

回転対向流双子火炎における
超希薄予混合燃焼の研究

2013年 11月

上道 茜

回転対向流双子火炎における
超希薄予混合燃焼の研究

上道 茜

システム情報工学研究科
筑波大学

2013年 11月

論文要旨

既燃ガスの逆流と予混合気が対向する燃焼場における超希薄燃焼の実現可能性を探り、またそのメカニズムを解明するために、一次元的に取り扱うことのできる回転対向流双子火炎モデルを用いて詳細化学反応を考慮した数値計算を行った。超希薄燃焼とは希薄可燃限界よりさらに低い燃料濃度の予混合気を用いた燃焼で、通常は外部からのエネルギーを与えない限り自立した燃焼は不可能である。メタン空気予混合火炎、水素空気予混合火炎の希薄可燃限界はそれぞれ当量比 0.49, 0.10 である。本研究では、予熱なしでメタンおよび水素を燃料にした場合の回転対向流双子火炎について計算を行った結果、輻射なしの計算の場合、メタン火炎で当量比 0.32, 水素火炎では当量比 0.05 の最希薄消炎点を得た。また、再吸収を考慮しない *Optically thin* の輻射モデルを適用した輻射損失ありの計算の場合、本研究で得られた最希薄消炎点はメタン火炎は当量比 0.43, 水素火炎では 0.064 であり、輻射損失を考慮した場合にも超希薄条件での燃焼を確認することができた。この超希薄条件のメタン空気回転対向流双子火炎の火炎構造（輻射なし）をそれぞれ一次元予混合火炎の構造や断熱火炎温度、平衡組成と比較した結果、回転対向流双子火炎の場合、発熱速度が大きく、火炎帯幅が小さいなどの特徴があることがわかった。なかでも既燃ガスの組成が平衡組成と大きく異なり CO_2 が大幅に高いこと、火炎温度が断熱火炎温度より最大で約 50 K 高いこと、火炎帯中の活性なラジカル濃度が高いことの 3 つの特徴は、超希薄燃焼に深い関係があると考え、それらの特徴が現れるメカニズムを調べた。まず、既燃ガス中の顕著な CO_2 の増加は軸方向への拡散性が小さく、流速の小さな逆流領域では滞留するためであり、これは火炎温度の上昇には直接関係がないことがわかった。続いてこの火炎温度の上昇は、火炎帯中に逆流領域が形成されることで、燃料および酸化剤成分の火炎面への対流による輸送の向きと大きさが異なるため、拡散および対流による輸送の和である正味流束に不均衡が生じ（正味流束不均衡）、火炎帯付近での局所当量比が増大することが理由であることを明らかにした。超希薄条件の水素空気回転対向流双子火炎の場合、断熱火炎温度と比較して火炎温度は大幅に高く、本研究では最大で約 600 K もの温度差を確認した。これは、ルイス数が 1 以下の予混合火炎に見られる熱・物質拡散不均衡による温度上昇効果に加え、メタン空気回転対向流双子火炎と同様に、正味流束不均衡によって火炎帯付近での局所当量比が増大したことも理由であると考えられる。これらの局所当量比増大を定量的に調べるため、燃料濃度と火炎温度の関係を用いて、それぞれの反応帯付近での局所当量比を評価した。また、反応帯のラジカル濃度が大幅に増加するのは、この局所当量比の増大などによって引き起こされた火炎温度の上昇によるもので、メタンおよび水素、いずれの場合も与えた予混合気組成よりも高い当量比の一次元予混合火炎の燃焼状態に相当することが明らかになった。本研究の結果から、予混合燃焼を用いる場合のガスタービン燃焼などにおいて既燃ガスの逆流領域を確実に形成することができれば、現在よりもさらに希薄な条件で安定作動できる可能性があることが示唆される。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	はじめに	1
1.2	希薄燃焼の意義と超希薄燃焼	3
1.2.1	予混合火炎の伝播性と可燃範囲	4
1.3	旋回流を用いた燃焼安定化技術と層流火炎へのモデル化	6
1.3.1	回転対向流双子火炎に関する先行研究	8
1.4	本論文の目的および構成	9
1.4.1	本論文の目的	9
1.4.2	本論文の構成	9
第 2 章	数値計算方法	11
2.1	回転対向流双子火炎	11
2.1.1	基礎方程式	12
2.1.2	相似解の導入	14
2.2	一次元予混合火炎	17
2.3	化学反応機構と輸送係数	19
2.3.1	詳細な化学反応機構による計算の意義	19
2.3.2	「CHEMKIN」と輸送係数計算パッケージ	19
2.4	輻射熱損失	20
2.5	化学反応機構	21
2.6	まとめ	21
第 3 章	可燃範囲内における火炎構造と逆流領域の形成	23
3.1	可燃範囲内におけるメタン予混合火炎の構造	23
3.1.1	輻射熱損失を考慮しない場合のメタン空気一次元予混合火炎の構造	23
3.1.2	輻射熱損失を考慮しないメタン空気回転対向流双子火炎構造	24
3.1.3	メタン空気回転対向流双子火炎におけるよどみ点の形成	26
3.1.4	輻射熱損失を考慮したメタン空気回転対向流双子火炎の構造	28
3.2	可燃範囲内における水素予混合火炎の構造	29

3.2.1	水素空気一次元予混合火炎	29
3.2.2	輻射熱損失を考慮しない水素空気回転対向流双子火炎の構造	30
3.2.3	輻射熱損失を考慮した水素空気回転対向流双子火炎の構造	33
3.3	本章のまとめ	34
第4章	火炎応答曲線	35
4.1	はじめに	35
4.2	メタン空気回転対向流双子火炎の火炎応答曲線	37
4.2.1	吹き出し流速に対する火炎応答 (輻射熱損失を考慮しない場合)	37
4.2.2	回転数に対する火炎応答 (輻射熱損失を考慮しない場合)	37
4.2.3	当量比に対する火炎応答 (輻射熱損失を考慮しない場合)	38
4.2.4	当量比に対する火炎応答 (輻射熱損失を考慮する場合)	41
4.3	水素空気回転対向流双子火炎の火炎応答曲線	45
4.3.1	当量比に対する火炎応答 (輻射熱損失を考慮しない場合)	45
4.3.2	当量比に対する火炎応答 (輻射熱損失を考慮する場合)	45
4.4	本章のまとめ	49
第5章	超希薄予混合火炎の構造	51
5.1	火炎面とよどみ点位置の関係と負の燃焼速度	51
5.2	超希薄条件におけるメタン空気回転対向流双子火炎の構造	53
5.2.1	温度および濃度の分布形状の相違についての解析	58
5.2.2	輻射熱損失を考慮したときの火炎構造の変化	58
5.3	超希薄条件における水素空気回転対向流双子火炎の構造	60
5.3.1	輻射熱損失を考慮しないときの火炎構造	60
5.3.2	輻射熱損失を考慮したときの火炎構造の変化	60
5.4	本章のまとめ	64
第6章	超希薄燃焼メカニズム	65
6.1	はじめに	65
6.2	メタン空気回転対向流双子火炎の逆流領域における CO ₂ の増加	66
6.3	メタン空気回転対向流双子火炎の火炎温度上昇	66
6.3.1	熱・物質拡散不均衡 (Thermal-diffusive unbalance)	67
6.3.2	選択拡散 (Preferential diffusion)	69
6.3.3	ルイス数効果の検証結果についての考察	71
6.3.4	正味流束不均衡 (Net flux unbalance) および局所当量比の増大評価	73
6.4	メタン空気回転対向流双子火炎における主要ラジカルの増加	77
6.5	水素空気回転対向流双子火炎の火炎温度増大メカニズム	80

6.5.1	ルイス数効果の有無	80
6.5.2	正味流束不均衡	81
6.5.3	局所当量比の評価	83
6.6	水素空気回転対向流双子火炎の主要ラジカルの増加	85
6.7	本章のまとめ	88
第 7 章	結論	89
付録 A	化学反応機構	93
参考文献		102
謝辞		107
論文リスト		108

目次

1.1	電源別発電電力量構成比 [2].	2
1.2	火力発電における LNG 消費量の推移 [2].	2
1.3	世界のエネルギー消費量と人口の推移 [3].	3
1.4	メタン空気予混合火炎における当量比と燃焼速度の関係 [14].	5
1.5	予熱を用いた超希薄燃焼における火炎温度分布概要.	6
1.6	Swiss roll combustor および超過エンタルピー燃焼における火炎温度分布概要.	6
1.7	旋回流を用いた火炎の概略図および Low NOx burner [23].	7
2.1	回転対向流双子火炎のモデル図.	11
2.2	一次元予混合火炎のモデル図.	18
3.1	メタン空気一次元予混合火炎における当量比に対する最高火炎温度および燃焼速度.	24
3.2	$\phi = 0.50$ におけるメタン空気一次元予混合火炎の火炎構造.	25
3.3	$\phi = 0.50$ におけるメタン空気回転対向流双子火炎の火炎構造.	26
3.4	$\phi = 0.50$ におけるメタン空気回転対向流双子火炎の流線.	27
3.5	輻射を考慮した場合および考慮しない場合の $\phi = 0.55$ におけるメタン空気回転対向流双子火炎の火炎構造.	28
3.6	水素空気一次元予混合火炎における当量比に対する最高火炎温度および燃焼速度.	29
3.7	$\phi = 0.20$ における水素空気回転対向流双子火炎の火炎構造.	31
3.8	$\phi = 0.15$ における水素空気一次元予混合火炎および水素空気回転対向流双子火炎の構造.	32
3.9	輻射を考慮した場合および考慮しない場合の $\phi = 0.20$ における水素空気回転対向流火炎の構造.	33
4.1	火炎応答曲線の例.	36
4.2	回転対向流双子火炎における応答曲線の例.	36

4.3	メタン空気回転対向流火炎における吹き出し流速に対する最高火炎温度 ($\phi = 0.50$).	38
4.4	メタン空気回転対向流火炎における回転数に対する最高火炎温度 ($\phi = 0.50$).	39
4.5	メタン空気回転対向流火炎における回転数に対する最高火炎温度 ($\phi = 0.60$).	40
4.6	メタン空気回転対向流火炎における当量比に対する最高火炎温度 (希薄側, $\Omega = 100$ rps).	41
4.7	メタン空気回転対向流火炎における当量比に対する最高火炎温度 ($\Omega = 100$ rps).	42
4.8	輻射を考慮した場合と考慮しない場合のメタン空気一次元予混合火炎における当量比に対する最高火炎温度および燃焼速度.	43
4.9	輻射を考慮した場合と考慮しない場合のメタン空気回転対向流火炎における当量比に対する最高火炎温度.	44
4.10	水素空気回転対向流火炎における当量比に対する最高火炎温度 ($u_R = 400$ cm/s).	46
4.11	水素空気回転対向流火炎における当量比に対する最高火炎温度 ($\Omega = 100$ rps).	47
4.12	輻射を考慮した場合と考慮しない場合の水素空気回転対向流火炎における当量比に対する最高火炎温度.	48
5.1	メタン空気回転対向流双子火炎の当量比に対する火炎面位置, よどみ点位置, 局所燃焼速度.	52
5.2	水素空気回転対向流双子火炎の当量比に対する火炎面位置, よどみ点位置, 局所燃焼速度.	53
5.3	$\phi = 0.36$ におけるメタン空気回転対向流双子火炎および一次元予混合火炎の火炎構造.	55
5.4	超希薄条件のメタン空気回転対向流双子火炎の流速分布.	56
5.5	$\phi = 0.36$ におけるメタン空気回転対向流双子火炎および一次元予混合火炎のラジカル濃度分布.	57
5.6	輻射を考慮した場合および考慮しない場合の $\phi = 0.46$ におけるメタン空気回転対向流双子火炎の火炎構造.	59
5.7	$\phi = 0.06$ における水素空気回転対向流双子火炎の火炎構造 ($u_R = 400$ cm/s).	62
5.8	輻射を考慮した場合および考慮しない場合の $\phi = 0.07$ における水素空気回転対向流双子火炎の火炎構造.	63
6.1	$\phi = 0.36$ におけるメタン空気回転対向流双子火炎の主要成分の拡散係数分布.	67
6.2	メタン空気回転対向流双子火炎で CO_2 の拡散係数を種々に変化させたときの CO_2 濃度の分布.	68
6.3	メタン空気回転対向流双子火炎で CO_2 の拡散係数を種々に変化させたときの温度分布.	69

6.4	伸長を受ける予混合火炎における熱伝導による熱流束と化学エンタルピ流束の概略図.	70
6.5	メタン空気回転対向流双子火炎における種々の当量比に対するルイス数の分布.	71
6.6	選択拡散概略図	72
6.7	メタン空気回転対向流双子火炎における反応物の拡散モル流束分布.	73
6.8	メタン空気回転対向流双子火炎における反応物の拡散モル流束, 拡散モル流束, 正味モル流束分布.	74
6.9	種々の当量比に対するメタン空気一次元予混合火炎の燃料濃度および温度分布.	75
6.10	種々の当量比に対するメタン空気一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎の火炎帯における温度と燃料濃度の関係.	76
6.11	メタン空気一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎の火炎帯中における温度と燃料濃度の関係 (超希薄条件).	77
6.12	メタン空気一次元予混合火炎の当量比に対する最高火炎温度, 最高火炎温度に対する最高ラジカル濃度の変化	79
6.13	$\phi = 0.06$ における水素空気回転対向流双子火炎の火炎構造.	81
6.14	$\phi = 0.06$ における水素空気回転対向流双子火炎の主要成分の拡散係数分布.	82
6.15	水素空気回転対向流双子火炎における種々の当量比に対するルイス数の分布.	83
6.16	水素空気回転対向流双子火炎における反応物の拡散モル流束, 拡散モル流束, 正味モル流束分布.	84
6.17	種々の当量比に対するメタン空気一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎の火炎帯における温度と燃料濃度の関係.	85
6.18	水素空気一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎の火炎帯中における温度と燃料濃度の関係 (超希薄条件).	86
6.19	水素空気一次元予混合火炎の当量比に対する最高火炎温度, 最高火炎温度に対する最高ラジカル濃度の変化	87

表目次

2.1	各反応機構における化学種数および素反応数	21
A.1	メタン燃焼に考慮する化学種	93
A.2	メタン燃焼で考慮する素反応表	94
A.2	メタン燃焼で考慮する素反応表	95
A.2	メタン燃焼で考慮する素反応表	96
A.2	メタン燃焼で考慮する素反応表	97
A.2	メタン燃焼で考慮する素反応表	98
A.2	メタン燃焼で考慮する素反応表	99
A.2	メタン燃焼で考慮する素反応表	100
A.3	水素燃焼に考慮する化学種	101
A.4	水素燃焼に考慮する素反応表	101

記号表

$a_{p,k}$: k 成分のプランクの平均吸収係数	[1/(m-atm)]
A_i	: i 番目の素反応における頻度因子中の定数 (反応に依存)	[(cm ³ /mol ³) ^{$n-1$} /(K ^{β} -s)]
$c_{p,k}$: k 成分の定圧比熱	[erg/(g-K)]
c_p	: 定圧比熱	[erg/(g-K)]
D_{kj}	: k 成分と j 成分の多成分相互拡散係数	[cm ² /s]
D_k^T	: k 成分の温度拡散係数	[cm ² /s]
D_k	: k 成分の混合気平均の拡散係数	[cm ² /s]
Da	: ダムケラー数	
E_i	: i 番目の素反応 (正方向) における活性化エネルギー	[erg/mol]
G	: 周方向の速度関数	[g/cm ³ -s]
g	: 重力	
h_k	: k 成分の単位質量あたりのエンタルピ	[erg/K]
H	: 半径方向の圧力勾配	[cm ² /s]
$k_{f,i}$: i 番目の素反応における正方向の比反応速度	(cm ³ /mol) ^{$n-1$} /s)
$k_{r,i}$: i 番目の素反応における逆方向の比反応速度	(cm ³ /mol) ^{$n-1$} /s)
Le	: ルイス数	
Le_{Local}	: 局所ルイス数	
\dot{M}	: 単位面積あたりの質量燃焼速度	[g/(cm ² -s)]
p_0	: 中心軸上における流体力学的圧力	[Pa] または [dyn/cm ³]
p_k	: k 成分の分圧	[Pa] または [dyn/cm ³]
q_r	: 輻射熱損失	[J]
Q	: 熱量	[J]
\dot{q}_i	: i 番目の素反応の反応速度	
\dot{q}	: 発熱速度	[J/(cm ³ -s)]
R^0	: 普遍気体定数	[J/(mol-K)]
r	: 半径方向座標	[cm]
Su_L	: 局所燃焼速度	[cm/s]
Su	: 燃焼速度	[cm/s]
T	: 温度	[K]
\mathbf{T}	: 粘性応力テンソル	
T_{eq}	: 断熱火炎温度	[K]
T_0	: 低熱源の温度	[K]
T_0	: 周囲温度	[K]

T^0	: 基準温度	[K]
t	: 時間	[sec]
u_R	: 予混合気の噴射流速	[cm/s]
u	: 軸方向流速	[cm/s]
U	: 流れ場の相似変数 (軸方向のみの変数)	[g/(cm ² -s)]
V_c	: 修正速度	[cm/s]
v	: 半径方向流速	[cm/s]
V_k	: k 成分の拡散速度	[cm/s]
\mathbf{v}	: 速度ベクトル	
W_k	: k 成分の分子量	[g/mol]
w	: 周方向流速	[cm/s]
W	: 角速度	[1/s]
\bar{W}	: 平均分子量	[g/mol]
x_{Qmax}	: 火炎面位置	[cm]
x_{stag}	: よどみ点位置	[cm]
X_k	: k 成分のモル分率	[-]
x	: 軸方向座標	[cm]
Y_k	: k 成分の質量分率	

ギリシャ文字

β_i	: i 番目の素反応 (正方向) における頻度因子中の温度依存指数	(反応に依存)
δ	: 火炎帯幅	[cm]
$\dot{\omega}_k$: k 成分のモル生成速度	[mol/cm ³ -s]
ϵ	: 圧縮比	
η	: 理論熱効率	
Γ	: 温度拡散速度	[cm/s]
κ	: 比熱比	
Λ_k	: 濃度拡散速度	[cm/s]
λ	: 熱伝導率	[erg/(g-K)]
μ	: 粘性係数	[g/(cm-s)]
$\nu''_{k,j}$: k 番目の素反応における j 成分の量論係数 (生成物)	
$\nu'_{k,j}$: k 番目の素反応における j 成分の量論係数 (反応物)	
Ω	: 回転数	[rps]

ω	: 角速度	[rad/s]
ϕ	: 当量比	
π	: 圧力比	
Ψ	: 流れ関数	[g/s]
ρ	: 気体密度	[g/cm ³]
σ	: Stefan-Boltzmann 係数	[W/(m ² -K ⁴)]
τ	: 粘性応力	
θ	: 周方向座標	[cm]

添字

B	: ブレイトンサイクル
O	: オットーサイクル
stoich.	: 量論比 (stoichiometric)
oxid.	: 酸化剤
Local	: 局所
L	: 下部噴射面
fuel	: 燃料
eq	: 平衡状態
K	: 総成分数

第 1 章

序論

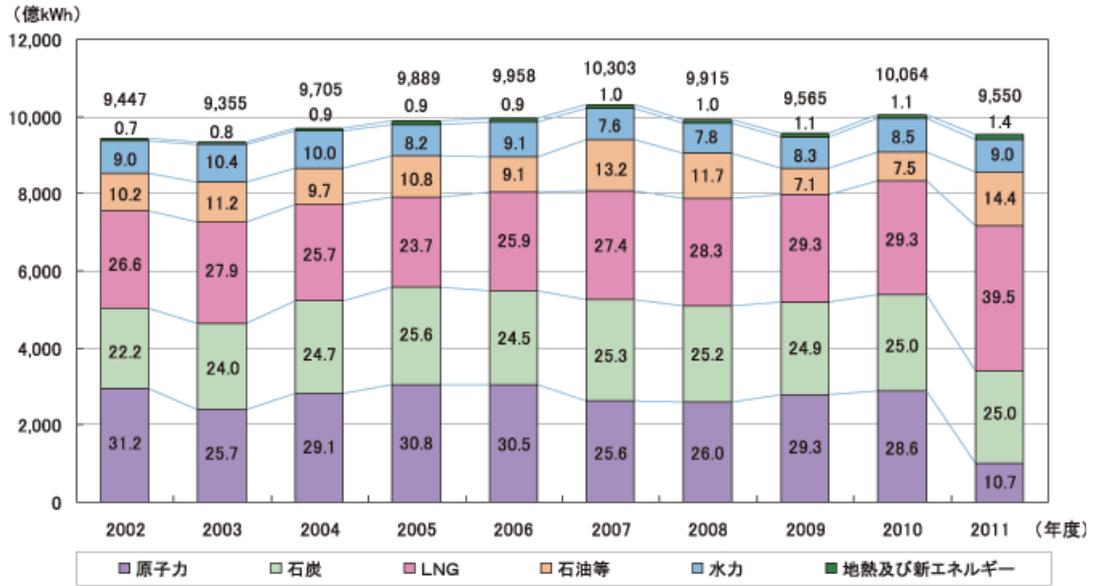
1.1 はじめに

燃焼は有史以来、広く使われてきたエネルギー変換手段である。18 世紀の産業革命を支え、いまなお多くの実用機器に利用されている燃焼は、人類の発展に欠かせないものである [1]。しかしながら、燃焼の利用に伴い、化石燃料枯渇や温室効果ガスの排出、窒素酸化物による環境汚染は人類にとって重大な問題を引き起こしているのも現実である。このような問題を解決するために、より高効率かつよりクリーンな燃焼技術を採用する必要がある。

さらに 2011 年 3 月 11 日の東日本大震災による福島第一原子力発電所事故の発生を受け、2013 年 9 月現在、日本国内のほぼすべての原子力発電所が停止状態にあり、現状では大部分の電力エネルギーが火力発電に頼っている。図 1.1 に我が国における電源別発電電力量構成比の推移を示す。震災発生までは総発電量に締める火力発電の割合（石炭、LNG、石油等の合計）は約 60%であったが、2011 年度は 87.9% に増加している。引用したデータは 2011 年度までのものであるが、少なくとも 2012 年度はこれより増加すると推測される。これに付随して、各種化石燃料の使用量も大幅に増大している。図 1.2 に火力発電における LNG 消費量の推移を示す。2011 年度の消費量は、2010 年度の場合と比較して約 30% 増加しており、経済的には輸入額の大幅な増大およびそれに伴う電気料金の引き上げなどを引き起こしている。また、環境面からは二酸化炭素などの排出ガスの増大に伴う地球温暖化などを加速していることは大きな問題である。

図 1.3 は世界のエネルギー消費量と人口の推移であるが、1950 年頃から人口とともにエネルギー消費量が爆発的に増大していることがわかる。現状で石油、ガス (LNG)、石炭などの化石燃料を使用量は非常に大きく、例えば、燃焼効率を 1% 改善するだけで莫大な効果がある。したがって、より高効率と低環境負荷を両立することのできる燃焼技術を導入することで、他の新エネルギー技術の導入よりも即時性が高く大きな効果があげられると見込まれる。したがって、高効率かつ低環境負荷を実現できる燃焼技術を導入するためには、詳細に燃焼メカニズムを科学的に明らかにし、燃焼現象について理解を深めることは必要不可欠である。

電源別発電電力量構成比



(注) 10電力計、他社受電分を含む。グラフ内の数値は構成比(%)。石油等にはLPG、その他ガスを含む。
出典：電気事業連合会調べ

図 1.1 電源別発電電力量構成比 [2].

火力発電におけるLNG消費量の推移

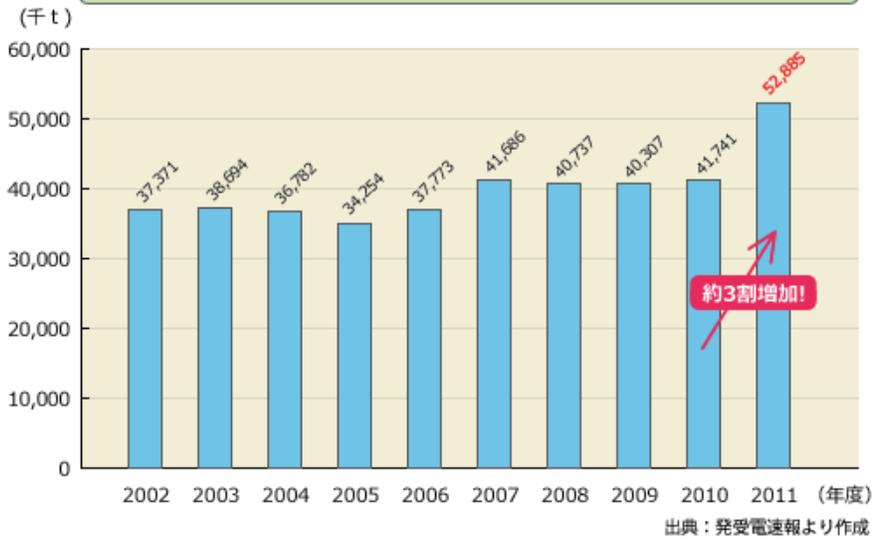


図 1.2 火力発電におけるLNG消費量の推移 [2].

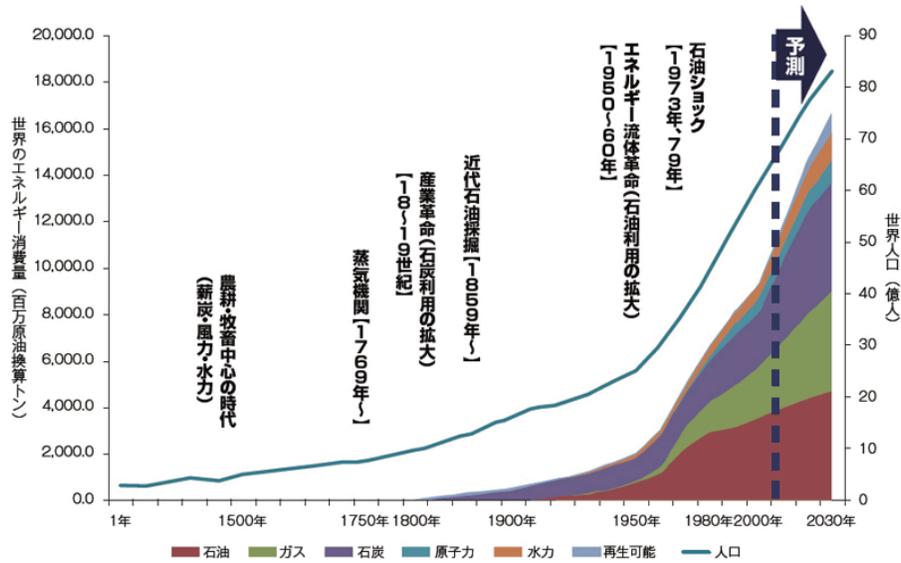


図 1.3 世界のエネルギー消費量と人口の推移 [3].

1.2 希薄燃焼の意義と超希薄燃焼

予混合燃焼は燃料と酸化剤の混合気を用いた燃焼形態であり、ガソリン機関に用いられてきた。また、近年ではガスタービンにも用いられている [4–6]。

近年、予混合燃焼を利用した内燃機関において希薄燃焼の研究が活発に行われており [4,7,8]、その中でも特に自動車の HCCI (Homogeneous-Charge Compression Ignition: 予混合圧縮着火) エンジンは、新しい希薄燃焼エンジンとして注目されている。希薄燃焼の利点として、従来よりも燃料の消費量を抑えられることに加え、燃焼温度が低くなるために熱損失が低減することが挙げられる。また、燃焼温度が低下することにより NO_x の排出量を抑えることができる。ここで、NO_x の排出量を低減するこの他の代表的な技術として、EGR (Exhaust Gas Recirculation: 排気再循環) が挙げられる。後述のように、比熱比は大きい方が理論熱効率は改善されるが、EGR の場合、排ガスに多く含まれる二酸化炭素の定圧モル比熱が他の化学種に比べて大きいことから比熱比が小さくなる。一方希薄燃焼の場合、二酸化炭素は未燃ガス中にはほとんど含まれず、また既燃ガスにおいても EGR に比べて少量であり、いずれのガスにも多量に含まれる余剰の空気の定圧モル比熱は二酸化炭素や水蒸気よりも小さいことから比熱比が大きくなり、効率の改善が期待される。さらに、過濃な予混合条件や拡散燃焼で発生するススの排出が低減できるという利点もある [9]。

自動車で用いられるガソリンエンジンはオットーサイクル (等積サイクル) に近似して考えることができ、その理論熱効率 η_0 は $\eta_0 = 1 - 1/\epsilon^{\kappa-1}$ で表せる。ここで、 κ は比熱比、 ϵ は断熱圧縮前後の圧縮比である。この式より、オットーサイクルの熱効率は燃焼熱の大小によらず、圧縮比あるいは比熱比に依存し、これらの値が大きくなると熱効率も向上する [9,10]。一方、ガス

タービンの場合は基本的にはブレイトンサイクルで考えることができる。ブレイトンサイクルの熱効率 η_B は $\eta_B = 1 - \pi^{-(\kappa-1)/\kappa}$ で表される。ここで π は圧力比である。

燃焼を利用したシステムを考える上で、燃焼ガスの温度が高温であればあるほど発生した熱が有するエクセルギー [11-13] は高い。超希薄予混合燃焼の場合、燃焼温度は量論燃焼に比べて大幅に低いので、エクセルギーの概念を適用した場合にはこの値は小さくなってしまう。しかしながら、実際の内燃機関は先述したようにオットーサイクルやブレイトンサイクルなどに近似される場合が多く、その理論熱効率は κ , π , ϵ で決まることからわかるように、燃焼熱が持つエクセルギーだけでその熱効率を議論できるわけではない。超希薄燃焼によって燃焼ガスの温度が低下したとしても、これがシステム全体で考えた場合、必ずしも効率を大きく低下させることにつながるとはいえない。

1.2.1 予混合火炎の伝播性と可燃範囲

予混合火炎の特徴は伝播性を有することである。このとき、静止未燃ガス中を燃焼反応が活発な火炎面が空間的に伝播する速度を「燃焼速度」(burning rate, flame speed) という。燃焼速度は、火炎の性質を総括的に表すひとつの指標である。このうち、量論比(燃料と酸化剤が余すことなく消費される混合比率)よりも燃料の比率を小さくした場合を希薄燃焼という。

図 1.4 に、メタン空気予混合火炎の当量比に対する燃焼速度の関係を示す [14]。

当量比 ϕ は、燃料と酸化剤の混合比を表す無次元数で以下の式で定義される。

$$\phi = \frac{(X_{fuel}/X_{oxid.})}{(X_{fuel}/X_{oxid.})_{stoich.}} \quad (1.1)$$

ここで X_{fuel} および $X_{oxid.}$ はそれぞれ燃料および酸化剤のモル分率であり、添字 *stoich.* (stoichiometric) は量論比を表す。 $\phi < 1$ のとき、希薄燃焼であり、 ϕ が小さくなるにつれ、燃焼速度も減少する。

燃料には固有の「希薄可燃限界」(lean flammability limit) が存在し、それを下回る燃料比率での燃焼を「超希薄燃焼」(ultralean combustion) という。図 1.4 に示したメタン空気予混合火炎の場合、希薄可燃限界は $\phi = 0.49$ [15-17]、水素空気予混合火炎の場合の希薄可燃限界は $\phi = 0.10$ [18] である。燃焼速度は希薄可燃限界付近で突然ゼロになって火炎伝播性が失われ、燃焼を継続させることができなくなる。

希薄燃焼では NOx の低減などの利点が享受できる一方で、わずかな火炎伸長や熱損失で消炎に至るといった問題も同時に発生する。そのため、実用機器における希薄燃焼は希薄可燃限界よりもかなり過濃な条件での燃焼が行われている。もし、超希薄燃焼を達成する技術が確立すれば、実用機器における希薄燃焼をより希薄可燃限界に近づけることが容易になり、希薄燃焼の利点をさらに享受できるようになると考えられる。

しかしながら、希薄可燃限界を下回る燃料比率での燃焼は一般的には不可能とされている。これは、混合気中の燃料濃度が下がることにより、化学反応による発熱量が小さくなり、燃焼反応

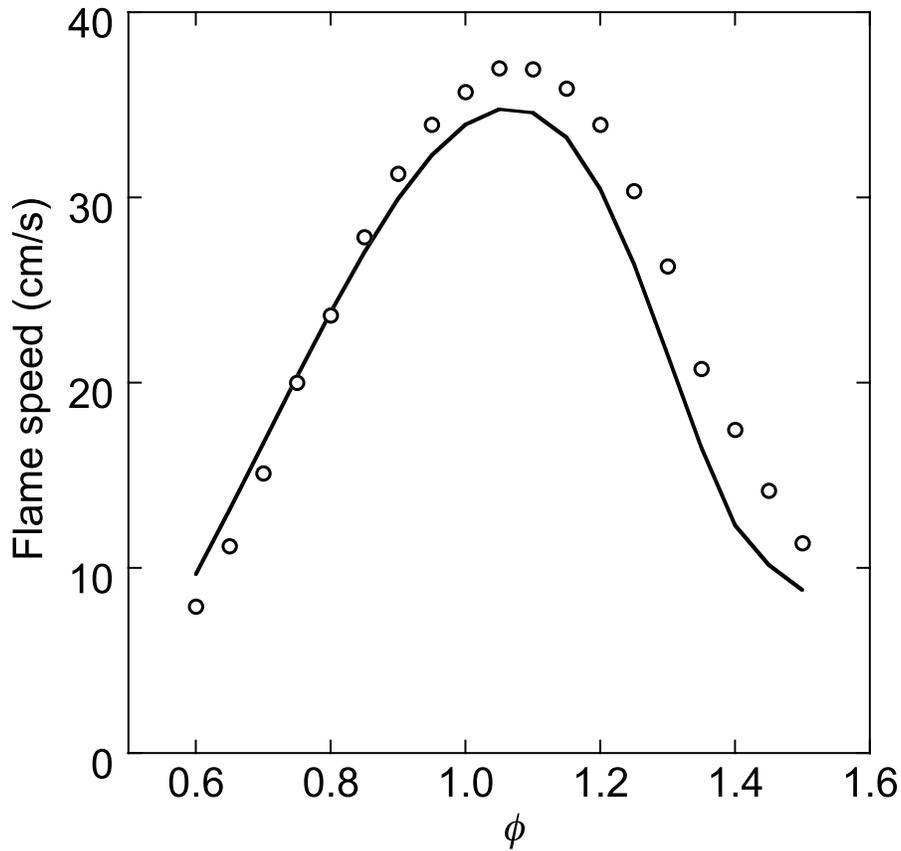


図 1.4 メタン空気予混合火炎における当量比と燃焼速度の関係 [14].

を継続するために十分な熱エネルギーを系に与えることができないからである。

超希薄燃焼を実現する手段として、まず、予混合気予熱を施す方法が挙げられる。図 1.5 に予熱を施した予混合火炎の温度分布の概略図を示す。実線、破線はそれぞれ予熱を施した場合とそうでない場合をそれぞれ表す。未燃ガス温度が高いほど燃焼速度も増大する [19]。これは予熱によって最終的に到達する燃焼ガスの温度が上昇し、これにより超希薄条件であっても着火温度以上に保たれるため（反応物のエネルギーが上昇し、活性化エネルギーを越えられる分子が多くなり、反応が継続するため）であると考えられる。しかし、外部からの熱を与えることで予熱をしている場合、本質的に自立した燃焼であるとはいえない。

Weinberg は、1971 年に超過エンタルピー燃焼 (excess enthalpy combustion) というアイデアを提案した [20]。図 1.6 に超過エンタルピー燃焼を行える代表的な燃焼器である Swiss roll combustor (左図) および超過エンタルピー燃焼における火炎温度分布の概要図 (右図) を示す。超過エンタルピー燃焼では、自身の既燃ガスから取り出した熱を予混合気に循環させ、外部からの熱の投入することなく予混合気予熱を施すことで超希薄燃焼を実現させることができる。これはすなわち、未燃ガスに予熱を施す方法とは異なり、自立した燃焼であるといえる。この超過エンタルピー燃焼については、多くの研究者によってさまざまな形状の、あるいはシステムの燃焼器が考えられてきた。しかしながら、熱循環の仕組みの燃焼器への導入はシステムの複雑化を招

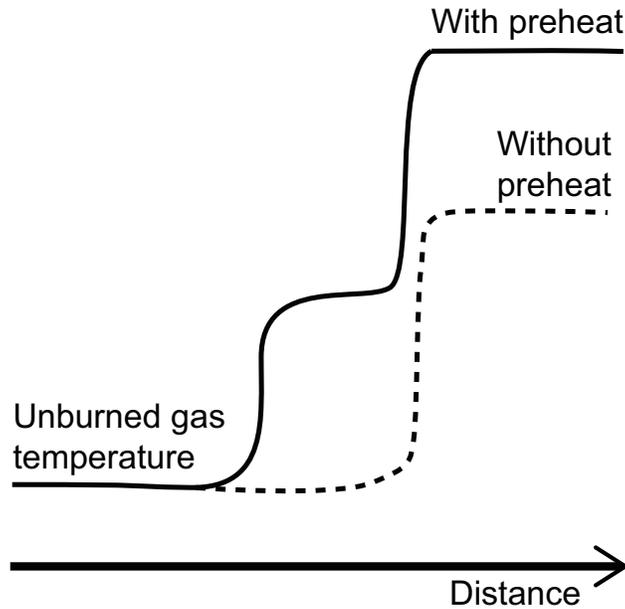


図 1.5 予熱を用いた超希薄燃焼における火炎温度分布概要.

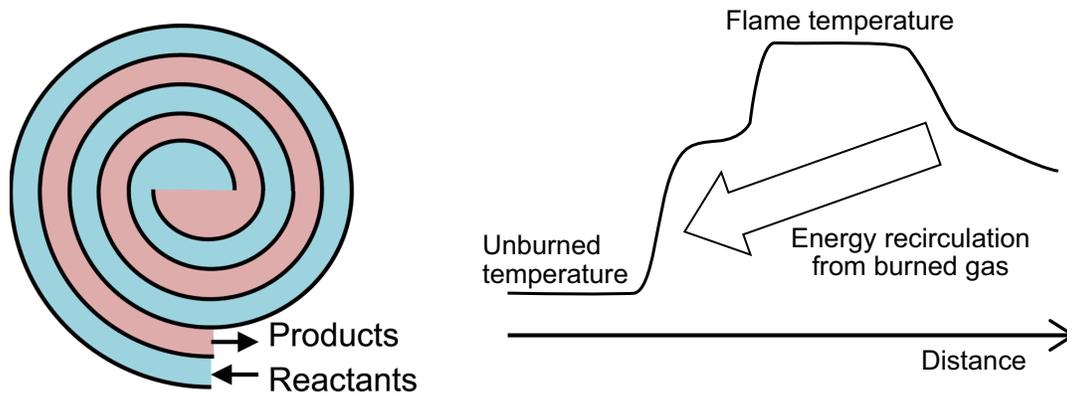


図 1.6 Swiss roll combustor (左図) および超過エンタルピ燃焼における火炎温度分布概要 (右図).

くというデメリットが挙げられる。

1.3 旋回流を用いた燃焼安定化技術と層流火炎へのモデル化

ガスタービンや工業用バーナなど多くの実用燃焼機器に旋回流 (swirl) を用いた燃焼安定化技術が用いられている [4,21]. 図 1.7 は旋回流を用いたときの火炎の概略図を示している. この場合の燃焼安定化は, 遠心力により旋回流の中心圧力が低下して既燃ガスの逆流領域が形成され, 予混合気の未燃ガスと既燃ガスが対向する流れ場が形成されることによるものといわれている [22]. 一般的な予混合火炎でも, 既燃ガス側からの熱伝導による未燃ガスの予熱は行われているが, 既燃ガスの逆流によって既燃ガスの熱および活性種 (ラジカル) が背後から火炎に供給さ

れるため火炎面が強化され、外部から熱を加えることなく、燃焼安定化が図れると考えられる。

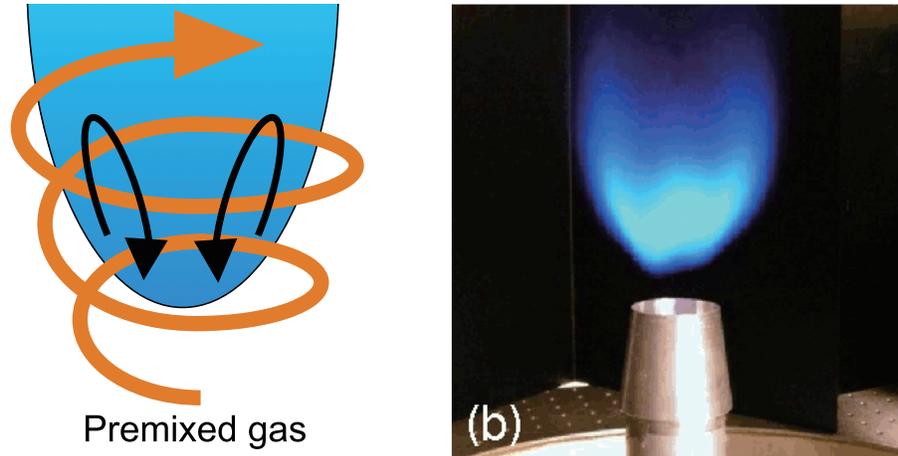


図 1.7 旋回流を用いた火炎の概略図 (左) および Low NOx burner [23] (右)。

そこで本研究では、既燃ガスの逆流を積極的に利用することで、超希薄燃焼が実現できるのではないかと着想に至った。しかしながら、旋回流を伴った燃焼は乱流化しやすく流れが複雑になりやすいため、もし超希薄燃焼が実現したとしても、その火炎構造などを詳細に分析して超希薄燃焼メカニズムを解明することが大変に困難である。

このような場合、Flamelet model の考えに基づいて一次元的に取り扱える単純形状の層流火炎モデルを用いた研究は燃焼メカニズム解明にとって有用であると考えられる [24]。Flamelet model とは、乱れによる熱や物質の輸送過程に比べて化学反応過程が十分に速い場合、乱れの最小スケールである Kolmogorov microscale に比べても火炎帯厚さのほうが薄く、変動する流れ場中の火炎も局所的・瞬間的には層流火炎として記述できるとするモデルである。このモデルに基づき、乱流火炎の要素としてさまざまな流れ場における層流火炎の性質を調べ、それらより乱流燃焼全体の性質を導くことができる。

この Flamelet model の考えに基づいた研究では、層流火炎モデルとして対向流火炎が広く用いられている。対向流火炎を用いた研究では、数値計算や理論と実験の結果に十分な一致が得られており、火炎の性質を詳しく調べ、またそれを検証するのに有用な方法である。

旋回流を伴う燃焼において起きていると考えられている既燃ガスと予混合気の対向を再現するために、疑似既燃ガスと予混合気の対向流火炎によって超希薄火炎を再現した研究は、これまでに行われている。Mastorakos et al. は高温の疑似既燃ガス（二酸化炭素、水蒸気、窒素で構成される）を予混合気と対向させ、超希薄条件での火炎の形成を行った [25]。また Chen et al. [26,27] は、水素予混合気を疑似既燃ガスに見立ててメタンあるいはプロパン予混合気を対向させ、超希薄条件のメタンあるいはプロパン火炎を形成した。しかし、疑似既燃ガスを用いた超希薄燃焼の研究は、実際の既燃ガスとは温度や組成が異なるだけでなく、外部から与えられたエネルギーによって支えられた燃焼であるため、自立した超希薄燃焼を「実現した」とはいえない。

1.3.1 回転対向流双子火炎に関する先行研究

本研究では、対向流火炎から派生した「回転対向流双子火炎 (rotating counterflow twin (premixed) flame)」に着目した。回転対向流双子火炎は、対向流火炎の噴射面が回転するモデルであり、1対の噴射面の回転方向によって counter-rotating counterflow twin flame と co-rotating counterflow twin flame に分けられる。向かい合った噴射面が逆方向に回転するものを counter-rotating counterflow twin flame、同じ方向に回転するものを co-rotating counterflow twin flame と呼ぶ。

回転対向流双子火炎は乱流燃焼中に起こりうる伸長火炎の性質を明らかにすることを目的に、1987年に Chen et al. によって初めて研究された [28]。Chen et al. は counter-rotating counterflow twin flame の実験的な研究を行い、メタンおよびブタンについて伸長の大きな火炎を形成し、その消炎点などについて調べた。同年、Sivashinsky and Sohrab によって co-rotating counterflow twin flame に関する理論的な研究を通して、大きな角速度を与えた場合に逆流領域が形成され、火炎が安定化する可能性が述べられている [29]。続いて、Libby et al. [30] および Kim et al. [31] による理論的な回転対向流双子火炎研究では、co-rotating および counter-rotating counterflow twin flame の両方の場合について、与える角速度が小さい場合と大きい場合についてそれぞれ火炎構造と消炎について論じられている。このように角速度が大きい場合、消炎の振る舞いについて通常の対向流火炎のものと異なることが確認されている [31]。一方、Smooke and Giovangigli によって詳細反応を考慮したメタン空気回転対向流双子火炎 (counter-rotating counterflow twin flame) の数値計算が行われ、その結果 $\phi = 0.40$ の超希薄条件の火炎の形成が確認された [32]。しかし、この場合の超希薄条件における火炎構造やその燃焼メカニズムについては示されていない。また、Nishioka et al. は、希薄条件におけるメタン空気回転対向流双子火炎 (co-rotating counterflow twin flame) に着目した詳細反応数値計算研究を行い、消炎直前の火炎構造について述べている [33]。

Libby et al. [30]、Kim et al. [31]、Smooke and Giovangigli [32] による研究においては、Chen et al. による実験研究 [28] との比較を行なっているが、実験では既燃ガスのみの逆流領域が形成される条件を再現することができない。実験では噴射面の半径は有限であり、逆流領域に常温の周囲空気が流入するため純粋な既燃ガスの逆流ではないからである。しかしながら、このように自分自身の既燃ガスの逆流領域を有する回転対向流双子火炎は、数値計算 [32] あるいは理論的 [29–31] には厳密解として形成することができる。この火炎では、逆流する既燃ガスの組成や温度は火炎自身の既燃ガスと等しい。すなわち、この火炎を用いれば旋回流を伴う燃焼で局所的に起きている既燃ガスの逆流を含む現象について、詳細反応を考慮しながらも極めて小さな計算コストで再現することができ、その現象が起きているときの火炎構造や燃焼メカニズムを詳細に分析することができる。

通常、旋回流を伴う実用的な燃焼では火炎は乱流化し三次元構造になるため、火炎に影響を与える様々なパラメータを1つ1つ取り出して、その純粋な影響を調べることは難しく、明確な

現象説明は大変に困難である。また、実験室レベルでは層流の軸対称二次元旋回火炎を形成することは可能ではあるが、このような火炎の形成自体が困難であるとともに、詳細反応を考慮した二次元数値計算はコストが高く、いくつかの条件下でしか計算を実施することができないため、様々なパラメータの影響を調べることは困難である。一方、回転対向流双子火炎では、火炎構造（ここでは、火炎の温度や濃度、化学反応速度など火炎の性質を決める諸量の空間分布を指す）を一次元的に扱うことができる最も単純なモデルでありながら、通常は三次元的な流れ場で形成される既燃ガスの逆流領域を再現できる。本研究の焦点とする超希薄条件における回転対向流双子火炎の燃焼メカニズムは、既燃ガスの逆流領域を有する火炎系の火炎先端付近において、基本的には同様に適用することができると考えられる。

