内燃機関燃焼室の内部熱伝達の研究*

一色 尚次**・西脇 信彦**

概 要

本研究は、内燃機関の燃焼室の内壁での熱伝達に関する基礎研究と考察である。

そもそも、内燃機関の熱伝達の研究については、有名なEicherbergの実験式をはじめとして、多数の研究がある。しかし、その大部分は、純粹に実験的であるか、もしくは単に内部流動による強制対流熱伝達として取り扱おうとしたものが多く、圧力が変動し、かつ壁面でも熱発生があるという内燃機関の内部熱伝達の特長性について取り上げたものは少ない。

本研究はその点に着目し、アコーディオン状に伸縮するガス空間と、表面近傍での熱発生によるガス側の一次元熱伝導モデルによって、吸排気弁近傍を除き、スワールの少ない単純な形状の燃焼室の上下面における熱流束を説明しようとしたものである。

まず、幾つかの仮定によって理論式を単純化し、かつ、全領域を、燃焼の発生する以前、燃焼が壁面上に存在する期間、その後の期間、掃気による冷却期間の四者に分けて、それぞれにおける熱流束の瞬時値と平均熱流束の統一的な計算式を得た。

ついで、小形の密閉燃焼室によって実験を行ない、理論と実験がよく合うことを示した。

ついで以上の基礎的な考え方を、実際の内燃機関に適用して、その示す熱流束が、瞬時値としては、Eicherbergの与える値に、また、平均値としては、従来の機関のピストン頂面やシリンダヘッド内面での熱流束の実測値に、オーダーとしてよく合っていることがわかった。

また、この考え方を解析することにより、内燃機関の熱伝達に及ぼす各種の因子（回転数、空気比、圧力上昇率等）の影響がよくわかることが示された。

以上のように本研究は、内燃機関の熱伝達について今まで見過ごされていた静的熱伝達の面からのアプローチをわかりやすく試みたものであって、この形式の熱伝達は、スワール等による対流熱伝達と互いに重合して実際の熱伝達を形成しているものと考えられる。

本研究は、この形式の研究の端緒を示したものであって、今後さらに多くの実験的裏付けが望まれるものである。

Study on Inside Heat-Transfer of the Combustion Chambers of Internal Combustion Engines

By Naotsugu Isshiki
Nobuhiko Nishiwaki

Abstract

This study deals with the basic theoretical and experimental study on the transient convective heat transfer at the inside flat walls of internal combustion engines with gas-side static heat conduction model.

The model is such that, laminar boundary layers are shaped on the inside flat surface of piston and cylinder head, and, when piston moves or combustion takes place, every gas particles in the cylinder moves only vertically to the walls like accordion bags.

So, the convective heat transfer on the surface, can be replaced, by one dimensional heat conduction in the gas side, where, the propagation of combustion flame is replaced by moving heat generation zone.

When, heat generation takes place just on the bottom of boundary layer, the surface heat flux becomes maximum.

*原稿受付 昭和49年1月18日

昭和46年秋季学術講演（昭和46年10月15日）

**正会員 東京工業大学（東京都目黒区大岡山2-12-1）

First, these theoretical models, and theoretical calculations of transient heat flux were checked by basic combustion experiments in two small closed vessels, and the theories have shown very good agreement to the experimental results.

Then, the theories were applied to a suppositional Diesel engine, and the calculated heat flux are compared to the values calculated by the Eicherbergs predictional equations. The both results have shown fairly good agreement to each other.

Then, a predictional equation of the mean heat flux of combustion chamber is developed through this theory, and some examples of calculation of the mean heat flux are shown. The results are generally in good agreement to the data of actual engines measured by many methods by many peoples.

Moreover, it is shown that, influences of various engine factors as engine speed, air-fuel ratio, etc, are easily analysed by using this theory, and their tendencies are in good agreements to the experiences.

Generally speaking, this study is hoped to have projected new light in the theoretical analysis of inside heat transfer of internal combustion engines, which were treated only experimentally until to-day.

1. ま え が き

従来より内燃機関の燃焼室の内部熱伝達については、有名なEicherbergの実験式が与えられた研究⁴⁾をはじめとし、Nusselt⁵⁾, Pflaum⁶⁾, Overbye⁷⁾, Elser⁸⁾, Woschini⁹⁾, Annand¹⁰⁾その他の多くの半理論的、もしくは純実験的な研究がある。また、国内では小栗¹¹⁾による理論及び実験的研究や、永井ら¹²⁾による実験的研究をはじめとする多数の実験研究がある。

しかし、熱伝達の瞬時値を与えようとする理論的アプローチについては、小栗の研究を除いては、圧力や温度が急激に変化し、かつ、壁面上でも発熱が存在するという内燃機関の内部熱伝達の特種な状況を十分に採り入れたモデルを使っているものは少なく、多くは通常の対流熱伝達を主体として考えたものであって、十分に状況を説明しているとはいえない。

また、小栗の研究は、圧力の変化を考慮した点で本研究の先駆をなすものであるが、その方程式が複雑である点と、発熱項を用いない点、および実験的な未定要素がはいる点で広く一般化するのには難点がある。

本研究は、今までの多くの研究のように、熱伝達の原因はスワールや乱れなどによる対流熱伝導によるものであるとするよりも、壁に垂直にアコーディオン状に動くガスの温度の変化と壁のすぐ上での熱発生とによって熱が壁に熱伝導によって伝えられることによるものであるとするモデルに立脚したものであって、吸排気弁近傍のように明らかにガスの流動による対流熱伝達の影響が存在する部分を除いた燃焼室の一般上下面にたいし、この二次元ガス側非定常熱伝導式によって、実験による未定係数をほとんど使用することなく、壁面の熱流束の計算式を理論的に導くとともに、それを小形のモデル燃焼室による基礎実験によって実証し、かつ、その結果を主としてディーゼル機関を対象とする実際内燃機関に適用考察しようとしたものであり、従来あまりに実験と経験にだけ依存していた内燃機関の熱伝達に新しい理論的メスを入れたものである。

本研究によって与えられた熱流束の値は、Eicherberg

の与えた実験式による値とそのオーダーにおいて一致し、かつ、広いはんいにわたって、従来より測定されている実際機関での熱流束と定量的定性的にかなり近い値を与えている。また、回転数、空燃比、圧力、噴射時期、等多くの因子の熱流束への影響を従来の経験通りに定性的に与えることができるなどの点で実用上大いに興味があると考えられるので、ここに報告し、多くのご批判を仰ぎたい。

