法政大学学術機関リポジトリ
HOSEI UNIVERSITY REPOSITORY

PDF issue: 2025-07-04

小型ガスタービンのジェット騒音低減に関する研究

古鍛治, 秀幸 / KOKAJI, Hideyuki

(発行年 / Year)
2012-03-24
(学位授与年月日 / Date of Granted)
2012-03-24
(学位名 / Degree Name)
修士(工学)
(学位授与機関 / Degree Grantor)
法政大学 (Hosei University)

2011 年度

修士論文

小型ガスタービンのジェット騒音低減に関する研究

STUDY ON NOISE REDUCTION OF JET NOISE FROM MICROGASTURBINE

指導教官　御法川 学　教授

法政大学大学院工学研究科

機械工学専攻修士課程

10R1118

コカジ　ヒデユキ

古鍛治　秀幸

修士論文　「小型ガスタービンのジェット騒音低減に関する研究」

目次

第1章　緒論 ---------- 1
1.1　研究背景 ---------- 1
1.2　研究目的 ---------- 1
1.3　使用記号表 ---------- 2
第2章　理論的考察 ---------- 4
2.1　マイクロガスタービンと騒音 ---------- 4
2.2　流体騒音の理論 ---------- 8
2.2.1 Lighthill の理論 ---------- 8
2.2.2 Powell・Howe の渦音理論 ---------- 12
2.2.3 Lilley の音源項 ---------- 15
2.3　数値流体解析 ---------- 19
2.3.1 渦粘性係数 ---------- 20
2.3.2 標準 k-ε モデル ---------- 21
2.3.3 Large Eddy Simulation (LES) ---------- 24
第3章　実験装置及びその方法 ---------- 48
3.1　供試ノズル ---------- 28
3.2　低騒音風洞試験 ---------- 36
3.2.1 低騒音風洞 ---------- 36
3.2.2 騒音測定及び録音 ---------- 37
3.2.3 流速測定 ---------- 39
3.2.4 音源探査 ---------- 41
3.3　流体解析 ---------- 43
3.3.1 解析対象 ---------- 43
3.3.2 解析条件 ---------- 43
3.4　実機試験 ---------- 45
第4章　実験結果と考察 ---------- 48
4.1　これまでの研究の概要 ---------- 48
4.1.1 ガスタービン用騒音測定装置の設計・試作 ---------- 48
4.1.2 小型ガスタービンの騒音試験 ---------- 51
4.1.3 実験結果 ---------- 52
4.1.4 結論 ---------- 54

4.2　低騒音風洞試験 ---------- 55
4.2.1 供試ノズルの騒音特性 ---------- 55
4.2.2 音源探査 ---------- 69
4.3　数値流体解析 ---------- 72
4.3.1 供試ノズルの噴流構造 ---------- 72
4.3.2 音源項 ---------- 78
4.4　常温におけるノズル形状の騒音低減に対する考察 ---------- 85
4.5　実機試験 ---------- 87
第5章　結論 ---------- 88
付録.1　“N”ノズルの音源探査結果(マッハ数 0.20) ---------- 89
付録.2　“CS”ノズルの音源探査結果(マッハ数 0.20) ---------- 89
付録.3　“CT”ノズルの音源探査結果(マッハ数 0.20) ---------- 90
付録.4　“NC-1”ノズルの音源探査結果(マッハ数 0.20) ---------- 90
付録.5　“D-1”ノズルの音源探査結果(マッハ数 0.20) ---------- 90
付録.6　“N”ノズルの音源探査結果(マッハ数 0.27) ---------- 91
付録.7　“CS”ノズルの音源探査結果(マッハ数 0.27) ---------- 91
付録.8　“CT” ノズルの音源探査結果(マッハ数 0.27) ---------- 91
付録.9　“NC-1” ノズルの音源探査結果(マッハ数 0.27) ---------- 92
付録.10 “D-1” ノズルの音源探査結果(マッハ数 0.27) ---------- 92
付録.11 数値解析結果：せん断層厚さ(マッハ数 0.20，case 1) ---------- 93
付録.12 数値解析結果：せん断層厚さ(マッハ数 0.20，case 2) ---------- 93
付録.13 数値解析結果：せん断層厚さ(マッハ数 0.27，case 1) ---------- 94
付録.14 数値解析結果：せん断層厚さ(マッハ数 0.27，case 2) ---------- 94
付録.15 Powell 音源項，Lilley 音源項(マッハ数 0.20，case 1，水平面) -------- 95
付録.16 Powell 音源項(マッハ数 0.20，case 1，噴出し軸方向断面) ---------- 96
付録.17 Lilley 音源項(マッハ数 0.20，case 1，噴出し軸方向断面) ---------- 97
付録.18 Powell 音源項，Lilley 音源項(マッハ数 0.20，case 2，水平面) -------- 98
付録.19 Powell 音源項(マッハ数 0.20，case 2，噴出し軸方向断面) ---------- 99
付録.20 Lilley 音源項(マッハ数 0.20，case 2，噴出し軸方向断面) ---------- 100
付録.21 Powell 音源項，Lilley 音源項(マッハ数 0.27，case 1，水平面) ------- 101
付録.22 Powell 音源項(マッハ数 0.27，case 1，噴出し軸方向断面) --------- 102
付録.23 Lilley 音源項(マッハ数 0.27，case 1，噴出し軸方向断面) ---------- 103
付録.24 Powell 音源項，Lilley 音源項(マッハ数 0.27，case 2，水平面) ------- 104
付録.25 Powell 音源項(マッハ数 0.27，case 2，噴出し軸方向断面) --------- 105
付録.26 Lilley 音源項(マッハ数 0.27，case 2，噴出し軸方向断面) ---------- 106
参考文献---------- 107

謝辞 ---------- 108

ABSTRUCT

Gas turbine is widely used as a power source of airplanes and generators and has characteristics that is high power, less vibration and easy to handle because of the simple structure. Therefore, the gas turbine is expected to apply for small aircrafts such as unmanned vehicles and emergency generators as well as conventional large aircrafts. It is so called the micro gas turbine. One of demerits of the gas turbine is the exhaust noise, which acoustic energy is proportional to the sixth to eighth power of the flow speed. So the establishment of technology for lowering noise is indispensable. As the traditional methodology for reduction of the jet noise from gas turbine for aircrafts, it is well known that the modification of the shape of the nozzle such as the “Chevron type”, which can improve the flow corresponding to the aerodynamic source is effective, however it is not still unclear the relationships between the flow structure and the noise and the effectiveness on the micro gas turbine.

In order to reduce aerodynamic noise radiated from subsonic jet such as an exhaust flow of micro gas turbine, the effect of shapes of exhaust nozzles on jet noise was investigated experimentally by using the low noise wind tunnel with cold air and numerically by using the commercial CFD software. Also, the effect was examined by applying the nozzle to the micro gas turbine for model aircrafts. As the first step, the nozzles of various shapes such as annular type, Chevron type and so on were prototyped by ABS plastics and the test with cold air flow in low-noise wind tunnel were conducted. The Mach number of the jet core was set by 0.20, 0.27 and 0.34 and the maximum effect of the noise reduction by 3.6 dB was obtained. Secondly, several nozzles that have significant effect or not to noise reduction were picked and the CFD simulations were conducted. As a result, it was found that the Chevron nozzle could extend the length of the jet core and reduce the contribution of the shear layer as the sound source by comparing with the circular nozzle. Finally, in order to examine the noise reduction effect, the improved nozzle for the actual micro gas turbine was manufactured and tested with hot gas.

第 1 章　緒論

1.1 研究背景

航空機や発電機などの原動機として広く用いられているガスタービンは，レシプロエンジン(ピストンエンジン)と比較し，高出力・低振動・構造が単純で取扱いが容易であるという特徴がある。その為，大型の航空機用のみならず，小型無人観測機や非常用発電機などの用途にも超小型ガスタービンの利用が期待されている。しかし，ガスタービンの排気騒音は流速の 6～8 乗に比例する非常に大きな音響エネルギーとなり，静音化技術の確立が不可欠である。

航空機用ガスタービン(ジェットエンジン)については，ジェットエンジンが普及した 1950 年代に流体騒音の理論的考察が Lighthill によって成されてからは，ファン径を大きくして流速を低下させ，騒音のエネルギーを下げる手法が主流となり，現在ではジェットエンジンの多くが高バイパス比のターボファンエンジンとなっている。初期のターボジェットエンジンにおいては，排気ジェット騒音が支配的であったため，シェブロンノズルやローブミキサーに代表される混合促進装置を排気ノズルに装着する技術が実用化された。最近では，ファンエンジンのフェアリングにもこの技術が応用されている。一方，マイクロガスタービン(小型ガスタービン)においては小型化が主眼となるためにファンを持たない単純なターボジェットエンジンも存在するため，排気ジェット騒音の低減が重要になってくる。

1.2 研究目的

研究では小型ガスタービンのジェット騒音について，シェブロンノズルをはじめとする混合促進による騒音低減手法の有効性を検証するため，各種のノズルを試作し，コールドエアによる風洞試験，CFD による数値シミュレーション及び実機試験を行った。

1.3 使用記号

M_j	: ジェットのコアマッハ数	
T_j	: ジェットの温度	[K]
ρ_j	; ジェットの密度	[kg/m^3]
P	: 大気圧	[Pa]
D_n	: ノズル出口径	[mm]
a_t	: シェブロンの高さ	[mm]
Z_t	: シェブロンの数	
N	: ガスタービンの主軸回転数	
ω	: 渦度	[1/s]
S_P	: Powell の音源項	
S_L	: Lilley の音源項	
L_A	: 騒音レベル	[dB]
x	: 気流噴出し方向軸	

第 2 章　理論的検討

2.1 マイクロガスタービンと騒音

マイクロガスタービンとは出力がおおよそ 100kW 以下のガスタービンのことで，用途として非常用発電機の動力源や小型無人機のジェット推進装置がある。

マイクロガスタービンの簡単な構造を図 2.1 に示す。コンプレッサーによって吸気・圧縮された空気は，燃焼室でジェット燃料と混合・燃焼され，その燃焼ガスをタービンで受け，回転力を得る。その回転力で，タービンと同軸に取り付けられたコンプレッサーを駆動する。タービンを通り過ぎた燃焼ガスは排気として出される。

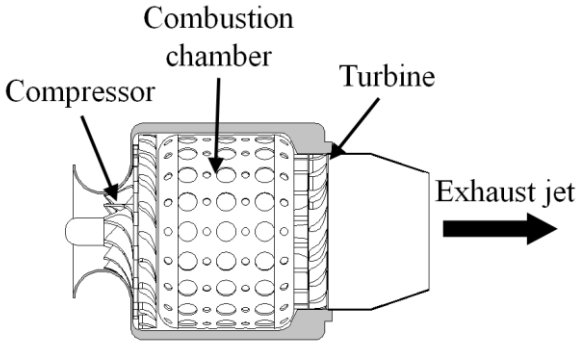


Fig.2.1 Construction of micro gas turbine

マイクロガスタービンの騒音発生源は主に排気ジェットの乱流混合に起因する騒音，コンプレッサー及びタービンの動翼と静翼の空力的干渉に起因する騒音，燃焼器内の乱流燃焼に起因する圧力変動によって発生する騒音などがある[1]。

排気ジェット

排気ジェットの騒音発生原因は図 2.2 で示すように，乱流混合に起因する騒音，ノズル縁から発生する渦に起因する騒音などがある[2]。

乱流混合に起因する騒音は，排気ジェットと周囲空気との間に強い剪断層が生じ，誘起される強い乱れによって圧力変動が生じることで発生する。図 2.2 に示すように，排気ジェットと周囲空気の間に生じる剪断層は下流に行くに従い厚さを増してゆく。それに伴い形成される渦はノズル近傍では小さな渦，ジェット下流では大きな渦となり，連続的に小さな渦から大きな渦まで存在することになる。これら渦によって，渦の大きさに逆比例する周波数の圧力変動が生じ，低周波数成分から高周波数成分まで含む広帯域騒音となる。

排気ジェット騒音の特徴は，ジェット流速の 8 乗に比例する非常に大きな音響パワーを持つ広帯域騒音ということである。そのため，ジェット流速を下げることが騒音低減に非常に有効である。しかしジェットエンジンの推力は質量流量 G とジェット流速 V_j との積 GV_j に比例するため，ジェット速度を下げると推力まで減少してしまう。そこでジェットエンジンでは推力を減少させずにジェット速度を下げる方法として，ファンを用いてジェットの直径を大きくすることで質量流量を大きくする方法がある。それによりジェット平均速度を低くし，図 2.3 に示すようにファン流が高温ジェット流を覆う形となりジェット騒音の伝播を妨げる役割をもつ。

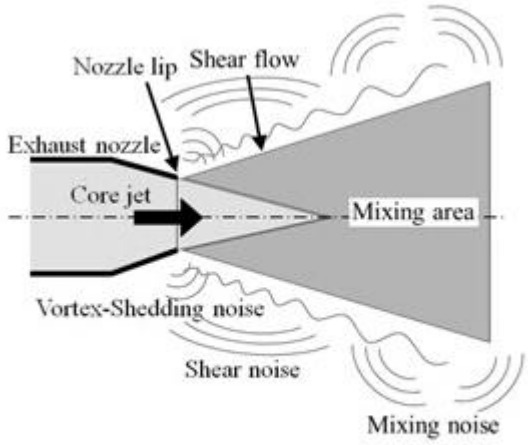


Fig.2.2 The generation mechanism of jet noise

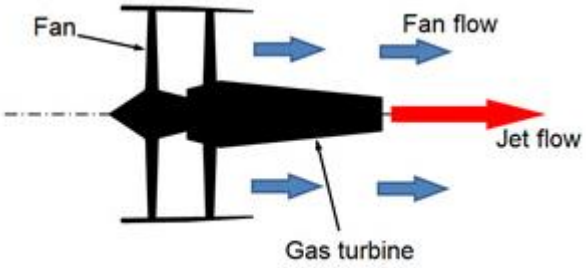


Fig.2.3 Turbo fan engine

その他に，排気ジェットの混合を促進させてジェット流速を早い段階で下げ，騒音を低減する方法がある。混合促進の方法として図 2.4 に示すように，エジェクター式やミキサー式などがある。エジェクター式はノズル出口の急拡大と周囲空気の取り込み，混合促進及びジェット流速を低減させることで騒音を低減する。ミキサー式は，特殊なノズルにより周囲空気との接触面積を増やしたり突起物をノズルに装着したりして混合促進・ジェット流速を低減し，減音させる。これらの装置にはローブミキサーやタブミキサーといったものがある[(1)(3)]。

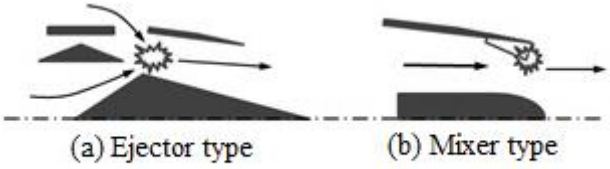


Fig.2.4 Mixing devices

<u>タービン・コンプレッサー</u>

(1) 発生機構

コンプレッサー及びタービンの騒音には，広帯域騒音とある周波数で卓越した成分を持つ騒音の２つがある。

まず広帯域騒音の発生原として，

① 翼列に流入する流れ自身が持つ乱れにより翼に不規則な迎え角の変化が生じ，翼面に生じる不規則な圧力変動
② 翼後流に生じるカルマン渦のような渦層によってもたらされる翼の揚力変動，すなわち圧力変動
③ 翼表面の乱流境界層の乱れにより生じる，翼面の不規則な圧力変動
などがある[3]。

次に，卓越周波数騒音の発生原因は

① 循環を持つ翼列同士が互いにすれ違うときに，周期的な流れ角の変化が生じ，それにより翼面に生じる周期的な圧力変動(ポテンシャル干渉，図 2.5 左)

② 上流側の翼列から出る後流の速度欠陥により，下流側の欲に周期的な迎え角の変化が生じ，それに伴う翼面の周期的な圧力変動(粘性干渉，図 2.5 右)
などがある[3]。

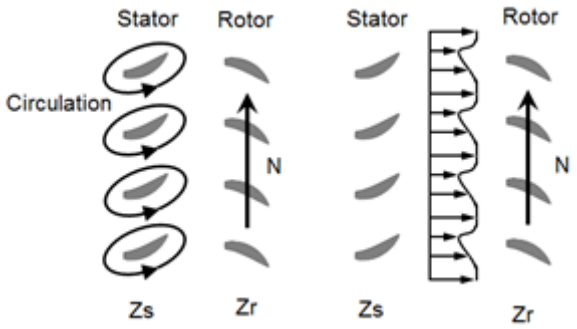


Fig.2.5 Mechanism of BPF noise generation

(2)　特徴と騒音対策

前述のとおりコンプレッサー及びタービン騒音は広帯域騒音成分と卓越騒音成分がある。ここで特に顕著に表れる騒音は，回転数 N [rpm] と翼枚数 Zr より求められる翼通過周波数(Blade Passing Frequency)f_{BPF} [Hz] を基本周波数とする翼通過周波数騒音(BPF 騒音)である。BPF 騒音の卓越周波数は以下の式より求められる。

$$f_{BPF} = \frac{i \cdot Z_r \cdot N}{60} \ [Hz] \tag{2.1.1}$$

ここで，i は次数(=1,2,3,4⋯)，Zr は動翼枚数，N は回転数である。BPF 騒音は基本周波数とその高次成分で卓越するが，どの周波数成分が顕著に表れるかは動翼と静翼の比

によって決まる。その為，BPF 騒音の対策には動翼と静翼の比の最適化を行い，顕著に表れる卓越周波数の制御を行う，動翼と静翼の間隔を拡大して干渉そのものを和らげるなどの手法で騒音低減を図っている[(1)(3)]。

燃焼器

ガスタービンの燃焼器から発生する騒音には，燃焼轟音と燃焼振動騒音及び脈動燃焼騒音などがある[(2)]。

燃焼轟音とは，乱流燃焼において局所的な燃焼量が非周期的に変動することによって引き起こされる圧力変動で発生する騒音である。この騒音は広い周波数にわたって比較的一様な音圧分布を示す。

燃焼振動とは，燃焼率の時間的変動によって燃焼器内に圧力変動が生じ，その圧力変動によって更なる燃焼率の変動を引き起こす自励振動である。この振動騒音は一定の周波数の音が継続して発せられる特徴を持つ。

脈動燃焼騒音とは，空気や燃料の供給系において発生した脈動流により，燃焼状態が変化することで圧力変動が生じ，その圧力変動によって発生する騒音である。この騒音は脈動の周波数と同じ周波数の騒音である。

これらの騒音及び振動は，燃焼室の壁面を加振し外部に放射される。その為これらの騒音を低減するには，燃焼器を覆うエンジンケーシングに防音処理を施す，燃焼を制御し圧力変動を抑制する，などの手法で騒音を低減する。

2.2 流体騒音の理論

古典的な音響学では, 空気に外力が加えられることにより音が発生される現象を対象としていた。流体音(空力音)研究の最初の成果として 1936 年の Gurtin によるプロペラ音の理論が知られている。Gurtin は「空気(気体)中をプロペラ(固体)が移動する際に気体を押しのける作用は湧出しを与える単極に相当し, 揚力を持つプロペラは空気に力を与える 2 重極に相当する。それらが回転という変化する加速度を伴う運動をするので音を出す」と説明した [4)]。しかしプロペラ理論は当然，運動する固体がない，空気の流れだけ(静止固体はあっても良い)から音が出る現象を説明できるものではない。流体騒音の体系的な理論が活発になったのはジェットエンジンの誕生によりその騒音低減が急務となった 1950 年代である。後の流体騒音の基礎となる重要な寄与を果たしたのは M.J.Lighthill であり，その理論が今日の空力音響学(Aeroacoustics)の出発点とされる。次項に Lighthill が導いた空力音響の基礎式(Lighthill 方程式)について示す。

2.2.1 Lighthill の理論

前項で述べたように，流体騒音(空力音)研究の実質的な出発点は Lighthill の音響方程式である。Lighthill の理論は音速，密度が一定である一様静止媒質中に存在する小さな乱流領域から発生する音の伝播を扱ったものである。Lighthill は流体の非定常性(圧力・流速の変動など)が空気力学的な音源となることを示した [4)]。

以下に Lighthill 方程式の導出過程を示す。Lighthill 方程式は流体力学の基本方程式である Navier-Stokes 方程式(2.2.1)式と質量保存則(2.2.2)式より

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j}(p_{ij}) = F_i \tag{2.2.1}$$

$$\therefore p_{ij} = p\delta_{ij} - \mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\right)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = Q \tag{2.2.2}$$

ここでρは密度，u_iは流速ベクトルの i 方向成分，x_iは空間座標の i 方向成分，μは流体の粘性係数，δ_{ij}はクロネッカーのデルタ，F_iは物体に働く外力，Qは湧き出し流量を示す。

(2.2.2)の両辺に${c_0}^2\,{\partial\rho}/{\partial x_i}$を加えまとめると，

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + {c_0}^2\frac{\partial\rho}{\partial x_i} = F_i - \frac{\partial}{\partial \mathrm{x}_j}\left(\rho u_i u_j + p_{ij} + {c_0}^2\rho\delta_{ij}\right) \qquad (2.2.3)$$

(2.2.2)を t で，　(2.2.3)をx_iで微分すると，

$$\frac{\partial^2\rho}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial t\partial x_i}(\rho u_i) = \frac{\partial Q}{\partial t}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t\partial x_i}(\rho u_i) + {c_0}^2\frac{\partial^2\rho}{\partial {x_i}^2} = \frac{\partial F_i}{\partial x_i} - \frac{\partial^2}{\partial x_i\partial x_j}\left(\rho u_i u_j + p_{ij} + {c_0}^2\rho\delta_{ij}\right)$$

2 式から ${\partial^2(\rho u_i)}/{\partial t\partial x_i}$を消去すると

$$\frac{\partial^2\rho}{\partial t^2} - {c_0}^2\frac{\partial^2\rho}{\partial {x_i}^2} = \frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{\partial F_i}{\partial x_i} + \frac{\partial^2}{\partial x_i\partial x_j}\left(\rho u_i u_j + p_{ij} + {c_0}^2\rho\delta_{ij}\right) \qquad (2.2.4)$$

ここで(2.2.4)式をラプラス演算子∇^2で表すと，

$$\frac{\partial^2\rho}{\partial t^2} - {c_0}^2\nabla^2\rho = \frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{\partial F_i}{\partial x_i} + \frac{\partial^2}{\partial x_i\,\partial \mathrm{x}_j}\left(\rho u_i u_j + p_{ij} + {c_0}^2\rho\delta_{ij}\right)$$

$$\rightarrow\ \frac{\partial^2\rho}{\partial t^2} + {c_0}^2\nabla^2\rho = \frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{\partial F_i}{\partial \mathrm{x}_i} + \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial \mathrm{x}_i\,\partial \mathrm{x}_j} \qquad (2.2.5)$$

$$\therefore T_{ij} = \rho u_i u_j + p_{ij} + {c_0}^2\rho\delta_{ij}$$

(2.2.5)式を Lighthill 方程式，T_{ij}を Lighthill テンソル(音響テンソル)と呼ぶ。
(2.2.5)式を見ると，右辺に外力項を持つ波動方程式になっている。右辺=0 ならば一様媒質中の音波の伝搬と等価であり，右辺≠0 であるなら外力項(音源項)が音波の伝搬に等価であることが分かる。

音源項は空間座標における二回微分のため 4 重極の性質を持ち，音源パワーが流速の 8 乗に比例することがわかる。また，左辺は 2 次の速度積の二重発散の形から，非圧縮

性流体であれば渦の速度が原因となり，音源は渦であるという仮定が出来る。

ここで, 湧き出しも外力も無いとすると, 式(2.2.25)の右辺の音源項は$\partial^2 T_{ij}/\partial \mathrm{x}_i\,\partial \mathrm{x}_j$のみとなり，4 重極音源から発生する音場を求める問題になる。固体壁の影響が無視できる場合には，この問題の解は自由空間のグリーン関数で表現することが出来る [5)]。Kirchhoff の定理に基づくと式(2.2.25)は,

$$\rho(\boldsymbol{x},t)-\rho_0=\frac{1}{4\pi {c_0}^2}\int\frac{1}{\boldsymbol{r}}\left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}(\boldsymbol{y},\tau)\right]_{\tau=t-\frac{r}{c_0}}dy$$

$$=\frac{1}{4\pi {c_0}^2}\int\frac{\delta^2}{\delta \mathrm{y}_i \delta y_j}\frac{T_{ij}\left(\boldsymbol{y},t-\frac{r}{c_0}\right)}{\boldsymbol{r}}dy \qquad (2.2.6)$$

