

令和二年度
長岡技術科学大学大学院 工学研究科
修士課程 修士論文

管路の共振周波数を可変とする大振幅音響計
測制御機構の開発と熱音響システムの安定性
解析への応用

Development of large-amplitude acoustic measurement control system
with variable resonance frequency of tube length and application to
stability analysis of thermoacoustic system

令和3年1月29日

所属	機械創造工学専攻
氏名	小林 諒也
学籍番号	15104190
指導教員	小林泰秀 准教授

Abstract

29th, January, 2021

Development of large-amplitude acoustic measurement control system with
variable resonance frequency of tube length and application to stability
analysis of thermoacoustic system

No.15104190

KOBAYASHI Ryoya

Department of Mechanical Engineering
Nagaoka University of Technology

Thermoacoustic systems utilizing the thermoacoustic phenomena are one of means for recovering waste heat from factories and automobiles. Thermoacoustic self-excited oscillation occurs in a tube when a sufficient temperature ratio between high temperature and low temperature is applied to both ends of a device called a stack having narrow flow channels. In a systems using this thermoacoustic self-excited oscillation, it is important for practical use of the thermoacoustic systems to estimate the pressure amplitude at the steady-state oscillation and to design a thermoacoustic systems that oscillates at a desired pressure amplitude.

It is difficult to estimate conditions such as the pressure amplitude and frequency during self-excited oscillation when regenerator and/or heat exchangers have complex structures that make theoretical treatment difficult. Therefore, experimental estimation is performed. The purpose of this paper is to develop a large-amplitude acoustic measurement control system that experimentally acquires the characteristics of a thermoacoustic core for estimate the pressure amplitude and oscillation frequency during thermoacoustic self-oscillation in a system of which thermoacoustic core has complex structures.

In order to experimentally estimate the pressure amplitude during self-excited oscillation of a thermoacoustic systems that oscillates with a large-amplitude, a frequency response measurement method by steady-state oscillation control using a large-scale loudspeaker is proposed. However, there is a problem that the frequency band of the sound source is narrow and the estimable target is limited. To solve this problem, in this research, we propose a frequency response measurement method that enables large-amplitude excitation with a small-scale loudspeaker by using the resonance characteristics of the measurement system and sweeps the oscillation frequency by changing the tube length. As a result of the experiment, it is shown that the pressure amplitude is maintained at the target value, the oscillation frequency is automatically determined by the tube length, and an amplitude-dependent a frequency response can be obtained. Furthermore, the validity of the proposed method is shown by quantitatively estimating the pressure amplitude and oscillation frequency during self-excited oscillation.

tion of the thermoacoustic engine based on Nyquist stability criterion.

In the proposed large-amplitude acoustic measurement control system, the measurement frequency range is determined according to the variable length of the tube length, so it is necessary to investigate the stability region of the control system due to a pre-determined delay time for phase adjustment. We perform an experiment in which the gain of the PI (proportional / integral) compensator is changed with the fixed measurement tube length. From the experimental results, the conditions for stabilizing the steady-state oscillation control system and the effect of amplitude dependence on the boundary of the stability region are shown. We also show that the control system may become unstable when the primary resonance frequency and the secondary resonance frequency are excited at the same time. On the other hand, by limiting the frequency band using a bandpass filter, it is shown that the excitation of the secondary resonance frequency component can be suppressed and steady oscillation can be performed at a single frequency near the primary resonance frequency. Since the secondary resonance frequency component can be selected with the bandpass filter, the possibility of frequency response measurement using higher-order frequencies with the same tube length is shown.

目次

第1章 緒言	10
第2章 熱音響システムについて	13
2.1 熱音響現象	13
2.2 熱音響自励発振条件の実験的な推定手法	14
2.3 熱音響エンジンの構成	14
第3章 実験装置	16
3.1 熱音響コアの構成	16
3.2 熱音響エンジンの構成	20
3.3 周波数応答計測系の構成	24
3.4 2センサ法による二方向の進行波圧力成分の算出	27
第4章 管路の共振周波数を利用する周波数応答計測系の構成	29
4.1 大規模音源による周波数応答計測手法とその問題点	29
4.2 測定管路の共振特性を利用した周波数応答計測系の構成	32
4.3 加振周波数を既知とした場合における定常発振制御系の構成	35
4.4 実験結果	37
4.4.1 コア部の周波数応答計測	37
4.4.2 管路部の周波数応答計測	40
第5章 管路の共振周波数を可変とする大振幅音響計測制御機構の構成	43
5.1 加振周波数を未知とした場合における定常発振制御系の構成	43
5.2 ナイキスト安定判別にに基づくむだ時間の妥当性検証	47
5.3 測定管路長を固定した場合の実験結果	50

5.3.1	実験装置および実験方法	50
5.3.2	時間応答結果	51
5.3.3	周波数応答結果	54
5.4	測定管路長を変化させた場合の実験的検証	55
5.4.1	実験装置および実験方法	55
5.4.2	時間応答結果	56
5.4.3	周波数応答結果	58
第 6 章	熱音響コア部の周波数応答に基づく自励発振時圧力振幅の推定	60
6.1	ナイキストの安定判別に基づく自励発振時圧力振幅の推定手法 [20]	60
6.2	自励発振時圧力振幅の推定	62
6.2.1	スプライン補間によるコア部の周波数応答	62
6.2.2	推定結果	64
第 7 章	定常発振制御系の安定条件の実験的検討	66
7.1	制御パラメータを共通として測定管路長を可変とした場合	66
7.2	測定管路長を固定として PI 補償器のゲイン (K_P , K_I) を変化させた場合	73
7.2.1	各圧力振幅における安定条件の調査	73
7.2.2	振幅依存性が K_P , K_I の安定領域の境界に与える効果	75
第 8 章	二次共振周波数の励起による発振周波数の変化とバンドパスフィルタの効果検証	78
8.1	FFT による時間応答の周波数分析	78
8.2	二次共振周波数の励起による発振周波数の変化	80
8.3	バンドパスフィルタによる高周波数成分除去と効果	85
8.3.1	高周波数成分除去の効果検証	85
8.3.2	バンドパスフィルタによるむだ時間と発振周波数の変化	88
第 9 章	結言	90
第 10 章	今後の課題	91

目 次

2.1	Thermoacoustic engine	15
2.2	Experimental apparatus	15
3.1	Thermoacoustic core	17
3.2	Stack	17
3.3	Thermo controller	18
3.4	Chiller	18
3.5	Thremo meter	19
3.6	Thermoacoustic engine	21
3.7	Time response of p_{c2} and p_{s2}	22
3.8	Method for starting oscillation of the thermoacoustic engine	23
3.9	Experimental configuration	25
3.10	Experimental apparatus	26
4.1	Large-scale loudspeaker	30
4.2	Pressure amplitude of tube using Large-scale loudspeaker[10]	31
4.3	Experimental apparatus	33
4.4	Small-scale loudspeaker	34
4.5	Block diagram of feedback system for this paper	36
4.6	Block diagram of feedback system for [20]	36
4.7	Gain at frequency response measurement of thermoacoustic core	38
4.8	Pressure amplitude at frequency response measurement of thermoacoustic core	38
4.9	Frequency response of thermoacoustic core	39
4.10	Gain at frequency response measurement of tube	41

4.11	Pressure amplitude at frequency response measurement of tube	41
4.12	Frequency response of tube	42
4.13	Frequency response of tube model[10]	42
5.1	Block diagram of steady-state oscillation control system	44
5.2	Manual adjustment of τ	46
5.3	Frequency response of thermoacoustic core ($L=3124$ mm, $T_H^*=390$ °C, $T_C^*=10$ °C) . .	47
5.4	Nyquist plot	49
5.5	Thermoacoustic core	50
5.6	Time response of p_{c2} ($K_P = 5, K_I = 1$)	52
5.7	Time response of time-varying gain G	53
5.8	Frequency response of thermoacoustic core	54
5.9	Time response of p_{c2} ($K_P = 5, K_I = 1$)	57
5.10	Frequency response of thermoacoustic core ($T_H^*=350$ °C, $T_C^*=10$ °C)	58
5.11	Temperature drop due to measurement time ($P^* = 1500$ Pa)	59
6.1	Closed loop system	61
6.2	Frequency response of thermoacoustic core with spline complementation	63
6.3	Frequency response of tube	63
6.4	Nyquist plot by propose method	65
7.1	Time response of p_{c2} ($L = 2878$ mm, $\tau = 14$ ms, $K_P=5$, $K_I=1$)	68
7.2	Time response of p_{c2} ($L = 2878$ mm, $\tau = 14$ ms, $K_P=5$, $K_I=1$)	69
7.3	Time response of p_{c2} ($L = 2444$ mm, $\tau = 14$ ms, $K_P=5$, $K_I=1$)	71
7.4	Time response of p_{c2} ($L = 2444$ mm)	72
7.5	Time response of \hat{P} ($L = 2878$ mm, $\tau = 14$ ms, $K_P=5$, $K_I=1$)	74
7.6	Experimental closed-loop stability ($L = 2792$ mm, $\tau = 14$ ms)	76
7.7	Case(a) : $P^*=1000$ Pa, $K_P = 10, K_I = 35$	77
7.8	Case(b) : $P^*=500$ Pa, $K_P = 10, K_I = 10$	77
8.1	FFT result	79

8.2	Resonance frequency of measurement system considering increaser	79
8.3	Time response of p_{c2} ($L = 2444$ mm)	81
8.4	Time response of p_{c2} ($L = 2394$ mm)	82
8.5	Time response of p_{c2} ($L = 2292$ mm)	83
8.6	Nyquist plot	84
8.7	Time response of p_{c2} with BPF ($L = 2394$ mm)	86
8.8	Nyquist plot	87
8.9	Nyquist plot	89

表 目 次

3.1	Experimental instruments	16
3.2	Experimental instruments	20
4.1	Specification of loudspeakers	33
5.1	Simulation results ($L=3124$ mm, $f_r=47.5$ Hz)	48
5.2	Determined oscillation frequency	56
6.1	Estimation results	64
7.1	Experimental closed-loop stability ($\tau = 14$ ms, $K_P=5$, $K_I=1$)	67
8.1	Experimental results	80
8.2	Simulation results ($L=2394$ mm, $f_1=60.6$ Hz)	88

第1章 緒言

工場や自動車からの廃熱を有効利用する手段として、熱と音波の相互エネルギー変換である熱音響自励発振を利用したシステム - 熱音響システム - が提案されている [1]. 熱音響自励発振とは中空の円管に細かい流路を多く有するスタックと呼ばれるデバイスを挿入して、スタックの両端に十分な温度差を与えると管内に音波が生じる現象である. 近年、熱音響自励発振を利用した熱音響冷凍機や発電機の研究開発が行われている [2, 3]. この熱音響自励発振を利用したシステムにおいて、自励発振時圧力振幅を推定することや、所望の圧力振幅で発振する熱音響システムを設計することは、熱音響システムの実用上重要である. スタックと熱交換器から構成される熱音響コアの形状が複雑でその物理的な取り扱いが十分でない場合、自励発振が開始する圧力振幅や発振時の周波数などの条件を推定することは困難であり実験的な推定が行われる. 本論文では、熱音響コアの形状が複雑となるシステムにおいて、熱音響自励発振時の圧力振幅と発振周波数を推定するために、熱音響コアの特性を実験的に取得する大振幅音響計測制御機構の開発を目的とする.

実験的に発振条件を推定する研究には、システムを熱音響コアとそれ以外の部分に分割し、それぞれの周波数応答に基づいてシステム全体が発振する温度比や周波数を推定する方法や [4, 5], 熱音響コア部と管路部の分割面におけるインピーダンスを測定し、コア部の振幅依存性を取得して所望の温度比下で熱音響システムが自励発振する圧力振幅と周波数を推定する研究がある [6]. また文献 [7] では、熱音響システムの物理モデルより与えられた特性方程式の根軌跡を用いてシステムの発振周波数と温度比を推定している. しかし文献 [4, 5] では自励発振が開始し始める比較的圧力振幅が小さい領域を対象としているため、圧力振幅に依存する非線形特性を有するシステムの推定が困難であり、また文献 [6, 7] では推定手法が等式条件に基づいてるため条件を満足しない場合においてシステムの挙動を推定することは容易ではない. これに対し文献 [8] では発振余裕を容易に把握できるナイキストの安定判別に基づく手法が提案されている. しかし熱音響コアの特性には圧力振幅に関する依存性があるため、音源の駆動信号を一定として取得した周波数応答により発振の可否判定を予測することはできるが、圧力振幅を定量的に推定することは困難である.

この問題を解決するためこれまでに、実験装置各部に対して圧力振幅をパラメータとして周波数応答を計測することで振幅依存性を考慮した応答を取得し、得られた応答からナイキスト安定判別に基づき解析することで定常発振時圧力振幅が定量的に推定できることが報告されている [9]。文献 [9] は比較的小振幅 (400 Pa) で自励発振する熱音響エンジンを対象としており、文献 [10] ではより一般的な大振幅 (1 kPa 以上) で自励発振する熱音響エンジンの自励発振時圧力振幅の推定が報告されている。文献 [10] では音源自体に共振特性を持たせており、特定の周波数付近で大振幅の圧力変動を生成することができるよう大口径音源とエンクロージャー容積を調整した大規模音源を用いていた。しかし、大規模音源を用いた周波数応答計測を行う場合では、音源の周波数帯域が狭く、推定可能な対象が限定される問題があった。そこで本論文では文献 [10] に対し、測定管路全体による共振特性を利用することで、周波数応答計測時の周波数帯域の拡大を目指す。

以上より本論文では、実測した熱音響コア部の周波数応答に基づいて熱音響システムの自励発振時圧力振幅を推定するために、測定系の共振特性を利用することで小規模な音源で大振幅加振させる手法と管路長を変化させることで発振周波数を掃引する周波数応答計測手法を用いた大振幅音響計測制御機構を提案し、その有用性を実験的に示すことを目的とする。

本論文の構成は以下の通りである。まず第 2 章では、本論文で取り扱う熱音響現象の原理やこれを利用したデバイスの特徴、近年行われている研究について述べる。またコア部の振幅依存性を考慮した自励発振時圧力振幅の推定手法とその推定対象を示す。第 3 章では、実験装置と周波数応答計測系の構成について述べる。第 4 章では、小規模な音源を用いて大振幅加振を達成し、一定の圧力振幅で周波数応答を取得する方法を提案する。実験により、測定管路長による共振特性を利用することで比較的小規模の音源を用いて大振幅加振を可能とし、従来の大規模音源を使用した周波数応答計測よりも測定周波数帯域が改善されることを示す。第 5 章では、測定周波数帯域の拡大のために、測定管路長を動的に可変とすることで常に共振特性が得られ、全ての周波数帯域で大振幅の目標圧力振幅に追従させることができる大振幅音響計測制御機構を提案する。複数の管路長に対して制御パラメータ (むだ時間 τ , PI 補償器のゲイン K_P , K_I) を共通として実験を行い、得られた周波数応答を従来結果と比較することで、提案手法の妥当性を示す。第 6 章では、ナイキストの安定判別に基づく解析手法 [11] により、熱音響システムが自励発振する際の圧力振幅をコア部の周波数応答に基づき推定する。提案手法より得た周波数応答より、熱音響エンジンの自励発振時圧力振幅と発振周波数が定量的に推定できることを示す。第 7 章では、コア部の測定系において時間応答を取得した際に定常発振制御系が安定となる条件を実験的に検

討する。 K_P と K_I を変化させ目標値ごとの安定領域を取得することで、振幅依存性が安定領域の境界に与える効果を示す。第 8 章では、一次共振周波数と二次共振周波数が同時に励起されることで制御系が不安定となる場合があること、それに対してバンドパスフィルタを用いて帯域制限することで、二次共振周波数成分の励起を抑制し、一次共振周波数付近の単一周波数で定常発振できることを示す。バンドパスフィルタで二次共振周波数成分を選択することもできることから、同一管路長で高次周波数を利用した周波数応答計測の可能性を示す。

第2章 熱音響システムについて

本章では、本論文で取り扱う熱音響現象の原理やこれを利用したデバイスの特徴、近年行われている研究について述べる。またコア部の振幅依存性を考慮した自励発振時圧力振幅の推定手法とその推定対象を示す。

2.1 熱音響現象

本研究では、熱音響自励発振を利用した外燃機関である熱音響エンジンを取り扱う。通常、音波が自由空間中を伝播する際には、流体は断熱圧縮変化を経験するため、流体と周囲の物体との熱交換は行われない。一方、音波が細管内を伝播する場合には、流路壁近くの流体が等温圧縮変化を経験する。そのため、流体と細管流路との間で熱交換が行われ、熱エネルギーと音波エネルギーの相互変換が起きる。この熱エネルギーと音波エネルギーの相互変換が熱音響現象である [12]。

熱音響コアと単純な管で構成される熱音響エンジンは、スタックに十分な温度比を与えることで、管内の流体が自励発振する。熱力学的にはスターリングエンジンと同じサイクルをもち、ピストンの役割を発生した音波が担っている。ピストンや回転軸などの機械的な可動部を持たないため、一般的な内燃機関と比較して部品点数が少なく組立およびメンテナンスが容易である。また、300 °C程度の比較的低温で動作し、外燃機関で熱源の種類を選ばないため、工場や自動車などの廃熱を有効利用する手段として期待されている。熱音響現象を利用したデバイスとして、発振により生じた音響パワーをリニアモーターで回収する熱音響発電機 [13]、音波がスタックを通過することで生じる温度差により冷却を行う熱音響冷凍機 [14, 15] が提案されている。さらに実用化を見据えた研究としては、自動車用ガソリンエンジンの廃熱を利用して駆動する熱音響エンジン [16]、船舶用エンジンの排熱でいけすを冷却する熱音響冷凍機が開発されている [17]。

熱音響現象はジェットエンジンやバーナーにおいては、自励発振が装置の機械的破損を招くために熱音響不安定性とも言われており、この抑制を目的とした研究も数多く行われている。これらの中には、

制御工学を応用し熱音響システムの安定性解析を行ったものもある [18, 19]. 一方で先に挙げた文献 [16] や [17] など, 自励発振を有効利用するシステムに対して制御工学を応用した例は少なく, 定常発振時圧力振幅の推定を行った研究も少ない. 本研究では, 制御工学を応用して, 熱音響デバイスに接続可能な負荷や自励発振時の圧力振幅を推定可能な設計ツールを提供することを目的としている.

2.2 熱音響自励発振条件の実験的な推定手法

既に文献 [9] より, 熱音響コアとそれ以外の各部の周波数応答を実験的に取得することで自励発振時の圧力振幅や発振周波数が推定可能であることが示されている. ただしシステムの挙動を設計段階で推定するという意味では, システムを分割した各部すべての周波数応答を取得することは困難である. そこで文献 [10] では, 熱音響コア以外の管路部は構造が単純なエネルギー散逸部として物理モデルを仮定して周波数応答を生成し, 実測した周波数応答と合わせて圧力振幅と発振周波数の推定を行っている. 本論文で提案する計測ツールにおいても, 文献 [10] と同様に管路部には物理モデルの適用を考慮しており, 実測したコア部の周波数応答と管路モデルの周波数応答による自励発振時圧力振幅と発振周波数の推定を可能とすることを目標としている. ただし本論文では, 共振特性を利用した小規模音源による周波数応答計測の効果を検証するために, 管路部についても実測した周波数応答を用いる.

2.3 熱音響エンジンの構成

本節では, 推定対象とする熱音響エンジンの構成について述べる. 熱音響コアの両端に管路が取り付けられた一般的な熱音響エンジンを Fig. 2.1 を示す. Fig. 2.1(a) は定在波型熱音響エンジン, Fig. 2.1(b) は進行波型熱音響エンジンを示す. また熱音響コアの周波数応答計測系を Fig. 2.2 に示す. 図より周波数応答計測系では, 熱音響コア両端の入出力関係を取得するために, 熱音響コアの両端に接続された管には圧力センサが2つずつ設置されている. Fig. 2.1 の熱音響エンジンの熱音響コアの特性を取得するには, Fig. 2.2 のようなコアの両端に音源を配置し, 両端の圧力振幅をパラメータとして周波数応答を計測する. ただしこの手法では, 2つの音源を同時に駆動させて, コア両端の音響インピーダンスを様々に変更して応答を計測する難しい問題設定となる [20]. この問題を解決する準備段階として, 本論文では問題設定を単純化する. すなわち Fig. 2.1(a) のようにコアの左側に接続された閉端を持つ管路を含め

て熱音響コア部とみなし、この部分の周波数応答計測結果に基づいて推定を行うことを考える。よって、コアの左端が閉端に限定された熱音響エンジンを推定対象とする。

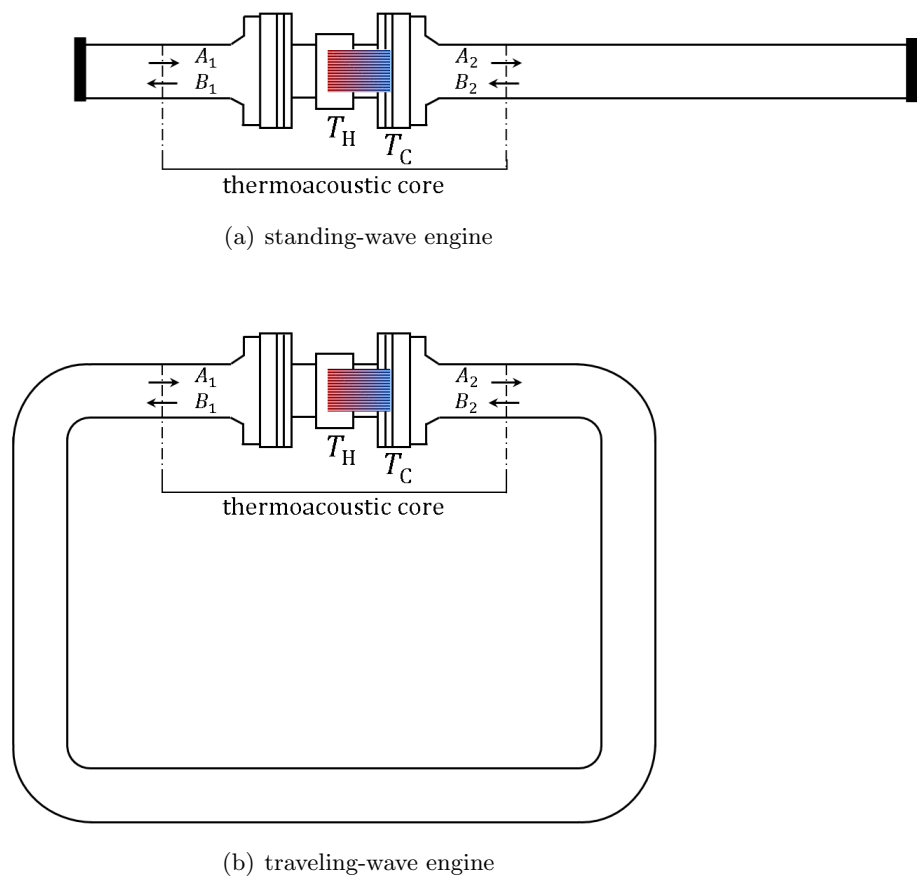


Fig. 2.1: Thermoacoustic engine

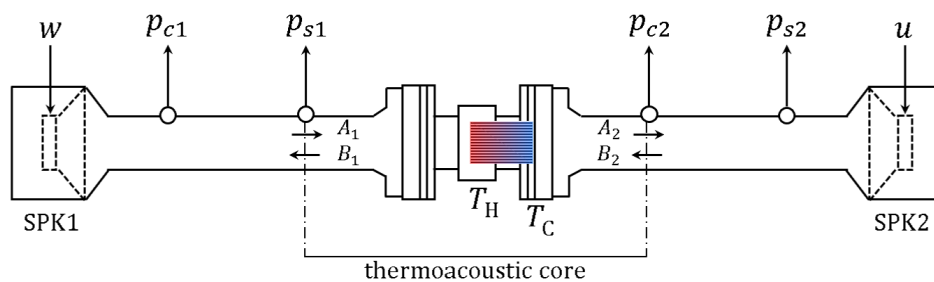


Fig. 2.2: Experimental apparatus

第3章 実験装置

本章では、本論文で使用する実験装置について述べる。

3.1 熱音響コアの構成

機器の仕様を Table 3.1, 熱音響コアの外観を Fig. 3.1, スタックの外観を Fig. 3.2, サーモコントローラの外観を Fig. 3.3, チラーの外観を Fig. 3.4, サーモメータの外観を Fig. 3.5 に示す。熱音響コアは中央の高温側熱交換器, その両側の低温側熱交換器, 長さ 55 mm, 直径 50 mm のハニカムセラミクス製で 600 cpi (cell/inch²) のスタックから成る。左右の熱交換器に取り付けられたフランジにより, サニタリー管と接続する。左側の低温側熱交換器と高温側熱交換器の間にスタックが配置される。高温側熱交換器は隙間 1 mm, 幅 10 mm のフィンを持つ銅製の円環ブロックで, シースヒータを巻きつけ, セメントで固定している。高温側熱交換器はサーモコントローラによって温度調整がされており, デューティ比は 99% に設定している。低温側熱交換器は隙間 1 mm, 幅 5 mm のフィンを持つ銅製の正方形ブロックで, チラー装置により冷却した水を循環させることで冷却される。ここで左側の低温側熱交換器はスタックの左端の冷却用, 右側の低温側熱交換器はサニタリー管の保護用である。熱交換器の表面温度 T_H と T_C を熱電対により測定する。サーモコントローラとチラーは, それぞれの目標値温度 $T_H^* = 350\text{ }^\circ\text{C}$, $T_C^* = 10\text{ }^\circ\text{C}$ を一定に維持するように働く。実験では, 高温側温度 T_H はサーモコントローラの温度表示, 低温側温度 T_C はサーモメータより確認する。

Table 3.1: Experimental instruments

Stack	NGK INSULATORS honey-comb ceramics (600 cpi, $l = 55\text{ mm}$, $\phi = 50\text{ mm}$)
Sheath heater	HAKKO SWD1040(400 W)
Thermo cont.	HAKKO DGC2330
Chiller	EYELA NCC-1110
Thremo meter	ANRITSU HPD-2234

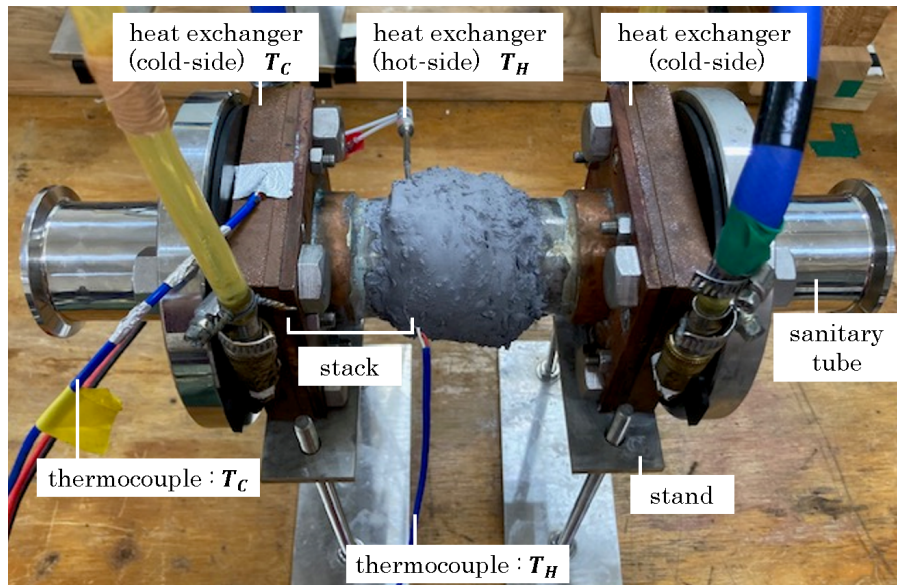


Fig. 3.1: Thermoacoustic core

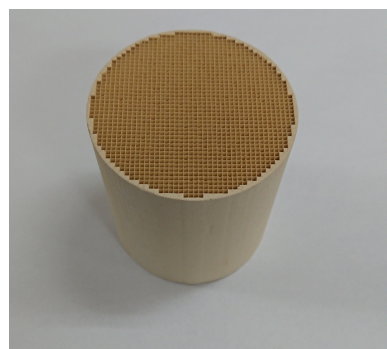


Fig. 3.2: Stack



Fig. 3.3: Thermo controller



Fig. 3.4: Chiller



Fig. 3.5: Thremo meter

3.2 熱音響エンジンの構成

両端閉端の定在波型熱音響エンジンを Fig. 3.6, 機器の仕様を Table 3.2 に示す. 本論文では, Fig. 3.6 の熱音響エンジンを推定対象とする. パッキンの寸法 (1.8 mm/個) を考慮した熱音響エンジンの全長 L は 3876 mm であり, 左端が閉端の熱音響コア部 G と, 右側が圧力センサ 2 つ (P_{C2} , P_{S2}) を有する管路部 K から構成される. 圧力センサ P_{C2} , P_{S2} の出力信号 p_{c2} , p_{s2} は A/D 変換されて PC に取り込まれる. 本論文では圧力センサ P_{C2} における圧力振幅と発振周波数を推定する.

