

536.242 : 532.542

Hartmann-Sprenger チューブの熱効果*

川橋正昭**, 鈴木允**

1. ま え が き

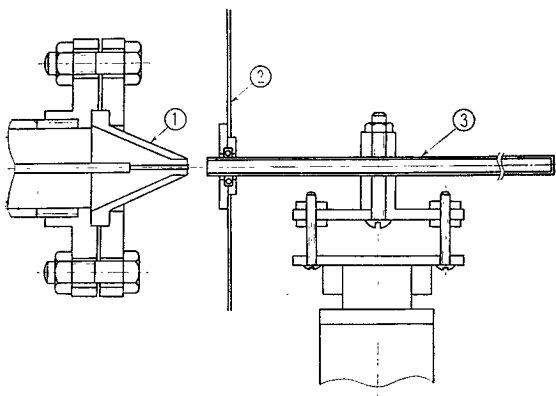
一端を閉じた管内気体の管軸方向有限振幅振動を考
える場合、その励振方法によって現象は異なる。従来
ピストン駆動によるもの⁽¹⁾と、自由噴流により励振さ
れるもの⁽²⁾とは、ともにレゾナンスチューブと呼ばれ
てきた。しかし、最近この相違を明らかにするため、
後者をその研究の端緒をつくった人々にちなんで
Hartmann-Sprenger (H・S) チューブと呼ぶことに
統一されつつある⁽²⁾⁽³⁾。したがって、本報告でも、こ
の呼び名に従う。

H・S チューブの熱効果現象については、今日まで
多くの基礎的研究が積み重ねられ、現象の概要は定性
的には明らかにされている。しかし、最近 MHD
発電への応用の可能性⁽⁴⁾、高温を利用する物理・化学
の分野への応用などが検討され、また単純で確実なロ
ケットエンジンの着火器(気体マッチとも呼ばれる)
として実用化が検討されているため⁽⁵⁾⁽⁶⁾、H・S チ
ューブの示す熱効果現象の定量的な解析が要求されて
いる。とくに、H・S チューブ内気体の初期温度上昇過
程、および最高到達温度が、チューブ形状、材質、励

振条件などによって、どのように変化するかを明らか
にする必要がある。

H・S チューブの熱効果現象については、その名の示
すように 1954 年 H. Sprenger によってはじめて組
織的な実験が行われ⁽²⁾、チューブ長さや、励振条件に
よる現象の変化についての多くの実験結果が示され、
同時に Ranque-Hilsch のボルテックスチューブに
よるエネルギー分離⁽⁷⁾⁽⁸⁾との関連についても述べられて
いる。しかし、熱効果の要因については、チューブ内
流れの不可逆現象を示唆するにとどまった。その後、
M. Sibulkin⁽⁹⁾、T. Vrebalovich⁽¹⁰⁾、I. Hall⁽¹¹⁾ らによ
ってチューブ内の衝撃波伝ばが観測され、不可逆現象
の主たる要因が明らかにされてから、この現象によ
ってもたらされる熱効果の限界を明らかにする点に興
味がうつつた。J. Wilson⁽¹²⁾、A. Shapiro⁽¹³⁾ らは、チ
ューブ内気体温度上昇や、チューブ長さ方向温度こう配
と、衝撃波の成長・減衰との関連から、最高到達温度
の予測を行っているが、その結果は必ずしも実際の現
象に即したものではない。その後の M. Sibulkin⁽¹⁴⁾
の熱発生量を求めた詳細な実験により、熱効果の要因
が衝撃波だけではないことが示唆され、熱効果の限界

を考えるには、より総合的な観点が必要と考え
られるようになった。E. Brocher はその一連
の報告^{(15)~(17)}の中で、励振する噴流の状態に
よって定まるチューブ内流れを単純化波動線図
で表し、衝撃波強さ、壁摩擦、熱移動のメカニ
ズムについて予測し、熱効果発生要因およびそ
の抑制要因について考察している。その結果、
熱効果発生要因として壁摩擦の影響が無視でき
ないこと、抑制要因としてチューブ内に入りこ
む噴流とチューブ内在気体との間の境界層を通
じての質量変換が、重要な役割をはたすことな
どを示唆している。しかし、これらの報告では
主に定常温度状態における熱のバランスから考
察されており、温度の上昇過程での現象は明ら
かにされていない。H・S チューブの初期気体



- ① ノズル ($D_N: \phi 5 \text{ mm}$)
② 噴流しきり板
③ Hartmann-Sprenger チューブ
($D: \phi 5 \text{ mm}$, $L: 170 \text{ mm}$)

図 1 実験装置

* 昭和 49 年 11 月 4 日 第 52 期全国大会講演会および昭和 50 年 10 月 11 日 第 53 期全国大会講演会において講演、原稿受付 昭和 51 年 12 月 2 日。