となる。ここで，$\boldsymbol{r}\equiv|\mathbf{x}-\mathbf{y}|$であり，$\partial/\partial x_i$は$\boldsymbol{x}$ とtを一定にしてについて微分することを意味し，$\partial/\partial x_j$は$\boldsymbol{y}$とtを一定にしてについて微分することを意味するものとする。偏微分に関する連鎖法則により，任意の関数 F に対し,

$$\frac{\delta F}{\delta y_i}=\frac{\partial F}{\partial y_i}+\frac{\partial F}{\partial y_j}$$

であり，従って,

$$\frac{\delta^2 F}{\delta y_i \delta y_j}=\frac{\partial^2 F}{\partial y_i \partial y_j}+\frac{\partial^2 F}{\partial y_i \partial x_j}+\frac{\partial^2 F}{\partial y_j \partial x_i}+\frac{\partial^2 F}{\partial x_i \partial x_j}$$

となり，式(2.2.26)に適用すると,

$$\rho(\boldsymbol{x},t)-\rho_0=\frac{1}{4\pi {c_0}^2}\int\frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_j}\frac{[T_{ij}]}{\boldsymbol{r}}d\boldsymbol{y}+\frac{1}{4\pi {c_0}^2}\frac{\partial^2}{\partial x_j}\int\frac{\partial}{\partial y_i}\frac{[T_{ij}]}{\boldsymbol{r}}d\boldsymbol{y}$$
$$+\frac{1}{4\pi {c_0}^2}\frac{\partial^2}{\partial x_i}\int\frac{\partial}{\partial y_j}\frac{[T_{ij}]}{\boldsymbol{r}}d\boldsymbol{y}+\frac{1}{4\pi {c_0}^2}\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}\int\frac{[T_{ij}]}{\boldsymbol{r}}d\boldsymbol{y} \qquad (2.2.7)$$

$[T_{ij}]=T_{ij}(\boldsymbol{y},t-r/c_0)$を表す。上式の最初の 3 項はそれぞれ一つのベクトルの発散の積分であり，次の発散定理

$$\int \nabla \cdot \boldsymbol{A}\, d\boldsymbol{y} = \lim_{\boldsymbol{r}\to\infty} \int_{S_{\boldsymbol{r}}} \boldsymbol{A} \cdot d\boldsymbol{S}$$

を適用出来る。ここで，$S_{\boldsymbol{r}}$は半径$\boldsymbol{r}$の球面を意味し，$\boldsymbol{A}$はその積分の存在する任意のベクトルを示す。$\boldsymbol{A} = T_{ij}$すると，

$$\rho(\boldsymbol{x}, t) - \rho_0 = \frac{1}{4\pi {c_0}^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int \frac{T_{ij}}{\boldsymbol{r}} \left(\boldsymbol{y}, t - \frac{r}{c_0}\right) d\boldsymbol{y} \tag{2.2.8}$$

ここで，観測点$\boldsymbol{x}$の位置が音源の存在領域から十分離れた場合を考えると，

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \frac{T_{ij}\left(\boldsymbol{y}, t - \frac{r}{c_0}\right)}{\boldsymbol{r}} = \frac{\boldsymbol{r}_i \boldsymbol{r}_j}{{c_0}^2 \boldsymbol{r}^3} \frac{\partial^2 T_{ij}\left(\boldsymbol{y}, t - \frac{r}{c_0}\right)}{\partial t^2} + O(\boldsymbol{r}^2)$$

であり，式(2.2.28)は$\boldsymbol{r} \to \infty$に対して，

$$\rho(\boldsymbol{x}, t) - \rho_0 \sim \frac{1}{4\pi {c_0}^2} \int \frac{\boldsymbol{r}_i \boldsymbol{r}_j}{{c_0}^2 \boldsymbol{r}^3} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} \left(\boldsymbol{y}, t - \frac{r}{c_0}\right) d\boldsymbol{y} \tag{2.2.9}$$

となる。湧き出し Q，外力 F の項も考えると Lighthill の音響方程式の一般解は，次の式(2.3.10)で表される。

$$p(\boldsymbol{x}, t) \sim \frac{1}{4\pi} \int \frac{1}{\boldsymbol{r}} \frac{\partial Q\left(\boldsymbol{y}, t - \frac{r}{c_0}\right)}{\partial t} d\boldsymbol{y} + \frac{1}{4\pi} \int \frac{\boldsymbol{r}_i}{c_0 \boldsymbol{r}^2} \frac{\partial F_i\left(\boldsymbol{y}, t - \frac{r}{c_0}\right)}{\partial t} d\boldsymbol{y}$$
$$+ \frac{1}{4\pi} \int \frac{\boldsymbol{r}_i \boldsymbol{r}_j}{{c_0}^2 \boldsymbol{r}^3} \frac{\partial^2 T_{ij}\left(\boldsymbol{y}, t - \frac{r}{c_0}\right)}{\partial t^2} d\boldsymbol{y} \tag{2.2.10}$$

第 1 項：湧き出しによる音　(音響単極子：mono-pole)

- 非定常流における質量，熱の湧き出しが音源に等価，湧き出し速度の時間微分に比例
- 呼吸球(音源湧点)に等価
- 半無限空間に接した振動版，パルスジェット，サイレン
- 音源のパワーはマッハ数に比例，代表流速の 4 乗に比例

・ 例：サイレン，ピストン音源，キャビテーションなど

第 2 項　(音響双極子：di-pole)

・ 流体と物体が相互作用して生じる非定常力(物体力)が音源に等価，空間勾配に比例，固体表面を要する
・ 逆位相の呼吸球を 2 個並べたもの(音響双極子)に等価
・ 自由空間お振動板，境界層騒音(壁面境界層の変動圧力)
・ ほとんどの流体機械騒音。たとえば，軸流送風機のロータ，ステータの相互作用，遠心送風機の羽根車とケーシング舌部の相互作用といった，剛体が流れを規則的にせん断するもの
・ 格子と弁を通る流れ
・ 音源のパワーはマッハ数の 3 乗に比例し，流速の 6 乗に比例
・ 例：通常の風きり音，ファン音，エオルス音，電線のうなり，エッジトーンなど

第 3 項　(音響四極子：quadra-pole)

・ 流れに障害物がないときの乱流の粘性応力が音源に等価，T_{ij}は Lighthill の音響応力テンソルと呼ばれ，第 1 項の Reynolds 応力が支配的。しかし，レイノルズ応力は静止流体中では微小であり，四極子音源は無視できる。
・ 障害物からの反作用がないため，対称に生じる。
・ 音源双極子を 2 個対にした音源 4 重子に等価。
・ 高速の亜音速の乱流ジェット(ジェットの高覧流混合層内のような，平均流と乱流の勾配が大きいところ)。
・ 音源パワーはマッハ数の 5 乗に比例し，流速の 8 乗に比例。

2.2.2 Powell・Howe の渦音理論 [4)6)7)]

Powell は壁の効果が表面に 2 重音源が分布するのと数学的に等価でも，動かない壁は仕事をしないから音波にエネルギーを与えることはできず真の音源にならないとした。そしてエネルギーを供給して音波を発生させるのは空気の流れであり，特に渦こそが真の音源であると考えて，渦音説を提唱した。Powell は渦音を定式化するために Lighthill の式を変形し，右辺の音源項を渦度を一次で含む形にして次式を得た。

$$\left(\frac{1}{{c_0}^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\nabla^2\right)p = div\big(\rho(\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{u})\big)+\nabla^2\left(\frac{1}{2}\rho u^2\right) \qquad (2.2.11)$$

右辺に現れた運動エネルギー密度を含む項は小さいとして一般には無視される。この式の右辺は Powell の音源項とも呼ばれる。非圧縮流体と近似すると音源項は,

$$div\big(\rho(\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{u})\big)\sim\rho div(\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{u})$$

となる。

また，Howe は Powell の説を更に発展させた。最も重要な発展は，音響学的類推の基礎とする媒質の中を伝搬する波動方程式(移流波動方程式)をとったこと。そのため，Lighthill の式の変形ではなく，新たにエンタルピーを用いて式を導いた。

式(2.2.1)が変形し，外力なしとすると,

$$\rho\left(\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}+(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\boldsymbol{u}\right)=-\nabla p+\mu\left(\nabla^2\boldsymbol{u}+\frac{1}{3}\nabla(div\,\boldsymbol{u})\right)$$

$$\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}+(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\boldsymbol{u}=-\frac{1}{\rho}\nabla p+\frac{\mu}{\rho}\left(\nabla^2\boldsymbol{u}+\frac{1}{3}\nabla(div\,\boldsymbol{u})\right)$$

$$\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}+(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\boldsymbol{u}+\nabla\left(\int\frac{dp}{\rho}\right)=-\nu\left(-\nabla^2\boldsymbol{u}-\frac{1}{3}\nabla(div\,\boldsymbol{u})\right)$$

ここで，$\mathrm{curl}(\mathrm{curl}\,\boldsymbol{u})=\nabla(div\,\boldsymbol{u})-\Delta\boldsymbol{u}=\nabla(div\,\boldsymbol{u})-\nabla^2\boldsymbol{u}$，$\mathrm{curl}\,\boldsymbol{u}=\boldsymbol{\omega}$を用いると,

$$\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}+(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\boldsymbol{u}+\nabla\left(\int\frac{dp}{\rho}\right)=-\nu\left(\mathrm{curl}\,\boldsymbol{\omega}-\frac{4}{3}\nabla(div\boldsymbol{u})\right)$$

更に，$(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\boldsymbol{u}=\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{u}+{}^{1}\!/_{2}\,\nabla(\boldsymbol{u}^2)$を用いると,

$$\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}+\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{u}+\nabla\left(\int\frac{dp}{\rho}+\frac{1}{2}\boldsymbol{u}^2\right)=-\nu\left(\mathrm{curl}\,\boldsymbol{\omega}-\frac{4}{3}\nabla(div\boldsymbol{u})\right)$$

エンタルピーH $=\int\frac{dp}{\rho}+\frac{1}{2}\boldsymbol{u}^2$を適用すると,

$$\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}+\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{u}+\nabla H=-\nu\left(curl\,\boldsymbol{\omega}-\frac{4}{3}\nabla(div\boldsymbol{u})\right)$$

ここで，非圧縮性を考えると，$div\boldsymbol{u}$は無視できるほど小さくなり，両辺にρを掛け,

$div = \nabla\cdot$ をとると,

$$\nabla\cdot\left(\rho\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}\right)+div\big(\rho(\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{u})\big)+\nabla\cdot\rho\nabla H=div(\mu\,curl\,\boldsymbol{\omega})$$

$div(curl\,\boldsymbol{\omega})=0$なので,

$$\nabla\cdot\left(\rho\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}\right)+\nabla\cdot\rho\nabla H=-div\big(\rho(\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{u})\big) \tag{2.2.12}$$

左辺第 1 項について考える。

$$div\,\boldsymbol{u}=\nabla\cdot\boldsymbol{u}=-\frac{1}{\rho}\frac{D\rho}{Dt}$$

と書けるので,

$$\begin{aligned}\nabla\cdot\left(\rho\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}\right)&=\nabla\rho\cdot\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}+\rho\frac{\partial}{\partial t}\nabla\cdot\boldsymbol{u}\\&=\nabla\rho\cdot\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}-\rho\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{\rho}\frac{D\rho}{Dt}\right)\\&=\nabla\rho\cdot\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}-\rho\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)-\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}\cdot\nabla\rho-\rho\boldsymbol{u}\cdot\nabla\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)\\&=-\rho\frac{D}{Dt}\left(\frac{1}{\rho}\frac{D\rho}{Dt}\right)=-\rho\frac{D}{Dt}\left(\frac{1}{\rho c^2}\frac{Dp}{Dt}\right)\\&=-\rho\frac{D}{Dt}\left(\frac{1}{c^2}\frac{DH}{Dt}\right)\end{aligned}$$

$$\frac{D}{Dt}\left(\frac{1}{c^2}\frac{DH}{Dt}\right)-\frac{1}{\rho}\nabla\cdot\rho\nabla H=\frac{1}{\rho}div\big(\rho(\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{u})\big)$$

$$\left(\frac{D}{Dt}\left(\frac{1}{c^2}\frac{D}{Dt}\right)-\frac{1}{\rho}\nabla\cdot(\rho\nabla)\right)H=\frac{1}{\rho}div\big(\rho(\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{u})\big) \tag{2.2.13}$$

ここで流体が一様すなわち$c=c_0$，$\rho=\rho_0$でマッハ数も小さいとすると式(2.2.13)は,

$$\left(\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\nabla^2\right)H = div\big((\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{u})\big) \tag{2.2.14}$$

となり，式(2.2.11)の Powell の式が実質的に再現される。

2.2.3 Lilley の音源項 [5)]

Lighthill の理論では，音源が静止した媒質中を動くものと考えている。実際，放射音場の全体的な指向性はこのような対流増幅効果の影響を受ける。しかし音の放射課程に主な影響を持つのは無限遠の媒質に対する音源の動きでなく，音源近傍(1 波長程度)の平均流に対する音源の移動である。実際，音の波長がジェットの大きさに比べて小さい場合には全音響出力の対流による増幅は生じない。これらの効果を Lighthill の理論に組み込むには音源項を修正しなければならない。

Phillips，Lilley らは Lighthill の理論を，非線形項を含む移動媒質中の波動方程式に拡張し，平均流と音の干渉を含める式を示した。

湧き出し，外力の無い連続の式と運動量の式は次式で表される。

$$\frac{1}{\rho}\frac{D\rho}{D\tau}+\frac{\partial u_j}{\partial x_j}=0 \tag{2.2.15}$$

$$\frac{Du_i}{D\tau}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(e_{ij}\right) \tag{2.2.16}$$

$$\therefore e_{ij}=\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}-\frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\right)$$

ただし，

$$\frac{D}{D\tau}=\frac{\partial}{\partial\tau}+u_j\frac{\partial}{\partial x_j}$$

は物質積分である。ここで，簡単のため媒質を理想気体とすると，

$$p=\rho R\Theta$$
$$de=c_v d\Theta$$
$$c_p=c_v+R$$

である。Rは気体定数，は内部エネルギー，Θは絶対温度，c_pとc_vはそれぞれ定圧および定容比熱である。

よって，熱力学第 2 法則は，比熱比を$\kappa = c_p/c_v$とすると，

$$\frac{dp}{\rho} = \frac{1}{\kappa}\frac{dp}{p} - \frac{dS}{c_p} \tag{2.2.17}$$

式(2.2.17)を式(2.2.15)に代入すれば,

$$\frac{D\Pi}{D\tau} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{1}{c_p}\frac{DS}{D\tau} \tag{2.2.18}$$

が得られる。ここで,

$$\Pi = \frac{1}{\kappa}\ln\frac{p}{p_0}$$

であり，は基準圧力である。ここで$c_0 = \sqrt{\kappa R\Theta}$より，運動方程式(2.2.16)は次のように表せる。

$$\frac{Du_i}{D\tau} = -c^2\frac{\partial \Pi}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial e_{ij}}{\partial x_j} \tag{2.2.19}$$

上式の発散をとり，恒等式

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{D}{D\tau} \equiv \frac{D}{D\tau}\frac{\partial}{\partial x_i} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\frac{\partial}{\partial x_\mathrm{i}}$$

を用いると,

$$\frac{D}{D\tau}\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i}c^2\frac{\partial \Pi}{\partial x_i} = -\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\frac{\partial u_i}{\partial x_\mathrm{j}} + \frac{\partial}{\partial x_i}\frac{1}{\rho}\frac{\partial e_{ij}}{\partial x_j} \tag{2.2.20}$$

ここで式(2.2.18)に$D/D\tau$を施すと次式になる。

$$\frac{D^2\Pi}{D\tau^2} + \frac{D}{D\tau}\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{D}{D\tau}\frac{1}{c_p}\frac{DS}{D\tau} \tag{2.2.21}$$

上式から式(2.2.20)を引くと,

$$\frac{D^2\Pi}{D\tau^2}-\frac{\partial}{\partial x_i}c^2\frac{\partial\Pi}{\partial x_i}=\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\frac{\partial u_i}{\partial x_\mathrm{j}}-\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{1}{\rho}\frac{\partial e_{ij}}{\partial x_j}+\frac{D}{D\tau}\frac{1}{c_p}\frac{DS}{D\tau} \tag{2.2.22}$$

が得られる。この式は Phillips の方程式と呼ばれ，左辺は線形化した移動媒質の波動方程式に密接に対応するものと考えられる。この式と Lighthill の式の違いは，時間微分が実質微分に入れ替わっている点である。これにより Phillips の式は部分的には，平均流と音の干渉を含むものである。Lighthill の式と同様に右辺は音源として考えるべきものである。

Phillps は式(2.2.22)の右辺の項は音速が変化する移動媒質中の波動方程式に現れる項であり，右辺第 1 項は流体中の速度変動により生じる圧力変動を表し，残りの項はエントロピの変動と流体の粘性の影響を表すと結論している。

しかし Lilley は，この式の左辺は一方向のせん断流の場合でさえ動いている媒質の波動方程式を全ては含まず，この解釈は正確ではないと指摘した。

Lilley は Phillips の式の両辺に実質微分を適用すると，

$$\frac{D}{D\tau}\left(\frac{D^2\Pi}{D\tau^2}-\frac{\partial}{\partial x_i}c^2\frac{\partial\Pi}{\partial x_i}\right)=2\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\frac{D}{D\tau}\frac{\partial u_i}{\partial x_\mathrm{j}}-\frac{D}{D\tau}\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{1}{\rho}\frac{\partial e_{ij}}{\partial x_j}+\frac{D^2}{D\tau^2}\frac{1}{c_p}\frac{DS}{D\tau} \tag{2.2.23}$$

が得られる。この式を式(2.2.)と式(2.2.)を用いて変形すると，Lilley の式が得られる。

$$\frac{D}{D\tau}\left(\frac{D^2\Pi}{D\tau^2}-\frac{\partial}{\partial x_i}c^2\frac{\partial\Pi}{\partial x_i}\right)+2\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\frac{\partial}{\partial x_\mathrm{j}}c^2\frac{\partial\Pi}{\partial x_i}=-2\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\frac{\partial u_k}{\partial x_j}\frac{\partial u_i}{\partial x_k}+\Psi \tag{2.2.24}$$

ここで，

$$\Psi=2\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\frac{\partial}{\partial x_\mathrm{j}}\frac{1}{\rho}\frac{\partial e_{ik}}{\partial x_k}-\frac{D}{D\tau}\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{1}{\rho}\frac{\partial e_{ij}}{\partial x_j}+\frac{D^2}{D\tau^2}\frac{1}{c_p}\frac{DS}{D\tau}$$

はエントロピの揺らぎと流体の粘性の影響を示す。

Phillips の式や Lilley の式は左辺が単なる平均流ではなく全速度$\boldsymbol{u}$を含む。従って音源項や平均流が既知であっても非線形である。しかしジェットなどを対象とする場合には速度と音速の 2 乗をそれらの平均値$U_i=\bar{u}_i$と$\overline{c^2}$で$D/D\tau$を近似させると，

$$\frac{D}{D\tau}\sim\frac{\bar{D}}{D\tau}\equiv\frac{\partial}{\partial\tau}+U_i\frac{\partial}{\partial x_\mathrm{i}}$$

となる。更に，流れの中に化学反応や熱源がない場合には，マッハ数があまり高くないとすると熱伝導や粘性消散の空力騒音への影響は無視できる。よって式(2.2.24)は，

$$\frac{\overline{D}}{D\tau}\left(\frac{D^2\Pi}{D\tau^2}-\frac{\partial}{\partial x_i}\overline{c^2}\frac{\partial\Pi}{\partial x_i}\right)+2\frac{\partial U_i}{\partial x_i}\frac{\partial}{\partial x_{\mathrm{j}}}\overline{c^2}\frac{\partial\Pi}{\partial x_i}=-2\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\frac{\partial u_k}{\partial x_j}\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \qquad (2.2.25)$$

と近似される。この式の $-2\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\frac{\partial u_k}{\partial x_j}\frac{\partial u_i}{\partial x_k}$ を Lilley の音源項と呼ぶ。

2.3 数値流体解析 [8)]

乱流について最初に調べたのは Reynolds で，円管内を流れる水が流量を増すとなめらかな流れから乱れた状態に移行する事を見つけ，それが無次元数Re = $U \cdot d / \nu$ (U : 管内平均流速， d : 管径, ν : 動粘性係数)の大小によることを発見した。この無次元数をレイノルズ数と呼び，このレイノルズ数が大きく流れが乱れた状態を乱流といい，逆にレイノルズ数が小さく乱れの無い流れを層流と呼ぶ。レイノルズ数は慣性力と粘性力の比を意味し，乱流の微細な構造ではなく，乱流が平均的な流れ及び温度に与える効果を示す。そのため，ある瞬間の速度 u，圧力 P，温度 T，エンタルピーH，濃度 C をそれらの平均値($\overline{u_i}$，$\bar{P}$，$\bar{T}$，$\bar{H}$，$\bar{C}$)とその摂動(u_i'，P'，T'，H'，C')に分離する。

$$\left.\begin{aligned} u_i &= \overline{u_i} + u_i' \\ P &= \bar{P} + P' \\ T &= \bar{T} + T' \\ H &= \bar{H} + H' \\ C &= \bar{C} + C' \end{aligned}\right\} \tag{2.3.1}$$

(ただし圧縮性の場合の平均値とは変数をφとしたとき，次式で示す密度加重平均を意味している。

$$\bar{\phi} = \overline{\rho\phi} / \rho \tag{2.3.2}$$

ただし，密度と圧力には密度加重平均は使用できない。)

これらを運動量保存式, エネルギーの保存式及び拡散物質の保存式に代入して平均化を行うと，それぞれ，以下の式になる。

$$\frac{\partial \bar{\rho}\overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_j}\rho\overline{u_i}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\sigma_{ij} - \bar{\rho}\overline{u_i'u_j'}\right) + \bar{\rho}g \tag{2.3.3}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}C_p\bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_j}\bar{\rho}C_p\bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(K\frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \bar{\rho}C_p\overline{u_j'T'}\right) + \dot{q} \tag{2.3.4}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}\bar{H}}{\partial t}+\frac{\partial \bar{u}_j\bar{\rho}\bar{H}}{\partial x_j}=\frac{\partial \bar{P}}{\partial t}+\overline{\sigma_{ij}}\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j}-\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\bar{q}_j-\bar{\rho}\overline{u_j'H'}\right)+\dot{q} \tag{2.3.5}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}\bar{C}}{\partial t}+\frac{\partial \bar{u}_j\bar{\rho}\bar{C}}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\bar{\rho}D_m\frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j}-\bar{\rho}\overline{u_j'C'}\right)+\bar{\rho}\dot{d} \tag{2.3.6}$$

(2.2.3)式がレイノルズ方程式で，$-\bar{\rho}\overline{u_i'u_j'}$は乱流により生じる応力を表し，レイノルズ応力と呼ばれている。(2.3.4)式の$-\bar{\rho}C_p\overline{u_j'T'}$及び(2.3.5)式の$-\bar{\rho}\overline{u_i'H'}$は，乱れにより運ばれるエネルギーで(2.3.6)式の$-\bar{\rho}\overline{u_j'C'}$は，乱れにより運ばれる拡散物質である。これらの式はでは求まらないので，条件を与えて，$-\bar{\rho}\overline{u_i'u_j'}$，$-\bar{\rho}C_p\overline{u_j'T'}$，$-\bar{\rho}\overline{u_i'H'}$および$-\bar{\rho}\overline{u_j'C'}$を既知の変数から求めて，乱流解析を行う必要がある。

2.3.1 渦粘性係数

レイノルズ応力$-\bar{\rho}\overline{u_i'u_j'}$の取り扱い方は，Boussinesq により示され，層流のときの分子粘性による応力τが

$$\tau=\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)-\frac{2}{3}\mu\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \tag{2.3.7}$$

で表されるのに対比させて，乱流でも同様に扱い，

$$-\bar{\rho}\overline{u_i'u_j'}=\mu_t\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right)-\frac{2}{3}\mu\frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k}-\frac{2}{3}\bar{\rho}k\delta_{ij} \tag{2.3.8}$$

ここで，

$$k=\frac{1}{2}\overline{u_i'u_j'}$$

レイノルズ応力は，平均速度の空間勾配に比例すると仮定することであるので，このときの比例係数μ_tを渦粘性係数という。なお，式(2.3.8)には見なれない項$2/3\,\bar{\rho}k\delta_{ij}$が存在するが，(2.3.8)式の右辺第 1 項のみで垂直応力($i=j$)を計算すると，非圧縮の質量保存式から垂直応力がなくなり不都合を生じる。
式(2.3.8)の右辺第 2 項は垂直応力の存在を保障するために導入され，圧力と同様の働き

