

濡れた蓄熱器を持つ
熱音響エンジンの発振温度

2017年3月

東京農工大学院
生物システム応用科学府
生物システム応用科学専攻

津田研一郎

目 次

図目次	vii
表目次	viii
第 1 章 序論	1
1.1 研究背景	1
1.1.1 熱音響現象とは	1
1.1.2 水と熱音響現象	2
1.1.3 熱音響現象の応用	4
1.2 研究目的	6
1.3 本論文の構成	7
第 2 章 熱音響概論	8
2.1 熱音響現象	8
2.2 熱音響エンジン	9
2.3 定在波と進行波	10
2.4 熱的相互作用を制御するパラメータ	11
2.5 音波によるエネルギー変換	14
第 3 章 定在波型熱音響エンジンにおける水添加の影響	20
3.1 実験装置	20

3.1.1	装置全容	20
3.1.2	熱交換器	21
3.1.3	蒸気発生機構	22
3.2	計測システム	24
3.3	発振温度測定手順	25
3.4	実験結果	28
3.4.1	添加水量を変えた実験	28
3.4.2	添加水量の閾値と蓄熱器材質の関連性	30
3.4.3	装置の設置方向による影響	30
3.4.4	蓄熱器の流路を変えた実験	34
3.5	まとめ	34
第 4 章	水を添加した定在波型熱音響エンジンの Q 値の計測	37
4.1	自励振動のメカニズムと Q 値	37
4.2	実験装置	40
4.3	計測システム	41
4.4	実験方法	44
4.5	実験結果	45
4.5.1	得られた共鳴曲線と Q 値の算出方法	45
4.5.2	Q 値の算出結果	46
4.6	まとめ	48
第 5 章	進行波型熱音響エンジンに対する水添加の影響	49
5.1	実験装置	49
5.2	実験方法	51
5.3	実験結果	51

5.4	圧力振幅の測定	55
5.5	まとめ	56
第 6 章	濡れた蓄熱器を適用した熱音響エンジンの発振温度の数値計算	57
6.1	数値計算概要	57
6.2	波動方程式	57
6.2.1	Rott の波動方程式	57
6.2.2	Raspert の波動方程式	59
6.3	伝達マトリクス法	61
6.3.1	温度勾配が無い場合	61
6.3.2	温度勾配が有る場合	63
6.4	計算モデル	64
6.5	境界条件と発振温度の計算方法	66
6.5.1	定在波型熱音響エンジンの境界条件	66
6.5.2	単ループ管型熱音響エンジンの境界条件	66
6.5.3	枝付きループ管型熱音響エンジンの境界条件	67
6.6	計算結果	69
6.7	考察	70
6.8	まとめ	71
第 7 章	熱音響機器の応用検討	74
7.1	実験装置	74
7.2	実験結果	76
7.2.1	加熱機としての性能測定	76
7.2.2	冷凍機としての性能測定	78
7.3	数値計算による性能予測	80

7.3.1	計算モデル	81
7.3.2	用いた方程式	82
7.3.3	計算方法	84
7.3.4	計算結果	86
7.4	まとめ	91
第 8 章	結論	93
8.1	全体のまとめ	93
8.2	今後の研究課題	94
	研究業績	96
	参考文献	98
	謝辞	105

図 目 次

1.1	熱音響エンジンの模式図	3
2.1	進行波型熱音響エンジンの模式図	9
2.2	音波の圧力変動と位置変動 (a) 進行波 (b) 定在波	11
2.3	蓄熱器内の熱力学過程の領域による分類	12
2.4	$\omega\tau$ の分類	13
2.5	進行波における流体要素の熱力学的サイクルの模式図	15
2.6	$\omega\tau_\alpha \ll 1$ での進行波における流体要素の圧力，位置，温度変動の模式図	16
2.7	$\omega\tau_\alpha \ll 1$ での定在波における流体要素の圧力，位置，温度変動の模式図	17
2.8	$\omega\tau_\alpha \sim 1$ での進行波における流体要素の圧力，位置，温度変動の模式図	18
2.9	$\omega\tau_\alpha \sim 1$ での定在波における流体要素の圧力，位置，温度変動の模式図	19
2.10	$\omega\tau_\alpha \sim 1$ での定在波における流体要素の圧力，位置，温度変動の模式図	19
3.1	実験装置概要図	21
3.2	(左) 高温側熱熱交換機 (右) 低温側熱交換器	22
3.3	管内の作動流体と熱媒循環銅パイプが直接接触れる方式の熱交換器 . .	23
3.4	バンドヒータを巻いた高温側熱交換器	24
3.5	製作した蒸気発生機構	25
3.6	計測システム概要図	26
3.7	各温度と圧力の時系列測定結果	27

3.8	添加水量と発振温度差の関係	29
3.9	用いた蓄熱器の材質，(a) ハニカムセラミックス，(b) ガラス管，(c) ステンレス平行平板	31
3.10	蓄熱器の材質別にみた添加水量と発振温度の関係，(a) ハニカムセラミックス，(b) ガラス管，(c) ステンレス平行平板	32
3.11	装置の設置方向． g は重力の向きを示す．	33
3.12	装置の設置方向による発振温度差の変化	33
3.13	発振温度差と蓄熱器流路径の関係	35
4.1	Q 値を考えるシチュエーション	39
4.2	Q 値による音波の時間軸波形の違い	39
4.3	$\dot{E}_{loss} = \dot{E}_{\Delta T}$ のときの音波の時間軸波形	40
4.4	Q 値測定実験装置図	41
4.5	音響ドライバ (a) ベローズ付きのフランジに固定されたスピーカー，(b) ベローズを接着したフランジ	42
4.6	計測システムの概要図	43
4.7	計測した共鳴曲線の一例	45
4.8	Dry 状態と Wet 状態における Q 値の温度依存性	47
5.1	(a) 定在波型，(b) 単ループ型，(c) 枝付きループ型熱音響エンジン	50
5.2	発振温度と $\omega\tau_\alpha$ の関係 (a) 定在波型熱音響エンジン (Engine A)，(b) 進行波型熱音響エンジン (単ループ型，Engine B)(枝付きループ型，Engine C)	53
5.3	各エンジンで測定した圧力振幅	56
6.1	音波が伝播する管	58
6.2	円管での χ_α	60
6.3	Raspet のモデルのイメージ	62

6.4	複素関数 χ_D	63
6.5	計算モデルと温度分布	65
6.6	枝付きループ型熱音響エンジン内での連続の条件	68
6.7	定在波型熱音響エンジンの発振温度差の測定値と計算値	72
6.8	進行波型熱音響エンジンの発振温度差の測定値と計算値 . (青) 単ループ管型熱音響エンジン , (黒) 枝付きループ管型熱音響エンジン . . .	72
6.9	Wet 状態における蓄熱器内での熱的相互作用のイメージ	73
6.10	濃度勾配と物質拡散のイメージ	73
7.1	製作した熱音響ヒートポンプ	75
7.2	高温側熱交換器内温度の測定結果	76
7.3	加熱出力の測定結果	77
7.4	低温側熱交換器内温度の測定結果	79
7.5	冷凍出力の測定結果	80
7.6	定在波型熱音響エンジンと結合した熱音響ヒートポンプの計算モデル	81
7.7	計算モデルの構成と温度分布	82
7.8	ヒートポンプに結合したエンジンの発振温度	85
7.9	Dry 状態における音場	86
7.10	Dry 状態での音響パワー分布	87
7.11	Wet 状態における音場	88
7.12	Wet 状態での音響パワー分布	89
7.13	Dry 状態での蓄熱器内の H, Q, W の分布	90
7.14	Wet 状態での蓄熱器内の H, Q, W の分布	91

表 目 次

3.1	実験に使用した機器一覧	28
4.1	実験に使用した機器一覧	43
5.1	製作した3つの熱音響エンジンで適用した蓄熱器の材質と流路径, および自励振動の測定結果から算出した $\omega\tau_\alpha$ (空欄は $T_H \leq 400^\circ\text{C}$ 以下で基本周波数で自励振動が生じなかったことを意味する)	52
6.1	各構成機器の伝達マトリクス	65
7.1	測定および算出した各 COP	78
7.2	測定および算出した冷凍機での各 COP	80
7.3	熱音響エンジンと熱音響ヒートポンプを組み合わせた総合効率	92

第1章 序論

1.1 研究背景

1.1.1 熱音響現象とは

自由空間を伝播する音波と円筒管のような固体壁で囲まれた空間を伝播する音波は、大きく異なる^[1]。自由空間中を伝播する音波は断熱的に伝播するのに対して、管内を伝播する音波は管壁での粘性や熱伝導の効果により多様な現象を引き起こす。

特に、管の軸方向に温度勾配をつけ、その温度勾配が閾値を越えると、管内の流体が自励振動を始める。この現象は熱音響現象と呼ばれる^[2, 3]。この現象は古くから知られている。最も古くから知られている例として、日本における吉備津神社の釜鳴り現象が挙げられる^[4]。釜鳴り現象とは釜の中でお湯を沸かし、その上に蒸籠の役割をする縄を巻いて作った板状の網を載せ、蒸籠の中に米を敷くと、音が鳴り出す現象である。これは現代でも岡山県の吉備津神社において鳴釜神事^[5]として行われている。科学的な記録においては、古くからレイケ管やソンドハウス管^[6]として知られている。レイケ管は金網数枚を中空の管に入れた構造をしており、金網を加熱し、管を垂直に立てると管内の気体が自励振動を始める。1949年、タコニスらは^[7]低温物理の実験において、液体ヘリウムが入ったタンクに細い管を入れたときに管内の流体が自励振動し液体ヘリウムが急激に蒸発することを観測し、この現象の定量的な説明を提案した。この現象はタコニス振動と呼ばれ、いうまでもなく熱音響現象の一つであり、熱音響現象が科学的かつ物理的に注目されるきっかけとなった。タコニス振動を理論的に研究した例はKramer^[8]の研究などが挙げられるが、実験結果を合理的に説明するには至らなかった。実験と良い一致を示し、かつ熱音響現象を良く理解できる流体力学的理論が初めて提案されたのは1969年のRott^[9, 10]の研究である。Rottが提案した音波の波動方程式は、矢崎ら^[11]によって実験値とよく一致することが確認されている。

1979年、Ceperley^[12]はスターリングエンジンと進行波の音波の類似性から、フ

リーピストンスターリングエンジンを提案した．この提案は，熱音響現象には Rott がアプローチしたような流体力学だけではなく，熱力学的側面があることを示した．すなわち音波による流体の圧力変動は，エンジンでいうところの圧縮と膨張に匹敵し，流体と管壁との熱の授受が加熱と冷却に匹敵する．つまり，熱音響現象は熱力学的サイクルを形成することで熱が音波という力学的エネルギーにエネルギー変換される現象であると言える．よって，レイケ管などの熱音響現象を引き起こすデバイスを一種のエンジンとして分類でき，これらは熱音響エンジンと呼ばれる．Rott の波動方程式とこれらの熱力学的視点をまとめ，富永^[2, 13] や Swift ら^[14] は熱音響理論を提唱した．熱音響理論は熱音響エンジンの解析や設計に用いられている．

1.1.2 水と熱音響現象

熱音響自励振動には，閾値以上の温度が必要なことが知られている．熱音響エンジンの模式図を図 1.1 に示す．熱音響エンジンはおおむね直径 20~100 mm 程度の中空の管内に細かい流路（直径 1 mm 以下程度）の束である蓄熱器を設置した構造をしている．この蓄熱器の片側を加熱，反対側を冷却し，蓄熱器の軸方向に温度勾配をつけ，自励振動を生じさせる．熱力学的観点からエンジンの稼働には高温熱源と低温熱源それぞれの温度 (T_H, T_C) が重要である．通常， T_C は常温程度に維持されるので，熱音響自励振動に必要な温度は T_H となり，この温度を発振温度と呼ぶ．低温側の温度 T_C は外気温により変動幅を持つので発振温度は温度差 $\Delta T = T_H - T_C$ や温度比 T_H/T_C によって表現する場合もあり，それぞれ発振温度差，発振温度比と呼ばれる．さらに，発振温度は振動系の線形安定性理論の観点から，「安定限界 (Stability limit)」とも呼ばれる^[11, 15]．熱音響自励振動の発振温度は実験や熱音響理論を用いた解析からよく研究されている^[11, 15, 16, 17]．これらの研究から，発振温度は 200 程度まで下げることができることが明らかになっている．

ここで上述した鳴り釜現象に立ち返ってみる．鳴り釜現象の熱源は釜で沸かした蒸気である．もちろん鳴り釜現象は人間の耳で感知されるので，鳴り釜は大気圧空気に開放されていることは容易にわかる．大気圧下の蒸気の温度は 100 以下なので，鳴り釜現象の発振温度は 100 以下なのである．発振温度 100 以下という温度は，Biwa ら^[18] や D. Blok^[19] などにより開発された蓄熱器をエンジン内に複数個設置する多段熱音響エンジンであれば実現可能な発振温度であるが，釜鳴り現象のような蓄熱器が単段であるシンプルな熱音響エンジンでは到底実現できないはずのとても低い発振温度である．よって，この現象は大変興味深い．通常の熱音響エンジンと鳴り釜現象が異なる点は「水」の存在である．従来の熱音響エンジンの作動流体には加圧したヘリウムなどが用いられおり，ほとんどの作動流体に水分は含まれていない．

蓄熱器＝微細流路の集合体

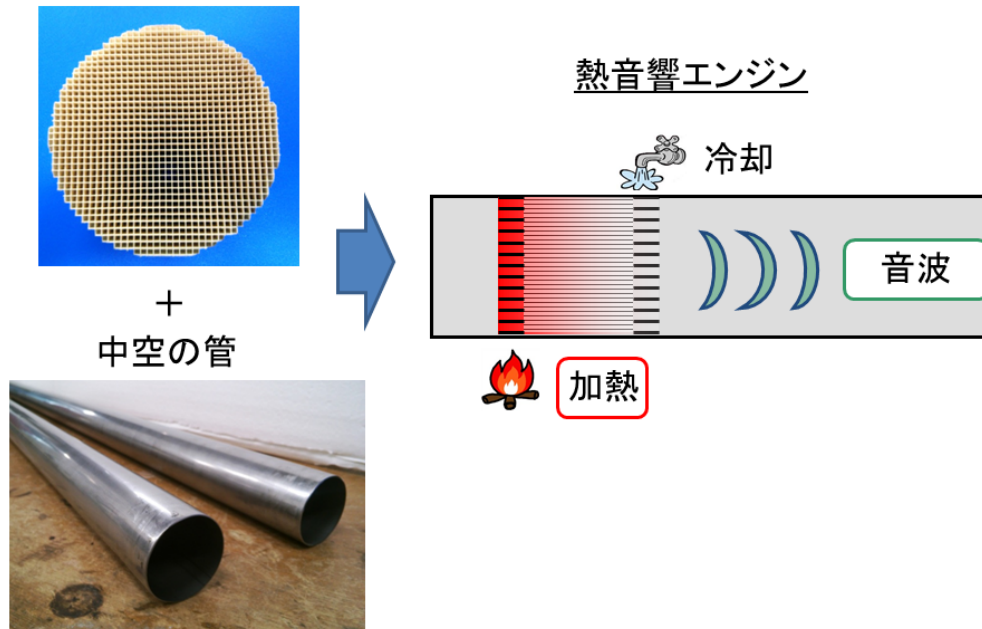


図 1.1: 熱音響エンジンの模式図

一方で鳴釜現象は空気と水蒸気が混在し，水蒸気の一部は固体壁で凝縮し，濡れた環境になっている．

このような「水」が存在する自由空間での音波伝播は，水が無い空間での音波伝播と異なることについては古くから知られ，研究されている．例えば，湿度によって空気の物性は変化し，音速も 0.1～0.2% 程度変化することが実験と計算から明らかになっている^[20]．また空気中の湿度の増加によって音波の減衰率が低下することもわかっている^[21, 22]．その一方で，空気中に霧のような水滴が存在する場合は，音波の減衰率が増加する^[23] ため，騒音の低減に応用されることもある^[24]．

固体壁に囲まれた空間内の音波伝播において水が介在する場合の研究例は，湿分を含んだ砂岩内の音波伝播に関して，いくつかの実験的研究があり，少量の湿分が音波の減衰に大きな影響を与えることがわかっている^[25]．Mao^[25] によると，固体壁に囲まれた空間に少量の水が存在する場合，空気と蒸気の混合気体は音響的なサイクルとともに固体壁近傍で蒸発と凝縮のプロセスを経験することがわかっている．実験的な報告としては，Pandit ら^[26] は湿分を含んだペレヤ岩での音波伝播に

おける Q 値を測定し、岩の質量の 0.01% の水分が含まれるだけで Q 値が 200 から 50 まで低下することを明らかにした。また、Mehl ら^[27] は、共鳴管内で水の蒸発と凝縮が音速に与える影響を測定した。これらの実験的研究から、Mao^[25] や Raspet ら^[28, 29, 30, 31, 32] は濡れた管内を伝播する音波の波動方程式を導出した。Raspet らは導出した波動方程式を検証するために簡単な実験を行った。実験では、蓄熱器に霧吹きで水を付けたところ、定在波型熱音響エンジンの発振温度差が 280K から 80K まで低下することが実証された^[31]。また水を添加しない場合の発振温度差と水を添加した場合の発振温度差の比は、実験結果から 3.5 となり、計算からは 4 となった^[31]。しかし、実験は 1 つの条件でしか行われておらず、実験と理論の定量的な比較はなされていない。

野田ら^[33] は先述した釜鳴り現象を模擬した実験を行った。定在波型熱音響エンジンにヘルムホルツ型の共鳴器をつけ、その共鳴器を水のタンクとした。タンク内の水はヒータで加熱され、その蒸気の熱で蓄熱器が加熱され、エンジンが駆動する。その結果、発振温度差が 290K から 56K まで低下した。

1.1.3 熱音響現象の応用

近年、地球環境や化石燃料の枯渇の観点からエネルギーの効率的利用や今まで利用できなかったエネルギーの有効利用に関する技術が広く求められている。特に最近ではシェールガスによる恩恵が期待され、石炭に比べ二酸化炭素、硫黄酸化物、窒素酸化物の排出が少ない、ガスタービン発電の技術開発が目覚ましい。ガスタービンで発電をする場合、ほぼすべてにおいてコンバインドサイクル発電方式がとられる。すなわち、ガスタービンで発電した後の残りの熱で蒸気タービンを駆動し発電する。2016 年 6 月 17 日現在、このガスタービンを用いたコンバインドサイクル発電の最高発電効率は、米国 GE 製で送電端効率 62.22 % である^[34]。このような高温の熱を滝（カスケード）のように徐々に温度を下げながら使い尽くす熱利用のコンセプトは、柏木ら^[35] により「ヒートカスケディング」と提唱されている。ヒートカスケディングは発電に限ったことではない。ガスタービンやガスエンジン、ディーゼルエンジンから出る排熱を蒸気や温水などの熱供給に使う、熱電供給技術、コージェネレーションシステムである。ヒートカスケディングの産業セクションでの具体例としては、蒸気を木材の乾燥に、高温温水を冷暖房に、低温水を給湯に使用することなどが考えられている。

ヒートカスケディングにおいての課題としては、低温の熱は有効利用が難しいことである。これは熱力学第二法則の観点から変えることはできない。熱機関のエ

エネルギー変換効率の理論的最大値であるカルノー効率は、高温熱源と低温熱源の温度で決まってしまうため、低温の熱であるほど高効率なエネルギー変換は難しい。さらにコジェネの観点から、低温の熱で給湯をするとしても、風呂の温度程度のお湯の需要は、病院等の限られた公共施設か各家庭となり、需要地は広い範囲にばらけており、効率的な運用には課題が多い。よって、低温の熱を利用した機械には理論的熱効率の限界や本質的な効率の低さを補う別の価値が必要になる。

排熱の量を温度別にみると、200 ～150 の低温排熱の量は潜在的に多い^[35, 36, 37, ?]。低温排熱の量が多い理由は既に、上記で議論した。この低温排熱を有効利用できれば、エネルギーの有効利用に大きく貢献できる。よって、低温の熱を有効利用する機械がいくつか研究されている。例えば、熱駆動のヒートポンプとして吸着冷凍機や吸収冷凍機が挙げられる。これらの熱駆動ヒートポンプは60 ～80 の熱源で駆動し^[38, 39]、空調冷暖房が可能で数社が既に商品として販売している。発電技術としては、低沸点の媒質を利用したバイナリー発電^[40] などがある。バイナリー発電は70 ～130 の温水や蒸気から、60 kW から 100 kW 程度の電力がとれる。地熱発電として一部導入の実績はあるが、投資回収年数が長くなりがちで導入が進まないことが指摘されている^[41]。本研究では、低温熱を有効利用する技術として、熱音響技術に着目する。

熱音響エンジンが産業的に利用できるポテンシャルが初めて示されたのは1998年の矢崎らの研究^[16]である。この研究において初めて進行波型熱音響エンジンが実現された。この研究までに開発された熱音響エンジンはすべて定在波型熱音響エンジンであり、その熱効率は熱力学的に見ても20%程度が限界であった。対して、進行波型熱音響エンジンの熱力学的サイクルはスターリングサイクルに似ており、本質的に熱効率が低い。さらに1999年のBackhausら^[42, 43]の研究において、700の熱を用いて、熱効率30%を達成する進行波型熱音響エンジンが実現された。この効率はガソリンエンジンに匹敵し、その後の熱音響エンジンの研究開発を大きく進めることとなった。熱音響エンジンの特長は2点ある。一つ目は外燃機関であること、もう一つは、ピストンなどの可動部がない点である。1つ目外燃機関である点は、熱源に依存しない熱機関であると言い換えることができる。内燃機関は系内での燃焼により、熱から力学的エネルギーへのエネルギー変換をしているのに対して、外燃機関は系外の熱を系内に熱交換器を通して入力することによりエネルギー変換をするので、特定の燃料を必要としない。よって、工場や他の熱機関から出る排熱や太陽熱を集光するなど、様々な熱源を利用できる。2つ目の特長は熱音響エンジンの構造を見れば容易にわかるだろう。通常のエンジンはピストンや圧縮機とタービンなどを用いてエネルギー変換を行うのに対して、熱音響エンジンは音波を利用してエネルギー変換を行う。通常のエンジンでは、熱機関である以上、ピ

ストンやタービンは高温にさらされながら可動し、流体やシリンダとの摩擦にさらされる。よって、可動部には高い耐久性や信頼性が求められ、その技術開発や製造、維持には高いコストがかかる。対して、熱音響エンジンは可動部がないため、これらにかかるコストを減らすことができる。特に排熱利用の観点から見ると、熱音響エンジンは2次的な装置になる。2次的な装置である以上、コストを大きく削減できることは大きなメリットになりうる。このようなことから熱音響エンジンは近年排熱や太陽熱などの有効利用手段の一つとして期待され、盛んに研究されている [18, 19, 44, 45, 46, 47, 48]。

1.2 研究目的

本研究の研究目的は、二相流体を添加した熱音響エンジンの基本的な特性を調査することである。上述したように、Raspet ら [28, 29, 30, 31, 32] や野田ら [33] などにより、二相流体を添加した熱音響エンジンは、発振温度が劇的に低下することは明らかになっている。しかし、その劇的な発振温度の低下はどのような条件で生じるのか、また条件によって発振温度がどの程度まで下がるのかは明らかになっておらず、それらについて定量的かつ実験的に研究した例はない。そこで本研究では、添加水量や蓄熱器の流路などのパラメータを変えながら、熱音響エンジンの発振温度を測定した。

さらに、今までの二相流体と熱音響エンジンの研究例では、定在波型の熱音響エンジンにおける影響しか調べられてこなかった。今までの研究 [14, 16] から、定在波型熱音響エンジンは進行波型熱音響エンジンに対して、本質的に熱効率が低いことがわかっている。よって、定在波型より高効率である進行波型熱音響エンジンに対して二相流体を添加し、その影響を調べることは応用的観点から重要である。よって、本研究では定在波型熱音響エンジンと進行波型熱音響エンジンを製作し、それぞれのエンジンにおいて濡れた蓄熱器の適用有無で発振温度の変化を実験的に調査した。また、各エンジンの出力の目安として、励起した音波の圧力振幅を測定した。

また、本研究では濡れた蓄熱器が熱音響エンジンの発振温度を下げる効果のメカニズムを明らかにするため、得られた実験結果を理論モデルと比較した。Raspet ら [28, 29, 30, 31, 32] が提案した二相流体を含んだ場合の波動方程式を使い、濡れた蓄熱器を有する熱音響エンジンの発振温度を計算し、数値計算結果と実験結果を比較した。

最後に熱音響エンジンの応用先として熱音響ヒートポンプを想定し、熱音響デバイスによる熱駆動ヒートポンプシステムの性能検討をする。5気圧の窒素を作動流体とした熱音響ヒートポンプを製作し、成績係数 COP を測定した。今回は測定し

た結果を基に，濡れた蓄熱器を有する熱音響エンジンを数値計算モデルで再現し，ヒートポンプとエンジンをカップリングしたシステムの総合効率を算出した．

1.3 本論文の構成

以下，本論文の構成を示す．

第一章は序論である．

第二章は既存の熱音響理論を示し，熱音響現象のメカニズムを説明する．

第三章では定在波型熱音響エンジンに対して二相流体を添加し，その影響を調査する．

第四章では，二相流体を添加した定在波型熱音響エンジンの Q 値を測定する．

第五章では，単ループ型と枝付きループ型の 2 種類の熱音響エンジンに対して，二相流体を添加し，その影響を調査する．

第六章では，Raspert が提案した理論式を用いて数値計算プログラムを構築し，数値計算結果と得られた実験結果を比較する．

第七章では，熱音響エンジンの応用先として熱音響ヒートポンプを想定し，熱音響ヒートポンプの性能を調査・検討する．

第八章は結論である．

第2章 熱音響概論

本章では熱音響現象について理解するために，熱音響現象の原理について説明するとともに実験により検証済みである既存の理論方程式について説明する．

2.1 熱音響現象

音波を物理的視点で考えると，音波は作動流体の周期的な圧力変動と位置変動と言える．流体は通常，圧縮・膨張を経験すると，流体の温度変動を伴う．すなわち，圧縮すると流体の温度が上がり，膨張すると温度が下がる．フーリエの法則から，ある場所で温度変動が起きると周囲との間に温度差ができ，温度が高い方から低い方へ熱が伝わる．音波が広い空間を伝播する際には，作動流体に温度変動が起きても，熱のやり取りをする場所がない．つまり，広い空間において作動流体は断熱的熱力学課程を経験しながら，圧力変動と位置変動をする^[49]．

これに対して，固体壁に囲まれ，かつ流体の熱境界層 δ_α 程度の狭い空間（例えば，直径が 1 mm 以下程度の細管）を音波が伝播する場合は，作動流体と固体壁の間で熱のやり取りが生じる．つまり，流体が圧縮されると流体の温度が上がり，固体壁と流体の間に温度差が生じ，流体から壁に熱が伝わる，一方，流体が膨張すると流体の温度は下がり，固体壁から流体に熱が伝わる．よって，固体壁に囲まれた狭い空間において音波が伝播すると，作動流体は管壁との間で等温的熱力学課程を経験しながら，圧力変動と位置変動する．このような固体壁で囲まれた狭い空間に音波が伝播した際の作動流体と管壁との熱的相互作用によって引き起こされる物理現象を熱音響現象と呼ぶ．この時，注意しなければならないのは，管壁の熱容量が充分大きいという前提である．仮に固体壁の熱容量が小さいと，流体から熱をもらい，すぐに流体と同じ温度になってしまう．すると流体と管壁の間の温度差がなくなり，熱交換はなされない．

2.2 熱音響エンジン

熱音響現象を応用する装置の一つが熱音響エンジンである．熱音響エンジンの概略は第1章で触れたとおりである．熱音響エンジンには大きく分けて2つのタイプがある．まずは定在波型熱音響エンジンである．定在波型熱音響エンジンは図1.1に示した構造をしている．すなわち，直管の中に蓄熱器を設置した構造をしている．直管の端は閉端でも開端でもよい．対して，もう一つのタイプは進行波型熱音響エンジンである．進行波型熱音響エンジンの概略図を図2.1に示す．進行波型熱音響エンジンは定在波型熱音響エンジンと異なり，直管ではなく，Endを失くしたループ管を用いている．図2.1に示すように進行波型熱音響エンジンには2つのタイプがある．一つは矢崎らにより提案された単ループ型，もう一つはBackhausらにより提案されたループ管に枝管を接続した枝付きループ型である．定在波型と進行波型の違いは，蓄熱器内でのエネルギー変換に定在波を使うか進行波を使うかで分けられる．それについて次節で説明する．

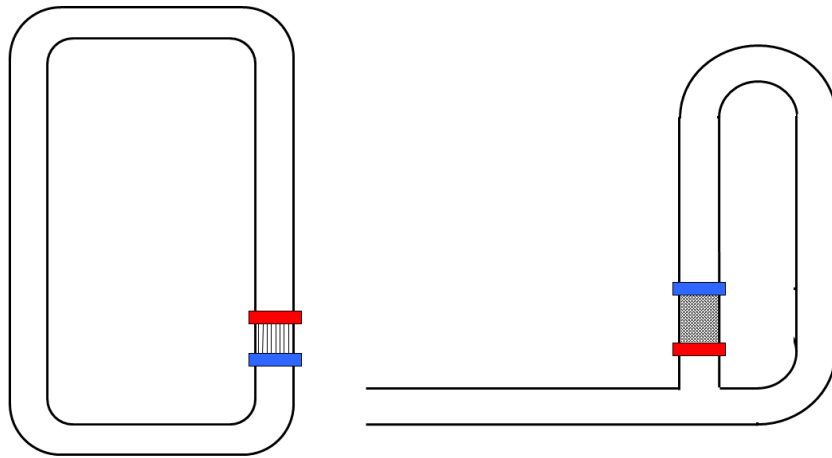


図 2.1: 進行波型熱音響エンジンの模式図

2.3 定在波と進行波

通常，音が自由空間又は管内を伝播する際，音波は進行波である．進行波として伝播した音波は何かしらの固体物またはなんらかの境界に到達すると，反射して，進行してきた方向とは逆に反射波として伝播する．定在波は進行波と反射波が重ね合わさることにより形成される．定在波型熱音響エンジン内では，定在波が主に形成される．これは直管の端で音波が反射するためである．一方，進行波型熱音響エンジンでは，エンジン内に進行波の成分が増え純粋な定在波にならないことが実験的に明らかになっている^[16]．これはループ管を使うことで明確な境界を失くし，反射波を低減しているからである．

上記に「進行波の成分」というなじみのない言葉が出てきた．音波が伝播する場所（音場）において，どれくらい反射波があり，音場が純粋な定在波に近づくのか，もしくは純粋な進行波に近づくのか議論するためには，まず音波を定量的に表す必要がある．「音」という物理現象は，物理量を用いて説明すると，作動流体の圧力 P と位置 ξ （速度 U ）の周期的変動と言える．ここで重要であることは2つの物理量 P と ξ の変動のタイミングは定在波と進行波で異なり， P と ξ の変動には位相差 θ が存在する点である．圧力及び位置変動は理想的な正弦波で変動すると仮定すると， P と ξ は以下の式で表される．

$$P = p_a \exp(i\omega t) \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \xi &= \xi_a \exp i(\omega t - \theta) \\ &= \xi_a \cos \theta \exp(i\omega t) + \xi_a \sin \theta \exp i(\omega t - \pi/2) \end{aligned} \quad (2.2)$$

ここで p_a および ξ_a は圧力振幅および変位振幅である． ω は角振動数 [rad/s]， t は時間である．図 2.2 および式 2.1, 2.2 に示すように，純粋な進行波の場合，圧力変動 P と位置変動 ξ の位相差 θ は $90^\circ (\pi/2)$ になり，純粋な定在波の場合， θ は 0° となる．図 2.2 に示すように進行波の場合， P と ξ は 90° の位相差がつくので， P が最大値及び最小値のとき， ξ は 0 になる．一方，定在波の場合は P と ξ は同位相で変動し， P が最大値の時， ξ も最大値をとる．式 2.2 からわかるように， θ が 0 か 90 。で式 2.2 の右辺・左辺がそれぞれ 0 になる．よって， $\xi_a \cos \theta$ を定在波成分， $\xi_a \sin \theta$ を進行波成分と呼ぶ．高校物理においては自遊空間を伝播する音波は定在波成分が 0 で純粋な進行波，管内で共鳴した音波は進行波成分が 0 で純粋な定在波であるとされていた．しかし，後者は散逸の無い場合に適用される．現実的には管内を伝播する音波は散逸を伴うため，両方の成分を持ち，その成分比は空間的に変化する．

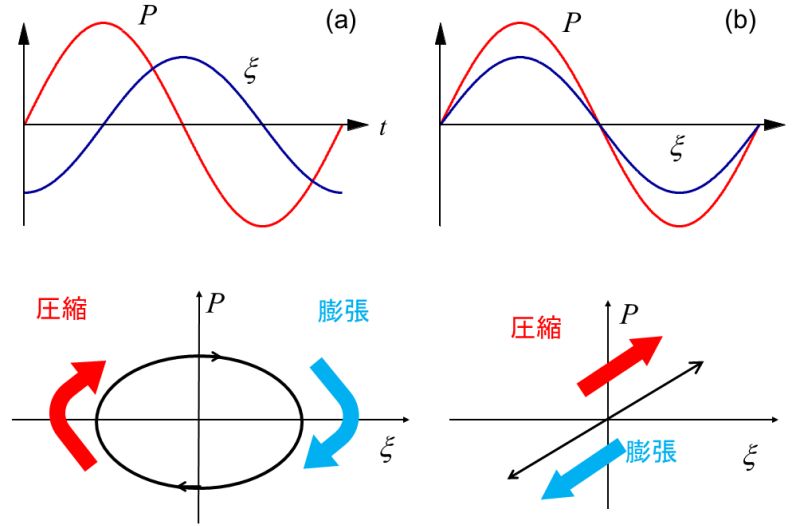


図 2.2: 音波の圧力変動と位置変動 (a) 進行波 (b) 定在波

2.4 熱的相互作用を制御するパラメータ

上述したように，熱音響現象は作動流体と蓄熱器の固体壁との熱的相互作用によって引き起こされる．この熱的相互作用は無次元パラメータ $\omega\tau_\alpha$ ^[16, 15, 17, 49, 50] を用いて表される． $\omega\tau_\alpha$ の定義を以下の式に示す．

$$\omega\tau = \omega \frac{r^2}{2\alpha} = \left(\frac{r}{\delta_\alpha} \right)^2 \quad (2.3)$$

ω は音波の角振動数 [rad/s]， τ_α は流体要素が管壁と熱平衡に達するまでの時間 [s] を表し，熱緩和時間と呼ばれる． τ_α は蓄熱器の流路径 r [mm] と熱拡散係数 α [m²/s] で定義できる．熱拡散係数 α は作動流体の物性値を用いて以下のように定義できる．

$$\alpha = \frac{k}{\rho_m c_p} \quad (2.4)$$

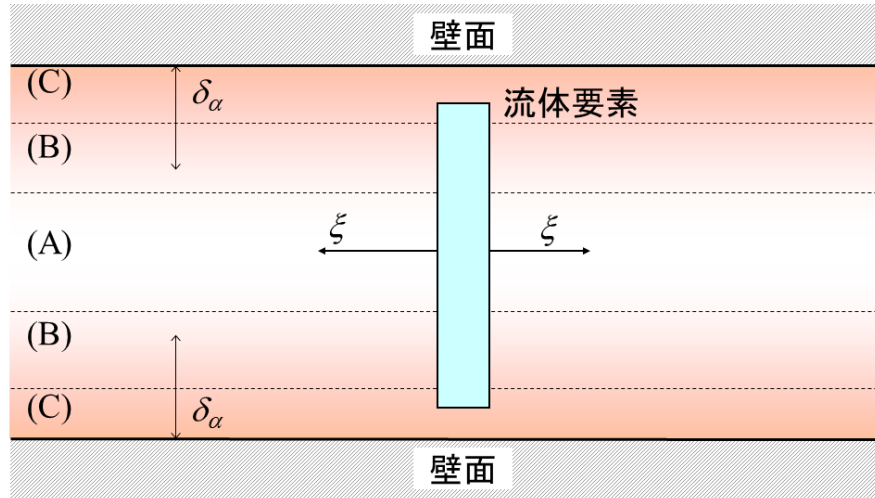


図 2.3: 蓄熱器内の熱力学過程の領域による分類

ここで k は熱伝導率 $[\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})]$, ρ_m は平均密度 $[\text{kg}/\text{m}^3]$, c_p は定圧比熱 $[\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})]$ である . また , ω と α は , 熱境界層厚さ δ_α として定義できる . よって , $\omega\tau_\alpha$ は , 蓄熱器の流路径 r と熱境界層 α の比の 2 乗と言い換えることもできる . 蓄熱器内の δ_α を視覚的に表すと図 2.3 のようになる . 蓄熱器内の流体要素が管軸方向に往復運動する領域は , δ_α を基準として , 以下の 3 つの領域に分類できる .

