

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	オリフィスパルスチューブ冷凍機の冷却特性に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	栗山文夫
Author(English)	
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第3385号, 授与年月日:2000年1月31日, 学位の種別:論文博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第3385号, Conferred date:2000/1/31, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

オリフィスパルスチューブ冷凍機の
冷却特性に関する研究

栗山文夫

目次

第1章 緒論

1. 1 緒言	1
1. 2 従来の研究：パルスチューブ冷凍機の進展	4
1. 3 従来の研究：往復運動をする作動流体の熱力学	10
1. 3. 1 時間平均流れ	10
1. 3. 2 熱力学の第一法則（エネルギー保存の法則）	13
1. 3. 3 熱力学の第二法則	15
1. 3. 4 エネルギー流れ	16
1. 3. 5 エントロピー流れ	18
1. 4 本研究の目的と概要	20
第1章 参考文献	23

第2章 オリフィスパルスチューブ冷凍機内の作動流体とエネルギー流れ

2. 1 緒言	27
2. 2 従来の研究	28
2. 3 作動流体の質量流量	29
2. 4 質量流量の位置ベクトル解析	33
2. 5 作動流体の温度振動	36
2. 6 エンタルピー流量	40
2. 7 質量流量流れと効率	43
2. 8 第2章の結論	43
第2章 参考文献	44

第3章 オリフィスを通過する作動流体の流量波形の特徴

3. 1 緒言	45
3. 2 リザーバ圧力の上昇特性	45
3. 2. 1 リザーバ圧力上昇の理論および計算	46
3. 2. 2 リザーバ圧力上昇の実測	53
3. 3 ニードルバルブ流量特性	55
3. 4 オリフィスを通過する作動流体の流量波形	60
3. 5 第3章の結論	89
第3章 参考文献	90

第4章 パルス管内のエンタルピー流量解析

4. 1 緒言	9 1
4. 2 従来の研究	9 2
4. 3 パルスチューブ冷凍機のパルス管内の関係式	9 4
4. 3. 1 圧力、質量流量および温度振動の関係式	9 4
4. 3. 2 エンタルピー流量	9 7
4. 4 ベーシックパルスチューブ冷凍機	9 7
4. 4. 1 パルス管内のエンタルピー流量 ($h_i = 0$ の場合)	9 7
4. 4. 2 パルス管内の温度振動の分布 ($h_i = 0$ の場合)	9 9
4. 4. 3 パルス管内のエンタルピー流量 ($h_i \neq 0$ の場合)	10 3
4. 5 オリフィスパルスチューブ冷凍機	10 4
4. 5. 1 パルス管内のエンタルピー流量 ($h_i = 0$ の場合)	10 4
4. 5. 2 パルス管内の温度振幅と位相 ($h_i = 0$ の場合)	10 5
4. 5. 3 パルス管内のエンタルピー流量 (h_i : 一定の場合)	10 6
4. 5. 4 パルス管内のエンタルピー流量 (h_i : 周期変動の場合)	10 7
4. 6 エンタルピー流量と効率向上	11 0
4. 7 第4章の結論	11 1
第4章 参考文献	11 2

第5章 蓄冷器の伝熱損失

5. 1 緒言	11 3
5. 2 実験装置と操作手順	11 4
5. 3 実験結果	12 1
5. 4 測定結果を用いた蓄冷器の設計と検証	12 7
5. 5 第5章の結論	13 3
第5章 参考文献	13 5

第6章 結論

補遺 1	13 9
補遺 2	14 1
補遺 3	14 4
補遺 4	14 6
補遺 5	15 1
本論文の内容に関する論文	15 5

謝辞

主な記号

A : 管路の流路断面積	m^2
A_r : 蓄冷器内の蓄冷材の断面積	
A_t : パルス管の流路断面積	m^2
A_w : 流体要素とパルス管壁との伝熱面積	m^2
C : 無次元数 (式 3-7 による)	
c_p : 定圧比熱	$J / (kg \cdot K)$
c_v : 定容比熱	$J / (kg \cdot K)$
d : 金網ワイヤ直径	m
f_0 : 縮小係数 (式 5-1)	
g : 重力加速度	m / s^2
h_t : 熱伝達率	$W / (m^2 \cdot K)$
h_{t0} : 熱伝達率 (一定)	$W / (m^2 \cdot K)$
$\dot{I}$: エンタルピ流量	J / s
i : 比エンタルピ	J / kg
i_t : パルス管内における比エンタルピ	J / kg
k : オリフィス (バルブ) を通過する質量流量式の係数 (式 3-2a, 3-2b による)	$m \cdot s$
k_1 : オリフィスを通過する (一方向の) 質量流量式の係数 (式 3-11a による)	$m \cdot s$
k_2 : オリフィスを通過する (逆方向の) 質量流量式の係数 (式 3-11a による)	$m \cdot s$
L : パルス管の長さ	m
L_r : 蓄冷材の長さ	m
$\dot{M}_1$: 質量流量 ($\dot{m}$) 振動の振幅 (振動波形が正弦波形の場合の片振幅)	kg / s
$\dot{M}_{o1}$: オリフィスを通過する質量流量 ($\dot{m}_o$) 振動の振幅 (正弦波形の片振幅)	kg / s
$\dot{M}_{on}$: オリフィスの質量流量 $\dot{m}_o$ をフーリエ級数展開したときの第 n 項の係数	kg / s
$\dot{M}_t$: パルス管内の質量流量 ($\dot{m}_t$) 振動の振幅	kg / s
$\dot{M}_{tn}$: パルス管内の質量流量 $\dot{m}_t$ をフーリエ級数展開したときの第 n 項の係数	kg / s
dM : 流体要素の質量	
m : 質量	kg
$\dot{m}$: 流体の質量流量	kg / s
$\dot{m}_h$: ホットエンドでの流体の質量流量	kg / s
$\dot{m}_c$: コールドエンドでの流体の質量流量	kg / s
$\dot{m}_o$: オリフィス (バルブ) での流体の質量流量	kg / s
$\dot{m}_t$: パルス管内における流体の質量流量	kg / s
n_g : 蓄冷材の空隙率	
P : (パルス管内の) 流体の圧力	Pa

P_1 : (パルス管内の) 流体圧力の振幅 Pa
 P_a : (パルス管内の) 流体の時間平均圧力 Pa
 P_d : (パルス管内の) 流体圧力の変動部 Pa
 P_s : リザーバ内の圧力 Pa
 $\dot{Q}$: 外部から体積要素内への入熱量 J/s または W
 $\dot{Q}_c$: 蓄冷器の蓄冷材を通過する熱流量 J/s または W
 $d\dot{Q}$: パルス管壁から流体要素に流入する熱流量 J/s または W
 R : ガス定数 $J/(kg \cdot K)$
 S : 体積要素内のエントロピ J/K
 $\dot{S}$: エントロピ流量 ($\dot{S} = \dot{m}s$ の定義による) $J/(K \cdot s)$
 s_w : 金網のワイヤからワイヤまでの間隔 m
 s : 流体の比エントロピ $J/(kg \cdot K)$
 s_a : 流体の比エントロピの時間平均 $J/(kg \cdot K)$
 s_d : 流体の比エントロピの変動部 $J/(kg \cdot K)$
 T : 温度 K
 T_a : 流体温度の時間平均 K
 T_c : コールエンド熱交の流体温度 K
 T_c : 蓄冷器の低温端の温度 K
 T_d : 流体温度の変動部 K
 T_{dh} : パルス管内のホットエンド熱交近傍での流体の温度変動部 K
 T_h : ホットエンド熱交の流体温度または蓄冷器の高温端の流体温度 K
 T_r : 熱源の温度 K
 T_w : パルス管壁の温度 K
 T_1 : 流体温度の振幅 K
 t : 時間 s
 $\dot{U}$: 内部エネルギー流量 ($\dot{U} = \dot{m}u$ の定義による) J/s
 u : 流体の体積要素の比内部エネルギー J/kg
 u_1 : 体積要素に流入する流体の比内部エネルギー J/kg
 u_2 : 体積要素から流出する流体の比内部エネルギー J/kg
 V_c : コールドエンド熱交内の流体の体積 m^3
 V_h : ホットエンド熱交内の流体の体積 m^3
 V_t : パルス管内の流体の体積 m^3
 $\dot{V}$: 流体の流量 ($\dot{V} = \dot{m}v$ の定義による) m^3/s
 v : 流体の比容積 m^3/kg
 $\dot{W}$: 体積要素から外部への仕事率 J/s または W
 $d\dot{W}$: 流体要素がパルス管壁に作用する仕事率 J/s または W

w : 流体の速度 m/s
 $\bar{w}$: 流体の流路における平均速度 m/s
 $\bar{w}_a$: $\bar{w}$ の時間平均 m/s
 $\bar{w}_d$: $\bar{w}$ の変動部 m/s
 x : 変数または変動値
 x : 位置 m
 z : 位置 m

ギリシャ文字

α : 位相差 ラジアン
 β : 位相差 ラジアン
 β_0 : 流体の膨張係数 $1/K$
 γ : 比熱比
 δ : 圧力比 ($\delta = P_s / P_a$ の定義による 式 3-6)
 ε : 圧力比 ($\varepsilon = P_1 / P_a$ の定義による 式 3-5)
 λ : 蓄冷材の熱伝導率 $W/(m \cdot K)$
 λ_f : 摩擦係数
 θ : 角度または位相差 ラジアン
 φ : 流体の質量流量振動と圧力振動との位相差 ラジアン
 ϕ : 流体の温度振動と圧力振動との位相差 ラジアン
 τ : 周期 s
 ρ : 流体密度 kg/m^3
 ρ_a : 流体密度の時間平均 kg/m^3
 ρ_d : 流体密度の変動部 kg/m^3
 ω : 角速度 ラジアン/ s

第1章 緒論

1. 1 緒言

低温冷凍機とは 120K 以下の温度の冷凍を発生させる冷凍機である、と米国で定義されている[1.1]。しかし、用途の広がりにより現在ではこれに限定される意味合いは薄れ、同種または同一の冷凍機でも複数の温度領域で用いられる場合もある。用途の使用温度、容量や運転システム等の仕様により最も廉価で使い勝手のよい低温冷凍機が選択されるようになり、現在多くの種類の低温冷凍機が製品化されつつある。特に、小型低温冷凍機は今日では多くの用途をもち、その用途範囲は年々拡大している。現在の各々の市場規模は比較的小さいものの、その多くは高度先端的な技術分野に応用されている。今後急速に拡大する市場を含み、新しい産業として発展するものと期待されている。

小型低温冷凍機にとって熱交換器は非常に重要な構成要素であり、この熱交換器の種類によって小型低温冷凍機の属性とサイクルを分類することができる。熱交換器は二つの基本的型式として、隔壁式熱交換器(recuperative heat exchanger)と直接接触熱交換器(regenerative heat exchanger)とに大別される。隔壁式熱交換器は高温流体と低温流体に対して固体壁で分離された流路をもつ熱交換器である。低温冷凍機に用いられているこの熱交換器の流れ方式は向流型であり、向流熱交換器と呼ばれている。一方、直接接触熱交換器は高温流体と低温流体が交互かつ周期的に流れる一つの流路をもつ熱交換器である。金属網や金属球の充填物からなる蓄熱材(冷凍機用は蓄冷材)を高温流体と低温流体とが交互に通過し、蓄冷材に熱を与えたり受取ったりする。低温冷凍機に用いられるこの熱交換器の流れ方式はやはり向流型であり、蓄冷器と呼ばれている。

熱交換器の方式によって小型低温冷凍機のサイクルを分類すると、作動流体が一方向に循環していて、隔壁式熱交換器を用いている向流熱交換器サイクル(recuperative cycle)と作動流体が往復運動を繰返していて、直接接触熱交換器を用いている蓄冷器サイクル(regenerative cycle)とに分類される。前者にはジュール・トムソンサイクル、ブレトンサイクルそしてジュール・トムソンサイクルをブレトンサイクルで予冷するクロードサイクルがあり(図 1.1)、後者にはギフォード・マクマホンサイクル(GMサイクル)、スターリングサイクルやヴィルマイヤサイクルがある(図 1.2)。本論文の題材であるパルスチューブ冷凍機は直接接触熱交換器(蓄冷器)を用いた蓄冷器サイクル型の小型低温冷凍機である。

蓄冷器サイクル(regenerative cycle)の冷凍機は、他に比べ小型化が可能で、信頼性や取扱性に優れた特徴がある。よく知られているジュール・トムソン冷凍機の作動流体の圧力は 20MPa 近くに達するものもあり、圧縮比も 200 : 1 となる。これらに用いられる圧縮機は必然的に大きくなり、シール部や他の可動部での摩耗や強度上の問題が発生してくる。また、作動流体への不純物混入によって生じる低温部閉塞トラブルの発生も大きな問題の一つである。こ

れに対し、蓄冷器サイクル型低温冷凍機の作動流体は 2MPa 程度で作動する。また、作動流体が蓄冷器を往復するため作動流体内に微少の不純物が混入しても低温発生部が不純物で閉塞することは少ない。このため、蓄冷器サイクル型低温冷凍機は小型化と信頼性向上が進み、製品化が進んだ。特に、GM冷凍機は半導体製造装置の高真空ポンプで最も多用されているクライオ真空ポンプの低温冷凍機として大きな市場を形成している。

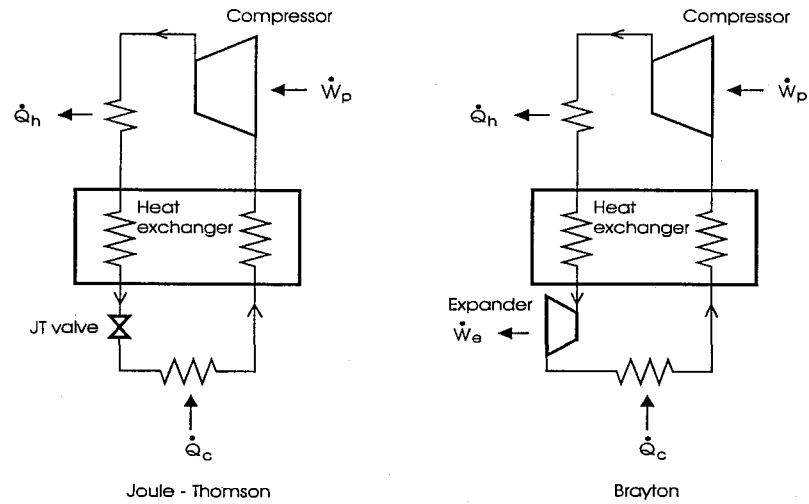


Fig. 1.1 Recuperative cycles

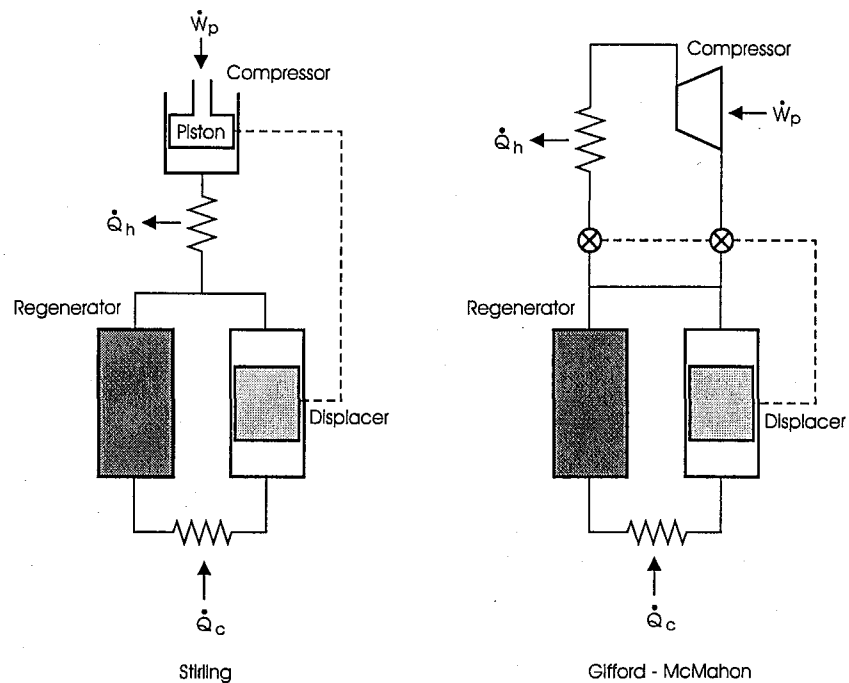


Fig. 1.2 Regenerative cycles

パルスチューブ冷凍機は近年再評価され、日米を中心として盛んに研究されるようになった蓄冷器サイクル型の低温冷凍機である。構造が簡単なうえに低温領域での可動部が全くないため信頼性の向上、長寿命化、小型軽量化および低価格化が期待される小型低温冷凍機である。本機の温度領域は一般的には 30K から 80K であり、さらに多段化することにより到達温度は 4K 以下にすることも可能である。しかし、本機は構造が簡単な反面、冷凍発生機構や緒現象には不明な点が多く存在する。さらに、低温冷凍機は全冷凍発生量に対し様々な入熱損失により冷凍能力の多くは無効となり、有効冷凍能力は極めて小さくなってしまう。これは低温冷凍機の宿命でもある。それゆえ、実際の設計においては冷凍損失の取扱いが重要であり [1.45]-[147]、有効な設計手法確立までにはまだ遠い道のりがあると言える。

Table 1.1 Factors influential in refrigeration power

Regenerator	Pulse tube
Shape and heat transfer area of a matrix	Oscillation of flow, pressure and Temperature
Flow system and surface heat transfer in a regenerator	Phase controlling system
Thermal properties of matrix materials	Heat transfer between gas and a pulse-tube wall
Pressure drop of refrigerant flows	Velocity distribution and fluctuation of flow
Volume and shape of a regenerator	Secondary flow and circulation in a pulse tube
Heat conduction losses	Heat conduction losses

パルスチューブ冷凍機の主要構成要素であるパルス管と蓄冷器について、冷凍能力への大きな影響を及ぼす項目をまとめると表 1.1 のようになる。本論文では、パルス管内の作動流体の流量、圧力および温度振動について検討し、その作動流体の各項目の波形および位相の関係からパルス管内のエンタルピ流れを求めた。オリフィスパルスチューブ冷凍機では、その各項目の位相関係を制御する方法としてオリフィスとリザーバがあり、この位相制御方法による特徴とパルス管内エンタルピ流れの特徴について検討した。また、パルス管内エンタルピ流れに影響を与える作動流体とパルス管壁との熱交換およびオリフィスとリザーバ圧力についても議論した。さらに、冷凍能力に大きな影響を与える項目の一つである蓄冷器からの熱伝導損失について、従来有効なデータのなかった低温域での熱伝導損失を求め、冷凍能力そして蓄冷器の形状やパルス管内圧力変動等への影響を検討した。作動流体流れの分布や乱れ、および二次流れや循環については非常に重要で大きな課題ではあるがここでは取扱っていない。今後の課題としたい。パルス管壁の熱伝導損失は比較的小さく、その取扱いも比較的容易であるため省略した。また、蓄冷器については従来スターリングサイクル機器等での検討がよくなされ、熱交換器としての実験的データは比較的よく整理されている [1.16]。しかし、パルスチューブ冷凍機の特性に合った蓄冷材や蓄冷器の検討が不十分で、今後最適化に向けた研究が必要と思われる。

1.2 従来の研究 …… パルスチューブ冷凍機の進展

パルスチューブ冷凍機は、1963年に米国の Gifford と Longworth によって初めて紹介された[1.2][1.3]。この構造は図 1.3 (a)に示されるもので、ベーシックパルスチューブ冷凍機と今日呼ばれている。その後、彼らによってこの冷凍機の冷凍発生機構について検討され[1.4]、作動流体とパルス管壁との熱交換によるヒートポンプ効果によるものであることが報告された[1.5]。また、Longworth は単段冷凍機で 124K、二段冷凍機で 79K の到達温度を報告した[1.2]。これらの試験では、作動流体にはヘリウムが用いられ、圧縮源にはGM冷凍機用圧縮機ユニットと高低切替バルブが用いられた。

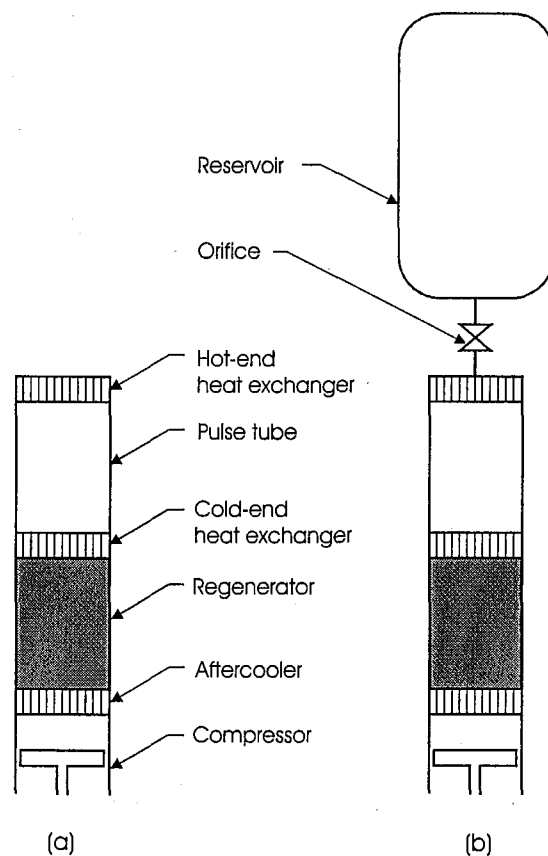


Fig. 1.3 (a) Basic pulse tube refrigerator
(b) Orifice pulse tube refrigerator

1983年にロシアの Mikulin がベーシックパルスチューブ冷凍機のパルス管のホットエンドにオリフィスとリザーバを追加することにより冷凍能力を大幅に改善した[1.7]。これは図 1.3 (b)に示される今日の標準構造のオリフィスパルスチューブ冷凍機の前になった。当時、彼らはオ

オリフィスとリザーバとの間にホットエンド熱交を置き、作動流体に空気を用いて到達温度 105K、そして 120K における冷凍能力 10W を得ている[1.7]。彼らは、オリフィスには gas distributor、リザーバには receiver という用語を用い、この冷凍機を expansion pulse tube と呼んだ。

1985 年に Radebaugh らは図 1.3 (b)に示される今日の標準構造のオリフィスパルスチューブ冷凍機を試作し、到達温度 60K を得た[1.8]。このときの圧縮機にはピストン型が用いられ、作動流体にはヘリウムが用いられた。作動流体の圧力振動は、最大圧力 1.24MPa、最小圧力 0.71MPa、周波数 9Hz であった。その後、彼らはパルスチューブ冷凍機の多くの基礎実験を続け、冷凍機構および効率について解析を行った[1.9][1.10]。そして、オリフィスパルスチューブ冷凍機ではパルス管内の作動流体移動と圧力変動との位相差によりパルス管内にエンタルピー流れが生じ、コールドエンド熱交で冷凍を発生することが彼らにより説明づけられた。また、1987 年に京都で開かれた 18th International Conference on Low Temperature Physics で、Radebaugh は「Pulse Tube Refrigeration - A New Type of Cryocooler」と題して講演を行っている[1.11]。

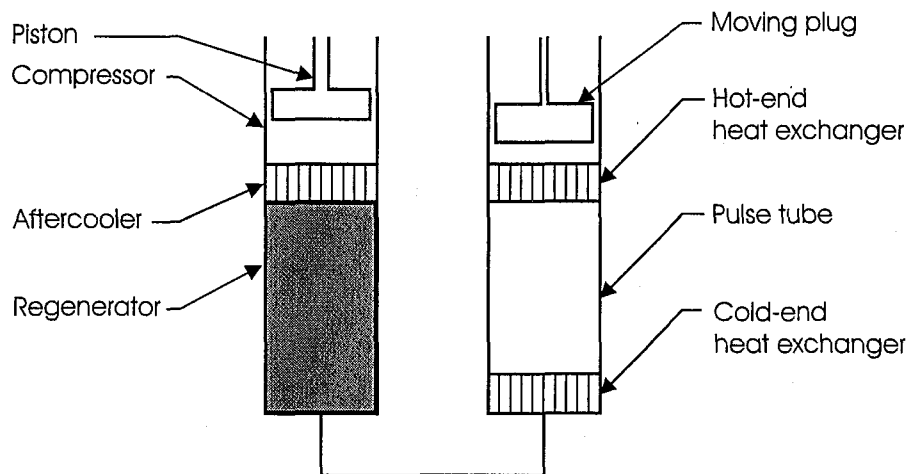


Fig. 1.4 Moving plug pulse tube refrigerator

その後、ホットエンド熱交側での作動流体流れの位相の最適な制御を目的として、松原らはムービングプラグ型パルスチューブ冷凍機を考案し、冷凍能力を改善した[1.12]。これは従来のオリフィスパルスチューブ冷凍機のオリフィスとリザーバを用いる代わりに図 1.4 に示されるようにムービングプラグを用いている。圧縮機によって起こされる圧力振動とムービングプラグの動きにより制御されるパルス管内の作動流体流量変化との位相差を調整することにより最適値を求められる構造になっている。一方、Zhu らはダブルインレット型パルスチューブ冷凍機を考案した[1.13]。これは図 1.5 に示されるように作動流体のバイパス配管と第二オリフィスを追加することにより機械的可動部を用いることなく作動流体の流量変化位相を改善し、高い

冷凍効率が得られるようになった。また、松原らは図 1.6 のようにGM冷凍機用圧縮機ユニットを用い、圧力振動源に一組の高低圧切替バルブ、これと開閉タイミングを連動させた他の高低圧切替バルブとオリフィスを用いて位相制御を行った[1.14]。開閉バルブを四つ用いたことと同等となるので4ーバルブ型パルスチューブ冷凍機と呼ばれている。

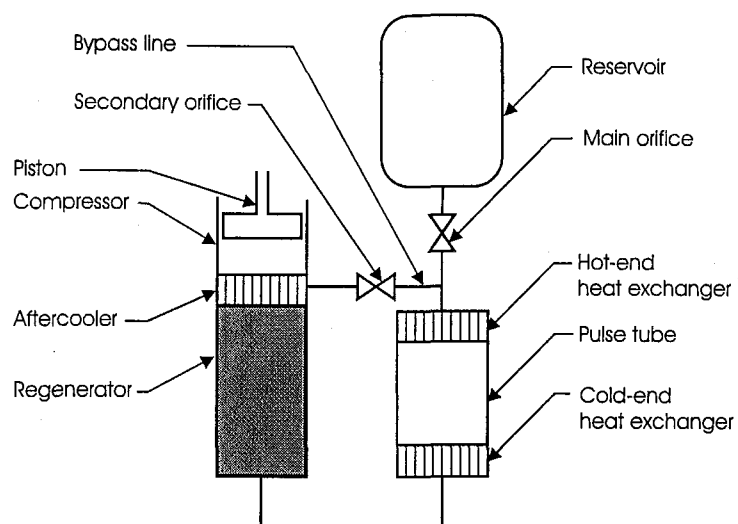


Fig. 1.5 Double-inlet pulse tube refrigerator

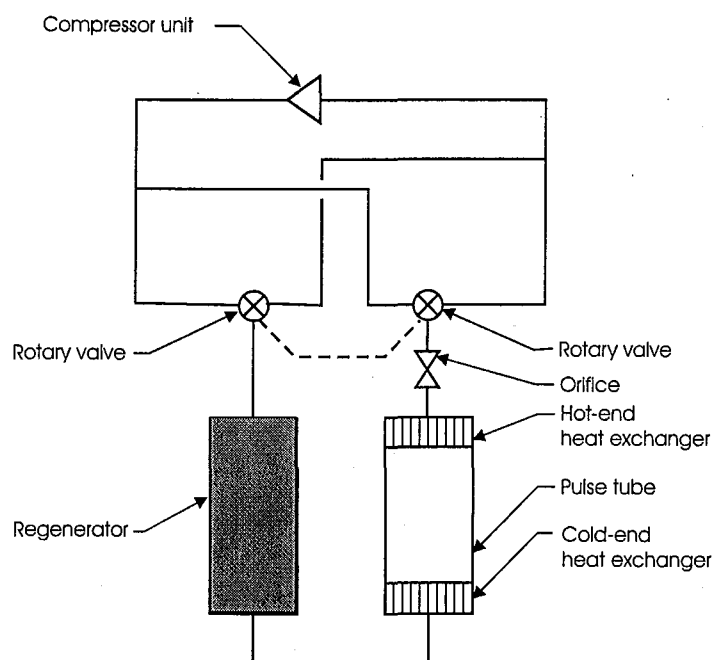


Fig. 1.6 4-valve pulse tube refrigerator

パルスチューブ冷凍機は多段化し、より低温の冷凍を得ることができる。パルスチューブ冷凍機は低温部に可動部がないため、多段化は比較的容易にできる。また、他の冷凍機と組合せることにより、例えばGM冷凍機と組合せることによりそれぞれの特徴を生かした多段冷凍機をつくることができる。Gifford と Longsworth はベーシックパルスチューブ冷凍機の発表当初より二段パルスチューブ冷凍機を示していた[1.2][1.3]。これは図 1.7 に示されるもので、低温段パルス管 (second stage pulse tube) の高温端は高温段パルス管 (first stage pulse tube) の低温端に結合されている。そして、この二段ベーシックパルスチューブ冷凍機により 79K が得られた[1.6]。オリフィスパルスチューブ冷凍機も図 1.8 に示されるように多段化される。ところで、オリフィスパルスチューブ冷凍機の場合は、図 1.9 に示されるように低温段パルス管 (second stage pulse tube) の高温端は高温段パルス管 (first stage pulse tube) の低温端に結合させない構造が一般的である。この方法は低温段パルス管に接続するオリフィスとリザーバを常温域に設置すること（真空容器の外に設置すること）が可能であるために広く用いられている。図 1.10 に示すように、Zhou はダブルインレット型オリフィスパルスチューブ冷凍機に中間バイパスを追加し、マルチバイパスパルスチューブ冷凍機と名づけた[1.15]。これはダブルインレット型オリフィスパルスチューブ冷凍機の多段化とみることができる。また、高と松原は一段のパルスチューブ冷凍機を二段GM冷凍機で予冷させた後に接続させて 3.5K を得た[1.17]-[1.19]。その後、彼らは三段オリフィスパルスチューブ冷凍機で 4K 以下を実現した[1.20]-[1.23]。

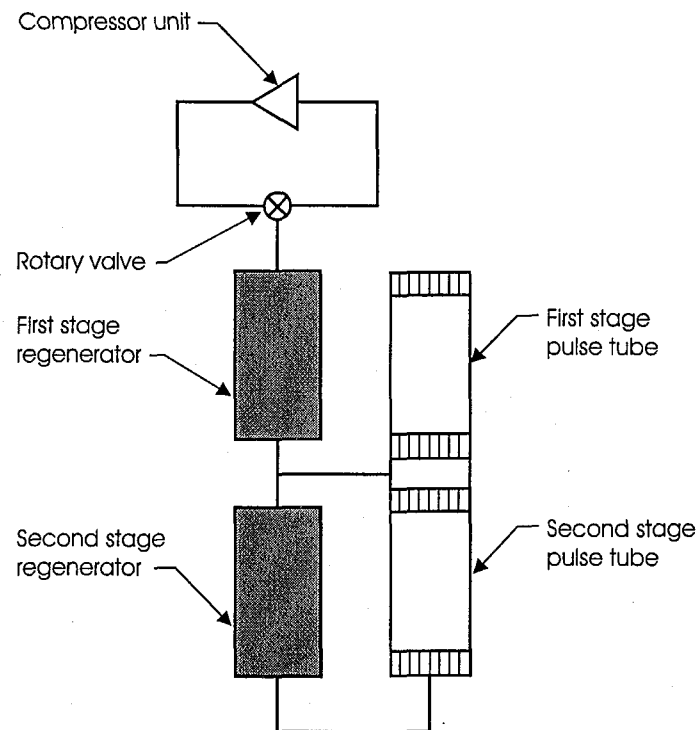


Fig. 1.7 Two-stage basic pulse tube refrigerator

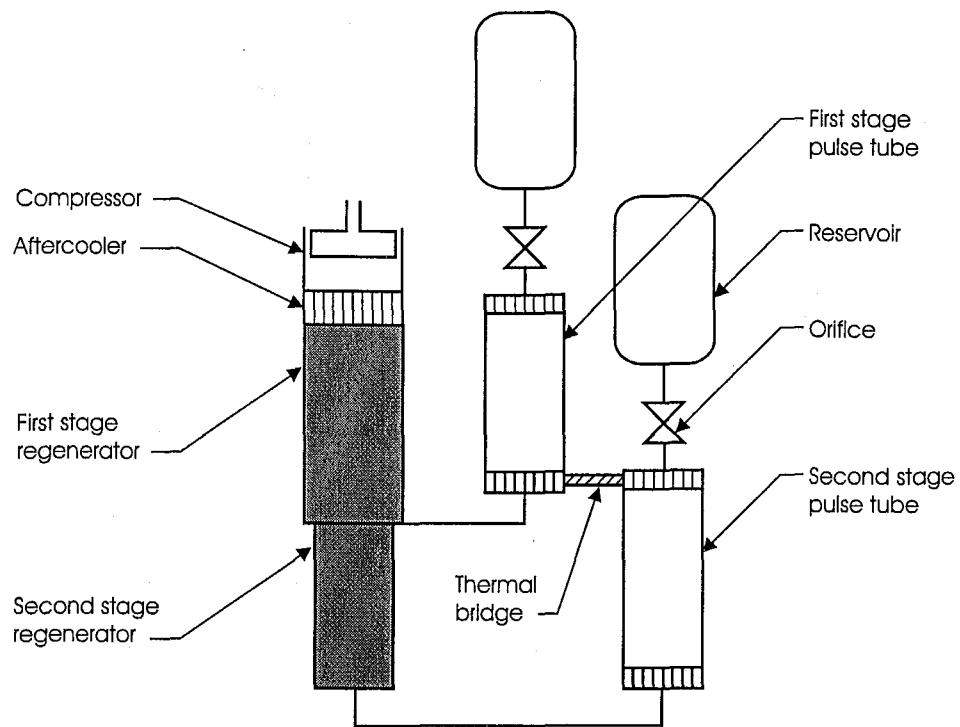


Fig. 1.8 Two-stage orifice pulse tube refrigerator

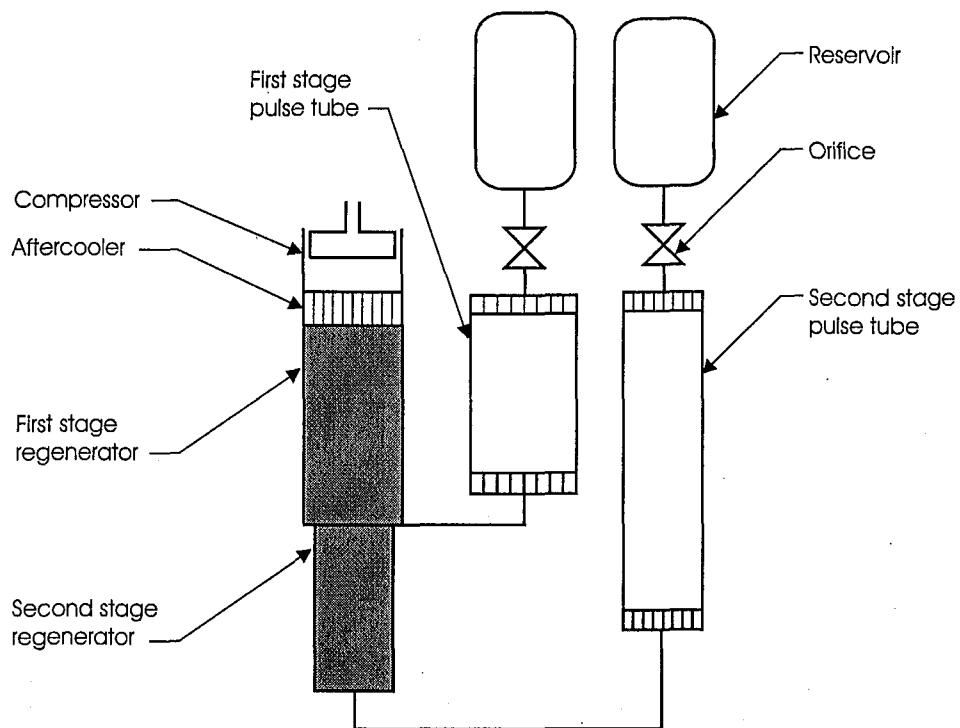


Fig. 1.9 Two-stage pulse tube refrigerator

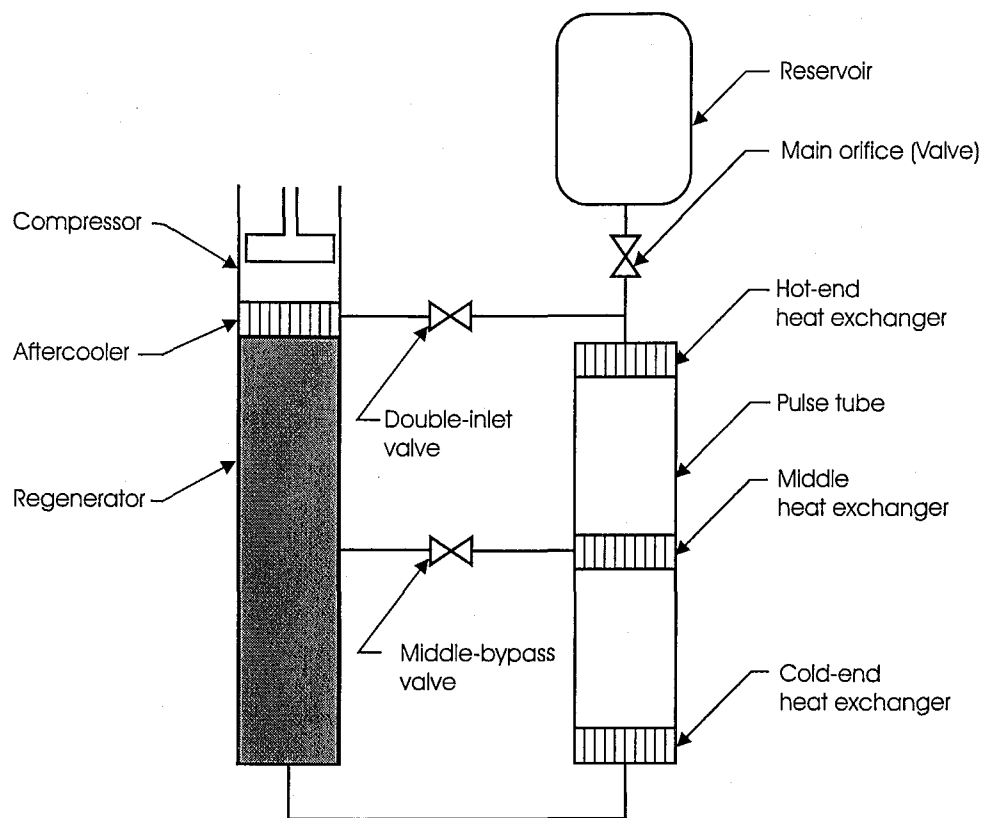


Fig. 1.10 Multi-bypass pulse tube refrigerator

低温を得るうえで蓄冷器の蓄冷材の進歩は必須であり、15K 以下を得るために磁性体材料の果たした役割は大きかった。小型低温冷凍機に用いられている蓄冷材は大きな熱容量を持つことが必要である。しかし、固体の熱容量は低温領域では非常に小さくなる。低温蓄冷材として使われてきた鉛の熱容量は 15K 以下では蓄冷材としては不十分となり、作動流体であるヘリウムとの効果的な熱交換ができなくなる。そこで、15K 以下で大きな熱容量をもつ実用的な磁性体が用いられるようになった。1970 年代から磁性材料の蓄冷材応用についての検討報告がされ [1.24][1.25]、1980 年代末以降に実際の低温冷凍機への磁性蓄冷材応用効果が報告されるようになった [1.26]-[1.33]。

また、蓄冷材の物性だけではなく形状の改良も重要である。一般的には、室温から 80K では網状の蓄冷材を蓄冷器容器に積層充填し、それ以下の温度域では直径 0.1 から 0.3 ミリメートルの球状の蓄冷材を充填する。しかし、これらの形状では熱伝達量に対する圧力損失が大きいという欠点と、形状仕様が決まると空隙率が決まってしまうという欠点があった。これに対し、平行平板は熱伝達量に対する圧力損失の割合が低く、空隙率も調節することができるので最適

設計の面からも近年注目され、研究報告がされるようになった[1.34][1.35]。

設計論では、まず蓄冷器について報告されるようになった[1.36]-[1.39]。現在ではパルスチューブ冷凍機的能力計算プログラムコードが報告されるようになり[1.40][1.41]、また各々のプログラムコードの計算結果の比較検討がされるようになった[1.42]。さらに、計算プログラムコードが販売されたり[1.43]、インターネットで計算プログラムが紹介され、自由に入力してその計算結果が得られるものもある[1.44]。

以上のようにパルスチューブ冷凍機の進展について列記してきた。歴史的な発展過程での分類であるが、ベーシックパルスチューブ冷凍機を第一世代、位相制御を行うようになったオリフィスパルスチューブ冷凍機を第二世代、さらに積極的に位相制御を行うようになったダブルインレット型以降のオリフィスパルスチューブ冷凍機を第三世代と呼ぶことがある。多くのアイデアと試行の結果、以前に比べ冷凍能力がのび、到達低温温度も飛躍的に下がったのも事実である。また、能力解析プログラムや設計プログラム作成も行われるようになったが、多くの仮定と経験則的係数に依存するのも事実である。現在、作動流体の変動と圧力変動との位相差を最適化させるという設計指針が明らかになったとはいえ、まだ不明な部分があり、多くの要素を考慮しなければならないように思われる。

1. 3 従来の研究……往復運動をする作動流体の熱力学

オリフィスパルスチューブ冷凍機の基本形は図 1.1 (b)に示されるように、圧縮機、アフタークーラ、蓄冷器、低温熱交、パルス管、高温熱交、オリフィス（バルブ）およびリザーバから成る。圧縮機により起こされる作動流体の圧力変動は機内の作動流体の往復運動を起こす。パルス管内の作動流体は圧力変動と共に往復運動と温度変動を起こす。作動流体とパルス管壁との熱交換を無視すれば、作動流体は断熱圧縮と膨張を繰り返す。一方、蓄冷器の内部には蓄冷材が充填されていて、作動流体は圧力変動に伴い往復運動をするが熱容量の大きい蓄冷材と熱交換するため作動流体の温度は時間的にほぼ一定に保たれる。リザーバはオリフィスを介してパルス管と連通している。リザーバは他に比べ大きな容積を有しているため、その中の作動流体の圧力はほぼ一定に保たれる。アフタークーラおよび高温熱交は冷却水等で一定に保たれている。機内の作動流体の往復運動によりアフタークーラと高温熱交で放熱が起こり、低温熱交に冷凍が発生する。この冷凍効果を解析するために各機内の条件での作動流体の熱力学的検討を行う必要がある。

ここでは、米国商務省の研究所、National Institute of Standards and Technology (NIST)の Ray Radebaugh 博士との共同研究を通して、氏から得た知識や議論の中で得た内容を再整理し、今後進める展開の基本的概念を従来の研究の一つとしてまとめた。

1. 3. 1 時間平均流れ

管路中を作動流体が往復運動を繰り返す場合、作動流体の各要項やエネルギーは定常的な取扱い

が可能となる。ここでは、流体を取扱う方法としてオイラーの方法、即ち任意の位置に着目し、そこを通る流体素子を取扱う方法を用いることにする。

圧縮機により起こされる流体の圧力変動は流体の往復運動を起こす。流体質量流量は圧力変動と同周期で周期変動を行う。両者の位相は必ずしも一致はしないが、次の各要項は次の様になる。まず、圧力 P (Pa : パスカル) は次の条件を満足する。

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} P dt = P_a \quad (1-1)$$

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} P_d dt = 0 \quad (1-2)$$

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \frac{\partial P}{\partial t} dt = \frac{1}{\tau} \frac{\partial P_d}{\partial t} dt = 0 \quad (1-3)$$

ところで、 τ (s) は圧力変動の周期である。 P_a (Pa) は平均圧力であり、 P_d (Pa) は圧力変動部で、次の様に定義される。

$$P_d = P - P_a \quad (1-4)$$

次に、質量流れは次の式を満足する。

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \dot{m} dt = 0 \quad (1-5)$$

ここで、 $\dot{m}$ (kg/s) は質量流量である。また、変動値 x の一周期における時間平均を次式のように定義する。

$$\langle x \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} x dt \quad (1-6)$$

この記号 $\langle \rangle$ は一周期における時間平均を表すものとする。質量流量が流の方向の直角な面において均一でない場合、次の関係式を置くことができる。

$$\dot{m} = \rho \int_A w dA \quad (1-7)$$

$$= A \rho \bar{w} \quad (1-8)$$

式 (1-6) と式 (1-8) により、次の関係が導かれる。

$$\begin{aligned}
 \langle \dot{m} \rangle &= \langle A \rho \bar{w} \rangle \\
 &= A \langle (\rho_a + \rho_d)(\bar{w}_a + \bar{w}_d) \rangle \\
 &= A \rho_a \bar{w}_a + A \langle \rho_d \bar{w}_d \rangle
 \end{aligned} \tag{1-9}$$

ところで、 ρ_a (kg/m^3) は時間平均密度であり、 ρ_d (kg/m^3) と $\bar{w}_d$ (m/s) は次式で定義される密度と速度の変動部である。

$$\rho_d = \rho - \rho_a \tag{1-10}$$

$$\bar{w}_d = \bar{w} - \bar{w}_a \tag{1-11}$$

式 (1-5) より時間平均質量流量は零であるから、式 (1-9) は次の様になる。

$$\rho_a \bar{w}_a + \langle \rho_d \bar{w}_d \rangle = 0 \tag{1-12}$$

以上の様に、ある要素が周期運動を行う場合、その時間平均は一定となる。これを準定常状態 (quasi-steady state) と呼ぶ。要素の周期運動の変動部の時間平均は零となるが、変動部と他の変動部との積の時間平均は必ずしも零になるとはかぎらない。一般に、各要素の周期変動が次式で表されるものとする。

$$A = A_a + A_d \tag{1-13}$$

$$B = B_a + B_d \tag{1-14}$$

$$C = C_a + C_d \tag{1-15}$$

ただし、添字 a は時間平均を示し、添字 d は平均値からの変動値を示す。これら周期変動の周期が同じであれば、それぞれの時間平均は以下の様になる。

$$\langle A \rangle = A_a \tag{1-16}$$

$$\langle A_d \rangle = 0 \tag{1-17}$$

$$\langle A_d B \rangle = \langle A_d B_d \rangle \tag{1-18}$$

$$\langle AB \rangle = A_a B_a + \langle A_d B_d \rangle \quad (1-19)$$

$$\langle ABC \rangle = A_a B_a C_a + A_a \langle B_d C_d \rangle + B_a \langle C_d A_d \rangle + C_a \langle A_d B_d \rangle + \langle A_d B_d C_d \rangle \quad (1-20)$$

また、

$$A_d = A_1 \cos \omega t \quad (1-21)$$

$$B_d = B_1 \cos(\omega t + \alpha) \quad (1-22)$$

$$C_d = C_1 \cos(\omega t + \beta) + C_2 \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \quad (1-23)$$

の場合、

$$\langle A_d B_d \rangle = \frac{1}{2} A_1 B_1 \cos \alpha \quad (1-24)$$

$$\langle A_d C_d \rangle = \frac{1}{2} A_1 C_1 \cos \beta \quad (1-25)$$

$$\langle A_d B_d C_d \rangle = 0 \quad (1-26)$$

となる。

1. 3. 2 熱力学の第一法則（エネルギー保存の法則）

図 1.11 に示されるような流管において、断面 1-1 と断面 2-2 との間における体積要素（開放系）に対し、熱力学の第一法則より次の式を得る。

$$\begin{aligned} & \dot{m}_1 \left(u_1 + \frac{1}{2} w_1^2 + g z_1 + P_1 v_1 \right) - \dot{m}_2 \left(u_2 + \frac{1}{2} w_2^2 + g z_2 + P_2 v_2 \right) + \dot{Q} - \dot{W} \\ & = \frac{\partial}{\partial t} \left(m u + \frac{1}{2} m w^2 \right) \end{aligned} \quad (1-27)$$

ところで、 $\dot{m}_1$ (kg/s) は体積要素に流入する質量流量であり、 $\dot{m}_2$ (kg/s) は体積要素より流出する質量流量である。 u_1 (J/kg) および u_2 (J/kg) は入口および出口の比内部エネルギー、 w_1 (m/s) および w_2 (m/s) は入口および出口の流体の速度、 z_1 (m) および z_2 (m) は入

口および出口の位置、 P_1 (Pa) および P_2 (Pa) は入口および出口の静圧、 v_1 (m^3/kg) および v_2 (m^3/kg) は入口および出口の流体の比容積、 m (kg)、 u (J/kg) および w (m/s) は体積要素内の流体の質量、比内部エネルギーおよび流速である。 $\dot{Q}$ (J/s) は外部から体積要素内への入熱量、 $\dot{W}$ (J/s) は外部への仕事量（ただし、 $P_1 v_1$ および $P_2 v_2$ を除く）である。 g は重力加速度 (m/s^2) である。

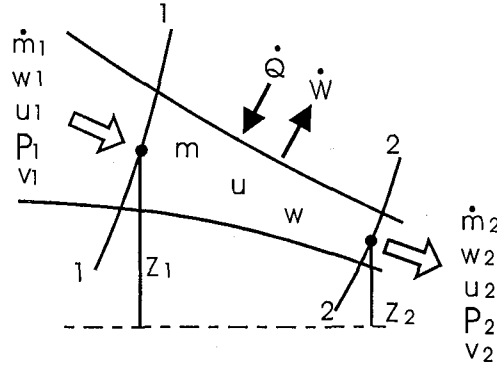


Fig. 1.11

式 (1-27) は比エンタルピー i (J/kg) を用いると次のように表せる。

$$\dot{m}_1 \left(i_1 + \frac{1}{2} w_1^2 + g z_1 \right) - \dot{m}_2 \left(i_2 + \frac{1}{2} w_2^2 + g z_2 \right) + \dot{Q} - \dot{W} = \frac{\partial}{\partial t} \left(m u + \frac{1}{2} m w^2 \right) \quad (1-28)$$

ここで、流体の流速があまり大きくない場合、運動エネルギーの項が無視できる。また、流体の位置の変化 ($z_1 - z_2$) が小さい場合、位置エネルギーの項は無視することができる。この場合、式 (1-28) は次式となる。

$$\dot{m}_1 i_1 - \dot{m}_2 i_2 + \dot{Q} - \dot{W} = \frac{\partial}{\partial t} (m u) \quad (1-29)$$

ここで、式 (1-6) の定義に基づいて式 (1-29) の各項の時間平均を用いて表すと、次式となる。

$$\langle \dot{m}_1 i_1 \rangle - \langle \dot{m}_2 i_2 \rangle + \langle \dot{Q} \rangle - \langle \dot{W} \rangle = \left\langle \frac{\partial}{\partial t} (m u) \right\rangle \quad (1-30)$$

ところで、

$$\left\langle \frac{\partial}{\partial t} (m u) \right\rangle = 0 \quad (1-31)$$

である。式 (1-31) により、式 (1-30) は次式となる。

$$\langle \dot{m}_1 i_1 \rangle - \langle \dot{m}_2 i_2 \rangle + \langle \dot{Q} \rangle - \langle \dot{W} \rangle = 0 \quad (1-32)$$

また、体積要素による外部への仕事がない場合、 $\langle \dot{W} \rangle = 0$ となり、次式が成り立つ。

$$\langle \dot{Q} \rangle = \langle \dot{m}_2 i_2 \rangle - \langle \dot{m}_1 i_1 \rangle \quad (1-33)$$

$$\langle \dot{Q} \rangle = \langle \dot{I}_2 \rangle - \langle \dot{I}_1 \rangle \quad (1-34)$$

これは、エンタルピ流れの変化は外部への入出熱に変化することを意味している。

1. 3. 3 熱力学の第二法則

一つの閉じた系 (closed system) 内のエントロピの和は、その系内に可逆変化を生じても不変であり、不可逆変化を生じれば増加する。

また、図 1.12 に示されるような開いた系 (open system) においては、次式で表される。

$$\frac{dS}{dt} \geq \frac{\dot{Q}}{T_r} + \dot{m}_1 s_1 - \dot{m}_2 s_2 \quad (1-35)$$

ところで、 $\dot{Q}$ (J/s, W) は外部から体積要素内 (系内) への入熱量であり、 T_r (K) は $\dot{Q}$ を与える熱源の温度である。 $\dot{m}_1$ (kg/s) は体積要素に流入する質量流量であり、 $\dot{m}_2$ (kg/s) は体積要素から流出質量流量である。 s_1 (J/kg-K) は流入する流体の比エントロピ、 s_2 (J/kg-K) は流出する流体の比エンタルピであり、 S (J/K) は体積要素内のエントロピである。

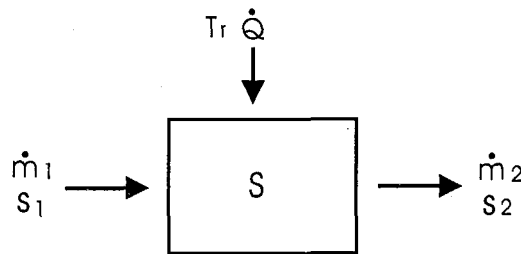


Fig. 1.12 Element for an open system

式(1-35)について一周期の時間平均をとると、

$$\left\langle \frac{dS}{dt} \right\rangle \geq \left\langle \frac{\dot{Q}}{T_r} \right\rangle + \langle \dot{m}_1 s_1 \rangle - \langle \dot{m}_2 s_2 \rangle \quad (1-36)$$

となる。熱力学の第二法則より、サイクルにおいては、

$$\left\langle \frac{dS}{dt} \right\rangle \leq 0 \quad (1-37)$$

となり、式(1-36) および式(1-37) より、

$$\left\langle \frac{\dot{Q}}{T_r} \right\rangle \leq \langle \dot{m}_2 s_2 \rangle - \langle \dot{m}_1 s_1 \rangle \quad (1-38)$$

となる。可逆サイクルにおいては、式(1-35) ~ 式(1-38) は次のようになる。

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\dot{Q}}{T_r} + \dot{m}_1 s_1 - \dot{m}_2 s_2 \quad (1-39)$$

$$\left\langle \frac{dS}{dt} \right\rangle = \left\langle \frac{\dot{Q}}{T_r} \right\rangle + \langle \dot{m}_1 s_1 \rangle - \langle \dot{m}_2 s_2 \rangle \quad (1-40)$$

$$\left\langle \frac{dS}{dt} \right\rangle = 0 \quad (1-41)$$

$$\left\langle \frac{\dot{Q}}{T_r} \right\rangle = \langle \dot{m}_2 s_2 \rangle - \langle \dot{m}_1 s_1 \rangle \quad (1-42)$$

1. 3. 4 エネルギー流れ

エンタルピー流量： $\dot{I}$ (J/s)は、

$$\dot{I} = \dot{m} i \quad (1-43)$$

と定義することができる。ところで、 i (J/kg)は比エンタルピー、 $\dot{m}$ (kg/s)は質量流量である。エンタルピー流量の時間平均は、

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \dot{m} i dt \quad (1-44)$$

である。流体が理想流体である場合、

$$i = c_p T \quad (1-45)$$

と表すことができる。 c_p (J/kg-K) は定圧比熱、 T (K) は温度である。式(1-44)と(1-45)より、

$$\begin{aligned} \langle \dot{I} \rangle &= c_p \langle \dot{m} T \rangle \\ &= c_p \langle \dot{m} (T_a + T_d) \rangle \\ &= c_p T_a \langle \dot{m} \rangle + c_p \langle \dot{m} T_d \rangle \end{aligned} \quad (1-46)$$