をする。

次に，$-\bar{\rho}C_p\overline{u_j'T'}$，およびまたは$-\bar{\rho}\overline{u_i'H'}$は，エネルギーの乱れによる輸送について，平均温度の空間勾配に比例すると仮定する。

$$-\bar{\rho}C_p\overline{u_j'T'}=K_t\frac{\partial\bar{T}}{\partial x_j} \tag{2.3.9}$$

K_tは乱流熱伝導率で，乱流プラントル数P_{rt}を用いると

$$K_t=\frac{\mu_t C_p}{P_{rt}} \tag{2.3.10}$$

(2.3.10)式を用いれば，K_tもμ_tから決定でき，なお，乱流プラントル数の分布を考慮したほうが測制度は向上することが知られているため，乱流プラントル数P_{rt}には一般に 0.9 を用いている。

拡散物質の乱れによる輸送量拡散物質の乱れによる輸送量$-\bar{\rho}\overline{u_j'C'}$も，平均物質濃度の空間勾配に比例すると仮定し，

$$-\bar{\rho}\overline{u_j'C'}=\bar{\rho}D_{mt}\frac{\partial\bar{C}}{\partial x_j} \tag{2.3.11}$$

D_{mt}は乱流拡散係数で，乱流シュミット数S_{ct}を用いると

$$D_{mt}=\frac{\mu_t}{\rho S_{ct}} \tag{2.3.12}$$

(2.3.12)式を用いれば，D_{mt}もμ_tから決定できる。なお，乱流シュミット数S_{ct}は 0.9 を用いている。

2.3.2 標準 k-ε 方程式

渦粘性の考え方は一般的であるが，渦粘性係数μ_tが流れの状態，場所により変わる。また翼周りを通過する一様流れでも，通過後は乱れが下流に流されることから，乱れに対して移流を考える必要がある。そこでこれらの点を改善するため，”乱れを代表する量“を選び，その代表量に関する”移流，拡散，生成，消滅の式“を解き，求まった乱流エネルギーkと，乱流消失率εから渦粘性係数を定まる。

$$k = \frac{1}{2}\overline{u_i{}'u_j{}'} \tag{2.3.13}$$

$$\varepsilon = \nu\overline{\frac{\partial u_i{}'}{\partial x_j}\frac{\partial u_i{}'}{\partial x_j}} \tag{2.3.14}$$

このk，εの”移流，拡散，生成，消滅の式“が k-ε 方程式と呼ばれ，経験的に次式で表されている。非圧縮性流体の場合，

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial u_i \rho k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x_i}\right) + G_S + G_T - \rho\varepsilon \tag{2.3.15a}$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial u_i \rho \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}\right) + C_1(G_S + G_T)\left(1 + C_3 R_f\right) - C_2\frac{\rho\varepsilon^2}{k} \tag{2.3.15b}$$

$$G_S = \mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

$$G_T = g_i\frac{\mu_t}{\sigma_t}\frac{\partial T}{\partial x_i}$$

$$R_f = \frac{G_T}{G_S + G_T}$$

圧縮性流体の場合，

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial u_i \rho k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x_i}\right) + G_S - G_{S1} - G_{S2} - G_{S3} - \rho\varepsilon \tag{2.3.16a}$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial u_i \rho \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}\right) + C_1\frac{\varepsilon}{k}(G_S - G_{S1} - G_{S2} - G_{S3}) - C_2\frac{\rho\varepsilon^2}{k} \tag{2.3.16b}$$

$$G_S = \mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$$

$$G_{S1} = \frac{2}{3}\rho k D$$

$$G_{S2} = \frac{2}{3}\mu_t D^2$$

$$G_{S3} = \frac{\mu_t}{\sigma_t \rho^2}\frac{\partial \rho}{\partial x_i}\frac{\partial P}{\partial x_i}$$

$$D = \frac{\partial u_i}{\partial x_i}$$

k，εと動粘性係数μ_tの次元解析から

$$\mu_t = C_t \frac{\rho k^2}{\varepsilon} \tag{2.3.17}$$

が導かれる。これらの式は，σ_k，σ_ε，C_1等の経験定数が多数現れる。
定数の値は下表の通りとなる。

σ_k	σ_ε	C_1	C_2	C_3	C_t	σ_t
1	1.3	1.44	1.92	0.0	0.09	0.9

k-ε 方程式は，偏微分方程式のため，境界条件を必要とし，次のようなものが考えられる。

流入部(FLUX 境界)

$$k = \text{流入点での}k\text{値}$$
$$\varepsilon = \text{流入点での}\varepsilon\text{値} \tag{2.3.18}$$

Free Slip 壁(対称面，境界層を考慮しない)

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0$$
$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = 0 \tag{2.3.19}$$

対数則壁(一般の壁面；境界層を考慮)
乱流の場合，壁近傍の流速分布は，実験によると次式で表現される。

$$\frac{u}{u^*} = \frac{1}{\kappa}\ln\frac{uy}{\nu} + A \tag{2.3.20}$$

ここで，κ：カルマン定数(=0.4)

A：定数(=5.5)

y：壁面からの距離

u：yの位置における流速

ν：動粘性係数(μ/ρ)

u^*：摩擦速度($\sqrt{\tau_w/\rho}$)

τ_w：せん断力

前式を対数則と呼び，対数則が成り立つとしたとき，壁近傍ではkとεの値は次式で定められる。

$$\kappa = \frac{u^{*2}}{\sqrt{C_t}} \tag{2.3.21}$$

$$\varepsilon = \frac{u^{*3}}{ky} \tag{2.3.22}$$

2.3.3 Large Eddy Simulation (LES)

前項に述べた k-ε はいわゆる乱流モデルと呼ばれるもので，最も一般的に用いられる乱流解析法である。この乱流モデルに共通して言えることは，非定常現象である乱流現象をレイノルズ平均と呼ばれる方法で時間平均化し，時間平均値とそのズレを通して扱うことにある。

一方，このような平均量では評価できないケースも多くある。本研究のテーマである空力騒音問題も時々刻々と変化する乱流現象に起因するところが大きい為，平均量で扱うことができない。このような現象は単なる非定常性だけでなく，乱流の本質である大小様々なスケールの渦運動と密接に関係することから，前項の RANS とは異なる方法で扱う必要がある。

LES では，計算機では処理が困難なエネルギー散逸と直接結びついた小さなスケールの乱流渦に対してはモデル化を行い，それよりも大きなスケールの渦は直接計算する方法をとる。この渦スケールをふるいにかけることをフィルタリングと呼ぶ。

フィルタサイズより小さな乱流渦のモデル化には，サブグリッドスケールモデル(SGS モデル)と呼ばれる RANS とは異なるモデル化を行う。

(1) フィルタリングと基礎方程式

フィルタリングはいかに示す定義に従って実行される。

$$\bar{u}(x,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x-\xi)u(\xi,t)\,d\xi \tag{2.3.23}$$

ここで G はフィルタ関数と呼ばれるもの。瞬時速度 u にフィルタを掛けて得られる$\bar{u}$は u のグリッドスケール成分(GS 成分)などと呼ばれる。
NS 方程式にフィルタを掛ける場合，次の条件

$$\overline{u+u} = \bar{u} + \bar{u}$$

$$\overline{\frac{\partial \mathrm{u}}{\partial \mathrm{s}}} = \frac{\partial \bar{\mathrm{u}}}{\partial \mathrm{s}} \quad ，ただし\ \mathrm{s} = \mathrm{x}, \mathrm{t}$$

に従うと，次式がえられる。

$$\frac{\partial \rho \bar{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial \rho \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial \rho \bar{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \rho \bar{u_j}}{\partial x_i}\right)\right] \tag{2.3.24}$$

または

$$\frac{\partial \rho \bar{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u_i}\bar{u_j}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial \rho \bar{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \rho \bar{u_j}}{\partial x_i}\right)\right] - \frac{\partial \rho\left(\overline{u_i u_j} - \bar{u_i}\bar{u_j}\right)}{\partial x_j}$$

$$= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial \rho \bar{\mathrm{u}}_i}{\partial \mathrm{x}_j} + \frac{\partial \rho \bar{\mathrm{u}}_j}{\partial \mathrm{x}_i}\right) - \rho\left(\overline{u_i u_j} - \bar{u_i}\bar{u_j}\right)\right] \tag{2.3.25}$$

なお，LES では$\overline{u_i u_j} \neq \bar{u_i}\bar{u_j}$の関係が成り立つ点に注意。
(2.3.25)式で，$\bar{u_i}$は直接求めることができるが$\overline{u_i u_j}$を直接求めることができない。そのため，計算から直接求められる$\bar{u_i}$やx_iなどを用いて表現する必要がある。
Leonard によると，$\overline{u_i u_j}$を以下のように分解することができる。

$$\overline{u_i u_j} = \overline{\bar{u_i}\bar{u_j}} + \overline{\bar{u_i} u_j{}'} + \overline{\bar{u_j} u_i{}'} + \overline{u_i{}' u_j{}'} \tag{2.3.26}$$

ただし，$u_i' = u_i - \overline{u_i}$の関係に基づく。あるいは，

$$\overline{u_i u_j} - \overline{u_i}\,\overline{u_j} = \overline{\overline{u_i}\,\overline{u_j}} - \overline{u_i}\,\overline{u_j} + \overline{\overline{u_i} u_j'} + \overline{\overline{u_j} u_i'} + \overline{u_i' u_j'} \qquad (2.3.27)$$

$$L_{ij} = \overline{\overline{u_i}\,\overline{u_j}} - \overline{u_i}\,\overline{u_j}$$

$$C_{ij} = \overline{\overline{u_i} u_j'} + \overline{\overline{u_j} u_i'}$$

$$R_{ij} = \overline{u_i' u_j'}$$

とし，L_{ij}を Leonard 項(レナード項)，C_{ij}を Cross 項(クロス項)，R_{ij}を Reynolds 応力項(レイノルズ応力項)と分離する。L_{ij}，C_{ij}，R_{ij}はフィルタリングにより生じる大スケール渦の場に対する見かけの応力。

L_{ij}は大スケール渦が小スケール渦との干渉によって受ける応力の一部で，大スケール渦のエネルギー消散の一部を担う。

C_{ij}はL_{ij}と同様に大スケール渦のエネルギー消散の多くを担う。L_{ij}，C_{ij}とも小スケール渦を切り捨てる Sharp Cutoff Filter では干渉が生じないため 0 になる。また，有限要素法のような体積平均を考えるフィルタリングではL_{ij}，C_{ij}は表れない。

R_{ij}は小スケール渦の大スケール渦に対する干渉効果の大部分を担い，エネルギー消散の効果を含む。

(2) サブグリッドスケール(SGS)モデル

NS 方程式の非線形項(移流項)をフィルタ化して得られた$\overline{u_i u_j}$は，そのままでは直接扱うことはできない。前項に述べたように$\overline{u_i u_j}$をL_{ij}，C_{ij}，R_{ij}に分解し，有限体積法を考えると$L_{ij} + C_{ij} = 0$となり，NS 方程式からはレイノルズ項$R_{ij} = \overline{u_i' u_j'}$のみが生じる。そこでこの$R_{ij}$のモデル化のみを考える。ここでは最もシンプルかつ広く使われる Smagorinsky モデルの説明をする。

Smagorinsky はコロモゴロフのエネルギーカスケード$k^{-5/3}$によって SGS モデルでエネルギー消散が生じると考え，渦粘性を導入した。そして LES の渦粘性は SGS の代表長さ(フィルタサイズ$\bar{\Delta}$)と代表速度v_{sgs}の積であるとした。ここで代表速度を歪み速度テンソルの第 2 不変量を用いると，$v_{sgs} = \bar{\Delta}|\bar{S}|$で表される。
ここで，$|\bar{S}|$は次で与えられる。

$$|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$$

$$\therefore\ \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \bar{\mathrm{u}}_i}{\partial \mathrm{x}_j} + \frac{\partial \bar{\mathrm{u}}_j}{\partial \mathrm{x}_i}\right)$$

したがって渦粘性係数は

$$\nu_{\mathrm{SGS}} = (C_s\bar{\Delta})^2|\bar{S}| \tag{2.3.28}$$

ここで，C_sはスマゴリンスキー定数と呼ばれる。C_sは過去の研究からダクトや円管内流れのような内部流れでは$C_s = 0.1$を，物体周りの流れのような外部流れやターボ機械の解析では$C_s = 0.15$が推奨値とされている。
Smagorinsky の渦粘性係数を用いて，Reynolds 応力項を表すと，

$$R_{ij} = \nu_{\mathrm{SGS}}\left(\frac{\partial \bar{\mathrm{u}}_i}{\partial \mathrm{x}_j} + \frac{\partial \bar{\mathrm{u}}_j}{\partial \mathrm{x}_i}\right) = 2\nu_{\mathrm{SGS}}\bar{S}_{ij}$$

また，LES では$\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i\bar{u}_j = \overline{u_i{}' u_j{}'} = \mathrm{R}_{ij}$なので，

$$\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i\bar{u}_j = 2\nu_{\mathrm{SGS}}\bar{S}_{ij} \tag{2.3.29}$$

ここで非圧縮性 LES を考えると密度は一定となり, (2.3.25)式の両辺を密度ρで割ると,

$$\frac{\partial \bar{\mathrm{u}}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i\bar{u}_j}{\partial \mathrm{x}_j} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\nu\left(\frac{\partial \bar{\mathrm{u}}_i}{\partial \mathrm{x}_j} + \frac{\partial \bar{\mathrm{u}}_j}{\partial \mathrm{x}_i}\right) - \left(\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i\bar{u}_j\right)\right]$$

(2.3.29)式より

$$\frac{\partial \bar{\mathrm{u}}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i\bar{u}_j}{\partial \mathrm{x}_j} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\nu\left(\frac{\partial \bar{\mathrm{u}}_i}{\partial \mathrm{x}_j} + \frac{\partial \bar{\mathrm{u}}_j}{\partial \mathrm{x}_i}\right) - 2\nu_{\mathrm{SGS}}\bar{S}_{ij}\right]$$

$$= \frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \nu_{\mathrm{SGS}})\left(\frac{\partial \bar{\mathrm{u}}_i}{\partial \mathrm{x}_j} + \frac{\partial \bar{\mathrm{u}}_j}{\partial \mathrm{x}_i}\right)\right]$$

$$= \frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + (C_s\bar{\Delta})^2|\bar{S}|)\left(\frac{\partial \bar{\mathrm{u}}_i}{\partial \mathrm{x}_j} + \frac{\partial \bar{\mathrm{u}}_j}{\partial \mathrm{x}_i}\right)\right]$$

となる。

フィルタサイズ$\bar{\Delta}$は節点周りに作られるコントロールボリュームの体積 V を用いて，$\bar{\Delta}=V^{1/3}$で定義する。

第 3 章 実験装置及び実験方法

3.1 供試ノズル

本実験で使用した供試ノズルは，図 3.1 に示すような円形ノズルを基本形状として，ローブ形状がサインカーブ形状(CS)および三角形状のシェブロンノズル(CT)，ノズル出口が円形ではない非円形ノズル(NC), 排気をノズル部分でコア流とバイパス流に分岐させる二重ノズル(D)を 3D プリンター dimension を用いて作成した。シェブロンノズルの寸法を図 3.2 に，二重ノズルは図 3.3 に，非円形ノズルの出口形状は図 3.4 にそれぞれ示す。

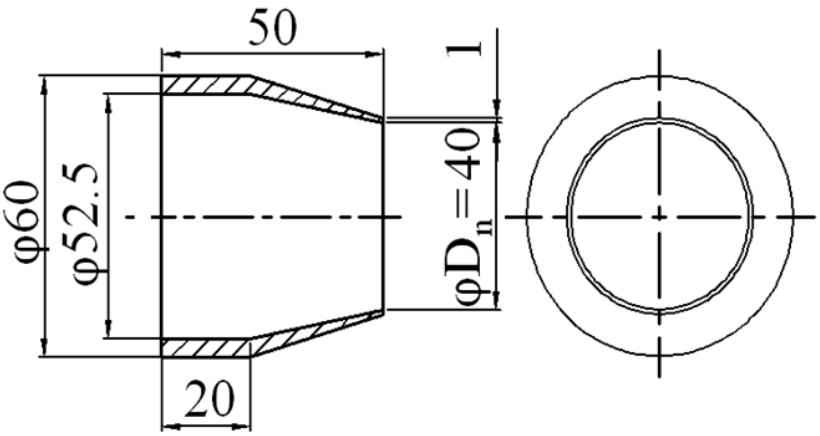
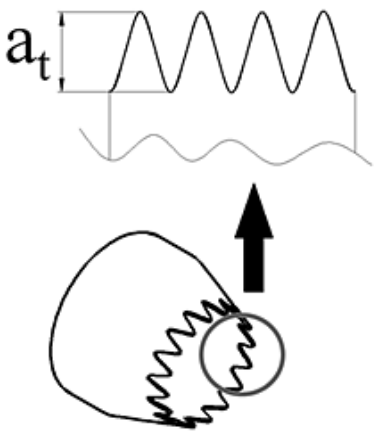
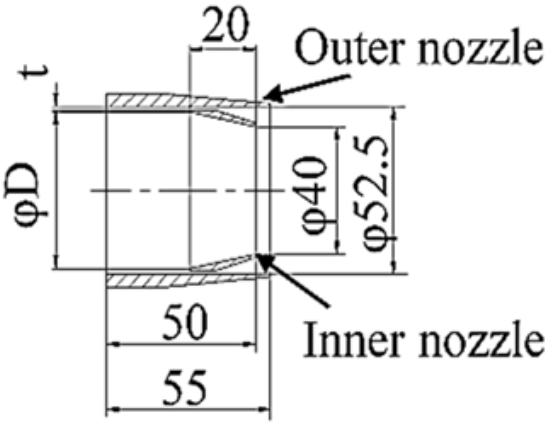


Fig.3.1 Original nozzle



Nozzle No.	Amplitude a_t [mm]	Number of chevron Z_t
1	6	4
2	8	10
3	12	16
4	6	4
5	8	10
6	12	16
7	6	4
8	8	10
9	12	16

Fig.3.2 Dimension of chevron type



Nozzle No.	t [mm]	D [mm]
1	1	50
2	2	48
3	3	46

Fig.3.3 Dimension of double nozzle

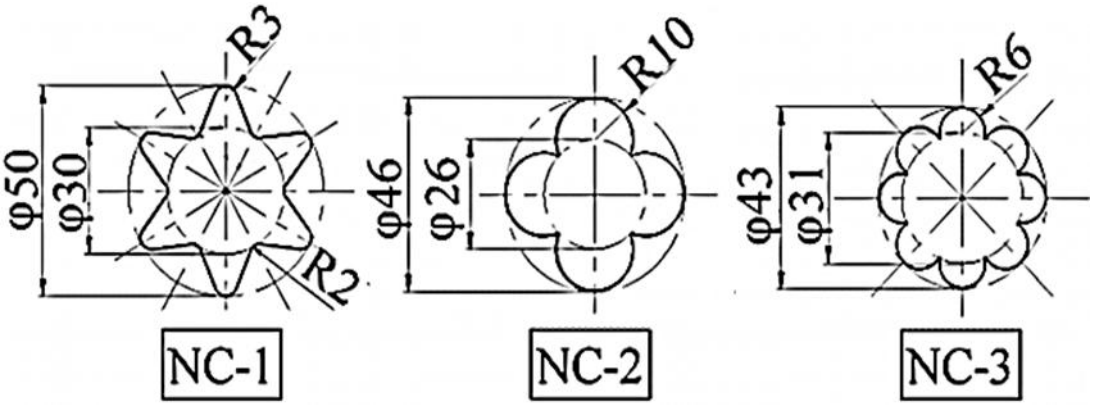


Fig.3.4 Cross sectional view of Non-circular nozzle

Table.3.1 Abbreviation of tested nozzle and their dimension

Shape	Abbreviation	Dimension
Circular (Normal)	N	D_2=30mm
Chevron (Sinusoidal lobe)	CS-1	Z_t=4, a_t=6
	CS-2	Z_t=10, a_t=6
	CS-3	Z_t=16, a_t=6
	CS-4	Z_t=4, a_t=8
	CS-5	Z_t=10, a_t=8
	CS-6	Z_t=16, a_t=8
	CS-7	Z_t=4, a_t=12
	CS-8	Z_t=10, a_t=12
	CS-9	Z_t=16, a_t=12
Chevron (Triangular lobe)	CT-1	Z_t=4, a_t=6
	CT-2	Z_t=10, a_t=6
	CT-3	Z_t=16, a_t=6
	CT-4	Z_t=4, a_t=8
	CT-5	Z_t=10, a_t=8
	CT-6	Z_t=16, a_t=8
	CT-7	Z_t=4, a_t=12
	CT-8	Z_t=10, a_t=12
	CT-9	Z_t=16, a_t=12
Star (Triangular lobe)	NC-1	Figure 5
Flower (Circular lobe)	NC-2	Figure 5
	NC-3	Figure 5
Double nozzle	D-1	t=1,D=50
	D-2	t=2,D=48
	D-3	t=3,D=46

基準となる N ノズルは図 3.5 に，CS ノズルは図 3.6～3.8 に，CT ノズルは図 3.9～11 に，NC ノズルは図 3.12，D ノズルは図 3.13 にそれぞれ示す。

Fig.3.5 Tested nozzle (N)

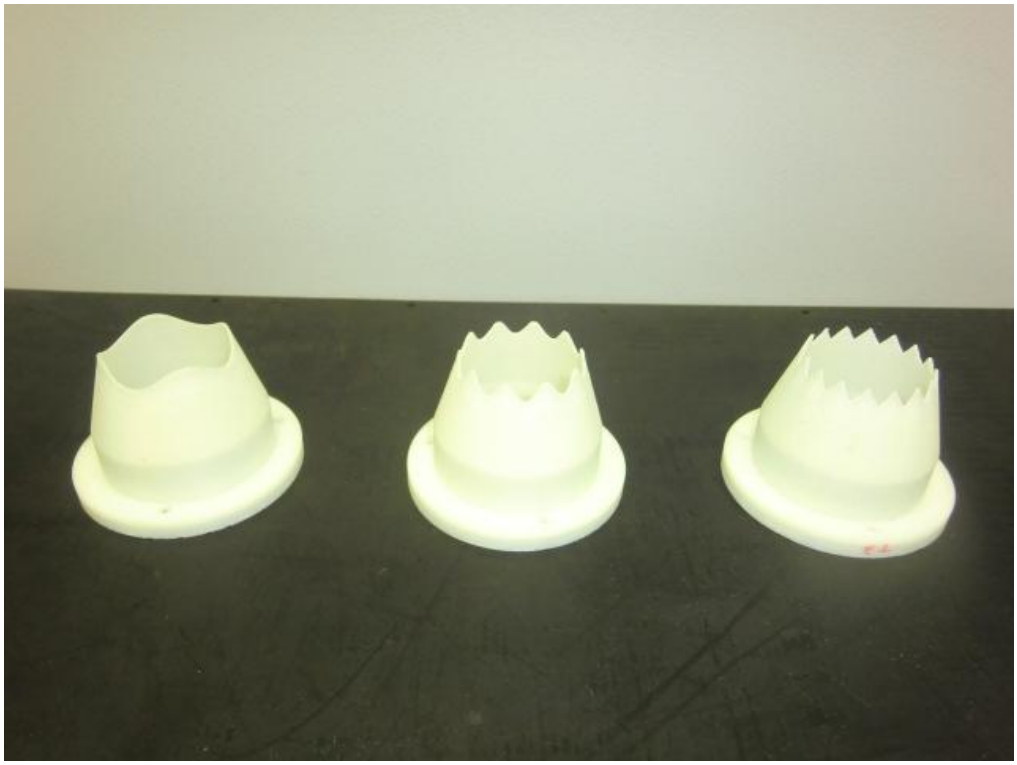


Fig.3.6 Tested nozzle(left: CS-1, center: CS-2, right: CS-3)