回転対向流双子火炎自身には、実用的な応用用途はない。しかしながら、詳細な分析を通して回転対向流双子火炎の燃焼メカニズムを明らかにし、既燃ガスの逆流領域が超希薄条件の火炎の安定化を促進することを裏づければ、そのような領域が安定的に形成される方法（例えば、旋回流を用いた燃焼）を新たに考案、あるいは既存の方法を改良することが容易になり、それは超希薄燃焼や希薄可燃限界に近い燃焼の実用化に寄与するものと期待される。

1.4 本論文の目的および構成

1.4.1 本論文の目的

本研究では回転対向流双子火炎を用いた数値計算を行い、以下の達成をすることを目的とする。

1. メタンと水素に対する最希薄消炎限界を求め、既燃ガスの逆流が存在する場合における超希薄予混合燃焼の可能性を探る。
2. 超希薄条件の回転対向流双子火炎の火炎構造を求め、一次元予混合火炎の構造や平衡計算結果と比較し、その特徴を明らかにする。
3. 未燃ガスと既燃ガスの逆流の対向する場合になぜ超希薄燃焼が可能になるのか、その燃焼メカニズムを詳細な分析から明らかにする。

1.4.2 本論文の構成

第2章では、本研究の数値計算方法について述べる。具体的には、計算モデル、基礎方程式から相似解の導出、詳細反応を考慮した数値計算について、輻射熱損失の取り扱いについてなどについて説明する。第3章では可燃範囲における回転対向流双子火炎の火炎構造を示し、これを一次元予混合火炎と比較する。第4章では、回転対向流双子火炎について様々な条件で計算を行い、その結果から得た火炎の性質を火炎応答曲線として示す。第5章では、第4章で超希薄燃焼が達成できた条件について、代表的な超希薄条件の火炎構造を示し、その特徴を明らかにする。第6章では、拡散および対流による輸送に着目した分析を行い、既燃ガスの逆流を伴う超希薄燃

焼のメカニズムを明らかにする。第7章では、得られた結果についてまとめ、総括を行う。

第 2 章

数値計算方法

2.1 回転対向流双子火炎

図 2.1 に回転対向流双子火炎のモデルを示す。回転対向流双子火炎は、同じ方向に回転する平行な上下一対の無限に広い多孔質な軸対称噴射面から常温 ($T_0 = 298 \text{ K}$) の予混合気軸方向に噴射され、よどみ面の両面に双子火炎が形成されるモデルである。座標系には円筒座標系 (x, r, θ) を採用し、対応する速度成分はそれぞれ (u, v, w) で定義する。座標系の原点は対称軸中心点とし、これは上下ノズルから噴出される予混合気が対向するよどみ面上に位置する。

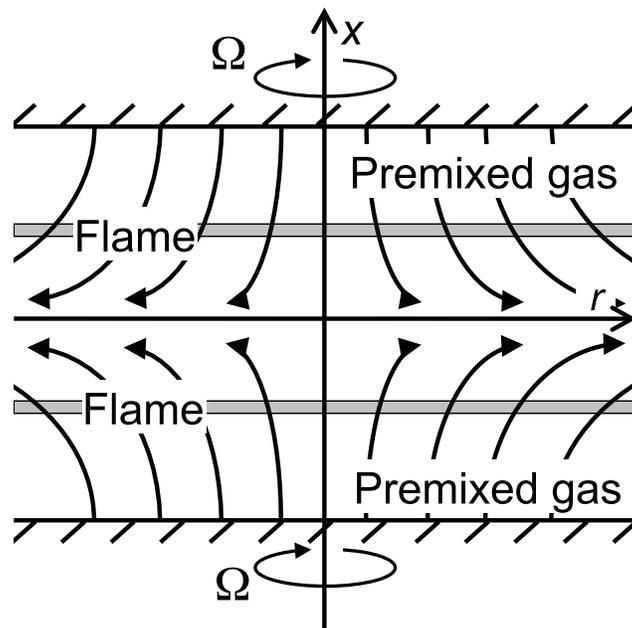


図 2.1 回転対向流双子火炎のモデル図。

2.1.1 基礎方程式

本研究で用いた反応性ガス力学の基礎方程式を以下に示す。

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \quad (2.1)$$

運動量保存式

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) - \nabla \cdot \mathbf{T} - \nabla p + \rho \mathbf{g} \quad (2.2)$$

エネルギー保存式

$$c_p \frac{\partial(\rho T)}{\partial t} = -c_p \nabla \cdot (\rho T \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - (\mathbf{T} : \nabla \mathbf{v}) + \frac{Dp}{Dt} + q_D + q_R + q_r \quad (2.3)$$

ここで

$$\frac{Dp}{Dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p \quad (2.4)$$

である。

成分保存式

$$\frac{\partial(\rho Y_k)}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} Y_k) - \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}_k Y_k) + W_k \dot{\omega}_k \quad (2.5)$$

状態方程式

$$p = \frac{\rho R^0 T}{\bar{W}} \quad (2.6)$$

$\rho, \mathbf{v}, t, \mathbf{T}, p, \mathbf{g}, c_p, T, \lambda, q_D, q_R, q_r$ は、それぞれ気体密度、速度ベクトル、時間、粘性応力テンソル、圧力、重力、定圧比熱、温度、熱伝導率、拡散によるエネルギー輸送、化学反応項、輻射熱損失を示し、 Y_k, \mathbf{V}_k, W_k および $\dot{\omega}_k$ は、それぞれ化学種 k の質量分率、拡散速度、分子量、モル生成速度を示す。ここで R^0, \bar{W} はそれぞれ普遍気体定数および平均分子量を表す。

円筒座標系で表した場合、上記の基礎方程式は以下のようなになる。

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho u)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho v \theta)}{\partial \theta} = 0 \quad (2.7)$$

運動量方程式

(x 方向)

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho u v)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho u v \theta)}{\partial \theta} = - \left\{ \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{xr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{x\theta}}{\partial \theta} \right\} - \frac{\partial p}{\partial x} + \rho g_x \quad (2.8)$$

(r 方向)

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho v v)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho v v \theta)}{\partial \theta} - \frac{\rho v v \theta}{r} = - \left\{ \frac{\partial \tau_{rx}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \tau_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} - \frac{\tau_{\theta\theta}}{r} \right\} - \frac{\partial p}{\partial r} + \rho g_r \quad (2.9)$$

(θ 方向)

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w u)}{\partial x} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 \rho w v)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho w w)}{\partial \theta} = - \left\{ \frac{\partial \tau_{\theta x}}{\partial x} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 \tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta\theta}}{\partial \theta} \right\} - \frac{\partial p}{\partial \theta} + \rho g_\theta \quad (2.10)$$

ここで粘性応力は

$$\tau_{xx} = -2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\frac{2}{3} - \kappa \right) \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} \right\} \quad (2.11)$$

$$\tau_{rr} = -2\mu \frac{\partial v}{\partial r} + \left(\frac{2}{3} - \kappa \right) \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} \right\} \quad (2.12)$$

$$\tau_{\theta\theta} = -2\mu \left(\frac{v}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} \right) + \left(\frac{2}{3} - \kappa \right) \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} \right\} \quad (2.13)$$

$$\tau_{xr} = \tau_{rx} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (2.14)$$

$$\tau_{r\theta} = \tau_{\theta r} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{w}{r} \right) \quad (2.15)$$

$$\tau_{\theta x} = \tau_{x\theta} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) \quad (2.16)$$

である。

エネルギー保存式

$$\begin{aligned} c_p \frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + c_p \frac{\partial}{\partial x}(\rho u T) + \frac{c_p}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v T) + \frac{c_p}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho w T) = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) \\ - \rho \sum_{k=1}^K \left\{ c_{p,k} Y_k \left(V_{k,x} \frac{\partial T}{\partial x} + V_{k,r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r} V_{k,\theta} \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) \right\} + \sum_{k=1}^K h_k \dot{\omega}_k \end{aligned} \quad (2.17)$$

ここで h_k は、 k 成分の単位質量あたりのエンタルピーを示す。なお、粘性散逸および圧力による仕事は無視した。

成分保存式

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho Y_k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u Y_k) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v Y_k) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho w Y_k) \\ + \frac{\partial}{\partial x}(\rho Y_k V_{k,x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho Y_k V_{k,r}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho Y_k V_{k,\theta}) - W_k \dot{\omega}_k = 0 \end{aligned} \quad (2.18)$$

2.1.2 相似解の導入

本研究では、以下の仮定を用いた。

1. 流れおよび火炎は、定常、層流、完全に軸対称である。
2. 重力は無視できる。
3. 体積粘性は無視できる。
4. エネルギー式において Dufour 効果、圧力仕事、粘性散逸、輻射熱損失は無視できる。
5. 予混合気は理想気体として振る舞う。

このとき、連続の式 (2.7) は以下のようになる。

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho v)}{\partial r} = 0 \quad (2.19)$$

また、式 (2.11) ~ (2.16), (2.19) を用いて、運動方程式 (2.8), (2.9), (2.10) は以下のように表せる。

(x 方向)

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left\{ \frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) \right\} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu r \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] \quad (2.20)$$

(r 方向)

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\rho w^2}{r} = \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \left\{ 2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) \right\} \right] \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] + \frac{2\mu}{r} \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right) \end{aligned} \quad (2.21)$$

(θ 方向)

$$\rho u \frac{\partial w}{\partial x} + \rho v \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{\rho v w}{r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu r \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{w}{r} \right) \right] + \frac{\mu}{r} \left(\frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r} \right) \quad (2.22)$$

ここで以下の仮定を追加する。

6. 熱力学的圧力は軸方向に一定である。これは低マッハ数近似によるものである。

(2.19) 式を満たす流れ関数 Ψ を以下の形で導入する。

$$\Psi(x, r) = r^2 U(x) \quad (2.23)$$

ここで U は x のみの関数となる。このとき質量流束の (r, x) の各成分は、以下のように与えられる。

$$\rho u = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} = 2U \quad (2.24)$$

$$\rho v = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial x} = -rG \quad (2.25)$$

ここで $G \equiv dU/dx$ である。任意の x 軸方向位置における $(r - \theta)$ 平面内では、流体は剛体として回転している。すなわち、周方向速度は以下のように与えられる。

$$w = r\omega(x) \quad (2.26)$$

$\omega(x)$ は角速度で、 x のみの関数である。

流体力学的圧力 p_f は以下のように与えられる。

$$p_f = p_0(x) + \frac{H}{2} r^2 \quad (2.27)$$

p_0 は中心軸上における流体力学的圧力であり、 H は定数である。

ここで、温度 T および k 番目の化学種の質量分率 Y_k は x のみの関数であると仮定する。すなわち、密度 ρ 、粘性 μ 、定圧比熱 c_p 、熱伝導率 λ 、平均分子量 \bar{W} についても x のみの関数であるような解を求める。

r および θ 方向の運動量保存式 (2.21), (2.22) は以下のようになる。

$$\frac{d}{dx} \left[\mu \frac{d}{dx} \left(\frac{G}{\rho} \right) \right] - 2 \frac{d}{dx} \left(\mu \frac{UG}{\rho} \right) + \frac{3G^2}{\rho} - \rho\omega^2 + H = 0 \quad (2.28)$$

$$\frac{d}{dx} \left(\mu \frac{d\omega}{dx} \right) - 2U \frac{d\omega}{dx} + 2\omega G = 0 \quad (2.29)$$

上記の 2 式および U と G に関する関係式

$$\frac{dU}{dx} - G = 0 \quad (2.30)$$

は流れ場について解かれるものであり、 H は系の固有値として求められる。 x 方向の運動量保存式 (2.20) は以下のようになる。

$$\frac{4}{3} \frac{d}{dx} \left[2\mu \frac{d}{dx} \left(\frac{U}{\rho} \right) + \frac{\mu G}{\rho} \right] - 2\mu \frac{d}{dx} \left(\frac{G}{\rho} \right) - 4U \frac{d}{dx} \left(\frac{U}{\rho} \right) - \frac{dp_0}{dx} = 0 \quad (2.31)$$

この式は、軸方向の圧力勾配 dp_0/dx が必要な場合にのみ解く。成分およびエネルギー保存式は以下のように与えられる。

$$2U \frac{dY_k}{dx} - \frac{d}{dx} (\rho Y_k V_k) - W_k \dot{\omega}_k = 0 \quad (2.32)$$

$$2U c_p \frac{dT}{dx} - \frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) + \rho \sum_{k=1}^K \left(c_{p,k} Y_k V_k \frac{dT}{dx} \right) + \sum_{k=1}^K h_k W_k \dot{\omega}_k = 0 \quad (2.33)$$

ここで K は総成分数を表す。 W_k , h_k , $\dot{\omega}_k$ および V_k は k 成分のそれぞれ分子量、単位質量あたりのエンタルピー、モル生成速度、 x 方向の拡散速度を示す。 h_k は次式で表される。

$$h_k = h_k^0 + \int_{T^0}^T c_{p,k}(T) dT \quad (2.34)$$

ここで h_k^0 , $c_{p,k}$ は k 成分の基準温度 T^0 における生成エンタルピー, 定圧比熱である. $c_{p,k}$ は温度 T の関数である.

ここで, モル生成速度 $\dot{\omega}_k$ は, 次式で与えられる.

$$\dot{\omega}_k = \sum_{i=1}^I (v''_{k,j} - v'_{k,j}) \dot{q}_i \quad (k = 1, \dots, K) \quad (2.35)$$

ここで $v''_{k,j}$ および $v'_{k,j}$ は, 生成物および反応物における k 番目の素反応における j 成分の量論係数をそれぞれ示す.

\dot{q}_i は i 番目の素反応の反応速度で以下のように与えられる.

$$\dot{q}_i = k_{f,i} \prod_{k=1}^K (X_k)^{v'_{k,i}} - k_{r,i} \prod_{k=1}^K (X_k)^{v''_{k,i}} \quad (2.36)$$

ここで $k_{f,i}, k_{r,i}$ は, それぞれ i 番目の素反応における正方向および逆方向の比反応速度である.

k 成分の拡散速度は

$$V_k = \Lambda_k + \Gamma_k + V_c \quad (2.37)$$

で与えられる. ここで Λ_k および Γ_k は, 通常の濃度拡散速度および温度拡散速度でそれぞれ次式で与えられる.

$$\Lambda_k = -D_k \frac{1}{X_k} \frac{dX_k}{dx} \quad (2.38)$$

$$\Gamma_k = \frac{D_k^T}{\rho Y_k T} \frac{dT}{dx} \quad (2.39)$$

ここで D_k^T は温度拡散係数である. k 成分の拡散係数 D_k は本来ならば他成分相互拡散係数から導かれるものであるが, ここでは二成分相互拡散係数 D_{kj} を用いて近似的に次式から算出できるものとする.

$$D_k = \frac{1 - Y_k}{\sum_{k \neq j}^K (X_j / D_{kj})} \quad (2.40)$$

V_c は修正速度で, 上記の近似を行うことによって

$$\sum_{k=1}^K Y_k V_k = 0 \quad (2.41)$$

が満たされなくなることを補償するために, 次式で導入している.

$$V_c = - \sum_{k=1}^K Y_k (\Lambda_k + \Gamma_k) \quad (2.42)$$

以上の方程式系 (2.28), (2.29), (2.30), (2.32), (2.33) および補助式 (2.34), (2.35), (2.37) を状態方程式 (2.6) とともに解く.

火炎および流れは、原点 O を含むよどみ面で鏡面对称となるので、下半分の領域のみを解くものとする。以後、このよどみ面のことを鏡面对称面と呼ぶことにする。この解析における計算範囲は $-1.5 \leq x \leq 0.0$ cm であり、これは Chen et al. による実験研究における上下噴射面の距離である 2.4 cm [28], Smooke and Giovangigli による数値計算研究における計算範囲である 2.4 cm [32] を参考にした値である。

境界条件は以下のように設定する。

$$\begin{aligned} x = 0 : U = 0, \frac{dG}{dx} = 0, \frac{d\omega}{dx} = 0, \frac{dT}{dx} = 0, \frac{dY_k}{dx} = 0 \quad (k = 1, \dots, K) \\ x = x_L : U = \frac{\rho_L u_L}{2}, G = 0, \omega = 2\pi\Omega, T = T_L, Y_k = Y_{k,L} \quad (k = 1, \dots, K) \end{aligned} \quad (2.43)$$

x_L ($x < 0$) および Ω は、それぞれ下部ノズル平面における位置および回転数を表している。

これらは 2 点境界値問題を与え、質量燃焼速度 H は本来ならば固有値として求められるが、ここでは便宜的に変数と考え、全ての位置で一定の値を持つように次の方程式を導入する。

$$\frac{dH}{dx} = 0 \quad (2.44)$$

回転対向流双子火炎の計算コードは、米国 Sandia National Laboratories で開発された汎用数値計算ライブラリ CHEMKIN に基づく一次元火炎計算コードである PREMIX [34] を改造したものを用いた。計算領域を有限個に分割し、この格子点において従属変数の値を計算する。各方程式の 2 階微分および対流項には中心差分を用いた。

数値計算を行うために、上記方程式を離散化して代数方程式に変換し、それに対して繰り返し計算を行って解を求めた。ここで各導関数の離散化はテイラー展開に基づいている。計算格子は従属変数の勾配や曲率が大きい位置で格子間隔を小さくする、不等間隔格子を用いている。

2.2 一次元予混合火炎

図 2.2 に一次元予混合火炎のモデルを示す。

本研究では、回転対向流双子火炎の超希薄燃焼メカニズム解明を目的とするが、この火炎の特徴を見出すために、比較対象として一般的な火炎構造を得ることのできる一次元予混合火炎の計算も行った。

座標系は火炎に固定し、流れは $+x$ 方向、流れに垂直な面における各物理量は均一とする。温度 T_0 、組成 $Y_{k,0}$ (k 成分の質量分率) の予混合気が上流から一様な速度で流入し、平面上の予混合火炎が形成される。

数値計算には、回転対向流双子火炎と同様、仮定 1～6 (ただし 1 の軸対称の仮定は除く) を用いる。以上の仮定を考慮すると、定常・定圧における一次元予混合火炎の支配方程式は次のようになる。

連続の式

$$\dot{M} = \rho u \quad (2.45)$$

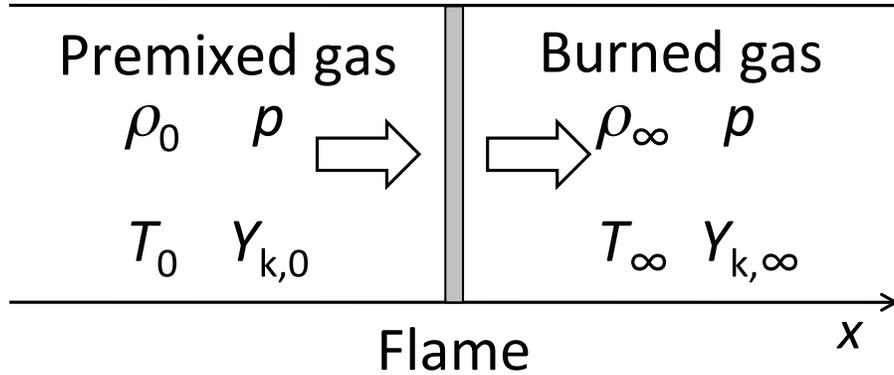


図 2.2 一次元予混合火炎のモデル図.

エネルギー保存式

$$\dot{M} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{c_p} \frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) + \frac{1}{c_p} \sum_{k=1}^K \left(\rho c_p Y_k V_k \frac{dT}{dx} \right) + \frac{1}{c_p} \sum_{k=1}^K h_k W_k \dot{\omega}_k = 0 \quad (2.46)$$

成分保存式

$$\dot{M} \frac{dY_k}{dx} + \frac{d}{dx} (\rho Y_k V_k) - \dot{\omega}_k = 0 \quad (k = 1, \dots, K) \quad (2.47)$$

ここで \dot{M} , ρ , u , T , c_p , λ は単位面積あたりの質量燃焼速度, 混合気の密度, 軸方向流速, 温度, 混合気の定圧比熱, 熱伝導率である. $c_{p,k}$, Y_k , V_k , h_k , W_k , $\dot{\omega}_k$ は k 成分の定圧比熱, 質量分率, 拡散速度, 単位質量あたりのエンタルピー, 分子量, モル生成速度をそれぞれ表す.

以上の方程式系 (2.45), (2.46), (2.47) を補助式 (2.34), (2.35), (2.37) を理想気体の状態方程式 (2.6) とともに解く.

境界条件は以下のように定めた.

$$x \rightarrow -\infty : T = T_0, \quad Y_{k,0} = Y_k \left(1 + \frac{V_k}{u} \right) \quad (k = 1, \dots, K) \quad (2.48)$$

$$x \rightarrow +\infty : \frac{dT}{dx} = 0, \quad \frac{dY_k}{dx} = 0 \quad (k = 1, \dots, K) \quad (2.49)$$

回転対向流双子火炎の場合と同様に, これらは 2 点境界値問題を与え, 質量燃焼速度 \dot{M} は本来ならば固有値として求められるが, ここでは便宜的に変数と考え, 全ての位置で一定の値を持つように次の方程式を導入する.

$$\frac{d\dot{M}}{dx} = 0 \quad (2.50)$$

一次元予混合火炎の計算コードは, 米国 Sandia National Laboratories で開発された汎用数値計算ライブラリ CHEMKIN に基づく PREMIX [34] を用いた. 計算方法については, 回転対向流双子火炎と同様である.

2.3 化学反応機構と輸送係数

2.3.1 詳細な化学反応機構による計算の意義

最近の計算機の進歩によって複雑な数値計算もある程度短時間でできるようになり、数値流体力学はめざましい進歩を遂げた。燃焼研究においても数値計算による研究は多く行われているが、燃焼の場合は一般の流体に比べて計算が大変に困難なものとなる。これは、燃焼現象には膨大な数の素反応が関与するために、運動方程式に加えて化学反応項を含むエネルギー方程式および化学種の数だけの成分保存式を解かなければならないため、計算量が一般の流体の場合に比べて膨大なものになるからである。また、流れと化学反応の時間スケールは通常大きく異なるため、反応帯における格子の取り方に細心の注意を払わなければならない。

このような困難さのために、燃焼の研究で行われている数値計算は、大きく2種類の分類がされる。ひとつは、二次元あるいは三次元の非定常流れに対して総括反応などの単純な化学反応と単純な輸送係数を用いる方法であり、主に流体力学的効果を解明することを目的とする場合に行われる。もうひとつは、一様な場の時間変化、相似解などにより一次的に取り扱える流れ、あるいは定常な二次元流れに対してできる限り詳細な化学反応機構と正確な輸送係数や熱力学定数を用いる方法であり、主に素反応の効果、特定の成分の分布、生成、輸送などの効果を解明することを目的とする場合に行われる。近年の計算機の性能向上により、二次元あるいは三次元の非定常流れに対しても詳細な化学反応機構を考慮した数値計算が行えるようになったが、現在でもそのような計算には膨大な計算時間を要するとともに、複雑な流れの影響と化学種や素反応の影響を分離して分析をすることが難しいため、燃焼メカニズムを詳細に調べるにあたっては、後者の（一次元などの）数値計算を用いるほうが適しているといえる。

本研究においては、回転対向流双子火炎における超希薄燃焼メカニズムを解明することを目的としており、この場合には各化学種の成分分布や拡散速度、素反応の効果などの詳細な分析が重要であるため、以上に述べたような詳細な化学反応機構と正確な輸送係数を用いて計算を行う必要がある。本研究では、2.1.2 に述べたように相似解を用いて火炎を一次的に扱っているため、このような計算が十分に可能である。

2.3.2 「CHEMKIN」と輸送係数計算パッケージ

本研究では、計算パッケージ「CHEMKIN」[35,36]とそれに結合した輸送係数計算パッケージ[37]に基づいて数値計算を行う。これらは米国の Sandia National Laboratories の Kee et al. によって開発された汎用プログラムであり、できる限り正確な熱化学定数や輸送係数を考慮した計算の遂行を支援することを目的としている。これらの計算パッケージをベースにして、これまでに様々な燃焼の問題に対して数値計算が行われているが、具体的な例として、平面一次元予混合火炎[34]、衝撃波管内の化学反応[38]、超攪拌燃焼器(perfect stirred reactor)内の化学反

応 [39], 対向流拡散火炎 [40], 対向流予混合火炎 [41], 管状火炎 [42] などがある。

CHEMKIN は, 各成分や混合気の熱化学定数や各素反応による生成速度, 発熱速度などを計算するサブルーチンライブラリと, それを利用できるように準備するプログラムから構成されている [35]. 各成分の熱化学定数は温度の関数としてデータベース [36] から読み込まれるが, この数値の大部分は JANAF の熱化学定数表 [43] および Burcat の論文 [44] などから得られたものである. 最近では, 素反応群の開発者が素反応表とともに, 必要な化学種の熱化学データベースも用意して, ウェブサイト上に公開していることが多い. 一方, 輸送係数計算パッケージは, 各成分や混合気の輸送係数を計算するサブルーチンライブラリと, それを利用できるように準備するプログラムから構成されている [37]. 各成分の輸送係数, すなわち熱伝導率と粘性係数と 2 成分相互拡散係数は, データベースから読み込まれた分子量, Lennard-Jones ポテンシャルのパラメータ, 双極子モーメント, 極性などから, 気体分子運動論によって導かれた関係式 [45–47] を用いて温度の関数として計算される. また混合気の輸送係数はこのようにして計算された各成分の輸送係数と組成から, いわゆる Mixing Rule [48–50] に従って計算される.

2.4 輻射熱損失

輻射モデルとして Barlow et al. によって考案されたモデル [51] を適用した. これは輻射による射出のみを考慮した, いわゆる *Optically thin model* のひとつである. 一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎に対して, エネルギー保存式 (2.33) および (2.46) の輻射熱損失 q_r は以下のように表す.

$$q_r = -4\sigma(T^4 - T_0^4) \sum_{k=1}^K p_k a_{p,k} \quad (2.51)$$

ここで, σ, T, T_0 はそれぞれ Stefan-Boltzmann 係数, 局所火炎温度, 周囲温度, $p_k, a_{p,k}$ はそれぞれ k 成分の分圧, プランクの平均吸収係数である. 輻射の影響を考慮した化学種は, メタン空気燃焼の場合は $\text{CO}_2, \text{CH}_4, \text{H}_2\text{O}$ および CO の 4 種, 水素燃焼の場合は H_2O の 1 種である.

希薄燃焼の場合, 火炎は希薄可燃限界付近で輻射の影響を大きく受けることが知られている [52–54]. これは, 大幅に厚くなった火炎帯からの射出の増加によって輻射熱損失が大きくなる一方で, 化学反応による発熱が低下し, その結果, 火炎帯温度が著しく低下するからである. また, 非常に希薄な条件では燃焼速度が小さくなるので流体要素の滞在時間が増大することも, 輻射の影響を大きくする. したがって, 非常に希薄な条件下における燃焼の研究では輻射の影響を考慮することは不可欠である. しかし, この輻射モデルは射出のみを考慮する簡略化されたモデルであり, 再吸収については考えられておらず, 輻射熱損失を過大に見積もる可能性がある. 射出だけではなく, 再吸収も考慮する場合, 光子の流れの経路を計算する必要があるが, それには多大な計算時間を要する. そこで, 本研究では輻射熱損失を考慮しない数値計算を実施したのちに, 熱輻射による射出のみを考慮した数値計算を行い, 定性的に輻射熱損失の影響を調査する. 実際には, 計算で得られる最希薄消炎点などは, 輻射熱損失を考慮した場合としない場合の間になることが予想される.

また、過去に行われた伸長のある予混合火炎に関する研究において、消炎には「伸長による消炎」および「輻射熱損失による消炎」の2つがあることが報告されている [52–54]。伸長による消炎にはルイス数効果などの影響もあることが知られており、その影響を定量的に評価する場合、断熱火炎温度と比較できるようにあえて輻射熱損失を考慮しない計算を行って輻射熱損失の影響と分離して考える必要がある。

さまざまな効果を数値計算において考慮すれば、現実に近い現象をシミュレートすることができる。しかし、多くの効果を考慮するほど、純粋に現象の分析をすることが困難になる。本研究では、燃焼現象の本質の解明のため、あえて次元や効果を減らした数値計算を行うというスタンスをとる。

2.5 化学反応機構

化学反応機構には、それぞれの燃料に対して専用の反応機構を用いた。

燃料がメタンの場合、GRI-mech3.0 [55] から NO_x 関係成分を削除したものを、水素の場合は Princeton University の Dryer のグループで開発されたもの [56] を用いた。表 2.1 に各反応機構の化学種数、素反応数および出典について示す。また、各反応機構で考慮する化学種および素反応などは、巻末の付録 A に示した。

表 2.1 各反応機構における化学種数および素反応数

燃料	化学種数	素反応数	参考文献
メタン	36 (表 A.1)	219 (表 A.2)	G.P. Smith et al. [55]
水素	13 (表 A.3)	27 (表 A.4)	Burke et al. [56]

各反応速度は質量作用の法則に従い、正方向の比例速度は $k_{f,i}$ とし、次のアレニウス型の温度依存性を持つものとする。

$$k_{f,i} = A_i T^{\beta_i} \exp\left(\frac{-E_i}{R^0 T}\right) \quad (2.52)$$

ここで A_i , β_i , E_i はそれぞれ i 番目の素反応（正方向）における頻度係数中の定数、温度因子、活性化エネルギーである。各成分の熱化学定数および輸送係数は CHEMKIN サブルーチンライブラリを用いた。

2.6 まとめ

本章では、火炎モデルおよび数値計算方法について述べた。

- 本研究では火炎の基礎的な性質を探るため、一次的に取り扱うことができながらも、逆流領域が形成される回転対向流双子火炎モデルを用いた数値計算を行う。火炎構造の比較

のため、一次元予混合火炎の計算も行う。

- 燃料としてメタンおよび水素を用いる。それぞれに対応した反応機構を用いた数値計算を行う。数値計算においては、熱化学定数および輸送係数の算出には CHEMKIN サブルーチンライブラリを用いる。

第3章

可燃範囲内における火炎構造と逆流領域の形成

過去に行われた回転対向流双子火炎の研究では、噴射面の対が逆向きに回転する counter-rotating counterflow twin flame [28,30–32] および同じ向きに回転する co-rotating counterflow twin flame [29–31,33] の2種類に関して調査されている。本研究では、後者の co-rotating counterflow twin flame に関して数値計算を行い、火炎構造を調べる。

まず、3.1 では可燃範囲におけるメタン火炎の火炎構造を示し、回転対向流双子火炎の火炎構造について論じる。回転対向流双子火炎との比較のために一次元予混合火炎の計算を行い、最高火炎温度および（局所）燃焼速度、温度および濃度分布、火炎帯幅を比較する。3.2 では、可燃範囲における水素火炎について火炎構造をメタン火炎と同様に比較する。

3.1 可燃範囲内におけるメタン予混合火炎の構造

3.1.1 輻射熱損失を考慮しない場合のメタン空気一次元予混合火炎の構造

図 3.1 は、メタン空気一次元予混合火炎の計算から得られた当量比 ϕ に対する最高火炎温度 T_{\max} （実線）および燃焼速度 Su （破線）を示している。 Su は対数表示である。 T_{\max} は ϕ とともに線形的に減少しており、 Su についても ϕ とともに減少する。 ϕ が小さくなるほど Su の減少の割合は大きくなっており、急激に火炎の伝播性が失われていることがわかる。メタン空気予混合火炎の希薄可燃限界は $\phi = 0.49$ であるが [15–17]、輻射熱損失を考慮しない一次元予混合火炎の数値計算では、このように希薄可燃限界よりも小さな当量比での火炎を得ることができる。

図 3.2 に当量比 $\phi = 0.50$ におけるメタン空気一次元予混合火炎の構造を示す。 T , \dot{q} , X_k ($k = \text{H}_2, \text{O}_2, \text{H}_2\text{O}$) はそれぞれ温度、発熱速度、主要成分のモル濃度である。反応物 CH_4 および O_2 は $+x$ 方向に減少し、 CH_4 は $x = 0.3 \text{ cm}$ 付近でほぼゼロになる。 $\phi = 0.50$ は希薄条件なので O_2 は CH_4 が消費される位置付近までは減少するが、それよりも下流では平衡状態となるため一定の値を保っている。生成物 CO_2 および H_2O は反応物が減少し始める付近から増加し、 CH_4

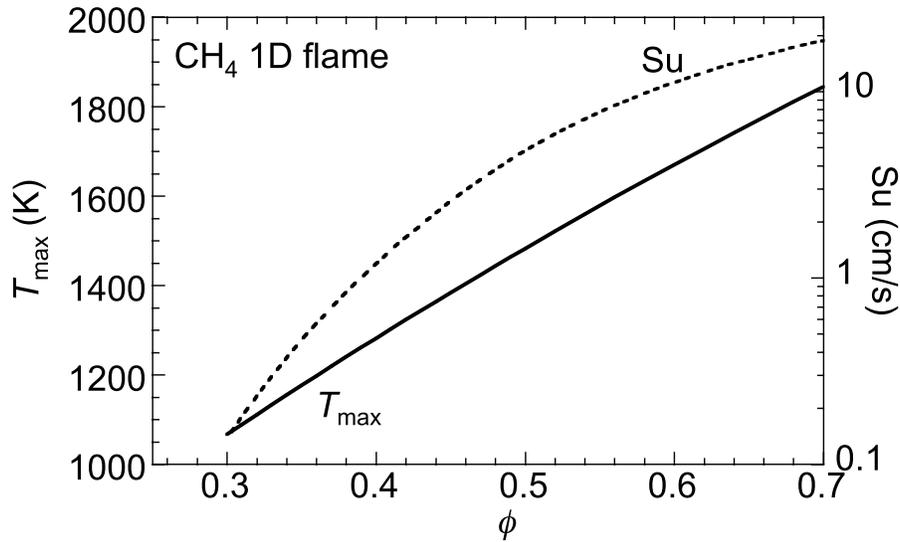


図 3.1 メタン空気一次元予混合火炎における当量比に対する最高火炎温度および燃焼速度.

が消費される位置付近より下流では O_2 と同様に平衡状態に達するため、一定の値を保っている。温度分布に注目すると、 T は反応物の減少とともに増加し、 CH_4 の消費される位置付近で最大値となり、その下流ではほぼ一定の値となり、断熱火炎温度に達する。一般的な予混合火炎では、このように予熱帯において T の分布は下に凸の形状をしている。また、発熱速度 \dot{q} は CH_4 が消費される位置付近でピークになる山型の分布をしている。温度勾配のある領域が火炎帯、発熱速度 \dot{q} の値がある領域が反応帯であるとみなすことができるが、火炎帯の厚さ、すなわち火炎帯幅 δ は火炎の性質を知るために重要な物理量である。

本研究では火炎帯幅を温度勾配を有する領域の幅と考え、以下のように定める。

$$\delta = x_* - x_{**} \quad (3.1)$$

$$\begin{cases} x = x_* : T = 0.95 \times T_{\max} \\ x = x_{**} : T = 1.05 \times T_0 \end{cases}$$

ここで T_0 は未燃ガス温度である。この火炎の場合、火炎帯幅は $\delta = 0.337$ cm である。

3.1.2 輻射熱損失を考慮しないメタン空気回転対向流双子火炎構造

図 3.3 に吹き出し流速 $u_R = 200$ cm/s、当量比 $\phi = 0.50$ について回転数 $\Omega = 50, 100, 150, 200$ rps にしたときの火炎構造を示す。この図において (a), (b), (c) および (d) は温度 T 、角速度 ω 、軸方向速度 u および半径速度勾配 v/r の空間分布をそれぞれ示す。また、反応帯および火炎面の位置を明らかにするために、発熱速度 \dot{q} を (a) および (c) に示した。回転数 Ω が 200 rps から 50 rps と小さくなるにつれ、その温度分布形状はほぼ変化することなく、火炎面位置は鏡面对称面 $x = 0.0$ cm に近づく。一方、 Ω によって ω 、 u および v/r は複雑に変化する。このことについて以下に述べる。

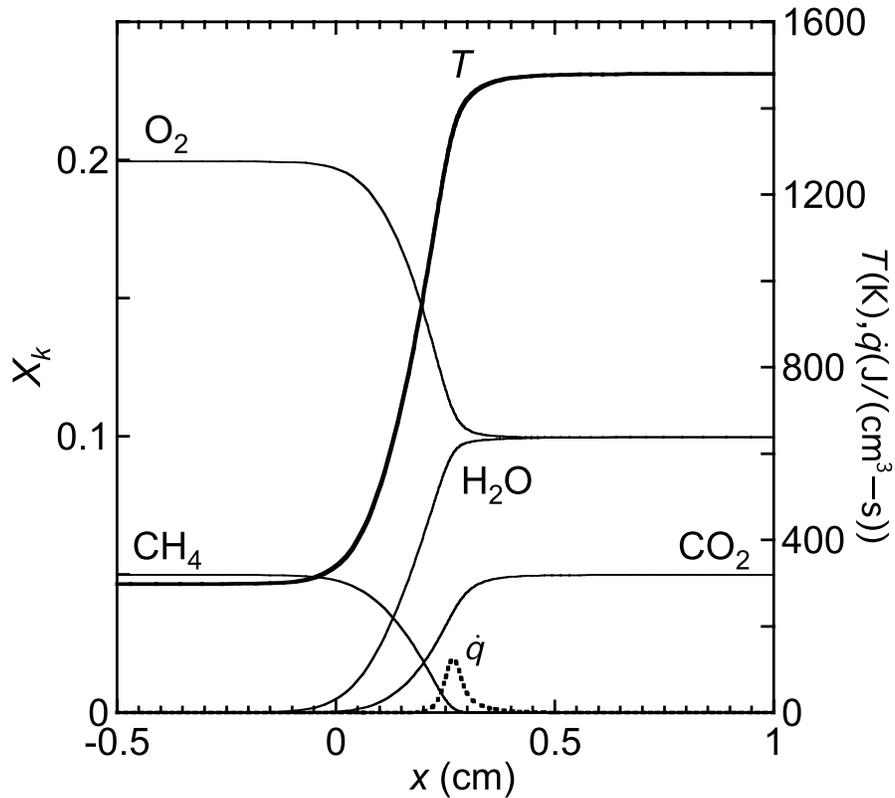


図 3.2 $\phi = 0.50$ におけるメタン空気一次元予混合火炎の火炎構造.

図 3.3(b) において、 $\Omega = 50$ rps の場合、角速度 ω は単調減少し、火炎面付近ではほぼゼロになる。それ以外の条件では流体が噴射面から鏡面对称面へと流れるにつれ、 ω は初め減少し最小値に達したあと、火炎面付近で増加し、鏡面对称面付近では一定値となる。このことは、この領域では流体は剛体回転していることを表す。 ω の軸方向分布は、角運動量 $\rho\omega r^2$ と密度 ρ の関係に従う。すなわち、火炎面を通過したのちの ρ の大幅な減少は、火炎面周辺における ω の増加によって相殺される。ここで火炎面は最大発熱速度 \dot{q} となる位置で定義した。

図 3.3(c) において、すべての Ω の値に対して軸方向流速 u は噴射面から遠ざかるにつれて減少している。また、 $\Omega = 50$ rps 以外では、鏡面对称面と火炎面との間に流速が負になる領域が存在する。したがって、このような場合、 $x = 0.0$ cm での通常のだよみ点に加えて「第 2 ののだよみ点 (secondary stagnation plane)」が存在することになる。後者ののだよみ点位置 x_{stag} は図中の短い縦線で表される。この場合、火炎面は第 2 のだよみ点より噴射面側に位置する。また、火炎面と第 2 のだよみ点との距離は Ω が 200 rps に近づくとつれ、狭くなっている。

一方、半径方向速度 v は、最初遠心力による大きな加速度によって急激に増加し、その後図 3.3(d) に示すように減少する。 $\Omega = 50$ rps 以外の u の分布と同じように、それぞれの火炎は火炎面と鏡面对称面との間に v が負になる領域を有す。これらの u および v の負の流速領域の存在は、火炎面の背後に逆流領域が存在することを表す。

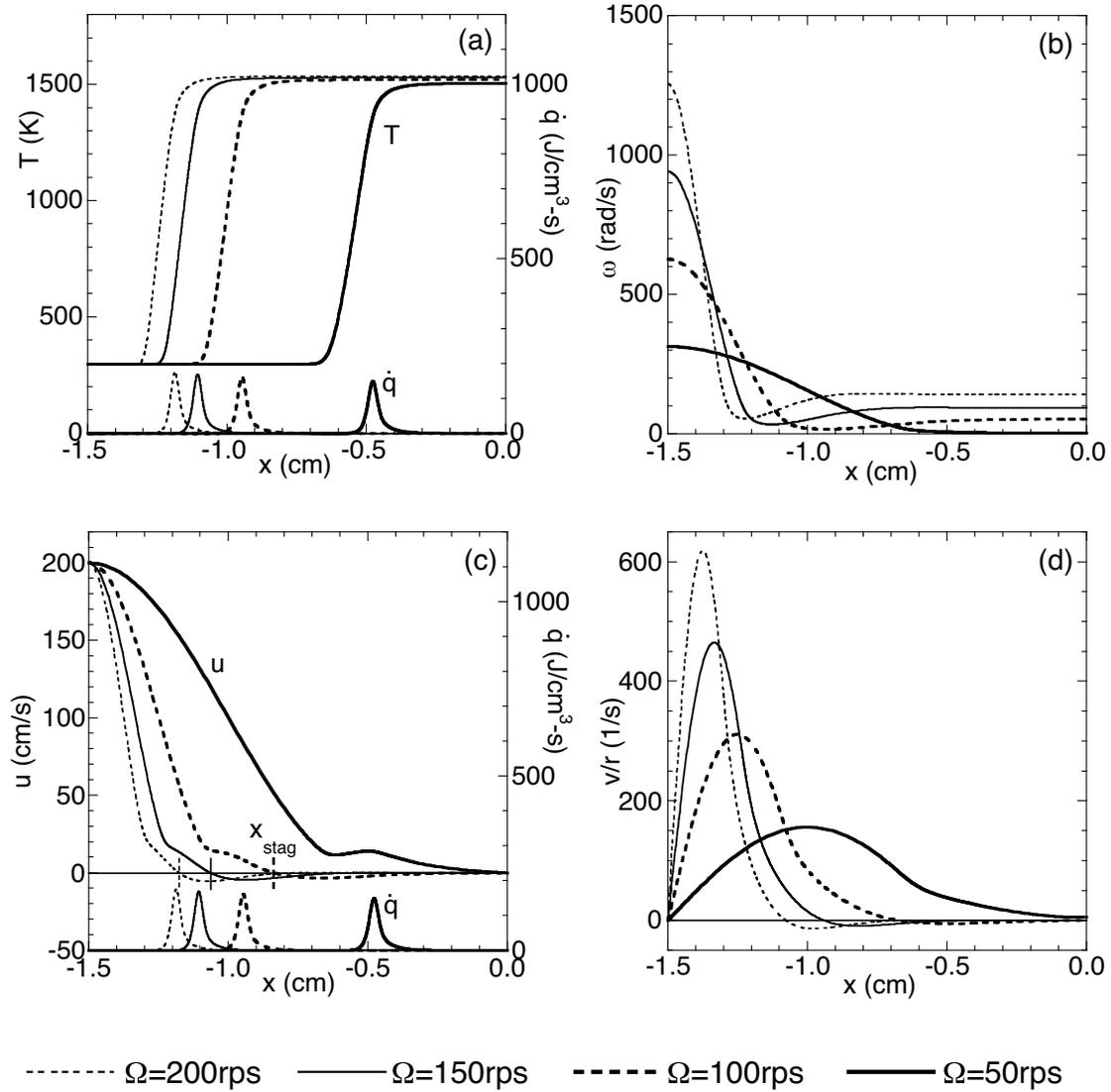


図 3.3 $\phi = 0.50$ におけるメタン空気回転対向流双子火炎の火炎構造.

3.1.3 メタン空気回転対向流双子火炎におけるよどみ点の形成

図 3.4(a)(b) に、図 3.3 における $\Omega = 50, 100$ rps それぞれの条件での $x-r$ 平面における流線を示す。それぞれの流線上では流れ関数 Ψ の全微分はゼロである。すなわち、以下の式を満たす。

$$d\Psi = \frac{\partial\Psi}{\partial x} dx + \frac{\partial\Psi}{\partial r} dr = r^2 G dx + 2rU dr = 0 \quad (3.2)$$

すなわち、流線は以下の関数で定義することができる。

$$r = r(x) = r_0 \left(-\frac{1}{2} \int_{x_0}^x \frac{G}{U} dx \right) \quad (3.3)$$

ここで (x_0, r_0) は任意の基準点である。噴射面からの流線 20 本および火炎面の後流での流線 2 本を図 3.4 に示す。流線間隔は、2 つの隣り合った流線の間で「仮想的な 2 次元平面」における質量流速の総量が一定になるように計算された。

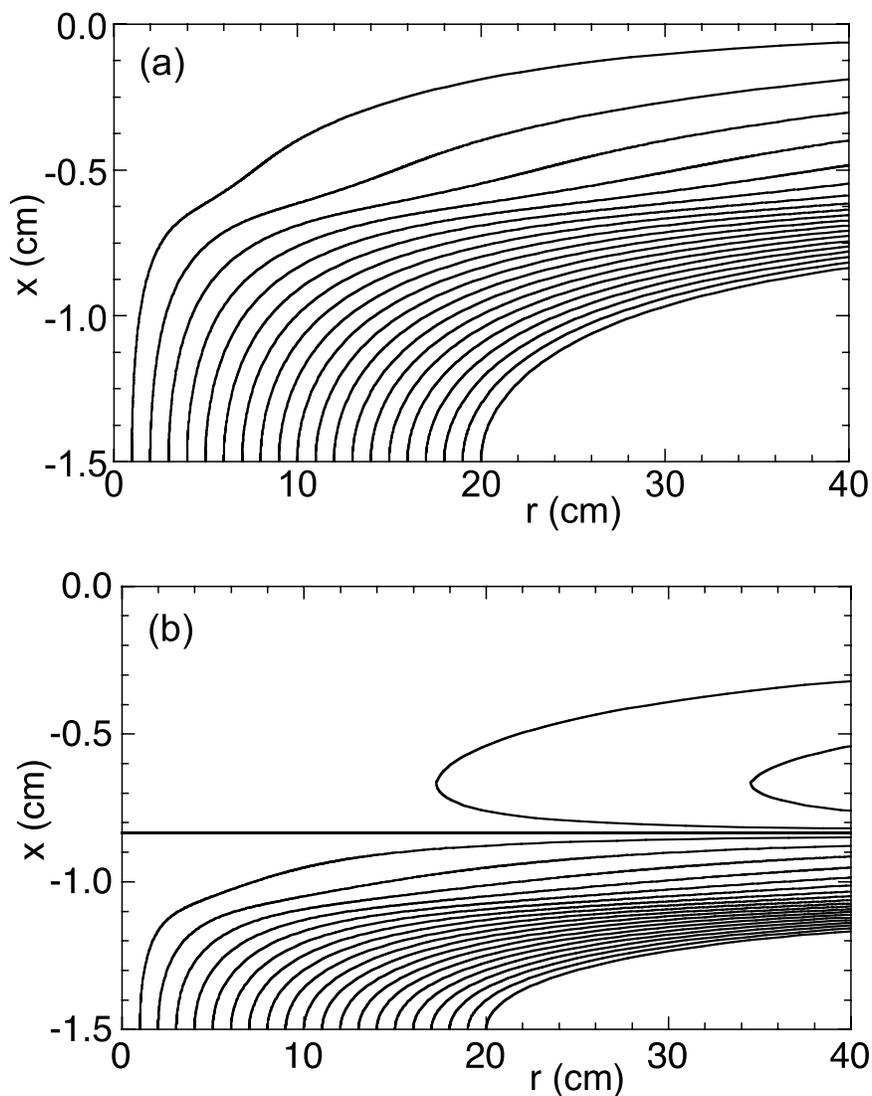


図 3.4 $\phi = 0.50$ におけるメタン空気回転対向流双子火炎の流線. (a) $\Omega = 50$ rps, (b) 100 rps.