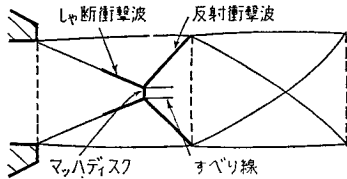
** 正員、埼玉大学工学部(浦和市下大久保 255)。

温度上昇過程と、その後の最高到達状態に至る過程においては、熱効果発生メカニズムは必ずしも同じではなく、さらにチューブの波動状態も、衝撃波の成長・減衰などを考慮する必要がある。したがって、著者らは、H・Sチューブの熱効果についての実験を行うと同時に、すでに著者らが明らかにしたチューブ内流れの解析結果⁽¹⁸⁾にもとづく流れのモデル化により、熱効果の過渡状態を解析し、チューブ内気体の温度上昇過程、およびその到達限界をもとめ、それに応じて上昇するチューブ壁温度の計算値と実測値との比較から、熱効果現象を明らかにする。

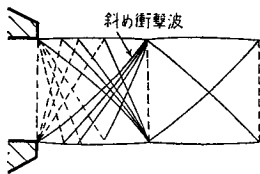
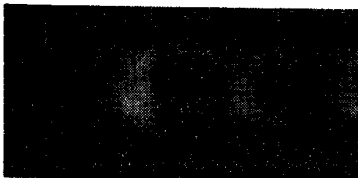
2. 実験結果

本実験に用いられた装置が、図 1 に示されている。H・S チューブ内の気体は、形状の簡単な先細平行ノズルからの噴流によって励振される。その振動振幅および熱効果は、チューブ開口端の噴流内位置、および噴流構造によって著しく変化する。噴流構造の変化

は、図に示されるようなノズル中心軸に沿ってそう入される細い丸棒によってもたらされる。噴流によってチューブ内気体が励振されるためには、噴流の軸方向局所よどみ圧分布に、いったん減少し、再び増加するような特性を必要とする。先細平行ノズルからの噴流では、外気とノズル入口圧力との比が臨界圧力比以下の場合、不足膨張噴流となり、噴流はいったん膨張し再び圧縮されるような周期的セル構造を示す。この場合、膨張部で軸方向にマッハ数は増加し、圧縮部で減少する。したがって、総圧ピトー管による局所よどみ圧測定を行えば、その前方に生じる衝撃波の強さに応じて、よどみ圧分布は減少・増加の傾向を示す。一

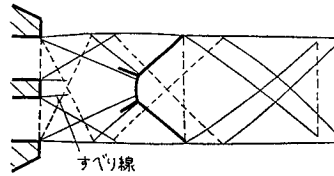
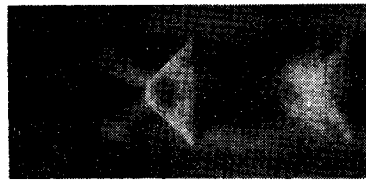


(i) $P_{\infty}/P_{1N}=0.258$

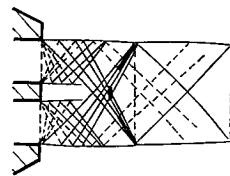


(ii) $P_{\infty}/P_{1N}=0.339$

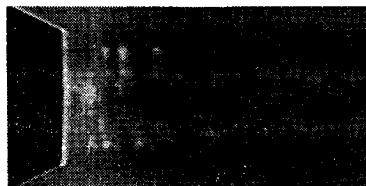
(a) 棒がそう入されていないノズル



(i) $P_{\infty}/P_{1N}=0.258$



(ii) $P_{\infty}/P_{1N}=0.339$



(iii) $P_{\infty}/P_{1N}=0.671$

(b) 棒がそう入されているノズル ($d: \phi 1 \text{ mm}$)

図 2 先細平行ノズルからの自由噴流シュリーレン写真

方, ノズルに丸棒(径 d) をそう入すると, よどみ圧分布は臨界圧力比以上でも減少・増加の傾向を示し, 励振条件を満足する。ここで, 先細平行ノズルからの自由噴流をシュリーレン法により観測した結果が図2に, またそれぞれの噴流について H・S チューブ開口

部と同じ形状の総圧ピトー管により測定されたよどみ圧分布が図3に示されている。図2の結果から, 棒のそう入によって噴流が二重のセル構造をもつことが見られ, その結果図3に示されるように, よどみ圧極小値の減少と, 同じ圧力比では極小値を示す位置と回復

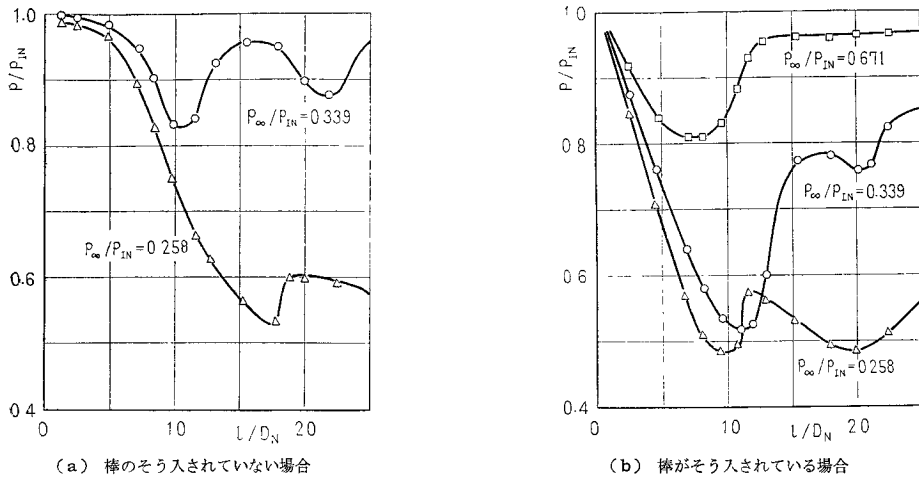
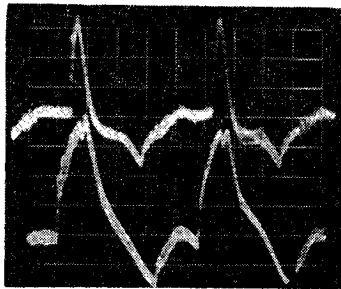


