

令和元年度
長岡技術科学大学大学院 工学研究科
修士課程 修士論文

定常発振制御を用いた熱音響コアの 周波数応答計測と自励発振時圧力振幅の推定

Frequency response measurement of thermoacoustic core using
steady-state oscillation control and estimation of pressure amplitude
for self-excited oscillation

令和2年1月31日

所属	機械創造工学専攻
氏名	廣本太郎
学籍番号	16308391
指導教員	小林泰秀 准教授

Abstract

31,January,2020

Frequency response measurement of thermoacoustic core using steady-state oscillation control and estimation of pressure amplitude for self-excited oscillation

No.16308391

HIROMOTO Taro

Department of Mechanical Engineering

Nagaoka University of Technology

From internal combustion engines such as cars, diesel trains and ships, about 60% of the waste heat is lost. Making thermoacoustic devices such as generators and coolers that effectively use this waste heat as a heat source may improve overall fuel efficiency. Thermoacoustic self-excited oscillation is a phenomenon of that a large sound waves occur in a tube in which a device called a “stack” with many narrow channels is inserted, when a sufficient temperature difference is applied to both ends of the stack. For systems using this phenomenon, it is important for the practical use of thermoacoustic systems to estimate the pressure amplitude during self-excited oscillation and to design a thermoacoustic system that oscillates at a desired pressure amplitude.

In previous studies, a Nyquist’s stability criterion method that can easily grasp the oscillation margin has been proposed, and the pressure amplitude during self-excited oscillation is estimated based on the frequency response of the core and pipeline measured using steady-state oscillation control. However, in order to estimate the pressure amplitude based on the frequency response measured with a small

amplitude, a case was considered where the pressure amplitude during self-excited oscillation was determined by the amplitude dependence of the opening in the pipeline. This paper deals with a general thermoacoustic engine whose pressure amplitude during self-excited oscillation is determined by the amplitude dependence of the core. The purpose is to acquire the amplitude dependence of the thermoacoustic core by frequency response measurement based on steady-state oscillation control, and to quantitatively estimate the pressure amplitude during self-excited oscillation based on the response. For this purpose, first, a vibrator capable of large-amplitude excitation used for the frequency response measurement of the core is manufactured, and the amplitude dependence of the core is obtained by the frequency response measurement method based on steady-state oscillation control. The frequency response of the thermoacoustic core is measured by setting the target value of the pressure amplitude in various ways, and it is shown that the amplitude dependence of the core decreases as the target pressure amplitude increases. Next, the stability of Nyquist is determined by using the measured responses of the core and the channel generated by the model. It is shown that the pressure amplitude during self-excited oscillation can be quantitatively estimated by interpolating the Nyquist locus passing over the origin.

目次

第 1 章 緒言	8
第 2 章 熱音響現象について	10
第 3 章 実験装置	12
3.1 熱音響コアの構成	12
3.2 熱音響エンジンの構成	14
3.3 周波数応答計測系の構成	16
3.4 大振幅加振が可能な加振器の構成	18
第 4 章 定常発振制御に基づく周波数応答計測	22
4.1 定常発振制御 [10]	22
4.2 2 センサ法による二方向の進行波圧力成分の複素振幅の算出	24
4.3 コア部 G の周波数応答	27
4.4 管路部 K の周波数応答	29
第 5 章 P^* が小さい (500Pa) ときのゲインが他の P^* が大きいときのゲインを下回る原因の調査	31
5.1 スタックの振動を抑えるための詰め物による影響	31
5.2 周波数応答取得時の周波数掃引順による影響	37
第 6 章 自励発振時圧力振幅の推定	38
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 [11]	38
6.2 自励発振時圧力振幅の推定	40
第 7 章 結言	46
第 8 章 今後の課題	47

目 次

3.1	Thermoacoustic core	13
3.2	Stack	13
3.3	Thermoacoustic engine	14
3.4	Thermoacoustic engine	15
3.5	Method for starting oscillation of the thermoacoustic engine	15
3.6	Experimental setup for frequency response measurement of thermoacoustic core	16
3.7	Experimental apparatus	16
3.8	Vibrator	18
3.9	Pressure amplitude at frequency response measurement of thermoacoustic core using small vibrator	19
3.10	Small vibrator	19
3.11	Calculation model	21
4.1	Block diagram of steady-state oscillation control system	23
4.2	2 sensor method	26
4.3	Pressure amplitude at frequency response measurement of thermoacoustic core	27
4.4	Frequency response of thermoacoustic core	28
4.5	Frequency response of tube model	30
5.1	Steel wool	32
5.2	Sliced stack	33
5.3	Frequency response (steel wool)	33
5.4	Frequency response (slice stack)	34
5.5	Frequency response (without stuffing)	34

5.6	Frequency response of thermoacoustic core when changing stuffing	35
5.7	Frequency response of thermoacoustic core when changing stuffing	36
5.8	Frequency response of thermoacoustic core when frequency sweep order is exchanged .	37
6.1	Closed-loop system	39
6.2	Nyquist plot for standing-wave engine when α is changed	42
6.3	Nyquist plot for standing-wave engine ($T_H = 430^\circ\text{C}$)	43
6.4	Nyquist plot for standing-wave engine ($T_H = 400^\circ\text{C}$)	44
6.5	Comparison of Nyquist plot	45

表 目 次

3.1	Experimental instruments	12
3.2	Experimental instruments	17
3.3	Specification of loudspeakers	21
6.1	Values of the physical parameters used for the calculations of tube model K	41
6.2	Estimation result	41

第1章 緒言

自動車やディーゼル列車，船舶などのさまざまな内燃機関からは，燃料を燃やして発生した熱量のおよそ60%が廃熱として捨てられている．この廃熱を熱源として有効利用する発電機やクーラーなどの熱音響デバイスを作れば，全体の燃費が向上する可能性がある．熱音響自励振動は，中空の円管に「スタック」と呼ばれる細い流路をたくさん持つ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 [1]．この熱音響自励振動を利用したシステムにおいて，自励振動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．

従来より，熱音響現象における自励振動時の圧力振幅や発振周波数の推定を行う研究が報告されている．アプローチとしては主に2種類あり，物理モデルベースの研究 [2, 3, 4] と，熱音響コア部が複雑な場合に，ブラックボックスとして扱う実験ベースの研究 [5, 6, 7] がある．文献 [4] は，物理モデルにより自励振動時圧力の推定を行う研究で，実験結果と計算結果が整合するように熱音響コアに関するパラメータのフィッティングが行われている．

文献 [7] は，実験的に圧力振幅の推定を行う研究で，熱音響コア部の特性を伝達マトリクスとして取得する方法について提案されている．ただし，この文献で提案されている手法は，自励振動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，線形領域や弱い非線形領域でのみ利用できる．

文献 [6] では，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振動する圧力振幅と周波数を推定している．自励振動時の圧力振幅を推定する際に，等式条件に基づいて解く手法が提案されている．しかし，等式条件に基づいてるため条件に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手法が提案され，文献 [9] で提案された定常発振制御を用いて計測されたコア部と管路部の周波数応答に基づいて，自励振動時圧力振幅が推定されている．しかし，小振幅で計測した周波数応答に基づいて圧力振幅が推定できるように，管路部に開口を設けその振幅依存性で自励振動時の圧力振幅が定まる場合を考えていた．

本論文では、コア部の振幅依存性により自励発振時圧力振幅が決まる一般的な熱音響エンジンを対象とし、定常発振制御に基づく周波数応答計測により熱音響コアの振幅依存性を取得し、その応答に基づいて自励発振時の圧力振幅を定量的に推定することを目的とする。

本論文の構成は以下の通りである。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、実用化を見据えた研究について述べる。第3章では、スタックと熱交換器の組み合わせである熱音響コアの構成や本論文で対象としている熱音響エンジン、コア部の周波数応答計測に使用する大振幅加振が可能な加振器や構成について述べる。第4章では、定常発振制御に基づいた周波数応答計測手法 [10] によりコア部の振幅依存性を取得する。圧力振幅の目標値を様々に設定して熱音響コアの周波数応答計測を行い、コア部の周波数応答に振幅依存性が見られることを示す。第5章では、コア部の周波数応答に見られた、 P^* が小さい (500Pa) ときのゲインが他の P^* が大きいときのゲインを下回る原因の調査をおこなう。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予測する。具体的には、第6章にて説明したナイキストの安定判別に基づく解析手法 [11] を用いて、熱音響エンジンの定常発振時圧力振幅を推定する手法を提案する。そこでは、因果的システム表現 [12] を用いて熱音響エンジンをコアと管に分割し、各システムの応答を第4章で述べた定常発振制御系を用いて計測する。実測したコア部とモデルにより生成した管路部の応答を用いてナイキストの安定判別を行い、原点上を通過するナイキスト軌跡を内挿して求め、自励発振時圧力振幅を定量的に推定できることを示す。

第2章 熱音響現象について

本研究では、熱音響現象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 [13]。

熱音響デバイスのメリットとして以下のことがあげられる。

- 可動部がない：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う。
- 部品点数が少ない：一般的な内燃機関と比較して、著しく簡単な構造 (管, スタック, 熱交換器) を持つためメンテナンスも容易である。
- 環境負荷が小さい：作動流体は空気やヘリウムガスなど不活性ガスであり、配管もステンレス製である。
- 外燃機関である：工場廃熱や太陽光エネルギーなどさまざまな熱源が利用可能である。
- 動作温度範囲が広い：動作に相変化を利用しないので、動作温度に応じて作動流体を変更する必要がない。

以上より、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で回収する熱音響発電機 [?], 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 [13] が提案されている。

実用化を見据えた研究としては、2011年の災害により福島原発に残された原子炉を今後長期間にわたる冷温停止状態の維持がある。現在は循環冷却水を利用しているが、放射線物質を漉しとるためにフィ

ルターの定期的な交換が必要とされている。ドリームパイプを用いた放熱技術を利用できれば，放射性物質を含む水を循環させなくてもその場で振動運動させれば低温環境を維持できる可能性がある [1].

