

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	ガスタービン燃焼器内の熱音響不安定性と旋回乱流火炎構造に関する基礎的研究
Title(English)	
著者(和文)	青木虹造
Author(English)	Kozo Aoki
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第10794号, 授与年月日:2018年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:店橋 護,小酒 英範,野崎 智洋,佐藤 進,志村 祐康
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第10794号, Conferred date:2018/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

平成29年度 学位論文

ガスタービン燃焼器内の熱音響不安定性と 旋回乱流火炎構造に関する基礎的研究

指導教員 店橋 護 教授
志村 祐康 准教授

東京工業大学大学院 理工学研究科
機械宇宙システム専攻

青木 虹造

目次

第1章	緒論	3
1.1	はじめに	4
1.2	燃焼の数値解析	5
1.3	旋回乱流予混合火炎と熱音響不安定性	6
1.4	本研究の目的	8
第2章	水素・空気旋回乱流予混合火炎の直接数値計算	11
2.1	はじめに	12
2.2	基礎方程式	13
2.2.1	反応性流体の基礎方程式	13
2.2.2	化学反応の定式化	16
2.2.3	熱物性値	19
2.2.4	輸送係数	22
2.3	計算手法	23
2.3.1	空間離散化手法	23
2.3.2	フィルター	23
2.3.3	境界条件	24
2.3.4	時間前進法	28
2.3.5	旋回流入速度場	29
2.3.6	計算条件	31
2.4	旋回乱流予混合火炎の流動・燃焼特性	31
2.5	旋回乱流予混合火炎の燃焼形態	34
2.6	本章の結論	37
第3章	旋回乱流予混合火炎の動的特性	51
3.1	はじめに	52
3.2	壁面圧力変動	53
3.3	大規模渦の周期的運動	54
3.4	旋回乱流燃焼場の DMD 解析	56
3.4.1	$\phi = 1.0$ における圧力場と熱発生率場の DMD 解析	58
3.4.2	$\phi = 0.6$ における圧力場と熱発生率場の DMD 解析	62
3.5	本章の結論	64

第4章	旋回乱流予混合火炎における音響エネルギー供給機構	89
4.1	はじめに	90
4.2	音響エネルギー保存式と Rayleigh criterion	91
4.3	音響エネルギー供給の周期性	93
4.4	本章の結論	96
第5章	熱音響不安定性に対する変動エネルギー解析	103
5.1	はじめに	104
5.2	変動エネルギー方程式	107
5.2.1	古典的な音響エネルギー方程式	107
5.2.2	Chu の変動エネルギー方程式	108
5.2.3	厳密な変動エネルギー方程式	108
5.3	変動エネルギー生成項の寄与と空間構造	111
5.4	変動エネルギー生成項の動的特性	114
5.5	変動エネルギー生成項の簡略化	116
5.5.1	D_s に含まれる各項の寄与	117
5.5.2	D_Q に含まれる各項の寄与	118
5.5.3	D_s 及び D_Q の簡略化	119
5.5.4	安定性条件の構築	120
5.6	本章の結論	122
第6章	旋回乱流予混合火炎の火炎構造と発熱特性	146
6.1	はじめに	147
6.2	旋回乱流予混合火炎の火炎構造	149
6.3	局所熱発生率及び総発熱量に対する各素反応の寄与	151
6.4	熱発生率に対するひずみ速度の影響	154
6.5	局所火炎構造に対するひずみ速度の影響	158
6.6	燃焼騒音の発生に対する局所熱発生率変動の影響	160
6.7	本章の結論	163
第7章	結論	183
	参考文献	187
	謝辞	197

第 1 章

緒論

1.1 はじめに

人類は依然として、燃焼により取り出される熱エネルギーに強く依存している。図 1.1 は、世界の 1 次エネルギー消費量の 2015 年までの推移と、今後の予測をエネルギー資源ごとに示したものである [1]。2015 年において、全エネルギー消費量に占める化石燃料（石油その他の液体燃料、石炭、天然ガス）の割合は 83 % であり、現在でも大部分のエネルギーが化石燃料によりもたらされている。今後の予測に着目すると、2040 年においても依然として 77 % のエネルギーが化石燃料に由来するものと見込まれている。再生可能エネルギーの拡大を考慮に入れたとしても、世界の総エネルギー需要もまた急速に増大するため、化石燃料消費量は増加の一途を辿ることになる。化石燃料の燃焼により得られる熱エネルギーは主として、自動車等の輸送機器や発電、その他様々な産業において利用される。図 1.2 はエネルギー資源ごとの発電量を示している [1]。2015 年における発電量の大部分は石炭および天然ガスに由来している。2040 年においては、再生可能エネルギーによる発電量が増加するとはいえ、上記二種のエネルギー資源が総発電量の大部分を占めることに変化はない。図 1.3 は輸送部門におけるエネルギー消費量をエネルギー資源ごとに示したものである [1]。図において、ガソリン及びディーゼルにはバイオ燃料由来のものも含まれるが、その割合はごく限られたものであるため、輸送機器に用いられるエネルギーについても大部分は化石燃料由来である。化石燃料の燃焼は必然的に、温室効果ガスである CO_2 の排出を伴うため、化石燃料使用量の増大は CO_2 排出を加速させる。同時に、 NO_x や SO_x 等の環境汚染物質の排出量増大も問題となるため、これらの排出量に対する規制は今後さらに強まると考えられる。

このような背景から、各種燃焼機器に対する高効率化及び低環境負荷化が強く求められている。現在最も広く用いられ、上記燃焼排出物の増大に寄与する代表的な燃焼機器には、自動車・航空機・船舶・発電用ガスタービン等に用いられる各種内燃機関が挙げられる。高効率化及び低環境負荷化のための燃焼技術の開発は、燃焼器内の流動場の特性や、燃料の特性、また燃焼器の構造に応じて、様々な形で進められてきた。ガソリンエンジンにおいては、熱効率の向上、冷却損失の低減、 NO_x の低減を目的として、高圧縮比及び超希薄・高排気再循環 (EGR) 率条件下での燃焼の実現に向けた研究が進められている [2]。また、近年では予混合圧縮自着火 (Homogeneous-Charge Compression Ignition: HCCI) のような新燃焼技術を採用した燃焼器の開発も進められており、実用化に向けた研究が広く行われている [3-5]。一方、ガスタービン燃焼器においては、タービン入口温度の高温化による熱効率の向上と共に、希薄予混合燃焼による NO_x 排出量の低減が図られてきている。近年では、ガスタービン燃焼器に対する EGR の導入も検討され、更なる NO_x 低減に対する試みもなされている [6]。

燃焼機器の環境負荷低減に対する試みは、以上のような新燃焼技術の開発に加え、新燃料の利用という観点からも進められている。新燃料の一つとして注目されているのが水素である。水素燃焼の最大の特徴は、少なくとも燃焼の段階において CO_2 を排出しないことである。そのため水素は、その製造方法次第で、生成から利用に至るまで CO_2 を全く排出しない燃料となり得る。また水素は、需要のない褐炭等の未利用エネルギーからも製造可能であるため、その有効活用はエネルギーセキュリティの観点からも有望視されてい

る。近年では、ガスタービン燃焼器における水素利用の実現に向けて、水素混焼方式 [7] 及び水素専焼方式 [8] の両面から研究が進められている。

以上のような燃焼技術や新燃料の利用は、燃焼機器の高効率化と低環境負荷化を実現可能であるが、その実用化に対しては多くの技術的課題が存在する。例えば、高圧・希薄・高 EGR 率条件下の燃焼は、燃焼速度の著しい低下や着火のしにくさ等によって、その実現が困難となる。また、ガスタービン燃焼器における希薄予混合燃焼の導入は、振動燃焼のような不安定な燃焼を誘発しやすいという課題が存在する。他方、ガスタービン燃焼器に対して燃焼速度の大きな水素を導入することは、予混合燃焼方式においては逆火の危険性を増大させる。そのため、水素を燃料とした場合の希薄予混合燃焼は、技術的にさらに困難なものになると考えられている。これらをはじめとする種々の技術的課題を解決に導き、高効率かつ環境負荷の低い燃焼機器の開発を実現することが、燃焼研究を行う最大の目的の一つである。

1.2 燃焼の数値解析

高効率・低環境負荷の燃焼器開発のためには、燃焼器内で生じる現象を物理学的・化学的側面から理解することが必要不可欠である。燃焼現象を定量的に理解するためには、燃焼場における圧力、温度、化学種濃度といった熱化学的な条件を知る必要がある。実用燃焼器内などの一般的な燃焼場では、流動場と化学反応が相互に影響を及ぼすため、速度場の情報も必要となる。また、これらの物理量は空間的な分布と共に、時間的な変動も示すため、各物理量の時空間的な変動に関する情報が要求される。以上のような燃焼場の情報を取得する方法としては、解析的手法、実験的手法、数値的手法が挙げられる。解析的手法は、燃焼場の物理量の時空間変化を記述する基礎方程式から解析解を得ることにより、各物理量の時空間分布を得る方法である。しかし、化学反応を伴う流れ場の基礎方程式は極めて複雑な偏微分方程式で記述されるため、ごく限られた単純な燃焼場を除いては、解析解を得ることは一般に不可能である。実験的手法は、実際の燃焼場に対して種々の計測技術を適用することにより、各物理量を取得する方法である。熱線流速計による速度計測や、熱電対による温度計測はその代表的なものであるが、計測機器の存在が流れ場を変化させるといった問題点がある。近年では、レーザー計測技術の発達により、流れ場に対して計測機器を接触させることなく、様々な物理量の計測が可能となっている。例えば、粒子画像流速計 (particle image velocimetry: PIV) による速度計測 [9, 10] や、平面レーザー誘起蛍光法 (planar laser-induced fluorescence: PLIF) による一部の化学種濃度計測、熱発生率計測 [11, 12] が可能である。しかし、実験的手法による高精度な三次元計測は依然困難であるとともに、レーザー計測が適用可能な燃焼場は比較的単純なものに限られる。また、圧力の空間分布を求めることは依然として非常に困難であるため、実験的手法によって火炎と音響場の相互作用を検討することは、決して容易ではない。

以上のように、解析的手法及び実験的手法では、流れ場から得られる情報が強く制限される。他方、数値的手法では、燃焼場の支配方程式から数値解を得ることにより、種々の物理量の時空間分布を得ることが可能である。近年の計算機技術の発展により、燃焼場の

数値計算は燃焼研究のみならず，燃焼器設計の現場においても広く用いられている．燃焼場の数値計算手法は，RANS (Reynolds averaged Navier-Stokes simulation)，LES (large eddy simulation)，DNS (direct numerical simulation) に大別される．RANS は，アンサンブル平均された基礎方程式から数値解を得る手法であり，基礎方程式に現れる変動成分を伴う項についてはすべてモデル化される．一般に上記三つの計算手法の中では最も計算コストが低いため，燃焼器設計に対して最も広く用いられている．しかし，極めて非定常性の強い乱流燃焼場における現象を，アンサンブル平均された数値解のみによって理解することは困難である．そのため，前述の技術的課題に代表される非定常現象，例えばガスタービン燃焼器内の振動燃焼などを，RANS のみを用いて検討することは困難である．一方 LES は，空間フィルターを施された基礎方程式から数値解を得る手法である．LES では格子幅のスケール (grid scale: GS) で生じる現象については直接計算を行うが，GS の現象に影響を及ぼす格子幅未満のスケール (subgrid scale: SGS) の現象についてはモデル化される．RANS に比べて計算コストは高いものの，非定常現象の再現に対しては有効な数値計算手法である．近年では計算機技術の発達により，燃焼機器の設計・開発に対しても燃焼の LES が導入されつつある．RANS 及び LES を用いることにより，燃焼器内の三次元的な物理量の分布を得ることが可能であるが，これらの手法から得られる結果は使用するモデルの精度に強く依存する．これらの手法に対し DNS は，基礎方程式の各項をモデル化することなく，高精度離散化手法によって基礎方程式から直接数値解を得る手法である．乱流及び化学反応に関するあらゆる時間・空間スケールを解像可能な時間刻み幅・格子幅を設定する必要があるため，膨大な計算コストが要求される．そのため，RANS や LES と比較してその適用範囲は限られたものとなるが，燃焼場の速度場，温度場等のあらゆる物理量の分布を高精度に得られることから，各種燃焼現象の解明及び RANS・LES のためのモデル開発に対する有効なツールとして用いられている．また，計算機技術の発達や高効率な計算手法の開発 [13–16] によって，DNS の適用範囲自体も急速に拡大している．昨今では，詳細化学反応機構や簡略化学反応機構を考慮に入れた三次元 DNS も広く実施されている [17–24]．DNS の適用範囲の拡大は，より現実的な乱流燃焼場における複雑な非定常現象の理解を可能にすると考えられる．

1.3 旋回乱流予混合火炎と熱音響不安定性

ガスタービンは今後長期にわたって世界の電力供給を支える最も重要な燃焼機器の一つとなり得る．図 1.2 から明らかなように，天然ガスによる発電の更なる拡大が見込まれている．これは，シェールガス田開発の拡大をはじめとする天然ガス供給量の増大に起因している．ガスタービンは高い効率で天然ガスから電力を生み出すことのできる燃焼機器であるため，天然ガスの有効利用の観点からその重要度は高まっている．特に，極めて高い発電効率を有するガスタービンコンバインドサイクル (GTCC) 発電については，その導入の拡大が期待されている．加えて，ガスタービン燃焼器に対しては，水素をはじめとする新燃料の利用も検討されている．したがって，今後の発電用ガスタービン燃焼器の開発に対しては，燃焼方式の改善による高効率化・低環境負荷化に加え，新燃料への対応が

求められる。

前述のように高効率かつ環境負荷の小さなガスタービンを開発するためには、タービン入口温度の高温化と希薄予混合燃焼による既燃ガス温度の均一化が重要となる。希薄予混合燃焼において深刻な問題となる振動燃焼は、燃焼器内の圧力変動と熱発生率変動が同位相で振動することにより生じると考えられている [25]。このような条件の下で生じる燃焼不安定性は、熱音響不安定性と呼ばれ、その発生条件は Rayleigh criterion と呼ばれる。また、熱音響不安定性による振動燃焼は、従来燃料（メタン等）・新燃料（水素等）を問わず問題となることが報告されている [7]。振動燃焼が生じる場合、燃焼器内では燃焼器形状に起因する特定の固有振動モードが励起される。固有振動モードが大振幅を伴う場合には、極めて大きな騒音や、燃焼器の損傷をもたらす。しかし、実験的手法によって圧力の空間分布を得ることは困難であることから、燃焼器内の支配的な振動モードの特定には数値的手法の適用が必要となる。

一方で、Rayleigh criterion に対しては、その適用範囲に制限があることが指摘されている [26]。しかし、対象とする燃焼場がその適用範囲内にあるかどうかを、実験的手法のみによって検証することは困難な場合が多い。その検証のためには少なくとも、圧力、速度、熱発生率の空間分布が要求されるため、ここでも数値的手法が有効であると考えられる。また、振動燃焼という非定常現象を扱う以上、LES や DNS の適用が必要とされる。ただし、LES によって算出される各物理量は空間フィルターを施された量であり、LES 結果が満足するのは空間フィルターを施された基礎方程式であることに注意が必要である。すなわち、熱力学における諸関係式を LES 結果に直接適用することは厳密には適切ではない。したがって、熱音響不安定性に対する厳密な解析を実施するためには、DNS の適用が理想的であると言える。

他方、ガスタービン燃焼器では旋回流による保炎が用いられており、燃焼器内の流動場は複雑な三次元性を有する。中でも、内側及び外側再循環領域 (Inner and outer recirculation zones: IRZ and ORZ) の形成と、既燃ガスの輸送による保炎機構は、旋回乱流燃焼場における最大の特徴である。しかし、旋回乱流予混合火炎に対する DNS の適用例は限られているため、旋回乱流燃焼場の三次元性が各種燃焼特性に与える影響については未解明な点が多い。特に、乱流と火炎の干渉機構や、火炎と三次元音響場の相互作用等については DNS の適用なしに解明を進めることは困難である。また、DNS に基づく旋回乱流予混合火炎の燃焼特性の解明は、旋回乱流燃焼場に対しても適用可能な RANS・LES の高精度モデル開発の観点からも重要となる。

以上より、旋回乱流予混合火炎に対する DNS の実施は、熱音響不安定現象の理解と高精度モデル開発に対して有効であると考えられる。

1.4 本研究の目的

以上の背景を受け、本研究では詳細化学反応機構と輸送係数・熱物性値の温度依存性を考慮に入れた、水素・空気旋回乱流予混合火炎の三次元 DNS を実施する。本研究の目的は、DNS に結果に基づいて、旋回乱流予混合火炎の流動・燃焼特性と熱音響振動特性を明らかにすることである。また、異なる二つのスワール数条件と二つの当量比条件の下で DNS を実施することにより、旋回強度と当量比の違いが流動・燃焼特性と熱音響振動特性に与える影響を明らかにすることを目的としている。

第2章では、水素・空気旋回乱流予混合火炎の DNS で用いた計算手法と計算条件について述べるとともに、DNS により得られた旋回乱流燃焼場の流動・燃焼特性について明らかにする。また、DNS 結果から算出された各種統計量に基づき、本研究で対象とする旋回乱流予混合火炎の燃焼形態を Peters の乱流燃焼ダイアグラム [27] に基づいて明らかにする。

第3章では、旋回乱流予混合火炎の動的特性について、渦運動と圧力変動、熱発生率変動の観点から検討する。旋回乱流燃焼場においては、流入口近傍のせん断層に大規模な環状あるいはらせん状の渦構造が現れる。これらの渦構造は火炎面の变形をもたらすとともに、予混合気と既燃ガスの混合の促進によって燃焼を促進させる。また、大規模渦生成の周期は、燃焼器内の圧力変動と対応することが以前の実験的研究 [9, 28] により指摘されている。そこで第3章ではまず、渦構造の生成周期と壁面圧力変動に対するスワール数・当量比の影響について明らかにする。一方で、燃焼器内の圧力分布は、燃焼器形状に起因する固有振動モードの存在によって三次元的な構造を有する。また、三次元的な圧力変動に対する火炎形状の応答についても同様に、三次元的な空間構造を伴う。そのため、燃焼器内の特定の点における情報のみでは、一貫した振動特性を得ることはできない。そこで本研究では圧力場及び熱発生率場の三次元時系列データに対して dynamic mode decomposition (DMD)[29] を適用した。第3章では、DMD 解析結果に基づく支配的な固有振動モードの特定及び、渦運動、火炎振動、圧力変動の関係を明らかにすることを目的としている。

第4章では、古典的な音響エネルギー方程式に基づく熱音響不安定性解析を行う。古典的な音響エネルギー方程式によれば、熱音響不安定性の発生に対する必要条件は、圧力変動と熱発生率変動が同位相で振動することである [25]。これは、圧力変動と熱発生率変動の積すなわち Rayleigh 生成項が正となることに対応している。Rayleigh 生成項は古典的な音響エネルギーの生成項であるため、その値が正となることは圧力変動振幅の成長を意味する。そこで第4章では、DNS 結果から Rayleigh 生成項を算出し、旋回乱流予混合火炎の熱音響不安定性について評価を行う。また、圧力変動と熱発生率変動の DMD 解析から、音響エネルギーの供給機構について明らかにする。

第5章では、一般化された変動エネルギー方程式に基づく熱音響不安定性解析を行う。Rayleigh 生成項に基づく熱音響不安定性の評価は、古典的な音響エネルギー方程式が成立する場合に妥当な結果を与える。しかし、古典的な音響エネルギー方程式は燃焼場の基礎方程式に対して多くの仮定を課すことによって得られるものであるため、旋回乱流燃焼場においてその妥当性は保証されていない。一方で、圧力のみの変動強度を表す古典的な音

響エネルギーは、流れ場の様々な変数の変動強度を表す変動エネルギーという形に拡張がなされてきた。これに伴い、熱音響不安定性の発生条件は、変動エネルギーの成長に対する条件に置き換えられる。最も厳密な変動エネルギーの方程式は、基礎方程式に一切の仮定を置くことなく導かれるものであるため、その適用範囲はすべての乱流燃焼場に及ぶ。第5章では、厳密な変動エネルギー方程式の収支を検討し、変動エネルギー成長の観点から振動燃焼の持続機構について明らかにする。

第6章では、旋回乱流予混合火炎の火炎構造と局所熱発生率変動について検討する。旋回乱流予混合火炎は、流入口近傍のせん断層内で平均的に強い火炎伸長を受ける。特にスワール数の高い条件では、火炎に作用する高いひずみ速度によって、熱発生率の著しい低下が生じる。火炎面のひずみに伴う熱発生率の低下は、局所消炎を引き起こす可能性がある[30]。したがって、火炎のひずみ速度が局所発熱特性に与える影響を明らかにすることは、燃焼安定化の観点から重要となる。第6章ではひずみを受ける層流火炎と旋回乱流予混合火炎の火炎構造の比較により、接線方向ひずみ速度が旋回乱流予混合火炎の火炎構造と局所的・大域的発熱特性に及ぼす影響を明らかにする。また、火炎構造の変化が各素反応の局所発熱特性に与える影響について検討するとともに、局所発熱特性の変化が燃焼騒音の発生に対して及ぼす影響についても明らかにする。

第7章では、各章から得られた結論を総括する。

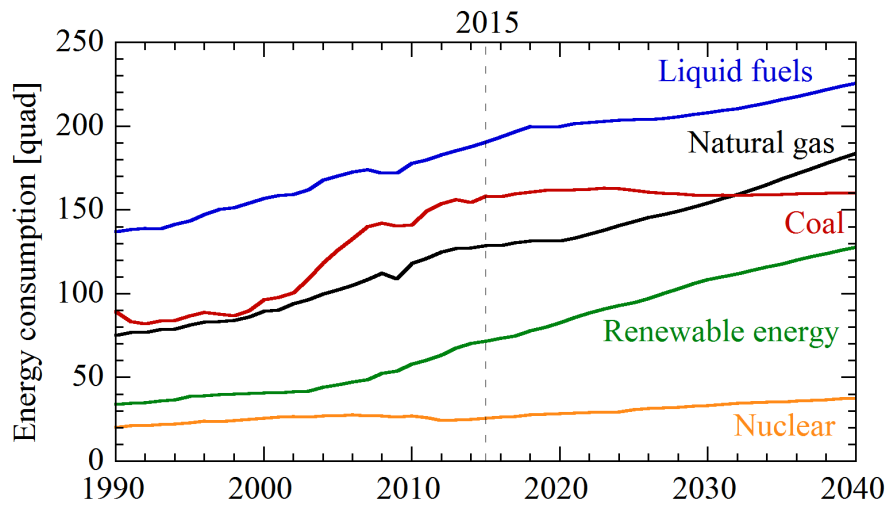


図 1.1: 世界の1次エネルギー消費量の推移と今後の予測

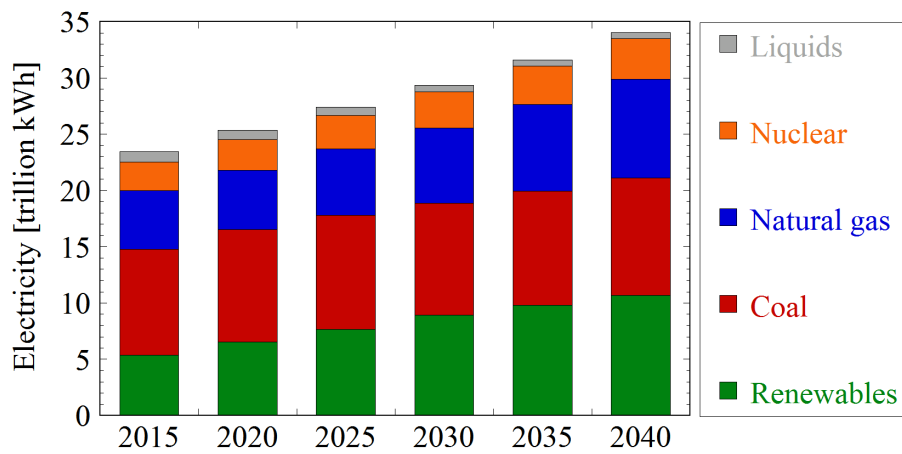


図 1.2: エネルギー資源ごとの発電量

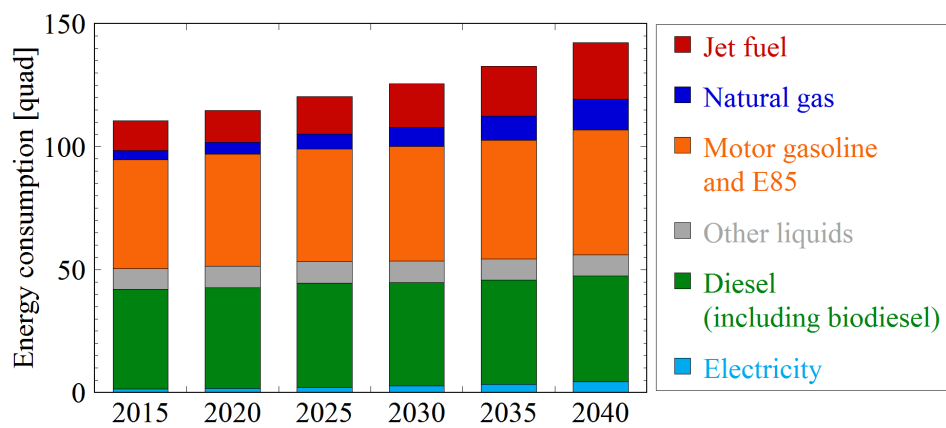


図 1.3: 輸送部門における資源ごとのエネルギー消費量

第 2 章

水素・空気旋回乱流予混合火炎の直接数値計算

2.1 はじめに

乱流燃焼のDNSは膨大な計算資源が必要となる一方で、流れ場に関するあらゆる情報を高精度に得られるという利点がある。近年の計算機技術ならびに数値解析手法の発達、複雑な反応素過程を含む多次元乱流燃焼場のDNSの適用範囲を著しく拡大している。これまでの研究において、乱流燃焼の三次元DNSは水素[17, 30, 31]をはじめ、メタン[24, 32]、プロパン[32]、*n*-ヘプタン[23]など様々な燃料の詳細化学反応機構・簡略化学反応機構を用いて実施されている。これらのDNS研究が主として焦点を当てるのは、乱流と火炎及び火炎内部で生じる化学反応との相互作用が燃焼特性に及ぼす影響の解明、ならびにそのモデル化である。この目的のため、乱流燃焼のDNSは一様等方性乱流中の伝播火炎を対象として行われることが多い[17, 23, 24, 30–32]。ただし、実用燃焼器内の火炎は平均せん断の存在によって、一様等方性乱流中の乱流火炎とは異なる燃焼特性を示す場合がある。このような影響については、V型火炎のDNS[22]や乱流噴流火炎のDNS[33]などによって検討がなされている。しかし、ガスタービン燃焼器内に代表される旋回乱流予混合火炎では、平均せん断の存在に加え内側及び外側再循環領域の存在や、火炎と壁面との干渉、また固有振動モードの存在による火炎と音響場との干渉が燃焼特性に影響を及ぼす可能性がある。特に、再循環領域によって輸送される高温の既燃ガスと火炎の干渉がもたらす燃焼特性の変化は、旋回乱流予混合火炎の燃焼安定化の面で十分な理解が必要とされる。旋回乱流予混合火炎のDNSについては、実施例が極めて少なく、その燃焼特性に関する検討は十分になされているとは言えない。Tanakaら[34]は、詳細化学反応機構を考慮に入れた水素・空気旋回乱流予混合火炎のDNSを行い、旋回乱流燃焼場の流動特性や、燃焼器全体としての発熱・熱損失特性を検討した。しかし、燃焼器内に形成される固有振動モードや、火炎構造および再循環領域と火炎の干渉等については検討されていない。一方、Wangら[35, 36]は、水素・空気旋回乱流予混合火炎のDNS結果に基づき、接線方向ひずみ速度及び火炎面曲率が燃料消費速度や火炎面移動速度に与える影響について検討している。Wangらが対象とした旋回乱流予混合火炎は、完全に開放された火炎であるため、固有振動モードによる圧力振動が存在しない系である。そのため、音響場と火炎との相互作用については議論がなされていない。本研究では、これまでの研究で明らかにされて来なかった、旋回乱流燃焼場の火炎構造や、再循環領域と火炎の干渉及び音響場と火炎との相互作用について明らかにするため、Tanakaら[34]と同様の手法によって水素・空気旋回乱流予混合火炎のDNSを実施した。そのため、本研究で対象とする燃焼場は、矩形燃焼器内の旋回乱流予混合火炎とし、固有振動モードの励起が想定される系とした。また、本研究で取り扱う基礎方程式に対しては低マッハ数近似等は用いず、流れ場は完全な圧縮性流体の基礎方程式に従うものとして取り扱った。

本章では、DNSに関する計算手法と計算条件について述べた後、DNSによって得られた旋回乱流燃焼場の流動・燃焼特性について明らかにする。また、DNS結果から算出された各種乱流統計量に基づき、本研究で対象とする旋回乱流予混合火炎の燃焼形態をPetersの乱流燃焼ダイアグラム[27]に基づいて明らかにする。

2.2 基礎方程式

2.2.1 反応性流体の基礎方程式

N_s 種の化学種が反応に関わる反応性流体の支配方程式は、以下に示す質量，運動量，エネルギー及び化学種の保存方程式である．

・質量保存方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.1)$$

・運動量保存方程式

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla \cdot \mathbf{P} + \rho \sum_{i=1}^{N_s} Y_i \mathbf{f}_i \quad (2.2)$$

・エネルギー保存方程式

$$\rho \frac{\partial e}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot (\nabla e) = -\nabla \cdot \mathbf{q} - \mathbf{P} : (\nabla \mathbf{u}) + \rho \sum_{i=1}^{N_s} Y_i \mathbf{f}_i \cdot \mathbf{V}_i \quad (2.3)$$

・化学種保存方程式

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla Y_i = -\frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho Y_i \mathbf{V}_i) + \frac{\omega_i W_i}{\rho} \quad (2.4)$$

上式において， ρ ， \mathbf{u} ， e ， Y_i はそれぞれ，密度，速度，比内部エネルギー，化学種 i の質量分率を表す．また， \mathbf{f}_i ， \mathbf{V}_i ， ω_i ， W_i はそれぞれ化学種 i について単位体積当たり働く外力，拡散速度，反応速度，分子量である．化学種質量分率，拡散速度，反応速度はそれぞれ以下の関係を満たす．

$$\sum_{i=1}^{N_s} Y_i = 1, \quad \sum_{i=1}^{N_s} Y_i \mathbf{V}_i = 0, \quad \sum_{i=1}^{N_s} \omega_i W_i = 0 \quad (2.5)$$

したがって，化学種保存方程式において独立な方程式の数は $N_s - 1$ 本となる．本研究で扱う流体は Newton 流体であるため，応力テンソル \mathbf{P} は次のように定義される．

$$\mathbf{P} = \left[p + \left(\frac{2}{3} \mu - \kappa \right) (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right] \mathbf{I} - \mu \left[(\nabla \mathbf{u}) + (\nabla \mathbf{u})^T \right] \quad (2.6)$$

ここで， p は圧力， μ と κ はそれぞれ粘性係数と体積粘性係数を示し， \mathbf{I} は単位テンソル，上付き添え字 T は転置行列を示す．エネルギー保存式中の熱流束ベクトル \mathbf{q} は次のように定義される．

$$\mathbf{q} = -\lambda \nabla T + \rho \sum_{i=1}^{N_s} h_i Y_i \mathbf{V}_i + R^0 T \sum_{i=1}^{N_s} \sum_{j=1}^{N_s} \left(\frac{X_j D_{T,i}}{W_i D_{ij}} \right) (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_j) + \mathbf{q}_R \quad (2.7)$$

ここで、 λ は熱伝導率、 h_i は化学種 i の比エンタルピー、 R^0 は一般気体定数、 T は温度、 $D_{T,i}$ は熱拡散係数、 D_{ij} は二成分拡散係数、 X_i は化学種 i のモル分率、 q_R は放射熱流束を示している。化学種 i の拡散速度 V_i は以下の関係式で与えられる。

$$\begin{aligned} \nabla X_i &= \sum_{j=1}^{N_s} \left(\frac{X_i X_j}{D_{ij}} \right) (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_i) + (Y_i - X_i) \frac{\nabla p}{p} + \frac{\rho}{p} \sum_{j=1}^{N_s} Y_i Y_j (\mathbf{f}_i - \mathbf{f}_j) \\ &+ \sum_{j=1}^{N_s} \left[\left(\frac{X_i X_j}{\rho D_{ij}} \right) \left(\frac{D_{T,j}}{Y_j} - \frac{D_{T,i}}{Y_i} \right) \right] \frac{\nabla T}{T} \end{aligned} \quad (2.8)$$

これらの方程式を解くには温度 T が必要となるが、温度は陽には与えられていないため、以下の関係より求める必要がある。

$$e = \sum_{i=1}^{N_s} h_i Y_i - \frac{p}{\rho} \quad (2.9)$$

$$h_i = \Delta h_i^0 + \int_{T_0}^T c_{p,i} dT \quad (2.10)$$

ここで、 Δh_i^0 は化学種 i の標準生成エンタルピーである。しかしながら、式中に現れる化学種 i の定圧比熱 $c_{p,i}$ もまた温度の関数であるため、上の関係式から精度良く温度を求めると膨大な反復計算を行う必要があり非現実的である。そこで、本研究ではエネルギー保存式 (2.3) を ρT についての保存方程式に変形することにより、温度を陽に求められるようにした [37]。最終的に本研究の燃焼の DNS において解くべき支配方程式は、以下の通りとなる。

・質量保存方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.11)$$

・運動量保存方程式

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla \cdot \mathbf{P} \quad (2.12)$$

・エネルギー保存方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho T}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} T) &= \frac{1}{\bar{c}_v} \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \frac{1}{\bar{c}_v} \sum_{i=1}^{N_s} \left[(\rho Y_i \mathbf{V}_i c_{p,i} \nabla T) + \frac{TR^0}{W_i} \nabla \cdot (\rho Y_i \mathbf{V}_i) \right] \\ &- \frac{1}{\bar{c}_v} \mathbf{P} : (\nabla \mathbf{u}) - \frac{1}{\bar{c}_v} \sum_{i=1}^{N_s} \left(h_i - \frac{TR^0}{W_i} \right) \omega_i W_i \end{aligned} \quad (2.13)$$

・化学種保存方程式

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla Y_i = -\frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho Y_i \mathbf{V}_i) + \frac{\omega_i W_i}{\rho} \quad (2.14)$$

基礎方程式中に現れる \bar{c}_v は混合気の平均定積比熱であり次式で与えられる．

$$\bar{c}_v = \sum_{i=1}^{N_s} c_{v,i} Y_i \quad (2.15)$$

ここで, $c_{v,i}$ は化学種 i の定積比熱を示している．これらの基礎方程式に加え, 反応性流体の DNS では以下に示す理想気体の状態方程式を補助方程式として用いることにより, 圧力を算出する．

$$p = \rho R^0 T \sum_{i=1}^{N_s} \left(\frac{Y_i}{W_i} \right) \quad (2.16)$$

ただし, これらの方程式を導く過程において, 本研究では以下の条件及び仮定をおいた．

- ・外力なし

$$\mathbf{f}_i = 0, \quad (2.17)$$

- ・Soret 効果無視

$$\sum_{j=1}^{N_s} \left[\left(\frac{X_i X_j}{\rho D_{ij}} \right) \left(\frac{D_{T,j}}{Y_j} - \frac{D_{T,i}}{Y_i} \right) \right] \frac{\nabla T}{T} = 0 \quad (2.18)$$

- ・Dufour 効果無視

$$R^0 T \sum_{i=1}^{N_s} \sum_{j=1}^{N_s} \left(\frac{X_j D_{T,i}}{W_i D_{ij}} \right) (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_j) = 0 \quad (2.19)$$

- ・圧力勾配拡散無視

$$(Y_i - X_i) \frac{\nabla p}{p} = 0 \quad (2.20)$$

- ・体積粘性無視

$$\kappa = 0 \quad (2.21)$$

- ・放射熱流速無視

$$\mathbf{q}_R = 0 \quad (2.22)$$

これらの仮定から, 基礎方程式中の応力テンソル P は次のようになる．

$$\mathbf{P} = \left[p + \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right] \mathbf{U} - \mu \left[(\nabla \mathbf{u}) + (\nabla \mathbf{u})^T \right] \quad (2.23)$$

拡散速度 \mathbf{V}_i は混合気に対する化学種 i の拡散係数 D_{mi} を用いて以下のように与える．

$$\mathbf{V}_i = -\frac{1}{X_i} D_{mi} \nabla X_i \quad (2.24)$$

2.2.2 化学反応の定式化

反応速度の表現

N_s 種類の化学種が関与する可逆及び不可逆反応は一般に以下の反応式で表現される．

$$\sum_{i=1}^{N_s} \nu'_{i,k} \xi_i \rightleftharpoons \sum_{i=1}^{N_s} \nu''_{i,k} \xi_i \quad (2.25)$$

ここで， $\nu'_{i,k}$ と $\nu''_{i,k}$ は素反応 k における化学種 i の反応物及び生成物としての化学量論係数であり， ξ は反応に関わる化学種の記号を表している．このとき，化学種 i の正味の生成速度 ω_i は各素反応の反応速度 q_k を用いて次のように表される．

$$\omega_i = \sum_{k=1}^{N_r} (\nu''_{i,k} - \nu'_{i,k}) c_k q_k \quad (2.26)$$

ここで， N_r は素反応の総数， c_k は後述する三体反応および圧力依存反応における補正係数である．通常の反応の場合には $c_k = 1$ である．各素反応の反応速度 q_k は正反応速度と逆反応速度の差によって与えられる．

$$q_k = \kappa_{f,k} \prod_{i=1}^{N_s} [X_i]^{\nu'_{i,k}} - \kappa_{r,k} \prod_{i=1}^{N_s} [X_i]^{\nu''_{i,k}} \quad (2.27)$$

ここで $\kappa_{f,k}$ と $\kappa_{r,k}$ はそれぞれ素反応 k の正反応及び逆反応の速度定数である．また， $[X_i]$ は化学種 i のモル濃度であり，質量分率を用いて次式で与えられる．

$$[X_i] = \frac{\rho Y_i}{W_i} \quad (2.28)$$

素反応 k における正反応の速度定数は以下の修正 Arrhenius 式の温度依存性に従うものとする．

$$\kappa_{f,k} = A_k T^{\beta_k} \exp\left(\frac{-E_k}{R_c T}\right) \quad (2.29)$$

ここで， A_k ， β_k ， E_k はそれぞれ頻度因子，頻度因子の温度次数及び活性化エネルギーであり，素反応ごとに定められる定数である． R_c は [cal/(K mol)] を単位とする一般気体定数である．反応性流体のシミュレーションで用いられる CHEMKIN 形式の反応機構記述ファイルでは，活性化エネルギー E_k の単位として [cal/mol] が用いられるため，速度定数の算出時のみこのような気体定数を別途用いている．また，逆反応の速度定数 $\kappa_{r,k}$ については，逆反応に対する A_k ， β_k ， E_k が個別に与えられていない限り，各素反応の平衡定数 $K_{c,k}$ を用いて次式から算出する．

$$\kappa_{r,k} = \left(\frac{\kappa_{f,k}}{K_{c,k}}\right) \quad (2.30)$$

平衡定数 $K_{c,k}$ は以下のように与えられる．

$$K_{c,k} = K_{p,k} \left(\frac{P_{atm}}{R^0 T} \right)^{\sum_{i=1}^{N_s} (\nu''_{i,k} - \nu'_{i,k})} \quad (2.31)$$

式中に現れる分圧に対する平衡定数 $K_{p,k}$ は各素反応におけるエントロピー変化及びエンタルピー変化を用いて次式で表される．

$$K_{p,k} = \exp \left(\frac{\Delta S_k^o}{R^0} - \frac{\Delta H_k^o}{R^0 T} \right) \quad (2.32)$$

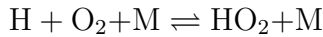
ここで，標準大気圧における化学種 i のエントロピー S_i^o とエンタルピー H_i^o を用いて， ΔS_k^o 及び ΔH_k^o は次のように表される．

$$\frac{\Delta S_k^o}{R^0} = \sum_{i=1}^{N_s} (\nu''_{i,k} - \nu'_{i,k}) \frac{S_i^o}{R^0} \quad (2.33)$$

$$\frac{\Delta H_k^o}{R^0 T} = \sum_{i=1}^{N_s} (\nu''_{i,k} - \nu'_{i,k}) \frac{H_i^o}{R^0 T} \quad (2.34)$$

三体反応の反応速度表現

反応機構中には，次式のように反応を進めるために第三体を必要とする素反応がある．



この場合，反応速度 q_k に掛かる補正係数には第三体の濃度が考慮される．すなわち，式(2.26)の補正係数 c_k は次式で与えられる．

$$c_k = \sum_{i=1}^{N_s} \alpha_{i,k} [X_i] \quad (2.35)$$

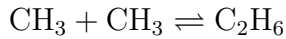
ここで， $\alpha_{i,k}$ は素反応 k における化学種 i の第三体としての寄与分である．第三体としての寄与が全ての化学種について等しい場合には，全化学種について $\alpha_{i,k} = 1$ となり，補正係数 c_k は次式のように混合気の本濃度 $[M]$ となる．

$$c_k = \sum_{i=1}^{N_s} [X_i] = [M] \quad (2.36)$$

反応機構を記述する CHEMKIN 形式の入力ファイルには，各化学種の寄与度の値が含まれている．

圧力依存反応の反応速度表現

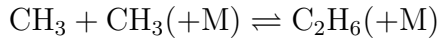
ここまで、速度定数が温度のみの関数である場合について、反応速度の表現方法を示した。ここでは、速度定数が圧力依存性を示す場合について説明する。一般に、単分子反応や再結合反応の速度定数は雰囲気圧力に依存することが知られている。圧力依存性を示すこのような反応は fall-off 反応と呼ばれる。例えば、fall-off 反応の例としてメチルラジカル (CH₃) の再結合反応が挙げられる。高圧極限においては、メチルラジカルの再結合反応は次式で与えられる。



一方、低圧極限ではこの反応の前進に対して第三体の衝突によるエネルギー供給が必要となる。したがって、低圧極限における反応の記述は次式のようになる。



このような反応が高圧極限または低圧極限のいずれかの極限にあるとき、速度定数は温度のみに依存する。しかし、圧力・温度によっては、反応がこれら二つの極限間に位置するため、その場合には速度式の表現が複雑になる。この領域は fall-off 領域と呼ばれ、このような圧力依存性を示す反応においては、次式のように第三体の記号を (+M) で表す。



fall-off 領域における速度定数に対しては複数の表現方法が提案されているが、中でも最も単純なものは Lindemann 形の表現である。反応機構によっては、Lindemann 形に加え Troe 形の表現による速度定数が用いられる場合もある。以下に、Lindemann 形及び Troe 形による速度定数の表現方法について述べる。上述のように、低圧極限及び高圧極限において速度定数は温度のみの関数として議論されることから、両極限における速度定数は以下の Arrhenius 型の速度定数として与えられる。

$$\kappa_{0,k} = A_{0,k} T^{\beta_{0,k}} \exp\left(\frac{-E_{0,k}}{R_c T}\right) \quad (2.37)$$

$$\kappa_{\infty,k} = A_{\infty,k} T^{\beta_{\infty,k}} \exp\left(\frac{-E_{\infty,k}}{R_c T}\right) \quad (2.38)$$

添字 0 および ∞ はそれぞれ、低圧極限と高圧極限を表す。Lindemann 形式の速度表現では、両極限における速度定数を次式のように混合することにより、圧力依存性を表現する。

$$\kappa_{f,k}^{\text{Lind}} = \kappa_{\infty,k} \left(\frac{P_{r,k}}{1 + P_{r,k}} \right) \quad (2.39)$$

ここで、 $P_{r,k}$ は換算圧力であり、次式で与えられる。

$$P_{r,k} = \frac{\kappa_{0,k}[M]}{\kappa_{\infty,k}} \quad (2.40)$$

$[M]$ は混合気のもル濃度である．反応によっては，特定の化学種のもル濃度 $[X_i]$ が用いられる．このように fall-off 反応の速度定数は，濃度 $[M]$ を通して圧力依存性を示す．一方，Troee 形においては式 (2.39) に係数 F_k が掛かる形で以下のように与えられる．

$$\kappa_{f,k}^{\text{Troe}} = \kappa_{\infty,k} \left(\frac{P_{r,k}}{1 + P_{r,k}} \right) F_k \quad (2.41)$$

上式の係数 F_k は次式で与えられる．

$$\ln F_k = \frac{\ln F_{\text{cent},k}}{1 + (A_{\text{troee},k}/B_{\text{troee},k})^2} \quad (2.42)$$

式中の各係数は以下のとおりである．

$$F_{\text{cent},k} = (1 - \alpha_k) \exp\left(\frac{-T}{T_k^{***}}\right) + \alpha_k \exp\left(\frac{-T}{T_k^*}\right) + \exp\left(\frac{-T_k^{**}}{T}\right) \quad (2.43)$$

$$A_{\text{troee},k} = \log_{10} P_{r,k} - 0.67 \log_{10} F_{\text{cent},k} - 0.4 \quad (2.44)$$

$$B_{\text{troee},k} = 0.806 - 1.1762 \log_{10} F_{\text{cent},k} - 0.14 \log_{10} P_{r,k} \quad (2.45)$$

ここで， α_k ， T_k^* ， T_k^{**} ， T_k^{***} は反応機構の input ファイルから得られるパラメータである．逆反応の速度定数については通常速度表現の場合と同様に，平衡定数を用いて算出される．以上より，圧力依存反応における正反応/逆反応の速度定数は次式のようになる．

$$\kappa_{f,k}^{\text{Lind/Troe}} = \kappa_{\infty,k} \left(\frac{P_{r,k}}{1 + P_{r,k}} \right) F_k \quad (2.46)$$

$$\kappa_{r,k}^{\text{Lind/Troe}} = \frac{\kappa_{\infty,k}}{K_{c,k}} \left(\frac{P_{r,k}}{1 + P_{r,k}} \right) F_k \quad (2.47)$$

ここで，圧力依存反応では式 (2.27) における $\kappa_{f,k}$ の代わりに $\kappa_{\infty,k}$ を用いることにすれば，補正係数 c_k は次式で表現される．

$$c_k = \left(\frac{P_{r,k}}{1 + P_{r,k}} \right) F_k \quad (2.48)$$

ただし， F_k が 1 のときは Lindemann 形，式 (2.42) で与えられるときは Troee 形である．

2.2.3 熱物性値

本研究における熱物性値の算出には米国 Sandia 国立研究所が作成した ChemkinII[38] のサブルーチンプログラムを用いた．以降，本論文では原則，熱物性値に対する記号として，単位質量当たりの熱物性値については小文字 (c_p, c_v, e, h など)，単位物質質量当たりの熱物性値については大文字 (C_p, C_v, E, H など) を用いることにする．理想気体の場合，比熱，エンタルピー，内部エネルギーは圧力に依存せず温度のみの関数となることから，同一温度において，標準大気圧下の値 (C_p^o, C_v^o, E^o, H^o) と任意の圧力における値 (C_p, C_v, E, H)

は一致する．これより，CHEMKIN サブルーチンでは，任意の圧力における化学種 i の定圧モル比熱 $C_{p,i}$ を温度の多項式近似によって与える．

$$\frac{C_{p,i}}{R^0} = \sum_{n=1}^N a_{n,i} T^{(n-1)} \quad (2.49)$$

各化学種のエンタルピーは比熱を積分することによって与えられる．

$$H_i = \int_0^T C_{p,i} dT \quad (2.50)$$

式 (2.50) に式 (2.49) を代入すると次式となる．

$$\frac{H_i}{R^0 T} = \sum_{n=1}^N \frac{a_{n,i} T^{(n-1)}}{n} + \frac{a_{N+1,i}}{T} \quad (2.51)$$

ここで定数 $a_{N+1,i} R^0$ は 0 K における標準生成エンタルピー $H_i(0)$ である．しかし，この多項式による表現は 0 K 付近では有効ではなくなるため，通常は 298 K における標準生成熱からこの定数を決定する．つまり，各化学種のエンタルピーを次のように定義する．

$$H_i = \int_{298}^T C_{p,i} dT + H_i(298) \quad (2.52)$$

標準大気圧における各化学種のエントロピーについても同様に比熱を積分することにより求められる．

$$S_i^o = \int_0^T \frac{C_{p,i}}{T} dT \quad (2.53)$$

式 (2.49) を式 (2.53) に代入すると次式となる．

$$\frac{S_i^o}{R^0} = a_{1,i} \ln T + \sum_{n=2}^N \frac{a_{n,i} T^{(n-1)}}{n-1} + a_{N+2,i} \quad (2.54)$$

ここで定数 $a_{N+2,i} R^0$ は $a_{N+1,i} R^0$ と同様の理由から 298 K の標準生成エントロピーにより決定される．一般に，上記の式は任意の次数の多項式で表現されるが，本研究では $N = 5$ とし，NASA chemical equilibrium code による熱力学データの係数を用いた．その他，本研究で用いられる各種熱物性値は，式 (2.49), (2.51), (2.54) と共に，以下に示す関係式を用いることによって算出される．

・ 定積モル比熱

$$C_{v,i} = C_{p,i} - R^0 \quad (2.55)$$

・ 内部エネルギー

$$E_i = H_i - R^0 T \quad (2.56)$$

・ Gibbs 自由エネルギー

$$G_i^o = H_i - TS_i^o \quad (2.57)$$

・ Helmholtz 自由エネルギー

$$A_i^o = E_i - TS_i^o \quad (2.58)$$

また，混合気の熱物性値は以下のように与えられる．

・ 定圧モル比熱

$$\bar{C}_p = \sum_{i=1}^{N_s} C_{p,i} X_i \quad (2.59)$$

・ 定積モル比熱

$$\bar{C}_v = \sum_{i=1}^{N_s} C_{v,i} X_i \quad (2.60)$$

・ エンタルピー

$$\bar{H} = \sum_{i=1}^{N_s} H_i X_i \quad (2.61)$$

・ 内部エネルギー

$$\bar{E} = \sum_{i=1}^{N_s} E_i X_i \quad (2.62)$$

エントロピーについては，圧力依存性ならびに混合エントロピーを考慮する必要があるため，次式によって化学種 i のエントロピー，Gibbs 自由エネルギー，Helmholtz 自由エネルギーを与える．

$$S_i = S_i^o - R^0 \ln(X_i) - R^0 \ln(p/p_{\text{atm}}) \quad (2.63)$$

$$G_i = H_i - TS_i \quad (2.64)$$

$$A_i = E_i - TS_i \quad (2.65)$$

これより，混合気については以下の通りとなる．

・ エントロピー

$$\bar{S} = \sum_{i=1}^{N_s} S_i X_i \quad (2.66)$$

・ Gibbs 自由エネルギー

$$\bar{G} = \sum_{i=1}^{N_s} G_i X_i \quad (2.67)$$

・ Helmholtz 自由エネルギー

$$\bar{A} = \sum_{i=1}^{N_s} A_i X_i \quad (2.68)$$

以上の各熱物性値について，単位物質質量当たりの表現 (F_i, \bar{F}) から，単位質量当たりの表現 (f_i, \bar{f}) への変換は以下の式で行われる．

$$f_i = \frac{F_i}{W_i} \quad (2.69)$$

$$\bar{f} = \sum_{i=1}^{N_s} f_i Y_i = \sum_{i=1}^{N_s} f_i \frac{X_i W_i}{\bar{W}} = \frac{1}{\bar{W}} \sum_{i=1}^{N_s} F_i X_i = \frac{\bar{F}}{\bar{W}} \quad (2.70)$$

2.2.4 輸送係数

化学種 i の粘性係数 η_i ，熱伝導率 λ_i ならびに化学種 $i-j$ 間の二成分拡散係数 D_{ij} についても，熱物性値と同様に温度のみの関数として以下の多項式から算出した．

$$\ln \eta_i = \sum_{n=1}^N a_{n,i} (\ln T)^{n-1} \quad (2.71)$$

$$\ln \lambda_i = \sum_{n=1}^N b_{n,i} (\ln T)^{n-1} \quad (2.72)$$

$$\ln D_{ij} = \sum_{n=1}^N c_{n,ij} (\ln T)^{n-1} \quad (2.73)$$

但し，係数 $a_{n,i}$ ， $b_{n,i}$ 及び $c_{n,ij}$ は CHEMKIN 形式の輸送係数データから読み込まれる係数である．本研究では CHEMKIN PACKAGE の TRANSPORT[39] により， $N = 4$ として計算する．多成分系の粘性係数 μ ，熱伝導率 λ 及び混合気に対する化学種 i の拡散係数 D_{im} は上で求めた η_i ， λ_i ， D_{ij} を用いて以下の式で計算される．

$$\mu = \sum_{i=1}^{N_s} \frac{X_i \eta_i}{\sum_{j=1}^{N_s} X_j \Phi_{ij}} \quad (2.74)$$

$$\lambda = \frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^{N_s} X_i \lambda_i + \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_s} X_i / \lambda_i} \right) \quad (2.75)$$

$$D_{im} = \frac{\sum_{j \neq i}^{N_s} X_j W_j}{\bar{W} \sum_{j \neq i}^{N_s} X_j / D_{ij}} \quad (2.76)$$

ここで， Φ_{ij} は次式で与えられる．

$$\Phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(1 + \frac{W_i}{W_j}\right)^{-\frac{1}{2}} \left\{1 + \left(\frac{\eta_i}{\eta_j}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{W_j}{W_i}\right)^{\frac{1}{4}}\right\}^2 \quad (2.77)$$

2.3 計算手法

2.3.1 空間離散化手法

空間の離散化には全ての方向に対して4次精度中心差分を用いた．関数 f に対し， x_k 方向の離散点 i における偏微分係数は以下の差分式によって算出される．

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x_k}\right)_i = \frac{-f_{i+2} + 8f_{i+1} - 8f_{i-1} + f_{i-2}}{12\Delta x_k} \quad (2.78)$$

ただし計算領域の境界付近においては、以下の式で表わされる同精度の差分法を適用した。

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x_k}\right)_1 = \frac{-25f_1 + 48f_2 - 36f_3 + 16f_4 - 3f_5}{12\Delta x_k} \quad (2.79)$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x_k}\right)_2 = \frac{-3f_1 - 10f_2 + 18f_3 - 6f_4 + f_5}{12\Delta x_k} \quad (2.80)$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x_k}\right)_{N_k-1} = \frac{3f_{N_k} + 10f_{N_k-1} - 18f_{N_k-2} + 6f_{N_k-3} - f_{N_k-4}}{12\Delta x_k} \quad (2.81)$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x_k}\right)_{N_k} = \frac{25f_{N_k} - 48f_{N_k-1} + 36f_{N_k-2} - 16f_{N_k-3} + 3f_{N_k-4}}{12\Delta x_k} \quad (2.82)$$

ここで， N_k は x_k 方向の全格子点数である．

2.3.2 フィルター

各方向の偏微分係数の算出に対して差分法を用いた場合，DNSの計算過程において格子解像度を超える高波数の数値振動を引き起こすことがある．そこで本研究では，非物理的な高波数成分を除去するために，時間積分ごとに各物理量に対し以下のコンパクトフィルター (Compact Finite Difference Filter)[40] を適用した．フィルターを施された関数 f の点 x_i における値を \hat{f}_i とすると，コンパクトフィルターの一般式は次式となる．

$$\begin{aligned} & \beta \hat{f}_{i-2} + \alpha \hat{f}_{i-1} + \hat{f}_i + \alpha \hat{f}_{i+1} + \beta \hat{f}_{i+2} \\ & = a f_i + \frac{d}{2}(f_{i+3} + f_{i-3}) + \frac{c}{2}(f_{i+2} + f_{i-2}) + \frac{b}{2}(f_{i+1} + f_{i-1}) \end{aligned} \quad (2.83)$$

また，式 (2.83) に対応するフィルター伝達関数は以下ようになる．

$$T(w) = \frac{a + b \cos(w) + c \cos(2w) + d \cos(3w)}{1 + 2\alpha \cos(w) + 2\beta \cos(2w)} \quad (2.84)$$

ここで, w はスケーリングされた波数であり, その範囲は $[0, \pi]$ である. 高波数成分除去のためには伝達関数に対し, $T(\pi) = 0$ が要求される. なお, 係数 $\alpha, \beta, a, b, c, d$ は Taylor 展開の係数を一致させることにより得られる. 本研究では4次精度の陰的フィルターを用いることとし, 係数 a, b, c として以下の値を用いる.

$$a = \frac{1}{8}(5 + 6\alpha - 6\beta + 16d) \quad (2.85)$$

$$b = \frac{1}{2}(1 + 2\alpha + 2\beta - 2d) \quad (2.86)$$

$$c = -\frac{1}{8}(1 - 2\alpha - 14\beta + 16d) \quad (2.87)$$

また, 係数 α, β, d には以下の値を用いた.

$$\alpha = 0.475, \quad \beta = 0, \quad d = 0 \quad (2.88)$$

β が0の場合, 式(2.83)は三重対角行列となるため, 連立方程式を解く必要がある. 本研究では Tri-Diagonal Matrix Algorithm(TDMA)を用いて, この連立方程式を解いている. 但し, 本研究で対象とする旋回乱流燃焼場の各境界は周期境界条件ではないため, 計算領域の境界付近においては, 以下の式で表される同精度の陽的フィルターを適用した.

$$\hat{f}_1 = \frac{15}{16}f_1 + \frac{1}{16}(4f_2 - 6f_3 + 4f_4 - f_5) \quad (2.89)$$

$$\hat{f}_2 = \frac{3}{4}f_2 + \frac{1}{16}(f_1 + 6f_3 - 4f_4 + f_5) \quad (2.90)$$

$$\hat{f}_{N_k-1} = \frac{3}{4}f_{N_k-1} + \frac{1}{16}(f_{N_k} + 6f_{N_k-2} - 4f_{N_k-3} + f_{N_k-4}) \quad (2.91)$$

$$\hat{f}_{N_k} = \frac{15}{16}f_{N_k} + \frac{1}{16}(4f_{N_k-1} - 6f_{N_k-2} + 4f_{N_k-3} - f_{N_k-4}) \quad (2.92)$$

2.3.3 境界条件

圧縮性流れのDNSでは, 適切な境界条件を課さない限り, 境界において非物理的な波の反射が生じる. 特に高精度差分法を用いたDNSでは, スキームの持つ数値粘性が極めて小さいため, 反射音波はほとんど減衰せずに伝播し続ける. 燃焼場のDNSにおいては, 火炎における急激な密度変化によって圧力波が生じるとともに, 火炎も圧力波と干渉する. したがって, 燃焼場を対象とするDNS結果の信頼性は境界条件に強く依存する. 境界における非物理的な圧力波の発生を避けるため, Thompson[41]はEuler方程式を対象として, 特性波解析を用いた非反射境界条件を提案した. この境界条件はPoinsotら[42, 43]によってNavier-Stokes方程式に拡張され, NSCBC(Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition)と呼ばれている. 本研究では図2.1に示すような, 流入境界, 流出境界, 壁面境界を有する矩形燃焼器内のDNSを行うため, 各境界に対してNSCBCを用いる.

NSCBC の基礎方程式

NSCBC では, x 方向の境界上における基礎方程式は以下のように表現される.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + d_1 + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (2.93)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + u d_1 + \rho d_3 + \frac{\partial \rho u v}{\partial y} + \frac{\partial \rho u w}{\partial z} = \frac{\partial \tau_{1j}}{\partial x_j} \quad (2.94)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + v d_1 + \rho d_4 + \frac{\partial \rho v v}{\partial y} + \frac{\partial \rho v w}{\partial z} = \frac{\partial \tau_{2j}}{\partial x_j} \quad (2.95)$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + w d_1 + \rho d_5 + \frac{\partial \rho w v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w w}{\partial z} = \frac{\partial \tau_{3j}}{\partial x_j} \quad (2.96)$$

$$\frac{\partial \rho T}{\partial t} + d_2 + \frac{\partial \rho v T}{\partial y} + \frac{\partial \rho w T}{\partial z} + \frac{1}{\bar{c}_v} p \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{\bar{c}_v} p \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{1}{\bar{c}_v} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \dots \quad (2.97)$$

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} + d_{\text{SP},i} + v \frac{\partial \rho Y_i}{\partial y} + w \frac{\partial \rho Y_i}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho Y_i V_{i,j}}{\partial x_j} \quad (2.98)$$

ここで, τ_{ij} は粘性応力テンソルであり, 下付添え字 1, 2, 3 はそれぞれ x 方向, y 方向, z 方向を示している. 基礎方程式 (2.11) ~ (2.14) との違いは, 移流行と圧力項における x 方向の微分が d_i に置き換えられている点である. ここで, d_i は以下のように表される.

$$d_1 = \frac{\partial \rho u}{\partial x} = \frac{1}{c^2} \left[\mathcal{L}_2 + \frac{1}{2} (\mathcal{L}_5 + \mathcal{L}_1) \right] \quad (2.99)$$

$$\begin{aligned} d_2 &= \frac{\partial \rho u T}{\partial x} + \frac{1}{\bar{c}_v} p \frac{\partial u}{\partial x} \\ &= \frac{1}{R^0 \sum (Y_i/W_i)} \left[\frac{u}{2} \left(\frac{\mathcal{L}_5}{u+c} + \frac{\mathcal{L}_1}{u-c} \right) + \rho R^0 T \sum_{i=1}^N \frac{\mathcal{L}_{\text{SP},i}}{W_i} \right] \\ &\quad + \frac{T}{2c} \left(\frac{\mathcal{L}_5}{u+c} - \frac{\mathcal{L}_1}{u-c} \right) + \frac{1}{2c} \frac{R^0 \sum (Y_i/W_i) T}{\bar{c}_v} \left(\frac{\mathcal{L}_5}{u+c} - \frac{\mathcal{L}_1}{u-c} \right) \end{aligned} \quad (2.100)$$

$$d_3 = \frac{\partial u v}{\partial x} = \frac{1}{2\rho c} (\mathcal{L}_5 - \mathcal{L}_1) \quad (2.101)$$

$$d_4 = \frac{\partial u w}{\partial x} = \mathcal{L}_3 \quad (2.102)$$

$$d_5 = \frac{\partial u w}{\partial x} = \mathcal{L}_4 \quad (2.103)$$

$$d_{\text{SP},i} = u \frac{\partial Y_i}{\partial x} = \mathcal{L}_{\text{SP},i} \quad (2.104)$$

ここで, c は音速であり, 次式で計算される.

$$c = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} \quad (2.105)$$

また， \mathcal{L}_i は境界を横切る特性波の振幅の時間変化であり，

$$\mathcal{L}_1 = \lambda_1 \left(\frac{\partial p}{\partial x} - \rho c \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (2.106)$$

$$\mathcal{L}_2 = \lambda_2 \left(c^2 \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (2.107)$$

$$\mathcal{L}_3 = \lambda_3 \frac{\partial v}{\partial x} \quad (2.108)$$

$$\mathcal{L}_4 = \lambda_4 \frac{\partial w}{\partial x} \quad (2.109)$$

$$\mathcal{L}_5 = \lambda_5 \left(\frac{\partial p}{\partial x} + \rho c \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (2.110)$$

$$\mathcal{L}_{SP,i} = \lambda_{SP,i} \frac{\partial Y_i}{\partial x} \quad (2.111)$$

である．特性波の特性速度 λ_i は以下のように表すことができる．

$$\lambda_1 = u - c \quad (2.112)$$

$$\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_4 = \lambda_{SP,i} = u \quad (2.113)$$

$$\lambda_5 = u + c \quad (2.114)$$

完全非反射条件 (Perfectly non-reflecting conditions)

完全非反射条件では計算領域内に流入する波に対しては，その振幅の時間変化 \mathcal{L}_i を

$$\mathcal{L}_i = 0 \quad (2.115)$$

とする． \mathcal{L}_i 中に現れる微分項は領域内の値を用いて計算する．さらに，完全非反射条件では次の条件が加えられる．

$$\frac{\partial \tau_{11}}{\partial x} = 0 \quad (2.116)$$

非反射条件 (Non-reflecting conditions)

完全非反射条件では無限遠での圧力情報が計算領域内にフィードバックされることはない．そこで非反射条件では，計算領域内に流入する波について， $\mathcal{L}_2 \sim \mathcal{L}_{SP,i}$ は完全非反射条件と同様に

$$\mathcal{L}_2 = \mathcal{L}_3 = \mathcal{L}_4 = \mathcal{L}_5 = \mathcal{L}_{SP,i} = 0 \quad (2.117)$$

とするが， \mathcal{L}_1 は次式の $\mathcal{L}_{1,NF}$ を代わりに用いることで無限遠での圧力を反映させる．

$$\mathcal{L}_{1,NF} = K (p - p_0) \quad (2.118)$$

ここで， p_0 は無限遠での平均圧力であり， K は以下のように定める．

$$K = \frac{\sigma(1 - M^2)c}{L_0} \quad (2.119)$$

ここで， σ は定数， M は最大マッハ数， L_0 は代表長さである． $\sigma = 0$ のとき反射波の大きさは0となり，完全非反射条件と一致する．また非反射条件の場合は以下の付加的な条件が必要となる．

$$\frac{\partial \tau_{12}}{\partial x} = 0 \quad (2.120)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) = 0 \quad (2.121)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho Y_i V_{i,x}) = 0 \quad (2.122)$$

壁面境界条件

本研究では，壁面境界に対して等温・すべりなしの壁面境界条件を適用した． x 方向の壁面境界上において，密度，速度，温度の等温壁条件は次のように表現することができる．

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{c} \left(\frac{\partial p}{\partial x} + \rho c \frac{\partial u}{\partial x} \right) = 0 \quad (2.123)$$

$$u = v = 0 \quad (2.124)$$

$$T = \text{const.} \quad (2.125)$$

化学種については，壁面で不活性であること及び壁面での流速が0であることにより，式(2.4)は次式となる．

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho Y_i \mathbf{V}_i) \quad (2.126)$$

ただし，化学種が拡散により壁面を通過することはないことから，実際には以下の条件によって各化学種に対する境界値が決定される．

$$\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (2.127)$$

ただし， \mathbf{n} は壁面に対する法線方向ベクトルである．本研究では離散化の段階で化学種質量分率の勾配が0となるように，壁面上での質量分率を与えることで上式を満足させる．

2.3.4 時間前進法

時間前進法には低記憶容量型 3 次精度 Runge-Kutta 法 [44] を用いた。本手法では、物理量 u について時刻 n から $n+1$ への時間前進を行う際、次式のような 3 段階の計算を行う。

$$\Delta u^n = \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^n \quad (2.128)$$

$$u^{n'} = u^n + \Delta u^n \times \frac{1}{3} \Delta t \quad (2.129)$$

$$\Delta u^{n'} = \left\{ -\frac{5}{9} \Delta u^n + \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^{n'} \right\} \quad (2.130)$$

$$u^{n''} = u^{n'} + \Delta u^{n'} \times \frac{15}{16} \Delta t \quad (2.131)$$

$$\Delta u^{n''} = \left\{ -\frac{153}{128} \Delta u^{n'} + \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^{n''} \right\} \quad (2.132)$$

$$u^{n+1} = u^{n''} + \Delta u^{n''} \times \frac{8}{15} \Delta t \quad (2.133)$$

本手法により、計算に必要な変数の数が減り、メモリ使用量の節約につながる。但し、上式の時間前進法は陽解法であるため、数値的安定性を確保するためには時間刻み幅 Δt を流れ場における最小の時間スケールよりも小さくとる必要がある。反応性流体の DNS において、 Δt を決定する指標には、Courant 数や拡散数の他、化学反応の時間スケールが挙げられる。燃焼の DNS では、高温領域における大きな音速と、高い解像度によって Courant 数による制約が厳しくなる傾向にあるが、それ以上に化学反応の時間スケールによる制約が厳しくなる場合がある。条件によっては、Courant 数により決定される Δt から何桁も小さな時間刻み幅を要求される場合もある。そのような時間刻み幅を用いて時間前進を行うことは現実的ではない。そのため本研究では、point-implicit 法を導入し、反応項の時間前進に対してのみ陰解法を組み込んだ。一般に、陰解法は行列を解く必要があり演算量が増大するが、その一方で、時間刻みに関する制限は比較的緩く、化学反応の時間スケールによる制約を取り除くことが可能である。Point-implicit 法では、まず移流項と拡散項を上述の 3 次精度 Runge-Kutta 法で時間前進させ、化学種の間ステップにおける値 $\mathbf{Y}^{n*} = [Y_1^{n*}, Y_2^{n*}, \dots, Y_{N_s}^{n*}]$ を求める。その後、 \mathbf{Y}^{n*} を初期条件として、以下に示す連立微分方程式 (ODE) を解き、 \mathbf{Y}^{n+1} を求める。

$$\frac{d\mathbf{Y}}{dt} = \boldsymbol{\omega}(\mathbf{Y}), \quad \mathbf{Y}(0) = \mathbf{Y}^{n*} \quad (2.134)$$

上式において、 $\boldsymbol{\omega} = [\omega_1 W_1 / \rho, \omega_2 W_2 / \rho, \dots, \omega_{N_s} W_{N_s} / \rho]$ である。本研究では、陰解法を行うツールとして、Lawrence Livermore 国立研究所 (LLNL) で開発された Variable Coefficient ODE solver (VODE solver) [45] を用いた。VODE solver では初期値問題を Backward Differentiation Formula (BDF) で解き、Newton iteration により収束計算を行う。

2.3.5 旋回流入速度場

本研究で計算対象とする矩形燃焼器内への流入速度場は，以下のように基本流と速度擾乱から構成されるものとした．

$$u_{i,\text{in}} = u_{i,\text{base}} + u'_i \quad (2.135)$$

基本流には，非圧縮性流体の質量保存方程式及び運動量保存式から得られた，旋回流の解析解を用いた．解析解を導く過程において，流れの定常性と軸対称性ならびに壁面すべりなし境界条件を仮定した．半径方向 (r 方向)，周方向 (θ 方向)，主流方向 (x 方向) の基本流の速度分布は，それぞれ次式で与えられる．

$$u_{r,\text{base}} = 0 \quad (2.136)$$

$$u_{\theta,\text{base}} = F_\theta \left\{ \frac{r^2}{3} + c_1 r + \frac{c_2}{r} \right\} = F_\theta U_\theta \quad (2.137)$$

$$u_{x,\text{base}} = \left\{ \left(\frac{r}{R_{\text{out}}} \right)^2 - \frac{R^2 - 1}{\ln R} \ln \left(\frac{r}{R_{\text{out}}} \right) - 1 \right\} c_3 u_{\text{ax}} \quad (2.138)$$

ここで， R ， F_θ および u_{ax} はそれぞれ，外半径に対する内半径の比 ($R_{\text{in}}/R_{\text{out}}$)，周方向外力に関する係数，および軸方向平均流速を表す．係数 c_1 ， c_2 ， c_3 は境界条件から決定される積分定数であり，次式で与えられる．

$$c_1 = -\frac{R_{\text{out}}(R^2 + R + 1)}{3(1 + R)} \quad (2.139)$$

$$c_2 = \frac{R_{\text{out}}^3 R^2}{3(1 + R)} \quad (2.140)$$

$$c_3 = -\frac{2 \ln R}{R^2 (\ln R - 1) + 1 + \ln R} \quad (2.141)$$

本研究では，流入予混合気の周方向速度を決定するために，以下の式で定義されるスワール数 (S) を用いた．

$$S = \frac{\int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} u_{\theta,\text{base}} u_{x,\text{base}} r^2 dr}{(R_{\text{out}} - R_{\text{in}}) \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} u_{x,\text{base}}^2 r dr} \quad (2.142)$$

上式に式 (2.137) を代入すれば，周方向外力に関する係数 F_θ が以下のように決定され，流入境界における平均速度分布が定まる．

$$F_\theta = S \frac{(R_{\text{out}} - R_{\text{in}}) \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} u_{x,\text{base}}^2 r dr}{\int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} U_\theta u_{x,\text{base}} r^2 dr} \quad (2.143)$$

以上より，基本流の速度分布を決定するためのパラメータは， $(R_{\text{in}}, R_{\text{out}}, u_{\text{ax}}, S)$ の四つとなる．続いて，式 (2.135) における速度擾乱成分について説明する．本研究で用いる速度

擾乱は，Wang らによる平面乱流混合層の研究 [46] で用いられた帯域性白色ノイズに基づいており，次式で与えられる．

$$u'_i(r, \theta, t) = A \sum_{j=1}^{N_f} \phi(r) \sin \{2\pi f_j t + \Phi_{ij}(r, \theta, \tau_{ij})\} \quad (2.144)$$

ここで， Φ_{ij} および τ_{ij} はそれぞれ，各周波数成分の位相と位相の持続時間を表しており，いずれも一様乱数で与えられる．したがって，流入境界上の各点における i 方向成分の速度擾乱に対し，周波数 f_j の成分は持続時間 τ_{ij} の間には一定の位相 Φ_{ij} を伴って流入するが，持続時間経過後は位相とその持続時間が別の値に更新される．本手法の導入により，特定の周期性を示さないランダムな速度擾乱を再現した．図 2.4 は，式 (2.144) で定義される速度擾乱の時系列データより算出したパワースペクトルである．本研究で用いた周波数の範囲は $3.159 \text{ kHz} \leq f_j \leq 1263 \text{ kHz}$ であり，この周波数範囲を 120 分割して ($N_f = 120$)，各周波数の正弦波を重ね合せている．一方， $\phi(r)$ は乱流強度分布を表しており，壁面に近づくほど強度が増大するように次のような分布を与えた．

$$\phi(r) = 1 - \exp \left[-c_4 \left(r - \frac{R_{\text{out}} + R_{\text{in}}}{2} \right)^2 \right] \quad (2.145)$$

ただし，係数 c_4 については乱流遷移が燃焼器内で生じるように， $c_4 \approx 9.2 \text{ mm}^{-2}$ と設定した．振幅 A は最大擾乱強度 (u'_{max}) と離散化された周波数成分の個数から以下のように算出した．

$$A = \frac{u'_{\text{max}}}{\sqrt{N_f}} \quad (2.146)$$

$$u'_{\text{max}} = \sqrt{\frac{u_r'^2 + u_\theta'^2 + u_x'^2}{3}} \quad (2.147)$$

本研究の DNS では振幅 A を周波数に対して一定とした帯域性白色ノイズを用いたが，実際には周波数ごとに異なる振幅を与えることも可能である．その場合，式 (2.144) はより一般的に次式のように表現される．

$$u'_i(r, \theta, t) = \sum_{j=1}^{N_f} A_j \phi(r) \sin \{2\pi f_j t + \Phi_{ij}(r, \theta, \tau_{ij})\} \quad (2.148)$$

振幅 A_j としては，例えば一様等方性乱流のエネルギースペクトルから得られる振幅スペクトルを用いることで，上式から一様等方性乱流を模した速度変動を再現することも可能である．図 2.5 はこのような方法によって再現された一様等方性乱流のエネルギースペクトルを示している．

2.3.6 計算条件

本研究では図 2.1 に示す矩形燃焼器内に形成される旋回乱流予混合火炎の DNS を二つのスワール数 ($S = 0.6, 1.2$) 及び二つの当量比 ($\phi = 1.0, 0.6$) の条件のもとで実施し、各条件における DNS 結果の比較を行う。本研究の DNS で用いた水素・空気燃焼の反応機構は、表 2.1 に示されるように 12 化学種と 27 の素反応を含んでいる [38, 47, 48]。燃焼器の寸法として、主流方向 (x 方向) の長さ L_x 及び主流垂直方向 (y 方向, z 方向) の幅 L_y, L_z をそれぞれ、 $L_x \times L_y \times L_z = 15 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ とした。各方向の格子点数 (N_x, N_y, N_z) は全ての計算条件に対し、 $N_x \times N_y \times N_z = 769 \times 513 \times 513$ とした。格子点数は、層流火炎厚さ $\delta_{\text{th}} \equiv (T_b - T_u) / |\nabla T|_{\text{max}}$ を 20 点以上で解像できるように決定した。ここで、 T_b と T_u はそれぞれ、各条件における既燃ガスと未燃ガスの温度であり、 $|\nabla T|_{\text{max}}$ は層流一次元火炎における最大温度勾配である。流入口については内径 $D_{\text{in}} = 0.6 \text{ mm}$ 、外径 $D_{\text{out}} = 2.5 \text{ mm}$ の二重同心円管 (図 2.2) とした。流入予混合気はすべての条件で、圧力 0.1 MPa、予熱温度 700 K とした。水素の低位発熱量 (lower heating value: LHV) に基づいて算出される、単位時間あたりに燃焼器に流入する化学的エネルギー P_{in} は、各当量比に対してそれぞれ 779 W 及び 1153 W となる。等温壁面の温度 (T_{wall}) は、既燃ガス温度の違いによる熱損失を考慮して、 $\phi = 1.0$ では 700 K、 $\phi = 0.6$ では 450 K と設定した。前節で定式化された流入速度分布のパラメータである軸方向平均流速 (u_{ax}) は 200 m/s とし、速度擾乱 (u'_i) の二乗平均平方根 (root mean square: rms) の値を 13.2 m/s と設定した。その他、本研究の DNS で用いられる各パラメータの値を表 2.2 に示す。表中の $\alpha_u, \rho_u, \mu_u, \nu_u$ はそれぞれ、未燃予混合気における熱拡散係数、密度、粘性係数、動粘性係数である。また、 δ_F 及び τ_F は、 ν_u/S_L により算出される Zel'dovich 厚さと、 δ_L/S_L で定義される flame time である。

2.4 旋回乱流予混合火炎の流動・燃焼特性

図 2.6 は、各条件における速度勾配テンソルの第二不変量 (Q) の等値面、ボリウムレンダリングによって描かれた熱発生率の三次元分布及び壁面圧力分布を示している。ここで、速度勾配テンソルの第二不変量は次式によって計算される。

$$Q = \frac{1}{2} (-S_{ij}S_{ij} + W_{ij}W_{ij}) \quad (2.149)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.150)$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.151)$$

ここで、可視化に用いた Q の等値面の値は最大値の 1.0% と設定している。また、熱発生率 (ω_T) は次式により算出される。

$$\omega_T = - \sum_{i=1}^{N_s} h_i \omega_i \quad (2.152)$$

$S = 0.6$ の条件においてはいずれの当量比においても燃焼器上流域において大規模ならせん形状の渦が形成される．一方下流域では，乱流遷移により多数の微細な渦構造が観察される．火炎面は微細渦の運動によって激しく変形させられるため，燃焼器下流域における熱発生率は複雑な分布を示す．一方， $S = 1.2$ の条件では，乱流遷移が低スワール数条件に比べて上流域で生じ，微細な渦構造が上流域で観察される． $S = 1.2$ においても大規模渦構造は形成されるが，図 2.6 からは観察し難い． $S = 1.2$ では微細な渦構造の存在によって，未燃予混合気と既燃ガスが激しく混合されるため，燃焼は上流域でほぼ完了すると考えられる．これは，燃焼器流出境界付近にまで熱発生率分布が観察される $S = 0.6$ の条件とは対照的である．壁面圧力分布に着目すると，いずれの条件でも規則的な分布が壁面上に観察される．特に燃焼器の四隅においては大気圧に対して大きな変動を示している．このような規則的な分布は，燃焼器の形状に依存した特定の固有モードが励起されていることに起因する．各条件で，圧力分布は旋回中心軸に対して対称的な分布を示すが，分布の規則性は条件によって異なる．すなわち，励起される固有振動モードはスワール数や当量比に強く依存すると考えられる．

流れ場の特徴について理解するため，図 2.7 に燃焼器中央断面 ($0 \leq x \leq L_x, -L_y/2 \leq y \leq L_y/2, z = 0$) における時間平均流速の流線分布を示す．スワール数の低い条件では，流入口の近傍において小さな内側再循環領域が観察され，出口境界付近において外側再循環領域が形成されている．高スワール数条件では，流れ場の大部分を占める大規模な内側再循環領域が形成されている．内側再循環領域は出口境界付近にまで達することから，上流域の火炎で生成された既燃ガスは燃焼器内の広い範囲を移動しながら，燃焼器上流域の火炎へと輸送されたと考えられる．また，外側再循環領域は流入口近傍において観察され，その規模は内側再循環領域に比べはるかに小さい．これらの結果から，本 DNS 結果は旋回乱流燃焼場の最大の特徴である，再循環領域の形成を再現できていると言える．

本節ではさらに，旋回乱流燃焼場の熱化学的な特性についても示す．図 2.8 及び 2.9 は，燃焼器中央断面 ($0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y/2, z = 0$) における $t = 7.0\tau_{ft}$ の温度場 (T) と熱発生率場 (ω_T) である．ここで， $\tau_{ft} = L_x/u_{ax}$ は流入予混合気の燃焼器通過時間である．熱発生率は，ひずみの無い次元層流予混合火炎の最大熱発生率 ($\omega_{T,L}$) で無次元化されている． $S = 0.6$ では，未燃予混合気が $x = 5.0 \sim 6.0$ mm にまで到達し，その後乱流遷移により生じた微細な渦の運動によって既燃ガスと混合される． $\phi = 0.6$ において， $0.0 \leq x \leq 3.0$ mm の旋回中心軸近傍の領域には内側再循環領域の形成に伴う高温の領域が観察される．この領域の温度は，下流域における流出境界付近の温度以上に高い値を示している．一方， $\phi = 1.0$ においても内側再循環領域は存在するが， $\phi = 0.6$ と比べて小さく，この領域における温度上昇も小さい．熱発生率場については，いずれの当量比においても火炎面上の熱発生率は一定ではなく，局所的に大きく異なった値を示す． $\phi = 1.0$ では局所的に $\omega_T \approx \omega_{T,L}$ となる領域が観察されるが， $\omega_T \leq \omega_{T,L}$ となる領域も広く存在する． $\phi = 0.6$ では，内側せん断層に沿う火炎面と，乱流運動によって複雑な形状を示す火炎面において， $\omega_{T,L}$ 以上の値を示す領域が観察される．しかし，外側せん断層に沿う $x \leq 4.0$ mm の火炎面では，熱発生率は $\omega_{T,L}$ 以下の値を示す傾向にある．

$S = 1.2$ では，内側及び外側せん断層において，大規模渦の巻き込みに伴う火炎面の変形が観察される． $S = 0.6$ とは対照的に， $S = 1.2$ では大規模な内側再循環領域が形成さ