(領域 A) 壁面から十分離れた場所では固体壁と作動流体の間では熱交換ができない . よって , 流体は , 常に断熱可逆的に運動する .

(領域 C) 一方 , 壁面近く , すなわち熱境界層厚さ内の流体は , 常に壁と熱平衡を保ちながら等温可逆的に運動する . つまり , 流体の圧力変動にともなう温度変動によってできた流体と固体壁との温度差によって , 流体と壁面が瞬時に熱交換し , 流体は等温を保つ .

(領域 B) 壁から温度境界相厚さ δ_α ほど離れた場所では , 熱交換が“ 中途半端 ”であるため , 不可逆的熱交換が行われ , 熱交換には有限の時間遅れが発生する .

図 2.4 に δ_α を一定として , 蓄熱器の流路径を変えたときの , $\omega\tau$ のイメージ図を示す . 図 2.4 に示すように , $\omega\tau_\alpha$ は 3 つのパターンに分類することができる .

まず $\omega\tau_\alpha \gg 1$ の状態である . この状態では熱境界層厚さに対して蓄熱器の流路径が大きい . 蓄熱器の流体のほとんどが熱境界層外に存在する . つまり , 図 2.3 における領域 A にほとんどの流体が存在するので , 蓄熱器内に音波が伝播しても流体と固体壁の間に熱的相互作用が生じない . また , 流体要素の往復運動の周期を表す

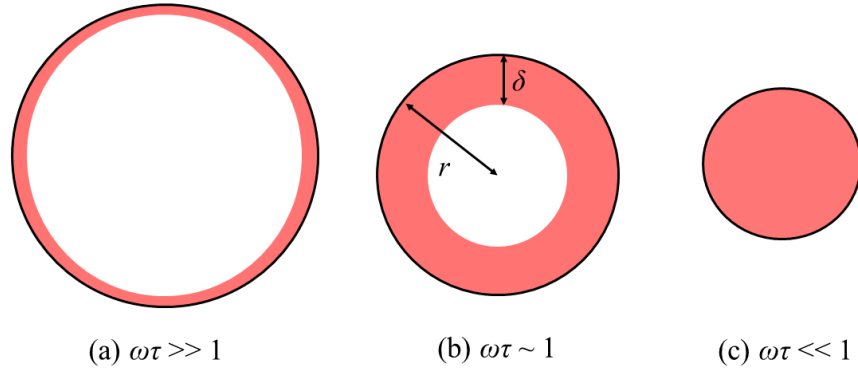


図 2.4: $\omega\tau$ の分類

ω と熱緩和時間 τ_α から考えると，流体の往復運動に対して熱緩和時間が長いので，流体から固体壁へ（または固体壁から流体へ）熱が伝わるより速く流体が移動してしまう．つまり，流体は断熱的に圧力変動および位置変動している．次に $\omega\tau_\alpha \ll 1$ の状態である．図 2.4 に示すように，この状態では蓄熱器流路径 r が熱境界層厚さ δ_α より小さいので，蓄熱器内の流体は熱境界層内に存在する．よって，蓄熱器内の流体はすべて，図 2.3 に示す領域 C に存在するので，等温可逆的に運動する．すなわち蓄熱器内に音波が伝播した場合，(1) 流体が圧力変動し，(2) 圧力変動によって，流体の温度が変動し，(3) 流体の固体壁の間に温度差が生じると，(4) 瞬時に熱交換し，流体は固体壁と等温になる．また，流体要素の往復運動の周期を表す ω と熱緩和時間 τ_α から考えると，流体の往復運動に対して熱緩和時間が短いので，流体から固体壁へ（または固体壁から流体へ）熱が伝わる速度は流体が移動する速度より速い．つまり，流体は管壁と瞬時に熱交換し，等温可逆的に圧力変動および位置変動している．

最後に $\omega\tau_\alpha \sim 1$ の状態である．この状態において，蓄熱器内のほとんどの流体は図 2.3 に示す領域 B に存在する．すなわち，ほとんどの流体は時間遅れを有する熱

的相互作用を経験する．また，流体要素の往復運動の周期を表す ω と熱緩和時間 τ_α から考えると，流体の往復運動に対して熱緩和時間が同程度であるが，わずかに熱緩和時間の方が長い ($\omega\tau_\alpha \ll 1$ ではないので)．よって，流体から固体壁へ（または固体壁から流体へ）熱が伝わる速度は流体が移動する速度よりわずかに遅い．つまり，流体は，流体の移動に対して遅れながら熱が伝わる不可逆的な熱力学的過程を経験しながら，圧力変動および位置変動している．

2.5 音波によるエネルギー変換

2.4 節で蓄熱器内の流体と固体壁との熱的相互作用は， $\omega\tau_\alpha$ によって変わることを説明した．この熱的相互作用は音波伝播による圧力変動に由来する．一方，2.3 節で音波の圧力変動は定在波か進行波によって，位置変動との位相差が異なることを説明した．本節では，蓄熱器内において，どのように熱から力学的エネルギーへのエネルギー変換がなされているか， $\omega\tau_\alpha$ をつかって，定在波と進行波の場合それぞれにおいて説明する．

まず， $\omega\tau_\alpha \gg 1$ の場合である．この場合は2.4 節で説明したように，音波が伝播した際，流体は断熱的な熱力学過程を経験する．よって，定在波であろうと進行波であろうと，蓄熱器内でエネルギー変換はなされない．次に $\omega\tau_\alpha \ll 1$ の場合である．この時は，2.4 節で説明したように音波が伝播した際，流体は等温的な熱力学過程を経験する．すなわち，定在波であろうと進行波であろうと，流体と固体壁の間に熱的相互作用が生じる．しかし，エネルギー変換の観点からすると，定在波と進行波では大きく異なる．進行波における蓄熱器内でのエネルギー変換を模式的に図 2.5 に示す．蓄熱器内の流体要素は一定の変位振幅の範囲で，圧力変動を伴いながら往復運動している．そして，熱音響エンジンの場合，蓄熱器の片側を加熱，反対側を冷却しているので，蓄熱器の軸方向に温度勾配が付いている．まず，A から B では圧縮過程において流体の温度が上がる．壁と流体との間に温度差が付くが等温課程なので流体から壁に Q_C の熱量を壁に放熱する．B から C では，流体が移動するにつれて直近の壁の温度が上がっていくのが図 2.5 からわかる．よって，壁と流体の間に温度差があるので，壁から流体へ熱が伝わる．加熱された流体は C から D で膨張し，壁から Q_H の熱量を吸熱する．D から A では，B から C で吸熱した熱量分を壁に放熱しながら，流体は冷却される．このような過程を経ることによって，蓄熱器内ではエネルギー変換が行われ，図 2.5 に示すような図示仕事 ($P - V$ 線図) が生成される．また，進行波における流体の変位と圧力変動，さらに変位方向（管軸方向）の壁の温度 T_{wall} と流体の温度 T_{gas} を図 2.6 に示す．図 2.3 に示したように $\xi = 0$ において，圧力 P は最小値及び最大値をとる．A から B の過程では

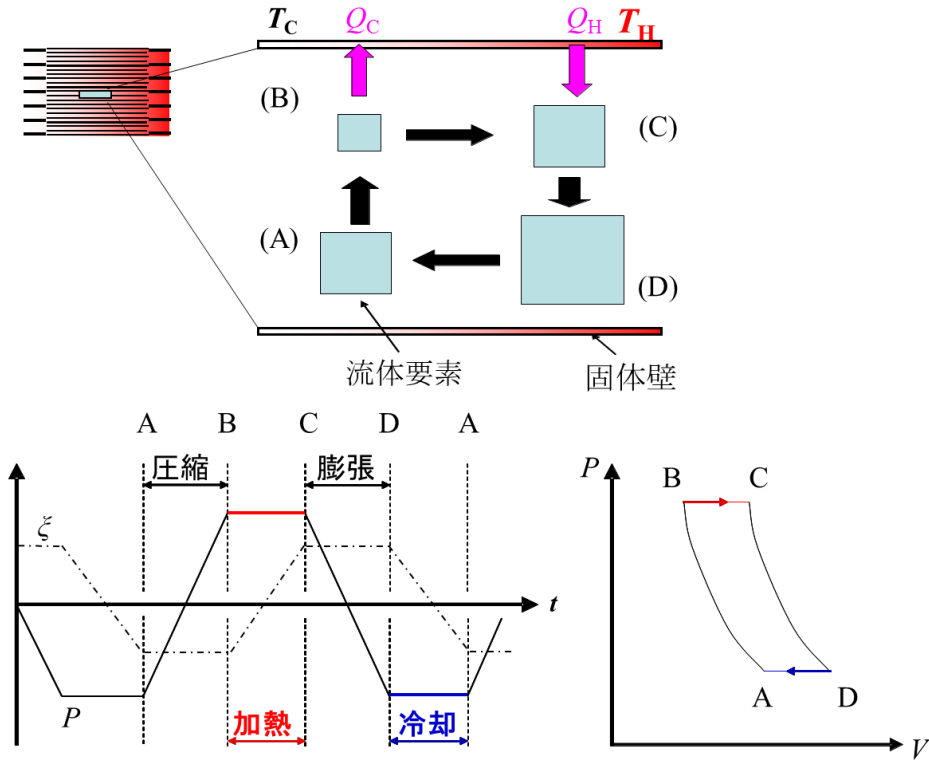


図 2.5: 進行波における流体要素の熱力学的サイクルの模式図

圧力 P が最小値から最大値に向かう圧縮過程である．流体は圧縮されるので，流体の温度 T_{gas} は上がるが， $\omega T_{\alpha} \ll 1$ では瞬時に壁に放熱し，壁と流体は等温になるのが図 2.6 からわかる．C から D に至る過程では逆に，流体が膨張し，壁から吸熱し，流体の温度 T_{gas} は壁の温度 T_{wall} と等温になるのがわかる．

定在波における圧力変動と位置変動，および壁の温度 T_{wall} と流体の温度 T_{gas} の関係を，図 2.7 に示す．定在波の場合は，変位と圧力変動が同位相であるので，A から B で圧縮，B から A で膨張が繰り返される． $\omega T_{\alpha} \ll 1$ なので，進行波と同様に， T_{gas} と T_{wall} は等温になる．図 2.6 と図 2.7 を比べるとわかるように，変位振幅中において，定在波と進行波では流体が吸熱と放熱をしている箇所が異なり，定在波では放熱と吸熱が打ち消し合っているのがわかる．よって，定在波では図 2.7 に示すように PV 断面で有効な面積が得られず，仕事が生成されない．最後に $\omega T_{\alpha} \sim 1$ 程度の場合である．最初に進行波での圧力変動と位置変動と固体壁との熱的相互作用を図 2.8 に示す．図 2.6 と図 2.8 を比較するとわかるように， $\omega T_{\alpha} \sim 1$ と $\omega T_{\alpha} \ll 1$ では放熱と吸熱のタイミングが異なる．図 2.6 に示すように， $\omega T_{\alpha} \ll 1$ では圧縮の開始と放熱の開始は同時である．一方，図 2.8 に示すように， $\omega T_{\alpha} \sim 1$ 場合，

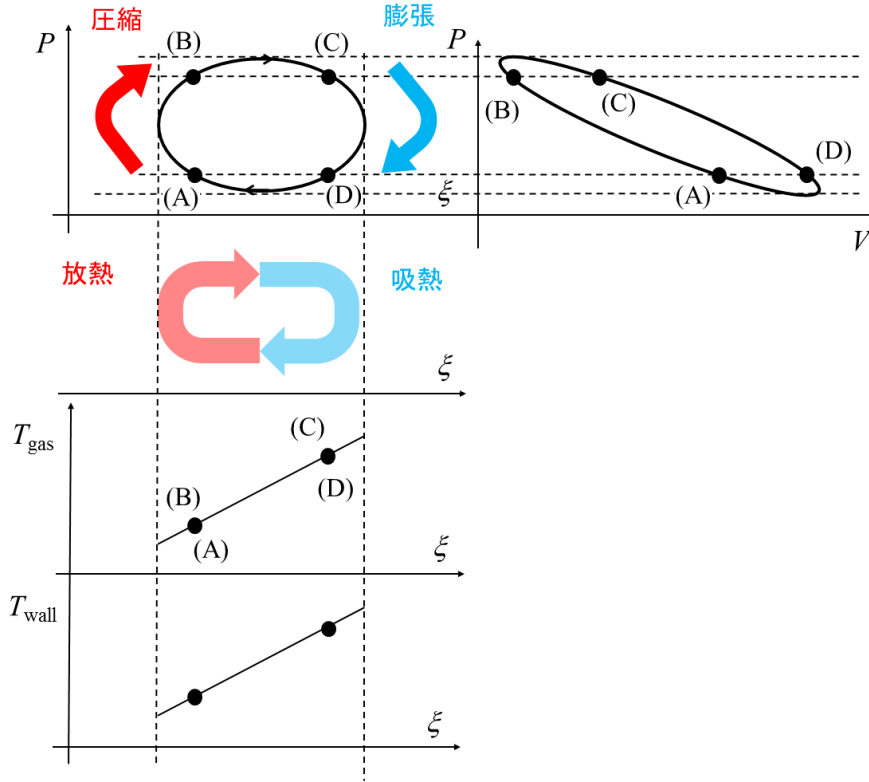
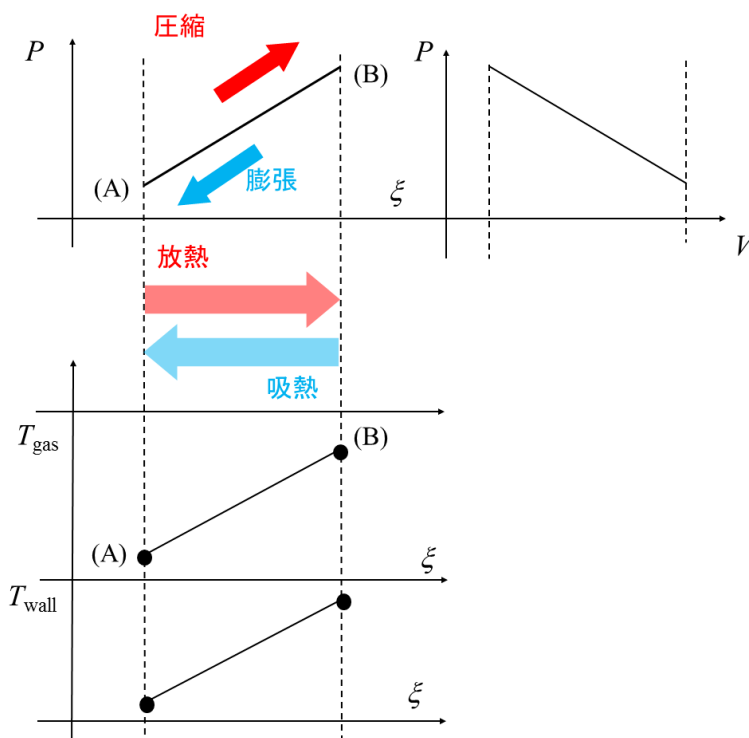


図 2.6: $\omega\tau_\alpha \ll 1$ での進行波における流体要素の圧力，位置，温度変動の模式図

圧縮の開始から少し遅れて放熱が始まる．また，膨張の場合でも，膨張が始まり，少し遅れてから吸熱が始まる．これが 2.4 節で説明した時間遅れを伴う熱交換である．また，図 2.8 からわかるように変位振幅の中心に近い領域では放熱と吸熱が打ち消し合う部分が存在し，この分は熱損失となる．よって，進行波の場合， $\omega\tau_\alpha \sim 1$ より $\omega\tau_\alpha \ll 1$ の方が，理論的に高効率なエネルギー変換がなされる．

図 2.9 に $\omega\tau_\alpha \sim 1$ 程度における定在波での圧力変動及び位置変動と，流体の温度 T_{gas} と固体壁の温度 T_{wall} の関係を示す． $\omega\tau_\alpha \ll 1$ では A と B の過程で放熱と吸熱が打ち消しあったが， $\omega\tau_\alpha \sim 1$ では熱交換に時間遅れが存在するので，放熱と吸熱のタイミングが変わる． $\omega\tau_\alpha \ll 1$ では流体の加熱（吸熱）が A から始まるのに対して， $\omega\tau_\alpha \sim 1$ では図 2.9 に示すように圧縮のタイミングから遅れて，B' から加熱が始まる．冷却（放熱）の場合も同様に， $\omega\tau_\alpha \ll 1$ では B から冷却が始まるのに対して， $\omega\tau_\alpha \sim 1$ では膨張の開始から遅れて，D' から冷却が始まる．そのため， T_{gas} と ξ の関係は図 2.9 に示す楕円の様になる．B' から C' で圧縮過程，C' から D' で



8

図 2.7: $\omega\tau_\alpha \ll 1$ での定在波における流体要素の圧力，位置，温度変動の模式図

加熱，D'からA'で膨張，A'からB'で冷却過程を経験し，その結果，熱力学的なサイクルが可能になる．よって， $P-V$ 平面に有効な断面積ができ，熱から音響的な仕事へのエネルギー変換が可能になる．その一方で，やはり放熱と吸熱が打ち消し合う部分ができるので， $\omega\tau_\alpha \ll 1$ 下の進行波の場合より，高効率なエネルギー変換を行うことはできない．また，図 2.10 に $\omega\tau_\alpha \sim 1$ の場合の定在波での圧縮と膨張，加熱と冷却のタイミングを時系列で示す．

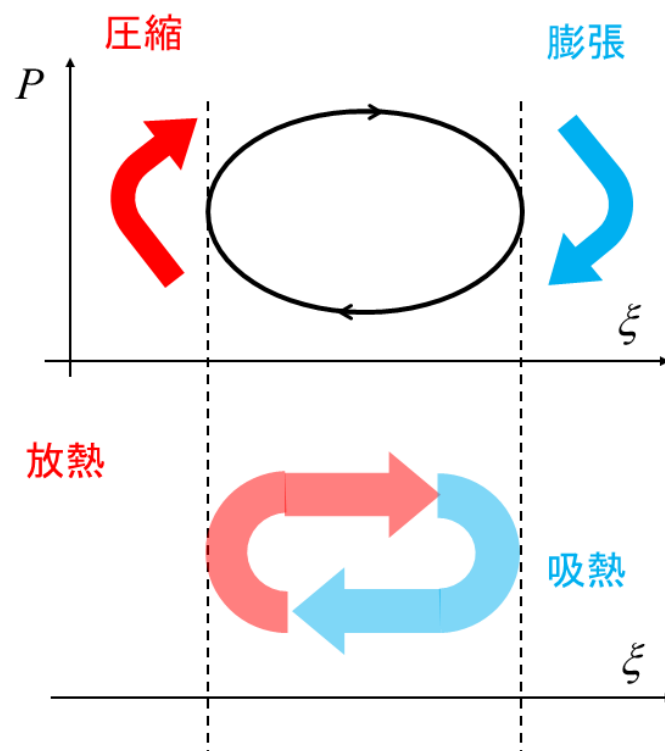


図 2.8: $\omega\tau_\alpha \sim 1$ での進行波における流体要素の圧力，位置，温度変動の模式図

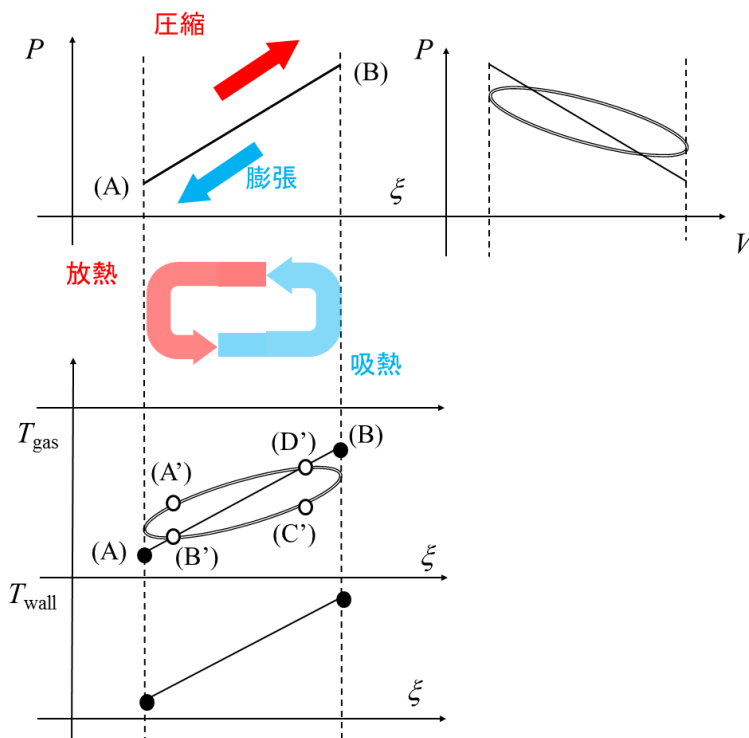


図 2.9: $\omega\tau_\alpha \sim 1$ での定在波における流体要素の圧力，位置，温度変動の模式図

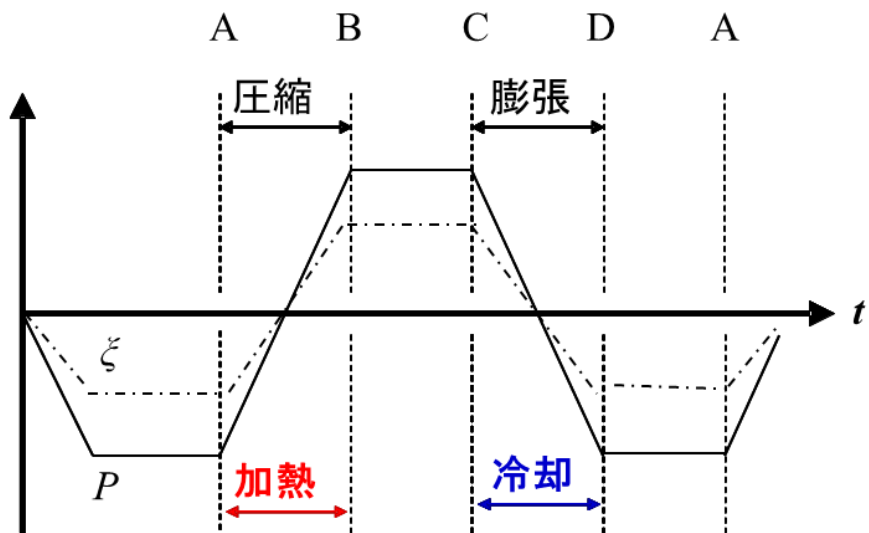


図 2.10: $\omega\tau_\alpha \sim 1$ での定在波における流体要素の圧力，位置，温度変動の模式図

第3章 定在波型熱音響エンジンにおける水添加の影響

本章では、まず熱音響エンジンの基本型である、直管を用いた定在波型熱音響エンジンに対して、水を添加し、その影響を調査する。特にエンジン内部がどのような状態であれば発振温度の低下が起きるのかは、ほとんど定量的に評価されていない。そこで本研究では添加水量を変えながら、熱音響エンジンの発振温度を計測した。

3.1 実験装置

3.1.1 装置全容

製作した装置の概要を図 3.1 に示す。本装置は、内径 40.5 mm、外径 41.5 mm の薄肉ステンレス丸管を共鳴管として使用し、同径の蓄熱器と 2 つの熱交換器、さらに装置底部に水蒸気を発生させるためのカートリッジヒータを設置した蒸気発生部で構成される。管内は大気圧空気と水（水蒸気と液体の二相）で満たされる。装置の全長は 1940 mm で蓄熱器は底部から装置全長の $1/8$ の長さの所に設置した。蓄熱器にはハニカムセラミックスを用いた。熱交換器は真鍮製で、中に 1 mm 間隔で並行平板状の厚さ 1 mm のフィンを切っており、ハニカムセラミックスの長さは 40 mm で熱交換器の長さはそれぞれ 10 mm である。高温側の熱交換器にはバンドヒータ（最大容量 70 V-160 W）を外周に巻付け、高温熱交換器内温度 T_H を制御した。低温側の熱交換器は外周に冷却水を循環させ、低温熱交換器内温度 T_C を室温程度（ 23 ± 5 ）に保った。蒸気発生部は真鍮製の円柱に 8 のカートリッジヒータ（最大容量 100 V-200 W）を挿入し、蓄熱器内によく蒸気がいきわたるように、装置の底部に設置した。蒸気発生部の反対側の共鳴管には圧力センサを設置した。高温側・低温側熱交換器内と蒸気発生部にシース型の K 型熱電対を挿入し、それぞれの温度 T_H, T_C, T_w [] を計測した。

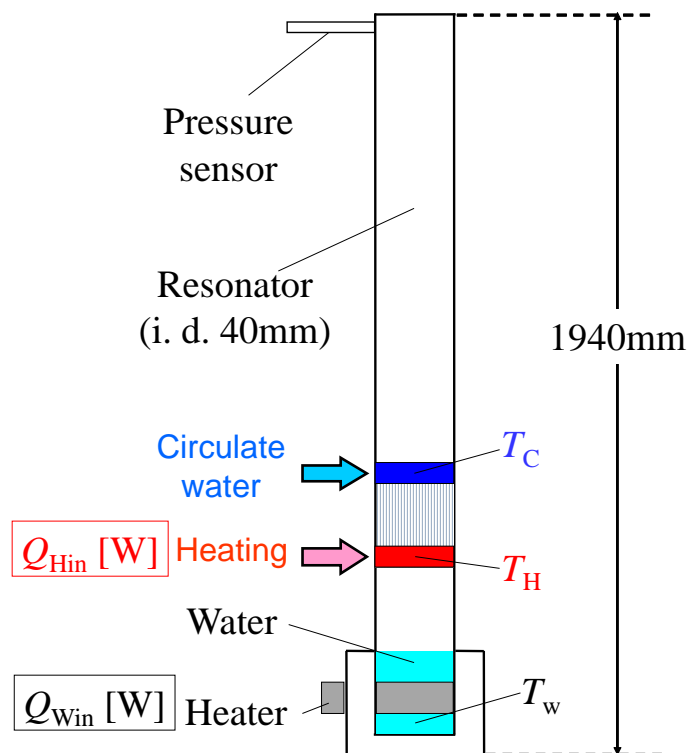


図 3.1: 実験装置概要図

3.1.2 熱交換器

図 3.2 に製作した熱交換器の概要図を示す．熱交換器は黄銅（以下真鍮）を用いた平行平板フィン状の熱交換器である．平板のフィンがワイヤ放電加工で切り出したものなので，フィン回りに溶接の類はなく，一体型の熱交換器になっている．材料の選定理由としては，(1) 真鍮は切削性が比較的良く加工が容易であること，(2) 熱伝導度も比較的良いこと，(3) 銅より強度があり頑丈であること，(4) 本研究室の溶接設備でステンレス管と溶接が可能なおから選定した．図 3.2 を見てわかるように，高温側熱交換器も低温側熱交換器も，外周にヒータや水が通る場所を設置した．熱交換器の設計にあたり，図 3.3 のように，カートリッジヒータや循環水を流す銅パイプを直接流路内に入れた方が，熱交換性能が良くなる可能性がある．しかし，その分熱交換器の空隙率（ポロシティ）が小さくなり，流速が上がりロスが増加につながる可能性もある．またフィンとヒータ又は銅パイプを溶接しなければ，伝熱の効率が落ちる．内径 40 mm 内で 1 mm のフィン一枚一枚を溶接するのは技術的に難しいので，今回はヒータ及び循環水は外周を回るようにした．図 3.4 に示すように，高温側熱交換器の外周にバンドヒータを巻いた．バンドヒータは，ね

じで締めつけて円柱に巻きつくように最初から設計されているので，十分な接触を簡単に得られる．

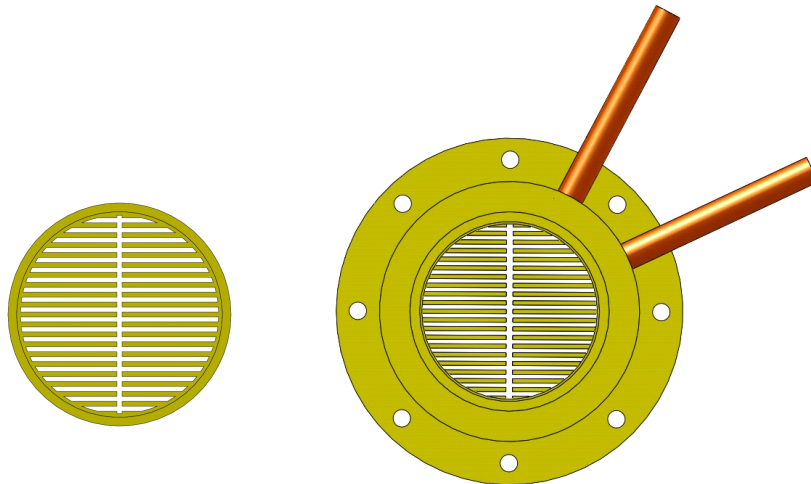


図 3.2: (左) 高温側熱熱交換機 (右) 低温側熱交換器

3.1.3 蒸気発生機構

Raspet らの実験^[31]では，蓄熱器に噴霧器 (atomizer) で水を吹き付けることで水を添加した．しかし，これではどの程度の量の水が熱音響エンジン内に添加されたのか，定量的に議論することはできない．また，野田ら^[33]の熱音響エンジンではエンジン内に一定量の水をためられる構造になっているが，水蒸気を駆動源としているので，どの程度の水が発振温度低下に使われたのか，またどの程度の水が熱源として使われたのか，分類して議論することが難しい．また蒸気を熱源としている以上，大気圧下では 100 以上の条件下で実験ができない．そこで本研究では，蒸気発生機構を熱音響エンジン底部に設置した．

蒸気発生機構を図 3.5 に示す．外形は外径 80 mm の真鍮丸棒に内径 40 mm のくぼみを作り，水をためられるようにした．また，蓄熱器の片側を加熱するヒータとは別に，蒸気発生用にカートリッジヒータを一本設置した．このようにすることで，蒸気の熱のみで熱音響エンジンを駆動する必要がなくなった．カートリッジヒータは，側面に 8mm の穴を途中まで開け（貫通穴ではない），挿入した．本来ならば，

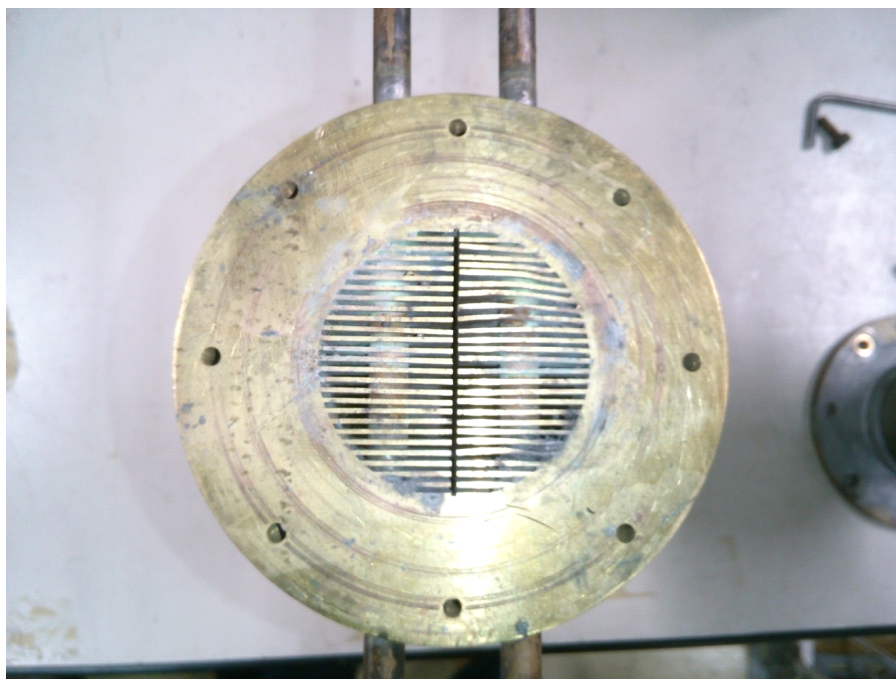


図 3.3: 管内の作動流体と熱媒循環銅パイプが直接接触れる方式の熱交換器

カートリッジヒータ用の穴は，金型とよく密着させるため，リーマでクリアランスを 0.1mm 単位まで仕上げる必要があるが，今回は，カートリッジヒータと水が直接接触れ，水を加熱できれば良いので，適切なクリアランスはとっていない．ヒータと水が直接接触れることは，ヒータの寿命を短くするので，設計上良くないが，実験にはほとんど影響はない．カートリッジヒータは，銀口ウで溶接して固定とシールをした．また，蒸気発生機構はフランジを介して，共鳴管に接続されるため，4 か所雌ねじが切ってある．蒸気発生部の温度を測るために，シースタイプの K 型熱電対も取り付けた．熱電対と蒸気発生機構を直接銀口ウ溶接することは難しいので，内径 1 mm，外形 2 mm の銅パイプ内に直径 1 mm のシース型熱電対を通すことで，溶接した．このような蒸気発生機構を設置することにより，一定量の水を蒸気発生機構に貯められる．貯められた水はカートリッジヒータで加熱され，蒸気となり蓄熱器内に供給される．その後蓄熱器の両端の熱交換器によって，熱音響エンジンを動かす．

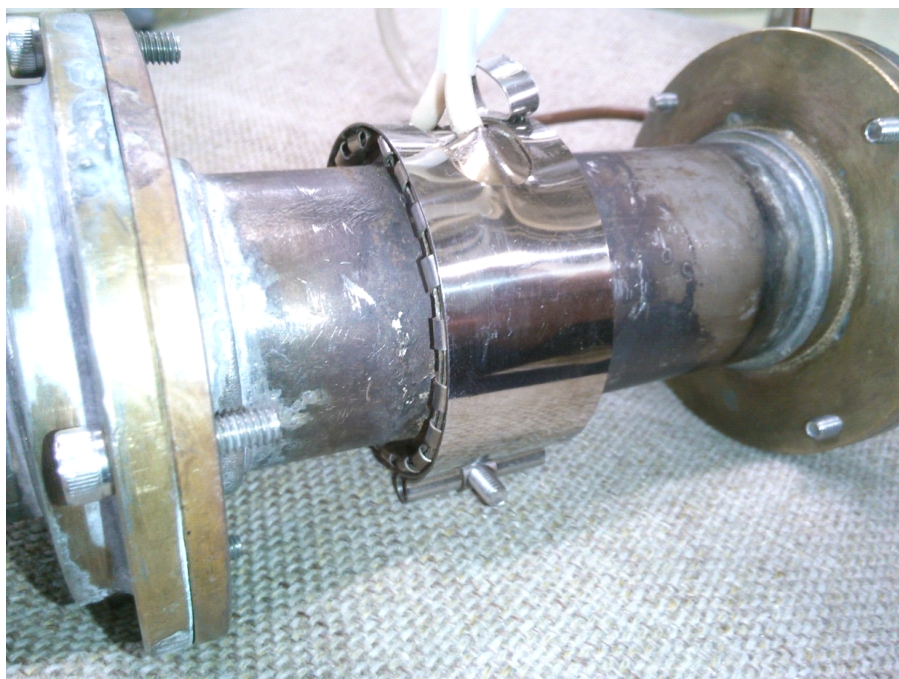


図 3.4: バンドヒータを巻いた高温側熱交換器

3.2 計測システム

計測システムを図 3.6 に示す．温度の測定には直径 1mm のシース型の K 型熱電対を用いた．温度は低温熱交換器内温度 T_C ，高温熱交換器内温度 T_H ，蒸気発生部温度 T_w の 3 か所を測定した． T_H ， T_C を測定する熱電対は熱交換器近くのステンレスパイプ（共鳴管）に穴を開け，管内で 90 °に熱電対を折り曲げて，熱交換器まで熱電対の測定部を到達させた．シース型の熱電対を折り曲げる際は，緩やかなカーブを描くように曲げる．急な角度で曲げると，断線の原因になるので気をつける．熱電対はデータロガーに接続して，値を読み取った．

