火炎面の三次元挙動に関する研究

平成20年7月

神戸大学大学院工学研究科

橋本 英樹



# 目次

<b>第1章 緒論</b>	<b>1</b>
1.1 はじめに	1
1.2 従来の研究	3
1.2.1 Kolmogorov の古典的乱流理論に基づいた 乱流予混合火炎構造の分類	3
1.2.2 乱れと火炎の相互作用	8
1.3 本研究の目的	12
1.4 本論文の構成	13
第1章 参考文献	14
<b>第2章 四つの受感部を有する静電探針による         火炎面挙動の三次元計測手法</b>	<b>28</b>
2.1 はじめに	28
2.2 静電探針法に関する従来の研究	29
2.2.1 静電探針の構造およびイオン電流検出回路	29
2.2.2 炭化水素火炎のイオン電流波形	31
2.2.3 静電探針の適正使用条件	33
2.2.4 静電探針法の基本的特性	37
2.3 火炎面挙動の三次元計測手法の開発	49
2.3.1 四つの受感部を有する静電探針	50
2.3.2 火炎面速度ベクトル	52
2.4 おわりに	59
第2章 参考文献	59

---

<b>第3章 乱流予混合火炎の火炎面の三次元挙動</b>	<b>63</b>
3.1 はじめに	63
3.2 本実験に用いた乱流予混合火炎	64
3.3 火炎面挙動の三次元計測手法の確立	69
3.3.1 火炎面の三次元挙動	69
3.3.2 本計測手法の検証	73
3.4 量論比付近のプロパン・空気乱流予混合火炎 における火炎面の三次元挙動	77
3.4.1 バーナ中心軸上の火炎面挙動	77
3.4.2 バーナ中心軸から離れた位置の火炎面挙動	80
3.5 火炎面挙動に及ぼす燃焼速度と熱膨張の影響	91
3.6 おわりに	96
第3章 参考文献	97
<b>第4章 希薄および過濃な乱流予混合火炎の火炎面挙動</b>	<b>99</b>
4.1 はじめに	99
4.2 本実験に用いた乱流予混合火炎	100
4.3 希薄および過濃なプロパン・空気乱流予混合火炎の火炎面挙動	101
4.3.1 バーナ中心軸上の火炎面挙動	101
4.3.2 希薄プロパン火炎の火炎面挙動	104
4.3.3 過濃プロパン火炎の火炎面挙動	107
4.4 希薄および過濃なメタン・空気乱流予混合火炎の火炎面挙動	111
4.4.1 希薄メタン火炎の火炎面挙動	111
4.4.2 過濃メタン火炎の火炎面挙動	113
4.5 乱流予混合火炎の火炎面挙動に及ぼす選択拡散の影響	115
4.6 おわりに	121
第4章 参考文献	122
<b>第5章 乱流予混合V型火炎の火炎面挙動</b>	<b>125</b>
5.1 はじめに	125
5.2 本実験に用いた乱流予混合V型火炎	126
5.3 プロパン・空気乱流予混合V型火炎の火炎面挙動	127
5.3.1 上流領域における火炎面挙動	127
5.3.2 下流領域における火炎面挙動	130
5.4 火炎面挙動に及ぼす流れと火炎の形態の影響	134

---

5.5 おわりに	138
第5章 参考文献	139
<b>第6章 結論</b>	<b>141</b>
付録 水平な火炎面の検出可否	145

# 図一覽

## 第1章

1.1.1	層流予混合火炎の構造	2
1.2.1	Williams の提案した乱流燃焼ダイアグラム	6

## 第2章

2.2.1	乱流火炎の計測に使用される静電探針	29
2.2.2	イオン電流の検出システム	30
2.2.3	差動型アンプ	31
2.2.4	受感部の軸を垂直に通過する平面状の予混合火炎	32
2.2.5	炭化水素火炎のイオン電流波形	32
2.2.6	イオン電流波形特性値の探針電位 $\psi_p$ 依存性	33
2.2.7	イオン電流波形特性値の受感部長さ $L_p$ 依存性	34
2.2.8	イオン電流波形特性値の受感部直径 $d_p$ 依存性	35
2.2.9	受感部直径 $d_p$ と反応帯厚さ $\delta_L$ の関係	36
2.2.10	イオン電流波形特性値の速度 $V_f$ 依存性	37
2.2.11	火炎面と受感部の軸がなす角度 $\alpha, \beta$	38
2.2.12	イオン電流波形の角度 $\alpha, \beta$ 依存性	39
2.2.13	受感部を通過する曲率を有する火炎面	40
2.2.14	イオン電流波形特性値の曲率半径 $r$ 依存性	40
2.2.15	イオン電流波形特性値の距離 $d$ 依存性	41
2.2.16	異なる距離 $d$ におけるイオン電流波形の角度 $\theta$ 依存性	42
2.2.17	角度 $\alpha_1, \alpha_2$	42
2.2.18	イオン電流波形特性値の角度 $\alpha_1, \alpha_2$ 依存性	43
2.2.19	異なる燃料におけるイオン電流波形特性値の当量比 $\phi$ 依存性	44

2.2.20	異なる燃料および当量比 $\phi$ における イオン電流波形特性値の速度 $V_f$ 依存性	45
2.2.21	異なる燃料および当量比 $\phi$ における イオン電流波形特性値の角度 $\alpha$ 依存性	46
2.2.22	反応帯厚さ $\delta_L$ と受感部長さ $L_p$ の関係	47
2.2.23	異なる受感部長さ $L_p$ における イオン電流波形特性値の角度 $\alpha$ 依存性	47
2.2.24	静電探針の空間分解能	48
2.2.25	乱流予混合火炎のイオン電流波形	49
2.3.1	四つの受感部を有する静電探針	51
2.3.2	静電探針の四つの受感部を通過する火炎面	52
2.3.3	火炎面が各受感部を通過する時間 $\tau_i$	53
2.3.4	火炎面が各受感部を通過する時刻 $t_i$ の計測誤差	55
2.3.5	火炎面が各受感部を通過する時間 $\tau_i$ の計測誤差	55
2.3.6	時間 $\tau_i$ の計測誤差と A/D 変換の時間分解能の関係	56
2.3.7	$n_{ij}$ および $\tau_i$ の計測誤差により生じる 火炎面移動速度 $V_D$ の計測誤差	57
2.3.8	三つの受感部を通過する曲率を有する火炎面	58
2.3.9	曲率を有する火炎面の移動速度 $V_D$ の計測誤差	58

### 第3章

3.2.1	Bunsen バーナ	64
3.2.2	実験装置の概略図	65
3.2.3	バーナ出口における非燃焼時の平均流速 $U$ と乱れ強さ $u'$	66
3.2.4	プロパン・空気乱流予混合火炎	67
3.2.5	当量比 $\phi=1.10$ における時間平均イオン電流の分布	67
3.2.6	乱流燃焼ダイアグラムにおける各計測点の位置	68
3.3.1	火炎面速度ベクトル $\mathbf{v}$ ( $\phi=1.10$ , 計測点 A)	70
3.3.2	方向余弦 $n_j$ の確率分布 ( $\phi=1.10$ , 計測点 A)	71
3.3.3	全サンプル数 $N_s$ と火炎面移動速度 $V_D$ の平均値 $\bar{V}_D$ の関係	72
3.3.4	方位角 $\phi$ の確率分布 ( $\phi=1.10$ , 計測点 A)	73
3.3.5	天頂角 $\theta$ の確率分布 ( $\phi=1.10$ , 計測点 A)	73
3.3.6	火炎面の三次元勾配を表す三つの偏角	74
3.3.7	Chen と Bilger の結果と本計測結果の比較	74
3.3.8	乱流予混合火炎の典型的な火炎片形状	75



3.3.9	検出確率を考慮した天頂角 $\theta$ の確率分布 ( $\phi=1.10$ , 計測点 A)	76
3.4.1	火炎面移動速度 $V_D$ と方向余弦 $n_j$ の相関 ( $\phi=1.10$ , 計測点 A)	78
3.4.2	火炎面移動速度 $V_D$ の確率分布 ( $\phi=1.10$ , 計測点 A)	79
3.4.3	火炎面速度ベクトル $\mathbf{v}$ ( $\phi=1.10$ , 計測点 B)	81
3.4.4	方向余弦 $n_j$ の確率分布 ( $\phi=1.10$ , 計測点 B)	82
3.4.5	天頂角 $\theta$ の確率分布 ( $\phi=1.10$ , 計測点 B)	83
3.4.6	火炎面速度ベクトル $\mathbf{v}$ ( $\phi=1.10$ , 計測点 C)	84
3.4.7	方向余弦 $n_j$ の確率分布 ( $\phi=1.10$ , 計測点 C)	85
3.4.8	天頂角 $\theta$ の確率分布 ( $\phi=1.10$ , 計測点 C)	85
3.4.9	火炎面移動速度 $V_D$ と方向余弦 $n_j$ の相関 ( $\phi=1.10$ , 計測点 B)	86
3.4.10	火炎面移動速度 $V_D$ と方向余弦 $n_j$ の相関 ( $\phi=1.10$ , 計測点 C)	87
3.4.11	火炎面移動速度 $V_D$ の確率分布 ( $\phi=1.10$ , 計測点 B)	88
3.4.12	火炎面移動速度 $V_D$ の確率分布 ( $\phi=1.10$ , 計測点 C)	89
3.4.13	非燃焼時の流れの特性と火炎面移動速度 $V_D$ の変動範囲	90
3.5.1	火炎面と燃焼速度および発熱に起因する熱膨張の関係	91
3.5.2	火炎面挙動と局所燃焼速度および局所熱膨張の関係(計測点 A)	93
3.5.3	火炎面挙動と局所燃焼速度および局所熱膨張の関係(計測点 B, C)	95

#### 第4章

4.3.1	火炎面速度ベクトル $\mathbf{v}$ ( $\phi=0.80$ , 計測点 A)	102
4.3.2	火炎面移動速度 $V_D$ の確率分布 ( $\phi=0.80$ , 計測点 A)	102
4.3.3	火炎面移動速度 $V_D$ の確率分布 ( $\phi=1.40$ , 計測点 A)	103
4.3.4	火炎面速度ベクトル $\mathbf{v}$ ( $\phi=0.80$ , 計測点 B)	104
4.3.5	火炎面速度ベクトル $\mathbf{v}$ ( $\phi=0.80$ , 計測点 C)	105
4.3.6	方向余弦 $n_1$ の確率分布 ( $\phi=0.80$ , 計測点 B)	105
4.3.7	方向余弦 $n_1$ の確率分布 ( $\phi=0.80$ , 計測点 C)	106
4.3.8	火炎面移動速度 $V_D$ の確率分布 ( $\phi=0.80$ , 計測点 B)	106
4.3.9	火炎面移動速度 $V_D$ の確率分布 ( $\phi=0.80$ , 計測点 C)	107
4.3.10	火炎面速度ベクトル $\mathbf{v}$ ( $\phi=1.40$ , 計測点 C)	108
4.3.11	方向余弦 $n_1$ の確率分布 ( $\phi=1.40$ , 計測点 C)	108
4.3.12	火炎面移動速度 $V_D$ の確率分布 ( $\phi=1.40$ , 計測点 B)	109
4.3.13	火炎面移動速度 $V_D$ の確率分布 ( $\phi=1.40$ , 計測点 C)	110
4.4.1	方向余弦 $n_j$ の確率分布 ( $\text{CH}_4$ : $\phi=0.85$ , 計測点 C)	112
4.4.2	火炎面移動速度 $V_D$ の確率分布 ( $\text{CH}_4$ : $\phi=0.85$ , 計測点 C)	113
4.4.3	方向余弦 $n_1$ の確率分布 ( $\text{CH}_4$ : $\phi=1.20$ , 計測点 C)	114

4.4.4	火炎面移動速度 $V_D$ の確率分布 ( $\text{CH}_4$ : $\phi=1.20$ , 計測点 C)	114
4.5.1	バーナ中心軸上の火炎面前後における乱れの変化	116
4.5.2	バーナ中心軸から離れた位置の火炎面前後における乱れの変化	116
4.5.3	プロパン火炎における火炎面の曲率半径 $r$ の確率分布	118
4.5.4	メタン火炎における火炎面の曲率半径 $r$ の確率分布	118
4.5.5	未燃焼混合気側に凸な火炎面の曲率半径 $r$ の統計値	119
4.5.6	乱流火炎帯の位置による火炎面の曲率半径 $r$ の変化	120
<b>第5章</b>		
5.2.1	V型火炎用 Bunsen バーナ	126
5.2.2	乱流予混合 V型火炎	126
5.3.1	火炎面速度ベクトル $\mathbf{v}$ (V flame, 計測点 E)	128
5.3.2	方向余弦 $n_j$ の確率分布 (V flame, 計測点 E)	129
5.3.3	火炎面移動速度 $V_D$ の確率分布 (V flame, 計測点 E)	130
5.3.4	火炎面速度ベクトル $\mathbf{v}$ (V flame, 計測点 D)	131
5.3.5	方向余弦 $n_j$ の確率分布 (V flame, 計測点 D)	132
5.3.6	火炎面移動速度 $V_D$ の確率分布 (V flame, 計測点 D)	133
5.4.1	Bunsen 火炎と V型火炎における 平均的な流れと火炎面挙動の関係	135
5.4.2	V型火炎の火炎面挙動と局所燃焼速度および局所熱膨張の関係	136
5.4.3	火炎面移動速度 $V_D$ と方向余弦 $n_j$ の相関 (V flame, 計測点 E)	137
5.4.4	火炎面移動速度 $V_D$ と方向余弦 $n_j$ の相関 (V flame, 計測点 D)	138
<b>付録</b>		
A.1	鉛直に挿入した静電探針により記録されるイオン電流波形	138
A.2	イオン電流波形と火炎面速度ベクトル $\mathbf{v}$ の関係	138
A.3	水平に挿入した静電探針により記録されるイオン電流波形	138

# 表一覽

## 第2章

2.3.1	曲率半径 $r$ の計測に用いられた乱流予混合火炎の乱流特性	51
-------	--------------------------------	----

## 第3章

3.2.1	ガスクロマトグラフ (SHIMAZU GC-8A) の仕様	66
3.2.2	各計測点の座標および非燃焼時の流れ	68

## 第4章

4.2.1	メタン濃度の検定に用いたガスクロマトグラフの仕様	100
4.2.2	各計測点の座標および非燃焼時の流れ	101

# 主な使用記号

## 英文字

$Da$	Damköhler 数
$Da_k$	Kolmogorov スケールに基づく Damköhler 数
$Da_l$	積分スケールに基づく Damköhler 数
$d$	火炎面の曲率中心の経路と受感部中心との距離[m]
$d_p$	静電探針の受感部直径[m]
$i$	静電探針の受感部の番号
$j_m$	イオン電流波形の極大値[A]
$L_p$	静電探針の受感部長さ[m]
$l$	乱れの積分スケール[m]
$N$	確率分布における各階級の頻度
$N_s$	全サンプル数
$n_j$	火炎面速度ベクトルの方向余弦
$Re$	Reynolds 数
$Re_l$	積分スケールに基づく Reynolds 数
$r$	火炎面の曲率半径[m]
$r_{ij}$	受感部の座標を表す行列[m]
$S$	局所燃焼速度[m/s]
$S_L$	層流燃焼速度[m/s]
$S_T$	乱流燃焼速度[m/s]
$S_{ij}^k$	$r_{ij}$ の $k$ 行を $\tau_i$ に置き換えた行列[m]
$s$	局所燃焼速度ベクトル[m/s]
$t_h$	イオン電流波形の半値幅[s]
$U$	平均流速[m/s]
$u'$	乱れ強さ[m/s]

$V_D$	火炎面移動速度[m/s]
$V_f$	受感部に対する火炎面の相対速度[m/s]
$V_g$	局所ガス流速[m/s]
$\mathbf{v}$	火炎面速度ベクトル[m/s]
$v_j$	火炎面速度ベクトルのデカルト成分[m/s]
$\mathbf{v}_g$	局所ガス流速ベクトル[m/s]
$x^1, x^2, x^3$	バーナ出口中心を原点とするデカルト座標
$x_1, x_2, x_3$	計測点を原点とするデカルト座標

### ギリシャ文字

$\alpha, \beta$	火炎面と受感部がなす角度[°]
$\delta_L$	層流予混合火炎の反応帯厚さ[m]
$\phi$	当量比
$\eta$	Kolmogorov スケール[m]
$\lambda$	Taylor のマイクロスケール[m]
$\theta$	火炎面速度ベクトルの天頂角[°] (第 2 章では受感部の軸に対する局火炎面の進行方向[°])
$\tau_i$	火炎面が各受感部を通過する時間[s]
$\psi_p$	補償電極に対する探針電位[V]

### 添字

$b$	燃焼ガス側(下付), 燃焼ガス側に移動する火炎面(上付)
L	層流火炎
T	乱流火炎
$u$	未燃焼混合気側(下付), 未燃焼混合側に移動する火炎面(上付)

# 第 1 章

## 緒論

### 1.1 はじめに

地球温暖化防止のために「脱燃焼」が叫ばれており，新たなエネルギー源の開発が急がれている．炭化水素燃料の燃焼に代わるものとして太陽電池，燃料電池などが提案されているが，現状ではいずれもコスト，耐久性等の面から現実性は低いと言わざるを得ない．したがって，当面はエネルギーを炭化水素燃料の燃焼に頼らざるを得ず，より低公害かつ高効率な各種燃焼装置の開発が最重要課題となる．

燃焼装置の効率向上のためには，乱れを積極的に導入した高効率・高負荷燃焼が考えられる．乱れによる燃焼の促進[1,2]は古くから知られた事実であり，内燃機関をはじめとする実用燃焼器には積極的に乱れが取り入れられ，その燃焼過程のほとんどが乱流燃焼である．燃料と酸化剤の燃焼場への供給方法の違いにより，乱流燃焼は乱流予混合燃焼と乱流非予混合燃焼に大別される[3]．産業用としての乱流予混合燃焼の用途は，逆火の危険性などから乱流非予混合火炎ほど多くはない．しかし，燃料と酸化剤が予め混合されている乱流予混合燃焼は，乱れによる燃料と酸化剤の複雑な混合現象を分離した状態で，乱流と燃焼現象の相互関係を明らかにするための基本的な研究対象の一つとされてきた．最近では，燃料と酸化剤の混合時間がなく高負荷燃焼に適していることや，NO<sub>x</sub>等の有害物質を抑制することが可能であることから，予蒸発予混合型ガスタービン燃焼器[4-7]などの産業用燃焼器にも積極的に利用されるようになってき

た.

予混合燃焼は熱・物質移動および化学反応に支配された現象であり，化学反応が0.1mm程度の非常に薄い領域でほぼ完結するため，この領域内部に急激な温度と化学種濃度の変化を含んでいる[3,8,9]. 予混合火炎は模式的に図1.1.1に示すような構造[3]であり，発熱反応がほとんど起こっていない予熱帯と発熱反応が盛んに起こっている反応帯に分けられ，両者をあわせて火炎帯と呼ばれる[3,8,9]. なお，図中の $x$ は火炎に対して垂直な方向(流れ方向)の距離， $T$ は温度， $u$ は流体の速度を表し，添字 $u$ ， $b$ は火炎に流入する未燃焼混合気側，火炎から流出する燃焼ガス側を示している．また， $T_i$ は予熱帯と反応帯の境界( $x=x_i$ )での温度を示すが，反応帯と予熱帯の境界に明確な定義はなく任意性が強い．便宜的に， $\partial^2 T/\partial x^2=0$ となる点での温度がしばしば用いられる．反応帯はその厚さを非常に薄いと考えたほうが良い場合が多く，しばしば面として扱われ火炎面とも呼ばれる[8]. 本論文では反応帯内部に関する検討を行う場合以外には，局所的な反応帯を火炎面と呼ぶ．予混合燃焼は，この薄い火炎面が燃焼反応を維持するために自ら未燃焼混合気側に向かって混合気中を伝播することにより進行する．この火炎の伝播は予混合火炎の最も顕著な特徴であり，未燃焼混合気に対する火炎の相対的な速度として燃焼速度と定義される[3,8,9].

乱流予混合燃焼では混合気中の乱れにより火炎面形状が複雑化するとともに，

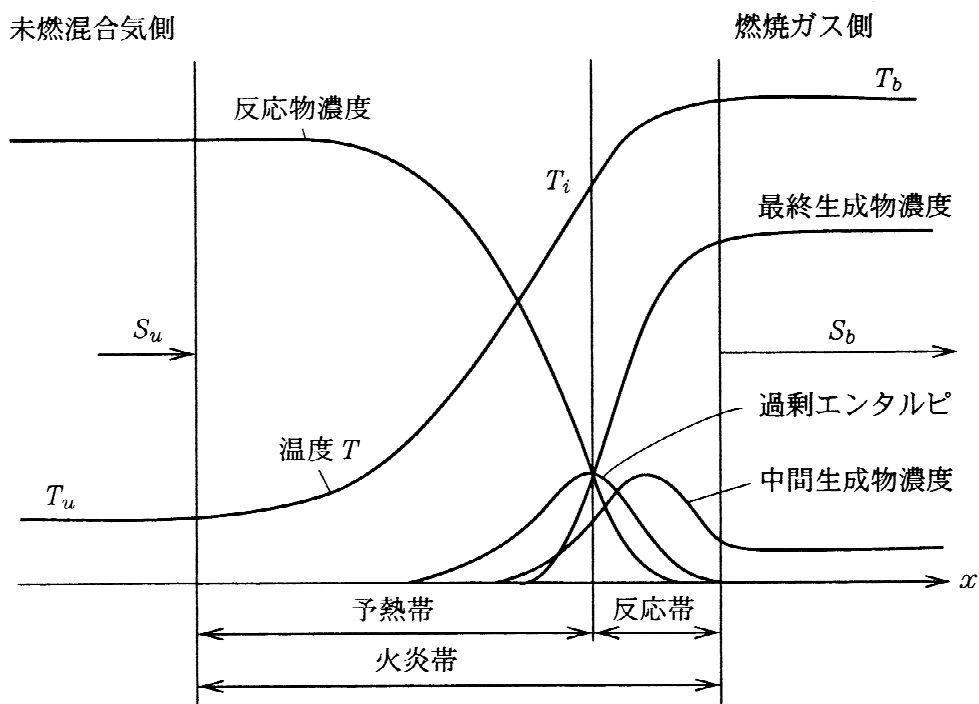


図 1.1.1 層流予混合火炎の構造[3]

見かけの燃焼速度，すなわち乱流燃焼速度  $S_T$  が飛躍的に増加することが知られている[1,2,10]．この乱れによる  $S_T$  の促進効果を利用することにより，実用燃焼器では単位時間・単位体積当たりの発熱量を高め，燃焼負荷を増大させている．しかし， $S_T$  は無限に増加するのではなく，ある条件で乱れの速度変動により火炎が引きちぎられる現象，すなわち火炎伸長による局所的な消炎が起こると考えられている[2,11-15]．この局所的な消炎は火炎全体の消炎に移行し，ついには燃焼が維持できなくなる．このことは乱れによる燃焼促進効果には限界があることを示しており，その限界を明確にすることは高効率・高負荷燃焼器を設計する上で極めて重要な問題である．しかし，これまでに乱流火炎における局所的な消炎現象が実験により観察されたことはなく，また乱流特性と燃焼促進の関係も不明な点が多く残されており，乱流予混合火炎の燃焼現象には依然として多くの未解決問題が存在する．

そこで本章では，乱流予混合燃焼に関する過去の研究と現状を概観し，本研究の目的を明確にする．

## 1.2 従来の研究

### 1.2.1 Kolmogorov の古典的乱流理論に基づいた 乱流予混合火炎構造の分類

1940年，Damköhler[16]により未燃焼混合気の乱流特性と乱流予混合火炎の構造に関する最初の仮説が提示された．彼は未燃焼混合気の乱れのスケールに着目し，乱れのスケールの大小により乱流予混合火炎の構造が変化すると考えた．

まず，未燃焼混合気の乱れのスケールが大きい場合，すなわち比較的乱れの弱い条件では，乱流予混合火炎の構造は瞬間的かつ局所的には層流予混合火炎と同一の構造と見なせるとした．この場合，火炎は乱れの速度変動に応じて凹凸のある皺状層流火炎(wrinkled laminar flame)となつて，局所的に層流燃焼速度  $S_L$  で伝播すると考えた．そして， $S_T$  の増加は流管の断面積当たりの火炎帯面積の増加に比例するとした(wrinkled laminar flame model)．

一方，未燃焼混合気の乱れのスケールが小さい場合，すなわち比較的乱れが強い条件では，火炎帯内の熱・物質輸送が分子拡散ではなく乱れの渦運動による乱流輸送機構に支配され，その結果，火炎帯が厚くなるとともに燃焼速度が層流予混合火炎に比べて増加すると考えた．この Damköhler の考えはそれ以降



の乱流予混合火炎の研究に対し指導的な役割を果たし、現在でも乱れの燃焼促進のメカニズムを考える場合の基礎的な概念とされる。なお、Damköhler の原著論文[16]中では、乱れのスケールの考え方およびスケールの大小を判断する基準は明確にされていなかった。その後、反応帯内部の輸送現象に影響するのは反応帯の厚さより小さなスケールの乱れであるとの考えから、乱れの Kolmogorov スケール  $\eta$  と層流予混合火炎の反応帯厚さ  $\delta_L$  の比較が Damköhler の仮説の一般的条件と考えられるようになった。

Damköhler が乱れの燃焼促進のメカニズムに関する仮説を提案して以来、乱流予混合火炎の構造に関して多くの研究が行われてきた。Kovaszny[17]は乱流予混合火炎のモデルの適用範囲を考える場合に、乱れのスケールだけでなく乱れ強さ  $u'$  も考慮する必要があることを指摘し、火炎帯における化学反応の特性時間  $\tau_c (= \delta_L/S_L)$  と乱流運動の特性時間  $\tau_m (= \lambda/u')$  の比である Kovaszny 数  $\Gamma (= \tau_c/\tau_m)$  による火炎構造の分類を提案した。ここで、 $\lambda$  は Taylor のマイクロスケールである。Summerfield ら[18,19]は火炎の自発光量、イオン電流、温度などの計測やシャドウグラフによる火炎形状の観測を行い、乱れの非常に強い予混合火炎では、燃焼ガス塊と未燃ガス塊の小さな流体塊に分裂し著しく分厚くなった火炎内で高温の燃焼ガスに囲まれた未燃ガスが燃焼するという分散反応帯モデル(distributed reaction zone model)を提唱した。これ以降、小さなスケールの強い乱流燃焼場では分散反応帯火炎(distributed reaction zone flame)が形成されると広く一般に考えられるようになった。さらに、Lefebvre ら[20-27]は乱流予混合火炎における  $\eta$  の重要性に着目し、 $S_T$  に及ぼす  $\eta$  の影響を調べ、 $u'/S_L$  および  $\eta/\delta_L$  の大小により火炎構造を皺状層流火炎と分散反応火炎の中間的な火炎の存在を加えた三種類[28-33]に分類することを提案した。

分散反応帯モデルの妥当性を示唆する実験的研究として、Yoshida ら[34-37]は対向噴流中の小さなスケールの強い乱流場に形成される予混合火炎の温度、イオン電流および自発光強度の計測を行い、微小な渦管内部の緩慢な燃焼の存在を示唆した。また、香月ら[38-44]はせん断流中の強い乱流場に形成される予混合火炎の温度、イオン電流および自発光強度の時間変動の確率密度関数を求め、皺状層流火炎と解釈するのが困難な状態の火炎形成を報告した。しかし、これらの研究において使用された計測手法は乱流予混合火炎の計測に必要な時間および空間分解能[45,46]を満足しておらず、また計測点を通過する火炎の動きも考慮していなかった。さらに、Poinsot ら[47]が指摘するように小さなスケールの乱れは減衰が速く、層流予混合火炎の構造を乱し得るような小さなスケールの乱れが非燃焼時に存在したとしても、乱流予混合火炎の局所的な反応帯内部に存在するかどうかという基本的な議論さえほとんど行われていなかった。

Damköhler の仮説とは別に, Chomiak[48-51]は Tennekes[52]が提案した乱流の微細構造に基づき, 高レイノルズ数の乱流中での燃焼は  $\lambda$  で伸長を受けた半径が  $\eta$  程度の渦管内部で集中して起きることを提唱した. Tabaczynski ら [53-56]はこの Chomiak の仮説を支持し, 火花点火機関の燃焼過程における火炎構造のモデルを提案した. しかし, 伸長を受けた円筒状火炎の基礎研究[57-59]により, 伸長円筒状火炎は  $\eta$  に比べ一桁以上も大きな曲率半径で消炎に至ることが明らかにされ[59], Chomiak の提案するような  $\eta$  程度の曲率半径の円筒状火炎が実現する可能性は極めて低いと考えられる.

Damköhler や Chomiak の仮説と同様に乱流予混合火炎の構造を考える際の重要な基礎概念として, Karlovitz ら [11,12]により提案された火炎伸長に基づく考えが挙げられる. Karlovitz らは火炎に対する流体のひずみの影響を考え, 速度勾配中に存在する火炎の消炎に関する概念を提案した [11,12]. この考えは Klimov[13]と Williams[14,15]により一般化され, 火炎伸長の概念へと発展した. Klimov と Williams は乱流運動による流体のひずみ速度と乱流中の局所的な火炎要素である火炎片(flamelet)の関係から,  $\eta < \delta_L$  の場合, すなわち乱流 Karlovitz 数  $Ka(= \tau_c / \tau_k = \delta_L^2 / \eta^2)$  が 1 より大きい場合に火炎伸長による局所的な消炎が起きることを予測し, Klimov-Williams の条件(Kilmov-Williams Criterion[14,60])を提案した. ここで,  $\tau_k$  は Kolmogorov の時間スケールである.

これまで述べてきた乱流予混合火炎の構造は, 図 1.2.1 に示すような乱流運動と化学反応の統計的諸量の相対関係に基づく乱流燃焼ダイアグラムを用いて分類される. 図 1.2.1 は Williams[61,62]により提案された乱流燃焼ダイアグラムである.

Williams は乱れの積分スケール  $l$  に基づく Reynolds 数  $Re_l(= u'l/\nu)$  と Damköhler 数  $Da_l(= (l/u')/\tau_c)$  により, 乱流予混合火炎の構造を weak turbulence, reaction sheets, broken flamelets regimes および distributed reactions の領域に分類した. ここで,  $\nu$  は動粘性係数である. なお, 図中の  $Da_k$  は  $\eta$  に基づく Damköhler 数  $Da_k(= (\eta/\nu_k)/\tau_c)$  であり, 実線は  $Da_k$ , 破線は  $S_L(= (\nu/\nu_c)^{1/2})$  に対する  $u'$  の比, 点線は  $\delta_L(= (\nu\tau_c)^{1/2})$  に対する  $l$  の比の等値線をそれぞれ表している. ここで,  $\nu_k$  は Kolmogorov 速度である.  $Da_l > 1$  かつ  $Da_k > 1$  の reaction sheets の領域(火炎片領域)では,  $u'/S_L$  により一つの流線上に単一の火炎面のみが存在する single reaction sheets(皺状層流火炎)と, 乱れの速度変動が局所的な燃焼速度よりも大きいため火炎面がたたみ込まれたようになり, 一つの流線上に複数の火炎面が存在する multiple reaction sheets(多重火炎)に区分される. また,  $Da_l, Da_k$  の低下に伴い火炎は局所的に消炎し(broken flamelets regimes),  $Da_l < 1$  かつ  $l/\delta_L < 1$  の領域では反応帯が分散して存在する(distributed reactions)と考えられている.

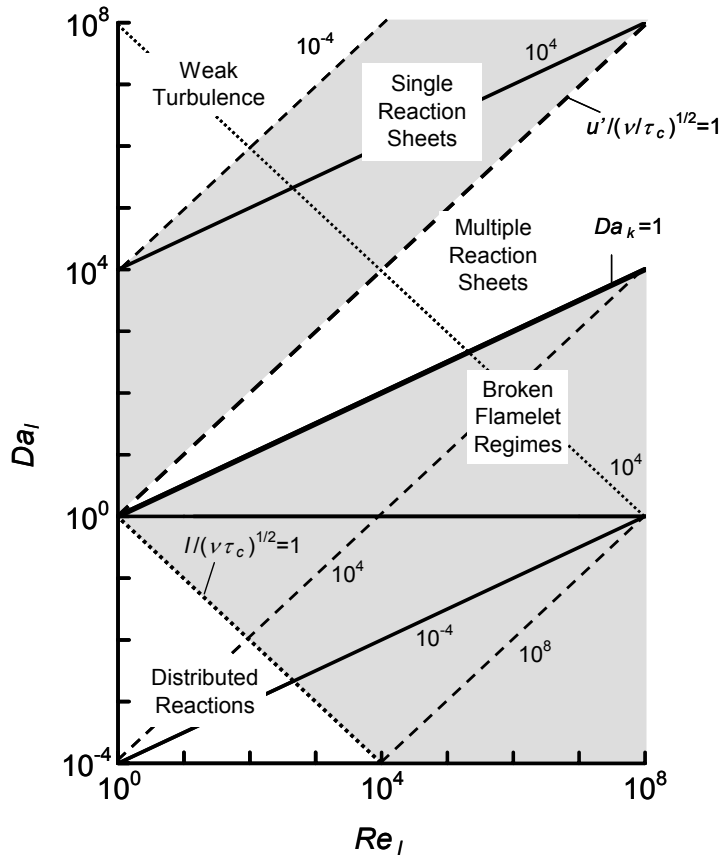


図 1.2.1 Williams の提案した乱流燃焼ダイアグラム[61,62]

図 1.2.1 に示した以外にも、多くの研究者が乱流予混合火炎の構造を分類した乱流燃焼ダイアグラムを提案している[63-68]。しかし、これまでに提案された乱流燃焼ダイアグラムは用いられる統計量の定義が明確でないものも多く、また実験的研究により修正の必要性が指摘されるなど、未だ決定的なものは存在しない。しかし、これらの乱流燃焼ダイアグラムでは火炎片領域を基本的な構造としている点などの共通点も見られ、火炎の構造に対する乱流特性の影響を系統立てて研究する上で非常に重要な役割を果たしてきた。

以上のように、乱流予混合火炎に関する研究は Damköhler が乱れの燃焼促進のメカニズムに関する最初の仮説を提案して以来、Kolmogorov の古典的乱流理論に基づいた乱流運動と化学反応の統計的な諸量の相対的關係から、火炎構造を分類することを中心に進んでいった。

しかし、小さなスケールの強い乱流場における乱流予混合火炎の構造に関しては、これまでに提案されている仮説を裏付ける実験事実がないのに対し、Damköhler の仮説とは明らかに矛盾する多くの実験事実[46,69-76]が明らかにさ

れている。例えば、Furukawa ら[69]は静電探針とレーザドップラー流速計(Laser Doppler Velocimetry: LDV)を用いて乱流予混合火炎の局所的な反応帯における乱流特性を計測し、非燃焼時の $\eta$ が $\delta_L$ より小さい場合でも局所的な反応帯における $\eta$ は $\delta_L$ よりも大きいことを明らかにした。このような背景から、1990年代後半には Damköhler の仮説に対して否定的な考えが強くなってきた。

一方、火炎片領域に分類される大きなスケールの比較的弱い乱流場における乱流予混合火炎では、皺状層流火炎モデル(wrinkled laminar flame model)に基づき $S_T$ のような乱流燃焼に関する特性が比較的容易に求められるという認識であった。しかし実際には、 $S_T$ は火炎面の皺の形状や寸法に依存するため、皺の幾何学的形状がわからない限り求めることができない。そのためこれまでの多くの研究では、乱れの定性的な考察に基づき火炎面の皺の形状を仮定し、その仮定に基づき火炎帯の面積増加を計算し、 $S_T$ を導くことを試みてきた[11,77-80]。また、ランダムな形状を定量的に取り扱う方法として、Mandelbrotによって導入されたフラクタル幾何学[81]を乱流火炎に適用し、火炎面の凹凸スケールを定量的に評価しようとする研究も盛んに行われた[82-91]。しかし、フラクタル解析により得られるフラクタル次元、上限値および下限値といったフラクタル特性は図形の複雑さを表す統計値であるため、その結果を燃焼学的に明確な意味を持つ乱流火炎の火炎面特性と結びつけにくいという難点があった。

さらにその後の研究により、乱流予混合火炎の火炎面の凹凸スケールは乱流火炎帯内で一様ではなく空間的に分布があること、火炎面の未燃焼混合気側に凸な部分と燃焼ガス側に凸な部分では凹凸スケールが異なることなどの事実が明らかにされた[92-96]。これは $S_T$ が空間的に一様でなく、これまでの局所的な火炎面が存在する空間全体を平均的な火炎帯と考え、それに対する平均的な燃焼速度として定義された $S_T$ の概念がもはや成り立たなくなっていることを示している。さらに、火炎伸長、火炎曲率および火炎に起きる固有不安定性の問題により $S_L$ が変化することも明らかとなり、皺状層流火炎の燃焼速度は一様で $S_L$ に等しく、 $S_T$ は火炎面の面積増加に比例するとの皺状層流火炎モデルmodelには大幅な修正が必要であることが明らかにされた。なお、このような背景から最近では、 $S_T$ は対象とする乱流予混合火炎の平均的な燃焼速度を指す場合と、場所によって異なる局所的な燃焼速度を指す場合がある。本論文ではこのような乱流燃焼速度の定義に関する曖昧さを避けるために、前者の場合を乱流燃焼速度 $S_T$ 、後者の場合を局所燃焼速度 $S$ と定義する。

以上のように、近年では小さなスケールの強い乱流場においても、乱流予混合火炎の構造は局所的には層流予混合火炎に近い構造であると考えられ、

Damköhler の仮説は現実性が極めて低く, Klimov と Williams のモデルのほうがより現実的であると考えられている. Klimov と Williams のモデルの妥当性を明らかにすることは, 乱流予混合火炎における局所的な消炎現象を解明することに帰結する. しかし, 火炎伸長および火炎伸長が火炎構造に及ぼす影響に関する研究は, 過去約半世紀の間にめざましい発展を遂げた[57-59,97-106]にもかかわらず, 実際に乱流予混合火炎における局所的な消炎現象を計測により明らかにした例は皆無といってよい. よどみ流中に形成される乱流予混合火炎の消炎に関する研究も行われている[107-110]が, 乱流予混合火炎における局所的な消炎現象を解明するには至っていない.

### 1.2.2 乱れと火炎の相互作用

分散反応帯火炎が形成されるとする Damköhler の仮説は現実性が極めて低く, 小さなスケールの強い乱流場においても, 乱流予混合火炎の構造は局所的には層流予混合火炎に近い構造であると考えられるようになった. しかし, 火炎片領域に分類される乱流予混合火炎においても, Kolmogorov の古典的乱流理論に基づいた乱流運動と化学反応の統計的な諸量の相対的關係からでは,  $S_T$  の増加や乱流予混合火炎の構造を解明することは困難であることが明らかとなり, 皺状層流火炎モデルには大幅な修正が必要であることが明らかにされた. このような背景から最近では, 統計的な諸量の相対的關係から乱流予混合火炎の構造を推論することから離れ, 乱流予混合火炎の構造の推定に不可欠な基礎的な現象を整理し, 個々の現象が乱流予混合火炎の構造に及ぼす影響を詳細に検討していく方向へと進んでいる. このような考えは, 乱流予混合火炎を層流火炎片 (laminar flamelet) の集合体であると考え, この層流火炎片の挙動と構造を吟味することにより正確なモデリングを試みるという, laminar flamelet concept[104]に端を発している.

乱流予混合火炎の構造は局所的な反応帯の形状, 反応帯の移動する方向や速度といった挙動および反応帯内部での燃焼現象によって決定される[111]. したがって, laminar flamelet concept に基づいて局所的な反応帯内部での燃焼現象が予測できる場合, 乱流予混合火炎の構造は主として局所的な火炎面の形状と挙動に依存することになる.

そこでまず, laminar flamelet concept に基づき, 乱流予混合火炎を構成する層流火炎片での燃焼現象に密接に関係する火炎伸長や火炎曲率等の因子が層流予混合火炎に及ぼす影響[97-106,112,113]や, 層流予混合火炎で起こる固有不安定

の問題[112-123]に関する多くの研究が行われた。Karlovitzら[11,12]が速度勾配中に存在する火炎の消炎に関する概念を提案して以来、火炎伸長に関する研究は非常に多くの理論的、実験的研究が行われ、層流予混合火炎の構造や $S_L$ に及ぼす影響が明らかにされてきた[97-106]。また、DarrieusとLandau[114]が1940年頃に平面状の火炎は無条件に不安定であることを発見して以来、火炎の固有不安定性に関しても理論的[112,113,115-120]、実験的研究[121-123]が行われてきた。火炎の固有不安定性にはDarrieusとLandauにより発見された流体力学的不安定だけでなく、外力による不安定および拡散・熱的不安定があり[60]、特に拡散・熱的不安定に関する研究が盛んに行われ、火炎の消炎や $S_L$ に重要な影響を及ぼすことが明らかにされた[98,120-123]。また、燃料と酸化剤の拡散速度が異なることに起因して、曲率を有する火炎面に流入する混合気の組成に変化が生じるとする選択拡散と、定常な一様流中に形成される平面火炎において、選択拡散の影響により火炎面にセル(細胞)状の凹凸が生じ規則的な二次元、三次元構造となるセル状火炎に関する研究も非常に多く行われた[128-132]。

さらに、上記の因子単独の影響だけでなく、幾つかの因子が複雑に影響しあうような場合や、層流予混合火炎と渦輪との干渉等に関する研究も活発に行われている[133-141]。例えば、EchekkiとMungal[133]は矩形ノズルバーナ上に形成された層流予混合火炎の先端部分に注目し、粒子追跡流速計(Particle Tracking Velocimetry: PTV)を用いた速度場の計測と火炎の直接写真およびRayleigh散乱により流体のひずみと火炎曲率が $S_L$ に及ぼす影響を調べた。その結果、 $S_L$ に及ぼす流体のひずみの影響はMatalonらの提案した予測式[103]と一致し、 $S_L$ とひずみ率の関係は線形、 $S_L$ と火炎曲率の関係は非線形であることを報告した。LiuとRoney[134]は、乱流予混合火炎の消炎限界付近の火炎片と同等の構造と考えられる予混合火炎を定在・定常に形成することが可能なEdge Flameを使用し、火炎面に沿ってひずみ率を変化させ、ひずみ率と $S_L$ の関係やEdge Flameに及ぼす拡散・熱的不安定の影響を明らかにした。また、Nguyenら[135]は渦の干渉を受けた層流火炎片におけるOHとCHの濃度分布を平面レーザー誘起蛍光法(Planer Laser Induced Fluorescence: PLIF)により計測し、局所的な火炎形状と流体のひずみの変化に対するこれらの化学種の濃度変化がそれぞれ異なった傾向を示すことを明らかにした。さらに、MullerやDriscollら[136]は粒子画像流速計(Particle Image Velocimetry: PIV)を用いた流れ場の計測と高速度シュリーレン写真撮影により、平面火炎と渦が干渉する場合に火炎の伸長率が $S_L$ に及ぼす影響を調べ、負のひずみが化学反応に重要な影響を及ぼすことを報告した。このような一連の研究により、層流予混合火炎の構造と $S_L$ に及ぼす流体のひずみ、火炎曲率および固有不安定性等の影響が調べられ、乱流予混合火炎における乱

れの影響を模擬した渦が層流予混合火炎に及ぼす影響が明らかにされてきた。

これらの研究の次なる段階は、層流予混合火炎で明らかにされた結果に基づいて、乱流予混合火炎の構造や乱れによる燃焼促進メカニズムを明らかにすることである。先に述べた通り、層流予混合火炎で明らかにされた結果に基づいて局所的な反応帯内部での燃焼現象が予測できる場合、乱流予混合火炎の構造解明は乱れによる火炎面の形状と挙動の変化を明らかにすることに帰結する。ただし、ここでの乱れとは従来のような非燃焼時の乱流特性ではなく、局所的な反応帯あるいは火炎面前後における乱流特性を指す。さらに、**flame generated turbulence** の考え[142]に代表されるように、火炎面の存在が乱れに影響を及ぼすことも乱流予混合火炎の構造を議論する上で考慮する必要がある[143-146]。したがって、乱れによる火炎面の形状と挙動の変化だけでなく、火炎面の形状や挙動の変化による乱れの変化の両者を明らかにすること、すなわち乱れと火炎の相互作用を明らかにすることが乱流予混合火炎の構造を解明する上で本質的な問題となる。

以上のように、乱流予混合火炎における乱れと火炎の相互作用を明らかにするためには火炎面挙動を明らかにする必要があるが、火炎面挙動を計測することはそれ程容易なことではない。燃焼場における乱流特性の計測は、LDVを使用すれば比較的容易に行える[147-150]。ただし、LDVのみでは記録される速度変動が未燃焼混合気中の速度変動であるのか、あるいは燃焼ガス中の速度変動であるのかを判別することはできないため、火炎面前後における乱流特性の変化を明らかにすることはできない。そのためLDVとMie散乱あるいはRayleigh散乱等が組み合わせて使用され、火炎面前後における乱流特性の変化が明らかにされた[151-154]。しかし、これらの研究では火炎面挙動を計測することができず、火炎と乱れの相互作用を明らかにするには至っていない。

以上のように、**laminar flamelet concept** に基づいた層流予混合火炎を対象とした一連の研究により、乱流予混合火炎を構成する層流火炎片での燃焼現象に関する理解は飛躍的に向上した。しかし、**Damköhler** が乱流予混合火炎の構造に関する仮説を提案して以来、乱流燃焼の研究においては理論的な推定や仮説が先行し、実験的研究の立ち後れが目立つ。このような背景には、乱流火炎における燃焼現象の計測に要求される空間あるいは時間分解能が非常に高いことが問題として挙げられる[155,156]。予混合火炎の反応帯は $10^{-1}$  mm程度の薄い帯として存在する[3,8,9]ため、反応帯内部で急激に変化する物理量を計測するためには、 $10^{-2}$  mm程度の空間分解能が必要とされる。また、乱流予混合火炎のように $10^{-1}$  mm程度の厚さの反応帯が10m/s程度の速度で変動している場合では、局所的な反応帯の形状や挙動の議論を行うためには少なくとも $10^{-6}$  sec程度の時

間分解能が必要とされる。しかし、このような高い空間および時間分解能を同時に満たす計測手法はかなり限られたものとならざるを得ない。

このように乱流予混合火炎における化学種濃度，温度および速度を十分な精度で計測することは非常に難しく，また乱流特性に関する実験条件の設定自由度も低く，乱流予混合火炎の構造に対する乱流特性の影響を系統立てて解明することは困難である。これに対して，乱流燃焼の数値計算による研究は実験に比べ条件設定が容易であり，かつ乱流燃焼場における化学種濃度，温度および速度等の多くの情報を一度に得ることができる。さらに，近年のスーパーコンピュータのめざましい発達により，乱流予混合火炎の直接数値計算(Direct Numerical Simulation: DNS)による研究が活発に行われるようになり，従来の実験では評価し得なかった火炎の局所的な構造が報告され始めている[157-168]。

例えば，店橋ら[157,158]は  $u'/S_L > 30$  程度の非常に強い乱流場における乱流予混合火炎の DNS を行い，組織渦と局所的な火炎面が干渉するようすを示し，火炎曲率と熱発生率の変化や反応帯が非常に複雑な三次元構造を有することを報告した。また，Thévenin[162]は一様等方性乱流中を伝播するメタン・空気乱流予混合火炎の三次元 DNS を行い，乱流予混合火炎の局所的な構造に及ぼす乱流特性の影響の検討を行い，乱流特性が火炎曲率の平均値に与える影響は小さいことなどを明らかにした。さらに，Thévenin[163]は一様等方性乱流中を伝播するメタン・空気乱流予混合火炎の二次元および三次元 DNS を行い，両者の間には大きな違いが現れること，また三次元結果から火炎曲率を直接算出した場合と，三次元結果から二次元断面を抽出し二次元断面内の火炎曲率を算出した場合で，両者には大きな差が生じる可能性を指摘した。

このような乱流燃焼の DNS では，時間とともに火炎面が変動するようすや火炎面と乱れの干渉などが三次元のコンピュータグラフィックスにより鮮明に示されることが多い。確かにこの種のコンピュータグラフィックスは現象を理解する上で非常に分かりやすい。しかし残念なことに，現段階では DNS の結果と比較し得る実験結果は極めて限られており，果たしてそれらが妥当であるか否かを検討することは困難な状況にある。これは偏に火炎面の挙動や形状を三次元計測することの困難さに起因している。乱流燃焼の数値計算結果の妥当性を検証し，それをさらに実用的な段階に発展させるためには実験結果との比較検討が必要不可欠である。

このような状況下において，ごく最近 Chen と Bilger[169]や Knaus ら[170]は，近接した二枚の Rayleigh 散乱等の二次元画像から乱流予混合火炎の火炎面形状を三次元計測する手法を提案した。彼らが提案する手法は独創的で，先進的であるが，残念なことに火炎面の速度ベクトルを計測することはできず，火炎面



挙動を計測するには至っていない．原理的には近接した二枚の二次元画像と微少時間遅れた二枚の近接した二次元画像があれば，火炎面速度ベクトルを計測することは可能であるが，そのような実験を行うことは極めて困難である．

### 1.3 本研究の目的

乱れと火炎の相互作用を明らかにし乱流予混合火炎における燃焼促進メカニズムを解明するため，また DNS の結果と実験的事実を照合・検討し数値計算技術をさらに進展させるためにも，火炎面の挙動や形状，特に火炎面挙動の三次元計測手法を確立することは急務であるといえる．そこで本研究では，乱流予混合火炎の火炎面挙動を三次元計測する手法を確立し，さらに確立した手法を用いて乱流予混合火炎における火炎面の三次元挙動を明らかにすることを目的とする．

ところで，火炎面は波面の一種であるため，火炎面速度ベクトルは火炎面自身に垂直なベクトルとして定義される[171]．火炎面の特定の場所に印を付け，微少時間後にその印がどこに移動したかを調べれば，火炎面速度ベクトルを計測することができそうである．しかし，燃焼の場合ある瞬間に化学反応を起こしている流体粒子は微少時間後に化学反応を起こす流体粒子とは同一ではないため，火炎面の特定の場所に印を付けることはできない．したがって，火炎面速度ベクトルを計測する際には，まず物理量，例えば温度や化学種濃度などの分布から火炎面を定義する必要がある．そして，火炎が変動する空間内のある瞬間における火炎面の位置や形状を特定し，微少時間後の火炎面の位置や形状と比較することにより，火炎面速度ベクトルを計測することができる．あるいは，火炎の変動する空間に固定された複数の計測点を火炎面が通過する時刻と各計測点の位置から，火炎面速度ベクトルを計測することもできる．

前者の方法は，先述の Chen らが提案した火炎面形状の三次元計測手法[169,170]に加え，さらに微少時間遅れた二枚の近接した二次元画像があれば可能である．しかし，このような方法は科学研究において無視することはできない経済性と利便性は極めて低く，不可能と言わざるを得ない．したがって，火炎面速度ベクトルを計測するには後者の方法，すなわち空間内に複数の計測点を設置し，火炎面が各計測点を通過する時間より求める以外にない．このように計測点を火炎面が通過する時刻を先述の乱流予混合火炎の計測に必要な時間および空間分解能で計測可能な手法は，既存の計測手法の中では静電探針法以

外にない。

静電探針法は火炎面近傍における化学イオン化反応により生成されるイオン(炭化水素火炎では  $\text{CHO}^+$ が主[8,172])を検出する計測手法であり、非常に高い時間および空間分解能を有している[173]。また、静電探針法は原理的には火炎面の三次元挙動を計測することが可能である。静電探針の受感部が一つの場合は火炎面が静電探針を通過した時刻を計測することができ、受感部が二つの場合は二つの受感部を結ぶ直線上における火炎面の一次元挙動を計測することができる。さらに、受感部が三つの場合は三つの受感部が形成する平面における火炎面の二次元挙動を計測することができる[174]。したがって、受感部が四つの静電探針を使用すれば、四つの受感部が形成する空間における火炎面挙動を三次元計測することができると考えられる。

そこで、本研究では四つの受感部を有する静電探針を設計・製作し、乱流予混合火炎の火炎面挙動の三次元計測手法を確立する。また、本計測手法を用いて乱流予混合火炎の火炎面の三次元挙動を明らかにする。

## 1.4 本論文の構成

本論文は1から6章の六つの章から構成されている。第1章では、乱流予混合燃焼に関する過去の研究と現状を概観し、本研究の目的を明確にした。

第2章では、四つの受感部を有する静電探針を使用して乱流予混合火炎の火炎面挙動の三次元計測手法を開発する。なお、静電探針により計測されるイオン電流波形は、使用する静電探針の構造や局所的な火炎面の形状などの様々な因子に依存して変化することが知られている。したがって、乱流予混合火炎より得られるイオン電流波形を解析し、火炎面挙動を三次元計測する際に考慮すべき因子を明確にする必要がある。そこでまず、四つの受感部を有する静電探針を製作する上で考慮すべき静電探針の適正使用条件、および乱流予混合火炎において計測したイオン電流波形を解析して火炎面挙動を計測する際に考慮すべき静電探針による計測の基本的特性を明確にする。次に、静電探針の適正使用条件に基づいて四つの受感部を有する静電探針を製作し、静電探針を火炎に挿入することによる擾乱の影響を調べ、形状の最適化を行う。最後に、形状の最適化を行った静電探針により得られる乱流予混合火炎のイオン電流波形の解析手法を検討し、火炎面の三次元挙動を計測する手法を開発する。

第3章では、第2章で開発した四つの受感部を有する静電探針を使用して、

量論比付近のプロパン・空気乱流予混合火炎における火炎面の三次元挙動を計測し、得られた結果の妥当性を検証し本計測手法を確立する。また、乱流燃焼ダイアグラムにおける火炎片領域に分類される比較的乱れの弱い乱流予混合火炎を対象に、火炎面の三次元挙動を調べる。

第4章では、希薄および過濃なプロパン・空気乱流予混合火炎の火炎面の三次元挙動を計測し、乱流燃焼特性に影響を及ぼす混合気固有の性質である層流燃焼速度と火炎面前後における密度変化が火炎面挙動に及ぼす影響を調べる。また、希薄および過濃なプロパン・空気乱流予混合火炎と層流燃焼速度が等しい希薄および過濃なメタン・空気乱流予混合火炎の火炎面の三次元挙動を計測し、火炎面挙動に及ぼす選択拡散の影響を考察する。

第5章では、第3, 4章で対象とする Bunsen 火炎とはガス流れに対する乱流火炎帯の相対的な位置や形状、すなわち流れと火炎の形態が異なる V 型火炎における火炎面の三次元挙動を計測し、流れと火炎の形態が火炎面の挙動に及ぼす影響を調べる。

第6章では、各章において得られた知見を総括し、本研究の結論を示す。

## 第1章 参考文献

- [1] Mallard E. and Le Chatelier H. L., “Recherches Experimentales et Theoriques sur la Combustion des Melanges Gaseux Explosifs”, *Les Annales des Mines*, Vol.8: Series 4 (1883), pp.343
- [2] Bradley D., “How Fast Can We Burn?”, *Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1992), pp.247-262
- [3] 新岡嵩, 河野通方, 佐藤順一, *燃焼現象の基礎*, オーム社 (2001), pp.8-27
- [4] 大久保陽一郎, 井戸田芳典, 野村佳洋, “自動車用 100kW 級セラミックガスタービンのためのタンデム型予蒸発予混合希薄燃焼器の設計とその特性評価”, *日本ガスタービン学会誌*, Vol.25 (1998), pp.88-93
- [5] Hayashi S. and Yamada H., “NOx Emissions in Combustion of Lean Premixed Mixtures Injected into Gas Burned”, *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol.28 (2000), pp.2443-2449
- [6] 市川浩之, 熊倉弘隆, 佐々木正史, “自動車用 100kW-CGT における低公害燃焼器の開発研究: 第1報, 予蒸発予混合希薄燃焼器の燃焼性能”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.69: No.677 (2003), pp.155-161

- [7] Canepa E., Di Martino P., Formosa P., Ubaldi M. and Zunino P., “Unsteady Aerodynamics of an Aeroengine Double Swirler Lean Premixing Prevaporizing Burner”, *Transaction of the ASME, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol.128 (2006), pp.29-39
- [8] 平野敏右, 燃烧学 —燃烧现象とその制御—, 海文堂 (1986), pp.44-71
- [9] 水谷幸夫, 燃烧工学 (第2版), 森北出版 (1989), pp78-82
- [10] Abdel-Gayed R. G. and Bradley D., “Turbulence and Turbulent Flame Propagation”, *Philosophical Transaction of Royal Society of London, Series A*, Vol.301 (1981), pp.1-25
- [11] Karlovitz B., Dennison D. W. and Wells F. E., “Investigation of Turbulent Flames”, *The Journal of Chemical Physics*, Vol.19: No.5 (1951), pp.541-547
- [12] Karlovitz B., Dennison D. W., Knapschaefer D. H. and Wells F. E., “Studies on Turbulent Flames,” *Fourth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1953), pp.1665-1673
- [13] Klimov A. M., “Laminar Flames in a Turbulent Flow”, *Zhurnal Prikladnoi Mekhaniki i Tekhnicheskoi Fizziki*, No. 3 (1963), pp.49-58
- [14] Williams F. A., “A Review of Some Theoretical Considerations of Turbulent Flame Structure in Analytical Numerical Methods for Investigation of Flow Fields with Chemical Reactions, Especially Related to Combustion”, *AGARD Conference Proceedings*, No.164 (1975), pp.III(1)-III(25)
- [15] Williams F. A., “Criteria for Existence of Wrinkled Laminar-Flame Structure of Turbulent Premixed Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.22 (1976), pp.269-270
- [16] Damköhler G., “Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen”, *Zeitschrift Fur Elektrochem und Angewandte Physikalische Chemie*, Vol.46 (1940), pp.601-627
- [17] Kovasznay L. S. G., “A Comment on Turbulent Combustion”, *Jet Propulsion*, Vol.26 (1956), pp.485-487
- [18] Summerfield M., Riter S. H., Kebely V. and Mascolo R. W., “The Physical Structure of Turbulent Flames”, *Jet Propulsion*, Vol.24 (1954), pp.254-255
- [19] Summerfield M., Riter S. H., Kebely V. and Mascolo R.W., “The Structure and Propagation Mechanism of Turbulent Flames in High-Speed Flow”, *Jet Propulsion*, Vol.25 (1955), pp.377-384
- [20] Lefebvre A. H. and Reid R., “The Influence of Turbulence on the Structure and Propagation of Enclosed Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.10 (1966),

- pp.355-366
- [21] Lefebvre A. H., “Turbulence Effects on Enclosed Flames”, *Acta Astronautica*, Vol.1 (1974), pp.471-483
- [22] Ballal D. R. and Lefebvre A. H., “The Structure and Propagation of Turbulent Flames”, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, Vol.344 (1975), pp.217-234
- [23] Ballal D. R., “The Structure of a Premixed Turbulent Flame”, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, Vol.367 (1979), pp.353-380
- [24] Ballal D. R., “The Influence of Laminar Burning Velocity on the Structure and Propagation of Turbulent Flames”, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, Vol.367 (1979), pp.485-502
- [25] Ballal D. R., “Further Development of the Three-region Model of a Premixed Turbulent Flames, I Turbulent Diffusion Dominated Region 2”, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, Vol.368 (1979), pp.267-282
- [26] Ballal D. R., “Further Development of the Three-region Model of a Premixed Turbulent Flames, II Instability-Dominated Region 1”, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, Vol.368 (1979), pp.283-293
- [27] Ballal D. R., “Further Development of the Three-region Model of a Premixed Turbulent Flames, III Eddy Entrainment, Combustion in Depth Process of Region 3”, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, Vol.368 (1979), pp.295-304
- [28] Gaydon A. G. and Wolfhard H. G., *Flames: Their structure, Radiation and Temperature, third edition*, Chapman and Hall (1978), pp.126
- [29] 熊谷清一郎, 燃焼, 岩波出版 (1976), pp.140
- [30] 大竹一友, 藤原俊隆, 燃焼工学, コロナ社 (1985), pp.43
- [31] 金原寿郎, 気体の燃焼物理, 裳華房 (1985), pp.63
- [32] 架谷昌信, 木村淳一, 燃焼の基礎と応用, 共立出版 (1986), pp.74
- [33] 小林清志, 荒木信幸, 牧野敦, 燃焼工学, 理工学社 (1988), pp.69
- [34] Yoshida A., “Structure of Opposed Jet Premixed Flame and Transition of Turbulent Premixed Flame Structure”, *Twenty-Second Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1988), pp.1471-1478
- [35] Yoshida A., Narisawa M. and Tsuji H., “Structure of Highly Turbulent Premixed Flames”, *Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1992), pp.519-525