れるため、下流域における高温の既燃ガスは上流域へと流下し、内側せん断層に沿う火炎面と接触する。一方で、外側再循環領域は上流域の燃焼器壁面に沿うように形成される。しかし、燃焼器壁面からの熱損失の影響を強く受けるため、外側再循環領域の温度は内側再循環領域に比べて低くなる。 $\phi = 1.0$ の温度場に注目すれば、外側せん断層の火炎面が1400 K程度のガスと接触していることが確認される。火炎面が接触するガスの温度は、火炎における反応の進行に影響を及ぼすため、火炎面上の熱発生率の変化に寄与すると考えられる。図2.9に示される通り、外側せん断層に沿う火炎面の熱発生率は、内側せん断層の火炎面と比較して低い傾向にある。特に $\phi = 1.0$ において、壁面近傍の低温領域における火炎面では、熱発生率の著しい低下が観察される。一方で、内側せん断層における熱発生率は相対的に高い値を示すものの、層流火炎の最大熱発生率と同程度の値を示す領域はほとんど観察されない。そのため、 $S = 0.6$ と比較すると、火炎面上の熱発生率は平均的に低くなる傾向にある。また、 $S = 0.6$ と $S = 1.2$ における、発熱領域の厚さを比較すると、高スワール数条件において火炎厚さが薄い傾向を示すことが観察される。実際、図2.10に示されるように、高スワール数条件の温度勾配は内側せん断層において $S=0.6$ よりも高い傾向が観察され、火炎厚さが相対的に薄いことが確認される。この傾向は特に、 $\phi = 1.0$ で顕著である。以上二つの傾向は、 $S = 1.2$ において火炎面に作用する強いひずみ速度に起因していると考えられる。

続いて、水素・空気予混合火炎の燃焼に伴って生じる、主要な化学種の質量分率を示す。図2.11は、燃焼器中央断面($0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y/2, z = 0$)における瞬時の H_2 質量分率(Y_{H_2})である。 H_2 は分子量が小さく、非常に拡散しやすい化学種であるため、 H_2 濃度の高い未燃側から、濃度の低い既燃側へ活発な拡散が生じる。この影響は、特に $\phi = 1.0$ の火炎近傍における、分布の広がりとして現れている。物質拡散は、その濃度勾配に応じて促進あるいは抑制されることから、図2.10で示されたような火炎厚さの減少は、物質拡散を促進させる可能性がある。物質拡散による燃料化学種の輸送は、火炎内部の熱化学的条件を大きく変化させ、化学反応の進行に直接影響を及ぼす。すなわち、局所的な熱発生率の大きさを変化させる可能性がある。

図2.12は、 H_2O の質量分率(Y_{H_2O})である。 H_2O の質量分率は、 H_2 の質量分率とは対照的に、未燃側で低く既燃側で高い値を示す。基本的には、温度の高い領域と Y_{H_2O} の高い領域は対応しているが、壁面熱流束により温度低下が生じる壁面近傍ではこの限りではない。例えば、 $S = 1.2, \phi = 1.0$ では、外側再循環領域の壁面近傍において著しい温度低下が生じる一方で、 Y_{H_2O} は非常に大きな値を示す。この他にも、温度が低く、 Y_{H_2O} が高い領域が広く存在している。このような傾向から、本研究で対象とする燃焼場においては、温度の高さが必ずしも反応の進行度を示す指標にはならないと考えられる。

次に、水素の燃焼において重要な反応中間体である、 H の質量分率分布を図2.13に示す。 H 原子は、 H_2 同様分子量が小さく、最も拡散しやすい化学種である。 $S = 0.6$ では旋回中心軸まわりの領域に、 Y_H の高い領域が集中している。一方、 $S = 1.2$ の分布では、全体的に $S = 0.6$ よりも著しく低い Y_H の値が観察される。後述するように、 H 原子の消費と生成は、熱発生率への寄与が大きな複数の素反応によって行われる。したがって、このような H 原子の質量分率の差が、スワール数に対する熱発生率の変化をもたらす要因の一つであると予想される。

続いて、H と同様に局所熱発生率に対して大きな影響を及ぼす、OH の質量分率を図 2.14 に示す。OH の質量分率についても、 $S = 0.6$ の場が相対的に高い値を示す傾向にある。希薄条件の $S = 0.6$ では、内側再循環領域において Y_{OH} が非常に大きな値を示す。 $\phi = 1.0$, $S = 0.6$ では、旋回中心軸に沿って大きな Y_{OH} が観察されるとともに、 Y_{OH} の高い領域は燃焼器の流出境界にまで達する。一方、 $S = 1.2$ では、いずれの当量比でも内側せん断層に沿う火炎面の近傍に OH が集中して存在している。また、壁面近傍の乱流運動が支配的な領域においても、OH 質量分率は高い値を示す。OH 質量分率の分布と、図 2.9 の熱発生率分布を比較すると、OH 質量分率が高い領域は、熱発生率がピークを示す領域よりも既燃側寄りであることが確認される。この結果は、層流火炎の火炎構造において、OH 生成速度のピーク位置が、熱発生率のピーク位置よりも既燃側に存在することに対応している。一方で、既燃側のわずかな発熱が観察される領域においては、OH 質量分率が高い値を示す傾向にある。これより、既燃側においては、OH の生成に関わる緩やかな発熱反応が進行していると考えられる。

以上に示した、化学種質量分率と熱発生率及び素反応との関係については、第 6 章で詳細に議論する。

2.5 旋回乱流予混合火炎の燃焼形態

ここでは、DNS 結果から各種乱流統計量を算出することにより、旋回乱流予混合火炎の燃焼形態を Peters の乱流燃焼ダイアグラムに基づいて明らかにする。本研究ではまず、以下に示す式によって各種乱流統計量及び無次元数を算出した [49, 50]。

- ・ 乱流運動エネルギー

$$\tilde{k} = \frac{1}{2} \widetilde{u_i'' u_i''} \quad (2.153)$$

- ・ 速度変動の rms 値

$$u'_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{2}{3} \tilde{k}} \quad (2.154)$$

- ・ ひずみ速度テンソル

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i''}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j''}{\partial x_i} \right) \quad (2.155)$$

- ・ 乱流エネルギーの散逸率

$$\tilde{\epsilon} = \frac{2\nu\rho(S_{ij}S_{ij} - S_{kk}S_{kk}/3)}{\bar{\rho}} \quad (2.156)$$

・積分スケール

$$l_E = \frac{(u'_{\text{rms}})^3}{\tilde{\epsilon}} \quad (2.157)$$

・Taylor マイクロスケール

$$\lambda = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \sqrt{\frac{\widetilde{u''_i^2}}{(\partial u''_i / \partial x_i)^2}} \quad (2.158)$$

・Kolmogorov スケール

$$\eta = \left(\frac{\widetilde{\nu^3}}{\tilde{\epsilon}} \right)^{1/4} \quad (2.159)$$

・積分スケールに基づく Reynolds 数

$$Re_{l_E} = \frac{u'_{\text{rms}} l_E}{\nu} \quad (2.160)$$

・Taylor マイクロスケールに基づく Reynolds 数

$$Re_\lambda = \frac{u'_{\text{rms}} \lambda}{\nu} \quad (2.161)$$

ここで、 \bar{f} 及び \tilde{f} はそれぞれ、物理量 f の Reynolds 平均量及び Favre 平均量を示している。これらの平均量は次式により算出される。

$$\bar{f} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f_i(x, y, z) \quad (2.162)$$

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}} \quad (2.163)$$

ここで、 N は時間方向のサンプル数である。本研究では平均操作を行う際、時刻 $t = 337.5 \sim 561.0 \mu\text{s}$ における DNS データを $1.5 \mu\text{s}$ ごとに抽出することにより、計 150 のサンプルを用いた。また、これらの平均量からの変動は次式の通りとなる。

$$f' = f - \bar{f} \quad (2.164)$$

$$f'' = f - \tilde{f} \quad (2.165)$$

表 2.3 は、平均的に未燃側に分類される領域において、 u'_{rms} が最大値を示す点の各種乱流統計量を示している。ただし、 $\tilde{T} \leq T^*$ となる領域を未燃側に分類される領域として用

いた．ここで， T^* は各当量比において一次元層流火炎が最大熱発生率を示す温度である．表 2.3 から明らかなように，本 DNS における格子幅は Kolmogorov スケールと同程度となっており，乱流場に対する解像度も十分に確保されている．

図 2.15 は， $0.1 \leq \tilde{c}_{\text{H}_2\text{O}} \leq 0.4$ となる領域について，局所乱流燃焼条件を Peters の乱流燃焼ダイアグラムにプロットしたものである．ただし， $c_{\text{H}_2\text{O}}$ は反応進行変数を示しており， H_2O 質量分率を用いて次式により定義される．

$$c_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{Y_{\text{H}_2\text{O}} - Y_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{u}}}{Y_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{b}} - Y_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{u}}} \quad (2.166)$$

ここで， $Y_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{u}}$ は未燃側の H_2O 質量分率， $Y_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{b}}$ は既燃側の H_2O 質量分率である．これらの値は， $\phi = 0.6$ に対して $(Y_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{u}}, Y_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{b}}) = (0.0, 0.155)$ ， $\phi = 1.0$ に対して $(Y_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{u}}, Y_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{b}}) = (0.0, 0.255)$ である．前節で示されたように，壁面による温度低下の影響により低温領域が必ずしも未燃予混合気に対応しないことから，本研究では反応進行変数の定義に温度は用いず， H_2O 質量分率を用いた．図から明らかなように，いずれの条件においても旋回乱流予混合火炎の局所燃焼条件の一部は thin reaction zones に分類される．このことから，火炎の予熱帯に対しては小さなスケールの渦構造が侵入し，火炎構造の一部が変化していると考えられる．

2.6 本章の結論

第2章では、二つのスワール数 ($S = 0.6, 1.2$) 及び二つの当量比 ($\phi = 1.0, 0.6$) の条件に対して、水素・空気旋回流予混合火炎のDNSを実施し、旋回流燃焼場の流動・燃焼特性と燃焼形態について検討することで、以下の結論を得た。

1. $S = 0.6$ では、流入口の近傍に小規模な内側再循環領域が形成され、出口境界付近により大きな外側再循環領域が形成される。
2. $S = 1.2$ では、大規模な内側再循環領域による既燃ガスの輸送によって、内側せん断層に沿う火炎面は高温の既燃ガスと接触する。
3. スワール数の高い条件における熱発生率の値は、スワール数の低い条件に比べて低下する傾向にある。
4. スワール数及び当量比の違いは、水素・空気火炎の燃焼反応において重要な役割を果たす H_2 , H , OH の質量分率分布を大きく変化させる。
5. 本研究で対象とする旋回流予混合火炎の局所乱流燃焼条件は、部分的に thin reaction zones に分類される。

表 2.1: 水素・空気火炎の詳細化学反応機構

	Reaction	A	β	E
R1f	$H + O_2 \rightarrow OH + O$	2.00E+14	0	16800
R1b	$OH + O \rightarrow H + O_2$	1.58E+13	0	690
R2f	$H_2 + O \rightarrow OH + H$	1.80E+10	1	8826
R2b	$OH + H \rightarrow H_2 + O$	8.00E+09	1	6760
R3f	$H_2 + OH \rightarrow H_2O + H$	1.17E+09	1.3	3626
R3b	$H_2O + H \rightarrow H_2 + OH$	5.09E+09	1.3	18588
R4f	$OH + OH \rightarrow O + H_2O$	6.00E+08	1.3	0
R4b	$H_2O + O \rightarrow OH + OH$	5.90E+09	1.3	17029
R5	$H_2 + O_2 \rightleftharpoons OH + OH$	1.70E+13	0	47780
R6	$H + O_2 + M \rightleftharpoons HO_2 + M$ H ₂ O/18.6/ H ₂ /2.9/ N ₂ /1.3/	3.61E+17	-0.72	0
R7	$OH + HO_2 \rightleftharpoons H_2O + O_2$	7.50E+12	0	0
R8	$H + HO_2 \rightleftharpoons OH + OH$	1.40E+14	0	1073
R9	$O + HO_2 \rightleftharpoons O_2 + OH$	1.40E+13	0	1073
R10	$H + H + M \rightleftharpoons H_2 + M$ H ₂ O/0.0/ H ₂ /0.0/	1.00E+18	-1	0
R11	$H + H + H_2 \rightleftharpoons H_2 + H_2$	9.20E+16	-0.6	0
R12	$H + H + H_2O \rightleftharpoons H_2 + H_2O$	6.00E+19	-1.25	0
R13	$H + OH + M \rightleftharpoons H_2O + M$ H ₂ O/5.0/	1.60E+22	-2	0
R14	$H + O + M \rightleftharpoons OH + M$ H ₂ O/5.0/	6.20E+16	-0.6	0
R15	$O + O + M \rightleftharpoons O_2 + M$	1.89E+13	0	-1788
R16	$H + HO_2 \rightleftharpoons H_2 + O_2$	1.25E+13	0	0
R17	$HO_2 + HO_2 \rightleftharpoons H_2O_2 + O_2$	2.00E+12	0	0
R18	$H_2O_2 + M \rightleftharpoons OH + OH + M$	1.30E+17	0	45500
R19	$H_2O_2 + H \rightleftharpoons HO_2 + H_2$	1.60E+12	0	3800
R20	$H_2O_2 + OH \rightleftharpoons H_2O + HO_2$	1.00E+13	0	1800
R21	$N + NO \rightleftharpoons N_2 + O$	3.27E+12	0.3	0
R22	$N + O_2 \rightleftharpoons NO + O$	6.40E+09	1	6280
R23	$N + OH \rightleftharpoons NO + H$	3.80E+13	0	0
R24	$HO_2 + NO \rightleftharpoons NO_2 + OH$	2.11E+12	0	-479
R25	$NO_2 + H \rightleftharpoons NO + OH$	3.50E+14	0	1500
R26	$NO_2 + O \rightleftharpoons NO + O_2$	1.00E+13	0	600
R27	$NO_2 + M \rightleftharpoons NO + O + M$	1.10E+16	0	66000

A :頻度因子, β :温度次数, E :活性化エネルギー [cal/mol]

* Mは第三体を表し, 素反応6, 10, 13, 14の下の係数は各化学種の第三体として寄与分($\alpha_{i,k}$)を示している.

表 2.2: 旋回乱流予混合火炎の DNS に対する各種パラメータ

Case	S06E10	S12E10	S06E06	S12E06
L_x [mm]			15.0	
L_y [mm]			10.0	
L_z [mm]			10.0	
N_x			769	
N_y			513	
N_z			513	
Δx [mm]			0.0195	
Δy [mm]			0.0195	
Δz [mm]			0.0195	
Δt [ns]			7.50	
ϕ	1.0			0.6
P_{in} [W]	1153			779
T_{wall} [K]	700			450
δ_L [mm]	0.505			0.508
δ_F [mm]	8.78×10^{-3}			1.13×10^{-2}
S_L [m/s]	10.38			7.28
α_u [m ² /s]	1.91×10^{-4}			1.59×10^{-4}
ρ_u [kg/m ³]	0.364			0.408
μ_u [Pa · s]	3.32×10^{-5}			3.35×10^{-5}
ν_u [m ² /s]	9.11×10^{-5}			8.20×10^{-5}
τ_F [s]	4.86×10^{-5}			6.98×10^{-5}

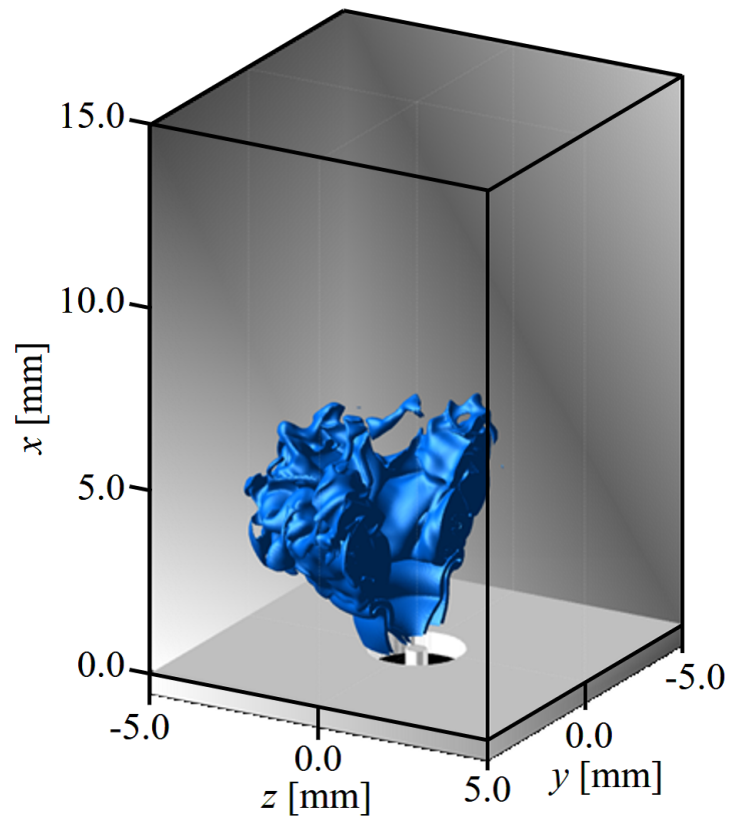


図 2.1: DNS で対象とする矩形燃焼器型の計算領域

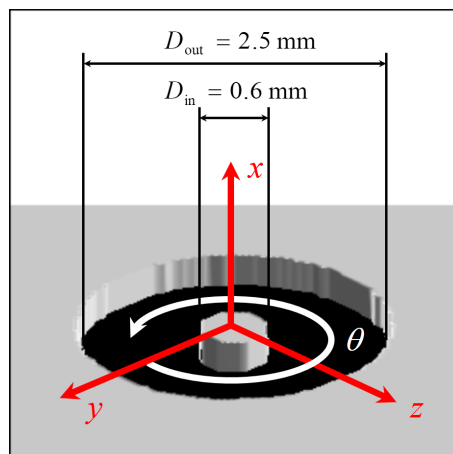


図 2.2: 流入口の形状と寸法

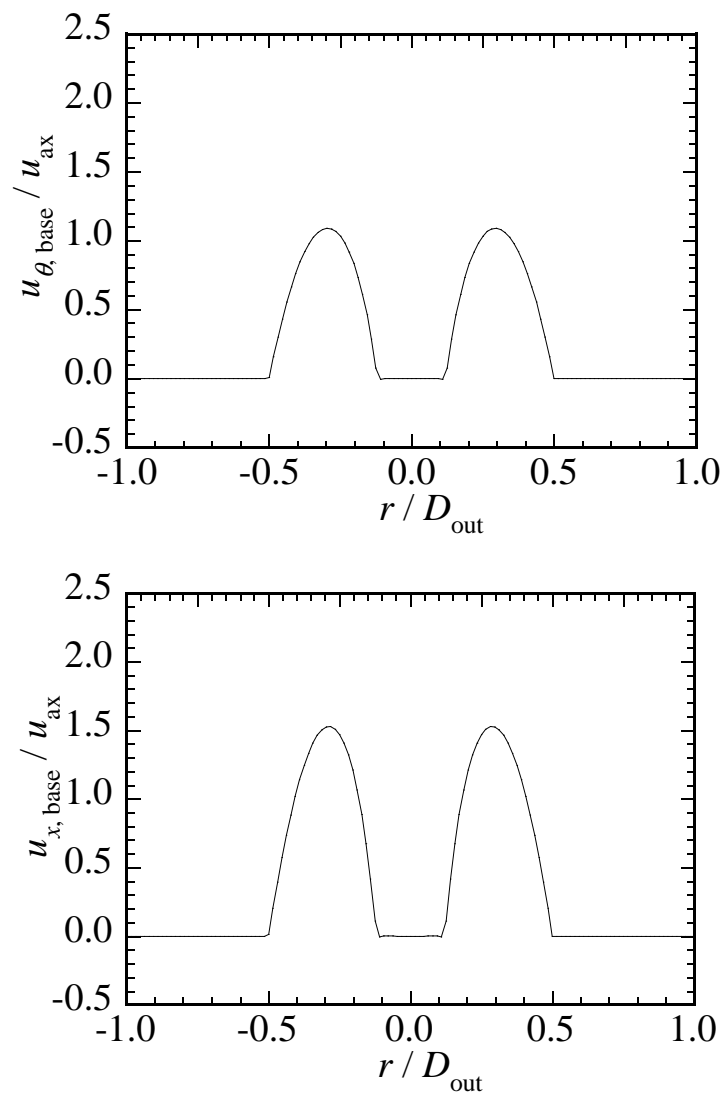


図 2.3: 基本流の θ 方向及び x 方向に対する速度分布

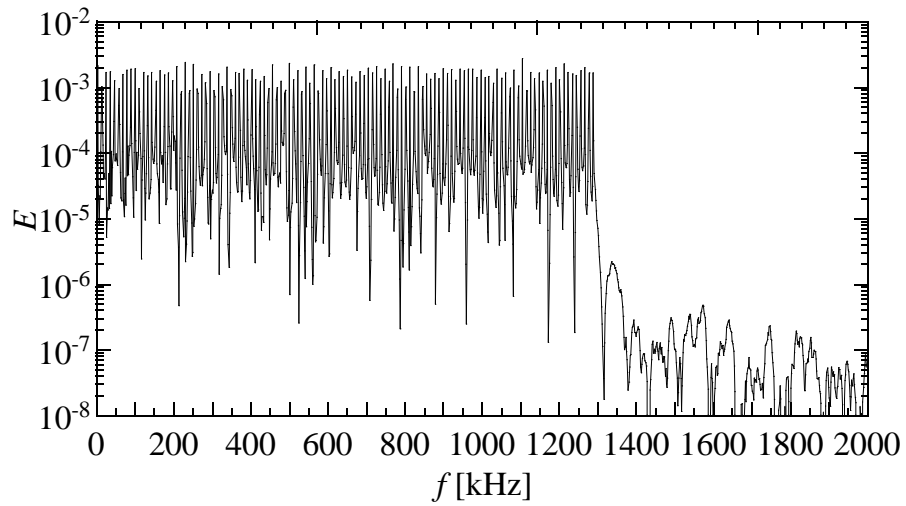


図 2.4: 速度擾乱のパワースペクトル

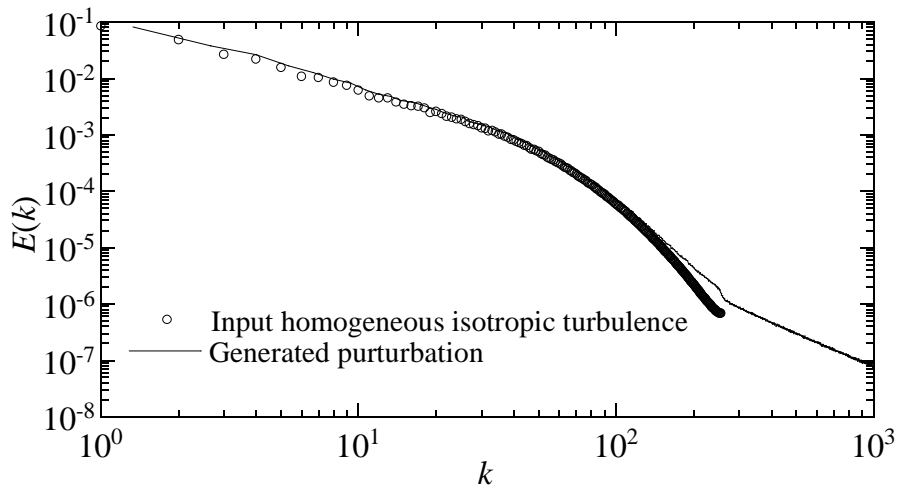


図 2.5: 一様等方性乱流のエネルギースペクトルと式 (2.148) により再現されたエネルギー
スペクトル

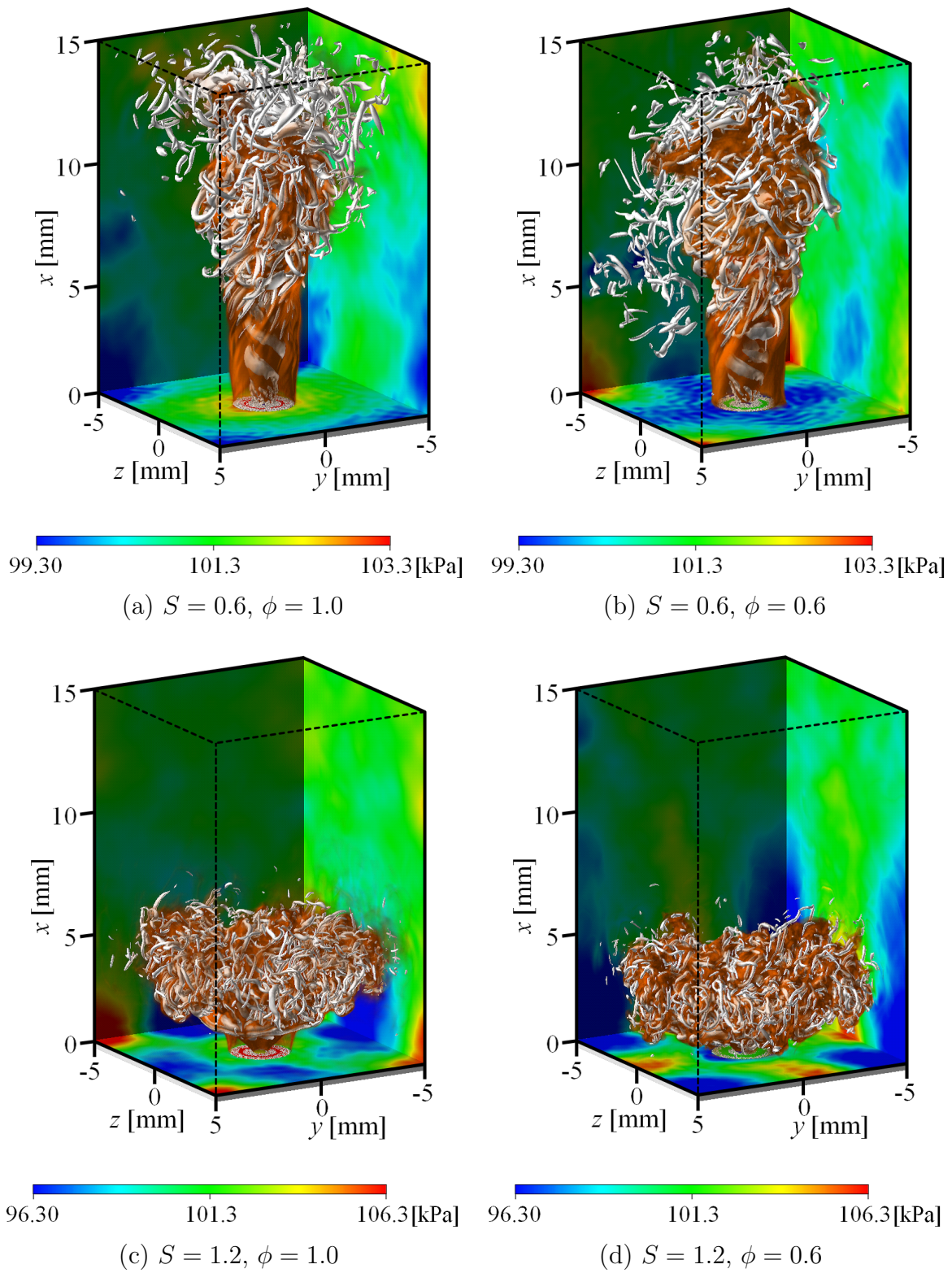
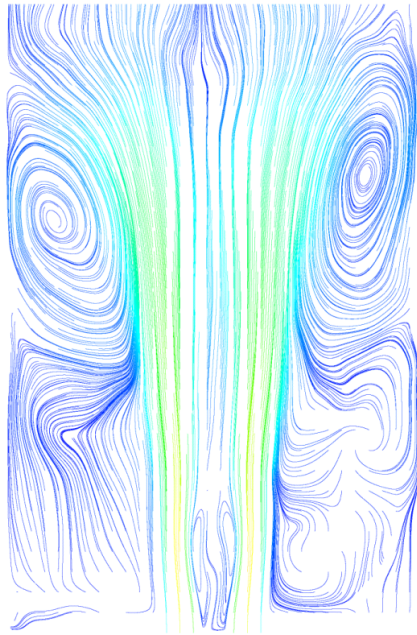
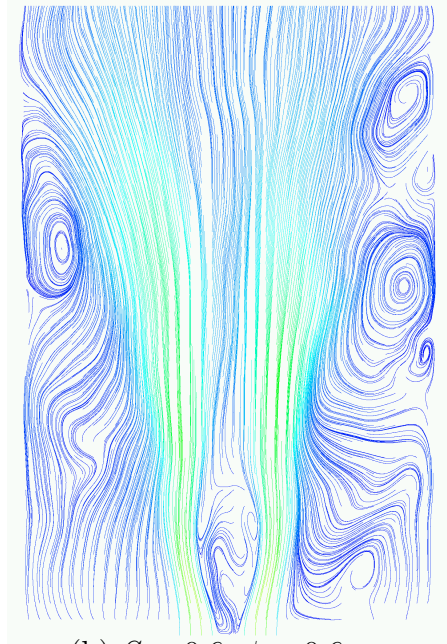


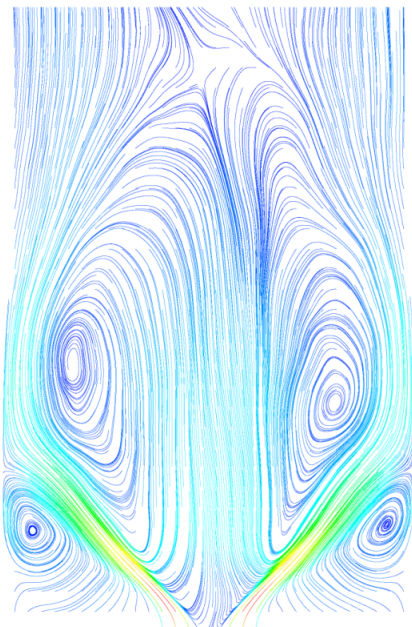
図 2.6: 速度勾配テンソルの第二不変量の等値面とボリュームレンダリングによって可視化された熱発生率分布および壁面圧力分布



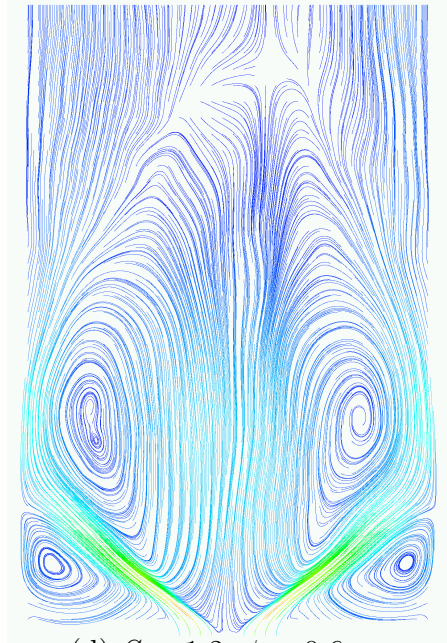
(a) $S = 0.6, \phi = 1.0$



(b) $S = 0.6, \phi = 0.6$



(c) $S = 1.2, \phi = 1.0$



(d) $S = 1.2, \phi = 0.6$

図 2.7: 平均速度場から得られた流線の燃焼器中央断面における分布

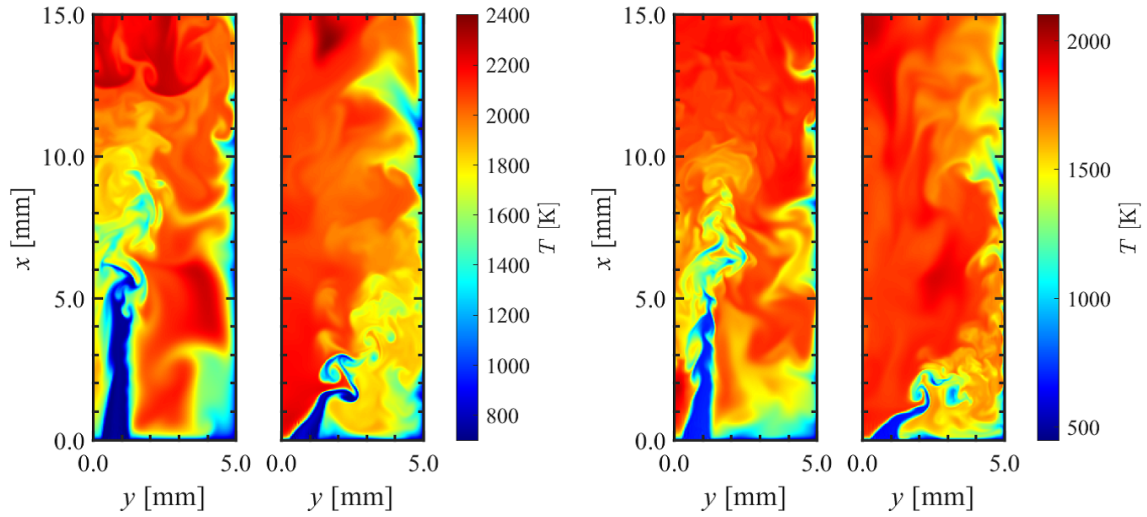


図 2.8: 燃焼器中断面 ($0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y/2, z = 0$) における瞬時の温度分布 (左から $(S, \phi) = (0.6, 1.0), (1.2, 1.0), (0.6, 0.6), (1.2, 0.6)$)

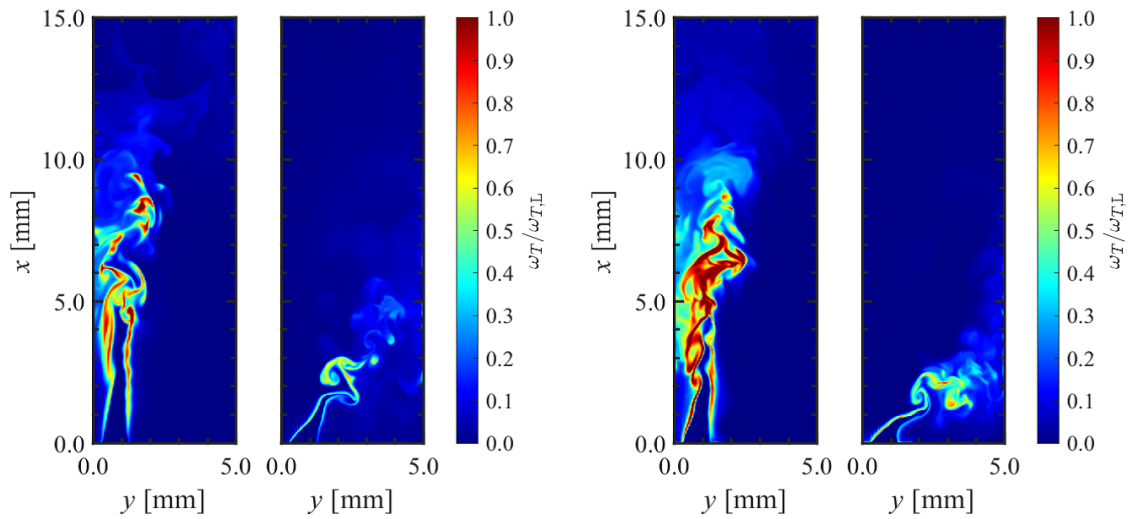


図 2.9: 燃焼器中断面 ($0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y/2, z = 0$) における瞬時の熱発生率分布 (左から $(S, \phi) = (0.6, 1.0), (1.2, 1.0), (0.6, 0.6), (1.2, 0.6)$)

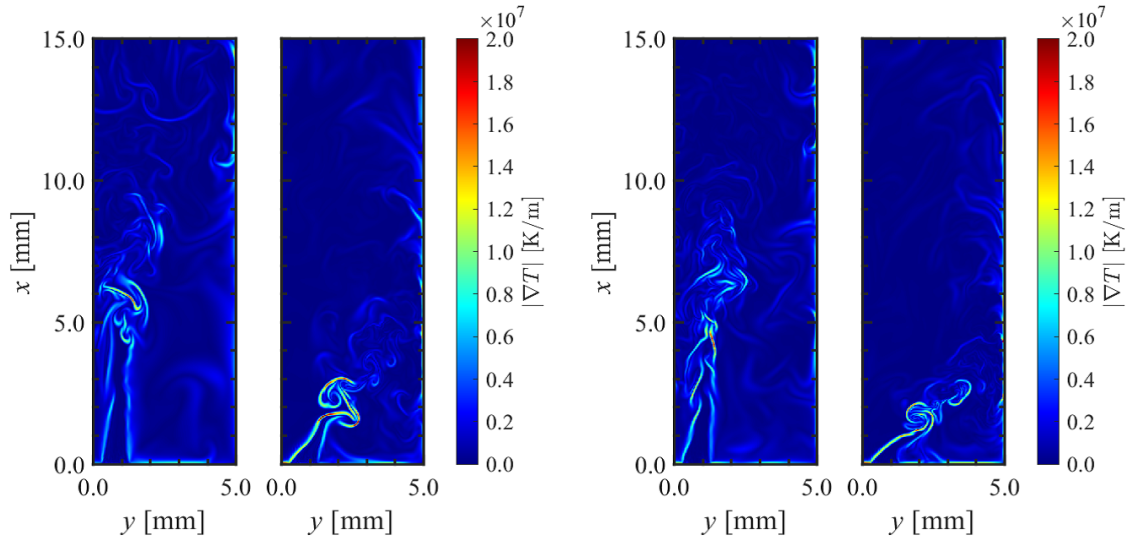


図 2.10: 燃焼器中断面 ($0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y/2, z = 0$) における瞬時の $|\nabla T|$ の分布 (左から $(S, \phi) = (0.6, 1.0), (1.2, 1.0), (0.6, 0.6), (1.2, 0.6)$)

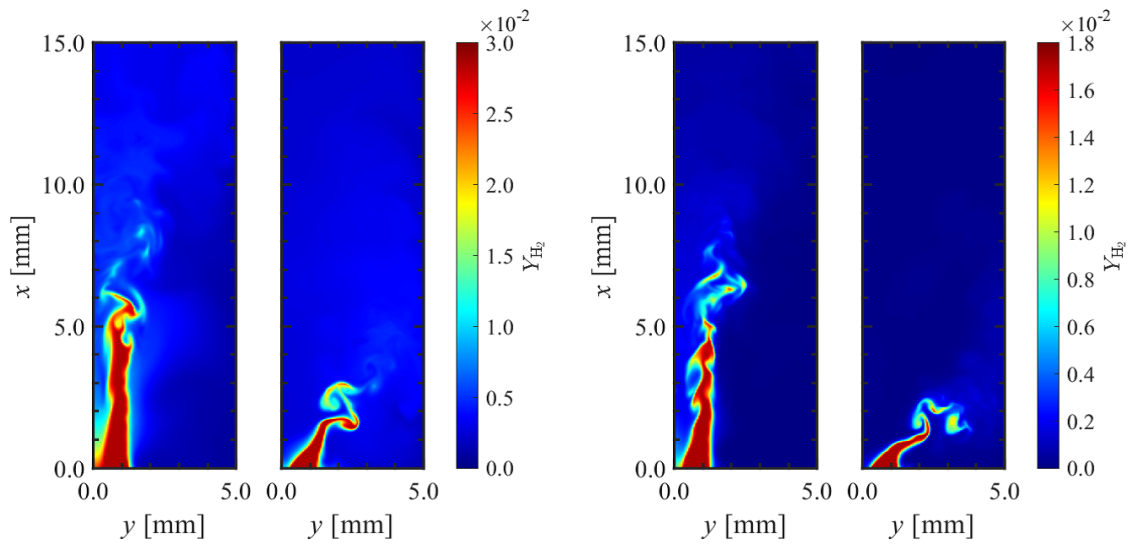


図 2.11: 燃焼器中断面 ($0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y/2, z = 0$) における瞬時の Y_{H_2} の分布 (左から $(S, \phi) = (0.6, 1.0), (1.2, 1.0), (0.6, 0.6), (1.2, 0.6)$)

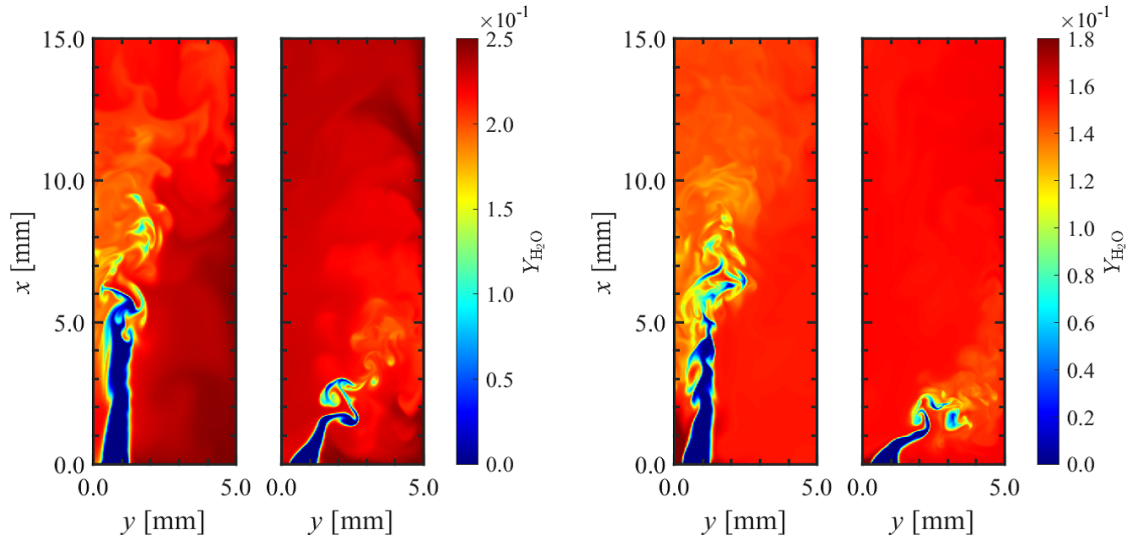


図 2.12: 燃焼器中断面 ($0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y/2, z = 0$) における瞬時の $Y_{\text{H}_2\text{O}}$ の分布 (左から $(S, \phi) = (0.6, 1.0), (1.2, 1.0), (0.6, 0.6), (1.2, 0.6)$)

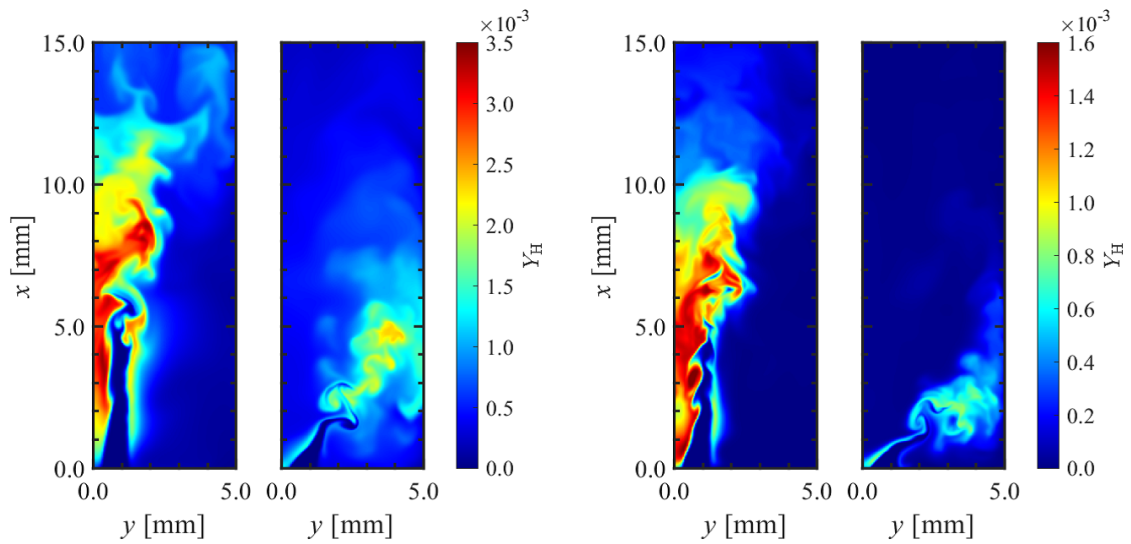


図 2.13: 燃焼器中断面 ($0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y/2, z = 0$) における瞬時の Y_{H} の分布 (左から $(S, \phi) = (0.6, 1.0), (1.2, 1.0), (0.6, 0.6), (1.2, 0.6)$)

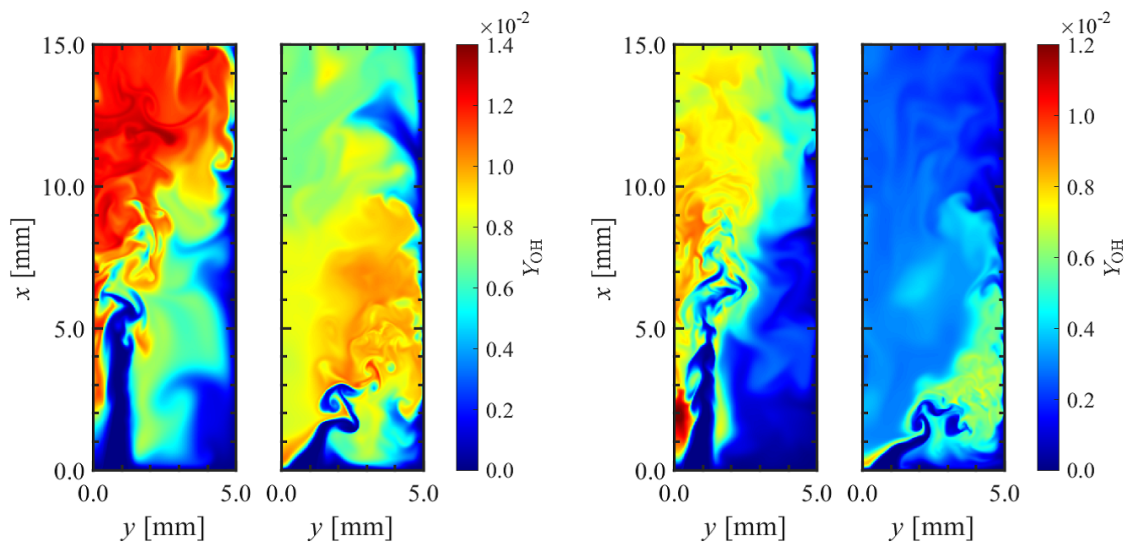


図 2.14: 燃焼器中断面 ($0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y/2, z = 0$) における瞬時の Y_{OH} の分布 (左から $(S, \phi) = (0.6, 1.0), (1.2, 1.0), (0.6, 0.6), (1.2, 0.6)$)

表 2.3: 旋回乱流燃焼場における乱流統計量

Case	S06E10	S12E10	S06E06	S12E06
l_E [mm]	1.43	2.42	1.01	3.43
λ [mm]	0.263	0.250	0.235	0.267
η [mm]	0.0148	0.0109	0.0129	0.0104
u'_{rms} [m/s]	72.6	134.1	68.0	131.4
Re_{l_E}	444	1341	338	2280
Re_λ	81.6	138.3	78.2	177.2
$\Delta x/\eta$	1.32	1.79	1.52	1.88
$\Delta x/\delta_L$	0.0387	0.0387	0.0384	0.0384

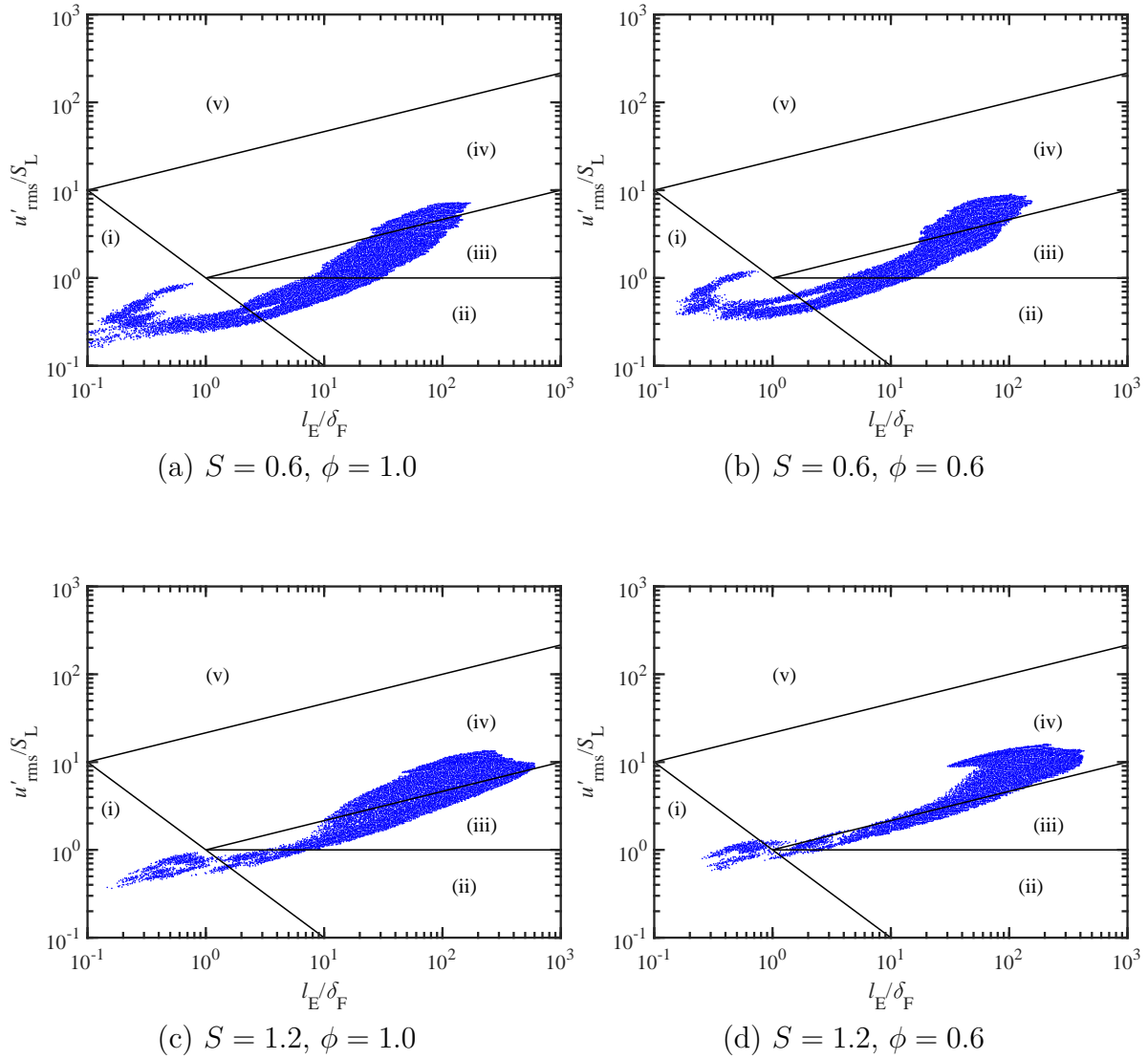


図 2.15: Peters の乱流燃焼ダイアグラム上にプロットされた, 旋回乱流予混合火炎の局所乱流燃焼条件. ((i) Laminar flames, (ii) Wrinkled flamelets, (iii) Corrugated flamelets, (iv) Thin reaction zones, (v) Broken reaction zones)

第 3 章

旋回乱流予混合火炎の動的特性

3.1 はじめに

ガスタービン燃焼器等において振動燃焼が生じると、大振幅を伴う圧力変動によって、騒音や燃焼器の破損が引き起こされる場合がある。また、圧力変動は速度変動ならびに火炎の振動をもたらすため、逆火や火炎の吹消えなどを引き起こし、火炎の安定化が妨げられる。このような圧力変動は、燃焼器の形状に起因する固有振動モードが励起されること及び、その振動が増幅・持続されることによって発生する。本研究で対象とする矩形燃焼器や、円筒形状の燃焼器においては、燃焼器主流方向寸法の4倍の波長を有する固有振動モードが、最も単純かつ周波数の低い固有モードとして知られている。この固有振動モードは一般に1/4波長音響モードと呼ばれ、多くの研究においてその周波数に対応する振動燃焼の発生が報告されている[51–55]。近年では、主流方向に対して一次元的な構造を有する固有振動モードに加え、主流垂直方向に多次元的な構造を有するモードの振動についても重要性が指摘されている[56–60]。1/4波長音響モードなどの一次元的なモードの空間構造は単純であるため、単一のモードのみが励起されている燃焼場においては、壁面圧力の点計測でもおおよその圧力分布を推測することが可能である。また、矩形燃焼器や円筒形状の燃焼器における固有モードの三次元構造は解析的に求めることも可能であるため、壁面上の計測点を十分に取れば、単純な燃焼器の多次元的なモード形状についても推定できる可能性がある。しかし、多次元的な構造を有する固有モードが複数励起される場において、圧力の空間分布を実験的手法のみによって取得することは困難である。一方、LESによる多次元数値解析が一般的に行われる昨今においては、圧力場の空間構造についての検討が既に広く行われており、実際に火炎との相互作用を示す固有振動モードを特定することも、数値的には可能となっている。

圧力変動の空間構造を把握することは、振動燃焼の発生を正確に評価するうえで重要となる。なぜなら、圧力変動と熱発生率変動の局所的・瞬間的な位相差が、振動燃焼の成長と減衰を決定づける要因となり得るためである[25]。そのため、実際には圧力変動の空間構造と熱発生率変動の空間構造の両方が振動燃焼の評価において必要となる。熱発生率変動の空間構造についても、数値的手法を用いれば容易に取得することが可能である。一方、実験的には、レーザー計測により化学発光を捉えることで火炎の位置を特定可能であるため、発光強度という形で熱発生率の強度分布を得ることができる。上述のように、振動燃焼の発生条件は熱発生率変動と圧力変動の局所的な位相差によって決定されるため、これらの物理量の空間構造が示す振動特性についても検討が必要となる。乱流燃焼においては、乱流運動によるランダムな変動と、音響場の固有振動による周期的な変動が混在することから、空間分布の時系列データから必要となる振動特性のみを抽出することが求められる。

圧力変動と熱発生率変動に加え、振動燃焼の発生に対して重要な役割を果たすと考えられているのが大規模渦運動である。旋回乱流燃焼場においては、helical vortex core (HVC) と呼ばれるらせん状の大規模渦構造や、環状の大規模渦構造が形成され、火炎面と干渉する[7, 61, 62]。大規模渦構造がらせん状となるか環状となるかについては、当量比や流入エネルギー、燃焼器形状などの条件が強く影響を及ぼすことが知られている[28, 63]。らせん状の渦構造については、熱音響振動の周波数とは異なる周波数で、旋回中心軸の周り

に回転運動を示すことが報告されている [28, 64, 65] . 一方, 環状の渦構造は熱音響振動の周波数と同じ周波数において生成されることが報告されており [28], 熱音響不安定性が生じる燃焼場においては, 音響場と速度場及び熱発生率場が強く相互作用する. 大規模渦の運動は火炎を大きく変形させ, 火炎面の面積を変化させる. これに伴い火炎面は伸長を受けるため, 局所的な熱発生率の変動や燃料消費速度の変化が生じ得る. また, 火炎面の空間的な移動は, 熱発生率の時間変化率の形で圧力波の放出に寄与する. このように, 大規模渦の運動は火炎の発熱特性並びに圧力変動に対して直接影響を及ぼすため, 燃焼器内の熱音響振動特性解明のためには, その運動に対する理解が必要となる.

本章では, 旋回乱流燃焼場における熱音響振動特性を明らかにするため, 圧力変動と熱発生率変動及び大規模渦運動の動的特性について検討する. 特に, 音響場の固有振動と火炎振動に伴う熱発生率変動, ならびに大規模渦運動について, その支配的な空間構造と周波数特性を明らかにする. また, スワール数と当量比の違いが, 燃焼器内に形成される固有振動モードの構造や渦構造及びそれらの動的特性に及ぼす影響について明らかにする.

3.2 壁面圧力変動

燃焼器内の圧力変動を取得する最も単純な方法は, 壁面上の一点あるいは複数点における圧力を計測することである. このような圧力の計測方法は, 実験的研究においても広く用いられている. そこで, 本研究においてはまず, 燃焼器壁面上の圧力変動に着目し, その振動特性について検討する. 本研究では, $z = -0.5L_z$ の壁面境界における圧力分布について, 7.5 ns の時間間隔で時系列データを取得している. このデータを用い, 壁面上の複数の点における圧力変動の周波数解析を行う. 解析対象とした点は以下の4点である.

- (i) $(x, y, z) = (0.125L_x, 0.000, -0.500L_z)$
- (ii) $(x, y, z) = (0.250L_x, 0.000, -0.500L_z)$
- (iii) $(x, y, z) = (0.500L_x, 0.000, -0.500L_z)$
- (iv) $(x, y, z) = (0.125L_x, -0.500L_y, -0.500L_z)$

図 3.3~3.6 は各条件における上記四点の圧力変動の時間変化及び圧力変動のパワースペクトルを示している. ここで, 圧力変動は大気圧からの変動を示している. $S = 0.6$ の条件においては, いずれの当量比でも長周期の変動が大きな振幅を有している. パワースペクトルより, この周期は 13.4 kHz のピークに対応していると考えられる. また, この長周期の変動は計測点によらず支配的であるとともに, 振動の位相についてもすべての点で同じであることが観察される. すなわち, 燃焼器壁面上の各点における圧力が同時に上昇と低下を繰り返す振動であると考えられる. 一方, 長周期の波形上にはより周期の短い変動が重なっていることも確認される. パワースペクトルに示されるように, 支配的な短周期の変動は, 計測点ごとに異なる. いずれの当量比についても, 計測点 (i) と (ii) においては同じ周波数の変動が大きなピークを示す. 他方, 計測点 (iii) と (iv) については, (i) と (ii) における周波数とは異なる周波数でピークが観察される. ここで注目すべき点は, 計測点 (i) から (iii) における短周期の変動振幅は, 長周期の変動に比べて非常に小さいのに対し, 計測点 (iv) における短周期の変動は, 長周期の変動と同程度かそれ以上の振幅を有

している点である．すなわち，燃焼器のコーナー付近の領域においてのみ，短周期の変動が支配的になることをこの結果は示唆している．前章の図 2.6 で示されたように，燃焼器内の圧力分布は一様ではなく，三次元的な分布を有する．実際，図 2.6 の $S = 0.6$ の場では燃焼器の四隅において圧力の著しい低下あるいは上昇が観察されている．したがって，燃焼器内で励起された三次元的な固有振動モードの分布が，このような傾向に繋がったと考えられる．ただし，支配的な短周期の変動に対応するピークの周波数は，当量比 1.0 で 89.5 kHz, 0.6 で 85.0 kHz となり，当量比の低い条件ではわずかに低い周波数となる． $S = 1.2$ においては， $S = 0.6$ に比べてはるかに大きな圧力変動が観察される．しかし，いずれの当量比においても，圧力変動の振幅は燃焼器下流域の点ほど小さくなる傾向にある．パワースペクトルから明らかなように， $S = 1.2$ においては，全計測点で同一の周波数を有する支配的なピークが観察される．すなわち， $S = 0.6$ とは異なり，燃焼器の四隅以外の位置においても短周期の変動が支配的となる．この傾向は，図 2.6 の $S = 1.2$ の場からも確認される．また，パワースペクトル及び図 2.6 から明らかなように，計測点 (iv) における変動の位相はその他の点における変動とはほぼ逆位相となる． $S = 0.6$ において観察された長周期の振動によるピークも決して小さくはないが，より短周期の振動が支配的になる傾向が観察される．ただし，支配的なピークを示す周波数は，当量比 1.0 で 125.3 kHz, 0.6 で 111.9 kHz となり，やはり当量比の低い条件でわずかに低い周波数となる．

以上のように，壁面上の複数の点における圧力変動を観察すると，燃焼器内の圧力場の非一様性が計測結果に多大な影響を及ぼすことが理解される．この結果は，壁面上 1 点のみの圧力計測のみでは，圧力変動の特性を十分に理解できない可能性があることを示唆している．しかし実際には，複数点における圧力変動を計測したとしても，その結果から図 2.6 のような圧力分布を推定することは困難である．また，上記の検討においては，図 2.6 における圧力分布の特徴と，周波数の関係については依然不明瞭なままである．すなわち，圧力分布の空間構造と周波数とを関連付けられるような解析手法が必要となる．

3.3 大規模渦の周期的運動

上述のように，旋回乱流燃焼場においては大規模な環状渦や，らせん状の渦が存在し，その運動の周期が圧力変動と強く関係していることが知られている [7, 28, 61–65]．このような大規模渦構造は，流入予混合気と既燃ガスとの速度差によって形成される内側及び外側せん断層内で生成される．したがって，内側せん断層と外側せん断層とでは，生成される渦の回転方向が異なると考えられる．渦の運動の様子を観察するため，図 3.9 に， $S = 0.6, \phi = 1.0$ の燃焼器中央断面における Q の等値線の分布を示した．図中の丸で囲まれている部分は新たに生成された大規模渦を示しており，破線の丸で囲まれている部分はひとつ前の周期で生成された大規模渦を示している．図より，内側せん断層において大規模渦構造がおよそ $5.1 \mu\text{s}$ (196 kHz) の周期で生成されていることが確認される．渦運動の三次元性を確認するため，図 3.10 には時刻 423 ~ 433.5 μs における三次元的な大規模渦運動の様子も示した．図 3.10 において，流入口からはらせん状の大規模渦構造が現れており，時間とともにこれが流下して，らせん形状から環状の渦構造へと変化する様子が観

察される．図より，このような環状の渦構造が現れる周期は $10.5 \mu\text{s}$ (95.2 kHz) であることが確認される．次に， $S = 1.2, \phi = 1.0$ の条件で観察された渦運動の様子について，図 3.11 に示す． $S = 1.2$ の条件では，大規模渦が流入口近傍の内側せん断層と外側せん断層の両方で観察される．これらの図から，内側せん断層における大規模渦の生成周期は $5.1 \mu\text{s}$ (196 kHz)，外側せん断層における生成周期は $8.25 \mu\text{s}$ (121 kHz) であると考えられる．また，別の期間においては内側せん断層で $8.25 \mu\text{s}$ (121 kHz) ごとに渦が生成される様子も観察されている．さらに，内側と外側とで同時に大規模渦が生じるタイミングも存在し，その周期は上記二つの大規模渦の生成周期の差に相当する $13.3 \mu\text{s}$ (75 kHz) であることも観察された．しかし，このような渦運動の様子を観察のみによって定量的に評価することは困難である．そこで本研究では，大規模渦が通過する点において Q の時系列データを取得し，代表点における Q のパワースペクトルを算出した．図 3.12 は $337.5 \sim 561.0 \mu\text{s}$ における Q のデータを $1.5 \mu\text{s}$ 毎にサンプリングして算出されたパワースペクトルである．サンプリングを行った座標は，以下のとおりである．

$$S = 0.6, \phi = 1.0: (x, y, z) = (0.065L_x, 0.066L_y, 0.000),$$

$$S = 0.6, \phi = 0.6: (x, y, z) = (0.130L_x, -0.072L_y, 0.000),$$

$$S = 1.2, \phi = 1.0: (x, y, z) = (0.130L_x, -0.169L_y, 0.000),$$

$$S = 1.2, \phi = 0.6: (x, y, z) = (0.104L_x, 0.182L_y, 0.000).$$

これらの座標は，大規模渦が通過し，かつ微細な渦運動によるランダムな変動の影響が小さな点として選択されている．また， $S = 1.2$ のサンプリング位置としては，内側せん断層と外側せん断層とで生成された渦がどちらも通り得る点を選択した．本研究では，燃焼器上流域の他の点に対してもパワースペクトルの算出を行ったが，いずれの点においても類似した周波数特性が観察されたため，特に顕著にピークが現れた代表的なパワースペクトルとして図 3.12 を示した．これらのパワースペクトルにおいては，上述の観察結果に対応するピークが現れている． $S = 0.6, \phi = 1.0$ の条件では， 89 kHz において最大ピークが観察され， 200 kHz 周辺においても大きなピークが存在する．これらのピークはそれぞれ，上述の大規模環状渦運動およびせん断渦運動に対応していると考えられる．また， $S = 0.6, \phi = 0.6$ の条件でもこれらの周波数に近い， 84 kHz と 187 kHz および 196 kHz でピークが観察された．一方， $S = 1.2, \phi = 1.0$ では，上述の三つの周期的な渦運動に対応するピークが 71 kHz ， 124 kHz ， 196 kHz に明確に表れている．しかし， $S = 1.2, \phi = 0.6$ では，パワースペクトルにおいてピークを示す周波数は， 116 kHz と 182 kHz の二つのみであった．このように， $\phi = 0.6$ では $\phi = 1.0$ とは異なる周波数の渦運動が支配的となる一方， $S = 0.6$ において， 196 kHz のピークだけはいずれの当量比においても観察される．ここで，流入速度条件が両当量比で同じであることを考慮すると， 196 kHz における渦運動は流入速度条件のみに依存し，その他の周波数における渦運動は当量比の違いがもたらす燃焼場の変化によって影響を受けていることが予想される．したがって，燃焼器内では流入条件以上に影響力のある周期的な現象が存在し，大規模渦はその周期性に従って運動している可能性がある．図 2.6 に示したように，燃焼器内では特定の固有振動モードに起因する特徴的な圧力分布が観察されている．したがって，固有振動モードの振動に起因する周期的な圧力変動が，大規模渦の生成周期に影響を及ぼしていることが予想される．

さらに、大規模渦構造は火炎を巻き込みながら流下することから、渦運動の周期性の違いは熱発生率変動の周期性に対しても影響を及ぼす。このように複雑な現象が絡み合った燃焼場から、特定の周期性をもった支配的な現象のみを抽出することが可能であれば、旋回乱流予混合火炎の動的特性を明らかにすることが可能であると考えられる。本研究では、次節で述べる dynamic mode decomposition (DMD) を用いることによって、流れ場の支配的な空間構造とその動的特性の抽出を試みる。

3.4 旋回乱流燃焼場の DMD 解析

旋回乱流燃焼場における支配的な空間構造と動的特性を明らかにするため、本研究では Chen ら [29] により提案された DMD アルゴリズムを DNS 結果に適用した。DMD は流れ場の支配的な空間構造およびその動的特性を抽出するのに有効な手法であり、燃焼場の数値計算結果および実験結果に対する多くの適用例が存在している [55, 66–68]。流れ場の支配的な空間構造を抽出する手法としては、固有直交分解 (proper orthogonal decomposition: POD) も広く用いられている。特に、旋回乱流燃焼場におけるらせん渦構造の抽出や、音響場の空間構造の抽出に対しての適用例が多く存在している [7, 28, 62, 64]。しかし、POD では各 POD モードの空間構造が有するエネルギーの大きさに従って、モードごとの分解が与えられるため、各モードの周波数特性については別途フーリエ解析などによって検討する必要がある。一方 DMD では、フーリエ解析と同様に周波数ごとにモードが分解され、その空間構造が得られる。さらに、モードごとの振幅の大きさと周波数および成長率を得ることが可能である。したがって、振動特性と空間構造を同時に検討できるという点において、DMD 解析は本研究の目的に対し有用であると考えられる。以下に、本研究で用いた DMD アルゴリズムの概要を説明する。

ここでは、一定の時間刻み幅 Δt の間隔を有する $m + 1$ 個の時系列データに対し、DMD を適用する場合について説明する。始めに、 k 番目の時刻 $t = k\Delta t$ における時系列データをベクトル $\mathbf{x}_k (k = 0, 1, \dots, m)$ で表す。例えば、三次元のスカラーデータ (圧力場、熱発生率場等) を対象とする場合、ベクトル \mathbf{x} の要素数は DNS における格子点数 $N = N_x \times N_y \times N_z$ となる。次に、0 番目から $m - 1$ 番目までのデータベクトルを列ベクトルとする $(m - 1) \times N$ 行列を $\mathbf{K} \equiv [\mathbf{x}_0, \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_{m-1}]$ と定義する。DMD では、 $k + 1$ 番目のデータを k 番目の時刻のデータと線形写像 \mathbf{A} を用いて次式のように表す。

$$\mathbf{x}_{k+1} = \mathbf{A}\mathbf{x}_k \quad (3.1)$$

この場合、行列 \mathbf{K} は以下のような Krylov 列となる [69]。

$$\mathbf{K} = [\mathbf{x}_0, \mathbf{A}\mathbf{x}_0, \dots, \mathbf{A}^{m-1}\mathbf{x}_0] \quad (3.2)$$

さらに、最後の m 番目のデータをそれ以前の 1 から $m - 1$ 番目のデータの線形結合によって近似する。すなわち、

$$\mathbf{x}_m = \mathbf{A}\mathbf{x}_{m-1} = c_0\mathbf{x}_0 + c_1\mathbf{x}_1 + \dots + c_{m-1}\mathbf{x}_{m-1} + \mathbf{r} = \mathbf{K}\mathbf{c} + \mathbf{r} \quad (3.3)$$

ここで, $\mathbf{c} = [c_0, c_1, \dots, c_{m-1}]^T$ は線形結合における係数ベクトル, \mathbf{r} は線形結合の近似により生じた残差である. 係数ベクトル \mathbf{c} は残差 \mathbf{r} を最小化する最小二乗解として求められるため, $\mathbf{r} \perp \text{span}(\mathbf{x}_0, \dots, \mathbf{x}_{m-1})$ となる. 最小二乗解は次式で与えられる.

$$\mathbf{c} = \mathbf{K}^+ \mathbf{x}_m \quad (3.4)$$

ただし, \mathbf{K}^+ は \mathbf{K} の Moore-Penrose 擬似逆行列であり, 次式で与えられる.

$$\mathbf{K}^+ = (\mathbf{K}^* \mathbf{K})^{-1} \mathbf{K}^* \quad (3.5)$$

以上により得られた係数ベクトル \mathbf{c} を用いて, 以下のような同伴行列を作る.

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \dots & 0 & c_0 \\ 1 & 0 & \dots & 0 & c_1 \\ 0 & 1 & \dots & 0 & c_2 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & 1 & c_{m-1} \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

同伴行列は Vandermonde 行列を用いた対角化が可能であるので, \mathbf{C} の固有値分解は次式で与えられる.

$$\mathbf{C} = \mathbf{T}^{-1} \mathbf{\Lambda} \mathbf{T} \quad (3.7)$$

ここで, \mathbf{T} は Vandermonde 行列, $\mathbf{\Lambda}$ は対角行列であり, これらの行列の成分はそれぞれ, $T_{ij} = \lambda_i^{j-1}$, $\mathbf{\Lambda} = \text{diag}(\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_{m-1})$ である. ただし, $\{\lambda_j\}_{j=1}^m$ は \mathbf{C} の固有値であると同時に, 線形写像 \mathbf{A} の固有値を近似する Ritz 値である. また, 線形写像 \mathbf{A} の固有ベクトルを近似する Ritz ベクトル $\mathbf{V} \equiv [\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \dots, \mathbf{v}_m]$ は次式で与えられる.

$$\mathbf{V} = \mathbf{K} \mathbf{T}^{-1} \quad (3.8)$$

以上より, 行列 \mathbf{K} 及び $\mathbf{K}_* \equiv [\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_m]$ に対する DMD モード分解として, 以下の二式を得ることができる.

$$\mathbf{K} = \mathbf{V} \mathbf{T} \quad (3.9)$$

$$\mathbf{K}_* = \mathbf{V} \mathbf{\Lambda} \mathbf{T} + \mathbf{r} \mathbf{e}^T \quad (3.10)$$

ただし, $\mathbf{e} = [0, 0, \dots, 0, 1]^T$ である. 列ベクトルごとに書けば, 時系列データは次式のように分解されている.

$$\mathbf{x}_k = \sum_{j=1}^m \lambda_j^k \mathbf{v}_j + \mathbf{r} \delta_{km} = \sum_{j=1}^m \mathbf{v}_j e^{(g_j + i2\pi f_j)k\Delta t} + \mathbf{r} \delta_{km} \quad (3.11)$$

ここで, g_j 及び f_j はそれぞれ j 番目の DMD モードの成長率と周波数を表しており, Ritz 値を用いて以下のように定義される.

$$g_j \equiv \frac{\log|\lambda_j|}{\Delta t} \quad (3.12)$$

$$f_j \equiv \frac{\arg(\lambda_j)}{2\pi\Delta t} \quad (3.13)$$

本研究では、旋回乱流予混合火炎のDNS結果に対し、以上のアルゴリズムを用いてDMD解析を行った。DMD解析の対象とした場は圧力場と熱発生率場であり、337.5～561.0 μs におけるデータを $\Delta t = 1.5 \mu\text{s}$ 毎に抽出して用いた。DMDによる圧力場の解析は燃焼器内で励起される固有振動モードの特定のみではなく、周期的な渦運動の特定に対しても有効である。なぜなら、大規模渦中心付近においては圧力が極小となるため、周期的な渦運動が存在する場合にはそれが圧力場の周期性として検出され得るからである。Steinbergら [28] などによって報告されているように、大規模環状渦の生成周期は支配的な圧力変動の周期に等しくなる可能性がある。したがって、圧力場に対するDMD解析は、支配的な固有振動モードの空間構造と同時に、同じ周波数で生成される大規模渦構造も同時に抽出すると考えられる。以下では、圧力場と熱発生率場のDMD解析結果について、まず $\phi = 1.0$ の結果を示す。 $\phi = 1.0$ の結果から、スワール数の違いが支配的な圧力変動特性と熱発生率変動特性に及ぼす影響について明らかにする。その後、 $\phi = 0.6$ の解析結果を検討し、当量比の違いが旋回乱流燃焼場の動的特性に及ぼす影響について明らかにする。

3.4.1 $\phi = 1.0$ における圧力場と熱発生率場のDMD解析

図3.13は $\phi = 1.0$ の各スワール数条件における圧力場と熱発生率場のDMDスペクトルを示している。図において、横軸が周波数 f_j 、縦軸が減衰を考慮したモードの振幅 $|\lambda_j^m| \|v_j\|$ を表す。また、図中の黒矢印で指示した点は主要なピークを示している。スワール数0.6の圧力場(図3.13(a))において、最大振幅をとるピークが14 kHzで観察され、その他に47 kHz, 91 kHz, 125 kHz, 197 kHzでピークが観察される。熱発生率場(図3.13(b))のDMDスペクトルでは、91 kHzと197 kHzにおいて大きなピークが存在するが、これらの周波数は圧力場(図3.13(a))においてもピークを示している。一方、 $S = 1.2$ の圧力場(図3.13(c))においては $S = 0.6$ の場合と異なり、最も支配的なピークを示す周波数は124 kHzとなっている。その他に、72 kHz, 196 kHz, 248 kHzでピークが観察される。熱発生率場において最大振幅をとる周波数は72 kHzであり、次いで123 kHz, 196 kHz, 247 kHzでピークを示している。いずれの周波数も、図3.13(c)においてピークを示す周波数と一致している。

図3.14～図3.23は圧力場及び熱発生率場のDMDスペクトルにおいて大きな振幅を示す支配的なDMDモードの振動の様子を示している。DMDモードの定義から、 j 番目のモードの時間変化は $\Re[v_j e^{i2\pi f_j t}] e^{g_j t}$ と表すことができるため、 $\theta = 2\pi f_j t$ とおき、 $0 \leq \theta \leq \pi$ の範囲における変化の様子を $\pi/5$ 刻みで図示した。ただし、図示に際して減衰あるいは成長の影響 ($e^{g_j t}$) を省略している。図示されているモードの等値面は赤が正、青が負の値を示している。また、圧力場のモードについては壁面における振動の様子も図示しており、壁面におけるカラーマップについても赤が正、青が負の値を示している。ただし、正負いずれの場合でも絶対値が最大となる位置を黒、値が0となる位置を白で示した。以下に、各DMDモードの振動の特徴を述べる。

・ $S = 0.6$, $f_j = 14$ kHz の DMD モード

図 3.14 は $S = 0.6$ の圧力場における 14 kHz の DMD モードであり、圧力場において最も支配的なモードである。燃焼器内には $y-z$ 断面とほぼ平行な等値面が形成されており、時間とともに燃焼器内のモードの値が全体的に低下する様子が観察される。また燃焼器の上流側で壁面のカラーマップが暗い色を示すことから、上流側の振幅の方が大きいことが確認される。図 3.14 には示されていないが、 $\theta = 2\pi$ となるまで時間が経過すると、燃焼器内のモードの値は再び上昇し元の状態に戻る。したがって、このモードは燃焼器内の圧力が全体的に上昇と低下を繰り返す振動モードである。ここで、矩形燃焼器内の三次元音響場に対する解析的な検討を行う。実用燃焼器内で生じる振動燃焼は、燃焼器形状に起因して形成される固有振動モードと、熱発生率変動との相互作用によって維持される。したがって、燃焼器内で励起される可能性のある固有モードと、その固有振動数が重要となる。燃焼器内に形成される固有モードと固有振動数は、粘性及び発熱等の影響を省略した基礎方程式から得られる、以下の波動方程式によって求めることができる [56]。

$$\nabla^2 p' - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = 0 \quad (3.14)$$

ここで、 p' は圧力変動、 c は燃焼器内の熱化学的条件を一様とした場合の音速である。実際には、燃焼器内の音速は一様ではないため、本研究では各点における音速の時間・空間平均値 \bar{c} を上式の c として用いた。音速の時間・空間的平均値 \bar{c} は次式によって求めた。

$$\bar{c} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{V} \iiint_V \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}} dV dt \quad (3.15)$$

上式において、 T は DMD を行った解析区間、 V は燃焼器の容積、 p 、 ρ 、 κ はそれぞれ燃焼器各点での圧力、密度、比熱比である。これにより計算される平均音速は、いずれのスワール数においても $\bar{c} \approx 906$ m/s であった。この値を用い、一端開口、他端閉口の条件の下で式 (3.14) を解けば、以下に示す解析解と固有振動モード及び固有振動数を得ることができる。

$$p'(\mathbf{x}, t) = \sum_{l,m,n} \Phi_{l,m,n}(\mathbf{x}, t) \quad (3.16)$$

$$\Phi_{l,m,n}(\mathbf{x}, t) = A_{l,m,n} F(\mathbf{x}) \sin(2\pi f_{l,m,n} t + \phi_{l,m,n}) \quad (3.17)$$

$$F(\mathbf{x}) = \cos\left\{\frac{(2l-1)\pi}{2L_x} x\right\} \cos\left\{\frac{m\pi}{L_y} \left(y - \frac{L_y}{2}\right)\right\} \cos\left\{\frac{n\pi}{L_z} \left(z - \frac{L_z}{2}\right)\right\} \quad (3.18)$$

$$f_{l,m,n} = \frac{\bar{c}}{2} \sqrt{\left(\frac{2l-1}{2L_x}\right)^2 + \left(\frac{m}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n}{L_z}\right)^2} \quad (3.19)$$

上式において、 $A_{l,m,n}$ および $\phi_{l,m,n}$ は、モードごとに異なる振幅と位相を表している。ここで、本研究の DNS における流境界は NSCBC に基づいて実際の境界を模擬しているため、圧力は一様な大気圧とはならない。そのため本解析では、音響場の実験的検討の場合と同様にして、開口端補正 $\Delta L = 0.3L_y$ を L_x に加えて固有振動数を計算した。式 (3.19)

を用いると, $(l, m, n) = (1, 0, 0)$ を代入することによって, 燃焼器主流方向の $1/4$ 波長音響モードの固有振動数が 13 kHz と求められる. 式 (3.19) から得られる周波数において, これよりも小さな周波数は存在しない. したがって, 周波数及び観察された振動の特性から, 図 3.14 のモードは燃焼器主流方向の $1/4$ 波長音響モードに対応していると考えられる.

・ $S = 0.6, f_j = 47 \text{ kHz}$ の DMD モード

図 3.15 は $S = 0.6$ の条件における 47 kHz の圧力場の DMD モードである. 燃焼器中心軸上には, 赤い等値面と青い等値面が交互に存在している. また, 燃焼器を二分するように存在する節線を境界として, 燃焼器壁面は正の領域と負の領域に分けられる. モード形状の時間 (位相) に対する変化を観察すると, 時間経過にしたがって節線が回転し, 正と負の領域が入れ替わる様子が確認される. ここで, 式 (3.19) に対し $(l, m, n) = (1, 1, 0)$ あるいは $(l, m, n) = (1, 0, 1)$ を代入することによって, 固有モード $\Phi_{1,1,0}$ と $\Phi_{1,0,1}$ の固有振動数が, $f_{1,1,0} = f_{1,0,1} = 47 \text{ kHz}$ として求められる. 燃焼器底面における節線の回転は, 上記二つの固有モードの重ね合わせにより求められる, 以下の節曲面が時間に依存した関数となるためである.

$$\Phi_{1,1,0}(\boldsymbol{x}, t) + \Phi_{1,0,1}(\boldsymbol{x}, t) = 0 \quad (3.20)$$

ただし, 上式および式 (3.17) における振幅 $A_{l,m,n}$ と位相 $\phi_{l,m,n}$ は二つのモードで独立であるため, その値によって節線の回転方向等は変化する. また, 二つのモード間に位相の差がない場合 ($\phi_{1,0,1} = \phi_{1,1,0}$), 節線の方程式の時間依存性は消滅する.

・ $S = 0.6, f_j = 91 \text{ kHz}$ の DMD モード

図 3.16 は $S = 0.6$ の圧力場における 91 kHz の DMD モードであり, DMD スペクトルにおいて二番目に大きな振幅を示すモードである. 式 3.19 によれば, $(l, m, n) = (1, 0, 2)$ および $(l, m, n) = (1, 2, 0)$ における固有モードの振動数が $f_{1,0,2} = f_{1,2,0} = 91 \text{ kHz}$ であることから, この周波数における固有モードの励起に対応していると考えられる. 一方, 燃焼器中心軸上には特徴的な段状の構造が現れている. さらに, 同周波数における熱発生率場の DMD モード (図 3.17) においても段状の構造が形成されている. このような段状の構造が形成される要因として, 3.4 節で示した渦運動が考えられる. 前節で示されたように, $S = 0.6$ の条件では燃焼器上流域において, 大規模環状渦が約 95 kHz の周波数で生成されている. このことから, 圧力場の DMD モードにおける段状構造は, 燃焼器上流域における大規模渦中心付近で圧力が極小となることに対応すると考えられる. すなわち, もし渦が存在しなければ, 図 3.16(a) で示される燃焼器中心軸周囲の正の等値面は $\Phi_{1,2,0} + \Phi_{1,0,2} = \text{const.}$ のみによって記述され, 段状の構造は示さない. また, 熱発生率のモード形状が表すのは, 渦の周期的生成によって引き起こされる火炎の振動であると考えられる.

