

東海大学大学院令和元年度博士論文

熱音響理論を用いた進行波型熱機関の
性能向上に関する研究

指導 長谷川 真也 准教授

東海大学大学院 総合理工学研究科

総合理工学専攻

千賀 麻利子

目 次

第 1 章 序論.....	1
1.1 研究背景.....	2
1.1.1 熱音響現象と廃熱回生デバイスとしての熱音響機関.....	2
1.1.2 他技術との比較.....	5
1.1.3 熱音響機関による廃熱回生デバイス実現への課題.....	6
1.2 熱音響理論.....	10
1.3 研究目的.....	12
1.3.1 熱音響機関の蓄熱器における不可逆性の低減と熱効率の向上に関する検討	12
1.3.2 直列多段進行波型熱音響機関の検討	16
1.3.3 濡れた蓄熱器を用いた進行波型熱音響機関のエネルギー変換に関する検討	19
1.4 本論文の構成.....	21
 第 2 章 熱音響機関の蓄熱器におけるエントロピー生成と熱効率の検討	23
2.1 はじめに.....	24
2.2 解析による熱効率最大点の蓄熱器 $\omega\tau_a$ の導出	25
2.2.1 導出における仮定と導出方法.....	25
2.2.2 漸近式を用いた熱効率最大点の $\omega\tau_a$ の導出	31
2.2.2.1 円管の場合の最適 $\omega\tau_a$ の式の導出.....	31
2.2.2.2 平行平板の場合の最適 $\omega\tau_a$ の式の導出.....	34
2.2.3 熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ 最適化の妥当性の確認	36
2.2.3.1 解析に用いた諸元と比較方法	36
2.2.3.2 円管流路を対象とした熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ 最適化の妥当性検証.....	36
2.2.3.3 平行平板流路を対象とした熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ 最適化の妥当性検証....	38
2.3 エントロピー生成分離による熱効率の $\omega\tau_a$ 依存性に寄与する要因の検討	40
2.3.1 エントロピー生成の寄与成分	40

2.3.2 dS/dx および熱効率の $\omega\tau_a$ 依存性の解析結果	42
2.4 まとめ	44
第3章 直列多段進行波熱音響機関の検討	45
3.1 はじめに	46
3.2 複数蓄熱器の接続の条件	46
3.3 数値計算による複数蓄熱器の接続手法の提案	50
3.3.1 計算モデル	50
3.3.2 計算方法	52
3.3.3 計算結果	53
3.3.4 実験装置および実験方法	55
3.3.5 実験結果	56
3.4 多段接続可能な音場における熱効率の測定	59
3.4.1 熱音響測定用ユニットの計算モデルおよび熱効率の計算	59
3.4.2 実験装置および実験方法	64
3.4.3 実験結果	66
3.5 まとめ	68
第4章 蒸発と凝縮を用いた熱音響機関のエネルギー変換に関する検討	70
4.1 はじめに	71
4.2 濡れた蓄熱器を用いた熱音響機関の解析方法	71
4.2.1 支配方程式	71
4.2.2 仕事源の分離	72
4.3 実験による仕事源の分離	75
4.3.1 実験条件の設定	75
4.3.2 実験装置および方法	77
4.4 実験による仕事源の分離	79
4.4.1 濡れた蓄熱器の音響パワー増幅率の時間依存性	79

4.4.2 音響パワー増幅率の温度依存性および周波数依存性	82
4.4.3 蒸発と凝縮を伴うエネルギー変換寄与の温度および周波数依存性	84
4.5 まとめ	86
第 5 章 結論	87
参考文献	91
謝辞	100

図 表 目 次

Fig. 1-1 レイケ管, ソンドハウス管の概略図	2
Fig. 1-2 定在波型熱音響機関の概念図	2
Fig. 1-3 進行波型熱音響機関の概念図	4
Fig. 1-4 閉ループ型進行波型熱音響機関の概略図	4
Fig. 1-5 枝付ループ管進行波型熱音響機関の概略図	4
Fig. 1-6 廃熱回生の課題と熱音響機関の課題 (複数廃熱利用)	9
Fig. 1-7 廃熱回生の課題と熱音響機関の課題 (ヒートカスケーディング)	9
Fig. 1-8 $\omega\tau_a$ と管内の熱境界層の関係	13
Fig. 1-9 蓄熱器断面積拡大の模式図	17
Table 1-1 廃熱回生の課題と熱音響機関の課題	9
Fig. 2-1 最適 $\omega\tau_a$ の導出例に用いた流路形状	27
Fig. 2-2 原動機として蓄熱器が動作している場合 ($w' > 0$) の w と q の関係	29
Fig. 2-3 円管の場合の熱効率の計算結果および最適化結果	37
Fig. 2-4 平行平板の場合の熱効率の計算結果および最適化結果	39
Fig. 2-5 η および $\partial S/\partial x$ の解析結果	
(a) η の $\omega\tau_a$ 依存性	43
(b) $\partial S/\partial x$ の $\omega\tau_a$ 依存性	43
Table 2-1 η と $\omega\tau_a$ の依存性および $\omega\tau_a$ 決定手法での計算に用いたパラメータ	36
Table 2-2 円管の場合の効率最大点の流路径および熱効率と最適化による流路径と熱効率	37
Table 2-3 平行平板の場合の効率最大点の流路径および熱効率と最適化による流路径と熱効率	39

Fig. 3-1 複数蓄熱器接続の際の課題複数蓄熱器接続の際の 2つの熱音響ユニットの接続条件	48
Fig. 3-2 P と U を同じ比率で接続した場合の P, U, z, w の変化	49
Fig. 3-3 提案手法の確認に用いた計算モデル	51
Fig. 3-4 L を変化させた際の G の変化と z の変化	54
Fig. 3-5 提案手法の確認に用いた実験装置	55
Fig. 3-6 8つの熱音響ユニットを接続した際の実験結果	58
(a) 規格化音響インピーダンス $ z /\rho_m c$	58
(b) P と U の位相差 φ	58
(c) 規格化仕事流 W/W_0	58
(d) 圧力振幅 $ P $	58
(e) 流速振幅 $ U $	58
Fig. 3-7 熱効率測定用ユニットの計算モデル	60
Fig. 3-8 熱効率測定用ユニットの接続可能 z の計算結果	63
Fig. 3-9 熱効率測定用ユニットの熱効率の計算結果	63
Fig. 3-10 熱効率測定時の実験装置概略図	65
Fig. 3-11 仕事流の差 ΔW と入熱量 Q および Q_0 の関係	66
Fig. 3-12 仕事流の差 ΔW と比カルノー効率 η_2 , 放熱等を除いた比カルノー効率 η'_2 の関係	67
Table 3-1 提案手法の確認に用いた計算モデル詳細パラメータ	51
Table 3-2 熱効率測定用ユニットの計算パラメータ	60
Fig. 4-1 蓄熱器における w, w' の関係	76
Fig. 4-2 仕事流束密度増幅率の測定に用いた実験装置	78
Fig. 4-3 濡れた蓄熱器の時間依存性の実験結果	81

(a)水を添加してから測定終了までの T_{OUT} および T_{IN} の時間変化.....	81
(b) G の時間変化.....	81
Fig. 4-4 G_{DRY} の実験結果.....	83
Fig. 4-5 G_{WET} の実験結果.....	83
Fig. 4-6 w'_{progD} / w'_{prog} の解析結果および実験結果.....	85
Table 4-1 エネルギー変換比の解析にて用いたパラメータ	84

第1章 序論

1.1 研究背景

1.1.1 熱音響現象と廃熱回生デバイスとしての熱音響機関

我々にとって馴染み深い、自由空間中を伝播する音波は周囲に熱交換する媒質が存在しないために断熱的に進行する[1]。一方で、熱境界層厚さ程度の内半径を有する細管流路を伝播する音波は、自由空間中を伝播する音波とは違い、管壁との熱交換を行う。

細管流路の軸方向に温度勾配が存在すれば、熱音響現象と呼ばれる多様な現象を引き起こすことが可能である。例えば Fig. 1-1(a)に示すレイケ管[2]や Fig. 1-1(b)のソンドハウス管[3]などは古くから知られている熱音響現象である。レイケ管はパイプの約 1/4 の長さの位置に金属メッシュを設置し、金属メッシュをバーナーで加熱した後にパイプを垂直にすることで温度勾配が形成される。この温度勾配が閾値以上の場合、自励振動音波が発生する。またソンドハウス管は Fig. 1-1(b)のように管の先に球状の空洞部を持つ装置で、空洞部の周りを加熱し温度勾配を与えることで、音波が発生する。このときエネルギー変換が行われるレイケ管の金属メッシュやソンドハウス管の球状部での圧力変動と流速変動の位相差は、定在波音波における圧力変動と流速変動の位相関係に等しい。定在波的な位相でのエネルギー変換を行うことに起因して、これらは定在波型熱音響機関と呼ばれている。この定在波型熱音響機関においては、Fig.1-2 のようにエネルギー変換を司る「温度勾配を有する細管流路（以降、蓄熱器とよぶ）」で仕事流束密度が蓄熱器の両方向に発生するようなエネルギー変換を行う。

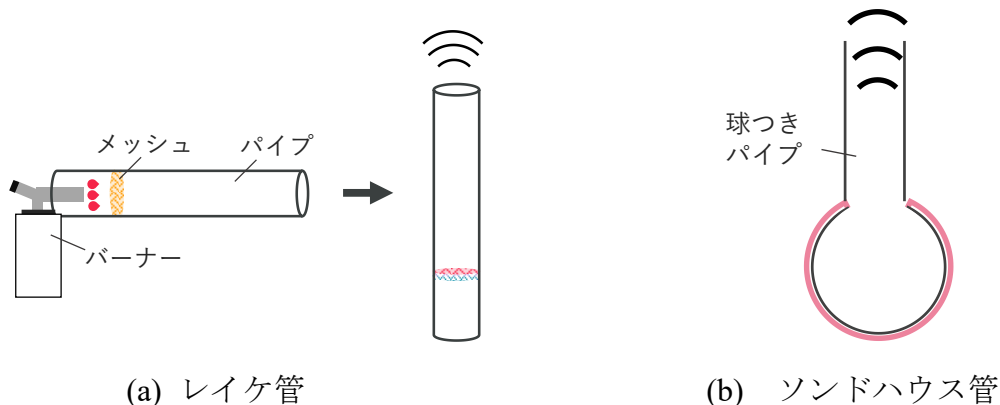


Fig. 1-1 レイケ管，ソンドハウス管の概略図

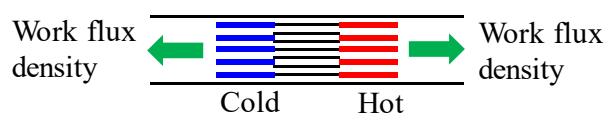


Fig. 1-2 定在波型熱音響機関の概念図

仕事流束密度は圧力振動と流速振動の積を時間平均および断面平均することで得られ、単位時間に単位断面積を通過する力学的エネルギーの量を示す。これは一般の熱機関の pV 仕事に相当する。

定在波的な位相によるエネルギー変換を用いた上述の定在波型熱音響機関に対して、1979年には Ceperley によって進行波的な位相によるエネルギー変換を利用する進行波型熱音響機関が提案された[4]。Ceperley は進行波音波の有する圧力変動と流速変動の位相差がゼロという位相関係がスターリングエンジン[5]の中の気体の位相関係と等価であることに着目した。進行波型熱音響機関は進行波音波をピストンの代わりに用いることで、蓄熱器内でスターリングサイクルとよく似た熱力学的サイクルでエネルギー変換を実行する[6]。この進行波音波熱音響機関においては、Fig. 1-3 に示すように、軸方向に温度差をもつ蓄熱器内を正の温度勾配を経る方向に進行波音波が通過することで、音波が有する仕事流束密度は理想的には蓄熱器両端の絶対温度比倍で増幅される[4]。また、蓄熱器での気体を経る熱力学的サイクルは理想的にはスターリングサイクルと同じ可逆サイクルであることから、本質的にはカルノー効率に漸近するほどの熱効率が期待できる[7]。進行波型熱音響機関の温度比による仕事流束密度の増幅は Ceperley によって実験的検討もなされている[4]。彼自身の実験では粘性散逸が支配的であり、仕事流束密度の増加には至らなかった。しかし、先駆的な研究は多くの研究者に影響を与えた。

進行波型熱音響機関が実験的に検証されたのは Ceperley の提案から 20 年後であった。1998 年に Yazaki らは Fig. 1-4 に示すような閉ループ形状の実験装置を用いて実験を行い、蓄熱器位置の圧力変動と流速変動の位相差が 0 であり、進行波的なエネルギー変換が行われていることを示した[8]。さらに 1999 年には Backhaus と Swift によって高効率な進行波型熱音響機関が実験的に報告されている[9]。このとき彼らが提案した形状は Fig. 1-5 に示すように 1/4 波長よりも短いループ管に枝管を取り付けており、「1/4 波長型進行波型熱音響機関」あるいは「枝付ループ管型進行波型熱音響機関」と呼ばれている。この装置における熱効率は約 1000 K でカルノー効率の 42 %とガソリンエンジンと同程度の熱効率が報告されている[9]。進行波型熱音響機関は本質的に高い熱効率を有する外燃機関であるために、高効率な廃熱回生デバイスとして期待され、これら 2 つの報告以降、実用化に向けた研究が活発に行われている[10][11]。

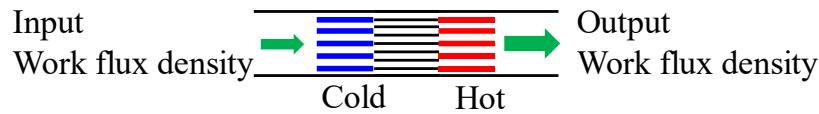


Fig. 1-3 進行波型熱音響機関の概念図

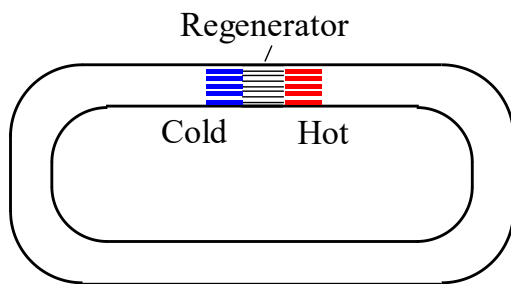


Fig. 1-4 閉ループ型進行波型熱音響機関の概略図

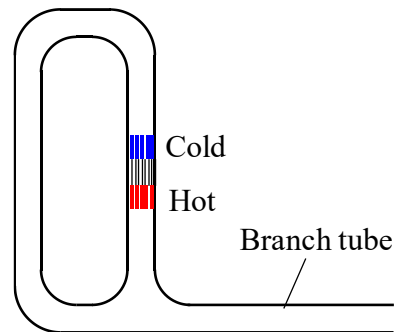


Fig. 1-5 枝付ループ管進行波型熱音響機関の概略図

進行波型熱音響機関が廃熱回生デバイスとして実用化されたときのメリットは以下の通りである。

- ・音波を利用してエネルギー変換を行うため、主に必要な部品は蓄熱器と音波が伝搬されるための導波管である。したがって、ピストンやタービンといった可動部品が必要なく、安価に構成でき、メンテナンスの必要がない特長を有する。
- ・本質的には可逆サイクルで駆動するために、カルノー効率に漸近する高い熱効率を実現する可能性がある。
- ・温度勾配を与えることで駆動する外燃機関であるため、産業廃熱や自動車廃熱を利用できるほか、太陽光を集光するなど多様な熱源を利用することが可能である。

以上の特長を有する熱音響機関が廃熱回生デバイスとして実現できた場合には多様な熱源を利用して高効率なエネルギー変換が可能、かつメンテナンスのいないデバイスとして、低炭素化社会への貢献が可能であると考えられる。

1.1.2 他技術との比較

1.1.1 項に示したように、熱音響機関は廃熱回生デバイスとしての期待がされている。一方、2020 年現在、既に実用化されている廃熱回生デバイスも存在する。ここで他技術と熱音響機関の比較を行う。

熱電変換素子：

熱電変換素子は異なる金属または半導体に温度差を設けることによって、電圧が発生するゼーベック効果を利用して発電を行うものである[12]。熱電変換素子による発電の利点は可動部なく、熱から直接発電を行える点である。そのため、メンテナンスの必要がなく長寿命が見込まれる。しかし、現状では単位出力当たりのコストが高価である。280℃の熱源から、熱効率 7.2%、出力密度 1W/cm² を実現した例がある[13]。将来的にコスト低減、熱効率の向上が期待されている。

バイナリー発電：

バイナリー発電は沸点の低い媒体を加熱源で加熱、蒸発させたことで発生した蒸気でタービンを回すことで発電を行う。加熱源と媒体の 2 つの系統の熱サイクルを利用することに由来してバイナリーと呼ばれている。低温廃熱利用と大出力が可能であり、温泉地での導入がすすみつつある廃熱回生デバイスである。90℃程度の低温熱から、6%の熱効率、5.5kW の出力を実現した例がある[14]。課題としては、単体の装置が数千万円規模と高価である点であるが、実用化がすすめられている。

スターリングエンジン：

スターリングエンジン[5]の特長としては、高温域での熱効率が高い点、小型化が可能である点であり、小規模での実用化例もある。商用化されているスターリングエンジンの多くは 300℃から 800℃程度で動作する。また 300℃で 5kW 出力、熱効率 14%を実現した例がある[15]。しかし低温域での熱効率が低いこと、ピストンを用いるために摺動部品が必要となり構造が複雑化しやすいこと、高圧のヘリウムを利用するためにシールが難しいことなどの課題が挙げられ[16]、大規模な商用化は十分に進んでいない。

熱音響機関：

熱音響機関の特長は、音波によるエネルギー変換を行うために可動部品がないこと、カルノー効率に漸近する高い熱効率を実現する可能性があることである。これまでの先行研究例ではアメリカ Los Alamos 研究所で開発された高温側温度 725℃でカルノー効率に対して 42%の熱効率を実現した装置が構築されている

[9]. 現在では低温動作化に関する検討についても行われており、100℃以下の温度域でも駆動が確認されている[17,18,19]. また、東北大学の琵琶らは387℃でカルノー効率に対して20.4%の熱効率を実現している[20]. 可動部品を持つことなく、スターリングエンジンと同程度の高い効率を実現可能にしている点が、他技術に対する熱音響機関の大きな優位性であると考えられる. ただ、まだ実用化例はなく、300℃以下の低温域での熱効率は実用化において十分ではない点が課題である. 次項以降に現状と課題について詳細を述べる.

1.1.3 熱音響機関による廃熱回生デバイス実現への課題

上述のように熱音響機関は廃熱回生デバイスとしての利点を有し実用化への期待がなされているが、現状では実用化に向けて複数の課題が存在する. 他技術も含め、廃熱回生技術が広く普及しないのは以下の現状に起因すると考えられる.

①廃熱の大部分の温度域は300℃以下の低温域

経済産業省による排熱実態調査によれば、事業所当たりで発生する廃熱の温度域は300℃以下が80%以上と多くの割合を占める[21]. 高温域の廃熱を回生するデバイスはあるが、300℃程度の温度域の廃熱を高効率で回生する廃熱回生デバイスは現状では多くない.

②複数個所に分散する低密度熱源の利用

実際に工場に設置することを考えた場合には実際の工場廃熱が広範囲・複数個所に分散し、かつ低密度熱源であることが課題の1つとなる. 1台の廃熱回生デバイスを導入しても1箇所の廃熱が回生できるのみであり、分散的な廃熱を回生するためには、複数台を並列に導入する必要がある. しかしこの場合には膨大な費用がかかり、導入におけるハードルが高い.

③100℃以下の低温域の廃熱利用

工場での廃熱は排ガスで排出される以外に、温排水での排出がある. この際には100℃以下での廃熱となる[22]. また、廃熱を利用する際には高温熱源を1つ目の廃熱回生装置で回生した後、温度の下がった熱を2つ目の廃熱回生デバイスで利用するような廃熱回生の仕方が考えられる. このような利用方法はヒートカスケディングとして提案されている[23,24]. このような利用方法を適用した場合には、最終的に100℃以下となる場合もあり得る. したがって100℃以下の温度域での回生ができれば、さらなる廃熱の有効利用が可能であると考え

られる[20].

①, ②, ③の課題に対する熱音響機関の現状と解決すべき課題を以下に示す.

○300℃以下での動作と熱効率化

現在世界最高の熱効率を有する熱音響機関は, Tijani によって報告されている 1/4 波長型進行波型熱音響機関である[25]. この装置は 4.0 MPa のヘリウムを作動気体とし, 高温側温度が 853 K の際に, カルノー効率の 49 %に達する熱効率が報告されている. Tijani の研究[25]や, 前述の Backhaus と Swift[9]の研究では, 何れも 800 K を超える高い温度域でカルノー効率の 40 %を超える熱効率を実現している. これはガソリンエンジンに匹敵する高い熱効率である. 一方, 廃熱の大部分は 300 °C以下の低温である. 現在 300 °C以下の低温度領域において, カルノー効率の 50 %を超えるような高い熱効率を有する熱音響機関は実現されていない. 低密度廃熱を高効率で回生するためには, 300 °C以下の低温度領域での熱音響機関の高効率化が解決すべき大きな課題である.

○分散廃熱・ヒートカスケーディングの利用

進行波型熱音響機関は温度勾配を有する蓄熱器を複数接続する”多段化”を行うことによって, 仕事流束密度を多段増幅できる特長がある[26,27]. この特長を活用した利用方法としては Fig. 1-6 に示すように分散する複数の廃熱を複数の蓄熱器に入力する方法と, Fig. 1-7 のような 1 つの高温の廃熱源を複数の蓄熱器に入力するヒートカスケーディングが考えられる. これまでに複数の蓄熱器を有する熱音響機関は Gardner[26]や Biwa ら[27]によって提案されているが, エネルギー変換部分が増えるにしたがって熱効率に有利な音場を維持できない問題を有している[28]. この課題を解決することによって複数個所で発生する低密度熱源を多段回生することで, 最終的に大きな仕事流束密度を取り出すことが可能な廃熱回生デバイスを実現できる可能性がある.

○100℃以下の温度域の廃熱利用

熱音響機関の駆動温度の低温化については, 主に 2 つの方法が取られている. 1 つ目は上述のように蓄熱器を多段化する方法である. 1.1.1 項にて述べた閉ループ型や枝付ループ管型のループ内に複数の蓄熱器を設置することによって動作温度が低下する報告がなされている. Biwa らは枝付ループ管内に 5 つの蓄熱器を設置することによって, 単段では 500 K であった高温側温度を 355 K としている[17]. 2 つ目の方法は蓄熱器に液体を供給することで液体の蒸発と凝縮を利用する方法である[29, 30, 31]. 近年, 蓄熱器に水を添加した場合の定在波型・進行波型熱音響機関の動作温度に関する研究が複数行われている [32, 33, 34].

Tsuda らの研究では濡れた蓄熱器を用いることで、乾いた蓄熱器を用いた場合と比較して、大幅に動作温度が低下することを示している。彼らの結果では濡れた蓄熱器を用いた場合、高温側熱交換器温度 100 °C 以下での動作が確認されている[33, 34].

濡れた蓄熱器を用いた場合は、乾いた蓄熱器を用いた場合と異なり、液体の蒸発や凝縮によるエネルギー変換を生じ、大幅な動作温度の低下を引き起こしていると推定される。しかし、これまでの研究では濡れた蓄熱器を用いた場合と、乾いた蓄熱器を用いた場合のエネルギー変換の差異を検討した例はない。濡れた蓄熱器を用いることで液体の蒸発や凝縮を利用したエネルギー変換を定量的に検討することは、100 °C 以下の温度領域における廃熱回生熱音響デバイスを実現するために極めて重要である。

廃熱回生を行う上での課題と、熱音響で解決すべき課題を Table 1-1 にまとめている。本研究では、熱音響機関で解決すべき 3 つの課題について検討を行うことを目的とする。

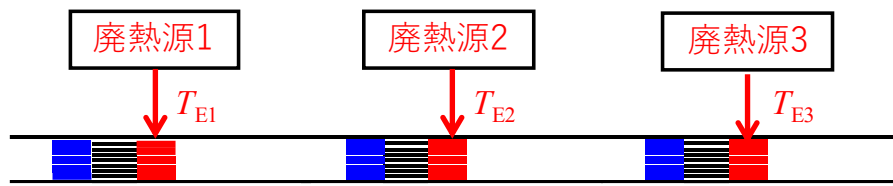


Fig. 1-6 廃熱回生の課題と熱音響機関の課題 (複数廃熱利用)

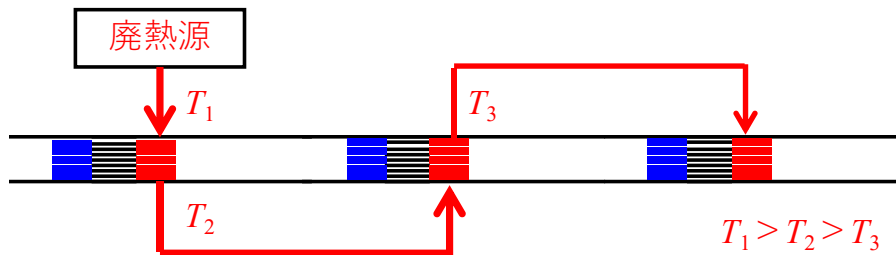


Fig. 1-7 廃熱回生の課題と熱音響機関の課題 (ヒートカスケーディング)

Table 1-1 廃熱回生の課題と熱音響機関の課題

廃熱利用の課題	熱音響機関での課題
300°C以下の廃熱利用 複数廃熱源の利用 ヒートカスケーディングによる廃熱利用 100°C以下での利用	300°C以下の温度域での熱音響機関の高効率化 蓄熱器の多段化による廃熱回生 100°C以下での廃熱回生

1.2 熱音響理論

1.1 節では熱音響機関を実用化するにあたっての 3 つの課題について述べた。本研究ではこれらの課題に対して「熱音響理論」を用いることで現象の理解と、性能向上に関する提案・検証を行う。本節では本研究を貫く「熱音響理論」の概要について述べる。

温度勾配を有する細管内の音波伝搬に伴う熱輸送現象、すなわち熱音響現象を本論文では研究対象としているが、管内の音波伝搬の問題は長い歴史の中で議論されてきた。Kirchhoff は管内の音響伝搬に粘性と熱伝導の両方を含めた場合の理論を提案している。Kirchhoff は wide tube (熱境界層厚さが流路半径よりも十分に小さい) 近似を行うことで、管内を伝搬する音波の伝搬係数を求めている[35]。Kirchhoff が用いた温度分布が一様である仮定を非一様である場合に拡張したのが Kramers である[36]。Kramers は wide tube 近似を用いて、熱音響自励振動が生じる安定限界について調査した。しかし彼の解析結果は実験結果の説明までには至らなかった。熱音響現象は管壁と流体の熱授受が行われるような流路半径に対して、熱境界層厚さがより厚い領域で生じる現象であるために、wide tube よりも narrow tube の範囲で生じる。Rott[37]は Kramers の理論を管壁付近における熱境界層厚さと流路半径の係数に制限をつけることなく波動方程式を導出し、長波長近似と定在波近似によって熱音響自励振動の安定限界を示した。Rott の理論はその後 Yazaki, Tominaga らの実験結果によって検証された[38]。

Yazaki らによる実験の後、Tominaga は音波の入力によって細管内に温度勾配を形成するパルス管冷凍機に興味を持ち、「波動冷凍研究会」を立ち上げた。Tominaga は流体振動の圧力変動と流速変動の位相差に着目することで、熱音響現象やパルス管冷凍機のエネルギー変換と熱輸送の理解を行った[39, 40]。このとき Tominaga は「熱流束密度」と「仕事流束密度」という熱力学と流体力学の境界領域に存在する物理概念を取り入れることによって、流体力学で理解されてきた熱音響現象を熱力学的側面から理解することを試みた。流体力学のみ視点では、熱音響機関というエンジンの中で実行されるエネルギー変換を議論することが難しい。一方で、平衡系の熱力学のみ視点から見ると、エンジンにおける「熱入力」と「仕事」の相互変換や熱効率については議論できるが、実行されるエネルギー変換の違いについて議論することができない。熱音響現象を熱力学的側面からも検討することで、「熱流束密度」と「仕事流束密度」によって熱力学と流体力学を結びつけて考えることができる。

更に Tominaga は熱音響現象で生じるエネルギー変換を細部まで解析するために、「仕事源」という単位体積当たりのエネルギー変換の大きさを表す視点を導入した[39, 40]。熱音響機関の蓄熱器における熱流束密度と仕事流束密度のエネルギー

変換を熱力学第一法則に対応させて考えると、熱流束密度と仕事流束密度の和の勾配がゼロとなる。したがって、蓄熱器での仕事流束密度の軸方向の増加率と熱流束密度の軸方向の減少率が一致するため、仕事流束密度の軸方向変化率が仕事源とみなせる。その結果、仕事源は局所的なエネルギー変換の視点として用いることができる。仕事源を用いることによって管壁付近での粘性や熱伝導による散逸成分、進行波的なエネルギー変換成分、定在波的なエネルギー変換成分を分離して表現することができる。分離されたエネルギー変換成分や散逸成分を比較して各成分の寄与の大きさを検討することで、蓄熱器におけるエネルギー変換が進行波型であるか、定在波型であるかを判断することも可能である。仕事源は巨視的な熱力学でも、微視的な流体力学でも得ることが出来ない境界領域を解析可能にする新しい視点であるといえる。Rott の方程式[37]を基に、流体振動の圧力変動と流速変動の位相差に着目した視点と、仕事源を用いた熱音響現象のエネルギー変換成分の分離[39][40]を本研究では「熱音響理論」と記載する。熱音響理論は複雑に絡み合った振動流体によるエネルギー変換を整理して捉える指標となる。

本研究では以上で述べた、「熱音響理論」をもとに 1.3 節で述べる 3 つの検討を行う。

1.3 研究目的

前述の熱音響機関の特徴および実用化に向けた課題から、以下の 3 つを本研究の目的とした。

- (1) 熱音響機関の蓄熱器における不可逆性の低減と熱効率の向上に関する検討
- (2) 複数の蓄熱器の接続と高効率を両立する直列多段熱音響増幅器の検討
- (3) 蒸発と凝縮を用いた進行波型熱音響機関のエネルギー変換に関する検討