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

熱音響コアの外観を Fig. 3.1，機器の仕様を Table 3.1，スタックの外観を Fig. 3.2 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 55mm，直径 50mm のハニカムセラミクス製で 600cpi(cell/inch) のスタックから成る．左側の低温側熱交換器はスタック冷却用，右側の低温側熱交換器はサニタリー管へ熱が伝わらないようにするものである．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．高温側熱交換器は隙間 1mm，幅 5mm のフィンを持つ銅製の正方形ブロックで，カートリッジヒータが 4 つ取り付けられており，サーモコントローラによって温度調整される．低温側熱交換器は隙間 1mm，幅 5mm のフィンを持つ銅製の正方形ブロックで，チラーにより冷却した水を循環させることで冷却される．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．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．

Table 3.1: Experimental instruments

Stack	NGK INSULATORS honey-comb ceramics 600 cpi
Thermometer	ANRITSU HPD-2234
Sheath heater	HAKKO HLE1101 (100V 100W) $\times 4$
Thermo cont.	HAKKO DGC2310
Chiller	EYELA NCC-1110

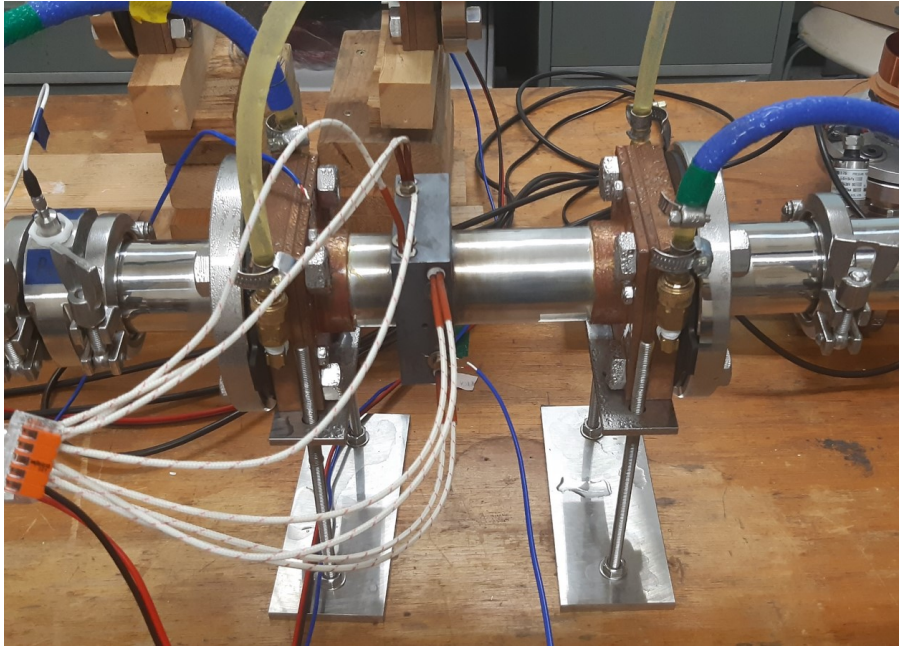


Fig. 3.1: Thermoacoustic core

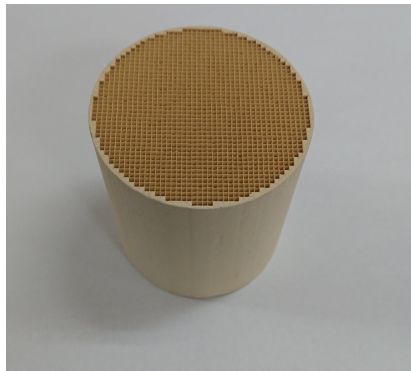


Fig. 3.2: Stack

3.2 熱音響エンジンの構成

熱音響コアの両端に管が取り付けられている一般的な熱音響エンジンの概要を Fig. 3.3 に示す。コア部 G の両端に管路部 K が取り付けられており、コア部両端での入出力関係を取得するため、コア部の両端に接続される管路部には圧力センサが2つずつ設置されている。図の熱音響エンジンの熱音響コアの特性を取得するには、両端の音響インピーダンスをさまざまに変化させながら計測する必要があり難しい問題設定となる。

本論文では、問題設定を簡単化するためにコア部の左側の管路部も含めてコア部とした熱音響エンジンを対象とし、概要を Fig. 3.4 に示す。両端が閉端の全長約 4 m の熱音響エンジンで、圧力センサ P_{C2} の位置で分割して左側の赤破線で囲われた部分 (エネルギー生成部) をコア部 G 、右側の緑破線で囲われた圧力センサが2つ設置された部分 (エネルギー散逸部) を管路部 K とする。本論文では、文献 [9] と同様に問題設定を簡単にするために、コア部の左端を閉端にしている。そうすることにより G および K を 1 入出力系とみなすことができる。

文献 [9] では、管路部の開口部に隙間を設けることにより管路部の振幅依存性により自励発振時圧力振幅が比較的小さく (1kPa 以下) 決定する熱音響エンジンを対象としていた。本論文で対象とする熱音響エンジンには、そのような隙間は設けておらず、自励発振時圧力振幅はコア部の振幅依存性により比較的大きく (1kPa 超) 決定される。

本エンジンは低温側熱交換器の温度 $T_C = 16^\circ\text{C}$ 、高温側熱交換器の温度 $T_H = 430^\circ\text{C}$ のとき P_{C2} の位置における圧力振幅 1240 Pa、周波数 48.2 Hz で定常発振する。また、 $T_H = 400^\circ\text{C}$ のとき圧力振幅 1110 Pa、周波数 48.0 Hz で定常発振する。この P_{C2} と周波数が推定対象である。ただし上述の温度条件においては、本エンジンは自然に発振を開始せず、自励発振させるには外力を与える必要がある。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。この様子を Fig. 3.5 に示す。Fig. 3.5(a) に蓋、管と蓋の間に挟むパッキン、紙を丸めた筒を示す。蓋の周りに筒状の厚紙を巻くことでこれをガイドとし、管路部に叩きつけながら取り付け、その後に蓋を固定する。

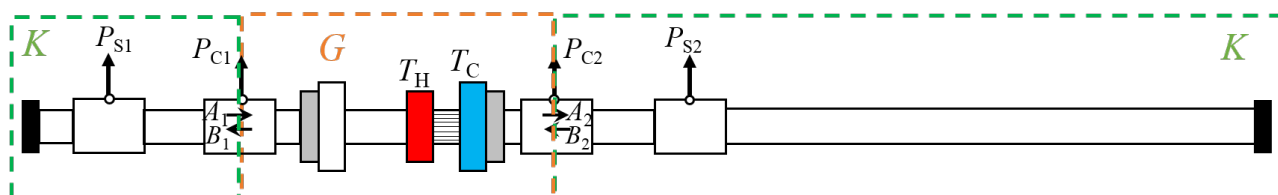


Fig. 3.3: Thermoacoustic engine

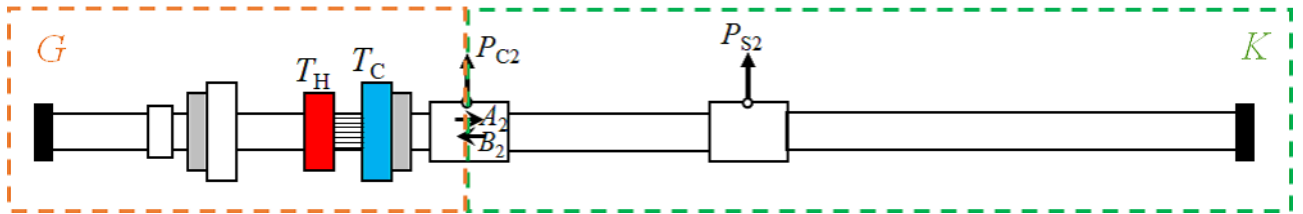
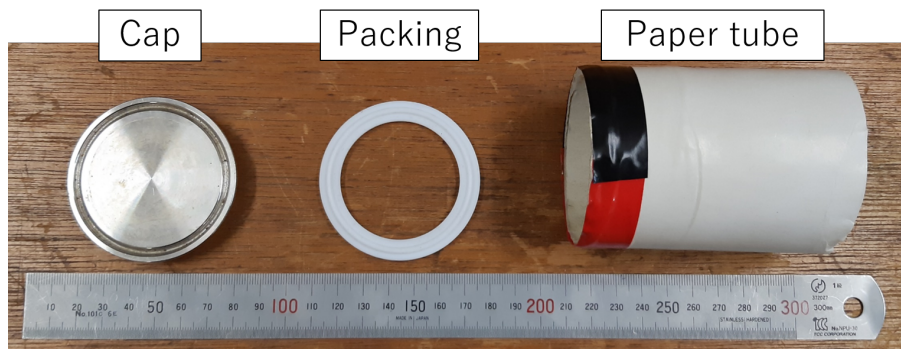
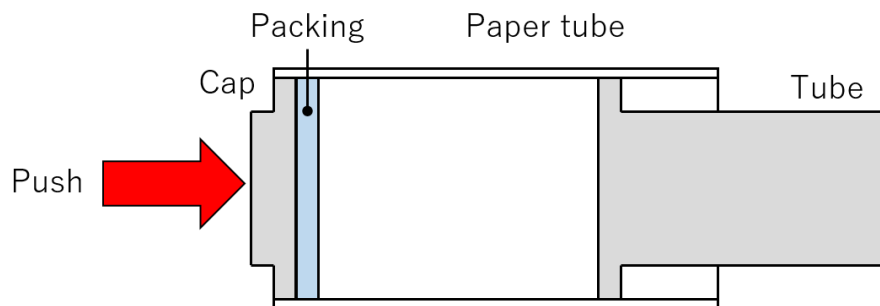


Fig. 3.4: Thermoacoustic engine



(a) Used parts



(b) Push start method

Fig. 3.5: 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。周波数応答は2センサ法により圧力センサ出力から算出した進行波圧力成分 B_2 から A_2 (コア部 G)、 A_2 から B_2 (管路部 K) で定義する。Fig. 3.6 はコア部の周波数応答計測系で、コア部 G の右側より加振器にて周波数を掃引することにより周波数応答を計測する。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。本論文では管路部 K はモデルにより周波数応答を取得する。周波数応答を計測する際の実験装置の構成を Fig. 3.7 に、仕様を Table 3.2 に示す。

周波数応答計測時には、定常発振制御によって分割面 (P_{C2}) の圧力振幅が目標値一定となるようにしながら計測が行われる。さまざまな目標値をパラメータとして周波数応答を取得することにより、振幅依存性を考慮した応答を取得することができる。