- $S = 0.6$, $f_j = 197$ kHz の DMD モード

図 3.18 は $S = 0.6$ の圧力場における 197 kHz の DMD モードである。図 3.18 において、燃焼器壁面には規則的な分布は現れず、同周波数における特定の固有モードの存在は認められないが、燃焼器中心軸上には明確ならせん状の構造が存在している。また、同周波数の熱発生率のモード (図 3.19) においても同様に、らせん状の構造が観察される。3.4 節において述べた通り、 $S = 0.6$ では流入口近傍の内側せん断層において、大規模らせん渦が 196 kHz の周波数を伴って運動している。したがって、図 3.18 及び図 3.19 で見られるらせん状の構造は大規模らせん渦の存在に起因すると考えられ、らせん渦の運動に伴う圧力低下と、渦周囲の発熱が DMD モードとして現れたと考えられる。ここで興味深いことは、らせん渦のモードと同周波数における、圧力の固有振動モードの存在が確認されない点である。この結果は、HVC と熱音響振動の周波数が異なることを報告した複数の研究結果 [28, 64, 65] と対応すると考えられる。すなわち、本周波数における DMD モードは以前の研究で報告されている HVC の運動を示すものであると考えられる。

- $S = 1.2$, $f_j = 72$ kHz の DMD モード

続いて、 $S = 1.2$ の条件における DMD モードの空間構造を示す。図 3.20 は $S = 1.2$ の圧力場における 72 kHz の DMD モードである。底面においては円形の節線が時間とともに広がっていく様子が観察される。流入口からは正と負の環状の等値面が交互に表れている。また、図 3.21 において熱発生率のモードも同様の構造を示している。図 3.20 と図 3.21 を比較すると、圧力のモードと熱発生率のモードで等値面の正負が逆転していることが確認される。したがって、流入口付近の火炎が存在する領域において、72 kHz における圧力の DMD モードと熱発生率の DMD モードは互いに逆位相の変動となる。 $S = 1.2$ の条件では、約 75 kHz における大規模渦の運動が流入口近傍で確認されている。したがって、このモードは大規模渦による火炎面の湾曲が引き起こす発熱変動と、圧力変動に起因するものであると考えられる。ただし、本周波数における圧力場の DMD モードに対応する燃焼器の固有振動モードの存在は確認されていない。したがってこのモードは、渦運動による流体力学的な圧力変化と、火炎面の大規模な変動に伴う圧力波の放出によって現れたモードであることが予想される。

- $S = 1.2$, $f_j \approx 124$ kHz の DMD モード

図 3.22 は $S = 1.2$ の圧力場における 124 kHz の DMD モードである。燃焼器壁面上の節線を見ると、燃焼器底面は節線により 9 つの領域に分割され、側壁においては主流方向に平行な節線が燃焼器下流域まで達している。したがって、燃焼器内には上記周波数に対応する固有モードが励起されていると考えられる。上の場合と同様にして、式 (3.19) に対し $(l, m, n) = (1, 2, 2)$ と $(l, m, n) = (4, 2, 0)$ および $(l, m, n) = (4, 0, 2)$ を代入することで、固有モード $\Phi_{1,2,2}$, $\Phi_{4,2,0}$, $\Phi_{4,0,2}$ とその固有振動数が $f_{1,2,2} \approx f_{4,2,0} = f_{4,0,2} \approx 127$ kHz と求められる。これらの重ね合わせに相当するモードの構造と、図 3.22 に示されるモー

ドの構造が類似していることから，本 DMD モードが上記複数の固有モードの励起を示していると考えられる．固有モード $\Phi_{1,2,2}$ は燃焼器底面を 9 つの節線で分割するモードであり， $\Phi_{4,2,0}$ と $\Phi_{4,0,2}$ は燃焼器側壁に対し主流垂直方向の節線をもたすモードである．また，このモードの周波数は流入口近傍のせん断層における大規模渦の生成周波数にも一致している．図 3.22(a) ~ 図 3.22(f) に示されるモードの時間変化においては，流入口近傍の内外せん断層から生じた環状の構造が交互に流下していく様子が観察される．このような環状構造の運動は，内側および外側せん断層で交互に生成された大規模渦の流下に伴う圧力極小領域の移動を表していると考えられる．一方，図 3.23 で示される熱発生率場の 123 kHz におけるモード分布は非常に複雑であるが，流入口近傍を見ると層状の等値面が正負交互に形成される様子が観察される．このような正負の等値面は，流入口近傍に形成される火炎の $r (= \sqrt{y^2 + z^2})$ 方向への振動を表していると考えられる．すなわち，励起された固有モードに起因する流入口付近の圧力変動により，流入口近傍の速度は r 方向に変動する．これに伴い，内外側せん断層におけるせん断の強さが周期的に変化し，大規模渦が生成されることで，火炎が大きく変形及び移動する．したがって， $S = 1.2$ においては，このような圧力・速度・熱発生率の相互作用が生じていると考えられる．

3.4.2 $\phi = 0.6$ における圧力場と熱発生率場の DMD 解析

続いて，予混合気の希薄化が圧力場と熱発生率場の動的特性に及ぼす影響を明らかにする．図 3.24 は希薄条件の各スワール数における圧力場と熱発生率場の DMD スペクトルを示している．圧力場 (図 3.24(a)) においては，13 kHz，43 kHz，58 kHz，83 kHz，113 kHz，194 kHz で大きなピークが観察される．これらのピークは図 3.24(a) の黒矢印で示されている．熱発生率場 (図 3.24(b)) では，40 kHz，82 kHz，113 kHz および 196 kHz でピークが現れている．一方， $S=1.2$ の圧力場 (図 3.24(c)) では，12 kHz，83 kHz，113 kHz，179 kHz，227 kHz でピークが観察され，熱発生率場 (図 3.24(d)) においては 13 kHz，113 kHz，179 kHz，226 kHz の周波数でピークが現れた． $\phi = 0.6$ では燃焼器内の平均的な既燃ガス温度が低下するため，燃焼器内の平均音速は $\phi = 1.0$ の場合よりも低く， $S = 0.6$ に対して 825 m/s， $S = 1.2$ に対して 818 m/s となる．また， $1/4$ 波長音響固有モードの固有振動数はそれぞれ約 11.5 kHz，11.4 kHz となる．したがって，上の結果から，いずれのスワール数の燃焼場においても圧力場では $1/4$ 波長音響固有モードが励起されていると考えられる．その他のピークについても，前節で述べたような燃焼器形状に起因する固有モードに対応すると考えられるが，音速が異なるために $\phi = 0.6$ の結果と 1.0 の結果を周波数に基づいて直接比較することはできない．希薄化による音速低下の影響を排除して振動モードの比較を行うため，DMD モードの周波数を燃焼器内の $1/4$ 波長音響モードの固有振動数で除した無次元周波数 ($f_j^* = f_j/f_{1,0,0}$) を用いる．図 3.25 は横軸を無次元周波数としたときの，各条件の圧力場の DMD スペクトルを示している．図中の黒い矢印は，両当量比条件で共通の f_j^* において観察されるピークを示し，赤い矢印は， $\phi = 1.0$ の燃焼場でのみ支配的なモード，青い矢印は $\phi = 0.6$ でのみ支配的なモードを示している．図より，スワール数 0.6 の圧力場においては， $f_j^* = 1.1$ すなわち $1/4$ 波長音響固有モードと， $f_j^* = 3.8, 7.2, 9.8 \sim 9.9$ における DMD モードがいずれの当量比においても共通し

てピークを示す．一方， $f_j^* = 5.0$ ($f_j = 58$ kHz) のモードは希薄条件でのみ大きな振幅を有している．スワール数 1.2 の圧力場においては， $f_j^* \approx 10, 16, 20$ における DMD モードの振幅が両当量比共通のピークとなる．ただし， $\phi = 0.6$ においては， $f_j^* = 1.0$ と 7.3 においてピークが観察されるのに対し， $\phi = 1.0$ においてこれらのピークは観察されず，代わりに $f_j^* = 5.7$ においてピークが現れている．図 3.26 に示される熱発生率場の DMD スペクトルでは， $S = 0.6$ において， $f_j^* = 7.2$ の DMD モードが両当量比で共通のピークを示す． $f_j^* = 3.5$ と 9.8 (40 kHz と 113 kHz) のモードについては，希薄条件でのみ大きな振幅を持つ．3.3 節で述べたように，大規模らせん渦運動の周期性は当量比によって変化せず，流入速度条件のみに依存している．したがって，大規模らせん渦運動に対応するモードは， $f_j^* \approx 16$ 付近において赤と青の矢印で示されるように，異なる周波数でピークを示す．一方， $S = 1.2$ では，圧力場同様に $f_j^* \approx 10, 16, 20$ のピークが両当量比で共通となる． $f_j^* = 5.7$ のピークについては，やはり $\phi = 1.0$ においてのみ観察される．この結果は， $\phi = 0.6$ において， $f_j^* = 5.7$ に対応する周波数の渦運動が観察されていないことに起因していると考えられる．

f_j^* の定義から， f_j^* が同じ値を示す DMD モードについては，同一の固有モードの励起を示唆している可能性がある．すなわち，式 (3.16)–(3.19) において，同一の (l, m, n) の組み合わせによる固有モードが励起されている可能性がある．この予想について確認するため，図 3.27 に $S = 0.6$ ， $\phi = 0.6$ ， $f_j^* = 7.2$ (83 kHz) における DMD モードの分布を示す． $f_j^* = 7.2$ の DMD モードは $\phi = 1.0$ において， $(l, m, n) = (1, 0, 2)$ および $(l, m, n) = (1, 2, 0)$ における固有モードの励起に起因していた．モード形状を図 3.16 と比較すると，これらの DMD モードが明らかに同じ固有モードの振動に起因するものであることが確認される．一方， $S = 0.6$ の約 196 kHz のモードについては，音響場の固有モードに起因しているものではなく，大規模らせん渦運動という両当量比共通の現象に起因している．そのため，ピークが重ならなくとも同じ分布のモードとなることが予想される．図 3.28 は $\phi = 0.6$ における約 196 kHz の DMD モードであり，図 3.18 及び図 3.19 と同様に，圧力場，熱発生率場でらせん状の構造が観察される．すなわち，これらの DMD モードが $\phi = 1.0$ の場合と同様に，らせん渦運動に起因するモードであることを示している．続いて， $S = 1.2$ の DMD モードについても同様に構造の比較を行う． $S = 1.2$ の条件では，両当量比で支配的なモード ($\phi = 1.0$ における 124 kHz, 196 kHz, 248 kHz のモードと， $\phi = 0.6$ における 113 kHz, 179 kHz, 226 kHz のモード) のピークが，それぞれ同一の f_j^* を示す．図 3.29 は， $\phi = 0.6$ において最も支配的な $f_j^* \approx 10$ (113 kHz) の DMD モードである．図 3.22 および図 3.23 との比較から，この DMD モードの構造が $\phi = 1.0$ と同一の固有振動モードに起因することは明らかである．その他，両当量比で共通のピークが示された $f_j^* \approx 16$ 及び 20 の DMD モードについても，両当量比で同様の構造が現れていると考えられる．

3.5 本章の結論

第3章では，旋回乱流予混合火炎における圧力変動と熱発生率変動，ならびに大規模渦運動の動的特性について，フーリエ解析及びDMD解析による検討を行うことで以下の結論を得た．

1. $S = 0.6$ では無次元周波数が7.2， $S = 1.2$ では無次元周波数が10における固有モードの振動と，熱発生率変動，大規模渦運動がいずれも支配的となる．
2. 燃焼器内の固有モードと同じ周波数を示す大規模渦運動が観察される一方で， $S = 0.6$ のらせん渦の運動は固有モードの振動に起因せず，当量比に関係なく同じ周波数の運動を示す．
3. 異なる当量比の条件の下で同一の無次元周波数を示す支配的なDMDモードは，同一の固有モードの励起に起因するため，類似した空間構造を有する．

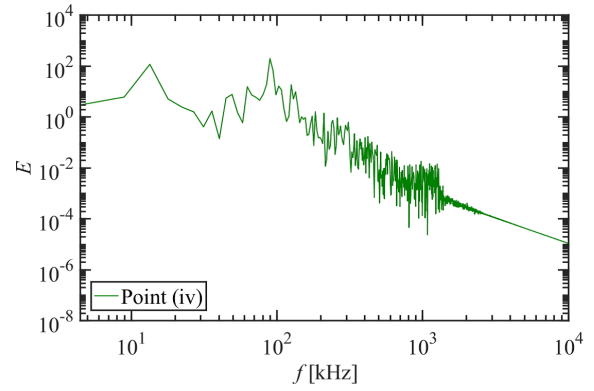
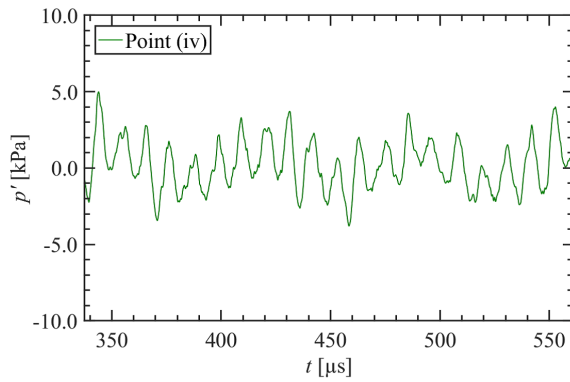
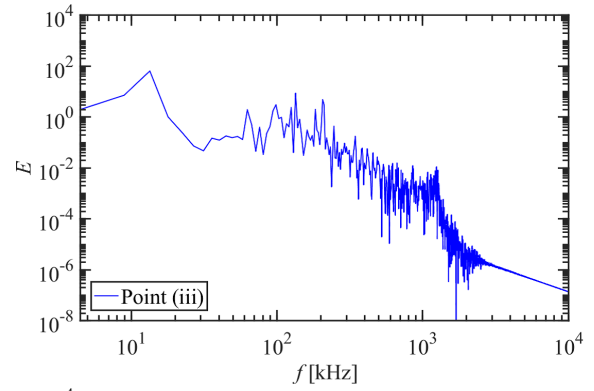
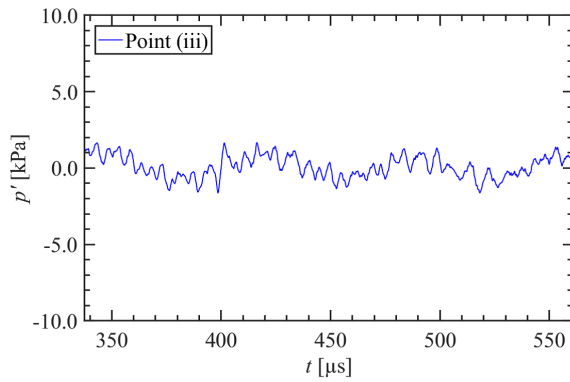
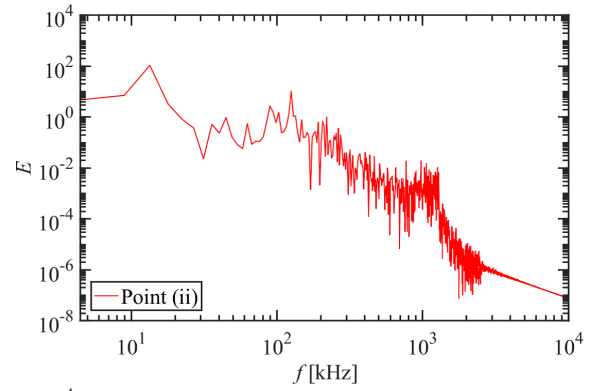
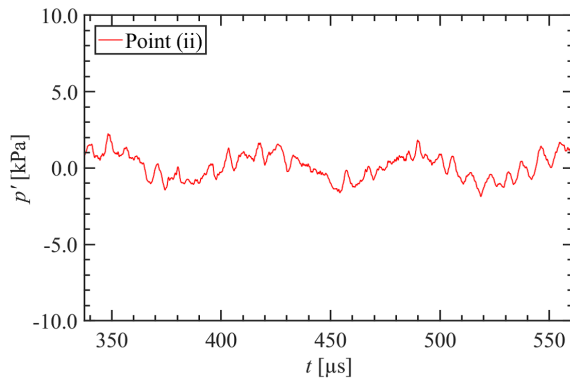
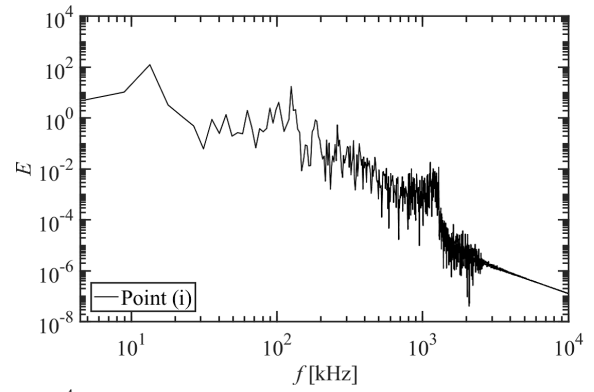
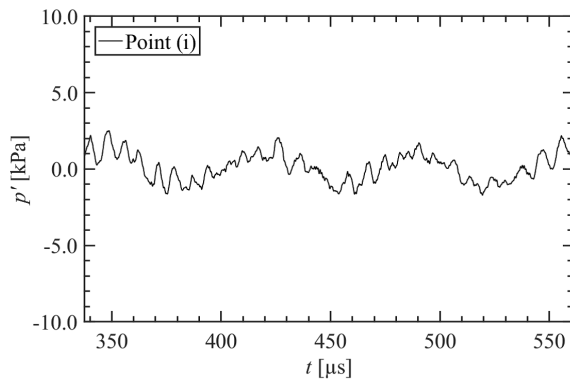


図 3.1: $S = 0.6$, $\phi = 1.0$ の条件における壁面圧力変動

図 3.2: $S = 0.6$, $\phi = 1.0$ の条件における壁面圧力変動のパワースペクトル

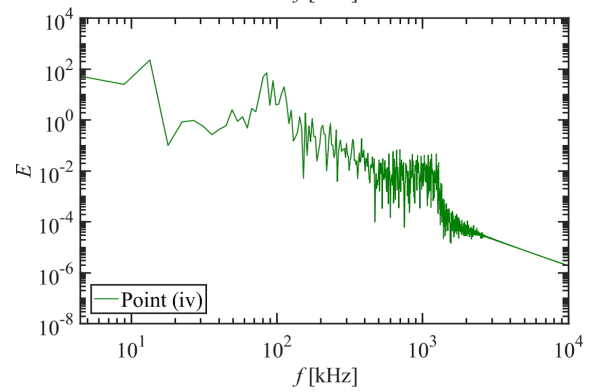
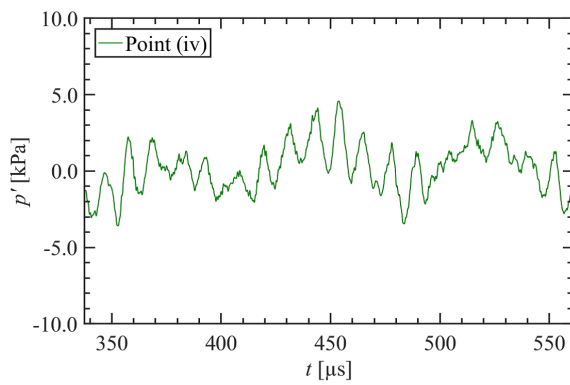
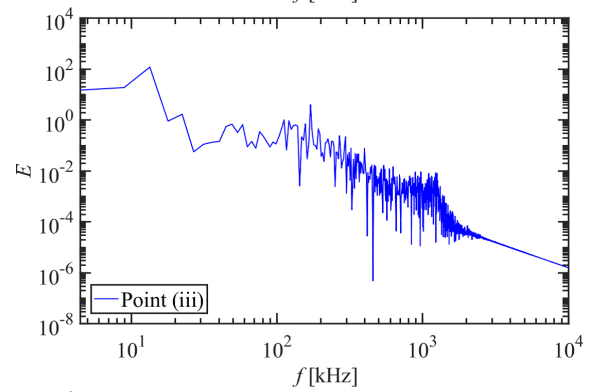
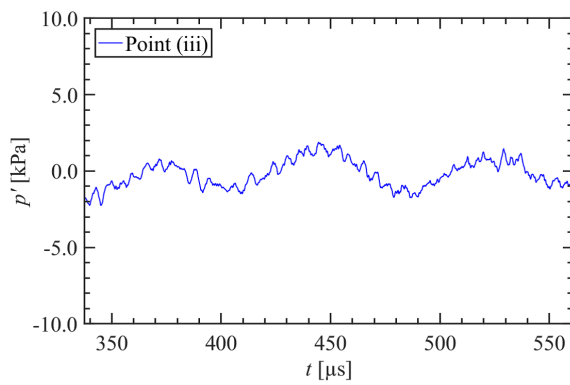
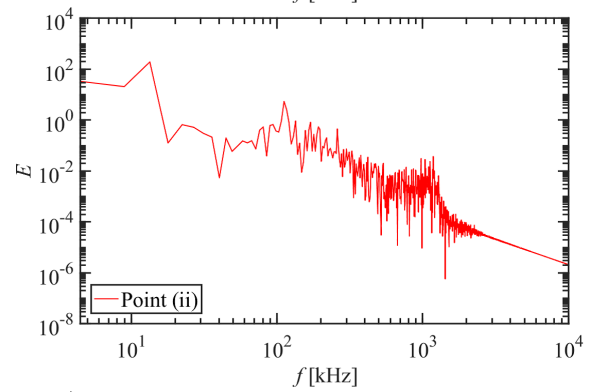
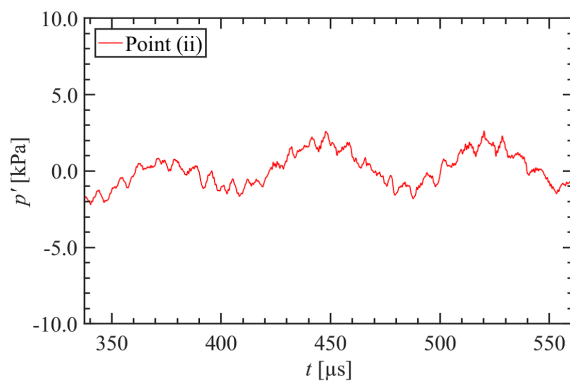
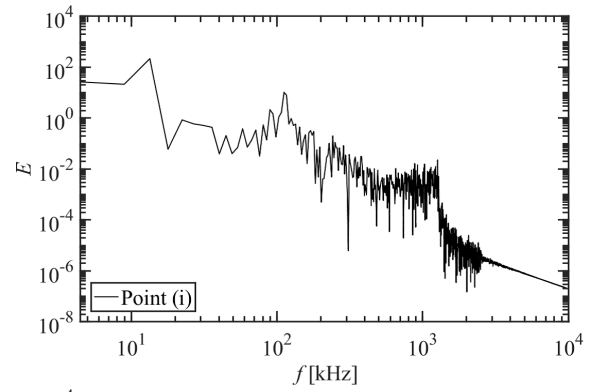
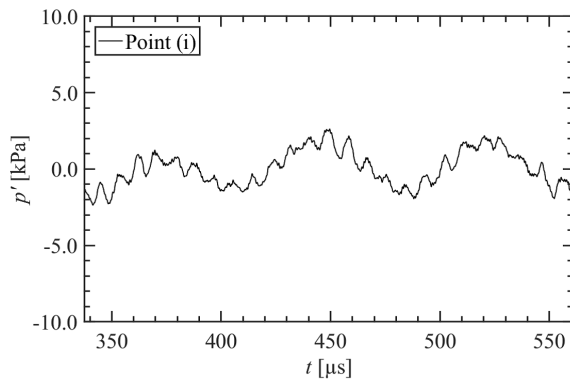


図 3.3: $S = 0.6$, $\phi = 0.6$ の条件における壁面圧力変動

図 3.4: $S = 0.6$, $\phi = 0.6$ の条件における壁面圧力変動のパワースペクトル

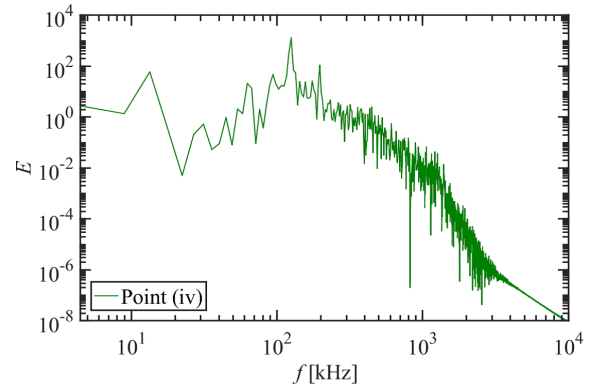
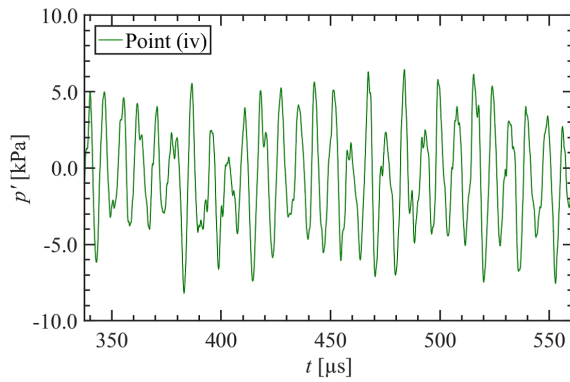
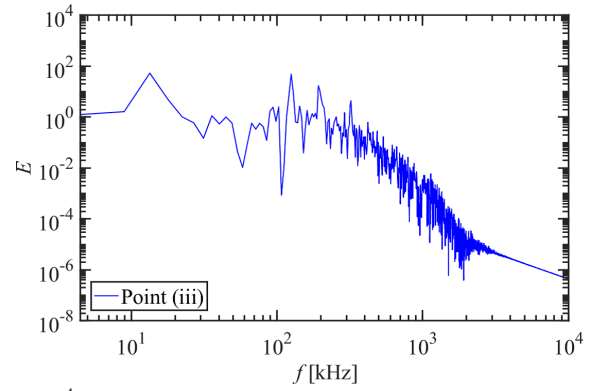
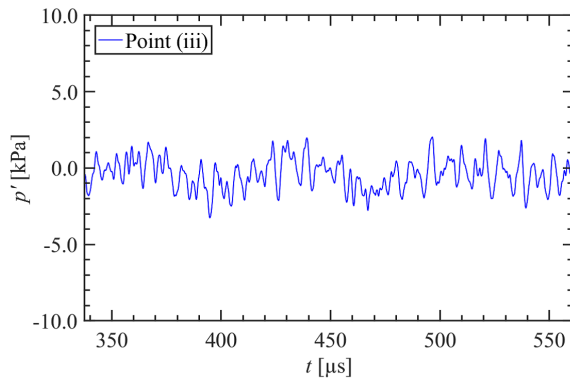
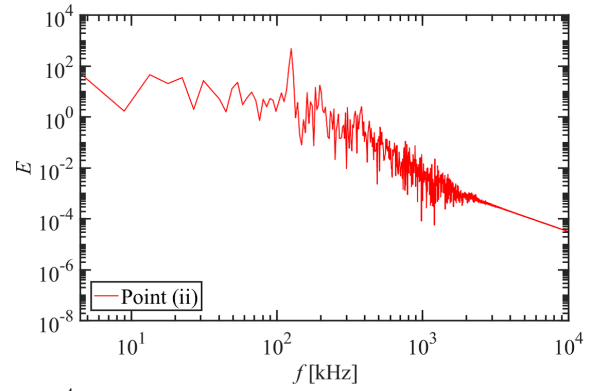
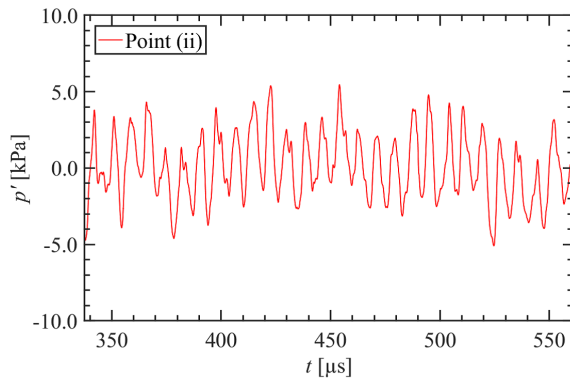
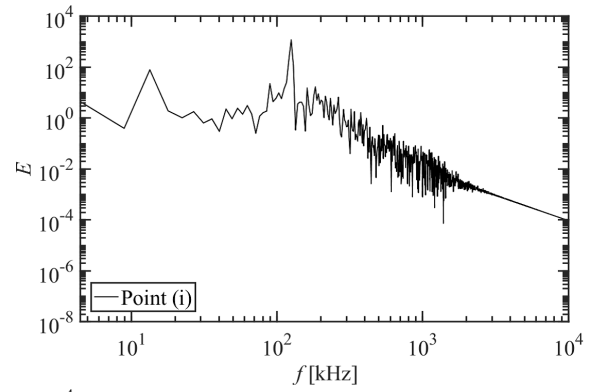
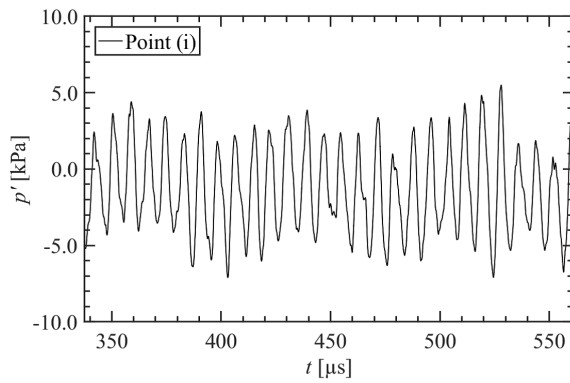


図 3.5: $S = 1.2$, $\phi = 1.0$ の条件における壁面圧力変動

図 3.6: $S = 1.2$, $\phi = 1.0$ の条件における壁面圧力変動のパワースペクトル

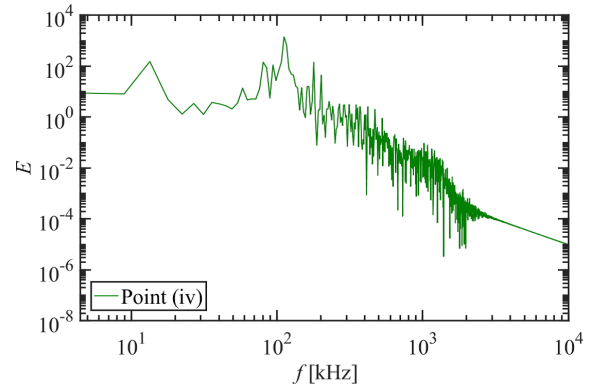
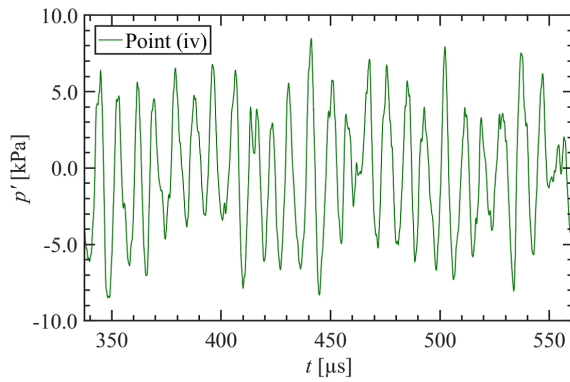
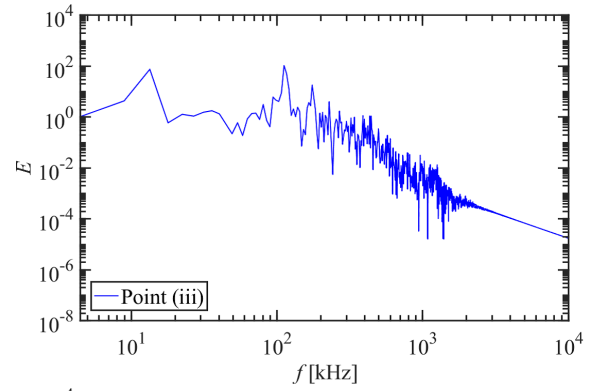
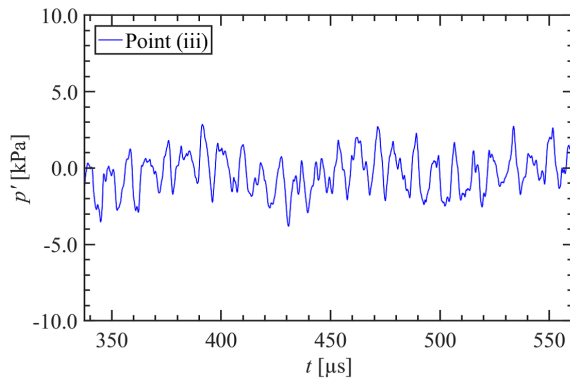
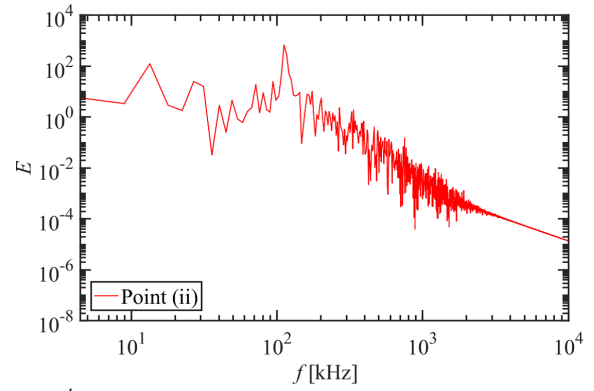
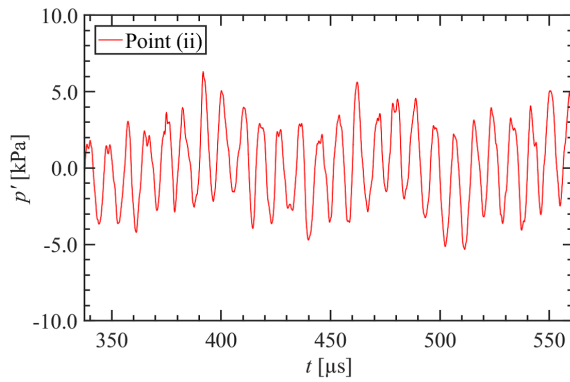
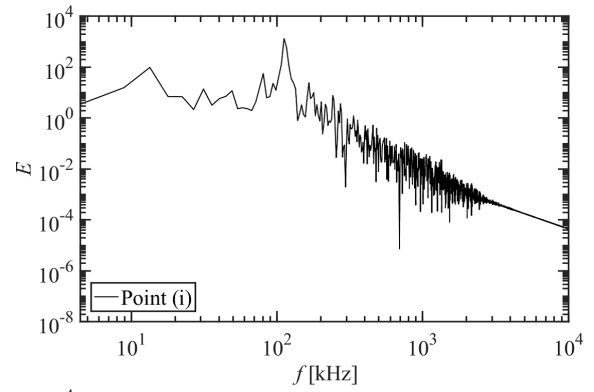
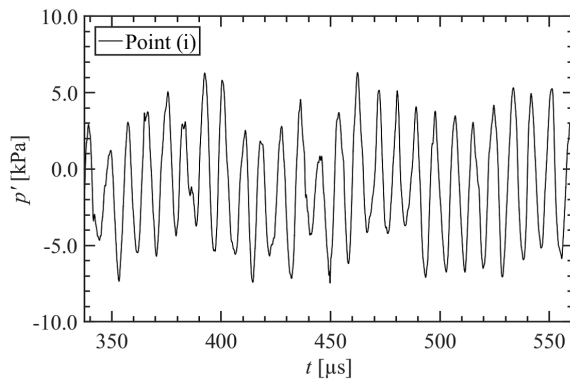


図 3.7: $S = 1.2$, $\phi = 0.6$ の条件における壁面圧力変動

図 3.8: $S = 1.2$, $\phi = 0.6$ の条件における壁面圧力変動のパワースペクトル

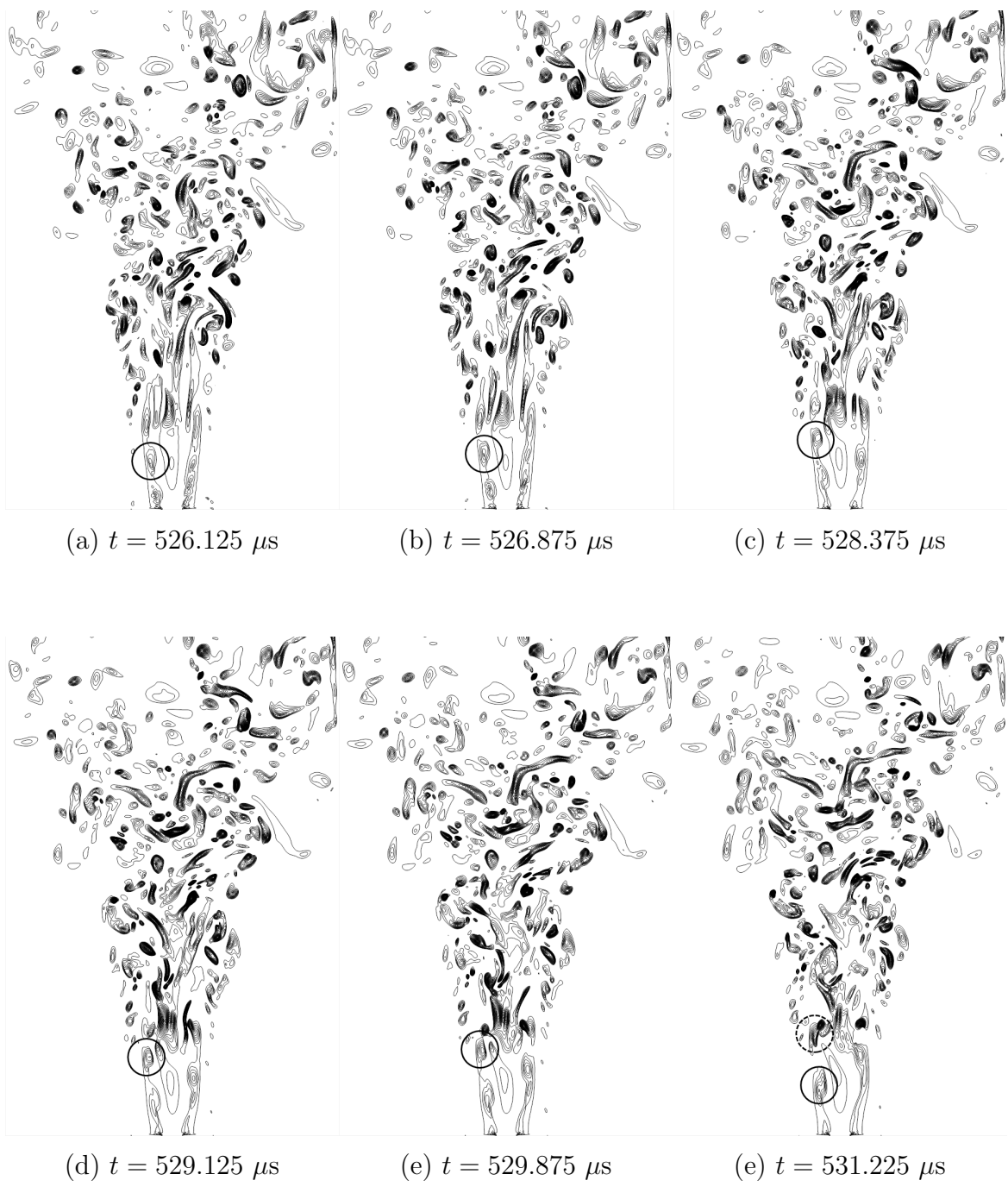


図 3.9: 燃焼器中央断面における渦運動 ($S = 0.6, \phi = 1.0$)

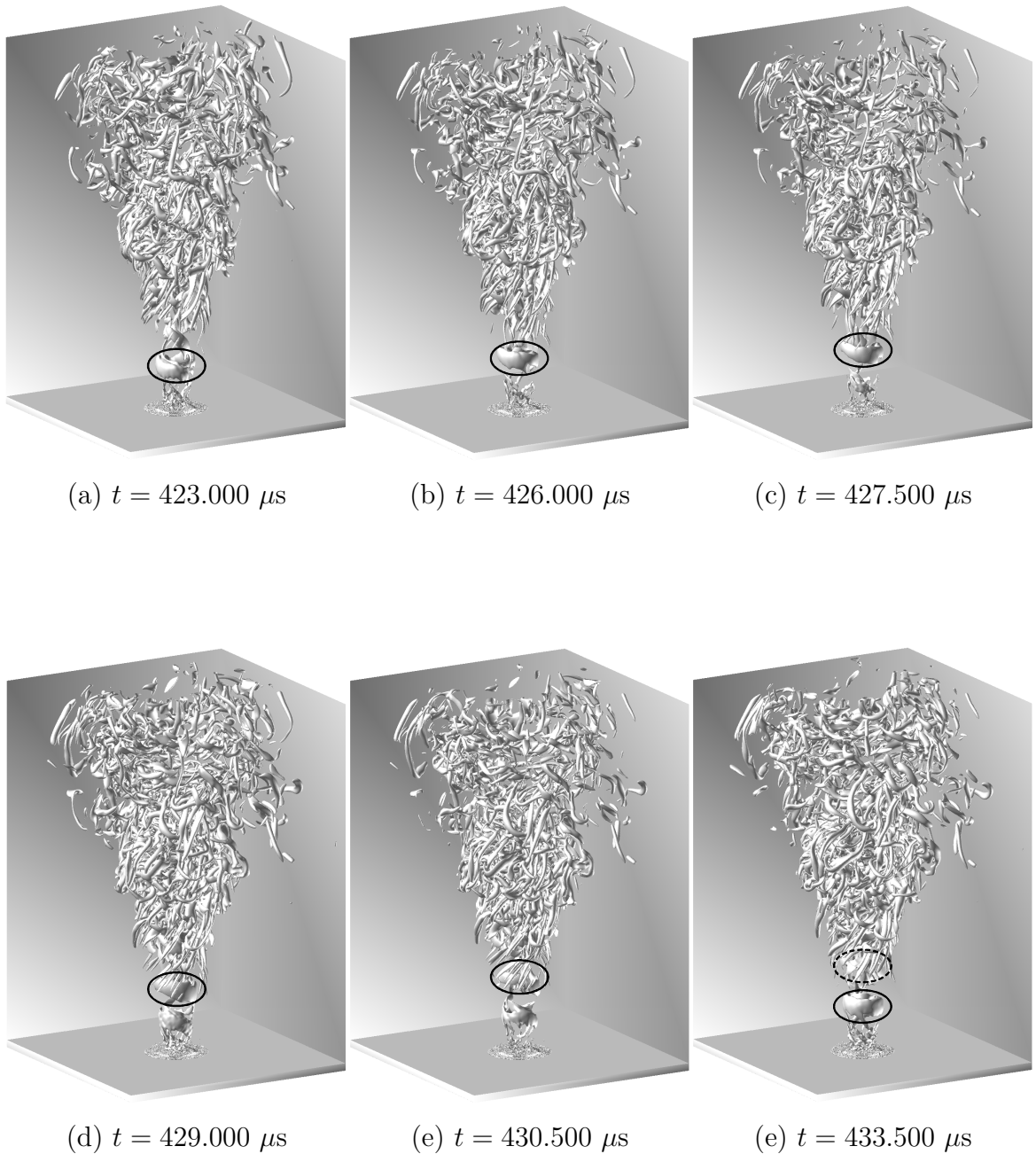


図 3.10: 大規模渦構造の時間変化 ($S = 0.6$, $\phi = 1.0$)

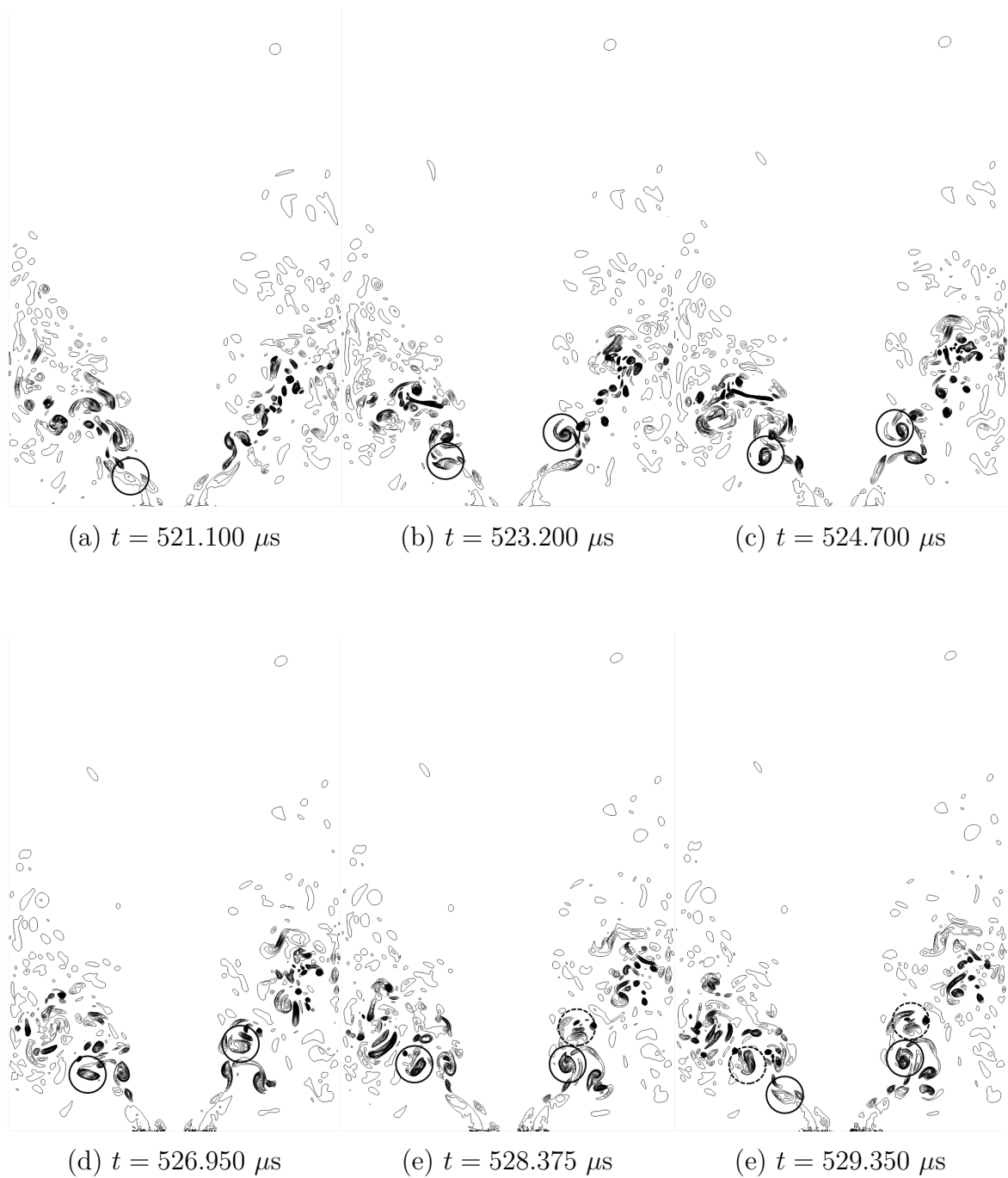


図 3.11: 燃焼器中央断面における渦運動 ($S = 1.2$, $\phi = 1.0$)

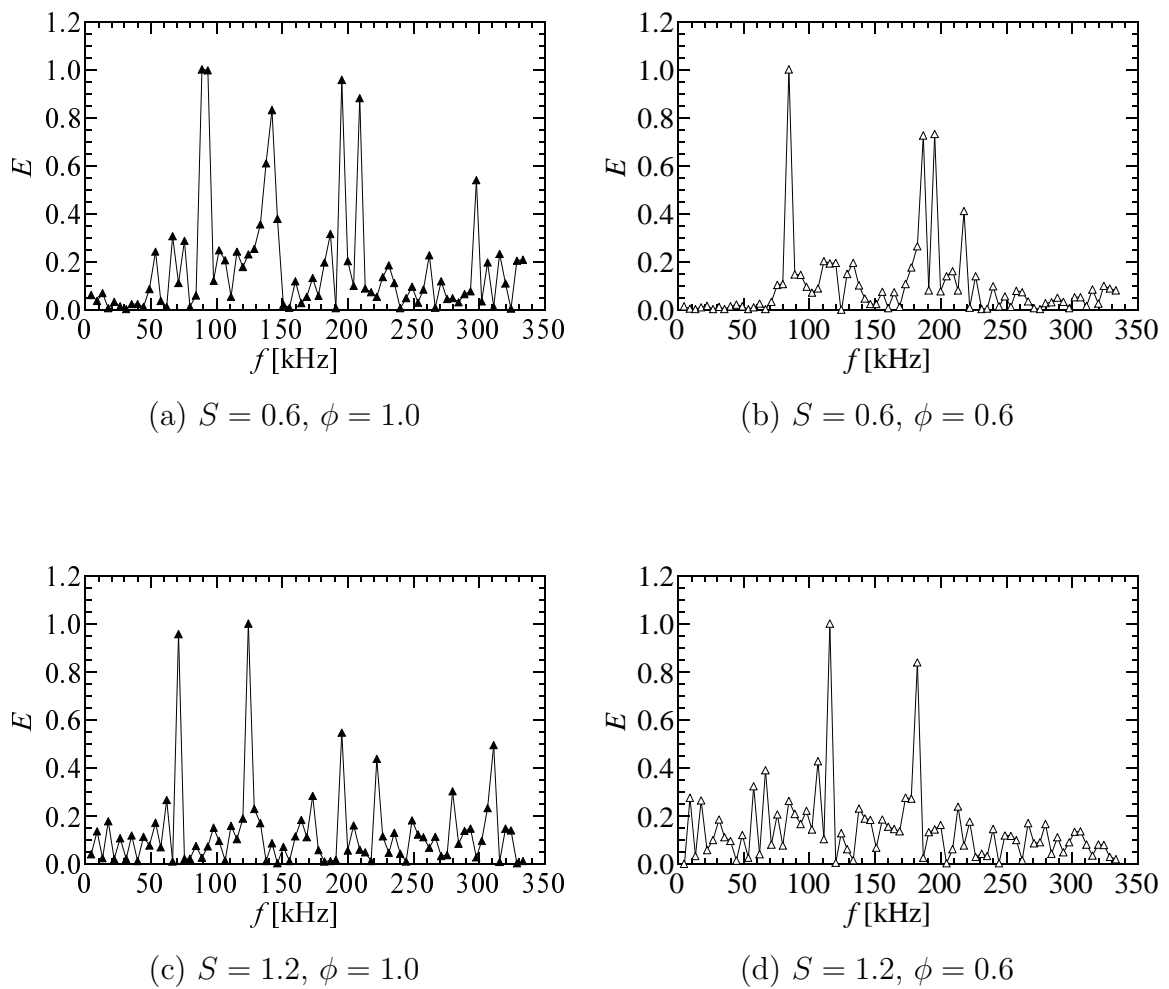
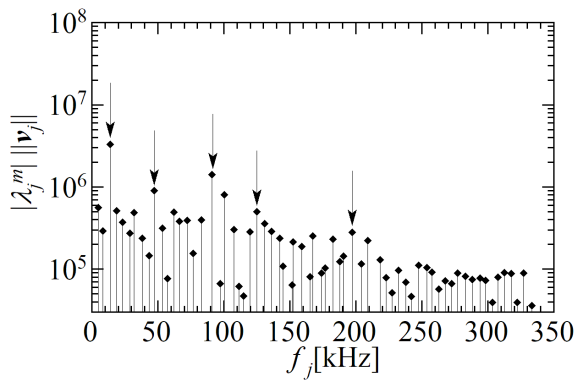
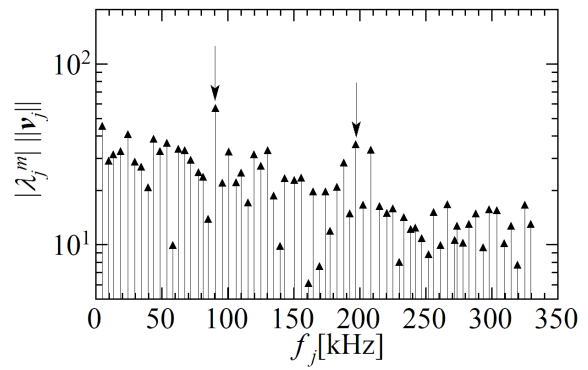


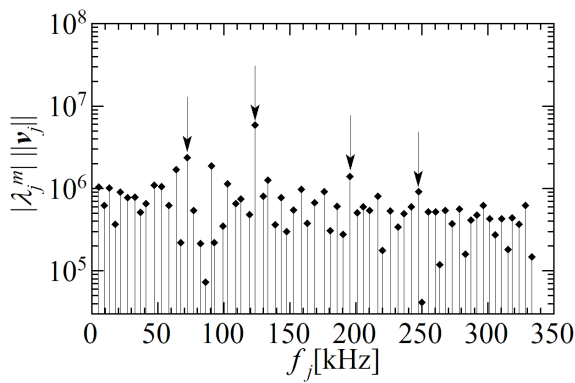
図 3.12: 大規模渦の通過点における Q のパワースペクトル (縦軸は最大値で正規化されている.)



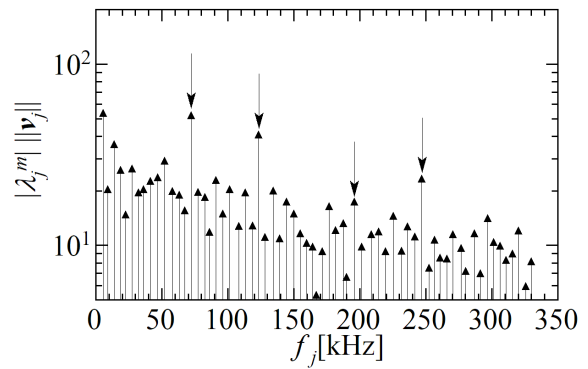
(a) $S = 0.6, \phi = 1.0$ の圧力場



(b) $S = 0.6, \phi = 1.0$ の熱発生率場



(c) $S = 1.2, \phi = 1.0$ の圧力場



(d) $S = 1.2, \phi = 1.0$ の熱発生率場

図 3.13: $\phi = 1.0$ における圧力場及び熱発生率場の DMD スペクトル

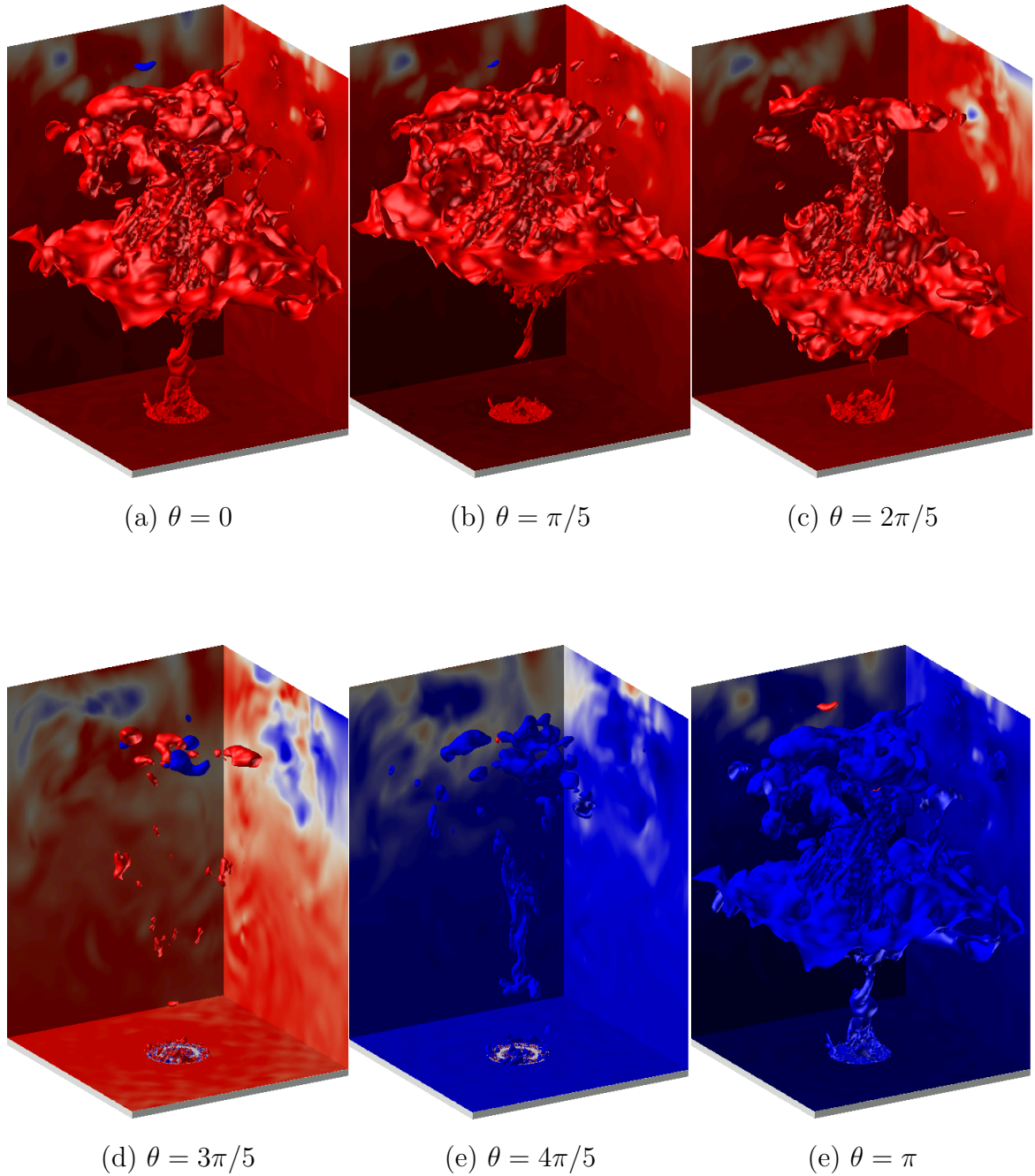


図 3.14: $S = 0.6$, $\phi = 1.0$, $f_j = 14$ kHz における圧力場 DMD モードの空間構造

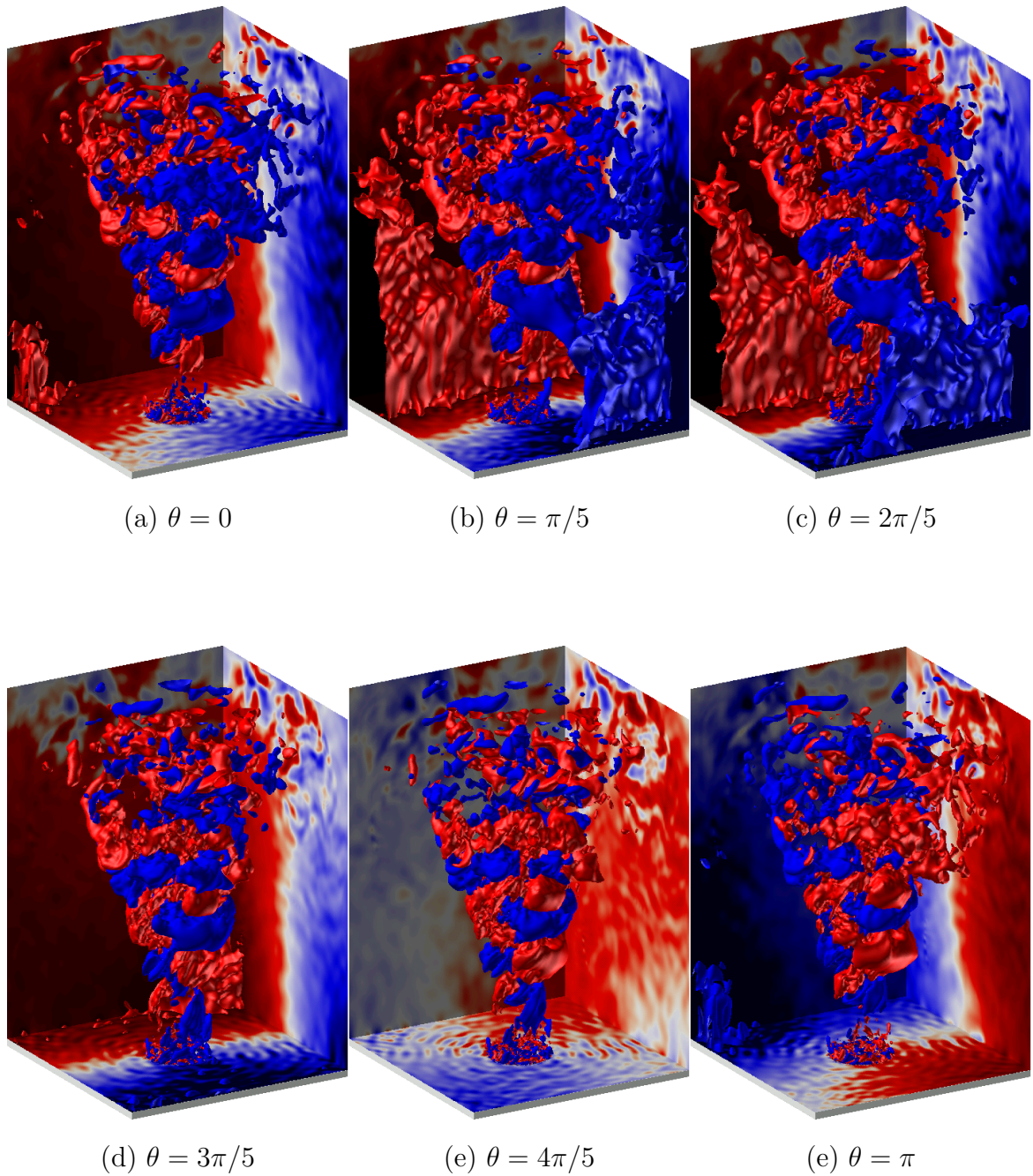


図 3.15: $S = 0.6$, $\phi = 1.0$, $f_j = 47$ kHz における圧力場 DMD モードの空間構造

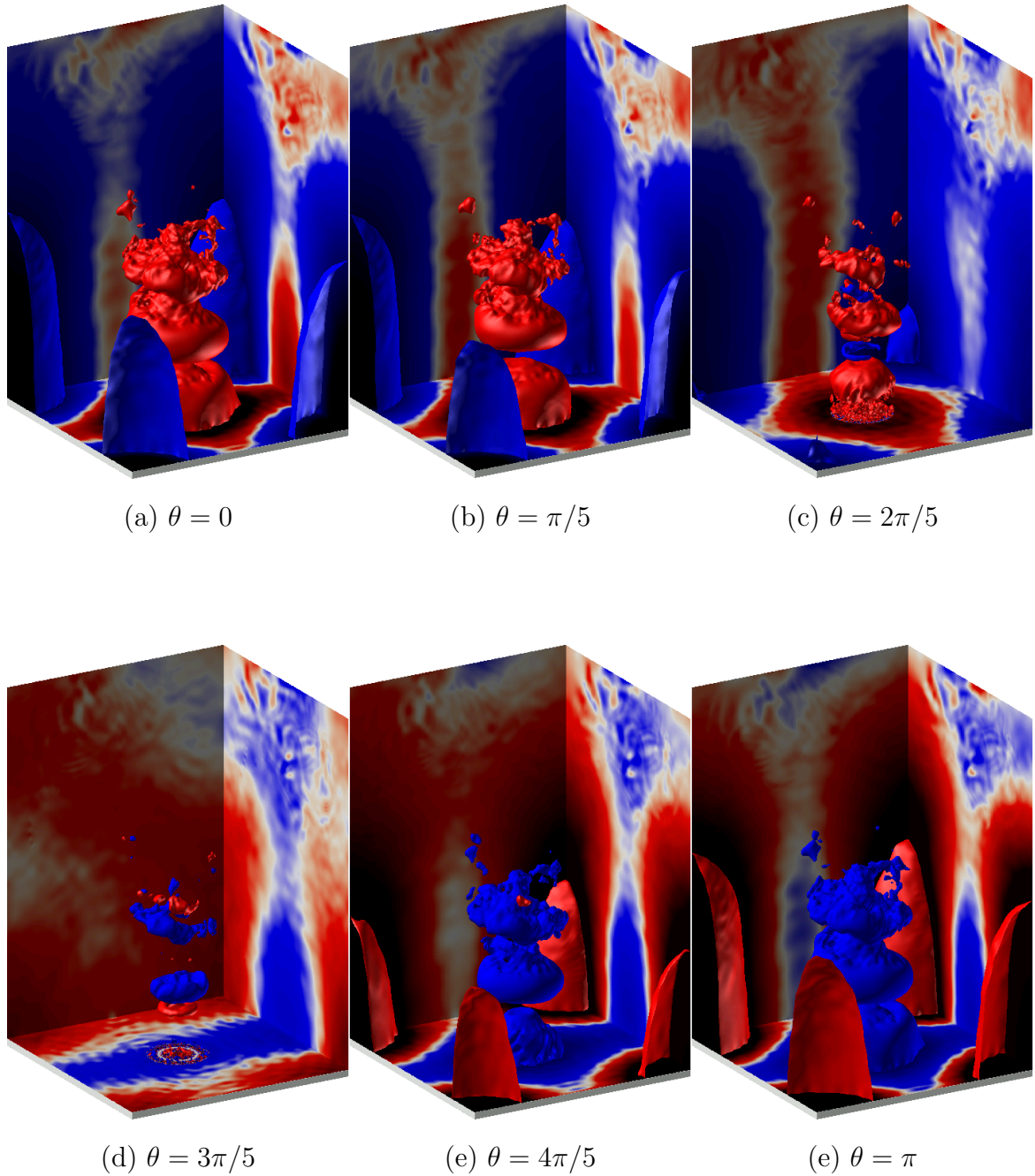


図 3.16: $S = 0.6$, $\phi = 1.0$, $f_j = 91$ kHz における圧力場 DMD モードの空間構造

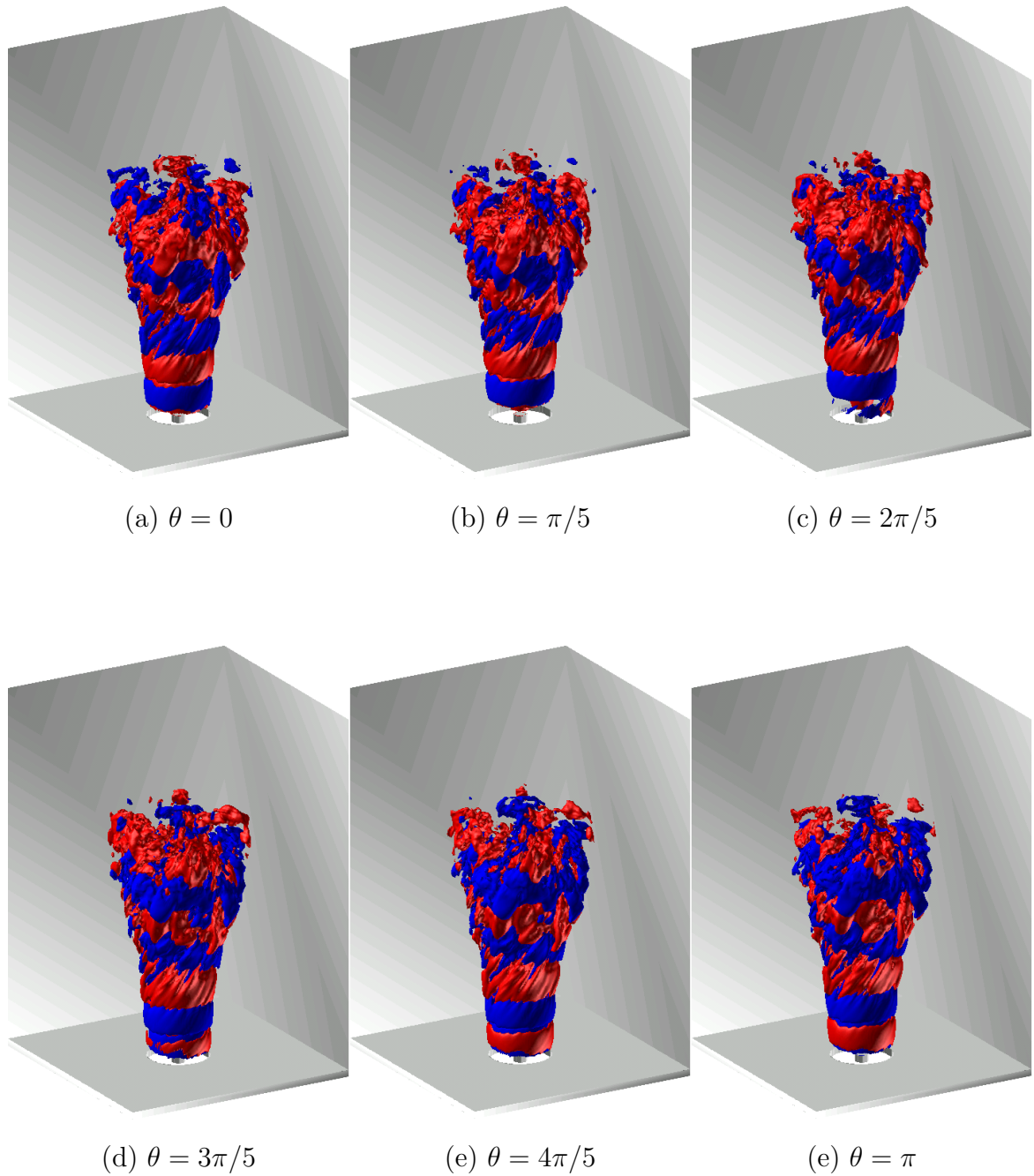


図 3.17: $S = 0.6$, $\phi = 1.0$, $f_j = 91$ kHz における熱発生率場 DMD モードの空間構造

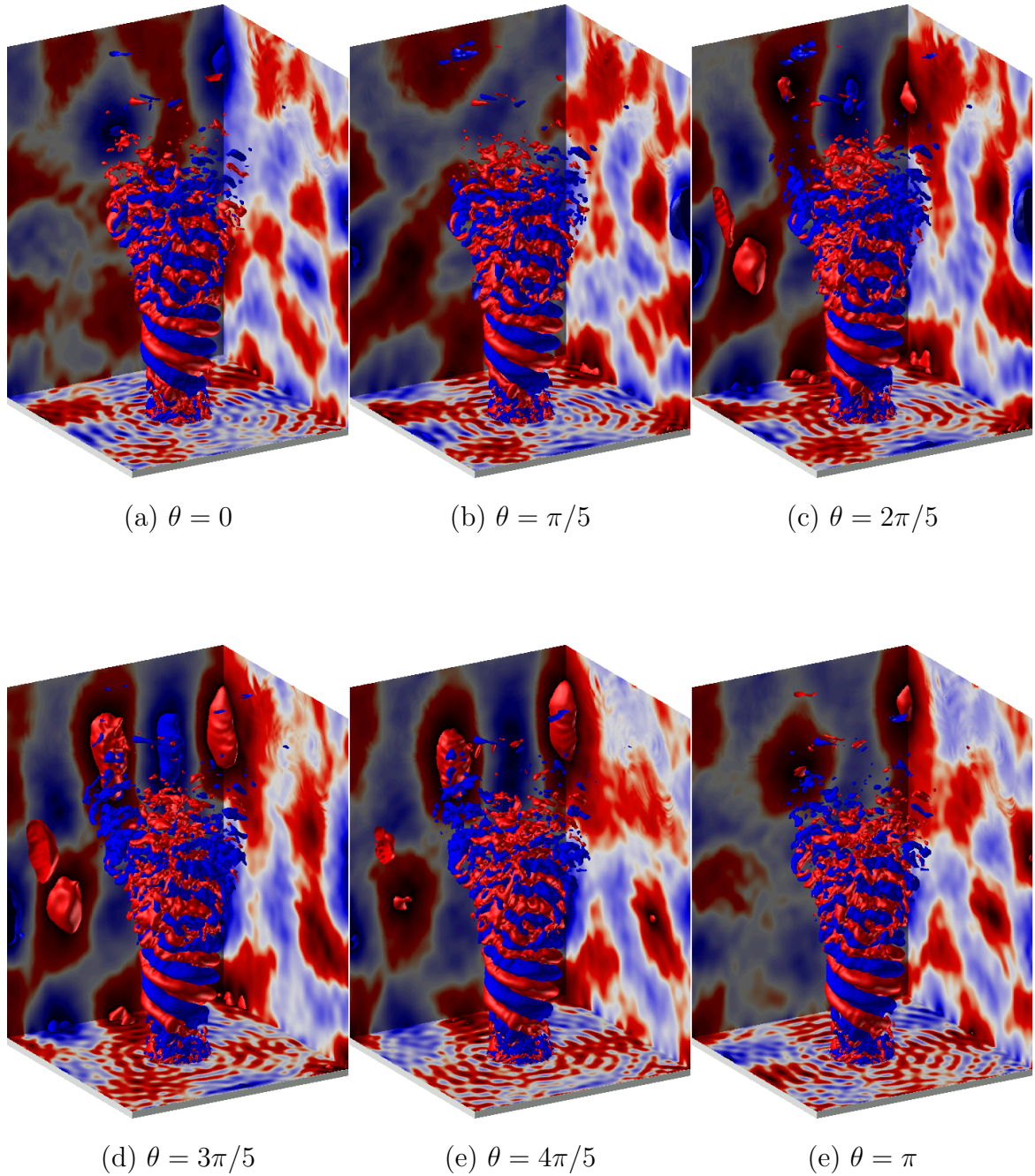


図 3.18: $S = 0.6$, $\phi = 1.0$, $f_j = 197$ kHz における圧力場 DMD モードの空間構造

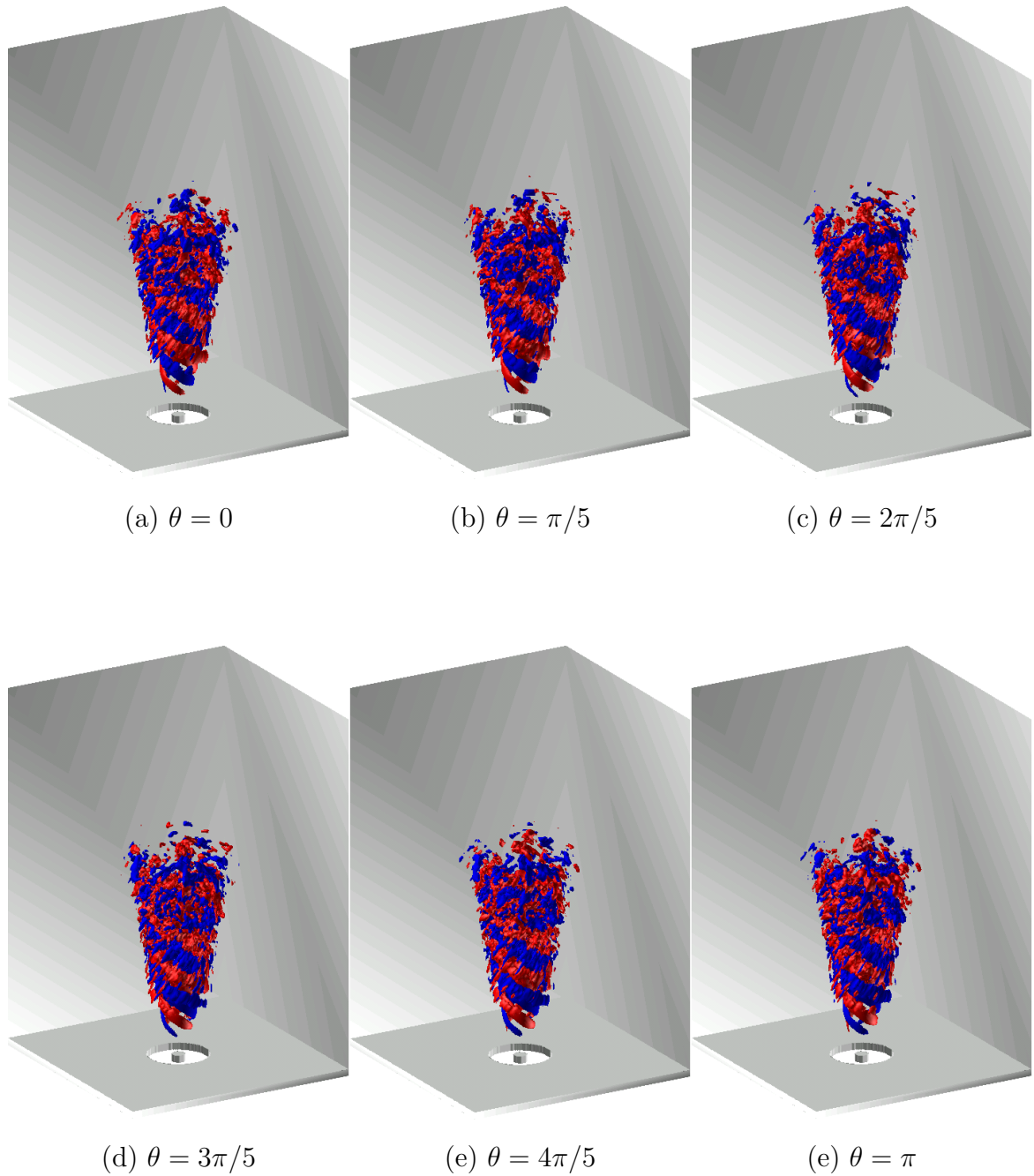


図 3.19: $S = 0.6$, $\phi = 1.0$, $f_j = 197$ kHz における熱発生率場 DMD モードの空間構造

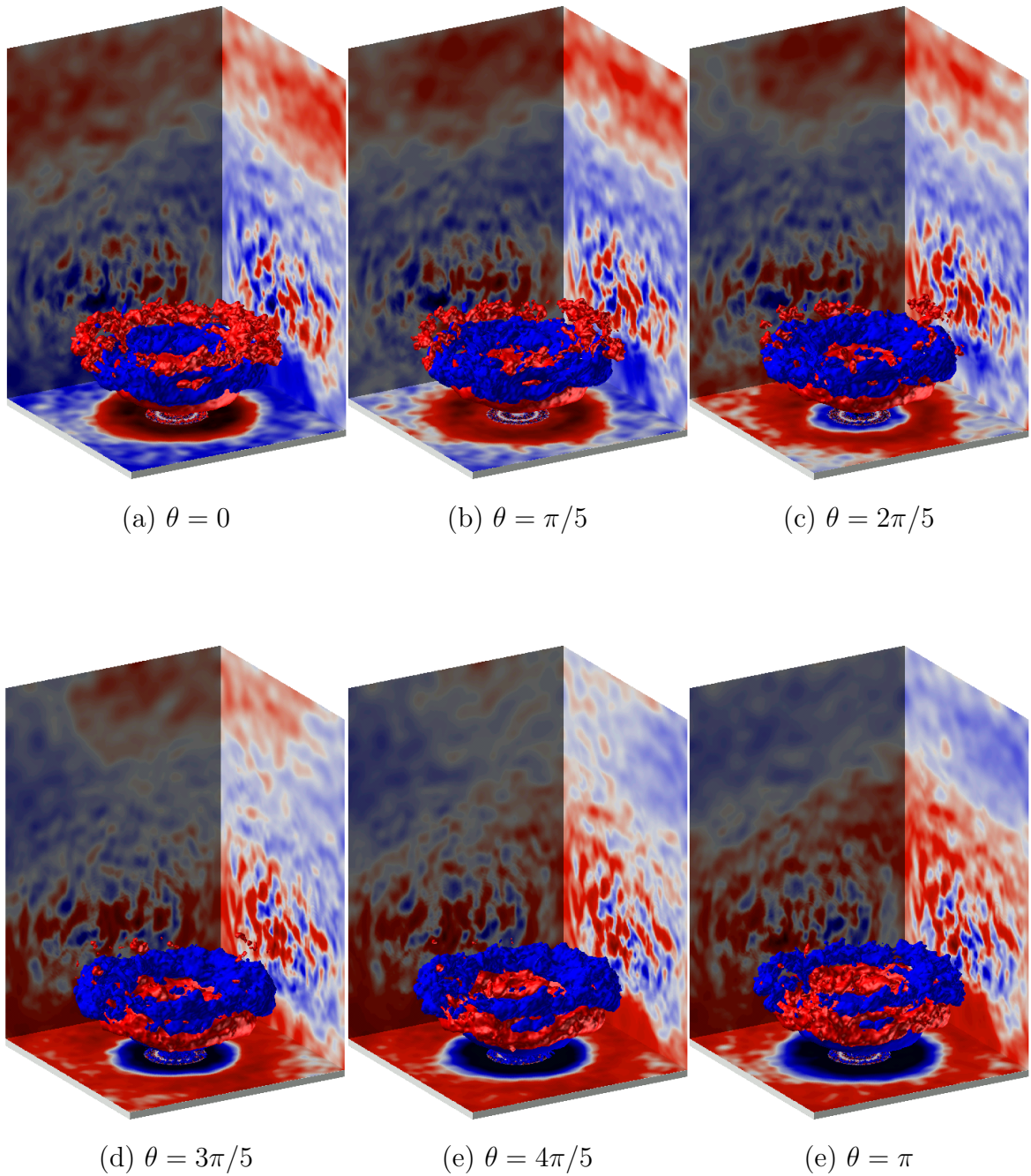


図 3.20: $S = 1.2$, $\phi = 1.0$, $f_j = 72$ kHz における圧力場 DMD モードの空間構造

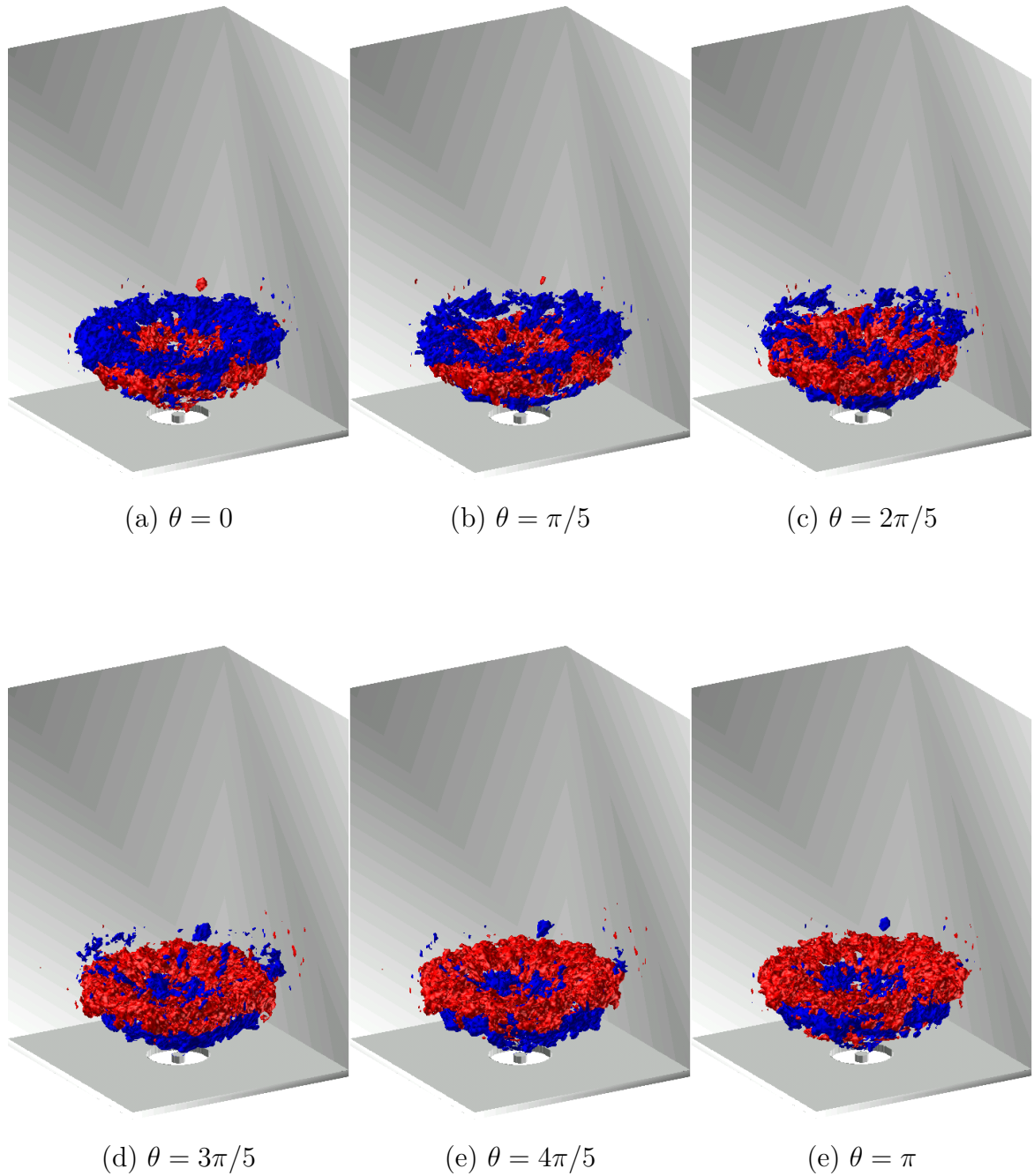


図 3.21: $S = 1.2$, $\phi = 1.0$, $f_j = 72$ kHz における熱発生率場 DMD モードの空間構造

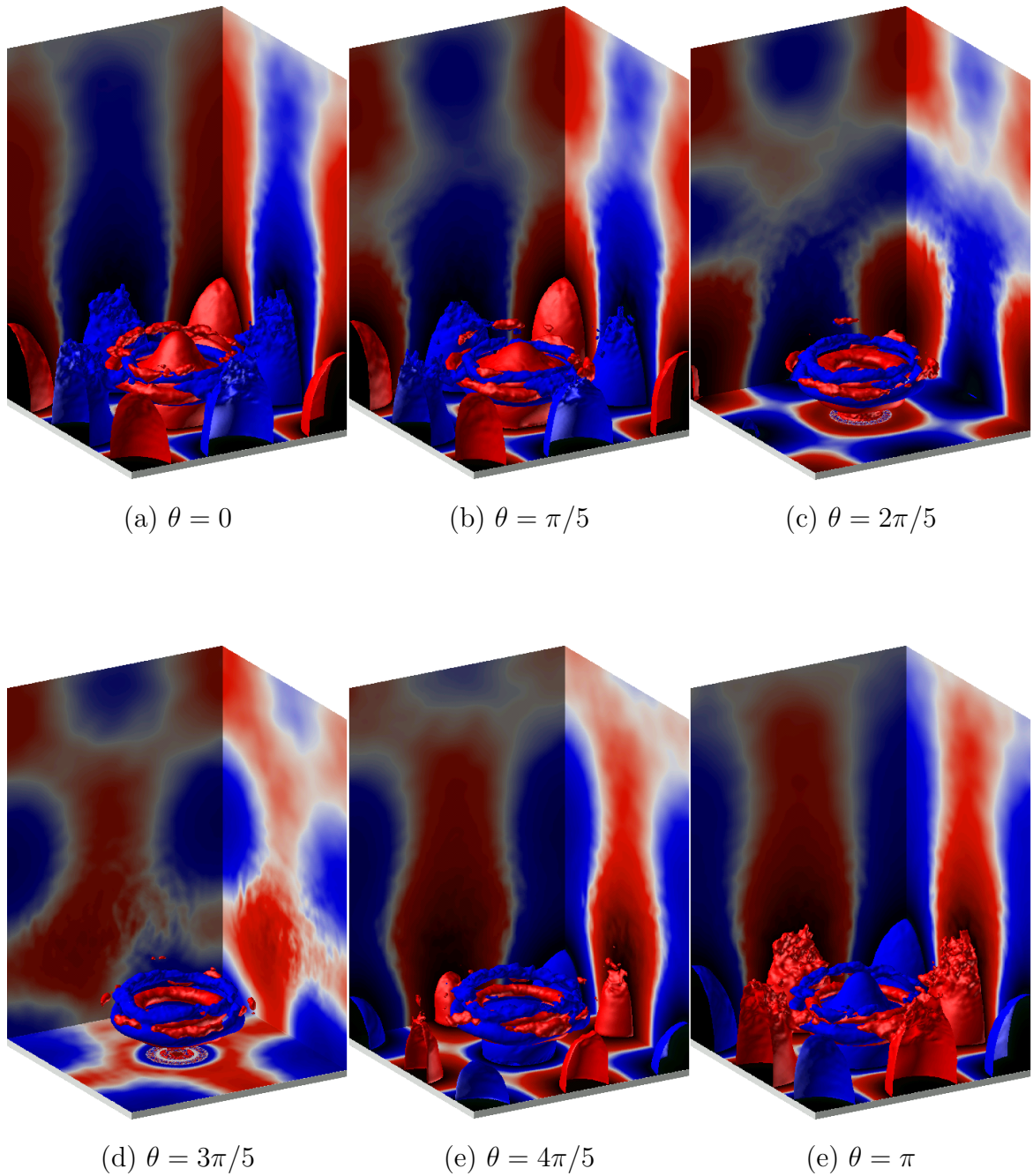


図 3.22: $S = 1.2$, $\phi = 1.0$, $f_j = 124$ kHz における圧力場 DMD モードの空間構造

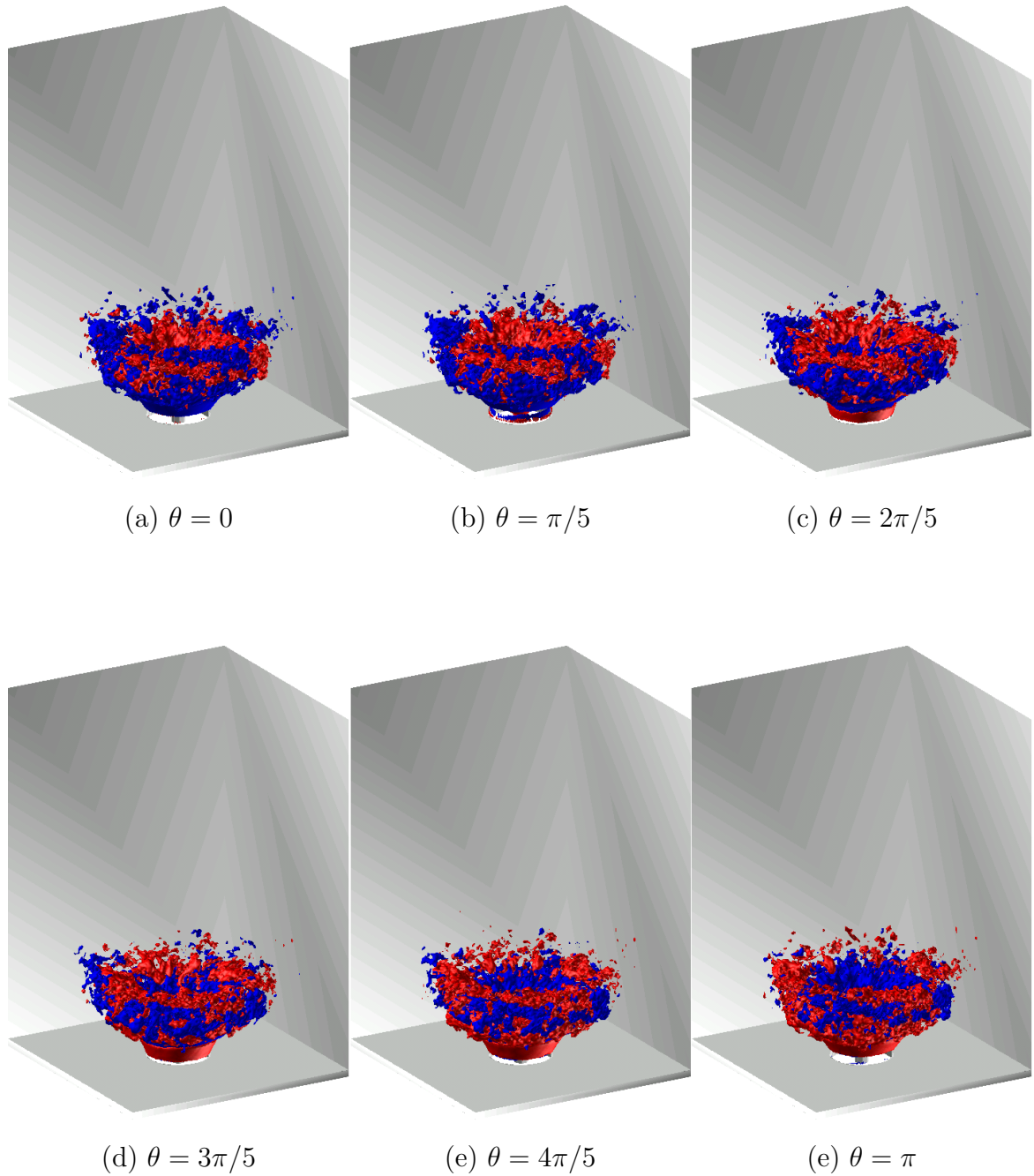
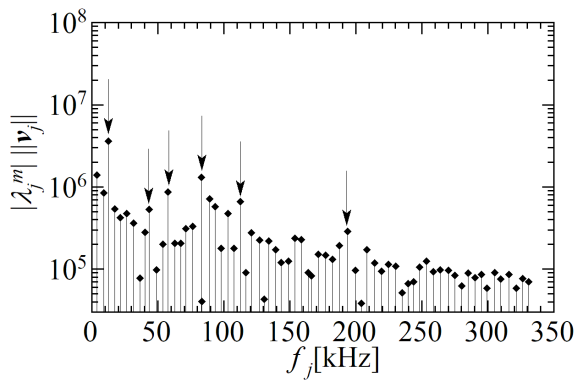
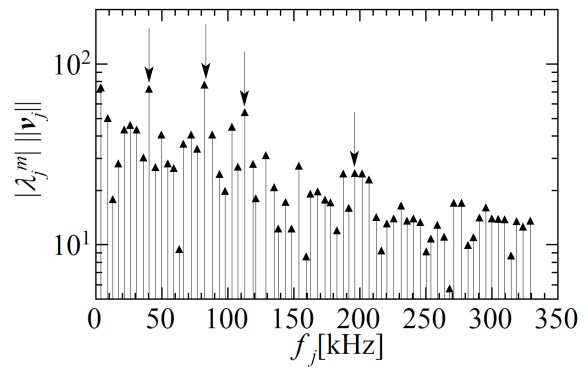