本項 1.3.1～1.3.3 において(1)～(3)それぞれに対する先行研究および本研究における目的を述べる。

1.3.1 熱音響機関の蓄熱器における不可逆性の低減と熱効率の向上に関する検討

1.1 節において述べたように、進行波型熱音響機関の熱効率は本質的には高い。進行波型熱音響機関の蓄熱器における熱効率に関わるパラメータは大きく 2 つある。

まず 1 つ目は流体の角周波数 ω と緩和時間 τ_a の積で表される無次元パラメータ $\omega\tau_a$ である[39][40]。熱緩和時間 τ_a は流路内の流体が管壁と熱平衡に至るまでの時定数を示す。 ω は振動周期 T と $\omega = 2\pi/T$ の関係があるために、この $\omega\tau_a$ は流路における振動周期と熱緩和時間の大小関係を表す。この 2 つの時間の大小関係を考えることで流路断面で平均した場合の熱力学的サイクルが等温的であるか、断熱的であるかを定性的に理解できる。振動周期が熱緩和時間よりも非常に短い場合($\omega\tau_a \gg 1$) には、管壁と流体の熱交換が小さく、蓄熱器内の流体要素は断熱可逆的な熱力学的サイクルを実行する。したがってこの条件下においては熱流束と仕事流束のエネルギー変換が行われない。一方で、振動周期が熱緩和時間よりも非常に長い場合($\omega\tau_a \ll 1$)には、管壁と流体の熱交換が瞬時に行われ等温可逆的な熱力学的サイクルとなる。この $\omega\tau_a$ を熱境界層厚さと流路半径の比から考えると Fig. 1-8 のようになる。 $\omega\tau_a \gg 1$ は Fig. 1-8(a)のように流路半径が熱境界層厚さに比べて十分に大きいときにあたり、 $\omega\tau_a \ll 1$ のときには Fig. 1-8(b)に示したように、熱境界層厚さを判別できない範囲に流路半径が存在する。

進行波型熱音響機関では等温的なエネルギー変換を用いるために、振動周期が熱緩和時間よりも非常に長い $\omega\tau_a \ll 1$ の条件とすることが望ましいが、この範囲では粘性散逸が大きくなる場合がある。

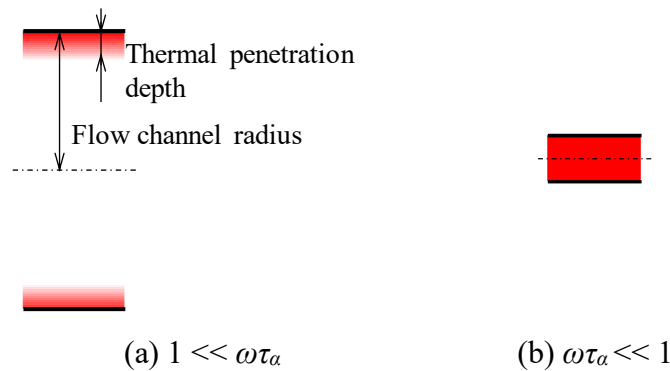


Fig. 1-8 $\omega\tau_a$ と管内の熱境界層の関係

2 つ目は蓄熱器における比音響インピーダンスである．比音響インピーダンスは圧力振動と流速振動の比で表され，散逸の大小や振動流による熱輸送の大小の理解に用いることができる．熱音響機関の流路内においては，流速振動の 2 乗に比例して粘性散逸および振動流に起因する熱輸送(ドリムパイプ効果[41,42, 43,44])が生じ，熱効率に影響を与える．粘性散逸が大きいと仕事流束密度のロスが大きくなる．ドリムパイプ効果は蓄熱器の高温側から低温側への熱輸送を促進する効果である．したがってドリムパイプ効果が大きいと熱流束が大きくなる．仕事流束密度が同一という条件において比音響インピーダンスと流速振動の大小の関係を考えると，仕事流束密度は圧力振動と流速振動の積から求めることができるため，比音響インピーダンスが低い場合には比音響インピーダンスが高い場合に比べて流速振動が相対的に大きくなる．したがって，比音響インピーダンスが低い場合には，流速振動の 2 乗に比例する粘性散逸やドリムパイプ効果が大きくなり，熱効率の低下に繋がる．

以上 2 つのパラメータを考えると，「① $\omega\tau_a \ll 1$ (振動周期が熱緩和時間よりも非常に長い)」，「②比音響インピーダンスが高い」という条件が蓄熱器の熱効率を高くするために必要であるといえる．以上 2 つのパラメータに対して熱効率との関係を検討した例が数多くある．Ceperley は自身の進行波型熱音響機関の提案後の 1985 年に熱効率の計算を行っている[7]．このときの計算では，振動周期が $\omega\tau_a \ll 1$ の場合において，比音響インピーダンスの変化による熱効率の変化について報告されている．計算結果では比音響インピーダンスが自由空間中の進行波音波の固有音響インピーダンスと同程度であれば，蓄熱器の熱効率はカルノー効率の 10 %程度に制限されるが，比音響インピーダンスが固有音響インピーダンスの 10 倍程度と高くできれば熱効率はカルノー効率の 79 %に達すると報告されている[7]．他の計算例としては 2010 年に Ueda らによって報告されている熱音響冷凍機の計算では，蓄熱器流路を含むいくつかのパラメータを変更しながら熱効率を計算することでパラメータの最適化を行っている[45]．さ

らに Farikhah と Ueda は 2017 年の報告においても、蓄熱器流路径を変更することで $\omega\tau_a$ を変更しながら、最適化を行っている [46]. また、これまでに報告されている高効率な熱音響機関としては、1.1 項にて述べたように 1999 年の Backhaus らの装置[9], 2011 年の Tijani の装置[25]が代表的である. 例えば Backhaus らの装置においては、 $\omega\tau_a$ が 0.008~0.09 (熱境界層厚さ 140 ~ 460 μm に対して流路半径 42 μm) 程度の蓄熱器を使用しており、蓄熱器位置において固有音響インピーダンスの 30 倍の比音響インピーダンスを実現している. このときの枝管初期点の仕事流束密度から算出した熱効率はカルノー効率の 42%に達した. Tijani の装置は $\omega\tau_a$ が 0.04 程度 ((流路半径 33 μm で熱境界層厚さの約 1/5 程度)の蓄熱器を使用している. 装置形状が Backhaus らが構築したものと同様の 1/4 波長型の実験装置であることから、蓄熱器位置では高い比音響インピーダンスが実現されていることが推定される. この装置は現在実験的に報告されている熱音響機関で世界最高の熱効率を有しており、枝管初期点の仕事流束密度から算出した熱効率はカルノー効率の 49%であった. 例にあげた両装置は①, ②の 2 つの条件を満たしており、熱効率の向上には①, ②の両方が必要であることがわかる.

しかし、①, ②が必要なことは示唆されているが、設計諸元が与えられた場合に、熱効率を最も高くできる $\omega\tau_a$ を一意に決定できる方法は示されていないかった. 現在までの熱音響機関の開発においては、シミュレーションを用いての最適化や実験を繰り返し行うことで、蓄熱器流路径の最適化が行われることが多い.

たとえば現在までに熱音響機関に対してシミュレーションを行えるソフトとして、Los Alamos 研究所によって公開されている DeltaEC がある[47]. このソフトでは設計を行いたい構成や作動流体といったパラメータを入力することによって、音場や出力を計算することができる. 上述した Backhaus らの装置, Tijani の装置は、この Delta EC によって計算することで設計されたものである. DeltaEC では製作したい構成を設計者が入力するため、上述の蓄熱器流路径も設計者が決定する. 高い熱効率を実現する蓄熱器流路径を決定する場合には、ソフト上で蓄熱器流路径や蓄熱器設置位置を変えながら計算を繰り返し行うことによって、熱効率が高くなるような蓄熱器流路径、装置形状を探索する. また、DeltaEC を使用する以外に熱音響理論を用いて自らプログラムを作成することによって数値シミュレーションを行うことで最適化を行うことも可能である[45][46]. また、実験による①の最適化として、流路径が異なる蓄熱器を複数用意し、それぞれに対して熱効率を測定する実験を繰り返すことによって実験的に行うことも可能である.

上述の計算において最適化を行った場合の課題点としては、蓄熱器流路径を決定する際には 1 つの装置構成においても蓄熱器流路径を変更しながら膨大な計算を行う必要があることがあげられる. さらに、熱音響機関の構成(蓄熱器の設置位置など)、動作させたい条件を変更するたびに、蓄熱器位置で形成される

音場も変わるため、その都度蓄熱器流路に対して計算を繰り返す行わなければならない[45,46,47]。また、実験にて最適化を行う場合においては、蓄熱器流路を複数用意し熱効率を測定する必要があること、熱音響機関の装置構成によっては設計者の求める動作条件とならない可能性があることなどがあり、コスト面、開発時間面が膨大となる点で課題となる。また設計者の理想とする動作条件で最適な蓄熱器流路を製作可能であるかの予想が難しいことも問題点として挙げられる。

上述した①、②の条件を適切にすることによって熱音響機関の不可逆性を低減し、等温可逆的な熱力学的サイクルに近づけることが出来る。その結果、高効率な熱音響機関を実現することが出来る。一般の熱機関において、不可逆性の大小を示す視点としては、エントロピー生成を用いることができる。熱交換器、ヒートポンプ、プラントなど、熱デバイスの最適化手法では **Entropy Minimization Method** という方法が報告されている[48]。この方法は、装置で発生するエントロピー生成を小さくすることによって、熱交換器での放熱が効率よく行われる形状の決定や、プラントでの出力を最大化する装置諸元の決定に使われている。熱音響機関は熱流束密度と仕事流束密度の相互変換をすることから、一種の「熱機関」として取り扱うことができ、可逆/不可逆をエントロピー生成という視点によって検討可能である[49]。また、熱効率だけで蓄熱器の最適な流路を検討した場合、熱効率が向上した原因を特定することは難しい。蓄熱器で生じるエントロピー生成に起因する成分を検討することによって、蓄熱器の熱効率の向上の理由の特定が可能である。本研究では1.2節で述べた仕事源を用いてエントロピー生成に寄与する成分を分離することで、熱効率の向上や低下の理由について検討する。

そこで本研究では、膨大な計算や実験なしに蓄熱器位置の熱効率を最大とする $\omega\tau_a$ を解析的に一意に決定する手法を提案する。次に蓄熱器単体において熱効率の測定を行うことで、提案した計算手法の妥当性を確認する。さらに熱効率とエントロピー生成の $\omega\tau_a$ 依存性の計算を行うことで、熱効率と不可逆性（エントロピー生成）との関係を示し、熱効率が高くなる条件の理由をエントロピー生成から検討する。

1.3.2 直列多段進行波型熱音響機関の検討

1.1 節でも述べたように、進行波型熱音響機関では軸方向に温度差をもつ蓄熱器を進行波音波が通過することで仕事流束密度を増幅する．蓄熱器前後での仕事流束密度の増幅率は、等温可逆的な熱力学的サイクルでのエネルギー変換が実行され、かつ粘性散逸が無視できるような理想的な場合においては、蓄熱器両端に設けた高温側温度と低温側温度の絶対温度比となる[4]．また蓄熱器を複数直列に接続した多段進行波型熱音響機関では、仕事流束密度を絶対温度比の蓄熱器の数乗倍で増幅することもできる[4]．蓄熱器を複数接続した装置の実証は Gardner によって初めてなされた[26]．このときの装置は 1 つの定在波型熱音響機関で音波を発生させ、下流に取り付けた 2 つの進行波型熱音響機関で仕事流束密度を増幅する装置であった．多段進行波型熱音響機関における仕事流束密度の増幅は、2011 年に琵琶らによっても実証されている[27]．このときの装置は蓄熱器を 3 個直列に接続した形状であり、蓄熱器高温端温度と蓄熱器低温端温度の比が 2.3 のとき、全体での仕事流束密度増幅率は 10 程度であることが確認されている．しかしこれらの装置の問題としては、進行波型熱音響機関において蓄熱器の熱効率を高くできる音場を、すべての蓄熱器で実現することが難しいという点である．蓄熱器位置における熱効率を高くするためには 1.2.2 項に示したように、蓄熱器での比音響インピーダンスを固有音響インピーダンスに比べて高くしなければならない．管内に形成される圧力振動と流速振動の分布を考えると、圧力振動の腹付近で比音響インピーダンスが局所的に高くなる．例えば Gardner の装置では、圧力振動の腹の付近の領域を”Sweet spot” [26]と呼び、この範囲内に蓄熱器を設置することで蓄熱器での比音響インピーダンスを高くしている．しかし、Sweet spot の範囲は形成される音場に依存し局所的であるために、範囲内に設置できる蓄熱器には制限がある．また、蓄熱器位置における比音響インピーダンスが固有音響インピーダンスと同程度の場合においては、比音響インピーダンスが低いことに起因した粘性散逸やドリームパイプ効果[41,42,43,44]に伴う熱輸送効果が大きく熱効率が低くなる．さらに蓄熱器の接続を行う毎に生成する反射波によって進行波位相（圧力振動と流速振動の位相差がゼロ）を満たすことができず、熱効率を高くするために有利な音場をすべての蓄熱器位置において実現することは難しかった．したがって、複数に存在する廃熱源を複数の蓄熱器を用いて回生する場合においては、接続する蓄熱器の数の制限をなくすとともに、各蓄熱器における熱効率を高くできる音場を満たす点において課題が残されている．

この課題を解決するためには、(1) 全ての蓄熱器において「固有音響インピーダンスと比べて十分に高い比音響インピーダンス（以下、高い比音響インピーダ

ンスとする)」を局所的に満たすこと、(2) 蓄熱器を経るごとの比音響インピーダンスの低下を抑制すること、が必要となる。以下で(1)、(2)の解決方法について述べる。

(1) 蓄熱器における局所的な高い比音響インピーダンスの実現

これまでの直列多段熱音響機関において全蓄熱器での高効率化が難しい理由は、装置諸元や装置形状によって音場が決定されてしまい、比音響インピーダンスが高い範囲が制限されることに起因している。比音響インピーダンスを固有音響インピーダンスより十分に高くする手段として Ceperley は進行波音波の入力を仮定して、Fig. 1-9 のように蓄熱器部の断面積を導波管の断面積に比べて局所的に拡大する方法を提案している[7]。導波管と蓄熱器の接続部で体積流速振動が連続であるとする、連続の式から蓄熱器での流速が低下する。また接続部における圧力振動が連続であると想定すれば、蓄熱器での比音響インピーダンスは導波管部に比べて断面積倍にできる。この方法は De Blok ら[50]、Luo ら[51]をはじめとする実験的検討においても用いられており、蓄熱器で高い比音響インピーダンスを実現する手法として有効であるといえる。

(2) 蓄熱器を経るごとの比音響インピーダンス低下の抑制

従来型の多段型熱音響機関の課題は、蓄熱器の接続を行う毎に比音響インピーダンスが低下していくことである。進行波型熱音響機関での仕事流束密度の増幅は、蓄熱器での温度比によって流速振動が増幅されることに起因する[4]。しかし、流速振動が増幅することによって、蓄熱器高温側の比音響インピーダンスは絶対温度比の逆数で低下する。複数の蓄熱器の接続を行う場合には、蓄熱器を経るごとに比音響インピーダンスが低下する。この作用によって、下流側に接続される蓄熱器の熱効率が低下するために、高い熱効率を実現しながら接続できる蓄熱器の数が制限されることになる。

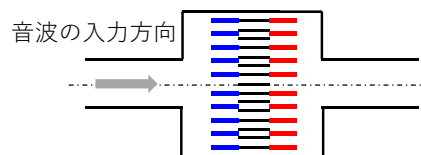


Fig. 1-9 蓄熱器断面積拡大の模式図

したがって、複数蓄熱器の多段接続によって仕事流束密度の増幅を行いながらも、蓄熱器を経た後の比音響インピーダンスの低下を抑制できれば、比音響インピーダンスの低下に起因する接続蓄熱器数の制限をなくすことができ、理論上無限個の蓄熱器を接続することが可能になる。

本研究の3章では、接続する蓄熱器の数の制限がなく、各蓄熱器における熱効率を高くできる音場を満たす、直列多段進行波熱音響機関の設計手法の提案を目的とする。このとき、(1)の手法である局所的な断面積拡大を行った蓄熱器を有する熱音響ユニット（導波管、テーパ管、低温熱交換器、蓄熱器、高温側熱交換器、サーマルバッファチューブから構成する）を連結するために、伝達マトリクス固有ベクトルと固有値に着目し、仕事流束密度が増加されながらも蓄熱器を経たあとの比音響インピーダンスが低下しないように、熱音響ユニットの諸元を決定する方法を検討する。

本研究では提案した設計手法を用いて、2つの実験を行っている。まず1つ目の実験では、提案手法によって蓄熱器を経るごとの比音響インピーダンス低下を抑制しながら、複数の蓄熱器の接続が可能であることを検証する。実験では大気圧空気を作動流体とし、8段の熱音響ユニットを接続して、音場の計測を行う。

2つ目の実験では提案手法を用いて実験装置諸元を構築し、複数蓄熱器の接続が可能な音場であるときの熱効率の測定実験を行う。蓄熱器断面積を拡大した熱音響ユニットに対する設計手法を用いて、蓄熱器の多段接続が可能な音場に調整しながら熱効率が最大となるような諸元を求める。熱効率の測定に際して、真空断熱や電気ヒータを内蔵した高温熱交換器を有する熱音響ユニットを製作し、単純熱伝導や放熱を定量化する。この熱効率の測定実験によって、提案手法が熱音響ユニットの高効率化においても有効であることを確認する。

1.3.3 濡れた蓄熱器を用いた進行波型熱音響機関のエネルギー変換に関する検討

最後に 100℃以下の廃熱を利用するために濡れた蓄熱器を用いることで、水の蒸発と凝縮を利用した熱音響機関のエネルギー変換について検討する。近年、蓄熱器の管壁に液体を添加することで濡れた管壁とし、液体の蒸発と凝縮を利用する熱音響現象の研究が行われている[29, 30, 31]。Raspert らは濡れた蓄熱器をモデル化することで、蒸発と凝縮を伴う熱音響現象を記述可能な方程式を導出し、熱音響自励振動が生じる臨界温度比を求めた[30]。このとき彼らは蓄熱器に水を吹き付けることによって簡易な実験検証を行い、水がない場合との比較を行っている。この実験結果によれば、水がない場合での動作開始温度と水がある場合の動作開始温度の比が 3.5 であり、水を添加することによって動作温度の大幅な低下が可能になることを示している。さらに、彼が導出した支配方程式から求めた動作開始温度の比は 4 であり、実験と比較的近い値であることから、伝搬方程式の妥当性についても検証されている。

他にも濡れた蓄熱器による臨界温度比の低下を実験にて検証した例は数例報告されている[32,33,34]。Noda と Ueda は定在波型熱音響機関を対象として、水もしくはエタノールを添加させての臨界温度比の検討を行っている[32]。このとき、水、エタノールともに臨界温度比が低下することが実験的に示されている。また、Tsuda と Ueda によって臨界温度比を低下させるために必要な水の量について検討がなされており、添加する水の量を変化させながら臨界温度差の測定を行い、彼らの実験装置では 0.19 g 以上の水を添加させたときに臨界温度差が大幅に減少すると報告されている[33]。

以上に記載したような水の添加による臨界温度比の低下は、液体の蒸発や凝縮がエネルギー変換に寄与していることを意味する。しかしながら、これまでに蒸発と凝縮に関係するエネルギー変換についての検討がなされた例はない。本研究では、蒸発と凝縮に関係するエネルギー変換の寄与を気体のみの場合におけるエネルギー変換と比較することを目的とする。このエネルギー変換の比較を行うにあたっては、1.2 節で述べた仕事源を用いる。蒸発と凝縮を用いた蓄熱器では、乾いた気体のエネルギー変換成分や散逸成分に、蒸発と凝縮を伴うエネルギー変換成分や散逸成分が付加され则认为すると、仕事源という視点を液体の蒸発や凝縮を伴う場合についても拡張することで、付加された成分の分離やその寄与を検討することが可能であると考えられる。

したがって本研究の第 4 章では、仕事源を濡れた蓄熱器に対して解析的に導出し、蒸発と凝縮を伴うエネルギー変換成分を解析的に分離することで気体のみの場合と比較して、上記エネルギー変換の寄与度を検討する。さらに、成分分離し

たエネルギー変換可能な実験条件を設定することで，実験においてもエネルギー変換の分離を検証し，解析と比較する．

1.4 本論文の構成

本論文の構成について述べる．第1章では序論として本研究の研究背景，熱音響機関を廃熱回生デバイスと用いる際の現状の課題ならびに研究目的について述べた．熱音響機関の現状の課題として

- 300℃以下での駆動と熱効率
- 分散廃熱・ヒートカスケードイングの利用
- 100℃以下の温度域の廃熱利用

の3点を挙げた．本研究では，これら課題を取り上げるにあたり，以下の3項目に対する検討を行うことを目的とした．

- (1) 熱音響機関の蓄熱器における不可逆性の低減と熱効率の向上に関する検討
- (2) 複数の蓄熱器の接続と高効率を両立する直列多段熱音響増幅器の検討
- (3) 蒸発と凝縮を用いた進行波型熱音響機関のエネルギー変換に関する検討

第2章～第4章にかけて，上記で挙げた(1)～(3)の検討をそれぞれ行う．

第2章 熱音響機関の蓄熱器におけるエントロピー生成と熱効率の検討

第2章では熱音響機関の蓄熱器における熱効率を最大とする $\omega\tau_a$ を一意に導出することを目的とする．導出にあたっては，熱音響線形理論に基づき，仕事源や熱流の成分分離から熱効率の式を展開する．展開した熱効率の式を用いて熱効率を最大化とする $\omega\tau_a$ を導出し，網羅的に解析した結果と比較することでその妥当性を確認する．また，熱効率の低下要因としては蓄熱器における不可逆性の生成によって等温可逆的にエネルギー変換されないことが要因だと考えている．本研究ではエントロピー生成を不可逆性の視点として用いることによって， $\omega\tau_a$ に依存した熱効率の低下/向上要因を検討する．このとき，仕事源を用いることでエントロピー生成に寄与する成分の分離を行い，不可逆性に寄与する成分の検討を行う．

第3章 直列多段進行波熱音響機関の検討

第3章では複数の蓄熱器の接続と蓄熱器における高効率化の両立を可能にする多段型進行波熱音響機関について，その設計手法の提案および実験による提案手法の妥当性の確認を行う．直列多段進行波型熱音響機関の課題は，高い比音響インピーダンスを蓄熱器内で局所的に形成すること，蓄熱器での仕事流束

密度の増幅に伴う比音響インピーダンスの低下が挙げられる．本研究ではこれまでの研究で検討されているような「蓄熱器断面積を導波管断面積に対して拡大」することで，局所的に高い比音響インピーダンスを形成するモデルを考える．このモデルに対して，モデル全体における伝達マトリクス固有値と固有ベクトルに着目することで，仕事流束密度の増幅を行いながら蓄熱器前後の接続点における比音響インピーダンスを等価にする接続手法を，数値解析によって提案する．

また提案した接続手法を用いて2つの実験を行う．1つ目の実験では提案した接続手法を用いて，仕事流束密度の増幅を行いながら比音響インピーダンスの低下を抑制した複数蓄熱器の接続が可能であるかを実験的に検証する．2つ目の実験においては，提案手法を用いて構築した実験装置の熱効率の測定を行うことによって熱効率に対する本手法の有効性について確認する．このときの実験装置では，真空断熱や高温熱交換器への電気ヒータの内蔵を行った熱音響ユニットを製作し，単純熱伝導や大気放熱の定量化を行う．

第4章 蒸発と凝縮を用いた熱音響機関のエネルギー変換に関する検討

第4章では濡れた蓄熱器を用いることで，蒸発と凝縮を用いた熱音響機関のエネルギー変換に関して検討する．その際の解析における検討方法は濡れた蓄熱器に対する支配方程式に基づく．これまで主に理想気体に対して用いられてきた仕事源という視点を蒸発と凝縮を伴う場合に拡張することで，濡れた蓄熱器でのエネルギー変換を解析的に分離する．次に解析結果から実験にてエネルギー変換の寄与を検討可能な条件を設定し，実験によってエネルギー変換の分離を行い解析との比較を行う．

第5章は結論として第2章から第4章までに行った検討についてまとめる．

第 2 章 熱音響機関の蓄熱器における エントロピー生成と熱効率の検討

2.1 はじめに

本章では進行波型熱音響機関の

- ・蓄熱器における熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ を規定する方法の提案
- ・熱効率と不可逆性との関係の調査
- ・熱効率が高くなる条件の理由のエントロピー生成からの検討

を行う。

ここで再度蓄熱器における熱効率に関わるパラメータについて述べる。1 つ目は角周波数 ω と緩和時間 τ_a の積で表される無次元パラメータ $\omega\tau_a$ であり、蓄熱器で実行されるエネルギー変換が等温的であるか、断熱的であるかを表現できるパラメータである[1]。1 章にて述べたように進行波型熱音響機関では等温的なエネルギー変換を実行するために $\omega\tau_a \ll 1$ の範囲が望ましいが、 $\omega\tau_a$ が小さすぎる場合には粘性散逸が支配的となるために熱効率が低下する[2]。したがって等温的なエネルギー変換としながら、粘性散逸を低減するように $\omega\tau_a$ を設定する必要がある。

2 つ目は蓄熱器における比音響インピーダンスである[2]。圧力振動と断面平均流速振動を複素表示すると以下となる。

$$P = |P| e^{i\omega t}. \quad (2-1)$$

$$U = |U| e^{i(\omega t + \varphi)}. \quad (2-2)$$

ここで P を複素圧力振幅、 U を断面平均複素流速振幅とする。式中に含まれる φ は P と U の位相差である。

$$\varphi = \arg\left(\frac{P}{U}\right). \quad (2-3)$$

$\varphi = 0$ であれば進行波位相であることを示し、 $\varphi = \pi/2$ であれば定在波位相であることを示す。また、 P と U を用いて比音響インピーダンス z は

$$z = \frac{P}{U}, \quad (2-4)$$

で定義される。 P と U の積である仕事流束密度が同一の条件下においては z が低い場合には U が相対的に大きいことが分かる。 z に関しては1章にて述べたように、自由空間中の進行波音波の固有音響インピーダンス $\rho_m c$ (ρ_m : 管内平均密度、 c : 断熱音速) よりも十分に高いとき ($z \gg \rho_m c$) に熱効率が低い傾向が示されている[2,3,4]。

本章では、2.2 節において、解析的に蓄熱器の熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ を規定す

る方法を提案する．このとき z に対しての依存性と z の変化によって最大となる $\omega\tau_a$ の変化についても検討する．

次に 2.3 節にて，熱効率と不可逆性（エントロピー生成）との関係を示し，熱効率が高くなる条件の理由をエントロピー生成から検討する．本節では熱音響理論を用いることによって仕事源という視点を導入し，熱流束密度や仕事流束密度のエネルギー変換に伴う散逸成分やエネルギー変換成分の分離を行う．さらに各散逸成分やエネルギー変換成分について $\omega\tau_a$ に対する依存性を確認することで， $\omega\tau_a$ の範囲によってどの成分が不可逆性に寄与しているかを検討する．

2.2 解析による熱効率最大点の蓄熱器 $\omega\tau_a$ の導出

2.2.1 導出における仮定と導出方法

本節では，熱効率を最大とする $\omega\tau_a$ の導出を行う．蓄熱器は通常細管流路の束を示すが，本研究においては 1 流路であると仮定して導出を行った．導出は Rott[5] および Tominaga[1,6] による熱音響理論に基づく．まず，一般的な熱音響機関の熱効率と，エネルギー変換について述べる．

1 章にて述べたように，熱音響機関の蓄熱器では熱流束密度 q と仕事流束密度 w の相互変換が行われる．このときの q と w のエネルギー変換は熱力学第一法則に対応することで

$$\frac{\partial}{\partial x}(q + w) = 0, \quad (2-5)$$

と表される．ここで， x は管内軸方向に沿って音波の伝搬方向を正として定義する．また， w は P と U を用いて

$$w = \frac{1}{2} \text{Re}[\tilde{P}U]. \quad (2-6)$$

蓄熱器での進行波位相が実現され，等温可逆的な熱力学的サイクルが実行されると，蓄熱器での仕事流束密度の増幅が得られる．このときの熱効率を考える．一般に熱音響機関の熱効率 η は Fig. 1-2 の進行波型熱音響機関の概略図にて示したように，蓄熱器高温端に入力される熱流束密度 q_H と蓄熱器前後における w の差 $\Delta w (= w_H - w_C)$ から以下の式で表される．

$$\eta = \frac{\Delta w}{q_H} = \frac{w_H - w_C}{q_H}. \quad (2-7)$$

このとき, Eq. (2-7)の q_H には熱音響現象によって q と w の相互変換が行われることに伴う熱流束密度と, 単純熱伝導による熱流束密度が含まれる. 相互変換に伴う熱流束密度は蓄熱器における P や U に比例する. 一方で単純熱伝導による熱流束密度は蓄熱器の材質の熱伝導率や断面積といった諸元によって決定され, P や U には依存しない. 本研究では蓄熱器において単純熱伝導による熱流束密度が小さく無視できる理想的な場合を仮定して, 以降の展開を行う.

以上の仮定から, w と q の相互変換に伴う熱流束密度 q は以下のように表せる.

$$q = \frac{1}{2} C_p \rho_m \text{Re}[T\tilde{U}] - I = \frac{1}{2} C_p \rho_m \text{Re}[T\tilde{U}] - \frac{1}{2} \text{Re}[\tilde{P}U] . \quad (2-8)$$

C_p , ρ_m , T はそれぞれ定圧比熱, 平均密度, 断面平均複素温度振幅である.