なお、本研究については、すでに、燃焼を行なわないモータリングの場合の熱伝達についてはその理論と実験結果を発表^{13), 14), 15)}し、また、密閉容器内での燃焼実験の結果についても発表¹⁶⁾したが、本報告においては、それらの結果を改良した部分と、実際の内燃機関に適用したさいの考察について述べる。そして、理解の必要上すでに発表した部分も概括的に最少現度を再録する。

2. 記号と下傍字

(記号)

a : 温度伝導度 [m^2/h]

C_p : 定圧比熱 [$\text{kcal}/\text{kg}^\circ\text{C}$]

dq''' : 単位重量ガスの熱発生率 [$\text{kcal}/\text{kg} \cdot \text{h}$]

Fr : フーリエ数

l : 燃焼波の燃焼層の厚さ [m]

N : 機関の爆発回数 [$1/\text{h}$]

n : 回転数 [$1/\text{h}$]

p : 圧力 [kg/m^2]

q : 熱流束 [$\text{kcal}/\text{m}^2 \cdot \text{h}$]

Re : レイノルズ数

T : 温度 [$^\circ\text{K}$]

ΔT : 温度上昇幅 [$^\circ\text{C}$]

t : 時間 [h]

U : 無次元温度 $= T/T_\infty$

u : 速度 [m/h]

x : オイラ座標の長さ [m]

z : ラグランジュ座標の長さ [m]

$r_0 dz = r dr$

β : ふく射吸収率 [$1/\text{m}$]

r : 比重量 $[\text{kg}/\text{m}^3]$

ϵ : 壁のふく射係数

θ : クランク角

λ : 熱伝導度 $[\text{kcal}/\text{mh}^\circ\text{C}]$

σ : ボルツマン定数

τ : 修飾時間 $d\tau = (p/p_0) dt$ [h]

(下傍字)

0 : 基準状態 (時間平均した壁温度で大気圧の状態を基準とする)

∞ : 主流状態

w : 壁の表面状態

c : 対流熱伝達

r : ふく射熱伝達

f : 燃焼波の前面

1, 2, 3, 4 : それぞれ第 1, 第 2, 第 3, 第 4 期間をさす

max: 最大

m : 平均

th : 理論

3. アコーディオン状に伸縮する熱境界層モデルとその理論解析

3.1 モデル化 内燃機関の内部対流熱伝達のメカニズムにはつぎの三種類が考えられる。(a) 図 1 a に示すように壁に水平な流れや噴流衝突による対流熱伝達, (b) 同図 b に示すように, ピストンの運動や圧力の上昇によって, ガスが壁に垂直に変位して, 境界層を押し縮めるとともにガス温度を上昇させることによる熱伝達, (c) 同図 c に示すように対象とする壁面のすぐ上で燃焼が生じ境界層内に熱発生が生ずることから直ちに壁に伝えられる熱伝達。

通常, 吸排気弁のごく近傍や, 内部の形状が複雑で, また, 予燃焼室がある場合や, また特別に掃気スワールが大きいときのような場合は上の (a) の水平流れによる影響が極めて大きいと推定でき, 従来の研究はそれを取り上げるものが多かった。しかし, 本研究では従来見過ごされていた (b) と (c) の形式の熱伝達について考えようとするもので, 大形船用機関によくあるように燃焼室の形状が半球形やパンケーキ状で極めて単純な形状をなし, かつ, 内部渦流が少なく層状燃焼をするような場合の一般壁面に適用しようとするものである。

いまこの (b), (c) の場合の熱伝達のメカニズムを合成しモデル化して示すと図 2 のようになる。同図によりこのモデルを説明するとつぎのようになる。

(1) 代表的伝熱面を, パンケーキ形燃焼室のピストン上面と平滑なシリンダヘッド下面とする。

図 1 壁面での熱伝達のメカニズム

図 2 熱伝達のモデル化

(2) すべてのガス分子はピストン及び燃焼波の動きとともに, アコーディオンのバッグ状に代表伝熱面に対し垂直に動く。

(3) 燃焼は燃焼層 (燃焼波の前面) 内にて生ずるか, もしくは, 全領域で同時に生ずるものとし, 燃焼領域では空間的, 時間的に熱発生率 dq''' は一様であるとする。燃焼波は代表伝熱面に平行である。

(4) どの瞬間でも, 燃焼室内の圧力は場所的に均一であるとする。これはガスの慣性項を無視することに相当する。

(5) 境界層は十分薄く, 主流部分はその存在による影響をうけない。

(6) 作動ガスは理想気体であるとし, かつ, 理論式の簡単化の便法として, ガスの熱伝導率 λ はガスの絶対温度 T に比例する。すなわち, $(\lambda = (T/T_0) \lambda_0)$ とする。

(7) ふく射による熱伝達は対流熱伝達から全く分離できる。

(8) 壁の表面温度 T_W の 1 サイクルあたりの変動は通常 20°C 以下で十分小さいので, T_W の変化自体から壁内熱流束を計算する場合以外の, ガス側の境界層の温度分布の解析に対しては, T_W は一定であると近似し, T_W の平均値を T_0 として, $T_W = T_0$ とする。

3.2 基礎方程式 以上のモデルによって, ガス側の境界層の一次元連続及びエネルギー式を立てるとつぎの

ようになる。

$$\frac{\partial r}{\partial t} + \frac{\partial (ru)}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$rC_p \frac{DT}{Dt} = \frac{1}{J} \left(\frac{Dp}{Dt} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + r dq''' \quad (2)$$

いま、ピストンの運動の有無にかかわらず、シリンダ内のガスの総量に変化はないことに着目し、座標 x を物質量に比例するラグランジュ座標 z に変換する。すなわち、

$$r_0 dz = r dx \quad (3)$$

とし、かつ、時間座標も t より圧力に比例する修飾時間 τ 、すなわち

$$d\tau = (p/p_0) dt \quad (4)$$

に変換するものとする。しかるときは(1)、(2)式はつぎのように簡化^{13), 16)}される。

$$\frac{dT}{d\tau} = a_0 \frac{p}{p_0} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{T}{T_\infty} \frac{dT_\infty}{d\tau} + \frac{dq'''}{C_p} \quad (5)$$

本式の右辺第1項は熱伝導による項、第2項は断熱圧縮効果による主流温度の変化する項、第3項は発熱による項であり、 dq''' は時間 τ についての熱発生率である。