図 3.4(a) では逆流領域が形成されておらず、 $x = -1.5$ cm の噴射面から垂直に噴射されたあと、 $+r$ 方向に拡散しながら $+x$ 方向に流れていく。 $x = -0.5$ cm 付近で流線が歪んでいるのは火炎面が存在して膨張の効果が現れているためである。一方、同図 (b) に示したように $\Omega = 100$ rps の場合、第 2 よどみ点は $x = -0.84$ cm 付近に形成され、その後流では、半径方向無限遠方から中心軸に既燃ガスが流入し、また無限遠方に流出している。この逆流領域が形成されるメカニズムは多少複雑である。噴射面から流入した流体は、回転数が大きくなると大きな遠心力によって半径方向に加速され、 $x = -0.84$ cm 平面を越えて流入することができない。さらに、この平面より下流の流体は粘性によって半径方向流に引っ張られ、したがって半径方向に負の流れが生まれ

る。これは連続の式を満たす。逆流領域の流体は火炎自身の既燃ガスである。未燃ガスの吹き出し流速 u_R に比べ、既燃ガスの逆流流速は非常に小さいが、噴出された未燃ガスと既燃ガスの逆流による対向流が形成される。これらの流れの様相は参考文献 [29,31,32] で示されたものと基本的には同じである。

3.1.4 輻射熱損失を考慮したメタン空気回転対向流双子火炎の構造

輻射熱損失を考慮した場合の回転対向流双子火炎の典型的な構造として一例を挙げる。図 3.5 に $\phi = 0.55$, $u_R = 400$ cm/s, $\Omega = 100$ rps における回転対向流双子火炎の火炎構造を示す。実線は輻射熱損失を考慮した場合、破線は輻射熱損失を考慮しない場合を示す。4.2.4 に後述するが、輻射熱損失の有無によらず、ここに示す火炎構造は消炎点から十分に離れた条件で計算したものである。輻射熱損失を考慮しない場合には x_{stag} は存在しないが、輻射熱損失を考慮したときは x_{stag} が得られた。また、反応帯および既燃ガスの存在する広い領域において輻射熱損失による温度低下が確認できる。鏡面对称面 ($x = 0.0$ cm) においては約 150 K, 既燃ガス温度が低下した。この温度低下以外に関しては、輻射熱損失の有無による火炎構造の目立った変化は観察されなかった。

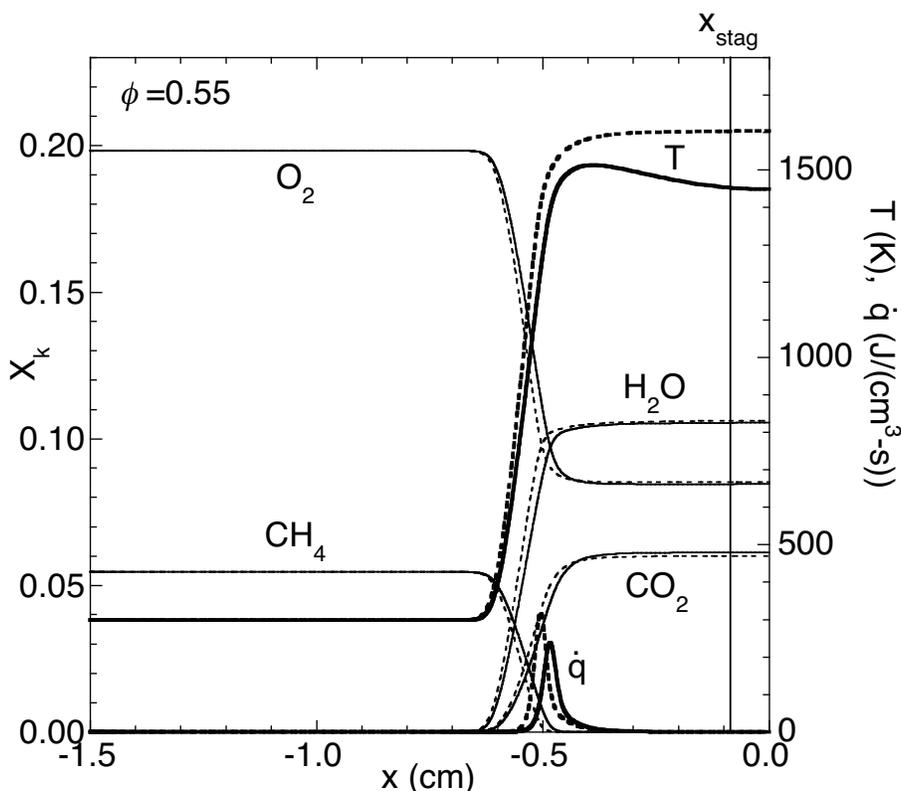


図 3.5 $\phi = 0.55$ におけるメタン空気回転対向流双子火炎の火炎構造。輻射を考慮した場合（実線）および考慮しない場合（点線）。

3.2 可燃範囲内における水素予混合火炎の構造

3.2.1 水素空気一次元予混合火炎

図 3.6 は、当量比 ϕ に対する一次元予混合火炎の最高火炎温度 T_{\max} (実線) および局所燃焼速度 Su (破線) を示している。図中の Su は対数で表している。 ϕ が小さくなるほど、 T_{\max} は、 ϕ とともにほぼ線形的に減少している。また、 Su は、 $\phi < 0.28$ で $Su < 1.0$ になり、 ϕ の減少とともに指数関数的に減少し、また $\phi < 0.20$ 以下ではその減少の割合が大きくなり、 Su は 10^{-3} のオーダーの値をとることがわかる。

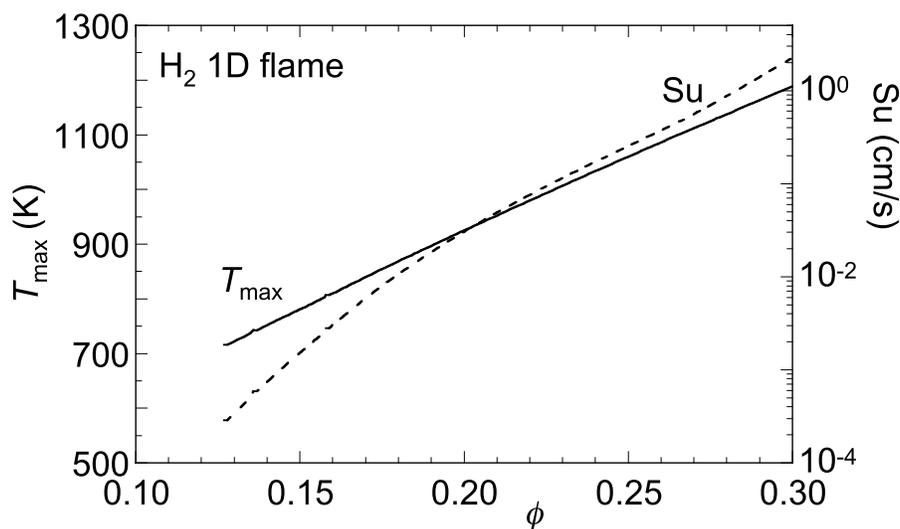


図 3.6 水素空気一次元予混合火炎における当量比に対する最高火炎温度および燃焼速度。

本研究では、 $\phi = 0.127$ 以下の条件で一次元予混合火炎の収束解を得ることができなかった。また、 $0.127 < \phi < 0.20$ については収束解を得ることはできたが、収束性が悪く計算に長時間を要した。

水素空気予混合火炎の希薄可燃限界は $\phi = 0.10$ と知られている [18]。すなわち、実験においては $\phi = 0.10$ までは燃焼可能であることが確認されている。しかし、それに対し上記のように一次元予混合火炎の数値計算では $\phi < 0.127$ で解が得られないということは、メタン火炎の場合と際立った違いを示している。可燃限界はあくまでも実験的に測定されるものであるが、その測定には標準化された装置が用いられる。この標準装置はアメリカ鉱山局によって開発されたものであり、長さ 150 cm、直径 5 cm のガラス管内に混合気を入れ、その下端で火花点火し、火炎が上端まで伝播するときの混合気組成から、下方限界（希薄可燃限界）および上方限界（過濃可燃限界）の 2 種類の可燃範囲を求める [57]。この計測方法では火炎の形状を問わないため、火炎は一次元構造ではない。特に、希薄条件の水素空気予混合火炎では、小さな球状の火炎が局所的な発生することが観察され、これは “flame ball” [58,59] という特異な現象として知られている。ま

た、ルイス数効果のひとつである熱・物質拡散不均衡により、火炎面がセル状になることもよく知られている [60–62]. このような非一次元的な火炎の形成をもって可燃限界と判断された実験結果は、その多次元性ゆえに、完全な一次元火炎しか扱うことのできない数値計算では再現できなかったと考えられる. 最近では、ルイス数効果による局所的な温度上昇を考慮して希薄可燃限界 $\phi = 0.10$ までの燃焼速度を計算することに成功した研究がある [63]. ただし、その研究では、計算で用いているのは完全な一次元火炎モデルではない.

3.2.2 輻射熱損失を考慮しない水素空気回転対向流双子火炎の構造

図 3.7 に、 $\Omega = 0, 50, 100, 150$ rps, $(\phi, u_R) = (0.20, 400 \text{ cm/s})$ における水素空気回転対向流双子火炎の火炎構造を示す. 実線, 点線, 破線, 一点鎖線は、それぞれ $\Omega = 0, 50, 100, 150$ rps の計算結果を示す. 上図に温度 T , 発熱速度 \dot{q} および軸方向速度 u の分布を、下図に主要化学種分布 (H_2 , O_2 , H_2O) をそれぞれ示す. 図中の縦線は、それぞれの Ω の条件における x_{stag} の位置を示す. u の分布において、それぞれ温度が上昇する位置に小さな凸が見られるが、これは温度上昇による気体の膨張が原因であり、これによって火炎伸長を引き起こされている可能性がある.

$\Omega = 0$ rps の場合、 \dot{q} の最大値で定義した火炎面は鏡面对称面 ($x = 0.0 \text{ cm}$) に位置し、双子火炎が独立に存在せず、融合している. $\Omega = 50$ rps の場合は、火炎面は鏡面对称面付近に位置し、融合しそうな状態である. 次章に後述するように ϕ や u_R をパラメータにとった場合、これは消炎直前の状態である. 一方、 $\Omega = 100, 150$ rps の場合、火炎面は鏡面对称面から十分に離れた位置にあり、すなわち、双子火炎は独立して存在している. また、このような回転数の大きな場合には、遠心力が大きいいため、よどみ点 x_{stag} , すなわち逆流領域が形成されている. 火炎の伝播性は、主に ϕ に対する関数であるため、 Ω によらず一定であると見なせる. 火炎伝播性が小さい場合でも、対流と釣り合う位置が鏡面对称面から離れるため、火炎面の融合が起きることなく、火炎が安定すると考えられる. Ω が大きくなるほど、軸方向流速 u が小さい領域は広がり、反応帯は上流に移動することがわかる.

図 3.8 に $\phi = 0.15$ における一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎の構造を比較する. 左図に一次元予混合火炎、右図に回転対向流双子火炎の構造を示す. 温度 T , 化学種濃度 X_k ($k = \text{H}_2, \text{O}_2, \text{H}_2\text{O}$), 発熱速度 \dot{q} を示す. 右図の縦破線はよどみ点位置 x_{stag} を示す. 左図、一次元予混合火炎の x 軸に注目されたい. x 軸は $-10^3 \text{ cm} < x < 10^3 \text{ cm}$, つまり $-10 \text{ m} < x < 10 \text{ m}$ であり、温度分布から火炎帯幅 $\delta = 14.3 \text{ m}$ である. このときの水素空気一次元予混合火炎の計算結果は、前節 3.2.1 に示したように収束解が得られなくなる当量比付近 ($\phi = 0.127$) の計算結果である. このように水素火炎ではメタン火炎と比べて火炎帯幅が非常に大きくなるなど特異な現象が起きるため、水素空気一次元予混合火炎の計算の収束が悪くなり、可燃範囲内でありながら収束解が得られなくなると考えられる. 火炎帯幅が広いことは火炎伸長の影響を受けて消炎しやすくなることを示すが、当然 10 m 以上もの火炎帯幅をもつ火炎は実現不可能である. 一方、右図の回転対向流双子火炎の $\delta = 0.16 \text{ cm}$ であり、十分に現実可能な幅である. また火炎温度を比較すると、回転対向流双子火炎の最高火炎温度 $T_{\max} = 1340 \text{ K}$ であり、これは一次元予混合火炎

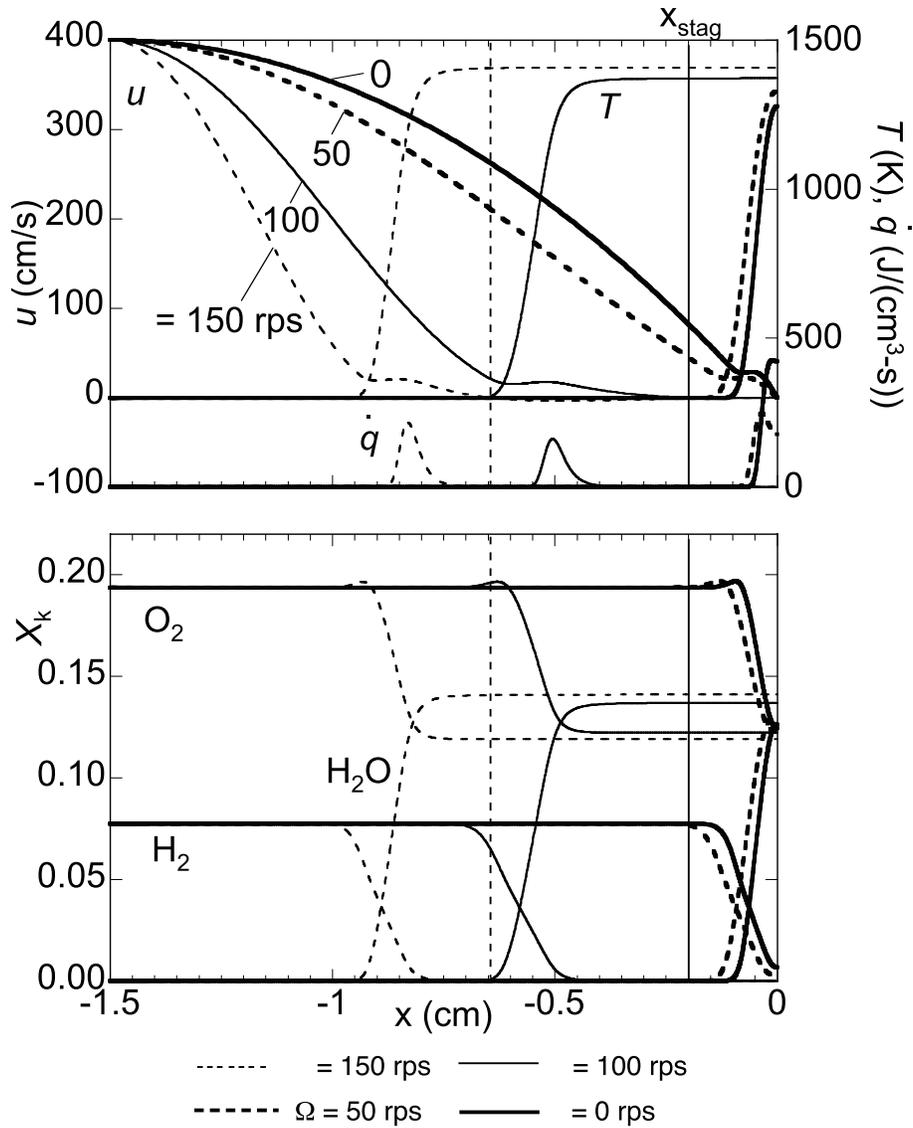


図 3.7 $\phi = 0.20$ における水素空気回転対向流双子火炎の火炎構造.

の最高火炎温度かつ下流端温度より 500 K 以上も高い。一次元予混合火炎の下流端温度は断熱火炎温度と等しいことから、回転対向流双子火炎の火炎温度は断熱火炎温度より大幅に増加しているといえる。

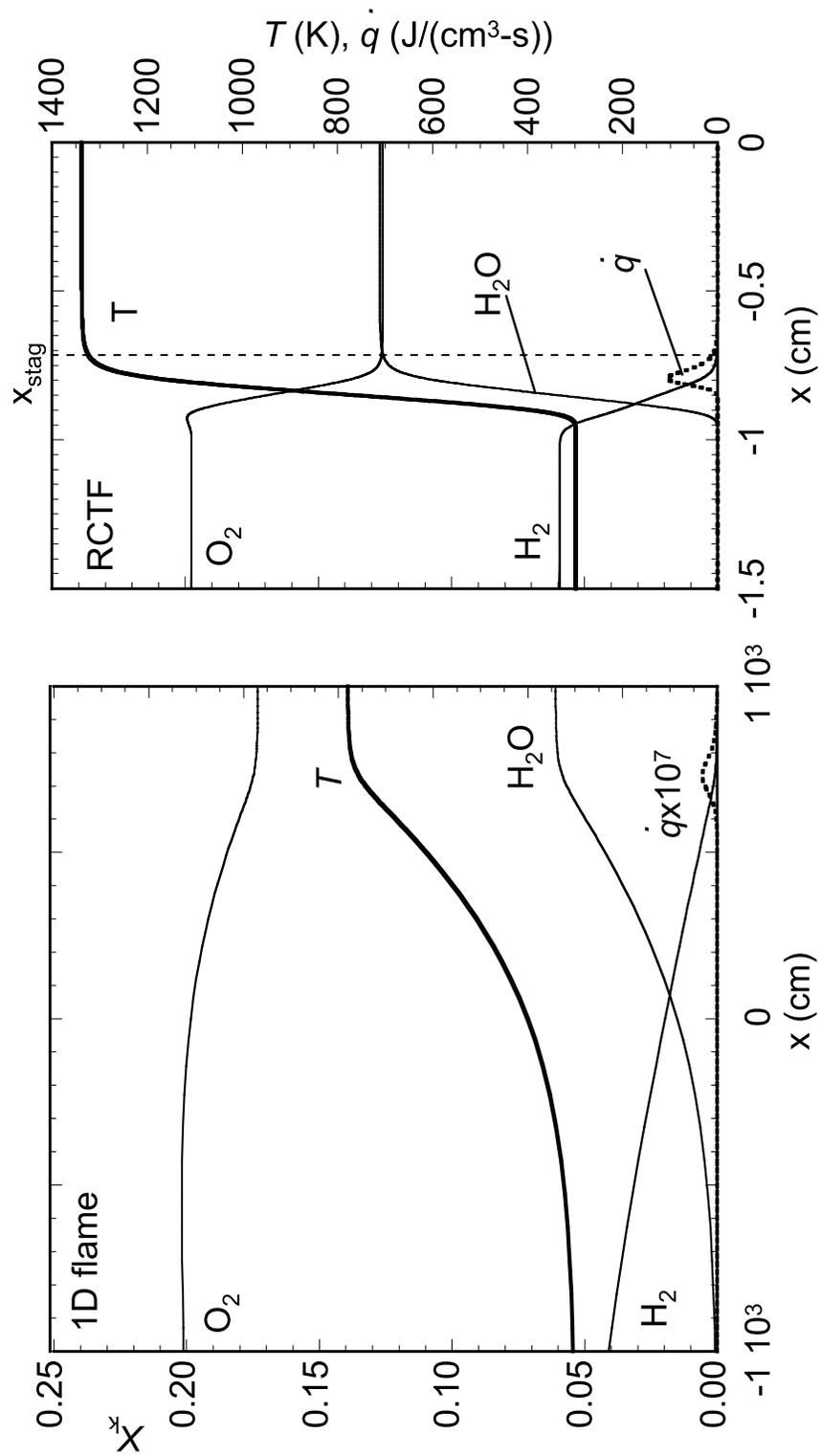


図 3.8 $\phi = 0.15$ における水素空気一次元予混合火炎 (左) および水素空気回転対向流双分子火炎 (右) の構造.

3.2.3 輻射熱損失を考慮した水素空気回転対向流双子火炎の構造

次に可燃範囲内の水素空気回転対向流双子火炎の構造について述べる。ここでは代表例として、図 3.9 に $(\phi, u_R, \Omega) = (0.20, 400 \text{ cm/s}, 150 \text{ rps})$ の条件で計算した水素空気回転対向流双子火炎の構造を示す。実線、点線はそれぞれ輻射熱損失を考慮した場合とそうでない場合を表す。縦線はよどみ点位置 x_{stag} を表すが、この場合、輻射熱損失を考慮した場合とそうでない場合とでほとんど一致している。温度分布 T について、輻射熱損失を考慮した場合は、そうでない場合に比べて火炎帯での火炎温度が低いことがわかる。 $x = -0.76 \text{ cm}$ で最高火炎温度 $T_{\max} = 1320.5 \text{ K}$ に達したのち、鏡面对称面 ($x = 0.0 \text{ cm}$) にかけて温度が下がり、 $x = 0.0 \text{ cm}$ においては $T = 1238.9 \text{ K}$ になる。 T 以外は、輻射熱損失を考慮した場合とそうでない場合の差はほとんどなく、この場合には輻射熱損失の影響は小さいといえる。

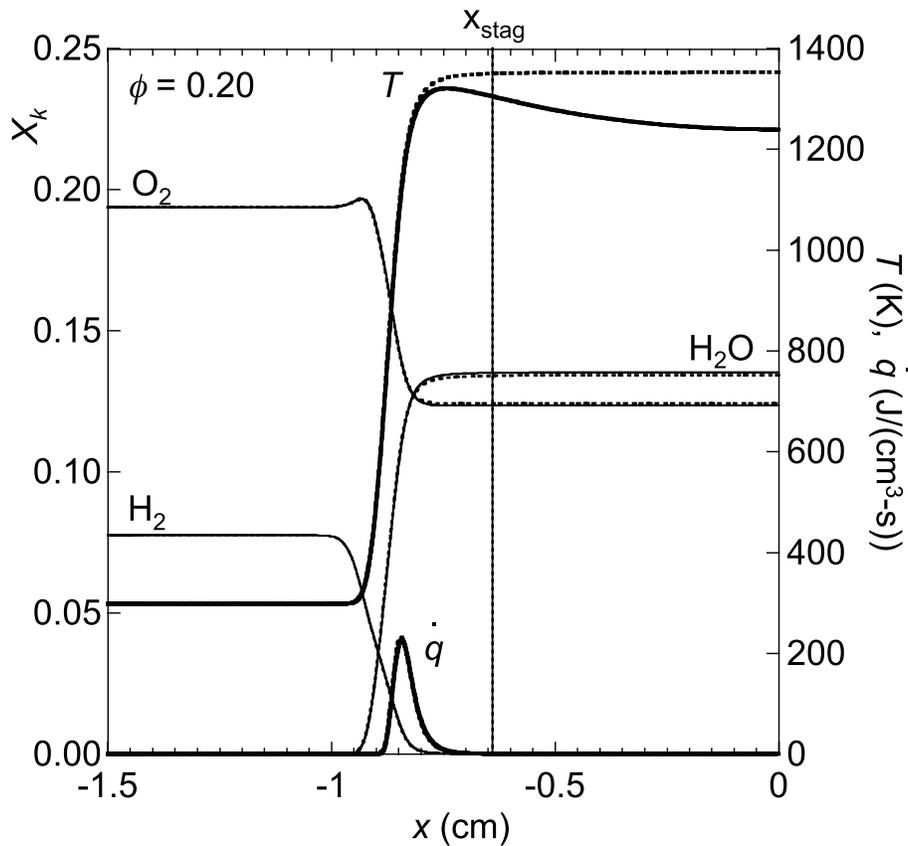


図 3.9 $\phi = 0.20$ における水素空気回転対向流火炎の構造。輻射を考慮した場合（実線）および考慮しない場合（点線）。

3.3 本章のまとめ

本章では、回転対向流双子火炎の可燃範囲における火炎構造を一次元予混合火炎との比較をしながら説明した。

まず、メタン空気予混合火炎について一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎の計算を行い、以下の結果を得た。

- 輻射熱損失を考慮しない場合の一次元予混合火炎の最高火炎温度および燃焼速度は当量比が小さくなるにつれ減少するが、希薄可燃限界以下の当量比でも数値計算結果を得ることができる。
- 輻射熱損失を考慮しない回転対向流双子火炎の計算を行った。同じ当量比でも回転対向流双子火炎の場合には吹き出し流速や回転数などのパラメータの影響で流れ場や火炎構造が変化する。吹き出し流速に対して回転数が大きいとき、逆流領域が形成される。逆流領域は既燃ガスで構成されており、未燃ガスと既燃ガスの対向する流れが形成されている。また、軸方向および半径方向流速は小さい。
- 輻射熱損失を考慮した場合、そうでない場合と比較して火炎構造は大幅には変化しない。しかしながら、発熱速度および火炎温度については、輻射熱損失によって低下する。

次に水素空気予混合火炎について、メタン空気予混合火炎の場合と同様に一次元予混合火炎と回転対向流双子火炎について計算を行い、以下の結果を得た。

- 水素空気一次元予混合火炎の場合、希薄可燃限界の当量比以下のみならず、可燃範囲内である $\phi = 0.127$ 以下でも収束解を得ることができなかった。当量比に対する最高火炎温度および燃焼速度については、メタン空気一次元予混合火炎と同様に当量比とともに減少した。
- 輻射熱損失を考慮しない場合の水素空気回転対向流双子火炎の火炎構造は、メタン空気回転対向流双子火炎と同様である。回転数が小さい場合、火炎面は鏡面对称面側にシフトし、火炎面の融合が引き起こされる。これにより双子火炎の消炎がもたらされる。
- 輻射熱損失を考慮した回転対向流双子火炎の構造は、輻射熱損失を考慮しない場合から大幅には変化しない。メタン空気回転対向流双子火炎と同様、発熱速度および火炎温度は輻射熱損失によって低下する。輻射熱損失を考慮した場合、しない場合の両者のよどみ点位置は変化せず、輻射熱損失が流れ場に与える影響は小さい。

第 4 章

火炎応答曲線

4.1 はじめに

可変パラメータのうちの一つを変化させ、これに対する最高火炎温度あるいは最高発熱速度、O, OH, H ラジカルの最高濃度などをプロットし、折り返し点で消炎点および着火点を表現したものを火炎応答曲線と呼ぶ。燃焼現象では化学反応に由来する非線形性が非常に強く、パラメータの一つの値に対して一般に複数個の解が存在する。

最も単純な火炎応答曲線を模式的に図 4.1 に示す。横軸 Da はダムケラー数（流体力学的特性時間と化学反応的特性時間の比）である。火炎応答曲線は、S 字あるいは Z 字カーブの形状をしており、多くの場合ひとつのパラメータに対して 3 つの解が存在する。応答曲線は高温側と低温側にそれぞれ折り返し点を有しており、折り返し点のうち高い温度のものを消炎点 (extinction point)、低い温度のものを着火点 (ignition point) という。消炎点より上側の曲線を “upper branch” あるいは “upper solution” といい、安定な火炎の解を表す。着火点よりも下側は “lower branch” あるいは “lower solution” といい、着火されていない状態を表す。着火点と消炎点を結ぶ曲線は “middle branch” あるいは “middle solution” と呼ばれ、不安定な火炎の解を表す。現実には middle branch の火炎は安定には存在せず、瞬間的に実現できたとしてもすぐに upper branch あるいは lower branch のどちらかの安定状態に遷移すると考えられる。また、条件によっては消炎点または着火点がそれぞれ複数個存在する応答曲線も存在する。

例えば、他のパラメータを固定し流速のみをパラメータとして変化させたとき、火炎はある値以上の流速を与えた場合、突然消炎を起こす。これは火炎伸長による消炎と位置づけられ、より大きな伸長を与えても燃焼し続けることができれば、その火炎は耐消炎性が高いといえる。この場合、エンジンなどの乱れの強い場においても安定に燃焼させることができることを意味する。

火炎伸長が存在する予混合火炎の場合、当量比をパラメータとして変化させた火炎応答曲線において、ある値以下の当量比を与えた場合、火炎は消炎に至る。これは希薄側の限界の当量比といえるが、その値は u_R や Ω に依存するため、いわゆる希薄可燃限界とは一致しない。

本章では、回転対向流双子火炎の応答曲線を示し、火炎の性質について議論する。回転対向流

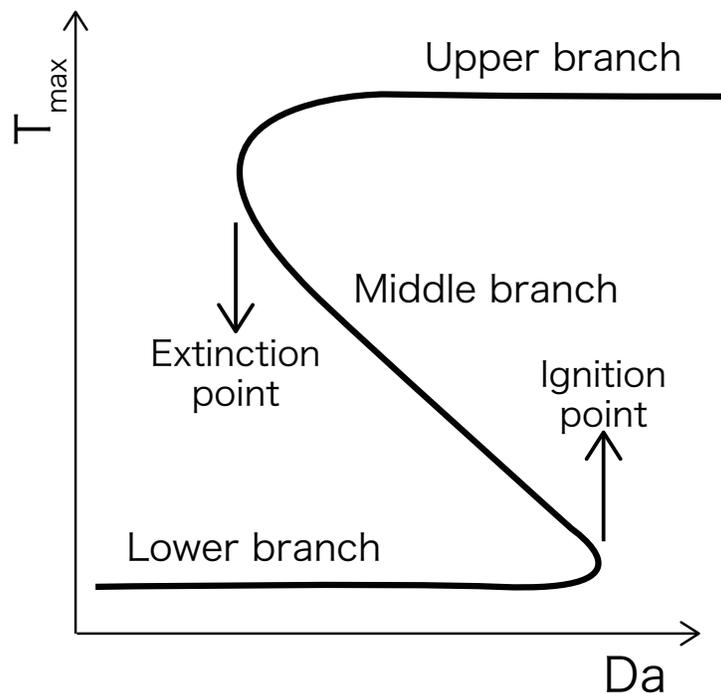


図 4.1 火炎応答曲線の例.

双子火炎では、吹き出し流速 u_R 、回転数 Ω 、当量比 ϕ の 3 つを可変パラメータとして計算を行う。したがって、 u_R 、 Ω 、 ϕ を横軸にした応答曲線が得られる。図 4.2 に回転対向流双子火炎における火炎応答曲線の例を示す。

4.3 節では水素回転対向流双子火炎における ϕ についての応答曲線を示す。なお、本章では輻射熱損失を考慮しない計算をまず行い、その後、輻射熱損失を考慮した計算を行った。これは、輻射熱損失による温度変化とルイス数効果などによる温度変化を分離するためである。輻射熱損失を考慮した場合、火炎温度は断熱火炎温度 T_{eq} より低くなり、ルイス数効果などこの火炎に特有な性質を純粹に抽出することができなくなる。

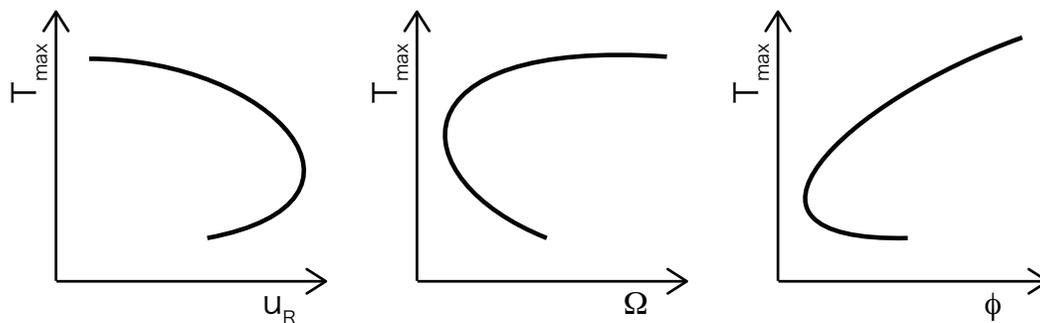


図 4.2 回転対向流双子火炎における応答曲線の例.

4.2 メタン空気回転対向流双子火炎の火炎応答曲線

4.2.1 吹き出し流速に対する火炎応答（輻射熱損失を考慮しない場合）

図 4.3 に、回転数 $\Omega = 50, 100, 150, 200$ rps, 当量比 $\phi = 0.50$ における、吹き出し流速 u_R に対する火炎最高温度 T_{\max} の応答を示す。また、当量比 $\phi = 0.50$ における吹き出し流速 u_R に対する火炎面位置 $x_{Q_{\max}}$ とよどみ点位置 x_{stag} の変化についても同図の上部に示す。 x_{stag} および $x_{Q_{\max}}$ については、混乱を避けるため middle branch の結果を示さない。どの Ω についても、 u_R が大きくなるにつれ upper branch の T_{\max} は徐々に減少している。その後急激に T_{\max} が低下し、消炎点である折り返し点に至る。ここに示した u_R への T_{\max} の応答は、回転のない一般的な対向流双子火炎と同様である [64]。

火炎面の位置 $x_{Q_{\max}}$ は、 u_R が増加するほど、噴射面 ($x = -1.5$ cm) から鏡面对称面 ($x = 0.0$ cm) に向かって単調に近づいていく。消炎点の付近では、 $x_{Q_{\max}}$ はほぼ鏡面对称面に位置しており、すなわち、それは双子火炎が融合 (merge) している状態を示している。これは、この付近での消炎は化学反応が完了するための流体の滞在時間が不足することにより引き起こされることを示唆している [61]。また、 x_{stag} も単調に $x = 0.0$ cm 平面に達し、消炎点に至る前に逆流領域は消滅することがわかる。消炎点における限界吹き出し流速 u_R は Ω とともに増加しているが、これは強い遠心力の結果として半径方向の加速が軸方向流速を減少させ、そのため、火炎面位置は鏡面对称面から遠ざかることになり、火炎面の融合を防いでいると考えられる。

4.2.2 回転数に対する火炎応答（輻射熱損失を考慮しない場合）

図 4.4 に、吹き出し流速 $u_R = 200, 400, 600$ cm/s, 当量比 $\phi = 0.50$ における、回転数 Ω に対する最高火炎温度 T_{\max} 、火炎面位置 $x_{Q_{\max}}$ およびよどみ点位置 x_{stag} の応答を示す。図 4.3 と同様、 x_{stag} および $x_{Q_{\max}}$ については、混乱を避けるため middle branch の結果を示さない。火炎面は Ω が減少するに従い、遠心力が小さくなるため、鏡面对称面 $x = 0.0$ cm に近づいていく。この場合も鏡面对称面において双子火炎の融合が起きる。そのため、限界の回転数 Ω では、滞在時間の不足による消炎が引き起こされる。 u_R が増加するほど消炎が起きる限界の Ω も大きくなっている。これも図 4.3 と同様に、軸方向流速が大きくなると火炎帯が鏡面对称面に押し流され、火炎面の融合が起きるためである。

次に、図 4.5 に $\phi = 0.60$ における Ω に対する応答曲線を示す。 $u_R = 200$ cm/s および 400 cm/s の場合、 Ω がゼロになっても消炎が起きない。これは、 $u_R = 400$ cm/s という条件が一般的な回転のない対向流火炎の場合における限界の吹き出し流速より下回っていることによる。この 2 つの u_R の条件においても、急激に T_{\max} が減少した後の傾向に若干の差異はあるが、図 4.4 に示した 3 つの T_{\max} に関する応答曲線、および図 4.5 の $u_R = 600$ cm/s の応答曲線と基本的には同様の傾向を示している。図 4.4 および 4.5 に示したすべての火炎について、upper branch 上の

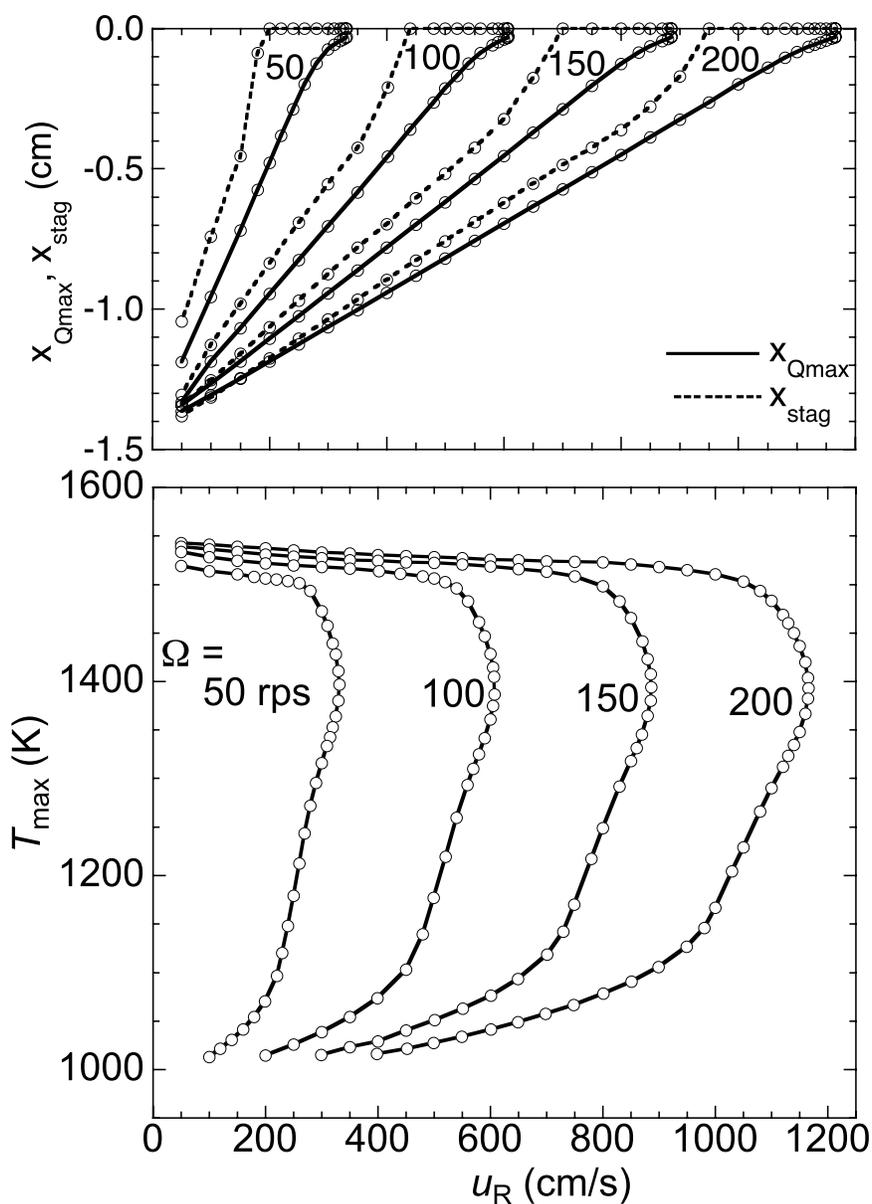


図 4.3 メタン空気回転対向流火炎における吹き出し流速に対する最高火炎温度 ($\phi = 0.50$).

火炎面は、図 4.3 と同様の、それぞれよどみ点よりも上流の、噴射面側に形成されている。

4.2.3 当量比に対する火炎応答 (輻射熱損失を考慮しない場合)

図 4.6 は、吹き出し流速 $u_R = 200, 300, 400, 600$ cm/s, 回転数 $\Omega = 100$ rps における、当量比 ϕ に対する火炎の応答を示す。下図の応答曲線中の破線は断熱火炎温度 T_{eq} を示す。図 4.3 ~ 図 4.5 と同様、この応答曲線は折り返し点を有し、upper branch および middle branch がある。このときの折り返し点を本研究では「希薄消炎限界」(lean extinction limit) と呼ぶことにする。これは、標準装置を用いた実験で得られる希薄可燃限界とは区別されるべきものである。なお、

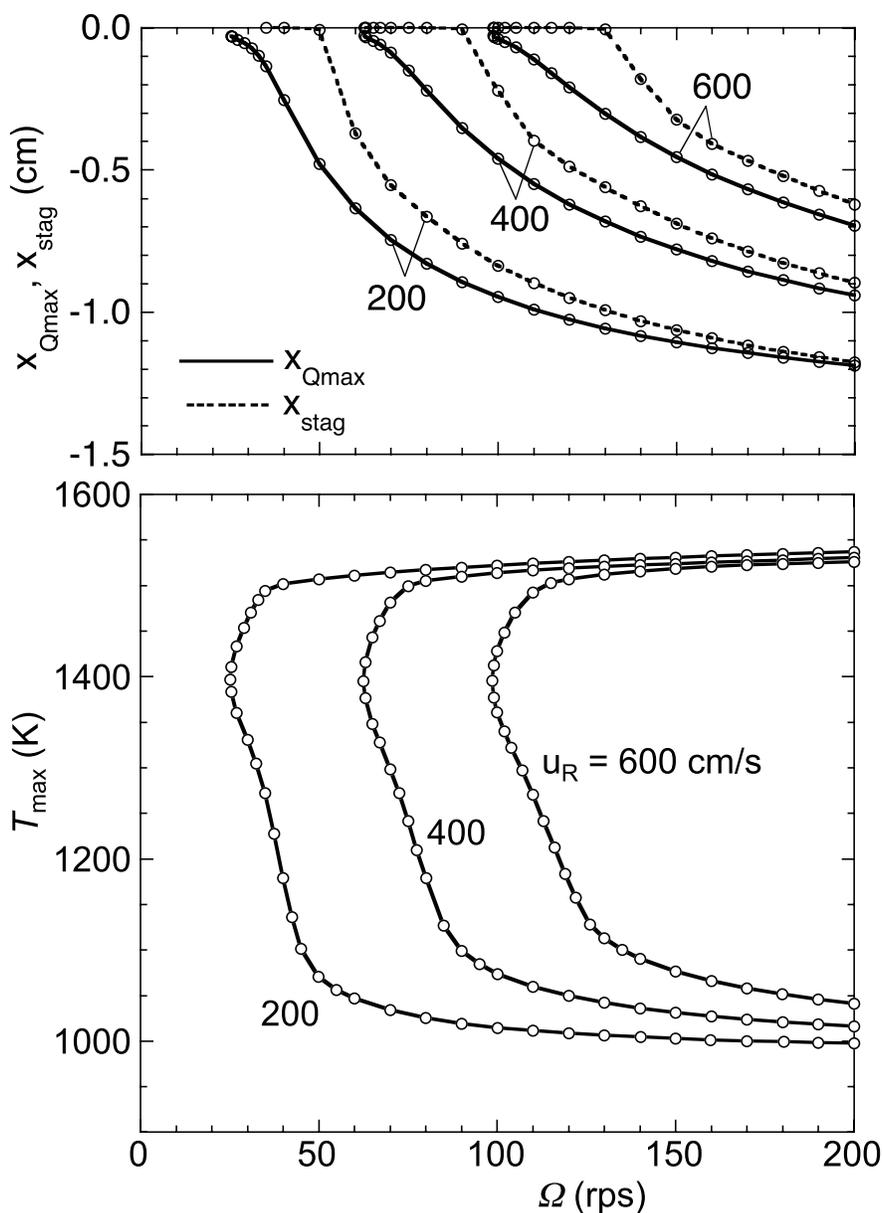


図 4.4 メタン空気回転対向流火炎における回転数に対する最高火炎温度 ($\phi = 0.50$).

x_{Qmax} と x_{stag} については、折り返し点付近の upper branch における一部分は、middle branch 全体と同様に除外した。それは、この領域では発熱速度や速度が小さく、正確な x_{Qmax} および x_{stag} の位置を数値計算から導くことが非常に難しいからである。下図において、それぞれの応答曲線の upper branch において ϕ が減少するにつれて、 T_{max} は低下し、急激な温度低下ののちに消炎点を迎えることがわかる。このとき、 u_R が減少するほど、より希薄条件で消炎点が得られる。 $u_R = 200$ cm/s における希薄消炎点は $\phi = 0.33$ のときであり、これは一般的な希薄可燃限界 $\phi = 0.50$ を大幅に下回る。また、 $u_R = 200, 300, 400$ cm/s のとき、 T_{max} が T_{eq} を最大で約 50 K 上回っていることがわかる。

図より、 x_{Qmax} と x_{stag} の相対的な位置関係は、 $\phi = 0.45$ 付近で入れ替わることがわかる。すな

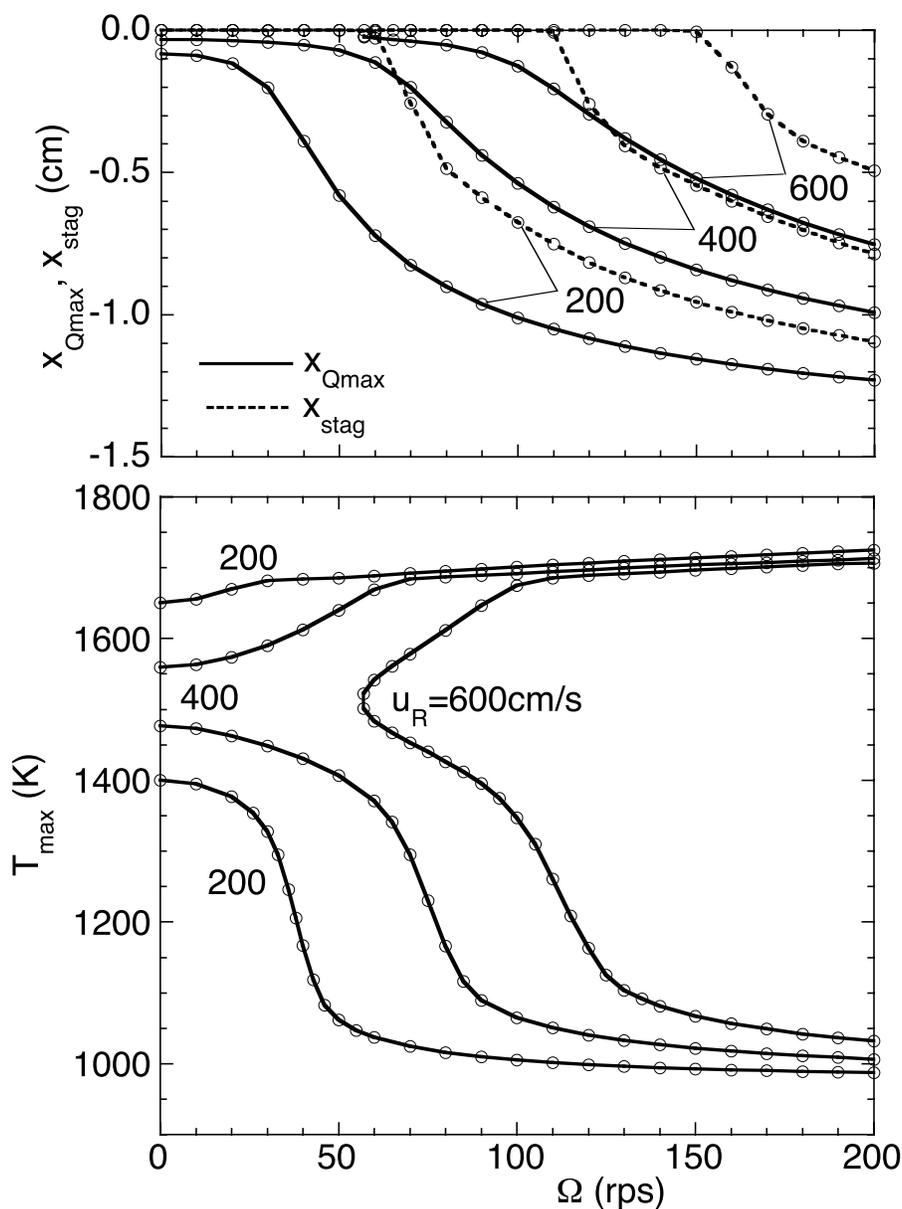


図 4.5 メタン空気回転対向流火炎における回転数に対する最高火炎温度 ($\phi = 0.60$).