次に熱効率を最大とするために必要な $\omega\tau_a$ の導出を行う. このとき, 1.2.3 節で述べた仕事源という視点を導入する. 1 章で述べたように仕事源 w' を導入することにより, w の変化に寄与する散逸成分やエネルギー変換成分を分離して考えることが可能になる. さらに, q についても熱音響理論を用いることで, 相互変換に伴う熱流束密度の成分を分離することが可能である[7]. 本研究では, w' や q を成分分離した結果を用いて η の式を変形することで, η を $\omega\tau_a$ の関数として表す. さらに w' や q の成分分離を用いて後の項に記述するエントロピー生成の分離を行い, 熱効率が高くなる要因についての検討を行う. ここで熱音響機関の蓄熱器における w と q の相互変換は Eq. (2-5) で表されるため, w' は w の増加率と q の減少率が一致することから

$$w' = -\frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial x} , \quad (2-9)$$

と定義される. Eq. (2-6)を用いると

$$\frac{\partial w}{\partial x} = w' = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} U \right] + \frac{1}{2} \text{Re} \left[\tilde{P} \frac{\partial U}{\partial x} \right] , \quad (2-10)$$

に書き換えられる. したがって, P , U , P の軸方向変化 $\partial P/\partial x$, U および軸方向変化 $\partial U/\partial x$ が分かれば求めることが可能である. また, Eq. (2-8)の q の分離においては, C_p , ρ_m は気体によって決定できる値であることから P , U および T が分かれば求めることが可能である. ここで, P の軸方向変化 $\partial P/\partial x$, U の軸方向変化 $\partial U/\partial x$, T については熱音響理論から以下のように表される[5].

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{j\omega\rho_m}{1-\chi_v} U . \quad (2-11)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{i\omega}{P_m} [1 - (\gamma - 1)\chi_a] P + \frac{\chi_a - \chi_v}{(1 - \chi_v)(1 - \sigma)} \frac{1}{T_m} \frac{dT_m}{dx} U. \quad (2-12)$$

$$T = \frac{1}{C_P \rho_m} (1 - \chi_a) P - \left(\frac{(1 - \chi_a) - \sigma(1 - \chi_v)}{(1 - \chi_v)(1 - \sigma)} \right) \frac{1}{i\omega} \frac{dT_m}{dx} U. \quad (2-13)$$

i : 虚数単位, ω : 角周波数, γ : 比熱比, P_m : 平均圧, σ : プラントル数である. さらに χ_a, χ_v は $\omega\tau_a$ に依存する熱的, 粘性に関する熱音響関数であり, Fig. 2-1 に示すような円管流路の場合および平行平板流路の場合は以下で表すことができる[1, 6]. 本研究ではこれら2つの流路について展開と計算を行う.

円管流路の場合

$$\chi_{a,v} = \frac{2J_1 \left((i-1)\sqrt{\omega\tau_{a,v}} \right)}{\left((i-1)\sqrt{\omega\tau_{a,v}} \right) J_0 \left((i-1)\sqrt{\omega\tau_{a,v}} \right)}. \quad (2-14)$$

ここで, J_1 および J_0 は1次もしくは2次のベッセル関数である.

平行平板流路の場合

$$\chi_{a,v} = \frac{\tanh \left((i-1)\sqrt{\omega\tau_{a,v}} \right)}{\left((i-1)\sqrt{\omega\tau_{a,v}} \right)}. \quad (2-15)$$

次に Eq. (2-11)~(2-13) を Eq. (2-9) に代入して展開することで w' をさらに熱音響機関のエネルギー変換の成分, 散逸の成分に分離する. また, q においても Eq. (2-11)~(2-13) を Eq. (2-8) に代入し展開することによってエネルギー変換に伴う熱流, 振動によって生じ

Cross-sections of regenerator

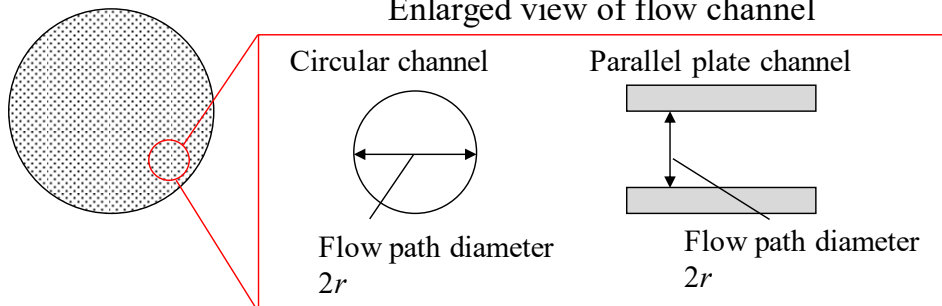


Fig. 2-1 最適 $\omega\tau_a$ の導出例に用いた流路形状

る熱拡散に伴う熱流の成分に分離することができる．今回の展開においては Tominaga による熱音響理論[1, 6]に基づき展開を行ったのち、

$$\Theta = \frac{\lambda}{T_m} \frac{dT_m}{dx}, \lambda = \frac{c}{\omega}, |z_n| = \frac{1}{\rho_m c} \frac{|P|}{|U|}, c = \sqrt{\frac{\gamma p_m}{\rho_m}}, \rho_m c_p = \frac{\rho_m c^2}{T_m(\gamma - 1)}, \quad (2-16)$$

の関係を用いて書き換える． w' や q を以下に示すように分離する．

$$w' = w'_v + w'_p + w'_{\text{prog}} + w'_{\text{stand}} . \quad (2-17)$$

$$\begin{aligned} w'_v &= \frac{|P||U|}{2} \frac{1}{\lambda} \text{Im} \left[\frac{1}{1 - \chi_v} \right] \frac{1}{|z_n|} . \\ w'_p &= \frac{|P||U|}{2} \frac{1}{\lambda} (\gamma - 1) \text{Im}[\chi_\alpha] |z_n| . \\ w'_{\text{prog}} &= \frac{|P||U|}{2} \frac{1}{\lambda} \text{Re}[b] \Theta \cos \phi . \\ w'_{\text{stand}} &= -\frac{|P||U|}{2} \frac{1}{\lambda} \text{Im}[b] \Theta \sin \phi . \\ b &= \frac{\chi_\alpha - \chi_v}{(1 - \sigma)(1 - \chi_v)} . \end{aligned}$$

$$q = q_{\text{prog}} + q_{\text{stand}} + q_D . \quad (2-18)$$

$$\begin{aligned} q_{\text{prog}} &= -\frac{|P||U|}{2} \frac{1}{\lambda} \lambda \text{Re}[g] \cos \phi \\ q_{\text{stand}} &= -\frac{|P||U|}{2} \frac{1}{\lambda} \lambda \text{Im}[g] \sin \phi . \\ q_D &= \frac{|P||U|}{2} \frac{1}{\lambda} \frac{\lambda}{(\gamma - 1)} \text{Re} \left[\frac{1}{1 - \chi_v} \right] \text{Im}[g_D] \Theta \frac{1}{|z_n|} . \\ g &= \frac{\chi_\alpha - \tilde{\chi}_v}{(1 + \sigma)(1 - \tilde{\chi}_v)} . \\ g_D &= \frac{(\chi_\alpha - \tilde{\chi}_v) - (1 + \sigma)\chi_v + (1 + \sigma)\text{Re}[\chi_v]}{(1 - \text{Re}[\chi_v])(1 - \sigma^2)} . \end{aligned}$$

このとき、 w'_v ：粘性による仕事流束密度のロス、 w'_p ：熱拡散による仕事流束密度のロス、 w'_{prog} ：進行波位相によるエネルギー変換、 w'_{stand} ：定在波位相によるエネルギー変

換を表す. さらには q_{prog} : 進行波成分による熱流束密度, q_{stand} : 定在波成分による熱流束密度, q_D : 振動流による熱拡散効果[8,9,10]による熱流束密度である.

ここで η の式 Eq. (2-7) を w' と q , 蓄熱器の軸方向長さ dx を用いて表すことを考える. 原動機(エンジン)として蓄熱器が動作している場合($w' > 0$)の蓄熱器における w と q の関係を Fig. 2-2 に示す.

蓄熱器における温度勾配 dT_m/dx が一様の場合, $w' > 0$ はほぼ一様となり, $q < 0$ は線形に変化する. 本研究ではこの仮定の下, 蓄熱器の軸方向中心(Fig. 2-2 の $x = 0$)の w' と q を用いて Δw , q_H を表し, 式の展開を行う. Δw は図中に示すように, 高温端面($x = dx/2$) と低温端面($x = -dx/2$)の w の差で表されるため, w' を用いることによって

$$\Delta w = \frac{dx}{2} w' - \left(-\frac{dx}{2} w' \right) = w' dx, \quad (2-19)$$

で表される.

次に, 蓄熱器高温端面に入力される熱流束密度 q_H を考える. 蓄熱器軸方向中心($dx/2$)から蓄熱器高温端面までの q の変化は軸方向中心から蓄熱器高温端まででエネルギー変換された w の変化と等価である. したがって上述の仮定を用いると, $q_H = (q + w' dx/2)$ で表現できる.

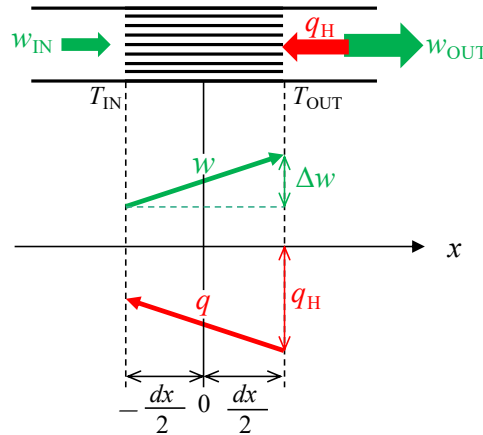


Fig. 2-2 原動機として蓄熱器が動作している場合($w' > 0$)の w と q の関係

したがって Eq. (2-7)は以上から

$$\eta = \frac{w' dx}{\left(-q + w' \frac{dx}{2}\right)}, \quad (2-20)$$

と書き換えられる. 本質的に高い熱効率を有するのは可逆的なエネルギー変換を可能とする進行波型熱音響機関である. そのため本研究では進行波型のエネルギー変換を検討するために進行波位相である $\varphi = 0$ を仮定して後の展開を行う. この仮定により Eq. (2-17)および Eq. (2-18)からわかるように w'_{stand} および q_{stand} は 0 となる. また, 上述のように, Eq.(2-7)の q_H には P, U に依存しない単純熱伝導による熱流束密度が含まれる. 一方で, q_{prog}, q_D は Eq. (2-18)に示すように P や U に依存する. 本研究では単純化のために, 単純熱伝導による熱流束密度が q_{prog}, q_D よりも十分に小さく無視できると仮定する.

以上の仮定を用いて, 以降は $w'_v, w'_p, w'_{\text{prog}}, q_{\text{prog}}, q_D$ を用いて導出を行う. Eq. (2-20)は分離した仕事源成分 $w'_v, w'_p, w'_{\text{prog}}$ および熱流束密度成分 q_{prog}, q_D と蓄熱器の長さ dx を用いて書き換えると,

$$\eta = \frac{(w'_v + w'_p + w'_{\text{prog}})dx}{\left(-\left(q_D + q_{\text{prog}}\right) + \left(w'_v + w'_p + w'_{\text{prog}}\right)\frac{dx}{2}\right)}, \quad (2-21)$$

となる. Eq. (2-21)に Eq. (2-17), (2-18)を代入して整理すると, 以下を得ることができる.

$$\eta = \frac{\left(\text{Im}\left[\frac{1}{1-\chi_v}\right]\frac{1}{|z_n|} + (\gamma - 1)\text{Im}[\chi_\alpha]|\dot{z}| + \text{Re}[b]\Theta\right)dx}{-\left(\frac{\lambda}{(\gamma - 1)}\text{Re}\left[\frac{1}{1-\chi_v}\right]\text{Im}[g_D]\Theta\frac{1}{|z_n|} - \lambda\text{Re}[g]\right) + \left(\text{Im}\left[\frac{1}{1-\chi_v}\right]\frac{1}{|z_n|} + (\gamma - 1)\text{Im}[\chi_\alpha]|\dot{z}| + \text{Re}[b]\Theta\right)\frac{dx}{2}}. \quad (2-22)$$

上述したように χ_v および χ_α を含むパラメータは $\omega\tau_\alpha$ に依存するために, Eq. (2-22)によって η の式を $\omega\tau_\alpha$ に依存する式で表せた. この χ_v および χ_α は $\omega\tau_{\alpha,v}$ の範囲に応じて漸近式が存在する. 次項以降では円管流路や平行平板流路に対する漸近式を用いることによって η を最大とする $\omega\tau_\alpha$ の導出を行う.

2.2.2 漸近式を用いた熱効率最大点の $\omega\tau_\alpha$ の導出

本項では前項 2.2.1 にて展開した η の式の χ_v および χ_α に漸近式を適用することによって熱効率最大となる $\omega\tau_\alpha$ の導出を行う。本研究では円管流路や平行平板流路の 2 つの場合について熱効率が最大となるような $\omega\tau_\alpha$ を導出する。

2.2.2.1 円管の場合の最適 $\omega\tau_\alpha$ の式の導出

本項では円管流路を有する場合について $\omega\tau_\alpha$ を導出する。まず、Eq. (2-22) を $\omega\tau_\alpha$ で表現される式に書き換えるために漸近式を用いる。本研究では進行波型熱音響機関を対象に $\varphi = 0$ の仮定を用いることで、 w'_v 、 w'_p 、 w'_{prog} および q_{prog} 、 q_D によって Eq. (2-22) を表した。Eq. (2-22) 中の χ_v および χ_α を含む項は $\omega\tau_\alpha$ に依存するパラメータであり、漸近式は $\omega\tau_\alpha$ の範囲によって異なる。ここで、進行波型熱音響機関の蓄熱器におけるエネルギー変換が等温的な熱力学的サイクルに起因することに着目すると、 $\omega\tau_\alpha \ll 1$ の範囲を用いるのが適当であることがわかる。したがって、本研究では $\omega\tau_\alpha \ll 1$ の範囲の漸近式を用いて最適な $\omega\tau_\alpha$ を求める式の導出を行う。

熱音響理論において蓄熱器流路が十分小さい ($\omega\tau_\alpha \ll 1$) 場合の円管流路に対する漸近式は、Eq. (2-22) 中の χ_v および χ_α を含む項に対して以下となる。[1]

$$\begin{aligned} \text{Im}\left[\frac{1}{1-\chi_v}\right] &= -4\sigma \frac{1}{\omega\tau_\alpha} . \\ \text{Im}[\chi_\alpha] &= -\frac{1}{4}\omega\tau_\alpha . \\ \text{Re}[b] &= 1 . \\ \text{Re}\left[\frac{1}{1-\chi_v}\right] &= \frac{4}{3} . \\ \text{Im}[g_D] &= \frac{11}{32}(1-\sigma^2)\omega\tau_\alpha . \\ \text{Re}[g] &= 1 . \end{aligned} \tag{2-23}$$

以上の関係を Eq. (2-22) に代入すると、以下のように書き換えることが可能である。

$$\eta = \frac{\left(-4\sigma \frac{1}{|z_n|\omega\tau_\alpha} - \frac{1}{4}(\gamma-1)|z_n|\omega\tau_\alpha + \theta\right) dx}{\left[\left(\frac{\lambda}{(\gamma-1)} \frac{11}{24} \theta \frac{1}{|z_n|} \omega\tau_\alpha + \lambda\right) + \left(-4\sigma \frac{1}{|z_n|\omega\tau_\alpha} - \frac{1}{4}(\gamma-1)|z_n|\omega\tau_\alpha + \theta\right) \frac{dx}{2}\right]} . \tag{2-24}$$

ここで, Eq. (2-24)式を $\omega\tau_\alpha$ について微分すると η の極値での $\omega\tau_\alpha$ を導出することが可能である. 展開を簡易に行うため, Eq. (2-24)に対応して以下のように各項を置き換える. ここでは $\omega\tau_\alpha$ を X と置き換えた.

$$\eta = \frac{\left(\frac{A}{X} + BX + C\right)}{\left|(DX + E) + \left(\frac{A}{2X} + \frac{B}{2}X + \frac{C}{2}\right)\right|}. \quad (2-25)$$

Eq. (2-25)を X に対して微分すると

$$\frac{X^2 + \frac{-2AD}{(CD - BE)}X + \frac{AE}{(CD - BE)}}{\left|(DX + E) + \left(\frac{A}{2X} + \frac{B}{2}X + \frac{C}{2}\right)\right|^2}, \quad (2-26)$$

となる. ここで微分した結果をゼロとおき整理することで

$$X^2 + \frac{-2AD}{(CD - BE)}X + \frac{AE}{(CD - BE)} = 0, \quad (2-27)$$

となる. このとき Eq. (2-27)は2次式の形であるために, η の極値での $\omega\tau_\alpha$ は一意で決定できる. 2次式の解の公式を用いることによって $X (= \omega\tau_\alpha)$

$$X = \frac{1}{2} \left(\frac{-2AD}{(CD - BE)} \pm \sqrt{\left(\frac{-2AD}{(CD - BE)}\right)^2 - 4 \frac{AE}{(CD - BE)}} \right), \quad (2-28)$$

で求めることができる. 置き換えた係数を戻し, 整理すると $\omega\tau_\alpha$ は以下で表すことができる.

$$\omega\tau_\alpha = \frac{44}{6} \frac{\sigma}{|z_n|^2} \frac{\theta}{(\gamma - 1)} \frac{1}{Y} + \sqrt{\left(\frac{44}{6} \frac{\sigma}{|z_n|^2} \frac{\theta}{(\gamma - 1)} \frac{1}{Y}\right)^2 + \frac{16\sigma}{|z_n|} \frac{1}{Y}},$$

$$Y = \frac{11}{6} \frac{\theta^2}{(\gamma - 1)} \frac{1}{|z_n|} + (\gamma - 1)|z_n|. \quad (2-29)$$

さらに蓄熱器流路半径 r に対して書き直す. ここで $\omega\tau_\alpha$ と r の関係は

$$\omega\tau_\alpha = \omega \frac{r^2}{2\alpha}, \quad (2-30)$$

で表されるため, r について導出すると,

$$r = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega} \left(\frac{44}{6} \frac{\sigma}{|z_n|^2} \frac{\theta}{(\gamma-1)Y} + \sqrt{\left(\frac{44}{6} \frac{\sigma}{|z_n|^2} \frac{\theta}{(\gamma-1)Y} \right)^2 + \frac{16\sigma}{|z_n|Y}} \right)}, \quad (2-31)$$

となる. また, Eq. (2-21) 中の w'_α は w'_v , w'_{prog} , q_D , q_{prog} に比べて十分に小さいため, 簡易的には無視することで $\omega\tau_\alpha$ を求めることが可能である.

$$\begin{aligned} \eta &= \left(\frac{(w'_v + w'_{prog})dx}{\left(-(q_D + q_{prog}) + (w'_v + w'_{prog}) \frac{dx}{2} \right)} \right) \\ &= \frac{\left(-4\sigma \frac{1}{|z_n|\omega\tau_\alpha} + \theta \right) dx}{\left| \left(\frac{\lambda}{(\gamma-1)} \frac{11}{24} \theta \frac{1}{|z_n|} \omega\tau_\alpha + \lambda \right) + \left(-4\sigma \frac{1}{|z_n|\omega\tau_\alpha} + \theta \right) \frac{dx}{2} \right|}. \end{aligned} \quad (2-32)$$

この場合においても同様に, 微分した結果をゼロと置くことで最大点の極値を求めることができる. 同様にして求めた結果は以下となる.

$$\omega\tau_\alpha = \frac{4\sigma}{\theta|z_n|} + \frac{4}{\theta} \sqrt{\frac{\sigma^2}{|z_n|^2} + \frac{6(\gamma-1)\sigma}{11}}. \quad (2-33)$$

$$r = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega} \left(\frac{4\sigma}{\theta|z_n|} + \frac{4}{\theta} \sqrt{\frac{\sigma^2}{|z_n|^2} + \frac{6(\gamma-1)\sigma}{11}} \right)}. \quad (2-34)$$

2.2.2.2 平行平板の場合の最適 $\omega\tau_\alpha$ の式の導出

次に平行平板の場合について導出する．平行平板流路においても $\omega\tau_\alpha$ の範囲によって漸近式が異なるが，本研究では円管の場合と同様に $\omega\tau_\alpha \ll 1$ に対応する漸近式を用いることで展開を行う．熱音響理論において蓄熱器流路が十分小さい状況の平行平板に対する漸近式は，Eq. (2-22)中の χ_v および χ_α を含む項に対して以下となる．[1]

$$\begin{aligned} \text{Im}\left[\frac{1}{1-\chi_v}\right] &= -\frac{3}{2}\frac{\sigma}{\omega\tau_\alpha} \cdot \\ \text{Im}[\chi_\alpha] &= -\frac{2}{3}\omega\tau_\alpha \cdot \\ \text{Re}[b] &= 1 \cdot \\ \text{Re}\left[\frac{1}{1-\chi_v}\right] &= \frac{6}{5} \cdot \\ \text{Im}[g_D] &= \frac{17}{21}(1-\sigma^2)\omega\tau_\alpha \cdot \\ \text{Re}[g] &= 1 \cdot \end{aligned} \tag{2-35}$$

以上の関係を Eq. (2-22)に代入して書き直すと以下と表される．

$$\eta = \frac{\left(-\frac{3}{2}\sigma\frac{1}{|z_n|\omega\tau_\alpha} - \frac{2}{3}(\gamma-1)|z_n|\omega\tau_\alpha + \theta\right)dx}{\left|\left(\frac{\lambda}{(\gamma-1)}\frac{6}{5}\frac{17}{21}\theta\frac{1}{|z_n|}\omega\tau_\alpha + \lambda\right) + \left(-\frac{3}{2}\sigma\frac{1}{|z_n|\omega\tau_\alpha} - \frac{2}{3}(\gamma-1)|z_n|\omega\tau_\alpha + \theta\right)\frac{dx}{2}\right|} \cdot \tag{2-36}$$

Eq. (2-36)は円管流路の場合と同様に $\omega\tau_\alpha$ に関して微分することで $\omega\tau_\alpha$ の2次式の形とできる．したがって，微分した式がゼロであるとするすることで，熱効率が最大となるような極値の $\omega\tau_\alpha$ を求めることができる．

$$\begin{aligned} \omega\tau_\alpha &= \frac{153}{70}\frac{\sigma}{|z_n|^2}\frac{\theta}{(\gamma-1)}\frac{1}{J} + \sqrt{\left(\frac{153}{70}\frac{\sigma}{|z_n|^2}\frac{\theta}{(\gamma-1)}\frac{1}{J}\right)^2 + \frac{9}{4}\frac{\sigma}{|z_n|}\frac{1}{J}} \cdot \\ J &= \frac{51}{35}\frac{\theta^2}{(\gamma-1)}\frac{1}{|z_n|} + (\gamma-1)|z_n| \cdot \end{aligned} \tag{2-37}$$

また，Eq. (2-30)を用いて r に対して導出すると，

$$r = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega} \left(\frac{153}{70} \frac{\sigma}{|z_n|^2} \frac{\theta}{(\gamma-1)J} + \sqrt{\left(\frac{153}{70} \frac{\sigma}{|z_n|^2} \frac{\theta}{(\gamma-1)J} \right)^2 + \frac{9}{4} \frac{\sigma}{|z_n|} \frac{1}{J}} \right)}, \quad (2-38)$$

となる。さらに、円管の場合と同じく、 w'_α は w'_v , w'_{prog} , q_D , q_{prog} に比べて十分に小さいため、 w'_α を無視することで簡易的に最適な $\omega\tau_\alpha$ を求めることが可能である。同様にして求めた結果は以下となる。

$$\eta = \frac{\left(-\frac{3}{2} \sigma \frac{1}{|z_n| \omega \tau_\alpha} + \theta \right) dx}{\left| \left(\frac{\lambda}{(\gamma-1)} \frac{617}{521} \theta \frac{1}{|z_n|} \omega \tau_\alpha + \lambda \right) + \left(-\frac{3}{2} \sigma \frac{1}{|z_n| \omega \tau_\alpha} + \theta \right) \frac{dx}{2} \right|}, \quad (2-39)$$

$$\omega\tau_\alpha = \frac{3}{2} \frac{\sigma}{\theta |z_n|} + \frac{3}{2} \frac{1}{\theta} \sqrt{\frac{\sigma^2}{|z_n|^2} + \frac{31}{51} (\gamma-1) \sigma}. \quad (2-40)$$

この結果についても r の形に直すと

$$r = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega} \left(\frac{3}{2} \frac{\sigma}{\theta |z_n|} + \frac{3}{2} \frac{1}{\theta} \sqrt{\frac{\sigma^2}{|z_n|^2} + \frac{31}{51} (\gamma-1) \sigma} \right)}, \quad (2-41)$$

とできる。

2.2.3 熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ 最適化の妥当性の確認

2.2.3.1 解析に用いた諸元と比較方法

本項では、解析において(1)円管流路の場合、(2)平行平板流路の場合について漸近式を用いて熱効率が最大となるように 2.2.2 節で導出した $\omega\tau_a$ が妥当であるかについて確認する。(1)円管流路の場合、(2)平行平板流路の場合それぞれに対して Eq. (2-22) を用いて $\omega\tau_a$ を変更させながら広い $\omega\tau_a$ 範囲で網羅的に熱効率を計算した結果と、2.2.1 項と 2.2.2 項で熱効率が最大となるように Eq. (2-29)並びに Eq. (2-37)で算出した $\omega\tau_a$ とを比較する。したがって、Eq. (2-22)を用いて網羅的に計算した結果における熱効率最大点の $\omega\tau_a$ と、Eq. (2-29), Eq. (2-37)で求めた $\omega\tau_a$ の値が一致すれば、本手法の妥当性が確認できる。また、簡易的に $\omega\tau_a$ を求める Eq. (2-31)並びに Eq. (2-40)によっても熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ を求め、比較した。

本項の解析において(1)円管流路の場合、(2)平行平板流路の場合で共通して使用した物性値等を Table 2-1 に示す。

Table 2-1 η と $\omega\tau_a$ の依存性および $\omega\tau_a$ 決定手法での計算に用いたパラメータ

T_m	450 [K]	γ	1.655
Θ	125.7	λ	5.657 [m]
$ U $	1 [m/s]	σ	0.701
$ P $	$ z_n \rho_{mc} U $ [Pa]	$\omega\tau_a$	$1.0 \times 10^{-4} \sim 100$ r を $3.2 \times 10^{-3} \sim 3.2$ mm で変化
ρ_{mc}	4045.59 [kg/(m ² s)]	$ z_n $	1, 10, 30, 50

2.2.3.2 円管流路を対象とした熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ 最適化の

妥当性検証

まず、本項において円管流路を対象とした熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ 最適化の妥当性を検証する。Fig. 2-3 に解析結果を示す。なお、横軸に $\omega\tau_a$ をとり、縦軸に η をカルノー効率で除した値を示した。同図において、Eq. (2-22)で $\omega\tau_a$ を変化させながら解析した結

果を線によって示した。線色および線種の違いは $|z_n|$ の違いを示す。それぞれの η の最大点 η_{max} の点を青の四角($\square$)で示した。また、導出した熱効率を最大とする $\omega\tau_a$ の式 Eq. (2-29)で求めた結果(OPT)を赤丸($\circ$)で示し、 w_a を無視することで簡易化した熱効率を最大とする $\omega\tau_a$ の式 Eq. (2-33)で求めた結果(OPT2)を緑の三角($\triangle$)で示した。このとき、OPT での $\eta(OPT)$ は Eq. (2-30)で、OPT2 での $\eta(OPT2)$ は Eq. (2-32)で求めた。また、値の比較のため Table 2-2 に各 $|z_n|$ における解析結果から η が最大になった $\omega\tau_a$ とその際の $\omega\tau_a$ 、OPT で求めた $\omega\tau_a$ とその際の $\eta(OPT)$ 、OPT2 で求めた $\omega\tau_a$ とその際の $\eta(OPT2)$ をそれぞれ記載した。Fig. 2-2 および Table 2-2 から、 $|z_n|$ が変化すると、熱効率の最大点が高くなるとともに、熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ も変化することがわかる。また、最適化手法を用いて求めた $\omega\tau_a(OPT)$ は各 $|z_n|$ における熱効率最大点に一致し、妥当性が確認できる。簡易的に最適化する Eq. (2-33)から求めた $\omega\tau_a(OPT2)$ についても η の最大点における $\omega\tau_a(max)$ とよい一致を示していることがわかる。

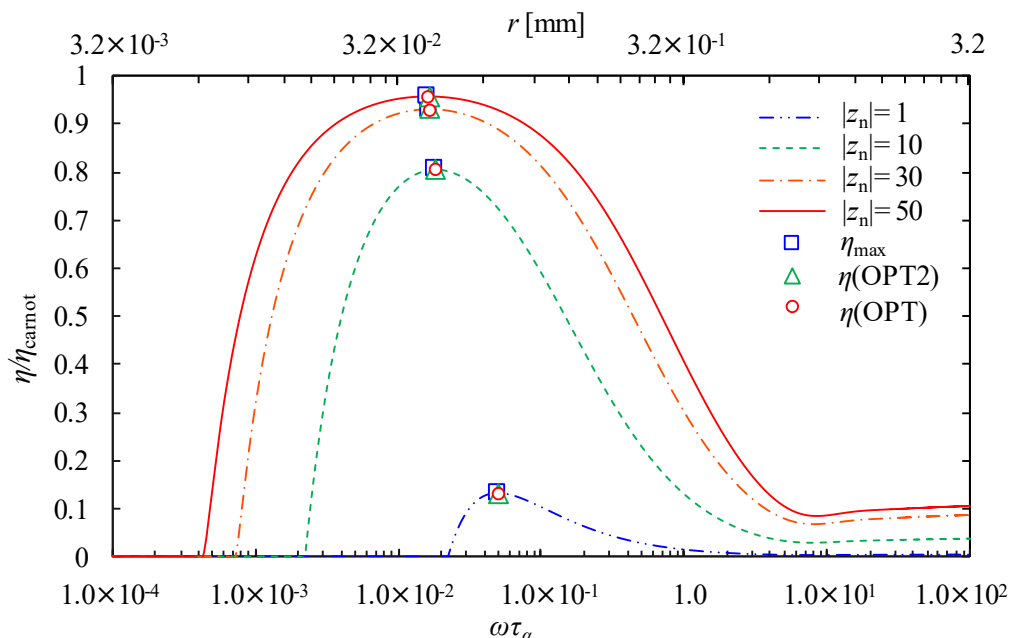


Fig. 2-3 円管の場合の熱効率の計算結果および最適化結果

Table 2-2

円管の場合の効率最大点の流路徑および熱効率と最適化による流路徑と熱効率

$ z_n $	$\omega\tau_a(max)$	η_{max}	$\omega\tau_a(OPT2)$	$\eta(OPT2)$	$\omega\tau_a(OPT)$	$\eta(OPT)$
1	0.05	0.13	0.05	0.13	0.05	0.13
10	0.02	0.81	0.02	0.81	0.02	0.81
30	0.02	0.93	0.02	0.93	0.02	0.93
50	0.02	0.96	0.02	0.96	0.02	0.96

