

H・S チューブにおける熱音響二次流れ効果*

川橋正昭*¹, 毛利菊男*², 鈴木 允*³

Thermoacoustic Effects in H-S Tubes

Masaaki KAWAHASHI, Kikuo MOHRI, and Makoto SUZUKI

The thermal effects produced by air column oscillations in resonance tubes driven by a piston, or in Hartmann-Sprenger (H-S) tubes excited by an air jet have interested many researchers. The effects show not only heating of the tube wall near the closed end in both tubes, but also cooling at the section of pressure nodes in the resonance tube. The heating and cooling effect in the resonance tube is explained by energy balance, considering thermoacoustic streaming. The experimental investigations on thermal effects in higher mode oscillations of single-step H-S tubes show that the wall temperature is maximum at the section of velocity nodes and minimum at pressure nodes. It can be explained by the thermoacoustic effect. In the present report, the thermoacoustic effect produced by air column oscillation in a H-S tube separated into two cavities by an orifice is investigated and compared with phenomena in the resonance tube.

Key Words: H-S Tube, Resonance Tube, Air Column Oscillation, Non-linear Effect, Acoustic Streaming, Thermal Effect, Shock Wave

1. ま え が き

熱効果を伴う管内気柱振動現象については、管の一端でピストン駆動されるレゾナンスチューブや、ノズルから流出する気体噴流によって励振される Hartmann-Sprenger チューブ (以下 H・S チューブ) などに関する研究がある。レゾナンスチューブではピストンの駆動周波数がチューブ内気柱の固有振動数に近づくとき、衝撃波の発生とともに管両端で顕著な温度上昇を生じる。H・S チューブでは、励振噴流マッハ数の増加とともに管内に伝ば衝撃波が形成され、閉端部で噴流のよどみ温度以上の温度上昇が生じる。

これらの熱効果で共通する現象は管閉端部における温度上昇であり、流速変動振幅が極大となる位置 (H・S チューブでは開口端) では温度が極小となる。とくにレゾナンスチューブでは、衝撃波が発生しない駆動周波数の範囲で、管中央部に冷却効果が現れることが知られている。この現象は、管内周期的流速変動につい

での運動方程式がもつ、二次のオーダーの非線形項に含まれる定常成分、すなわち音響二次流れを考慮したエネルギーバランス (熱音響二次流れ) によって説明されている⁽¹⁾⁽²⁾。

一方、一段ステップ状断面縮小管を用いた H・S チューブの高次モード気柱振動では、段部下流側キャビティで気柱振動モードに対応した壁温度分布が生じ、流速変動振幅が極大となる位置で壁温度が極小となる⁽³⁾。この現象は、レゾナンスチューブと同様に熱音響二次流れ効果によって説明されるものと考えられる。

本報告では、オリフィスで仕切られた管内に、亜音速および超音速噴流で励振されて生じる高次モードの気柱振動と熱効果を調べ、レゾナンスチューブでの現象との比較から、H・S チューブにおける熱音響二次流れ効果について検討する。

2. 実 験 装 置

本実験で用いる H・S チューブの概略図が図 1 に示されている。管内気柱は、軸中心にニードルが挿入された先細平行ノズルから流出する空気噴流により励振される。噴流マッハ数 (M_j) はノズル入口圧力 (p_n) およびニードル形状により調整される。超音速平行噴

* 昭和 62 年 11 月 6 日 第 947 回講演会において講演、原稿受付 昭和 62 年 4 月 3 日。

*¹ 正員、埼玉大学工学部 (〒338 浦和市下大久保 255)。

*² 正員、三菱重工業(株)長崎造船所 (〒850-91 長崎市飽の浦 1-1)。

*³ 正員、(〒167 東京都杉並区上井草 4-4-14)。

流は、図1に示すような紡錘状のニードルをノズル平行部に挿入して得られ、噴流マッハ数は形成されるスロート部と出口の面積比より定まる。亜音速噴流では径一定のニードルを用いる。いずれの場合も、挿入されたニードル後流の噴流中心部よどみ圧極小部が、安定な気柱振動を維持する重要な要素となる。