わち、噴射面から見たとき、超希薄条件においては火炎面はよどみ点よりも下流に位置する。これは、反応帯が既燃ガスの逆流領域中に形成されていることを意味する。

図 4.7 は、 $u_R = 200, 300, 400, 600$ cm/s、回転数 $\Omega = 100$ rps における当量比 ϕ への応答曲線全体を示す。図に示した三角形に閉じた応答曲線は、Smooke and Giovangigli [32] が示したものと同様である。 u_R が減少するにつれ、過濃側 ($\phi > 1.0$) の消炎点はより過濃な条件に移り、希薄側 ($\phi < 1.0$) の消炎点についてもより希薄な条件に移っている。 $u_R = 200$ cm/s のとき、過濃消炎限界は $\phi = 2.4$ であり、これは通常メタン空気予混合火炎の過濃可燃限界である約 $\phi = 1.5$ を上回る。すなわち、回転対向流双子火炎は、希薄側および過濃側の両方に広い値の当量比について形成することができる。

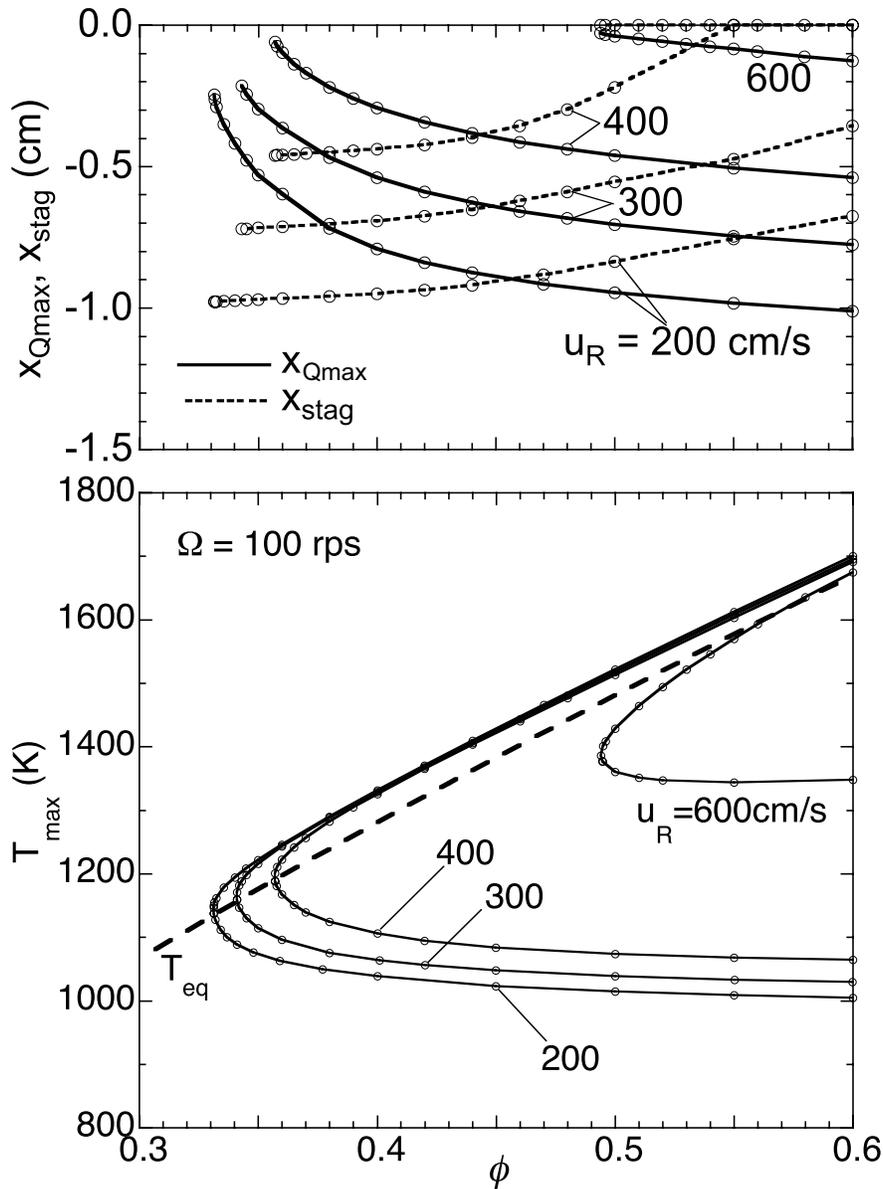


図 4.6 メタン空気回転対向流火炎における当量比に対する最高火炎温度 (希薄側, $\Omega = 100$ rps).

4.2.4 当量比に対する火炎応答 (輻射熱損失を考慮する場合)

2.4 節で述べたように、希薄燃焼においては輻射熱損失の影響を考慮することは重要である。ここまでの節では、輻射熱損失を考慮しない場合の応答曲線について扱ったが、本節ではガスからの射出のみを考慮した簡略化モデルである *Optically thin model* を適用した場合の火炎応答曲線について述べる。

まず、このモデルを用いたときに正しく可燃範囲を計算できるかどうかを調べた。一次元予混合火炎について、当量比 ϕ に対する最高火炎温度 T_{max} および燃焼速度 Su を示した応答曲線を図 4.8 に示す。図中の実線および破線は、輻射熱損失を考慮した場合としない場合をそれぞれ示

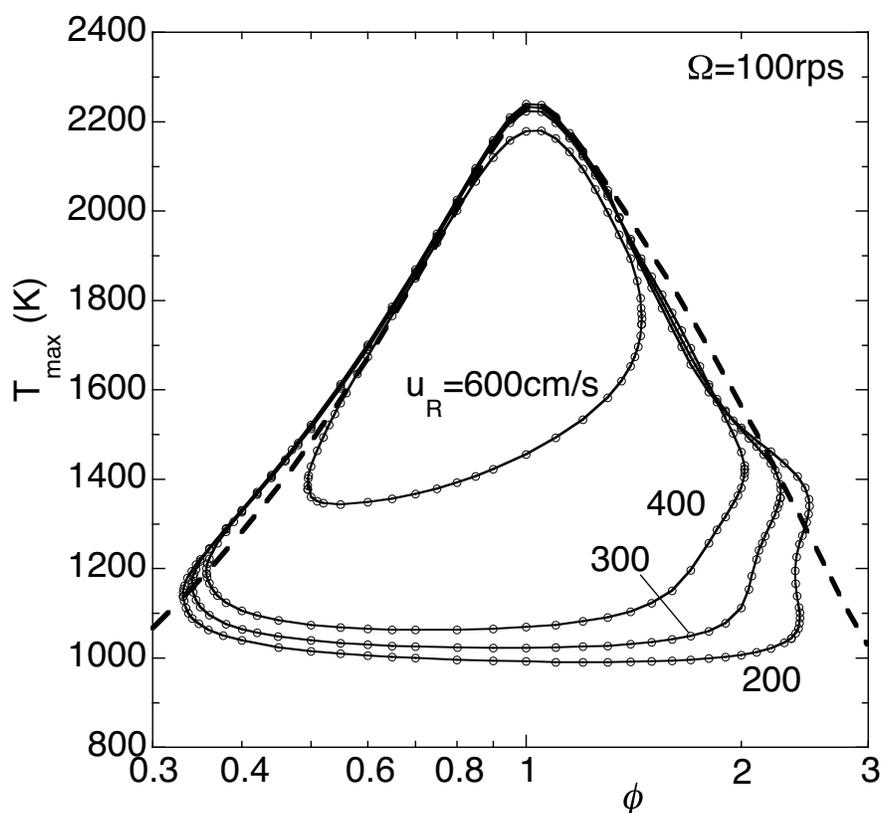


図 4.7 メタン空気回転対向流火炎における当量比に対する最高火炎温度 ($\Omega = 100$ rps).

す。輻射熱損失を考慮しない場合、 ϕ が減少しても連続的に解が得られており、 T_{\max} および Su は単調減少している。このときの解は upper branch のみで、middle branch は得られていない。一方、輻射熱損失を考慮した場合、upper branch および middle branch があり、折り返し点は $\phi = 0.49$ に位置する。そして、これよりも小さな当量比の領域では、火炎が存在しない。以上に得られた結果は、Law and Egolfopoulos [65] の数値計算結果とほぼ一致する。これは広く認知されているメタンの希薄可燃限界 [15–17] とよく一致するため、少なくとも一次元予混合火炎においては採用した Balow et al. による Optically thin model [51] は有効であると判断した。

図 4.9 に回転対向流双子火炎における、当量比 ϕ に対する最高火炎温度 T_{\max} で表した火炎応答曲線を示す。図中の実線および破線は、輻射熱損失を考慮した場合としない場合である。また、太破線は断熱火炎温度 T_{eq} を表す。図 4.6 および図 4.7 と同様の条件で計算を行ったが、 $u_R = 600$ cm/s の場合は、消炎点が超希薄条件に達しなかったため除外した。輻射熱損失を考慮した場合、 u_R が小さいほど複雑な応答曲線になり、通常の影響曲線の形状とは大きく異なっている。 $u_R = 400$ cm/s の場合は upper branch 部分が歪んだ曲線になり、消炎点は $\phi = 0.44$ である。また、 $u_R = 300$ cm/s の場合は 3 つの折り返し点を有し、 $u_R = 200$ cm/s の場合には、応答曲線が 2 つに分かれてしまう。なお、このように応答曲線が複数の折り返し点を持つことはとき

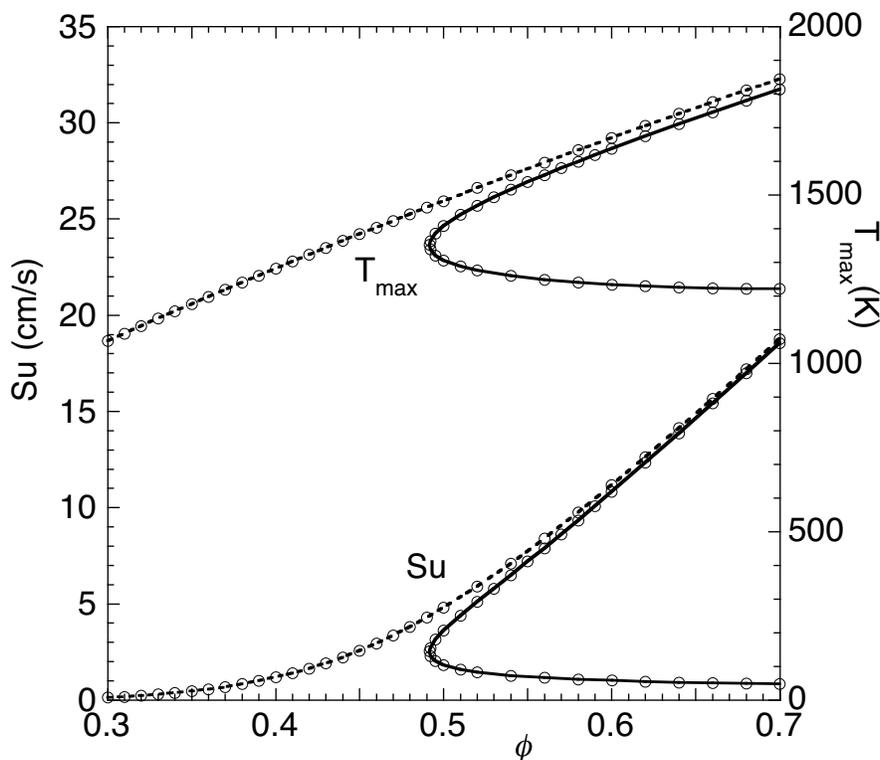


図 4.8 メタン空気一次元予混合火炎における当量比に対する最高火炎温度および燃焼速度。輻射を考慮した場合（実線）および考慮しない場合（点線）。

どき見られる。このような複数の折り返し点を持つ複雑な応答曲線における消炎点について、本研究では、より ϕ が小さい方の折り返し点を消炎点とした。すなわち、 $u_R = 300 \text{ cm/s}$ の場合は $\phi = 0.51$ 、 $u_R = 200 \text{ cm/s}$ の場合は $\phi = 0.58$ である。この結果から、どの (u_R, Ω) 条件でも輻射熱損失を考慮した場合の消炎点は、輻射熱損失を考慮しない場合の消炎点よりも過濃側に位置することがわかる。つまり、輻射熱損失が超希薄燃焼を阻害する効果は、特に u_R が小さいとき輻射熱損失によって大幅に増大する。興味深いことに、輻射熱損失を考慮しない場合では u_R が小さくなるほど、消炎点は少しずつ希薄条件になるのに対し、輻射熱損失を考慮した場合は逆に u_R が小さくなるほど消炎点は過濃側になる。

先述のとおり、Optically thin model では輻射による熱損失は考慮しているが、再吸収は考慮されていない。また、回転対向流双子火炎では逆流領域の流速が小さく、流体の滞留時間も長くなるため輻射熱損失の影響が過大になると考えられる。再吸収も考慮した場合、輻射熱損失はその分低下するため、その場合の最希薄消炎点は、図 4.9 に示した輻射熱損失を考慮しない場合と輻射熱損失を考慮した場合の最希薄消炎点の間に存在すると考えられる。

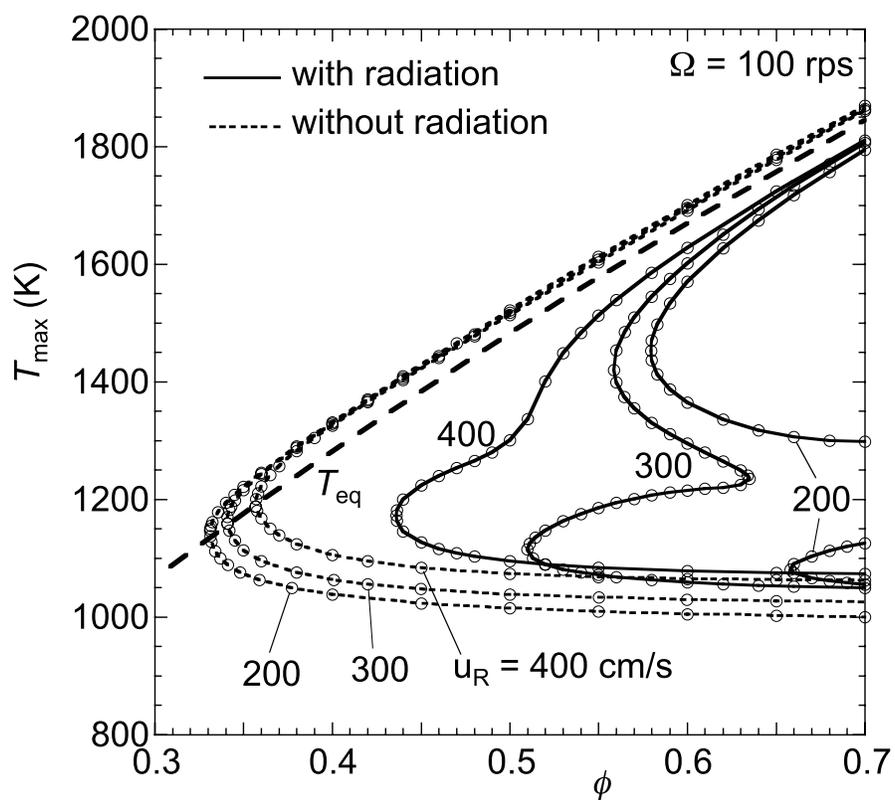


図 4.9 メタン空気回転対向流火炎における当量比に対する最高火炎温度 ($\Omega = 100$ rps). 輻射損失を考慮した場合 (実線) および考慮しない場合 (点線).

4.3 水素空気回転対向流双子火炎の火炎応答曲線

本節では、当量比 ϕ に対する最高火炎温度 T_{\max} で表した水素空気回転対向流双子火炎の火炎応答曲線を取り上げ、希薄消炎点について議論する。

4.3.1 当量比に対する火炎応答（輻射熱損失を考慮しない場合）

まず、輻射熱損失を考慮しない場合の水素空気回転対向流双子火炎の応答曲線を示す。図 4.10 は、吹き出し流速を $u_R = 400$ cm/s に固定したときの、 $\Omega = 0, 50, 100, 150$ rps についての ϕ に対する最高火炎温度の応答曲線、図 4.11 は回転数を $\Omega = 100$ rps に固定したときの、 $u_R = 200, 400, 600$ cm/s についての ϕ に対する最高火炎の応答曲線を示す。両図において破線は、 ϕ に対する断熱火炎温度 T_{eq} である。火炎面位置 $x_{Q_{\max}}$ およびよどみ点位置 x_{stag} についてもそれぞれの上図に示す。図 4.10 上図の $\Omega = 50$ rps における $x_{Q_{\max}}$ および x_{stag} は、見やすくするために省略した。どちらの図の応答曲線においても upper branch と middle branch が存在し、その間に折り返し点を 1 つ有している。この折り返し点が希薄消炎点である。図 4.10 では Ω が大きくなるほど、図 4.10 では u_R が小さくなるほど、小さな当量比で希薄消炎点を迎えることがわかる。ただし、前者の図では 150 rps 以上の Ω 、後者の図では 200 cm/s 以下の u_R では、希薄側に応答曲線をシフトさせる効果はほぼ飽和している。これらの図中における最希薄消炎点は、 $(\Omega, u_R) = (100 \text{ rps}, 200 \text{ cm/s})$ のとき、 $\phi = 0.05$ であり、これは一般的に知られている水素空気予混合火炎の希薄可燃限界 $\phi = 0.10$ よりも希薄である。すなわち、超希薄燃焼が達成できている。

また、この火炎応答曲線において、回転対向流双子火炎の最高火炎温度 T_{\max} は断熱火炎温度 T_{eq} 大幅に上回る。 ϕ が小さくなるほど火炎温度の上昇割合は大きくなっており、 $(\Omega, u_R) = (150 \text{ rps}, 400 \text{ cm/s})$ のとき断熱火炎温度との差は 670 K に達する。これは、4.2.3 で示したメタン空気回転対向流火炎における T_{\max} の上昇割合と比較して大幅に大きい。

4.3.2 当量比に対する火炎応答（輻射熱損失を考慮する場合）

CH_4 の場合と同様に、Optically thin model を適用し、輻射熱損失を考慮した数値計算を行った。 H_2 の場合、輻射熱損失を考慮する化学種は H_2O の 1 種類のみであるが、 H_2O 、すなわち水蒸気は輻射量がかなり多い化学種として知られる。

3.2.3 で述べたように、水素空気一次元予混合火炎は希薄可燃限界の当量比まで数値計算で収束解を得ることができなかったため、ここでは回転対向流双子火炎の応答曲線のみを取り上げて議論する。

図 4.12 は、回転数を $\Omega = 100$ rps に固定したときの $u_R = 200, 400$ cm/s についての火炎応答曲線である。実線は輻射熱損失を考慮する場合、破線は考慮しない場合の応答曲線をそれぞれ示す。 $u_R = 200, 400$ cm/s のどちらの場合も、輻射熱損失を考慮した場合の消炎点が過濃側にシフ

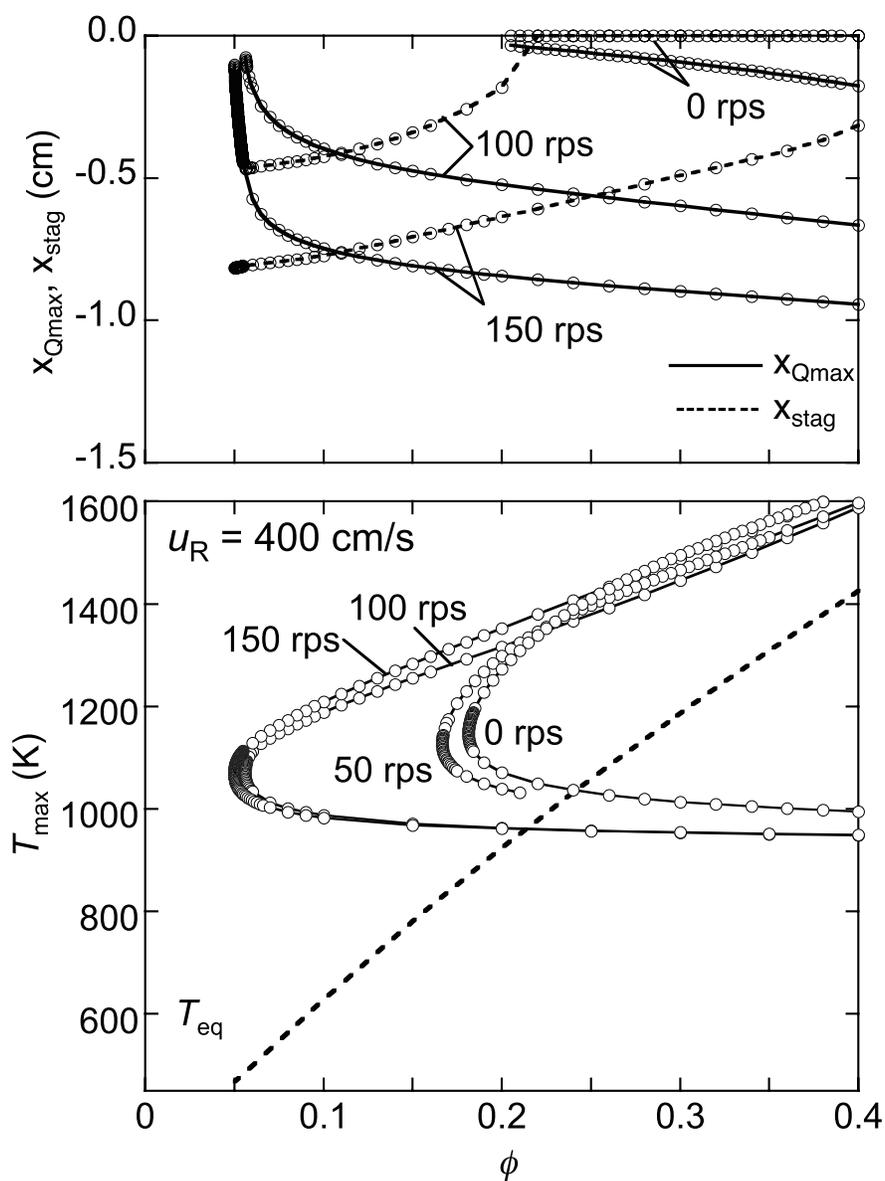


図 4.10 水素空気回転対向流火炎における当量比に対する最高火炎温度 ($u_R = 400$ cm/s).

トし、また u_R が小さくなるほど、消炎点が過濃になる。これらのことは 4.2.4 で示したメタン火炎の結果と一致する。しかし、水素空気回転対向流双子火炎においては輻射を考慮した場合と考慮していない場合の消炎点の差は非常に小さく、 $u_R = 200$ cm/s のときの ϕ の差は約 0.01 である。そして、輻射を考慮した場合においても消炎点は超希薄条件である。このように、水素空気回転対向流双子火炎においては輻射熱損失の影響は小さいと考えてよい。

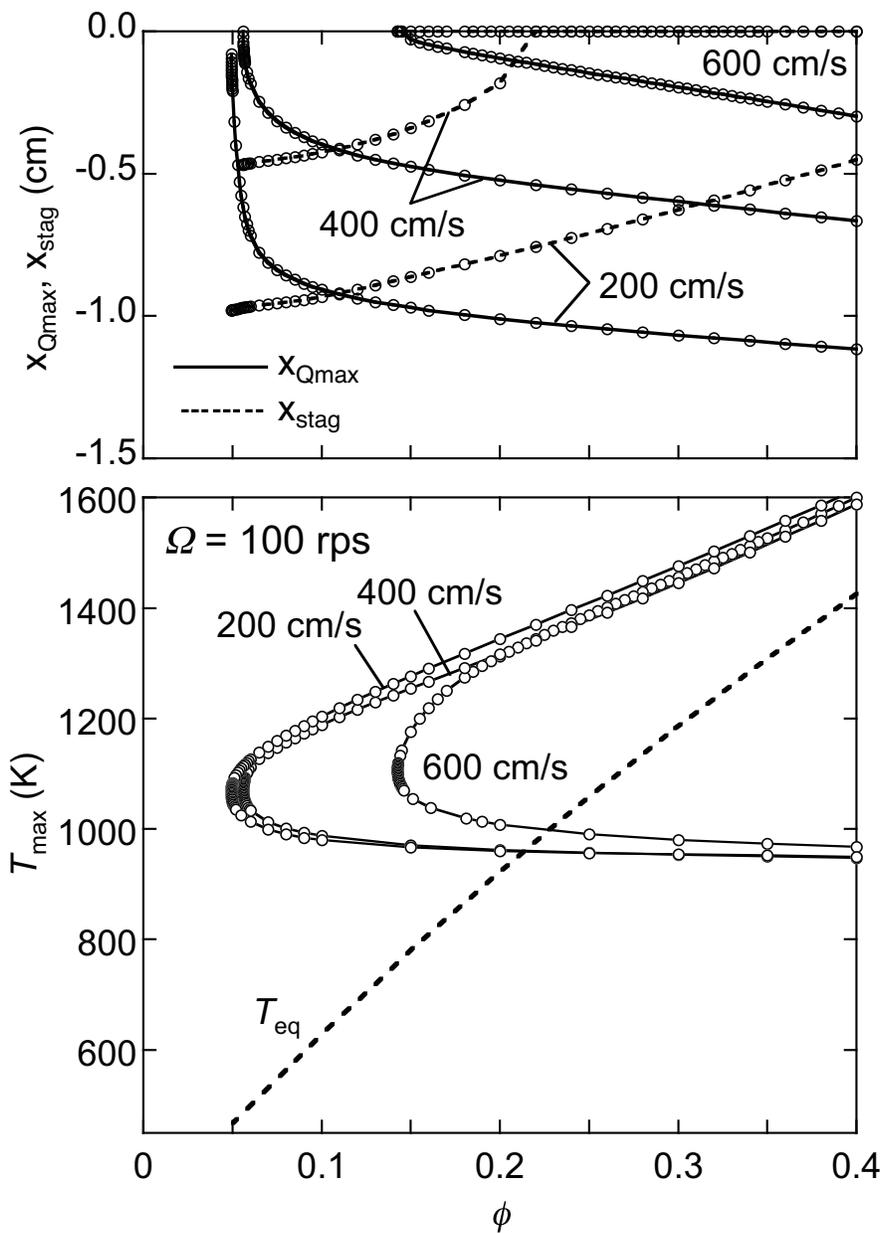


図 4.11 水素空気回転対向流火炎における当量比に対する最高火炎温度 ($\Omega = 100$ rps).

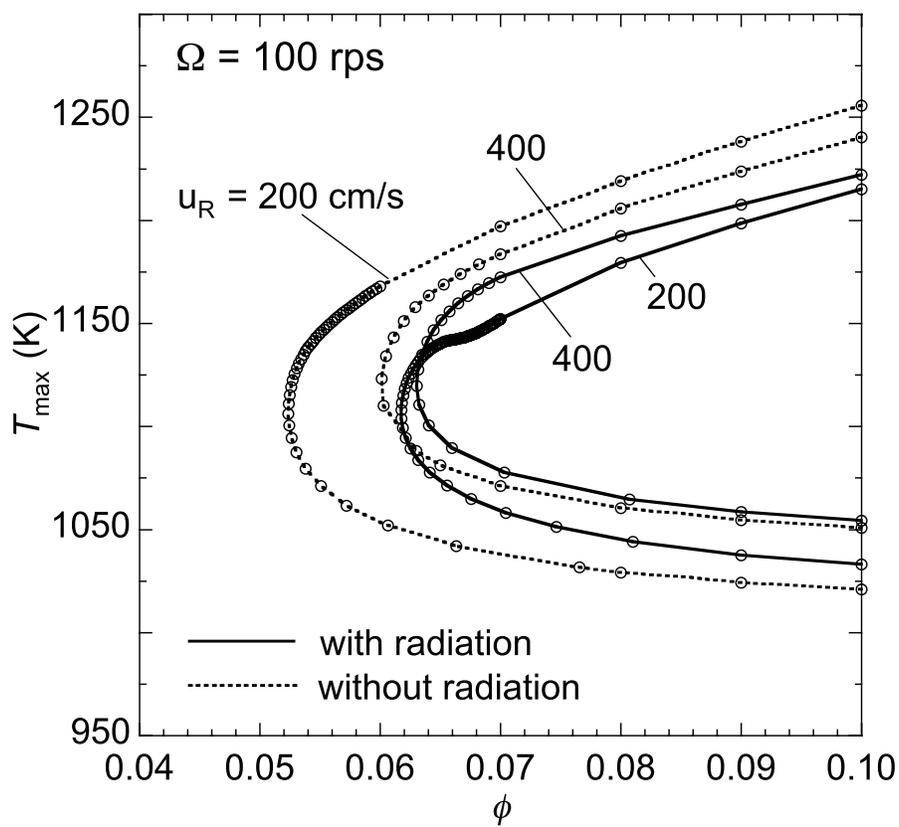


図 4.12 水素空気回転対向流火炎における当量比に対する最高火炎温度 ($\Omega = 100$ rps). 輻射損失を考慮した場合 (実線) および考慮しない場合 (点線).

4.4 本章のまとめ

本章では、メタン空気回転対向流双子火炎および水素空気回転対向流双子火炎について火炎応答曲線を求め、火炎の性質を調べた。

メタン空気回転対向流双子火炎について、吹き出し流速、回転数、当量比の3つの可変パラメータについて火炎応答曲線を求め、以下の結論を得た。

- 輻射熱損失を考慮しない場合について吹き出し流速を大きくすると火炎は鏡面对称面側にシフトしていき、火炎面の融合による消炎が引き起こされる。回転数が大きいほど、吹き出し流速を大きくしても消炎に至りにくい。
- 同じく輻射熱損失を考慮しない場合について回転数を可変パラメータにとったとき、火炎は回転数を小さくすると消炎に至る。このとき火炎は鏡面对称面側に移動していき、吹き出し流速を可変パラメータにとったときと同様、火炎面の融合によって消炎が引き起こされる。このとき、与えた吹き出し流速が小さいほど消炎には至りにくい。また、当量比がある程度大きい場合には火炎は消炎することがないが、これは伝播性（局所燃焼速度）が大きく、鏡面对称面に到達して融合することがないためである。
- 輻射熱損失を考慮しない場合、当量比を可変パラメータにとったときの火炎応答曲線には、希薄側および過濃側に2つの消炎点が存在する。回転数を固定した場合、流速が小さいほど可燃範囲は広がり、ある程度以下の流速の場合には超希薄条件および超過濃条件に達する。本研究で得られた最希薄消炎点は約 $\phi = 0.32$ であった。
- 消炎点が超希薄条件に達した場合、輻射熱損失なし、当量比に対する希薄側の最高火炎温度は平衡計算より求めた断熱火炎温度よりも約 50 K 高い。このとき、よどみ点位置と火炎面位置との関係は希薄可燃限界 $\phi = 0.49$ 付近で入れ替わり、火炎面が逆流領域中に形成されている。
- 輻射損失を考慮した場合、輻射損失を考慮しない場合と比較して最希薄消炎点は過濃側にシフトする。本研究で得られた輻射損失ありの場合の最希薄消炎点は $\phi = 0.43$ であり、これは輻射損失なしの最希薄消炎点よりも大幅に大きい。したがってメタン空気回転対向流双子火炎の場合は輻射損失の影響は大きいと評価できる。またこのとき、吹き出し流速が小さいほど消炎点は過濃側になっており、輻射熱損失なしの計算とは逆の結果を得た。

水素空気回転対向流双子火炎については当量比をパラメータにした場合の希薄条件のみについて火炎応答曲線を求め、以下の結論を得た。

- 輻射損失なしで吹き出し流速を固定した応答曲線では、回転数がある程度以上大きい超希薄条件の消炎点を得られる。ただし、回転数の増加に伴い消炎限界は飽和する。このときのよどみ点と火炎面との位置関係はメタン空気回転対向流双子火炎と同様、希薄可燃限界付近で入れ替わり、火炎面が逆流領域に形成されることが確認できる。

- 輻射熱損失なしで回転数を固定した応答曲線では、吹き出し流速がある程度以上小さいと超希薄条件の消炎点を得られた。この場合も吹き出し流速の減少に伴い消炎限界を希薄側にシフトさせる効果は飽和する。よどみ点および火炎面の位置関係については吹き出し流速を固定した場合と同様である。
- 回転対向流双子火炎の最高火炎温度は断熱火炎温度と比較して大幅に高い。その差は当量比が小さくなるにつれて大きくなり、本研究で計算を行った条件の中では最大で約 600 K もの差が生じる。メタン空気回転対向流双子火炎の場合とは異なり、消炎点が超希薄条件に達しない条件でも火炎温度は大きく上昇している。
- 輻射損失を考慮した場合の火炎応答曲線は、輻射損失なしの場合と大きくは異ならない。輻射損失による若干の温度低下はあるが、その場合でも消炎点は超希薄条件に達した。したがって、水素空気回転対向流双子火炎の場合は、輻射損失の影響は小さいと評価できる。またこのとき、メタン空気回転対向流双子火炎と同様に、吹き出す流速が小さいほど消炎点が過濃側にシフトする結果が得られた。

第5章

超希薄予混合火炎の構造

4章で示した火炎応答曲線から、メタンおよび水素を燃料とした場合、回転対向流双子火炎では超希薄条件で燃焼することが明らかとなった。本章では、これら超希薄条件の回転対向流双子火炎の構造について述べる。

5.1 火炎面とよどみ点位置の関係と負の燃焼速度

前章において図4.6の上図に、発熱速度が最大値をとる位置で定義した火炎面 x_{Qmax} および逆流領域の形成に伴うよどみ点 x_{stag} の関係を示した。そこで、 $\phi = 0.50$ より当量比が大きい、いわゆる可燃範囲においては、 x_{Qmax} より x_{stag} が鏡面对称面 ($x = 0.0$ cm) に近い位置にあり、一方、 $u_R = 600$ cm/s の場合を除き、超希薄条件である $\phi = 0.46$ 付近で x_{Qmax} と x_{stag} の位置が入れ替わることを示した。すなわち、超希薄条件においては、火炎面は逆流領域中に位置し、この領域では既燃ガスが鏡面对称面から噴射面に対流輸送されている。

図5.1にメタン空気回転対向流双子火炎の x_{stag}, x_{Qmax} および局所燃焼速度 Su_L を示す。見やすくするために、ここでは $\Omega = 100, 200$ rps の結果のみを示す。実線、破線、細実線はそれぞれ x_{Qmax}, x_{stag}, Su_L を示す。火炎面位置 x_{Qmax} は発熱速度が最大値をとる位置とし、局所燃焼速度 Su_L は x_{Qmax} における未燃ガスの質量流束を未燃ガスの密度で割った値で定義した。 x_{Qmax} が未燃ガス側にある可燃範囲では Su_L は正の値であるが、一方、超希薄条件の x_{Qmax} が逆流領域にあるとき、 $u < 0$ cm/s であるため、 Su_L は負の値となる。これは「負の燃焼速度 (Negative flame speed)」と呼ばれる。

ϕ が小さくなるにつれて、 x_{Qmax} は $x = 0.0$ cm 側に、 x_{stag} は $x = -1.5$ cm 側に移り、 Su_L は小さくなる。 $\phi = 0.44$ 以下では、これら x_{stag} と x_{Qmax} の位置関係が逆転する。 ϕ の減少に対して Su_L はわずかに負の値になり、極小値をとったあと、再び消炎点が近づくと従って $Su_L = 0.0$ cm/s に漸近する。このとき、既に述べたように、火炎は自分自身で伝播する性質を失っている。

水素空気回転対向流双子火炎の x_{stag}, x_{Qmax} および局所燃焼速度 Su_L を図5.2に示す。図5.1のメタン空気回転対向流双子火炎の場合と同様に、 $\Omega = 100, 200$ rps の結果のみを示す。実線、破線、細実線はそれぞれ x_{Qmax}, x_{stag}, Su_L である。メタン空気回転対向流双子火炎の場合と同様、水

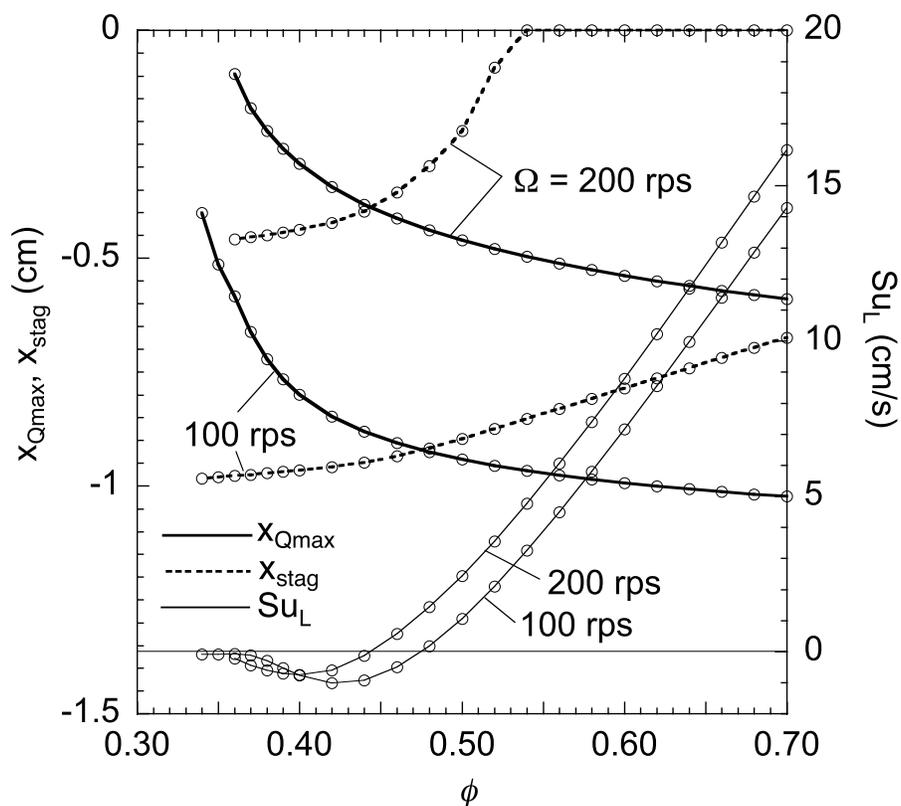


図 5.1 メタン空気回転対向流双子火炎の当量比に対する火炎面位置，よどみ点位置，局所燃焼速度.

素空気回転対向流双子火炎の場合でも ϕ が小さくなるにつれて， x_{Qmax} と x_{stag} の位置関係が変化し， $\phi = 0.12$ で逆転する． Su_L についても $\phi = 0.12$ 付近でゼロの値をとり，消炎に至るまでの超希薄条件で，わずかではあるが負の値をとる．

負の燃焼速度については，Libby and Williams [66] や Buckmaster and Makolatis [67] が行った，未燃予混合気と既燃ガスの一次元対向流火炎の理論的な研究によってその存在は予見されており，のちの Sohrab et al. [68] の実験では，当量比の異なる予混合気を用いた対向流火炎において負の燃焼速度が観察されている．これらの研究より，負の燃焼速度を有する火炎は対流輸送ではなく拡散による反応物の輸送によって成立していると考えられている．しかしながら，Sohrab et al. はその研究において，このような火炎は弱く消炎に至りやすく，安定に燃焼を継続させるには外部からの予熱が必要であると述べている．また，Chen et al. は水素予混合気を用いて既燃ガスを模擬した CH_4 予混合火炎の実験と数値計算による研究を行い，当量比を小さくしたとき超希薄燃焼にあたる条件においては， CH_4 予混合気と水素予混合気のよどみ点と火炎面の位置関係が逆転し， CH_4 予混合気から負の燃焼速度が得られたと報告している [26,27]．ただし，この実験で得られた超希薄条件の火炎も予混合気と既燃ガスの対向流であるが，既燃ガスとして疑似的に可燃範囲内の水素予混合気を用いており，水素予混合火炎のエネルギーに支えられて燃焼したといえるため，自立した予混合火炎ではない．したがって，厳密にはこれを予混合火炎自身が有する負の燃焼速度だということとはできない．

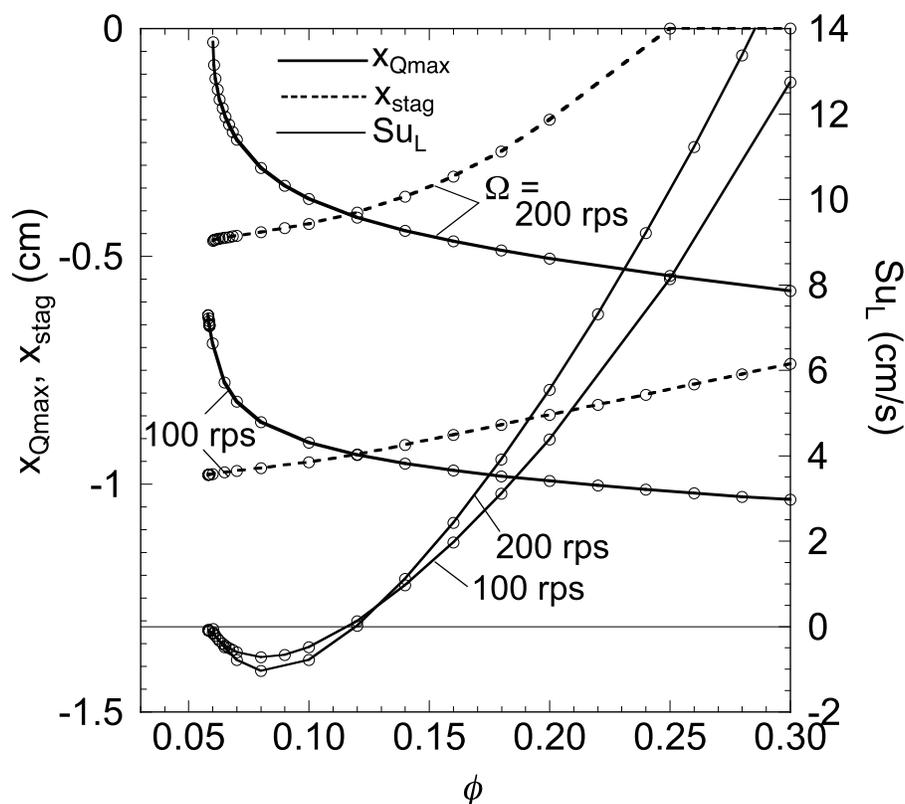


図 5.2 水素空気回転対向流双子火炎の当量比に対する火炎面位置，よどみ点位置，局所燃焼速度。

これに対して，本研究で得られた超希薄回転対向流双子火炎は，外部からのエネルギーに支えられた燃焼ではなく，自分自身の既燃ガスに支えられて形成された自立した火炎であるため，この場合は明確に予混合火炎自身が有する負の燃焼速度であるといえる。

5.2 超希薄条件におけるメタン空気回転対向流双子火炎の構造

メタン空気回転対向流双子火炎の構造について，同じ当量比で計算した一次元火炎の構造と比較しながら，その特徴を述べる。輻射熱損失を考慮しない一次元予混合火炎の数値計算においては，図 4.8 に示したように希薄可燃限界よりも希薄な条件であっても収束解を得ることができる。ただし，これはあくまでも仮想的な火炎であり，現実には輻射損失のために希薄可燃限界が存在し，予熱なしで超希薄条件の一次元火炎を形成することは不可能である。しかしながら本研究では理論的な知見を得やすくするために，あえて輻射損失なしという仮想的な条件下において計算を行い，超希薄条件の回転対向流双子火炎と構造を比較する対象とする。

ここでは超希薄条件ではあるが希薄消炎限界からは十分離れた条件である $\phi = 0.36$ を代表として取り上げ，回転対向流双子火炎および一次元予混合火炎を比較する。なお，回転対向流双子火炎のその他の計算条件は $(\Omega, u_R) = (150 \text{ rps}, 400 \text{ cm/s})$ である。両者の比較を図 5.3 に示す。上図が回転対向流双子火炎，下図が一次元予混合火炎の火炎構造である。温度 T ，発熱速度 \dot{q} ，主

要な化学種濃度 X_k ($k = \text{CH}_4, \text{O}_2, \text{CO}_2, \text{H}_2\text{O}$) を示す. \dot{q} は見やすくするために, 50 倍で示している.

これら 2 つの超希薄火炎の相違点を以下に述べる.

まず, 5.1 に先述したように, この回転対向流双子火炎では, 火炎面 x_{stag} は既燃ガスの逆流領域中に存在している. このときの流速分布を図 5.4 に示す. 実線, 破線, 点線はそれぞれ軸方向流速 u , 半径方向速度勾配 v/r および角速度 ω を示す (単位は, cm/s, 1/s, rad/s である). よどみ点位置 x_{stag} は細破線の縦線で表されており, 軸方向流速 $u = 0.0$ cm/s となる点で定義した. 噴射面で与えた軸方向流速 $u_R = 400$ cm/s は, 鏡面对称面に近づくと小さくなり, $x_{stag} = -0.82$ cm で $u = 0.0$ cm/s になる. これよりも下流の領域では, $u < 0.0$ cm/s であり, 逆流領域が形成されているが, その流速は非常に小さい. 一方, v/r および ω は $x = -1.5$ cm ではそれぞれゼロであるが, $x = -1.175$ cm 付近で最大値をとったのち, 減少して x_{stag} 付近でゼロになる. そのあとは u 分布と同様に小さな負の値をとる. したがって逆流領域では速度勾配 (ひずみ速度) が小さく, 火炎は伸長の影響を大きくは受けていないと考えられる.

このときの回転対向流双子火炎の流線は第 3 章 3.1.3 の図 3.4 に既に示した. 流体は噴射面から垂直に噴射されたあと, 遠心力によって半径方向無限遠に輸送されていくため, 鏡面对称面まで到達できていないことがわかる. それぞれ, 水平線はよどみ点位置 x_{stag} を示しており, $x_{stag} < x < 0.0$ cm にかけては逆流領域が形成されている.

火炎帯幅を比較すると, 回転対向流双子火炎の火炎帯幅は一次元予混合火炎よりも大幅に狭いことがわかる. 火炎帯幅の便宜的な定義 (3.1) を用いると, 一次元予混合火炎の火炎帯幅は $\delta = 2.34$ cm であり, 回転対向流双子火炎の場合, 0.46 cm である. この一次元予混合火炎のようなオーダーの火炎帯幅を有する火炎は, 現実には存在し得ない. それは, ひとつには火炎帯幅が大きくなると火炎帯からの輻射熱損失が大きくなること, もうひとつは Kalrovitz 数 [69] の定義からもわかるように, わずかな速度勾配が存在してもその火炎伸長の効果が大きくなり, 消炎に至るからである.

次に, 一次元予混合火炎の一般的な温度分布は下に凸の指数関数形状になるが, 回転対向流双子火炎では上に凸の形状をしている. 一方, 濃度分布については, 一次元予混合火炎の反応物 (CH_4 および O_2) は上に凸の形状, 生成物 (CO_2 および H_2O) は下に凸の形状であるのに対し, 回転対向流双子火炎ではそれぞれ凸の方向が逆になっている. これらの相違点についての考察は, 5.2.1 に後述する.

