

東京音楽大学リポジトリ

Tokyo College of Music Repository

空力音における数値解析の有効性

メタデータ	言語: ja 出版者: 公開日: 1998-12-20 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	https://tokyo-ondai.repo.nii.ac.jp/records/782

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 International License.



空力音における数値解析の有効性

Validity of Numerical Analysis for the Aeroacoustics

村 中 洋 子

abstract

An edge tone is self excited sound, which is one of the important phenomena in subsonic aerodynamic noise. This edge tone problem is numerically simulated using two-dimensional thin-layer Navier-Stokes equations. The slit width of the jet is changed with the jet speed and the distance to the edge kept constant. Another condition corresponds to the experiment by Brown. With the certain grid resolution, acoustic propagation is well captured. The FFT analysis shows that the amplitude of the acoustic wave is influenced by the jet width and the frequency agree with Brown's experimental result. Although the computational result is qualitative as far, it indicates the future possibility of the numerical approach for understanding the mechanism of the edge tone problem.

Key Words : Aeroacoustics, Numerical Simulation, Edgetone, FFT

1. はじめに

流れの中で発生する音を流体音という。その中でも、風の音や、飛行機の騒音などのように、空気力学的な機構で発生する音を空力音と呼ぶ。空力音の中には、渦音、エオルス音（渦放出音）、エッジ音（干渉音）と呼ばれるものがある。楽器のリコーダーやフルート、そして、パイプオルガンなどの発音も空力音の仲間で、振動源を持たず空気の流れにより音を出す。これらの楽器の音は、エッジ音と同じ発音機構を持つ^[1]。

エッジ音の発音メカニズムは、**図1**のように考えられる。ノズルから吹き出る流れをジェット（噴流）というが、このジェットがノズルのすぐ下流にある鋭い角を持ったエッジに衝突すると、ジェットは他からエネルギーが供給されないのに、いわば自給自足によって、ある周波数で振動し続け、自励発振音を生じる。これが、エッジ音である。不安定で渦度分布をもつジェットが楔型の物体にあたり、渦度の変動が物体面に生じることで音波が発生する。その音波

は球状に伝播して、前方のノズルの吹き出し口に到達し、ジェット的不安定さを増長して、渦の発生をさらに励起する。この繰り返しによって擾乱が成長し、ノズルとエッジまでの距離が適当な条件を満たすとき、共鳴作用によってさらに大きな音となる。エッジ音の発音メカニズムには、このようなフィードバック現象が重要な役割を果たしている。

これまでエッジ音については、昔から様々な実験や研究が行われてきた。エッジ音の周波数 f はノズルとエッジ先端までの距離 h 、ジェット噴出速度 U_j と次のような関係がある[2]。

$$Se = \frac{fh}{U_j} = n \left(\frac{U_c}{U_j} \right) \quad (1.1)$$

ただし、 Se はストロハル数、 n は正の整数、 U_c はジェットのせん断層中の渦の移動速度である。この関係はフィードバック機構の考え方から得られる。 Se は、同じ n に対してほぼ一定値をとるので、エッジ音の周波数は、ノズルとエッジ先端までの距離に反比例し、ジェット速度に比例する。 n は発振モードを表し、ノズルとエッジ先端までの間に渦がいくつ存在するかということに関係する。 $n=1,2,3$ に対して、 Se はほぼ0.5, 1.0, 1.5という値を取る。この n が変わって、 Se がステップ状に変化することを周波数ジャンプという。このエッジ音の周波数に関して、ブラウンは精密な実験を繰り返すことで、ある条件において、次の実験式が成り立つことを示した[3]。

$$f = 0.466 \cdot k (U_j - 40.0) \left(\frac{1}{h} - 0.07 \right) \quad \text{where } k = 1, 2.3, 3.8, \text{ and } 5.4 \quad (1.2)$$

そこで、本稿では、既存の圧縮性流体解析コードを用い、空力音であるエッジ音の発生を、数値シミュレーションで捉えることができるか、数値解析の空力音に対する有効性を検討する。

図2は、ブラウンがエッジ音の発生装置として用いた実験装置の様子を示したものである。この装置を基に、楔形の物体に低マッハ数の層流ジェットを衝突させる簡単な二次元の流れ場を想定し、二次元圧縮性薄層ナビエ・ストークス方程式を用いて計算する。(1.1)式、(1.2)式から分かるように、パラメータとなるジェット速度とジェット幅を変えて、case1, case2, case3の3つの場合について、数値シミュレーションを試みる。case1とcase2は、ジェット速度は一定、エッジ先端までの距離を固定して、ジェット幅を広くすることでジェット幅とエッジ先端までの距離の比を変化させている。これらの場合の渦の流れの違いを観察し、周期的な渦変動を持つ非定常解を可視化により解析する。さらに、計算領域内のある点における、圧力波形と渦度波形の周波数解析を行い、その周波数に注目する。case3は、ブラウンの行った実験と同じジェット速度、ジェット幅で数値シミュレーションを行う。その計算結果と、ブラウンの実験結果を比較することで、空力音であるエッジ音の発生を、どの程度、ダイレクトシミュレーションできるか検討する。

非定常の渦運動が本質的な役割を果たしている空力音の発生メカニズムを、数値シミュレーションによって解析ができるとすれば、楽器等の発音に限らず、複雑な空力音響の理解を深めることが期待できる。さらに、空力音の予測が可能になれば、空力騒音の問題に対しても大き

く寄与できるものとする。

2. 数値計算法及び計算条件

2.1 基礎方程式及び数値計算法

無次元化された二次元圧縮性薄層ナビエ・ストークス方程式は、一般座標を用いて次のように表される。

$$\partial_t \hat{Q} + \partial_\xi \hat{E} + \partial_\eta \hat{F} = Re^{-1} \partial_\eta \hat{F}_v \quad (2.1)$$

ただし、

$$\hat{Q} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad \hat{E} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \xi_x p + \rho u U \\ \xi_y + \rho v U \\ (e+p) U \end{bmatrix}, \quad \hat{F} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \eta_x p + \rho u V \\ \eta_y p + \rho v V \\ (e+p) V \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

$$\hat{F}_v = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \eta_x n_1 + \eta_y n_2 \\ \eta_x n_2 + \eta_y n_3 \\ (\eta_x n_1 + \eta_y n_2) u + (\eta_x n_2 + \eta_y n_3) v + n_4 \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

$$U = \xi_x u + \xi_y v, \quad V = \eta_x u + \eta_y v \quad (2.4)$$

$$n_1 = \mu(4\eta_x u_\eta - 2\eta_y v_\eta) / 3$$

$$n_2 = \mu(\eta_y u_\eta + \eta_x v_\eta)$$

$$n_3 = \mu(-2\eta_x u_\eta + 4\eta_y v_\eta) / 3$$

$$n_4 = \mu P_\tau^{-1} (\gamma - 1)^{-1} (\eta_x^2 + \eta_y^2) \partial_\eta (c^2) \quad (2.5)$$

ここで、 ρ は密度、 u, v はそれぞれ x, y 方向の速度成分、 e は単位体積あたりの全エネルギー、 p は圧力を表す。 U, V は反変速度成分、 J は座標変換の Jacobian 行列 $\partial(\xi, \eta) / \partial(x, y)$ 、 τ_{ij} は粘性応力テンソル、 μ は粘性係数である。(2.1) 式に理想気体を仮定した状態方程式を加えた基礎方程式を、有限差分法で離散化する。

(2.1) 式の対流項のみを陰的に扱い、時間方向に線形化を施すと、(2.1) 式は差分演算子 δ を用いて次のように表される。

$$\begin{aligned} & (I + \Delta t \cdot \delta_\xi \hat{A} + \Delta t \cdot \delta_\eta \hat{B}) \Delta \hat{Q}^n \\ & = -\Delta t (\partial_\xi \hat{E} + \partial_\eta \hat{F} - Re^{-1} \partial_\eta \hat{F}_v)^n \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$= -\Delta t \cdot RHS^n$$

$$\Delta \hat{Q}^n = \hat{Q}^{n+1} - \hat{Q}^n, \quad \hat{A} = \partial \hat{E} / \partial \hat{Q}, \quad \hat{B} = \partial \hat{F} / \partial \hat{Q} \quad (2.7)$$