- [36] 吉田亮, 成澤道則, 辻廣, “未燃焼混合気乱流特性と対向噴流バーナ火炎の構造”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.58: No.552 (1992), pp.2571-2576
- [37] 吉田亮, 成澤道則, 辻廣, 廣瀬龍興, “対向噴流予混合火炎における化学発光計測”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.59: No.560 (1993), pp.1401-1407
- [38] 香月正司, 水谷幸夫, 安田俊彦, 黒沢要治, 小林一弥, 高橋丈雄, “乱流予混合火炎における乱れと混合: 第1報, 乱流特性と火炎の広がり”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.54: No.500 (1988), pp.993-999
- [39] 高橋丈雄, 香月正司, 水谷幸夫, “乱流予混合火炎の分散反応領域の観察”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.55: No.511 (1989), pp.859-864
- [40] 香月正司, 水谷幸夫, 安田俊彦, 黒沢要治, 小林一弥, 高橋丈雄, “乱流予混合火炎における乱れと混合: 第2報, 火炎微細構造とその混合過程への影響”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.55: No.514 (1989), pp.1729-1736
- [41] Katsuki M., Mizutani Y., Yasuda T., Kurosawa Y., Kobayashi K. and Takahashi T., “Local Fine Structure and its Influence on Mixing Process in Turbulent Premixed Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.82 (1990), pp.93-105
- [42] 高橋丈雄, 香月正司, 水谷幸夫, “希薄乱流予混合火炎の微細構造と燃焼機構”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.58: No.547 (1992), pp.929-936
- [43] 香月正司, 水谷幸夫, 安田俊彦, 黒沢要治, 小林一弥, 高橋丈雄, “乱流予混合火炎における乱れと混合: 第3報, 火炎微細構造とその混合過程への影響”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.58: No.551 (1992), pp.2261-2267
- [44] 香月正司, 安田俊彦, 水谷幸夫, “予混合火炎の微細構造に及ぼす乱れの影響”, *燃焼の科学と技術*, Vol.2 (1994), pp.69-76
- [45] 古川純一, “静電探針による乱流火炎構造の計測に関する一考察”, *燃焼の科学と技術*, Vol.1 (1993), pp.207-209
- [46] Furukawa J. and Hirano T., “Fine Structure of Small-Scale and High-Intensity Turbulent Premixed Flames”, *Twenty-Fifth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1994), pp.1233-1239
- [47] Poinso T., Veynante D. and Candel S., “Diagrams of Premixed Turbulent Combustion Based on Direct Simulation”, *Twenty-Third Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1990), pp.613-619
- [48] Chomiak J., “A Possible Propagation Mechanism of Turbulent Flames at High Reynolds Number”, *Combustion and Flame*, Vol.15 (1970), pp.319-321
- [49] Chomiak J., “Application of Chemiluminescence Measurement to the Study of Turbulent Flame Structure”, *Combustion and Flame*, Vol.18 (1972), pp.429-433

- [50] Chomiak J., "The Uniform Distortion of a Turbulent Flame", *Combustion and Flame*, Vol.22 (1974), pp.99-104
- [51] Chomiak J., "Dissipation Fluctuations and the Structure and Propagation of Turbulent Flames in Premixed Gases at High Reynolds Numbers", *Sixteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1976), pp.1665-1673
- [52] Tennekes H., "Simple Model for the Small-scale Structure of Turbulence", *Physics of Fluids*, Vol.11 (1968), pp.669-671
- [53] Tabaczynski R. J., Ferguson, C. R. and Randhkrishnan, K., "A Turbulent Entrainment Model for Spark-Ignition Engine Combustion", *SAE Transactions*, Vol.86: Paper No.770647 (1977), pp.2414-2433
- [54] Hires S. D., Tabaczynski R. J. and Novak J. M., "The Prediction of Ignition Delay and Combustion Intervals for a Homogeneous Charge Spark Ignition Engine", *SAE Transactions*, Vol.87: Paper No.780232 (1978), pp.1053-1067
- [55] Tabaczynski R. J., Trinker F. H. and Shannon B. A. S., "Further Refinement and Validation of a Turbulent Flame Propagation Model for Spark-ignition Engines", *Combustion and Flame*, Vol.39 (1980), pp.111-121
- [56] Radhakrishnan K., Heywood J. B. and Tabaczynski R. J., "Premixed Turbulent Blow off Velocity Correlation Based on Coherent Structures in Turbulent Flows", *Combustion and Flame*, Vol.42 (1981), pp.19-33
- [57] Kobayashi, H. and Kitano, M., "Extinction Characteristics of a Stretched Cylindrical Premixed Flame," *Combustion and Flame*, Vol.76 (1989), pp.285-295
- [58] Ishizuka, S., "On the Flame Propagation in Rotating Flow Field", *Combustion and Flame*, Vol.82 (1990), pp.176-190
- [59] 小林秀昭, 北野三千雄, "伸長円筒状火炎の伸長と乱流予混合火炎の火炎構造について", *燃焼の科学と技術*, Vol.2, pp.227-238
- [60] Williams, F.A., *Combustion Theory 2nd edition*, Addison-Wisley (1985)
- [61] Abraham J., Williams F. A. and Bracco F. V., "A Discussion of Turbulent Flame Structure in Premixed Charges", *SAE Transactions*, Vol.94: Paper No.850345 (1985), pp.128-143
- [62] Libby, P. A. and Williams, F. A., *Turbulent Reacting Flows*, Academic Press (1994)
- [63] Peters N., "Length Scale in Laminar and Turbulent Combustion", *Progress in Astronautics and Aeronautics*, Vol.135 (1991), pp.155-182

- [64] Peters N., "The Turbulent Burning Velocity for Large-scale and Small-scale Turbulence", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.384 (1999), pp.107-132
- [65] Bray K. N. C., "Turbulent Flows with Premixed Reactant", in *Turbulent Reacting Flows* (eds. Libby P. A. and Williams F. A.), Springer Berlin, Heidelberg(1979), pp.115-183
- [66] Abdel-Gayed R. G. and Bradley D., "Combustion Regimes and the Straining of Turbulent Premixed Flames", *Combustion and Flame*, Vol.76 (1989), pp.213-218
- [67] Barrere M., "Modeles de Combustion", *Revue Générale de Thermique*, Vol.148 (1974), pp.295-308
- [68] Borghi R., "Turbulent Combustion Modeling", *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.14 (1988), pp.245-292
- [69] Furukawa J., Okamoto K. and Hirano T., "Turbulence Characteristics within the Local Reaction Zone of a High-Intensity Turbulent Premixed Flames", *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1996), pp.405-412
- [70] 古川純一, 原田栄一, 平野敏右, 高強度乱流予混合火炎の微細構造, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.55: No.520 (1989), pp.3758-3765
- [71] Furukawa J., Harada E. and Hirano T., "Local Reaction Zone Thickness of a High-Intensity Turbulent Premixed Flames", *Twenty-Third Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1990), pp.789-794
- [72] 丸田薫, 古川純一, 五味努, 平野敏右, "高強度乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さ", *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.59: No.566 (1993), pp.3277-3282
- [73] Chen Y. -C., "Measurements of the Inner Layer Temperature in Highly Stretched Turbulent Bunsen Flames", *Ph. D Thesis at Rheinisch-Westftischen Technischen Hochschule Aachen* (1994)
- [74] Bedat B. and Cheng R. K., "Experimental Study of Premixed Flames in Intense Isotropic Turbulence", *Combustion and Flame*, Vol.100 (1995), pp.485-494
- [75] Buschmann A., Dinkelacker F., Schtfer T., Schtfer M. and Wolfrum J., "Measurement of the Instantaneous Detailed Flame Structure in Turbulent Premixed Combustion", *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1996), pp.437-445
- [76] Mansour M. S., Peters N. and Chen Y. -C., "Investigation of Scalar Mixing in the Thin Reaction Zones Regime Using a Simultaneous CH-LIF/Rayleigh



- Laser Technique”, *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1998), pp.767-773
- [77] Shchelkin K. I. and Troshin Y. K., *Gasdynamics of Combustion*, Mono Book Corp. (1965)
- [78] Wohl K., Shore L., von Rosenberg H. and Weil C. W., “The Burning Velocity of Turbulent Flames”, *Fourth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1953), pp.620-635
- [79] Scurlock A. C. and Grover J. H., “Propagation of Turbulent Flames”, *Fourth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1953), pp.645-658
- [80] Andrews G. E. Bradley D. and Lwakabamba S. B., “Turbulence and Turbulent Flame Propagation - A Critical Appraisal”, *Combustion and Flame*, Vol.24 (1975), pp.285-304
- [81] Mandelbrot B. B., *The Fractal Geometry of Nature*, Freeman (1983)
- [82] Gouldin F. C., “An Application of Fractals to Modeling Premixed Turbulent Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.68 (1987), pp.249-266
- [83] Gouldin F. C., Bray K. N. C. and Chen J. -Y., “Chemical Closure Model for Fractal Flamelets”, *Combustion and Flame*, Vol.77 (1989), pp.241-259
- [84] Mantzaras J., Felton P. G. and Bracco F. V., “Fractals and Turbulent Premixed Engine Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.77 (1989), pp.295-310
- [85] Gülder Ö. L., “Turbulent Premixed Combustion Modeling using Fractal Geometry”, *Twenty-Third Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1990), pp.835-842
- [86] North G. L. and Santavicca D. A., “The Fractal Nature of Premixed Turbulent Flames”, *Combustion Science and Technology*, Vol.72 (1990), pp.215-232
- [87] Shepherd I. G., Cheng R. K. and Talbot L., “Experimental Criteria for the Determination of Fractal Parameters of Premixed Turbulent Flames”, *Experiments in Fluids*, Vol.13 (1992), pp.386-392
- [88] 吉田亮, 安藤美彦, 柳澤忠, 辻廣, “しわ状層流火炎のフラクタル特性”, *燃焼の科学と技術*, Vol.1 (1992), pp.37-43
- [89] 吉田亮, 柳澤忠, 安藤美彦, 辻廣, “フラクタル特性におよぼす層流燃焼速度の影響およびしわ状層流火炎の乱流燃焼速度”, *燃焼の科学と技術*, Vol.2 (1993), pp.103-109
- [90] Yoshida A., Kasahara M., Tsuji H. and Yanagisawa T., “Fractal Geometry Application in Estimation of Turbulent Burning Velocity of Wrinkled Laminae

- Flame”, *Combustion Science and Technology*, Vol.103 (1994), pp.207-218
- [91] Smallwood G. J., Gülder Ö. L., Snelling D. R., Deschamps B. M. and Gökalp I., “Characterization of Flame Front Surfaces in Turbulent Premixed Methane/Air Combustion”, *Combustion and Flame*, Vol.101 (1995), pp.461-470
- [92] 古川純一, 中村朋宏, 平野敏右, “静電探針による高強度乱流予混合火炎の局所的な形状の計測”, *燃焼の科学と技術*, Vol.1 (1992), pp.51-57
- [93] Furukawa J., Maruta K., Nakamura T. and Hirano T., “Local Reaction Zone Configuration of High Intensity Turbulent Premixed Flames”, *Combustion Science and Technology*, Vol.90 (1993), pp.267-280
- [94] 古川純一, 岡本京子, 石澤静雄, 五味努, 平野敏右, “高強度乱流予混合火炎の局所的な反応帯における輸送機構”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.62: No.598 (1996), pp.2460-2465
- [95] 古川純一, 丸田薫, 平野敏右, “プロパン・空気乱流予混合火炎の局所的な反応帯の形状”, *燃焼の科学と技術*, Vol.4 (1996), pp.103-109
- [96] Furukawa J., Maruta K. and Hirano T., “Flame Front Configuration of Turbulent Premixed Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.112 (1998), pp.293-301
- [97] Sivasinski G. I., “Structure of Bunsen Flames”, *Journal of Chemical Physics*, Vol.62 (1975), pp.638-643
- [98] Strehlow R. A. and Savage L. D., “The Concept of Flame Stretch”, *Combustion and Flame*, Vol.31 (1978), pp.209-211
- [99] Buckmaster J., “The Quenching of a Deflagration Wave Held in Front of a Bluff Body”, *Seventeenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1978), pp.835-842
- [100] Ishizuka S. and Law C. K., “An Experimental Study on Extinction and Stability of Stretched Premixed Flames”, *Nineteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1982), pp.327-335
- [101] Tsuji H. and Yamaoka I., “Structure and Extinction of Near-Limit Flames in a Stagnation Flow”, *Nineteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1982), pp.1533-1540
- [102] Sato J., “Effects of Lewis Number on Extinction Behavior of Premixed Flames in a Stagnation Flow”, *Nineteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1982), pp.1541-1548
- [103] Matalon M. and Matkowsky B. J., “On the Stability of Plane and Curved Flames”, *SIAM Journal on Applied Mathematics*, Vol.44 (1984), pp.327-343

- [104] Peters N., "Laminar Flamelet Concepts in Turbulent Combustion", *Twenty-First Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1986), pp.1231-1250
- [105] Law C. K., "Dynamics of Stretched Flames", *Twenty-Second Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1988), pp.1381-1402
- [106] Abdel-Gayed, R. G. and Bradley, D., "Combustion Regimes and the Straining of Turbulent Premixed Flames," *Combustion and Flame*, Vol.76 (1989), pp.213-218
- [107] 矢作裕司, 植田利久, 溝本雅彦, "よどみ流中に形成される希薄プロパン空気乱流予混合火炎の消炎", *日本機化学会論文集 B 編*, Vol.57: No.540 (1991), pp.2798-2803
- [108] Yahagi Y., Ueda T. and Mizomoto M., "Extinction Mechanism of Lean Methane/Air Turbulent Premixed Flame in a Stagnation Point Flow", *JSME International Journal, Series B*, Vol.35: No.2 (1992), pp.304-309
- [109] Yahagi Y., Ueda T. and Mizomoto M., "Extinction Mechanism of Lean Methane/Air Turbulent Premixed Flame in a Stagnation Point Flow", *Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1992), pp.537-542
- [110] Roberts W. L., Driscoll J. F., Drake M. C. and Goss L. P., "Images of the Quenching of a Flame by a Vortex-to Quality Regimes of Turbulent Combustion", *Combustion and Flame*, Vol.94 (1993), pp.58-69
- [111] 平野敏右, "乱流予混合火炎の構造 - 仮説の合理性 - ", *燃焼の科学と技術*, Vol.2 (1994), pp.5-13
- [112] Markstein G. H., "Experimental and theoretical studies of flame front instability", *Journal of the Aeronautical Sciences*, Vol.18 (1951), pp.199-209
- [113] Markstein G. H., *Nonsteady Flame Propagation*, Pergamon Press, New York (1964)
- [114] Landau L.D., "On the Theory of Slow Combustion", *Acta Physiocochemica (U.R.S.S.)*, Vol.19 (1944), pp.77-85
- [115] Sivashinsky G. I., "Diffusional-Thermal Instability Theory of Cellular Flames", *Combustion Science and Technology*, Vol.15 (1977), pp.137-146
- [116] Joulin G. and Clavin P., "Linear Stability Analysis of Nonadiabatic Flames: Diffusional-Thermal Model", *Combustion and Flame*, Vol.35 (1979), pp.139-153

- [117] Zel'dovich Y. B., Barenblatt G. I. Librovich V. B. and Makhviladze G. M., *The Mathematical Theory of Combustion and Explosion*, Nauka, Moscow, (1980), Chapter 6
- [118] Buckmaster J. D. and Ludford G. S. S., *Theory of Laminar Flames*, Cambridge University Press, (1982), Chapter 11
- [119] Sivashinsky G. I., "Instabilities, Pattern Formation and Turbulence in Flames", *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.15 (1983), pp.179-199
- [120] Clavin P., "Dynamic Behavior of Premixed Flame Fronts in Laminar and Turbulent Flows", *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.11 (1985), pp.1-59
- [121] Groff E. G., "The Cellular Nature of Confined Spherical Propane-Air Flames", *Combustion and Flame*, Vol.48 (1982), pp.51-62
- [122] Mitani T. and Williams F. A., "Studies of Cellular Flames in Hydrogen-Oxygen-Nitrogen Mixtures", *Combustion and Flame*, Vol.39 (1980), pp.469-190
- [123] Ronney P. D., "Near-Limit Flame Structures at Low Lewis Number", *Combustion and Flame*, Vol.82 (1990), pp.1-14
- [124] Tsuji H. and Yamaoka I., "Structure and Extinction of Near-Limit Flames in a Stagnation Flow", *Nineteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1982), pp.1533-1540
- [125] Libby P. A., Liñán A. and Williams F. A., "Strained Premixed Laminar Flames with Nonunity Lewis Numbers", *Combustion Science and Technology*, Vol.34 (1983), pp.257 – 293
- [126] Ju Y., Guo H., Maruta K. and Liu F., "On the Extinction Limit and Flammability Limit of Non-Adiabatic Stretched Methane-Air Premixed Flames", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.342 (1997), pp.315-334
- [127] Nayagam V. and Williams F. A., "Lewis-number effects on edge-flame propagation", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.458 (2002), pp.219-228
- [128] Markstein G. H. and Somers L. M., "Cellular Flame Structure and Vibratory Flame Movement in N-Butane-Methane Mixtures", *Fourth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1953), pp.527
- [129] Vantelon J. P., Pagni P. J. and Dunskey C. M., "Cellular Flame Structures on a Cooled Porous Burner", *Prog. Astron. Aeron.*, Vol. 105 (1986), pp.131-151
- [130] Margolis S. B. and Sivashinsky G. I., "On Spinning Propagation of Cellular Flames", *Combustion Science and Technology*, Vol.69 (1990), pp.99

- [131] Shtilman H. and Sivashinsky G. I., "On the Hexagonal Structure of Cellular Flames", *Canadian Journal of Physics*, Vol.68 (1990), pp.768
- [132] Gorman M., el-Hamdi M. and Robbins K., "Experimental Observation of Ordered States of Cellular Flames", *Combustion Science and Technology*, Vol.98 (1994), pp.37-45
- [133] Echehki T. and Mungal M. G., "Flame Speed Measurements at the Tip of a Slot Burner: Effects of Flame Curvature and Hydrodynamic Stretch," *Twenty-Third Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1990), pp.445-461
- [134] Liu J. -B. and Ronney P. D., "Premixed Edge-Flames in Spatially Varying Straining Flows", *Combustion Science and Technology*, Vol.144 (1999), pp.21-46
- [135] Nguyen Q. -V. and Paul P. H., "The Time Evolution of a Vortex-Flame Interaction Observed via Planar Imaging of CH and OH," *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1996), pp.357-364
- [136] Mueller C., Driscoll J. F., Reuss D. and Drake M., "Effects of Unsteady Stretched on the Strength of a Freely-Propagating Flame Wrinkled by a Vortex," *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1996), pp.347-355
- [137] Samaniego J. -M. and Mantel T., "Fundamental Mechanisms in Premixed Turbulent Flame Propagation via Flame-Vortex Interactions Part I: Experiment", *Combustion and Flame*, Vol.118 (1999), pp.537-556
- [138] Samaniego J. -M. and Mantel T., "Fundamental Mechanisms in Premixed Turbulent Flame Propagation via Vortex-Flame Interactions Part II: Numerical Simulation", *Combustion and Flame*, Vol.118 (1999), pp.557-582
- [139] Renard P. -H., Thévenin D., Rolon J. C. and Candel S., "Dynamics of Flame/Vortex Interactions", *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.26 (2000), pp.225-282
- [140] Xiong Y., Roberts W. L., Drake M. C. and Fansler T. D., "Investigation of Pre-mixed Flame-Kernel/Vortex Interactions via High-Speed Imaging", *Combustion and Flame*, Vol.126 (2001), pp.1827-1844
- [141] Chun W. C. and Ishwar K. P., "Contribution of Curvature to Flame-Stretch Effects on Premixed Flames", *Combustion and Flame*, Vol.126 (2001), pp.1640-1654

- [142] Borghi R., "On the Structure of Turbulent Premixed Flames", *Recent Advances in Aeronautical Science*, Pergamon (1985), pp.117-138
- [143] Tsuruda T. and Hirano T., "Local Flame Front Disturbance Development under Acceleration", *Combustion and Flame*, Vol.84 (1991), pp.66-72
- [144] Fines A., Tsuruda T. and Hirano T., "Numerical Simulation of Flame Disturbance Growth Induced by a Pressure Gradient", *Combustion and Flame*, Vol.95 (1993), pp.76-86
- [145] 八島正明, 鈴木鐸士, 川又正昭, 平野敏右, "細い円柱に保持された予混合火炎における流れの場と火炎面の挙動の解析", *燃焼の科学と技術*, Vol.1 (1993), pp.111-121
- [146] Furukawa J., Noguchi Y. and Hirano T., "Investigation of Flame Generated Turbulence in a Large-Scale and Low-intensity Turbulent Premixed Flame with a 3-Element Electrostatic Probe and a 2-D LDV", *Combustion Science and Technology*, Vol.154 (2000), pp.163-178
- [147] Gulati A. and Driscoll J. F., "Flame-Generated Turbulence and Mass Fluxes: Effect of Varying Heat Release", *Twenty-First Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1986), pp.1367-1375
- [148] Gulati A. and Driscoll J. F., "Velocity-Density Correlations and Favre Averages Measured in a Premixed Turbulent Flame", *Combustion Science and Technology*, Vol.48 (1986), pp.285-307
- [149] Cho P., Law C. K., Hertzberg J. R. and Cheng R. K., "Structure and Propagation of Turbulent Premixed Flames Stabilized in a Stagnation Flow", *Twenty-First Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1986), pp.1493-1499
- [150] Cho P., Law C. K., Cheng R. K. and Shepherd I. G., "Velocity and Scalar Fields of Turbulent Premixed Flames in Stagnation Flow", *Twenty-Second Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1988), pp.739-745
- [151] Cheng R. K., "Conditional Sampling of Turbulence Intensities and Reynolds Stress in Premixed Turbulent Flames", *Combustion Science and Technology*, Vol.41 (1984), pp.109-142
- [152] Gökalp I., Shepherd I. G. and Cheng R. K., "Spectral Behavior of Velocity Fluctuations in Premixed Turbulent Flames", *Combustion and Flame*, Vol.71 (1988), pp.313-323
- [153] Driscoll J. F. and Gulati A., "Measurement of Various Terms in the Turbulent

- Kinetic Energy Balance within a Flame and Comparison with Theory”, *Combustion and Flame*, Vol.72 (1988), pp.131-152
- [154] Videto B. D. and Santavicca D. A., “Flame-Turbulence Interactions in a Freely-Propagating, Premixed Flame”, *Combustion Science and Technology*, Vol.70 (1990), pp.47-73
- [155] 古川純一, “乱流予混合火炎の局所的現象の診断”, *燃焼の科学と技術*, Vol.5 (1998), pp.207-225
- [156] 岡本京子, 古川純一, 平野敏右, “乱流火炎構造の計測に関する一考察”, *燃焼の科学と技術*, Vol.6 (1998), pp.45-53
- [157] 店橋, 宮内, 名田, 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, (1998), 13-22.
- [158] Tanahashi M., Saito T., Shimamura M. and Miyauchi T., “Local Extinction and NO<sub>x</sub> Formation in Methane-Air Turbulent Premixed Flames”, *Proceedings of the Second Asia-Pacific Conference on Combustion*, (1999) pp.500
- [159] Hasegawa T., Nishiki S. and Himeno R., “Mechanism of Flame Evolution Along a Fire Vortex”, *Combustion Theory and Modeling*, Vol.6 (2002), pp.413-424
- [160] Nishiki S., Hasegawa T., Borghi R. and Himeno R., “Modeling of Flame Generated Turbulence Based on Direct Numerical Simulation Databases”, *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol.29 (2002), pp.2017-2022
- [161] Nada Y., Tanahashi M. and Miyauchi T., “Effect of Turbulence Characteristics on Local Flame Structure of H<sub>2</sub>-Air Premixed Flames”, *Journal of Turbulence*, Vol.5: No.1 (2004), pp.16
- [162] De Charentenay J., Thévenin D. and Zamuner B., “Three-Dimensional Direct Simulations and Structure of Expanding Turbulent Methane Flames”, *International Journal of Numerical Meth Fluids*, Vol.39 (2002), pp.497-516
- [163] Thévenin D., “Three-Dimensional Direct Simulations and Structure of Expanding Turbulent Methane Flames”, *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol.30 (2004), pp.629-637
- [164] Tanahashi M., Nada Y., Ito Y., and Miyauchi T., “Local Flame Structure in the Well Stirred Reactor Regime”, *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol.29 (2004), pp.2041-2048
- [165] Hawkes E. R. and Chen J. H., “Direct Numerical Simulation of Hydrogen-Enriched Lean Premixed Methane-air Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.138 (2004), pp.242-258

- [166] Sankaran R., Hawkes E. R., Chen J. H., Lu T. and Law C. K., “Structure of a Spatially Developing Turbulent Lean Methane-Air Bunsen Flame”, *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol.31 (2006), pp.1291-1298
- [167] Day M. S., Grcar J. F., Lijewski M. J., Driscoll J. F. and Filatyev S. A., “Numerical Simulation of a Laboratory-scale Turbulent Slot Flame”, *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol.31(2006), pp.1299-1308
- [168] Bell J. B., Cheng R. K., Day M. S. and Shepherd I. G., “Numerical Simulation of Lewis Number Effects on Lean Premixed Turbulent Flames”, *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol.31 (2006), pp.1309-1318
- [169] Chen Y. -C. and Bilger R. W., “Experimental Investigation of Three-Dimensional Flame-Front Structure in Premixed Turbulent Combustion, I: Hydrocarbon/Air Bunsen Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.131 (2002), pp.400-435
- [170] Knaus D. A., Sattler S. S. and Gouldin F. C., “Three-dimensional Temperature Gradients in Premixed Turbulent Flames via Crossed-plane Rayleigh Imaging”, *Combustion and Flame*, Vol.141 (2005), pp.253-270
- [171] 古川純一, “乱流予混合火炎の火炎片の速度ベクトルに関する一考察”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.74: No.741 (2008), pp.1208-1209
- [172] Calcote H. F., Kurzius S. C. and Miller W. J., “Negative and Secondary Ion Formation in Low-Pressure Flames”, *Tenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1965), pp.605-619
- [173] 丸田薫, 古川純一, 五味努, 平野敏右, “高強度乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さ”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.59: No.566 (1993), pp.3277-3282
- [174] Furukawa J., Noguchi Y., Hirano T. and Williams F. A., “Anisotropic Enhancement of Turbulence in Large-scale, Low-intensity Turbulent Premixed Flames”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.462 (2002), pp.209-243



## 第 2 章

# 四つの受感部を有する静電探針による 火炎面挙動の三次元計測手法

### 2.1 はじめに

静電探針により記録されるイオン電流波形は，使用する静電探針の構造や局所的な火炎面の挙動および形状などの因子に依存して変化することが知られている[1-3]．したがって，イオン電流波形と各因子の定量的関係があらかじめ明らかにされていれば，乱流予混合火炎から記録されるイオン電流波形を解析することにより，局所的な火炎面の挙動や形状を計測できると考えられる．

本章では，まず，四つの受感部を有する静電探針を製作する際に考慮すべき静電探針の適正使用条件，および乱流予混合火炎から記録されるイオン電流波形を解析し，火炎面挙動を計測する際に考慮すべき静電探針法の基本的特性を明確にする．次に，静電探針の適正使用条件に基づいて四つの受感部を有する静電探針を製作する．また，製作した四つの受感部を有する静電探針による乱流予混合火炎の火炎面の三次元挙動を計測する手法を開発する．

## 2.2 静電探針法に関する従来の研究

本節では，静電探針法に関する過去の研究を調査し，四つの受感部を有する静電探針を製作する際に考慮すべき適正使用条件を明確にする．また，静電探針を用いて乱流予混合火炎の火炎面の三次元挙動を計測する際に考慮すべき静電探針法の基本的特性，すなわち静電探針によって記録されるイオン電流波形と火炎面形状，および火炎面が静電探針を通過する際の速度や方向といった静電探針に対する相対的な火炎面挙動の関係を明確にする．

### 2.2.1 静電探針の構造およびイオン電流検出回路

乱流火炎の計測に使用される静電探針の代表的な例を文献[4]より引用し図2.2.1に示す．静電探針の素線は導電性が優れていること以外に，高温における耐酸化性が優れていることが必要である．したがって，静電探針の素線には主に白金線が用いられる．素線の受感部以外は絶縁体である石英管で被覆される．多くの場合，常温において良い絶縁性を示す材料がそのまま火炎温度においても良い絶縁性を示すとは限らない．実際にほとんどのセラミックスが，火炎温度では電氣的に良導体となってしまう．したがって，定在する火炎を受感部が瞬間的に通過する場合以外では絶縁体の冷却が不可欠となる．そのため，素線

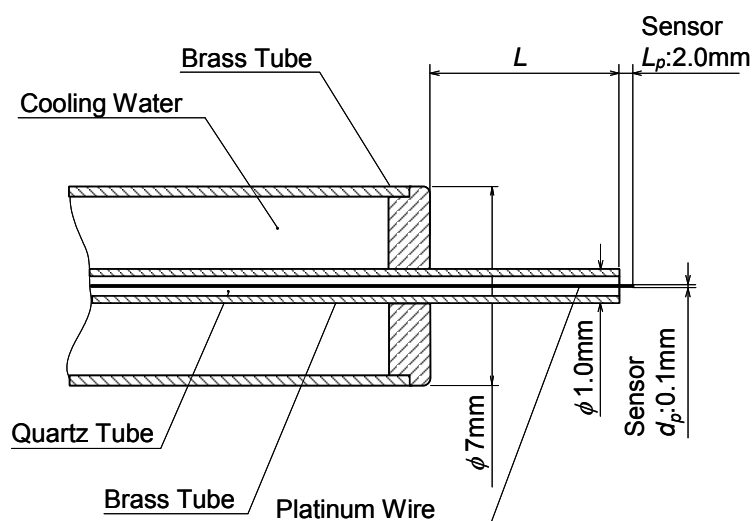


図 2.2.1 乱流火炎計測に使用される静電探針[4]

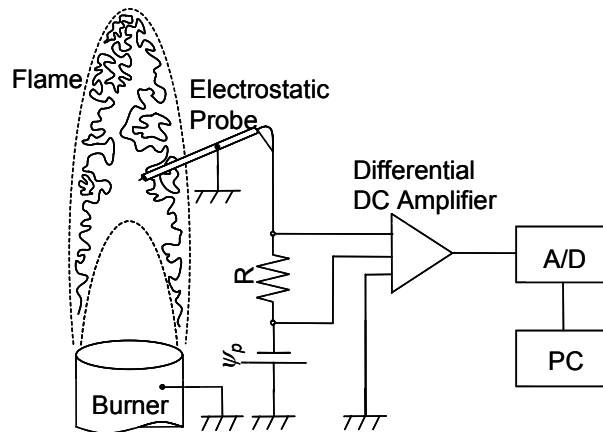


図 2.2.2 イオン電流検出システム[4]

の受感部以外は石英管で被覆され，その外側は真鍮管で被覆され，さらにその外側を水冷できる構造となっている．石英管がほんの少しだけ水冷管より突出しているだけで，イオン電流が異常に増加し空間分解能が極端に悪化する[4]．

イオン電流を記録するシステムの一部を文献[4]より引用し図 2.2.2 に示す．電気回路は受感部と補償電極間の空間を通して完結するため，補償電極の位置や大きさがイオン電流値に及ぼす影響がしばしば問題にされる[5]．炭化水素を燃料とした場合の燃焼において，化学イオン化反応により最初に発生するとされるイオンは  $\text{CHO}^+$  である[6]．そのため，補償電極であるバーナ本体に対する探針電位  $\psi_p$  が正である場合，静電探針から火炎面へ流れる電子電流よりも，火炎面から補償電極へ流れこむイオン電流のほうがより小さい電流値で飽和する[3]．すなわち，この場合に得られる電流値は受感部と火炎面の間で決定された値ではないことが明らかにされている[3]．したがって， $\psi_p$  は常に負の値に設定する必要がある．補償電極に達する荷電粒子は主として電子であり，電子の易動度はイオンに比べはるかに大きく，補償電極周辺に拡散層やシースを形成することはない[7,8]．補償電極が極端に小さく，受感部周辺に形成される両極性拡散領域[9]に接するほど近接しない限り，補償電極はイオン電流値に影響を及ぼさず，回路全体に流れる電流値が受感部と火炎面の間で決定されることが明らかにされている[7,8]．

静電探針により得られるイオン電流は， $10^{-8}$  A 程度と微弱なためノイズの影響を受けやすい．したがって，イオン電流の検出回路に起因する電氣的振動を抑制して応答時間を短くし，また回路の主要部分をシールドしノイズを小さくすることも，イオン電流を正確に記録するためには重要となる．電氣的振動を抑制するには，回路のキャパシタンスとインピーダンスを極力小さくしなければ

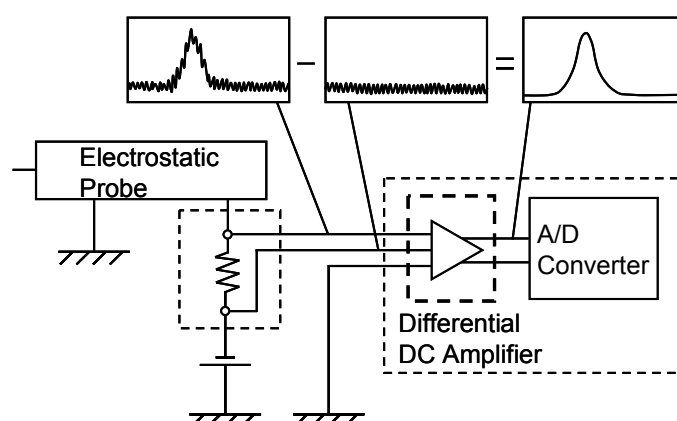


図 2.2.3 差動型アンプ

ならない．さらに，受感部に続く素線を電氣的にシールドする役割を果たす冷却筒を補償電極と同電位にすることもノイズ低減には効果的である．また，耐ノイズ性の優れた差動型増幅器[10]の使用もノイズ低減に効果的である．図 2.2.3 に示すように，差動型増幅器では二つの入力信号の電位差を増幅する．これにより，コモンモードノイズが生じやすい静電探針を使用した計測において，発生ノイズを打ち消せる．

本研究では，上記の静電探針とイオン電流検出システムを基に，四つの受感部を有する静電探針による火炎面挙動の三次元計測手法を開発する．したがって，本計測手法を開発する際には，図 2.2.1, 2.2.2 に示す受感部の直径  $d_p$  と長さ  $L_p$  および補償電極に対する探針電位  $\psi_p$  に関する適正使用条件を明確にする必要がある．そこで次項では，静電探針により記録される炭化水素火炎のイオン電流波形の特徴を示し，2.2.3 項以降において各パラメータとイオン電流波形の特徴の関係を明確にする．

## 2.2.2 炭化水素火炎のイオン電流波形

本項では，静電探針により記録される炭化水素火炎のイオン電流波形の特徴を示す．

図 2.2.4 に示すように，平面状の予混合火炎が受感部の軸を垂直に未燃焼混合気側から燃焼ガス側に通過する際に記録されるイオン電流波形の一例を，文献[11]より引用し図 2.2.5 に示す．火炎のイオン濃度は火炎面の未燃焼混合気側では Arrhenius 型(指数関数型)で増加し，燃焼ガス側では二体衝突による再結合

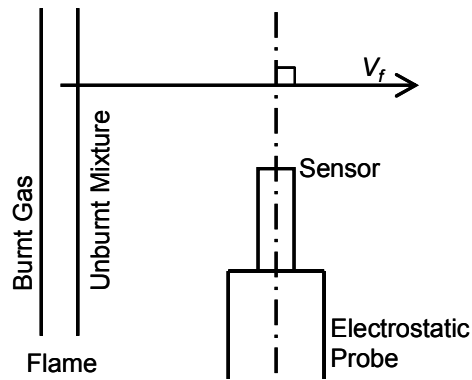


図 2.2.4 受感部の軸を垂直に通過する平面状の予混合火炎

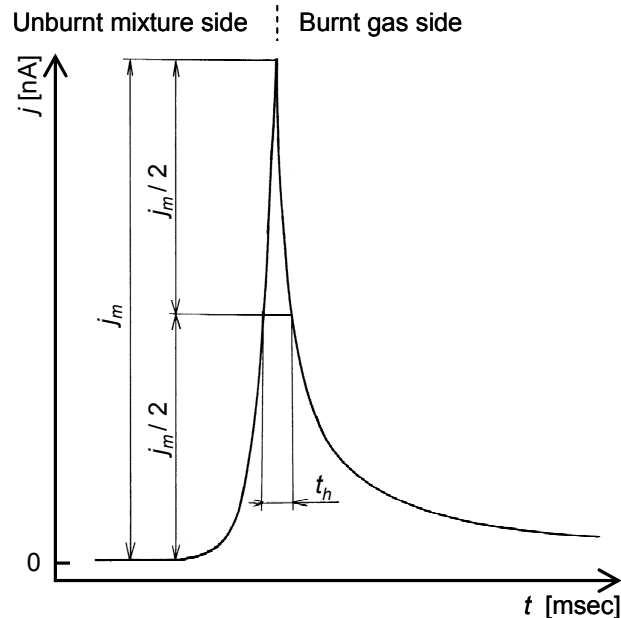


図 2.2.5 炭化水素火炎のイオン電流波形[11]

により減少することが知られている[12]. 実際に静電探針により記録されるイオン電流は、静電探針が未燃焼混合気側から火炎面に近づくにつれて急激に増加し、極大となり、静電探針が燃焼ガス側に離れるにつれて未燃混合気側に比べ緩やかに減少する. 記録されるイオン電流波形に鋭いピークが見られること、未燃焼混合気側でイオン電流の変化する割合が急激で、燃焼ガス側で緩やかであることが特徴である. この特徴に基づきイオン電流波形を注意深く観察することにより、火炎面が静電探針を未燃焼混合気側から通過したか、あるいは燃焼ガス側から通過したかを判別できる[4,11].

静電探針法の特性を調べる場合や、その特性に基づきイオン電流波形を解析

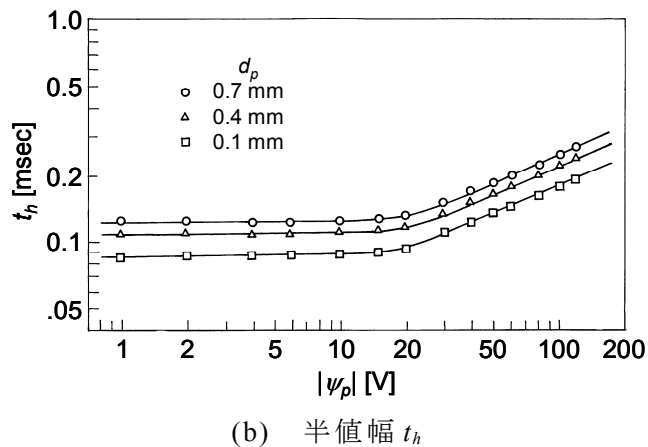
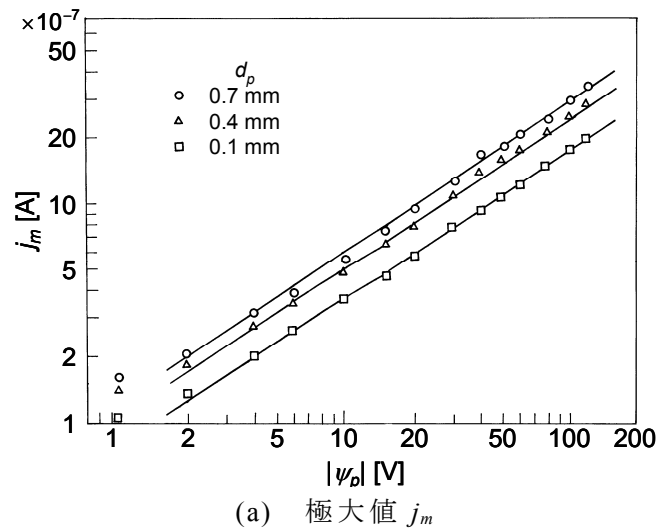


図 2.2.6 イオン電流波形特性値の探針電位  $\psi_p$  依存性[3]

し燃焼現象の診断を行う場合，イオン電流波形の特徴を定量的に表すためにイオン電流波形を代表する特性値が用いられる．この種の特性値として主に用いられるのは，図 2.2.5 に示したイオン電流波形の極大値  $j_m$  および半値幅  $t_h$  である[3]．本論文でもこれ以降， $j_m$  および  $t_h$  を用いてイオン電流波形の特徴を表す．

### 2.2.3 静電探針の適正使用条件

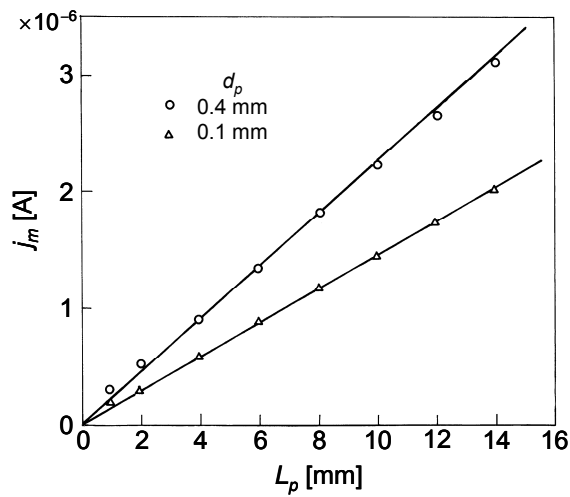
本項では，補償電極に対する探針電位  $\psi_p$ ，受感部の直径  $d_p$  および長さ  $L_p$  とイオン電流波形特性値である  $j_m$  および  $t_h$  の関係を静電探針法に関する過去の文献より調査し，静電探針の適正使用条件を明確にする．

$j_m$  および  $t_h$  の  $\psi_p$  依存性を文献[3]より引用し図 2.2.6 に示す．前述の通り  $\psi_p$  は

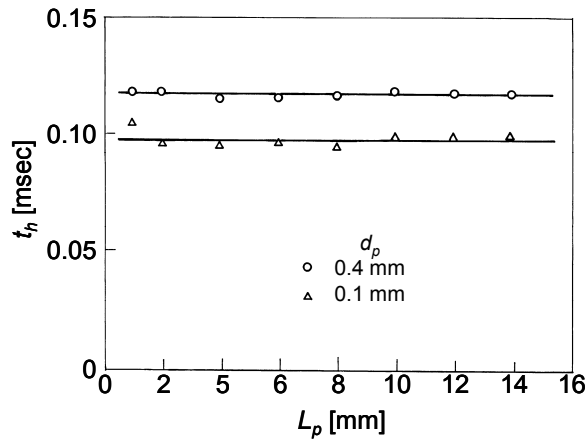
常に負の値に設定されるため、各々の関係は便宜上、探針電位の絶対値 $|\psi_p|$ を用いて整理されている。なお、本章で引用する過去の実験結果では特に指定のない限り、 $d_p=0.1\text{mm}$ 、 $L_p=2.0\text{mm}$ であり、受感部に対する火炎面の相対的な速度 $V_f$ は $5.0\text{m/s}$ である。また、計測の対象は量論比付近のプロパン・空気予混合火炎である。

$j_m$ は $|\psi_p|$ が増加するとともに単調に増加する。一方、 $t_h$ は $|\psi_p| < 20\text{V}$ では一定であり、 $|\psi_p| \geq 20\text{V}$ では $|\psi_p|$ の増加とともに単調に増加する。このような $t_h$ の増加は、受感部周辺に形成されるイオンさや(Ion Sheath)[13]の変化と $|\psi_p|$ の間に密接な関係があることを示しており、 $|\psi_p| \geq 20\text{V}$ では $t_h$ が火炎固有の値ではなくなることを意味している。したがって、静電探針計測を行う場合には $|\psi_p|$ を大きな値とすることは望ましくない[3]。

次に、 $j_m$ および $t_h$ の $L_p$ 依存性を文献[3]より引用し図 2.2.7 に示す。 $L_p$ を増加



(a) 極大値  $j_m$

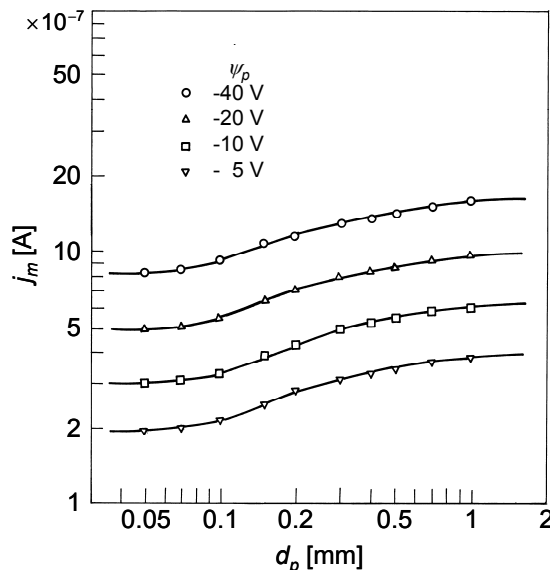
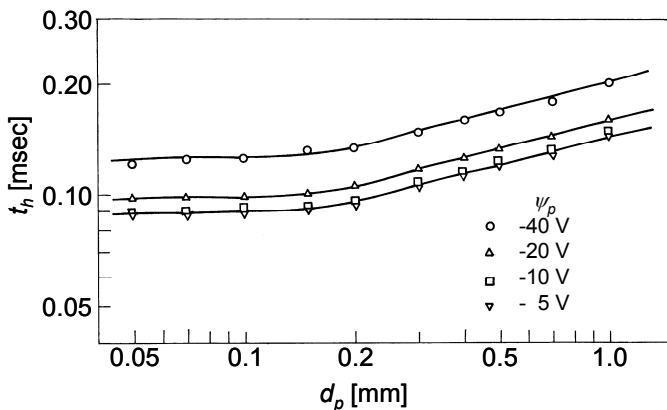


(b) 半値幅  $t_h$

図 2.2.7 イオン電流波形特性値の受感部長さ  $L_p$  依存性[3]

させた場合、 $j_m$ は $L_p$ に比例して増加するが、 $t_h$ は $L_p$ に依存せず一定となる。この結果、受感部周辺におけるイオンの拡散やイオンさやの形成等のイオン電流に関する現象は、受感部の軸に対して垂直な平面上において同様であると判断できる[3]。なお、この結果も含めて本章で引用する過去の実験結果では、特に指定のない限り $\psi_p = -12V$ である。

次に、 $j_m$ および $t_h$ の $d_p$ 依存性を文献[3]より引用し図 2.2.8 に示す。 $j_m$ は $d_p$ の増加とともに増加する傾向にあるが、 $d_p$ の増加に対して $j_m$ が増加する割合 $dj_m/d(d_p)$ は $d_p$ の大きさにより異なる。すなわち、 $dj_m/d(d_p)$ は $0.1\text{mm} \leq d_p \leq 0.2\text{mm}$ で最も大きく、 $d_p > 0.2\text{mm}$ では次第に小さくなる。また、 $j_m$ は $d_p < 0.1\text{mm}$ ではほとんど変化しない。一方、 $t_h$ は $d_p < 0.15\text{mm}$ ではほとんど変化しないが、 $d_p \geq 0.15\text{mm}$ では比較的大きな割合で単調に増加する。このような $d_p$ と $j_m$ およ

(a) 極大値  $j_m$ (b) 半値幅  $t_h$ 図 2.2.8 イオン電流波形特性値の受感部直径  $d_p$  依存性[3]



び  $t_h$  の関係は  $d_p$  の変化とともに受感部と反応帯厚さ  $\delta_L$  の関係が変化することと密接に関係していると考えられている[3]. すなわち,  $t_h$  は受感部がイオン濃度の高い領域に接触している時間に比例し,  $j_m$  は受感部の表面から収集されるイオンの量に比例する. したがって, 図 2.2.9 に示すように  $d_p \approx \delta_L$  の場合(図 2.2.9(a))では, 受感部がイオン濃度の高い領域に接触している時間はほぼ一瞬であるとみなせ,  $t_h$  は  $\delta_L$  に比例する. 一方,  $d_p \gg \delta_L$  の場合(図 2.2.9(b))では, 受感部が高イオン濃度の領域に接触している時間が長く,  $t_h$  は  $\delta_L$  とは比例せず火炎固有の値ではなくなる. このことは静電探針の空間分解能を考える上で非常に重要であり,  $d_p$  をこの場合では 0.15mm 以下に設定する必要があることを示している.

以上, 静電探針により記録されるイオン電流波形と  $\psi_p$  および受感部の寸法との基本的関係を過去の研究より調査した. その結果, 静電探針を適切に使用するためには,  $-20V \leq \psi_p \leq -10V$ ,  $d_p \leq 0.15mm$  に設定する必要があることが明らかになった. なお,  $L_p$  は空間分解能に影響を与えないとの理由により, その適正使用条件は文献[1-8]では特に示されていない.  $L_p$  に関する適正使用条件は次項で述べる.

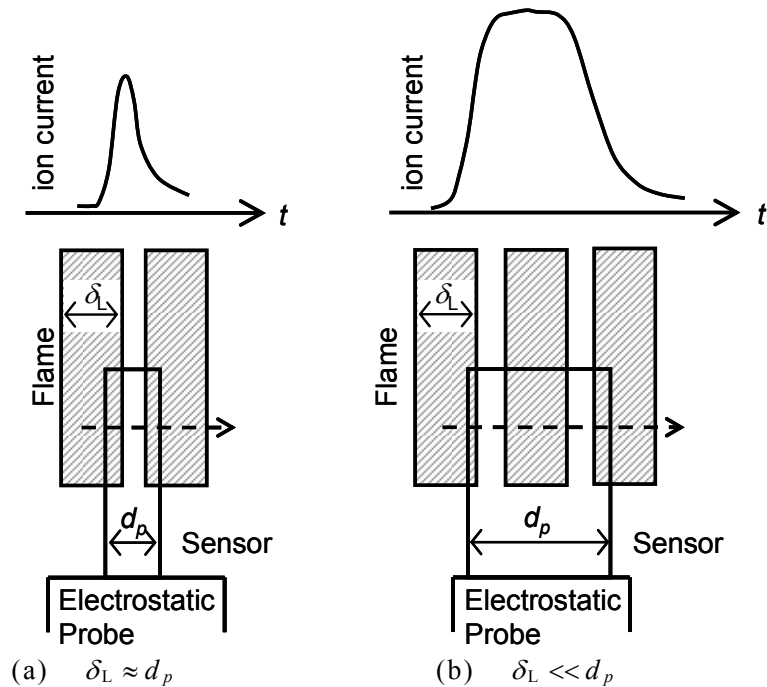
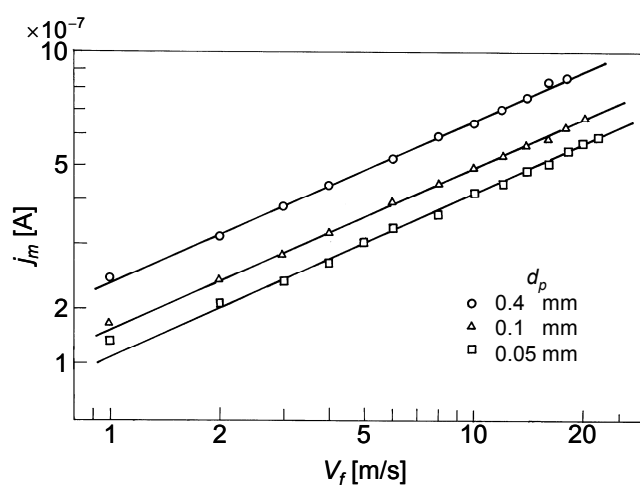


図 2.2.9 受感部直径  $d_p$  と反応帯厚さ  $\delta_L$  の関係

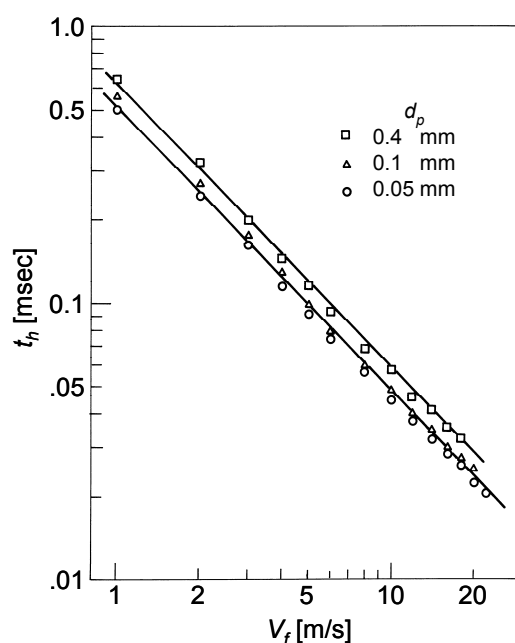
### 2.2.4 静電探針法の基本的特性

本項では、静電探針を用いて乱流予混合火炎の火炎面挙動を三次元計測する際に考慮すべき静電探針法の基本的特性、すなわち静電探針によって記録されるイオン電流波形と静電探針に対する火炎面の相対的挙動の関係を明確にする。

まず、火炎面が局所的に平面と考えられる場合、図 2.2.4 に示したように予混合火炎が受感部の軸と平行に速度  $V_f$  で通過する際の、 $j_m$  および  $t_h$  の  $V_f$  依存性を文献[3]より引用し図 2.2.10 に示す。イオン電流波形は  $V_f$  に強く依存し、 $j_m$  は



(a) 極大値  $j_m$



(b) 半値幅  $t_h$

図 2.2.10 イオン電流波形特性値の速度  $V_f$  依存性[3]

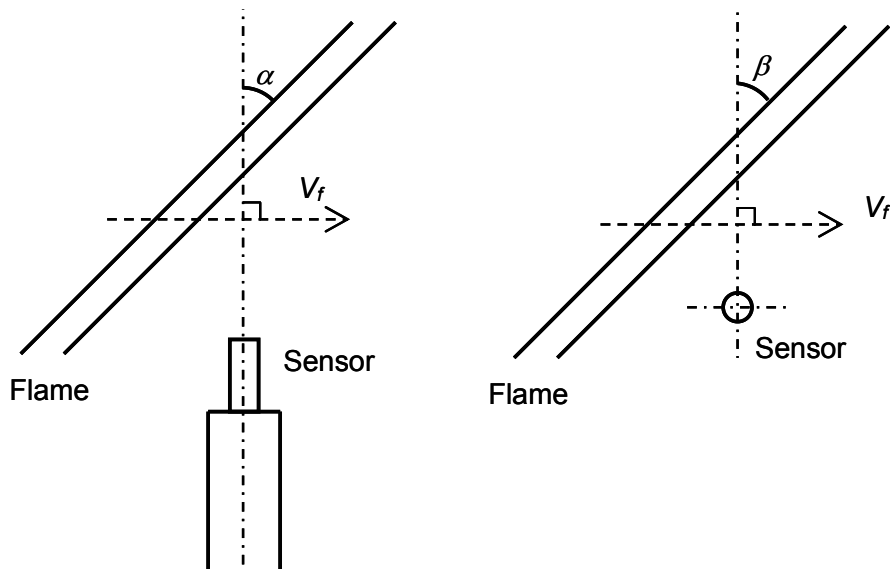


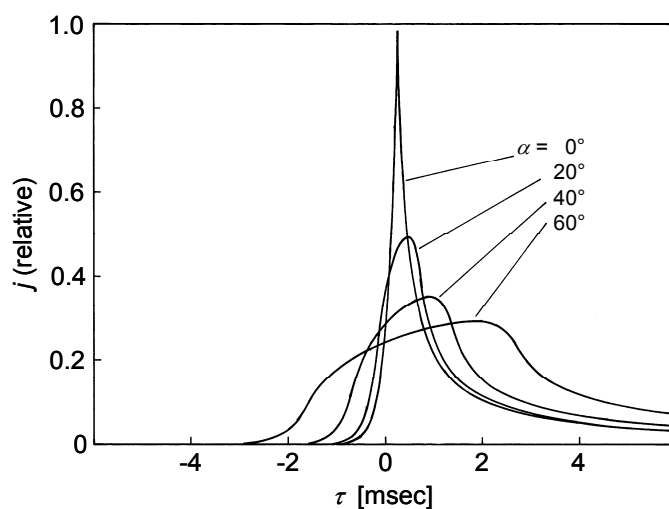
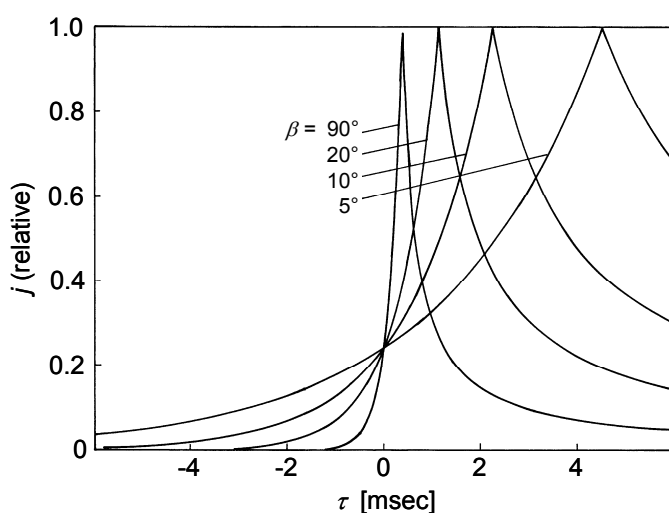
図 2.2.11 火炎面と受感部の軸がなす角度  $\alpha$ ,  $\beta$  [19,22]

$V_f$ の増加とともに単調に増加し、 $t_h$ は $V_f$ に反比例して減少する。 $t_h$ が $V_f$ の増加に反比例して減少することから、 $t_h$ と $V_f$ の積は $V_f$ の値によらず一定値をとることがわかる。この $t_h$ と $V_f$ の積はイオン濃度の高い領域の厚さに比例する。イオン濃度の高い領域は化学反応が起きている領域、すなわち反応帯と考えられるので、 $t_h$ と $V_f$ の積は半値幅厚さ $\delta_h$  [14,15]として $\delta_L$ を表す一つの特性値と考えられる。 $1\text{mm} \leq L_p \leq 14\text{mm}$ かつ $1\text{m/s} \leq V_f \leq 22\text{m/s}$ において、 $\delta_h$ は $\psi_p$ および $d_p$ の減少とともに減少し、ある値 $\delta_{h0}$ に漸近する。すなわち、この $\delta_{h0}$ はその火炎固有の値を表すことになる [14,15]。

乱流火炎の火炎面は静電探針を様々な方向から通過することが知られている [16-18]。火炎面が静電探針を通過する際の方法は、図 2.2.11 に示すように火炎面と受感部の軸がなす二つの角度 $\alpha$ 、 $\beta$ により表せる [19,20]。

イオン電流波形の角度 $\alpha$ 、 $\beta$ 依存性を文献 [19,20]より引用し図 2.2.12 に示す。イオン電流波形は $\alpha$ 、 $\beta$ に強く依存し、 $j_m$ は $\alpha$ の増加とともに減少し、 $\beta$ の変化には依存せず一定となる。一方、 $t_h$ は $\alpha$ および $\beta$ の増加とともに増加する。 $t_h$ の増加は $\beta$ の増加に対して比較的大きな角度でのみ顕著であるのに対し、 $\alpha$ の増加に対しては小さな角度においても顕著である。

また、乱流火炎の火炎面は静電探針を様々な方向から通過するだけでなく、その局所形状はシュリーレン写真などによる観察により凹凸を有することが知られている。したがって、 $d_p$ に比べ凹凸スケールが小さくなれば、火炎面は局所的に平面として扱えなくなる。そこで、図 2.2.13 に示すように乱流火炎の局所形状を円弧の一部で近似した場合に、火炎面の曲率半径 $r$ がイオン電流波形

(a) 角度  $\alpha$ (b) 角度  $\beta$ 図 2.2.12 イオン電流波形の角度  $\alpha$ ,  $\beta$  依存性[19,20]

に及ぼす影響が調べられた[21,22]. なお, 図中の  $\theta$  は受感部の軸に対する火炎面の進行方向を,  $d$  は火炎面の曲率中心の経路と受感部中心との距離を示している.

まず,  $j_m$  および  $t_h$  の  $r$  依存性を文献[21]より引用し図 2.2.14 に示す. なお, 図中の縦軸は,  $j_m$  および  $t_h$  を火炎面形状が平面である場合の極大値  $j_{m\infty}$  および半値幅  $t_{h\infty}$  で無次元化した値を示している. また, 図中の実線および破線は, 火炎面のイオン濃度が未燃焼混合気側では Arrhenius 型で増加し, 燃焼ガス側では二体衝突による再結合により減少することを利用して, 静電探針により計測されるイオン電流波形を理論的に推定[21]した結果である. 理論値と実験結果は良く一致しており,  $j_m$  および  $t_h$  は  $r \geq 1.5 L_p$  で  $r$  に関係なく一定値となる.