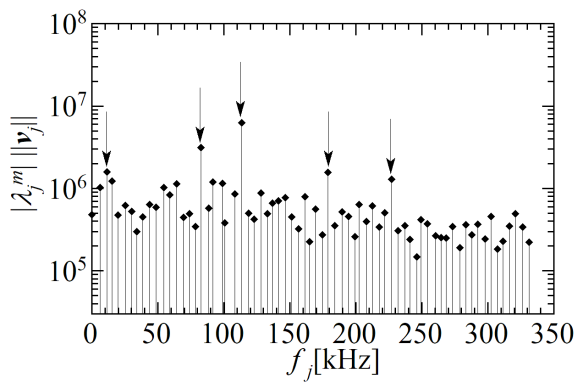
図 3.23: $S = 1.2$, $\phi = 1.0$, $f_j = 123$ kHz における熱発生率場 DMD モードの空間構造



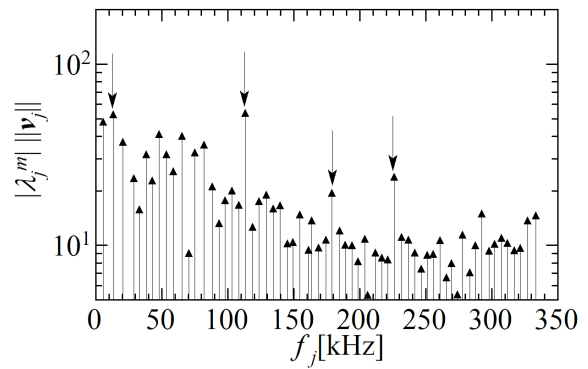
(a) $S = 0.6, \phi = 0.6$ の圧力場



(b) $S = 0.6, \phi = 0.6$ の熱発生率場



(c) $S = 1.2, \phi = 0.6$ の圧力場



(d) $S = 1.2, \phi = 0.6$ の熱発生率場

図 3.24: $\phi = 0.6$ における圧力場及び熱発生率場の DMD スペクトル

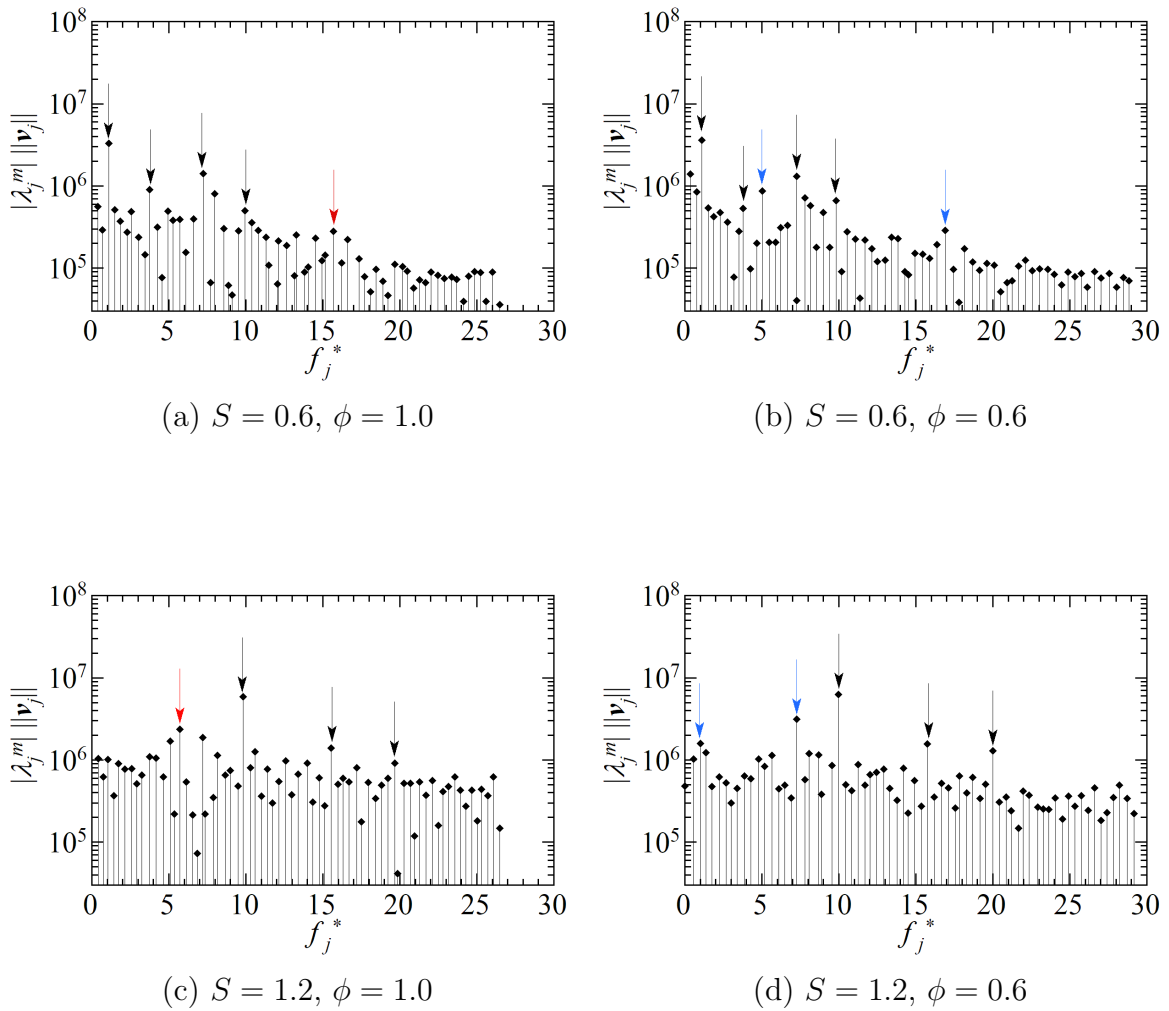


図 3.25: 横軸を無次元周波数 $f_j^* = f_j/f_{1,0,0}$ とした圧力場の DMD スペクトル

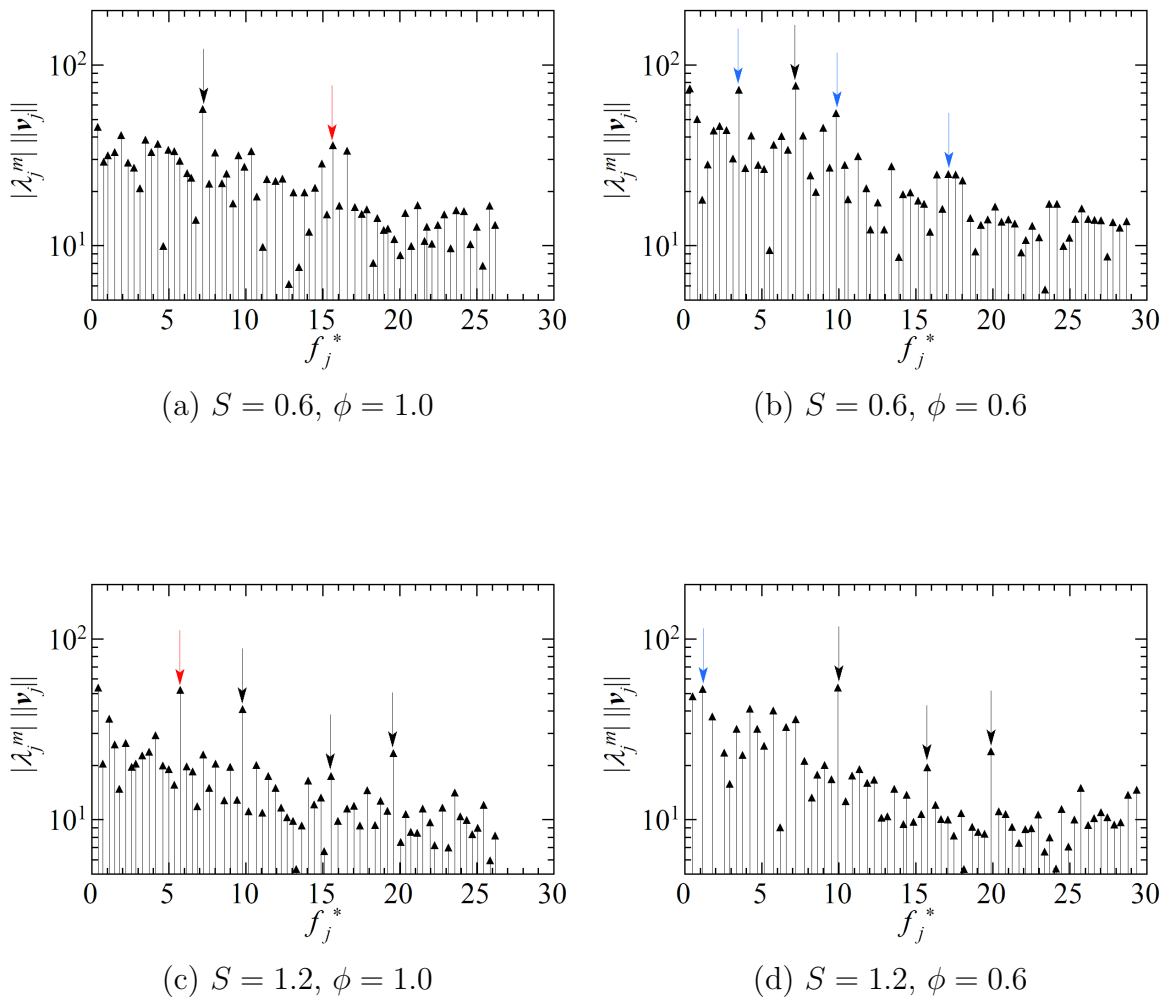
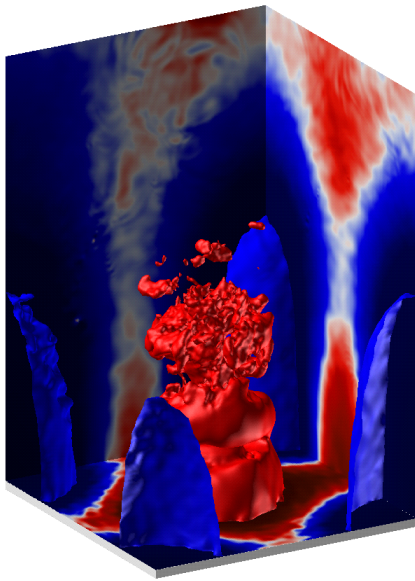
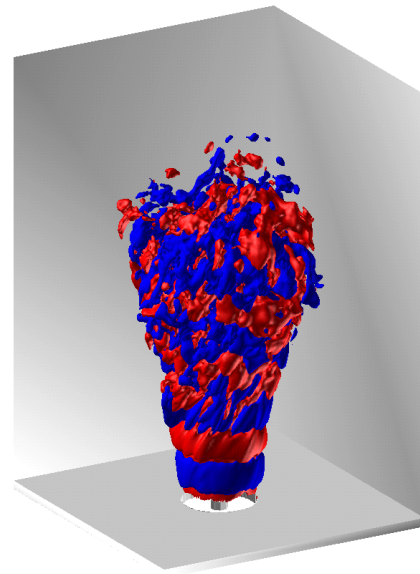


図 3.26: 横軸を無次元周波数 $f_j^* = f_j/f_{1,0,0}$ とした熱発生率場の DMD スペクトル

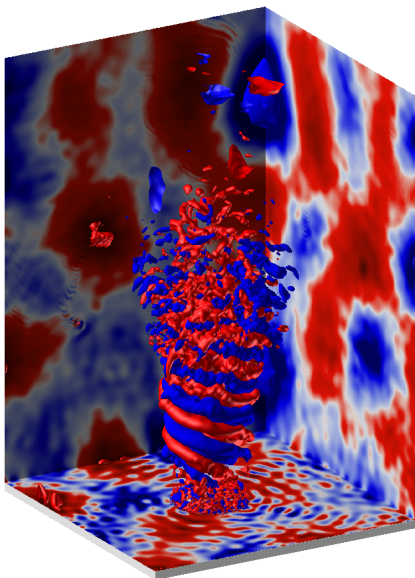


(a) 圧力場の DMD モード

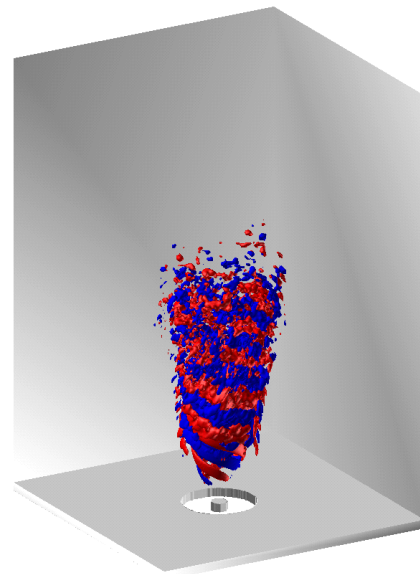


(b) 熱発生率場の DMD モード

図 3.27: $S = 0.6$, $\phi = 0.6$, $f_j = 83$ kHz における圧力場と熱発生率場の DMD モード

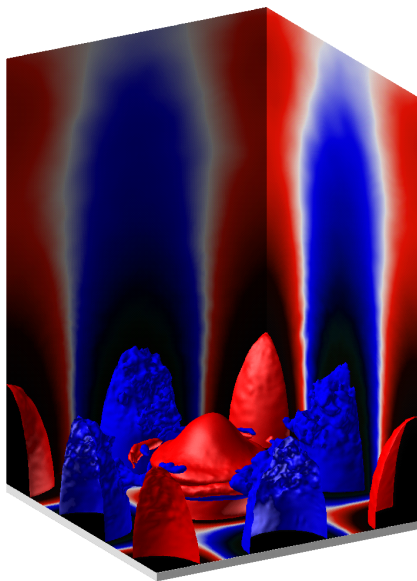


(a) 圧力場の DMD モード

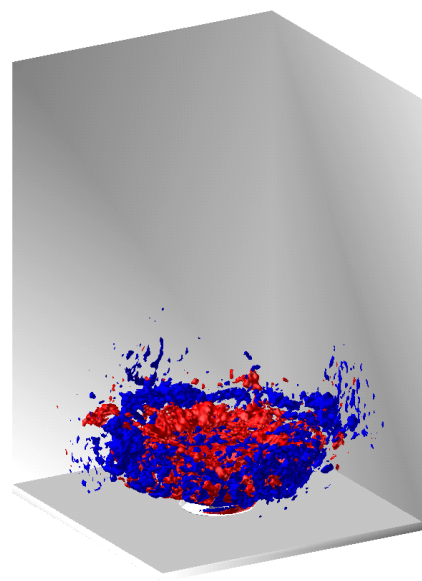


(b) 熱発生率場の DMD モード

図 3.28: $S = 0.6$, $\phi = 0.6$, $f_j \approx 195$ kHz における圧力場と熱発生率場の DMD モード



(a) 圧力場の DMD モード



(b) 熱発生率場の DMD モード

図 3.29: $S = 1.2$, $\phi = 0.6$, $f_j = 113$ kHz における圧力場と熱発生率場の DMD モード

第 4 章

旋回乱流予混合火炎における音響エネルギー供給機構

4.1 はじめに

第3章では、旋回乱流予混合火炎における大規模渦運動の周期性と、圧力場および熱発生率場の動的特性について明らかにした。DMDにより抽出された支配的な熱音響モードが持続的な振動を維持することは、圧力変動を駆動し続ける物理的要因が存在することを示唆している。燃焼場における最大のエネルギー源が火炎であることは明白であるが、火炎により生成される熱エネルギーは圧力変動を駆動するための音響エネルギーに直接的に変換され得る。熱エネルギーが音響エネルギーへと変換される基本的なメカニズムは、Rayleigh[25]によって発見された。Rayleighは、圧力変動と熱発生率変動が同位相となることが、振動燃焼を引き起こす条件であると説明した。文献[25]中に本条件の数式的表現は含まれていないが、この条件はしばしば圧力変動 p' と熱発生率変動 ω'_T の積 $p'\omega'_T$ が正となる条件として、以下の不等式により記述される。

$$\int_V p'(\mathbf{x}, t)\omega'_T(\mathbf{x}, t)dV > 0 \quad (4.1)$$

ここで、 V は対象とする燃焼場の領域を表している。また、この条件は Rayleigh criterion と呼ばれ、近年の燃焼研究においても熱音響不安定性に対する評価手法の一つとして広く利用されている [7, 56, 62, 70–72]。一方、Rayleigh criterion の物理的な意味は、古典的な音響エネルギー収支の観点から説明される。すなわち、圧力変動 p' と熱発生率変動 ω'_T の積 $p'\omega'_T$ は古典的な音響エネルギー保存方程式における生成項に相当する量であるため、散逸の影響が無視できる場合、これが正となることは音響エネルギー密度の時間変化率が正となることに対応する。したがって、Rayleigh criterion は音響エネルギーの成長に対する必要条件として解釈することができる。燃焼場における古典的な音響エネルギー保存式の導出や、Rayleigh criterion の導出方法については、Chu[73] や Nicoud 及び Poinso[26] によって示されている。

熱音響不安定性による振動燃焼の発生は、高効率ガスタービンの開発において深刻な問題となることから、近年においても音響エネルギー収支の観点から盛んに研究が行われている。Durox ら [71] は、Helmholtz 共鳴器型及びオルガンパイプ共鳴器型のバーナー上に形成される層流火炎に対して、 CH^* および OH^* 自発光計測と圧力計測を実施し、自発光強度と圧力信号の位相差を算出することで、熱音響不安定性について検討した。また、Davis ら [7] は CH_4 旋回予混合火炎及び $0.9\text{H}_2/0.1\text{CH}_4$ 混焼旋回予混合火炎に対して、 OH^* 自発光計測と圧力計測を行うことで、Rayleigh index(RI) を算出し、 $0.9\text{H}_2/0.1\text{CH}_4$ 混焼条件において熱音響不安定性がより強く駆動されることを明らかにした。さらに、Kang ら [70] はメタン・空気旋回乱流予混合火炎に対して、OH-平面レーザー誘起蛍光法 (PLIF) を適用することで、種々の外部圧力励振周波数に対する RI の分布を得た。一方、Huang ら [56] は、円筒燃焼器内に形成されるメタン・空気旋回乱流予混合火炎の LES データを用い、圧力と熱発生率を平均成分と周期成分および乱流成分に分解することによって、周期成分のみに基づく RI を算出した。これにより、円筒燃焼器内に形成される、主流垂直方向の1次の音響モードが熱発生率変動と強くカップリングすることを明らかにした。このほかにも、熱音響不安定性に関する実験的・数値的研究は多数存在するが、複雑な旋回乱流燃焼場における音響エネルギー供給を正確に解析することは現実的には困難である。

上記の実験的研究に代表されるように，RIの算出時に用いられる圧力信号は，基本的に燃焼器側壁などに取り付けられた圧力計から得られる，特定の点における信号である．しかし厳密には，RIは燃焼器内の各点における圧力変動と熱発生率変動の積によって定義されるべきものであるため，実験的に算出されたRIが意味を持つためには，測定点と火炎領域における圧力変動の間に位相のずれがあってはならない．一方，LESにおいては燃焼器内のあらゆる点における圧力分布を算出可能であるが，熱発生率変動の結果は使用するモデルの精度に強く依存する．したがって，旋回乱流燃焼場における音響エネルギー授受の詳細を，実験的手法あるいはLESなどのモデルに強く依存した数値計算結果のみから検討することには限界がある．そのため，旋回乱流予混合火炎における音響エネルギー供給機構については依然として未解明な点が多い．そこで第4章では，旋回乱流予混合火炎のDNS結果からRayleigh生成項を算出し，熱音響不安定性解析を行う．また，圧力変動と熱発生率変動のDMD解析を用いることにより，音響エネルギーの供給機構について明らかにする．

4.2 音響エネルギー保存式とRayleigh criterion

前述のとおり，Rayleighにより明らかにされた熱音響振動の基本的な発生・持続メカニズムは，音響エネルギー保存式における音響エネルギー生成項が正となることを意味している．すなわち，振動燃焼は熱発生率変動と圧力変動のカップリングによる音響エネルギーの持続的供給と，その他の物理的要因による音響エネルギー損失とのバランスによって維持される．音響エネルギー保存式は，線形化された基礎方程式（質量保存式，運動量保存式，エネルギー保存式）から導かれるものであり，熱拡散や粘性等による散逸を無視した場合には，以下に示す形で定式化される．[26, 73]．

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{\rho} |\mathbf{u}'|^2}{2} + \frac{p'^2}{2\bar{\rho}\bar{c}^2} \right) + \nabla \cdot (p' \mathbf{u}') = \frac{\gamma - 1}{\gamma \bar{p}} p' \omega'_T \quad (4.2)$$

ここで， p' ， ω'_T ， \mathbf{u}' はそれぞれ，圧力変動，熱発生率変動，速度変動であり， \bar{p} ， $\bar{\rho}$ ， \bar{c} は，圧力，密度，音速の平均値である．右辺が音響エネルギー生成項（Rayleigh生成項）であり，しばしば燃焼器内の支配的な振動モードの周期で時間積分され，その符号から熱音響不安定性が評価される．さらに，燃焼器全体としての安定性評価のためには，生成項の体積積分値が用いられる．そのため，Rayleigh criterionは以下の不等式によって表現されることが多く，この不等式が熱音響不安定性の必要条件として広く用いられている．

$$\frac{\gamma - 1}{\gamma \bar{p}} \int_T \int_V p' \omega'_T dV dt > \int_T \int_S p' \mathbf{u}' \cdot \mathbf{n} dS dt \quad (4.3)$$

ここで S は，燃焼器の境界面を表している．この不等式が成り立つとき，周期 T の圧力変動が増幅され，振動燃焼が生じる．図4.1は式(4.2)における $p' \omega'_T (= R)$ の体積積分値の時間変化である．ただし，図4.1の縦軸において， $\langle R \rangle$ は次式で表される R の全領域の平均値を表している．

$$\langle R \rangle = \frac{1}{V} \int_V R dV \quad (4.4)$$

また，音響エネルギー生成項を計算するにあたり，圧力変動と熱発生率変動は次式のように算出した．

$$p'_n(\boldsymbol{x}) = p_n(\boldsymbol{x}) - \bar{p}(\boldsymbol{x}) \quad (4.5)$$

$$\omega'_{T,n}(\boldsymbol{x}) = \omega_{T,n}(\boldsymbol{x}) - \bar{\omega}_T(\boldsymbol{x}) \quad (4.6)$$

添字の n は離散データにおいて n 番目の時刻を示す．ただし， $n = 0, 1, 2, \dots, m$ である．平均値は全 $m + 1$ 点の離散データを用いることにより，次式から算出される．

$$\bar{p}(\boldsymbol{x}) = \frac{1}{m+1} \sum_{n=0}^m p_n(\boldsymbol{x}) \quad (4.7)$$

$$\bar{\omega}_T(\boldsymbol{x}) = \frac{1}{m+1} \sum_{n=0}^m \omega_{T,n}(\boldsymbol{x}) \quad (4.8)$$

図 4.1 より，全ての条件のほぼ全解析区間で負の値が観察される．音響エネルギー保存式において，Rayleigh の生成項は唯一の生成項であるため，この結果は熱音響振動が減衰することを示す．しかし実際には，前章で示されたように，燃焼器内では支配的な振動モードが持続的な振動を示す．これは，図 4.1 の結果とは矛盾することとなる．一方，式 (4.2) で表されるように，音響エネルギー保存式は燃焼器内の各点において成立すべき方程式であるため，局所的にはこの項が正となる領域が存在するはずである．すなわち，音響エネルギーをもたらす物理的要因は，局所的なエネルギー供給に対する議論により明らかにされる可能性がある．本研究では DNS によって局所の圧力変動 $p'(\boldsymbol{x}, t)$ ，熱発生率変動 $\omega'_T(\boldsymbol{x}, t)$ を容易に得ることが可能であるため，燃焼場の各点における音響エネルギー生成項 $R(\boldsymbol{x}, t) = p'(\boldsymbol{x}, t)\omega'_T(\boldsymbol{x}, t)$ を直接評価する．図 4.2 は R の燃焼器中央断面における瞬時場の分布を示している．図中の赤と青の領域はそれぞれ， R が正および負の領域に対応している．すなわち，赤い領域において音響エネルギーの供給が行われている． $S = 0.6$ では $2.0 \leq x \leq 8.0$ mm の領域で音響エネルギーの授受が活発に行われている．この領域は，乱流遷移に伴って現れる微細な渦構造により，火炎面が乱される領域である． R が大きな正の値を示す領域が観察される一方で， R が負となる領域も広く存在している．式 (4.2) より， R が負となることは単に音響エネルギー供給に寄与しないばかりではなく，音響エネルギーの減少に対して寄与する．したがって，乱流遷移に伴う微細な渦構造の出現が，常に音響エネルギー供給に寄与するとは限らないと考えられる． $S = 1.2$ では大規模渦周囲の領域や，内側及び外側せん断層に沿う火炎面近傍で正の R が観察される． $\phi = 0.6$ では火炎から離れた壁面近傍においても，正の R が現れている．しかし， $S = 0.6$ の場合と同様に R が負となる領域も広く存在しており，一概に大規模渦周囲の領域が音響エネルギーの供給源であると断定することはできない．

音響エネルギー供給に対する平均的な傾向を観察するために，図 4.3 に音響エネルギー生成項の平均分布 $\bar{R}(\boldsymbol{x})$ を示す． R の平均値は，式 (4.7) 及び (4.8) と同様にして算出した．図より， $S = 0.6$ では， $3.0 \leq x \leq 7.0$ mm の旋回中心軸周囲において，平均的に音響エネルギーの供給が行われている．さらに，内側及び外側せん断層に沿って存在する領域においても平均的な音響エネルギーの供給が確認される．しかしいずれの当量比についても，内側せん断層において \bar{R} が大きな負の値を示す領域が存在している．したがって，こ

の領域では平均的に音響エネルギーが消費され続けていると考えられる。一方、スワール数 1.2 の条件 (図 4.3, (c), (d)) では、内側及び外側せん断層に沿って \bar{R} が正負交互の規則的な分布を示している。このような規則性は、熱発生率分布と圧力分布が特定の周波数におけるモードの構造と周期性にしたがって変動していることに起因している。すなわち、 $S = 1.2$ では $f_j^* \approx 10$ における圧力及び熱発生率の振動モードが支配的であり、燃焼器流入口付近の圧力は規則的に上昇と低下を繰り返す。したがって、 \bar{R} が正の領域に沿って火炎が存在する瞬間には流入口周辺の圧力が高く、負の領域に沿って火炎が存在する瞬間には圧力が低くなると考えられる。 \bar{R} が正の値を示す領域は、規則的な分布が観察される領域の先端部にも存在するが、その周囲は大きな負の値を示す領域で占められている。このことから、乱流遷移による火炎面の乱雑な変動は、平均的に音響エネルギーの減少に寄与すると考えられる。一方、壁面の近傍では、再び音響エネルギー供給がなされる領域が観察される。特に $\phi = 0.6$ の条件ではこの傾向が顕著である。絶対値としては決して大きくはないが、その占める体積が大きいいため、燃焼器全体としての不安定性に対する寄与が大きくなることが予想される。以上のように、音響エネルギーの供給に対しては、火炎面の周期的な変動や音響モードの振動が重要となるほか、乱流領域におけるランダムな変動も重要な役割を担っていると考えられる。

4.3 音響エネルギー供給の周期性

音響エネルギーの供給においては、圧力変動と熱発生率変動の支配的な振動モードが、局所的に同位相で振動することが重要となる。前章で示されたように、本研究で対象とする旋回乱流燃焼場には、大きな振幅と高い持続性を有する振動モードが、圧力場及び熱発生率場に存在する。本節では、周波数ごとのモードの位相差に着目し、支配的な振動モードの相互作用の観点から、熱音響不安定性について検討する。ここでは、式 (4.5), (4.6) で定義された圧力変動と熱発生率変動の時系列データベクトルを、 $\mathbf{p}'_n, \omega'_{T,n}$ と書くことにする。データベクトル $(\mathbf{p}'_n, \omega'_{T,n})$ に対し、前章で示した DMD を適用すると、データベクトルは次式のように DMD モード $(\hat{\mathbf{p}}'_j, \hat{\omega}'_{T,j}, j = 1, 2, \dots, m)$ に分解される。

$$\mathbf{p}'_n = \sum_{j=1}^m \lambda_j^n \hat{\mathbf{p}}'_j \quad (4.9)$$

$$\omega'_{T,n} = \sum_{j=1}^m \lambda_j^n \hat{\omega}'_{j,T} \quad (4.10)$$

ただし、式 (4.5), (4.6) によって定義される変動量に対して DMD を適用する場合には、DMD の性質により Ritz 値 λ_j は次式となる。

$$\lambda_j = \exp\left(\frac{2\pi i j}{m+1}\right) \quad (4.11)$$

これは、式 (4.9) 及び (4.10) による分解が、本質的には離散フーリエ変換と同等のモード分解を与えていることを意味している [29]。以上を用いて、音響エネルギー生成項の平均

値 $\bar{R}(\boldsymbol{x})$ を表すと次式が成立する．

$$\bar{R}(\boldsymbol{x}) = \frac{1}{m+1} \sum_{n=0}^m \hat{p}'_n(\boldsymbol{x}) \omega'_{T,n}(\boldsymbol{x}) = \sum_{j=1}^m |\hat{p}'_j(\boldsymbol{x})| |\hat{\omega}'_{T,j}(\boldsymbol{x})| \cos(\theta_j(\boldsymbol{x}) - \vartheta_j(\boldsymbol{x})) \quad (4.12)$$

ここで， $\hat{p}'_j(\boldsymbol{x})$ 及び $\hat{\omega}'_{T,j}(\boldsymbol{x})$ は，DMD モード \hat{p}'_j ， $\hat{\omega}'_{T,j}$ の成分であり， $\theta_j(\boldsymbol{x})$ と $\vartheta_j(\boldsymbol{x})$ は各モードの各点における位相である．すなわち，次式によって与えられる．

$$\hat{p}'_j(\boldsymbol{x}) = |\hat{p}'_j(\boldsymbol{x})| e^{i\theta_j(\boldsymbol{x})} \quad (4.13)$$

$$\hat{\omega}'_{T,j}(\boldsymbol{x}) = |\hat{\omega}'_{T,j}(\boldsymbol{x})| e^{i\vartheta_j(\boldsymbol{x})} \quad (4.14)$$

式 (4.12) から明らかなように，音響エネルギー生成項の平均値は，圧力変動と熱発生率変動から得られる同周波数のモードどうしの振幅の積と，位相差によって与えられる． $\bar{R}(\boldsymbol{x})$ に対する各モードの寄与を $\bar{R}_j(\boldsymbol{x})$ とし，式 (4.12) を体積積分すると次式が得られる．

$$\bar{R}_j(\boldsymbol{x}) = |\hat{p}'_j(\boldsymbol{x})| |\hat{\omega}'_{T,j}(\boldsymbol{x})| \cos(\theta_j(\boldsymbol{x}) - \vartheta_j(\boldsymbol{x})) \quad (4.15)$$

$$\int_V \bar{R}(\boldsymbol{x}) dV = \sum_{j=1}^m \int_V \bar{R}_j(\boldsymbol{x}) dV \quad (4.16)$$

上式は，燃焼器全体としての音響エネルギー生成量の平均値が，各周波数におけるモードの寄与の和として表されることを示している．式 (4.15) 及び (4.16) による Rayleigh 生成項の表現は，Urbano ら [58] によるものと同様である．図 4.4 は各モードの周波数に対する R_j の体積積分値を示している．図 4.1 で示されたように， R の体積積分値の平均値は負となるため， R_j の体積積分値の和も当然負である．図 4.4 より， $S = 0.6$ では f_j^* がおよそ 1 の付近で，正のピークが観察される．これは，前章の結果で現れた燃焼器主流方向の $1/4$ 波長音響モードの周波数に対応している．すなわち， $1/4$ 波長音響モードの振動と同周波数における熱発生率変動は，全体として同位相となる傾向にある．しかし前章において， $f_j^* \approx 1.0$ では熱発生率の支配的な DMD モードは観察されていない．したがって， $1/4$ 波長音響モードの振動に対する熱発生率変動の応答は，同位相ではあるが弱いものであると言える．図 4.5 は $f_j^* \approx 1.0$ における， \bar{R}_j の燃焼器中央断面の分布である． \bar{R}_j の定義から明らかなように， \bar{R}_j の正負は圧力変動と熱発生率変動のモードの位相差のみによって決まる． $\phi = 1.0$ では，特に内側及び外側せん断層に沿う領域で大きな正の値を示す領域が観察される．しかし，分布に対称性は無く， $x \geq 5.0$ mm の下流域では中心軸に対して分布の正負が逆転している． $\phi = 0.6$ ではせん断層に沿う領域の他， $3.0 \leq x \leq 7.0$ mm の旋回中心軸周囲で正の値を示す領域が観察される．全体として，正の領域が占める割合は， $\phi = 1.0$ における \bar{R}_j よりも大きい．これは，図 4.4 において同周波数の \bar{R}_j の体積積分値が， $\phi = 1.0$ よりも大きいことと対応している．一方，圧力と熱発生率の DMD モードがいずれも大きな振幅を示した $f_j^* \approx 7.4$ では，負のピークが観察される．このことから， $f_j^* \approx 7.4$ における圧力変動と熱発生率変動は逆位相となる傾向にある．しかし，同周波数における圧力と熱発生率の DMD モードはいずれも持続的な振動を示していることから，局所的には上記周波数における音響エネルギーの供給が生じていると考えられる．図 4.6 は $f_j^* \approx 7.4$ における， \bar{R}_j の燃焼器中央断面の分布である．いずれの当量比におい

ても, $x \approx 3.0$ mm 周辺の内側せん断層で大きな絶対値を有する負の分布が観察される. この傾向は, 図 4.3 で示した R の平均分布でも観察されている. この領域においては, 成長した大規模渦による火炎の巻き込みが生じ, 燃焼が促進される. 大規模渦中心付近においては圧力の低下が生じることから, 熱発生率変動と圧力変動との間には負の相関が生じると考えられる. その結果として, $x \approx 3.0$ mm 周辺の内側せん断層では, 圧力変動と熱発生率変動が逆位相になると考えられる. このような負の領域の存在によって, $f_j^* \approx 7.4$ における \bar{R}_j の体積積分値は負の値となるものの, さらに下流域では正の値を伴う分布が広く観察される. このことから, $f_j^* \approx 7.4$ における圧力変動と熱発生率変動は, この領域における音響エネルギーの供給により維持されていると考えられる.

$S = 1.2$ では, いずれの当量比においても $f_j^* \approx 10$ で, 正のピークが観察される. $f_j^* \approx 10$ という周波数は, 高スワール数条件における圧力・熱発生率の最も支配的な DMD モードの周波数に対応する. 高スワール数条件においても R の平均値は負であったが, 支配的な振動モード同士では同位相となる可能性があることをこの結果は示している. 図 4.7 は $f_j^* \approx 10$ における, \bar{R}_j の燃焼器中央断面の分布である. 燃焼器流入口近傍の内側・外側せん断層には, 図 4.3 でも観察された正負交互の規則的な分布が観察される. すなわち, \bar{R} の分布で現れた規則的な分布は, $f_j^* \approx 10$ における \bar{R}_j の分布に起因していると考えられる. 上述のように, この分布は, \bar{R} が正の領域に沿って火炎が存在する瞬間には流入口周辺の圧力が高く, 負の領域に沿って火炎が存在する瞬間には圧力が低くなることを示唆している. 一方で, 図 4.7 は図 4.3 とは異なり, 乱流運動が支配的な領域における負の領域の寄与が小さい. むしろ, 壁面に近い領域では弱い正の値を伴う領域が広く存在し, \bar{R}_j の上昇に寄与している. この領域における熱発生率は小さいが, 燃焼器壁面は $f_j^* \approx 10$ における圧力振動モードの腹となることから, 壁面近傍の圧力変動振幅は大きい. この結果は, 壁面付近の弱い発熱の変動と圧力変動が, 広い領域で同位相となることを示している. 高スワール数条件では, 上記のピークに加え $f_j^* \approx 16$ においても正のピークが観察される. 前章で示した圧力と熱発生率の DMD モードも, この周波数で大きな振幅を有している. したがって, $S = 1.2$ では $f_j^* \approx 10$ と $f_j^* \approx 16$ の二つのモードにおいて圧力変動と熱発生率変動のカップリングが生じ, これらのモードの振動が持続すると考えられる. 他方で, $S = 1.2, \phi = 0.6$ では $f_j^* \approx 5.9$, $S = 1.2, \phi = 1.0$ では $f_j^* \approx 5.6$ において, 極めて大きな負のピークが観察される. 図 4.8 は, これらの周波数における \bar{R}_j の分布である. 図 4.8 において観察される最大の特徴は, 乱流運動が支配的な領域において大きな負の値を示す分布が存在することである. この特徴は, 図 4.3 で観察された特徴と一致する. すなわち, R の平均分布は, この周波数における \bar{R}_j と $f_j^* \approx 10$ における \bar{R}_j の分布を重ね合わせることで, おおよそその特徴が再現される. 以上の結果より, $S = 1.2$ では乱流運動の支配的な領域で, 周期的に音響エネルギーの消費がなされると考えられる.

4.4 本章の結論

第4章では、旋回乱流予混合火炎のDNS結果から音響エネルギー生成項 R を算出し、その空間構造について検討した。また、圧力変動と熱発生率変動のDMD解析結果から各振動モード間の位相差を検討し、 \bar{R} に対する各モードの寄与について評価した。以上の解析から、本章では以下の結論を得た。

1. $S = 0.6$ では、燃焼器中心軸周囲において平均的に音響エネルギー供給が行われる。
2. $S = 1.2$ では、火炎面の周期的変動と圧力振動モードの存在によって、内側及び外側せん断層に沿って \bar{R} が正負交互の規則的な分布を示すが、その下流域では音響エネルギーの平均的な減少が生じる。
3. $S = 0.6$, $f_j^* \approx 7.4$ における \bar{R}_j は、内側せん断層内の大規模渦の巻き込みが生じている領域において大きな負の値を示すが、さらに下流域では正の値を伴う分布が広く存在する。
4. $S = 1.2$ では、 $f_j^* \approx 10$ 及び 16 における \bar{R}_j の体積積分値が正となり、圧力変動と熱発生率変動の支配的な振動モードの間でカップリングが生じている。

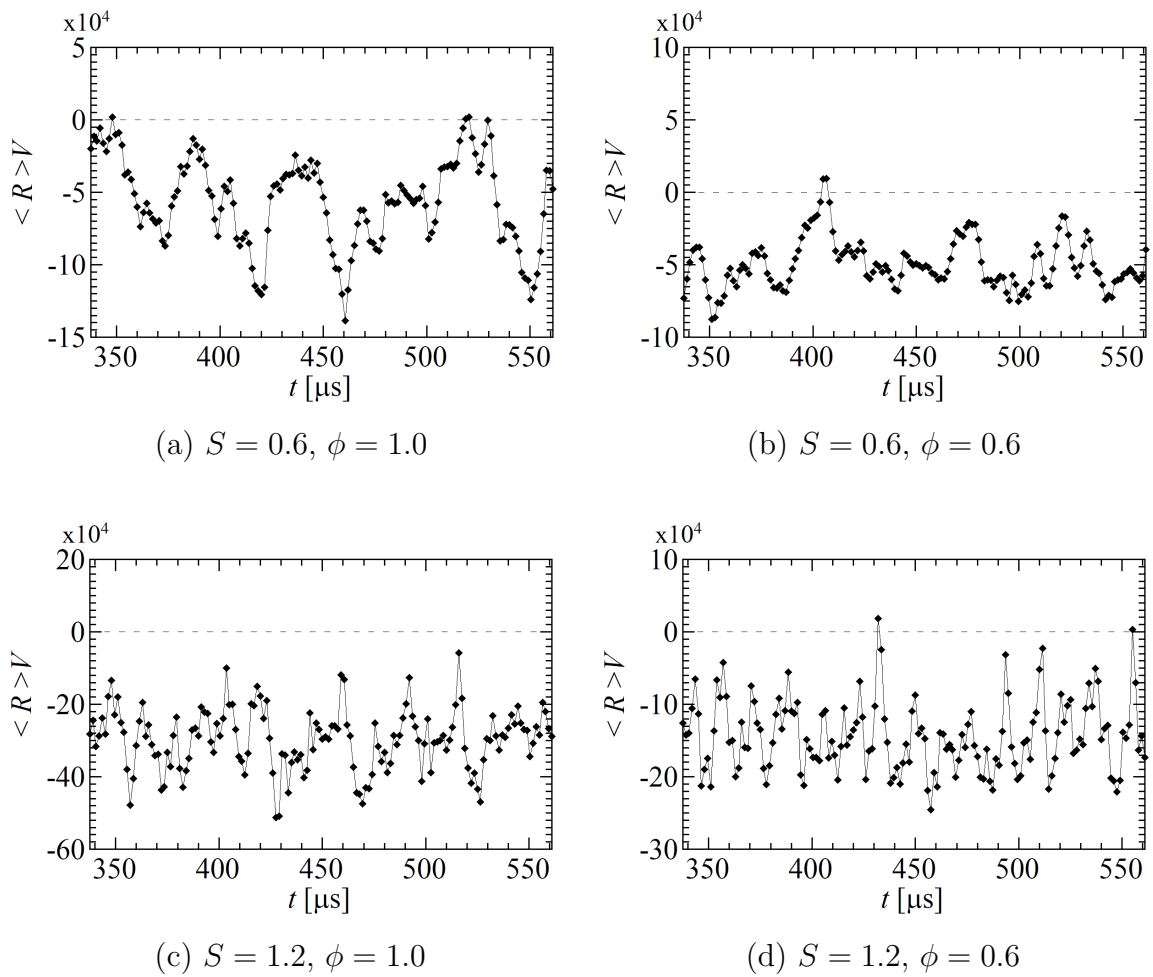


図 4.1: Rayleigh 生成項の体積積分値の時間変化

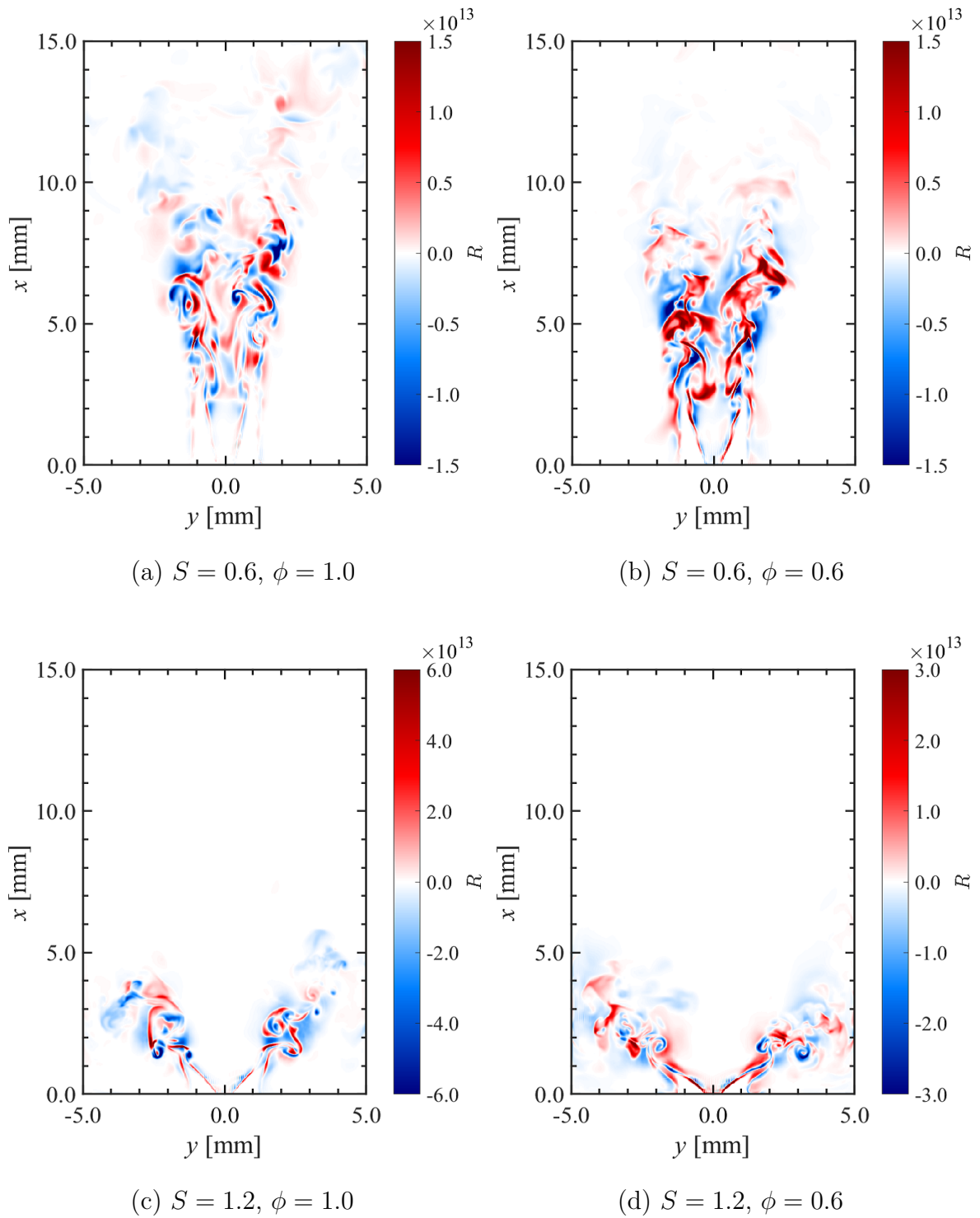


図 4.2: 燃焼器中央断面における Rayleigh 生成項の瞬時場

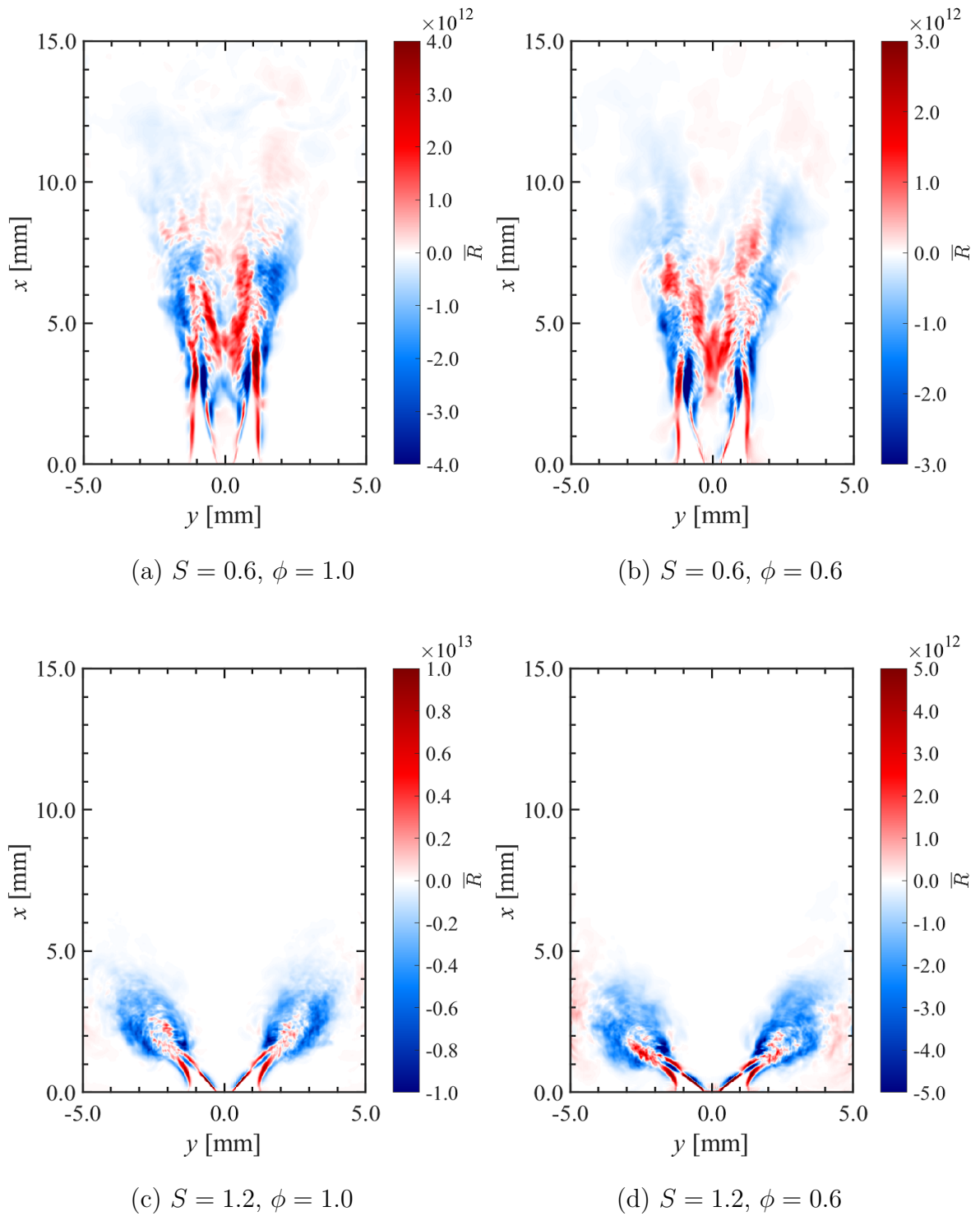


図 4.3: 燃焼器中央断面における Rayleigh 生成項の平均場

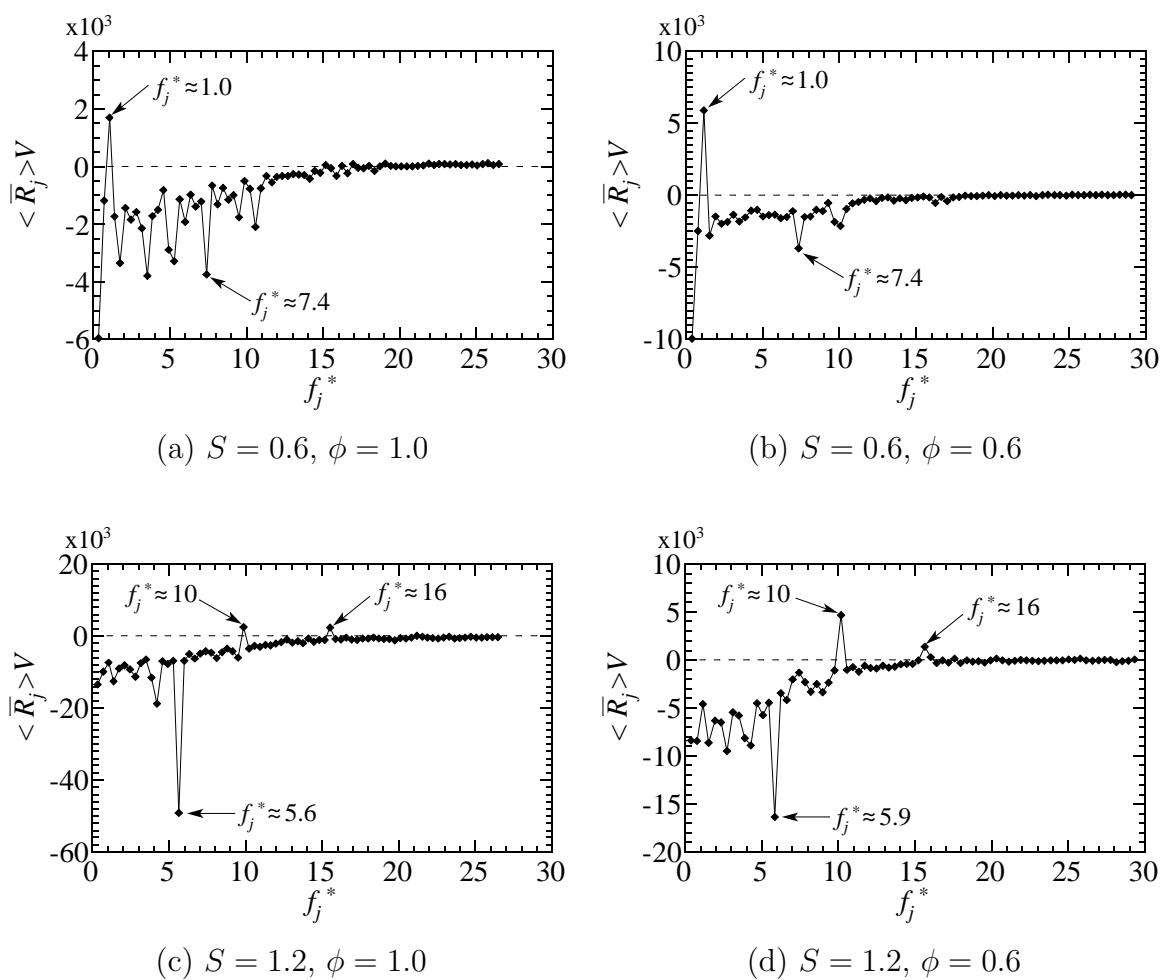


図 4.4: 各モードの周波数に対する \bar{R}_j の体積積分値

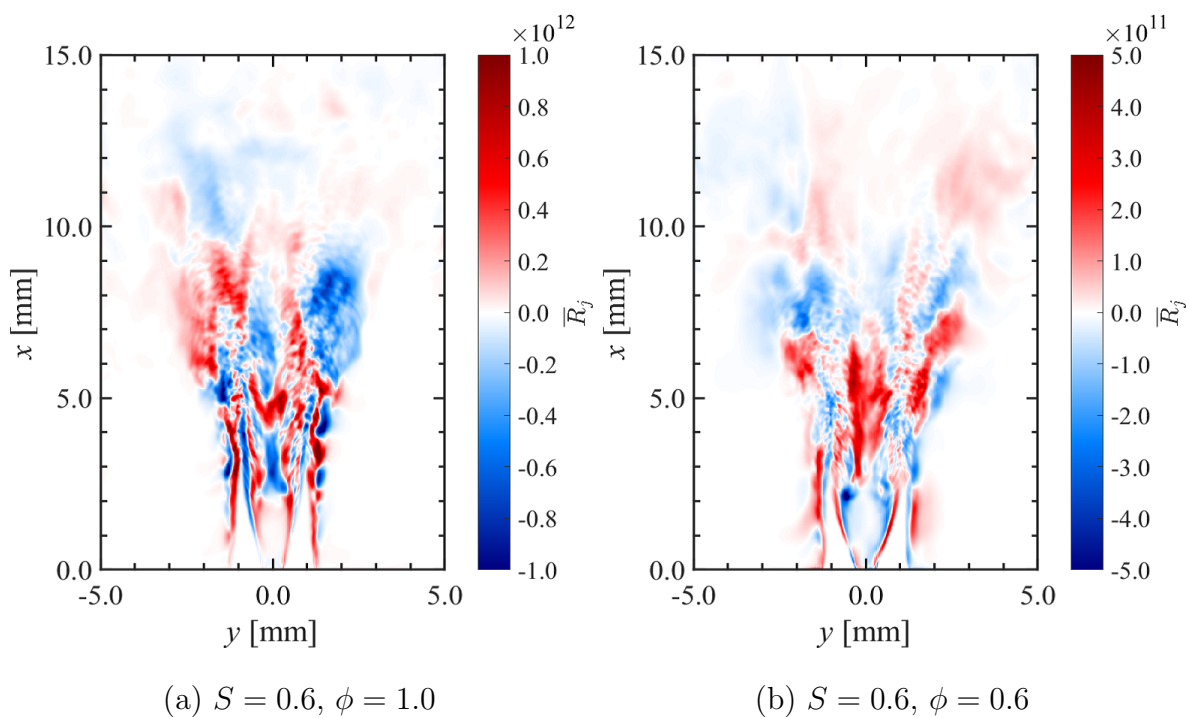


図 4.5: $S = 0.6, f_j^* \approx 1.0$ における \bar{R}_j の燃焼器中央断面分布

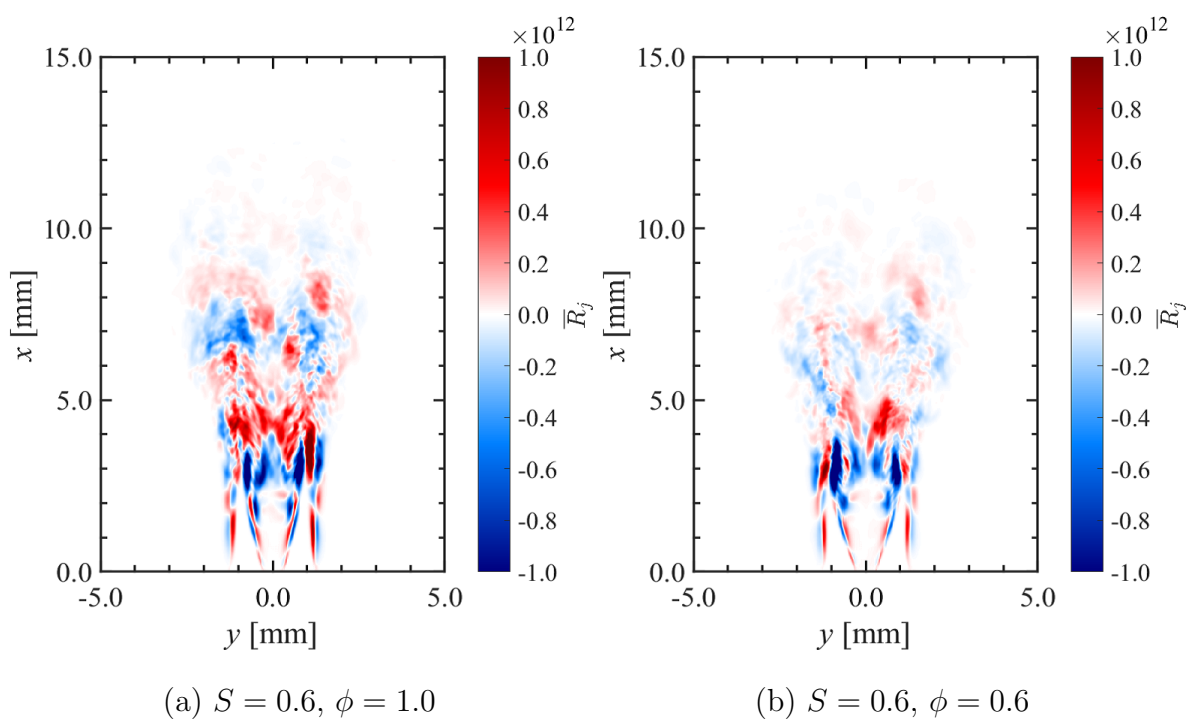


図 4.6: $S = 0.6, f_j^* \approx 7.4$ における \bar{R}_j の燃焼器中央断面分布

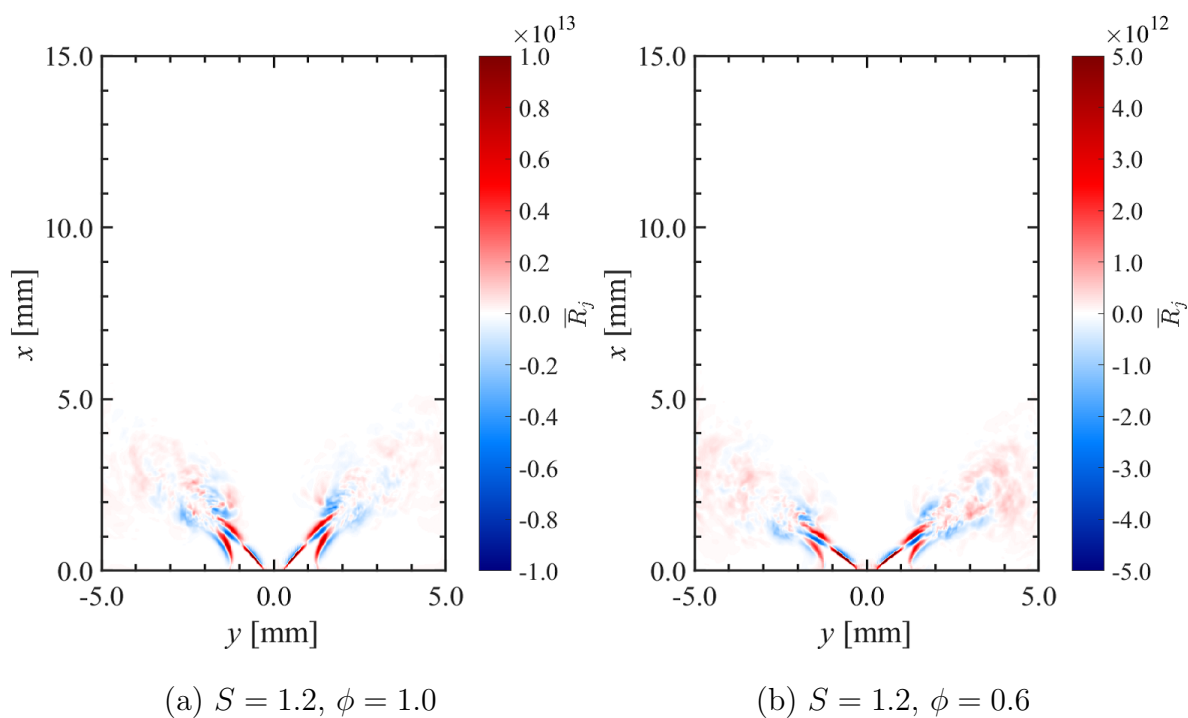


図 4.7: $S = 1.2, f_j^* \approx 10$ における \bar{R}_j の燃焼器中央断面分布

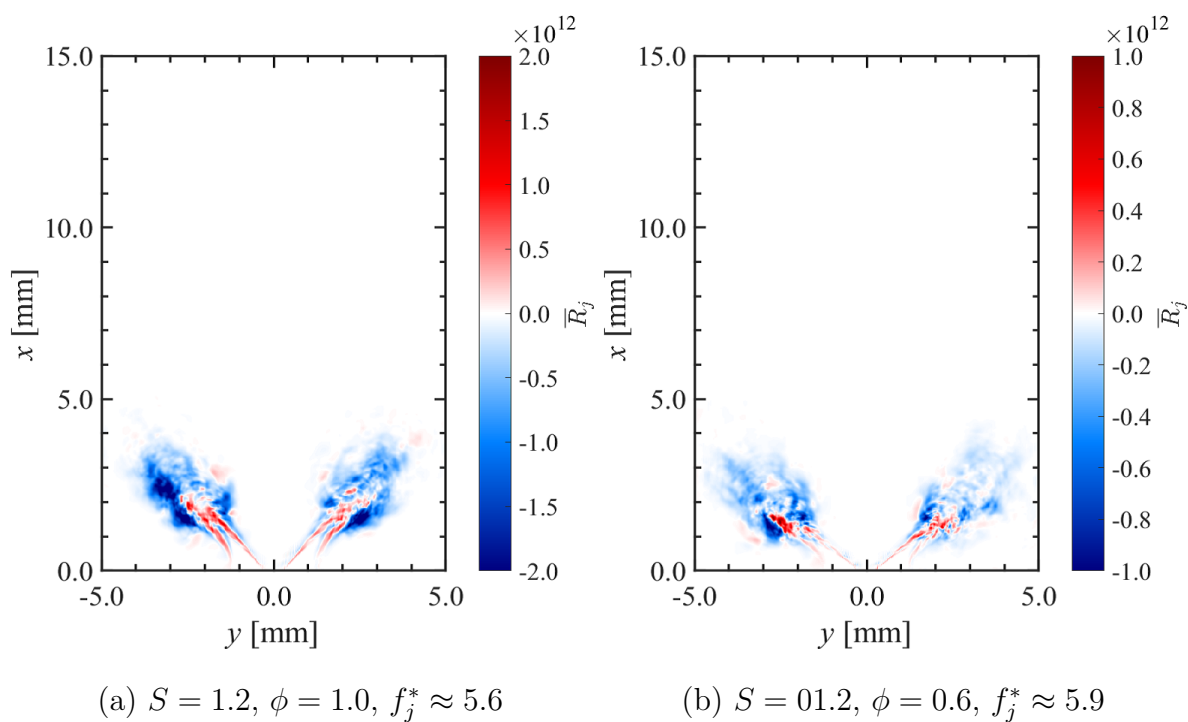


図 4.8: $S = 1.2, f_j^* \approx 5.6$ 及び 5.9 における \bar{R}_j の燃焼器中央断面分布

第 5 章

熱音響不安定性に対する変動エネルギー解析

5.1 はじめに

旋回乱流予混合火炎の熱音響安定性解析において、Rayleigh criterion[25] は最も単純かつ扱いが容易な安定判別法である。前章でも述べたように、Rayleigh criterion は近年の研究においても層流火炎・乱流火炎を問わず様々な燃焼場を対象として広く用いられている [7, 56, 62, 70, 71]。しかしながら、Rayleigh criterion による燃焼安定性評価に加えて、その物理的な妥当性にまで言及した研究は限られている。なぜなら、Rayleigh criterion の妥当性を示すことは、対象とする燃焼場における古典的な音響エネルギー保存式の妥当性を示すことにほかならず、音響エネルギー保存式に含まれるすべての項を正確に算出することは、DNS 以外の手法においては困難だからである。特に、実験的手法では燃焼場の各点における圧力、熱発生率、速度を得ることは困難であるため、古典的な音響エネルギー保存式の妥当性を検討した実験的研究は限られる。しかし、比較的単純な系を対象として、いくつかの物理的な仮定を課すことにより、音響エネルギー収支を確認した実験的研究は存在している。例えば、Durox ら [71] は、OH*自発光計測と圧力計測および熱線流速計による速度計測により、オルガンパイプ共鳴器型のバーナー上に形成される層流火炎について、古典的な音響エネルギーの収支を検討している。しかしながら、旋回乱流燃焼場のような三次元性の強い系となると、同様の手法は通用しない。一方、近年の計算機技術の発展に伴い、LES や DNS による熱音響安定性に関する研究も盛んに行われている。これらの数値計算手法を用いれば、音響エネルギー保存式の各項を算出可能であるため、複雑な乱流燃焼場においても音響エネルギー収支を検討することが可能である。Martin らは [74] は、プロパン・空気旋回乱流予混合火炎の LES を行い、反射及び非反射流境界条件における音響エネルギー収支を算出した。上記研究では、音響エネルギーの収支における Rayleigh 生成項の寄与は必ずしも支配的にはならず、むしろ燃焼器流出口における音響エネルギー流束項の方が支配的となり得ることが報告されている。他方、Giauque ら [75] は、より単純な層流振動火炎について DNS を行い、熱流束項や粘性項も考慮に入れたより厳密な音響エネルギー収支を検討した。Giauque らは、Rayleigh criterion を用いて熱音響振動の発生と減衰の予測を試みたが、圧力振動の減衰過程においても Rayleigh criterion が正となる可能性について言及するに至った。すなわち、単純な燃焼場においてさえ、Rayleigh criterion が必ずしも正確な不安定性の指標とはなり得ないことを数値的に示した。これらの研究結果は、Rayleigh criterion がいかなる場合に妥当な評価指標となり得るのかという、疑問を投げかけている。

Rayleigh criterion ならびに古典的な音響エネルギー方程式の妥当性が保証される条件については、いくつかの解析的研究によって明らかにされている [26, 73, 76–81]。燃焼場において、古典的な音響エネルギー方程式を導く過程で課される物理的な仮定は、Brear ら [81] によって明示されており、以下に示すとおりである。

- 渦なし
- 平均流なし
- 等エントロピー流れ
- 熱・物質・運動量拡散なし
- 化学平衡状態
- 各物理量の変動が十分に小さい

これらの条件が十分に満足されるような流れ場において、Rayleigh criterion は音響エネルギーの成長という物理的な意味を持つことになる。しかし、これらの仮定の中には、燃焼場において適用が困難なものも含まれている。例えば、高温の既燃ガスと低温の未燃ガスの間を火炎面が振動する場においては、火炎面近傍で極めて大きな温度変動が示されるため、エントロピー変動を無視することは困難である。また、巡回乱流燃焼場のような流れ場においては、平均流や渦の存在が燃焼不安定性に対して無視できるかどうかは明らかではない。ここで重要な点は、上記の物理的な仮定の適用によって、熱音響不安定性に対する Rayleigh 生成項以外の要因が排除されている点である。Rayleigh criterion は Rayleigh 生成項が不安定性に対する唯一の要因であるという立場において、必要条件となり得る。すなわち、熱音響不安定性に対して Rayleigh 生成項以外の要因が支配的な場合には、Rayleigh criterion は燃焼不安定性に対する必要条件にはなり得ない。この事実は、前章で行われた解析結果の妥当性にも影響を及ぼす。特に、前章において Rayleigh 生成項の体積積分値が、全条件で負の値を示したことに関係すると考えられる。このことから、巡回乱流燃焼場において燃焼不安定性を議論するためには、Rayleigh criterion に代わる別の評価指標が必要となる可能性がある。すなわち、より一般的な流れ場においても適用可能な燃焼安定性条件が必要となる。

より適用範囲の広い安定性条件を構築するための研究は、古典的な音響エネルギー保存式を一般化することによって進められてきた。Cantrell と Hart[76] は平均流の影響を含めた形で音響エネルギーを拡張し、拡張された音響エネルギーの保存方程式を導いた。Morfe[77] は Cantrell と Hart の研究で課された仮定を緩和し、平均流の影響を含む音響エネルギー保存式の生成項に、エントロピー変動と渦度に起因する項を導入した。ただし、Morfe の音響エネルギーに含まれる速度変動成分については、依然として渦なしの条件が課されていた。Myers[78] は一様な等エントロピー流れ場において、音響エネルギー中の速度変動が渦なしであるという仮定を緩和し、より一般的な音響エネルギー方程式を提案した。ここまでの研究は、音響エネルギー保存方程式の一般化を目的として行われたものであるが、その一方で、音響エネルギーおよび流れ場における不安定性の概念自体を拡張する試みもなされた。すなわち、流れ場の不安定性を音響エネルギーの成長という観点からではなく、速度や圧力、エントロピーといった物理量の変動強度の成長という観点から捉えることにより、安定性解析を一般化した。Chu[73] は等エントロピーの仮定を緩和する代わりに、古典的な音響エネルギー密度に対してエントロピー変動強度を含む項を加え、これを流れ場の変動強度を示す新たなエネルギー量として定義した。同時に Chu は、この新たなエネルギーに関する保存方程式を導出した。Chu のエネルギー保存式と、古典的な音響エネルギー保存式の最大の違いの一つは、その生成項にあると言える。すなわち、音響エネルギーの生成項は圧力変動 p' と熱発生率変動 ω'_T の積として表現されるが、Chu による変動エネルギーの生成項は温度変動 T' と熱発生率変動 ω'_T の積として表される。これにより、燃焼安定性条件は $p'\omega'_T > 0$ という条件から $T'\omega'_T > 0$ という条件に置き換えられる。また、Chu の変動エネルギーは正定値かつ、発熱によるエネルギー生成が存在しない場合、熱拡散と粘性散逸によって必ず減衰するという好ましい性質も有する。古典的な音響エネルギー方程式においては、たとえ熱拡散と粘性散逸の効果を考慮に入れたとしても、音響エネルギーが減衰するとは限らない。Chu によって最初に導入されたこ

のエネルギー量は変動エネルギーと呼ばれ、その後の研究で更なる一般化が進められる。Nicoud と Poinso[26] は Chu のエネルギー方程式の導出を見直し、その生成項に平均的なエントロピー勾配に起因する項を付加した。これにより、Chu の安定性条件は次式のように拡張された。

$$\int_V \left(\frac{T'\omega'_T}{\bar{T}} - \frac{\bar{p}}{Rc_p} s'\mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{s} \right) dV > \int_S p'\mathbf{u}' \cdot \mathbf{n} dS \quad (5.1)$$

左辺第二項を省略した場合、上式は Chu の安定性条件となる。Nicoud と Poinso[26] は上式左辺第二項の寄与について見積もり、この項の寄与が潜在的に Rayleigh 生成項よりも大きくなり得ることを示した。ただし、この安定性条件の導出過程においても、平均流の影響や、粘性散逸、熱損失、化学種組成変動の影響については考慮されていない。一方 Myers[79] は、化学平衡状態にある、あらゆる流れ場において適用可能な厳密な変動エネルギー保存式を導出した。Myers の厳密な変動エネルギーは、前述の物理的な仮定を適宜課すことによって、Cantrell と Hart[76] の音響エネルギーや、Chu[73] の変動エネルギー及び古典的な音響エネルギーへと簡略化することが可能である。つまり、Myers の変動エネルギー式はそれまでに提案されてきたエネルギー式を完全に一般化したものであると言える。Myers はさらに、厳密な変動エネルギー方程式を線形化し、一次の変動項のみを残すことによって、Chu[73] の変動エネルギーに平均流の影響を取り入れた新たなエネルギー量を定義している。ただし、Myers により定義されたこのエネルギー量は、流れ場の Mach 数が $1/\sqrt{\gamma}$ 未満の場合にのみ正定値となる [82]。このように、Myers の変動エネルギー方程式を起点として、簡略化された新しいエネルギー量を定義することも可能である。Myers の厳密な変動エネルギーは近年、Giauque ら [80] によって、化学的に非平衡な流れ場に対しても拡張され、更なる一般化が進められた。Giauque ら [80] は層流振動火炎を対象として、厳密な変動エネルギーの収支を検討することにより、エントロピー変動に起因する変動エネルギー生成項が最も支配的となることを明らかにした。さらに Giauque ら [75] は、厳密な変動エネルギー方程式の生成項を用いることにより、より一般化された燃焼安定性条件の構築を行った。他方、Brear ら [81] は、厳密な変動エネルギー保存式に基づく音響流束の算出方法を提案した。Brear らは、提案された手法によって層流振動火炎から放出される音響流束を算出し、変動エネルギー方程式の安定性解析以外への適用方法を示した。しかし、これらの研究はいずれも、厳密な変動エネルギー方程式を層流火炎に対して適用することに留まっている。実際には、古典的な音響エネルギー方程式に対して課されていた制約が存在しないため、厳密な変動エネルギー方程式を一般的な乱流燃焼場に対して適用することが可能である。

そこで本研究では、Giauque ら [80] によって提案された厳密な変動エネルギー方程式を、旋回乱流予混合火炎に対して適用する。本章では、旋回乱流予混合火炎における変動エネルギー収支を検討し、変動エネルギー生成に寄与する支配的な要因を明らかにすることを目的としている。また、変動エネルギーの成長を記述する安定性条件構築のため、変動エネルギー生成項の簡略化可能性を示す。

5.2 変動エネルギー方程式

変動エネルギーの保存方程式は一般に、以下のような形で記述される。

$$\frac{\partial E_d}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{W} = D \quad (5.2)$$

ここで、 E_d は変動エネルギー密度、 \mathbf{W} は変動エネルギー流束、 D は生成項を表す。変動エネルギー E_d が流れ場の変動強度を表すよう適切に定義される場合、流れ場全体における変動は以下の不等式が満足される場合に成長する、

$$\int_V D dV - \int_S \mathbf{W} \cdot \mathbf{n} dS > 0 \quad (5.3)$$

上式において、 V は対象とする流れ場の領域、 S は流れ場の境界、 \mathbf{n} は境界面 S に対して垂直な法線ベクトルである。式 (5.2) はこれまでに提案されてきた全ての変動エネルギー方程式が従う形式であり、古典的な音響エネルギーも例外ではない。本章では巡回乱流予混合火炎の厳密な変動エネルギー収支を検討する前に、最も簡単な形式である、古典的な音響エネルギー方程式及び Chu の変動エネルギー方程式の妥当性について確認する。

5.2.1 古典的な音響エネルギー方程式

古典的な音響エネルギー方程式は式 (5.2) において、

$$E_d = E_{AE} \equiv \frac{\bar{\rho} |\mathbf{u}'|^2}{2} + \frac{p'^2}{2\bar{\rho}c^2} \quad (5.4)$$

$$\mathbf{W} = \mathbf{W}_{AE} \equiv p' \mathbf{u}' \quad (5.5)$$

$$D = D_{AE} \equiv \frac{\gamma - 1}{\gamma \bar{p}} p' \omega'_T \quad (5.6)$$

とした場合に対応する。図 5.1 は $D_{AE} - \nabla \cdot \mathbf{W}_{AE}$ の体積積分値の時間変化を示している。古典的な音響エネルギー方程式に基づく場合、この値の符号によって燃焼場の安定性が決定される。 $S = 0.6$ では、正の値を示す瞬間が存在する一方で、平均値としては負の値となる。 $S = 1.2$ では、正の値を示す瞬間はほとんど観察されず、解析区間のほぼ全点で負の値を示す。この結果が燃焼場の安定性を示すのであれば、燃焼器内の圧力変動は明確な減衰傾向を示すはずである。しかし、実際には第 3 章で示されたように、燃焼器内では特定の圧力振動モードが持続的な振動を示している。このことから、上記の安定性解析結果が、実際の現象を表現できているとは言えない。ここで、巡回乱流燃焼場における古典的な音響エネルギー方程式の妥当性を確認するため、 E_{AE} の収支を検討する。図 5.2 は $\partial E_{AE}/\partial t$ と $D_{AE} - \nabla \cdot \mathbf{W}_{AE}$ の体積積分値を示している。古典的な音響エネルギー方程式が妥当であればこれら二つの量は一致するはずであるが、図 5.2 に示されるように、すべての条件において音響エネルギーの収支は釣り合っていないことが確認される。この結果は、音響エネルギー生成項と流束項が、燃焼場における圧力変動強度の時間発展を特徴づける量にはなり得ないことを示している。したがって、本研究で対象とする巡回乱流燃焼場に対し、古典的な音響エネルギー方程式を適用することは適切ではないと考えられる。

5.2.2 Chuの変動エネルギー方程式

Chuの変動エネルギー方程式において, E_d, \mathbf{W}, D はそれぞれ次式のように定義される.

$$E_d = E_C \equiv \frac{\bar{\rho}|\mathbf{u}'|^2}{2} + \frac{p'^2}{2\bar{\rho}c^2} + \frac{\bar{p}}{2R\bar{C}_p} s'^2 \quad (5.7)$$

$$\mathbf{W} = \mathbf{W}_C \equiv p'\mathbf{u}' \quad (5.8)$$

$$D = D_C \equiv \frac{T'\omega'_T}{\bar{T}} \quad (5.9)$$

ただし, 熱拡散及び粘性散逸による項は常に変動エネルギーの減衰に寄与するため, ここでは省略している. つまり, 燃焼不安定性が生じるためには, 少なくとも生成項 D_C が正となっている必要がある. また, 式 (5.8) と (5.5) から明らかなように, Chuの変動エネルギー流束項は音響エネルギー流束項と一致する. これより, Chuの変動エネルギーは次の不等式が成り立つ時に成長する.

$$\int_V \frac{T'\omega'_T}{\bar{T}} dV - \int_S p'\mathbf{u}' \cdot \mathbf{n} dS > 0 \quad (5.10)$$

図 5.3 は $D_C - \nabla \cdot \mathbf{W}_C$ の体積積分値の時間変化を示しており, Chuの安定性条件 (5.10) による安定性解析結果である. 図 5.3 より, すべての計算条件の全解析区間において, 負の値が示されている. すなわち, この結果は Chuの変動エネルギーが減衰し続けることを予測している. 音響エネルギーの時と同様に, Chuの変動エネルギー方程式の妥当性を確認するため, その収支を検討する. 図 5.4 は $\partial E_C/\partial t$ と $D_C - \nabla \cdot \mathbf{W}_C$ の体積積分値を示している. Chuの変動エネルギーについても古典的な音響エネルギーの場合と同様に, その収支は釣り合わない. 以上のように, エントロピー変動を許容した Chuの変動エネルギー方程式であっても, 本研究で対象とする旋回乱流燃焼場に対して適用することは適切でないと考えられる.