以上のモデルと基礎方程式の準備の下に、内燃機関の熱伝達を解析するため、その熱伝達を図3のように三つの期間に分けて考える。それらは、

- (1) 第1期間：燃焼波が壁に到着するまでの単純圧力上昇（もしくは降下）によって壁面熱伝達が生ずる期間
- (2) 第2期間：燃焼波が壁面に到着して、壁面上にて発熱が存在している期間

図3 三つの期間への分類

図4 第1期間ないし第3期間の熱流束変化の考え方の概念図

(3) 第3期間：燃焼が終了してから後の期間である。なお、これら以外に第4期間として掃気による冷却期間も考慮する。

以上の期間に対応する p と T_∞ の変化および熱流束 q の基本的な変化の概念図を図4に示す。

3.3 第1期間の熱伝達 第1期間は壁面上での熱発生がないので(5)式で $dq''' = 0$ であり、いま、 T_∞ も T も変数であることを考慮しつつ同式に

$$U = T/T_\infty \quad (6)$$

なる無次元温度を導入すると同式はさらに簡化されて U のみの方程式となる¹³⁾。

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} = a_0 \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \quad (7)$$

本式は通常の変数熱伝導の式にほかならない。第1期間にたいしては、さきの仮定のように

$$T_w = T_0 \text{ (一定)} \quad (8)$$

であるとして、

$$U_{z=0} = (T_0/T_\infty) = f(T_\infty) \quad (9)$$

$$U_{z=\infty} = (T/T_\infty)_{z=\infty} = 1 \quad (10)$$

なる境界条件で解けばよい。(9)、(10)の条件は、無限遠温度が一定に保たれ、壁面温度が強制的に変化する際の一次元非定常熱伝導の解として多くの場合にたいし解かれている。

いま特にこの期間の無次元温度 $U_{z=0} = (T_0/T_\infty)_{z=0}$ の時間的変化が $\sin \omega t$ 状に同期的に変化するものと仮定し、かつ、圧縮行程について考えると、クランク角が上死点前 45° の付近で壁面熱流束 q_1 は最大となり、その値を $q_{\max 1}$ とすると $q_{\max 2}$ は近似的に

$$q_{\max 1} \doteq \sqrt{2} \lambda_0 \sqrt{\frac{\omega}{2 a_0}} \sqrt{\frac{p_{m1}}{p_0}} \Delta T_{\infty 1} \quad (11)$$

で計算できる。ここで p_{m1} は第1期間での平均圧力、 $\Delta T_{\infty 1}$ はこの期間での圧縮による壁平均温度 (T_0) 以上における主流の最大温度上昇幅であり、それを半振幅と考える。

この期間の平均熱流束 $\bar{q}_1$ は熱流束も $\sin$ 状に変化すると考えてごく大まかには、 n を ω に対応する機関回転数として

$$\bar{q}_1 = \frac{\pi}{4} q_{\max 1} \doteq 1.96 \lambda_0 \sqrt{\frac{n}{a_0}} \sqrt{\frac{p_{m1}}{p_0}} \cdot \Delta T_{\infty 1} \quad (12)$$

で計算できる。

実際の機関の圧縮行程では、圧力上昇が上死点にかなり近づいてから急に大きくなるので、 U は $\sin$ 関数からかなりずれる。そのため、実際上はその点を考慮して ω も n もその分だけ増すよう修正する必要がある。ただし、継続時間はそれだけ減少する。

また、別の近似法として主流の壁との温度差、 $\Delta T_{\infty 1} = T_{\infty 1} - T_0$ が τ に関し $\tau \geq 0$ で $\Delta T_{\infty 1} \doteq A\tau$ 、なる形で直線的に上昇すると仮定される時は、 $U \doteq 1 - (A\tau/T_0)$ なる形に置けるので、 q が近似計算され、

$$q_1 = \sqrt{3} \frac{\lambda}{\sqrt{a_0}} A \sqrt{\tau} \quad (13)$$

なる形となり、 $q_{\max 1}$ は $\tau = \tau_1^*$ で生じ

$$q_{\max 1} \doteq \sqrt{3} \frac{\lambda_0}{\sqrt{a_0}} \sqrt{\frac{p_{m1}}{p_0}} \sqrt{\frac{\Delta T_{\infty 1}}{t_1^*}} \quad (14)$$

で与えられる。ここで、 τ_1^* 、及び t_1^* は $T_{\infty 1} \geq T_0$ であるはんいの継続時間である。($T_{\infty 1} < T_0$ すなわち主流の方が壁温より低い期間は無視する) このさい $\bar{q}_1$ は

$$\bar{q}_1 = \frac{2}{3} q_{\max 1} \quad (15)$$

で計算できる。とくに $t^* = 1/1.7 n$ としたときは (15) 式と (12) 式の値は一致するが一般に (15) 式の方が高い値を与える。

3.4 第2期間の熱伝達 燃焼波の前面が丁度壁面に到着した時刻をこの期間の $t=0$ とする。 $t \geq 0$ では燃焼層の終端部が伝波速度 $u = u_f$ で前進し、その終端部が壁に到着したときのこの第2期間は終了するので、第2期間の存続時間 t_f は

$$t_f = l_f / u_f \quad (16)$$

で与えられる。

図2(b),(c)に示すように、一般に前進する有限厚さの燃焼波は、熱伝達にたいして、半無限ステップ状発熱領域 ($dq''' > 0$) と燃焼層の幅 l_f だけ遅れて前進する半無限ステップ状吸熱領域 ($dq''' < 0$) の重ね合わせによって表現できる。故に、この第2期の解は $t > 0$ にたいしては、

- (1) $t=0$ における既に初期温度分布による影響項
- (2) $t > 0$ における半無限の一樣発熱による項
- (3) $t=0$ で $x = l_f$ からスタートし壁に向かって前進する ($-dq'''$) なるステップ状吸熱層による項

の三つの解の重ね合わせとなる。その厳密な計算式はすでに報告¹⁶⁾してあるのでここでは省略するが、その三者のうち(1)と(3)による項の影響は(2)にくらべて十分小さいのでそれを見捨てる。また、この第2期間が生ずるのは機関の上死点近傍が多いのでこの間圧力は一定であると近似し

$$p = p_{2m} \quad (17)$$

であると近似する。すると、この期間の壁での熱流束 q_2 は、 $t_f \geq t \geq 0$ にて図4の中央部分のように

$$q_2 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda_0}{\sqrt{a_0}} \sqrt{\frac{p_{2m}}{p_0}} \frac{dq'''}{C_p} \sqrt{t_2} \quad (18)$$