2.2.3.3 平行平板流路を対象とした熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ 最適化の妥当性検証

次に本項において平行平板流路の場合について比較を行う。Fig. 2-4 に解析結果を示す。なお、Fig. 2-3 と同様に横軸に $\omega\tau_a$ をとり、縦軸に η をカルノー効率で除した値を示した。Fig. 2-4 においても Eq. (2-22) で $\omega\tau_a$ を変化させながら解析した結果を線によって示し、線色および線種によって各 $|z_n|$ の結果を示した。なお、それぞれの η の最大点 η_{max} の点を青の四角(□)で示した。導出した熱効率を最大とする $\omega\tau_a$ の式 Eq. (2-37) で求めた結果($\omega\tau_a(OPT)$)を赤丸(○)で示し、簡易化した熱効率を最大とする $\omega\tau_a$ の式 Eq. (2-40) で求めた結果($\omega\tau_a(OPT2)$)を緑の三角(△)で示している。このとき、 $\omega\tau_a(OPT)$ での $\eta(OPT)$ は Eq. (2-35) で、 $\omega\tau_a(OPT2)$ での $\eta(OPT2)$ は Eq. (2-38) で求めた。また、値の比較のため Table 2-3 に各 $|z_n|$ における解析結果から η が最大になった $\omega\tau_a$ とその際の η 、 OPT で求めた $\omega\tau_a(OPT)$ とその際の $\eta(OPT)$ 、 $OPT2$ で求めた $\omega\tau_a(OPT2)$ とその際の $\eta(OPT2)$ をそれぞれ記載した。Fig. 2-3 および Table 2-3 から、 $|z_n|$ が高くなると熱効率の最大点が高くなるとともに、熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ も変化する円管流路と同様の傾向がみられる。また、平行平板流路の場合においても最適化手法を用いて求めた $\omega\tau_a(OPT)$ は各 $|z_n|$ における熱効率最大点に一致した。また、簡易的に最適化する Eq. (2-32) から求めた $\omega\tau_a(OPT2)$ についても最大点とよい一致を示していることがわかり、平行平板流路においても導出した熱効率を最大とする $\omega\tau_a$ を求める Eq. (2-30), Eq. (2-33) が妥当であることが確認できた。

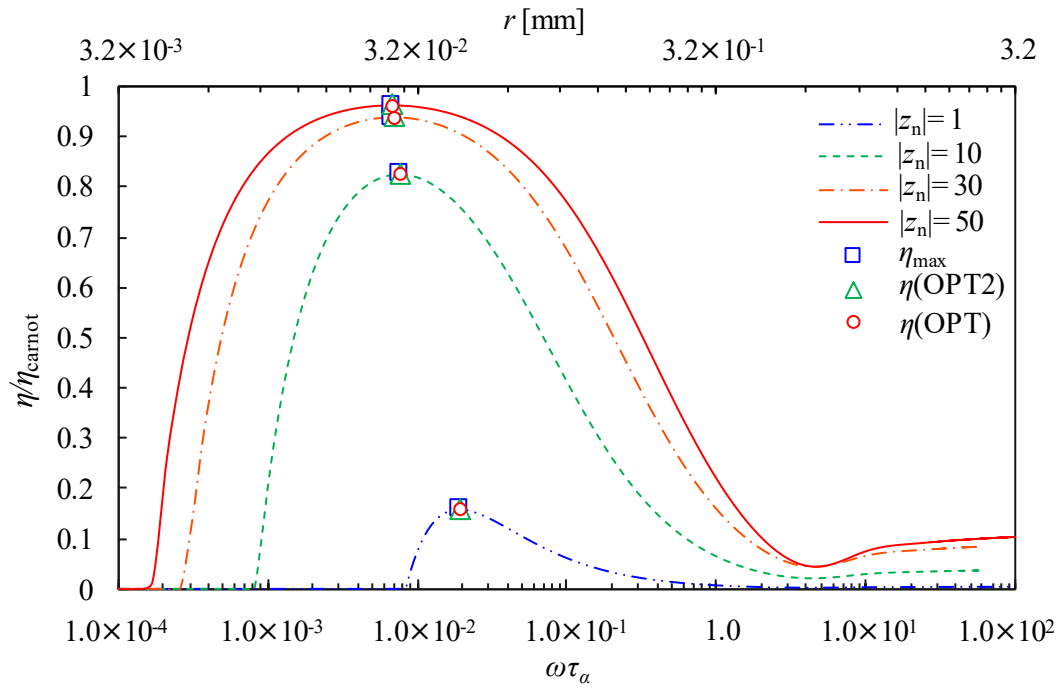


Fig. 2-4 平行平板の場合の熱効率の計算結果および最適化結果

Table 2-3 平行平板の場合の効率最大点の流路徑および熱効率と最適化による流路徑と熱効率

$ z_n $	$\omega\tau_\alpha(\text{max})$	η_{max}	$\omega\tau_\alpha(\text{OPT2})$	$\eta(\text{OPT2})$	$\omega\tau_\alpha(\text{OPT})$	$\eta(\text{OPT})$
1	0.02	0.16	0.02	0.16	0.02	0.16
10	0.01	0.82	0.01	0.83	0.01	0.82
30	0.01	0.94	0.01	0.94	0.01	0.94
50	0.01	0.96	0.01	0.96	0.01	0.96

2.3 エントロピー生成分離による熱効率の $\omega\tau_a$ 依存性に寄与する要因の検討

本項では、本章の前項までで検討した熱効率の $\omega\tau_a$ 依存性について、エントロピー生成の視点から、熱効率の低下に寄与する要因の検討を行うことを目的とする。ここでは 2.2 節「解析による熱効率最大点の蓄熱器流路の導出」の中で導出した仕事源 w' の分離結果と、 q の分離結果を用いてそれぞれの成分によるエントロピー生成の $\omega\tau_a$ 依存性を解析する。エントロピー生成の解析結果と熱効率の $\omega\tau_a$ 依存性の解析結果とを比較することによって熱効率の低下に寄与する要因の検討を行う。

2.3.1 エントロピー生成の寄与成分

ここでは 2.2 節「解析による熱効率最大点の蓄熱器流路の導出」の中で導出した仕事源 w' の分離結果と、 q の分離結果を用いてそれぞれの成分によるエントロピー生成を示す式を導出する。エントロピー流束密度 S を

$$S = \frac{q}{T_m}, \quad (2-42)$$

とすると[1]、単位長さ当たりのエントロピー流束密度生成 $\partial S/\partial x$ は

$$\frac{\partial S}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q}{T_m} \right) = \frac{1}{T_m} \frac{\partial q}{\partial x} - \frac{q}{T_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial x}, \quad (2-43)$$

と表すことが出来る。ここで、2.2.1 項の Eq. (2-9)を用いると Eq. (2-43)は以下で書き換えられる。

$$\frac{\partial S}{\partial x} = -\frac{1}{T_m} \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{q}{T_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial x}. \quad (2-44)$$

上述の式の右辺第1項、右辺第2項はそれぞれ w' に起因する $\partial S/\partial x$ と q に起因する $\partial S/\partial x$ である。右辺第1項の $\partial w/\partial x$ は w' に等しいことがわかる。ここで 2.2.1 項の Eqs. (2-17), (2-18)で分離した w' の成分と q の成分を代入することで、以下のように表すことができる。

$$\frac{\partial S}{\partial x} = -\frac{1}{T_m} (w'_{\nu} + w'_p + w'_{\text{prog}} + w'_{\text{stand}}) - \frac{(q_{\text{prog}} + q_{\text{stand}} + q_D)}{T_m^2} \frac{dT_m}{dx}. \quad (2-45)$$

本項においても、2.2.1 項と同様に本質的に高い熱効率を有する進行波型熱音響機関を仮定し進行波位相である $\varphi = 0$ とする。 $\varphi = 0$ の場合 Eq. (2-17) および Eq. (2-18) から明らかなように w'_{stand} および q_{stand} はゼロとなる。また、実際には Eq. (2-44) の q には単純熱伝導による熱流束密度が含まれるが、本研究においては単純化のために、単純熱伝導による熱流束密度が小さく無視できる理想的な場合を仮定することで Eq. (2-45) とした。また、非粘性の極限を考えると、Eq. (2-17) w'_{prog} および Eq. (2-18) q_{prog} に含まれる、 b および g は χ_α に等しい。したがって、

$$\frac{q_{\text{prog}}}{T_m^2} \frac{dT_m}{dx} + \frac{1}{T_m} w'_{\text{prog}} \approx 0, \quad (2-46)$$

が成り立ち、 $\partial S/\partial x$ は以下になる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{-1}{T_m} \frac{\rho_m c |U|^2}{2} \frac{1}{\lambda} & \left(\frac{1}{(\gamma - 1)} \text{Re} \left[\frac{1}{1 - \chi_v} \right] \text{Im}[g_D] \theta^2 + \text{Im} \left[\frac{1}{1 - \chi_v} \right] \right. \\ & \left. + (\gamma - 1) \text{Im}[\chi_\alpha] |z_n|^2 \right). \end{aligned} \quad (2-47)$$

したがって、 dS/dx も 2.2.1 項で導出した η と同様に χ_v および χ_α の漸近式を用いることができる。Eq. (2-23) の円管流路の場合の漸近式を適用すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{1}{T_m} \frac{\rho_m c |U|^2}{2} \frac{1}{\lambda} & \left(\frac{1}{(\gamma - 1)} \frac{11}{24} \theta^2 \omega \tau_\alpha + 4\sigma \frac{1}{\omega \tau_\alpha} \right. \\ & \left. + \frac{(\gamma - 1)}{4} |z_n|^2 \omega \tau_\alpha \right), \end{aligned} \quad (2-48)$$

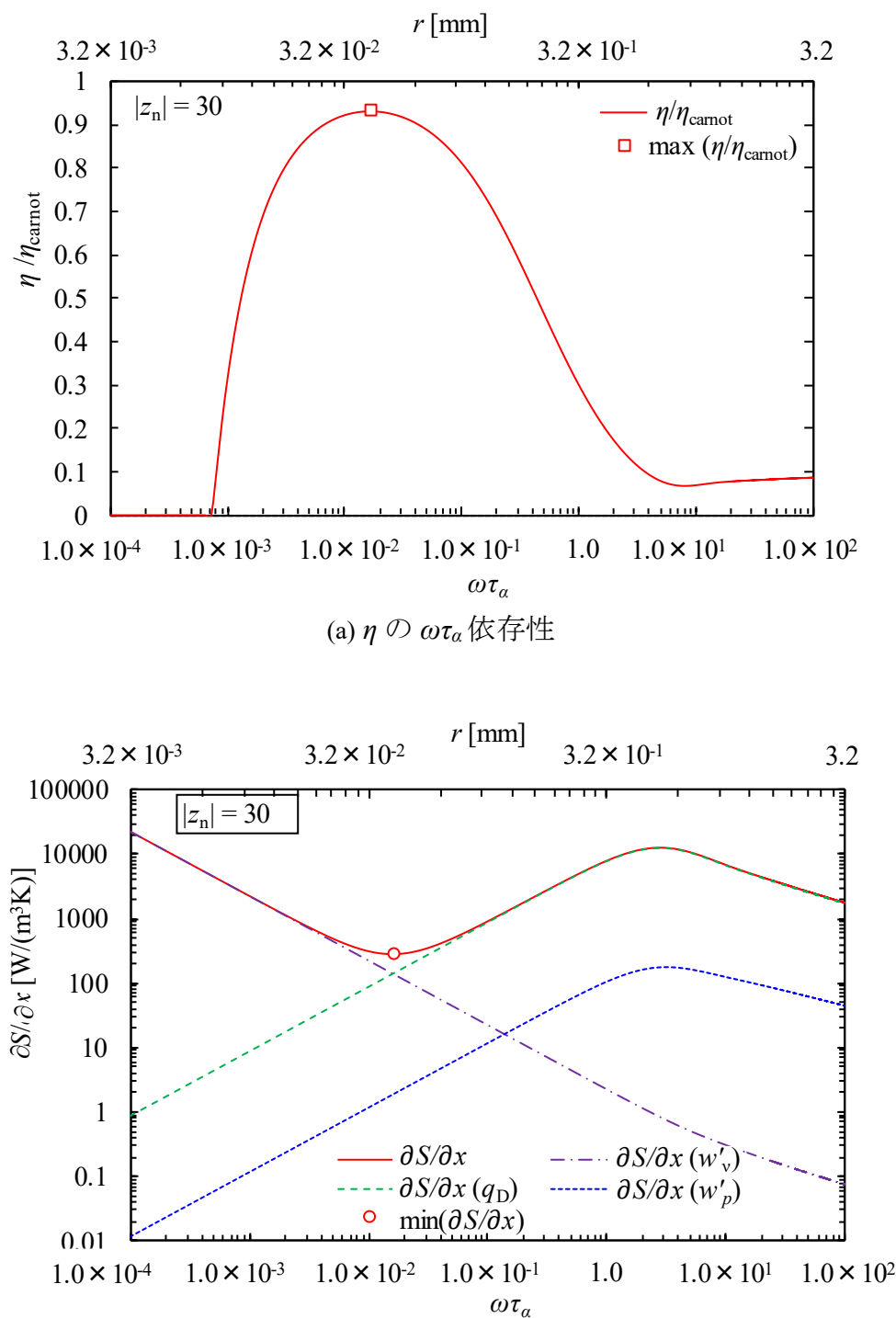
となり、2 次式の形で表すことができる。したがって、 η の場合と同様に $\omega \tau_\alpha$ について微分した結果をゼロと置くことによって、 $\partial S/\partial x$ が最小となるような $\omega \tau_\alpha$ を求めることが可能である。この導出によって得られる $\partial S/\partial x$ が最小となる $\omega \tau_\alpha$ は

$$\omega \tau_\alpha = \sqrt{\frac{4\sigma}{\frac{1}{(\gamma - 1)} \frac{11}{24} \theta^2 + \frac{(\gamma - 1)}{4} |z_n|^2}}, \quad (2-49)$$

である。次項では、同条件下における η と $\partial S/\partial x$ の $\omega \tau_\alpha$ 依存性を解析することにより、 η と $\partial S/\partial x$ すなわち不可逆性の関連と、 η が低下する範囲において不可逆性に寄与する成分について検討する。

2.3.2 $\partial S/\partial x$ および熱効率の $\omega\tau_\alpha$ 依存性の解析結果

本項では、2.2.1 項で導出した η の式 Eq. (2-22)と、前項にて求めた $\partial S/\partial x$ の式 Eq. (2-47)について同条件下で $\omega\tau_\alpha$ を変更させながら解析することで、 η と $\partial S/\partial x$ の関連について調べる。本項で使った解析パラメータは Table 2-3 と同様であるが、本項においては $|z_n| = 30$ についてのみ検討を行った。このパラメータに基づいて、Eq. (2-22)で η を、Eq. (2-47)にて $\partial S/\partial x$ を解析した。さらに、 $\partial S/\partial x$ においては、 η 低下に寄与する $\partial S/\partial x$ を検討するために、仮定した条件下において残る w'_v , w'_p , q_D に由来する $\partial S/\partial x$ 成分を分離して解析を行った。解析結果を Fig. 2-5 に示す。(a)に η の結果を、(b)に $\partial S/\partial x$ の結果を示す。(a)は Fig. 2-3 の $|z_n|=30$ の結果と同様である。Fig. 2-5 (a), (b)ともに第 1 横軸に $\omega\tau_\alpha$ をとり、第 2 横軸に対応する r での記載をした。また(a)は縦軸を $\eta/\eta_{\text{carnot}}$ とし、(b)は縦軸に $\partial S/\partial x$ を示した。なお、 w'_v , w'_p , q_D に由来する $\partial S/\partial x$ 成分は色の違いによって記載した。Fig. 2-5 (a) の結果は 2.2.2 項と同様に、 $\omega\tau_\alpha \ll \pi$ の範囲から $\omega\tau_\alpha$ の増加に従って η が高くなったのち、ピーク点があり徐々に低下する結果が得られた。このときのピークは $\omega\tau_\alpha = 0.02$ の点である。この η 低下について Fig. 2-4 (b)から η 低下に寄与する $\partial S/\partial x$ の成分を検討する。まず、 $\omega\tau_\alpha \gg 1$ については $\partial S/\partial x$ は小さいがこれは 1.1.2 項に示したように、断熱過程であることに起因する。したがってこの範囲においては w と q のエネルギー変換が行えない。したがって $\omega\tau_\alpha \gg 1$ では、Fig. 2-5 (a)において η が低下している。つぎに、 $\omega\tau_\alpha \sim 1$ では、図からわかるように、 q_D に起因する $\partial S/\partial x$ が寄与する。最後に $\omega\tau_\alpha \ll 1$ では w'_v に起因して $\partial S/\partial x$ が大きくなる結果が得られた。したがって、この範囲では η は w'_v に起因して低下する。なお、 $\partial S/\partial x$ が最小となるのは $\omega\tau_\alpha = 0.02$ の点であり、この点は η が最大の点と一致する。したがって、 η のピークは w'_v に起因する $\partial S/\partial x$ と q_D に起因する $\partial S/\partial x$ のトレードオフ関係で $\partial S/\partial x$ が最小となる付近に存在することがわかった。



(a) η の $\omega\tau_\alpha$ 依存性
(b) $\partial S/\partial x$ の $\omega\tau_\alpha$ 依存性
Fig. 2-5 η および $\partial S/\partial x$ の解析結果

2.4 まとめ

本章では, 2-2 節において

- ・熱音響理論を用いて, 解析的に蓄熱器の熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ を一意に規定する方法の提案
- ・提案手法によって求めた $\omega\tau_a$ と蓄熱器の流路を変更しながら網羅的に計算した場合の熱効率ピークにおける $\omega\tau_a$ との比較を行うことによる提案手法の妥当性の確認

を行った. 本研究では円管流路と平行平板流路を例として最適 $\omega\tau_a$ の決定を行った. 蓄熱器の流路を変更しながら網羅的に計算した場合の熱効率ピークにおける $\omega\tau_a$ と, 提案した手法にて最適化を行った $\omega\tau_a$ は全ての比音響インピーダンスにて一致する結果が得られた. また, 2-2 節では簡易的に $\omega\tau_a$ を最適化する式についても導出し, その妥当性についても確認できた. 本研究では円管流路と並行平板流路に関する最適 $\omega\tau_a$ の決定を行ったが, 流路に関する複素関数の漸近式が存在すれば, あらゆる流路形状に対応することが出来る.

2-3 節においては

- ・エントロピー生成を用いることによる熱効率と不可逆性の関係性の検討
- ・ $\omega\tau_a$ の範囲による不可逆性に寄与する成分の検討

を行った. この検討の結果, 以下の結果が得られた.

- ・ $\omega\tau_a \ll 1$ の領域では粘性散逸がエントロピー生成に対して支配的であり, $\omega\tau_a \sim 1$ の領域ではドリムパイプがエントロピー生成に対して支配的であった.
- ・エントロピー生成を最小とする $\omega\tau_a$ は, 本研究で提案して手法で求めた, 熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ とほぼ一致した.

第 3 章 直列多段進行波熱音響機関の検討

3.1 はじめに

複数蓄熱器の接続と蓄熱器における高効率を両立可能な多段型進行波熱音響機関の設計手法を提案する。

まず、3.2 節では複数蓄熱器の接続に必要な条件について述べる。

3.3 節では蓄熱器位置において局所的に高い比音響インピーダンスの形成と、蓄熱器前後の接続点における比音響インピーダンスを等価とする手法を提案する。接続手法として線形理論に基づいて熱音響ユニット全体の伝達マトリクスを求め、その固有値と固有ベクトルに着目した。さらに接続手法に基づいて実験諸元を設定し、熱音響ユニットを多段連結した実験装置を構築する。この装置を用いて実験検証を行うことで提案した接続手法の妥当性について確認する。

つぎに 3.4 節では 3.3 節で提案した接続手法によって熱効率測定用の熱音響ユニットについて熱効率が最も高くなるような諸元を計算にて決定する。決定した諸元での熱効率の測定を行うことで、目的とした複数蓄熱器の接続と蓄熱器における高効率が両立可能かについて検討する。

3.2 複数蓄熱器の接続の条件

本項では蓄熱器における高効率を保ちながら複数の蓄熱器の接続に必要な条件について述べる。第1章の1.2.2 節にて複数の蓄熱器の接続と蓄熱器における高効率を両立可能な多段型進行波熱音響機関の実現には(1)蓄熱器における局所的に高い比音響インピーダンス z の実現と(2)蓄熱器を経るごとの z 低下の抑制が必要であると述べた。また、蓄熱器の接続を考えた時には(3)接続する点における P と U が連続していること、が必要である。本項は(1)~(3)を満たす高効率を両立可能な多段型進行波熱音響機関の設計方法について述べる。

(1) 蓄熱器における局所的に高い比音響インピーダンス z の実現

1 章にて述べたように蓄熱器において局所的に高い z を実現する手法としては、蓄熱器部の断面積を導波管の断面積に比べて局所的に拡大する手法がある[1]。導波管と蓄熱器の接続部で P と体積流速振動が連続であるとする。このときの蓄熱器部の断面積を A_{REG} 、導波管断面積を A_{DUCT} とし、それぞれの U を U_{REG} 、 U_{DUCT} 、それぞれの P を P_{REG} 、 P_{DUCT} とすると

$$P_{\text{DUCT}} = P_{\text{REG}}. \quad (3-1)$$

$$A_{\text{REG}} U_{\text{REG}} = A_{\text{DUCT}} U_{\text{DUCT}}. \quad (3-2)$$

となる．したがって、蓄熱器における比音響インピーダンス z_{REG} は導波管での比音響インピーダンス z_{DUCT} を用いて

$$z_{\text{REG}} = \frac{P_{\text{REG}}}{U_{\text{REG}}} = \frac{A_{\text{REG}}}{A_{\text{DUCT}}} z_{\text{DUCT}} , \quad (3-3)$$

と表せ、 z_{REG} を断面積比で局所的に高くすることが可能である[2,3]．本研究では蓄熱器部の断面積を導波管に対して局所拡大するモデルを用いることで、蓄熱器において局所的に高い z を実現することを考える．

(2) 蓄熱器を経るごとの z 低下の抑制

2つ目の課題として、まず蓄熱器を経るごとの z 低下の抑制について述べる．進行波型熱音響機関での w の増幅率 G は等温可逆的なエネルギー変換が実行され、粘性散逸がない条件の下で

$$G = \frac{w_{\text{H}}}{w_{\text{C}}} = \frac{T_{\text{H}}}{T_{\text{C}}} , \quad (3-4)$$

となる[1]．蓄熱器の軸方向長さが波長よりも短い場合には、蓄熱器高温端の P と、蓄熱器低温端の P が等しいとみなすことが出来るため、 w の増幅は U が増幅することに起因する．このときの蓄熱器両端での z を考えると、 z は U の増幅によって絶対温度比の逆数で低下することがわかる．複数の蓄熱器の接続を行うことによって、この z の低下が繰り返される．したがって、接続する蓄熱器の数が増えるにしたがって、下流側に位置する蓄熱器での局所的な高い z が維持できず熱効率の低下[4]に繋がる．

(3) 接続する点における z の連続

複数の蓄熱器を接続していく場合には(1)、(2)の課題の他に蓄熱器での接続を行うにあたって Fig. 3-1 に示すように1つ目の熱音響ユニットの終点と2つ目の熱音響ユニットの始点の P と U が連続である必要がある．

(2)、(3)の課題を解決する方法を考える．従来までの進行波型熱音響ユニットでは U のみの増幅が行われることによって w の増幅が生じるとともに z の低下が起こる．ここで P と U を同じ比率 λ で増幅できる場合を考えてみる．このとき

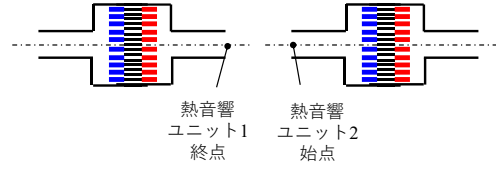


Fig 3-1 複数蓄熱器接続の際の2つの熱音響ユニットの接続条件

の2つの熱音響ユニットの接続による P , U , z および w の関係は Fig. 3-2 に示すようになる. ユニットを経るごとに P , U が増幅される. このとき熱音響ユニット前後における z を考えると, 熱音響ユニット始点では $z_a = P_a / U_a$ であり, 熱音響ユニット終点では $z_b = \lambda P_a / \lambda U_a$ である. このとき, P , U は熱音響ユニット前後で異なるが, z は等価となる. また, w は Eq. (2-4) で表されるため, 熱音響ユニット始点では $\text{Re}[P_a \widetilde{U}_a]/2$, 終点では $\lambda^2 \text{Re}[P_a \widetilde{U}_a]/2$ となり熱音響ユニットの前後で w が増幅される. したがって, このような λ が存在すれば熱音響ユニット前後での z を等価としながら, w の増幅が可能となる.

ここで P と U が同じ比率 λ で増加する場合を行列式で表すと

$$\begin{bmatrix} P_b \\ U_b \end{bmatrix} = \lambda \begin{bmatrix} P_a \\ U_a \end{bmatrix}, \quad (3-5)$$

となる. このときの λ は固有値にあたり, $\begin{bmatrix} P_a \\ U_a \end{bmatrix}$ は固有ベクトルに相当する. したがって, これは熱音響ユニットの伝達マトリクスに対して Eq. (3-1) を満たすことで w を増幅しながら蓄熱器前後を z が等価とすることを意味する. したがって本研究ではモデルとした熱音響ユニットの伝達マトリクスに対して固有値と固有ベクトルを探索することで課題(2), (3)を解決する手法を提案する[5].

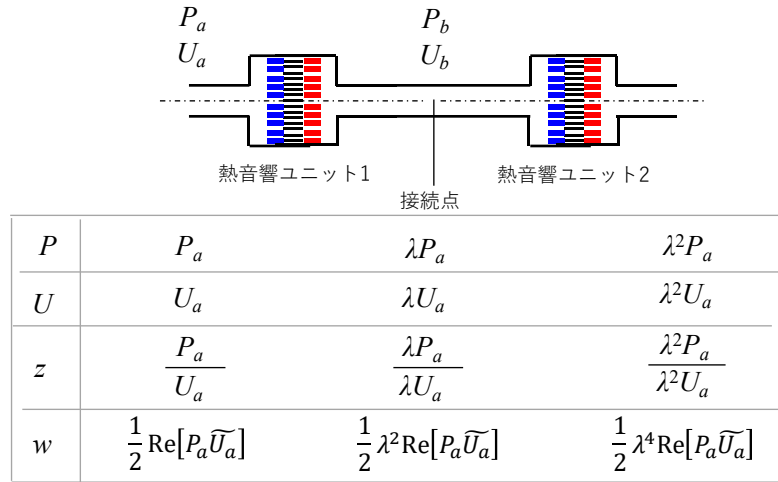


Fig. 3-2 P と U を同じ比率で接続した場合の P, U, z, w の変化

3.3 数値計算による複数蓄熱器の接続手法の提案

本節では 3.2 節で示した(1)と(2)を満たすことで「蓄熱器位置における局所的な $z \gg \rho_m c$ 」と「蓄熱器前後での z を等価としながら w の増幅を可能とする」ような蓄熱器の接続手法について提案する．また提案した手法を用いて数値計算から決定した諸元を用いることで 8 つの熱音響ユニットの接続を行った際の音場を計測する．この音場の計測によって、提案手法の妥当性を確認する．

3.3.1 計算モデル

本節で使用する計算モデルについて記載する．本研究では(1)と(2)の条件を満たすために、Fig.3-3 に示すような熱音響ユニット(上流側導波管、テーパ管、常溫側熱交換器、蓄熱器、高温側熱交換器、サーマルバッファチューブ、下流側導波管)を計算モデルとして考える．同図(a)は設計に用いるモデル、(b)は温度分布をしめす．

高温側熱交換器から導波管の接合部には 5cm のサーマルバッファチューブが取り付けられている．(1)の条件を満たすために、ユニットにおける蓄熱器および熱交換器の断面積を上流側導波管断面積に比べて拡大する．進行波音波が導波管から蓄熱器に進行するとき、圧力振動一定かつ体積流速振動一定であると仮定すると、断面積が拡大されると流速振幅が下がり、「 $z \gg \rho_m c$ と $\varphi = 0$ 」を満たす[2,3,4,6]．

次に、(2)を満たしながら複数の蓄熱器を連結するために、本研究では熱音響ユニットの伝達マトリクス固有ベクトルと固有値に着目して次項にて述べる計算手法を用いての接続手法を提案する．本研究では次節以降で示す計算手法を計算モデルについて適用した結果を実験にて検証する．このとき、調整パラメータは複数考えることが可能であるが、本研究では計算モデルの上流側導波管と下流側導波管を調整パラメータ（長さ L ）として設定し、他の諸元は固定とした．設定した諸元は Table 3-1 に示すとおりである．

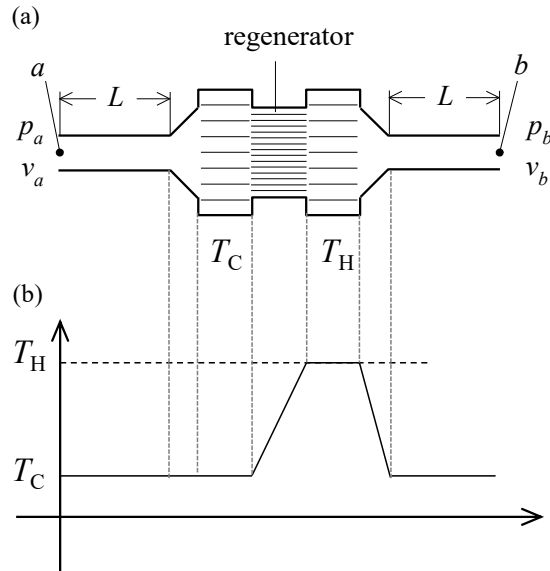


Fig. 3-3 提案手法の確認に用いた計算モデル [5] “Reproduced from [Mariko Senga, Shinya Hasegawa, Journal of Applied Physics 119, 204906 (2016)], with the permission of AIP Publishing.”