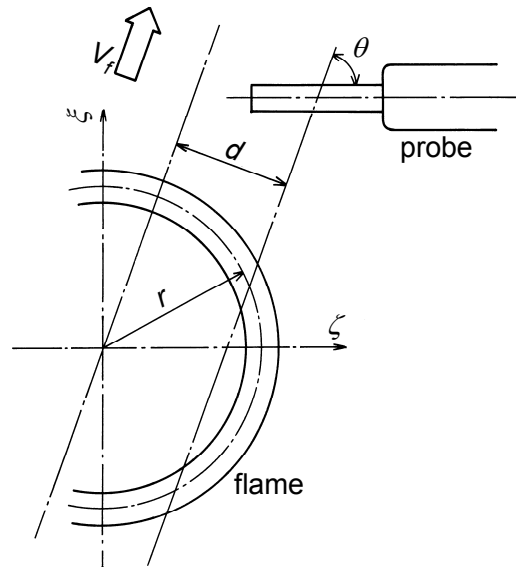


図 2.2.13 受感部を通過する曲率を有する火炎面[21]

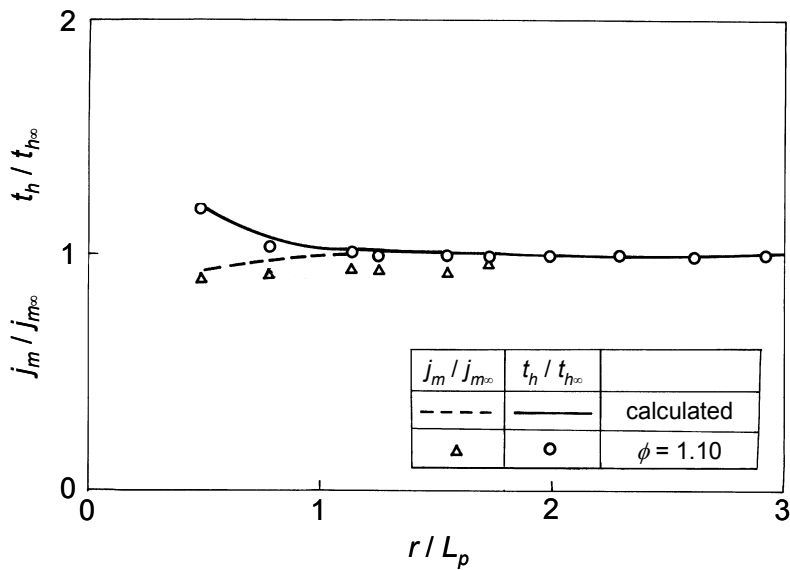


図 2.2.14 イオン電流波形特性値の曲率半径  $r$  依存性[21]

次に、 $j_m$ および $t_h$ の $d$ 依存性を文献[21]より引用し図 2.2.15 に示す。図の横軸は $d$ を $r$ で無次元化した値を示し、縦軸は火炎面の曲率中心が受感部の軸を垂直に通過した場合(すなわち $d=0$ )の極大値 $j_{m\infty}$ および半値幅 $t_{h\infty}$ で無次元化した値を示している。また、図中の実線および破線は理論値である。 $r$ が同一であっても、曲率中心が静電探針から離れるにつれて $j_m$ は減少し、 $t_h$ は増加する。

さらに、火炎面の進行方向が受感部の軸と垂直でない場合に、イオン電流波形の $\theta$ 依存性が詳細に調べられた[22]。火炎面曲率の影響を受けない $r/L_p=1.7$

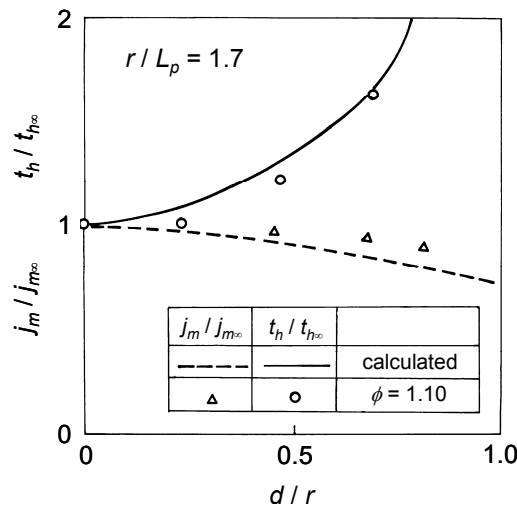


図 2.2.15 イオン電流波形特性値の距離  $d$  依存性[21]

の条件で、 $d/r=0.0, 0.4, 0.8$  および  $1.2$  と変化させた場合のイオン電流波形の  $\theta$  依存性を文献[22]より引用し図 2.2.16 に示す．なお，図の縦軸は  $\theta=90^\circ$  における  $j_m$  により規格化されている．図の横軸は  $\theta=90^\circ$  で受感部の軸が火炎の曲率中心を通過する時刻を基準とした時間を示している．

まず  $d/r=0$ ，すなわち火炎面の曲率中心が受感部中心を通過する場合(図 2.2.16(a))，イオン電流波形は左右対称な二つの極大値を示す．これら二つの極大値は  $\theta$  の減少とともに減少し，その結果半値幅は増加する．次に  $d/r=0.4$  および  $0.8$  の場合(図 2.2.16(b),(c))，イオン電流波形は二つの明確な極大値を示し， $\theta=90^\circ$  の場合では  $d/r=0$  と同様に左右対称となる．しかし， $\theta$  の変化により二つの極大値のうち一方は増加し，もう一方は減少するために，イオン電流波形は左右対称でなくなる．次に  $d/r=1.2$  の場合(図 2.2.16(d))，イオン電流波形は二つの極大値を示さず，一つの緩やかな極大値のみを示す． $d/r \geq 1.2$  では火炎面が受感部先端をかすめるように通過するため，イオン電流波形は一つの緩やかな極大値のみを示す．このように形状が同様の火炎面であっても，その通過経路によりイオン電流波形が著しく変化することが明らかにされている．また， $d/r=0.4$  および  $0.8$  のように  $d$  と  $\theta$  が一定であったとしても，火炎面が受感部と一度目に接触する場合と二度目に接触する場合で，イオン電流波形は大きく異なることも示されている．これは火炎面が受感部と一度目に接触する場合と二度目に接触する場合で，受感部を通過する火炎面の傾きが異なることに起因している．

そこで，図 2.2.17 に示す受感部と火炎面の接点における接線と受感部がなす角度  $\alpha_1, \alpha_2$  と，イオン電流波形特性値の関係が調べられた[22]．その結果を文

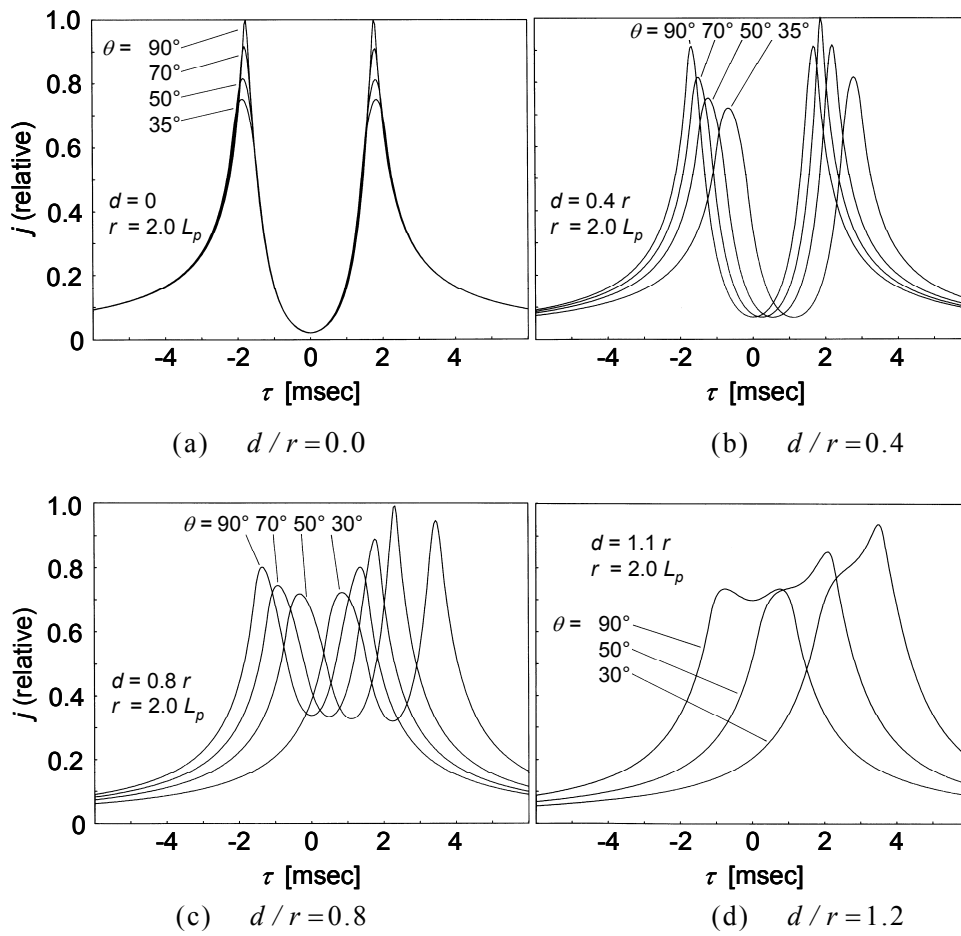


図 2.2.16 異なる距離  $d$  におけるイオン電流波形の角度  $\theta$  依存性[22]

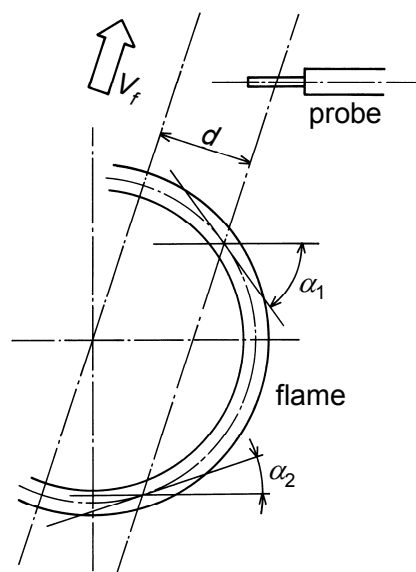


図 2.2.17 角度  $\alpha_1, \alpha_2$ [22]

献[22]より引用し図 2.2.18 に示す. 図中の  $j_{ms}$  および  $t_{hs}$  は  $\alpha_1 = \alpha_2 = 0^\circ$ ,  $d = 0\text{mm}$  の場合, すなわち火炎面の曲率中心が受感部中心を垂直に通過する場合の極大値および半値幅である. また, 図中の  $\alpha$  ( $\alpha_1, \alpha_2$ ) は図 2.2.11 に示した角度  $\alpha$  とは厳密には異なる. しかし後述するように,  $L_p$  を適正に設定することにより火炎面が曲率を有することの影響は無視でき,  $\alpha_1, \alpha_2$  と図 2.2.11 に示した角度  $\alpha$  はイオン電流波形特性値に及ぼす影響という観点では等しくなる. そのため,  $\alpha_1, \alpha_2$  は図中では  $\alpha$  として示されている.

$t_h$  は  $\alpha$  および  $d$  の両方に依存する. 一方,  $j_m$  は  $d$  に依存せず,  $\alpha$  にのみ依存し,  $\alpha$  の増加とともに単調に減少する. また  $r = 1.0 L_p$  の場合でも,  $\alpha$  とイオン電流波形特性値の関係は  $r \geq 1.5 L_p$  の場合と同様である. 特に,  $j_m$  は  $r$  と  $L_p$  の関係に依存しないことが明らかにされている. したがって,  $j_m$  に及ぼす火炎面曲率の影響を考慮する場合の本質的なパラメータは,  $r$  そのものではなく, 角度  $\alpha$  の変化であることが明らかにされている.

以上, イオン電流波形特性値と  $r$  および火炎面の通過方向の関係が詳細に調べられた結果[19-22],  $0 \leq d \leq 0.8r$ ,  $r \geq 1.5 L_p$  では火炎面曲率の影響は無視でき, 火炎面は局所的に平面として取り扱えることが明確になった. さらに,  $j_m$  のみを計測対象とする場合では,  $L_p \approx r$  であれば火炎曲率の影響は無視でき,  $j_m$  に及ぼす  $\alpha$  の影響を考慮すればよいことが明確になった.

さらに, 火炎面が局所的に平面として取り扱える場合において,  $j_m$  および  $t_h$  は

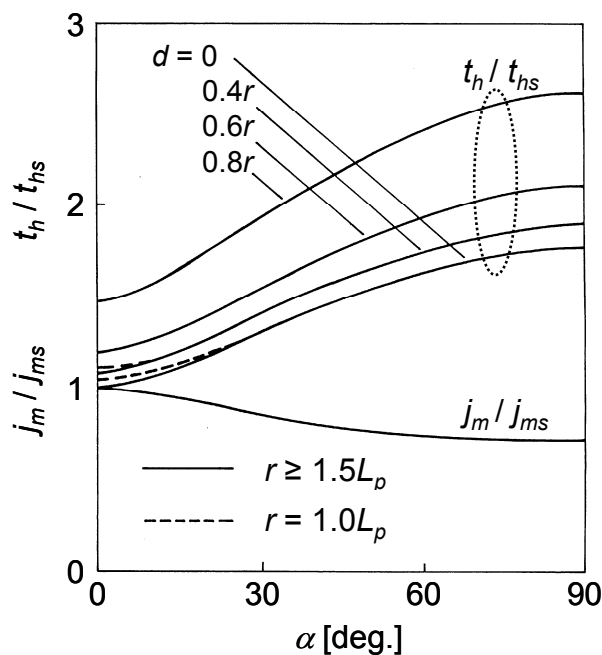


図 2.2.18 イオン電流波形特性値の角度  $\alpha_1, \alpha_2$  依存性[22]



$\delta_L$ ,  $V_f$  および角度  $\alpha$ ,  $\beta$  の四つの因子に依存し, 次式で表せることが明らかにされている [23,24].

$$j_m = f(V_f, \alpha) \dots\dots\dots(2.2.1)$$

$$t_h = g(\delta_L, V_f, \alpha, \beta) \dots\dots\dots(2.2.2)$$

このことはイオン電流波形をその特性に基づき適切に解析することにより, 乱流予混合火炎の  $\delta_L$  や局所形状を推定できることを示している.

本項においてこれまでに示した静電探針法の基礎的特性は, 量論比付近のプロパン・空気予混合火炎において明らかにされた結果である. したがって, 量論比以外のプロパン・空気乱流予混合火炎やプロパン以外の燃料を用いた火炎の構造を調べる場合には, これまでに述べた静電探針法の基礎的特性が, そのまま量論比付近のプロパン火炎以外にも適用できるか否かを明確にする必要がある. そこで, 種々の濃度のメタン・空気, プロパン・空気予混合火炎から得られるイオン電流波形の特性値と, 静電探針に対する火炎面の相対的挙動の関係を明確にする.

まず, 異なる燃料における  $j_m$  および  $t_h$  の  $\phi$  依存性を文献 [25] より引用し図 2.2.19 に示す. ここでは  $V_f = 3.0\text{m/s}$ ,  $\alpha = 0^\circ$  である. メタン, プロパン火炎とも

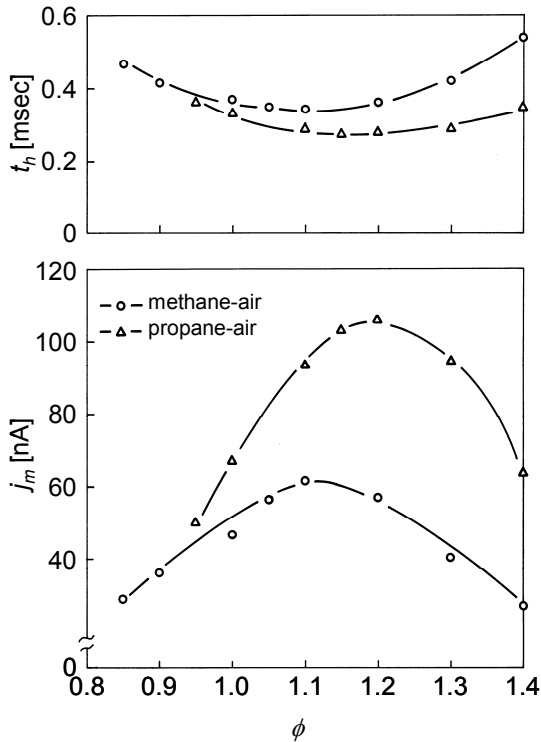


図 2.2.19 異なる燃料におけるイオン電流波形特性値の当量比  $\phi$  依存性 [25]

に層流燃焼速度  $S_L$  が最大となる  $\phi=1.1$  付近で、 $t_h$  は最小に、 $j_m$  は最大となる。また、プロパン火炎に比べメタン火炎の  $t_h$  は大きく、 $j_m$  は小さい。このように、燃料や  $\phi$  によってイオン電流波形特性値は異なる値を示す。

次に、イオン電流波形特性値と  $V_f$  の関係の燃料および  $\phi$  依存性を文献[26]より引用し図 2.2.20 に示す。ここでは  $\alpha=\beta=0^\circ$  である。燃料や  $\phi$  によらず、 $j_m$  は  $V_f$  の増加とともに単調に増加し、 $t_h$  は  $V_f$  に反比例して減少する。 $t_h$  が  $V_f$  に反比例して減少することから、 $t_h$  と  $V_f$  の積は  $V_f$  の値によらず一定となる。種々の濃度のメタンおよびプロパン火炎においても、イオン電流波形特性値と  $V_f$  の関係は量論比付近のプロパン火炎で得られた結果と同様である。

さらに、イオン電流波形特性値と  $\alpha$  の関係の燃料および  $\phi$  依存性を文献[26]より引用し図 2.2.21 に示す。ここでは  $V_f=3.0\text{m/s}$ 、 $\beta=0^\circ$  である。なお、図中の縦軸は  $\alpha=0^\circ$  における半値幅  $t_{hs}$  および極大値  $j_{ms}$  により無次元化した値を示している。量論比付近のプロパン火炎以外では、 $j_m$  は  $\alpha$  の増加とともにいったん増加し、最大となり、その後単調に減少する。すなわち、希薄、過濃なプロパンおよびメタン火炎では、一つの  $j_m$  に対し二つの  $\alpha$  が存在し、 $j_m$  と  $\alpha$  の間には一対一の関係が成立しない。一方、希薄および過濃なメタン火炎以外では、 $t_h$  は

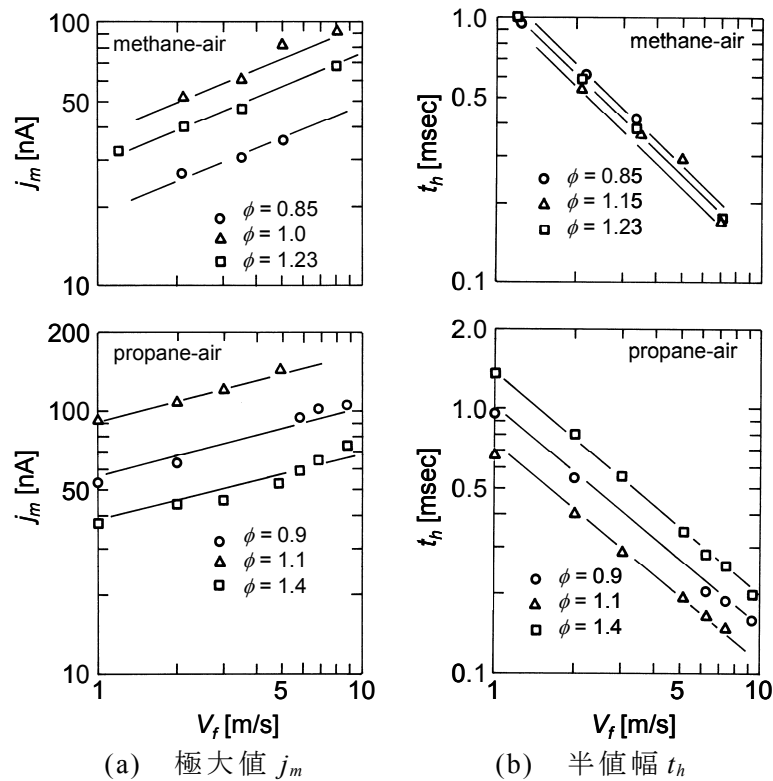


図 2.2.20 異なる燃料および当量比  $\phi$  におけるイオン電流波形特性値の速度  $V_f$  依存性[26]

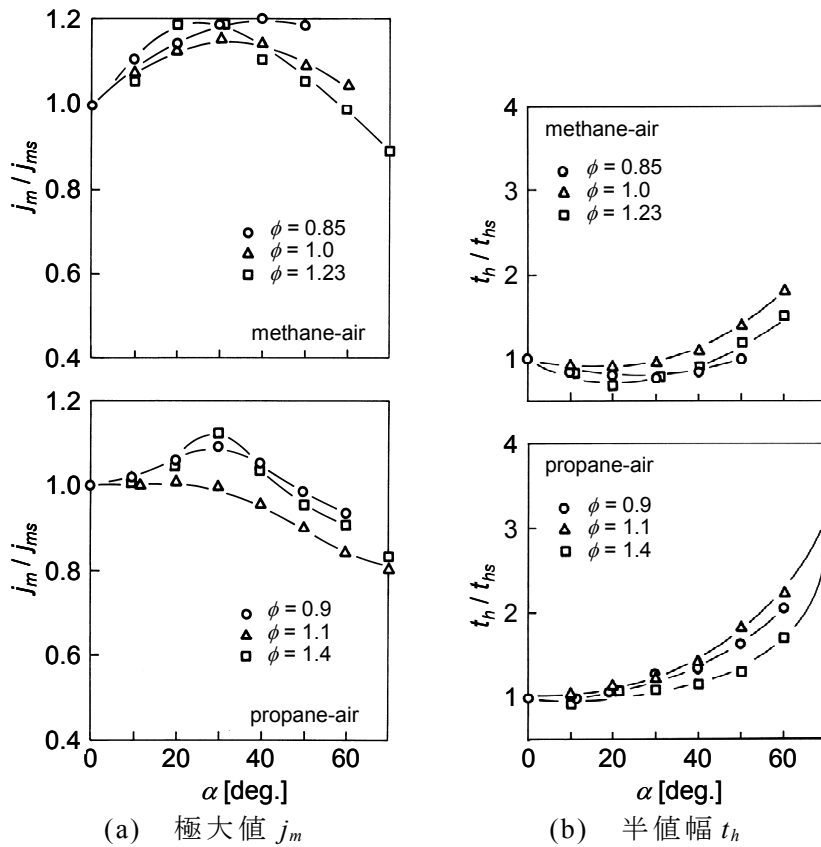


図 2.2.21 異なる燃料および当量比  $\phi$  におけるイオン電流波形特性値の角度  $\alpha$  依存性[26]

$\alpha$  の増加とともに単調に増加する．しかし，希薄および過濃なメタン火炎では， $t_h$  は  $\alpha$  の増加とともにいったん減少し，最小となり，その後単調に増加する．すなわち，希薄および過濃なメタン火炎では，一つの  $t_h$  に対し二つの  $\alpha$  が存在し， $t_h$  と角度  $\alpha$  の間には一対一の関係が成立しない．

これらの理由は， $\delta_L$  に対する受感部の相対長さが燃料や  $\phi$  などの条件により異なったためと考えられている[26]．すなわち， $\delta_L$  が  $L_p$  に比べ十分に薄い場合，図 2.2.22(a) に斜線で示すように受感部の一部分が反応帯と接触する．一方， $\delta_L$  が  $L_p$  とほぼ同程度の場合，図 2.2.22(b) に示すように受感部のほぼ全体が反応帯と接触する．図 2.2.22 は極端な例であるが，このように  $\delta_L$  に対する受感部の相対長さが異なり， $j_m$  および  $t_h$  と  $\alpha$  の間に一対一の関係が成立しなくなったと考えられている．

そこで，図 2.2.21 に示したイオン電流波形特性値と  $\alpha$  の間に一対一の関係が成立しない場合の代表的な例として， $\phi = 0.85$  のメタン火炎を対象に異なる  $L_p$  におけるイオン電流波形特性値と  $\alpha$  依存性が調べられた[26]．その結果を文献

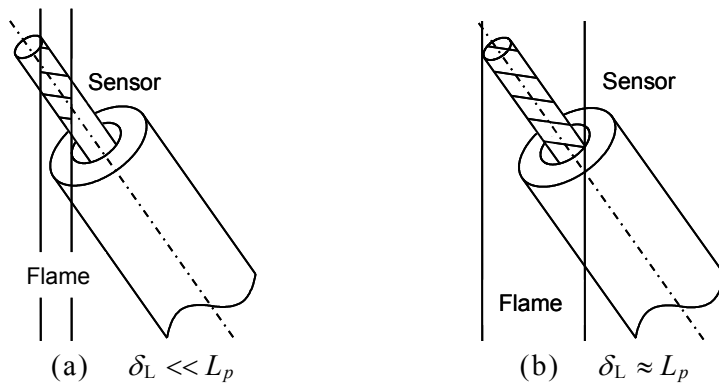


図 2.2.22 反応帯厚さ  $\delta_L$  と受感部長さ  $L_p$  の関係

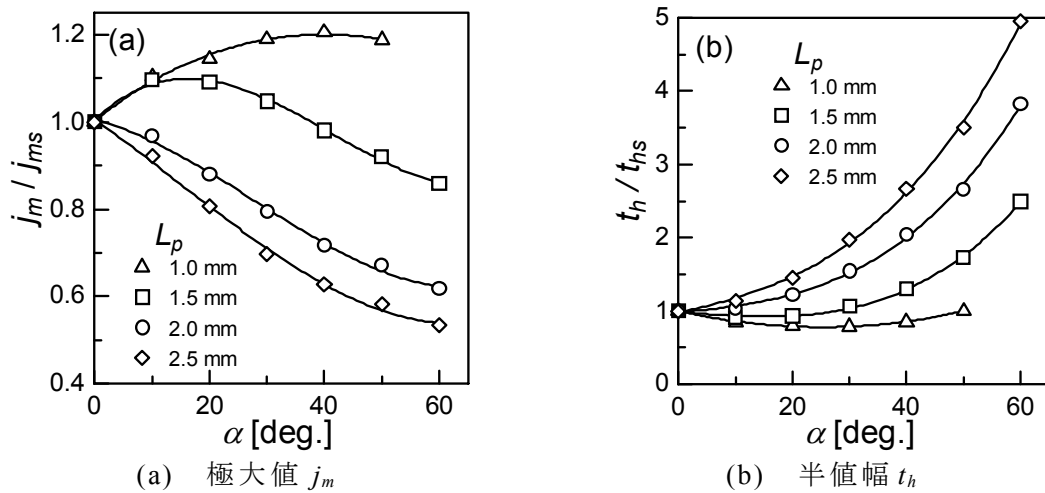


図 2.2.23 異なる受感部長さ  $L_p$  におけるイオン電流波形特性値の角度  $\alpha$  依存性[26]

[26]より引用し図 2.2.23 に示す.  $L_p = 1.0$ mm および  $1.5$ mm の場合,  $j_m$  は  $\alpha$  の増加とともにいったん増加し, 最大となり, その後単調に減少する. 一方,  $t_h$  はいったん減少し, 最小となり, その後単調に増加する.  $L_p = 2.0$ mm および  $2.5$ mm では,  $\alpha$  の増加とともに  $j_m$  は単調に減少し,  $t_h$  は単調に増加する. すなわち, イオン電流波形特性値と  $\alpha$  の間に一対一の関係が成立する. また,  $dj_m/d\alpha$  および  $dt_h/d\alpha$  は  $L_p$  が長いほど大きい. このようにイオン電流波形特性値と  $\alpha$  の間に一対一の関係が成立するためには,  $L_p$  を  $\delta_L$  よりも十分に長くする必要があることが明らかにされた.

ここで, 2.2.3 項の静電探針の適正使用条件において省略した  $L_p$  に関する条件が明確になった. まず, 本項の前半部分で示した火炎面曲率の影響が無視でき, 火炎面を局所的に平面として取り扱える条件は  $r > 1.5 L_p$  であること(ただし極大値にのみ注目する場合には  $L_p \approx r$  であればよい), またイオン電流波形特性

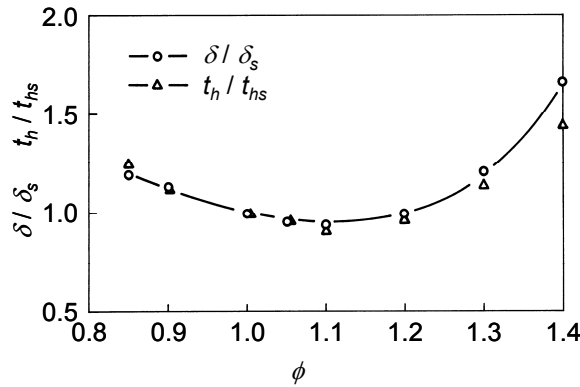


図 2.2.24 静電探針の空間分解能[27]

値と  $\alpha$  の間に一対一の関係が成立するための条件は  $L_p \gg \delta_L$  であることが明らかとなった．このように，受感部長さ  $L_p$  は計測対象や目的に応じて設定する必要がある．また，燃料や  $\phi$  が変化した場合でも以上の条件を満たした静電探針では， $j_m$  および  $t_h$  と  $V_f$  や  $\alpha$  の関係は量論比付近のプロパン火炎における関係と大差はない．

最後に，静電探針の空間分解能および静電探針による擾乱がどの程度であるかを示す．まず，静電探針の空間分解能を層流予混合火炎において調べた結果を文献[27]より引用し図 2.2.24 に示す．火炎面近傍でイオンが存在する領域の厚さは  $\delta_L$  に比例するとの考えから， $t_h$  と  $\delta_L$  の比較が行われた．なお， $t_h$  は  $d_p = 0.1\text{mm}$  の受感部と平行な予混合火炎がその軸を垂直に通過する場合 ( $\alpha = \beta = 0$ ) の値であり， $\delta_L$  はスロットバーナ法[28]により計測された  $S_L$  から火炎理論[29]に基づいて算出された値である．また， $t_h$  および  $\delta_L$  は  $\phi = 1.0$  の場合における半値幅  $t_{hs}$  および反応帯厚さ  $\delta_s$  でそれぞれ規格化されている．図 2.2.24 より明らかなように， $t_h$  と  $\delta_L$  の  $\phi$  依存性は非常によく一致している．この結果は， $dt_h/d\phi$  が  $d\delta_L/d\phi$  と等しいことを示している．静電探針法では  $\delta_L$  の直接計測はできないが， $\delta_L$  の 1/10 程度の変化に比例する  $t_h$  は検出可能であることがわかる．このことは静電探針の空間分解能が極めて優れていることを示しており，計測原理を十分に理解して実験を行えば，乱流火炎における局所的な火炎面が  $d_p = 0.1\text{mm}$  の静電探針を通過する時刻を計測可能であると考えられる．

また，静電探針は接触式の計測手法であるために，その挿入に起因する擾乱がしばしば問題にされる．二つの受感部を有する静電探針により記録された乱流予混合火炎のイオン電流波形を文献[30]より引用し図 2.2.25 に示す．二つの受感部の距離は  $2.5\text{mm}$  であり，図中の  $j_1$  および  $j_2$  はそれぞれ流れの上流側，下流側の受感部により記録されたイオン電流波形を示している．なお， $j_2$  は極性

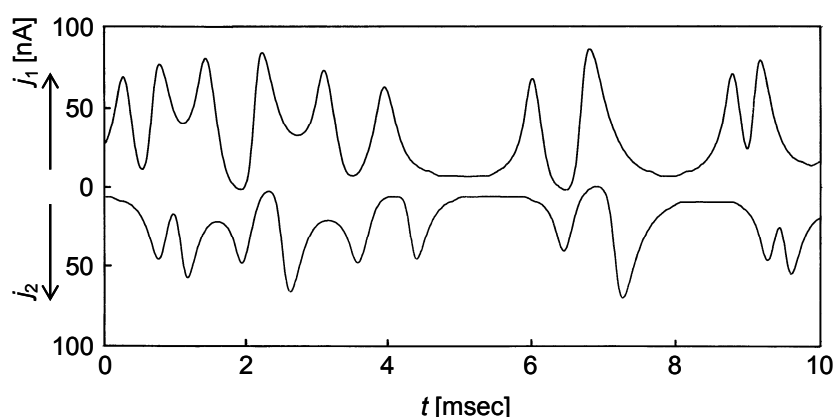


図 2.2.25 乱流予混合火炎のイオン電流波形[30]

を反転して示されている．流れの上流と下流に置かれた二つの受感部により記録されたイオン電流波形  $j_1$  と  $j_2$  を比較すると， $j_2$  の絶対値が  $j_1$  より幾分小さく，時間遅れがあることを除いて，両波形はほぼ一致する．前述のように，静電探針により記録されるイオン電流波形は火炎面の局所的な形状や挙動に依存する．したがって，仮に静電探針を挿入することにより火炎面形状が変化する，あるいは火炎面挙動が変化する等の擾乱が生じたとすると， $j_2$  は  $j_1$  とは著しく異なった特徴を示す波形となるはずである． $j_1$  と  $j_2$  がほぼ同じ形状であることは，流れの上流と下流に置かれた二つの受感部の間において，火炎の局所的な形状や挙動がほとんど変化していないことを示している．このように適切な使用条件の下であれば，火炎中に静電探針を挿入することによる計測場への擾乱は無視し得る．

## 2.3 火炎面挙動の三次元計測手法の開発

本節では，まず，前節で明確にした静電探針の適正使用条件および静電探針から得られるイオン電流の基本的特性に基づき，四つの受感部を有する静電探針を製作する．また，製作した静電探針による擾乱の影響を調べ，静電探針の形状の最適化を行う．次に，形状の最適化を行った静電探針により得られる乱流予混合火炎のイオン電流波形の解析手法を検討し，火炎面挙動の三次元計測手法を開発する．

ここで，本研究における火炎面挙動の定義を明確にする．まず，本研究では静電探針の四つの受感部を通過する局所的な火炎面を平面とみなし，その速度

ベクトルを計測する．また，第1章で述べた通り，火炎面速度ベクトルは火炎面に垂直なベクトルであるために，静電探針を通過する局所的な火炎面の勾配も計測できる．さらに，図 2.2.5 に示したように，静電探針により記録される炭化水素火炎のイオン電流波形は未燃焼混合気側と燃焼ガス側で変化率が異なるため，火炎面が未燃焼混合気側あるいは燃焼ガス側のどちらに移動したのか，すなわち火炎面の移動方向も判別できる．したがって，本研究では静電探針の四つの受感部を通過する局所的な火炎面の速度および勾配に加え，その移動方向を含めて火炎面挙動と定義する．

### 2.3.1 四つの受感部を有する静電探針

本研究で製作した四つの受感部を有する静電探針の概要を図 2.3.1 に示す．前節で述べたように，受感部は  $d_p \leq 0.15\text{mm}$  に設定する必要があるため，四つの受感部には  $d_p = 0.1\text{mm}$  の白金線を使用した．四つの受感部の先端は，一辺の長さが約  $2.0\text{mm}$  の正四面体の頂点となるように配置した．静電探針は受感部以外を直径  $0.3\text{mm}$  の細い石英管で被覆し，その外側を真鍮管で被覆し，その外側を水冷できる構造とした．探針電位  $\psi_p$  は適正な使用条件に基づいて  $-12\text{V}$  とし，バーナ本体を補償電極とした．

受感部長さ  $L_p$  は計測の対象や目的に合わせて決定する必要がある．本研究では火炎面が各受感部を通過する時刻を計測するため，記録されるイオン電流波形の極大値  $j_m$  を検出する必要がある． $j_m$  の検出に要求される  $L_p$  の条件は  $L_p \approx r$  および  $L_p \gg \delta_L$  である．ただし， $L_p \gg \delta_L$  は  $j_m$  と反応帯が受感部を通過する角度  $\alpha$  の間には一対一の関係が成立するための条件であり，本研究では  $j_m$  の絶対値ではなく  $j_m$  が得られる時刻を検出するため考慮していない．したがって， $L_p$  は  $L_p \approx r$  に基づいて決定した．ここで，表 2.3.1 に示す未燃焼混合気の乱れ強さ  $u'$  が  $S_L$  に比べて大きく，Kolmogorov スケール  $\eta$  が  $\delta_L$  に比べて小さい Flame I， $u' \approx S_L$  の Flame II，および  $u' < S_L$  の Flame III のプロパン・空気乱流予混合火炎において火炎面の曲率半径  $r$  が調べられた結果[31]，最小の  $r$  は  $1\text{mm}$  程度であることが明らかにされている．したがって，本研究では各受感部を通過する火炎面の曲率の影響を無視できるように， $L_p$  は表 2.3.1 の火炎における最小の  $r$  と同程度の  $1.0\text{mm}$  とした．なお，表中の  $U$  は平均流速， $l$  は速度変動の自己相関係数から求めた積分スケール， $\lambda$  は速度変動のパワースペクトル密度関数から求めた Taylor のマイクロスケール， $Re_l$  は積分スケールを代表長さとした Reynolds 数， $Da$  は Damköhler 数である．

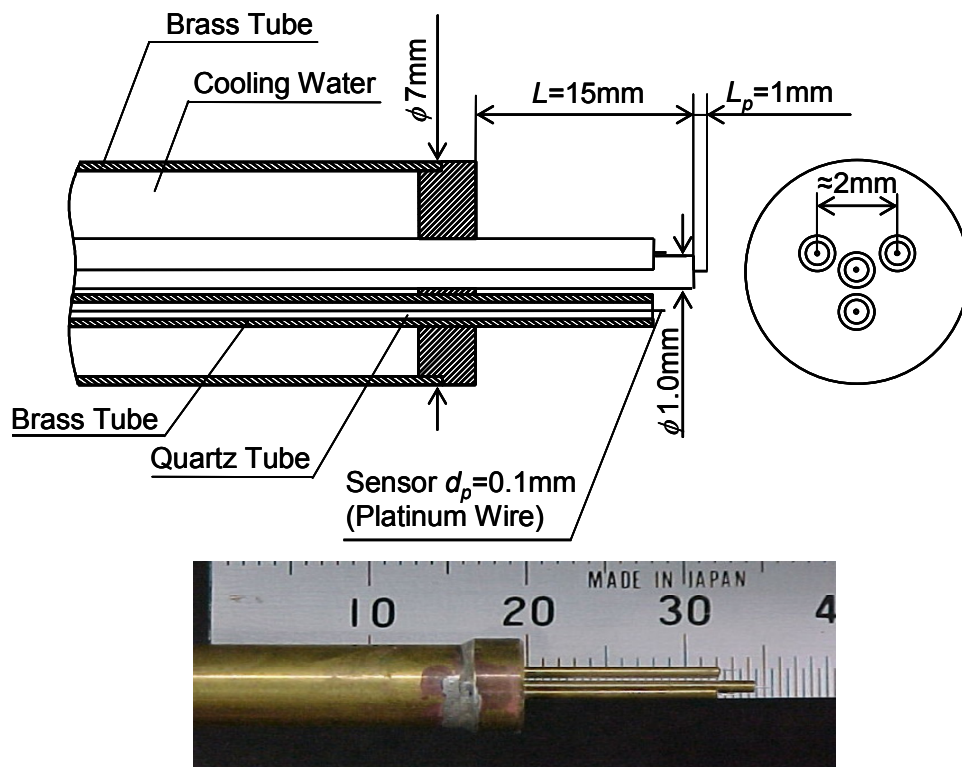


図 2.3.1 四つの受感部を有する静電探針

表 2.3.1 曲率半径  $r$  の計測に用いられた乱流予混合火炎の乱流特性[31]

Flame	$U$ [m/s]	$u'$ [m/s]	$l$ [mm]	$\lambda$ [mm]	$\eta$ [ $\mu\text{m}$ ]	$Re_l$	$Da$
I	7.0	1.41	6.5	2.1	46	587	5.4
II	4.0	0.64	11.8	7.3	129	482	41.8
III	4.0	0.13	-	16.5	158	345	454

静電探針による擾乱を最小限にするために静電探針の外径は極力細く 7mm とした。また、実際にレーザドップラー流速計(LDV)でバーナ上方における非燃焼時のガス流速を計測しながら、図 2.3.1 に示しめした突き出し量  $L$  の異なる静電探針を上方から LDV の計測点に向かって近づけ、静電探針による擾乱の影響を調べた。その結果  $L$  が比較的小さい場合、静電探針が LDV の計測点の十分下流にある場合にはガス流速に及ぼす影響は見られないが、受感部が LDV の計測点に近づくとつれてガス流速への影響は無視できなくなる。 $L \geq 15\text{mm}$  であれば、静電探針の中心に配置された受感部が LDV の計測点の約 0.5mm 下流にあっても、平均流速に及ぼす影響は約 3%以下であり無視できることが確かめられた。なお、 $L \geq 17\text{mm}$  では探針先端の冷却が不十分となり、火炎中で石英管お



よび石英管を被覆している真鍮管が破損する．したがって，使用する静電探針は  $L=15\text{mm}$  とした．

### 2.3.2 火炎面速度ベクトル

前項で示した四つの受感部を有する静電探針から得られるイオン電流を解析して，火炎面の三次元挙動を計測する手法を以下に述べる．

静電探針を水平に乱流火炎帯に挿入する場合には，鉛直に挿入する場合に比べガス流速に及ぼす擾乱の影響は大きく，計測結果の信頼性が損なわれる．し

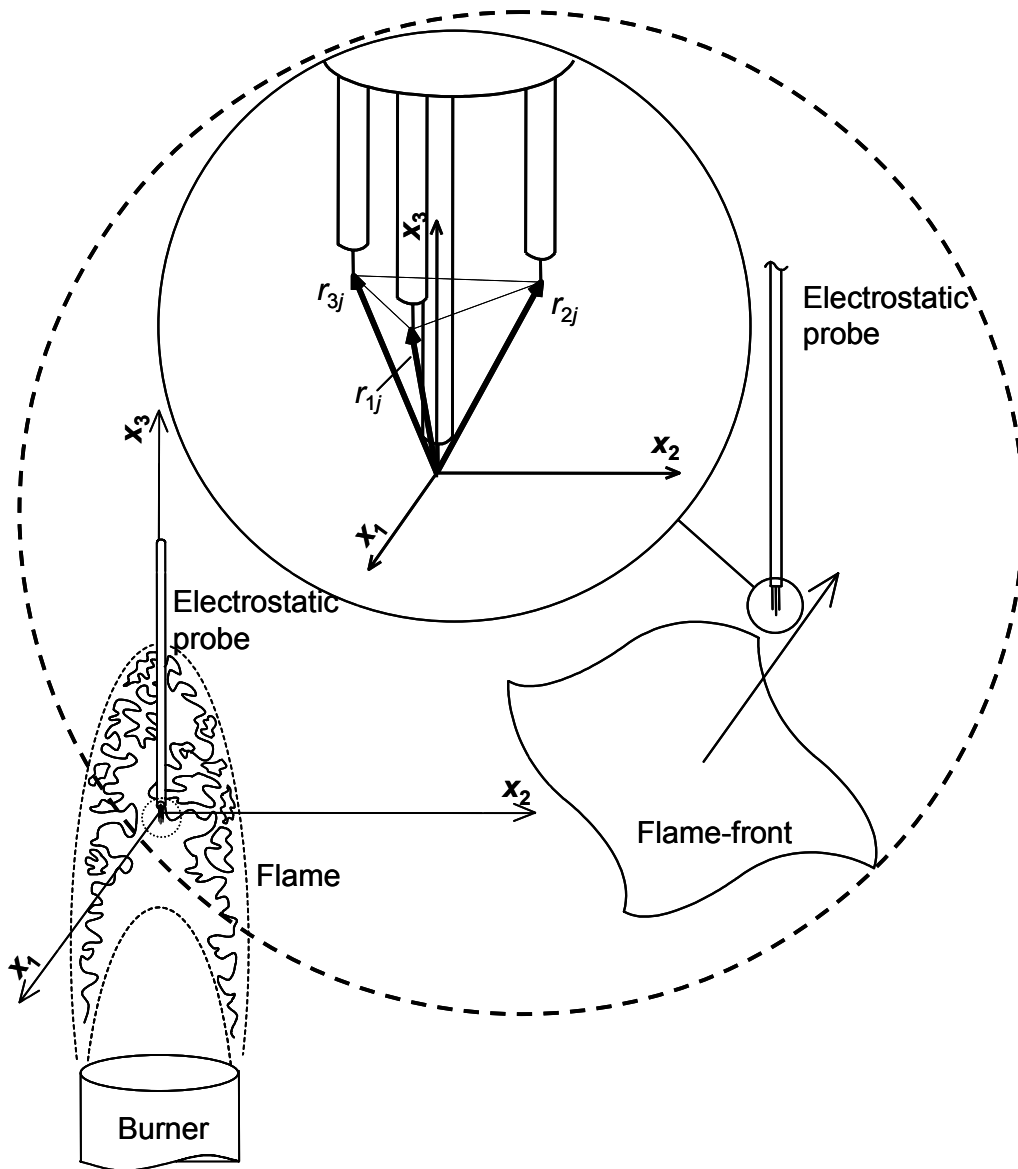


図 2.3.2 静電探針の四つの受感部を通過する火炎面

たがって、本研究では図 2.3.2 に示すように上方より静電探針を鉛直に乱流火炎帯に挿入する。ここで、四つの受感部の座標を最上流に位置する受感部の先端を基点として  $r_{ij}$  と表す。基点とした受感部を受感部 0、残りの受感部を受感部 1, 2, 3 とし指標  $i=1, 2, 3$  で表す。また、指標  $j=1, 2, 3$  は受感部 0 を原点としたデカルト座標における  $x_1, x_2, x_3$  座標を表す。なお、このように静電探針を鉛直に挿入した場合、水平な火炎面が受感部を通過する際に得られるイオン電流波形の  $j_m$  検出の可否が問題となるが、計測結果を検証した結果、 $j_m$  検出が可能であることを確認した。検証結果については付録に記す。

1.2.1 項で述べたように火炎面は波面の一種であるため、火炎面速度ベクトル  $\mathbf{v}$  はホイヘンスの原理により火炎面自身に垂直なベクトルとして定義される [32]。したがって、 $\mathbf{v}$  の絶対値、すなわち火炎面移動速度(Flame Displacement Speed)を  $V_D$ 、 $\mathbf{v}$  の方向余弦を  $n_j$  とすると、 $\mathbf{v}$  のデカルト成分  $v_j$  は次式で表せる。

$$v_j = V_D n_j \dots\dots\dots (2.3.1)$$

ここで、静電探針の各受感部が作る空間を通過する火炎面は局所的に平面であると仮定すると、図 2.3.3 に示す火炎面が受感部 0 を通過してから受感部  $i$  に到達するまでの時間  $\tau_i$  と  $r_{ij}$  により、時間  $\tau_i$  の間に火炎面が移動する距離は以下のように表せる。

$$V_D \tau_i = r_{ij} n_j \dots\dots\dots (2.3.2)$$

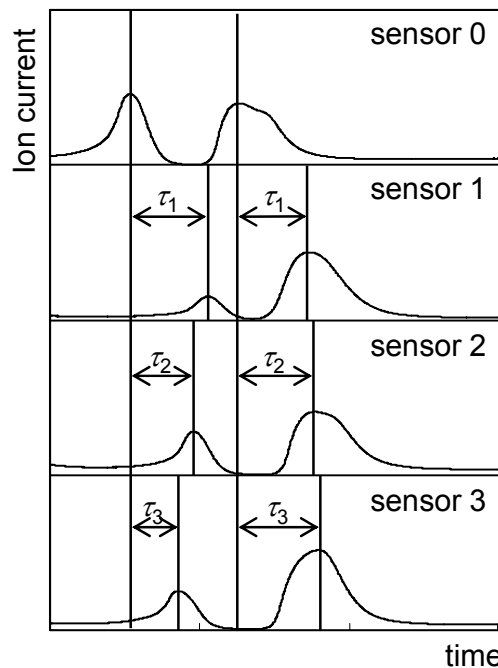


図 2.3.3 火炎面が各受感部を通過する時間  $\tau_i$

ここで、 $r_{ij}$ は正則な行列であるので、方向余弦 $n_j$ は次式で表せる。

$$n_j = (r_{ij})^{-1} V_D \tau_i \dots\dots\dots(2.3.3)$$

なお、 $(r_{ij})^{-1}$ は $r_{ij}$ の逆行列である。また、式(2.3.3)はクラームルの公式より次式のように表せる。

$$n_k = V_D |S_{ij}^k| / |r_{ij}| \dots\dots\dots(2.3.4)$$

ここで、 $S_{ij}^k$ は $r_{ij}$ の $k$ 行を $\tau_i$ に置き換えた行列、 $||$ は行列式である。上式において、 $n_j n_j = 1$ を考慮すると、 $V_D$ は次式で表せる。

$$V_D = |r_{ij}| / \left( \sum_{k=1}^3 |S_{ij}^k|^2 \right)^{1/2} \dots\dots\dots(2.3.5)$$

さらに、式(2.3.4), (2.3.5)より、方向余弦 $n_k$ は次式で表せる。

$$n_k = |S_{ij}^k| / \left( \sum_{k=1}^3 |S_{ij}^k|^2 \right)^{1/2} \dots\dots\dots(2.3.6)$$

以上、イオン電流波形の極大値が受感部0で検出されてから、受感部*i*で検出されるまでの時間 $\tau_i$ を計測することにより、火炎面速度ベクトル $\mathbf{v}$ を求めることができる。また、このようにして $\mathbf{v}$ の計測を行った場合、 $\mathbf{v}$ の計測誤差は $r_{ij}$ および $\tau_i$ の計測精度に依存する。 $r_{ij}$ は読み取り顕微鏡を用いて計測し、その際の計測の最小単位は0.01mmである。また、 $\tau_i$ の計測誤差はA/D変換の時間分解能に依存する。そこで、本研究ではA/D変換の時間分解能を以下のように決定した。

通常、A/D変換は図2.3.4に示すようにある物理量 $Q$ を一定の時間間隔 $\Delta t$ で離散的に記録する。このような場合、A/D変換後に得られる信号の極大値は実際の物理量の極大値 $Q_{max,n}$ ではなく、その近傍で記録される離散点 $Q_i$ あるいは $Q_{i+1}$ のどちらか大きい値として記録される。ここで、 $Q_{max,n}$ 、 $Q_i$ および $Q_{i+1}$ は時刻 $t_n$ 、 $t_i$ および $t_{i+1}$ における物理量 $Q$ である。本研究では、火炎面が静電探針を通過する時刻をイオン電流波形の極大値 $j_m$ が記録される時刻とした。したがって、火炎面が各受感部を通過する時刻 $t_i$ の計測誤差はA/D変換の時間分解能に依存し、A/D変換後に記録される $t_i$ には $-\Delta t/2$ から $\Delta t/2$ までの誤差が生じる[33]。さらに、火炎面が受感部0を通過してから受感部*i*を通過するまでの時間 $\tau_i$ を計測する場合、図2.3.5に示すように、A/D変換後に記録される時間 $\tau_i$ には実際の極大値 $Q_{max,n}$ 、 $Q_{max,n+1}$ 間の時間 $\tau_f$ に対して $-\Delta t$ から $\Delta t$ までの誤差が生じる[33]。

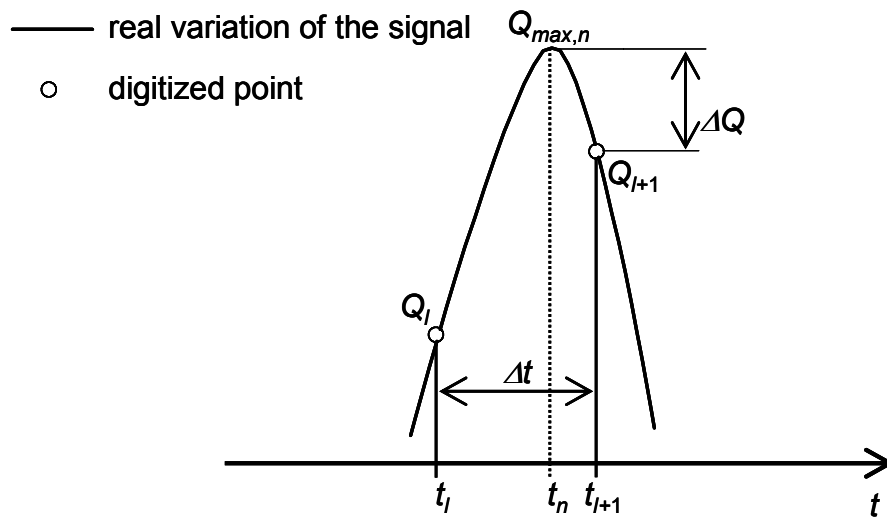


図 2.3.4 火炎面が各受感部を通過する時刻  $t_i$  の計測誤差

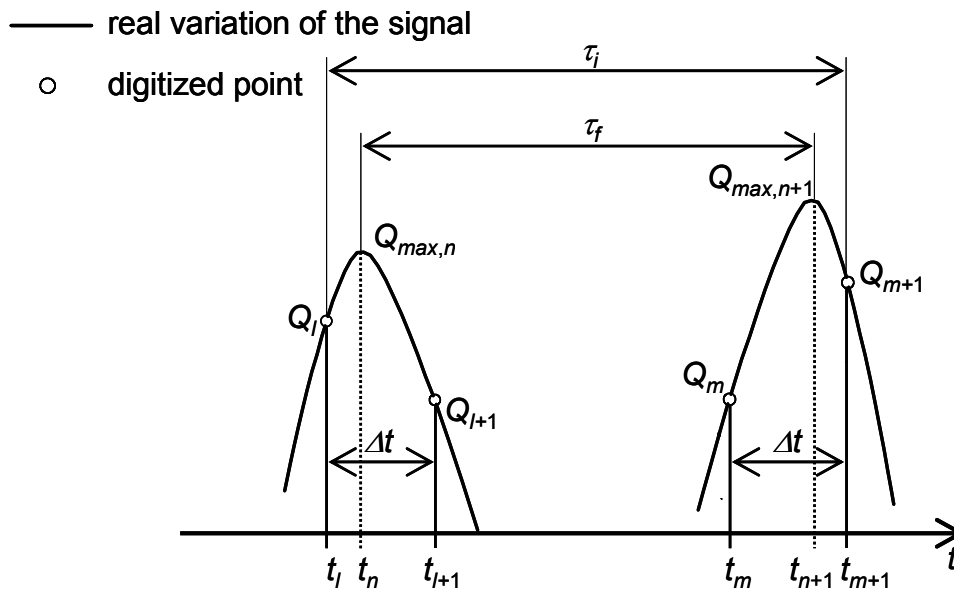


図 2.3.5 火炎面が各受感部を通過する時間  $\tau_i$  の計測誤差

以上の考えに基づいて、 $\tau_i$  の計測誤差と A/D 変換の時間分解能の関係を調べた結果を図 2.3.6 に示す。A/D 変換の時間分解能は、計測対象とする現象における  $\tau_i$  の大きさと  $\tau_i$  の計測誤差をどの程度許容するかによって決定できる。本研究では  $\tau_i$  は 0.5msec 程度であるので、それを 1% 以内の誤差で計測するために、A/D 変換の時間分解能は 1MHz とした。また、複数の入力信号に対してサンプリング動作を行う場合、典型的な A/D 変換器では半導体マルチプレクサを配し、入力される信号を切り替えて A/D 変換を行う。このような逐次サンプリング方

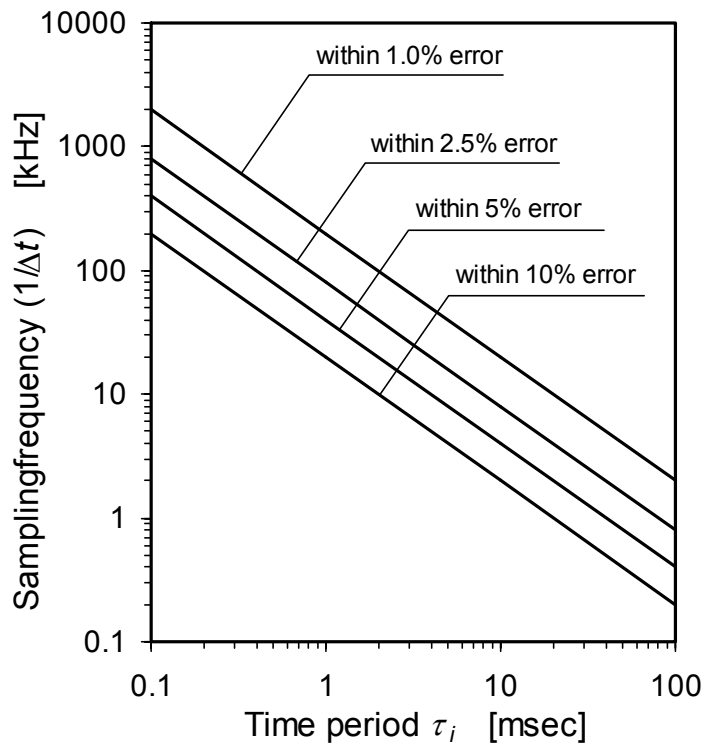


図 2.3.6 時間  $\tau_i$  の計測誤差と A/D 変換の時間分解能の関係

式では、各入力信号の A/D 変換後の離散値に時刻差が生じる。したがって、本研究では各受感部で記録される信号ごとに独立した A/D 変換器を使用し、すべての A/D 変換器を同期させ、同一時刻にイオン電流値が記録される構造とした。

静電探針から得られるイオン電流は差動型増幅器で増幅し、12bit の分解能で A/D 変換し、128Mwords のメモリに収録した後、パーソナルコンピュータに記録した。なお、A/D 変換に伴う  $\tau_i$  の計測誤差は時間分解能だけでなく、離散化の分解能、すなわち量子化単位にも依存する。しかし、1.2.2 項で述べたように、乱流火炎計測に要求される空間分解能と時間分解能を考えると、離散化の分解能が極端に低くない限り、A/D 変換に伴う  $\tau_i$  の計測誤差は時間分解能にのみ依存すると考えられる。

次に、上記の  $r_{ij}$  および  $\tau_i$  の計測誤差によって生じる  $V_D$  の計測誤差を理論解析した結果を図 2.3.7 に示す。図は、火炎面が静電探針に対して様々な方向から速度  $V_{D,s}$  で通過すると仮定し、 $r_{ij}$  および  $\tau_i$  にそれぞれ先の計測精度に基づく誤差を生じさせた場合の  $V_D$  の最大誤差を表わしている。本研究で対象とした乱流予混合火炎における  $V_D$  は最大で 10m/s 程度と考えられるので、 $r_{ij}$  および  $\tau_i$  の計測誤差によって生じる  $V_D$  の計測誤差は 2% 以内となる。

最後に、本研究における火炎面挙動の解析手法において、四つの受感部が作る空間を通過する火炎面を、局所的には平面と仮定したことにより生じる  $V_D$  の

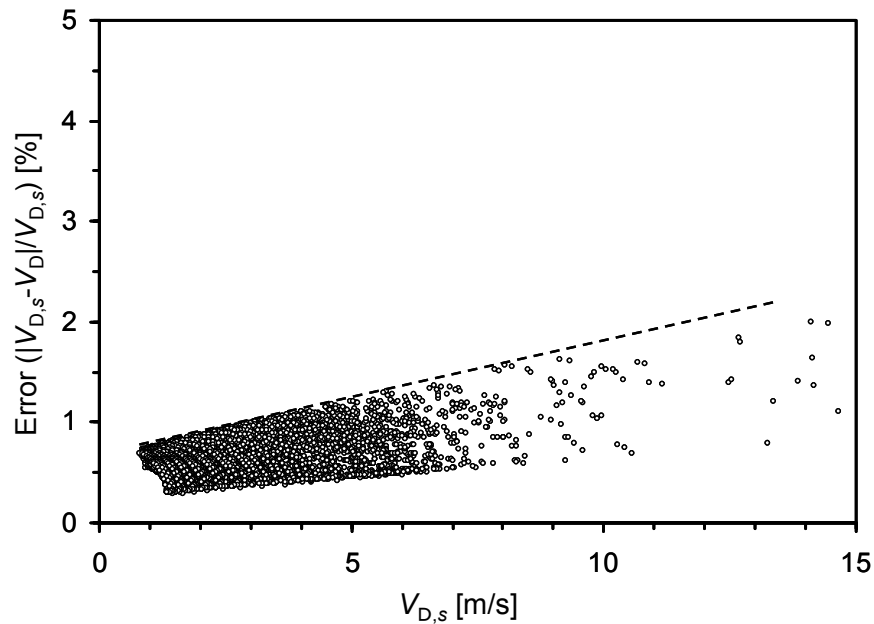


図 2.3.7  $r_{ij}$  および  $\tau_i$  の計測誤差により生じる火炎面移動速度  $V_D$  の計測誤差

計測誤差を明らかにする。

前節で述べたように、火炎面が一つの受感部を通過する場合には、受感部の長さ  $L_p$  を適正に設定することで火炎面曲率の影響を無視できる。しかし、各受感部が作る空間を通過する場合には、火炎面が曲率を有することにより  $V_D$  の計測に誤差が生じる [34]。この種の計測誤差は三つの受感部を有する静電探針を使用した場合に検討されており [34]、図 2.3.8 に示すように、曲率を有する火炎面と平面火炎面の移動距離が異なることに起因する。したがって、火炎面が曲率を有することによる  $V_D$  の計測誤差は、火炎面の曲率半径  $r$  と静電探針の各受感部間の距離に依存する。そこで、図 2.3.8 に示した受感部と曲率を有する火炎面の関係を三次元に拡張し、火炎面を曲率半径  $r$  の球面で近似した場合に、 $V_D$  の計測誤差と曲率半径  $r$  の関係を理論解析した結果を図 2.3.9 に示す。ここで、 $V_{D,r}$  は曲率を有する火炎面移動速度を表す。なお、四つの受感部は正確に正四面体の頂点には位置しないが、ここでは正四面体の頂点に配置されるものとし、正四面体の一辺の長さを実測の範囲で 1.5mm から 2.2mm まで変化させ計測誤差を算出した。

正四面体の一辺の長さが 1.5mm から 2.2mm の範囲では、火炎面が曲率を有することによる  $V_D$  の計測誤差に大きな差は見られない。また、 $r$  の減少とともに計測誤差は増加し、 $r < 4\text{mm}$  では 10% を超える。 $r$  は計測対象とする乱流火炎により異なるが、表 2.3.1 に示した条件における火炎面の曲率半径の最小値は

1mm 程度である.  $r=1\text{mm}$  の火炎面では  $V_D$  の計測誤差は非常に大きい. しかし,  $V_D$  を計測するためにはすべての受感部を火炎面が通過する必要があるが, Furukawa らが指摘するように[34], 比較的小さな曲率を有する火炎面が三つ, あるいは四つすべての受感部を通過する確率は極めて低い. したがって, 表 2.3.1 に示した比較的乱れの弱い条件における乱流火炎(Flame III)では, 火炎面が曲率を有することによる  $V_D$  の計測誤差は 10%未満であると考えられる[34]. なお, 平面と仮定した場合の  $V_D$  は, 静電探針の先端に位置する受感部に対して凸な火炎面が通過する場合は過小( $V_{D,r} > V_D$ )に, 凹な火炎面が通過する場合は過大( $V_{D,r} < V_D$ )に評価される.