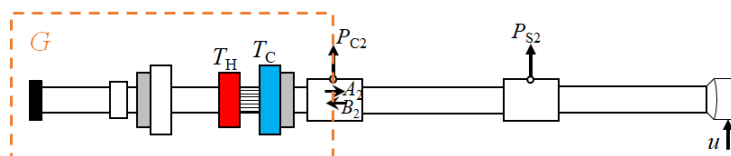


Fig. 3.6: Experimental setup for frequency response measurement of thermoacoustic core

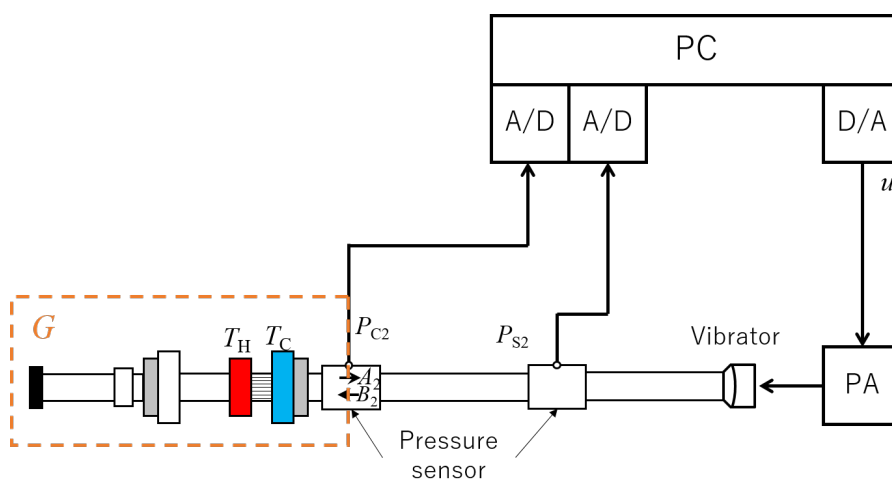


Fig. 3.7: Experimental apparatus

Table 3.2: Experimental instruments

Pressure sens.	PCB 106B51
Power Amp.	YAMAHA P1000S (Vol. : -10dB)
PC	Dell PowerEdge840 (RTAI3.6.1/Linux kernel 2.6.20.21)
A/D, D/A	CONTEC AD12-16(PCI), DA12-4(PCI) (12bit, $\pm 5\text{ V}$, $10\ \mu\text{ sec}$)

3.4 大振幅加振が可能な加振器の構成

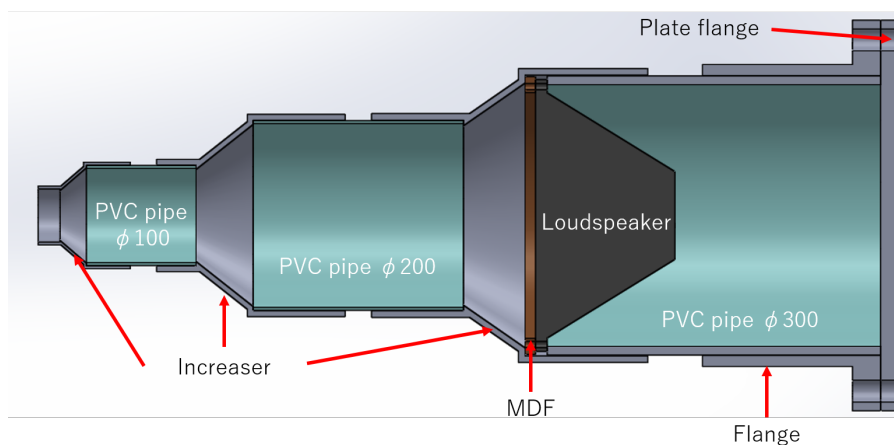
Fig. 3.8 に周波数応答を取得する際に使用する加振器を示す。コア部の振幅依存性を取得するにあたり、 P_{C2} の位置で 1kPa 超えの自励発振時圧力振幅を実現できる大振幅加振が可能な加振器が必要である。

Fig.3.9 に、Fig.3.10 の小型の加振器 [10] を用いてコア部の周波数応答計測を行った際の、 P_{C2} の位置での圧力振幅を示す。対象としているエンジンの発振周波数 48Hz 付近では、スピーカの出力が足りず自励発振時圧力振幅の約 1kPa を超えることができないことが分かる。

そこで、コア部の振幅依存性を取得するにあたり、 P_{C2} の位置で 1kPa 超えの自励発振時圧力振幅を実現できる大振幅加振が可能な加振器を構成する。加振器に使用したラウドスピーカの仕様を Table 3.3 に示す。



(a) External view



(b) Sectional view

Fig. 3.8: Vibrator

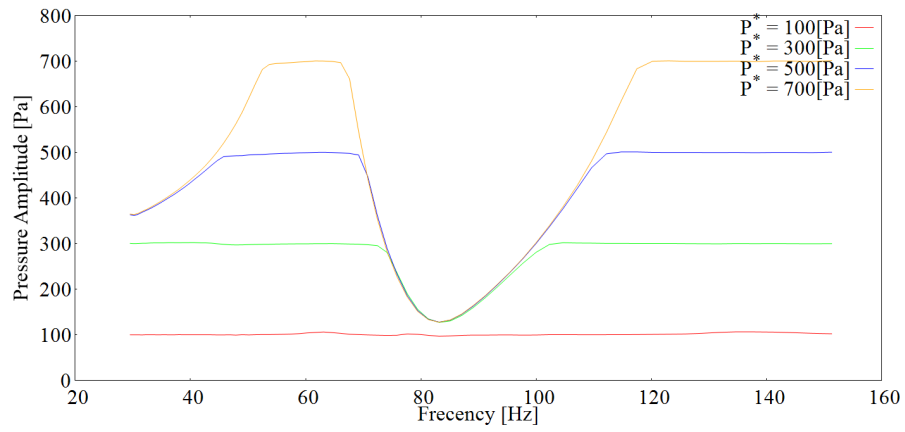


Fig. 3.9: Pressure amplitude at frequency response measurement of thermoacoustic core using small vibrator



Fig. 3.10: Small vibrator

Fig.3.11 より，管内の圧力分布は次式で表される．

$$|\tilde{p}(x)| = \frac{|\rho_0 c_0 v_s \cos(kx)|}{|\sin(kL)|} \quad (3.1)$$

$\tilde{p}(x)$ を管内の圧力分布， v_s はラウドスピーカーの振動板の速度， ρ は空気の密度， c_0 は音速とする．次に， $P_{C2} = 1240\text{Pa}$ になる v_s を求める．式 (3.1) を v_s についての式に変形させ， $\tilde{p}(0.999) = P_{C2} = 1240\text{Pa}$ を代入すると

$$|v_s| = \frac{|\tilde{p}(x) \sin(kL)|}{|\rho_0 c_0 \cos(kx)|} \quad (3.2)$$

$$= \frac{|1240 \times \sin(kL)|}{|\rho_0 c_0 \cos(k \times 0.999)|} \quad (3.3)$$

となる．これを式 (3.1) に代入すると，

$$|\tilde{p}(x)| = \frac{|\rho_0 c_0 \cos(kx)|}{|\sin(kL)|} \times \frac{|1240 \times \sin(kL)|}{|\rho_0 c_0 \cos(k \times 0.999)|} \quad (3.4)$$

$$= \frac{1240 |\cos(kx)|}{|\cos(k \times 0.999)|} \quad (3.5)$$

$$k = 2\pi f / c_0$$

となる．したがって，この装置の圧力分布は上式で表される．

スピーカーを熱音響エンジンの共振周波数 $f = 48.2\text{Hz}$ で加振している際のスピーカーの位置 ($x = L = 2.11\text{m}$) での圧力振幅は式 (3.5) より，

$$\begin{aligned} |\tilde{p}(2.11)| &= \frac{1240 |\cos(\frac{2 \times \pi \times 48.2}{346} \times 2.11)|}{|\cos(\frac{2 \times \pi \times 48.2}{346} \times 0.999)|} \\ &= 527 [\text{Pa}] \end{aligned} \quad (3.6)$$

この圧力振幅に追従させることができるスピーカーを選定する必要がある．管部の空気の変位 S_t と圧力の関係式は，

$$S_t = \frac{|\tilde{p}(x)|}{2\pi f \rho_0 c_0} \quad (3.7)$$

である。式 (3.7) より，スピーカの位置での圧力振幅 $|\hat{p}(L)|$ が 527Pa のときの空気の変位を求める。

$$\begin{aligned} S_t &= \frac{527}{2\pi \times 48.2 \times 1.293 \times 346} \\ &= 3.9[\text{mm}] \end{aligned} \quad (3.8)$$

この変位 S_t は，管の直径 d_t が 50mm のときの変位である。ここで，選定するスピーカの振幅 S_s を求める。ここで， d_s はスピーカの振動板の直径とすると，

$$S_s = \left(\frac{d_t}{d_s}\right)^2 S_t \quad (3.9)$$

$$= \left(\frac{50}{d_s}\right)^2 \times 3.9 \quad (3.10)$$

となり，上式にラウドスピーカの仕様から d_s を代入して出てきた結果 S_s が，そのラウドスピーカの最大振幅 X_{max} (Table 3.3) を超えないものを選定する。本論文では，「AURA SOUND NS12-513-4A」を選定した。

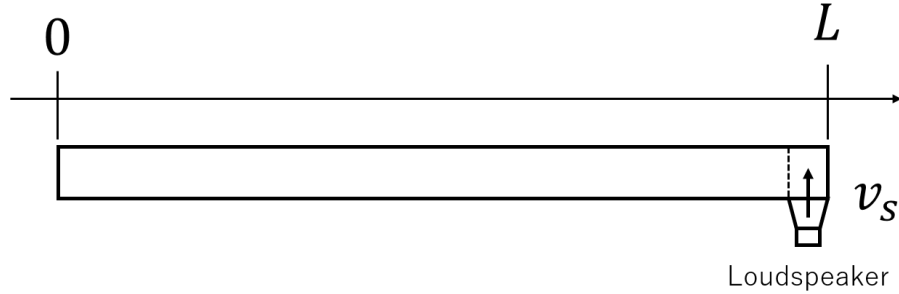


Fig. 3.11: Calculation model

Table 3.3: Specification of loudspeakers

Loudspeaker	AURA SOUND NS12-513-4A	Fostex FW108N [10]
Outer diameter	12inch (305mm)	100mm
Impedance	4Ω	8Ω
Fs	23Hz	55Hz
S.P.L	85dB/W (m)	86dB/W (m)
R.M.S.	200W	50W
Vas	127L	4.09L
Xmax	20mm	1.9mm

