

振動燃焼に関する実験的研究 (Ⅳ)

(燃焼振動による伝熱促進効果について)

岸本 健*, 大堀 敏郎**, 丹野 昌美**

A Study on Experiment of Combustion Driving Oscillations

(IV: A Extinction on Heat Transfer with Oscillatory Combustion)

By Ken Kishimoto*, Toshiro Oohori** and Masami Tanno**

Synopsis: The promotion of heat transfer rate with combustion driven oscillations was empirically resulted in previous papers. Its promotion may be able to reduce the scale of boiler, heat exchanger etc. It will save the energy, resources and spaces.

In this paper, the empirical results mention the heat transfer rate is promoted up to three-fold and it is proportion to the strength of the oscillation. In addition with these experimental researches, some of the factors which are affected to the increasing heat transfer were made explainable with a simplified analytical considerations.

要旨：前報で推定したように燃焼振動によって管壁への熱伝達率が大きくなることを実験的に確めた。この燃焼振動による伝熱量の増大は、熱交換器やボイラなど燃焼機器のうち伝熱を利用しているものの小型化を可能にする。それにより省エネ・省資源などに大きく貢献できるものと考えられる。

本報では、約3倍程度まで熱通過率が大きくなることを実験的に得ることができ、振動の強さにほぼ比例していることを見い出した。一方解析を単純な系で試み、乱れなどの剪断力による物質移動、温度の乱れによる平均化などが熱通過率を増加させる因子が作用することを定性的に説明した。

1. はじめに

前報¹⁾²⁾³⁾までに報告したように、現象的な解析はある程度進み、振動の強さの予測法についても、発生する振動のエネルギーを伝達関数的に解析し、線形フィードバック現象で説明できる比較的小振幅時の振動と、非線形要素としての燃焼量変化が振動の大きさを決める事を明らかにしてきた⁷⁾。

これまでの実験からいくつかの振動防止法がまとめられることになるが、本報においては、前回著者らが報告したモード変化時の燃焼器内温度分布を見て、振動の強さと周波数によって燃焼管内熱伝達率が著しく変化する

ことに目をつけ、「振動している高温ガス中におかれた冷物体に伝わる熱量は振動していない時より大きくなる」という原理を確認し、これを応用すれば、振動燃焼ボイラ、脈動流熱交換器などの実用熱機器を作り出すことができ、本論文で述べるように、その大きさは従来のものより $\frac{1}{2}$ ～ $\frac{1}{3}$ 程度小さくなることが考えられる。もちろん、騒音防止対策を十分施す必要があるが、これを見つめても大きな省資源、省エネルギーを実施する有効な手段の1つであると見なし得る。

本論文では、振動時と非振動時の伝熱量の比較を行い、それを予測しようとする解析を行った。

2. 実験方法と装置

燃焼器は前報³⁾で用いたものと同じである。この燃焼器に後述のようにして選んで設定したバーナを取りつけて実験を行った。

*機械工学科助教授

Associate Prof., Mechanical Engineering Division

**機械工学科学生

Graduate, Mechanical Engineering Division

この燃焼器の側面にある数個の測定座より図1に示す伝熱測定管を挿入し、図2に示すように、一定流量に保たれた冷却水を流し、測定管出入口の温度差と冷却水量により伝熱量を算出した。この測定管の基部はアクリル及びエポキシ樹脂で作製されており、燃焼管測定座からの伝熱を無視し得る程小さくする様に配慮してある。伝熱部は黄銅管(8 mm ϕ , 厚 0.5 mm)で構成され、内部は2重管となっており、管すきまに線材を入れ、流速をあ