低温側熱交換器には冷却水循環装置（チラー）で，冷却水を循環させた．チラーの設定温度は 20 °とした．外気温にもよるが，高温熱交換器と蒸気発生部のヒータには，それぞれ直流安定化電源を接続した．圧力センサの信号はシグナルコンディショナを介して，FFT に入力される．

また，表 3.1 に測定機器・実験機器の一覧を示す．

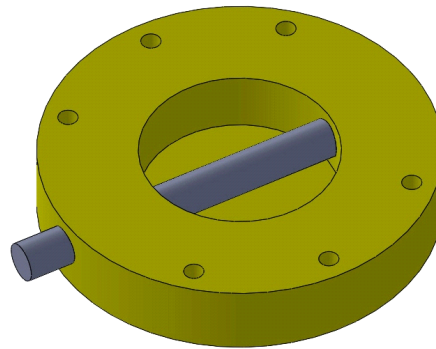


図 3.5: 製作した蒸気発生機構

3.3 発振温度測定手順

以下，発振温度の測定手順について説明する．

1. 水の添加

熱音響エンジン内に蓄熱器を設置し，装置を組み上げる．各センサの設置と電源の通電を行う．次に蒸気発生機構に一定量の水を入れる．水量はシリンジで測る．水が入った蒸気発生機構を熱音響エンジンに接続し，シールする．

2. 蓄熱器へ蒸気を供給開始

まずは蓄熱器を濡らすために，カートリッジヒータに $Q_{\text{Win}} = 200 \text{ W}$ の電力を投入し，蒸気発生機構内の水を加熱する．なお，この際蓄熱器両端の熱交換器は加熱せず ($Q_{\text{Hin}} = 0 \text{ W}$) 冷却もしない．それらの様子を，カートリッジヒータに電力を投入した時間を基準として，温度と圧力を時系列で測定した結果を図 3.7 に示す．

3. 蒸気投入後，常温まで冷却

カートリッジヒータに電力投入後，60 秒程度で蒸気発生部内温度 T_w が 100 に達するのが，図 3.7 からわかる．この時発生した蒸気によって T_H の温度

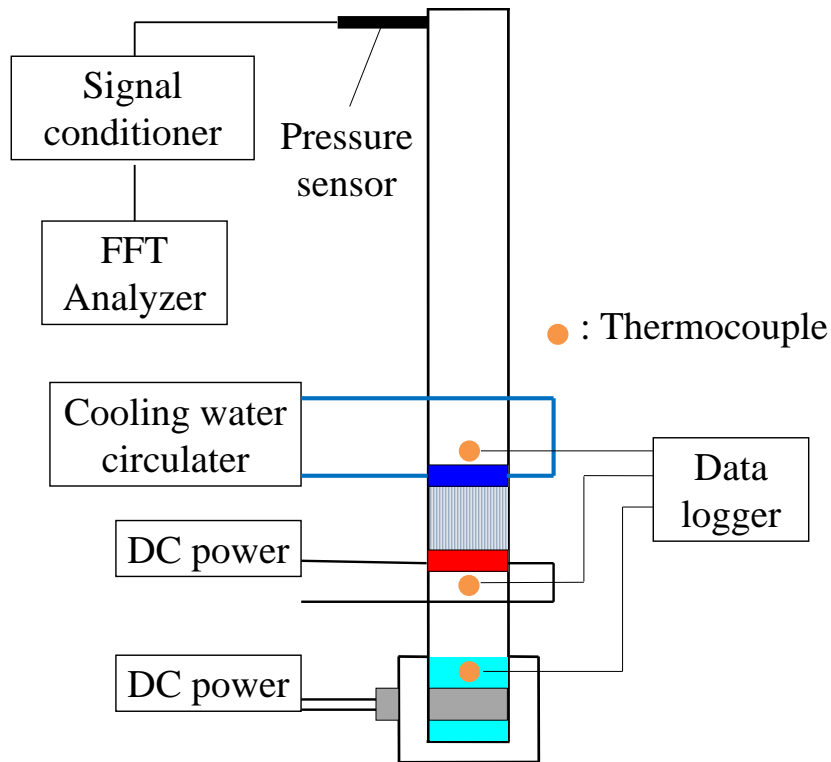


図 3.6: 計測システム概要図

も上がっている．その後も加熱を続けると，100 秒で T_C の温度も上がり始める． T_w が 100 以上になったら（Fig. 3.7 の 140 秒程度のところ），カートリッジヒータへの電力投入をやめる（ $Q_{Win} = 0 \text{ W}$ ）．これは蒸気発生部内の水が全て蒸気となったことを意味する．その後， T_H が常温程度になるまで自然冷却する．

4. 常温から加熱を開始，発振温度を計測

約 3750 秒後， T_H がほぼ常温まで下がったことが図 3.7 からわかる．ここから高温側熱交換器を加熱，低温側熱交換器の冷却を開始する．最初，高温側熱交換器には $Q_{Hin} = 20 \text{ W}$ 程度の小さい電力を印加する．温度を徐々に上げていき，自励振動が生じるまで，投入電力 Q_{Hin} を増やす．4070 秒付近で自励振動が開始したことが図 3.7 からわかる．このときの温度 T_H と T_C を計測し，発振温度と定義する．

なお，水を添加しない場合の発振温度の測定は，手順 4 の高温側熱交換器の加熱の開始から始めた．

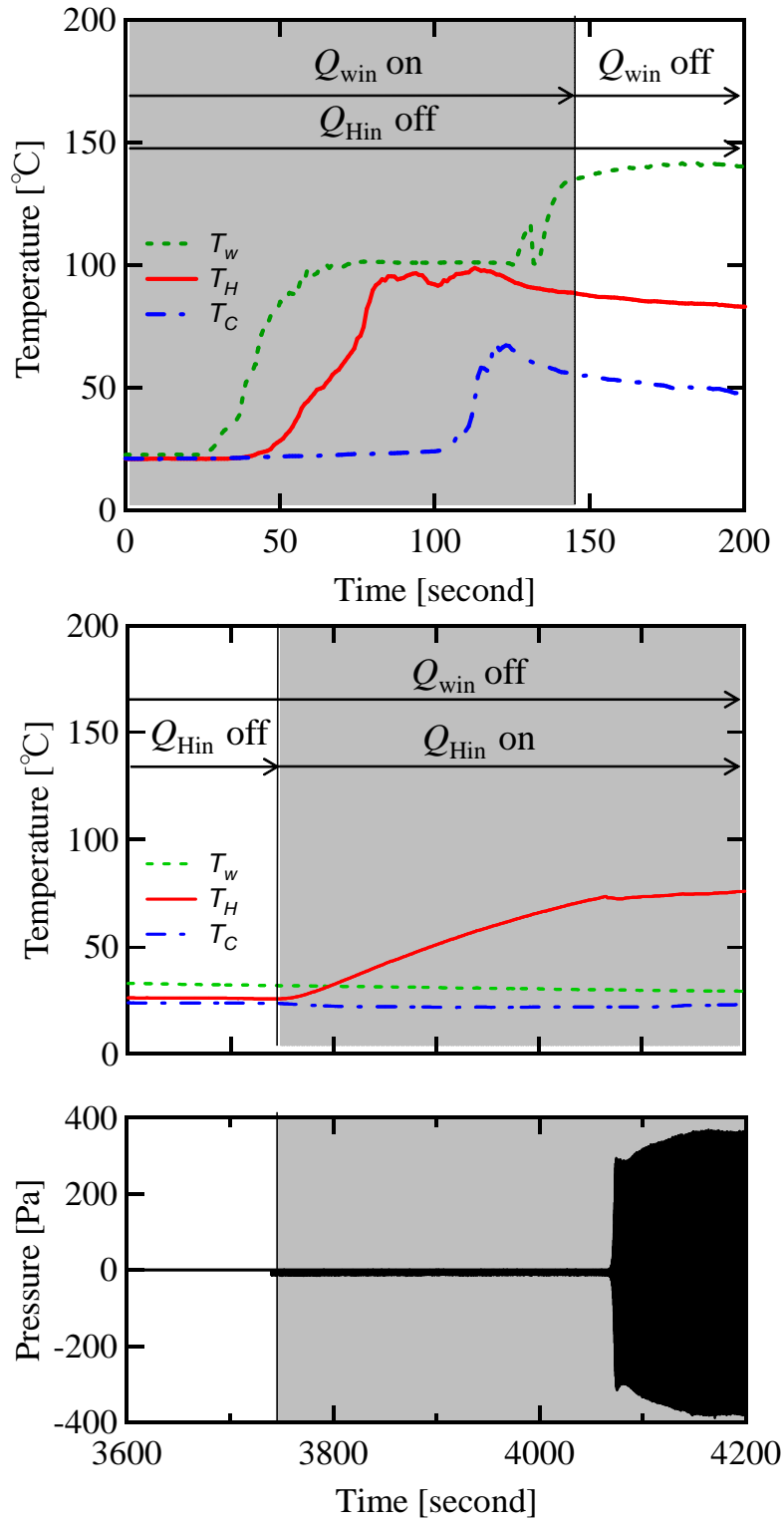


図 3.7: 各温度と圧力の時系列測定結果

表 3.1: 実験に使用した機器一覧

Apparatus	Type	Manufacturer
DC power supply	GPC-6030D	GWINSTEK
Band heater	flexible	SEIWA
Cartridge heater	HLC1202	HAKKO
Data logger	GL200	GRAPHTEC
Thermo couples	HTK0222	HAKKO
Low temp. circulator	LTC-450N	AS-ONE
Pressure sensor	112A22	PCB
FFT	DS-2100	ONO SOKKI

3.4 実験結果

3.4.1 添加水量を変えた実験

図 3.8 に蒸気発生機構に入れた水量 m [g] を 0 g から 10 g まで変えながら，発振温度差 $\Delta T_{\text{cri}} = T_{\text{H}} - T_{\text{C}}$ を測定した結果を示す．この実験では励起した音波の周波数は 93.8 ± 0.6 Hz であった．これはこの熱音用エンジンでの基本周波数であり，周波数は添加水量に依存しないことがわかった．また用いたハニカムセラミックスの流路径は $r = 0.47$ mm である．図 3.8 に示すように $m = 0$ g のとき，発振温度差は 138 であった．そして， $m = 0$ g から $m = 0.18$ g まで，添加水量を増やしても発振温度差はほとんど変わらないことがわかる．しかし，添加水量を $m = 0.19$ g に増やしたとき，発振温度差が急激に低下し，そのときの発振温度差は $\Delta T_{\text{cri}} = 56$ だった．また $m = 0.19$ g から添加水量を増やしても発振温度差はほとんど変わらず， $m = 10$ g で発振温度差は $\Delta T_{\text{cri}} = 49$ であった．

これらの結果から，発振温度差 ΔT_{cri} を下げるには閾値以上の水量を添加する必要があることが明らかになった．今回の実験では，作動流体に実験室の室温の大気圧空気を用いている．実験室の空気の温度と湿度の計測結果から，蒸気発生機構から蒸気は発生させる前には，あらかじめエンジン内の空気には 0.02 g の水が含まれていた．そして，エンジン内の空気が含むことのできる最大の水分量（相対湿度 100%，飽和水蒸気量）は，25 で 0.055g である．よって，今回の実験で明らかになった閾値 $m = 0.19$ g はエンジン内の空気が含むことのできる水分量より大きいことがわかる．よって，添加した水の一部は作動流体に含まれる一方，他の水分は共鳴管壁や熱交換器，蓄熱器内で凝縮していると考えられる．よって，熱音響エン

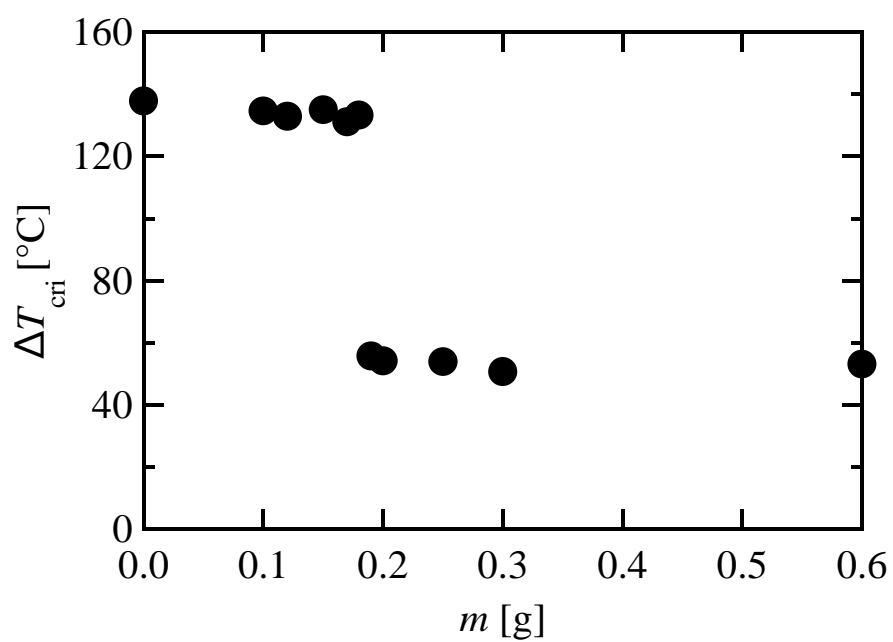
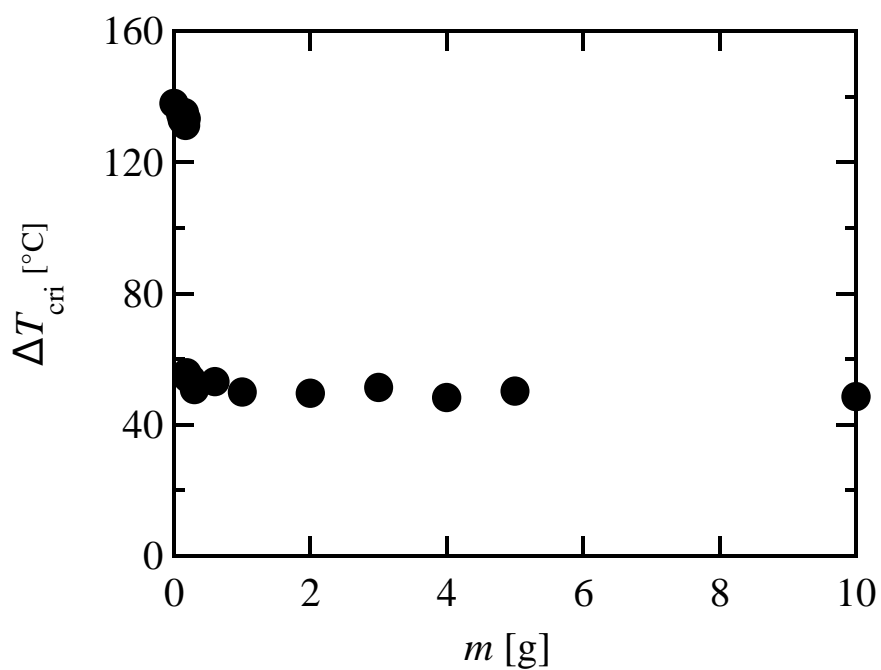


図 3.8: 添加水量と発振温度差の関係

ジン内の湿度は発振温度差の低下にほとんど影響しないと言える。

また，水を添加した際，自励振動が有限の持続時間をとることも実験からわかった．そして，その持続時間は添加水量が多いほど長くなり， $m = 10 \text{ g}$ で 1 時間ほど自励振動が持続した．この原因としては蓄熱器内の水が熱により拡散し，蓄熱器内が乾いてしまうことが考えられる．

3.4.2 添加水量の閾値と蓄熱器材質の関連性

ハニカムセラミックは多孔質体であり，非常に水を含みやすい材質である．そこで，蓄熱器の材質別に，添加水量を変えながら発振温度を計測し，添加水量の閾値にどのような影響を与えるか調べた．今回は図 3.9 に示すように，ハニカムセラミックスと，ガラス管，最後にステンレスの平行平板を用いた 3 種類の蓄熱器で実験した．結果を図 3.10 に示す．

図 3.10 からわかるように， $m = 0 \text{ g}$ の時の発振温度 T_H が材質によって異なる．これは材質の違いの影響より，流路径の違いに由来するものだと考えられる．ハニカムセラミックスの流路径が $r = 0.47 \text{ mm}$ なのに対して，ガラス管の流路径は 0.7 mm ，ステンレス平行平板の流路径は $r = 0.75 \text{ mm}$ である．添加水量を $m = 0 \text{ g}$ から増やしていくと，3 種類すべての材質において $m = 0.15 \sim 0.20 \text{ g}$ の間で劇的に発振温度が低下しているのがわかる．よって，発振温度を低下させるために必要な添加水量の閾値は，蓄熱器材質によってほとんど変わらない．また，全ての材質において，閾値から添加水量を増やしても，発振温度の変化は小さいこともわかる．

3.4.3 装置の設置方向による影響

次に装置の向きを考慮する．今回は装置の設置方向を図 3.11 に示すように 3 つのパターンで実験した．まず (a) では前述したように高温側熱交換器が下になっている．対して (b) は高温側熱交換器を上にした (c) は装置を横置きにした．本実験では蒸気発生機構は使用せず，蓄熱器を水に浸けることで濡れた蓄熱器を実現した．実験結果を図 3.12 に示す．まず Dry 状態の場合に着目する．(a) のとき，発振温度差は $\Delta T_{\text{cri}} = 135 \text{ K}$ で，(b) のとき，発振温度差は $\Delta T_{\text{cri}} = 132 \text{ K}$ で，(c) のとき，発振温度差は $\Delta T_{\text{cri}} = 127 \text{ K}$ であった．よって，Dry 状態の場合，横向きにしたとき可動温度差が一番低くなることがわかった．次に Wet 状態の場合に着目する．(a) のとき，発振温度差は $\Delta T_{\text{cri}} = 50 \text{ K}$ で，(b) のとき，発振温度差は $\Delta T_{\text{cri}} = 40$

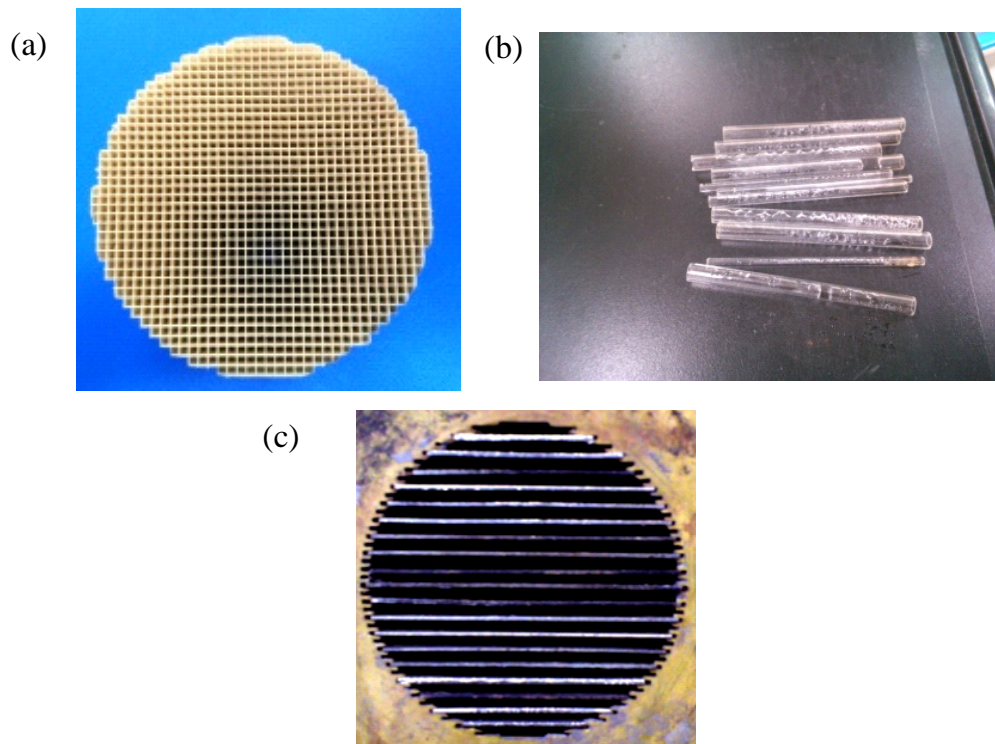


図 3.9: 用いた蓄熱器の材質，(a) ハニカムセラミックス，(b) ガラス管，(c) ステンレス平行平板

K で，(c) のとき，発振温度差は $\Delta T_{\text{cri}} = 42 \text{ K}$ であった．よって，Wet 状態の場合，高温側を上にしたとき，もっとも可動温度差が低かったが，ほとんど変わらないと言える．

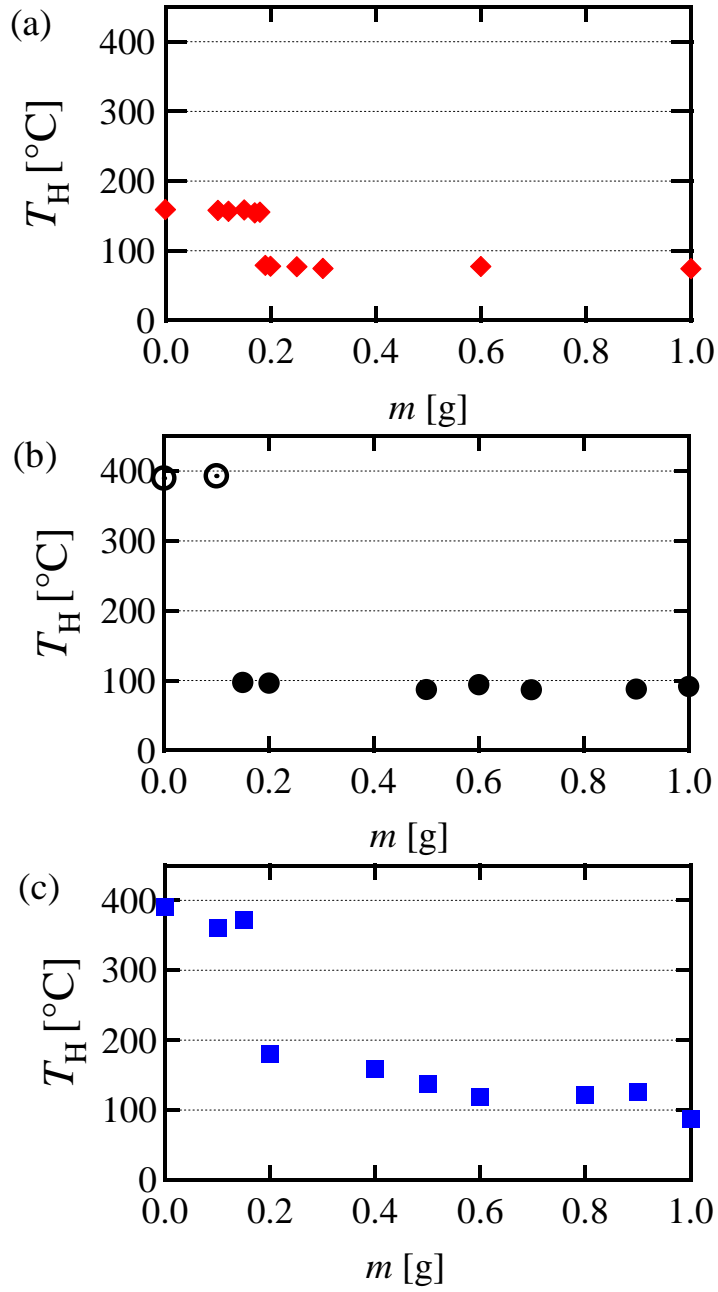


図 3.10: 蓄熱器の材質別にみた添加水量と発振温度の関係, (a) ハニカムセラミックス, (b) ガラス管, (c) ステンレス平行平板

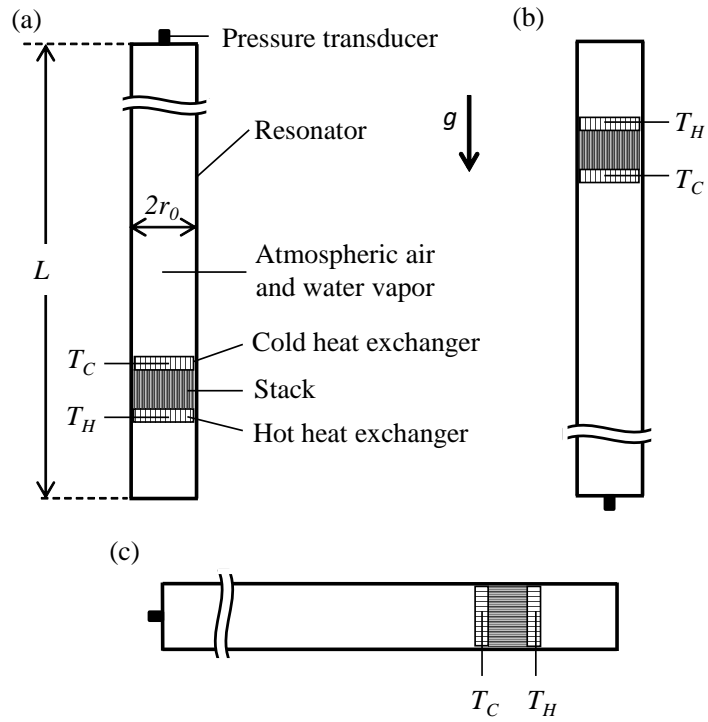


図 3.11: 装置の設置方向． g は重力の向きを示す．

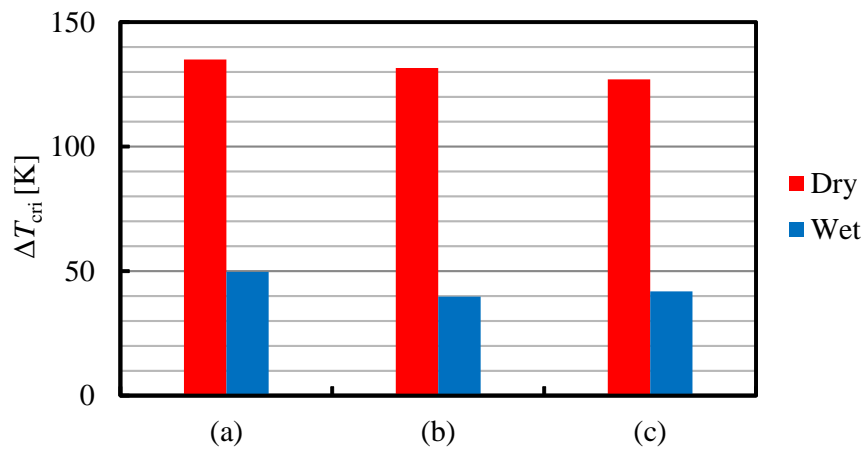


図 3.12: 装置の設置方向による発振温度差の変化

3.4.4 蓄熱器の流路を変えた実験

次に、蓄熱器（ハニカムセラミックス）の流路を変えながら、発振温度差 ΔT_{cri} を測定する。前述したように添加水量は閾値を越えれば、発振温度差 ΔT_{cri} を下げられることがわかった。本実験では水を添加しない場合（ $m = 0 \text{ g}$ ）を Dry 状態、水を十分添加した場合（ $m = 5 \text{ g}$ ）を Wet 状態と定義する。この2つの状態において蓄熱器の流路 r を変えながら発振温度差を測定する。蓄熱器は異なる流路を有する5つを用いた。流路はそれぞれ、 $r = 0.34, 0.40, 0.47, 0.56, 0.63 \text{ mm}$ である。

測定結果を図??に示す。横軸が蓄熱器の流路 r で縦軸が発振温度差 ΔT_{cri} である。まず Dry 状態の結果に着目する。Dry 状態では発振温度差が蓄熱器の流路によって、大きく変化していることがわかる。具体的には $r = 0.34 \text{ mm}$ と $r = 0.56 \text{ mm}$ では発振温度差が 215 違った。そして、 $r = 0.56 \text{ mm}$ のとき発振温度差が最小値をとることがわかる。また5つの流路ごとに自励振動の周波数が異なり、その周波数は 92.5 Hz から 97.3 Hz の範囲であった。次に Wet 状態の結果に着目する。Wet 状態の場合は発振温度差が蓄熱器流路によってほとんど変わっていないことがわかる。その差は $r = 0.34 \text{ mm}$ と $r = 0.56 \text{ mm}$ でわずか 3 であった。しかし、発振温度差が最小になる蓄熱器の流路は、Dry 状態と同様に存在した。さらに Wet 状態での発振温度差を最小にする蓄熱器の流路も $r = 0.56 \text{ mm}$ であり、Dry 状態と同じであることがわかった。また、Wet 状態での自励振動の周波数も Dry 状態と同様に流路ごとに異なり、その周波数は 93.1 Hz から 96.3 Hz の範囲であった。

そもそも発振温度差が蓄熱器の流路に依存する理由は第2章で説明したように、蓄熱器内でのエネルギー変換が蓄熱器の流路に依存する無次元パラメータ ω_T に依存するからである。Dry 状態では、図??からわかるように、その依存性は、発振温度差の r に対する依存性に顕著にあらわれている。今回の実験から Wet 状態での発振温度差の r に対する依存性は、Dry 状態と同様の傾向を示すが、明らかに Dry 状態より小さくなることがわかった。これは Wet 状態での蓄熱器内でのエネルギー変換が Dry 状態と似た傾向にあると言える。

3.5 まとめ

本章では、製作した直管型の定在波型熱音響エンジンに水を添加し、水が熱音響自励振動に与える影響を実験的かつ定量的に明らかにした。その結果以下の知見が得られた。

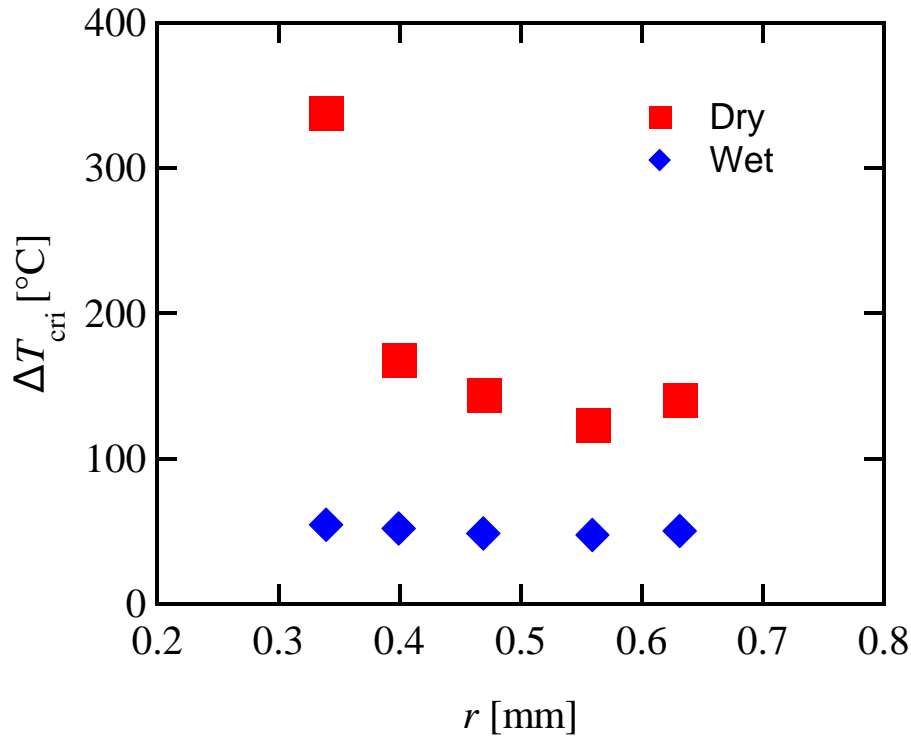


図 3.13: 発振温度差と蓄熱器流路径の関係

- 熱音響エンジンの発振温度を低下させるためには閾値以上の量の水を添加する必要がある。
- 閾値以上の水を熱音響エンジンに添加しても発振温度は閾値のときと比べ、ほとんど変わらない。
- 蓄熱器の材質や流路径、流路形状を変えても、閾値は存在し、その値もほとんど変わらない。
- 蓄熱器の流路径を変えても、水を添加すれば発振温度は下がる。また水を添加しても自励振動の周波数はほとんど変わらない。
- Dry 状態と Wet 状態の発振温度を比較すると、最低発振温度は Dry 状態で 130 であったのに対して、Wet 状態では 67 であった。また、最低発振温度を達成した蓄熱器の流路径 r はそれぞれ、Wet 状態でも Dry 状態でも $r = 0.56$ mm のときであり、同じであった。
- Dry 状態でも Wet 状態でも発振温度差は蓄熱器の流路径 r に対して依存性があることがわかった。しかし、その依存の強さは Wet 状態においては Dry 状態より小さいことがわかった。
- Wet 状態では、蓄熱器の流路径を変えても発振温度差はほとんど変わらない。

- 装置の設置方向は発振温度差にほとんど影響しない．
- 蓄熱器が濡れることが熱音響エンジンの発振温度を下げるのに重要．
- 蓄熱器以外の場所に水分が拡散してしまうので，蓄熱器以外の場所が添加水量の閾値に影響を与える．

第4章 水を添加した定在波型熱音響エンジンのQ値の計測

前章で水添加によって，定在波型熱音響エンジンの発振温度が低下することが明らかになった．本章では自励振動が開始する前の熱音響エンジン内の状態を調べるため，エンジンのQ値を計測する．自励振動前のQ値を計測することによって，どのように発振温度が下がるのか明らかにする．

4.1 自励振動のメカニズムとQ値

熱音響エンジンの発振温度がどのように決まるのか説明する．熱音響自励振動は，蓄熱器内で生成されるパワーとエンジン内での散逸するパワーが釣り合ったときに開始する．蓄熱器内で生成されるパワー^[51]を以下の式で示す．

$$W_p = \frac{A}{2} \operatorname{Re}[h] \beta \omega P_0 \xi_0 \sin \theta \nabla T \quad (4.1)$$

$$W_s = \frac{A}{2} \operatorname{Im}[h] \beta \omega P_0 \xi_0 \cos \theta \nabla T \quad (4.2)$$

ここで W_p は進行波によって生成される音響パワー， W_s は定在波によって生成される音響パワーを表す． β は熱膨張率， ω は角振動数， P_0 は圧力振幅で， ξ_0 は変位振幅， θ が圧力変動と位置変動の位相差， ∇T が蓄熱器内の軸方向の温度勾配である．ここで h は式 4.3 のように定義できる^[51]．

$$h = \frac{\chi_\alpha - \chi_\nu}{(1 - \chi_\nu)(1 - \sigma)} \quad (4.3)$$

χ_α ， χ_ν は温度と $\omega\tau_\alpha$ ， $\omega\tau_\nu$ に依存する，蓄熱器の断面内の熱拡散と粘性を表した複素関数である^[51]． σ はプラントル数で温度に依存する．式 4.1，式 4.2 に示したよ