陰解法因子においては、粘性項の等与分は近似的に評価する。離散化の方法として、(2.6) 式の左辺の時間積分は、LU-ADI 法^[4]を用いる。また、右辺の RHS において、粘性流束は中心差分で求め、非粘性流束は有限体積的に評価し、Roe の Flux Difference Splitting に

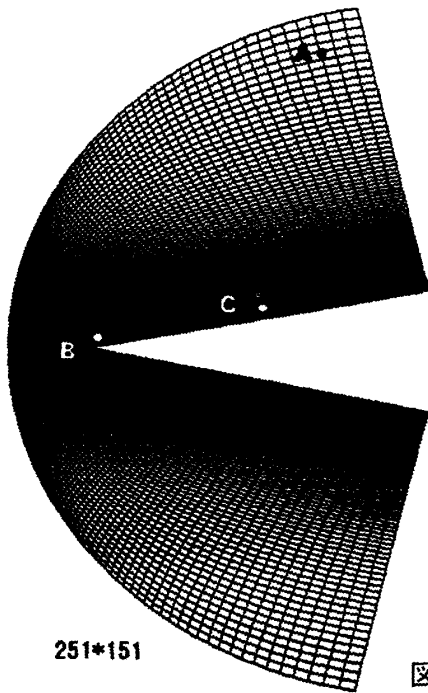
MUSCL を組み込んだ高解像度風上差分法^[5] を適用する。

2.2 計算対象及び計算条件

計算格子は、 ξ 方向に251点、 η 方向に151点、格子点数は39901点である。計算格子と圧力および、渦度の観測点 A, B, C の位置は、**図 3** に示す通りである。境界条件は、粘性計算であることと、亜音速から、エッジの壁面上は non-slip、遠方境界は Characteristic Boundary condition を用いる。

下に示す**図 4** のように、計算対象はスリットから h 離れたところにエッジ角度 20° 、エッジの長さ5cmの楔形の物体を置き、幅 d 、噴出速度 U_j の層流ジェットをぶつけるものである。このときのレイノルズ数は次式で与える。ただし、 ν は動粘性係数である。

$$Re = \frac{U_j d}{\nu} \quad (2.8)$$



251*151

図 3

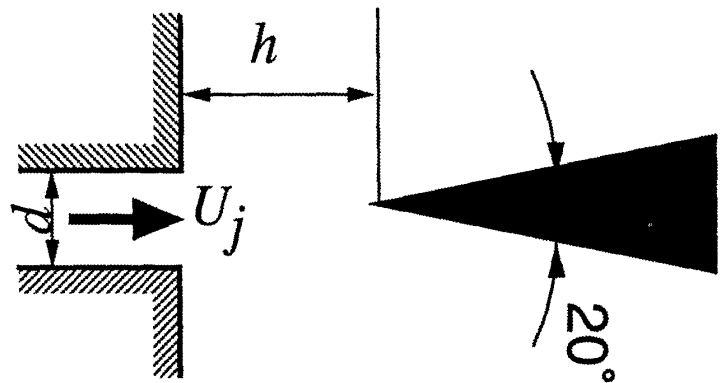


図 4

計算条件の一覧表を次に示す。

	case1	case2	case3
ジェット速度 U_j	98.4m/s	98.4m/s	17.5m/s
ジェット幅 d	1mm	2mm	1mm
エッジまでの距離 h	6mm	6mm	12.7mm
レイノルズ数 Re	6.925E04	1.385E05	1.232E04
h と d の比	$h=6d$	$h=3d$	$h=12.7d$
積分回数 ($\Delta t=0.006$)	18000steps 単精度計算	18000steps 単精度計算	45000steps 倍精度計算

case1, case2は、エッジ先端までの距離を6mm, ジェットは impulsive start で、噴出速度を98.4m/s, ジェット幅を1mm と2mm と変えてエッジにぶつける。したがって、ジェット幅 d とエッジ先端までの距離 h の比は、 $h=6d$, $h=3d$ になる。case3では、エッジ先端までの距離を12.7mm とし、ブラウンの行った実験と同様に、ジェット噴出速度を17.5m/s, ジェット幅を1mm とする。

音速 c は、空気を完全気体と仮定して、温度15° の場合を次の式で求める。ただし、 γ は比熱比、 R は気体定数、 T は絶対温度である。

$$c = \sqrt{\gamma RT} = \sqrt{1.4 \times 287.1 \times (273.15 + 15)} = 340.32 \quad (2.9)$$

エッジの長さ5cm と、(2.9) 式で求めた音速340.32m/s によって、無次元化を施した時間1 に対して、時間刻み Δt を0.006 (実時間8.815E-4msec) とし、case1 と case2 においては、単精度の計算で18,000steps, case3 においては、倍精度の計算で45,000steps 積分した。

3. 計算結果及び考察

3.1 case1 と case2 の比較

図5 は case1 の等渦度線の時間変化を示したものである。ジェットの両側に見られる渦は、ジェットが吹き出し始める際に生じるもので、starting vortex と呼ばれる。ジェットと静止流体の境界にある薄いせん断層は、次第に不安定となり上下に揺れはじめて、スリット口近傍で小規模な渦列を生成する。下流に位置するエッジの先端付近でそれらの渦列が合体し、大きな渦構造を形成しながらエッジの両側に分かれて移流していく様子が観察される。図6 は case1 と case2 において、エッジの長さと言速によって無次元化された時間 $t=30.0$ (実時間4.407msec) におけるシャドウグラフ (shadowgraph) を比較したものである。case1 ではすでにエッジの両側に非対称な渦列が見られるが、case2 においては、渦の規模も小さくエッジの両側での流れも比較的対称である。渦を伴う周期的流れの中でジェット幅の狭い case1 は、case2 に比べて非対称性が顕著に表れ、渦構造が大きいことが分かる。

さらに、これらの流れの違いを定量的に解析するために、渦の発生していない点 A、渦の発生しているエッジの先端部分の点 B、エッジの中央部分の点 C (位置は図3 参照) における圧力変動の時間履歴を調べ、その圧力波形の周波数解析を行った。その結果を示したものが、case1 の場合が図7 で、case2 の場合が図8 である。圧力変動の時間履歴のグラフの縦軸は、大気圧が1 になるように圧力に無次元化を施している。また、横軸は無次元時間を表す。周波数解析のグラフの縦軸はパワースペクトルを表し、横軸は周波数を示している。図7 と図8 中の、点 A における圧力変動の時間履歴を示したグラフを比較すると、case2 に比べ、case1 では周期的な変動が生じていることが明確である。また、case1 の点 A で観測された周期的な変動の振幅は、大気圧の約0.1% 程度であることが分かる。

次に、case1について、エッジの先端部分の点 B と中央部分の点 C で観測された圧力波形を、FFT によって周波数解析を行うことで、それぞれ、点 A における圧力変動との関連性を調べた。その結果、点 A と点 B で計測された支配的な周波数は2746Hz と等しく、点 B での変動が点 A に関係していることがよく分かる。点 C では、点 A、点 B に見られる2746Hz のピークも存在するが、より低周波域のピークが表れている。これは、エッジ先端部分で発生した渦がエッジ表面上を移流するにつれて渦の構造が大きくなるためと思われる。

また、図 9 は、case1における点 B、点 C の渦度の時間履歴とその渦度波形の周波数解析、点 B での圧力波形と渦度波形の相関図、点 A と点 B の圧力波形の相関図を示したものである。この結果からも、渦度変動と圧力変動は、強い相関があることがよく分かる。