となる。 T_a (K) は時間平均温度、 T_d (K) は温度の変動部であり、以下に定義される。

$$T_a = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau T dt \quad (1-47)$$

$$T_d = T - T_a \quad (1-48)$$

ここで、式 (1-5) より $\langle \dot{m} \rangle = 0$ となるため、式 (1-46) は次式となる。

$$\langle \dot{I} \rangle = c_p \langle \dot{m} T_d \rangle \quad (1-49)$$

エンタルピ流量の時間平均は、時間平均が零である $\dot{m}$ と T_d との積で表される。この時間平均は、式 (1-24) および式 (1-25) で示されるように、一定の零でない値をもつことがある。また、式 (1-34) で示されるように、体積要素の時間平均エンタルピ出入差は体積要素の外部からの入出熱に変化する。即ち、時間平均エンタルピ流量の分布において、その変化域では外部への放熱・吸熱を伴う。

式 (1-49) より、熱交換器（パルス管低温端、高温端）や蓄冷器のような時間的に等温変化 ($T_d = 0$) 領域においてはエンタルピ流量 $\langle \dot{I} \rangle$ は零となり、流路管のような断熱変化 ($T_d \neq 0$) 領域においては $\langle \dot{I} \rangle$ はある値となる。一連の流路において熱交換器、蓄冷器と流路管とを適当に配置すれば、その境界点において $\langle \dot{I} \rangle$ が変化し、式 (1-34) より、放熱または吸熱現象が起こる。

比エンタルピ i (J/kg) は、比容積 v (m³/kg) と比内部エネルギー u (J/kg) を用いて次のように表される。

$$i = Pv + u \quad (1-50)$$

質量流量 $\dot{m}$ (kg/s) についてのエンタルピー流れは、次式で表される。

$$\dot{m}i = \dot{m}Pv + \dot{m}u \quad (1-51)$$

この時間平均は、

$$\langle \dot{m}i \rangle = \langle \dot{m}Pv \rangle + \langle \dot{m}u \rangle \quad (1-52)$$

となり、

$$\langle \dot{I} \rangle = \langle P\dot{V} \rangle + \langle \dot{U} \rangle \quad (1-53)$$

と書き表すことができる。また、式(1-53)は次のように表すこともできる。

$$\begin{aligned} \langle \dot{I} \rangle &= \langle (P_a + P_d)\dot{V} \rangle + \langle \dot{U} \rangle \\ &= P_a \langle \dot{V} \rangle + \langle P_d \dot{V} \rangle + \langle \dot{U} \rangle \end{aligned} \quad (1-54)$$

ここで、式(1-53)および式(1-54)の右辺の各項を以下のように表すことができる。

$$\langle \dot{U} \rangle = \langle \dot{m}u \rangle = c_v \langle \dot{m}T \rangle = c_v \langle \dot{m}T_d \rangle \quad (1-55)$$

$$\langle P\dot{V} \rangle = \langle \dot{m}Pv \rangle = \langle \dot{m}RT \rangle = R \langle \dot{m}T_d \rangle \quad (1-56)$$

$$P_a \langle \dot{V} \rangle = -\frac{RT_a}{P_a} \langle \dot{m}P_d \rangle + R \langle \dot{m}T_d \rangle \quad * \quad (1-57)$$

$$\langle P_d \dot{V} \rangle = \frac{RT_a}{P_a} \langle \dot{m}P_d \rangle \quad * \quad (1-58)$$

*補遺 1

1. 3. 5 エントロピー流れ

エントロピーは状態量であり、圧力 P と温度 T を独立変数として表される。

$$\begin{aligned}
s &= s(T, P) \\
&= s_a + \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P (T - T_a) + \left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T (P - P_a) \\
s - s_a &= \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P (T - T_a) + \left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T (P - P_a) \\
s_d &= \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P T_d + \left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T P_d
\end{aligned} \tag{1-59}$$

ここで、 s (J/kg-K) は比エントロピであり、 s_a と s_d は比エントロピの時間平均値と変動値である。また、

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P = \frac{c_P}{T} \tag{1-60}$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T = -\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = -v \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = -v\beta_0 \tag{1-61}$$

となる。 β_0 は膨張係数で、理想気体では $T\beta_0 = 1$ である。式(1-59)、式(1-60)および式(1-61)より s_d が求められる。

$$s_d = \frac{c_P}{T} T_d - v\beta_0 P_d \tag{1-62}$$

$$= \frac{c_P}{T} T_d - \frac{v}{T} P_d \quad (\text{理想気体}) \tag{1-63}$$

エントロピ流量： $\dot{S}$ (J/K-s) は次のように定義できる。

$$\dot{S} = \dot{m}s \tag{1-64}$$

この時間平均は次のようになる。

$$\langle \dot{S} \rangle = \langle \dot{m}s \rangle \tag{1-65}$$

$$\begin{aligned}
&= \langle \dot{m}(s_a + s_d) \rangle \\
&= \langle \dot{m}s_d \rangle
\end{aligned} \tag{1-66}$$

式(1-63)と式(1-66)より以下の関係が求められる。

$$\begin{aligned}
\langle \dot{S} \rangle &= \langle \dot{m} \left(\frac{c_p}{T} T_d - \frac{v}{T} P_d \right) \rangle \\
&= c_p \langle \dot{m} \frac{T_d}{T} \rangle - \langle \dot{m} \frac{v}{T} P_d \rangle \\
&= c_p \langle \dot{m} \frac{T_d}{T} \rangle - R \langle \dot{m} \frac{P_d}{P} \rangle
\end{aligned} \tag{1-67}$$

ここで、圧縮比が比較的小さい場合、

$$\frac{T_d}{T} = \frac{T_d}{T_a + T_d} \approx \frac{T_d}{T_a} \tag{1-68}$$

$$\frac{P_d}{P} = \frac{P_d}{P_a + P_d} \approx \frac{P_d}{P_a} \tag{1-69}$$

と近似することができる。この場合、 $\langle \dot{S} \rangle$ はさらに以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned}
\langle \dot{S} \rangle &= \frac{c_p}{T_a} \langle \dot{m} T_d \rangle - \frac{R}{P_a} \langle \dot{m} P_d \rangle \\
&= \frac{1}{T_a} \left\{ c_p \langle \dot{m} T_d \rangle - \frac{R T_a}{P_a} \langle \dot{m} P_d \rangle \right\}
\end{aligned} \tag{1-70}$$

ここで、式(1-49)および(1-58)を用いると、式(1-70)は次のように表される。

$$\langle \dot{S} \rangle = \frac{1}{T_a} \left\{ \langle \dot{I} \rangle - \langle P_a \dot{V} \rangle \right\} \tag{1-71}$$

また、式(1-54)および(1-71)より、次のようにも表すことができる。

$$\langle \dot{S} \rangle = \frac{1}{T_a} \left\{ P_a \langle \dot{V} \rangle + \langle \dot{U} \rangle \right\} \tag{1-72}$$

1. 4 本研究の目的と概要

本研究はオリフィスパルスチューブ冷凍機の冷凍発生と損失に関する研究であり、特に機内の作動流体流れの特徴を解明し、エンタルピ流れの変化から生じる冷凍発生機構とその損失について検討したものである。本論文は6章から構成されており、以下その各々の目的と概要について述べる。

第1章では、パルスチューブ冷凍機の特徴と従来の研究について説明するとともに、本研究の目的と概要について述べている。

第2章では、パルスチューブ冷凍機内の作動流体の往復運動とエネルギー流れについて検討している。圧縮機で起こされるパルス管内の圧力振動を正弦波形としたときの作動流体流れの振動波形を示し、これより冷凍機内のエンタルピー流れおよび他のエネルギー流れを理論的に導いている。

R. Radebaugh 氏は作動流体の質量流れの波形を圧力振動波形と同じ正弦波形と仮定し、パルス管内のエンタルピー流量から冷凍発生量を表した。しかし、作動流体の質量流量波形は特徴的な波形をしており、本章ではこれをフーリエ級数を用いてその特徴を明らかにしている。また、その波形の特徴と各位置における波形と位相の変化の特性についても述べている。この作動流体の質量流量波形から、圧縮比が比較的小さい圧力振動のときの冷凍機内のエンタルピー流量や他のエネルギー流量を理論的に求めている。そして、パルスチューブ冷凍機内の時間平均エネルギー流量について、オリフィスを通過する作動流体の質量流量波形の基調波の振幅とホットエンドの温度を用いて表す方法を提示している。

第3章では、オリフィスを通過する作動流体の質量流量波形の特徴について述べている。作動流体の質量流量波形は圧力波形と形状が異なり、冷凍機内の位置により形状および位相が異なることは第2章で述べたが、その特徴づけの基本となるオリフィスを通過する作動流体をリザーバ圧力変動より求め、その波形を検証している。さらに、この質量流量の波形に及ぼす他の要素としてリザーバ圧力上昇現象を指摘している。この現象の発生原因を理論的に説明づけるとともに実験値との比較を行っている。この現象の特徴として、リザーバ内の圧力上昇はパルス管内の圧力振動の圧力比（振幅/平均圧力）の関数となることを示し、理論値と実験値とを比較し、その特徴を示している。

第4章では、パルス管内の作動流体とパルス管壁との熱交換がエンタルピー流量に及ぼす影響について検討している。この影響についてはベーシックパルスチューブ冷凍機とオリフィスパルスチューブ冷凍機について共通点があるため、双方を共通の方法で時間平均エンタルピー流量を求め、比較することによりベーシック型とオリフィス型との冷凍発生と損失についての関係を述べている。従来、ベーシック型とオリフィス型との冷凍発生原理は全く別であると表現されることが多いが、パルス管内の作動流体圧力、質量流量および温度振動の関係式を求めることによりベーシック型とオリフィス型とのパルス管内の時間平均エンタルピー流量を共通の式で表している。このことにより双方の関係を求め、作動流体とパルス管壁との熱交換による冷凍損失と冷凍発生機構との関係を述べている。

第5章では、蓄冷器の熱伝導損失についてその実験方法と測定結果の特徴について述べている。現在多用されているメッシュの細かい金網積層充填式の蓄冷器について、実際の温度領域である 300K-80K の温度間の熱伝導損失を真空中およびヘリウムガス雰囲気の各圧力域について実測し、その熱伝導特性について検討している。また、蓄冷材の固体間直接の熱伝導と作動流体の存在の影響について、その作動流体分子の各温度における平均自由行程との関係について言及している。これらをもとに蓄冷器設計に有効な縮小係数 (conductivity degradation factor) を提示している。さらに、従来仮定されていた熱伝導縮小係数を用いて設計された蓄冷器形状から本係数を用いて設計された形状への変化について述べている。

第6章では、各章の結論が総括して述べられている。

第 1 章 参考文献

- [1.1] Walker, G., Cryocoolers Part 1: Fundamentals, Plenum Press, New York, 1983.
- [1.2] Gifford, W. E. and Longworth, R. C., "Pulse-Tube Refrigeration," ASME paper, No.63-WA-29, 1963, 17-22.
- [1.3] Gifford, W. E. and Longworth, R. C., "Pulse-Tube Refrigeration," Transactions of the ASME, Vol. 63, 1964, 264-268.
- [1.4] Gifford, W. E. and Longworth, R. C., "Pulse-Tube Refrigeration Progress," Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 10B, Plenum Press, New York, 1965, 69-79.
- [1.5] Gifford, W. E. and Longworth, R. C., "Surface Heat Pumping," Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 11, Plenum Press, New York, 1966, 171-179.
- [1.6] Longworth, R. C., "An Experimental Investigation of Pulse Tube Refrigeration Heat Pumping Rates," Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 12, Plenum Press, New York, 1967, 608-618.
- [1.7] Mikulin, E. I., Tarasov, A. A., and Shkrebyonock, M. P., "Low Temperature Expansion Pulse Tubes," Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 29, Plenum Press, New York, 629-637.
- [1.8] Radebaugh, R., Zimmerman, J., Smith, D. R., and Louie, B., "A Comparison of Tree Types of Pulse Tube Refrigerators : New Methods for Reaching 60K," Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 31, Plenum Press, New York, 1986, 779-789.
- [1.9] Herrman, S. and Radebaugh, R., "Measurements of the Efficiency and Refrigeration Power of Pulse-Tube Refrigeration," National Bureau of Standards Technical Note 1301, September 1986.
- [1.10] Radebaugh, R. and Herrman, S., "Refrigeration Efficiency of Pulse Tube Refrigerators," Proceedings of the 4th International Cryocooler Conference, Boulder, Colorado, 1986, 119-133.
- [1.11] Radebaugh, R., "Pulse Tube Refrigeration - A New Type of Cryocooler," Proceedings of the 18th International Conference on Low Temperature Physics, Kyoto, 1987, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 26, 1987, 2076-2081.
- [1.12] Matsubara, Y. and Miyake, A., "Alternative Methods of the Orifice Pulse Tube Refrigerator," Proceedings of the 5th International Cryocooler Conference, 1980, 127-135.
- [1.13] Zhu, S., Wu, P. and Chen, Z., "Double Inlet Pulse Tube Refrigerators : An Important Improvement," Cryogenics, Vol. 30, 1990, 514.
- [1.14] 高 金林, 松原洋一 : 1992 年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 47 (1992) 284.

- [1.15] Zhou, Y. and Han, Y. J., "Pulse Tube Refrigerator Research," Proceeding of the 7th International Cryocooler Conference, Air Force PL-CP—93-1001, 1993, 147-156.
- [1.16] Kays, W. M. and London, A. L., Compact Heat Exchangers, 2nd ed., McGraw-Hill Book Co., New York, 1964.
- [1.17] 高 金林, 松原洋一, 4 K パルス管冷凍機の実験的評価, 低温工学, Vol. 28 No. 9, 1993, 504-510.
- [1.18] Gao, J. L. and Matsubara, Y., "Experimental Investigation of 4K Pulse Tube Refrigerator," Cryogenics, 34, No.1, 1994, 25-30.
- [1.19] Gao, J. L., Hiresaki, Y. and Matsubara, Y., "A Hybrid Two-Stage Refrigerator Operated at Temperatures below 4K," Advances in Cryogenic Engineering, Vol.41, Plenum Press, New York, 1996, 1495-1502.
- [1.20] 高 金林, 松原洋一, 3 段パルス管構造による 4 K 冷凍機, 低温工学, Vol. 29 No. 4, 1994, 150-154.
- [1.21] Matsubara, Y. and Gao, J. L., "Novel Configuration of Three-Stage Pulse Tube Refrigerator for Temperatures below 4K," Cryogenics, Vol. 34 No.4, 1994, 259-262.
- [1.22] Matsubara, Y. and Gao, J. L., "Multi-Stage Pulse Tube Refrigerator for Temperatures below 4K," Cryocoolers 8, Plenum Press, New York, 1995, 345-352.
- [1.23] Tanida, K., Gao, J. L., Yoshimura, N., and Matsubara, Y., "Three-Staged Pulse Tube Refrigerator Controlled by Four-Valve Method," Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 41, Plenum Press, New York, 1996, 1503-1509.
- [1.24] Daniels, A. and du Pre, F. K., "Triple-Expansion Stirling-Cycle Refrigerator," Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 16, Plenum Press, New York, 1971, 178-184.
- [1.25] Nakashima, H., Ishibashi, K., and Ishizaki, Y., "Developments of a 4-5 K Cooling Stirling Cycle Refrigerator," Proceeding of the 4th International Cryocooler Conference, 1986, 263.
- [1.26] Kuriyama, T., Hakamada, R., and Nakagome, H., "High Efficient Two-Stage GM Refrigerator with Magnetic Material in the Liquid Helium Temperature Region," Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 35, Plenum Press, New York, 1990, 1261-1269.
- [1.27] Nagao, M., Yamada, T., and Iwamoto, M., "Helium Liquefaction by a Gifford-McMahon Cycle Cryocooler," Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 35, Plenum Press, New York, 1990, 1251-1260.
- [1.28] Li, R., Ogawa, M., and Hashimoto, T., "Magnetic Intermetallic Compounds for Cryogenic Regenerator," Cryogenics, Vol. 30, 1990, 521-526.

- [1.29] Sahashi, M., Tokai, Y., Kuriyama, T., and Nakagome, H., "New Magnetic Material R_3T System with Extremely Large Capacities Used as Heat Regenerators," *Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, Vol. 35, 1990, 1175-1182.
- [1.30] Nagao, M., Inaguchi, T., Yoshimura, H., Nakamura, S., and Yamada, T., "4 K Three-Stage Gifford-McMahon Cycle Refrigerator for MRI Magnet," *Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, Vol. 39, 1994, 1327-1334.
- [1.31] Ke, G., Makuuchi, H., Hashimoto, T., Onishi, A., Li, R., and Kanazawa, Y., "Improvement of Two-Stage GM Refrigerator Performance Using a Hybrid Regenerator," *Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, Vol. 40, 1994, 639-646.
- [1.32] Ludeman, E. M. and Zimm, C.M., "Production of Spherical Powders of Rare Earth Intermetallic Compounds for Use in Cryocooler Regenerators," *Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, Vol. 37, 1992, 989-994.
- [1.33] Gschneidner, K. A. Jr., Pecharsky, V. K., and Gailloux, M., "New Ternary Magnetic Lanthanide Regenerator Materials for the Low-Temperature Stage of a Gifford-McMahon(G-M) Cryocooler," *Cryocoolers 8*, 1995, 685-694.
- [1.34] Rawlins, W., Timmerhaus, K. D. and Radebaugh, R., "Measurement of the Performance of a Spiral Wound Polyimide Regenerator in a Pulse Tube Refrigerator," *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 37, Part B, 1992, 947-953.
- [1.35] Yaron, R., Shokralla, S., Yuan, J., Bradley, P. E., and Radebaugh, R., "Etched Foil Regenerator," *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 41, 1996, 1339-1346.
- [1.36] Harris, W. S., Rios, P. A., and Smith, J. L. Jr., "Design of Thermal Regenerators for Stirling-Type Refrigerators," *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 16, 1971, 312-323.
- [1.37] Daney, D. E. and Radebaugh, R., "Non-ideal Regenerator Performance—the Effect of Void Volume Fluid Heat Capacity," *Cryogenics*, Vol. 24, 1984, 499-501.
- [1.38] Radebaugh, R. and Louie, B., "A simple, First Step to the Optimization of Regenerator Geometry," *Proceedings of the Third Cryocooler Conference*, NBS Special Publication 698, 1985, 177-198.
- [1.39] Daney, D. E. and Radebaugh, R., "A Computational Model for a Regenerator," *Proceedings of the Third Cryocooler Conference*, NBS Special Publication 698, 1985, 199-211.
- [1.40] Gary, J., O'Gallagher, A., and Radebaugh, R., "A Numerical Model for Regenerator Performance," *Technical Report, NIST, Boulder*, 1994.

- [1.41] Xiao, J. H., "Thermoacoustic Theory for Cyclic Flow Regenerators. Part I: Fundamentals," *Cryogenics*, Vol. 32, 1992, 895-901.
- [1.42] Xiao, J. H., Radebaugh, R., O'Gallagher, A., and Gary, J., "Comparison of Calculated Regenerator Performance From a Thermoacoustic Model and a Nodal Analysis Model," *Cryocoolers* 9, 1997, to be published.
- [1.43] Sage: Modeling and Optimization Software for Stirling-Cycle Machines, Gedeon Associates, 16922 South Canaan Road, Athens, OH 45701.
- [1.44] Kittel, P., Interactive Computer Model on the World Wide Web, <http://irtek.arc.nasa.gov/pulsetube.html>, NASA Ames Research Center.
- [1.45] 栗山, 3.3 節: 蓄冷器の設計, 日本機化学会 RC127 研究分科会「地球環境および多種熱利用に適したスターリングサイクル機器の最適システム設計手法に関する研究分科会」, 1996, II 56-II 65.
- [1.46] Gray, J. M., Daney, D. E., Radebaugh, R., "A computational model for a regenerator," *Proceedings of the 3rd Cryocooler Conference*, 1985, 199-211.
- [1.47] Radebaugh, R. and Louie, B., "A Simple, First Step to the Optimization of Regenerator Geometry," *Proceedings of the 3rd Cryocooler Conference*, 1985, 177-198.

第2章 オリフィスパルスチューブ冷凍機内の作動流体とエネルギー流れ

2.1 緒言

オリフィスパルスチューブ冷凍機はオリフィスとリザーバを持つことが構造的特徴であり、機内の作動流体は圧縮機的作用により往復運動を行うが、その運動形態も特徴的である。この作動流体の動きを検討することは、この冷凍機の冷凍発生量を考察する上で重要なことである。従来の実測結果では、機内の圧力振動波形がほぼ正弦波形であっても作動流体の質量流量波形と温度振動波形は圧力振動波形とは異なっていた。これはベーシック型とは異なる、オリフィス型の特徴である。

従来の解析モデルでは、パルス管内の圧力、質量流量、温度振動は全て正弦波形と仮定されることが多く、それらの振動波形の相互関係については議論されてこなかった。ここで、それらの相互関係を明らかにし、それらを考慮したエンタルピー流れや他のエネルギー流れの特徴を理論的にとらえることを試みた。

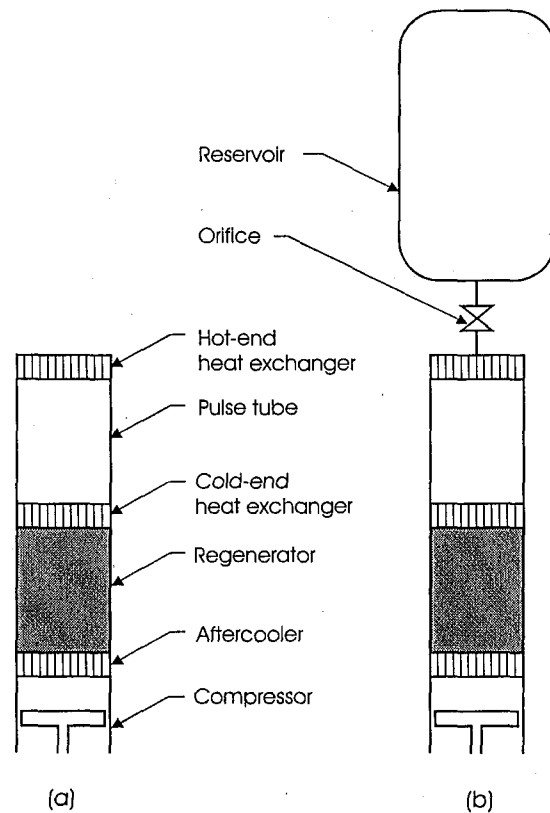


Fig. 2.1 (a) Basic pulse tube refrigerator
(b) Orifice pulse tube refrigerator

2.2 従来の研究

米国商務省の研究所、National Institute of Standards and Technology (NIST) の Radebaugh らはオリフィスパルスチューブ冷凍機の冷凍発生機構および解析モデルの研究を発展させた [2.1]。その解析モデルにおいては、オリフィスパルスチューブ冷凍機内の作動流体圧力と質量流量の振動波形は正弦波形と仮定され、冷凍機の全冷凍発生量はパルス管内の時間平均エンタルピ流量 $\langle \dot{i} \rangle$ で表され、次式で定義されている。

$$\langle \dot{i} \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \dot{i} dt, \quad (2.1)$$

ここで、 τ は振動の周期であり、 $\dot{i}$ は即時のエンタルピ流量である。NIST の解析モデル [2.9] では、パルス管内の時間平均エンタルピ流量は理想気体の場合、

$$\langle \dot{i} \rangle = \frac{1}{2} c_p \dot{M}_1 T_1 \cos(\varphi - \phi), \quad (*補遺3参照) \quad (2.2)$$

と表される。ところで、 c_p は定圧比熱で、 $\dot{M}_1$ と T_1 は質量流量振動と温度振動の振幅 (片振幅) であり、 $(\varphi - \phi)$ はそれらの位相差である。ここで、作動流体の変化が断熱的であると仮定すると熱力学の第一法則より、 $\langle \dot{i} \rangle$ はパルス管内を通して一定であり、次のように表される。

$$\langle \dot{i} \rangle = \frac{1}{2} R T_h \dot{M}_o \frac{P_1}{P_a}. \quad (*補遺4参照) \quad (2.3)$$

ところで、 R は作動流体のガス定数、 T_h はパルス管のホットエンドの温度、 $\dot{M}_o$ はオリフィスを通過する質量流量の振幅、 P_1 は圧力振動の振幅、そして P_a は圧力振動の時間平均値である。

Rawlins らはパルスチューブ冷凍機の運転中の質量流量や温度の即時測定技術を発展させた [2.2][2.3]。4 μ m タングステンワイヤによる CTA 流量計(constant temperature anemometers) と RTD 温度計(resistance temperature detectors)を開発し、実際の運転中の質量流量と温度の振動を圧力振動と共に計測した。そして、これらのセンサーを用いて精度よく測定された結果より、パルス管のコールドエンドにおけるエンタルピ、エントロピ、仕事流量について議論された [2.4]。彼らの報告により、たとえ圧力振動波形が正弦波形であっても質量流量および温度振動波形は正弦波形とは異なっていることが明らかになった。

一方、白石らはパルス管内の圧力と温度振動を測定し、それらの FFT 解析から検討を行った [2.5]。その結果、ベーシックパルスチューブ冷凍機とオリフィスパルスチューブ冷凍機との作動流体の振動特性には明らかな違いがあることが指摘された。いろいろな圧力波形に対する温

度振動波形をベーシック型とオリフィス型とについて比較検討した結果、ベーシック型では温度波形は圧力波形に類似しているが、オリフィス型ではかなり異なっていることがわかった。

機内の作動流体の圧力、流量、そして温度の振動波形の相互関係について多くの疑問が投げかけられるようになってきた。これらの相互関係を明らかにすることと、これらを考慮したエンタルピ流れや他のエネルギー流れについて検討することは重要である。

2. 3 作動流体の質量流量

図 2.1 (b)にオリフィスパルスチューブ冷凍機の概要図を示す。機内の作動流体は圧縮機により往復運動を起こされる。この質量流量の振動は圧力振動の振動波形とは異なった波形をしている。圧力振動と質量流量振動との関係は特徴的で、この関係は温度振動やエネルギー流量振動にも影響を与える。圧力振動波形はおもに圧縮機の型式、周波数、そして圧縮比に依存するが、圧縮機がピストン型で圧縮比が比較的小さいとき圧力振動波形を正弦波形と仮定することができる。この仮定により数学的取扱いが簡単になり、圧力振動と他の振動との関係を明確化しやすくなる。このため、ここでは圧力の振動波形には正弦波形を基本に考えることにする。

オリフィスパルスチューブ冷凍機内の圧力振動波形がたとえ正弦波形であっても、機内のどの点における作動流体の質量流量波形も圧力のそれとは異なり、一連の周波数の級数で表される。この圧力と質量流量の振動波形の関係は熱力学理論からも導かれる。

図 2.2 は、オリフィス（バルブ）における質量流量の流れ方向の関係を示している。オリフィスにおける質量流れは、質量流量振動の 1 周期について積分すると零となる。それゆえ、オリフィスにおける質量流量は次式を満足する。

$$\int_0^{\tau} \dot{m}_o dt = 0. \quad (2-4)$$

ここで、 $\dot{m}_o$ はオリフィスにおける即時質量流量であり、 τ はその振動の周期である。ところで、多くの実験には可変ニードルバルブまたは時としてキャピラリーチューブをオリフィスの代わりに用いる。バルブやキャピラリーチューブを通過する質量流量を表す実験式はいくつかあるが、本機のバルブにおける作動流体の場合は等温的に取扱う方法が合理的といえる。もし、入口流体温度が一定で、バルブの入口圧力が出口圧力の約 2 倍より低い場合、即ち臨界圧より低い場合、流体の速度は音速を超えることはなく、次式で表される[2.7][2.8]。* 補遺 2

$$\dot{m}_o = k_t \sqrt{(P - P_s)(P + P_s)}; \quad P \geq P_s, \quad (2-5a)$$

$$\dot{m}_o = -k_t \sqrt{(P - P_s)(P + P_s)}; \quad P < P_s. \quad (2-5b)$$

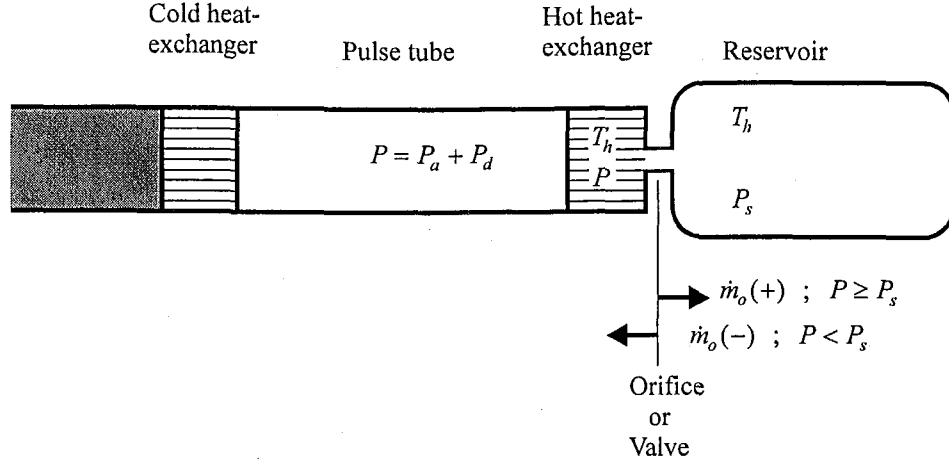


Fig. 2.2 Direction of mass flow rate

ここで、 k_t は比例定数であり、 P はパルス管内の圧力そして P_s はリザーバー内の圧力である。パルス管内の圧力振動が単振動である場合、その時間平均圧力 P_a とその変動部 P_d は次式のよう表される。

$$P = P_a + P_d, \quad (2-6)$$

$$P_d = P_1 \cos(\omega t - \theta). \quad (2-7)$$

ところで、 P_1 は圧力変動部の振幅、 ω は圧力位相変動の角速度、 t は時間であり、そして $(\omega t - \theta)$ は圧力振動の位相角となる。式(2-6)と(2-7)を式(2-5a)および(2-5b)に代入すると、次式が導かれる。

$$\begin{aligned} & m_o / (k_t \sqrt{2P_a P_1}) \\ &= \sqrt{\left((2P_a^2 - 2P_s^2 + P_1^2) / (4P_a P_1) + \cos(\omega t - \theta) + (P_1 / 4P_a) \cos 2(\omega t - \theta) \right)} ; P \geq P_s, \end{aligned} \quad (2-8a)$$

$$\begin{aligned} & m_o / (k_t \sqrt{2P_a P_1}) \\ &= -\sqrt{\left((2P_a^2 - 2P_s^2 + P_1^2) / (4P_a P_1) + \cos(\omega t - \theta) + (P_1 / 4P_a) \cos 2(\omega t - \theta) \right)} ; P < P_s. \end{aligned} \quad (2-8b)$$

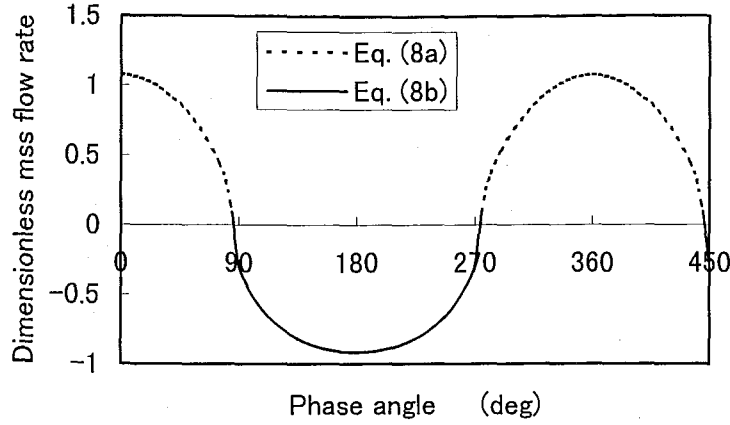


Fig. 2.3 Curve of dimensionless mass flow rate
through a valve calculated with Eq. (2-8a)
and Eq.(2-8b) in a case of $P_1/P_a=0.48$

図 2.3 の波形は、式(2-8a)と(2-8b)の計算結果の 1 例を示している。これは圧力比 P_1 / P_a が 0.48 の場合のときの計算例である。この計算結果から、オリフィスにおける質量流量の振動波形について以下の特徴がわかる。質量流量波形の正の方向（リザーバ方向）の振幅が負の方向（パルス管方向）の振幅より大きい。また、波形の正の方向の期間が負の方向の期間より短い。そして、正の方向の質量流れの合計は負の方向の質量流れの合計に等しい。

式(2-8a)と(2-8b)はフーリエ級数を用いると次式のように表すことができる。

$$\dot{m}_o / (k_t \sqrt{2P_a P_1}) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos n(\omega t - \theta) + b_n \sin n(\omega t - \theta)]. \quad (2-9)$$

ところで、 a_0 、 a_n および b_n はそれぞれの項の係数であり、 n は整数である。式(2-9)は式(2-4)の条件を満たすので、 a_0 は零でなければならない。また、式(2-8a)と(2-8b)は、定数と $\cos(\omega t - \theta)$ および $\cos 2(\omega t - \theta)$ のみで構成されているので偶関数である。それゆえ、式(2-9)も偶関数であるから b_n は零でなければならない。以上より、式(2-9)は基調波である第 1 項と高調波である第 2 項以下の項とで表されることになり、次式となる。

$$\begin{aligned} & \dot{m}_o / (k_t \sqrt{P_a P_1}) \\ &= a_1 \cos(\omega t - \theta) + a_2 \cos 2(\omega t - \theta) + a_3 \cos 3(\omega t - \theta) + a_4 \cos 4(\omega t - \theta) + \dots, \end{aligned} \quad (2-10)$$

ここで、 a_1 は基調波の項の係数であり、 a_n は各高調波に対応する項の係数である。この基調波の角速度と位相は式(2-6)および(2-7)より圧力振動のそれと同じである。

Table 2-1 Calculated coefficients of each term of Eq. (2-10)
in several cases of pressure ratio of P_1/P_a

Coefficients Pressure ratios of P_1/P_a					Coefficients Pressure ratios of P_1/P_a				
a_n	0.2	0.3	0.4	0.48	a_n	0.2	0.3	0.4	0.48
a_1	1.112	1.112	1.111	1.110	a_2	0.042	0.063	0.084	0.101
a_3	-0.159	-0.158	-0.158	-0.157	a_4	-0.015	-0.023	-0.030	-0.036
a_5	0.071	0.070	0.069	0.067	a_6	0.011	0.017	0.022	0.027
a_7	-0.042	-0.041	-0.039	-0.037	a_8	-0.009	-0.014	-0.018	-0.022
a_9	0.028	0.027	0.025	0.023	a_{10}	0.008	0.012	0.016	0.019
a_{11}	-0.021	-0.019	-0.017	-0.014	a_{12}	-0.007	-0.011	-0.014	-0.016
a_{13}	0.016	0.014	0.011	0.009	a_{14}	0.007	0.010	0.012	0.014

表 2.1 は、式(2-10)の各項の係数を圧力比 P_1 / P_a をパラメータにしてあらわしたものである。高調波の項の係数はその次数に順じて小さくなっている。また、偶数項の係数 ($a_2, a_4, a_6, \dots$) は圧力比 P_1 / P_a に比例し、奇数項の係数 ($a_3, a_5, a_7, \dots$) は先の圧力比とは無関係にほぼ一定である。このように、式(2-10)のように基調波の項と高調波との項に各々を独立させることは、その関係や特徴を検討するうえで有効な手段である。また、同時に温度やエネルギー流量の振動波形の議論へと発展させるため、この級数の各項の小さな係数を簡素化のため省略することも有効な手段である。図 2.4 は、質量流量の振動波形とその基調波である第 1 項そして第 2 項および第 3 項を示している。なお、この曲線は、圧力比 P_1 / P_a が 0.48 の場合のときの計算結果を表している。

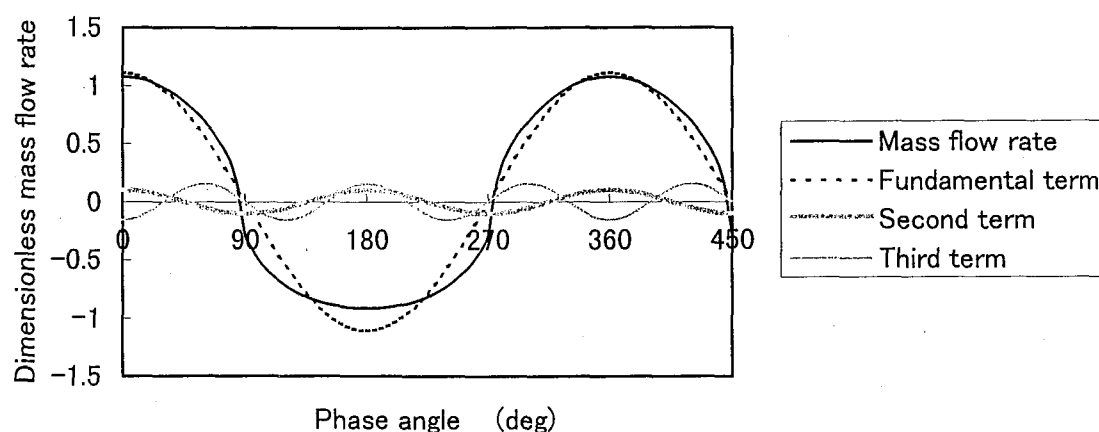


Fig. 2.4 Example of calculated curves of dimensionless mass flow rate
and its main, second and third terms ($P_1/P_a=0.48$)

2.4 質量流量の位置ベクトル解析

Radebaugh は作動流体の質量流量振動を単振動と仮定し、質量流量の相対量とその位相の解析に位置ベクトルを用いた[2.1][2.9]。彼はこれを phasor analysis と呼んだ。質量流量振動波形が一連の高調波を持つ場合においても、彼の従来の位置ベクトル解析 (phasor analysis) を応用することができる。

図 2.5 はパルス管およびその周辺域と各位置における質量流量を表している。ここで、高温熱交と低温熱交での温度が一定に保たれる場合、パルス管の高温端 (ホットエンド) と低温端 (コールドエンド) における即時質量流量は以下のように表される[2.1]。* 補遺 5

$$\dot{m}_h = \dot{m}_o + \frac{V_h}{T_h} \frac{\dot{P}}{R}, \quad (2-11)$$

$$\dot{m}_c = \frac{T_h}{T_c} \dot{m}_h + \left(\frac{V_t}{\gamma T_c} \right) \frac{\dot{P}}{R}, \quad (2-12)$$

$$\dot{P} = \frac{\partial P}{\partial t}. \quad (2-13)$$

ただし、 $\dot{m}_o$ 、 $\dot{m}_h$ そして $\dot{m}_c$ はそれぞれオリフィスを通過する質量流量、ホットエンドを通過する質量流量そしてコールドエンドを通過する質量流量である。 T_h と T_c は高温熱交と低温熱交の温度 (一定)、 V_h と V_t は高温熱交とパルス管の容積 (作動流体体積、一定)、そして γ は比熱比 (c_p / c_v) である。

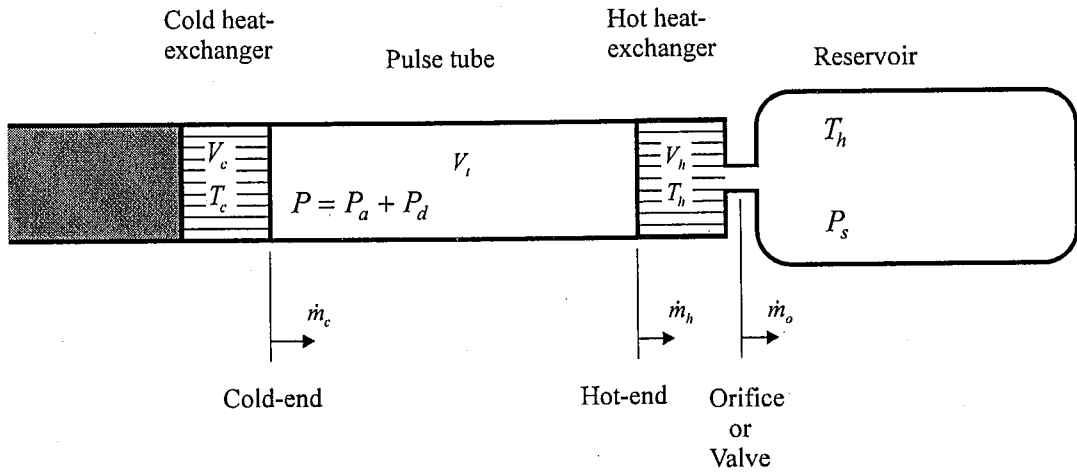


Fig. 2.5 Analytical model for mass flow rate

2. 3 章で述べたように作動流体の質量流量はフーリエ級数で表わすことができる。圧力振動の位相角を $(\omega t - \theta)$ とすると、圧力とオリフィス（バルブ）を通過する質量流量は以下のように表される。

$$P = P_a + P_1 \cos(\omega t - \theta), \quad (2-14)$$

$$\dot{m}_o = \dot{M}_{o1} \cos(\omega t - \theta) + \dot{M}_{o2} \cos 2(\omega t - \theta) + \dot{M}_{o3} \cos 3(\omega t - \theta) + \dots \quad (2-15)$$

ここで、 P_a はパルス管内の時間平均圧力であり、 P_1 はパルス管内圧力の変動部の振幅である。また、 $\dot{M}_{o1}$ 、 $\dot{M}_{o2}$ そして $\dot{M}_{o3}$ は質量流量式の第 1 項、第 2 項そして第 3 項の係数である。式 (2-14) と (2-15) を式 (2-11) と (2-13) に代入することによりパルス管のホットエンドにおける質量流量が求められる。

$$\begin{aligned} \dot{m}_h = & \sqrt{\dot{M}_{o1}^2 + \left(\frac{V_h}{T_h} \frac{\omega P_1}{R} \right)^2} \cos(\omega t - \theta + \varphi_h) \\ & + \dot{M}_{o2} \cos 2(\omega t - \theta) + \dot{M}_{o3} \cos 3(\omega t - \theta) + \dots, \end{aligned} \quad (2-16)$$

$$\varphi_h = \cos^{-1} \frac{\dot{M}_{o1}}{\sqrt{\dot{M}_{o1}^2 + \left(\frac{V_h}{T_h} \frac{\omega P_1}{R} \right)^2}}. \quad (2-17)$$

さらに、式 (2-14)、(2-16) そして (2-17) を式 (2-12) と (2-13) に代入することにより、下記のようにパルス管のコールドエンドにおける質量流量が求められる。

$$\begin{aligned} \dot{m}_c = & \frac{T_h}{T_c} \sqrt{\dot{M}_{o1}^2 + \left\{ \frac{(V_h + V_l / \gamma)}{T_h} \frac{\omega P_1}{R} \right\}^2} \cos(\omega t - \theta + \varphi_c) \\ & + \frac{T_h}{T_c} \dot{M}_{o2} \cos 2(\omega t - \theta) + \frac{T_h}{T_c} \dot{M}_{o3} \cos 3(\omega t - \theta) + \dots, \end{aligned} \quad (2-18)$$

$$\varphi_c = \cos^{-1} \frac{\dot{M}_{o1}}{\sqrt{\dot{M}_{o1}^2 + \left\{ \frac{(V_h + V_l / \gamma)}{T_h} \frac{\omega P_1}{R} \right\}^2}}. \quad (2-19)$$

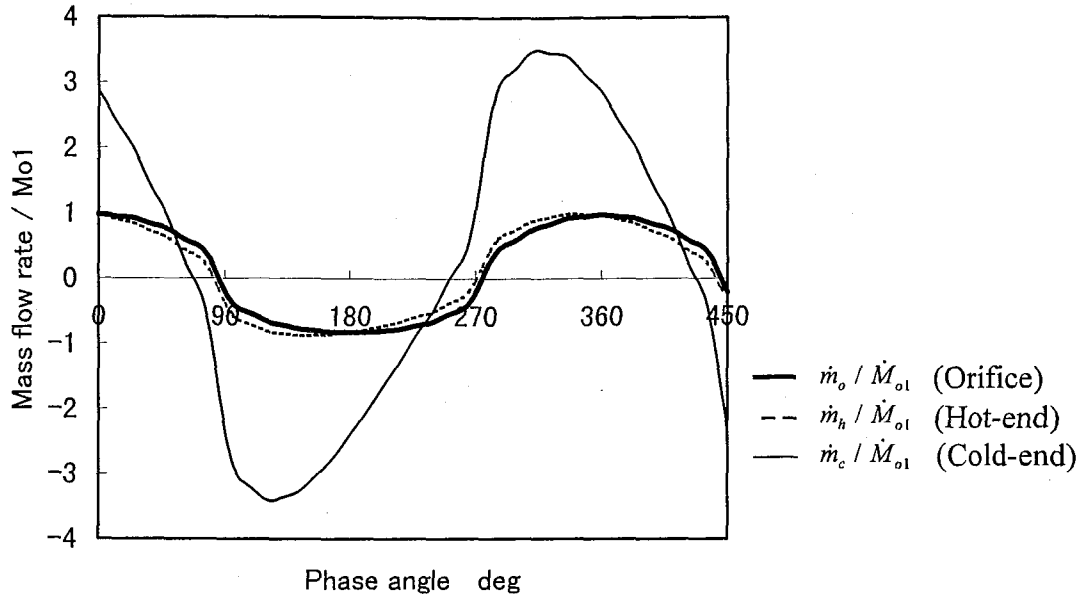


Fig. 2.6 Calculated curves of mass flow rates through a valve, pulse tube hot-end and pulse tube cold-end on the condition of $P_1 / P_a = 0.48$, $T_h / T_c = 3.0$, $(V_h / T_h)(\omega P_1 / R) = 0.176 \dot{M}_{o1}$, $(V_h + V_c / \gamma)(\omega P_1 / R) / T_h = 0.577 \dot{M}_{o1}$ in Eq.(2-15)-(2-19)

式(2-16)–(2-19)から以下のことがわかる。各位置における質量流量の基調波の項の位相角がバルブ（オリフィス）でのそれから変化するが、各位置における高調波の各項の位相角は変化しない。これは、各位置における質量流量の振動波形は位置により順次各々変化するということになる。図 2.6 は式(2-15)–(2-19)による計算結果で、バルブ（オリフィス）を通過する質量流量とパルス管のホットエンドおよびコールドエンドを通過する質量流量の振動波形を表している。これは、 $P_1 / P_a = 0.48$, $T_h / T_c = 3.0$, (これは高温端 300 K, 低温端 100 K を想定している) のとき、高温端での質量流量振動の位相ずれが $\varphi_h = 10^\circ$ となる $(V_h / T_h)(\omega P_1 / R) = 0.176 \dot{M}_{o1}$ の場合と低温端での質量流量振動の位相ずれが $\varphi_c = 30^\circ$ となる $(V_h + V_c / \gamma)(\omega P_1 / R) / T_h = 0.577 \dot{M}_{o1}$ の場合のそれぞれの位置での質量流量振動波形をバルブを通過する質量流量振動波形と比較して表している。

図 2.7 は φ_c が変化するときの $\dot{m}_c$ の波形 (式 2-18) の変化を表している。この条件は図 2.6 の場合と同じで、 φ_c のみを 20° , 30° , 40° , 50° (式 2-19) に変化させたものである。圧力振動が単振動であっても、コールドエンドでの質量流量波形はパルス管の設計仕様で大きく変化してしまうことがわかる。

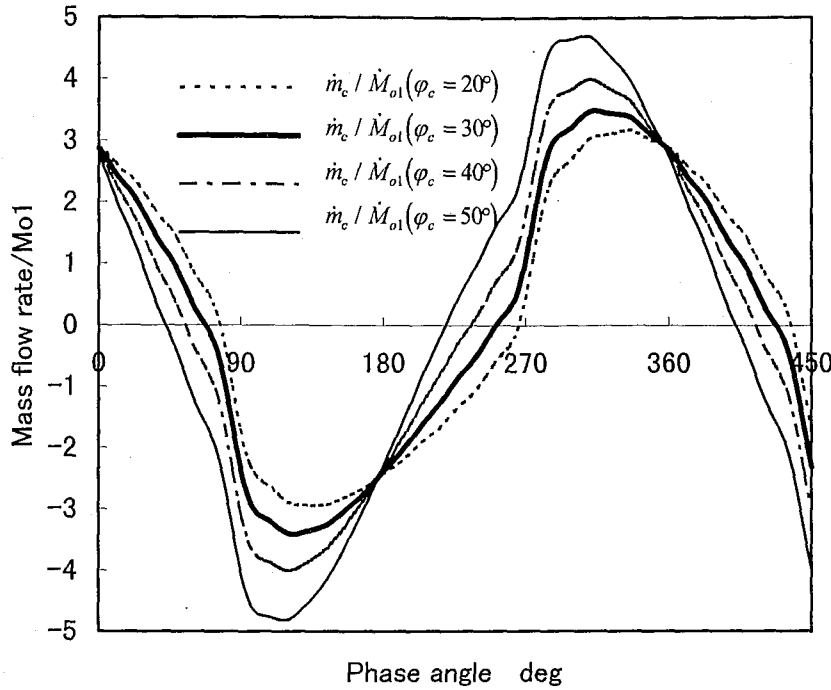


Fig. 2.7 Calculated curves of mass flow rates at pulse tube cold-end on the condition of $P_1 / P_a = 0.48$, $T_h / T_c = 3.0$, $\varphi_c = 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$ or 50° in Eq.(2-18)and(2-19).