第4章 定常発振制御に基づく周波数応答計測

本章では，定常発振制御を用いてコア部の周波数応答を取得し，管路部はモデルにより周波数応答を生成する．

4.1 定常発振制御 [10]

以前より，音響系の共振特性によらず常に同一の圧力振幅を達成する定常発振制御に基づいて周波数応答を取得する手法が提案されている．本章でも，その手法を用いてコア部の周波数応答を取得する．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 補償器の出力を音源の駆動信号の時変ゲインとして用いる．

文献 [10] で提案されている定常発振制御系を Fig. 4.1 に示す．本制御系の目的は，圧力センサの出力信号 p の振幅を目標値に保持するようにスピーカ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，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 はスピーカ駆動信号の振幅の最大値で 4 V 一定としている． $G(t)$ 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 $\omega_f = 1$ 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

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

で変換し，これをスピーカの駆動信号 $u(t)$ の時変ゲイン $G(t)$ として用いる．すなわち， $G(t) = T(x)$ である．なお，圧力センサの出力信号 p 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。

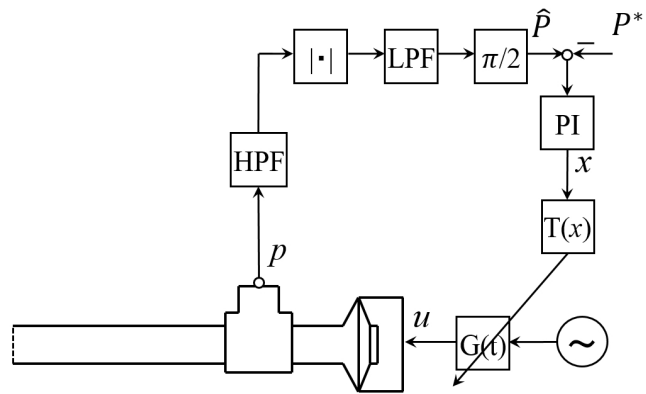


Fig. 4.1: Block diagram of steady-state oscillation control system

4.2 2 センサ法による二方向の進行波圧力成分の複素振幅の算出

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る。本節では、2 センサ法により二方向の進行波圧力成分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スピーカの駆動信号を正弦波振動

$$w(t) = \cos \omega t = \operatorname{Re}\{e^{j\omega t}\}, \quad \omega = 2\pi f \quad (4.3)$$

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

$$p(x, t) = \operatorname{Re}\{\tilde{p}(x)e^{j\omega t}\} = \operatorname{Re}\{|\tilde{p}(x)|e^{j(\omega t + \angle\tilde{p}(x))}\} \quad (4.4)$$

となる。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 $w(t)$ 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

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (4.5)$$

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

$$p(x, t) = f\left(t - \frac{x}{c_0}\right) + g\left(t + \frac{x}{c_0}\right) \quad (4.6)$$

と表現できる。 $f(\bullet)$ 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

$$\tilde{p}(x) = \tilde{A}e^{-jkx} + \tilde{B}e^{jkx}, \quad k = \frac{\omega}{c_0} \quad (4.7)$$

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

$$\tilde{u}(x) = \frac{\tilde{A}}{Z_c} e^{-jkx} - \frac{\tilde{B}}{Z_c} e^{jkx}, \quad Z_c = \frac{\rho c_0}{S} \quad (4.8)$$

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} を 2 センサ法により求める。Fig. 4.2 に 2 センサ法のダクトモデルを示す。 $x = 0$ の位置での進行波圧力成分の複素振幅を \tilde{A} , \tilde{B} とすると、式 4.7 より、

$$\tilde{p}(0) = \tilde{A} + \tilde{B} \quad (4.9)$$

$$\tilde{p}(l_s) = \tilde{A}e^{-jkl_s} + \tilde{B}e^{jkl_s} \quad (4.10)$$

となる。式 4.10 の両辺を e^{jkl_s} 倍すると、

$$\tilde{p}(l_s)e^{jkl_s} = \tilde{A} + \tilde{B}e^{j2kl_s} \quad (4.11)$$

となる。式 4.9 と式 4.11 より \tilde{A} を消去すると、

$$\tilde{p}(0) - \tilde{p}(l_s)e^{jkl_s} = \tilde{B}(1 - e^{j2kl_s}) \quad (4.12)$$

となり、 \tilde{B} を求める式に変形すると

$$\tilde{B} = \frac{\tilde{p}(0) - \tilde{p}(l_s)e^{jkl_s}}{1 - e^{j2kl_s}} \quad (4.13)$$

$$= \frac{\tilde{p}(l_s) - \tilde{p}(0)e^{-jkl_s}}{e^{jkl_s} - e^{-jkl_s}} \quad (4.14)$$

$$= \frac{\tilde{p}(l_s) - \tilde{p}(0)e^{-jkl_s}}{2j \sin kl} \quad (4.15)$$

\tilde{B} が求まる。

式 4.9 と式 4.15 より、

$$\tilde{A} = \tilde{p}(0) - \tilde{B} \quad (4.16)$$

$$= \frac{-\tilde{p}(l_s) + e^{jkl_s}\tilde{p}(0)}{j2 \sin(kl_s)} \quad (4.17)$$

\tilde{A} が求まる。ここで、 $\tilde{p}(0) = \tilde{p}_1$, $\tilde{p}(l_s) = \tilde{p}_2$ とすると、式 4.17 および式 4.15 は

$$\tilde{A} := \frac{-\tilde{p}_2 + e^{jkl_s} \tilde{p}_1}{j2 \sin(kl_s)} \quad (4.18)$$

$$\tilde{B} := \frac{\tilde{p}_2 - e^{-jkl_s} \tilde{p}_1}{j2 \sin(kl_s)} \quad (4.19)$$

と求めることができる。ここで、 \tilde{p}_1 はセンサ 1($x = 0$) における複素振幅、 \tilde{p}_2 はセンサ 2($x = l_s$) における複素振幅、 l_s は二つのセンサ間距離である。

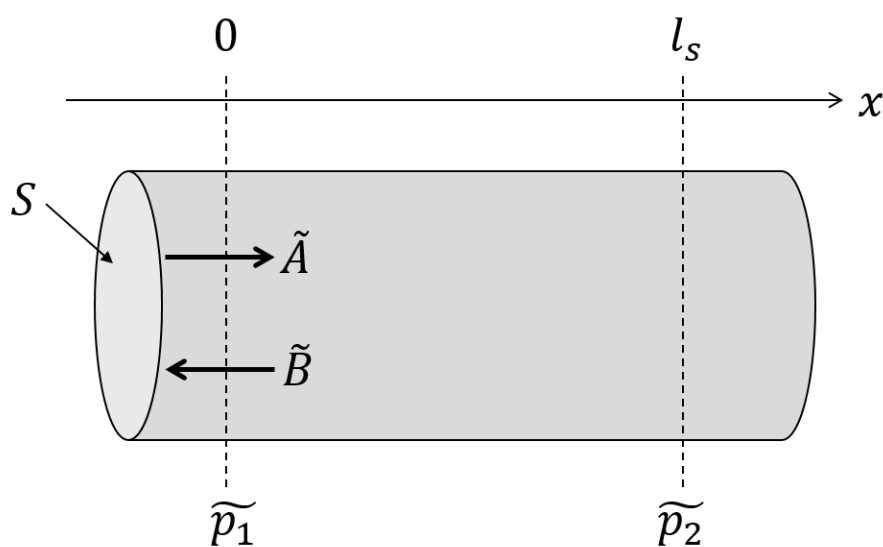


Fig. 4.2: 2 sensor method

4.3 コア部 G の周波数応答

本節では、Fig. 3.6 の装置でコア部 G の周波数応答計測を行う。目標圧力振幅 P^* は 500, 1000, 1500, 2000 Pa とする。文献 [9] 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。

Fig. 4.3 に周波数応答計測時の圧力振幅を、Fig. 4.4 に周波数応答を示す。図には、 $T_H = 430^\circ\text{C}$ の線を実線で、 $T_H = 400^\circ\text{C}$ の線を破線で示している。Fig. 4.3 より、定常発振制御を用いることにより取得した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わかる。Fig. 4.4 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 ($P^* = 500\text{Pa}$ の低周波数域のゲインが低い理由については第 5 章で別途検討する)。また、 T_H が低くなるとゲインが全体的に減少する傾向が見られる。

ここで、温度比 (T_H/T_C) が 1 のときは、コア部にエネルギーが供給されていないため、ゲインは 0dB 以下と考えられる。そして、温度比が大きくなるにつれてコア部に投入されるエネルギーは大きくなるため、ゲインは増加する。

位相線図でも、目標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。

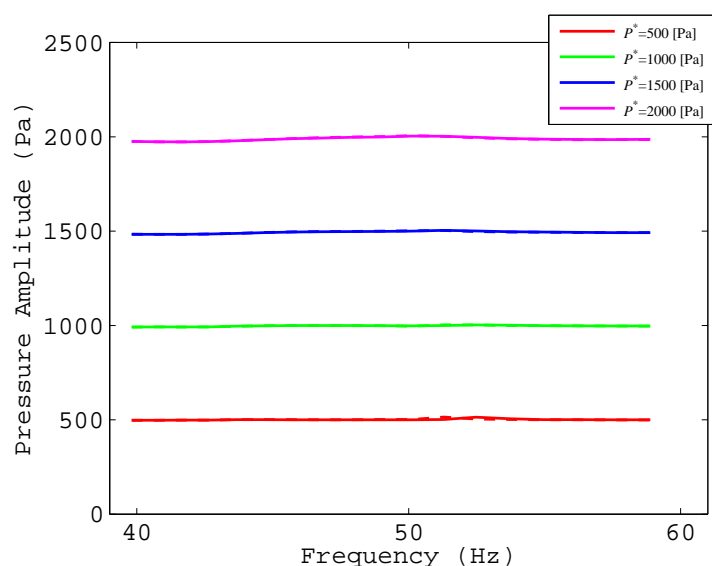


Fig. 4.3: Pressure amplitude at frequency response measurement of thermoacoustic core

