流れにより誘起される管列の音響共鳴*

岡 本 覚^{*1}

Flow Induced Acoustical Resonance In Staggered Tube Arrays

Satoru OKAMOTO^{*2}^{*2} Shimane University, Interdisciplinary Faculty of Science and Engineering,
Nishikawatsu 1060, Matsue, Shimane, 690-8504 Japan

A staggered array of closely packed rigid tubes has been tested, by varying the flow velocity in a wind tunnel, to study the conditions under which acoustical resonances occur. The items which have been studied are: the Strouhal numbers at which flow periodicities occur; the relation between these Strouhal numbers and those at which acoustical resonances occur; the effects of the Reynolds number and the longitudinal tube spacing on the occurrence of acoustical resonances. This investigation has shown that the acoustical resonance can be excited at a frequency well apart from that of vortex shedding. The results also show an evidence that both phenomena exist simultaneously at different frequencies. On the basis of these findings and those from a similar investigation into vortex induced tube vibration it is proposed that tube vibration and acoustical vibration can be treated as different mechanisms. Hence the guidelines presented in this paper should be followed to avoid the occurrence of acoustical vibration.

Key Words: Flow Induced Vibration, Flow Measurements, Vortex, Aerodynamic Acoustics, Noise Suppression, Acoustical Resonance, Tube Arrays

1. 序 論

近年, シェルチューブ形熱交換器やボイラ等の各種プラントの出力上昇のために, 管群の配列は密になり高流速域で運転される場合が多くなってきたが, それにつれて, 騒音の発生さらには管群の振動事故が増加しつつある. 現在のところ, 各種の対策が試みられてはいるが, 流体関連振動の現象そのものが非常に複雑なものとあいまってまだ未解決な問題が数多く残されている. 流れによって誘起される管群の振動は, Blevins⁽¹⁾ によれば以下のように分類される.

- (1) カルマン渦の周期的流出による振動
- (2) 管群内を流れる流体力による弾性振動
- (3) 乱れや渦による不規則なバフエッティング
- (4) ダクト内の気柱共鳴による振動・騒音

(1)および(4)の共鳴現象の発生機構については, 管の背後から周期的に流出するカルマン渦が管と管の間の流れを横方向に励振する作用を生じ, これによって引き起こされる偏流が渦の周期的な流出を制御する

というフィードバック作用が基本となっている自励振動であることが明らかにされている⁽¹⁾. (2)の流体力による弾性振動は管群とその間にある流体との間における一種の自励振動で, 管群自身が振動することによって励振される現象である. (3)のバフエッティングは, 乱流や渦のような時間的または空間的に不規則に変動する流体によって引き起こされる振動である. 管群においては, 流体が下流へ流れていくにつれて上流の管列で発生した乱れが下流の管列での乱れを増幅し不規則成分が蓄積されて励振することになる.

管群の振動および発生騒音に関する最近の研究では, Ziada ら⁽²⁾ がダクト内での共鳴の発生限界についてある種のクライテリアを提示し, 騒音防止ならびに発生音低減のための設計上の指針を与えている. また, Blevins ら⁽³⁾ は, 管群の配列形式(正方配列, 千鳥配列など)やちゅう密さの程度(ピッチ, 直径比, ソリディティ)を種々変化させることによって, 共鳴時に発生する音圧レベルの最大値を予測する実験式を提案している. さらに, Eisinger ら⁽⁴⁾ は, 管群ダクトに流体から入力されるエネルギーを考慮して共鳴の発生限界について論じており, 共鳴発生時には管群に直角方向の定在波音場だけではなく, 管軸方向ならびに流体の流れ方向にも定在波音場が発生しうる可能性を示し

* 原稿受付 1998年12月3日.

^{*1} 正員, 島根大学総合理工学部(☎ 690-8504 松江市西川津町1060).