$T_H=350$ °C, $T_C=10$ °C で自励発振させた際の時間応答の結果を Fig. 3.7(a), その拡大図を Fig. 3.7(b) に示す. Fig. 3.7 より, p_{c2} の振幅の方が p_{s2} の振幅よりも大きくなる. p_{s2} が一次共振モードの節 (管路中央) に近いためである. Fig. 3.7(b) より, 圧力センサ P_{C2} の圧力振幅と発振周波数はそれぞれ 1013 Pa と 48.0 Hz となった. ここで音速を $c_0 = 346$ m/s とすると熱音響コアの存在を無視した単純な管路の一次共振周波数 f_1 の理論値は,

$$f_1 = \frac{c_0}{2L} \approx \frac{346}{2 \times 3.876} \approx 44.6 \text{ Hz} \quad (3.1)$$

と与えられ, 発振周波数 f_o と近い値となる.

一般的な熱音響システムでは十分な温度比を与えることで自然に発振を開始することが知られているが, 本実験に用いる Fig. 3.6 の熱音響エンジンは上述の温度条件において自然に発振を開始しないため, 外力を与えて発振を開始させる. 具体的には管路部の蓋を外した状態から手で叩きつけるように取り付けることで自励発振が開始する. 概要を Fig. 3.8 に示す. Fig. 3.8(a) は使用部品となる蓋, 管と蓋の間に挟むパッキン, 厚紙製の筒を示している. 発振開始時は Fig. 3.8(b) のように蓋の外周部を筒で巻きつけることで筒にガイドの役割を持たせ, 管路部に叩きつけながら蓋を取り付けて固定する. Fig. 3.7 において, 25 秒付近で圧力センサの出力信号に過渡応答が生じているのは, 外力が加わったためである. そのため 25 秒付近より熱音響エンジンは発振を開始して, その後定常状態に収束する.

Table 3.2: Experimental instruments

Pressure senscs.	PCB 106B51 (amp.:482C05)
PC	Dell PowerEdge840 (RTAI3.6.1/Linux kernel 2.6.20.21)
A/D, D/A	CONTEC AD12-16, DA12-4(PCI) (12bit, ± 5 V, 10 μ sec)

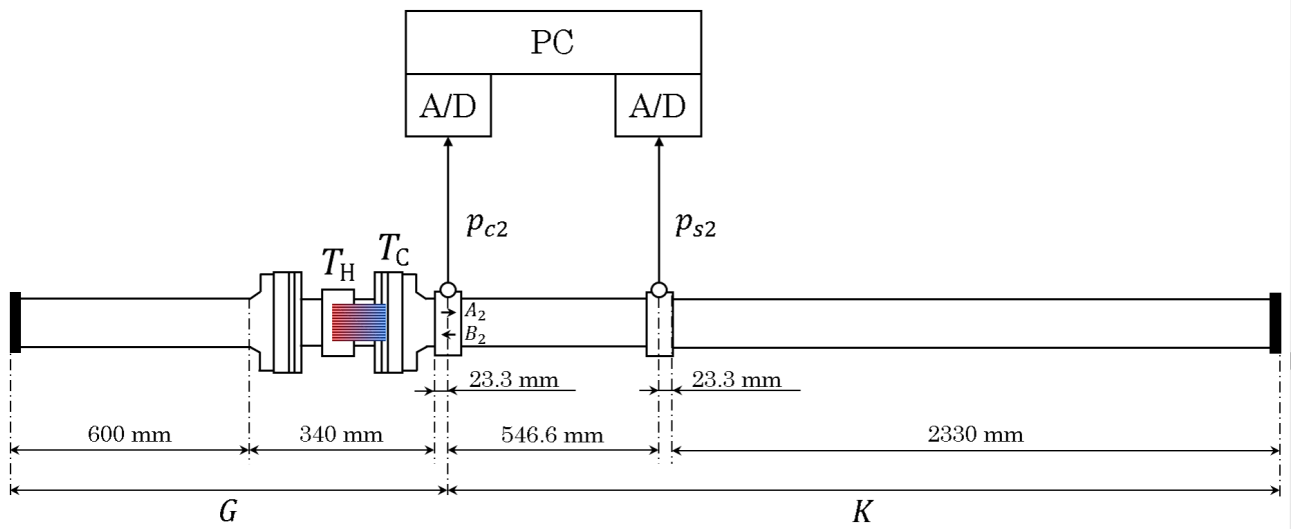
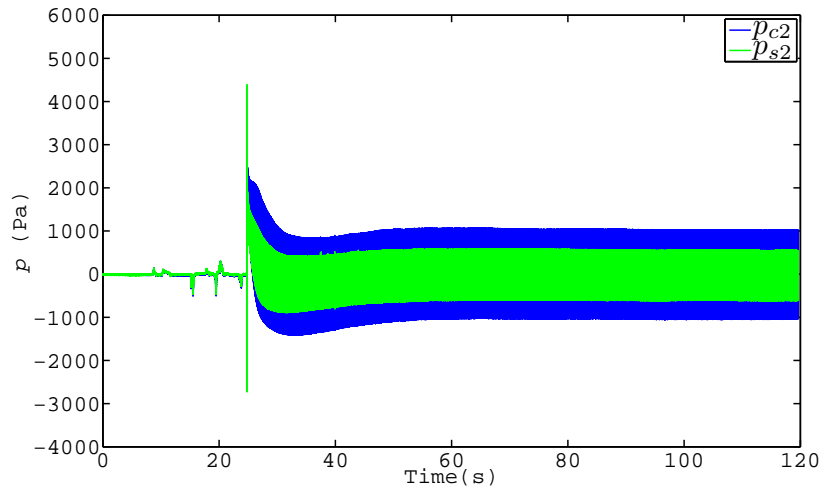
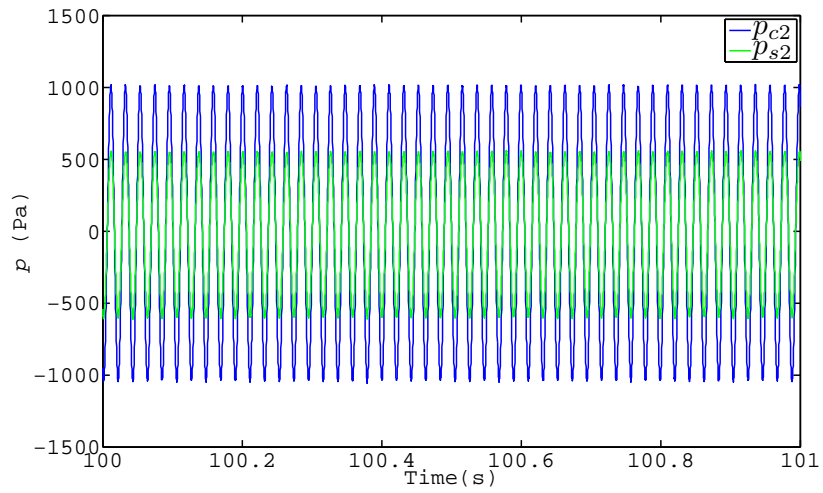


Fig. 3.6: Thermoacoustic engine

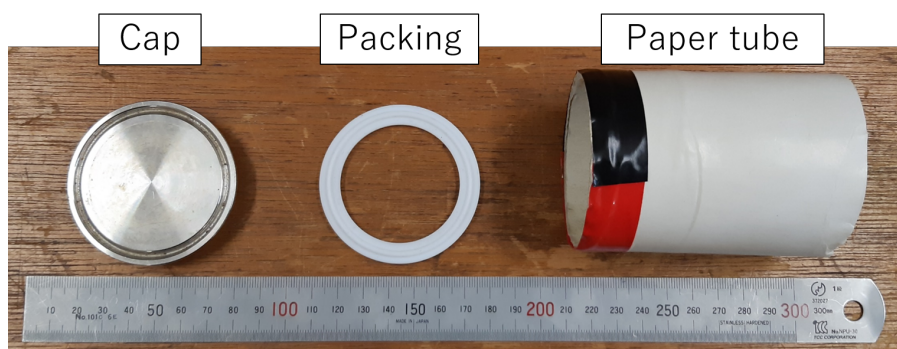


(a) general view

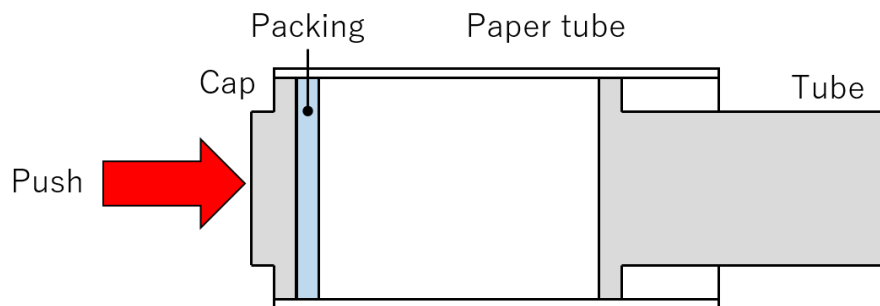


(b) magnified view

Fig. 3.7: Time response of p_{c2} and p_{s2}



(a) Used parts



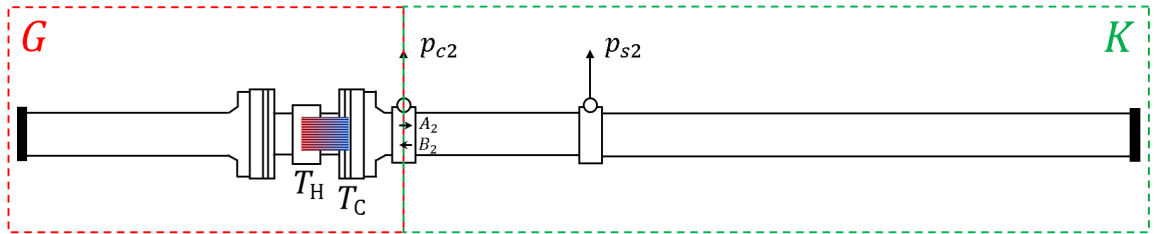
(b) Push start method

Fig. 3.8: Method for starting oscillation of the thermoacoustic engine

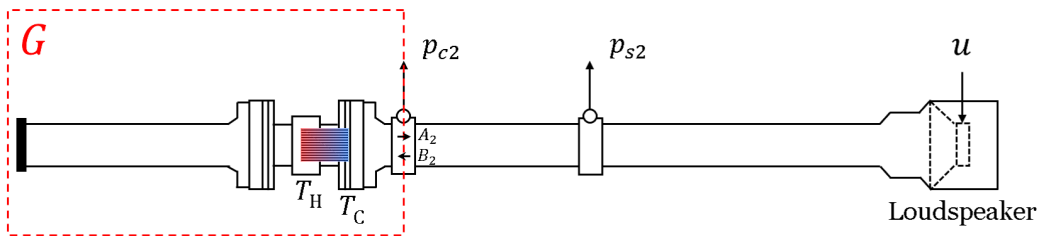
3.3 周波数応答計測系の構成

本節では、周波数応答計測系について示す。実験装置の構成を Fig. 3.9 と Fig. 3.10 に示す。Fig. 3.9 において、Fig. 3.9(a) は熱音響エンジン、Fig. 3.9(b) はコア部の周波数応答計測系、Fig. 3.9(c) は管路部の周波数応答計測系を示す。Fig. 3.9(a) の熱音響エンジンを圧力センサ P_{C2} の位置で分割し、Fig. 3.9(b)(c) のように音源でそれぞれ熱音響コア部 G 、管路部 K を加振して周波数応答計測を行う。周波数応答計測時には、定常発振制御により分割面の圧力振幅を目標値一定にして、コア部 G は進行波圧力成分 B_2 から A_2 、管路部 K は A_2 から B_2 までの入出力システムとし、周波数応答を算出する。ここで A_2 、 B_2 は 2つの圧力センサ出力 p_{c2} 、 p_{s2} より算出される。図において、圧力センサとその間の管路を共通にすることにより、センサの個体差が推定結果に影響しないようにしている。圧力振幅の目標値をパラメータとして周波数応答計測を行うことにより、振幅依存性を考慮した応答を取得することができる。

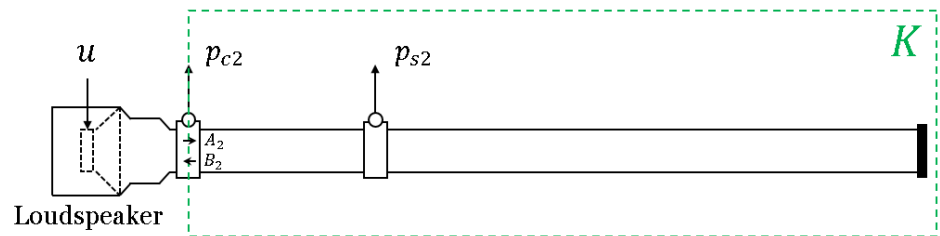
Fig. 3.10 は熱音響コア部の周波数応答計測時の装置構成であり、実験では圧力センサの出力信号 p_{c2} を A/D 変換してパソコンに取り込み、D/A とパワーアンプ (YAMAHA P1000S) を介して得た信号 u で音源を駆動する。管路部の周波数応答計測においても同様の計測法を用いる。



(a) thermoacoustic engine



(b) measurement for thermoacoustic core



(c) measurement for tube

Fig. 3.9: Experimental configuration

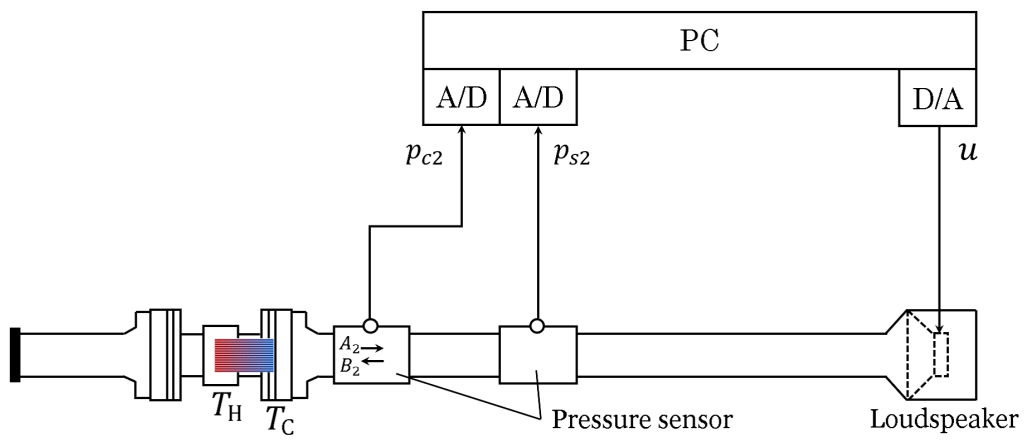


Fig. 3.10: Experimental apparatus

3.4 2 センサ法による二方向の進行波圧力成分の算出

本論文で取得する周波数応答の入出力関係は、 P_{C2} の位置での進行波圧力成分の関係であり、その周波数応答はそれら二方向の進行波圧力成分の複素振幅から算出される。そこで本節ではまず、2 センサ法によりこれらの複素振幅の算出方法について述べる。

騒音や振動を伴う現実のシステムの多くでは、騒音や振動源として単一周波数の正弦波が与えられた場合、システムの全ての物理量は同一周波数で調和振動する。今、管路に取り付けられた音源の駆動信号が正弦波振動

$$w(t) = \cos \omega t = \operatorname{Re}\{e^{j\omega t}\}, \quad \omega = 2\pi f \quad (3.2)$$

で与えられた時、管路の長手方向を x とすると、位置 x における大気圧からの圧力変動 $p(x, t)$ は

$$p(x, t) = \operatorname{Re}\{\tilde{p}(x)e^{j\omega t}\} = \operatorname{Re}\{|\tilde{p}(x)|e^{j(\omega t + \angle\tilde{p}(x))}\} \quad (3.3)$$

と表せる。ここで $\tilde{p}(x)$ は位置 x における複素振幅と呼ばれる複素数である。その絶対値 $|\tilde{p}(x)|$ は $p(x, t)$ の振幅、 $\angle\tilde{p}$ は $\omega(t)$ に対する $p(x, t)$ の位相差である。一般に、管内を伝播する音波は平面波として扱うことができ、その振る舞いは一次元の波動方程式

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (3.4)$$

で決まる。ここで c_0 は音速である。上式の一般解は二方向に伝播する進行波 f および g を用いて

$$p(x, t) = f\left(t - \frac{x}{c_0}\right) + g\left(t + \frac{x}{c_0}\right) \quad (3.5)$$

と表現できる。ここで $f(\bullet)$ と $g(\bullet)$ は任意の関数で、それぞれ x の正方向、負方向に伝播する進行波を表す。ここでは調和振動を考えるため、上式は

$$\tilde{p}(x) = \tilde{A}e^{-jkx} + \tilde{B}e^{jkx}, \quad k = \frac{\omega}{c_0} \quad (3.6)$$

と書き直すことができる。 \tilde{A} 、 \tilde{B} は x の正方向、負方向に伝播する進行波圧力成分の複素振幅、 k は波

数である。同様に体積速度 \tilde{u} は

$$\tilde{u}(x) = \frac{\tilde{A}}{Z_c} e^{-jkx} - \frac{\tilde{B}}{Z_c} e^{jkx}, \quad Z_c = \frac{\rho c_0}{S} \quad (3.7)$$

となる。ここで、 Z_c は特性音響インピーダンス、 ρ は空気の密度、 S は管の断面積である。二方向の進行波圧力成分の複素振幅 \tilde{A} 、 \tilde{B} は 2 センサ法により、

$$\tilde{A} := \frac{-\tilde{p}_{s2} + e^{jkl_s} \tilde{p}_{c2}}{j2 \sin(kl_s)} \quad (3.8)$$

$$\tilde{B} := \frac{\tilde{p}_{s2} - e^{-jkl_s} \tilde{p}_{c2}}{j2 \sin(kl_s)} \quad (3.9)$$

と求めることができる。ここで、 \tilde{p}_{c2} は圧力センサ P_{C2} における複素振幅、 \tilde{p}_{s2} は圧力センサ P_{S2} における複素振幅、 l_s は二つのセンサ間距離である。

第4章 管路の共振周波数を利用する周波数応答計測系の構成

本章では、小規模な音源を用いて大振幅加振を達成し、一定の圧力振幅で周波数応答を取得する方法を提案する。具体的には、比較的小規模の音源を用いて熱音響システムの振幅依存性を取得するために、測定管路長による共振特性を利用して圧力振幅を大振幅（1 kPa 以上）の目標値一定とする定常発振制御に基づく周波数応答計測手法である。実験により、測定管路長による共振特性を利用することで比較的小規模の音源を用いて大振幅加振を可能とし、従来の大規模音源を使用した周波数応答計測よりも測定周波数帯域が改善されることを示す。

4.1 大規模音源による周波数応答計測手法とその問題点

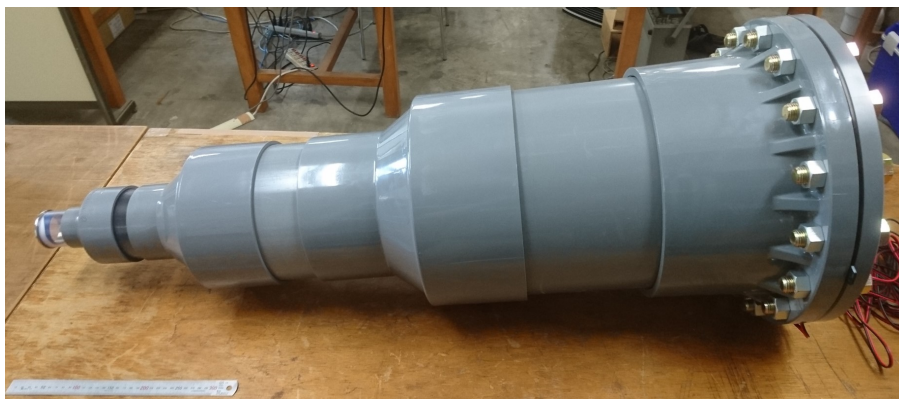
本節では、従来より用いられていた大規模音源による周波数応答計測手法の問題点を指摘する。周波数応答を取得する際に使用する大口径音源（直径 305 mm）を Fig. 4.1(a)、塩ビ管で製作されたエンクロージャーを Fig. 4.1(b) に示す。大口径音源は Fig. 4.1(b) の塩ビ管内に収められており、大口径音源と音源の共振周波数が熱音響エンジンの自励発振周波数である 48 Hz になるように調整されたエンクロージャーを合わせた音源ユニットを大規模音源とみなしている。振幅依存性を考慮した周波数応答を取得するには、Fig. 3.9 の P_{C2} の位置で大振幅（1 kPa 以上）の圧力振幅を実現可能とする加振器が必要である。そのため文献 [10] では特定の周波数付近で大振幅の圧力変動を生成することができるように大口径音源とエンクロージャー容積を調整した大規模音源を用いていた。しかし、この共振周波数を測定対象に応じて変化させることは困難であり、この音源を用いて周波数応答計測系を構成するのは必ずしも実用的ではない。

Fig. 4.1 の大規模音源を用いて圧力振幅を目標値一定とするように周波数応答計測を管路部に対して行った際の P_{C2} の位置での圧力振幅を Fig. 4.2 に示す。Fig. 4.2 は、音源の加振周波数を 40~60 Hz まで 18 点変化させたときの圧力振幅 P_{C2} を示しており、 $P^*=500$ Pa のときは P_{C2} がほぼ目標値一定とで

きているが、 $P^*=1000, 1500, 2000$ Paでは P_{C2} が目標値一定となっていないことが分かる。これは測定系の反共振特性の影響を受けて音源の出力が低下したためと考えており、大振幅で発振する熱音響エンジンの圧力振幅を推定するためには、圧力振幅が音源の出力に依存せずに大振幅な目標値一定に保つ必要がある。したがって大規模音源は音源の周波数帯域が狭いため、推定可能な対象が限定される問題がある。そこで本章では、小規模音源を用いて大振幅加振を達成し、一定の圧力振幅で周波数応答を取得する方法を提案する。