以上より、圧力の振動波形（ここでは正弦波と仮定）と圧力比（ P_1 / P_2 ）を与えることにより、式(2-4)、(2-8a)および(2-8b)からオリフィスでの質量流量波形が求められる。そして、高温端温度 T_h 、低温端温度 T_c と高温熱交容積 V_h を与えることにより、式(2-16)と(2-17)から高温端での質量流量波形が求められる。さらに、パルス管容積 V_l を与えることにより、低温端での質量流量波形を求めることができる。

2. 5 作動流体の温度振動

作動流体の温度振動はエンタルピ流量を決定するのに用いられる。ホットエンド熱交、コールドエンド熱交と蓄令器内部温度は時間的に一定であると以下の解析では考えることにする。そして、パルス管内の作動流体の圧力振動は単振動的であり、断熱的变化であると仮定する。温度振動の方程式は、連続の式とエネルギー保存式から導かれる。

図 2-8 において、パルス管のコールドエンドからの距離を x としたときの開放系の体積要素を考えると、非定常流れの連続の式は次のようになる。

$$\dot{m}_i - \left\{ \dot{m}_i + \frac{\partial}{\partial x}(\dot{m}_i) dx \right\} = \frac{\partial}{\partial t}(dM). \quad (2-20)$$

ここで、 $\dot{m}_i$ は位置 x における作動流体の即時質量流量であり、 dx は体積要素の長さ、 dM はその要素の質量である。体積要素内の質量は次の様に表される。

$$dM = \frac{PA_i dx}{RT}. \quad (2-21)$$

ここで、 A_i は体積要素内の流路断面積、 R は体積要素内の作動流体のガス定数、 P は圧力（パルス管内は均一）、 T は体積要素内の作動流体の温度である。式(2-21)を式(2-20)に代入することにより、次の式が得られる。

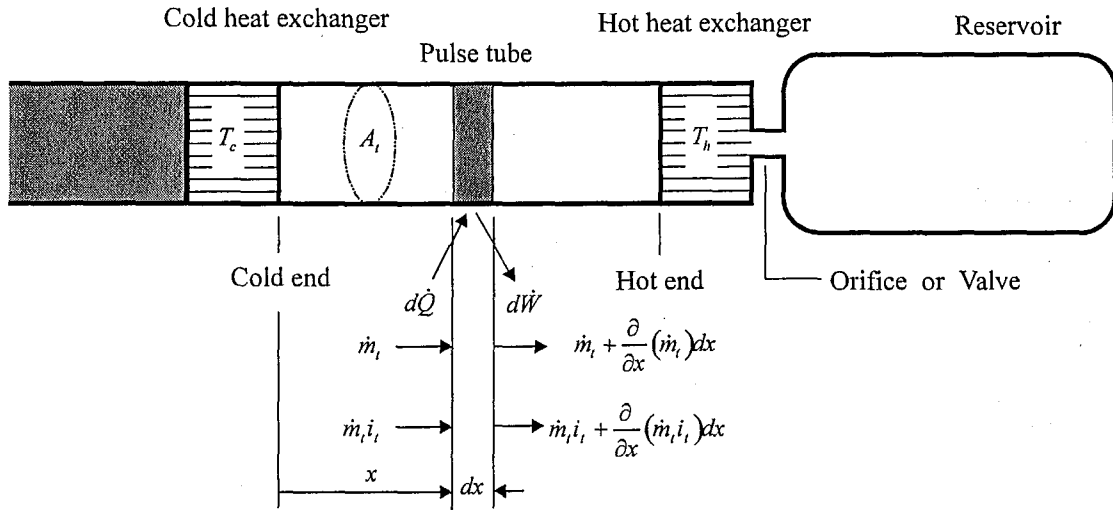


Fig. 2.8 Analytical model for temperature oscillation and energy flow rate

$$-\frac{\partial \dot{m}_t}{\partial x} = \frac{A_t}{R} \left(\frac{1}{T} \frac{\partial P}{\partial \alpha} - \frac{P}{T^2} \frac{\partial T}{\partial \alpha} \right). \quad (2-22)$$

非定常流れに対する開いた系(open system)のエネルギーバランス式は、

$$\dot{m}_t i_t - \left\{ \dot{m}_t i_t + \frac{\partial}{\partial x} (\dot{m}_t i_t) dx \right\} + d\dot{Q} - d\dot{W} = \frac{\partial}{\partial \alpha} (u dM), \quad (2-23)$$

となる。ここで、 i_t は比エンタルピー、 u は体積要素内の比内部エネルギー、 $d\dot{Q}$ は周囲環境から体積要素内に流入する熱流量、 $d\dot{W}$ は体積要素からその周囲環境になされる仕事率である。この解析モデルでは次の式が成り立つ。

$$d\dot{Q} = 0, \quad (2-24)$$

$$d\dot{W} = 0, \quad (2-25)$$

$$u = c_v T, \quad (2-26)$$

$$i_t = c_p T. \quad (2-27)$$

ここで、 c_v は定容比熱、 c_p は定圧比熱である。式(2-21)、(2-24)、(2-25)、(2-26)そして(2-27)を式(2-23)に代入すると次の式が得られる。

$$-\frac{\partial \dot{m}_t}{\partial x} = \frac{A_t}{\gamma R T} \frac{\partial P}{\partial \alpha} + \frac{\dot{m}_t}{T} \frac{\partial T}{\partial \alpha}. \quad (2-28)$$

さらに、式(2-22)を式(2-28)に代入することにより、次の方程式が得られる。

$$\frac{\partial T}{\partial \alpha} = \frac{R}{c_p} \frac{T}{P} \frac{\partial P}{\partial \alpha} - \frac{R}{A_t} \frac{T}{P} \frac{\partial T}{\partial \alpha} \dot{m}_t. \quad (2-29)$$

ここで、この方程式を解くために次の仮定を設ける。圧縮比が小さく、よって T/P は T_a/P_a にほぼ等しく、同時に $\partial T/\partial \alpha$ は $\partial T_a/\partial \alpha$ にほぼ等しい。ところで、ここでいう T_a と P_a は時間平均温度と時間平均圧力である。以上より、式(2-29)は次のようになる。

$$\frac{\partial T}{\partial \alpha} = \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial P}{\partial \alpha} - \frac{R}{A_t} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial \alpha} \dot{m}_t. \quad (2-30)$$

これで、式(2-30)は簡単に積分され、次のようになる。

$$T = \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} P - \frac{R}{A_t} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} m_t + T_{cnt} . \quad (2-31)$$

ところで、上式の T_{cnt} は積分定数である。圧力振動が式(2-14)のように単振動的である場合、パルス管内の質量流量はフーリエ級数で表される。ここで簡単のために、第4項およびそれ以降の項を省略すると以下のようなになる。

$$\dot{m}_t = \dot{M}_{t1} \cos(\omega t - \theta + \varphi) + \dot{M}_{t2} \cos 2(\omega t - \theta) + \dot{M}_{t3} \cos 3(\omega t - \theta) . \quad (2-32)$$

ここで、 $\dot{M}_{t1}$ 、 $\dot{M}_{t2}$ および $\dot{M}_{t3}$ は $\cos(\omega t - \theta + \varphi)$ 、 $\cos 2(\omega t - \theta)$ および $\cos 3(\omega t - \theta)$ の振幅であり、 $(\omega t - \theta)$ は圧力振動の位相角であり、 φ は圧力振動位相からの位相差である。この表現については、2. 4 章の式(2-14)-(2-19)参照。式(2-32)は時間について積分されると次式となる。

$$\begin{aligned} m_t = \frac{\dot{M}_{t1}}{\omega} \cos\left(\omega t - \theta + \varphi - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{\dot{M}_{t2}}{2\omega} \cos\left\{2\left(\omega t - \theta\right) - \frac{\pi}{2}\right\} \\ + \frac{\dot{M}_{t3}}{3\omega} \cos\left\{3\left(\omega t - \theta\right) - \frac{\pi}{2}\right\} + M_{cnt} . \end{aligned} \quad (2-33)$$

ここで、 M_{cnt} は積分定数である。式(2-14)と(2-33)を式(2-31)に代入すると温度の変動部である T_d が求められる。

$$\begin{aligned} T_d = \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} P_1 \cos(\omega t - \theta) \\ - \frac{R}{A_t} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} \left[\frac{\dot{M}_{t1}}{\omega} \cos\left(\omega t - \theta + \varphi - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{\dot{M}_{t2}}{2\omega} \cos\left\{2\left(\omega t - \theta\right) - \frac{\pi}{2}\right\} \right. \\ \left. + \frac{\dot{M}_{t3}}{3\omega} \cos\left\{3\left(\omega t - \theta\right) - \frac{\pi}{2}\right\} \right] . \end{aligned} \quad (2-34)$$

また、この温度変動部は次のようにも書き表される。

$$T_d = \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} P_d - \frac{R}{A_t} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} m_{td} . \quad (2-35)$$

ところで、 P_d は式(2-14)における P の変動部であり、 m_{id} は式(2-33)における m_i の変動部である。

式(2-35)から、パルス管内の温度振動は2つの項から成り立っていることがわかる。その一つは P_d に比例する項、そしてもう一つは m_{id} に比例する項である。温度振動もまた高調波の級数項を持ち、その振動波形もパルス管位置により変化することがわかる。式(2-34)および式(2-35)より、パルス管内部の温度勾配 $\partial T_a / \partial x$ が非常に小さい場合、もしくは圧力振動の角速度 ω が非常に大きい場合、温度振動波形は圧力振動波形に近づくことが推測される。ただし、 m_{id} の項の定数は P_d の項の定数の通常1%前後であるため、温度振動の波形はほとんど単振動となる。

2. 6 エンタルピー流量

作動流体の時間平均エンタルピー流量は式(2-1)のように定義される。即時のエンタルピー流量 $\dot{I}$ は質量流量 $\dot{m}$ と比エンタルピー i との積によって与えられる。それゆえ、時間平均エンタルピー流量は次のように書き表される。

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{c_p}{\tau} \int_0^\tau \dot{m}_i T_a dt. \quad (2-36)$$

式(2-36)は、理想的な熱交換器や再生器内での時間平均エンタルピー流量は作動流体の温度が時間的に一定であるため零となることを示している。一方、パルス管内での圧縮や膨張が断熱的である場合、時間平均エンタルピー流量はエネルギー保存の法則によりパルス管に沿って一定である。

ここで圧力振動が単振動の場合、2. 4章および2. 5章で述べた通り、パルス管内の質量流量および温度振動を求めることができるのでエンタルピー流量および時間平均エンタルピー流量を求めることができる。式(2-32)と(2-34)を式(2-36)に代入すると次式を得る。*補遺4

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{1}{2} RT_a \dot{M}_{i1} \frac{P_1}{P_a} \cos \varphi. \quad (2-37)$$

ところで、 T_a は時間平均温度で、 $\dot{M}_{i1}$ は質量流量の基調波（角速度は圧力振動と同じ ω ）の振幅である。式(2-37)から、式(2-32)で表される質量流量の基調波の項のみが時間平均エンタルピー流量に寄与することがわかる。また、式(2-15)-(2-19)を式(2-37)に代入することにより、パルス管のホットエンドおよびコールドエンドでの時間平均エンタルピー流量を次式のように求めることができる。

$$\langle \dot{I}_h \rangle = \frac{1}{2} RT_h \dot{M}_{o1} \frac{P_1}{P_a}, \quad (2-38)$$

$$\langle \dot{I}_c \rangle = \frac{1}{2} RT_h \dot{M}_{o1} \frac{P_1}{P_a} . \quad (2-39)$$

ところで、 T_h は高温熱交の温度であり、 $\dot{M}_{o1}$ はバルブ（オリフィス）を通る質量流量を表す基調波の振幅である。エネルギー保存の法則により、断熱過程においてはエンタルピ流量は一定でなければならない。それゆえ、パルス管内の時間平均エンタルピ流量は次式となる。

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{1}{2} RT_h \dot{M}_{o1} \frac{P_1}{P_a} . \quad (2-40)$$

また、この流量は3項に分けることができる。

$$\langle \dot{I} \rangle = \langle P_d \dot{V} \rangle + P_a \langle \dot{V} \rangle + \langle \dot{U} \rangle . \quad (2-41)$$

ここで、 $\dot{V}$ は体積流量であり、 $\dot{U}$ は内部エネルギー流量である。さらに、圧縮比が小さい時、その3項のそれぞれは以下ようになる。

$$\langle P_d \dot{V} \rangle = \frac{RT_a}{P_a} \langle \dot{m} P_d \rangle , \quad (2-42)$$

$$P_a \langle \dot{V} \rangle = -\frac{RT_a}{P_a} \langle \dot{m} P_d \rangle + R \langle \dot{m} T_d \rangle , \quad (2-43)$$

$$\langle \dot{U} \rangle = c_v \langle \dot{m} T_d \rangle . \quad (2-44)$$

式(2-32)と(2-34)を式(2-42)、(2-43)および(2-44)に代入すると、パルス管内の各々のエネルギー流れが次のように求められる。

$$\langle P_d \dot{V} \rangle = \frac{1}{2} RT_h \dot{M}_{o1} \frac{P_1}{P_a} , \quad (2-45)$$

$$P_a \langle \dot{V} \rangle = -\frac{c_v}{c_p} \frac{1}{2} RT_h \dot{M}_{o1} \frac{P_1}{P_a} , \quad (2-46)$$

$$\langle \dot{U} \rangle = \frac{c_v}{c_p} \frac{1}{2} RT_h \dot{M}_{o1} \frac{P_1}{P_a} . \quad (2-47)$$

同様に、それぞれの位置でのそれぞれのエネルギー流量を計算することができる。図 2-9 は時間平均エネルギー流量の分布を表している。すべての時間平均流量は、作動流体の質量流量の基調波の振幅を用いて表される。その流量の高調波の項は時間平均エンタルピ流量には何ら影響をあたえないことがわかる。

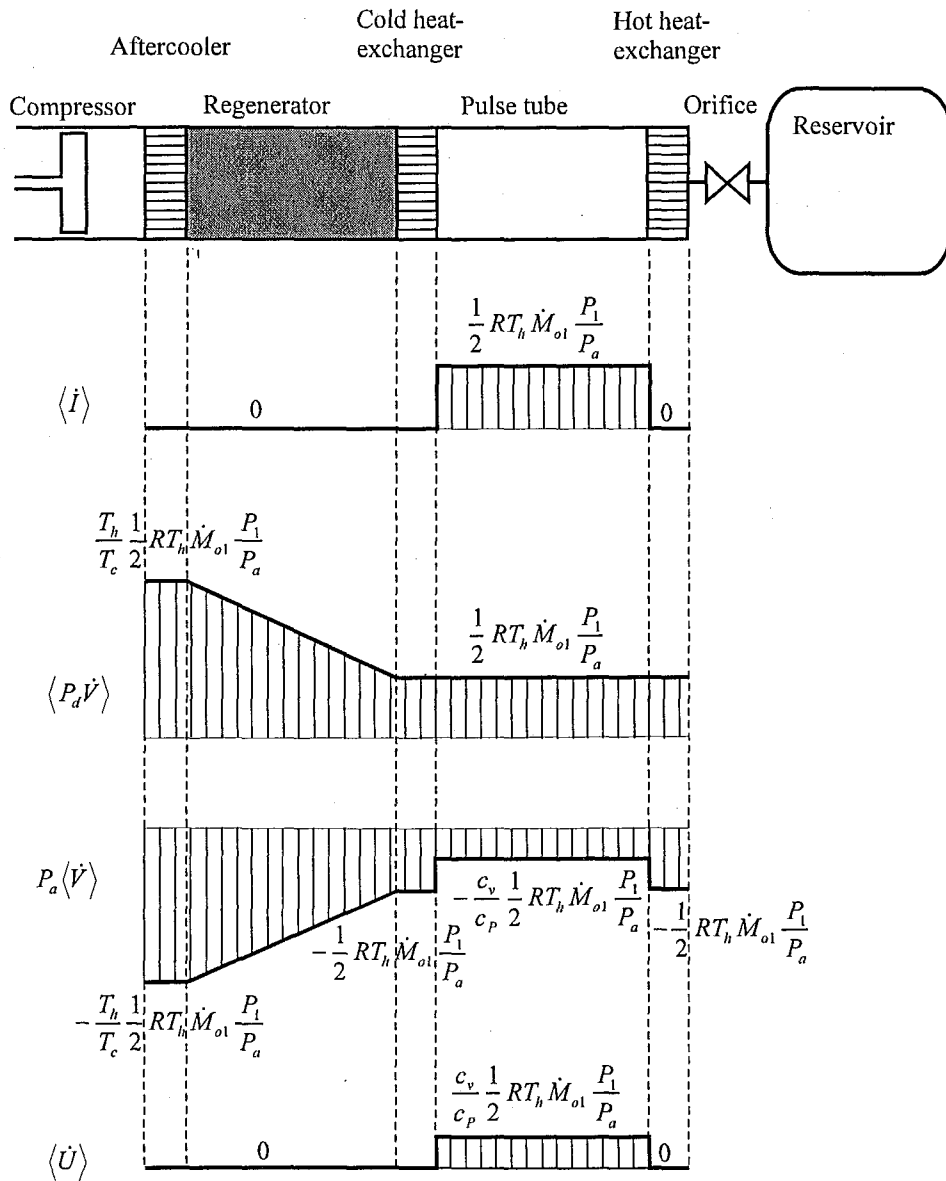


Fig. 2.9 Time-averaged energy flow rates

2. 7 質量流量流れと効率

第2. 4章で各点における質量流量振動の位置ベクトル解析について述べた。また、補遺5で各点におけるベクトルの大きさと位相の関係を示した。質量流量振動は、オリフィスの位置において圧力振動と位相が一致し、オリフィスから離れるに従い位相ずれが大きくなる。

パルス管に所定の圧力振動を起こさせるために圧縮機が作用している。圧縮機とパルス管の間には低温熱交と蓄冷器がある。特に、蓄冷器のガス容積が大きく、圧縮機での位相とパルス管での作動流体の質量流量振動の位相ずれを大きくしている。これは、パルス管に所定の質量流量振動を起こさせるために、圧縮機でのより大きな圧縮振動を必要とさせる結果になる。蓄冷器でのガス容積は、それ自体で圧縮機での仕事入力量を多く必要とさせることにつながる。また、蓄冷器の片側半分が低温領域であり、作動流体質量を多く保有し、その影響は非常に大きい。効率を高めようとして、蓄冷器の大きいものを使用とすること自体が効率を直接下げてしまう。蓄冷器は熱交換効率とその死容積から来る悪影響とのバランスで選定することが重要である。

2. 8 第2章の結論

オリフィスパルスチューブ冷凍機内の作動流体圧力、質量流量および温度の振動におけるそれぞれの関係について議論されて来た。そして、以下の結論を得た。

パルス管内の圧力振動が単振動の場合、オリフィス（バルブ）を通過する作動流体の質量流量は基調波と高調波の和で表される。その基調波の角速度と位相角は圧力振動と同じであり、高調波のそれぞれの項は基調波の各々の整数倍の角速度をもつ。その高調波の偶数項の係数（ $a_2, a_4, a_6, \dots$ ）は圧力比 P_1 / P_a に比例して大きくなり、奇数項の係数（ $a_3, a_5, a_7, \dots$ ）はその圧力比に無関係にほぼ一定である。そして、双方の項の係数は項の順位につれ零に収斂する。

パルス管内のそれぞれの位置における質量流量もまた基調波と高調波で表され、その基調波の位相角はパルス管の位置に沿って変化する。しかし、その高調波のそれぞれの項の位相角はオリフィス（バルブ）を通過する質量流量の高調波のそれぞれの項の位相角と同じである。それゆえ、質量流量の振動波形はパルス管内の位置により変化するが、その基調波の位相角を検討することはその振動波形を議論するうえで有効な手段である。

パルス管内の圧力、質量流量および温度を用いて時間平均エンタルピー流量および他のエネルギー流量が計算される。質量流量の高調波は温度振動の波形に影響を及ぼすが、その高調波はパルス管内のエネルギー流量には何ら影響を与えない。オリフィスパルスチューブ冷凍機の時間平均エネルギー流量は、オリフィス（バルブ）を通過する質量流量の基調波の振幅とパルス管のホットエンドの温度を用いて表すことができる。

以上の結論は本機の理論的検討と実験的調査を発展させることに役立つもとと考える。

第2章 参考文献

- [2.1] Radebaugh, R., "A review of pulse tube refrigeration," *Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, Vol. 35, 1990, 1191-1202.
- [2.2] Rawlins, W., Radebaugh, R., Timmerhaus, K. D., "Thermal anemometry for mass flow measurement in oscillating cryogenic gas flows," *Rev. Sci. Instrum.* Vol. 64 (11), American Institute of Physics, 1993, 3229-3235.
- [2.3] Rawlin, W., Timmerhaus, K. D., Radebaugh, R., "Resistance thermometers with fast response for use in rapidly oscillating gas flows," *Temperature; Its Measurement and Control in Science and Industry*, Vol. 6, Part 1, American Institute of Physics, 1992, 471-474.
- [2.4] Rawlins, W., Radebaugh, R., Brandly, P. E., Timmerhaus, K. D., "Energy Flows in an Orifice Pulse Tube Refrigerator," *Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, Vol. 39, 1993, 403-410.
- [2.5] Shiraishi, M., Seo, K., Murakami, M., "Pressure and Temperature Oscillations of Working Gas in a Pulse Tube Refrigerator," *Cryocoolers 8*, Plenum Press, New York, 1995, 403-410.
- [2.6] Taft, *Elementary Engineering Thermodynamics*, 94-95.
- [2.7] Miller, D. S., *Internal Flow Systems* (second edition), Gulf Publishing Company, Houston, 1990, 175.
- [2.8] Zucrow, J. M. and Hoffman, D. J., *Gas Dynamics*, Volume I, John Wiley and Sons, New York, 1976, 273.
- [2.9] Storch, J. P., Radebaugh, R., Zimmerman, E. J., "Analytical Model for the Refrigeration Power of the Orifice Pulse Tube Refrigerator," *NIST Technical Note* 1343, 1990.

第3章 オリフィスを通過する作動流体の流量波形の特徴

3.1 緒言

オリフィスパルスチューブ冷凍機の理論冷凍発生量はパルス管内の平均エンタルピ流量を用いて表す方法が有効である。第2章の結論として、パルス管内の平均エンタルピ流量はオリフィス（バルブ）を通過する質量流量波形の基調波の振幅とパルス管ホットエンドの温度を用いて表すことができた。それゆえ、本機の冷凍能力を検討するうえで、この流量特性を詳細に検討する必要がある。即ち、本機の冷凍能力を評価および算定するうえで、パルス管内の作動流体の流量波形の基本をつくるオリフィス（バルブ）を通過する流量特性をとらえる必要がある。

まず、この流量特性に影響を与える特徴ある要素として、リザーバ圧力の上昇があげられる。パルス管内の作動流体が圧力変動に伴い往復運動を開始すると、リザーバ内の圧力が上昇する。これは、オリフィス（バルブ）を通過する作動流体の流れ方向変化のタイミングや流量に影響を与えることになる。

つぎに、他の要素として、オリフィス自体の流量特性があげられる。本機のオリフィスには、いわゆるオリフィス、キャピラリーチューブおよびニードルバルブが用いられる。これらの流量特性を考慮する必要がある。ここで、本機のオリフィスにはほとんどの場合、可変ニードルバルブが用いられている。これは、圧力振動に応じた最適バルブ開度を各々実験的に求める必要があるため、このニードルバルブの流量特性を双方の流れ方向について把握することが重要である。

以上より、本機のオリフィスを通過する作動流体の流量波形の特徴について検討し、実験結果との比較検討を行った。

3.2 リザーバ圧力の上昇特性

オリフィスパルスチューブ冷凍機とその冷凍能力の進展は、1970年代後半に Tarasov と Mikulin により紹介された[3.1]。彼らは、オリフィスをディストリビュータと呼び、作動流体流れの位相操作については何も触れていない。また、彼らはパルス管内圧力とリザーバ内圧力との測定を行っているが、リザーバ内の圧力変動が比較的大きく、その時間平均圧力についても言及していない。また、1980年代後半に Radebaugh らは、オリフィスパルスチューブ冷凍機の冷凍発生機構について検討を行い、その解析モデルを報告している[3.2]-[3.4]。しかし、リザーバ内の圧力（一定）はパルス管内の時間平均圧力と等しく取扱われ、リザーバ内の圧力上昇についてはやはり言及していない。

筆者らは、リザーバ内圧力上昇とパルス管内の圧力振動との関係について報告したところ[3.5]、ドイツ University of Giessen の G. Thummes および米国 NIST の R. Radebaugh より

リザーバ圧力上昇を確認したとの連絡を受けた。また、西谷らは、リザーバ圧力とパルス管内の時間平均圧力との差を別の角度からとらえ、調査結果を報告している[3.6]。

リザーバ容積が十分に大きく、リザーバ圧力が一定であっても、パルス管内の圧力振動によって起こされるオリフィスを通過する作動流体流れがリザーバ圧力を上昇させる。ここでは、パルス管内の圧力振動とリザーバ内の圧力上昇との関係およびその影響について述べる。

3. 2. 1 リザーバ圧力上昇の理論および計算

オリフィス（バルブ）を通過する作動流体流れは、パルス管とリザーバ内の圧力差によって起こされる。リザーバ圧力はわずかながらも周期変動を起こすがほぼ一定であり、リザーバ内圧力の時間平均値はパルス管内圧の時間平均値とは厳密には異なっている。なぜなら、オリフィス（バルブ）を通過する作動流体流れが、リザーバの時間平均圧力を上昇させるからである。

まず、これから行う解析に関わる数学的取扱いを簡素化するため、およびこの現象を理解するために、次の仮定を行う。パルス管内の圧力振動は単振動（振動波形は正弦波形）であり、リザーバ圧力は一定とする。この仮定は、パルス管内の圧力周波数が数ヘルツ以上で、リザーバ容積がパルス管や蓄令器の容積の十倍程度であれば十分に成り立つ。

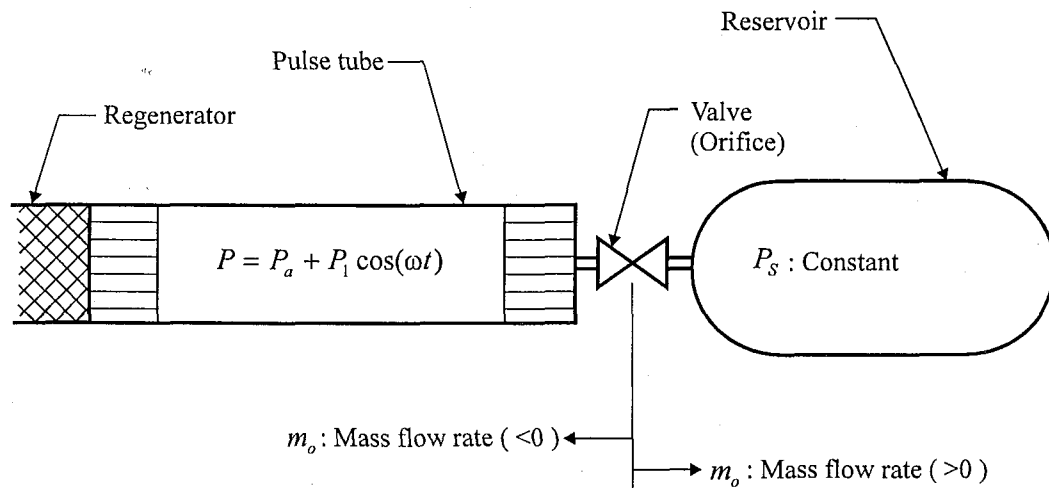


Fig. 3.1 Mass flow rates of fluid through a valve and pressures of an orifice pulse tube refrigerator

図 3.1 は、バルブ（オリフィス）を通過する作動流体の質量流量とパルス管およびリザーバの圧力を表している。また、パルス管からリザーバへの作動流体流れを正としている。

作動流体の質量流量 $\dot{m}_o$ は次の式を満足する。

$$\int_{-\tau/2}^{\tau/2} \dot{m}_o dt = 0 \quad (3-1)$$

ここで、入口流体温度が一定で、バルブ入口圧力が出口圧力の 2 倍よりも低い場合、質量流量は次式で表される[3.7][3.8]。*補遺 2

$$\dot{m}_o = k \sqrt{(P - P_s)(P + P_s)} ; P \geq P_s \quad (3-2a)$$

$$\dot{m}_o = -k \sqrt{(P - P_s)(P + P_s)} ; P < P_s \quad (3-2b)$$

ここで、 k は係数であり、流れの向きについては等方性である場合をまず取扱っている。パルス管内の圧力は次のように書き表される。

$$P = P_a + P_1 \cos(\omega t) \quad (3-3)$$

式(3-3)を式(3-2a)と(3-2b)に代入すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \dot{m}_o &= k \sqrt{2P_a P_1} \sqrt{\left((2P_a^2 - 2P_s^2 + P_1^2) / (4P_a P_1) + \cos \omega t + (P_1 / 4P_a) \cos 2\omega t \right)} \\ &; P \geq P_s \end{aligned} \quad (3-4a)$$

$$\begin{aligned} \dot{m}_o &= -k \sqrt{2P_a P_1} \sqrt{\left((2P_a^2 - 2P_s^2 + P_1^2) / (4P_a P_1) + \cos \omega t + (P_1 / 4P_a) \cos 2\omega t \right)} \\ &; P < P_s \end{aligned} \quad (3-4b)$$

ここで、 P_a 、 P_1 および P_s は定数であり、式(3-4a)と(3-4b)の定数を以下のように置き換えるとする。

$$P_1 / P_a = \varepsilon \quad (3-5)$$

$$P_s / P_a = \delta \quad (3-6)$$

$$(2P_a^2 - 2P_s^2 + P_1^2) / (4P_a P_1) = C \quad (3-7)$$

上記の無次元定数間には次のような関係がある。

$$\delta = \sqrt{1 - 2C\varepsilon + \varepsilon^2 / 2} \quad (3-8)$$

式(3-5)、(3-6)および(3-7)を式(3-4a)と(3-4b)に代入すると、つぎの式が得られる。

$$\dot{m}_o = k\sqrt{2P_a P_1} \sqrt{C + \cos\omega t + (\varepsilon/4)2\cos\omega t} ; P \geq P_s \quad (3-9a)$$

$$\dot{m}_o = -k\sqrt{2P_a P_1} \sqrt{C + \cos\omega t + (\varepsilon/4)\cos 2\omega t} ; P < P_s \quad (3-9b)$$

式(3-9a)と(3-9b)は偶関数である。なぜなら、双方とも cosine の項と定数の項とから成り立っているからである。式(3-9a)と(3-9b)は式(3-1)を満足しなければならないので、次の式を得る。

$$\int_0^{\tau_0} \sqrt{C + \cos\omega t + (\varepsilon/4)\cos 2\omega t} dt - \int_{\tau_0}^{\tau/2} \sqrt{C + \cos\omega t + (\varepsilon/4)\cos 2\omega t} dt = 0 \quad (3-10)$$

ところで、 τ_0 は $\dot{m}_o = 0$ となる時間 ($0 < \tau_0 < \tau/2$) である。もし、 ε が与えられたら、式(3-10)により C が求められる。そして、その ε と C を用いて、式(3-8)により δ が求められる。すなわち、圧力比 P_1 / P_a が与えられれば、圧力比 P_s / P_a が求められる。

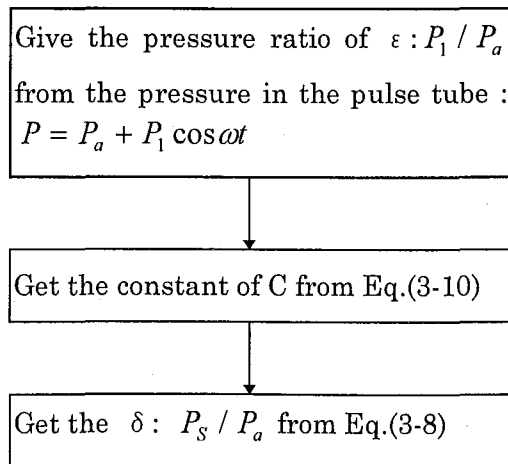


Fig. 3.2 Flow of the calculation of getting the pressure ratio P_s / P_a

次に、オリフィス（バルブ）の流れ特性が等方でない場合について検討する。本機のオリフィスには可変ニードルバルブが多用されている。この場合、流れの向きによって係数 k が異なる。前述の式(3-9a)と(3-9b)における係数 k に、次の式のように独立した2つの係数 k_1 と k_2 を用いる。よって、オリフィスにおける各々の向きの流量は、次式のようになる。

$$\dot{m}_o = k_1 \sqrt{2P_a P_s} \sqrt{C + \cos \omega t + (\varepsilon/4) \cos 2\omega t} ; P \geq P_s \quad (3-11a)$$

$$\dot{m}_o = -k_2 \sqrt{2P_a P_s} \sqrt{C + \cos \omega t + (\varepsilon/4) \cos 2\omega t} ; P < P_s \quad (3-11b)$$

同様に、式(3-10)のかわりに、次の関係式を得る。

$$\int_0^{\tau_0} \sqrt{C + \cos \omega t + (\varepsilon/4) \cos 2\omega t} dt - k_2 / k_1 \int_0^{\tau_0/2} \sqrt{C + \cos \omega t + (\varepsilon/4) \cos 2\omega t} dt = 0 \quad (3-12)$$

これより、図 3.3 に示す手順で、パルス管内の圧力振動の ε 即ち P_1 / P_a より、リザーバの圧力上昇度を表す δ 即ち P_s / P_a が求められる。

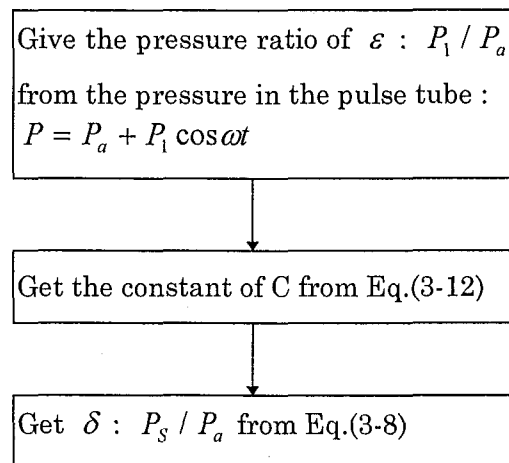


Fig. 3.3 Flow of the calculation of getting the pressure ratio P_s / P_a

図 3.4 は、圧力比 P_s / P_a の計算結果を圧力比 P_1 / P_a の関数として示している。ところで、各圧力記号の内容は図 3.1 に示す通りである。この圧力比 P_s / P_a は、パルス管内の圧力振動が単振動的であってリザーバ圧力が一定の場合、パルス管内の圧力周波数に全く影響を受けなく、圧力振動の圧力比 P_1 / P_a によることがわかる。

リザーバからパルス管へと作動流体が流れる場合の流れの係数である k_2 が、逆向きの流れの係数である k_1 より小さいか等しいとき ($k_2 / k_1 \leq 1.0$)、リザーバ圧力は常にパルス管の時間平均圧力より高くなる。また、 $k_2 / k_1 \leq 1.0$ のときの曲線の傾きは常に正であり、圧力比 P_1 / P_a と共に大きくなる傾向にある。一方、 $k_2 / k_1 > 1.0$ に対するの傾きは、 P_1 / P_a が小さい領域では、負となっており、 P_s / P_a も 1.0 より小さくなっている。そして、 P_1 / P_a の増加に伴って、曲線の傾きは負から正へと変化し、 P_s / P_a も 1.0 より大きくなってゆく。

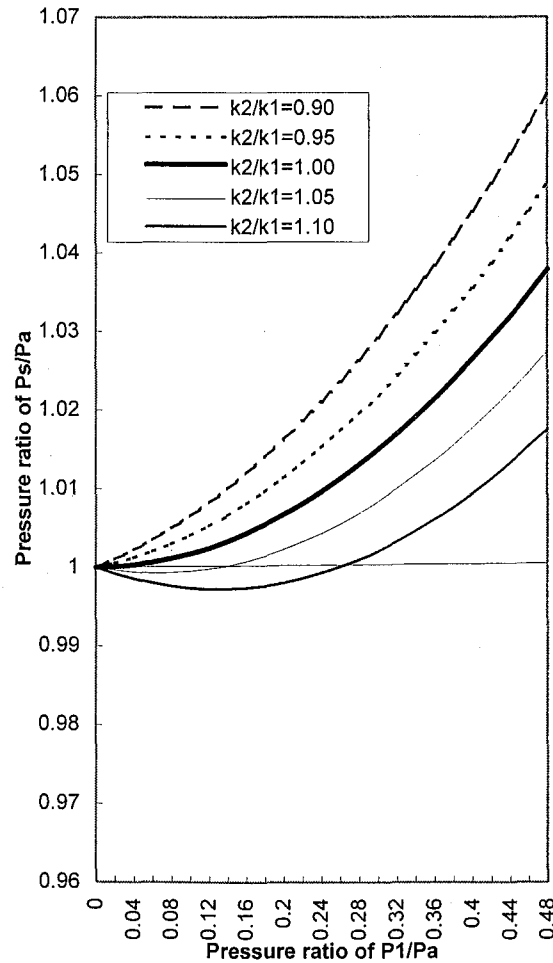


Fig. 3.4 Pressure ratios of P_s / P_a as a function of the pressure ratio of P_1 / P_a

図 3.5 は、式(3-12)における定数Cの計算結果を表している。この定数Cは、先の圧力比 P_s / P_a を求めるに当たって予め求めておく必要があるものである。パルス管内の圧力振動状態が変化すれば、当然オリフィス（バルブ）を通過する作動流体の流量振動波形も変化する。即ち、圧力比 P_1 / P_a が変化すれば、それにつれて定数Cも変化する。図 3.5 は、圧力比 P_1 / P_a と定数Cとの関係が直線的であることを示している。

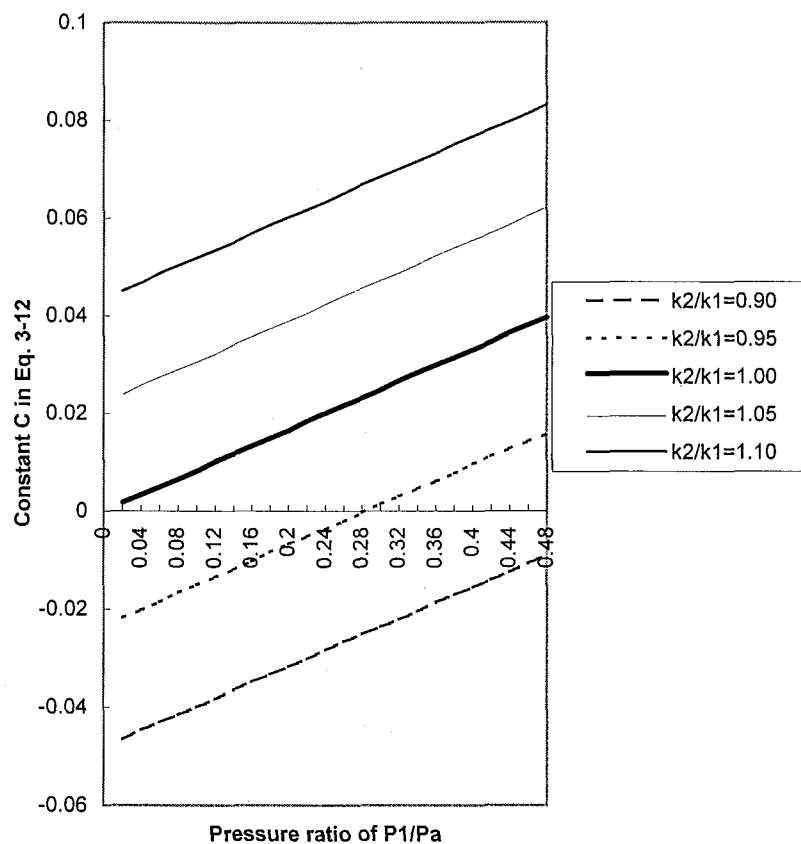


Fig. 3.5 Constant C in Eq.(3-12) as a function of the pressure ratio of P_1 / P_a

図 3.6 はオリフィス（バルブ）を通過する作動流体の流量形状を表している。これは先に求めた圧力比 P_g / P_a と定数 C をもとに、式(3-11a)と(3-11b)より $\dot{m}_o / (k_1 \sqrt{2P_a P_1})$ を求めたものである。パルス管からリザーバへ流れる質量流量（ $\dot{m}_o \geq 0$ ）の振幅は逆の方向の振幅より大きく、期間が短い。また、バルブの流れ方向による抵抗値の違いにより、流量波形が影響を受けることがわかる（図 2.3 比較参照）。

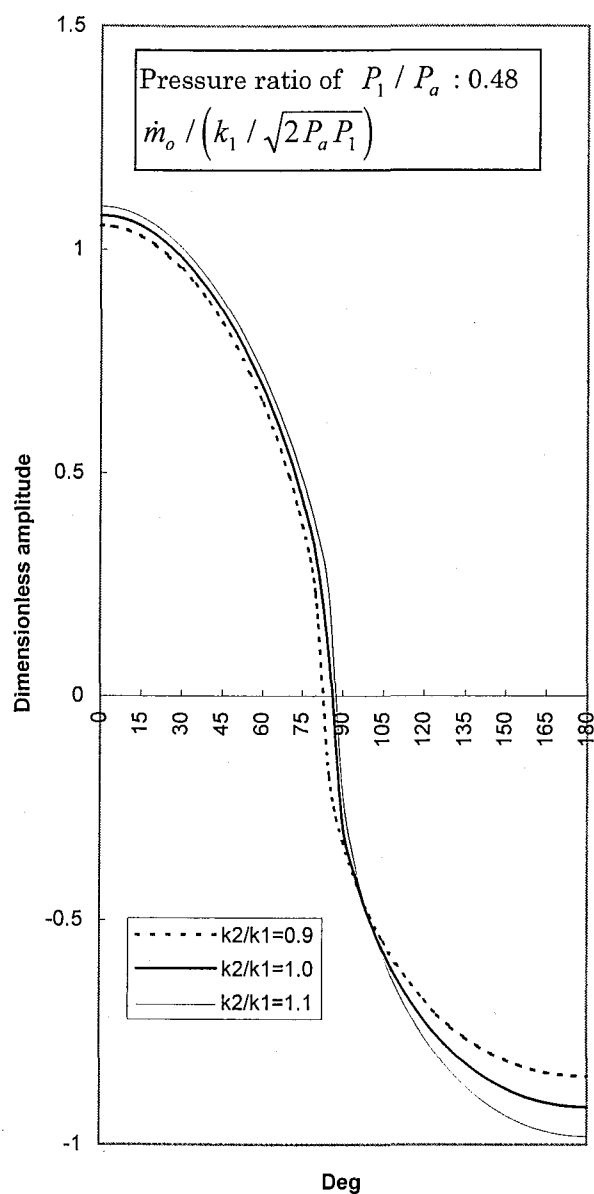


Fig. 3.6 Shapes of mass flow rate oscillation through a valve

3. 2. 2 リザーバ圧力上昇の実測

オリフィスパルスチューブ冷凍機のリザーバ圧力の変化を測定し、リザーバ圧力上昇を確認した。また、それはパルスチューブ内の圧力変動（圧縮比）に連動してリザーバ圧力が上昇することが確認された。

図 3.7 は、本実験に用いたオリフィスパルスチューブ冷凍機の概要図である。また、機器の仕様については、表 3.1 に示す通りである。圧力変動源には、GM冷凍機用のヘリウム圧縮機ユニットを用い、これをロータリーバルブを介して高压側と低压側との接続切替を行い、蓄冷器を通してパルス管の圧力変動を与えている。オリフィスには、可変ニードルバルブを用いている。この流量特性については、次項 3.3 で述べている。

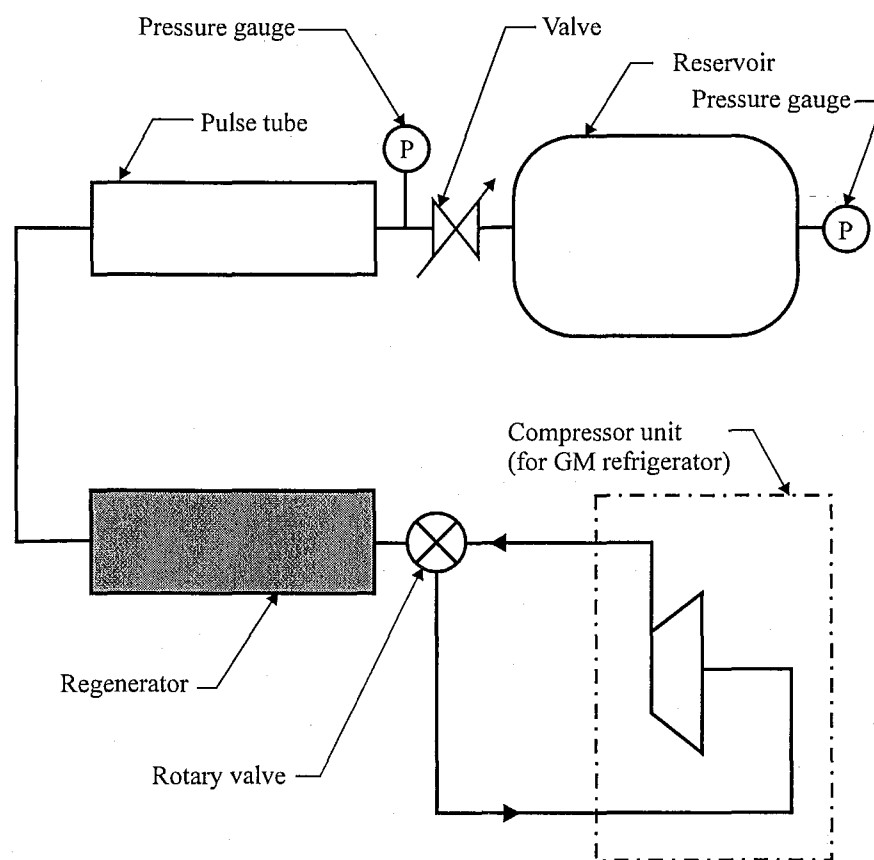


Fig. 3.7 Schematic of an orifice pulse tube refrigerator and positions of pressure gauges

Table 3.1 Specifications of a tested pulse tube refrigerator

Specifications	
Pulse tube volume	23 ml
Reservoir volume	500 ml
Valve (Needle valve)	NUPRO-S
Time-averaged pressure in a pulse tube	1.52-1.70 MPa
Frequency of pressure oscillations	5.6, 6.7 Hz

図 3.8 は、リザーバ圧力上昇についての実験結果を示している。また、式(3-11a)と(3-11b)の係数比 $k_2 / k_1 = 1.1$ の場合およびその他の場合の計算結果を対比して示している。尚、ニードルバルブの特性実験より、係数比は $k_2 / k_1 = 1.0 - 1.15$ (バルブ開度目盛 8 : 係数比は圧力差により一定ではない) であった。実験結果は、リザーバ圧力の上昇 (P_s / P_a の上昇) はパルス管内の圧力変動の大きさ (P_1 / P_a) に連動していることを示している。実験結果の圧力比 P_s / P_a の変化は、計算曲線の範囲とほぼ一致している。

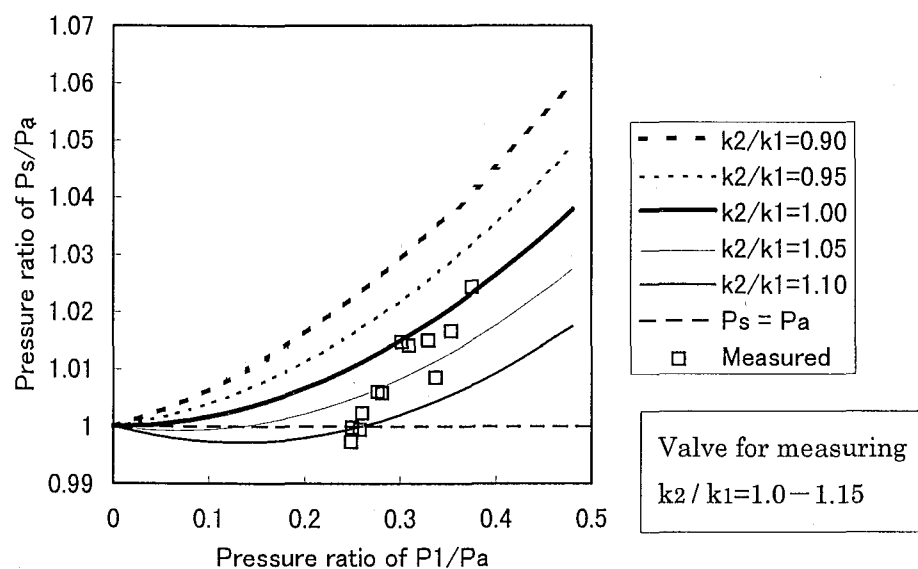


Fig. 3.8 Pressure ratio of P_s / P_a as a function of the pressure ratio of P_1 / P_a

3.3 ニードルバルブ流量特性

オリフィスパルスチューブ冷凍機のオリフィスとして、可変流量型バルブであるニードルバルブが多用されている。このニードルバルブの流量特性がリザーバ圧力上昇の特性に関連し、また、本機の作動流体流れの特性にも影響を及ぼしてくる。特に、バルブが作動流体の流れの方向に対して流量が異なることは、リザーバ圧力に大きな影響を与える。即ち、バルブの作動流体の流れの方向における流量係数の比 k_2/k_1 (式 3-12 参照) を知ることは、本機的能力特性を検討するうえで重要なことである。

図 3.9 はニードルバルブの流量特性の測定方式を示している。図 3.9 の測定では、作動流体の流れ方向が一方であるためニードルバルブを反転させ、標準方向と逆転方向の流量特性を測定している。表 3.2 は、測定範囲と測定パターンを示している。この測定結果を、図 3.10 に示すような圧力変化のパターンに置き換えて、パルスチューブ冷凍機の圧力変化領域と照合できるように以下に整理している。

図 3.11 と 3.12 は、ニードルバルブのヘリウムガスの質量流量を、標準取付方向と逆転方向とについて、それぞれの測定結果を示している。これは図 3.9 に示される実験装置の実験結果をパルスチューブ冷凍機の圧力変動パターンである図 3.10 に示されるパターン組合せに置き換えたものである。この場合、2 次側 (リザーバ側を想定) の圧力は 1.47MPa(15kgf/cm²) で一定であるため、1 次側 (パルス管側を想定) 圧力の変化に応じて流れ方向 (1.47MPa で) と流量が変化している。図 3.11 と 3.12 との比較から、パターン C の場合の方がパターン A の場合より流量が大きく、パターン D の場合の方がパターン B の場合より流量大きい。即ち、このニードルバルブは圧力領域および圧力差に関係なく、バルブと流体の流れの相対方向により流れ易さが異なっている。

図 3.13 は、ニードルバルブをパルス管とリザーバとの間に取り付けた場合のヘリウムガスの流れの流量係数 k_1, k_2 (式 3-2a, 3-2b および式 3-11a, 3-11b 参照) を示している。これは、リザーバ圧力を 1.47 MPa (15 kgf/cm² abs) に固定し、パルス管圧力を 0.78-2.1 MPa (8-22 kgf/cm² abs) に変化させた場合の流量係数の測定値 (図 3.9 の実験装置による) を示したものである。実験装置および取扱い方法については前述の通りである。図 3.13 の流量係数は図 3.11 と 3.12 の圧力とヘリウムガス流量と同じ実験に基づくもので、これから流量係数が求められている。ヘリウムガスのバルブに対する流れ方向が同じである場合、流量係数はわずかに変化するもののほぼ一定といえる。これはバルブ開度 (バルブ回転数) が異なっても、この関係は同じである。これより、前節 3.2.1 リザーバ圧力上昇の理論および計算で用いた式 3-2a, 3-2b および式 3-11a, 3-11b については、実際上も大きな誤差を生じることなく用いることができるといえる。なお、本件の検定は定常流れでの測定結果であるが、実際の冷凍機の場合は流れが周期的に変化している。そこで、本データを準定常流れを仮定して適応したものととらえ、各考察段階においてこの仮定を検討する必要がある。また、流量の数式(3-2)についても同様である。

図 3.14 は、流れ方向に対する流量係数比を表している。これも前述の図 3.11、3.12 および 3.13 と同じ実験に基づく結果を整理したもので、バルブの各取付方向において、流れ方向に対する流量係数比 k_2 / k_1 を表している。これは、バルブを通過する流体の流れ方向による流れ易さが異なる割合を示している。パルス管からリザーバ方向の流れの流量係数 k_1 を基準としているために図中では流量係数比 k_1 / k_{1ave} および k_2 / k_{1ave} をプロットしている。ここで、 k_{1ave} は各々のパターンの k_1 の平均値である。 k_1 は図 3.13 が示す様にほぼ一定であり、代表値としてここでは k_{1ave} を用いている。本実験では、 k_1 / k_{1ave} は全てのパターンにおいてほぼ 1 となっており、ばらつきも少ない結果となっている。

流量係数比 k_2 / k_{1ave} はバルブの取付方向によりそれぞれの値を持っており、標準取付方向の場合の値は $k_2 / k_{1ave} = 1.0 - 1.15$ であり、逆転取付の場合の値は $k_2 / k_{1ave} = 0.81 - 0.87$ であった。この k_2 / k_{1ave} は、圧力領域の変化に伴い緩やかに変化するもののほぼ一定であり、標準取付方向の場合で $\pm 7\%$ 以内、逆転取付方向の場合で $\pm 3\%$ 以内の変化に収まっている。前節 3.2.1 リザーバ圧力上昇の理論および計算で用いた式 3-12 については、 k_1 / k_2 を一定としているが、これより実際上もその取扱いには問題がないといえる。

この流量係数比の値およびその周辺での場合について、リザーバ圧力上昇に及ぼすバルブ特性の影響についての検討は、前節 3.2.1 リザーバ圧力上昇の理論および計算にて述べている。また、このニードルバルブを用いたリザーバ圧力上昇の実測値と計算値との比較検討については、前節 3.2.2 リザーバ圧力上昇の実測にて述べている。

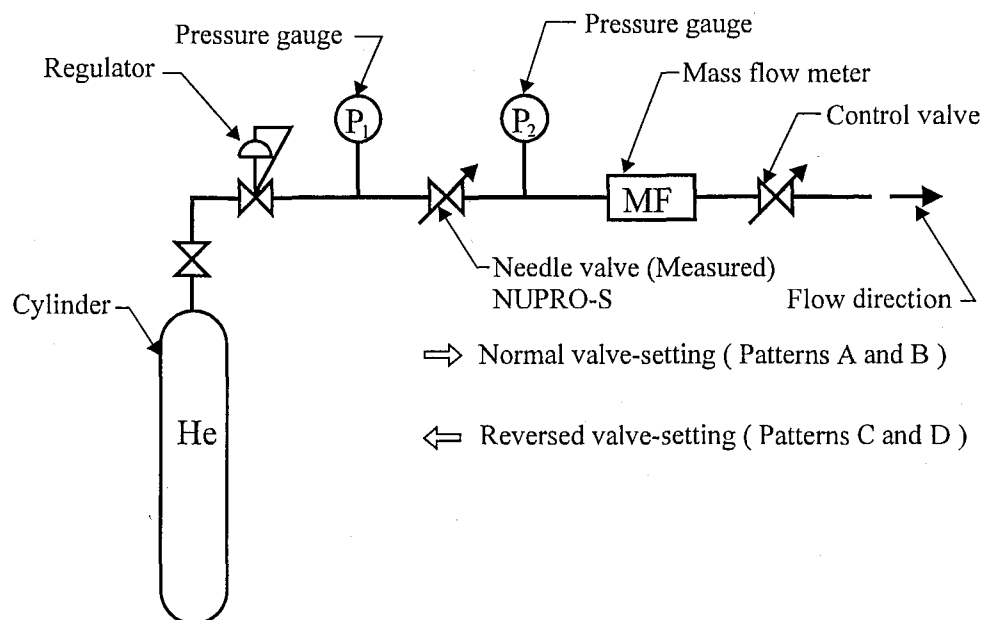


Fig. 3.9 Measuring system for the gas flow rate of a needle valve

Table 3.2

Patterns	Valve setting	Pressure ranges	
		P_1 MPa (kgf / cm^2)	P_2 MPa (kgf / cm^2)
Pattern A	Normal	1.47-2.16 (15-22)	1.47 (15) : Constant
Pattern B	Normal	1.47 (15) : Constant	0.78-1.47 (8-15)
Pattern C	Reversed	1.47-2.16 (15-22)	1.47 (15) : Constant
Pattern D	Reversed	1.47 (15) : Constant	0.78-1.47 (8-15)

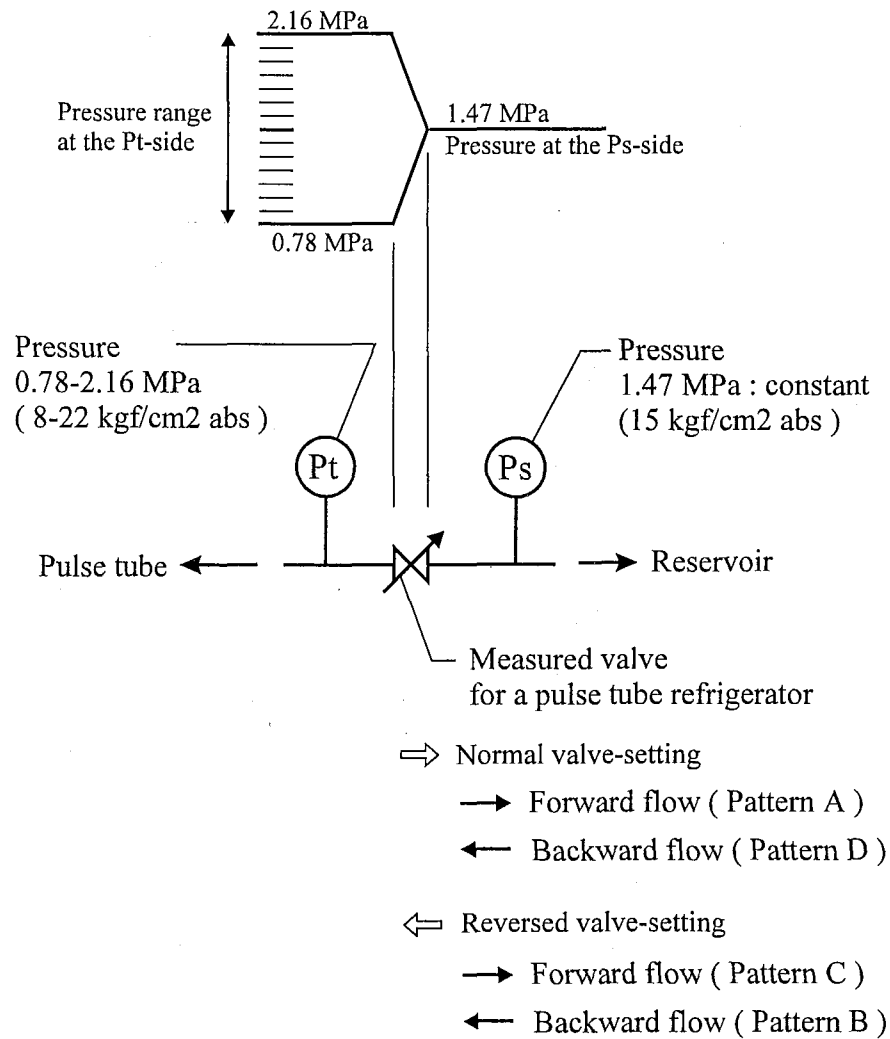


Fig. 3.10 Application of the measuring patterns to a valve of a pulse tube refrigerator

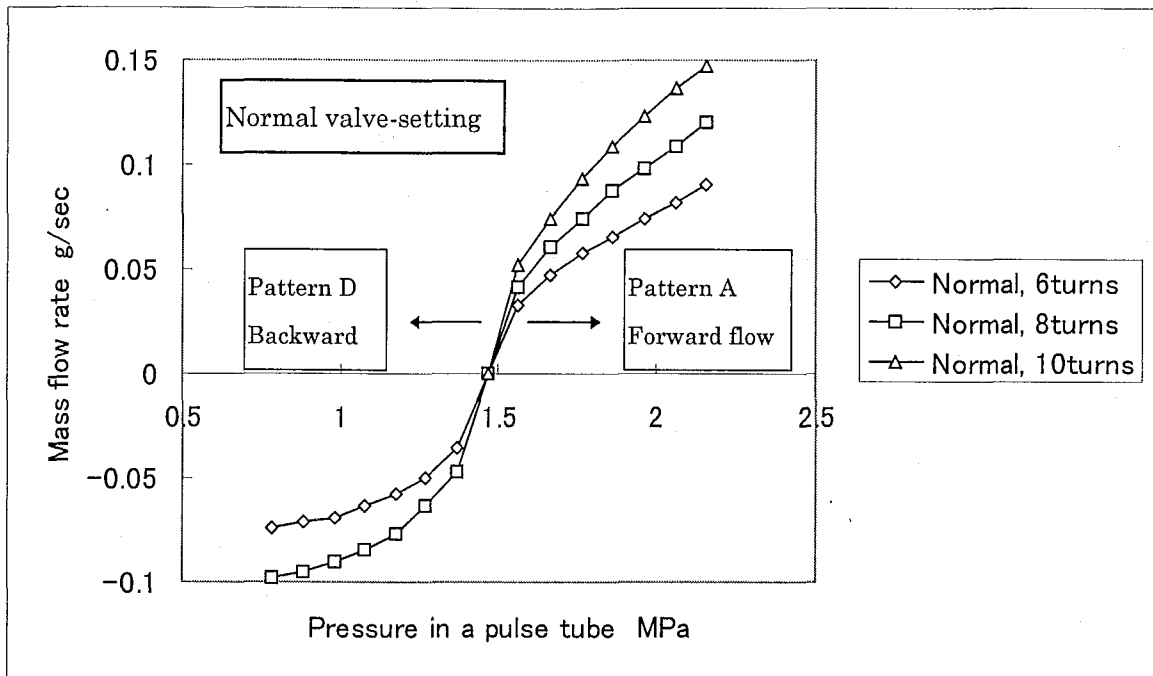


Fig. 3.11 Curves of mass flow rate of a measured needle valve at normal valve-setting in the case that the pressure in a reservoir is constant at 1.47 MPa (15 kgf/cm² abs) and the pressure in a pulse tube changes 0.78 to 2.16 MPa (8 to 22 kgf/cm² abs).