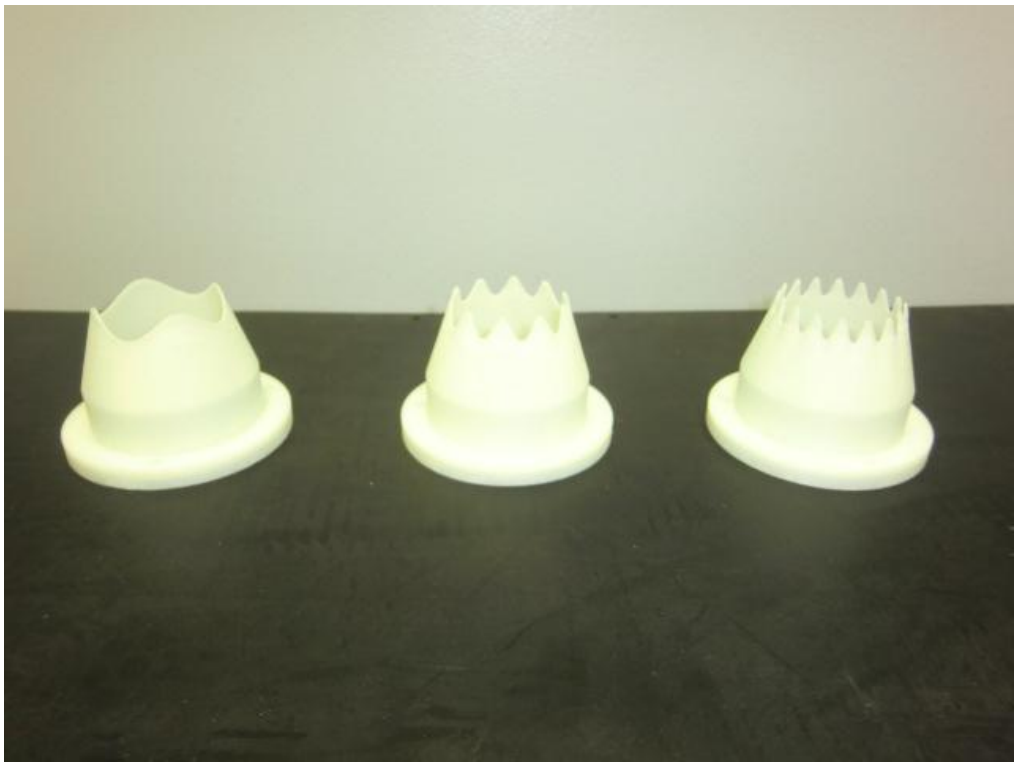


Fig.3.7 Tested nozzle(left: CS-4, center: CS-5, right: CS-6)

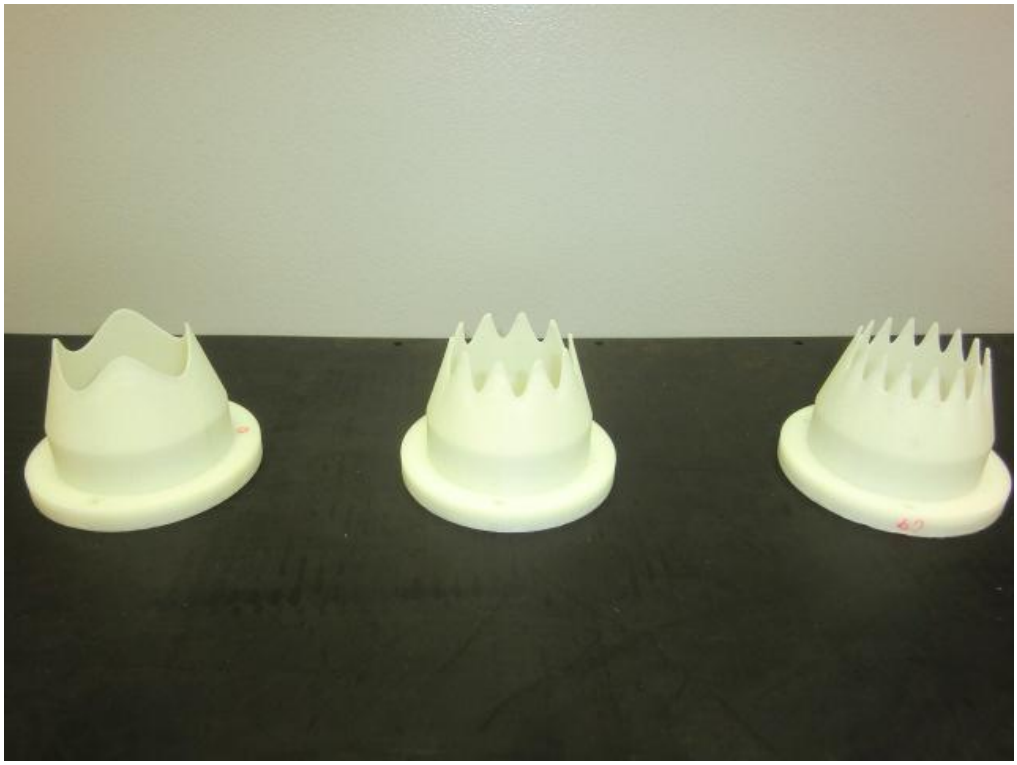


Fig.3.8 Tested nozzle(left: CS-7, center: CS-8, right: CS-9)

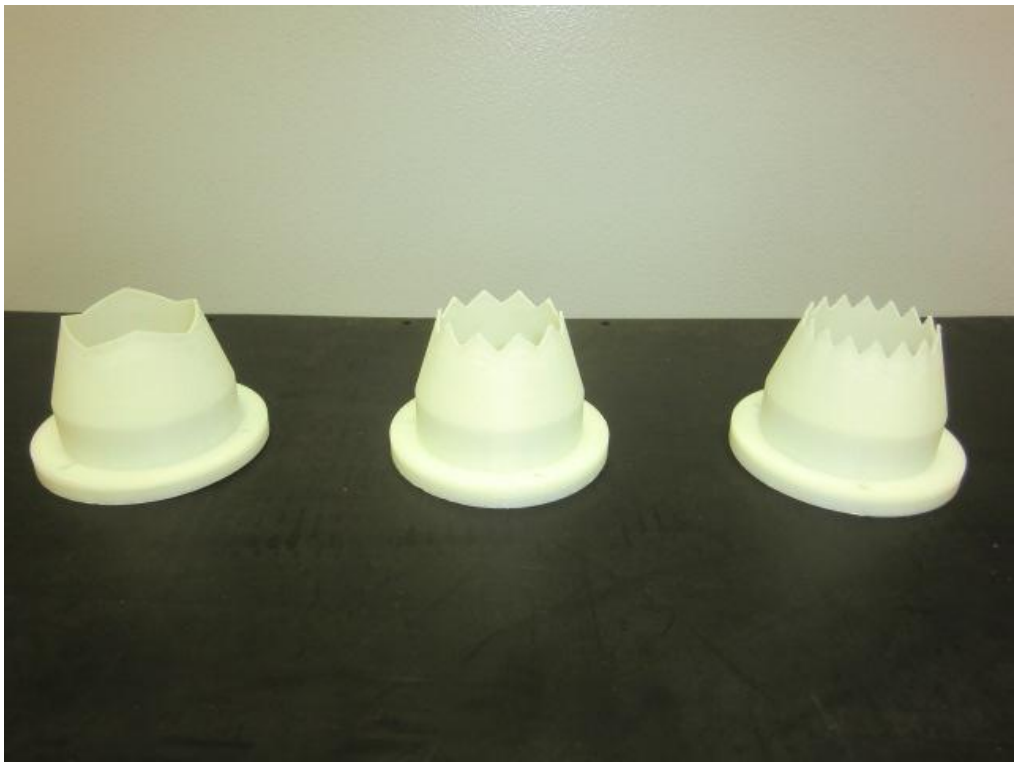


Fig.3.9 Tested nozzle(left: CT-1， center: CT-2， right: CT-3)

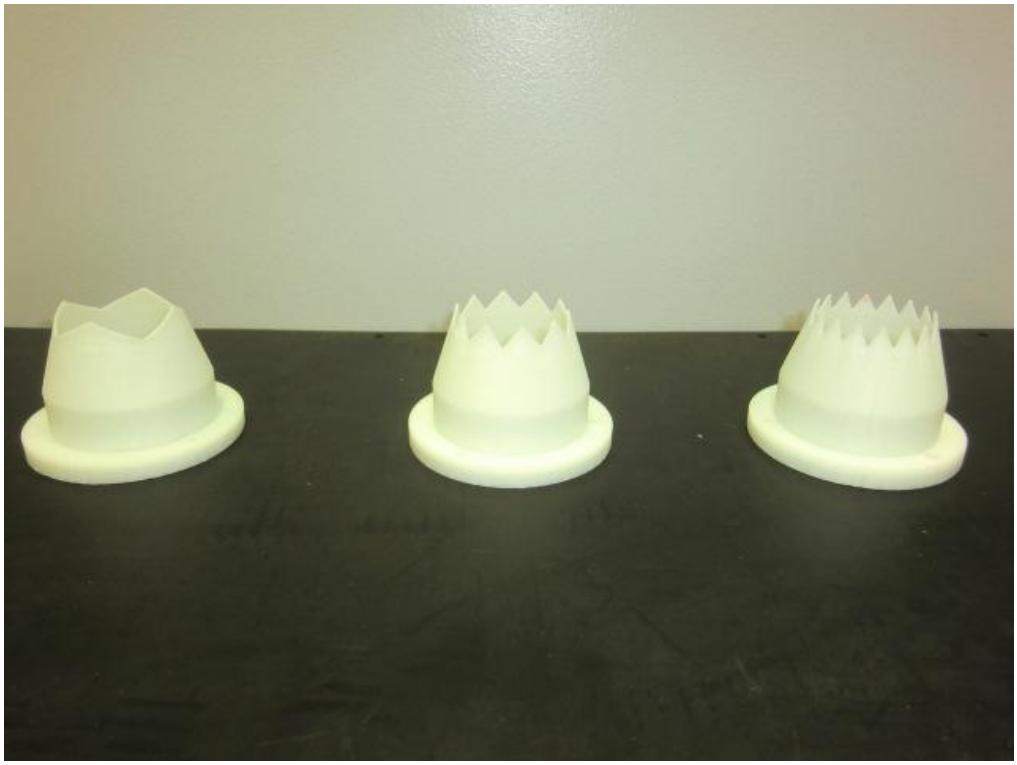


Fig.3.10 Tested nozzle(left: CT-4， center: CT-5， right: CT-6)

Fig.3.11 Tested nozzle(left: CT-7, center: CT-8, right: CT-9)

Fig.3.12 Tested nozzle(left: NC-1, center: NC-2, right: NC-3)

Fig.3.13 Tested nozzle(left: D-1， center: D-2， right: D-3)

3.2 低騒音風洞試験

マイクロガスタービンのジェット騒音をはじめとする亜音速噴流騒音に対する混合促進ノズルの定性的な効果を調べるために，低騒音風洞による噴流音測定を行った。

3.2.1 低騒音風洞

使用した低騒音風洞は，株式会社荏原製作所に建設されているもので，無響室内に設置された噴出しノズルから高速気流を発生させるものであり，別室のターボ送風機によって作られた気流は消音ダクトによって十分に減音されている。気流は無響室の直前で縮流され，ノズルから吹き出す流れの乱れ度は十分に小さく，結果的に気流の自己発生騒音も極めて小さい。

55kW のモーターで駆動される送風機から供給された空気は，消音ディフューザ，整流格子を通過した後，絞りダクトで加速され，絞りダクトの先端に取り付けられたノズルから無響音室内へ放出される。Fig.3.14 は低騒音風洞の平面図である。

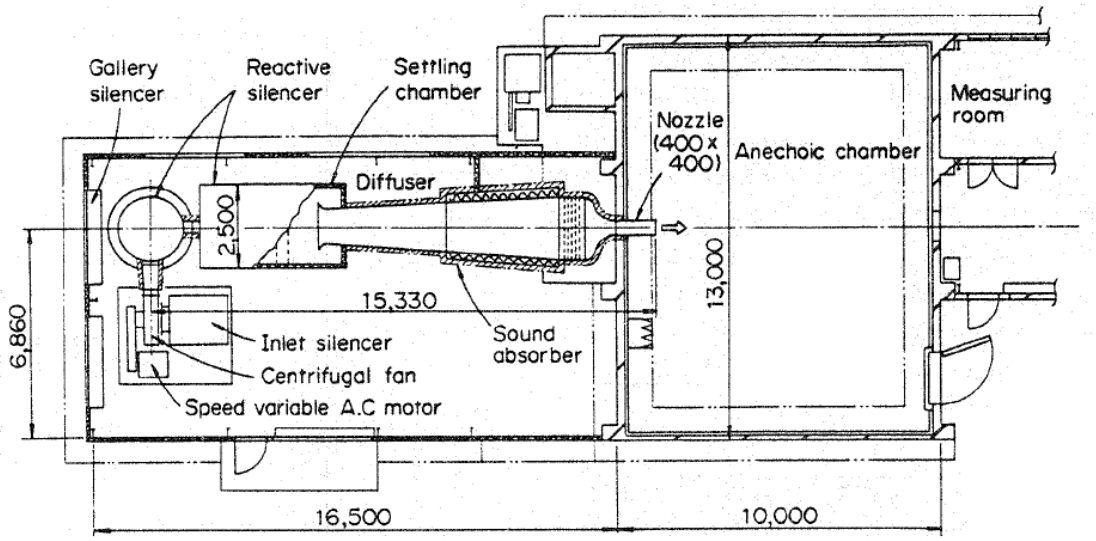


Fig.3.14 Low-noise flow tunnel[9)]

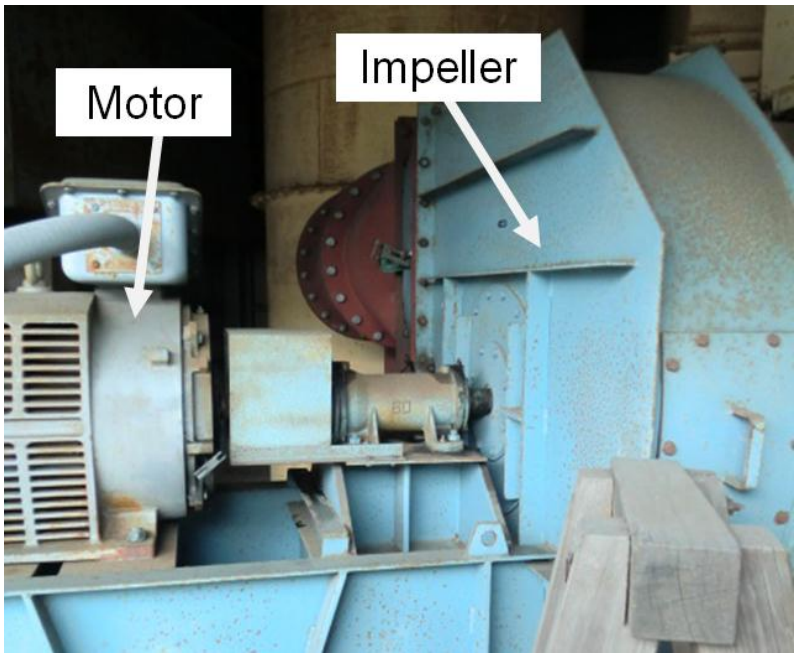


Fig.3.15 Brower and motor

3.2.2 騒音測定及び録音

各ノズルの形状と騒音の関係を調べるために, 前項の低騒音風洞にノズルを取り付け, 噴流音を RION 社製 精密騒音計 NL-31 で測定し, Roland 社製 PCM レコーダー R-09HR(図 3.16)により wav 形式で録音する。
図 3.17 に噴流音の測定点を示す。ノズル出口中心から距離 3m, ジェット軸 10° ～90° の 10° 毎, 計 9 点で測定する。測定するジェットマッハ数は 0.2, 0.27, 0.34 の 3 パターンとした。

Fig.3.16 Sound level meter(left: NL-31, right: R-09HR)

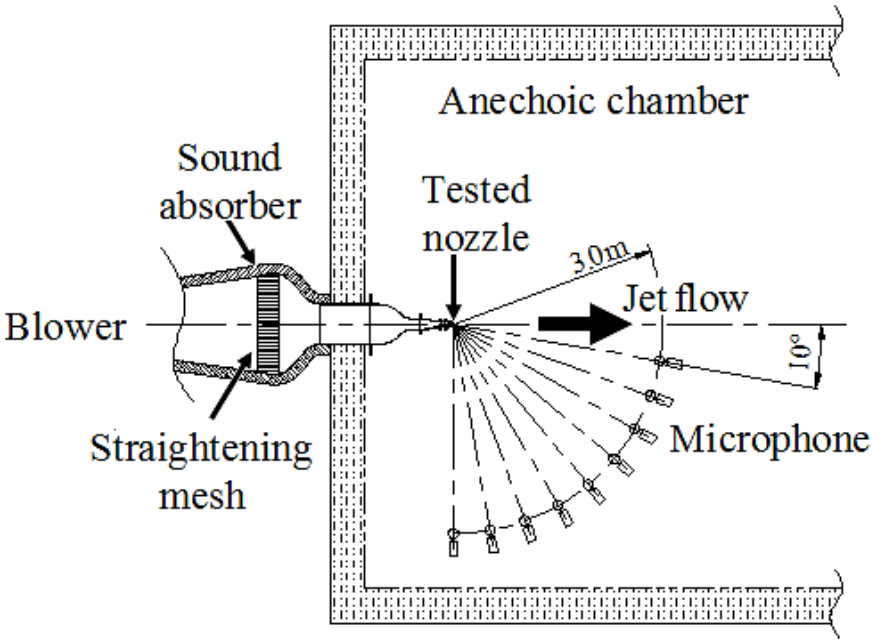


Fig.3.17 The experimental apparatus of jet noise

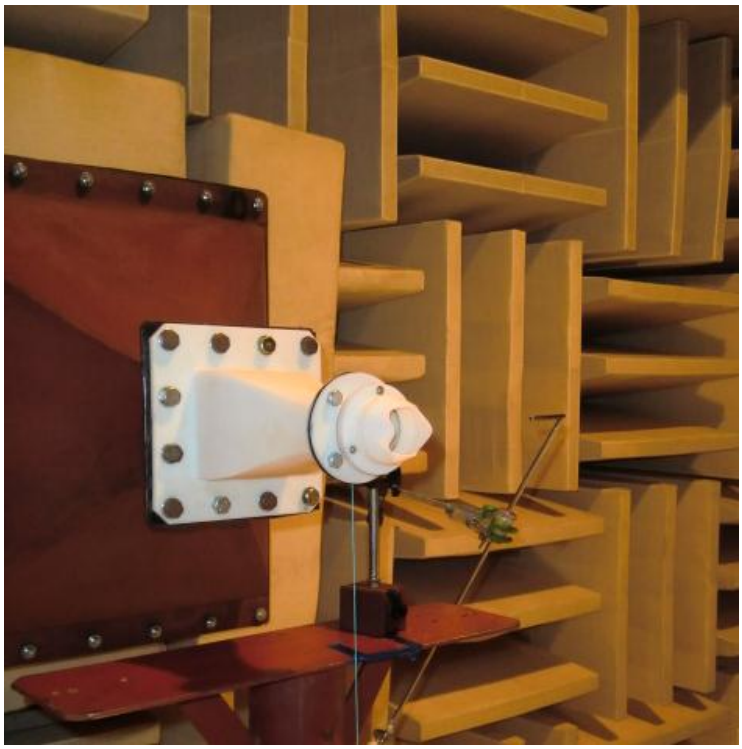


Fig.3.18 Installation of tested nozzle

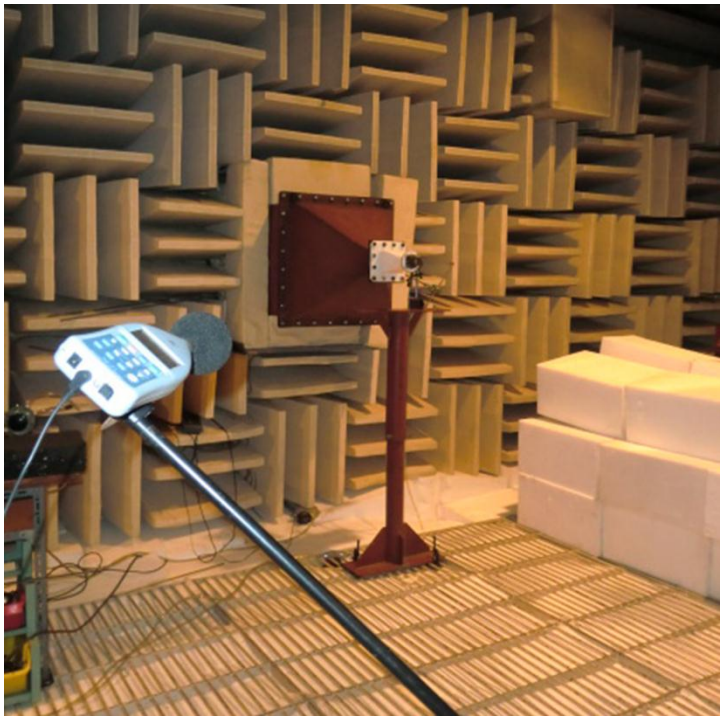


Fig.3.19 Noise measurement of jet

3.2.3 流速測定

流速測定にはピトー管(図 3.20)及び CEM デジタル社製 デジタルマノメータ(図 3.21)を用いて差圧及び全圧を測定し，次式より密度及び流速を求めた。

$$\rho = 1.2931 \frac{273.15}{T_j} \frac{P_A + p_s}{1.013 \times 10^5} \tag{3.2.2}$$

ここで，T_jはジェットの温度[K]，P_Aは大気圧[Pa]，p_sはジェットの静圧[Pa]。

$$v = k \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} \tag{3.2.2}$$

ここで，k はピトー管の補正係数で 1 とする。Δpはピトー管の全圧・静圧差(動圧)。

Fig.3.20 Pitot tube

Fig.3.21 Digital manometer (DT-8890)

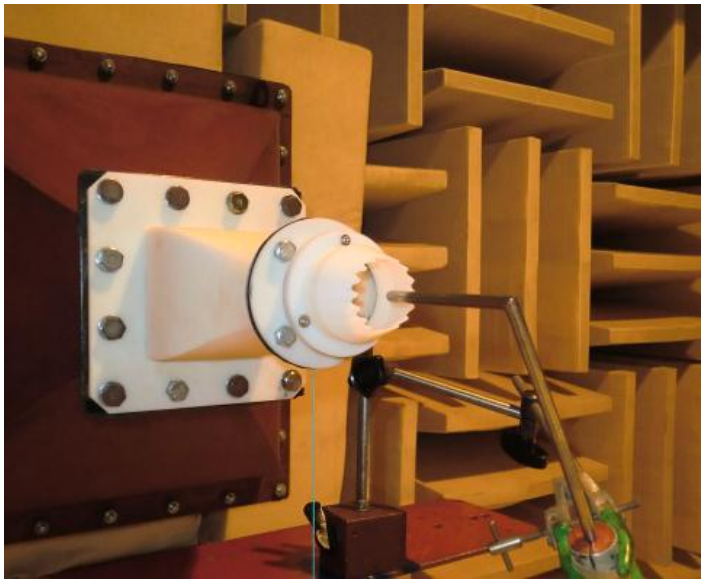


Fig.3.22 Measurement of pressure at center point

3.2.4 音源探査

CATEC 株式会社製のビームフォーミング法音源探査システム CAT-Sound Camera を用いて噴流音の音源探査を行った。図 3.23 にマイクロフォンアレイ，図 3.24 に測定・分析器，図 3.25 に測定風景を示す。音源探査を行うノズルは N，CS-1，CS-3，CT-1，CT-3，NC-1，D とした。

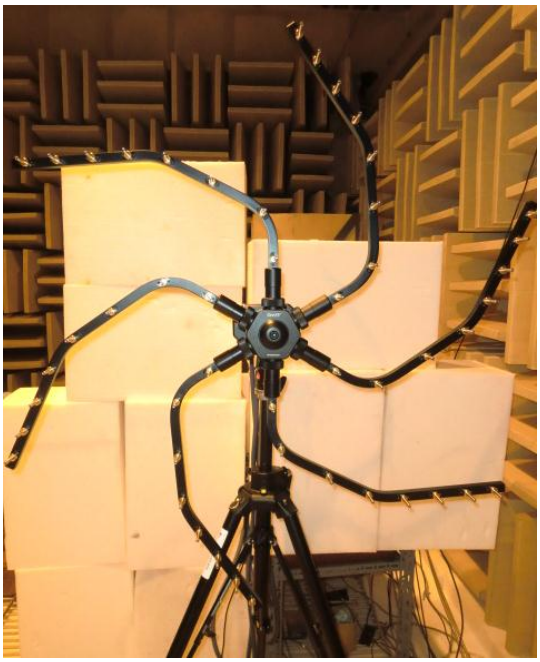


Fig.3.23 Microphone array

Fig.3.24 Measuring device and analyser

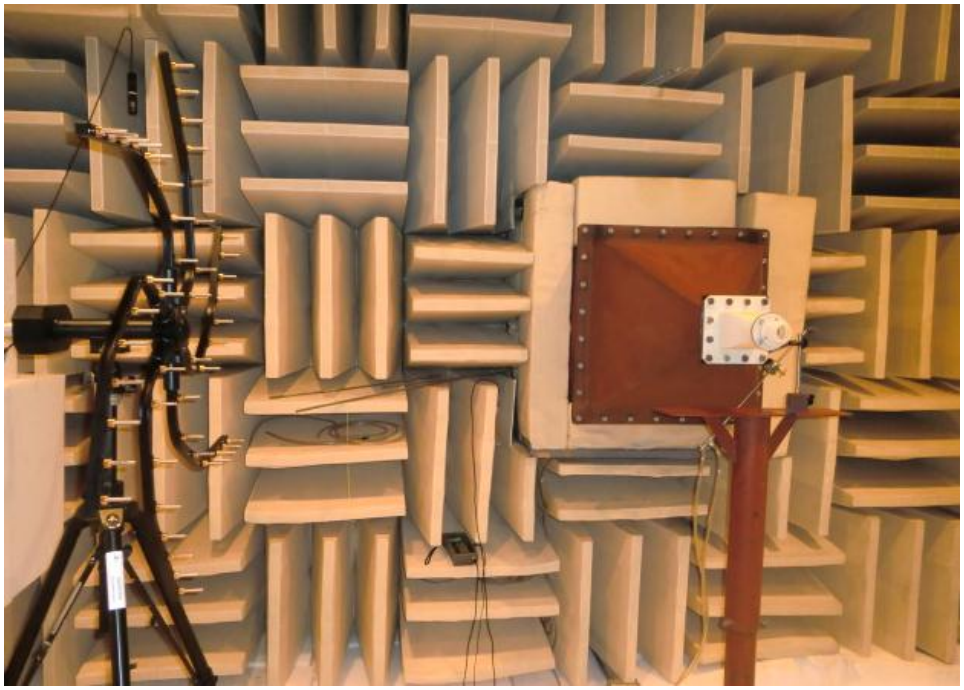


Fig.3.25 Measurement of noise source identification

Table.3.2 Measuring apparatus

Microphone array： CATEC “SeeSV200Q-48” (48 channel microphone)