E-mail: okamoto@cis.shimane-u.ac.jp

た。そのほかには、Polak ら⁽⁶⁾が、熱線流速計による測定と可視化によって、共鳴時における管群からの渦発生周波数について論じている。

これらの研究によって、共鳴の発生メカニズムはかなり明らかにされた。すなわち、管群の場合には、その配列の形式やちゅう密さの程度によって渦振動数が異なるが、共鳴時(ロックイン現象)には、この渦振動数と系の固有振動数(ダクト気柱の共鳴周波数)がある領域内で一致する。管群のカルマン渦との共振を避ける(ロックアウト状態)ためには、系の固有振動数とこの渦振動数との一致を避ければよい。しかし、ロックイン現象には達していないロックアウトの状態においても、ロックイン時に匹敵する程度の騒音を発生することが報告されており、このときの騒音発生メカニズムには不明な点が多く残されている。また、管群の配列が非常に粗い場合には、それぞれの円管のカルマン渦は相互に関連をもつものの単独円柱の渦と類似している。管群の配列が密になってくると、それぞれの円管の後流は干渉し合い、流れは複雑となる。この場合の管群の渦流出による振動が、単独円柱の場合と同じメカニズムかどうかはまだ明確にはされていない。

著者は、熱交換器ダクト内の管群の振動と気柱共鳴の発生機構を解明し、共鳴防止のための適切な方策を確立することを目的として、管群のダクト内に発生した騒音を管群内の流れと関連づけて実験的に解析している。一連の研究の中で、本報告では、ロックイン現象には到達していないロックアウトの状態における騒音発生メカニズムを解明することをおもな目的として、千鳥配列の管群から発生した空力騒音を管外を流れる気流と関連づけて実験的に解析した。その際、流体制御の観点から、管群の間げき内の渦形成に最も大きな影響を及ぼすと考えられる管群の流れ方向の間隔を変化させて、管群に直角方向のみならず流れ方向および管軸方向の発生騒音の分布も計測し、それらの発生機構について考察を加えた。

記号表

- C : ダクト内を伝ばする音速 m/s
- C_0 : 管群がないときの音速 m/s
- d : 円管直径 mm
- f_n : 音響共鳴周波数 Hz
- G_s : 共鳴パラメータ
- H : 管軸と主流に直角なダクトの幅 mm
- L : 管群の主流方向ピッチ mm
- n : 音響モード次数 (=1, 2, 3)
- P : 管群のピッチ(隣接する管の間の距離) mm

- R_a : 音響レイノルズ数 $= C \cdot d / \nu$
- R_{cr} : 共鳴発生時のレイノルズ数 $= V_{cr} \cdot d / \nu$
- St : 管群のストローハル数
- T : 管群の主流と直角方向のピッチ mm
- U' : 管群内流速 m/s
- V_{cr} : 共鳴発生時の管群内流速 m/s
- X_L : 主流方向ピッチ比 $= L/d$
- X_T : 主流と直角のピッチ比 $= T/d$
- σ : 管群のソリディティ $= 1.5707(d/P)^2$
- ν : 流体の動粘性係数 m^2/s

2. 実験装置および方法

実験に使用された千鳥配列の管群ダクトを図1に示す。管径は $d=25.4$ mm, 管ピッチは主流に直角のダクト幅方向で $T=56$ mm, 主流方向のピッチが $P=80$ mm, $P=65$ mm および $P=50$ mm の3種類の管群(それぞれダクト A, B および C と呼ぶ)が用いられ

Fig. 1 Experimental apparatus

た。3種類のダクトの管軸に平行な方向のダクトの幅はともに200 mmである。管群ダクトには、風洞の吐出口が接続され一様な気流が流入される。風洞の軸流送風機は3.7 kWの三相誘導電動機によって騒動され、管群ダクトの流入口における風速 U は、無段変速機による送風機回転数制御によって、大略3 m/sから15 m/sまで連続的に変えることができた。