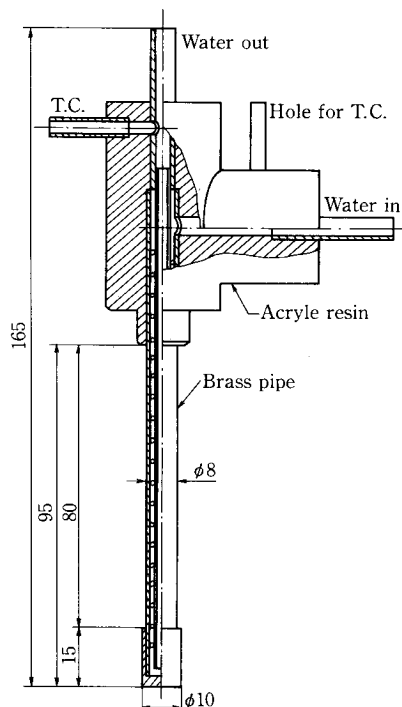


図1 伝熱プローブ

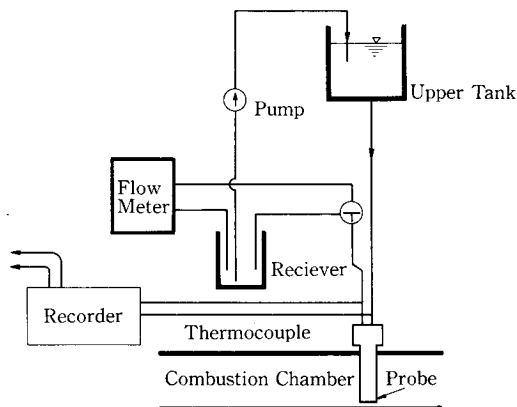


図2 計測装置

げるとともに内外管の伝熱をよくし水側の熱伝達率を向上させている。伝熱管先端部は 10 mm のフタをロウ付しており、この異径の先端部と端面からの伝熱があるが、この部分は伝熱面積を拡大したという解釈をし特別な補正は行っていない。

この伝熱測定を行った条件で同位置において、前報²⁾で述べたひずみゲージ式圧力変換器を用いて圧力変動の測定、水マノメータを用いて平均圧力の測定、前報の図5に示した熱電対による燃焼ガス温度分布の測定を行った。熱電対の長さは燃焼管直径に亘り測定できるように 200 mm にのばしてあり、先端は裸のままコーティングは施していない。また起電力換算温度を用い、放射補正や伝熱損失補正は行っていない。