(a) AURA SOUND NS12-513-4A



(b) PVC pipe enclosure

Fig. 4.1: Large-scale loudspeaker

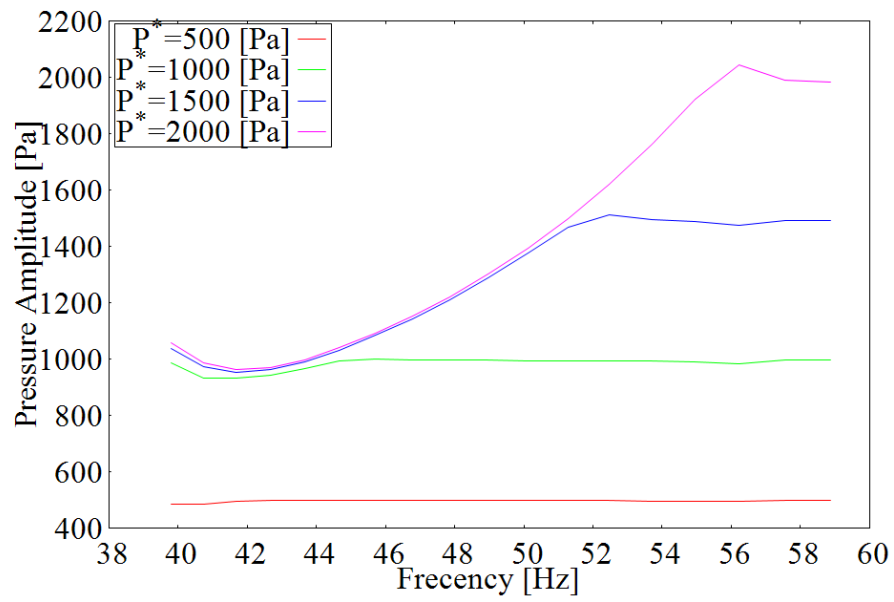


Fig. 4.2: Pressure amplitude of tube using Large-scale loudspeaker[10]

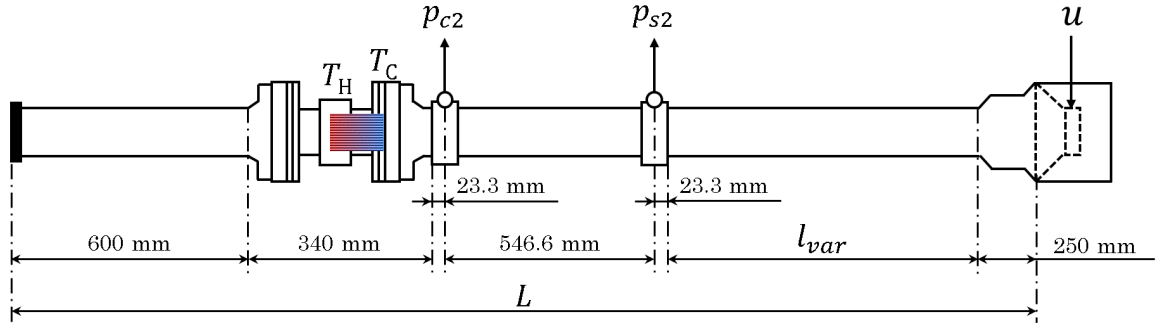
4.2 測定管路の共振特性を利用した周波数応答計測系の構成

音響系の周波数応答計測において測定管路の共振特性を利用すれば比較的小規模の音源を用いて大振幅加振が達成可能と考えられる。そこで本節では、測定系の共振特性を利用することで小規模音源を用いて大振幅加振を達成し、一定の圧力振幅で周波数応答を取得する方法を提案する。

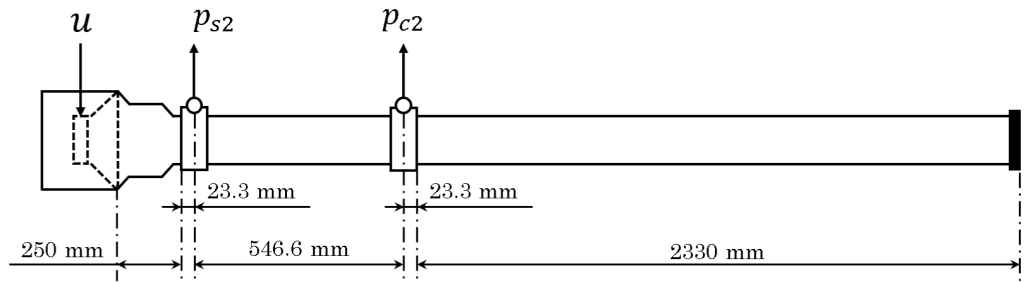
提案手法に用いる周波数応答計測系を Fig. 4.3 に示す。周波数応答計測で使用する音源 (FOSTEX) を Fig. 4.4(a), サニタリー管と接続するインクリーザの外観を Fig. 4.4(b) に示す。音源は Fig. 4.4(b) の灰色の塩ビ管内に収められており、音源とインクリーザを合わせた音源ユニットを比較的小規模な音源とみなす。大規模音源と小規模音源に使用されている音源の仕様比較を Table 4.1 に示す。以下に実験の概要を述べる。

Fig. 4.3 において、Fig. 4.3(a) はコア部の周波数応答計測系、Fig. 4.3(b) は管路部の周波数応答計測系を示している。測定系の共振特性を利用するために、測定周波数帯域内に音響系の共振周波数を含むように可変管路長 l_{var} を設けて測定系全体の長さ L を可変とすることを提案する。具体的には、熱音響コア部の場合は圧力センサ P_{S2} -音源間、管路部の場合は圧力センサ P_{S2} -閉端面までの管路長を変更することで、測定系全体の長さを変更する。本節では共振特性を利用した小規模音源による周波数応答の効果を検証するために、コア部の共振周波数 f_r は 48.0 Hz となるように可変管路長 $l_{var}=1150$ mm に調整する。また管路部はコア部に比較して長いため、周波数応答計測において圧力振幅をできる限り目標値に追従させるため、Fig. 4.3(b) の音源は P_{C2} の圧力センサに近接して設置している。そのため可変管路長 l_{var} による測定系の変更は行わない。その結果、それぞれの測定系の全長 L は、コア部で 2944 mm、管路部で 3179 mm となった。その際の共振周波数 f_r は、Fig. 4.3 の駆動信号 u から圧力センサの出力信号 p_{C2} までの周波数応答計測を計測し、その周波数のピーク値として求める。実測した結果、コア部では $f_r=48.0$ Hz、管路部では $f_r=41.7$ Hz となった。

また計測に用いる小規模音源はエンクロージャー容積による加振器の影響を受けない構成としている。この手法では測定管路長を動的に可変とし、常に管路長に応じた共振周波数で自動的に発振する機構・制御系の構築を目的としており、本章ではまず固定された測定管路長による共振特性を利用することの効果を検証する。



(a) thermoacoustic core



(b) tube

Fig. 4.3: Experimental apparatus

Table 4.1: Specification of loudspeakers

Loudspeaker	AURA SOUND NS12-513-4A	FOSTEX FW108N
Outer diameter	12inch(305mm)	100mm
Impedance	4Ω	8Ω
F _s	23Hz	55Hz
S.P.L	85dB/W(m)	86dB/W(m)
R.M.S	200W	50W
V _{as}	127L	4.09L
X _{max}	20mm	1.9mm



(a) FOSTEX FW108N



(b) increser casing

Fig. 4.4: Small-scale loudspeaker

4.3 加振周波数を既知とした場合における定常発振制御系の構成

本章で用いる定常発振制御系のブロック線図を Fig. 4.5 に示す。この制御系は Fig. 4.6 の当研究グループでの振幅依存性を考慮した熱音響システムの自励発振時圧力振幅を推定する研究 [20] と同様であり、正弦波の参照信号を用いて、その振幅を定常発振制御で動的に調整する場合の制御系である。具体的には、絶対値関数とローパスフィルタを用いて得た圧力振幅の推定値を目標値に近づける PI 制御系を構成し、PI 補償器の出力信号を音源の駆動信号の時変ゲインとして用いる。通常、周波数応答は加振する周波数を掃引して計測され、そのような場合に Fig. 4.5 の制御系を用いることができる。

本制御系の目的は、圧力センサの出力信号 p_{c2} の振幅を目標値に保持するように音源駆動信号の振幅を変化させることである。圧力振幅を一定に保持するため、正弦波の参照信号を用いて、目標値より圧力振幅が大きい時は駆動信号の振幅を小さく、目標値より圧力振幅が小さい時は駆動信号の振幅を大きくするよう、次式のようにスピーカの駆動信号 $u(t)$ に 0~1 の値をとる時変ゲイン $G(t)$ を乗じる。

$$u(t) = G(t) \cdot A \sin(\omega t) \quad (4.1)$$

ここで A は音源駆動信号の振幅の最大値で本実験では 4V 一定とする。 $G(t)$ を周波数を設定する毎に変化させるため、絶対値関数とローパスフィルタ（カットオフ角周波数 $\omega=1\text{rad/s}$ ）を通し平滑化した値に $\frac{\pi}{2}$ をかけることで得た圧力振幅の推定値 \hat{P} と目標値 P^* とが一致するように PI 補償器が働く。PI 補償器の出力信号 x を 0~1 の範囲の実数とするために、次式で与えられるシグモイド関数

$$T(x(t)) = \frac{(\arctan(x(t)) + \frac{\pi}{2})}{\pi} \quad (4.2)$$

で変換し、これを音源駆動信号 $u(t)$ の時変ゲイン $G(t)$ として用いる。すなわち、 $G(t) = T(x(t))$ である。なお、圧力センサの出力信号 p_{c2} のドリフト成分を除去するために、カットオフ周波数 0.3 Hz のハイパスフィルタを用いている。また PI 補償器の比例ゲイン K_P 、積分ゲイン K_I は全ての目標値に対して制御系が安定動作するように $K_P=0.01$ 、 $K_I=0.01$ とした。

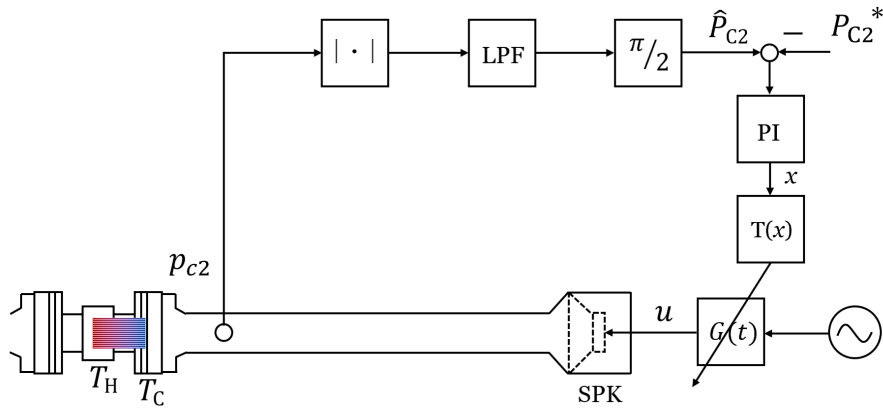


Fig. 4.5: Block diagram of feedback system for this paper

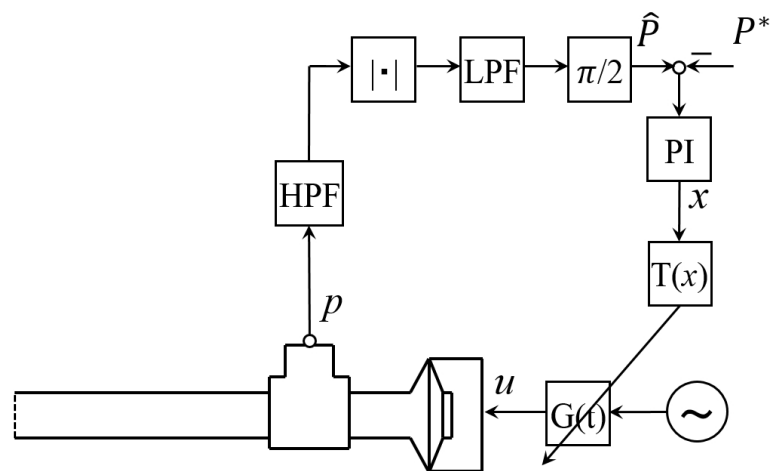


Fig. 4.6: Block diagram of feedback system for [20]

4.4 実験結果

本節では、Fig. 4.3の装置でコア部 G と管路部 K に対して周波数応答計測を行う。目標圧力振幅 P^* は500,1000,1500 Paとする。文献[10, 20]と同様、定常発振制御を用いて P_{C2} の位置(分割面)での圧力振幅を一定にして周波数応答を取得する。

4.4.1 コア部の周波数応答計測

周波数応答計測時の P_{C2} における時変ゲインを Fig. 4.7 に、圧力振幅を Fig. 4.8 に示す。Fig. 4.7 より、全ての目標値において時変ゲインは測定系の共振周波数である 48.0 Hz 付近で最小値となり、共振周波数に加振周波数が近づくにつれて時変ゲインは低下、共振周波数に加振周波数が離れるにつれて時変ゲインは増加することが分かる。これは加振周波数が共振周波数に近いほど、音源の出力が小さく済むためである。Fig. 4.8 より、 $P^* = 500, 1000$ Pa では全周波数域において圧力振幅が目標値一定に制御できていることが分かる。また $P^* = 1500$ Pa においても共振周波数付近 43~54 Hz で圧力振幅が目標値一定に制御されている。ここで一部の周波数で圧力振幅が目標値に追従していないのは、加振周波数が共振周波数より離れた場合では共振利用による効果が薄くなることが原因である。

進行波圧力成分 B_2 から A_2 の周波数応答を Fig. 4.9 に示す。ここでゲイン線図において、0 dB 以上は熱音響コアによるエネルギー増幅が行われていることを示し、0 dB 以下はエネルギー散逸を示す。Fig. 4.9 のゲイン線図より、全体的に圧力振幅が大きくなるとゲインが下がる振幅依存性が見られる。エネルギー変換はスタック長手方向の温度勾配により起こるが、圧力振幅が大きいときは空気の振動の変位が大きくなり、エネルギー変換量は限られる。そのため、圧力振幅が大きくなるとゲインが低下すると考えられる。ここで $P^* = 1500$ Pa の高周波数域でゲインが増加するのは、圧力振幅が目標値に追従せず低下することが要因である。また 59 Hz 付近では $P^*=1000$ Pa と 1500 Pa がほぼ同値となっているが、これは Fig. 4.8 の 59 Hz 付近で圧力振幅が重なっていることから、妥当な結果であるといえる。

位相線図では、全ての目標値で位相が右下がりとなっていることが分かる。おおよそこの特性は測定系のむだ時間を示し、時間遅れ系と同じ特性を有する。またゲイン線図と同様に圧力振幅が大きくなると位相が遅れる振幅依存性が見られる。

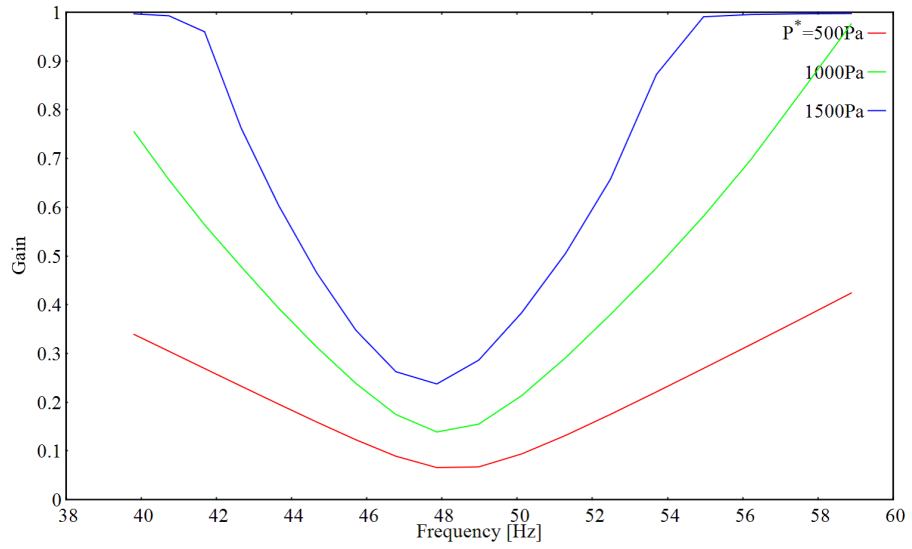


Fig. 4.7: Gain at frequency response measurement of thermoacoustic core

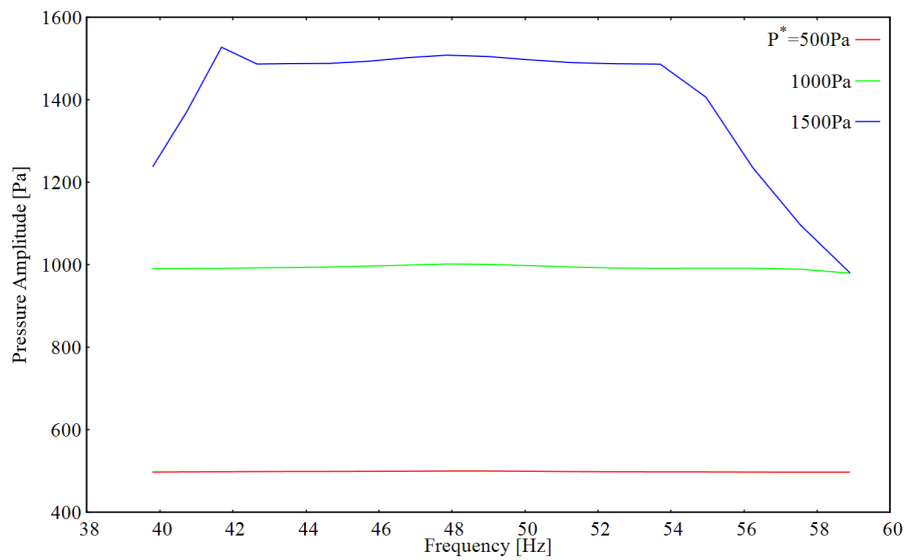


Fig. 4.8: Pressure amplitude at frequency response measurement of thermoacoustic core

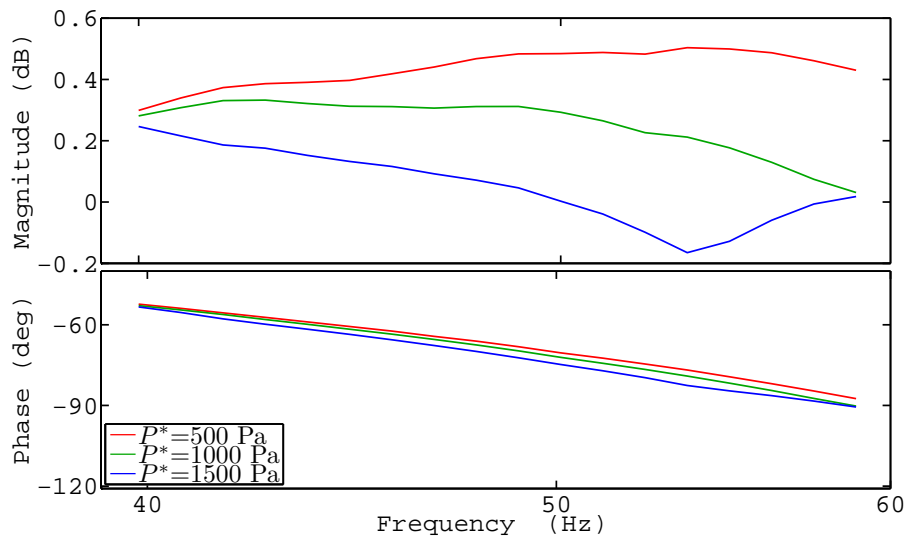


Fig. 4.9: Frequency response of thermoacoustic core

4.4.2 管路部の周波数応答計測

管路部 K の周波数応答計測時の P_{C2} における時変ゲインを Fig. 4.10 に、圧力振幅を Fig. 4.11 に示す。Fig. 4.10 より、全ての目標値において時変ゲインは測定系の共振周波数である 41.7 Hz 付近で最小値となり、共振利用による圧力振幅増加の影響が確認できる。Fig. 4.11 より、 $P^* = 500$ Pa では圧力振幅は目標値に追従しており、 $P^* = 1000, 1500$ Pa では共振利用による効果が得られている低周波数域において圧力振幅が目標値に追従していることが分かる。Fig. 4.2 の大規模音源による周波数応答計測時の圧力振幅と比較すると、 $P^* = 1000, 1500$ Pa ではそれぞれ追従する周波数範囲が広がっている ($P^* = 1000$ Pa で 7 Hz, $P^* = 1500$ Pa で 2Hz の改善が見られた)。以上より、測定系の共振周波数を利用することで、比較的小規模な音源を用いて圧力振幅を大振幅の目標値一定とすることができた。

進行波圧力成分 A_2 から B_2 の周波数応答を Fig. 4.9 に示す。Fig. 4.9 より、ゲイン線図および位相線図において全ての目標値は定量的にほぼ一致しており、コア部と異なり管路部の周波数応答では顕著な振幅依存性は見られないことが分かる。管路部はコア部を持たないため、熱音響コアによるエネルギー増幅はなく、エネルギー散逸のみが行われる。そのため管路部の振幅依存性はコア部に比べ低く、結果が定量的にほぼ一致するようになる。

位相線図では加振周波数 40~60 Hz の間に、約 110 deg の位相遅れが見られる。ここで管路部の位相線図が定量的に妥当であるかを検討するために、文献 [10] で用いられた物理モデルによる評価を行う。管路部の周波数応答を振幅依存性を無視した時間遅れ系とすると、管路部 K は、

$$K = e^{-j2kl} \quad (4.3)$$

$$k = \frac{\omega + \alpha j}{c_0} \quad (4.4)$$

と表せる。 l は管路部の分割面 P_{C2} から閉端部までの長さ、 c_0 は音速、 ω は角周波数、 k は複素波数、 α は減衰を考慮するための負実数である。(4.4) 式の右辺の乗数に 2 が掛かっているのは、モデルの一端が閉端のため、入力された音波が端面で反射するため進む距離が管路長 l の 2 倍となるからである。複素波数 k の実部は振動を表しており、角周波数 ω で振動する。周波数応答を取得する際は角周波数 ω を振ることにより取得する。複素波数 k の虚部は減衰を表しており、 α が負の方向に増加すると減衰が大きくなることを示す。

$\alpha = 0$, $\alpha = -1$, $\alpha = -2$ とした際の管路部の周波数応答を Fig. 4.13 に示す。Fig. 4.13 のゲイン線図

において、 $\alpha = 0$ では減衰がないため 0dB を示し、 α の大きさによってゲイン線図が負の方向にシフトすることが分かる。また位相線図では加振周波数 40~60 Hz の間に、約 115~5 deg に変化しており、約 110 deg の位相遅れが見られるが、これは Fig. 4.12 の結果と定量的に一致する。したがって、Fig. 4.12 の位相特性は管路長を考慮したモデルと一致することから、妥当である判断できる。