3種類の管群ダクト内に発生した音場の音圧レベルSPLは、管群に直角な面内(S面)および管群に平行な面内(U面)において、それぞれ上流から管群の1列後方、5列後方および10列後方の下流の側壁上で、流れに対して直角方向に並んだ直径7 mmの7点の圧力孔列(図1)にコンデンサマイク(直径1/4 in)の先端に付着したマイクロホンチューブ(長さ168 mm, 外径:20 mm, 音圧測定孔の内径:14 mm, コンデンサマイク挿入孔の内径:7 mm)を挿入して測定された(図2)。チューブ内における圧力の定在波の発生を防ぐため、先端にはワイヤウールをつめた。測定されるSPLは、コンデンサマイクのみによって測定されるSPLより低くなるために、測定周波数の全範囲で減衰量を検定し、マイクロホンチューブの影響を補正した。

管群内の流れ場における気流乱れの変動は、I形熱線プローブと熱線流速計増幅器の出力信号をリニアライザに通して測定される。コンデンサマイクおよび熱線流速計によって測定された周期的成分の周波数を有するそれぞれの変動波形は、一般に振幅が小さく、かつノイズ中に埋もれている場合が多いため、それらの信号を検出し周波数を測定するため、FFTアナライザが用いられた。

3. 実験結果および考察

3・1 発生騒音の周波数パワースペクトル 図3と図4には流入速度 $U=10$ m/sにおける発生騒音の周波数パワースペクトルの三次元的表示を示す。図3は、管群に平行な面(U面)内で1列後方において測定された騒音の周波数パワースペクトルである。図3中の $U_1 \sim U_7$ は、各測定孔列における位置(z 軸方向に順に $U_1, U_2 \dots$)を表す。図3より周波数が f_s と $2f_s, f_f$

Fig. 2 Condenser microphone and microphone tube

Fig. 3 Three dimensional graph of position/SPL/frequency in plane U, $U=10$ m/s

Fig. 4 Three dimensional graph of position/SPL/frequency in plane S, $U=10$ m/s

$\sim 4f_f$, および f_a において顕著なピークと $2f_a$ で微弱な変動が見られた. f_s と $2f_s$ は, 管群からの渦放出に伴う音の周波数とその2倍の周波数である. $f_f \sim 4f_f$ は, 風洞の軸流送風機の動翼通過に起因する音の周波数とその高周波成分を表す. f_a と $2f_a$ は, 3・4節の式(4)に相当する各ダクトに固有の共鳴周波数と2倍の周波数成分を表す. また, 図4には管群の10列後方におけるS面内での測定結果を示す. 各図中の $S_1 \sim S_7$ は, S面内の各測定孔列における位置(上方から, すなわち y 軸方向とは逆方向に $S_1, S_2 \dots$)を表す. 管群の10列後方(図4)の測定においても, 1列後方(図3)において見られた騒音の周波数パワースペクトルと同様な周波数のピークが見られたが, 管群の列数が増すにつれて f_s と $2f_s$ 成分の渦による音がしだいに減衰していく様子が見られる. さらに, 管群に平行な面(U面)内における測定においても, 管群に直角な面(S面)内の測定値とほぼ同様な結果が得られた.

一般にボイラや熱交換器では管の背後から流出する周期的なカルマン渦が管に曲げ振動を起こすばかりではなく, ダクト内の気柱の固有振動数と一致する結果(ロックイン時), 共鳴(共振)を誘起しそのため重大な破損事故を引き起こすことがあるのはよく知られている⁽¹⁾. しかし, 図3と図4からわかるように, ダクトに固有の共鳴周波数と管群からの渦放出に伴う音の周波数とはそれらの値がかなり異なっており(ロックアウト時), これらの周波数の間には単純な関係は存在しないことを示している. すなわち, 一般にロックアウト時には管群からの渦放出に起因する音響周波数のピーク($f_s, 2f_s$)とダクト固有の共鳴周波数のピーク