で示される。ここで、 dq'''/C_p の項は、それが燃焼室内の全領域での値が均一であるとする、主流の温度上昇割合で置換でき、 $\Delta T_{\infty 2}$ を主流の燃焼とこの期間内の圧力上昇による断熱温度上昇の和による温度上昇幅とすると

$$\frac{dq'''}{C_p} = \frac{\Delta T_{\infty 2}}{t_f} \quad (19)$$

で計算できる。(18),(19)式より、第2期間の最大熱流束 $q_{\max 2}$ は $t = t_f$ にて生じ、

$$q_{\max 2} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda_0}{\sqrt{a_0}} \sqrt{\frac{p_{2m}}{p_0}} \sqrt{\frac{\Delta T_{\infty 2}}{t_f}} \quad (20)$$

によって計算できる。

また、この期間の平均熱流束 $\bar{q}_2$ は

$$\bar{q}_2 = \frac{2}{3} q_{\max 2} \quad (21)$$

で与えられる。

3.5 第3期間 第3期間では発熱がもはや存在しないので、この期間の始め $t=0$ における温度分布の影響だけを考えればよい。その初期温度分布は第2期間の終了時の温度分布として与えられ、近似的に

$$\left(\frac{T - T_0}{T_{\infty} - T_0} \right)_{t=0} = 1 - 4i^2 \operatorname{erfc} Fr \doteq 1 - \exp \left(-\frac{4}{\sqrt{\pi}} Fr \right) \quad (22)$$

もしくは別に誤差関数近似をすれば

$$1 - 4i^2 \operatorname{erfc} Fr \doteq \operatorname{erfc}(2Fr) = \operatorname{erfc}(z/\sqrt{a_0 t_f}) \quad (23)$$

として置換できる。ここで Fr 、 t_f は

$$Fr = z/2\sqrt{a t_f} \quad (\text{フーリエ数}) \quad (24)$$

$$t_f = (p_{2m}/p_0) t_f \quad (25)$$

で与えられる。

いま、(22),(23)を(7)式に導入し、初期温度分布を与えられた非定常一次元熱伝導(非発熱)問題の計算を行なうことにより、もし、圧力と T_{∞} の変化があまり大きくないとすると、第3期間の熱流束 q_3 のそのはじめの値 ($q = q_{\max 2}$) にたいする比は、 $\tau' = (2/\sqrt{\pi}) \sqrt{\tau_3/\tau_f}$ とし、 $0 < \tau_3/\tau_f < 10$ で、初期分布が(22)式のとき、

$$\frac{q_3}{q_{\max 2}} = \exp \tau'^2 \operatorname{erfc} \tau' \doteq 1 - 0.6 (\tau/\tau_f)^{1/7} \quad (26)$$

となり、初期分布が(24)のとき $\tau_3/\tau_f > 0$ で、

図5 第3期間の熱流束

$$\frac{q_3}{q_{\max 2}} = \sqrt{\frac{\tau_f}{4\tau_3 + \tau_f}} \quad (27)$$

で近似的に与えられる。(26),(27)の示す $q_3/q_{\max 2}$ の値を τ_3/τ_f を横軸にして図5に示す。両者は十分近い。

(26),(27)のそれぞれについての第3期間の平均熱流束を求めると,(26)式による時は $0 < t_3/t_f < 10$ の範囲で

$$\frac{\bar{q}_3}{q_{\max 2}} = \sqrt{\frac{p_{m3}}{p_{m2}}} (1 - 0.525 X^{1/4}) \quad (28)$$

(27)式による時は $t_3/t_f > 0$ で,

$$\frac{\bar{q}_3}{q_{\max 2}} = \sqrt{\frac{p_{m3}}{p_{m2}}} \left(\frac{\sqrt{4X+1}-1}{2X} \right) \quad (29)$$

で与えられる。両式も極めて近い値をとる。ここで X は $X = \tau_3/\tau_f = (p_{m3}/p_{m2}) \cdot (t_3/t_f)$ (30) なる比である。

実際の機関ではこの第3期間では圧力 p 及び主流温度 T_∞ がかなり大きい変化をするので、上のように両者をほぼ一定とした近似は必ずしも通用しないが p と T_∞ の変化を逐一考慮する計算は極めて複雑なものとなる上、この期間の熱伝達には、流動による影響と認められる影響がはいって来て、あまり詳細な議論を行なっても意味がなくなるので、本報告の段階においては、主流温度は変化せず、また、圧力は第3期間の平均値 p_{m3} にて一定であると仮定して計算を行なうものとする。

以上の三つの期間の熱流束の変化状況は図4の下方図のようになり、 t_f が短いほど最大熱流束がシャープに上昇するが、早く減衰することがわかる。

4. 基礎実験装置と実験方法

とくに燃焼の存在する場合にたいし、図6(a),(b)に示すような二つの小形密閉燃焼室(a),(b)を作製した。

(a)は低圧用で30mm厚さのプラスチックブロックを直径100mmでくりぬいて両側面にガラスを張って可視化したもので中央に点火栓を有し、壁の一部に熱流束測定のためのテスト面を設け、その表面上にはNi~Constantan 凝着による表面薄膜温度計を形成してある。また、テスト面の10mm上空には0.01mm 径の白金線

図6 小形密閉容器燃焼実験装置

1.点火栓, 2.白金線張った主流温度計, 3.凝着薄膜表面温度計, 4.圧力計, 5.真空ポンプへ, 6.ガス入口, 7.ガラス窓, 8.ガラス窓

を張って主流温度を測定する。

(b)は高圧用で、30mm厚さの鋼製ブロックを長方形状にくり抜いたものであって、一端に点火栓、他端にベークライト製テスト面を設けてある。テスト面は(a)と同様凝着薄膜による表面温度計等を有する。

実験方法としては、燃料室内に $H_2 : O_2 : N_2 = 2 : 1 : 14$ 近傍の組成の可燃ガスを満たし、点火する。この際、 N_2 の含有率は過大な圧力温度となることを避けることにより大きめとした。

点火後は圧力 p 、主流温度 T_∞ 、表面温度 T_W が計測記録されるが、さらに、場合によりシュリーレンムービー、斜め影写真等によって燃焼波の状況を記録する。

図7に(a)における燃焼時のシュリーレン写真、及び(b)における斜め影写真の例を示す。

写真に示されるように、燃焼波は10mm程度の厚さを有し、その間にて燃焼がほぼ完了する。また、テスト面上には理論で示されたのと同様な熱境界層が形成されるのがよく観察される。