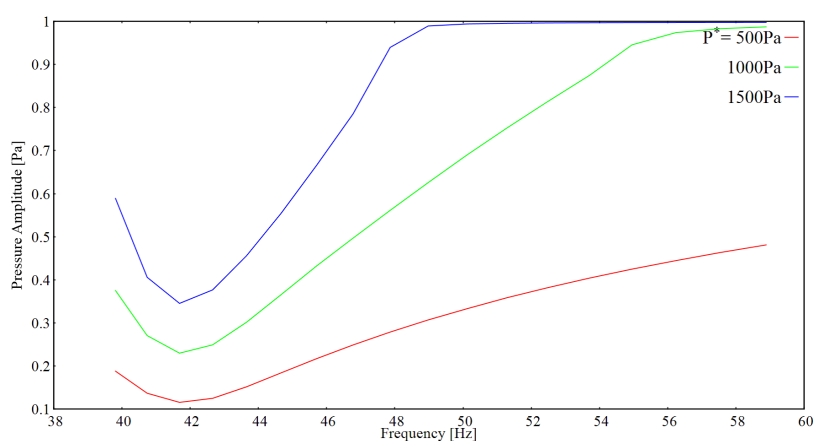


Fig. 4.10: Gain at frequency response measurement of tube

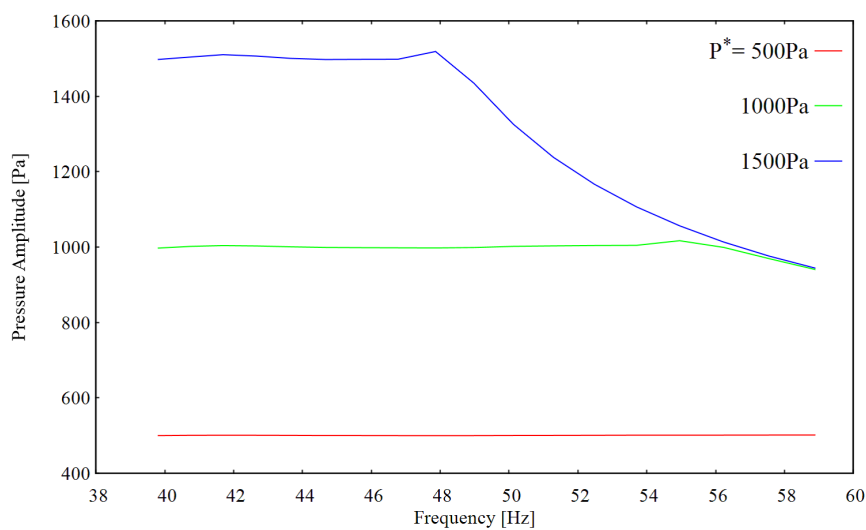


Fig. 4.11: Pressure amplitude at frequency response measurement of tube

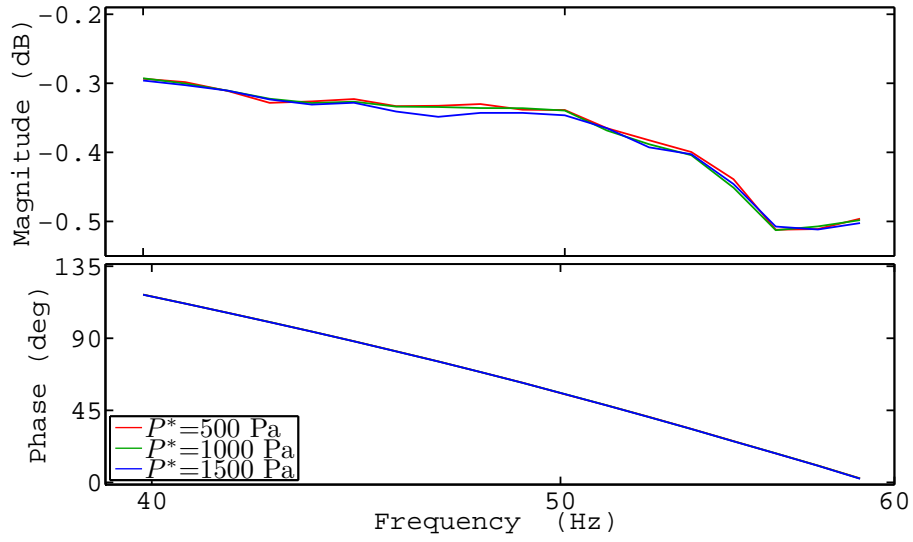


Fig. 4.12: Frequency response of tube

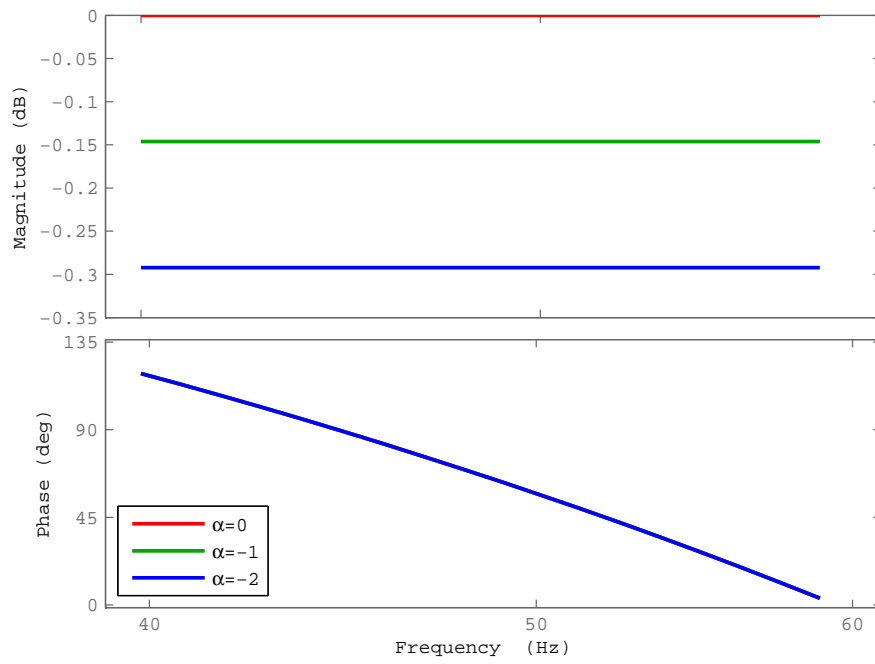


Fig. 4.13: Frequency response of tube model[10]

第5章 管路の共振周波数を可変とする大振幅音響計測制御機構の構成

4章では、周波数応答計測系において共振特性を利用することで、小規模音源を用いて振幅依存性を有する周波数応答が取得可能であることを示した。ただし4章では、音源の駆動信号は正弦波でその周波数は既知としており、そのような正弦波信号を参照することなく共振周波数かつ一定振幅で発振させる手法については未検討であった。一方で定常発振制御はこれまでに、臨界温度比推定にも応用され発振周波数が自動的に決定されることが報告されている [21]。そこで本章では、熱音響システムの周波数応答計測において測定管路長の共振特性により大振幅加振を行うために、定常発振制御に基づいて圧力センサ-音源の閉ループ系を常に管路長に応じた共振周波数で発振させる制御系を提案する。さらに複数の管路長に対して制御パラメータ（むだ時間 τ , PI 補償器のゲイン K_P , K_I ）を共通として実験を行い、得られた周波数応答を従来結果と比較することで、提案手法の妥当性を示す。

5.1 加振周波数を未知とした場合における定常発振制御系の構成

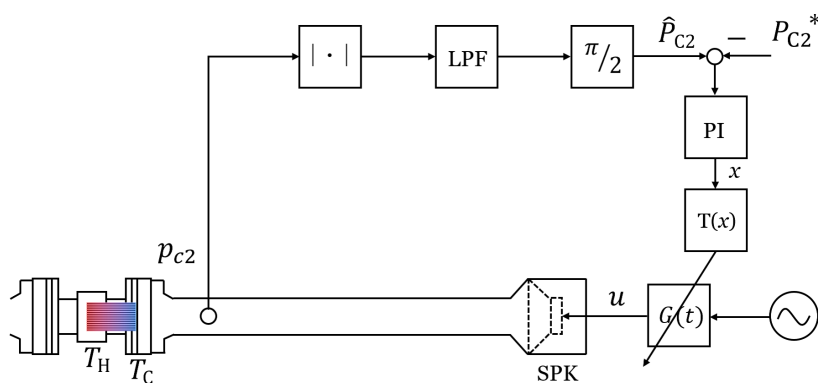
定常発振制御系のブロック線図を Fig. 5.1 に示す。Fig. 5.1(a) は4章で用いた、正弦波の参照信号を用いて、その振幅を定常発振制御で動的に調整する場合の制御系（従来手法と呼ぶ）である。Fig. 5.1(b) は文献 [21] と同様であり、正弦波の参照信号を用いずに、圧力センサ出力を音源駆動信号にフィードバックさせる際のゲインを定常発振制御で動的に調整する場合の制御系（提案手法と呼ぶ）である。Fig. 5.1(b) の定常発振制御系は、Fig. 5.1(a) と同様に圧力振幅 P_{C2} を目標値 P^* 一定とするよう動作するが、Fig. 5.1(b) では、本実験では音源駆動信号の振幅は 1V としており、音源の駆動信号は圧力信号と時変ゲインの積となるため、調整される時変ゲイン $G(t)$ は限定的な範囲を持たない。文献 [21] では、自励発振の有無によって時変ゲインは正負の両方に調整されていたが、本実験に用いるコア部と管路部の測定系は発振しないため、時変ゲインは必ず正の値となる。

また二つの制御系では圧力センサの出力信号に対するフィードバックループの有無が異なっている。

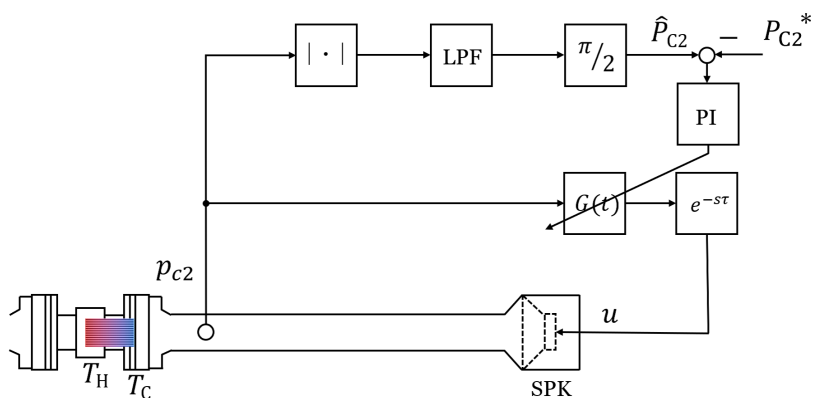
通常、周波数応答は加振する周波数を掃引して計測され、そのような場合には Fig. 5.1(a) の制御系を用いることができ、加振周波数を管路長に依存する測定系の共振周波数に合わせれば大振幅加振も可能となる。しかし両者を常に精度良く合わせることは困難である。そこで、制御系により発振周波数が自動決定する定常発振制御系 [21] を採用する。提案手法では、圧力センサの出力信号 p_{c2} を音源の駆動信号 $u(t)$ としてフィードバックし発振させる。すなわち $u(t)$ は

$$u(t) = G(t)p_{c2}(t - \tau) \quad (5.1)$$

と与えられる。



(a) with reference signal



(b) without reference signal

Fig. 5.1: Block diagram of steady-state oscillation control system

自励発振開始後は定常発振制御により圧力振幅が目標値に追従するように時変ゲインが調整される。ただし、むだ時間 τ は最小のゲイン G で目標値 P^* が達成されるように予め実験的に求めておく。むだ時間の手動調整の概要を Fig. 5.2 に示し、以下にむだ時間の調整手順を示す。

1. むだ時間の初期値を適当な値に設定し、発振実験を行う。
2. 発振後、時間応答が定常状態になるのを待つ（40～60 秒程度）。
3. 時変ゲインの収束値を確認し、Fig. 5.2 のように収束値が最小となるようなむだ時間を探索する。

上記の結果、管路長 $L=3124$ mm のとき、むだ時間は $\tau=14$ ms と定めた。

ここで、 $\tau=14$ ms は実験的に求めた値であるが、 p_{c2} がセンサ位置における圧力にほぼ比例し、 u が音源位置における粒子速度にほぼ比例すると仮定すると、熱音響コア部を無視した簡単な計算から τ の根拠を考えることができる。音速 $c_0 = 346$ m/s と発振周波数 $f_o=47.1$ Hz の関係より管内の波長 λ は、

$$\lambda = \frac{c_0}{f_o} = \frac{346}{47.1} \approx 7.19 \text{ m} \quad (5.2)$$

となる。圧力センサ P_{C2} から音源端面までの管路 l は 2.150 m であり、管路と波長の比より u から p_{c2} までの位相差を求めると、約 105.3 度の位相進みとなり、むだ時間に約 254.7 度の位相遅れを設定すればよい。したがって装置の全長 L と音速 c_0 の関係より、

$$\tau = \frac{254.7}{360} \times T \approx \frac{254.7}{360} \times \frac{2L}{c_0} \approx 12.8 \text{ ms} \quad (5.3)$$

となり、実測値 14 ms と概ね一致する。

また PI 補償器の比例ゲイン K_P 、積分ゲイン K_I は全ての目標値に対して制御系が安定動作するように試行錯誤で $K_P=5$ 、 $K_I=1$ とした。これらの設定値の妥当性については、次章以降に検証する。

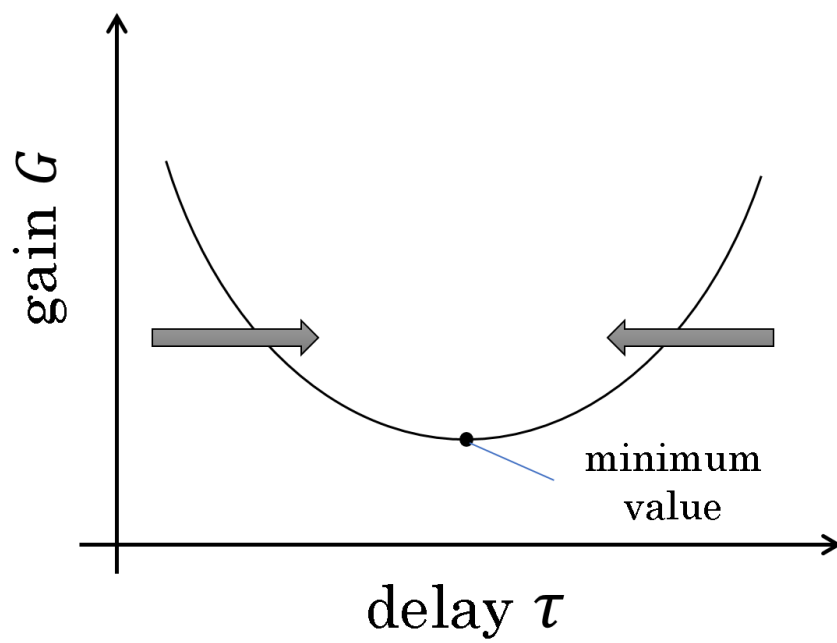


Fig. 5.2: Manual adjustment of τ

5.2 ナイキスト安定判別に基づくむだ時間の妥当性検証

ここでは、前節で手動調整されたむだ時間とゲインおよび発振周波数の関係から、決定したむだ時間の妥当性について検証を行う。具体的には、Fig. 4.3(a)のコア部における測定系の音源駆動信号 u から圧力センサの出力信号 p_{c2} までの周波数応答 (Fig. 5.3) に、収束時のゲイン G とむだ時間 τ を用いた周波数応答 $Ge^{-j\omega\tau}$ を掛けて算出したナイキスト軌跡より解析を行う。むだ時間 τ をパラメータとして 14.0, 10.0, 7.0 ms の 3 通りに変化させ、閉ループ系が安定限界に保持される最小ゲイン G と発振周波数 f_o を調査する。音源の加振周波数を 40~60Hz としたときのナイキスト軌跡を Fig. 5.4, 解析結果を Fig. 5.1 に示す。Fig. 5.4(a)(b)(c) は、それぞれむだ時間を 14.0, 10.0, 7.0 ms としたときのナイキスト軌跡であるが、図ごとにスケールが異なることに注意する。なお本論文では、軌跡が点 (-1,0) ではなく、原点に重なるように時変ゲインが調整されている。

Fig. 6.4 より各図を比較すると、 $\tau=14.0$ ms のときナイキスト軌跡は最小となり、 $\tau=7.0$ ms のときナイキスト軌跡は最大となることが分かる。また Table 5.1 より、 τ が 14.0 ms から離れるほど、ゲインと発振周波数が増加することが確認できる。このとき発振周波数は $\tau=14.0$ ms のとき、測定系の共振周波数 $f_r=47.5$ Hz に最も近づいている。 τ が管路長に対して最適な値であるとき、ナイキスト軌跡は共振周波数付近で原点を通るため、ゲインは小さくなる。したがって Fig. 5.4(a) の $\tau=14.0$ ms では、共振利用による効果が得られていると考えられ、実験的に調整したむだ時間は妥当であることが分かる。

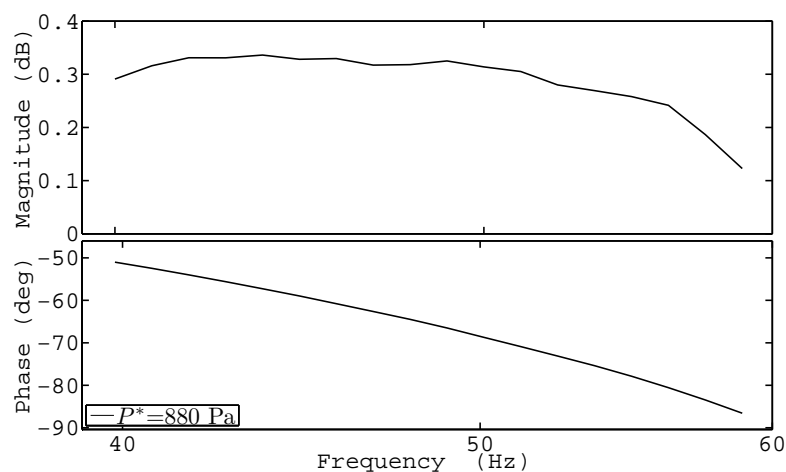
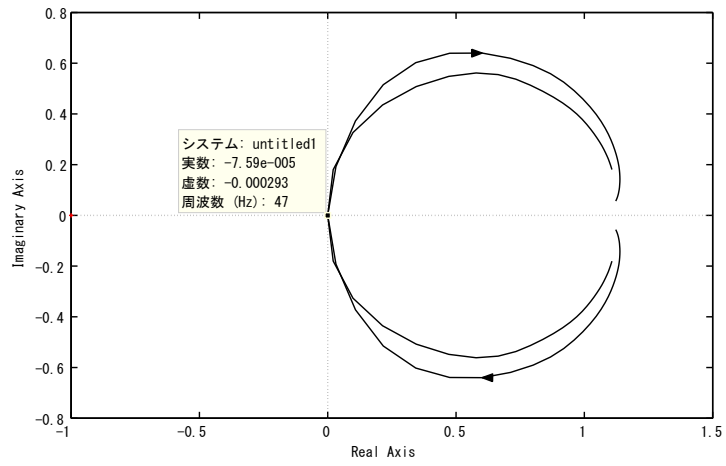


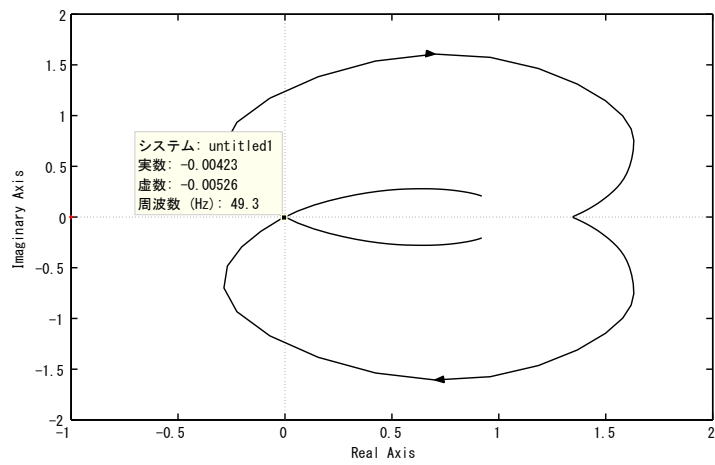
Fig. 5.3: Frequency response of thermoacoustic core ($L=3124$ mm, $T_H^*=390$ °C, $T_C^*=10$ °C)

Table 5.1: Simulation results ($L=3124$ mm, $f_r=47.5$ Hz)

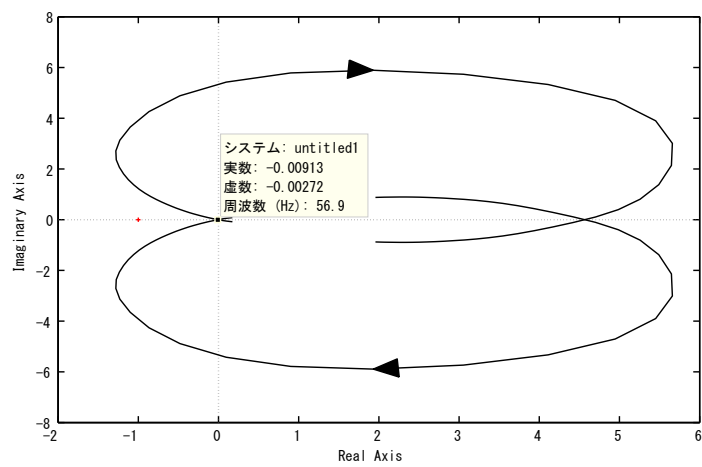
τ [ms]	$G(\infty)$	f_o [Hz]
14.0	3.5	47.0
10.0	5.8	49.3
7.0	21.8	56.9



(a) $\tau=14.0$ ms



(b) $\tau=10.0$ ms



(c) $\tau=7.0$ ms

Fig. 5.4: Nyquist plot

5.3 測定管路長を固定した場合の実験結果

5.3.1 実験装置および実験方法

実験装置の構成は3章と同様であるが，熱音響エンジンに使用するコアや温度条件が異なっている．Fig. 5.5 に本章で使用するコアを示す．本章では温度条件を低温側熱交換器の温度 $T_C^*=10\text{ }^\circ\text{C}$ ，高温側熱交換器の温度 $T_H^*=390\text{ }^\circ\text{C}$ とし，このとき熱音響エンジンは分割面の位置において圧力振幅 $P_{C2} = 880\text{ Pa}$ ，発振周波数 48.1 Hz で定常発振する．Fig. 3.9 の装置でコア部 G と管路部 K に対して従来手法による周波数応答計測を行い，提案手法による周波数応答計測はコア部のみで行う．そのとき目標値 P^* は自励発振時の実測値を含む3点 $500, 880, 1000\text{ Pa}$ とする．また熱音響コア部の全長は測定系の共振周波数が自励発振周波数と近い値となるように調整されており，共振周波数 f_r は 47.5 Hz である．周波数応答計測時の全長はそれぞれ熱音響コア部が 3124 mm ，管路部が 3179 mm である．本実験では提案手法による自励発振時圧力振幅の推定が妥当であるか検討するため，管路部の周波数応答についてはモデルではなくコア部の測定系と同様の計測を行い，その実験結果を用いる．従来手法と提案手法の実験条件を揃えるために，実験は全て同日に行った．当日の室温は $10\text{ }^\circ\text{C}$ であった．

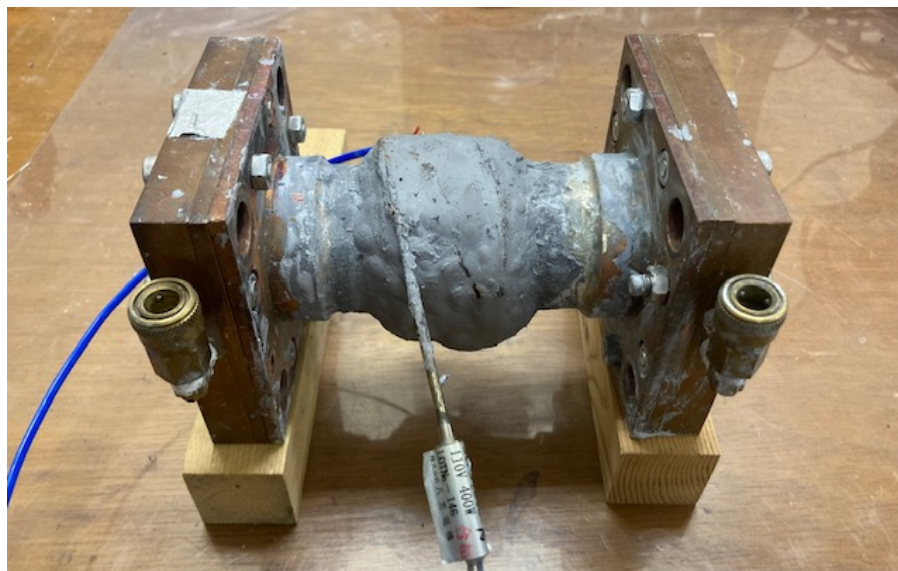
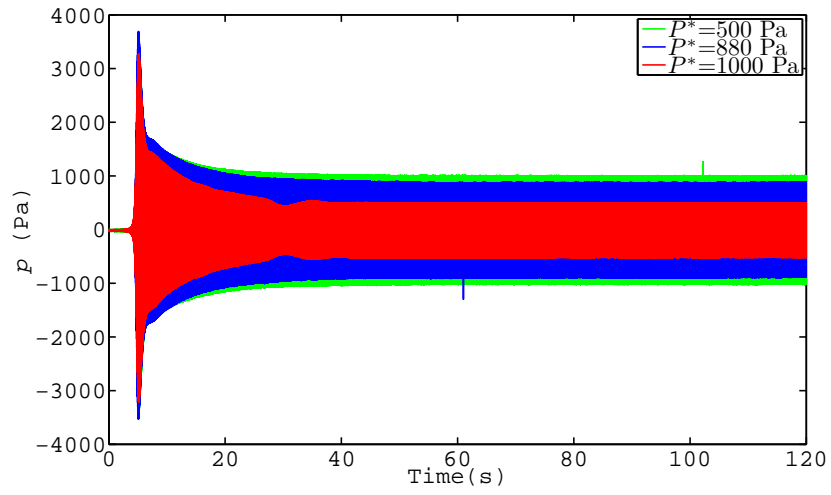


Fig. 5.5: Thermoacoustic core

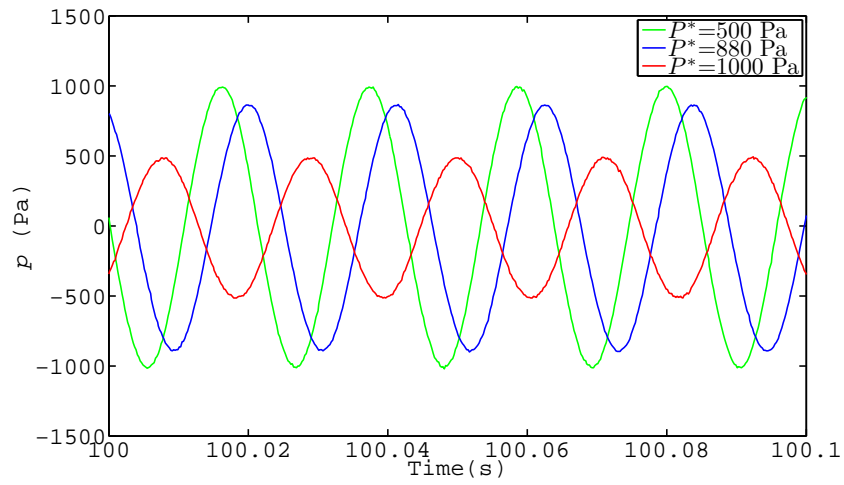
5.3.2 時間応答結果

本節では提案手法により正弦波の参照信号を用いることなく自動的に発振周波数が共振周波数付近に決定され、目標振幅で発振することを示す。定常状態の発振周波数および振幅は、提案手法における時間応答の 90 秒から 120 秒の間を FFT にかけることで取得する。