図3 噴流よどみ圧分布曲線 ($D_N : \phi 5 \text{ mm}$)

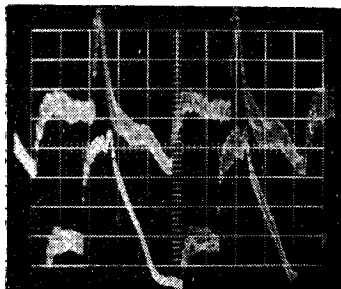


(i) $P_{\infty}/P_{1N}=0.258$

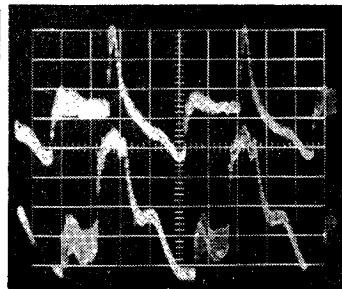


(ii) $P_{\infty}/P_{1N}=0.339$

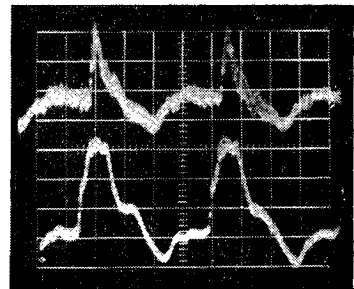
(a) 棒がそう入されていない場合



(i) $P_{\infty}/P_{1N}=0.258$



(ii) $P_{\infty}/P_{1N}=0.339$



(iii) $P_{\infty}/P_{1N}=0.671$

(b) 棒がそう入されている場合

上: $x/L=0.1$, 下: $x/L=0.4$

スケール

横軸: 0.5 ms/div

縦軸: $0.57 \text{ kg/cm}^2/\text{div}$ (i), (ii)

$0.40 \text{ kg/cm}^2/\text{div}$ (iii)

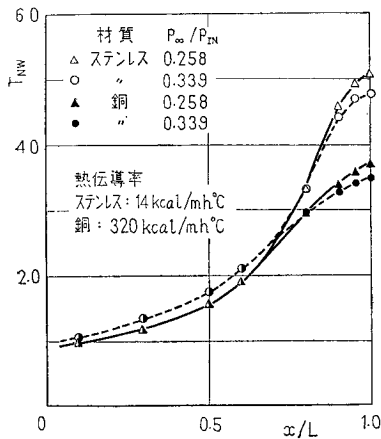
図4 圧力履歴(実測値)

後極大値を示す位置との間の距離の増加がもたらされる。さらに、棒そう入によって臨界圧力比以上でも、噴流軸方向よどみ圧に変化を生じていることがわかる。つぎに、このような特性をもった噴流で励振されたときに、最も高い熱効果が得られる場合のチューブ内圧力履歴と壁温度分布が、図4および5に示されている。ここで、変動圧力測定には半導体圧力変換器、壁温度測定にはφ0.15のクロメル・アルメル熱電対が用いられている。チューブ材質は、一般的な材料のうちで比較的熱伝導率の低いステンレスと、高い銅を用いる。図4の結果は、棒付きノズルからの噴流で励振された場合のほうが、圧力振幅が大きく、衝撃波振

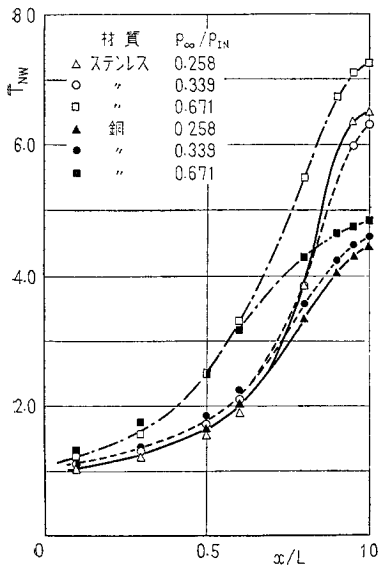
幅も大きいことを示している。また、臨界圧力比以上の場合にも、衝撃波の存在が見られる。つぎに、図5(a)(i)はノズルに棒がそう入されていない場合の圧力比およびチューブ材質による最高到達壁温度分布変化であり、(a)(ii)は棒付きの場合である。ここで、無次元化壁温度 T_{NW} は、 $T_N=1+(T-T_{IN})/\delta T_{ad}$ の関係を用いて得られる。なお、この場合の T は壁温度であり、 T_{IN} はノズル入口温度、 δT_{ad} は断熱熱落差である。これらの結果から、同じ材質では圧力比によらず壁温度分布が同じ傾向を示すことがわかる。一方、図5(b)の結果は、噴流構造による現象の変化を示している。これらの結果から、熱効果はチューブ内気体の振動振幅に依存し、その振動振幅は噴流よどみ圧極小値に対する回復後の極大値との比、およびそれらの値を示す位置のへだたりに依存して、その両者がともに大きいほど、振幅が大きくなることがわかる。つぎに、チューブ閉端壁温度過渡状態が解析結果とともに図9(a)(ii)に示されている。この結果から、棒付きノズルの場合、およびチューブ材質の比熱が小さいほど、初期壁温度上昇率は高いことがわかる。