前報で述べたように、振動の強さは圧力変動と熱発生変動の位相遅れで決められる。この位相遅れは、空気ノ

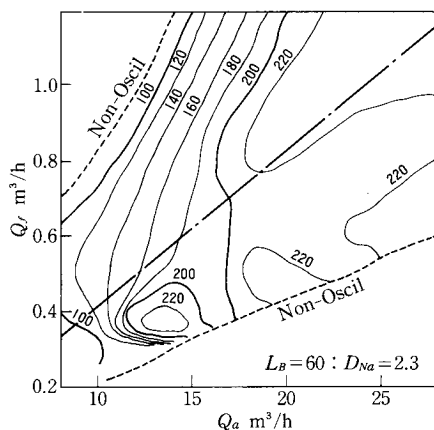


図3-a 振動の振幅分布

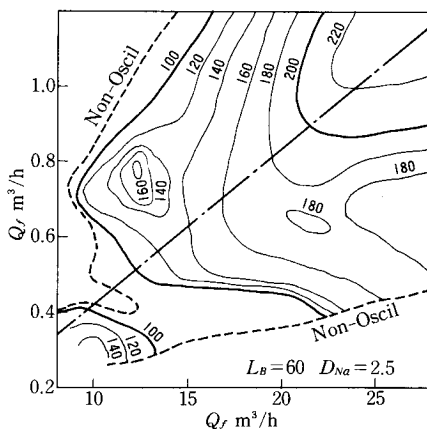


図3-b 振動の振幅分布

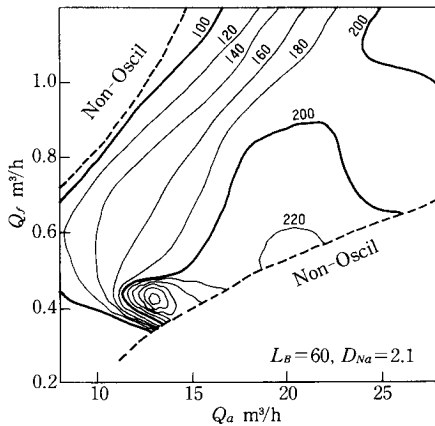


図 3-c 振動の振幅分布

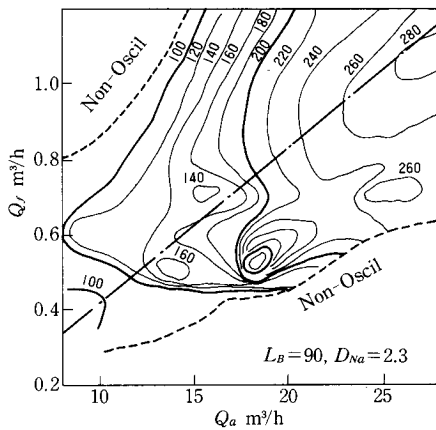


図 3-d 振動の振幅分布

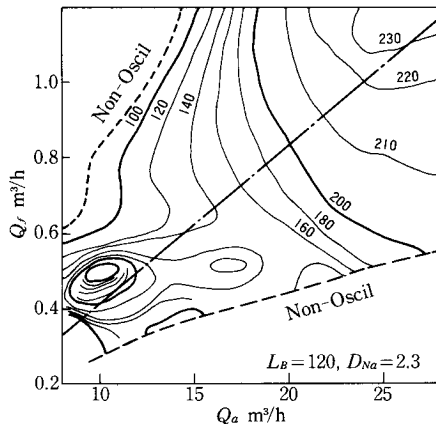


図 3-e 振動の振幅分布

ズルからの噴出速度とバッフル長さで決まる燃焼の最大熱発生位置で制御される。このため空気ノズル径とバッフル長さを変化させ、できるだけ振動の強い所を条件として実験を行なった。その結果を図 3 に示す。この図では特に詳しい考察を行なわないが、各図で最大圧力振幅（片振幅）を示す点を実験条件とした。

3. 実験の結果

3.1 燃焼管内温度分布

燃焼管内平均温度分布は、比較的太い熱電対を利用しているため時間平均化された温度ではあるが温度分布から算出した断面平均温度は、式(1)で計算した。この断面

$$T_g = \int_0^1 \frac{r}{R} T(r) d\left(\frac{r}{R}\right) \quad (1)$$

平均温度の振動の無いときと有るときを図 4 に示す。合せ同一条件での 2nd モードについても示す。1st モード時での出口付近の温度低下、2nd モード時の $l = 0.4$ m 付近の急激な冷却はこの付近が速度変動の腹であるために熱伝達量が増加して平均温度低下となっていることが予想される。一方管内での温度分布は図 5 に示す。非振動時には温度分布はなだらかな山形となっているが振動時には中心部分が平坦な分布をしている。バッフル直後では、バッフル外周と管壁の間が 1.6 mm しかないので少し偏りがあるが、この偏りも振動時の方が速く軸対称となる。これは、流速変動による攪拌効果により、壁面の温度境界層厚みが小さくなり熱伝達が促進されるものと解釈することができる。