図7 燃焼波の写真例

また、表面温度 T_W の測定結果から表面熱流束 q_{ex} (これを実測値とする) を求めるには、もし、 T_W が時間 t に対し、 j を定数としたとき

$$T_W = jt \quad (31)$$

なる直線状変化をするときは、熱伝導理論から、表面熱流束 q_{ex} は a_W を壁材料の温度伝導度として

$$q_{ex} = \frac{2}{\sqrt{\pi a_W}} j \sqrt{t} \quad (32)$$

なる形で与えられることがわかっているの、一ぱんには計測された T_W を n 個の折れ線で近似し、それぞれの線分の時間傾斜を j_n としたとき、 q_{ex} は重ね合せ方式によって、 n 番目において

$$q_{ex} = \frac{2}{\sqrt{\pi a_W}} \sum_1^n (j_n - j_{n-1}) \sqrt{t - t_n} \quad (33)$$

とする。

なお、テスト面の正確な a_W の値を知るために、既知のふく射熱流束を有する赤外線ランプと、既知の表面ふく射吸収率を有する薄膜測度計を用いてテスト面と同じ材料にたいするステップ状ふく射熱流束による検定実験を行なった。

5. 基礎実験結果

図 8 a-1 に実験装置 (a) における実験記録の一例を示す。同図には、時間 t にたいする圧力 p 、主流温度 T_∞ 、壁温度 T_W の記録値が示される。

同図の T_W の変化に注目すると、図のように CD 間は第 2 期間、 C 以前は第 1 期間、 D 以後は第 3 期間であることがわかる。

いま第 1 期間にたいしては、圧力 p の変化に対応するガスの断熱変化温度を主流温度 $T_{\infty 1}$ として、それに対応する熱流束 q_1 の変化を理論式より求めると、その値は同

図 a-2 の一点鎖線のようになる。

また、第 2 期間にたいしては、圧力は最高値で一定に保たれるものとし、(21) 式における $\Delta T_{\infty 2}$ としては同図 a-1 の AB 間の T_∞ の上昇幅にて示される主流温度計による計測値を用いる。また、第 2 期間の経続時間としては、同図の CD 間の経過時間 t_f を用いる。そのようにして (18)~(20) 式によって求められたこの期間の熱流束 q_2 の値を同図 a-2 の二点鎖線にて示す。

また、第 3 期間にたいしては、第 2 期の終了時の最高熱流束 $q_{max 2}$ を基準として、(26) もしくは (27) 式を用いてそれからの減衰を考える。

この際、圧力は第 3 期間の平均圧力 p_{m3} で一定であると考え。 (26) 式を用いて計算した理論熱流束 q_{th3} を同図 a-2 にて三点鎖線で示す。

さて、一方において、 T_W の変化する値から、(29) 式にて示された方法で求めた壁面熱流束の実測値 q_{ex} を同図 a-2 に実線で示す。

第 1 期間ないし第 3 期間についての q_{th} の q_{ex} を比較すると、第 3 期間の後方を除いてはよく合っていることがわかる。

第 3 期間の不一致は、燃焼後の内部の脈動流や渦流の存在が、ガス側の熱伝導を乱し、単なる静的熱伝導の減衰以外に、熱伝達効果を生じているためと思われる。しかし、とくに最高熱流束を与える第 2 期間についてよく合っていることは、この期間でのメカニズムが沸騰熱伝達のように伝熱面に密着したものであり、壁面上での直接発熱のある静的熱伝導モデルが良い一致を示すものであることをよく実証している。

図 8 b-1 に燃焼室 (b) による実験結果の一例を示す。両者も a-1 と b-2 に示されたと同じような一致を示して

図 8 実験結果とそれによる熱流束の解析結果の例

図9 最大熱流束の理論値と実測値の比較

いる。

同図 c-1, c-2 には燃焼室 (b) を別の非可燃ガスを満たした大きなチャンバを接続しておいて、圧力を一定に近くして実験した結果を示すが、この際も同様に良好な一致が示されている。

また、図 9 に、二つの燃焼室を用いて行なった多数の実験における第 2 期間終了時の最高熱流束の理論値 $q_{\max,th}$ と実測値 $q_{\max,ex}$ の比較を行なった。同図のように両者は極めてよい一致を見せている。

また、多くの実験結果の示すところによると、第 3 期間の後方では実測値が、理論値より約 30~50% 大きいので、この区間は流動による影響を受けるものと考えた、修正係数を考慮すればよいものと考えられる。その方式については (38), (39) 式にて後述する。

6. 内燃機関の内部熱伝達への適用

6.1 基本的な考え方について 前章までのモデルと実験結果より、実際の内燃機関へ一挙に飛躍することにはいささか難点があるかも知れないが、妥当と思われる仮定の上に立って計算法を作り、かつそれと既知データとの比較を試みてかなりの一致をみたのでここに報告したい。

(a) ガソリン機関：ガソリン機関においては、燃焼形式は図 2, 3 のモデルで示したような燃焼波の伝播する形式であるので、特別にスワールの強い場合や吸排気弁近傍を除いてはもし波の構成がわかれば、本研究によるモデルはかなりよく適用できよう。

ただし、第 1 期間における圧力上昇は圧縮によって生ずる分と、燃焼波が壁面に到着する以前の燃焼によって生ずる分が重なるので、実際の指圧線図によって計測されたものを使用するか、もしくは、燃焼波の前面の進行状況を仮定した計算によって求める必要がある。

また、第 2 期間については、その継続時間 t_f は、燃焼波の実際燃焼部分の厚さ l (実験では約 10 mm) とその前進速度 u_f を知る必要がある。この t_f を仮定するには、従来の研究より l と u_f を適当に仮定するか、もしくは、 t_f に対応するクランク角を仮定する必要がある。しかし、今までのところこれらの資料は十分ではない。

また、ガソリン機関では燃焼波が早く到着する場所と遅く到着する場所とはその熱流束が異なってくるので、その点の考慮が必要である。

(b) ディーゼル機関：ディーゼル機関の燃焼形式は噴射による逐次燃焼形式であって、伝波形式ではない。

しかし、燃焼が境界層近傍を含めた燃焼室の全空間において一様であって、しかも、一様に送り込まれる燃料が時間遅れなしに燃焼するものと仮定すると、本研究の第 2 期間が全面にわたって一斉に開始され、かつ、同時に終了した場合と一致するので容易に計算することができる。