3. 熱効果解析モデル

H・S チューブの熱効果は、チューブ内流れにおける不可逆過程のエネルギー消散による熱発生と、熱移動や混合による熱のにげとの差の蓄積によって生じ、そ

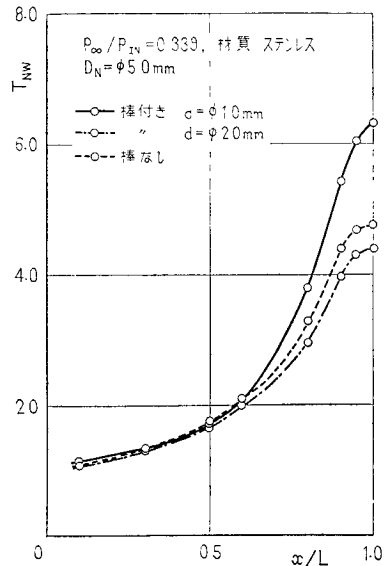


(i) 棒がそう入されていない場合



(ii) 棒がそう入されている場合

(a)



(b) 噴流構造による変化

図5 最高到達壁温度分布(実測値)

れがバランスするまで現象が進む。このような非平衡過程に対する基礎式は、連続式、運動量式およびエネルギー輸送方程式である。しかし、熱効果の主要因であるチューブ内伝ば衝撃波を考慮して、基礎式を厳密に解析することは困難である。そこで本解析では、まず流れをモデル化し、そのモデルに従って熱の計算を行う。

3.1 チューブ内流れのモデル チューブ内流れは、噴流構造やチューブ開口端の噴流内位置、また二次共鳴器取付けなどによって変化し⁽¹⁰⁾、熱効果も変化する。このようなチューブ内流れを、すでに著者らが示した解析結果⁽¹⁸⁾にもとづきモデル化する。解析では、チューブ内を一次元非定常流と仮定し、壁摩擦および熱移動を考慮して、基礎式を

$$\frac{\partial \rho_G}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_G u) = 0 \dots\dots\dots(1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho_G} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho_G} F = 0 \dots\dots\dots(2)$$

$$q \rho_G dx = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho_G dx \left(c_v T_G + \frac{u^2}{2} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \rho_G u \left(c_v T_G + \frac{p}{\rho_G} + \frac{u^2}{2} \right) \right\} dx \dots\dots\dots(3)$$

とした。ここで、 ρ :密度、 u :軸方向流速、 p :圧力、 F :単位長さ当たりの壁摩擦応力、 q :単位質量、単位時間当たりの熱移動量、 c_v :定容比熱、 T :温度、 t :時

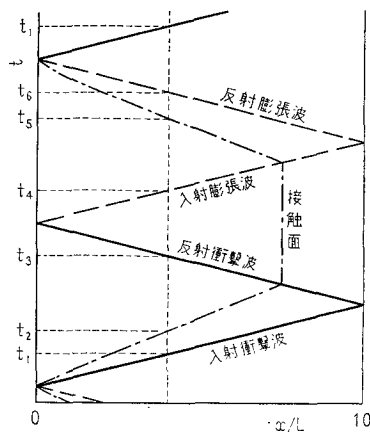
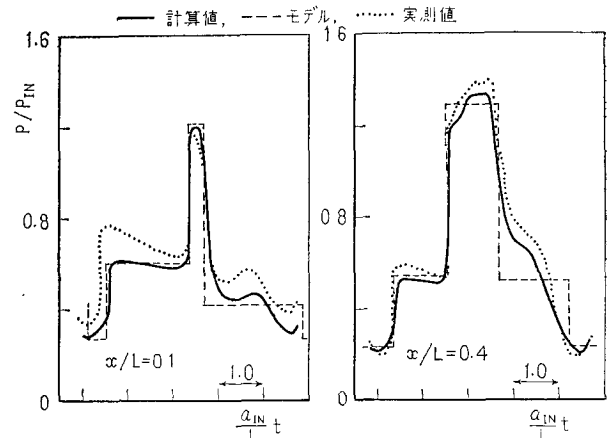
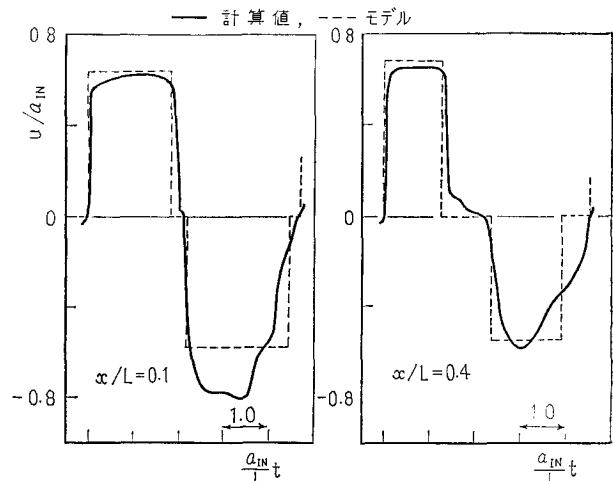