Fig. 5.6 に圧力信号 p_{c2} の時間応答, Fig. 5.7 に時変フィードバックゲイン G の時間応答を示す。Fig. 5.6 より 5 秒付近でシステムは発振を開始しており、発振開始時の圧力 p_{c2} は目標値 P^* を超えるが、圧力は緩やかに減少していき 50 秒以降で各圧力は目標値に収束する。Fig. 5.7 に着目すると、エンジンを発振させるために時変ゲインは増加し、発振が開始すると目標値の一定振幅となるように自動調整されている様子が確認できる。また時変ゲインの収束値には目標圧力振幅に応じて値が大きくなる相関が見られることから、自動決定される時変ゲインは定性的に妥当であるといえる。ここで時変ゲインが 0 から始まっていないのは、実験データの記録を自励発振開始直前から開始しているためである。Fig. 5.6(b) より、測定系は単一周波数で発振していることが分かり、発振周波数 f_o は目標値 $P^*=500, 880, 1000$ Pa のとき 47.3, 47.0, 47.1 Hz となった。これらの発振周波数は測定系の共振周波数 47.5 Hz に近いことが分かる。したがって、定常発振制御を用いて管路長に応じた音源の発振周波数を自動決定させることが可能であることが分かる。



(a) general view



(b) magnified view

Fig. 5.6: Time response of p_{c2} ($K_P = 5, K_I = 1$)

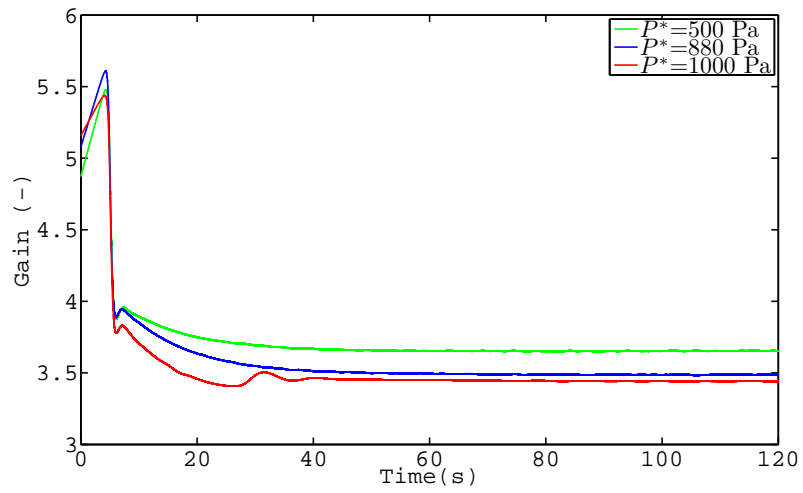


Fig. 5.7: Time response of time-varying gain G

5.3.3 周波数応答結果

本節では、Fig. 5.6 の時間応答より周波数応答を算出し、得られた単一周波数の周波数応答と従来手法により得られた周波数応答を比較し、提案手法の妥当性を検証する。Fig. 5.8 に両手法により得られた熱音響コア部の周波数応答を実線（従来手法）及び点（提案手法）で示す。従来手法では加振周波数を 40～60 Hz の範囲で掃引した。Fig. 5.8 より、提案手法による単一周波数の周波数応答は従来手法の周波数応答に重なっており、両手法の結果が定量的にほぼ一致していることが分かる。また提案手法を用いた周波数応答結果では、従来より得られていた圧力振幅が大きくなるほどゲインが減少する振幅依存性 [10] も確認できる。したがって提案手法により従来手法に整合する周波数応答が得られたことから、提案手法が妥当であるといえる。以上のことから、測定管路長を変更すれば提案手法を用いて所望の周波数範囲で周波数応答を取得できると考えられる。

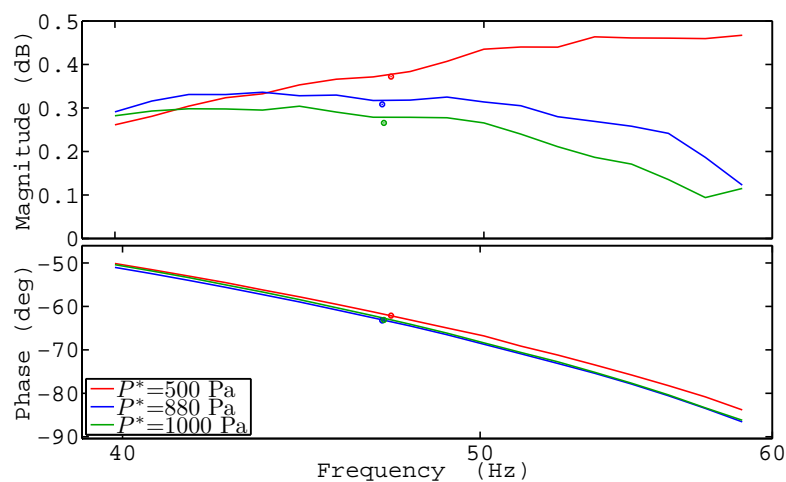


Fig. 5.8: Frequency response of thermoacoustic core

5.4 測定管路長を変化させた場合の実験的検証

前章では、定常発振制御に基づいて圧力センサ-音源の閉ループ系を常に管路長に応じた共振周波数で発振させる制御系を提案し、任意に設定した目標圧力振幅で閉ループ系の安定限界に保持するように制御パラメータ（むだ時間 τ , PI 補償器のゲイン K_P , K_I ）を手動調整することで従来結果と同様の周波数応答が得られることを示した。ただし管路長毎に制御パラメータの手動調整を行うことは実用的でないため、制御パラメータを共通とした場合の実験的検証が必要である。そこで本節では、複数の管路長に対して制御パラメータを共通として実験を行い、得られた周波数応答を従来結果と比較することで、提案手法の妥当性を示す。

5.4.1 実験装置および実験方法

実験装置の構成は3章と同様で、実験では Fig. 3.1 のコアを用いており、温度条件を低温側熱交換器の温度 $T_C^*=10\text{ }^\circ\text{C}$ 、高温側熱交換器の温度 $T_H^*=350\text{ }^\circ\text{C}$ とする。複数の管路長に対して制御パラメータを共通とした場合の実験的検証を行うために、本実験では Fig. 4.3(a) における圧力センサ P_{S2} -音源間の管路長 l_{var} を変化させ、管路長 L を3通りに変更した。このとき、後にナイキストの安定判別に基づく自励発振時圧力振幅を推定することを考慮して、制御系によって自動決定される3点の発振周波数が熱音響エンジンの発振周波数 48.0 Hz を含むようにするように管路長 L を決定する。これは提案手法の単一周波数の周波数応答より得られるナイキスト軌跡から原点を通る軌跡を内挿するためである。したがってコア部の測定管路長 L は $3124, 3028, 2944\text{ mm}$ とし、その際に実測した共振周波数 f_r は $47.4, 49.0, 50.1\text{ Hz}$ となった。ここで共通とする制御パラメータは管路長が 3124 mm のときに調整しており、むだ時間 τ は最小のゲイン G で目標値 P^* が達成されるように実験的に $\tau=14\text{ ms}$ と定め、PI 補償器の比例ゲイン K_P 、積分ゲイン K_I は全ての目標値に対して制御系が安定動作するように試行錯誤で $K_P=5, K_I=1$ と決定した。

5.4.2 時間応答結果

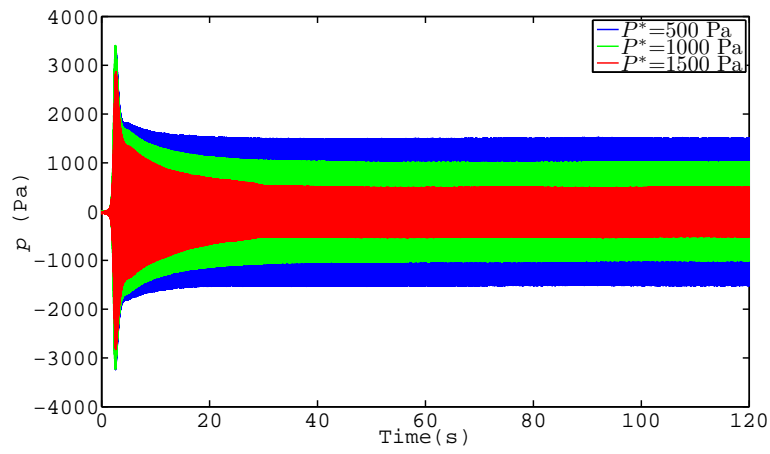
管路長 L を 3124, 3028, 2944 mm に変化させた場合の圧力信号 p_{c2} の時間応答を Fig. 5.9 に示す. Fig. 5.9(a) は $L=2944$ mm, Fig. 5.9(b) は $L=3028$ mm, Fig. 5.9(c) は $L=3124$ mm の時間応答を示す. 図によって発振する時間が変化しているのは, 実験データの記録開始時間が異なるためである. Fig. 5.9 より, 発振開始時の圧力 p_{c2} は目標値 P^* を超えるが, その後目標値の一定振幅となるように自動調整されている様子が確認できる.

Table 5.2 に各管路長 L における共振周波数 f_r と提案手法により自動決定された測定系の発振周波数 f_o , 自動調整されたゲインの収束値 $G(\infty)$ を示す. Table 5.2 より, まず発振周波数に着目すると, 全ての発振周波数は管路長に応じた共振周波数に近い値で自動決定されている. また自動調整されたゲインの収束値は全ての管路長で目標圧力振幅に応じて値が大きくなる相関が見られ, 5.3.2 章と同様の結果が得られた. 以上の結果より, 複数の管路長に対して制御パラメータを共通とした場合においても発振周波数が自動決定されることが分かる.

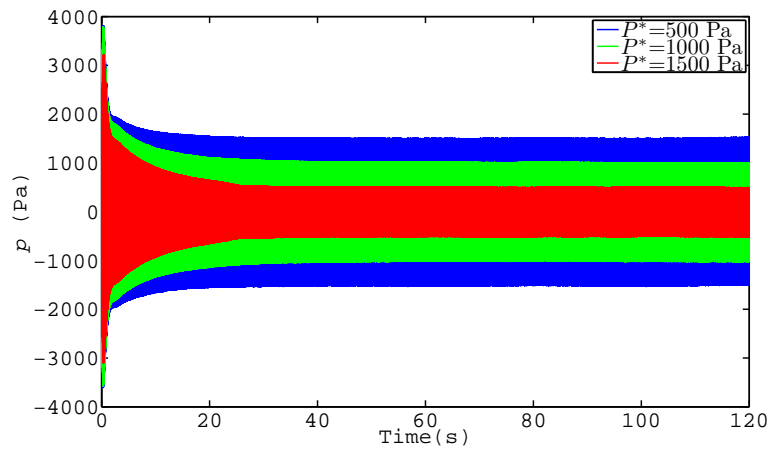
ここで Table 5.2 より, 管路長が短くなるほど, ゲインの収束値が大きくなっていることが分かる. 今回むだ時間は最長の $L=3124$ mm に対して最小ゲインを達成する実測値を用いているため, 管路長の変化に伴って最適ではなくなる. これにより共振特性によって得られる効果が少なくなるため, 圧力振幅を目標値一定に追従させるために時変ゲインは大きくなる. 本実験における管路可変量に対しては, むだ時間を共通としても圧力振幅を目標値一定に追従させることが可能であるが, 設定するむだ時間によって共振利用が可能な周波数帯域が制限されるため, 広帯域の計測を行う場合にはむだ時間の再調整が必要となる.

Table 5.2: Determined oscillation frequency

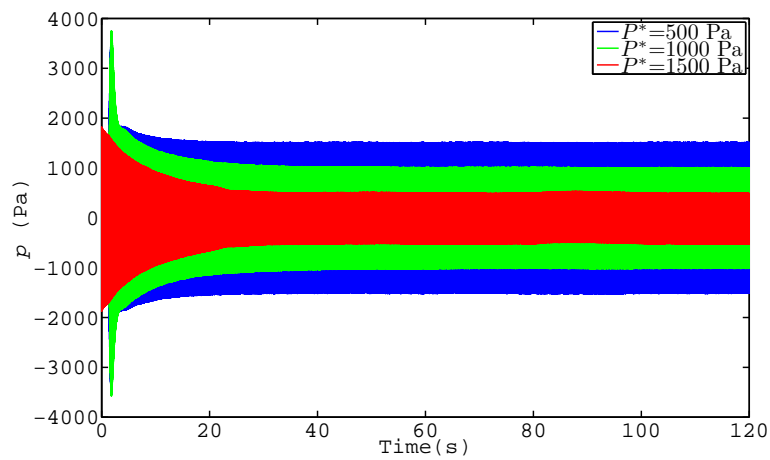
L [mm]	f_r [Hz]	$P^* = 500\text{Pa}$		$P^* = 1000\text{Pa}$		$P^* = 1500\text{Pa}$	
		f_o [Hz]	$G(\infty)$	f_o [Hz]	$G(\infty)$	f_o [Hz]	$G(\infty)$
3124	47.4	46.9	3.13	46.7	3.59	46.4	3.85
3028	48.7	48.0	3.21	47.8	3.60	47.5	4.00
2944	50.1	49.2	3.29	48.9	3.85	48.5	4.13



(a) $L=2944$ mm



(b) $L=3028$ mm



(c) $L=3124$ mm

Fig. 5.9: Time response of p_{c2} ($K_P = 5, K_I = 1$)

5.4.3 周波数応答結果

Fig.5.10 に両手法より得られた熱音響コア部の周波数応答を実線（従来手法）及び点（提案手法）で示す。全ての目標値において両手法の結果はゲイン特性と位相特性で共に定量的にはほぼ一致しており、提案手法は妥当であるといえる。したがって得られた周波数応答より、複数の管路長に対しても発振周波数が自動決定され、従来結果と同様の周波数応答が得られることが分かった。

ただし $P^* = 1500 \text{ Pa}$ は $P^*=500, 1000 \text{ Pa}$ に対して周波数応答の誤差が大きいことが分かる。この原因として従来手法と提案手法における計測中の温度低下の違いが考えられる。ここで実験時の高温側温度 T_H の温度低下の様子を Fig. 5.11 に示す。破線は目標値 T_H^* 、青色のプロットは従来手法、赤色のプロットは提案手法を示す。従来手法による周波数応答計測では 40~60 Hz の周波数掃引を 105 秒間で行うのに対し、提案手法では周波数一定で 120 秒間計測している。Fig. 5.11 より、従来手法では目標値が $P^* = 1500 \text{ Pa}$ のとき、発振中には $T_H=347 \text{ }^\circ\text{C}$ まで下がることを確認できる。一方で、提案手法による周波数応答取得時は $T_H=337 \text{ }^\circ\text{C}$ まで温度低下している。ここで文献 [10] では、温度比が低いほど周波数応答のゲインと位相が低下する振幅依存性が得られている。そのため温度比が低下した分、周波数応答のゲインと位相が低下したと考えられる。従来手法では周波数を切り替える際に音源加振を約 0.5 秒間停止しているが、提案手法では連続的に計測を行っているため、両手法で温度低下の傾きが異なると考えられる。

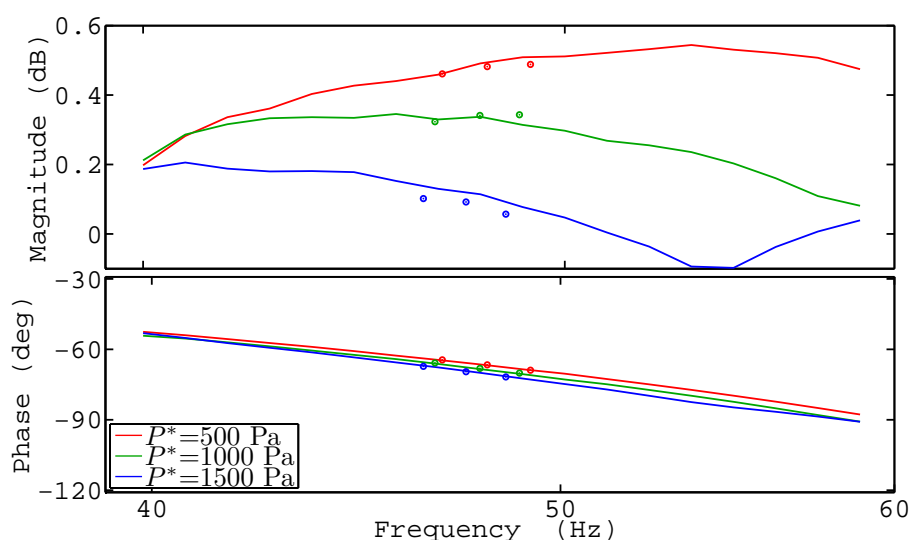


Fig. 5.10: Frequency response of thermoacoustic core ($T_H^*=350 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_C^*=10 \text{ }^\circ\text{C}$)

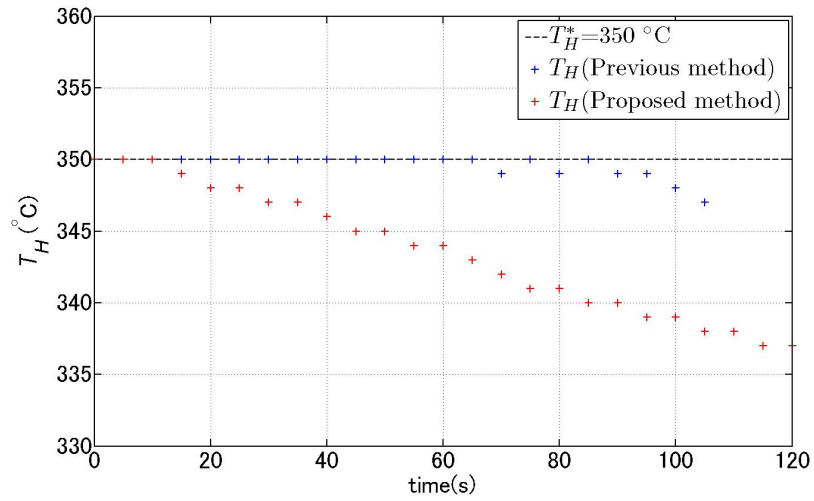


Fig. 5.11: Temperature drop due to measurement time ($P^* = 1500$ Pa)

第6章 熱音響コア部の周波数応答に基づく自励発振時圧力振幅の推定

本章では、熱音響エンジンの自励発振時圧力振幅の推定を行う。推定手法は、以前より提案されているナイキストの安定判別に基づく手法を用いる。その概要をまず次節で述べた後に、実際に推定を行った結果を6.2.2節で述べる。

6.1 ナイキストの安定判別に基づく自励発振時圧力振幅の推定手法 [20]

コア部 G と管路部 K を1入出力のシステムとし、ナイキストの安定判別に使用できる因果的なシステム表現に基づいて表すと以下のようなになる。

$$\tilde{A}_2 = G\tilde{B}_2 \quad (6.1)$$

$$\tilde{B}_2 = K\tilde{A}_2 \quad (6.2)$$

自励発振時圧力振幅の推定するために、4.4.2節で実測した管路部の周波数応答と5.4.3節で取得したコア部の周波数応答を用いてナイキストの安定判別に基づいて自励発振時圧力振幅の推定する手法について述べる。 G , K の周波数応答が与えられたときの閉ループ系を Fig. 6.1 に示す。この閉ループ系の安定性について、次の補題が成り立つ。

補題 6.1 G , K の周波数応答が与えられたとき、Fig. 6.1 の閉ループ系が安定となるための必要十分条件は、

$$\phi := 1 - GK \quad (6.3)$$

のナイキスト軌跡が原点を囲まないことである。

軌跡が原点を通る場合は安定限界（定常発振状態）に対応する。よって、圧力振幅をパラメータとして取得した G と K の周波数応答を用いて描いたナイキスト軌跡が原点上を通過する圧力振幅を、エンジンの自励発振時圧力振幅、原点と重なる周波数を自励発振時の発振周波数と推定できる。原点上を通る軌跡がない場合は、原点に最も近い、原点を囲む軌跡と囲まない軌跡を内挿して原点上を通る軌跡の圧力振幅および原点上の周波数を求め、それを推定値とする。

したがって以下の手順で熱音響エンジンの安定性解析を行う。

1. コア部の周波数応答実験を様々な目標圧力振幅で行い、コア部の因果的システム G の周波数応答を次式で求める。

$$G = \frac{\tilde{A}_2}{\tilde{B}_2} \quad (6.4)$$

2. 管部の周波数応答はモデルから、管部の因果的システム K の周波数応答を次式で求める。

$$K = \frac{\tilde{B}_2}{\tilde{A}_2} \quad (6.5)$$

3. ナイキストの安定判別を実行し、軌跡が臨界点に最も近づくときの圧力振幅をエンジンの発振時圧力振幅と推定する。

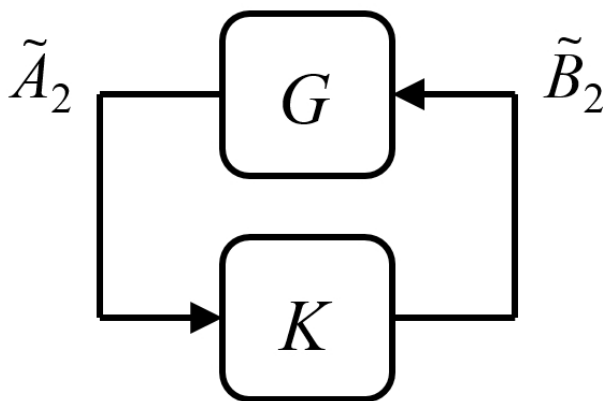


Fig. 6.1: Closed loop system

6.2 自励発振時圧力振幅の推定

本節では、前節までに取得されたコア部と管路部の周波数応答を用いて、ナイキストの安定判別による自励発振時圧力振幅の推定を行う。ただし提案法の周波数応答は3点のみであるため、周波数応答を内挿してナイキスト軌跡が原点を通る点を内挿する必要がある。そこで5.4.3節で取得したコア部の周波数応答をスプライン補間して内挿することで、自励発振時圧力振幅の推定を行う。

6.2.1 スプライン補間によるコア部の周波数応答

スプライン補間の目的は、コア部と管路部の周波数応答を合わせたナイキスト軌跡を描画するために、提案法で得たコア部と管路部の周波数を一致させることである。そこでスプライン補間をする際は、従来法で得た周波数応答結果を元データにして、提案法の周波数が従来と同一となる周波数応答を算出する。これにより提案法で得たコア部と管路部の周波数が一致するため、ナイキスト軌跡が描画可能になる。スプライン補間後のコア部の周波数応答を Fig. 6.2, 管路部の周波数応答を Fig. 6.3 に示す。Fig. 6.2 内においてプロット点は提案法により得た周波数応答、実線はスプライン補間後の周波数応答を示す。Fig. 6.2 より、提案法のプロット点は実線に重なっており、Fig. 6.3 の周波数刻みと一致するようになっていることが確認できる。したがって提案法により得た周波数応答のスプライン補間は問題なく行えているため、自励発振時圧力振幅の推定ではスプライン補間後の周波数応答を用いる。

今回提案法による測定点は3点のみであるため、Fig. 6.2 のスプライン補間後の周波数応答は測定点から離れるほど、本来の周波数応答 (Fig. 5.10) とは異なる。そのため測定周波数帯域 40~60 Hz となるように測定管路長を可変とすれば、精度高く内挿することは可能である。ただし今回は実験を簡単化するために測定点が推定対象の自励発振周波数を含むように調整しているため、測定した周波数以外の帯域の応答については問題視しない。

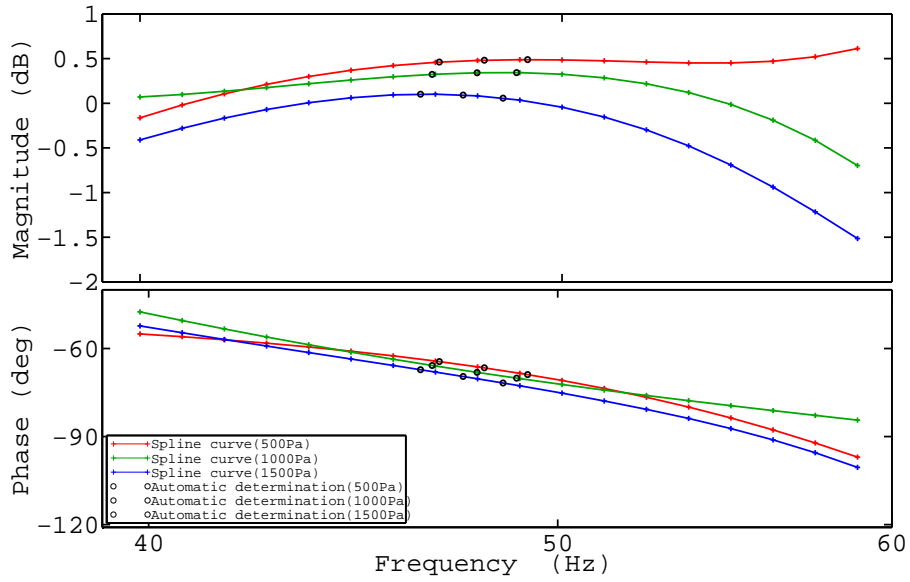


Fig. 6.2: Frequency response of thermoacoustic core with spline complementation

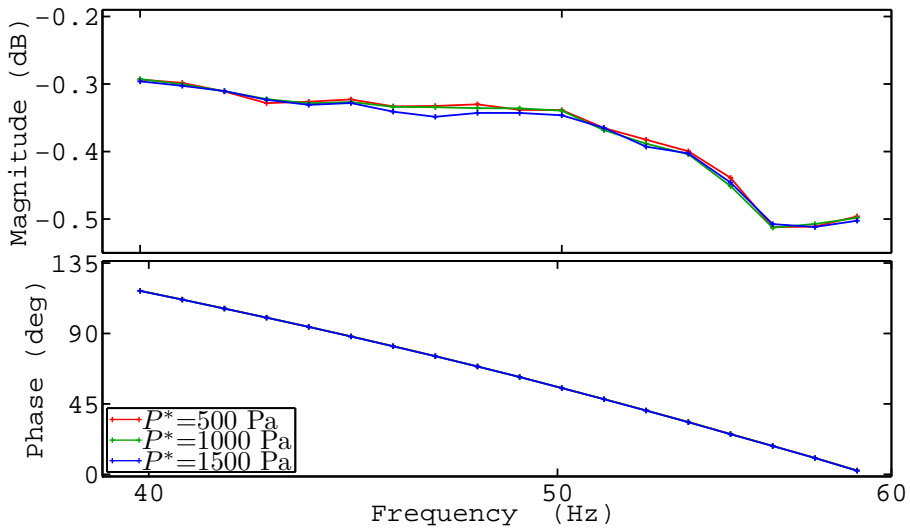


Fig. 6.3: Frequency response of tube

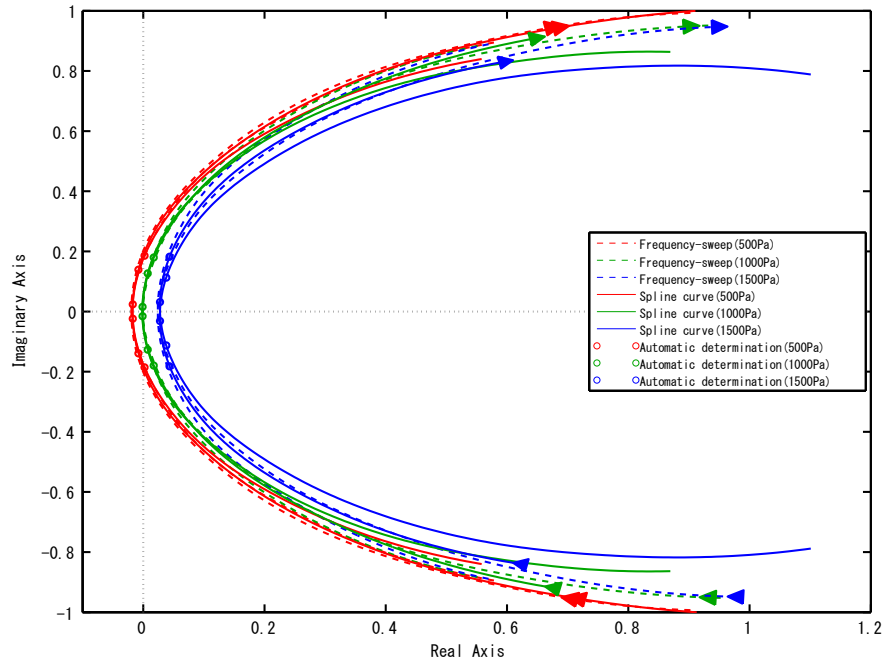
6.2.2 推定結果

ナイキスト軌跡を Fig. 6.4 に示す. 実線は提案法, 破線は従来法の結果を示す. 図より, 圧力振幅が小さいほど軌跡は左にシフトし, 圧力振幅が大きいほど軌跡は右にシフトするという定性的な傾向が見られる. また $P^*=500, 1500$ Pa において提案法のナイキスト軌跡は従来法に対して右側にシフトしていることが分かる. これはコア部の周波数応答 (Fig. 5.10) の差が原因であり, 特に周波数応答において差の大きかった 1500 Pa のときでは軌跡の変動を顕著に確認することができる.