3.2 伝熱

上述の推論を実証するため伝熱管を挿入して、燃焼管各部の熱伝達量を測定し、一般の伝熱と同じように熱通過率 k でまとめたものを図 6 に示す。

$$k = Q_w / (\bar{t}_g - t_w)$$

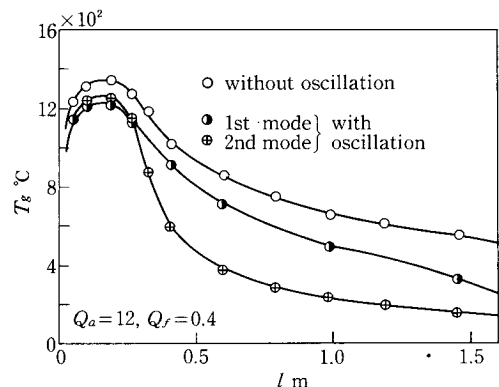


図 4 管内平均温度分布

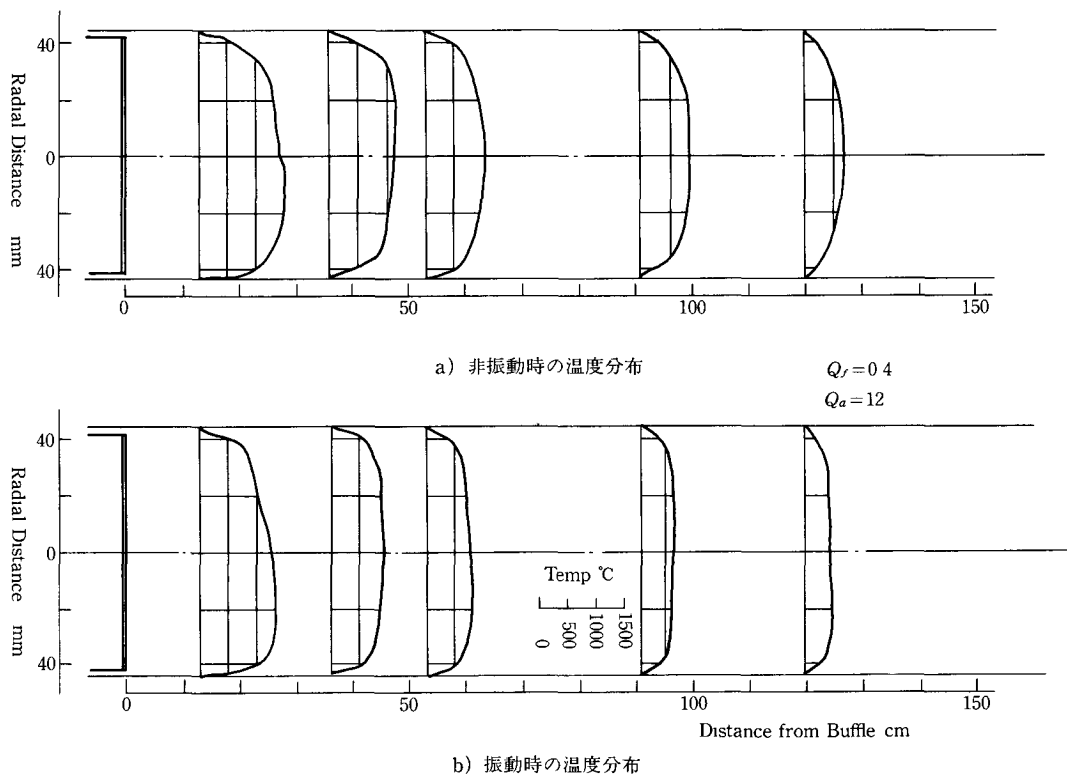


図5 管内温度分布

ここで Q_w : 伝熱管につたわる1秒間当りの熱量

\bar{t}_g : 測定点での断面平均ガス温度

t_w : 伝熱管冷却水の出入口に平均温度

である。図6に見れるように燃焼管出口付近で非振動時に比べて2~3倍大きくなっている。この増大は速度モードと同じで、流速の振幅が大きくなれば伝熱も大きくなるという結果を意味している。この流速変動の最大点は、圧力変動の最大点と位置では1/4波長ずれている。しかし、この最大点での圧力変動の大きさと流速変動の大きさは比例関係 ($|p| = \rho_c |u|$: c は音速) がある。そのため流速変動の大きさは圧力変動の大きさに代表し得る。

測定座の密閉の度合で圧力変動の大きさが変わるため実験の再現性を犠牲にすれば同一燃焼条件でさまざまな圧力変動が得られる。この状態で伝熱量を測定したのが図7である。実験点数が少ないため、結論は明確ではないが、伝熱量の増大は流量変動の増大と比例することが言える。また、燃焼条件を変え、燃焼量を増すと、伝熱量の増大率は低下する。これは、

伝熱量 = 非振動対流成分による伝熱

+ 振動成分による伝熱 (3)

という模式化をすると、燃焼量が増大したため、上式右辺の第一項の非振動成分による伝熱が増大するため伝熱量の増大率は低下することが結論づけられる。

4. 解析

管内での圧力変動があったとき、流速変動と温度変動が予測し得れば伝熱量の増大量の予測が可能となる。しかし管内流は乱流であり、バッフルが存在するため、燃焼している場での流れのパターンを解析するためには、D. B. Spalding らのような $k - \epsilon - g$ モデルの楕円型方程式を解く必要があるが、ここでは定量的な解析に発展させる前段として簡単な運動方程式を扱う。それによりある程度の予測を可能にすることができる。

管内流での運動量方程式は、軸方向流を無視し式 (4)