($f_a, 2f_a$)とが共存しており, 発生騒音の低減あるいは抑制する方策を考慮する場合には, これら2種類の周波数に着目する必要がある. 従来より, 2種類の周波数のピークが一致する($f_s = f_a$)場合には, ロックイン現象として広範な研究がなされており, 発生機構だけではなく防止方法(例えば, ダクト内にバッフル板を挿入する方法)についてもほぼ確立された感がある. 一方, 図3と図4で見られるようなロックアウト時においてもダクト固有の周波数のピーク($f_a, 2f_a$)が現れており, この発生機構に注目した研究はきわめて少ないのが現状である. このうち, Raeら⁽⁶⁾は, 共鳴の発生機構としてダクトにおける自励振動のシステムを考え, 管群内の間げきに生じた流れと直角方向の定在波音場が引金になるとしている. すなわち, この定在波と管外を流れる気流とが相互作用を引き起こし, その結果, ダクト内の流れに偏流を生じさせると考えるのが妥当であるとしている. また, Eisingerら⁽⁷⁾は, 従来から提唱されてきた渦放出に伴う現象ではなく, 管群内の気流に発生した種々の乱れが引き金となって共鳴を引き起こすという「fluid-acoustic instability (流体-音響不安定現象)」というメカニズムを提案しているが, 十分に解明されているわけではない. なお, 音響共鳴の発生機構については, 以下の節でも考察を加えることにする.

3・2 発生騒音の音圧レベル 流入速度 $U=10$ m/s でダクトAでの発生騒音のピーク周波数の中から渦放出周波数 f_s を選択し, その周波数における音圧レベル SPL の三次元的分布を図5に示す. x と y (単位は mm) は図1に定義された座標軸であり, z は

(a) Plane S in duct A, $U=10$ m/s

(b) Plane U in duct A, $U=10$ m/s

Fig. 5 Sound pressure fields over plane at an acoustical mode frequency of 125 Hz

x 軸と y 軸とともに垂直, すなわち管軸に平行な座標軸である。図 5(a) と図 5(b) より, 渦放出周波数 $f_s = 125$ Hz 成分の音圧レベルにおいては, 管群に直角な面(S 面)内ならびに管軸に平行な面(U 面)内では, 管群の 1 列後方の y 軸方向および z 軸方向における測定孔列の両端部($y=0$ と 168 mm および $z=0$ と 168 mm)の位置で音圧レベルは最大となり (SPL=104~106 dB), 逆に中央部 ($y=84$ mm と $z=84$ mm) では音圧レベルは最小となる (SPL=97 dB)。また, 図 5(b) からわかるように, 従来は管軸に直角な面内における定在波音場の存在のみが注目されてきたが, 上流部においては管軸方向にも類似の音場が形成されることが確認された。これは, Eisinger ら⁽⁷⁾ が蒸気発生器やエコノマイザの管群で見いだした異常振動の発生と類似の現象と考えられる。共鳴周波数 $f_a=900$ Hz 成分の音圧レベルにおいても, 渦放出周波数成分の音圧レベルの結果とほぼ同様な傾向が見られた。

音圧レベルの最大値と最小値の差の値および音圧レベルの分布の形状から判断すれば, ダクト内でピーク周波数成分の定在波と類似の音場が発生していると考えられる。特に, $f_a=900$ Hz 成分において, 管群と直角な面内および平行な面内においては, 両端部の側壁で音圧の腹, 中央部で音圧の節となる $1/2$ 波長のモードの定在波音場が発生している。すなわち, 矩形断面のダクト内では, この定在波音場のモードは, ほぼ二次元的に形成されていることがわかる。 $f_a=900$ Hz 成分以外では, ダクト内で定在波音場の形成の有無は確認されなかった。また, x 軸方向(流れ方向)の音圧レベル分布に着目すると, 図 5 からは顕著な傾向は認められないが, f_s および f_a における SPL の値は x 軸方向(下流方向)に進むにつれて数 dB 減少することがわかった。