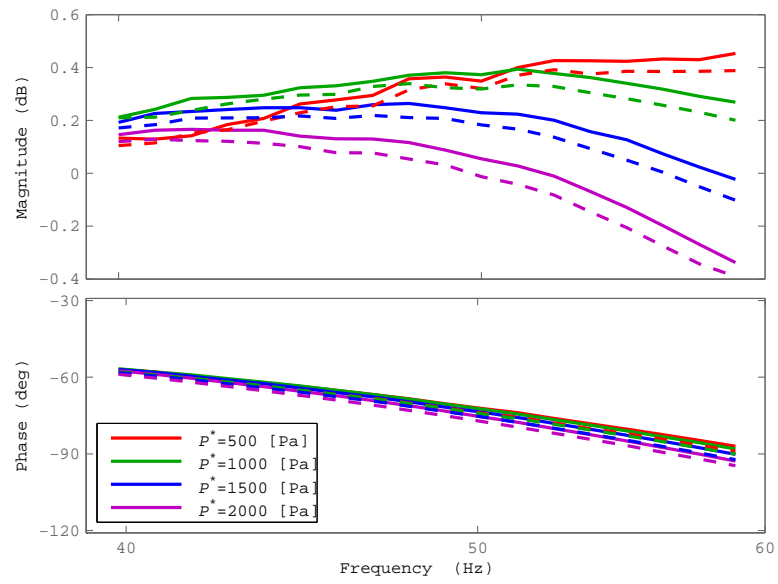


Fig. 4.4: Frequency response of thermoacoustic core

4.4 管路部 K の周波数応答

本節では、管路部はコア部に比べて構造が単純であるためモデルを仮定して周波数応答を構成する。コア部は、スタックの長さにより、熱-音波の相互エネルギー変換が生じる領域が限られている。しかし、管路部は単純な管のみでコア部のような要素はない。ただし、コア部及び管路部ともに管壁における粘性による振幅依存性がある。

管路部における振幅依存性はコア部に比べると小さいと考えられることから、ここでは、振幅依存性を無視して時間遅れ系を仮定する。すなわち、管路部 K のモデルを

$$K = e^{-j2kl} \quad (4.20)$$

$$k = \frac{\omega + \alpha j}{c_0} \quad (4.21)$$

として周波数応答を生成する。ここで、 l は管路部の分割面から閉端部までの長さ、 c_0 は音速、 ω は角周波数、 k は複素波数で、 α は減衰を考慮するための負実数である。次章で $T_H = 430^\circ\text{C}$ の推定圧力振幅が実測した自励発振時圧力振幅の 1240Pa に合うように虚部 α を試行錯誤的に調整する。式 (4.20) 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。

Fig. 4.5 に、 $\alpha = 0, -1, -2$ とした際の管路部モデルの周波数応答を示す。図より、 $\alpha = 0$ のときは減衰が無くゲイン線図が 0dB であることが分かる。そして、 α が負の方向に大きくなるとゲイン線図が負の方向にシフトし減衰が大きくなることが分かる。

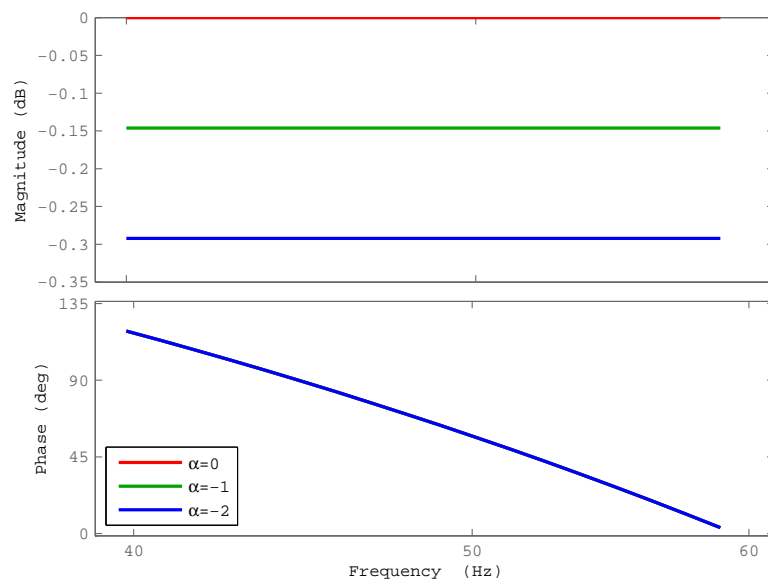


Fig. 4.5: Frequency response of tube model

第5章 P^* が小さい (500Pa) ときのゲインが他の P^* が大きいときのゲインを下回る原因の調査

本論文で対象として熱音響エンジンにおいて、初めて製作した際に自励発振しない問題を抱えていた。そこで、コア部の周波数応答を取得し、原因の調査を試みた。そして実測した結果、 P^* が小さいとき、物理的にはゲインが大きくなるべきにもかかわらず他の P^* が大きいときのゲインを下回る現象が確認された。本節では、その原因の調査を行う。温度条件は $T_H = 430^\circ\text{C}$, $T_C = 16^\circ\text{C}$ とする。

5.1 スタックの振動を抑えるための詰め物による影響

スタックの長さがコア部の熱交換器間の距離に比べて短かく隙間があった。本研究室の他の熱音響コアにおいて、隙間を埋めるためにスチールウールを挟むことにより対処していた。そのため、本装置でも Fig. 5.1 に示すように、スタックと低温側熱交換器の間にスチールウールを薄く全体的に挟むことにより隙間を埋めた。しかし、それでも自励発振は生じなかった。Fig. 5.3 に、自励発振しなかった原因を調査するために、コア部の周波数応答を取得した結果を示す。結果、 P^* が小さい (500Pa) ときのゲインが他の P^* が大きいときのゲインを下回る現象が発生していた。

そこで、スチールウールより熱交換器との熱接触良いと思われる薄く切ったスタックに変更した。Fig. 5.2 に薄く切ったスタックの外観を示す。厚さはスタックと低温側熱交換器との隙間と同じ約 2mm の厚さにスライスした。周波数応答計測結果を Fig. 5.5 に示す。第 3.2 節の熱音響エンジンのコア部として使用すると自励発振に至った。前節で示したコア部の周波数応答は、本条件のときの結果で、本論文の推定対象の熱音響エンジンも本条件のときの熱音響コアである。薄く切ったスタックに変更しても、周波数応答結果はスチールウールと同様に、 P^* が小さい (500Pa) ときのゲインが他の P^* が大きいときのゲインを下回る傾向を示した。

最後に、長いスタックを購入し、詰め物が無くても隙間ができないように切り出したものを使用した。Fig. 5.5 に周波数応答結果を示す。図より、詰め物を除去しても P^* が小さい (500Pa) ときのゲインが他

の P^* が大きいときのゲインを下回る傾向を示した。

Fig. 5.6 にスチールウールと薄く切ったスタックの周波数応答の比較を示す。薄く切ったスタックを詰めているときを実線，スチールウールを詰めているときを破線で示す。図より，スチールウールよりも薄く切ったスタックの方が全体的にゲインが高くなった。これはスチールウールよりも薄く切ったスタックの方が性熱交換器との接触が良くなり，スタックに熱が伝わりやすくなり，ゲインが高くなったと考えられる。そのため，自励発振に至ったと考えられる。

Fig. 5.7 にスチールウールと薄く切ったスタックの周波数応答の比較を示す。薄く切ったスタックを詰めているときを実線，切り出したスタックのときを一点鎖線で示す。図より，薄く切ったスタックを詰めたものよりも長いスタックを切り出したの方が低周波数域において全体的にゲインが高くなった。これは薄く切ったスタックを詰めたときよりも切り出したスタックの方が性熱交換器との接触が良くなり，スタックに熱が伝わりやすくなり，ゲインが高くなったと考えられる。

以上より，詰め物を除去したことにより低周波域でのゲイン線図が上昇する傾向が見られた。しかし， $P^* = 500\text{Pa}$ のゲイン線図が他のゲイン線図と交差する根本的な原因ではないことが分かった。

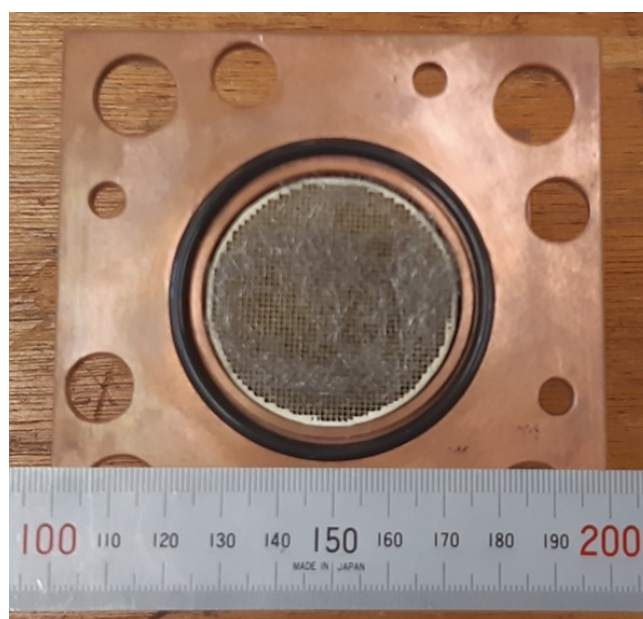


Fig. 5.1: Steel wool

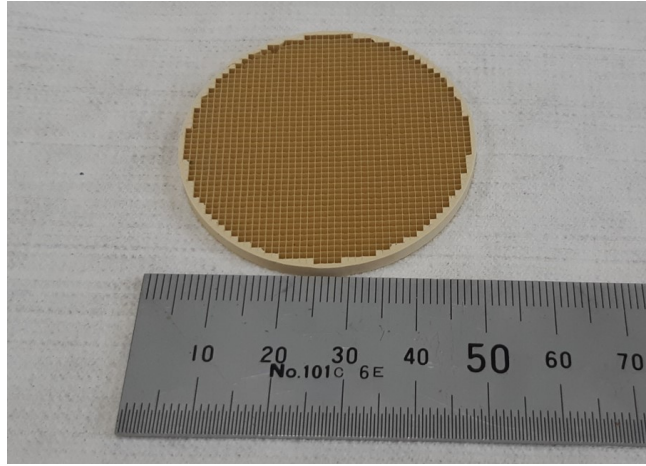


Fig. 5.2: Sliced stack

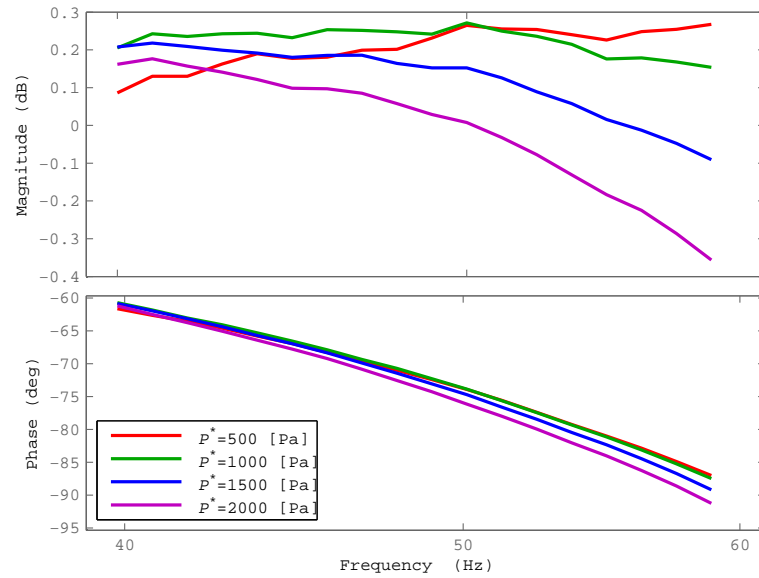


Fig. 5.3: Frequency response (steel wool)