うに蓄熱器内での生成パワーは蓄熱器の軸方向の温度勾配に依存する．温度勾配を上げていき，エンジン内での散逸パワーに，生成パワーが達したとき自励振動が生じる．このように熱音響エンジンの発振温度は決まる． Q 値を測定することで，自励振動開始前にエンジン内での散逸パワーと生成パワーの関係を実験的に調べることができることが知られている^[18, 52, 53, 54, 55, 56, 57]． Q 値は，音響共鳴に限らず，LCR 電気回路や振り子などの共振現象にも適用できる物理量であり，「共鳴の良さ（鋭さ）」や「共振する系の持続特性を表す物理量」と呼ばれる． Q 値の定義式を式 4.4 に示す．

$$Q = \frac{\omega E_s}{\dot{E}_{loss} - \dot{E}_{\Delta T}} \quad (4.4)$$

ここで ω は共振している系の角振動数， E_s は系に蓄えられる単位時間あたりのエネルギー [J]， \dot{E}_{loss} は系で散逸する単位時間あたりのエネルギー [W]， $\dot{E}_{\Delta T}$ は熱音響エンジンで生成される単位時間あたりのエネルギー [W] である．音響的な共鳴現象を考えている場合，系に蓄えられるエネルギー E_s は作動流体の運動エネルギーと位置エネルギーの和であり，音波の運動エネルギーや位置エネルギーは，圧力振幅や速度振幅に比例する^[51, 55]．系で散逸するエネルギー \dot{E}_{loss} は作動流体の粘性や熱伝導によって散逸するエネルギーの合計である． $\dot{E}_{\Delta T}$ は式 4.1, 4.2 で示した蓄熱器内で生成されるパワーの合計値である．

Q 値は，図 4.1 に示すような，熱音響エンジンのような共鳴器に，外部からエネルギーを供給するときの共鳴器内部の気柱の物理状態を表している．スピーカーのような外部駆動装置から，音波を入力すると共鳴管にエネルギーが蓄えられる (E_s)．その一方で，共鳴管内では，粘性などにより，エネルギーは散逸される (\dot{E}_{loss})．このとき，共鳴管のエネルギー散逸と共鳴管の外部から供給するエネルギーが釣り合うと定常状態が実現される．外部から供給するエネルギーが，散逸するエネルギーより小さい場合，入力された音波（振動）は減衰していき，やがて 0 になる．Fig. 4.2 に共鳴管に外部から音波を入力した場合の，振動の減衰の例を示す．Fig. 4.2 に示すように， \dot{E}_{loss} が大きいと振動は早く減衰し， \dot{E}_{loss} が小さいと振動の減衰速度は遅い．熱音響エンジンのように共鳴器内にパワーを生成するものが無い場合， $\dot{E}_{\Delta T} = 0$ であり， E_s が一定であるとするとき，式 5.4 に示したように Q 値は \dot{E}_{loss} のみで決まる．よって， \dot{E}_{loss} が大きく，減衰が大きい場合 Q 値は小さくなる．対して， \dot{E}_{loss} が小さく，減衰が小さい場合， Q 値は大きい．

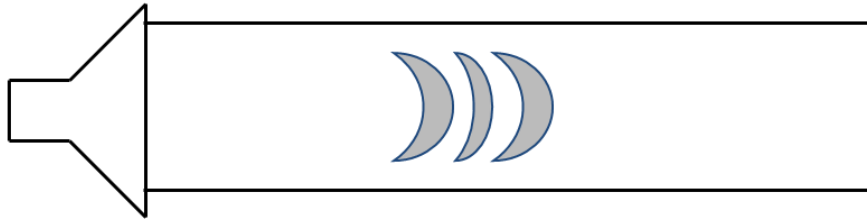


図 4.1: Q 値を考えるシチュエーション

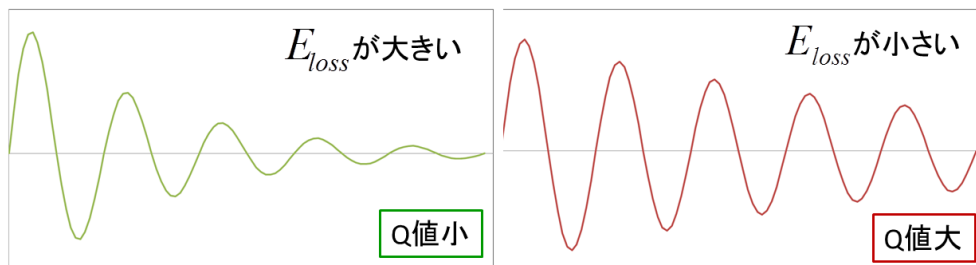


図 4.2: Q 値による音波の時間軸波形の違い

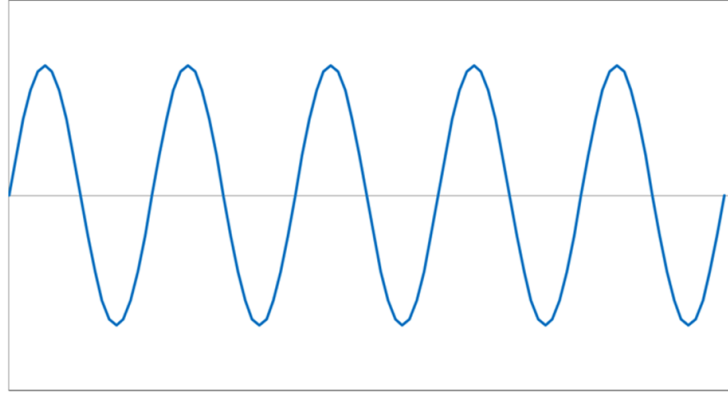


図 4.3: $\dot{E}_{loss} = \dot{E}_{\Delta T}$ のときの音波の時間軸波形

熱音響エンジンの場合，式 4.1，4.2 に示したように，生成パワーは温度勾配に比例する．熱音響エンジン内の \dot{E}_{loss} を一定とし，蓄熱器につける温度勾配を大きくし $\dot{E}_{\Delta T}$ を増加させると，式 4.4 より Q 値は大きくなる．そして， \dot{E}_{loss} と $\dot{E}_{\Delta T}$ が釣り合うとき，Q 値は無限大となり，減衰はほぼなくなり，図 4.3 に示すように振動は定常状態になる．この時の温度が発振温度である．よって，蓄熱器の軸方向の温度勾配を増やしながらか Q 値が無限大になるまで計測することで，蓄熱器内での生成パワーが温度勾配によってどのように変化するか明らかにすることができる．

4.2 実験装置

本実験の装置の概要を図 4.4 に示す．実験装置は Q 値を計測するために，4 章に示した実験装置に外部駆動源としてスピーカーを取り付けた．ただし，スピーカーを取り付けた状態で，エンジンを自励振動させる 2 次モードが励起してしまったため，蓄熱器設置位置を， $L_p = L/8$ から $L_p = L/5.5$ に変更した．蓄熱器位置を端から遠ざけることにより，2 次モードではなく，基本モードで自励振動が励起されることを実験で確認した．そのほかは，スピーカーを取り付けた部分以外，全て 3 章の実験装置と同じである．スピーカーは図 4.5(a) に示すようなジュラルミン製のフランジと，ベローズを組み合わせ，熱音響エンジンに取り付けた．フランジとベローズは図 4.5(b) に示すように接着材で固定してある．図 4.5(b) に示すように，ベ

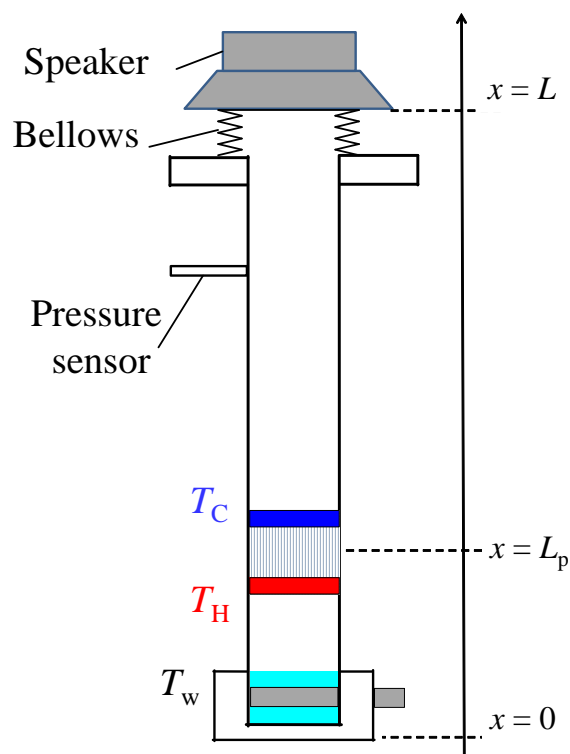


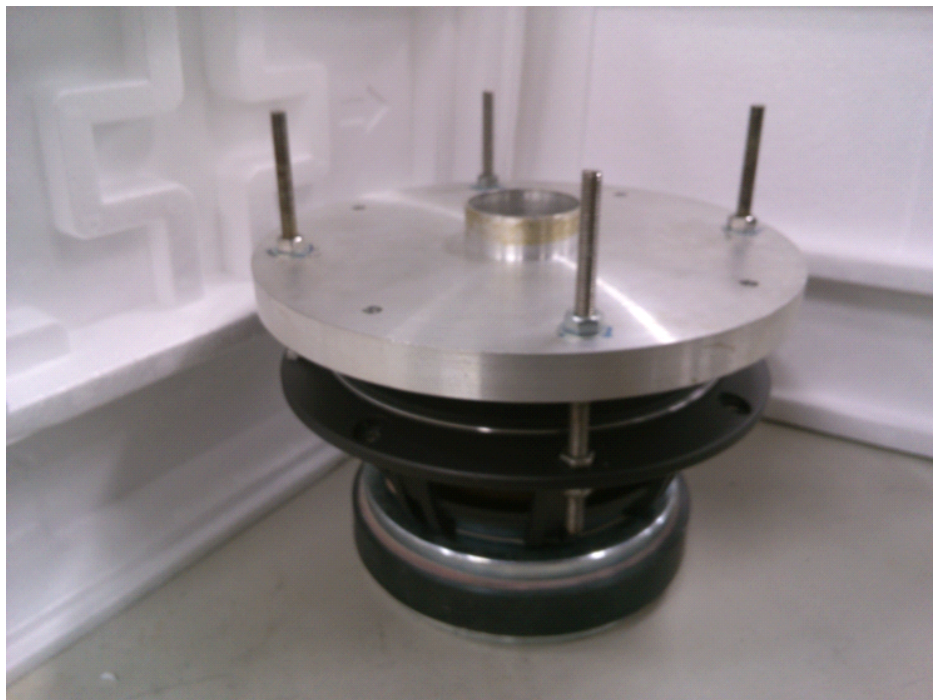
図 4.4: Q 値測定実験装置図

ローズのフランジと接続した反対側にはアルミ板を取り付けた．ベローズの外径は 120 mm，長さは 25 mm である．図 4.5(a) に示すようにスピーカーとフランジは，寸切ボルトと六角ナットで固定されている．その際ベローズに取り付けたアルミ板とスピーカーのコーンが適切に接触するように調節した．

4.3 計測システム

計測システムの概要を図 4.6 に示す．熱電対，熱交換器，圧力センサ類は，3 章と同じようにしてある．スピーカーにはアンプとファンクションジェネレータを接続し，任意の波形，周波数，振幅をスピーカーに入力できるようにしてある．また，表 4.1 に計測に使用した機器の一覧を示す．

(a)



(b)

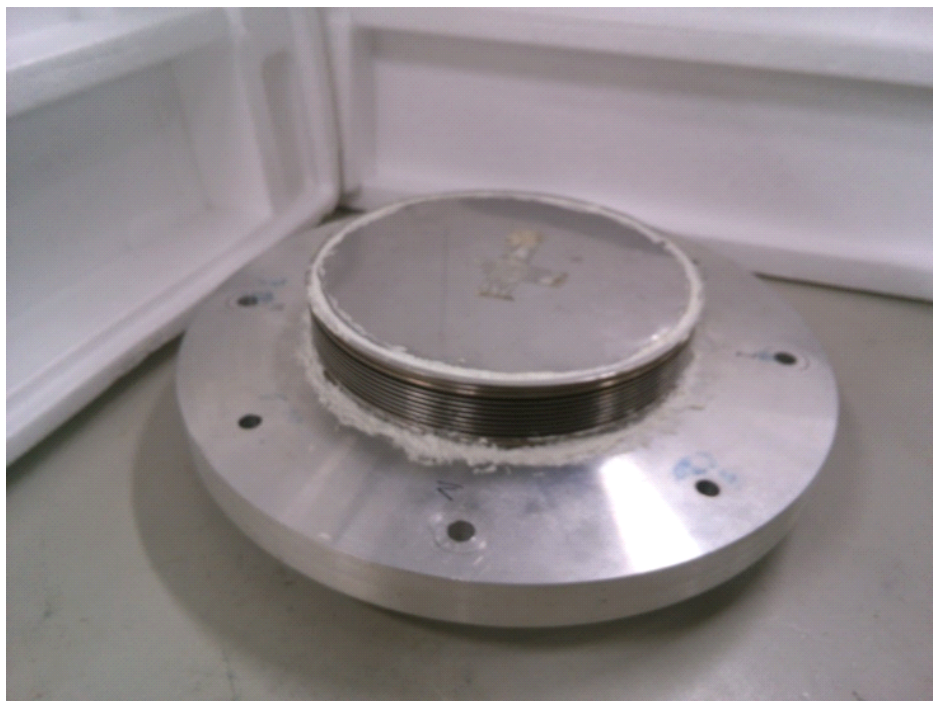


図 4.5: 音響ドライバ (a) ベローズ付きのフランジに固定されたスピーカー , (b) ベローズを接着したフランジ

4.4 実験方法

1. ファンクションジェネレータ及びFFTの設定

共鳴曲線を計測するために、FFTの設定を以下のようにした。

- FFT への入力電圧レンジを最小値の 10 mVrms に設定
- 窓関数をデフォルトのハニングからレクタングュラに変更する
- 周波数ごとのパワースペクトル（共鳴曲線）を txt ファイルで出力するため、トリガー機能を使う。
- トリガーの設定を行う。ポジションはサンプリング数の半分の位置に設定し、レベルはスピーカーからの入力ピークに合うように、時間軸波形を見ながら適宜調整する。今回は 17% に設定した。トリガーのレベルは、設定した FFT 入力電圧レンジが 100% としている。
- サンプリング数、周波数レンジはそれぞれ、4096、400 Hz に設定した。この 2 つを調整することにより、得られる共鳴曲線の周波数分解能やサンプリング時間（時間分解能）、データ長（切り取り時間）を決めることができる。例えば、4096、400 Hz の設定だと周波数分解能は 0.25 Hz である。

ファンクションジェネレータの設定を説明する。ファンクションジェネレータが出力する波形を Sweep 波に設定する。Sweep 波とは、時間経過とともに周波数が変化する波のことである。今回は 4 秒間で 1 Hz～1 kHz まで変化する Sweep 波を、ファンクションジェネレータから出力した。Sweep 波の振幅は 1Vpp に設定した。

2. 蒸気発生機構から蒸気を供給する。

3 章の実験と同じ手順で蒸気発生機構からエンジン内に蒸気を供給する。蒸気発生機構内に水を入れ、装置を密閉する。その後水をカートリッジヒータで加熱し、蒸気発生機構内の水を完全に蒸発させる。その後、蓄熱器内の温度が常温に下がるまで放置する。これらの一連の流れの中では、高温側熱交換器は加熱せず、低温側熱交換器には循環水を流さない。

3. 共鳴曲線の計測

パワーアンプの目盛を -25 dB10/3 まで回し、スピーカーから sweep 波を入力する。FFT の画面で波形が、計測できていることを確認する。波形が確認できたら、トリガー機能を ON にし、10 回加算平均をとる。加算平均が 5 回の時の T_H 、 T_C を記録する。加算平均が終わったら、共鳴曲線を txt ファイル形式で保存する。この計測を、 T_H を上げながら繰り返し、データをとる。Dry

状態では手順2をスキップし、 T_H を上げながら計測を行った。

4.5 実験結果

4.5.1 得られた共鳴曲線とQ値の算出方法

図4.7に実験によって得られた共鳴曲線の一例を示す。図4.7の横軸は周波数 f ，縦軸は圧力振幅 P_0 の2乗である。この共鳴曲線をもとに、Q値を算出する。図4.7における黒いプロット点が、FFTから得たデータ点である。これらのデータ点は離散的なので、ローレンツ曲線によってフィッティングをかける。ローレンツ曲線は式4.5のような式で表される。

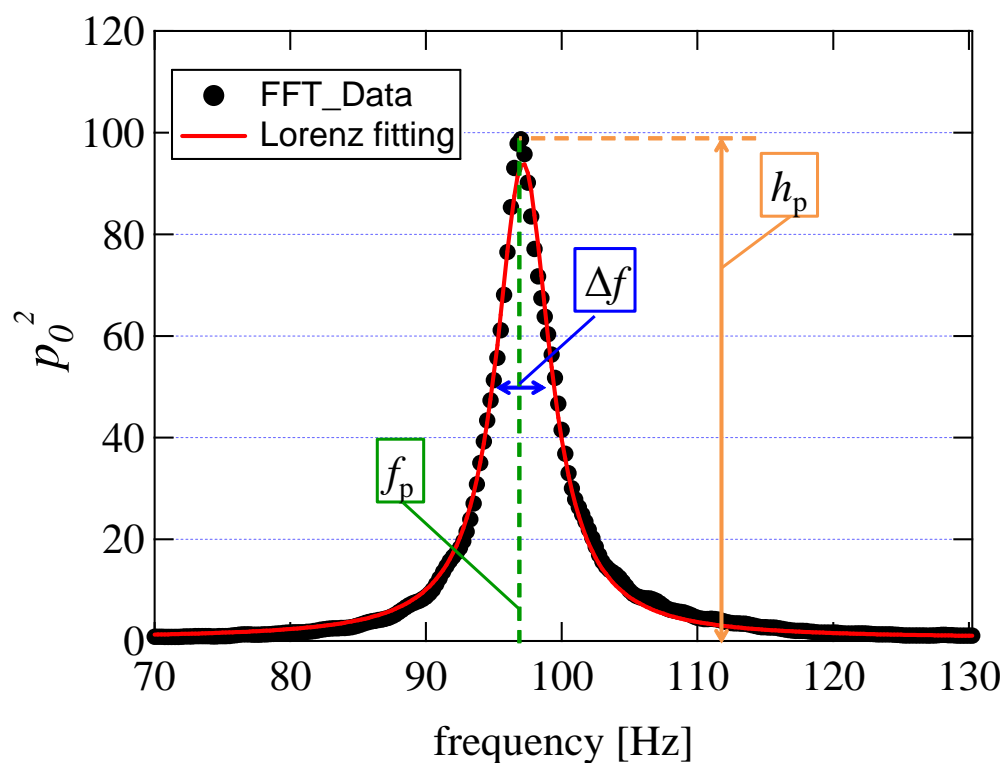


図 4.7: 計測した共鳴曲線の一例

$$L(f) = \frac{h_p}{1 + \left(\frac{f-f_p}{\Delta f}\right)^2} + C \quad (4.5)$$

ここで、 f は周波数、 f_p はピーク周波数、 Δf は半値幅、 h_p はピーク高さ、 C は定数で、曲線の切片（オフセット分）を表している．ピーク高さおよびピーク周波数は、得られた共鳴曲線で一番高い振幅の 2 乗の値と、その振幅の周波数である．半値幅は、ピーク高さの半分の振幅を実現している 2 つの周波数の差である．今回の実験では、ピーク周波数が 95 Hz 前後だったので、フィッティングをかけるデータの範囲は、図 4.7 に示すように、70 Hz ～ 130 Hz とした．フィッティングは、 h_p 、 f_0 、 Δf 、 C を変数として、 $L(f)$ が実験で得られたデータとの差の 2 乗の合計が最小になるように、フィッティングした．図 4.7 の赤い線が、フィッティングの結果である．フィッティングから得られた、ピーク周波数 f_0 と半値幅 Δf から、式 4.6 より、 Q 値を算出した．

$$Q = \frac{f_p}{\Delta f} \quad (4.6)$$

4.5.2 Q 値の算出結果

図 4.8 に、温度を変えながら計測した共鳴曲線から算出した Q 値の結果を示す．図 4.8 の横軸は高温側熱交換器内温度 T_H と低温側熱交換器内温度 T_C の比、縦軸が $1/Q$ である．この時用いた蓄熱器の流路径は $r = 0.63$ mm である．赤い白抜きのプロット点が、湿分がない Dry 状態の Q 値の測定結果で、青い白抜きプロット点は、湿分がある Wet 状態の Q 値の測定結果である．赤と青、それぞれの塗りつぶしのプロット点は、Sweep 波を入力せず、スピーカとアンプに電源を通电させたまま自励振動させたときの発振温度比を計測した結果である．

Dry 状態では、 Q 値の温度依存性から、発振温度が予測できる [52, 53, 54, 55, 56, 57] ことがわかっている．図 4.8 の実験結果を見ると、Dry 状態では、 Q 値の近似直線の延長線上付近に、自励振動の結果があることから、 Q 値によって発振温度が予測できていることがわかる．さらに、Wet 状態の Q 値の近似曲線の延長線上付近にも、自励振動の結果があることから、Wet 状態でも Q 値から発振温度が予測できていることが、今回明らかになった．

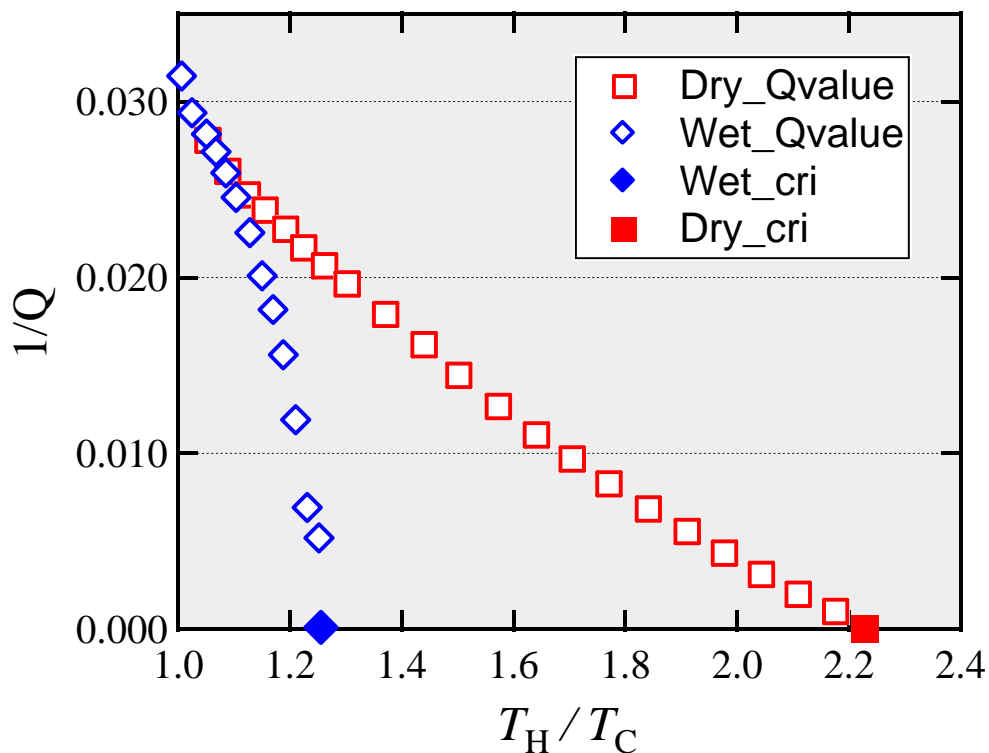


図 4.8: Dry 状態と Wet 状態における Q 値の温度依存性

次に Dry 状態と Wet 状態の Q 値の温度依存性を比較する．まだ加熱がさほどでない $T_H = 20 \sim 40$ の Q 値を比較すると，Dry 状態と Wet 状態ともに，同じであった． $T_H = 20 \sim 40$ では，まだ，式 4.4 の $\dot{E}_{\Delta T}$ がほぼ 0 である． $\dot{E}_{\Delta T}$ がほぼ 0 なので，式 4.4 より， $T_H = 20 \sim 40$ での Dry 状態と Wet 状態の Q 値は，入力する音波のエネルギー (E_s) が同じなので， \dot{E}_{loss} に依存する．すなわち，実験結果より $T_H = 20 \sim 40$ での Q 値が，Dry 状態と Wet 状態で同じことがわかったので，Dry 状態と Wet 状態の \dot{E}_{loss} は同じであるということが出来る．つまり，Dry 状態と Wet 状態では，粘性散逸は変わらない．

高温熱交換器を加熱していき， T_H が 50 以上になると，Dry 状態と Wet 状態の Q 値に違いが現れてくる．Dry 状態では， $1/Q$ は，図 4.8 にも表れているような直線的な減少の仕方に対して，Wet 状態では，2 次的もしくは指数関数的に $1/Q$ は減少しているのがわかる．ここの $1/Q$ の減少の仕方は，式 4.4 より， $\dot{E}_{\Delta T}$ の温度に対する増加の仕方を表している．すなわち，Dry 状態と Wet 状態では， $\dot{E}_{\Delta T}$ の増加の仕方が違う．また， $1/Q$ の減少の傾きを，Dry 状態と Wet 状態で比較すると，Wet 状態の方が，Dry 状態より，傾きが急である．すなわち，Wet 状態の方が Dry 状態

より， $\dot{E}_{\Delta T}$ の増加率が大きいと言える．

4.6 まとめ

本章では Dry 状態と Wet 状態の定在波型熱音響エンジンの Q 値を計測した．その結果以下のような知見が得られた．

- Wet 状態では，Dry 状態と異なる Q 値の温度依存性が見られた
- 蓄熱器がまだあまり加熱されていない，高温熱交換器内温度が 20 ～50 付近では，Dry 状態と Wet 状態の Q 値は，ほぼ同じ値であった．このことから，Dry 状態と Wet 状態での熱音響エンジン内での粘性散逸は変わらないということができる．
- 蓄熱器が加熱され，熱交換器内温度が 60 以上になると，Dry 状態と Wet 状態の Q 値には，大きな差ができる．Wet 状態の方が $1/Q$ の減少率が高いことから，Wet 状態の方が Dry 状態より熱音響エンジンのパワー生成が大きいということがわかった．つまり，Wet 状態で発振温度が下がった要因は，熱音響効果が増大したことであると考えられる．
- Dry 状態と Wet 状態の $1/Q$ の減少の仕方に違いがあることがわかった．Dry 状態では直線的（線形的）な減少の仕方なのに対して，Wet 状態では 2 次関数的（指数関数的）に $1/Q$ は減少する．これは Wet 状態でのエネルギー変換が温度変動に対して 2 次関数的に増加することを示している．

第5章 進行波型熱音響エンジンに対する水添加の影響

第3章，第4章では定在波型熱音響エンジンに対して水を添加し，その影響を調査してきた．本章では定在波型熱音響エンジンより本質的に高効率な進行波型熱音響エンジンに対して，水を添加しその影響を調査する．

5.1 実験装置

本実験で用いた熱音響エンジンを図5.1に示す．本実験では，水添加の影響を進行波型熱音響エンジンと定在波型熱音響エンジンで比較するため，新たに Fig. 5.1(a) に示すような定在波型熱音響エンジンを構築した．進行波型熱音響エンジンには2種類ある．一つは図5.1(b)に示すような単ループ型，もう一つは図5.1(c)に示すような枝付きループ型である．この両者の違いは図5.1に示すような形状の違いだけではない．単ループ型熱音響エンジン内で実現されるエネルギー変換には定在波と進行波が寄与している^[16]のに対して，枝付きループ型熱音響エンジン内で実現されるエネルギー変換には，進行波がほとんど寄与している．

3つの熱音響エンジンの蓄熱器の長さ及び直径はすべて40 mmである．本章では蓄熱器にハニカムセラミックスと積層ステンレスメッシュの2種類を用いた．ハニカムセラミックスは格子状の流路を持つので，格子の一辺の長さの半分をハニカムセラミックスの流路径 r として定義した．対して積層ステンレスメッシュは流路が複雑なので，流路径 r は上田の式^[58]を用いて推算した．上田の式を以下に示す．

$$r = \frac{\sqrt{D_h d}}{2} \quad (5.1)$$

ここで D_h は水力直径， d はステンレスメッシュのワイヤーの直径である．

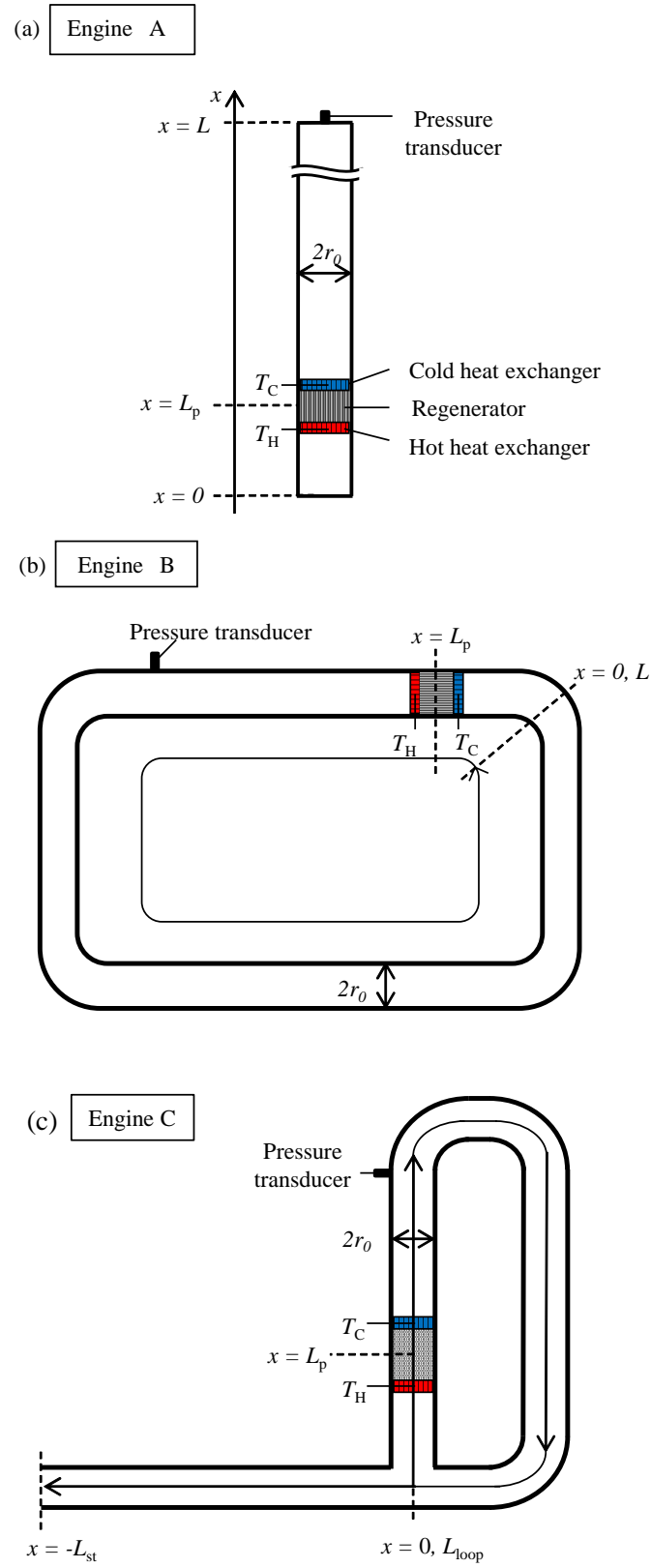


図 5.1: (a) 定在波型 , (b) 単ループ型 , (c) 枝付きループ型熱音響エンジン

熱交換器は第3章，4章で用いたものと同じもの，3つの熱音響エンジンに用いている．

3つのエンジンの共鳴管はすべて直径40 mmのステンレス管を用いた．また，3つのエンジンの全長 L はすべて2.3 mである．単ループ型熱音響エンジンは銅製の90°エルボ継手と直管を組み合わせて構築した．枝付きループ管型の場合，ループ管と枝管の長さの比を調整すると発振温度を小さくできることがわかっている^[17, 59]．今回は発振温度をなるべく小さくするように，ループ管長さを $L_{\text{loop}} = 1.0$ m，枝管長さを $L_{\text{st}} = 1.3$ mに設定した．また蓄熱器の設置位置もそれぞれのエンジンで発振温度が小さくなるように設定した^[59, 60]．設置位置はそれぞれ，定在波型において閉端部から $L_p = L/7$ の位置，単ループ型においては90°エルボの中心から $L_p = L/7$ の位置，枝付きループ型においては，T字管から $L_p = L/16$ の位置に設定した．

作動流体は第3章，4章と同じように大気圧空気とした．

5.2 実験方法

蓄熱器への水の添加方法について説明する．まず蓄熱器の質量を測り，その後蓄熱器を水に浸ける．蓄熱器を水から引き揚げ，蓄熱器に水が2 g付着するように，水を切りながら調整する．2 gの水が付着したのを確認したら濡れた蓄熱器を装置内に入れ，装置を密閉する．

発振温度の測定方法は第3章と同様に，自励振動が開始されるまで，高温側熱交換器内温度 T_H を徐々に上げる．そして自励振動が開始したときの温度 T_H と T_C を記録し，このときの T_H を発振温度 T^* と定義する．

5.3 実験結果

実験結果を図5.2に示す．図5.2の横軸は $\omega\tau_\alpha$ ，縦軸は発振温度 T^* である． $\omega\tau_\alpha$ の計算には自励振動の周波数と作動流体の物性値が必要になる．測定された自励振動の周波数は，水を添加しないDry状態と水を添加したWet状態においてほとんど同じだった．Dry状態においては，定在波型で75 Hz，単ループ型で142 Hz，枝付きループ型で35 Hzであり，Wet状態においては，定在波型で76 Hz，単ループ型で142 Hz，枝付きループ型で35 Hzであった．物性値については，Dry状態においては大気圧空気の物性値を用いた．一方，Wet状態においてはどのように物性値

表 5.1: 製作した 3 つの熱音響エンジンで適用した蓄熱器の材質と流路徑，および自励振動の測定結果から算出した $\omega\tau_\alpha$ （空欄は $T_H \leq 400^\circ\text{C}$ 以下で基本周波数で自励振動が生じなかったことを意味する）

Material	r [mm]	Engine A		Engine B		Engine C	
		$\omega\tau_\alpha(\text{dry})$	$\omega\tau_\alpha(\text{wet})$	$\omega\tau_\alpha(\text{dry})$	$\omega\tau_\alpha(\text{wet})$	$\omega\tau_\alpha(\text{dry})$	$\omega\tau_\alpha(\text{wet})$
Ceramic	1.1	7.5	9.4	12	17		
	0.63	3.2	3.6	5.1	6.7		
	0.56	2.6	2.9	4.3	5.3		
	0.47	1.7	2.0	3.1	3.6		
	0.40	1.2	1.5	2.3	2.8		
	0.34		1.0	1.7	1.9		
Stainless	0.25		0.56	0.85	1.0	0.15	0.20
	0.14				0.34	0.070	0.070
	0.12					0.052	0.052
	0.099					0.029	0.034
	0.086					0.019	0.024
	0.057						0.011
	0.042						0.0057

を決めれば良いかはわからない．そこで本研究では，物性値は空気と水蒸気の混合比が相対湿度 100%になると仮定した．また物性値を決める作動流体の平均気圧は 1 気圧とし，温度は発振時の T_H と T_C の平均温度を用いた．実験から計算された $\omega\tau_\alpha$ は表 5.1 に示す．表 5.1 の空欄は $T_H \leq 400$ で基本モードの自励振動が確認できなかったことを意味する．