この際の燃焼の継続時間 t_f を与えるには、最も正確には、指圧線図によって圧力の立ち上りから燃焼終了までの時間を読むのがよいが、便法としては、燃料の噴射弁からの噴射継続時間を t_D とするとき、

$$t_f = t_D \quad (34)$$

として与えるのが最も簡単であろう。

実際上は燃焼は場所的、時間的に一様ではないので、上の仮定は厳密には正しくない。しかし、燃焼室全体としての平均的な熱流束を知るのには最も簡便で妥当な仮定であろうと思われる。

なお、場所的な不均一に対しては、場所の関数としての修正係数で補正をすればよいと思われる。以上の考え方のため本研究はまずガソリン機関よりディーゼル機関へ適用する方が行ないやすい。

6.2 Eicherberg の実験式との比較 本計算結果の妥当性をためす一助として、仮想的な Diesel 機関について、有名な Eicherberg の実験式との比較を行なった。

いま、シリンダ直径が 1,050 mm, 行程 1,800 mm で、ピストンの平均速度が 6.3 m/s, 温度圧力が 82 kg/cm² 過給比 1.2 なる二サイクル機関を仮定し、その機関の圧力 p_∞ と主流温度 T_∞ の変化を図 10 のようであると想定する。

この p_∞ と T_∞ をもととし、燃焼による T_∞ の上昇幅を ΔT_∞ とし、また、 p_∞ の急上昇期間を一樣燃焼が存在する第 2 期間として、前節の仮定の下に本研究の計算方式によりその理論熱流束 q_c を計算し、図 11 に三つの期間に分けて鎖線で示した。

また、ふく射熱流束 q_r としては、ふく射熱伝達に関する Beer の法則を適用し、温度を $^\circ K$ で与えて、

$$q_r = \sigma \epsilon (1 - e^{-\beta D}) \left[\left(\frac{T_\infty}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_w}{100} \right)^4 \right] \quad (35)$$

とする計算式を利用し、 σ としてはボルツマン定数を、

図10 計算例の機関の p と T_{∞} の想定値

図11 Eicherbergの式による値との比較

ε としては伝熱面のふく射係数 ($\varepsilon \approx 1$) をとり、またガスのふく射吸収係数 β としては、Myer & Uehara の値¹⁷⁾を用いた。

このようにして計算した q_r の値を図11のハッチングした部分にて示す。

このようにして本研究による熱流束計算値 q_{th} を $q_{th} = q_c + q_r$ (36)

として同図に長点線で示す。

別に Eicherberg の与えた q_{th}' の実験式として

$$q_{th}' = 2.1 (T_{\infty} - T_W) U_{pm}^{1/3} \sqrt{p_{\infty} T_{\infty}} \quad (37)$$

を計算して同図に実線にて示す。 U_{pm} は平均ピストン速

度である。

この q_{th}' とさきの q_{th} とを比較するとこの種のものの予測としてはかなりよく合っていることがわかる。

さらに、基礎実験結果から示されたように、第3期間における熱伝達はその後半において流れや乱れの影響を受けるものとし、(26)、(28)式に流動による増加分修正係数 ξ を加味して、

$$\frac{q_3}{q_{\max 2}} = 1 - \frac{0.6}{\xi} \left(\frac{\tau}{\tau_f} \right)^{1/7} \quad (38)$$

$$\frac{\bar{q}_3}{q_{\max 2}} = \sqrt{\frac{p_{m3}}{p_{m2}}} \left(1 - \frac{0.525}{\xi} X^{1/7} \right) \quad (39)$$

としたものを用いるものとし、 $\xi = 1.25$ と仮定すると、 q_{th} の値は図11の点線のように第3期間で増加し、Eicherberg の与える予測値にその期間で近づく。

6.3 一般の機関の平均熱流束の推定式 機関設計や運転に関して主要なのは、各部の瞬時熱流束よりも、その平均熱流束であろう。平均熱流束と、冷却側の温度と熱伝達及び部材の寸法、材質がわかれば燃焼室表面温度が推定できるので、平均熱流束は部材温度決定の重要な因子となる。

いま、本研究のモデルに従って近似的に吸排気弁近傍を除いた燃焼室上下面での平均熱流束を与える計算式を示そう。

いま、任意の二サイクルもしくは四サイクル機関があるものとし、その1回の爆発に要するクランク角を θ_0 (二サイクルでは $\theta = 360^\circ$ 、四サイクルでは 720°) とし、その間を第1ないし第4期間にわけて、それぞれの位置での熱流束の変化状況を示すと、概念的には図12のような形状となる。ここで第4期間は掃気による冷却期間で、冷却熱流束はその間一様であると仮定する。

いま、この機関の毎時爆発回数を N とし、第1ないし第4期間の各継続時間を t_1^* , t_2 , t_3 , t_4 、かつそれぞれのクランク角範囲を θ_1^* , θ_2 , θ_3 , θ_4 とすると、

$$\left. \begin{aligned} t_1^* &= (1/N) \cdot (\theta_1^*/\theta_0) \\ t_2 &= (1/N) \cdot (\theta_2/\theta_0) \\ t_3 &= (1/N) \cdot (\theta_3/\theta_0) \\ t_4 &= (1/N) \cdot (\theta_4/\theta_0) \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

図12 平均熱流束の計算概念図

である。ここで第1期間については、実際は図12のように圧縮始めの時期では主流温度の方が壁温よりも低く、熱流束がマイナスとなる区間があるので、ここではその区間を無視して、主流温度が壁面よりも高くなって熱流束が正となる区間だけを考え、それを有効第1期間としてその継続時間とクランク角範囲を t_1^*, θ_1^* とする。

また、その間の有効平均熱流束を $\bar{q}_1^*$ とする。 $\bar{q}_1^*$ は近似的には(12)式の $\Delta T_{\infty 1}$ としてこの期間の最高主流温度 $T_{\infty 1 \max}$ と壁温 T_W との差を使用するものとする。

實際上、この期間の全体への寄与は小さいので $\theta_1^* \div \theta_1$ としてもよい。

さて、第1ないし第4期間のそれぞれの対流熱伝達による平均熱流束を $\bar{q}_1^*, \bar{q}_2, \bar{q}_3, \bar{q}_4$ とし、かつ、ふくしゃ熱流束としては、同図に示すようにクランク角範囲 θ_r の期間に、平均有効ふく射熱流束 $\bar{q}_{rm}$ が表面に到着するものとする、全体の平均熱流束 $\bar{q}_{th}$ は、

$$\bar{q}_{th} = \bar{q}_1^* \left(\frac{\theta_1^*}{\theta_0} \right) + \bar{q}_2 \left(\frac{\theta_2}{\theta_0} \right) + \bar{q}_3 \left(\frac{\theta_3}{\theta_0} \right) - \bar{q}_4 \left(\frac{\theta_4}{\theta_0} \right) + \bar{q}_{rm} \left(\frac{\theta_r}{\theta_0} \right) \quad (41)$$