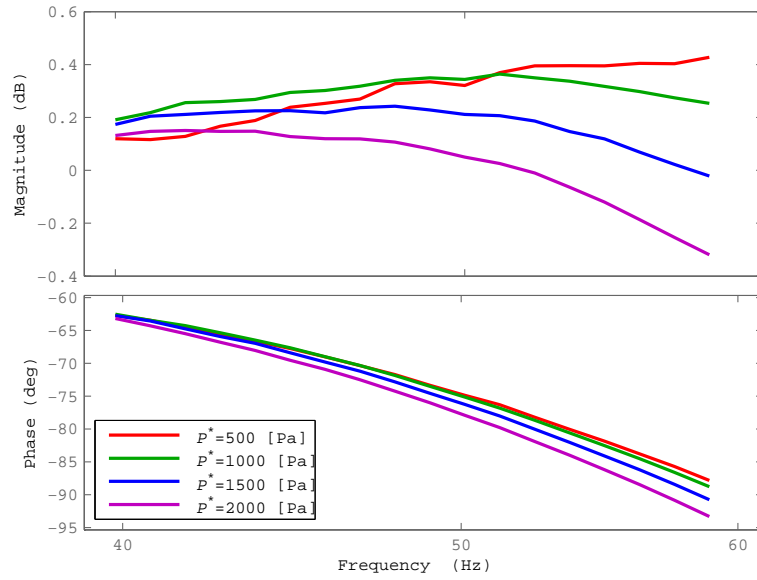


Fig. 5.4: Frequency response (slice stack)

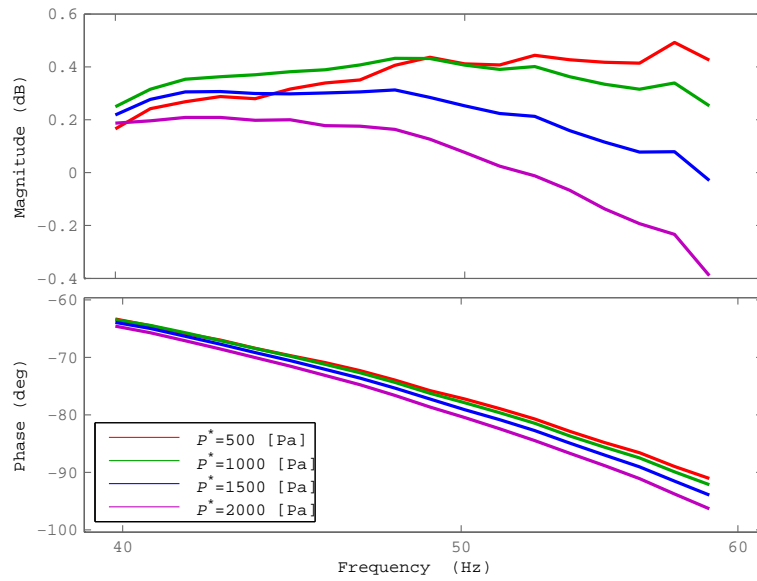


Fig. 5.5: Frequency response (without stuffing)

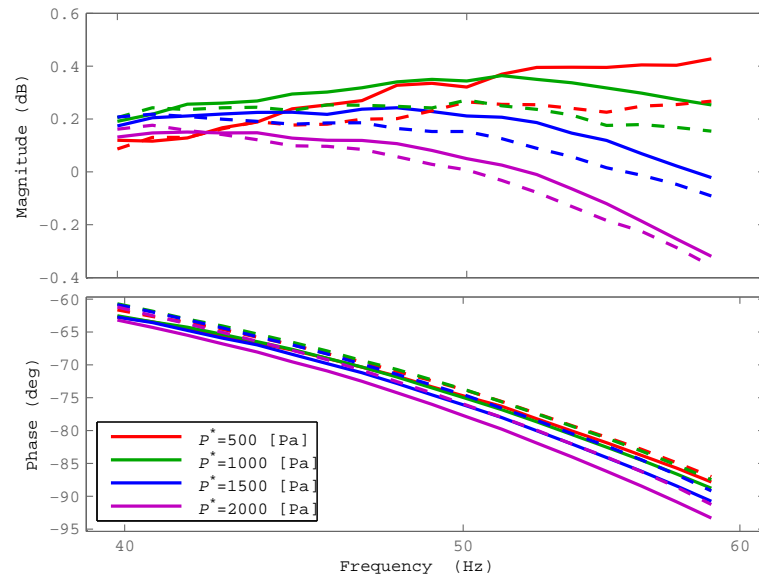


Fig. 5.6: Frequency response of thermoacoustic core when changing stuffing (solid line : slice stack, broken line : steel wool)

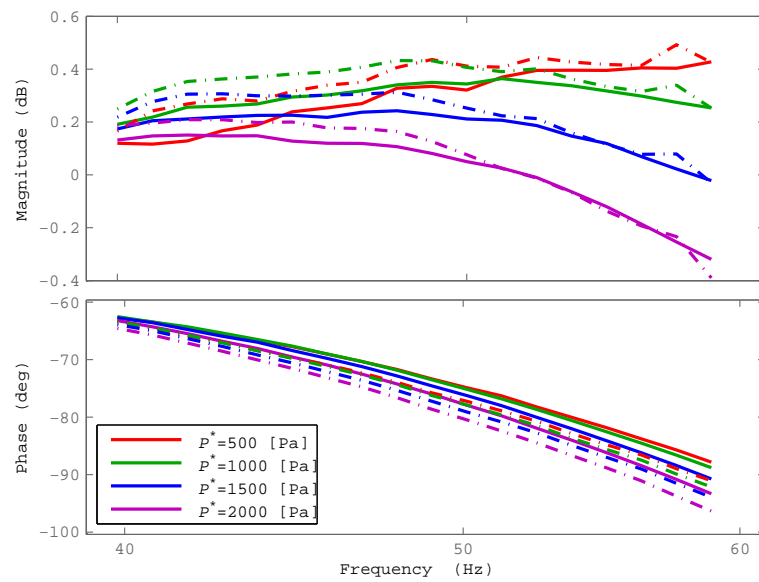


Fig. 5.7: Frequency response of thermoacoustic core when changing stuffing (solid line : slice stack, one dot chain line : without stuffing)

5.2 周波数応答取得時の周波数掃引順による影響

前節, Fig. 4.4 の周波数応答を取得する際に, 低周波数側から高周波数側にかけて周波数を掃引していた. 低周波数側では, スタックの温度分布が定常状態になる前に周波数応答を取得することになっており, ゲインが低下すると考えた. そこで, 高周波数側から低周波数側にかけて周波数応答を取得した. その結果を, Fig. 5.8 に示す. 高周波数側から低周波数側にかけて掃引した結果を実線, 低周波数側から高周波数側にかけて掃引した結果を破線で示す. 温度条件は $T_H = 430^\circ\text{C}$, $T_C = 16^\circ\text{C}$ である.

Fig. 5.8 より, $P^* = 1500, 2000\text{Pa}$ のとき高周波数側では, 加振開始から取得までにかかる時間が長いほうがゲインが高い傾向が見られた. $P^* = 1000\text{Pa}$ のときは, 掃引順による有意差は見られなかった. $P^* = 500\text{Pa}$ のときは, 低周波数側から取得したほうが, 高周波数側から取得したほうよりゲインが高い傾向が見られた.

以上より, 掃引順による影響はわずかに見られるものの, $P^* = 500\text{Pa}$ のゲイン線図が他のゲイン線図と交差する根本的な原因ではないことが分かった.

以上より, $P^* = 500\text{Pa}$ のゲイン線図が他のゲイン線図と交差する他の要因があると考えられる.