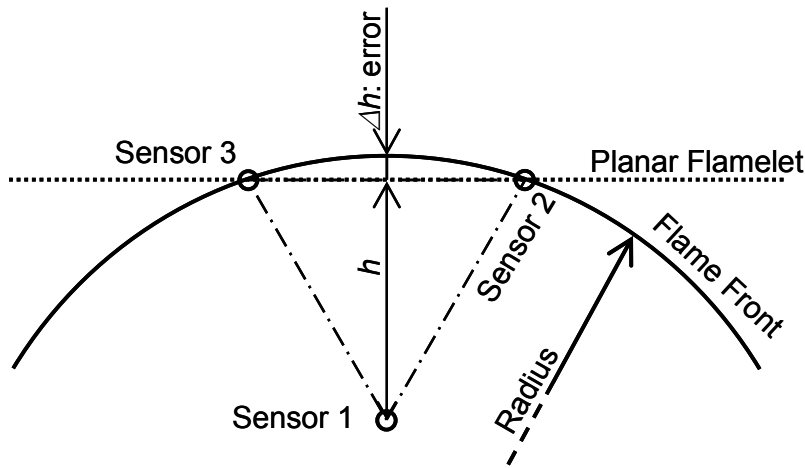


図 2.3.8 三つの受感部を通過する曲率を有する火炎面[34]

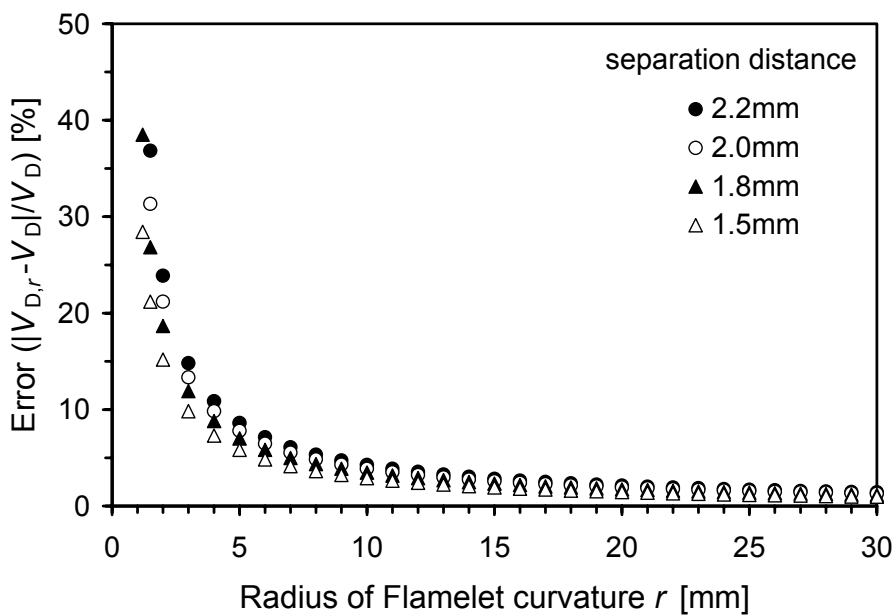


図 2.3.9 曲率を有する火炎面の移動速度  $V_D$  の計測誤差

## 2.4 おわりに

本章では，四つの受感部を有する静電探針を製作し，製作した静電探針を使用して乱流予混合火炎の火炎面挙動の三次元計測手法を開発した．

まず，乱流予混合火炎より得られるイオン電流波形を解析し，火炎面挙動を三次元計測する際に考慮すべき因子を明確にする必要があった．そこで，静電探針法に関する過去の文献を調査し，静電探針法の適正使用条件および基本的特性を明確にした．

次に，静電探針法の適正使用条件および基本的特性に基づいて四つの受感部を有する静電探針を製作した．静電探針法は接触法であるために，静電探針を火炎に挿入することによる擾乱の影響が問題となる．そこで，製作した静電探針による擾乱の影響を調べ，形状の最適化を行った．最後に，形状の最適化を行った静電探針により得られる乱流予混合火炎のイオン電流波形の解析手法を検討し，火炎面移動速度の計測誤差を考察した．その結果，以下の結論を得た．

- (1) 静電探針の突き出し量を 15mm 以上とした場合に平均流速に及ぼす擾乱の影響は無視できる．
- (2) A/D 変換の時間分解能を 1MHz とした場合，各受感部の座標と火炎面が受感部を通過する時刻の計測誤差による火炎面移動速度の計測誤差は 2% 以下である．
- (3) 四つ受感部で形成される空間を通過する火炎面を局所的に平面と仮定することによる火炎面移動速度の計測誤差は，曲率半径が 4mm の火炎面に対して 10% 程度である．

## 第 2 章 参考文献

- [1] 平野敏右，“火炎の電氣的性質とその応用”，*日本機械学会誌*，Vol.74: No.634 (1971), pp.1410-1417
- [2] Suzuki T., Hashimoto Y., Mashiko I. and Hirano T., Ion-Current Fluctuations Recorded with a Cylindrical Electrostatic Probe Passing Premixed Flames, *Combustion and Flame*, vol.36 (1979), pp.179-191
- [3] 平野敏右，鈴木鐸士，橋本洋一，益子一郎，“予混合変動火炎計測に用いる円柱静電探針の基礎的性質”，*日本機械学会論文集*，Vol.46: No.405



- (1980), pp.1007-1015
- [4] 古川純一, “静電探針の基礎的特性とその燃焼計測への応用”, *都立工業高等専門学校研究報告*, No.38 (2003), pp.25-30
- [5] 平野敏右, “燃焼ガス流中のイオン測定に関する探針形状の影響”, *日本機械学会論文集*, Vol.37: No.298 (1971), pp.1204-1211
- [6] 平野敏右, *燃焼学 —燃焼現象とその制御—*, 海文堂 (1986), pp.84-85
- [7] 平野敏右, “弱電離気体中の円柱への陽イオン電流の解析”, *日本機械学会論文集*, Vol.38: No.307 (1972), pp.589-596
- [8] 平野敏右, “弱電離高密度気体の流れの中の傾斜した円柱静電探針へのイオン電流”, *日本機械学会論文集*, Vol.39: No.325 (1973), pp.2863-2871
- [9] Su C. H. and Lam S. H., “Continuum Theory of Spherical Electrostatic Probes”, *The Physics of Fluids*, Vol.6 (1963), pp.1479-1491
- [10] 安部克也, *本質を学ぶためのアナログ電子回路入門*, 宮入圭一監修, 共立出版 (2007), pp.125-145
- [11] 古川純一, 原田栄一, “乱流予混合火炎の計測に使用される静電探針の特性”, *都立工業高等専門学校研究報告*, No.25 (1990), pp.13-19
- [12] ムーア, *物理化学 (上)*, 藤代亮一訳, 東京化学同人 (1977)
- [13] 林泉, *プラズマ工学*, 朝倉書店 (1987), pp.60-65
- [14] Furukawa J., Maruta K., Nakamura T. and Hirano T., “Local Reaction Zone Configuration of High Intensity Turbulent Premixed Flames”, *Combustion Science and Technology*, Vol.90 (1993), pp.267-280
- [15] 橋本英樹, 古川純一, 持田晋, 長谷川敏明, “プロパン・高温低酸素空気比予混合火炎の局所的な反応帯の厚さ”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.72: No.717 (2006), pp.1349-1355
- [16] Suzuki T. and Hirano T., “Dynamic Characteristics of Flame Fronts in a Turbulent Premixed Flame Zone”, *Twentieth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1984), pp.437-444
- [17] Suzuki T. and Hirano T., “Simultaneous Measurements of Gas Flow and Flame Front Movement in a Turbulent Premixed Flame”, *Seventy-First Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1986), pp.1385-1391
- [18] Chew T. C., Bray K. N. C. and Britter R. E., “Spatially Resolved Flamelet Statistics for Reaction Rate Modeling”, *Combustion and Flame*, Vol.80 (1990), pp.65-82
- [19] 古川純一, 原田栄一, 平野敏右, “高強度乱流予混合火炎の微細構造”,

- 日本機械学会論文集 B 編, Vol.55: No.520 (1989), pp.3758-3765
- [20] Furukawa J., Harada E. and Hirano T., “Local Reaction Zone Thickness of a High-Intensity Turbulent Premixed Flames”, *Twenty-Third Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1990), pp.789-794
- [21] 古川純一, 丸田薫, 平野敏右, “静電探針による乱流火炎構造の計測に関する基礎的研究, 第1報, イオン電流波形にみられる静電探針を通過する局所的な火炎の曲率および経路の影響”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.57: No.536 (1991), pp.1463-1468
- [22] 古川純一, 中村朋宏, 五味努, 平野敏右, “静電探針による乱流火炎構造の計測に関する基礎的研究, 第2報, イオン電流波形にみられる曲率のある火炎の通過経路の影響”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.57: No.544 (1991), pp.4272-4277
- [23] 古川純一, “静電探針による乱流予混合火炎構造の計測”, *燃焼の科学と技術*, Vol.2 (1994), pp.59-68
- [24] 古川純一, “乱流予混合火炎の局所的現象の診断”, *燃焼の科学と技術*, Vol.5 (1998), pp.207-225
- [25] 古川純一, 岡本京子, “メタン・空気乱流予混合火炎の局所的な形状の計測に関する基礎的研究”, *燃焼研究*, No.93 (1993), pp.46-50
- [26] 古川純一, 岡本京子, 丸田薫, 平野敏右, “メタン・空気, プロパン・空気予混合火炎から得られるイオン電流波形の特性”, *燃焼の科学と技術*, Vol.5 (1998), pp.291-301
- [27] 丸田薫, 古川純一, 五味努, 平野敏右, “高強度乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さ”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.59: No.566 (1993), pp.3277-3282
- [28] 水谷幸夫, *燃焼工学 (第2版)*, 森北出版 (1989), pp.79,80
- [29] Williams, F.A., “Combustion Theory (2nd edition)”, Addison-Wisley, Redwood City (1985), pp.135
- [30] Furukawa J., Nakamura T. and Hirano T., “Electrostatic Probe Measurement to Explore Local Configuration of a High Intensity Turbulent Premixed Flame”, *Combustion Science and Technology*, Vol.96 (1994), pp.169-181
- [31] Furukawa J., Maruta K. and Hirano T., “Flame Front Configuration of Turbulent Premixed Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.112 (1998), pp.293-301
- [32] 古川純一, “乱流予混合火炎の火炎片の速度ベクトルに関する一考察”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.74: No.741 (2008), pp.

- [33] Furukawa J., Narihiro Y. and Hirano T., “Time and Spatial Resolution Required for Measurements of Structure of Turbulent Premixed Flames”, *Proceedings of The Second Asia-Pacific Conference on Combustion*, The Combustion Institute (1999), pp.269-272
- [34] Furukawa J., Noguchi Y., Hirano T. and Williams F. A., “Anisotropic Enhancement of Turbulence in Large-scale, Low-intensity Turbulent Premixed Flames”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.462 (2002), pp.209-243

## 第 3 章

# 乱流予混合火炎の火炎面の三次元挙動

### 3.1 はじめに

本章では，第 2 章で開発した四つの受感部を有する静電探針による乱流予混合火炎の火炎面挙動の三次元計測手法を確立すること，および本計測手法を使用して量論比付近における乱流予混合火炎の火炎面の三次元挙動を明らかにすることを目的とする。

3.3 節では，層流燃焼速度  $S_L$  が最大となる当量比  $\phi=1.10$  におけるプロパン・空気乱流予混合火炎のバーナ中心軸上における火炎面挙動を計測し，計測結果の妥当性を検証する。また，本計測手法の基本的特性について述べる。3.4 節では，3.3 節で得たバーナ中心軸上の火炎面挙動における火炎面移動速度  $V_D$  に着目し，火炎面が未燃焼混合気側に移動する場合と燃焼ガス側に移動する場合の違いを調べる。

前章の図 2.2.4 に示したように，イオン電流波形の変化率は未燃焼混合気側では急激で燃焼ガス側では緩やかであることから，イオン電流波形を注意深く観察することにより，火炎面が静電探針を未燃焼混合気側から燃焼ガス側に通過したのか，あるいは燃焼ガス側から未燃焼混合気側に通過したのかを判別できる[1-3]。予混合火炎の最も顕著な特徴は自ら未燃焼混合気側に向かって混合気中を伝播することであり，火炎面がどちらの側に移動するのかという情報は乱流予混合火炎の火炎面挙動を理解する上で非常に重要な要素である。したがって，本研究では火炎面の移動方向に着目し，乱流予混合火炎の火炎面挙動を

調べる．なお本論文では，未燃焼混合気側に移動する火炎面を未燃移動火炎面，燃焼ガス側に移動する火炎面を既燃移動火炎面と呼ぶ．また，両者の計測結果は上付添字  $u$ (未燃移動火炎面),  $b$ (既燃移動火炎面)を用いて区別する．

また，乱流予混合火炎の火炎面挙動は乱流火炎帯の場所により異なることが知られている[1]．そこで，非燃焼時の乱流特性が異なる計測点における火炎面の三次元挙動を計測し，非燃焼時の乱流特性と火炎面挙動の関係を調べる．3.5節では，得られた計測結果より，火炎面挙動に及ぼす燃焼速度と熱膨張の影響を考察する．

### 3.2 本実験に用いた乱流予混合火炎

本実験では，Furukawa らが静電探針による乱流予混合火炎の計測[4]に用いた内径 26mm の Bunsen バーナを使用した．バーナの概略図を図 3.2.1 に示す．なお，本計測における座標軸はバーナ出口中心を原点  $O$  とし，直交する二つの半径方向およびバーナ軸方向をデカルト座標系( $O-x^j$ )における  $x^1$ ， $x^2$  および  $x^3$  と定義する．

乱流予混合火炎を形成するための実験装置の概略を図 3.2.2 に示す．燃料と酸化剤である乾燥空気の流量は，それぞれオリフィスとマンメータで構成される差圧式流量計(オリフィス流量計)を用いて制御した．なお，予め乾式ガスメータ(Air:SHINAGAWA DS-16A, Fuel:SHINAGAWA DC-5)を用いてマンメータ差

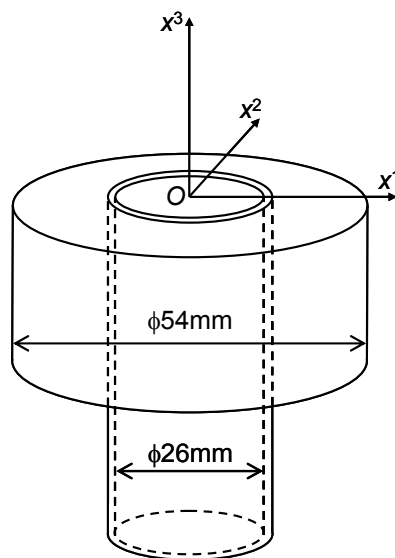


図 3.2.1 Bunsen バーナ

圧と流量の関係を調べ、実流校正を行った。また、十分に発達した管内乱流を発生させるには、助走距離を管内径の 25 から 40 倍程度にする必要がある [5]。したがって、バーナの全長は 1200mm(管内径の約 46 倍)とした。バーナ出口における未燃焼混合気のバーナ断面平均流速は 4.0m/s とした。バーナ直径を代表長さとした Reynolds 数  $Re$  はおよそ 7000 である。バーナ出口における非燃焼時の平均流速  $U$  と乱れ強さ  $u'$  の分布を熱線流速計(KANOMAX 7000Ser.)により調べた結果を図 3.2.3 に示す。 $U$  と  $u'$  は  $x^1$  方向、 $x^2$  方向ともに対称で差はなく、流れは軸対称であることが確認された。なお、バーナ出口の中心では  $U=5.1\text{m/s}$ 、 $u'=0.23\text{m/s}$  である。

燃料にはプロパンを使用し、当量比  $\phi$  は  $S_L$  が最大値 0.41m/s となる 1.10 とした。 $\phi$  はバーナ出口において混合気中の燃料濃度をガスクロマトグラフ(SHIMAZU GC-8A)により検定し、所定の値であることを確認した。なお、使用したガスクロマトグラフの仕様は表 3.2.1 に示す通りである。

本実験で対象とした  $\phi=1.10$  のプロパン・空気乱流予混合火炎を図 3.2.4 に示す。図には乱流火炎帯において火炎面挙動を計測した位置と、計測における座標軸をあわせて示した。 $x^2$  軸は紙面に垂直な方向である。乱流火炎帯における火炎面挙動の計測位置は以下のように決定した。

乱流火炎帯における火炎面挙動の計測位置を決定するために、予め乱流火炎帯における時間平均イオン電流の分布( $x^1-x^3$ 平面上の分布)を調べた [6,7]。計測結果を図 3.2.5 に示す。本結果に基づき、バーナ中心軸上で時間平均イオン

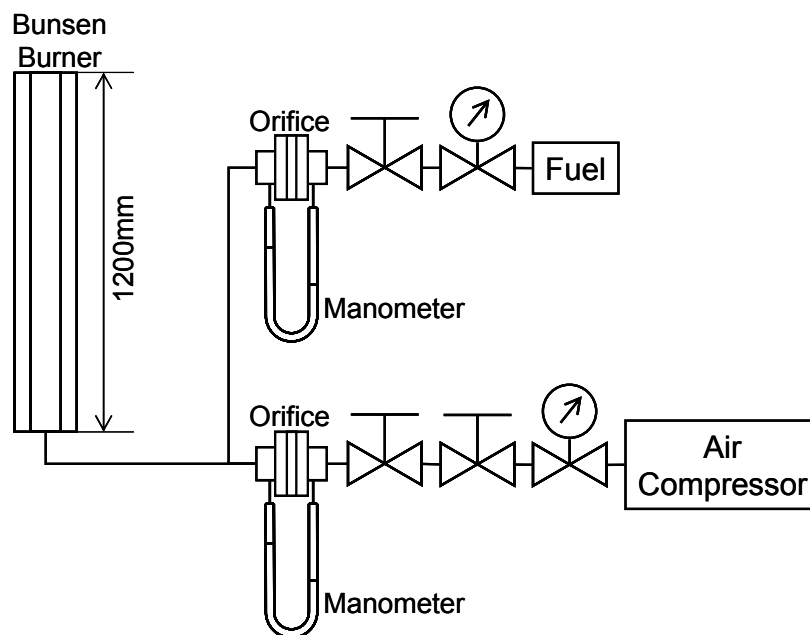


図 3.2.2 実験装置の概略図

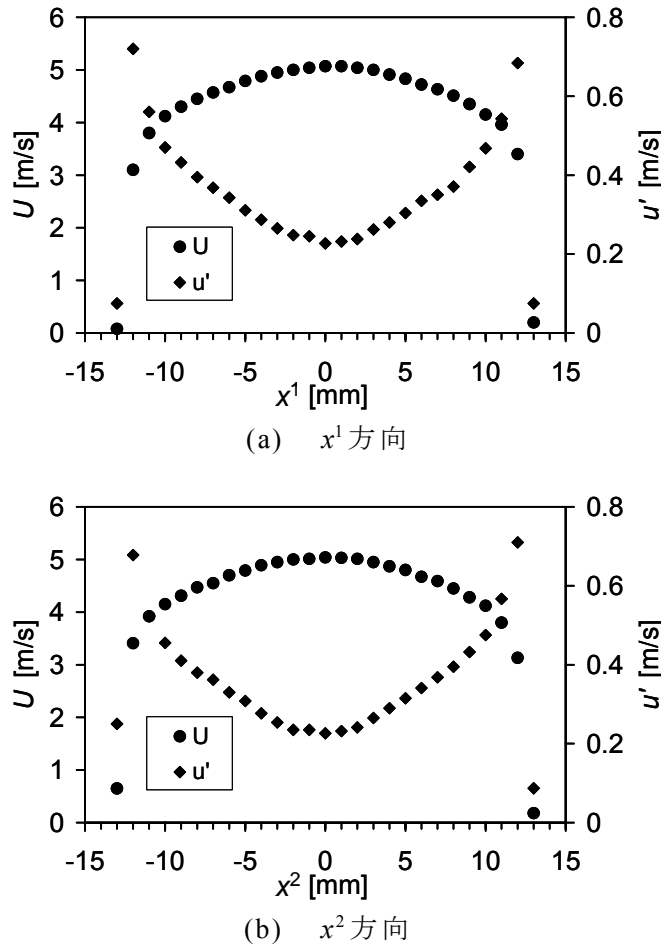


図 3.2.3 バーナ出口における非燃焼時の平均流速  $U$  と乱れ強さ  $u'$

表 3.2.1 ガスクロマトグラフ (SHIMAZU GC-8A) の仕様

Detector	T.C.D.
Sample Gas	Propane $C_3H_8$
Column Packing	Activated Alumina
Column Length	2m
Carrier Gas	$N_2$

電流値が極大となる点を選び計測点 A とした。また、計測点 A の高さを  $H$  とし、高さが  $3/4H, 2/4H$  で半径方向 ( $x^1$  方向) に時間平均イオン電流値が極大となる点を選び、それぞれ計測点 B, C とした。各計測点の座標は表 3.2.2 に示す通りである。なお、表には各計測点における非燃焼時の  $U$  および  $u'$  もあわせて示す。バーナ中心軸上の計測点 A では  $u' < S_L$ 、バーナ中心軸から離れた計測点 B

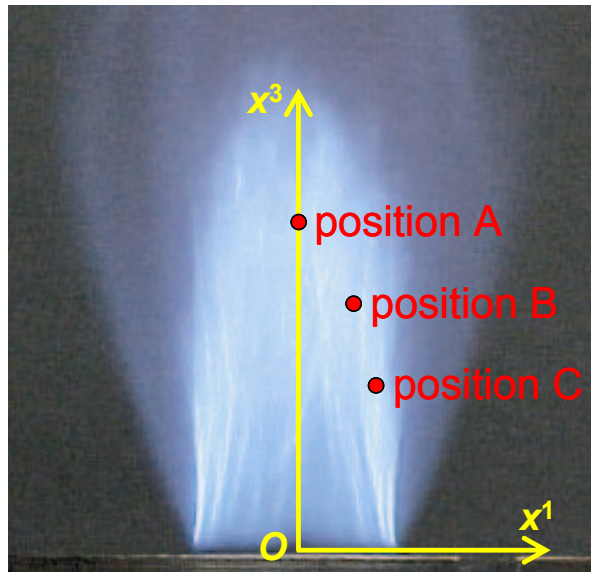


図 3.2.4 プロパン・空気乱流予混合火炎

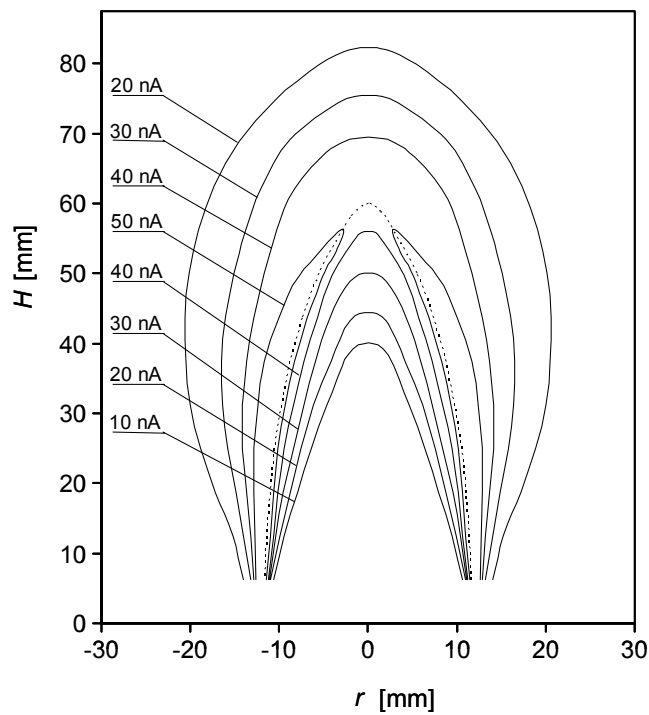


図 3.2.5 当量比  $\phi=1.10$  における時間平均イオン電流の分布

では  $u' \approx S_L$ , 計測点 C では  $u' > S_L$  であるため, 1.2.1 項で述べた乱流燃焼ダイアグラムにおける皺状層流火炎 (single reaction sheets) から多重火炎 (multiple reaction sheets) までの現象を観察することができると考えられる. 乱流燃焼ダイアグラム [8,9] における各計測点の位置は図 3.2.6 に示す通りである.



表 3.2.2 各計測点の座標および非燃焼時の流れ

Fuel	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>		
Equivalence Ratio $\phi$	1.10		
$S_L$ [m/s]	0.41		
Position	A	B	C
$x^1$ [mm]	0.0	7.5	10.0
$x^2$ [mm]	0.0	0.0	0.0
$x^3$ [mm]	60.0	45.0	30.0
$U$ [m/s]	5.1	4.5	4.1
$u'$ [m/s]	0.23	0.33	0.47

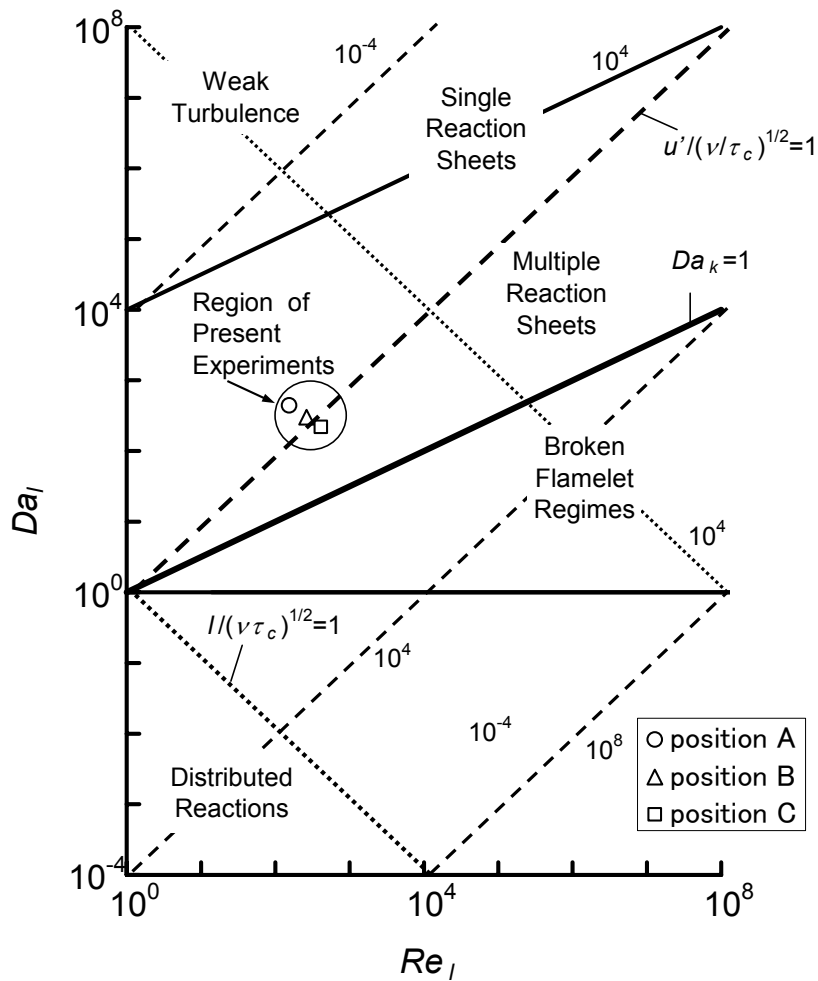


図 3.2.6 乱流燃焼ダイアグラムにおける各計測点の位置[8,9]

### 3.3 火炎面挙動の三次元計測手法の確立

本節では、第2章で開発した四つの受感部を有する静電探針による乱流予混合火炎の火炎面挙動の三次元計測手法を確立することを目的とする。非燃焼時の流れが軸対称であることから、バーナ中心軸上における火炎面挙動も軸対象であると予想される。そこで、 $\phi=1.10$ のプロパン・空気乱流予混合火炎のバーナ中心軸上における火炎面挙動を計測し、計測結果の妥当性を検証する。

#### 3.3.1 火炎面の三次元挙動

$\phi=1.10$ のプロパン・空気乱流予混合火炎の計測点 A において、火炎面の三次元挙動を調べた結果を図 3.3.1 に示す。ここでは、デカルト座標系( $O-x^j$ )を平行移動した計測点を原点  $o$  とするデカルト座標系( $o-x_j$ )において、火炎面速度ベクトル  $\mathbf{v}$  の  $x_1-x_2$ ,  $x_1-x_3$ ,  $x_2-x_3$  平面上への投影を示す。また、 $\mathbf{v}$  の投影ベクトルは原点  $o$  を基点としたベクトルの頂点の位置のみで示す。図 3.3.1(a)には未燃移動火炎面の  $\mathbf{v}(=\mathbf{v}^u)$  を、図 3.3.1(b)には既燃移動火炎面の  $\mathbf{v}(=\mathbf{v}^b)$  を示す。

$\mathbf{v}^u$ ,  $\mathbf{v}^b$  はすべてバーナ軸方向成分 ( $x_3$  方向成分  $v_3^u$ ,  $v_3^b$ ) が正で上向きであり、バーナ中心軸に関して軸対称に分布する。バーナ出口における流れがバーナ中心軸に関して軸対称であることから予想された通り、火炎面挙動もバーナ中心軸に関して軸対称であることが確認できる。また、 $\mathbf{v}^u$ ,  $\mathbf{v}^b$  の分布範囲に大差は見られない。しかし、 $\mathbf{v}^u$  は絶対値の大きなベクトルがまばらに存在するのに対して、 $\mathbf{v}^b$  はより密集して分布する。この相違の理由は次節以降で考察する。

次に、火炎面挙動を定量的に表すために、 $x_j$  軸に対する  $\mathbf{v}$  の方向余弦  $n_j$  の確率分布を図 3.3.2 に示す。ここで、 $N$  は階級幅 0.5 ごとの頻度であり、 $N_s$  は全サンプル数である。なお、 $N_s$  は図 3.3.3 に示すように火炎面速度ベクトルの絶対値、すなわち火炎面移動速度  $V_D$  の平均値  $\bar{V}_D$  が  $N_s$  に依存することなく、 $d\bar{V}_D/dN_s < 0.001 \bar{V}_D$  となるように決定した。図 3.3.2(a)には未燃移動火炎面の各座標軸方向の方向余弦  $n_j(=n_j^u)$  を、図 3.3.2(b)には既燃移動火炎面の  $n_j(=n_j^b)$  を示す。

$n_1^u$ ,  $n_1^b$  は 0.00 を中心に、-0.90 付近から 0.90 付近の範囲にほぼ対称に分布する。 $n_2^u$ ,  $n_2^b$  も  $n_1^u$ ,  $n_1^b$  と同様に分布する。なお、これらの確率分布は 0.00 を中心に完全には対称に分布していない。これはバーナ中心軸上に静電探針を配置する際に若干のずれが生じるためである。しかし、階級ごとの確率が若干変動していることを除けば、すべて同様の範囲に分布をしており、火炎面挙動が軸対

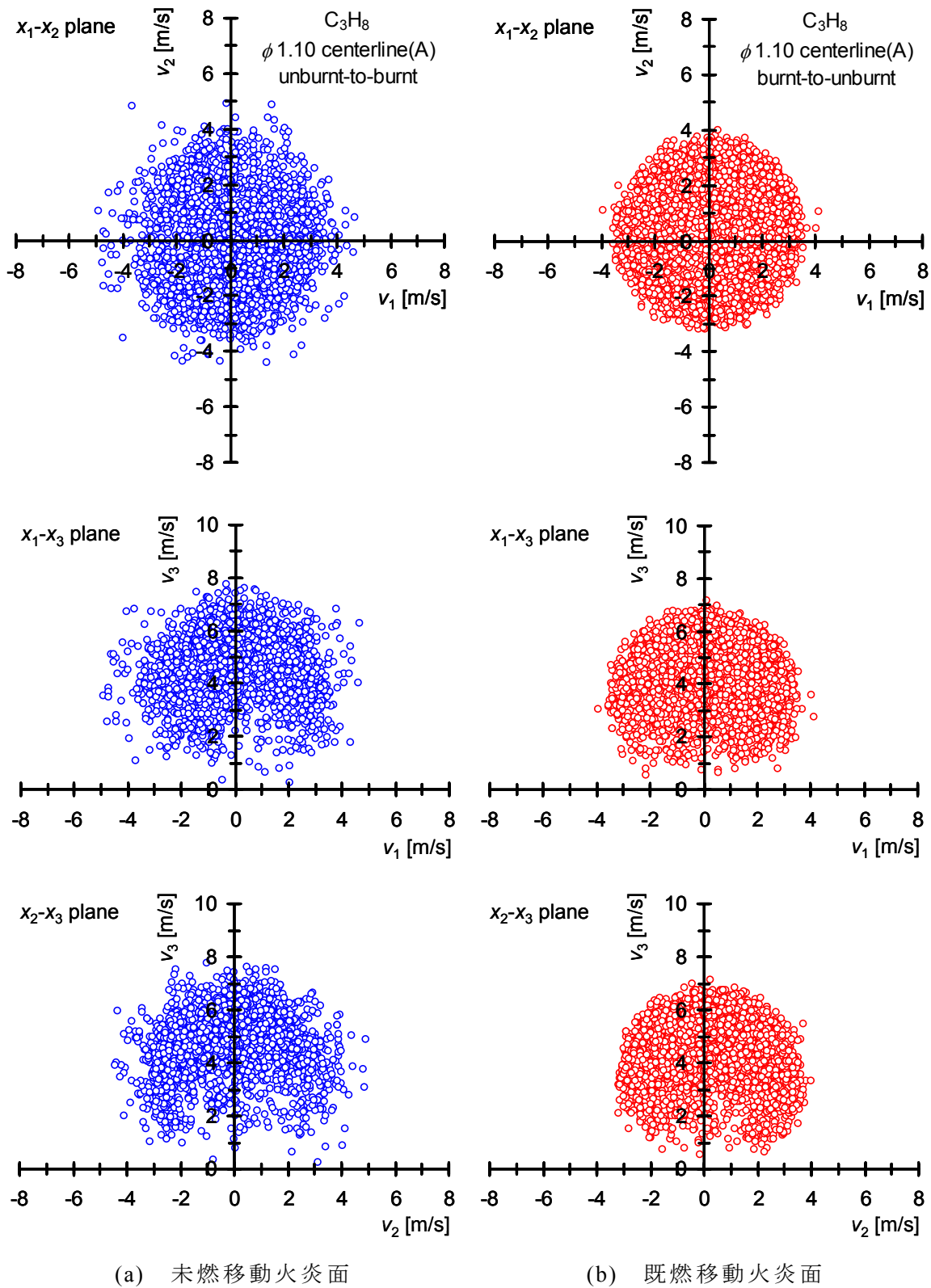


図 3.3.1 火炎面速度ベクトル  $v$  ( $\phi = 1.10$ , 計測点 A)

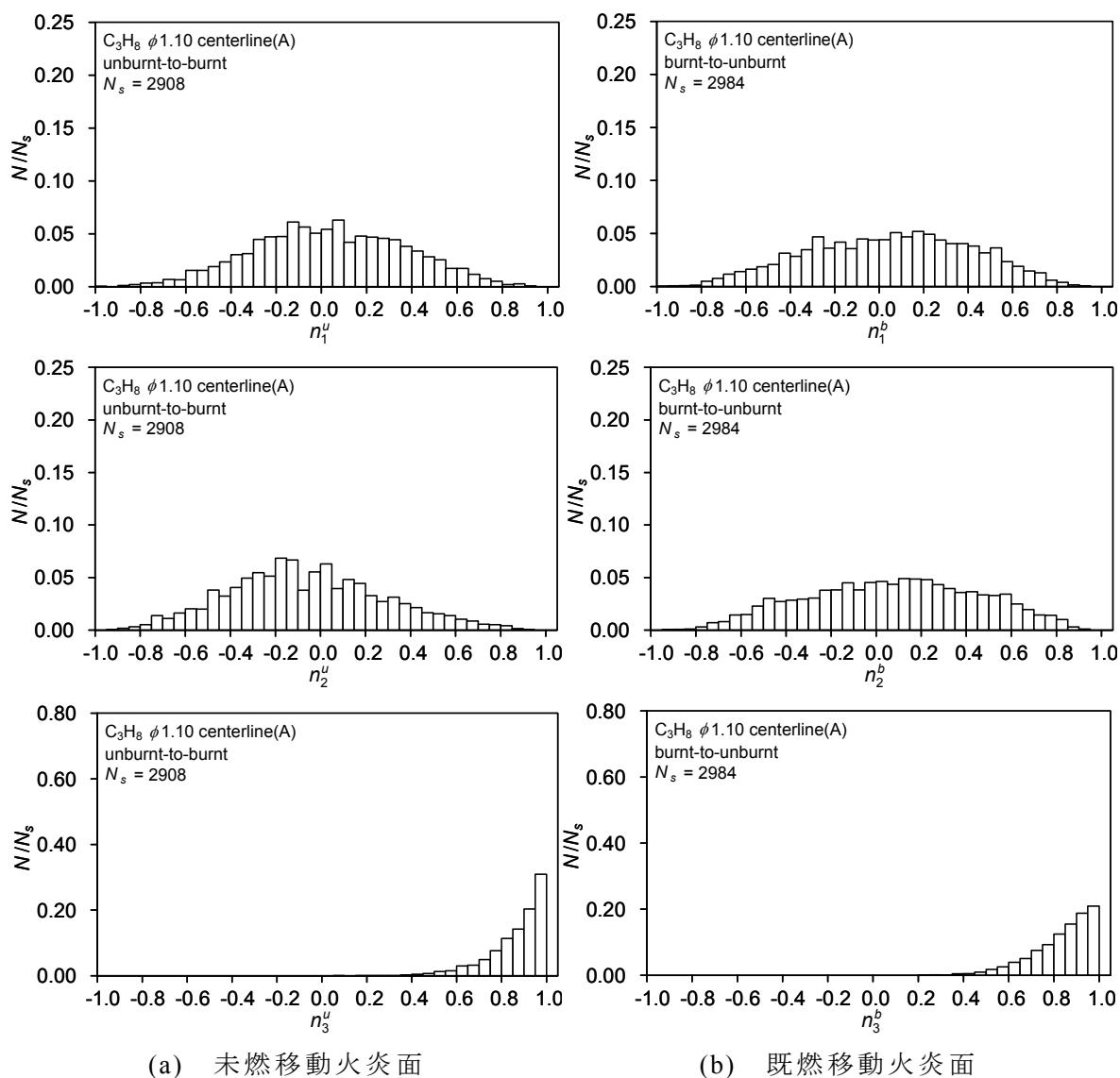


図 3.3.2 方向余弦  $n_j$  の確率分布 ( $\phi=1.10$ , 計測点 A)

称であることは間違いないと考える．  $n_1^u$ ,  $n_3^b$  はともに最頻値 1.00 から 0.40 付近の範囲に分布する．しかし，  $n_3^u$  の変化率は  $n_3^b$  に比べ急激である． 2.3.2 項で述べた通り，  $\mathbf{v}$  は火炎面に垂直なベクトルとして定義される．したがって，平均的な火炎面挙動は水平に近い火炎面が上方に向かって移動していることを示している．

バーナ中心軸上の火炎面挙動は，極座標(球座標)を用いることにより，より単純に表せる．方向余弦  $n_j$  は極座標では以下のように表せる．

$$n_1 = \sin \theta \cos \varphi, \quad n_2 = \sin \theta \sin \varphi, \quad n_3 = \cos \theta \dots \dots \dots (3.3.1)$$

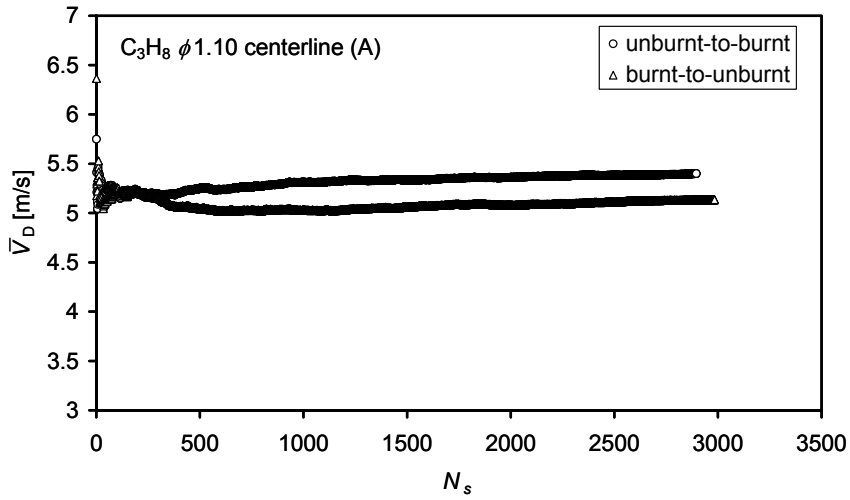


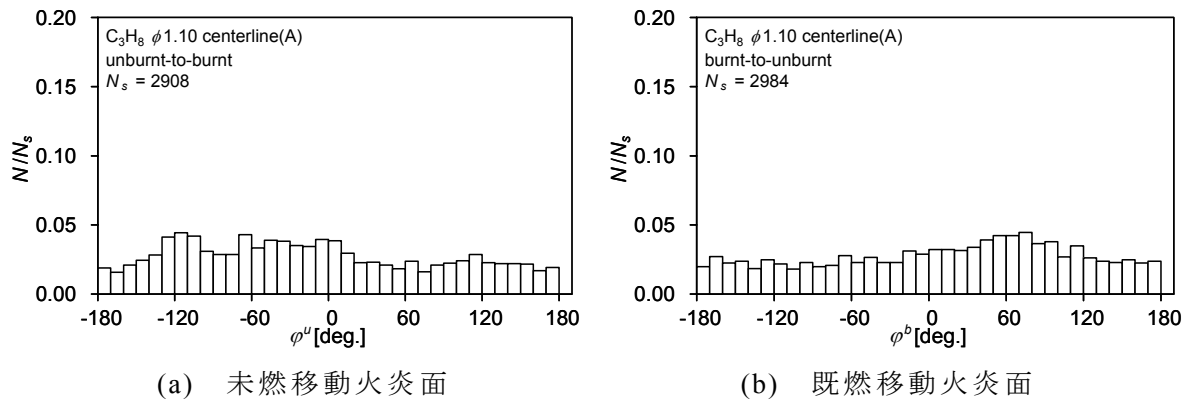
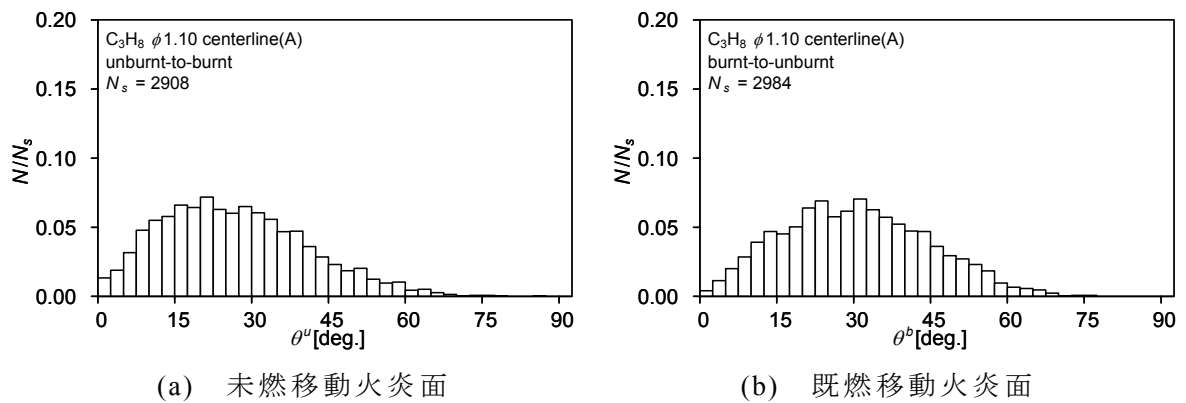
図 3.3.3 全サンプル数  $N_s$  と火炎面移動速度  $V_D$  の平均値  $\bar{V}_D$  の関係

ここで、 $\varphi$  および  $\theta$  はそれぞれ方位角および天頂角である。式(3.3.1)より、

$$\varphi = \tan^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right), \quad \theta = \cos^{-1}n_3 \dots\dots\dots(3.3.2)$$

であり、火炎面挙動は  $V_D$ 、 $\theta$  および  $\varphi$  を用いて表せる。ここで、 $dn_3/d\theta$  は  $n_3=1$  付近において非常に小さく、また図 3.3.2 に示したように、 $n_3$  は  $n_3=1$  付近である確率が高い。したがって、火炎面挙動を  $\theta$  を用いて表すことの利点は、式(2.3.6)で求まる  $n_3$  に比べより明瞭に火炎面の水平面に対する傾きを表現できることにある。

式(3.3.2)により求めた  $\varphi$  および  $\theta$  の確率分布を図 3.3.4 および図 3.3.5 に示す。図 3.3.4(a), 3.3.5(a)には未燃移動火炎面の  $\varphi(=\varphi^u)$ ,  $\theta(=\theta^u)$  を、図 3.3.4(b), 3.3.5(b)には既燃移動火炎面の  $\varphi(=\varphi^b)$ ,  $\theta(=\theta^b)$  を示す。火炎面挙動はバーナ中心に関して軸対称であることから、 $\varphi^u$ ,  $\varphi^b$  はともに  $-180^\circ$  から  $180^\circ$  まで一様に分布する。 $\theta^u$ ,  $\theta^b$  はともに  $0^\circ$  から  $70^\circ$  の範囲に分布し、 $15^\circ$  から  $30^\circ$  の間で極大となる。すなわち、水平より  $20^\circ$  程度傾いた火炎面が最も多く、垂直な火炎面の検出頻度は非常に低い。両者の分布範囲に顕著な差は見られないが、 $\theta^u$  の最頻値は  $20^\circ$  程度であるのに対し、 $\theta^b$  は  $30^\circ$  程度と若干大きい。すなわち、未燃移動火炎面に比べ既燃移動火炎面では、わずかに中心軸より外側に傾いて移動する火炎面が多い。また、この結果は、図 3.3.2 に示した  $n_3^u$  の変化率が  $n_3^b$  に比べ急激であることをより明瞭に表している。

図 3.3.4 方位角  $\phi$  の確率分布 ( $\phi = 1.10$ , 計測点 A)図 3.3.5 天頂角  $\theta$  の確率分布 ( $\phi = 1.10$ , 計測点 A)

### 3.3.2 本計測手法の検証

前項では、四つの受感部を有する静電探針による乱流予混合火炎の火炎面挙動の三次元計測を実現した。予想した通り、非燃焼時の流れが軸対称であるため、バーナ中心軸上における火炎面挙動も軸対象であることを確認した。本項では、前項に示した計測結果の妥当性を検証する。具体的には、Chen と Bilger により報告された本実験とほぼ同様の火炎における火炎面の三次元形状の計測結果[10]と、本実験で得た結果を比較する。

Chen と Bilger は火炎面の三次元勾配を図 3.3.6 に示す三つの偏角を用いて表している[10]。  $\nu$  が火炎面に垂直なベクトルであることを利用して、火炎面の三次元勾配をこれら三つの偏角を用いて算出し、各偏角の確率分布を比較した結果を図 3.3.7 に示す。なお、偏角  $\gamma$  は  $\theta$  および  $\beta$  より一意に決まるため比較して

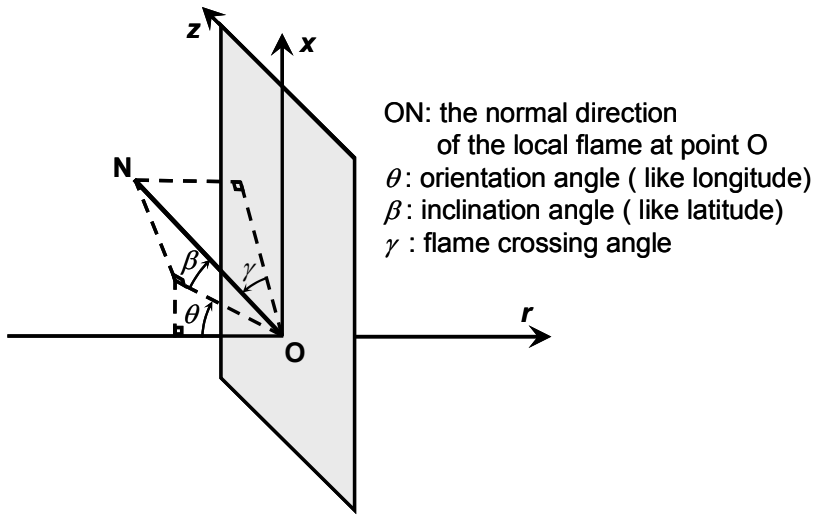


図 3.3.6 火炎面の三次元勾配を表す三つの偏角[10]

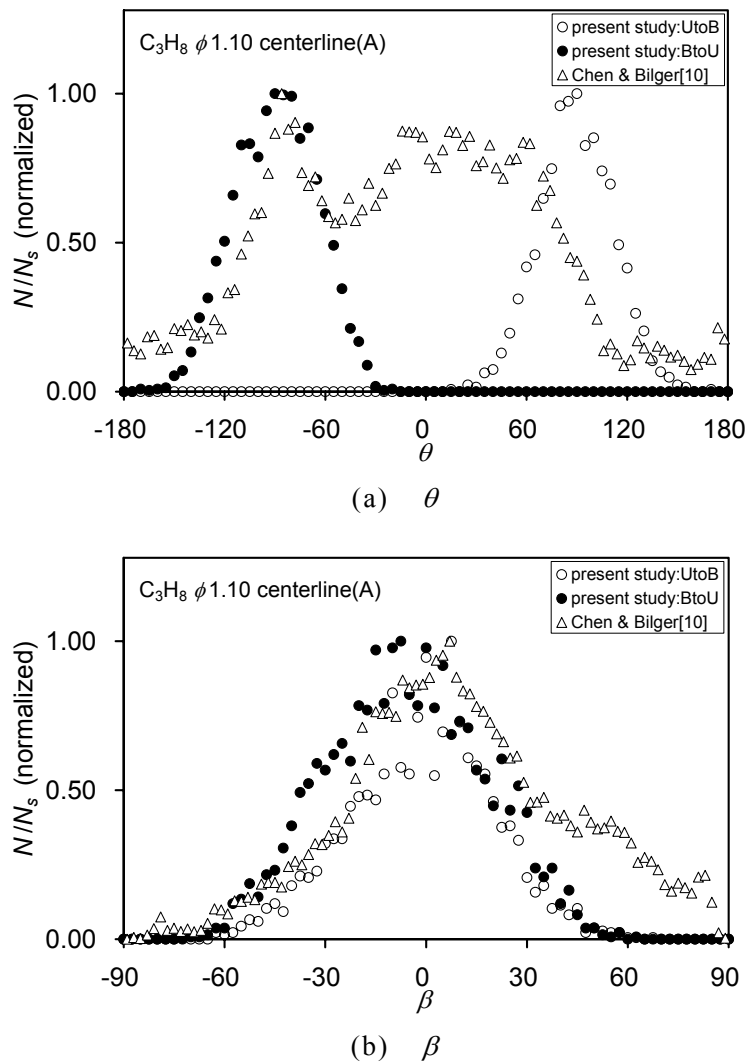


図 3.3.7 Chen と Bilger の結果[10]と本計測結果の比較

いない。本実験結果と彼らの結果を比較すると、 $\beta$ は良く一致するが、 $\theta$ は異なった傾向を示し、彼らの結果では垂直に近い火炎面の存在確率が高い。

以上のように、本実験結果と Chen と Bilger の結果[10]は良い一致を示す部分があるものの、垂直に近い火炎面の存在確率に大きな差があることが確認された。これらの統計値に見られる差は注目する現象、すなわち計測目的の違いによるものと考えられる。Chen と Bilger が計測したのは  $\nu$ ではなく、火炎面の単位法線ベクトルである。したがって、鉛直な平面状火炎を計測することも可能である。しかし、鉛直な平面状火炎面が鉛直上方に移動する場合には火炎面の動きは認識できず、そのような  $\nu$ は計測できない。このように計測目的の違いにより、本実験結果と Chen と Bilger の結果には差が生じたものと考えられる。なお、Furukawa と Williams は本実験とほぼ同様の火炎を対象に、三つの受感部を有する静電探針を使用して図 3.3.8 に示すような典型的な火炎片の瞬時の形状を予測している[11]。彼らの予測する火炎片形状は Chen と Bilger の結果[10]と定性的に一致しており、また本実験とほぼ同様の火炎のシュリーレン写真[12]ともよく一致する。すなわち、本研究と同様に静電探針を使用して火炎面

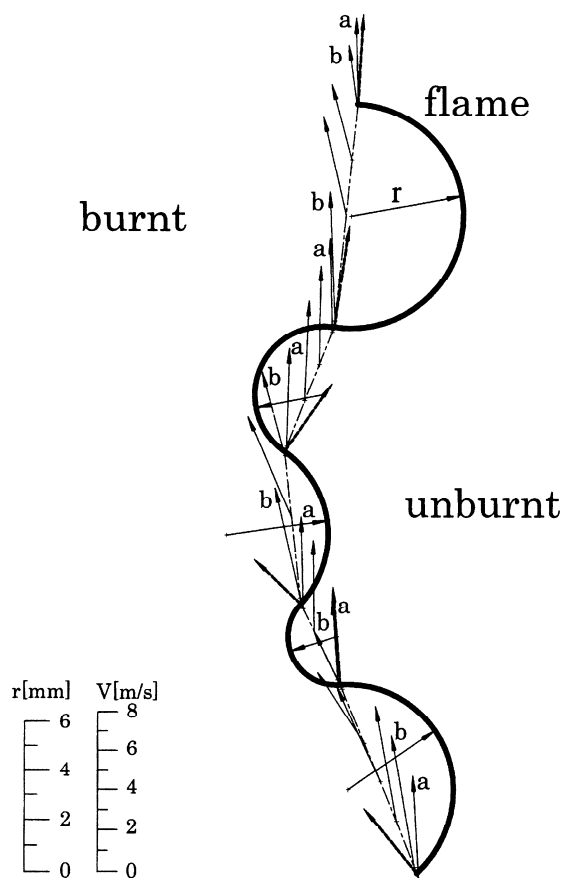


図 3.3.8 乱流予混合火炎の典型的な火炎片形状[11]



曲率を計測した場合では, Chen と Bilger の結果と定性的に一致した結果が得られており, 同様の計測手法であっても計測目的の違いにより計測結果の統計値に違いが生じることがわかる.

また, 計測目的が同様であっても計測手法の違いにより計測結果の統計値に違いが生じること考えられる. この原因としては, 計測手法による検出確率の違いが考えられる. 瞬時の火炎面形状や挙動の計測結果から算出される統計値は, 異なる火炎面形状や挙動を検出する確率に依存する. したがって, 採用する計測手法の検出確率は, 計測手法の基本的特性を考える上で非常に重要な要素である. 本計測手法では, 四つすべての受感部を火炎面が通過することにより, 火炎面挙動の計測が可能となる. したがって, 本計測手法の検出確率は火炎面の勾配が鉛直に近づくとともに減少し, 鉛直な火炎面が鉛直上方に移動した場合に零となると考えられる. そこで, このような傾向を示す変数として  $n_3$  を検出確率に採用し, 検出確率を考慮した  $\theta$  の確率分布を調べた結果を図 3.3.9 に示す.

検出確率を考慮した場合と検出確率を考慮しない場合(図 3.3.5)では, 鉛直に近い火炎面の存在確率が後者に比べ前者でやや高く, 検出確率の影響が若干見られる. しかし, 両者の最頻値や平均値はほとんど変化せず, 分布形状にも大きな変化は見られない. 本研究では, 本計測手法の検出確率を厳密に定義することは困難であることを考慮して, 統計値算出に検出確率を導入しないことにした. しかし, 本計測の検出確率に対する基本的な考え方は, 次節で示す  $V_D$  と  $n_j$  の関係から理解できる.