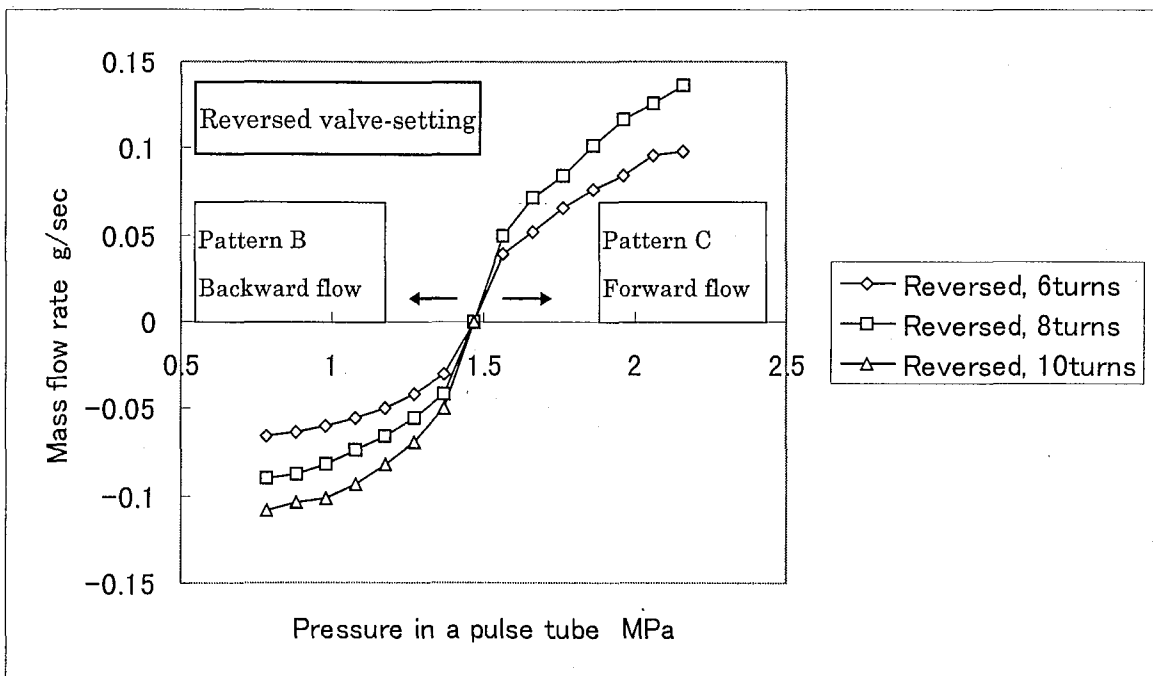


Fig. 3.12 Curves of mass flow rate of a measured needle valve at reversed valve-setting in the case that the pressure in a reservoir is constant at 1.47 MPa (15 kgf/cm² abs) and the pressure in a pulse tube changes 0.78 to 2.16 MPa (8 to 22 kgf/cm² abs).

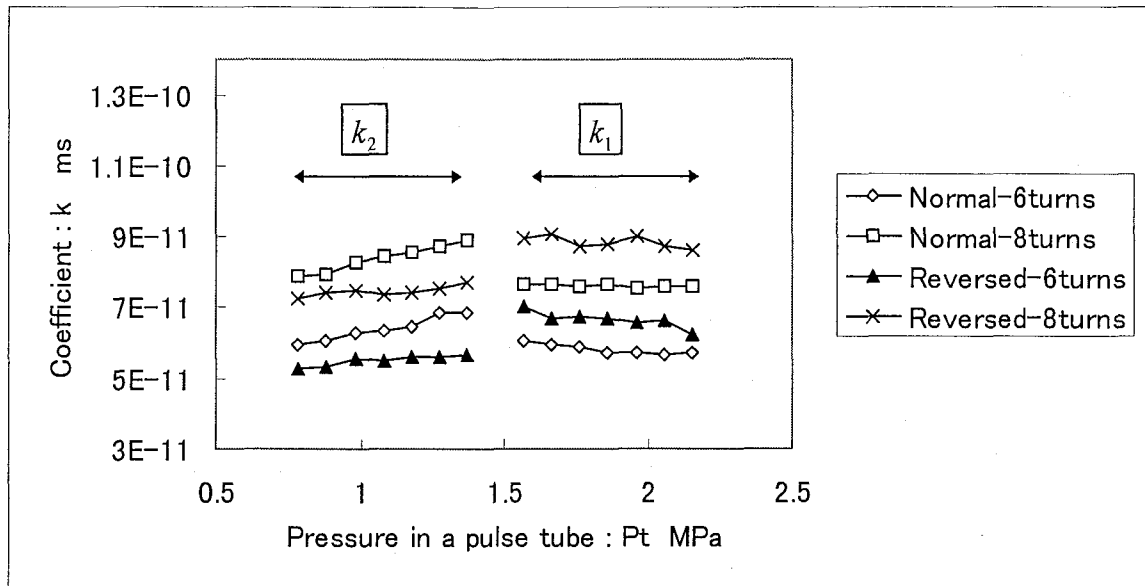


Fig. 3.13 Measured coefficients of k_1 and k_2

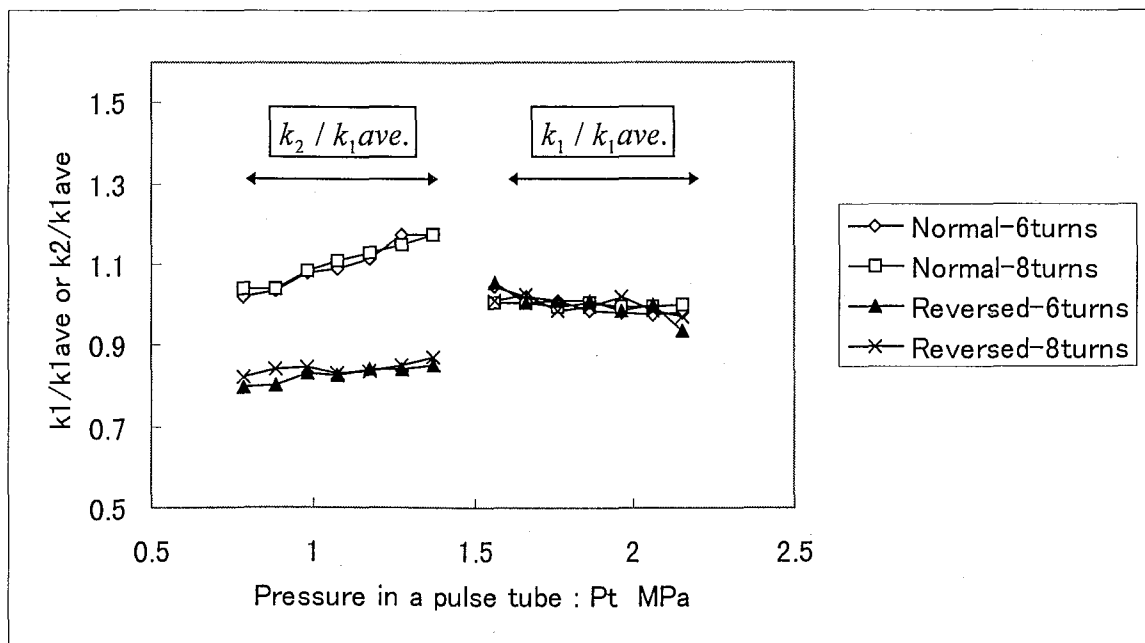


Fig. 3.14 Ratios of k_2 / k_{1ave} . and k_1 / k_{1ave} .

3. 4 オリフィスを通して作動流体の流量波形

オリフィスパルスチューブ冷凍機のパルス管内の圧力変動に伴い、パルス管とリザーバ間のオリフィス（ニードルバルブ）を作動流体が通過する。リザーバ圧力はほぼ一定であるものの、この微少な圧力変化を測定し、オリフィスを通して作動流体の流量を測定することができる。リザーバ圧力の変化からオリフィスを通して作動流体の質量流量波形を測定し、その測定結果と前述の質量流量波形特徴との比較を行った。

本実験に用いたオリフィスパルスチューブ冷凍機の概要は図 3.15 に示す通りである。オリフィスには前述（3. 3 ニードルバルブ流量特性）のニードルバルブを用いており、その取付方向は図 3.10 に示す標準方向（Normal valve-setting）である。このニードルバルブの流れ方向による流量係数は異方性である。この取付方向の場合、作動流体がリザーバからパルス管に流れるときの流量係数が大きく（流れやすく）、流量係数比 k_2 / k_1 （式 3-11a 及び 3-11b 参照）は約 1.1 である。本ニードルバルブの取付方向ではバルブを通して作動流体の質量流量波形の特徴的歪みが比較的小さいものの、波形ピーク値及び方向流れ期間の変化を見ることができる。計算でのその質量流量波形の変化は図 3.6 に示されている。その他、詳細は前章 3. 2 および 3. 3 の通りである。

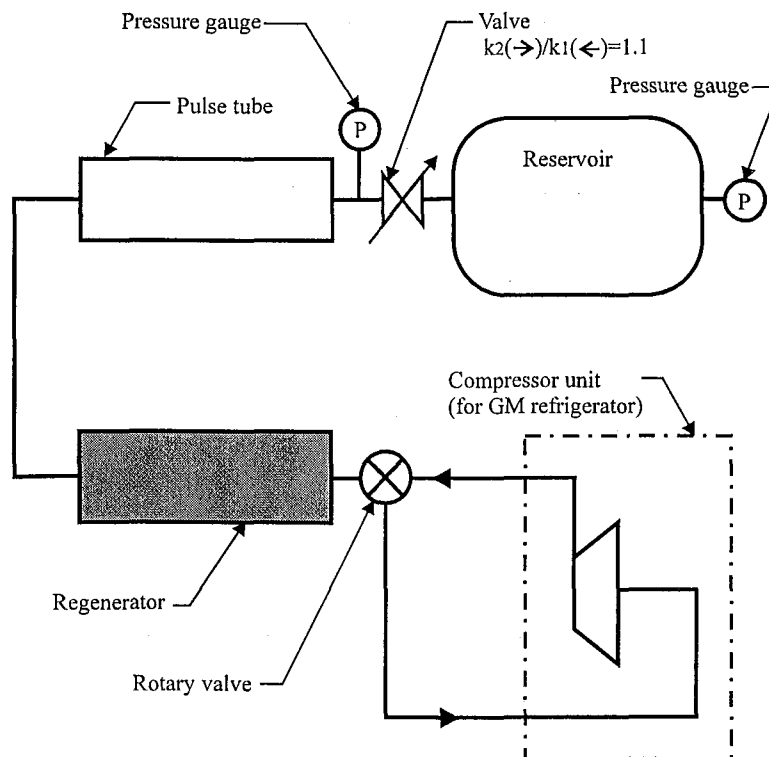


Fig. 3.15 Schematic of an orifice pulse tube refrigerator.

作動流体にはヘリウムガスを用いている。作動流体のパルス管内の圧力振動は、ロータリーバルブにて圧縮機ユニットの高圧ラインと低圧ラインとを周期的な接続切り替えを行うことによって起こされている。このため、切替速度が遅い場合（切替周期が長い場合）、パルス管内の圧力振動波形は矩形波形に近くなり、切替速度が速い場合（切替周期が短い場合）、パルス管内の圧力振動波形は正弦波形に近くなる。本研究ではパルス管内の圧力振動は正弦波形であることを前提として解析及びその特徴検討を行っているが、パルス管内の圧力振動波形とオリフィスを通過する作動流体の質量流量波形との比較は波形の形状にかかわらず可能であるため、ここではいろいろな圧力振動波形の場合について提示している。

ロータリーバルブの圧力切替において、高圧ラインと低圧ラインとの各々の接続時間は等間隔で行うことを目標としていたが、実際の試験結果では高圧ラインへの接続時間が低圧ラインへのそれより5パーセント長くなっていた。実験結果の波形比較においてはこれを考慮する必要がある。

試験は2機種について行い、その冷凍機の形状仕様は表 3.3 に示す通りである。両者の機内のガス容積はほぼ同じであるが、パルス管内容積と蓄冷器内容積の比率が異なっている。圧力振動の周波数を 2Hz から 6.7Hz まで変化させ、また、ニードルバルブの開度を 4 から 15 回転まで変化させた。これにより、1 台の圧縮機ユニットを用いて、パルス管内の圧力振動の圧力比 P_1 / P_g を 0.25 から 0.4 まで変化させた。

圧力データは、全ての場合において、0.0005 秒間隔で 1.25 秒間とった。平均圧力の算出においては、周波数が 2.0Hz と 2.8Hz の場合は 2 周期分の個々の圧力の単純平均（時間平均）値とし、周波数が 5.6Hz と 6.7Hz の場合は 4 周期分の個々の圧力の単純平均値とした。

オリフィスを通過した作動流体の質量流量の算出においては、リザーバ圧力の変化速度から算出した。ところで、0.0005 秒間隔の個々のデータを直接用いると質量流量のばらつきが大きくなるので、0.005 秒間、0.01 秒間または 0.015 秒間の時間平均を用いて、その変化速度から質量流量を算出した。詳細はグラフと共に後述する。

Table 3.3 Dimensional specifications of pulse tube refrigerators.

	Pulse tube			Regenerator			Reservoir
	Diameter mm	Length mm	Gas volume ml	Diameter mm	Length mm	Gas volume ml	Gas volume ml
Model-1	17	130	30	19	130	26	500
Model-2	15	130	23	22	130	35	500

図 3.16 は、モデル 1 のパルス管圧力とリザーバ圧力の振動波形を示している。これは、圧力変動の周波数が 6.7Hz、ニードルバルブ開度 15 回転（全開）のときの圧力変化である。パルス管内の圧力波形は比較的正弦波形に近い。図 3.17 は、そのリザーバの微小圧力変動およびパルス管平均圧力とリザーバ平均圧力の詳細を示している。リザーバ平均圧力はパルス管平均圧力より 0.024Pa 高くなっている。ロータリーバルブの製作上の都合により、圧縮機の高圧ラインとの接続時間が低圧ラインとの接続時間よりわずかに長くなっているため、パルス管圧力の高圧時間（平均圧力より高い圧力にある時間）が低圧時間より約 5 % 長くなっている。

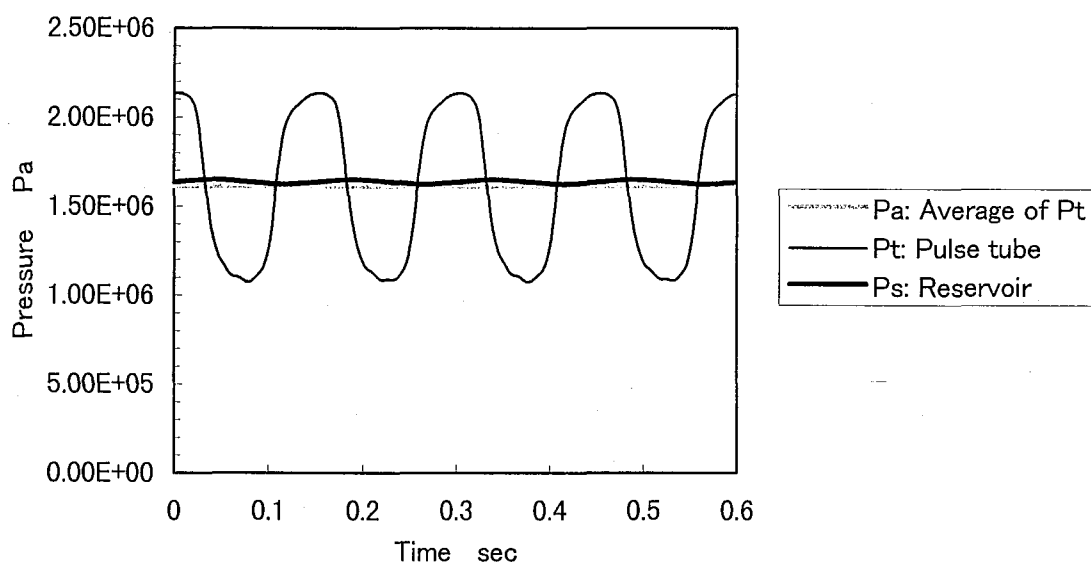


Fig. 3.16 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-1(Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 15turns).

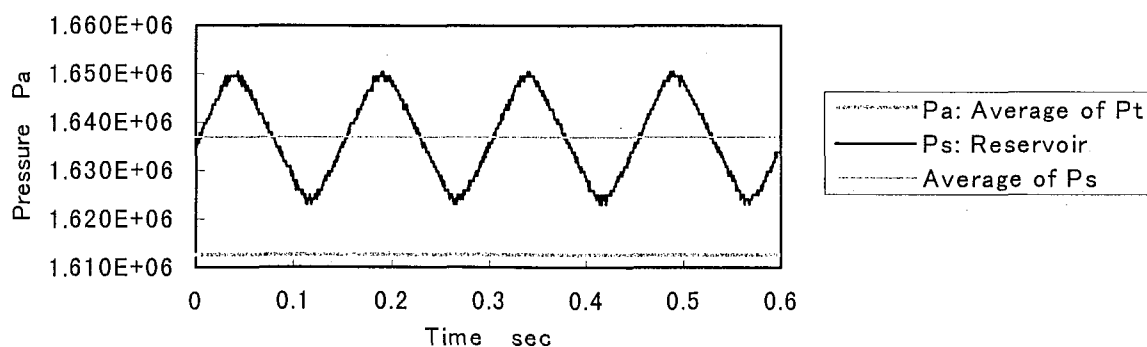


Fig. 3.17 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-1(Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 15turns).

図 3.18 および図 3.19 は、リザーバ圧力の変動速度から求めたニードルバルブを通過した作動流体（ヘリウムガス）の質量流量である。図 3.18 はリザーバ圧力の 0.005 秒間の平均圧力の変化速度から作動流体の質量流量を求めており、図 3.19 はリザーバ圧力の 0.01 秒間の平均圧力の変化速度から作動流体の質量流量を求めている。

オリフィス（ニードルバルブ）を通過する作動流体の質量流量の波形の特徴は、パルス管圧力の波形と比較すると、作動流体のプラス方向（パルス管からリザーバへの流れの方向）の流れ時間が短くなり、プラス方向の振幅が高くなる。これは、リザーバ平均圧力がパルス管平均圧力より上昇していることと、プラス方向の流れの作動流体密度が高いことによる。

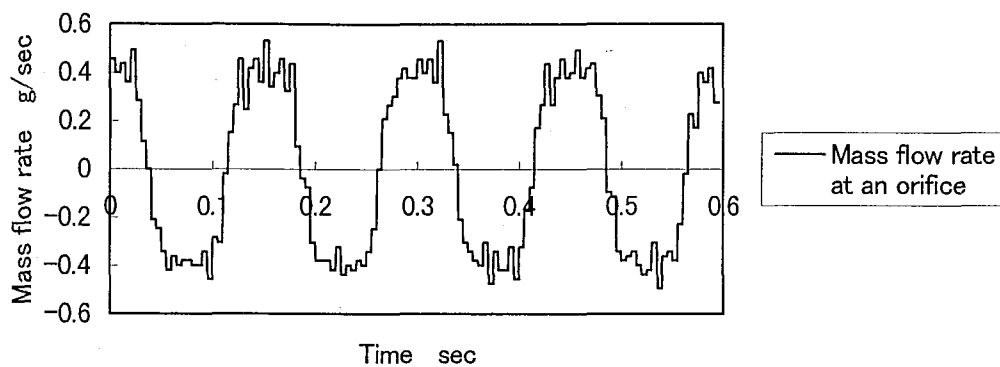


Fig. 3.18 Mass flow rate at the orifice of Model-1 calculated with 0.005sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 15turns).

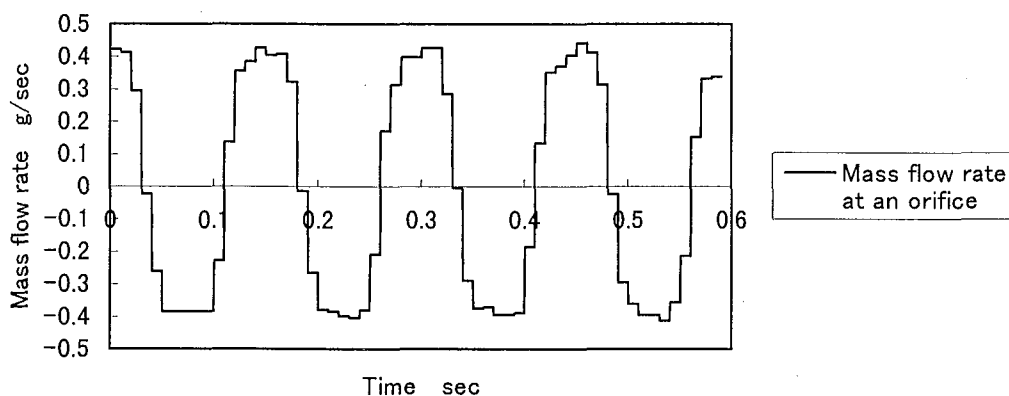


Fig. 3.19 Mass flow rate at the orifice of Model-1 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 15turns).

図 3.20 は、モデル 2 のパルス管圧力とリザーバ圧力の振動波形を示している。これは、圧力変動の周波数が 6.7Hz、ニードルバルブ開度 15 回転（全開）のときの圧力変化である。パルス管内の圧力波形は比較的正弦波形に近い。図 3.21 は、そのリザーバの微小圧力変動およびパルス管平均圧力とリザーバ平均圧力の詳細を示している。リザーバ平均圧力はパルス管平均圧力と全く同じである。これはパルス管内の圧縮比が小さくなったことによりリザーバ圧力の上昇が抑えられ、さらに、ニードルバルブの流量特性としてリザーバからパルス管への流量係数が大きい（作動流体が流れやすい）ためリザーバ圧力が引き下げられ、結果的にリザーバ平均圧力とパルス管平均圧力が等しくなったものである。

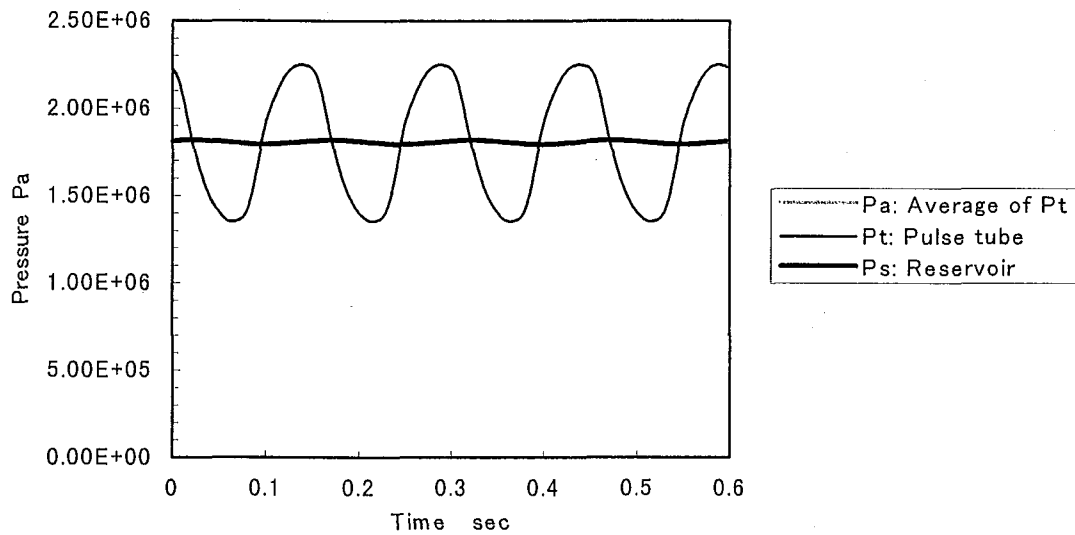


Fig. 3.20 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-2 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 15turns).

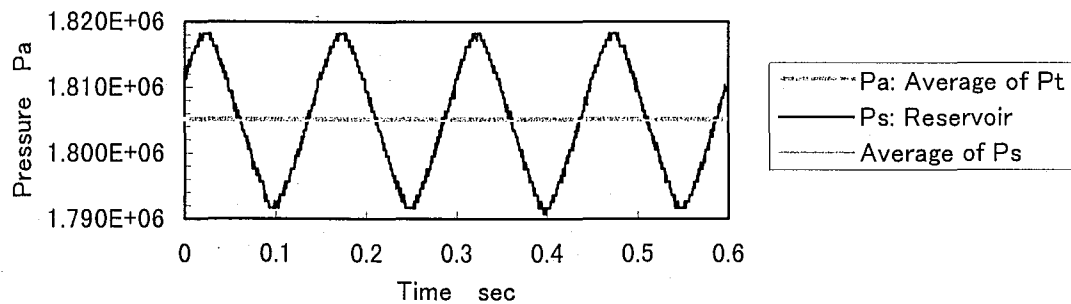


Fig. 3.21 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-2 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 15turns).

図 3.22 および図 3.23 は、リザーバ圧力の変動速度から求めたニードルバルブを通過した作動流体（ヘリウムガス）の質量流量である。図 3.22 はリザーバ圧力の 0.005 秒間の平均圧力の変化速度から作動流体の質量流量を求めており、図 3.23 はリザーバ圧力の 0.01 秒間の平均圧力の変化速度から作動流体の質量流量を求めている。

リザーバ圧力はパルス管平均圧力と同じであるため、パルス管圧力の高圧時間（平均圧力より高い圧力にある時間）と作動流体のプラス流れ時間（作動流体がパルス管からリザーバに流れる時間）とが一致している。

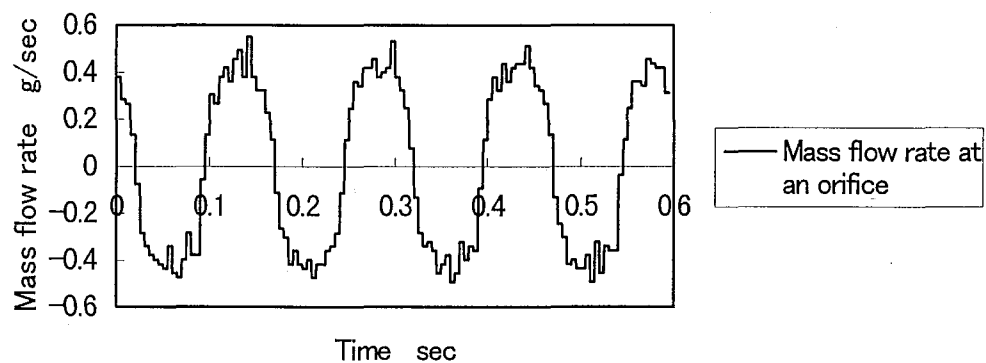


Fig. 3.22 Mass flow rate at the orifice of Model-2 calculated with 0.005sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 15turns).

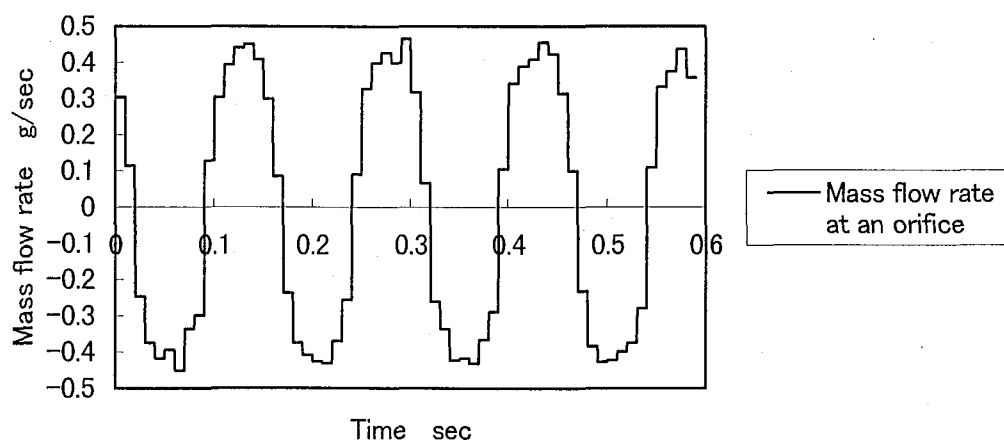


Fig. 3.23 Mass flow rate at the orifice of Model-2 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 15turns).

図 3.24 は、モデル 1 のパルス管圧力とリザーバ圧力の振動波形を示している。これは、圧力変動の周波数が 2.0Hz、ニードルバルブ開度 8 回転のときの圧力変化である。パルス管内の圧力波形は比較的矩形波形に近い。図 3.25 は、そのリザーバの微小圧力変動およびパルス管平均圧力とリザーバ平均圧力の詳細を示している。リザーバ平均圧力はパルス管平均圧力より 0.062MPa 高くなっている。ロータリーバルブの製作上の都合により、圧縮機の高圧ラインとの接続時間が低圧ラインとの接続時間よりわずか長くなっているため、パルス管圧力の高圧時間（平均圧力より高い圧力にある時間）が低圧時間より約 5 %長くなっている。

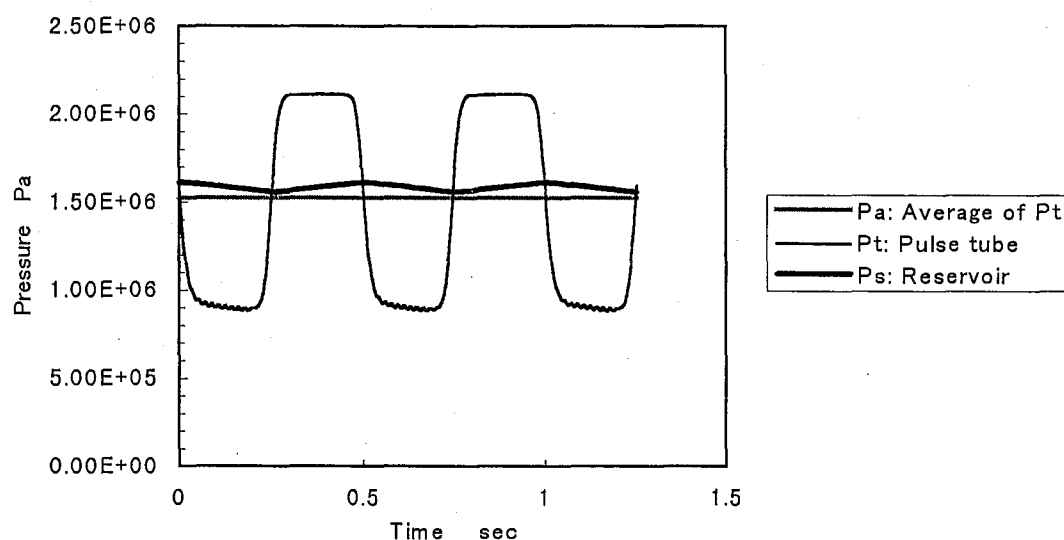


Fig. 3.24 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-1 (Pressure frequency: 2.0Hz, Needle valve opening: 8turns).

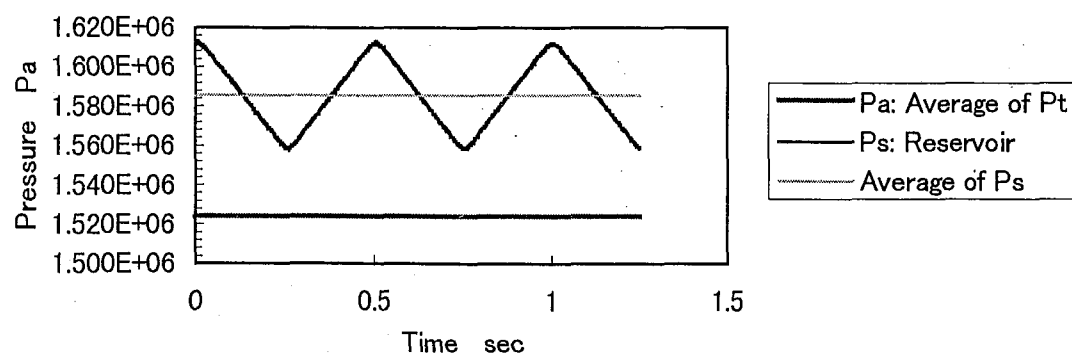


Fig. 3.25 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-1 (Pressure frequency: 2.0Hz, Needle valve opening: 8turns).

図 3.26 および図 3.27 は、リザーバ圧力の変動速度から求めたニードルバルブを通過した作動流体（ヘリウムガス）の質量流量である。図 3.26 はリザーバ圧力の 0.005 秒間の平均圧力の変化速度から作動流体の質量流量を求めており、図 3.27 はリザーバ圧力の 0.01 秒間の平均圧力の変化速度から作動流体の質量流量を求めている。

パルス管内の圧力振動波形が矩形の場合、同じ振幅の正弦波形の場合と比較し、リザーバ圧力を上昇させる効果が大い。しかし、パルス管内の圧力が高圧と低圧とに矩形的に素早く切り替えが行われるため、作動流体の流れ方向の変化の所要時間はパルス管内の圧力変化のそれとの変化は小さい。

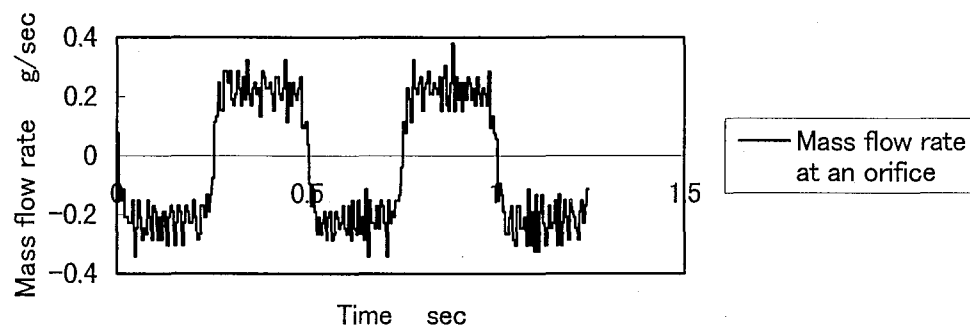


Fig. 3.26 Mass flow rate at the orifice of Model-1 calculated with 0.005sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 2.0Hz, Needle valve opening: 8turns).

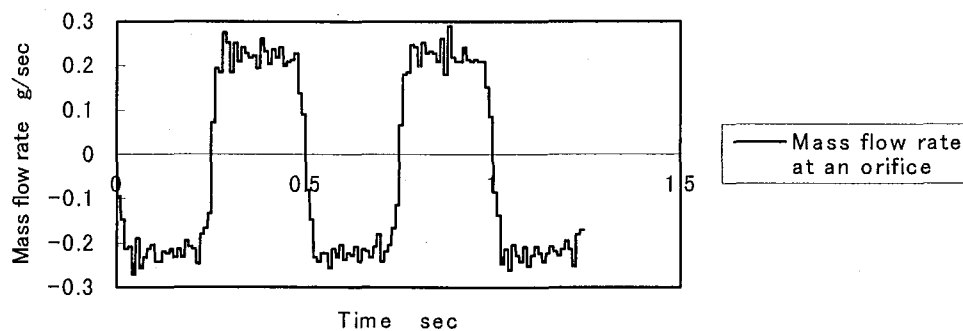


Fig. 3.27 Mass flow rate at the orifice of Model-1 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 2.0Hz, Needle valve opening: 8turns).

リザーバ圧力の上昇は質量流量波形の形状に大きな影響を及ぼす要素の一つである。図 3.28 はオリフィス開度（ニードルバルブのノズル回転数）とリザーバ圧力の上昇度（リザーバ平均圧力／パルス管平均圧力）との関係を示している。両者には明確な関係は見られない。図 3.29 はパルス管圧力の圧縮比（圧力片振幅／平均圧力）とリザーバ圧力の上昇度（リザーバ平均圧力／パルス管平均圧力）との関係を示している。その圧縮比の増大につれてリザーバ圧力の上昇度も増大するといえる。また、パルス管圧力振動の周波数が 2.0Hz と 2.8Hz の場合のように、振動波形が矩形波の場合の方がよりリザーバ圧力を上昇させる傾向にある。

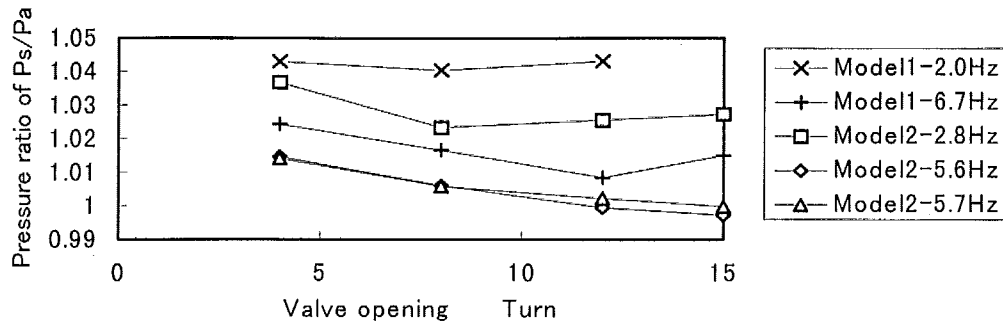


Fig. 3.28 Pressure ratio of P_s / P_a versus the valve opening of the needle valve.

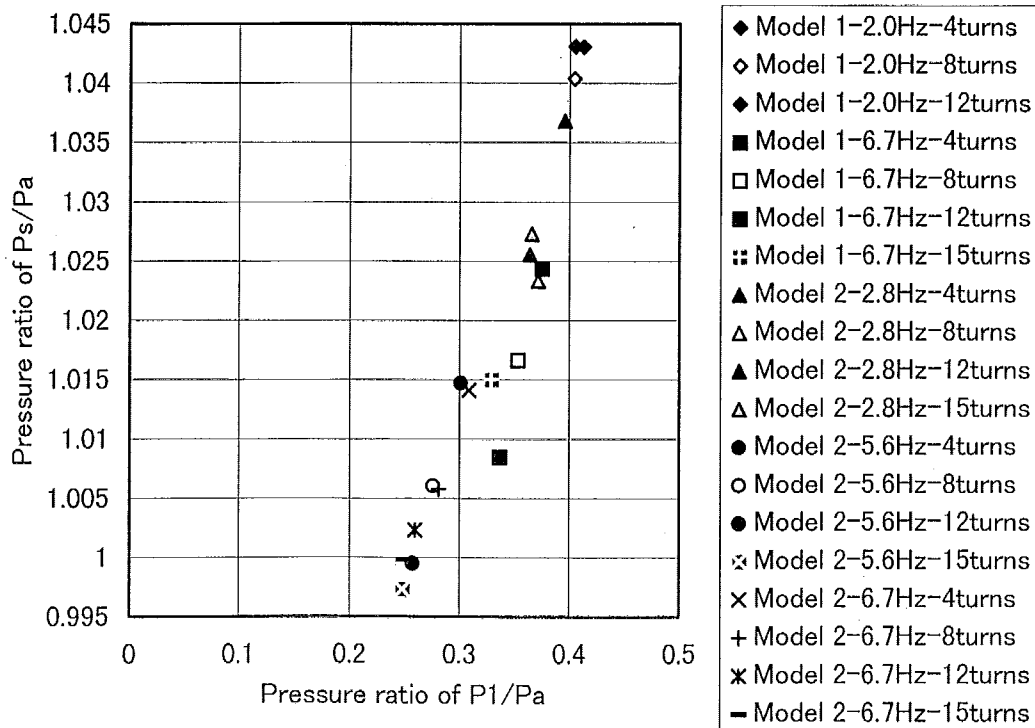


Fig. 3.29 Pressure ratio of P_s / P_a versus the pressure ratio of P_1 / P_a .

パルス管圧力振動の周波数とリザーバ圧力上昇との関連およびこのときの質量流量波形については、圧縮機ユニットの性能都合により測定していない。ただし、理論上（3.2.1 章に記載）周波数自身はリザーバ圧力上昇には影響を及ぼさない。

各実験におけるパルス管圧力振動波形とこのときのパルス管平均圧力とリザーバ平均圧力およびオリフィス（ニードルバルブ NUPRO-S）を通過するヘリウムガスの質量流量振動波形の測定結果を図 3.30 から図 3.86 に示す。実験仕様については、表 3.4 に示す通りである。

Table 3.4 Figure numbers of pressure oscillations and mass flow rates

Model- frequency- valve opening	Pressure oscillations in pulse tubes and reservoirs	Pressure oscillations in reservoirs and average pressures	Mass flow rates at orifices
Model 1-2.0Hz-4turns	Fig. 3.30	Fig. 3.31	Fig. 3.32
Model 1-2.0Hz-8turns	Fig. 3.33	Fig. 3.34	Fig. 3.35
Model 1-2.0Hz-12turns	Fig. 3.36	Fig. 3.37	Fig. 3.38
Model 1-6.7Hz-4turns	Fig. 3.39	Fig. 3.40	Fig. 3.41
Model 1-6.7Hz-8turns	Fig. 3.42	Fig. 3.43	Fig. 3.44
Model 1-6.7Hz-12turns	Fig. 3.45	Fig. 3.46	Fig. 3.47
Model 1-6.7Hz-15turns	Fig. 3.48	Fig. 3.49	Fig. 3.50
Model 2-2.8Hz-4turns	Fig. 3.51	Fig. 3.52	Fig. 3.53
Model 2-2.8Hz-8turns	Fig. 3.54	Fig. 3.55	Fig. 3.56
Model 2-2.8Hz-12turns	Fig. 3.57	Fig. 3.58	Fig. 3.59
Model 2-2.8Hz-15turns	Fig. 3.60	Fig. 3.61	Fig. 3.62
Model 2-5.6Hz-4turns	Fig. 3.63	Fig. 3.64	Fig. 3.65
Model 2-5.6Hz-8turns	Fig. 3.66	Fig. 3.67	Fig. 3.68
Model 2-5.6Hz-12turns	Fig. 3.69	Fig. 3.70	Fig. 3.71
Model 2-5.6Hz-15turns	Fig. 3.72	Fig. 3.73	Fig. 3.74
Model 2-6.7Hz-4turns	Fig. 3.75	Fig. 3.76	Fig. 3.77
Model 2-6.7Hz-8turns	Fig. 3.78	Fig. 3.79	Fig. 3.80
Model 2-6.7Hz-12turns	Fig. 3.81	Fig. 3.82	Fig. 3.83
Model 2-6.7Hz-15turns	Fig. 3.84	Fig. 3.85	Fig. 3.86

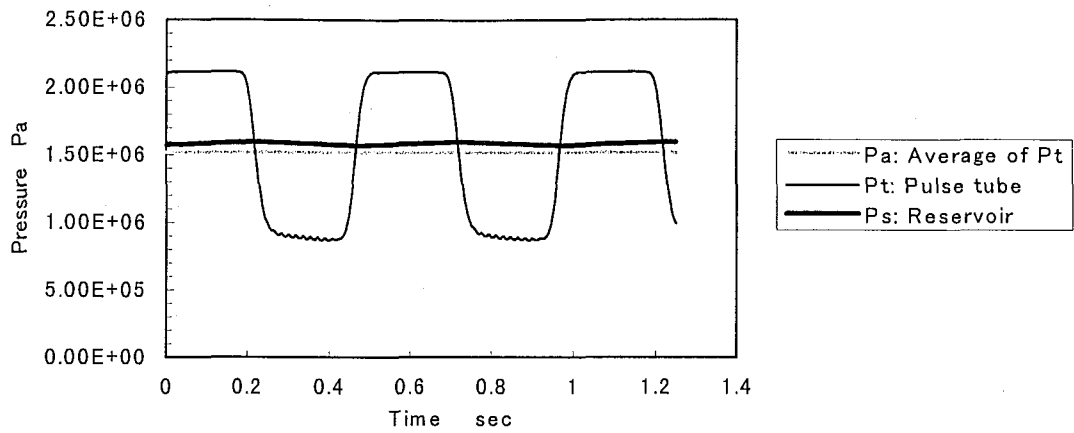


Fig. 3.30 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-1 (Pressure frequency: 2.0Hz, Needle valve opening: 4turns).

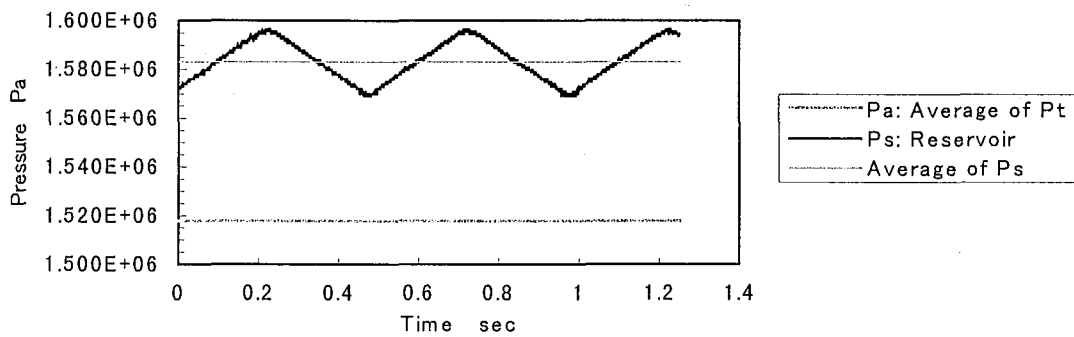


Fig. 3.31 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-1(Pressure frequency: 2.0Hz, Needle valve opening: 4turns).

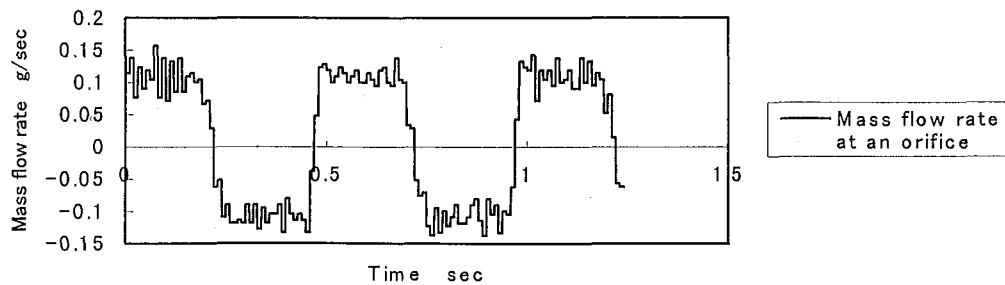


Fig. 3.32 Mass flow rate at the orifice of Model-1 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 2.0Hz, Needle valve opening: 4turns).

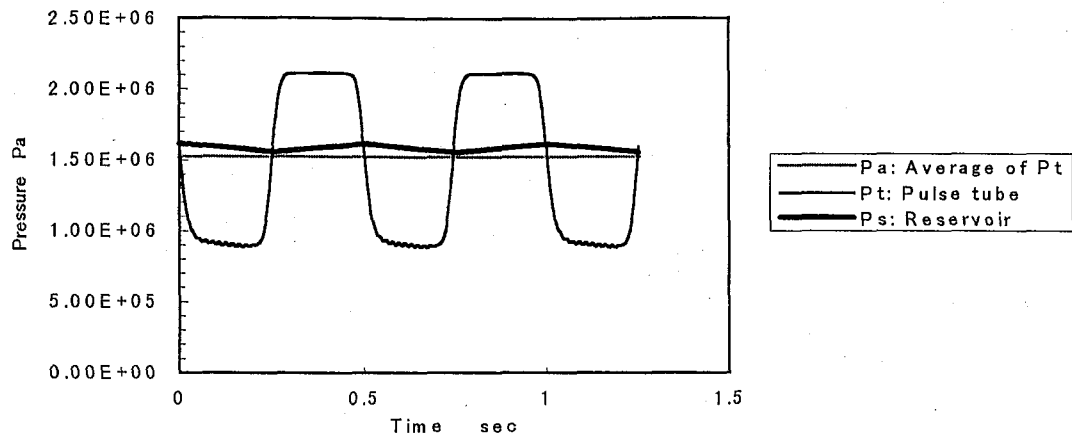


Fig. 3.33 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-1 (Pressure frequency: 2.0Hz, Needle valve opening: 8turns).

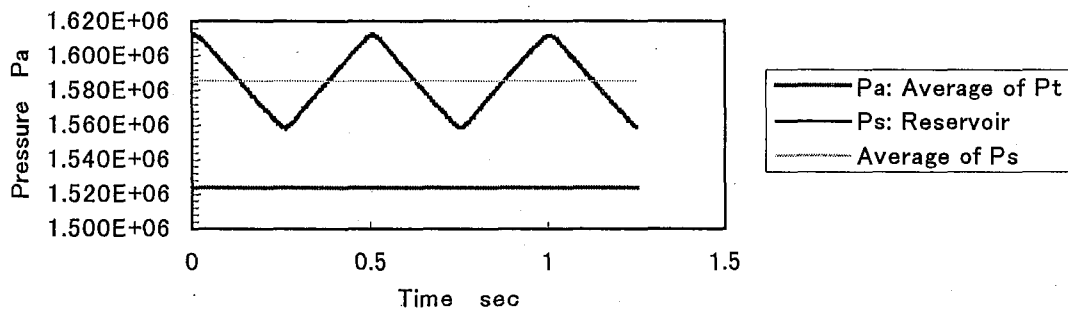


Fig. 3.34 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-1 (Pressure frequency: 2.0Hz, Needle valve opening: 8turns).

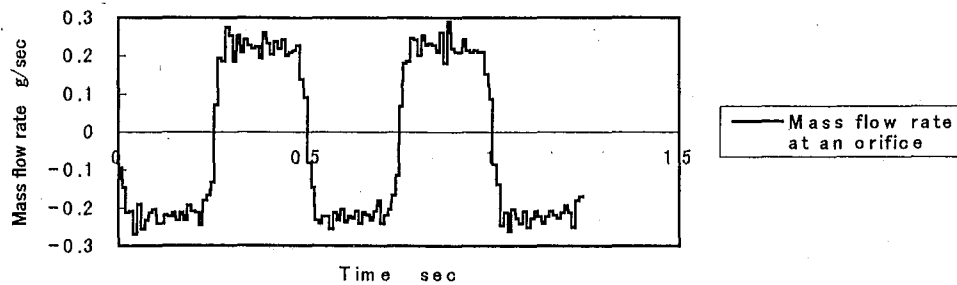


Fig. 3.35 Mass flow rate at the orifice of Model-1 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 2.0Hz, Needle valve opening: 8turns).

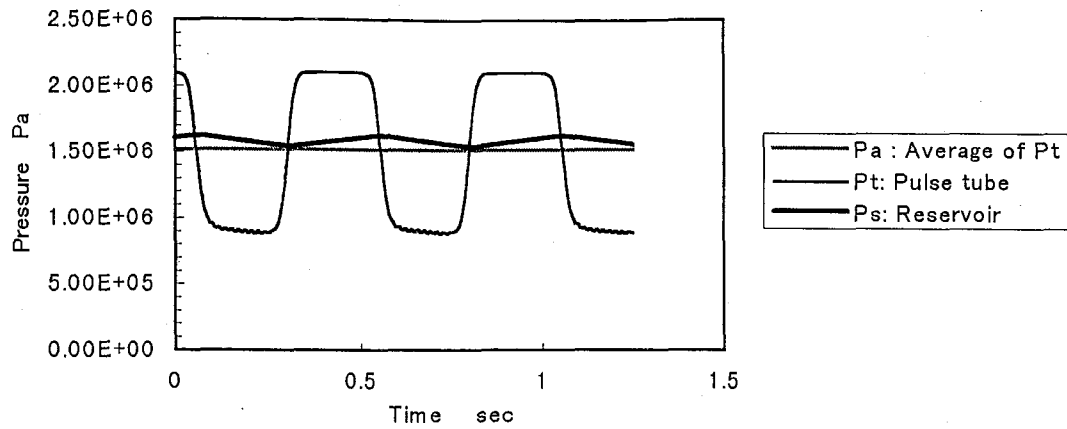


Fig. 3.36 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-1 (Pressure frequency: 2.0Hz, Needle valve opening: 12turns).

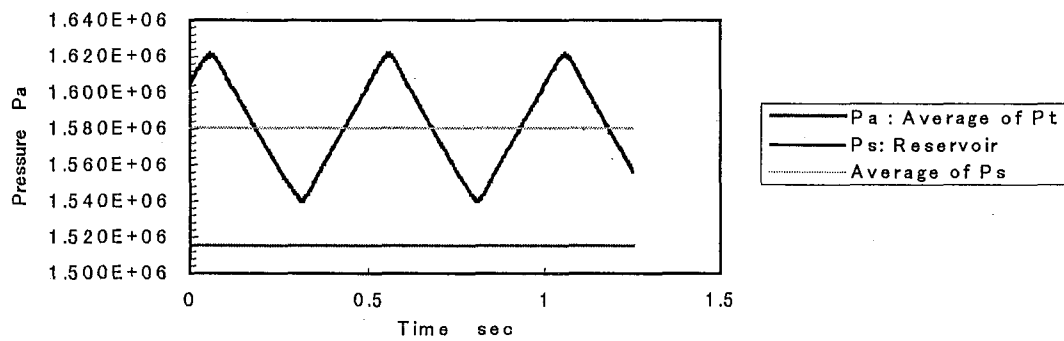


Fig. 3.37 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-1 (Pressure frequency: 2.0Hz, Needle valve opening: 12turns).

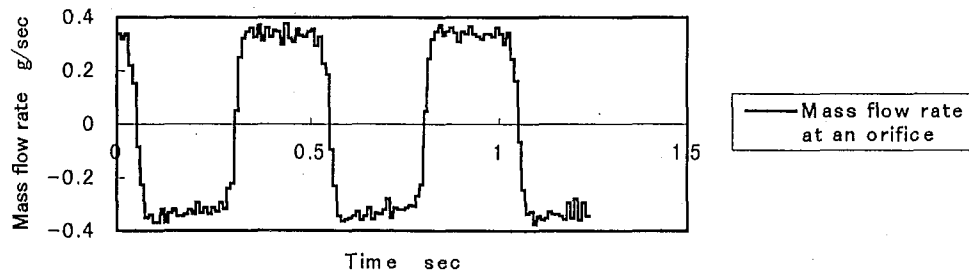


Fig. 3.38 Mass flow rate at the orifice of Model-1 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 2.0Hz, Needle valve opening: 12turns).

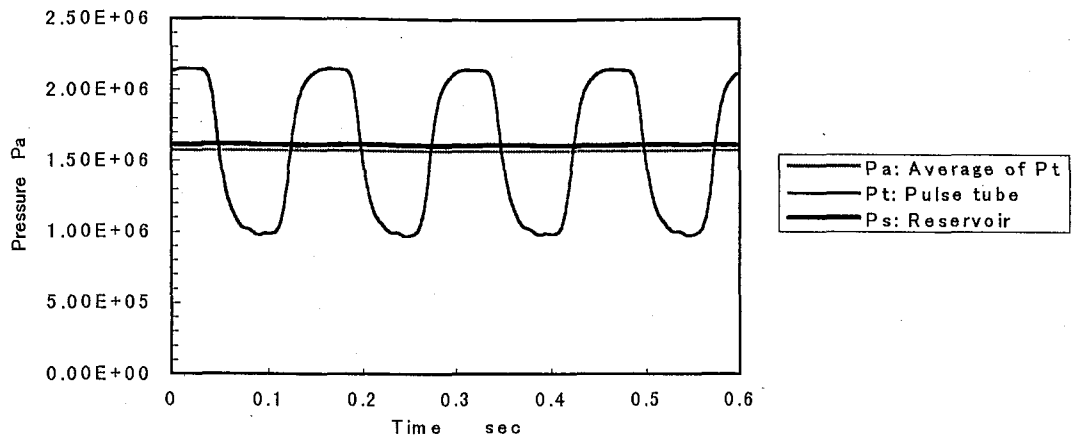


Fig. 3.39 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-1 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 4turns).