Table 3-1 提案手法の確認に用いた計算モデル詳細パラメータ

	Diameter	Flow path	Porosity	Length	Temperature
	[mm]	dia. [mm]	[%]	[m]	[K]
Upstream duct	14	14	100	L	298
CHX	40	2	72	0.03	298
Regenerator	40	0.48	69.5	0.03	
HHX	40	2	72	0.03	673
Downstream duct	14	14	100	L	298

3.3.2 計算方法

本節では、前項に示した計算モデルに対して熱音響ユニット全体の伝達マトリクスを求め、その伝達マトリクスの固有ベクトルと固有値を求めた接続手法を提案する。

本研究では伝達マトリクスを得るために Rott の線形熱音響理論[7]に基づいて計算を行う。Rott の線形熱音響理論は前章の Eq. (2.10)~(2.12)で示した。これらを行列を用いることで以下の式で書き直す[8]。

$$\frac{\partial}{\partial x} \begin{bmatrix} P \\ U \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{-i\omega\rho_m}{1-\chi_v} \\ -\frac{i\omega[1+(\gamma-1)\chi_a]}{\gamma P_m} & \frac{\chi_a-\chi_v}{(1-\chi_v)(1-\sigma)} \frac{1}{T_m} \frac{dT_m}{dx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P \\ U \end{bmatrix}. \quad (3-6)$$

Eq. (3-6)式に基づいて伝達マトリクスを導出するが、Eq. (3-6)には dT_m/dx が含まれるため、解析的に解くことは難しい。よって、Eq. (3-6)に 4 次のルンゲクッタ法を用いることにより computationally integrated を行う[9]。 dT_m/dx は蓄熱器並びに、サーマルバッファークューブに存在するため、それぞれの要素を 60 分割することで、蓄熱器並びに、サーマルバッファークューブの伝達マトリクス $\mathbf{B}_{\text{REG}}$ 並びに $\mathbf{B}_{\text{TBT}}$ を得る。また導波管や熱交換器には dT_m/dx が含まれない為、 dT_m/dx を 0 とした Eq. (3-6)の解析解を用いて、導波管、低温側テーパ管、低温側熱交換器、高温側熱交換器の伝達マトリクス $\mathbf{B}_{\text{DUCT}}$, $\mathbf{B}_{\text{TAPER}}$, $\mathbf{B}_{\text{CHX}}$, $\mathbf{B}_{\text{HHX}}$ を得る。

得られた伝達マトリクスを以下のように連結し計算モデルである熱音響ユニット全体のマトリクス $\mathbf{M}_{\text{all}}$ が得られる。 Fig. 2 のモデルを対象に始点 a における圧力振動 P を P_a , 断面平均流速振動を U_a , 終点 b における圧力振動を P_b , 断面平均流速振動を U_b , その伝達マトリクス $\mathbf{M}_{\text{all}}$ は以下で表せる[10,11,12]。

$$\begin{bmatrix} P_b \\ U_b \end{bmatrix} = \mathbf{B}_{\text{DUCT}}\mathbf{B}_{\text{TBT}}\mathbf{B}_{\text{HHX}}\mathbf{B}_{\text{REG}}\mathbf{B}_{\text{CHX}}\mathbf{B}_{\text{TAPER}}\mathbf{B}_{\text{DUCT}} \begin{bmatrix} P_a \\ U_a \end{bmatrix} = \mathbf{M}_{\text{all}} \begin{bmatrix} P_a \\ U_a \end{bmatrix}. \quad (3-7)$$

マトリクス要素は各部の幾何学的サイズと周波数、作動流体によって決定される。

本研究では、次式を満たすような $\mathbf{M}_{\text{all}}$ の固有値 λ と固有ベクトルに着目した。

$$\begin{bmatrix} P_b \\ U_b \end{bmatrix} = \mathbf{M}_{\text{all}} \begin{bmatrix} P_a \\ U_a \end{bmatrix} = \lambda \begin{bmatrix} P_a \\ U_a \end{bmatrix}. \quad (3-8)$$

もし Eq. (3-8)を満たす $\mathbf{M}_{\text{all}}$ が存在する場合、 a 点と b 点における比音響インピーダンス z が等価となる。同じインピーダンスであればユニット同士を接合可能である。式(3-8)を満たし、同じ z を有する Fig. 3-1 のモデルを多段連結することで前章の目的(1), (2)をみたす多段進行波音波増幅器を実現する。ここで、 $\mathbf{M}_{\text{all}}$ の固有ベクトルは 2 つ

存在する. $\text{Re}(z) \geq 0$ の場合, 音波は正方向に進行し, $\text{Re}(z) \leq 0$ の場合, 音波は負方向に進行する. 仕事流増幅は蓄熱器内を音波が低温側から高温側に進行するときにかかるので, 本報告では $\text{Re}(z) \geq 0$ となる固有ベクトル固有ベクトルのみを考え, それに対応する固有値を用いる. 固有値 λ は, a 点の仕事流に対する b 点の仕事流の比, すなわち増幅率 G と次の関係にある.

$$G = \lambda \tilde{\lambda} \frac{A_b}{A_a}. \quad (3-9)$$

このとき, $G > 1$ の場合, 増幅していることを意味する.

3.3.3 計算結果

Figure 3-3 のモデルを対象に 3.2.2 項の設計手法を用いて熱音響ユニットの多段接続の際に必要な接続点におけるインピーダンスを求める. 本研究では次節以降で計算結果と実験結果の比較を行う関係から, 計算モデルの諸元は実験装置と同一のものを設定した. 計算モデルにおいて作動気体は 30Hz の大気圧空気とした. なお設定した条件における蓄熱器の $\omega\tau_a$ は 0.62 であった. ここで蓄熱器における $\omega\tau_a$ は蓄熱器軸方向の平均温度にて計算した. $\omega\tau_a$ は気体の熱力学的過程を分類する無次元パラメータ[13,14]であり $\omega\tau_a \ll 1$ のとき, 気体は等温可逆熱力学的過程を経験する. 本報告では進行波音波によるエネルギー変換を目的としているため, $\omega\tau_a \ll 1$ となるように周波数を設定した.

3.2.1 項「計算モデル」にて示したように本研究では熱音響ユニット前後の導波管長さ L を調整パラメータとし, 提案した計算手法を用いて増幅率 G が最大となる L を決定する. L を 0.1m から 4.0m まで変化させた場合の固有値および固有値を求め, Eq. (3-9) から G を求めた. Fig. 3-4(a)に L を変化させた場合の G の変化を, (b)に L の変化による z の変化曲線の計算結果を示す. (a)から, 最大の G は 1.82 となり, このときの L は黒丸で示す 0.45m となった. また, (b)から, このときの Unit の固有ベクトルによって定まる z は $213.3 - 147.6 i$ であることがわかった. 本提案手法は理論上無限個の熱音響ユニットの接続が可能であるが, 本研究では 8 個のユニットを接続して実験検証を行う. ユニットの 8 段接続することを考えると, $G=1.82$ の結果から理論的には $(1.82)^8 = 122$ 倍の仕事流増幅が可能と考えられる.

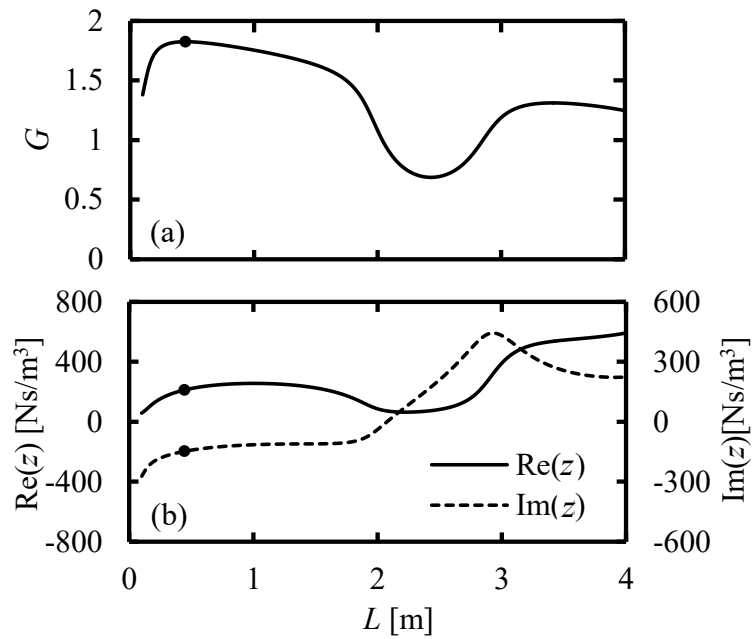


Fig. 3-4 L を変化させた際の G の変化と z の変化 “Reproduced from [Mariko Senga, Shinya Hasegawa, Journal of Applied Physics 119, 204906 (2016)], with the permission of AIP Publishing.”

3.3.4 実験装置および実験方法

提案した設計手法の妥当性を確認するため, Fig. 3-5 の実験装置を作成した. 求めた $L=0.45\text{ m}$ を用い, Fig. 3-3 に示すモデルを 8 つ直列に接続した. その他パラメータは計算モデルで用いたものと同じである. 設計時の各低温側熱交換器(温度 298 K , 各高温側熱交換器温度 673 K と同一の条件となるように, 低温側熱交換器は冷却水を循環させ, 高温側熱交換器は電気ヒータにより加熱した. 各熱交換器温度は熱電対を用いて測定した.

装置の両端にはスピーカを設置し, 片側をドライバー, 片側をレシーバとして使用する. 本装置を熱音響発電機として使用する場合は, レシーバにリニア発電機を用いる必要がある. リニア発電機のインピーダンスを適切に設定することができれば, 熱音響システムと接合することができる[15,16]. 本設計手法ではユニット接合部で z が等しくなるとして L を求めている. よって 1 点のインピーダンスが固有ベクトルによって定まった値と一致すると全体のインピーダンスも調整されるはずである. 独立した 2CH 出力をもつファンクションジェネレータをもちいて両端に取り付けたスピーカそれぞれの振幅と位相(を調整する. この操作により, Unit 8 の下流端($x = 9.508\text{ m}$)で設計時に固有ベクトルの比から得られたインピーダンスと等価の比音響インピーダンス $z = 212.26 - 147.97i\text{ Ns/m}^3$ とする. すなわち, 熱音響ユニット下流端では設計時と同等の境界条件を与えられ, 仕事流が熱音響ユニットごとに増幅される. 導波管には各ユニットの前後に 2 本ずつ, 圧力トランスデューサを取り付け, 測定した圧力変動から Two-sensor 法[17,18]を用いることで音場を測定した.

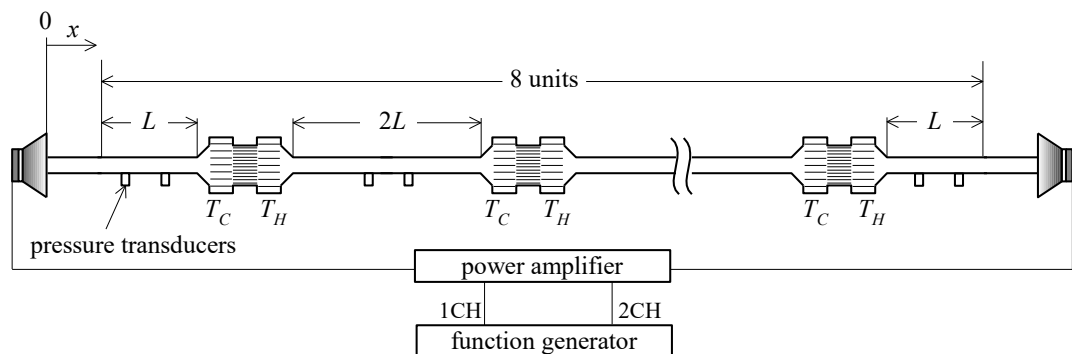


Fig. 3-5 提案手法の確認に用いた実験装置 “Reproduced from [Mariko Senga, Shinya Hasegawa, Journal of Applied Physics 119, 204906 (2016)], with the permission of AIP Publishing.”

3.3.5 実験結果

前項 3.3.4 の実験装置と実験方法によって測定した規格化音響インピーダンス分布, 圧力流速間位相差分布, 規格化仕事流分布, 圧力振動分布, 流速振動分布をそれぞれ Fig. 3-6 の(a)～(e)に示す. それぞれの図における実線は実験値, 破線はシミュレーション値, 黒点は測定点を示す. それぞれの図中の線は Two-sensor 法[17,18]により求めた実験値(図中●印 measurement point)から, 温度勾配がない場合の Eq. (3.1)を用いることで管内音場を解析解で計算し外挿した. 本報告で用いた測定法である Two-sensor 法は連続区間のみにはしか適用できない特徴があり, 蓄熱器部の測定が行えなかったため, 式(5)を用いた数値シミュレーションにて蓄熱器部の音場を確認した. また, (a)の縦軸は ρ_{mc} で除し規格化し, (c)の仕事流分布は全ユニットの初期点となる $x=0.868$ の位置の仕事流 W_0 で規格化している.

(a)から導波管部において実験値とシミュレーション値はよい一致を示す. さらに, 体積流速の連続性から, 蓄熱器の断面積拡大に伴い, 流速振幅の低下に起因する z の上昇があるというシミュレーション結果は妥当である. また, 上述したように体積流速の連続性から上流側導波管断面積と蓄熱器断面積, 上流側導波管終点での比音響インピーダンス z_A を用いることで蓄熱器位置における比音響インピーダンスは $z_{reg} = (A_{reg} / A_a) z_A$ と表すことができる. 本研究で用いたモデルでは A_{reg} / A_a が 8 程度となっており, 以上の関係から蓄熱器位置での比音響インピーダンスが上昇することが予想できる.

以上の理由からシミュレーションにて z を確認すると, 蓄熱器位置で $6\rho_{mc}$ であり蓄熱器断面積を拡大したことにより進行波音波の固有音響インピーダンスに比べ高い z が実現されていることがわかる. 次に(b)において φ は $-40 \sim 0^\circ$ の範囲での変化が繰り返されており, 蓄熱器位置では -30° と進行波に近い位相である. 提案した手法によって構築した装置ではそれぞれのユニットで同じ固有ベクトルをもつため, ユニットの接続点で z がリセットされることがわかった. また, (c)よりユニットの接続ごとに仕事流の増加がなされている. 本報告では蓄熱器多段接合を行っているため, 各 unit における増幅率は同じとなるが, 装置全体では絶対温度比(のユニットの数乗倍での増幅が生じる. Fig. 3-4(c)からユニットを経る度に, 各 unit の終点と始点における仕事流の差が大きくなることがわかる. 本報告実験時の unit 1 の始点($x = 0.868$ m)での仕事流は 0.6×10^{-2} W, unit 8 終点($x = 9.508$ m)での仕事流は 0.7 W であったが, 各 unit の高温熱交換器に入力した熱量は 200 W 前後であった. このことから本実験装置においては入熱量のほとんどが大気放熱や単純熱伝導であったと考えられる. 蓄熱器位置における z は $6\rho_{mc}$, φ は -30° であったことから, 熱音響現象に起因する効率は本質的に高いことが見込まれる^[9]. よって作動気体を加圧して出力向上を行うことや, 入熱部の断熱を行うことにより, 実機での効率向上が可能であると考えられる. 本報告では G が最大となるような L を用いたため, 1 つの Unit での G は理想的には 1.82 倍となり, 装

置全体では 122 倍の増幅が見込まれた。実験値から装置全体で 105.7 となる増幅率が得られた。本研究では導波管と蓄熱器において断面積の急拡大/急縮小が存在する。管内では流速の 3 乗に比例してマイナーロスが生じ、仕事流損失が生じる[Ref.12 Eq. (7-35)]ため、実験値と理論値で 13%の差が生じたと考えられる。(d)の圧力振幅分布と(e)の流速振幅分布からこのユニット連結ごとの増加が確認できる。従来の進行波熱音響エンジンでは蓄熱器を通る音波の圧力振幅は一定となり、流速振幅のみが増幅した。今回の提案手法では固有値を用いて接続を行うため、ユニットでみると比音響インピーダンスのみ保存され、ユニットを経るごとに流速増幅だけでなく圧力振幅も増加する。

以上の結果から、提案手法によって w を増加させながらユニット前後での z を等価とし、複数蓄熱器の接続が可能であることが確認できた。

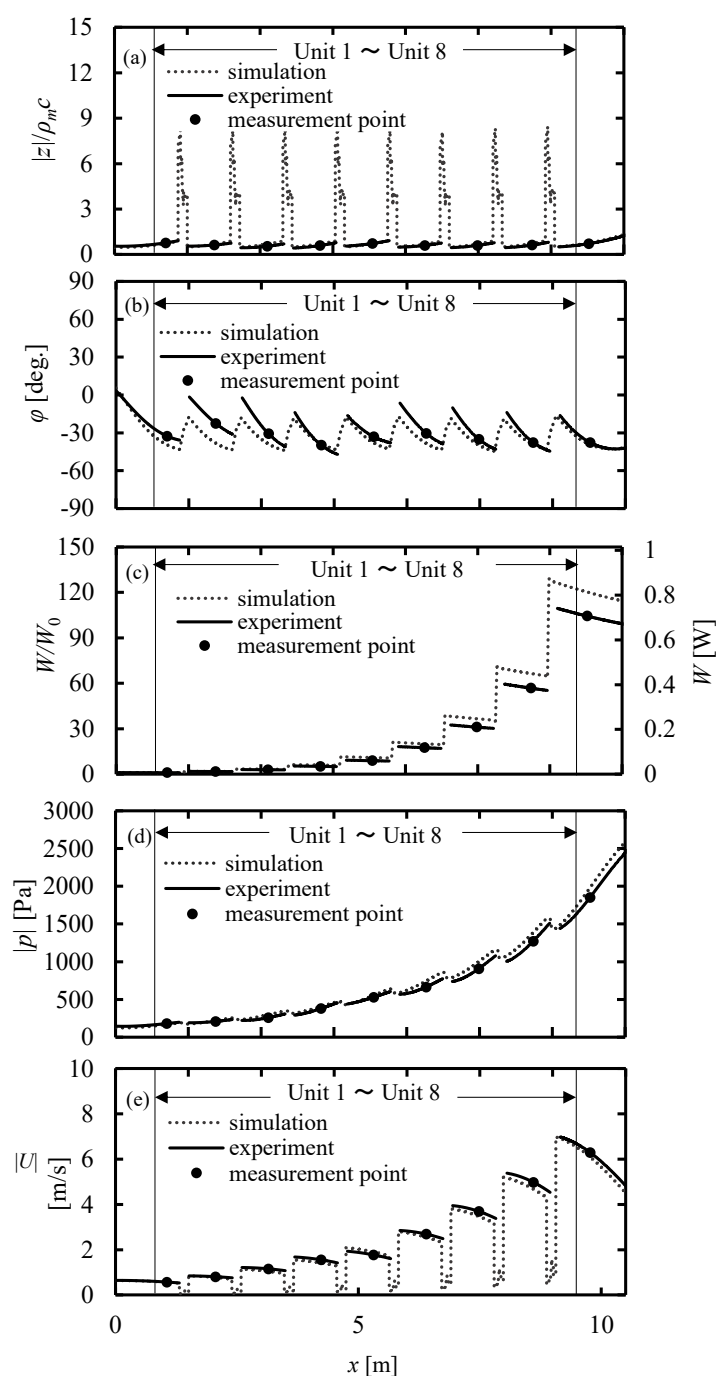


Fig. 3-6 8つの熱音響をユニットを接続した際の実験結果 (a) 規格化音響インピーダンス $|z|/\rho_m c$. (b) P と U の位相差 φ . (c) 規格化仕事流 W/W_0 . (d) 圧力振幅 $|P|$. (e) 流速振幅 $|U|$. “Reproduced from [Mariko Senga, Shinya Hasegawa, Journal of Applied Physics 119, 204906 (2016)], with the permission of AIP Publishing.”

3.4 多段接続可能な音場における熱効率の測定

前項にて、提案手法を用いることで、ユニット前後の比音響インピーダンスを等価とでき、理論上無数の蓄熱器を接続可能であることが確認できた。しかし、前項においては熱効率の測定を行っておらず、目的とした無数の蓄熱器を「高効率で」直列接続することが可能であるかについては確認していない。

本項では、3.3 節で提案した接続手法を用いて「多段接続を可能としながら熱効率が最大」となるように諸元を決定し、熱効率の測定を行うことで熱効率との関連性について確認する。

3.4.1 熱音響測定用ユニットの計算モデルおよび熱効率の計算

熱効率測定用ユニットの諸元

本項で前項までで確認した、(1)蓄熱器における局所的な高い z の条件を満たすように蓄熱器および熱交換器の断面積を拡大した[1]熱音響ユニット、に対して提案した w を増幅しながら熱音響ユニットでの z を等価とする手法が有効であることを示した。本節ではこの提案手法を用いて熱効率の測定を行うために、Fig. 3-5 および Table 3-2 に示す諸元の熱音響ユニットを製作した。以下、このユニットを熱効率測定用ユニットと呼称する。

熱効率測定用ユニットは前項と同様に、蓄熱器における局所的な高い z の条件を満たすように蓄熱器および熱交換器の断面積を拡大した形状とする。構成要素は上流側導波管、上流側テーパ管、上流側テーパ接続管、常温側熱交換器、蓄熱器、高温側熱交換器、下流側テーパ接続管、下流側テーパ管(熱緩衝管を兼ねる)、下流側導波管である。導波管と熱交換器の間のテーパ管の角度は 7° である[19]。各熱交換器とテーパ管の間には直径 40 mm、軸方向長さ 10 mm の接続管を有する。なお作動気体はヘリウムとアルゴンを比率 8:2 の混合気体であり、平均圧は 3.0 MPa とした。また、周波数 f は 48 Hz とした。

熱効率の測定にあたっては、単純熱伝導や大気への放熱よって入熱量のロスになる成分が生じる。これらの入熱量のロスも熱音響現象に寄与しない熱量であるため、後述するように本実験においてはこれらを除いた熱音響現象に起因する正味の熱効率についても評価する。実験に際して単純熱伝導や大気への放熱量を低減するために、

- (i) セラミックヒータを高温側熱交換器に内蔵
- (ii) 高温側熱交換器と蓄熱器の外部に輻射板の設置
- (iii) 高温側熱交換器と蓄熱器の周りの真空断熱構造

をした実験装置を構築した。本節では変更パラメータをユニット両端部の導波管長さ L

とし、3.2 節で提案した接続手法を用いて「多段接続を可能としながら熱効率が最大」となるような L を求める。

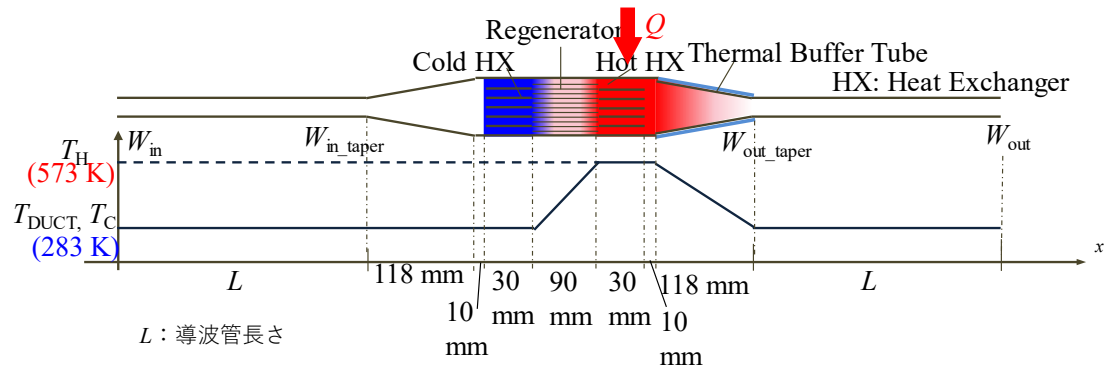


Fig. 3-7 熱効率測定用ユニットの計算モデル

Table3-2 熱効率測定用ユニットの計算パラメータ

	Diameter [mm]	Flow path dia. [mm]	Porosity [%]
Duct	10.9	10.9	100
Tapered tube (Thermal buffer tube)	10.9→40 or 40 →10.9 (taper angle: 7 deg.)	10.9→40 or 40 →10.9	100
Heat exchanger	40	0.5	53
Regenerator	40	0.2	69.4

熱音響測定用ユニットの熱効率の計算

本項では、前項に示した熱効率測定用ユニットに対して熱効率が最大となるような導波管長さ L の決定を行う。熱効率の計算は、3.2 節にて示した Eq. (3-9) で接続可能な z を各 L に対して求めたのち、求めた z を用いて熱音響ユニットの音場を計算することによって熱効率を求める。

まず、計算を行うにあたっての温度条件について述べる。熱効率測定用ユニットでは、熱交換器の前後に軸方向長さ 10 mm の上流側テーパ接続管と下流側テーパ接続管がある。このときの接続管の温度は接続される各熱交換器と同じ温度とした。上流側のテーパ管の温度は導波管温度と同じとし温度分布はないとした。また、下流側テーパ管においては高温側熱交換器温度から導波管温度までの線形の温度分布を設けた。この条件において、前項で確認した「熱音響ユニット前後での z を等価としながら多段接続を可能とする」接続手法を用いる。このとき、伝達マトリクスの固有値と固有ベクトルを用いる計算手法を同じであるが、本項での伝達マトリクスは実験諸元に対応して、

$$\mathbf{M}_{all} = \mathbf{B}_{DUCT2} \mathbf{B}_{TBT} \mathbf{B}_{HDUCT} \mathbf{B}_{HHX} \mathbf{B}_{REG} \mathbf{B}_{CHX} \mathbf{B}_{CDUCT} \mathbf{B}_{TAPER} \mathbf{B}_{DUCT1} \quad (3-10)$$

として計算を行った。Eq. (3-10) の伝達マトリクスと 3.2 節での計算手法を用いることで、各 L に対する固有値と固有ベクトルを求める。これにより、多段接続可能となる場合の z が各 L に対して求まる。この z を用いることで、各 L で複数蓄熱器の接続が可能な際の熱効率を求める。以下に熱効率の算出の手順を述べる。

熱効率の算出を行うために、熱効率測定用ユニットの音場の算出を行う。ここで、任意の x 位置における $P(x)$ および $U(x)$ は、 $\mathbf{M}_{all}$ と初期点 $P(0)$, $U(0)$ から以下のように求められる。

$$\begin{bmatrix} P(x) \\ U(x) \end{bmatrix} = \mathbf{M}_{all} \begin{bmatrix} P(0) \\ U(0) \end{bmatrix} \quad (3-11)$$

求めた P および U の分布から仕事流 W を算出し、ユニット前後およびテーパ管前後での熱効率を求める。ここで、 W は以下で与えられる。

$$W = \frac{A_c}{2} \text{Re}[\tilde{P}U] \quad (3-12)$$

ここで、 A_c は管断面積である。熱効率を算出する際の蓄熱器への入熱量 Q に熱音響現象に寄与しない熱量(単純熱伝導) Q_k を含む。 Q_k は装置形状や管内平均圧によって変化する。そのため、装置形状や管内平均圧によって Q_k の熱効率への寄与が変化し、熱効率の単純比較が困難となる。本報告では熱音響現象に起因する熱効率をみ

る目的から熱音響現象に寄与する熱量 $Q - Q_0$ を用いて熱効率を算出した。さらに、熱力学的上限である、カルノー効率で除することによって熱効率の評価を行う。

したがって、ユニット前後の比カルノー効率 η_{all} およびテーパ前後での比カルノー効率 η_{taper} を以下のように定義できる。

$$\eta_{\text{all}} = \frac{(W_{\text{out}} - W_{\text{in}})}{(Q - Q_0)} \frac{1}{\left(1 - \frac{T_{\text{C}}}{T_{\text{H}}}\right)} . \quad (3-13)$$

$$\eta_{\text{taper}} = \frac{(W_{\text{out_taper}} - W_{\text{in_taper}})}{(Q - Q_0)} \frac{1}{\left(1 - \frac{T_{\text{C}}}{T_{\text{H}}}\right)} . \quad (3-14)$$

以上の計算を L を変化させながら行うことで、各 L で複数蓄熱器の接続が可能な場合の熱効率が算出できる。この計算結果から熱効率が最大となるような L を決定する。

Figure 3-8 に Eq. (3-9) を用いて L を変更しながら計算した接続可能な比音響インピーダンス z を示す。Figure 3-9 は横軸を z の実数、縦軸を z の虚数とした。この各 L に対して求めた z を初期点 ($x = 0$) の条件として用いることによって η_{all} および η_{taper} を計算した。Fig. 3-7 に η_{all} および η_{taper} の計算結果を示す。同図においては横軸を L 、縦軸を η_{all} および η_{taper} とした。 η_{all} に対して確認すると、 $L = 0.9 \text{ m}$ でピークを描く結果が得られた。このとき、 η_{all} は 69.4 % である。 η_{taper} については、 $L = 1.2 \text{ m}$ で最大となる結果が得られ η_{all} と異なる軌跡となった。なお、 η_{taper} の最大値は 72.4 % であった。本研究では、 η_{all} が最大となるときの $L (= 0.9 \text{ m})$ を採用し、実験を行う。