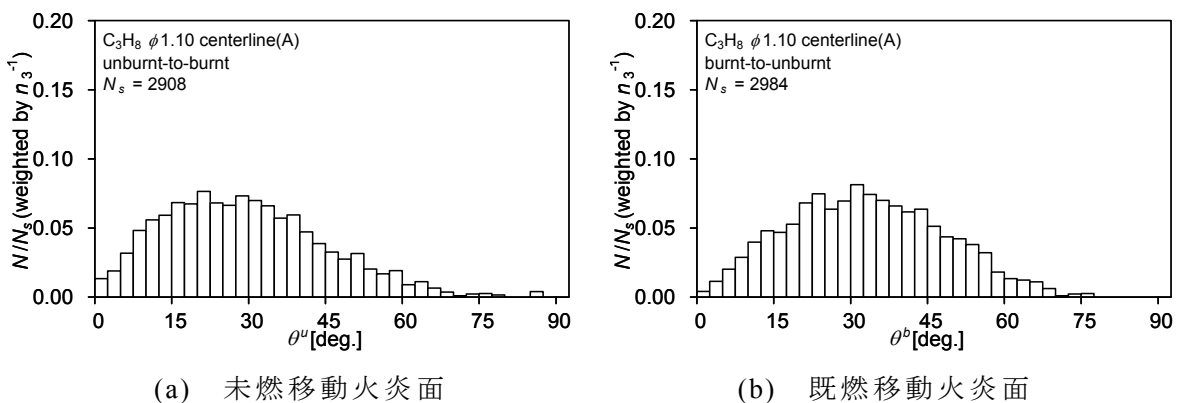


図 3.3.9 検出確率を考慮した天頂角  $\theta$  の確率分布 ( $\phi = 1.10$ , 計測点 A)

### 3.4 量論比付近のプロパン・空気乱流予混合火炎における火炎面の三次元挙動

前節では計測結果の妥当性を確認した。本節では、 $\phi=1.10$  のプロパン・空気乱流予混合火炎の火炎面挙動をより詳しく調べることを目的とする。

3.4.1 項では、前節で調べたバーナ中心軸上の火炎面挙動の  $V_D$  に着目し、未燃移動火炎面と既燃移動火炎面の違いを調べる。次に、バーナ中心軸上の計測点 A は乱流火炎帯では特殊な点であり、ほとんどの領域はバーナ中心軸から離れた場所であるため、3.4.2 項ではバーナ中心軸から離れた計測点 B, C における火炎面挙動を調べる。また、3.2 節で示したように、計測点 A は乱流燃焼ダイアグラムにおける皺状層流火炎、計測点 C は多重火炎、計測点 B は両者の境界付近に分類される。そこで、各計測点の計測結果を比較し、非燃焼時の乱流特性と火炎面挙動の関係を調べる。

#### 3.4.1 バーナ中心軸上の火炎面挙動

本項では、 $v_j^a$  は絶対値の大きな速度ベクトルがまばらに分布するのに対して、 $v_j^b$  はより密集して分布する理由を考察する際に重要となる  $V_D$  に関して調べる。さらに、火炎面挙動の三次元計測を実現したことにより、これまで議論することが困難であったいくつかの現象を検討できると考える。例えば、火炎面の移動方向と移動速度の相関は、乱れと火炎の相互作用を理解する上で非常に重要な要素である。渦の中をその軸に沿って伝播する火炎面移動速度は、渦の外側を伝播する火炎面移動速度よりはるかに大きくなるという想定がある[13,14]。したがって、 $V_D$  に影響する因子を整理することは、火炎と乱れの相互作用を明らかにする上で欠かせないと考える。

そこで、 $V_D$  がどのような場合に大きくなり、どのような場合に小さくなるかを明確するために、 $V_D$  と  $n_j$  の相関を調べた結果を図 3.4.1 に示す。図 3.4.1(a) には未燃移動火炎面の  $V_D (=V_D^a)$  と  $n_j^a$  の相関を、図 3.4.1(b) には既燃移動火炎面の  $V_D (=V_D^b)$  と  $n_j^b$  の相関を示す。

$V_D^a$  は  $n_1^a, n_2^a = 0.0$  で極大となり、 $n_1^a, n_2^a$  の増加あるいは減少とともに減少する。 $V_D^a$  と  $n_1^a, n_2^a$  の相関は  $n_1^a, n_2^a = 0.0$  に関して対称に分布し、同様の傾向を示す。また、 $V_D^a$  は  $n_3^a$  の増加とともに増加し、 $n_3^a = 1$  で極大となる。

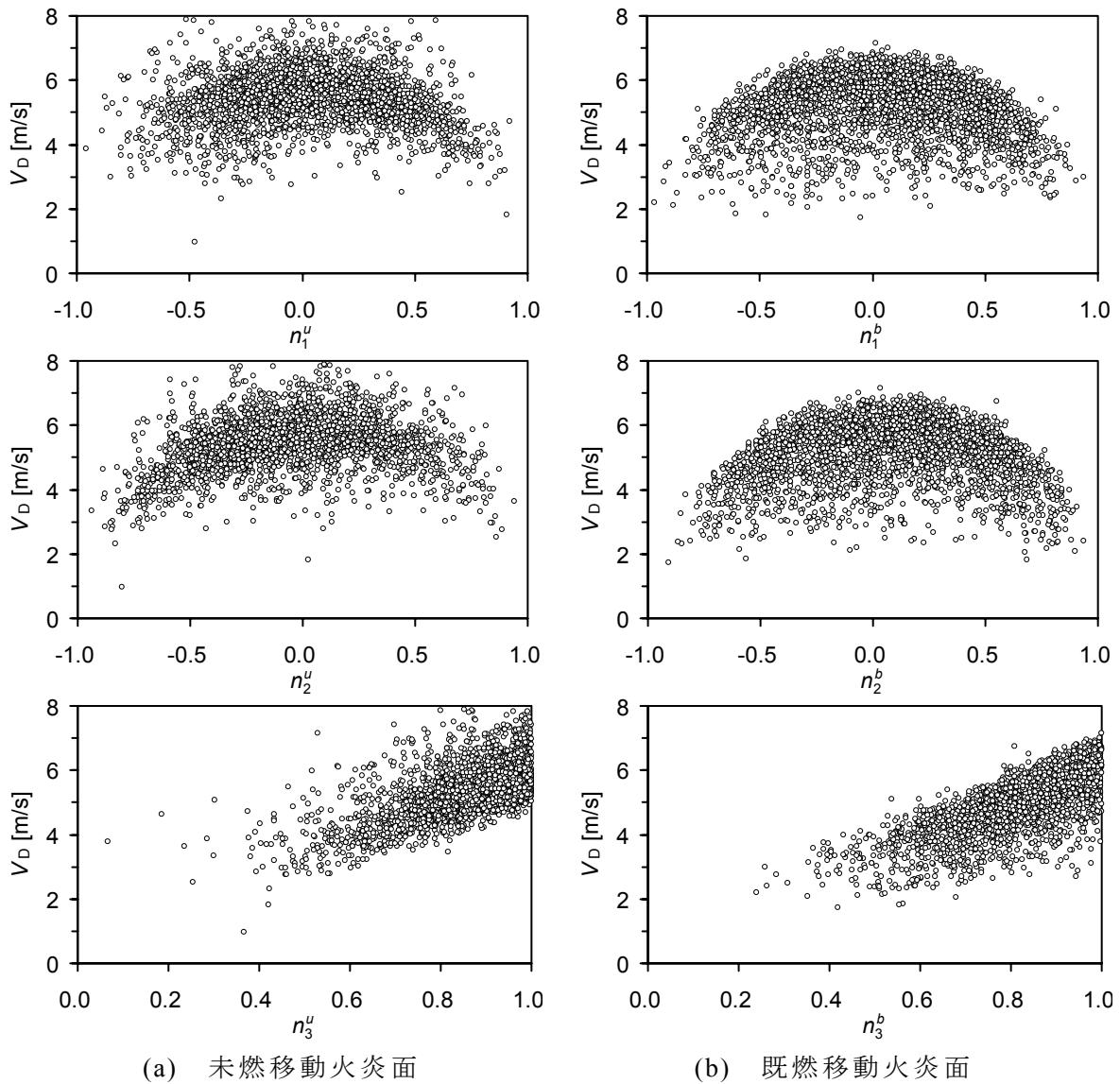
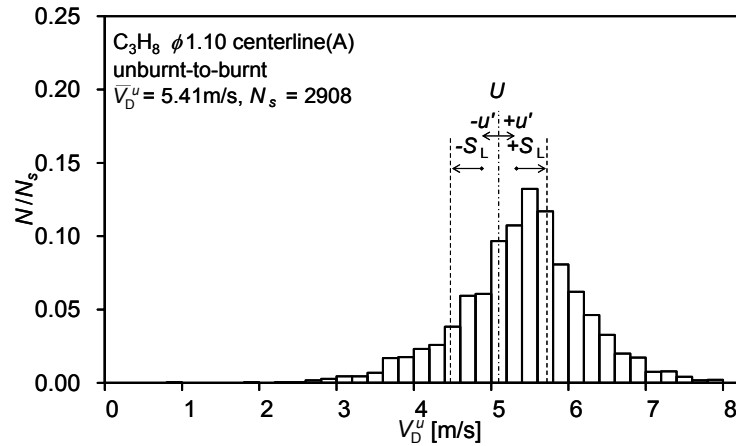


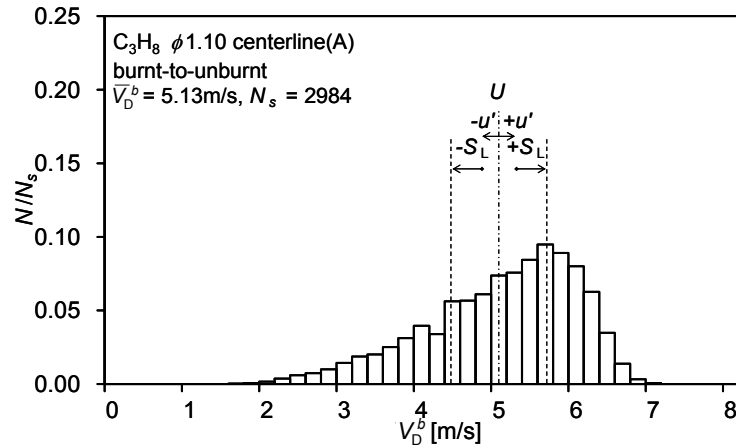
図 3.4.1 火炎面移動速度  $V_D$  と方向余弦  $n_j$  の相関 ( $\phi=1.10$ , 計測点 A)

一方、 $V_D^b$  と  $n_1^b$ ,  $n_2^b$  の相関は前者と同様であるが、 $V_D^b$  と  $n_3^b$  の相関は前者とは若干異なる。すなわち、一定の  $n_3$  における  $V_D(n_3)$  の分布の幅は、 $V_D^b$  に比べ  $V_D^u$  で広く、図 3.3.1 に示した  $\mathbf{v}^u$  と  $\mathbf{v}^b$  の分布に見られた差を明瞭に表している。なお、 $V_D^b$  も前者と同様に  $n_3^b$  の増加とともに増加し、 $n_3^b=1$  で極大となる。したがって、 $V_D^u$ 、 $V_D^b$  は水平な火炎面が鉛直上方に移動するとき極大となる。

ここで、前節で述べた本計測の検出確率について補足する。本計測の検出確率に対する基本的な考え方は、図 3.4.1 に示した  $V_D$  と  $n_3$  の相関に基づいて理解できる。図 3.4.1 より、火炎面の移動方向にかかわらず、 $V_D$  は  $n_3$  の増加とともに増加し  $n_3=1$  で極大となること、また小さな  $n_3$  においても幾つかのデータが存在し、垂直に近い火炎面も検出されていることが確認できる。すなわち、乱



(a) 未燃移動火炎面



(b) 既燃移動火炎面

図 3.4.2 火炎面移動速度  $V_D$  の確率分布 ( $\phi = 1.10$ , 計測点 A)

流予混合火炎帯における  $\mathbf{v}$  は、その軸方向成分  $v_3$  が支配的である。水平面より大きく傾いた火炎面の  $v_3$  は小さく、統計量に対する寄与は小さいと考えられる。したがって、本計測の検出確率は水平面より大きく傾いた火炎面に対しては小さいが、統計量に及ぼす検出確率の影響は小さいと考えられる。

次に、 $V_D^u$  と  $V_D^b$  がどの程度異なるのかを調べた。両者の確率分布をそれぞれ図 3.4.2(a), (b) に示す。ここで、 $N$  は階級幅  $0.2\text{m/s}$  ごとの頻度である。なお従来の研究では、比較的乱れの弱い乱流予混合火炎における  $V_D$  の変動範囲を  $U \pm u' \pm S_L$  とし、乱流燃焼速度  $S_T$  を  $S_T \approx S_L + u'$  とモデル化されてきた[15]。そこで、 $V_D^u$ 、 $V_D^b$  の変動範囲を明確にするために非燃焼時の流れに基づく  $U \pm u' \pm S_L$  の範囲もあわせて示す。

$V_D^u$  は最頻値  $5.5\text{m/s}$  に対し低速側は  $2.8\text{m/s}$  付近まで、高速側は  $8.0\text{m/s}$  付近ま

でほぼ対称に分布する．一方， $V_D^b$ は最頻値 5.7m/s に対し低速側は広く 2.2m/s 付近まで，高速側は狭く 7.0m/s 付近まで非対称に分布する．前者の平均値  $\bar{V}_D^a$ は 5.41m/s，後者の平均値  $\bar{V}_D^b$ は 5.13m/s であり，両者の最頻値と平均値はほぼ同様の値である．

また， $V_D^a$ ， $V_D^b$ ともに非燃焼時の流れの特性である  $U+u'+S_L$ の範囲より広く分布し， $\bar{V}_D^a, \bar{V}_D^b \geq U (=5.1\text{m/s})$ である． $V_D^a, V_D^b \geq U+u'+S_L$ の範囲におよそ 30%が分布し，火炎帯における発熱に起因する熱膨張が初期の(非燃焼時の)流れに重大な影響を及ぼすことを表している．特に，計測点 A は乱流火炎帯の最下流に位置するために，上流における熱膨張による流れの変化が顕著であると考えられる．本結果は，平均流速や乱れ強さに基づき  $V_D$ を議論する際には，非燃焼時の流れのみに基づく[16]のではなく，熱膨張による流れの変化を考慮する必要があることを明確に示していると考えられる．

以上，バーナ中心軸上の火炎面挙動は，火炎面が未燃焼混合気側に移動する場合と，燃焼ガス側に移動する場合で異なることが明らかになった．前節の  $v^a$ と  $v^b$ の分布の差に加え， $V_D^a$ の確率分布は最頻値に関してほぼ対称に， $V_D^b$ は最頻値に対し低速側は広く，高速側は狭く非対称に分布することが明らかになった．この相違の理由は 3.5 節で考察する．

### 3.4.2 バーナ中心軸から離れた位置の火炎面挙動

本項では，バーナ中心軸から離れた位置における火炎面の三次元挙動を調べる．初めに計測点 B の火炎面挙動について述べる．

$v$ の  $x_1-x_2$ ， $x_1-x_3$ ， $x_2-x_3$ 平面上への投影を図 3.3.1 と同じ形式で図 3.4.3 に示す．なお，バーナ中心軸は  $x_1-x_2$ ， $x_1-x_3$ 平面の左側にそれぞれ位置する． $v^a$ は  $x_2$ 軸に関して対称に，すなわちバーナの接線方向には対称に分布し， $x_1$ 方向には負の方向，すなわちバーナ半径方向にはバーナ中心軸側にやや多く分布する．一方， $v^b$ は接線方向には対称に，半径方向にはバーナ外側に多く分布する． $v^a$ ， $v^b$ はともにバーナ中心軸上の結果と同様にすべて上向きであるが，半径方向に比べ接線方向に広く分布する．

これらの結果を定量的に表すために， $n_j$ の確率分布を図 3.4.4 に示す． $n_1^a$ は -0.80 付近から増加し -0.10 付近で極大となり，0.60 付近まで減少する． $v^a$ がバーナ中心軸側にやや偏向して分布することを明瞭に示している． $n_2^a$ は，計測点 A の結果と同様に，0.00 付近を中心に -0.90 付近から 0.90 付近の範囲に対称に分布する． $n_1^a$ は  $n_2^a$ に比べて変化の割合が急激で分布範囲も狭い． $n_3^a$ は 0.40 付

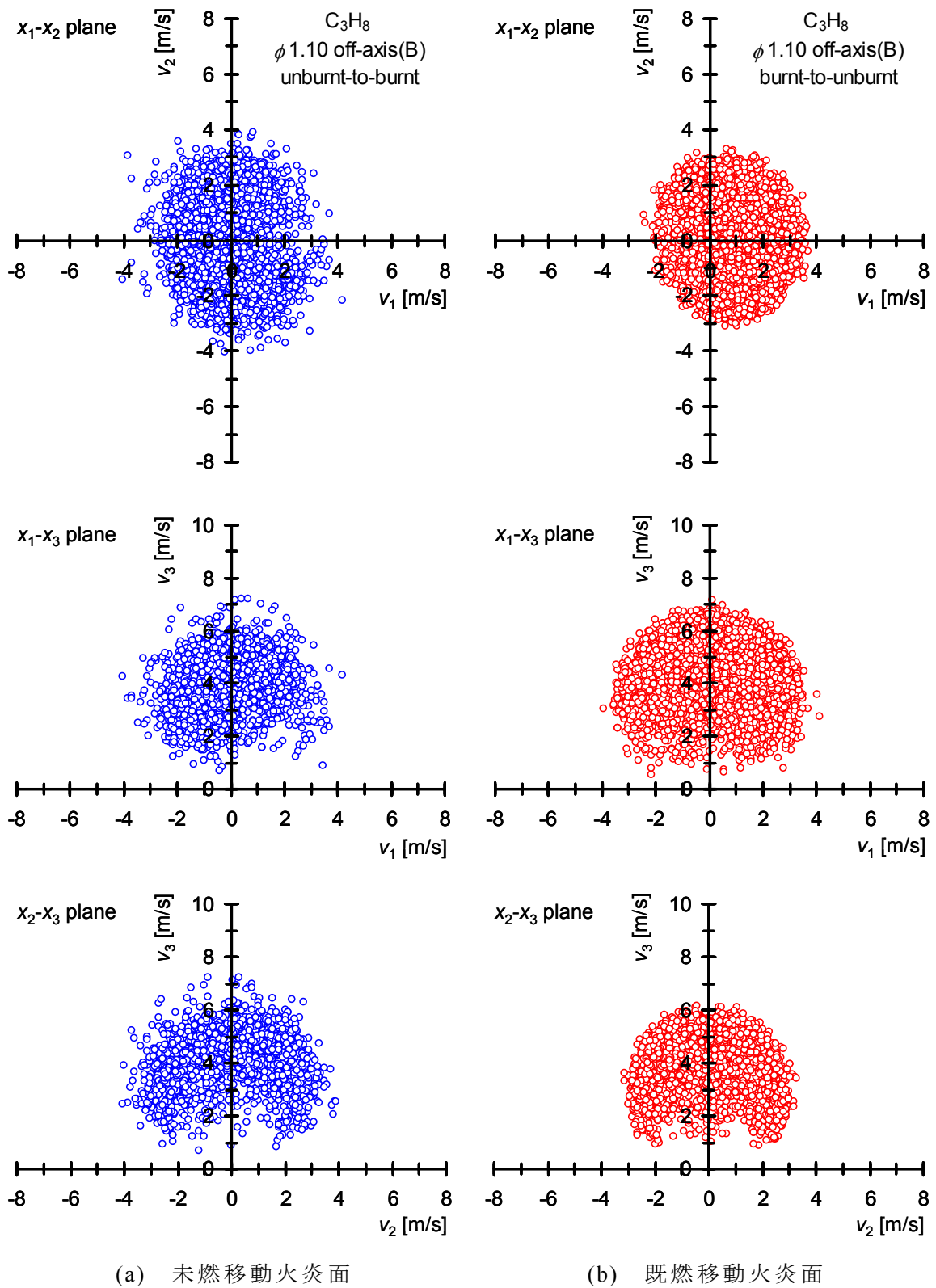


図 3.4.3 火炎面速度ベクトル  $\mathbf{v}$  ( $\phi = 1.10$ , 計測点 B)

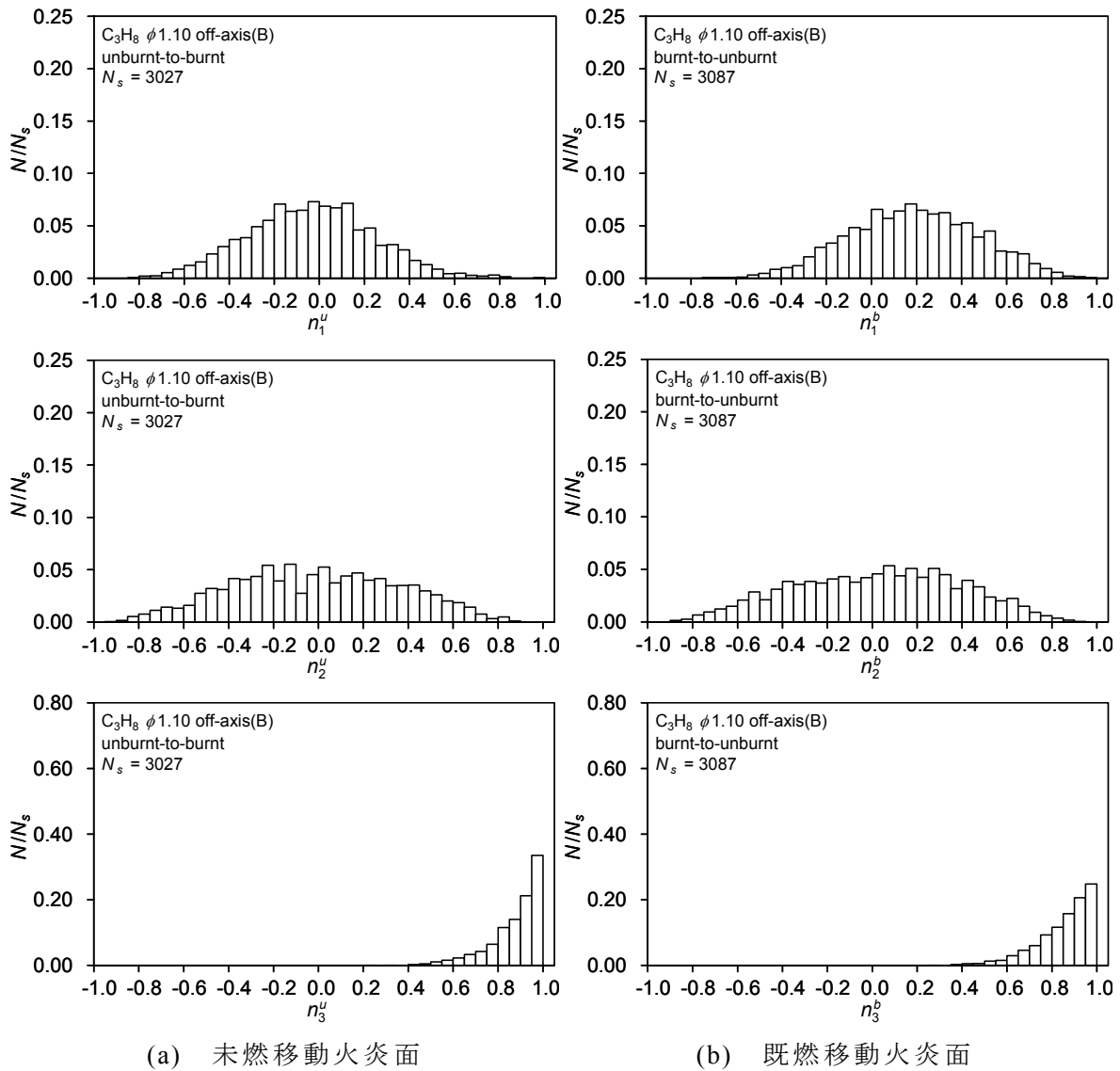


図 3.4.4 方向余弦  $n_j$  の確率分布 ( $\phi = 1.10$ , 計測点 B)

近から急激に増加し、1.00 付近で極大となる。一方、 $n_1^b$  は  $-0.60$  付近から増加し  $0.20$  付近で極大となり、 $0.82$  付近まで減少する。 $\nu^b$  がバーナ外側に偏向していることを明瞭に示している。 $n_2^b$  は  $n_2^u$  と同様である。 $n_3^b$  は  $0.40$  付近から緩やかに増加し、1.00 付近で極大となる。 $n_3$  の変化率は  $n_3^b$  に比べ  $n_3^u$  の方が急激である。

$n_3$  の変化率をより明確に表すために、 $\theta$  の確率分布を調べた結果を図 3.4.5 に示す。 $\theta^u$ 、 $\theta^b$  はともに  $0^\circ$  から  $70^\circ$  の範囲に分布し、 $\theta^u$  の最頻値は  $20^\circ$  程度、 $\theta^b$  は  $30^\circ$  程度と計測点 A の結果とほぼ同様である。

以上、計測点 B では、未燃移動火炎面はバーナ内側に偏向して移動することが多く、既燃移動火炎面はバーナの外側に偏向して移動することが多い。また、

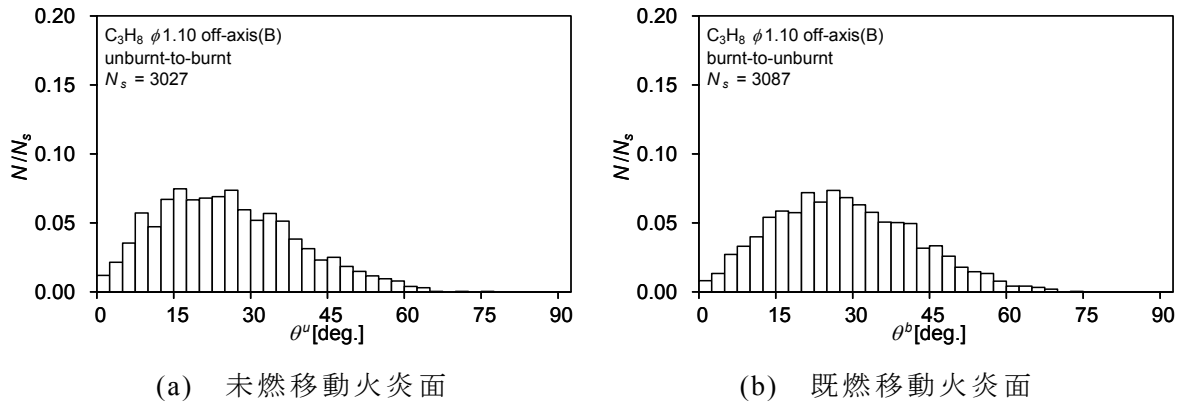


図 3.4.5 天頂角  $\theta$  の確率分布 ( $\phi = 1.10$ , 計測点 B)

半径方向の挙動はバーナ中心軸上とは異なるが、水平面に対する火炎面の傾きはバーナ中心軸とほぼ同様である。

次に、計測点 C の火炎面挙動について述べる。  $\mathbf{v}$  の  $x_1-x_2$ ,  $x_1-x_3$ ,  $x_2-x_3$  平面上への投影を図 3.3.1 と同じ形式で図 3.4.6 に示す。  $\mathbf{v}^u$  は接線方向には対称に分布し、半径方向にはバーナ中心軸側に計測点 B と比べさらに多く分布する。一方、  $\mathbf{v}^b$  は接線方向には対称に、半径方向にはバーナの外側に計測点 B と比べさらに多く分布する。また、  $\mathbf{v}^u$ ,  $\mathbf{v}^b$  はともに計測点 B と同様にすべて上向きで、半径方向に比べ接線方向に広く分布する。

これらの結果を定量的に表すために、  $n_j$  の確率分布を図 3.4.7 に示す。  $n_1^u$  は  $-0.80$  付近から増加し  $-0.15$  付近で極大となり、  $0.50$  付近まで減少する。  $\mathbf{v}^u$  は計測点 B と比較して、さらにバーナ中心軸側に偏向して分布する。  $n_2^u$ ,  $n_3^u$  は計測点 B とほぼ同様である。一方、  $n_1^b$  は  $-0.40$  付近から緩やかに増加し  $0.30$  付近で極大となり、  $0.90$  付近まで急激に減少する。  $\mathbf{v}^b$  は計測点 B と比較して、さらにバーナ外側に偏向して分布する。  $n_2^b$ ,  $n_3^b$  は計測点 B と同様である。

$\theta$  の確率分布を調べた結果を図 3.4.8 に示す。  $\theta^u$ ,  $\theta^b$  はともに計測点 A, B と同様に  $0^\circ$  から  $70^\circ$  の範囲に分布し、分布形状もほぼ同様である。しかし、  $\theta^b$  の最頻値は  $35^\circ$  程度と計測点 A, B に比べて若干大きい。

以上、計測点 C では、未燃移動火炎面は計測点 B と比較してよりバーナ内側に偏向して移動することが多く、既燃移動火炎面は計測点 B と比較してよりバーナ外側に偏向し移動することが多い。しかし、半径方向の偏向度合いが異なる以外に、計測点 B との差は見られず、乱流燃焼ダイアグラムにおける皺状層流と多重火炎の火炎構造の相違は火炎面挙動には明確に表れていない。



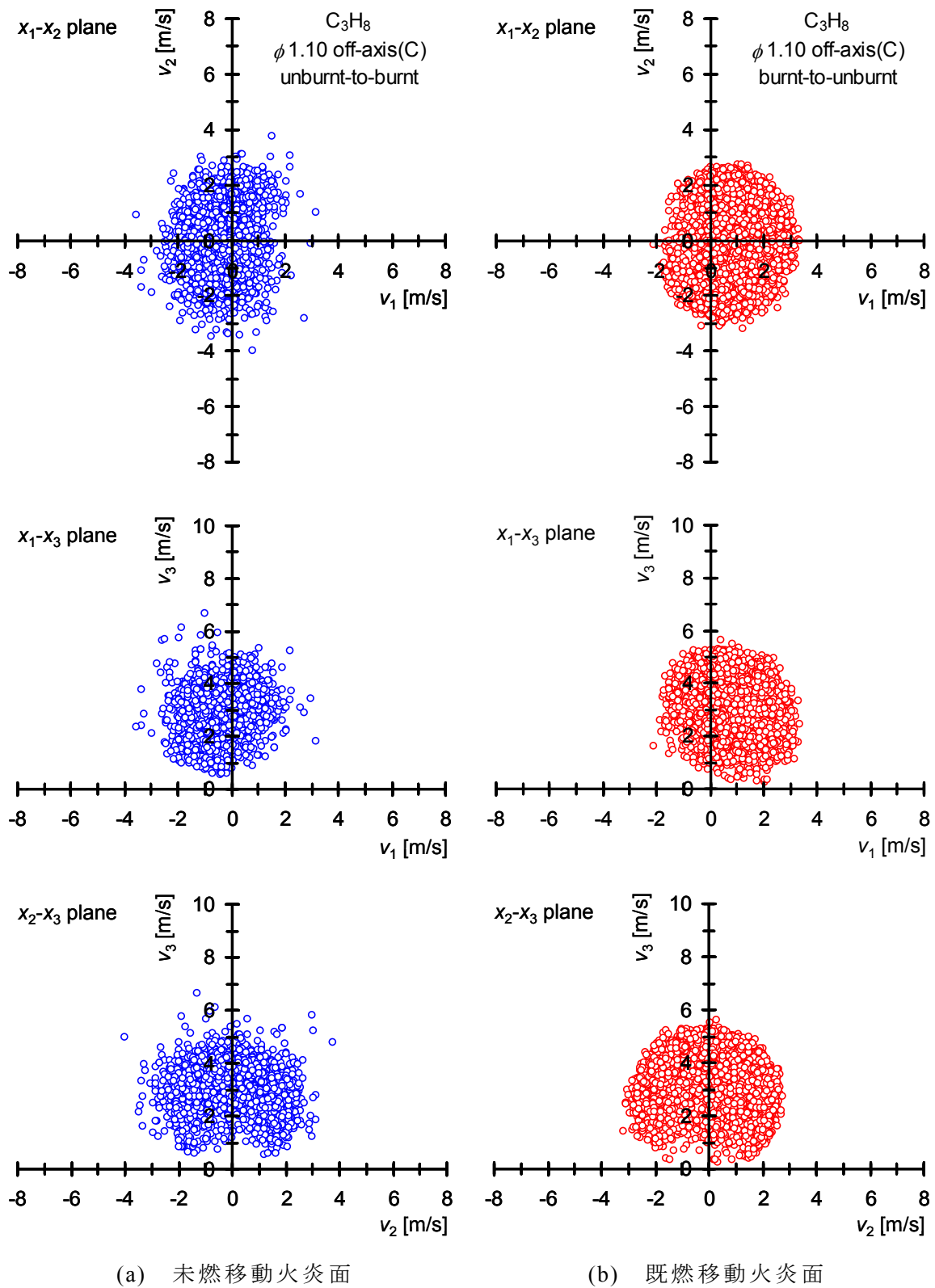


図 3.4.6 火炎面速度ベクトル  $\mathbf{v}$  ( $\phi=1.10$ , 計測点 C)

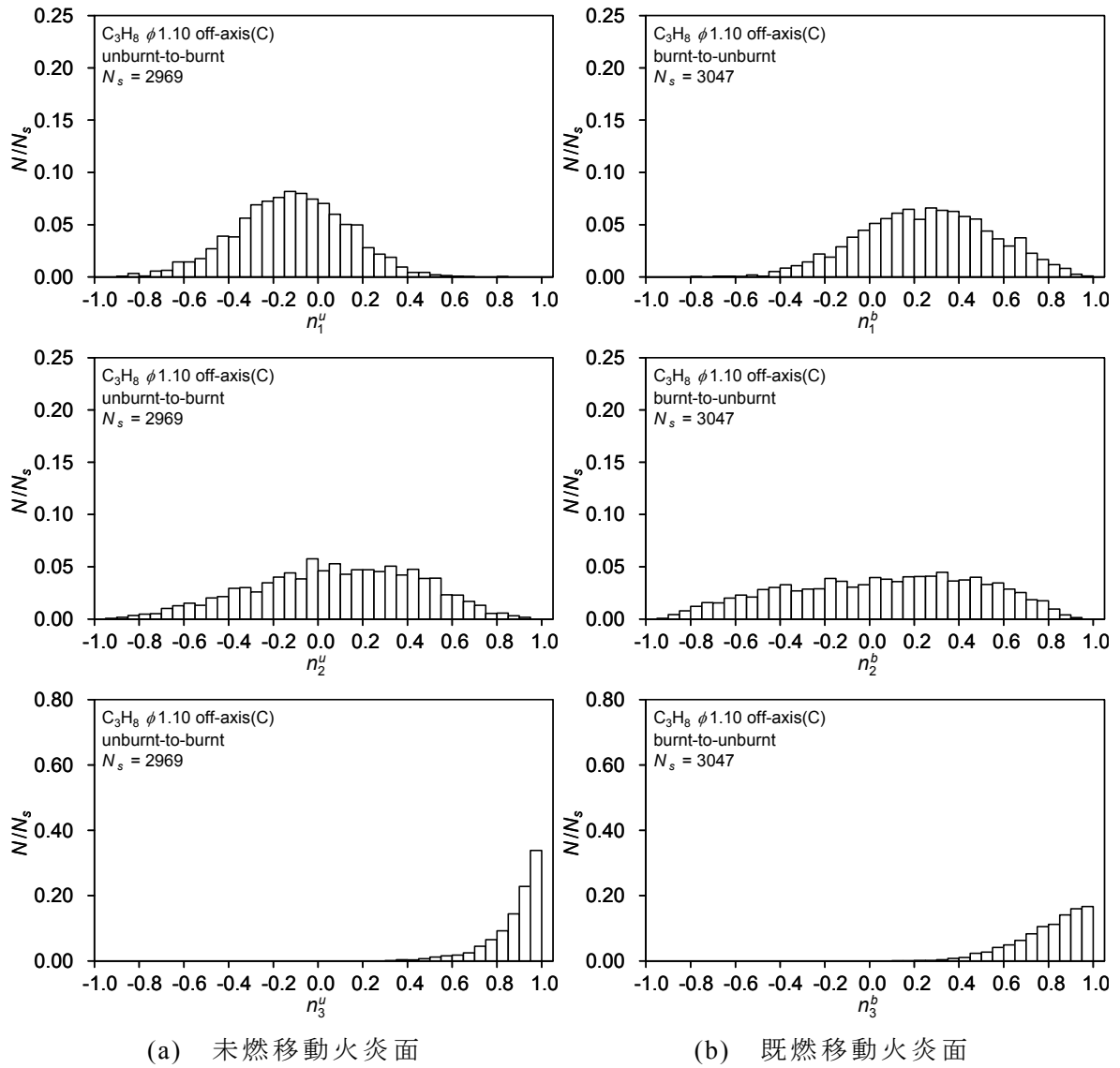


図 3.4.7 方向余弦  $n_j$  の確率分布 ( $\phi=1.10$ , 計測点 C)

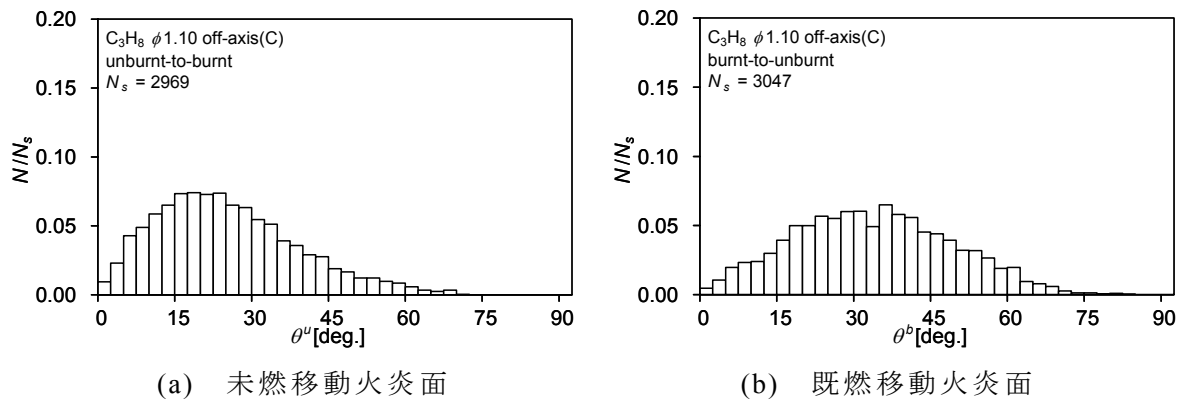


図 3.4.8 天頂角  $\theta$  の確率分布 ( $\phi=1.10$ , 計測点 C)

$V_D$ がどのような場合に大きくなり、どのような場合に小さくなるかを明確にするために、 $V_D$ と $n_j$ の相関を調べた結果を図 3.4.9 および図 3.4.10 に示す。図 3.4.9 には計測点 B における相関を、図 3.4.10 には計測点 C における相関を示す。

バーナ中心軸から離れた位置における $V_D$ と $n_j$ の相関は、計測点 A に見られた対称性が失われ、 $n_j$ に関してそれぞれが異なった傾向を示す。 $n_1$ と $V_D$ の相関に関しては、未燃移動火炎面では、計測点 B, C においてそれぞれ $n_1^u = -0.5, -1.5$ 付近で $V_D^u$ は極大となり、計測点 A と比較してバーナ中心軸側に偏った傾向を示す。一方、既燃移動火炎面では、計測点 B, C においてそれぞれ $n_1^b = 0.2, 0.3$ 付近で $V_D^b$ は極大となり、計測点 A と比較してバーナ外側に偏った傾向を示す。 $n_2$

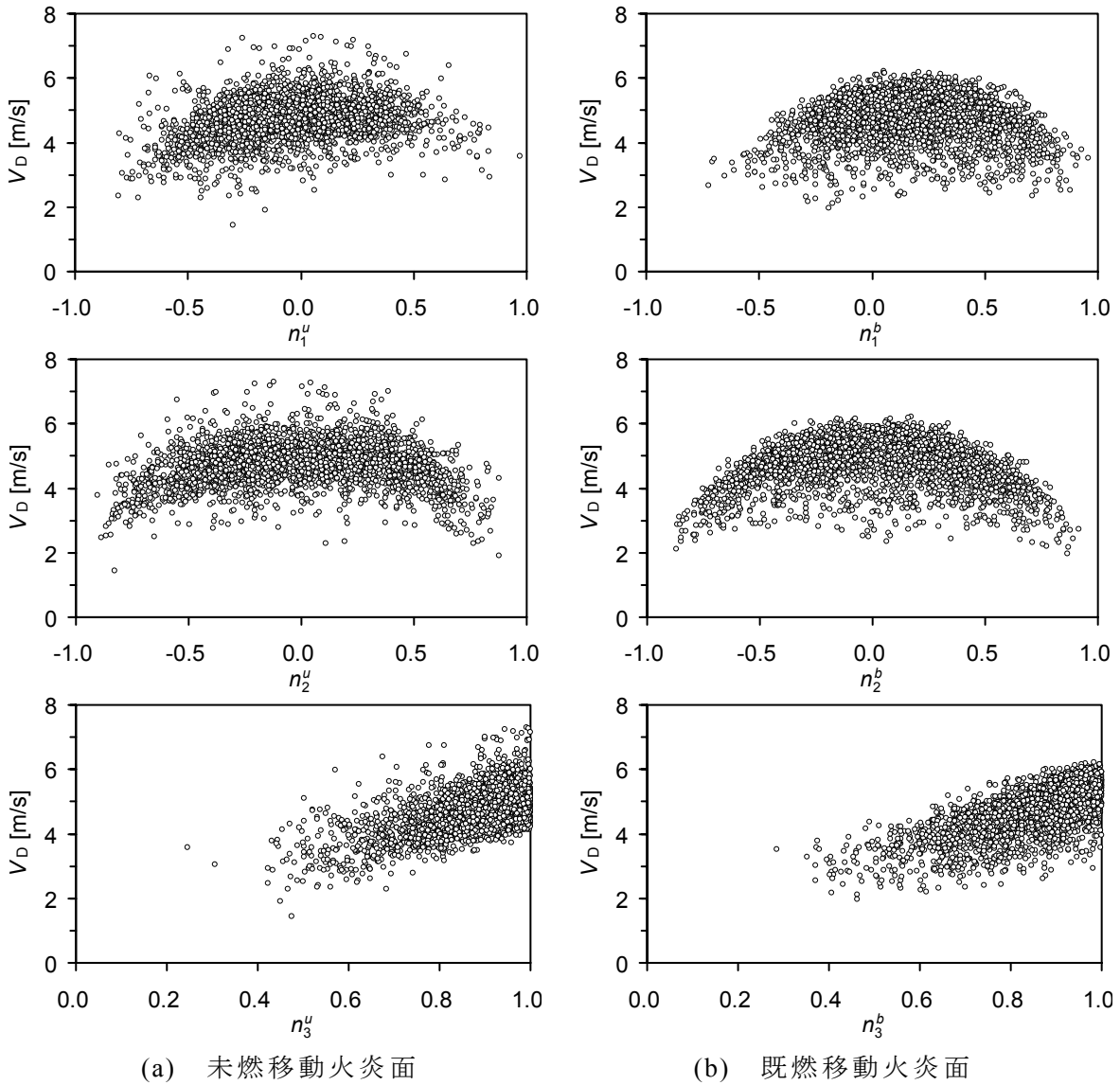


図 3.4.9 火炎面移動速度  $V_D$  と方向余弦  $n_j$  の相関 ( $\phi = 1.10$ , 計測点 B)

と  $V_D$  の相関は、計測位置および火炎面の移動方向にかかわらず、計測点 A と同様に  $n_2^u, n_2^b = 0$  で  $V_D^u, V_D^b$  は極大となる。また、 $V_D^u, V_D^b$  は  $n_3^u, n_3^b$  の増加にとともに増加し、計測位置および火炎面の移動方向にかかわらず、 $n_3^u, n_3^b = 1$  付近で極大となる。すなわち、計測点 A も含め計測位置にかかわらず、 $V_D^u, V_D^b$  は水平な火炎面が鉛直上方に移動するときに極大となる。

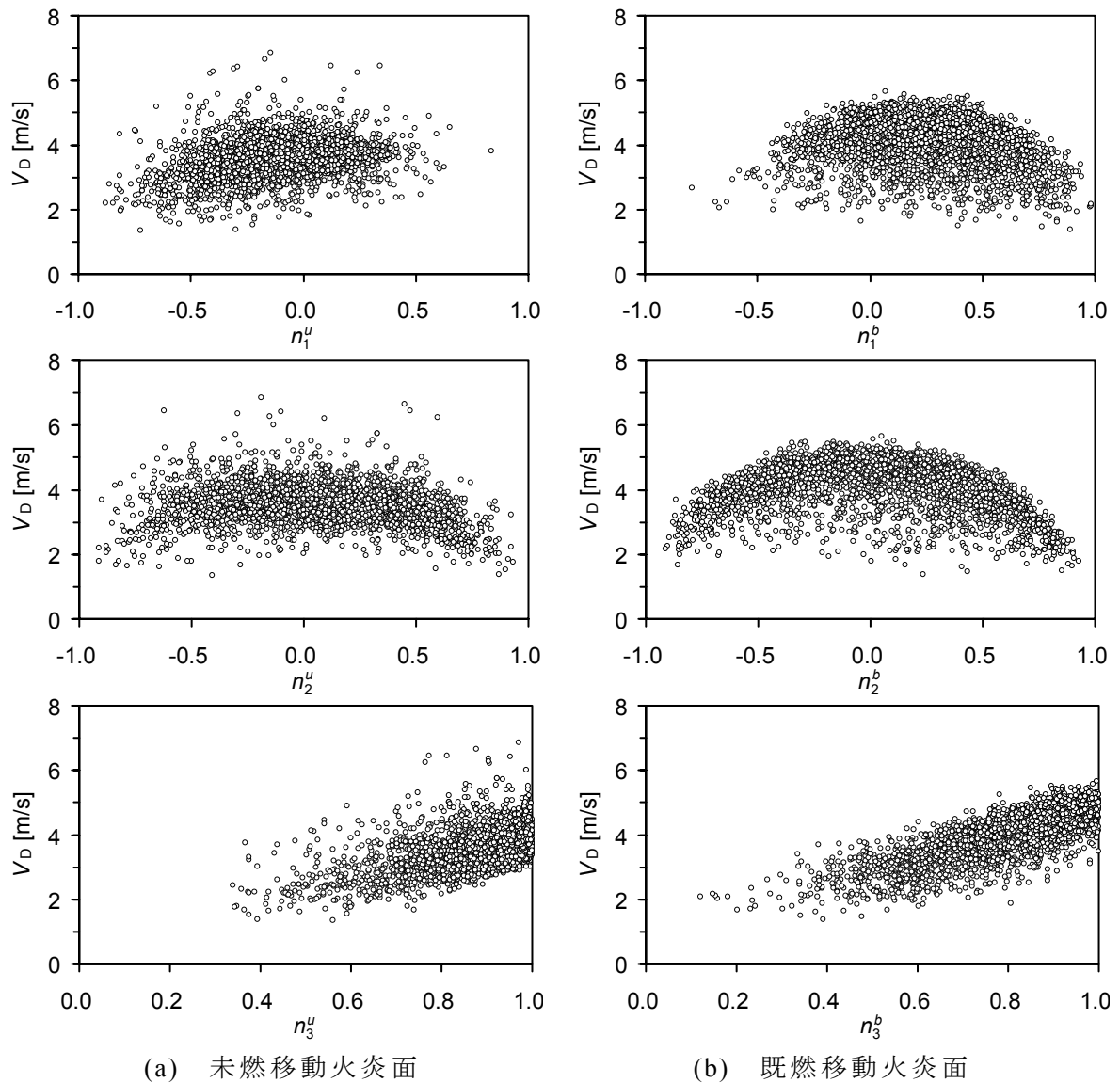
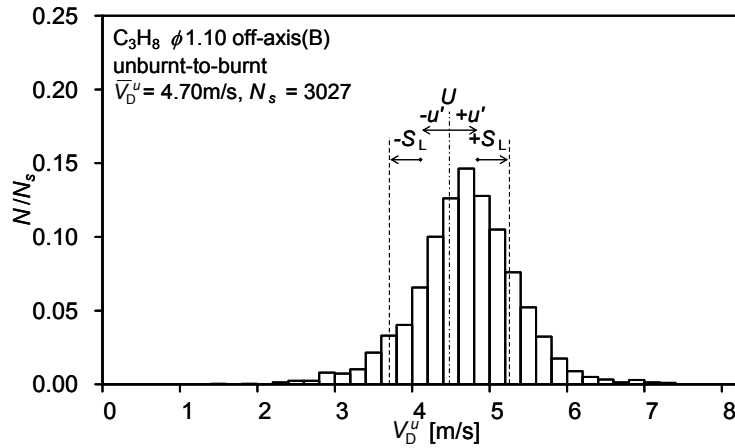
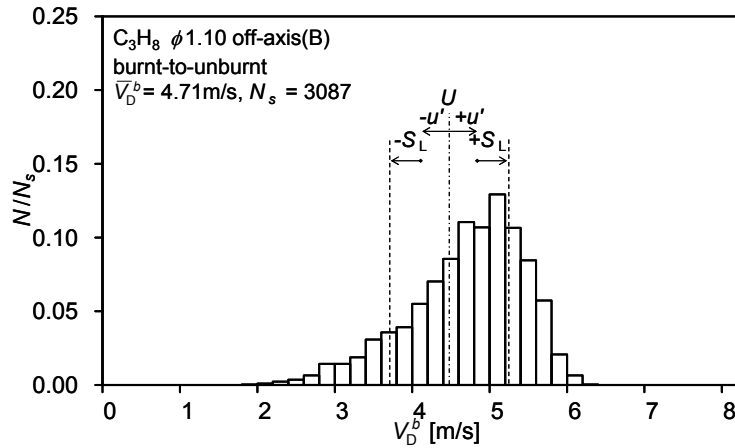


図 3.4.10 火炎面移動速度  $V_D$  と方向余弦  $n_j$  の相関 ( $\phi = 1.10$ , 計測点 C)



(a) 未燃移動火炎面

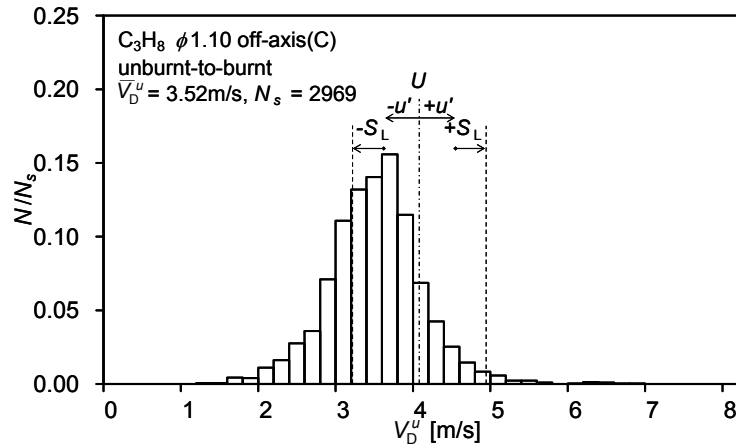


(b) 既燃移動火炎面

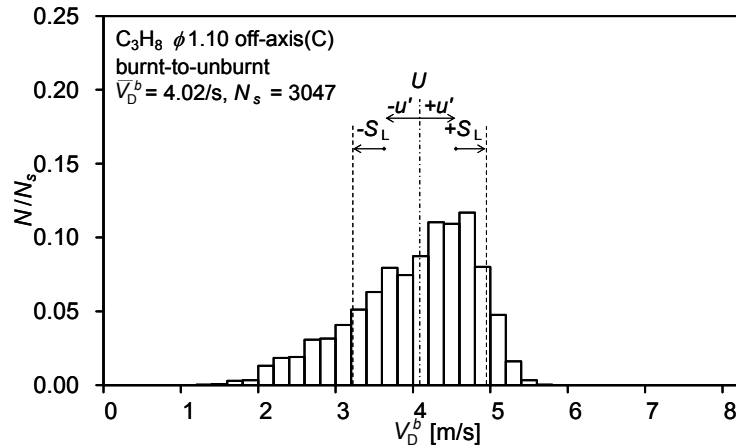
図 3.4.11 火炎面移動速度  $V_D$  の確率分布 ( $\phi = 1.10$ , 計測点 B)

計測点 B および C における  $V_D$  の確率分布を図 3.4.11 および図 3.4.12 に示す。 $V_D$  が変動する範囲を明確にするために、バーナ出口における非燃焼時の  $U$ ,  $u'$ ,  $S_L$  もあわせて示す。計測点 B では、 $V_D^u$  は最頻値  $4.7\text{m/s}$  に関してほぼ対称に、 $V_D^b$  は最頻値  $5.1\text{m/s}$  に関して非対称に分布する。 $\bar{V}_D^u = 4.70\text{m/s}$ ,  $\bar{V}_D^b = 4.71\text{m/s}$  である。計測点 C では、 $V_D^u$  は最頻値  $3.7\text{m/s}$  に関してほぼ対称に、 $V_D^b$  は最頻値  $4.7\text{m/s}$  に関して非対称に分布する。 $\bar{V}_D^u = 3.52\text{m/s}$ ,  $\bar{V}_D^b = 4.05\text{m/s}$  であり、両者ともに計測点 B に比べ小さい。

計測点 B, C では、計測点 A と比較して平均ガス流速の軸方向成分は小さく、また乱流火炎帯の上流に位置するために熱膨張がガス流速に及ぼす影響は小さい。そのため、 $V_D^u$ ,  $V_D^b$  は計測点 A と比べ全般に小さいが、分布形状は定性的に一致する。先にも述べたように、 $V_D$  を議論する際に熱膨張による流れの変化を



(a) 未燃移動火炎面



(b) 既燃移動火炎面

図 3.4.12 火炎面移動速度  $V_D$  の確率分布 ( $\phi = 1.10$ , 計測点 C)

考慮する必要があると考えられる．そこで， $V_D$ に及ぼす熱膨張の影響が計測位置によりどの程度異なるのかを明確にするために， $V_D$ の変動範囲を非燃焼時の流れの特性と比較した結果を図 3.4.13 に示す．図は  $U \pm u' \pm S_L$  および  $U \pm 3u' \pm S_L$  に基づく五つの範囲に  $V_D$  が変動する確率を示している．なお，バーナ中心軸上の計測点 A における結果もあわせて示す．

火炎面の移動方向にかかわらず，下流に向かうに従い  $V_D^u, V_D^b \geq U + 3u' + S_L$  および  $V_D^u, V_D^b \geq U + u' + S_L$  の確率が高くなる．これは計測点上流における発熱に起因する熱膨張によりガス流速が非燃焼時とは大きく異なるためである．特に計測点 A は乱流火炎帯の最下流であるため計測点上流における熱膨張の影響を強く受け， $U$  および  $u'$  は非燃焼時に比べ著しく増加する． $\mathbf{v}$  はガス流速ベクトルと燃焼速度ベクトルの和であるので， $U, u'$  が増加する下流領域では， $V_D$  は非燃焼

時の流れに基づく速度とは大きく異なる。

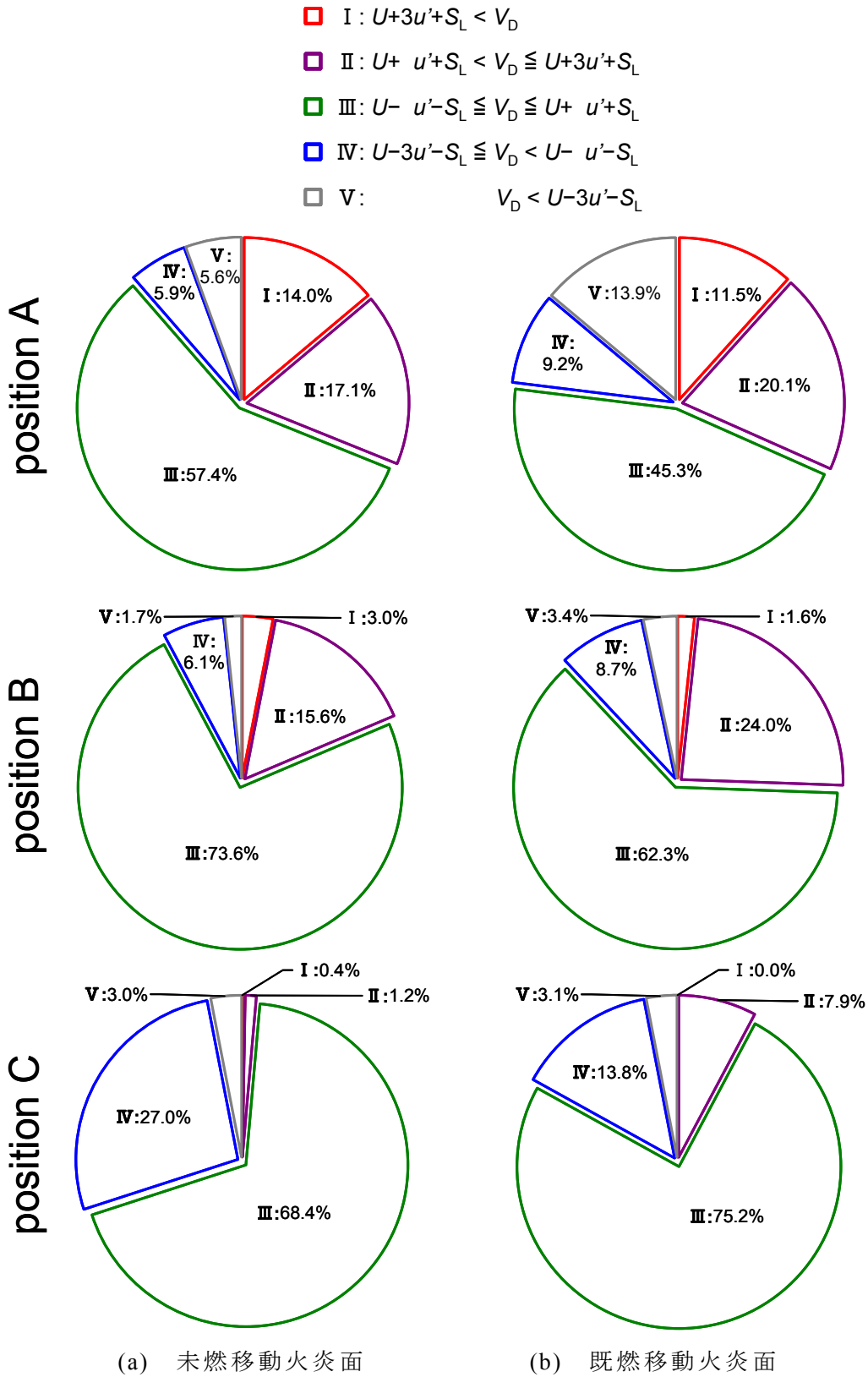


図 3.4.13 非燃焼時の流れの特性と火炎面移動速度  $V_D$  の変動範囲

以上、バーナ中心軸から離れた計測点における火炎面挙動をまとめると、未燃移動火炎面はバーナ中心軸側にやや偏向して移動し、既燃移動火炎面は主にバーナ外側に移動する。また、 $\bar{V}_D^a < \bar{V}_D^b$ であり、これらの傾向は上流の計測点ほど顕著である。さらに、 $V_D^a$ の確率分布は最頻値に関してほぼ対称に、 $V_D^b$ は最頻値に関して非対称に分布する。これまでは乱流予混合火炎の現象はランダムな現象であると考えられてきたが、本研究により火炎面挙動はある程度の規則性を有することが明らかになった。

### 3.5 火炎面挙動に及ぼす燃焼速度と熱膨張の影響

3.3節、3.4.1項および3.4.2項で示したように、未燃移動火炎面と既燃移動火炎面の挙動は異なる。また、両者の挙動の差は、計測位置により異なった傾向を示す。本項ではこれらの相違の理由を考察する。

まず、これらの相違は3.3.2項で説明した検出確率の影響ではない。任意の火炎面挙動に対する検出確率は、火炎面の移動方向にかかわらず同値である。これらの相違の理由を明確に説明することはそれ程容易なことではないが、乱れがそれ程強くない乱流予混合火炎では、 $S_L$ と火炎面前後における密度変化が乱流燃焼特性に影響を及ぼす混合気固有の性質であることを考えると、これらが重要な役割を果たしていることは間違いないと考えられる。そこで、火炎面挙動に及ぼす燃焼速度と熱膨張の影響を以下のように考えた。

乱流予混合火炎における火炎面と燃焼速度および発熱に起因する熱膨張の関係を図3.5.1に示す。なお、第1章で述べたように、乱流燃焼速度 $S_T$ は対象とする乱流予混合火炎の平均的な燃焼速度を指す場合と、場所によって異なる局所的な燃焼速度を指す場合がある。さらに、図3.5.1に示した熱膨張に関しても、 $S_T$ の場合と同様に乱流火炎帯の平均的な熱膨張を指す場合と、局所的な火炎要素である火炎片(flamelet)に作用する熱膨張を指す場合がある。したがって、本論文中では、後者の場合を局所燃焼速度 $S$ あるいは局所熱膨張のように、火炎片に関する局所的な値あるいは作用を表す場合に“局所”を用いて区別する。

本研究で対象とした乱流予混合火炎では、火炎面の移動方向は常に上向きであるため、未燃移動火炎面では火炎面の未燃焼混合気に対する相対速度ベクトル、すなわち局所燃焼速度ベクトル $\mathbf{s}(=\mathbf{s}^a)$ は上向きであり、その大きさは $S_u$ となる。一方、既燃移動火炎面では $\mathbf{s}(=\mathbf{s}^b)$ は下向きであり、その大きさは火炎面前後における連続の式(3.5.1)[17]に示す $S_b$ となる。



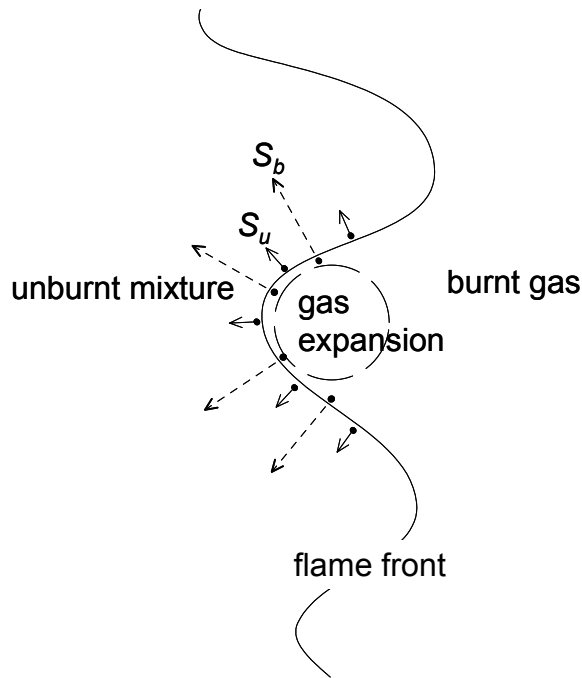
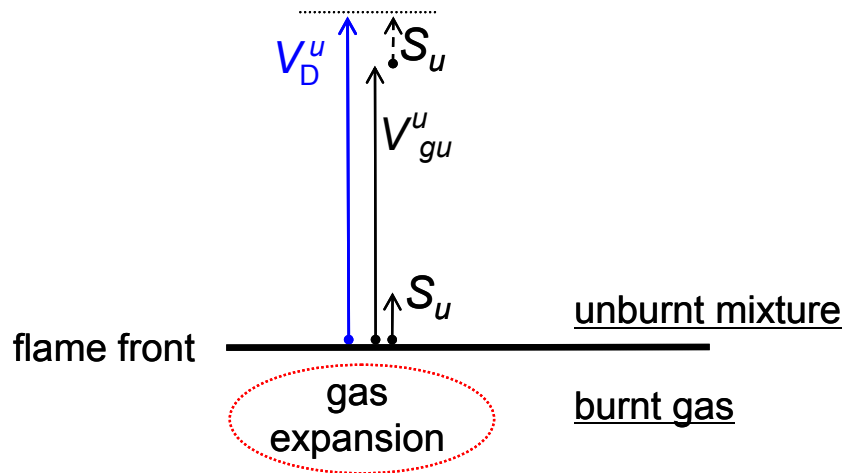


図 3.5.1 火炎面と燃焼速度および発熱に起因する熱膨張の関係

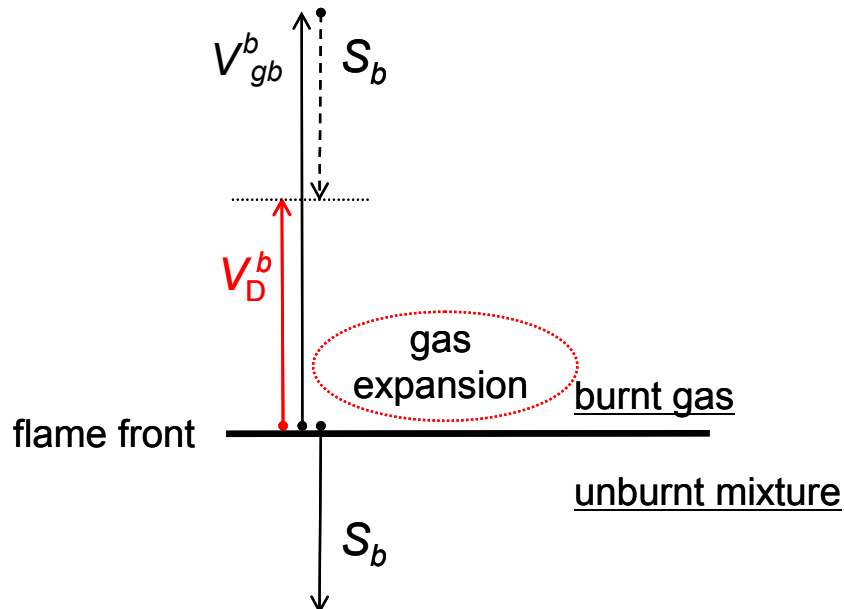
$$\rho_u S_u = \rho_b S_b \dots \dots \dots (3.5.1)$$

ここで、 $\rho$ は密度、 $S$ は局所燃焼速度、下付添字  $u$  は未燃焼混合気側、 $b$  は燃焼ガス側の値であることを示す。なお、 $S_u$ は層流燃焼速度  $S_L$ として定義される。 $\phi=1.10$  のプロパン・空気予混合火炎では、火炎面前後における流体の密度比  $\rho_u / \rho_b$ は通常 7 程度[15]であるので、 $S_b \approx 7S_L$ となる。

さらに、未燃移動火炎面では燃焼ガスは火炎面の下方に存在し、局所熱膨張は火炎面の下方で起きる[11]。一方、既燃移動火炎面では燃焼ガスは火炎面の上方に存在し、局所熱膨張は火炎面の上方で起きる[11]。なお、前者の場合には火炎面を境界として高密度流体の下方に低密度流体が存在することになり、Rayleigh-Taylor不安定性(Rayleigh-Taylor Instability)[18-20]により火炎が不安定になることが予想される。火炎全体を未燃焼混合気に対して速度  $v_0$ 、燃焼ガスに対して  $v_\infty$ で移動する不連続面とみなすと、重力加速度  $g$ による不安定の横方向特性長さは  $v_0 v_\infty / g$ であり、特性成長時間は  $\sqrt{v_0 v_\infty} / g$ である[21]。したがって、通常の重力場では  $g$ による不安定の代表波長は数 cm、成長時間は数十 msec 程度となる。本研究において火炎面が各受感部を通過する時間  $\tau_i$ は 0.5msec 程度であり、Rayleigh-Taylor不安定性における特性成長時間に比べ二桁も小さい。したがって、未燃移動と既燃移動火炎面の挙動の差に対して Rayleigh-Taylor不安定性が及ぼす影響は小さいと考えられる。