また発熱速度 \dot{q} に着目すると, 一次元予混合火炎に比べて回転対向流双子火炎のほうが発熱速度が大きいことがわかる. 回転対向流双子火炎の場合, 最高発熱速度の値は $\dot{q}_{\max} = 3.93$ J/(cm³-s) であり, 一方, 一次元予混合火炎の場合は $\dot{q}_{\max} = 1.61$ J/(cm³-s) と, 2.44 倍である. 発熱速度は化学反応の強度の指標になりうるので, 一次元予混合火炎と比べて回転対向流双子火炎では化学反応が活発に起きているといえ, すなわち, より安定した燃焼である.

一次元予混合火炎の下流側境界における温度および濃度は, 計算領域を十分に広くとった場合, 断熱火炎温度および平衡組成になる. 図 5.3 に示した一次元予混合火炎の $x = 2.5$ cm における温

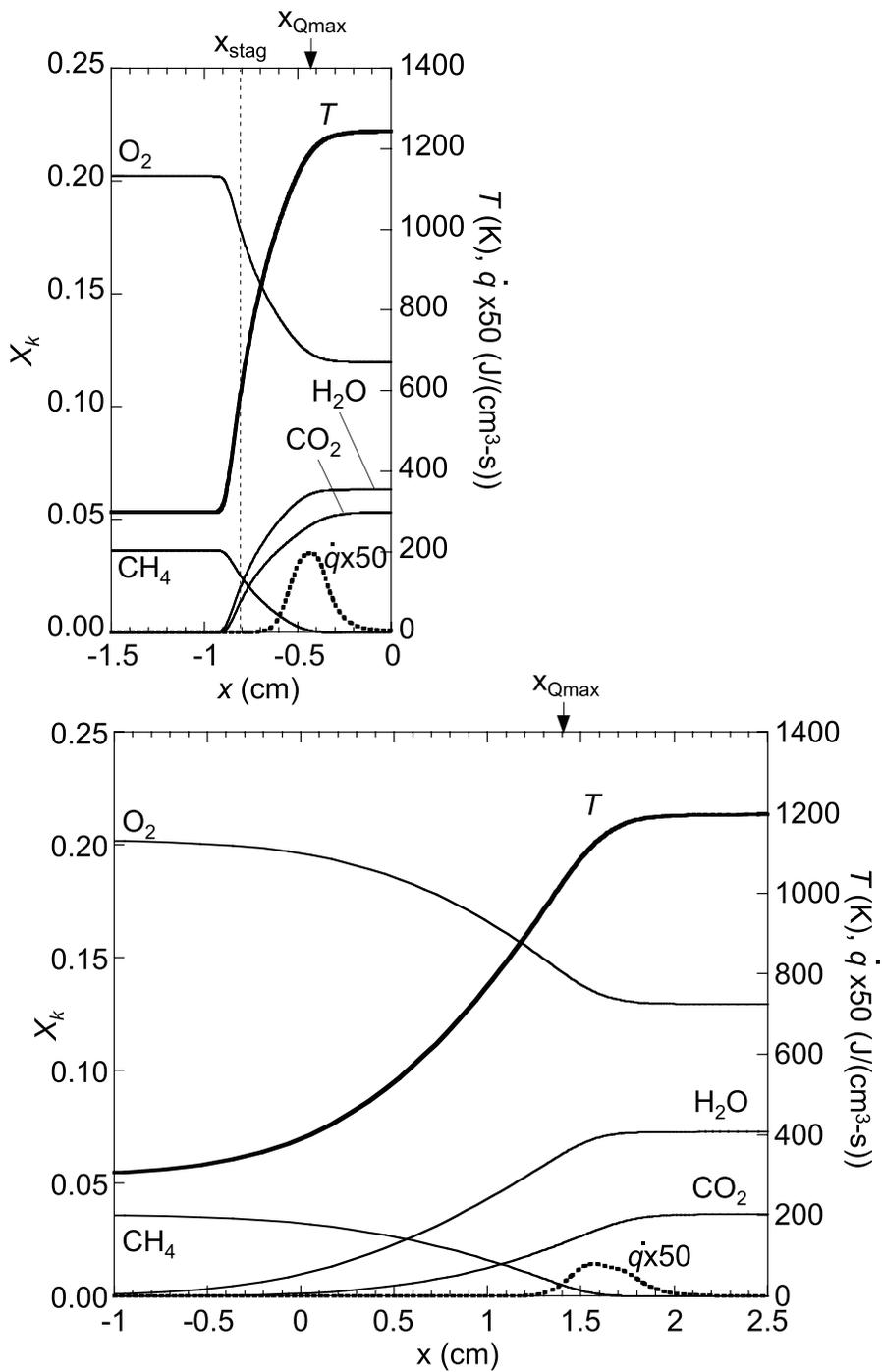


図 5.3 $\phi = 0.36$ におけるメタン空気回転対向流双子火炎（上図）および一次元予混合火炎（下図）の火炎構造.

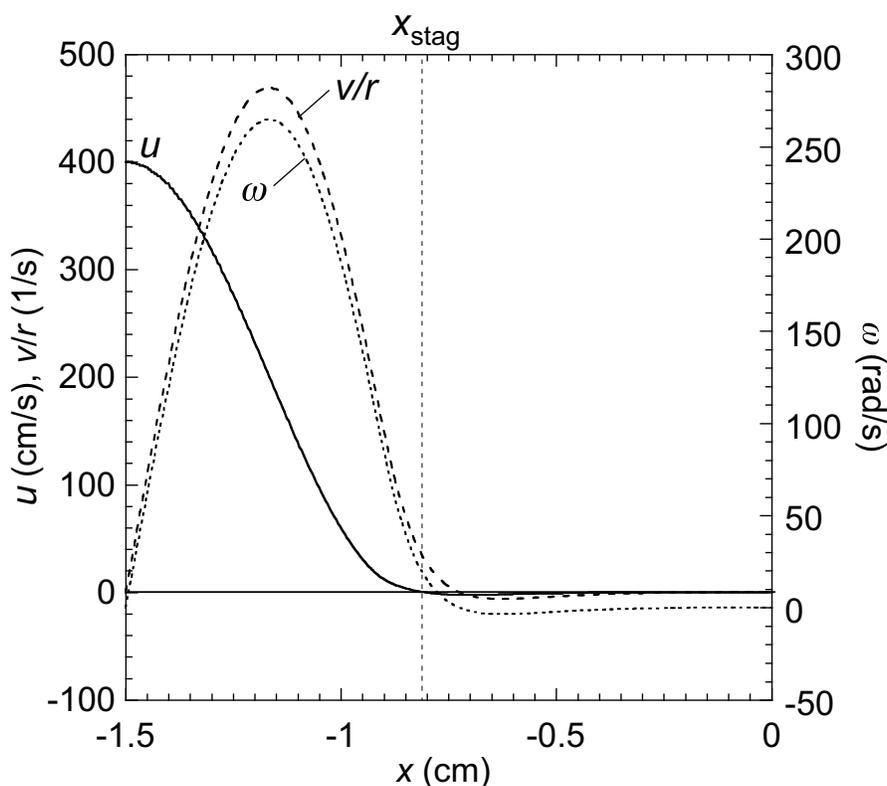


図 5.4 超希薄条件のメタン空気回転対向流双子火炎の流速分布 (ϕ, u_R, Ω) = (0.36, 400 cm/s, 150 rps).

度や濃度はほぼそれらの値になっている。回転対向流双子火炎の鏡面对称面における既燃ガスの組成と平衡組成をそれらと比較したとき、いずれも大きく異なることがわかる。H₂O は 13% 減少、O₂ は 9% 減少、CO₂ は 46% 増加している。上流側境界で与えた予混合気は全く同じにもかかわらずこのように既燃ガスの状態が異なることは、注目すべき結果である。特に CO₂ の増加は大きく、特徴的である。また、 $\phi = 0.36$ における断熱火炎温度は $T_{eq} = 1197$ K であり、一次元予混合火炎の最高温度はこれに等しくなっているが、それに対して、回転対向流双子火炎の最高火炎温度は $T_{max} = 1244$ K であり、約 50 K も高い。

O, H, OH といったラジカルは燃焼反応の契機になる化学種であり、これらのラジカルの量は化学反応の活性度の指標となりうる。図 5.5 に、超希薄条件における一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎の主要なラジカルの濃度分布を示す。計算条件は図 5.3 と同様である。一次元予混合火炎と回転対向流双子火炎のラジカル濃度分布を比較すると、回転対向流双子火炎のラジカル濃度は一次元予混合火炎のラジカル濃度を大きく上回ることがわかる。このことから、回転対向流双子火炎の化学反応が活発であることがわかる。

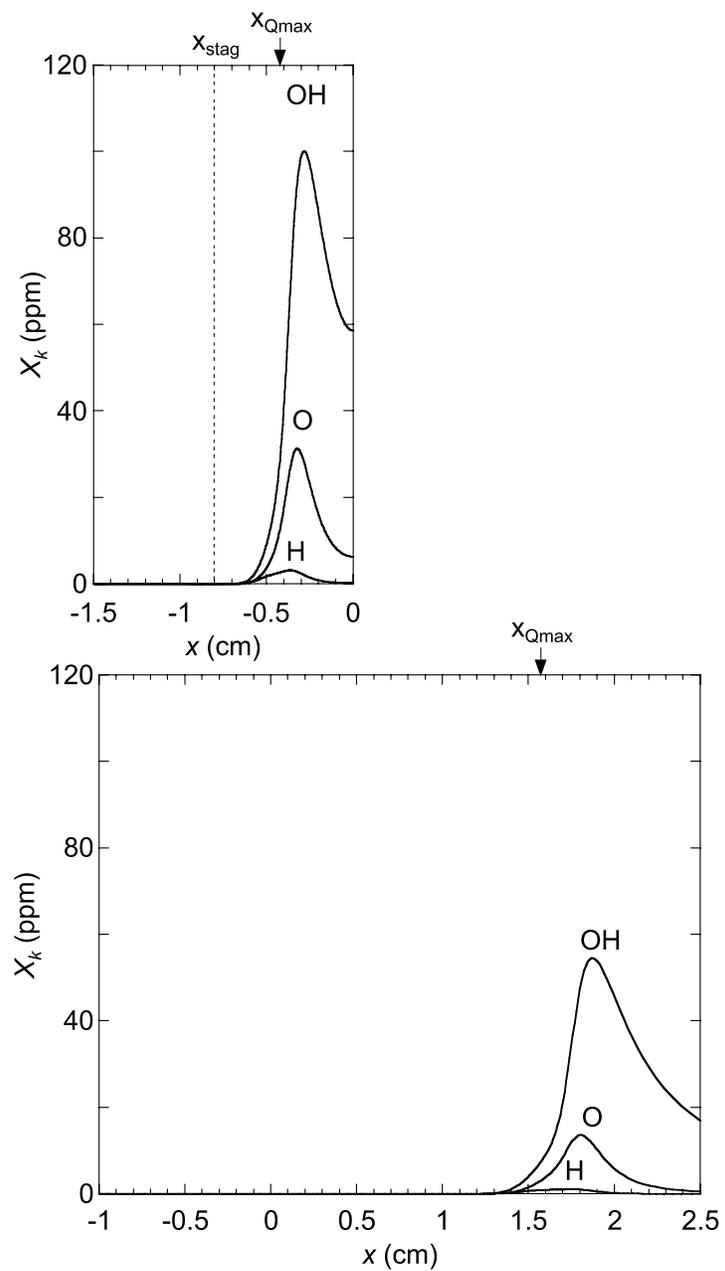


図 5.5 $\phi = 0.36$ におけるメタン空気回転対向流双子火炎（上図）および一次元予混合火炎（下図）のラジカル濃度分布.

5.2.1 温度および濃度の分布形状の相違についての解析

図 5.3 に示したように予熱帯におけるメタン空気回転対向流双子火炎の温度および濃度分布の形状は、一次元予混合火炎のものと異なる。このことについて数式を用いて説明する。

回転対向流双子火炎のエネルギー保存式について、式 (2.33) を再掲する。

$$2Uc_p \frac{dT}{dx} - \frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) + \rho \sum_{k=1}^K \left(c_{p,k} Y_k V_k \frac{dT}{dx} \right) + \sum_{k=1}^K h_k W_k \dot{\omega}_k = 0 \quad (2.33)$$

この式において、化学反応項が無視できる予熱帯について解析解を考える。

回転対向流双子火炎において、火炎帯中によどみ点 x_{stag} が存在する場合、軸方向流速は近似的に $u = -a(x - x_{stag})$ (a は速度勾配で一定の値、 $a > 0$) とおくことができる。エネルギー保存式 (2.33) において物質拡散によるエンタルピ輸送項は小さいので無視し、熱伝導率 λ を一定と仮定すると、

$$-a\rho c_p(x - x_{stag}) \frac{dT}{dx} - \lambda \frac{d^2T}{dx^2} = 0 \quad (5.1)$$

となる。この一般形は

$$T = C_1'' \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{ac_p}{2\lambda}} (x - x_{stag}) \right) + C_2'' \quad (5.2)$$

となり、誤差関数であるため、温度分布は上に凸の分布をとる。ここで C_1'' および C_2'' は与えた境界条件で規定される定数である。

一方、一般的な一次元火炎の予熱帯における温度分布は以下の式で与えられる。

$$T = T_u C_2 \exp(\beta x) \quad (5.3)$$

ここで $\beta \equiv (\rho u c_p) / \lambda$ であり、 C_2 は与えた境界条件により規定される定数である。これは下に凸の温度分布になる [70]。

主な生成物 H_2O および CO_2 に関しても、それぞれの成分保存式を用いて、上記に述べた温度分布形状と同様にして予熱帯における濃度の分布形状を求めることができ、その分布形状は一次元火炎では指数関数あるいは定数から指数関数をひいたもの、回転対向流双子火炎では誤差関数あるいは定数から誤差関数をひいたものの形状になる。

5.2.2 輻射熱損失を考慮したときの火炎構造の変化

図 5.6 に $\phi = 0.46$ における回転対向流双子火炎を示す。計算条件は $(u_R, \Omega) = (400 \text{ cm/s}, 140 \text{ rps})$ であり、 ϕ 以外は図 3.5 と同様である。実線および破線は、輻射熱損失を考慮した場合および輻射熱損失を考慮しない場合の火炎構造をそれぞれ示す。ここに示した火炎は、輻射熱損失を考慮した場合における消炎点 $\phi = 0.44$ 付近の超希薄状態の火炎構造であり、輻射熱損失を考慮しない計算においては消炎点 $\phi = 0.36$ から十分に離れている。両者の火炎はいずれも x_{stag} を有

しており、それらは鏡面对称面 $x = 0.0 \text{ cm}$ から十分に離れた位置にある。これらの火炎構造は 3.1.4 に述べたように、 $\phi = 0.55$ の場合と基本的には同様である。しかしながら、輻射熱損失を考慮した場合の温度および濃度の勾配は輻射熱損失を考慮しない場合よりもかなり小さい。また、輻射熱損失を考慮した場合、輻射熱損失を考慮しない場合よりも最高火炎温度は約 200 K 低く、鏡面对称面での H_2O の濃度は小さく、 CO_2 の濃度は大きい。輻射熱損失を考慮した場合、発熱速度 \dot{q} で表される反応帯は x_{stag} よりも鏡面对称面側に存在し、その \dot{q} の大きさは非常に小さい。この \dot{q} の大幅な減少は輻射による火炎温度の低下に起因するもので、また反応帯の逆流領域への後退については火炎の伝播性が失われたことによるものと考えられる。

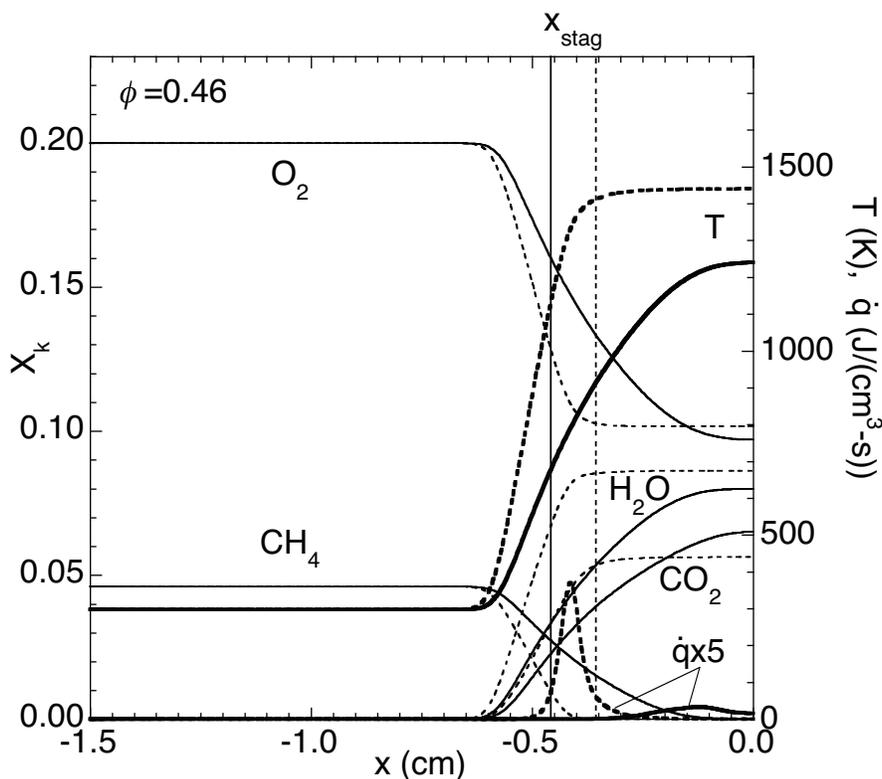


図 5.6 $\phi = 0.46$ におけるメタン空気回転対向流双子火炎の火炎構造。輻射を考慮した場合（実線）および考慮しない場合（点線）。

図 5.6 に示すように、 $\phi = 0.46$ における輻射の影響による火炎温度の低下は、図 3.5 に示した $\phi = 0.55$ の場合よりも大きい。輻射熱損失の大きさは式 (2.51) に示したように T^4 に比例することを考えると、燃焼ガス温度が高いほうが温度低下が大きいと予想されたが、実際には逆の結果が得られた。この $\phi = 0.46$ における大幅な温度低下は、逆流領域での高温の流体の滞在時間が長いことに主に起因すると考えられる。逆流領域では流体要素は半径方向無限遠方から流入し、無限遠方に流出する。しかも、このときの対流速度は図 5.4 に示すように非常に小さい。すなわち、流体要素は逆流領域に非常に長い時間滞在することになる。このときに、高温流体は輻射の影響を受け続けることになるため、火炎面が逆流領域中に存在する回転対向流双子火炎のほうが輻射

熱損失が非常に大きくなると考えられる。すなわち、火炎温度が低下し、伝播性の喪失によって反応帯が逆流領域に移動した結果、輻射熱損失の存在によって更に火炎温度が低下する「悪循環」に陥っているものと考えられる。

5.3 超希薄条件における水素空気回転対向流双子火炎の構造

3.2.3 に述べたように、水素空気を予混合気としたとき、一次元予混合火炎は $\phi = 0.127$ までしか収束解を得ることができなかった。したがってここでは、超希薄水素空気回転対向流双子火炎の構造は、一次元予混合火炎の構造とではなく、断熱火炎温度および平衡組成と比較する。

5.3.1 輻射熱損失を考慮しないときの火炎構造

図 5.7 に超希薄条件における水素空気回転対向流双子火炎の構造を示す。計算条件は $\Omega = 100, 150, 200$ rps, $(\phi, u_R) = (0.06, 400 \text{ cm/s})$ である。破線、一点鎖線、実線はそれぞれ $\Omega = 100, 150, 200$ rps としたときの分布を示す。上図には軸方向流速 u , 温度 T , 発熱速度 \dot{q} を、下図には主要な化学種の濃度 X_k ($k = \text{H}_2, \text{O}_2, \text{H}_2\text{O}$) を示した。図中の縦線は、それぞれよどみ点位置 x_{stag} である。縦軸の矢印位置は $\phi = 0.06$ の水素空気予混合火炎の断熱火炎温度、平衡濃度をそれぞれ示す。

いずれの条件においても、温度および濃度、発熱速度分布は図 3.7 に示した可燃範囲 $\phi = 0.20$ の場合とと基本的には同様のものである。また、それぞれの火炎面 (\dot{q} が最大となる位置: x_{Qmax}) は、 x_{stag} よりも鏡面对称面 ($x = 0.0 \text{ cm}$) 側にあり、これは 5.1 で述べたように超希薄条件のメタン空気回転対向流双子火炎と同様、燃焼速度が負であることを示している。温度および濃度分布形状についても、凸の方向がそれぞれ一般的な一次元予混合火炎のものとは逆になっている。 $\Omega = 100$ rps の場合は消炎点に近い火炎面が融合しかかっている。 $\Omega = 150, 200$ rps の場合は u の分布形状 (勾配) は異なるが、その温度および濃度分布などに大きな違いは見られず、火炎全体がほぼ平行移動している。

このような超希薄条件における水素空気回転対向流双子火炎の構造は、超希薄条件におけるメタン空気回転対向流双子火炎と、基本的には同一のものであるといえる。ただし、ここでの回転対向流双子火炎の最高火炎温度 T_{max} は断熱火炎温度 T_{eq} を約 600 K 上回っており、これはメタン空気回転対向流双子火炎の火炎温度の上昇度合いより大幅な増加である。

5.3.2 輻射熱損失を考慮したときの火炎構造の変化

図 5.8 に輻射熱損失を考慮した場合と考慮しない場合の火炎構造の変化を示す。計算条件は $(\phi, u_R, \Omega) = (0.07, 400 \text{ cm/s}, 100 \text{ rps})$ である。実線および点線は、輻射熱損失を考慮した場合と考慮しない場合の分布を示す。温度および濃度について、輻射熱損失を考慮した場合は、火炎帯から火炎背後にかけて T および X_{O_2} , \dot{q} が減少し、 $X_{\text{H}_2\text{O}}$ が増加しているが、それらの違いは図

5.3 に示したメタン空気の場合に比べて大幅に小さい。本研究で採用した輻射熱損失モデルでは水素空気予混合火炎の場合 H_2O からの射出のみが考慮されているが、この結果から、 H_2O による輻射熱損失の影響は小さいことがわかる。すなわち、超希薄条件の水素空気回転対向流双子火炎の場合には輻射熱損失の影響は十分小さく、輻射なしのモデルを用いてもある程度は定量的に満足できる結果を得ることができると考えられる。

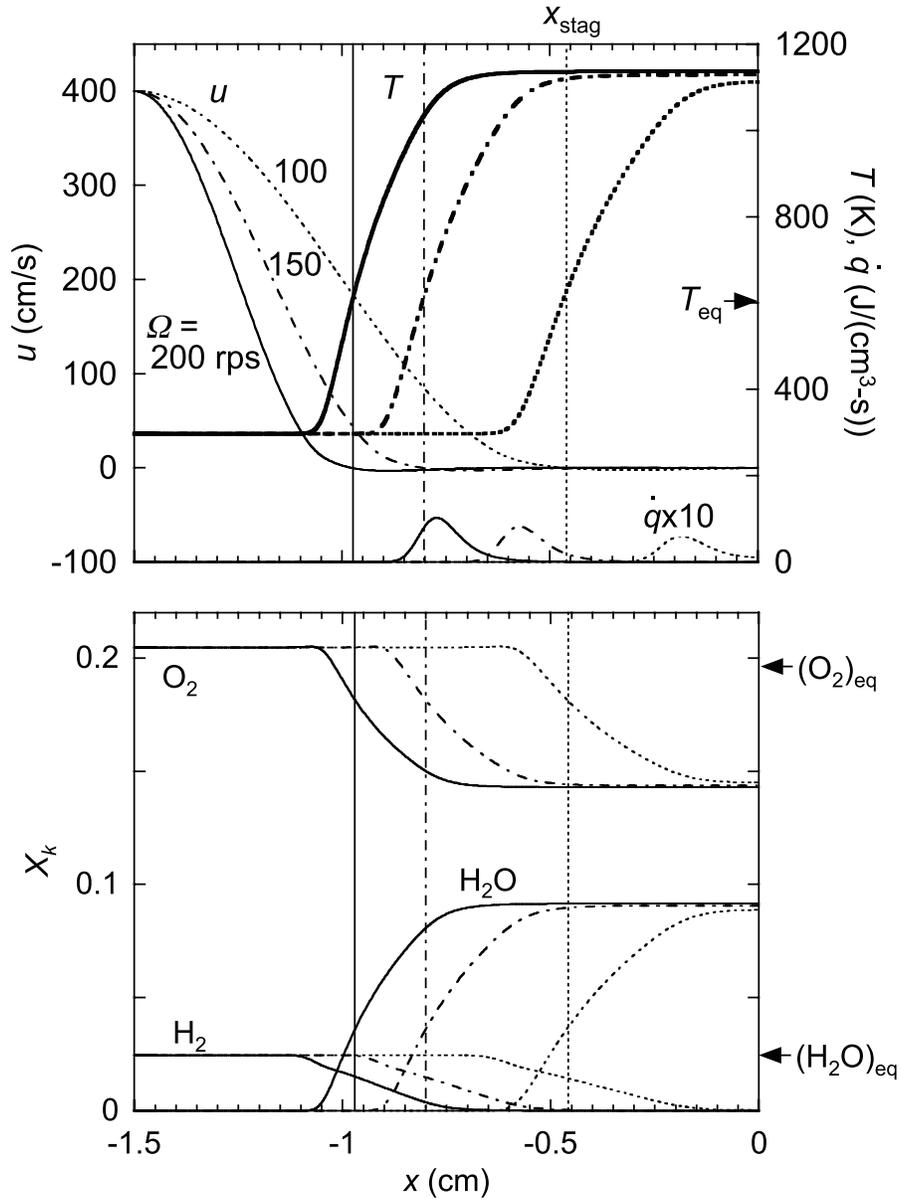


図 5.7 $\phi = 0.06$ における水素空気回転対向流双子火炎の火炎構造 ($u_R = 400$ cm/s).

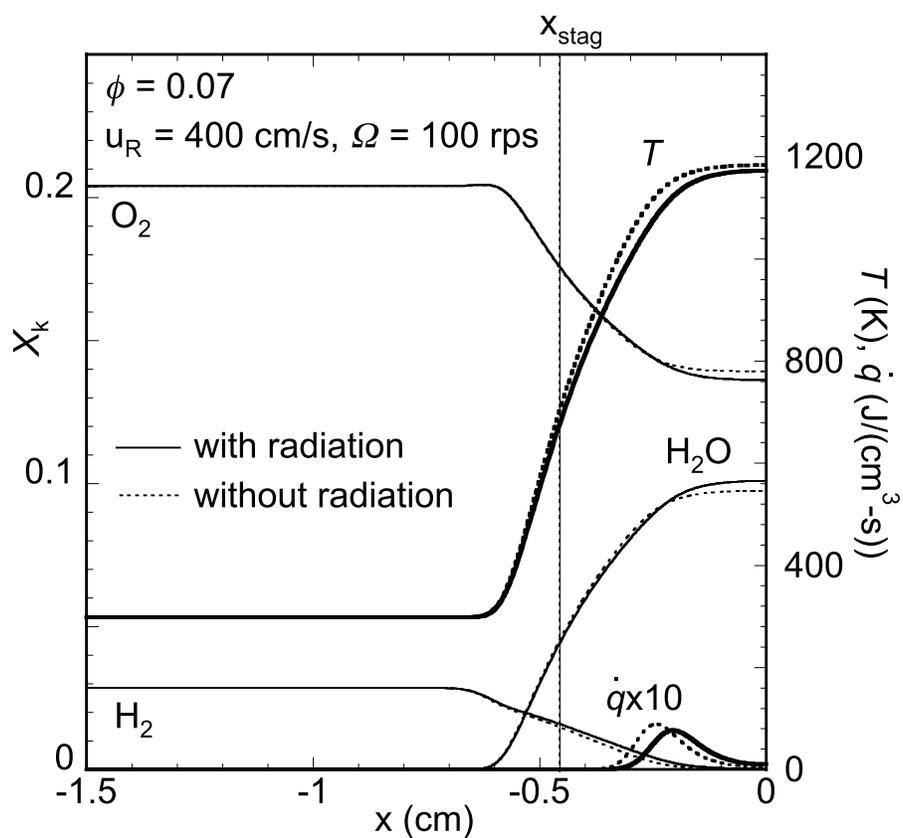


図 5.8 $\phi = 0.07$ における水素空気回転対向流双子火炎の火炎構造 ($u_R = 400$ cm/s, $\Omega = 100$ rps). 輻射を考慮した場合 (実線) および考慮しない場合 (点線).

5.4 本章のまとめ

本章では，超希薄条件に達した回転対向流双子火炎の構造について述べた。

メタン空気回転対向流双子火炎について，一次元予混合火炎とその構造を調べた。その結果は以下の通りである。

- 回転対向流双子火炎の既燃ガスの組成は，未燃予混合気と全く同じ組成を与えているにもかかわらず，一次元予混合火炎の既燃ガスの組成（＝平衡組成）と大きく異なる。特に CO_2 は平衡組成より大幅に増加する。代表例として挙げた $\phi = 0.36$ の回転対向流双子火炎では， CO_2 は 46 % 増加する。
- 回転対向流双子火炎の火炎温度は一次元予混合火炎より高くなる。代表例として挙げた $\phi = 0.36$ の回転対向流双子火炎の場合，その最高温度は一次元予混合火炎の最高温度（＝断熱火炎温度）を約 50 K 上回る。
- 回転対向流双子火炎の火炎帯中の O，H，OH ラジカルは，一次元予混合火炎に比べてかなり高い濃度を示す。
- 回転対向流双子火炎と一次元予混合火炎では，予熱帯における温度および濃度分布の形状が異なっている。一般的な予混合火炎では温度分布は下に凸の形状をしているが，回転対向流双子火炎では，上に凸になる。これは，回転対向流双子火炎の場合，予熱帯が逆流領域の中に存在しているためである。

超希薄条件の水素空気回転対向流双子火炎については，一次元予混合火炎との比較ができないため，断熱火炎温度および平衡組成との比較を行った。その結果，以下のような特徴が明らかになった。

- 超希薄条件における水素空気回転対向流双子火炎の最高火炎温度は断熱火炎温度を大幅に上回る。例えば $\phi = 0.06$ のときは断熱火炎温度を約 600 K 上回る。
- 回転対向流双子火炎の既燃ガスの組成は，平衡組成と大幅に異なる。
- メタン空気回転対向流双子火炎の場合と同じく，予熱帯における温度および濃度分布の形状が一般的な予混合火炎と異なる。このメカニズムはメタン空気回転対向流双子火炎の場合と同様に，予熱帯が逆流領域の中に存在することによる。

第6章

超希薄燃焼メカニズム

6.1 はじめに

第5章で述べたように、超希薄条件の回転対向流双子火炎の火炎構造は、一次元予混合火炎と比較して大きく異なっている。また、最高火炎温度や既燃ガス組成を断熱火炎温度や平衡組成と比較しても大きく異なっている。

5.2では、超希薄条件のメタン空気回転対向流双子火炎について、同じ当量比で計算した一次元予混合火炎と比較して、火炎帯幅が狭いこと、発熱速度が大きいこと、火炎温度および濃度分布の凸の方向が異なることを述べた。これらは超希薄条件でも火炎が安定に燃焼させるために重要である。これに加えて本章では、超希薄条件の回転対向流双子火炎における以下の3つの特徴に着目した。

- 既燃ガス中の CO_2 の大幅増加
- 火炎温度の上昇
- 活性なラジカルの増加

これらの特徴と超希薄燃焼の実現には深い関係があると考えられるため、本章ではその特徴が現れるメカニズムを調べる。

一方、超希薄条件の水素空気回転対向流双子火炎については、一次元予混合火炎との構造の比較はできなかったが、断熱火炎温度や平衡濃度と比較した結果、メタン空気回転対向流双子火炎と同様の変化が認められた。特に、火炎温度については600 K以上も大幅に上昇しており、これは水素空気回転対向流双子火炎の超希薄燃焼にとって重要であることが推測される。本章では、この温度上昇のメカニズムも調べる。

なお本章における燃焼メカニズムの分析には、メタンと水素のいずれの場合も、回転対向流双子火炎における燃焼メカニズムを純粹に抽出するために、輻射損失を考慮しない数値計算結果を用いた。

6.2 メタン空気回転対向流双子火炎の逆流領域における CO₂ の増加

一次元予混合火炎など一般的な予混合火炎では、生成物は反応帯で生成されたのち、未燃ガス側へ拡散によって輸送される。ここで拡散による輸送は拡散係数に依存するが、拡散係数は化学種によってかなり異なる。拡散係数が大きければ対流に逆らって上流に輸送されやすく、拡散係数が小さければ上流に輸送されにくい。

図 6.1 にメタン空気回転対向流双子火炎中における主要な 4 つの化学種の拡散係数の分布を示す。計算条件は $(\phi, u_R, \Omega) = (0.36, 400 \text{ cm/s}, 150 \text{ rps})$ であり、5.2 で取り上げた超希薄条件の火炎と同一である。図中の縦線はよどみ点位置 x_{stag} を表す。いずれの拡散係数 D_k ($k = \text{CH}_4, \text{O}_2, \text{CO}_2, \text{H}_2\text{O}$) も、 $x = -1.5 \text{ cm}$ から $x = 0.0 \text{ cm}$ にかけて増加しているが、これは、近似的に $D_k \propto T^{3/2}$ で表せる温度依存性に大体対応している [71]。ここで既燃ガス成分である CO₂ および H₂O の D_k に注目すると、どの位置でも D_{CO_2} は $D_{\text{H}_2\text{O}}$ より小さいことがわかる。すなわち、H₂O に比べて CO₂ が拡散しにくく、火炎帯付近に滞留しやすいことを意味する。これが図 5.3 に示した既燃ガス中の高い CO₂ 濃度の原因であると考えた。

この仮説を検証するために、 D_{CO_2} を人工的に種々に変化させた数値計算を実施した。図 6.2 に結果を示す。破線、一点鎖線、点線、実線は、CO₂ の拡散係数 $D_{\text{CO}_2} = 0.7, 0.8, 0.9, 1.0D_{\text{N}_2}$ としたときの CO₂ 濃度 X_{CO_2} 分布をそれぞれ示す。ここで、本研究では N₂ に関わる反応は除外しており、また N₂ は予混合気から既燃ガスへの火炎全体にわたって気体の大部分を占めるため、N₂ を D_k の基準とした。比較のために同じ図に、通常の D_{CO_2} で計算した結果も太実線で示す。図より D_{CO_2} が小さいほど X_{CO_2} が増加しており、より多い量の CO₂ が滞留していることがわかる。

次に、この CO₂ の増加による温度分布の変化の有無を調べた。図 6.3 に D_{CO_2} を種々に変化させたときの温度分布を示す。図 6.2 同様、破線、一点鎖線、点線、実線は、CO₂ の拡散係数 $D_{\text{CO}_2} = 0.7, 0.8, 0.9, 1.0D_{\text{N}_2}$ としたときの温度 T 分布をそれぞれ示す。太実線は通常の D_{CO_2} で計算した結果である。図より、これらの分布の差は非常に小さく、 D_{CO_2} の値は温度の増減にほとんど影響していないことがわかる。したがって、回転対向流双子火炎の既燃ガス中の高い二酸化炭素濃度は、高い火炎温度の原因ではないと結論付けられる。

6.3 メタン空気回転対向流双子火炎の火炎温度上昇

次に、メタン空気回転対向流双子火炎で火炎温度が上昇した理由について考察する。火炎の温度上昇は、しばしば「ルイス数効果 (Lewis number effect)」が原因になって起きる。ルイス数効果として、「熱・物質拡散不均衡 (Thermal-diffusive unbalance)」と「選択拡散 (Preferential diffusion)」の 2 種類が挙げられる [60,61]。

6.3.1 および 6.3.2 では、それぞれ熱・物質拡散不均衡および選択拡散の回転対向流双子火炎へ

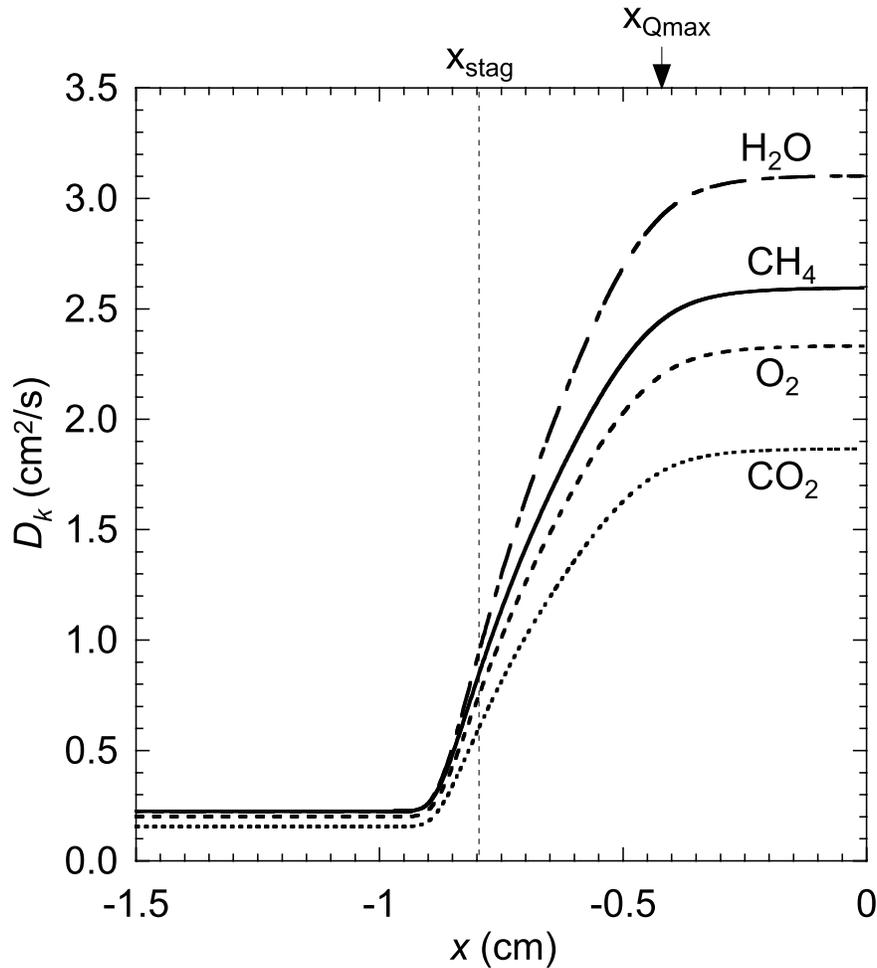


図 6.1 $\phi = 0.36$ におけるメタン空気回転対向流双子火炎の主要成分の拡散係数分布 ($\phi = 0.36, u_R = 400 \text{ cm/s}, \Omega = 150 \text{ rps}$).

の影響の有無について述べる。

6.3.1 熱・物質拡散不均衡 (Thermal-diffusive unbalance)

ルイス数は

$$Le = \frac{(\lambda/\rho c_p)}{D} \quad (6.1)$$

で定義される。 λ, ρ, c_p, D は、それぞれ、熱伝導率、気体の平均密度、定圧比熱、拡散係数である。 D は通常、不足する化学種の拡散係数であり、希薄条件の場合は燃料、過濃条件の場合は酸化剤である。 $(\lambda/\rho c_p)$ は温度拡散率 (thermal diffusivity) であり、すなわち、 Le は熱伝導による温度の伝わりやすさと物質拡散による濃度の伝わりやすさの比を表す無次元数である。

熱・物質拡散不均衡は、このルイス数が 1 でないときに表れ、温度の上昇あるいは低下を引き起こす。そのメカニズムを以下に述べる。

定常であり、かつ、伸長を受ける予混合火炎では、速度勾配が存在するため、図 6.4 (左上) に

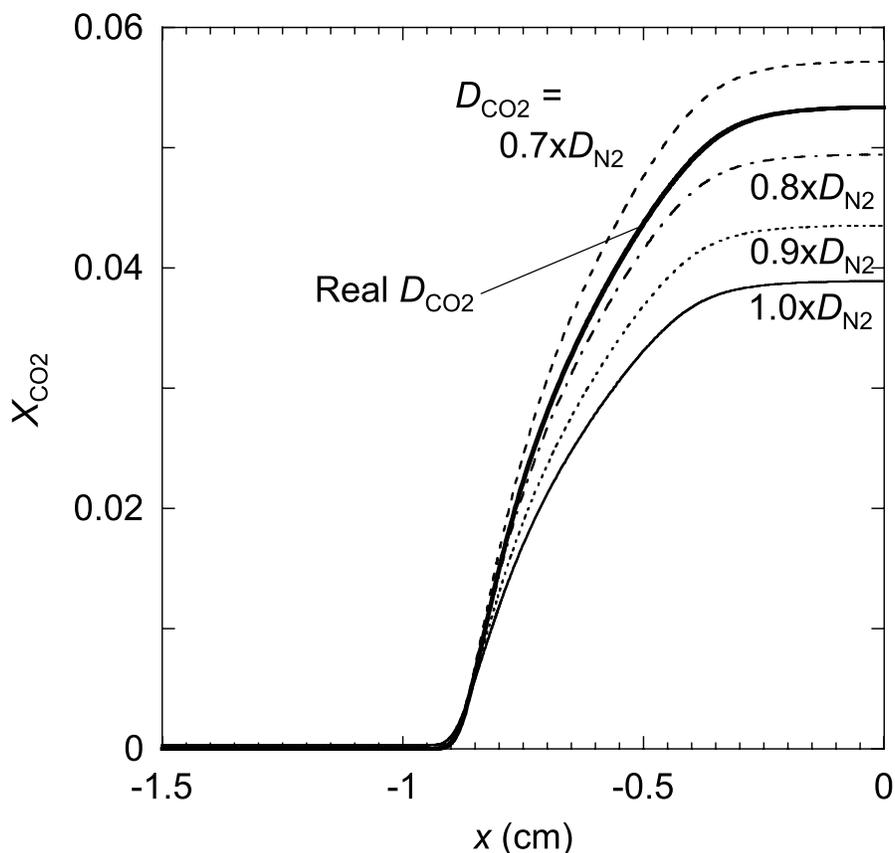


図 6.2 メタン空気回転対向流双子火炎で CO_2 の拡散係数を種々に変化させたときの CO_2 濃度の分布 ($\phi = 0.36$, $u_R = 400 \text{ cm/s}$, $\Omega = 150 \text{ rps}$).

示すように流管が拡大し、熱伝導による熱流速は隣接する流管内の未燃ガスの一部を予熱する。その分、自分の流管を通る予混合気の予熱分は減少する。 $Le = 1$ の場合、すなわち熱拡散と物質拡散がバランスしている場合について、同図右上に示す。このとき、隣の流管に流出する熱流束と隣の流管から流入する化学エンタルピ流束が釣り合うため、他に損失の要因がなければ、火炎温度は断熱火炎温度と等しくなる。また、 $Le > 1$ の場合および $Le < 1$ の場合について、図 6.4 の左下および右下にそれぞれ示す。 $Le > 1$ は、不足成分の拡散係数が大きく、物質拡散が熱拡散を上回る場合である。このとき、隣の流管に流出する熱流束より隣の流管から流入する化学エンタルピ流束が大きい。したがって、反応帯（火炎面）は熱伝導によって未燃ガスに熱エネルギーを与えるよりも多くの化学エンタルピを得るため、火炎温度は断熱火炎温度より高くなる。これと逆に、 $Le < 1$ の場合は、不足成分の拡散係数が小さく、熱拡散が物質拡散を上回る。隣の流管から流入する化学エンタルピ流束より、隣の流管に流出する熱流束が大きいため、火炎温度は断熱火炎温度を下回る。

熱・物質拡散不均衡が起きているかどうかを調べるためには、この Le の値の分布を調べればよい。図 6.5 に、種々の当量比 ϕ に対する回転対向流双子火炎の Le_{Local} を示す。計算条件は $(u_R, \Omega) = (400 \text{ cm/s}, 150 \text{ rps})$ である。図中の縦線はよどみ点位置 x_{stag} を表し、枠上部の矢印は

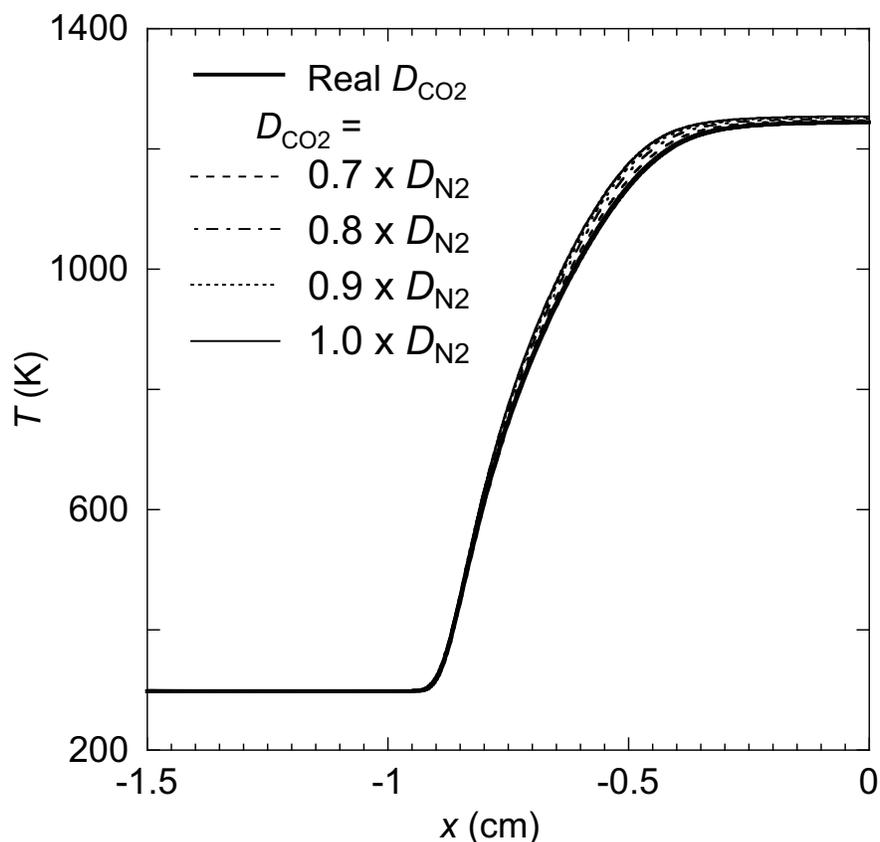


図 6.3 メタン空気回転対向流双子火炎で CO_2 の拡散係数を種々に変化させたときの温度分布 ($\phi = 0.36$, $u_R = 400$ cm/s, $\Omega = 150$ rps).