ノズルの平行部内径 (D_n) は 12 mm であり、亜音速噴流用には 3.6 mm 径のニードルを用い、超音速噴流用にはマッハ数 1.3 および 1.5 が得られるニードルを用いる。管は内径 (D_i) 12 mm, 外径 13 mm のステンレス管であり、厚さ 1 mm のオリフィス板を開口端から 120 mm の位置に挿入する。管内の高次モード気柱振動は、閉端部ピストンの移動により上・下流側キャビティ長さ比 (L_2/L_1) を調節して得られる。なお、安定な高次振動モードが得られるオリフィス径 (D_o) は、亜音速噴流励振時には $1/3D_i$, 超音速励振時には $1/2D_i$ であった。

管内気柱の振動周波数は、開口端より放射される音の基本周波数測定によりもとめる。気柱振動時の管内圧力変動は、オリフィス直後とピストンに取付けられた半導体圧力変換器により検出する。気柱振動によってもたらされる熱効果は、管壁温度分布形状で表される。壁温度は、線径 150 μm のクロメル・アルメル熱電対を用いて測定する。なお、壁温度分布測定時には管外壁が強制対流冷却されるのを防ぐため、管開口端近傍に噴流遮断板が取付けられる。

3. 実験結果

3.1 気柱振動周波数 本実験では、キャビティ長さ比 (L_2/L_1) 2 前後で生じる三次モードの気柱振動に着目する。これは、下流側キャビティの両端を閉端と仮定したときの基本振動モードに相当する。キャビティ長さ比に対する管内気柱振動周波数の変化を図2に示す。図2(a)および図2(b)は、それぞれ亜音速噴流および超音速噴流により励振されたときの結果である。振動周波数は、下流側キャビティを閉管と仮定して計算される一次の音響固有振動周波数 (f_r) で、無次元化されている。図2中の斜線部は基本振動モードか

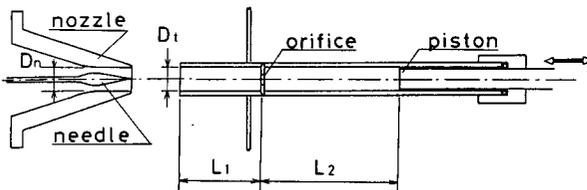
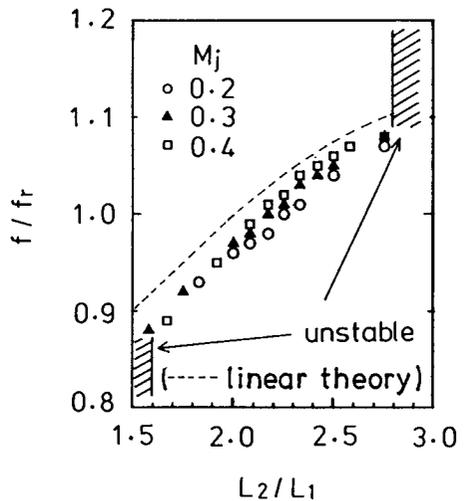


図1 実験装置概略図

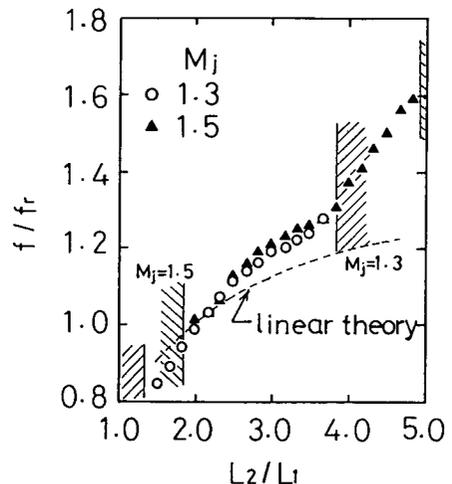
ら三次のモード、および三次から五次のモードに不連続的に変化する部分で、気柱振動は不安定になる。