図 7 の点 A での圧力波形の変動は近傍場での圧力変動の値も含まれ、遠方に放射される音源のみではない。しかし、図 9 の相関図からも分かるように、点 A における2746Hz の擾乱は明らかにエッジ近傍で発生したものであると考えられる。本計算では領域の制限から十分遠方での擾乱の評価はできないが、ここで観測された圧力擾乱はエッジトーンの発生の基本メカニズムを示唆するものであると考えられる。

次に、case1と case2の流れ場の違いについて考察する。一般に、ジェットがスリット口から離れるに従って、ジェットと静止流体の間に混合領域、遷移領域、完全発達領域が下流に向かって形成され、ジェット幅 d に対して $4d$ までが混合領域、 $8d$ までが遷移領域、 $8d$ 以上になると完全発達領域と言われている。ジェットの不安定性はジェット幅に対する距離が長いほど大きくなる^[6]。case1は $6d$ にエッジが位置し、ジェットが揺れ始めて渦の合成が始まる遷移領域にある。また、case2は $3d$ であることから、エッジはジェットの不安定性が十分に増していない混合領域内に位置しているといえる。これまで述べた case1と case2における流れ場の違いは、ジェット幅 d とスリットからエッジ先端までの距離 h の比に起因して、エッジがどの領域に位置するかで、擾乱の発生とその振幅に大きく影響することが理解できる。

3.2 case3とブラウンの実験との比較

図10は、case3での点 A、点 B における圧力変動と点 B の渦度の時間履歴を示したものである。圧力を示すグラフの縦軸は、大気圧が 1 になるように圧力を無次元化したもので、圧力、渦度のグラフの横軸は、無次元時間ではなく実時間で示した。図11は、図10の圧力、渦度の波形を周波数解析したものである。ただし、実時間において、5.0msec~27.6msec までの前半と、16.8msec~39.0msec までの後半に分けて解析を行っている。縦軸は、パワースペクトルを表し、横軸は周波数を示している。点 B の圧力波形に注目すると、図10、図11に示されるように、実時間で15msec 前後で、波形が変化しているのが良く分かる。前半は、800Hz 程度の周波数が単一で発生しているが、後半になると、400Hz 程度の低周波数と、倍音の800 Hz、3 倍音の1200Hz、4 倍音の1600Hz 程度の合成波になっている。点 A における圧力変動に関していえば、400Hz 程度の低周波数が支配的である。この基礎周波数は、(1.1) 式より

Se=0.5として求めた周波数685Hzと、ブラウンの導いた実験式(1.2)から求めた、n=1の場合の周波数568Hzとオーダーで一致している。しかし、(1.2)式に関する周波数のジャンプに関しては、一致を見ることができなかった。これは、スリットの境界条件や、ジェットの出速度分布などの細部における計算条件を、ブラウンの実験とまったく同じように与えていないためと考えられる。実験と比較するには、精密に条件を合わせ、今後、さらに詳しく系統だてた計算が必要と思われる。またスリット口での、渦列の生成に励起効果を与えるフィードバック現象の解析についても、今後詳細に検討する予定である。

4. まとめ

既存の圧縮性流体解析コードを用い、空力音であるエッジ音の発生メカニズムを、ダイレクトシミュレーションできるか、数値解析の空力音に対する有効性を検討するために、層流ジェットの中にエッジを設置して得られる非定常な流れ場の数値計算を行った。レンジを細かくして可視化することで、エッジ先端部を音源とする圧力の擾乱の伝播を捕らえることができた。この擾乱はエッジ音の発生に寄与するものと考えられる。さらに、この圧力擾乱の生成において、ジェット幅を変えてジェットの遷移領域内にエッジを置くことで、振幅の大きい擾乱が発生することが確認された。また、ブラウンの実験結果と比較して、捕らえられた擾乱の基礎周波数のオーダーは一致していることが分かった。これらのことより、数値計算によるエッジトーン問題の解析に対して有望な見通しが得られ、空力音に対する数値計算の有効性が認められた。

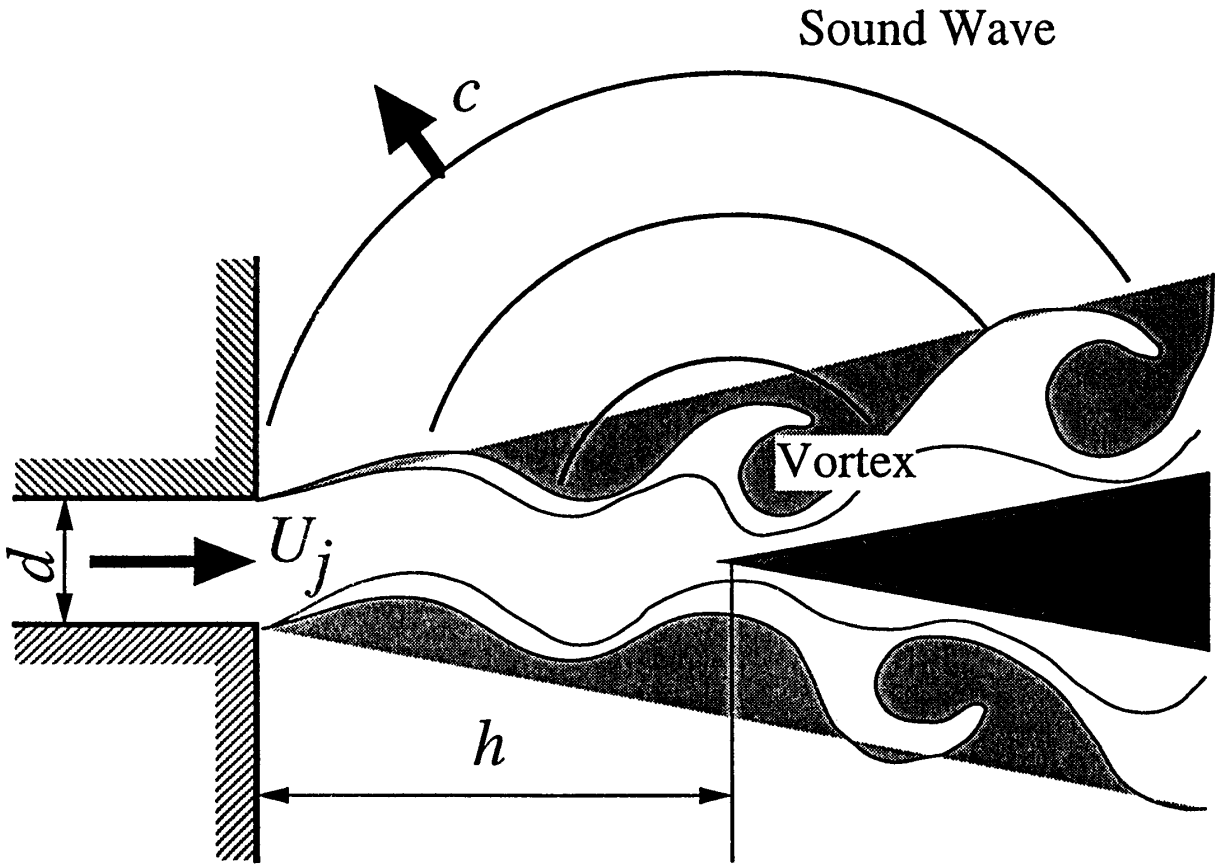
(本学助教授=自然科学担当)