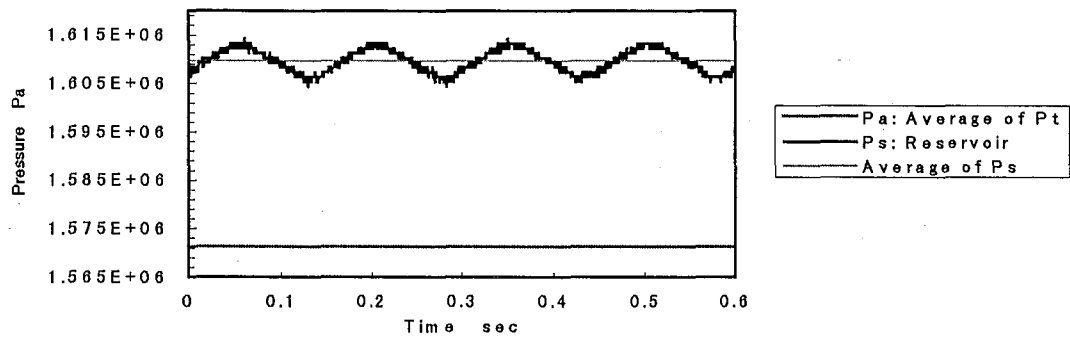


Fig. 3.40 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-1 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 4turns).

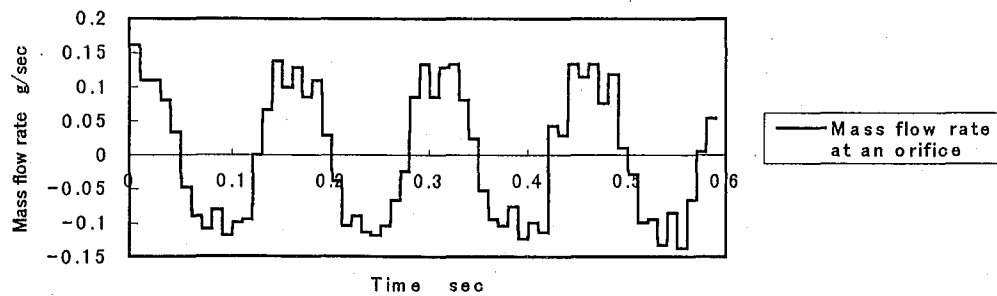


Fig. 3.41 Mass flow rate at the orifice of Model-1 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 4turns).

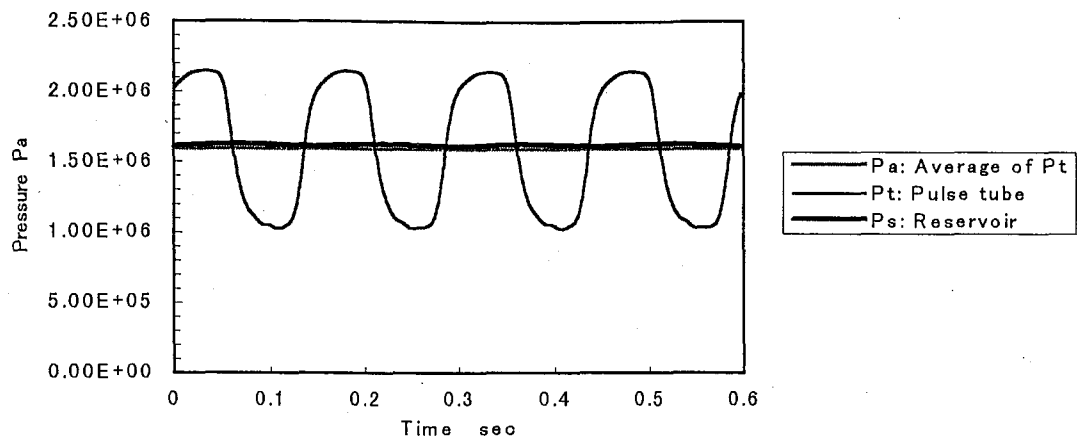


Fig. 3.42 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-1 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 8turns).

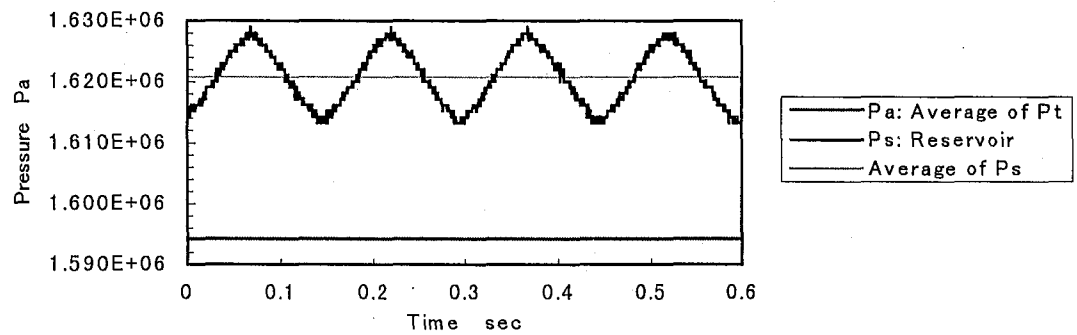


Fig. 3.43 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-1 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 8turns).

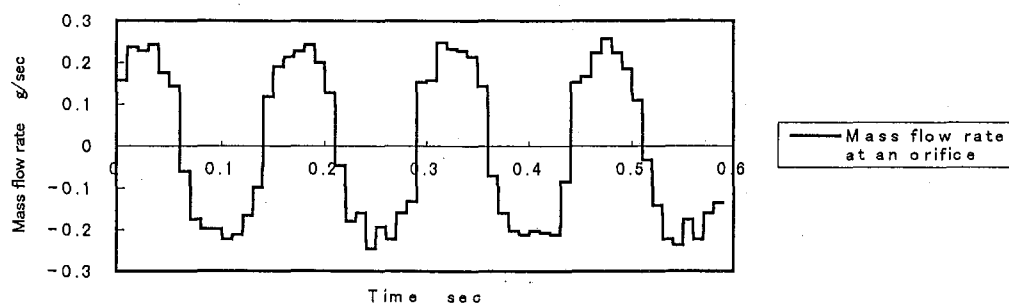


Fig. 3.44 Mass flow rate at the orifice of Model-1 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 8turns).

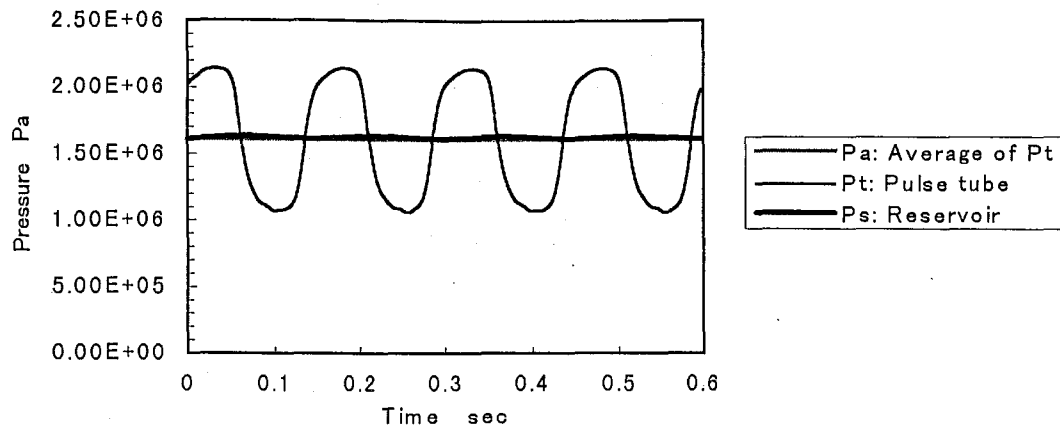


Fig. 3.45 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-1 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 12turns).

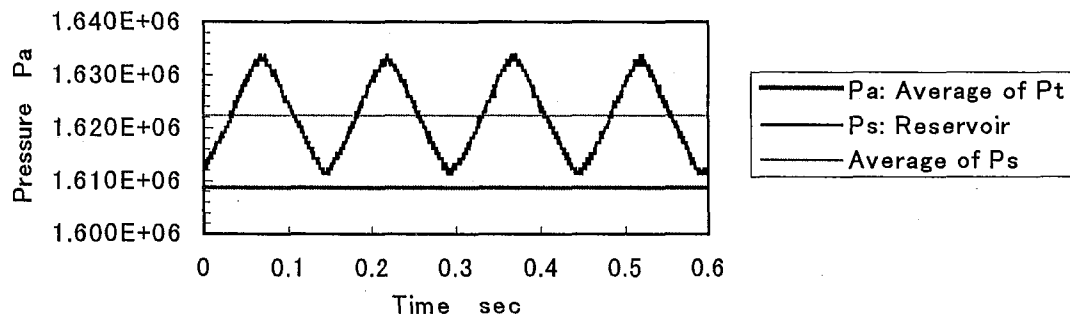


Fig. 3.46 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-1 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 12turns).

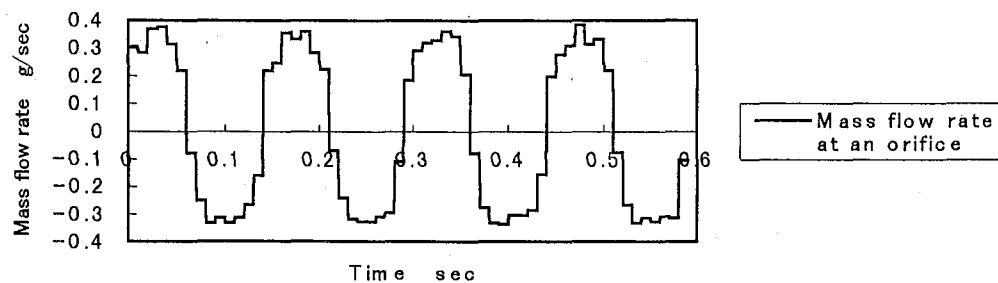


Fig. 3.47 Mass flow rate at the orifice of Model-1 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 12turns).

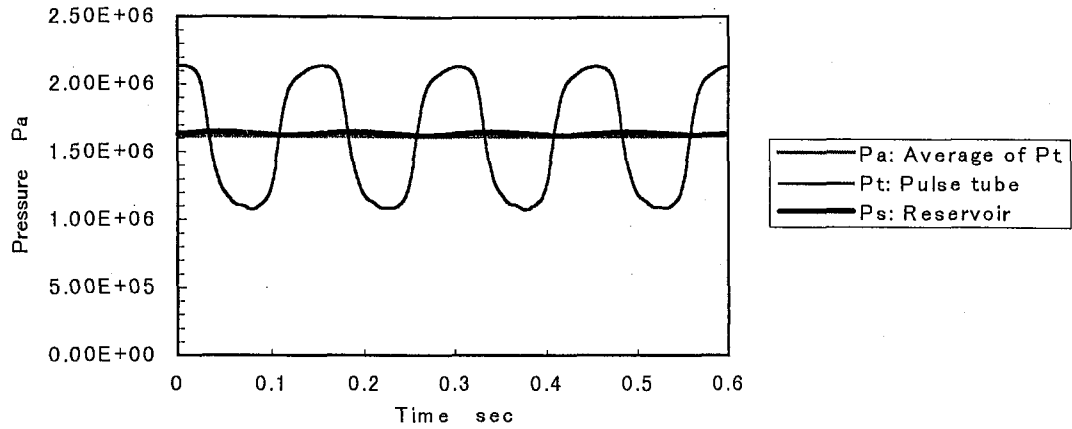


Fig. 3.48 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-1 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 15turns).

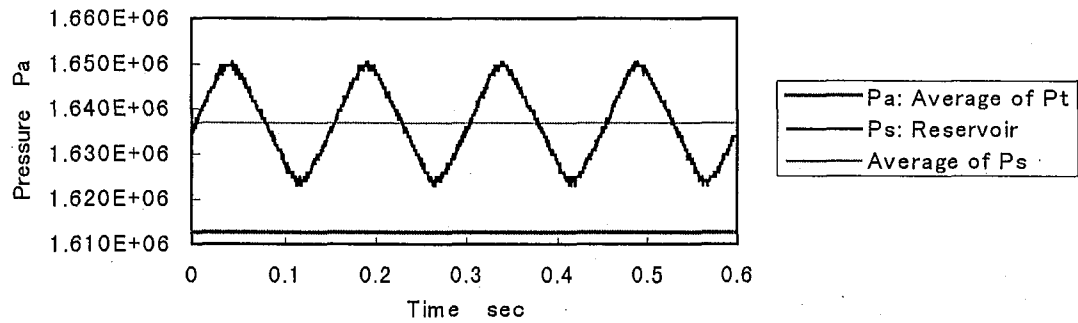


Fig. 3.49 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-1 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 12turns).

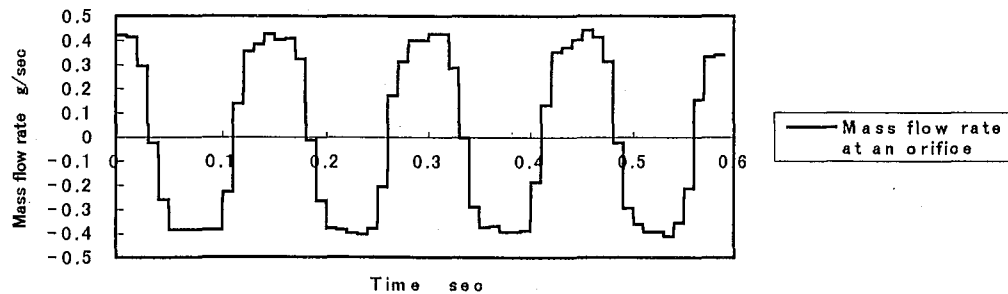


Fig. 3.50 Mass flow rate at the orifice of Model-1 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 12turns).

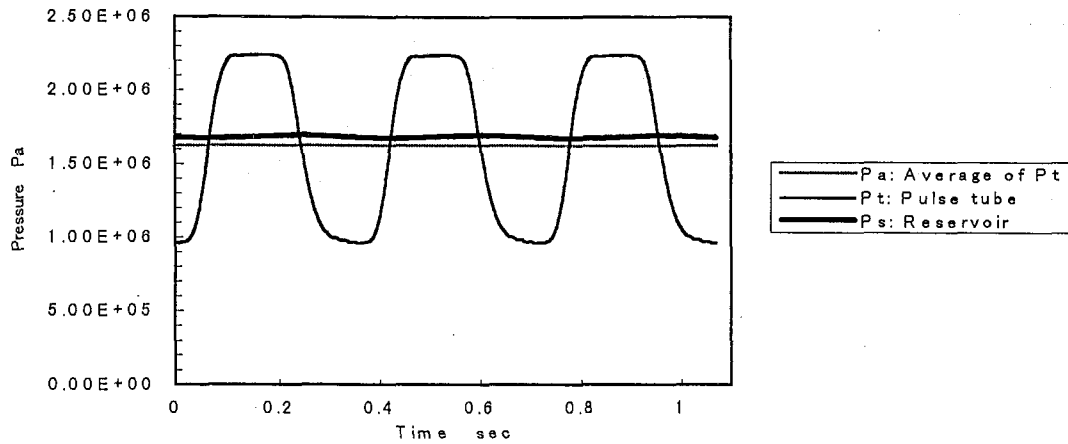


Fig. 3.51 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-2 (Pressure frequency: 2.8Hz, Needle valve opening: 4turns).

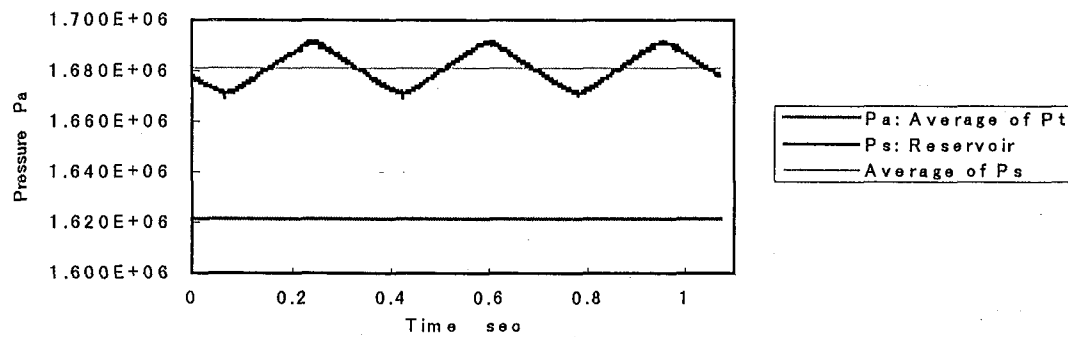


Fig. 3.52 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-2 (Pressure frequency: 2.8Hz, Needle valve opening: 4turns).

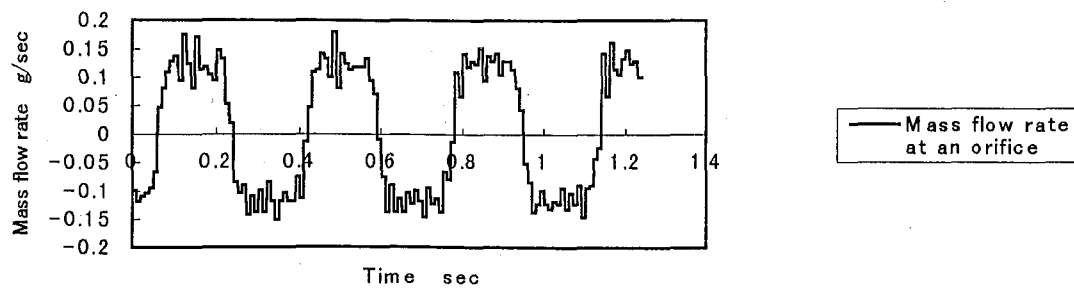


Fig. 3.53 Mass flow rate at the orifice of Model-2 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 2.8Hz, Needle valve opening: 4turns).

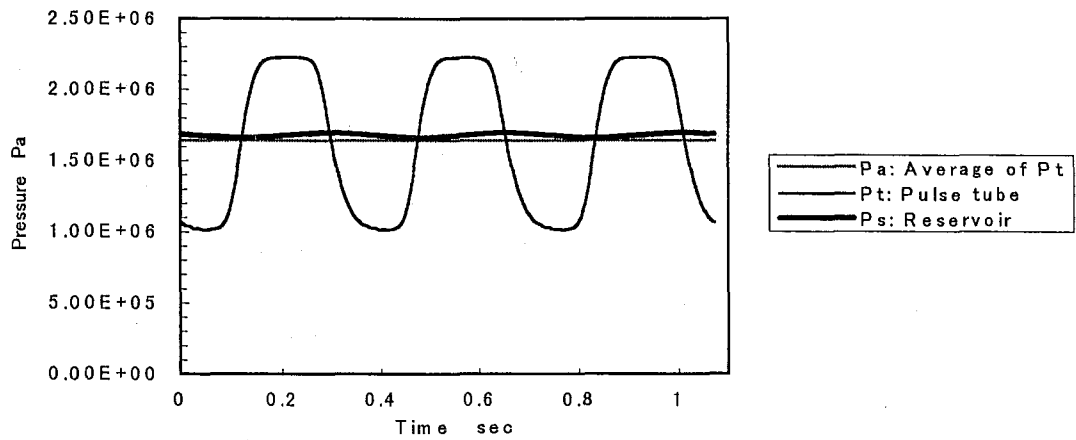


Fig. 3.54 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-2 (Pressure frequency: 2.8Hz, Needle valve opening: 8turns).

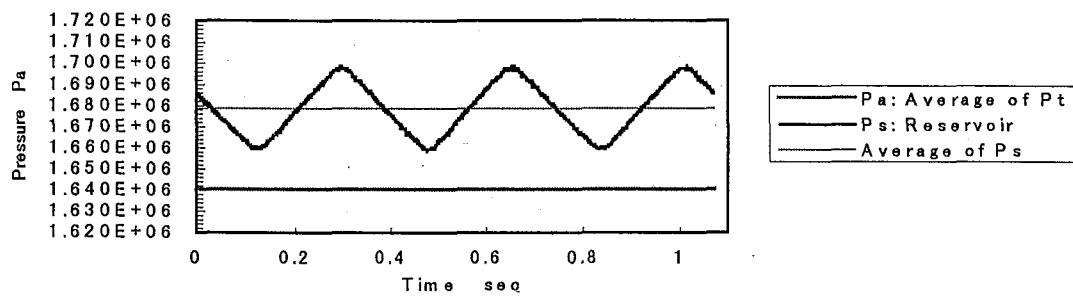


Fig. 3.55 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-2 (Pressure frequency: 2.8Hz, Needle valve opening: 8turns).

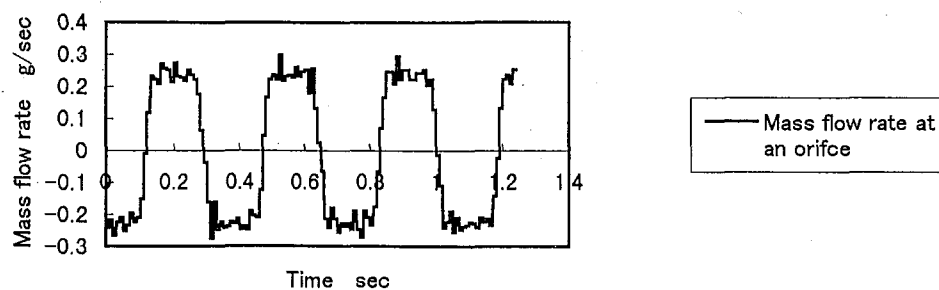


Fig. 3.56 Mass flow rate at the orifice of Model-2 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 2.8Hz, Needle valve opening: 8turns).

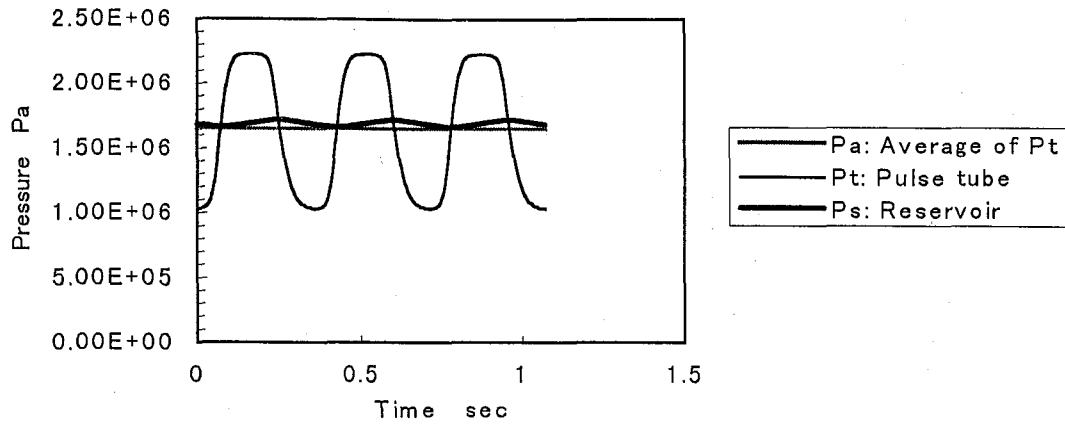


Fig. 3.57 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-2 (Pressure frequency: 2.8Hz, Needle valve opening: 12turns).

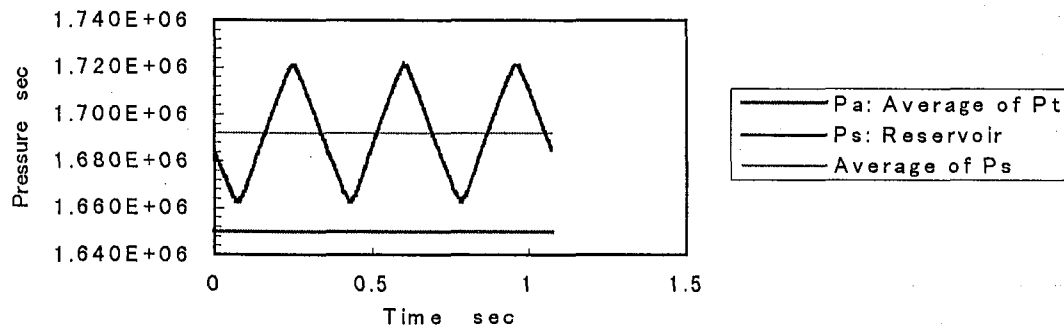


Fig. 3.58 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-2 (Pressure frequency: 2.8Hz, Needle valve opening: 12turns).

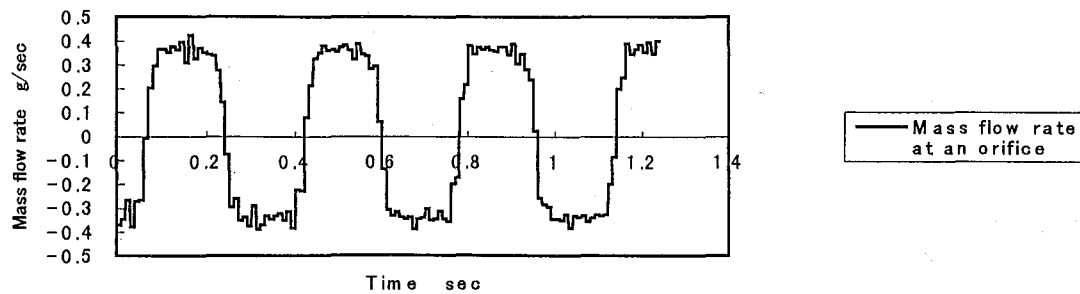


Fig. 3.59 Mass flow rate at the orifice of Model-2 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 2.8Hz, Needle valve opening: 12turns).

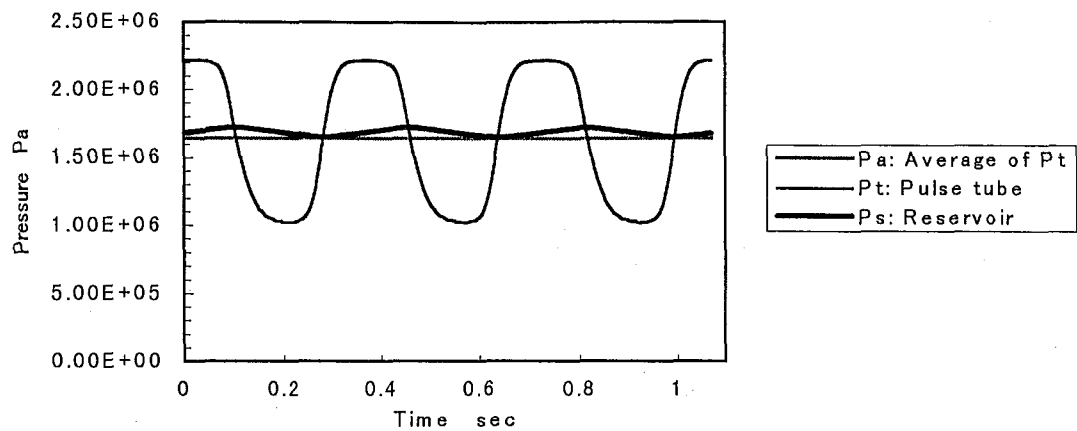


Fig. 3.60 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-2 (Pressure frequency: 2.8Hz, Needle valve opening: 15turns).

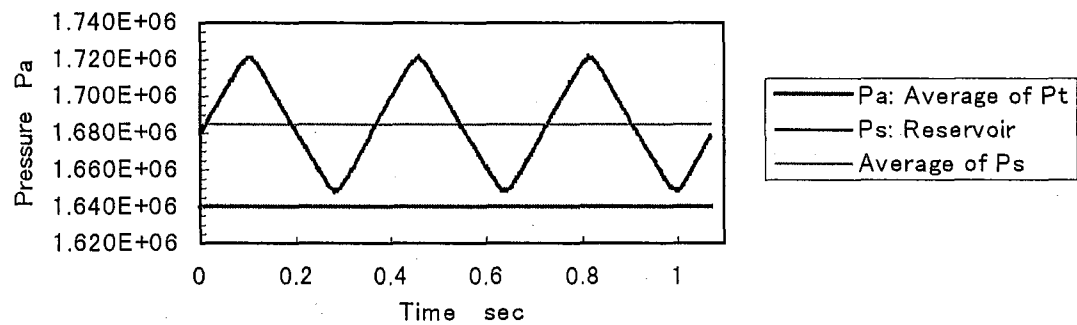


Fig. 3.61 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-1 (Pressure frequency: 2.8Hz, Needle valve opening: 15turns).

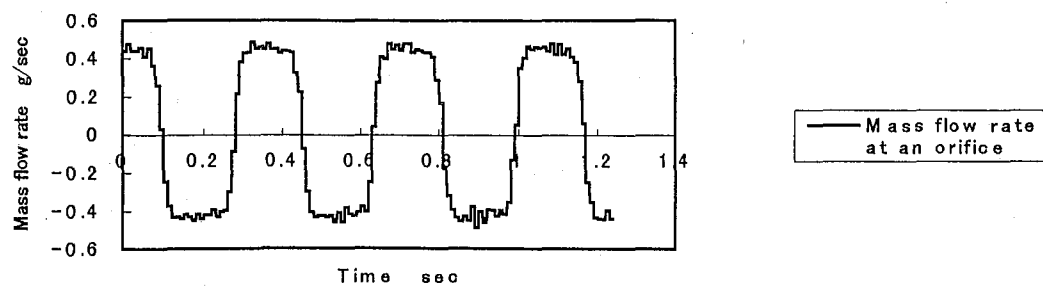


Fig. 3.62 Mass flow rate at the orifice of Model-1 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 2.8Hz, Needle valve opening: 15turns).

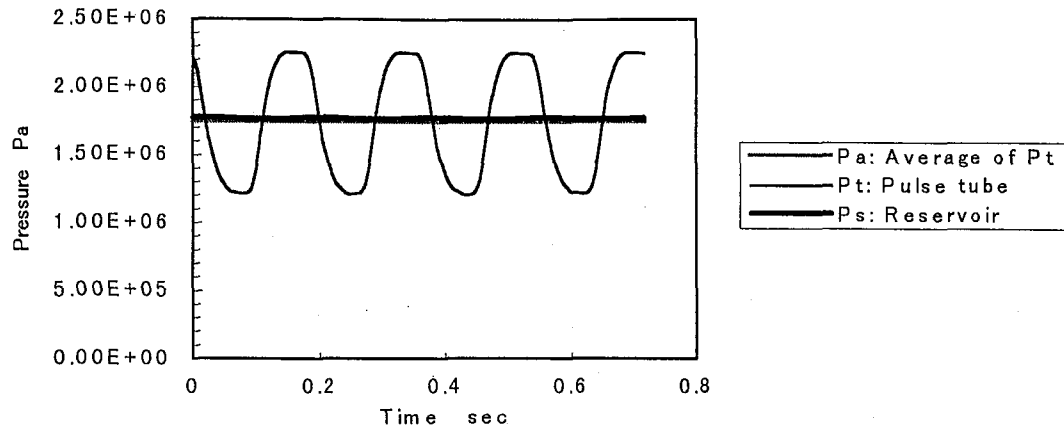


Fig. 3.63 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-2 (Pressure frequency: 5.6Hz, Needle valve opening: 4turns).

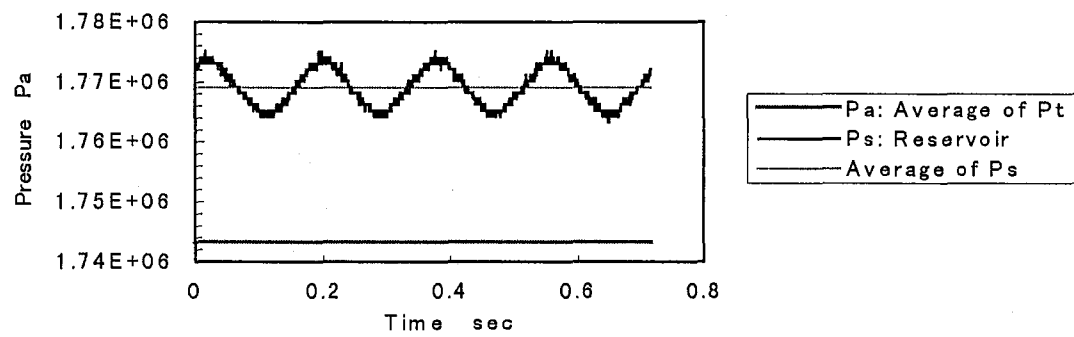


Fig. 3.64 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-2 (Pressure frequency: 5.6Hz, Needle valve opening: 4turns).

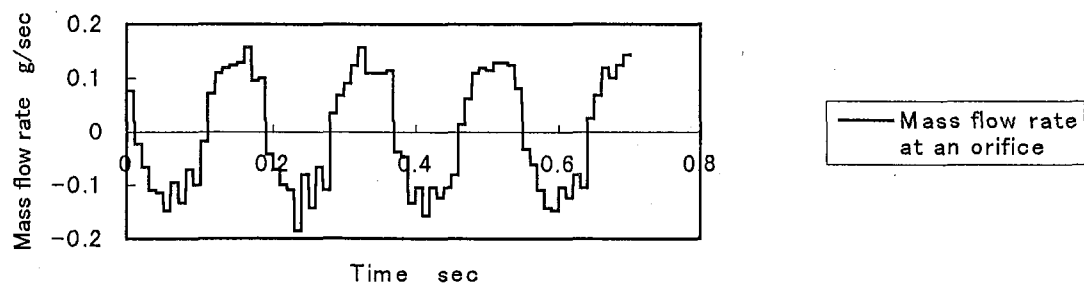


Fig. 3.65 Mass flow rate at the orifice of Model-2 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 5.6Hz, Needle valve opening: 4turns).

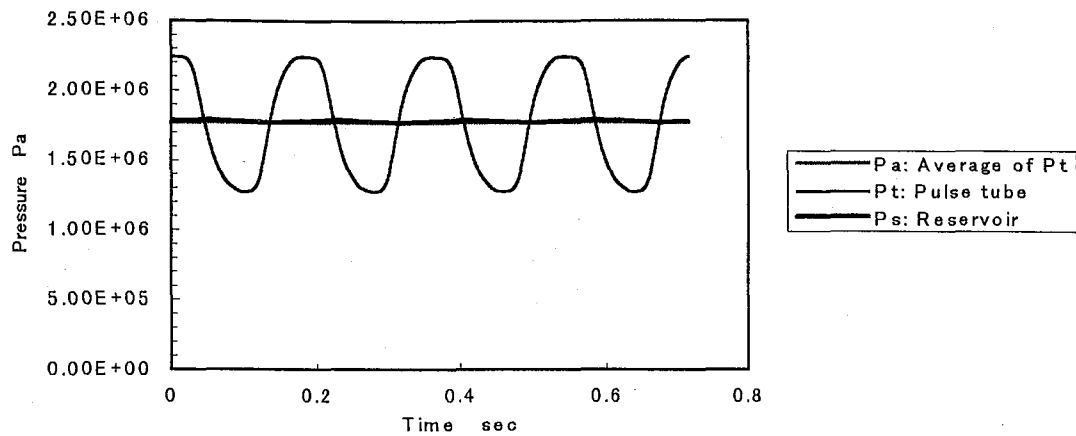


Fig. 3.66 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-2 (Pressure frequency: 5.6Hz, Needle valve opening: 8turns).

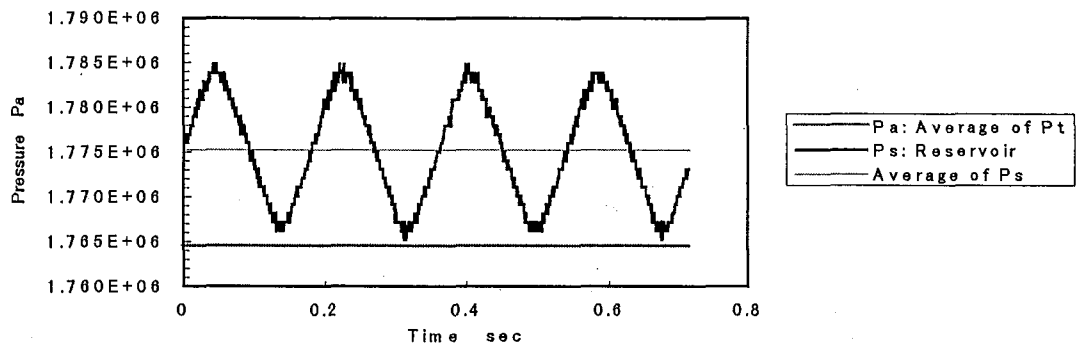


Fig. 3.67 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-2 (Pressure frequency: 5.6Hz, Needle valve opening: 8turns).

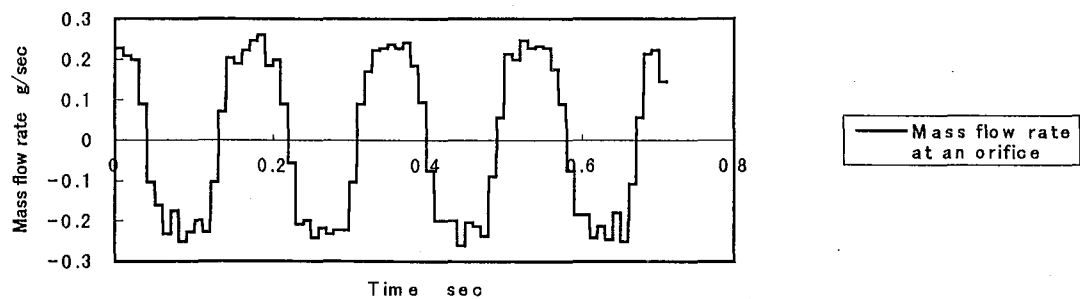


Fig. 3.68 Mass flow rate at the orifice of Model-2 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 5.6Hz, Needle valve opening: 8turns).

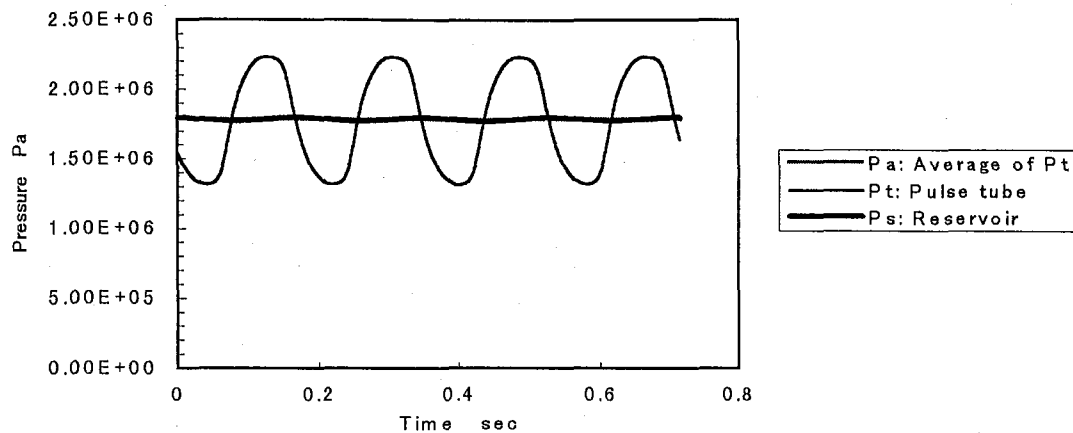


Fig. 3.69 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-2 (Pressure frequency: 5.6Hz, Needle valve opening: 12turns).

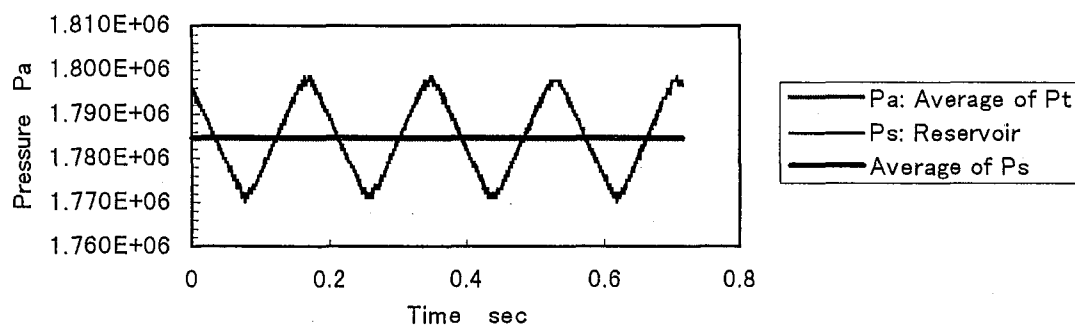


Fig. 3.70 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-2 (Pressure frequency: 5.6Hz, Needle valve opening: 12turns).

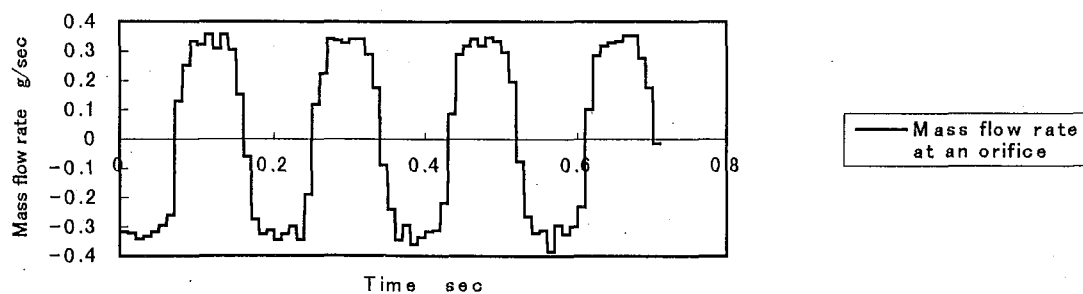


Fig. 3.71 Mass flow rate at the orifice of Model-2 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 5.6Hz, Needle valve opening: 12turns).

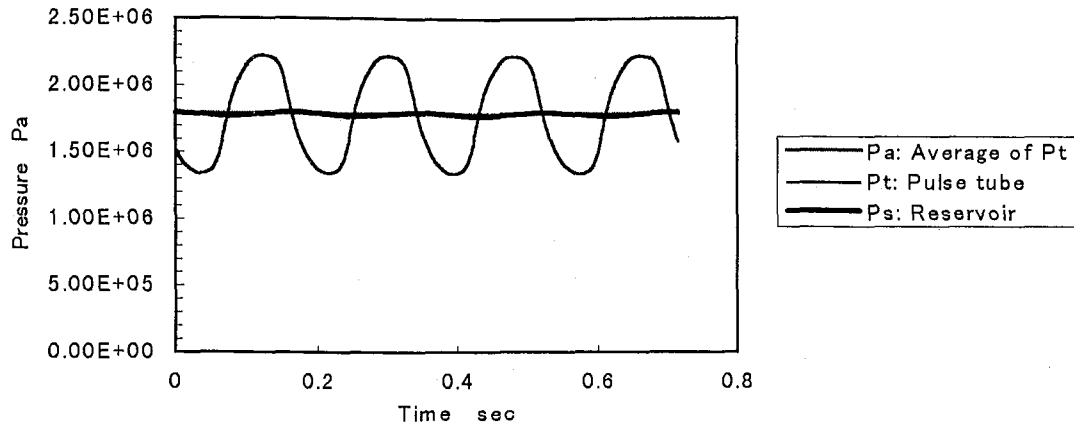


Fig. 3.72 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-2 (Pressure frequency: 5.6Hz, Needle valve opening: 15turns).

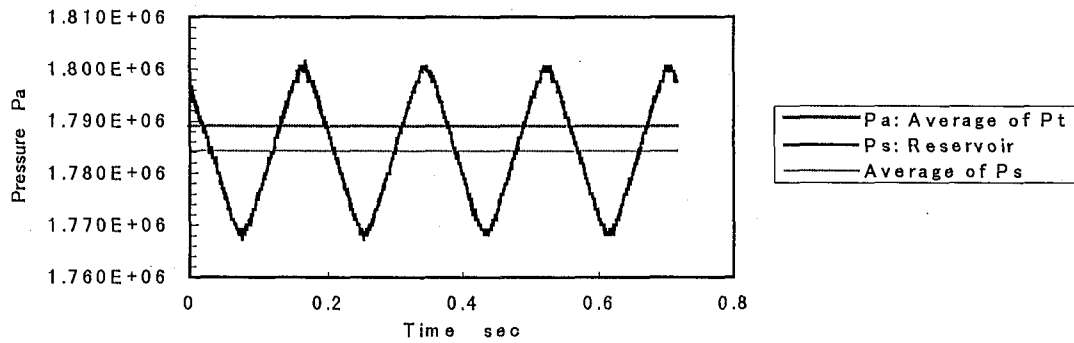


Fig. 3.73 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-2 (Pressure frequency: 5.6Hz, Needle valve opening: 15turns).

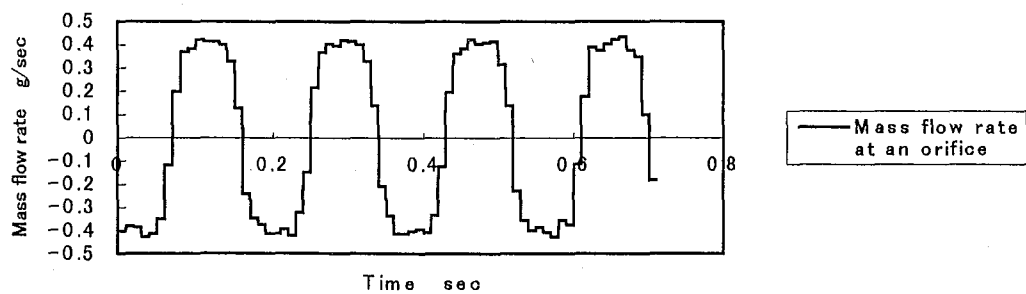


Fig. 3.74 Mass flow rate at the orifice of Model-2 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 5.6Hz, Needle valve opening: 15turns).

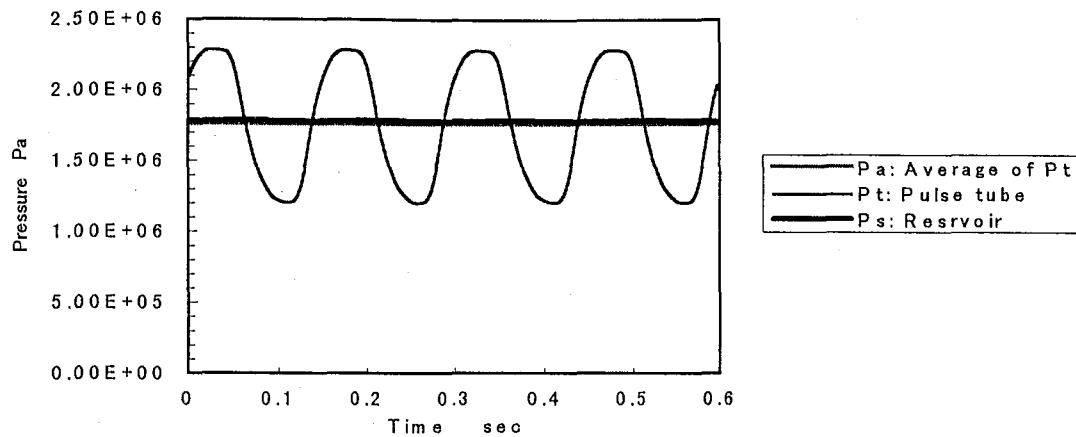


Fig. 3.75 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-2 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 4turns).

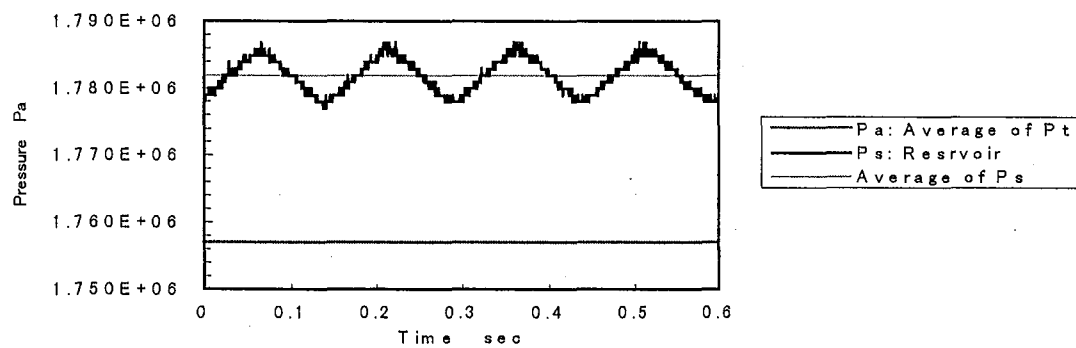


Fig. 3.76 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-2 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 4turns).

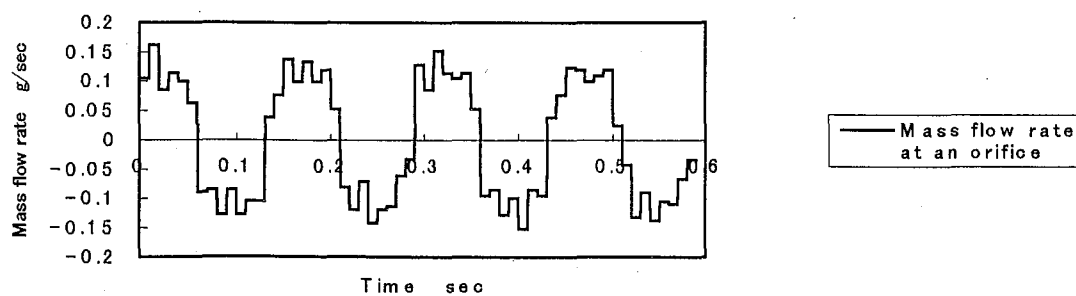


Fig. 3.77 Mass flow rate at the orifice of Model-2 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 4turns).

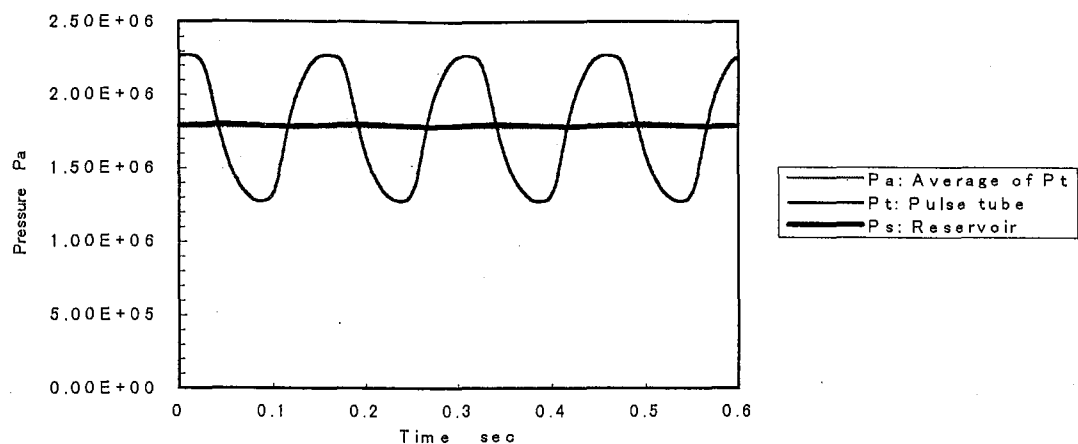


Fig. 3.78 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-2 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 8turns).

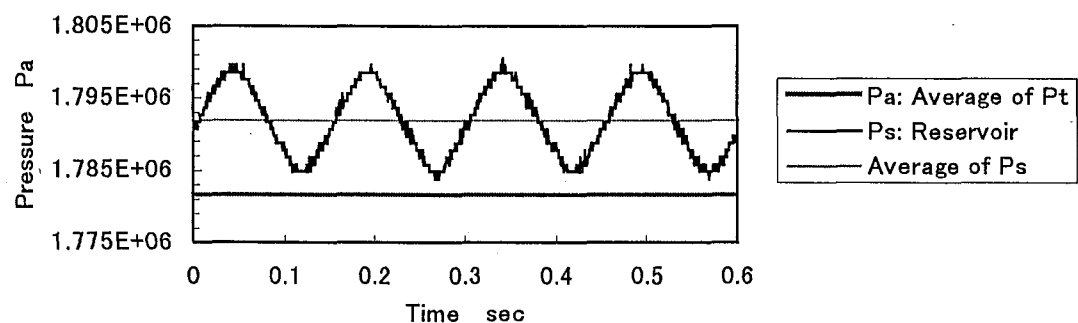


Fig. 3.79 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-2 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 8turns).

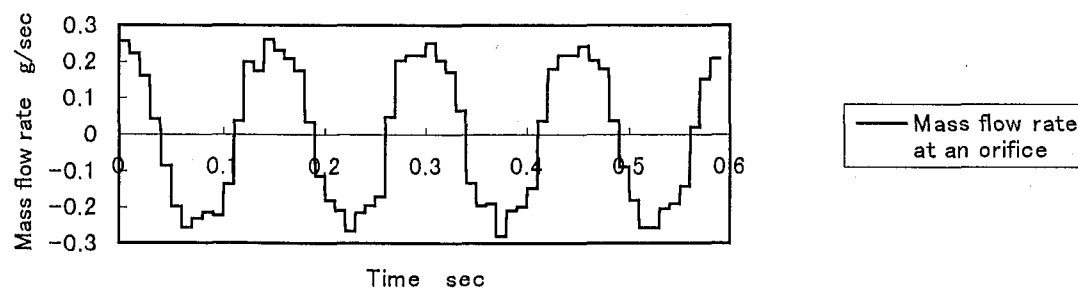


Fig. 3.80 Mass flow rate at the orifice of Model-2 calculated with 0.01sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 8turns).

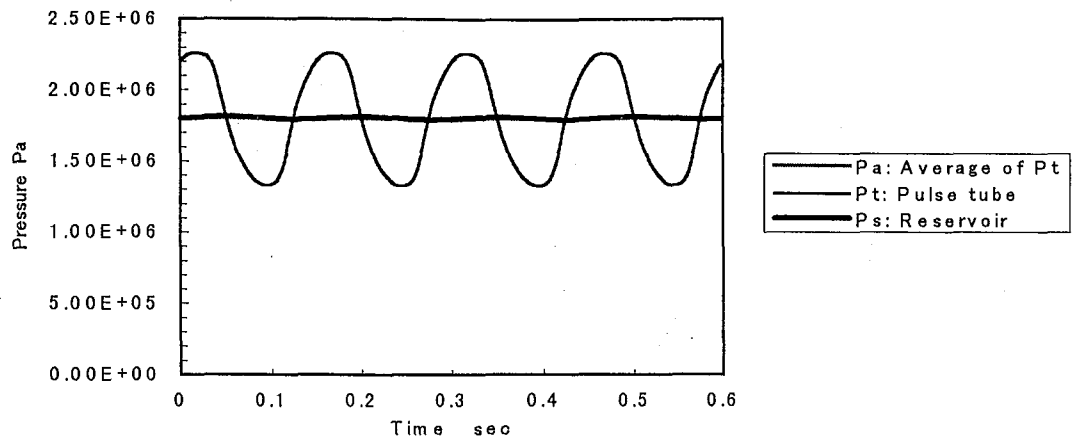


Fig. 3.81 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-2 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 12turns).