それぞれ火炎面位置 x_{Qmax} をそれぞれ示す。実線，破線，一点鎖線，点線はそれぞれ $\phi = 0.36$, 0.40, 0.50, 0.60 の超希薄条件から可燃範囲までの当量比の場合を示す。図より， Le_{Local} のとる値の範囲は 0.92 ~ 0.96 であり，1 に近い値であるため，熱・物質不均衡は小さく，それが約 50 K の火炎温度の上昇をもたらしているとは考えにくい。実際，過去に行われた伸長を受ける希薄条件のメタン予混合火炎の詳細反応数値計算においても，最高火炎温度が約 50 K も断熱火炎を上回った例はない [41,72]

6.3.2 選択拡散 (Preferential diffusion)

次に，選択拡散の影響について考える。

選択拡散は，燃料と酸化剤の拡散性が異なるときに生じる現象である。図 6.6 に概略図を示す。燃料および酸化剤の拡散係数をそれぞれ D_{fuel} および $D_{oxid.}$ で表す。 $D_{fuel} = D_{oxid.}$ のとき (左図)，燃料および酸化剤は同じ拡散速度で火炎面に拡散するため，局所当量比は変化せず，火炎温度は上昇することはない。一方， $D_{fuel} > D_{oxid.}$ のとき (右図)，燃料の拡散速度は酸化剤よりも大きく，火炎面により早く到達する。したがって局所当量比が増加し，希薄条件の場合は火炎温度が上昇し，過濃条件の場合には火炎温度は低下する。また，図 6.6 には示していないが，

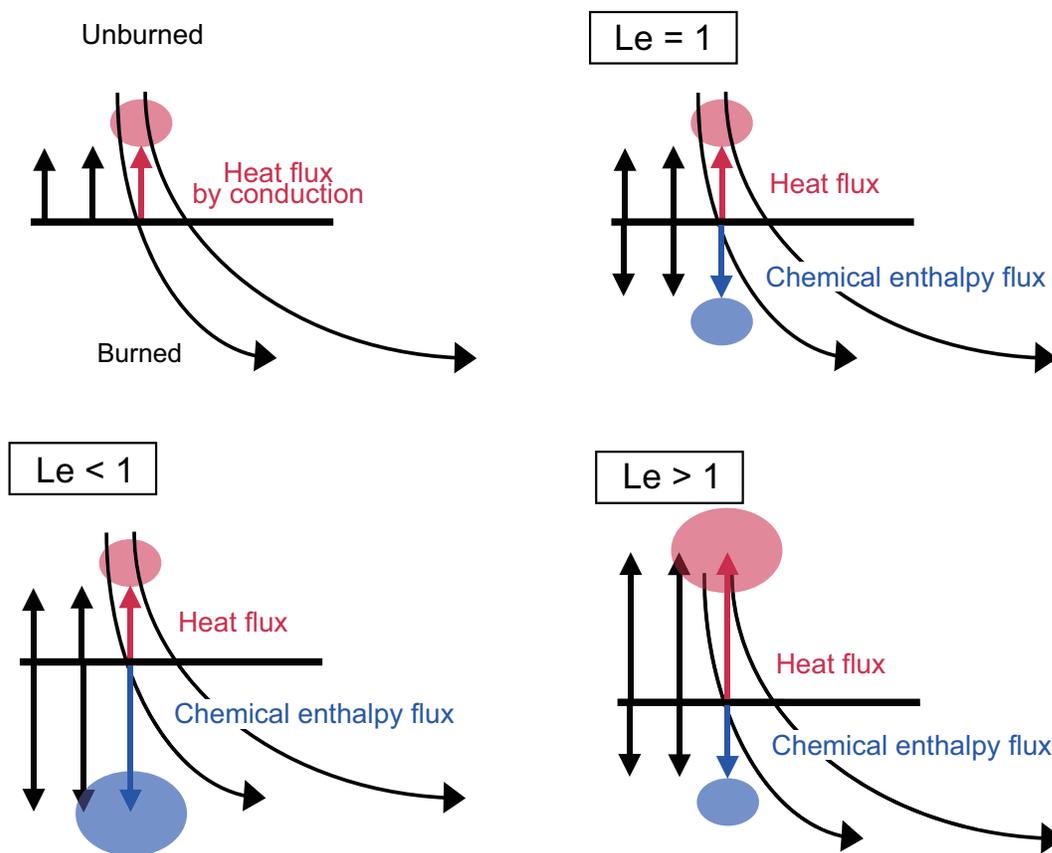


図 6.4 伸長を受ける予混合火炎における熱伝導による熱流束 (heat flux) と不足成分の拡散による化学エンタルピ流束 (chemical enthalpy flux by diffusion of deficient species) の概略図. $Le = 1$ の場合 (右上), $Le < 1$ (左下) および $Le > 1$ (右下) の場合は熱・拡散不均衡が起きている.

$D_{fuel} < D_{oxid}$ の場合, 燃料の拡散速度は酸化剤より小さい. したがって局所当量比は減少し, 希薄条件の場合には火炎温度は低下し, 過濃条件の場合には火炎温度は上昇する.

ここで再び, 主要な化学種の拡散係数分布 (図 6.1) より, メタン空気回転対向流双子火炎の場合の燃料 CH_4 および酸化剤 O_2 の拡散係数を見ると, D_{CH_4} は D_{O_2} より 10% 程度大きいことがわかる. この場合に選択拡散の効果の有無を確かめるため, 燃料と酸化剤の拡散を定量的に調べた.

図 6.7 に O_2 (左図) および CH_4 (右図) の拡散モル流束分布を示す. ここで拡散モル流束は $(\rho V_k Y_k) / W_k$ で定義した. 計算条件は $(\phi, u_R, \Omega) = (0.36, 400 \text{ cm/s}, 150 \text{ rps})$ である. 拡散モル流束の単位は $[\text{mole}/(\text{cm}^2\text{-s})]$ であり, 化学種は拡散モル流束の値が正のときは未燃ガス側 ($x = -1.5 \text{ cm}$) から既燃ガス側 ($x = 0.0 \text{ cm}$) へ輸送されて, 負のときは既燃ガス側から未燃ガス側へ輸送される. 図中のモル流束について, CH_4 のモル流束は O_2 の 2 倍の大きさにしてある. これは, 量論比のメタン空気燃焼 ($CH_4 + 2O_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O$) を考えたとき, 反応で消費されるモル比は $CH_4 : O_2 = 1 : 2$ となり, その比で反応帯に拡散で流入する必要があるからである. 図より,

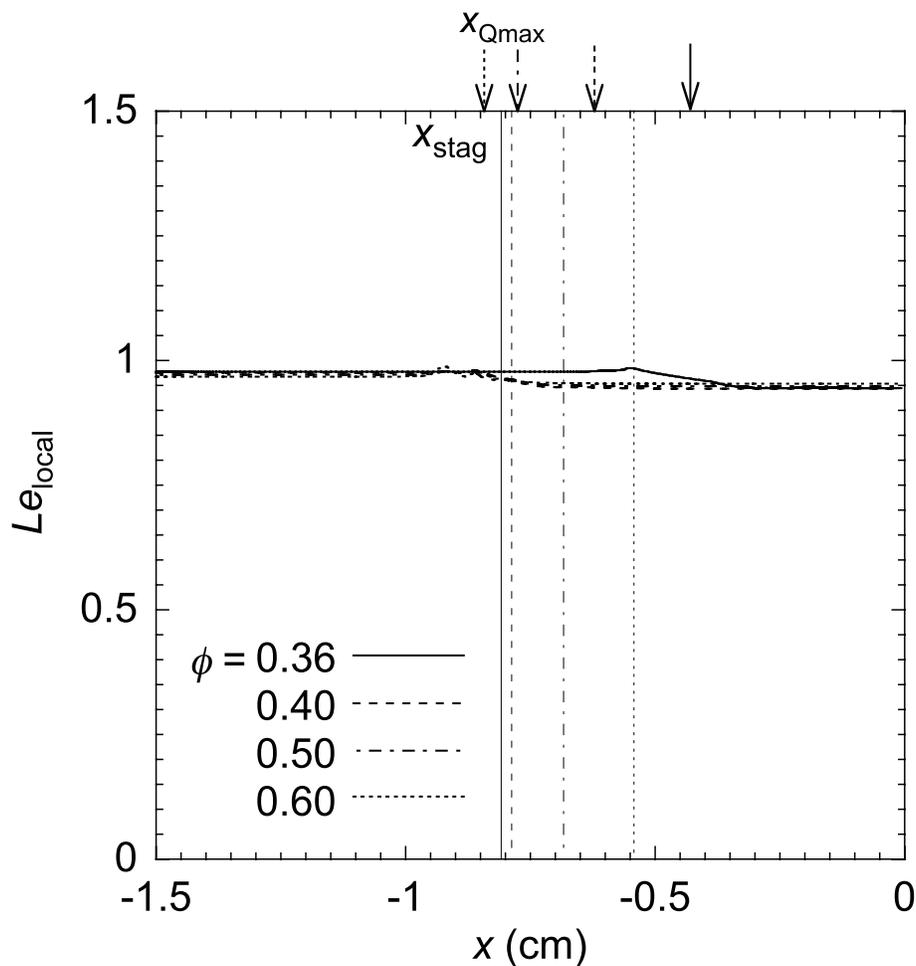


図 6.5 メタン空気回転対向流双子火炎における種々の当量比に対するルイス数の分布 ($u_R = 400$ cm/s, $\Omega = 150$ rps).

反応物の拡散による輸送はほぼ量論比に保たれており，ここからは選択拡散の存在が確認できない。したがって，図 5.3 に示した回転対向流双子火炎における約 50 K の火炎温度上昇は，選択拡散の影響である可能性も低いといえる。

6.3.3 ルイス数効果の検証結果についての考察

6.3.1 および 6.3.2 の考察から，ルイス数効果（熱・物質拡散不均衡および選択拡散）は，回転対向流双子火炎の温度上昇に寄与しているとは考えづらい。

一般的な予混合火炎では，未燃ガス側から既燃ガス側へ対流輸送が起きており，対流と拡散の向きは一致している。したがって，この場合には燃料と酸化剤の対流輸送の比は濃度の比に一致するため，選択拡散を考えるとときは燃料と酸化剤の拡散のバランスを考えるだけでよい。しかしながら，超希薄条件の回転対向流双子火炎の場合，火炎帯内に逆流領域が形成されており，対流と拡散の向きが一致していない。そのため，燃料と酸化剤の対流輸送の比がよどみ点を挟んで異なる。したがって回転対向流双子火炎において火炎面への反応物の輸送量を知るためには，拡散

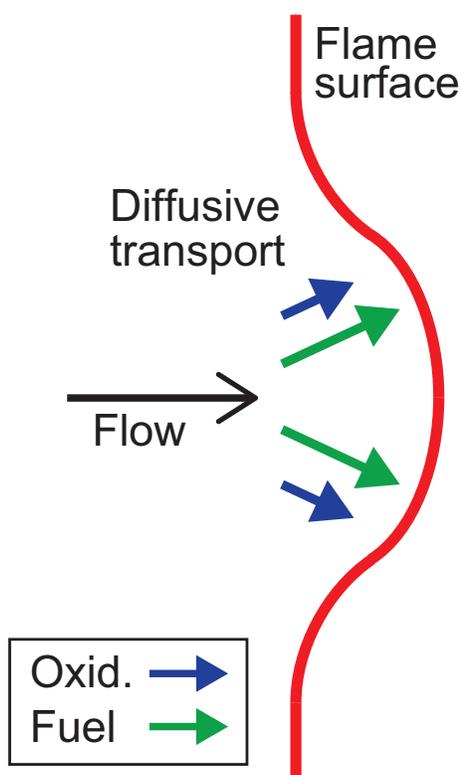


図 6.6 選択拡散概略図

だけでなく対流による輸送も考慮した正味輸送バランスで考える必要がある。

そこで、拡散モル流束 $(\rho V_k Y_k)/W_k$ に加えて、対流モル流束 $\rho u Y_k/W_k$ および、これらの和である正味モル流束 $\rho(V_k + u)Y_k/W_k$ を考えることにする。図 6.8 は、図 6.7 に対流モル流束および正味モル流束の分布を加えたものである。一点鎖線、破線、太実線は、拡散モル流束、対流モル流束、正味モル流束の分布をそれぞれ表す。拡散モル流束については、6.3.2 に述べたとおりである。一方、対流モル流束に注目すると、逆流領域では CH_4 および O_2 の対流モル流束は負の値であり、火炎面から未燃ガス側に逆流していることがわかる。特に O_2 の対流モル流束は大きく負の値をとり、既燃ガス側から未燃ガス側へ輸送されていることがわかる。これは、絶対値で比較すると、 CH_4 の輸送量を大きく上回っている。超希薄条件では燃料は火炎帯付近で濃度はほぼゼロになるが、酸化剤は反応することなく大量に余っている。したがって、軸方向流速 u が同じであっても $-x$ 方向の対流モル流束が大きくなる。

これらについて正味モル流束を考えると（太実線）、 O_2 の場合局所的に負の値をとっているが、 CH_4 の場合には常に正の値である。つまり CH_4 の場合、逆流領域では拡散輸送が対流に打ち克ち、未反応の燃料成分は火炎面に多量に供給されており、その結果、局所当量比が増加していると考えられる。この超希薄条件下で局所当量比の増加は火炎温度の上昇の原因になりうる。

回転対向流双子火炎では逆流領域が形成され、局所的に対流と拡散の向きが逆になる。そのことが、上に述べたように燃料と酸化剤の正味流束の不均衡をもたらす。これは一般的な予混合火

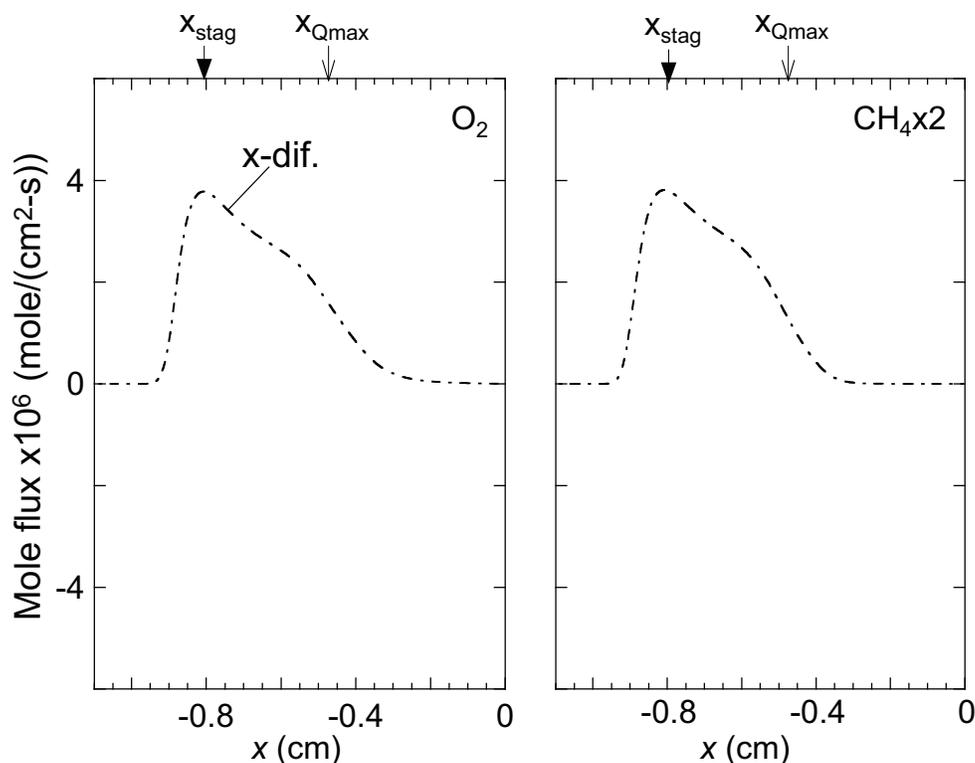


図 6.7 メタン空気回転対向流双子火炎における反応物の拡散モル流束分布 ($\phi = 0.36$, $u_R = 400$ cm/s, $\Omega = 150$ rps).

炎には見られない。このように正味流束で評価した場合に燃料と酸化剤の輸送に不均衡が生じる現象を、本研究では「正味流束不均衡 (Net flux unbalance)」と呼ぶことにする。

6.3.4 正味流束不均衡 (Net flux unbalance) および局所当量比の増大評価

正味流束不均衡は、少なくとも逆流領域が形成された超希薄条件の回転対向流双子火炎にみられる現象である。これは 6.3.2 に述べた選択拡散とは異なる。一般的な予混合火炎の場合、火炎帯全域にわたって対流と拡散の向きが等しく、また対流輸送は濃度に比例しているため、燃料と酸化剤の拡散の違いだけが局所当量比を変化させる原因となる。しかし、逆流領域が形成された回転対向流双子火炎の場合、拡散だけではなく逆方向の対流輸送も局所当量比を変化させる働きを有する。したがってこの場合、拡散だけで現象を説明することができない。燃料と酸化剤の拡散係数が同じ場合でもこの不均衡による局所当量比の変化が起こりうる。

本節では、正味流束不均衡による局所当量比の増加を評価する。そこでまず、当量比の評価にあたって「通常の当量比」および「疑似局所当量比」の算出について述べる。

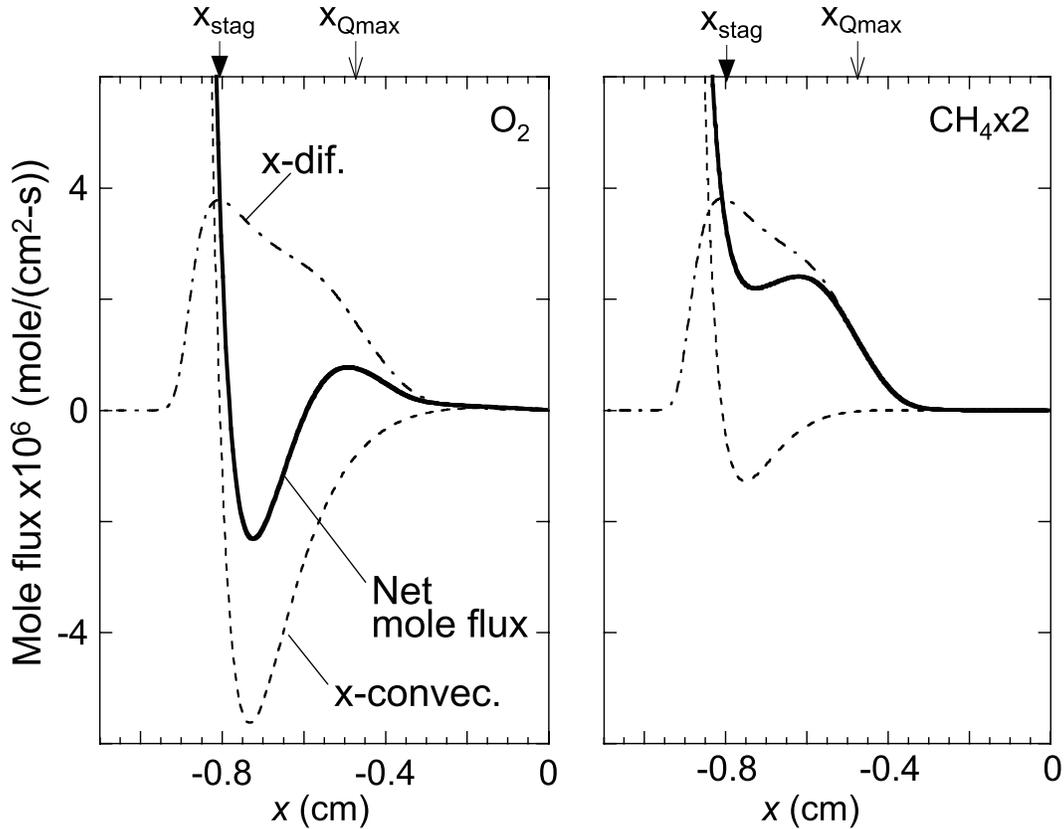


図 6.8 メタン空気回転対向流双子火炎における反応物の輸送 ($\phi = 0.36$, $u_R = 400$ cm/s, $\Omega = 150$ rps). 拡散モル流束は一点鎖線, 拡散モル流束は破線, 正味モル流束は実線で示す.

通常の当量比は以下の式から算出できる.

$$\phi = \frac{(X_{fuel}/X_{oxid})}{(X_{fuel}/X_{oxid})_{stoich.}} \quad (6.2)$$

X_{fuel} , X_{oxid} は, 燃料および酸化剤のモル分率をそれぞれ示す. 分母の添字 *stoich.* は量論比 (stoichiometric) を表し, 燃料に CH_4 , 酸化剤に O_2 を用いた場合, $(X_{fuel}/X_{oxid})_{stoich.} = 1/2$ である. しかしながら, 反応帯では燃料成分の CH_4 が完全に消費される一方で O_2 が残るため $\phi \rightarrow 0$ となり, この式から局所当量比を評価するのは不適切である.

一方, 疑似局所当量比として, 以下の定義が考えられる.

$$\phi_{PL} = \frac{(X_{fuel}/X_{oxid})}{(X_{fuel}/X_{oxid})_{stoich.}} = \frac{([H] + [C])/[O]}{([H] + [C])/([H] \times \frac{1}{2} + [C] \times 2)} = \frac{2.0[C] + 0.5[H]}{[O]} \quad (6.3)$$

ここで $[\cdot]$ は, 反応物だけでなく中間生成物や最終生成物まで含めた, 全ての化学種の原子モル濃度を表している. これは, 酸素原子ひとつに対する, 完全燃焼した生成物に置き換えた炭素と水素の原子数である. この方法では未燃成分が消費された場所においても既燃成分を用いて計算することができる. 実際, 全成分の拡散係数が広い場合の通常の前混合火炎では, この定義に

より火炎中の全範囲で一定の当量比を得る。しかし、回転対向流双子火炎の場合、図 5.3 に示したように対流の小さな逆流領域では拡散係数の小さな CO_2 が滞留するため、 $[C]$ の値が大きくなり、その領域の ϕ_{PL} を過大評価する。したがって、その領域内に存在する反応帯における局所当量比を評価するのには不適切である。

そこで、本研究では別のアプローチから局所当量比を評価した。図 6.9 に、一次元予混合火炎の CH_4 濃度および温度 T の分布を示す。図のように当量比は $\phi = 0.5, 0.6, 1.0$ であり、希薄条件から量論比の場合について表している。希薄条件から量論比までは、反応帯で燃料はすべて消費される。ここで反応帯付近、すなわち X_{CH_4} がほぼゼロになるときの火炎温度を比較すると、当量比によってこれらの温度は大きく異なることがわかる。

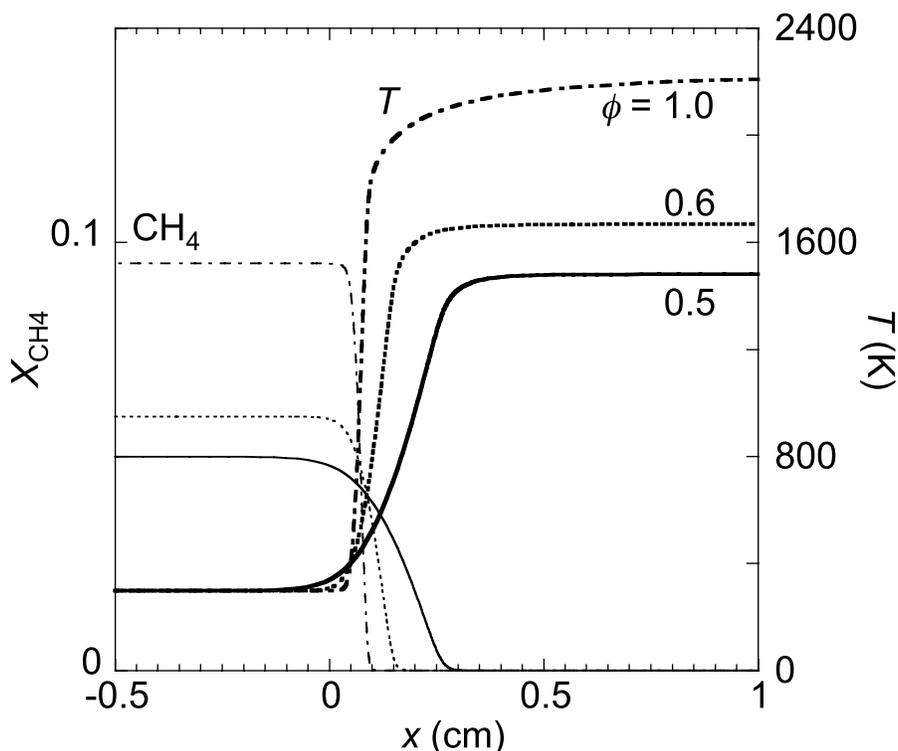


図 6.9 種々の当量比に対するメタン空気一次元予混合火炎の燃料濃度および温度分布。

このように一次元予混合火炎において、反応帯付近における燃料濃度と温度の関係は当量比によって大きく異なるので、その関係を用いて、他の形状の火炎の反応帯付近の局所当量比を推定することができる。図 6.10 に、種々の当量比に対する一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎について、火炎帯における温度 T を横軸に、同じく燃料濃度 X_{CH_4} を縦軸にプロットしたグラフを示す。 $\phi = 0.35, 0.40, 0.50, 0.60$ の希薄条件の一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎についての結果を、それぞれ点線および実線で示す。 X_{CH_4} がゼロに近い値、例えば $X_{\text{CH}_4} = 0.002$ のときの温度 T の値は、 ϕ が大きくなるにつれて大きくなっていることがわかる。

当量比が同じであれば、未燃ガス温度 $T = 298 \text{ K}$ のときの燃料濃度は同じであるが、下流に向かって燃料濃度が減少するほど、回転対向流双子火炎のほうが一次元予混合火炎より、対応する

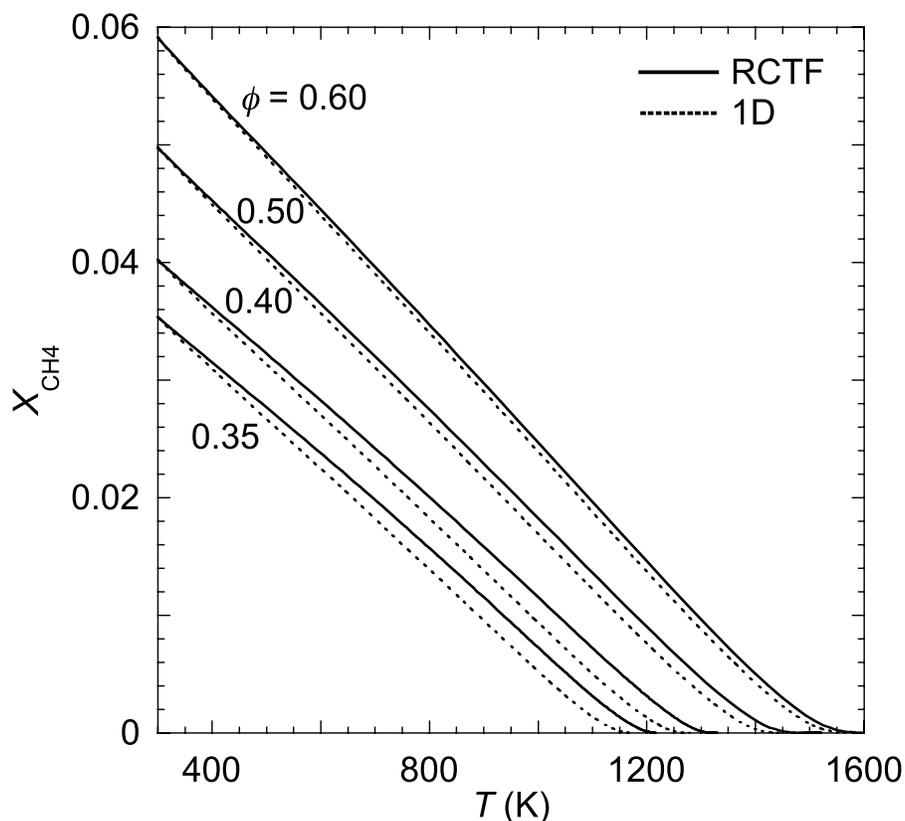


図 6.10 種々の当量比に対するメタン空気一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎の火炎帯における温度と燃料濃度の関係。回転対向流双子火炎 ($u_R = 400$ cm/s, $\Omega = 150$ rps) を実線，一次元予混合火炎を破線で示す。

温度が高くなっている。また、予混合気の当量比が小さいほど、2つの火炎の温度の差が大きくなっている。したがって、同じ予混合気組成を与えても、回転対向流双子火炎の場合、わずかではあるが局所当量比の増大が起きていることが確認できる。

図 6.11 に、超希薄条件の一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎の、火炎帯中における温度と燃料濃度の関係を示す。実線および破線は、回転対向流双子火炎および一次元予混合火炎をそれぞれ表す。見やすくするために回転対向流双子火炎は $(\phi, u_R, \Omega) = (0.36, 400$ cm/s, 150 rps) の計算結果のみ示し、一次元予混合火炎については $\phi = 0.30, 0.33, 0.36, 0.385, 0.40, 0.43$ の計算結果について示す。図より、未燃ガス温度 $T = 298$ K のときには $\phi = 0.36$ の回転対向流双子火炎と一次元予混合火炎のプロットは一致しているが、燃料濃度が小さくなるほど、回転対向流双子火炎は火炎温度が高くなり、燃料濃度がほぼゼロになるときは、この $\phi = 0.36$ の回転対向流双子火炎は $\phi = 0.385$ の一次元予混合火炎のプロットにほぼ一致する。すなわち、ここでの局所当量比は $\phi = 0.385$ であると評価できる。そして、この局所当量比の変化は、正味流束不均衡によって燃料濃度と温度の関係が変化した結果であると考えられる。

ここで、回転対向流双子火炎の温度上昇について一旦まとめると、以下のようになる。メタン空気予混合気では燃料と酸化剤の拡散係数は大体等しいため、燃料と酸化剤の拡散モル流束は大

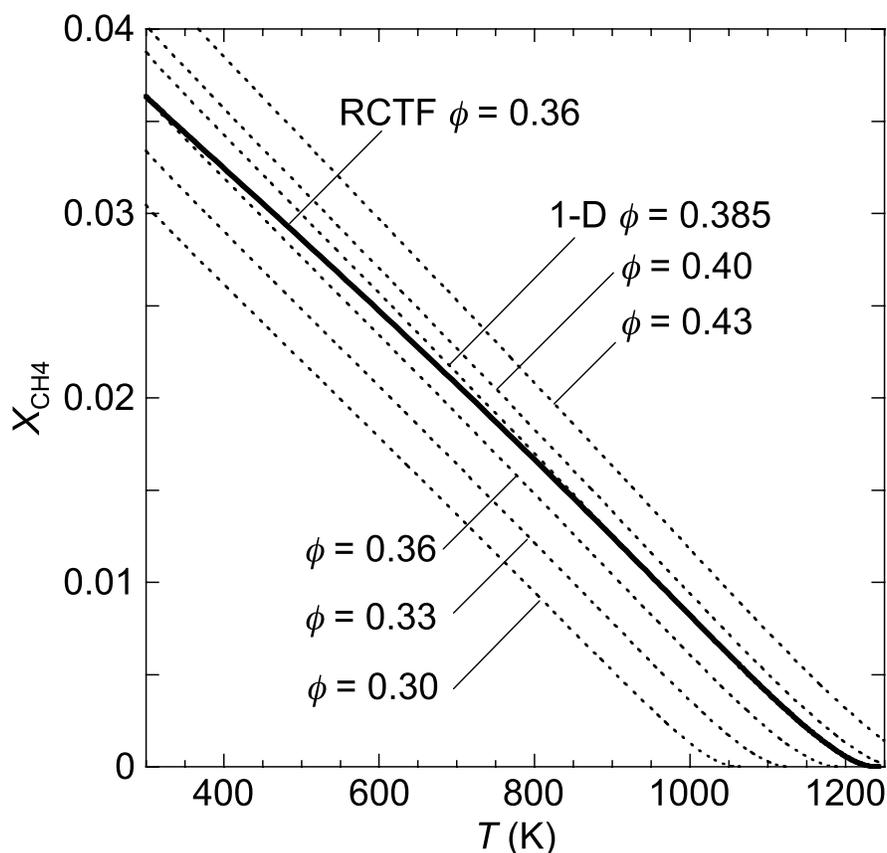


図 6.11 メタン空気一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎の火炎帯中における温度と燃料濃度の関係（超希薄条件）。回転対向流双子火炎 ($\phi = 0.36$, $u_R = 400$ cm/s, $\Omega = 150$ rps) を実線、一次元予混合火炎を破線で示す。

体量論比を保っている。しかしながら、回転対向流双子火炎では逆流領域が形成され、対流輸送の方向が火炎帯の途中で変わるため、不足成分（燃料成分）と余剰成分（酸化剤成分）の対流モル流束の大きさが異なり、正味流束不均衡が生じる。そのため局所当量比が増加し、火炎温度が上昇すると考えられる。

6.4 メタン空気回転対向流双子火炎における主要ラジカルの増加

本節では、主要ラジカルの増加メカニズムについて述べる。前章 5.2 で示した図 5.5 にあるように、回転対向流双子火炎では O, H, OH ラジカルが増加している。

ここでは、前節 6.3.4 で行ったように、一次元予混合火炎で得られた結果を利用して回転対向流双子火炎の特性を評価する。図 6.12 に、一次元予混合火炎の当量比（横軸）に対する最高火炎温度（縦軸）を左図に、また最高火炎温度（縦軸）に対する最高ラジカル濃度（横軸）を右図に示す。例えば $\phi = 0.38$ のとき、左図の横軸から $\phi = 0.38$ の値に垂直に線を引き、実線と交差した点がこのときの最高火炎温度であり、その最高火炎温度から水平に線を引いて右図の 3 つの線と交差する点が、その火炎における最高ラジカル濃度である。左図より、最高火炎温度は当量比

に対して線形に上昇すること、また右図より、最高ラジカル濃度は最高火炎温度に対してほぼ指数関数的に増加することがわかる。すなわち、最高ラジカル濃度は当量比に対してほぼ指数関数的に増加しているともいえる。

ここで図中の水平線（破線）は、 $(\phi, u_R, \Omega) = (0.36, 400 \text{ cm/s}, 150 \text{ rps})$ の回転対向流双子火炎における最高火炎温度 T_{\max} を表す。また、右図中の \times は上記の条件の回転対向流双子火炎の計算から得られた最高ラジカル濃度である。左図より、この場合の $\phi = 0.36$ の回転対向流双子火炎の最高火炎温度は $\phi = 0.382$ のメタン空気一次元予混合火炎の最高火炎温度に相当することがわかる。また右図より、このときの最高ラジカル濃度は、 $\phi = 0.382$ の一次元予混合火炎の計算結果から得られた最高ラジカル濃度にほぼ一致していることがわかる。つまり、温度および O, H, OH ラジカルの最高濃度から、この $\phi = 0.36$ の回転対向流双子火炎の反応帯付近の状態は $\phi = 0.382$ の一次元予混合火炎とほぼ同じになっていることがわかる。このラジカル濃度の増加は、火炎温度の上昇に起因していると考えられる。

$(\phi, u_R, \Omega) = (0.36, 400 \text{ cm/s}, 150 \text{ rps})$ の条件の回転対向流双子火炎においては、6.3.4 の図 6.11 で示した温度と燃料濃度の関係から反応帯付近での局所当量比は $\phi = 0.385$ と求められ、一方、上に示したように最高火炎温度やラジカル濃度の比較から、 $\phi = 0.382$ と求められる。この 2 つの当量比、0.385 と 0.382 は非常に近い値であり、そのことは、これらの局所当量比推定法が有効であるとともに、推定された局所当量比が正しいことを示唆している。

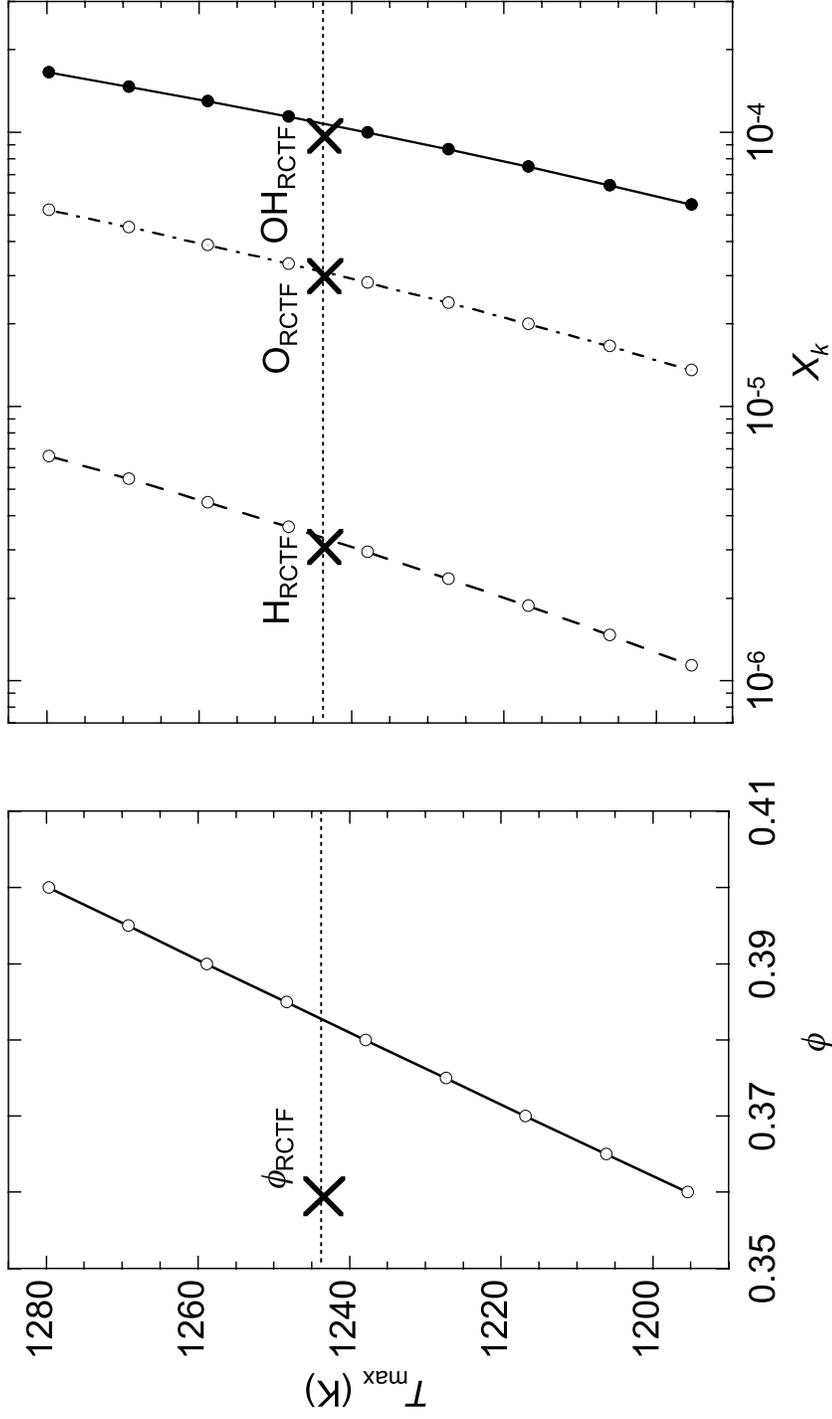


図 6.12 メタン空気一次元予混合火炎の当量比に対する最高火炎温度 (左図), 最高火炎温度に対する最高ラジカル濃度 (右図) の変化. 平行線は $\phi = 0.36$ の回転対向流双子火炎における最高火炎温度 (左図), 平行線上の \times は回転対向流双子火炎の最高ラジカル濃度.

6.5 水素空気回転対向流双子火炎の火炎温度増大メカニズム

本節では、超希薄条件における水素空気回転対向流双子火炎の燃焼メカニズムについて述べる。図 6.13 に $(\phi, u_R, \Omega) = (0.06, 400 \text{ cm/s}, 150 \text{ rps})$ の条件で計算した水素空気回転対向流双子火炎の火炎構造を示す。以下では、超希薄条件の火炎の代表例として、この火炎について解析を行った。6.3 でメタン空気回転対向流双子火炎の温度上昇について考察した手順に従って、解析を進める。

6.5.1 ルイス数効果の有無

まず、2つのルイス数効果、熱・物質拡散不均衡および選択拡散について影響の有無を調べる。水素空気の希薄予混合火炎は、水素の拡散係数が非常に大きいため、熱・物質拡散不均衡および選択拡散の両方のルイス数効果があることが知られている。図 6.14 に回転対向流双子火炎の主な化学種 H_2 , O_2 , H_2O について拡散係数分布を示す。いずれの化学種の拡散係数も、図 6.1 と同様に $x = -1.5 \text{ cm}$ から $x = 0.0 \text{ cm}$ にかけて火炎温度とともに増加している。ここで D_{H_2} は全領域において他の化学種より大幅に大きいことがわかる。このような水素の極めて高い拡散性は、回転対向流双子火炎に大きな影響を与えている可能性がある。

熱・物質拡散不均衡 (Thermal-diffusive unbalance)

図 6.14 に示した通り、 H_2 の拡散係数は大きく、ルイス数は $Le \ll 1$ である。図 6.15 に種々の当量比に対する水素空気回転対向流双子火炎の局所ルイス数 Le_{Local} 分布を示す。これらは、 $\phi = 0.06$ (実線), 0.10 (破線), 0.30 (一点鎖線), 0.50 (点線) と、超希薄条件から可燃範囲の希薄条件について、 $(u_R, \Omega) = (400 \text{ cm/s}, 150 \text{ rps})$ の条件で計算をした結果である。図中の縦線は、それぞれの当量比に対するよどみ点 x_{stag} を表し、枠上の矢印はそれぞれの火炎面位置 x_{Qmax} を表す。なお、 $\phi = 0.50$ の場合、逆流領域は形成されず x_{stag} は存在しない。噴射面 ($x = -1.5 \text{ cm}$) から火炎面にかけては、当量比によって $0.29 < Le_{Local} < 0.38$ というやや広い範囲の値をとるが、火炎面から予熱帯では、いずれの当量比の場合もほぼ $Le_{Local} = 0.3$ である。したがってこれらの値から、いずれの火炎においても熱・物質拡散不均衡が生じていると考えられる。6.3.2 に述べたとおり、 $Le < 1$ の場合、隣の流管に流出する熱流束より隣の流管から流入する化学エンタルピ流束が大きくなるため、火炎温度は断熱火炎温度を上回る。このことは図 4.10 および図 4.11 に示した火炎温度上昇のひとつの理由であると考えられる。

選択拡散 (Preferential diffusion)

水素の予混合火炎の場合、燃料と酸化剤との拡散速度に大きな差が存在し、それは局所当量比の変化を引き起こすことが十分考えられる。しかし一般に、図 6.6 に示した選択拡散単独による

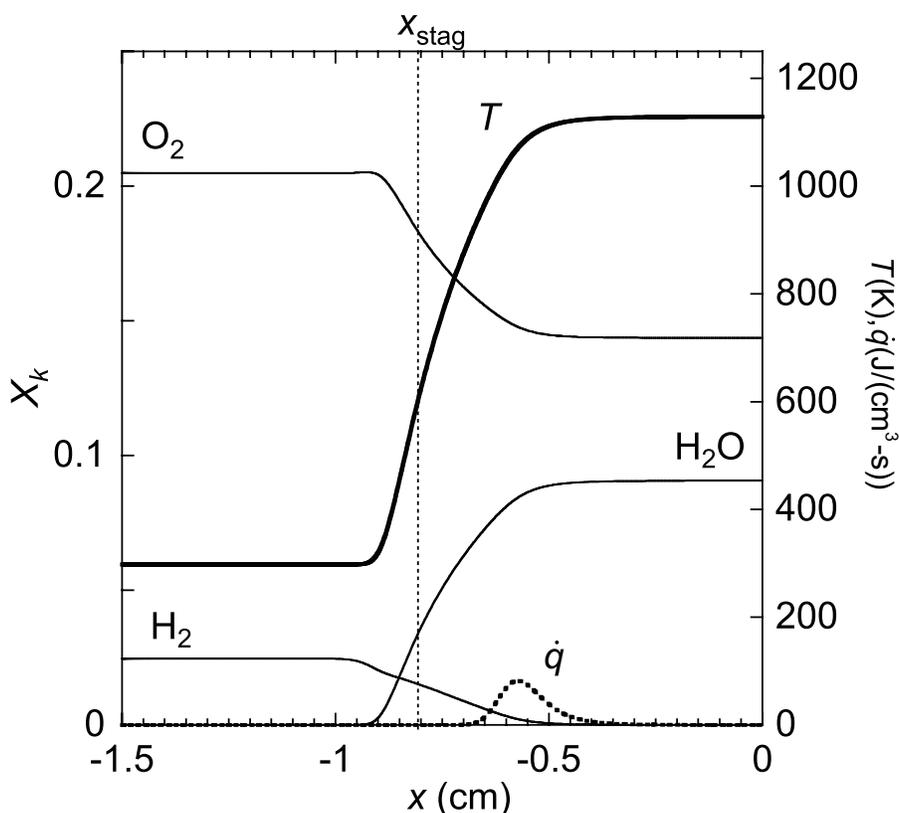


図 6.13 $\phi = 0.06$ における水素空気回転対向流双子火炎の火炎構造 ($u_R = 400$ cm/s, $\Omega = 150$ rps).

局所当量比の変化のメカニズムの説明は、あくまでも燃料および酸化剤の対流と拡散が同じ向きである場合についてなされるものであり、燃焼ガスの逆流が存在する場合の回転対向流双子火炎には適用できない。そのため本研究では、この選択拡散、すなわち燃料と酸化剤の拡散速度の差が局所当量比に影響を与えるメカニズムは、次節に述べる正味流束不均衡のメカニズムに含めるものとする。

6.3 に示したメタン火炎の場合、選択拡散がほとんど存在しないことが確認され、その場合においても正味流束不均衡のために局所当量比の変化が起きると結論づけられた。一方、この水素火炎の場合は選択拡散は明らかに存在し、また次節に述べる正味流束不均衡も同時に存在する。このような場合は、選択拡散のみを取り出して、図 6.7 のように説明することは明らかに不可能である。

6.5.2 正味流束不均衡

ここでも、メタン空気回転対向流双子火炎の場合（図 6.8）と同様、拡散および対流の正味モル流束を考えることにする。図 6.16 に水素空気回転対向流双子火炎の反応物の輸送バランスを示す。一点鎖線、破線、太実線は、拡散、対流、正味のモル流束をそれぞれ示す。左図、右図の上に記された矢印はそれぞれ火炎面位置 x_{Qmax} およびよどみ点位置 x_{stag} をそれぞれ示す。ここで、

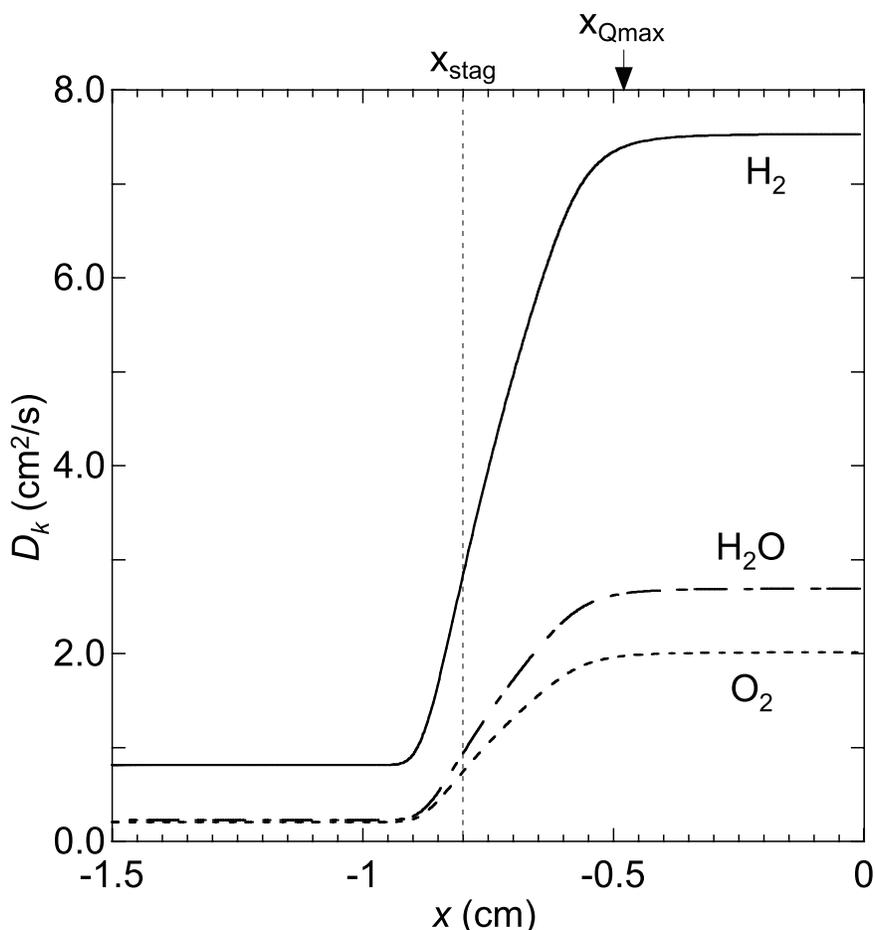


図 6.14 $\phi = 0.06$ における水素空気回転対向流双子火炎の主要成分の拡散係数分布 ($\phi = 0.06$, $u_R = 400$ cm/s, $\Omega = 150$ rps).