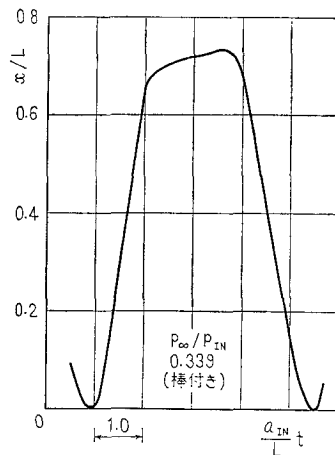
図6 流れのモデル



(a) 圧力履歴 (棒付き)



(b) 流速履歴 (棒付き)



(c) 接触面の軌跡

図7 流れの計算結果 ($p_\infty/p_{IN}=0.339$)

間、 x : 軸方向座標であり、添字 G は気体についてである。これらの式は、衝撃波や接触面などの不連続面を横切って適用することはできない。不連続面によって領域は分割されるが、各不連続面で満足する連続の条件により領域は結ばれる。熱計算では衝撃波強さおよび接触面軌跡が重要であるが、両者を考慮した流れの解析はたいへん煩雑になり困難である。したがって、流れを接触面を考慮して解析し、衝撃波振幅は解析結果の圧力履歴から予測して、図6に示すような流れのモデルをつくる。基礎式は、擬似特性曲線法により数値解析されるが、計算条件は以下のとおりである。

(i) F および q の計算⁽¹⁸⁾ 壁摩擦応力 F は

$$F = \frac{4f}{D} \frac{\rho_G u^2}{2} \frac{u}{|\mu|} \dots\dots\dots(4)$$

であり、 f は瞬間流速値に対応するなめらかな円管内摩擦係数である。一方、熱移動 q は、1周期平均流速値にもとづく強制対流伝熱を考え、用いたヌセルト数の式は、

$$N_* = 0.023 R_e^{0.8} P_r^{0.4} \dots\dots\dots(5)$$

である。ここで、 R_e はレイノルズ数、 P_r はプラントル数である。

(ii) 境界条件⁽¹⁸⁾⁽²⁰⁾

$$\begin{aligned} x=0 \quad u \geq 0: & \quad a^2 + (\kappa - 1)/2u^2 = a_{1N}^2 \\ u < 0: & \quad \text{棒なし} \quad p + \rho_G u^2 = p_{r0} \\ & \quad \text{棒付き} \quad p = p_{\infty} \end{aligned}$$

ここで、 a : 音速、 p_{r0} : 流出噴流よどみ圧、 p_{∞} : 外気圧、 κ : 比熱比である。

$$x=L \quad u=0$$

(iii) 初期条件

$$t=0: p=p_{\infty}, u=0$$

これらの条件で計算された結果は、圧力履歴の比較で実測値とよい一致を示している。一般に、棒付きの場合に圧力振幅が大きく、接触面の入り込みは大きい。また、最底圧力値が低く、衝撃波振幅は大きくなると考えられる。ここで、棒付きの場合の計算結果例を図7に示す。この結果から、各位置での単純化された波の振幅、波通過後の流速がもとめられ接触面の軌跡とともに図6のような流れのモデルがつくられる。このモデルでは、波と波の間で、圧力および流速は一定とされる。

3.2 熱計算モデル ここでは、チューブ内気体の温度上昇過程およびそれに応じて上昇する壁温度を解析するモデルを考える。気体温度計算では、流れのモデルにもとづく衝撃波を考慮するため、その基礎式は非平衡系でのエントロピ保存則

$$\rho_G \frac{Ds}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{J}_s + \sigma_s \dots\dots\dots(6)$$

とし、さらに局所平衡、比熱一定を仮定し、

$$\frac{Ds}{Dt} = \frac{c_p}{T_G} \frac{DT_G}{Dt} - \frac{R}{p} \frac{Dp}{Dt} \dots\dots\dots(7)$$

とする。一方、チューブ壁応答温度についての基礎式は、非定常熱伝導方程式、

$$\rho_w c_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = \lambda_w \nabla^2 T_w + Q \dots\dots\dots(8)$$

である。ここで、 s : 比エントロピ、 \mathbf{J}_s : エントロピ流束 ($\mathbf{J}_s = \mathbf{J}_H/T_G$, \mathbf{J}_H : 熱流束)、 σ_s : エントロピ生成量、 c_p : 定圧比熱、 R : 気体定数、 c_w : 壁比熱、 λ_w : 壁熱伝導率、 Q : 熱生成量である。これらの式を、流れのモデルおよび熱計算モデルにあわせて変形する。式(6)は、熱移動、壁摩擦を考慮して、

$$\rho_G \frac{Ds}{Dt} = -\frac{1}{T_G} \nabla \cdot \mathbf{J}_H - \frac{1}{T_G} Fu + \sigma_{SH} \dots\dots(9)$$