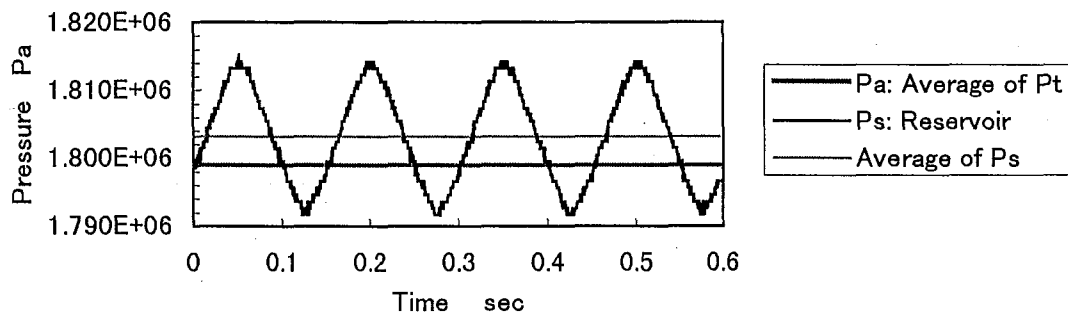


Fig. 3.82 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-2 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 12turns).

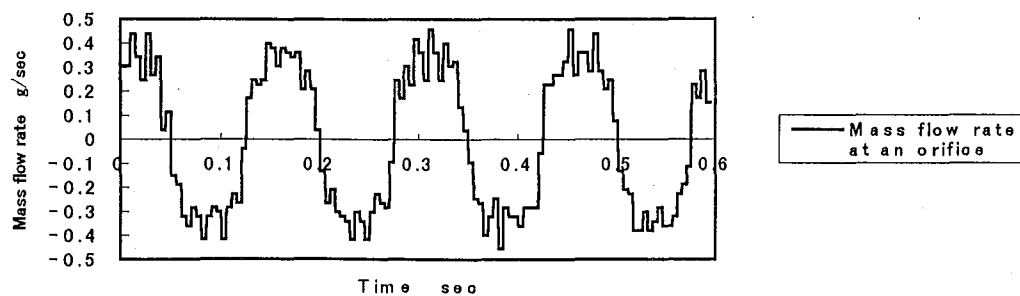


Fig. 3.83 Mass flow rate at the orifice of Model-1 calculated with 0.005sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 12turns).

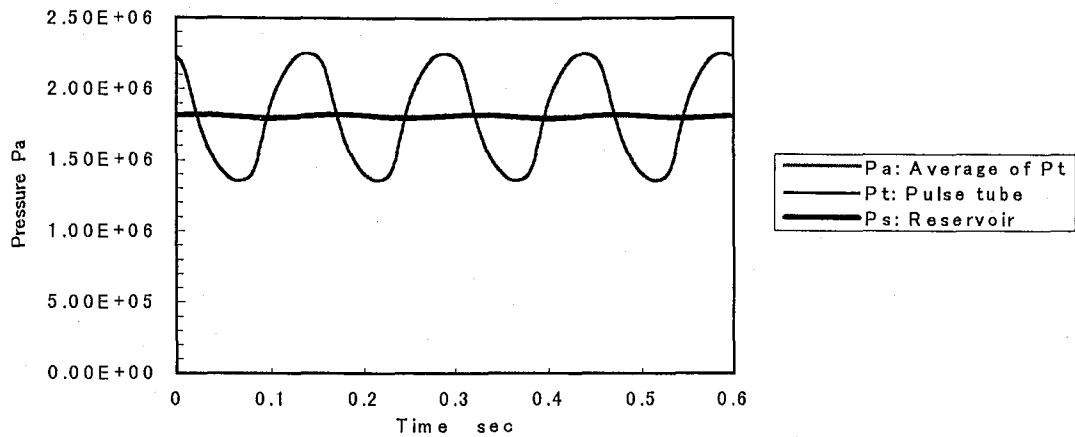


Fig. 3.84 Pressure oscillations in the pulse tube and the reservoir of Model-2 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 15turns).

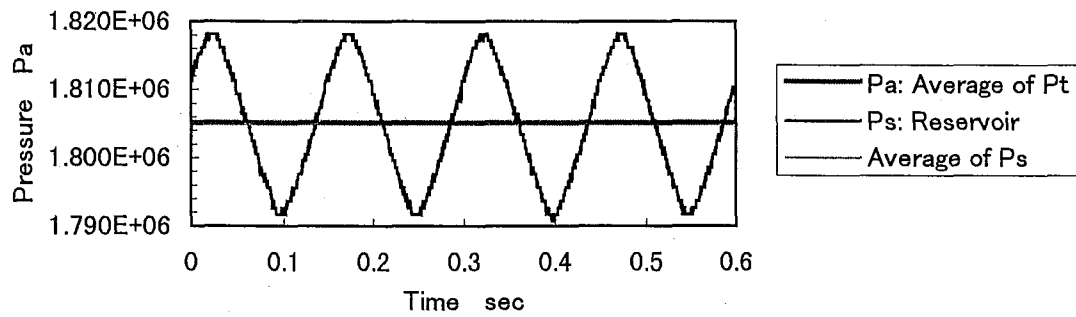


Fig. 3.85 Pressure oscillation and its average pressure in the reservoir and the average pressure in the pulse tube of Model-2 (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 15turns).

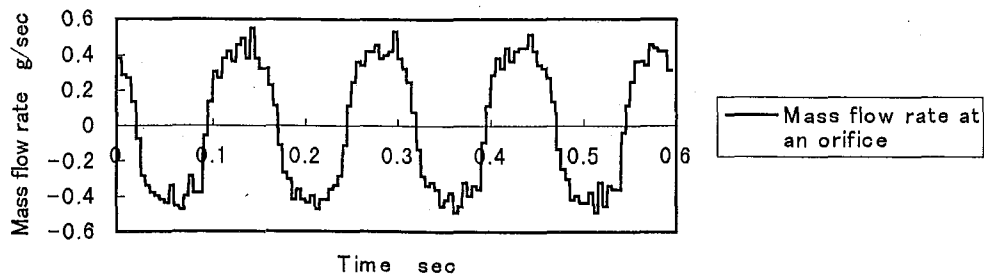


Fig. 3.86 Mass flow rate at the orifice of Model-2 calculated with 0.005sec-time-averaged reservoir pressure (Pressure frequency: 6.7Hz, Needle valve opening: 15turns).

3. 5 第3章の結論

パルス管内の平均圧力とリザーバ内の平均圧力とは異なり、パルス管内の圧力振動の振幅の増大に伴い、リザーバ内の圧力は上昇させられる。リザーバ内の圧力上昇量は、パルス管内の圧力振動の圧力比 P_1 / P_a : 振幅／平均圧力と共に増大する。また、リザーバ内の圧力は作動流体の各流れ方向におけるオリフィスのコンダクタンスの異差にも影響を受ける。よって、圧力比 P_s / P_a : リザーバ内の圧力／パルス管内の平均圧力は、オリフィスのコンダクタンスをパラメータにし、パルス管内の圧力振動の圧力比 P_1 / P_a : 振幅／平均圧力の関数で表される。パルス管内の圧力振動が正弦波的である場合、リザーバ圧力の上昇は図 3.4 および図 3.8 のようになる。

オリフィスを通過する作動流体の質量流量波形は、リザーバ圧力上昇の影響を受ける。即ち、オリフィスを通過する作動流体の質量流量波形は、パルス管内の圧力振動の平均圧力 P_a および振幅 P_1 と、オリフィスの各流れ方向におけるコンダクタンスの異差（比）とに影響を受ける。

リザーバ圧力が上昇している場合の質量流量波形の一般的特徴は、作動流体がパルス管からリザーバに流れる場合の振幅（ピーク）が逆の場合に比べて大きくなり、作動流体がパルス管からリザーバに流れている時間が逆の時間に比べて短くなることである。パルス管内の圧力振動が正弦波的である場合、オリフィスを通過する作動流体の質量流量波形は、図 3.6 および図 3.18、図 3.19、図 3.22、図 3.23 のようになる。

オリフィスとして本実験に用いられたニードルバルブ：NUPRO-S の流量特性は図 3.11 および図 3.12 となる。また、流量式として用いられた式(3-2a)および(3-2b)の係数 k の特性は図 3.13 および図 3.14 となる。これより、係数 k_1 および k_2 はほぼ一定となり、検討に用いた両式(3-2a)および(3-2b)の使用はおおむね適正といえる。また、これらの式から展開して求めた、リザーバ圧力の上昇およびオリフィスを通過する作動流体の質量流量波形の前述の特徴について、測定値についても同様の傾向が確認された。

第3章 参考文献

- [3.1] Mikulin, E. I., Tarasov, A. A. and Shkrebyonock, M. P., "Low-Temperature Expansion Pulse Tubes," *Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, Vol.29, 1984, 629-637.
- [3.2] Radebaugh, R., Zimmerman, J., Smith, D. R. and Louie, B., "A Comparison of Three Types of Pulse Tube Refrigerators: New Methods for Reaching 60K," *Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, Vol.31, 1986, 779-789.
- [3.3] Radebaugh, R., "A Review of Pulse Tube Refrigeration," *Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, Vol.35, 1990, 1191-1205.
- [3.4] Rawlins, W., Radebaugh, R. and Brandly, P. E., "Energy Flows in an Orifice Pulse Tube Refrigerator," *Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, Vol.39, 1994, 1449-1456.
- [3.5] Kuriyama, F. and Fukasaku, Y., "Increase in Reservoir Pressure of Orifice Pulse Tube Refrigerators," *Proceedings of the 16th International Cryogenic Engineering Conference / International Cryogenic Materials Conference, Part 1*, Elsevier Science, 1997, 279-282.
- [3.6] Nisitani, T., Nakano, K., Maruno, Y. and Yanai, M., "Investigation of Acoustic Streaming and Steady Flow in the Orifice of Single Stage Pulse Tube Refrigerator," *Proceedings of the 5th Japanese-Sino Joint Seminar on Cryocooler and its Applications*, 1997, 66-71.
- [3.7] Miller, D. S., *Internal Flow Systems* (second edition), Gulf Publishing Company, Houston, 1990, 175.
- [3.8] Zucrow, J. M. and Hoffman, D. J., *Gas Dynamics, Volume I*, John Wiley and Sons, New York, 1976, 273.

第4章 パルス管内のエンタルピー流量解析

4.1 緒言

オリフィスパルスチューブ冷凍機では、パルス管内の作動流体は管壁と熱交換せずに断熱的に圧縮・膨張することが理想であり、双方の熱交換は冷凍能力の損失となる[4.6][4.7]。オリフィスパルスチューブ冷凍機のオリフィスに可変流量型であるニードルバルブを用いて実験を行う場合、ニードルバルブを全閉とすることによりベーシックパルスチューブ冷凍機になる。図4.1はオリフィス（ニードルバルブ）開度と到達温度との関係を示す一例である。オリフィスパルスチューブ冷凍機には最適なオリフィス開度があり、またオリフィス開度の変化による到達温度の変化は連続的であり、ベーシック型とオリフィス型との冷凍発生原理に共通点があることが推測される。

本研究では、パルスチューブ冷凍機の冷却特性について、ベーシック型[4.1]–[4.3]とオリフィス型[4.4]–[4.7]とを共通の手法でとらえ、パルス管内のエンタルピー流量を検討することを目的とした。まず、パルス管内の圧力、質量流量および温度振動の関係式を求め、これよりベーシック型とオリフィス型とのパルス管内の時間平均エンタルピー流量を比較検討した。特に、作動流体とパルス管壁との熱交換がエンタルピー流量におよぼす影響について比較検討することにより、ベーシック型とオリフィス型との関係を明らかにした。従来、ベーシックパルスチューブ冷凍機の冷却特性については、特定の作動流体要素について注目するラグランジェの方法が一般的に用いられているが（従来の研究）、ここではオイラーの方法を用いることにする。この方法により実験結果との比較が行ない易くなると考える。

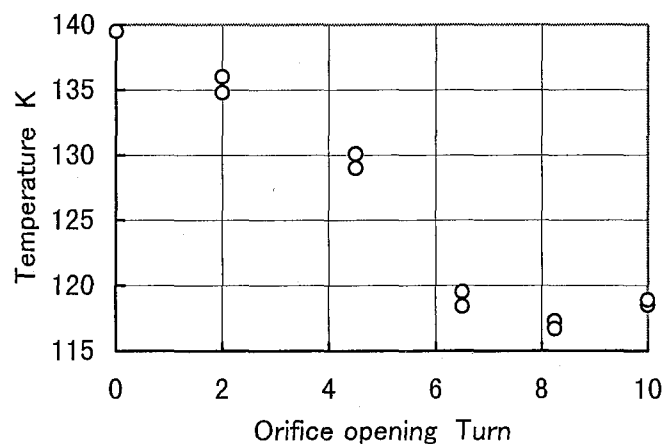


Fig.4.1 Temperature change at cold end with orifice opening

4.2 従来の研究

オリフィスパルスチューブ冷凍機の従来の冷凍機構およびその解析については、第2.2章で述べたとおりである。一方、ベーシックパルスチューブ冷凍機については、Syracuse University の Gifford と Longsworth がベーシックパルスチューブ冷凍機を試作してその冷凍能力を示すと共に、その冷凍機構について解析を行っている[4.1]-[4.3]。彼らは、パルス管内の気体が圧縮と膨張とを繰り返すことによって生じる温度変化と位置の移動から、その気体とパルス管壁との熱交換を繰り返し行うことによって、ヒートポンプ効果を生むことを述べた。これを表面ヒートポンピングサイクル (surface heat-pumping cycle) と呼び、その機構の解析を行った。

この表面ヒートポンピングサイクルは、図4.2に示される閉じた円筒モデルを用いて説明されている[4.3]。温度 T_1' 、位置 X' の小さな気体要素が、左端からの気体供給によって管内で圧縮された結果として、位置 X'' に移動させられたとする。その気体要素は圧縮されるので、エネルギー増加が生じると共に温度変化も生じる。この要素は管壁と熱的に平衡となるように変化するため、一般的にはポルトロップ変化となる。また、その圧縮変化が十分に速くて熱交換が全く行われない場合は、等エントロピー変化となる。このときの気体要素の温度変化を図4.2では破線で示されていて、圧縮後の温度を T_1'' とした。ここで、この状態がしばらくの間保持されたとすると、熱が気体から管壁へと移動して気体要素は T_2' に冷却される。熱的に平衡に

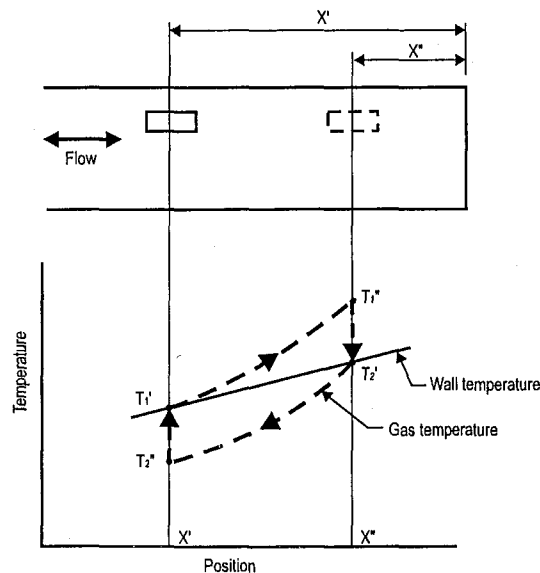


Fig. 4.2 Gas and wall temperature vs. position for surface heat-pumping cycle[4.3]

なった後、気体が元の圧力に戻り、要素が元の位置に戻ったとする。この場合、その要素の温度は元の温度 T_1' より低い温度 T_2'' となる。ここで、この状態がしばらくの間保たれたとすると、熱が管壁から気体要素へと流れ、気体要素の温度が T_1' に戻り、サイクルが完了する。このようにして、ヒートポンピング効果が生じると説明されている。

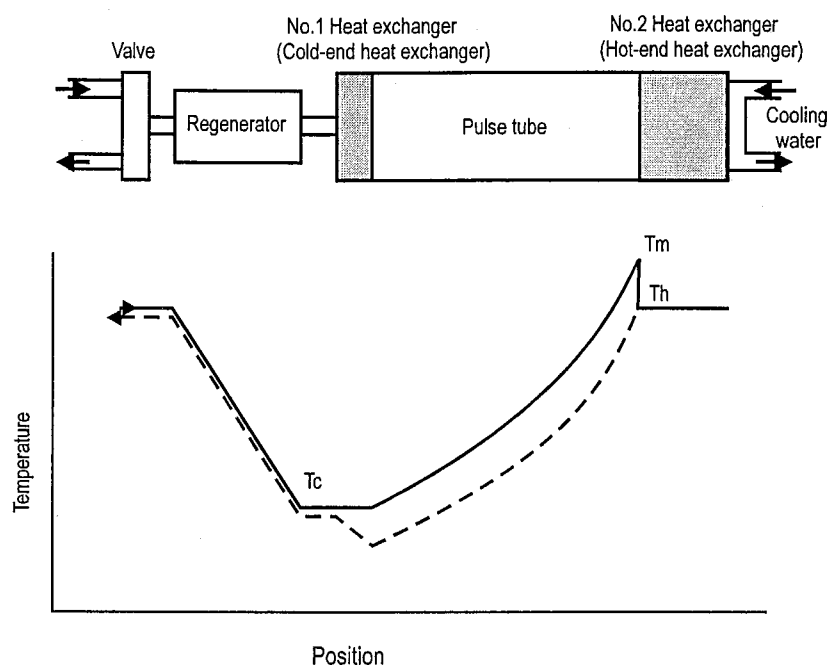


Fig.4.3 Pulse tube with filling and exhausting temperature pattern^[4.2]

また、彼らの最初の報告によると、コールドエンド熱交で気体は熱を吸収してホットエンド熱交で放熱することにより、ベーシックパルスチューブ冷凍機の運転中の温度分布は図4.3のようになる[4.1]-[4.2]。実線は圧力が高圧時の温度分布であり、破線は圧力が低圧時の温度分布である。圧力上昇過程においては、気体は蓄冷器を通過しながら冷却され、コールドエンド熱交の温度 T_c になり、パルス管に入る。パルス管内では、気体はほぼ断熱的に圧縮され、その結果、気体の温度は上昇すると同時にパルス管の右端方向へと移動する。ホットエンド熱交に入り込む直前の気体（温度 T_m ）が、圧縮されながら温度 T_h のホットエンド熱交に入ることにより気体が冷却され、その熱が放熱される。膨張行程においては、温度 T_h のホットエンド熱交内の気体が膨張してそこを離れると同時に温度が下がる。コールドエンド熱交においては、その温度 T_c よりも低い温度の気体が入ってきて、冷凍を生じさせると共に、次のサイクルのために再生器の蓄冷材を冷却する。以上のようにして、冷凍機として連続的に作用する、と説明されている。

4. 3 パルスチューブ冷凍機のパルス管内の関係式

4. 3. 1 圧力、質量流量および温度振動の関係式

パルス管内における作動流体の質量流量、圧力と温度との関係式を求める。ここでは、ベシック型もしくはオリフィス型の限定を設けず、双方を対象として共通の手法でとらえようとしている。

圧縮機により機内の作動流体の圧力が振動し、作動流体が往復運動をくり返す。このとき、アフタークーラ（圧縮機と蓄冷器との間）とホットエンド熱交は放熱源となるため、冷却水で温度を一定に保つと、コールドエンド熱交の温度が低下する。蓄冷器の作動流体の温度は蓄冷材により時間的にほぼ一定であるが、パルス管内の作動流体の温度は振動する。パルス管内の圧力 P は位置によらず均一とみなして（圧力減衰および位相ずれは微少なので省略）、

$$P = P_a + P_d, \quad (4-1)$$

と表すことができる。また、圧力振動が正弦波形である場合、

$$P = P_a + P_1 \cos \omega t, \quad (4-2)$$

と表すことができる。

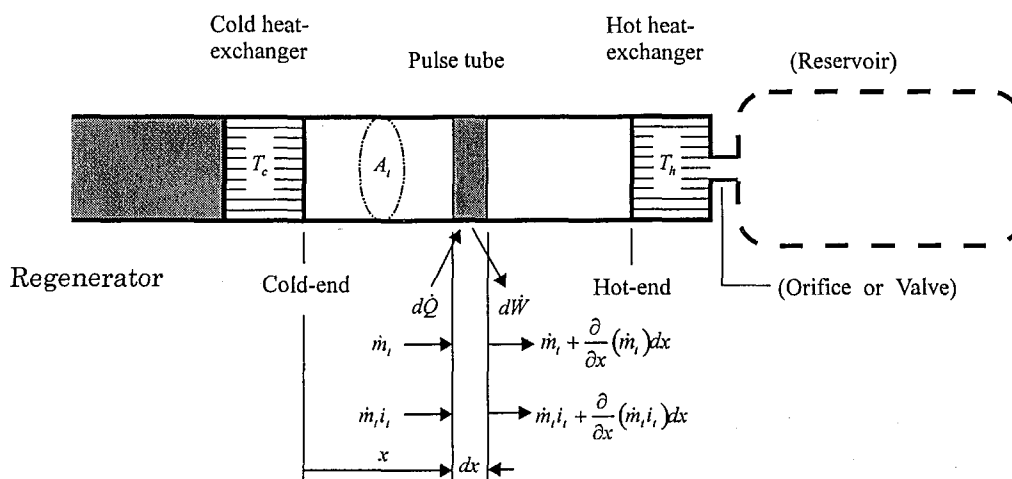


Fig. 4.4 Mass and enthalpy balances of an element in a pulse tube

図4.4はパルス管内の作動流体要素の質量バランスとエンタルピーバランスを表している。 $\dot{m}_t(\text{kg/s})$ および $i_t(\text{J/kg})$ は位置 x における要素に流入する作動流体の質量流量および比エンタルピー、 $dM(\text{kg})$ および $u(\text{J/kg})$ は要素中の作動流体の質量および比内部エネルギー、 $d\dot{Q}(W)$ はパルス管壁から要素に流入する熱流量、そして $d\dot{W}(W)$ は要素がパルス管壁に対して作用する仕事率である。また、 $A_t(\text{m}^2)$ はパルス管の流路断面積である。連続の式より、

$$\dot{m}_t - \left(\dot{m}_t + \frac{\partial \dot{m}_t}{\partial x} dx \right) = \frac{\partial}{\partial t} (dM). \quad (4-3)$$

エネルギー保存の法則より、

$$\dot{m}_t i_t - \left\{ \dot{m}_t i_t + \frac{\partial}{\partial x} (\dot{m}_t i_t) dx \right\} + d\dot{Q} - d\dot{W} = \frac{\partial}{\partial t} (dMu). \quad (4-4)$$

ところで、

$$dM = \frac{PA_t}{RT} dx, \quad (4-5)$$

$$u = c_v T, \quad (4-6)$$

$$i_t = c_p T. \quad (4-7)$$

また、パルス管壁は変形しないものとし、パルス管壁と作動流体との熱交換における熱伝達率を $h_t(W/(m^2 \cdot K))$ とすると、

$$d\dot{W} = 0, \quad (4-8)$$

$$d\dot{Q} = -A_w h_t (T - T_w), \quad (4-9)$$

$$A_w = 2\sqrt{\pi A_t} dx, \quad (4-10)$$

となる。ここで、パルス管壁の温度は時間的にほぼ一定で、作動流体温度が周期的に変動するものとする。作動流体の時間平均温度を T_a 、変動部を T_d とすると、

$$T = T_a + T_d, \quad (4-11)$$

となる。式(4-3)と(4-5)より、

$$-\frac{\partial \dot{m}_t}{\partial x} = \frac{A_t}{RT} \left(\frac{\partial P}{\partial t} - \frac{P}{T} \frac{\partial T}{\partial t} \right). \quad (4-12)$$

式(4-4)から(4-11)より、

$$-c_p \left(\dot{m}_t \frac{\partial T}{\partial x} + T \frac{\partial \dot{m}_t}{\partial x} \right) - 2h_t \sqrt{\pi A_t} T_d = \frac{c_v A_t}{R} \frac{\partial P}{\partial t}, \quad (4-13)$$

となる。式(4-12)と(4-13)より、

$$\frac{\partial T_d}{\partial t} = \frac{R}{c_p} \frac{T}{P} \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{R}{A_t} \frac{T}{P} \frac{\partial T}{\partial x} \dot{m}_t - 2h_t \sqrt{\frac{\pi}{A_t}} \frac{R}{c_p} \frac{T}{P} T_d, \quad (4-14)$$

となる。ここで、圧力振動が小さく、それに伴う温度変動が小さい場合、以下の近似が可能となる。

$$\frac{T}{P} \approx \frac{T_a}{P_a}, \quad (4-15)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} \approx \frac{\partial T_a}{\partial x}. \quad (4-16)$$

式(4-14)、(4-15)および(4-16)より、

$$\frac{\partial T_d}{\partial t} = \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{R}{A_t} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} \dot{m}_t - 2h_t \sqrt{\frac{\pi}{A_t}} \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} T_d, \quad (4-17)$$

が得られる。この式(4-17)は、パルス管内のある位置（座標 x ）における圧力、温度、質量流量の相互関係を示している。この式は、ベーシック型もしくはオリフィス型とも限定しておらず、双方に共通に適応される関係式である。

4. 3. 2 エンタルピー流量

作動流体の圧力変動が正弦波形であっても、質量流量 $\dot{m}_t$ と温度変動部 T_d は正弦波形とはかぎらない。しかし、ここでは第1次近似として、 $\dot{m}_t$ と T_d の形状を正弦波形と仮定して検討を進めるものとする。質量流量 $\dot{m}_t$ および温度変動部 T_d は次のように示される。

$$\dot{m}_t = \dot{M}_{t1} \cos(\omega t + \phi), \quad (4-18)$$

$$T_d = T_1 \cos(\omega t + \phi). \quad (4-19)$$

ここで、 $\dot{M}_{t1}$ および T_1 は $\dot{m}_t$ および T_d の各々の振幅である。

次に、パルス管内のエンタルピー流量の時間平均を $\langle \dot{I} \rangle$ とすると、

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \dot{m}_t i_t dt, \quad (4-20)$$

となる。ところで、 τ は圧力振動等の周期である。式(4-7)、(4-11)および(4-20)より、

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{c_p}{\tau} \int_0^\tau \dot{m}_t T_d dt, \quad (4-21)$$

となる。この式は Radebaugh らによりオリフィスパルスチューブ冷凍機的能力解析に用いられてきた[4-10]。なお、式(4-21)の $\dot{m}_t$ と T_d とには先に示した式(4-17)の関係がある。各条件を設定することにより、各型式またはその条件におけるパルス管内のエンタルピー流量を求めることができる。

4. 4 ベーシックパルスチューブ冷凍機

4. 4. 1 パルス管内のエンタルピー流量 ($h_f = 0$ の場合)

ベーシックパルスチューブ冷凍機で、作動流体とパルス管壁との熱交換がない場合、即ち熱

伝達率が、

$$h_t = 0, \quad (4-22)$$

の場合について、パルス管内の温度振動およびエンタルピ流量を検討する。パルス管内の作動流体は圧力変動に対し断熱変化となるため、式(4-18)および(4-19)は以下となる。

$$\dot{m}_t = \dot{M}_{t1} \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right), \quad (4-23)$$

$$T_d = T_1 \cos \omega t. \quad (4-24)$$

式(4-21)、(4-23)および(4-24)より、次式となる。

$$\langle \dot{i} \rangle = 0. \quad (4-25)$$

式(4-25)より、作動流体がパルス管壁と熱交換しない場合、パルス管内のエンタルピ流れ(時間平均)は全くないことになる。また、ホットエンド熱交、コールドエンド熱交および蓄冷器内では理想的に温度が一定に保たれるものとする、やはりそこでのエンタルピ流れはなくなり(式(2-36)参照)、エンタルピ流れの状態は図4.5のようになる。

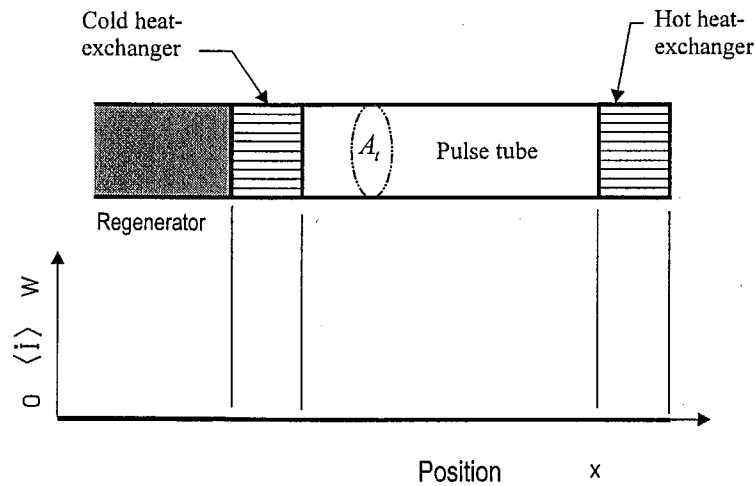


Fig. 4.5 Time-averaged enthalpy flow in a basic pulse tube refrigerator, $h_t=0$.

4. 4. 2 パルス管内の温度振動の分布 ($h_i = 0$ の場合)

ベーシックパルスチューブ冷凍機のパルス管内での $h_i = 0$ の場合の作動流体の流量振動および温度振動、そしてそれらの分布について検討する。式(4-17)に式(4-2)、(4-22)、(4-23)および(4-24)を代入することにより次式が得られる。

$$T_1 = \frac{RT_a}{P_a} \left(\frac{P_1}{c_p} - \frac{\dot{M}_{t1}}{A_t \omega} \frac{\partial T_a}{\partial x} \right). \quad (4-26)$$

ここで、式(4-26)からパルス管内の温度振動の分布を求めることができる。まず、質量流量 $\dot{m}_i$ を求め、 $\dot{m}_i$ の振幅 $\dot{M}_{t1}$ を用いる。

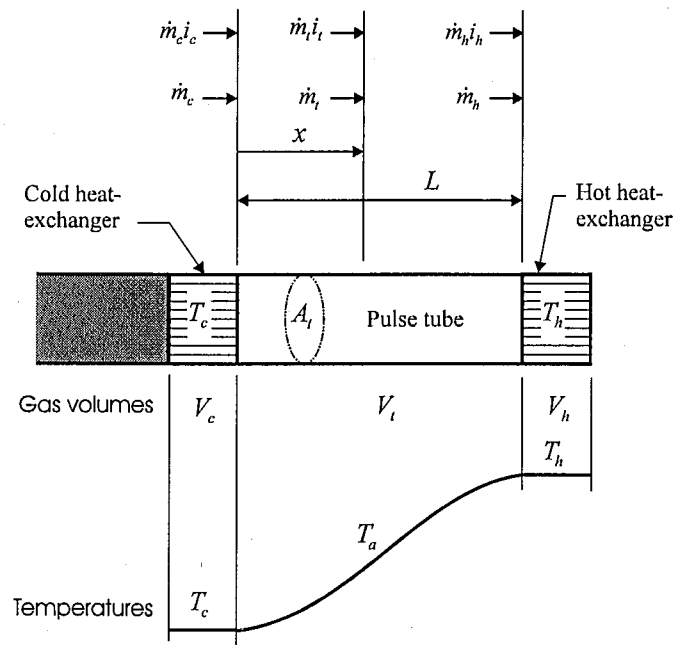


Fig.4.6 Mass and enthalpy flow rates

図4.6はパルス管内の各点における質量流量およびエンタルピ流量を表している。ホットエンド熱交内の作動流体の体積を V_h 、温度を T_h とすると、パルス管のホットエンド熱交近傍で

の質量流量 $\dot{m}_h$ は、ホットエンド熱交の作動流体の質量バランスより、

$$\dot{m}_h = \frac{V_h}{RT_h} \frac{\partial P}{\partial t}, \quad (4-27)$$

又は、

$$\dot{m}_h = \frac{\omega P_1 V_h}{RT_h} \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right), \quad (4-27')$$

となる。式(4-23)、(4-24)、(4-26)と(4-27)'より、ホットエンド熱交近傍でのパルス管内の作動流体の温度変動 T_{dh} は次式となる。

$$T_{dh} = \frac{P_1}{P_a} \left(\frac{R}{c_p} T_h - \frac{V_h}{A_t} \frac{\partial T_a}{\partial x} \right) \cos \omega t. \quad (4-28)$$

次に、図4.6におけるパルス管の x の位置からホットエンド ($x = L$) までの作動流体要素に対してエンタルピーバランスより、

$$\dot{m}_t i_t - \dot{m}_h i_h = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{PA_t(L-x)}{RT} u \right\}, \quad (4-29)$$

となる。ここで、式(4-29)に式(4-2)、(4-6)、(4-7)および(4-27)'を代入すると、

$$\dot{m}_t = \frac{\omega P_1}{RT_a} \left\{ V_h + \frac{c_v}{c_p} A_t (L-x) \right\} \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right), \quad (4-30)$$

$$\frac{\dot{m}_t}{\frac{\omega P_1 A_t}{R}} = \frac{1}{T_a} \left\{ \frac{V_h}{A_t} + \frac{c_v}{c_p} (L-x) \right\} \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right), \quad (4-30')$$

となる。ただし、座標 x での作動流体温度（時間的に変動）に近似値として T_a （固定）を用いている。式(4-30)は各位置での質量流量を示している。ここで、作動流体の質量流量 $\dot{m}_t$ の振幅

$\dot{M}_{11}$ の分布は図 4.7 となる。ただし、この $\dot{M}_{11}$ 圧力振動の振幅 P_1 に比例するが、ここでは圧力振幅を一定として、温度 T_a の 3 種の分布パターンについて、質量流量振動の振幅分布形状を示している。 ω 、 P_1 、 A_t および R は定数なので、式 (4-30') より、 $\dot{M}_{11} / (\omega P_1 A_t / R)$ は振幅度合いを表す。このときの諸条件については、表 4.1 に示している。

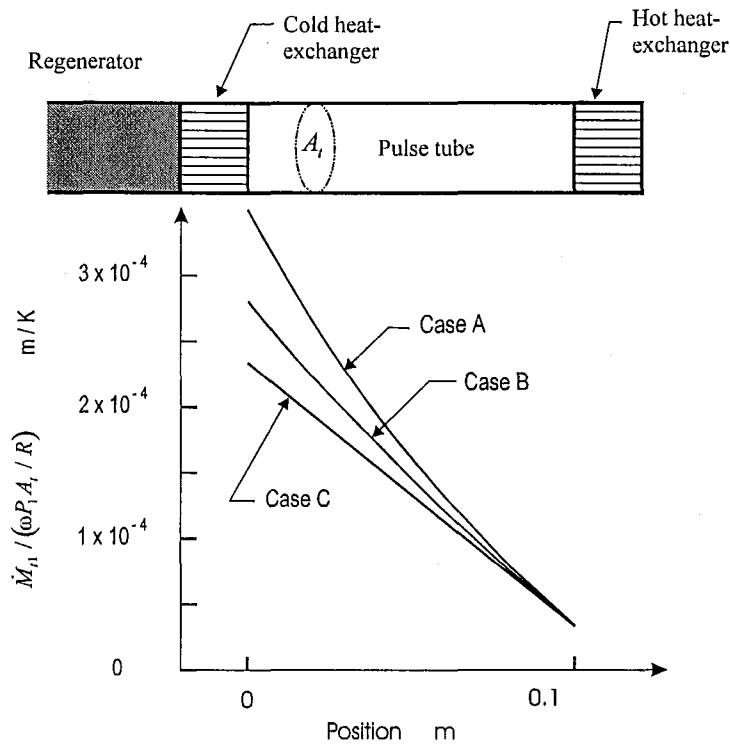


Fig. 4.7 Amplitude distributions of mass flow rate on the condition of Table 4.1

Table 4.1 Specifications for Fig. 4.7

Cases	Th	Tc	$\partial T_a / \partial x$	L	Vh/At	Cp	Cv	R
	K	K	K/m	m	m	kJ/kg·K	kJ/kg·K	kJ/kg·K
Case A	300	200	Linear	100×10^{-3}	10×10^{-3}	5.19	3.12	2.07
Case B	300	250	Linear	100×10^{-3}	10×10^{-3}	5.19	3.12	2.07
Case C	300	300	0	100×10^{-3}	10×10^{-3}	5.19	3.12	2.07

式(4-23)、(4-24)、(4-26)および(4-30)より、

$$T_d = \frac{P_1}{P_a} \left[\frac{R}{c_p} T_a - \frac{\partial T_a}{\partial x} \left\{ \frac{V_h}{A_t} + \frac{c_v}{c_p} (L - x) \right\} \right] \cos \omega t, \quad (4-31)$$

となる。作動流体の温度振動 T_d の振幅 T_1 は、圧力振幅と時間平均圧力との比 P_1 / P_a に比例し、時間平均温度と高温熱交換器をも含めたパルス管の位置とに依存する。

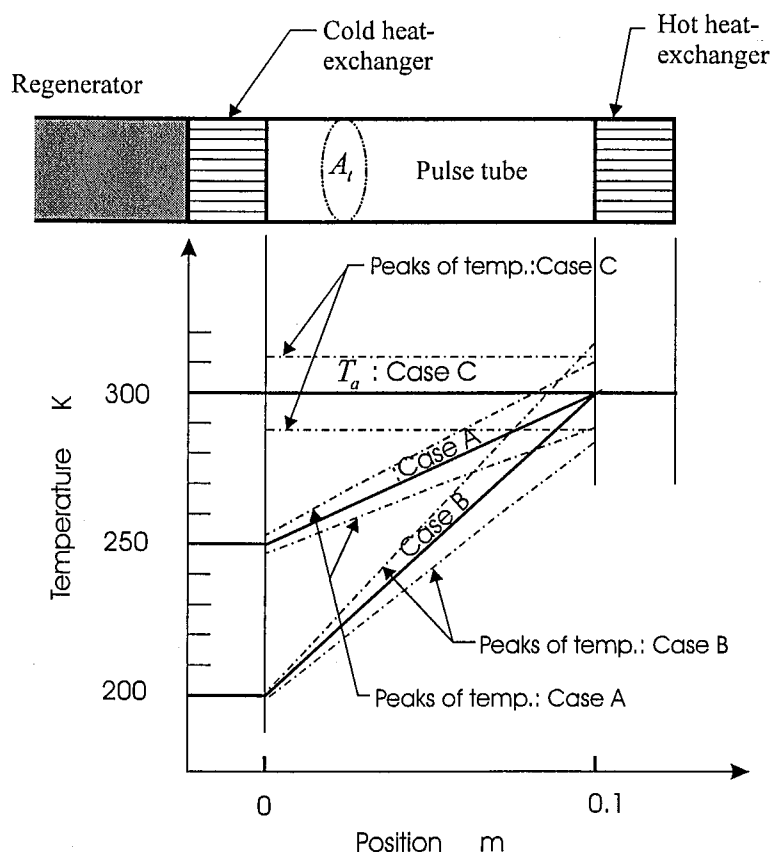


Fig.4.8 Temperature distributions and their peaks of oscillations on the condition of Table 4.2

Table 4.2 Specifications for Fig.4.8

Cases	P1/Pa	Th K	Tc K	$\partial T_a / \partial x$ K/m	L m	Vh/At m	Cp kJ/kg·K	Cv kJ/kg·K
Case A	0.10	300	200	Linear	100×10^{-3}	10×10^{-3}	5.19	3.12
Case B	0.15	300	250	Linear	100×10^{-3}	10×10^{-3}	5.19	3.12
Case C	0.10	300	300	0	100×10^{-3}	10×10^{-3}	5.19	3.12

図 4.8 は、表 4.2 の条件のときの温度振幅の計算例を示している。パルス管壁と作動流体との熱交換がなく、冷凍効果が発生しない場合に温度分布を想定するのは矛盾するが、初期条件としての作動流体の温度分布と考えている。

4. 4. 3 パルス管内のエンタルピー流量 ($h_f \neq 0$ の場合)

作動流体の温度が振動することにより、作動流体はパルス管壁と熱交換する。その熱交換量は式(4-9)によって表わされ、作動流体の温度振動の位相は圧力振動の位相からずれを生じる。また、質量流量の位相も影響を受ける。エンタルピー流量の時間平均は、式(4-18)、(4-19)および(4-21)より、

$$\langle \dot{q} \rangle = \frac{1}{2} c_p \dot{M}_1 T_1 \cos(\varphi - \phi), \quad (4-32)$$

となる。質量流量 $\dot{m}_1$ と温度振動 T_d との位相差が $\pi/2$ でないかぎり、パルス管内にエンタルピー流れが生じることになる。一方、蓄冷器、コールドエンド熱交やホットエンド熱交内部の作動流体温度はほぼ一定に保たれるので、それらの領域ではエンタルピー流量は零である。よって、エンタルピー流量の不連続部分であるコールドエンド熱交とホットエンド熱交では吸熱又は放熱が起こる[4-11]。

起動時においては、パルス管内の温度は一定（常温）であるため温度振幅は場所によらず一定である。一方、質量流量はホットエンド近傍では非常に小さく、コールドエンド近傍では大きい。このため、起動時のエンタルピー流量の分布は位置により大きく異なり、コールドエンド近傍の値が最大となる。このように起動時のパルス管内のエンタルピー流量は図 4.9 のようになるので、起動時にはコールドエンド近傍の作動ガス温度が急速に下がり、他の領域では温度がやや上昇する。その後は、コールドエンド側から低温領域が拡がり、安定状態に至るまでゆる

やかに温度分布が推移するものと考えられる。白石らは、ベーシックパルスチューブ冷凍機の初期冷却過程を詳細に測定し、圧力振動開始数サイクルでコールドエンドとホットエンドとの温度振動に差が生じることを報告している[4-12]。

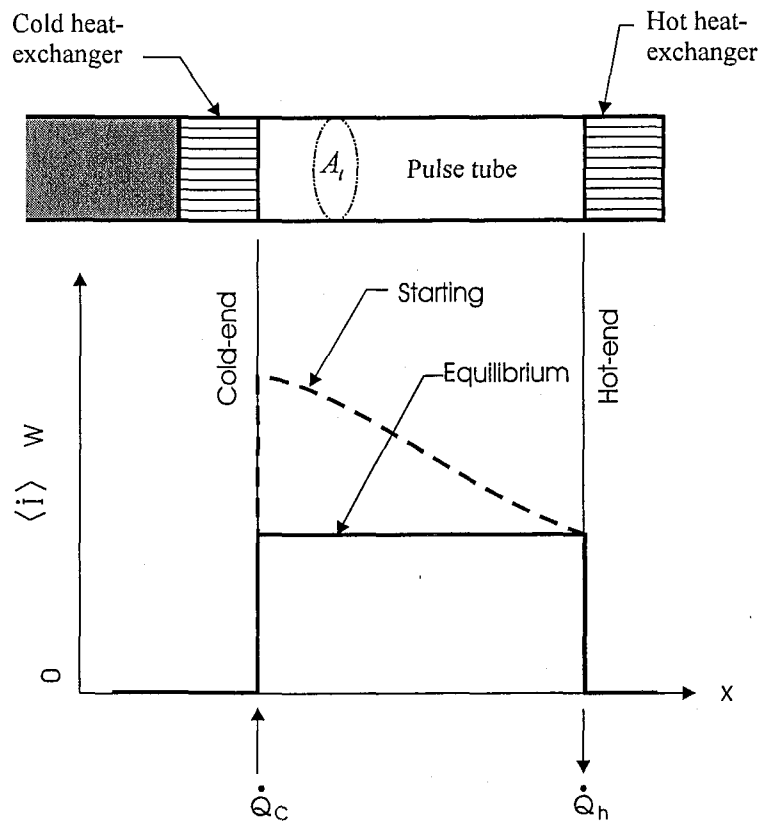


Fig.4.9 Time-averaged enthalpy flow in a basic pulse tube refrigerator

4. 5 オリフィスパルスチューブ冷凍機

4. 5. 1 パルス管内のエンタルピー流量 ($h_t = 0$ の場合)

作動流体とパルス管壁との熱交換がない場合のエンタルピー流量を検討する。質量流量 $\dot{m}_t$ と温度変動 T_d は、オリフィスとリザーバとの作用によりベーシックの式(4-23)および(4-24)と異なってくる。ここでは、オリフィスとリザーバの作用を考慮し、さらに、オリフィスを通過する作動流体量が零のとき、即ち、ベーシック型を含めて検討する。同じく圧力変動の位相を基準に考え、 $\dot{m}_t$ と T_d を以下とする。

$$\dot{m}_t = \dot{M}_{t1} \cos(\omega t + \phi), \quad (4-33)$$

$$T_d = T_1 \cos(\omega t + \phi). \quad (4-34)$$

式(4-33)と(4-34)を式(4-21)に代入すると、

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{1}{2} c_p \dot{M}_{t1} T_1 \cos(\phi - \phi), \quad (4-35)$$

となる。また、式(4-17)、(4-21)、(4-33)および(4-34)より、

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{1}{2} \frac{RT_a}{P_a} \dot{M}_{t1} P_1 \cos \phi, \quad (4-36)$$

となる。オリフィスパルスチューブ冷凍機では、 $\dot{m}_t$ と P との位相差 ϕ は $\pi/2$ ではなくオリフィスの開度によっても変化する。また、 ϕ はパルス管の位置により異なる。しかし、パルス管内のエンタルピ流量は位置によらず一定である[4-10]。

式(4-35)および(4-36)はベーシック型にも適用される式で、ベーシック型では $\phi = \pi/2$ かつ、 $\phi = 0$ となる。この場合、式(4-25)のごとくエンタルピ流れは存在しない。

4. 5. 2 パルス管内の温度振幅と位相 ($h_t = 0$ の場合)

式(4-34)の温度振幅 T_1 および位相差 ϕ は質量流量 $\dot{m}_t$ に依存する。以下に、この関係について求める。式(4-2)、(4-22)、(4-33)および(4-34)を式(4-17)に代入する。これより次式が得られる。

$$T_1 = \left\{ \left(\frac{R}{c_p} \frac{P_1}{P_a} - \frac{R}{A_t P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} \sin \phi \right)^2 + \left(\frac{R}{A_t P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} \frac{\dot{M}_{t1}}{\omega} \cos \phi \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} T_a, \quad (4-37)$$

$$\phi = \tan^{-1} \frac{\frac{R}{A_t P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} \frac{\dot{M}_{t1}}{\omega} \cos \phi}{\frac{R}{c_p} \frac{P_1}{P_a} - \frac{R}{A_t P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} \frac{\dot{m}_t}{\omega} \sin \phi}. \quad (4-38)$$

以上より、それぞれの圧力振動の角速度において、オリフィスで質量流量を調整することによりパルス管内の時間平均エンタルピ流量を調整することができる。オリフィスパルスチューブ

冷凍機には図 4.1 に示されるような最適なオリフィス開度が存在する。

4. 5. 3 パルス管内のエンタルピー流量 (h_t : 一定の場合)

作動流体とパルス管壁との熱交換の影響を検討するうえで、最も単純なケースとして熱伝達率 h_t が一定の場合について検討する。これにより、この熱交換とエンタルピー流量との関係を検討する。熱伝達率 h_t を、

$$h_t = h_{t0}, \quad (4-39)$$

とおく。まず、圧力振動と質量流量振動から作動流体の温度仕様が求められる。熱伝導率を一定として、式(4-17)を微分することにより次式が得られる。

$$\frac{\partial^2 T_d}{\partial x^2} = \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - \frac{R}{A_t} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} \frac{\partial \dot{m}_t}{\partial x} - 2h_t \sqrt{\frac{\pi}{A_t}} \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_d}{\partial x} \quad (4-40)$$

式(4-2)、(4-18)、(4-19) および(4-39) を式(4-40)に代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} T_1 \cos(\omega t + \phi) = & \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} P_1 \cos(\omega t) + \frac{R}{A_t} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} \frac{\dot{M}_{t1}}{\omega} \cos\left(\omega t + \phi + \frac{\pi}{2}\right) \\ & + 2h_{t0} \sqrt{\frac{\pi}{A_t}} \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} \frac{T_1}{\omega} \cos\left(\omega t + \phi + \frac{\pi}{2}\right) \end{aligned} \quad (4-41)$$

式(4-41)から

$$T_1 = \frac{\sqrt{(U - V \sin \phi)^2 + V^2}}{\sqrt{1 + W^2}} \quad (4-42)$$

$$\phi = \tan^{-1} W + \tan^{-1} \frac{V \cos \phi}{U - V \sin \phi} \quad (4-43)$$

ところで、

$$U = \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} P_1 \quad (4-44)$$

$$V = \frac{R}{A_t} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} \frac{\dot{M}_{t1}}{\omega} \quad (4-45)$$

$$W = 2 \sqrt{\frac{\pi}{A_t}} \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} \frac{h_{t0}}{\omega} \quad (4-46)$$

である。

次に、パルス管内のエンタルピー流量を求める。式(4-21)に式(4-33)、(4-34)、(4-39)および(4-41)を代入して次式を得る。

$$\langle \dot{i} \rangle = \frac{1}{2} \frac{RT_a}{P_a} \dot{M}_{t1} P_1 \cos \varphi + h_{t0} \sqrt{\frac{\pi}{A_t}} \frac{RT_a}{P_a} \frac{\dot{M}_{t1} T_1}{\omega} \sin(\varphi - \phi). \quad (4-47)$$

式(4-47)は、パルス管内のエンタルピー流量の一般式である。これはベーシック型にも適用される式でもある。

一方、式(4-9)においてパルス管壁の温度を一定と考えると、

$$\frac{1}{\tau} \int_0^\tau d\dot{Q} dt = 0, \quad (4-48)$$

となる。即ち、作動流体とパルス管壁とは熱交換するが時間平均すると熱交換量は相殺されて零となる。

式(4-36)と(4-47)とを比較すると、作動流体とパルス管壁とが熱交換することにより式(4-47)の第2項が発生する。熱交換による φ と $(\varphi - \phi)$ の変化がエンタルピー流量を変化させる。また、 ω が大きいほど、即ち圧力振動の周波数が高いほど熱伝達率の影響が小さくなる。

4. 5. 4 パルス管内のエンタルピー流量 (h_t : 周期変動の場合)

作動流体とパルス管壁との熱交換において熱伝達率が周期的に変動する場合、パルス管内の

エンタルピー流量がどのように表せるか、そして熱伝達率が一定の場合に比べてどのような変化が生ずるかを検討する。

管内の流体流れと熱伝達率には次の関係がある。

$$h_i = \sqrt{\frac{U_\infty}{\nu}} = \sqrt{\frac{\dot{m}_i / A_i \rho}{\mu / \rho}} = \sqrt{\frac{\dot{m}_i}{A_i \mu}} \quad (4-49)$$

ところで、 U_∞ (m/s) は管壁より十分に離れたところの流体の速度、 ν (m²/s) は動粘性係数、 μ (Pa-s) は粘度である。

作動流体流れが周期的に変化する場合、管内中央の流体流れと管壁近辺の流体流れとの位相ずれが生ずるものと思われるが、その位相ずれ量やその他の複雑な影響を省略して、ここでは熱伝達率が流体流れと同位相で正弦波的に変化する（またはフーリエ展開の第1項のみを用いた場合）と仮定する。こうすることにより、数学的に簡単に熱伝達率が周期的に変化することによる影響をはっきりと比較考察することができる。

熱伝達率 h_i を、

$$h_i = h_{i1} \{1 + \cos(\omega t + \phi)\} \quad (4-50)$$

とおく。これは、この熱伝達率の時間平均は h_{i1} （一定）となり、その変化は $\dot{m}_i$ と同位相で、形状は正弦波的であることを示している。

まず、圧力振動と質量流量振動から流体の温度仕様が求められる。式(4-17)を微分することにより、

$$\frac{\partial^2 T_d}{\partial \alpha^2} = \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial^2 P}{\partial \alpha^2} - \frac{R}{A_i} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial \alpha} \frac{\partial \dot{m}_i}{\partial \alpha} - 2 \sqrt{\frac{\pi}{A_i}} \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} \left(\frac{\partial h_i}{\partial \alpha} T_d + h_i \frac{\partial T_d}{\partial \alpha} \right) \quad (4-51)$$

式(4-2)、(4-18)、(4-19)および(4-50)を式(4-51)に代入すると次式が得られる。

$$T_1 \cos(\omega t + \phi) = \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} P_1 \cos(\omega t) + \frac{R}{A_i} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial \alpha} \frac{\dot{M}_{i1}}{\omega} \cos\left(\omega t + \phi + \frac{\pi}{2}\right)$$

$$\begin{aligned}
& + 2h_{t1} \sqrt{\frac{\pi}{A_t}} \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} \frac{T_1}{\omega} \cos\left(\omega t + \phi + \frac{\pi}{2}\right) \cos(\omega t + \phi) \\
& + 2h_{t1} \sqrt{\frac{\pi}{A_t}} \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} \frac{T_1}{\omega} \cos\left(\omega t + \phi + \frac{\pi}{2}\right) \\
& + 2h_{t1} \sqrt{\frac{\pi}{A_t}} \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} \frac{T_1}{\omega} \cos(\omega t + \phi) \cos\left(\omega t + \phi + \frac{\pi}{2}\right) \quad (4-52)
\end{aligned}$$

式(4-52)から

$$T_1 = \frac{\sqrt{U^2 - 2UV \sin \phi + V^2}}{\sqrt{1 + 2W^2} + 2W \sin(\omega t + \phi) + 2W^2 \cos(\omega t + \phi)} \quad (4-53)$$

$$\phi = \tan^{-1} \frac{W \{1 + \cos(\omega t + \phi)\}}{1 + W \sin(\omega t + \phi)} + \tan^{-1} \frac{V \cos \phi}{U - V \sin \phi} \quad (4-54)$$

ところで、

$$U = \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} P_1 \quad (4-44)'$$

$$V = \frac{R}{A_t} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} \frac{\dot{M}_{t1}}{\omega} \quad (4-45)'$$

$$W = 2 \sqrt{\frac{\pi}{A_t}} \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} \frac{h_{t1}}{\omega} \quad (4-46)'$$

である。

次にパルス管内のエンタルピー流量を求める。式(4-33)と(4-52)を式(4-21)に代入すると次式が得られる。

$$\langle \dot{i} \rangle = \frac{1}{2} \frac{RT_a}{P_a} \dot{M}_{t1} P_1 \cos \varphi + h_{t1} \sqrt{\frac{\pi}{A_t}} \frac{RT_a}{P_a} \frac{\dot{M}_{t1} T_1}{\omega} \sin(\varphi - \phi) \quad (4-55)$$

式(4-55)は、熱伝達率が一定の場合のエンタルピー流量式(4-47)と数式上同じになる。ここでは熱伝達率が式(4-50)で表され、その平均熱伝達率は $\langle h_{t1} \rangle = h_{t0}$ となり、その振動位相は流体流れと同じ場合で検討されている。このような場合、熱伝達率の設定は実用的には平均熱伝達率を用いるのが合理的と云えよう。

4. 6 エンタルピー流量と効率向上

第2.7章でパルスチューブ冷凍機の圧縮機と死容積からみた冷凍機の効率向上について述べた。ここでは、パルス管内の作動流体流れの振動状態と、パルス管壁と作動流体との熱交換から検討する。

ベーシックパルスチューブ冷凍機では、パルス管壁と作動流体との熱交換が冷凍効果を生み出している。しかし、その冷凍能力は比較的小さい。これは、圧力振動と質量流量振動の位相差が $\pi/2$ に近く作動流体の振動運動そのものはあまりエンタルピー流量発生に寄与しないためである。

一方、オリフィスパルスチューブ冷凍機では、オリフィスの作用により質量流量振動と圧力振動（又は温度振動）との位相改善がなされ、ベーシックに比較し大きなエンタルピー流れがパルス管内に起こる。オリフィスパルスチューブ冷凍機の冷凍能力改善には2つの大きな項目がある。一つはさらなる位相改善であり、他の一つは管壁と作動流体との熱伝達量を下げることである。

まず、位相改善について述べる。位相改善とは、質量流量振動の位相と圧力振動位相に近づくことにある。このために、圧縮機出口またはアフタークーラでの作動流体をパルス管高温端にオリフィスを介して導入する方法がある。圧縮機での作動流体振動はパルス管での位相と大きくずれるが、オリフィスを介することにより位相をずらすことができ（流量ゼロで位相ずれ $\pi/2$ ）、結果的にパルス管内の作動流体振動の位相を改善することができる。また、蓄冷器途中からパルス管途中へ作動流体をオリフィスを介して導入することでより位相改善をすることができるはずである。ただこの場合、流れる流体温度が低温であることと、パルス管内での流を乱してしまうので、実際上は難しい。

次に、パルス管壁と作動流体との熱伝達について述べる。質量流量振動の位相とその温度振動の位相との関係から、その熱伝達はエンタルピー流量に対して負に働く。それゆえ、この熱交

換を極力抑えるようにしなければならない。そのために、パルス管壁表面に熱電導率の低いコーティングを行うことにより改善を行うことができる。また、式(4-47)および(4-55)から分かるように、熱伝達率は作動流体の温度振幅に比例し、振動の周波数に反比例している。これより、高効率を狙うためには、周波数を高めて圧縮比を下げたパルスチューブ冷凍機を目指すことである。周波数を上げる場合、蓄冷器での圧力損失に考慮する必要がある。それゆえ、圧力損失の少ない構造を持つ蓄冷器の開発が必要条件となる。

4. 7 第4章の結論

パルスチューブ冷凍機の冷凍発生について、ベーシック型とオリフィス型とを共通の手法でとらえ、以下の結果を得た。

パルス管内の圧力、質量流量および温度振動について、相互の関係式(4-17)を得た。この関係式は、作動流体とパルス管壁との熱交換を考慮した振動の相互関係を表している。

パルス管内の時間平均エンタルピ流量について、関係式(4-47)および(4-55)を得た。この式は、作動流体とパルス管壁との熱交換を考慮したもので、ベーシック型およびオリフィス型パルスチューブ冷凍機の双方に適応されるものである。双方のパルス管内のエンタルピ流量を共通の式で表わすことにより、双方の冷凍発生機構の共通点および差異について検討することができる。

作動流体とパルス管壁との熱交換は質量流量と温度振動の位相に影響を与え、パルス管内のエンタルピ流量を変化させる。作動流体とパルス管壁との熱交換は、質量流量と圧力との位相差 ϕ および質量流量と温度との位相差 $(\phi - \phi)$ の値により、パルス管内のエンタルピ流量に対して正にも負にも働く可能性がある。このことは、ベーシックパルスチューブ冷凍機では作動流体とパルス管壁との熱交換がパルス管内にエンタルピ流れを発生させることによりコールドエンドに冷凍を発生させることを示唆し、またオリフィスパルスチューブ冷凍機では作動流体とパルス管壁との熱交換がパルス管内のエンタルピ流れの損失となることを示唆している。

第4章 参考文献

- [4.1] Gifford, W. E. and Longworth, R. C., "Pulse-Tube Refrigeration," ASME paper, NO. 63-WA-29, (1963), 17-22.
- [4.2] Gifford, W. E. and Longworth, R. C., "Pulse-Tube Refrigeration," Transactions of ASME, Vol.63, 1964, 264-268.
- [4.3] Gifford, W. E. and Longworth, R. C., "Surface Heat Pumping," Advances in Cryogenic Engineering, Vol.11, Plenum Press, New York, 1996, 171-179.
- [4.4] Mikukin, E. I., Tarasov, A. A. and Shkrebyonock, M. P., "Low Temperature Expansion Pulse Tubes," Advances in Cryogenic Engineering, Vol.29, Plenum Press, New York, 629-637.
- [4.5] Radebaugh, R., Zimmerman, J., Smith, D. R., and Louie, B., "A Comparison of Tree Types of Pulse Tube Refrigerators : New Methods for Reaching 60K," Advances in Cryogenic Engineering, Vol.31, Plenum Press, New York, 1986, 779-789.
- [4.6] Radebaugh, R. and Herrmann, S., "Refrigeration Efficiency of Pulse Tube Refrigerators," Proceedings of the 4th International Cryocooler Conference, Boulder, Colorado, 1986.
4th Int. Cryocooler Conf. (Boulder, USA, 1986)
- [4.7] Radebaugh, R., "A Review of Pulse Tube Refrigeration," Advances in Cryogenic Engineering, Plenum Press, New York, Vol.35, 1990, 1191-1202.
- [4.8] Matsubara, Y. and Miyake, A., "Alternative Methods of the Orifice Pulse Tube Refrigerator," Proceedings of the 5th International Cryocooler Conference, 1980, 127-135.
- [4.9] Zhu, S., Wu, P. and Chen, Z., "Double Inlet Pulse Tube Refrigerators : An Important Improvement," Cryogenics, Vol.30, 1990, 514.
- [4.10] Storch, P. J., Radebaugh, R. and Zimmerman, J. E. : NIST Technical Note 1343, 1990.
- [4.11] Herrmann, S. and Radebaugh, R. : NIST Technical Note 1301, 1986.
- [4.12] 白石正夫, 瀬尾和哉, 村上正秀:第32回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 1995, 209.