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (4)$$

である。前報に述べたように管内は単純な音響場であるため、ある断面での流速分布として考察する。そのため物性値一定を仮定する。式(4)の条件として、変動の大

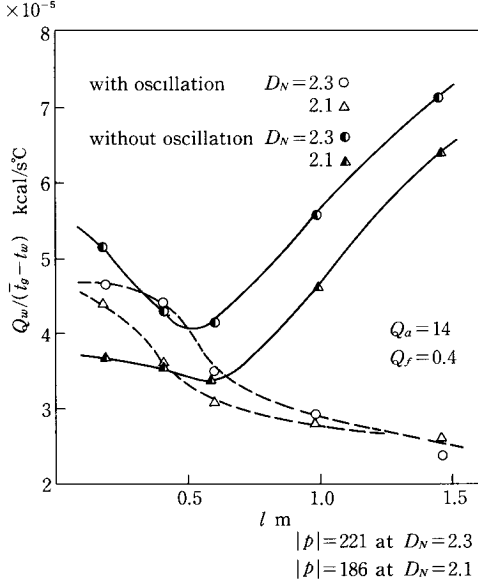


図6 燃焼管位置と熱通過率

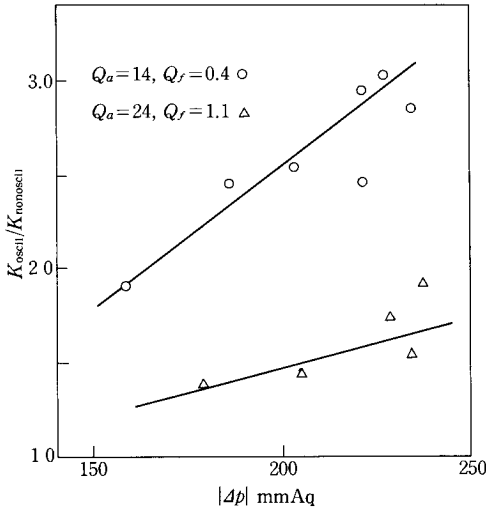


図7 燃焼管出口での伝熱の増加の比

$$\bar{u} = \bar{u}_c (1 + \varepsilon \sin \omega t) \quad (5)$$

きさ ε とすると式(5)とする。この \bar{u}_c は流量を断面で除した平均流速である。式(4)をラプラス場で解くと虚数ベッセル関数を用いて式(6)となる。境界条件としては管壁 $r = r_0$ で $u = 0$ としている。

$$u(r_1, s) = \frac{J_0(RA_u) - J_0(A_u)}{J_2(A_u)} u^*(s) \quad (6)$$

ここで $R = \frac{r}{r_0}$, $A_u = jr_c \sqrt{\frac{s}{\nu}}$, $j = \sqrt{-1}$,

J_0, J_2 は第0, 2種の Bessel 関数

$u^*(s)$ は、式(5)のラプラス変換したもの

である。同様に温度分布は、 u と同じ条件で式(7)とな

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} + k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (7)$$

り、式(8)の変動条件を用いればよい。式(8)中()内第

$$\begin{aligned} T &= T_c \left(1 + \frac{u_c \varepsilon}{T_c \omega} \frac{\partial \theta}{\partial x} \sin \omega t \right) \\ &= T_c (1 + \varepsilon_T \sin \omega t) \end{aligned} \quad (8)$$

2項の \sin の係数は、今想定している断面での流速変動中に温度傾斜を乗じ、温度変動の大きさとしたものである。少々荒い仮定であるが、温度の式と流速の式は全く同型となる。こうすると、式(5)と式(8)の解は、非定常応答式として、

$$\begin{aligned} \zeta &= \bar{\zeta}_c(r) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(\alpha_n R) - J_0(\alpha_n)}{\alpha_n J_4(\alpha_n)} \exp\left(-\frac{\alpha_n^2 \omega}{A^2} t\right) \\ &+ \varepsilon \left[J_m \left\{ \frac{J_0(j^{3/2} AR) - J_0(j^{3/2} A)}{J_2(j^{3/2} A)} \exp(j\omega t) \right\} \right. \\ &- 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_n A^2}{\alpha_n^4 + A^4} \frac{J_0(\alpha_n R) - J_0(\alpha_n)}{J_4(\alpha_n) - J_2(\alpha_n)} \\ &\left. \exp\left(-\frac{\alpha_n^2 \omega}{A^2} t\right) \right] \end{aligned} \quad (9)$$

となる。ここで $\bar{\zeta}_c(r)$ は定常安定項であり、 I_m は虚数項

$$A = A_u \text{ or } A_T \quad A_u = jr_0 \sqrt{\frac{\omega}{r}},$$

$$A_T = jr_0 \sqrt{\frac{\rho C_p \omega}{k}} \quad (10)$$

α_n : ($n = 1 \dots \infty$) は $J_2(\alpha_n)$ の虚数根

である。式(9)の中の $\exp(-\alpha_n^2 \omega / A^2 \cdot t)$ を乗じた項は減衰項であるため、減衰きった定常振動時の分布は図8に示す。式中の A_u または A_T はパラメータ A として示してあるがこれは式(10)のように振動の周波数の平方根に比例する。 A が大きくなると壁面付近での速度(温度)勾配は大きくなる。すると、本解析で行ったような層流での方法では解析できなくなる。乱れが発生するかどうかは、準定常で議論できると仮定すると Orr-Sommerfeld の安定方程式⁶⁾での壁面剪断では当然乱れが生じる値となっている。そのため、半径方向への物質交換がかなりさかんとする。その項は式(4)や(7)では考慮していないが、温度分布は式(7)の解析よりもはるかに大きな熱伝達量を予想し得る。式(9)において安定項 $\bar{\zeta}_c(r)$ を時間で変化させる方法をとる。つまり、層流上への重ね合せをすることにより半径方向への物質交換を解析上にもち込む方法をとる。これはもとより解析上での根拠がなくなるが、概略を抑えることが可能となる。