5.2.3 厳密な変動エネルギー方程式

ここまでで示した, 古典的な音響エネルギーおよび Chuの変動エネルギーの収支は, いずれも旋回乱流燃焼場においては釣り合わなかった. この結果は, これらの簡単なエネルギー方程式を導く過程で課される物理的な仮定が, 旋回乱流燃焼場においては成立しないことを示唆している. 古典的な音響エネルギー式と Chuの変動エネルギー式には, 生成項として圧力変動と熱発生率変動の積, あるいは温度変動と熱発生率変動の積という単一の項のみが存在していたが, 実際には物理的な仮定を課す中で省略されてしまった生成項が数多く存在する. すべての変動エネルギー方程式は, 流れ場の基礎方程式 (2.1)–(2.4) を起点として導かれるが, 基礎方程式に対して仮定をおくことなく, 数学的な操作のみによって導かれるのが, Giauqueら [80] による厳密な変動エネルギー方程式である. 古典的な音響エネルギー式などは, 基礎方程式を線形化し, いくつかの仮定を課すことで導かれるものであるが, 一方で, 厳密な変動エネルギー方程式を線形化し, 適切な仮定を課すことによっても導くことが可能である. すなわち, 厳密な変動エネルギー方程式を起点とし

て、種々の変動エネルギー方程式を導くことが可能である。Giauqueら [80] によって導出された厳密な変動エネルギー方程式の各項は、次式のように定義される。

$$E_d = \rho \left(H'_s - \overline{T} s' - \sum_{k=1}^{N_s} \overline{g_{s,k}} Y'_k \right) - \overline{\mathbf{m}} \cdot \mathbf{u}' - p' \quad (5.11)$$

$$\mathbf{W} = \mathbf{m}' (H'_s - \overline{T} s') + \overline{\mathbf{m}} T' s' + \overline{\mathbf{m}' H'_s} - T \overline{\mathbf{m}' s'} \quad (5.12)$$

$$D = D_\xi + D_s + D_Q + D_{Q^*} + D_\psi + D_{\psi^*} + D_{Y_k} + \epsilon \quad (5.13)$$

$$D_\xi = -\mathbf{m}' \cdot (\boldsymbol{\xi} \times \mathbf{u})' - \overline{\mathbf{m}' \cdot (\boldsymbol{\xi} \times \mathbf{u})'} \quad (5.14)$$

$$D_s = -s' \mathbf{m}' \cdot \nabla T' - \overline{s' \mathbf{m}' \cdot \nabla T} + s' \overline{\mathbf{m}} \cdot \nabla T' - \mathbf{m} \cdot \overline{T' \nabla s'} \quad (5.15)$$

$$D_Q = T' Q' + \overline{T' Q'} \quad (5.16)$$

$$D_{Q^*} = T' Q^{*'} + \overline{T' Q^{*'}} \quad (5.17)$$

$$D_\psi = \mathbf{m}' \cdot \boldsymbol{\psi}' + \overline{\mathbf{m}' \cdot \boldsymbol{\psi}'} \quad (5.18)$$

$$D_{\psi^*} = \mathbf{m}' \cdot \boldsymbol{\psi}^{*'} + \overline{\mathbf{m}' \cdot \boldsymbol{\psi}^{*'}} \quad (5.19)$$

$$D_{Y_k} = \overline{g'_s \nabla \cdot \mathbf{m}'} + \sum_{k=1}^{N_s} [(g'_{s,k} \Omega'_k + \overline{g'_{s,k} \Omega'_k}) + (g'_{s,k} Y_k + \overline{g_{s,k} Y'_k}) \nabla \cdot \mathbf{m}'] \quad (5.20)$$

ここで、 $\overline{(\)}$ 及び $(\)'$ はそれぞれ、時間平均値と時間平均値からの変動を示す。式 (5.13) に現れる ϵ は時間平均が有限の区間で算出されるために生ずる項であり、有限の区間を有する数値解析結果を用いる限りこの項は値を持つ。しかし、解析区間が十分に長い場合、この項の寄与はその他の項に比べて小さく、0 へと近づく。そのため、Giauqueら [80] の定義では明示的に示されていないが、変動エネルギーの収支を厳密に示すため、本研究では明示した。式中の H_s , $g_{s,k}$, g_s , \mathbf{m} , $\boldsymbol{\xi}$, Q , Q^* , $\boldsymbol{\psi}$, $\boldsymbol{\psi}^*$, Ω_k は以下の通りである。

$$H_s = \sum_{k=1}^{N_s} (h_k - \Delta h_k^0) Y_k + \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2} \quad (5.21)$$

$$g_{s,k} = g_k - \Delta h_k^0 \quad (5.22)$$

$$g_s = \sum_{k=1}^{N_s} g_{s,k} Y_k \quad (5.23)$$

$$\mathbf{m} = \rho \mathbf{u} \quad (5.24)$$

$$\boldsymbol{\xi} = \nabla \times \mathbf{u} \quad (5.25)$$

$$Q = \frac{1}{T} (-\nabla \cdot \mathbf{q} + \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{u} + \omega_T) \quad (5.26)$$

$$Q^* = -\frac{1}{T} \sum_{k=1}^{N_s} g_{s,k} (\omega_k - \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}_k Y_k)) \quad (5.27)$$

$$\psi = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (5.28)$$

$$\psi^* = \sum_{k=1}^{N_s} g_{s,k} \nabla Y_k \quad (5.29)$$

$$\Omega_k = \omega_k - \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}_k Y_k) - \nabla (m Y_k) \quad (5.30)$$

ただし, $\boldsymbol{\tau}$ 及び ω_T については以下のように定義される.

$$\boldsymbol{\tau} = -\frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} + \mu [(\nabla \mathbf{u}) + (\nabla \mathbf{u})^T] \quad (5.31)$$

$$\omega_T = -\sum_{k=1}^{N_s} \Delta h_k^0 \omega_k W_k \quad (5.32)$$

以上のように, 厳密な変動エネルギー方程式では生成項として7つの項が表れる. これらの生成項は, 適宜物理的な仮定を課すことによって省略される. 例えば, 渦なし流れにおいては式 (5.14) は0となり, 等エントロピー流れでは式 (5.15) が0となる. 本章の冒頭で述べた仮定をすべて課せば, 厳密な変動エネルギー方程式の生成項は Rayleigh 生成項へと簡略化される. 本節では, この方程式を用い, 以下の不等式に基づいて巡回乱流燃焼場の安定性について検討する.

$$\int_V D dV - \int_S \mathbf{W} \cdot \mathbf{n} dS > 0 \quad (5.33)$$

図 5.5 は $D - \nabla \cdot \mathbf{W}$ の体積積分値の時間変化であり, 安定性条件 (5.33) による安定性解析結果である. 図 5.1 及び図 5.3 の結果とは異なり, 厳密な変動エネルギーの生成項は正負両方の値を同程度に示していることが確認される. 特に $S = 1.2$ では, 定常的な振動が観察され, これは燃焼器内の支配的な振動モードが持続振動している結果とも対応している. 一方 $S = 0.6$ の結果では, 生成項の時間発展に対してわずかに増加傾向が観察される. したがって, この解析区間においては, $S = 0.6$ の燃焼場が変動強度の成長過程にある可能性が考えられる. また, 当量比の違いは, 波形の振動振幅に対して大きな影響を及ぼしており, $\phi = 1.0$ の振動振幅の方が大きい傾向にある. 後述するように, 変動エネルギー生成項の内, 時間的変動が最も激しいものは化学種組成変動に起因する生成項 (5.20) である. したがって, $\phi = 0.6$ においては反応物である水素の濃度が低いことにより, 化学種組成変動が $\phi = 1.0$ と比較して小さくなることから, このような傾向が観察されたと考えられる. 続いて, 図 5.6 に $\partial E_d / \partial t$ と $D - \nabla \cdot \mathbf{W}$ の体積積分値を示す. 図より, 厳密な変動エネルギーの収支が釣り合っていることが確認される. これは, 厳密な変動エネルギー方程式が基礎方程式から直接導かれること, また, 本研究では DNS 結果を用いていることから明らかである. 図 5.6 において現れる誤差は, 主にサンプル時間間隔が粗いことに起因している. 変動エネルギー収支の釣り合いに対する平均誤差を $|\partial E_d / \partial t - (D - \nabla \cdot \mathbf{W})| / |D - \nabla \cdot \mathbf{W}|_{\max}$ により評価すると, S06E10 に対して 3.88 %, S06E06 に対して 3.39 %, S12E10 に対して 6.22 %, S12E06 に対して 7.44 % であった. 図 5.6 において注目すべき特徴は, 変動エネルギーの時間変化率が周期的な変動を示してい

る点である．この特徴は，燃焼器内で変動エネルギーの周期的な供給と消費がなされていることを示唆している．変動エネルギーの時間変化率における周期性を調べるため，図5.6の波形からパワースペクトルを算出した．図5.7は図5.6の波形から得られたパワースペクトルである．図5.7(a), (b)において，矢印は $S = 0.6$ の両当量比条件で共通するピークを示している．ピークに対応する周波数はいずれも $f^* \approx 7.4$ であり，第3章において圧力場と熱発生率場のDMDモードがピークを示した周波数に対応している．図5.7(c), (d)においても， $S = 1.2$ の両当量比条件で共通するピークを矢印で示した．これらのピークが現れる周波数は，低周波数側から順に $f^* \approx 10, 16, 20$ であり，これらは支配的な熱音響モードの周波数として観察されたものと一致する．以上の結果から，変動エネルギーの時間発展が，燃焼器内の熱音響振動特性と深く関係していることが予想される．ここで注目すべきことは，式(5.11)で定義される変動エネルギー E_d が，圧力変動の他に様々な物理量の変動を含んでいる点である．すなわち，厳密な変動エネルギーは流れ場の物理量の平均的な変動強度を示す物理量であり，音響エネルギーのように必ずしも圧力変動強度を特徴づける量ではない．このような観点から考えると，圧力変動強度という物理的に明確な意味を有している点は，音響エネルギーの優れた点の一つであると言える．したがって，上記結果のように変動エネルギーの時間発展に熱音響モードの振動特性が現れることは，実用上有用な特性であると言える．ここで，変動エネルギーの時間発展と音響エネルギーの時間発展について比較を行う．図5.8は $\partial E_d / \partial t$ と $\partial E_{AE} / \partial t$ の体積積分値の時間発展を示している． $S = 0.6, \phi = 0.6$ の条件においては，波形に違いが観察されるものの，解析区間内の増加傾向については同様に示されている．その他の条件については，ほぼ同様の波形を示しており，変動エネルギーの時間変化率が音響エネルギーの時間変化率を特徴づける量であることが確認される．

5.3 変動エネルギー生成項の寄与と空間構造

式(5.13)によって定義されるように，厳密な変動エネルギーの生成項は7つの項を含む．旋回乱流燃焼場における変動エネルギーの時間発展に対し，これらの項の中から寄与の大きな生成項を特定することは，燃焼不安定性の要因となる物理現象の解明につながると考えられる．図5.9は厳密な変動エネルギーの生成項 $D_\xi, D_s, D_Q, D_{Q^*}, D_\psi, D_{\psi^*}, D_{Y_k}$ と流束項 $\nabla \cdot W$ の体積積分値の時間発展を示している．図5.9より，スワール数及び当量比の大きな条件ほど，各生成項の寄与が大きくなる傾向にある．一方で，生成項 D_{ψ^*} と流束項 $\nabla \cdot W$ だけは，高スワール数条件に対してより小さな寄与を示す．すべての条件に対して共通するのは，エントロピー変動に起因する項 D_s と，熱拡散・発熱・粘性散逸に起因する項 D_Q が，それぞれ最も支配的な生成項と散逸項であるという点である．また，化学種組成変動に関する項 D_{Y_k} はすべての条件において，周期の短い時間変動を示している．本節では，各変動エネルギー生成項の空間構造について検討し，変動エネルギーの生成と散逸に関わる物理的要因について議論する．

図5.10～図5.17は各生成項の $0 \leq x \leq L_x, 0 \leq y \leq L_y/2$ における時間平均分布を示している．図5.10は渦度の存在に起因する変動エネルギー生成項 D_ξ の平均分布である．こ

ここで、この項の時間平均値は次式のようになる。

$$\overline{D_\xi} = 2\overline{m} \cdot \overline{(\xi \times u)} \quad (5.34)$$

上式及び図 5.10 から明らかなように、この項は主流速度の大きな内外せん断層の間で大きな値を示す。ただし、渦運動がほとんど存在しない流入口近傍の領域ではこの項は寄与を示さない。\$S = 0.6\$ (図 5.10(a), (b)) において、大規模環状渦及びらせん渦が存在するのは内側せん断層であるため、この項はやや内側せん断層寄りの領域で大きな寄与を示している。最大の寄与を示す領域については、いずれの当量比条件でも、より下流域の乱流運動が支配的な領域である。一方、\$S = 1.2\$ (図 5.10(c), (d)) においては、\$x = 1\$ mm 付近で最大値を示すが、乱流遷移後の領域では \$S = 0.6\$ とは対照的に大きな寄与を示さない。しかし、絶対値としては \$S = 0.6\$ の場合よりもはるかに大きいため、燃焼器全体としての寄与は図 5.9 にも示されるように \$S = 0.6\$ よりも大きくなる。

図 5.11 は \$D_\psi\$ の平均分布を示している。\$D_\psi\$ は粘性による変動エネルギーの散逸項であるため、その寄与は負となる。いずれの条件でも、この項は非常に広い領域で小さな寄与を示す。\$S = 0.6\$ (図 5.11(a), (b)) では流出境界に至るまで \$D_\psi\$ の分布が観察される。\$S = 1.2\$ (図 5.11(c), (d)) では内側せん断層においてやや高い寄与が示されるが、乱流遷移後の領域における分布が大部分を占める。粘性の影響を無視しない場合、この項は古典的な音響エネルギー方程式や Chu の変動エネルギー方程式にも現れる。ただし、これらの方程式では平均流の影響の省略や小さな変動振幅を仮定しているため、\$D_\psi\$ は単に粘性散逸 \$\tau : \nabla u\$ となる。図 5.9 に示されるように、この項の寄与は旋回乱流燃焼場であっても小さい。そのため、\$D_\psi\$ の省略が燃焼安定性評価に及ぼす影響は小さいと考えられる。

図 5.12 は \$D_{\psi^*}\$ の平均分布を示している。\$D_{\psi^*}\$ は化学種の空間的な勾配と運動量変動によりもたらされる項であり、多成分系でない流れ場においては存在しない。この項は上述のように、他の生成項とは異なり、スワール数の高い条件でより小さな負の寄与を示す。化学種の空間的な勾配は、火炎面において最も大きな値をとるため、火炎面の形状が \$\nabla Y_k\$ と \$m\$ の方向を決定する最も重要な要因となる。\$S = 0.6\$ (図 5.12(a), (b)) では、内側及び外側せん断層に沿って、正の寄与を示す領域が存在するが、乱流遷移後の領域では負の寄与を示す領域が広がり、積分値としては負となる。一方、\$S = 1.2\$ (図 5.12(c), (d)) においても、負の値を示す領域が支配的であるが、内側せん断層と外側せん断層において大規模渦の巻き込みが生じる領域では大きな正の値が観察される。このことから、大規模渦による火炎の変形は、\$\psi^{*'}\$ と \$m'\$ の両者を大きく変化させるのみではなく、これらのベクトルの向きを一致させると考えられる。結果として、\$m' \cdot \psi^{*'}\$ が正となる領域が増え、\$S = 1.2\$ では \$D_{\psi^*}\$ がより不安定側に寄与することとなる。

スワール数が高い条件ほど小さな寄与を示す項としては、\$D_{\psi^*}\$ のほかに \$\nabla \cdot W\$ がある。ここで、\$\nabla \cdot W\$ の体積積分値は Gauss の発散定理によって、次式のように表される。

$$\int_V \nabla \cdot W dV = \int_S W \cdot n dS = \int_{S_{out}} W_x dS - \int_{S_{in}} W_x dS \quad (5.35)$$

ただし、\$S_{out}\$ および \$S_{in}\$ はそれぞれ、流出境界及び流入境界である。また、上式の導出において、壁面上では運動量 \$m\$ が常に 0 であることを用いた。図 5.13 は変動エネルギー流

束 W の x 方向成分 W_x の平均分布である。式 (5.35) で示されるように、 $\nabla \cdot W$ の寄与は流出境界と流入境界における W_x の値で決定される。 $S = 0.6$ の場 (図 5.13(a), (b)) では、流出境界において負の値が観察され、流入境界ではほぼ 0 の分布となっている。 $S = 1.2$ の場 (図 5.13(c), (d)) では、流出境界においても値は 0 に近くなり、この項の寄与が $S = 0.6$ に比べて小さくなるのが分かる。いずれの条件でも、 W_x は燃烧反応の活発な領域では正の値を示しているが、そのすぐ下流域で負となり流出境界へ達する。したがって、火炎の存在する位置は、流出境界における W_x の値を決定する重要な要因の一つと考えられる。また、 $S = 1.2$ における W_x の分布では、負の値を示す領域が内側再循環領域に沿うように分布していることが確認される。このことから、燃烧器内の大域的な流動特性もまた、変動エネルギー流束項の寄与に多大な影響を及ぼすと考えられる。

図 5.14 は図 5.9 において二番目に大きな正の寄与を示す D_{Q^*} の平均分布である。 D_{Q^*} の平均場は $2\overline{T'Q^{*t}}$ で与えられる。ここで、 Q^* は以下に示すエントロピー保存式における生成項の一つである。

$$\frac{\partial \rho s}{\partial t} + \nabla \cdot (sm) = Q + Q^* \quad (5.36)$$

上式において、エントロピー生成項の内 Q は熱拡散・粘性散逸・熱発生率による生成項であるが、 Q^* は化学的に非平衡な多成分系特有の生成項である。したがって、 D_{Q^*} は温度変動と上記エントロピー生成項における変動の相関項である。図 5.14 から明らかなように、 D_{Q^*} の平均場はほぼすべての点で正の値をとる。すなわち、温度が高くなる瞬間に Q^* によるエントロピー生成が活発に行われている。また分布の特徴として、 D_{Q^*} による変動エネルギー生成は、乱流遷移後の領域で活発に行われていることが観察される。

つづいて、変動エネルギー生成に対して最大の寄与を示す生成項である、 D_s の平均場を図 5.15 に示す。 $S = 0.6$ においては、流入口近傍の内側せん断層と、さらに下流域の外側せん断層において正の分布が集中している。 $S = 1.2$ においては、流入口近傍の内側せん断層で集中的な変動エネルギー生成が行われており、外側せん断層の分布に比べてその寄与は圧倒的に大きい。これらの分布において D_s が高い値を示すのは、特に未燃ガスと既燃ガスの温度差が激しい領域で、なおかつ火炎面の変動が激しい領域であることが確認される。これは、エントロピー変動が火炎面の移動に伴う温度変動に起因しているためである。 $S = 0.6$ においては、内側再循環領域に高温の既燃ガスが存在しており、内側再循環領域に接触する火炎面は大規模渦運動によって大きく変形する。このため、大規模渦が存在する内側せん断層において、大きな正の分布が観察される。一方、外側せん断層の火炎は、燃烧器の上流域から下流域に至るまで高温の既燃ガスと接触している。しかし、下流域においては微細な渦運動による火炎面の変形が大きい、燃烧器上流域では渦運動による変形の影響が小さいため、下流域のみ D_s が大きな値を示すと考えられる。 $S = 1.2$ では、内側及び外側せん断層の火炎はいずれも激しい変動を示すが、より高温の既燃ガスと接触する内側せん断層が高い D_s の値を示している。このように、支配的な変動エネルギー生成項は、平均的にごく小さな領域で変動エネルギーの成長に寄与していることが確認される。

一方で、変動エネルギーの散逸に対して最大の寄与を示すのが D_Q であり、その平均分布は図 5.16 に示す通りである。 D_Q の平均場は D_{Q^*} と同様に $2\overline{T'Q'}$ で与えられる。 Q は式

(5.36)におけるエントロピー生成項の一つであると同時に、以下に示すエネルギー保存式の生成項でもある。

$$\frac{\partial(\rho H - p)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{m}H) - \mathbf{m} \cdot \boldsymbol{\psi} = TQ \quad (5.37)$$

図 5.16 から明らかなように、 D_Q の平均場はほぼすべての点で負の値を示している。分布の特徴は D_{Q^*} と極めて近いが、変動エネルギーの時間発展に与える影響は D_Q の方が圧倒的に大きい。一方、支配的な生成項である D_s (図 5.15) と比べると、分布の絶対値としては全体的に小さな値となっている。しかし、図 5.9 に示されるように、これらの体積積分値はほぼ同程度の絶対値を示す。したがって、 D_Q が負の値を示す体積は、 D_s が正の値を示す体積に比べてはるかに大きいことを示唆している。 D_Q は $T'Q'$ のみで構成される項であるが、実際には Q の中に多くの要素が含まれるため、非常に複雑な式形となる。例えば、 D_Q の中には、Chu の変動エネルギー生成項に対応する温度変動と熱発生率変動の積や、熱伝導による散逸項など、熱の輸送に関する様々な影響が含まれている。また、Rayleigh 生成項である圧力変動と熱発生率変動の積は、 D_Q に対して、冒頭で述べた仮定を課すことで導くことが可能である。このことから、従来の安定性条件に用いられていた生成項は、 D_Q を簡略化したものであったことが確認される。安定性条件構築の観点から考えると、 D_Q 自体を省略することは不可能であるが、その複雑さゆえに非常に扱いにくい。したがって、実用上は D_Q をより扱いやすい形に簡略化することが望まれる。 D_Q に含まれる各要素の寄与やその簡略化については、本章の第 5.5 節で述べる。

最後に、 D_{Y_k} の平均分布について図 5.17 に示す。すべての条件に対して、 D_{Y_k} の平均場は流入口近傍においては 0 に近い値を示す一方で、乱流運動の支配的な領域で正負交互の非常に小さなスケールの分布を示す。体積積分を行うと、これらの正負の構造が互いに打ち消しあうため、 D_{Y_k} の平均的な寄与は小さいが、局所的には D_s と同程度の規模の値が観察される。また、 D_{Y_k} は図 5.9 において、激しい時間変動を示す生成項である。特に $S = 1.2$ においては、 D_s と同程度の振幅を伴って激しく変動する。このような D_{Y_k} の傾向は、Giauque ら [80] によって示された層流振動火炎の結果においても観察される。変動エネルギーの周期的な供給という点で、 D_{Y_k} は重要な生成項の一つであると考えられるが、その式形は極めて複雑であるため、この項を安定性条件の中に組み込むことは非常に困難である。

5.4 変動エネルギー生成項の動的特性

変動エネルギーの時間発展は、図 5.7 に示されるように支配的な熱音響モードの振動と同様の周波数特性を示す。図 5.9 から明らかなように、このような時間的変動は変動エネルギー生成項 D_s 及び D_{Y_k} の変動に起因している。一方、支配的な変動エネルギー散逸項である D_Q は、これらの項に比べて変動が小さいことが確認される。したがって、実際に変動エネルギーの周期的な生成や散逸と密接に関連しているのは、 D_s と D_{Y_k} であると考えられる。また、熱音響モードの振動と大規模渦運動の周期性が一致していたように、変動エネルギーの周期的な生成・散逸もまた燃焼器内の流体運動の周期性と深く関わってい

ることが予想される．前節では変動エネルギー生成項の平均場について示したが，その動的特性については述べられていない．変動エネルギー生成項と流れ場の時間発展の関係について議論するためには，変動エネルギー生成項の空間構造に加え，その動的特性の解明が必要であると考えられる．本節では，変動エネルギー生成項の動的特性について明らかにするため，変動エネルギーの支配的な生成項と散逸項である D_s と D_Q ，さらには変動エネルギー生成の周期性に寄与する D_{Y_k} に対して DMD 解析を行う．ただし，これらの生成項に対する DMD 解析は，三次元分布に対してではなく，周方向平均された分布の変動成分に対して行う．これは，周方向平均によってランダムな変動の影響を弱め，周期的な変動特性の抽出を容易にするためである．変動エネルギー生成項 $D_{(X)}$ の時刻 i における周方向平均データベクトルを $\mathbf{d}_i^{D_{(X)}}$ と書くと，次式のように DMD モードへの分解が可能である．

$$\mathbf{d}_i^{D_{(X)}} = \overline{\mathbf{d}_i^{D_{(X)}}} + \left(\mathbf{d}_i^{D_{(X)}}\right)' = \overline{\mathbf{d}_i^{D_{(X)}}} + \sum_{j=1}^m \lambda_j^i \mathbf{v}_{f_j^*}^{D_{(X)}} \quad (5.38)$$

ここで， $\mathbf{v}_{f_j^*}^{D_{(X)}}$ は生成項 $D_{(X)}$ の周波数 f_j^* における DMD モードを示している．また， $f_j^* = f_j/f_{1,0,0}$ である．図 5.18 は， D_s ， D_Q ， D_{Y_k} の DMD 解析によって得られた，DMD モードの振幅スペクトルである． $S = 0.6$ (図 5.18(a), (b)) ではいずれの当量比においても， $f_j^* \approx 7.4$ においてピークが観察される．このピークは D_s ， D_Q ， D_{Y_k} に共通して存在しており，図 5.7 において観察されたピークと同じ周波数を示すことから， $S = 0.6$ における変動エネルギーの周期的生成を特徴づけるモードであると考えられる． $\phi = 0.6$ では $f_j^* \approx 10$ にもピークが存在するが，両論当量比の条件では同周波数において小さな振幅のピークが観察されるのみである． $S = 1.2$ ， $\phi = 1.0$ (図 5.18(c)) では，矢印で示されるように，低周波側から順に $f_j^* \approx 10, 16, 20, 26$ にピークが存在する． $S = 1.2$ ， $\phi = 0.6$ (図 5.18(d)) では， $f_j^* \approx 10, 20, 26$ でピークが観察される．図 5.7 では， $\phi = 0.6$ においても $f_j^* \approx 16$ で比較的值の小さなピークが観察されるが，DMD スペクトルにおいては明確なピークとして表れていないことが確認される．また，図 5.7 では観察されなかった，高周波のピーク ($f_j^* \approx 26$) が DMD スペクトルでは現れている．これらのピークの内，支配的な熱音響モードの周波数に対応するのは， $S = 0.6$ では $f_j^* \approx 7.4$ のモード， $S = 1.2$ では $f_j^* \approx 10$ とその第二高調波に対応する $f_j^* \approx 20$ のモードである．DMD では各モードの空間構造も抽出可能であるため，これらのモードの実部について二次元分布を図 5.19–図 5.21 に示す．式 (5.38) で表されるように，DMD モードの分布は平均場に対する変動を示す．したがって，実際の分布は平均場と支配的な DMD モードの重ね合わせで表現することが可能である．

図 5.19 は D_s の支配的な DMD モードの実部である． $S = 0.6$ については， $f_j^* \approx 7.4$ のモードを示しており， $S = 1.2$ に対しては $f_j^* \approx 10$ および $f_j^* \approx 20$ における DMD モードの和 ($\mathbf{v}_{10}^{D_s} + \mathbf{v}_{20}^{D_s}$) の分布を示している． $S = 0.6$ (図 5.19(a), (b)) のモードは，内側及び外側せん断層で正負の値を示す構造が交互に現れている．画像からは確認できないが，これらの構造は燃焼器下流域へと流下するように時間発展する．この DMD モードの周波数が，支配的な熱発生率の振動モードの周波数に対応していることから，図 5.19 で示されるモードの構造は火炎の振動に伴う D_s の変動を表すと考えられる． $S = 1.2$ (図 5.19(c), (d)) のモードについても，せん断層に沿って正負交互の構造が観察され，これらの構造が

下流域へと流下する． $S = 0.6$ と同様，これらの構造は $f_j^* \approx 10, 20$ における火炎の振動に起因するものであると考えられる．ここで，このモードの振幅に着目すると， 60 GW/m^3 程度であることが確認される．これは，図 5.15 で示した平均場が有する正の値と同程度である．したがって，このモードと平均場との重ね合わせによって，負の値を示す領域が現れる可能性がある．すなわち， D_s は支配的な変動エネルギー生成項である一方，局所的・瞬間的には変動エネルギーの散逸にも寄与する可能性がある．

図 5.20 は D_Q の支配的な DMD モードの実部である． D_Q の支配的な DMD モードは D_s のモードに比べ，下流域でより大きなスケールの構造を示す．しかし，いずれの条件においても D_Q の DMD モードの振幅は D_s のモードよりもはるかに小さい．これは，図 5.9 において D_Q の変動が小さいことから予想される結果である．したがって，図 5.9 において変動の小さな生成項については，局所的にも小さな変動を示すと考えられる．

図 5.21 は D_{Y_k} の支配的な DMD モードである． D_Q の DMD モードと同様に下流域においてもスケールの大きな構造が観察されるが，その振幅は D_Q のモードに比べてはるかに大きい．いずれの条件でも，燃焼器流入口近傍の領域では分布は観察されず，図 5.17 で示された平均場と同様の傾向が観察される． $S = 0.6$ (図 5.21(a), (b)) においては，乱流運動の支配的な下流域において，絶対値の大きな分布が観察される．すなわち， D_{Y_k} による変動エネルギーの周期的な生成と散逸は，乱流遷移後の領域で活発に行われる．これは，せん断層で周期的に生成される大規模渦の崩壊に伴い，未燃ガスと既燃ガスの混合ならびに活発な燃焼反応が生じることによって，化学種の組成が大きく変動するためであると考えられる．一方， $S = 1.2$ (図 5.21(c), (d)) においては，内側および外側せん断層において，正負の構造が対をなして存在している．これらの構造は燃焼器流入口からやや離れた領域，すなわち成長した大規模渦によって火炎面の変形が生じる領域で大きな値を有している．したがって，これらの構造は大規模渦の通過に伴う，渦周囲の周期的な化学種組成変動に起因すると考えられる．

5.5 変動エネルギー生成項の簡略化

5.2 節で示されたように，厳密な変動エネルギー方程式に基づく安定性解析結果は，本研究で対象とする旋回乱流予混合火炎の熱音響振動の時間発展を特徴づけるものであった．DNS 結果を利用できる場合には，乱流燃焼場における安定性解析は式 (5.33) を用いて行われるのが望ましい．しかし，厳密な変動エネルギー生成項をすべて算出することは，式 (5.14)–(5.20) から明らかなように，DNS 結果を利用できるとしても困難である．特に熱拡散・粘性散逸・熱発生率に起因する散逸項 D_Q や，化学種組成変動に起因する D_{Y_k} などは，多くの項を含んでいるため実際の式形は極めて複雑である．さらに，多成分系特有の項である D_ψ, D_{Q^*}, D_{Y_k} などを，LES 結果から算出することは困難な場合もあるため，これらの項をはじめとする多成分系特有の項を安定性条件に組み込むことは，LES 結果に基づく燃焼安定性解析の実施を想定したとしても現実的ではない．

実用的な側面から考えた場合，Rayleigh の安定性条件 [25] や Chu [73] の安定性条件は扱

いが容易であるという点で優れている．Nicoud と Poinsot[26] によって提案された安定性条件 (式 (5.1)) も，これら二つに比べれば複雑であるが，厳密な安定性条件 (5.33) よりははるかに簡単である．ただし，Rayleigh[25] および Chu[73] によって提案された安定性条件はいずれも D_Q の簡略化によって得られるものであるが，後述するように式 (5.1) は D_s の一部も含んでいる．本研究の結果からも明らかであるが，燃焼安定性評価において D_s は変動エネルギー生成に対して最も支配的な寄与を示す．この点で，式 (5.1) は，比較的正確な安定性条件であると考えられる．とはいえ，式 (5.1) に含まれる D_s 由来の項は，特定の条件下で D_s を簡略化することにより得られるものであるため，これが巡回乱流燃焼場においても妥当である保証はない． D_s および D_Q の寄与が最も重要であるという点に疑いの余地はないが，これらの項の簡略化がどの程度まで許容されるかについては，依然として議論の余地が残されている．

本節では，より適用範囲が広く，扱いが容易な安定性条件構築のため，支配的な変動エネルギー生成項である D_s と D_Q の簡略化について述べる．本研究では，これらの支配的な項に含まれる各要素の寄与について検討し，簡略化可能な要素を特定する．また，簡略化された生成項を用いて，変動エネルギーの成長を予測可能な安定性条件の構築を試みる．

5.5.1 D_s に含まれる各項の寄与

はじめに D_s の簡略化について検討する．図 5.22 は式 (5.15) に含まれる各項の体積積分値の時間発展である．すべての条件に対して，式 (5.15) の第一項と第二項の寄与が，その他の項の寄与よりも大きいことが明らかである．また， D_s の時間平均は次式で表される．

$$D_s = -2\overline{s'm'} \cdot \nabla \overline{T} + \overline{m} \cdot \overline{s' \nabla T'} - \overline{m} \cdot \overline{T' \nabla s'} \quad (5.39)$$

上式から明らかなように，式 (5.15) の第一項と第二項の平均的な寄与は等しい．各項の平均的な寄与は，図 5.23 に示すとおりである．図 5.23 より，上式第一項の寄与はスワール数の高い条件において大きくなる傾向にある．一方，その他の項については，スワール数の大きな条件ほど寄与が小さい．各項の中身を比較すると，第一項のみに運動量変動が含まれていることが確認される．そのため，変動の位相等を無視すれば速度変動の大きな流れ場において，第一項の寄与が大きくなることが予想される．実際，速度変動の小さな層流振動火炎では，式 (5.39) におけるすべての項の寄与が同程度となることが，Giauque ら [80] によって明らかにされている．すなわち，層流振動火炎においては， $\overline{s'm'} \cdot \nabla \overline{T} \sim \overline{m} \cdot \overline{s' \nabla T'}$ ， $\overline{m} \cdot \overline{T' \nabla s'}$ となる．また，式 (5.39) の第一項は平均的な温度勾配を含んでいるため，既燃ガス温度の低い希薄条件では，この項の寄与が小さくなることが考えられる．ここで，Nicoud と Poinsot[26] によって安定性条件に導入されたエントロピー勾配に関する項 $(-\overline{p s' u'} \cdot \nabla \overline{s} / R c_p)$ と，式 (5.39) を比較する．平均流が 0 かつ化学種組成変動の影響が無視できる流れ場においては， $-\overline{s'm'} \cdot \nabla \overline{T} \approx -\overline{p s' u'} \cdot \nabla \overline{s} / R c_p$ が成り立つ．したがって，Nicoud と Poinsot[26] の安定性条件 (式 (5.1)) には，式 (5.39) の第一項の影響が含まれている．式 (5.1) にその他の項が含まれていないのは，平均流が 0 という仮定によるものである．しかし，本研究の結果から，平均流が 0 でなくとも速度変動の大きな乱流燃焼場では，第一項以外の項の寄与が

相対的に小さくなると考えられる．このように，式 (5.1) には乱流燃焼場において最も支配的な変動エネルギー生成項が含まれている．ただし，式 (5.1) に含まれる項は，「平均流が0かつ化学種組成変動の影響が無視できる流れ場」という条件の下で得られるため，式 (5.39) の第一項とは厳密には異なる．したがって， $-\bar{p}s'u' \cdot \nabla \bar{s} / Rc_p$ よりも $-\overline{s'm'} \cdot \nabla \bar{T}$ の方が，より一般的な表現であると言える．

5.5.2 D_Q に含まれる各項の寄与

続いて， D_Q に含まれる各項の寄与について検討する． D_Q は $T'Q'$ という項のみから構成されるが， $T'Q'$ は次式のように表現される．

$$T'Q' = T' \left(\frac{\nabla \cdot \lambda \nabla T}{T} \right)' + T' \left(-\frac{\nabla \cdot \sum_{k=1}^{N_s} \rho Y_k h_k \mathbf{V}_k}{T} \right)' + T' \left(\frac{\Phi}{T} \right)' + \frac{T'\omega'_T}{T} + T' \left[\overline{\omega_T} \left(\frac{1}{T} \right)' - \overline{\omega'_T} \left(\frac{1}{T} \right)' \right] \quad (5.40)$$

ただし， Φ は粘性散逸 ($\tau : \nabla \mathbf{u}$) である．上式において，右辺第四項は Chu の生成項に対応しており，Chu の安定性条件では D_Q の中のこの項のみが考慮されている．図 5.24 は式 (5.40) に含まれる各項の体積積分値の時間発展である． D_Q の中で最大の寄与を示すものは式 (5.40) の第一項であり，その他の項の寄与と比較して圧倒的に大きい．一方，Chu の生成項に対応する第四項については，第一項に次ぐ寄与を示している．通常，熱音響不安定性解析においては，第四項が最も重要な項と見なされ，熱伝導に起因する第一項を省略することが多い．しかし，本研究で対象とする乱流燃焼場においては，第一項の寄与が第四項を大きく上回る．このような結果は，本研究特有のものではなく，Giauque ら [80] による層流振動火炎においても同様の結果が観察されている．また，第 5.2 節で示した結果からも明らかのように，第四項は負の値のみを示す．すなわち，Chu の生成項のみで評価を行うと，熱音響振動は減衰することとなり，本研究で観察された持続的な振動を説明できない．このことから，Chu の生成項のみを唯一の変動エネルギー生成項として考えることは適切でないと考えられる． D_s の場合と同様に， D_Q の体積積分値の時間平均を図 5.25 に示す．図より，第四項は当量比の大きな条件で大きな寄与を示すが，スワール数への依存度は小さいことが確認される．一方，第一項の熱伝導による散逸項は，当量比・スワール数の大きな条件に対して大きな寄与を示す．ここで，第一項を次式のように変形する．

$$T' \left(\frac{\nabla \cdot \lambda \nabla T}{T} \right)' = -\frac{\lambda (\nabla T')^2}{T} + \frac{\lambda \nabla \cdot T' \nabla T'}{T} + T' \frac{\nabla \lambda \cdot \nabla T' + \nabla \cdot \lambda' \nabla \bar{T}}{T} - T' \frac{\nabla \cdot \lambda' \nabla T'}{T} + T' \left[\overline{\nabla \cdot \lambda \nabla T} \left(\frac{1}{T} \right)' - \overline{(\nabla \cdot \lambda \nabla T)'} \left(\frac{1}{T} \right)' \right] \quad (5.41)$$

上式の第一項は， $\lambda > 0$ ， $T > 0$ であるため恒等的に負となる．すなわち，第一項は散逸項である．図 5.26 は式 (5.41) の第一項とその他の項，および左辺の体積積分値の時間平均を示している．いずれの条件でも，第一項が支配的な寄与を示し，その他の項の寄与は無視

できる程度である．すなわち， $T'Q'$ の第一項については， $T'(\nabla \cdot \lambda \nabla T/T)' \approx -\lambda(\nabla T')^2/T$ が成り立つ．このように，式(5.41)の第一項以外の項が無視できる条件は，Chu[73]により示されている．すなわち，(i) T' 及び λ' が十分に小さく ($|T'/\bar{T}|, |\lambda'/\bar{\lambda}| \ll 1$)，(ii) \bar{T} と $\bar{\lambda}$ が空間的に一様な場合に，式(5.41)の第一項以外の寄与は無視できる．これらの条件を適用し，三次以上の変動項を無視すれば，式(5.41)は次式のようになる．

$$T' \left(\frac{\nabla \cdot \lambda \nabla T}{T} \right)' \approx -\frac{\bar{\lambda}(\nabla T')^2}{\bar{T}} + \frac{\bar{\lambda} \nabla \cdot T' \nabla T'}{\bar{T}} \quad (5.42)$$

さらに，上式の体積積分値は，Gaussの発散定理より次式となる．

$$\int_V T' \left(\frac{\nabla \cdot \lambda \nabla T}{T} \right)' dV \approx -\frac{\bar{\lambda}}{\bar{T}} \int_V (\nabla T')^2 dV + \frac{\bar{\lambda}}{\bar{T}} \int_S T' \frac{\partial T'}{\partial n} dS \quad (5.43)$$

式(5.43)の右辺第二項は境界条件から決定される．境界に対して断熱条件が課される場合， $\partial T'/\partial n = 0$ となり，等温条件が課される場合には $T' = 0$ となる．本研究で対象とする旋回流燃焼場では，壁面において $T' = 0$ となる．また，流入境界においては速度擾乱に伴うわずかな温度変動が存在するものの，流入予混合気の温度はおよそ700 Kに保たれているため， $T' \approx 0$ と考えられる．流出境界においても，火炎から十分に離れている場合には，常に高温の既燃ガスが流出するため， $T' \approx 0$ と考えられる．以上により，第二項の影響が小さい理由については，境界条件から説明される．条件(i)及び(ii)が乱流燃焼場において十分に満足される保証はないが，上の議論は図5.26の結果を説明する理由の一つであると考えられる．このように， D_Q による変動エネルギー散逸は主として $-\lambda(\nabla T')^2/T$ に起因している．この項の物理的な意味は明確である．すなわち， $(\nabla T') = (\nabla T)'$ であることより，この項は温度勾配の時間変動強度そのものを表している．通常，温度勾配は火炎面において極大値をとるため，この項は火炎面の変動の大きさを表していると考えられる．したがって，火炎面が変動することは，変動エネルギー散逸の主要因となり得る．いずれのスワール数においても，乱流遷移後では微細な渦構造によって火炎面の変動が引き起こされるため，散逸項が大きな絶対値を示す．また，大規模渦による火炎の巻き込みが生じる領域でも，温度勾配変動が大きくなると考えられる．

5.5.3 D_s 及び D_Q の簡略化

ここまでの議論から， D_s 及び D_Q においては， $-s'm' \cdot \nabla \bar{T} - \overline{s'm'} \cdot \nabla T$ と $-\lambda(\nabla T')^2/T$ がそれぞれ支配的な寄与を示すことが明らかとなった．図5.27と図5.28はそれぞれ， $x \geq 0, y \geq 0, z = 0$ における $-\overline{s'm'} \cdot \nabla \bar{T}$ と $-\lambda(\nabla T')^2/T$ の分布である．図5.27と図5.28を比較すると， $-\lambda(\nabla T')^2/T$ が最小値を示す領域は， $-\overline{s'm'} \cdot \nabla \bar{T}$ が最大値を示す領域よりも下流域，すなわち乱流遷移に伴って火炎形状が複雑化する領域に存在している．特に $S = 1.2$ では，このような傾向が顕著に観察される．この結果から，変動エネルギーの活発な生成と散逸は必ずしも同じ領域で生じないと考えられる．また以上の結果は， $-\overline{s'm'} \cdot \nabla \bar{T}$ が支配的な領域に対して，ランダムな変動を付加することが変動エネルギー散逸の促進につながる可能性を示唆している．通常，火炎面の変動を増大させることは，温度勾配のみな

らず熱発生率の変動にもつながる．これは，主要な燃焼騒音生成項である $\partial\omega_T/\partial t$ の寄与の増大を意味するため [83]，燃焼騒音の観点からは好ましくない．しかし，燃焼騒音生成項の増大が周期的に生じない場合には，燃焼安定化に対して変動エネルギー散逸の効果が現れる可能性がある．

ここまでの結果をもとに， D_s 及び D_Q の簡略化について検討する．図 5.22–5.26 で寄与の小さな項を省略することで， D_s 及び D_Q の近似式を得られる．ここでは， D_s の内 $-s'm' \cdot \nabla\bar{T} - \overline{s'm'} \cdot \nabla T$ を残し， D_Q の内 $-\lambda(\nabla T')^2/T$ と Chu の生成項に対応する項を残すことで，次式のような簡略式を提案する．

$$D_s \approx -s'm' \nabla\bar{T} - \overline{s'm'} \nabla T \quad (\equiv D_s^{(r)}) \quad (5.44)$$

$$D_Q \approx -\frac{\lambda}{T}(\nabla T')^2 + \frac{T'\omega'_T}{T} - \frac{\lambda}{T}(\nabla T')^2 + \frac{T'\omega'_T}{T} \quad (\equiv D_Q^{(r)}) \quad (5.45)$$

図 5.29 は $D_s, D_s^{(r)}, D_Q, D_Q^{(r)}$ の体積積分値の時間変化を示している． D_Q の簡略式 (5.45) はすべての条件に対し，平均誤差 7 % 未満で D_Q の厳密値を再現可能である．一方， D_s の簡略式 (5.44) は高スワール数条件では 6 % 未満の平均誤差で厳密値を再現可能であるが，低スワール数条件ではいずれの当量比でも 10 % 以上の平均誤差が生じる．前述のように D_s において $-s'm' \cdot \nabla\bar{T} - \overline{s'm'} \cdot \nabla T$ が支配的となるのは，より乱流強度の高い燃焼場である．すなわち，式 (5.44) による簡略化は，高乱流強度の燃焼場で有効であると考えられる．もし，上記二つの簡略化された項のみによって安定性条件を構築する場合，その条件は式 (5.1) において音響エネルギー流束による散逸を熱伝導による散逸に置き換えたものとほぼ一致する．しかし，熱伝導による散逸は音響エネルギー流束による散逸に比べて著しく寄与が大きいいため，上の簡略式による安定性条件と式 (5.1) では，安定性評価の結果に大きな差が出ると考えられる．次節では，ここまでの結果を用いた安定性条件の構築指針について述べる．

5.5.4 安定性条件の構築

ここまで， D_s 及び D_Q の簡略化について述べたが，この他にも $D_{Q^*}, D_{\psi^*}, D_{Y_k}$ といった複雑な生成項・散逸項が存在する．前述のように，安定性条件にこれらの項の影響を取り入れることは，実用上現実的ではない．ただし，図 5.9 から明らかなように，本研究の旋回流燃焼場において D_{Q^*} は生成項， D_{ψ^*} は散逸項， D_{Y_k} は生成散逸のいずれにも関わる項として変動するため，各々の寄与が互いに打ち消しあう．したがって，これらの項の和としての寄与は，変動エネルギー保存式の釣り合いにおいては無視できないが， D_s 等の支配的な項と比較すると 1/10 から 1/5 程度にしか及ばない．プロパン・空気層流振動火炎においても， D_s に対する上記の項の和としての寄与は本研究と同程度であることが，Giauque ら [80] によって示されている．一方，式 (5.33) は変動エネルギー保存式の厳密な釣り合いに基づくため，燃焼不安定性に対する必要十分条件となり得るが，実用上は必要条件としての安定性条件があれば十分な場合が多い．実際，熱発生率変動と圧力変動の積のみで記述される最も簡単な形式の Rayleigh criterion (式 (4.1)) は，燃焼不安定性の発生に対する必要条件として広く用いられている．これは，安定性条件の中に音響エネルギー

散逸項が含まれないためであり，散逸が支配的な場合においては $p'\omega'_T > 0$ の場合でも不安定性は生じないからである．反対に， $p'\omega'_T < 0$ となることは，Rayleigh 生成項が唯一の生成項であるという立場に立つ限り，安定性に対する十分条件となる．以上のような観点から，化学種組成変動と散逸の影響を省略した変動エネルギー生成項が，変動エネルギー解析に用いられる例も存在する [84]．しかし，生成項のみを用いて安定性条件を構築した場合，それは燃焼不安定性に対する必要条件にはなるものの，燃焼安定性解析結果は常に不安定となることが予想される．したがって，簡略化された生成項 $D^{(r)}$ は，少なくとも以下の関係式を満足する必要がある．

$$\int_V \frac{\partial E_d}{\partial t} dV = a \int_V D^{(r)} dV \quad (5.46)$$

ここで， a は正の定数である．上式は生成項 $D^{(r)}$ の符号によって，変動エネルギーの成長と減衰を予測可能であることを示している．

本研究では，上で簡略化された変動エネルギー生成項 $D_s^{(r)}$ ともう一つの生成項 D_ξ を用いるとともに，簡略化された変動エネルギー散逸項 $D_Q^{(r)}$ を用いることで，安定性条件の構築を試みる．すなわち， $D^{(r)}$ を以下のように定める．

$$\begin{aligned} D \approx D^{(r)} = & -\mathbf{m}' \cdot (\boldsymbol{\xi} \times \mathbf{u})' - \overline{\mathbf{m}' \cdot (\boldsymbol{\xi} \times \mathbf{u})'} - s' \mathbf{m}' \cdot \nabla \bar{T} - \overline{s' \mathbf{m}' \cdot \nabla T} \\ & - \frac{\lambda}{T} (\nabla T')^2 + \frac{T' \omega'_T}{T} - \frac{\lambda}{T} (\nabla T')^2 + \frac{T' \omega'_T}{T} + \epsilon \end{aligned} \quad (5.47)$$

上式は化学種変動に由来する生成項以外の全ての生成項を含んでいる．一方で，散逸項は常に負の値をとる $-\lambda(\nabla T')^2/T$ のみを含んでいる．Chu の生成項に相当する $T' \omega'_T/T$ は生成項にも散逸項にもなり得る．生成項 D_ξ については，元の式形が簡単であるため簡略化せずに用いている．これより，式 (5.47) から得られる安定性条件は次式となる．

$$\int_V D^{(r)} dV > 0 \quad (5.48)$$

この安定性条件の妥当性を確かめるため，図 5.30 に $\partial E_d/\partial t$ と $D^{(r)}$ の体積積分値の時間変化を示した．ただし，これらの量は解析区間における各々の体積積分値の最大振幅 ($|\langle \partial E_d/\partial t \rangle V|_{\max}$, $|\langle D^{(r)} \rangle V|_{\max}$) で正規化されている．したがって，図 5.30 において二つの量の時間変化が一致することは，次式が満足されることを示す．

$$\int_V \frac{\partial E_d}{\partial t} dV = \frac{|\langle \partial E_d/\partial t \rangle|_{\max}}{|\langle D^{(r)} \rangle|_{\max}} \int_V D^{(r)} dV \quad (5.49)$$

これは，式 (5.46) が成立することと同義である．図 5.30 から明らかなように，いずれの条件においても上式が概ね成立していることが確認される．すなわち，式 (5.47) による変動エネルギー生成項は，厳密な変動エネルギーの時間発展を特徴づけることが可能である．一方で，本研究で対象とした旋回乱流燃焼場以外の燃焼場における式 (5.47) の妥当性については，更なる検討が必要であると考えられる．

5.6 本章の結論

第5章では、旋回乱流予混合火炎のDNS結果に基づき、音響エネルギー収支、Chuの変動エネルギー収支、厳密な変動エネルギー収支の検討を行った。また、厳密な変動エネルギー生成項の空間構造と動的特性について検討し、支配的な生成項の簡略化と安定性条件の構築を行った。以上により、本章では以下の結論を得た。

1. 厳密な変動エネルギーの時間変化率が示す周波数特性は、圧力場・熱発生率場において観察された支配的なDMDモードの周波数特性に対応する。
2. 変動エネルギーの生成と散逸に対して最大の寄与を示すのは、エントロピー変動に起因する生成項 D_s と熱拡散・熱発生・粘性散逸に起因する項 D_Q である。
3. エントロピー変動に起因する生成項 D_s と化学種組成変動に起因する生成項 D_{Y_k} は、変動エネルギーの周期的生成に寄与する。
4. 支配的な変動エネルギー - 生成項である D_s と D_Q は、特に乱流の影響が強い燃焼場において、式(5.44)及び式(5.45)のように簡略化可能である。
5. 化学種組成変動に由来する項以外の生成項と温度勾配変動による散逸項のみによって構築された安定性条件は、旋回乱流燃焼場における変動エネルギーの時間発展を良く特徴づける。

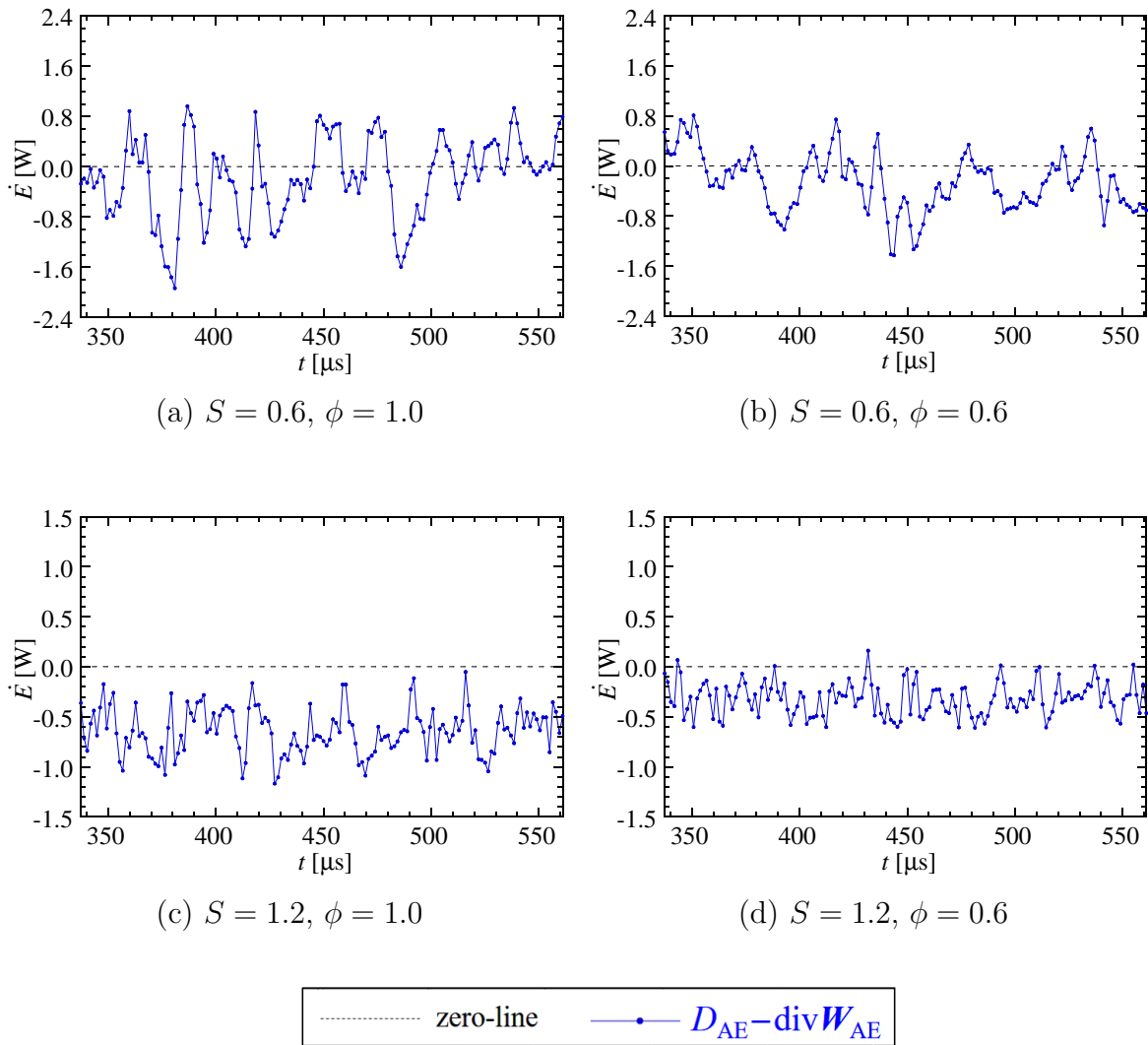


図 5.1: 古典的な音響エネルギー生成項に基づく安定性解析結果

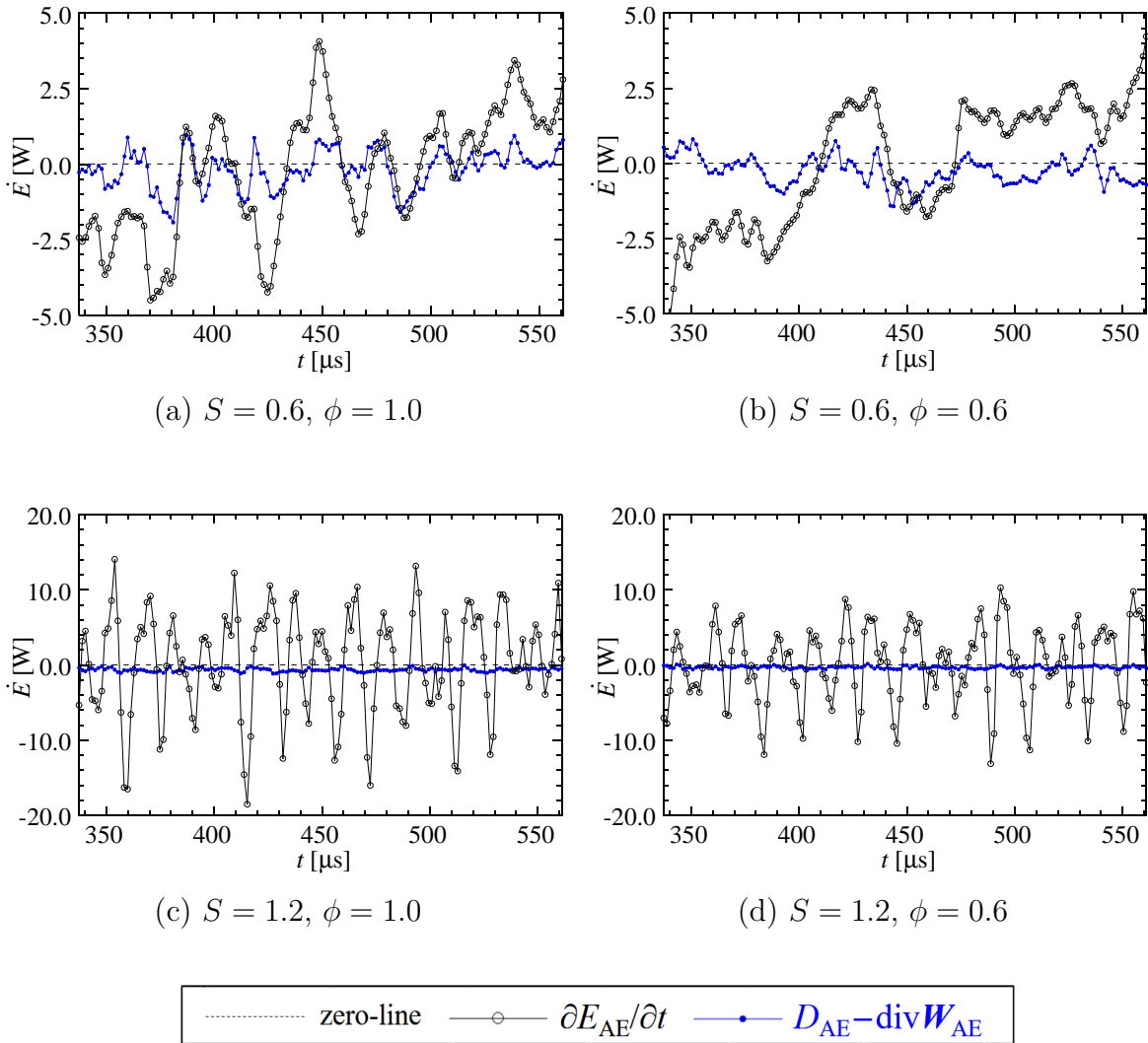


図 5.2: 旋回乱流予混合火炎における古典的な音響エネルギー収支

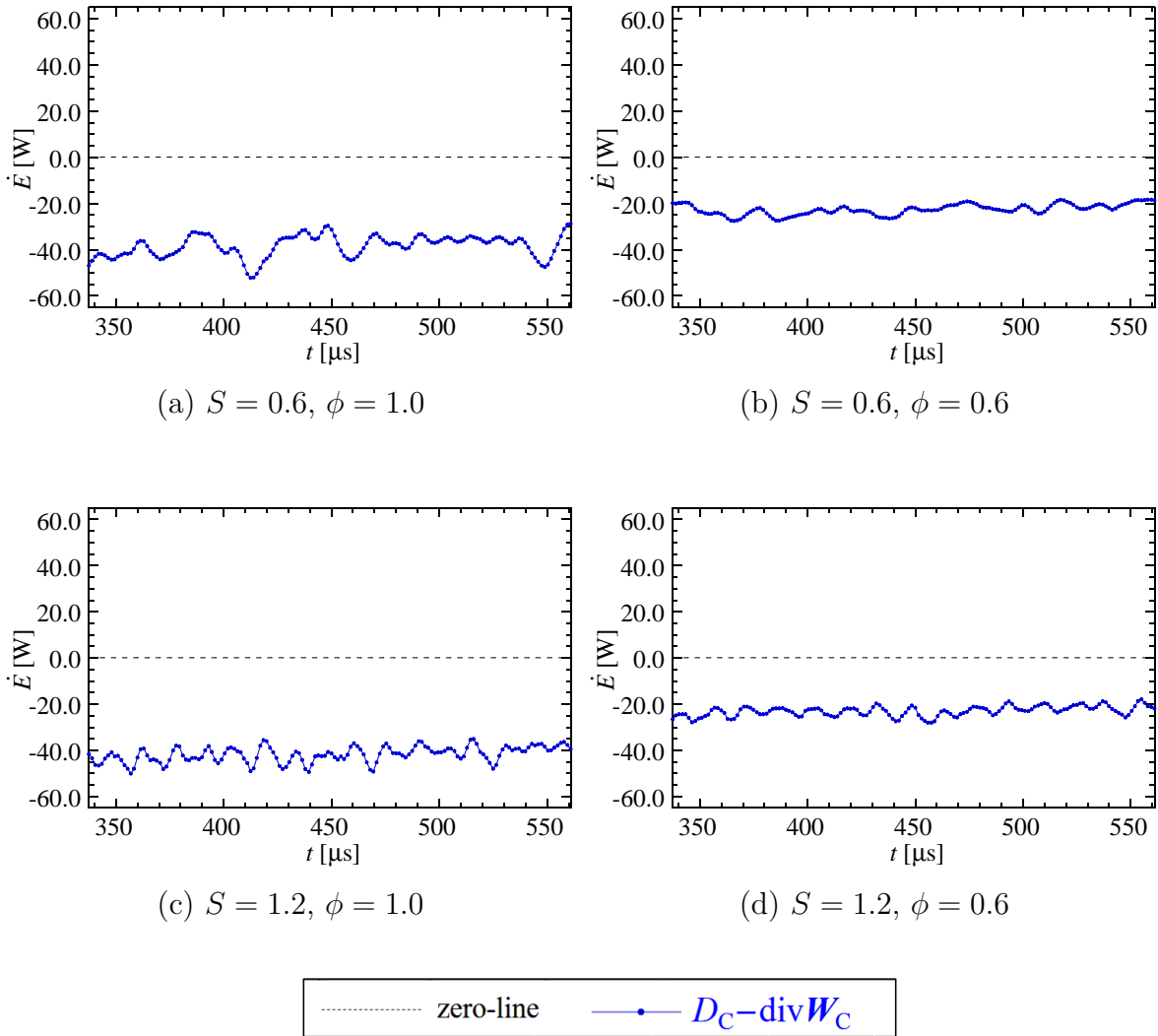


図 5.3: Chu の変動エネルギー生成項に基づく安定性解析結果

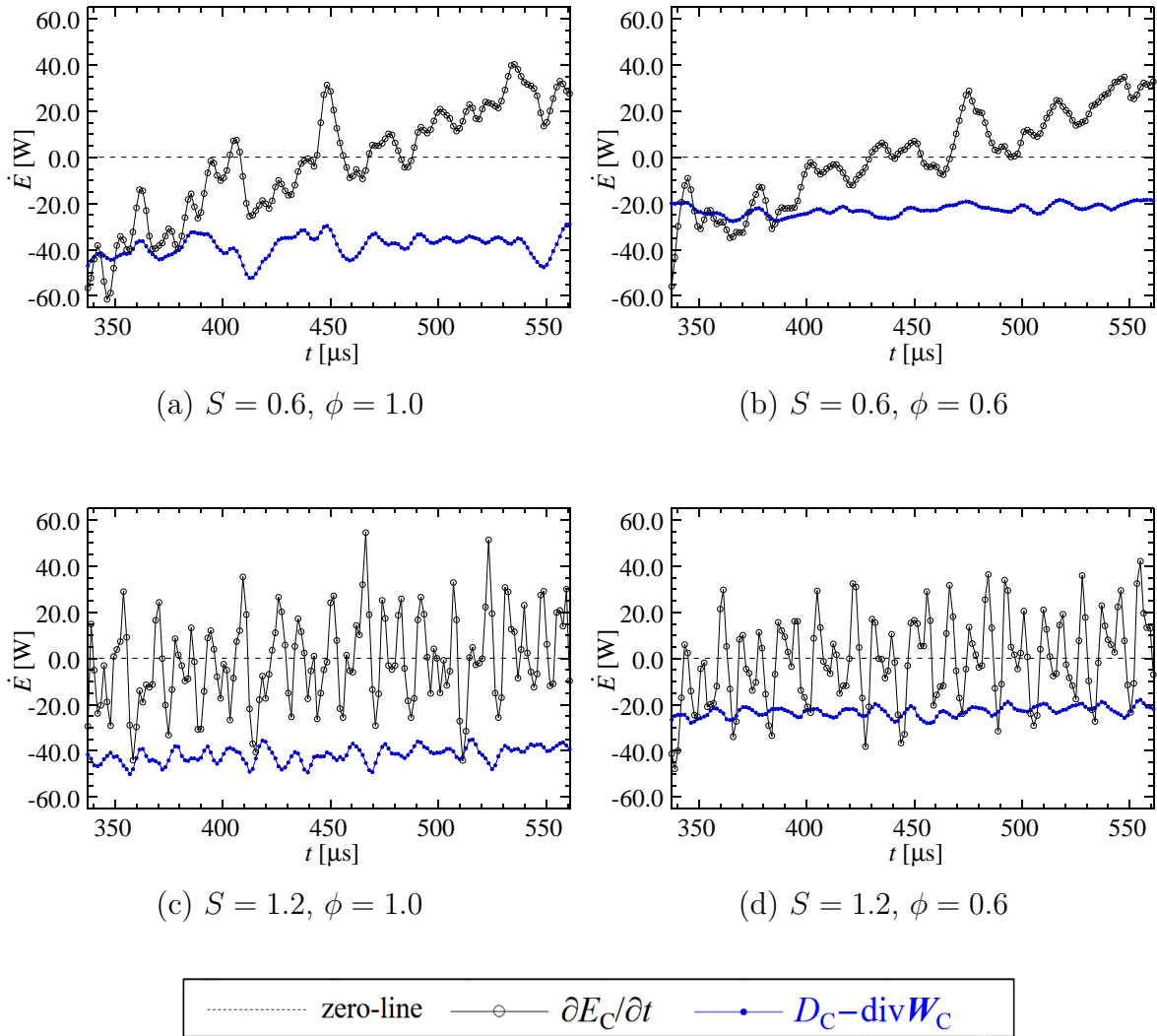


図 5.4: 旋回乱流予混合火炎における Ch_u の変動エネルギー収支

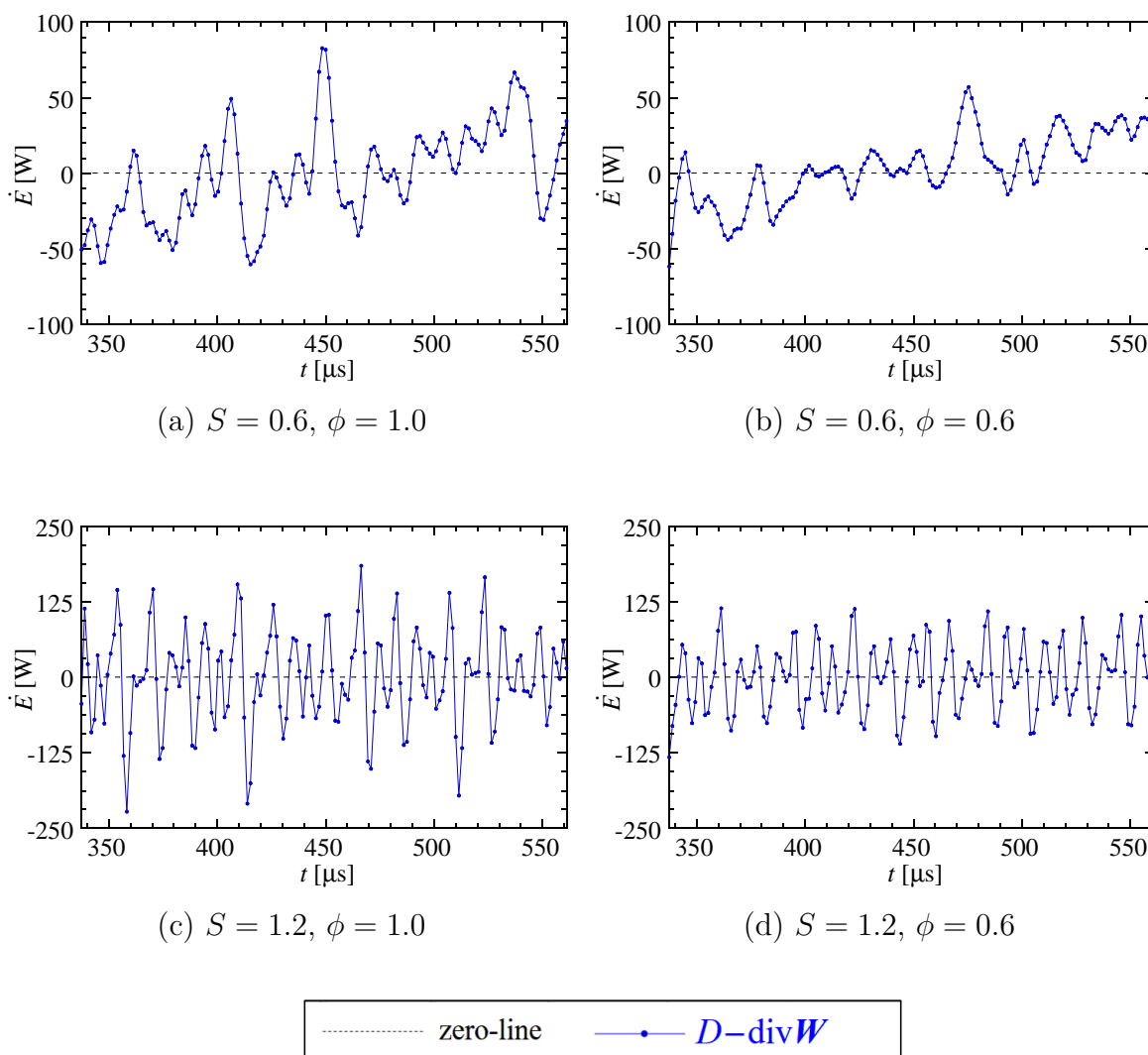


図 5.5: 厳密な変動エネルギー生成項に基づく安定性解析結果

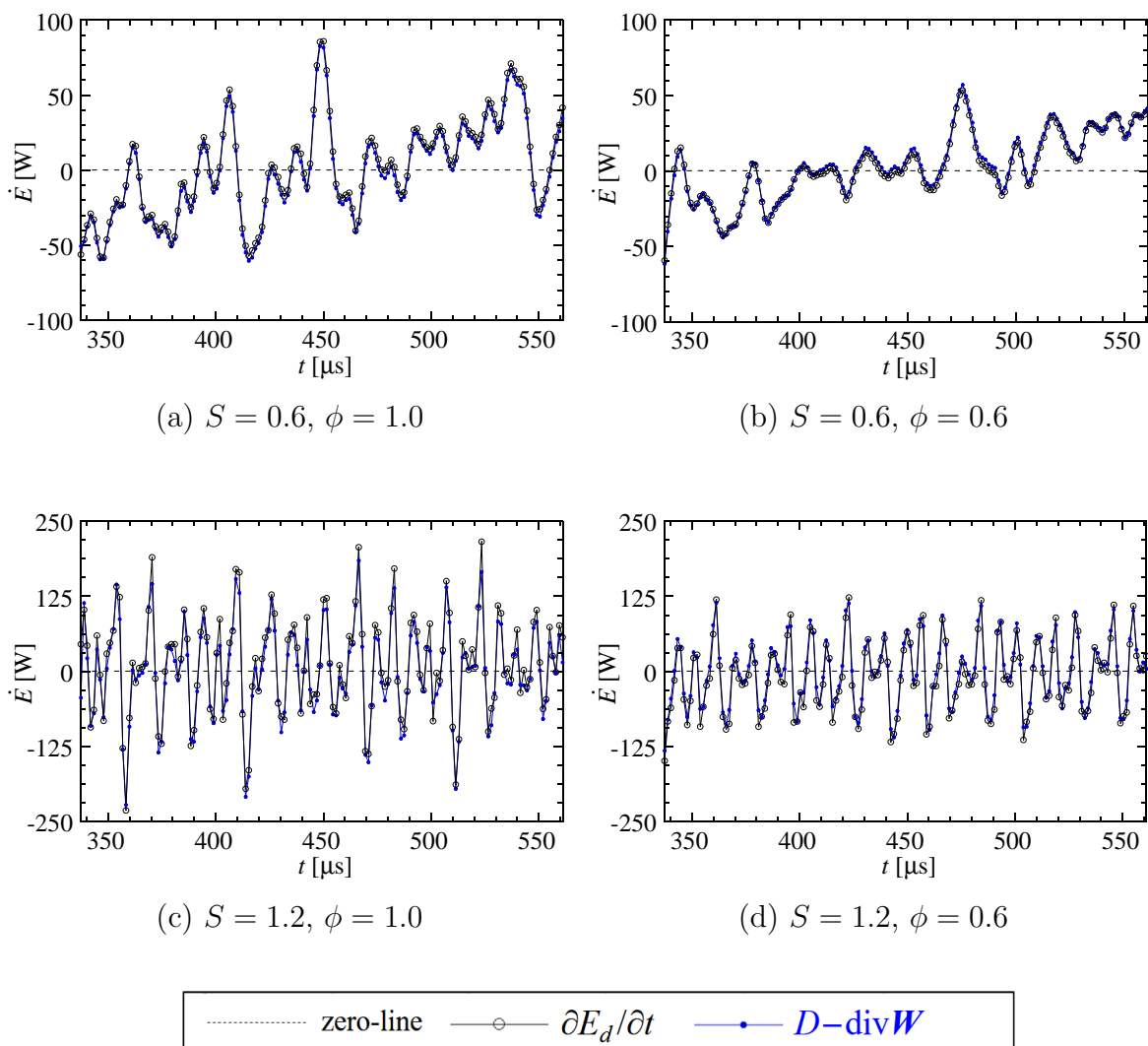


図 5.6: 旋回乱流予混合火炎における厳密な変動エネルギー収支

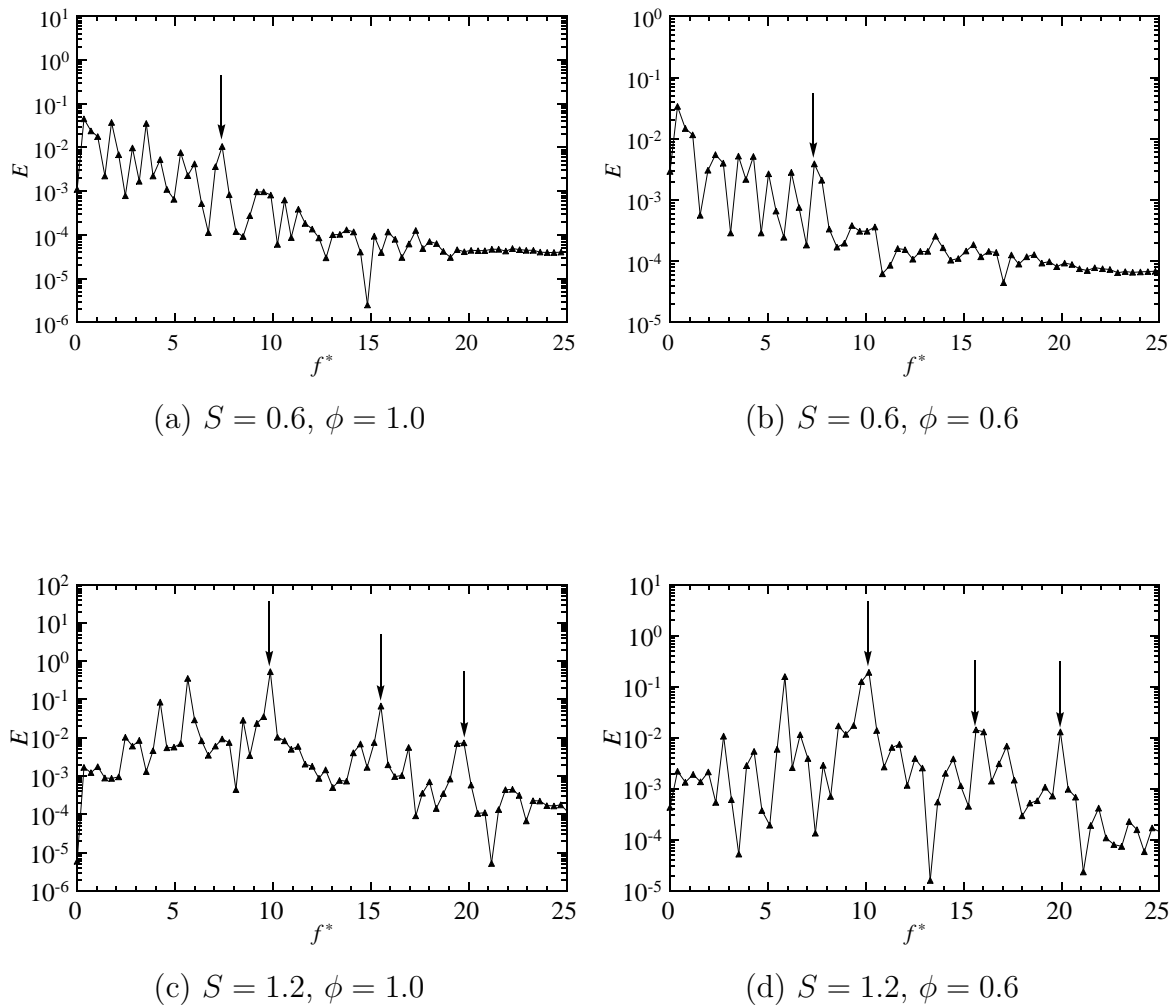


図 5.7: 厳密な変動エネルギーの時間変化率から算出されたパワースペクトル

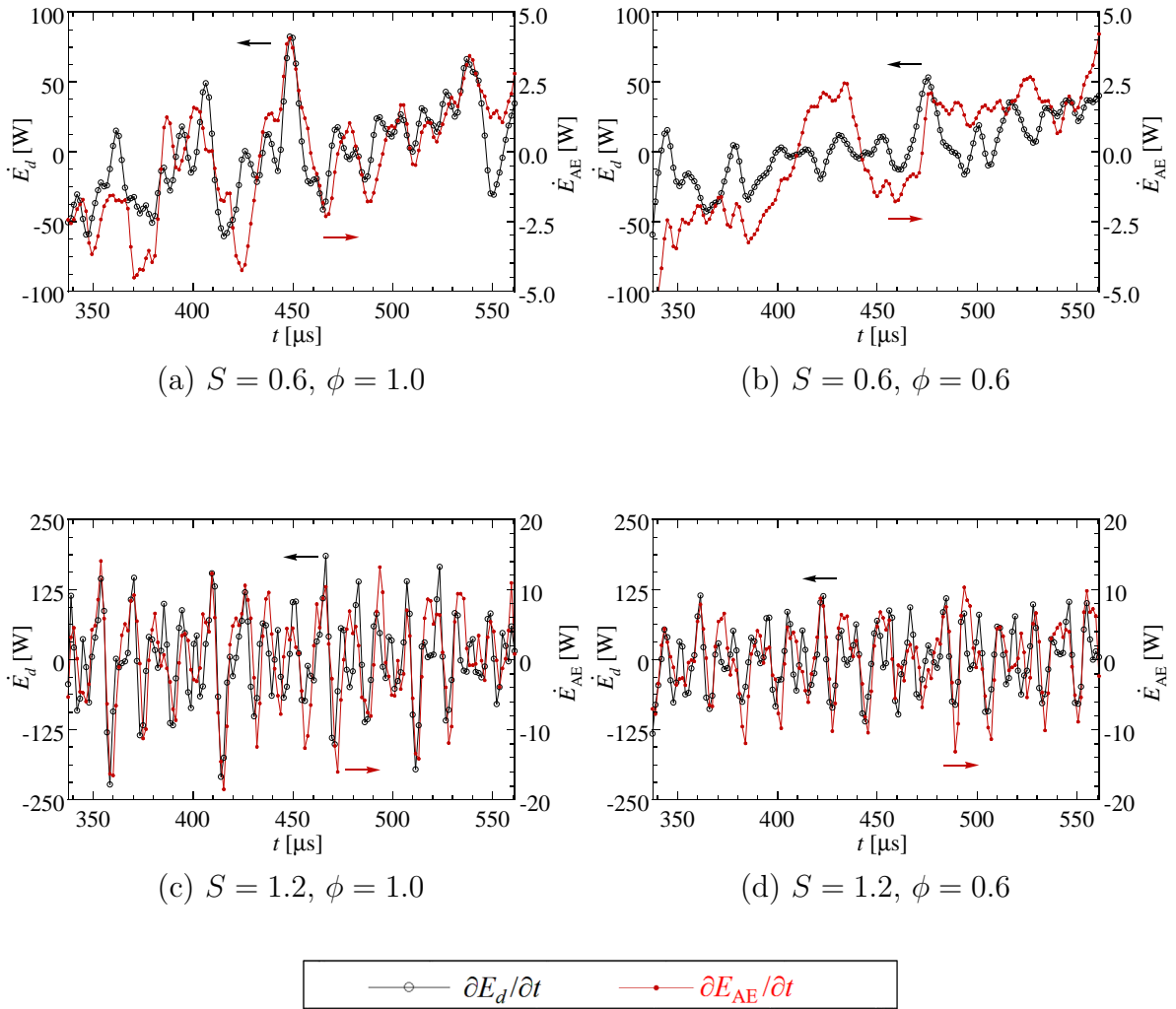


図 5.8: 厳密な変動エネルギー E_d と古典的な音響エネルギー E_{AE} の時間変化率の比較

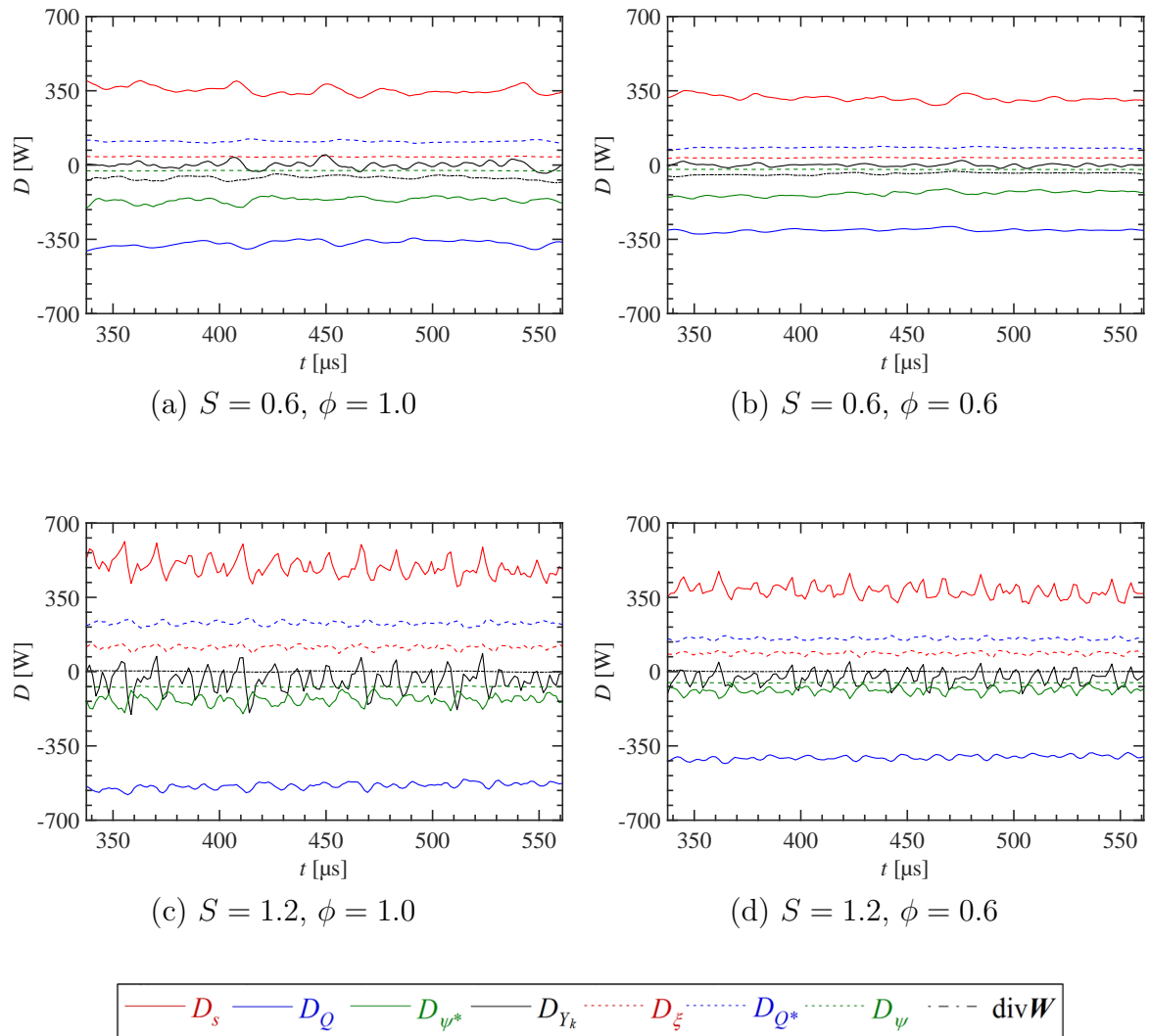


図 5.9: 厳密な変動エネルギー生成項と流束項の時間発展

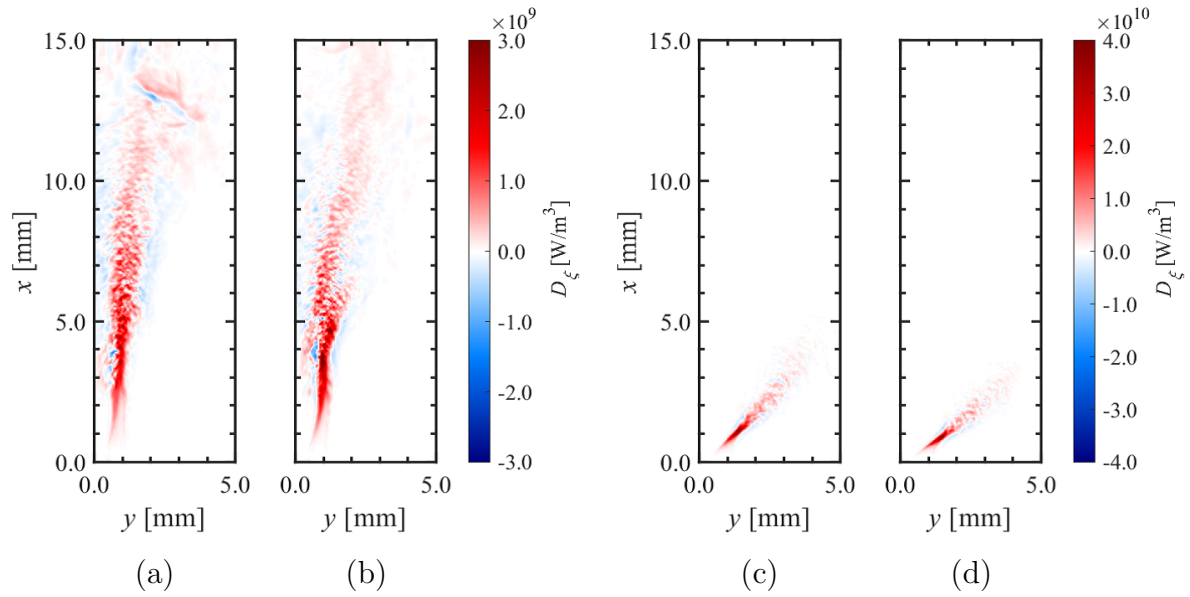


図 5.10: 変動エネルギー生成項 D_ξ の時間平均分布

((a) $S = 0.6$, $\phi = 1.0$, (b) $S = 0.6$, $\phi = 0.6$, (c) $S = 1.2$, $\phi = 1.0$, (d) $S = 1.2$, $\phi = 0.6$)