参考文献

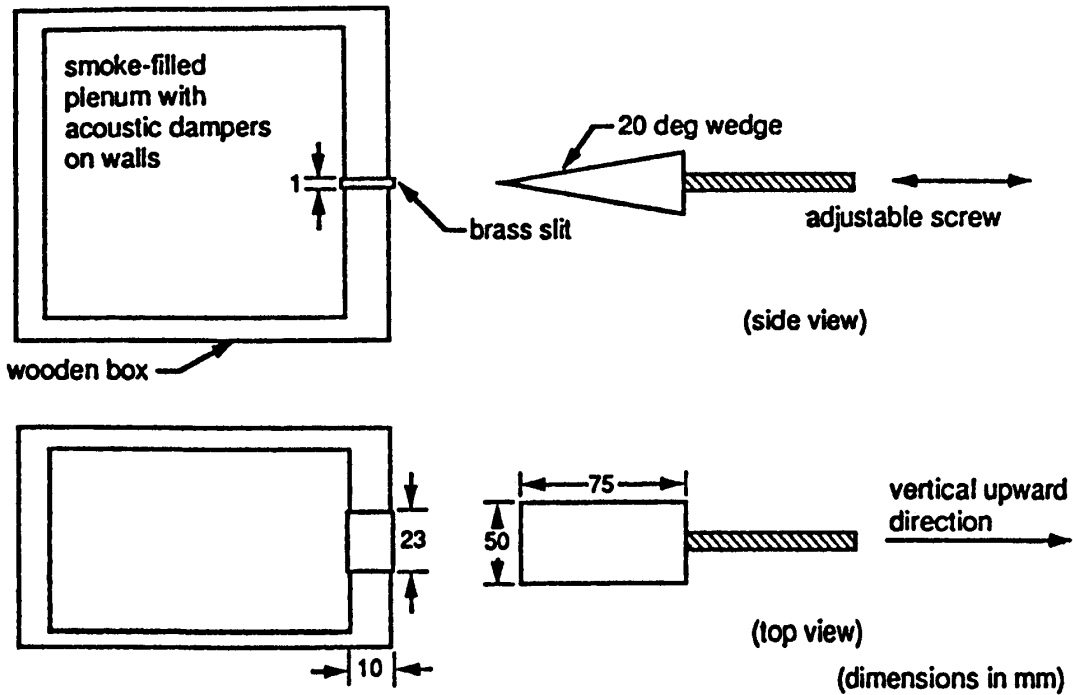
- [1] 村中洋子, 東京音楽大学研究紀要第19集, 1995
- [2] Rocwell, D., Naudasher, E., Ann. Rev. Fluid Mech., No. 11, 67-94, 1979
- [3] Brown, G., Proc Phys Soc, Vol. 49, 1937
- [4] Obayashi, S., Matsushima, K., Fujii, K. and Kuwahara, K., AIAA Paper 86-338.
- [5] Fujii, K. and Obayashi, S., J. Aircraft, Vol. 26, No. 12, pp. 1123-1129, 1989.
- [6] Goldstein, M. E., 流体音響学, 1991

記号一覧

c	音速
ρ	密度
p	圧力
u, v	x, y 方向の速度成分
e	単位体積あたりの全エネルギー
E, F, G	ベクトル関数
Δt	時間刻み幅
J	変換ヤコビアン行列
q	<i>primitiv variable</i>
Q	<i>conservative variable</i>
Re	レイノルズ数
R	気体定数
γ	比熱比
τ_{ij}	粘性応力テンソル
μ	粘性係数
Pr	プラントル数
t	物理空間での時刻
T	絶対温度
M	マッハ数
U, V	速度ベクトル (ξ, η 軸方向) の反変成分
x, y	物理空間の座標軸
ξ, η	計算空間の座標軸
f	周波数
Se	ストロハル数
Uc	渦の移動速度
U_j	ジェット噴出速度
d	ジェット幅
h	ノズルからエッジ先端までの距離
ν	動粘性係数