Measuring device and analyzer：NATIONAL INSTRUMENTS “NI PXI-8108”&”NI PMA 1115”

Analyzing soft-ware：CATEC “SeeSV200” & “CAT-System”

3.3 流体解析

ノズル形状の違いによる噴流構造の比較を行うために, 株式会社ソフトウェアクレイドルの汎用流体解析ソフト SCRYU/Tetra を用いてノズル噴流の解析を行った。噴流を非圧縮性流れと仮定し，乱流モデルは前計算として定常 RANS(標準 k-ε モデル)，本計算には Smagorinky モデル Large Eddy Simulation (LES)を用い，解析をを行った。

3.3.1 解析対象

本解析は低騒音風洞試験を模擬したもので, 風洞試験用に 3D CAD でモデリングしたノズルの等スケールモデルを解析対象とする。風洞試験を模擬して解析を行うが，解析モデルには供試ノズル前の縮流ダクトの存在は考慮していない。解析メッシュを図 3.26, 3.27 に示す。

3.3.2 解析条件

本研究で実施した解析の条件を表 3.3，3,4 に示す。入口境界条件は，ノズル出口中心のマッハ数が風洞試験時と同じになるよう予備解析を行い決定した。解析ケースはノズル毎にノズル出口中心のマッハ数が風洞試験と同じになるよう決定した同マッハ数ケース(Case1) と，円形ノズルの入口条件と同じにした同流量ケース(Case2)とした。

ノズル壁面にはすべりなしの壁面条件を与えた。SCRYU/Tetra では壁法則として，標準 k-ε モデルでは対数則を，LES では Smagorinsky モデルに Van DriesDriest 型の減衰関数を渦粘性係数に乗じている。なお，Smagorinky 定数 Cs は 0.1 とした [10)]。ジェット後流の出口境界条件として出口静圧を標準大気圧に設定した。また，噴流によって周囲から流れが巻き込まれることが予想される吸い込み面には全圧規定として標準大気圧を設定した。

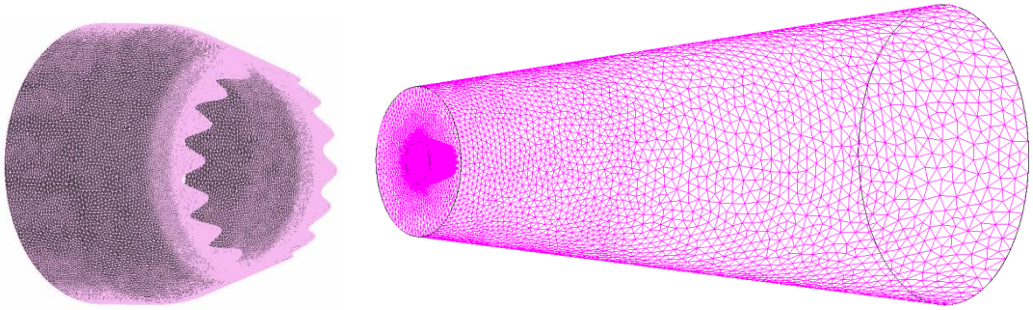


Fig.3.26 CFD simulation model (left: nozzle，right: whole region)

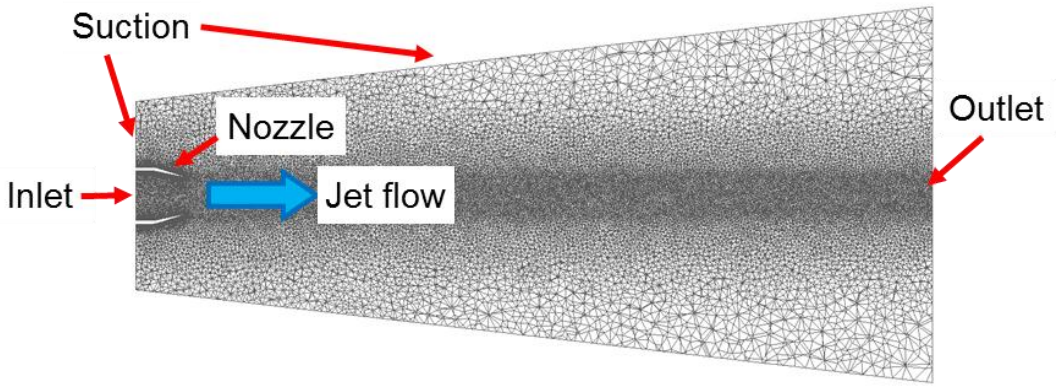


Fig.3.27 Cross sectional view of whole mesh and boundary surface

Table.3.3 Boundary condition Case 1 (equal Mach number)

Nozzle type	Mach number of jet	Velocity of “Inlet” [m/s]	Static pressure of “Outlet” [Pa]	Total pressure of “Suction” [Pa]
N NC-1	0.20	40	0	0
	0.27	55		
	0.34	69		
CS-3 CT-3	0.20	43	0	0
	0.27	58		
	0.34	73		
CS-7 CT-7	0.20	45	0	0
	0.27	61.5		
	0.34	77		

Table.3.4 Boundary condition Case 2(equal flow rate)

Mach number of jet	Velocity of “Inlet” [m/s]	Static pressure of “Outlet” [Pa]	Total pressure of “Suction” [Pa]
0.20	40	0 *	0 *
0.27	55		
0.34	69		

* SCRYU/Tetra では設定された大気圧との差圧で入力するため，0 [Pa]。

3.4 実機試験

ノズルによる騒音低減効果を調べる為に, 模型用小型ガスタービンに対策ノズルを適用し, その騒音を測定する。図 3.28 に試験に使用した JetCat 社製小型ガスタービン JetCat P-60 を示す。

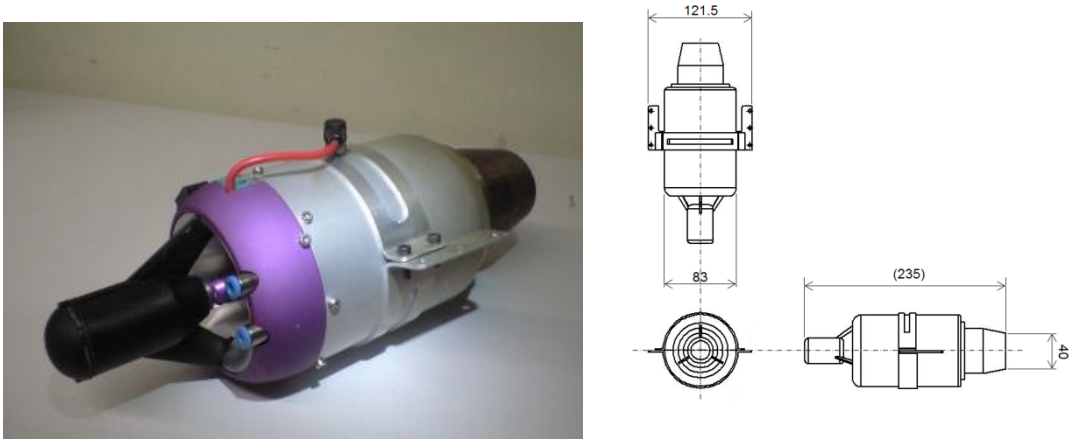


Fig.3.28 Micro gas turbine (JetCat P-60)

次に実機試験を行うノズルの形状を示す。実機試験用供試ノズルは風洞試験に用いたノズルをベースに，加工性を重視し，ノズル先端部をジェット軸に対して平行になるような形状とした。図 3.29 に基準ノズルの寸法を示す。供試ノズルはシェブロンのサインカーブ型２種(CS-3，CS-7)，三角型２種(CT-3，CT-7)を参考に，ノズル先端をギザギザに加工した。シェブロンノズルの寸法は図 3.2 及び表 3.1 の通り。図 3.30，3.31 に作成した実機試験用ノズルを示す。

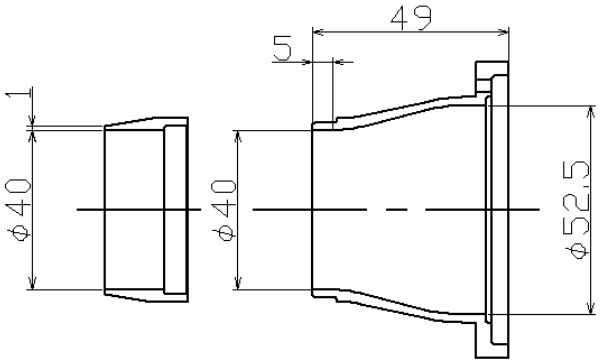


Fig.3.29 Cross sectional view of based nozzle (left: based nozzle, right: normal lip)

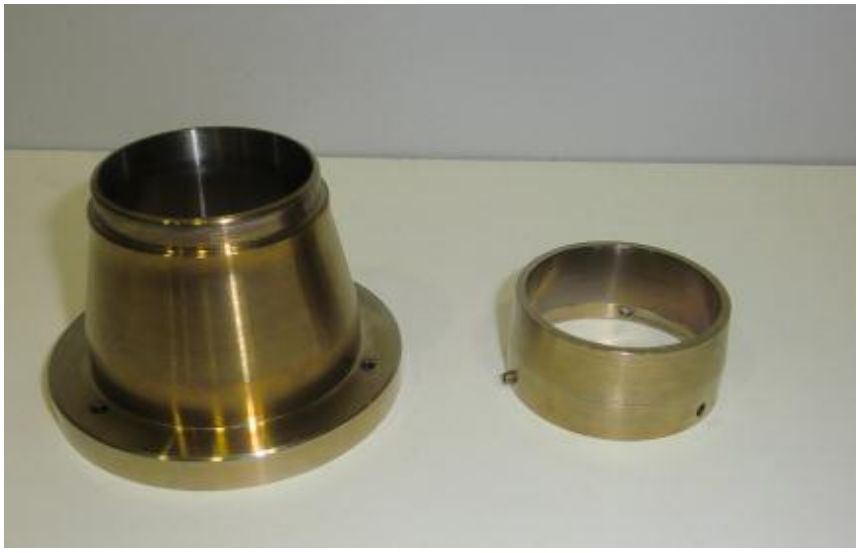


Fig.3.30 Normal nozzle (left: based nozzle, right: normal lip)

Fig.3.31 Chevron lip (upper：sinusoidal lobe, : triangle lobe)

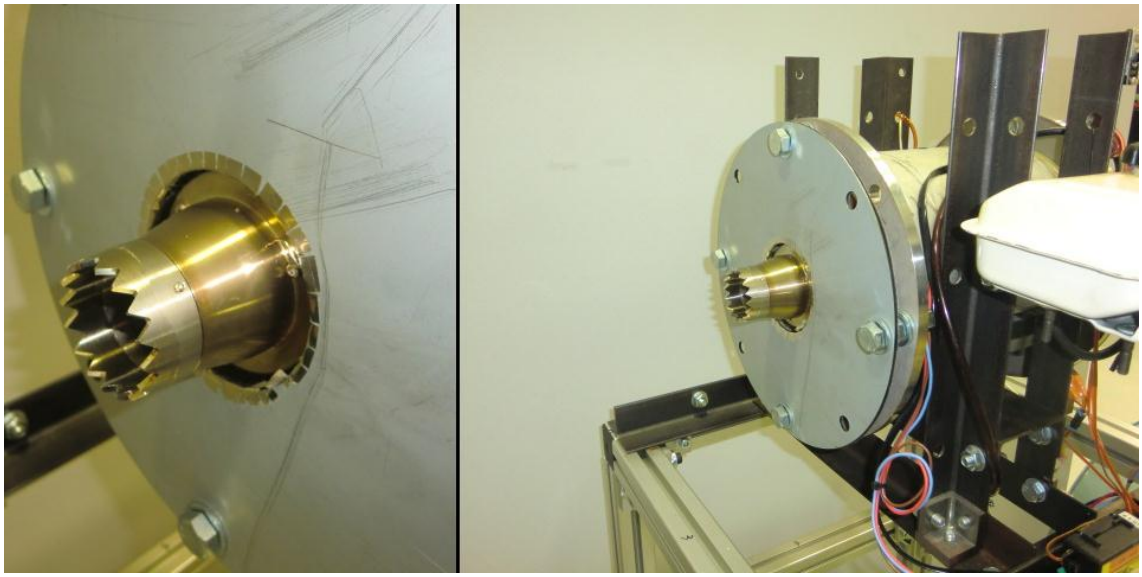


Fig.3.36 Test apparatus of micro gas turbine

第 4 章　実験結果及び考察

4.1 これまでの研究の概要 [11)]

これまでの研究で，小型ガスタービン用の騒音測定装置を設計・試作し，ジェット騒音低減手法の一つであるタブミキサーについて簡単な実験を行った。以下にその研究の概要を記す。

4.1.1 ガスタービン用騒音測定装置の設計・試作

2 章 1 項に示したように小型ガスタービンの騒音は排気ジェットに起因する騒音，コンプレッサ・タービンの空力的干渉に起因する騒音，乱流燃焼に起因する騒音がある。本研究では小型ガスタービンのジェット騒音に着目し，そのジェット騒音の低損失騒音低減実験を行う為の小型騒音試験装置の設計試作を行った。本体からの放射音を遮断するようにガスタービンの周方向をダクトで覆う形状とする。

ダクトは 2 重構造とし，内筒はパンチングダクト，外筒はステンレスダクト，内筒・外筒間には吸音材を充填する。小型ガスタービンは高温を発するため吸音材には耐熱性に優れたロックウールを用いた。ジェット騒音はジェット軸に対して斜め方向に強い指向性を持っている。そこで，小型ガスタービン排気ノズルがダクト端から出るように設置することでジェット騒音を遮断しないようにした。設計図を図 4.1 に，製作した騒音測定装置を図 4.2 に示す。

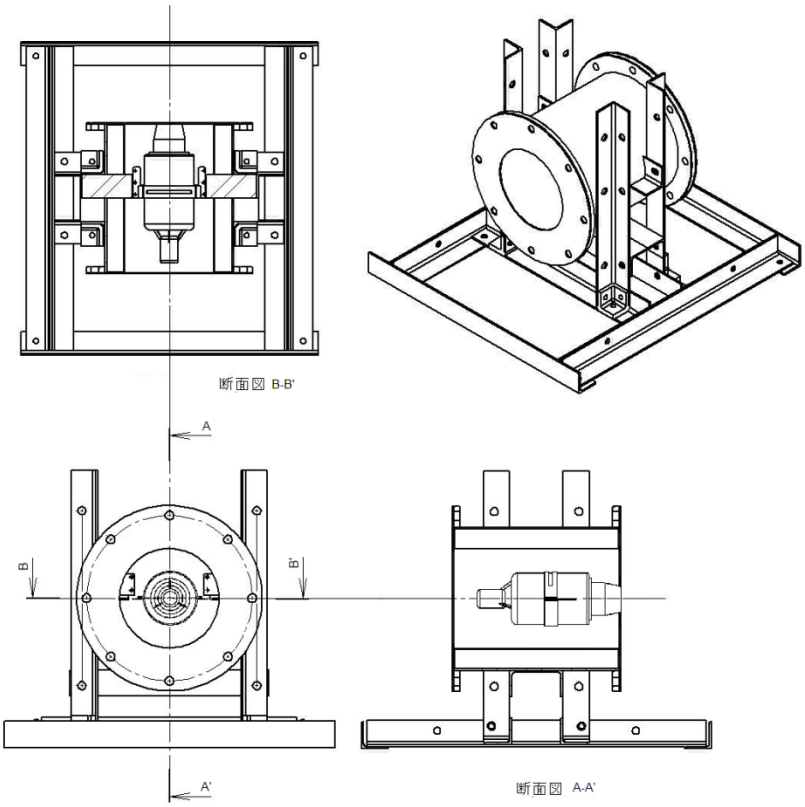


Fig.4.1 Orthographic views of designed test bench

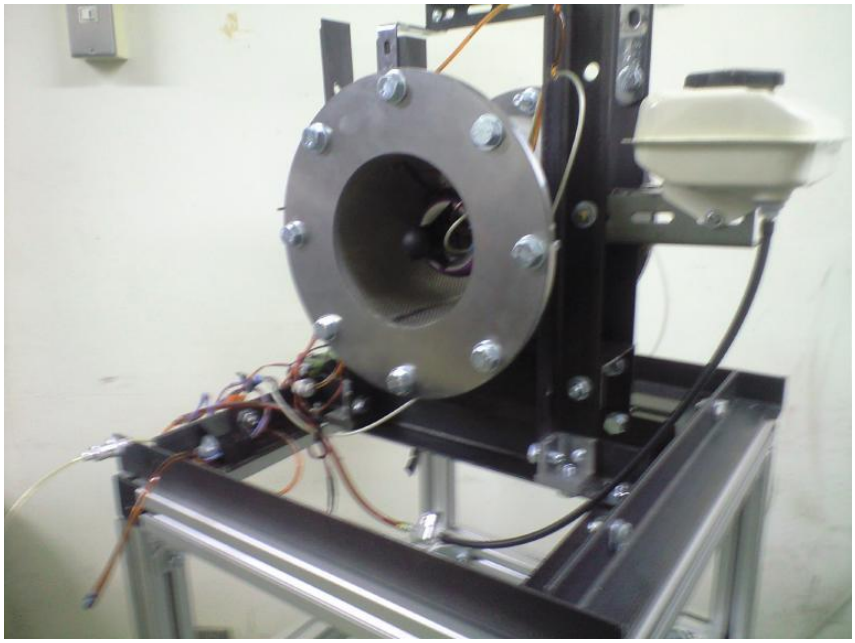
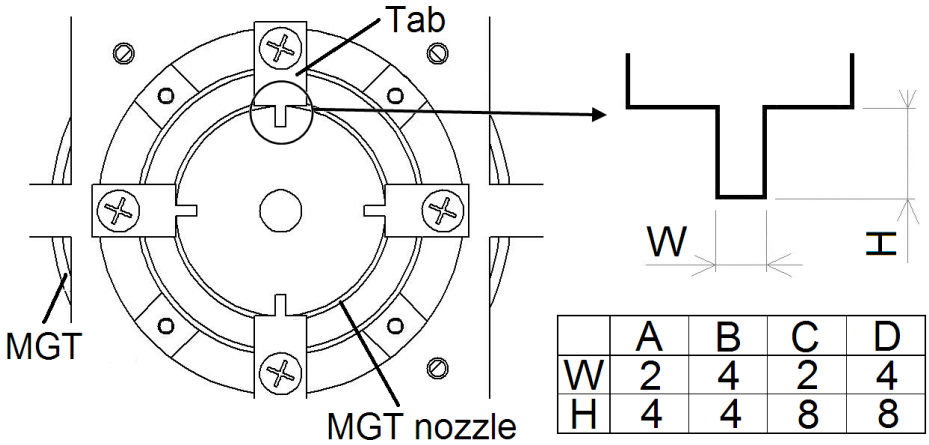


Fig.4.2 Test apparatus of noise radiated from micro gas turbine

タブミキサーによるジェット騒音低減は小さな突起(タブ)を排気ノズルに取り付け，排気ジェットの乱流混合を促進し，騒音を低減させる。ここでは単純な形状の矩形タブミキサーを試作し，小型ガスタービンへの適用性を検討した。試作した矩形タブミキサーの寸法は，排気ノズル径 D_n=40[mm]に対して，幅方向を 0.05D 及び 0.1D，深さ方向を 0.1D 及び 0.2D とした(図 4.3)。



	A	B	C	D
W	2	4	2	4
H	4	4	8	8

Fig.4.3 Dimensions of rectangle tab mixer

試作した矩形タブミキサーを図 4.4 に，騒音試験装置に取り付けるためのフランジを図 4.3 に示す。

Fig.4.4 Rectangle tab mixer

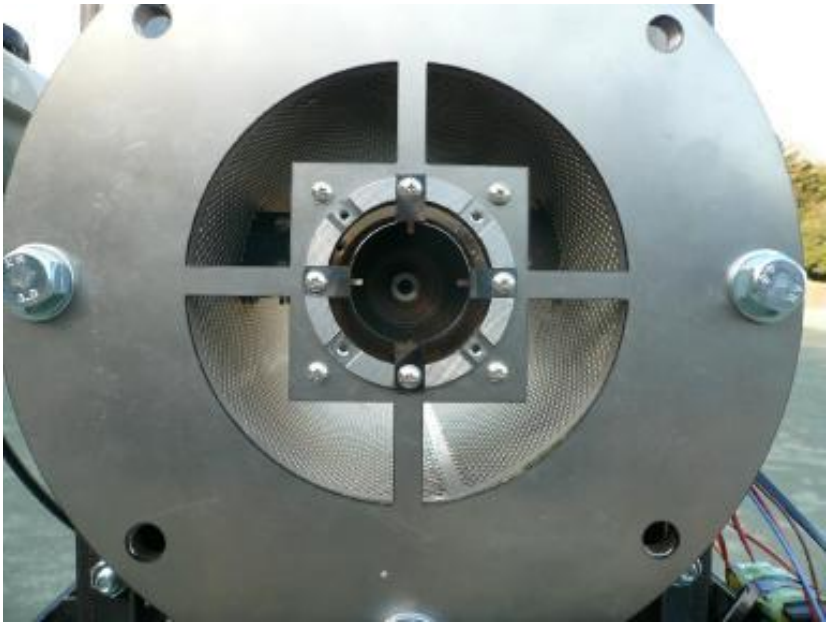
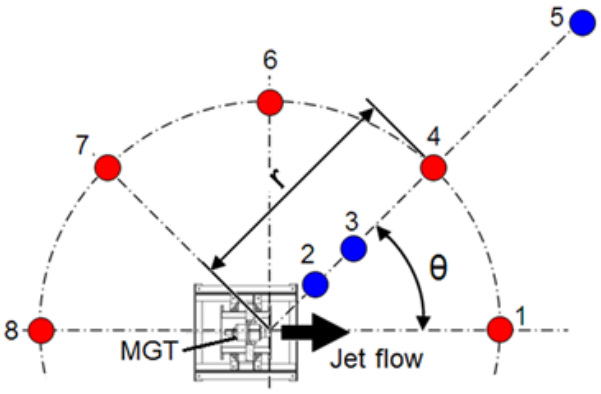


Fig.4.5 Experiment of tab mixer

4.1.2 小型ガスタービンの騒音測定

騒音測定試験は，小型ガスタービンのみの騒音(測定点 1～8)，試作した騒音試験装置を用いた場合の騒音(測定点 1～8), 矩形タブミキサーを適用した場合の騒音(測定点 1,4)について測定を行う。測定は騒音計を用いて行い，測定音は，騒音計を介して PCM レコーダーに wav 形式で録音する。測定点を図 4.6 に示す。赤の測定点では小型ガスタービンの回転数を 50，70，100，120 krpm と変化させて測定，青の測定点では回転数は 50 krpm のみを測定した。



