C03 気体の圧縮・膨張時の伝熱

Heat Transfer During Compression and Expansion of Gas

○学 太田 益隆 (神奈川大) 正 原村 嘉彦 (神奈川大)

Masutaka OTA, Yoshihiko HARAMURA,
Kanagawa University, 3-27-1, Rokkakubashi, Kanagawa-ku, Yokohama

Heat transfer during compression and expansion occurs in almost every reciprocating energy conversion machine and can have large effects on its Performance. It is particularly important in closed-cycle machines such as Stirling engines and pulse-tube refrigerators.

Heat flow adding to the gas is the increasing rate of internal energy plus the power done to the gas and calculated from measured pressure changing with time. Apparatus have a 39mm diameter, 28mm stroke piston and 336cm³ reserver. The compression ratio is 1.1. The piston is driven by D.C. motor to allow speed adjustment. Surface area is changed with inserting stacks of stainless steel plates. Measurement was carried out for a range of pressure, frequency, surface area, and for several gases. Experimental data were correlated with non-dimensional parameters for the design of Stirling engines or pulse tube refrigerators.

Key Words : Heat Transfer, Compression and Expansion

1. はじめに

圧縮・膨張時の熱伝達は、ほとんどの往復するエネルギー変換機で起こり、機械の性能に大きな影響をあたえる。それは、スターリングエンジンやパルス管冷凍機のような密閉サイクルで特に重要である。従来の対流熱伝達は、この状況で十分な熱伝達を予想できない。

パルス管の蓄冷器やクーリングヘッド近傍の熱伝達も重要であり、定量的な把握が必要であろう。

エンジンの効率を高めるためには、熱伝達を増進して圧縮・膨張時の変化を等温に近づけることが重要である。しかし、これは交換器内を流れる作動ガスの流速を高め、圧力損失を増大させるという逆効果を与える結果となる場合もある。したがって、熱伝達と圧力損失を両立させるような設計が必要となる。この設計において、乱流を前提とした熱伝達や圧力損失の評価がよく用いられてきたが、実際のエンジンでは、乱流になるほど流速が速くない状況も多く、温度分布を計算するような数値解析も行われるようになってきている。しかし、このような解析を圧縮性流体に対して行うことはかなり難しく、このような状況をもっと簡易に扱う手法の開発が望まれる。

本研究では、圧縮・膨張の際の非定常の熱伝導の特性を実験的に把握し、これをエンジン設計に利用できる形に整理することを目的とする。

記号

- A : 表面積, m²
 c_p, c_v : 定圧比熱, 定積比熱, J/kgK
 D_h : 水力相当直径, m (=4 V_0/A)
 $Loss$: 損失仕事, J/cycle
 P, P_0 : 圧力, 平均圧力, Pa
 Pe_w : ペクレ数
 Q : 伝熱量, J/cycle
 T : 温度, K
 R : 気体定数, J/kgK
 V, V_0 : 体積, 中間ストロークでの体積, m³
 γ : 比熱比
 λ : 熱伝導率, W/mK
 θ : クランク角, rad

- ρ : 密度, kg/m³
 ω : 角速度, rad/s
 添字
 a : 振幅
 $adia$: 断熱変化
 in : 作動気体に入る方向
 $isoth$: 等温変化
 nd : 無次元数

2. 実験装置と方法

実験装置の概要を図1に示す。ピストンは、直径 39mm, ストローク 28mm であり、ガス空間体積は、中間ストロークで 336cm³ である。よって、圧縮比は、1.1 である。クランク軸にはモータが接続されていて、信号は、直流安定化電源を用いて周波数を調節する。クランク軸、モータ、ロータリーエンコーダは圧力容器に納められており、試験部とともに圧力を調節できる。

また、内部の表面積を変化させるために、図2に示すような高さ 20mm, 厚さ 0.2mm のステンレスの板を 4mm, 8mm 間隔でそれぞれ 1~3 段入れる。

圧力測定は、作動空間の側壁に取り付けてある圧力トランスデューサ (豊田工機製 PD64S-500K) を使い、直流増幅器 (豊田工機製 AA6210) で 100 倍に増幅した後、PC ベース測定器 (横河電機製 WE7000) に取り込む。体積は、1 回転当たり 360 パルス発生するロータリーエンコーダ (Baumer electric 製 BDK06.05A360-5-4) の信号をもとにしたクランク角から計算した。周波数は、ロータリーエンコーダの信号を DSP で処理し、任意の周波数に制御した。

実験条件を表1に示す。条件の表面積にし、真空引きした後、試験気体を条件の圧力まで充填する。条件の回転数で安定させ、測定を開始する。

Table 1 Test conditions

Gas	Helium, Argon, Nitrogen
Frequency (Hz)	3, 5, 7, 10, 15
Mean Pressure (kPa)	50, 100, 150, 200, 250, 300, 400, 500
Gas space surface area at mid-stroke (cm ²)	315, 510, 706, 902, 1065, 1440