第5章 蓄冷器の伝熱損失

5.1 緒言

パルスチューブ冷凍機の主要構成要素であるパルス管と蓄冷器について、冷凍能力に大きな影響を及ぼす項目を第1章の表1.1に示してある。先の章では、冷凍能力の発生の要因となるパルス管内のエンタルピ流れについて検討するため、表1.1のパルス管の各項目について検討してきた。この章では、もう1つの課題である蓄冷器について、現在最も多用されている金網蓄冷材を用いた蓄冷器の検討を行っている。

パルスチューブ冷凍機のような蓄冷器サイクル (regenerative cycle) の冷凍機にとって、最も重要な構成機器の1つに蓄冷器がある。広い意味での直接接触熱交換器は多くの用途があり、蓄冷器としての熱交換方法や構造、および蓄冷器における圧力損失や熱伝達量については以前より検討されている[5.1]。低温冷凍機では、蓄冷器に充填される一般的な蓄冷材仕様は、熱容量の比較的大きな材料を網状または球状にして、均一かつ空隙率を小さくするように充填したものとなっている。

ところで設計者の立場からすると、性能評価よりもまずどのようにしてこれから作る物の寸法を決めるかということが切実な問題となる。設計者の目指す方向としては、一般的には冷凍負荷量に対して入力を抑えて冷凍機の効率を最大にしようとする。しかし、用途や優先項目により設計の取り扱いは様々である。蓄冷器の設計に当たり、どのパラメータを最適化しようとするのかを決定することが第一歩となる。また運転仕様においても、冷凍量を多く求めようとする場合と、ほとんど到達温度で使用する場合とがある。低温冷凍機では、いずれの場合においても発生する全冷凍量に対する正味冷凍量の割合は小さく、各種熱損失量の取り扱いが重要となる。蓄冷器の熱交換率を上げるために伝熱面積を大きくしても圧力損失が大きくなり、また無効容積も大きくなるため冷凍機の効率を低下させてしまう場合も生じる。圧力損失を避けるために流路断面積を大きくしても逆に伝熱損失が大きくなり、正味冷凍量は増えるとは限らない。

各熱損失は複雑に影響を及ぼし合っているため、一つの熱損失の改善は他の熱損失を増加させる可能性を持っている。よって設計の評価には常に全体を考慮しなければならない。従来よりあいまいにされてきた蓄冷材の伝熱損失量を実際の使用温度領域において測定し、冷凍機設計の段階において取り扱いやすい手法で伝熱損失量を算出し、その量を把握することには重要な意味がある。

80K から 300K 領域における蓄冷器の蓄冷材には金属網を積層したものが一般的に用いられている[5.2]。蓄冷器の中では大きな温度勾配が生じ、これによって生じる金網積層中の伝熱は損失となる。この蓄冷器中の伝熱損失については、金網積層の総合的電気伝導率から見積もられたいくつかの実験的研究結果が報告されている[5.3][5.4]。しかしながら、実際の蓄冷器の中では、作動流体であるヘリウムガスは金網間で作用し、伝熱の大きな部分を占める。一方、球

状蓄冷材とガスが充填された蓄冷器の熱通過量についての一般的検討結果が Schumann と Voss によって報告されている[5.5]。しかしながら、双方の伝熱損失に対する実験的データや解析的データは、実際の低温冷凍機の蓄冷器設計に用いるには不十分である。そこで、最も多用されている金網積層充填型の蓄冷材の伝熱損失を、室温から低温領域における温度勾配にて直接測定を行い、蓄冷材の伝熱特性を整理した[5.9]。

パルスチューブ冷凍機的设计においては、パルス管仕様と蓄冷器仕様とのバランスが大切であり、使用目的とする冷凍仕様に合った能力特性を得るための最適化設計が重要であると考えている。このため、蓄冷器に関する従来の熱交換特性の一般報告内容に加え、従来不十分であった実用温度領域における蓄冷器の伝熱損失量を測定・整理し、取り扱いやすいその算出方法を検討した。この内容については、本章の 5.2 と 5.3 に示した。また、同じ研究グループ（米国国立標準研究所：NIST）の Lewis らがこの蓄冷器の伝熱損失結果と彼らの解析ソフトウェアを用いてオリフィスパルスチューブ冷凍機の能力計算を行った。その内の 4 種の仕様については試作実験をし、比較検討を行った。その内容については、本章の 5.4 に示した。

5. 2 実験装置と操作手順

図 5.1 に蓄冷材熱伝導の測定方法の概念を示す。この測定装置の基本構成は、試験部(test section)、ギフォード・マクマホン冷凍機 (GM refrigerator)、熱流量測定部(heat flow sensor) および真空容器（図示せず）からなる。また、具体的な装置の形状は図 5.2 となる。

この装置の試験部では、全く同等の蓄冷器 2 個が対向し、低温部を共有している。これは、機器を構成するうえで高温部と低温部とを機械的に連結することを避け、測定部以外の伝熱をなくすることを目的としている。試験部の詳細は図 5.3 に示す通りである。

試験部の蓄冷器シリンダは、材質はファイバークラス・エポキシ、内径 ϕ 24.4mm、長さ 55mm となっている。このシリンダの肉厚は 1mm で、シリンダ壁（蓄冷器 1 個当たり）を通しての熱伝導量は、両端の温度が 300K-80K の場合、0.21W と見積もられる（一般公開熱伝導率データ[5.6]を用いて計算）。シリンダに充填された蓄冷材は、金網を 45mm 積層したもので、金網には線径 0.0254mm-400 メッシュ、線径 0.0279mm-325 メッシュ、線径 0.0229mm-325 メッシュの各々のステンレス金網および線径 0.0254-400 メッシュのりん青銅金網が用いられた。

ヘリウム供給配管が蓄冷器に接続され、蓄冷器内のヘリウム充填圧力が調整できるようになっている。このヘリウム圧力は、真空から 2.0MPa まで変えることができる。

蓄冷器の低温端はコールドプレートおよび熱流量測定部を介して、GM 冷凍機にて冷却される。また、蓄冷器の高温端はピストン型（可動型）ウォータージャケットを介して恒温水にて一定温度に保たれる。蓄冷材である金網の積層充填部（Matrix）は一方のウォータージャケットに接しているベローズにより所定圧力に固定されている。また、このベローズの内圧を変化させることにより、蓄冷材の圧縮圧を変化させ、その圧力を見積もることができる。さらに、このベローズにより蓄冷材の空隙率をわずかであるが変化させることができる。また、この試験部

は、輻射の影響を少なくするために多層絶縁膜（multi-layer insulation）が巻かれている。

Table 5.1 Characteristics of thermal conduction screens

Material	Stainless Steel	Phosphor Bronze	Stainless Steel	Stainless Steel
Mesh	400	400	325	325
Wire Dia. (μm)	25.4	25.4	27.9	22.9
Theor. Porosity	0.6858	0.6858	0.7196	0.7699

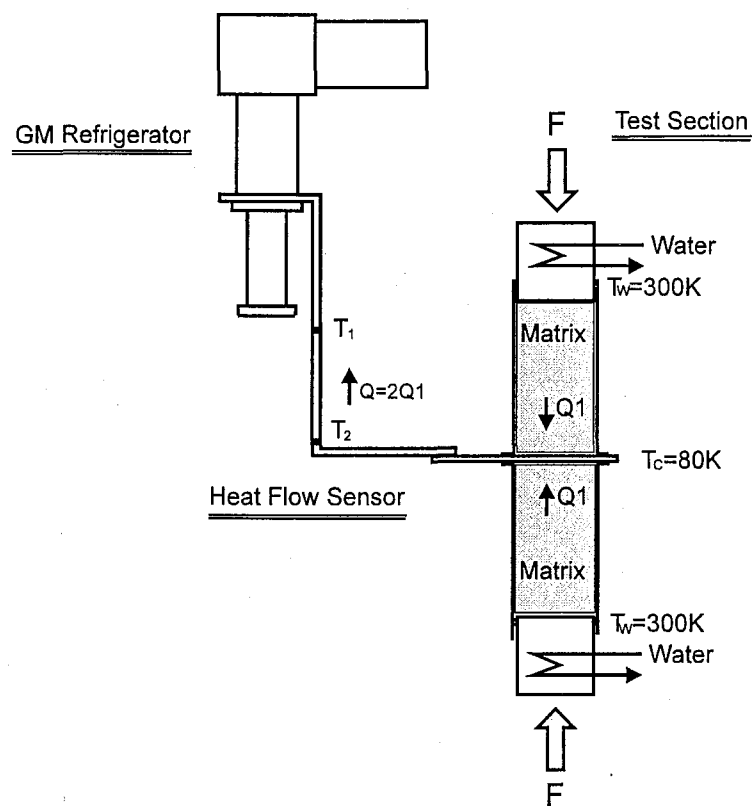


Fig. 5.1 Schematic illustration of measurement system

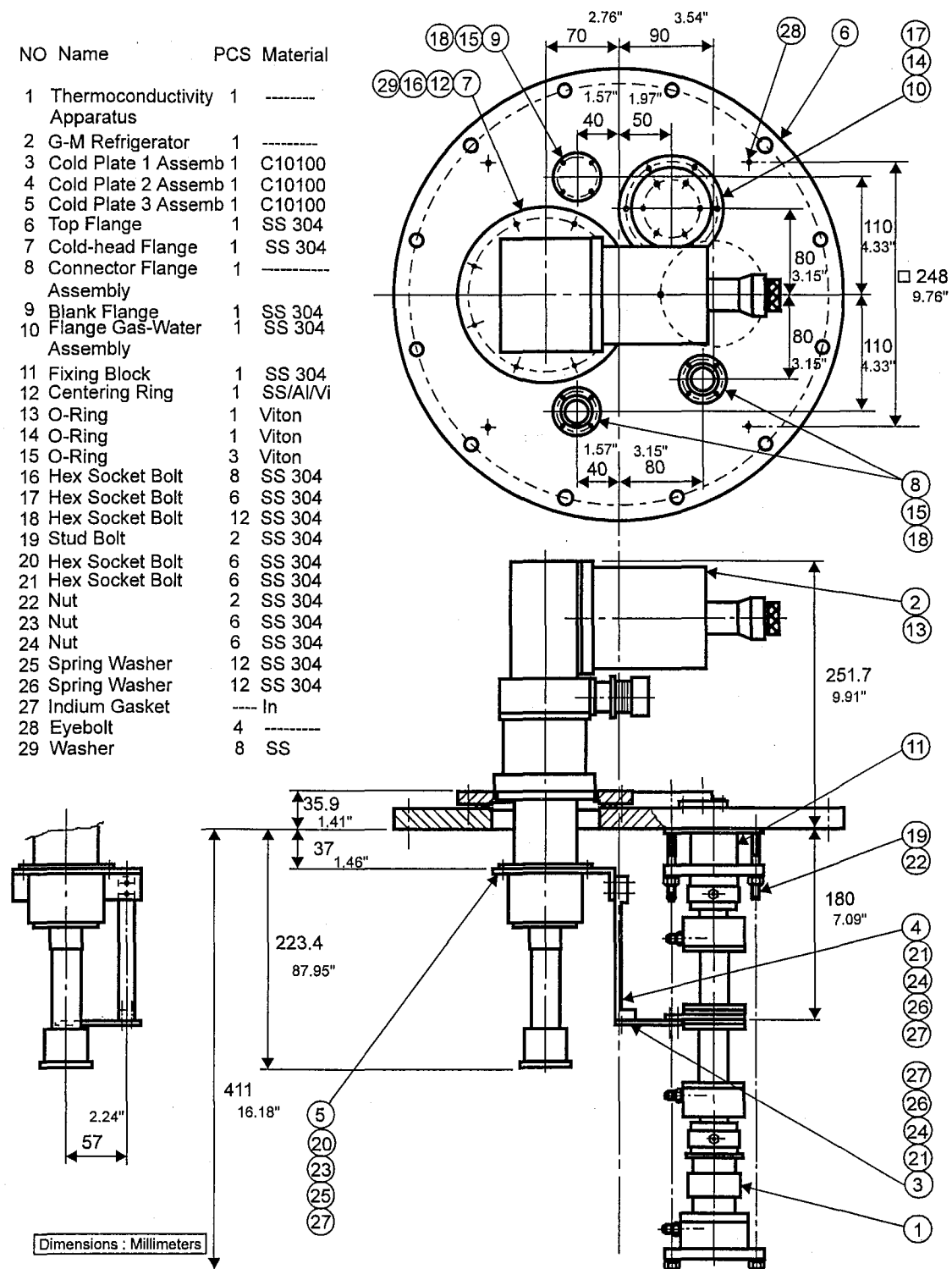


Fig. 5.2 Experimental test apparatus

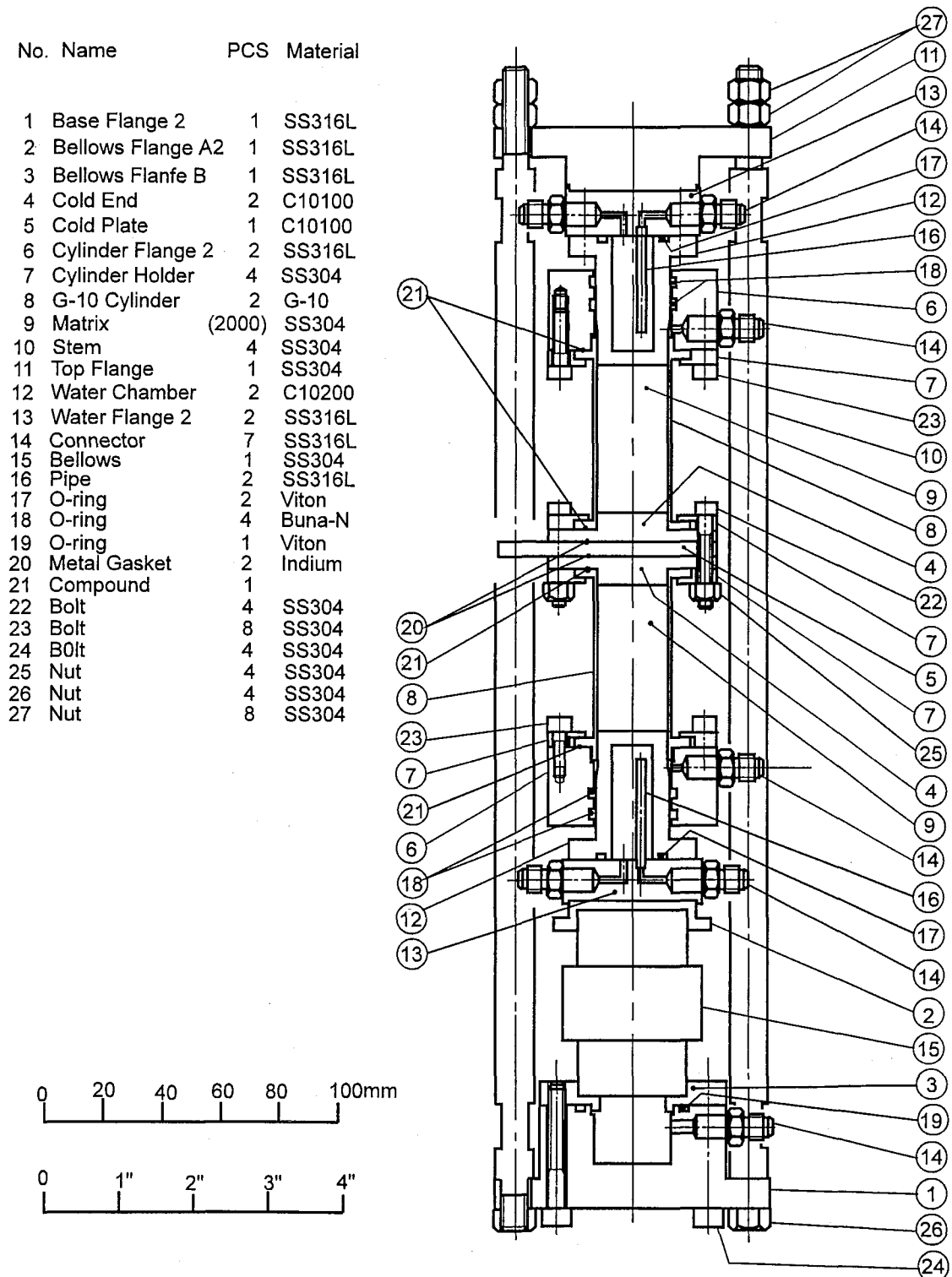


Fig. 5.3 Experimental test section

熱流量測定部は試験部のコールドプレートと GM 冷凍機との間に接続され、試験部の伝熱量を測定する。この熱流量測定部は1本の銅棒と2本のシリコン・ダイオード・サーモメータから成る。この銅棒の材質は無酸素銅で、全体の長さは 135 mm 、熱伝導部の断面積は 72 mm^2 となっている。2本のサーモメータの設置距離は 91.3 mm あり、このサーモメータの温度差と銅棒を通過する熱伝導量との関係は詳細に実験的に検定測定がなされている。これは、試験部のコールドプレート側に取付られたヒータによって規定量を入熱することと、サーモメータの温度差を測定することによって求められている。

また、GM 冷凍機（熱流量測定部に接続するための伝熱部分）にもヒータが設置されていて、試験部のコールドパネル温度を設定することと、熱流量測定部の検定時の温度設定ができるようになっている。

なお、伝熱部の全ての接続部には、真空中においても熱抵抗が大きくなるように、インジウムガスケットが挿入されている。

No	Name	PCS	Material	Specification
1	Cold Plate 2	1	C10100	
2	Thermodeetector	2	-----	PT-111
3	Round Head Screw	2	SS 304	3-48 UNC x0.75"

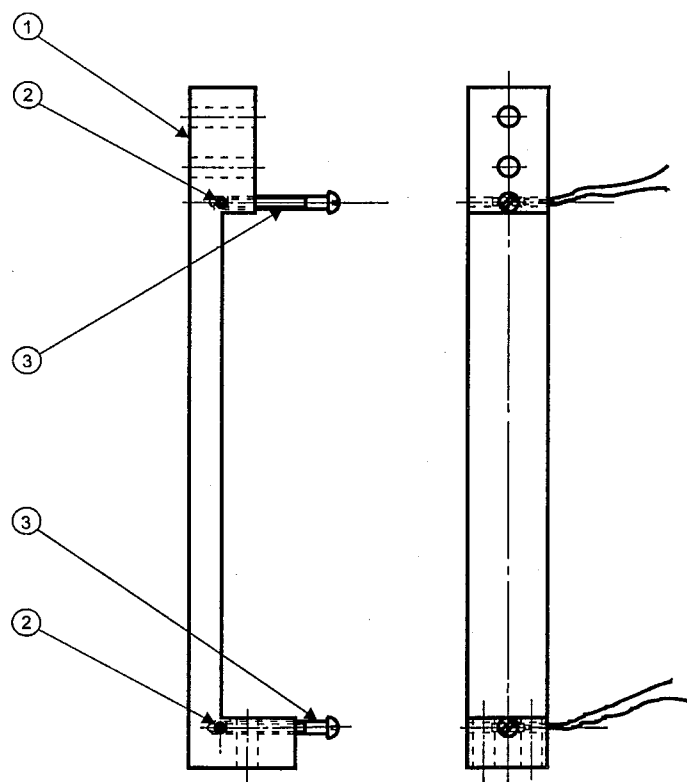


Fig. 5.4 Experimental heat flow sensor

実験手順は以下の様になる。真空容器をクライオ真空ポンプにて真空引きした後、GM 冷凍機を始動させる。この GM 冷凍機ファーストステージより、熱流量測定部を通して試験部のコールドプレートが冷却される。試験部のコールドプレートにはシリコンダイオードサーモメータが取り付けられており、また、GM 冷凍機ファーストステージには電気ヒータが取り付けられており、これらのコントローラによりコールドプレートは一定の所定温度に保たれる。このコールドプレートの温度は電気ヒータの調整により 40K から 80K の範囲で変えることができる。また、本システムのコールドプレートの温度安定性は設定温度 $\pm 0.05\text{K}$ 以内となっている。コールドプレートの温度が安定したら熱流量測定部の銅棒両端に取り付けられたサーモメータ温度差を測定する。続いて、コールドプレートに搭載されているヒータにより追加熱負荷をかける。そして、この追加熱負荷量とその影響によるサーモメータ温度差の変化を測定する。このようにして得られた、試験部からの熱負荷による温度差、ヒータによる追加熱負荷そしてそのときの温度差を用いて試験部からの熱負荷を算出することができる。ただし、このときの試験部からの熱負荷は、2つの蓄冷材の伝熱入熱、2つのファイバークラスシリンダの熱伝導入熱および輻射入熱と測定用導線からの入熱を含んでいる。このため別の試験にて、蓄冷材のみを含まない場合の熱負荷測定を行い、蓄冷材を通過する伝熱入熱以外の熱負荷量を測定している。

この実験においては、図 5.1 の概要図に示すように、積層された蓄冷材（金網）を圧縮する力を変化させ、蓄冷材の空隙率（1.0-充填率）を変化させている。これは、図 5.3 の試験部の構造図に示すように、ベローズの内圧を変化させることによって蓄冷材にかかる圧縮力を調整している。この試験では圧縮圧力を 5.1MPa まで変化させ、金網ワイヤの接触圧力および空隙率を変化させた。

表 5.1 に蓄冷材の理論空隙率が示されている。これは、標準簡易式 $1 - n_g = (\pi/4)(d/s)$ を用いて算出された値である。ここで、 n_g は理論空隙率、 d は金網ワイヤ直径、 s はワイヤと次のワイヤまでの間隔を表している。今回の実際の金網充填（手動圧縮）においても、全般的に理論空隙率に近い値が得られ、この標準簡易式による見積もりが非常に实际的であることを経験している。

蓄冷器へのヘリウムの充填圧力を、真空から 2MPa まで変化させた。これは、作動流体としてのヘリウムガスは蓄冷材である金網の周りに存在し、金属間の伝熱に大きく寄与するからである。このとき、ガス分子の平均自由行程が重要な要素となる。それゆえ、作動流体の圧力変化による伝熱量の変化を測定することは重要である。また、コールドエンドの温度を 40K, 60K そして 80K に変化させ、そのときの伝熱量を測定し、蓄冷器設計に有効な縮小係数（conductivity degradation factor）を各温度についても求めた。

以上より、蓄冷器の伝熱損失について、ガスの存在を要素に入れ、その影響について測定することを目標とした。また、この測定結果が実際の蓄冷器設計の資料となるように、実際の冷凍機の運転ヘリウムガス圧力範囲における縮小係数を蓄冷器の温度と空隙率についてまとめることを目標とした。

本測定装置の外観写真を
図 5.5 に、試験部の写真を
図 5.6 に示す。ここでは、
冷却水配管とヘリウム配管
は外された状態となってい
る。

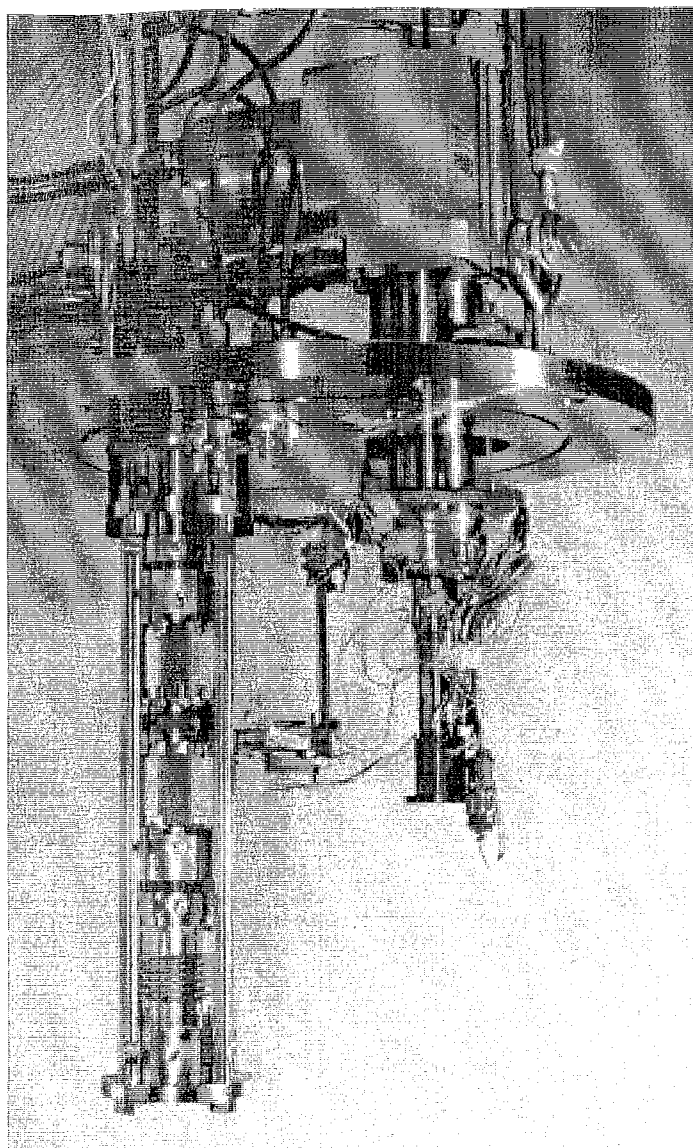


Fig. 5.5 Photo. of the test
apparatus

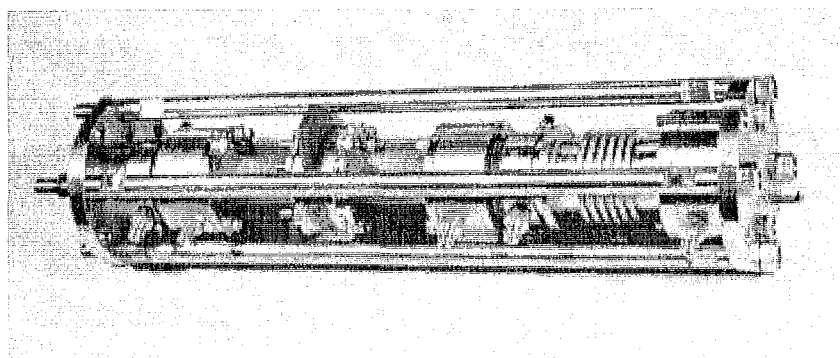


Fig. 5.6 Photo. of the test section

5. 3 実験結果

はじめに、蓄冷器に蓄冷材（金網）を入れずに、真空状態のときの蓄冷器の伝熱量を測定した。このときのコールドプレートの温度は 80K で、ウォータージャケットの温度は 285K であった。その結果、伝熱量の測定値は 0.57W であった。これは、2つのファイバーグラスシリンダの熱伝導入熱および輻射入熱と測定用導線類からの入熱の合計と考える。先に述べたように、2つのファイバーグラスシリンダの計算熱伝導入熱は 0.42W であり、主たる割合を占めていると推測される。以上より、一連の測定値である総合熱通過量から 0.57W を差し引いたものを蓄冷材を通る伝熱量（2式の蓄冷器）とすることができる。

図 5.7 は金網が積層充填された蓄冷器の総合熱通過量の測定値を表している。これは、ヘリウムガス圧力を変化させて、蓄冷器内のヘリウムガス存在効果について調べたものである。コールドエンドの温度は 80K、ウォータージャケットの温度は 285K に固定されて測定されている。図に示されるように、ヘリウムガスのわずかな注入により蓄冷器の伝熱量が急激に増え、その後のヘリウムガス圧力上昇と共に伝熱量も増える。しかし、0.5MPa 以上では伝熱量はあまり変化しなくなる。

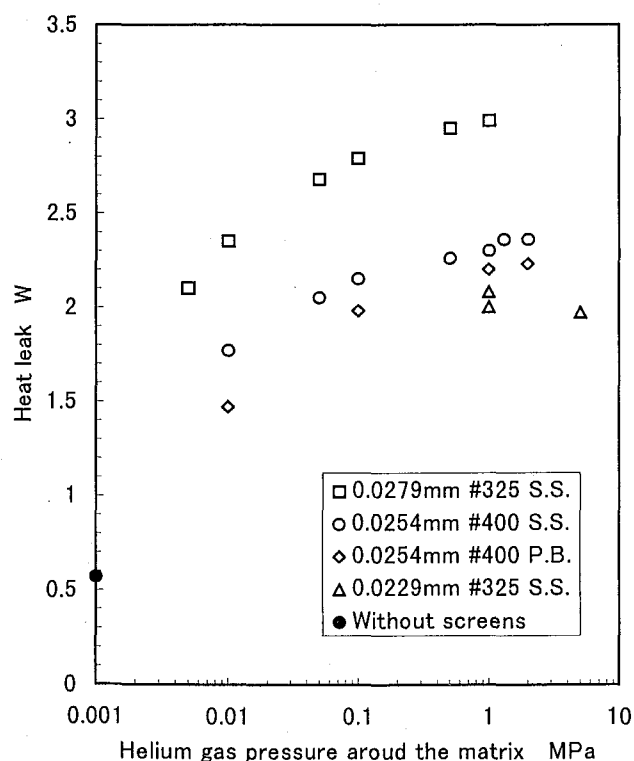


Fig. 5.7 Heat leak vs. helium gas pressure around the matrix

図 5.8 はヘリウムガスの熱伝導率の圧力依存性を各温度について表している[5.9]。また、図 5.9 はヘリウムガスの平均自由行程（計算値）の圧力依存性について温度をパラメータにして表している。粘性ガスとしてのヘリウム自体の熱伝導率はほとんど温度には依存していない。しかし、図 5.7 に示されるように、0.5MPa 以下のヘリウムガス圧力の領域において蓄冷器の総合熱通過量がヘリウムガス圧力に依存して変化している。

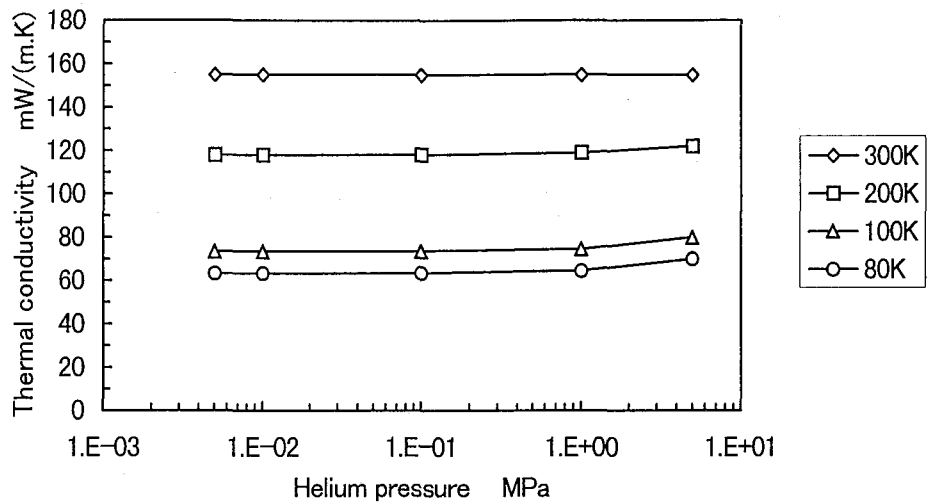


Fig. 5.8 Thermal conductivity vs. pressure over temperature ranges

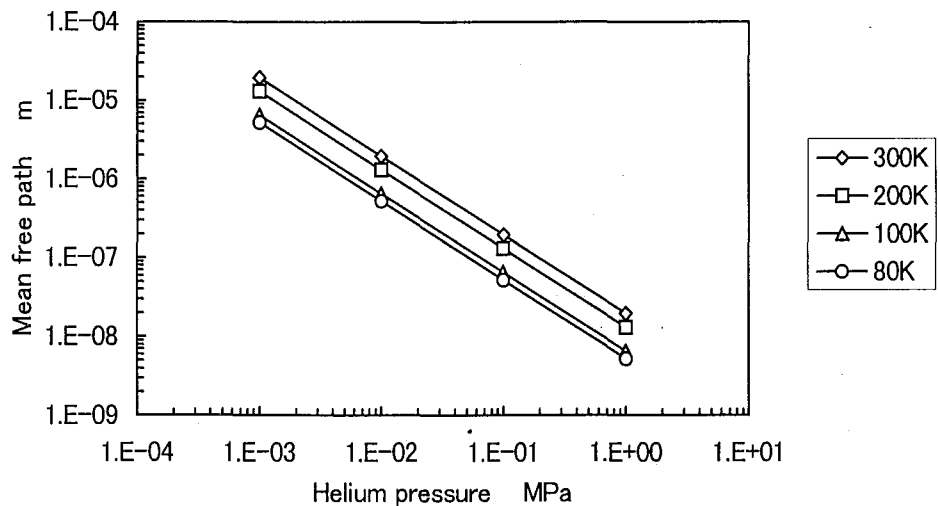


Fig. 5.9 Mean free path vs. pressure over temperature ranges

以上の測定結果を理解するために、ヘリウムガスの分子流領域、粘性流領域、そして中間流領域における伝熱特性をふまえて蓄冷器の伝熱機構を検討することにした。一般的には、平均自由行程 mfp が2つの固体表面間の距離 d の10倍より大きいとき、即ち、クヌーセン数 Kn (mfp/d) >10 のとき、ガス流れは分子流として取り扱われる。一方、 $Kn < 0.01$ のとき、そのガスは粘性流として取り扱うことができる。粘性流領域では、2つの固体表面間での理想ガスの伝熱量は圧力には依存しない。しかし、分子流領域では伝熱量はそのガス圧力に比例する。

図 5.7 では、ヘリウム圧力が 0.5MPa 付近で熱通過量の変化がなくなっているため、蓄冷器全域において粘性流領域に達したことを示している。蓄冷材（金網）は均一に充填されているが、温度領域は 80K から 285K に分布している。図 5.9 より、温度が低いほど平均自由行程は短くなり、80K-0.5MPa のときのヘリウムガスの平均自由行程は $1 \times 10^{-8} m$ ($1 \times 10^{-2} \mu m$) となる。蓄冷器内の温度分布を一定にさせ、ヘリウムガスの圧力を上昇させて 0.5MPa に達したとき、ヘリウムガスが蓄冷器全域で粘性流体として取り扱われるようになったと考えることができる。よって、蓄冷器内の伝熱量はヘリウムガスの圧力には依存しなくなる。一方、ヘリウム圧力が 0.5MPa 以下では、ヘリウムガスは分子流体もしくは中間流体として振る舞う領域が存在し、そのため蓄冷器内の伝熱量はヘリウムガスの圧力に依存する。このことより、ヘリウムガスが固体間の熱交換に効果的に貢献している固体間距離は $1 \mu m$ ($d = \lambda / Kn$ で $Kn = 0.01$ であるから) もしくはそれ以上の個体距離間と考えることができる。言い換えれば、金網積層の蓄冷材では固体間の距離が $1 \mu m$ 以下に接近している面の伝熱面積の割合は非常に少ないということができる。

電気抵抗測定によるワイヤ固体直接接触の熱伝導量は従来より測定されているが[5.3][5.4]、これをもとに本実験の固体直接接触熱伝導量を計算すると 4mW となり、極めて小さい。固体が直接接触している伝熱面積は極めて小さいと推測される。本実験においてもヘリウムガス圧力を下げてゆくと、蓄冷器を通過する熱通過量は基本熱通過量に接近することからも同様のことが推測される。

以上より、蓄冷器の伝熱損失においてはガスの存在が大きく、その圧力の影響も受けることになる。しかし、今回の実験結果より、金網積層の蓄冷器の場合、ヘリウムガス圧力が 0.5MPa もしくはそれ以上の場合、ヘリウムガス圧力の変化に対してもその熱伝導損失は一定となる。実際のパルスチューブ冷凍機のヘリウム作動圧力も普通 0.5MPa から 2.5MPa であるため、蓄冷器の伝熱損失の取扱は極めて簡単になる。

蓄冷器の蓄冷材は金網とヘリウムの複合材料であり、巨視的に均一な単一材料と見なすことができる。そして、この複合材料の熱伝導率を金網材料のバルクのそれと比較できるようにすると取扱が便利である。そこで、縮小係数 f_o を定義し、金網積層蓄冷材の伝熱量を次のように表すことができる。

$$\dot{Q}_c = f_o (A_r / L_r) (1 - n_g) \int_{T_c}^{T_h} \lambda dT \quad (5-1)$$

ここで、

$\dot{Q}_c$: 蓄冷材を通過する熱流量

f_o : 縮小係数

A_r : 蓄冷材の断面積

L_t : 蓄冷材の長さ

n_g : 蓄冷材の空隙率

T_c : 蓄冷器の低温端の温度

T_h : 蓄冷器の高温端の温度

λ : 蓄冷材の熱伝導率

となる。これは、蓄冷材の断面積にその充填率をかけて蓄冷材のバルク棒（断面積を縮小、長さ一定）に置き換えた材料の熱伝導量に対する実際の蓄冷材の伝熱量を比較したときの係数を f_o としている。縮小係数（conductivity degradation factor : CDF）を用いて蓄冷材の伝熱特性を整理することが蓄冷器の設計に有効である。

図 5.10 は、#400 メッシュステンレス金網の蓄冷材の縮小係数について、コールドエンド温度を変化させた場合の測定結果を表している。図 5.11 は#400 メッシュりん青銅金網の場合の測定結果を表している。なお、双方の蓄冷材の空隙率は共に表 5.1 に示された理論空隙率と同値となるよう調整して測定されている。#400 メッシュステンレス金網の蓄冷材では、40K から 80K にわたって縮小係数に 0.1 を代表値としてとることができる。一方、#400 メッシュりん青銅金網では、縮小係数は温度に対して変化している。設計においては、コールドエンドの温度に対応した縮小係数を用いることが望ましい。

図 5.12 は、いくつかの種類のステンレス金網を用いた蓄冷材に、図 5.1 及び図 5.3 に示すようにベローズにて圧縮荷重をかけて、空隙率を変化させたときの縮小係数の測定値を示している。また、蓄冷材に圧縮加重を加えて空隙率を下げた後、また圧縮加重を抜いてやると、元の位置には戻らないものの蓄冷材はわずかに膨張し、空隙率はやや上がる。この無荷重（no load）のときのデータも合わせて載せている。測定結果より蓄冷材の仕様がステンレス金網の場合、種類や空隙率によらず縮小係数はほぼ 0.1 を代表値にとることができるといえる。

図 5.13 は、りん青銅金網を用いた蓄冷材について、同じく空隙率を変化させたときの縮小係数の測定値を示している。空隙率の変化させる方法はステンレス金網の場合と同じである。りん青銅金網の場合は、縮小係数は状態により変化し、設計段階における正確な予測が難しい。りん青銅金網の蓄冷材の縮小係数を見積もりうるうえで、理論空隙率においては 0.022 を縮小率の代表値として用いることができる。

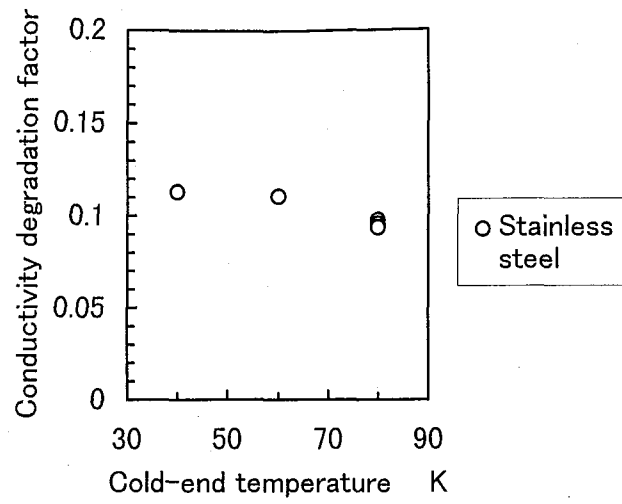


Fig. 5.10 Conductivity degradation factors for stainless steel screen over the temperatures

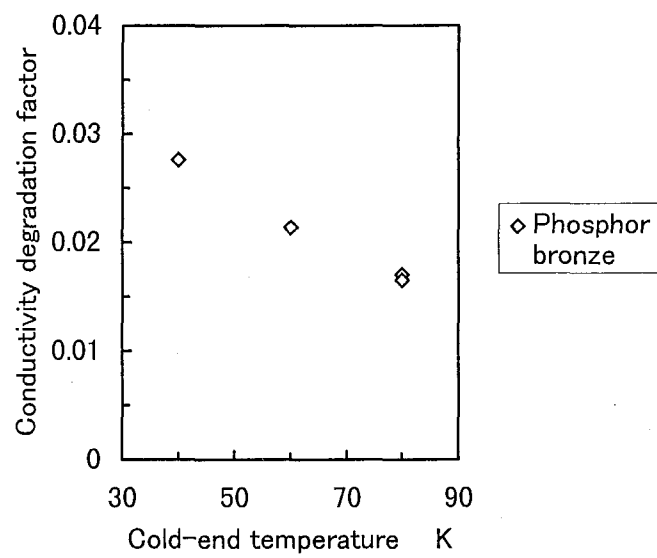


Fig. 5.11 Conductivity degradation factors for phosphor bronze screen over the temperatures

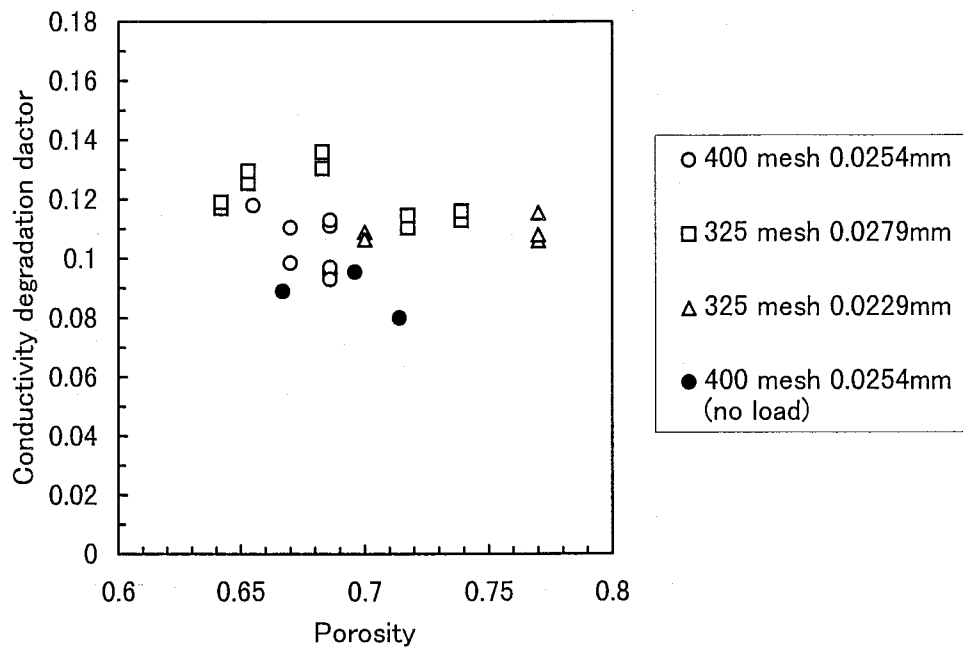


Fig. 5.12 Conductivity degradation factors for stainless steel screen over the porosity

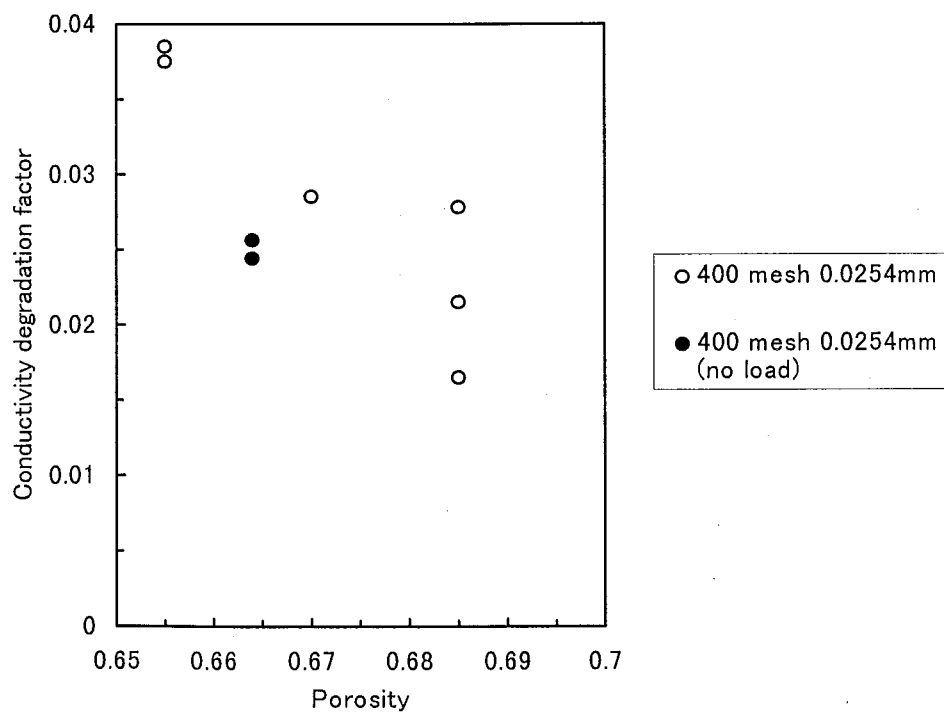


Fig. 5.13 Conductivity degradation factors for phosphor bronze screen over the porosity

5. 4 測定結果を用いた蓄冷器の設計と検証

蓄冷器の軸方向伝熱損失の測定結果については前節 5. 3 で述べた。この測定は、米国の国立標準研究所 (National Institute of Standards and Technology : NIST) にて著者らにより測定されたものである[5.9]。NIST ではオリフィスパルスチューブ冷凍機的能力計算ソフトウェア REGEN3.1 を開発し[5.7][5.8]、冷凍機の開発に用いている。蓄冷材の伝熱損失を求めるための縮小係数としてステンレス金網の場合には 0.3、リン青銅金網の場合には 0.05 を見積もり値として従来より用いてきた。しかし、今回の詳細な測定結果より、ステンレス金網の場合には 0.1、リン青銅金網の場合には 0.022 を用いるべきであることが判明した[5.9]。そこで、NIST の同じグループの Lewis らにより、ソフトウェア REGEN3.1 にてこの新しい縮小係数を用いて、異なる 6 個の蓄冷器仕様の場合の成績係数 (coefficient of performance : COP) が計算され、また 4 個の試作蓄冷器について特性が測定された[5.10]。ここでは、その計算結果と測定結果をもとに冷凍能力特性と蓄冷材伝熱損失の影響等について検討する。

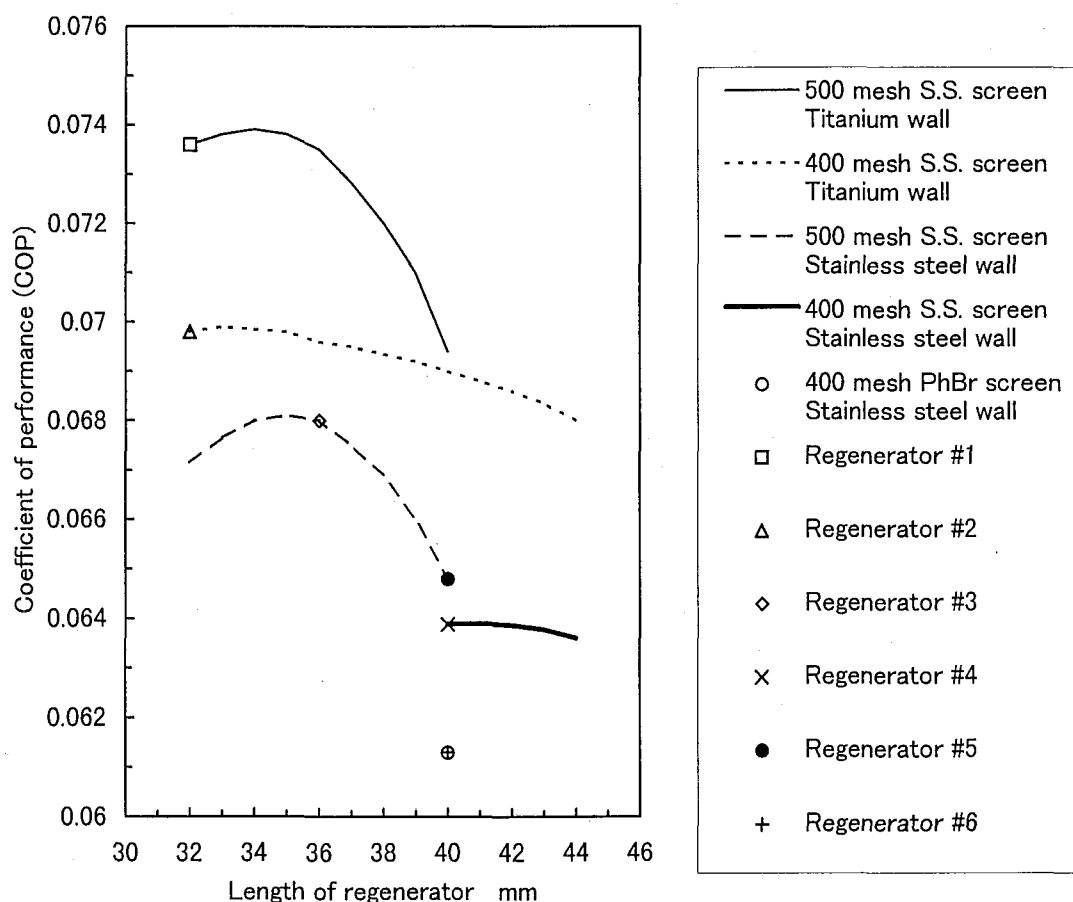


Fig. 5.14 Calculated COP vs. regenerator length

共通のパルス管に各々の蓄冷器を用いた場合のダブルインレット型オリフィスパルスチューブ冷凍機の COP を求めた。共通のパルス管には、内径 4.76mm、長さ 46.2mm、管壁厚さ 0.254mm の形状を用いている。また、蓄冷材には、500-メッシュステンレス金網、400-メッシュステンレス金網、400-メッシュりん青銅金網について計算されている。このときの COP 特性曲線は図 5.14 に示す通りである。ただし、ここでは圧縮機および熱交換器の損失等は無視している。また、各蓄冷器の特性曲線において、蓄冷器長さが 32mm、36mm、40mm となる蓄冷器 # 1 から # 6 の計算パラメータおよび出力結果を表 5.2 に示す。コールドエンド（蓄冷器低温端）での圧縮比（最高圧力／最低圧力）を 1.4 とした。このときのホットエンドでの圧縮比は約 1.47 となる。