No.	r [m]	θ [deg]
1	5	0
2	1	45
3	2	45
4	5	45
5	10	45
6	5	90
7	5	135
8	5	180

Fig.4.6 The measuring point of tab mixer test

4.1.3 実験結果

ガスタービンの指向性を見るために，図 4,7 に各測定点でのオーバーオール音圧レベル(O.A SPL)を示す。

50krpm の時は，排気流速が小さいため，排気ジェット騒音の指向性の強い排気側斜め方向(45 deg)の騒音は小さい。また，騒音の主成分がコンプレッサー騒音となるためコンプレッサー側斜め方(135 deg)の騒音が大きくなっている。回転数が上がるほど，排気流速も増大し，それに伴う排気ジェット騒音が強くなりジェット軸 45 deg 方向の騒音が大きくなっていることがわかる。

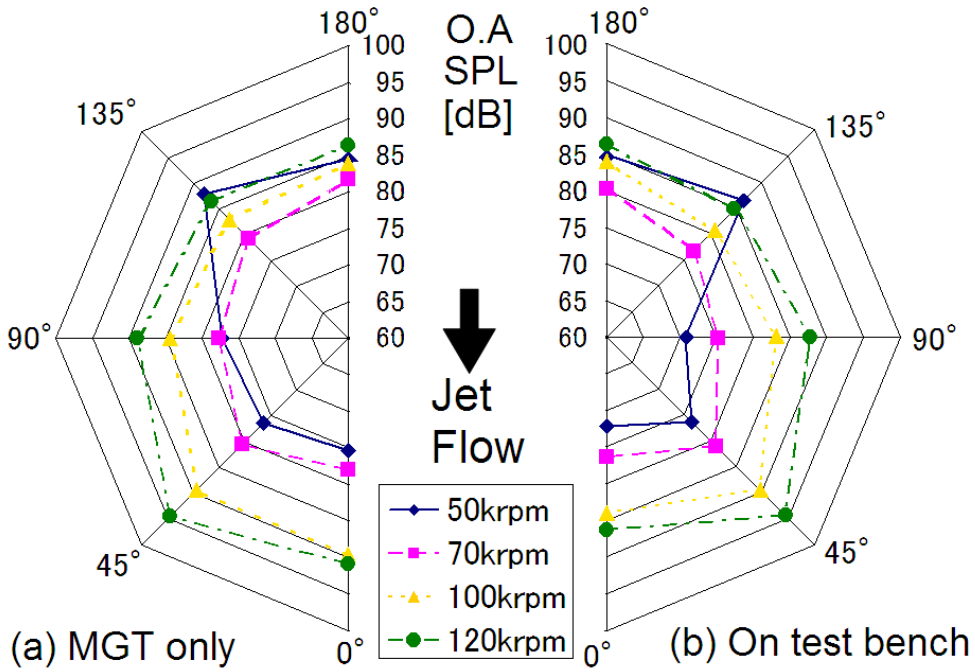


Fig.4.7 Directivity of noise radiated from micro gas turbine

タブミキサーを取り付けた場合の減音量を図 4.6，4.7 に示す。

図 4.8 よりジェット軸 0 deg 方向では，タブミキサーによる減音効果がほとんどみられない。逆にタブ A においては，タブによって生じる渦が新たな騒音源となり 2～3 dB の騒音が増大してしまった。図 4.9 よりジェット軸 45 deg 方向では，0 deg 方向とほぼ同じようにほとんどのタブでは減音効果がみられなかった。しかしタブ B において 100krpm の時，4 dB の減音効果が得られた。図 4.10 にタブ B の 100krpm における周波数分析結果を示す。排気ジェット騒音の広帯域周波数成分が，広範囲にわたって減音していることがわかる。

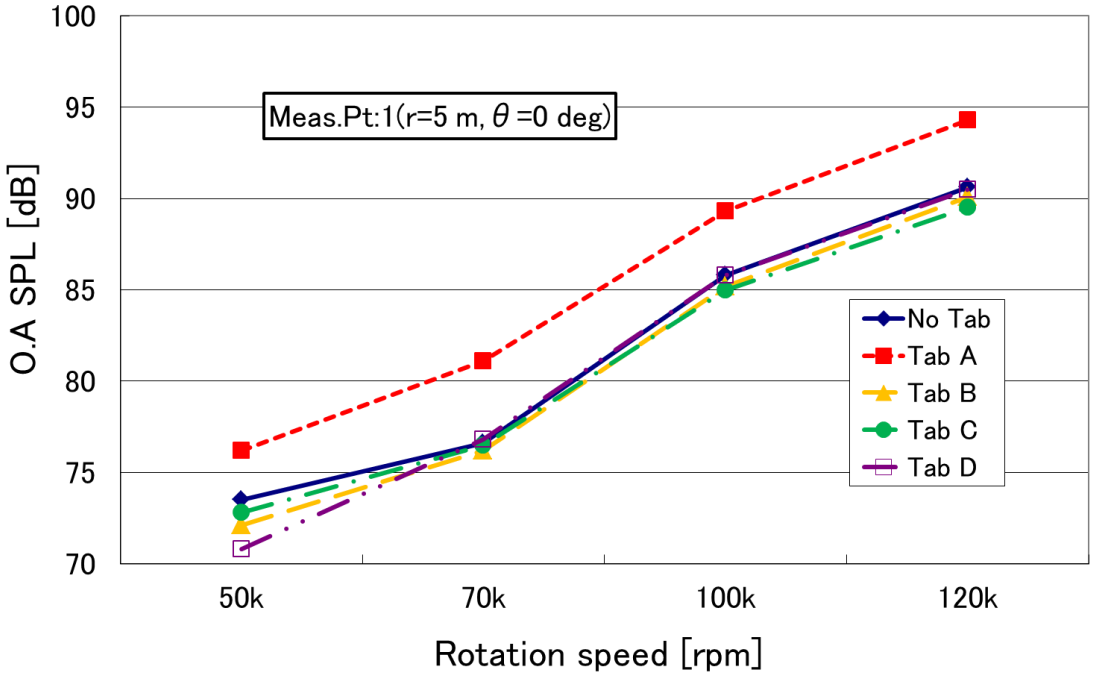


Fig.4.8 Effects of tab mixer at point 1

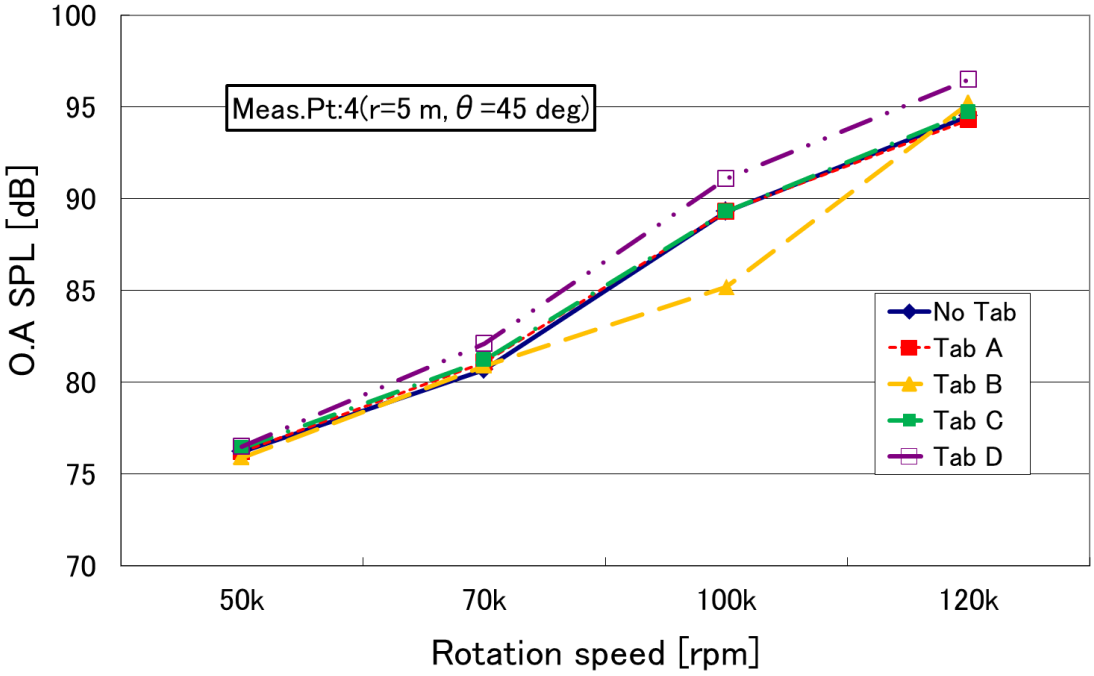


Fig.4.9 Effects of tab mixer at point 4

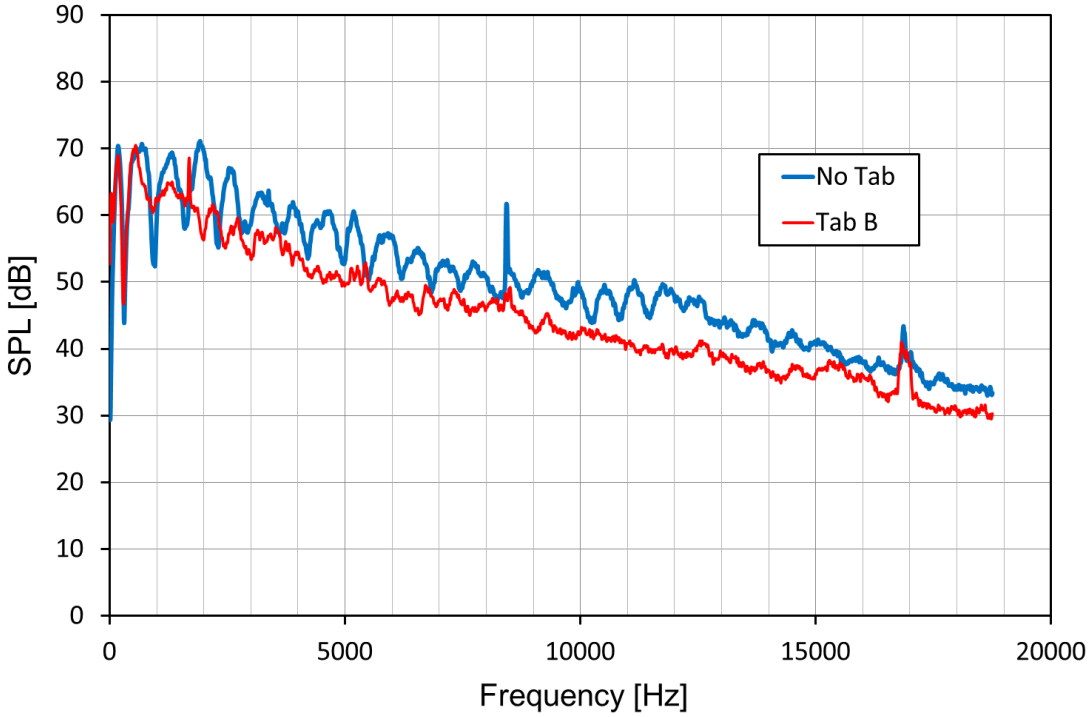


Fig.4.10 FFT spectra at point 4 (N=120000rpm)

4.1.4 結論

1) 小型ガスタービン騒音の特性を調べたところ，50krpm では翼通過周波数騒音が O.ASPL に占める割合が多いが, 回転数(流速)が上がるほど排気騒音が大きくなり，排気騒音が騒音レベルに占める割合が多くなった。
2) 試作した騒音試験装置の騒音低減効果を調べた結果, 50krpm では 90° 方向に約 7dB の減音効果が見られたが，回転数が上がるほど装置では低減できない排気騒音が大きくなったため，減音はほとんど見られなくなった。
3) タブミキサーの減音効果を調べたところ，Tab B において 100krpm のときに 4dB 程の減音効果が見られたが，その他のタブでは効果はほとんど見られず，逆にタブの影響で騒音が大きくなった。

4.2 低騒音風洞試験

4.2.1 騒音特性

まず始めに風洞試験による各供試ノズルの騒音特性について記す。ここでは，FFT 分析結果から分かる各ノズルの騒音特性と簡単な考察のみに留め，ノズル形状と騒音の関係についての考察は他の試験結果と合わせて行う。

図 4.11，4.12，4.13 はサインカーブのシェブロンノズル(CS)のジェット角 50°における FFT 分析の結果を示す。また比較の為，通常の円形ノズル(N)の分析結果も合わせて載せている。図 4.14 にジェット角 50°における CS ノズルの低減量 R をプロットした。

FFT 分析結果を見ると，音圧レベルは高周波数になるにつれて単調に減少しており，フィードバックを伴う渦放出に起因するような卓越音はどのノズルにも見られない。

CS-1, CS-4, CS-7 のノズルはいずれのマッハ数においても騒音が大きくなっており，その増加は全周波数域に渡っているが特にピーク周波数である 1000～1500Hz 付近の騒音が大きくなっている。マッハ数 M_j=0.20 では，N ノズルとの差はピーク周波数 1000Hz 付近で大きく，周波数が大きくなるにつれその差は小さくなっている。しかしマッハ数が大きくなるにつれてピーク周波数での音圧差は小さくなり，M_j=0.34 では。ほぼ全周波数帯域において同程度の騒音増加となっている。

CS-2，CS-5，CS-8 ではピーク周波数付近の騒音は若干低減されているが，M_j=0.20, 0.27 においては高周波数になるほどその低減量は減り，5000Hz 付近から逆に騒音が大きくなっている。これは 2.1.1 で述べたようにシェブロンが働き，低周波数帯域の騒音が高周波数帯域に遷移したと考えられる。Mj=0.34 においては，ピーク付近の騒音低減は見られるが，高周波数帯域で見られた騒音増加は見られない。

CS-6 では，M_j=0.27，0.34 では CS-2 などと同様の傾向が見られるが，M_j=0.20 においてはピーク周波数付近でも騒音増大が見られる。CS-9 のノズルは CS-2 などと同様の傾向が見られるが，高周波数帯域での騒音増大が大きく出ているため O.A 音圧レベルでの騒音低減効果は総じて低く，M_j=0.20 では逆に騒音が増大している。CS-3 の騒音低減効果は図 4.14 で示した通り，CS ノズルの中で一番高い。FFT 分析結果をみるとピーク周波数付近の騒音低減効果が高く，高周波数帯域においてもほとんど騒音増加が見られず，M_j=0.34 では全周波数帯域で騒音低減が見られる。

いずれのノズルもマッハ数が大きくなるほど騒音低減の効果が大きくなっていることが図 4.14 から分かる。

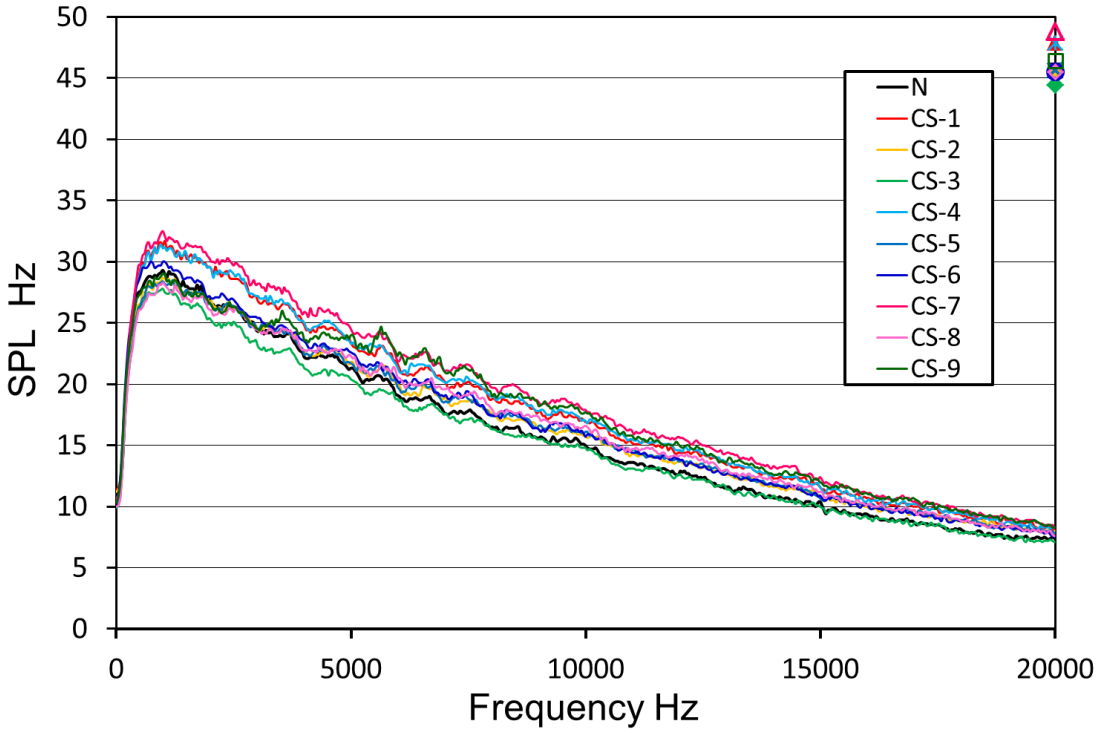


Fig.4.11 SPL spectra of "CS" nozzle (50deg, M_j=0.20)

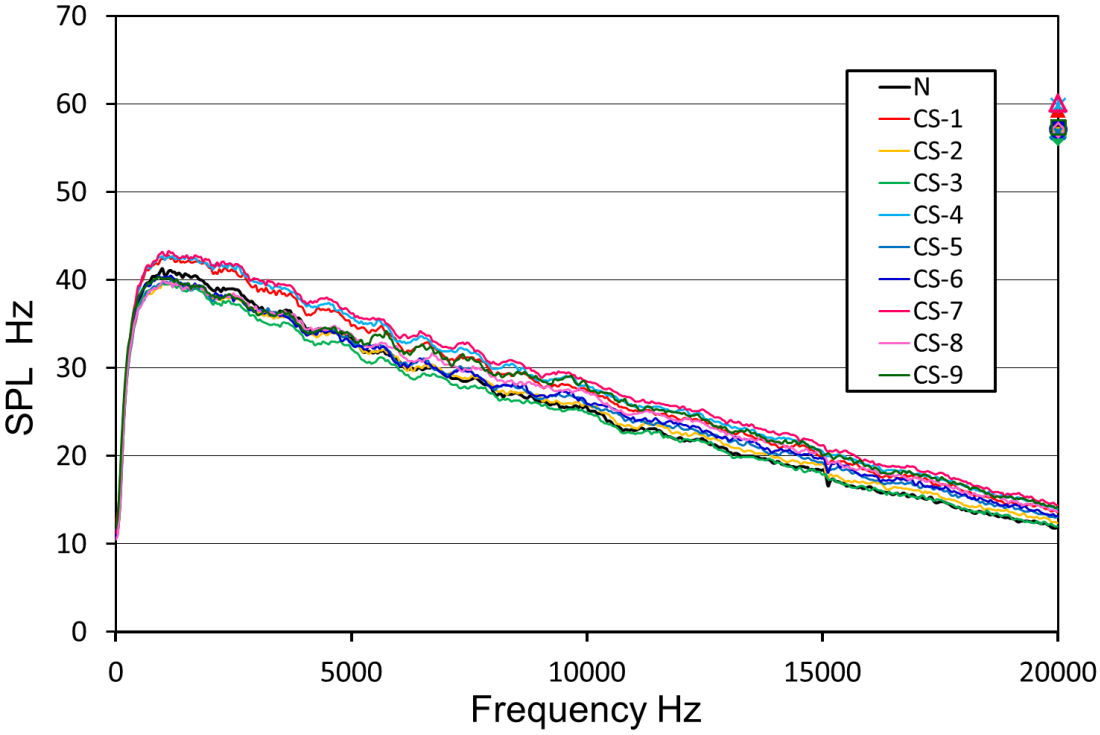


Fig.4.12 SPL spectra of "CS" nozzle (50deg, M_j=0.27)

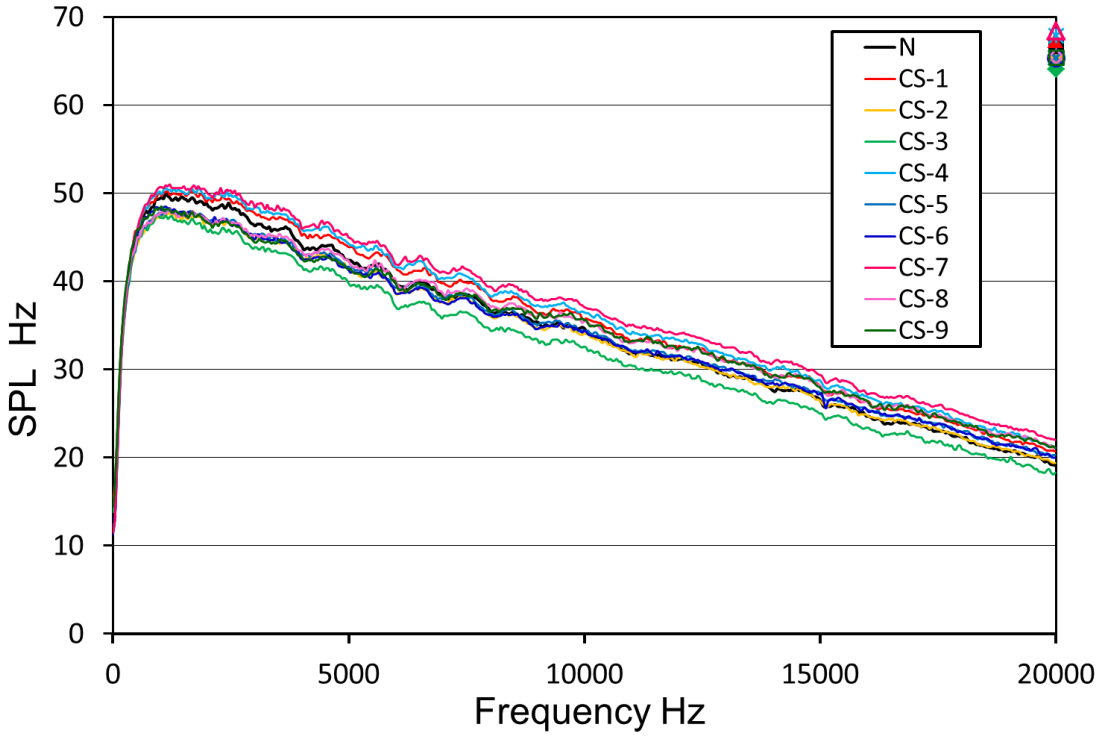


Fig.4.13 SPL spectra of "CS" nozzle (50deg, M_j=0.34)

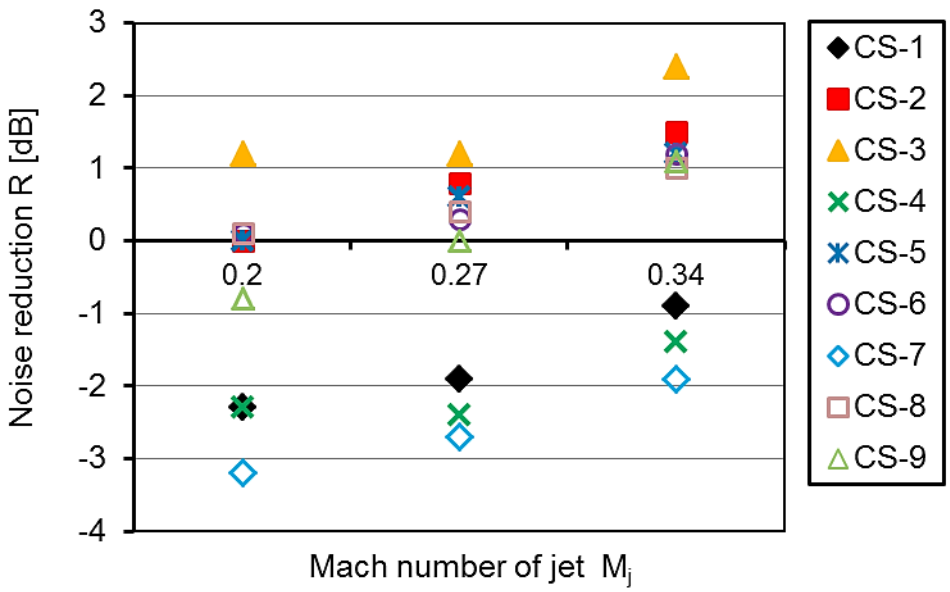


Fig.4.14 Noise reduction of "CS" nozzle

図 4.15，4.16，4.17 は三角溝のシェブロンノズル(CT)の噴出し軸方向 50°における FFT 分析の結果を，図 4.18 は CT ノズルの騒音低減量を示す。

CS ノズルと同様で CT-1，CT-4，CT-7 のシェブロン数 4 つのノズルがいずれのマッハ数においても N ノズルよりも騒音が増大している。CT-2，CT-3，CT-5，CT-6，CT-8，CT-9 の傾向は対応する番号の CS ノズルとほぼ一致するが，CS-6 に見られたピーク周波数付近での騒音増加などは見られない。