で計算できる。

ここで、本研究の第3章に示すところによって、 $\bar{q}_1$ は(12)式、 $\bar{q}_2$ は(20)、(21)式、 $\bar{q}_3$ は(39)式で与えられ、 $\bar{q}_4$ は

$$\bar{q}_4 = \bar{\alpha}_c (T_0 - T_c) \quad (42)$$

で与えられる。ここで、 $\bar{\alpha}_c$ は掃気による平均熱伝達率、 T_c は掃気の平均温度である。

また $\bar{q}_{rm}$ としてはガス温度が十分に高い期間 θ_{rm} をまず設定し、その間での4乗平均温度を $\bar{T}_{\infty r}$ (°K) としたとき、(35)式の T_{∞} の代りに $\bar{T}_{\infty r}$ を入れて計算すればよい。また t_f は(40)式による。

以上をまとめると、第2、第3期間は合併され、 $\bar{q}_{th}$ は全体として下記のようになる。

$$\begin{aligned} \bar{q}_{th} = & 1.96 \lambda_0 \sqrt{\frac{n}{a_0}} \sqrt{\frac{p_{m1}}{p_0}} \Delta T_{\infty 1} \left(\frac{\theta_1}{\theta_0} \right) \\ & + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \lambda_0 \sqrt{\frac{N}{a_0}} \sqrt{\frac{p_{m \max 2}}{p_0}} \sqrt{\frac{\theta_0}{\theta_2}} \Delta T_{\infty 2} \left\{ \frac{2}{3} \left(\frac{\theta_1}{\theta_0} \right) \right. \\ & + \left. \sqrt{\frac{p_{m3}}{p_{m2}}} \left\{ 1 - \frac{0.525}{\xi} \left(\frac{p_{m3}}{p_{m2}} \right)^{1/2} \left(\frac{\theta_3}{\theta_2} \right)^{1/2} \right\} \left(\frac{\theta_3}{\theta_0} \right) \right\} \\ & - \alpha_c (T_0 - T_c) \left(\frac{\theta_4}{\theta_0} \right) \\ & + \sigma \varepsilon (1 - e^{-\beta D}) \left\{ \left(\frac{\bar{T}_{\infty r}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_W}{100} \right)^4 \right\} \left(\frac{\theta_{rm}}{\theta_0} \right) \end{aligned} \quad (43)$$

本式が本研究による通常の一般機関の燃焼室上下平面部の平均熱流束推定式である。

6.4 計算例 いま表1のような要目の直径1mないし70mm程度の4種類の二サイクル機関を考え、それぞれの回転数、圧力、 $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_r$ 等を同表のように推定し、平均熱流束 $\bar{q}_{th}$ を(43)式より計算した。この際、第1期間の熱流束は十分小さいので無視した。

また、第3期間においては、 $\xi=1$ のときと $\xi=1.25$ (流動の影響あり) の両者の計算を行なった。また、ふく射、および掃気冷却の熱流束は適当な推定によって同表のように計算した。

この計算結果を同表、およびシリンダ直径を横軸にして図13に示す。

同図には従来の各種内燃機関におけるピストン頂面およびシリンダヘッド内面における壁の内状の温度差の測定結果、もしくは、冷却側での放熱量の実測値から求めたそれぞれの場所の平均熱流束の実測値をプロットしてある。

図のように本理論による計算値は今までの実測値とはほぼ同じオーダーの値を与えていることに注目する必要がある。

図13 平均熱流束の計算例と従来のデータ

6.5 内燃機関の熱伝達に及ぼす各種因子の影響

本研究による熱伝達解析による特色は、(41)式等によって内燃機関の内部熱伝達、および部材温度へ及ぼす各種因子の影響が、極めて詳細に明らかにできることである。(ただし、吸排気弁の近傍や強いスワールのある機関は除かれる。)これらの影響を示すとつぎの通りになる。

(1) 他の条件が等しければ q_{th} は $\sqrt{p_{m1}}$, $\sqrt{p_{m2}}$, $\sqrt{p_{m3}}$ 等に比例してふえる。このため、過給増加による平均有効圧力の増大はその1/2乗に比例する熱流束の増大につながる。この結果はEicherbergの実験式と一致する。

(2) 対流熱流束は他の条件が等しければ内部温度 T_{∞} に比例する。この結果はEicherbergの式が1.5乗であるのとは一致しないが、それは後者がふく射による影響を含んだ式であるからであると思われる。

(3) 熱流束は機関回転数 N の1/2乗に比例して増大する。この結果は、Eicherbergの $N^{1/3}$ の割合より N の影響を小さくしている。しかし、実際上は N の増大によって乱流熱伝達が増し、第3期間後半の熱伝達増大率 ξ が大きくなると考えられるので、 $N^{1/3}$ に近づくと思われる。