となる。ここで、 σ_{SH} は衝撃波によるエントロピ生成量である。さらに、チューブを図8に示すような微小要素に分割して考え、式(9)の右辺第1項の要素内平均を、

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{J}_H &= \frac{1}{\delta V} \int_A \mathbf{J}_H \cdot \mathbf{n} dA \\ &= \frac{1}{\delta V} \left\{ \alpha_i (T_G - T_w) A' - \lambda_G \frac{\partial^2 T_G}{\partial x^2} A'' \right\} \dots(10) \end{aligned}$$

とする。ここで、 δV : 要素体積、 A : 伝熱面積、 A' : 要素内表面積、 A'' : チューブ断面積、 α : 熱伝達率、 λ_G : 気体の熱伝導率である。一方、式(7)は図6の各時間区分内で右辺第2項は零となり、波および接触面通過時には、通過直前・直後で局所平衡状態を仮定して、積分形

$$\Delta S = c_p \ln T_G/T_G' - R \ln p/p' \dots\dots\dots(11)$$

で計算される。ただし、膨張波については等エントロ

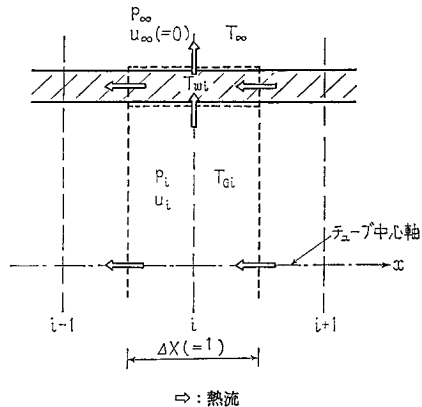


図8 チューブ分割要素

び変化とし、接触面については、 $p=p'$ として計算される。

つぎに、チューブ壁での熱伝導では、壁厚さが十分薄いものとして一次元仮定を行い、内壁と内部気体、および外壁と外気との間の対流伝熱による熱流入量を熱発生項として考えれば、壁要素部分に対する式(6)は、

$$\rho_w c_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = \lambda_w \frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} - \frac{1}{\delta V'} \times \{ \alpha_i (T_w - T_G) A' - \alpha_o (T_w - T_\infty) A'' \} \dots\dots\dots(12)$$

となる。ここで、 $\delta V'$ ：壁要素体積、 A'' ：壁要素外表面積である。これらの式が差分法陽解法によって計算され、チューブ内気体および壁温度の上昇過程および最終到達状態が計算される。なお、計算条件は以下のとおりである。

(i) 壁摩擦応力, 対流伝熱の計算 壁摩擦応力

は、流れの解析と同じ方法による。内部の対流伝熱は、図6における各時間区分内の速度に対応して、式(5)により計算される。また、チューブ外壁と外気との間は自然対流が維持されるものとする。

(ii) 境界条件

気体

$x=0$: $s=s_{jet}$ (噴流のエントロピー)

$x=L$: チューブ閉端との対流伝熱

壁

$x=0$: $T_w=T_{IN}$

$x=L$: 外気との対流伝熱

(iii) 初期条件 (第1周期めの状態)

気体：第1周期めの各時間区分 $t_j \rightarrow t_{j+1}$ で

$$T_G = \left\{ \frac{p(t_j - t_{j+1})}{p_\infty} \right\}^{(k-1)/k} e^{s_{SH}/c_p} T_\infty$$

壁： $T_w=T_\infty$

なお、チューブ内各位置での1周期平均気体温度は、

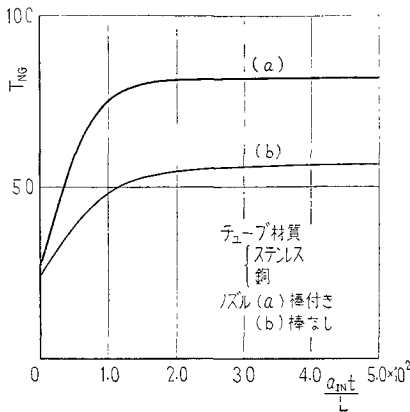
$$\bar{T}_G = \frac{\int_0^{2\pi} \rho_G T_G dt}{\int_0^{2\pi} \rho_G dt} \dots\dots\dots(13)$$