ここでは乱流における Prantle の混合長理論と相似の

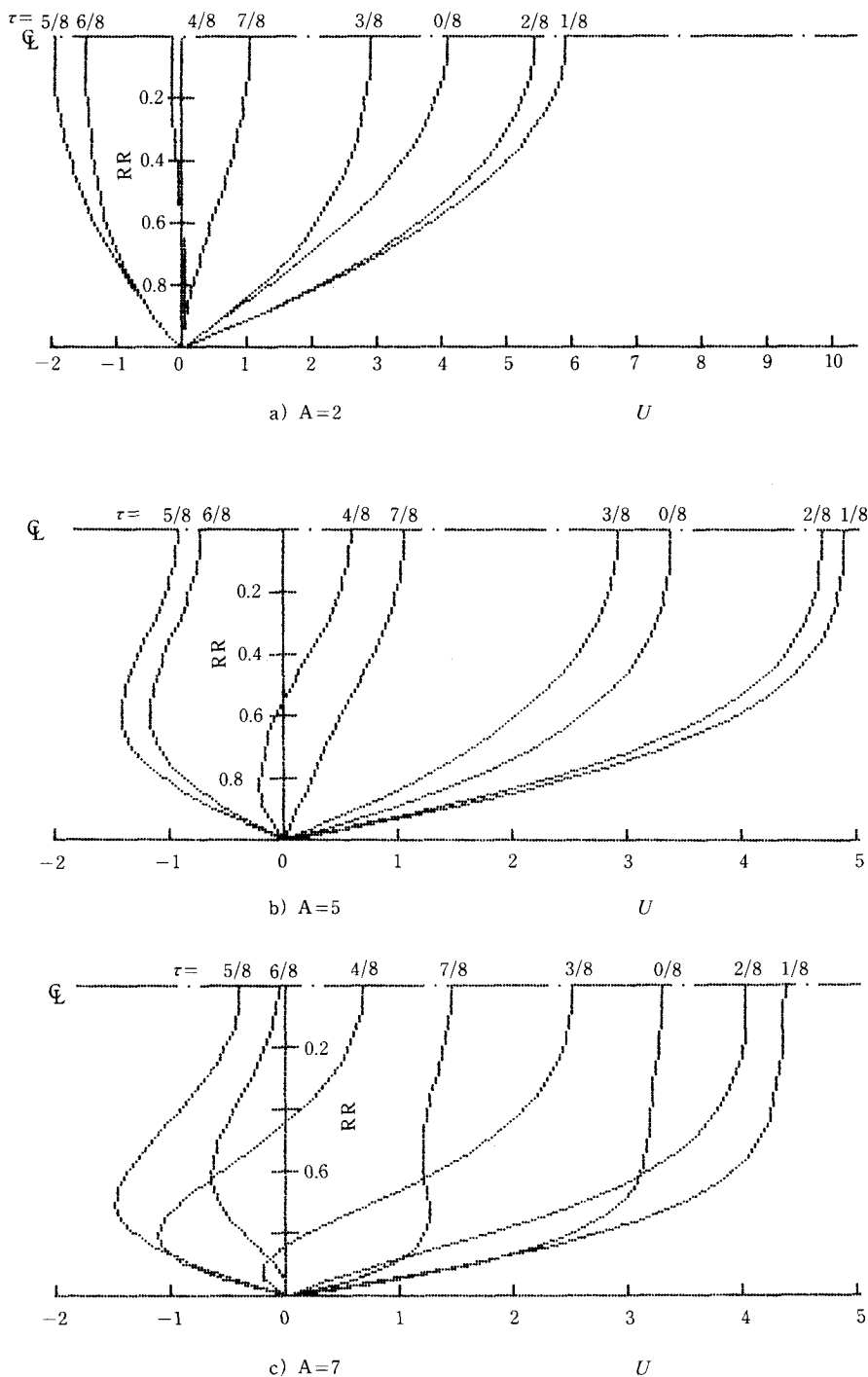
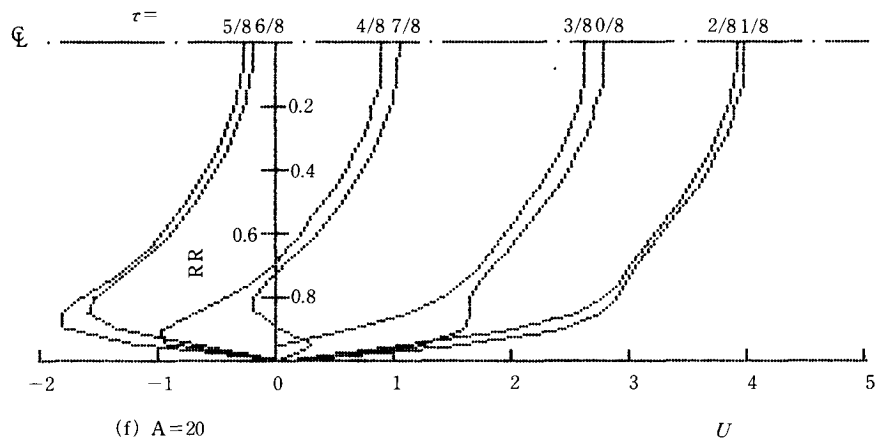