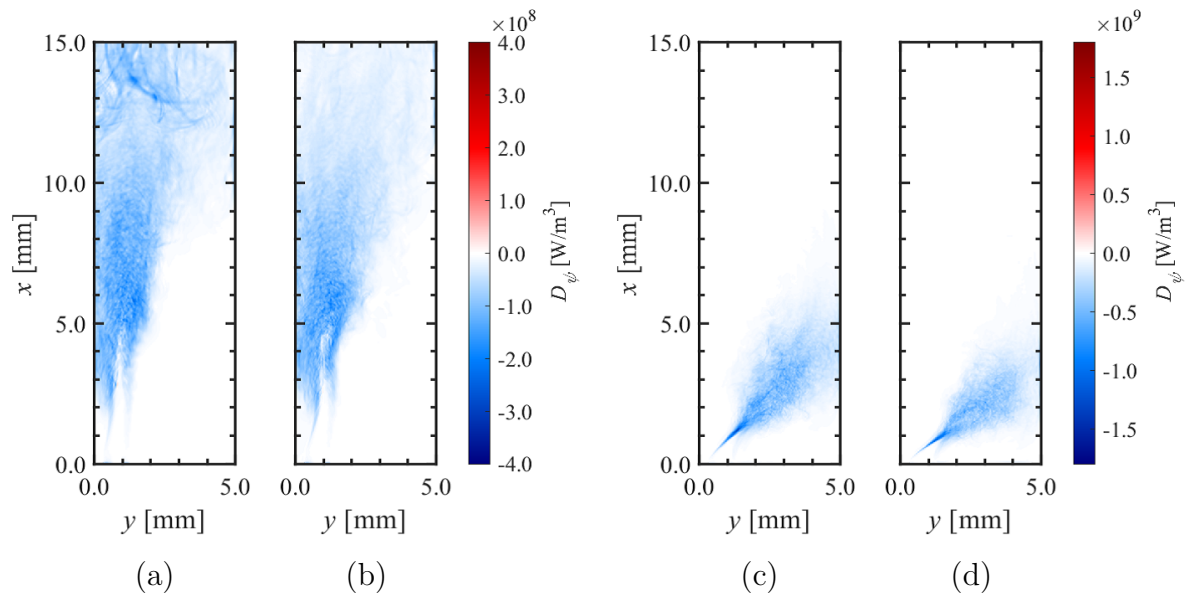


図 5.11: 変動エネルギー生成項 D_ψ の時間平均分布

((a) $S = 0.6$, $\phi = 1.0$, (b) $S = 0.6$, $\phi = 0.6$, (c) $S = 1.2$, $\phi = 1.0$, (d) $S = 1.2$, $\phi = 0.6$)

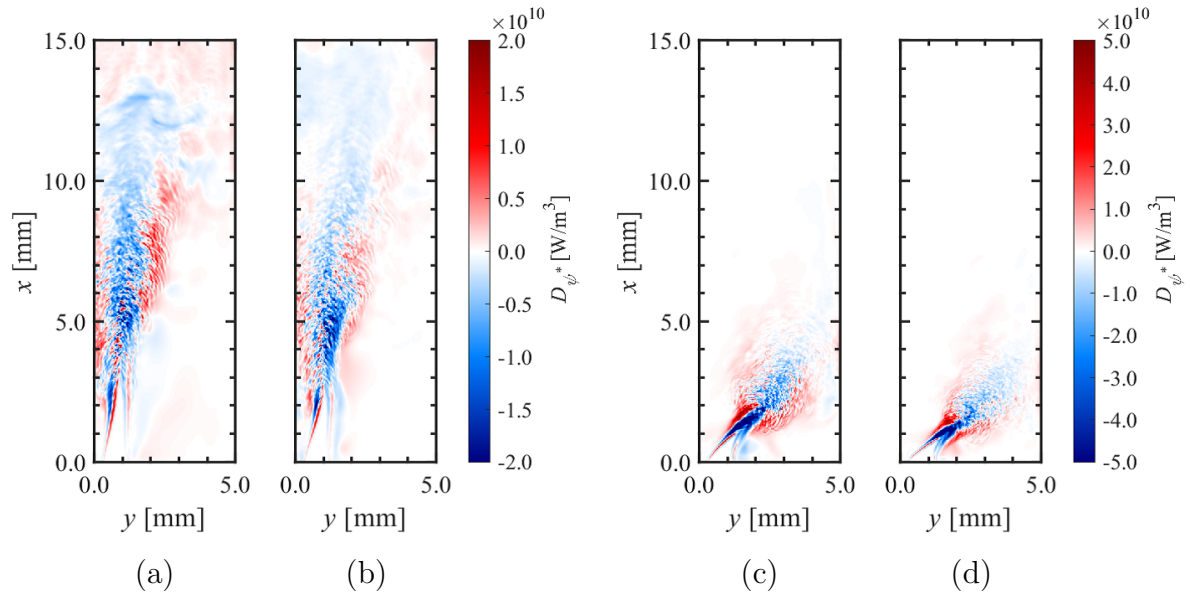


図 5.12: 変動エネルギー生成項 D_{ψ^*} の時間平均分布

((a) $S = 0.6, \phi = 1.0$, (b) $S = 0.6, \phi = 0.6$, (c) $S = 1.2, \phi = 1.0$, (d) $S = 1.2, \phi = 0.6$)

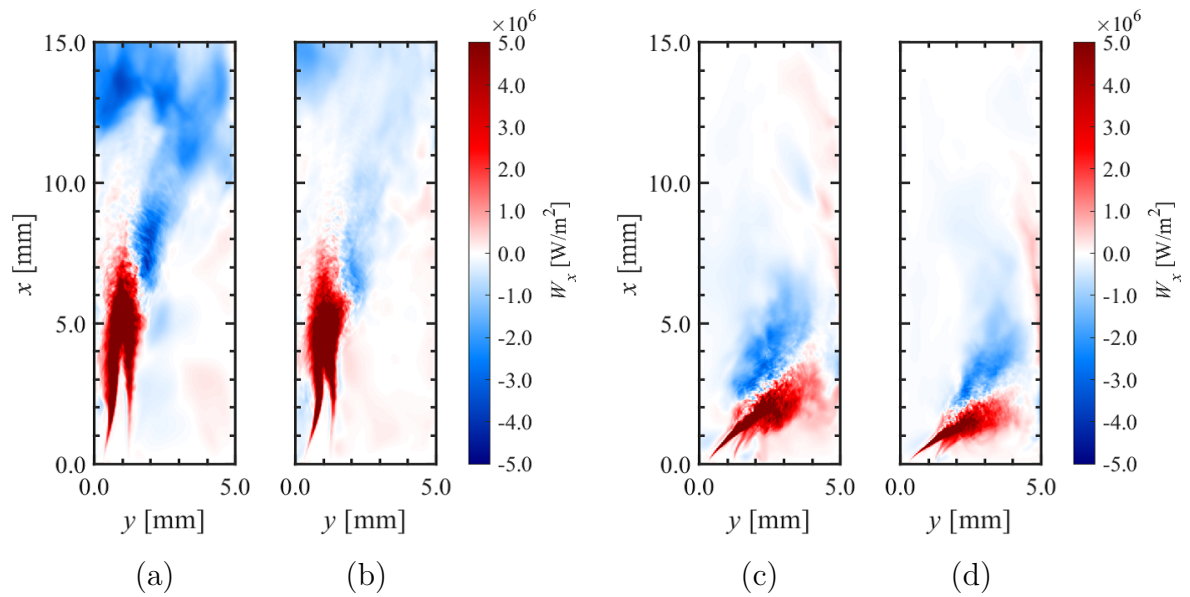


図 5.13: 変動エネルギー流束項 W_x の時間平均分布

((a) $S = 0.6, \phi = 1.0$, (b) $S = 0.6, \phi = 0.6$, (c) $S = 1.2, \phi = 1.0$, (d) $S = 1.2, \phi = 0.6$)

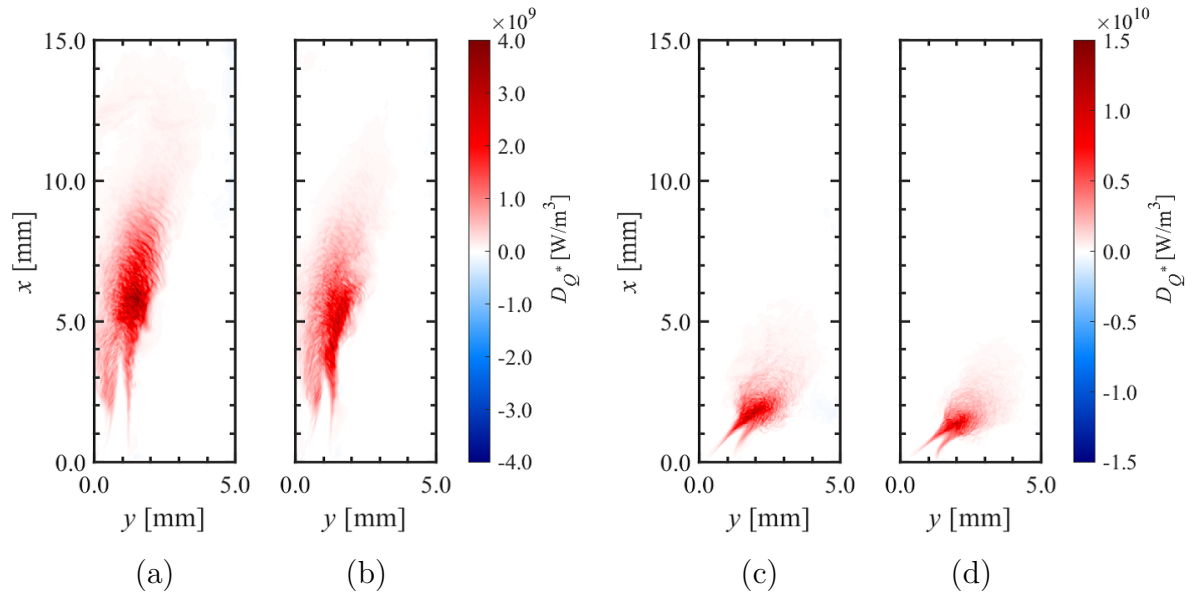


図 5.14: 変動エネルギー生成項 D_{Q^*} の時間平均分布
 ((a) $S = 0.6, \phi = 1.0$, (b) $S = 0.6, \phi = 0.6$, (c) $S = 1.2, \phi = 1.0$, (d) $S = 1.2, \phi = 0.6$)

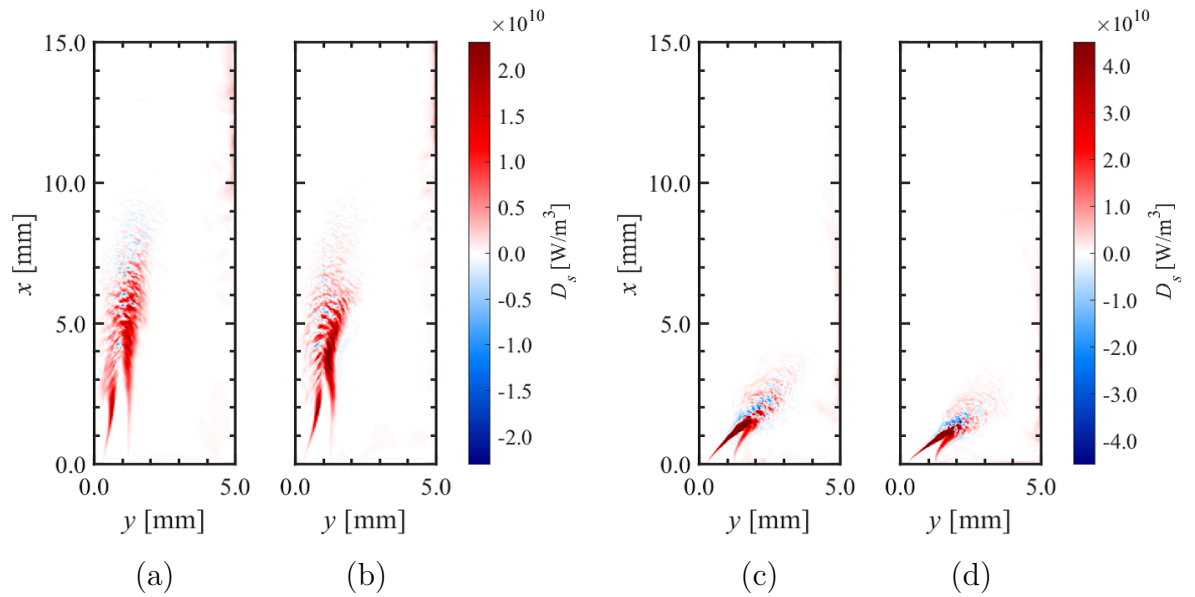


図 5.15: 変動エネルギー生成項 D_s の時間平均分布
 ((a) $S = 0.6, \phi = 1.0$, (b) $S = 0.6, \phi = 0.6$, (c) $S = 1.2, \phi = 1.0$, (d) $S = 1.2, \phi = 0.6$)

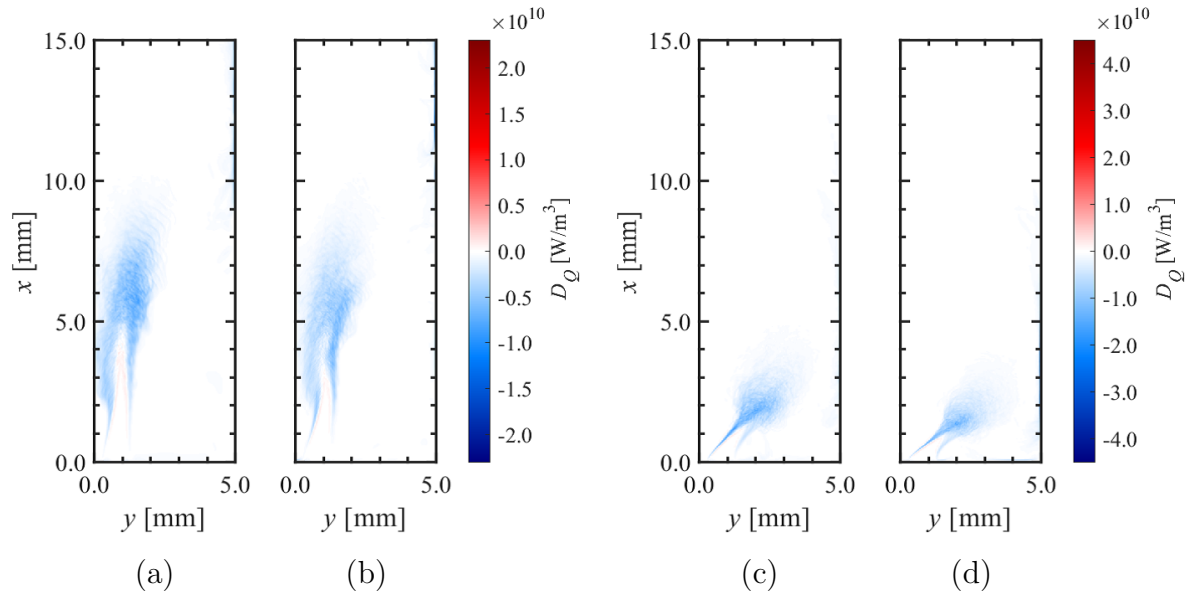


図 5.16: 変動エネルギー生成項 D_Q の時間平均分布
 ((a) $S = 0.6, \phi = 1.0$, (b) $S = 0.6, \phi = 0.6$, (c) $S = 1.2, \phi = 1.0$, (d) $S = 1.2, \phi = 0.6$)

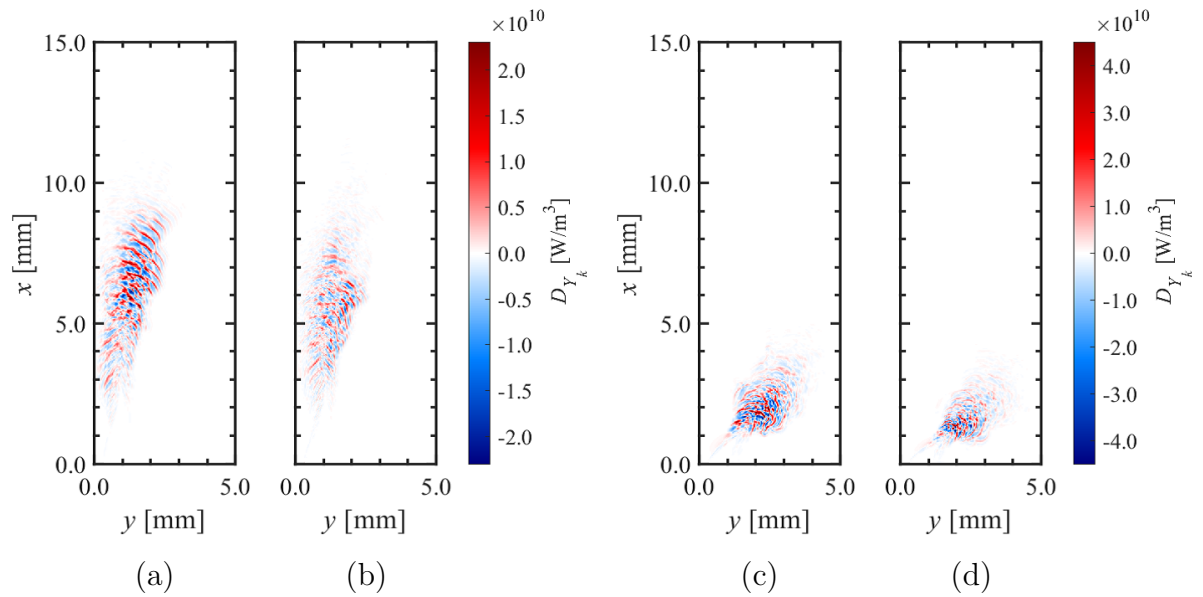


図 5.17: 変動エネルギー生成項 D_{Y_k} の時間平均分布
 ((a) $S = 0.6, \phi = 1.0$, (b) $S = 0.6, \phi = 0.6$, (c) $S = 1.2, \phi = 1.0$, (d) $S = 1.2, \phi = 0.6$)

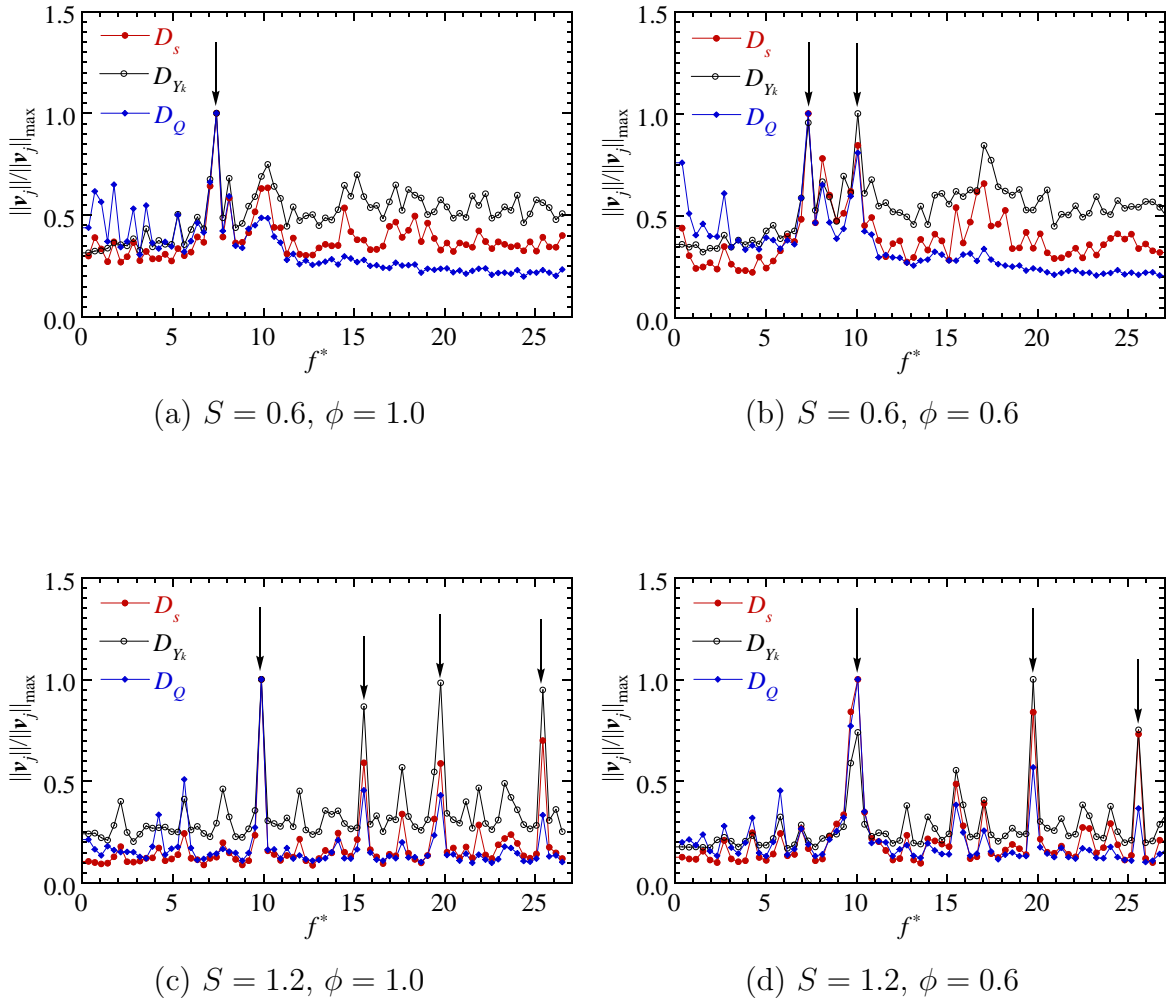


図 5.18: D_s, D_Q, D_{Y_k} の DMD 解析により得られた DMD モードの振幅スペクトル

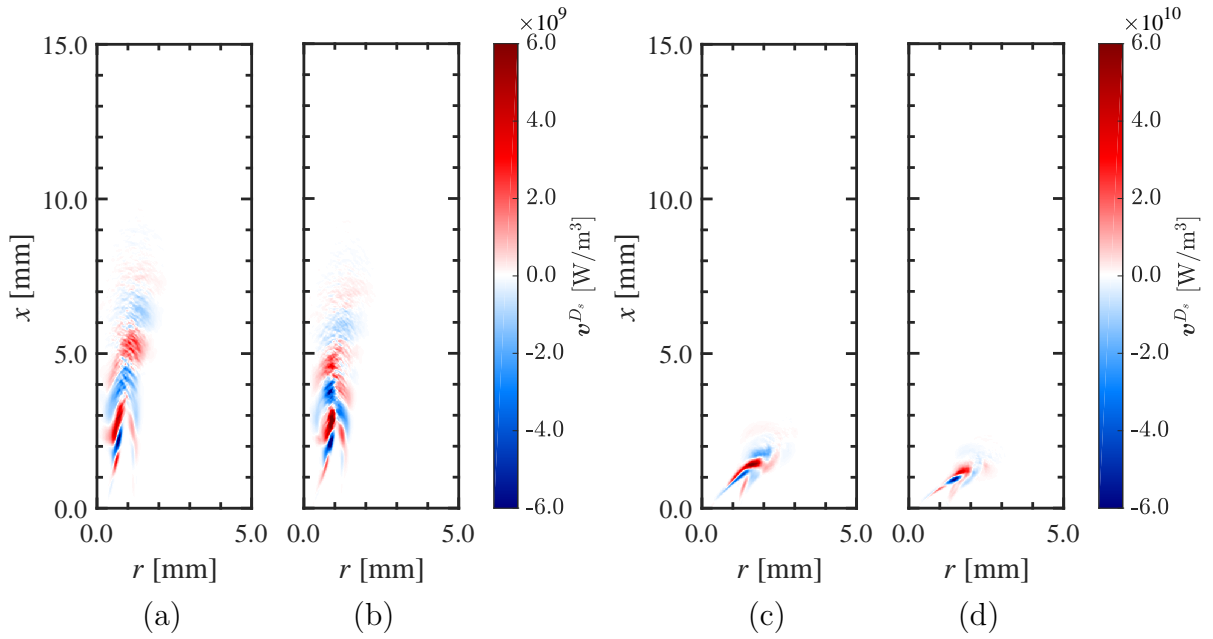


図 5.19: 変動エネルギー生成項 D_s の支配的な DMD モードの実部

((a) $S = 0.6, \phi = 1.0$, (b) $S = 0.6, \phi = 0.6$, (c) $S = 1.2, \phi = 1.0$, (d) $S = 1.2, \phi = 0.6$,
ただし, (a), (b) については $v_{7.4}^{D_s}$ を, (c), (d) については $v_{10}^{D_s} + v_{20}^{D_s}$ を示している.)

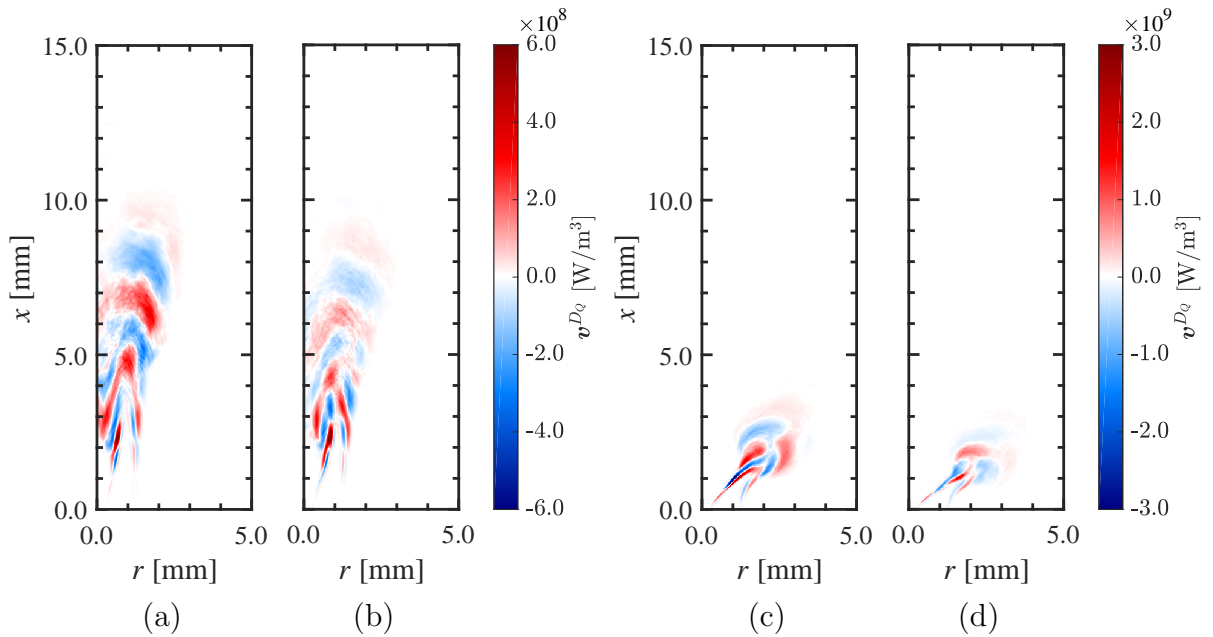


図 5.20: 変動エネルギー生成項 D_Q の支配的な DMD モードの実部

((a) $S = 0.6, \phi = 1.0$, (b) $S = 0.6, \phi = 0.6$, (c) $S = 1.2, \phi = 1.0$, (d) $S = 1.2, \phi = 0.6$,
ただし, (a), (b) については $v_{7.4}^{D_Q}$ を, (c), (d) については $v_{10}^{D_Q} + v_{20}^{D_Q}$ を示している.)

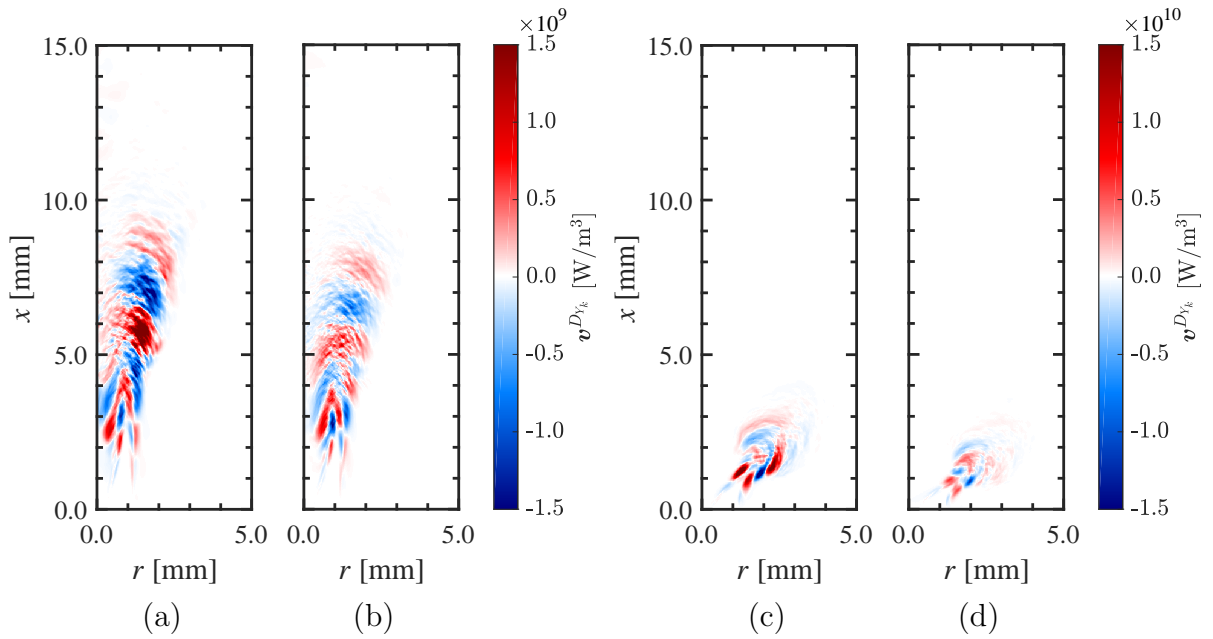


図 5.21: 変動エネルギー生成項 D_{Y_k} の支配的な DMD モードの実部

((a) $S = 0.6, \phi = 1.0$, (b) $S = 0.6, \phi = 0.6$, (c) $S = 1.2, \phi = 1.0$, (d) $S = 1.2, \phi = 0.6$,
ただし, (a), (b) については $v_{7.4}^{D_{Y_k}}$ を, (c), (d) については $v_{10}^{D_{Y_k}} + v_{20}^{D_{Y_k}}$ を示している.)

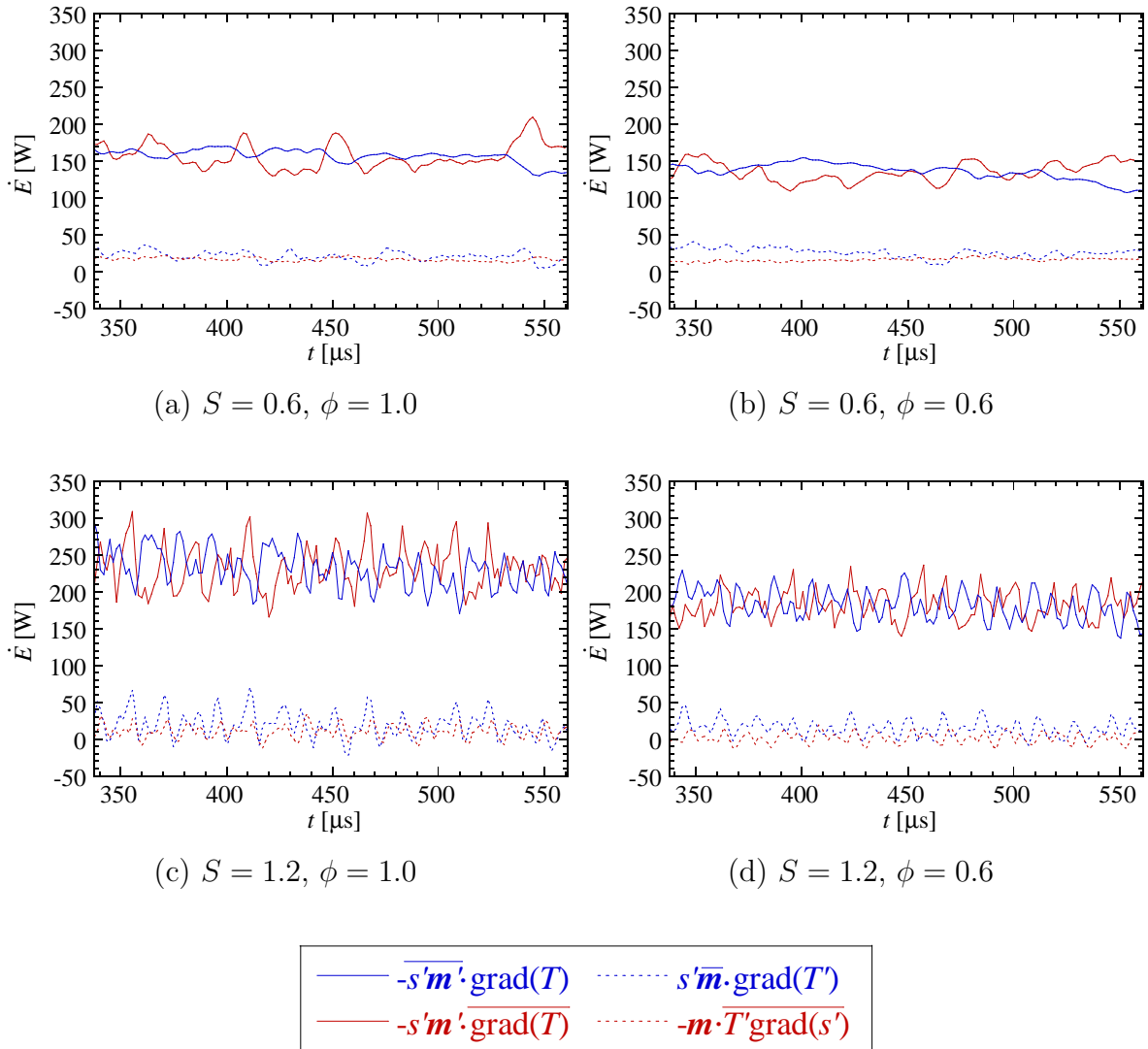


図 5.22: 式 (5.15) に含まれる各項の体積積分値の時間発展

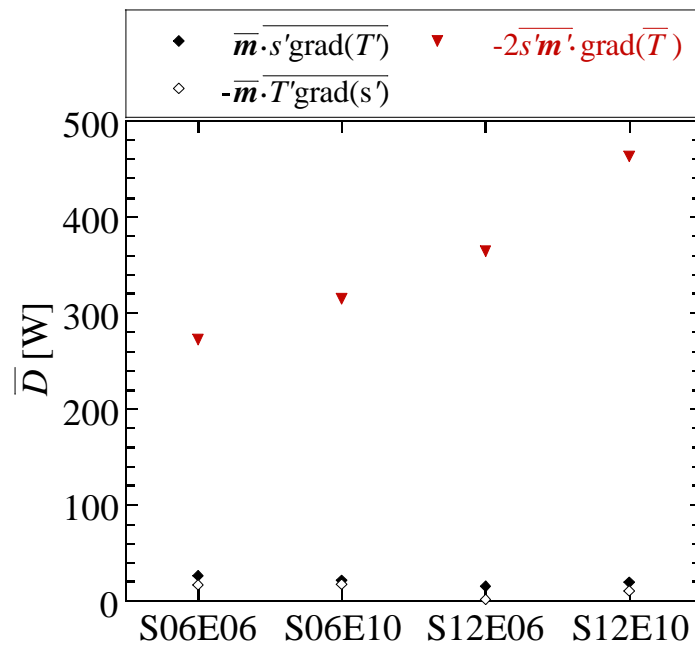


図 5.23: 式 (5.39) に含まれる各項の体積積分値の時間平均値

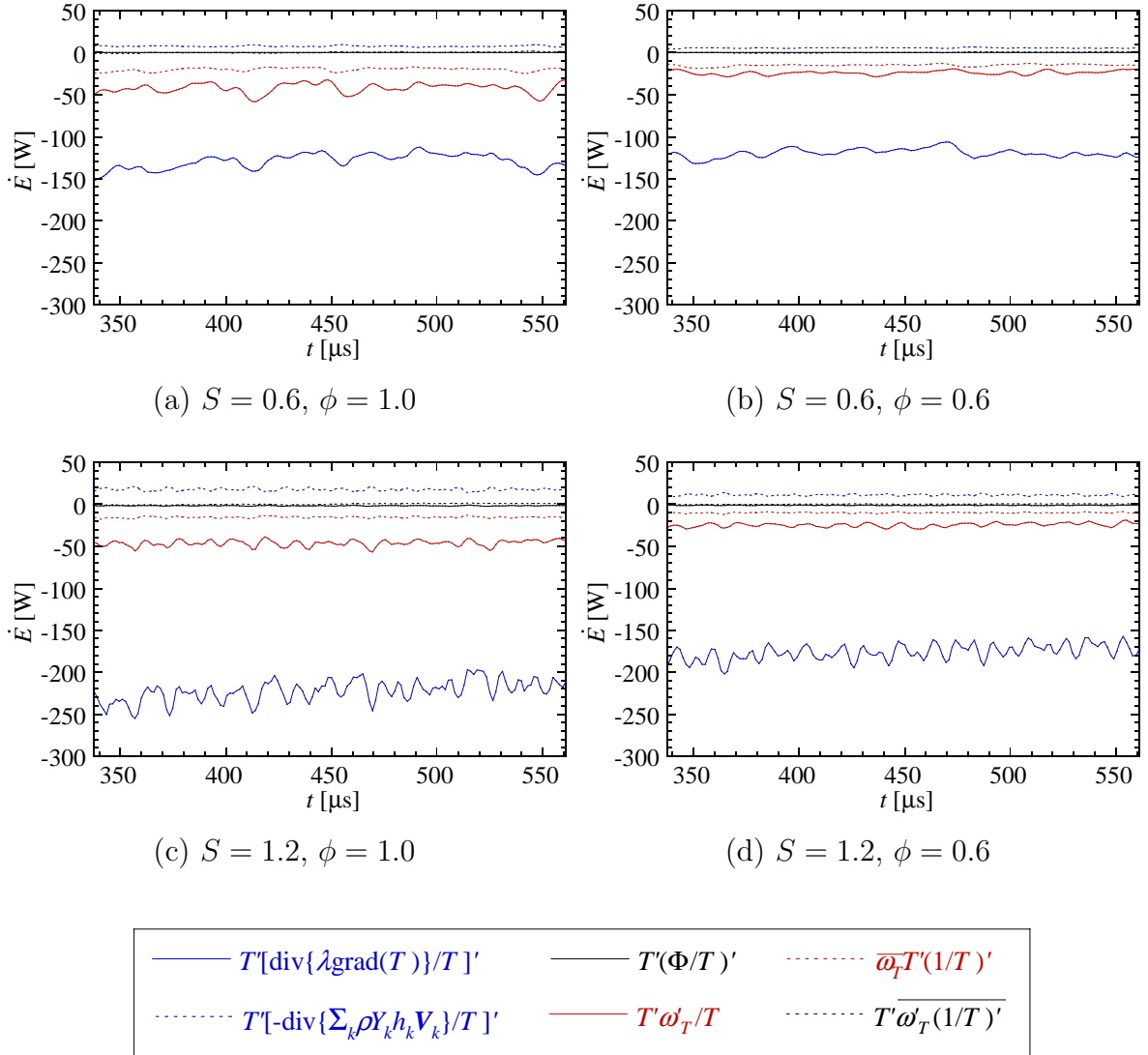


図 5.24: 式 (5.40) に含まれる各項の体積積分値の時間発展

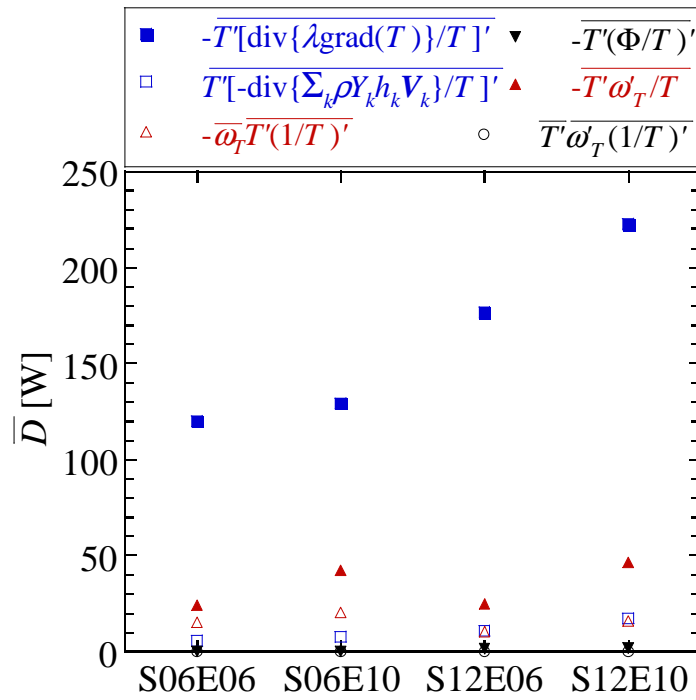


図 5.25: 式 (5.40) に含まれる各項の体積積分値の時間平均値

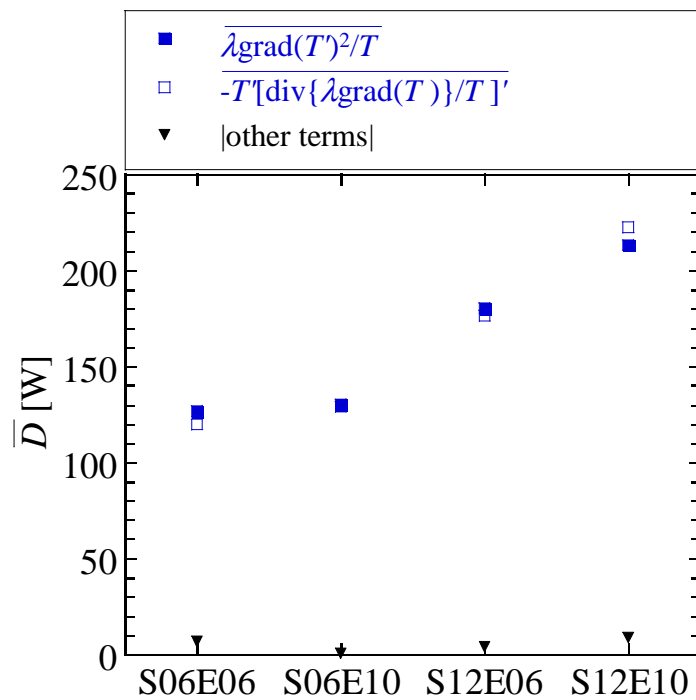


図 5.26: 式 (5.41) に含まれる各項の体積積分値の時間平均値

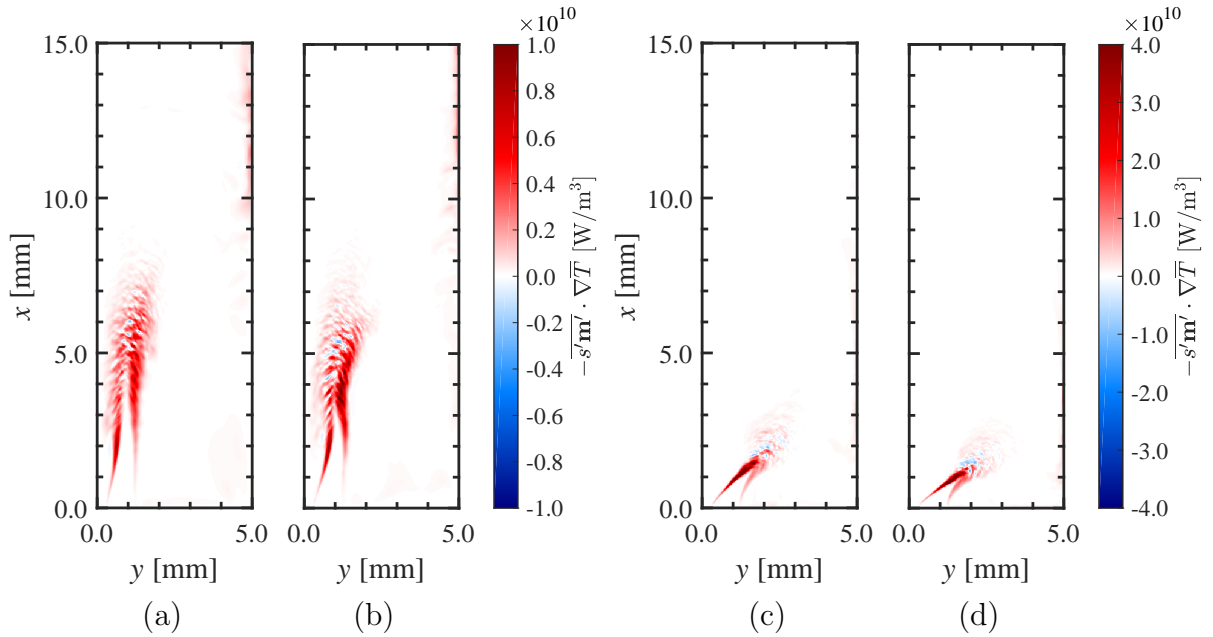


図 5.27: 燃焼器中央断面 ($x \geq 0, y \geq 0, z = 0$) における $-\overline{s'm'} \cdot \nabla \bar{T}$ の分布
 ((a) $S = 0.6, \phi = 1.0$, (b) $S = 0.6, \phi = 0.6$, (c) $S = 1.2, \phi = 1.0$, (d) $S = 1.2, \phi = 0.6$)

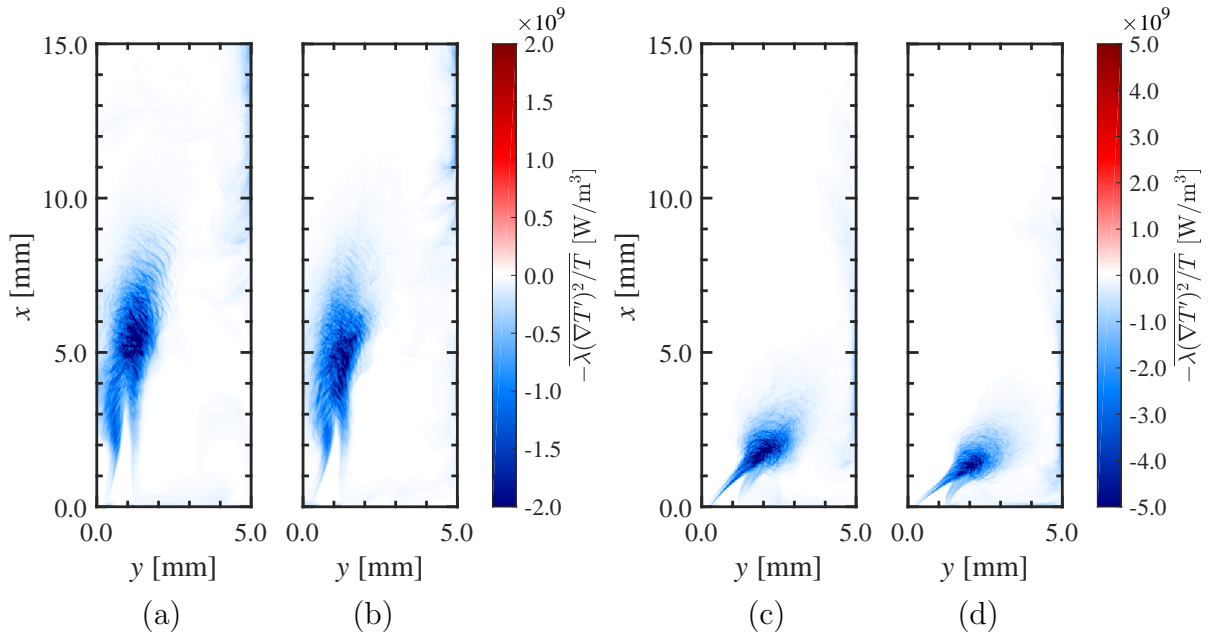


図 5.28: 燃焼器中央断面 ($x \geq 0, y \geq 0, z = 0$) における $-\lambda \overline{(\nabla T')^2} / \bar{T}$ の分布
 ((a) $S = 0.6, \phi = 1.0$, (b) $S = 0.6, \phi = 0.6$, (c) $S = 1.2, \phi = 1.0$, (d) $S = 1.2, \phi = 0.6$)

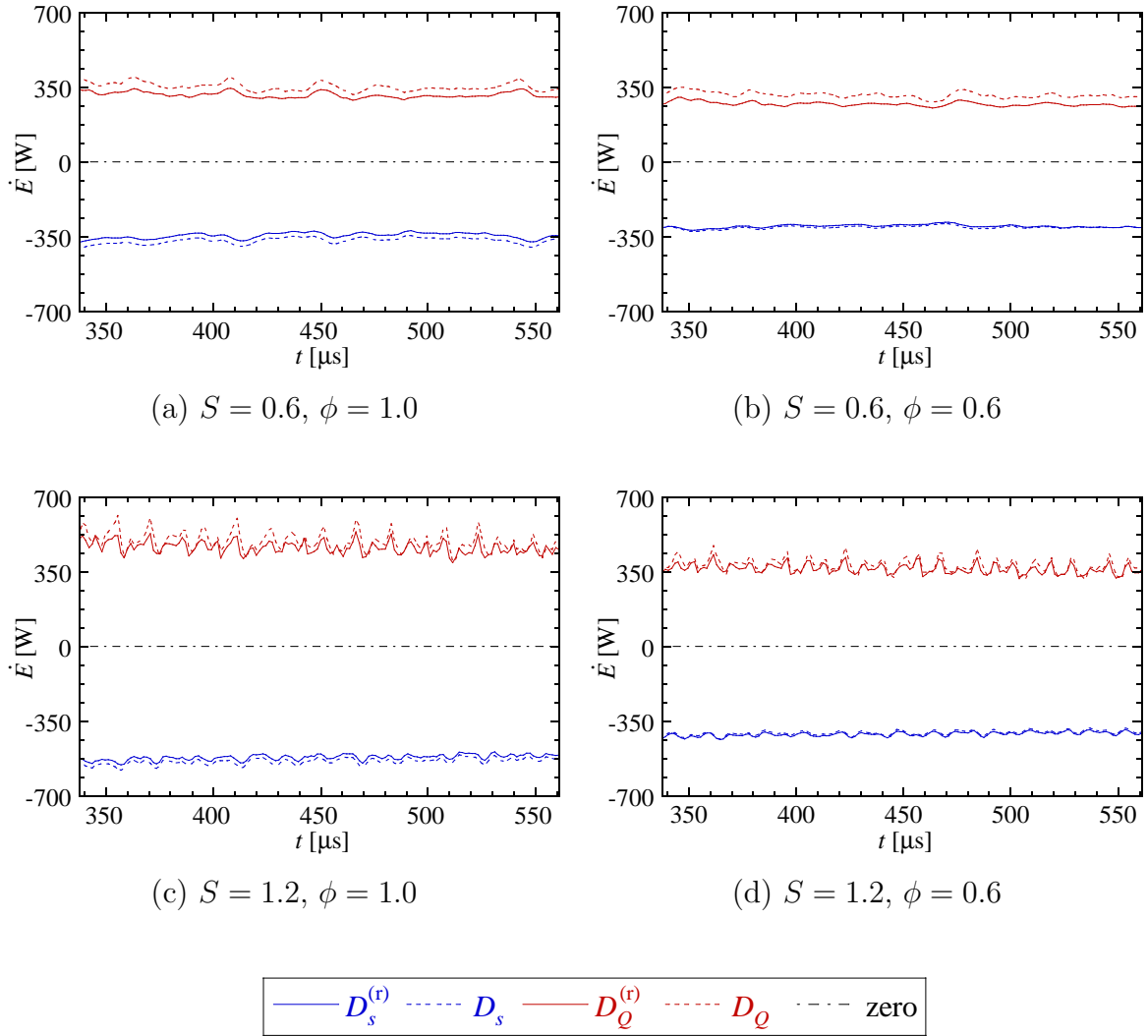
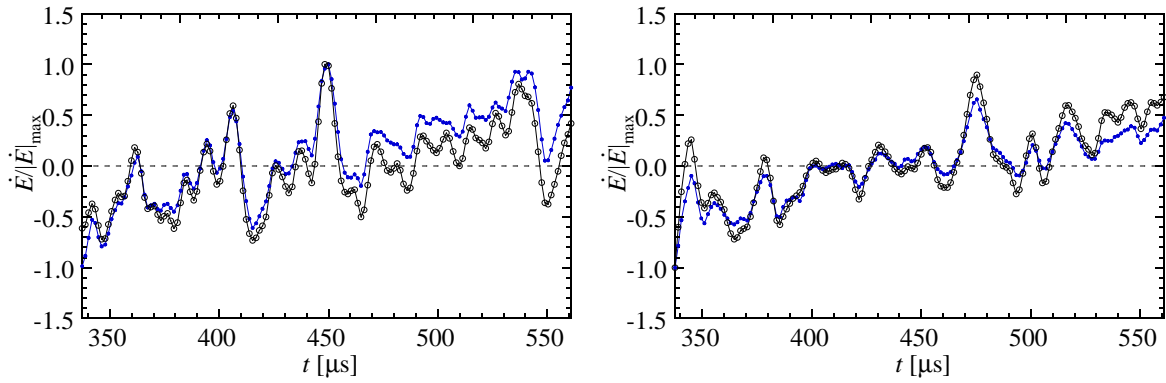
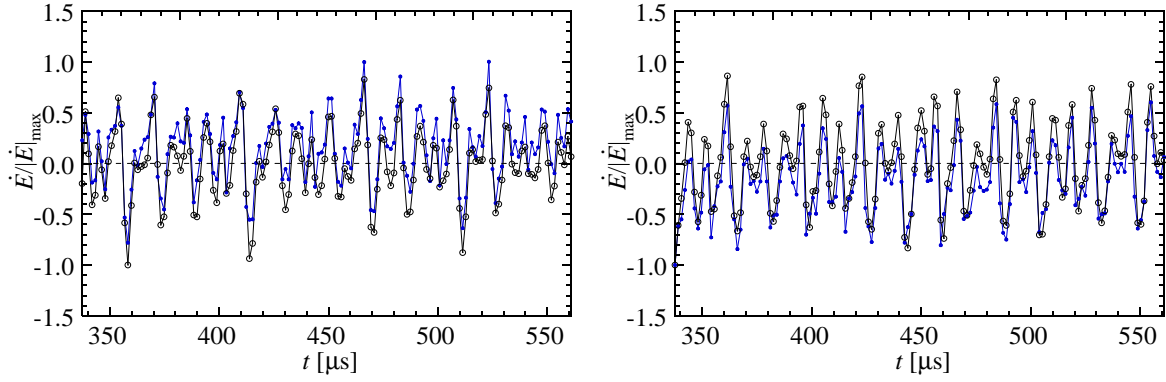


図 5.29: $D_s, D_s^{(r)}, D_Q, D_Q^{(r)}$ の体積積分値の時間発展



(a) $S = 0.6, \phi = 1.0$

(b) $S = 0.6, \phi = 0.6$



(c) $S = 1.2, \phi = 1.0$

(d) $S = 1.2, \phi = 0.6$

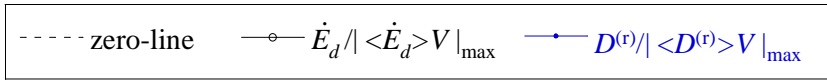


図 5.30: $\partial E_d/\partial t$ と $D^{(r)}$ の体積積分値の時間変化

第 6 章

旋回乱流予混合火炎の火炎構造と発熱特性

6.1 はじめに

第2章で示したように、本研究で対象とする旋回乱流予混合火炎は、すべての条件で thin reaction zones に分類される。Thin reaction zones の火炎では、乱流運動によって予熱帯が乱されるため、熱・物質拡散が促進される。Broken reaction zones に分類される火炎のように反応帯が乱されることはないと考えられるが、局所的な火炎構造は層流予混合火炎から大きく変化する。これに伴い、乱流予混合火炎の局所的な熱発生率や火炎面移動速度などは、層流火炎の熱発生率・層流燃焼速度とは異なる値をとる。また、乱流運動に伴う火炎面の変形は、混合気の反応経路や熱・物質拡散特性に応じて、上記のような燃焼特性を変化させる。したがって、本研究において thin reaction zones に分類される旋回乱流予混合火炎の局所的な燃焼特性は、層流火炎とは大きく異なることが予想される。

乱流予混合火炎における燃焼特性の変化については、これまでも多くの実験的・数值的・解析的研究によりその詳細が明らかにされてきている。特に近年では、計算機技術の発達に伴って燃焼の三次元 DNS が盛んに実施されるようになり、thin reaction zones や broken reaction zones に分類される火炎の構造が明らかにされつつある。また、水素・空気乱流予混合火炎については、考慮すべき化学種の数少なくなくて済むことから、詳細化学反応機構を用いた DNS 研究が多くの研究者によって実施されている。Tanahashi ら [31] は、一様等方性乱流中を伝播する水素・空気乱流予混合火炎の三次元 DNS を実施し、火炎と乱流中に存在する coherent 微細渦構造の干渉について検討した。Tanahashi らは、火炎面曲率と局所熱発生率との間に強い相関があることを明らかにし、既燃側に凸の火炎要素が相対的に高い熱発生率を示すことを明らかにした。また、Tanahashi ら [85] は、熱発生率に対して大きな寄与を示す素反応 R1, R3, R6, R8 の反応速度を個別に算出し、thin reaction zones における水素・空気乱流予混合火炎の局所熱発生率変動について検討した。Shim [30] らは、thin reaction zones に分類される水素・空気乱流予混合火炎の DNS 結果から、主曲率と最大・最小接線方向ひずみ速度に対する熱発生率の条件付き平均値を算出した。Shim らの研究では、層流予混合火炎の最大熱発生率と比較して、未燃側に凸の火炎要素が相対的に低い熱発生率を示すことが明らかとなった。また、強いひずみを受ける火炎要素についても熱発生率が低下することを示し、接線方向における火炎のひずみが局所消炎の一因であることを明らかにした。一方、Aspden ら [17] は、高 Karlovitz 数における希薄条件下の水素・空気乱流予混合火炎において、熱発生率と燃料消費速度の相関が弱まることに着目した。Aspden らは、既燃側に凸の火炎要素において、表 2.1 の R6, R7, R8 に相当する素反応の寄与が増大することが、熱発生率と燃料消費速度の相関を弱める要因の一つであることを示した。これは、上記素反応が H_2 を直接消費しない発熱反応であることに起因している。さらに Aspden ら [18] は、希薄条件下の水素・空気乱流予混合火炎において H 原子のみの Lewis 数を人工的に 1 とすることにより、熱発生率と燃料消費速度の相関が強まることを示した。つまり、熱発生率と燃料消費速度の相関は、拡散による H 原子の輸送によって支配されていることを明らかにした。これは、 H_2 の消費に伴って生成された H 原子が未燃側に拡散し、R6 によって O_2 と反応することに起因している。

ここまでで示した研究は、すべて一様等方性乱流中の伝播火炎を対象としており、水素・空気乱流予混合火炎の基本的な燃焼特性の解明を目的としたものである。この他にも、

定容容器内の伝播火炎 [86], 乱流噴流火炎 [33, 87, 88], V型乱流予混合火炎 [22, 89], 旋回乱流予混合火炎 [34–36] を対象とした三次元 DNS が実施されており, 種々の乱流予混合火炎の火炎構造が議論されている. 例えば, Shimura ら [33] による水素・空気乱流噴流火炎の研究では, 局所熱発生率に対する接線方向ひずみ速度の影響が明らかにされている. 上記研究において, 特に強いひずみを受ける高 Reynolds 数乱流条件では, 接線方向ひずみ速度の増大に伴って熱発生率の著しい増大が観察されている. 他方, Wang ら [36] による旋回乱流予混合火炎の DNS 研究によれば, 火炎面曲率と燃料消費速度の相関が, 一樣等方性乱流中の乱流火炎と比較して弱まることが明らかにされている. すなわちこの結果は, 選択拡散による影響が旋回乱流予混合火炎において弱まることを示唆している.

以上のように, 多くの研究において乱流予混合火炎中の局所的な燃焼特性が議論されてきている. 乱流と火炎の相互作用の結果として生じる燃焼特性の変化は, ガスタービン燃焼器内の燃焼安定化の観点からも重要である. 特に, 火炎伸長に起因する局所熱発生率の変化は, 燃焼騒音や熱音響不安定性の発生に対して影響を及ぼす可能性がある. 旋回乱流予混合火炎における熱発生率の変動は, 燃焼騒音及び熱音響不安定性の発生に対する主要因の一つと考えられている. Lighthill の理論によれば, 燃焼騒音の主たる音源は熱発生率の時間変化率である [83, 90, 91]. ここで述べた熱発生率の変化率は, 単に $\partial\omega_T/\partial t$ で表されるものであるため, 火炎面の空間的な移動による熱発生率変動のみならず, 上述の火炎伸長に伴う局所熱発生率の変化も含まれる. また, 局所的な消炎や着火も燃焼騒音の要因となり得る. したがって, 熱発生率が乱流運動等によって時間的な変化を示せば, たとえ開放された空間中の火炎であっても燃焼騒音を発生させる. ただし, このようにして発生する燃焼騒音は, 広周波数帯域のスペクトルを示すものであり, 燃焼器内の熱音響不安定性により生じる騒音とは区別される [92, 93]. 言い換えれば, 熱音響不安定性によって生じる騒音は, 燃焼器の固有モードの振動に起因するものであるため, 特定の離散的な周波数を示す. 一方で, 熱音響不安定性の発生メカニズムは, しばしば熱発生率変動により発生する圧力波の観点から現象論的に説明される. 熱発生率変動に伴う圧力波は, 燃焼器の境界で反射し, 反射波は速度や局所的な当量比などを変化させる. これが再び熱発生率変動を誘発することで, 更なる圧力波の発生をもたらす [93]. このとき, 燃焼器内の各物理量の変動の間に特定の関係が満足されれば, 自励振動により熱発生率変動及び圧力変動が成長する. 変動の成長に対する条件は, 第5章で議論されているとおりである. 例えば, 音響エネルギー方程式に基づく場合, 熱発生率変動と圧力変動が同位相となるときに圧力変動が成長する [25]. 最終的には, 燃焼器の特定の固有モードが励起され, 固有モードの周波数に対応する騒音が発生する. また, 熱音響不安定性により持続振動する燃焼場では, 火炎面もまた周期的な振動を示すため, 火炎面からは周期的に圧力波が放出されることとなる. この場合, 火炎面は周期性を示す流れ場の運動との干渉によって, 周期的なひずみを受けることも予想される. すなわち, 火炎伸長に伴う局所熱発生率の変化もまた, 周期的に生じる可能性がある. したがって, 第3章で述べたような火炎面の時空間的な変動特性に加えて, 火炎伸長に対する局所熱発生率の応答特性も明らかにする必要がある.