渦放出周波数 f_s 成分で発生した音場の中心の位置 ($z=84$ mm) での音圧レベル SPL と流入速度 U との関係を図 6(a) に示す。図 6(a) より, 流入速度が上昇するにつれて音圧レベルが増大している。これは, 管群への流入速度の上昇に伴う流体エネルギーの増大により, 前方の管列で放出された渦による乱れが増幅し, その結果, 周期的成分が蓄積されて音響エネルギーが増大するためである。図 6(a) より, ダクト A で発生した音圧レベルの値が, ダクト B, C の音圧レベルよりも数 dB 上回っている。これは, ダクト B, C のように管群の流れ方向の間隔が狭いと, 管群内の間げきでは渦の形成ならびに発達が妨げられるために, 渦による発生騒音も抑制されると考えられるためである⁽³⁾。また, 各ダクトの管群において測定された共鳴周波数 f_a の音圧レベル SPL と流速との関係を図 6(b) に示す。ダクト A の音圧レベルが, 明らかにダクト B, C の値を上回っている。これは, ダクト B, C は, ダクト A よりも管群がよりちゅう密なため(管群のソリディティが大きい)に, 管群が音響共鳴の発生を防止する方向に働き, その結果, 発生騒音も抑制されるためである。

3・3 渦放出に伴う音の周波数 図 7 には, 渦放出に伴う音の周波数 f_s と流入速度 U との関係を示す。渦放出に伴う音の周波数は, 各ダクトの管群の 1 列後方において測定されたものである。渦放出に伴う音の周波数は, 熱線流速計を使って管群の 2 列後方にて測定された渦放出周波数(図 8)とほぼ一致しているが, 熱線流速計による測定では, 各ダクトとも下流に進むにつれて, 渦放出周波数 f_s を検出しにくくなり, 明確な周期をもった渦がしだいに崩壊していく様子がわかる。

ダクト C においては 2 種類の渦放出に伴う音の周

(a) Acoustical mode frequency of 125 Hz

(b) Acoustical mode frequency of 900 Hz

Fig. 6 SPL at acoustical mode frequencies of 125 Hz and 900 Hz as a function of velocity

Fig. 7 Vortex-shedding frequencies (f_s) as a function of velocity (U)

波数 f_s と f'_s が観察されるが、両周波数は互いに整数倍の関係にはなっていない。なお、Polak ら⁽⁵⁾ もダクト C のピッチ比に近い管列で 2 種類の渦放出周波数を見だしている。図 7 より、渦放出に伴う音の周波数と流速とはほぼ比例関係にあることがわかり、これよりストローハル数：

$$St = f_s \cdot d / U' \dots\dots\dots (1)$$

を計算すれば、それぞれダクト A で $St=0.17$ 、ダクト B で $St=0.23$ 、ダクト C で $St=0.23$ と 0.37 となる。

単管の場合の渦放出周波数のストローハル数は、かなり広いレイノルズ数の範囲にわたってほぼ 0.2 であるが、管群の場合には配列の仕方やピッチ、間隔等によってストローハル数も変わることが知られている⁽¹⁾。Blevins ら⁽³⁾ は、配列の仕方やピッチを種々変化させて、ストローハル数を実験的に求めており、本実験条件に近い場合には、 $St=0.16, 0.15, 0.22$ の値を得ている。さらに、共鳴の発生時には気柱の振動が渦の振動を引きこみ、渦放出周波数には、

$$f_s = U' \cdot St / d \dots\dots\dots (2)$$

の関係が成立しなくなると述べている。なお、Polak ら⁽⁵⁾ はダクト C のピッチ比に近い千鳥配列の管列の 2 列め後方からの渦放出周波数について、以下の実験式を提案している。すなわち、 $P/d \geq 2.0$ に対して、

$$St = 0.578(P/d - 1)^{-1} \dots\dots\dots (3)$$

ダクト C については、 $P=T=56$ mm、 $d=25.4$ mm であるから、式(3)より $St=0.48$ となる。また、本実験で実際に測定された渦放出周波数 f_s は、図 8 より 128 Hz と 185 Hz であるから、平均近寄流速が $U=6.8$ m/s については、 St はそれぞれ 0.48 と 0.69 となり、そのうち 128 Hz ($St=0.48$) は Polak ら⁽⁵⁾ の渦放出周波数と等しい。かくして、本実験で得られた 3 種類の主流方向ピッチの管群に対する渦放出に伴う