全体として CS ノズルと傾向は似ているが，総じて騒音低減効果は CS ノズルよりも低くなっている。

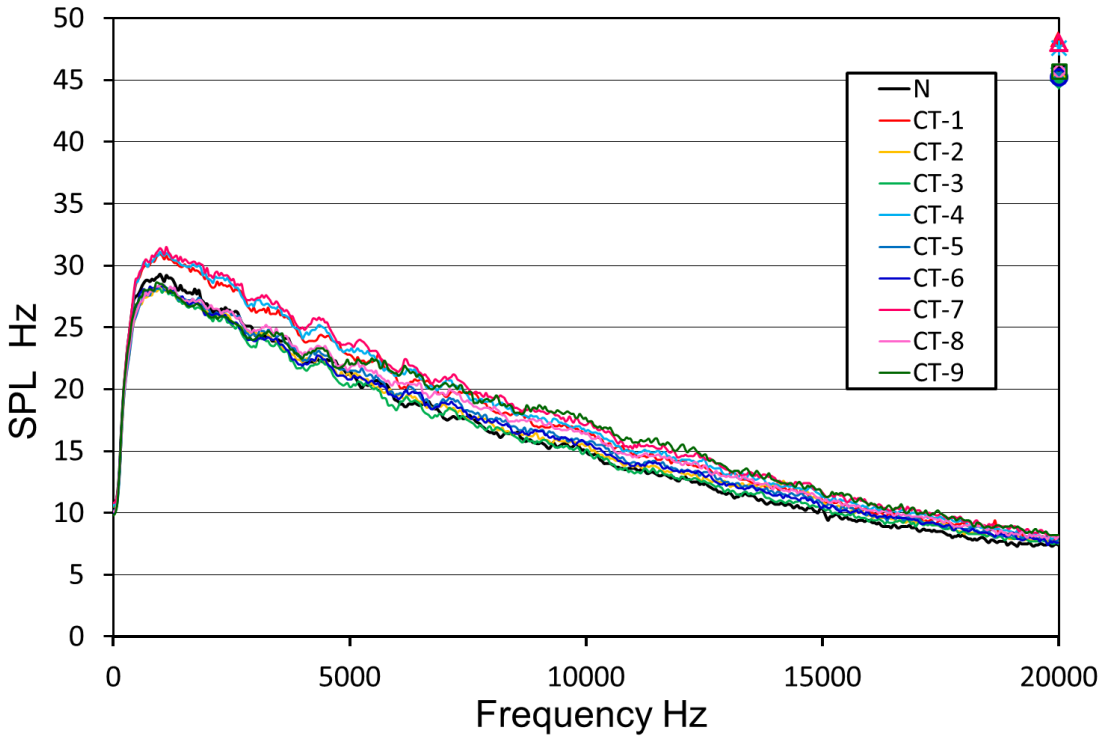


Fig.4.15 SPL spectra of “CT” nozzle (50deg， M_j=0.20)

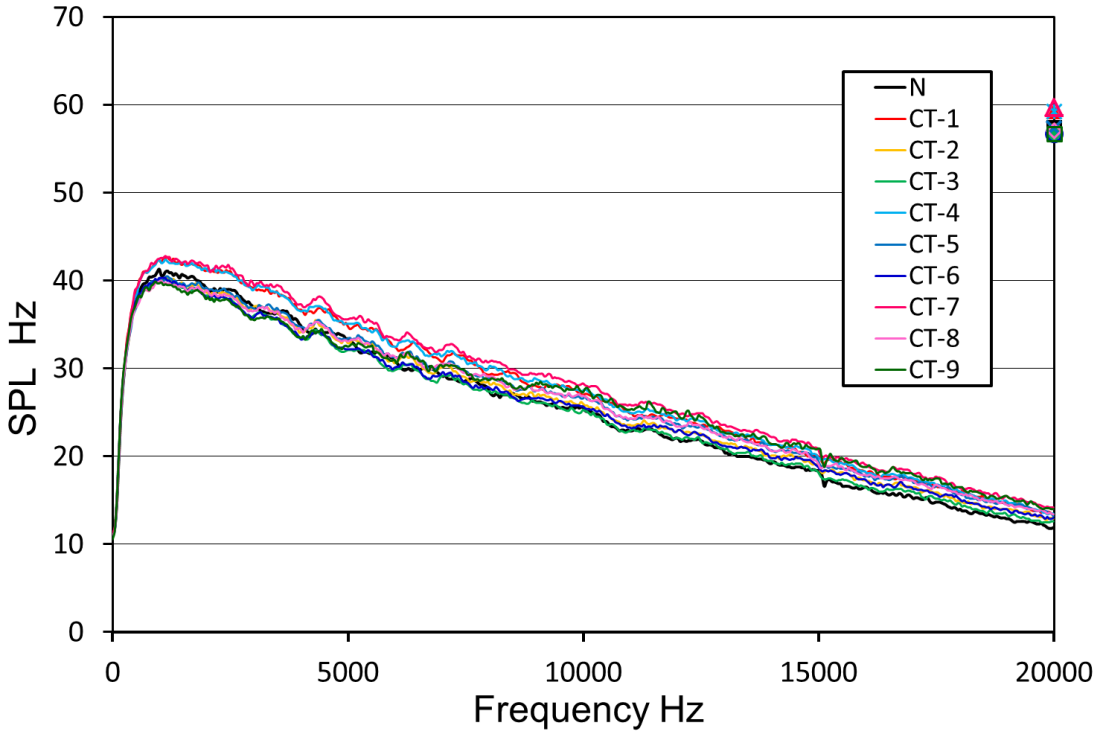


Fig.4.16 SPL spectra of "CT" nozzle (50deg, M_j=0.27)

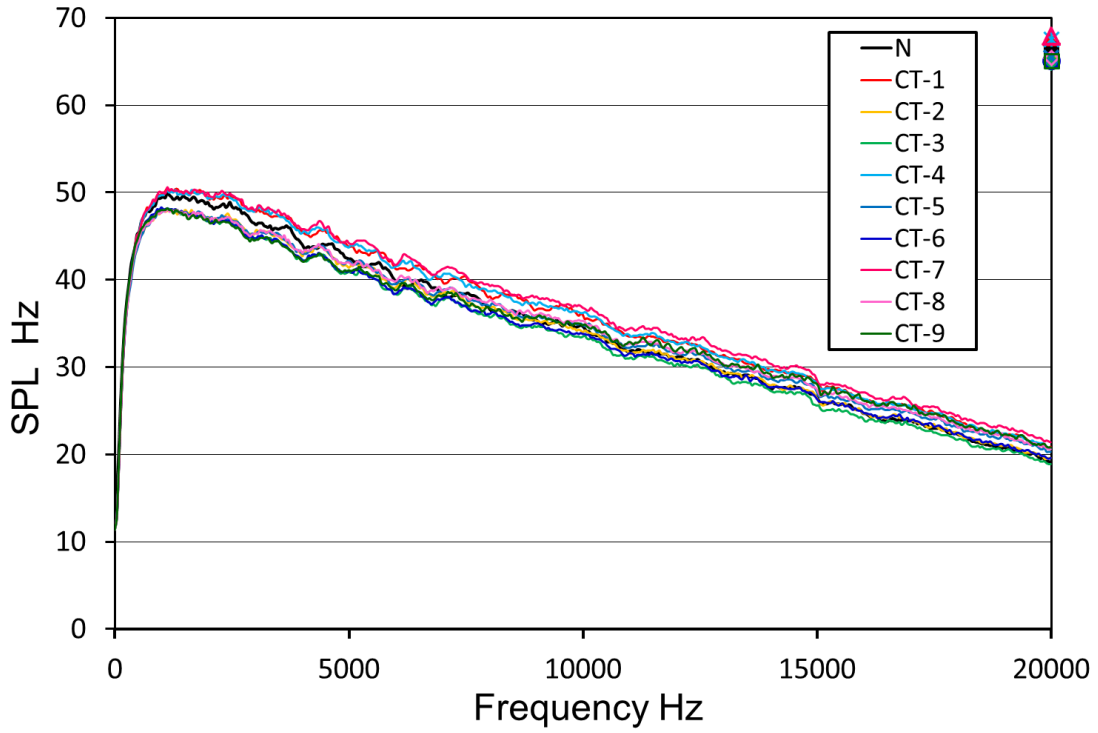


Fig.4.17 SPL spectra of "CT" nozzle (50deg, M_j=0.34)

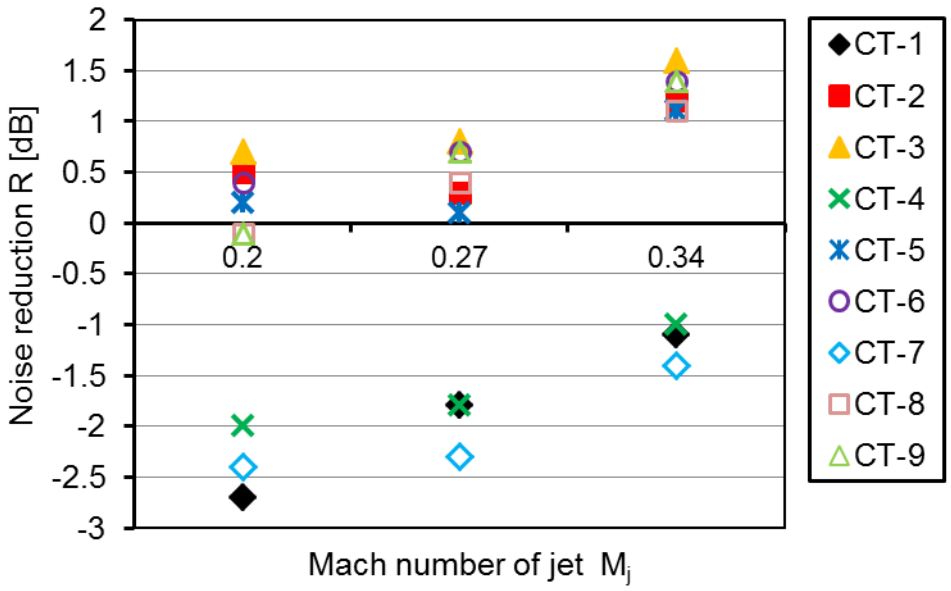


Fig.4.18 Noise reduction of “CT” nozzle

図 4.19，4.20，4.21 に NC ノズルの FFT 分析結果を，図 4.22 に NC ノズルの騒音低減量を示す。

FFT 分析結果を見ると，各ノズルともフィードバックループに起因するような卓越成分は見られない。NC-1 ノズルは全供試ノズルの中で最も騒音が低減された。しかしこれは，流量が他のノズルよりも小さくなっていた可能性が考えられる。本風洞試験においては中心点流速で合わせている為，NC ノズルの様に出口形状が円形ノズルよりも絞られている部分がある為，中心点の流速が全流量に対して大きく出ていた可能性がある。NC-2 はマッハ数が低い時に，ピーク周波数付近より少し高い周波数帯域において N ノズルよりも騒音が増大している。マッハ数が大きくなるとほぼ N ノズルと同様の周波数特性を示していることから，非円形の形状によりマッハ数が低い時に支配的になる双極子音源が増大し，マッハ数が高い時には双極子音源よりもせん断流等の 4 重極子音源が支配的になったためと考えられる。NC-3 は M_j=0.34 では 0.5dB と若干の騒音低減は見られるがほぼ N ノズルと特性，O.A レベルとも同じとなった。これは NC-1，NC-2 に比べ出口形状が円形に近く，流れへの影響が小さかった為と考えられる。

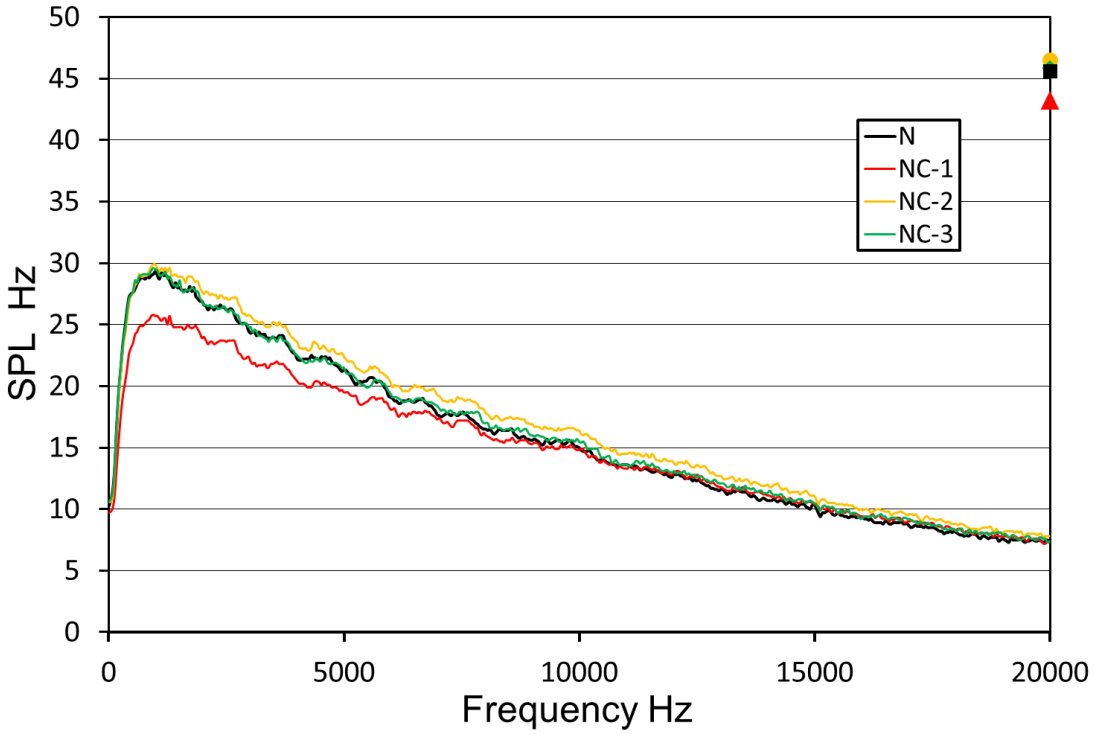


Fig.4.19 SPL spectra of “NC” nozzle (50deg，M_j=0.20)

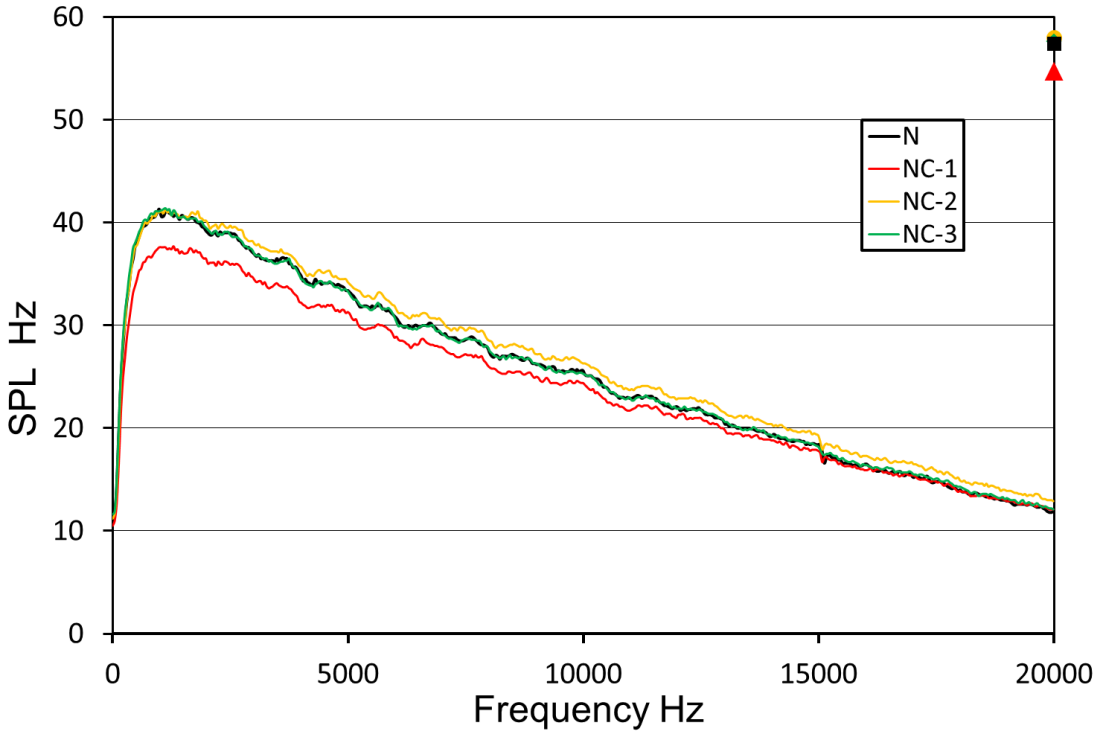


Fig.4.20 SPL spectra of “NC” nozzle (50deg, M_j=0.27)

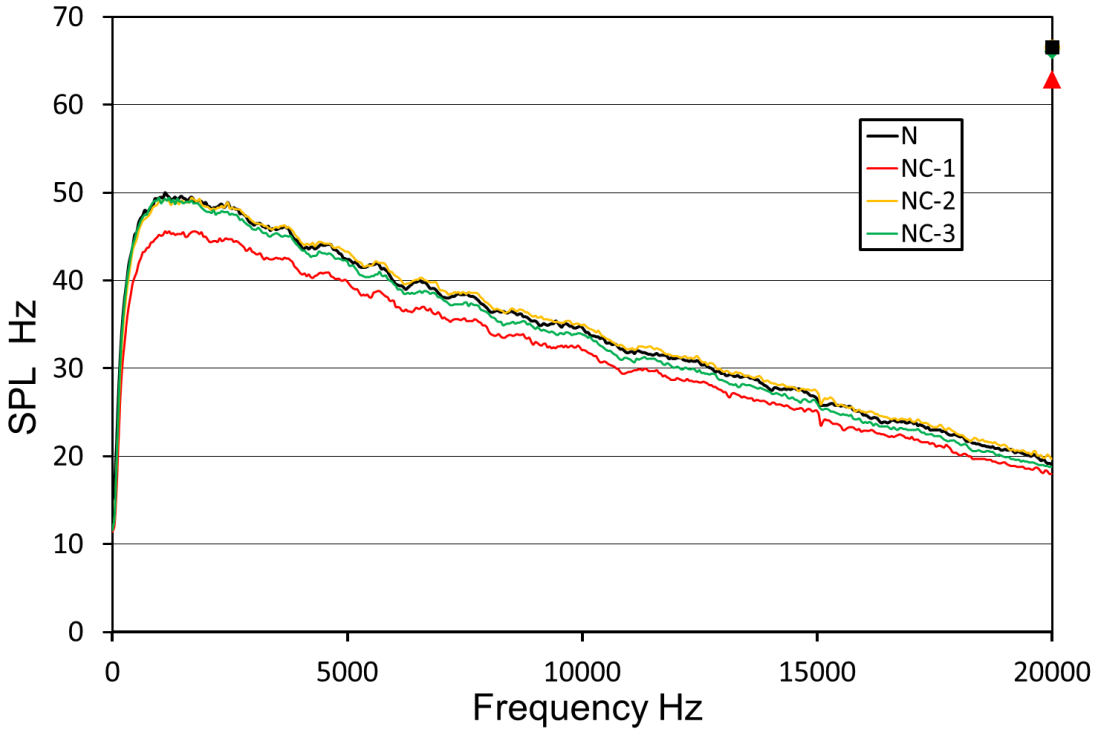


Fig.4.21 SPL spectra of “NC” nozzle (50deg, M_j=0.34)

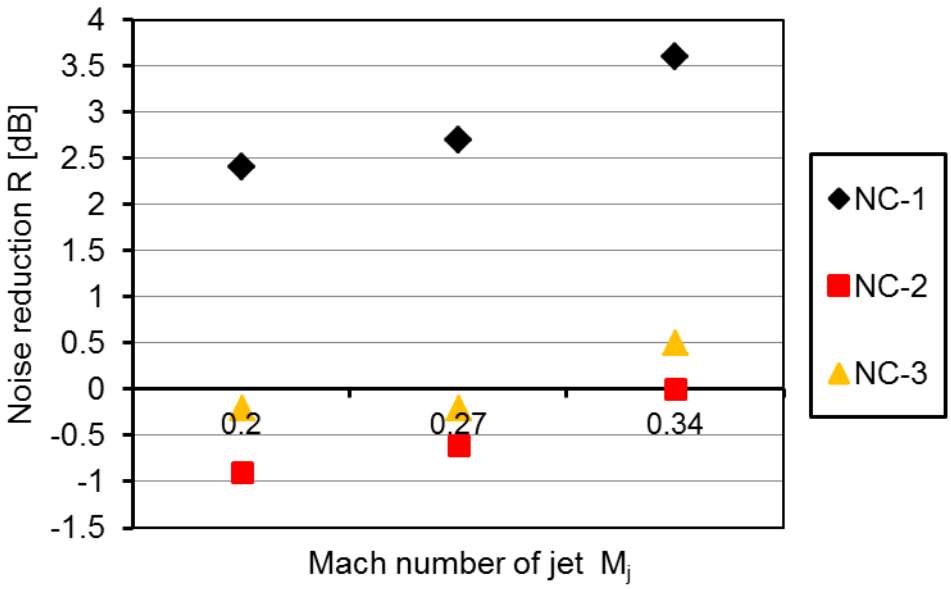


Fig.4.12 Noise reduction of “NC” nozzle

図 4.23，4.24，4.25 に D ノズルの FFT 分析結果を，図 4.26 に D ノズルの騒音低減効果を示す。D ノズルは，ノズル部分だけで排気をコア流とバイパス流に分流し，流速が高いコア流の周りを流速の低いバイパス流で覆い，排気と周囲空気とのせん断流を弱めようとしたノズルである。しかし，FFT 分析及び低減効果を見ると騒音が著しく増大している。特に D-2 では M_j=0.27，0.34 においてフィードバックループの発振よる卓越成分が見られる。この原因は分流部から発生した渦により，翼間共鳴の様に内側と外側のノズル間で共鳴が起きたと考えられる。M_j=0.20 において卓越成分が出ない理由は，音場(この場合，内・外のノズル間)の共鳴周波数と分流部からの発生渦の周波数が離れている為，ロックイン現象(発生する自励音が音場の共鳴周波数に引きずり込まれる現象)が起きなかった為と考察される。

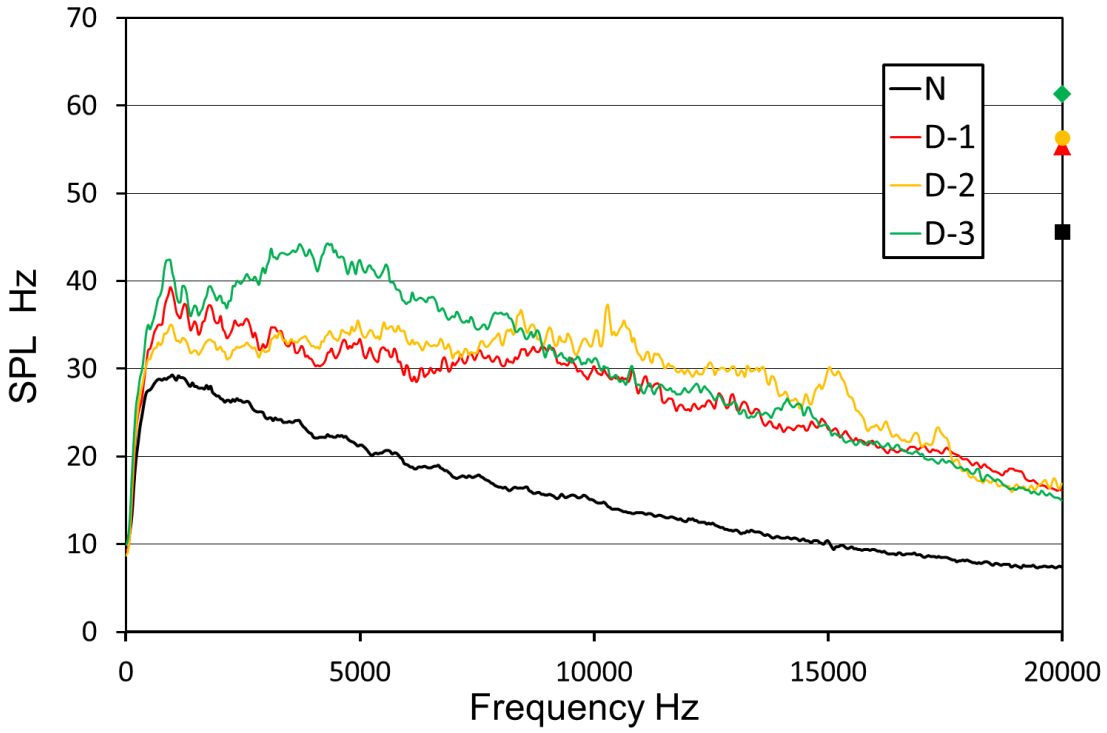


Fig.4.23 SPL spectra of “D” nozzle (50deg，M_j=0.20)