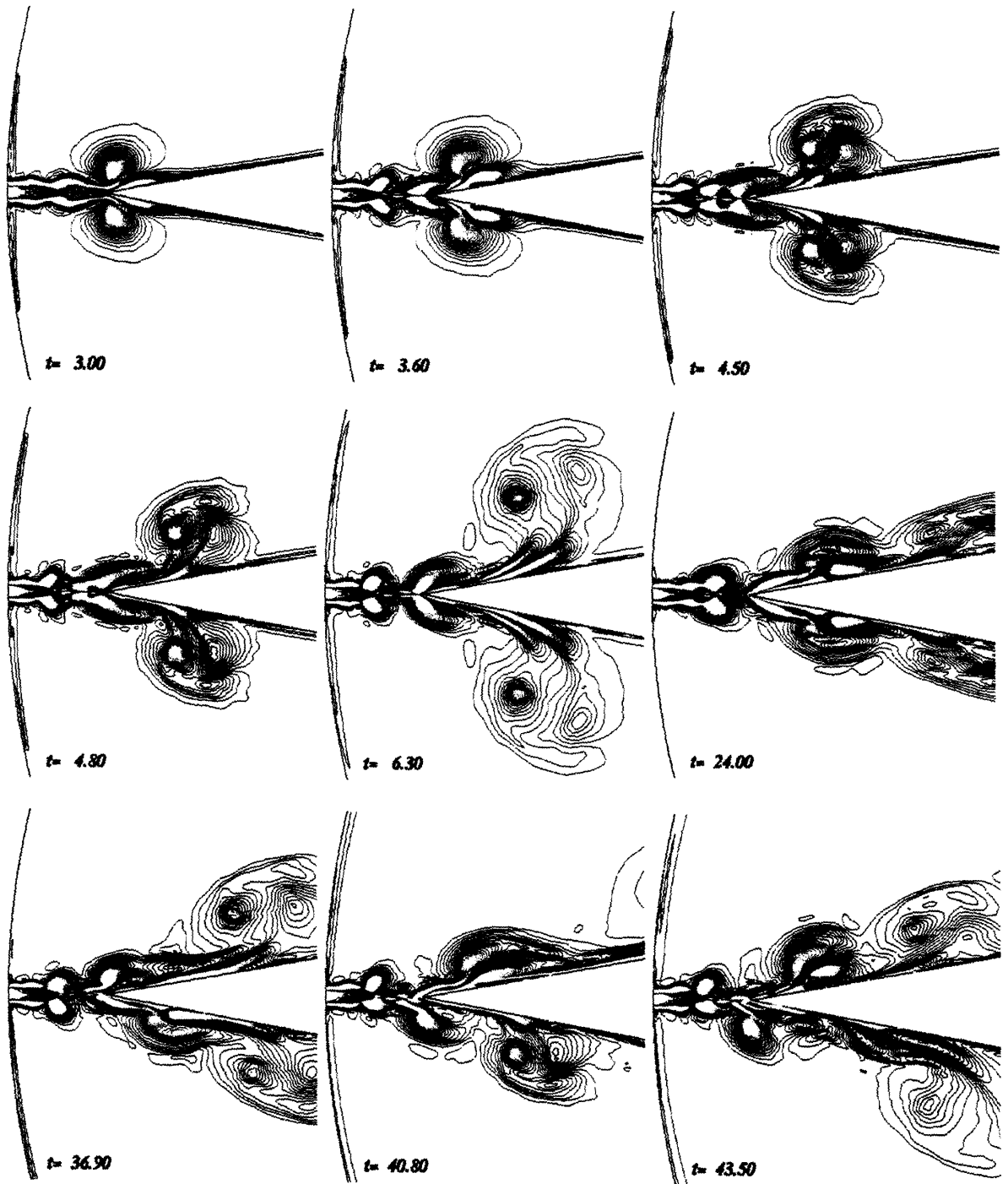


⊠ 1



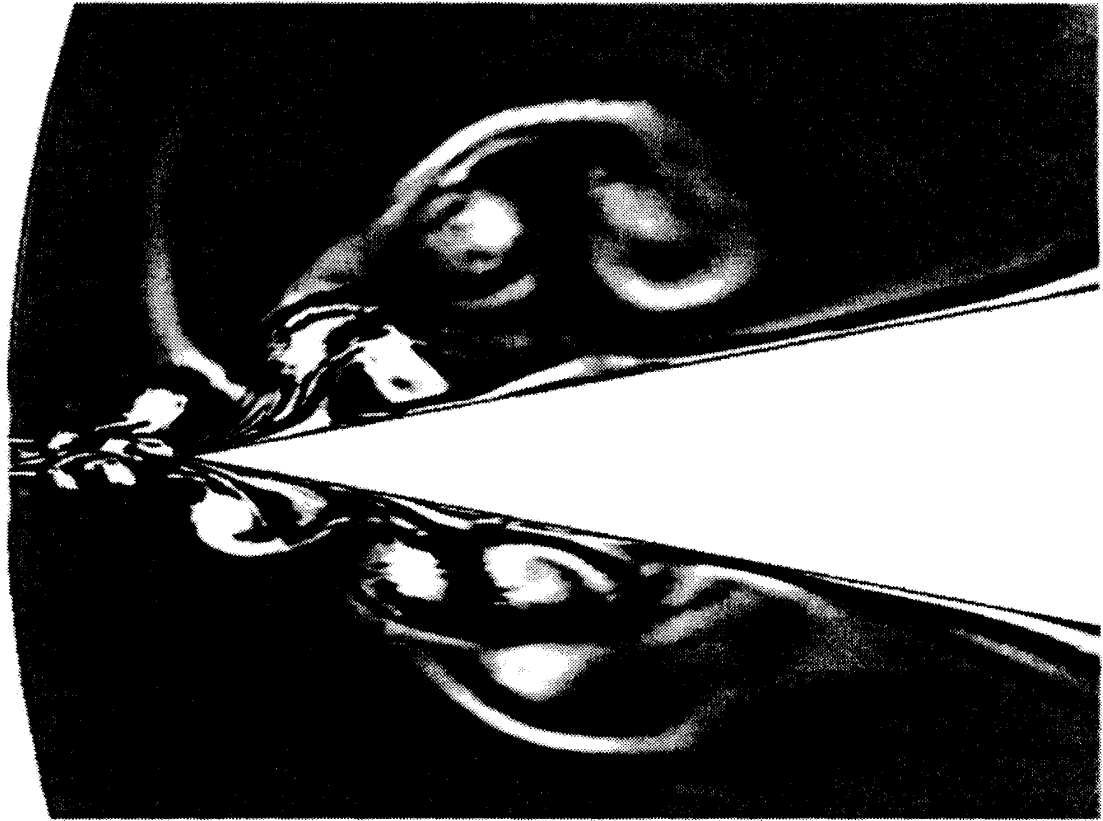
Experimental Set-up of G.B. Brown's Edge Tone Experiment

⊠ 2



☒ 5

case1
 $h=6d$



case2
 $h=3d$

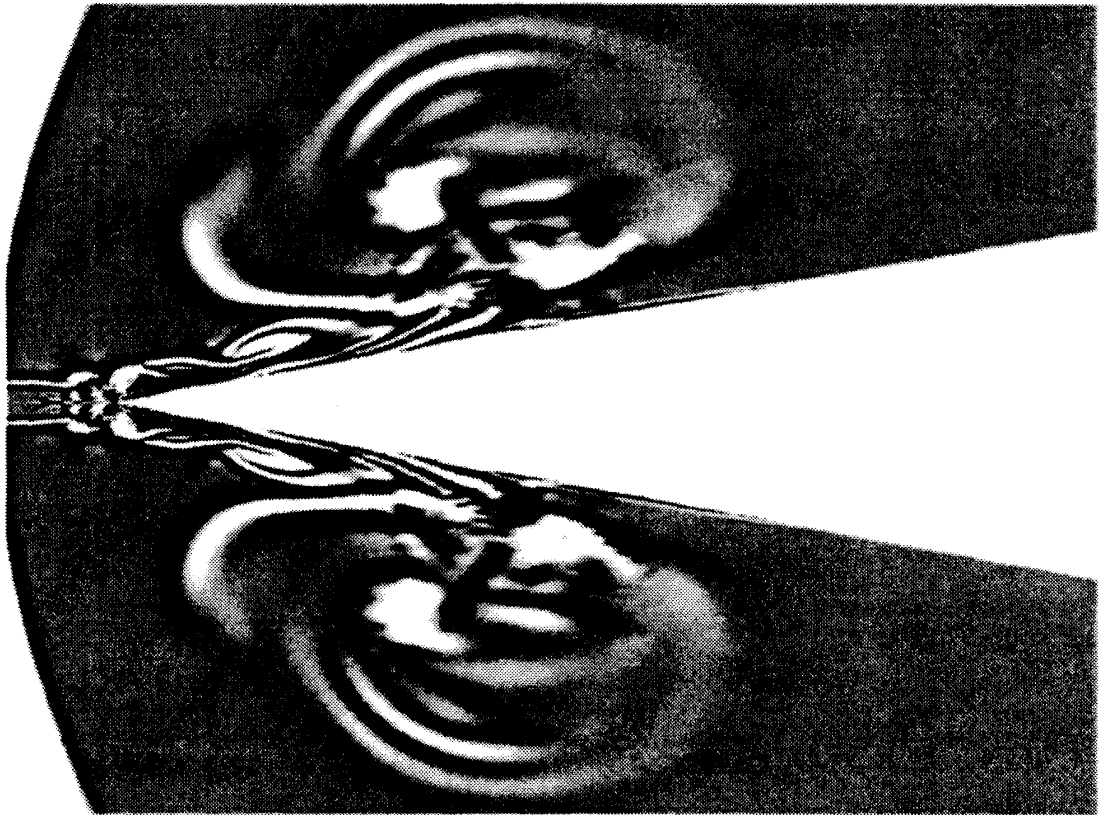
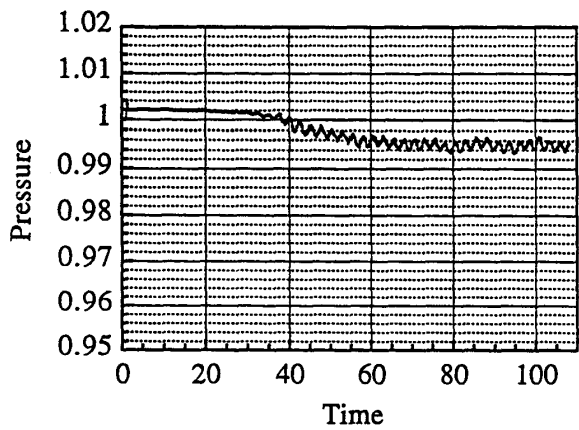
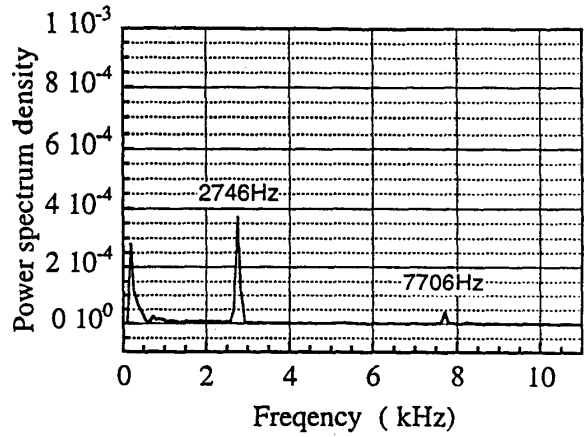