Fig.1 Apparatus

Fig.2 Additional Wall

3. 実験結果と考察

すべての実験結果は、Komhauser⁽¹⁾が導き出したペクレ数

$$Pe_w = \frac{\rho_0 c_p \omega D_h^2}{4\lambda} \quad (1)$$

で整理する。水力相当直径は、中間ストロークでの合計表面積と体積から求め、平均密度は、中間ストロークでの圧力と体積から求めた。この式は周波数、水力相当直径、気体特性の関数である。

3.1 損失仕事の予想

図3に Pe_w と無次元損失 $Loss_{nd}$ の関係を示す。ここで、

$$Loss_{nd} = \frac{\oint PdV}{p_0 V_0 \left(\frac{p_a}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \quad (2)$$

$$\frac{p_a}{p_0} = \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max} + P_{min}} \quad (3)$$

である。また、図4に、測定圧力と位相の関数の体積から状態方程式を用いて求めた温度振幅 T_a を、断熱変化と仮定した場合の温度振幅 T_a^{adia} で割った値を Pe_w に対して示す。

最大損失は、 Pe_w が約10のとき、約1.2である。ヘリウムとアルゴンはよく相関しているが、窒素は Pe_w が100より大きくなると $Loss_{nd}$ がやや大きくなる。アルゴンと窒素では、 Pe_w が1000を超えるとばらつきができる。これは、Komhauser⁽¹⁾の実験結果にも起きている。ステンレス板が4mm間隔のとき、 Pe_w が10付近のヘリウムのデータが他より低い傾向がある。すべての気体で、5種類の回転数、8種類の平均圧力、7種類の伝熱面積に関して、実験データは、

ほぼ一本の曲線にのっている。

また、Lee⁽²⁾の式(4)をもとにし、式(5)を Komhauser⁽¹⁾が実験の結果から求めた式

$$\frac{Loss}{p_0 V_0} = \frac{\pi \left(\frac{p_a}{p_0} \right)^2}{2 \left(\frac{p_a}{p_0} \right)} \frac{\gamma-1}{\gamma} \left(\frac{1}{y} \right) \frac{\cosh y \sinh y - \sin y \cos y}{\cosh^2 y - \sin^2 y} \quad (4)$$

ここで、

$$y = 0.49 (Pe_w)^{0.43} \quad (5)$$

との相関は、圧縮比や追加の壁面の形状など、実験条件が異なるため、完全には一致しないが傾向は似ている。図4からも分かるように、 Pe_w が大きい範囲では、圧縮・膨張時ともに断熱変化に近く、損失仕事も小さい。また、 Pe_w が小さい範囲でも、膨張・圧縮ともに等温変化に近いので、損失仕事は小さいが、中間的な状態で損失仕事大きい傾向となる。

Fig.3 Non-dimensional loss as a function of Peclet number

Fig.4 T_a/T_a^{adia} as a function of Peclet number

3.2 伝熱量の整理

(1) 伝熱量の算出法

状態変化の際に作動ガスに入ってくる熱量は、熱力学第1法則より

$$dQ = dU + PdV \quad (6)$$

$$U = \int c_v T dm = \frac{c_v}{R} \int PdV \quad (7)$$

だから、瞬間的に圧力が一様であると仮定すれば、温度分布

によらず

$$U = \frac{c_v}{R} PV \quad (8)$$

となる。したがって

$$\frac{dQ}{d\theta} = \frac{c_v}{R} \frac{d}{d\theta} (PV) + P \frac{dV}{d\theta} \quad (9)$$

これを $dQ > 0$ について 1 周期積分して、作動気体に入る熱量 Q_{in} を求める。なお、1 周期にわたって $dQ/d\theta$ を積分した値は Q_{in} の 3% 以下であり作動気体から奪われる熱量も Q_{in} にほぼ等しい。

(2) 非定常熱伝導による伝熱量

気体の圧縮・膨張時には、一定温度に保たれた壁面に接した気体の温度が、周期的に上昇・降下する中で、壁面近傍が壁面温度の影響を受けて、その温度変化が抑制される状況となる。これは、気体の圧縮性を無視すれば、壁の温度が変化する 1 次元熱伝導と同等であり、半周期で壁から作動気体へ伝わる熱量は、

$$Q = 2\sqrt{\frac{\rho c_p \lambda}{\omega}} AT_a \quad (10)$$

となる。

(3) 等温変化での伝熱量

体積が $V_0 - V_a$ から $V_0 + V_a$ まで等温で変化する場合の加熱量 Q_{in}^{isoth} は

$$Q_{in}^{isoth} = P_0 V_0 \log \frac{V_0 + V_a}{V_0 - V_a} \approx \frac{2}{\gamma - 1} P_0 V_0 \frac{T_a}{T_0} \quad (11)$$