図 5.2(a) に定在波型熱音響エンジンの発振温度 T^* の測定結果を示す．Dry 状態における結果を塗りつぶしの四角，Wet 状態における直管型の結果を白抜ききの四角でプロットした．第 3 章で示したように，用いた蓄熱器の流路徑すべてにおいて水の添加によって発振温度が低下したのがわかる．発振温度の最低値は Dry 状態において， $\omega\tau_\alpha = 2.6$ で $T^* = 116$ ，Wet 状態において $\omega\tau_\alpha = 2.0$ で $T^* = 67$ であった．よって，発振温度を最小にする $\omega\tau_\alpha$ は Dry 状態でも Wet 状態でも，ほとんど変わらないと言える．このことから，Wet 状態の $\omega\tau_\alpha$ を決める物性値は相対湿度 100%の空気と水蒸気の混合気体で妥当であると言える．なぜなら，第 2 章で説明したように定在波型熱音響エンジンでのエネルギー変換には時間遅れを伴う熱交換が必要で，その熱交換は $\omega\tau_\alpha \sim 3$ 程度で最大になるからである．また，第 3 章で示したのと同様に発振温度の $\omega\tau_\alpha$ に対する依存性は Dry 状態より Wet 状態の方が低いこと，そして Wet 状態の場合 $\omega\tau_\alpha$ を変えても発振温度がほとんど変わらないこ

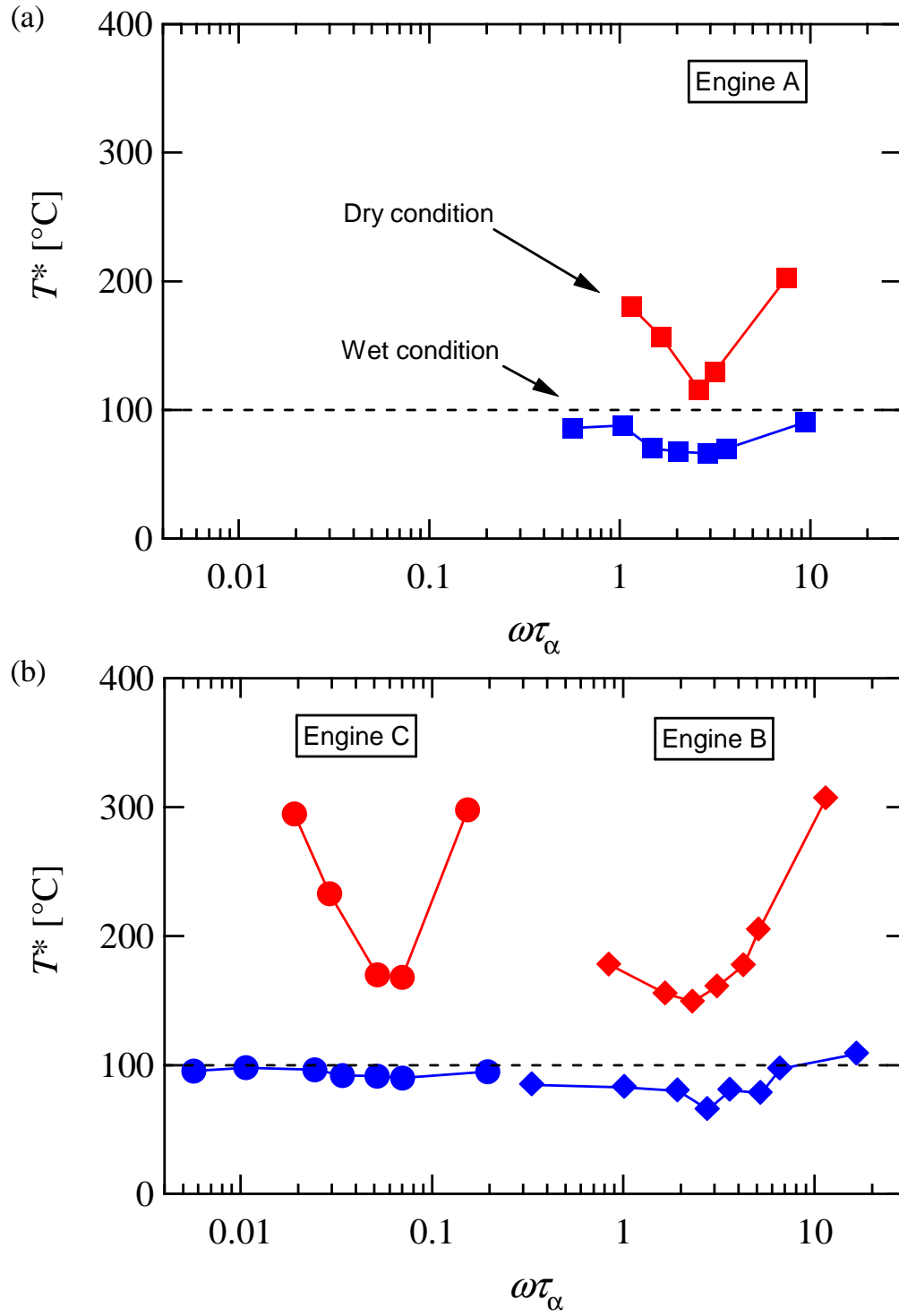


図 5.2: 発振温度と $\omega\tau_\alpha$ の関係 (a) 定在波型熱音響エンジン (Engine A) , (b) 進行波型熱音響エンジン (単ループ型 , Engine B)(枝付きループ型 , Engine C)

とが図 5.2(a) からわかる． 図 5.2(b) に進行波型の結果を示す． Dry 状態の結果を塗りつぶしのひし形， Wet 状態の結果を白抜きのひし形でプロットし， 枝付きループ型のうち， Dry 状態の結果を塗りつぶしの丸， Wet 状態の結果を白抜きの丸でプロットした． まず単ループ型の結果に着目する． 実験結果より， 単ループ型の場合でも今回用いたすべての $\omega\tau_\alpha$ において発振温度が低下しているのがわかる． この結果より， 水添加による熱音響エンジンの発振温度の低下は定在波型でも進行波型でも生じることが明らかになった． また， 単ループ型においても発振温度を最小にする $\omega\tau_\alpha$ は Dry 状態と Wet 状態でほとんど変わらないことが分かった． 単ループ型における発振温度を最小にする $\omega\tau_\alpha$ は Dry 状態において， $\omega\tau_\alpha = 2.3$ で $T^* = 149$ ， Wet 状態において $\omega\tau_\alpha = 2.8$ で $T^* = 65$ であった． この結果より， Wet 状態でも Dry 状態の同様に， 単ループ型エンジン内でのエネルギー変換は定在波と進行波の両方が寄与していると考えられる． 図 5.2 および表 5.1 に示すように， Wet 状態における定在波型での $\omega\tau_\alpha = 0.56$ 及び単ループ型での $\omega\tau_\alpha = 1.0, 0.34$ でも自励振動が確認された． これらの $\omega\tau_\alpha$ は積層ステンレスメッシュの蓄熱器を用いた時の $\omega\tau_\alpha$ であり， 他の $\omega\tau_\alpha$ はハニカムセラミックスにおける $\omega\tau_\alpha$ である． よって， 水添加に発振温度の低下は積層ステンレスメッシュでも得られることが明らかになった． 次に枝付きループ型の結果に着目する． 枝付きループ型においても用いたすべての $\omega\tau_\alpha$ において発振温度が低下した． 枝付きループ型では， Dry 状態において， $\omega\tau_\alpha = 0.07$ で $T^* = 168$ ， Wet 状態において $\omega\tau_\alpha = 0.07$ で $T^* = 66$ となった． 次に， 発振温度比の $\omega\tau_\alpha$ に対する依存性が低下したことも， 定在波型と同様であった． また今回用いた流路で最小の流路径は 0.042 mm であった． このような小さい流路の場合， 水が流路を詰まらせる危険性があった， 実験結果をみるとわかるように発振温度が低下した． よって， 進行波型熱音響エンジンに要求される細かい流路を持つ蓄熱器に対しても， 水の添加は有効なことが明らかになった．

このように 3 タイプのエンジンで $\omega\tau_\alpha$ を変えながら発振温度を測定した結果， 以下の 7 点が明らかになった．

1. 3 タイプすべてのエンジンにおいて， 発振温度が低下した．
2. 3 タイプの熱音響エンジンすべてにおいて， $\omega\tau_\alpha$ によらず発振温度の低下が生じた．
3. 発振温度を最小にする $\omega\tau_\alpha$ が， Wet 状態でも Dry 状態でも存在し， その値はほとんど変わらない．
4. 3 タイプすべてのエンジンにおいて， Wet 状態にすると， Dry 状態より発振温度比の $\omega\tau_\alpha$ に対する依存性が低下する．
5. 励起した音波の周波数は Dry 状態と Wet 状態の間では 3 Hz 以下であった．
6. 積層ステンレスメッシュのような細かい流路でも， 発振温度の低下が生じた．
7. Wet 状態の発振温度は 100 近辺に分布した．

5.4 圧力振幅の測定

最後に各エンジンで自励振動が生じた後に，高温側熱交換器内温度 T_H を上げながら，励起した音波の圧力振幅 p_a を測定した．熱音響エンジンから生成される仕事は音響パワー W を用いて表される．音響パワー W は以下の式^[61, 62]で定義される．

$$W = \frac{A}{2} p_a u_a \cos \theta \quad (5.2)$$

ここで A は断面積， p_a, u_a は圧力振幅，速度振幅， θ は圧力変動と速度変動の位相差である．よって，音響パワーは圧力振幅 p_a に依存し， p_a に比例する．

3つの熱音響エンジンそれぞれでの圧力振幅 p_a を測定した結果を図 5.3 に示す．塗りつぶしのプロット点は水を添加しない Dry 状態の測定結果，白抜きのプロット点は水を添加した Wet 状態を示す．それぞれの結果は，図 5.2 で示された発振温度が最小になった時の $\omega\tau_\alpha$ を用いた時の圧力振幅 p の測定結果を示している．両方の状態において，圧力振幅 p_a が 0 の時の温度 T_H は，それぞれの状態での発振温度を示す．まず Dry 状態の結果に着目する．発振温度から温度を上げていくと，温度の上昇とともに圧力振幅が大きくなることから，3つのエンジン全てにおいて確認された．これは式 4.1，4.2 に示したように，定在波においても進行波においても蓄熱器で生成されるパワーは，蓄熱器内の温度勾配に比例するからである．次に Wet 状態の結果に着目する．Wet 状態でも発振温度から温度を上げると圧力振幅が増加することがわかる．そして，その温度上昇につれて上昇する圧力振幅の傾きは Dry 状態とほぼ変わらないか，Dry 状態より大きい場合も存在する．このことから，濡れた蓄熱器を適用した熱音響エンジンは乾いた蓄熱器を適用した熱音響エンジンと同等の仕事を生じることができ，かつ同等の仕事を生じするために必要な熱の温度を下げられることがわかった．図 5.3 の破線は 100 の線を表している．Wet 状態の場合，100 を超えたあたりから生成される音波が不安定になる現象が確認された．これは蓄熱器内の水が蒸発・拡散し，蓄熱器が乾いてしまうためだと考えられる．よって，濡れた蓄熱器を適用した熱音響エンジンを運用する際は濡れを保つ機構を設けるか，温度管理を行う必要がある．

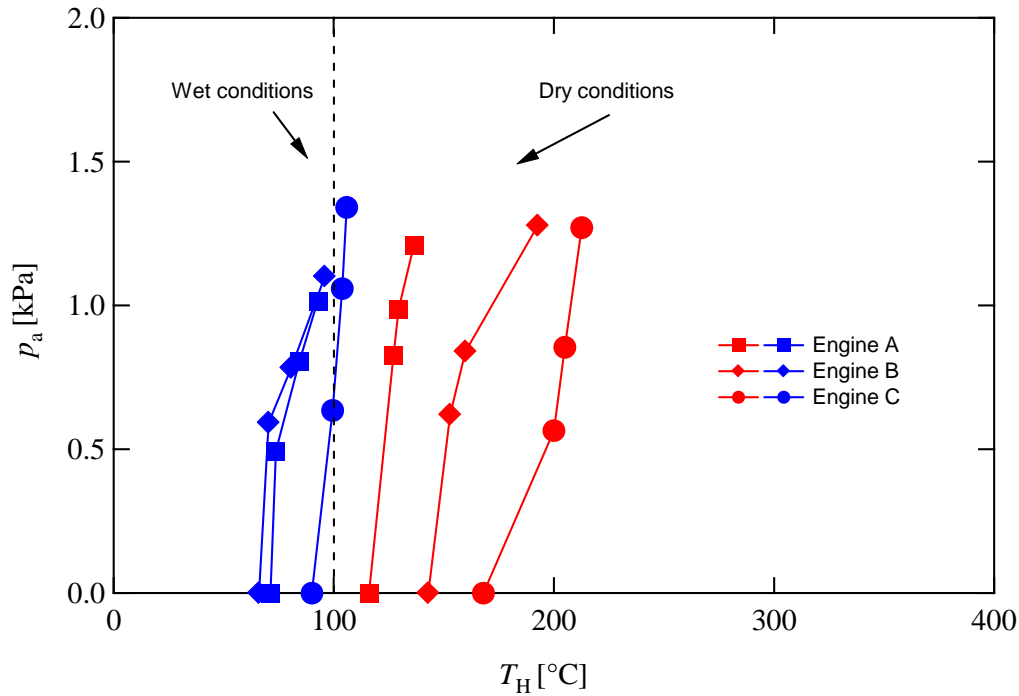


図 5.3: 各エンジンで測定した圧力振幅

5.5 まとめ

本章では，進行波型熱音響エンジンである単ループ型熱音響エンジンと枝付きループ管型熱音響エンジンを製作し，これらのエンジンに濡れた蓄熱器を適用した場合の影響を実験的に調査した．その結果以下のことが明らかになった．

- ・ 単ループ型，枝付きループ型両方の進行波型熱音響エンジンに濡れた蓄熱器を適用した結果，両方のエンジンで発振温度の低下が確認できた．
- ・ Wet 状態での ωT_α を計算するための物性値を相対湿度 100% と仮定して，実験結果を整理した結果，その妥当性が確認された．
- ・ 定在波型，進行波型両方の場合において， ωT_α によらず発振温度が低下した．
- ・ 3 タイプのエンジンすべてにおいて，発振温度を最小にする ωT_α が存在し，その値は Dry 状態と Wet 状態でほとんど変わらなかった．
- ・ Wet 状態の発振温度は 3 タイプのエンジンすべてにおいて 100 近辺であった．
- ・ 3 タイプのエンジンの圧力振幅を測定した結果，Wet 状態でも Dry 状態と同等の仕事が得られることがわかった．またその仕事を生成するのに必要な熱の温度を下げる効果が確認された．

第6章 濡れた蓄熱器を適用した熱音響エンジンの発振温度の数値計算

第3, 4, 5章で定在波型熱音響エンジン及び進行波型熱音響エンジンに対して水を添加し, その影響を実験的に調査してきた。本章では, 水を添加した熱音響エンジンの発振温度を, Raspet らが提案したモデルを基に構築した数値計算プログラムによって求めた。

6.1 数値計算概要

熱音響現象は実験だけでなく, 理論的又は理論を用いた数値計算からも研究されてきた。現在最も簡便で妥当な結果を得られる理論式は Rott^[9, 10] の波動方程式である。一方, 水を添加した場合の理論式は Raspet らによって提案されている^[28, 29, 30, 31, 32]。しかし, Raspet が提案した理論式は実験値と十分に比較・検討をした研究例はまだない。そこで本章では, 第3-5章で用いた熱音響エンジンの発振温度を Raspet の理論式を用いた数値計算プログラムにより計算し, 得られた計算結果と実験結果を比較する。

6.2 波動方程式

6.2.1 Rott の波動方程式

まず, 従来から熱音響機器の数値計算に用いられている Rott の波動方程式について説明する。後に示す Dry 状態の数値計算結果はすべてこの Rott の波動方程式から得られた。Rott の波動方程式では, 図 6.1 に示すような管内を音波が x 方向に伝播する場合を考えている。つまり, 音波の物理パラメータである, 圧力変動や流

速変動が，空間座標でどのように変化するかを，波動方程式は表している．Rott の波動方程式は，連続の式，運動量の式，エネルギーの式，状態方程式を以下の 9 つの仮定の下に線形化されたものである^[63]．

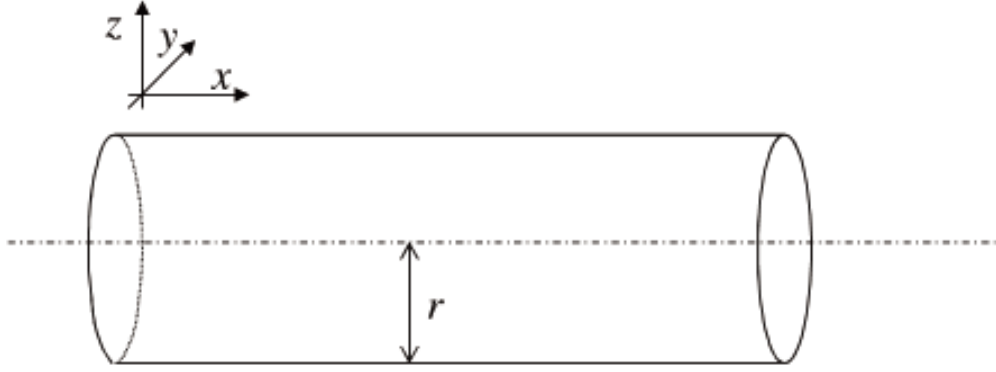


図 6.1: 音波が伝播する管

Rott の波動方程式の 9 つの仮定

1. 気体は理想気体とする．
2. 時間平均圧力 P_m は装置内で一定．($P_m(x, y, z) = P_m$)
3. 時間平均温度 T_m は管の断面方向に依存しない．($T_m(x, y, z) = T_m(x)$)
4. 圧力の変動成分 P は管の断面方向に依存しない．($P(x, y, z) = P$)
5. 時間平均流速はゼロ（一様流はない．）
6. 圧力の変動成分，流速の変動成分の振幅はそれぞれ時間平均圧力と音速に比べて十分小さく，流れは層流．（流速の y 軸方向成分 U_y と z 軸方向成分 U_z はゼロ）
7. ノンスリップ．（流速の x 軸方向成分の管壁での値はゼロ）
8. 流路径 r は音波の波長 λ に比べて十分小さい．
9. 振動は単一周期で起こる．

これらの仮定により，Rott の波動方程式は式 6.1，6.2 のように表せる．

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{i\omega\rho_m}{1-\chi_\nu}U \quad (6.1)$$

$$\frac{dU}{dx} = -\frac{i\omega[1+(\gamma-1)\chi_\alpha]}{\gamma P_m}P + \frac{\chi_\alpha - \chi_\nu}{(1-\chi_\nu)(1-\sigma)}\frac{1}{T_m}\frac{dT_m}{dx}U \quad (6.2)$$

式 6.1 は運動量保存則から導出され，式 6.2 は質量保存則から導出される． P は圧力変動， U は流速変動を表す． ω は音波の角振動数， T_m は作動流体の平均密度， γ は比熱比， σ はプラントル数， P_m は平均圧力， T_m は平均温度である．式 6.1，6.2 に示す χ_α ， χ_ν は伝播する管の形状によって変化する複素関数であり，それぞれ $\omega\tau_\alpha$ ， $\omega\tau_\nu$ に依存する．円管の場合， χ_α ， χ_ν は式 6.3 の様に書ける．

$$\chi_\alpha = \frac{2J_1(Y_\alpha)}{Y_\alpha J_0(Y_\alpha)} \quad , \quad \chi_\nu = \frac{2J_1(Y_\nu)}{Y_\nu J_0(Y_\nu)} \quad (6.3)$$

一方，平行平板では，式 6.4 の様に書ける．

$$\chi_\alpha = \frac{\tanh(Y_\alpha)}{Y_\alpha} \quad , \quad \chi_\nu = \frac{\tanh(Y_\nu)}{Y_\nu} \quad (6.4)$$

J_0 ， J_1 はそれぞれ 0 次と 1 次のベッセル複素関数であり， Y_α ， Y_ν は式 6.5 で定義される．

$$Y_\alpha = (i-1)\sqrt{\omega\tau_\alpha} \quad , \quad Y_\nu = (i-1)\sqrt{\omega\tau_\nu} \quad (6.5)$$

χ_α ， χ_ν はそれぞれ，熱拡散および粘性の効果を断面平均した関数であり，特に χ_α は蓄熱器内でのエネルギー変換を決める指標と言える．式 6.3 に示した円管での χ_α を $\omega\tau_\alpha$ を変えながら計算した結果を図 6.2 に示す． χ_α の実数部は進行波での熱拡散，虚数部は定在波での熱拡散を意味する． χ_α の実数部 $\omega\tau_\alpha$ が小さくなると 1 に近づく．これは第 2 章で説明したように，進行波では， $\omega\tau_\alpha \ll 1$ のときエネルギー変換が活発になることを意味する．対して， χ_α の虚数部は $\omega\tau_\alpha \sim 3$ 程度で極値をとる．これは定在波が伝播する際のエネルギー変換が $\omega\tau_\alpha \sim 3$ 程度で活発になることを表している．

6.2.2 Raspet の波動方程式

Raspet らが導出した波動方程式を Rott の波動方程式と同じ形に書き直したものを式 6.6 に示す．

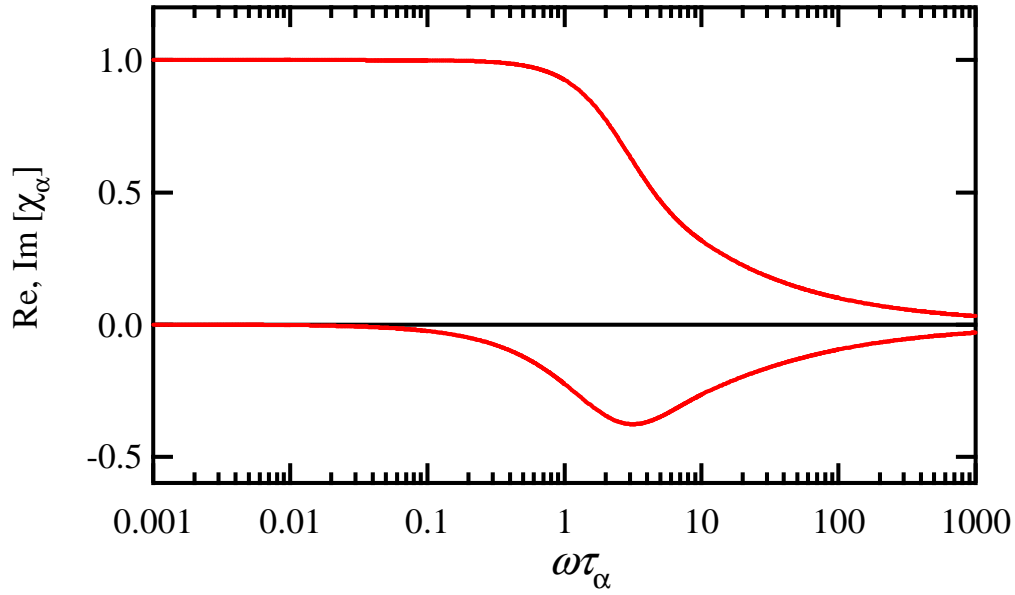


図 6.2: 円管での χ_α

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dx} = & -\frac{i\omega[1 + (\gamma - 1)\chi_\alpha + \frac{n_w}{n_a}\gamma\chi_D]}{\gamma P_m} P \\ & + \left\{ \frac{\chi_\alpha - \chi_\nu}{(1 - \chi_\nu)(1 - \sigma)} + \frac{l}{R_0 T_m} \frac{n_w}{n_a} \frac{\chi_D - \chi_\nu}{(1 - \chi_\nu)(1 - S_c)} \right\} \frac{1}{T_m} \frac{dT_m}{dx} U \end{aligned} \quad (6.6)$$

Raspet が導出した波動方程式のうち，圧力変動の微分の式は，Rott の波動方程式の式 6.1 と同じである．それに対して，流速変動の微分の式は，式 6.2 に，いくつかの二相流体の効果を表す追加項を足した形となる．ここで l は潜熱 $[\text{J/mol}]$ ， R_0 は一般気体定数 $[\text{J/K} \cdot \text{mol}]$ で $R_0 = 8.314$ である． n_a ， n_w はそれぞれ空気と水の数密度 $[\text{mol/m}^3]$ ， S_c はシュミット数 $[-]$ で， χ_D は拡散係数 $D_{12} [\text{m}^2/\text{s}]$ に基づく複素関数である．シュミット数は動粘度を拡散係数で除したもので，プラントル数のように，粘性境界層と拡散境界層の比と考えればよい．式 6.6 の特徴は，Rott の波動方程式と違い，作動流体が単一の 1 成分から，空気と水蒸気の 2 成分の混合ガスになっている点である．

空間中に 2 成分の物質が有る場合，それぞれの濃度の違いから物質拡散が起きる．この現象を具体的にいうと，水の中に赤インキを 1 滴落とせば，赤のかたまりは広がっていき，最後には，水全体がピンクになる現象である．式 6.6 は，連続の式や

状態方程式，エネルギーの式に加え，物質の濃度を考えた拡散方程式を導入して，導出された．

水蒸気が混ざった状態の波動方程式を導出するために，Raspert は Rott の 9 つ仮定に，新たな仮定を加えた．それは，図 6.3 に示すような蓄熱器の管壁に無視できるくらい薄い水の膜があるという仮定である．この仮定の水膜では，水蒸気のシンクとソースの役割をなす．水膜は，管壁と同じように温度が変動しないほど熱容量が高く，スリップもしない．また，水膜は管壁へ浸透せず，水膜の中に空気は侵入できないと仮定した．水膜の一番近くの作動流体の濃度は相対湿度 100% である．対して管中心では水の濃度が薄い．よって，動径方向に濃度勾配が形成されるので，水膜から水が蒸発し，水はソースである水膜から作動流体へ拡散する．よって，熱拡散の場合 ($\omega\tau_\alpha, \chi_\alpha$) と場合と非常に似たメカニズムで水の蒸発・凝縮が成り立っている．物質質量拡散の断面平均を表す複素関数 χ_D は χ_α の場合と同様に物質質量拡散が平衡状態に至るまでの時間，拡散緩和時間 τ_D に依存する．複素関数 χ_D を $\omega\tau_D$ を変えながら計算した結果を図 6.4 に示す．計算に必要な相互拡散係数は空気と水の混合気体で全圧を一気圧とした．図 6.4 に示すように χ_D は χ_α と似た分布をとることがわかる．

6.3 伝達マトリクス法

本研究では熱音響エンジンの発振温度を数値計算するために，波動方程式をマトリクスの形に書き直した．Rott の波動方程式をマトリクスの形に書き直すと以下になる．

$$\frac{d}{dx} \begin{bmatrix} P \\ U \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{i\omega\rho_m}{1-\chi_\nu} \\ \frac{\omega[1+(\gamma-1)\chi_\alpha]}{i\gamma P_m} & \frac{\chi_\alpha-\chi_\nu}{(1-\chi_\nu)(1-\sigma)} \frac{1}{T_m} \frac{dT_m}{dx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P \\ U \end{bmatrix} \quad (6.7)$$

以降は式 6.7 を温度勾配がある場合と，無い場合に分けて解き，それぞれの場合における伝達関数を導出する．Raspert の波動方程式も式 6.7 と同様にマトリクスの形に書き直し，温度勾配の有無で分け，以下に示す方法と同様の方法で解いた．

6.3.1 温度勾配が無い場合

管の軸方向には温度勾配がない場合， $dT_m/dx = 0$ となり，式 6.7 右辺第 1 項 2 - 2 成分はゼロになる．この場合式 6.7 は解析的に解くことができる．管軸方向位置

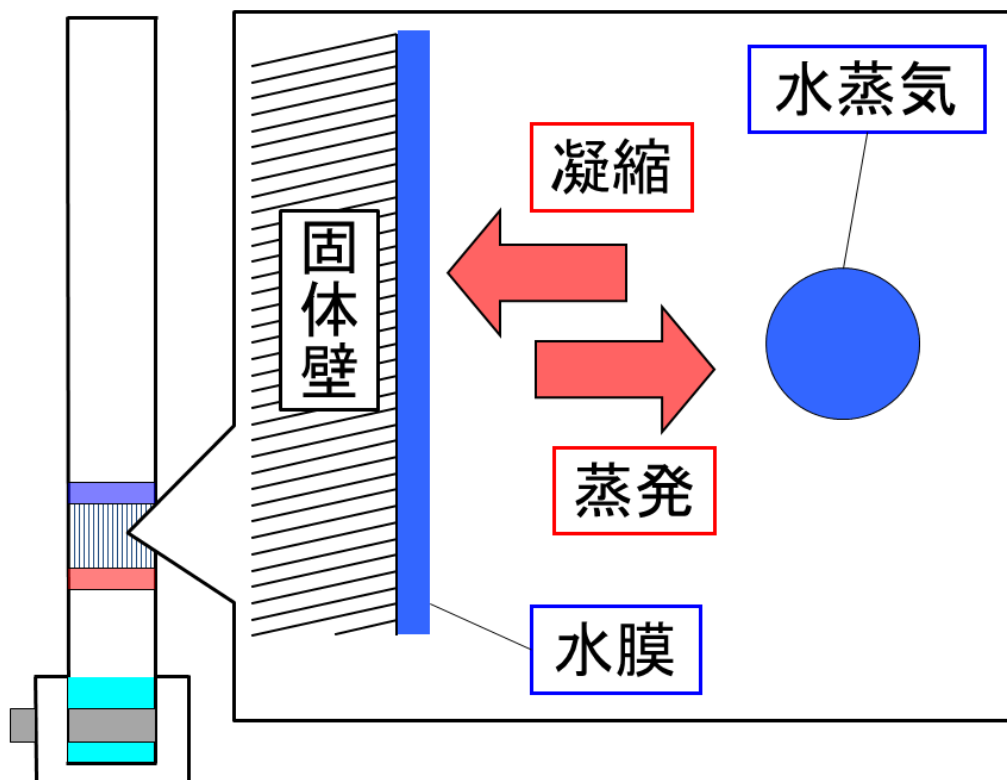


図 6.3: Raspet のモデルのイメージ

x_0 における圧力変動と流速変動をそれぞれ P_0, U_0 と表し、位置 x における圧力変動と速度変動を P, U とすると、式 6.7 の解は式 (6.8) のように書ける。

$$\begin{bmatrix} P(x) \\ U(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos[k(x - x_0)] & -\frac{i\omega\rho_m \sin[k(x-x_0)]}{k(1-\chi_\nu)} \\ -\frac{k(1-\chi_\nu) \sin[k(x-x_0)]}{i\omega\rho_m} & \cos[k(x - x_0)] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_0(x_0) \\ U_0(x_0) \end{bmatrix} \quad (6.8)$$

ここで、 k は複素波数であり、以下のように表せる。

$$k = \frac{\omega}{a} \sqrt{\frac{1 + (\gamma - 1)\chi_\alpha}{1 - \chi_\nu}} \quad (6.9)$$

ここで a は音速を表す。

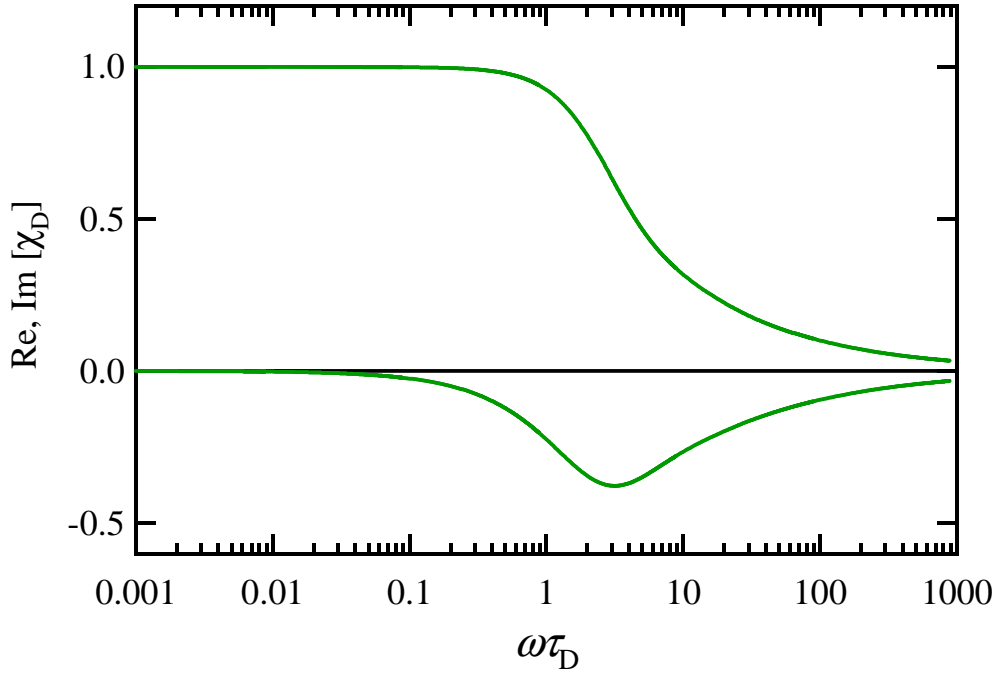


図 6.4: 複素関数 χ_D

6.3.2 温度勾配が有る場合

$dT_m/dx \neq 0$ である場合，式 6.1，6.2 を解析的に解くのは難しい．したがってこの場合は式を積分して数値解を求める．式 6.1，式 6.2 を 4 次のルンゲ・クッタ法を用いた前進差分法を使って書き直すと，

$$\begin{bmatrix} P(x + \Delta x) \\ U(x + \Delta x) \end{bmatrix} = (E + \Delta x C'(x)) \begin{bmatrix} P(x) \\ U(x) \end{bmatrix},$$

$$\begin{aligned} C'(x) &= \frac{1}{6}(RA_A + 2RA_B + 2RA_C + RA_D), \\ RA_A &= C(x), \\ RA_B &= C(x + \Delta x/2)(E + \frac{\Delta x}{2}RA_A), \\ RA_C &= C(x + \Delta x/2)(E + \frac{\Delta x}{2}RA_B), \\ RA_D &= C(x + \Delta x)(E + \Delta x RA_C) \end{aligned} \tag{6.10}$$

となる．ここで E は単位行列である．したがって，

$$\begin{bmatrix} P(x) \\ U(x) \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} P_0(x_0) \\ U_0(x_0) \end{bmatrix},$$

$$M = (E + \Delta x C'_{n-1})(E + \Delta x C'_{n-2}) \cdots (E + \Delta x C'_1)(E + \Delta x C'_0) \quad (6.11)$$

という式を得ることができる．ここで， n は x から x_0 までの区切りの数である． Δx は $(x - x_0)/n$ と定義され， C'_j は $x = x_0 + j\Delta x$ における C' を表す．ただし， MI を計算するには管の軸方向に沿った温度勾配 $T_m(x)$ が既知でなければならない．本研究では蓄熱器内の温度勾配を線形であると仮定した．なぜなら，従来の研究^[15, 17]において，温度勾配を線形と仮定して数値計算をした結果，実験結果と十分な定性的一致が見られたので，本研究でも線形の温度勾配を採用した．