Fig. 8 Typical turbulence spectra measured behind the second row in duct C

音の周波数は、Blevins ら⁽³⁾ や Polak ら⁽⁵⁾ の結果と比較的よく一致しており、渦放出周波数と同様にストローハル数で整理できることがわかる。そして、主流方向のピッチが狭くなるほど、これらの渦放出に伴う音の周波数のストローハル数の値は大きくなることがわかる。

3・4 共鳴発生の予測 音響共鳴の発生を予測する手法として、従来より各種の提案がなされてきた。比較的最近の研究としては、Ziada ら⁽²⁾、Blevins ら⁽³⁾ および Eisinger ら⁽⁴⁾ がある。この中で、Blevins ら⁽³⁾ と Eisinger ら⁽⁴⁾ はともにロックイン時において発生する最大の音圧レベルの値を管列の圧力損失から推定する方法を提案している。また、Ziada ら⁽²⁾ は、ダクト内の音響共鳴の発生限界について検討し、共鳴パラメータを提案している。

Ziada ら⁽²⁾ の共鳴パラメータの算出方法は以下のごとくである。まず、ダクトの幅で決まる音響共鳴周波数を計算する。

$$f_n = nC / (2H) \dots\dots\dots (4)$$

$$C/C_0 = (1 + \sigma)^{-1/2} \dots\dots\dots (5)$$

式(4)より、限界流速を決定する。

$$(V_{cr})_n = f_n \cdot d / St \dots\dots\dots (6)$$

最後に、共鳴パラメータ(「付録」参照)を求める。

$$G_s = R_{cr}^{1/2} \cdot \{ [X_L \cdot (X_T - 1)]^{1/2} / (X_L - 1) \} \cdot \{ \nu / (C \cdot d) \} \dots\dots\dots (7)$$

本研究の目的は、ロックイン状態には達していないロックアウト領域における発生騒音について考察することであるが、仮に流入速度が増大してロックイン状態に到達したときの挙動を予測することも意味があると思われる。よって、3 種類のダクトがロックイン状態にあると仮定した場合の結果を検討することにする。図 9 には、本実験の共鳴パラメータ G_s の値が

Fig. 9 Resonance parameter for tube arrays

L/h をパラメータとして他の研究者の実験結果とともにプロットされている。ここで、

$$h = (T - d)/2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

である。図9から、 L/h の値が大きくなるほど管群は共鳴しやすくなることがわかる。また、共鳴パラメータの値が、非共鳴領域にあればどのような範囲の限界流速に対しても共鳴することはなく、逆に共鳴領域にあればある限界流速の値に対して共鳴を引き起こすことになる。本実験の3種類のダクトがロックイン状態にあると仮定した結果はすべて共鳴領域に存在することになるが、主流方向ピッチが大きいほど共鳴しやすいことがわかる。

4. ま と め

千鳥配列の管群から発生した空力騒音を管外を流れる気流と関連づけて実験的に解析し、流体制御の観点から管群の主流方向ピッチの影響を明らかにし、さらに空力騒音の発生機構について考察した。その結果、次のようなことがわかった。