として計算する。

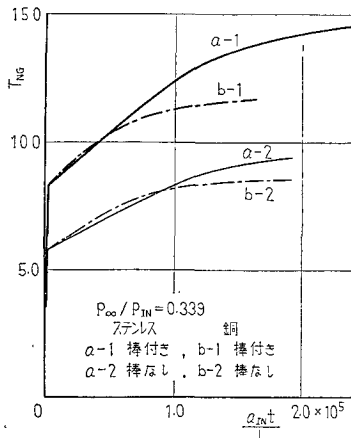
4. 計算結果と実測値の比較および考察

チューブ内気体温度の計算結果および壁温度の計算結果と実測値との比較が、図9~11に示されている。

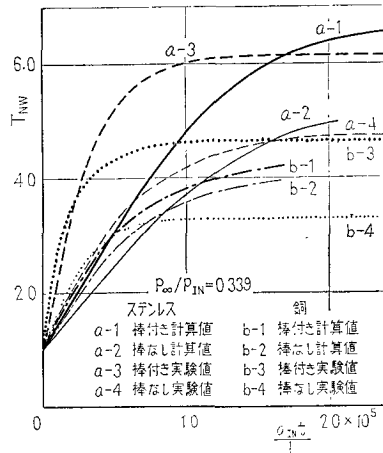
図9(a)(i)は、閉端部平均気体温度の初期上昇であり、(a)(ii)は最高到達状態にいたるまでの上昇過程である。図9(b)は壁温度上昇過程である。図10(a)は最高到達気体温度分布計算値であり、(b)は壁温度



(i) 閉端部気体温度初期上昇 (計算値)



(ii) 閉端部気体温度上昇過程 (a)



(b) 閉端部壁温度上昇過程

図9 温度上昇過程

分布である。また、図 11 に閉端部 1 周期間気体温度変動計算値の例を示している。

壁温度における計算結果と実測値を比較すると、初期温度上昇率は計算結果のほうが小さいが、噴流構造およびチューブ材質による違いでは実測値と一致している。また、最高到達温度分布では、チューブ中ほどで計算値と実測値は異なるが、閉端部ではよい一致を示している。これらの結果から、本計算における気体温度は、実際の現象での気体温度を推測し得るものとして、以下に考察する。

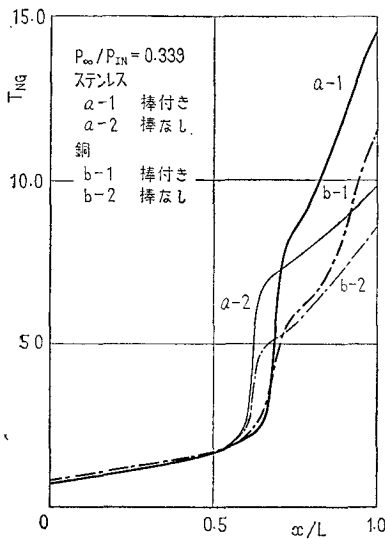
(1) 閉端部付近の平均気体温度は、本計算での設

定条件のもとで、励振開始から約 20 周期 (約 50 ms) で、棒付きの場合およそ 800°K まで上昇すると推測される。この結果は、同じ条件のもとではチューブ材質によらない。

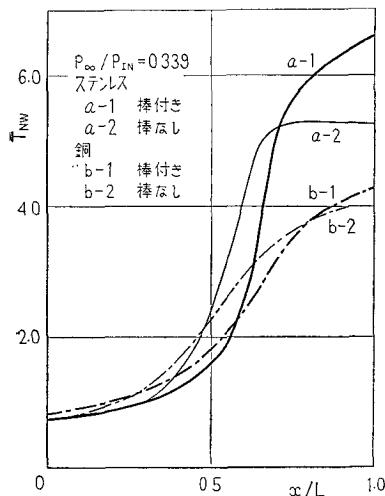
(2) 初期の急しゅんな気体温度上昇以降は、ゆるやかに上昇するが、この部分での温度上昇率は、計算条件の影響を大きく受ける。したがって、熱伝達率の設定などについて、さらに検討する必要がある。

(3) チューブ材質および噴流構造は、最終到達温度状態に大きく影響するが、同じ励振条件のもとでは、当然のことながら熱伝達率の低い材質によって、高い熱効果が得られる。

(4) 本計算での閉端部最高到達平均気体温度は、棒付きノズルの場合、ステンレスで 1100°K、銅で 900°K であり、この結果は従来の研究で予測された気体温度とほぼ一致している。

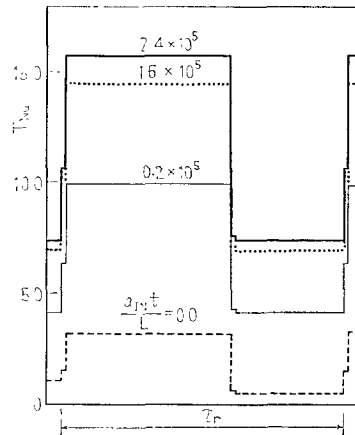


(a) 気体温度分布

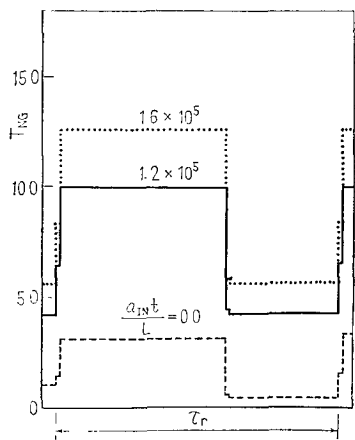


(b) 壁温度分布計算値

図 10 最高到達温度状態 (計算値)