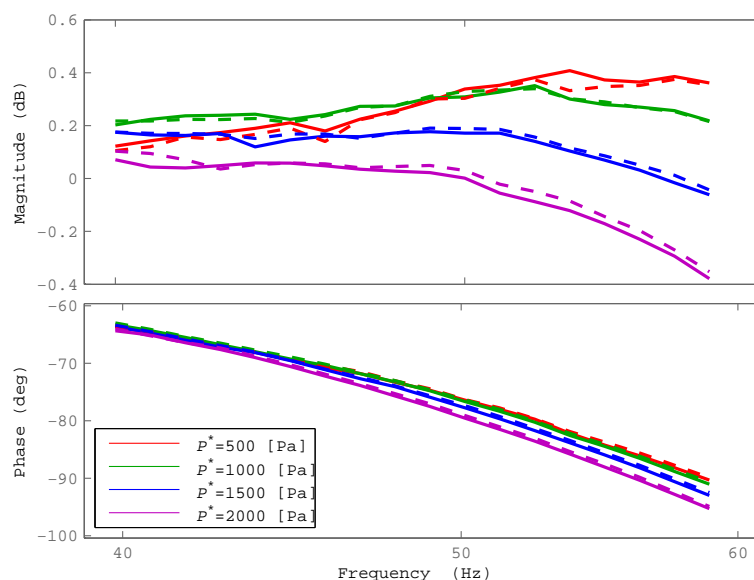


Fig. 5.8: Frequency response of thermoacoustic core when frequency sweep order is exchanged (solid line : from high frequency to low frequency, broken line : from low frequency to high frequency)

第6章 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 [11]

本章では、自励発振時圧力振幅の推定するために、第4.3節で実測したコア部の周波数応答と、第4.4節でモデルにより生成した管路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。

コアと管を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

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

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

となる。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。

$$G = \frac{\tilde{A}_2}{\tilde{B}_2} \quad (6.3)$$

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．

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

3. ナイキストの安定判別を実行し，軌跡が原点を通る場合は，その軌跡を推定値とし，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．

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，

$$\phi := 1 - GK \quad (6.5)$$

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，モデルより生成した 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と推定できる．また，原点と重なる周波数は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．

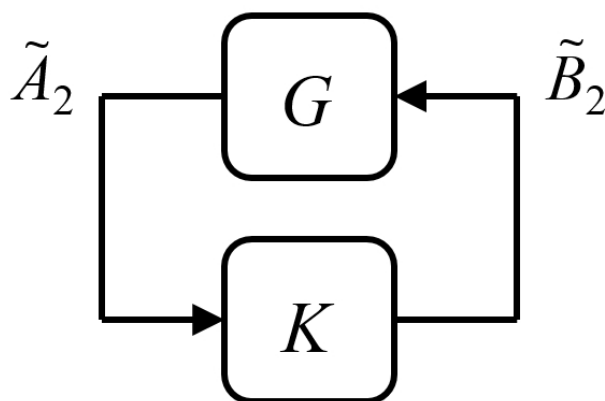


Fig. 6.1: Closed-loop system

6.2 自励発振時圧力振幅の推定

前章で得られたコア部及び管路部の周波数応答を用いてナイキスト軌跡を描き，原点に最も近い原点を囲む軌跡と囲まない軌跡の内挿により，原点上に来るであろう軌跡を目標圧力振幅および発振周波数と推定する．

Fig. 6.2 に， $T_H = 430^\circ\text{C}$ の際のコア部の周波数応答と管路部モデルの α を変化させた際のナイキスト線図を示す．図において，目標圧力振幅 P^* が大きいほどナイキスト軌跡は右側にシフトしている．これは，圧力振幅が大きくなると発振しにくくなるということを示している．図より， $\alpha = 0$ すなわち管路部での減衰が無いときの軌跡に対して， α が負の方向に増加していく，すなわち管路部の減衰が増加するにつれて軌跡は全体的に右側にシフトする．したがって，管路部の減衰が増加すると推定圧力振幅が小さくなるのが分かる．

現在，管路部モデルの α を物理的パラメータより計算によって決定する手法を著者は持っていない．そのため，管路部には振幅依存性がコア部に対して小さいと期待しているため，ある一つの温度比で自励発振時圧力振幅が実測値と合うように管路モデルを調整し決定すると，他の温度比でも同じ管路モデルを使用できると考えた．本章では， $T_H = 430^\circ\text{C}$ のときの自励発振時圧力振幅が推定値と一致するように管路モデルの α を調整し， $T_H = 400^\circ\text{C}$ の際，自励発振時圧力振幅および周波数の推定を行った．Table 6.1 に，管路部モデル K に使用した値を示す．

Fig. 6.3 に $T_H = 430^\circ\text{C}$ のときのナイキスト線図を，Fig. 6.4 に $T_H = 400^\circ\text{C}$ のときのナイキスト線図を示す．Fig. 6.5 は異なる温度比と比較するために， $T_H = 430^\circ\text{C}$ (実線) と $T_H = 400^\circ\text{C}$ (破線) のナイキスト線図を示す．Fig.6.3 および Fig.6.4 において，目標圧力振幅 P^* が大きくなるにつれ軌跡が右方向にシフトすることが分かる．また，Fig.6.5 より，温度比 (T_H/T_C) が低下すると軌跡が右方向にシフトすることが分かる．

Table 6.2 に実測および推定した結果を示す．本章で対象としている熱音響エンジンの自励発振時圧力振幅は実測した結果より，1000Pa 以上 1500Pa 以下で自励発振すると予想できる． $T_H = 430^\circ\text{C}$ (Fig. 6.3) のときの推定結果が合うように調整した，管路モデルの周波数応答と， $T_H = 400^\circ\text{C}$ のコア部の周波数応答を用いて推定を行った． $T_H = 400^\circ\text{C}$ のときのナイキスト軌跡 Fig. 6.4 より，圧力振幅を 1069 Pa，発振周波数を 47.5 Hz と推定した． $T_H = 400^\circ\text{C}$ の推定圧力振幅は実測した圧力振幅より約 3.7 % 低い結果となった．

発振周波数は，実測値と同様に，温度比が減少すると発振周波数も減少するという傾向が見られる．

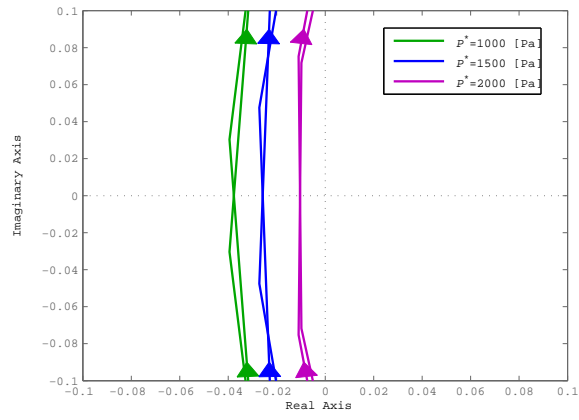
定量的な一致を示さない原因として、仮定した管路部モデルが考えられる。仮定した管路部モデルは、 α を負の方向に増加させるすることにより、管路モデルのゲインは減少するが、位相は変化しないため誤差が発生したと考えられる。

Table 6.1: Values of the physical parameters used for the calculations of tube model K

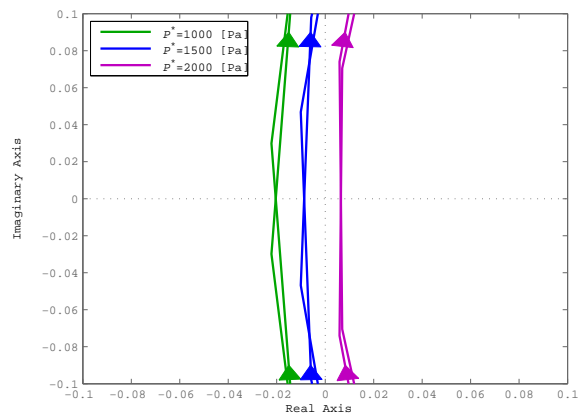
Parameter	Estimated value	Retained value
l [m]	2.91	Unchanged
c_0 [m/s]	346	Unchanged
α [-]	Unknown	-1.84

Table 6.2: Estimation result

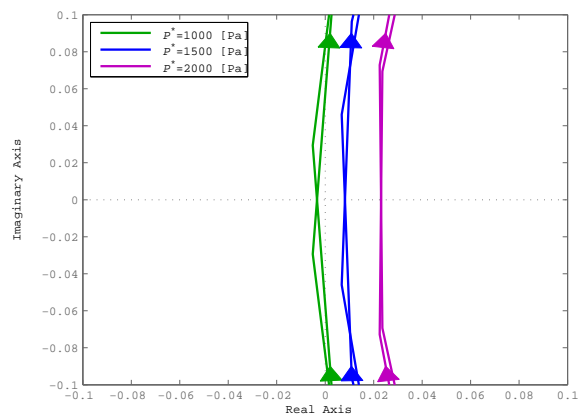
高温側熱交換器温度 T_H [°C]	400	430
低温側熱交換器温度 T_C [°C]	16	16
実測した自励発振時圧力振幅 [Pa]	1110	1240
実測した自励発振周波数 [Hz]	48.0	48.2
推定した自励発振時圧力振幅 [Pa]	1069	(1240)
推定した自励発振周波数 [Hz]	47.3	47.5
誤差 [%]	3.7	-