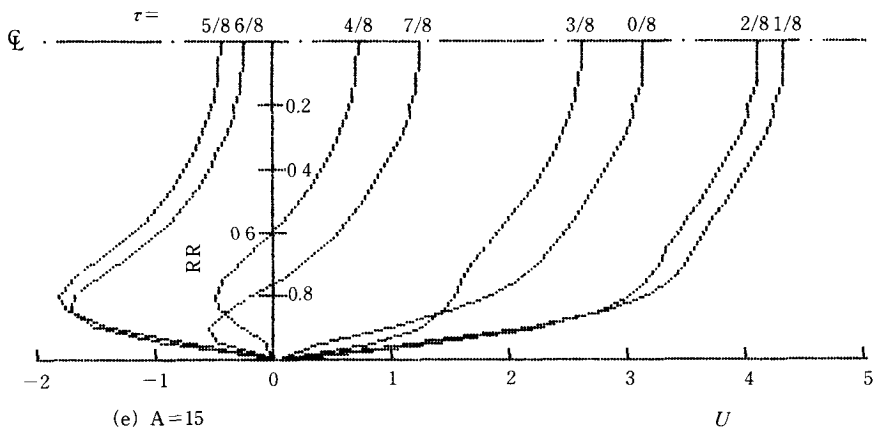
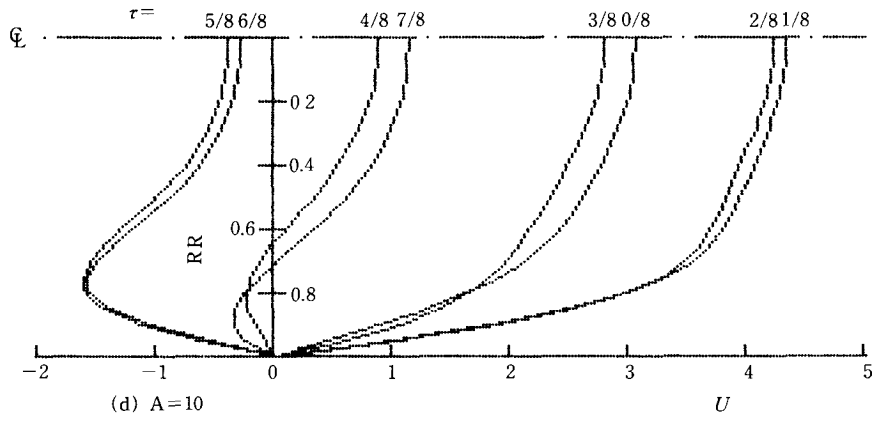