となり、式(10)で割ると

$$Q_{nd}^{adia} = \frac{1}{2\gamma} \sqrt{Pe_w} \quad (12)$$

となる。ここで、式(10)の T_a には、断熱変化と仮定したときの振幅 T_a^{adia} を用いる。

(4) 実験結果

Q_{in} を式(10)で割って無次元熱量を式(13)のように定義する。式(13)では断熱変化と仮定したときの振幅 T_a^{adia} を用いる。

$$Q_{nd}^{adia} = \frac{Q_{in}}{2\sqrt{\rho c_p \lambda / \omega} AT_a^{adia}} \quad (13)$$

図5に Q_{nd}^{adia} と γ の積を Pe_w に対して示す。図5で、3種類の気体、5種類の回転数、8種類の平均圧力、7種類の伝熱面積に関して、実験データは、ほぼ一本の曲線に載っている。窒素で上方にくるひとまとまりの点があるが、これはステンレス板を挿入していない場合である。体積がいくぶん小さく測定されたために熱量が大きく計算された結果であると考えられる。

全体として、おおむね

$$\gamma Q_{nd}^{adia} = \begin{cases} 0.58 Pe_w^{1/3} & (Pe_w < 15) \\ Pe_w^{1/8} & (15 < Pe_w < 1000) \\ 0.38 Pe_w^{1/4} & (1000 < Pe_w) \end{cases} \quad (14)$$

と表すことができる。

Pe_w が小さい範囲では、周波数が遅く、等温変化に近いため、式(12)に漸近する。 Pe_w が大きくなるにつれ、等温変化より熱伝達が少しずつ悪くなっていく。

図4に示したように、バルク温度の振幅は、 Pe_w が大きい範囲では断熱変化の振幅に近く一定であるが、 Pe_w の減少に従って小さくなる。 Q_{in}/AT_a は熱伝達率に相当するので、 T_a

に実際のバルク温度の振幅(図4の縦軸の分子)を用いて無次元量

$$Q_{nd} = \frac{Q_{in}}{2\sqrt{\rho c_p \lambda / \omega} AT_a} \quad (17)$$

を定義し、その性質を調べるのも有用である。

結果を図6に示す。図5で式(15)で近似できた中ペクレ数領域では、 Q_{nd} は 1.4 程度の一定値をとる。温度の浸透深さが気体の中央まで及ばなければ、図7のCase Aの陰部に対応する熱量が固体面に伝わり、それが温度振幅に比例する。 Q_{nd} が一定となるこの領域では、主に(2)の項で示した非定常熱伝導によって熱が伝わっていると考えてよさそうである。これに対し $Pe_w < 30$ では、大半のデータが $Q_{nd} > 1.4$ となる。これは、浸透深さが気体の中央まで及び、図7のCase Bのようになったため、バルク温度振幅が小さくなった結果と考えられる。なお、 Q_{nd} の広がりとは、表面積の相違によるものであり、表面積が大きいほど上方にくる。

一方、高ペクレ数領域でも Q_{nd} が増加するこの領域の伝熱量 Q_{in} は、伝熱面積の増加に伴って増加しており、推定誤差によるものとは考えられない。中ペクレ数では伝熱量が $\omega^{1/2}$ に反比例して減少していたのに対して、高ペクレ数では $\omega^{1/4}$ に反比例しており、減少の割合が減る特徴がある。

Fig.5 Non-dimensional heat transfer based on adiabatic temperature change as a function of Peclet number

Fig.6 Non-dimensional heat transfer based on experimental temperature amplitude as a function of Peclet number

Fig. 7 Temperature profile near wall

4. 誤差の影響

誤差の主な原因として、作動空間の体積とクランク角の誤差が挙げられる。中間ストローク体積の誤差は、 $+0.5\text{cm}^3$ 以下、クランク角の誤差は $\pm 0.5^\circ$ 以下である。そこで、ヘリウムでクランク角を $+0.5^\circ$ 、体積を $+0.5\text{cm}^3$ ずらした Loss_{nd} と Q_{nd}^{adia} を図 8 と図 9 に示す。 Loss_{nd} では、クランク角の誤差の影響があることが分かる。 Q_{nd}^{adia} では、高 Pe_w でクランク角の誤差がある程度見られるが、2つの要因の誤差の影響は全般に小さい。

5. まとめ

今回の実験で、圧縮・膨張時の伝熱を Pe_w で整理できることが分かった。さらに、1周期に流入する熱量の予測を可能にした。二原子分子での測定は、窒素でしか行わなかったので、測定範囲が小さく、十分なデータが得られなかった。 Pe_w が小さくなる水素での実験を追加することが望ましい。

参考文献

- (1) Komhauser, A. A., 1989, "Gas-Wall Heat Transfer During Compression and Expansion," Sc.D. Thesis, M.I.T, Cambridge, MA
- (2) Lee, K. P., 1983, "A Simplistic Model of Cyclic Heat Transfer Phenomena in Closed Spaces," Proceedings of the 18th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, PP720-723.

Fig. 8 Effect of measure error on Loss_{nd} Fig. 9 Effect of measure error on Q_{nd}^{adia}