キャビティ長さ比に対する振動周波数比の値は、亜音速噴流励振では音響理論による値とほぼ一致する。三次の気柱振動モードが維持されるキャビティ長さ比の範囲は、亜音速噴流励振では噴流マッハ数によらずほぼ一定であるが、超音速噴流励振では噴流マッハ数の増加とともに拡大する。

3.2 圧力変動波形 はじめに、亜音速噴流励振時のキャビティ長さ比に対する管閉端圧力変動波形の変化を図3に示す。オリフィス直後の圧力波形は閉端波形と一致している。噴流マッハ数 0.2 では管内圧力



(a) 亜音速噴流励振時



(b) 超音速噴流励振時

図2 気柱振動周波数

変動波形は正弦波状である。その振幅はキャビティ長さ比とともに増加して約2.1でほぼ一定となり、モード変化の起こる直前でわずかに減少する。噴流マッハ数0.3および0.4では、圧力変動振幅はキャビティ長さ比2.2~2.3で極大値をとる。そのときの気柱振動周波数は下流側キャビティの固有振動周波数と一致する。さらに、マッハ数0.3では気柱振動周波数が下流側キャビティ固有振動周波数に近付くと衝撃波の形成が見られる。マッハ数が0.4になると衝撃波発生領域が広がり、衝撃波強さが増す。

超音速噴流により励振される場合は、キャビティ長さ比の全領域で衝撃波が形成されており、管閉端での圧力波形に大きな変化はない。オリフィス直後の圧力変動波形は、管閉端とほぼ同じであるがキャビティ長さ比によって急峻な圧力上昇部の振幅が変化する。図4に、オリフィス直後の急峻な圧力上昇振幅が最大となるキャビティ長さ比での圧力変動波形を示す。なお、横軸は無次元時間 ($\tau = a_{in} \cdot t / (L_1 + L_2)$, a_{in} : ノズル入口音速) である。

3.3 壁温度 管内気柱振動に伴って熱効果が生じ、管壁温度上昇をもたらす。亜音速噴流励振時の、キャビティ長さ比に対するオリフィス部壁温度の変化が図5に示されている。温度は、壁温度実測値とノズル断熱降下温度との差 ($T_w - T_\infty$) をノズル断熱温度落差 ($\Delta T_{ad} = T_{in} - T_\infty$) で除した無次元化温度 (β) で示さ

れており、 $\beta=1$ は熱効果が生じていないことを示す。オリフィス部無次元壁温度はキャビティ長さ比に対して極大値をもち、その値は噴流マッハ数の増加とともに上昇する。閉端壁温度も同一傾向を示すが、ピストンの熱容量などの影響で温度はやや低い。つぎに、マッハ数1.5の超音速噴流で励振されたときの、キャビティ長さ比に対するオリフィス部外壁温度および閉端壁温度の変化を図6に示す。超音速励振時には、オリフィス部外壁温度はキャビティ長さ比に対して極値を示すが、閉端壁温度は単調に上昇する。

気柱振動によってもたらされる熱効果の特徴は、下流側キャビティ外壁温度分布に現われる。キャビティ長さ比に対する外壁温度分布の変化が、各噴流マッハ数について図7に示されている。いずれの場合も、中央部、すなわち圧力変動の節部で壁温度は極小値を示しているが、噴流マッハ数によって傾向が異なる。励振噴流マッハ数0.2では、長さ比2.1で両端の温度が最大となるが、壁温度極小値はキャビティ長さ比によらず噴流のよどみ温度にほぼ等しい。マッハ数が増加すると、衝撃波形成領域で両端温度の上昇のみならず温度極小値も上昇する。超音速噴流励振時には、キャビティ長さ比によらず温度分布はほぼ一样になる。