本研究では式 6.11 で表される伝達関数を，温度勾配がついた蓄熱器内部と高温熱交換器近くの共鳴管 (TBT, Thermal Buer Tube) に適用した．なお TBT の温度勾配は以下のような exponential になるとした．

$$T(x) = (T_H - T_C) \exp(-x/R * LLT) + T_C \quad (6.12)$$

R は実測値を参考にしながら適当な値を選定した．

6.4 計算モデル

本計算では第 5 章で示した定在波型熱音響エンジン，単ループ型熱音響エンジン，枝付きループ管型熱音響エンジンの 3 つを計算モデルとした．計算モデルは 4 つ要素を組み合わせて構築した．4 つの要素は蓄熱器，熱交換器，共鳴管，サーマルバッファチューブ (TBT) の 4 つである．蓄熱器と TBT は軸方向に温度勾配を有するが，熱交換器と共鳴管には温度勾配はないものとした．計算に用いたモデルとモデルの温度分布を図 6.5 に示す．3 つエンジンは形状が違うが，モデル上ではすべて図 6.5 になる．特に単ループ管型や枝付きループ管型では曲げ管が存在するが，モデルではすべて直管である．図 6.5 において，1 と 6 は共鳴管で温度勾配はなく，温度はすべて T_C で一様である．2 と 4 は熱交換器で温度勾配はなく，温度はそれぞれ T_H , T_C で一様である．3 は蓄熱器で線形の温度勾配をもつ．5 は TBT で式 6.12 で示した温度勾配を持つ．また 1,3,5,6 では第 3 章で示したように円管を用いているの

で，式 6.3 で示したベッセル関数を適用する．一方，熱交換器は第 3 章で示したように平行平板のフィンを用いているので式 6.4 の関数を適用した．表 6.1 に示すように各要素はマトリクスで表される．

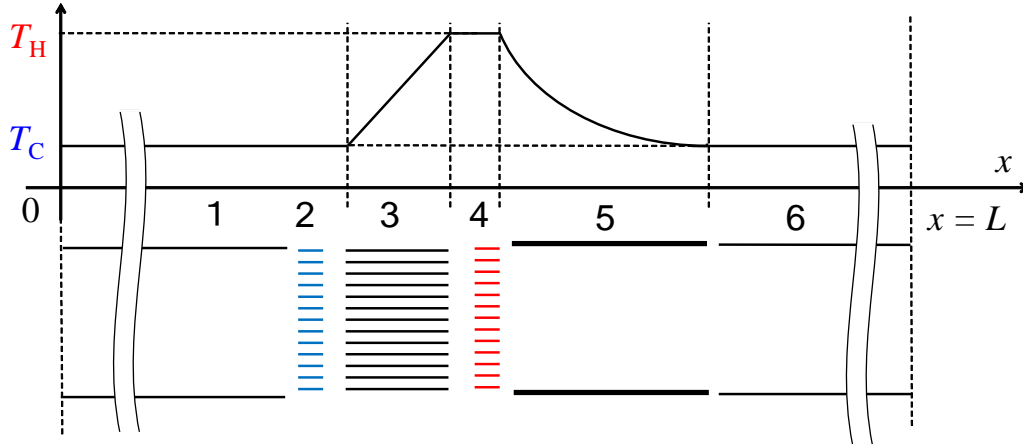


図 6.5: 計算モデルと温度分布

表 6.1: 各構成機器の伝達マトリクス

伝達関数	対応する構成機器	温度勾配	形状
M_{reso1}	共鳴管	なし	円管
M_{cold}	低温側熱交換器	なし	平行平板
M_{rege}	蓄熱器	あり	円管
M_{hot}	高温側熱交換器	なし	平行平板
M_{TBT}	TBT	あり	円管
M_{reso2}	共鳴管	なし	円管

各伝達関数を結合し，モデル化された 3 つの熱音響エンジンは式 (6.13) の様に表される．

$$M_{\text{all}} = M_{\text{reso2}} M_{\text{TBT}} M_{\text{hot}} M_{\text{rege}} M_{\text{cold}} M_{\text{reso1}} \quad (6.13)$$

M_{all} は，熱音響エンジンの両端の圧力・流速変動を結びつけることができる．図 6.5 における， $x = 0$ 地点の圧力・速度変動を $P(0)$ ， $U(0)$ ， $x = L$ 地点での圧力・速度変動を $P(L)$ ， $U(L)$ とすると，式 6.14 の様に表される．

$$\begin{bmatrix} P(L) \\ U(L) \end{bmatrix} = M_{\text{all}} \begin{bmatrix} P(0) \\ U(0) \end{bmatrix} \quad (6.14)$$

6.5 境界条件と発振温度の計算方法

3つの熱音響エンジンの発振温度は式 6.14 に示す M_{all} を変えながら，それぞれエンジンでの境界条件を満たすようにして探索した． M_{all} は式 6.7 に示すように，温度と $\omega\tau_\alpha$ 及び $\omega\tau_\nu$ に依存する．よって，後に示す境界条件を満たすように，周波数と蓄熱器の流路，高温側熱交換器内温度を変えながら， M_{all} を計算した．境界条件を満たしたときの蓄熱器での高温端の温度 T_H が発振温度となる．

6.5.1 定在波型熱音響エンジンの境界条件

定在波型熱音響エンジンの特徴は2つの閉端を有することである．閉端では流体が動けないので，管両端の流速変動 U は0となる．よって，定在波型熱音響エンジンの場合，管の一端 ($x = 0$) から他端 ($x = L$) までの伝達マトリクス M_{all} は次のようになる．

$$\begin{bmatrix} P(L) \\ 0 \end{bmatrix} = M_{\text{all}} \begin{bmatrix} P(0) \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P(0) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (6.15)$$

式 6.15 より，境界条件を満たすためには

$$m_{21} = 0 \quad (6.16)$$

とならなければならない．熱音響エンジンから音波がでたとき，それはすなわち式 6.16 の境界条件が満たされるときである．

6.5.2 単ループ管型熱音響エンジンの境界条件

定在波型熱音響エンジンに対して，単ループ型熱音響エンジンでは閉端がない．ループ管であるため，計算を始める $x = 0$ と $x = L$ はつながっている．よって境界

条件は $P(0) = P(L)$ かつ $U(0) = U(L)$ である．この境界条件をマトリクス M_{all} の式に適用すると，以下ようになる．

$$\begin{bmatrix} P(0) \\ U(0) \end{bmatrix} = M_{\text{all}} \begin{bmatrix} P(0) \\ U(0) \end{bmatrix} \quad (6.17)$$

よって， $M_{\text{all}} - E = 0$ が境界条件となるので，ケーリー・ハミルトンの定理から成分で境界条件を書くと以下ようになる．

$$(m_{11} - 1)(m_{22} - 1) - m_{12}m_{21} = 0 \quad (6.18)$$

6.5.3 枝付きループ管型熱音響エンジンの境界条件

枝付きループ管型では T 字管内での合流を考慮した境界条件が適用できる．図 6.6 に枝付きループの各座標と合流点での流速を示す．T 字管を $x = 0$ として，反時計まわりに x 軸正方向をとり， $x = L_{\text{loop}}$ で合流する．反対に x 軸負方向は枝管で，枝管の開端部は $x = -L_{\text{st}}$ である．枝管でのマトリクスを M_{reso} と置き，枝管開端での圧力と流速を P_{Lst} ， U_{Lst} と置くと，合流部での圧力，流速， P_0 ， U_{02} は以下のように書ける．

$$\begin{bmatrix} P_0 \\ U_{02} \end{bmatrix} = M_{\text{reso}} \begin{bmatrix} P_{\text{Lst}} \\ U_{\text{Lst}} \end{bmatrix} \quad (6.19)$$

次に，合流部の $x = 0$ から $x = L_{\text{loop}}$ まで周回するマトリクスを M_{loop} とする． $x = 0$ での圧力，流速 P_0 ， U_{01} と $x = L_{\text{loop}}$ での圧力，流速 P_0 ， U_{loop} は以下のように書ける．

$$\begin{bmatrix} P_0 \\ U_{\text{loop}} \end{bmatrix} = M_{\text{loop}} \begin{bmatrix} P_0 \\ U_{01} \end{bmatrix} \quad (6.20)$$

接合点で質量保存則が成り立つので流速は以下の関係になる．

$$U_{\text{loop}} + U_{02} = U_{01} \quad (6.21)$$

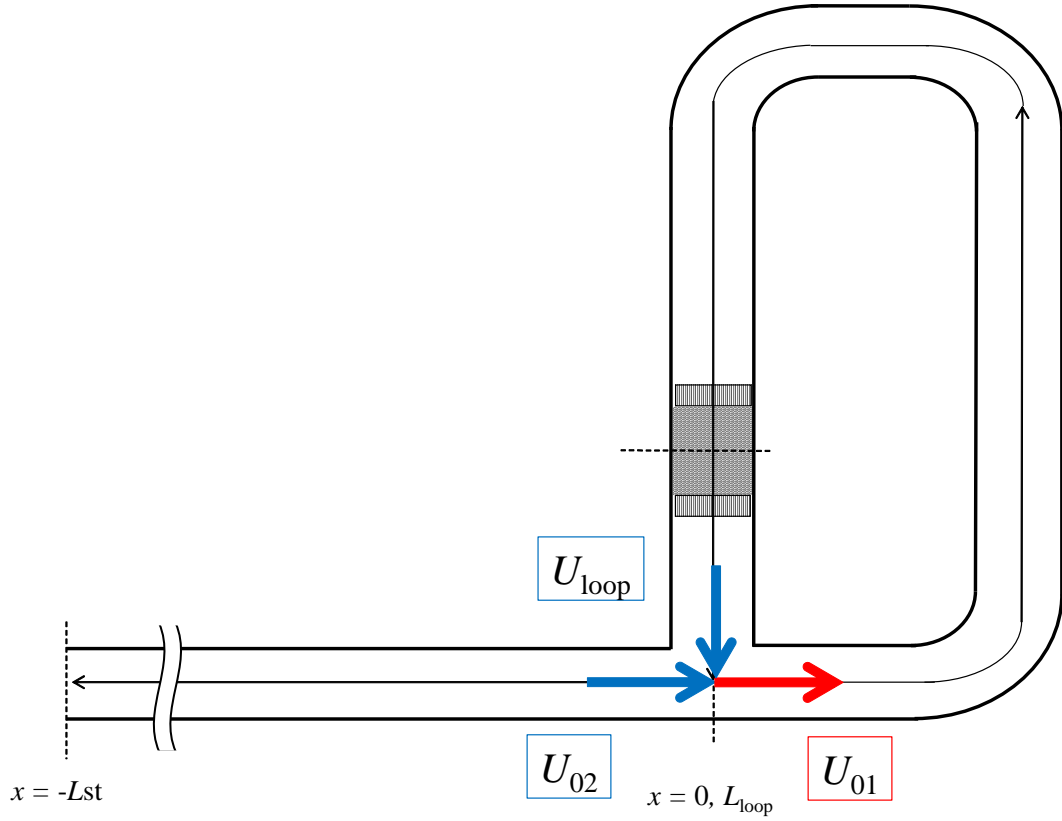


図 6.6: 枝付きループ型熱音響エンジン内での連続の条件

ここで式 6.19 の M_{reso} の各成分を b_{ij} と置くと, U_{02} は以下のように書ける .

$$U_{02} = \frac{b_{21}P_{Lst} + b_{22}U_{Lst}}{b_{11}P_{Lst} + b_{12}U_{Lst}}P_0 \quad (6.22)$$

また, 式 6.21 は式 6.20 に代入すると, 以下ようになる .

$$\begin{bmatrix} P_0 \\ U_{loop} \end{bmatrix} = M_{loop} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{b_{21}P_{Lst} + b_{22}U_{Lst}}{b_{11}P_{Lst} + b_{12}U_{Lst}} & 1 \end{bmatrix} \quad (6.23)$$

よって, 境界条件は以下のように書ける .

$$M_{loop} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{b_{21}P_{Lst} + b_{22}U_{Lst}}{b_{11}P_{Lst} + b_{12}U_{Lst}} & 1 \end{bmatrix} - E = 0 \quad (6.24)$$

また，枝管の開端部は $P_{\text{Lst}} = 0$ と置いた．

6.6 計算結果

まず定在波型熱音響エンジンの発振温度差 ΔT_{cri} の計算結果を図 6.7 に示す．図 6.7 には第 5 章で示した実験結果も，あわせてプロットした．破線は水を添加しない Dry 状態の計算結果を表し，実線は水を添加した場合の Wet 状態の計算結果を示す．図 6.7 より，従来の研究通り，Dry 状態において，実験値と計算値には定性的な一致が見られる．Wet 状態に着目すると，実験値とおおむねの一致が見られるのがわかる．よって，Raspert の理論は定在波型熱音響エンジンの発振温度差の計算において，有用性が確認できた．

次に進行波型熱音響エンジンの発振温度差 ΔT_{cri} の計算結果を図 6.8 に示す．青のプロットは単ループ型熱音響エンジンの結果を示し，黒のプロットは枝付きループ管型の結果を示している．まず，単ループ管型の結果に着目する．Dry 状態の実験値と計算値はよく一致し，従来の研究結果と同じ傾向を示している．一方，Wet 状態においても，実験値と計算値はおおむね一致していることが図 6.8 からわかる．次に枝付きループ管型熱音響エンジンの結果に着目する．枝付きループ管型の場合，Dry 状態において実験値と計算値はおおむね一致しているが，結果の曲線はややズレがあり，発振温度を最も小さくするポイントがずれているのがわかる．これは流路の推定式の問題であると考えられる．Wet 状態の結果に着目する．前者の 2 つのエンジンに比べて，枝付きループ管型での Wet 状態では実験値と計算値の差が大きいが，おおむね一致した．その差はすべて 30 K 以内である．しかし， $\omega\tau_\alpha \ll 0.01$ での計算値はプログラム上， $\omega\tau_\alpha \sim 0.1$ での計算の解像度（ここでいう解像度は温度や周波数の計算の刻み値のこと）を 10～1000 倍程度上げなければ解がでないため，計算に膨大な時間がかかる．よって，図 6.8 での計算値は途中でできている．しかし，計算値の傾向を見る限り，発振温度差が $T_H = 100$ に漸近する様子は見られなかった．

また 3 つのエンジンの計算結果においても，発振温度を最小にする $\omega\tau_\alpha$ が存在することがわかる．これは χ_α が Dry 状態と Wet 状態でほとんど変わらないこと，そして，図 6.4 に示す水の蒸発・凝縮を表す χ_D の $\omega\tau_\alpha$ に対する依存性が χ_α の場合とほとんど同じであることに由来すると考えられる．

6.7 考察

前節で 3 つのタイプの熱音響エンジンにおいて発振温度の測定値と計算値は定性的に一致し、定量的にも 30 K 以内で一致することが明らかになった．よって、Raspnet の計算モデルは実際の減少を扱えると考えられる．本節では Raspnet のモデルから熱音響エンジンの発振温度が下がる現象の物理的なメカニズムのイメージを考察する．

第二章で説明したように、熱音響現象は流体の圧力変動にともなう流体と管壁との熱的相互作用によるエネルギー変換である．式 4.1, 4.2 に示すように、このエネルギー変換は、 ωT_α に依存し、温度勾配に比例する．第四章で示したように、水の添加によって、温度勾配あたりのエネルギー変換が増加したことにより、Wet 状態では少ない温度勾配でも自励振動が開始することがわかった．Raspnet のモデルでは、このエネルギー変換の増加は管壁上の水膜から流体への蒸発と流体から管壁上の水膜への凝縮によるものとされている．その模式図を図 6.9 に示す．Raspnet のモデルでは、厚さを無視できる薄い水膜が蓄熱器上にあると仮定している．この水膜は水蒸気のソースであり、シンクにもなる．音波が伝播する際、流体は圧力変動を経験する．Wet 状態では流体は空気と水の混合気体であることを考慮すると、平均気圧は空気の分圧と水の分圧の和で表される．よって、Wet 状態での流体の圧力変動はそれぞれの分圧の圧力変動である．蓄熱器内の温度で水が水蒸気でいられる上限は飽和水蒸気圧で決まるので、音波による圧縮過程で水の分圧が上昇し、飽和蒸気圧を超えると水は水膜へと凝縮する．逆に、音波による膨張過程で水の分圧が下がると、水は水膜から流体へと蒸発する．ここでの蒸発は、式 6.6 に示したように拡散の作用による．拡散はフィックの法則により、相互拡散係数 D_{12} を用いて以下の式で定義される．

$$J = D_{12} \frac{dc}{dy} \quad (6.25)$$

ここで J は質量流速、 c は物質濃度を表す．フィックの法則の物理的イメージを図 6.10 に示す．蓄熱器管壁に水膜があることを想定すると、水膜上は濃度が最大である．水膜上からの距離 y が離れるにつれ、濃度 c は小さくなり、無限に離れると濃度 c は一定になる．物質拡散は濃度勾配と相互拡散係数に比例する．この濃度勾配による拡散は、水にインクをたらしたとき時間がたてば水全体に色がつく現象や、雨でできた水たまりがいずれなくなる現象などに見られる．この濃度勾配による蒸発は、沸騰ではない．よって、発振温度は沸点である 100 以下になる．また、相互拡散係数 D_{12} は物質の組み合わせによって異なる．すなわち空気と水、空気と

エタノール，ヘリウムと水，ヘリウムとアンモニアなど物質の種類の組み合わせによってことなる．また濃度は蒸発する流体の飽和蒸気圧に依存し，飽和蒸気圧は温度に依存する．

Raspet のモデルに立ち返ると，式 6.6 に示すように，熱伝導による熱的相互作用と水の蒸発/凝縮による熱的相互作用は線形結合になっている．さらに水の蒸発/凝縮の作用を表す項には数密度比と潜熱が係数としてかかっている．数密度比は濃度勾配に関連している．数密度比を増やすには飽和蒸気圧を上げる必要がある．飽和蒸気圧は温度に比例する．よって，より高い出力を得るためには，潜熱の大きい流体を使用し，飽和蒸気圧を高くするため温度を高くすればよい．一方，温度を上げすぎると蓄熱器内が乾いてしまうため，出力を安定的に得るためには適正な温度を維持し，蓄熱器を乾かさない必要がある．また，図 6.2，6.3 に示す計算結果と図 6.8 に示す実験結果との比較から，大気圧下の空気と水の状況下では，水の蒸発のタイミングは熱伝導による熱の移動のタイミングとほとんど変わらないことがわかる．これが，今回の実験において発振温度を最小にする ω_{T_α} が Dry 状態と Wet 状態でほとんど変わらないことに対する根拠である．流体の種類や平均圧力を変えたとき， χ_α と χ_D の ω_T の依存性が変化することで，発振温度を最小にする蓄熱器の流路径や ω_{T_α} は変わる可能性がある．できる限り， χ_α と χ_D の ω_T の依存性を揃えた方が，二つの作用を同時に使えるので効率の良いエネルギー変換が可能になると考えられる．しかし，蒸発/凝縮による作用を優先させた方がいい場合，熱音響エンジンの設計パラメータは ω_{T_α} ではなく ω_{T_D} を使った方が良いかもしれない．これらのことについて，流体の組み合わせや平均圧力による χ_α と χ_D の変化に対する発振温度の変化を今後検討する必要がある．

6.8 まとめ

Raspet らが提案した波動方程式を用いた数値計算プログラムにより，濡れた蓄熱器を有する熱音響エンジンの発振温度を計算し，その値を実験値と比較した．その結果，Wet 状態においても実験値と計算値は 30 K 以内で一致することがわかった．3 タイプそれぞれで一致を比較すると，定在波型と単ループ型では良い一致が見られた一方，枝付きループ型では実験値と計算値の差異は，定在波型および単ループ型より大きかった．また，計算結果においても，3 タイプすべてのエンジンの Wet 状態で，発振温度を最小にする ω_{T_α} が存在することがわかった．これは水の蒸発・凝縮を表す χ_D の ω_{T_α} 依存性に由来すると考えられる．

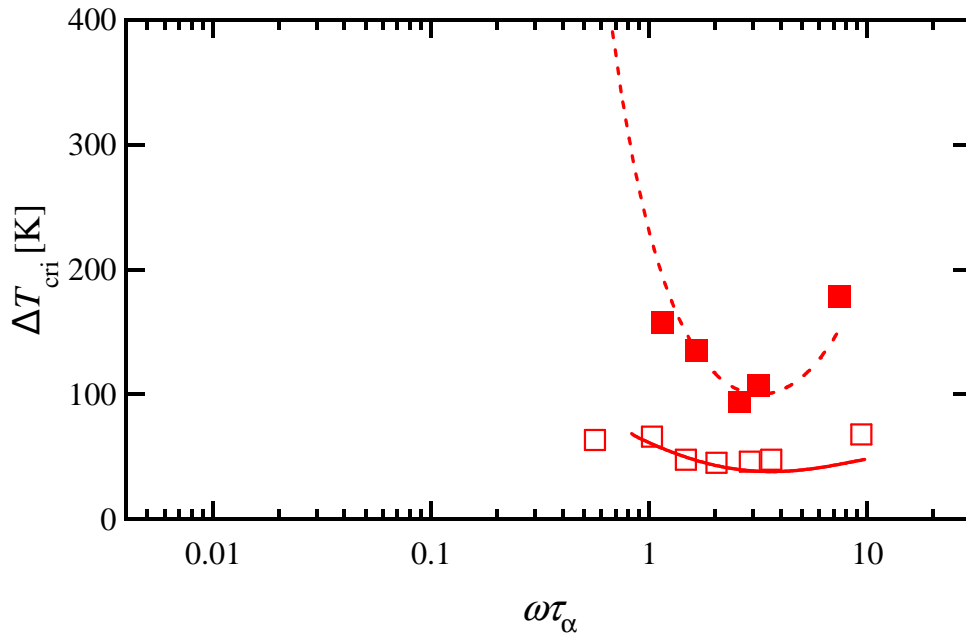


図 6.7: 定在波型熱音響エンジンの発振温度差の測定値と計算値

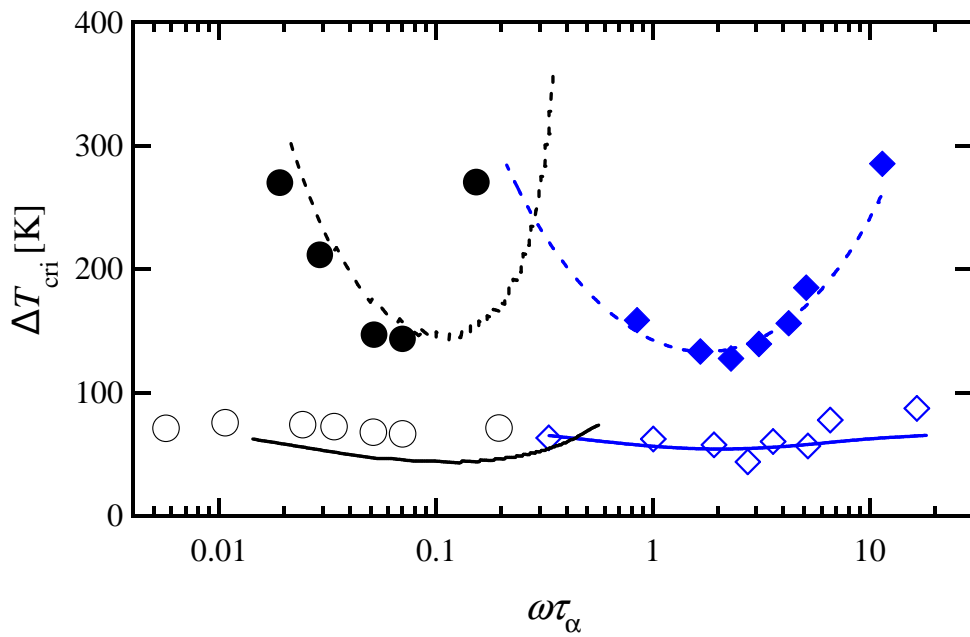


図 6.8: 進行波型熱音響エンジンの発振温度差の測定値と計算値．(青) 単ループ管型熱音響エンジン，(黒) 枝付きループ管型熱音響エンジン

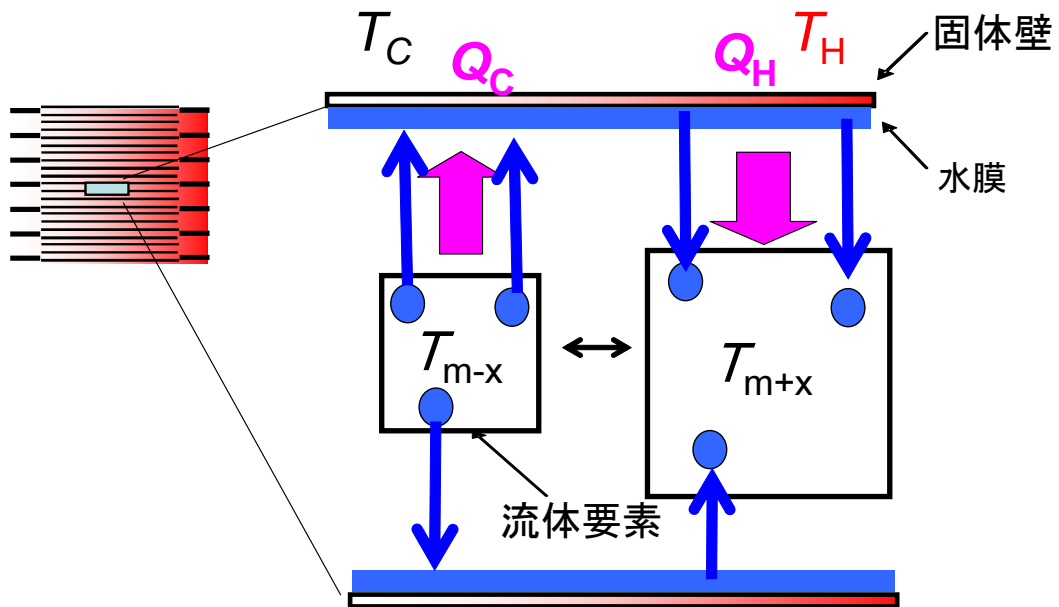


図 6.9: Wet 状態における蓄熱器内での熱的相互作用のイメージ

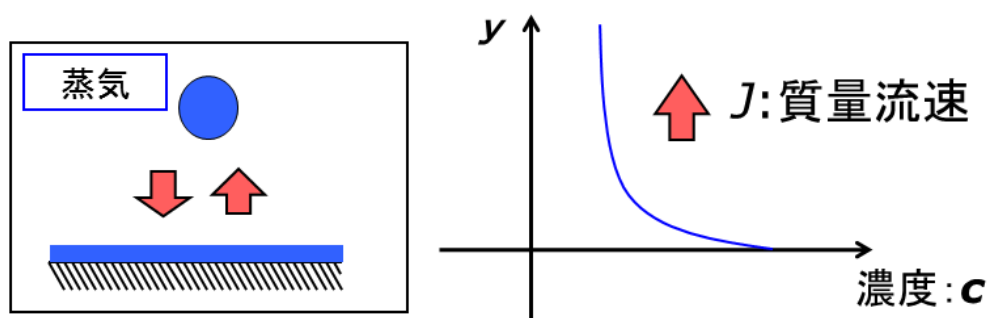


図 6.10: 濃度勾配と物質拡散のイメージ

第7章 熱音響機器の応用検討

これまで熱音響エンジンに水を添加し，その効果を実験と数値計算から検証してきた．その結果，定在波型と進行波型，両方において，水の添加によって，100 以下の熱で熱音響エンジンが駆動することがわかった．しかし，熱音響エンジンは熱から音波を生成できるのみであり，生成された音波を有効に利用するには別のデバイスが必要である．本研究ではそのデバイスとして，熱音響ヒートポンプ^[64, 65, 66, 67, 68, 69]に着目し，その性能を計測した．そして，熱音響ヒートポンプの実験結果にマッチングするような濡れた蓄熱器を有する熱音響エンジンを数値計算モデルを用いて構築し，システム全体の効率を見積もる．

7.1 実験装置

実験装置の概略を図 7.1 に示す．熱音響ヒートポンプは，2つの音響ドライバ，分岐管，ループチューブ，および2つの熱交換器に挟まれた蓄熱器からなる．音響ドライバの部分は本来であれば，熱音響エンジンになるが，今回は実験の簡便化のため，2つの往復動リニアモータを用いた．リニアモータの先端には剛性のあるアルミニウム板とペローズが取り付けられ，管内に音波を入力できる．分岐管はステンレス製で長さ 2.7 m，内径 57.6 mm である．この分岐管の先は，ループ管に接合される．分岐管の壁には，2つの圧力センサーが取り付けられており，音響ドライバからループ管に入力される音響パワーを測定する^[70, 71, 72]．ループ管もステンレス製で，その長さおよび内径はそれぞれ 1.5 m，40 mm である．装置内は 500 kPa の窒素で満たされる．装置の全長は，基本共振周波数が約 50 Hz である駆動周波数に等しくなるように設定される．これはリニアモータの性能に周波数依存性を考慮したためである．

蓄熱器はループ管内に配置され，その中心と，ループ管と分岐管との間の接合部の距離は 0.4 m である．蓄熱器は積層ステンレスメッシュで構成されており，その長さは 50 mm である．蓄熱器の配置は過去の研究^[67, 68]から最も効率よくエネル

ギー変換できる位置に設定した。

蓄熱器両端の2つの熱交換器内の形状は、第3章～第5章に示したものと同様の形状を用いた。ただし、熱交換器の長さは異なる。本実験ではHX1、HX2の長さはそれぞれ5 mmと8 mmとした。各熱交換器の外部は、その周りに流路を備えており、熱媒体（水と不凍液または油）がこの流路を流れることができる。ヒートポンプが加熱機の場合、HX1の流路に水を流して温度を周囲温度に保ち、HX2の流路にオイルを流して加熱出力を測定する。一方、ヒートポンプを冷凍機として動作させると、HX2の流路に水が流入し、HX1の流路には不凍液が流入して冷却能力が測定される。

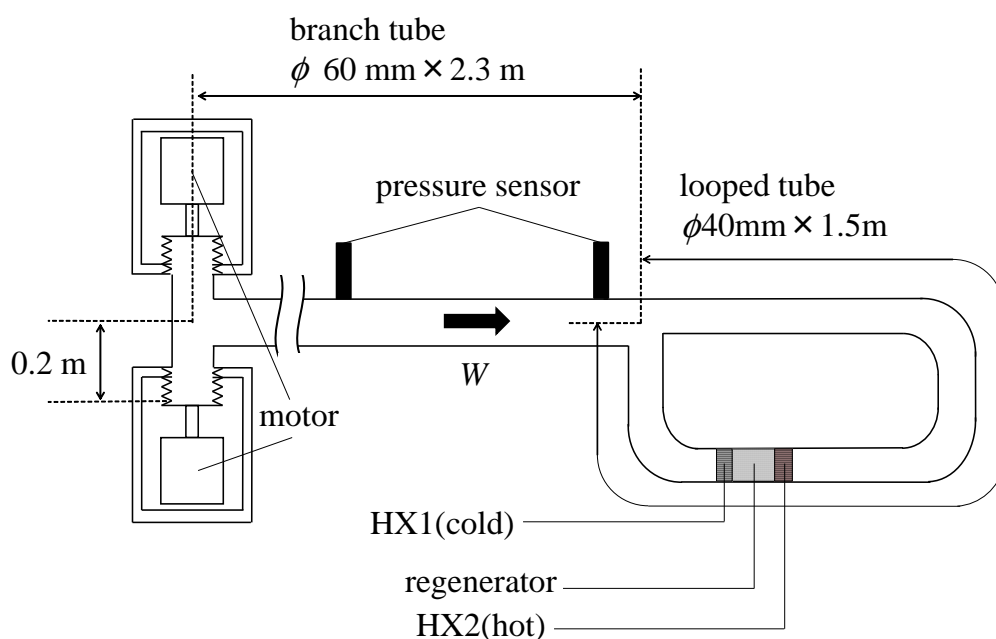


図 7.1: 製作した熱音響ヒートポンプ

7.2 実験結果

7.2.1 加熱機としての性能測定

HX1 内の温度を周囲温度に保ち，40 W の音響パワーをループ管に入力することによって，熱音響ヒートポンプをヒーターとして作動させた．図 7.2 では，HX2 内の作動ガスの温度 T_H は時間 t の関数として示されている． $t = 0$ s は，音響ドライバの電源を入れた時間を意味する．図 7.2 から分かるように， T_H は t の増加とともに増加した． $t = 2500$ s のとき， T_H は 274 °C に到達した． t のさらなる増加が T_H のさらなる増加をもたらすことが期待できることがわかる．データを指数関数で外挿することにより， T_H は 320 °C に飽和すると推定される．この値は，過去の研究 (360 °C) と同様の値であり，妥当である [68] ．

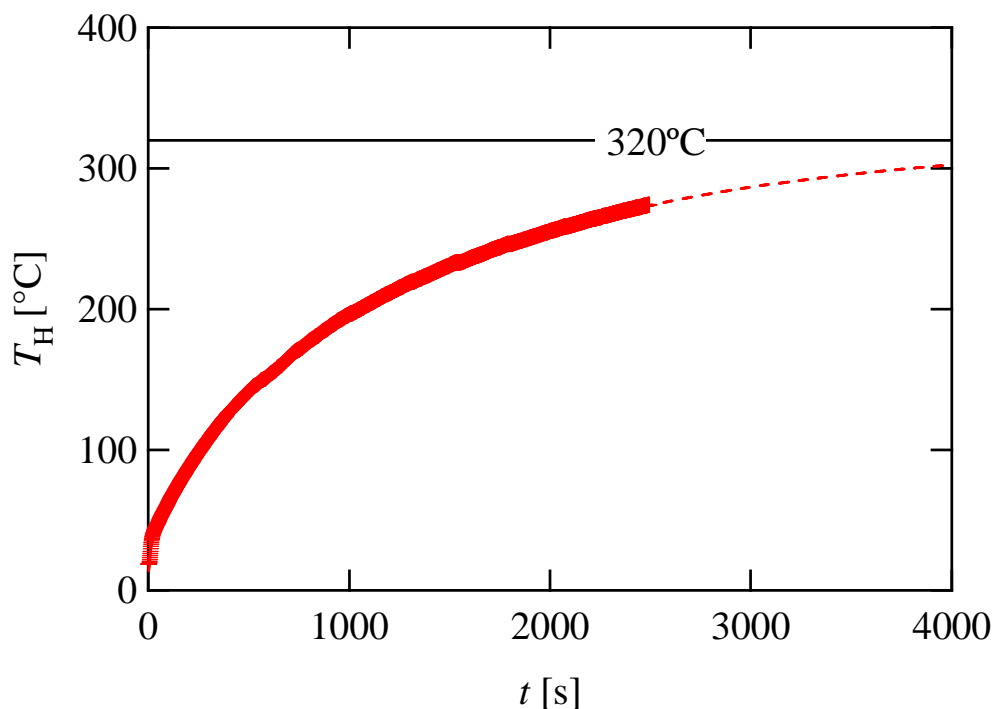


図 7.2: 高温側熱交換器内温度の測定結果

加熱出力を測定するために，熱電対を HX2 の周りの流路の入口および出口に挿入し，油を流路に流した．これらの熱電対を使用することによって，入口での油の温度 T_{Hin} および出口での油の温度 T_{Hout} を測定した．また油の流量 \dot{m} [kg/s] を測定

した． T_{Hout} ， T_{Hin} ，油の比熱 c_{poil} ， \dot{m} を使うことで，加熱出力 Q_{Hout} を次のように定義する．

$$Q_{\text{Hout}} = c_{\text{poil}} \dot{m} (T_{\text{Hout}} - T_{\text{Hin}}) \quad (7.1)$$

図 7.3 に計測した Q_{Hout} を示す．この Q_{Hout} は入力した音響パワーが $W = 40 \text{ W}$ の時に得られた． Q_{Hout} は T_{Hout} の関数として示す．図 7.3 に示すように T_{Hout} が 50 のとき， Q_{Hout} は 43 W になり， $T_{\text{Hout}} = 160$ のとき Q_{Hout} は 8.5 W であった．160 以上の温度の計測は，用いた油の発火点に近づくため本実験ではそれ以上の計測はしていない．入力音響パワー W と加熱出力 Q_{Hout} から，熱音響ヒートポンプの加熱機としての成績係数 $\text{COP}_{\text{heater}}$ の定義は以下のようにあらわされる．

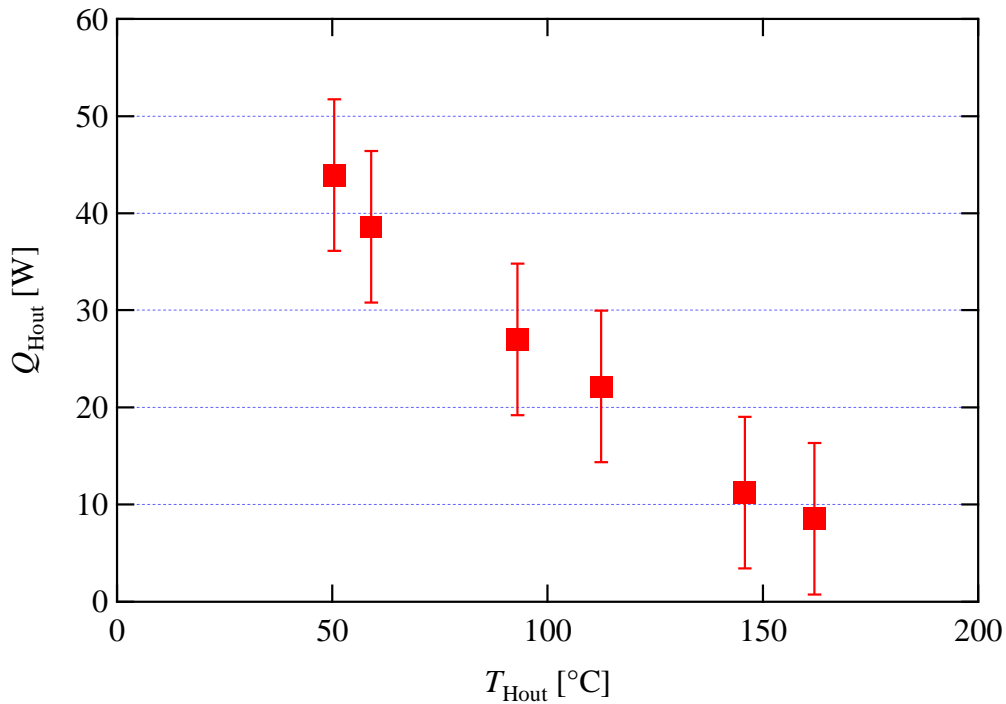


図 7.3: 加熱出力の測定結果

$$\text{COP}_{\text{heater}} = \frac{Q_{\text{Hout}}}{W} \quad (7.2)$$

$\text{COP}_{\text{heater}}$ の計測結果を図 7.4 示す． $\text{COP}_{\text{heater}}$ は $T_{\text{Hout}} = 50$ のとき $\text{COP}_{\text{heater}} = 1.08$ となり， $T_{\text{Hout}} = 160$ の時， $\text{COP}_{\text{heater}} = 0.21$ となった．またヒートポンプの COP の熱力学的上限値は逆カルノーサイクルで定義され，以下のように表される．

$$\text{COP}_{\text{carnot}} = \frac{T_{\text{Hout}}}{T_{\text{Hout}} - T_{\text{C}}} \quad (7.3)$$

実機がどの程度 $\text{COP}_{\text{carnot}}$ に近づくかを示した比カルノー COP(エンジンでの第二法則効率, エクセルギー効率に等しい) を以下のように定義した.

$$\text{COP}_{\text{Rh}} = \frac{\text{COP}_{\text{heater}}}{\text{COP}_{\text{carnot}}} \quad (7.4)$$

測定した COP と算出した $\text{COP}_{\text{carnot}}$, COP_{Rh} を表 7.1 に示す.