(a) 未燃移動火炎面



(b) 既燃移動火炎面

図 3.5.2 火炎面挙動と局所燃焼速度および局所熱膨張の関係(計測点 A)

以上のように、常に上向きである火炎面挙動と局所燃焼速度および局所熱膨張の関係を考えると、局所燃焼速度は未燃移動火炎面を加速し、既燃移動火炎面を減速する。また、発熱にともなう局所熱膨張は、局所燃焼速度と同様に、未燃移動火炎面を加速し、既燃移動火炎面を減速する。

水平な未燃移動火炎面および既燃移動火炎面の挙動に及ぼす局所燃焼速度と局所熱膨張の関係を図 3.5.2 に示す。なお、これらの関係は計測点 A における火炎面挙動に及ぼす局所燃焼速度と局所熱膨張の影響を表している。 $\phi=1.10$  プロパン・空気乱流予混合火炎の  $s_L$  は、本計測における  $\bar{V}_D$  に対して 10%程度で

ある．一方， $S_b$ は2m/s程度の大きさであり， $V_D^u$ に比べ $V_D^b$ に及ぼす局所燃焼速度の影響は大きいと考えられる．その結果，未燃移動火炎面を加速する効果は顕著に表れず，既燃移動火炎面を減速する効果のみ顕著に表れ， $V_D^u$ は最頻値に関しほぼ対称に分布し， $V_D^b$ は最頻値に対し低速側は広く，高速側は狭く非対称に分布すると考えられる．

バーナ中心軸上の計測点 A では，図 3.4.2 に見られるように $\bar{V}_D^u > \bar{V}_D^b$ である．未燃焼混合気中の局所ガス流速ベクトル $\mathbf{v}_g (= \mathbf{v}_{gu})$ の絶対値(局所ガス流速) $V_{gu}$ は，両者ともほぼ同程度の大きさであるが( $V_{gu}^u \approx V_{gu}^b$ )，燃焼ガス中の局所ガス流速ベクトル $\mathbf{v}_g (= \mathbf{v}_{gb})$ の絶対値 $V_{gb}$ は，火炎面の移動方向によって大きく異なることが知られている( $V_{gb}^u \neq V_{gb}^b$ ) [11,22]．なお，上付添字  $u, b$  は，それぞれ未燃移動火炎面，既燃移動火炎面における値であることを表す．すなわち，前者では $V_{gb}^u < V_{gu}^u (\approx V_{gu}^b)$ ，後者では $V_{gb}^b < V_{gu}^b (\approx V_{gu}^u)$ となる[11,25]．したがって，火炎面前面における局所ガス流速 $V_{gu}^u, V_{gu}^b$ は，前者に比べ後者の方が大きく( $V_{gu}^u < V_{gu}^b$ )， $V_D$ も後者の方が大きくなると考えられる( $V_D^u < V_D^b$ )．しかし，上述の局所燃焼速度および局所熱膨張による減速の効果は大きく， $\bar{V}_D^u > \bar{V}_D^b$ となったと考えられる．なお，計測点 A では，静電探針を通過する火炎面に及ぼす局所熱膨張の影響は，計測点近傍の乱流火炎帯における局所熱膨張の影響を受け，火炎面の移動方向の違いに起因する火炎面挙動の差に大きな寄与はしないと考えられる．

次に，計測点 B, C では，局所熱膨張は火炎面に対して主に外側に存在する燃焼ガス中で起こり，ガスの平均的な流れは常にバーナの外側に向かう．また，平均燃焼速度ベクトルはバーナの内側を向く．したがって，未燃移動火炎面では，平均的な $\mathbf{v}$ の半径方向成分は，平均的な $\mathbf{v}_g$ の半径方向成分に比べわずかに小さくなる．そのため，火炎面挙動に及ぼす局所熱膨張の影響が比較的大きく表れ，火炎面挙動はバーナの中心軸側に偏向すると考えられる．一方，既燃移動火炎面では，平均ガス流速の半径方向成分は前者と比較して大きく[11,25]，局所熱膨張の影響は比較的小さい．その結果，火炎面挙動はバーナ外側に偏向すると考えられる．さらに，計測点 B は，計測点 C に比べ乱流火炎帯の下流に位置するために，計測点上流における熱膨張により平均ガス流速は大きい．その結果，計測点 B では，局所熱膨張の影響は計測点 C に比べ小さく，火炎面挙動の偏向度合いも小さくなると考えられる．

また，ガスの平均的な流れは常にバーナの外側に向いているために，バーナ外側へ偏向して移動する火炎面はガスの流れに追従し，バーナ内側へ偏向して移動する火炎面はガスの流れに対向することになる．したがって，平均的な火炎面挙動と火炎面前面におけるガス流速，局所燃焼速度および局所熱膨張の関係は図 3.5.3 に示す通りとなる．

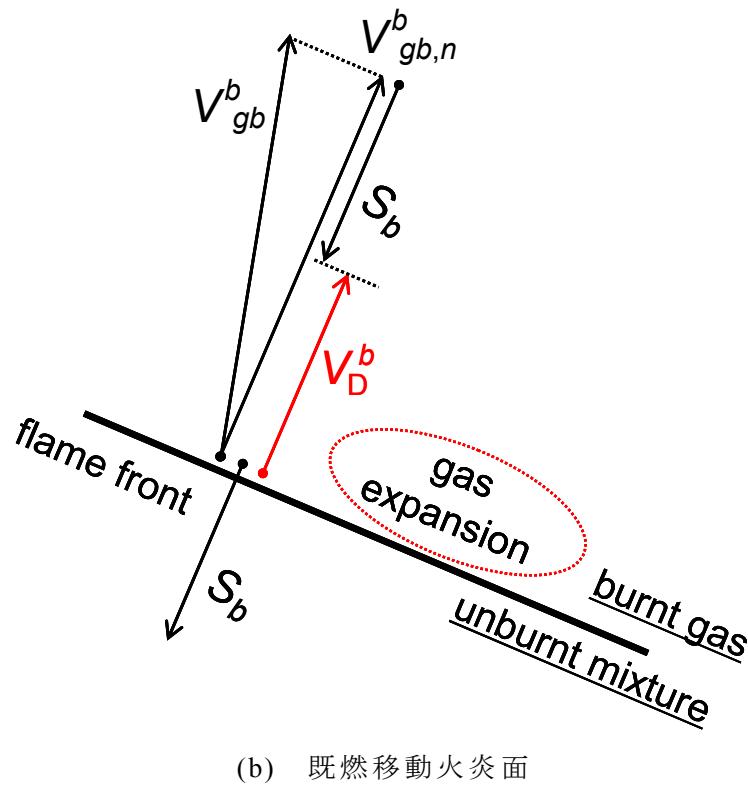
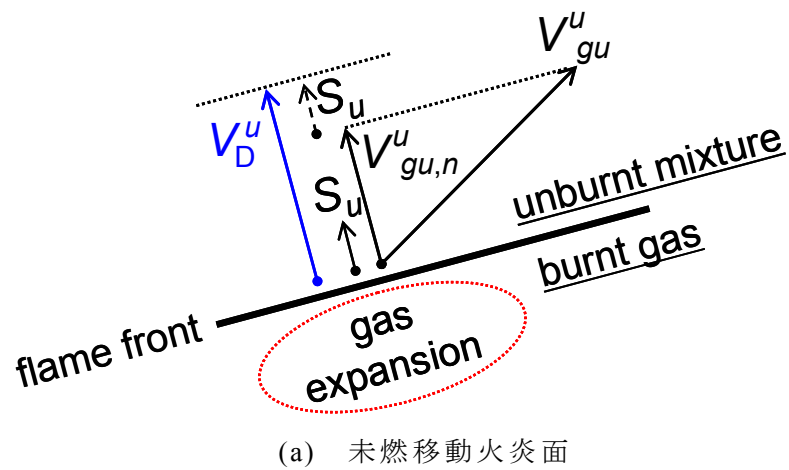


図 3.5.3 火炎面挙動と局所燃焼速度および局所熱膨張の関係(計測点 B, C)

未燃移動火炎面の挙動はバーナ中心軸側に偏向するために、 $v^u$  と  $v_{gu}$  の向きは大きく異なる。一方、既燃移動火炎面の挙動はバーナ外側に偏向するために、 $v^b$  と  $v_{gb}$  はほぼ同じ方向に向かう。したがって、火炎面前面におけるガス流速の火炎面に垂直な成分 ( $V_{gu,n}^u$ ,  $V_{gb,n}^b$ ) は前者に比べ後者の方が大きい ( $V_{gu,n}^u < V_{gb,n}^b$ )。前者では局所燃焼速度と局所熱膨張は火炎面を加速し、後者では減速する方向に働くが、これらの影響は  $V_{gu,n}^u$  と  $V_{gb,n}^b$  の差に比べ小さいと考えられる。実際に、図 3.4.9 および図 3.4.10 に見られるように、 $n_3 = 1$  付近では  $V_D^u > V_D^b$  である。また、

図 3.4.11 および図 3.4.12 に見られるように、 $V_D$ の最大値は前者の方が後者に比べて大きい。すなわち、水平な火炎面では、 $V_{gu,n}^u$ と $V_{gb,n}^b$ は大きく変わらず、局所燃焼速度と局所熱膨張の影響により $V_D^u > V_D^b$ となる。

以上のように、バーナ中心軸から離れた計測点では $\bar{V}_D^u < \bar{V}_D^b$ であり、計測点 C では、局所熱膨張の影響が計測点 B に比べ大きく火炎面挙動の偏向度合いが大きいため、この傾向がより顕著に表れる。

### 3.6 おわりに

本章では、第 2 章で開発した四つの受感部を有する静電探針による火炎面挙動の三次元計測手法を確立し、量論比付近におけるプロパン・空気乱流予混合ブレンゼン火炎の火炎面の三次元挙動を調べた。

まず、バーナ中心軸上における火炎面の三次元挙動を調べ、本計測結果の妥当性を検証した。次に、火炎片領域を多重火炎と皺状層流火炎の二領域に区分した場合に、両領域とその境界付近に分類される乱流予混合火炎における火炎面の三次元挙動を計測した。さらに、本計測手法の特徴である火炎面の移動方向を区別した火炎面挙動を計測できる。その結果、以下の結論を得た。

- (1) 四つの受感部を有する静電探針により、乱流予混合火炎の火炎面挙動を三次元計測できる。
- (2) 未燃焼混合気側に移動する火炎面と燃焼ガス側に移動する火炎面では、火炎面挙動は異なる。
- (3) 火炎構造が多重火炎と皺状層流火炎に分類される場合でも、本実験条件では火炎面挙動に有意差はない。
- (4) 平均流速や乱れ強さに基づき火炎面移動速度を議論する際には、熱膨張による流れの変化を考慮する必要がある。
- (5) 局所燃焼速度と局所熱膨張は、未燃焼混合気側に移動する火炎面の移動速度を加速し、燃焼ガス側に移動する火炎面の移動速度を減速する。

以上、本章では乱流予混合火炎の火炎面挙動の三次元計測を実現し、火炎面移動速度を定量的に評価した。火炎面移動速度は非燃焼時の流れとは大きく異なり、火炎面前後の平均的な流れのみならず、燃焼速度、発熱に起因する熱膨張および火炎面が流れの方向に対向あるいは追従して移動するかなど多くの因子に依存することが明らかになった。

### 第3章 参考文献

- [1] Suzuki T. and Hirano T., “Dynamic Characteristics of Flame Fronts in a Turbulent Premixed Flame Zone”, *Twentieth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1984), pp.437-444
- [2] Suzuki T. and Hirano T., “Simultaneous Measurements of Gas Flow and Flame Front Movement in a Turbulent Premixed Flame”, *Seventy-First Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1986), pp.1385-1391
- [3] 古川純一, 中村朋宏, 五味努, 平野敏右, “静電探針による乱流火炎構造の計測に関する基礎的研究, 第2報, イオン電流波形にみられる曲率のある火炎の通過経路の影響”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.57: No.544 (1991), pp.4272-4277
- [4] Furukawa J., Noguchi Y. and Hirano T., “Investigation of Flame Generated Turbulence in a Large-scale and Low-intensity Turbulent Premixed Flame with a 3-Element Electrostatic Probe and a 2-D LDV”, *Combustion Science and Technology*, Vol.154 (2000), pp.163-178
- [5] 国清行夫, 木本知男, 長尾健, *演習水力学*, 森北出版 (1981), pp.127
- [6] 野口佳樹, 古川純一, 吉田正武, 池尾茂, 平野敏右, “乱流予混合火炎の乱れの増幅におよぼす火炎面の局所的な挙動の影響”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.67: No.658 (2001), pp.1508-1515
- [7] 古川純一, 野口佳樹, Williams F. A., “乱流予混合火炎における火炎面の挙動とガス流速”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.69: No.680 (2003), pp.962-967
- [8] Abraham J., Williams F. A. and Bracco F. V., “A Discussion of Turbulent Flame Structure in Premixed Charges”, *SAE Transactions*, Vol.94: Paper No.850345 (1985), pp.128-143
- [9] Libby, P. A. and Williams, F. A., *Turbulent Reacting Flows*, Academic Press (1994)
- [10] Chen Y. -C. and Bilger R. W., “Experimental Investigation of Three-Dimensional Flame-Front Structure in Premixed Turbulent Combustion, I: Hydrocarbon/Air Bunsen Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.131 (2002), pp.400-435
- [11] Furukawa J. and Williams F. A., “Flamelet Effects on Local Flow in Turbulent

- Premixed Bunsen Flames”, *Combustion Science and Technology*, Vol.175 (2003), pp.1835-1858
- [12] Furukawa J., Maruta K. and Hirano T., “Flame Front Configuration of Turbulent Premixed Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.112 (1998), pp.293-301
- [13] Tabaczynski R. J., Trinker F. H. and Shannon B. A. S., “Further Refinement and Validation of a Turbulent Flame Propagation Model for Spark-ignition Engines”, *Combustion and Flame*, Vol.39 (1980), pp.111-121
- [14] Chomiak J., *Combustion: a Study in theory, Fact and Application*, Gordon and Breach (1990), New York, pp.63
- [15] 平野敏右, 燃焼学 —燃焼現象とその制御—, 海文堂 (1986), pp.41, 57
- [16] Kido H., Nakahara M., Nakashima K. and Hashimoto J., “Influence of Local Flame Displacement Velocity on Turbulent Burning Velocity”, *Proceedings of Combustion Institute*, Vol.29 (2002), pp.1855-1861
- [17] 水谷幸夫, 燃焼工学 (第2版), 森北出版 (1989), pp.83
- [18] Rayleigh L., *The Theory of Sound*, vol.2, Macmillan (1877), reprinted Dover (1945), pp.226
- [19] Rayleigh L., “Investigation of the Character of the Equilibrium of an Incompressible Heavy Fluid of Variable Density”, *Proceedings of the London Mathematical Society*, Vol.14 (1883), pp.170–177
- [20] Taylor G. I., “The Instability of Liquid Surfaces When Accelerated in a Direction Perpendicular to Their Planes”, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, Vol.201 (1950), pp.192–196
- [21] Williams F.A., *Combustion Theory 2nd edition*, Addison-Wisley (1985), pp.350-352
- [22] Furukawa J., Noguchi Y., Hirano T. and Williams F. A., “Anisotropic Enhancement of Turbulence in Large-scale, Low-intensity Turbulent Premixed Flames”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.462 (2002), pp.209-243

## 第 4 章

# 希薄および過濃な乱流予混合火炎の 火炎面挙動

### 4.1 はじめに

第 3 章では, 乱流予混合火炎の火炎面挙動の三次元計測手法を確立し,  $\phi=1.10$  のプロパン・空気乱流予混合火炎の火炎面挙動を調べた. その結果, 火炎面移動速度  $V_D$  は非燃焼時の流れとは大きく異なり, 火炎面前後の平均的な流れのみならず, 局所燃焼速度, 発熱に起因する局所熱膨張および火炎面が流れの方向に対向して移動するかあるいは追従して移動するか, など多くの因子に依存することを明らかにした.

第 1 章で述べたように, 乱れと火炎面の相互作用を明らかにするためには, 乱れによる火炎面の挙動や形状の変化を調べる必要がある. しかし, 火炎面挙動は乱れだけでなく, 乱流燃焼特性に影響を及ぼす混合気固有の性質によっても変化すると考えられる. 火炎片領域に分類される乱れがそれほど強くない乱流予混合火炎では, 層流燃焼速度  $S_L$  と火炎面前後の密度変化が乱流燃焼特性に影響を及ぼす混合気固有の性質である. したがって, 乱れと火炎面の相互作用を理解するには,  $S_L$  と火炎面前後の密度変化が火炎面挙動に及ぼす影響を明らかにする必要がある.

そこで本章では, 希薄および過濃なプロパン・空気乱流予混合火炎の火炎面の三次元挙動を計測し,  $S_L$  と火炎面前後の密度変化が火炎面挙動に及ぼす影響



を調べる。  $S_L$  および発熱量がほぼ等しい希薄および過濃プロパン火炎では、火炎面挙動は同様であると予想される。したがって、4.3 節では  $S_L$  が等しい当量比  $\phi=0.80$  および 1.40 のプロパン火炎の火炎面挙動を調べる。

4.4 節では、当初の予想に反して過濃なプロパン火炎にのみ見られた特異な火炎面挙動を考察する目的で、希薄および過濃なプロパン火炎と  $S_L$  がほぼ等しい、 $\phi=0.85$  および 1.20 のメタン・空気乱流予混合火炎の火炎面挙動を調べる。

4.5 節では、プロパンおよびメタン火炎における火炎面挙動の計測結果と過去の研究結果に基づいて、第1章で述べた選択拡散が乱流予混合火炎の火炎面挙動に及ぼす影響を考察する。

## 4.2 本実験に用いた乱流予混合火炎

本実験では、前章と同じ Bunsen バーナと実験装置(図 3.2.1, 3.2.2)を使用した。燃料にはメタンおよびプロパンを使用し、希薄および過濃混合気において  $S_L$  が等しくなるように、メタン火炎では  $\phi=0.85, 1.20$  ( $S_L=0.30\text{m/s}$ [2]), プロパン火炎では  $\phi=0.80, 1.40$  ( $S_L=0.27\text{m/s}$ )とした。前章と同様に、バーナ出口において予混合気中の燃料濃度をガスクロマトグラフ(SHIMAZU, GC-8A)を用いて検定し、 $\phi$ は所定の値であることを確認した。なお、メタンの濃度検定におけるガスクロマトグラフの仕様は表 4.2.1 に示す通りである。これら四種類の火炎では発熱量がほぼ等しく、火炎面前後の密度変化もほぼ等しいと考えられる。

バーナ出口における未燃焼混合気のバーナ断面平均流速は、すべての条件において、前章と同じく  $4.0\text{m/s}$  とした。バーナ出口における非燃焼時の平均流速  $U$  と乱れ強さ  $u'$  の分布を調べた結果は、図 3.2.1 と同様である。

火炎面挙動の計測位置は前章と同様に決定した。 $\phi$ が異なる場合は、火炎の高さ  $H$  が異なるために各計測点の位置も異なる。プロパン火炎、メタン火炎の

表 4.2.1 メタン濃度の検定に用いたガスクロマトグラフの仕様

Detector	T.C.D.
Sample Gas	Methane CH <sub>4</sub>
Column Packing	Molecular Sieve 5A
Column Length	4m
Carrier Gas	Ar

表 4.2.2 各計測点の座標および非燃焼時の流れ

Fuel	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>						CH <sub>4</sub>	
Equivalence Ratio $\phi$	0.80			1.40			0.90	1.20
$S_L$ [m/s]	0.27			0.27			0.30	0.30
Position	A	B	C	A	B	C	C	C
$x^1$ [mm]	0.0	8.8	9.3	0.0	8.5	10.0	8.5	8.5
$x^2$ [mm]	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
$x^3$ [mm]	97.5	73.1	48.8	85.0	66.8	44.5	37.5	37.5
$U$ [m/s]	5.1	4.4	4.2	5.1	4.4	4.2	4.4	4.4
$u'$ [m/s]	0.23	0.41	0.45	0.23	0.41	0.45	0.41	0.41

各計測点の座標は表 4.2.2 の通りである．表には各計測点における  $U$ ,  $u'$  および  $S_L$  をあわせて示した．なお，座標系は前章と同様にバーナ出口中心を原点  $O$  とするデカルト座標系 ( $O-x^j$ ) とする．

### 4.3 希薄および過濃なプロパン・空気乱流予混合火炎の火炎面挙動

本節では，希薄および過濃プロパン火炎の火炎面の三次元挙動を計測し， $S_L$  と火炎面前後の密度変化が火炎面挙動に及ぼす影響を調べる．なお，前章で述べた通り， $\phi=1.10$  の火炎におけるバーナ中心軸上の火炎面挙動は，バーナ中心軸に関して軸対称であった．本章で対象とする希薄および過濃な火炎でも，バーナ中心軸上の火炎面挙動は，バーナ中心軸に関して軸対称であると考えられる．したがって，本節では，バーナ中心軸上の火炎面挙動は軸対称であることを確認する程度にとどめ，火炎面移動速度  $V_D$  についてのみ調べる．

#### 4.3.1 バーナ中心軸上の火炎面挙動

代表的な例として， $\phi=0.80$  のプロパン火炎における計測点 A の火炎面速度ベクトル  $\mathbf{v}$  を図 4.3.1 に示す．ここでは，デカルト座標系 ( $O-x^j$ ) を平行移動し

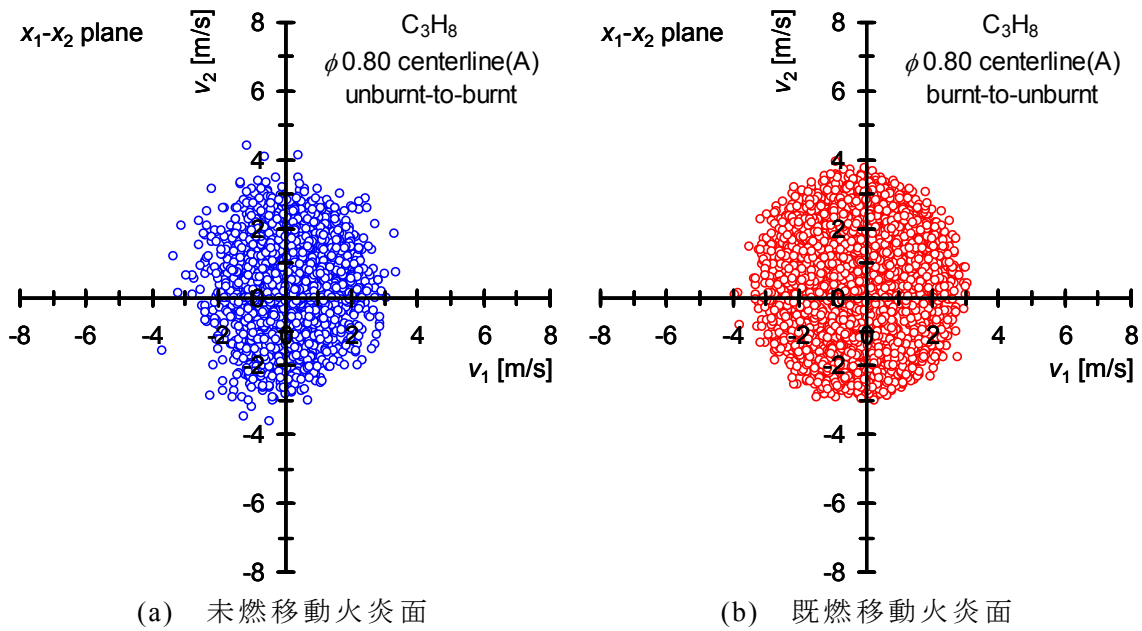


図 4.3.1 火炎面速度ベクトル  $\mathbf{v}$  ( $\phi=0.80$ , 計測点 A)

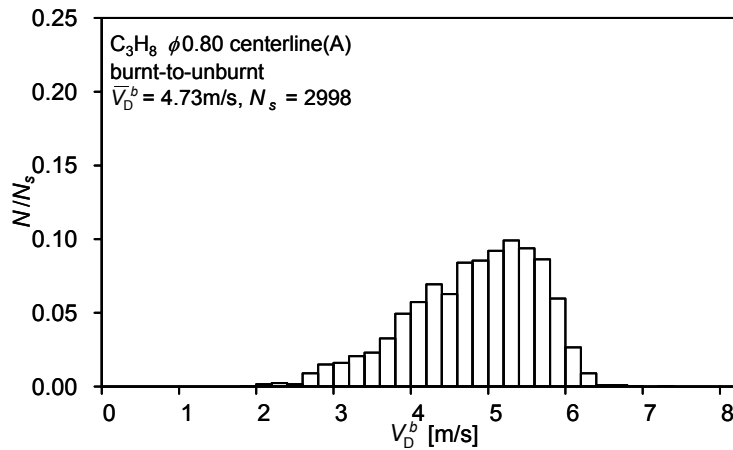
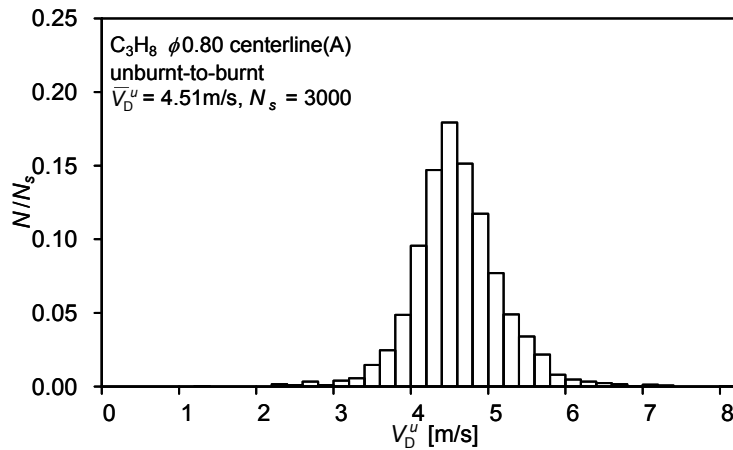


図 4.3.2 火炎面移動速度  $V_D$  の確率分布 ( $\phi=0.80$ , 計測点 A)

た計測点を原点  $o$  とするデカルト座標系 ( $o-x_j$ ) における  $\mathbf{v}$  の  $x_1-x_2$  平面上への投影を図 3.3.1 と同じ形式で示している. 図 4.3.1(a)には未燃焼混合気側に移動する火炎面(未燃移動火炎面)の  $\mathbf{v}(=\mathbf{v}^u)$  を, 図 4.3.1(b)には燃焼ガス側に移動する火炎面(既燃移動火炎面)の  $\mathbf{v}(=\mathbf{v}^b)$  を示す. なお, 本章でもこれ以降, 前章と同様に上付添字  $u, b$  を用いて両者の計測結果を区別する.  $\mathbf{v}^u$  および  $\mathbf{v}^b$  はバーナ中心軸に関して軸対称に分布する.  $\phi=1.40$  の場合も  $V_D$  が異なるのみで軸対称に分布することを確認できた.

$\phi=0.80$  および  $1.40$  のプロパン火炎における  $V_D$  の頻度分布を, 図 4.3.2 および 図 4.3.3 に示す. 図 4.3.2(a), 図 4.3.3(a)には未燃移動火炎面の  $V_D(=V_D^u)$  を, 図 4.3.2(b), 図 4.3.3(b)には既燃移動火炎面の  $V_D(=V_D^b)$  を示す.  $\phi=0.80$  のプロパン火炎では,  $V_D^u$  は最頻値  $4.3\text{m/s}$  に関してほぼ対称に,  $V_D^b$  は最頻値  $4.9\text{m/s}$  に関して非対称に分布する. 前者の平均値  $\bar{V}_D^u$  は  $4.51\text{m/s}$ , 後者の平均値  $\bar{V}_D^b$  は  $4.73\text{m/s}$  である.  $S_L$  と発熱量が小さいために,  $V_D^u$  および  $V_D^b$  は  $\phi=1.10$  に比べ小さい. ま

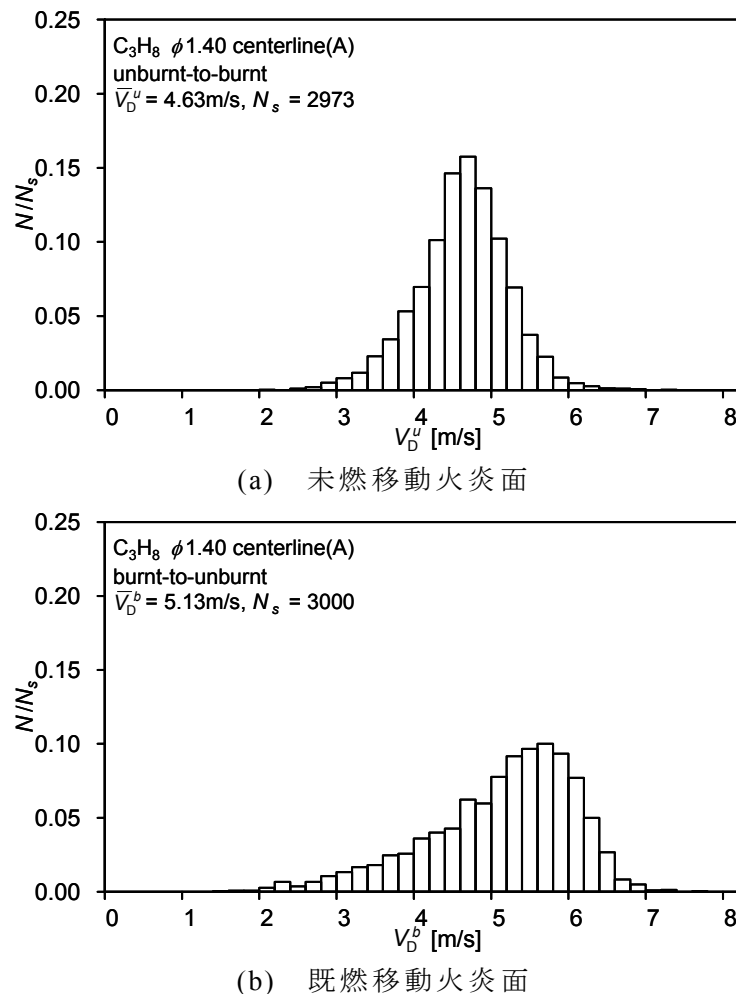


図 4.3.3 火炎面移動速度  $V_D$  の確率分布 ( $\phi=1.40$ , 計測点 A)

た、 $\phi=1.10$  に比べ局所燃焼速度  $S$  と局所熱膨張による  $V_D$  の減速効果が小さいために、 $\bar{V}_D^u < \bar{V}_D^b$  であり、 $\phi=1.10$  の計測点 A とは逆の傾向を示す。 $\phi=1.40$  のプロパン火炎も同様に、 $V_D^u$  は最頻値  $4.7\text{m/s}$  に関してほぼ対称に、 $V_D^b$  は最頻値  $5.7\text{m/s}$  に関して非対称に分布する。 $\bar{V}_D^u (=4.63\text{m/s}) < \bar{V}_D^b (=5.13\text{m/s})$  であり、 $\phi=0.80$  と同様の傾向を示す。しかし、 $V_D^u$  および  $V_D^b$  は  $\phi=0.80$  に比べ大きく、 $\phi=0.80$  ほど  $\phi=1.10$  との差は顕著でない。

### 4.3.2 希薄プロパン火炎の火炎面挙動

本項では、 $\phi=0.80$  のプロパン火炎におけるバーナ中心軸上から離れた計測点の火炎面挙動を調べる。

計測点 B および C における  $\mathbf{v}$  の  $x_1-x_2$  平面上への射影を図 4.3.4 および図 4.3.5 に示す。なお、図の形式は図 3.3.1 と同じであり、バーナ中心軸は  $x_1-x_2$  平面の左側に位置する。計測点 B, C とともに、 $\mathbf{v}^u$  は半径方向( $x_1$  方向)にはバーナ中心軸側にやや偏向し、バーナの接線方向( $x_2$  方向)には対称に分布する。一方、 $\mathbf{v}^b$  は半径方向には外側に偏向し、接線方向には対称に分布する。 $\phi=1.10$  と同様に、計測点 B, C の相違は  $\mathbf{v}^u$ 、 $\mathbf{v}^b$  の偏向度合いが異なる程度である。

これらの結果を定量的に表すために、 $x_j$  軸に対する  $\mathbf{v}$  の方向余弦  $n_j$  の確率分布を図 4.3.6 および図 4.3.7 に示す。図 4.3.6 には計測点 B の結果を、図 4.3.7

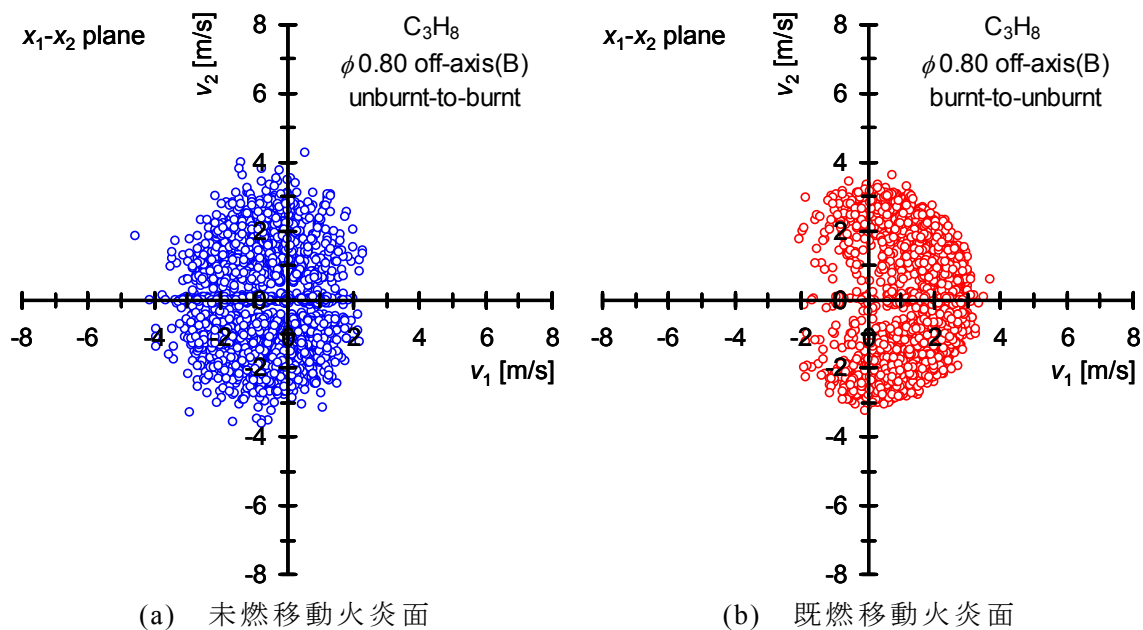


図 4.3.4 火炎面速度ベクトル  $\mathbf{v}$  ( $\phi=0.80$ , 計測点 B)

には計測点 C の結果を示す．計測点 B では， $n_1^u$  は $-0.90$  付近から増加し， $-0.10$  付近で極大となり， $0.50$  付近まで減少する．一方， $n_1^b$  は $-0.40$  付近から増加し， $0.40$  付近で極大となり， $0.90$  付近まで減少する．計測点 C では， $n_1^u$  は $-0.30$  付近で極大となり， $n_1^b$  は  $0.50$  付近で極大となる．計測点 B, C とともに， $\phi=1.10$  の計測点 B, C の結果と定量的に一致する．

$V_D$  の確率分布を図 4.3.8 および図 4.3.9 に示す．図 4.3.8 には計測点 B の結果を，図 4.3.9 には計測点 C の結果を示す．計測点 B では， $V_D^u$  は最頻値  $3.9\text{m/s}$  に関してほぼ対称に， $V_D^b$  は最頻値  $4.7\text{m/s}$  に関して非対称に分布する． $\bar{V}_D^u (=4.03\text{m/s}) < \bar{V}_D^b (=4.38\text{m/s})$  である．計測点 C も同様に  $V_D^u$  はほぼ対称に， $V_D^b$  は非対称に分布し， $\bar{V}_D^u (=3.47\text{m/s}) < \bar{V}_D^b (=3.70\text{m/s})$  である． $\phi=0.80$  のプロパン火炎

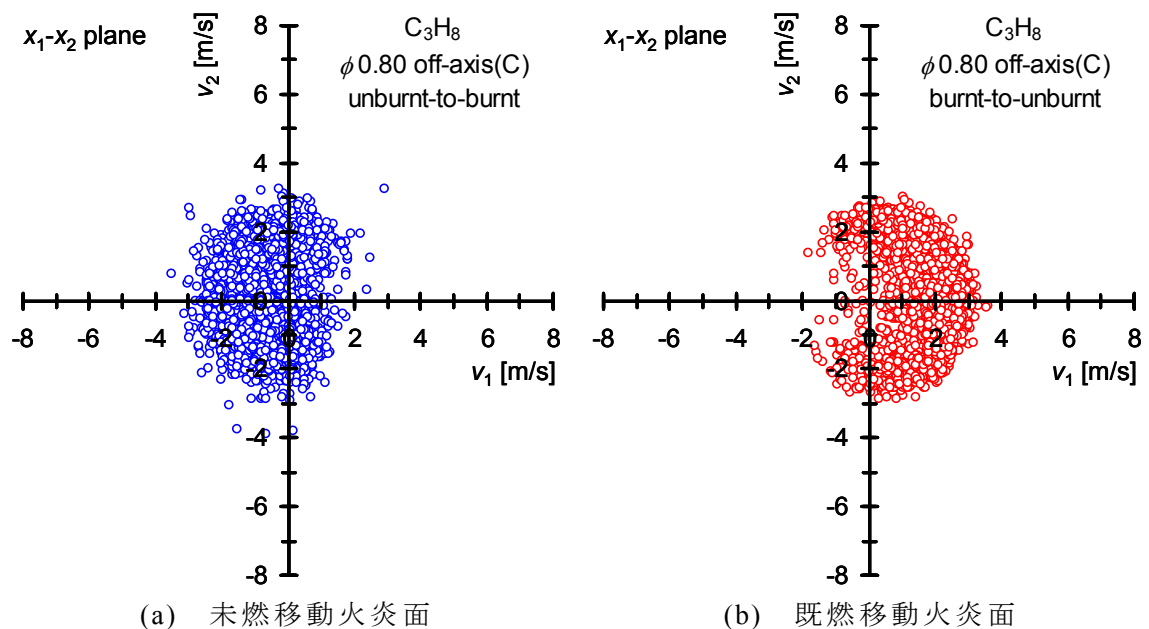


図 4.3.5 火炎面速度ベクトル  $\mathbf{v}$  ( $\phi=0.80$ , 計測点 C)

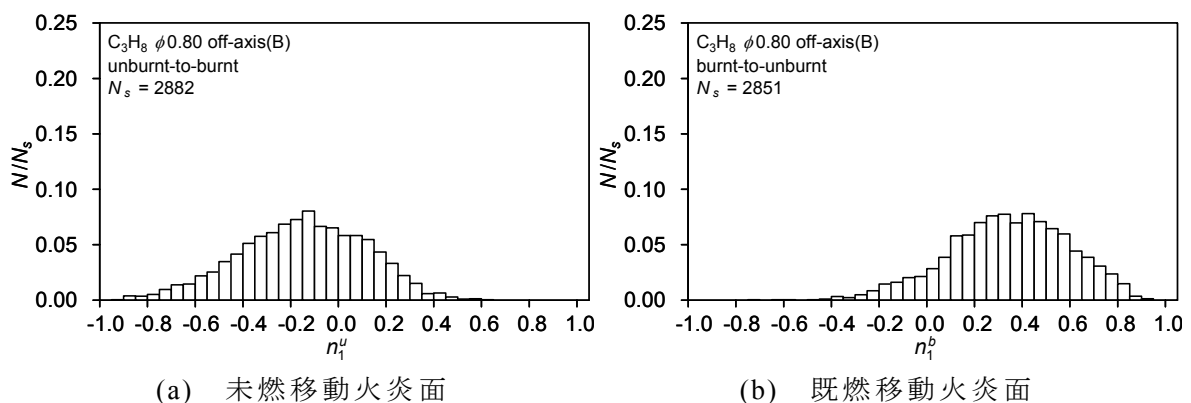


図 4.3.6 方向余弦  $n_1$  の確率分布 ( $\phi=0.80$ , 計測点 B)

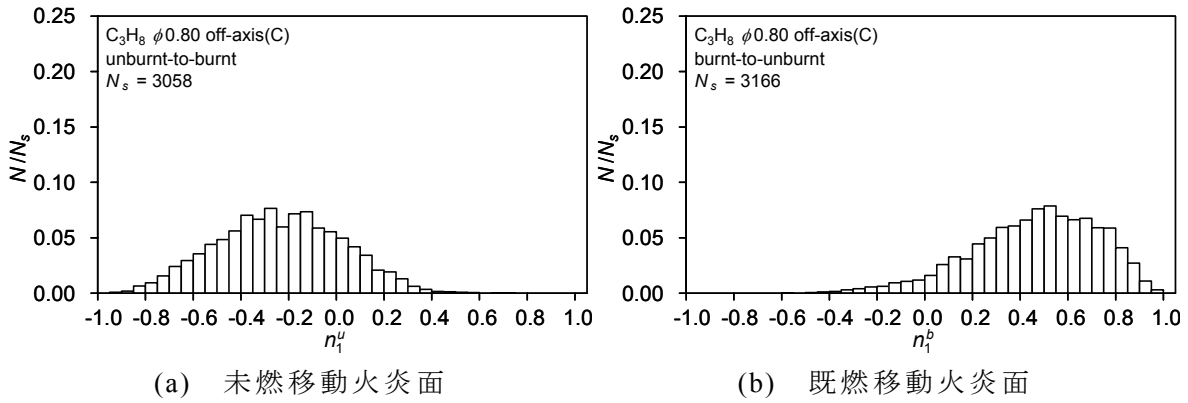


図 4.3.7 方向余弦  $n_1$  の確率分布 ( $\phi=0.80$ , 計測点 C)

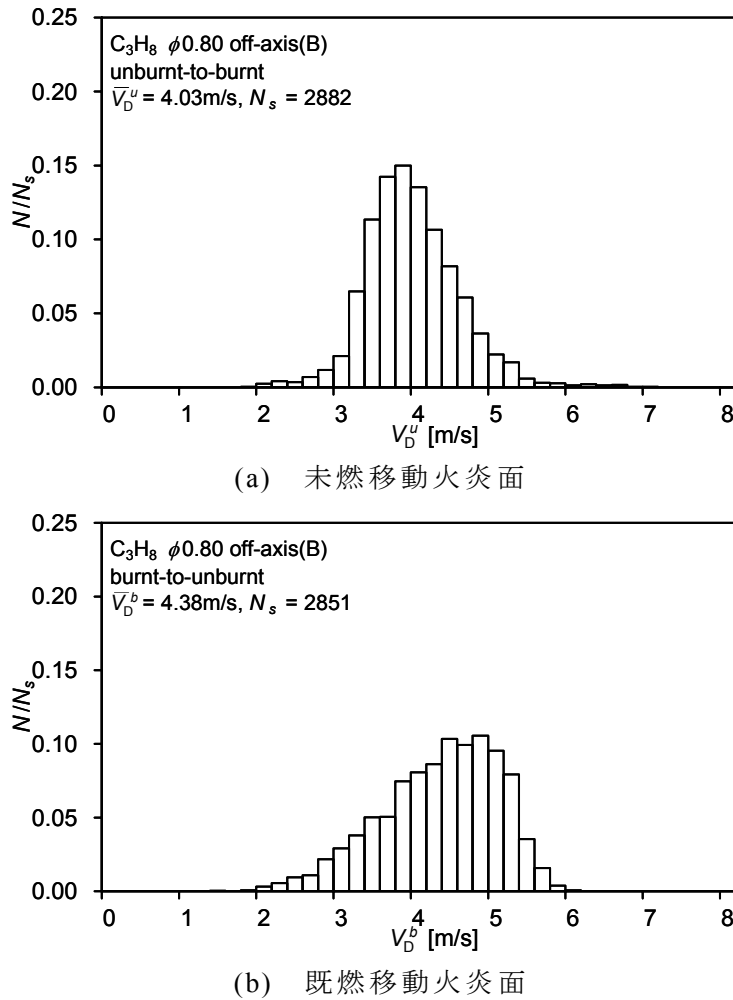
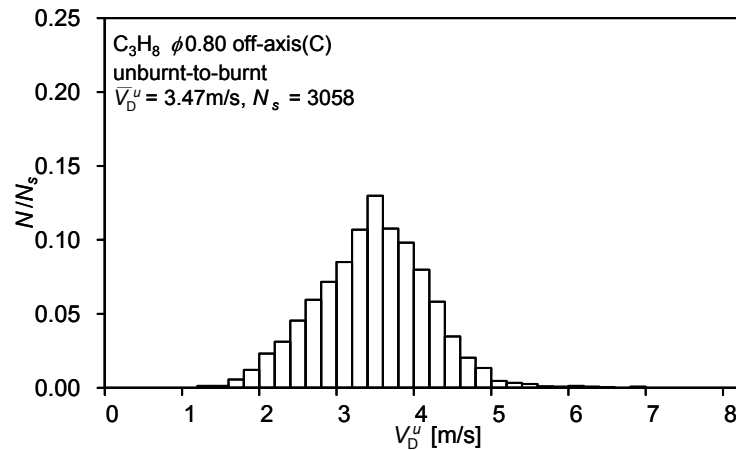
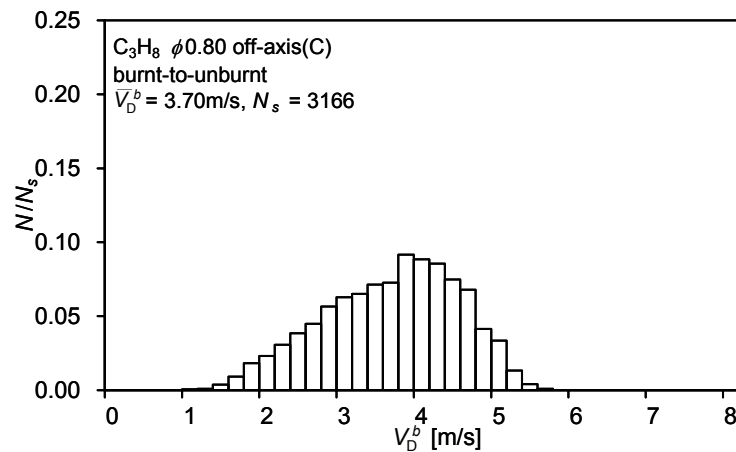


図 4.3.8 火炎面移動速度  $V_D$  の確率分布 ( $\phi=0.80$ , 計測点 B)

では、 $\phi=1.10$  に比べ  $S_L$  と発熱量が小さく、 $V_D^u$ 、 $V_D^b$  は全般的に小さい。しかし、 $V_D^u$ 、 $V_D^b$  が小さいこと以外に  $\phi=1.10$  との差は見られず、火炎面挙動は定性的に一致している。



(a) 未燃移動火炎面



(b) 既燃移動火炎面

図 4.3.9 火炎面移動速度  $V_D$  の確率分布 ( $\phi=0.80$ , 計測点 C)

### 4.3.3 過濃プロパン火炎の火炎面挙動

本項では、 $\phi=1.40$  のプロパン火炎における火炎面挙動を調べる。なお、計測点 B の火炎面挙動は、 $\phi=1.10$  および  $0.80$  と同様に、計測点 C の結果と定性的に一致することを確認した。したがって、ここでは計測点 C の火炎面挙動のみを述べる。ただし、 $V_D$  の確率分布に関しては、 $\phi=1.10, 0.80$  と比較するために計測点 B の結果も示す。

$\mathbf{v}$  の  $x_1-x_2$  平面上への射影を図 4.3.10 に、 $n_1$  の確率分布を図 4.3.11 に示す。図の形式はこれまでと同じであり、バーナ中心軸は  $x_1-x_2$  平面の左側に位置する。なお、 $\mathbf{v}^u$  および  $\mathbf{v}^b$  は  $\phi=1.10, 0.80$  と同様に接線方向に関しては対称であることを確認している。



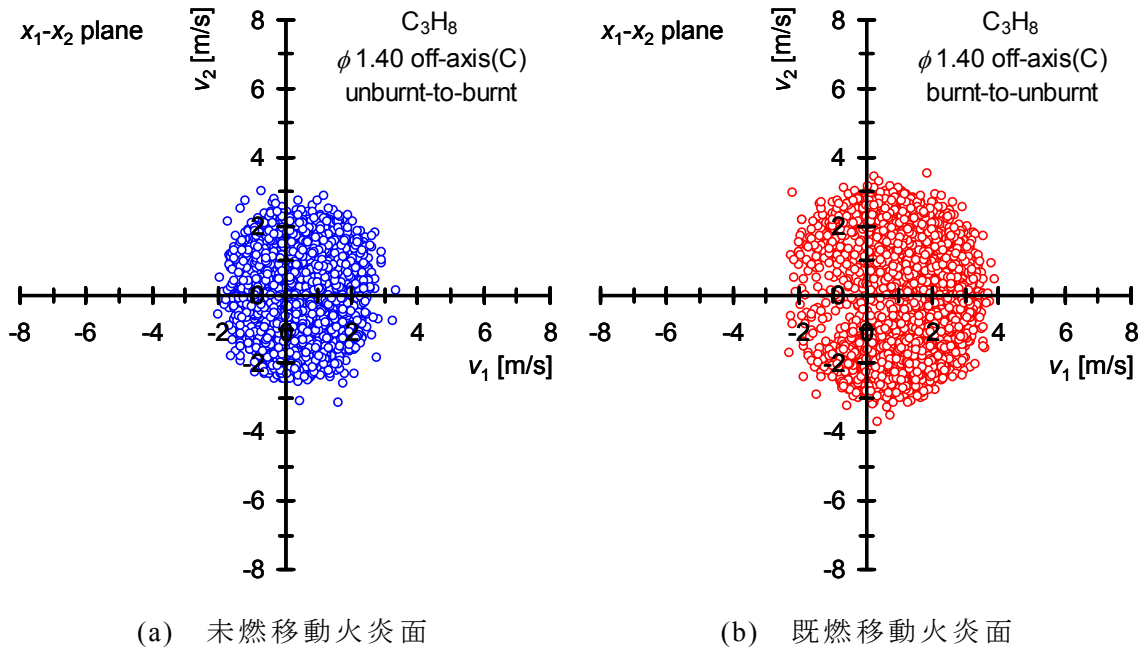


図 4.3.10 火炎面速度ベクトル  $\mathbf{v}$  ( $\phi=1.40$ , 計測点 C)

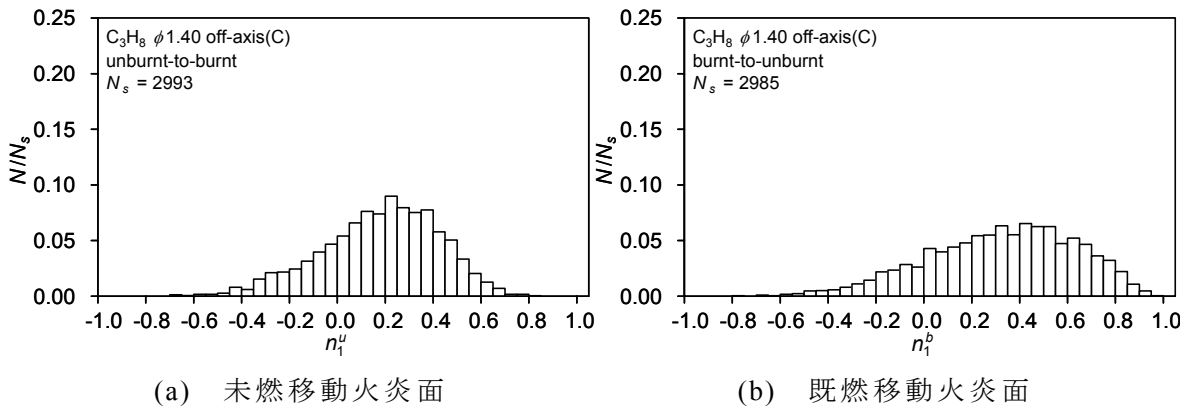


図 4.3.11 方向余弦  $n_1$  の確率分布 ( $\phi=1.40$ , 計測点 C)

$\phi=1.10, 0.80$  とは異なり,  $\mathbf{v}^u$  は半径方向に関してはバーナ外側に偏向して分布する.  $n_1^u$  は  $-0.50$  付近から増加し,  $0.20$  付近で極大となり,  $0.70$  付近まで減少する.  $\phi=1.40$  のプロパン火炎では, 量論比付近および希薄火炎と異なり, 未燃移動火炎面はバーナ外側に偏向して移動することを明瞭に示している. 一方,  $\mathbf{v}^b$  は量論比付近および希薄火炎と同様に, 半径方向に関してはバーナ外側に偏向して分布し,  $n_1^b$  は  $0.50$  付近で極大となる.