図 5.14 が示すように、最も COP の高い蓄冷器は # 1 である。これは今回の測定結果であるステンレス金網の蓄冷材に対する縮小係数 0.1 を用いて計算した結果である。一方、図には示されていないが、縮小係数に従来の値である 0.3 を用いた計算結果では蓄冷器 # 4 が最も高い COP を示した。蓄冷器の伝熱損失を過大見積もりをすると、蓄冷器の温度勾配を下げるために長さを長くする傾向になる。しかし、これは蓄冷器での作動流体の圧力振動の減衰を大きくしたり、入力動力を引き上げることになるため COP には貢献しない。適正な縮小係数を用いて最適化を行う必要がある。

Table 5.2 Calculation parameters for COP

Regenerator No.	Values for numerical calculation					
COP by REGEN3.1	#1	#2	#3	#4	#5	#6
	0.0737	0.0698	0.0680	0.0639	0.0646	0.0612
Thermodynamic						
Temp (Cold) K	80	80	80	80	80	80
Temp (Warm) K	300	300	300	300	300	300
Pressure (Avg) MPa	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0
Pressure ratio	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
Test fluid	Helium	Helium	Helium	Helium	Helium	Helium
Geometry						
Hydraulic diameter m	0.45x10E-4	0.56x10E-4	0.45x10E-4	0.56x10E-4	0.45x10E-4	0.56x10E-4
Area (Cross sect.) m ²	0.67x10E-4	0.67x10E-4	0.67x10E-4	0.67x10E-4	0.67x10E-4	0.67x10E-4
Length mm	32	32	36	40	40	40
Material						
Regenerator tube	Titanium	Titanium	Stainless	Stainless	Stainless	Stainless
Screen	S.S.	S.S.	S.S.	S.S.	S.S.	PhBr
Mesh	500	400	500	400	500	400
Porosity	0.694	0.686	0.694	0.694	0.686	0.686
Cond. degrad. factor	0.10	0.10	0.10	0.10	0.10	0.022
Flow						
Frequency Hz	54	54	54	54	54	54
Mass flow (Cold) g/s	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50
Mass flow (Warm) g/s	0.64	0.64	0.65	0.67	0.69	0.67
Phase angle deg	38	42	40	43	46	43

表 5.3 に示す共通のパルス管に表 5.4 に示す 4 種類の蓄冷器を組み合わせて実験を行った。全ての実験においては、作動流体にはヘリウムガスを用い、運転時のパルス管内の平均圧力は 2.0MPa とした。圧縮機には市販 (Texas Instruments, Inc. : Dallas, Texas) のリニア圧縮機を用いた。これは、ピストンのストロークを変化させて押出し容積を 0 から 4cm³に変化させることができるものであるが、4cm³に固定して使用した。また、圧縮機の周波数は 54Hz に固定して使用した。パルス管のコールドエンドには電気ヒータが取り付けられていて、冷凍容量測定に用いられる。パルス管および蓄冷器はステンレス真空容器内に収納され、また、多重絶縁膜で覆われ輻射入熱の影響を最小限に抑えられている。実験条件等は表 5.3 に示す通りである。表内の圧縮比はパルス管コールドエンドでの実験中の平均値である。

Table 5.3 Experimental condition

Temperature at cold-end	K	36-62
Temperature at hot-end	K	300
Pressure	MPa	2.0
Pressure ratio (Pulse tube)		1.42
Test fluid		Helium
Pulse tube length	mm	46.2
Pulse tube diameter	mm	4.76
Pulse tube wall thickness	mm	0.254
Compressor swept volume	cm ³	4.0
Frequency	Hz	54

Table 5.4 Regenerator characteristics

	Regen. length	Tube material	O.D / Wall dimensions (mm)	Screen material	Mesh size	Wire dia. (μ m)	Actual Porosity	Theoretical porosity
#1	32	Titanium	9.525 / 0.152	S.S.	500	25.4	0.6148	0.6073
#3	36	S.S.	9.525 / 0.152	S.S.	500	25.4	0.6385	0.6073
#4	40	S.S.	9.525 / 0.152	S.S.	400	25.4	0.6477	0.6858
#5	40	S.S.	9.525 / 0.152	S.S.	500	25.4	0.6300	0.6073

図 5.14 に示す計算結果にもとづいて、最適形状または代表形状として 6 種類の蓄冷器が選定され、4 個の蓄冷器の特性測定が完了した。その 4 個の蓄冷器の仕様は表 5.4 に示す通りである。表中の蓄冷器番号は、図 5.14 の蓄冷器番号に対応している。測定用蓄冷器の要項は可能なかぎり計算要項に従って製作されているが、空隙率、質量流量、圧縮比は厳密には一致していない。ところで、数値計算に用いられた理論空隙率は、5.2 節で説明したように、簡易式 $1 - n_g = (\pi/4)(d/s)$ を用いて算出された値である。尚、 n_g は理論空隙率、 d は金網ワイヤ直径、 s はワイヤから次のワイヤまでの間隔である。

以上の仕様条件のもとで実験が行われた。本機はダブルインレット型のオリフィスパルスチューブ冷凍機であり、その構成仕様は図 5.15 に示す通りである。本機はパルス管とリザーバとの間にある従来のオリフィス（主オリフィス）に加え、蓄冷器のホットエンド側（アフタークーラ）とパルス管のホットエンド側とを結ぶバイパス配管に設けた第 2 オリフィスとを備えたオリフィスパルスチューブ冷凍機である。まず、コールドエンドで無負荷で最低到達温度が得られるように主バルブ（オリフィス）と第 2 バルブ（オリフィス）が調整された。バルブ（オリフィス）が 2 個あるため、最適値を求めるためのばらつきは調整テクニックによるところがある。一度、最低到達温度が得られた後、バルブを固定した状態で安定させ、その後負荷特性測定が行われた。負荷はコールドエンドに取り付けられた電気ヒータにより 0 から 3W までほぼ 0.5W 間隔でかけられ、コールドエンドの温度が測定された。

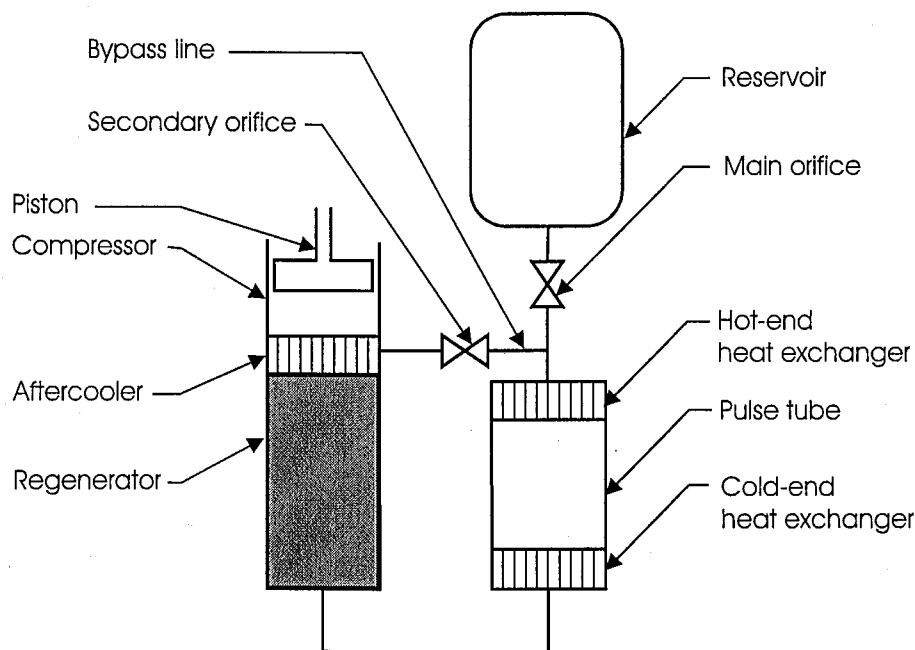


Fig. 5.15 Double-inlet pulse tube refrigerator

蓄冷器の負荷特性測定結果を図 5.16 に示す。この負荷特性は、最低到達温度を得るためのバルブ設定値における負荷特性を示している。最も低い到達温度は、表 5.4 に示す蓄冷器 # 1 によって得られ、35.4K であった。このときの圧縮比は、パルス管のホットエンドで 1.41、圧縮機で 1.59 であった。

次に、この最低到達温度を記録した蓄冷器（# 1）を用いて、別の測定を行った。コールドエンドの温度を 80K に保ったときの最大の冷凍容量を持つようにバルブ（オリフィス）調整を行った。この最適化を行った後、コールドエンドの電気ヒータを変化させて負荷特性を測定した。この測定結果を図 5.17 に示す。このバルブ状態での 80K での冷凍容量は、無負荷で最低温度を記録したバルブ状態での 80K での冷凍容量に比べかなり大きな値を示した。しかし、無負荷での最低到達温度は高い温度を示した。

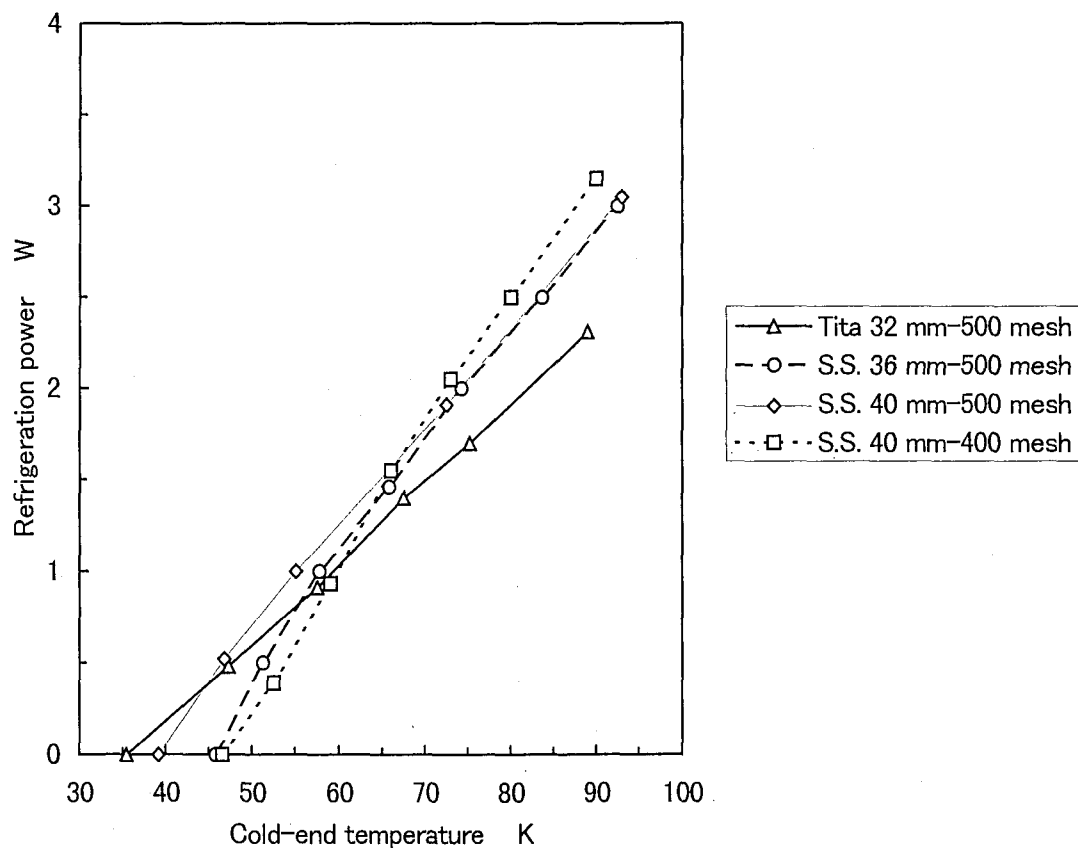


Fig. 5.16 Refrigeration power for orifices optimized for minimum no-load temperature

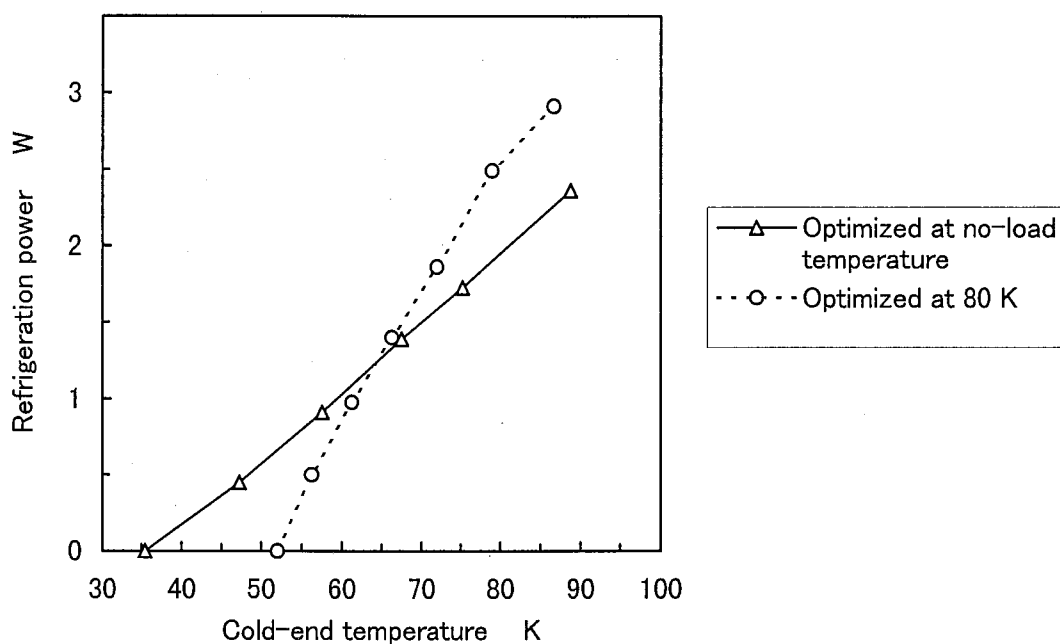


Fig. 5.17 Refrigeration power for orifices optimized at temperatures

蓄冷器の伝熱損失を算出するための正確な縮小係数を用いることにより、より正確な冷凍能力の計算結果が得られるようになる。NIST のパルスチューブ冷凍機の数値計算ソフトウェア REGEN3.1 による計算結果は実際の測定結果に近い値を示すようになった。表 5.5 および図 5.18 はその比較結果を示している。

Table 5.5 Comparison of regenerator test results and calculated results

Regen. No.	Regenerator characteristics	No-load temperature(K)	Calculated COP from REGEN 3.1	Calculated no-load temperature(K)
#1	Titanium(32 mm- 500 mesh)	35.41	0.0737	36.0
#3	S.S. (36 mm-500 mesh)	45.76	0.0680	38.8
#4	S.S. (40 mm-400 mesh)	46.56	0.0639	42.3
#5	S.S. (40 mm-500 mesh)	39.14	0.0646	39.0

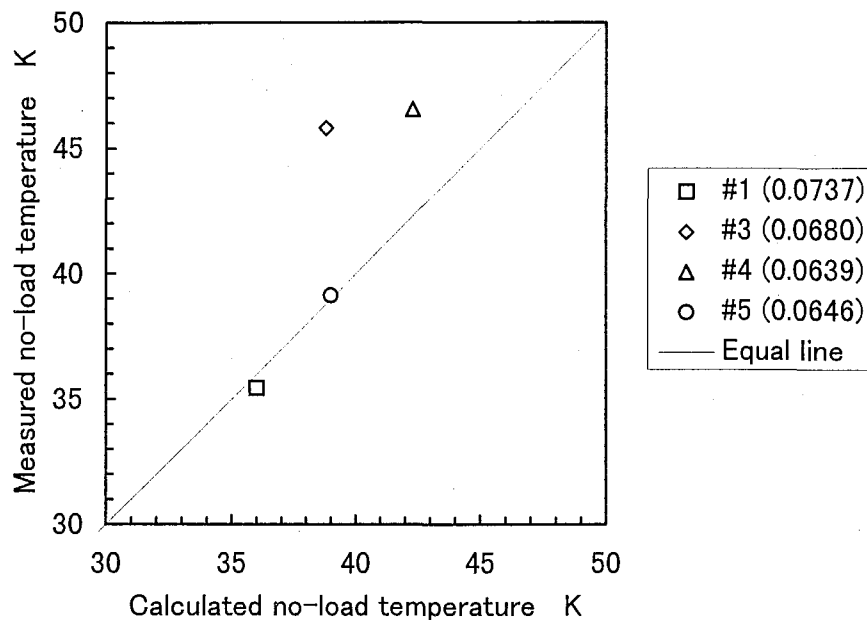


Fig. 5-18 Comparison of measured temperatures and calculated temperatures

5. 5 第5章の結論

現在多用されている金属金網の積層型蓄冷材を用いた蓄冷器について、室温から低温領域にいたる伝熱損失を直接測定した。この測定においては、蓄冷材金網の材質およびメッシュ数、蓄冷材の空隙率、コールドエンドの温度そして蓄冷器内のヘリウムガス圧力をそれぞれ変化させて、各項目の影響およびその特性を測定した。この測定結果をもとに、蓄冷器の伝熱量特性を表す縮小係数を用いて各項目について特性評価および整理を行った。また、パルスチューブ冷凍機的能力計算ソフトウェア REGEN3.1 (米国の NIST 開発) にこの測定結果を入力値として用いて、ダブルインレット型オリフィスパルスチューブ冷凍機的能力計算を行った。その計算結果に基づく4種類の蓄冷器を試作し、測定結果を比較検討した。そして、以下の結論を得た。

蓄冷器内のヘリウムガスは蓄冷材である金属金網の個体表面間に作用し、蓄冷器内の伝熱において重要な役割を果たす。蓄冷材の固体を通した熱伝導は極めて小さい、しかし、蓄冷器全体の伝熱量はヘリウムガスの存在により真空時に比べて約3桁の増大となった。蓄冷器内の伝熱量はヘリウムガスのわずかな存在により急激に増加し、ヘリウムガス圧力が約 0.5MPa で一定となった。ヘリウムガスの分子運動挙動における平均自由行程の考え方から、蓄冷材の主な

る固体表面間距離は $1\ \mu\text{m}$ もしくはそれ以上であると推測される。

蓄冷器の縮小係数（式 5-1 参照）は、蓄冷材がステンレス金網の場合は約 0.1 となる。この係数はコールドエンドの温度が 40K-80K の範囲においても、また空隙率が今回の測定範囲においてもほぼ一定であった。蓄冷材がりん青銅の金網場合の縮小係数は、空隙率が理論空隙率（標準簡易式算出による、5.2 節参照）のとき約 0.022 となる。しかし、りん青銅金網の縮小係数は一定ではなく、コールドエンド温度に対しても蓄冷材空隙率に対しても負の傾きをもつ傾向があった。

計算ソフトウェア REGEN3.1 に今回の測定結果を用いて、一つのパルス管に蓄冷器の最適化計算を行い、その計算結果に基づいた試作品の能力測定を行ったところ、最低到達温度が 35.4K を得た。また、他の蓄冷器の特性計算を行い、試作品の測定を行ったところ、よい一致をみた。

今回の蓄冷器の伝熱損失の測定はパルスチューブ冷凍機の設計に大きく貢献したものと考えられる。

第5章 参考文献

- [5.1] Kays, W. M. and London, A. L., Compact Heat Exchangers, 2nd ed., McGraw-Hill Book Co., New York, 1964.
- [5.2] Walker, G., Cryocoolers, Plenum Press, New York, 1983.
- [5.3] Organ, A. J., "Conductivity for quantifying regenerator thermal shorting," to be published.
- [5.4] Lee, A. C., Ravikumar, K. V., and Frederking, T. H. K., "Contact resistance of 500 mesh regenerator screens," Cryogenics, Vol. 34, No. 5, 1994, 451-456.
- [5.5] Schumann, T. E. W. and Voss, V., "Heat Flow Through Granulated Material," Fuel, Vol. 13, 1934, 249-256.
- [5.6] Takeno et al., "Thermal and Mechanical Properties of Advanced Cryogenic Materials at Low Temperatures," Cryogenic Engineering, Journal of the Cryogenic Society of Japan, Vol. 21, No. 3, 1986, 182-187.
- [5.7] Gray, J., Daney, D. E., and Radebaugh, R., "A Computational Model for a Regenerator," Proceedings of the Third Cryocooler Conference, NBS Special Publication 698, 1985, 199-211.
- [5.8] Gray, J. and Radebaugh, R., "An Improved Numerical Model for Calculation of Regenerator Performance (REGEN3.1)," Proceedings of the fourth Interagency Meeting on Cryocoolers, David Taylor Research Center, Report DTRC-91/003, 1991, 165.
- [5.9] Lewis, M. A., Kuruyama, T., Kuriyama, F., and Radebaugh, R., "Measurement of heat conduction through stacked screens," Cryocoolers 9, Plenum Press, New York, 1997, 459-464.
- [5.10] Lewis, M. A., Kuriyama, T., Xiao, J. H., and Radebaugh, R., "Effects of Regenerator Geometry on Pulse Tube Refrigerator Performance," Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 43, 1998, 1999-2005.
- [5.11] Nigen, J. S., Yaron, R., Karki, K. C., Patankar, S. V., and Radebaugh, R., "3-D Flow Model for Cryocooler Regenerators," Cryocoolers 9, Plenum Press, New York, 1997, 451-458.

第6章 結論

第1章においては、低温冷凍機の種類とパルスチューブ冷凍機の種類および特徴について示すとともにパルスチューブ冷凍機の従来の研究を示した。また、本論文の主題であるオリフィスパルスチューブ冷凍機の冷凍発生と損失についてその各課題：作動流体振動とその波形特徴の検討、これをもとにしたエネルギー流れと冷凍発生の検討、作動流体振動波形に及ぼす要因とその原因の検討、作動流体とパルス管壁との熱交換による冷凍損失と冷凍発生の検討、蓄冷器の熱伝導損失の検討課題を示すとともに各章での内容を示した。

第2章では、オリフィスパルスチューブ冷凍機内の作動流体圧力、質量流量および温度の振動におけるそれぞれの関係を示した。まず、パルス管内の圧力振動が単振動の場合、オリフィス（バルブ）を通過する作動流体の質量流量は基調波と高調波の和で表され、その基調波の角速度と位相角は圧力振動のそれと同じであり、高調波のそれぞれの項は基調波の各々の整数倍の角速度をもつことを示した。

また、パルス管内のそれぞれの位置における質量流量も基調波と高調波で表され、その基調波の位相角はパルス管の位置に沿って変化するが、その高調波のそれぞれの項の位相角はオリフィス（バルブ）を通過する質量流量の高調波のそれぞれの項の位相角と同じであることを示した。それゆえ、質量流量の振動波形はパルス管内の位置により変化し、その基調波の位相角を検討することはその振動波形を議論するうえで有効な手段であることを示した。

パルス管内の圧力、質量流量および温度を用いて時間平均エンタルピー流量および他のエネルギー流量を示した。質量流量の高調波は温度振動の波形に影響を及ぼすが、その高調波はパルス管内のエネルギー流量には何ら影響を与えないことを示し、オリフィスパルスチューブ冷凍機の時間平均エネルギー流量は、オリフィス（バルブ）を通過する質量流量の基調波の振幅とパルス管のホットエンドの温度を用いて表すことができることを示した。

また、バランスのとれた蓄冷器の選定が効率向上に重要であること、死容積を減少させることが効率向上のために重要であることを述べた。

第3章では、オリフィスを通過する作動流体の質量流量波形の特徴について示した。まず、パルス管内の平均圧力とリザーバ内の平均圧力とは異なり、パルス管内の圧力振動の振幅の増大に伴い、リザーバ内の圧力が上昇させられることを示した。リザーバ内の圧力上昇量はパルス管内の圧力振動の圧力比 P_1 / P_a : 振幅／平均圧力と共に増大すること、またリザーバ内の圧力は作動流体の各流れ方向におけるオリフィスのコンダクタンスの異差にも影響を受けることを示した。また、圧力比 P_s / P_a : リザーバ内の圧力／パルス管内の平均圧力は、オリフィスのコンダクタンスをパラメータにし、パルス管内の圧力振動の圧力比 P_1 / P_a : 振幅／平均圧力の関数で表されることを示した。

オリフィスを通過する作動流体の質量流量波形は、リザーバ圧力上昇の影響を受けることを

示した。そして、リザーバ圧力が上昇している場合の質量流量波形の一般的特徴は、作動流体がパルス管からリザーバに流れる場合の振幅（ピーク）が逆の場合に比べて大きくなり、作動流体がパルス管からリザーバに流れている時間が逆の時間に比べて短くなることを示した。また、リザーバ圧力の上昇およびオリフィスを通過する作動流体の質量流量波形の前述の特徴について、測定値についても同様の傾向が確認されたことを示した。

第4章では、パルスチューブ冷凍機の冷凍発生について、ベーシック型とオリフィス型とを共通の手法でとらえ、それぞれの関係式を示した。まず、パルス管内の圧力、質量流量および温度振動について、作動流体とパルス管壁との熱交換を考慮した相互の関係式を示した。また、パルス管内の時間平均エンタルピ流量について、関係式を示した。この式は、作動流体とパルス管壁との熱交換を考慮したもので、ベーシック型およびオリフィス型パルスチューブ冷凍機の双方に適応されるものであることを示した。

作動流体とパルス管壁との熱交換は質量流量と温度振動の位相に影響を与え、パルス管内のエンタルピ流量を変化させることを示した。作動流体とパルス管壁との熱交換は、質量流量と圧力との位相差 θ および質量流量と温度との位相差 $(\theta - \phi)$ の値により、パルス管内のエンタルピ流量に対して正にも負にも働く可能性があることを示した。

また、能力改善のためにバイパス及びオリフィスを用いた作動流体振動の位相改善方法と、パルス管壁と作動流体との熱交換による冷凍損失に改善するための設計の目指す方向について述べた。

第5章では、金属金網の積層型蓄冷材を用いた蓄冷器について、室温から低温領域にいたる伝熱損失量を直接測定し、蓄冷材金網の材質およびメッシュ数、蓄冷材の空隙率、コールドエンドの温度そして蓄冷器内のヘリウムガス圧力の各要素についての影響およびその特性を示した。この測定結果をもとに、蓄冷器の伝熱量特性を表す縮小係数を用いて各要素の特性を示した。

蓄冷器内の伝熱においては、蓄冷器内のヘリウムガスは蓄冷材である金属金網の個体表面間に作用し、蓄冷器内の伝熱において重要な役割を果たすことを示した。蓄冷材の固体を通した熱伝導は極めて小さいが、蓄冷器全体の伝熱量はヘリウムガスの存在により真空時に比べて約3桁の増大となることを示した。蓄冷器内の伝熱量はヘリウムガスのわずかな存在により急激に増加し、ヘリウムガス圧力が約0.5MPaで一定となることを示した。

蓄冷器の縮小係数は蓄冷材がステンレス金網の場合は約0.1となり、この係数はコールドエンドの温度が40K-80Kの範囲においても、また空隙率が今回の測定範囲においてもほぼ一定であることを示した。蓄冷材がりん青銅の金網場合の縮小係数は空隙率が理論空隙率のとき約0.022となるが、りん青銅金網の縮小係数は一定ではなく、コールドエンド温度に対しても蓄冷材空隙率に対しても負の傾きをもつ傾向があることを示した。

また、パルスチューブ冷凍機的能力計算ソフトウェア REGEN3.1（米国の NIST 開発）にこ

の測定結果を入力値として用いて、ダブルインレット型オリフィスパルスチューブ冷凍機的能力計算を行い、その計算結果に基づく4種類の蓄冷器の測定結果との比較検討を示した。最適化計算に基づいた試作品の能力測定において最低到達温度 35.4K を得るとともに、特性計算値と測定値とのよい一致を示した。

補遺 1

下記式(101)及び(102)の導入を行う。

$$P_a \langle \dot{V} \rangle = -\frac{RT_a}{P_a} \langle \dot{m} P_d \rangle + R \langle \dot{m} T_a \rangle, \quad (101)$$

$$\langle P_d \dot{V} \rangle = \frac{RT_a}{P_a} \langle \dot{m} P_d \rangle. \quad (102)$$

ここで、記号 $\langle \rangle$ は、1周期における時間平均を表すものとする。即ち、

$$\langle x \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau x dt, \quad (103)$$

と定義する。

式(101)および(102)は、作動流体の圧力振動が比較的小さく、これに伴う作動流体の温度変動がやはり比較的小さい場合、即ち、

$$\frac{P_d^2}{P_a^2} \approx 0, \quad (104)$$

$$\frac{P_d T_d}{P_a T_a} \approx 0, \quad (105)$$

の場合、近似的に成り立つ。

$$\begin{aligned} P_a \langle \dot{V} \rangle &= P_a \langle \dot{m} v \rangle, \\ &= P_a \langle \dot{m} \frac{RT}{P} \rangle, \\ &= RP_a \langle \dot{m} \frac{T}{P} \rangle, \\ &= RP_a \langle \dot{m} \frac{T_a + T_d}{P_a + T_d} \rangle, \\ &= RP_a \langle \dot{m} \frac{(T_a + T_d)(P_a - P_d)}{(P_a + P_d)(P_a - P_d)} \rangle, \\ &= RP_a \langle \dot{m} \frac{(T_a P_a - T_a P_d + T_d P_a - T_d P_d)}{(P_a^2 - P_d^2)} \rangle, \end{aligned} \quad (106)$$

$$\begin{aligned}
&\approx RP_a \left\langle \dot{m} \frac{T_a P_a - T_a P_d + T_d P_a}{P_a^2} \right\rangle, \\
&= RT_a \langle \dot{m} \rangle - \frac{RT_a}{P_a} \langle \dot{m} P_d \rangle + R \langle \dot{m} T_d \rangle, \\
P_a \langle \dot{V} \rangle &\approx - \frac{RT_a}{P_a} \langle \dot{m} P_d \rangle + R \langle \dot{m} T_d \rangle.
\end{aligned} \tag{101}'$$

$$\begin{aligned}
\langle P_d \dot{V} \rangle &= \langle P_d \dot{m} v \rangle, \\
&= \left\langle P_d \dot{m} \frac{RT}{P} \right\rangle, \\
&= R \langle \dot{m} P_d \frac{T_a + T_d}{P_a + P_d} \rangle, \\
&= R \langle \dot{m} P_d \frac{(T_a + T_d)(P_a - P_d)}{(P_a + P_d)(P_a - P_d)} \rangle, \\
&= R \langle \dot{m} P_d \frac{(T_a P_a - T_a P_d + T_d P_a - T_d P_d)}{(P_a^2 - P_d^2)} \rangle, \\
&= R \left\langle \dot{m} \frac{T_a P_a P_d - T_a P_d^2 + T_d P_a P_d - T_d P_d^2}{P_a^2 - P_d^2} \right\rangle, \\
&\approx R \left\langle \dot{m} \frac{T_a P_a P_d}{P_a^2} \right\rangle, \\
\langle P_d \dot{V} \rangle &\approx \frac{RT_a}{P_a} \langle \dot{m} P_d \rangle.
\end{aligned} \tag{102}'$$

補遺 2

下記式(201)の導入を行う。

$$\dot{m} = k \sqrt{(P_1 + P_2)(P_1 - P_2)}. \quad (201)$$

細管（キャピラリーチューブ）を通過する流体の取り扱い、その流体の流路直径が一定で、流れ過程が等温変化である場合、その流量等の定量的取り扱いが簡単となる。

ニードルバルブを通過する流体流れの扱いは、この細管を通過する流体流れの扱いを近似的に用いることができる。この数値的取り扱いと実測値との比較は第3.3章で行っている。ここでは、第2章の式(2-5a)および(2-5b)と第3章の式(3-2a)および(3-2b)の基本である式(201)の導入を行う。

細管を通過する流体流れにおいて、その細管の内径が一定かつ、等温過程の場合、次の式が成り立つ。

$$P_1 v_1 = P_2 v_2 = P v = k_v, \quad (202)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{w_1}{w_2}, \quad (203)$$

$$w_1 = \frac{\dot{m} v_1}{\pi D^2 / 4}. \quad (204)$$

ここで、 P は圧力、 v は比容積、 w は速度、 $\dot{m}$ は質量流量、 D は流路の直径、 k_v は定数である。添え字1は流路の入口断面、2は出口断面を意味する。

式(202)と(203)より次式を得る。

$$P_1 w_1 = P_2 w_2 = P w = k_w, \quad (205)$$

$$P dw + w dP = 0, \quad (206)$$

$$dP = -\frac{P dw}{w}. \quad (207)$$

配管内の摩擦を有する定常流れの基礎方程式は、次のようになる。

$$w dw + v dP + \lambda_f \frac{dl}{D} \frac{w^2}{2} = 0. \quad (208)$$

ここで、 λ_f は摩擦係数、 l は長さである。

式(207)を式(208)に代入すると、次式が得られる。

$$d\left(\frac{w^2}{2}\right) - Pv \frac{dw}{w} + \lambda_f \frac{dl}{D} \frac{w^2}{2} = 0, \quad (209)$$

$$\frac{dw^2}{w^2} - 2Pv \frac{dw}{w^3} = -\lambda_f \frac{dl}{D}. \quad (210)$$

式(210)は積分され、次のようになる。

$$\left[\ln w^2\right]_{w_1}^{w_2} + Pv \left[\frac{1}{w^2}\right]_{w_1}^{w_2} = -\frac{\lambda_f}{D} [l]_{l_1}^{l_2}, \quad (211)$$

$$\ln \frac{w_2^2}{w_1^2} + Pv \left(\frac{1}{w_2^2} - \frac{1}{w_1^2}\right) = -\frac{\lambda_f}{D} \Delta l. \quad (212)$$

式(203)を式(212)に代入すると、次式が導かれる。

$$w_1^2 \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right) + \frac{Pv}{2} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^2\right] = \frac{w_1^2}{2} \lambda_f \frac{\Delta l}{D}. \quad (213)$$

式(213)左辺の第1項は実際的には他に比べ小さく、省略することができる。よって、式(213)は次式となる。

$$Pv \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^2\right] = w_1^2 \lambda_f \frac{\Delta l}{D}. \quad (214)$$

式(202)、(204)および(214)より次の式が得られる。

$$\begin{aligned}
\dot{m} &= \frac{\pi D^2}{4} \frac{1}{P_1 v_1} \sqrt{\frac{P_v}{\lambda_f} \frac{D}{\Delta l}} \sqrt{P_1^2 - P_2^2}, \\
&= \frac{\pi D^2}{4} \sqrt{\frac{1}{k_v \lambda_f} \frac{D}{\Delta l}} \sqrt{P_1^2 - P_2^2}, \tag{215}
\end{aligned}$$

$$= k \sqrt{(P_1 + P_2)(P_1 - P_2)}. \tag{216}$$

ここで、式(215)から明らかなように k は定数となる。

補遺 3

下記式 (301) の導入を行う。

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{1}{2} c_p \dot{M}_1 T_1 \cos(\varphi - \phi). \quad (301)$$

ここで、記号 $\langle \rangle$ は 1 周期における時間平均を表すものとする。即ち、

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \dot{I} dt, \quad (302)$$

と定義する。

管内を往復運動する流体の質量流量 $\dot{m}$ とその流体の温度変動 T_d は単振動とすると、以下のよう
に表すことができる。

$$\dot{m} = \dot{M}_1 \cos(\omega t - \theta + \varphi), \quad (303)$$

$$T = T_a + T_d, \quad (304)$$

$$T_d = T_1 \cos(\omega t - \theta + \phi), \quad (305)$$

$$P = P_a + P_d, \quad (306)$$

$$P_d = P_1 \cos(\omega t - \theta). \quad (307)$$

ここで、管内流体の比エンタルピを i とすると、管内のエンタルピ流量 $\dot{I}$ は以下のように表さ
れる。

$$\dot{I} = \dot{m} i. \quad (308)$$

式 (302) と (308) より、以下の式を得る。

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \dot{m} i dt. \quad (309)$$

ここで、流体が理想流体である場合、

$$i = c_p T, \quad (310)$$

となるため、式(309)は次式となる。

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{c_p}{\tau} \int_0^{\tau} \dot{m} T dt, \quad (311)$$

$$= \frac{c_p}{\tau} \int_0^{\tau} \dot{m} T_d dt. \quad (312)$$

式(312)に(303)と(305)を代入すると以下のようになる。

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{c_p}{\tau} \int_0^{\tau} \dot{M}_1 \cos(\omega t - \theta + \varphi) \cdot T_1 \cos(\omega t - \theta + \phi) dt, \quad (313)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{c_p}{\tau} \dot{M}_1 T_1 \int_0^{\tau} \frac{1}{2} \{ \cos(2\omega t - 2\theta + \varphi + \phi) + \cos(\varphi - \phi) \} dt, \\ &= \frac{1}{2} c_p \dot{M}_1 T_1 \cos(\varphi - \phi). \end{aligned} \quad (301)$$

補遺 4

下記式(401)および(402)の導入を行う。ここで、パルス管内のエンタルピ流量を $\langle \dot{I} \rangle$ とする。

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{1}{2} RT_a \dot{M}_{t1} \frac{P_1}{P_a} \cos \varphi, \quad (401)$$

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{1}{2} RT_h \dot{M}_{o1} \frac{P_1}{P_a}. \quad (402)$$

パルスチューブ冷凍機内の圧力は均一で圧力変動は単振動、オリフィスを通過する流体の質量流量も圧力振動と同位相の単振動、パルス管内の任意の位置において往復運動をする流体の質量流量およびその流体温度変動も単振動とすると、各々の要素は以下のように表される。

$$P = P_a + P_d, \quad (403)$$

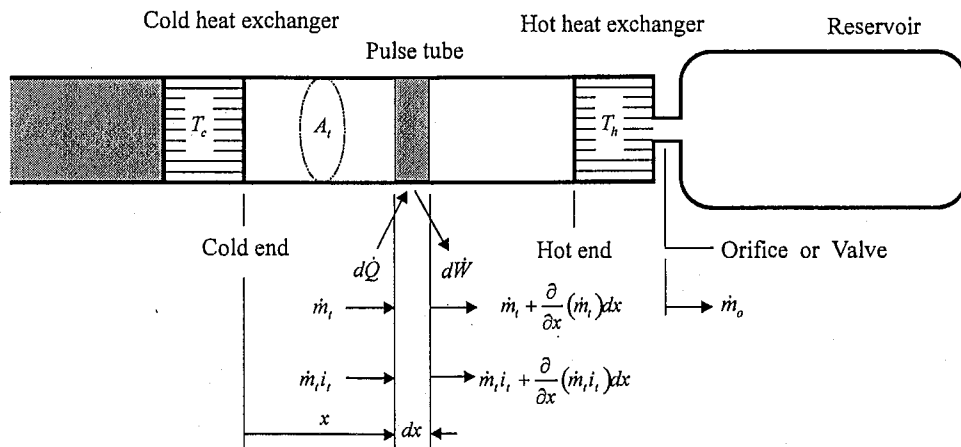
$$P_d = P_1 \cos(\omega t - \theta), \quad (404)$$

$$\dot{m}_o = \dot{M}_{o1} \cos(\omega t - \theta), \quad (405)$$

$$\dot{m}_t = \dot{M}_{t1} \cos(\omega t - \theta + \varphi), \quad (406)$$

$$T = T_a + T_d, \quad (407)$$

$$T_d = T_1 \cos(\omega t - \theta + \phi). \quad (408)$$



式(401)は、パルス管内任意の位置のエンタルピ流量を表している。まず、式(401)の導入を行う。微少要素のマスバランスを考えると、連続の式より、

$$\dot{m}_t - \left(\dot{m}_t + \frac{\partial \dot{m}_t}{\partial x} dx \right) = \frac{\partial}{\partial t} (dM), \quad (409)$$

エネルギー保存の法則より、

$$\dot{m}_t i_t - \left\{ \dot{m}_t i_t + \frac{\partial}{\partial x} (\dot{m}_t i_t) dx \right\} + d\dot{Q} - d\dot{W} = \frac{\partial}{\partial t} (dM \cdot u). \quad (410)$$

ところで、

$$dM = \frac{PA_t}{RT} dx, \quad (411)$$

$$u = c_v T, \quad (412)$$

$$i_t = c_p T. \quad (413)$$

また、パルス管壁は変形しないものとし、作動流体の変化が断熱的である場合、

$$d\dot{W} = 0, \quad (414)$$

$$d\dot{Q} = 0, \quad (415)$$

となる。

式(409)と(411)より、

$$-\frac{\partial \dot{m}_t}{\partial x} = \frac{A_t}{RT} \left(\frac{\partial P}{\partial t} - \frac{P}{T} \frac{\partial T}{\partial t} \right). \quad (416)$$

式(410)と式(411)-(415)より、

$$-c_p \left(\dot{m}_t \frac{\partial T}{\partial x} + T \frac{\partial \dot{m}_t}{\partial x} \right) = \frac{c_v A_t}{R} \frac{\partial P}{\partial t}. \quad (417)$$

式(416)と(417)より、

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{R}{c_p} \frac{T}{P} \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{R}{A_t} \frac{T}{P} \frac{\partial T}{\partial x} \dot{m}_t, \quad (418)$$

となる。ここで、圧力振動が小さく、それにともなう温度振動が小さい場合、以下の近似が可能となる。

$$\frac{T}{P} \approx \frac{T_a}{P_a}, \quad (419)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} \approx \frac{\partial T_a}{\partial x}. \quad (420)$$

式(418)、(419)および(420)より、

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{R}{A_t} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} \dot{m}_t, \quad (421)$$

が得られる。これで、両辺を時間で積分することができるようになり、次式が得られる。

$$T = \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} P - \frac{R}{A_t} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} m_t + T_{CNT}, \quad (422)$$

ところで、 T_{CNT} は積分定数である。

式(403)-(408)と(422)より、

$$T_d = \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} P_d - \frac{R}{A_t} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} m_t, \quad (423)$$

$$= \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} P_1 \cos(\omega t - \theta) - \frac{R}{A_t} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} \frac{\dot{M}_{t1}}{\omega} \cos\left(\omega t - \theta + \varphi - \frac{\pi}{2}\right). \quad (424)$$

ただし、 m_t は、ここでは $\dot{m}_t$ を積分した値の変動部（定数部を含まない）のみの値とする。

ここで、パルス管内のエンタルピ流量の時間平均は、補遺 3 の式(312)より以下のように書き表すことができる。

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{c_p}{\tau} \int_0^x \dot{m}_t T_d dt. \quad (425)$$

式(425)に式(406)と(424)を代入すると以下ようになる。

$$\begin{aligned} \langle \dot{I} \rangle &= \frac{c_p}{\tau} \int_0^x \dot{M}_{t1} \cos(\omega t - \theta + \varphi) \left\{ \frac{R}{c_p} \frac{T_a}{P_a} P_1 \cos(\omega t - \theta) \right. \\ &\quad \left. - \frac{R}{A_t} \frac{T_a}{P_a} \frac{\partial T_a}{\partial x} \frac{\dot{M}_{t1}}{\omega} \cos\left(\omega t - \theta + \varphi - \frac{\pi}{2}\right) \right\} dt, \quad (426) \\ &= \frac{1}{\tau} R T_a \dot{M}_{t1} \frac{P_1}{P_a} \int_0^x \cos(\omega t - \theta + \varphi) \cos(\omega t - \theta) dt, \\ &= \frac{1}{\tau} R T_a \dot{M}_{t1} \frac{P_1}{P_a} \int_0^x \frac{1}{2} \{ \cos(2\omega t - 2\theta + \varphi) + \cos\varphi \} dt, \\ &= \frac{1}{2} R T_a \dot{M}_{t1} \frac{P_1}{P_a} \cos\varphi. \quad (401) \end{aligned}$$

次に、式(402)の導入を行う。パルス管内の作動流体の変化が断熱的である場合、エンタルピ流量はパルス管内のどの位置においても一定である。式(401)は、パルス管内任意の位置での作動流体の質量流量を用いて、そのエンタルピ流量を表している。ここで、ホットエンドでのエンタルピ流量を式(401)を用いて求める。ホットエンドにおいては、

$$T_a = T_h, \quad (427)$$

$$\dot{M}_{t1} = \dot{M}_{h1}, \quad (428)$$

$$\varphi = \varphi_h, \quad (429)$$

であり、式(427)-(429)を式(401)に代入する。

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{1}{2} R T_h \dot{M}_{h1} \frac{P_1}{P_a} \cos\varphi_h. \quad (430)$$

ここで、補遺5の式(510)より、

$$\dot{M}_{h1} \cos\alpha_h = \dot{M}_{o1}. \quad (510)$$

式(510)を式(430)に代入し、以下の式を得る。

$$\langle \dot{i} \rangle = \frac{1}{2} RT_h \dot{M}_{o1} \frac{P_1}{P_a}. \quad (402)$$

さらに、コールドエンドでのエンタルピ流量を式(401)を用いて求める。コールドエンドでは、

$$T_a = T_c, \quad (431)$$

$$\dot{M}_{i1} = \dot{M}_{c1}, \quad (432)$$

$$\varphi = \varphi_c, \quad (433)$$

であり、式(431)-(433)を式(401)に代入に代入し、次の式を得る。

$$\langle \dot{i} \rangle = \frac{1}{2} RT_c \dot{M}_{c1} \frac{P_1}{P_a} \cos \varphi_c, \quad (434)$$

ここで、補遺 5 の式(513)より、

$$\dot{M}_{c1} \cos \varphi_c = \frac{T_h}{T_c} \dot{M}_{o1}. \quad (513)$$

式(513)を式(434)に代入して、次式を得る。

$$\langle \dot{i} \rangle = \frac{1}{2} RT_h \dot{M}_{o1} \frac{P_1}{P_a}. \quad (402)$$

ここで、パルス管内の作動流体の変化が断熱的である場合、エンタルピ流量はパルス管内のどの位置においても一定であるため、パルス管両端のみならず、パルス管全域においてエンタルピ流量は式(402)により表すことができる。

補遺 5

下記式(501)および(502)の導入を行う。また、各々の値（ベクトル）の大きさと位相の関係を検討する。

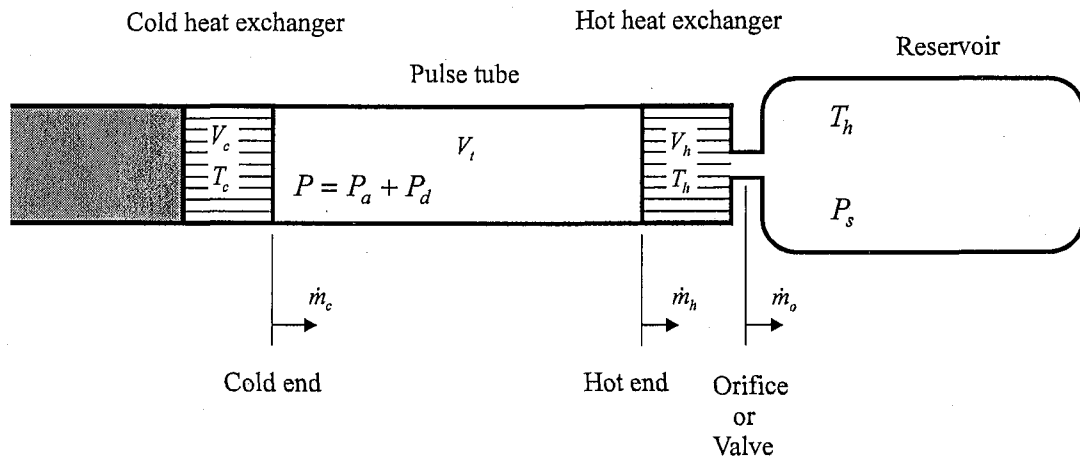
$$\dot{m}_h = \dot{m}_o + \frac{V_h}{T_h} \frac{\dot{P}}{R}, \quad (501)$$

$$\dot{m}_c = \frac{T_h}{T_c} \dot{m}_h + \left(\frac{V_c}{\gamma T_c} \right) \frac{\dot{P}}{R}, \quad (502)$$

$$\dot{P} = \frac{\partial P}{\partial t}. \quad (503)$$

パルスチューブ冷凍機内の圧力は均一で圧力変動は単振動と仮定し、各位置を通過する流体の質量流量も単振動と仮定する。パルス管のホットエンドおよび高温熱交内での温度は一定とし、コールドエンドおよび低温熱交での温度は一定とする。

$\dot{m}_o$ はオリフィスを通過する作動流体の流量で、パルス管内の圧力 P とリザーバ内の圧力 P_s （一定）との差により生じる流体流れであるので P と同位相である。



パルス管の高温端にあるホットエンド熱交（hot heat exchanger）において、マスバランスを考える。連続の式より、

$$\begin{aligned}
\dot{m}_h - \dot{m}_o &= \frac{\partial}{\partial t} (M_h), \\
&= \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P V_h}{R T_h} \right), \\
&= \frac{V_h}{R T_h} \frac{\partial P}{\partial t}.
\end{aligned} \tag{504}$$

よって、

$$\dot{m}_h = \dot{m}_o + \frac{V_h}{T_h} \frac{\dot{P}}{R}. \tag{501}$$

パルス管において、エネルギーバランス（エンタルピーバランス）を考える。パルス管全域について完全に断熱的である場合、エネルギー保存の法則より、

$$\dot{m}_c i_c - \dot{m}_h i_h = \frac{\partial}{\partial t} (M_t u_t). \tag{505}$$

ところで、

$$i_c = c_p T_c, \tag{506}$$

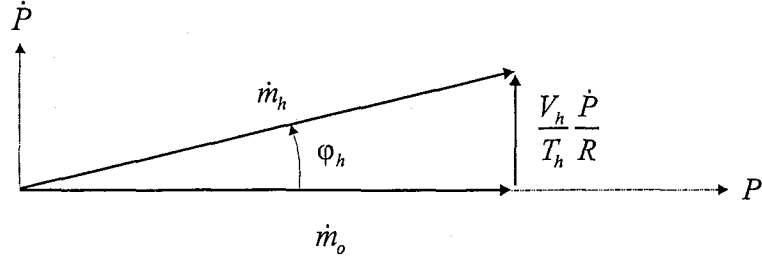
$$i_h = c_p T_h, \tag{507}$$

であるので、式(506)および(507)を式(505)に代入する。

$$\begin{aligned}
c_p (\dot{m}_c T_c - \dot{m}_h T_h) &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P V_t}{R T_t} c_v T_t \right), \\
&= \frac{c_v V_t}{R} \frac{\partial P}{\partial t}, \\
\dot{m}_c T_c - \dot{m}_h T_h &= \frac{V_t}{\gamma R} \frac{\partial P}{\partial t}, \\
\dot{m}_c &= \frac{T_h}{T_c} \dot{m}_h + \frac{V_t}{\gamma T_c} \frac{\dot{P}}{R}.
\end{aligned} \tag{508}$$

次に、ベクトル P 、 $\dot{P}$ 、 $\dot{m}_h$ および $\dot{m}_o$ の大きさと位相の関係を考える。 $\dot{m}_o$ はオリフィスを通過する作動流体の流量であるため P と同位相であり、 $\dot{P}$ は P より $\pi/2$ だけ位相が進んでいる。

よって、式(501)より各々のベクトルの関係は下図のように表すことができる。



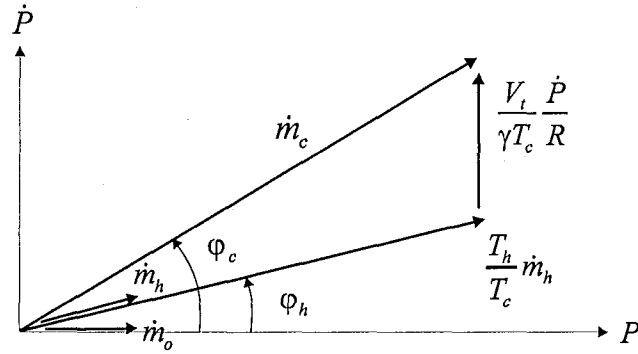
上述関係より、次の関係式が得られる。

$$|\dot{m}_h| \cos \varphi_h = |\dot{m}_o|, \quad (509)$$

$$\dot{M}_{h1} \cos \varphi_h = \dot{M}_{o1}. \quad (510)$$

ところで、 φ_h は $\dot{m}_h$ の位相と P の位相との差（位相差）である。

同様に、式(501)および(502)よりベクトル $\dot{m}_c$ は下図のように表すことができる。



これより、次の関係式が得られる。

$$|\dot{m}_c| \cos \varphi_c = \left| \frac{T_h}{T_c} \dot{m}_h \right| \cos \varphi_h, \quad (511)$$

$$\dot{M}_{c1} \cos \varphi_c = \frac{T_h}{T_c} \dot{M}_{h1} \cos \varphi_h. \quad (512)$$

式(510)および(512)より、

$$\dot{M}_{c1} \cos \varphi_c = \frac{T_h}{T_c} \dot{M}_{o1}. \quad (513)$$

ところで、 φ_c は $\dot{m}_c$ の位相と P の位相との差である。

以上より、 $\dot{m}_h$ および $\dot{m}_c$ は式(501)および(502)で表され、各々の位相と大きさとの関係は式(510)および(513)で表される。

本論文の内容に関係する論文

第2章：論文“Analysis of mass and energy flow rates in an orifice pulse-tube Refrigerator,”
Cryogenics, Vol. 39, 1999, 85-92.

第3章：論文“Increase in Reservoir Pressure of Orifice Pulse Tube Refrigerators,”
Proceedings of the Sixteenth International Cryogenic Engineering Conference /
International Cryogenic Materials Conference, Part 1, 1997, 279-282.
学会講演 Sixteenth International Cryogenic Engineering Conference / International
Cryogenic Materials Conference, held May 20-24, 1996 in Kitakyushu, Japan.

第4章：論文「パルスチューブ冷凍機のエンタルピ流量解析」 日本冷凍空調学会論文集
Vol.14, No.2, 1997, 191-200.

第5章：論文“Measurement of Heat Conduction through Stacked Screens,” Cryocoolers 9,
1997, 459-464.
学会講演 Ninth International Cryocooler Conference, held June 25-27, 1996 in
Waterville Valley, New Hampshire, USA.

論文“Measurement of Heat Conduction through Stacked Screens,” Advances in
Cryogenic Engineering, Vol.43, 1998, 1611-1618.
学会講演 Cryogenic Engineering Conference / International Cryogenic Materials
Conference, held July 27-August 1, 1997 in Portland, Oregon, USA.

以上

謝辞

本論文を終えるにあたり、論文審査員主査として終始ご指導、ご鞭撻をいただきました東京工業大学教授 斎藤彬夫先生に感謝いたします。また、論文審査員として審査およびご指導いただきました東京工業大学教授 岡崎健先生、教授 山根隆一郎先生、助教授 佐藤勲先生、助教授 大河誠司先生に感謝いたします。

また、この研究のきっかけとなった海外留学の機会を与えてくれた株式会社荏原製作所の関係者皆様に感謝いたします。そして、会社の技術顧問として長き 10 年にわたりご指導いただきました元東京大学教授 永野弘先生に感謝いたします。

さらに、米国の国立研究所 National Institute of Standards and Technology の Dr. Ray Radebaugh 氏に感謝いたします。この論文の格子および検討の多くは彼の研究室 Cryogenic Technologies Group, Thermophysics Division にて議論されたものである。グループリーダーとして極めて忙しい中、初歩的な質問にも快く応じてくれると共に、いろいろな実験や人的交流に多くの機会を与えてくれたことに感謝いたします。そして、実験の協力やご意見をいただいた研究室の同僚に感謝いたします。

最後に、本研究をまとめるにあたり、私のわがままを理解し、支えてくれた妻敦子に感謝いたします。

1999 年 12 月