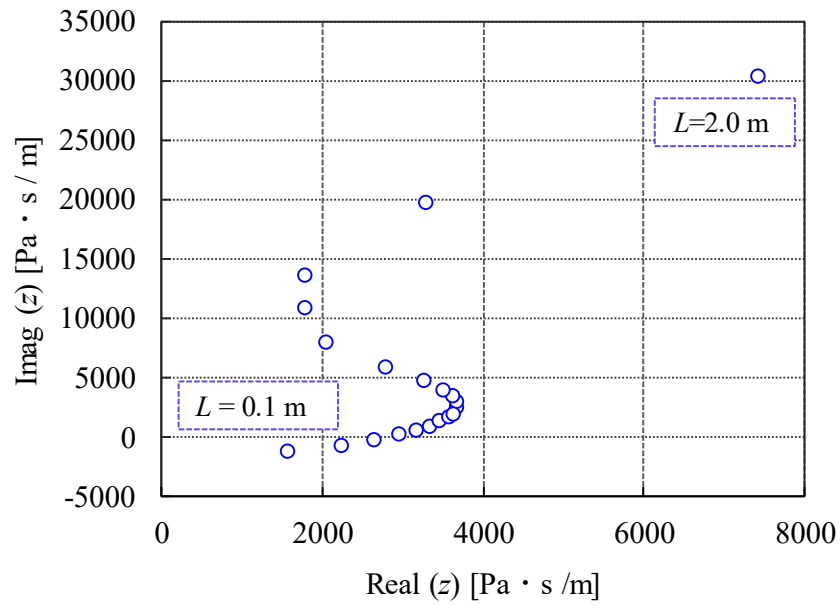


Fig. 3-8 熱効率測定用ユニットの接続可能 z の計算結果

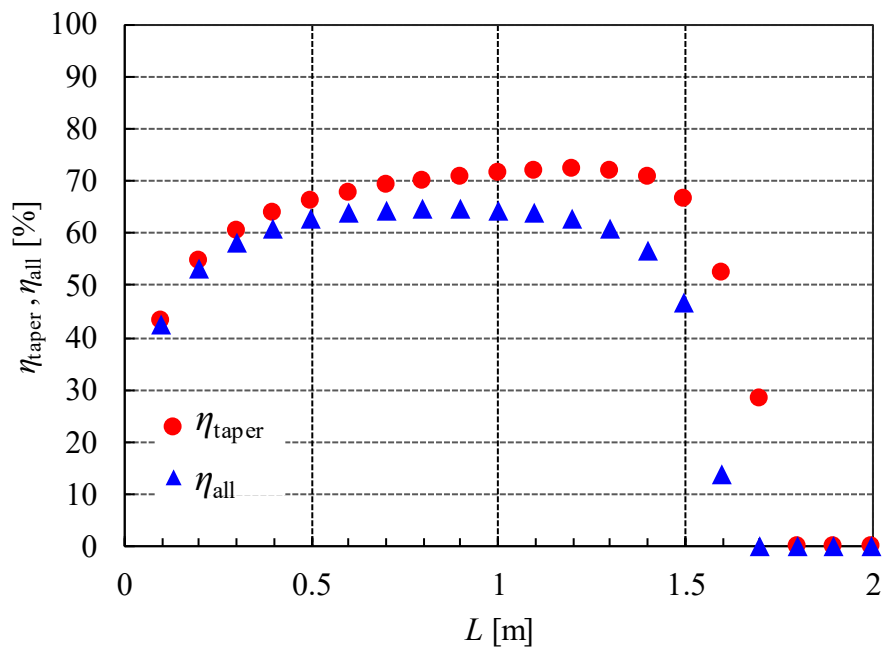


Fig. 3-9 熱効率測定用ユニットの熱効率の計算結果

3.4.2 実験装置および実験方法

実験装置

①実験装置全体

本研究で用いた実験装置の概略図を Fig. 3-10 に示す．実験装置は熱効率測定用ユニットと音響ドライバー、音響レシーバとして用いたリニアモータによって構成される．本実験においては、2 つのリニアモータの振幅と位相をそれぞれ独立に調整することによって、計算にて求めた「直列接続可能」かつ「熱音響ユニットの熱効率」が高くなるときの音場を実現する．

また、本実験では熱効率を熱音響現象に寄与した熱量を用いて評価を行う目的から、単純熱伝導や大気への放熱量の定量化が必要である．本研究では電気ヒータと直流電源を用いて高温側熱交換器に入力した電力を入熱量 Q と定義した．電気ヒータからの単純熱伝導や大気への放熱量を低減するために、本実験においては 3.3.1 にて述べたように

- (i) セラミックヒータを高温側熱交換器に内蔵
- (ii) 高温側熱交換器と蓄熱器の外部に輻射板の設置
- (iii) 高温側熱交換器と蓄熱器の周りの真空断熱構造を満たす実験装置を試作した．

②蓄熱器および熱交換器

次に蓄熱器および熱交換器について述べる．蓄熱器はエッチング加工によって直径 $2r = 0.2 \text{ mm}$ の円管流路を空けたステンレスシートを軸方向長さ 90 mm になるように積層したものをを用いた．また、蓄熱器の両端に設置した熱交換器は 1 辺 0.5 mm の正形状の流路を有し、軸方向長さ 30 mm とした．なお、熱交換器の材質は銅である．低温側熱交換器の周りには冷却水を循環できる構造とし、実験時に蓄熱器低温端温度 T_c が 283 K となるように調整した．高温側熱交換器にはセラミックヒータを 4 枚内蔵し、セラミックヒータに直流電源を接続することで入熱を行った．実験においては入熱量を調整することによって T_H が 573 K となるようにした．

③熱効率の測定方法

本報告の実験では高温側熱交換器の電気ヒータに印加する電力を入熱量 Q とし、テーパ管前後での仕事流増幅量 ΔW を除すことで熱効率を測定する． ΔW は $W_{\text{in_taper}}$ と $W_{\text{out_taper}}$ から以下のように表す．

$$\Delta W = W_{\text{out_taper}} - W_{\text{in_taper}} \quad (3-10)$$

本実験では $W_{\text{in_taper}}$ および $W_{\text{out_taper}}$ を Two-sensor 法を用いて求めた^[24, 25]． Fig. 3-10

に示したように、導波管の管壁に取り付けた圧力トランスデューサで計測した圧力振動から Two-sensor 法[17,18]で2つのセンサの midpoint の P, U, W を求める. さらに線形熱音響理論[7]を用いてテーパ管の前後まで外挿することで管内の音場を導出し $W_{\text{in_taper}}$ と $W_{\text{out_taper}}$ を求めた. 熱音響ユニットに対して上流側, 下流側それぞれの管には管壁に3本ずつ圧力トランスデューサを取り付けているため, 上流側下流側それぞれで3通りずつ組み合わせが存在する. 本報告では, 上流-下流の外挿結果の組み合わせから ΔW の平均値と最大値もしくは最小値を求め, エラーバーを描いた. この結果から Eq. (3-10) で ΔW を求め, Q で除すことで熱効率を求めた. さらに, 本報告では熱力学的な上限であるカルノー効率で除し, 比カルノー効率 η_2 で評価する.

$$\eta_2 = \frac{\Delta W}{Q} \frac{1}{\left(1 - \frac{T_C}{T_H}\right)}. \quad (3-15)$$

ただし, 入熱量 Q には, 熱音響現象に寄与する熱量に加えて, 蓄熱器に温度勾配を与えるために必要な単純熱伝導や大気放熱によるロス Q_0 を含む. したがって, 熱音響現象のエネルギー変換に寄与する正味の入熱量は Q と Q_0 の差 $Q - Q_0$ で表される. 本研究においては, 熱音響現象に寄与する熱効率を議論するために, $Q - Q_0$ で ΔW を除すことで熱音響現象に寄与する正味の熱効率を求める. さらにカルノー効率で除し, 正味の比カルノー効率 η_2' についても求め評価する.

$$\eta_2' = \frac{\Delta W}{(Q - Q_0)} \frac{1}{\left(1 - \frac{T_C}{T_H}\right)}. \quad (3-16)$$

なお, Q_0 はリニアモータが動作しない場合において, $T_C = 283 \pm 1 \text{ K}$, $T_H = 573 \pm 1 \text{ K}$ となるときの直流電源からの投入電力とし各熱効率測定の前後に測定した. 以上の熱効率の測定を ΔW を5パターンで変化させながら行った.

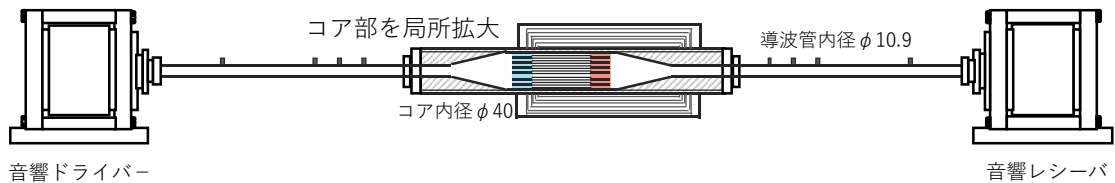


Fig. 3-10 熱効率測定時の実験装置概略図

3.4.3 実験結果

入熱量および正味の入熱量

本項では実験での ΔW と入熱量 Q および Q_0 の関係について示す. Figure 3-11 に各 ΔW における Q および Q_0 を示す. 横軸は ΔW とし Q_0 を青の Δ , Q を赤の $\circ$ でプロットした. 各結果において実線は複数の実験, 複数のセンサで計測した際のエラーバーを示し, シンボルはその平均値を示している. なお, Q_0 , Q の縦軸のエラーバーが小さく, シンボルの表示範囲内とほぼ重なる結果となった.

同図を確認すると ΔW が大きくなるに従い, 相対的に Q_0 の寄与は低下する傾向が見られた. 本実験条件下では ΔW が $42.0^{+1.91}_{-1.52}$ W 程度の際には Q_0 の影響は 16.5%程度となった. この結果から本実験装置における「ヒータの内蔵, 蓄熱器および高温熱交換器回りの真空断熱と輻射板」は放熱量の低下に有効であると考えられる.

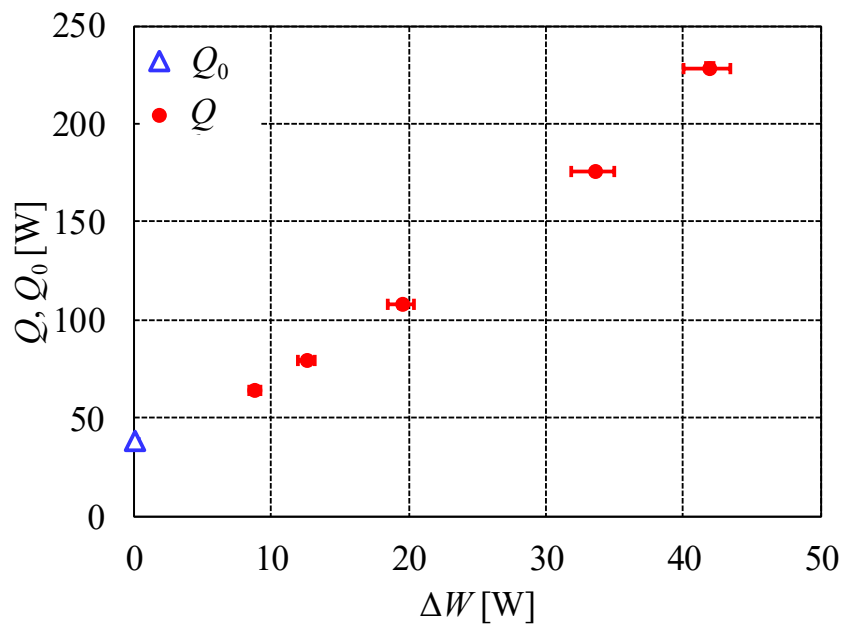


Fig. 3-11 仕事流の差 ΔW と入熱量 Q および Q_0 の関係.

熱効率の測定結果

Figure 3-12 に ΔW に対する η_2 と η'_2 の測定結果を示す．横軸は ΔW とし η_2 を青の Δ , η'_2 を赤の $\circ$ でプロットした．本実験結果においても 3.3.4 と同様に実線は複数の実験，複数のセンサで計測した際のエラーバーを示し，シンボルはその平均値を示している．

まず， η_2 について確認する．Figure 3-9 から ΔW の増加にともなって， η_2 は増加し， $\Delta W = 33.7^{+1.77}_{-1.36}$ W 付近でピークとなったのち，低下する傾向が見られた．最大点における η_2 は $37.9^{+1.68}_{-2.20}$ % の結果が得られており，放熱量といった熱音響現象に寄与しない熱量も含めていること，高温側温度が 300°C であることを考慮すると比較的高い熱効率に達している．

つぎに η'_2 の測定結果についてみると， ΔW が最も小さい $\Delta W = 8.77^{+0.35}_{-0.34}$ W で η'_2 は最大となり， ΔW の増加に伴って η'_2 が低下する傾向が見られた． $\Delta W = 8.77^{+0.35}_{-0.34}$ W における η'_2 は $68.5^{+5.00}_{-2.66}$ % の結果が得られた．

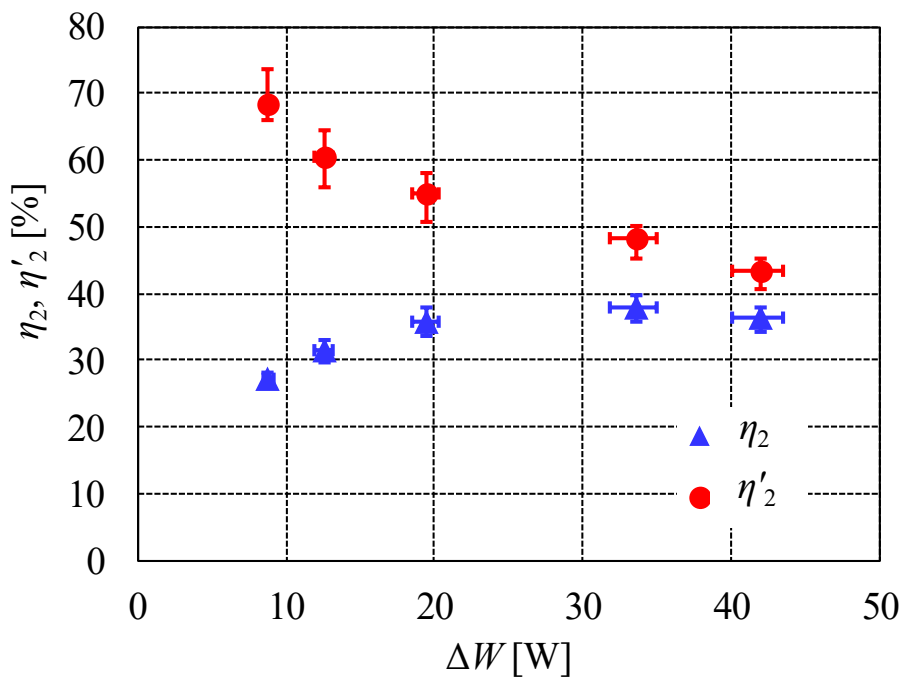


Fig. 3-12 仕事流の差 ΔW と比カルノー効率 η_2 、放熱等を除いた比カルノー効率 η'_2 の関係．

3.5 まとめ

本章では，無数の蓄熱器を高効率で直列接続することを目的に，(1) 全ての蓄熱器において高い z を局所的に満たすこと，(2) 蓄熱器を接続点前後のインピーダンスを等価とすることの2つを満たす直列多段進行波型熱音響機関の設計手法の提案と実験による検討を行った。

3.3 節では以下の3点を行った。

- ・(1)を満たすために，蓄熱器および熱交換器の断面積を導波管断面積に対して拡大した。この断面積変化によって蓄熱器位置での U を低下させ局所的に高い z を実現するモデルを用いた。
- ・(2)を満たす接続手法として線形熱音響理論に基づいて熱音響ユニットの伝達マトリクスを求め，この伝達マトリクスの固有ベクトルと固有値に着目して蓄熱器を接続点前後の比音響インピーダンスを等価とする手法の提案を行った。
- ・接続手法の妥当性の確認のために，接続手法を用いて導波管長さ L を変更パラメータとして増幅率が高くなるような諸元を決定し，熱音響ユニットを8段接続した実験装置を構築し，実験による検証を行った。

接続手法の提案と多段接続した実験装置による実験の結果，以下のことが確認できた。

- ・ユニットの接続点毎に比音響インピーダンスがリセットされ提案手法によって熱音響ユニット前後の比音響インピーダンスを等価とできることが確認できた。
- ・外挿結果から蓄熱器位置で $z \sim 6\rho mc$ となり，目的としたすべての蓄熱器位置での高音響インピーダンスが実現可能であることが確認できた。
- ・8段の熱音響ユニットの接続装置全体で100を超える仕事流増幅を得た。

3.4 節では3.3 節にて確認した蓄熱器の接続手法を用いて，「多段接続を可能としながら熱効率が最大」となるように諸元を決定し，熱効率の測定を行った。

- ・このとき真空断熱・ヒータ内蔵を行ったエンジンを試作することで外部放熱量の定量化を行った。
- ・対向するリニアモータの振幅と位相を調整することによって計算にて求めた接続点の比音響インピーダンスを実現し，蓄熱器での仕事流増幅量 ΔW を変化させながら熱効率の測定を行った。

3.4 節の実験結果からは以下の知見が得られた。

- ・ ΔW が大きくなるに従い、相対的に Q_0 の寄与は低下する傾向が見られた。本実験条件下では ΔW が $42.0^{+1.91}_{-1.52}$ W 程度の際には Q_0 の影響は16.5 %程度となった。この結果から本実験装置における「ヒータの内蔵、蓄熱器および高温熱交換器回りの真空断熱と輻射板」は放熱量の低下に有効であると考えられる。
- ・テーパー前後における比カルノー効率 η_2 は $\Delta W = 33.7^{+1.77}_{-1.36}$ W のときに最大となり、 η_2 は $37.9^{+1.68}_{-2.20}$ %の結果を得た。
- ・熱音響現象に寄与しない熱量を差し引いたテーパー前後における正味の比カルノー効率 η_2 は、 ΔW が $8.77^{+0.35}_{-0.34}$ W の際に最大となり、 $68.5^{5.00}_{-2.66}$ %と高い熱効率の結果が得られた。
- ・ η_2 は ΔW が増加するにしたがって低下する傾向が見られた。実際の熱音響機関を利用するには出力を大きくする必要があると考えられるため、今後 ΔW による熱効率の低下を低減することが課題であると考えられる。

本手法を用いることによりすべての蓄熱器において高効率、かつ蓄熱器の接続数の制限がない、多段型進行波型熱音響機関の実現が可能であると考えている。また、本研究では同一の諸元を有する熱音響ユニットの直列接合を考えたが、本設計手法を用いることにより諸元の異なる熱音響ユニットの接合も可能である。この際には熱音響ユニットごとの固有ベクトルが同一となる点を算出することで、異なる熱音響ユニットの接合が可能になる。さらに、本報告では導波管長さ L を調整パラメータとしたが、設計手法を用いることで、蓄熱器長さや流路、周波数、温度等を含めての最適化と接合を行うことも可能である。

第 4 章 蒸発と凝縮を用いた熱音響機関の エネルギー変換に関する検討

※本章の内容は 2020 年 2 月現在,
Elsevier 社 International Journal of Heat and Mass Transfer に投稿, 査読中の内容である.

4.1 はじめに

本章では、進行波型熱音響機関を対象として、濡れた蓄熱器を用いた場合の水の蒸発と凝縮によるエネルギー変換について解析および実験から調査する。1.4 節において濡れた蓄熱器を用いることによって熱音響機関の臨界温度比が低下することについて述べたが、エネルギー変換について定量的に検討された例はない。本章では、仕事源という視点から熱音響理論を用いて蒸発と凝縮を伴う場合のエネルギー変換成分を分離し、乾いた気体によるエネルギー変換成分と比較する。

まず 4.2 節では濡れた蓄熱器における支配方程式について述べる。この伝搬方程式から仕事源を解析的に分離する。

4.3 節では 4.2 節で述べた w' の成分を実験的に成分分離可能な条件を設定する。本節において、熱音響理論を用いることによって、エネルギー変換成分を分離する手法の提案を行う。また、実験装置および実験方法について述べる。

最後に 4.4 節では解析結果実験結果について述べ、蒸発と凝縮を伴う場合のエネルギー変換寄与について検討する。

4.2 濡れた蓄熱器における仕事源の解析による分離

4.2.1 支配方程式

本節では 2 章で導入した仕事源 w' という視点の成分分離[1,2]を蒸発と凝縮を伴う場合についても拡張することで、蒸発と凝縮を伴う場合のエネルギー変換成分を解析的に分離する。本研究では Rasp et al. が導出した濡れた管壁の蓄熱器に対する方程式[3]に基づいて w' の分離を行う。この分離により蒸発と凝縮によって付加されるエネルギー変換成分を導出する。

Rasp et al. は以下の(a)~(d)の 4 つに代表される仮定をナビエーストックス方程式などの流体の支配方程式に用いることで Eq.(4-1)および Eq. (4-2)に示す管壁が濡れた蓄熱器での支配方程式を導出した[3]。

- (a) 流路内は気体と飽和蒸気で満たされており、流路の内壁は常に薄い液層が存在する。
- (b) 管壁の熱容量や作動気体および液相に比べて十分大きいとする。
- (c) 気体と飽和蒸気の混合気体は理想気体として扱う。
- (d) 定常流については十分小さいとして無視する。

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{-j\omega\rho_m}{1 - \chi_v} U. \quad (4-1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial x} = & -\frac{j\omega}{P_m} \left\{ 1 - \frac{\gamma-1}{\gamma} (1 - \chi_a) + \frac{n_2}{n_1} \chi_D \right\} P \\ & + \left\{ \frac{\chi_a - \chi_v}{(1 - \chi_v)(1 - \sigma)} + \frac{n_2}{n_1} \frac{l}{RT_m} \frac{\chi_D - \chi_v}{(1 - \chi_v)(1 - N_{SC})} \right\} \frac{1}{T_m} \frac{dT_m}{dx} U. \end{aligned} \quad (4-2)$$

ここで、 N_{SC} はシュミット数、 n_1 と n_2 はそれぞれ作動気体と蒸気の数密度、 l は蒸発潜熱、 R はガス定数を示す。さらにパラメータ χ_D は $\omega\tau_D$ に依存する熱音響関数である[3]。Eq. (4-1)-(4-2)は第2章にて述べた Rott の波動方程式と比較して異なるのは U に関連する Eq. (4-2)となる。

なお、本章においては実験結果との比較を行うため、後述する実験装置と同様に一辺を $2r$ とした正方形流路を対象とする。したがって長方形流路の式[4]において y_0 と z_0 が等しいとみなすことができるため、 χ_a , χ_v , や χ_D は以下とかける。

$$\chi_{a,v,D} = 1 - \frac{64}{\pi^4} \sum_{a,b, \text{ odd}} \frac{1}{a^2 b^2 \left(1 - i \frac{\pi^2}{8} \frac{1}{\omega\tau_{a,v,D}} (a^2 + b^2) \right)}. \quad (4-3)$$

以上で示す Raspet の支配方程式を用いて次項以降で w' の分離を行う。

4.2.2 仕事源の分離

前項で示した式(4-1), (4-2)をもとに w' を分離することで、蒸発と凝縮によって付加されるエネルギー変換成分を検討する。仕事源 w' は仕事流束密度 w の勾配であらわされる[1,2]。さらに w は

$$w = \frac{1}{2} \text{Re}[\tilde{P}U]. \quad (4-4)$$

であらわすことができる。Eq. (4-4)を w' の式に代入することで w' は以下と書き換えることができる。

$$w' = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \text{Re}[\tilde{P}U] \right) = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} U \right] + \frac{1}{2} \text{Re} \left[\tilde{P} \frac{\partial U}{\partial x} \right]. \quad (4-5)$$

$\partial \tilde{P}/\partial x$ と $\partial \tilde{U}/\partial x$ は Eq. (4-1) および Eq. (4-2) より既知であることから、Eq. (4-5)へ代入することができ、各項を求めることが可能である。Eq. (4-5)の第一項に $\partial \tilde{P}/\partial x$ (Eq. (4-1)) を、第二項に $\partial \tilde{U}/\partial x$ (Eq. (4-2)) を代入することにより Eq. (4-6)が導出される。

$$\begin{aligned}
 w' = & \frac{1}{2} \text{Re} \left[\frac{-j\omega\rho_m}{1-\chi_v} \tilde{U}U \right] + \frac{1}{2} \text{Re} \left[\left[-\frac{j\omega}{P_m} \left\{ 1 - \frac{\gamma-1}{\gamma} (1-\chi_a) + \frac{n_2}{n_1} \chi_D \right\} \right] \tilde{P}P \right] \\
 & + \frac{1}{2} \text{Re} \left[\left[\left\{ \frac{\chi_a - \chi_v}{(1-\chi_v)(1-\sigma)} + \frac{n_2}{n_1} \frac{l}{RT_m} \frac{\chi_D - \chi_v}{(1-\chi_v)(1-N_{SC})} \right\} \frac{1}{T_m} \frac{dT_m}{dx} \right] \tilde{P}U \right].
 \end{aligned} \tag{4-6}$$

ここで, Eq. (4-6)の右辺第1項は粘性散逸(動粘性から生じる不可逆性に関する仕事流束密度ロス), 右辺第2項は有限の熱拡散係数による不可逆性と物質拡散による不可逆性による仕事流束密度ロス, 右辺第3項は温度勾配に依存するエネルギー変換にあたる. さらに右辺第3項中に含まれる $\tilde{P}U$ の結果は実数領域と虚数領域をもつ. このとき φ に着目することにより, 上述したように P と U が $\pi/2$ ずれた定在波成分と P と U が同位相にある進行波成分と分けることができる[]. これらを考慮すると, w' は成分分離して以下のように書くことができる.

$$w' = w'_v + w'_a + w'_D + w'_{\text{prog}} + w'_{\text{stand}} + w'_{\text{prog}D} + w'_{\text{stand}D}. \tag{4-7}$$

$$w'_v = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\frac{-j\omega\rho_m}{1-\chi_v} \right] |U|^2. \tag{4-8}$$

$$w'_a = \frac{1}{2} \text{Re} \left[-\frac{j\omega}{P_m} \left\{ 1 - \frac{\gamma-1}{\gamma} (1-\chi_a) \right\} \right] |P|^2. \tag{4-9}$$

$$w'_D = \frac{1}{2} \text{Re} \left[-\frac{j\omega}{P_m} \left\{ \frac{n_2}{n_1} \chi_D \right\} \right] |P|^2. \tag{4-10}$$

$$w'_{\text{prog}} = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\frac{\chi_a - \chi_v}{(1-\chi_v)(1-\sigma)} \right] \frac{1}{T_m} \frac{dT_m}{dx} |P||U| \cos \varphi. \tag{4-11}$$

$$w'_{\text{stand}} = -\frac{1}{2} \text{Im} \left[\frac{\chi_a - \chi_v}{(1-\chi_v)(1-\sigma)} \right] \frac{1}{T_m} \frac{dT_m}{dx} |P||U| \sin \varphi. \tag{4-12}$$

$$w'_{\text{prog}D} = \frac{1}{2} \frac{n_2}{n_1} \frac{l}{RT_m} \text{Re} \left[\frac{\chi_D - \chi_v}{(1-\chi_v)(1-N_{SC})} \right] \frac{1}{T_m} \frac{dT_m}{dx} |P||U| \cos \varphi. \tag{4-13}$$

$$w'_{\text{stand}D} = -\frac{1}{2} \frac{n_2}{n_1} \frac{l}{RT_m} \text{Im} \left[\frac{\chi_D - \chi_v}{(1-\chi_v)(1-N_{SC})} \right] \frac{1}{T_m} \frac{dT_m}{dx} |P||U| \sin \varphi. \tag{4-14}$$

ここで w'_v , w'_a および w'_D はそれぞれ粘性(動粘性から生じる不可逆性に関する散逸), 熱拡散による散逸, 物質拡散による散逸である. また, w'_{prog} (Eq. (4-11)) と w'_{stand} (Eq.