図8 各 A 値における管内振動流速分布

図8 各 A 値における管内振動流速分布 (つづき)

形をとる。つまり、半径方向への物質(熱)の交換係数として乱流の粘性係数を用いる。熱の移動で乱流プラントル数 Γ_{eff} を用いて、熱の流束 F_{ζ} を表わす。

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{\mu_{\text{eff}}}{\Gamma_{\text{eff}}} \text{ として } F_{\zeta} = -\sigma_{\text{eff}} \frac{\partial \zeta}{\partial r} \quad (11)$$

こうすると、半径方向の流束は、微分量と積となる。壁

$$F_{\zeta} = -\frac{\mu_{\text{eff}}}{\Gamma_{\text{eff}}} \frac{\partial \zeta}{\partial r} = -\frac{\rho l_m^2}{\Gamma_{\text{eff}}} \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right| \frac{\partial \zeta}{\partial r} \quad (12)$$

面での熱流束は F_{ζ} を振動1周期当りで積分して表わすことができる。つまり熱流束 q は

$$q = B \frac{\rho l_m^2}{\Gamma_{\text{eff}}} \int_0^{\tau} \left| \frac{\partial U}{\partial R} \right| \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial R} dt \text{ (at } R=1) \quad (13)$$

と表わされる。今 ζ は式(9)の減衰項を0とした定常変動項のみで

$$\begin{aligned} \zeta &= \bar{\zeta}_0 + \varepsilon \zeta_1 e^{j\omega t} \\ &= \bar{\zeta}_0(r) + \varepsilon J_0 m \left\{ \frac{J_0(j^{3/2}AR) - J_0(j^{3/2}A)}{J_2(j^{3/2}A)} e^{j\omega t} \right\} \end{aligned} \quad (14)$$

と表わす。すると、非振動時の伝熱量は式(13)で

$$q_s = B^* \int_0^{\tau} \left| \frac{\partial U_0}{\partial R} \right| \frac{\partial \bar{\zeta}_0}{\partial R} dt \text{ (at } R=1) \quad (15)$$

B^* は比例定数

となるので、増加量 Δq と増加率 a_q は

$$\Delta q = q - q_s \quad (16)$$

$$a_q = \frac{\Delta q}{q_s} = \frac{q}{q_s} - 1 \quad (17)$$

と定義される。式(17)は比例定数に依存しないのでこれを計算すると図9となる。

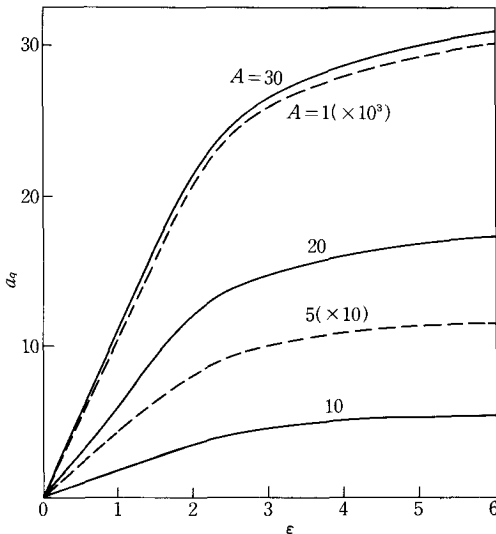


図9 振動による伝熱の促進割合

この図に見れるように増加率は変動率 ε が小なるときは ε に比例し、特性周波数 A に対して増加関数である。そして、この現象を表わした図9と図7を比較すれば定性的な説明が次のようにできる。

振動により生じた壁面付近の大きな速度傾斜は、乱れを生じさせ、この乱れによって温度分布の半径方向での平均化が生じる。このため壁面付近での温度傾斜が大きくなり伝熱量が増加する。図9で値が非常に大きいのは $\partial\theta/\partial x$ を大きく見積ったためである。

5. ま と め

本報では振動する流れ中では、伝熱が促進されるという実験事実にもとずき、その定性的な説明を試みた。そして次の結論を得た。

- 1) 本実験範囲では、伝熱量の増加率は1.5~3.2倍を得ることができた。そしてこの増加率は、振動の変動率 ε にほぼ比例し、周波数の大きいほど大きい。
- 2) 伝熱量の増加率は、定常対流伝熱量の小さな小燃焼量時に顕著である。
- 3) この伝熱量の増大は、管壁付近における乱れ促進効果により起り、管壁で気体側の温度傾斜が大きくなるためであるという定性的な説明ができた。

6. お わ り に

本報は昭和55年度卒業論文として行なわれた実験を基にしており、本文中での解析はマイクロコンピュータを使用している。

(原稿受付 昭和56年9月30日)

参 考 文 献

- 1) 岸本 他：国士館大学工学部紀要 11 (昭53-3), 12
- 2) 岸本 他：国士館大学工学部紀要 12 (昭54-3), 39
- 3) 岸本 他：国士館大学工学部紀要 13 (昭55-3), 51
- 4) 武藤, 中根：機論 46-404 (昭55-4), 610
- 5) 石田, 山田：機論 46-401 (昭55-1), 84
- 6) Schlichting, H.: Boundary Layer Theory 7th Ed., (1979), McGraw Hill
- 7) 星田, 小泉, 岸本：機論 45-398 (昭54-10), 1557