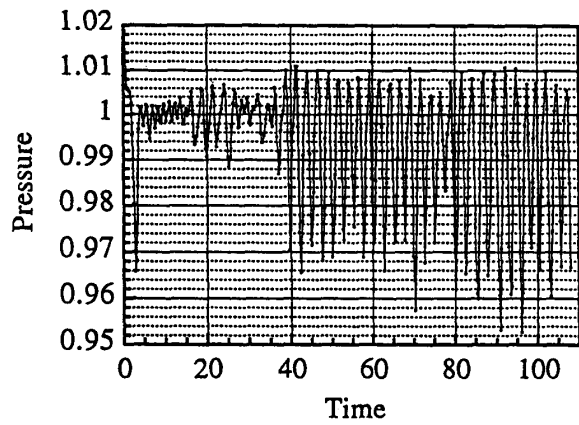
图 6



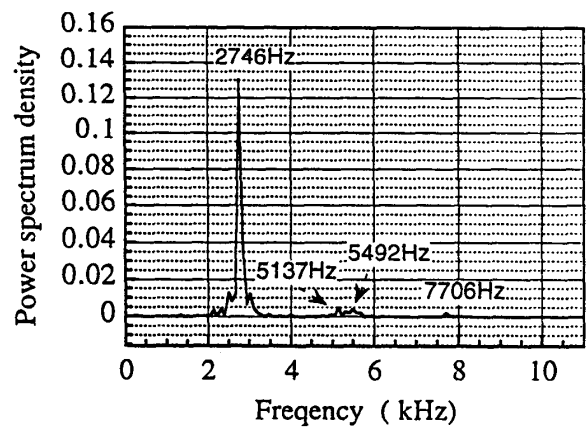
Pressure time history
at point A for case 1



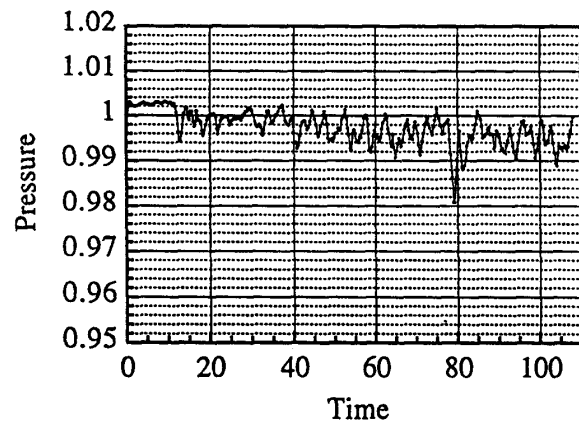
Frequency
at point A in case 1



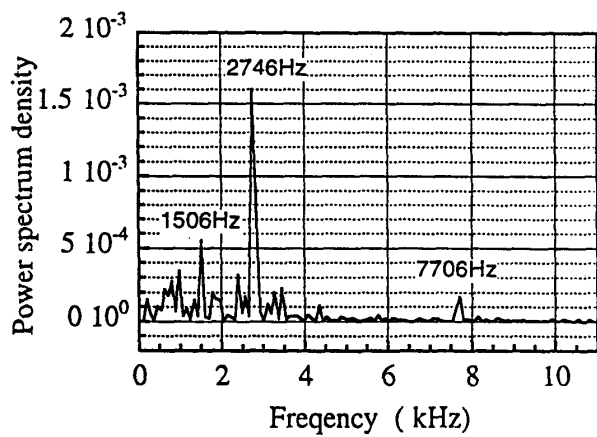
Pressure time history
at point B for case 1



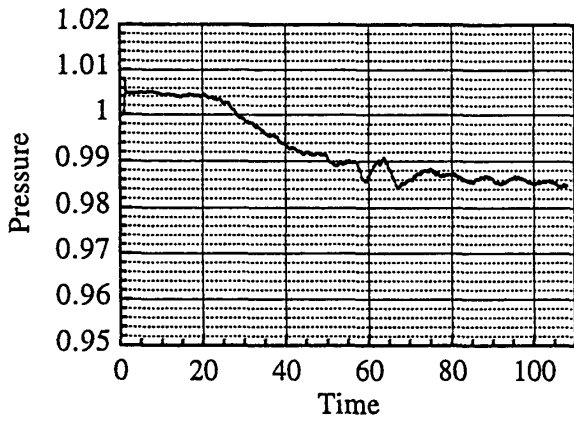
Pressure Frequency
at point B for case 1



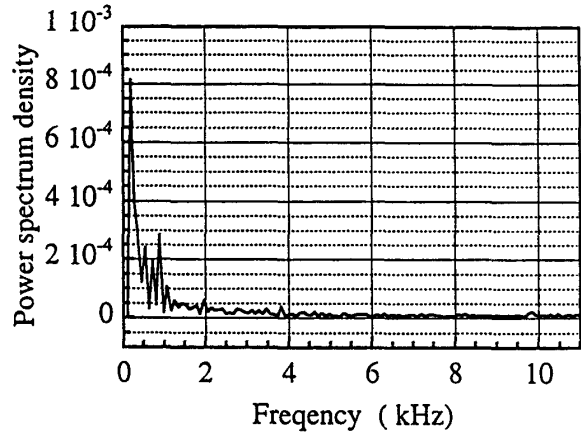
Pressure time history
at point C for case 1



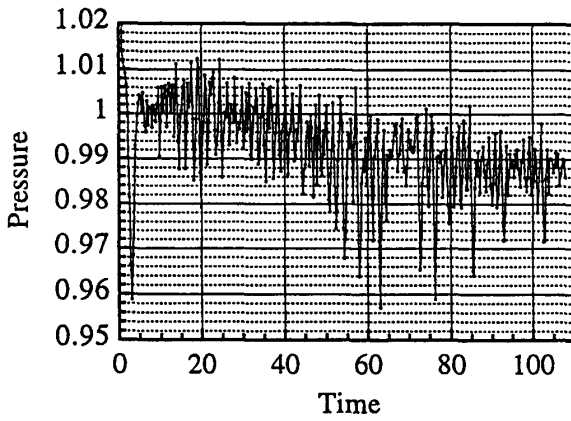
Pressure Frequency
at point C for case 1



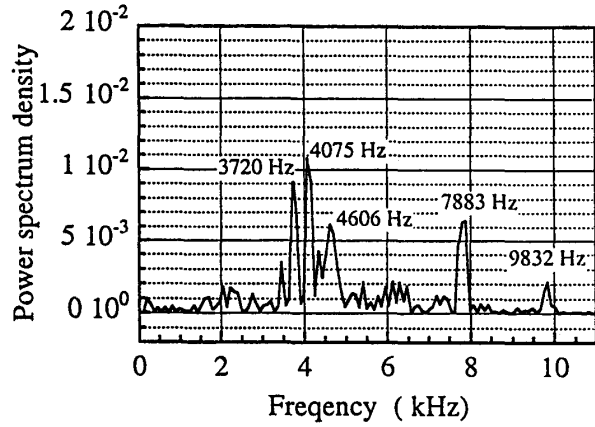
Pressure time history
at point A for case2



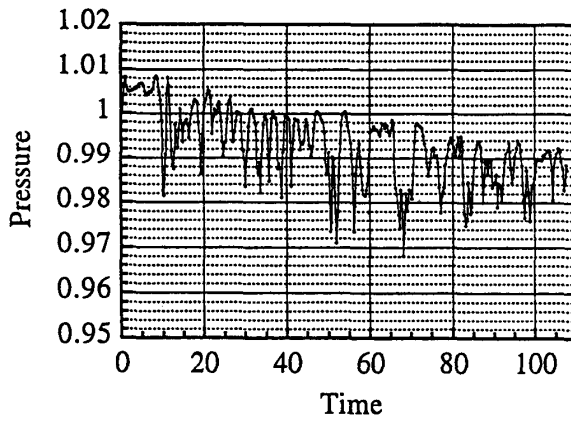
Pressure Frequency
at point A for case 2



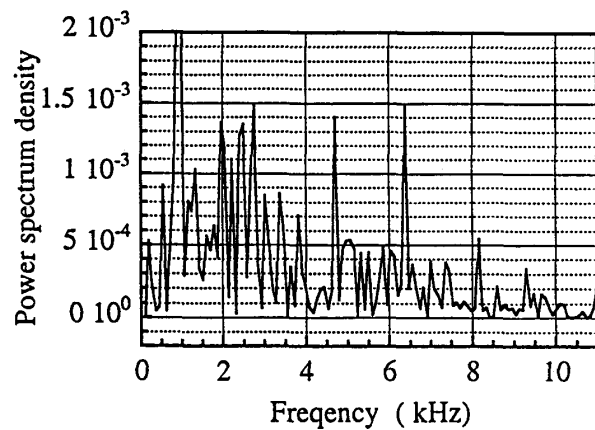
Pressure time history
at point B for case2