表 7.1: 測定および算出した各 COP

COP @ $T_{\text{Hout}} = 160$	0.21
COP @ $T_{\text{Hout}} = 50$	1.08
$\text{COP}_{\text{carnot}}$ @ $T_{\text{Hout}} = 160$	3.09
$\text{COP}_{\text{carnot}}$ @ $T_{\text{Hout}} = 50$	10.77
$\text{COP}_{\text{Rh}} [\%]$ @ $T_{\text{Hout}} = 160$	6.79 %
$\text{COP}_{\text{Rh}} [\%]$ @ $T_{\text{Hout}} = 50$	10.03 %

7.2.2 冷凍機としての性能測定

熱音響ヒートポンプを冷凍機として作動させるために, HX2 の周りに設置されたチャンネルに水を流すことによって HX2 の温度を周囲温度に保ち, HX1 内の作動流体の温度 T_{C} を測定した. 図 7.4 は測定した T_{C} を時刻 t の関数として示した. 冷凍機として作動させる場合も入力する音響パワーは $W = 40 \text{ W}$ である. 図 7.4 からわかるように, T_{C} は周囲温度 21°C から低下し, 装置が冷凍機として働いた. 得られた最低 T_{C} は -39°C であり, 外挿から推測される最低到達 T_{C} は -44°C であった.

冷凍出力 Q_{Cout} を測定するために, HX1 の周囲に設置された流路に不凍液を流した. 加熱機の場合と同様に, 不凍液の温度を流路の入口および出口点で測定した. 入口および出口における温度は, それぞれ, T_{Cin} および T_{Cout} とする. また不凍液の流量 \dot{m} も測定した. 不凍液の比熱を c_{pbr} として, 式 7.5 によって, 冷凍出力 Q_{Cout} した結果を図 7.5 に示す.

$$Q_{\text{Cout}} = c_{\text{pbr}} \dot{m} (T_{\text{Cout}} - T_{\text{Cin}}) \quad (7.5)$$

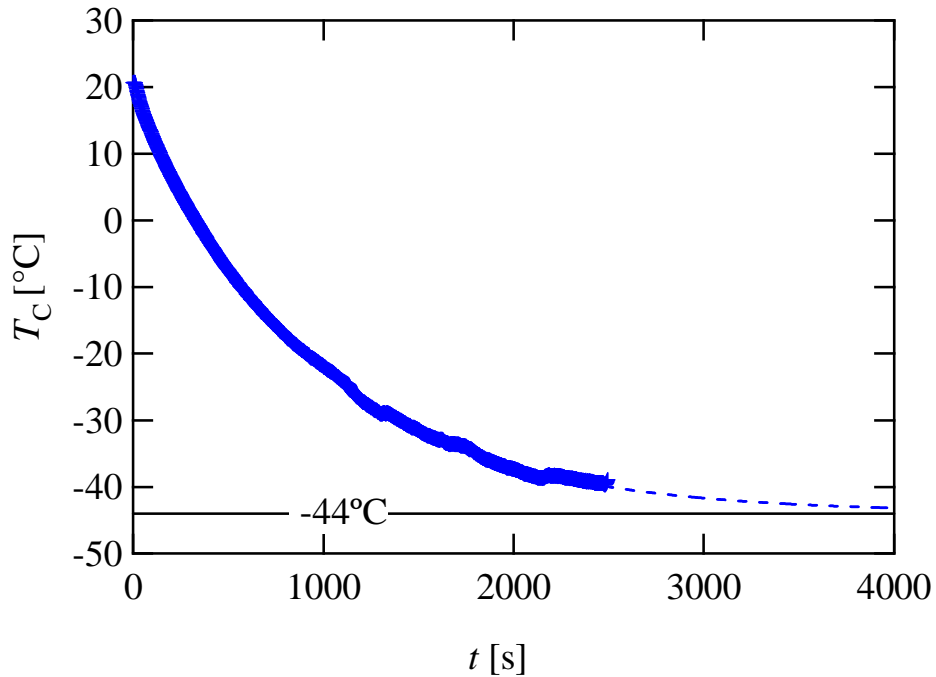


図 7.4: 低温側熱交換器内温度の測定結果

また式 7.6 より，冷凍機としての成績係数 $\text{COP}_{\text{cooler}}$ を計算する．

$$\text{COP}_{\text{cooler}} = Q_{\text{Cout}}/W \quad (7.6)$$

実験結果から $\text{COP}_{\text{cooler}}$ を計算すると， $T_{\text{Cout}} = -3$ で $\text{COP}_{\text{cooler}} = 0.1$ となり， $T_{\text{Cout}} = 10$ で $\text{COP}_{\text{cooler}} = 0.2$ となった．またヒートポンプの COP の熱力学的上限値は逆カルノーサイクルで定義され，以下のように表される．

$$\text{COP}_{\text{carnot}} = \frac{T_{\text{Cout}}}{T_{\text{Hout}} - T_{\text{C}}} \quad (7.7)$$

実機がどの程度 $\text{COP}_{\text{carnot}}$ に近づくかを示した比カルノー COP を (エンジンでの第二法則効率，エクセルギー効率に等しい) 以下のように定義した．

$$\text{COP}_{\text{Rc}} = \frac{\text{COP}_{\text{cooler}}}{\text{COP}_{\text{carnotc}}} \quad (7.8)$$

測定した COP と算出した $\text{COP}_{\text{carnotc}}$ ， COP_{Rc} を表 7.2 に示す．

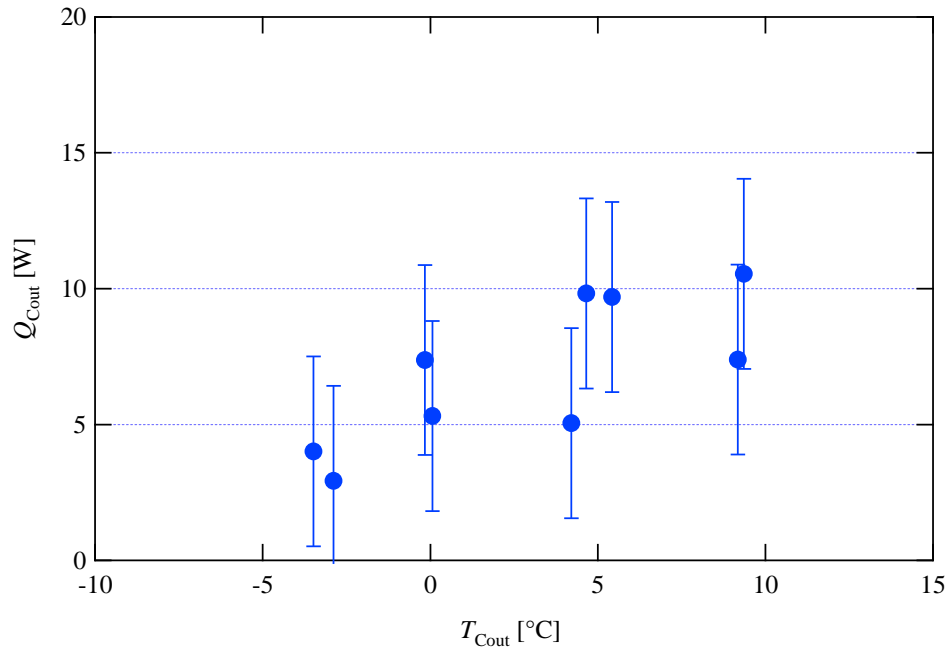


図 7.5: 冷凍出力の測定結果

7.3 数値計算による性能予測

前節で熱音響ヒートポンプを構築し，加熱機および冷凍機としての性能を測定した．本節では前節の実験結果に合うような，濡れた蓄熱器を有する熱音響エンジンの計算モデルを構築し，エンジンとヒートポンプの両方を含めたシステムとしての効率を数値計算により予測する．

表 7.2: 測定および算出した冷凍機での各 COP

$\text{COP} @ T_{\text{Cout}} = -3$	0.10
$\text{COP} @ T_{\text{Cout}} = 10$	0.20
$\text{COP}_{\text{carnotc}} @ T_{\text{Cout}} = -3$	11.75
$\text{COP}_{\text{carnotc}} @ T_{\text{Cout}} = 10$	28.32
$\text{COP}_{\text{Rc}} [\%] @ T_{\text{Cout}} = -3$	0.85 %
$\text{COP}_{\text{Rc}} [\%] @ T_{\text{Cout}} = 10$	0.71 %

7.3.1 計算モデル

数値計算モデルを図 7.6 に示す．計算モデルでは，実験に用いたヒートポンプの駆動源であるモータの代わりに定在波型熱音響エンジンを置いた．定在波型熱音響エンジンの蓄熱器及び高温側・低温側熱交換器の長さはそれぞれ 100 mm と 30 mm である．蓄熱器の空隙率は 0.8 とした．熱交換器は 1 mm の間隔で厚さ 1 mm のフィンがあるものとした．また作動流体は実験と同じ 5 気圧の窒素とした．定在波型熱音響エンジンの一端は閉端で，反対側は熱音響ヒートポンプのループ管に接続される．蓄熱器の設置位置は閉端からの距離 L_p と定義し，閉端から接合部までの長さを L_{st} と定義した．共鳴管の内径は 57.2 mm である．

計算モデルでのエンジン内での温度分布を図 7.7 に示す．今回は簡易化のため，閉端から高温側熱交換器までの温度は T_H とした．計算モデルは第 6 章と同じように，共鳴管，熱交換器，蓄熱器から構成され，各要素ごとにマトリクスを波動方程式を基に計算した．しかし，今回の計算モデルでは第 6 章と異なり有限振幅の状態を計算しなければならないため，温度勾配はエンタルピーから求めることとした．これに関しては次項で説明する．

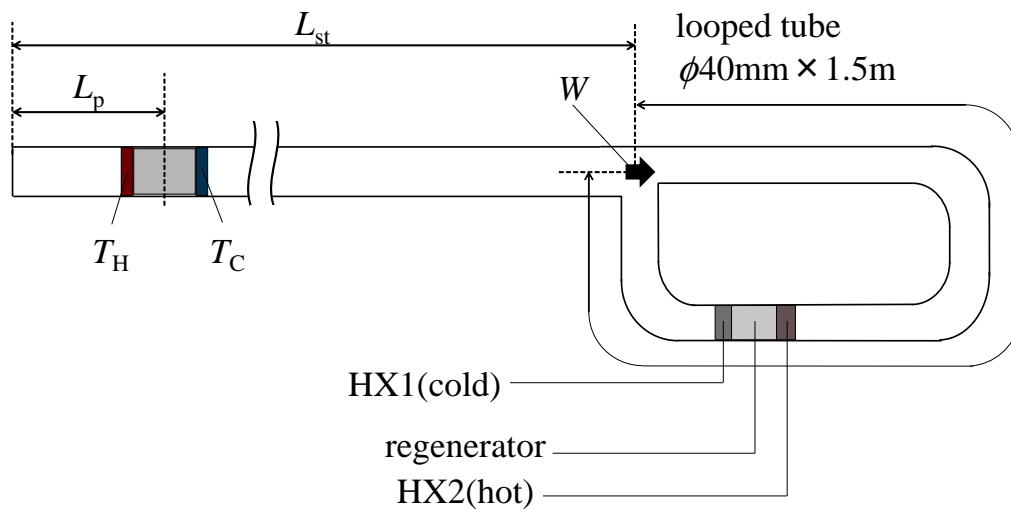


図 7.6: 定在波型熱音響エンジンと結合した熱音響ヒートポンプの計算モデル

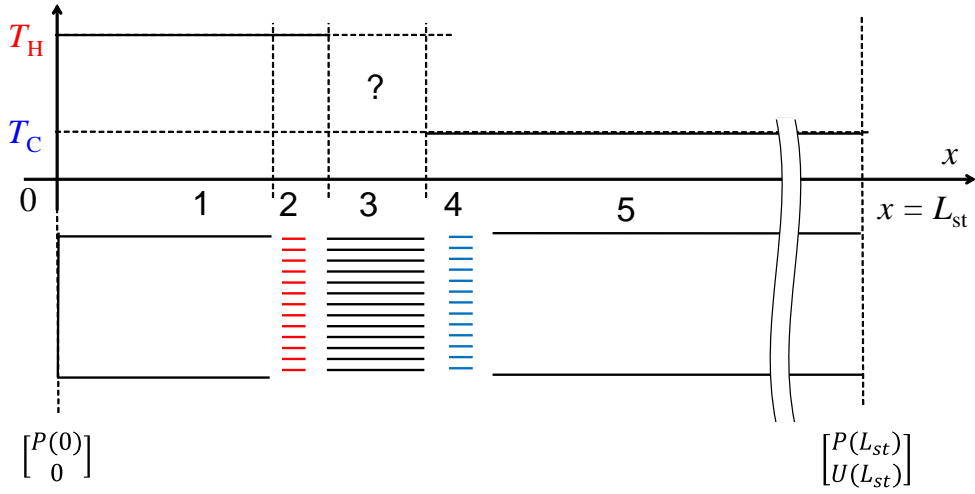


図 7.7: 計算モデルの構成と温度分布

7.3.2 用いた方程式

第 6 章の発振温度の計算では音波の振幅が 0 の状態を計算した．それに対して，本計算では有限振幅の状態を計算し，エンジン内の熱流と仕事流を計算し，エンジンの熱効率を算出する必要がある．よって，エンタルピー流から蓄熱器の温度分布を求めることにした．

まず Dry 状態におけるエンタルピー流（全エネルギー流） H は，以下のように書ける^[63]．

$$\begin{aligned}
 H = & \frac{A_1}{2} \operatorname{Re} \left[P \tilde{U} \left(1 - \frac{\chi_\alpha - \tilde{\chi}_\nu}{(1 + \sigma)(1 - \tilde{\chi}_\nu)} \right) \right] \\
 & + \frac{A_1 \rho_m c_p |U|^2}{2\omega(1 - \sigma^2)|1 - \chi_\nu|^2} \operatorname{Im}[\chi_\alpha + \sigma \tilde{\chi}_\nu] \frac{dT_m}{dx} \\
 & - \sum_{i=1}^3 A_i \kappa_j \frac{dT_m}{dx}
 \end{aligned} \tag{7.9}$$

ここで， \sim は複素共役を表し， A と κ は物質ごとの軸方向の断面積と熱伝導率である．添え字の i は物質の種類ごとに定義した． $i = 1$ は作動流体， $i = 2$ は蓄熱器を構成している材料， $i = 3$ は蓄熱器が入っている管を表す．この項は熱伝導による熱輸送を表す．今回は簡易化のため， $i = 2, 3$ は無視した．また，管は断熱されているものとして，管の軸方向に流れるエンタルピー流 H は変化しないものとした．

式 7.9 を変形して，温度勾配に関して差分化すると，以下ようになる．

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta x} = \frac{H - \frac{A_1}{2} \operatorname{Re}[P\tilde{U}(1 - \frac{\chi_\alpha - \tilde{\chi}_\nu}{(1+\sigma)(1-\tilde{\chi}_\nu)})]}{\frac{A_1 \rho_m c_p |U|^2}{2\omega(1-\sigma^2)|1-\chi_\nu|^2} \operatorname{Im}[\chi_\alpha + \sigma \tilde{\chi}_\nu] - A_1 \kappa_1} \quad (7.10)$$

次に Wet 状態でのエンタルピー流 H を以下に示す．

$$\begin{aligned} H = & \frac{A_1}{2} \operatorname{Re} \left[P\tilde{U} \left(1 - \frac{\chi_\alpha - \tilde{\chi}_\nu}{(1+\sigma)(1-\tilde{\chi}_\nu)} - \varepsilon_D \frac{\chi_D - \tilde{\chi}_\nu}{(1+S_c)(1-\tilde{\chi}_\nu)} \right) \right] \\ & + \frac{A_1 \rho_m c_p |U|^2}{2\omega|1-\chi_\nu|^2} \operatorname{Im} \left[\frac{\chi_\alpha + \sigma \tilde{\chi}_\nu}{1-\sigma^2} + \varepsilon_D \varphi \frac{\chi_D + S_c \tilde{\chi}_\nu}{1-S_c^2} \right] \frac{dT_m}{dx} \\ & - \sum_{i=1}^3 A_i \kappa_j \frac{dT_m}{dx} \\ & - A_1 \left[\varphi \frac{\gamma}{\gamma-1} \rho_w \frac{n_w + n_a}{n_a} (s_w - s_{\text{liquid}}) D_{12} \right] \end{aligned} \quad (7.11)$$

ここで ε_D と φ は以下のように表される．

$$\varepsilon_D = \frac{1}{c_p} \frac{\rho_w}{\rho_m} \frac{\gamma}{\gamma-1} (s_m - s_{\text{liquid}}) \quad (7.12)$$

$$\varphi = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{l}{R_0 T_m} \quad (7.13)$$

式 7.11 , 7.12 , 7.13 において， s_m , s_w , s_{liquid} はそれぞれ混合ガス，水蒸気，水の比エントロピー [J/kg・K] である．式 7.11 を温度勾配に関して差分化すると以下のようになる．

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta x} = \frac{H - \frac{A_1}{2} \operatorname{Re}[P\tilde{U}(1 - \frac{\chi_\alpha - \tilde{\chi}_\nu}{(1+\sigma)(1-\tilde{\chi}_\nu)} - \varepsilon_D \frac{\chi_D - \tilde{\chi}_\nu}{(1+S_c)(1-\tilde{\chi}_\nu)})]}{\frac{A_1 \rho_m c_p |U|^2}{2\omega|1-\chi_\nu|^2} \operatorname{Im}[\frac{\chi_\alpha + \sigma \tilde{\chi}_\nu}{1-\sigma^2} + \varepsilon_D \varphi \frac{\chi_D + S_c \tilde{\chi}_\nu}{1-S_c^2}] - A_1 \kappa_1 - Q_{\text{loss}}} \quad (7.14)$$

ここで Q_{loss} は以下のように書ける．

$$Q_{\text{loss}} = A_1 \left[\varphi \frac{\gamma}{\gamma - 1} \rho_w \frac{n_w + n_a}{n_a} (s_w - s_{\text{liquid}}) D_{12} \right] \quad (7.15)$$

式 7.10, 7.14 を見てわかるように, エンタルピー流 H を考慮して温度勾配を書くと, 温度勾配はエンタルピー流 H と圧力変動 P , 速度変動 U に依存することがわかる. エンタルピー流を実験で測定することは熱電対の熱容量を考慮した時間遅れなどを考慮すると, 簡単ではない. 本研究では蓄熱器の両端に付ける温度差を第 6 章で示した発振温度の計算から求めて, その温度差に合うようなエンタルピー流を探索した. それらを含めた本計算での計算方法を次項に示す.

7.3.3 計算方法

本項では, エンジンとヒートポンプを結合した状態での効率を算出する方法を示す. 計算の概要としては, まずヒートポンプの性能測定から得られた音場を境界条件として, 熱音響エンジンの発振温度の計算を行う. この際, エンタルピー等は考慮しなかった. 発振温度を決めた後に, 発振温度に合うようなエンタルピー流および圧力振幅を探索する. 最後にループ管と枝管の接合部での音響パワーが, 実験値と計算値で合うかどうか確認した後で, 熱音響エンジンの効率を高温側熱交換器での熱流と蓄熱器内で生成された音響パワーから算出した.

まず境界条件について説明する. 第 6 章で測定されたヒートポンプの性能は, 枝管に 50 Hz で, 音響パワーが 40 W の音波が入力された時の性能である. この 40 W は 2 センサ法で測定され, ちょうど枝管に設置された 2 つの圧力センサの中間地点 (ループ管と枝管の接合点から, 0.65 m の地点) での音響パワーである. この地点から接合部 $x = L_{\text{st}}$ での圧力変動 $P(L_{\text{st}})$, 速度変動 $U(L_{\text{st}})$ を計算し, これらを境界条件の一つとした. 一方, 閉端 $x = 0$ では速度変動は 0 である. 熱音響エンジンの各マトリクスを結合したマトリクスを M_{all} とすると, 以下のような関係になる.

$$\begin{bmatrix} P(L_{\text{st}}) \\ U(L_{\text{st}}) \end{bmatrix} = M_{\text{all}} \begin{bmatrix} P(0) \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P(0) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (7.16)$$

上記の式を書き換えると, 以下のような式が得られる.

$$\frac{P(L_{\text{st}})}{U(L_{\text{st}})} - \frac{m_{11}}{m_{21}} = 0 \quad (7.17)$$

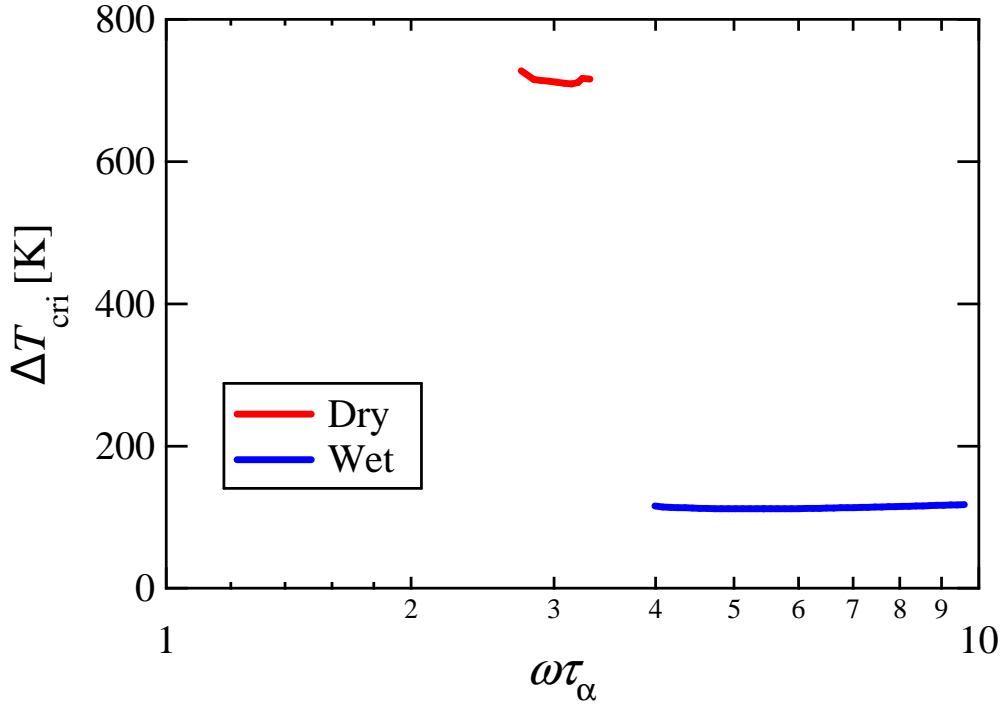


図 7.8: ヒートポンプに結合したエンジンの発振温度

本計算では，式 7.17 を満たすような M_{all} を探すことで発振温度を計算した．第 6 章の計算と異なる点としては，熱音響ヒートポンプの実験で音波の周波数が 50 Hz で固定されている点である．本計算では，発振温度を蓄熱器の流路長 r ，蓄熱器の高温側の温度 T_{H} とエンジンを含めた枝管長さ L_{st} を変えながら発振温度を計算した．

発振温度差を計算した結果を図 7.8 に示す．Dry 状態の結果をみると，音響パワー 40 W を生成するため，発振温度が 700 以上になっているのがわかる．一方，Wet 状態の結果を見ると，発振温度は 150 程度に収まっているのがわかる．

次に，図 7.8 において最も発振温度を小さくする $\omega\tau_\alpha$ と L_{st} ，および発振温度 T_{H} を基に式 7.10，式 7.14 を用いて温度勾配を再計算する．図 7.8 から，Dry 状態では発振温度の最小値は $T_{\text{H}} = 734$ で，そのとき $\omega\tau_\alpha = 3.2$ ， $L_{\text{st}} = 2.84\text{m}$ であった．Wet 状態では発振温度の最小値は $T_{\text{H}} = 136$ で，そのとき $\omega\tau_\alpha = 5.0$ ， $L_{\text{st}} = 2.84\text{m}$ であった．

やり方としてはエンタルピー流 H の値と閉端での圧力 P を変えながら，温度勾配およびマトリクスを計算する．これを発振温度の計算で求めた蓄熱器の両端の温度差と接合部 $x = L_{\text{st}}$ での音響パワーになるまで続ける．このような方法でエン

タルピー流 H と圧力変動 $P(0)$ を決定した．

7.3.4 計算結果

まず計算で求めた Dry 状態と Wet 状態における $x = 0$ から $x = L_{st}$ の音場を図に示す．

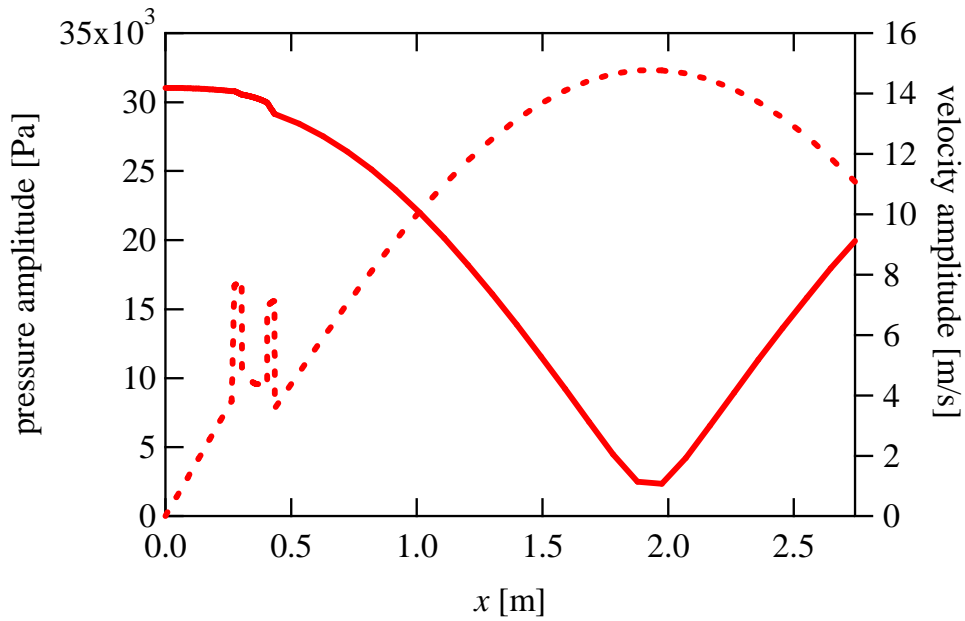


図 7.9: Dry 状態における音場

これらの結果からわかるように，Dry 状態と Wet 状態両方において熱音響ヒートポンプに 40 W の音響パワーを供給できる，熱音響エンジンを計算上で構築することができた．

次に構築した熱音響エンジンの効率を算出する．熱音響エンジンの効率 η の定義を以下に示す．

$$\eta = \frac{\Delta W}{Q_H} \quad (7.18)$$

ここで ΔW は蓄熱器内で生成された音響パワー， Q_H は蓄熱器高温端での熱流である．熱音響エンジン内のエンタルピー流 H と熱流 Q ，音響パワー（仕事流） W には以下の関係が成り立つ．

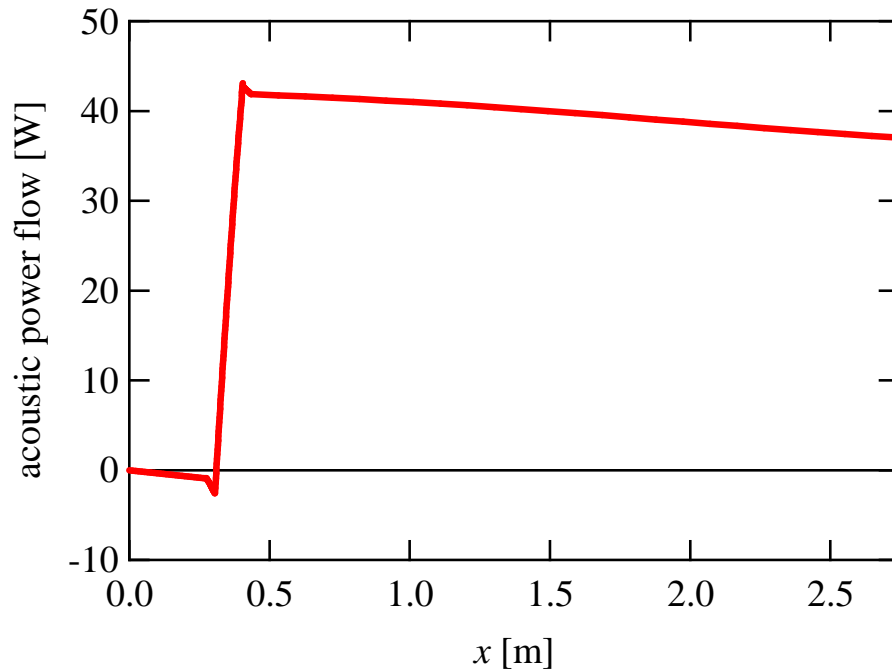


図 7.10: Dry 状態での音響パワー分布

$$H = Q + W \quad (7.19)$$

よって、蓄熱器高温端での熱流 Q_H は、式 7.19 から算出する。図 7.13, 7.14 に Dry 状態および Wet 状態における、蓄熱器内でのエンタルピー流 H 、熱流 Q 、音響パワー W の分布の算出結果を示す。図 7.13, 7.14 からわかるように、境界条件の影響 Dry 状態・Wet 状態ともにほぼ同等な音響パワー W が生成されていることがわかる。同等の音響パワーに対して、エンタルピー流と熱流に着目すると、Wet 状態のエンタルピー流、熱流は Dry 状態の 3 倍程度であることがわかる。この要因は水蒸気であり、蓄熱器内の水蒸気が蒸発潜熱を含んでいるためであると考えられる。 ΔW は $\Delta W = W(x = 0.405) - W(x = 0.305)$ と定義した。 Q_H は $Q_H = Q(x = 0.305)$ と定義した。

図 7.13, 7.14 から読み取った ΔW と Q_H 、算出したエンジンの熱効率 η を表 7.3 に示す。エンジンの熱効率の熱力学的上限値はカルノー効率で以下のように定義される。

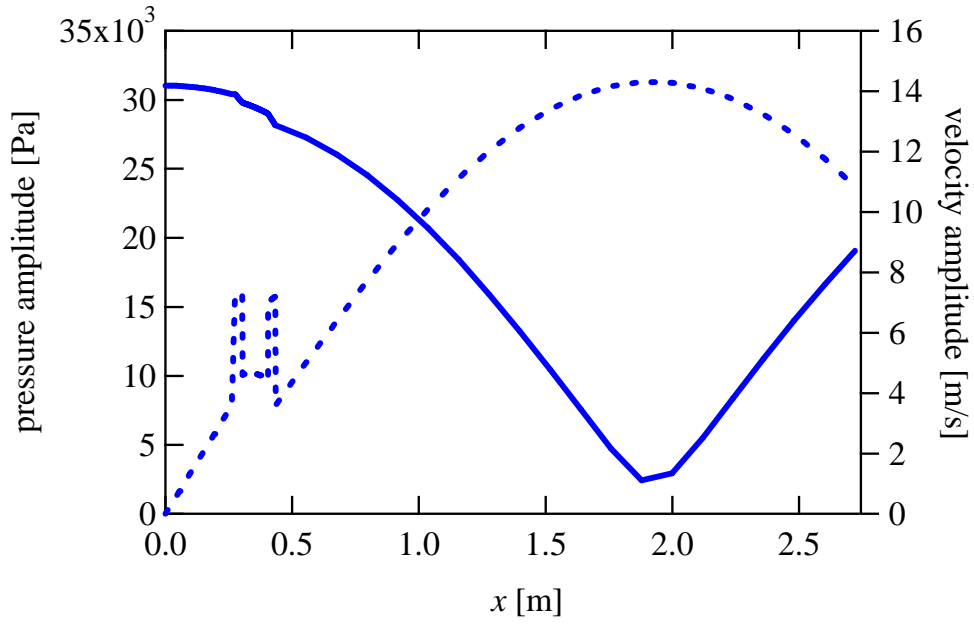


図 7.11: Wet 状態における音場

$$\eta_{\text{carnot}} = 1 - \frac{T_C}{T_H} \quad (7.20)$$

また，エンジンの熱効率がどれくらいカルノー効率に近いかを表す第二法則効率（エクセルギー効率）を以下の式で定義する．

$$\eta_R = \frac{\eta}{\eta_{\text{carnot}}} \quad (7.21)$$

最後に，熱音響エンジンと熱音響ヒートポンプを組み合わせたシステムとしての総合効率 η_{all} は以下のように定義した．

$$\eta_{\text{all}} = \eta \times \text{COP}_{\text{heater}} , \quad \eta_{\text{all}} = \eta \times \text{COP}_{\text{cooler}} \quad (7.22)$$