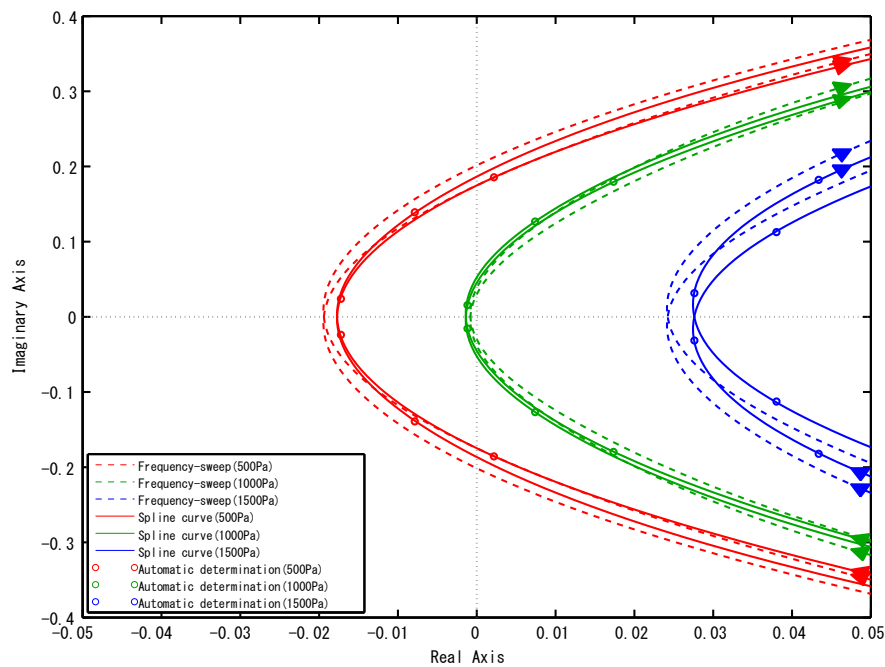
従来法と提案法による熱音響エンジンの自励発振時圧力振幅と発振周波数の推定結果を Table 6.1 に示す. Fig. 6.4 のナイキスト軌跡より, 提案法では圧力振幅を算出すると 1024 Pa となり, 約 1.1% の誤差で圧力振幅を推定できた. 推定された自励発振時圧力振幅と発振周波数は実測値と定量的にはほぼ一致することが分かる. ここで従来法による推定では圧力振幅は 1016 Pa となり, 約 0.3% の誤差で推定できた. ただし従来法は加振周波数を既知とした場合の結果であり, 実際の推定では通常, 加振周波数は未知であることに注意する. したがって加振周波数を未知とした場合における提案法を用いても従来法と同等に高い推定精度で推定することができるため, 提案法による熱音響エンジンの自励発振時圧力振幅の推定は有用であるといえる. 提案手法の推定誤差が大きくなるのは, Fig. 5.11 で示した温度低下による影響であると考えられる. 提案手法では $P^*=1500$ Pa において温度比が小さく, Fig. 6.4 の軌跡は右にシフトするため, 従来手法の推定結果と差が生じる.

Table 6.1: Estimation results

Method	Measured value		Estimated value		error[%]
	P_{C2} [Pa]	f_o [Hz]	P_{C2} [Pa]	f_o [Hz]	
Previous	1013	48.0	1016	47.9	0.3
Proposed			1024	48.0	1.1



(a) general view



(b) magnified view

Fig. 6.4: Nyquist plot by propose method

第7章 定常発振制御系の安定条件の実験的検討

5.4.3 節では、設定するむだ時間によって共振利用が可能な周波数帯域が制限され、広帯域の計測を行う場合にはむだ時間の再調整が必要となることを述べた。提案する大振幅音響計測制御機構では、管路の可変量に応じて測定範囲が決定されるため、設定したある1つのむだ時間による制御系の安定領域を調査しておく必要がある。そこで本章では、5章で提案した定常発振制御系がコア部の測定系において時間応答を取得した際に安定となる条件を実験的に検討する。実験では、制御パラメータを共通として測定管路長を変化させた場合と、測定管路長を固定としてPI補償器のゲイン (K_P , K_I) を変化させた場合を扱い、定常発振制御系が安定となる条件や振幅依存性が安定領域の境界に与える効果を示す。

7.1 制御パラメータを共通として測定管路長を可変とした場合

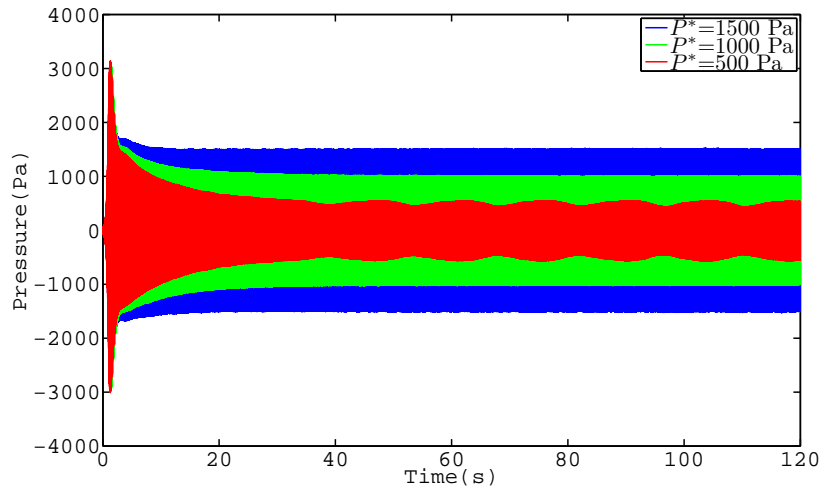
本節では、制御パラメータを共通として測定管路長と目標値を変化させ、定常発振制御系が安定となる条件について検討する。共通とする制御パラメータは管路長が3124 mmのときに合わせて調整しており、むだ時間 τ を14 ms, $K_P = 5$, $K_I = 1$ とし、管路長 L を2444~3124 mmの範囲で7通りに変化させる。120秒間の時間応答実験にて、圧力振幅の推定値が許容値 ± 5 Pa 以内で目標値に収束する場合を安定、収束しない場合を不安定とした。目標値は500, 1000, 1500 Paとした。実験結果をまとめたものをTable 7.1に示す。Table 7.1では、安定となった場合は○、不安定となった場合は×が記載されている。Table 7.1より、 $P^* = 1000$ Paにおいては全管路長で安定となり、 $P^* = 500, 1500$ Paでは一部の管路長のときに不安定となることが分かる。

ここで $P^* = 500$ Paが不安定となるときにの圧力信号 p_{c2} の時間応答の一例 ($L=2878$ mm) をFig. 7.1, また $L=2878$ mmかつ $P^* = 500$ Paにおける圧力信号 p_{c2} と推定値 \hat{P} の時間応答をFig. 7.2に示す。Fig. 7.1は管路長 L を2878 mmとしたときの時間応答である。Fig. 7.1より、 $P^* = 500$ Paのみ目標値に追従せず、目標値周りでうなりが発生していることが分かる。Fig. 7.2より、推定値 \hat{P} も圧力信号と同様にうなりが生じている。またFig. 7.1(b)の拡大図より、全ての目標値で単一周波数で発振している

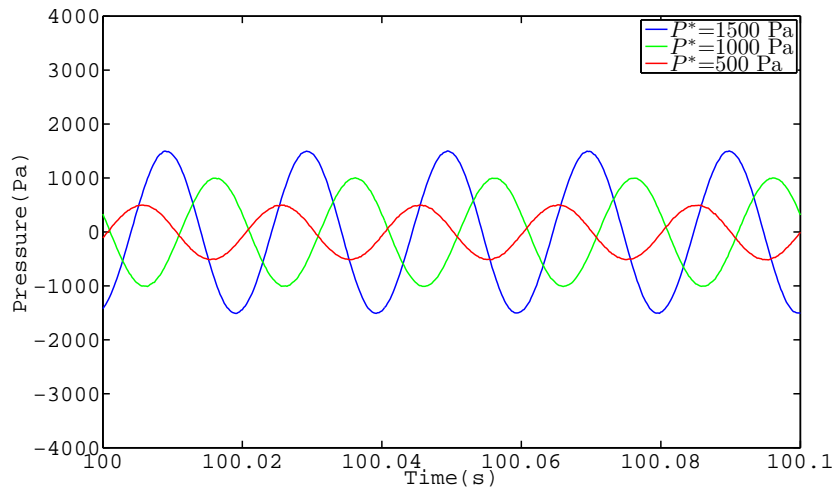
ことが分かる. Fig. 7.1 のように 500 Pa のみが目標値に追従せずに制御系が不安定動作する現象は, 管路長 $L=2792, 2715$ mm でも同様に確認されている.

Table 7.1: Experimental closed-loop stability ($\tau = 14$ ms, $K_P=5$, $K_I=1$)

L [mm]	stable / unstable		
	$P^* = 500$ Pa	$P^* = 1000$ Pa	$P^* = 1500$ Pa
3124	○	○	○
2944	○	○	○
2878	×	○	○
2792	×	○	○
2715	×	○	○
2624	○	○	○
2444	○	○	×

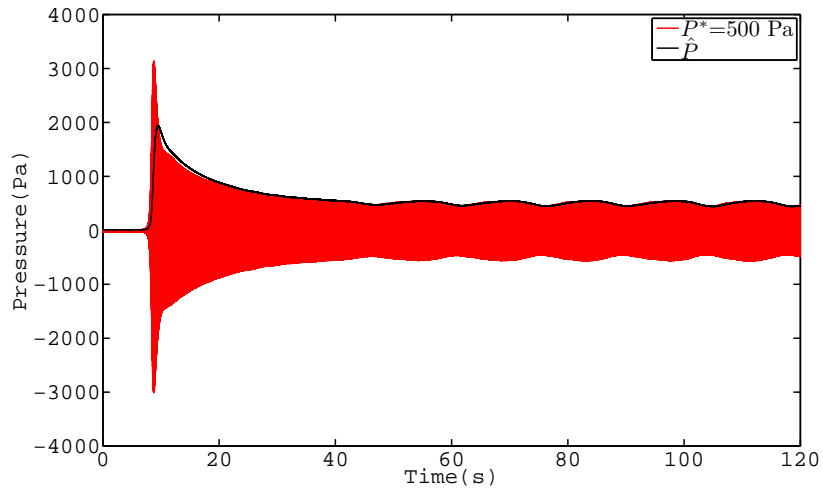


(a) general view

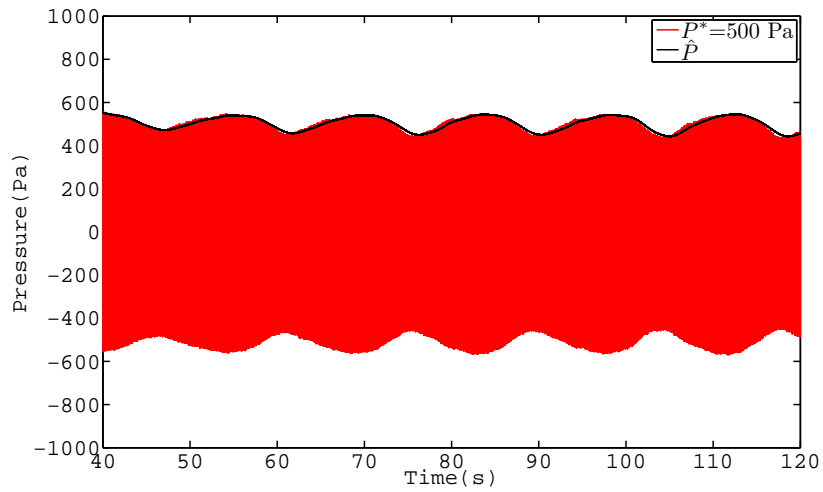


(b) magnified view

Fig. 7.1: Time response of p_{c2} ($L = 2878$ mm, $\tau = 14$ ms, $K_P=5$, $K_I=1$)



(a) general view

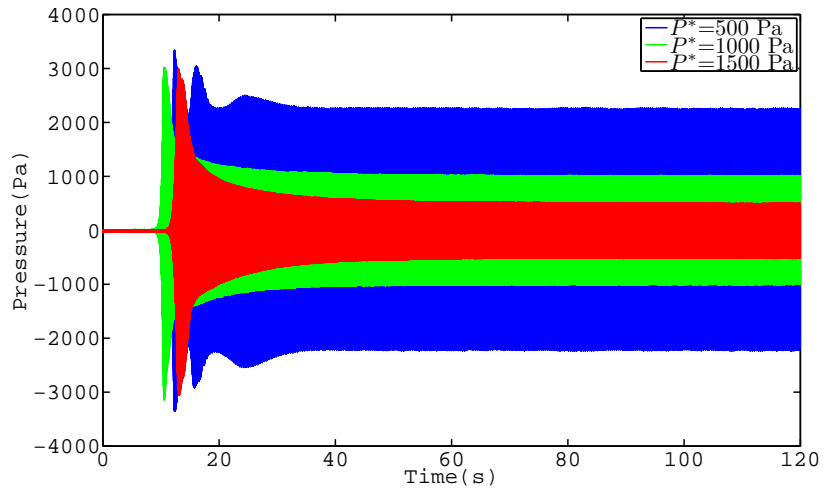


(b) magnified view

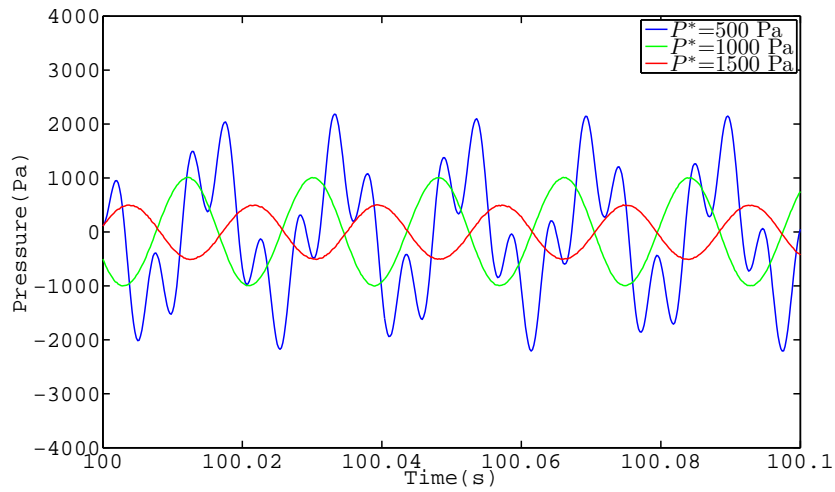
Fig. 7.2: Time response of p_{c2} ($L = 2878$ mm, $\tau = 14$ ms, $K_P=5$, $K_I=1$)

$P^* = 1500 \text{ Pa}$ が不安定となるときの圧力信号 p_{c2} の時間応答を Fig. 7.3, $P^* = 1500 \text{ Pa}$ における圧力信号 p_{c2} と目標値 \hat{P} を Fig. 7.4 に示す. Fig. 7.3 は, 管路長 L が 2792 mm のときに $P^* = 1500 \text{ Pa}$ のみが目標値に追従しない結果であり, Fig. 7.3(a) は全体図, Fig. 7.3(b) は 100 秒付近の拡大図を示す. Fig. 7.3(a) より, $P^* = 1500 \text{ Pa}$ では目標値周りでうなる現象は見られないが, 圧力信号 p_{c2} の時間応答には高調波成分による歪みが確認でき, 発振周波数が単一周波数に決定されていないことが分かる. また Fig. 7.4 より, $P^* = 1500 \text{ Pa}$ における推定値 \hat{P} は目標値に追従している. 定常発振制御では, 推定値は正弦波を想定して算出するため, $P^* = 1500 \text{ Pa}$ では本来の条件を満たさずに制御が行われている. そのため推定値は目標値に追従しているが, 圧力信号 p_{c2} は目標値付近に追従しない.

以上より, $P^* = 500, 1500 \text{ Pa}$ では一部の管路長のときに不安定となるが, それぞれ別の要因によって引き起こされていると考えられる. そのため $P^* = 500 \text{ Pa}$ で不安定となる原因を次節で示し, $P^* = 1500 \text{ Pa}$ の不安定動作については次章で言及する.

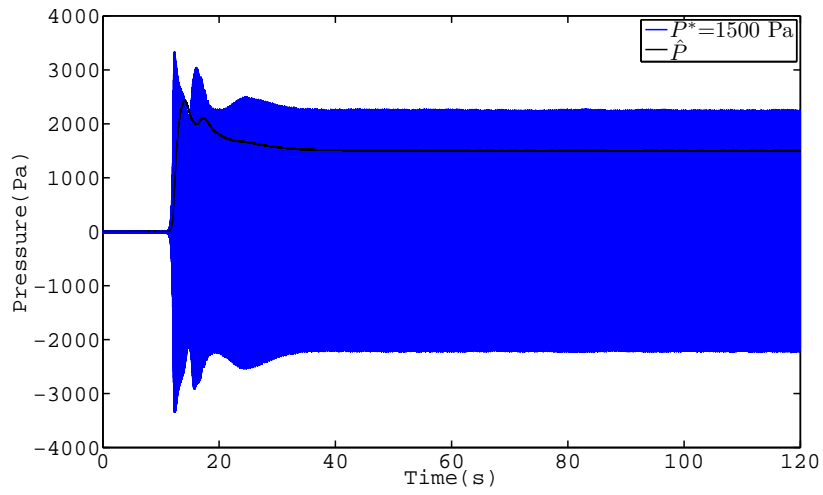


(a) general view

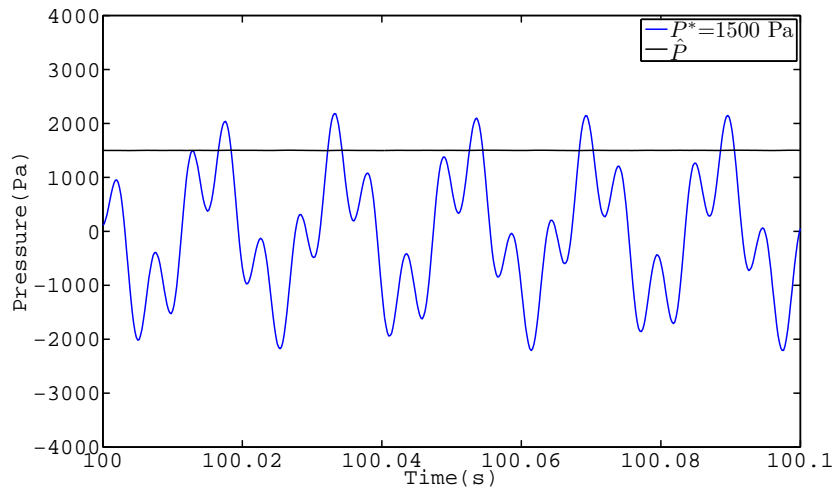


(b) magnified view

Fig. 7.3: Time response of p_{c2} ($L = 2444$ mm, $\tau = 14$ ms, $K_P=5$, $K_I=1$)



(a) general view



(b) magnified view

Fig. 7.4: Time response of p_{c2} ($L = 2444 \text{ mm}$)

7.2 測定管路長を固定としてPI補償器のゲイン (K_P , K_I) を変化させた場合

Fig. 7.1 のように 500 Pa のみが目標値に追従せずに制御系が不安定動作する現象について、目標値が 500 Pa 以上では制御系が不安定動作することが見られないことから、振幅依存性によって制御系の安定領域が変化する可能性が考えられる。そこで本節では、PI 補償器のゲイン (K_P , K_I) を変化させて各圧力振幅における安定条件を実験的に調べる。

7.2.1 各圧力振幅における安定条件の調査

振幅依存性が安定領域に与える効果を検証するために、ある一つの管路長に対して 500 Pa よりも低い目標値を設定して、その時間応答の安定条件を調査する。具体的には各目標値における推定値の時間応答より、制御系のうなりの有無を確認する。実験では目標値は 5 つ設定し、制御パラメータは Table 7.1 の実験と同一とする ($\tau = 14$ ms, $K_P=5$, $K_I=1$)。各目標値における圧力振幅の推定値の時間応答を Fig.7.5 に示す。Fig.7.5 より、 $P^*=500$ Pa では推定値が安定となり、Table 7.1 とは異なる結果が得られた。本実験では実験日によって、安定/不安定が切り替わることが確認されており、この現象の詳細は分かっていない。

Fig.7.5 より、各目標値の結果は大まかに 3 つの結果に分けて考えることが出来る。 $P^*=500$, 400Pa では目標値に収束して安定となり、 $P^* =375$, 350 Pa では目標値周りでうなりが生じて不安定、 $P^*=300$ Pa では制御系が目標値に追従できず発振を繰り返して不安定となっていることが分かる。このことから目標値が数十 Pa 程度変わることで安定/不安定が切り替わること、うなりは安定と不安定の間で生じていることが分かる。 $P^*=375$, 350 Pa で確認されたうなりは目標値周りで緩やかに振動しており、Fig. 7.1 と同様の傾向を示しているため、制御系にうなりが起こる現象は制御系が不安定に近づくことで発生する現象と考えることができる。

したがってこの現象は制御系の一種の不安定現象として捉えることができる。また目標値が低下すると安定/不安定の境界付近に近づくことから、安定性領域が変化することが予想される。

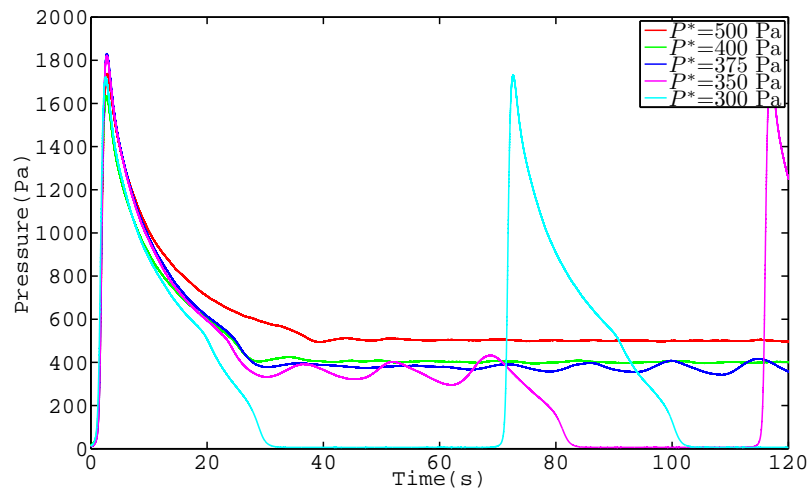


Fig. 7.5: Time response of \hat{P} ($L = 2878$ mm, $\tau = 14$ ms, $K_P=5$, $K_I=1$)