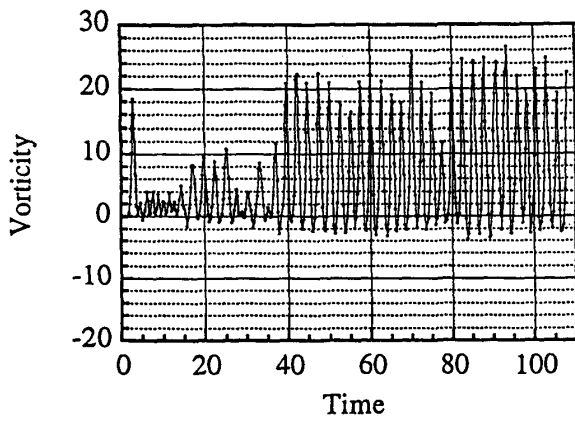
Pressure Frequency
at point B for case 2



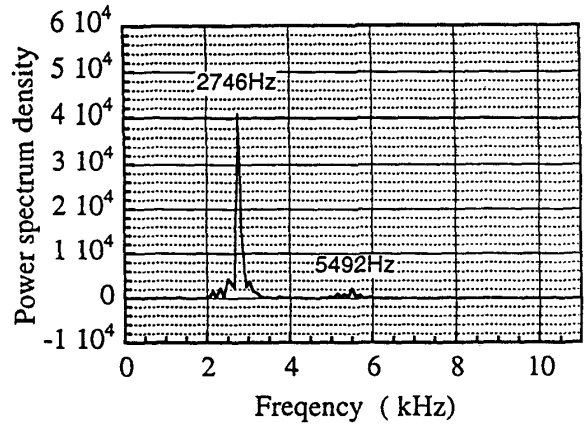
Pressure time history
at point C for case2



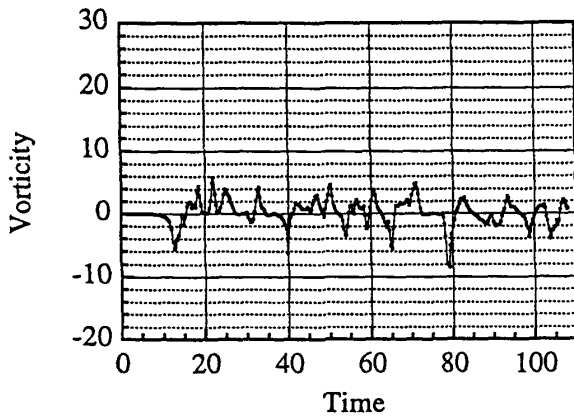
Pressure Frequency
at point C for case 2



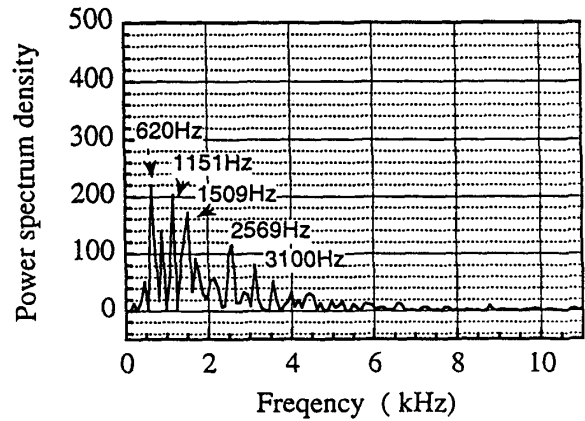
Vorticity time history at point B for case 1



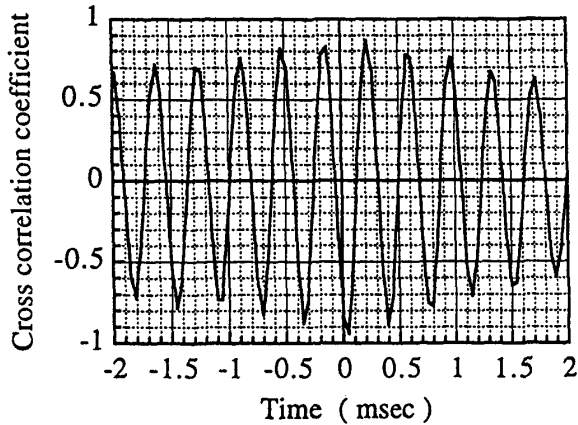
Vorticity Frequency at point B for case 1



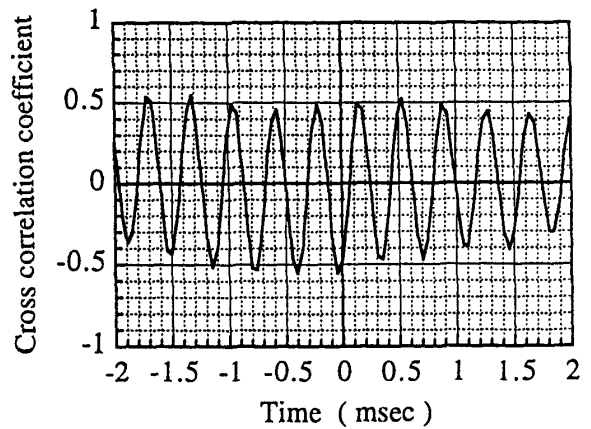
Vorticity time history at point C for case 1



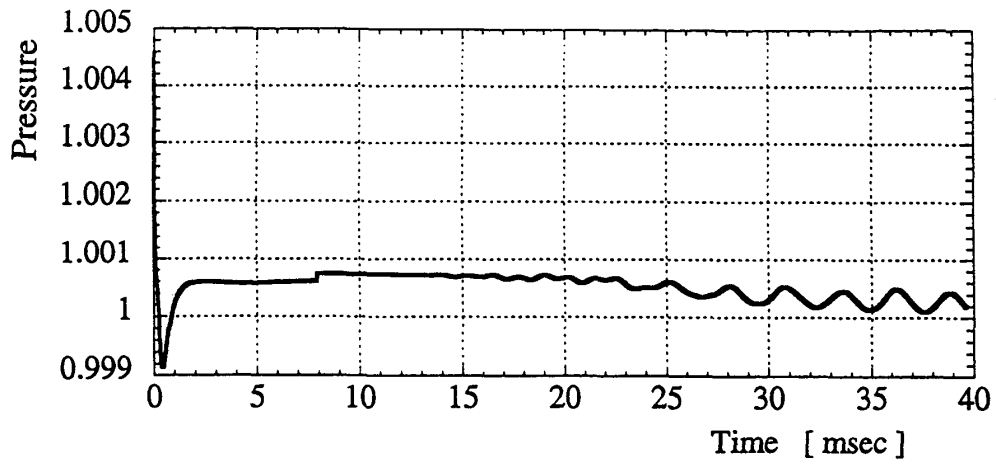
Vorticity Frequency at point C for case 1



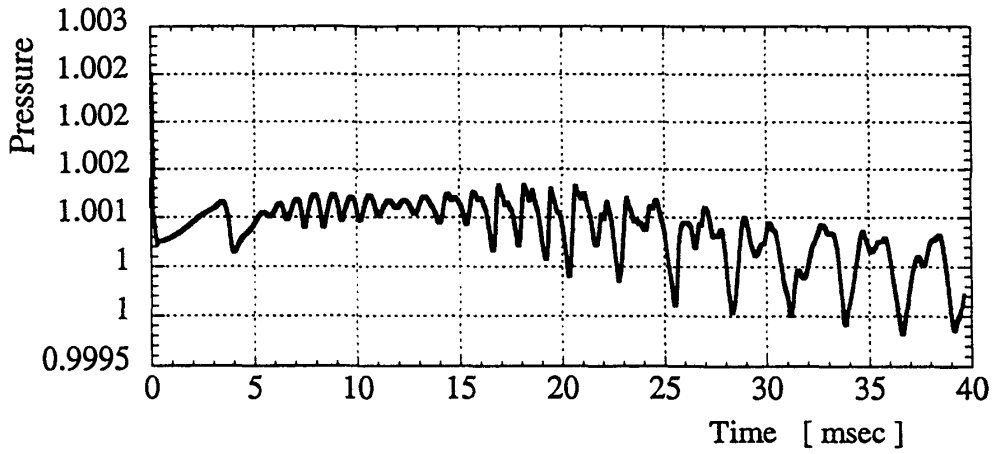
Cross correlation coefficient at point B pressure-vorticity for case 1