また，総合効率の上限値と第二法則効率（エクセルギー効率）を以下のように定義する．

$$\eta_{\text{allcar}} = \eta_{\text{carnot}} \times \text{COP}_{\text{carnot}} , \quad \eta_{\text{allcar}} = \eta_{\text{carnot}} \times \text{COP}_{\text{carnotc}} \quad (7.23)$$

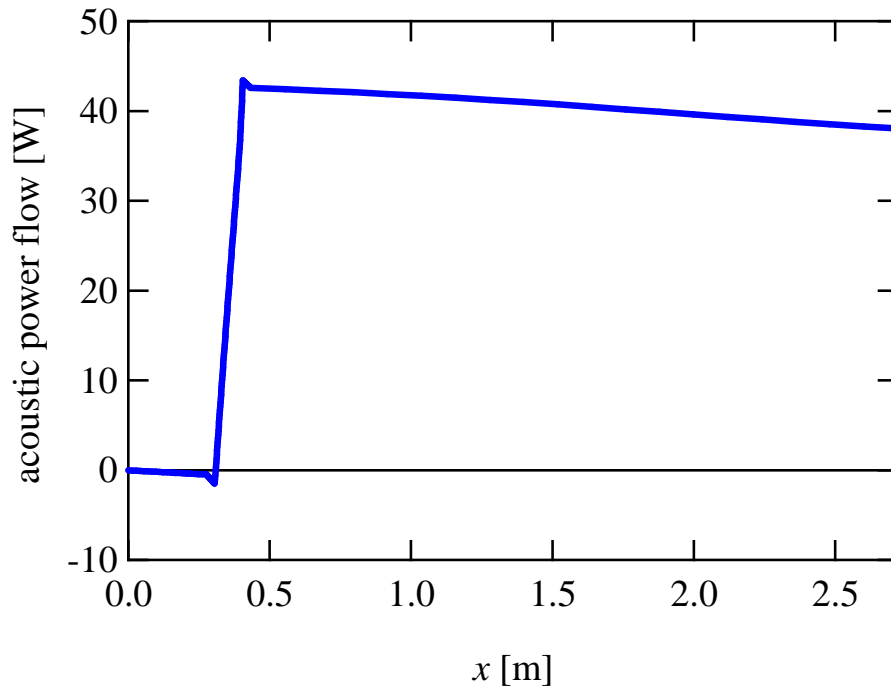


図 7.12: Wet 状態での音響パワー分布

$$\eta_{\text{allR}} = \frac{\eta_{\text{all}}}{\eta_{\text{allcar}}} \quad (7.24)$$

熱音響エンジンと熱音響ヒートポンプを組み合わせた熱駆動ヒートポンプの総合効率としては、 $T_{\text{Hout}} = 160$ のとき、Dry 状態の場合 1.29%，Wet 状態の場合 0.42% であり、 $T_{\text{Cout}} = -3$ のとき、Dry 状態の場合 0.62%，Wet 状態の場合 0.20% であった。Wet 状態の場合の方が効率は低い、熱音響エンジンを駆動するための熱の温度は Dry 状態の場合 734 で、Wet 状態の場合 136 であった。第二法則効率（エクセルギー効率）を見ると、 $T_{\text{Hout}} = 160$ のとき、Dry 状態の場合 0.60%，Wet 状態の場合 0.50% であり、 $T_{\text{Cout}} = -3$ のとき、Dry 状態の場合 0.075%，Wet 状態の場合 0.063% であった。総合効率でみた第二法則効率は Dry 状態と Wet 状態でほとんど変わらないことがわかる。

今回は定在波型熱音響エンジンを熱音響ヒートポンプの駆動源としたので、本質的に熱効率が低い。効率および出力向上のためには以下の改善点が挙げられる。

- 進行波型熱音響エンジンを用いる。
- 熱音響エンジンを多段化する。

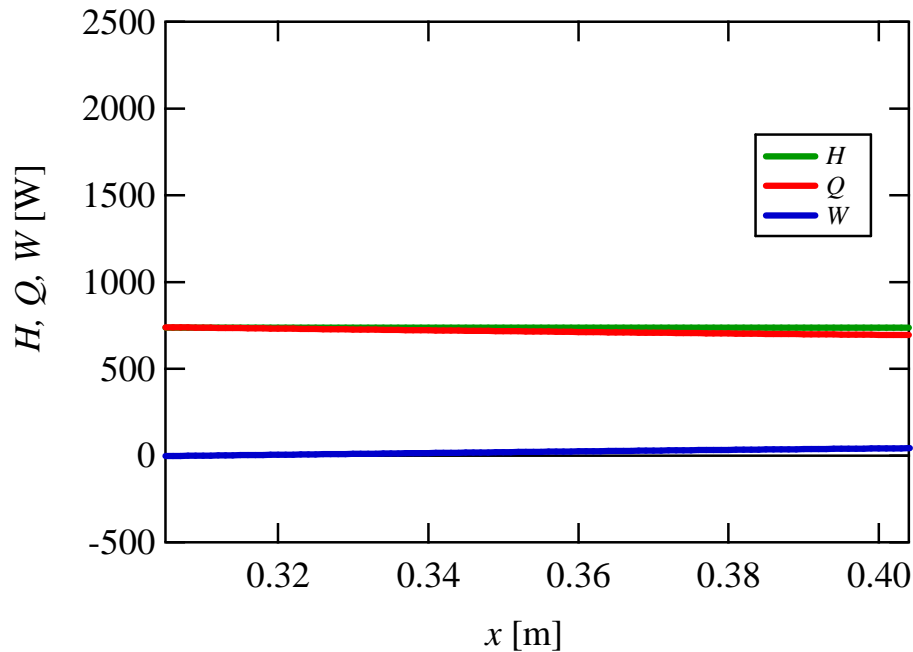


図 7.13: Dry 状態での蓄熱器内の H, Q, W の分布

- 作動流体を高圧化する．
- 熱交換器および蓄熱器の断面積を大きくする．

熱音響エンジンで駆動される熱音響ヒートポンプの例として，Zhang ら^[69]の装置を考える．Zhang らの3段進行波型の熱音響エンジン駆動の熱音響ヒートポンプでは，駆動熱源 630 K，冷凍温度 -143 K，冷凍出力 0.88 kW において第二法則効率（エクセルギー効率）8%を達成している．Zhang らの装置は 7 MPa のヘリウム（本研究の 14 倍の平均圧力）を作動流体として用いており，熱交換器および蓄熱器の直径は 80 mm である．今回の装置で，濡れた蓄熱器を有する熱音響エンジンを適用した結果，第二法則効率（エクセルギー効率）をほとんど下げることなく，駆動熱源の温度を 500 K 以上下げることが可能になったことが明らかになった．今後は Zhang らの装置のような多段の進行波型熱音響エンジンで高圧な作動流体を用いた装置に濡れた蓄熱器を適用した場合，熱効率や出力，第二法則効率がどの程度変わるか実験と数値計算から調査する必要がある．

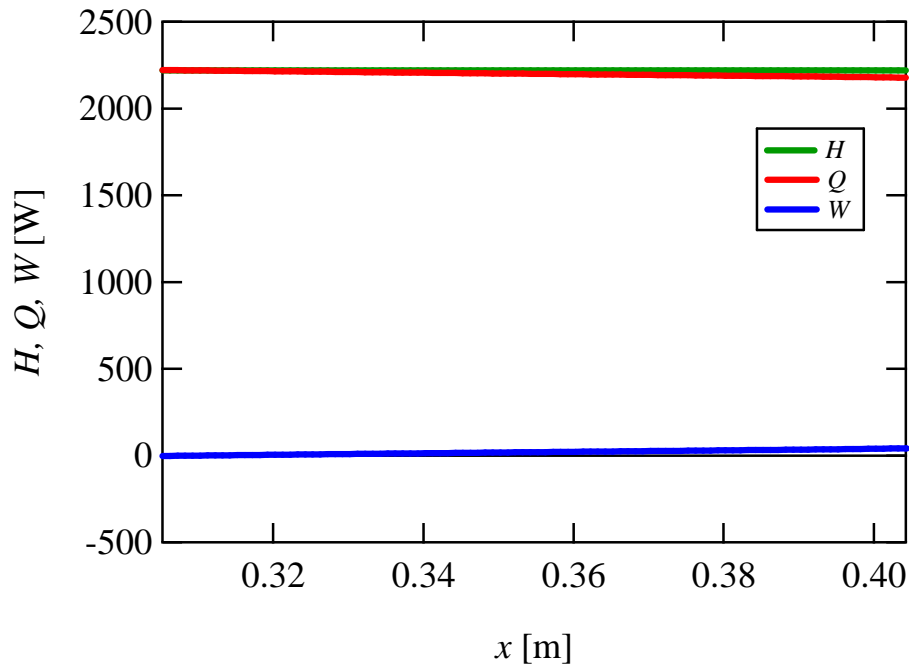


図 7.14: Wet 状態での蓄熱器内の H, Q, W の分布

7.4 まとめ

熱音響エンジンの応用を想定し，熱音響ヒートポンプの性能測定をした．その結果，加熱として，の結果，熱音響ヒートポンプは加熱機として 260 ，冷凍機として -39 までの到達温度を達成した．またヒートポンプの成績係数は，加熱機としては 160 のとき成績係数 0.2，冷凍機としては -3 のとき 0.1 を達成した．

また，測定した熱音響ヒートポンプの条件（すなわち実験値の音響パワーと音響インピーダンス）に合わせた，定在波型熱音響エンジンを数値計算上で構築し，熱駆動ヒートポンプとしての総合効率を予測した．その結果，Dry 状態では，熱源温度 734 で駆動し，Wet 状態では 136 で駆動することがわかった．そのときの総合効率（熱源から加熱・冷凍出力への変換効率）は，加熱機の場合， $T_{\text{Cout}} = 160$ のとき，Dry 状態で 1.29%，Wet 状態で 0.42%であった．これらの総合効率を実現する熱源温度は Dry 状態と Wet 状態で異なるので，第二法則効率を算出すると，Dry 状態で 0.60%，Wet 状態で 0.50%であった．一方，冷凍機としての場合， $T_{\text{Cout}} = -3$ のとき，総合効率は Dry 状態で 0.62%，Wet 状態で 0.2%であった．このときの第二法則効率は Dry 状態で 0.075%，Wet 状態で 0.052%であることがわかった．よって，濡れた蓄熱器を熱音響エンジンに適用した応用デバイスを想定した場合，性能を落

表 7.3: 熱音響エンジンと熱音響ヒートポンプを組み合わせた総合効率

	Dry	Wet
T^*	734	136
ΔW	46 W	45 W
Q_H	741 W	2222 W
η	6.2%	2.0%
η_{carnot}	70%	27%
η_R	8.8%	7.4%
$\eta_{\text{all}} @ T_{\text{Hout}} = 160$	1.29%	0.42%
$\eta_{\text{all}} @ T_{\text{Hout}} = 50$	6.65%	2.18%
$\eta_{\text{all}} @ T_{\text{Cout}} = -3$	0.62%	0.20%
$\eta_{\text{all}} @ T_{\text{Cout}} = 10$	1.23%	0.40%
$\eta_{\text{allcar}} @ T_{\text{Hout}} = 160$	216%	83.43%
$\eta_{\text{allcar}} @ T_{\text{Hout}} = 50$	754%	290.79%
$\eta_{\text{allcar}} @ T_{\text{Cout}} = -3$	822.50%	317.25%
$\eta_{\text{allcar}} @ T_{\text{Cout}} = 10$	1982.40%	764.64%
$\eta_{\text{allR}} @ T_{\text{Hout}} = 160$	0.60%	0.50%
$\eta_{\text{allR}} @ T_{\text{Hout}} = 50$	0.88%	0.75%
$\eta_{\text{allR}} @ T_{\text{Cout}} = -3$	0.075%	0.063%
$\eta_{\text{allR}} @ T_{\text{Cout}} = 10$	0.062%	0.052%

とすことなく，駆動に必要な熱源温度を下げられる可能性があることがわかった．

第8章 結論

8.1 全体のまとめ

本論文では熱音響エンジンに対して濡れた蓄熱器を適用し，その影響を実験と数値計算から調査した．また，熱音響エンジンの応用手段の一つである熱音響ヒートポンプに着目し，その性能を実験的に調べた．

まず，濡れた管内を伝播する音波や熱音響現象の研究背景について第1章で述べた．第2章では，熱音響現象のこれまでの研究から得られた理論を説明し，熱音響現象のメカニズムについて解説した．第3章では定在波型熱音響エンジンに対して濡れた蓄熱器を適用し，その影響を調査した結果以下の知見が得られた．

- 発振温度を低下させるのには閾値以上の水量を添加する必要がある．また閾値以上に水を添加しても発振温度はほとんど変わらない．
- 蓄熱器の材質によらず，発振温度は低下し，かつ閾値が存在する．
- 蓄熱器の流路によらず，濡れた蓄熱器を適用すれば発振温度は低下する．
- 発振温度を最小にする蓄熱器の流路は Dry 状態と Wet 状態で変わらない．
- Wet 状態では Dry 状態に比べ，発振温度の蓄熱器流路に対する依存性が低い．

第4章では，Dry 状態と Wet 状態における Q 値を計測した．その結果以下の知見が得られた．

- Dry 状態と Wet 状態では粘性散逸はほとんど変わらない．
- Wet 状態では蓄熱器内でのエネルギー生成が促進されている．これが発振温度を下げた要因であると考えられる．
- Wet 状態ではエネルギー変換が温度の2次関数で変化する．

第5章では単ループ型と枝付きループ管型の2種類の進行波型熱音響エンジンを構築し，それらに濡れた蓄熱器を適用した．その結果以下の知見が得られた．

- 単ループ型，枝付きループ型両方の進行波型熱音響エンジンに濡れた蓄熱器を適用した結果，両方のエンジンで発振温度の低下が確認できた．
- Wet 状態での $\omega\tau_\alpha$ を計算するための物性値を相対湿度 100%と仮定して，実験結果を整理した結果，その妥当性が確認された．
- 定在波型，進行波型両方の場合において， $\omega\tau_\alpha$ によらず発振温度が低下した．
- 3 タイプのエンジンすべてにおいて，発振温度を最小にする $\omega\tau_\alpha$ が存在し，その値は Dry 状態と Wet 状態でほとんど変わらなかった．
- Wet 状態の発振温度は 3 タイプのエンジンすべてにおいて 100 近辺であった．

第 6 章では Raspet が導出した理論式を用いて，3 タイプの熱音響エンジンの発振温度を計算するプログラムを構築した．その結果，数値計算値と実験値に定性的な一致を確認できた．第 7 章では熱音響エンジンの応用を想定し，熱音響ヒートポンプの性能測定を行った．その結果，熱音響ヒートポンプは加熱機として 260 ，冷凍機として -39 までの到達温度を達成した．またヒートポンプの成績係数は，加熱機としては 160 のとき成績係数 0.2，冷凍機としては -3 のとき 0.1 を達成した．

8.2 今後の研究課題

1. 濡れた蓄熱器を適用した熱音響エンジンの大出力化と効率測定
今回構築した熱音響エンジンの出力は 0.1 W 以下で有効利用できる場面に限られる．よって，装置を加圧，大型化し出力を大きくした場合に濡れた蓄熱器の影響を実験的に確かめる必要がある．
2. 熱音響ヒートポンプと熱音響エンジンのマッチングと総合効率の測定
今回は実験の簡易性から熱音響ヒートポンプの性能測定において，リニアモータを用いて，音波を発生させた．熱音響エンジンをヒートポンプの駆動源として用いる場合，エンジンがヒートポンプの影響を受け，特性が変わるため，最適なマッチングが必要になる．また最適なマッチングを達成した際のシステムの総合効率を測定する必要がある．
3. 発電機の取り付けと電力出力と効率の測定
熱音響エンジンから生成される音響パワーは発電機と組み合わせることによって，発電ができる．その際も発電機と熱音響エンジンのマッチングが必要になる．そして，最適なマッチングが成立した際の発電出力と発電効率を定量的に明らかにする必要がある．
4. 最適な作動流体の組み合わせの探索

今回は大気圧空気に水を添加した場合について調査した．その結果，沸点が発振温度や出力に大きく影響を与えることがわかった．よって，作動流体の平均気圧や添加する二相流体の種類によって，発振温度や出力が変わる可能性がある．

研究業績

査読付き学術雑誌論文

1. K. Tsuda and Y. Ueda, “ Abrupt reduction of the critical temperature difference of a thermoacoustic engine by adding water ”, AIP Advances 5(9), 097173, (2015). (IF = 1.444) (第3章と関連)
2. R. Kikuchi, K. Tsuda, M. M. Bassem, and Y. Ueda, “ Measurement of performance of thermoacoustic heat pump in a - 3 to 160 °C temperature range ”, Japanese Journal of Applied Physics 54(11), 117101, (2015). (IF = 1.122) (第7章と関連)

査読付き国際会議論文

3. K. Tsuda and Y. Ueda, “ Measurement of the Q value and output power of a thermoacoustic engine with two-phase fluid ”, Proceedings of the International Conference on Power Engineering-15(ICOPE-15), ICOPE-15-1058, November 30- December 4, 2015, Yokohama, Japan. (第4章と関連)

査読なし国際会議発表

4. K. Tsuda, Y. Ueda and A. Akisawa, “ Stability curves for a thermoacoustic engine with dry and wet stacks ”, Second International Workshop on Thermoacoustics, 23-25 May 2014, Tohoku University, Sendai, Japan.
5. K. Tsuda and Y. Ueda, “ The amount of water required to decrease the critical temperature difference of a standing wave thermoacoustic engine ”, Third international workshop on thermoacoustics, 26-27 October 2015, University of Twente, Enschede, Netherlands .

査読なし国内会議発表

6. 津田研一郎, 上田祐樹, 秋澤淳, “ 熱音響スターリングヒートポンプの加熱性能の測定 ”, 日本音響学会秋季研究発表会, 長野, 2012年9月.

7. 津田研一郎，上田祐樹，“濡れたスタックを有する熱音響エンジンの可動温度の数値計算”，低温工学・超電導学会，応用熱音響研究会，東京，2013年9月．
8. 津田研一郎，上田祐樹，秋澤淳，“二相流体を利用した熱音響エンジンの発振温度特性”，日本機械学会スターリングサイクルシンポジウム，東京，2013年12月．
9. 津田研一郎，上田祐樹，秋澤淳，“二相流体と熱音響エンジンに関する研究”，日本音響学会春季研究発表会，東京，2014年3月．
10. 津田研一郎，上田祐樹，“濡れたスタックを用いた定在波型熱音響エンジンの発振温度比”，低温工学・超電導学会，応用熱音響研究会，神奈川，2014年9月．
11. 津田研一郎，“水を用いた熱音響熱機関”，日本機械学会環境工学部門，吸収・吸着を用いた環境制御技術の高度化に関する研究会，宮崎，2014年11月．
12. 津田研一郎，上田祐樹，秋澤淳，“添加水量が定在波型熱音響エンジンの発振温度に与える影響”，日本音響学会春季研究発表会，東京，2015年3月．
13. 津田研一郎，上田祐樹，“湿分を含んだスタックを用いた進行波型と定在波型熱音響エンジンの発振条件”，低温工学・超電導学会，応用熱音響研究会，東京，2015年9月．
14. 津田研一郎，上田祐樹，“濡れたスタックを有する定在波型熱音響エンジンのQ値”，日本流体力学会年次会，東京，2015年9月．
15. 津田研一郎，上田祐樹，“ループ管型熱音響エンジンに対する湿分の影響”，日本音響学会春季研究発表会，東京，2016年3月．
16. 津田研一郎，上田祐樹，“湿分が枝付きループ管型熱音響エンジンに与える影響”，日本機械学会流体力学会年次会，名古屋，2016年9月．

参考文献

- [1] 矢崎太一. 細管内の音波伝播と熱音響現象. 日本流体力学会誌「ながれ」, Vol. 24, No. 4, pp. 395–404, 2005.
- [2] 富永昭. 熱音響工学の基礎. 内田老鶴圃, 1998.
- [3] 矢崎太一. 熱音響エンジンと冷凍機—why and how? 機械の研究, Vol. 54, No. 12, pp. 1207–1216, dec 2002.
- [4] 上田秋成. 雨月物語. 京都, 1776.
- [5] 吉備津神社 鳴釜神事. <http://www.kibitujinja.com/about/narukama.html>, 2016 年 12 月 20 日閲覧.
- [6] J. W. S. Rayleigh. Theory of sound. Vol. II, pp. 230–231. Dover Publications, second edition, 1945.
- [7] K.W. Taconis, J.J.M. Beenakker, A.O.C. Nier, and L.T. Aldrich. Measurements concerning the vapour-liquid equilibrium of solutions of ^3He in ^4He below 2.19 °K. *Physica*, Vol. 15, No. 8, pp. 733 – 739, 1949.
- [8] H.A. Kramers. Vibrations of a gas column. *Physica*, Vol. 15, No. 11, pp. 971 – 984, 1949.
- [9] N. Rott. Damped and thermally driven acoustic oscillations. *Z. Angew. Math. Phys.*, Vol. 20, pp. 230–243, 1969.
- [10] N. Rott. Thermally driven acoustic oscillations, part 2: Stability limit for helium. *Z. Angew Math. Phys.*, Vol. 24, pp. 54–72, 1973.
- [11] T. Yazaki, A. Tominaga, and Y. Narahara. Stability limit for thermally driven acoustic oscillation. *Cryogenics*, Vol. 19, pp. 393–396, 1979.

- [12] Peter H. Ceperley. A pistonless stirling engine – the traveling wave heat engine. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 66, No. 5, pp. 1508–1513, 1979.
- [13] A. Tominaga. Thermodynamic aspect of thermoacoustic phenomena. *Cryogenics*, Vol. 35, pp. 427–440, 1995.
- [14] G. W. Swift. *Thermoacoustics: A Unifying Perspective for Some Engines and Refrigerators*. Acoustical Society of America, Pennsylvania, 2002.
- [15] Yuki Ueda and Chisachi Kato. Stability analysis of thermally induced spontaneous gas oscillations in straight and looped tubes. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 124, No. 2, pp. 851–858, 2008.
- [16] T. Yazaki, A. Iwata, T. Maekawa, and A. Tominaga. Traveling wave thermoacoustic engine in a looped tube. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, No. 15, pp. 3128–3131, October 1998.
- [17] 永田翔平, 上田祐樹. 共鳴管とループ管で構成される熱音響エンジンの発振温度比の数値計算. 低温工学, Vol. 43, No. 12, pp. 561–565, 2008.
- [18] Tetsushi Biwa, Daichi Hasegawa, and Taichi Yazaki. Low temperature differential thermoacoustic stirling engine. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 97, No. 3, pp. –, 2010.
- [19] K. de Blok. Novel 4-stage traveling wave thermoacoustic power generator. In *Proceedings of FEDSM2010*, pp. 73–79, Montreal, Canada, 2010. ASME.
- [20] Owen Cramer. The variation of the specific heat ratio and the speed of sound in air with temperature, pressure, humidity, and co2 concentration. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 93, No. 5, pp. 2510–2516, 1993.
- [21] 国際規格 ISO9613-1. Acoustics - Attenuation of sound during propagation outdoors - Part1 : Calculation of the absorption of sound by the atmosphere, 1993.
- [22] 日本工業規格 JIS Z8738. 屋外の音の伝搬における空気吸収の計算, 1999.
- [23] Samuel Temkin and Richard A. Dobbins. Attenuation and dispersion of sound by particulate relaxation processes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 40, No. 2, pp. 317–324, 1966.

- [24] 清水太郎, 平井誠, 堤誠司, 高木亮治, 有田誠. 液滴群による音の減衰効果. 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 57, No. 661, pp. 71–76, 2009.
- [25] Yi Mao. Sound attenuation in a cylindrical tube due to evaporationcondensation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 104, No. 2, pp. 664–670, 1998.
- [26] B. I. Pandit and M. S. King. The variation of elastic wave velocities and quality factor q of a sandstone with moisture content. *Canadian Journal of Earth Sciences*, Vol. 16, No. 12, pp. 2187–2195, 1979.
- [27] James B. Mehl and Michael R. Moldover. Precondensation phenomena in acoustic measurements. *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 77, No. 1, pp. 455–465, 1982.
- [28] Richard Raspet, Craig J. Hickey, and James M. Sabatier. The effect of evaporation-condensation on sound propagation in cylindrical tubes using the low reduced frequency approximation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 105, No. 1, pp. 65–73, 1999.
- [29] Craig J. Hickey, Richard Raspet, and William V. Slaton. Effects of thermal diffusion on sound attenuation in evaporating and condensing gas-vapor mixtures in tubes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 107, No. 3, pp. 1126–1130, 2000.
- [30] William V. Slaton, Richard Raspet, and Craig J. Hickey. The effect of the physical properties of the tube wall on the attenuation of sound in evaporating and condensing gasvapor mixtures. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 108, No. 5, pp. 2120–2124, 2000.
- [31] Richard Raspet, William V. Slaton, Craig J. Hickey, and Robert A. Hiller. Theory of inert gas-condensing vapor thermoacoustics: Propagation equation. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 112, No. 4, pp. 1414–1422, 2002.
- [32] William V. Slaton, Richard Raspet, Craig J. Hickey, and Robert A. Hiller. Theory of inert gas-condensing vapor thermoacoustics: Transport equations. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 112, No. 4, pp. 1423–1430, 2002.
- [33] Daisuke Noda and Yuki Ueda. A thermoacoustic oscillator powered by vaporized water and ethanol. *Am. J. Phys.*, Vol. 81, No. 2, pp. 124–126, 2013.

- [34] 陰山遼将. 火力発電で効率世界記録, コンバインドサイクルで 62.22%“, ス
マートジャパン. <http://www.kibitujinja.com/about/narukama.html>, 2016
年 6 月 21 日閲覧.
- [35] 柏木ら. サーマルマネジメント: 余熱・排熱の制御と有効利用. エヌ・ティー・
エス, 2013.
- [36] I. Johnson and W. Choate. Waste heat recovery: technologies and opportuni-
ties in the u. s. industry. Technical report, BCS Incorporated supported by the
US department of energy industrial technologies program, 2008.
- [37] 大石 高志新藤 尊彦. 未利用エネルギーを有効に活用する熱電発電システム. 東
芝レビュー, Vol. 63, No. 2, pp. 7–9, 2008.
- [38] 秋澤淳. 吸着冷凍サイクルおよびその展開. 伝熱, Vol. 45, No. 190, pp. 45–49,
2006.
- [39] 柏木孝夫. 吸収ヒートポンプの進展. 冷凍, Vol. 72, No. 832, pp. 141–151, feb
1997.
- [40] 広村上. 地熱バイナリー発電の現状と将来展望 (特集 新時代のエネルギー技
術). 日本機械学会誌, Vol. 116, No. 1133, pp. 232–235, apr 2013.
- [41] 和雄高橋. 低温排熱利用バイナリー発電 (特集 未利用低位熱の活用技術の最前
線). 化学工学, Vol. 80, No. 4, pp. 227–230, apr 2016.
- [42] S. Backhaus and G. W. Swift. A thermoacoustic stirling engine. *Nature*, Vol.
399, pp. 335–338, 1999.
- [43] S. Backhaus and G. W. Swift. A thermoacoustic-stirling heat engine: Detailed
study. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 107, No. 6, pp.
3148–3166, 2000.
- [44] Zhibin Yu, Artur J. Jaworski, and Scott Backhaus. Travelling-wave thermo-
acoustic electricity generator using an ultra-compliant alternator for utilization
of low-grade thermal energy. *Appl. Energy*, Vol. 99, No. 0, pp. 135 – 145, 2012.
- [45] Zhanghua Wu, Wei Dai, Man Man, and Ercang Luo. A solar-powered traveling-
wave thermoacoustic electricity generator. *Solar Energy*, Vol. 86, No. 9, pp.
2376 – 2382, 2012.

- [46] M. E. H. Tijani and S. Spoelstra. A hot air driven thermoacoustic-stirling engine. *Appl. Ther. Eng.*, Vol. 61, No. 2, pp. 866 – 870, 2013.
- [47] Zhanghua Wu, Limin Zhang, Wei Dai, and Ercang Luo. Investigation on a 1 kw traveling-wave thermoacoustic electrical generator. *Applied Energy*, Vol. 124, pp. 140 – 147, 2014.
- [48] Kai Wang, Seth R. Sanders, Swapnil Dubey, Fook Hoong Choo, and Fei Duan. Stirling cycle engines for recovering low and moderate temperature heat: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Vol. 62, pp. 89 – 108, 2016.
- [49] 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*, Vol. 62, No. 2, pp. 128–133, feb 2006.
- [50] 上田祐樹, 加藤千幸. 進行波音波を用いた共鳴管冷凍機 (熱工学, 内燃機関, 動力など). *日本機械学会論文集. B 編*, Vol. 73, No. 727, pp. 839–846, mar 2007.
- [51] A. Tominaga. *Fundamental thermoacoustics*. Uchidarokakumo, Tokyo, 1998.
- [52] A. Atchley, H. Bass, T. Hoffer, and H. Lin. Study of a thermoacoustic prime mover below onset of self]oscillation. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 91, pp. 734–743, 1992.
- [53] Anthony A. Atchley. Standing wave analysis of a thermoacoustic prime mover below onset of self oscillation. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 92, No. 5, pp. 2907–2914, 1992.
- [54] A. Atchley and F. Kuo. Stability curves for a thermoacoustic prime mover. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 95, pp. 1401–1404, 1994.
- [55] 矢崎太一. 気柱共鳴管のQ値の測定. *低温工学*, Vol. 36, No. 4, pp. 184–188, 2001.
- [56] Tetsushi Biwa, Yuki Ueda, Hiroshi Nomura, Uichiro Mizutani, and Taichi Yazaki. Measurement of the q value of an acoustic resonator. *Phys. Rev. E*, Vol. 72, p. 026601, Aug 2005.
- [57] Tetsushi Biwa, Fumitomo Shima, and Taichi Yazaki. Experimental determination of the evolution equation for thermally induced acoustic oscillations. *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 82, No. 4, p. 043401, 2013.

- [58] Y. Ueda, T. Kato, and C. Kato. Experimental evaluation of the acoustical properties of stacked-screen regenerators. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 125, pp. 780–786, 2009.
- [59] Y. Ueda, T. Biwa, T. Yazaki, and U. Mizutani. Experimental studies of a thermoacoustic stirling prime mover and its application to a cooler. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 115, pp. 1134–1141, 2004.
- [60] K. Nakamura and Y. Ueda. Design and construction of a standing-wave thermoacoustic engine with heat sources having a given temperature ratio. *J. Therm. Sci. Technol.*, Vol. 6, No. 3, pp. 416–423, 2011.
- [61] T. Biwa, Y. Ueda, T. Yazaki, and U. Mizutani. Work flow measurements in a thermoacoustic engine. *Cryogenics*, Vol. 41, No. 56, pp. 305 – 310, 2001.
- [62] Tetsushi Biwa, Ryo Komatsu, and Taichi Yazaki. Acoustical power amplification and damping by temperature gradients. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 129, No. 1, pp. 132–137, 2011.
- [63] 上田祐樹. 熱音響理論を用いた数値計算の仕方. 低温工学, Vol. 47, No. 1, pp. 3–10, 2012.
- [64] T. Yazaki, T. Biwa, and A. Tominaga. A pistonless stirling cooler. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 80, No. 1, pp. 157–159, 2002.
- [65] M. E. H. Tijani and A.T.A.M. de Waele J.C.H. Zeegers. Design of thermoacoustic refrigerators. *Cryogenics*, Vol. 42, pp. 49–57, 2002.
- [66] Ercang Luo, Wei Dai, Yong Zhang, and Hong Ling. Thermoacoustically driven refrigerator with double thermoacoustic-stirling cycles. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 88, No. 7, pp. –, 2006.
- [67] M. Bassem, Y. Ueda, and A. Akisawa. Design and construction of a traveling-wave thermoacoustic refrigerator. *Int. J. Refrigeration*, Vol. 34, pp. 1125–1131, 2011.
- [68] Mohamed Mehdi Bassem, Yuki Ueda, and Atsushi Akisawa. Thermoacoustic stirling heat pump working as a heater. *Applied Physics Express*, Vol. 4, No. 10, p. 107301, 2011.

- [69] L. M. Zhang, J. Y. Hu, Z. H. Wu, E. C. Luo, J. Y. Xu, and T. J. Bi. A 1kw-class multi-stage heat-driven thermoacoustic cryocooler system operating at liquefied natural gas temperature range. *Applied Physics Letters*, Vol. 107, No. 3, p. 033905, 2015.
- [70] A. M. Fusco, W. C. Ward, and G. W. Swift. Two-sensor power measurements in lossy ducts. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 91, pp. 2229–2235, 1992.
- [71] T. Biwa, Y. Tashiro, H. Nomura, Y. Ueda, and T. Yazaki. Experimental verification of a two-sensor acoustic intensity measurement in lossy ducts. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 124, pp. 1584–1590, 2007.
- [72] 琵琶哲志. 熱音響工学初学者のための計測入門. 低温工学, Vol. 43, No. 12, pp. 517–526, 2008.

謝辞

この博士論文を書き上げるにあたり、これまで多くの方々にお世話になりました。ここに感謝の意を表し、御礼申し上げます。指導教員の上田先生には、研究から進路についてまでの、多くのご指導をいただきました。上田先生からの6年間の指導の中で、研究の方向性や進め方、データの見方など、研究の本質を教わることができました。また、自分が苦勞していた論文執筆の面倒を本当に良く見て頂きました。心から御礼申し上げます。また、助教の榎木先生、福島先生、中山先生にも論文や博士課程での過ごし方など多大なご指導をいただきました。特に榎木先生には地元宮崎で開催された吸収吸着研究会のおり、宮崎の魅力をたっぷりと案内して頂き大変楽しかったです。

また、お忙しい中博士論文の副査になっていただいた秋澤先生、山田先生、齋藤先生、西舘先生に感謝いたします。特に秋澤先生には助成金の推薦書を急遽書いていただいたりもしました。心から感謝しております。

学会では富永先生、矢崎先生、琵琶先生、長谷川先生に、貴重な助言を頂きました。特に矢崎先生には、自分の指導教員でないにも関わらず本気で論文を読んでいただき、ご指導いただいたことに深く感謝しております。また国際会議のおり、Penere 博士や De.Blok 氏、Garret 博士、Tijani 博士など海外の先生方から私の研究に興味を頂いたことは研究の励みになりました。心から御礼申し上げます。

機械工場の木下さん、小林さん、箱崎さんには装置の製作にあたり、大変お世話になりました。機械の操作のコツや技術などを教えて頂き、加工の基本を学ぶことができました。ありがとうございました。

上田研・秋澤研の先輩方にも大変お世話になりました。中村さんは、研究の話を色々聞いてくださり、実験のノウハウを教えて頂きました。石井先輩には、プログラミングを教えて頂きました。関さんには、工場で旋盤を教えて頂きました。野田さんには、スライドの作り方やプレゼンの仕方などを教わり、大変参考になりました。先輩方はみな優しく、愉快的な人たちばかりで、研究のことだけでなく、普段の研究室を大変明るく楽しいものにしてくださいました。ありがとうございます。

研究室の同期には，迷惑ばかりかけて大変申し訳なかったです．外で遊ばない自分を，旅行やレジャーにたくさん誘ってくれて嬉しかったです．旅行のときは，計画を立ててもらったり，車を出してもらったり，イタリアで風邪をひいたとき水を分けて貰ったりと，色々と世話になりっぱなしでした．また，私の誕生日にサプライズを用意してくれたりと，大変心温まる同期のみんなでした．3年間，本当にどうもありがとう．

最後にこれまでの学生生活を支えて頂いた両親に感謝します．

平成 29 年 2 月
東京農工大学大学院・生物システム応用科学府
津田 研一郎