(4-12))はそれぞれ、気体のみを用いた場合におけるエネルギー変換の進行波成分と定在波成分を示す。水の蒸発と凝縮によるエネルギー変換は w'_{progD} (Eq. (4-13)) と w'_{standD} (Eq. (4-14))であり、それぞれ進行波成分と定在波成分によるものにあたる。以上により、散逸、進行波位相や定在波位相に起因するエネルギー変換、水の蒸発と凝縮による進行波位相、定在波位相によるエネルギー変換の寄与をみる事が可能である。本報告では進行波を用いたエネルギー変換に関して基本的な検討を行うことを目的とし、「非散逸」かつ「 ϕ がゼロである進行波音場」におけるエネルギー変換に着目した。同条件では w'_v , w'_a , w'_D , w'_{stand} , w'_{standD} は無視できるため、蒸発と凝縮を伴う場合と、気体のみの場合のエネルギー変換の比は Eq. (4-11)と Eq. (4-13)から以下となる。

$$\frac{w'_{\text{progD}}}{w'_{\text{prog}}} = \frac{n_2}{n_1} \frac{l}{RT_m} \frac{\text{Re} \left[\frac{\chi_D - \chi_v}{(1 - \chi_v)(1 - N_{\text{SC}})} \right]}{\text{Re} \left[\frac{\chi_a - \chi_v}{(1 - \chi_v)(1 - \sigma)} \right]}. \quad (4-15)$$

なお Eq. (4-15)に含まれる n_2 / n_1 は大きく温度に依存し変化する。そのため後述の解析時には蓄熱器温度を軸方向に 40 分割して各分割での T_m を用いて分割要素ごとの w'_{progD} , w'_{prog} を求めた。このとき簡便な検討を可能にする目的から、解析上では蓄熱器軸方向の P や U の変化は無視した。さらに求めた結果を足し合わせ、分割数で除すことによって平均化した $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}}$ を求めた。次節以降は Eq.(4-15)を実験にて検討可能な実験条件を設定し、実験から求めたエネルギー変換比と解析から求めたエネルギー変換比を比較する。

4.3 実験によるエネルギー変換成分の分離手法

4.3.1 実験条件の設定

本項では、蒸発と凝縮を伴う場合のエネルギー変換を前項で示した仕事源と熱音響理論を用いて実験的に分離する手法について述べる。本章では前項で示した進行波によるエネルギー変換比 $w'_{\text{progD}}/w'_{\text{prog}}$ を検討可能な条件を設定する。しかし実験において w'_{prog} および w'_{progD} を直接測定することは困難であり、これまでに実験的に仕事源を分離した例は見られない。そこで実験にて測定可能な量である仕事流束密度 w を用い、蓄熱器前後の仕事流束密度増幅率 G から熱音響理論を用いてエネルギー変換成分を分離する手法を提案する。 G は Fig. 4-1 に示すように蓄熱器上流側の w を w_{IN} 、蓄熱器下流側の w を w_{OUT} とすることで、

$$G = \frac{w_{\text{OUT}}}{w_{\text{IN}}} . \quad (4-16)$$

と表される。また、 w_{OUT} は w_{IN} と w の変化量 Δw から、

$$G = \frac{w_{\text{IN}} + \Delta w}{w_{\text{IN}}} . \quad (4-17)$$

と書き換えることができる。

このとき Δw は、Fig. 4-1 からわかるように $w'dx$ である。したがって、濡れた蓄熱器を用いた場合の G を G_{WET} 、気体のみを用いた場合の G を G_{DRY} とすると、 G_{WET} および G_{DRY} は E_{IN} および Eqs. (4-8)-(4-14) の w' の成分を用いて以下のように表すことができる。

$$G_{\text{WET}} = \frac{w_{\text{IN}} + (w'_v + w'_a + w'_D + w'_{\text{prog}} + w'_{\text{progD}} + w'_{\text{stand}} + w'_{\text{standD}})dx}{w_{\text{IN}}} . \quad (4-18)$$

$$G_{\text{DRY}} = \frac{w_{\text{IN}} + (w'_v + w'_a + w'_{\text{prog}} + w'_{\text{stand}})dx}{w_{\text{IN}}} . \quad (4-19)$$

本研究では、 $w'_{\text{progD}}/w'_{\text{prog}}$ を求めることを目的とするために、式(4-14)、(4-15)から w'_v 、 w'_a 、 w'_D 、 w'_{stand} 、 w'_{standD} を無視できる実験条件が必要となる。まず、 w'_{stand} 、 w'_{standD} の消去を考える。 w'_{stand} 、 w'_{standD} は定在波によるエネルギー変換成分なので、蓄熱器位置において $\varphi = 0$ の条件とする。すなわち純粋な進行波音場を実験で形成することにより式(4-18)、(4-19)から無視できる。

次に、散逸成分である w'_v, w'_a, w'_D の消去を考える. $G_{\text{DRY}}, G_{\text{WET}}$ それぞれにおいて、蓄熱器両端の温度比 $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}} = 1.00$, すなわち温度勾配 $dT_m / dx = 0$ の場合には、 dT_m / dx に依存するエネルギー変換項を無視することができる. したがって、実験条件で $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}} = 1.00$ を設定することで散逸成分である w'_v, w'_a, w'_D 「のみ」の影響を評価することができる. この $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}} = 1.00$ のときの G_{DRY} を $G_{\text{DRY_loss}}$, G_{WET} を $G_{\text{WET_loss}}$ とするとそれぞれ以下ようになる.

$$G_{\text{WET_Loss}} = \frac{w + (w'_v + w'_a + w'_D)dx}{w_{\text{IN}}} . \quad (4-20)$$

$$G_{\text{DRY_Loss}} = \frac{w_{\text{IN}} + (w'_v + w'_a)dx}{w_{\text{IN}}} . \quad (4-21)$$

w'_v, w'_a, w'_D は周波数には依存するが温度依存性は低く, $w'_{\text{prog}}, w'_{\text{progD}}$ は周波数, 温度ともに依存すると考える. そのため本報告では $G_{\text{DRY_loss}}, G_{\text{WET_loss}}$ は $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}} = 1.00$ に固定し, f を変更して測定した結果を用いた. また, $G_{\text{DRY}}, G_{\text{WET}}$ は $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}}$ ならびに f を変更しながら測定した. 以上の式(4-18)～(4-21)を用いることで、実験的に $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}}$ を求めることができる.

$$\frac{w'_{\text{progD}}}{w'_{\text{prog}}} = \frac{(G_{\text{WET}} - G_{\text{DRY}}) - (G_{\text{WET_Loss}} - G_{\text{DRY_Loss}})}{(G_{\text{DRY}} - G_{\text{DRY_Loss}})} . \quad (4-22)$$

以上の式を用いて実験にて $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}}$ を求め, Eq. (4-15)で求めた $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}}$ の解析結果と比較する.

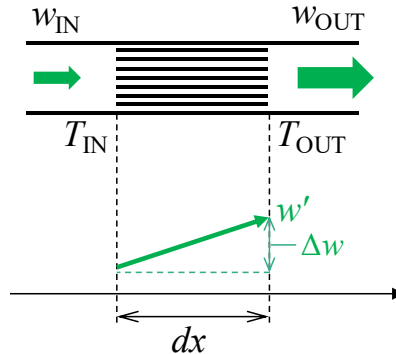


Fig. 4-1 蓄熱器における w, w' の関係

4.3.2 実験装置および実験方法

①実験装置全体

本研究で用いた実験装置の概略図を Fig. 4-2 に示す. 実験装置は図に示すように導波管, 蓄熱器, 蓄熱器に温度勾配を与えるための2つの熱交換器から構成される. 本実験においては外部から SIN 波を入力することによって測定を行うため, 上流側の導波管面にウーファースピーカを取り付けた. 蓄熱器の下流側の導波管には 200 m の軸方向長さを持つチューブを取り付け, 圧力波の反射を抑制した[5]. 前節にて述べたように, $w'_{\text{progD}}/w'_{\text{prog}}$ を測定において $\varphi = 0$ の条件とすることで w'_{stand} , w'_{standD} の寄与を無視することができる. 圧力波の反射を抑制することによって, 蓄熱器の下流側導波管において実験条件 $\varphi = 0$ を満たす「自由空間中を伝搬する音波と同一の固有音響インピーダンスを有する進行波音波」を実現する. また蓄熱器近傍および管内の気体温度を測定するために図中に示すように熱電対を取り付けた.

②蓄熱器および熱交換器

次に蓄熱器および熱交換器について述べる. 蓄熱器には直径 20 mm の中に 1 辺 $2r=0.95$ mm の正形状の細孔を多数有する, 軸方向長さ 20 mm のハニカムセラミクスを使用した. また, 蓄熱器両端には温度比 $T_{\text{OUT}}/T_{\text{IN}}$ をつけるための熱交換器を設置した. 熱交換器は平行平板を有する形状とし, 平板間隔 2 mm, 平板厚さ 1 mm, 直径 20 mm, 軸方向長さ 15 mm とした. 本研究では蓄熱器に水を添加することで, 蒸発と凝縮を伴う, 濡れた状態(以下 WET)とし使用した. また乾燥した蓄熱器(以下 DRY)も併せて使用し, 比較を行った. 蓄熱器への水の添加は, 蓄熱器および両熱交換器が設置されているシリンダの片側に蓋をして水を 5 分間入れたのち, 空気を吹き付けることによって蓄熱器管壁に水が添加され, かつ蓄熱器流路が塞がれていないようにした.

③変更パラメータおよびその設定方法

本研究では, $w'_{\text{progD}}/w'_{\text{prog}}$ の温度依存性および $\omega\tau_a$ 依存性について検討する. 温度依存性は蓄熱器両端の温度比 $T_{\text{OUT}}/T_{\text{IN}}$ を 0.83 (300K/360K), 0.88 (300K/340K), 0.94 (300K/320K), 1.00 (300K/300K), 1.07 (320K/300K), 1.13 (340K/300K), 1.20 (360K/300K)と変化させることで検討した. $T_{\text{OUT}}/T_{\text{IN}} \geq 1.00$ の場合には, T_{IN} を 300 K に固定し, T_{OUT} をそれぞれ 300, 320, 340, 360 K とした. $T_{\text{OUT}}/T_{\text{IN}} < 1.00$ の場合には T_{OUT} を 300 K に固定し T_{IN} を 320, 340, 360 K と変化させた. それぞれの場合で高温側となる熱交換器の温度は電気ヒータを外側に巻き付けることによって調整し, 低温側となる熱交換器の周りには冷却水を循環させることによって温度を 300 K に調整した.

$\omega\tau_a$ 依存性はウーファースピーカから入力する SIN 波の周波数 $f(\omega / 2\pi)$ を変化させることで検討する. 片端に取り付けたウーファースピーカにはファンクションジェネレ

ータとパワーアンプを接続し、 $f(\omega / 2\pi)$ を 20~160 Hz で変化させることで蓄熱器における $\omega\tau_a$ を変化させた。実験時には上流側の熱交換器から 405 mm の位置に設置した圧力センサにおける圧力振幅が 50 ± 5 Pa となるように、ファンクションジェネレータおよびパワーアンプの設定値を変更して実験を行った。

④音場の測定方法

DRY, WET のそれぞれの場合について 4.3.2 項で示した分離手法を用い、 G_{DRY} および G_{WET} の測定から $w'_{\text{progD}}/w'_{\text{prog}}$ の検討を行う。ここでは w_{IN} , w_{OUT} の測定方法について説明する。

本研究では蓄熱器の上流側/下流側の導波管の管壁に 2 本ずつ圧力トランスデューサーを取り付けることによって圧力変動を測定した。測定した圧力変動を用いて Two-sensor 法[6,7] で w を求める。蓄熱器での G を測定する際にはできるだけ蓄熱器近傍での w で G を算出することが望ましい。Two-sensor 法は二点間の圧力変動から、中心点の w を求めることができる。さらに計測対象が相変化を伴わない理想気体の場合、求めた中心点の値から温度勾配がない条件下において軸方向の w の分布を解析的に求めることが可能である。そのため、本実験では Fig. 4-2 に示すように取付けた熱電対を用いて管内の温度を測定し「温度勾配がなく管壁に水滴がついてない」範囲の w 分布を求めた。次節以降で行う全ての実験において、高温側熱交換器から 200 mm の位置で導波管に水滴がついていないこと、温度が室温 ± 3 K であることを確認した。したがって低温側熱交換器の直前の点の仕事流束密度を w_{IN} とし、高温側熱交換器から 200 mm の点の仕事流束密度を w_{OUT} として式(3)から G_{DRY} および G_{WET} を算出した。

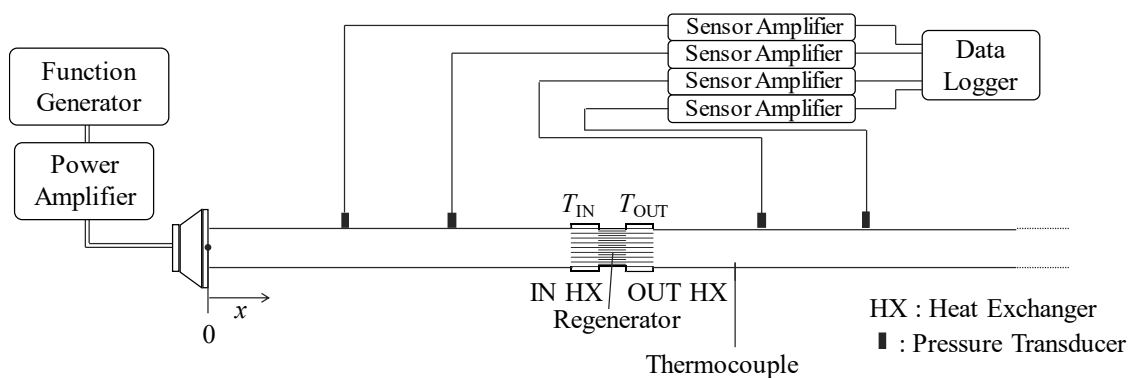


Fig. 4-2 仕事流束密度増幅率の測定に用いた実験装置

4.4 実験結果

本節においては 4.3 節で述べた実験装置および実験方法で行った実験結果について述べるとともに、4.2 節の $w'_{\text{progD}}/w'_{\text{prog}}$ の解析結果との比較を行う。本節は 3 つの項に分けて実験結果についての検討を行う。

4.4.1 濡れた蓄熱器の音響パワー増幅率の時間依存性

本研究では濡れた蓄熱器を用いた場合と乾いた蓄熱器を用いた場合について G_{WET} および G_{DRY} を測定し、4.3 節 Eq. (4-22) によって $w'_{\text{progD}}/w'_{\text{prog}}$ の検討を行う。WET の実験では蓄熱器管壁に十分に水が添加されるように 5 分間の水添加を行うが、時間経過および蓄熱器の加熱によって水が蒸発し、実験中に蓄熱器が乾いてしまうことが考えられる。本節では、濡れた蓄熱器を用いた場合の G_{WET} の時間依存性を確認することで、 G_{WET} と G_{DRY} を比較可能な時間範囲について検討する。

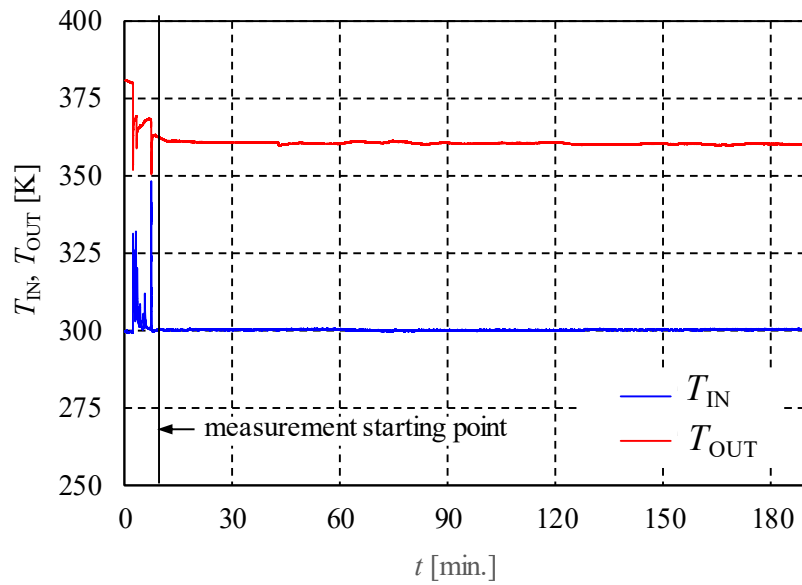
①実験条件および実験方法

本節での実験条件および実験方法について述べる。本項において G_{WET} の時間依存性を検証する条件として、本実験範囲内で蓄熱器の乾燥が最も早いと考えられる $T_{\text{OUT}}/T_{\text{IN}}$ および振幅による水の拡散が最も大きいと考えられる条件を設定することによって、比較可能な時間範囲は検討可能である。したがって、最も温度比が高い $T_{\text{OUT}}/T_{\text{IN}} = 1.20$ (360 K/300 K) を温度条件とし、周波数 f は最も低い 20 Hz で固定して実験を行った。蓄熱器への水の添加方法は 4.3.2 項に示す方法を用いた。また本実験においては蓄熱器の乾燥による G_{WET} の時間依存性のみを検証するために、 $T_{\text{OUT}}/T_{\text{IN}}$ が変化しない必要がある。したがって、本実験では、蓄熱器に水を添加した後は高温側熱交換器の電気ヒータへ入力する電力および低温側熱交換器まわりを循環させる冷却水の温度を調整することで、 T_{OUT} および T_{IN} を調整して $T_{\text{OUT}}/T_{\text{IN}}$ が一定となるようにした。なお、本条件下において蓄熱器に水を添加し T_{OUT} , T_{IN} が安定した後に 5 分毎に温度安定後 180 分まで G_{WET} を測定した。また、 $w'_{\text{progD}}/w'_{\text{prog}}$ の検討時と同程度の振幅とするために、本実験においても上流側の熱交換器から 405 mm の位置に設置した圧力センサにおける圧力振幅が 50 ± 5 Pa となるように、ファンクションジェネレータおよびパワーアンプの設定値を調整して実験を行った。 G_{WET} の算出における w_{IN} , w_{OUT} を求めた軸方向座標については 4.3.2 項④の音場測定方法に示す通りである。

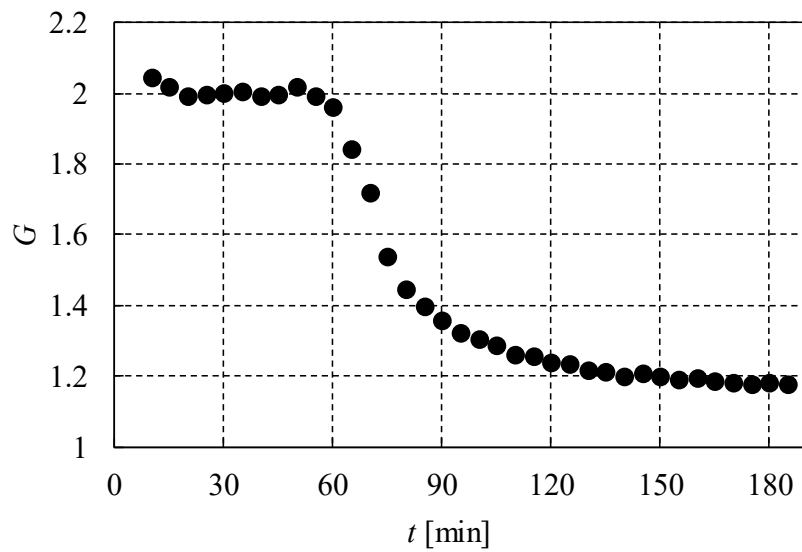
②実験結果

実験結果を Fig. 4-3 に示す。(a)は水を添加してから測定終了までの T_{OUT} および T_{IN} の時間 t による変化、(b)は G_{WET} の時間 t による変化を示す。(a)は T_{OUT} を赤線、 T_{IN}

を青線で示し, (b)では計測結果を黒丸(●)でプロットした. Fig. 4-3(a) において $t = 0 \sim 10$ 分程度の範囲では T_{OUT} および T_{IN} の変化が見られるが, これはこの時間範囲において蓄熱器への水の添加や T_{OUT} および T_{IN} を調整の操作を行っていることによる. したがって, T_{OUT} , T_{IN} が安定した $t = 10$ 分から G_{WET} の測定を開始した. Fig. 4-3 (a) から G_{WET} 測定中($t = 10 \sim 190$ 分)の T_{OUT} および T_{IN} ともに温度変化は少なく, T_{OUT}/T_{IN} は 1.20 ± 0.02 以内に調整されていることがわかる. Fig. 4-3 (b)を確認すると, $t = 10 \sim 60$ 分の範囲では G_{WET} の変化は少ない. 一方, $t = 60$ 分を超えると G_{WET} の低下が顕著となり, 蓄熱器が乾いたと考えられる. したがって, 水の添加後 60 分までは蓄熱器管壁が十分に濡れており G_{WET} に変化がないと判断した. したがって次項以降に示す実験では蓄熱器への水の添加後から 50 分以内に各 T_{OUT}/T_{IN} での G_{WET} を測定した.



(a)水を添加してから測定終了までの T_{OUT} および T_{IN} の時間変化



(b) G の時間変化

Fig. 4-3 濡れた蓄熱器の時間依存性の実験結果

4.4.2 音響パワー増幅率の温度依存性および周波数依存性

4.4.1 項において G_{WET} の時間依存性が確認できたため、本節では w'_{progD}/w'_{prog} の算出に用いる G_{WET} および G_{DRY} の T_{OUT}/T_{IN} 依存性および $\omega\tau_a$ 依存性を検討するとともに、 G_{WET} および G_{DRY} の比較を行う。本節では 4.3 節に示した実験条件および実験方法によって実験を行った。 G_{WET} においては、前項にて確認した結果より水を添加してから 50 分以内に測定を行った。

実験から得た G_{DRY} および G_{WET} の結果を Fig. 4-4 および Fig. 4-5 に示す。Fig. 4-4 が DRY における結果、Fig. 4-5 が WET での結果である。両図とも横軸に $\omega\tau_a$ をとり、縦軸に G_{DRY} もしくは G_{WET} を示した。両図ともシンボルの違いによって T_{OUT}/T_{IN} の違いを示した。なお、横軸の $\omega\tau_a$ は温度や DRY, WET の状態によって変化するため、本報告では温度が 300 K における $\omega\tau_a$ で表示した。図中において $G = 1$ は蓄熱器において w の増幅や減衰が起こらないことを示し、 $G > 1$ は増幅、 $G < 1$ は減衰を示す。また、 $T_{OUT}/T_{IN} = 1.00$ における結果が、 G_{WET_Loss} もしくは G_{DRY_Loss} に対応する。

まず、Fig. 4-4 の DRY の場合を検討する。 $T_{OUT}/T_{IN} = 1.00$ では散逸成分 w'_v , w'_a のみがエネルギー変換に寄与し w が減少するため、常に $G_{DRY} < 1$ となった。 $T_{OUT}/T_{IN} > 1.00$ で T_{OUT}/T_{IN} を増加させていくと、 G_{DRY} は増加した。しかし、本実験の領域ではほとんどの領域で $G_{DRY} < 1$ となり、 $T_{OUT}/T_{IN} = 1.20$ 並びに 1.13 のごく限られた領域のみで $G_{DRY} > 1$ が得られた。これは本研究で設定した T_{OUT}/T_{IN} の多くの領域で w'_{prog} による E の増加よりも w'_v , w'_a による w の減少が上回ったことに起因する。また $T_{OUT}/T_{IN} < 1$ では w'_{prog} は負の値となるために、常に w の減少に寄与する。従って、 $T_{OUT}/T_{IN} < 1.00$ で T_{OUT}/T_{IN} を減少させていくと散逸成分 w'_v , w'_a による w の減少に加えて w'_{prog} による w の減少が生じた。

次に、Fig. 4-5 の WET の場合を確認する。 $T_{OUT}/T_{IN} = 1.00$ では DRY の場合と同様に散逸成分となる w'_v , w'_a , w'_d のみが寄与するため、常に $G_{WET} < 1$ となった。この結果を $T_{OUT}/T_{IN} = 1.00$ の G_{DRY} と比較すると、 G_{WET} のほうが値が小さいことがわかる。この違いは w'_d によるものであると考えられる[8,9]。 $T_{OUT}/T_{IN} > 1.00$ で T_{OUT}/T_{IN} を増加させていくと G_{WET} も増加した。特に $T_{OUT}/T_{IN} \geq 1.13$ では $G_{WET} > 1$ の結果が得られ、 G_{WET} は最大で 2.00 を超えた。これは w'_{prog} 並びに w'_{progD} による w の増加が w'_v , w'_a , w'_d による w の減少を大きく上回ったことに起因する。同図における DRY の結果では $G_{DRY} > 1$ の領域が $T_{OUT}/T_{IN} = 1.20$ 並びに 1.13 のごく限られた領域のみであったのに比べ、WET の場合には $G_{WET} > 1$ となる領域が広く、さらに最大値も大きい結果となった。したがって、 w'_{progD} によるエネルギー変換は w'_{prog} を大きく上回ると考えられる。一方で $T_{OUT}/T_{IN} < 1.00$ では w'_{prog} および w'_{progD} は負の値となり、 w の減少に寄与する。従って、 $T_{OUT}/T_{IN} < 1.00$ で T_{OUT}/T_{IN} を減少させていくと w'_v , w'_a , w'_d による w の減少に加えて w'_{prog} , w'_{progD} による w の減少が生じた。次章では、 w'_{progD} / w'_{prog} を検討することで、気体のみの場合と蒸発と凝縮を伴う場合のエネルギー変換を比較する。

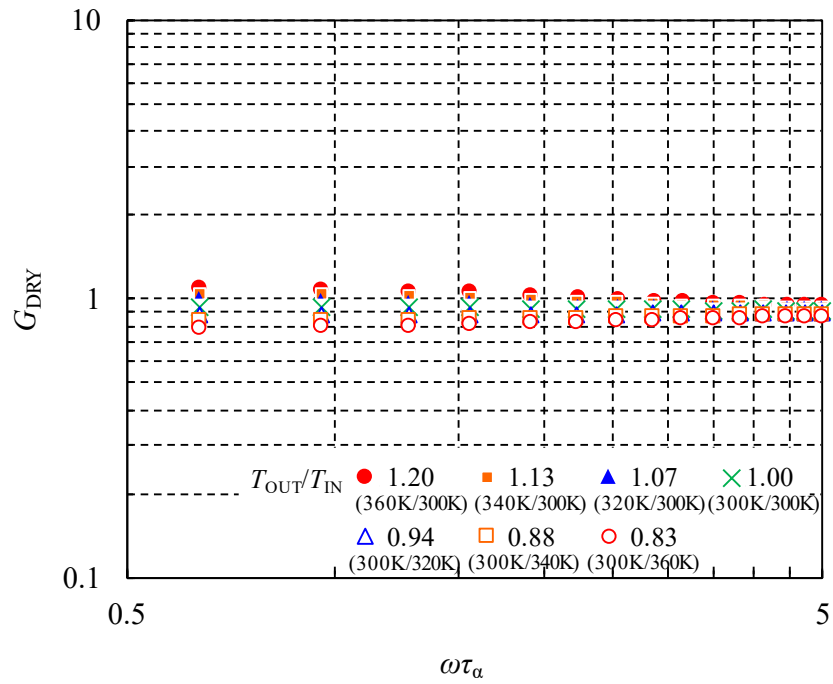


Fig. 4-4 G_{DRY} の実験結果

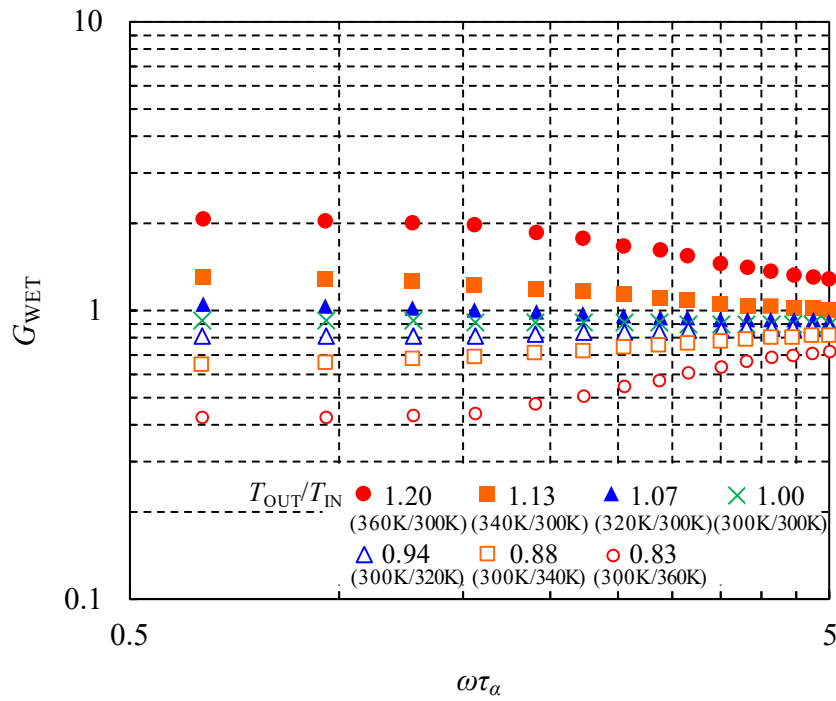


Fig. 4-5 G_{WET} の実験結果

4.4.3 蒸発と凝縮を伴うエネルギー変換寄与の温度および周波数依存性

本項では前項で示した G_{WET} および G_{DRY} の結果から $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}}$ を求め、 $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}}$ および $\omega\tau_a$ に対する $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}}$ の依存性について検討する。さらに実験結果と4.2節の解析結果を比較することで妥当性の検証を行う。 $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}}$ の解析結果はEq. (4-15)から求め、 $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}}$ の実験結果は4.4.2のFig. 4-4, Fig. 4-5に示した G の結果およびEq. (4-22)から求めた。なお煩雑さを避けるために、本節では $T_{\text{OUT}} > T_{\text{IN}}$ の結果についてのみ記載する。解析では蓄熱器のみを解析対象とし、実験条件と等価となる条件を用いた。解析に用いたパラメータをTable 4-1に示す。

Table 4-1 エネルギー変換比の解析にて用いたパラメータ

l	40.7 [kJ/mol]	N_{SC}	0.57, 0.59, 0.61
R	8.31 [J/(Kmol)]	σ	0.723, 0.732, 0.751
T_{m}	310, 320, 330[K]	n_2 / n_1	$6.97 \times 10^{-2} \sim 35.6 \times 10^{-2}$

Figure 4-6に解析(ANA.)および実験(EXP.)から求めた $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}}$ の結果を示す。図における横軸は $\omega\tau_a$ であり、縦軸は $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}}$ である。 $\omega\tau_a$ は前章と同様に温度が 300 K の際の値で表示した。実線にて示したものが解析結果、●, ■, ▲でプロットされたものが実験結果である。また線色およびシンボルによって $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}}$ の違いを示した。図中の黒線 $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}} = 1$ は蓄熱器において w'_{prog} によるエネルギー変換と、 w'_{progD} によるエネルギー変換が等しいことを示し、 $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}} > 1$ であれば w'_{progD} が w'_{prog} よりも大きいことを示す。Fig. 4-6の実験結果を確認すると、本実験で検討した $\omega\tau_a$ 範囲においては $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}} = 1.07$ かつ $\omega\tau_a \ll \pi$ の範囲の少数点を除き、 $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}} > 1$ の結果が得られた。 $\omega\tau_a$ に対する依存性を確認すると、各 $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}}$ においては $\omega\tau_a$ による $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}}$ の変化はほぼ見られないことがわかる。一方で、 $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}}$ に対する依存性は大きく、 $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}} = 1.07$ では $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}} \sim 1$ 、 $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}} = 1.13$ では $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}} \sim 1$ と増加し、本実験で最も $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}}$ が高い $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}} = 1.20$ では $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}}$ は 5 を超える結果が得られた。この結果より、水の蒸発と凝縮を伴う場合では気体のみの場合に比べて、同一 $T_{\text{OUT}} / T_{\text{IN}}$ でも数倍以上の大きなエネルギー変換が生じていることがわかる。また同図において、解析結果は全体として実験結果よりも低い値を示しているが、解析結果と実験結果の傾向は概ね一致している。この差異は前述したように簡便な検討を目的として蓄熱器軸方向の P や U の変化(主に軸方向温度勾配による U の増加)を計算上、無視したことに起因すると考えられる。

以上より、進行波型熱音響エンジンのエネルギー変換は水の蒸発と凝縮を用いることによって、気体のみの場合と比較して数倍以上に大きくすることが可能であり、気体のみの場合で仕事流束密度の増幅が不可能であった温度比においても仕事流束密