7.2.2 振幅依存性が K_P , K_I の安定領域の境界に与える効果

前節では、目標値が低下すると不安定動作が大きくなることが確認され、安定領域が目標値によって変化することが予想された。そこで本節では、 K_P と K_I を様々な値に振って目標値ごとの簡易的な安定領域を取得し、安定領域が変化するか実験的に調べた。測定管路長を 2796 mm, 目標値を 500, 1000Pa とし、180 秒間の時間応答にて目標値に収束する場合を安定、収束しない場合を不安定とした。実験的に取得した安定領域を Fig.7.6 に示す。Fig.7.6(a)(b)(c) はそれぞれ $P^*=300, 500, 1000$ Pa の応答を示す。ここで Fig. 7.6(a) のみ図のスケールが異なることに注意する。図では安定な K_P と K_I の組み合わせは'o', 不安定な K_P と K_I は'x'および'*'を示しており、それぞれを case(a), case(b) とした。分類した意図としては、うなりの有無による二種類の不安定応答が得られたためである。

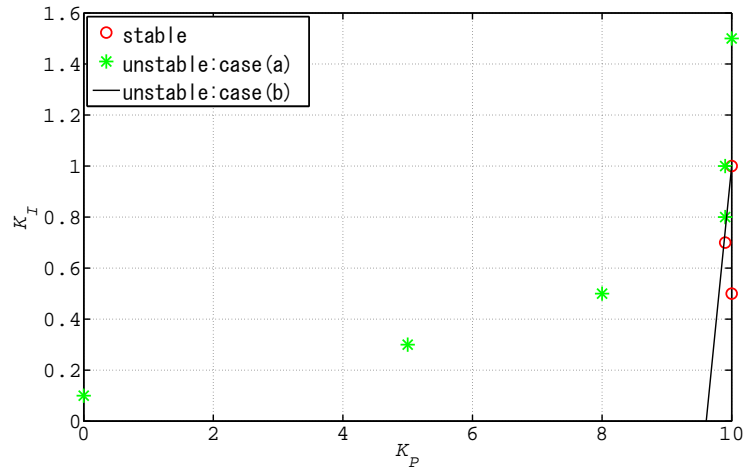
Fig.7.6 より、安定/不安定の境界線は右上がりとなっていること、安定領域は目標値ごとに明確に異なり、目標値が低下する程に安定となる領域が狭まることが分かる。以上のことから、 K_P と K_I が同一の場合において不安定動作する現象は、目標値が低下することによって安定領域が狭くなるためだと考えられる。

Fig.7.6 で確認された 2 種類の不安定動作から、制御系にうなりが生じる現象 (case(b)) の原因について考える。Fig.7.6 における case(a),(b) の代表的な応答を Fig.7.7,7.8 に示す。赤線は圧力 p , 緑線は圧力振幅の推定値 \hat{P} , 青線は時変ゲイン $G(t)$ を表している。Fig.7.7 の case(a) は発振開始と発振停止が繰り返されて圧力が目標値に収束しない応答であるが、Fig.7.8 の case(b) は圧力が目標値周りでうなりを生じて目標値に収束しない応答になっている。

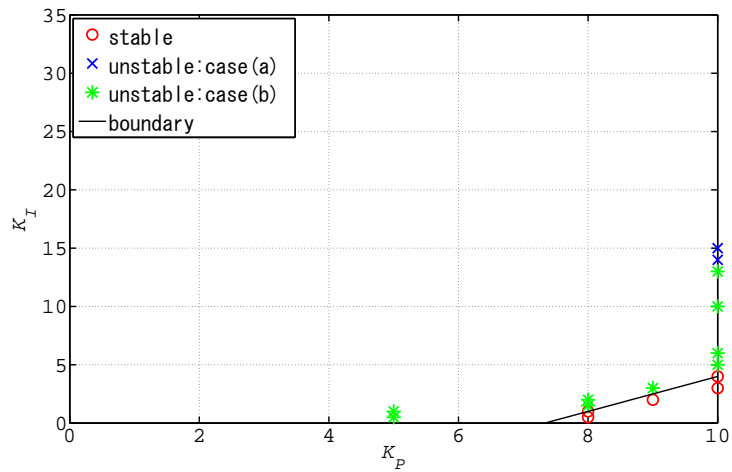
また Fig.7.6 より、不安定動作 case(a) と (b) には以下の関係があることが分かる。

- $P^* = 1000\text{Pa}$ では case(a) のみ確認
- $P^* = 500\text{Pa}$ では case(a),(b) を両方とも確認

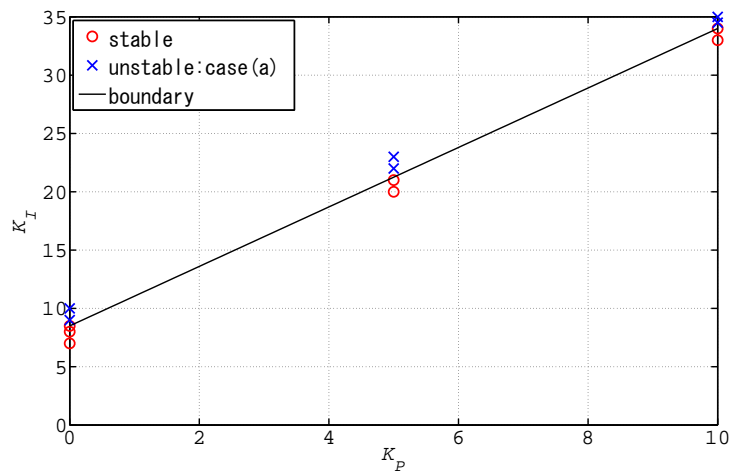
ここで時変ゲインに着目すると、case(a) は case(b) に対してゲインの変動量大きいことが分かる。 $P^*=1000$ Pa で case(a) のみ確認されたのは、ゲイン変動量大きいことによって発振が停止する値までアンダーシュートするためである。また $P^*=500$ Pa で case(b) が確認されたのは、ゲインの変動が小さくなることで過度なアンダーシュートがなくなるためであり、それにより一定の周期で不安定動作する。したがって目標値の違いによってゲインの変動量変化し、二種類の不安定動作が存在したと考えられる。



(a) $P^* = 300$ Pa



(b) $P^* = 500$ Pa



(c) $P^* = 1000$ Pa

Fig. 7.6: Experimental closed-loop stability ($L = 2792$ mm, $\tau = 14$ ms)

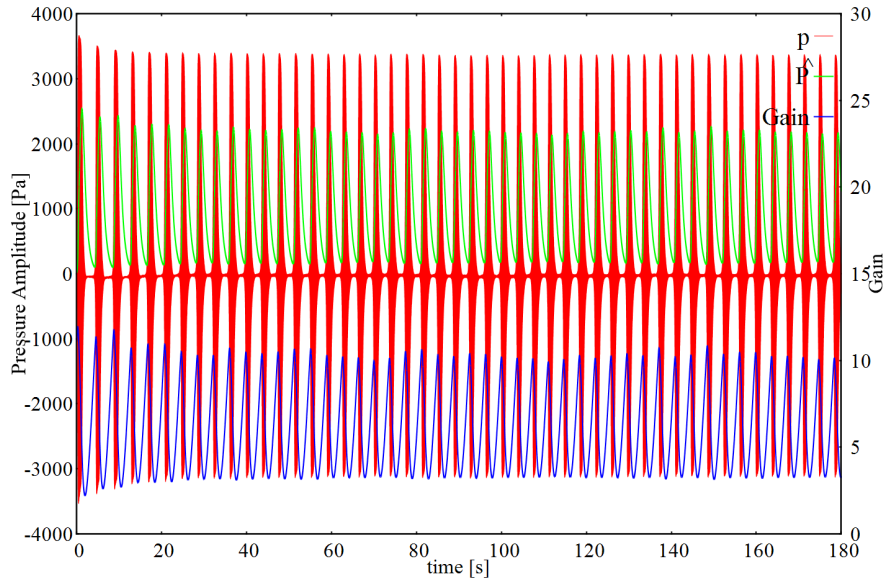


Fig. 7.7: Case(a) : $P^*=1000$ Pa, $K_P = 10, K_I = 35$

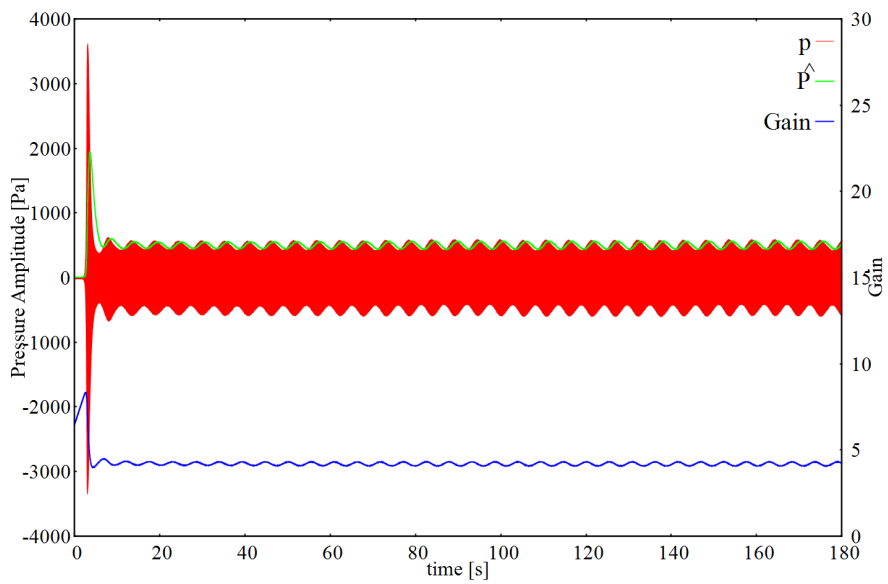


Fig. 7.8: Case(b) : $P^*=500$ Pa, $K_P = 10, K_I = 10$

第8章 二次共振周波数の励起による発振周波数の変化とバンドパスフィルタの効果検証

本節では、7.1節で確認された Fig. 7.4 について、高周波数成分によって時間応答波形に歪みが生じる原因を示し、バンドパスフィルタを適用した場合の時間応答と安定性について実験的に検討する。

8.1 FFT による時間応答の周波数分析

7.1節より、Fig. 7.4 の $P^*=1500$ Pa では時間応答波形に歪みが確認でき、発振周波数が単一周波数に決定されていないことが示された。そこで $P^*=1500$ Pa の時間応答から高周波数成分の要因を考える。Fig. 7.4(b) の 0.1 秒間の時間応答より、1 周期の波形がそれぞれ 5~6, 19 個確認できることから、周波数は約 55 Hz と約 190 Hz であることが分かる。この周波数成分を詳細に確認するために FFT による周波数分析を行った。結果を 8.1 に示す。周波数分析の結果、55Hz と 194Hz でそれぞれピークが確認された。ここで低い周波数から一次共振周波数 f_1 、二次共振周波数 f_2 、音速を c_0 とすると、単純な管路の共振周波数は、

$$f_{m+1} = \frac{(2m+1)c_0}{2L} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (8.1)$$

と与えられる。実測した一次共振周波数を用いて二次共振周波数を算出すると、

$$f_2 = \frac{3c_0}{2L} = 3 \times 59.3 = 177.9 \text{ Hz} \quad (8.2)$$

となり、これは 194 Hz のピーク値とおおよそ近い値となる。ただし (8.2) 式は管路が一様な場合の理論式であるため、Fig. 4.4(b) のインクリーザ部分による段付きを有する管路を考慮していない。面積比と管路長の関係からインクリーザによる段付きを有する測定系の音源駆動信号 u から圧力センサの出力信号 p_{c2} までの共振周波数を計算すると、共振周波数は Fig. 8.2 のようになる。Fig. 8.2 より、一次共振

周波数は 55 Hz, 二次共振周波数は 200 Hz と読み取ることができ, この二次共振周波数は時間応答波形で確認された 194 Hz のピーク値に近い値となる.

以上のことから, 194 Hz のピーク値は音響系の二次共振周波数と考えられる. したがって計測時に一次共振周波数と同時に二次共振周波数が励起されて正弦波加振でなくなり, 推定値が正しく検出されないため, 圧力振幅が目標値に収束しないと考えられる.

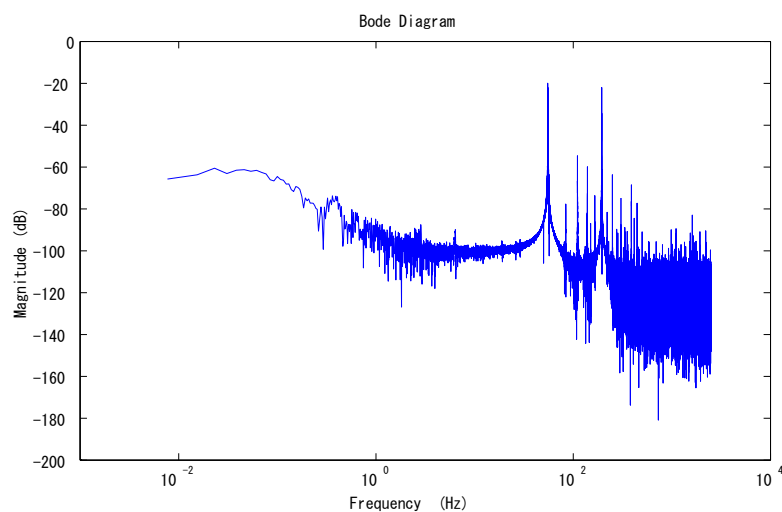


Fig. 8.1: FFT result

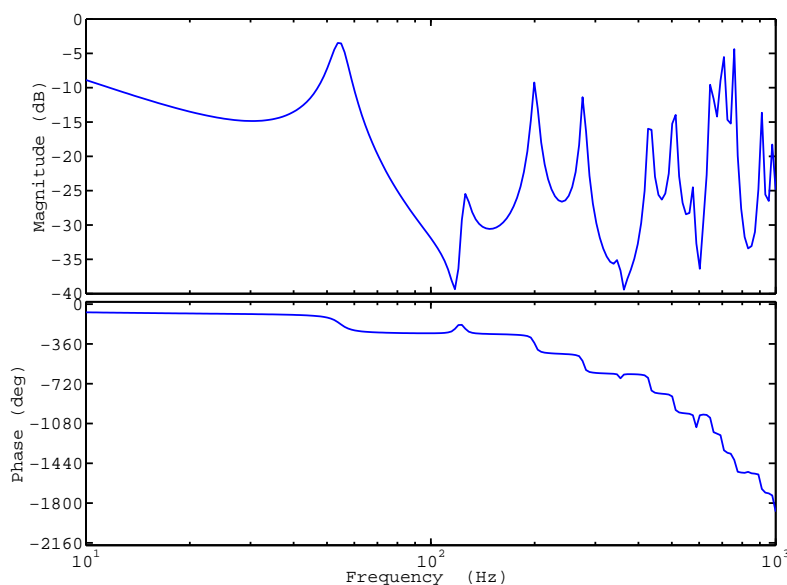


Fig. 8.2: Resonance frequency of measurement system considering increaser

8.2 二次共振周波数の励起による発振周波数の変化

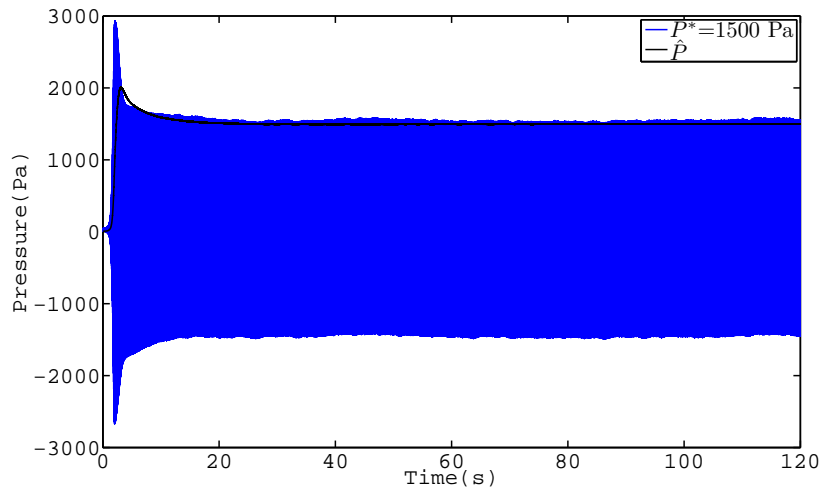
本節では、二次共振周波数の励起によって発振周波数が切り替わることを報告する。管路長 L を 2292～2444 mm までの 3 通りに変化させ、 $P^*=1500$ Pa の時間応答を 120 秒間取得する。制御パラメータは Table 7.1 の実験と同一とする ($\tau = 14$ ms, $K_P=5$, $K_I=1$)。またそれぞれの測定系の周波数応答からナイキスト軌跡を取得し、設定したむだ時間 $\tau=14$ ms と実測したゲインの収束値 $G(\infty)$ を用いて軌跡が原点を通る際の発振周波数を解析により調査する。管路長 L を 2292～2444 mm まで変化させた場合の $P^*=1500$ Pa の時間応答を Fig. 8.3, Fig. 8.4, Fig. 8.5, ナイキスト軌跡を Fig. 8.6, 結果をまとめたものを Table 8.1 に示す。解析結果より得た発振周波数を \hat{f}_o とする。なお本実験は、Table 7.1 の実験とは別日に取得している。そのため、Table 7.1 の実験では $L=2444$ mm は不安定であったが、本実験では安定となった。この原因については分かっていない。

Fig. 8.3, Fig. 8.5 より、 $L=2444$, 2292 mm ではそれぞれ単一周波数で発振し、圧力振幅が目標値に追従していることが分かる。ただしその発振周波数 f_o は 54.4 Hz と 202.8 Hz と異なることが分かる。この 2 つの周波数は、前節より一次共振周波数と二次共振周波数であると考えられる。また Fig. 8.4 では、Fig. 7.4 と同様に一次共振周波数と二次共振周波数が同時に励起されていることが分かる。ここで Fig. 8.6 のナイキスト軌跡を確認すると、 $L=2444$ mm では $\hat{f}_o=54.7$ Hz, $L=2394$ mm では $\hat{f}_o=55.4$, 196 Hz, $L=2292$ mm では $\hat{f}_o=203$ Hz で軌跡が原点を通り、実測値と同様に一次共振周波数と二次共振周波数で発振することが分かる。本実験のむだ時間は $L=3128$ mm のときに調整されているため、管路長が小さくなるほど一次共振から外れて二次共振に近づき、最終的に二次共振周波数で発振すると予想される。

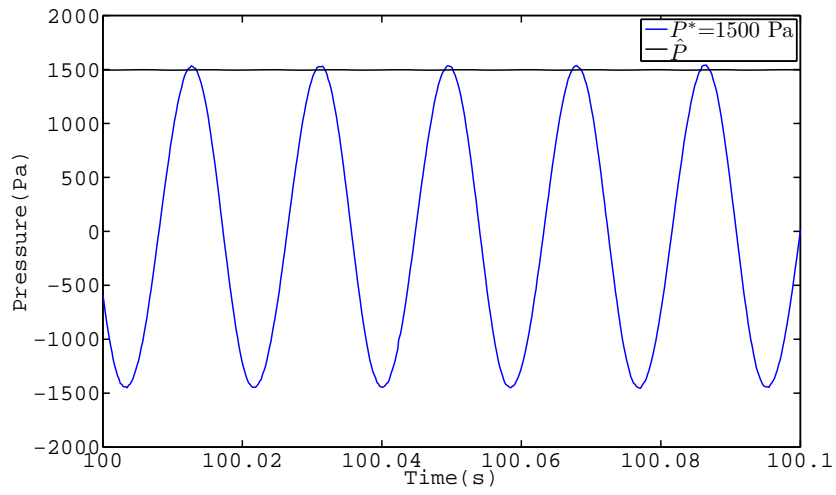
すなわちナイキスト軌跡上において、管路長の変化に応じてむだ時間が最適値から離れることで、原点を通る軌跡が切り替わったと考えられる。また Fig. 8.4 の結果から二次共振の利用が可能であることが分かり、二次共振の積極的な利用により測定周波数帯域の拡大と管路の可変長の低減が期待される。ただし二次共振の利用には、むだ時間の再調整は不可欠となる。

Table 8.1: Experimental results

L [mm]	f_1 [Hz]	f_o [Hz]	\hat{f}_o [Hz]	stable/unstable
2444	59.3	54.4	54.7	○
2394	60.6	56.1/196	55.4/196	×
2292	63.0	202.8	203	○

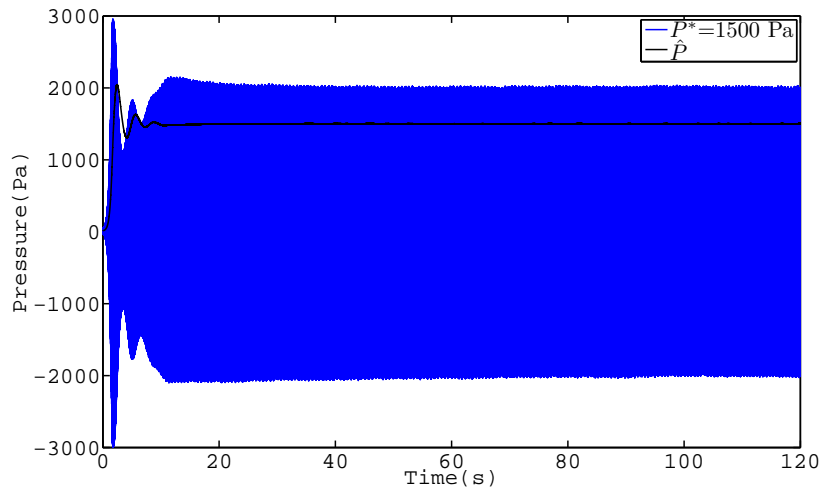


(a) general view

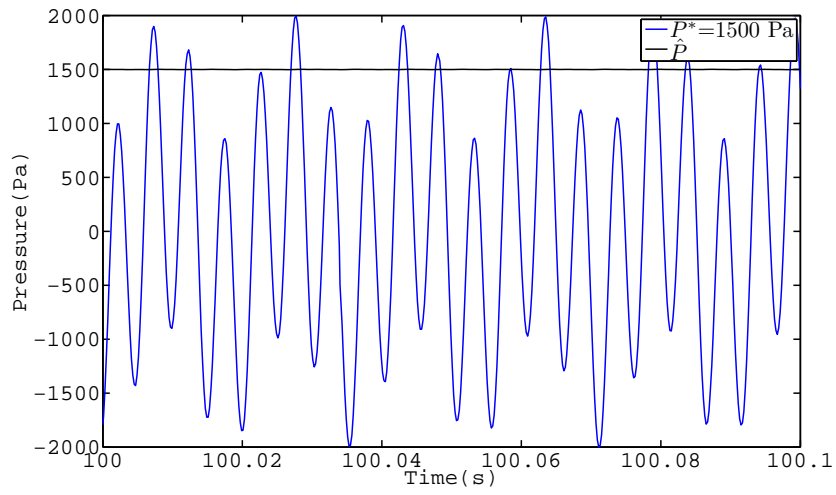


(b) magnified view

Fig. 8.3: Time response of p_{c2} ($L = 2444$ mm)

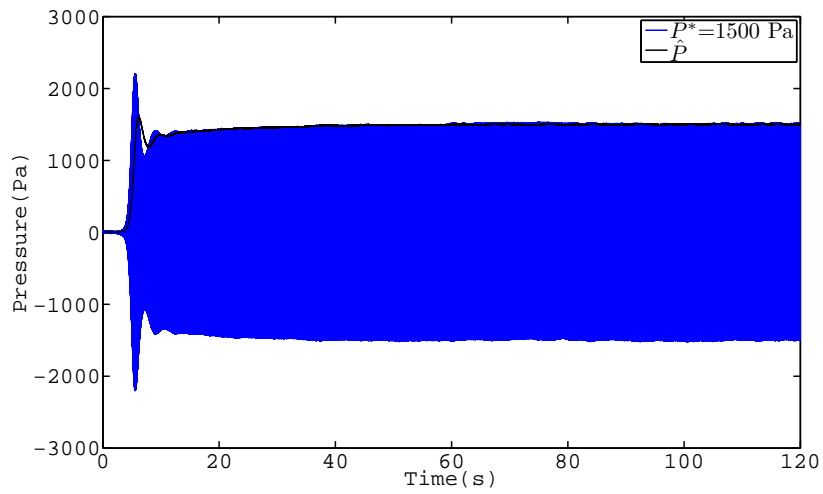


(a) general view

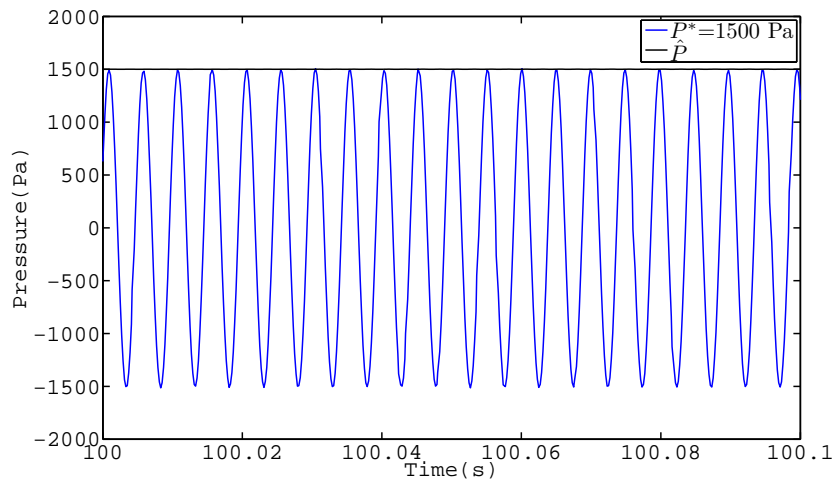


(b) magnified view

Fig. 8.4: Time response of p_{c2} ($L = 2394 \text{ mm}$)