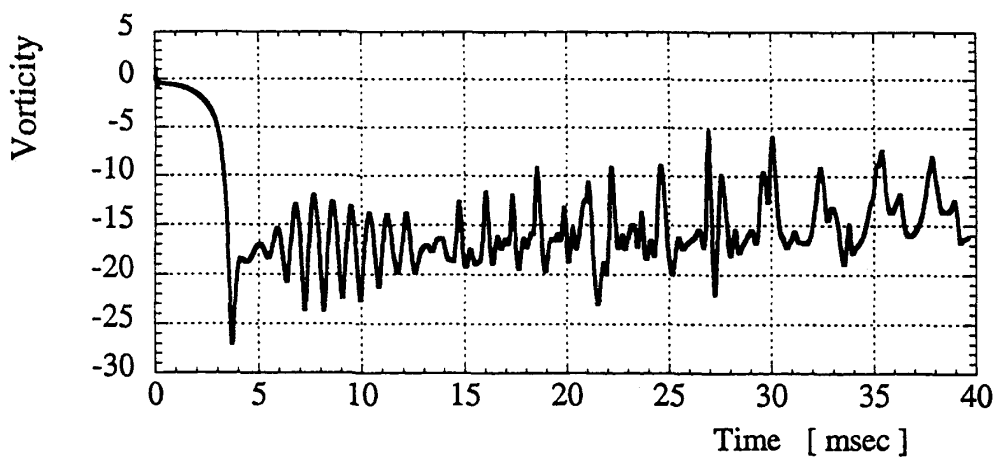
Cross correlation coefficient at point A-B Pressure for Case 1



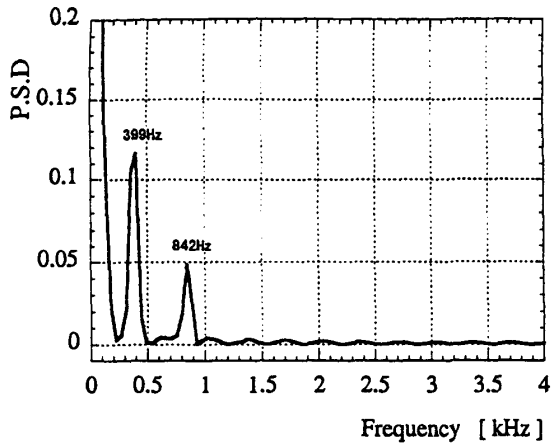
Pressure time history
at point A for case 3



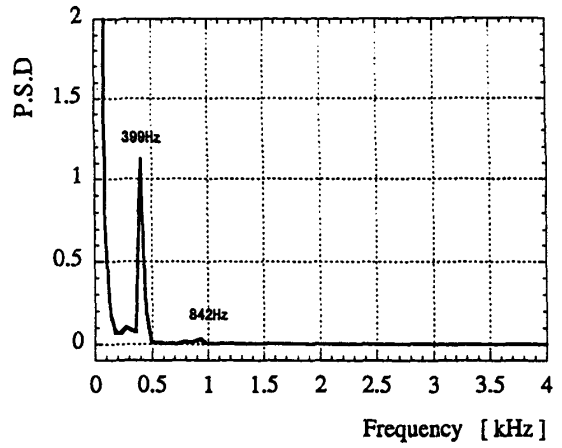
Pressure time history
at point B for case 3



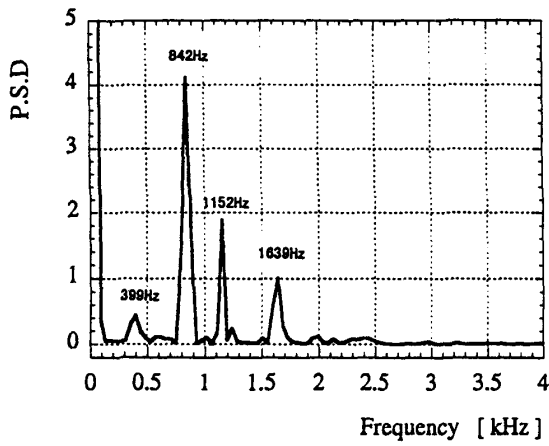
Vorticity time history
at point B for case 3



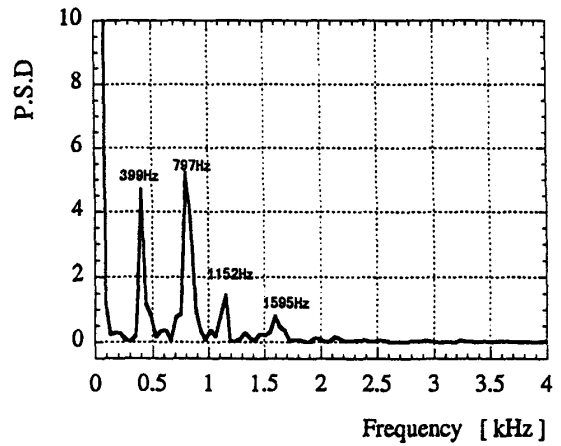
Frequency of Pressure oscillation at point A for case 3 (5.0 - 27.6 msec)



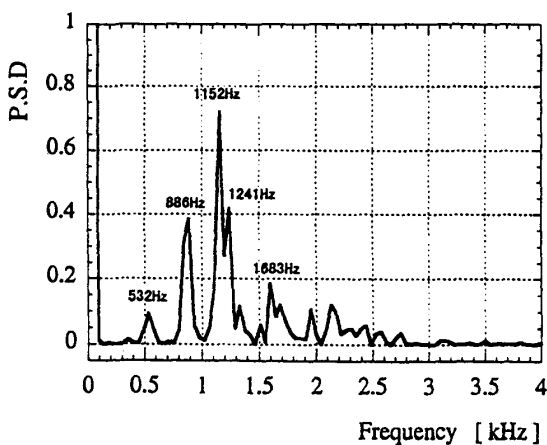
Frequency of Pressure oscillation at point A for case 3 (16.8 - 39.0 msec)



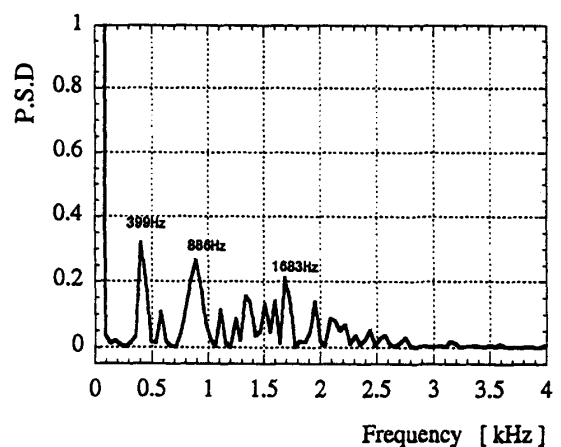
Frequency of Pressure oscillation at point B for case 3 (5.0 - 27.6 msec)



Frequency of Pressure oscillation at point B for case 3 (16.8 - 39.0 msec)



Frequency of Vorticity oscillation at point B for case 3 (5.0 - 27.6 msec)



Frequency of Vorticity oscillation at point B for case 3 (16.8 - 39.0 msec)