計測点 B および C の  $V_D$  の確率分布を, それぞれ図 4.3.12 および図 4.3.13 に示す. 計測点 B では,  $V_D^u$  は最頻値  $3.9\text{m/s}$  に関してほぼ対称に,  $V_D^b$  は最頻値

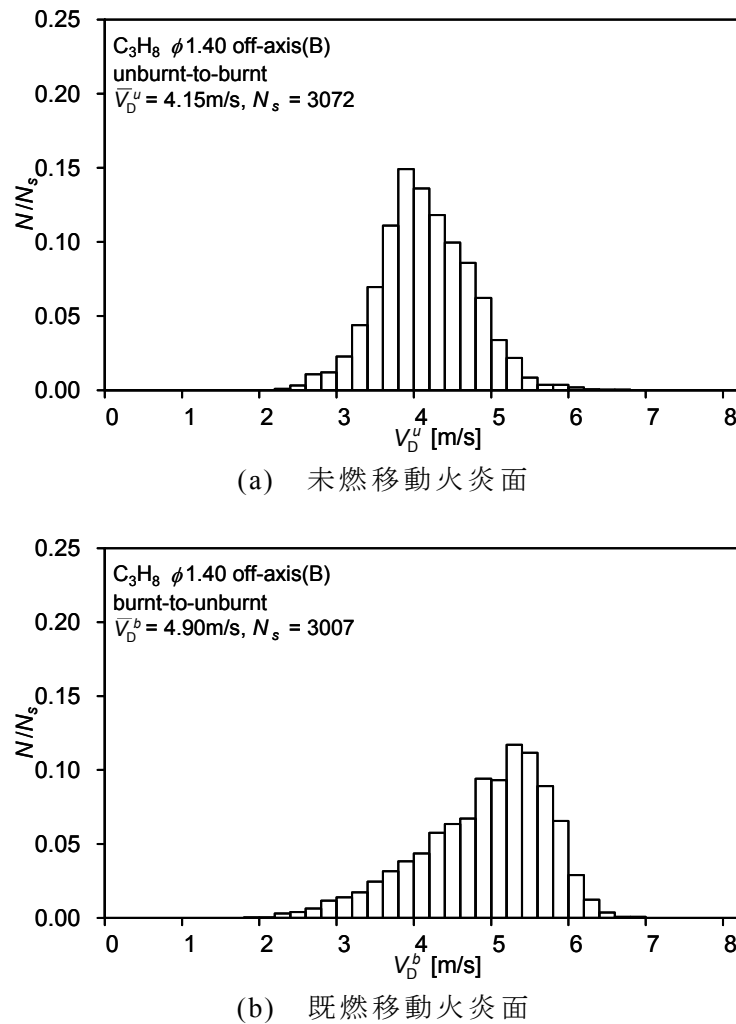


図 4.3.12 火炎面移動速度  $V_D$  の確率分布 ( $\phi=1.40$ , 計測点 B)

5.2m/s に関して非対称に分布する．分布形状は  $\phi=0.80$ , 1.10 と同様であるが， $\bar{V}_D^u = 4.15\text{m/s}$ ,  $\bar{V}_D^b = 4.90\text{m/s}$  であり，両者ともに  $\phi=0.80$  に比べて大きい．計測点 C も同様に，分布形状はこれまでと変わらず， $V_D^u$  はほぼ対称に， $V_D^b$  は非対称に分布する． $\bar{V}_D^u = 3.89\text{m/s}$ ,  $\bar{V}_D^b = 4.36\text{m/s}$  であり，両者ともに  $\phi=0.80$  と比べて大きく，またその差は計測点 B に比べ大きい．

先に述べたように， $\phi=0.80$  および 1.40 のプロパン火炎では， $S_L$  および発熱量がほぼ等しいため火炎面挙動も同様となることを予想していた．しかし，量論比付近および希薄火炎とは異なり，過濃プロパン火炎は火炎面の移動方向にかかわらずバーナ外側に偏向して移動する．さらに， $V_D$  は  $\phi=0.80$  の場合に比べ大きく，乱流燃焼速度  $S_T$  も大きいことを示している．

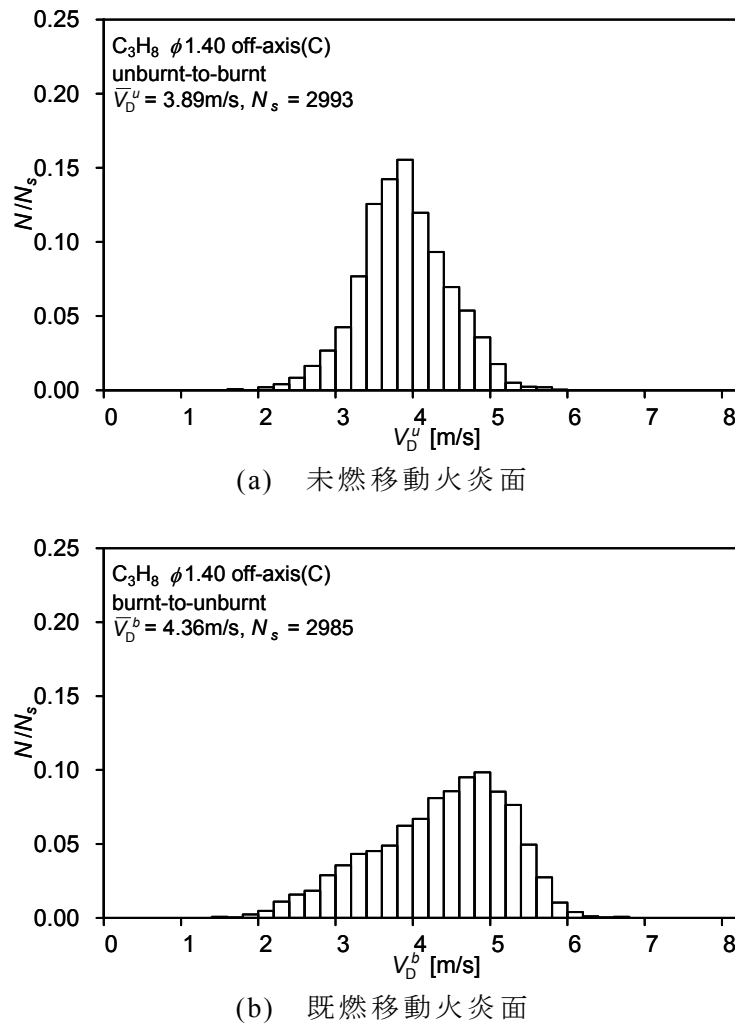


図 4.3.13 火炎面移動速度  $V_D$  の確率分布 ( $\phi=1.40$ , 計測点 C)

過濃プロパン火炎固有の特異な現象は、選択拡散の影響と考えられることが多い。乱流予混合火炎における選択拡散の効果は、Palm-Leis と Strehlow により初めて報告された[3]。彼らはプロパン・空気混合気中を伝播する乱流火炎の観察を行い、燃料過濃側で火炎面の凹凸スケールが小さくなることを見出し、この現象は燃料分子と酸素分子間の選択拡散の効果によるものと考えた。その後、乱流予混合火炎に関する研究において、選択拡散の効果であると考えられる結果が得られている[4-7]が、それらの多くは定性的な結果[4,5]であり、定量的な結果を報告した研究[6]は少ない。このように乱流予混合火炎における選択拡散の影響は十分に検討されていないにもかかわらず、過濃プロパン火炎では選択拡散により  $u'$  が増加すると報告[7]されてきた。しかし、これらは十分な理論的、実験的な事実に基づいた議論ではなく、層流予混合火炎で起きる現象に基づいた推論であった。乱流予混合火炎において選択拡散が起きていることを

実験的に証明するためには、火炎面の未燃焼混合気に対して凸な部分と凹な部分で、混合気濃度が異なることを明らかにしなければならない。しかし、乱流燃焼においてそのような計測を行うことは不可能に近い。

そこで、次節では燃料にメタンを使用した場合の乱流予混合火炎における火炎面の三次元挙動を調べる。プロパンとメタンの拡散係数は、酸素の拡散係数と相対的に大きさが異なる[8]。プロパンの拡散係数は酸素の拡散係数に比べ小さく、その結果、燃料過濃側で選択拡散が起こる。一方、メタンの拡散係数は酸素の拡散係数とほぼ等しく、選択拡散は起きないと考えられる。なお、選択拡散の影響が顕著に表れる現象の一つとして、第1章で述べたセル状火炎が挙げられる。セル状火炎に関する研究は数多く行われており[9-13]、過濃プロパン火炎でセル状火炎の形成が報告されている[12]。一方、メタン火炎では微小重力場や高圧場等の特殊な場合[13,14]を除いて、セル状火炎の形成が報告された例はない。したがって、選択拡散が起きないと考えられる希薄および過濃メタン火炎の火炎面挙動を調べることは、過濃プロパン火炎で見られた特異な現象が選択拡散の影響によるものかどうかを判断する上で重要であると考えられる。

## 4.4 希薄および過濃なメタン・空気乱流予混合火炎の火炎面挙動

本節では、過濃プロパン火炎でのみ見られた特異な現象がプロパンと酸素の選択拡散によるものかを否かを検証するために、希薄および過濃なメタン・空気乱流予混合火炎の火炎面挙動を調べる。

第3章において、計測点Aの火炎面挙動はバーナ中心軸に関して対称であり、計測点B, Cの火炎面挙動には大差がないことを明らかにした。また、前節の希薄および過濃プロパン火炎でも、計測点B, Cの火炎面挙動には大差がないことを確認した。したがって、本節では計測点Cにおける火炎面挙動を調べる。

### 4.4.1 希薄メタン火炎の火炎面挙動

$\phi=0.85$  のメタン火炎における方向余弦  $n_j$  の確率分布を図4.4.1に示す。 $n_1^a$  は  $-0.90$  付近から増加し、 $-0.15$  付近で極大となり、 $0.60$  付近まで減少する。バーナ内側に偏向して移動する火炎面が多い。一方、 $n_1^b$  は  $-0.50$  付近から増加し、

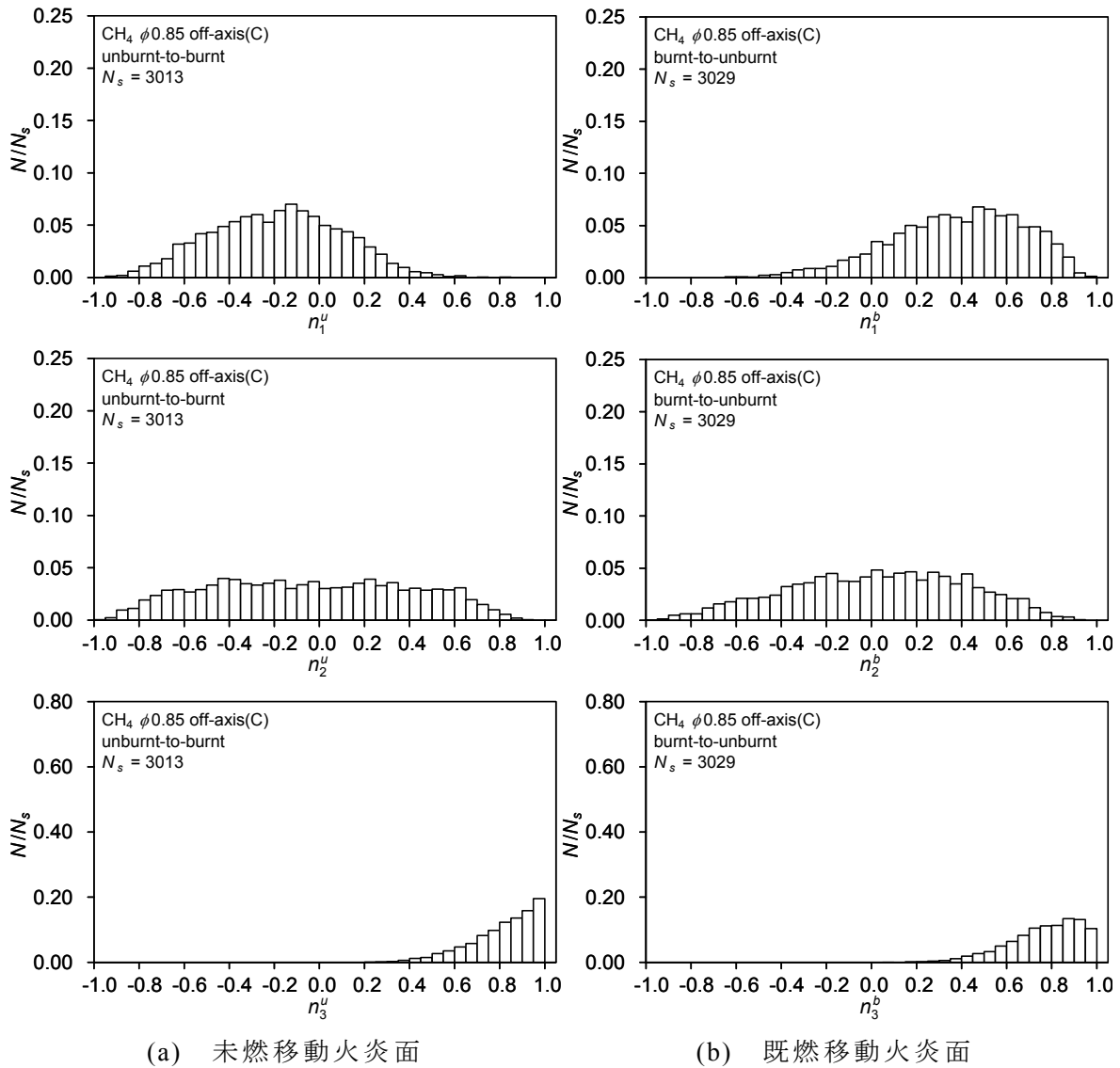
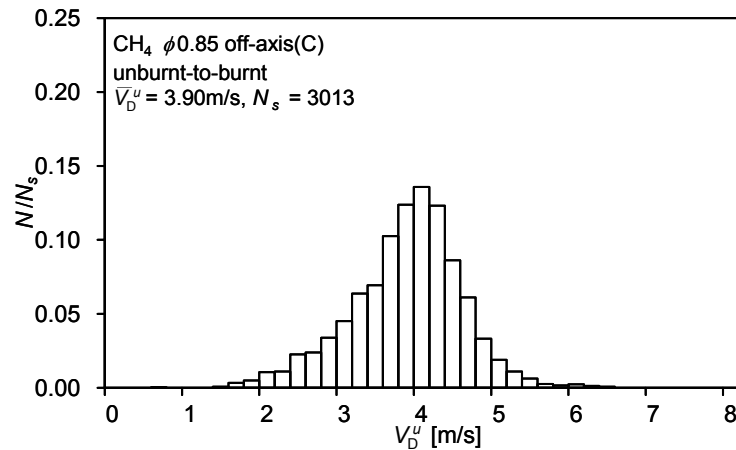


図 4.4.1 方向余弦  $n_j$  の確率分布 ( $\text{CH}_4: \phi=0.85$ , 計測点 C)

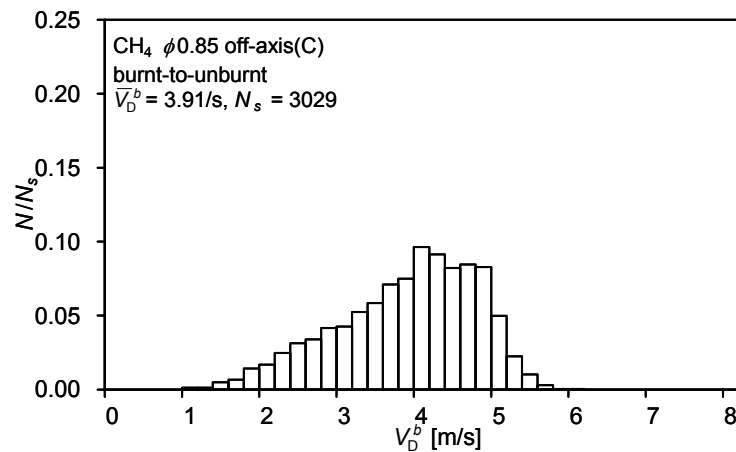
0.50 付近で極大となり，1.00 付近まで減少する．バーナ外側に偏向して移動する火炎面が多い． $n_2, n_3$  は  $\phi=0.80$  のプロパン火炎と同様であり，希薄メタン火炎の火炎面挙動は，希薄プロパン火炎と定量的に一致する．

$V_D$  の確率分布を図 4.4.2 に示す． $V_D^u$  は最頻値 4.1m/s に対し低速側は 1.6m/s 付近まで，高速側は 6.2m/s 付近までほぼ対称に分布する．一方， $V_D^b$  は最頻値 4.1m/s に対し低速側は広く 1.4m/s 付近まで，高速側は狭く 5.8m/s 付近まで非対称に分布する． $\bar{V}_D^u = 3.90\text{m/s}$ ， $\bar{V}_D^b = 3.91\text{m/s}$  であり，希薄プロパン火炎に比べ若干大きい．

希薄メタン火炎における火炎面挙動は，量論比付近および希薄プロパン火炎と  $V_D$  が異なる以外に差は見られない．希薄プロパン火炎に比べ希薄メタン火炎



(a) 未燃移動火炎面



(b) 既燃移動火炎面

図 4.4.2 火炎面移動速度  $V_D$  の確率分布 ( $\text{CH}_4: \phi=0.85$ , 計測点 C)

では、 $S_L$  および発熱量が若干大きいために  $V_D$  も若干大きい。

#### 4.4.2 過濃メタン火炎の火炎面挙動

$\phi=1.20$  のメタン火炎における  $n_1$  および  $V_D$  の確率分布をそれぞれ図 4.4.3 および図 4.4.4 に示す。なお、 $n_2$  および  $n_3$  は  $\phi=0.85$  のメタン火炎と同様であることを確認している。

$n_1^a$  は  $-0.10$  付近で、 $n_1^b$  は  $0.50$  付近で極大となり、希薄メタン、プロパン火炎と同様である。 $V_D^a$  は最頻値  $3.9\text{m/s}$  に関してほぼ対称に、 $V_D^b$  は最頻値  $4.5\text{m/s}$  に関して非対称に分布し、 $\bar{V}_D^a = 3.79\text{m/s}$ 、 $\bar{V}_D^b = 3.95\text{m/s}$  である。これらの結果は  $\phi=0.85$  のメタン火炎の結果と定量的に一致する。

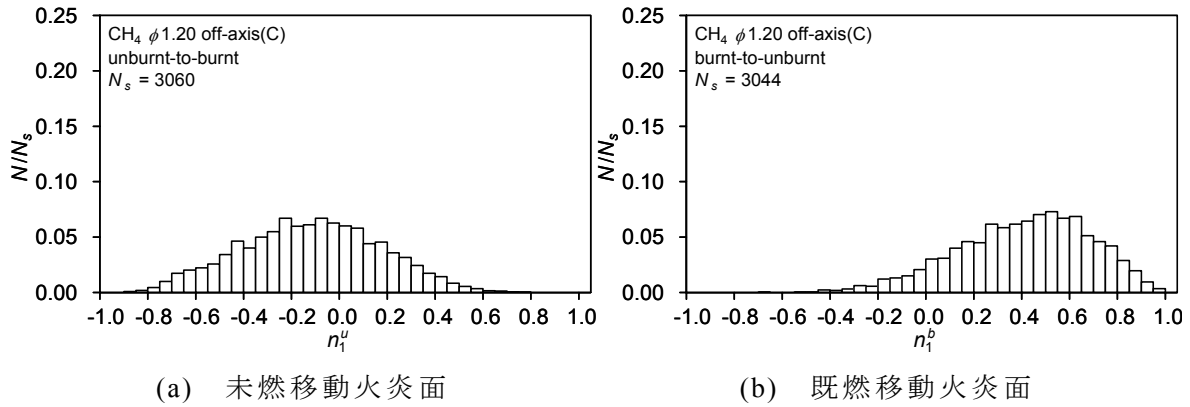


図 4.4.3 方向余弦  $n_1$  の確率分布 ( $\text{CH}_4: \phi=1.20$ , 計測点 C)

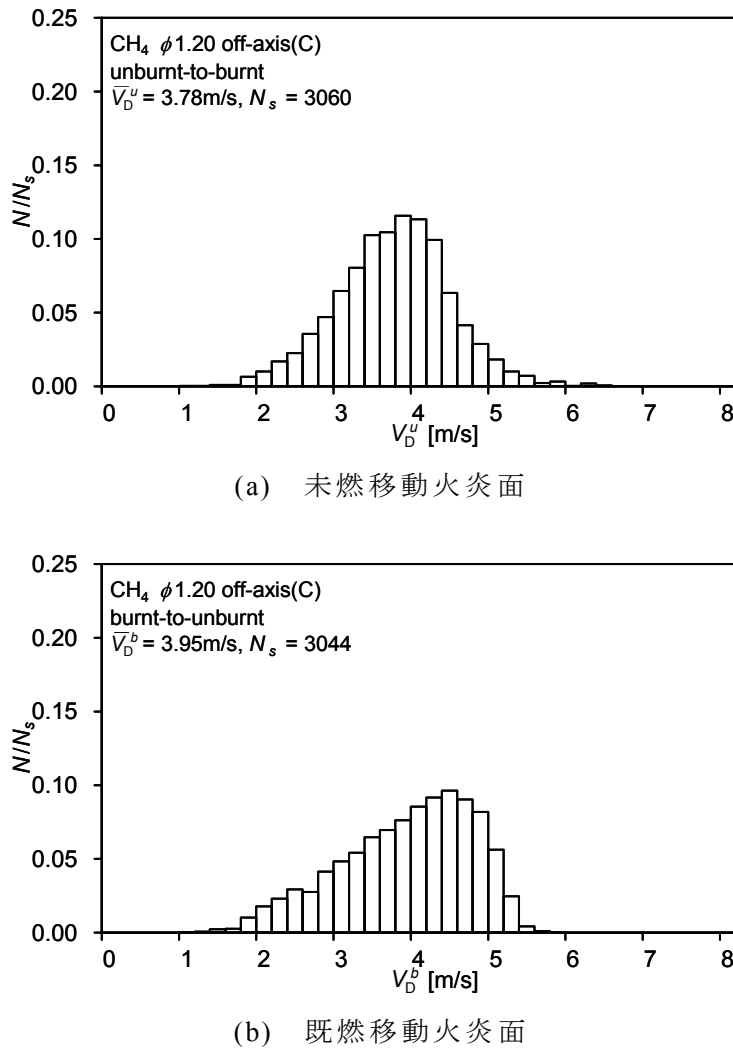


図 4.4.4 火炎面移動速度  $V_D$  の確率分布 ( $\text{CH}_4: \phi=1.20$ , 計測点 C)

希薄および過濃メタン火炎では、未燃移動火炎面はバーナ内側に偏向して移動し、既燃移動火炎面はバーナ外側に偏向して移動する。希薄および過濃メタン火炎と希薄プロパン火炎は、 $S_L$ と発熱量がほぼ等しく火炎面挙動も定量的にほぼ等しい。これら三種類の火炎は $\phi=1.10$ のプロパン火炎に比べ $S_L$ が低く発熱量も小さいために $V_D$ は小さいが、火炎面挙動は定性的に一致する。

以上、希薄および過濃メタン火炎では過濃プロパン火炎で見られた特異な現象は観測されず、過濃プロパン火炎では選択拡散により特異な現象が起きていると言わざるを得ない。そこで次節において、過濃プロパン火炎に見られた現象が選択拡散の影響によるものか否かを検討し、乱流予混合火炎の火炎面挙動に及ぼす選択拡散の影響とそのメカニズムを考察する。

## 4.5 乱流予混合火炎の火炎面挙動に及ぼす 選択拡散の影響

本章で対象とした四つの実験条件では、 $S_L$ および発熱量がほぼ等しいために火炎面挙動も同様となることを予想していた。しかし、予想に反して、過濃プロパン火炎の火炎面は移動方向にかかわらずバーナ外側に偏向して移動することが明らかになった。さらに、 $\phi=0.80$ の場合に比べて $\bar{V}_D$ は大きく、乱流燃焼速度 $S_T$ も大きいことを示している。

第3章では、同一の火炎であっても、乱流火炎帯の下流領域ほど $V_D$ が大きいことを明らかにした。これは $V_D$ に対して熱膨張が非常に重要な役割を果たしていることを示している。 $\phi=0.80$ と1.40のプロパン火炎を比べると、後者は外側に拡散火炎が形成されること以外に、火炎外見に大差は見られない。しかし、両者の計測位置はほぼ同一であるにもかかわらず、後者の $V_D$ は大きく、熱膨張が異なることを示している。

そこで、同一の高さであっても、希薄プロパン火炎に比べ過濃プロパン火炎では、上流領域における発熱量が大きいという仮説を立てる。Furukawaら[15]は、本章と同様の希薄および過濃プロパン火炎を対象に静電探針とLDVを使用して火炎面前後における乱れの変化を調べ、図4.5.1および図4.5.2に示すように、両者の火炎では火炎面前後における乱れの増幅が異なることを明らかにしている。なお、図4.5.1は本研究の計測点Aとほぼ同様の位置における結果、図4.5.2は本研究の計測点Cとほぼ同様の位置における結果である。乱流火炎帯の最下流に位置するバーナ中心軸上の計測点では、乱れのパワースペクトル



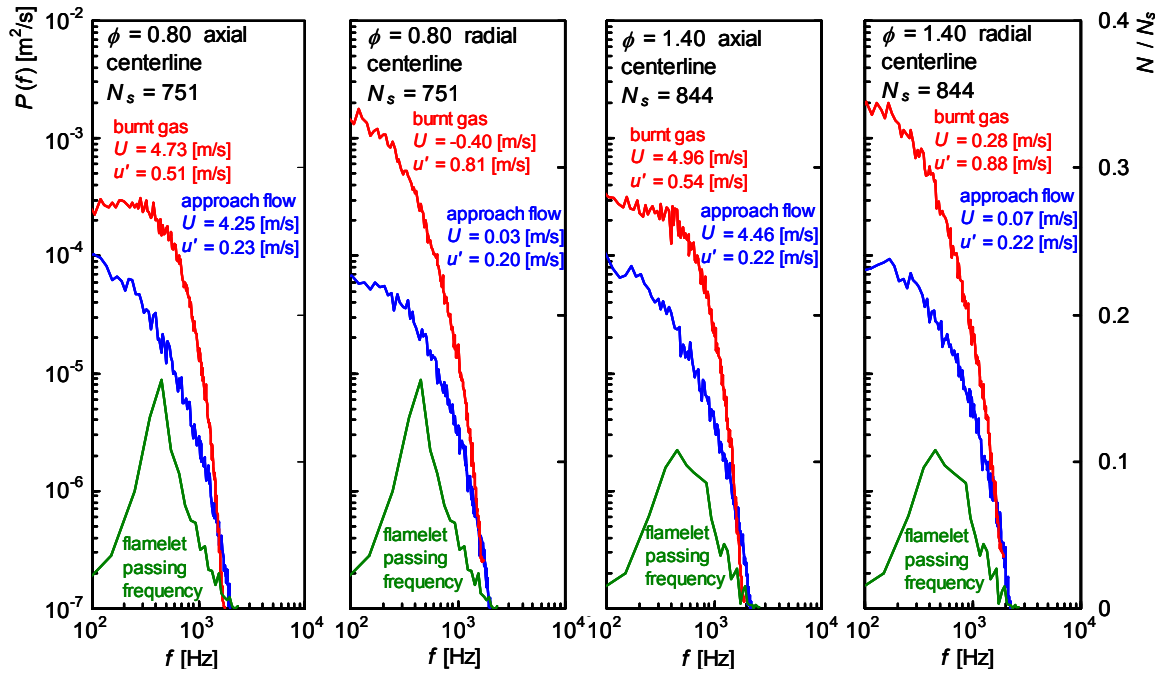


図 4.5.1 バーナ中心軸上の火炎面前後における乱れの変化[15]

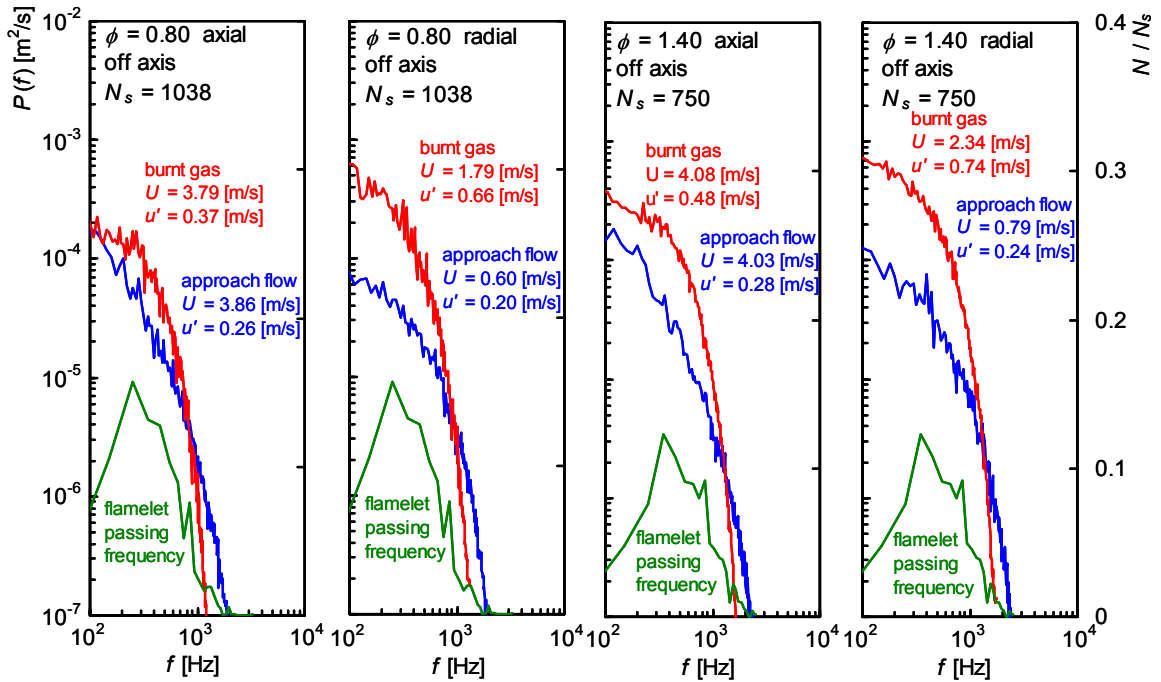


図 4.5.2 バーナ中心軸から離れた位置の火炎面前後における乱れの変化[15]

密度関数は未燃焼混合気側および燃焼ガス側ともに希薄，過濃火炎で大差がないのに対して，上流領域に位置するバーナ中心軸から離れた計測点では，バーナ軸方向および半径方向ともに，希薄火炎に比べ過濃火炎で燃焼ガス側の乱れの増幅が著しい．特に，過濃火炎における燃焼ガス側の乱れの増幅は半径方向に顕著である．この結果は，希薄プロパン火炎に比べ過濃プロパン火炎では，乱流火炎帯の上流領域における熱膨張が大きいことを示している．

このように乱流火炎帯の上流領域における熱膨張が大きければ，流れは拡がり (flow divergence)，火炎面がバーナ外側に偏向することは定性的に説明できる．しかし，過濃プロパン火炎で熱膨張が増加するには， $S_T$ が増加しなくてはならない．先に述べたように，選択拡散により過濃プロパン火炎の $S_T$ が増加するとの報告[7]は十分な実験事実に基づいた議論ではなく，層流予混合火炎で起きる現象[9,12]に基づいた推論でしかない． $S_T$ の増加メカニズムに関しては理論的な研究も多く行われており，例えば Clavin と Williams[16]は弱い乱れによる燃焼促進効果を報告している．しかし，彼らの報告する乱れの燃焼促進効果は，希薄火炎，過濃火炎による差はない．さらに，円筒状層流火炎片[17]や渦を含んだ円筒状層流火炎片[18]，さらに渦核に沿った層流火炎片の伝播[19-21]に関する理論的な解析も多く行われてはいるものの，これらは本研究で対象とした火炎に比べ，乱れの強い火炎のみを対象としている．このように，先の仮説の妥当性を直接検証するための従来研究は現在のところ見当たらない．しかし，Clavin と Williams[16]が示すように，選択拡散の影響がない火炎における乱れの燃焼促進は，希薄火炎，過濃火炎ともに同様の効果しかなく，過濃プロパン火炎に見られる特異な現象に関しては選択拡散が重要な役割を果たしていると考えられる．

過濃プロパン火炎では，燃料分子と酸素分子のうち酸素分子が不足しており，酸素の拡散係数がプロパンに比べ大きいために，乱れにより誘起された火炎面の凹凸の未燃焼混合気側に凸な部分が酸素の選択拡散を助長する．その結果，火炎面の未燃焼混合気側に凸な部分の酸素濃度が増加し，燃料と酸化剤の局所混合比が量論比に近づき，局所燃焼速度が増加する．さらに，局所燃焼速度が増加することにより，火炎面の未燃焼混合気側に凸な部分は未燃焼混合気に向かってさらに伝播し，火炎面の湾曲を助長する．この局所燃焼速度の増加による火炎面の湾曲は，乱流中のひずみが火炎面を平坦化する効果と釣り合うまで進行する．このような乱れが火炎面の凹凸を誘起し，火炎面の凹凸が選択拡散を助長し，選択拡散による局所燃焼速度の増加が火炎面の湾曲をさらに助長するという非線形な正のフィードバック効果が，本研究の過濃プロパン火炎で見られた結果を引き起こしたと考えられる．

以上述べた仮説に基づいた説明の妥当性を立証するには、火炎面の凹凸スケールに関する情報が不可欠である。火炎面の凹凸スケールに関する情報はフラクタル解析[22-25]によるものがほとんどで、火炎面の曲率半径  $r$  などの数値を報告した文献は少ない[26]。静電探針を使用した計測では、本実験で対象とした火炎とは非燃焼時の乱流特性が異なるものの、メタンおよびプロパン・空気乱流予混合火炎の  $r$  が報告されている[26]。これらの結果を図 4.5.3 および図 4.5.4 に示す。図 4.5.3 にはプロパン火炎の  $r_u$ ,  $r_b$  を、図 4.5.4 にはメタン火炎の  $r_u$ ,  $r_b$  を示す。ここで、 $r_u$  は未燃焼混合気に対して凸な火炎面の曲率半径  $r$ 、 $r_b$  は燃焼ガスに対して凸な火炎面の  $r$  である。

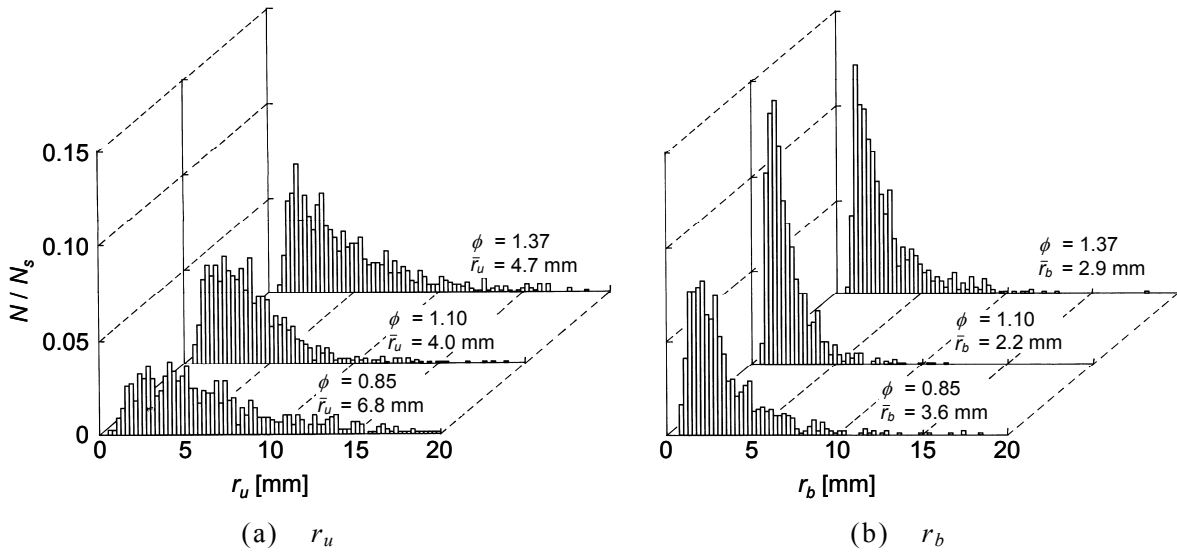


図 4.5.3 プロパン火炎における火炎面の曲率半径  $r$  の確率分布[26]

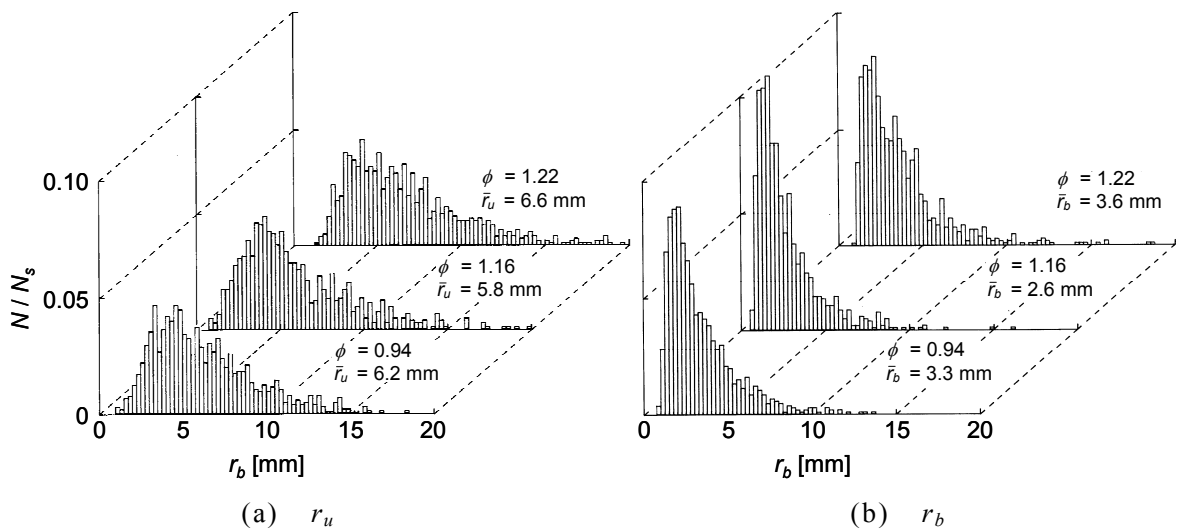


図 4.5.4 メタン火炎における火炎面の曲率半径  $r$  の確率分布[26]

メタンおよびプロパン火炎ともに、 $r_u$ は $r_b$ に比べ広い範囲に分布する。メタン火炎では希薄、過濃火炎の $r_u$ 、 $r_b$ の平均値 $\bar{r}_u$ 、 $\bar{r}_b$ は同様であるのに対して、過濃プロパン火炎の $\bar{r}_u$ は希薄火炎に比べ明らかに小さい。過濃プロパン火炎では未燃焼混合気に対して凸な火炎面において、選択拡散が助長されるはずであるので、この結果はその影響を如実に表している。

さらに、プロパン火炎において、 $r_u$ の最頻値、平均値および最小値と混合気濃度の関係を調べた結果を文献[26]より引用し図4.5.5に示す。 $r_u$ の最小値は希薄、過濃火炎ともに同程度であるが、 $r_u$ の最頻値および平均値は希薄火炎に比べ過濃火炎で小さい。また、過濃火炎の $r_u$ の最頻値は量論比付近の火炎と比べても小さい。なお、これらは非燃焼時の $U=7\text{m/s}$ 、 $u'=1.4\text{m/s}$ における結果であり、本実験に比べ比較的乱れの強い乱流火炎である。 $\phi=1.10$ のプロパン火炎において、 $U=4\text{m/s}$ 、 $u'=0.64\text{m/s}$  および  $0.14\text{m/s}$  である本実験とほぼ同様の火炎における $r$ も調べられており、 $r_u$ は比較的乱れの強い乱流火炎に比べおおよそ2mmから5mm大きい程度で、乱れが強い場合と定性的には一致することが報告されている[26]。したがって、本研究で対象とした過濃プロパン火炎の $r_u$ は、図4.5.5に示す結果と定性的に一致し、最頻値は4mm程度で20mm程度までの範囲に分布し、 $\bar{r}_u$ は6mmから7mm程度になると考えられる。また、図4.5.6に示すように、 $r_u$ は乱流火炎帯の下流方向に増加することも報告されており[26]、先の乱れのパワースペクトル密度関数と本実験結果の傾向と一致する。

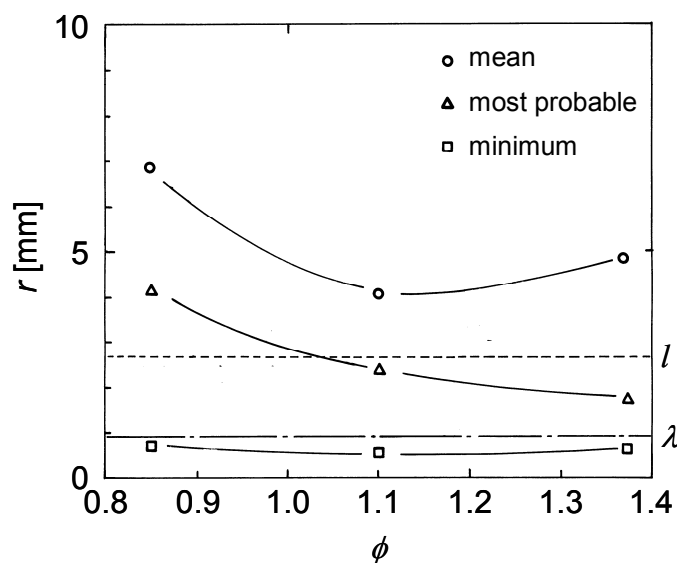


図 4.5.5 未燃焼混合気側に凸な火炎面の曲率半径  $r$  の統計値[26]

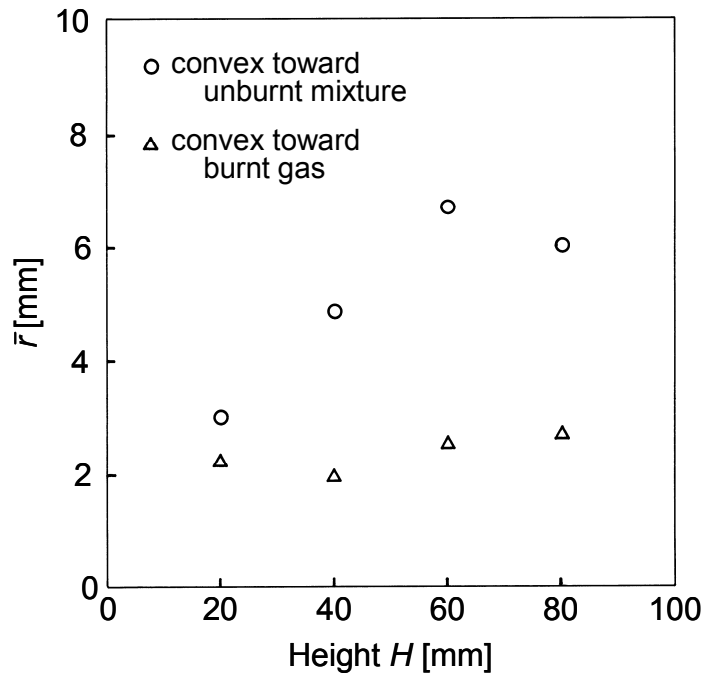


図 4.5.6 乱流火炎帯の位置による火炎面の曲率半径  $r$  の変化[26]

以上，過濃プロパン火炎の  $r_u$  は希薄プロパン火炎に比べて小さく，また希薄および過濃メタン火炎の  $r_u$ ， $r_b$  はほぼ同様の大きさである．したがって，過濃プロパン火炎では上流領域の  $r_u$  が小さく，酸素分子の選択拡散が助長され，その影響が本研究の結果に明確に現れたといえる．

ここで，2.3.2 項で述べたように，探針受感部を通過する火炎面を局所的に平面と仮定したことによる  $V_D$  の計測誤差は  $r$  の減少とともに増加する．したがって，過濃プロパン火炎の結果には火炎面を局所的に平面と仮定したことによる  $V_D$  の計測誤差が大きく影響したとも考えられる．この  $V_D$  の計測誤差の影響は，未燃焼混合気に対して凸な火炎面が未燃焼混合気側に移動する場合には  $V_D$  を実際の速度より過小評価し，燃焼ガス側に移動する場合には  $V_D$  を実際の速度より過大評価する．各条件における計測点 C の  $V_D$  の確率分布を比較すると， $\phi=1.10$ ， $0.80$  における  $|\bar{V}_D^u - \bar{V}_D^b|$  はそれぞれ  $0.52\text{m/s}$ ， $0.23\text{m/s}$  であるのに対して，過濃プロパン火炎では  $0.47\text{m/s}$  であり，その差は顕著ではない．また， $\phi=1.40$  のプロパン火炎で形成されるセル状火炎のセル半径は  $6\text{mm}$  程度である[12]． $r=6\text{mm}$  の火炎面を局所的に平面と仮定したことによる  $V_D$  の計測誤差は，図 2.3.9 に示すように最大で  $6\%$  程度であり，2.3.2 項で述べた他の計測誤差とほぼ同程度である．したがって，過濃プロパン火炎の結果に見られた特異な現象に対して，火炎面を局所的に平面と仮定したことによる  $V_D$  の計測誤差の影響は小さいといえる．

これまで述べてきたように，過濃プロパン火炎では上流領域の $r_u$ が小さく，酸素分子の選択拡散が助長される．その結果，上流領域における発熱量が増加し，流れが広がるために，未燃移動火炎面もバーナ外側に偏向して移動すると考えられる．化学種の拡散係数の違いが火炎面挙動に及ぼす影響は，これまでに多くの理論解析が行われてきた[27-29]．これらの理論解析では，乱れにより誘起される火炎面曲率が，局所燃焼速度 $S$ の変化に対して二次の項として表れることが明らかにされている．しかし，このような現象が実際の乱流火炎帯に及ぼす影響を報告した実験的研究はこれまでにない．したがって，本計測結果は理論的に予測されてきた乱れにより誘起される火炎面曲率の影響を実験により確認した結果であると考えられる．

## 4.6 おわりに

第4章では，乱流燃焼特性に影響を及ぼす混合気固有の性質である層流燃焼速度と火炎面前後における密度変化が火炎面挙動に及ぼす影響を明らかにすることを目的に，層流燃焼速度が等しい希薄，過濃なプロパン・空気およびメタン・空気乱流予混合火炎の火炎面の三次元挙動を調べた．また，過濃なプロパン火炎でのみ見られた特異な火炎面挙動より，乱流予混合火炎の火炎面挙動に及ぼす選択拡散の影響を考察した．その結果，以下の結論を得た．

- (1) 希薄，過濃メタン火炎および希薄プロパン火炎の火炎面挙動に有意差はない．
- (2) 過濃プロパン火炎の火炎面は移動方向にかかわらず，半径方向にはバーナ外側に偏向して移動する．
- (3) 過濃プロパン火炎の火炎面移動速度は，層流燃焼速度が等しい希薄プロパン火炎に比べ大きい．
- (4) 過濃プロパン火炎では，乱れが火炎面の凹凸を誘起し，火炎面の凹凸が選択拡散を助長し，選択拡散による局所燃焼速度の増加が火炎面の湾曲をさらに助長するという非線形な正のフィードバック効果が表れる．

以上，本章では，従来の計測手法では評価し得なかった乱流予混合火炎において選択拡散の影響が現れるメカニズムを明確にできたと考える．

## 第4章 参考文献

- [1] Furukawa J., Noguchi Y. and Hirano T., "Investigation of Flame Generated Turbulence in a Large-scale and Low-intensity Turbulent Premixed Flame with a 3-Element Electrostatic Probe and a 2-D LDV", *Combustion Science and Technology*, Vol.154 (2000), pp.163-178
- [2] Vagelopoulos C. M. and Egolfopoulos F. N., "Direct Experimental Determination of Laminar Flame Speed", *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1998), pp.513-519
- [3] Palm-Leis A. and Strehlow R. A. "On the Propagation of Turbulent Flames", *Combustion and Flame*, Vol.13 (1969), pp.111-129
- [4] Tsuruda T. and Hirano T., "Local Flame Front Disturbance Development under Acceleration", *Combustion and Flame*, Vol.84 (1991), pp.66-72
- [5] 古川純一, 平野敏右, "固体壁近傍における乱流伝ば火炎の乱れの減衰", *燃焼の科学と技術*, Vol.1: No.4 (1994), pp.283-291
- [6] Wu M. S., Kwon S., Driscoll J. F and Faeth G.M., "Preferential Diffusion Effects on the Surface Structure of Turbulent Premixed Hydrogen/Air Flames", *Combustion Science and Technology*", Vol.78 (1991), 69-96
- [7] Kido H., Nakahara M., Nakashima K. and Hashimoto J., "Influence of Local Flame Displacement Velocity on Turbulent Burning Velocity", *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.29 (2002), pp.1855-1861
- [8] 大八木重治, 松井淳, 吉橋照夫, "定容器内を伝ばする火炎面の不安定性, (水素 - 空気, メタン - 空気, プロパン - 空気火炎)", *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.60: No.569 (1994), pp.300-307
- [9] Sivashinsky G. I., "Diffusional-Thermal Instability Theory of Cellular Flames", *Combustion Science and Technology*, Vol.15 (1977), pp.137-146
- [10] Mitani T. and Williams F. A., "Studies of Cellular Flames in Hydrogen -Oxygen-Nitrogen Mixtures", *Combustion and Flame*, Vol.39 (1980), pp.469-190
- [11] Groff E. G., "The Cellular Nature of Confined Spherical Propane-Air Flames", *Combustion and Flame*, Vol.48 (1982), pp.51-62
- [12] Vantelon J. P., Pagni P. J. and Dunskey C. M., "Cellular Flame Structures on a Cooled Porous Burner", *Progress in Astronautics and Aeronautics*, Vol. 105 (1986), pp.131-151

- [13] Gorman M., el-Hamdi M. and Robbins K., “Experimental Observation of Ordered States of Cellular Flames”, *Combustion Science and Technology*, Vol.98 (1994), pp.37-45
- [13] 新岡嵩, 河野通方, 佐藤順一, *燃焼現象の基礎*, オーム社 (2001), pp.31
- [14] Bradley D., Kitagawa T., Sheppard C.G.W., 他 4 名, “Turbulent Burning Velocity, Burned Gas Distribution, and Associated Flame Surface Definition”, *Combustion and Flame*, Vol.133 (2003), pp.415-430
- [15] Furukawa J., Noguchi Y., Hirano T. and Williams F. A., “Anisotropic Enhancement of Turbulence in Large-scale, Low-intensity Turbulent Premixed Flames”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.462 (2002), pp.209-243
- [16] Clavin P. and Williams F. A., “Theory of Premixed-flame Propagation in Large-scale Turbulence”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.90 (1979), pp.589-604
- [17] Libby P. A., Peters N. and Williams F. A., “Cylindrical Premixed Laminar Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.75 (1989), pp.265-280
- [18] Peters N. and Williams F. A., “Premixed Combustion in a Vortex”, *Twenty-Second Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1988), pp.495-503
- [19] Chomiak J., “Dissipation Fluctuations and the Structure and Propagation of Turbulent Flames in Premixed Gases at High Reynolds Numbers”, *Sixteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1976), pp.1665-1673
- [20] Daneshyar H. and Hill P. G., “The Structure of Small-scale Turbulence and its Effect on Combustion in Spark Ignition Engines”, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.13 (1987), pp.47-73
- [21] Asato K., Wada H., Hiruma T. and Takeuchi Y., “Characteristics of Flame Propagation in a Vortex Core: Validity of a Model for Flame Propagation”, *Combustion and Flame*, Vol.110 (1997), pp.418-428
- [22] Gouldin F. C., “An Application of Fractals to Modeling Premixed Turbulent Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.68 (1987), pp.249-266
- [23] Smallwood G. J., Gülder Ö. L., Snelling D. R., Deschamps B. M. and Gökalp I., “Characterization of Flame Front Surfaces in Turbulent Premixed Methane/Air Combustion”, *Combustion and Flame*, Vol.101 (1995), pp.461-470
- [24] Gülder Ö. L., Smallwood G. J., Wong R., Snelling D. R., Smith R., Deschamps B. M. and Sautet J. C., “Flame Front Surface Characteristics in Turbulent



- Premixed Propane/Air Combustion”, *Combustion and Flame*, Vol. 120 (2000), pp.407-416
- [25] Kobayashi H., Seyama K., Hagiwara H. and Ogami Y., “Burning Velocity Correlation of Methane/Air Turbulent Premixed Flames at High Pressure and High Temperature”, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.30 (2004), pp.827-834
- [26] Furukawa J., Maruta K. and Hirano T., “Flame Front Configuration of Turbulent Premixed Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.112 (1998), pp.293-301
- [27] Clavin P., “Dynamic Behavior of Premixed Flame Fronts in Laminar and Turbulent Flows”, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.11 (1985), pp.1-59
- [28] Williams F. A., *Combustion Theory 2nd edition*, Addison-Wesley (1985), pp.423-428
- [29] Peters N., *Turbulent Combustion*, Cambridge University Press (2000), pp.66-169

## 第 5 章

# 乱流予混合 V 型火炎の火炎面挙動

### 5.1 はじめに

乱流予混合燃焼では，第 3, 4 章で使用した Bunsen バーナ以外にも種々のバーナが使用される[1]. 例えば，旋回流中に乱流火炎を形成する Swirl バーナや，高速流中に設置された保炎器の背後に火炎を形成するバーナなど様々である．これらのバーナで形成される乱流予混合火炎は，流れに対する乱流火炎帯の相対的な位置や形状，すなわち流れと火炎の形態が Bunsen 火炎とは異なる[2-5]. したがって，乱れと火炎の相互作用の理解には，流れと火炎の形態による火炎面挙動の変化を調べることは重要である．

そこで，本章では乱流予混合 V 型火炎の火炎面挙動を計測し，流れと火炎の形態が火炎面挙動に及ぼす影響を調べる．第 3, 4 章で対象とした Bunsen 火炎では乱流火炎帯の内側に未燃焼混合気，外側に燃焼ガスが存在する．一方，V 型火炎では乱流火炎帯の外側に未燃焼混合気，内側に燃焼ガスが存在する[6-8]. したがって，両者の火炎面挙動は大きく異なることが予想される．

また，V 型火炎は Bunsen バーナ上に形成可能であり，使用するバーナや実験装置を変更することなく，非燃焼時の流れが Bunsen 火炎とほぼ等しい条件で Bunsen 火炎とは異なる火炎の形態を作り出せる．したがって，火炎面挙動に影響を及ぼす因子の中で，流れと火炎の形態のみを抽出し，その影響を調べることができる．

## 5.2 本実験に用いた乱流予混合 V 火炎

本実験では、第 3, 4 章と同じ内径 26mm の Bunsen バーナ(図 3.2.1)と実験装置(図 3.2.2)を使用した。V 型火炎を形成するために、バーナ中心に直径 3.0mm のステンレスの丸棒を取り付けた(図 5.2.1)。図 5.2.2 に示す V 型(逆円錐型)の火炎がステンレスの丸棒上に形成される。図中には、火炎面挙動の計測位置もあわせて示した。なお、座標系は第 3, 4 章と同様にバーナ出口中心を原点  $O$  とするデカルト座標系( $O-x^j$ )であり、 $x^2$  軸は紙面に垂直な方向である。

第 3, 4 章と同様に、バーナ出口における未燃焼混合気の断面平均流速は 4.0m/s とした。燃料にはプロパンを使用し、混合気の当量比  $\phi$  は 1.10 とした。バーナ出口における混合気の断面平均流速を 4.0m/s とした場合、 $\phi < 0.95$  では火炎は吹き飛び(blow off)、 $\phi > 1.10$  では火炎はバーナリムに付着し、V 型火炎は形成できない。火炎面挙動に及ぼす選択拡散の影響と流れと火炎の形態の関係を調べることは重要であるが、本章では火炎面挙動と流れと火炎の形態の関係のみ注目する。

火炎面挙動の計測位置は乱流火炎帯の最下流で半径方向( $x^1$  方向)に時間平均イオン電流が極大となる点 D(high position)、高さがその 1/2 で半径方向に時間平均イオン電流が極大となる点 E(low position)とした。これらの計測点の座標は、それぞれ  $D(x^1, x^2, x^3)=(20\text{mm}, 0\text{mm}, 40\text{mm})$ ,  $E(x^1, x^2, x^3)=(10.5\text{mm}, 0\text{mm},$

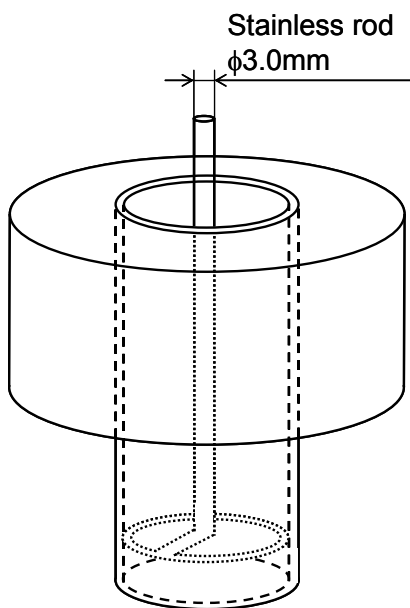


図 5.2.1 V 型火炎用 Bunsen バーナ

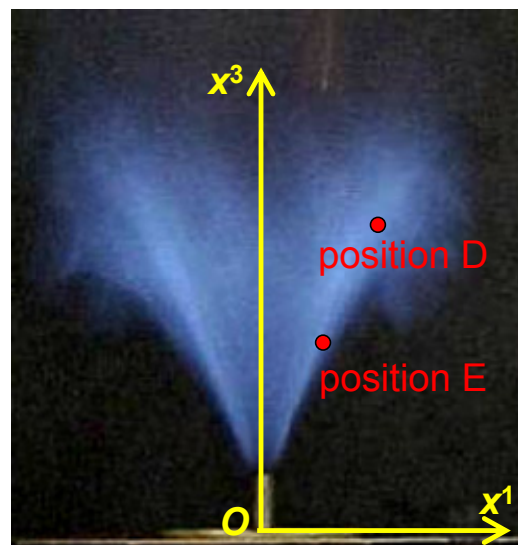


図 5.2.2 乱流予混合 V 型火炎

20mm)である。計測点 E における非燃焼時の平均流速  $U$  は 3.5m/s, 乱れ強さ  $u'$  は 0.44m/s である。計測点 D は円管バーナの外側に位置するため,  $U=u'=0$  である。

## 5.3 プロパン・空気乱流予混合 V 型火炎の火炎面挙動

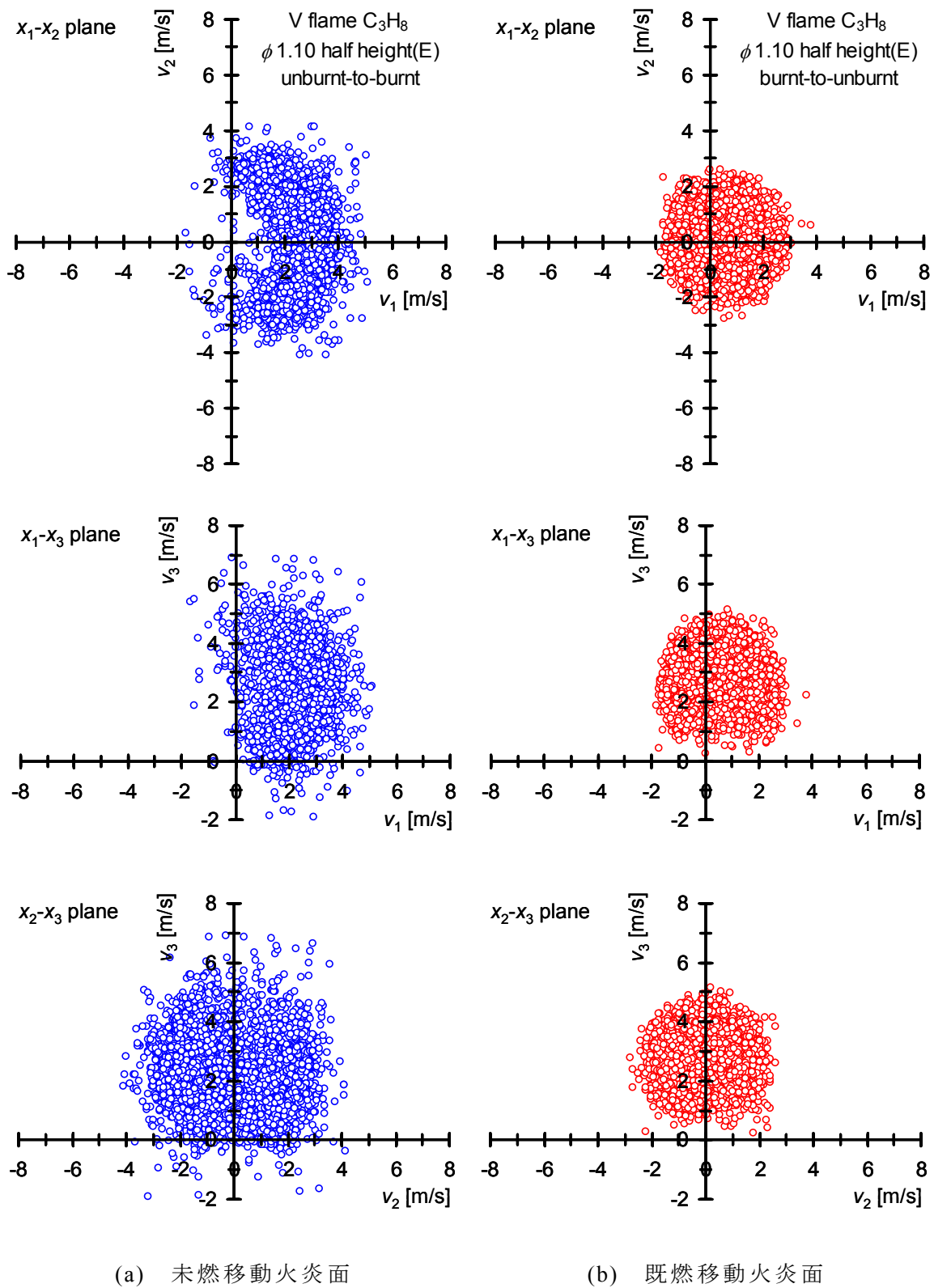
### 5.3.1 上流領域における火炎面挙動

初めに, 計測点 E における火炎面挙動を調べる。第 3 章で対象とした Bunsen 火炎の計測点 C と同様に, 計測点 E は対象とする火炎の最上流に位置する計測点であり, 半径方向の位置も計測点 C とほぼ等しい。そこで, 第 3 章の計測点 C の結果と対比し, V 型火炎の計測点 E における火炎面挙動を調べる。

計測点 E における火炎面速度ベクトル  $\mathbf{v}$  を図 5.3.1 に示す。ここでは, デカルト座標系 ( $O-x^j$ ) を平行移動した計測点を原点  $o$  とするデカルト座標系 ( $o-x_j$ ) における  $\mathbf{v}$  の  $x_1-x_2$ ,  $x_1-x_3$ ,  $x_2-x_3$  平面上への投影を図 3.3.1 と同じ形式で示している。図 5.3.1(a)には未燃焼混合気側に移動する火炎面(未燃移動火炎面)の  $\mathbf{v}(=\mathbf{v}^u)$  を, 図 5.3.1(b)には燃焼ガス側に移動する火炎面(既燃移動火炎面)の  $\mathbf{v}(=\mathbf{v}^b)$  を示す。本章でも第 3, 4 章と同様に, 上付添字  $u, b$  を用いて両者の計測結果を区別する。なお, バーナ中心軸は  $x_1-x_2$ ,  $x_1-x_3$  平面の左側にそれぞれ位置する。

図 5.3.1(a)より, 軸方向成分(= $v_3^u$ )が負の  $\mathbf{v}^u$  を確認できる。第 3, 4 章で対象とした Bunsen 火炎では,  $v_3^u$  および  $v_3^b$  はすべて正で上向きであった。また, V 型火炎に関する研究は数多く行われている[6-13]が, Bunsen 火炎に関する研究も含め, 主流とは逆方向に火炎面が移動するといった現象はこれまでに一度も報告されていない。すなわち, 負の  $v_3^u$  は V 型火炎に固有の現象であり, 流れと火炎の形態が火炎面挙動に及ぼす影響を示す最も顕著な結果であるといえる。なお, 負の  $v_3^u$  が存在する理由は 5.3 節で考察する。また,  $\mathbf{v}^u$  は半径方向に関してはバーナ外側に偏向して分布し, Bunsen 火炎とは逆方向に偏向する。

一方,  $\mathbf{v}^b$  は Bunsen 火炎と同様に半径方向に関してはバーナ外側に偏向して分布する。しかし,  $\mathbf{v}^b$  に比べ  $\mathbf{v}^u$  の方がバーナ外側により大きく偏向し, Bunsen 火炎とは半径方向に関する  $\mathbf{v}^u$  と  $\mathbf{v}^b$  の分布範囲の相対的な位置関係が逆である。 $\mathbf{v}^u$  および  $\mathbf{v}^b$  はバーナの接線方向( $x^2$  方向)に関しては対称に分布する。



(a) 未燃移動火炎面

(b) 既燃移動火炎面

図 5.3.1 火炎面速度ベクトル  $\mathbf{v}$  (V flame, 計測点 E)

V 型火炎と Bunsen 火炎における火炎面挙動の相違を定量的に表すために、 $x_j$  軸に対する  $\boldsymbol{\nu}$  の方向余弦  $n_j$  の確率分布を図 5.3.2 に示す。未燃移動火炎面の  $n_1 (=n_1^u)$  は 0.60 付近で極大となり、0.20 から 1.00 の範囲に分布する。Bunsen 火炎の計測点 C とは異なり、 $\boldsymbol{\nu}^u$  はバーナ外側に大きく偏向して分布する。 $n_2^u$  は 0.00 付近を中心に、-0.90 から 0.90 の範囲に対称に分布する。 $n_3^u$  は  $n_1^u$  に比べて変化する割合も緩やかで広範囲に分布し、Bunsen 火炎と同様である。 $n_3^u$  は -0.20 付近から増加し、0.5 付近で極大となり、1.00 付近まで減少する。軸方向成分が負の  $\boldsymbol{\nu}^u$  が存在することが明瞭であり、分布の範囲と形状も Bunsen 火炎とは大きく異なる。一方、既燃移動火炎面の  $n_1 (=n_1^b)$  は 0.20 付近で極大となり、-0.70 から 0.90 の範囲に分布する。Bunsen 火炎の計測点 C と同様に、 $\boldsymbol{\nu}^b$  はバーナ外側に偏向して分布する。 $n_2^b$  は  $n_2^u$  と同様である。 $n_3^b$  は 0.40 付近から緩やかに増

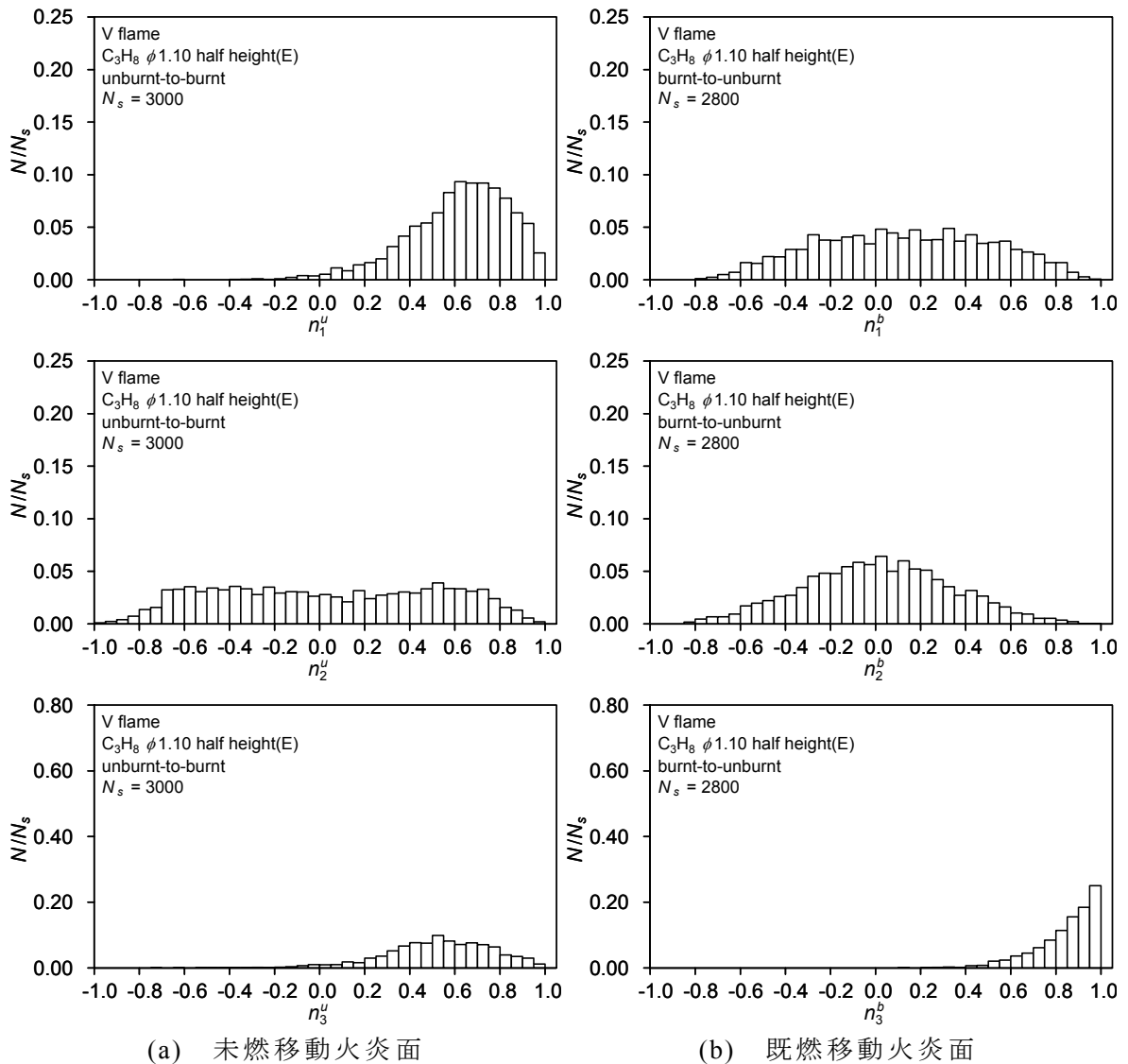


図 5.3.2 方向余弦  $n_j$  の確率分布(V flame, 計測点 E)

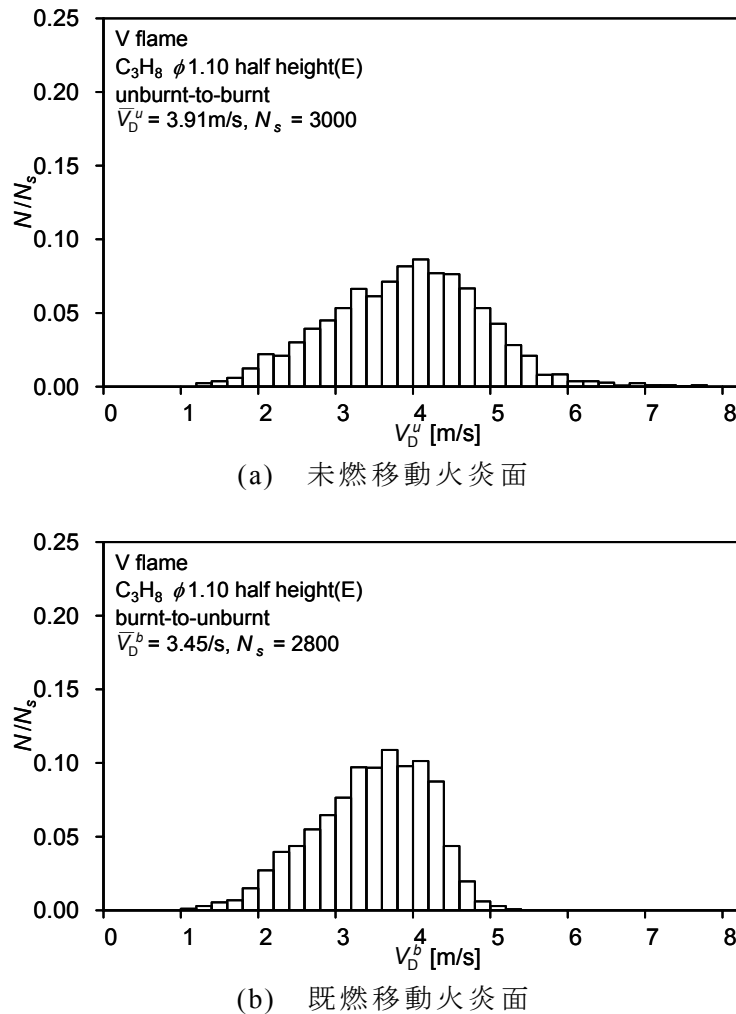


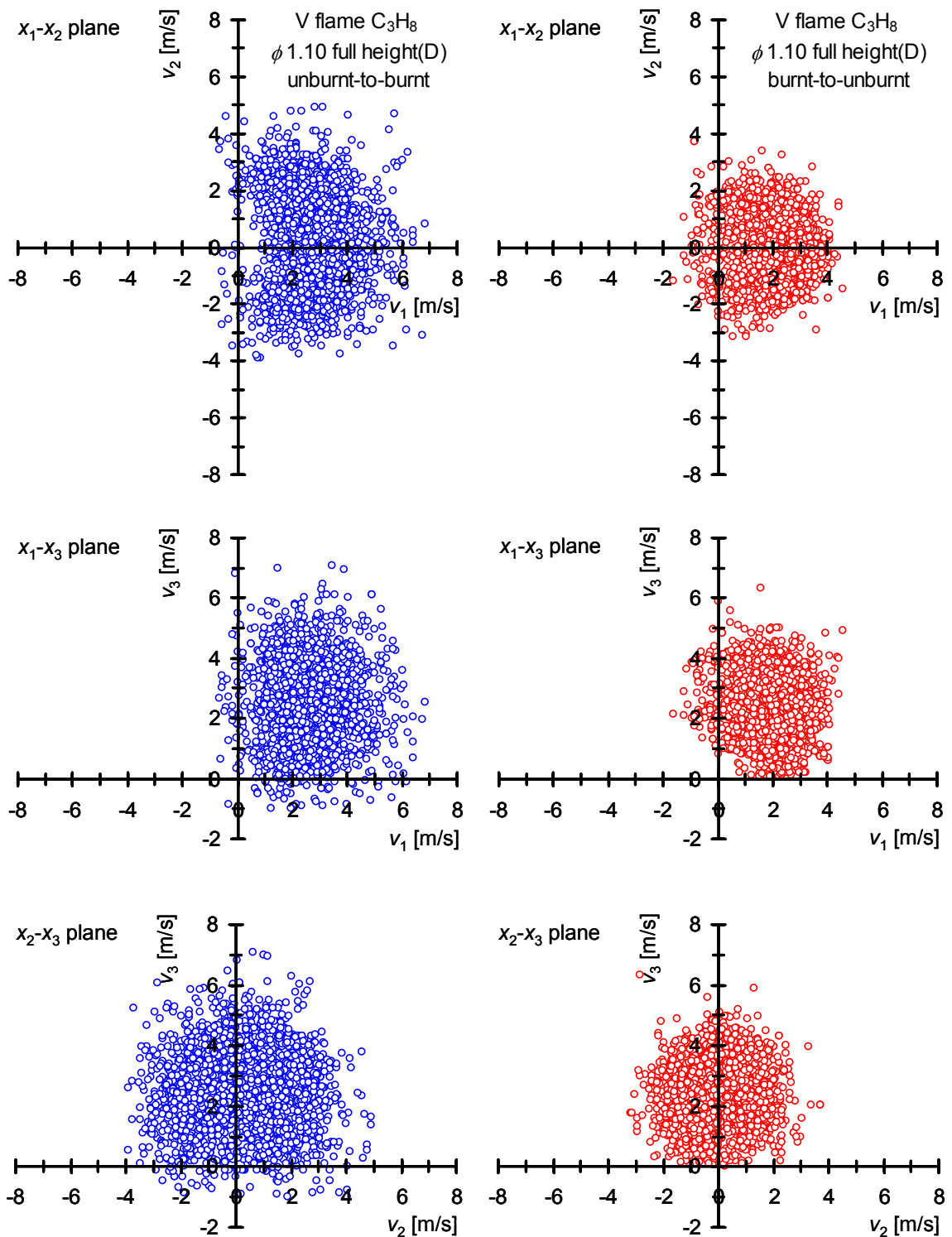
図 5.3.3 火炎面移動速度  $V_D$  の確率分布 (V flame, 計測点 E)

加し, 1.00 付近で極大となり, 分布の範囲と形状も Bunsen 火炎と同様である.