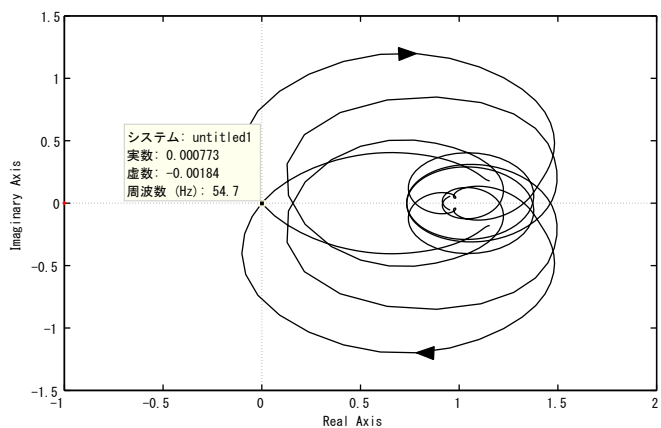


(a) general view

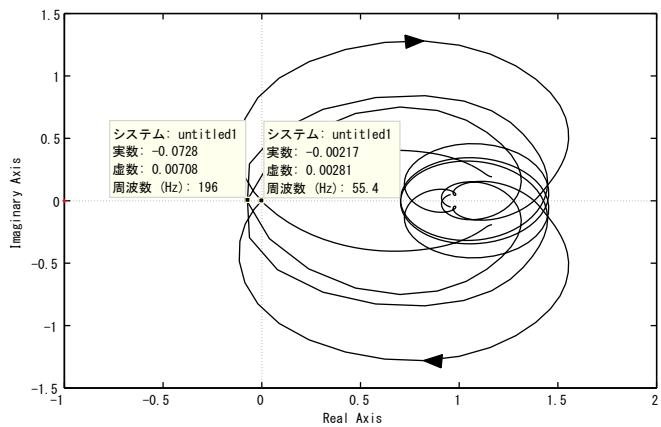


(b) magnified view

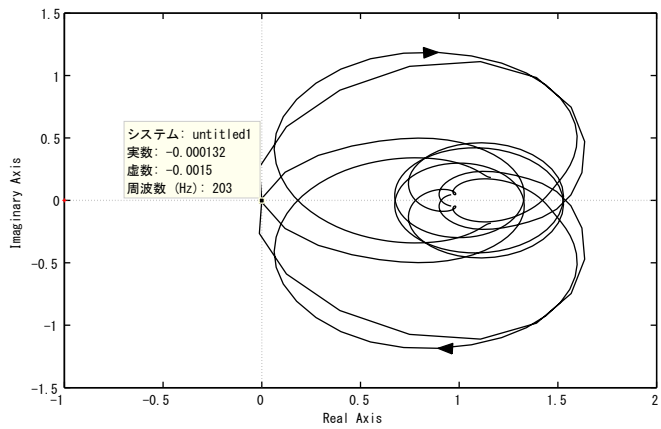
Fig. 8.5: Time response of p_{c2} ($L = 2292 \text{ mm}$)



(a) $L=2444$ mm ($\tau=14.0$ ms, $G(\infty)=7.31$)



(b) $L=2394$ mm ($\tau=14.0$ ms, $G(\infty)=8.07$)



(c) $L=2292$ mm ($\tau=14.0$ ms, $G(\infty)=8.30$)

Fig. 8.6: Nyquist plot

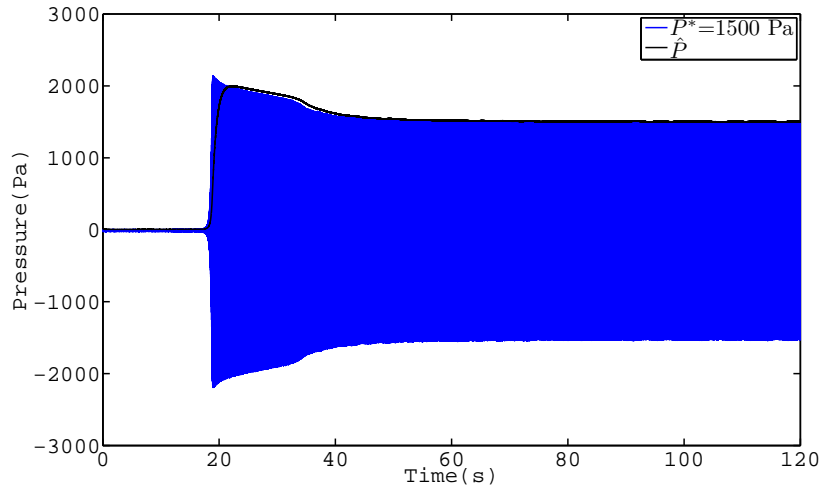
8.3 バンドパスフィルタによる高周波数成分除去と効果

8.3.1 高周波数成分除去の効果検証

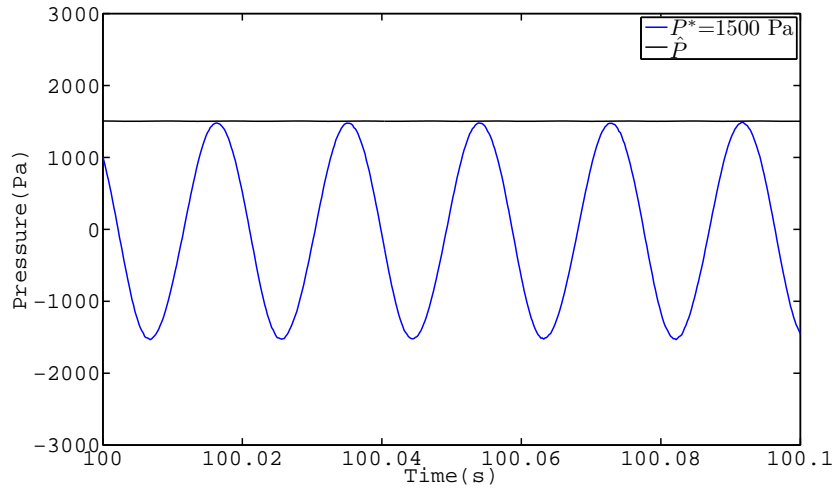
8.1 節では、計測時に一次共振周波数と同時に二次共振周波数が励起されてることで、圧力振幅が目標値に追従しないことが示された。そこで測定系を単一周波数で発振させるために、管路長 $L=2394$ mm のときに圧力波形に生じた高周波成分を除去して Fig. 8.4 と同様の実験を行う。実験では 4 次のバターワース特性をもつバンドパスフィルタを用いて周波数帯域を制限しており、周波数帯域は 10~150 Hz に設定した。実験結果を Fig.8.7 に示す。なお Fig. 8.7(a) は全体図、Fig. 8.7(b) は拡大図であり、青線は圧力 p 、黒線は推定値 \hat{P} を示す。このとき実測したゲインの収束値は、バンドパスフィルタ適用前で $G(\infty)=7.89$ 、適用後で $G(\infty)=11.20$ となった。Fig. 8.7(a) より、圧力波形と推定値は目標値である 1500Pa に収束していることが分かる。Fig. 8.7(b) より、時間応答波形を確認すると二次共振周波数が除去されていることが分かる。またバンドパスフィルタ適用後はゲインが増加し、発振周波数が低下している。ゲインと発振周波数はむだ時間に応じて変動することから、バンドパスフィルタ適用の影響により、管路長に応じたむだ時間の最適値が変化していると考えられる。

ここで $\tau=14$ ms と実測したゲインの収束値 $G(\infty)$ を用いたナイキスト軌跡を描き、バンドパスフィルタによる高周波数成分除去の効果を確認する。バンドパスフィルタ適用前の軌跡を Fig. 8.8(a)、適用後の軌跡を Fig. 8.8(b) に示す。Fig. 8.7(a) より、バンドパスフィルタ適用前の軌跡は一次共振周波数 55.8 Hz と二次共振周波数 197 Hz で原点を通るのに対して、Fig. 8.8(b) の適用後は、二次共振周波数が原点を通らないことが分かる。バンドパスフィルタにより 150 Hz 以降が減衰するため、二次共振周波数は励起されなくなり、結果的に単一周波数で発振する。

したがって測定管路長によっては計測時に二次共振周波数などの高周波数成分が励起されるが、共振利用する周波数帯域をバンドパスフィルタにより制限することで制御系は安定となり、バンドパスフィルタの適用が有効であるといえる。また逆にバンドパスフィルタで二次共振周波数成分を選択することにより、二次共振周波数など高調波を積極的に利用して測定周波数帯域を広げることも期待できる。

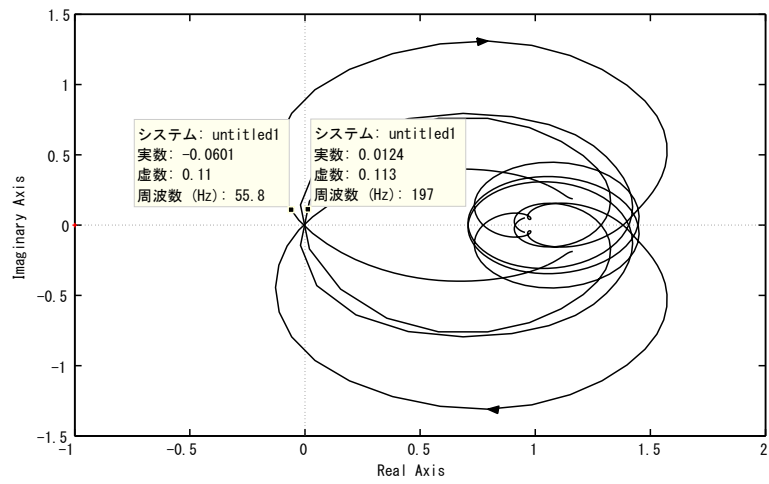


(a) general view

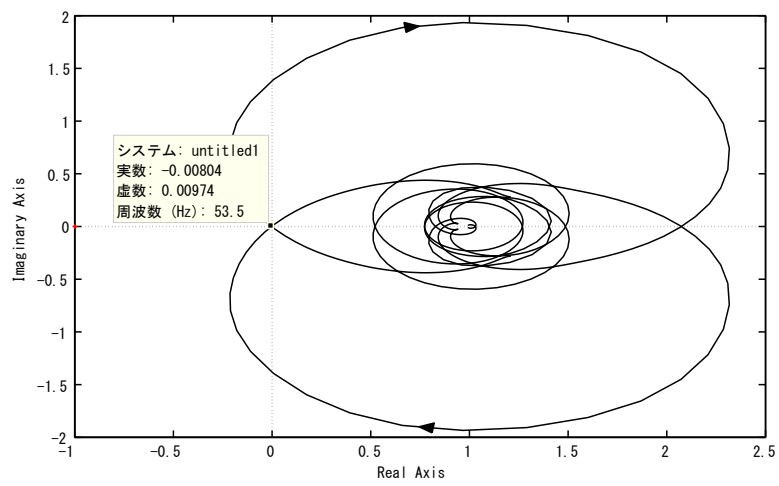


(b) magnified view

Fig. 8.7: Time response of p_{c2} with BPF ($L = 2394$ mm)



(a) without BPF ($\tau=14.0$ ms, $G(\infty)=7.89$)



(b) with BPF ($\tau=14.0$ ms, $G(\infty)=11.20$)

Fig. 8.8: Nyquist plot

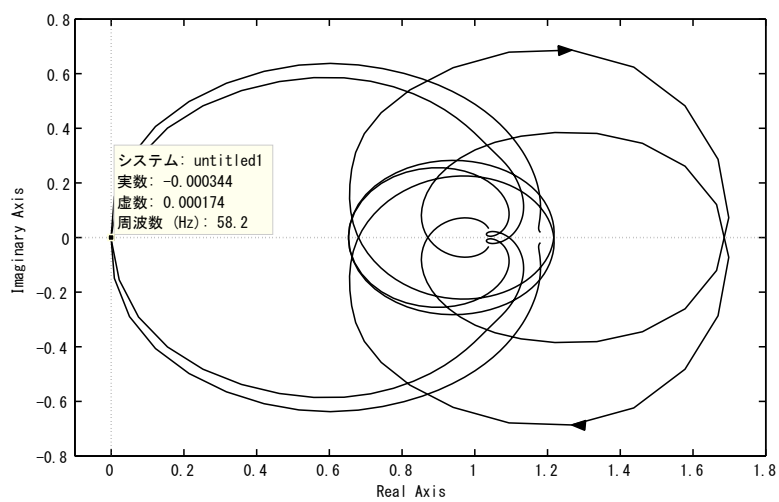
8.3.2 バンドパスフィルタによるむだ時間と発振周波数の変化

前節では、バンドパスフィルタ適用の影響により、管路長に応じたむだ時間の最適値が変化することが予想された。そこで、測定系の周波数応答からナイキスト軌跡を描き、軌跡が最小ゲインで原点を通る際のむだ時間と発振周波数を解析により調査する。バンドパスフィルタ適用前のナイキスト軌跡を Fig. 8.9(a)、適用後の軌跡を Fig. 8.9(b)、結果をまとめたものを Table 8.2 に示す。

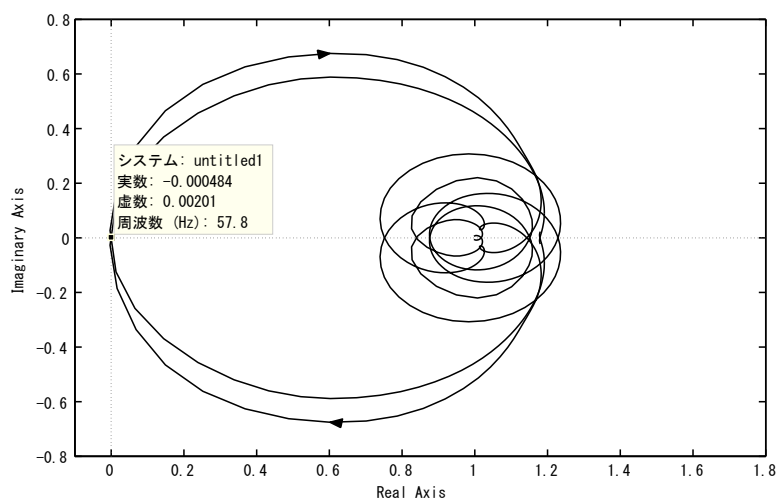
Table 8.2 より、バンドパスフィルタ適用後は最適なむだ時間が小さくなることが分かる。またむだ時間が小さくなることで軌跡が原点を通る位置が変わり、発振周波数が低くなっている。これらの結果は前節の結果と定性的に一致している。以上より、バンドパスフィルタを 10~150 Hz と設定し、 $L=2394$ mm とした場合では、管路長に応じたむだ時間の最適値が低下するといえる。ただし今回は詳細な実験およびその検証を行っていないため、今後はバンドパスフィルタが提案手法に及ぼす影響を調査する必要がある。またバンドパスフィルタを適用する際は、最適なむだ時間と発振周波数が変化することを考慮する必要がある。

Table 8.2: Simulation results ($L=2394$ mm, $f_1=60.6$ Hz)

Method	τ [ms]	$G(\infty)$	f_o [Hz]
Without BPF	11.0	5.77	58.2
With BPF	9.8	5.81	57.8



(a) without BPF ($\tau=11.0$ ms, $G(\infty)=5.77$)



(b) with BPF ($\tau=9.8$ ms, $G(\infty)=5.81$)

Fig. 8.9: Nyquist plot

第9章 結言

本論文では、実測した熱音響コア部の周波数応答に基づいて熱音響システムの自励発振時圧力振幅を推定するために、測定系の共振特性を利用することで小規模な音源で大振幅加振させる手法と、管路長を変化させることで発振周波数を掃引する周波数応答計測手法を用いた大振幅音響計測制御機構を提案し、その有用性を実験的に示した。

第4章では、小規模な音源を用いて大振幅加振を達成し、一定の圧力振幅で周波数応答を取得する方法を提案した。熱音響コア部の周波数応答計測系において共振特性を利用することで小規模な音源を用いて大振幅加振を可能とし、圧力振幅を目標値一定に保持できることを示した。また管路部の周波数応答結果は、従来の大規模音源を用いた周波数応答よりも測定周波数範囲が拡大することを示した。

第5章では、周波数応答計測において管路長を動的に可変とし、常に管路長に応じた共振周波数で発振する大振幅音響計測制御機構を提案した。加振周波数を未知とした場合において、正弦波信号を参照しない定常発振制御を用いることで、複数の管路長に対しても発振周波数が一次共振周波数付近に自動決定された。また任意に設定した目標圧力振幅で閉ループ系の安定限界に保持するように制御パラメータを手動調整することで、従来結果と同様の周波数応答が得られ、提案手法の妥当性を示した。

第6章では、第5章で取得された熱音響コア部の周波数応答に対してスプライン補間を行い、管路部の周波数応答と合わせて熱音響エンジンの自励発振時圧力振幅を推定した。結果、自励発振時圧力振幅は推定誤差1.1%で推定され、実測値と定量的に一致することを示した。

第7章では、コア部の測定系において時間応答を取得した際に定常発振制御系が安定となる条件を実験的に検討した。 K_P と K_I を変化させ目標値ごとの安定領域を取得することで、振幅依存性が安定領域の境界に与える効果を示した。

第8章では、管路長の変化に応じて二次共振周波数が励起され、発振周波数が変化することを示した。さらにバンドパスフィルタを用いて共振利用する周波数帯域を制限した時間応答が、一次共振周波数付近の単一周波数で発振し、圧力振幅が目標値一定となることを示した。

第10章 今後の課題

今後の課題を以下に示す.

- 定常発振制御系の理論的な安定性解析
- むだ時間 τ を再調整する手法の検討
- 測定管路長を連続的に変化させる機構の導入

第5章にて構成した定常発振制御系は、文献 [21] を参考にしており、エネルギー供給を制御することで制御対象に出入りするエネルギーを一定に保つよう動作しており、理論的な解析が行われている。第7章では、閉ループ系が安定となる条件の実験的な検討に留まっているが、この理論的な解析を行うことが今後の課題である。

第5章では、むだ時間を共通としても圧力振幅を目標値一定に追従させることが可能であるが、むだ時間によって共振利用が可能な周波数帯域が制限されることを示した。そのため広帯域での計測を行う場合はむだ時間の再調整が必要となる。さらに第8章では、二次共振の利用によって圧力振幅が目標値一定に制御されたことから、むだ時間の再調整を行うことで、二次共振の積極的な利用により測定周波数帯域の拡大と管路の可変長の低減が期待される。

本論文では、管路長を静的に変化させた場合について実験を行った。提案した大振幅音響計測制御機構は、管路を連続的に可変とし、常に共振周波数を掃引して圧力振幅を大振幅の目標値一定とすることを目指しているため、実際に測定管路長を連続的に変化させる機構を導入することが今後の課題である。

謝辞

本研究に関して終始様々なご指導ご鞭撻を頂きました，本学 小林泰秀准教授に厚く御礼申し上げます．また本研究は，同研究室 廣川君の研究から多くの知見を得ることができ，学会発表並びに修士論文の執筆を遂行することができました．深く感謝の意を表します．

最後になりましたが，日々のゼミ等を通じて多くの助言や指摘を頂きました，小林研究室の皆様へ感謝いたします．

参考文献

- [1] 富永昭, 熱音響工学の基礎, 内田老鶴圃 (1998)
- [2] 上田祐樹, 加藤千幸, ”進行波音波を用いた共鳴管冷凍機”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.73, No.727, pp.191-198 (2007)
- [3] 上田祐樹, ”熱音響発電機:熱から音波を発生させ, さらに音波を電力に変換する装置”, 電気学会誌, Vol.128, No.12, pp.812-815 (2008)
- [4] H.Hatori, T.Biwa, T.Yazaki, ”How to build a loaded thermoacoustic engine”, *Journal of Applied Physics*, **111**,074905 (2012)
- [5] M.Guedra, G.Penelet, P.Lotton, JP.Dalmont, ”Theoretical prediction of the onset of thermoacoustic instability from the experimental transfer matrix of a thermoacoustic core”, *The Journal of the Acoustical Society of America*,130-1,pp.145-152 (2011)
- [6] V. Zornotti, G.penelet, G.poignand, S.L.Garrett, ”Prediction of limit cycle amplitudes in thermoacoustic engines by means of impedance measurements”, *Journal of Applied Physics*, **124**,154901 (2018)
- [7] O. Aldraihem, A. Baz, ”Onset of Self-Excited Oscillations of Traveling Wave Thermo-Acoustic-Piezoelectric Energy Harvester Using Root-Locus Analysis”, *Journal of Vibration and Acoustics*,**134**, pp.637-645 (2012)
- [8] 小林泰秀, 山田昇, ”進行波圧力成分に関するシステム表現に基づく定在波型進行波型熱音響システムに対する統一的な自励発振条件の解析”, システム制御情報学会論文誌, 28, pp. 392-399, (2015)
- [9] 小林泰秀, 中田匠, 廣本太郎, ”定常発振制御に基づく振幅依存性を考慮した周波数応答計測と熱音響自励発振時圧力の推定”, 日本音響学会 2018 年度春季研究発表会講演論文集, 67/68 (2018), 講演番号 1-7-1

- [10] 廣本太郎, 小林泰秀, ”定常発振制御を用いた周波数応答計測に基づく熱音響コアの振幅依存性と自励発振時圧力の推定”, 日本音響学会 2019 年度春季研究発表会講演論文集, 101/102 (2019), 講演番号 2-4-17
- [11] Y.Kobayashi, T.Nakata, N.Yamada, ”A Nyquist based unified analysis method on spontaneous oscillation condition for thermoacoustic systems with application to standing- and traveling-wave engines”, Proceedings of the 22nd International Congress on Sound and Vibration (ICSV22), Florence, Italy (2015)
- [12] 矢崎太一, 上田祐樹, 琵琶哲志, ”音を利用して冷やす方法 -熱音響冷凍機の原理と試作-”, 日本音響学会誌, 62, pp.128-133(2006)
- [13] S.Backhaus, E.Tward, M.Petach, ”Traveling-wave thermoacoustic electric generator” *Applied Physics Letters*, **85**, pp.1085-1087 (2004)
- [14] 富永昭, ”熱音響理論による冷凍機の理解”, The Journal of the Vacuum Society of Japan, 43-4, pp.484-491(2000)
- [15] 琵琶哲志, ”ダブルループ熱音響スターリングクーラー-I. 仕事流測定-”, 低温工学, 43, pp.536-542(2008)
- [16] 畠沢政保, 杉田洋, 小川孝廣, 瀬尾宜時, ”自動車用ガソリンエンジンの廃熱を利用して駆動する熱音響音波発生機の性能”, 日本機械学会論文集 (B 編), 70-689, pp.292-299(2004)
- [17] 大野宏, 平石誠, 須貝裕之, 本多章作, 石井啓貴, ”熱音響機関技術研究会報告”, 新潟県工業技術総合研究所工業技術研究報告書, 44, pp.64-66(2015)
- [18] N.Olgac, U.Zalluhoglu, A.Kammer, ”Predicting thermoacoustic instability: a novel analytical approach and its experimental validation” *Journal of propulsion and power*, **30-4**, pp.1079-1086 (2014)
- [19] M.Schmid, R.Blumenthal, M.Schulze, W.Polifke, T.Sattelmayer, ”Quantitative stability analysis using real-valued frequency response data” *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 135-12, 121601(2013)

- [20] 中田匠, 小林泰秀, 山田昇, ” 圧力振幅を一定に保持するフィードバック制御に基づく熱音響コアの振幅依存性を考慮した周波数応答計測”, 日本音響学会 2017 年度春季研究発表会講演論文集, pp.1171-1174 (2017), 講演番号 2-8-9
- [21] 櫻井一晃, 小林泰秀, 中田匠, 山田昇, ” 定在波型熱音響エンジンの適応定常発振制御に基づく臨界温度比推定”, 日本音響学会誌 73 巻 2 号, pp.93-99 (2017)

学会発表リスト (口頭発表)

(講演発表者の氏名に○印, 著者に下線を付す)

1. 日本音響学会 2019 年秋季研究発表会

”測定管路長による共振を利用した定常発振制御に基づく振幅依存の周波数応答計測と熱音響自励発振時圧力振幅の推定”

○小林 諒也, 小林 泰秀

開催日：令和元年 9 月 4・5・6 日

2. 日本機械学会 北陸信越支部第 57 期総会・講演会

”熱音響システムの周波数応答計測における定常発振制御を用いた発振周波数の決定”

○小林 諒也, 廣川 楽, 小林 泰秀

開催日：令和 2 年 3 月 8 日

3. 日本音響学会 2020 年秋季研究発表会

”管路長による共振を利用して発振周波数を自動決定する大振幅音響計測制御機構に基づく熱音響自励発振時圧力振幅の推定”

○小林 諒也, 廣川 楽, 小林 泰秀

開催日：令和 2 年 9 月 9・10・11 日

4. 日本音響学会 2020 年秋季研究発表会

”振幅依存性を考慮した熱音響コアの周波数応答関数行列計測と自励発振時圧力振幅の推定”

竹村元気, ○小林 諒也, 小林 泰秀

開催日：令和 2 年 9 月 9・10・11 日