(1) 発生騒音の周波数分析の結果、ロックアウト時においても管群からの渦放出に伴う音響とダクトの共鳴発生音の2種類の周波数のピークが共存する。

(2) 渦放出に伴う周波数の音響は、管群に垂直な面内だけではなく、管群に平行な面内においても定在波と類似した音場を発生することがある。

(3) 管群ダクトに流入する流速が上昇するほど、

2種類の周波数に基づく発生騒音の音圧レベルはともに増大する。

(4) 3種類のダクトのうち、主流方向ピッチが大きいほど、2種類の周波数に基づく発生騒音の音圧レベルは増大する。

(5) 管群からの渦放出に伴う音の周波数は、管群の主流方向ピッチの影響を受け、ストローハル数で整理されるが、共鳴発生音の周波数は流速によらずほぼ一定である。

(6) ロックイン状態における共鳴騒音の発生は、管群ダクトにより固有に決定される共鳴パラメータによって予測することができる。

[付 録]

共鳴パラメータの物理的意味について⁽²⁾：

式(7)の右辺は、限界レイノルズ数： $R_{cr} = V_{cr} \cdot d/\nu$ 、管群の間隔比： X_L, X_T および音響レイノルズ数(スケールパラメータ)： $R_a = c \cdot d/\nu$ より構成されている。ここで、第1の R_{cr} については、流体のもつエネルギーに関係した量で、流速がある限界値を超えるとメカニズムとして共鳴が引き起こされることを表している。また、第2の X_L, X_T については、管群の存在は音波の伝ばを阻止する機能を有するものとして解釈できる。さらに、第3の R_a は円管直径、音波の伝ば速度と流体の粘性係数からなり、流体中で発生した音響エネルギーを減衰させるダンパの役目を果たすことを意味している。以上をまとめると、 G_s の物理的意味合いとしては、 R_{cr} により振動が励起される限界を、 X_L, X_T により振動を阻止する幾何学的な形状の有無を、さらに R_a により振動を減衰させる臨界値を表しており、それら3個のパラメータの兼合によって共鳴が起こるかどうかの限界を表すと考えられる。

文 献

- (1) Blevins, R. D., *Flow-Induced Vibration*, 2nd ed., (1994), 349, Krieger.
- (2) Ziada, S., Oengoren, A. and Buhlmann, E. T., On Acoustical Resonance in Tube Arrays-Part II: Damping Criteria, International Symposium on Flow Induced Vibration and Noise, *Proc. ASME WAM*, Chicago, 3(1988), 245-254.
- (3) Blevins, R. D. and Bressler, M. M., Experiment on Acoustic Resonance in Heat Exchanger Tube Bundles, *J. Sound Vib.*, **164**-3(1993), 503-533.
- (4) Eisinger, F. L., Francis, J. T. and Sullivan, R. E., Prediction of Acoustic Vibration in Steam Generator and Heat Exchanger Tube Banks, *Trans. ASME, J. Press. Vessel Technol.*, **118**-5(1996), 221-236.
- (5) Polak, D. R. and Weaver, D. S., Vortex Shedding in Normal Triangular Tube Arrays, *J. Fluids Struct.*, **9**-

- 1(1995), 1-17.
- (6) Rae, G. J. and Murray, B. G., Flow Induced Acoustic Resonances in Heat Exchangers, *Proc. 1st Int. Conf. Flow Induced Vib.*, England, (1987), 221-231.
- (7) Eisinger, F. L. and Sullivan, R. E., Unusual Acoustic Vibration in Heat Exchanger and Steam Generator Tube Banks Possibly Caused by Fluid-Acoustic Instability, *Trans. ASME, J. Eng. Gas Turbines Power*, **115**-4(1993), 411-417.
- (8) 岡本覚・城本勲, 船用排ガスエコノマイザの発生騒音と防止に関する研究, 機講論, No. 930-39(1993-7), 65-68.
- (9) Chen, Y. N., Flow-Induced Vibration and Noise in Tube-Bank Heat Exchangers Due to von Karman Streets, *Trans. ASME*, **90**-1(1968), 134-146.
- (10) Funakawa, M. and Umakoshi, R., *The Acoustic Resonance in a Tube Bank*, **13**(1970), 348, JSME.
-