4. 考 察

レゾナンスチューブでは、ピストン駆動周波数と管

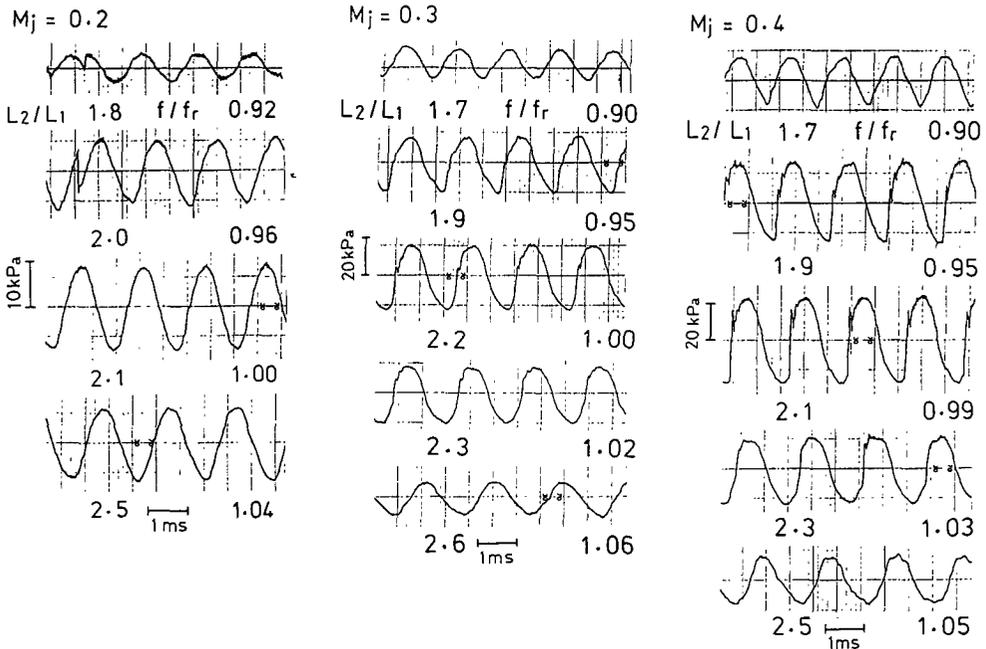


図3 管閉端圧力変動波形 (亜音速噴流励振時)

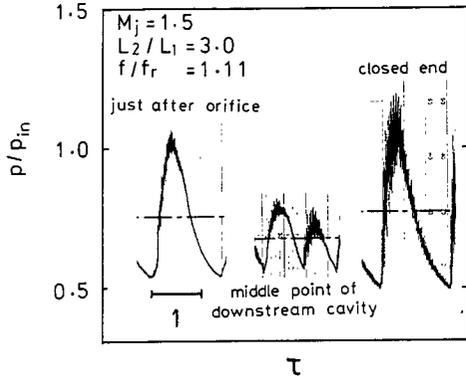


図4 管閉端圧力変動波形 (超音速噴流励振時)

内気柱固有振動周波数との比が約0.91~1.05の範囲で、気柱振動振幅の増加とともに衝撃波が発生する。気柱振動に伴う熱効果は、静止状態からの過渡的熱流束の軸方向分布によって示されている⁽⁴⁾。衝撃波発生領域外では、管壁での半径方向過渡的熱流束の実測値が流速変動腹部で負となり、冷却現象を示す。この現象は、管内に生じる熱音響二次流れを考慮したエネルギー式に基づき解析されている。衝撃波発生領域では、波動の非線形効果に加わり冷却現象は消滅するが、流速変動腹部で熱流束の絶対値が極小となる傾向は変化しない。

本実験では、定常状態での管壁温度分布を測定しており、過渡的熱流束分布と直接比較はできないが、管軸方向の熱効果の傾向については定性的な比較が可能

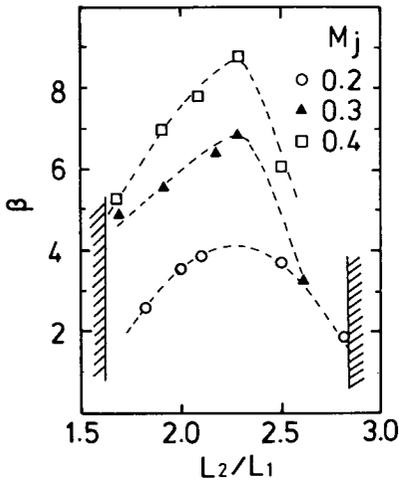


図5 オリフィス部壁温度 (亜音速噴流励振時)