本章の目的は, 水素・空気旋回乱流予混合火炎の火炎構造及び局所熱発生率特性を明らかにすることである. 旋回乱流予混合火炎の特徴の一つは, 内外せん断層において火炎面が平均的に強いひずみを受けることである. また, せん断層において生成される大規模渦

は火炎面を著しく変形させるため、火炎伸長に多大な影響をもたらすと考えられる。特に、高スワール数条件では、流入速度及び乱流強度が大きいいため、火炎伸長の影響は大きくなることが予想される。したがって、本章では火炎伸長に伴う火炎構造の変化が局所熱発生率の増減に及ぼす影響について明らかにするとともに、局所熱発生率変動が燃焼騒音の音源に及ぼす影響を明らかにする。

6.2 旋回乱流予混合火炎の火炎構造

本節では旋回乱流予混合火炎の平均的な火炎構造を定量的に明らかにするため、第2章で示した各物理量の反応進行変数に対する条件付き平均値を算出する。図6.1は、反応進行変数で条件付けられた熱発生率の条件付き平均値 $\langle \omega_T | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle$ である。エラーバーは標準偏差を表している。比較のため、一次元層流火炎の結果を破線で示した。全ての条件で、熱発生率の条件付き平均値のピークは一次元層流火炎の熱発生率の最大値よりも小さい。層流火炎の熱発生率分布に近いのは、いずれの当量比でもスワール数の低い条件である。高スワール数条件では、熱発生率の大幅な低下が観察されるが、既燃側に近い領域における熱発生率は層流火炎よりも高い。この傾向は、特に $\phi = 0.6$, $S = 1.2$ において顕著に観察される。また、 $\phi = 0.6$, $S = 1.2$ では、熱発生率の条件付き平均値に二つのピークが観察される。その他の条件では、 $c_{\text{H}_2\text{O}} \approx 0.3 \sim 0.4$ でピークが観察されるが、 $\phi = 0.6$, $S = 1.2$ ではこれに加えて、 $c_{\text{H}_2\text{O}} \approx 0.7$ でもピークが現れる。発熱反応は火炎内部の局所的な化学種の濃度と温度に応じて生じるため、熱発生率の低下や分布の変化は、火炎構造の変化に伴う局所的な熱化学的条件の変化を意味する。

熱化学的条件の変化に対しては、火炎近傍における熱・物質拡散が重要な役割を果たす。熱・物質拡散は火炎面における温度勾配及び化学種濃度勾配により駆動されるため、火炎伸長等に伴う火炎厚さの変化は熱・物質拡散に影響を及ぼす。第2章で述べられたように、スワール数の高い条件では低い条件に比べて火炎厚さが減少する傾向が観察されている。この傾向を定量的に捉えるため、図6.2に温度勾配の大きさの条件付き平均値 $\langle |\nabla T| | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle$ を示す。熱発生率と同様に、破線は一次元層流火炎の温度勾配であり、条件付き平均値は一次元層流火炎の最大温度勾配 ($|\nabla T|_L$) で正規化されている。図より、全条件において、平均的な温度勾配は一次元層流火炎よりも大きくなる傾向にある。また、スワール数の高い条件でより大きな温度勾配を示すことが確認される。この結果は、図2.10で観察された傾向と一致する。ただし、温度勾配は壁面の影響を強く受けるため、図6.2の結果が、実際の火炎厚さの減少を反映しているとは限らない。例えば、壁面近傍では温度勾配が大きくなるため、反応進行変数が大きな領域では温度勾配の平均値が高くなる。そこで本研究では、反応進行変数の勾配についても条件付き平均値を算出した。図6.3は、 $|\nabla c_{\text{H}_2\text{O}}|$ の条件付き平均値を示している。温度勾配の条件付き平均値と比較すると、層流火炎の結果に対する勾配の増大がより顕著に観察される。一方、 $\langle |\nabla T| | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle$ とは対照的に、反応進行変数の大きな領域で $\langle |\nabla c_{\text{H}_2\text{O}}| | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle$ は0へと近づく。いずれの条件でも、 $\langle |\nabla c_{\text{H}_2\text{O}}| | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle$ は $\langle |\nabla T| | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle$ 同様に層流火炎の結果よりも大きな値を示す。特に、 $S = 1.2$ では両当量比に対し、 $\langle |\nabla c_{\text{H}_2\text{O}}| | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle$ の最大値が層流火炎の最大値の2倍程度に

まで達する．以上の結果から，旋回乱流予混合火炎では火炎厚さが著しく減少すること及び，スワール数の高い条件ほど火炎厚さが小さくなることが明らかとなった．

つづいて，火炎内部の化学種濃度分布について検討する．図 6.4 は， H_2 質量分率の条件付き平均値 $\langle Y_{H_2}|c_{CH_2O} \rangle$ である．全条件に共通して， H_2 質量分率は広い範囲の c_{CH_2O} に対して層流火炎よりも高い傾向を示す．ただし，未燃側に近い領域 ($c_{CH_2O} \lesssim 0.1$) において， $\langle Y_{H_2}|c_{CH_2O} \rangle$ は層流火炎よりもわずかに小さな値を示す．この結果は，未燃側から既燃側への H_2 の拡散が，旋回乱流予混合火炎において活発であることを示唆している．また，その影響は当量比の低い条件及び，スワール数の高い条件で顕著に観察される．すなわち，希薄条件の火炎内部において H_2 が不足すること及び，高スワール数条件における火炎厚さの減少が， H_2 の拡散を促進させていると考えられる．

次に， H 質量分率の条件付き平均値 $\langle Y_H|c_{CH_2O} \rangle$ を図 6.5 に示す．条件によらず， $\langle Y_H|c_{CH_2O} \rangle$ の最大値は層流火炎の最大質量分率を下回る．しかし， c_{CH_2O} の大きな領域では層流火炎における H 質量分率よりも平均的に大きな値を示す．以上二つの傾向は，高スワール数において顕著に観察される．希薄条件の層流火炎においては， H は反応帯でほぼ完全に消費され，反応進行変数が 1 に近い領域における H の質量分率はほぼ 0 となる．しかし， $S = 1.2$, $\phi = 0.6$ においては，希薄条件にも関わらず既燃側に十分近い領域において $\langle Y_H|c_{CH_2O} \rangle$ が 0 よりも明らかに高い値を示す．したがって， $S = 1.2$, $\phi = 0.6$ においては， H が反応帯で完全に消費されず，層流火炎と比較して相対的に多くの H 原子が既燃ガス中に残存していると考えられる．消費されずに残った H の一部は，既燃側に到達した余剰な O_2 などと反応する．このような反応に起因する発熱は，既燃領域における熱発生率の条件付き平均値を引き上げる要因の一つとなり得る．既燃領域における発熱反応については次節で議論する．

図 6.6 は， OH 質量分率の条件付き平均値 $\langle Y_{OH}|c_{CH_2O} \rangle$ である． H 同様， $\langle Y_{OH}|c_{CH_2O} \rangle$ のピークは層流火炎の最大値よりも小さくなる． $S = 0.6$ においては層流火炎と同程度の c_{CH_2O} においてピークが観察されるが， $S = 1.2$ における $\langle Y_{OH}|c_{CH_2O} \rangle$ のピークは既燃側に移動している．特に， $S = 1.2$, $\phi = 0.6$ における $\langle Y_{OH}|c_{CH_2O} \rangle$ のピークは，既燃側に大きくシフトする．また，同条件の $\langle Y_{OH}|c_{CH_2O} \rangle$ は $c_{CH_2O} \approx 1.0$ 近傍においても 0.4 以上の値を示す．この結果は，図 2.14 において，内側再循環領域に接触する火炎近傍の Y_{H_2O} が高い領域に OH が集中していることなどに起因する．また H と同様に，既燃領域に多量の OH が到達している可能性も示唆している．図 2.14 から明らかなように，高スワール数条件では，内側再循環領域の既燃ガス中にも OH が豊富に存在している．この領域の OH は，再循環領域内の移動過程もしくは，火炎との接触によって消費されることが考えられる．低スワール数条件の下流域にも非常に高い Y_{OH} の分布が観察されるが，この領域では反応が十分に進行していないため，高スワール数条件の既燃ガス中に OH が豊富に存在する状況とは異なる．すなわち低スワール数条件では，反応が十分に進行しないまま領域を抜けるガスが多く存在する．

以上の結果は，高スワール数条件において，既燃ガス中の発熱反応が重要となる可能性を示している．なぜなら， H や OH は水素・空気燃焼の主たる発熱反応によって消費される，最も重要な中間生成物だからである．上述のように，これらの中間生成物は既燃ガス中に存在する余剰酸素などと反応し，発熱を生じ得る．既燃ガス中の発熱が緩やかなもの

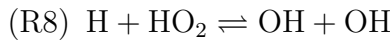
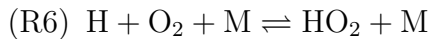
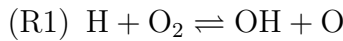
であったとしても，既燃ガスの体積は反応帯内部の発熱領域が占める体積をはるかに上回る．すなわち，既燃ガス中の緩やかな発熱が，燃焼器全体の総発熱量の大部分を占める可能性も考えられる．次節では，総発熱量と素反応の観点から，旋回乱流予混合火炎の発熱特性について検討する．

6.3 局所熱発生率及び総発熱量に対する各素反応の寄与

前節において示されたように，旋回乱流予混合火炎の火炎構造は層流一次元火炎とは大きく異なる．火炎構造の変化は，熱化学的条件の変化に伴う各素反応の寄与の変化を通して，正味の熱発生率を変化させる．ここで，熱発生率 ω_T は各素反応の熱発生率 $\omega_{T,k}$ の和として以下のように表される．

$$\omega_T = \sum_{k=1}^{N_r} \omega_{T,k}, \quad \omega_{T,k} = - \sum_{i=1}^{N_s} h_i (\nu''_{i,k} - \nu'_{i,k}) c_k q_k \quad (6.1)$$

表 2.1 に示された各素反応は，その進行方向に応じて発熱あるいは吸熱を伴う．本研究で対象とする条件において，水素・空気予混合火炎の熱発生率は，以下に示す 4 つの素反応の発熱・吸熱によって支配されている．



いずれも可逆反応であるが，本研究の条件では正反応の進行が支配的である．また，(R1) の正反応は吸熱反応であり，その他の反応の正反応は発熱反応である．図 6.7 は，上記の素反応により生じた熱発生率の条件付き平均値を示している．ただし，破線はひずみのない層流一次元火炎の結果である．全条件に対し，R1 及び R3 による熱発生率 $\omega_{T,R1}$ ， $\omega_{T,R3}$ の寄与は層流火炎と比較して小さく，ピーク位置が既燃側へ寄っている．この傾向は高スワール数条件で顕著に現れる．一方，R6 及び R8 による発熱量 $\omega_{T,R6}$ ， $\omega_{T,R8}$ についても，層流火炎と比較して小さくなる傾向にある．しかし， $c_{\text{H}_2\text{O}}$ の大きな領域においては，すべての条件で層流火炎よりも大きな $\omega_{T,R6}$ ， $\omega_{T,R8}$ が観察される．すなわち図 6.1 において， $c_{\text{H}_2\text{O}}$ の大きな領域における熱発生率が層流火炎よりも高いのは， $\omega_{T,R6}$ と $\omega_{T,R8}$ が既燃側で比較的高い値を示すためである．また以上の結果から，熱発生率の条件付き平均値の最大値が低下する主な理由として，以下の二つが挙げられる．

- (i) 発熱反応 R3, R6, R8 の寄与の低下．
- (ii) $\omega_{T,R3}$ のピーク位置の既燃側への移動．

これらの内，(ii) については前節で示した火炎構造に起因している．R3 は H_2 の消費に最も寄与する素反応であるため，図 6.4 のように c_{H_2O} の大きな領域で H_2 の質量分率が上昇することは，既燃側に近い領域における R3 の促進につながる．図 6.8 は H_2 の反応速度 ω_{H_2} の条件付き平均値 $\langle \omega_{H_2} | c_{H_2O} \rangle$ である．図から明らかのように， H_2 の分布も R3 の熱発生率同様に既燃側へとシフトする．同時に， $\omega_{T,R3}$ の既燃側への移動は，H の反応速度 ω_H のピークを既燃側へと移動させる．なぜなら，R3 は H の生成に対しても大きな寄与を示すからである．図 6.9 は ω_H の条件付き平均値 $\langle \omega_H | c_{H_2O} \rangle$ である．予想された通り， $\langle \omega_H | c_{H_2O} \rangle$ のピークは層流火炎に比べて既燃側に近い領域で観察される．一方，層流火炎の ω_H は $c_{H_2O} \approx 0.5$ で最大ピークを示したのち，その先で下に凸のピークを示す．このピークは，H の消費に対して支配的な R1, R6, R8 による消費速度が，R3 などの反応による H の生成速度を上回ることを意味している．しかし，旋回乱流予混合火炎の $\langle \omega_H | c_{H_2O} \rangle$ において，このピークは層流火炎に比べて顕著に観察されなくなる．上述のように，旋回乱流予混合火炎における R1, R3, R6, R8 の反応の進行は，層流火炎に比べて抑制される傾向にある．このことから，R3 の抑制に伴う H 生成の抑制以上に，R1, R6, R8 による H 消費の抑制の影響が強く表れている可能性が考えられる．あるいは，R3 以外の素反応による H の生成が促進されている可能性も考えられる．いずれの場合においても，H が既燃側に近い領域で生成され，それが十分に消費されないことは，既燃ガス中における H 残存の要因となり得る．反応帯内部で生成された H は既燃側・未燃側いずれにも輸送される可能性はあるが，大部分は既燃側に輸送されていると考えられる．これは，未燃側に近い領域で R6 や R8 の発熱が抑制されていることから予想される結果である．

以上のような各素反応の発熱特性を踏まえ，燃焼器全体の総発熱量に対する検討を行う．総発熱量 Ω_T は，各点における熱発生率の体積積分値として次式により算出される．

$$\Omega_T(t) = \int_V \omega_T(\mathbf{x}, t) dV \approx \sum_{i=1}^N \omega_T(\mathbf{x}_i, t) \Delta V, \quad (6.2)$$

ここで， N は全格子点数， ΔV は $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$ により定義される体積要素である．図 6.10 は各条件の $4.5\tau_{ft} \leq t \leq 7.5\tau_{ft}$ における総発熱量の時間変化を示している．ただし，図において総発熱量は各当量比の流入化学的エネルギー P_{in} で正規化されている． $S = 1.2$ においては，いずれの当量比でも，総発熱量は 1 に近い値を示す． $S = 0.6$ ， $\phi = 1.0$ においては，総発熱量が 0.9 を超えることはないが， $S = 0.6$ ， $\phi = 0.6$ では $S = 1.2$ ， $\phi = 0.6$ と同程度の総発熱量が示されている．したがって， $S = 0.6$ ， $\phi = 1.0$ 以外の条件においては，単位時間当りに流入した燃料のほぼすべてが消費されていると考えられる．ただし，すべての条件において総熱発生率の値はほぼ一定値で推移しており，定常的な発熱が行われていると考えられる．ここで重要なことは，いずれの当量比でも $S = 1.2$ における総発熱量が $S = 0.6$ の総発熱量を上回る傾向にあるという点である．この結果は上述の予想のとおり，既燃ガス中の緩やかな発熱が，燃焼器全体の総発熱量に大きく寄与していることを示唆している．このことを定量的に示すため，式 (6.2) で表される総発熱量の表現について検討する．熱発生率 ω_T は式 (6.1) で表されることから， Ω_T は次式のように表現する

ことも可能である．

$$\Omega_T(t) = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^{N_r} \omega_{T,k}(\mathbf{x}_i, t) \Delta V, \quad (6.3)$$

一方，熱発生率の条件付き平均値 $\langle \omega_T | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle$ を用いれば，以下のように表せる．

$$\Omega_T(t) = \sum_{j=1}^{N_c} \langle \omega_T | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle N_j \Delta V, \quad (6.4)$$

ここで， N_c 及び N_j は反応進行変数の座標軸上に取られたビンの数と各ビンにおけるサンプル数を示している．熱発生率の条件付き平均値 $\langle \omega_T | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle$ は，素反応ごとの熱発生率の条件付き平均値 $\langle \omega_{T,k} | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle$ の和として，

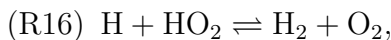
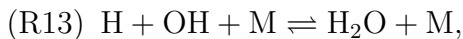
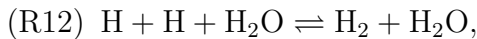
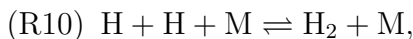
$$\langle \omega_T | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle = \sum_{k=1}^{N_r} \langle \omega_{T,k} | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle \quad (6.5)$$

と表せることから，以下の式が得られる．

$$\Omega_T(t) = \sum_{j=1}^{N_c} \sum_{k=1}^{N_r} \langle \omega_{T,k} | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle N_j \Delta V = \sum_{k=1}^{N_r} \Omega_{T,kj}(t) \quad (6.6)$$

この式を用いることにより，各 $c_{\text{H}_2\text{O}}$ の値に対する総熱発生率の値と各素反応の寄与を同時に知ることが可能である．図 6.11 は，式 (6.6) 中の $\Omega_{T,kj} = \langle \omega_{T,k} | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle N_j \Delta V$ の値を，各 $c_{\text{H}_2\text{O}}$ の値に対して示したものである．ただし，縦軸の値については P_{in} で無次元化されている．図から明らかなように，全条件において， $c_{\text{H}_2\text{O}}$ の大きな領域における発熱量が極めて大きいことが確認される．特にスワール数の高い条件において，この傾向が顕著に観察される．

$\phi = 1.0$ の条件において， $c_{\text{H}_2\text{O}}$ の大きな領域では，(R1)，(R3)，(R6)，(R8) に加え，さらに以下に示す 4 つの素反応による発熱が支配的となる．



ここで，上記素反応の前進反応が発熱反応となる．図 6.7 においてこれらの素反応の条件付き平均値を示さなかったのは，これらの素反応による単位体積当たりの発熱量が (R1)，(R3)，(R6)，(R8) に比べて，はるかに小さいからである．すなわち，図 6.11 の結果は，(R10)，(R12)，(R13)，(R16) による弱い発熱を伴うガスが，極めて大きな体積を有していることを示唆している．図中に示された $c_{\text{H}_2\text{O}}$ の大きな領域において支配的な発熱を示す

素反応, (R6), (R8), (R10), (R12), (R13), (R16) はいずれも中間生成物の H 原子を消費する反応である。一方, (R3) は H 原子の生成に対して寄与する素反応である。層流一次元火炎においても, 既燃ガス中の H の消費に伴う緩やかな発熱は生じるが, (R3) により生成された H の多くは未燃側へと拡散し, (R6) 及び (R8) によって消費される。しかし上記の結果によれば, 本研究の旋回乱流燃焼場において H の多くは反応帯で十分に消費されず, 既燃側において (R6) 及び (R8) 以外の素反応によっても多くが消費される。

$\phi = 0.6$ の条件においては, (R10), (R12), (R13) による総発熱量への寄与が $\phi = 1.0$ の場合よりも小さいことが確認される。このような結果に対する理由として, これらの反応が共通して消費する H 原子の量が $\phi = 0.6$ の既燃側で小さくなっていることが考えられる。反応の進行に際して特に多くの H を必要とする (R10) および (R12) の寄与が著しく小さくなっていることから, H の不足が考えられる。しかし, 同様に H を消費する素反応 (R6) と (R8) については, 全熱発生率に対する割合において $\phi = 1.0$ の場合以上に大きな寄与を示すことから, 実際には H が豊富に存在すると考えられる。むしろ, 既燃側における H の消費が, これら二つの反応によって選択的に行われていると考えるべきである。一方, $\phi = 0.6$ においては, 既燃側において余剰な酸素が必ず残存する。 $\phi = 0.6$ の既燃側でとりわけ支配的な (R6) は酸素を消費する反応であるから, 上の結果は希薄条件における豊富な酸素の存在に起因する可能性がある。また, (R6) に次いで支配的な (R8) の進行は, (R6) によって生成された HO_2 によって支持されていると考えられる。別の要因として, $\phi = 0.6$ と 1.0 における既燃ガス温度の違いが, このような結果をもたらしている可能性がある。すなわち, より低温領域で進行しやすい素反応 (R6) と (R8) の進行が $\phi = 0.6$ において選択的に行われることが考えられる。この場合, $\phi = 0.6$ における壁面温度が低いことも, 上記の結果をもたらす要因となり得る。いずれにしても, スワール数の高い条件で $0.0 \leq c_{\text{H}_2\text{O}} \lesssim 0.6$ における発熱量の寄与が小さいことは, 両当量比で共通して観察される重要な傾向である。この事実は, $S = 0.6$ の反応帯において消費されている燃料やラジカルが, スワール数の高い条件では十分に消費されていないことを示唆している。

6.4 熱発生率に対するひずみ速度の影響

旋回乱流予混合火炎においては, 内外せん断層による平均せん断や, 渦運動がもたらす瞬間的な火炎面の伸長が, 火炎構造ならびに熱発生率に対して多大な影響を及ぼす。例えば, 希薄条件の水素・空気予混合火炎の場合, ルイス数が 1 よりも小さくなるため, 熱拡散的な効果により局所的な燃焼反応の促進や抑制が生じることが知られている。しかし, 本研究と同じ当量比の水素・空気旋回乱流予混合火炎に対する Wang ら [36] の DNS 研究によれば, 火炎面曲率の存在に伴う熱拡散的な影響は抑制されると結論付けられている。一方で, 火炎面に作用するひずみ速度が旋回乱流予混合火炎の燃焼特性に及ぼす影響については, これまでの研究において十分な検討がなされていない。そこで, 本節ではひずみ速度の影響の観点から, 旋回乱流予混合火炎の発熱特性及び火炎構造について検討する。本研究では旋回乱流予混合火炎の火炎面として, 反応進行変数の等値面を用いた定義を採用する。すなわち, 火炎面は $c_{\text{H}_2\text{O}} = c^*$ の等値面によって与えられる。ここ

で、 c^* は層流一次元火炎において最大熱発生率を示す反応進行変数の値に対応している。火炎面に作用する接線方向ひずみ速度は次式によって算出される。

$$a_t = \nabla \cdot \mathbf{u} - \mathbf{nn} : \nabla \mathbf{u}, \quad (6.7)$$

ここで、 $\mathbf{n} = \nabla c_{\text{H}_2\text{O}} / |\nabla c_{\text{H}_2\text{O}}|$ は火炎面に対する単位法線方向ベクトルである [94]。反応進行変数は H_2O 質量分率によって定義されていることから、 \mathbf{n} の方向は未燃側から既燃側を指す向きとなる。図 6.12 及び 6.13 はそれぞれ、火炎面上の熱発生率と接線方向ひずみ速度の確率密度関数 (probability density function: PDF) を示している。また、火炎面上の熱発生率の平均値 ($\langle \omega_T \rangle_s$) と接線方向ひずみ速度の平均値 ($\langle a_t \rangle_s$) ならびに、これらの標準偏差 (σ_{ω_T} , σ_{a_t}) を表 6.1 に示す。図 6.1 から予想されるように、 $S = 1.2$ における火炎面上の熱発生率の平均値は $S = 0.6$ よりも小さいが、標準偏差の値は同程度となっている。一方で、接線方向ひずみ速度については、平均値も標準偏差も $S = 1.2$ の方が大きい。したがって、 $S = 1.2$ における火炎面には平均的に大きな接線方向ひずみ速度が作用するとともに、 10^6 s^{-1} を超えるような極めて大きなひずみ速度を受ける点も多数存在している。ただし、対向流中の希薄水素・空気双子火炎の消炎限界が 10^4 s^{-1} 程度であることから [95, 96]、平均の接線方向ひずみ速度 ($\langle a_t \rangle_s \sim 10^5 \text{ s}^{-1}$) も決して小さい訳ではないことに注意が必要である。すなわち、本研究で対象とする旋回乱流予混合火炎は平均的に消炎限界よりも大きなひずみ速度を受けているが、再循環領域等の存在によって保炎が実現されている。

上記の結果は、 $S = 1.2$ の火炎面でひずみ速度が大きく、熱発生率が小さい傾向があることを示しているが、高スワール数条件における熱発生率の低下が接線方向ひずみ速度の影響に起因するものであるかどうかは明らかではない。本研究では、接線方向ひずみ速度のみの影響に着目するため、ひずみを受ける層流火炎と旋回乱流予混合火炎の結果について比較を行う。ひずみを受ける層流火炎としては、OPPDIF[97] によって計算される対向流中の層流一枚火炎を用いる。本層流火炎は図 6.14 に示すように、低温の未燃ガスと高温の既燃ガスの対向流中に形成される火炎である。ここで、既燃ガス側の熱化学的な条件は、一次元層流火炎の既燃ガスにおける温度および組成を用いた。ひずみ速度の影響を検討するための層流火炎としては、未燃ガス同士の対向流中に形成される双子火炎も挙げられるが、上述のように本研究の旋回乱流予混合火炎が受けるひずみ速度は双子火炎の消炎限界よりも大きい。一方、高温の既燃ガスによって燃焼が支持される一枚火炎では、極めて高いひずみ速度の条件でも消炎しないため、本研究で検討が必要な範囲のひずみ速度に対しても層流火炎の結果を得ることが可能である。このような系における層流火炎と乱流火炎の比較は、Baum ら [98] や Hawkes ら [99] によってもなされており、ひずみを受ける一枚層流火炎が乱流燃焼場でひずみを受ける火炎の燃焼特性をよく特徴づけることが報告されている。本研究ではまず、様々なひずみ速度に対する層流火炎の最大熱発生率の応答について検討する。図 6.15 はひずみ速度に対する最大熱発生率の応答である。ここで層流火炎におけるひずみ速度 a_t としては、主流方向速度 u の微分係数 $-du/dx$ が未燃側において示すピーク値を用いた。図から明らかなように、層流火炎の最大熱発生率はいずれの当量比でも、 $a_t \approx 10^6 \text{ s}^{-1}$ となるまで減少し、それ以上高いひずみ速度に対して上昇傾向を示す。この結果から、旋回乱流予混合火炎において極めて高いひずみ速度を受け

る火炎要素が、同様の傾向を示している可能性が考えられる．そこで、旋回乱流予混合火炎の火炎面上の各点における局所熱発生率と局所ひずみ速度の関係を検討する．しかし、旋回乱流予混合火炎の火炎面は、局所的に圧縮に起因するひずみ速度を受ける場合もあるため、負のひずみ速度が存在する．さらに、火炎面に対しては接平面上の様々な方向に異なる大きさのひずみ速度が作用するため、正と負のひずみ速度を異なる方向から同時に受ける場合も存在する．図 6.14 の層流火炎では、火炎面上のあらゆる方向に均一な正のひずみ速度が作用するため、負のひずみ速度の影響については検討できない．そのため、旋回乱流予混合火炎の火炎面上で検討された、熱発生率と接線方向ひずみ速度の関係は、必ずしも層流火炎の結果と直接比較できるとは限らない．そこで本研究では、式 (6.7) で表される接線方向ひずみ速度の定義式と等価な以下の式を用いることにより、火炎面上の各点が受けるひずみ速度の状態について検討する．

$$a_t = a_{t1} + a_{t2} = \mathbf{t}_1 \mathbf{t}_1 : \nabla \mathbf{u} + \mathbf{t}_2 \mathbf{t}_2 : \nabla \mathbf{u} \quad (6.8)$$

ここで、 a_{t1} 及び a_{t2} はそれぞれ、最小及び最大接線方向ひずみ速度である．また、 \mathbf{t}_1 及び \mathbf{t}_2 は火炎面上の二つの単位接線方向ベクトルであり、 $\mathbf{t}_1 \cdot \mathbf{t}_2 = 0$ 及び $\mathbf{t}_1 \times \mathbf{t}_2 = \mathbf{n}$ を満たす [94, 100] . a_{t1} 及び a_{t2} を用いることにより、火炎面上の各点は局所のひずみ速度の状態に応じて、(i) 正のひずみ速度のみを受けるもの ($a_{t1}, a_{t2} > 0$)、(ii) 正と負のひずみ速度を同時に受けるもの ($a_{t1} < 0, a_{t2} > 0$)、(iii) 負のひずみ速度のみを受けるものの三つの状態に分類される ($a_{t1}, a_{t2} < 0$) . 本研究では、これらのひずみの状態をそれぞれ、(i) S-S、(ii) S-C、(iii) C-C と呼ぶことにする．図 6.16 は a_{t1} と a_{t2} の結合確率密度関数ならびに、これらのひずみ速度で条件づけられた熱発生率の条件付き平均値 $\langle \omega_T | a_{t1}, a_{t2} \rangle$ をカラーマップで示している．ただし、 a_{t1} と a_{t2} の結合確率密度関数において、隣り合う等値線の間には二倍の確率密度の差がある．また、S-S 領域に引かれた直線は $a_{t1} + a_{t2} = 10^6 \text{ s}^{-1}$ である．図から明らかなように、 $S = 0.6$ では熱発生率の条件付き平均値はいずれの領域においても一様な分布を有しているが、 $S = 1.2$ ではいずれの当量比でも局所的に大きな熱発生率の値が観察される．特に興味深い点は、S-S 領域の内、 $a_{t1} + a_{t2} > 10^6 \text{ s}^{-1}$ を満たすような特に強いひずみ速度を受ける点において、熱発生率が相対的に高い値を示す傾向が $S = 1.2$ の両当量比で共通して観察される点である．このような傾向は、図 6.15 で示された層流火炎の最大熱発生率の傾向とも一致する．しかしながら、 $a_{t1} + a_{t2} > 10^6 \text{ s}^{-1}$ を満たす S-S 領域内の点であっても、 a_{t1} がゼロに近い領域では高い熱発生率は観察されない．このことから、熱発生率が高い値を示す条件として、火炎面はあらゆる方向に強いひずみ速度を受けている必要がある．

ひずみ速度に対する熱発生率の応答をより詳細に理解するため、ひずみを受ける層流火炎と旋回乱流予混合火炎の $c_{\text{H}_2\text{O}}$ 座標上における熱発生率分布を比較する．図 6.17 は様々なひずみ速度に対する、層流火炎の熱発生率分布を示している．青と赤で色付けされた領域はそれぞれ、 $S = 0.6$ と 1.2 における熱発生率の条件付き平均値を中心に標準偏差によって囲まれた領域 ($\langle \omega_T | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle - \sigma \leq \omega_T \leq \langle \omega_T | c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle + \sigma$) を示している．また、縦軸は層流火炎における最大熱発生率の値で正規化されている．ひずみ速度が $0.0 \leq a_t \leq 2.0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ の範囲内では、熱発生率の最大値は急激に減少し、最大熱発生率はより小さな $c_{\text{H}_2\text{O}}$ において示されるようになる．さらに高いひずみ速度 ($a_t = 5.0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ 及び $1.0 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$) におい

では、熱発生率は平坦な分布を示すようになる。 10^6 s^{-1} を超えるひずみ速度 ($2.0 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$) になると、 $\text{C}_{\text{H}_2\text{O}}$ の大きな領域における熱発生率が上昇し、最大熱発生率は上昇する。以上のような熱発生率のひずみ速度に対する応答は、支配的な素反応の寄与の変化に伴って生じると考えられる。

図 6.18 は、様々なひずみ速度を受ける層流火炎の $\omega_{T,R3}$ の分布である。図 6.18 における各プロットの意味は図 6.17 と同様である。また、縦軸は $\omega_{T,L}$ で正規化されている。 $\phi = 1.0$ において、 $\omega_{T,R3}$ の寄与はひずみ速度の上昇に伴い、ほぼ単調に増大する。また、ひずみ速度の上昇は $\omega_{T,R3}$ のピーク位置をより $\text{C}_{\text{H}_2\text{O}}$ の大きな領域へと移動させる。したがって、旋回乱流予混合火炎において観察される $\omega_{T,R3}$ のピーク位置の移動は、ひずみ速度に起因するものであると考えられる。ここで、色付けされた領域によって示される旋回乱流予混合火炎の $\omega_{T,R3}$ の範囲が、層流火炎の $\omega_{T,R3}$ よりも小さい傾向が観察される。この理由としては、既燃ガスの条件が層流火炎と旋回乱流予混合火炎とで異なることが考えられる。(R3) は既燃側に近い領域で活発に進む反応であるため、既燃ガスの影響を強く受ける。特に、 $S = 1.2$ の外側せん断層に沿う火炎面は、熱損失によって温度の低下した既燃ガスと接触するため、強い正のひずみを受ける火炎要素においても (R3) の前進が阻害される可能性がある。一方 $\phi = 0.6$ では、 $\omega_{T,R3}$ はひずみ速度の増加に対して単調増加傾向を示さない。 $\omega_{T,R3}$ の寄与は、 $2.0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ よりも高いひずみ速度に対して急激に減少するが、 10^6 s^{-1} を超えるひずみ速度に対しては再び増加傾向を示す。 $\phi = 0.6$ においても $\phi = 1.0$ と同様に、 $\omega_{T,R3}$ のピークは既燃側へと移動する。

続いて図 6.19 に、 $\omega_{T,R1}$ の分布を示す。 $\omega_{T,R1}$ についても $\omega_{T,R3}$ と同様に、ひずみ速度の上昇に伴って既燃側へとピークが移動する。また、いずれの当量比においても、 $\omega_{T,R1}$ の寄与は $2.0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ までは増大し、それ以上高いひずみ速度に対しては減少する傾向を示す。したがって、図 6.15 において観察された、極めて高いひずみ速度に対する最大熱発生率の上昇傾向は、上記のようなひずみ速度への応答を示す $\omega_{T,R1}$ と $\omega_{T,R3}$ の収支によって生じている。すなわち、 10^6 s^{-1} を超えるひずみ速度に対しても減少傾向を示す $\omega_{T,R1}$ と、増加傾向を示す $\omega_{T,R3}$ の応答の結果として、正味の発熱量の増大が生じる。

以上二つの素反応による熱発生率とは異なり、図 6.20 及び 6.21 では、ひずみ速度の上昇に対する $\omega_{T,R6}$ と $\omega_{T,R8}$ の単調減少傾向が観察される。一方で、 $\text{C}_{\text{H}_2\text{O}}$ の大きな領域に注目すると、実線で示される程度のひずみ速度の範囲内では、 $\omega_{T,R6}$ と $\omega_{T,R8}$ はひずみのない層流火炎よりも高い値を示す。この傾向は、旋回乱流予混合火炎においても同様に観察される。このような結果が現れる理由として、ひずみ速度の上昇に伴う $\omega_{T,R3}$ のピーク位置の既燃側への移動が考えられる。すなわち、H 生成に対して大きな寄与を示す (R3) の既燃側における促進が、H を消費する反応である (R6) や (R8) の前進を支持していると考えられる。同時にこの結果は、ひずみを受ける層流火炎においては、 $\text{C}_{\text{H}_2\text{O}}$ の大きな領域で H 原子の濃度が高まる可能性を示唆している。

ひずみを受ける層流火炎の火炎構造を明らかにするため、図 6.22, 6.23, 6.24 に、発熱に対して重要な役割を果たす化学種である H_2 , H, OH の質量分率分布を示す。ただし、いずれの図においても、各化学種の質量分率の値はひずみのない層流火炎において示される質量分率の最大値によって正規化されている。図 6.22 に示される通り、 Y_{H_2} は $\text{C}_{\text{H}_2\text{O}} \lesssim 0.2$ の領域ではひずみ速度の上昇に伴って減少する傾向が観察され、より大きな $\text{C}_{\text{H}_2\text{O}}$ の領域

では増加傾向が観察される．このような傾向を示すひずみを受ける層流火炎の解は，既燃側にごく近い領域を除き，色付けされた領域で示される旋回乱流予混合火炎の分布の範囲内に収まっている．上記の傾向は， H_2 の未燃側から既燃側への拡散に起因していると考えられる．既燃側に近い領域で H_2 の濃度が上昇することは，(R3) の前進を促進させる要因となり得る．すなわち， $\omega_{T,R3}$ のピークの既燃側への移動は， c_{H_2O} の大きな領域における H_2 質量分率の増大がもたらしていると考えられる．

図 6.23 は OH 質量分率の分布を示している． $\phi = 1.0$ において，ひずみのない層流火炎とひずみを受ける層流火炎の分布は大きく異なる一方で，ひずみ速度が $5.0 \times 10^4 \leq a_t \leq 2.0 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ の範囲内では， Y_{OH} はひずみ速度に対して急激な変化を示さない．とはいえ， Y_{OH} はひずみ速度の上昇に対してわずかに低下する傾向を示す． Y_{H_2} の場合と同様に，ひずみを受ける層流火炎の解は既燃側にごく近い領域を除き，旋回乱流予混合火炎の Y_{OH} の範囲内に収まっている．したがって，旋回乱流予混合火炎における OH の分布は，ひずみを層流火炎の解によって良く特徴づけられていると言える． $\phi = 1.0$ とは対照的に， $\phi = 0.6$ における Y_{OH} はひずみ速度に対してより明確な応答を示す．特に， $a_t = 2.0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ と $5.0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ の間において， Y_{OH} の急激な低下が観察される．このような傾向は，旋回乱流予混合火炎の Y_{OH} 分布にも，スワール数に対する応答として顕著に現れている．これは，表 6.1 で示された火炎面上の平均的な接線方向ひずみ速度の大きさが，ちょうど $a_t = 2.0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ と $5.0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ の間に相当することにも対応している．

図 6.24 は H の質量分率分布である．先に予想された通り，ひずみを受ける層流火炎の H の質量分率は， c_{H_2O} の大きな領域においてひずみのない層流火炎の Y_H よりも大きくなる傾向にある．しかし， Y_H の平均的な大きさは，ひずみ速度の増大に伴って単調に減少する． Y_{H_2} や Y_{OH} に比べると，ひずみ速度に対する応答はいずれの当量比でもより顕著に現れている．また，ひずみ速度に対する Y_H の単調減少傾向は， $\omega_{T,R6}$ と $\omega_{T,R8}$ の単調減少傾向とも対応している．旋回乱流予混合火炎の Y_H と比較すると，特に $S = 1.2$ で観察されるような高いひずみ速度に対して，層流火炎の Y_H がより低い値となる傾向が観察される．このような傾向は，上述のような既燃ガスの条件に由来するものであると考えられる．しかしながら， c_{H_2O} の大きな領域において，ひずみ速度の増大に対し Y_H が高くなる傾向は，層流火炎及び旋回乱流予混合火炎のいずれにおいも共通して観察される．

6.5 局所火炎構造に対するひずみ速度の影響

前節における層流火炎との比較から，強いひずみ速度を受ける火炎では火炎構造が変化することによって各素反応の熱発生率に対する寄与が変化し，結果として正味の熱発生率の低下が生じることが明らかとなった．スワール数の高い条件で熱発生率の著しい低下をもたらす主たる要因は， $\omega_{T,R3}$ のピーク位置の既燃側への移動と， $\omega_{T,R6}$ 及び $\omega_{T,R8}$ の寄与の低下である．一方で，ひずみ速度が 10^6 s^{-1} を超えるような条件では， c_{H_2O} の大きな領域で $\omega_{T,R3}$ の寄与が増大することにより，正味の熱発生率の最大値が増大する．しかし， $a_t > 10^6 \text{ s}^{-1}$ における熱発生率の増大はわずかなものであり， $a_t = 2.0 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ における最大熱発生率であっても， $\phi = 1.0$ で $0.52\omega_T$ ， $\phi = 0.6$ で $0.26\omega_T$ に留まる．そのため， S

$= 1.2$ の S-S 領域において、 10^6 s^{-1} 以上の強いひずみ速度を受ける火炎要素が $0.6\omega_T$ を超える熱発生率を示す傾向は、上記の層流火炎の結果からは説明できない。本節ではこの点について議論するため、 $S = 1.2$ における局所の発熱特性に着目する。図 6.25 は、燃焼器中央断面における、 $c_{\text{H}_2\text{O}} = c^*$ の等値線と、等値線上における a_t の散布図、及び Q のグレースケールを示したものである。ただし、 Q については正の領域のみ示しており、 a_t については $a_{t1}, a_{t2} > 0$ となる点のみを図示している。図から明らかのように、強いひずみ速度を受ける火炎要素は、 Q が大きな値を示す渦構造の周囲に分布している。火炎面上の点の内、 $\phi = 1.0$, $S = 1.2$ に対して $(x, y, z) = (1.664, -1.621, 0.0) \text{ mm}$, $\phi = 0.6$, $S = 1.2$ に対して $(x, y, z) = (0.987, 0.0, -1.504) \text{ mm}$ の点を抽出し、その点を通る火炎面法線方向の熱発生率について検討する。ここで、これらの点における接線方向ひずみ速度と熱発生率はそれぞれ、 $(a_t, \omega_T) = (1.21 \times 10^6 \text{ s}^{-1}, 0.607\omega_{T,L})$ 及び $(1.31 \times 10^6 \text{ s}^{-1}, 0.652\omega_{T,L})$ であり、いずれも図 6.16 において S-S 領域に分類される。図 6.26 は火炎面法線方向における $\omega_{T,R1}$, $\omega_{T,R3}$, $\omega_{T,R6}$, $\omega_{T,R8}$ の分布を示している。破線は、 $a_t = 1.25 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ のひずみ速度を受ける層流火炎の結果を示している。 $\phi = 1.0$ の条件では、旋回乱流予混合火炎における $\omega_{T,R1}$ と $\omega_{T,R3}$ の分布は、層流火炎の分布とよく一致する。一方 $\phi = 0.6$ では、 $c_{\text{H}_2\text{O}}$ の大きな領域において旋回乱流予混合火炎の $\omega_{T,R1}$ と $\omega_{T,R3}$ が、層流火炎よりも大きな寄与を示すことが確認される。しかし、 $c_{\text{H}_2\text{O}} \leq c^*$ の領域においては両者の分布がよく一致することから、上記の違いは既燃側の条件の違いによるものと考えられる。したがって、既燃側付近を除けば層流火炎の結果は旋回乱流予混合火炎の局所における (R1) と (R3) の発熱特性を概ね再現できていると言える。これらの分布とは対照的に、旋回乱流予混合火炎における $\omega_{T,R6}$ と $\omega_{T,R8}$ は、いずれの当量比でも層流火炎の結果を大きく上回る値を示している。このことから、層流火炎の結果からは予測されない $\omega_{T,R6}$ と $\omega_{T,R8}$ による大きな寄与が、S-S 領域における火炎要素の熱発生率上昇を引き起こしている可能性がある。

S-S 領域の火炎要素における熱発生率の上昇傾向が、(R6) と (R8) によって支配されているのであれば、これらの反応に関わる化学種が局所的な接線方向ひずみ速度に対して何らかの応答を示していると予想される。ここで、接線方向ひずみ速度は非定常なスカラー勾配の生成項であることから [101, 102]、局所の拡散流束は渦運動等によって生じる瞬間的なひずみ速度に対して応答すると考えられる。多くの研究で指摘されているように、素反応 (R6) と (R8) の進行には、既燃側から未燃側への H 原子の拡散が必要不可欠となる [17, 18, 103]。さらに、既燃側に近い領域で H の生成をもたらす (R3) の促進に対しては、未燃側から既燃側への H_2 の拡散が重要となる。ここで、次式により定義される化学種 i の火炎面法線方向における拡散流束について検討する。

$$J_i = \rho Y_i \mathbf{V}_i \cdot \mathbf{n} \quad (6.9)$$

図 6.27 は上で着目した火炎面法線方向における、 H_2 拡散流束分布である。ただし、旋回乱流予混合火炎の結果を赤い実線、 $a_t = 1.25 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ のひずみ速度を受ける層流火炎の結果を中実のプロット、ひずみの無い層流火炎の結果を中空のプロットで示している。ただし、縦軸はひずみのない層流火炎における $|J_{\text{H}_2}|$ の最大値 $|J_{\text{H}_2,L}|$ で正規化されている。いずれの当量比においても、旋回乱流予混合火炎における J_{H_2} は、ひずみの無い層流火炎よりも大きく、ひずみを受ける層流火炎よりも小さい。しかし、図 6.26 から明らかによ

うに、旋回乱流予混合火炎における $\omega_{T,R3}$ のピークは、ひずみを受ける層流火炎と同程度かそれ以上である。したがって、 $\omega_{T,R3}$ の大きさは、未燃側からの H_2 の拡散に対して敏感には応答しないと考えられる。(R3) は H_2 と OH を消費する反応であるため、むしろ既燃側における OH 濃度の方が $\omega_{T,R3}$ に対して強い影響を及ぼすと予想される。図 6.28 は火炎面法線方向における、 H の拡散流束分布である。図 6.28 においても、縦軸はひずみのない層流火炎における $|J_H|$ の最大値 $|J_{H,L}|$ で正規化されている。 J_{H_2} とは異なり、旋回乱流予混合火炎の J_H の規模は層流火炎よりも大きくなる。このことから、 $\omega_{T,R6}$ と $\omega_{T,R8}$ は H の拡散流束に対してより敏感に応答し、熱発生率の上昇に寄与していると考えられる。

以上のような局所的な議論が、火炎面の他の点においても成り立つかどうかは明らかではない。そこで、火炎面上の全点において、接線方向ひずみ速度に対する物質拡散の応答と、物質拡散に対する熱発生率の応答を検討する。図 6.29 は $S = 1.2$ の火炎面における J_{H_2} と a_t の結合確率密度関数を示している。図から明らかのように、両当量比の条件で正の相関が観察される。また、 $\phi = 1.0$ における相関の方が $\phi = 0.6$ に比べてやや強いことが確認される。したがって、 H_2 の既燃側への拡散は、ひずみ速度の大きな点でより活発に行われると考えられる。一方、図 6.30 に示されるように、 H の拡散流束と接線方向ひずみ速度との間には弱い負の相関が観察される。図 6.30 でも、より強い相関が観察されるのは $\phi = 1.0$ の条件である。負の相関はひずみ速度の増大に対し、既燃側から未燃側への拡散が活発となることを示している。以上の結果は、火炎面上の他の点においても、接線方向ひずみ速度の大きな点において物質拡散が活発化する傾向があることを示している。これは上述のように、接線方向ひずみ速度がスカラー勾配の生成項となることより予想される結果と一致する。しかしながら、拡散流束に対する熱発生率の応答は、 H_2 と H では大きく異なる。図 6.31 は、熱発生率と H_2 の拡散流束の結合確率密度関数である。いずれの当量比でも、 ω_T と J_{H_2} との間に明確な相関は観察されない。すなわち、既燃側への活発な H_2 の拡散が必ずしも熱発生率を増大させる要因とはならない。これは、上述の局所的な議論において、 $\omega_{T,R3}$ の大きさが H_2 の拡散に対して敏感に反応しないことと対応する。この結果とは対照的に、図 6.32 では、熱発生率と H の拡散流束との間に明確な負の相関が観察される。このような負の相関は、 H の既燃側から未燃側への拡散が活発な点で、熱発生率が増大する傾向を示している。以上より、強いひずみ速度を受ける火炎要素の熱発生率は、ひずみ速度に対する素反応の応答に加え、既燃側からの H の拡散によっても支配されていると考えられる。

6.6 燃焼騒音の発生に対する局所熱発生率変動の影響

ここまでの議論により、スワール数の高い条件では渦の周囲に 10^6 s^{-1} を超えるひずみ速度を受ける火炎要素が存在すること、及びそのような火炎要素が相対的に高い熱発生率を示すことが明らかとなった。このことから、第3章で述べた渦運動の周期性は、局所的な熱発生率の上昇を周期的に引き起こす可能性が考えられる。本章の冒頭で述べられた通り、熱発生率の時間変化は燃焼騒音の直接的な要因となる。流れ場における圧力変動の時空間発展は、基礎方程式から導かれる Lighthill 方程式によって記述することが可

能である [90, 91] . 燃烧場の場合 , Lighthill 方程式は以下の波動方程式として表現される [83, 93, 104–106] .

$$\frac{1}{a_o} \frac{\partial p'}{\partial t} - \nabla^2 p' = S_1 + S_2 + S_3 + S_4 \quad (6.10)$$

ここで , a_o は火炎領域周囲の熱化学的条件における音速であり , S_1, S_2, S_3, S_4 は次式で定義される音源項である .

$$S_1 = \nabla \cdot \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} - \boldsymbol{\tau}) \quad (6.11)$$

$$S_2 = \nabla \cdot \frac{\partial \rho_e \mathbf{u}}{\partial t} \quad (6.12)$$

$$S_3 = \frac{1}{a_o^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(1 - \frac{\rho_o a_o^2}{\rho a^2} \right) \frac{Dp}{Dt} - \frac{p - p_o}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \right] \quad (6.13)$$

$$S_4 = \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\rho_o (\gamma - 1)}{\rho a^2} \left(\omega_T - \nabla \cdot \mathbf{q} + \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{u} + \sum_{i=1}^{N_s} h_i \nabla \cdot \rho \mathbf{V}_i Y_i \right) \right] \quad (6.14)$$

上式において , 下付き添え字 o は火炎領域周囲の熱化学的条件における量を示しており , $\rho_e = \rho - p'/a_o^2$ である . このうち , S_4 が発熱・熱伝導・粘性散逸等に直接由来する音源項であり , その寄与は開放された系においてその他の項を大きく上回る [107, 108] . また , S_4 に含まれる項の内 , 熱発生率が最も支配的な寄与を示す . さらに , 低マッハ数流れ場においては $p \approx p_o$ が成り立つため [105] , 燃烧騒音の解析においては以下に示す波動方程式が広く用いられている [109] .

$$\frac{1}{a_o} \frac{\partial p'}{\partial t} - \nabla^2 p' = \frac{(\gamma - 1)}{a_o^2} \frac{\partial \omega_T}{\partial t} \quad (6.15)$$

ただし , 比熱比 γ の温度依存性については無視できるものとした . 式 (6.15) から明らかのように , 熱発生率の時間変化率は , 圧力変動を支配する波動方程式の最も支配的な音源項となる . 本節では , 前節までの結果で得られた熱発生率の局所の変動が , 燃烧騒音の音源項に及ぼす影響について検討する .

始めに , 燃烧騒音の音源項である熱発生率の時間変化率について算出する . 熱発生率の時間変化率は , 式 (2.152) の両辺を時間微分することで , 次式のように表現可能である .

$$\frac{\partial \omega_T}{\partial t} = - \sum_{i=1}^{N_s} \left[c_{p,i} \omega_i \frac{\partial T}{\partial t} + h_i \frac{\partial \omega_i}{\partial C} \cdot \frac{\partial C}{\partial t} \right] \quad (6.16)$$

ここで , 各化学種の反応速度 ω_i が温度 T とモル濃度 $[X_i]$ のみの関数であることを用いた . ただし , $C = [T, [X_1], [X_2], \dots, [X_{N_s}]]$ である . $\partial T/\partial t$ 及び $\partial C/\partial t$ はそれぞれ基礎方程式の右辺から算出される . また , $\partial \omega_i/\partial C$ は式 (2.26) を解析的に微分することによって得られる代数式から算出される . 式 (6.16) を用いることにより , 瞬時場の情報から熱発生率の時間変化率を算出することが可能である . さらに , 式 (6.16) から算出される $\partial \omega_T/\partial t$ は移流・拡散・反応すべての影響を含んでいる . 熱発生率の時間変化率に対する同様の算出方法は , Swaminathan ら [105, 106] によって用いられている . 図 6.33 は , 高スワール数条件

の燃焼器中央断面における， $c_{\text{H}_2\text{O}} = c^*$ の等値線と $\partial\omega_T/\partial t$ の分布である．矢印は，固定座標系から見た火炎面の移動速度ベクトルであり，次式によって算出される [110]．

$$\mathbf{V}_f = -\frac{1}{|\nabla c_{\text{H}_2\text{O}}|} \frac{\partial c_{\text{H}_2\text{O}}}{\partial t} \mathbf{n} \quad (6.17)$$

図において，熱発生率の時間変化率の分布は火炎面を境界として，正と負の値が逆転する．これは，負の領域から正の領域へと火炎面が移動することを意味している．また，火炎面をまたがずに正負が逆転する領域も存在するが，その領域は火炎面移動速度ベクトルの向きが逆転する領域に対応している．すなわち，渦による回転運動が生じる領域である．図から明らかなように，前節で着目した強いひずみ速度を受ける火炎要素の周囲においては，熱発生率の時間変化率の絶対値が大きい．同時に，この領域は大規模渦運動による巻き込みが生じているため，火炎面移動速度も大きい．したがって，大規模渦周囲においては熱発生率の時間変化率に対して，次の三つの影響が考えられる．

- (i) 火炎面移動速度 V_f の増大
- (ii) 極めて高い接線方向ひずみ速度による，火炎厚さの減少 [101, 102]．
- (iii) 接線方向ひずみ速度に対する局所熱発生率の応答

(i) の影響が $|\partial\omega_T/\partial t|$ を増大させることは明らかである．(ii) の影響は，熱発生率勾配 $|\nabla\omega_T|$ の増大をもたらすと考えられる．また，(ii) の影響は (i) との相乗効果により， $|\partial\omega_T/\partial t|$ の更なる増大をもたらす．一方，(iii) の影響が $|\partial\omega_T/\partial t|$ の増大に寄与するかどうかは，熱発生率の応答特性に依存する．前節までで議論された通り，本研究の条件における水素・空気予混合火炎の熱発生率は， $a_t = 10^6 \text{ s}^{-1}$ 程度までのひずみ速度に対して単調に減少する．しかし， $S = 1.2$ の火炎面の一部はそれよりも高いひずみ速度を受けるため，局所的に熱発生率が上昇する．大規模渦周囲の火炎面は，そのようなひずみ速度を受ける領域に対応するため，(iii) の影響も $|\partial\omega_T/\partial t|$ の増大に寄与する可能性がある．図 6.34 及び 6.35 は熱発生率勾配 $|\nabla\omega_T|$ の分布と， $\omega_{T,R3}$ の分布を示している．いずれの図中にも， $c_{\text{H}_2\text{O}} = c^*$ の等値線を示している．図 6.34 から明らかなように，前節で着目した強いひずみ速度を受ける火炎要素周囲では，特に既燃側において $|\nabla\omega_T|$ が高い値を示す．その最大の理由は，ひずみ速度に対して $\omega_{T,R3}$ のピークが既燃側にシフトしながら上昇する応答であると考えられる．図 6.35 に示される通り，同領域で高い $\omega_{T,R3}$ の値が観察され，前節で述べた応答を示している．この応答が，既燃側に近い領域での $|\nabla\omega_T|$ を増大させていると考えられる．以上のように，ひずみ速度に対する特定の素反応の応答が熱発生率の勾配を増大させ，結果として燃焼騒音の音源項を変化させる．

6.7 本章の結論

第6章では、旋回乱流予混合火炎の発熱特性について、総熱発生率と局所熱発生率の観点から検討した。熱発生率に対する各素反応の寄与と、ひずみ速度の影響、また物質拡散の影響を明らかにするため、ひずみ速度と物質拡散に対する火炎構造と各素反応の応答を検討した。さらに、局所的な発熱特性の変化が燃烧騒音の音源項に与える影響について検討した。以上により本章では次の結論を得た。

1. $S = 1.2$ における熱発生率の条件付き平均値のピークは両当量比で $S = 0.6$ よりも小さいが、領域全体の総熱発生率は $S = 1.2$ の方が高い傾向にある。
2. 熱発生率の条件付き平均値の低下は、発熱反応 (R3), (R6), (R8) の寄与の低下と、 $\omega_{T,R3}$ のピーク位置が既燃側へと移動することに起因する。
3. 総熱発生率に対し大きな寄与を示すのは (R6), (R8), (R13) による発熱である。これらの素反応の進行は、既燃側に残存する H 原子に起因している。
4. $S = 1.2$ の火炎面上で S-S 領域に分類される点の内、 $a_t \approx 10^6 \text{ s}^{-1}$ 以上の強いひずみ速度を受けるものは相対的に高い熱発生率を示す。
5. $\omega_{T,R3}$ のピーク位置の既燃側への移動は、層流火炎においてもひずみ速度に対する応答として観察される。
6. 強いひずみ速度に対する、H 原子の拡散流束の応答は、素反応 (R6) 及び (R8) の進行を促進し、熱発生率の上昇をもたらす。
7. 渦周囲においては、高いひずみ速度に対する素反応 (R3) の応答により、既燃側における熱発生率勾配が上昇し、音源項である $\partial\omega_T/\partial t$ の絶対値が増大する。

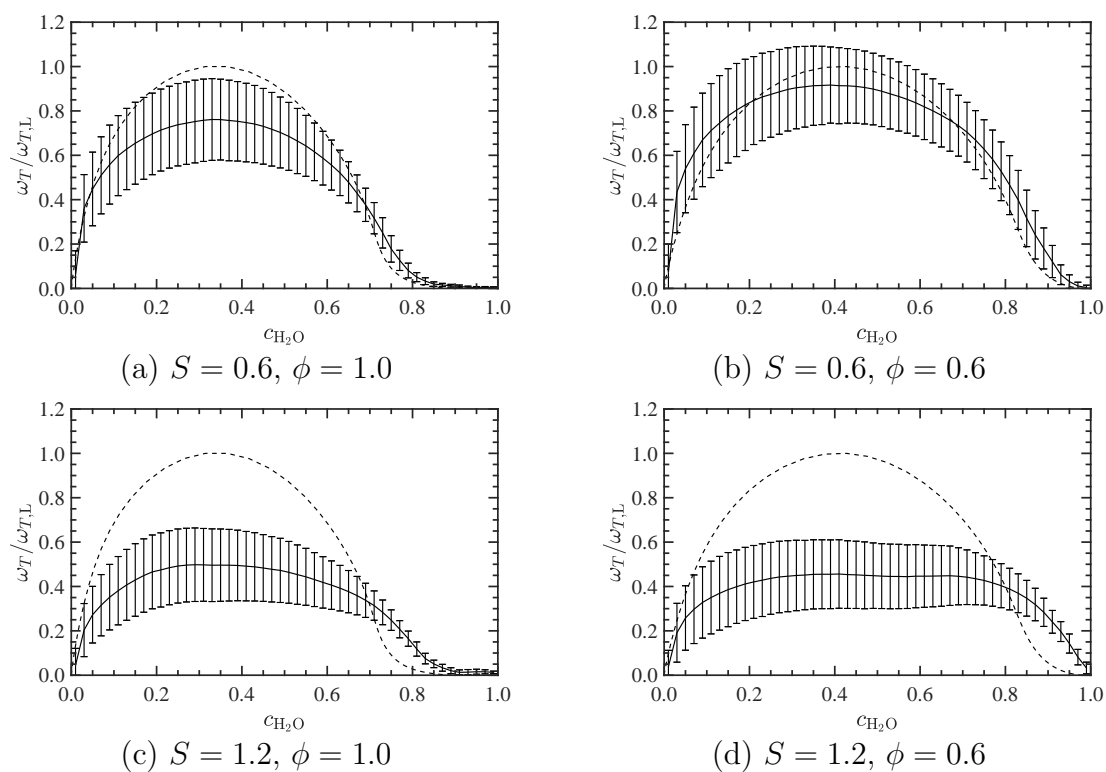


図 6.1: 反応進行変数で条件づけられた ω_T の条件付き平均値

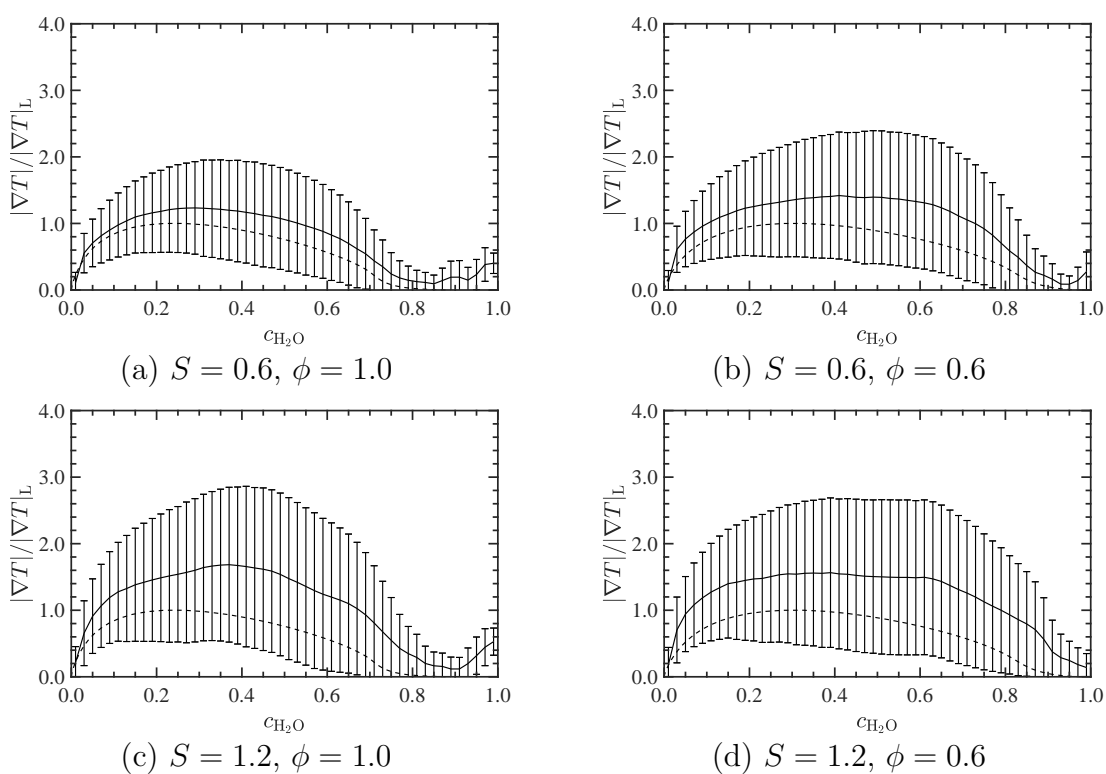


図 6.2: 反応進行変数で条件づけられた $|\nabla T|$ の条件付き平均値

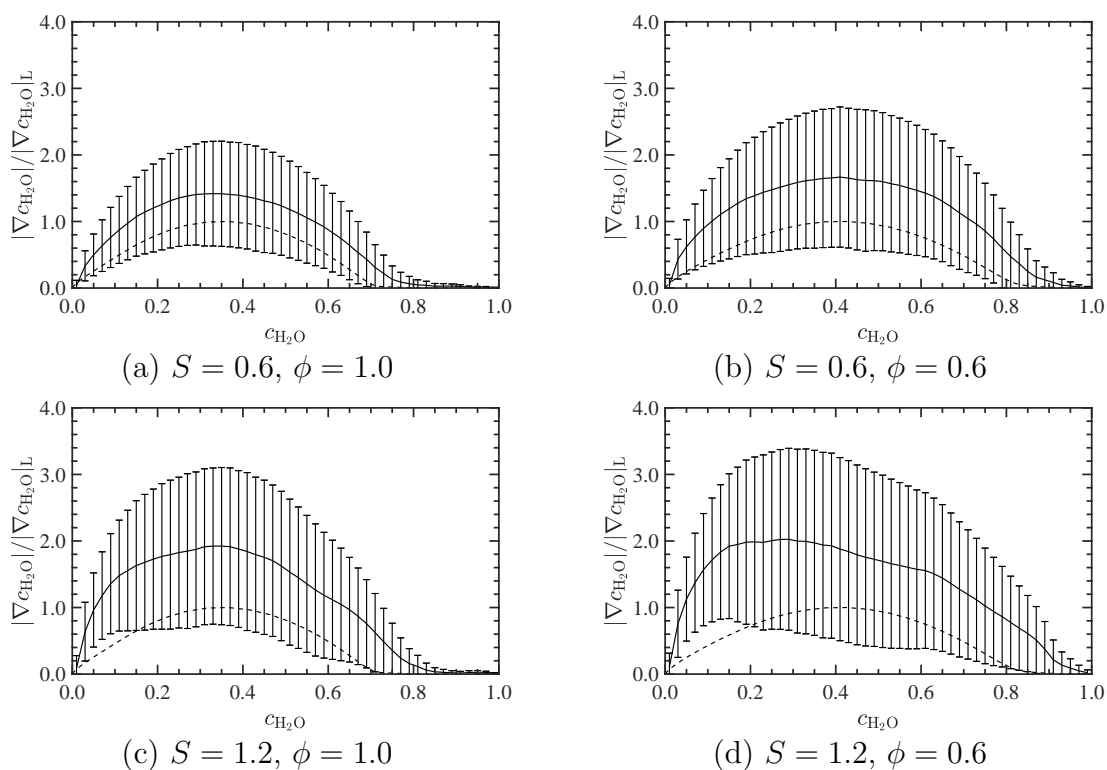


図 6.3: 反応進行変数で条件づけられた $|\nabla c_{\text{CH}_2\text{O}}|$ の条件付き平均値

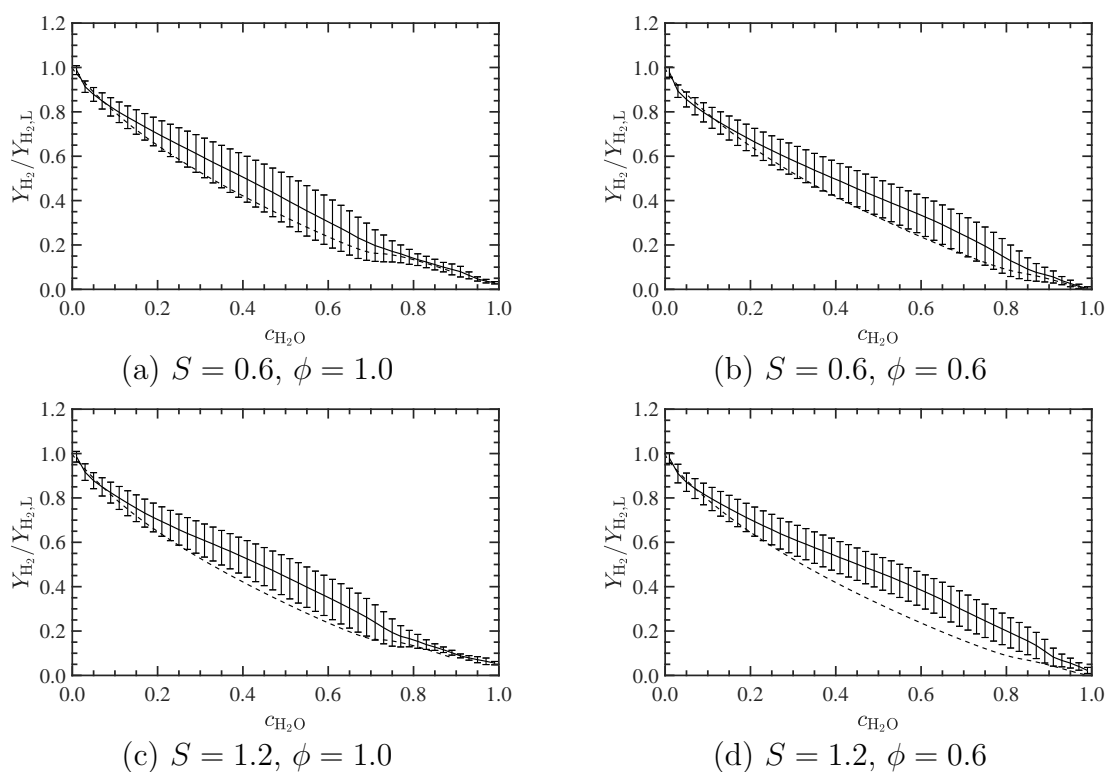


図 6.4: 反応進行変数で条件づけられた Y_{H_2} の条件付き平均値

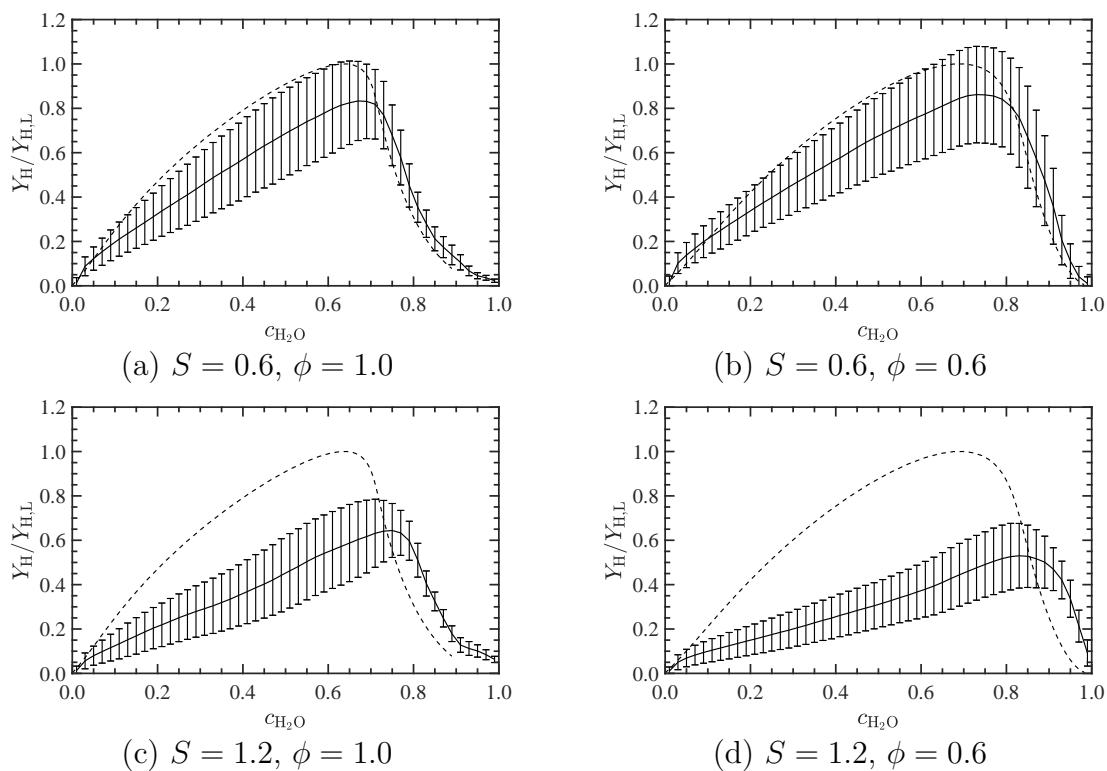


図 6.5: 反応進行変数で条件づけられた Y_H の条件付き平均値

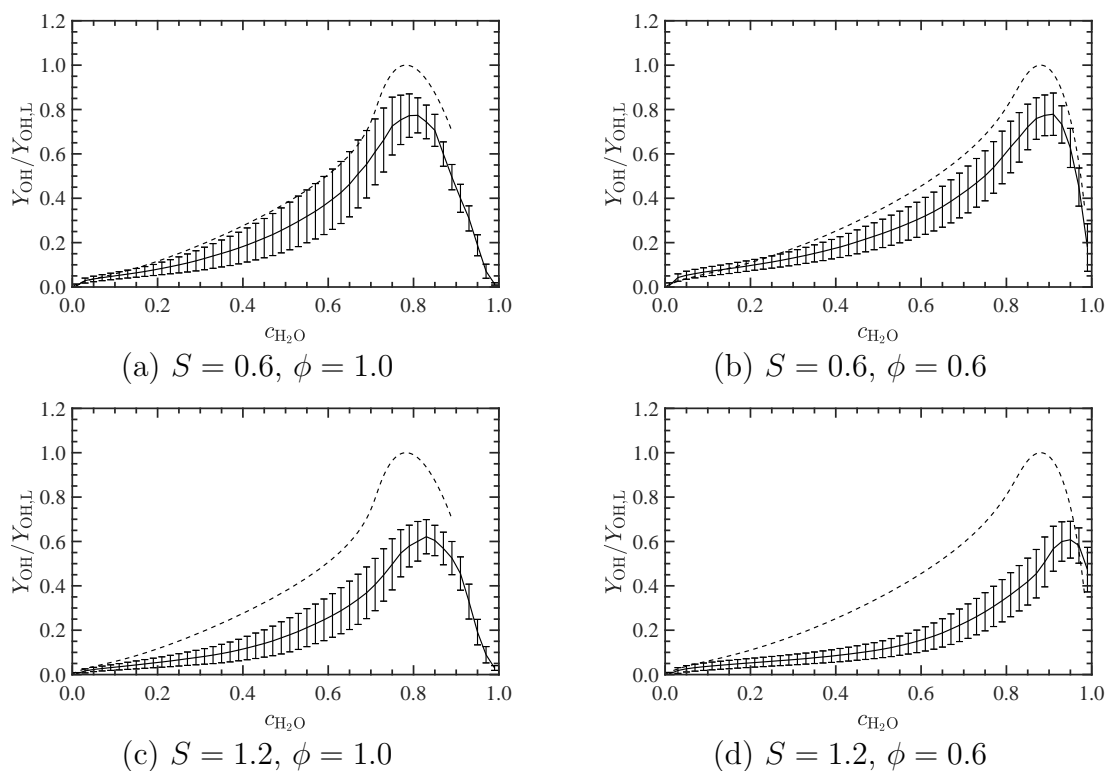


図 6.6: 反応進行変数で条件づけられた Y_{OH} の条件付き平均値

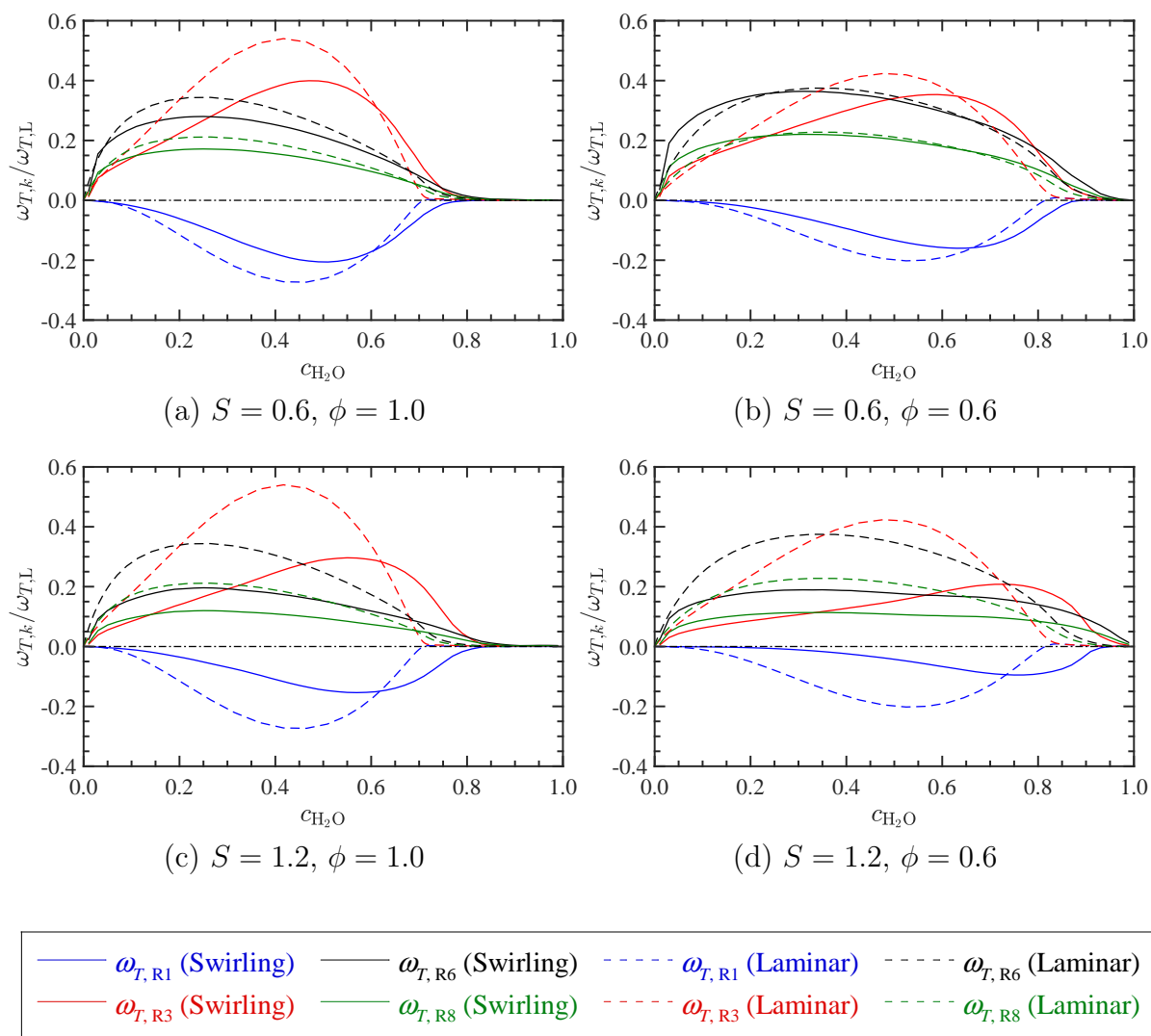


図 6.7: 素反応 (R1), (R3), (R6), (R8) による熱発生率の条件付き平均値と, ひずみの無い層流火炎におけるこれら素反応の寄与

第6章 旋回乱流予混合火炎の火炎構造と発熱特性

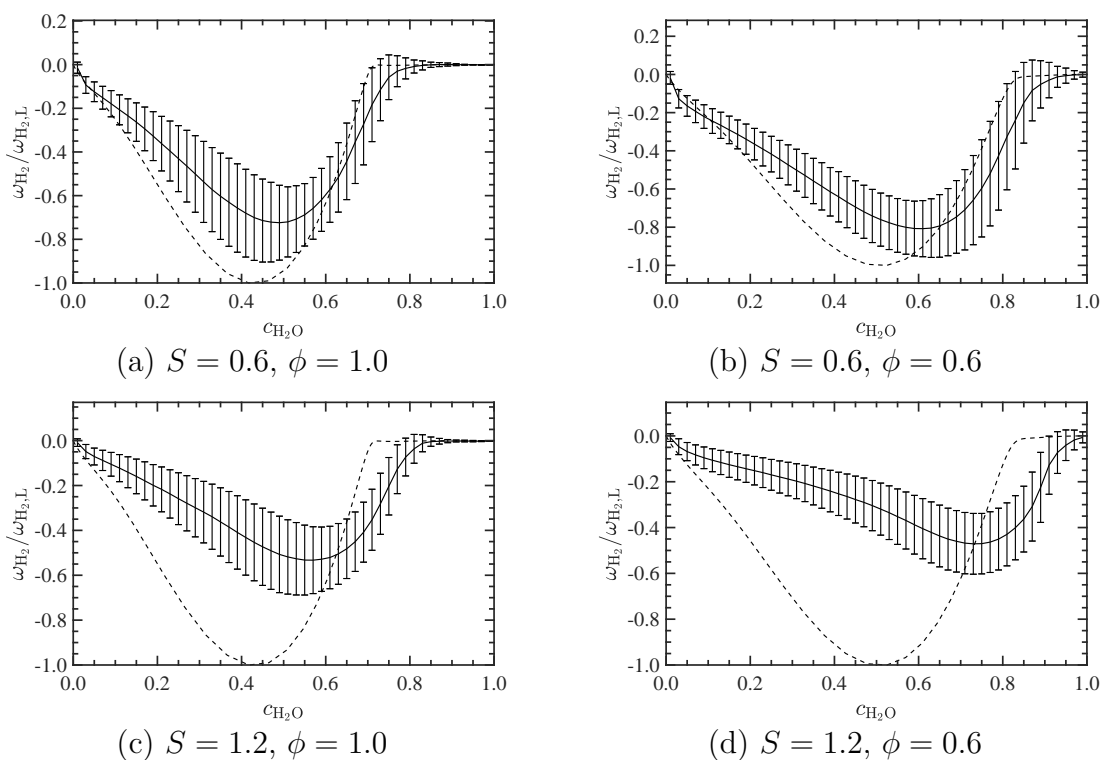


図 6.8: 反応進行変数で条件づけられた ω_{H_2} の条件付き平均値

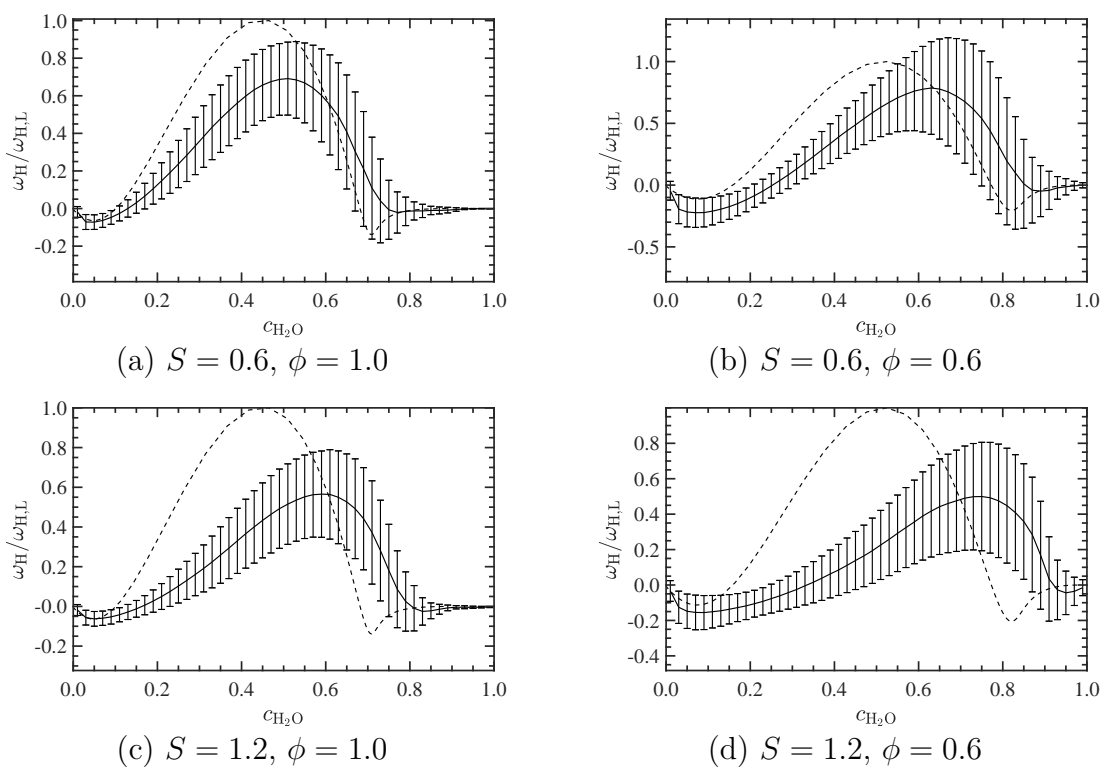


図 6.9: 反応進行変数で条件づけられた ω_H の条件付き平均値

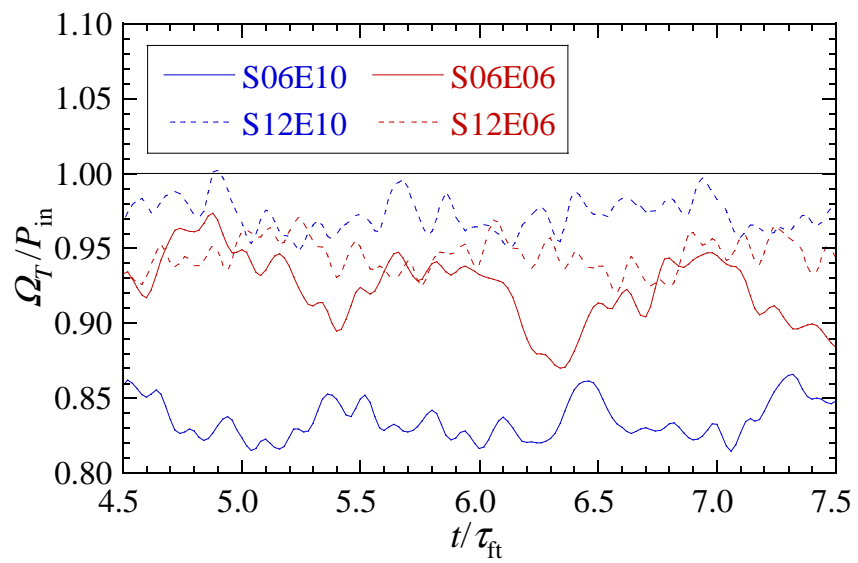


図 6.10: 各条件の $4.5\tau_{ft} \leq t \leq 7.5\tau_{ft}$ における総発熱量の時間変化

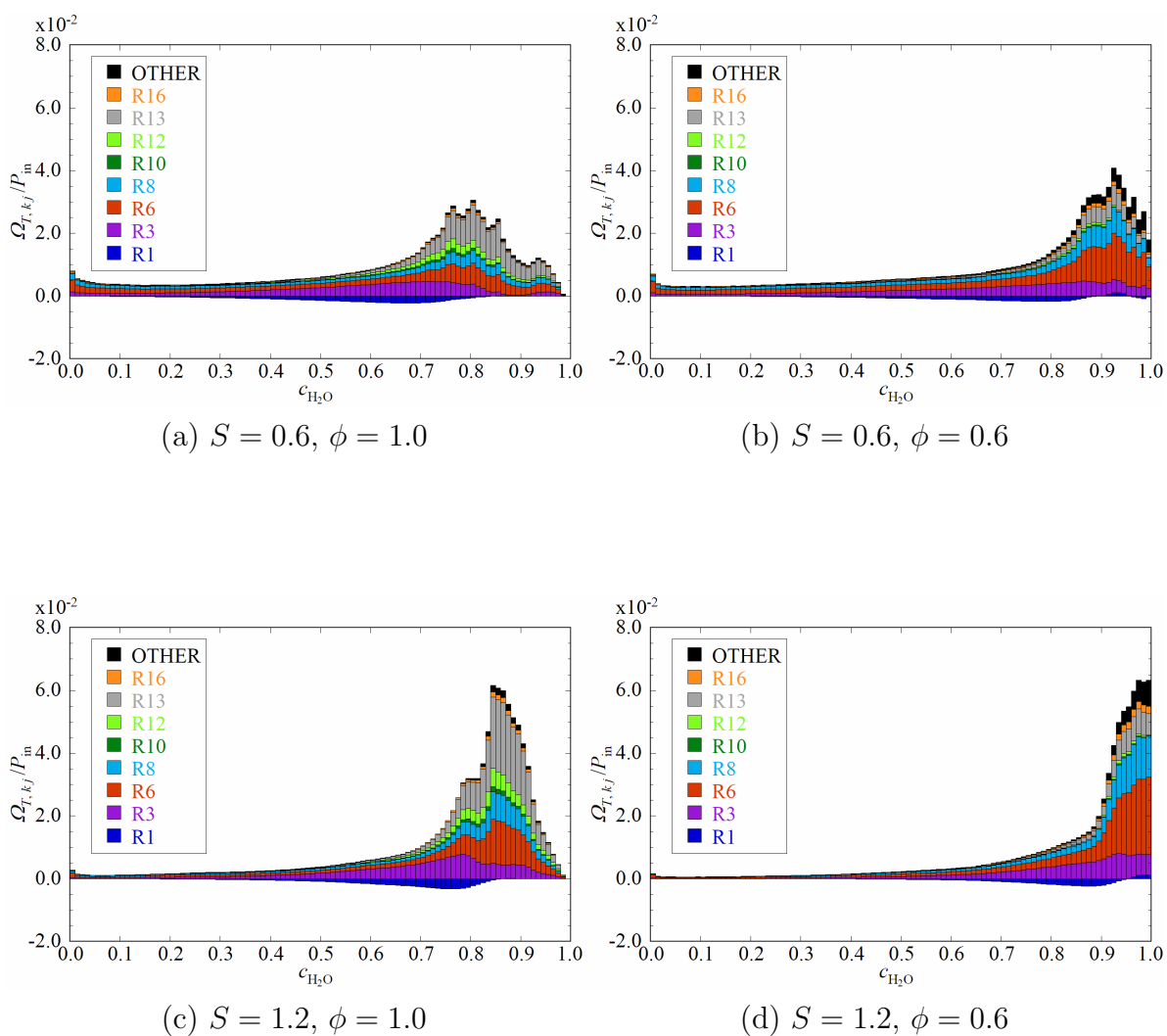


図 6.11: $t = 7.0\tau_{ft}$ の総発熱量に対する各素反応の寄与

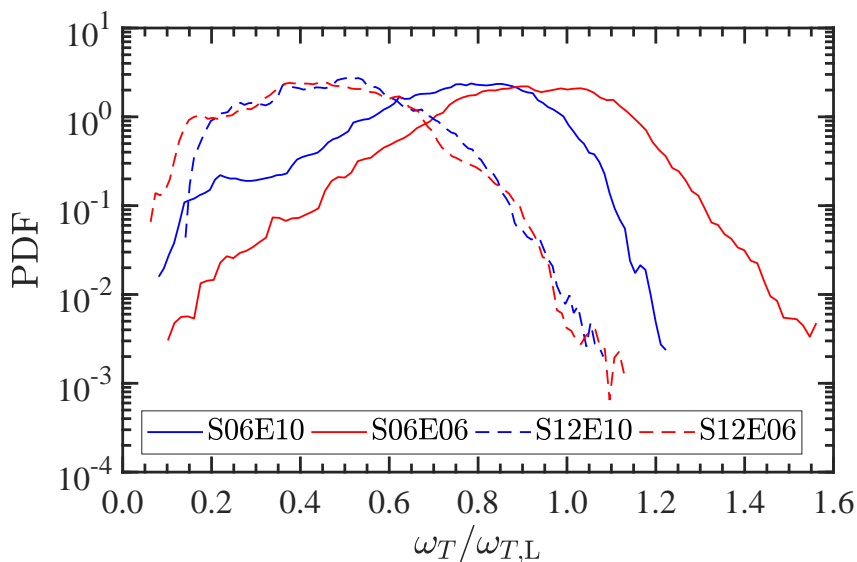


図 6.12: 火炎面における熱発生率の確率密度関数

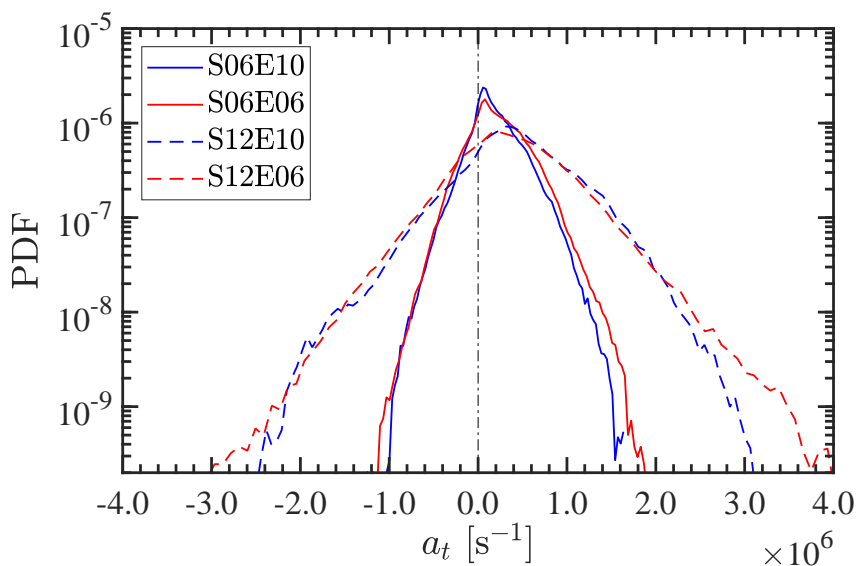


図 6.13: 火炎面における接線方向ひずみ速度の確率密度関数

表 6.1: 火炎面における ω_T 及び a_t の平均値と標準偏差

Case	S06E10	S06E06	S12E10	S12E06
$\langle \omega_T \rangle_s / \omega_{T,L}$	0.74	0.90	0.47	0.45
$\langle a_t \rangle_s [10^5 \text{ s}^{-1}]$	1.8	2.2	4.2	3.7
$\sigma_{\omega_T} / \omega_{T,L}$	0.18	0.18	0.16	0.16
$\sigma_{a_t} [10^5 \text{ s}^{-1}]$	2.8	3.2	5.9	6.2