V 型火炎と Bunsen 火炎の相違は, 図 5.3.3 に示す火炎面移動速度  $V_D$  の確率分布にも表れる. 未燃移動火炎面の  $V_D (=V_D^u)$  は最頻値 4.1 m/s に関してほぼ対称に, 既燃移動火炎面の  $V_D (=V_D^b)$  は最頻値 3.7 m/s に関して非対称に分布する. 前者の平均値  $\bar{V}_D^u$  は 3.91 m/s, 後者の平均値  $\bar{V}_D^b$  は 3.45 m/s である. Bunsen 火炎の計測点 C では  $\bar{V}_D^u < \bar{V}_D^b$  であった. 一方, V 型火炎では  $\bar{V}_D^u > \bar{V}_D^b$  であり, Bunsen 火炎とは逆の傾向を示す.

### 5.3.2 下流領域における火炎面挙動

本項では, 計測点 D の火炎面挙動を調べる. 計測点 D の  $\nu$  を図 3.3.1 と同じ形式で図 5.3.4 に示す.  $\nu^u$  および  $\nu^b$  は接線方向に関しては対称に, 半径方向に



(a) 未燃移動火炎面

(b) 既燃移動火炎面

図 5.3.4 火炎面速度ベクトル  $\mathbf{v}$  (V flame, 計測点 D)



関してはバーナ外側に大半が分布する．計測点 E と比較して，両者ともよりバーナ外側に偏向して分布している．また，計測点 E で見られた負の  $v_3^a$  を確認できるが，その数は計測点 E に比べ少ない．負の  $v_3^a$  の検出確率は，計測点 E では全サンプル数の 5% 程度であったのに対し，計測点 D では 2% 程度である．また，負の  $v_3^b$  はないものの， $v_3^b$  が小さな  $v^b$  は多く，計測点 E に比べて水平面より大きく傾いた火炎面が多い．

これらの結果を定量的に表すために， $n_j$  の確率分布を図 5.3.5 に示す． $n_1^a$  は 0.70 付近で極大となり， $v^a$  は計測点 E に比べよりバーナ外側に偏向して分布する． $n_2^a$  は Bunsen 火炎および計測点 E と同様である． $n_3^a$  は -0.10 付近から増加し，0.6 付近で極大となり，1.00 付近まで減少する．計測点 D でも負の  $v_3^a$  が存在し，

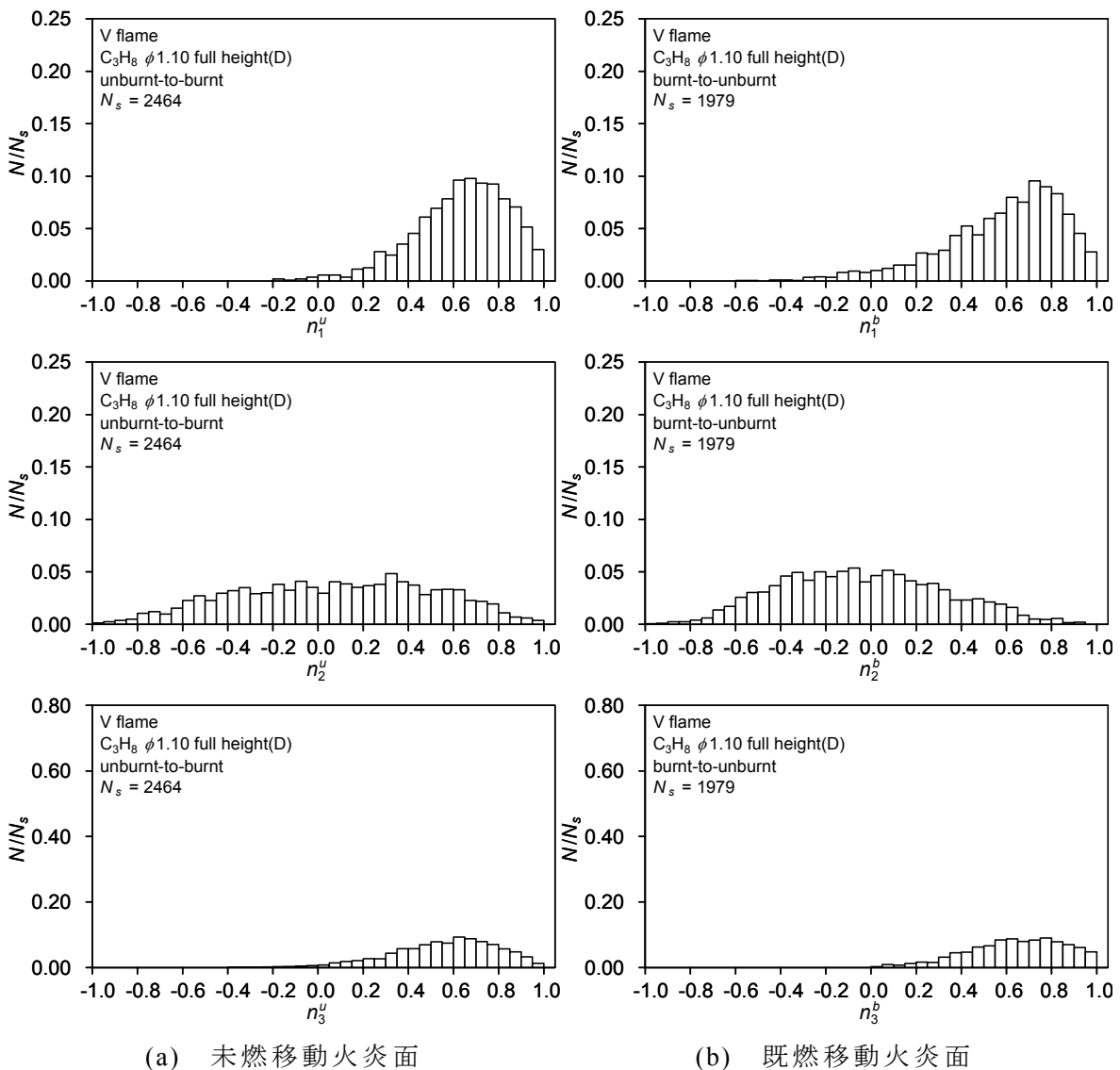
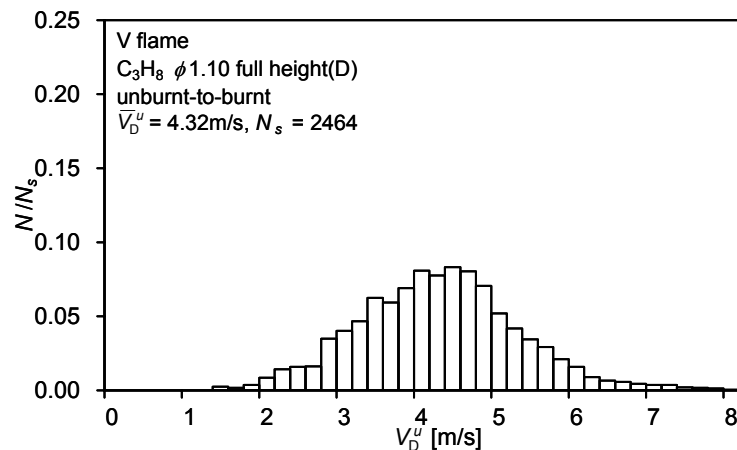


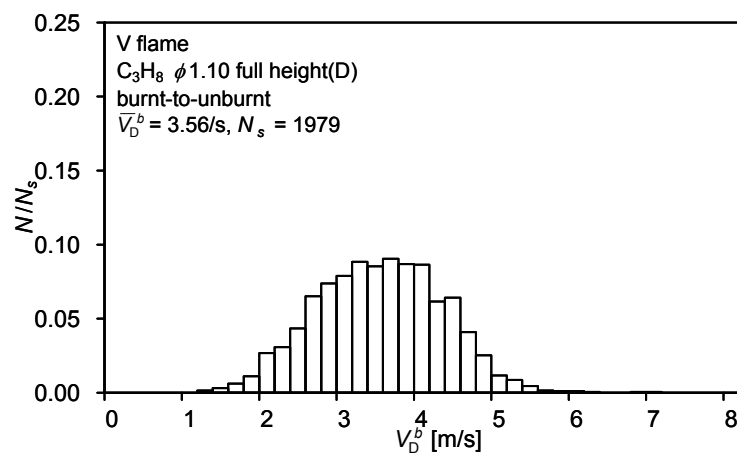
図 5.3.5 方向余弦  $n_j$  の確率分布 (V flame:  $\phi=1.10$ , 計測点 D)

分布の範囲と形状は Bunsen 火炎とは大きく異なり，計測点 E と同様である．一方， $n_1^b$  は -0.30 付近から緩やかに増加し，0.70 付近で極大となり，1.00 付近まで急激に減少する． $n_1^b$  は計測点 E および Bunsen 火炎とは分布の範囲と形状が大きく異なり，ほとんどの火炎面が半径方向にはバーナ外側に移動していることを示している． $n_2^b$  は  $n_2^u$  と同様である． $n_3^b$  は 0.00 付近から増加し，0.7 付近で極大となり，1.00 付近まで減少する．水平面より大きく傾いた火炎面が多く，計測点 E および Bunsen 火炎とは大きく異なる．

以上，V 型火炎の火炎面挙動は Bunsen 火炎とは大きく異なること，また計測位置によっても異なる傾向を示すことが明らかになった．この計測位置による火炎面挙動の相違は，図 5.3.6 に示す  $V_D$  の確率分布にも表れる． $V_D^u$  は最頻値 4.5m/s に関してほぼ対称に分布し，計測点 E に比べ全般に大きい．一方， $V_D^b$  は最頻値 3.7m/s に対し低速側は 1.0m/s 付近まで，高速側は 5.8m/s 付近までの範



(a) 未燃移動火炎面



(b) 既燃移動火炎面

図 5.3.6 火炎面移動速度  $V_D$  の確率分布(V flame, 計測点 D)

囲に分布する。Bunsen 火炎および計測点 E とは異なり、 $V_D^b$  の確率分布の非対称性が明瞭ではない。また、計測点 E と同様に  $\bar{V}_D^u (=4.32\text{m/s}) > \bar{V}_D^b (=3.56\text{m/s})$  であるが、 $V_D^u$  は計測点 E に比べ大きいのに対し、 $V_D^b$  はほぼ同程度である。

## 5.4 火炎面挙動に及ぼす流れと火炎の形態の影響

本節では、流れと火炎の形態が火炎面挙動に及ぼす影響を考察する。前節では、V型火炎とBunsen火炎の火炎面挙動は大きく異なることを明らかにした。V型火炎とBunsen火炎における火炎面挙動の最も顕著な相違は、V型火炎の未燃移動火炎面で軸方向成分が負の $v''$ が存在すること、すなわち主流と逆方向に移動する火炎面が存在することである。また、その他の相違をまとめると、 $v''$ はBunsen火炎ではバーナ中心軸側に偏向するのに対して、V型火炎ではバーナ外側に大きく偏向し、 $v^b$ は両者ともにバーナ外側に偏向して分布する。また、Bunsen火炎のバーナ中心軸から離れた位置では $\bar{V}_D^u < \bar{V}_D^b$ 、V型火炎では $\bar{V}_D^u > \bar{V}_D^b$ である。

流れと火炎面の形態に起因する火炎面挙動の相違に関しても、第3,4章で述べた局所熱膨張と局所燃焼速度 $S$ が大きな影響を及ぼすと考えられる。Bunsen火炎、V型火炎ともに、熱膨張は乱流火炎帯のほぼ全域で平均的なガスの流れを軸方向に加速する。しかし、局所ガス流速ベクトル $v_g$ に及ぼす局所熱膨張の影響は、特に火炎基部の近傍において、両火炎で大きく異なる。Bunsen火炎では、火炎基部近傍における局所熱膨張は $v_g$ をバーナ内側、外側のどちらの方向にも変動させる。一方、V型火炎では、付着点近傍の局所熱膨張は $v_g$ を主にバーナ外側方向に変動させ、平均的なガスの流れはバーナ外側に大きく広がる。そのため、火炎面はバーナ外側に押し出され、図5.2.1に示したような逆円錐形のV型火炎が形成される。

V型火炎では未燃焼混合気が火炎面の下方に存在する場合、局所燃焼速度ベクトル $s$ は下向きになり、 $v_g$ と $s$ は対向する。また、火炎面の上方で起こる局所熱膨張により $v_g$ が大きくバーナ外側に変動するために、 $v_g$ の火炎面に垂直な方向成分が未燃焼混合気側の局所燃焼速度 $S_u$ に比べ小さくなる場合があり、 $v_g^u$ が負となると考えられる。一方、燃焼ガスが火炎面の下方に存在する場合、 $s$ は上向きになり、局所熱膨張は火炎面の下方で起きる。したがって、 $v_g$ の火炎面に垂直な方向成分と $s$ は両者ともに上向きとなり、 $v_g^u$ が負になることはない。

以上、軸方向成分が負の $v''$ の存在は全く予想していなかった結果であったが、

第 3, 4 章において火炎面挙動に及ぼす局所熱膨張と局所燃焼速度  $S$  の影響を明確にしたことにより, V 型火炎では軸方向成分が負の  $v''$  が存在する理由を明確にできたと考える.

また, V 型火炎における平均的なガスの流れは, Bunsen 火炎に比べてバーナ外側に大きく拡がっている. そのため, バーナ外側へ移動する火炎面が多くなる. V 型火炎では主に燃焼ガスは乱流火炎帯の内側に, 未燃焼混合気は外側に存在するため, 平均的な  $s$  はバーナ外側に向かう. その結果, 図 5.3.1 および図 5.3.4 に見られたように, ほぼすべての  $v''$  がバーナ外側に向かう. 局所熱膨張は  $v_{gj}$  を主にバーナ外側に増加させるため,  $v^b$  も  $v''$  と同様にバーナ外側に偏向する. Bunsen 火炎では, 局所熱膨張により  $v_g$  はバーナ外側にも内側にも変動するため, 火炎面挙動は火炎面の移動方向にかかわらず, バーナ外側にも内側にも変動する.

図 5.4.1 に示すように, Bunsen 火炎, V 型火炎ともに, 平均的なガスの流れはバーナ内側から火炎面を通過しバーナ外側に向かう. Bunsen 火炎では, 未燃移動火炎面は平均的なガスの流れに対向し, 既燃移動火炎面は平均的なガスの流れに追従する. 一方, V 型火炎では, 未燃移動火炎面は平均的なガスの流れに追従し, 既燃移動火炎面は平均的なガスの流れに対向する. その結果, 図 5.4.2

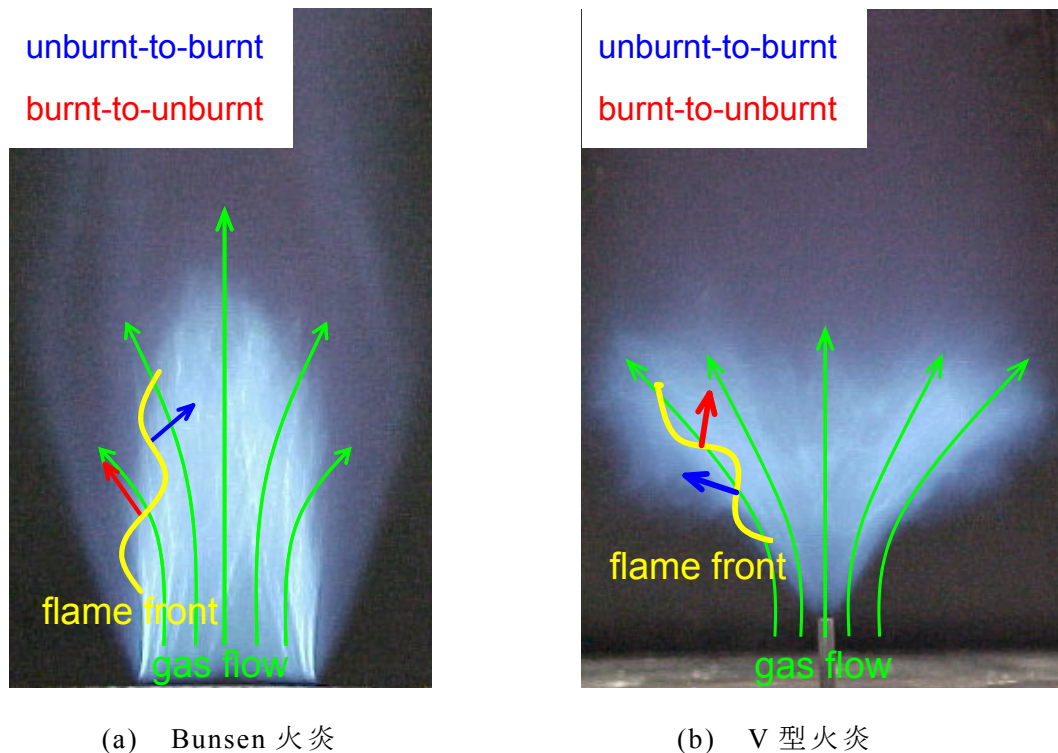
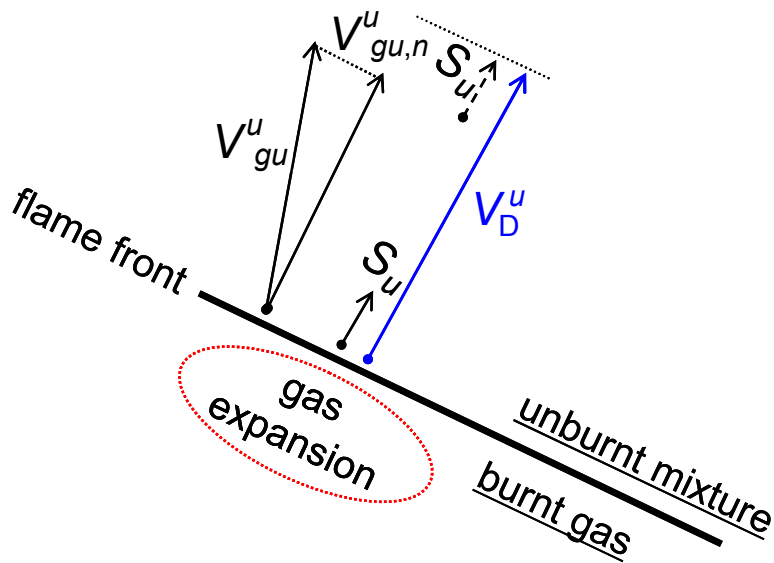
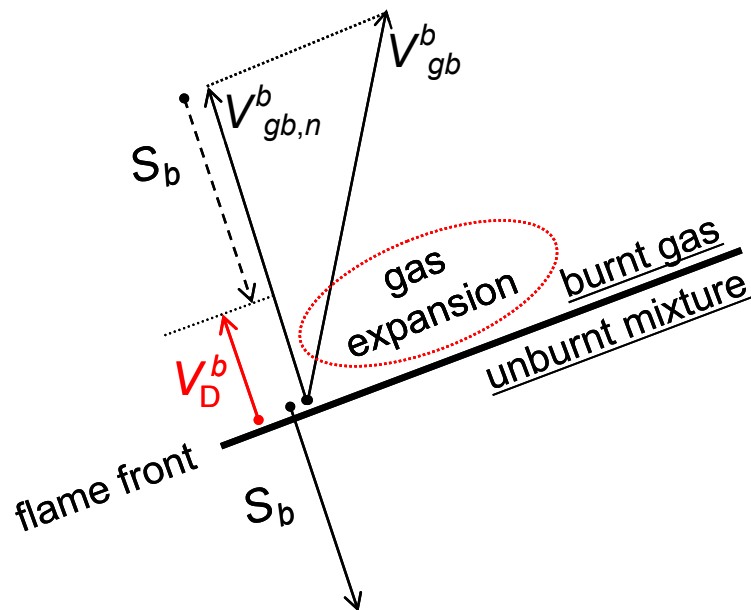


図 5.4.1 Bunsen 火炎と V 型火炎における平均的な流れと火炎面挙動の関係

に示すように，V型火炎の火炎面挙動と火炎面前面における $\mathbf{v}_g (= \mathbf{v}_{gu}, \mathbf{v}_{gb})$ の絶対値(局所ガス流速) $V_g (= V_{gu}^u, V_{gb}^b)$ ，局所燃焼速度 $S (= S_u, S_b)$ および局所熱膨張の関係は，図3.5.3に示したBunsen火炎の関係とは正反対になる．ここで第3章と同様に下付添字 $u, b$ により未燃焼混合気側，燃焼ガス側の値を上付添字 $u, b$ により未燃移動火炎面，既燃移動火炎面での値を区別する．また， $V_{gu,n}^u, V_{gb,n}^b$ は未燃移動火炎面，既燃移動火炎面の前面における $\mathbf{v}_{gu}, \mathbf{v}_{gb}$ の火炎面に垂直な方向成分を示す．Bunsen火炎では， $S_b$ および局所熱膨張による $V_D^b$ の減速効果に比



(a) 未燃移動火炎面



(b) 既燃移動火炎面

図 5.4.2 V型火炎の火炎面挙動と局所燃焼速度および局所熱膨張の関係

べ、 $V_{gu,n}^u < V_{gb,n}^b$  であることの影響が大きく、 $V_D^u < V_D^b$  であった(図 3.5.3). 一方、V型火炎では、 $S_b$  および局所熱膨張による  $V_D^b$  の減速効果に加え、 $V_{gu,n}^u > V_{gb,n}^b$  であるために  $V_D^u > V_D^b$  となる。

最後に、 $V_D$  に及ぼす火炎と流れの形態の影響を考察する。図 5.3.6(b) に示したように、計測点 D における  $V_D^b$  の確率分布ではその非対称性を確認できない。これは、図 5.3.4 および図 5.3.5 に示したように、計測点 D における V 型火炎の火炎面挙動が、Bunsen 火炎および V 型火炎の計測点 E とは大きく異なるためであると考えられる。Bunsen 火炎および V 型火炎の計測点 E では、平均的な  $\nu^b$  はバーナ外側に偏向するが、バーナ内側に向かう火炎面も多い。一方、V 型火炎の計測点 D では、ほぼすべての  $\nu^b$  がバーナ外側に向かう。また、図 5.3.5 の  $n_3^b$  の確率分布に見られるように、計測点 D では、Bunsen 火炎および計測点 E に比べ水平面より大きく傾いた火炎面が存在する確率が高い。

そこで、火炎面挙動の相違と  $V_D$  の関係を明確にするために  $n_j$  と  $V_D$  の相関を調べた。その結果を図 5.4.3 および図 5.4.4 に示す。図 5.4.3 には計測点 E における相関を、図 5.4.4 には計測点 D における相関を示す。なお、 $n_2$  と  $V_D$  の相関は計測点 D, E とも Bunsen 火炎と同様であることを確認している。

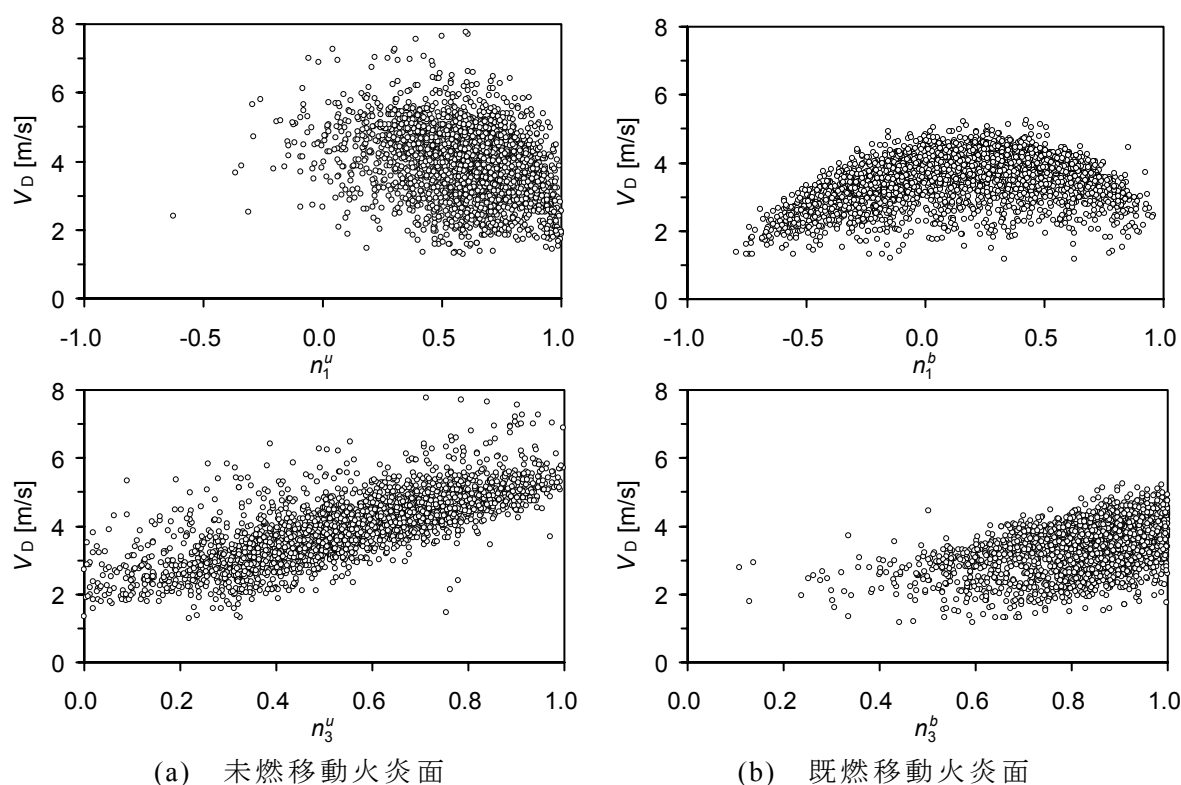


図 5.4.3 火炎面移動速度  $V_D$  と方向余弦  $n_j$  の相関(V flame, 計測点 E)

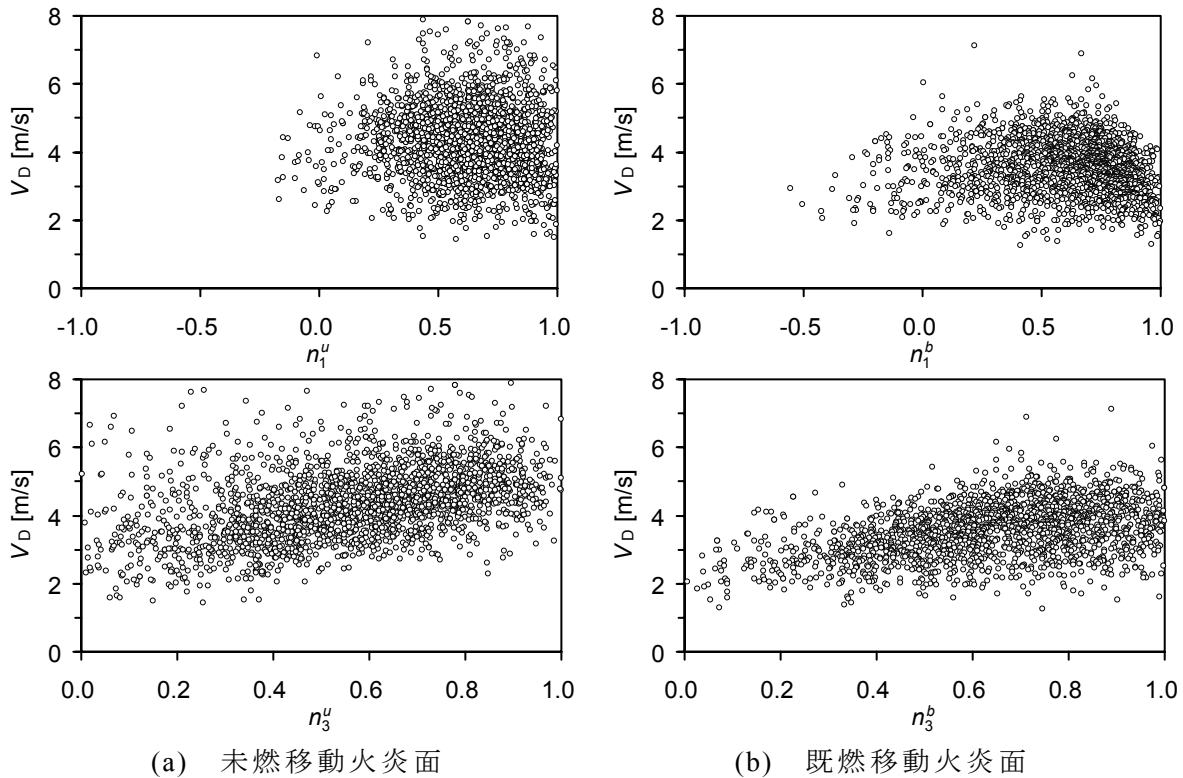


図 5.4.4 火炎面移動速度  $V_D$  と方向余弦  $n_j$  の相関(V flame, 計測点 D)

計測点 E では，未燃移動火炎面が Bunsen 火炎に比べよりバーナ外側に偏向するため， $V_D^u$  と  $n_1^u$  の相関が Bunsen 火炎とは異なる．しかし，それ以外の傾向は Bunsen 火炎と同様である．すなわち， $V_D^u$ ,  $V_D^b$  は  $n_3^u$ ,  $n_3^b$  の増加とともに増加し， $n_3^u = n_3^b = 1$  付近で極大となる．一方，計測点 D における相関は，Bunsen 火炎および計測点 E とは傾向が若干異なる．すなわち，計測点 D の  $V_D$  は  $n_3$  の増加に対して大きく変化せず， $dV_D/dn_3$  は他の条件に比べ非常に小さい．

以上，V 型火炎と Bunsen 火炎における火炎面挙動を比較し，流れと火炎の形態が火炎面挙動に及ぼす影響を，火炎面挙動に及ぼす局所熱膨張と  $S$  の影響の違いから考察した．その結果，流れと火炎の形態が火炎面挙動に及ぼす影響に関しても，局所熱膨張および局所燃焼速度が非常に重要な役割を果たすことが明らかになった．

## 5.5 おわりに

本章では，第 3, 4 章で使用した Bunsen バーナ上に形成される乱流予混合 V 型火炎の火炎面挙動を計測し，流れと火炎の形態が火炎面挙動に及ぼす影響を調べた．その結果，乱流予混合 V 型火炎の火炎面挙動は，Bunsen 火炎とは大きく異なることを明らかにした．また，V 型火炎と Bunsen 火炎における火炎面挙動の相違の理由を考察した．本章で得た結論を以下に示す．

- (1) V 型火炎の火炎面挙動は，Bunsen 火炎とは大きく異なる．
- (2) V 型火炎では，未燃焼混合気側に移動する火炎面の速度ベクトルの軸方向成分が負になる場合がある．
- (3) V 型火炎では，付着点近傍の局所熱膨張は主にバーナ外側に向かって起こる．これが，未燃焼混合気側に移動する火炎面の速度ベクトルの軸方向成分が負となる主因である．
- (4) 流れと火炎の形態の違いによる火炎面挙動の相違に関しても，局所熱膨張と局所燃焼速度が重要な役割を果たす．

## 第 5 章 参考文献

- [1] 小林清志，荒木信幸，牧野敦，*燃焼工学燃焼工学 ー基礎と応用ー*，理工学社 (1988), pp.184
- [2] Ishizuka S., "On the Behavior of Premixed Flames in a Rotating Flow Field: Establishment Tubular Flames", *Twentieth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1984), pp.287-294
- [3] Chan C. K., Lau K. S., Chin W. K. and Cheng R. K., "Freely Propagating Open Premixed Turbulent Flames Stabilized by Swirl", *Twenty-fourth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (1992), pp.511-518
- [4] 朴南燮，小林敏雄，谷口伸行，"ダイナミックサブグリッドモデルを用いた G 方程式による保炎器回りの乱流予混合燃焼流れの LES"，*日本機械学会論文集 B 編*，Vol.67: No.659 (2001), pp.1609-1616
- [5] Zimmer L. and Tachibana S., "Laser Induced Plasma Spectroscopy for local equivalence ratio measurements in an oscillating combustion environment", *Proceedings of The Combustion Institute*, Vol.31 (2006), pp.737-745



- [6] Lewis B. and von Elbe G., *Combustion Flames and Explosions of Gases, 2nd Edition*, Academic Press (1961), pp.272
- [7] Cheng R. K. and Ng T. T., “Velocity Statistics in Premixed Turbulent Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.52 (1983), pp.185-202
- [8] Cheng R. K. and Ng T. T., “On Defining the Turbulent Burning Velocity in Premixed V-Shaped Turbulent Flames”, *Combustion and Flame*, Vol.57 (1984), pp.155-167
- [9] Morrison R. B. and Dunlap R. A., “Measurement of Flame Speed with V-Flame”, *External Memorandum No.21*, Aeronautical Research Center, University of Michigan (1948)
- [10] Rhee C. W., Talbot L. and Sethian J. A., “Dynamical Behavior of a Premixed Turbulent Open V-flame”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.300 (1995), pp.87-115
- [11] Sattler S. S., Knaus D. A. and Gouldin F. C., “Determination of Three-Dimensional Flamelet Orientation Distributions in Turbulent V-flames from Two-dimensional Image Data”, *Proceedings of Combustion Institute*, Vol.29 (2002), pp.1785–1795
- [12] Chan C. K., Wang H. Y. and Tang H. Y., “Effect of Intense Turbulence on Turbulent Premixed V-flame”, *International Journal of Engineering Science*, Vol.41 (2003), pp.903-916
- [13] Lam J .S. L., Chan C. K., Talbot L. and Shepherd I. G., “On the High-resolution Modeling of a Turbulent Premixed Open V-flame”, *Combustion Theory and Modeling*, Vol.7 (2003), pp.1-28

## 第 6 章

### 結論

乱流予混合火炎の構造や乱流燃焼速度は未燃焼混合気の乱流特性の影響を強く受け、乱れと火炎の相互作用によって決まる。乱れと火炎の相互作用の理解には火炎面の動き、すなわち火炎面挙動の把握が必要不可欠あるが、火炎面挙動を計測するための決定的手法はこれまで確立されていなかった。一方、乱流燃焼の計測に要求される時間分解能および空間分解能の高さや、乱流特性に対する実験条件の設定自由度の低さ等により、数値計算による乱流燃焼の研究が非常に重要な役割を果たすようになってきた。しかし、現段階では乱流燃焼に関する三次元直接数値計算結果等と比較し得る実験結果は極めて限られており、その妥当性の検討は困難な状況にある。したがって、乱れと火炎の相互作用を明らかにし乱流予混合火炎における燃焼促進メカニズムを解明するため、また数値計算結果と実験的事実を照合・検討し数値計算技術をさらに進展させるためにも、火炎面挙動の三次元計測手法の確立が急務であるといえる。

そこで本研究では、乱流予混合火炎の火炎面挙動を三次元計測する手法を確立し、火炎面の三次元挙動を明らかにすることを目的とした。まず、四つの受感部を有する静電探針による火炎面挙動の三次元計測手法を確立した。次に、乱流燃焼ダイアグラムにおいて基礎的な火炎構造として火炎片領域に分類される乱流予混合火炎を対象に、確立した手法を用いて火炎面の三次元挙動を計測した。以下に、本研究で得た結論をまとめる。

第 2 章では、四つの受感部を有する静電探針を製作し、製作した静電探針を使用して乱流予混合火炎の火炎面挙動の三次元計測手法を開発した。静電探針

により計測されるイオン電流波形は、使用する静電探針の構造や局所的な火炎面の形状などの様々な因子に依存して変化する。したがって、乱流予混合火炎より得られるイオン電流波形を解析し、火炎面挙動を三次元計測する際に考慮すべき因子を明確にする必要があった。そこで、静電探針法に関する過去の文献を調査し、静電探針法の適正使用条件および基本的特性を明確にし、それらに基づき四つの受感部を有する静電探針を製作した。また、静電探針法は接触法であるために、静電探針を火炎に挿入することによる擾乱の影響が問題となる。そこで、製作した静電探針による擾乱の影響を調べ、形状の最適化を行った。また、形状の最適化を行った静電探針により得られる乱流予混合火炎のイオン電流波形の解析手法を検討し、火炎面移動速度の計測誤差を考察した。その結果、以下の結論を得た。

- (1) 静電探針の突き出し量を 15mm 以上とした場合に平均流速に及ぼす擾乱の影響は無視できる。
- (2) A/D 変換の時間分解能を 1MHz とした場合、各受感部の座標と火炎面が受感部を通過する時刻の計測誤差による火炎面移動速度の計測誤差は 2% 以下である。
- (3) 四つ受感部で形成される空間を通過する火炎面を局所的に平面と仮定することによる火炎面移動速度の計測誤差は、曲率半径が 4mm の火炎面に対して 10% 程度である。

第3章では、第2章で開発した四つの受感部を有する静電探針による火炎面挙動の三次元計測手法を確立し、量論比付近におけるプロパン・空気乱流予混合ブンゼン火炎の火炎面の三次元挙動を調べた。まず、バーナ中心軸上における火炎面の三次元挙動を調べ、本計測結果の妥当性を検証した。次に、火炎片領域を多重火炎と皺状層流火炎の二領域に区分した場合に、両領域とその境界に分類される乱流予混合火炎における火炎面の三次元挙動を計測した。その結果、以下の結論を得た。

- (4) 四つの受感部を有する静電探針により、乱流予混合火炎の火炎面挙動を三次元計測できる。
- (5) 未燃焼混合気側に移動する場合と燃焼ガス側に移動する場合で、火炎面挙動は異なる。
- (6) 火炎構造が多重火炎と皺状層流火炎に分類される場合でも、本実験条件では火炎面挙動に有意差はない。
- (7) 平均流速や乱れ強さに基づき火炎面移動速度を議論する際には、熱膨張による流れの変化を考慮する必要がある。

- (8) 局所燃焼速度と局所熱膨張は、未燃焼混合気側に移動する火炎面の移動速度を加速し、燃焼ガス側に移動する火炎面の移動速度を減速する。

第4章では、乱流燃焼特性に影響を及ぼす混合気固有の性質である層流燃焼速度と火炎面前後における密度変化が火炎面挙動に及ぼす影響を明らかにすることを目的に、層流燃焼速度が等しい希薄、過濃なプロパン・空気およびメタン・空気乱流予混合火炎の火炎面の三次元挙動を調べた。また、乱流予混合火炎の火炎面挙動に及ぼす選択拡散の影響を考察した。その結果、以下の結論を得た。

- (9) 希薄、過濃メタン火炎および希薄プロパン火炎の火炎面挙動に有意差はない。
- (10) 他の条件とは異なり、過濃プロパン火炎の火炎面は移動方向にかかわらず半径方向にはバーナ外側に偏向して移動する。
- (11) 希薄プロパン火炎に比べ、過濃プロパン火炎の火炎面移動速度は大きい。
- (12) 過濃プロパン火炎では、乱れが火炎面の凹凸を誘起し、火炎面の凹凸が選択拡散を助長し、選択拡散による局所燃焼速度の増加が火炎面の湾曲をさらに助長するという非線形な正のフィードバック効果が表れる。

第5章では、流れと火炎の形態が火炎面挙動に及ぼす影響を明らかにすることを目的に、ブンゼン火炎と同様の非燃焼時の流れに対し、ブンゼン火炎とは異なる火炎形態をとる乱流予混合V型火炎の火炎面挙動を調べた。その結果、以下の結論を得た。

- (13) V型火炎とブンゼン火炎の火炎面挙動は大きく異なる。
- (14) V型火炎では、未燃焼混合気側に移動する火炎面の速度ベクトルの軸方向成分が負になる場合がある。
- (15) V型火炎では、付着点近傍の局所熱膨張は主にバーナ外側に向かって起こる。これが、未燃焼混合気側に移動する火炎面の速度ベクトルの軸方向成分が負となる主因である。
- (16) 流れと火炎の形態の違いによる火炎面挙動の相違に関しても、局所熱膨張と局所燃焼速度が重要な役割を果たす。

以上、本研究では乱流予混合火炎の火炎面挙動の三次元計測を実現し、火炎面の移動速度を定量的に評価した。その結果、従来の計測手法では評価し得なかった乱流予混合火炎において選択拡散の影響が現れるメカニズムを明確にできた。また、V型火炎における軸方向速度成分が負である火炎面の存在を発見

するとともに，負の軸方向速度成分の発生メカニズムを明確にした．

## 付録

### 水平な火炎面の検出可否

静電探針を鉛直に乱流火炎帯に挿入した場合、水平な火炎面が受感部を通過する際に得られるイオン電流波形の  $j_m$  検出の可否が問題となる。そこで、鉛直に挿入した静電探針より得られるイオン電流波形を解析し、火炎面速度ベクトル  $\boldsymbol{v}$  を算出し、水平な火炎面が受感部を通過する際のイオン電流波形の極大値  $j_m$  の検出可否を検証する。なお、使用した実験装置および座標系の定義は第 3 章と同様である。

第 3 章で対象とした乱流予混合 Bunsen 火炎のバーナ中心軸上の計測点 A において、四つの受感部を有する静電探針より得られるイオン電流波形の一例を図 A.1 に示す。また、図中に示す番号①から⑥はイオン電流波形の極大値、すなわち火炎面の通過を示している。各番号の火炎面の通過に対して  $\boldsymbol{v}$  を算出した結果を図 2 に示す。なお、奇数番号は未燃焼混合気側に移動する火炎面(未燃移動火炎面)を、偶数番号は燃焼ガス側に移動する火炎面(既燃移動火炎面)を示している。図は計測点を原点  $o$  とするデカルト座標系( $o-x_j$ )において、 $\boldsymbol{v}$  の  $x_1-x_2$ ,  $x_1-x_3$ ,  $x_2-x_3$  平面上への投影を示している。

$\boldsymbol{v}$  は火炎面に垂直なベクトルとして定義されるため、③および⑥はほぼ水平な火炎面が探針受感部を通過したことを示している。また、③、⑥以外では火炎面は水平面より大きく傾いて移動している。これらの火炎面が通過した際に得られるイオン電流波形を比較すると、受感部 0 および 1 の③における極大値付近でイオン電流波形の勾配が緩やかであることを除いては顕著な差は見られない。

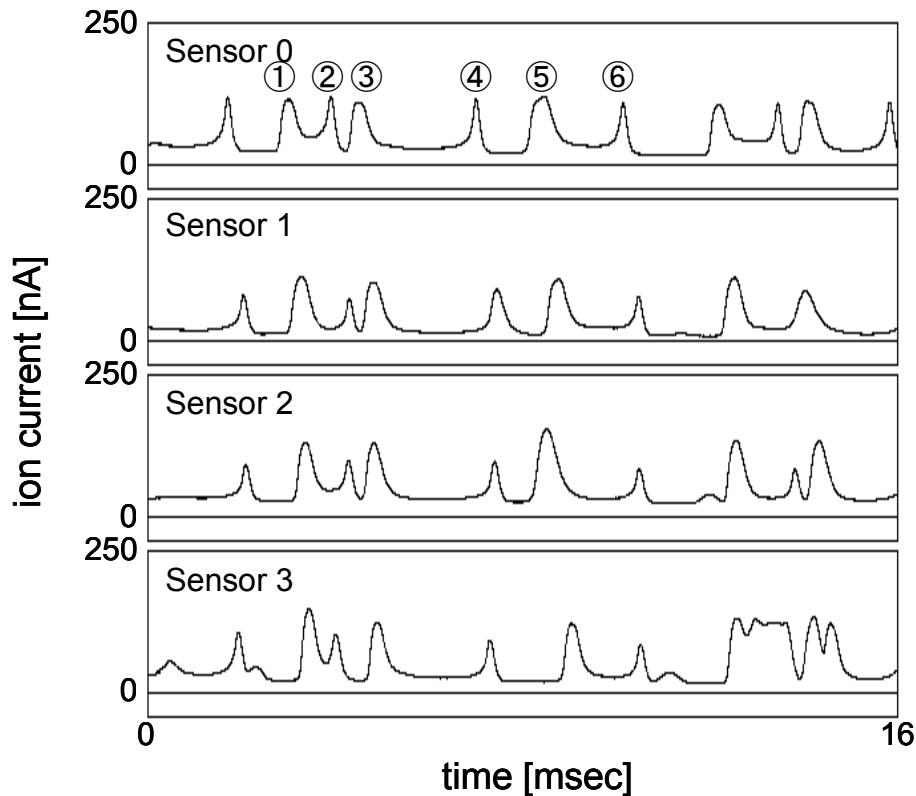


図 A.1 鉛直に挿入した静電探針により記録されるイオン電流波形

次に、三つの受感部を有する静電探針を水平に乱流火炎帯に挿入した場合に得られるイオン電流波形、および三つの受感部が形成する平面上への $\nu$ の投影ベクトルを文献[1]より引用し図 A.3 に示す。なお、三つの受感部を有する静電探針を乱流火炎帯に水平に挿入することによるガス流速への影響は、四つの受感部を有する静電探針を使用した場合に比べ小さく無視できる。対象とした乱流予混合火炎および計測位置は先の条件とほぼ同様である。ただし、レーザドップラー流速計を用いてガス流速を同時計測しているために、混合気中にはシーディング粒子が混入されている。

図 A.3 のイオン電流波形と図 A.1 のイオン電流波形を比較すると、図 A.3 ではほぼ水平な火炎面が上方に移動していると考えられる場合でも、図 1 の③に見られた極大値付近の勾配が緩やかなイオン電流波形は見られず、静電探針の挿入方向の違いによる影響が確認される。なお、図 A.3 では粒子を混入したことにより燃焼ガス中のイオン電流値が異常に増加している。

そこで、図 A.1 の③における極大値付近のイオン電流波形を詳細に調べた結果、三つの近接する離散イオン電流値間の勾配が零であることが確認された。すなわち、静電探針を鉛直に乱流火炎帯に挿入した場合には、水平な火炎面が

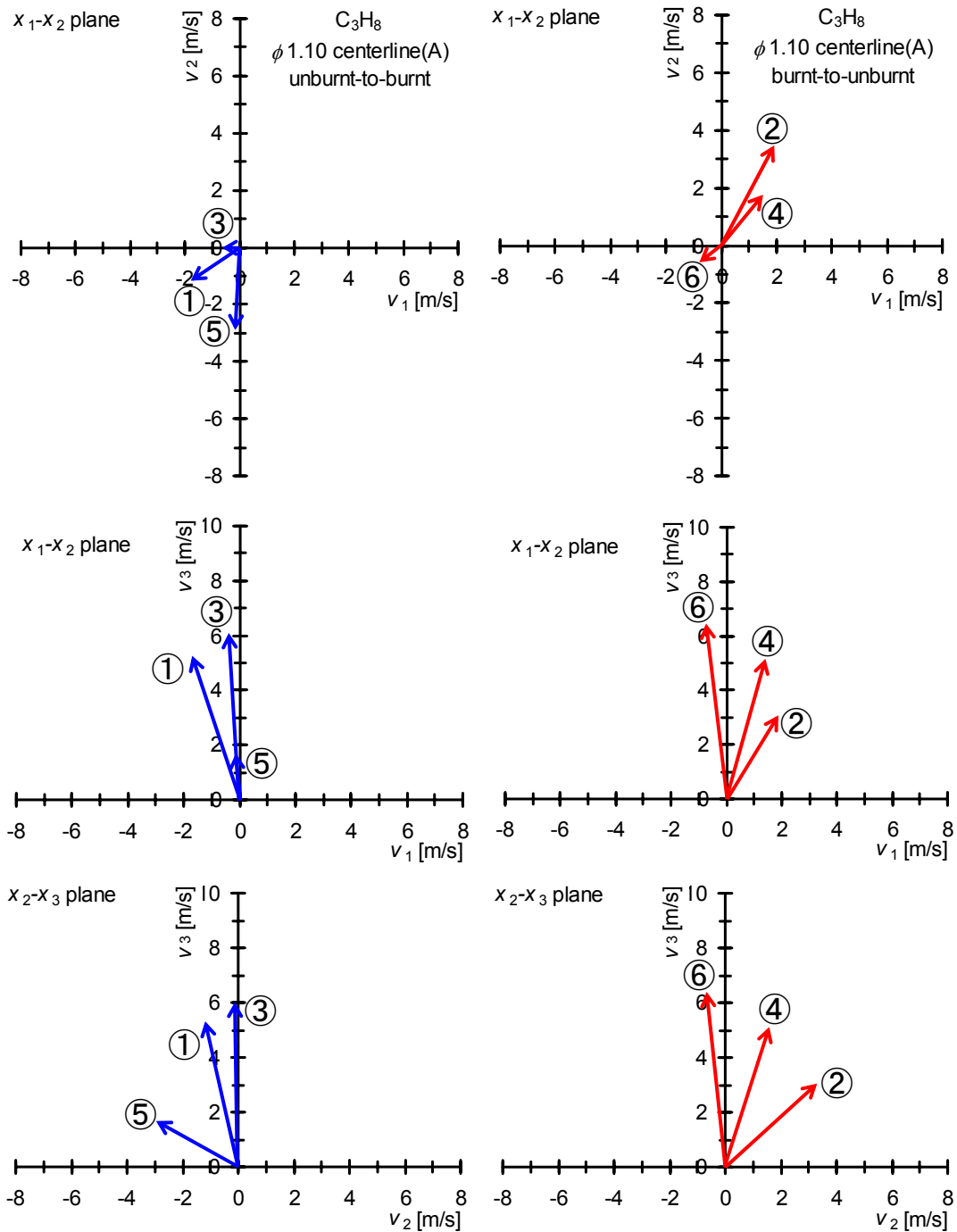


図 A.2 イオン電流波形と火炎面速度ベクトル  $\mathbf{v}$  の関係

受感部を通過する際の通過時刻の計測精度が低下することが明らかになった。しかし、その際の火炎面移動速度  $V_D$  の計測誤差を図 2.3.7 に示した計測誤差を解析した方法を用いて調べた結果、およそ  $V_D = 10\text{m/s}$  に対して 5%程度と小さいことが確認された。

以上、静電探針を鉛直に乱流火炎帯に挿入した場合には、水平な火炎面が受



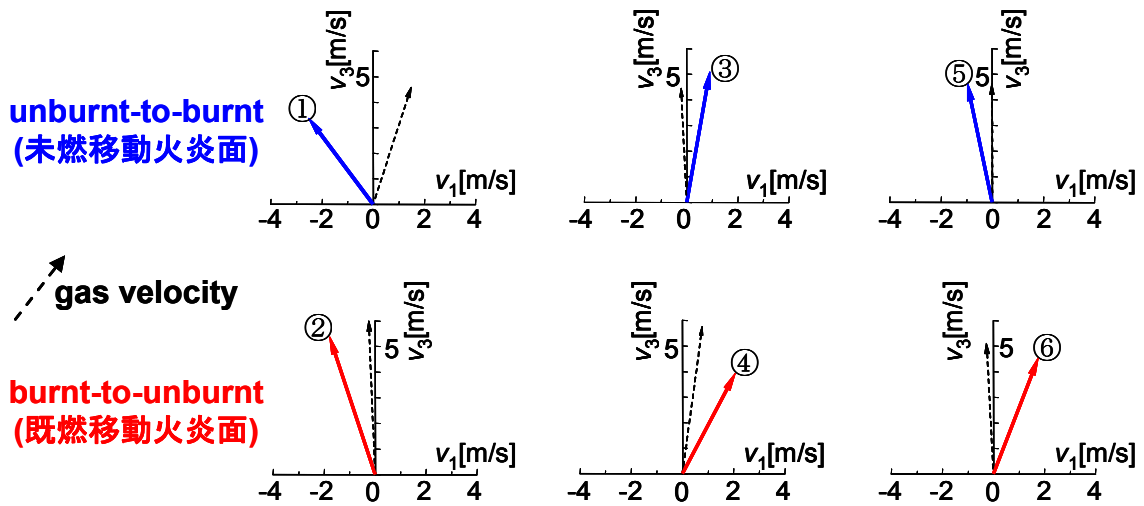
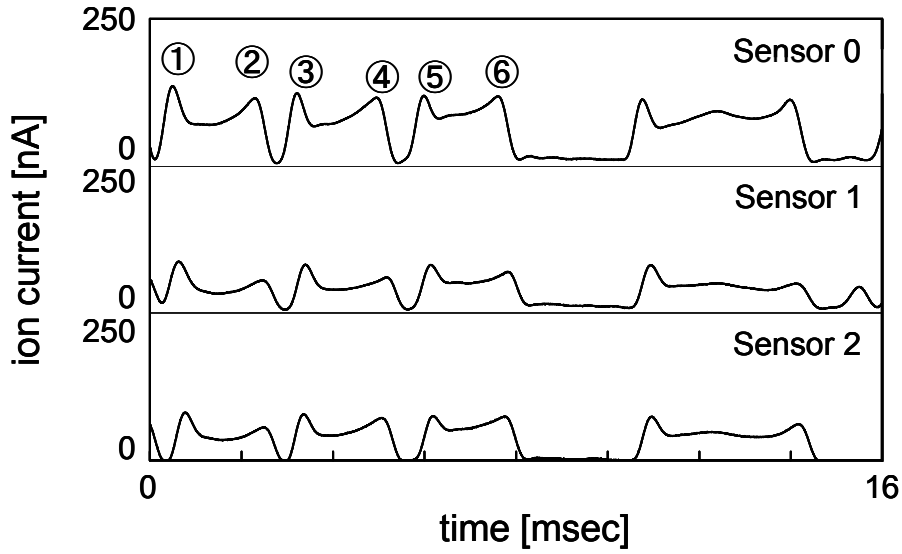


図 A.3 水平に挿入した静電探針により記録されるイオン電流波形

感部を通過する際に得られるイオン電流波形の  $j_m$  を検出可能であり，また静電探針の挿入方向が計測結果に及ぼす影響は小さいと考えられる。

### 参考文献

[1] 古川純一，橋本英樹，“乱流予混合火炎の火炎面の挙動”，日本機械学会論文集 B 編，Vol.72: No.715 (2006), pp.804-809

# 謝辞

常に懇切丁寧なご指導とご助言を賜るとともに、本論文をご高閲いただきました神戸大学大学院工学研究科教授 富山明男先生に謹んで感謝の意を表します。

本研究に着手する機会をいただくとともに、研究の全般にわたり有益なご助言、ご教示を賜りました東京都立産業技術高等専門学校ものづくり工学科教授古川純一先生、カリフォルニア大学サンディエゴ校機械・航空工学科教授 Forman A. Williams 先生に心から感謝の意を表します。

本論文をご審査いただいた神戸大学大学院工学研究科教授 平澤茂樹先生、同教授 藤田一郎先生、同助教授 細川茂雄先生に深く感謝の意を表します。

私の研究生活の当初から多くのご助言と激励の言葉を賜った神戸大学大学院工学研究科助教 宋明良先生に謹んで感謝の意を表します。

本研究を進め得たのは、度重なる実験にも快くご協力いただいた東京都立産業技術高等専門学校 岡本京子先生、谷本隆君、そして東京都立工業高等専門学校(現東京都立産業技術高等専門学校)古川研究室の卒業生諸君に負うところが多い。ここに記して、深く感謝の意を表します。

これらの方々だけでなく、学会等を通して有益なご助言をいただいた多くの先生方、また時を同じくして共に学び、苦労を分かち合った先輩、同輩そして後輩の方々、皆様の支えなくして本論文は完成し得なかった。博士論文を書き上げられたことに対して、これまでお世話になった全ての方々に改めて感謝の意を表します。

最後に、これまで私を応援し続けてくれた両親と弟妹、そしていつもそばで支えてくれた妻と娘に、感謝を込めて本書を捧げます。

平成20年7月

橋本英樹