度を増幅することが可能になることが示唆された。

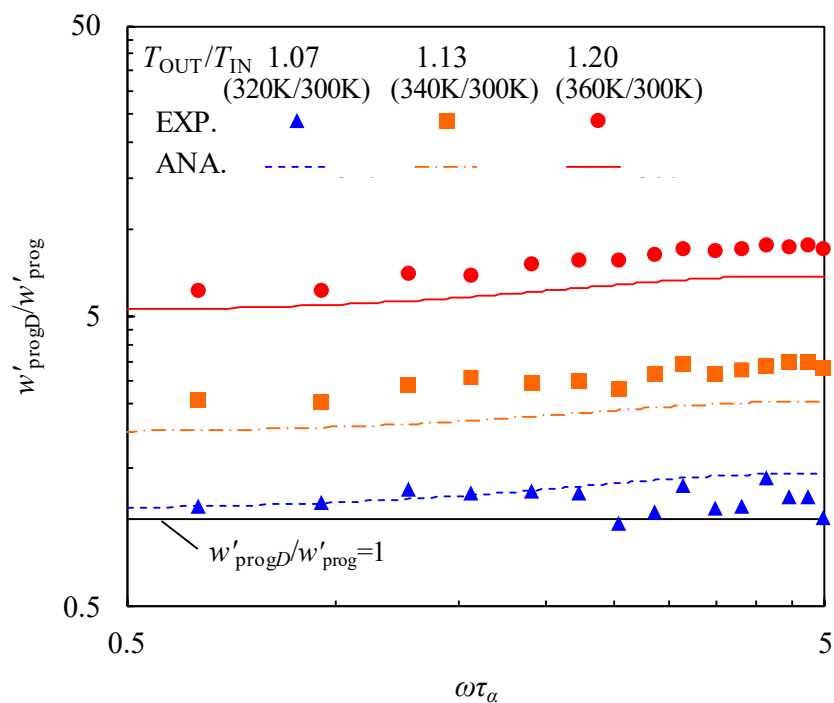


Fig. 4-6 $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}}$ の解析結果および実験結果

4.5 まとめ

本章では蒸発と凝縮を伴う場合のエネルギー変換を解析および実験から分離することを目的に

- ・濡れた蓄熱器を記述する伝搬方程式によるエネルギー変換の解析的な分離
- ・熱音響理論を用いた実験的なエネルギー変換成分の分離手法の提案
- ・濡れた蓄熱器および乾いた蓄熱器における仕事流束密度増幅率の測定、温度比および周波数への依存性の確認
- ・解析と実験による蒸発と凝縮を伴う場合のエネルギー変換と乾いた気体のみの場合のエネルギー変換比の検討

を行った。上述の検討から
以下の結果が得られた。

- ・本研究の実験条件下においては乾いた蓄熱器を用いた場合には仕事流束密度の増幅は絶対温度比が 1.20 並びに 1.13 のごく限られた領域のみで生じた。一方で濡れた蓄熱器を用いた場合には絶対温度比が 1.13 を超えると仕事流束密度が増幅され、絶対温度比 1.20 のときに最大で 2.0 の結果が得られた。
- ・仕事流束密度増幅率は DRY と WET で温度比の増加によって仕事流束密度増幅率が増加する傾向、 $\omega\tau_a$ の増加によって仕事流束密度増幅率が減少する傾向が見られたが、WET において温度比への依存性が大きいことがわかった。
- ・DRY と WET におけるエネルギー変換成分の比較から、エネルギー変換比は $\omega\tau_a$ 変化によってほぼ変わらない。一方で温度比に対する依存性は大きく、本研究の解析範囲、実験範囲では $w'_{\text{progD}} / w'_{\text{prog}}$ は 5 を超える結果が得られた。

第 5 章

結 論

本論文では、熱音響機関を廃熱回生デバイスとして用いる際に課題である

○300℃以下での駆動と熱効率

○分散廃熱・ヒートカスケディングの利用

○100℃以下の温度域の廃熱利用

の 3 つの課題に対して線形熱音響理論に基づいて検討を行った。3 つの課題に対する本論文の目的は(1) 熱音響機関の蓄熱器における不可逆性の低減と熱効率の向上に関する検討, (2) 複数の蓄熱器の接続と高効率を両立する直列多段進行波型熱音響機関の検討, (3) 蒸発と凝縮を用いた進行波型熱音響機関のエネルギー変換に関する検討の 3 点である。この課題について第 2 章～第 4 章にて検討をそれぞれ行った。

第 1 章 序論

第一章では研究背景について述べた。廃熱回生デバイスとして熱音響機関を用いるにあたっての現状の課題と本研究を説明した。

第 2 章 熱音響機関の蓄熱器におけるエントロピー生成と熱効率の検討

第 2 章では、熱音響理論を用いて、解析的に蓄熱器の熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ を一意に規定する方法を提案した。蓄熱器の流路を変更しながら網羅的に計算した場合の熱効率ピークにおける $\omega\tau_a$ と、提案した手法にて最適化を行った $\omega\tau_a$ は全ての比音響インピーダンスにて一致した。本研究では円管流路と並行平板流路に関する最適 $\omega\tau_a$ の決定を行ったが、流路に関する複素関数の漸近式が存在すれば、あらゆる有路形状に対応することが出来る。またエントロピー生成を用いて、熱効率と不可逆性の関係性を検討した。 $\omega\tau_a \ll \pi$ の領域では粘性散逸がエントロピー生成に対して支配的であり、 $\omega\tau_a \asymp \pi$ の領域ではドリムパイプがエントロピー生成に対して支配的であった。エントロピー生成を最小とする $\omega\tau_a$ は、本研究で提案して手法で求めた、熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ とほぼ一致した。

本章では、熱音響理論を用いることで、蓄熱器の熱効率が最大となる $\omega\tau_a$ を規定する手法の提案および熱効率の低下要因に寄与する不可逆性の成分の特定を可能にした。本章で得られた結果は、熱音響機関の実用化における課題の 1 つであった蓄熱器の高効率化を解決するための設計指標になり得る。

第3章 直列多段進行波熱音響機関の検討

第3章では、無数の蓄熱器を高効率で直列接続することを目的に、(1) 全ての蓄熱器において高い z を局所的に満たすこと、(2) 蓄熱器前後での比音響インピーダンスを等価とすること、の2つを満たす直列多段進行波型熱音響機関の設計手法を開発した。まず(1)を満たすために、蓄熱器および熱交換器の断面積を導波管断面積に対して拡大した。この断面積変化によって蓄熱器位置での U を低下させ局所的に高い z を実現する。また、(2)を満たす接続手法として線形熱音響理論に基づいて熱音響ユニットの伝達マトリクスを求め、この伝達マトリクスの固有ベクトルと固有値に着目することで蓄熱器前後での比音響インピーダンスを等価とする手法の提案を行った。

次に、熱音響ユニットの導波管長さ L を調整パラメータとし、提案した接続手法によって蓄熱器前後での比音響インピーダンスを等価とする条件を満たしながら G が最大となるような L を求めた。求めた L の結果に従って、熱音響ユニットを8段接続した実験装置を構築し、実験による提案手法の妥当性の確認を行った。実験結果から、ユニットの接続点毎に比音響インピーダンスがリセットされ提案手法によって熱音響ユニット前後での比音響インピーダンスを等価とすることが可能であることが確認できた。また外挿結果から蓄熱器位置で $z \sim 6\rho_{mc}$ となり、目的としたすべての蓄熱器位置での高音響インピーダンスが実現可能であることが確認できた。またこのとき、装置全体100を超える音響パワー増幅を得た。

さらに確認した蓄熱器の接続手法を用いて、「多段接続を可能としながら熱効率が最大」となるように諸元を決定し、熱効率の測定を行った。このとき外部放熱量の定量化を行うため、真空断熱・ヒータ内蔵を行ったエンジンを試作した。実験では対向するリニアモータを用いて接続位置で計算にて求めた音場となるように音場調整を行うことで熱効率の測定を行った。実験結果から、 ΔW が大きくなるに従い、相対的に Q_0 の寄与は低下する傾向が見られ、本実験装置における「ヒータの内蔵、蓄熱器および高温熱交換器回りの真空断熱と輻射板」は放熱量の低下に有効である結果が得られた。熱音響現象に寄与しない熱量を差し引いたテーパ前後における正味の比カルノー効率 η_2 は、 ΔW が $8.77^{+0.35}_{-0.34}$ Wの際に最大となり、 $68.5^{5.00}_{-2.66}$ %と高い熱効率の結果が得られた。また、 η_2 は ΔW が増加するにしたがって低下する傾向が見られた。実際の熱音響機関を利用する際には出力を大きくする必要があると考えられるため、今後 ΔW による熱効率の低下を低減することが課題であると考えられる。

したがって、本手法を用いることによりすべての蓄熱器において高効率、かつ蓄熱器の接続数の制限がない、多段型進行波型熱音響機関の実現が可能であ

ると考えている。また、本研究では同一の諸元を有する熱音響ユニットの直列接合を考えたが、本設計手法を用いることにより諸元の異なる熱音響ユニットの接合も可能である。この際には熱音響ユニットごとの固有ベクトルが同一となる点を算出することで、異なる熱音響ユニットの接合が可能になる。さらに、本報告では導波管長さ L を調整パラメータとしたが、設計手法を用いることで、蓄熱器長さや流路径、周波数、温度等を含めての最適化と接合を行うことも可能である。

本章では熱音響理論を用いることで従来までの複数蓄熱器の接続で課題であった、「蓄熱器における高い比音響インピーダンスの維持」と「熱音響ユニット前後での比音響インピーダンスの低下」を解決できた。

第4章 蒸発と凝縮を用いた熱音響機関のエネルギー変換に関する検討

第4章では、濡れた蓄熱器を用いることで水の蒸発と凝縮を利用した熱音響エンジンについての仕事源を蒸発と凝縮を伴う熱音響現象の伝搬方程式から解析的に導出し、エネルギー変換に寄与する成分の分離を行った。解析的に成分分離したエネルギー変換を実験で検証するために、まず濡れた蓄熱器および乾いた蓄熱器を用いた場合それぞれについて、蓄熱器両端における絶対温度比および周波数を変更しながら進行波音波の入力を行うことで、これらに依存した仕事流束密度増幅率を求めた。本実験条件では乾いた蓄熱器を用いた場合には仕事流束密度の増幅は絶対温度比が 1.20 並びに 1.13 のごく限られた領域のみで生じたが、濡れた蓄熱器を用いた場合には絶対温度比が 1.13 を超えると仕事流束密度が増幅され、絶対温度比 1.20 のときに最大で 2.0 の結果が得られた。

さらに設定した実験条件から、気体のみの場合と水の蒸発と凝縮を伴う場合のエネルギー変換を成分分離し、解析結果との比較を行った。解析および実験結果から求めた気体のみの場合と水の蒸発と凝縮を伴う場合のエネルギー変換の比は傾向がよく一致した。本報告の解析範囲、実験範囲内では水の蒸発と凝縮を伴うエネルギー変換は気体のみのエネルギー変換と比較して解析、実験ともに最大で 5 倍を超える結果が得られた。

本章では熱音響理論を用いて蒸発と凝縮を用いた場合に生じるエネルギー変換を分離することで、濡れた蓄熱器にて付加されるエネルギー変換を定量的に評価できた。また、本実験で得られた蒸発と凝縮を伴うエネルギー変換は気体のみのエネルギー変換と比較して大きいという結果から、低温の廃熱を用いる際にも濡れた蓄熱器を用いた熱音響機関が有効であると考えられる。

参 考 文 献

第 1 章に関する参考文献

- [1] 矢崎太一, 上田祐樹, 琵琶哲志. 音を利用して冷やす方法: 熱音響冷凍機の原理と試作. 日本音響学会誌, **62**, pp. 128-133,(2006).
- [2] J. W. S. Rayleigh, *The Theory of Sound* (2nd edition), Dover (1896).
- [3] N. Rott, A Simple Theory of the Sondhauss Tube, Recent Advances in Aeroacoustics, pp. 327-338, (1986)
- [4] P. H. Ceperley, “A pistonless Stirling engine-The traveling wave heat engine”, J. Acoust. Soc. Am. **66**, pp. 1508-1513, (1979).
- [5] I. Urieli and D. M. Berchowitz, *Stirling Cycle Engine Analysis* (Hilger, Bristol, UK, 1984).
- [6] 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」, **24**, pp. 395-404, (2005).
- [7] P. H. Ceperley, “Gain and efficiency of a short traveling wave heat engine”, J. Acoust. Soc. Am., **77**, pp. 1239-1244, (1985).
- [8] T. Yazaki, A. Iwata, T. Maekawa, and A. Tominaga, “Traveling Wave Thermoacoustic Engine in a Looped Tube”, Phys. Rev. Lett., **81**, pp. 3128 (1998).
- [9] S. Backhaus and G. W. Swift, “A thermoacoustic Stirling heat engine”, Nature (London) **399**, pp. 335-338, (1999).
- [10] Xu J, Zhang L, Hu J, Wu Z, Bi T, Dai W, Luo E. An efficient looped multiple-stage thermoacoustically-driven cryocooler for liquefaction and recondensation of natural gas. Energy, **101**, pp. 427-433 (2016).
- [11] This Dutch Startup Converts Heat Into Cold Via A Stirling Engine, And Could Just Save The Planet. Forbes, Jan. 18 2019.
(<https://www.forbes.com/sites/johnkoetsier/2019/01/18/this-dutch-startup-converts-heat-into-cold-via-a-stirling-engine-and-could-just-save-the-planet/#3624d45a6744v>).
- [12] 西田 勲夫, ” 熱電材料の性能評価と高性能化の概要”, までりあ, **35**, pp. 943-947,(1996).
- [13] 海部 宏昌ほか: 熱電発電による工場排熱回収, **57 KOMATSU TECHNICAL REPORT**, **57**, (2011).
- [14] <http://www.anest-iwata.co.jp/compressor/binary/binary.html>
- [15] 日経ものづくり, **687**, pp. 58-61, (2011-12)
- [16] 平田宏一, 川田正國, スターリングエンジンの原理と開発事例, 機械の研究, **56**, pp. 941-949, (2004).
- [17] T. Biwa, D. Hasegawa, T. Yazaki, “Low temperature differential thermoacoustic Stirling engine”, APPLIED PHYSICS LETTERS, **97**, pp. 034102-1-3,(2010).

-
- [18] S. Hasegawa, T. Yamaguchi and Y. Oshinoya, “A thermoacoustic refrigerator driven by a low temperature differential, high-efficiency multistage thermoacoustic engine”, *Appl. Therm. Eng.*, **58**, pp. 394-399, (2013).
 - [19] T. Jin, R. Yang, Y. Wang, Y. Feng, K. Tang, “Low temperature difference thermoacoustic prime mover with asymmetric multi-stage loop configuration”, *Scientific Reports*, **7**, pp. 7665-1-8, (2017)
 - [20] 琵琶哲志, ”ダブルループ型熱音響スターリングクーラー”, 低温工学 Vol. 43, No.12, pp. 536-542, 2008.
 - [21] 産業分野の排熱実態調査 調査報告書, (2019 年 3 月 未利用熱エネルギー革新的活用技術研究組合 技術開発センター)
 - [22] 中低温熱利用の高度化に関する技術調査報告書, (2013 年 9 月 独立行政法人科学技術振興機構 研究開発戦略センター)
 - [23] 秋澤 淳, ”エネルギーカスケード利用システム技術”, 計測と制御, **39**, pp. 77-82, (2000).
 - [24] 秋澤 淳, “省エネルギーに向けたヒートカスケーディング技術の展開”, 季報エネルギー総合工学, **28**, pp. 61-66, (2005).
 - [25] M. E. H. Tijani, S. Spoelstra, “A high performance thermoacoustic engine”, *Journal of Applied Physics.*, **110**, pp. 093519-1-5, (2011).
 - [26] D. L. Gardner and G. W. Swift, “A cascade thermoacoustic engine”, *Journal of Acoustic Society of America*, **114**, pp. 1905-1919, (2003).
 - [27] T. Biwa, R. Komatsu and T. Yazaki, “Acoustical power amplification and damping by temperature gradients”, *J. Acoust. Soc. Am.*, **129**, pp. 132-137, (2011).
 - [28] 琵琶哲志, 高尾景, “複数蓄熱器による音響パワー増幅”, 低温工学, **47**, pp. 42-46, (2012).
 - [29] R. Raspet, C. J. Hickey and J. M. Sabatier, “The effect of evaporation-condensation on sound propagation in cylindrical tubes using the low reduced frequency approximation,” *J. Acoust. Soc. Am.*, **105**, pp. 65–73 (1999).
 - [30] R. Raspet, W. V. Slaton, C. J. Hickey and R. A. Hiller, “Theory of inert gas-condensing vapor thermoacoustics: Propagation equation,” *J. Acoust. Soc. Am.*, **112**, pp. 1414–1422 (2002).
 - [31] W. V. Slaton, R. Raspet, C. J. Hickey, and R. A. Hiller, “Theory of inert gas-condensing vapor thermoacoustics: Transport equations,” *Acoust. Soc. Am.*, **112**, pp. 1423–1430, (2002).
 - [32] D. Noda and Y. Ueda, “A thermoacoustic oscillator powered by vaporized water and ethanol,” *Am. J. Phys.*, **81**, pp. 124–126 (2013).
 - [33] K. Tsuda and Y. Ueda “Abrupt reduction of the critical temperature difference of a thermoacoustic engine by adding water” *AIP advances*, **5**, pp. 097173-1-4, (2015)

-
- [34]K. Tsuda and Y. Ueda, "Critical temperature of traveling- and standing-wave thermoacoustic engines using a wet regenerator", *Appl. Energy*, **196**, pp. 62-67 (2017).
 - [35]G. Kirchhoff, "Ueber das Verhältniss der Quercontraction zur Längendilatation bei Stäben von federhartem Stahl" *Pogg. Ann.*, **108**, pp. 369, (1859).
 - [36]H.A. Kramers, "Vibrations of a gas column", *Physica*, **15**, pp. 971-984 (1949)
 - [37]N. Rott, "Damped and thermally driven acoustic oscillations in wide and narrow tubes", *Z. Angew. Math. Phys.*, **20**, pp. 230-243, (1969).
 - [38]T. Yazaki, A. Tominaga, Y. Narahara, "Stability limit for thermally driven acoustic oscillation", *Cryogenics*, **19**, pp. 393-396, (1979).
 - [39]A. Tominaga, "Thermodynamic aspects of thermoacoustic theory", *Cryogenics* **35**, pp. 427-440, (1995).
 - [40]富永昭. 熱音響工学の基礎. 内田老鶴圃, 1998.
 - [41]U.H. Kurzweg, L. Zhao, Heat transfer by high-frequency oscillations — a new hydrodynamic technique for achieving large effective thermal conductivities, *Physics of Fluids*, **27**, pp. 2624–2627, (1984).
 - [42]U.H. Kurzweg, Enhanced Heat Conduction in Fluids Subjected to Sinusoidal Oscillations, *Journal of Heat Transfer*, **107**, pp. 459–462, (1985).
 - [43]S. Nishio, X. Shi, W. Zhang, Oscillation-induced heat transport: heat transport characteristics along liquid-columns of oscillation-controlled heat transport tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **38**, pp. 2457-2470, (1995).
 - [44]S. Hasegawa, K. Kondo and Y. Oshinoya, "Experimental verification of heat transport by acoustic wave", *Appl. Therm. Eng.*, **78**, pp. 551-555, (2015).
 - [45]Y. Ueda, B. M. Mehdi, K. Tsuji, and A. Akisawa, "Optimization of the regenerator of a traveling-wave thermoacoustic refrigerator", *J. Appl. Phys.*, **107**, pp. 034901-1-5, (2010).
 - [46]I. Farikhah and Y. Ueda, "Numerical Calculation of the Performance of a Thermoacoustic System with Engine and Cooler Stacks in a Looped Tube", *Appl. Sci.*, **7**, pp. 672-1-14, (2017).
 - [47]S. Garrett, "DELTAEC is also an acoustics teaching tool", *Acoustics '08 Paris*. (Proceedings).
 - [48]A. Bejan, "Entropy Generation Minimization : The Method of Thermodynamic Optimization on Finite-Size Systems and Finite-Time Processes", *J. Appl. Phys.*, **79**, pp. 1191-1218, (1996)
 - [49]A. Piccolo, "Optimization of thermoacoustic refrigerators using second law analysis", *Applied Energy*, **103**, pp. 358-367, (2013).
 - [50]K. de Blok, "Novel 4-stage traveling wave thermoacoustic power generator",

- Proceedings of ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting and 8th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels, FEDSM2010-ICNMM2010, FEDSM-ICNMM2010-30527 (2010).
- [51]Jingyuan Xu, Jianying Hu, Ercang Luo, Limin Zhang, Wei Dai, “A cascade-looped thermoacoustic driven cryocooler with different-diameter resonance tubes. Part I: Theoretical analysis of thermodynamic performance and characteristics”, *Energy*, **181**, pp. 943-953,(2019).

第 2 章に関する参考文献

- [1] 富永昭. 熱音響工学の基礎. 内田老鶴圃, 1998.
- [2] P. H. Ceperley, “Gain and efficiency of a short traveling wave heat engine”, J. Acoust. Soc. Am., **77**, pp. 1239-1244, (1985).
- [3] S. Backhaus and G. W. Swift, “A thermoacoustic Stirling heat engine”, Nature (London) **399**, pp. 335338, (1999).
- [4] M. E. H. Tijani, S. Spoelstra, “A high performance thermoacoustic engine”, Journal of Applied Physics., **110**, pp. 093519-1-6 , (2011).
- [5] N. Rott, “Damped and thermally driven acoustic oscillations in wide and narrow tubes”, Z. Angew. Math. Phys., **20**, pp. 230-243, (1969).
- [6] A. Tominaga, “Thermodynamic aspects of thermoacoustic theory”, Cryogenics, **35**, pp. 427-440, (1995).
- [7] Shinya Hasegawa, Yutaro Ashigaki, Mariko Senga, "Thermal diffusion effect of a regenerator with complex flow channels", Applied Thermal Engineering, **104** ,pp. 237-242, (2016).
- [8] U.H. Kurzweg, L. Zhao, Heat transfer by high-frequency oscillations — a new hydrodynamic technique for achieving large effective thermal conductivities, Physics of Fluids, **27**, pp. 2624–2627, (1984).
- [9] U.H. Kurzweg, Enhanced Heat Conduction in Fluids Subjected to Sinusoidal Oscillations, Journal of Heat Transfer, **107**, pp. 459–462, (1985).
- [10] S. Nishio, X. Shi, W. Zhang, Oscillation-induced heat transport: heat transport characteristics along liquid-columns of oscillation-controlled heat transport tubes, International Journal of Heat and Mass Transfer, **38**, pp. 2457-2470, (1995).

第 3 章に関する参考文献

- [1] P. H. Ceperley, “A pistonless Stirling engine-The traveling wave heat engine”, J. Acoust. Soc. Am., **66**, pp. 1508-1513, (1979).
- [2] K. de Blok, “Novel 4-stage traveling wave thermoacoustic power generator”, Proceedings of ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting and 8th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels, FEDSM2010-ICNMM2010, FEDSM-ICNMM2010-30527 (2010).
- [3] Jingyuan Xu, Jianying Hu, Ercang Luo, Limin Zhang, Wei Dai, “A cascade-looped thermoacoustic driven cryocooler with different-diameter resonance tubes. Part I: Theoretical analysis of thermodynamic performance and characteristics”, Energy, **181**, pp. 943-953, (2019).
- [4] P. H. Ceperley, “Gain and efficiency of a short traveling wave heat engine”, J. Acoust. Soc. Am., **77**, pp. 1239-1244, (1985).
- [5] Mariko Senga, Shinya Hasegawa, “Design and experimental verification of a cascade traveling-wave thermoacoustic amplifier”, Journal of Applied Physics, **119**, pp. 204906-1-6, (2016).
- [6] Mariko Senga, Shinya Hasegawa, "Four-stage loop-type cascade traveling-wave thermoacoustic engine", Applied Thermal Engineering, **104**, pp. 258-262, (2016).
- [7] N. Rott, “Damped and thermally driven acoustic oscillations in wide and narrow tubes”, Z. Angew. Math. Phys., **20**, pp. 230-243, (1969).
- [8] G. W. Swift, *Thermoacoustics: A Unifying Perspective for Some Engines and Refrigerators* (Acoustical Society of America through the American Institute of Physics, Melville, New York, 2002).
- [9] T. Holzinger, T. Emmerti and W. Polifke, “Optimizing thermoacoustic regenerators for maximum amplification of acoustic power”, J. Acoust. Soc. Am., **136**, pp. 2432-2440, (2014).
- [10] Y. Ueda and C. Kato, “Stability analysis of thermally induced spontaneous gas oscillations in straight and looped tubes”, J. Acoust. Soc. Am., **124**, pp. 851-858, (2008).
- [11] G. Penelet, S. Job, V. Gusev, P. Lotton and M. Bruneau, “Dependence of sound amplification on temperature distribution in annular thermoacoustic engines”, Acta Acust. united Ac., **91**, pp. 567-577, (2005).
- [12] S. Hasegawa, T. Yamaguchi and Y. Oshinoya, “A thermoacoustic refrigerator driven by a low temperature differential, high-efficiency multistage thermoacoustic engine”, Appl. Therm. Eng., **58**, pp. 394-399, (2013).
- [13] A. Tominaga, “Thermodynamic aspects of thermoacoustic theory”, Cryogenics, **35**,

- pp. 427-440, (1995).
- [14] T. Biwa, Y. Tashiro, U. Mizutani, M. Kozuka and T. Yazaki, “Experimental demonstration of thermoacoustic energy conversion in a resonator”, *Phys. Rev. E*, **69**, pp. 066304-1-6, (2004).
- [15] H. Hatori, T. Biwa and T. Yazaki, “How to build a loaded thermoacoustic engine”, *J. Appl. Phys.*, **111**, pp. 074905-1-5, (2012).
- [16] W. Dai, E. Luo, X. Wang and Z. Wu, “Impedance match for Stirling type cryocoolers”, *Cryogenics*, **51**, pp. 168-172, (2011).
- [17] A. M. Fusco, W. C. Ward and G. W. Swift, “Two-sensor power measurements in lossy ducts”, *J. Acoust. Soc. Am.*, **91**, pp. 2229-2235, (1992).
- [18] 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.*, **124**, pp. 1584-1590, (2008).
- [19] 千賀麻利子, 加瀬竜樹, 長谷川真也, 蓄熱器前後のテーパ角度が進行波型熱音響機関の熱効率に及ぼす影響, 日本冷凍空調学会論文集, **32**, pp. 469-475, (2015).

第 4 章に関する参考文献

- [1] 富永昭. 熱音響工学の基礎. 内田老鶴圃, 1998.
- [2] A. Tominaga, “Thermodynamic aspects of thermoacoustic theory,” *Cryogenics* **35**, pp. 427–440, (1995).
- [3] R. Raspet, C. J. Hickey and J. M. Sabatier, “The effect of evaporation-condensation on sound propagation in cylindrical tubes using the low reduced frequency approximation,” *J. Acoust. Soc. Am.*, **105**, pp. 65–73, (1999).
- [4] G. W. Swift, *Thermoacoustics: A Unifying Perspective for Some Engines and Refrigerators*, (Acoustical Society of America, Pennsylvania, 2002).
- [5] T. Biwa, R. Komatsu and T. Yazaki, “Acoustical power amplification and damping by temperature gradients”, *J. Acoust. Soc. Am.*, **129**, pp.132–137, (2011).
- [6] A. M. Fusco, W. C. Ward and G. W. Swift, “Two-sensor power measurements in lossy ducts”, *J. Acoust. Soc. Am.*, **91**, pp. 2229–2235 (1992).
- [7] 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.*, **124**, pp. 1584–1590, (2008).
- [8] Y. Mao, “Sound attenuation in a cylindrical tube due to evaporation-condensation,” *J. Acoust. Soc. Am.*, **104**, pp. 664–670, (1998).
- [9] Y. Ueda, and N. Ogura , “Measurement of acoustic dissipation occurring in narrow channels with wet wall”, *J. Acoust. Soc. Am.*, **145**, pp. 71–76, (2019).

謝 辭

本論文は、著者が東海大学大学院総合理工学研究科総合理工学専攻 博士課程在籍期間中に行った研究成果をまとめたものです。また、本論文の一部は日本学術振興会特別研究員制度(DC2), 日本学術振興会科研費(JP16H06070)および国立研究開発法人科学技術振興機構(JST)戦略的創造研究推進事業 先端的低炭素化技術開発 ALCA (グラント番号 JPMJAL1305) の助成を受けて行ったものです。ここに感謝の意を表します。

本研究を行うにあたり、学部生のときからご指導いただきました東海大学工学部動力機械工学科 長谷川真也准教授に篤く御礼申し上げます。副指導教員をさせていただきました東海大学工学部動力機械工学科 高橋俊准教授に感謝御礼申し上げます。これまで論文作成にあたり、多くのご助言をいただきました東海大学工学部動力機械工学科 葛生和人特任教授に感謝致します。東海大学工学部動力機械工学科 森山裕幸教授には博士課程 1 年次の指導教員をしていただいただけでなく、私が学部生時から沢山のご指導をいただきました。篤く感謝致します。また、東海大学工学部機械工学科 岩森暁教授には学科が異なるにも関わらず、研究・外部プロジェクトに至るまで様々な場面でのご指導をいただきました。感謝申し上げます。

富永昭先生には研究会に限らず、先生のご知見をご教授いただきました。本論文は熱音響理論, 仕事源, エントロピー生成をはじめとして富永先生の研究に基づく内容が多くあります。今回学位論文の審査をしていただけましたこと, 大変光栄に思っております。改めて感謝いたします。さらに、これからの研究に対しても貴重なご助言をいただきました。今後もしもご指導いただいたことを活かせるように精励していきたいと思えます。矢崎太一先生には研究会でのご助言だけでなく、矢崎先生の研究室にも伺わせていただき、論文、実験に至るまでご指導をいただきました。論文は何度も丁寧なご指導をいただいたことで、どう論文を構築していくべきかを改めて考えることも多く大変勉強になりました。さらに両先生にご指導をいただく中で研究に対しての姿勢, 研究の楽しさについても学ばせていただいたと感じています。深く感謝申し上げます。

また東京農工大学大学院生物システム応用科学府の上田祐樹教授, 東北大学 大学院工学研究科の琵琶哲志教授をはじめとした研究会メンバーのみなさまには沢山のご助言・ご指導をいただきました。さらに多くの協力をいただいた研究室の先輩, 同期, 後輩のみなさまに感謝したいと思います。

最後に大学・大学院の長い学生生活を支えてくれた家族に感謝します。

令和 2 年 2 月
東海大学大学院総合理工学研究科総合理工学専攻
千賀 麻利子