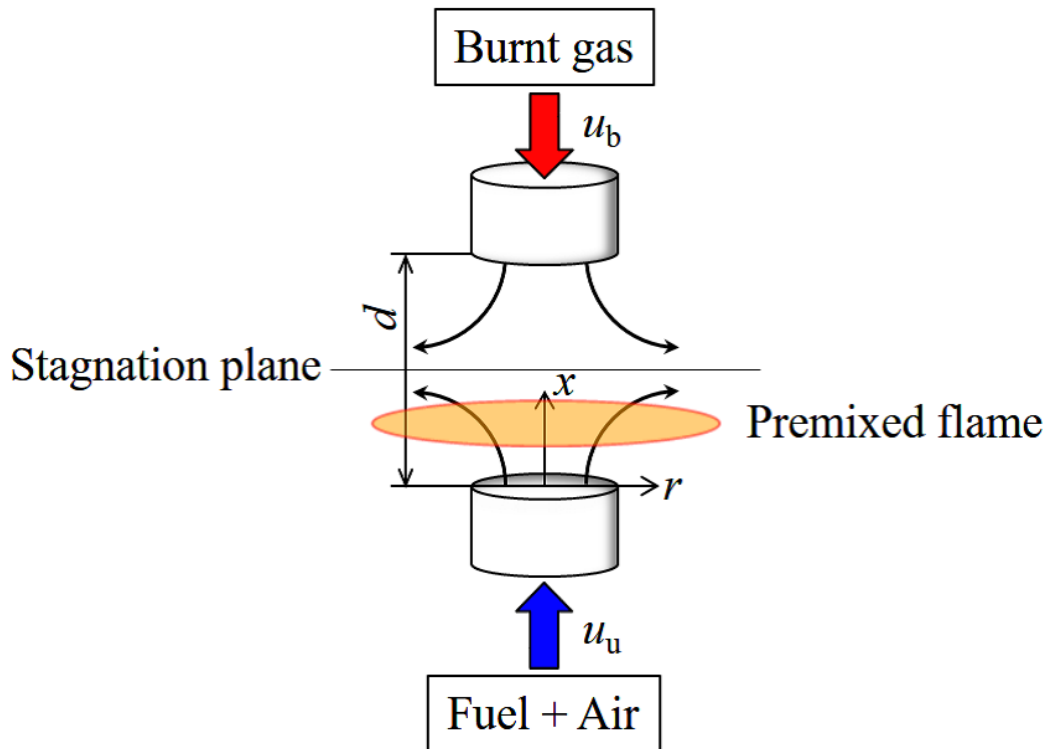


図 6.14: OPPDIF[97] によって計算される対向流中の層流一枚予混合火炎

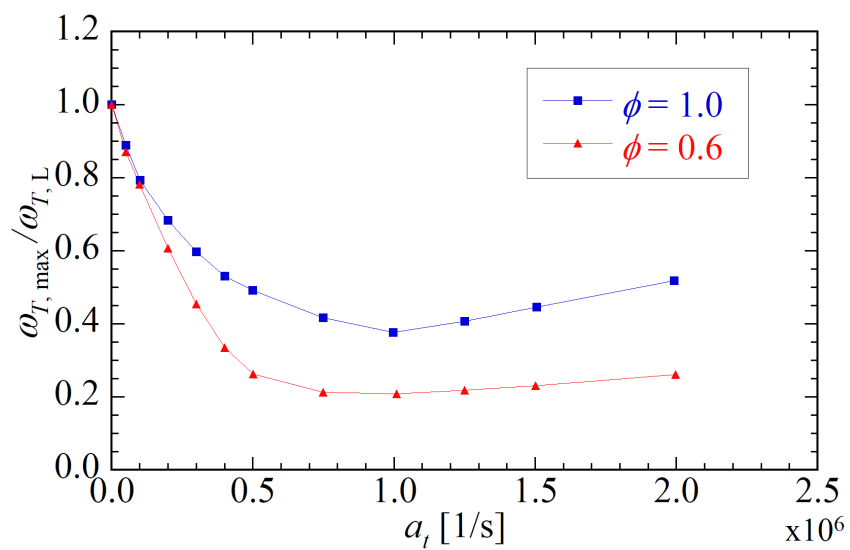


図 6.15: ひずみ速度に対する層流火炎の最大熱発生率の応答

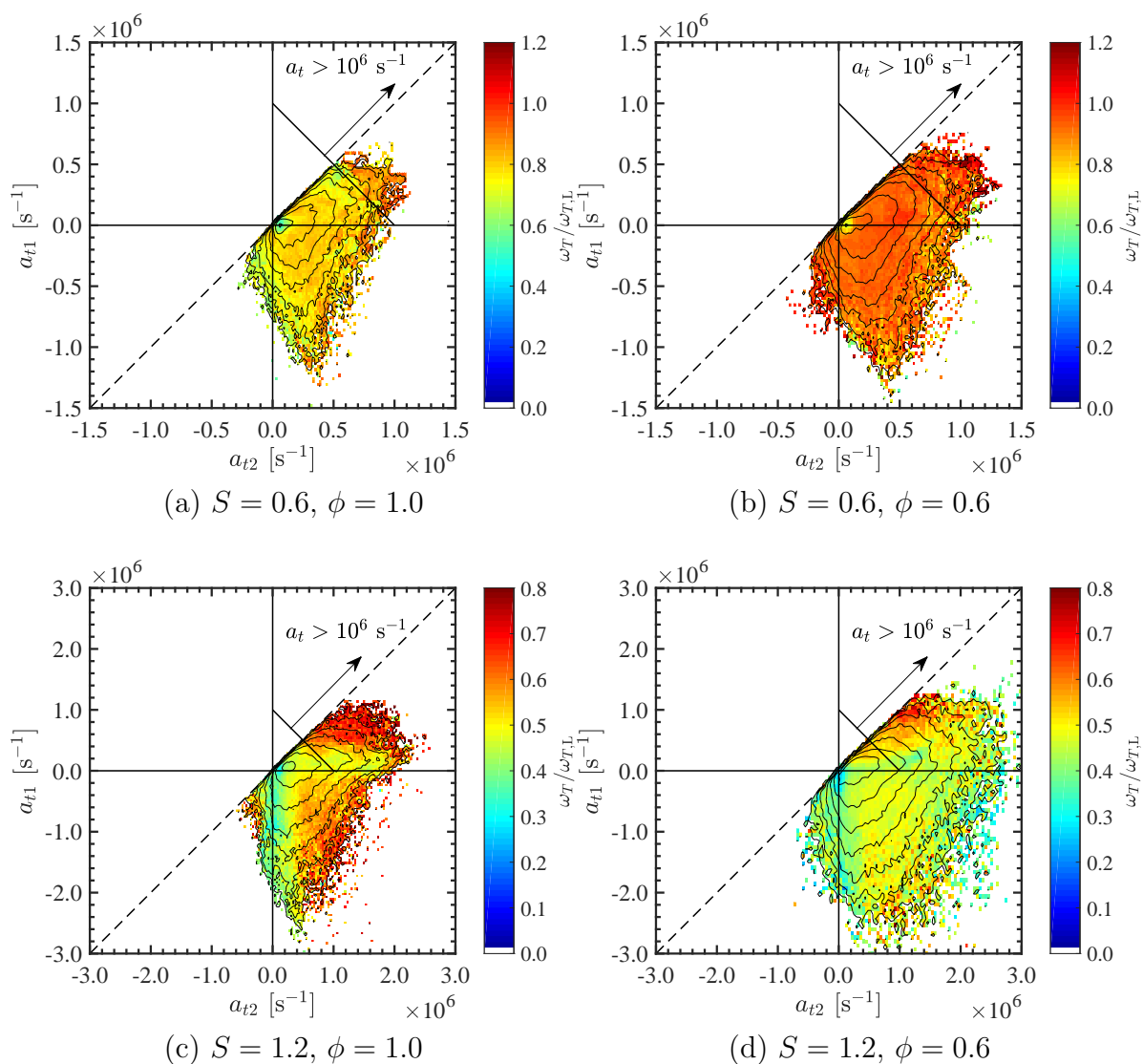


図 6.16: 最小接線方向ひずみ速度 a_{t1} と最大接線方向ひずみ速度 a_{t2} の結合確率密度関数及び、 a_{t1} と a_{t2} で条件づけられた熱発生率の条件付き平均値 $\langle \omega_T | a_{t1}, a_{t2} \rangle$

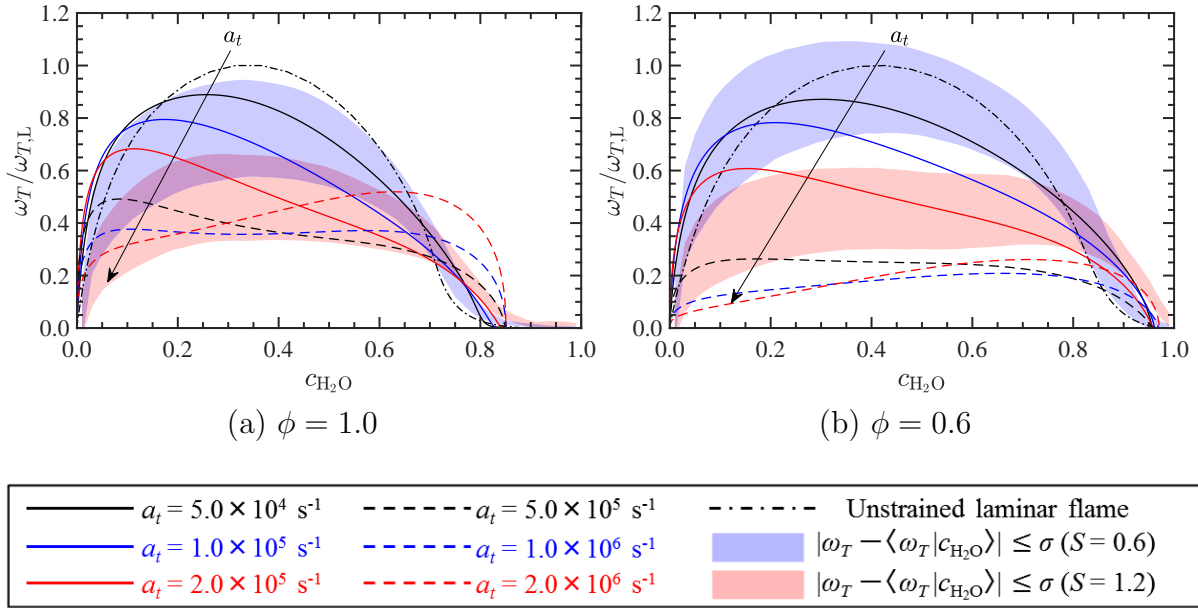


図 6.17: 様々なひずみ速度に対する層流火炎の熱発生率分布と，旋回乱流予混合火炎の平均的な熱発生率分布

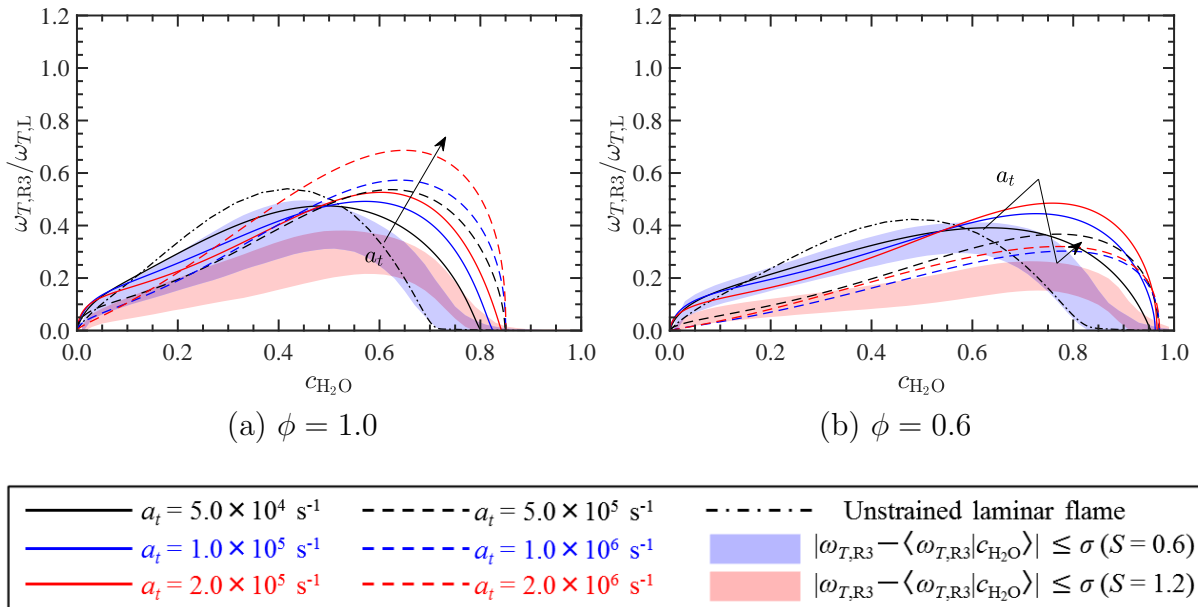


図 6.18: 様々なひずみ速度に対する層流火炎の $\omega_{T,R3}$ の分布と，旋回乱流予混合火炎の平均的な $\omega_{T,R3}$ の分布

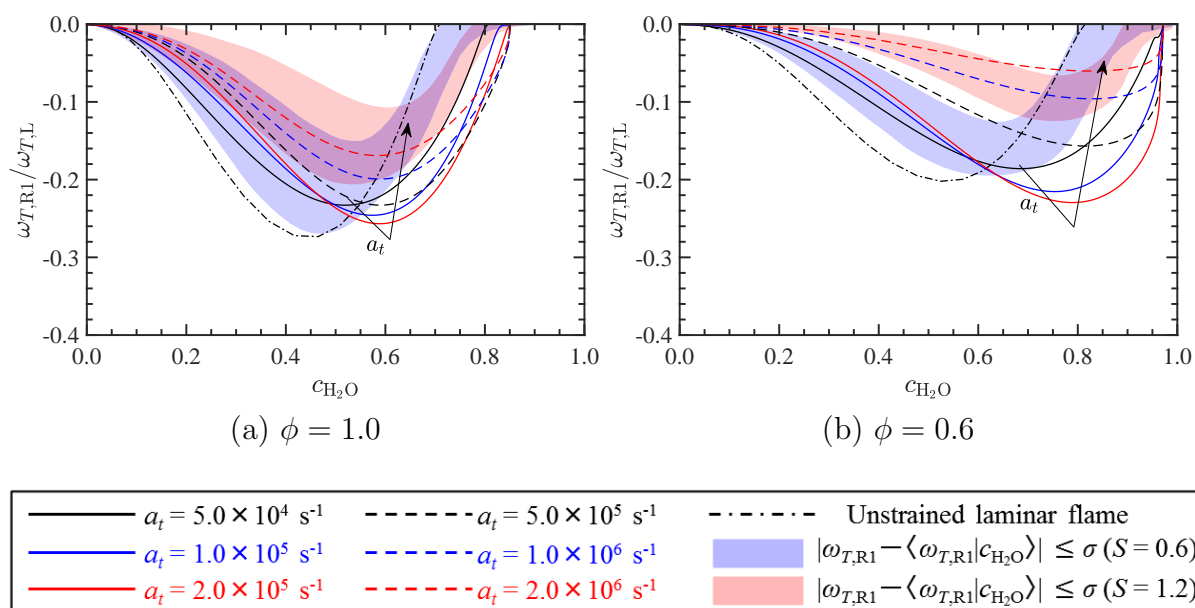


図 6.19: 様々なひずみ速度に対する層流火炎の $\omega_{T,R1}$ の分布と，旋回乱流予混合火炎の平均的な $\omega_{T,R1}$ の分布

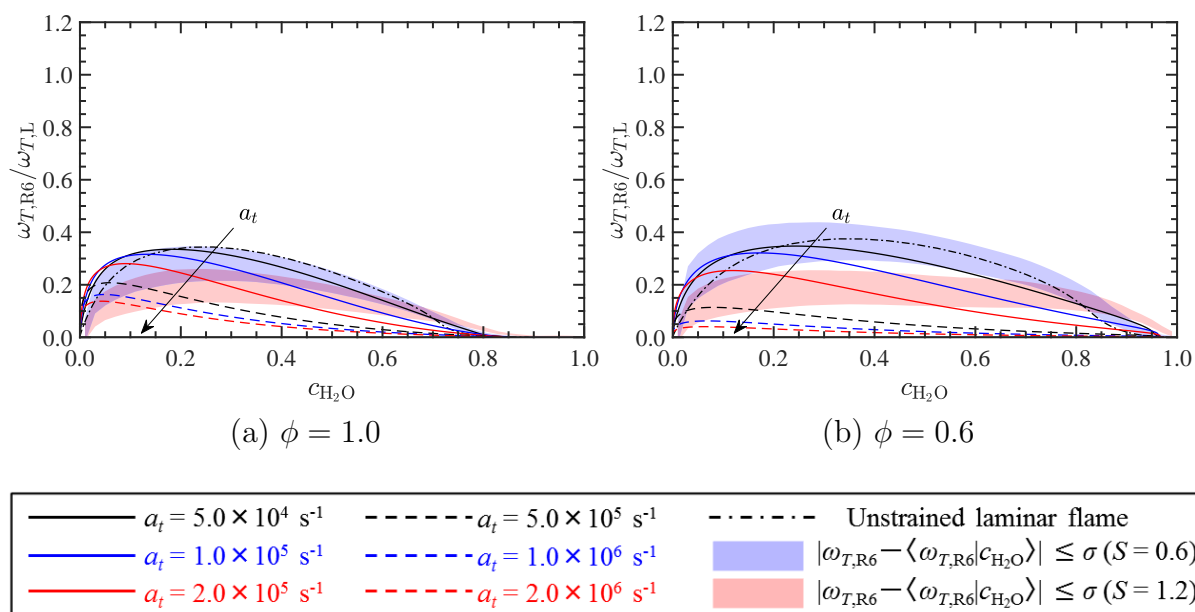


図 6.20: 様々なひずみ速度に対する層流火炎の $\omega_{T,R6}$ の分布と，旋回乱流予混合火炎の平均的な $\omega_{T,R6}$ の分布

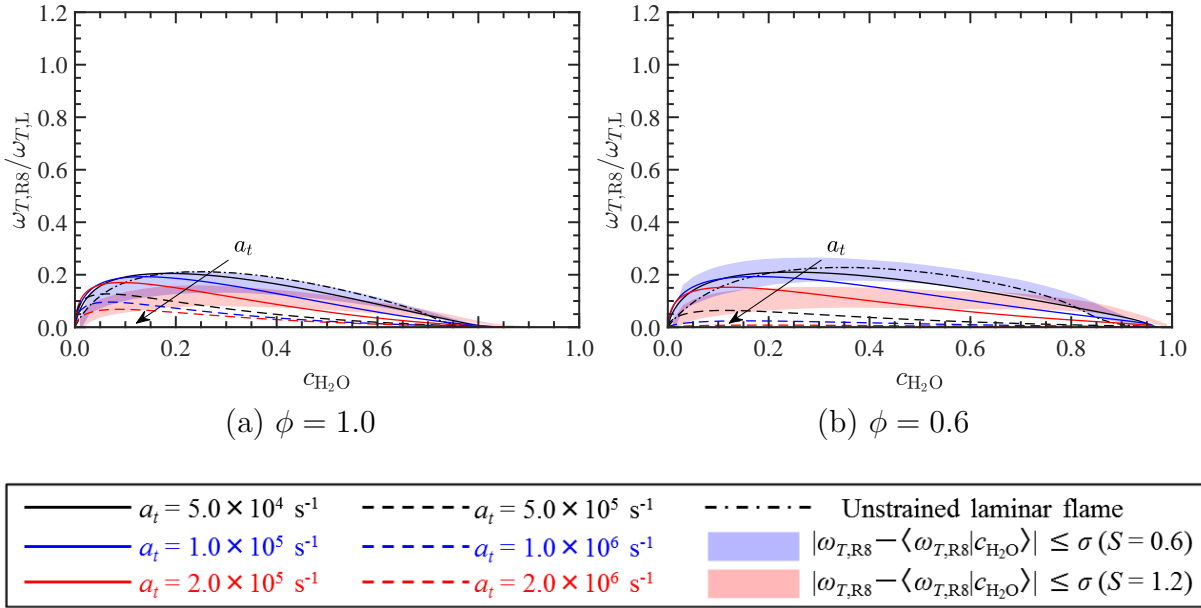


図 6.21: 様々なひずみ速度に対する層流火炎の $\omega_{T,R8}$ の分布と，旋回乱流予混合火炎の平均的な $\omega_{T,R8}$ の分布

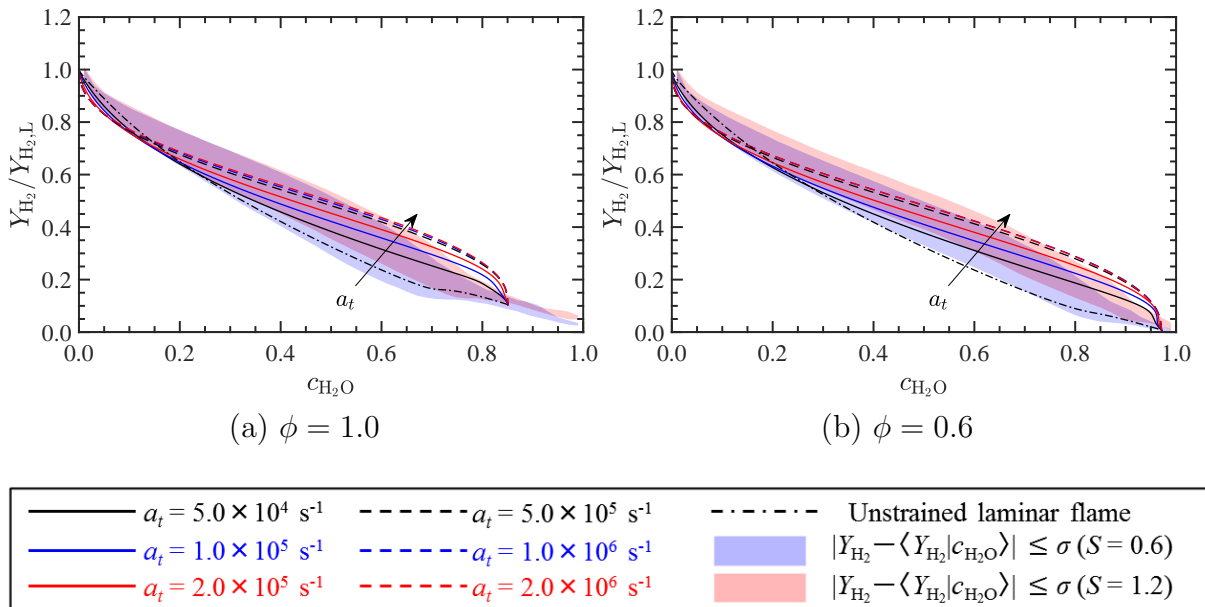


図 6.22: 様々なひずみ速度に対する層流火炎の Y_{H_2} の分布と，旋回乱流予混合火炎の平均的な Y_{H_2} の分布

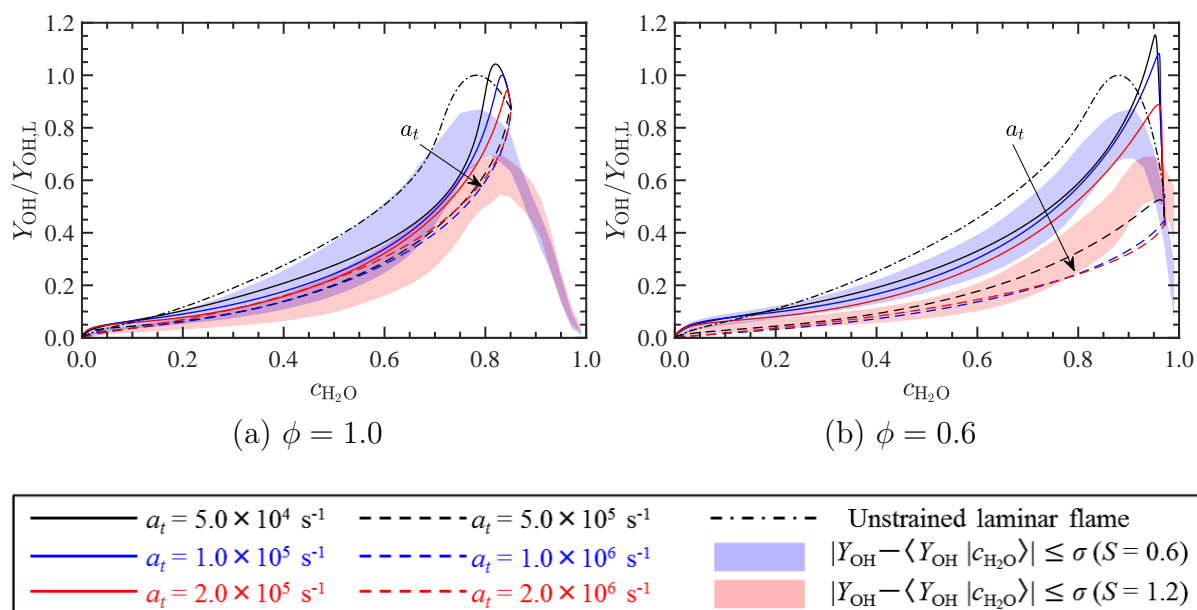


図 6.23: 様々なひずみ速度に対する層流火炎の Y_{OH} の分布と、旋回乱流予混合火炎の平均的な Y_{OH} の分布

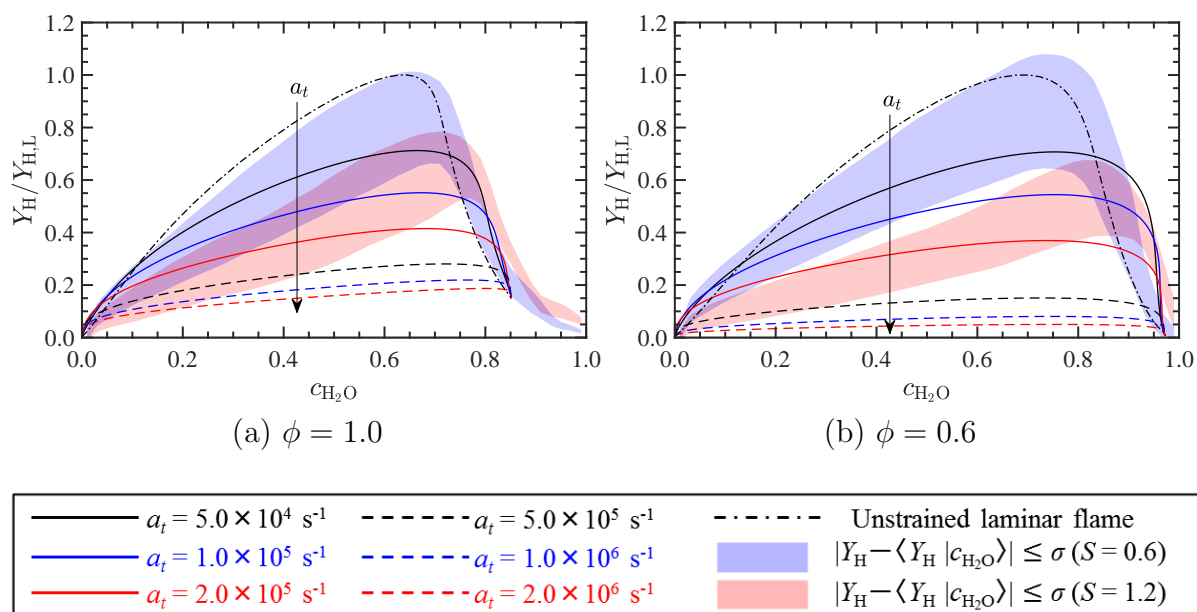


図 6.24: 様々なひずみ速度に対する層流火炎の Y_{H} の分布と、旋回乱流予混合火炎の平均的な Y_{H} の分布

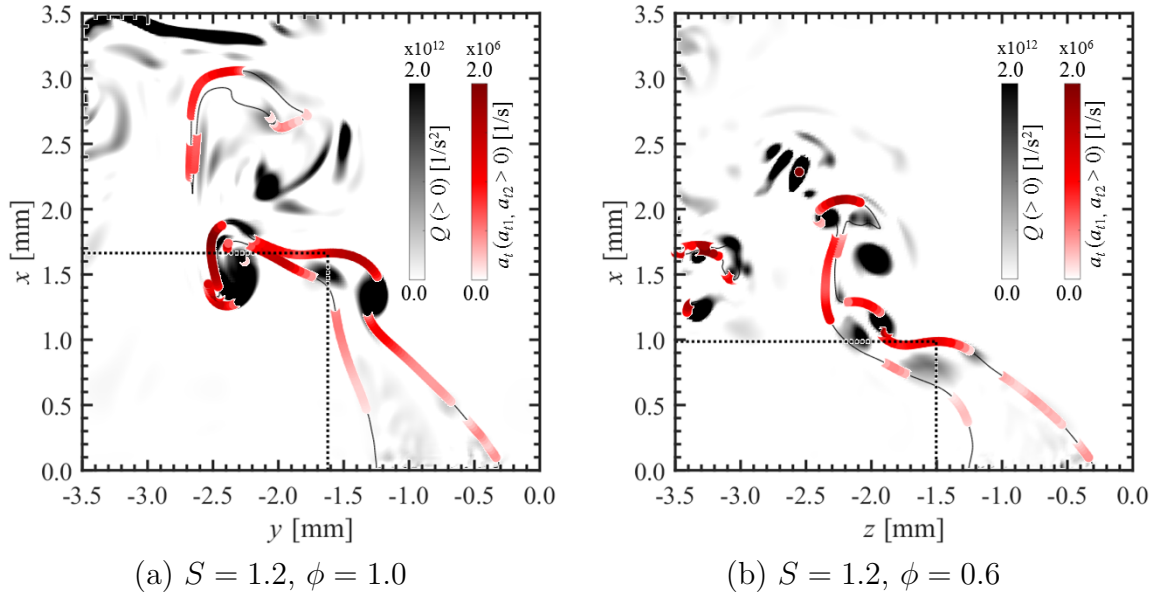


図 6.25: 燃焼器中央断面における, $c_{\text{H}_2\text{O}} = c^*$ の等値線と, a_t の等値線上における散布図及び Q のグレースケール ($\phi = 1.0$ に対しては $0.0 \leq x \leq 3.5$ mm, $-3.5 \leq y \leq 0.0$ mm, $z = 0.0$ mm, $\phi = 0.6$ に対しては $0.0 \leq x \leq 3.5$ mm, $y = 0.0$ mm - $3.5 \leq z \leq 0.0$ mm の領域を図示している.)

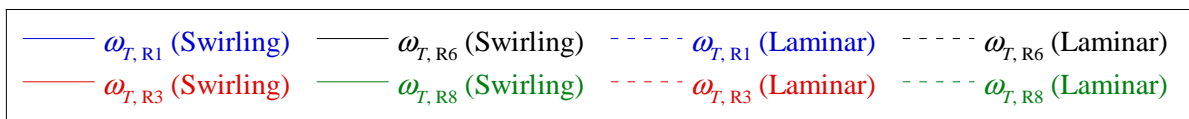
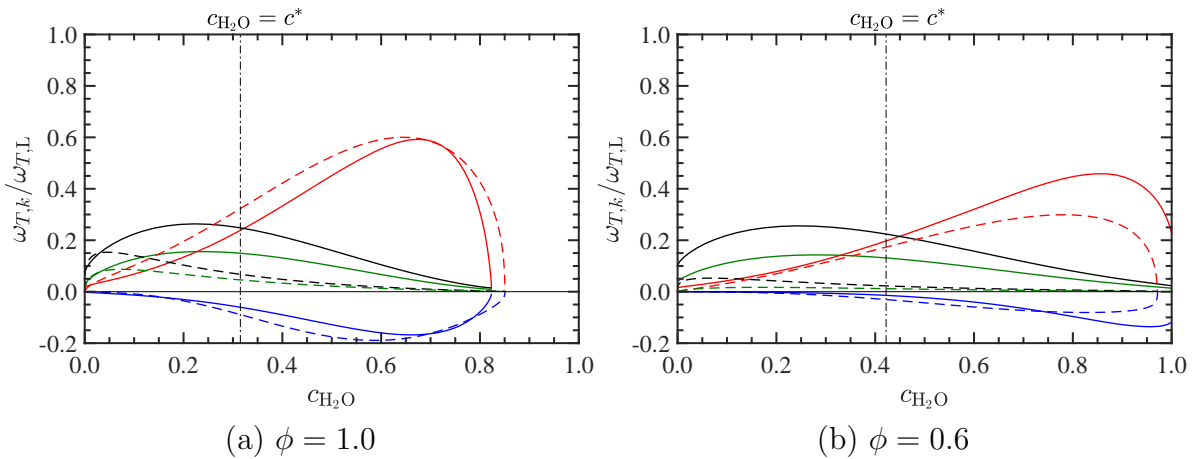


図 6.26: 火炎面法線方向における $\omega_{T,R1}$, $\omega_{T,R3}$, $\omega_{T,R6}$, $\omega_{T,R8}$ の分布

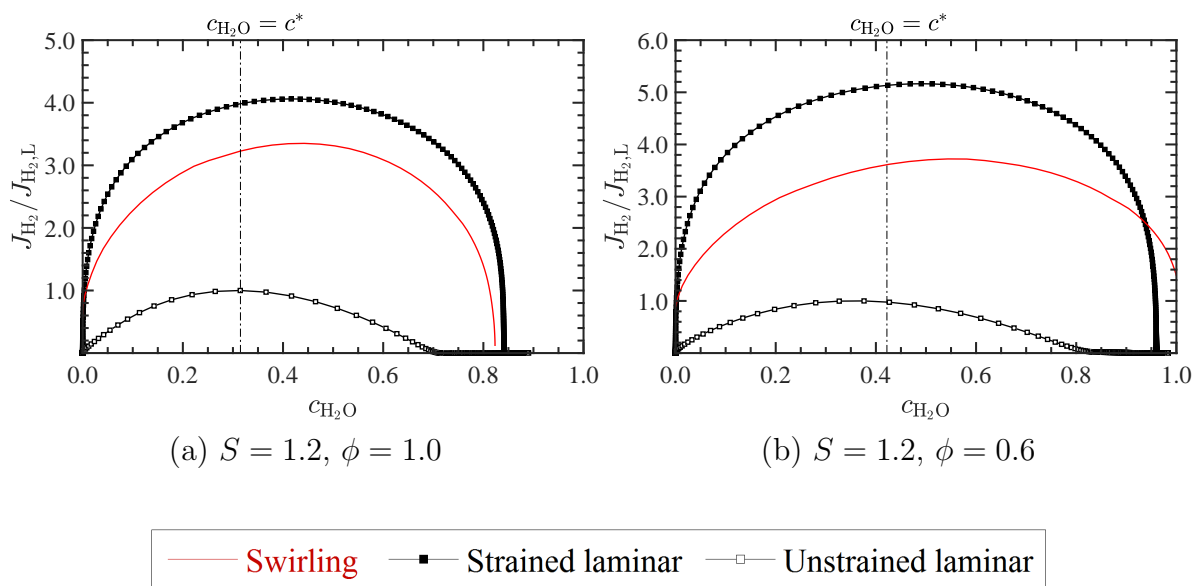


図 6.27: 火炎面法線方向における, H_2 の拡散流束分布

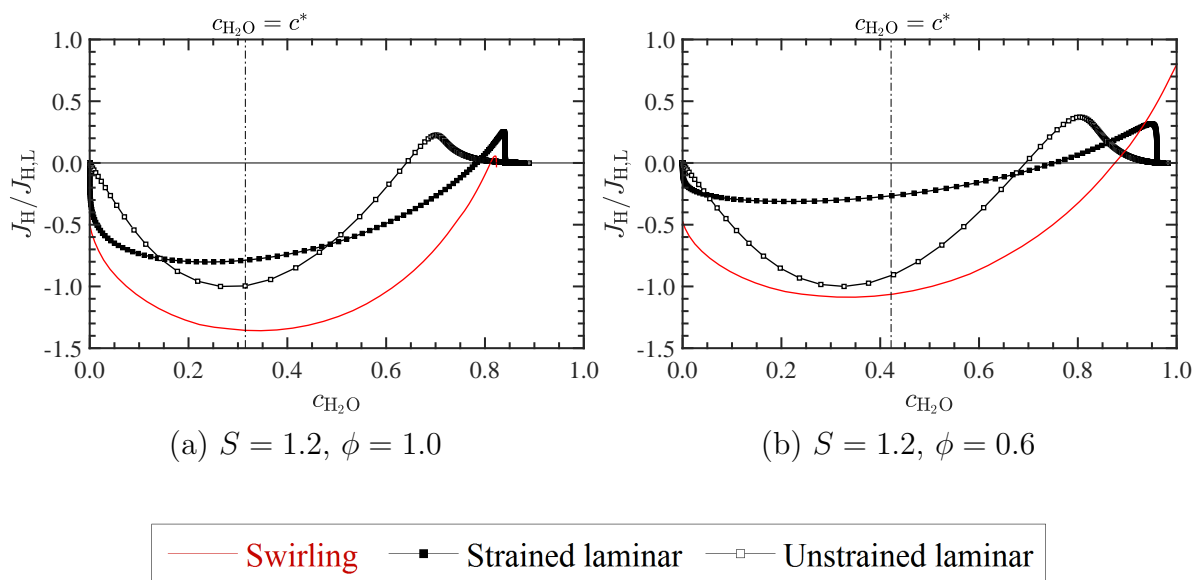


図 6.28: 火炎面法線方向における, H の拡散流束分布

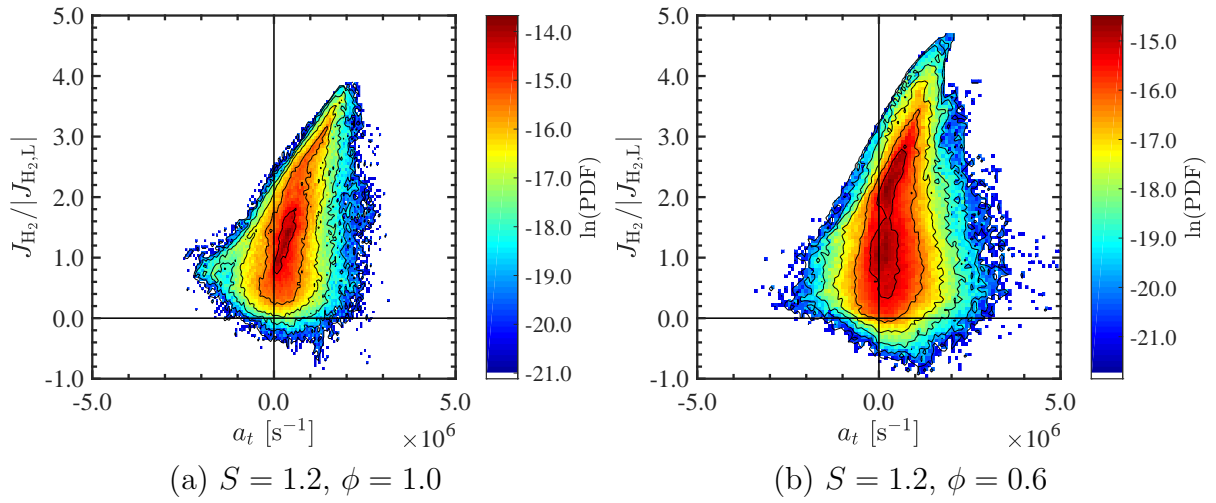


図 6.29: 火炎面における J_{H_2} と a_t の結合確率密度関数

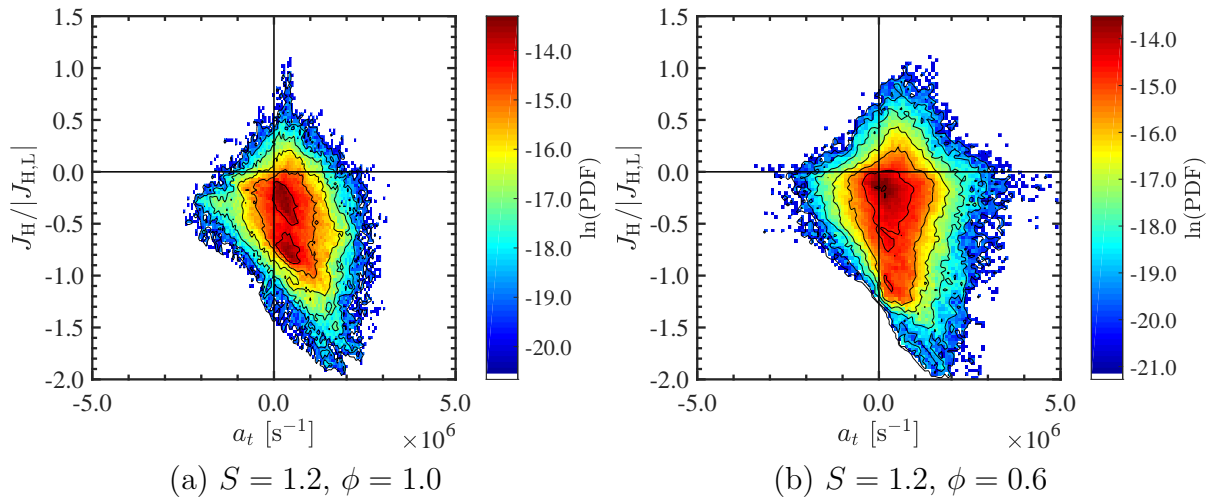


図 6.30: 火炎面における J_H と a_t の結合確率密度関数

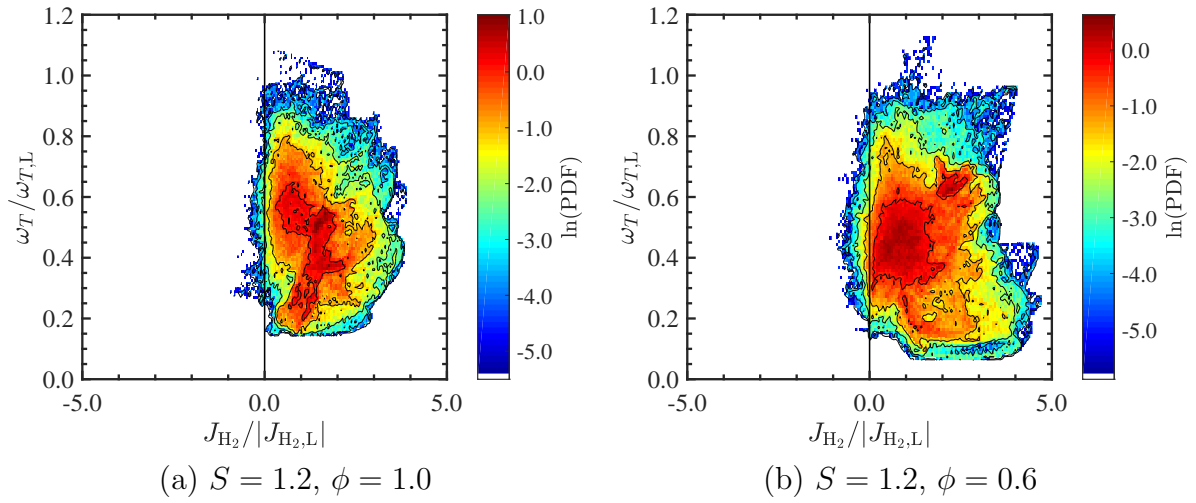


図 6.31: 火炎面における ω_T と J_{H_2} の結合確率密度関数

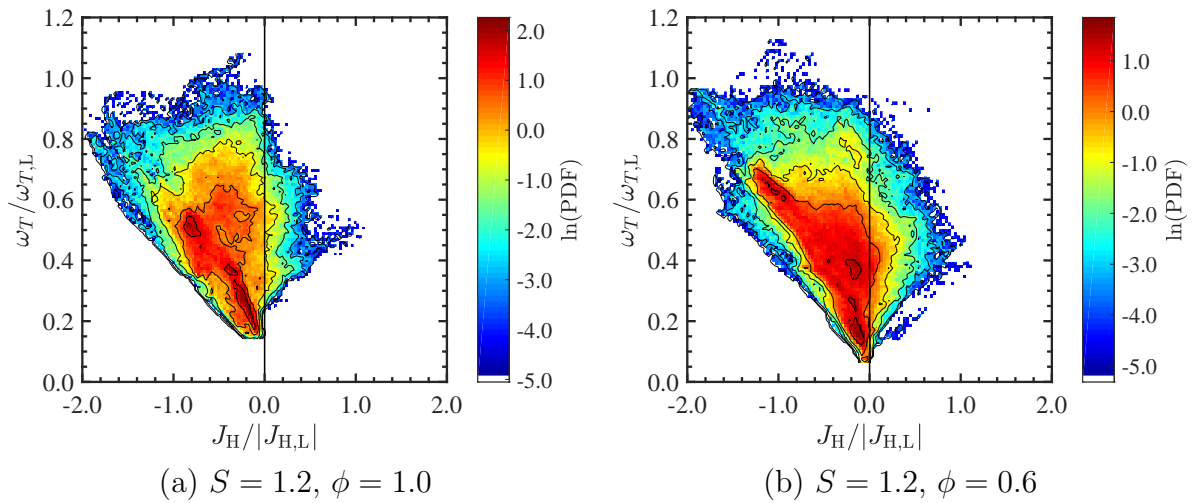


図 6.32: 火炎面における ω_T と J_H の結合確率密度関数

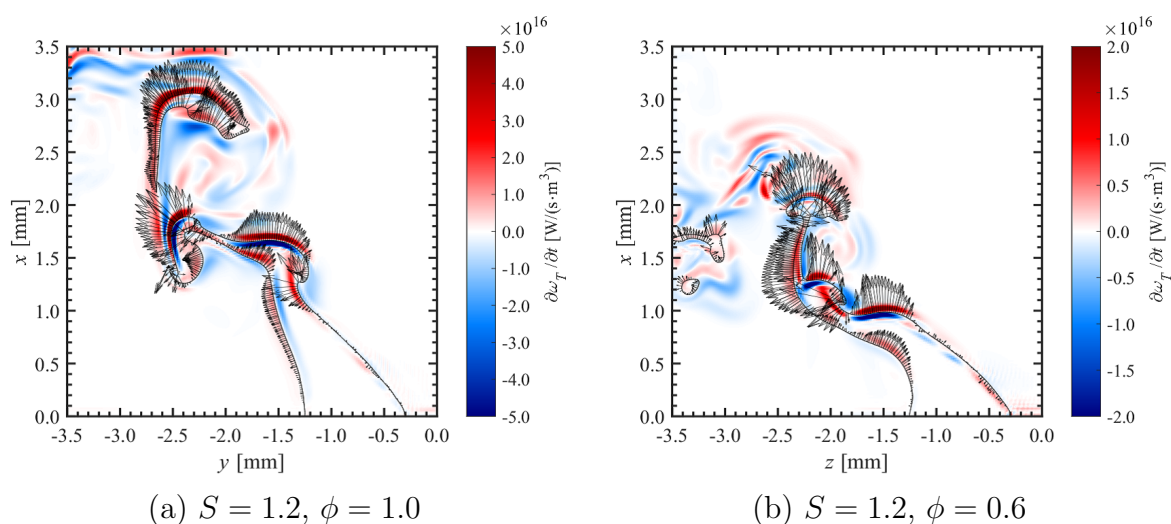


図 6.33: $c_{\text{H}_2\text{O}} = c^*$ の等値線と $\partial\omega_T/\partial t$ の分布及び火炎面の移動速度ベクトル V_f

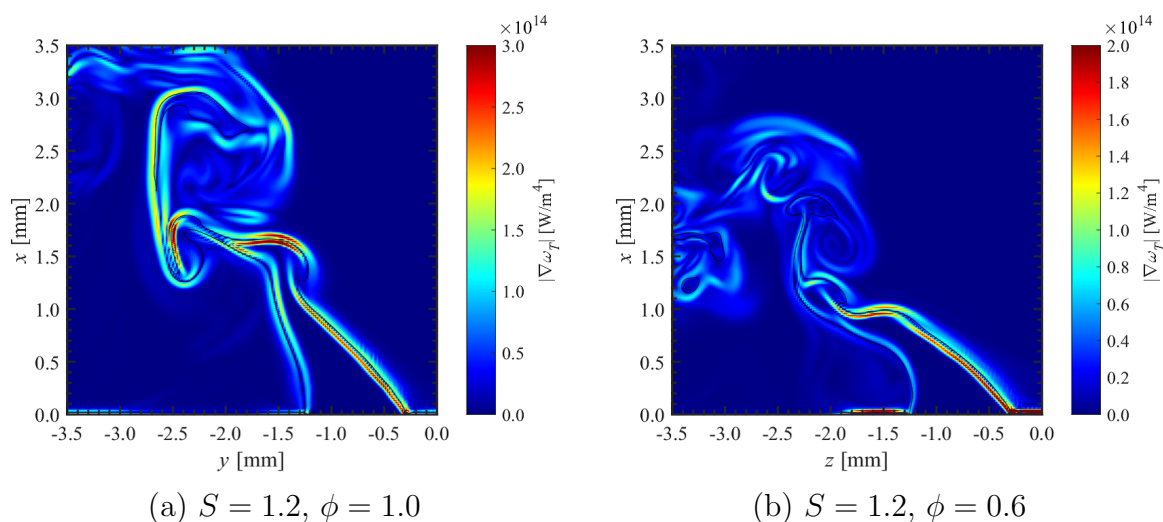


図 6.34: $c_{\text{H}_2\text{O}} = c^*$ の等値線と $|\nabla\omega_T|$ の分布

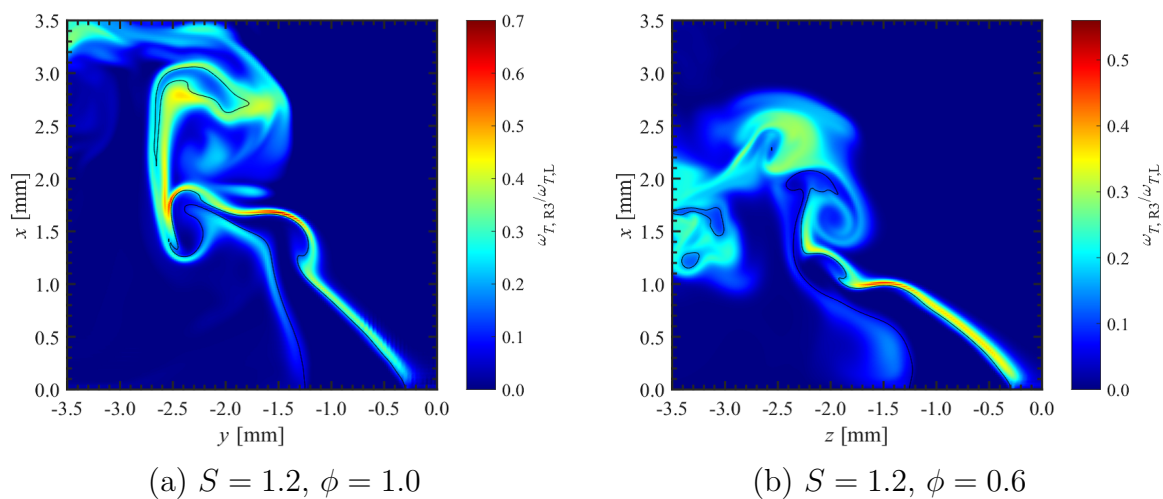


図 6.35: $c_{\text{H}_2\text{O}} = c^*$ の等値線と $\omega_{T,R3}$ の分布

第 7 章

結論

本論文では、予混合ガスタービン燃焼器内に代表される旋回乱流燃焼場の熱音響振動特性及び、旋回乱流火炎構造を明らかにするため、矩形燃焼器内形成される水素・空気旋回乱流予混合火炎の直接数値計算を実施した。各章で得られた結果を総括すると、以下の通りとなる。

第2章では、二つのスワール数 ($S = 0.6, 1.2$) 及び二つの当量比 ($\phi = 1.0, 0.6$) の条件に対して、水素・空気旋回乱流予混合火炎の DNS を実施し、旋回乱流燃焼場の流動・燃焼特性と燃焼形態について検討することで、以下の結論を得た。

1. $S = 0.6$ では、流入口の近傍に小規模な内側再循環領域が形成され、出口境界付近により大きな外側再循環領域が形成される。
2. $S = 1.2$ では、大規模な内側再循環領域による既燃ガスの輸送によって、内側せん断層に沿う火炎面は高温の既燃ガスと接触する。
3. スワール数の高い条件における熱発生率の値は、スワール数の低い条件に比べて低下する傾向にある。
4. スワール数及び当量比の違いは、水素・空気火炎の燃焼反応において重要な役割を果たす H_2 , H , OH の質量分率分布を大きく変化させる。
5. 本研究で対象とする旋回乱流予混合火炎の局所乱流燃焼条件は、部分的に thin reaction zones に分類される。

第3章では、旋回乱流予混合火炎における圧力変動と熱発生率変動、ならびに大規模渦運動の動的特性について、フーリエ解析及び DMD 解析による検討を行うことで以下の結論を得た。

1. $S = 0.6$ では無次元周波数が 7.2, $S = 1.2$ では無次元周波数が 10 における固有モードの振動と、熱発生率変動、大規模渦運動がいずれも支配的となる。
2. 燃焼器内の固有モードと同じ周波数を示す大規模渦運動が観察される一方で、 $S = 0.6$ のらせん渦の運動は固有モードの振動に起因せず、当量比に関係なく同じ周波数の運動を示す。
3. 異なる当量比の条件の下で同一の無次元周波数を示す支配的な DMD モードは、同一の固有モードの励起に起因するため、類似した空間構造を有する。

第4章では、旋回乱流予混合火炎のDNS結果から音響エネルギー生成項 R を算出し、その空間構造について検討した。また、圧力変動と熱発生率変動のDMD解析結果から各振動モード間の位相差を検討し、 \bar{R} に対する各モードの寄与について評価した。以上の解析から、本章では以下の結論を得た。

1. $S = 0.6$ では、燃焼器中心軸周囲において平均的に音響エネルギー供給が行われる。
2. $S = 1.2$ では、火炎面の周期的変動と圧力振動モードの存在によって、内側及び外側せん断層に沿って \bar{R} が正負交互の規則的な分布を示すが、その下流域では音響エネルギーの平均的な減少が生じる。
3. $S = 0.6$, $f_j^* \approx 7.4$ における \bar{R}_j は、内側せん断層内の大規模渦の巻き込みが生じている領域において大きな負の値を示すが、さらに下流域では正の値を伴う分布が広く存在する。
4. $S = 1.2$ では、 $f_j^* \approx 10$ 及び 16 における \bar{R}_j の体積積分値が正となり、圧力変動と熱発生率変動の支配的な振動モードの間でカップリングが生じている。

第5章では、旋回乱流予混合火炎のDNS結果に基づき、音響エネルギー収支、Chuの変動エネルギー収支、厳密な変動エネルギー収支の検討を行った。また、厳密な変動エネルギー生成項の空間構造と動的特性について検討し、支配的な生成項の簡略化と安定性条件の構築を行った。以上により、本章では以下の結論を得た。

1. 厳密な変動エネルギーの時間変化率が示す周波数特性は、圧力場・熱発生率場において観察された支配的なDMDモードの周波数特性に対応する。
2. 変動エネルギーの生成と散逸に対して最大の寄与を示すのは、エントロピー変動に起因する生成項 D_s と熱拡散・熱発生・粘性散逸に起因する項 D_Q である。
3. エントロピー変動に起因する生成項 D_s と化学種組成変動に起因する生成項 D_{Y_k} は、変動エネルギーの周期的生成に寄与する。
4. 支配的な変動エネルギー - 生成項である D_s と D_Q は、特に乱流の影響が強い燃焼場において、式 (5.44) 及び式 (5.45) のように簡略化可能である。
5. 化学種組成変動に由来する項以外の生成項と温度勾配変動による散逸項のみによって構築された安定性条件は、旋回乱流燃焼場における変動エネルギーの時間発展を良く特徴づける。

第6章では、旋回乱流予混合火炎の発熱特性について、総熱発生率と局所熱発生率の観点から検討した。熱発生率に対する各素反応の寄与と、ひずみ速度の影響、また物質拡散の影響を明らかにするため、ひずみ速度と物質拡散に対する火炎構造と各素反応の応答を検討した。さらに、局所的な発熱特性の変化が燃焼騒音の音源項に与える影響について検討した。以上により本章では次の結論を得た。

1. $S = 1.2$ における熱発生率の条件付き平均値のピークは両当量比で $S = 0.6$ よりも小さいが、領域全体の総熱発生率は $S = 1.2$ の方が高い傾向にある。
2. 熱発生率の条件付き平均値の低下は、発熱反応 (R3), (R6), (R8) の寄与の低下と、 $\omega_{T,R3}$ のピーク位置が既燃側へと移動することに起因する。
3. 総熱発生率に対し大きな寄与を示すのは (R6), (R8), (R13) による発熱である。これらの素反応の進行は、既燃側に残存する H 原子に起因している。
4. $S = 1.2$ の火炎面上で S-S 領域に分類される点の内、 $a_t \approx 10^6 \text{ s}^{-1}$ 以上の強いひずみ速度を受けるものは相対的に高い熱発生率を示す。
5. $\omega_{T,R3}$ のピーク位置の既燃側への移動は、層流火炎においてもひずみ速度に対する応答として観察される。
6. 強いひずみ速度に対する、H 原子の拡散流束の応答は、素反応 (R6) 及び (R8) の進行を促進し、熱発生率の上昇をもたらす。
7. 渦周囲においては、高いひずみ速度に対する素反応 (R3) の応答により、既燃側における熱発生率勾配が上昇し、音源項である $\partial\omega_T/\partial t$ の絶対値が増大する。

参考文献

- [1] U.S. Energy Information Administration. *International Energy Outlook 2017*. 2017.
- [2] Y. Basmil, Y. Minamoto, K. Aoki, M. Shimura, Y. Nada, and M. Tanahashi. Flame-wall interactions of lean premixed flames under elevated, rising pressure conditions. *Fuel*, Vol. 189, pp. 8–14, 2017.
- [3] M. Yao, Z. Zhen, and H. Liu. Progress and recent trends in homogeneous charge compression ignition (HCCI) engines. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 35, No. 5, pp. 398–437, 2017.
- [4] M.B. Luong, G.H. Yu, T. Lu, S.H. Chung, and C.S. Yoo. Direct numerical simulations of ignition of a lean n-heptane/air mixture with temperature and composition inhomogeneities relevant to HCCI and SCCI combustion. *Combust. Flame*, Vol. 162, No. 12, pp. 4566 – 4585, 2015.
- [5] S.O. Kim, M.B. Luong, J.H. Chen, and C.S. Yoo. A DNS study of the ignition of lean PRF/air mixtures with temperature inhomogeneities under high pressure and intermediate temperature. *Combust. Flame*, Vol. 162, No. 3, pp. 717 – 726, 2015.
- [6] 田中優佑, 野勢正和, 中尾光弘, 斉藤佳司郎, 伊藤栄作, 塚越敬三. 1700 級ガスタービンにおける排ガス再循環低 NO_x 燃焼システムの開発. *三菱重工技報*, Vol. 50, No. 1, pp. 2–7, 2013.
- [7] D.W. Davis, P.L. Therkelsen, D. Littlejohn, and R.K. Cheng. Effects of hydrogen on the thermo-acoustics coupling mechanisms of low-swirl injector flames in a model gas turbine combustor. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 34, pp. 3135–3143, 2013.
- [8] A. Cappelletti and F. Martelli. Investigation of a pure hydrogen fueled gas turbine burner. *Int. J. Hydrogen Energ.*, Vol. 42, No. 15, pp. 10513–10523, 2017.
- [9] M. Shimura, M. Tanahashi, G.M. Choi, and T. Miyauchi. Large-scale vortical motion and pressure fluctuation in noise-controlled, swirl-stabilized combustor. *J. Therm. Sci. Tech.*, Vol. 4, pp. 494–506, 2009.
- [10] A. Johchi, Y. Naka, M. Shimura, M. Tanahashi, and T. Miyauchi. Investigation on rapid consumption of fine scale unburned mixture islands in turbulent flame via

- 10kHz simultaneous CH–OH PLIF and SPIV. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 35, No. 3, pp. 3663 – 3671, 2015.
- [11] B. Zhou, C. Brackmann, Q. Li, Z. Wang, P. Petersson, Z. Li, M. Aldén, and X. Bai. Distributed reactions in highly turbulent premixed methane/air flames: Part i. flame structure characterization. *Combust. Flame*, Vol. 162, No. 7, pp. 2937 – 2953, 2015.
- [12] B. Zhou, C. Brackmann, Z. Wang, Z. Li, M. Richter, M. Aldén, and X.S. Bai. Thin reaction zone and distributed reaction zone regimes in turbulent premixed methane/air flames: Scalar distributions and correlations. *Combust. Flame*, Vol. 175, pp. 220–236, 2017.
- [13] X. Gou, W. Sun, Z. Chen, and Y. Ju. A dynamic multi-timescale method for combustion modeling with detailed and reduced chemical kinetic mechanisms. *Combust. Flame*, Vol. 157, No. 6, pp. 1111–1121, 2010.
- [14] W. Sun, X. Gou, H.A. El-Asrag, Z. Chen, and Y. Ju. Multi-timescale and correlated dynamic adaptive chemistry modeling of ignition and flame propagation using a real jet fuel surrogate model. *Combust. Flame*, Vol. 162, No. 4, pp. 1530–1539, 2015.
- [15] W. Sun and Y. Ju. A multi-timescale and correlated dynamic adaptive chemistry and transport (CO-DACT) method for computationally efficient modeling of jet fuel combustion with detailed chemistry and transport. *Combust. Flame*, Vol. 184, pp. 297–311, 2017.
- [16] Y. Morii, H. Terashima, M. Koshi, T. Shimizu, and E. Shima. ERENA: A fast and robust Jacobian-free integration method for ordinary differential equations of chemical kinetics. *J. Comput. Phys.*, Vol. 322, pp. 547–558, 2016.
- [17] A.J. Aspden, M.S. Day, and J.B. Bell. Turbulence-chemistry interaction in lean premixed hydrogen combustion. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 35, No. 2, pp. 1321–1329, 2015.
- [18] A.J. Aspden. A numerical study of diffusive effects in turbulent lean premixed hydrogen flames. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 36, No. 2, pp. 1997–2004, 2017.
- [19] A. Bhagatwala, Z. Luo, H. Shen, J.A. Sutton, T. Lu, and J.H. Chen. Numerical and experimental investigation of turbulent DME jet flames. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 35, pp. 1157–1166, 2015.
- [20] S. Chaudhuri, H. Kolla, H.L. Dave, E.R. Hawkes, J.H. Chen, and C.K. Law. Flame thickness and conditional scalar dissipation rate in a premixed temporal turbulent reacting jet. *Combust. Flame*, Vol. 184, pp. 273–285, 2017.

- [21] E.R. Hawkes, R. Sankaran, J.C. Sutherland, and J.H. Chen. Scalar mixing in direct numerical simulations of temporally evolving plane jet flames with skeletal CO/H₂ kinetics. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 31, pp. 1633–1640, 2007.
- [22] Y. Minamoto, N. Fukushima, M. Tanahashi, T. Miyauchi, T.D. Dunstan, and N. Swaminathan. Effect of flow-geometry on turbulence-scalar interaction in premixed flames. *Phys. Fluids*, Vol. 23, No. 12, pp. 125107–1–125107–18, 2011.
- [23] B. Savard and G. Blanquart. Broken reaction zone and differential diffusion effects in high Karlovitz n-C₇H₁₆ premixed turbulent flames. *Combust. Flame*, Vol. 162, No. 5, pp. 2020–2033, 2015.
- [24] H. Carlsson, R. Yu, and X.S. Bai. Flame structure analysis for categorization of lean premixed CH₄/air and H₂/air flames at high Karlovitz numbers: Direct numerical simulation studies. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 35, No. 2, pp. 1425–1432, 2015.
- [25] J.W.S. Rayleigh. *The Theory of Sound*. Dover, 1878 reedited in 1945.
- [26] F. Nicoud and T. Poinso. Thermoacoustic instabilities: Should the Rayleigh criterion be extended to include entropy changes? *Combust. Flame*, Vol. 142, pp. 153–159, 2005.
- [27] N. Peters. *Turbulent Combustion*. Cambridge university press, 2000.
- [28] A.M. Steinberg, C.M. Arndt, and W. Meier. Parametric study of vortex structures and their dynamics in swirl-stabilized combustion. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 34, No. 2, pp. 3117–3125, 2013.
- [29] K.K. Chen, J.H. Tu, and C.W. Rowley. Variants of dynamic mode decomposition: boundary condition, Koopman, and Fourier analyses. *J. Nonlinear Sci.*, Vol. 22, pp. 887–915, 2012.
- [30] Y. Shim, S. Tanaka, M. Tanahashi, and T. Miyauchi. Local structure and fractal characteristics of H₂-air turbulent premixed flame. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 33, pp. 1455–1462, 2011.
- [31] M. Tanahashi, M. Fujimura, and T. Miyauchi. Coherent fine scale eddies in turbulent premixed flames. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 28, No. 1, pp. 529–535, 2000.
- [32] A.J. Aspden, M.S. Day, and J.B. Bell. Lewis number effects in distributed flames. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 33, No. 1, pp. 1473–1480, 2011.
- [33] M. Shimura, K. Yamawaki, N. Fukushima, Y. Shim, Y. Nada, M. Tanahashi, and T. Miyauchi. Flame and eddy structures in hydrogen-air turbulent jet premixed flame. *J. Turbul.*, Vol. 13, No. 42, pp. 1–17, 2012.

- [34] S. Tanaka, M. Shimura, N. Fukushima, M. Tanahashi, and T. Miyauchi. DNS of turbulent swirling premixed flame in a micro gas turbine combustor. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 33, No. 2, pp. 3293–3300, 2011.
- [35] H. Wang, K. Luo, S. Lu, and J. Fan. Direct numerical simulation and analysis of a hydrogen/air swirling premixed flame in a micro combustor. *Int. J. Hydrogen Energ.*, Vol. 36, No. 21, pp. 13838–13849, 2011.
- [36] H. Wang, K. Luo, K. Qiu, S. Lu, and J. Fan. A DNS study of hydrogen/air swirling premixed flames with different equivalence ratios. *Int. J. Hydrogen Energ.*, Vol. 37, No. 6, pp. 5246–5256, 2012.
- [37] 店橋護. DNSによる反応性乱流の基礎的研究. 東京工業大学, 1996.
- [38] R.J. Kee, F.M. Rupley, and J.A. Miller. *Chemkin-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics*. Sandia Report No. SAND89-8009B. Sandia National Laboratories, 1989.
- [39] R.J. Kee, G. Dixon-Lewis, J. Warnatz, M.E. Coltrin, and J.A. Miller. *A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase, Multicomponent Transport Properties*. Sandia Report No. SAND86-8246. Sandia National Laboratories, 1986.
- [40] S.K. Lele. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *J. Comput. Phys.*, Vol. 103, pp. 16–42, 1992.
- [41] K.W. Thompson. Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems. *J. Comput. Phys.*, Vol. 68, pp. 1–24, 1987.
- [42] T.J. Poinso and S.K. Lele. Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *J. Comput. Phys.*, Vol. 101, pp. 104–129, 1992.
- [43] M. Baum, T. Poinso, and D. Thévenin. Accurate boundary conditions for multi-component reactive flows. *J. Comput. Phys.*, Vol. 116, pp. 247–261, 1995.
- [44] J.H. Williamson. Low-storage Runge-Kutta schemes. *J. Comput. Phys.*, Vol. 35, pp. 48–56, 1980.
- [45] N.B. Peter, D.B. George, and C.H. Alan. VODE: A variable-coefficient ODE solver. *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, Vol. 10, pp. 1038–1051, 1989.
- [46] Y. Wang, M. Tanahashi, and T. Miyauchi. Coherent fine scale eddies in turbulence transition of spatially-developing mixing layer. *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 28, pp. 1280–1290, 2007.

- [47] J.A. Miller and C.T. Bowman. Mechanism and modeling of nitrogen chemistry in combustion. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 15, pp. 287–338, 1989.
- [48] M.D. Smooke and V. Giovangigli. *Reduced Kinetic Mechanisms and Asymptotic Approximations for Methane–Air Flames*, pp. 1–28. Springer-Verlag, 1991.
- [49] H. Kolla, E.R. Hawkes, A.R. Kerstein, N. Swaminathan, and J.H. Chen. On velocity and reactive scalar spectra in turbulent premixed flames. *J. Fluid Mech.*, Vol. 754, pp. 456–487, 2014.
- [50] Y. Minamoto and J.H. Chen. DNS of a turbulent lifted DME jet flame. *Combust. Flame*, Vol. 169, pp. 38 – 50, 2016.
- [51] J.C. Broda, S. Seo, R.J. Santoro, G. Shirhattikar, and V. Yang. An experimental study of combustion dynamics of a premixed swirl injector. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 27, No. 2, pp. 1849–1856, 1998.
- [52] S. Candel. Combustion dynamics and control: Progress and challenges. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 29, No. 1, pp. 1–28, 2002.
- [53] Y. Huang and V. Yang. Effect of swirl on combustion dynamics in a lean-premixed swirl-stabilized combustor. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 30, No. 2, pp. 1775–1782, 2005.
- [54] S. Barbosa, M.C. de La Garcia, S. Ducruix, B. Labegorre, and F. Lacas. Control of combustion instabilities by local injection of hydrogen. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 31, No. 2, pp. 3207–3214, 2007.
- [55] A. Renaud, S. Ducruix, and L. Zimmer. Bistable behaviour and thermo-acoustic instability triggering in a gas turbine model combustor. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 36, No. 3, pp. 3899–3906, 2017.
- [56] Y. Huang, S. Wang, and V. Yang. Systematic analysis of lean-premixed swirl-stabilized combustion. *AIAA Journal*, Vol. 44, No. 4, pp. 724–740, 2006.
- [57] Y. Huang and V. Yang. Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 35, No. 4, pp. 293–364, 2009.
- [58] A. Urbano, Q. Douasbin, L. Selle, G. Staffelbach, B. Cuenot, T. Schmitt, S. Ducruix, and S. Candel. Study of flame response to transverse acoustic modes from the LES of a 42-injector rocket engine. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 36, No. 2, pp. 2633–2639, 2017.
- [59] J. O’Connor, V. Acharya, and T. Lieuwen. Transverse combustion instabilities: Acoustic, fluid mechanic, and flame processes. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 49, pp. 1–39, 2015.

- [60] T. Poinso. Prediction and control of combustion instabilities in real engines. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 36, No. 1, pp. 1–28, 2017.
- [61] A.M. Steinberg, I. Boxx, M. Stöhr, W. Meier, and C.D. Carter. Effects of flow structure dynamics on thermoacoustic instabilities in swirl-stabilized combustion. *AIAA Journal*, Vol. 50, No. 4, pp. 952–967, 2012.
- [62] V. Caux-Brisebois, A.M. Steinberg, C.M. Arndt, and W. Meier. Thermo-acoustic velocity coupling in a swirl stabilized gas turbine model combustor. *Combust. Flame*, Vol. 161, pp. 3166–3180, 2014.
- [63] N. Syred. A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 32, No. 2, pp. 93–161, 2006.
- [64] S. Wang, V. Yang, G. Hsiao, S. Hsieh, and H.C. Mongia. Large-eddy simulations of gas-turbine swirl injector flow dynamics. *J. Fluid Mech.*, Vol. 583, pp. 99–122, 2007.
- [65] P. Iudiciani and C. Duwig. Large eddy simulation of the sensitivity of vortex breakdown and flame stabilisation to axial forcing. *Flow Turbul. Combust.*, Vol. 86, No. 3-4, pp. 639–666, 2011.
- [66] E. Motheau, F. Nicoud, and T. Poinso. Mixed acoustic-entropy combustion instabilities in gas turbines. *J. Fluid Mech.*, Vol. 749, pp. 542–576, 2014.
- [67] A. Renaud, S. Ducruix, P. Scoufflaire, and L. Zimmer. Flame shape transition in a swirl stabilised liquid fueled burner. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 35, No. 3, pp. 3365–3372, 2015.
- [68] R. Sampath and S.R. Chakravarthy. Investigation of intermittent oscillations in a premixed dump combustor using time-resolved particle image velocimetry. *Combust. Flame*, Vol. 172, pp. 309–325, 2016.
- [69] P.J. Schmid. Application of the dynamic mode decomposition to experimental data. *Exp. Fluids*, Vol. 50, pp. 1123–1130, 2011.
- [70] D.M. Kang, F.E.C. Culick, and A. Ratner. Combustion dynamics of a low-swirl combustor. *Combust. Flame*, Vol. 151, pp. 412–425, 2007.
- [71] D. Durox, T. Schuller, N. Noiray, S. Birboud, and S. Candel. Rayleigh criterion and acoustic energy balance in unconfined self-sustained oscillating flame. *Combust. Flame*, Vol. 156, pp. 106–119, 2009.

- [72] S. Hong, S.J. Shanbhogue, R.L. Speth, and A.F. Ghoniem. On the phase between pressure and heat release fluctuations for propane/hydrogen flames and its role in mode transitions. *Combust. Flame*, Vol. 160, No. 12, pp. 2827–2842, 2013.
- [73] B.T. Chu. On the energy transfer to small disturbances in fluid flow (part I). *Acta Mech.*, pp. 215–234, 1965.
- [74] C. Martin, L. Benoit, Y. Sommerer, F. Nicoud, and T. Poinso. Large-eddy simulation and acoustic analysis of a swirled staged turbulent combustor. *AIAA Journal*, Vol. 44, No. 4, pp. 741–750, 2006.
- [75] A. Giauque, F. Nicoud, and M. Brear. Numerical assessment of stability criteria from disturbance energies in gaseous combustion. *Proc. 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference)*, May 2007.
- [76] R.H. Cantrell and R.W. Hart. Interaction between sound and flow in acoustic cavities: mass, momentum, and energy considerations. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 36, No. 4, pp. 697–706, 1964.
- [77] C.L. Morfey. Acoustic energy in non-uniform flows. *J. Sound Vib.*, Vol. 14, pp. 159–170, 1971.
- [78] M.K. Myers. An exact energy corollary for homentropic flow. *J. Sound Vib.*, Vol. 109, pp. 277–284, 1986.
- [79] M.K. Myers. Transport of energy by disturbances in arbitrary steady flows. *J. Fluid Mech.*, Vol. 226, pp. 383–400, 1991.
- [80] A. Giauque, T. Poinso, M. Brear, and F. Nicoud. Budget of disturbance energy in gaseous reacting flows. *Proc. Summer Program*, pp. 285–297, 2006.
- [81] M.J. Brear, F. Nicoud, M. Talei, A. Giauque, and E.R. Hawkes. Disturbance energy transport and sound production in gaseous combustion. *J. Fluid. Mech.*, Vol. 717, pp. 53–73, 2012.
- [82] K.J. George and R.I. Sujith. Disturbance energy norms: A critical analysis. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 331, No. 7, pp. 1552–1566, 2012.
- [83] D. Crighton, A. Dowling, J. Williams, M. Heckl, and F. Leppington. *Modern Methods in Analytical Acoustics: Lecture Notes*. Springer, 1992.
- [84] N. Karimi, M.J. Brear, and W.H. Moase. Acoustic and disturbance energy analysis of a flow with heat communication. *J. Fluid Mech.*, Vol. 597, pp. 67–89, 2008.

- [85] M. Tanahashi, Y. Nada, Y. Ito, and T. Miyauchi. Local flame structure in the well-stirred reactor regime. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 29, No. 2, pp. 2041–2049, 2002.
- [86] B. Yenerdag, N. Fukushima, M. Shimura, M. Tanahashi, and T. Miyauchi. Turbulence–flame interaction and fractal characteristics of H₂–air premixed flame under pressure rising condition. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 35, No. 2, pp. 1277 – 1285, 2015.
- [87] E.R. Hawkes, O. Chatakonda, H. Kolla, A.R. Kerstein, and J.H. Chen. A petascale direct numerical simulation study of the modelling of flame wrinkling for large-eddy simulations in intense turbulence. *Combust. Flame*, Vol. 159, No. 8, pp. 2690 – 2703, 2012.
- [88] H. Wang, E.R. Hawkes, and J.H. Chen. A direct numerical simulation study of flame structure and stabilization of an experimental high Ka CH₄/air premixed jet flame. *Combust. Flame*, Vol. 180, pp. 110 – 123, 2017.
- [89] T.D. Dunstan, N. Swaminathan, K.N.C. Bray, and R.S. Cant. Geometrical properties and turbulent flame speed measurements in stationary premixed V-flames using direct numerical simulation. *Flow, Turbul. Combust.*, Vol. 87, No. 2, pp. 237–259, 2011.
- [90] M.J. Lighthill. On sound generated aerodynamically. I. General theory. *Proc. R. Soc. Lond.*, Vol. A 211, pp. 564–587, 1952.
- [91] M.J. Lighthill. On sound generated aerodynamically. II. Turbulence as a source of sound. *Proc. R. Soc. Lond.*, Vol. A 222, pp. 1–32, 1954.
- [92] R. Rajaram and T. Lieuwen. Acoustic radiation from turbulent premixed flames. *J. Fluid Mech.*, Vol. 637, pp. 357–385, 2009.
- [93] A. Dawling and Y. Mahmoudi. Combustion noise. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 35, No. 1, pp. 65–100, 2015.
- [94] S. Candel and T. Poinso. Flame stretch and the balance equation for the flame Area. *Combust. Sci. Technol.*, Vol. 70, pp. 1–15, 1990.
- [95] D. Dasgupta, W. Sun, M. Day, and T. Lieuwen. Effect of turbulence-chemistry interactions on chemical pathways for turbulent hydrogen-air premixed flames. *Combust. Flame*, Vol. 176, pp. 191–201, 2017.
- [96] O. Gicquel, N. Darabiha, and D. Thévenin. Laminar premixed hydrogen/air counterflow flame simulations using flame prolongation of ILDM with differential diffusion. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 28, No. 2, pp. 1901–1908, 2000.

- [97] A.E. Lutz, R.J. Kee, J.F. Grcar, and F.M. Rupley. *OPPDIF: A Fortran Program for Computing Opposed-Flow Diffusion Flames*. Sandia Report No. SAND96-8243. Sandia National Laboratories, 1997.
- [98] M. Baum, T. Poinsot, D. Haworth, and N. Darabiha. Direct numerical simulation of $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$ flames with complex chemistry in two-dimensional turbulent flows. *J. Fluid Mech.*, Vol. 281, pp. 1–32, 1994.
- [99] E.R. Hawkes and J.H. Chen. Comparison of direct numerical simulation of lean premixed methane-air flames with strained laminar flame calculations. *Combust. Flame*, Vol. 144, No. 1-2, pp. 112–125, 2006.
- [100] O.M. Phillips. The entrainment interface. *J. Fluid Mech.*, Vol. 51, pp. 97–118, 1972.
- [101] R. Sankaran, E.R. Hawkes, J.H. Chen, T. Lu, and C.K. Law. Structure of a spatially developing turbulent lean methane-air Bunsen flame. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 31, No. 1, pp. 1291–1298, 2007.
- [102] N. Chakraborty and S. Cant. Unsteady effects of strain rate and curvature on turbulent premixed flames in an inflow-outflow configuration. *Combust. Flame*, Vol. 137, pp. 129–147, 2004.
- [103] J.B. Chen and H.G. Im. Stretch effects on the burning velocity of turbulent premixed hydrogen/air flames. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 28, No. 1, pp. 211–218, 2000.
- [104] C. Bailly, C. Bogey, and S. Candel. Modelling of sound generation by turbulent reacting flows. *Int. J. Aeroacoust.*, Vol. 9, No. 4, pp. 461–490, 2010.
- [105] N. Swaminathan, G. Xu, A.P. Dowling, and R. Balachandran. Heat release rate correlation and combustion noise in premixed flames. *J. Fluid Mech.*, Vol. 681, pp. 80–115, 2011.
- [106] N. Swaminathan, R. Balachandran, G. Xu, and A.P. Dowling. On the correlation of heat release rate in turbulent premixed flames. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 33, No. 1, pp. 1533 – 1541, 2011.
- [107] F. Flemming, A. Sadiki, and J. Janicka. Investigation of combustion noise using a LES/CAA hybrid approach. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 31, No. 2, pp. 3189–3196, 2007.
- [108] M. Ihme, H. Pitsch, and D. Bodony. Radiation of noise in turbulent non-premixed flames. *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 32, No. 1, pp. 1545–1553, 2009.
- [109] Y. Liu, A.P. Dowling, N. Swaminathan, and T.D. Dunstan. Spatial correlation of heat release rate and sound emission from turbulent premixed flames. *Combust. Flame*, Vol. 159, No. 7, pp. 2430–2440, 2012.

- [110] T. Poinso and D. Veynante. *Theoretical and Numerical Combustion*. Edwards, 2005.

謝辞

本論文を締めくくるに当たりまして、学部在学時より5年間にわたり、懇切丁寧なご指導とご助言を頂きました、店橋 護教授に心から感謝致します。

本研究に関しまして、研究方針から論文の添削まで幅広くご指導、ご助言を頂きました、志村 祐康准教授に感謝致します。

燃烧分野全般に関して有意義なご助言を頂きました、源 勇氣助教授に感謝いたします。

主に ACEEES 関連のことでご助言を頂きました、中 吉嗣専任講師に感謝いたします。

スワールの DNS に関して様々なご助言を頂きました、福島 直哉講師に感謝致します。

研究室の運営を陰ながら支えて頂きました、香川 渚秘書、篠原 亜希子秘書、川村 尚子秘書に感謝致します。

化学反応機構の簡略化、ならびに CO-DACT による高速化について学ぶ機会を頂きました、Princeton 大学の Yiguang Ju 教授、Weiqi Sun 氏に感謝いたします。

共に研究生生活を送り、研究以外にも様々なご助言を頂きました、Basmil Yenerdag 氏、城地 文音氏、平岡 克大氏、大倉 康裕氏、大沢 耕介氏、原田 雄司氏、JoonHwi Park 氏に感謝いたします。

既にご卒業された先輩方である、大林 努氏、小川 真一氏、徳丸 千彰氏、村山 大樹氏、伊藤 将吾氏、松井 孝太郎氏、宮田 英里子氏に感謝いたします。

共に研究生生活を送り苦楽を共にしました、栗原 大樹氏、笠井 美希氏、木下 祐輝氏、木原 瑞希氏、小松 謙治朗氏、齋藤 尚幸氏、吉田 真悟氏、伊藤 宗嵩氏、前田 つぐみ氏、藪田 晃司氏、山田 理恵氏、近藤 悠太氏、生川 功祐氏、Mohamed Shamma 氏、田中 翔汰氏、国府谷 弘基氏、諸貫 達哉氏、Jaewon Son 氏、Sujoy Chakraborty 氏、Siddhartha Kumar 氏、安藤 友香氏、伊藤 優子氏、平澤 弘毅氏、五十嵐 和幸氏、小長光 貴裕氏、普世 梓氏、松沢 純平氏に感謝いたします。

最後に、私を支えてくれた家族と友人に感謝致します。