(a) $\alpha = 0$

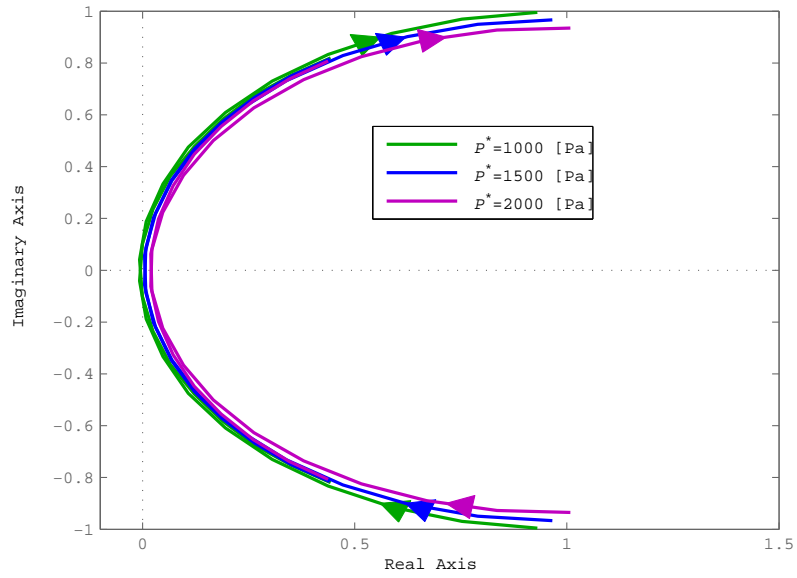


(b) $\alpha = -1$

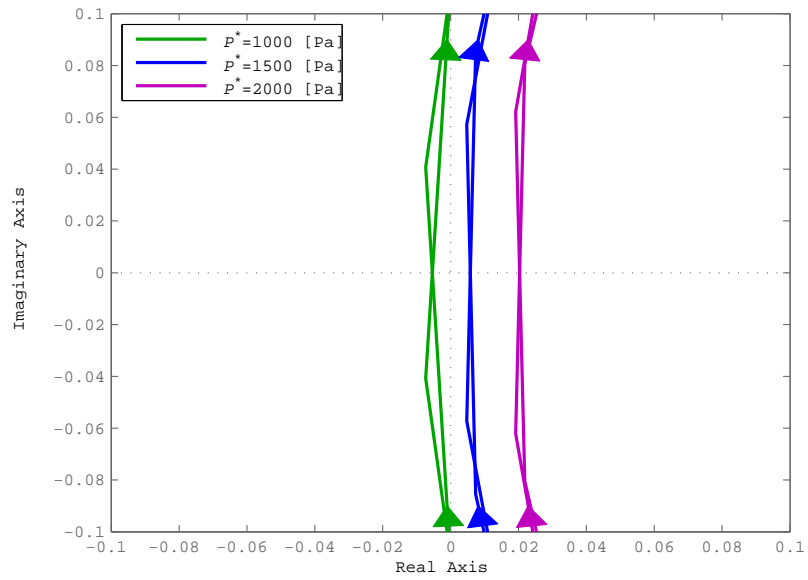


(c) $\alpha = -2$

Fig. 6.2: Nyquist plot for standing-wave engine when α is changed

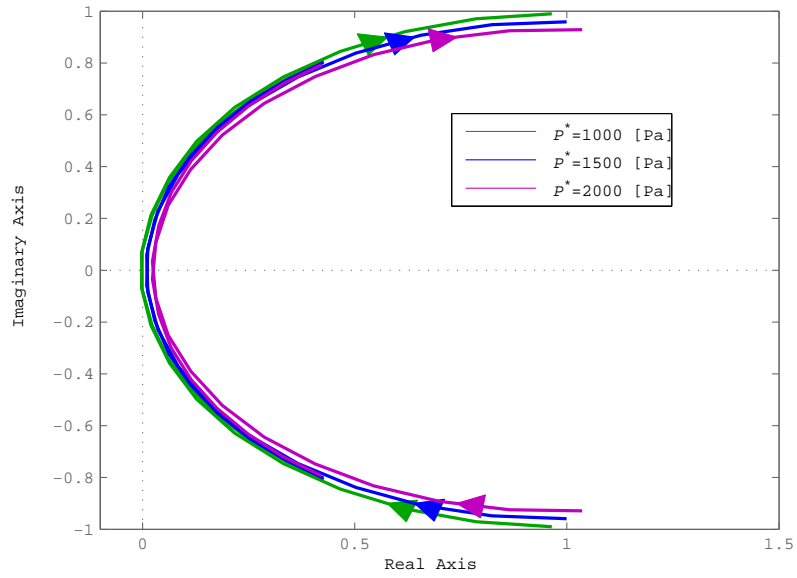


(a) general view

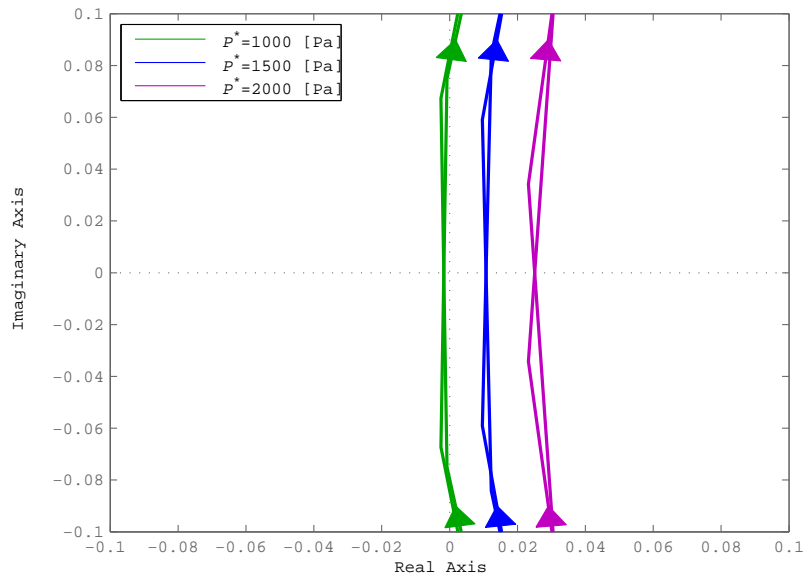


(b) magnified view

Fig. 6.3: Nyquist plot for standing-wave engine ($T_H = 430^\circ\text{C}$)



(a) general view



(b) magnified view

Fig. 6.4: Nyquist plot for standing-wave engine ($T_H = 400^\circ\text{C}$)

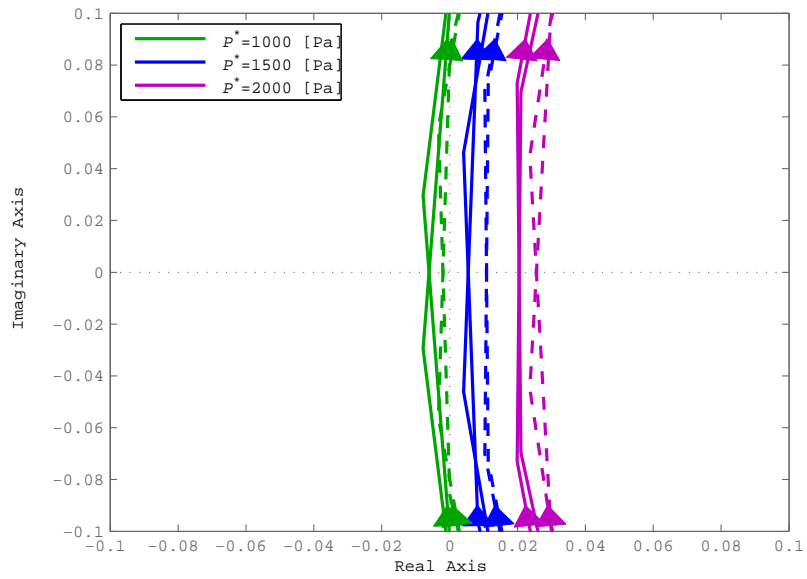


Fig. 6.5: Comparison of Nyquist plot
(solid line: $T_H = 430^\circ\text{C}$, broken line: $T_H = 400^\circ\text{C}$)

第7章 結言

本論文では、コア部の振幅依存性により自励発振時圧力振幅が決定する一般的な熱音響エンジンの自励発振時圧力振幅の推定を行った。

第4章では、大振幅加振が可能な加振器を製作し、分割面の圧力振幅 $P^* = 500, 1000, 1500, 2000\text{Pa}$ をパラメータとしてコア部の振幅依存性を取得した。 P^* が大きくなるほど、ゲインが減少し位相が遅れる振幅依存性が取得できた。また、温度比 (T_H/T_C) が低い方が、ゲインが低下し位相が遅れる傾向が見られた。ただし、当初構成した組んだ熱音響エンジンが自励発振しなかったこと、目標圧力振幅 P^* が小さいとき (500Pa) のゲインが他の P^* が大きいときのゲインが下回る問題を解決するために、第5章でコア部の条件を変更し周波数応答を取得した。具体的には、スタックのがたつきを抑えるための詰め物や、周波数応答との周波数の掃引方向を変えて検討した結果、詰め物の変更により自励発振するエンジンを構成することができた。 $P^* = 500\text{Pa}$ のゲインが低い原因には他の要因があると考えられる。

第6章では、第4章で実測したコア部の周波数応答とモデルにより生成した管路部の応答を用いて自励発振時圧力振幅の推定を行った。結果、ある一つの温度比の推定結果と実測結果が一致するように管路部モデルを調整することにより、異なる温度比でも同じ管路部モデルを使用することによりほぼ定量的に一致することを示した。

現在、著者は物理パラメータなどから管路部の減衰を表す α を計算する手法を持っていない。そのため、本論文ではある温度比でモデルが実測結果に合うよう調整した。この α の決定手法について研究を進めることが今後の課題である。

第8章 今後の課題

今後の課題を以下に示す.

- 管路モデルの調整方法の確立
- コアの両側に管が接続される場合へと問題設定を一般化

第6章にて, 管路モデルの α はある温度比に対して推定値が合うように調整していた. 今後は, 調整なしで管路部を模擬できるモデルの開発が期待される

また, 本論文では問題設定を簡単化するため, コアの高温側が閉端の場合のみを対象とした. コアの両側に管が接続される場合へと問題設定を一般化することで, 本論文で取り扱った定在波型エンジンだけでなく, 進行波型エンジンにおける自励発振時圧力振幅の推定が期待される.

謝辞

本研究に関して終始様々なご指導ご鞭撻のほど賜りました，本学 小林泰秀准教授に深く御礼申し上げます。また，本研究を進めるにあたり実験装置の製作などで，懇篤なるご高闊をいただいた本学 工
作センターの職員の皆様に心より御礼申し上げます。

最後になりましたが，日々の研究生生活を共に過ごして行く中で，様々なサポートをしていただいた小林研究室の皆様に心より感謝いたします。

参考文献

- [1] 琵琶 哲志, 熱音響デバイス, コロナ社 (2018).
- [2] Geng Chen, Lihua Tang, Brian R.Mace, "Theoretical and experimental investigation of the dynamic behavior of a standing-wave thermoacoustic engine with various boundary conditions", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **123**, 367-381 (2018).
- [3] Matthieu Guedra, Guillaume Penelet, "On the Use of a Complex Frequency for the Description of Thermoacoustic Engine", *Acta Acoustica united with Acustica*, **98**, 232-241 (2012).
- [4] Matthieu Guedra, Guillaume Penelet, Pierrick Lotton, "Experimental and theoretical study of the dynamics of self-sustained oscillations in a standing wave thermoacoustic engine", *Journal of Applied Physics*, **115**, 024504 (2014).
- [5] G. Penelet, T. Biwa, "Synchronization of a thermoacoustic oscillator by an external sound source", *American Association of Physics Teachers*, **81**, 290 (2013).
- [6] V. Zornotti *et al.*, "Prediction of limit cycle amplitudes in thermoacoustic engines by means of impedance measurements", *Journal of Applied Physics*, **124**–154901 (2018)
- [7] Matthieu Guedra, Guillaume Penelet, Pierrick Lotton, Jean-Pierre 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).
- [8] 小林, 山田, "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**–9, 392/399 (2015)
- [9] 小林 他 "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 年度秋季研究発表会講演論文集, 67/68 (2018), 講演番号 1-7-1

- [10] 中田 他 ”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, 1171/1174 (2017), 講演番号 2-8-9
- [11] Y. Kobayashi *et al.*, ”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] 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).
- [13] 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) .

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 2018 年秋季研究発表会

”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”

○小林 泰秀，中田匠，廣本 太郎

開催日：平成 30 年 9 月 12・13・14 日

2. 日本音響学会 2019 年春季研究発表会

”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”

○廣本 太郎，小林 泰秀

開催日：平成 31 年 3 月 5・6・7 日