H_2 および O_2 について、拡散、対流および正味モル流束をそれぞれ比較する。拡散モル流束については H_2 および O_2 のいずれも正の値であり、やや O_2 の最大値が大きいが、 H_2 および O_2 の拡散流束は概ね同程度と見なせる。次に対流モル流束については、 O_2 の輸送は大きく負の値をとっており、火炎面から未燃ガス側に流出する方向に働いている。 H_2 もわずかではあるが局所的に負の値をとっている。正味モル流束を見てみると、 H_2 の正味流束は未燃ガス側から火炎面に流入する方向にはたらいっており、さらに O_2 との著しい差異を示している。これは 6.3.4 で述べた正味流束不均衡であり、その不均衡は H_2 と O_2 の拡散流束の差のために増大していることがわかる。すなわちこの場合、選択拡散は正味流束不均衡を強化する働きを有しているといえる。そしてこの選択拡散を含めた正味流束不均衡は局所当量比を増大させていると考えられる。

以上より、超希薄条件の水素空気回転対向流双子火炎では、ルイス数効果のひとつである熱・物質拡散不均衡、およびもうひとつのルイス数効果である選択拡散を含む正味流束不均衡の 2 つの影響によって大幅に火炎温度が増大すると考えられる。

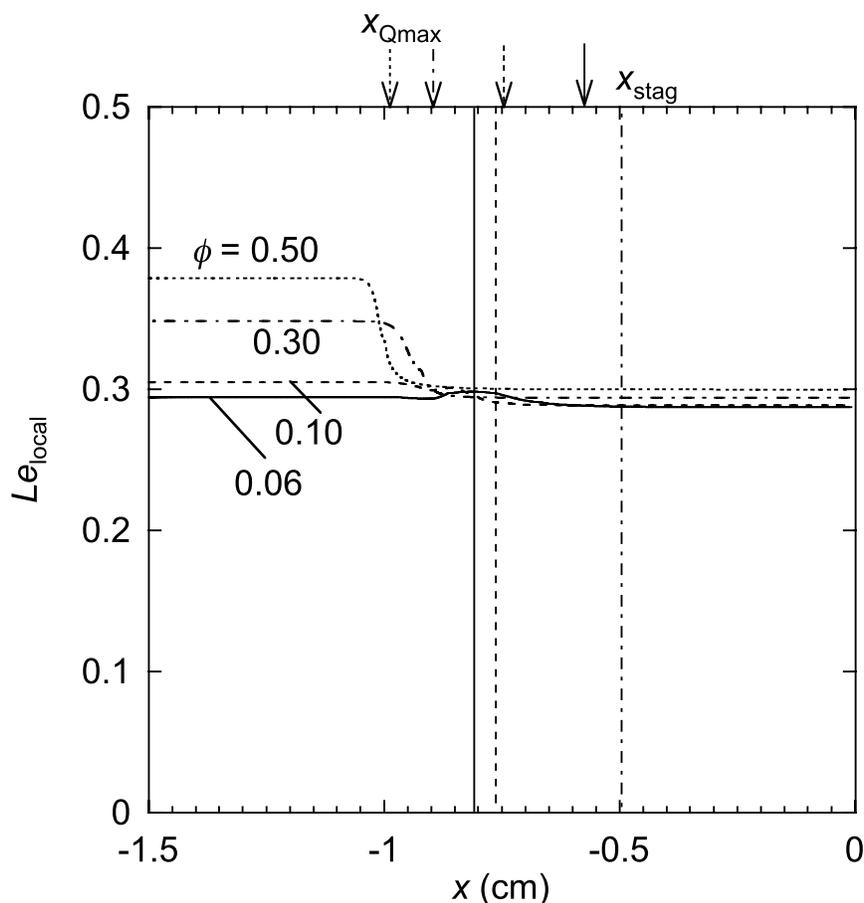


図 6.15 水素空気回転対向流双子火炎における種々の当量比に対するルイス数の分布 ($u_R = 400 \text{ cm/s}$, $\Omega = 150 \text{ rps}$).

6.5.3 局所当量比の評価

6.3.4 で行ったように火炎帯における温度と燃料濃度の関係から、水素空気回転対向流双子火炎についても反応帯付近の局所当量比の評価を行う。

図 6.17 は種々の当量比と温度に対する燃料濃度の関係である。実線、点線は、回転対向流双子火炎、一次元予混合火炎における温度と燃料濃度の関係をそれぞれ示す。回転対向流双子火炎は、 $u_R = 400 \text{ cm/s}$, $\Omega = 150 \text{ rps}$, $\phi = 0.60, 0.40, 0.20, 0.10$ の結果を、一次元予混合火炎は $\phi = 0.60, 0.40, 0.20$ の結果を示す。3.2.1 に述べたように、水素空気一次元予混合火炎は $\phi = 0.127$ までは収束解を得ることができなかつたため、回転対向流双子火炎では示した $\phi = 0.10$ の結果は掲載していない。横軸の温度 T は、回転対向流双子火炎と一次元予混合火炎の関係を見やすくするために $T = 500 \text{ K}$ を始点としているが、同じ当量比の未燃ガス温度 298 K のときには両者の火炎では X_{H_2} は同じ値であることに注意されたい。図より、同じ当量比で回転対向流双子火炎と一次元予混合火炎を比較したとき、反応帯付近のゼロに近い燃料濃度に対して、回転対向流双子火炎のほうが火炎温度が高いことがわかる。その差は ϕ が小さくなるほど大きくなり、 $\phi = 0.10$ の

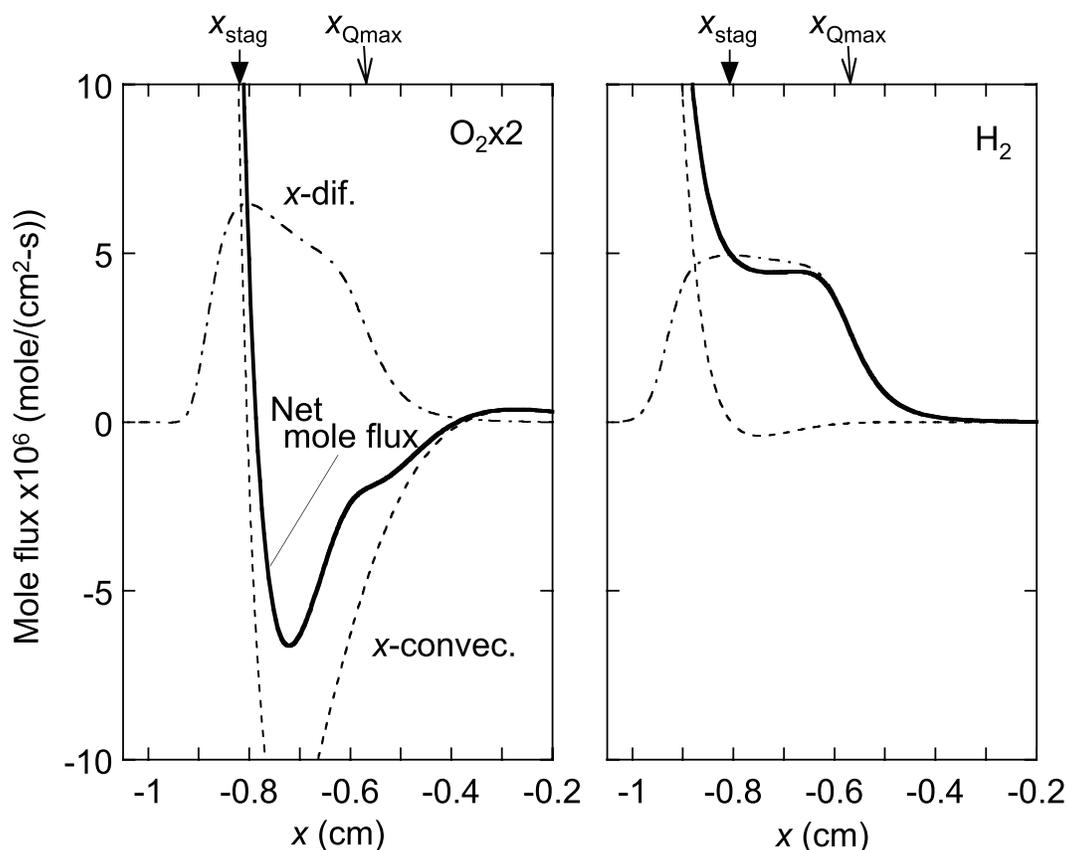


図 6.16 水素空気回転対向流双子火炎における反応物の輸送 ($\phi = 0.06$, $u_R = 400$ cm/s, $\Omega = 150$ rps). 拡散モル流束は一点鎖線, 拡散モル流束は破線, 正味モル流束は実線で示す.

回転対向流双子火炎の反応帯付近では, $\phi = 0.20$ よりも更に大きな当量比の一次元予混合火炎の状態になっていることがわかる. すなわちこの場合, 反応帯付近における局所当量比は 0.20 以上になっているといえる.

図 6.18 に超希薄条件における一次元予混合火炎と $(\phi, u_R, \Omega) = (0.06, 400$ cm/s, 150 rps) の回転対向流双子火炎の火炎帯中における温度と燃料濃度の関係を示す. この関係から, この条件の回転対向流双子火炎の反応帯付近の局所当量比を評価する. 比較には $\phi = 0.20, 0.25, 0.275, 0.30, 0.35$ の一次元予混合火炎の計算結果 (破線) を示した. 図より, $\phi = 0.06$ の回転対向流双子火炎の反応帯付近における温度と燃料濃度の関係は, 可燃範囲にある $\phi = 0.27$ における一次元予混合火炎の関係に一致していることがわかる.

図 4.10 および図 4.11 に示すように, 超希薄条件の $\phi = 0.06$ での upper branch での T_{\max} は約 1120 K であるが, これに相当する断熱火炎温度は T_{eq} は $\phi = 0.275$ 程度であり, 上記の温度と燃料濃度の関係で求めた局所当量比とほぼ一致する. このように熱・物質拡散不均衡および選択拡散を含む正味流束不均衡の影響によって, 超希薄条件の水素空気回転対向流双子火炎の火炎温度は大幅に上昇し, 反応帯付近では, 可燃範囲での一次元予混合火炎と同等の燃焼状態になっているといえる.

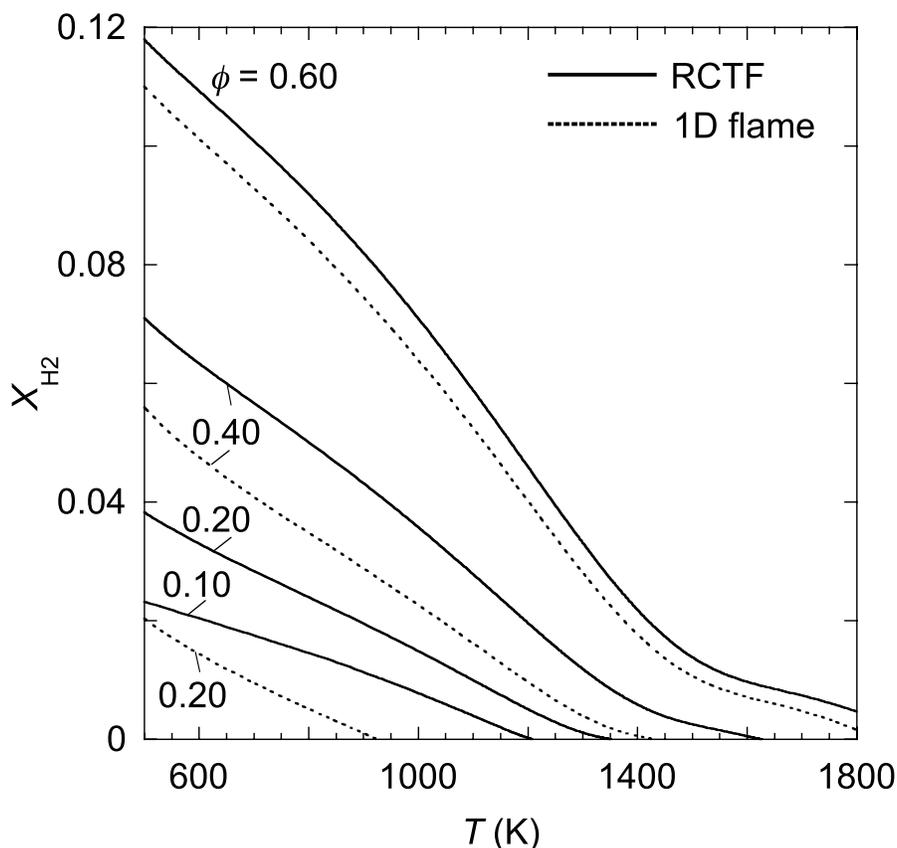


図 6.17 種々の当量比に対する水素空気一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎の火炎帯における温度と燃料濃度の関係。回転対向流双子火炎 ($u_R = 400 \text{ cm/s}$, $\Omega = 150 \text{ rps}$) を実線，一次元予混合火炎を破線で示す。

以上に述べたように，超希薄条件の水素空気回転対向流双子火炎は，2 種類のルイス数効果（熱・物質拡散不均衡および選択拡散）および正味流束不均衡の影響を受けて，局所当量比が大幅に増大する。したがって，既燃ガスの組成も大幅に変化し，与えた予混合気の当量比の平衡組成とは異なる。

6.6 水素空気回転対向流双子火炎の主要ラジカルの増加

次に，水素空気回転対向流双子火炎における主要ラジカル O, H, OH の濃度について，6.4 と同様の方法で評価する。図 6.19 に，水素空気一次元予混合火炎の当量比に対する最高火炎温度（左図），最高火炎温度に対する最高ラジカル濃度（右図）の変化を示す。それぞれの関係は図 6.12 に示したメタン空気回転対向流双子火炎と概ね同じ傾向であることがわかる。ただし，当量比と最高火炎温度は線形に比例しているが，最高火炎温度に対して最高ラジカル濃度は指数関数的に増加しているとはいえ，温度が上昇するに従って，温度に対するラジカルの増加の割合は減少する。図中の水平線（破線）は $(\phi, u_R, \Omega) = (0.06, 400 \text{ cm/s}, 150 \text{ rps})$ の水素空気回転対向流双子火炎の最高火炎温度を示し，右図における水平線上の \times 印はその火炎中の最高ラジカル濃度

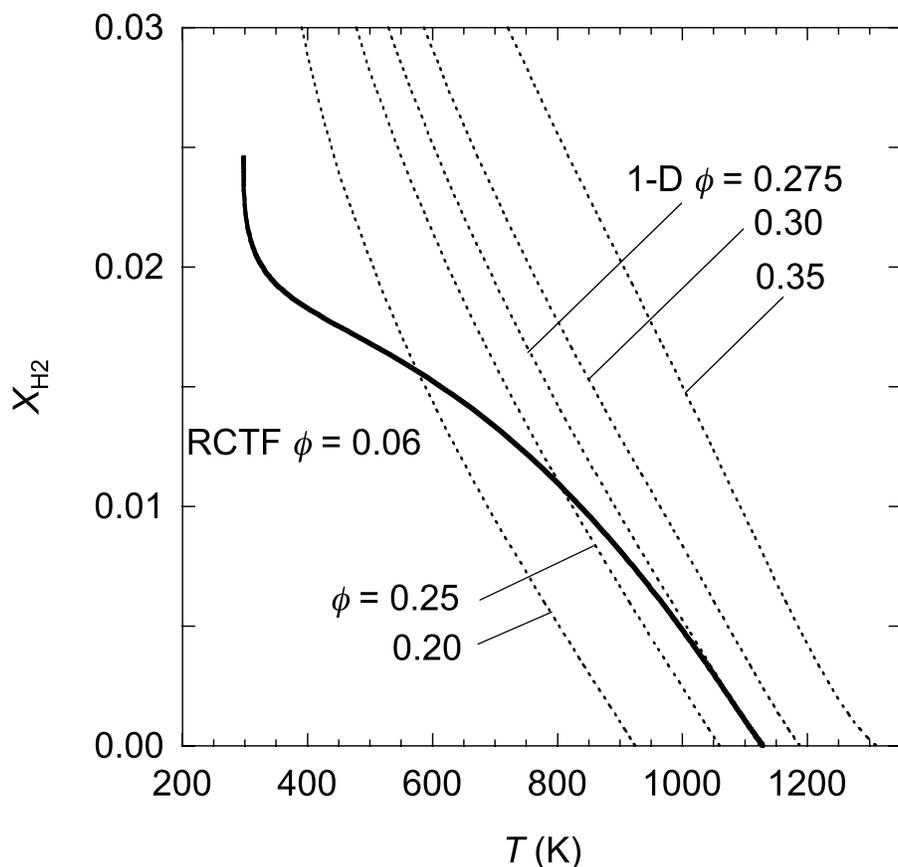


図 6.18 水素空気一次元予混合火炎および回転対向流双子火炎の火炎帯中における温度と燃料濃度の関係（超希薄条件）。回転対向流双子火炎 ($\phi = 0.06$, $u_R = 400$ cm/s, $\Omega = 150$ rps) を実線，一次元予混合火炎を破線で示す。

を表す。左図より，上の条件における $\phi = 0.06$ の回転対向流双子火炎の最高火炎温度は，水素空気一次元予混合火炎の $\phi = 0.277$ に相当することがわかる。また右図より，この最高火炎温度に対する最高ラジカル濃度は，一次元予混合火炎中の最高ラジカル濃度に大体一致する。なお，3.2.1 に述べたように水素空気一次元予混合火炎は希薄可燃限界付近では収束解が得られず， $\phi = 0.06$ など超希薄条件の一次元予混合火炎における最高ラジカル濃度は不明であるが，超希薄条件におけるメタン空気火炎の場合と同様に，回転対向流双子火炎よりかなり低い値であるものと推測できる。

図 6.12 左図から， $(\phi, u_R, \Omega) = (0.06, 400$ cm/s, 150 rps) における回転対向流双子火炎の最高火炎温度は $\phi = 0.277$ であり，また最高ラジカル濃度もその ϕ の値に大体対応している。一方，6.5.3 に述べたように温度と燃料濃度の関係から求めた回転対向流双子火炎の反応帯付近の局所当量比は $\phi = 0.275$ であった。この 2 つの局所当量比，0.277 および 0.275 は別の手法から評価した値でありながら，非常に近い値である。したがってこの場合も，これらの局所当量比推定法が有効であるとともに，推定された局所当量比が正しい値であることが示唆される。

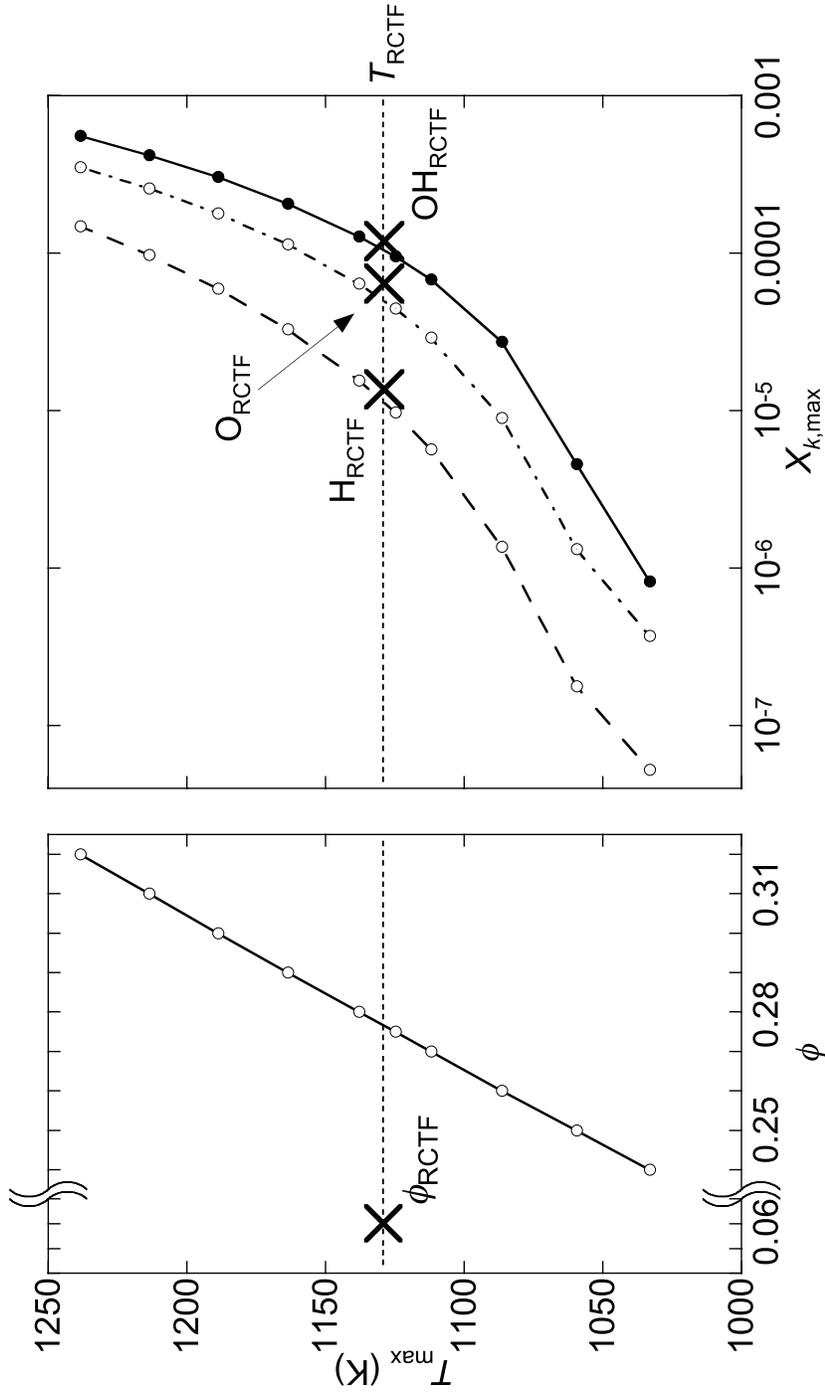


図 6.19 水素空気一次元予混合火炎の当量比に対する最高火炎温度 (左図), 最高火炎温度に対する最高ラジカル濃度 (右図) の変化. 平行線は $\phi = 0.06$ の回転対向流双分子火炎における最高火炎温度 (左図), 平行線上の \times 印は回転対向流双分子火炎の最高ラジカル濃度.

6.7 本章のまとめ

本章では、5章で超希薄条件の回転対向流双子火炎の構造を調べて得られた、いくつかの特徴について、それが現れるメカニズムを説明した。

まず、メタン空気回転対向流双子火炎について、以下のことが明らかになった。

- 超希薄条件の回転対向流双子火炎では、一次元予混合火炎と既燃ガスの組成が異なり、なかでも CO_2 の濃度が大幅に高い。それは、 CO_2 の拡散性が小さいため、火炎帯に滞留することが理由である。
- 回転対向流双子火炎では、断熱火炎温度と比較して火炎温度が上昇する。これは火炎帯に逆流領域が形成され、そこでの対流と拡散による輸送方向が逆になるため、正味流束不均衡が生じ、火炎面付近で局所当量比が増加することが理由である。
- 一次元予混合火炎の火炎帯中における温度と燃料濃度の関係を利用して局所当量比を評価した。その結果、 $\phi = 0.36$ のときの回転対向流双子火炎の反応帯付近の局所当量比は $\phi = 0.385$ であることがわかった。これはすなわち、 $\phi = 0.385$ の一次元予混合火炎の反応帯の状態とほぼ同一であることを意味している。
- 一次元予混合火炎の最高ラジカル濃度と比較して、回転対向流双子火炎の最高ラジカル濃度は大幅に増大する。これは、局所当量比の増加により火炎温度が上昇したことに伴って、化学反応が増加しているためであると考えられる。

次に、水素空気回転対向流双子火炎については、以下のことが明らかになった。

- 水素の拡散係数は大きく、ルイス数は $0.30 \sim 0.38$ である。したがって熱・物質拡散不均衡が存在する。それは火炎温度を断熱火炎温度以上に上昇させるひとつの理由である。
- 超希薄条件では逆流領域が形成され、そのため余剰成分である酸素が逆流によって火炎面から未燃ガス側に流出する方向に輸送され、正味流束不均衡が生じる。それは反応帯付近の局所当量比を増加させ、火炎温度を上昇させる。このとき、水素の拡散が酸素の拡散より速いという、いわゆる選択拡散の効果は、この正味流束不均衡を強化する働きをもつ。
- 一次元予混合火炎の火炎帯中における温度と燃料濃度の関係を利用して、局所当量比を評価すると、超希薄条件の水素空気回転対向流双子火炎の局所当量比は十分な可燃範囲の値であることがわかった。

第7章

結論

本研究では、既燃ガスの逆流が予混合気と対向する燃焼場における超希薄燃焼の実現可能性およびそのメカニズムに焦点を当て、既燃ガスの逆流領域を形成可能で、かつ一次元的に取り扱うことのできる回転対向流双子火炎を対象として詳細化学反応を考慮した数値計算を行った。燃料としてはメタンおよび水素を用いた。

まず、第1章では、回転対向流双子火炎の研究の意義を述べるとともに、これまでに行われた研究について概説した。また、本研究の目的を述べ、その位置づけを行った。第2章では火炎モデルおよび数値計算方法について述べた。

第3章では、可燃範囲における回転対向流双子火炎の火炎構造を一次元予混合火炎と比較しながら示した。

まず、3.1では、メタン火炎の計算を行い、以下の結論を得た。

- 輻射熱損失を考慮しない場合の回転対向流双子火炎においては、同じ当量比でも、吹き出し流速や回転数などの影響で流れ場や火炎構造が変化する。吹き出し流速に対して回転数が大きい場合には、逆流領域が形成されるが、この逆流領域は既燃ガスで構成されており、未燃ガスと既燃ガスの対向する流れが形成されている。また、逆流領域における軸方向および半径方向流速は小さい。
- 輻射熱損失を考慮した場合、そうでない場合と比較して回転対向流双子火炎の火炎構造は大幅には変化しない。しかしながら、発熱速度および火炎温度については、輻射熱損失によって低下する。

次に3.2では、水素空気予混合火炎についてメタン空気予混合火炎の場合と同様に、一次元予混合火炎と回転対向流双子火炎について計算を行い、以下の結論を得た。

- 輻射熱損失を考慮しない場合の水素空気回転対向流双子火炎の火炎構造は、メタン空気回転対向流双子火炎と同様である。回転数が小さい場合、火炎面は鏡面对称面側にシフトし、

火炎面の融合が引き起こされる。これにより双子火炎の消炎がもたらされる。

- 輻射熱損失を考慮した回転対向流双子火炎の構造は、輻射熱損失を考慮しない場合から大幅には変化しない。メタン空気回転対向流双子火炎と同様、発熱速度および火炎温度は輻射熱損失によって低下する。輻射熱損失を考慮した場合、しない場合の両者のよどみ点位置は変化せず、輻射熱損失が流れ場に与える影響は小さい。

第4章では、回転対向流双子火炎の性質を調べるために火炎応答曲線を求め、火炎の性質を調べた。

まず、4.2では、メタン空気回転対向流双子火炎について、吹き出し流速、回転数、当量比の3つを可変パラメータとして火炎応答曲線を求め、以下の結論を得た。

- 輻射熱損失を考慮しない場合について、吹き出し流速を大きくすると火炎は鏡面对称面側にシフトしていき、火炎面の融合による消炎が引き起こされる。回転数が大きいほど、吹き出し流速を大きくしても消炎に至りにくい。
- 同じく輻射熱損失を考慮しない場合について回転数を可変パラメータにとったとき、火炎は回転数を小さくすると消炎に至る。このとき火炎は鏡面对称面側に移動していき、吹き出し流速を可変パラメータにとったときと同様、火炎面の融合によって消炎が引き起こされる。このとき与えた吹き出し流速が小さいほど消炎には至りにくい。また、当量比がある程度大きい場合には火炎は消炎することがないが、これは伝播性（局所燃焼速度）が大きいためである。
- 回転数を固定した場合、流速が小さいほど可燃範囲は広がり、ある程度以下の流速の場合には超希薄条件および超過濃条件に達する。本研究で得られた最希薄消炎点は $\phi = 0.32$ であった。
- 消炎点が超希薄条件に達した場合、輻射熱損失なし、当量比に対する希薄側の最高火炎温度は平衡計算より求めた断熱火炎温度よりも約 50 K 高い。このとき、よどみ点位置と火炎面位置との関係は希薄可燃限界 $\phi = 0.49$ 付近で入れ替わり、火炎面が逆流領域中に形成されている。
- 輻射損失を考慮した場合、輻射損失を考慮しない場合と比較して最希薄消炎点は過濃側にシフトする。本研究で得られた最希薄消炎点は $\phi = 0.43$ であり、これは輻射損失なしの最希薄消炎点よりも大幅に大きい。したがってメタン空気回転対向流双子火炎の場合は輻射損失の影響は大きいと評価できる。

続いて、水素空気回転対向流双子火炎について、当量比を可変パラメータにした場合の希薄条件のみについて火炎応答曲線を求め、以下の結論を得た。

- 輻射損失なしで吹き出し流速または回転数を固定した応答曲線では、回転数がある程度以上大きい場合、また吹き出し流速がある程度以上小さい場合、それぞれ超希薄条件の消炎

点が得られる。本研究で得られた最希薄消炎点は $\phi = 0.05$ である。このとき、よどみ点と火炎面との位置関係はメタン空気回転対向流双子火炎と同様、希薄可燃限界 ($\phi = 0.10$) 付近で入れ替わり、火炎面が逆流領域に形成されることが確認できる。

- 回転対向流双子火炎の最高火炎温度は断熱火炎温度と比較して大幅に高い。その差は当量比が小さくなるにつれて大きくなり、本研究で計算を行った条件の中では最大で約 600 K もの差が生じる。メタン空気回転対向流双子火炎の場合とは異なり、消炎点が超希薄条件に達しない条件でも火炎温度は大きく上昇している。
- 輻射損失を考慮した場合の火炎応答曲線は、輻射損失なしの場合と大きくは異なる。このとき、輻射損失による若干の温度低下はあるが、その場合でも消炎点は超希薄条件に達した。輻射損失を考慮した場合の最希薄消炎点は $\phi = 0.064$ である。したがって、水素空気回転対向流双子火炎の場合は、輻射損失の影響は小さいと評価できる。

第 5 章では、超希薄条件における回転対向流双子火炎の火炎構造について一次元予混合火炎、断熱火炎温度、平衡組成などと比較しながら、その特徴を述べた。

メタン空気回転対向流双子火炎の火炎構造について得られた結論は以下の通りである。

- 回転対向流双子火炎の既燃ガスの組成は、未燃予混合気と全く同じ組成を与えているにもかかわらず、一次元予混合火炎の既燃ガスの組成 (= 平衡組成) と大きく異なる。特に CO_2 は平衡組成より大幅に増加する。代表例として挙げた $\phi = 0.36$ の回転対向流双子火炎では、 CO_2 は 46 % 増加する。
- 回転対向流双子火炎の火炎温度は一次元予混合火炎より高くなる。代表例として挙げた $\phi = 0.36$ の回転対向流双子火炎の場合、その最高温度は一次元予混合火炎の最高温度 (= 断熱火炎温度) を約 50 K 上回る。
- 回転対向流双子火炎の火炎帯中の O, H, OH は一次元予混合火炎に比べてかなり高い濃度を示す。
- 回転対向流双子火炎と一次元予混合火炎では、予熱帯における温度および濃度分布の形状が異なっている。一般的な予混合火炎では温度分布は下に凸の形状をしているが、回転対向流双子火炎では、上に凸になる。これは回転対向流双子火炎の場合、予熱帯が逆流領域の中に存在しているためである。

一方、超希薄条件の水素空気回転対向流双子火炎については、一次元予混合火炎との比較ができないため、断熱火炎温度および平衡組成との比較を行った。その結果、以下の結論を得た。

- 超希薄条件の水素空気回転対向流双子火炎の最高火炎温度は、断熱火炎温度を大幅に上回る。超希薄条件になるほどその差は大きくなり、例えば $\phi = 0.06$ のときは断熱火炎温度を約 600 K 上回る。
- メタン空気回転対向流双子火炎の場合と同じく、予熱帯における温度および濃度分布の形

状が一般的な予混合火炎と異なる。このメカニズムはメタン空気回転対向流双子火炎の場合と同様に、予熱帯が逆流領域の中に存在することによる。

第6章では、第5章で超希薄条件の回転対向流双子火炎の構造を調べて得たいいくつかの特徴について、それが現れるメカニズムを説明した。なお、超希薄燃焼のメカニズムの分析にあたって、メタンと水素、いずれの場合も回転対向流双子火炎における燃焼メカニズムを純粹に抽出するために、輻射熱損失を考慮しない数値計算結果を用いた。

まず、メタン空気回転対向流双子火炎について、以下の結論を得た。

- 超希薄条件の回転対向流双子火炎では、一次元予混合火炎と既燃ガスの組成が異なり、なかでも CO_2 の濃度が大幅に高い。それは、 CO_2 の拡散性が小さいため、火炎帯に滞留することが理由である。しかしながら、これは火炎温度の上昇には直接には関係ない。
- 超希薄条件の回転対向流双子火炎の火炎温度は、断熱火炎温度と比較して高いが、これは火炎帯中に逆流領域が形成され、そこでの対流と拡散による輸送の向きと大きさが異なるため、拡散および対流による輸送の和である正味流束に不均衡が生じ、反応帯付近で局所当量比が増加することが理由である。
- 一次元予混合火炎の最高ラジカル濃度と比較して、回転対向流双子火炎の最高ラジカル濃度は大幅に高い。これは、局所当量比の増加により火炎温度が上昇したことに伴って、化学反応が増加しているためであると考えられる。

次に、超希薄条件の水素空気回転対向流双子火炎について、メタン空気回転対向流双子火炎と同様に分析を行った結果、以下のことが明らかになった。

- 水素の拡散係数は大きく、水素空気回転対向流双子火炎におけるルイス数は 0.30 ~ 0.38 であり、熱・物質拡散不均衡による温度上昇効果が存在する。これに加えて、メタン空気回転対向流双子火炎と同様に、正味流束不均衡が生じている。これらの効果によって、超希薄条件の回転対向流双子火炎では、反応帯付近の局所当量比が増大し、火炎温度が大幅に上昇する。このとき、選択拡散の効果は、この正味流束不均衡を強化する働きをもつ。
- 超希薄条件の水素空気回転対向流双子火炎の反応帯での局所当量比は十分に可燃範囲の値である。そのため、超希薄条件の回転対向流双子火炎の火炎温度は断熱火炎温度より非常に高くなる。
- 超希薄条件における水素空気回転対向流双子火炎の主要ラジカルの最高濃度は高く、可燃範囲内における一次元予混合火炎の反応帯の状態に相当する。これは火炎温度上昇によるものである。

なお、上記の結果を得る際に回転対向流双子火炎の反応帯付近での局所当量比を求める方法として、一次元予混合火炎の火炎帯中の温度と燃料濃度の関係と比較する方法を用いた。

付録 A

化学反応機構

表 A.1 メタン燃焼に考慮する化学種

H_2	H	O	O_2	OH
H_2O	HO_2	H_2O_2	C	CH
CH_2	$CH_2(S)$	CH_3	CH_4	CO
CO_2	HCO	CH_2O	CH_2OH	CH_3O
CH_3OH	C_2H	C_2H_2	C_2H_3	C_2H_4
C_2H_5	C_2H_6	HCCO	CH_2CO	HCCOH
N_2	C_3H_7	C_3H_8	CH_2CHO	CH_3CHO

表 A.2: メタン燃焼で考慮する素反応, 頻度因子定数, 温度依存定数,
活性化エネルギー

No.	REACTIONS CONSIDERED	A_i	β_i	E
1.	$2O+M \rightleftharpoons O_2+M$	1.20E+17	-1.0	0.0
2.	$O+H+M \rightleftharpoons OH+M$	5.00E+17	-1.0	0.0
3.	$O+H_2 \rightleftharpoons H+OH$	3.87E+04	2.7	6260.0
4.	$O+HO_2 \rightleftharpoons OH+O_2$	2.00E+13	0.0	0.0
5.	$O+H_2O_2 \rightleftharpoons OH+HO_2$	9.63E+06	2.0	4000.0
6.	$O+CH \rightleftharpoons H+CO$	5.70E+13	0.0	0.0
7.	$O+CH_2 \rightleftharpoons H+HCO$	8.00E+13	0.0	0.0
8.	$O+CH_2(S) \rightleftharpoons H_2+CO$	1.50E+13	0.0	0.0
9.	$O+CH_2(S) \rightleftharpoons H+HCO$	1.50E+13	0.0	0.0
10.	$O+CH_3 \rightleftharpoons H+CH_2O$	5.06E+13	0.0	0.0
11.	$O+CH_4 \rightleftharpoons OH+CH_3$	1.02E+09	1.5	8600.0
12.	$O+CO(+M) \rightleftharpoons CO_2(+M)$	1.80E+10	0.0	2385.0
13.	$O+HCO \rightleftharpoons OH+CO$	3.00E+13	0.0	0.0
14.	$O+HCO \rightleftharpoons H+CO_2$	3.00E+13	0.0	0.0
15.	$O+CH_2O \rightleftharpoons OH+HCO$	3.90E+13	0.0	3540.0
16.	$O+CH_2OH \rightleftharpoons OH+CH_2O$	1.00E+13	0.0	0.0
17.	$O+CH_3O \rightleftharpoons OH+CH_2O$	1.00E+13	0.0	0.0
18.	$O+CH_3OH \rightleftharpoons OH+CH_2OH$	3.88E+05	2.5	3100.0
19.	$O+CH_3OH \rightleftharpoons OH+CH_3O$	1.30E+05	2.5	5000.0
20.	$O+C_2H \rightleftharpoons CH+CO$	5.00E+13	0.0	0.0
21.	$O+C_2H_2 \rightleftharpoons H+HCCO$	1.35E+07	2.0	1900.0
22.	$O+C_2H_2 \rightleftharpoons OH+C_2H$	4.60E+19	-1.4	28950.0
23.	$O+C_2H_2 \rightleftharpoons CO+CH_2$	6.94E+06	2.0	1900.0
24.	$O+C_2H_3 \rightleftharpoons H+CH_2CO$	3.00E+13	0.0	0.0
25.	$O+C_2H_4 \rightleftharpoons CH_3+HCO$	1.25E+07	1.8	220.0
26.	$O+C_2H_5 \rightleftharpoons CH_3+CH_2O$	2.24E+13	0.0	0.0
27.	$O+C_2H_6 \rightleftharpoons OH+C_2H_5$	8.98E+07	1.9	5690.0
28.	$O+HCCO \rightleftharpoons H+2CO$	1.00E+14	0.0	0.0
29.	$O+CH_2CO \rightleftharpoons OH+HCCO$	1.00E+13	0.0	8000.0
30.	$O+CH_2CO \rightleftharpoons CH_2+CO_2$	1.75E+12	0.0	1350.0
31.	$O_2+CO \rightleftharpoons O+CO_2$	2.50E+12	0.0	47800.0
32.	$O_2+CH_2O \rightleftharpoons HO_2+HCO$	1.00E+14	0.0	40000.0

表 A.2: メタン燃焼で考慮する素反応, 頻度因子定数, 温度依存定数,
活性化エネルギー

No.	REACTIONS CONSIDERED	A_i	β_i	E
33.	$\text{H} + \text{O}_2 + \text{M} \rightleftharpoons \text{HO}_2 + \text{M}$	2.80E+18	-0.9	0.0
34.	$\text{H} + 2\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{HO}_2 + \text{O}_2$	2.08E+19	-1.2	0.0
35.	$\text{H} + \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{HO}_2 + \text{H}_2\text{O}$	1.13E+19	-0.8	0.0
36.	$\text{H} + \text{O}_2 + \text{N}_2 \rightleftharpoons \text{HO}_2 + \text{N}_2$	2.60E+19	-1.2	0.0
37.	$\text{H} + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{O} + \text{OH}$	2.65E+16	-0.7	17041.0
38.	$2\text{H} + \text{M} \rightleftharpoons \text{H}_2 + \text{M}$	1.00E+18	-1.0	0.0
39.	$2\text{H} + \text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{H}_2$	9.00E+16	-0.6	0.0
40.	$2\text{H} + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_2 + \text{H}_2\text{O}$	6.00E+19	-1.2	0.0
41.	$2\text{H} + \text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{H}_2 + \text{CO}_2$	5.50E+20	-2.0	0.0
42.	$\text{H} + \text{OH} + \text{M} \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	2.20E+22	-2.0	0.0
43.	$\text{H} + \text{HO}_2 \rightleftharpoons \text{O} + \text{H}_2\text{O}$	3.97E+12	0.0	671.0
44.	$\text{H} + \text{HO}_2 \rightleftharpoons \text{O}_2 + \text{H}_2$	4.48E+13	0.0	1068.0
45.	$\text{H} + \text{HO}_2 \rightleftharpoons 2\text{OH}$	8.40E+13	0.0	635.0
46.	$\text{H} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{HO}_2 + \text{H}_2$	1.21E+07	2.0	5200.0
47.	$\text{H} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{OH} + \text{H}_2\text{O}$	1.00E+13	0.0	3600.0
48.	$\text{H} + \text{CH} \rightleftharpoons \text{C} + \text{H}_2$	1.65E+14	0.0	0.0
49.	$\text{H} + \text{CH}_2(+\text{M}) \rightleftharpoons \text{CH}_3(+\text{M})$	6.00E+14	0.0	0.0
50.	$\text{H} + \text{CH}_2(\text{S}) \rightleftharpoons \text{CH} + \text{H}_2$	3.00E+13	0.0	0.0
51.	$\text{H} + \text{CH}_3(+\text{M}) \rightleftharpoons \text{CH}_4(+\text{M})$	1.39E+16	-0.5	536.0
52.	$\text{H} + \text{CH}_4 \rightleftharpoons \text{CH}_3 + \text{H}_2$	6.60E+08	1.6	10840.0
53.	$\text{H} + \text{HCO}(+\text{M}) \rightleftharpoons \text{CH}_2\text{O}(+\text{M})$	1.09E+12	0.5	-260.0
54.	$\text{H} + \text{HCO} \rightleftharpoons \text{H}_2 + \text{CO}$	7.34E+13	0.0	0.0
55.	$\text{H} + \text{CH}_2\text{O}(+\text{M}) \rightleftharpoons \text{CH}_2\text{OH}(+\text{M})$	5.40E+11	0.5	3600.0
56.	$\text{H} + \text{CH}_2\text{O}(+\text{M}) \rightleftharpoons \text{CH}_3\text{O}(+\text{M})$	5.40E+11	0.5	2600.0
57.	$\text{H} + \text{CH}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{HCO} + \text{H}_2$	5.74E+07	1.9	2742.0
58.	$\text{H} + \text{CH}_2\text{OH}(+\text{M}) \rightleftharpoons \text{CH}_3\text{OH}(+\text{M})$	1.06E+12	0.5	86.0
59.	$\text{H} + \text{CH}_2\text{OH} \rightleftharpoons \text{H}_2 + \text{CH}_2\text{O}$	2.00E+13	0.0	0.0
60.	$\text{H} + \text{CH}_2\text{OH} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{CH}_3$	1.65E+11	0.7	-284.0
61.	$\text{H} + \text{CH}_2\text{OH} \rightleftharpoons \text{CH}_2(\text{S}) + \text{H}_2\text{O}$	3.28E+13	-0.1	610.0
62.	$\text{H} + \text{CH}_3\text{O}(+\text{M}) \rightleftharpoons \text{CH}_3\text{OH}(+\text{M})$	2.43E+12	0.5	50.0
63.	$\text{H} + \text{CH}_3\text{O} \rightleftharpoons \text{H} + \text{CH}_2\text{OH}$	4.15E+07	1.6	1924.0
64.	$\text{H} + \text{CH}_3\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_2 + \text{CH}_2\text{O}$	2.00E+13	0.0	0.0