(4) 本理論による熱流束は、本理論の特色として、ガ

表1 熱流束計算例

機関番号	A	B	C	D
シリンダ径〔m〕	1.0	0.3	0.2	0.07
$N=n$ 〔rpm〕	100	1,000	2,400	5,000
$p_{\max}$	80	50	40	25
$\Delta T_{\infty 1}$ (全幅)	932	814	612	478
$\Delta T_{\infty 1}^*$ (壁温以上)	782	644	422	278
$T_W=T_0$ 〔℃〕	250	250	250	250
$\Delta T_{\infty 2}$ 〔℃〕	1,600	1,800	2,000	2,100
θ_1	130°	135°	145°	150°
θ_2	30°	25°	15°	10°
θ_3	140°	140°	140°	140°
θ_4	60°	60°	60°	60°
θ_r	60°	60°	60°	60°
T_c 〔℃〕	100	80	60	50
λ_0 〔kcal/mh℃〕	0.0359	同左	同左	同左
α_0 〔m ² /h〕	0.223	同左	同左	同左
$T_{\infty \max}$ 〔°K〕	1,973	2,153	2,333	2,423
T_{rm} 〔°K〕	1,659	1,810	1,961	2,037
ε (1- $e^{-\beta D}$)	0.85	0.255	0.17	0.0595
α 〔kcal/m ² h℃〕	150	150	150	150
T_0-T_c 〔℃〕	150	170	190	200
$\bar{q}_1$ 〔kcal/m ² h〕	5.71×10^4	1.176×10^5	1.165×10^5	8.01×10^4
$\bar{q}_{\max 2}$ 〔 " 〕	3.288×10^5	1.014×10^6	2.014×10^6	2.956×10^6
$\bar{q}_c$ 〔 " 〕	2.25×10^4	2.55×10^4	2.85×10^4	3.00×10^4
(39)式				
第1項(圧縮)	1.90×10^4	3.92×10^4	3.88×10^4	2.67×10^4
第2項($\xi=1$)	1.125×10^5	3.534×10^5	7.085×10^5	1.038×10^6
第2項($\xi=1.25$)	1.156×10^5	3.875×10^5	7.897×10^5	1.153×10^6
第3項(冷却項)	-0.375×10^4	-0.425×10^4	-0.475×10^4	-0.5×10^4
第4項(ふく射)	5.22×10^4	2.06×10^4	2.04×10^4	0.83×10^4
q_{th} 〔kcal/m ² h〕				
($\xi=1$)	1.79×10^5	4.645×10^5	8.17×10^5	1.10×10^6
($\xi=1.25$)	1.83×10^5	4.99×10^5	8.42×10^5	1.18×10^6

ソリン機関のような伝ば形式の燃焼の際は、燃焼波の前進速度が早く、かつ、燃焼層が薄いほど大きくなる。また、ディーゼル機関のような逐次燃焼のときは、同じ燃焼量であっても、燃焼継続時間が短いほど逆に熱流束が高くなる。そのため熱流束を減少させるには、できるだけゆっくり均一に燃焼させるのがよいことになる。

(5) 上と同じ理由にて、いずれの機関でも、指圧線図による圧力の上昇率の最大値 $(dp/dt)_{\max}$ は燃焼速度の大小を示すので、その値は直接 $\bar{q}_{th}$ の大小に影響することとなる。

(6) 空燃比の影響は $\Delta T_{\infty 2}$ および $p_{\max}$ の大小に直接影響し、かつ、燃焼速度の大小にも比例するので、それらを通じて、理論空燃比付近で q が最大となり、それより空燃比が大きくても小さくても q_{th} が低下する。

(7) 空燃比と同様にして、容積効率が良好となるほど q_{th} を増す。

(8) 点火進角、もしくは噴射開始進角を前進させるほど $p_{\max}$ 、 $(dp/dt)_{\max}$ が大となり、かつ、第3期間が長くなるので q_{th} は大となる。

(9) 内部スワール等が生じているときは、とくに第3期間の後半での影響が強いと考える。

(10) ガソリン機関ではノッキングなどによって内部に強い衝撃波が発生するときは、本研究のモデルからはずれるが、明らかに q_{th} が増大することがわかる。

(11) また、ディーゼル機関では、本研究では一応内部で均一なる燃焼が行なわれたと仮定した場合について研究を行なったが、実際上はいろいろの不均一が考えられる。この点については個々の機関についてよく考察される必要がある。

7. あ と が き

本研究は内燃機関の内燃熱伝達を対象として、とくにその特色である圧力の変化と、表面近傍で燃焼による熱発生が存在する点を取り上げて、その熱伝達をガス側の一次元非定常熱伝導問題としてモデル化し、そのモデルに基づく理論による瞬時および平均熱流束の計算式を得たものである。

その結果、吸排気弁の近傍やしゅう動面を除き、単純な形状でスワールの少ない内燃機関燃焼室の上下面における熱流束の概略値を、実験的未知数をほとんど使用することなく、一義的に計算できる理論式を得た。また、小形モデル燃焼室における実験はその理論をよく裏付けしている。

この理論は、従来のように、内部流動やスワールによる対流熱伝達を主要なメカニズムであるとしていた考え方を一新し、静的で、かつ、熱発生のあるガス側の熱伝導を主要メ

カニズムとしたものであり、いくつかの計算例による数値、および各種因子の影響は、この理論が従来から知られている定性的な事実とよく一致する結果を示すばかりでなく、平均熱流束、もしくは、部材温度の制御についての今後への指針を与えるものであると考えられる。

本研究のような考え方による解析はまだ緒についたばかりであって、実験との比較、流動を主体とするメカニズムとの重ね合わせと調和、熱流束の場所的不均一の説明と予測等の諸点で、今後に残されている課題は大きい。できるだけ多くの方々のよき理解と討論を願いつつこの報告を終えたい。

なお本研究の途上において、多くの助力をいただいた、卒研学生の荒井潤、小原誠一の諸兄、一色研究室の藤井石根、竹内正顕助手、多大の討論を頂いた東工大の森康夫教授、松岡信教授、青木弘教授、河田治男助教授等の方々に深く感謝の意を表する。

文 献

- Eicherberg G.; Engineering No.148 p.463, 547, 603, 682, (1939)

-
5) Nusselt ; Forsch. Geb. Ing-Wessen Ht. 264 (1923)	12) 永井ほか ; ISME Tokyo'73 Tech. Papers, 1-5-47 (1973)
6) Pflaum W. ; MTZ, Jahrg 22. Ht 3 P.70, (May 1961)	13) 一色, 西脇 ; 日本機械学会論文集, Vol. 36, No. 285 (May 1970)
7) Overbye D. 他 3 名 ; SAE Transactions, Vol.69 p. 411 (1961)	14) 一色, 西脇, 明石 ; 日本機械学会誌, Vol.75, No.640 p. 689 (May 1972)
8) Elser K. ; Forsch Ing-Wessen Bd.21 No.3 (1955)	15) 一色, 西脇 ; 4th Int. Heat. Transfer Cont. Papers "Heat Transfer 1970" FC 35 ベルサイユ (Sept. 1970)
9) Woschni G. ; SAE Paper No.670931	16) 一色, 西脇ほか 3 名 ; 日本機械学会論文集, Vol.39, No. 323 (Nov. 1973)
10) Annand W.J.D. ; Proc. Instn. Mech. Engrs. Vol.177, No.36, p.973 (1963)	17) Myers P.S. & Vyehara O.A ; Papers of JSME Semi-Inter. Symposium Vol.1 p.19, (Sept.1967)
11) 小栗 ; 日本機械学会論文集, Vol.25 No.160, p.1305 (Dec.1959)	
-