(a) チューブ材質: ステンレス



(b) チューブ材質: 銅

図 11 閉端部 1 周期気体温度変動(棒付き計算値)

(5) 本計算での壁温度分布で, チューブ中ほどおよび熱伝導率の低い場合の実測との相違は, E. Brocherの主張する接触面での質量交換を考慮する必要があることを示すものと考えられる。

5. ま と め

H・S チューブの熱効果に関する実験, および解析により以下のような結果を得た。

(1) 先細平行ノズル中心に, 細い棒をそう入すると, チューブ内気体の励振領域が広まり, 振幅も大きくなり熱効果も増大する。さらに亜音速噴流でも励振され, 熱効果を生じる。

(2) 本計算結果から気体温度の上昇過程を推測すれば, 初期上昇ではチューブ材質によらず, 時間の経過とともに材質による変化が現れる。

(3) 気体温度の計算結果は, その初期上昇において, 従来研究されてきた着火器の備えるべき条件を満たすことを示しており, さらに最高到達状態の結果は, 高温利用の可能性を検討する基礎資料となる。

なお, 本報告の計算は, 東京大学大型計算機センターで行った。終わりに, 本学学生の清水, 上野両君の協力に感謝する。

文 献

- (1) Chester, W., *J. Fluid Mech.*, 18-1 (1964), 44.
- (2) Sprenger, H., *Mitt. Inst. Aero. E.T.H.*, 21 (1954), 18.
- (3) Hartmann, J., *J. Phil. Mag.*, 11-72 (1931), 926.
- (4) Brocher, E. and Betton, M., *Phys. Fluids*, 18-7 (1975-7), 795.
- (5) Phillips, B.R. and Pavli, A.J., *NASA TN*, D-6354 (1971).
- (6) Rakawsky, E.L., ほか2名, *Fluidics Quart.*, 4 (1974), 13.
- (7) Ranque, G.J., *J. Phys. Radium*, 7 (1933), 112.
- (8) Hilsh, R., *Z. Naturforsch.*, (1946), 208.
- (9) Sibulkin, M., *J. Aeros. Sci.*, 25-7 (1958-7), 465.
- (10) Vrebalovich, T., *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 3 (1958), 227.
- (11) Hall, I. and Berry, C., *J. Aeros. Sci.*, 26-4 (1959-4), 253.
- (12) Wilson, J. and Resler, E.L., Jr., *J. Aeros. Sci.*, 26-7 (1959-7), 461.
- (13) Shapiro, A.H., *J. Aeros. Sci.*, 27-1 (1960-1), 66.
- (14) Sibulkin, M., *Z. Angew. Math. u. Phys.*, 14 (1963), 695.
- (15) Brocher, E., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 43-2 (1970), 369.
- (16) Brocher, E. and Maresca, C., *Int. J. Heat & Mass Transf.*, 16 (1973), 529.
- (17) Brocher, E., *AIAA J.*, 13-10 (1975-10), 1265.
- (18) 川橋・ほか3名, 機論, 40-332 (昭 49-4), 965.
- (19) 川橋・鈴木, 機講論, No.720-15 (昭 47-8), 69.
- (20) 川橋・鈴木, 機講論, No.750-16 (昭 50-10), 253.

討 論

〔質問〕 松尾一秦・川越茂敏

(九州大学工学部)

外気とノズル入口圧力との比 p_{∞}/p_{IN} を臨界圧力比以上の一定値に保つ場合, ノズル内に棒をそう入しても流れはチョークしないが, 図3(b)の $p_{\infty}/p_{IN}=0.671$ の場合のよどみ圧が臨界圧力比以下の場合に観察されるような軸方向変化をする理由についてご説明願いたい。

〔回答〕 ノズル中心軸に沿ってそう入された棒の先端後流に形成される伴流領域では, 先端近傍で流れはほぼ静止しているが, ノズル出口からの距離の増加とともに, 周囲との混合によって流れは平均化され, その後の混合領域の拡大とともに噴流全体が減衰していく。このような棒がそう入されたノズルからの亜音速領域での噴流について, H・Sチューブ開口端と同じ形状の開口部(内径はノズル出口径と同じ)を有する総圧ピトー管で, 噴流の軸方向よどみ圧変化を測定す

る場合, 本論文で着目しているノズル・ピトー管距離の範囲では, 以下のような流れ状態の変化が考えられる。

ノズル・ピトー管間距離が十分小さい場合, 両者間では半径方向流れが支配的であり, 衝突面中心部に形成されると考えられるはく離領域内の二次流れによって, 棒後流は平均化され, 測定されるよどみ圧はほぼ入口圧力に近い値を示す。ノズル・ピトー管間距離の増加とともに, 軸方向流れが支配的になり, 棒先端後流の伴流領域の影響が現れ, 噴流の心部と伴流領域の面積比に比例したよどみ圧の減少が生じる。さらにノズル・ピトー管距離を増加させると, 混合による流れの発達とともに, 中心部のよどみ圧が上昇し, それとともに測定されるよどみ圧が上昇する。

以上のような流れの変化によって, 亜音速領域でも, 臨界圧力比以下の場合に類似した軸方向のよどみ圧変化を生じる。