表 A.2: メタン燃焼で考慮する素反応, 頻度因子定数, 温度依存定数,
活性化エネルギー

No.	REACTIONS CONSIDERED	A_i	β_i	E
65.	$\text{H}+\text{CH}_3\text{O} \rightleftharpoons \text{OH}+\text{CH}_3$	1.50E+12	0.5	-110.0
66.	$\text{H}+\text{CH}_3\text{O} \rightleftharpoons \text{CH}_2(\text{S})+\text{H}_2\text{O}$	2.62E+14	-0.2	1070.0
67.	$\text{H}+\text{CH}_3\text{OH} \rightleftharpoons \text{CH}_2\text{OH}+\text{H}_2$	1.70E+07	2.1	4870.0
68.	$\text{H}+\text{CH}_3\text{OH} \rightleftharpoons \text{CH}_3\text{O}+\text{H}_2$	4.20E+06	2.1	4870.0
69.	$\text{H}+\text{C}_2\text{H}(\text{+M}) \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_2(\text{+M})$	1.00E+17	-1.0	0.0
70.	$\text{H}+\text{C}_2\text{H}_2(\text{+M}) \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_3(\text{+M})$	5.60E+12	0.0	2400.0
71.	$\text{H}+\text{C}_2\text{H}_3(\text{+M}) \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_4(\text{+M})$	6.08E+12	0.3	280.0
72.	$\text{H}+\text{C}_2\text{H}_3 \rightleftharpoons \text{H}_2+\text{C}_2\text{H}_2$	3.00E+13	0.0	0.0
73.	$\text{H}+\text{C}_2\text{H}_4(\text{+M}) \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_5(\text{+M})$	5.40E+11	0.5	1820.0
74.	$\text{H}+\text{C}_2\text{H}_4 \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_3+\text{H}_2$	1.32E+06	2.5	12240.0
75.	$\text{H}+\text{C}_2\text{H}_5(\text{+M}) \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_6(\text{+M})$	5.21E+17	-1.0	1580.0
76.	$\text{H}+\text{C}_2\text{H}_5 \rightleftharpoons \text{H}_2+\text{C}_2\text{H}_4$	2.00E+12	0.0	0.0
77.	$\text{H}+\text{C}_2\text{H}_6 \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_5+\text{H}_2$	1.15E+08	1.9	7530.0
78.	$\text{H}+\text{HCCO} \rightleftharpoons \text{CH}_2(\text{S})+\text{CO}$	1.00E+14	0.0	0.0
79.	$\text{H}+\text{CH}_2\text{CO} \rightleftharpoons \text{HCCO}+\text{H}_2$	5.00E+13	0.0	8000.0
80.	$\text{H}+\text{CH}_2\text{CO} \rightleftharpoons \text{CH}_3+\text{CO}$	1.13E+13	0.0	3428.0
81.	$\text{H}+\text{HCCOH} \rightleftharpoons \text{H}+\text{CH}_2\text{CO}$	1.00E+13	0.0	0.0
82.	$\text{H}_2+\text{CO}(\text{+M}) \rightleftharpoons \text{CH}_2\text{O}(\text{+M})$	4.30E+07	1.5	79600.0
83.	$\text{OH}+\text{H}_2 \rightleftharpoons \text{H}+\text{H}_2\text{O}$	2.16E+08	1.5	3430.0
84.	$2\text{OH}(\text{+M}) \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}_2(\text{+M})$	7.40E+13	-0.4	0.0
85.	$2\text{OH} \rightleftharpoons \text{O}+\text{H}_2\text{O}$	3.57E+04	2.4	-2110.0
86.	$\text{OH}+\text{HO}_2 \rightleftharpoons \text{O}_2+\text{H}_2\text{O}$	1.45E+13	0.0	-500.0
87.	$\text{OH}+\text{H}_2\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{HO}_2+\text{H}_2\text{O}$	2.00E+12	0.0	427.0
88.	$\text{OH}+\text{H}_2\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{HO}_2+\text{H}_2\text{O}$	1.70E+18	0.0	29410.0
89.	$\text{OH}+\text{C} \rightleftharpoons \text{H}+\text{CO}$	5.00E+13	0.0	0.0
90.	$\text{OH}+\text{CH} \rightleftharpoons \text{H}+\text{HCO}$	3.00E+13	0.0	0.0
91.	$\text{OH}+\text{CH}_2 \rightleftharpoons \text{H}+\text{CH}_2\text{O}$	2.00E+13	0.0	0.0
92.	$\text{OH}+\text{CH}_2 \rightleftharpoons \text{CH}+\text{H}_2\text{O}$	1.13E+07	2.0	3000.0
93.	$\text{OH}+\text{CH}_2(\text{S}) \rightleftharpoons \text{H}+\text{CH}_2\text{O}$	3.00E+13	0.0	0.0
94.	$\text{OH}+\text{CH}_3(\text{+M}) \rightleftharpoons \text{CH}_3\text{OH}(\text{+M})$	2.79E+18	-1.4	1330.0
95.	$\text{OH}+\text{CH}_3 \rightleftharpoons \text{CH}_2+\text{H}_2\text{O}$	5.60E+07	1.6	5420.0
96.	$\text{OH}+\text{CH}_3 \rightleftharpoons \text{CH}_2(\text{S})+\text{H}_2\text{O}$	6.44E+17	-1.3	1417.0

表 A.2: メタン燃焼で考慮する素反応, 頻度因子定数, 温度依存定数,
活性化エネルギー

No.	REACTIONS CONSIDERED	A_i	β_i	E
97.	$\text{OH}+\text{CH}_4 \rightleftharpoons \text{CH}_3+\text{H}_2\text{O}$	1.00E+08	1.6	3120.0
98.	$\text{OH}+\text{CO} \rightleftharpoons \text{H}+\text{CO}_2$	4.76E+07	1.2	70.0
99.	$\text{OH}+\text{HCO} \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}+\text{CO}$	5.00E+13	0.0	0.0
100.	$\text{OH}+\text{CH}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{HCO}+\text{H}_2\text{O}$	3.43E+09	1.2	-447.0
101.	$\text{OH}+\text{CH}_2\text{OH} \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}+\text{CH}_2\text{O}$	5.00E+12	0.0	0.0
102.	$\text{OH}+\text{CH}_3\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}+\text{CH}_2\text{O}$	5.00E+12	0.0	0.0
103.	$\text{OH}+\text{CH}_3\text{OH} \rightleftharpoons \text{CH}_2\text{OH}+\text{H}_2\text{O}$	1.44E+06	2.0	-840.0
104.	$\text{OH}+\text{CH}_3\text{OH} \rightleftharpoons \text{CH}_3\text{O}+\text{H}_2\text{O}$	6.30E+06	2.0	1500.0
105.	$\text{OH}+\text{C}_2\text{H} \rightleftharpoons \text{H}+\text{HCCO}$	2.00E+13	0.0	0.0
106.	$\text{OH}+\text{C}_2\text{H}_2 \rightleftharpoons \text{H}+\text{CH}_2\text{CO}$	2.18E-04	4.5	-1000.0
107.	$\text{OH}+\text{C}_2\text{H}_2 \rightleftharpoons \text{H}+\text{HCCOH}$	5.04E+05	2.3	13500.0
108.	$\text{OH}+\text{C}_2\text{H}_2 \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}+\text{H}_2\text{O}$	3.37E+07	2.0	14000.0
109.	$\text{OH}+\text{C}_2\text{H}_2 \rightleftharpoons \text{CH}_3+\text{CO}$	4.83E-04	4.0	-2000.0
110.	$\text{OH}+\text{C}_2\text{H}_3 \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}+\text{C}_2\text{H}_2$	5.00E+12	0.0	0.0
111.	$\text{OH}+\text{C}_2\text{H}_4 \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_3+\text{H}_2\text{O}$	3.60E+06	2.0	2500.0
112.	$\text{OH}+\text{C}_2\text{H}_6 \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_5+\text{H}_2\text{O}$	3.54E+06	2.1	870.0
113.	$\text{OH}+\text{CH}_2\text{CO} \rightleftharpoons \text{HCCO}+\text{H}_2\text{O}$	7.50E+12	0.0	2000.0
114.	$2\text{HO}_2 \rightleftharpoons \text{O}_2+\text{H}_2\text{O}_2$	1.30E+11	0.0	-1630.0
115.	$2\text{HO}_2 \rightleftharpoons \text{O}_2+\text{H}_2\text{O}_2$	4.20E+14	0.0	12000.0
116.	$\text{HO}_2+\text{CH}_2 \rightleftharpoons \text{OH}+\text{CH}_2\text{O}$	2.00E+13	0.0	0.0
117.	$\text{HO}_2+\text{CH}_3 \rightleftharpoons \text{O}_2+\text{CH}_4$	1.00E+12	0.0	0.0
118.	$\text{HO}_2+\text{CH}_3 \rightleftharpoons \text{OH}+\text{CH}_3\text{O}$	3.78E+13	0.0	0.0
119.	$\text{HO}_2+\text{CO} \rightleftharpoons \text{OH}+\text{CO}_2$	1.50E+14	0.0	23600.0
120.	$\text{HO}_2+\text{CH}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{HCO}+\text{H}_2\text{O}_2$	5.60E+06	2.0	12000.0
121.	$\text{C}+\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{O}+\text{CO}$	5.80E+13	0.0	576.0
122.	$\text{C}+\text{CH}_2 \rightleftharpoons \text{H}+\text{C}_2\text{H}$	5.00E+13	0.0	0.0
123.	$\text{C}+\text{CH}_3 \rightleftharpoons \text{H}+\text{C}_2\text{H}_2$	5.00E+13	0.0	0.0
124.	$\text{CH}+\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{O}+\text{HCO}$	6.71E+13	0.0	0.0
125.	$\text{CH}+\text{H}_2 \rightleftharpoons \text{H}+\text{CH}_2$	1.08E+14	0.0	3110.0
126.	$\text{CH}+\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}+\text{CH}_2\text{O}$	5.71E+12	0.0	-755.0
127.	$\text{CH}+\text{CH}_2 \rightleftharpoons \text{H}+\text{C}_2\text{H}_2$	4.00E+13	0.0	0.0
128.	$\text{CH}+\text{CH}_3 \rightleftharpoons \text{H}+\text{C}_2\text{H}_3$	3.00E+13	0.0	0.0

表 A.2: メタン燃焼で考慮する素反応, 頻度因子定数, 温度依存定数,
活性化エネルギー

No.	REACTIONS CONSIDERED	A_i	β_i	E
129.	$\text{CH} + \text{CH}_4 \rightleftharpoons \text{H} + \text{C}_2\text{H}_4$	6.00E+13	0.0	0.0
130.	$\text{CH} + \text{CO} (+\text{M}) \rightleftharpoons \text{HCCO} (+\text{M})$	5.00E+13	0.0	0.0
131.	$\text{CH} + \text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{HCO} + \text{CO}$	1.90E+14	0.0	15792.0
132.	$\text{CH} + \text{CH}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H} + \text{CH}_2\text{CO}$	9.46E+13	0.0	-515.0
133.	$\text{CH} + \text{HCCO} \rightleftharpoons \text{CO} + \text{C}_2\text{H}_2$	5.00E+13	0.0	0.0
134.	$\text{CH}_2 + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{OH} + \text{H} + \text{CO}$	5.00E+12	0.0	1500.0
135.	$\text{CH}_2 + \text{H}_2 \rightleftharpoons \text{H} + \text{CH}_3$	5.00E+05	2.0	7230.0
136.	$2\text{CH}_2 \rightleftharpoons \text{H}_2 + \text{C}_2\text{H}_2$	1.60E+15	0.0	11944.0
137.	$\text{CH}_2 + \text{CH}_3 \rightleftharpoons \text{H} + \text{C}_2\text{H}_4$	4.00E+13	0.0	0.0
138.	$\text{CH}_2 + \text{CH}_4 \rightleftharpoons 2\text{CH}_3$	2.46E+06	2.0	8270.0
139.	$\text{CH}_2 + \text{CO} (+\text{M}) \rightleftharpoons \text{CH}_2\text{CO} (+\text{M})$	8.10E+11	0.5	4510.0
140.	$\text{CH}_2 + \text{HCCO} \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_3 + \text{CO}$	3.00E+13	0.0	0.0
141.	$\text{CH}_2(\text{S}) + \text{N}_2 \rightleftharpoons \text{CH}_2 + \text{N}_2$	1.50E+13	0.0	600.0
142.	$\text{CH}_2(\text{S}) + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{H} + \text{OH} + \text{CO}$	2.80E+13	0.0	0.0
143.	$\text{CH}_2(\text{S}) + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO} + \text{H}_2\text{O}$	1.20E+13	0.0	0.0
144.	$\text{CH}_2(\text{S}) + \text{H}_2 \rightleftharpoons \text{CH}_3 + \text{H}$	7.00E+13	0.0	0.0
145.	$\text{CH}_2(\text{S}) + \text{H}_2\text{O} (+\text{M}) \rightleftharpoons \text{CH}_3\text{OH} (+\text{M})$	4.82E+17	-1.2	1145.0
146.	$\text{CH}_2(\text{S}) + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{CH}_2 + \text{H}_2\text{O}$	3.00E+13	0.0	0.0
147.	$\text{CH}_2(\text{S}) + \text{CH}_3 \rightleftharpoons \text{H} + \text{C}_2\text{H}_4$	1.20E+13	0.0	-570.0
148.	$\text{CH}_2(\text{S}) + \text{CH}_4 \rightleftharpoons 2\text{CH}_3$	1.60E+13	0.0	-570.0
149.	$\text{CH}_2(\text{S}) + \text{CO} \rightleftharpoons \text{CH}_2 + \text{CO}$	9.00E+12	0.0	0.0
150.	$\text{CH}_2(\text{S}) + \text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{CH}_2 + \text{CO}_2$	7.00E+12	0.0	0.0
151.	$\text{CH}_2(\text{S}) + \text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{CO} + \text{CH}_2\text{O}$	1.40E+13	0.0	0.0
152.	$\text{CH}_2(\text{S}) + \text{C}_2\text{H}_6 \rightleftharpoons \text{CH}_3 + \text{C}_2\text{H}_5$	4.00E+13	0.0	-550.0
153.	$\text{CH}_3 + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{O} + \text{CH}_3\text{O}$	3.56E+13	0.0	30480.0
154.	$\text{CH}_3 + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{OH} + \text{CH}_2\text{O}$	2.31E+12	0.0	20315.0
155.	$\text{CH}_3 + \text{H}_2\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{HO}_2 + \text{CH}_4$	2.45E+04	2.5	5180.0
156.	$2\text{CH}_3 (+\text{M}) \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_6 (+\text{M})$	6.77E+16	-1.2	654.0
157.	$2\text{CH}_3 \rightleftharpoons \text{H} + \text{C}_2\text{H}_5$	6.84E+12	0.1	10600.0
158.	$\text{CH}_3 + \text{HCO} \rightleftharpoons \text{CH}_4 + \text{CO}$	2.65E+13	0.0	0.0
159.	$\text{CH}_3 + \text{CH}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{HCO} + \text{CH}_4$	3.32E+03	2.8	5860.0
160.	$\text{CH}_3 + \text{CH}_3\text{OH} \rightleftharpoons \text{CH}_2\text{OH} + \text{CH}_4$	3.00E+07	1.5	9940.0

表 A.2: メタン燃焼で考慮する素反応, 頻度因子定数, 温度依存定数,
活性化エネルギー

No.	REACTIONS CONSIDERED	A_i	β_i	E
161.	$\text{CH}_3+\text{CH}_3\text{OH} \rightleftharpoons \text{CH}_3\text{O}+\text{CH}_4$	1.00E+07	1.5	9940.0
162.	$\text{CH}_3+\text{C}_2\text{H}_4 \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_3+\text{CH}_4$	2.27E+05	2.0	9200.0
163.	$\text{CH}_3+\text{C}_2\text{H}_6 \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_5+\text{CH}_4$	6.14E+06	1.7	10450.0
164.	$\text{HCO}+\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}+\text{CO}+\text{H}_2\text{O}$	1.50E+18	-1.0	17000.0
165.	$\text{HCO}+\text{M} \rightleftharpoons \text{H}+\text{CO}+\text{M}$	1.87E+17	-1.0	17000.0
166.	$\text{HCO}+\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{HO}_2+\text{CO}$	1.34E+13	0.0	400.0
167.	$\text{CH}_2\text{OH}+\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{HO}_2+\text{CH}_2\text{O}$	1.80E+13	0.0	900.0
168.	$\text{CH}_3\text{O}+\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{HO}_2+\text{CH}_2\text{O}$	4.28E-13	7.6	-3530.0
169.	$\text{C}_2\text{H}+\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{HCO}+\text{CO}$	1.00E+13	0.0	-755.0
170.	$\text{C}_2\text{H}+\text{H}_2 \rightleftharpoons \text{H}+\text{C}_2\text{H}_2$	5.68E+10	0.9	1993.0
171.	$\text{C}_2\text{H}_3+\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{HCO}+\text{CH}_2\text{O}$	4.58E+16	-1.4	1015.0
172.	$\text{C}_2\text{H}_4(+\text{M}) \rightleftharpoons \text{H}_2+\text{C}_2\text{H}_2(+\text{M})$	8.00E+12	0.4	86770.0
173.	$\text{C}_2\text{H}_5+\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{HO}_2+\text{C}_2\text{H}_4$	8.40E+11	0.0	3875.0
174.	$\text{HCCO}+\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{OH}+2\text{CO}$	3.20E+12	0.0	854.0
175.	$2\text{HCCO} \rightleftharpoons 2\text{CO}+\text{C}_2\text{H}_2$	1.00E+13	0.0	0.0
176.	$\text{O}+\text{CH}_3 \Rightarrow \text{H}+\text{H}_2+\text{CO}$	3.37E+13	0.0	0.0
177.	$\text{O}+\text{C}_2\text{H}_4 \rightleftharpoons \text{H}+\text{CH}_2\text{CHO}$	6.70E+06	1.8	220.0
178.	$\text{O}+\text{C}_2\text{H}_5 \rightleftharpoons \text{H}+\text{CH}_3\text{CHO}$	1.10E+14	0.0	0.0
179.	$\text{OH}+\text{HO}_2 \rightleftharpoons \text{O}_2+\text{H}_2\text{O}$	5.00E+15	0.0	17330.0
180.	$\text{OH}+\text{CH}_3 \Rightarrow \text{H}_2+\text{CH}_2\text{O}$	8.00E+09	0.5	-1755.0
181.	$\text{CH}+\text{H}_2(+\text{M}) \rightleftharpoons \text{CH}_3(+\text{M})$	1.97E+12	0.4	-370.0
182.	$\text{CH}_2+\text{O}_2 \Rightarrow 2\text{H}+\text{CO}_2$	5.80E+12	0.0	1500.0
183.	$\text{CH}_2+\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{O}+\text{CH}_2\text{O}$	2.40E+12	0.0	1500.0
184.	$\text{CH}_2+\text{CH}_2 \Rightarrow 2\text{H}+\text{C}_2\text{H}_2$	2.00E+14	0.0	10989.0
185.	$\text{CH}_2(\text{S})+\text{H}_2\text{O} \Rightarrow \text{H}_2+\text{CH}_2\text{O}$	6.82E+10	0.2	-935.0
186.	$\text{C}_2\text{H}_3+\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{O}+\text{CH}_2\text{CHO}$	3.03E+11	0.3	11.0
187.	$\text{C}_2\text{H}_3+\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{HO}_2+\text{C}_2\text{H}_2$	1.34E+06	1.6	-384.0
188.	$\text{O}+\text{CH}_3\text{CHO} \rightleftharpoons \text{OH}+\text{CH}_2\text{CHO}$	2.92E+12	0.0	1808.0
189.	$\text{O}+\text{CH}_3\text{CHO} \Rightarrow \text{OH}+\text{CH}_3+\text{CO}$	2.92E+12	0.0	1808.0
190.	$\text{O}_2+\text{CH}_3\text{CHO} \Rightarrow \text{HO}_2+\text{CH}_3+\text{CO}$	3.01E+13	0.0	39150.0
191.	$\text{H}+\text{CH}_3\text{CHO} \rightleftharpoons \text{CH}_2\text{CHO}+\text{H}_2$	2.05E+09	1.2	2405.0
192.	$\text{H}+\text{CH}_3\text{CHO} \Rightarrow \text{CH}_3+\text{H}_2+\text{CO}$	2.05E+09	1.2	2405.0

表 A.2: メタン燃焼で考慮する素反応, 頻度因子定数, 温度依存定数,
活性化エネルギー

No.	REACTIONS CONSIDERED	A_i	β_i	E
193.	$\text{OH} + \text{CH}_3\text{CHO} \Rightarrow \text{CH}_3 + \text{H}_2\text{O} + \text{CO}$	2.34E+10	0.7	-1113.0
194.	$\text{HO}_2 + \text{CH}_3\text{CHO} \Rightarrow \text{CH}_3 + \text{H}_2\text{O}_2 + \text{CO}$	3.01E+12	0.0	11923.0
195.	$\text{CH}_3 + \text{CH}_3\text{CHO} \Rightarrow \text{CH}_3 + \text{CH}_4 + \text{CO}$	2.72E+06	1.8	5920.0
196.	$\text{H} + \text{CH}_2\text{CO} (+\text{M}) \rightleftharpoons \text{CH}_2\text{CHO} (+\text{M})$	4.86E+11	0.4	-1755.0
197.	$\text{O} + \text{CH}_2\text{CHO} \Rightarrow \text{H} + \text{CH}_2 + \text{CO}_2$	1.50E+14	0.0	0.0
198.	$\text{O}_2 + \text{CH}_2\text{CHO} \Rightarrow \text{OH} + \text{CO} + \text{CH}_2\text{O}$	1.81E+10	0.0	0.0
199.	$\text{O}_2 + \text{CH}_2\text{CHO} \Rightarrow \text{OH} + 2\text{HCO}$	2.35E+10	0.0	0.0
200.	$\text{H} + \text{CH}_2\text{CHO} \rightleftharpoons \text{CH}_3 + \text{HCO}$	2.20E+13	0.0	0.0
201.	$\text{H} + \text{CH}_2\text{CHO} \rightleftharpoons \text{CH}_2\text{CO} + \text{H}_2$	1.10E+13	0.0	0.0
202.	$\text{OH} + \text{CH}_2\text{CHO} \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O} + \text{CH}_2\text{CO}$	1.20E+13	0.0	0.0
203.	$\text{OH} + \text{CH}_2\text{CHO} \rightleftharpoons \text{HCO} + \text{CH}_2\text{OH}$	3.01E+13	0.0	0.0
204.	$\text{CH}_3 + \text{C}_2\text{H}_5 (+\text{M}) \rightleftharpoons \text{C}_3\text{H}_8 (+\text{M})$	9.43E+12	0.0	0.0
205.	$\text{O} + \text{C}_3\text{H}_8 \rightleftharpoons \text{OH} + \text{C}_3\text{H}_7$	1.93E+05	2.7	3716.0
206.	$\text{H} + \text{C}_3\text{H}_8 \rightleftharpoons \text{C}_3\text{H}_7 + \text{H}_2$	1.32E+06	2.5	6756.0
207.	$\text{OH} + \text{C}_3\text{H}_8 \rightleftharpoons \text{C}_3\text{H}_7 + \text{H}_2\text{O}$	3.16E+07	1.8	934.0
208.	$\text{C}_3\text{H}_7 + \text{H}_2\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{HO}_2 + \text{C}_3\text{H}_8$	3.78E+02	2.7	1500.0
209.	$\text{CH}_3 + \text{C}_3\text{H}_8 \rightleftharpoons \text{C}_3\text{H}_7 + \text{CH}_4$	9.03E-01	3.6	7154.0
210.	$\text{CH}_3 + \text{C}_2\text{H}_4 (+\text{M}) \rightleftharpoons \text{C}_3\text{H}_7 (+\text{M})$	2.55E+06	1.6	5700.0
211.	$\text{O} + \text{C}_3\text{H}_7 \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_5 + \text{CH}_2\text{O}$	9.64E+13	0.0	0.0
212.	$\text{H} + \text{C}_3\text{H}_7 (+\text{M}) \rightleftharpoons \text{C}_3\text{H}_8 (+\text{M})$	3.61E+13	0.0	0.0
213.	$\text{H} + \text{C}_3\text{H}_7 \rightleftharpoons \text{CH}_3 + \text{C}_2\text{H}_5$	4.06E+06	2.2	890.0
214.	$\text{OH} + \text{C}_3\text{H}_7 \rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_5 + \text{CH}_2\text{OH}$	2.41E+13	0.0	0.0
215.	$\text{HO}_2 + \text{C}_3\text{H}_7 \rightleftharpoons \text{O}_2 + \text{C}_3\text{H}_8$	2.55E+10	0.3	-943.0
216.	$\text{HO}_2 + \text{C}_3\text{H}_7 \Rightarrow \text{OH} + \text{C}_2\text{H}_5 + \text{CH}_2\text{O}$	2.41E+13	0.0	0.0
217.	$\text{CH}_3 + \text{C}_3\text{H}_7 \rightleftharpoons 2\text{C}_2\text{H}_5$	1.93E+13	-0.3	0.0

表 A.3 水素燃焼に考慮する化学種

H	H ₂	O	OH	H ₂ O
O ₂	HO ₂	H ₂ O ₂	N ₂	

表 A.4: 水素燃焼に考慮する素反応, 頻度因子定数, 温度依存定数, 活性化エネルギー

No.	REACTIONS CONSIDERED	A_i	β_i	E_i
1.	$\text{H} + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{O} + \text{OH}$	1.04E+14	0.0	15286.0
2.	$\text{O} + \text{H}_2 \rightleftharpoons \text{H} + \text{OH}$	3.82E+12	0.0	7948.0
3.	$\text{O} + \text{H}_2 \rightleftharpoons \text{H} + \text{OH}$	8.79E+14	0.0	19170.0
4.	$\text{H}_2 + \text{OH} \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O} + \text{H}$	2.16E+08	1.5	3430.0
5.	$\text{OH} + \text{OH} \rightleftharpoons \text{O} + \text{H}_2\text{O}$	3.34E+04	2.4	-1930.0
6.	$\text{H}_2 + \text{M} \rightleftharpoons \text{H} + \text{H} + \text{M}$	4.58E+19	-1.4	104380.0
7.	$\text{O} + \text{O} + \text{M} \rightleftharpoons \text{O}_2 + \text{M}$	6.16E+15	-0.5	0.0
8.	$\text{O} + \text{H} + \text{M} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{M}$	4.71E+18	-1.0	0.0
9.	$\text{H}_2\text{O} + \text{M} \rightleftharpoons \text{H} + \text{OH} + \text{M}$	6.06E+27	-3.3	120790.0
10.	$\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H} + \text{OH} + \text{H}_2\text{O}$	1.01E+26	-2.4	120180.0
11.	$\text{H} + \text{O}_2(+\text{M}) \rightleftharpoons \text{HO}_2(+\text{M})$	4.65E+12	0.4	0.0
12.	$\text{HO}_2 + \text{H} \rightleftharpoons \text{H}_2 + \text{O}_2$	2.75E+06	2.1	-1451.0
13.	$\text{HO}_2 + \text{H} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{OH}$	7.08E+13	0.0	295.0
14.	$\text{HO}_2 + \text{O} \rightleftharpoons \text{O}_2 + \text{OH}$	2.85E+10	1.0	-723.9
15.	$\text{HO}_2 + \text{OH} \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	2.89E+13	0.0	-497.0
16.	$\text{HO}_2 + \text{HO}_2 \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	4.20E+14	0.0	11982.0
17.	$\text{HO}_2 + \text{HO}_2 \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	1.30E+11	0.0	-1629.3
18.	$\text{H}_2\text{O}_2(+\text{M}) \rightleftharpoons \text{OH} + \text{OH}(+\text{M})$	2.00E+12	0.9	48749.0
19.	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H} \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O} + \text{OH}$	2.41E+13	0.0	3970.0
20.	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H} \rightleftharpoons \text{HO}_2 + \text{H}_2$	4.82E+13	0.0	7950.0
21.	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{O} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{HO}_2$	9.55E+06	2.0	3970.0
22.	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{OH} \rightleftharpoons \text{HO}_2 + \text{H}_2\text{O}$	1.74E+12	0.0	318.0
23.	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{OH} \rightleftharpoons \text{HO}_2 + \text{H}_2\text{O}$	7.59E+13	0.0	7270.0

参考文献

- [1] 疋田強, 科学の話シリーズ 3, 火の科学, 培風館, 1982, 1-23
- [2] 電気事業連合会, 日本のエネルギー事情のいまをお伝えします, <http://www.fepc.or.jp/> (参照 2013-09-04)
- [3] 経済産業省, エネルギー-白書 2013, <http://www.enecho.meti.go.jp/topics/hakusho/2013energyhtml> (参照 2013-09-04)
- [4] D. Dunn-Rankin (Ed.), *Lean Combustion - Technology and Control*, Academic Press, 2008.
- [5] B.S. Brewster, S.M. Cannon, J.R. Farmer, F. Meng, Modeling of lean premixed combustion in stationary gas turbines, *Progress in Energy and Combustion Science*. 25 (1999) 353-385.
- [6] 小林正桂, 特集: ガスタ-ビン高温化対応最新技術動向 (その2: 航空用), 日本ガスタ-ビン学会誌, 38 (2010) 160-165.
- [7] 桑原一成, 燃焼計測技術がエンジン開発に及ぼしたインパクト, 自動車技術, 55 (2001) 9-15.
- [8] 笠井公人, 大隅康之, 村松高浩, 軽自動車用リ-ンバ-ン, 自動車技術, 53 (1999) 45-50.
- [9] 古濱庄一, 内燃機関編集委員会, 内燃機関, 東京電機大学出版局, 2011.
- [10] 鈴木立之, 応用熱力学, 産業図書, 1995.
- [11] 信澤寅男, エネルギー-工学のためのエクセルギ-入門, オ-ム社, 1980.
- [12] 谷下市松, 工業熱力学 基礎編 (SI 単位による全改訂版), 裳華房, 1981.
- [13] 吉田邦夫, エクセルギ-工学, 共立出版, 1999.
- [14] K.J. Bosschaart, L.P.H. de Goey, The laminar burning velocity of flames propagating in mixtures of hydrocarbons and air measured with the heat flux method, *Combustion and Flame*, 136 (2004) 261-269.
- [15] A. Takahashi, Y. Urano, K. Tokuhashi, S. Kondo, Effect of vessel size and shape on experimental flammability limits of gases, *Journal of Hazardous Materials*, 105 (2003) 27-37.
- [16] C.K. Law, *Combustion Physics*, Cambridge University Press, 346-353, 2006.
- [17] Y.L. Shoshin, L.P.H. De Goey, Experimental study of lean flammability limits of methane/hydrogen/air mixtures in tubes of different diameters, *Experimental Thermal and Fluid Science*. 34 (2010) 373-380.

- [18] B. Lewis and G. von Elbe, *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, Third edition, Academic Press, 706-707, 1987.
- [19] A.G. Gaydon, H.G. Wolfhard, *Flames, Their structure, radiation and temperature*, 3rd Edition, Chapman and Hall l.t.d., London, 76-77, 1970.
- [20] F.J. Weinberg, Combustion temperatures: the future?, *Nature*. 233 (1971) 239-241.
- [21] Y. Huang, V. Yang, Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion, *Progress in Energy and Combustion Science* 35 (2009) 293-364.
- [22] 水谷幸夫, *燃烧工学 (第3版)*, 森北出版, 2002.
- [23] R.K. Cheng, <https://ccse.lbl.gov/Research/Combustion/lowSwirl.html>
- [24] F.A. Williams, *Combustion Theory*, 2nd ed., The Benjamin/Cummings, 341-364, 1985.
- [25] E. Mastorakos, a. M.K.P. Taylor, J.H. Whitelaw, Extinction of turbulent counterflow flames with reactants diluted by hot products, *Combustion and Flame*. 102 (1995) 101-114.
- [26] Z. Cheng, J. a. Wehrmeyer, R.W. Pitz, Lean or ultra-lean stretched planar methane/air flames, *Proceedings of the Combustion Institute*. 30 (2005) 285-293.
- [27] Z. Cheng, R. Pitz, J. Wehrmeyer, Lean and ultralean stretched propane-air counterflow flames, *Combustion and Flame*. 145 (2006) 647-662.
- [28] Z.H. Chen, G.E. Liu, S.H. Sohrab, Premixed Flames in Counterflow Jets Under Rigid-Body Rotation, *Combustion Science and Technology*. 51 (1987) 39-50.
- [29] G.I. Sivashinsky, S.H. Sohrab, The Influence of Rotation on Premixed Flames in Stagnation-Point Flow, *Combustion Science and Technology*. 53 (1987) 67-74.
- [30] P.A. Libby, F.A. Williams, G.I. Sivashinsky, Influences of swirl on the structure and extinction of strained premixed flames. Part I: Moderate rates of rotation, *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* 2 (1990) 1213-1223.
- [31] J.S. Kim, P. a. Libby, F.A. Williams, Influences of swirl on the structure and extinction of strained premixed flames. Part II: Strong rates of rotation, *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. 4 (1992) 391.
- [32] M. Smooke, V. Giovangigli, A comparison between experimental measurements and numerical calculations of the structure of premixed rotating counterflow methane-air flames, *Symposium (International) on Combustion*. 24 (1992) 161-168.
- [33] M. Nishioka, K. Yokomori, T. Takeno, K.N.C. Bray, Extinction Mechanism of swirling lean methane-air flames, in: *Proceedings of the Third International Symposium on Scale Modeling*, Nagoya, Japan, 2000.
- [34] R.J. Kee, J.F. Grcar, M.D. Smooke, J.A. Miller, A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-Dimensional Premixed Flames, Sandia Report, SAND85-8240, December 1985.

- [35] R.J. Kee, F.M. Rupley, J.A. Miller, CHEMKIN-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics, 1990.
- [36] R.J. Kee, F.M. Rupley, J.A. Miller, The Chemical Thermodynamic data base, Sandia Report, SAND87-8215B, March 1990.
- [37] R.J. Kee, G. Dixon-Lewis, J. Warnatz, M.E. Coltrin, J.A. Miller, A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Multicomponent Transport Properties, Sandia Report, SAND86-8246, December 1986.
- [38] R.E. Mitchell, R.J. Kee, A General-Purpose Computer Code for Predicting Chemical Kinetic Behavior Behind Incident and Reflected Shocks, Sandia Report, SAND82-8205, March 1982.
- [39] P. Glarborg, R.J. Kee, J.F. Grcar, J.A. Miller, PSR: A Fortran Program for Modeling Well-Stirred Reactors, Sandia Report, SAND86-8209, February 1986.
- [40] G. Dixon-Lewis, T. David, P.H. Gaskell, S. Fukutani, H. Jinno, J.A. Miller, R.J. Kee, M.D. Smooke, N. Peters, E. Effelsberg, J. Warnatz, F. Behrendt, Calculation of the Structure and Extinction Limit of a Methane-Air Counterflow Diffusion Flame in the Forward Stagnation Region of a Porous Cylinder, Twentieth Symposium (International) on Combustion (1985) 1893-1904.
- [41] R.J. Kee, J.A. Miller, G.H. Evans, G. Dixon-Lewis, A Computational Model of the Structure and Extinction of Strained, Opposed Flow, Premixed Methane-Air Flames, Twenty-Second Symposium (International) on Combustion (1988) 1479-1494.
- [42] G. Dixon-Lewis, V. Giovangigli, R.J. Kee, J.A. Miller, B. Rogg, M.D. Smooke, G. Stahl, J. Warnatz, Numerical Modeling of the Structure and Properties of Tubular Strained Laminar Premixed Flames, in Dynamics of Deflagrations and Reactive Systems: Flames, Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, 131 (1991) 125-144.
- [43] JANAF Thermochemical Tables, 3rd ed., Part 1 and 2, American Chemical Society and the American Institute of Physics for the National Bureau of Standards, 1985.
- [44] A. Burcat, Thermochemical Data for Combustion Calculation, in Combustion Chemistry (W.C. Gardiner, Ed.), Springer-Verlag, New York, 1984, 455-473.
- [45] J.O. Hirschfelder, C.F. Curtiss, R.B. Bird, Molecular Theory of Gases and Liquids, John Wiley and Sons, New York, 1954.
- [46] L. Monchick, E.A. Mason, Transport Properties of Polar Gases, Journal of Chemical Physics, 35 (1961) 1676-1697.
- [47] J. Warnatz, Influence of Transport Models and Boundary Conditions on Flame Structure, in Numerical Methods in Flame Propagation (N. Peters and J. Warnatz, Eds.), Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1982, 87-111.
- [48] C.R. Wilke, A Viscosity Equation for Gas Mixtures, Journal of Chemical Physics, 18

- (1950) 517-519.
- [49] R.B. Bird, W.E. Stewart, E.N. Lightfoot, *Transport Phenomena*, John Wiley and Sons, New York, 258, 1958.
- [50] S. Mathur, P.K. Tondon, S.C. Saxena, *Thermal Conductivity of Binary, Ternary and Quaternary Mixtures of Rare Gases*, *Molecular Physics*, 12 (1967) 569-579.
- [51] R. Barlow, *Scalar profiles and NO formation in laminar opposed-flow partially premixed methane/air flames*, *Combustion and Flame*. 127 (2001) 2102-2118.
- [52] Y. Ju, H. Guo, K. Maruta, F. Liu, *On the extinction limit and flammability limit of non-adiabatic stretched methane-air premixed flames*, *Journal of Fluid Mechanics*. 342 (1997) 315-334.
- [53] H. Guo, Y. Ju, K. Maruta, T. Niioka, F. Liu, *Radiation extinction limit of counterflow premixed lean methane-air flames*, *Combustion and Flame*. 2180 (1997) 639-646.
- [54] Y. Ju, K. Maruta, T. Niioka, *Combustion Limits*, *Applied Mechanics Reviews*. 54 (2001) 257-277.
- [55] G.P. Smith, D.M. Golden, M. Frenklach, N.W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C.T. Bowman, R.K. Hanson, S. Song, W.C. Gardiner Jr., V.V. Lissianski, Z. Qin. <http://www.me.berkeley.edu/gri-mech/>.
- [56] M.P. Burke, M. Chaos, Y. Ju, F.L. Dryer, S.J. Klippenstein, *Comprehensive H₂/O₂ kinetic model for high-pressure combustion*, *International Journal of Chemical Kinetics*. 44 (2012) 444-474.
- [57] 新岡嵩, 河野通方, 佐藤順一, *燃焼現象の基礎*, 17-80, 2001.
- [58] P.D. Ronney, *Near-Limit Flame Structures at Low Lewis Number*, *Combustion and Flame*, 82 (1990) 1-14.
- [59] P. Ronney, M. Wu, H. Pearlman, K. Weiland, *Structure Of Flame Balls At Low Lewis-number (SOFBALL): preliminary results from the STS-83 space flight experiments*, *AIAA J*. 36 (1998) 1361-1368.
- [60] R.A. Strehlow, *Combustion Fundamentals*, McGraw-Hill, Inc., 290-296, 1985.
- [61] C.K. Law, *Dynamics of stretched flames*, *Symposium (International) on Combustion*, 22 (1988) 1381-1402.
- [62] J. A. M. de Swart, G.R. a. Groot, J. a. van Oijen, J.H.M. ten Thije Boonkkamp, L.P.H. de Goey, *Detailed analysis of the mass burning rate of stretched flames including preferential diffusion effects*, *Combustion and Flame*. 145 (2006) 245-258.
- [63] F.A. Williams, J.F. Grcar, *A hypothetical burning-velocity formula for very lean hydrogen-air mixtures*, *Proceedings of the Combustion Institute*. 32 (2009) 1351-1357.
- [64] C.K. Law, *Combustion Physics*, Cambridge University Press, 327-339, 2006.
- [65] C.K. Law, F.N. Egolfopulos, *A unified chain-thermal theory of fundamental flamma-*

- bility limits, Twenty-Fourth (International) Symposium on Combustion (1992) 137-144.
- [66] P.A. Libby and F.A. Williams, Structure of Laminar Flamelets in Premixed turbulent flames, *Combustion and Flame*, 47 (1982) 287-303.
- [67] J. Buckmaster and D. Makolatis, The premixed flame in a counterflow, *Combustion and Flame*, 47 (1982) 141-204.
- [68] S.H. Sohrab, Z.Y. Ye, C.K. Law, An experimental investigation on flame interaction and the existence of negative flame speeds, Twentieth Symposium (International) on Combustion (1984) 1957-1965.
- [69] C.K. Law, *Combustion Physics*, Cambridge University Press, 397-473, 2006.
- [70] R.A. Strehlow, *Combustion Fundamentals*, McGraw-Hill, Inc., 261-276, 1985.
- [71] R.B. Bird, W.E. Stewart, E.N. Lightfoot, *Transport Phenomena*, Revised Second Edition, John Wiley & Sons, Inc., 2007, 525-528.
- [72] 西岡牧人, 管状火炎の理論的研究, 名古屋大学, 1993, 博士論文.

謝辞

本研究を遂行するにあたり、常に懇切丁寧にご指導・ご鞭撻くださった筑波大学システム情報系構造エネルギー工学域の西岡牧人教授に心より感謝いたします。本論文を執筆することができたのも、平日休日、昼夜を問わず熱心かつ適切にご指導をいただいたお陰です。

ご多忙のなか、副査を引き受けていただいた同学域の阿部豊教授、石田政義教授、藤野貴康准教授、花田信子助教には、本研究に対する数々のご指摘、ご助言、激励などをいただきました。心より感謝いたします。

筑波大学大学院システム情報工学研究科構造エネルギー工学専攻燃焼研究室のみなさまとは、多くの時間を共有することができました。みなさまのお陰で有意義な研究活動を送れたことを嬉しく思います。研究遂行にあたって秘書の後藤和子さんはじめ、高ビョンウクくん、大崎靖雄くん、相澤宏紀くん、服部巧くん、王暁棟くん、山口誠也くん、柏崎貴司くん、菅野将俊くん、金承くん、鷺見祐典くん、田中裕梨さん、野尻一希くん、本谷祥くん、香崎謙人くん、小曾戸誠知くん、深浦希峰くんの助けを得ました。また、論文中の表作成に関して筑波大学理工学群工学システム学類の河原圭佑くんの助けを得ました。多くの方々に支えられてきたことに感謝します。

なお、本研究は日本学術振興会特別研究員研究奨励費(24・2489)の助成を受けました。ここに記し、謝意を表します。

長い間、私の学生生活を支え、いつも暖かく見守ってくれた家族、友人たちに感謝をします。最後に、この博士論文を読んでくださった読者のみなさまに感謝いたします。

論文リスト

公表論文

本論文を構成する学術論文

1. Akane Uemichi, Makihito Nishioka, Numerical study on ultra-lean rotating counterflow twin premixed flame of hydrogen-air, Proceedings of the Combustion Institute, 34 (2013) 1135-1142.
2. Makihito Nishioka, Zhenyu Shen, Akane Uemichi, Ultra-Lean Combustion Mechanism by Backflow of Burned Gas in Swirling Counterflow Premixed Flame, Combustion and Flame, 158 (2011) 2188-2198.

その他の学術論文

1. 石田尚, 善甫啓一, 上道茜, 松原悠, 埴生孝慈, 尾澤岬, 天野千恵, 榎田翼, 佐藤翔, 西浦ミナ子, 赤瀬直子, 三波千穂美, 逸村裕, 山田信博, 筑波大学における「院生プレゼンバトル」の事例報告: 学園祭における科学コミュニケーション, 科学技術コミュニケーション, 11 (2012) 63-73.
2. 羽生宏人, 和田英一, 丹崇博, 近藤靖雄, 川村尚史, 丸山信也, 岡村彩乃, 山科早英良, 永井康仁, 中道達也, 上道茜, 田中成明, 小林直樹, 笠原次郎, 森田泰弘, ハイブリッドロケットの飛翔実験と地上保安, 航空宇宙技術, 9 (2010) 15-21.
3. Sinpei Kato, Satoru Hashimoto, Akane Uemichi, Jiro Kasahara, Akiko Matsuo, Propagation characteristic of shock waves driven by gaseous detonation waves, Shock waves, 20 (2010) 479-489.

国際会議論文

口頭発表

1. Akane Uemichi, Hiroki Aizawa, Takumi Hattori, Makihito Nishioka, Numerical Study on Ultra-Lean Combustion by Using Stagnation Flow Swirl Burner, Proc. of 24th Int. Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Taipei, Taiwan, August, 2013, 100.
2. Akane Uemichi, Makihito Nishioka, Numerical study on ultra-lean rotating counter-flow twin premixed flame of hydrogen-air, 34th International Symposium on Combustion, Warsaw, Poland, August 2012.
3. Akane Uemichi, Yasuo Kondo, Makihito Nishioka, Numerical Study on Ultra-Lean Premixed Flame in Swirl Flow with Recirculating of Burned Gas including Active Radicals, Proc. of 23rd Int. Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Irvine, USA, July, 2011, 178.
4. Makihito Nishioka, Kosuke Miyazaki, Hiroki Takayama, Akane Uemichi, Study on the Effect of Premixed Gas Addition on the Anti-Blow-Off Performance of Jet Diffusion Flame, Proc. of 23rd Int. Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Irvine, USA, July, 2011, 229.
5. Akane Uemichi, Yasuo Kondo, Makihito Nishioka, Mechanism of Ultra-Lean Premixed Combustion in a Swirling Flow, 13th Int. Conf. on Numerical Combustion, Corfu, Greece, April, 2011, CP110.
6. Akane Uemichi, Makihito Nishioka, 1-D and 2-D Ultra-Lean Flame Structure by Recirculation of Burned Gas in Swirling Flow, Proc. of 8th Asia-Pacific Conf. on Combustion, India, December 2010, CD-ROM, pp.309-313.
7. Akane Uemichi, Sinpei Kato, Jiro Kasahara, Akiko Matsuo, Steadiness of Oblique Detonation Waves around Spherical Projectiles, Proc. of 22nd Int. Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Belarus, July, 2009, 152.
8. Sinpei Kato, Satoru Hashimoto, Akane Uemichi, Jiro Kasahara, Akiko Matsuo, Study on Propagation Characteristics of the Shock Waves Driven by Gaseous Detonation Waves, Proc. of 22nd Int. Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Belarus, July, 2009, 151.

ポスター発表

1. Akane Uemichi, Makihito Nishioka, Zhenyu Shen, Ultra-Lean Combustion Using Burned Gas Recirculation Generated by Swirl Flow, 33rd International Symposium on Combustion, Beijing, China, August 2010.

国内学会発表

口頭発表

1. 相澤宏紀, 上道茜, 西岡牧人, 旋回流を用いた超希薄予混合燃焼の研究 (第 3 報) —よどみ流型旋回バーナを用いた研究—, 第 50 回燃焼シンポジウム, 愛知県産業労働センターウインクあいち, 2012 年 12 月, 18-19.
2. 上道茜, 相澤宏紀, 西岡牧人, 旋回流を用いた超希薄予混合燃焼の研究 (第 4 報) —水素空気回転対向流双子火炎の希薄可燃限界の拡大—, 第 50 回燃焼シンポジウム, 愛知県産業労働センターウインクあいち, 2012 年 12 月, 204-205.
3. 上道茜, 相澤宏紀, 西岡牧人, 旋回流を用いた超希薄予混合燃焼の研究 (第 2 報) —既燃ガス再循環によって強化されたメタン空気予混合火炎の火炎構造および燃焼メカニズムの解明—, 第 49 回燃焼シンポジウム, 慶應義塾大学日吉キャンパス, 2011 年 12 月, 196-197.
4. 上道茜, 西岡牧人, ラジカルを添加した燃焼ガスと予混合気の対向流火炎の研究, 日本機械学会熱工学コンファレンス 2011, 静岡大学浜松キャンパス, 2011 年 10 月, 105-106.
5. 上道茜, 西岡牧人, 1 次元および 2 次元数値計算による旋回流中超希薄予混合火炎の研究, 第 24 回数値流体力学シンポジウム, 慶應義塾大学日吉キャンパス, 2010 年 12 月, CD-ROM, D6-3.
6. 上道茜, 近藤靖雄, 西岡牧人, 旋回流を用いた超希薄予混合燃焼の研究, 第 48 回燃焼シンポジウム, 福岡ガーデンパレス・都久志会館, 2010 年 12 月, pp.198-199.
7. 上道茜, 西岡牧人, 旋回流による既燃ガス再循環を用いた超希薄予混合燃焼の研究, 日本流体力学会年会 2010, 北海道大学, 2010 年 9 月, CD-ROM, 136.
8. 上道茜, 加藤真平, 笠原次郎, 松尾亜紀子, 極超音速飛行体まわりの斜めデトネーション波可視化実験研究, 平成 20 年度衝撃波シンポジウム, 名古屋大学, 2009 年 3 月, 215-218.
9. 加藤真平, 上道茜, 笠原次郎, 亀田敏弘, 松尾亜紀子, 気体デトネーション駆動衝撃波の伝播特性に関する研究, 平成 20 年度衝撃波シンポジウム, 名古屋大学, 2009 年 3 月, 95-98.
10. 三浦政司, 南部陽介, 杉本雅明, 上道茜, 横田創, 飛翔シミュレーションを用いた, 新しい形の水ロケット授業, 第 51 回宇宙科学技術連合講演会, 札幌コンベンションセンター, 2007 年 11 月, 3J08.

ポスター発表

1. 上道茜, 旋回流による既燃ガス再循環を利用した超希薄予混合燃焼, TX テクノロジーショーケース in つくば 2012, 2012 年 1 月.
2. 上道茜, 旋回流中の超希薄予混合火炎の燃焼メカニズム ～ガスタービンの中の燃焼現象を探る～, The 8th IEEE Tokyo Young Researchers Workshop, 2011 年 11 月.