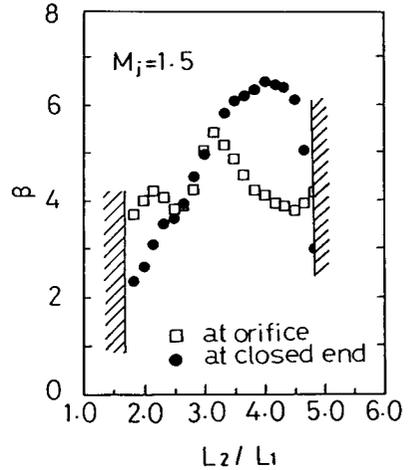


図6 オリフィス部および閉端壁温度 (超音速噴流励振時)

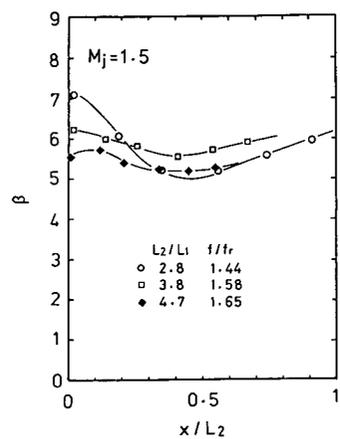
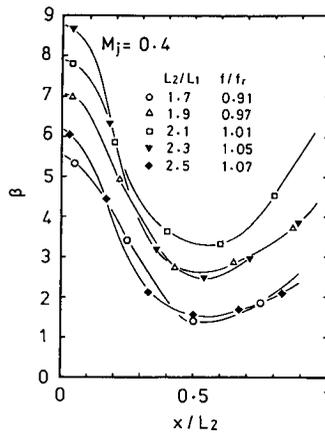
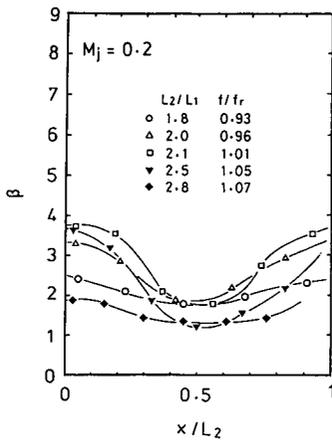


図7 下流側キャビティ壁温度分布

である。励振噴流マッハ数0.2では、キャビティ長さ比2前後においても衝撃波の発生は見られない。このとき下流側キャビティ中央部の壁温度は、噴流のよどみ温度にほぼ等しく、レゾナンスチューブにおける非衝撃波領域と同様に冷却現象が生じていると考えられる。噴流マッハ数0.3および0.4では、下流側キャビティの固有振動の影響が現れ、管内圧力波形はレゾナンスチューブにおける衝撃波領域前後と同じ傾向を示している。中央部壁温度も衝撃波の発生とともに上昇しており、レゾナンスチューブにおける衝撃波発生領域での熱流束分布の傾向と一致している。

超音速噴流励振時は、キャビティ長さ比によらず管内は有限振幅波動状態となり、熱音響二次流れに比べて波動現象の非線形効果が支配的であるため、中央部での壁温度変化は顕著でなくなる。この状態は、レゾナンスチューブにおける現象とは大きく異なる。

5. あとがき

管途中にオリフィスが挿入されたH・Sチューブ内の気柱振動および熱効果について調べた。低マッハ数亜音速噴流励振時には、オリフィス下流側キャビティ内で、ピストン駆動によるレゾナンスチューブと同様な気柱振動現象が生じ、得られる熱効果は熱音響二次流れによって説明されると考えられるが、超音速噴流励振時の現象は、伝ば衝撃波などの非線形効果が支配的となる。

文 献

- (1) Merkli, P. and Thomann, H., *J. Fluid Mech.*, 70-1 (1975), 161.
- (2) Rott, N., *Z. Angew. Math. Phys.*, 25 (1974), 619.
- (3) Kawahashi, M., Brocher, E. and Suzuki, M., *Proc. 10th Int. Symp. Nonlinear Acoust.*, (1985), 63.