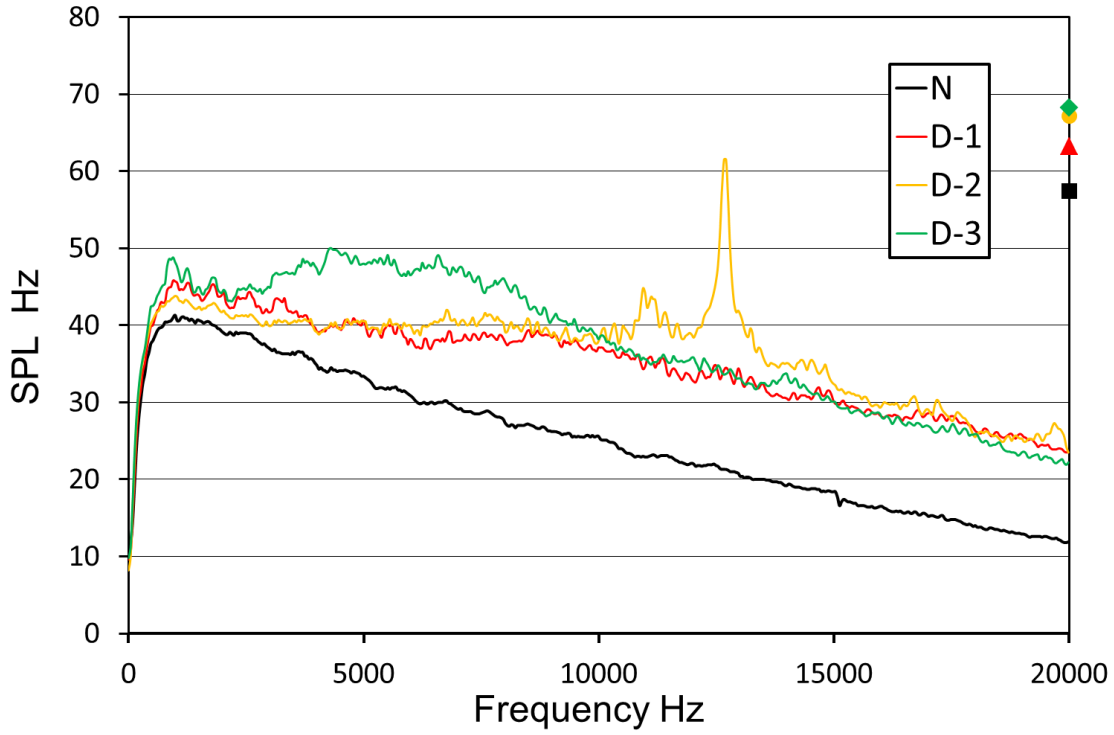


Fig.4.24 SPL spectra of “D” nozzle (50deg, M_j=0.27)

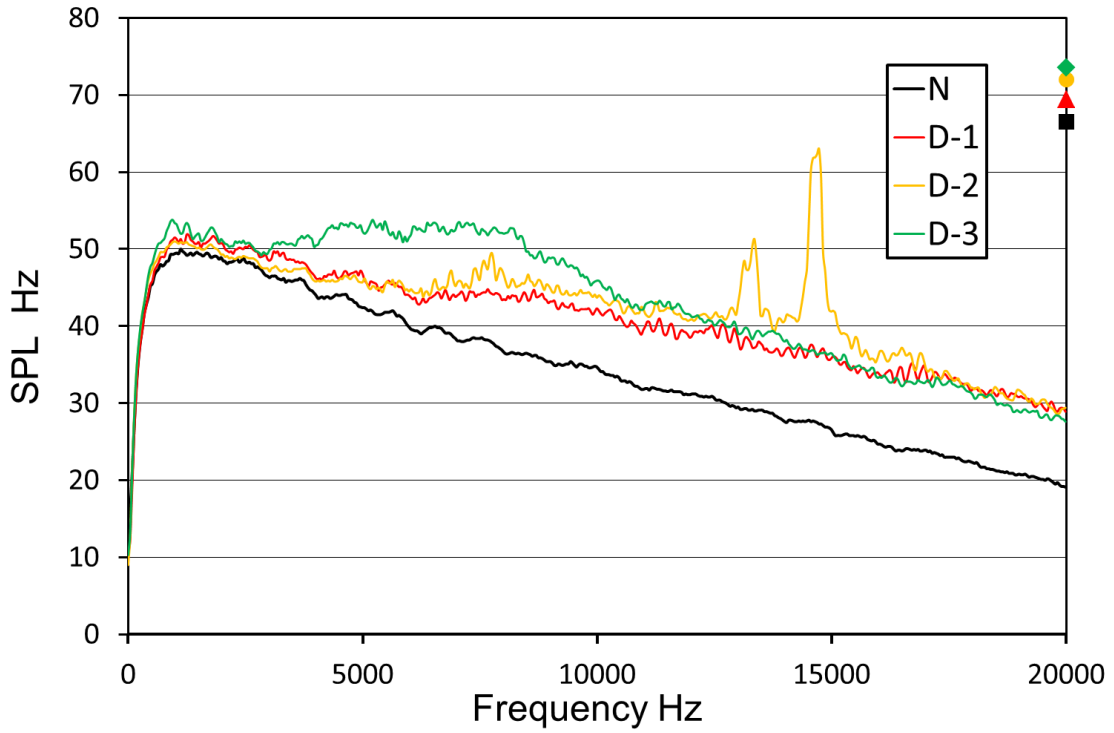


Fig.4.25 SPL spectra of “D” nozzle (50deg, M_j=0.34)

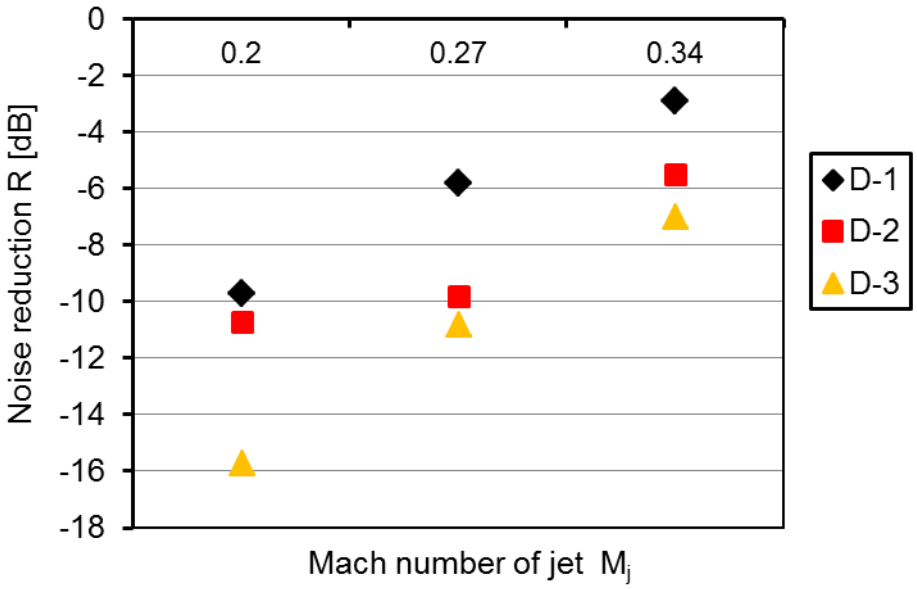


Fig.4.26 Noise reduction of “D” nozzle

次に，図 4.27，4.28，4.29 に各測定点での A 特性オーバーオール音圧レベルを示す。この図から，ノズル D-1 以外においては各マッハ数とも噴流の下流側の測定点の値が大きくなっているが，これは噴流幅が下流に行くに従って拡大し，測定点が相対的に音源に近づいているためと考えられる。D-1 では Mj=0.20，0.27 において噴出し方向 90°が最も騒音が大きくなっている。これは先に考察した通り分流部からの渦放出音が支配的である為である。この事から二重ノズル以外では 90°方向の音が小さく，渦放出音に起因する騒音はあまり寄与していないと考えられる。

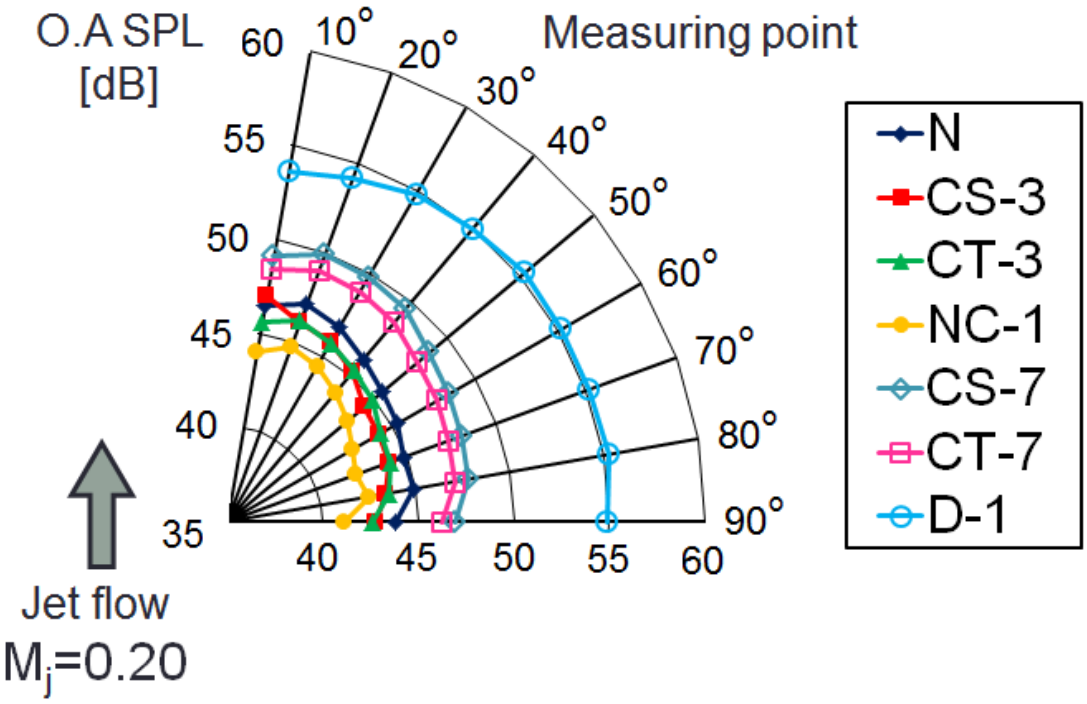


Fig.4.27 Directivity of Overall jet noise emitted from tested nozzle (M_j = 0.20)

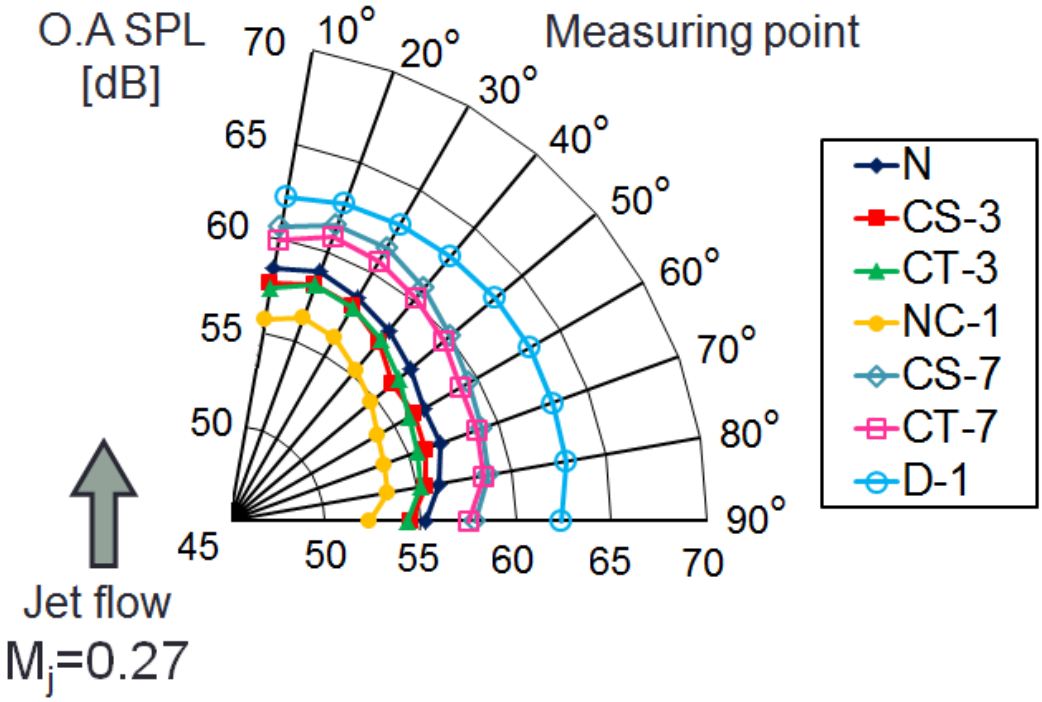


Fig.4.28 Directivity of Overall jet noise emitted from tested nozzle (M_j = 0.27)

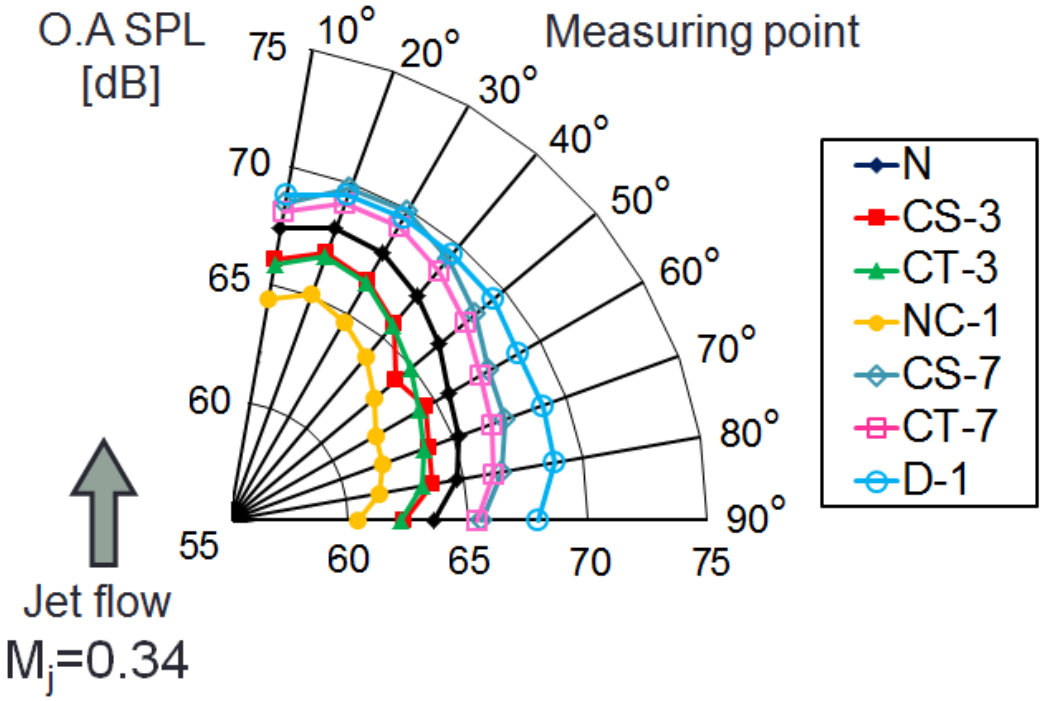


Fig.4.29 Directivity of Overall jet noise emitted from tested nozzle (M_j = 0.34)

4.2.2 音源探査

主騒音源が何処にあるかを調べるために, マイクロフォンアレイを用いて噴流音の音源探査を行った。音源探査を行ったノズルは N，CS-1，CS-3，CT-1，CT-3，NC-1，D-1。図 4.30～4.34 に主騒音成分付近(ピーク周波数)の 1/3 オクターブバンド帯域の音源探査結果を示す。各マッハ数における音源探査の周波数帯域の中心周波数は，M_j=0.20→1000Hz，M_j=0.27→1250Hz，M_j=0.34 → 1600Hz とした。M_j=0.20，0.27 の測定結果は付録に示す。

マッハ数 0.2 以下では物体からの渦放出に起因する双極子音源が，それ以上の流速では流体の激しい乱れに起因する 4 重極子音源が主となると言われる。

N，CS-1，CS-3，CT-1，CT-3，NC-1 に関しては音源の位置にほとんど違いが見られず，ジェット方向に $2D_n$～$4D_n$ の距離の音源が強い。ジェット騒音の発生機構を考えるとこれらのノズルの主騒音源は強いせん断流であると考察される。

D-1 ではノズル内に音源が非常に強く表れている。これは前述の通り，ノズル内でのフィードバックループによる発振により大きな騒音が発生していることが分かる。

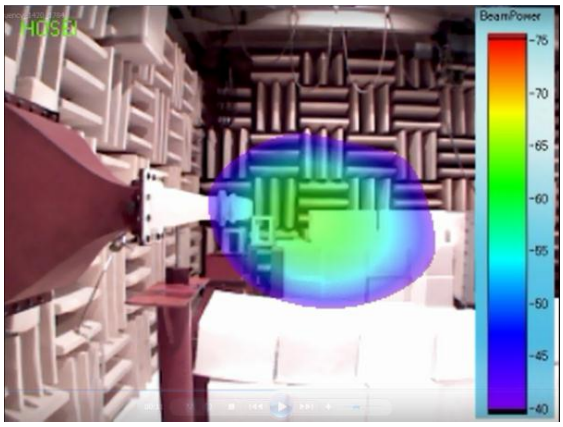


Fig.4.30 Noise source identification of “N” nozzle (M_j=0.34, 1/3 octave band center frequency: 1600 Hz)

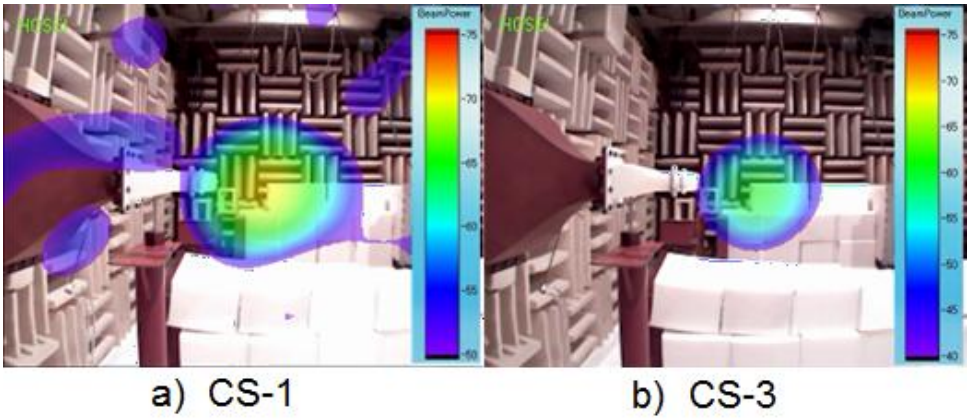


Fig.4.31 Noise source identification of “CS” nozzle (M_j=0.34, 1/3 octave band center frequency: 1600 Hz)

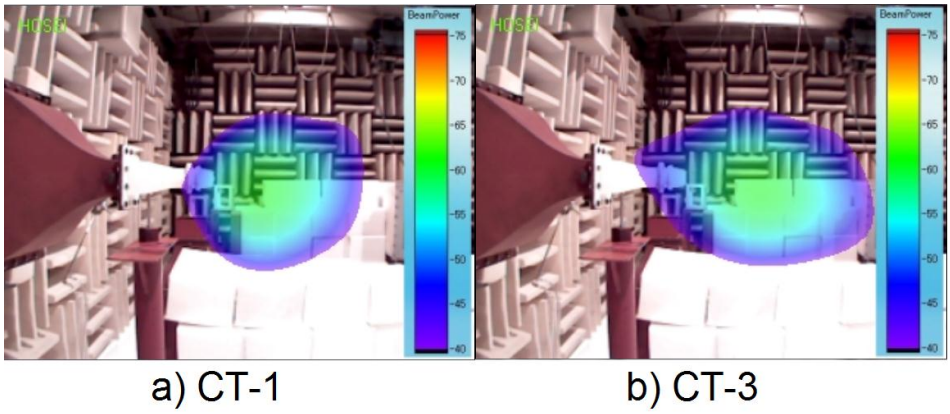


Fig.4.32 Noise source identification of “CT” nozzle (M_j=0.34, 1/3 octave band center frequency: 1600 Hz)

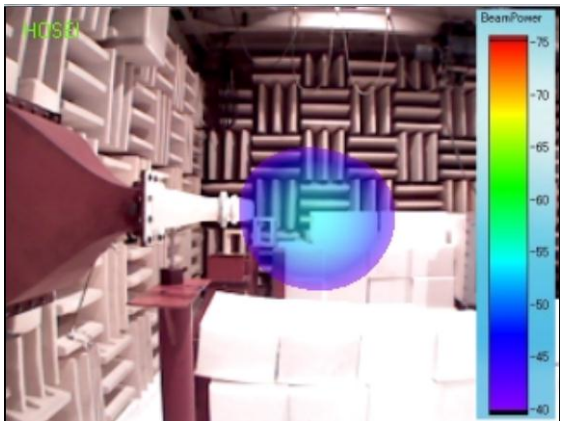


Fig.4.33 Noise source identification of “NC-1” nozzle (M_j=0.34, 1/3 octave band center frequency: 1600 Hz)

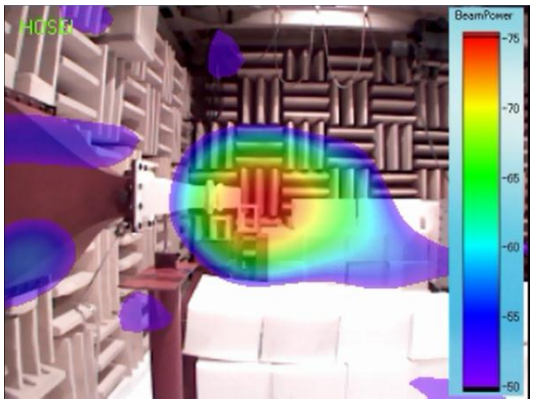


Fig.4.34 Noise source identification of “D-1” nozzle (M_j=0.34, 1/3 octave band center frequency: 1600 Hz)

4.2 数値流体解析

4.2.1 噴流の構造

実験結果から，ノズル形状によって騒音低減効果に差異があることが明らかになったが，ノズル形状が噴流構造に与える影響を実験的に詳細に調べることは難しい。ここでは，LES 解析を用いて流れの差異を比較し，騒音との関係を考察する。

図 4.35，4.36 に M_j=0.34 における無次元平均流速の分布を，図 4.37，図 4.38 に境界条件 case1 及び case2 での剪断層の厚さの計算結果を示す。なお，無次元平均流速はコア流速で無次元化した速度，コア流速の 90～10%の速度領域を乱流せん断層とし，その厚さをノズル出口径 D_n で無次元化した。

図 4.37，4.38 を見るとノズル近傍において CS-3，CT-3 はほぼ円形ノズルと同じ厚さだが CS-7，CT-7 では剪断層が薄くなっている。しかしノズルからの無次元距離 x/D_n=2 付近からシェブロンノズルの剪断層が円形ノズルよりも厚くなっていき，特に CS-7，CT-7 において急激にせん断層の厚さが大きくなっている。図 4.36 を見ると CS-3，CT-3 では小さく数の多いローブによりコア流自体は円形ノズルと変わらないが, x/D_n=3 付近からせん断層での混合が促進し, せん断層が厚くなっていることが見受けられる。CS-7，CT-7 ではノズルの切り込みが大きく，ローブの数が少ない為，コア流の形状が大きく変わっている。その影響で急激に混合が促進されコア流の厚さが厚くなっている。

NC-1 においてはシェブロンノズル同様，x/D_n=2 からせん断層が厚くなっている。図 4.36 のコア流の形状を見ると CS-7，CT-7 の様に急激な混合はせず，比較的緩やかに混合が進んでいる。コア流の長さが 他のノズルよりも伸びているのは，NC-1 は噴出し軸法線方向に大きくなっている部分がある為，コア自体が他のノズルよりも厚く，結果コアが長くなっている。

主要な音源位置である x/D_n=3～5 のせん断層の厚さは，CS-7, NC-1,CS-3, N の順に大きくなっていが，騒音の大きさは NC-1,CS-3, N, CS-7 の順に大きく，時間平均的なせん断層の大きさでは単純な比較が難しい。

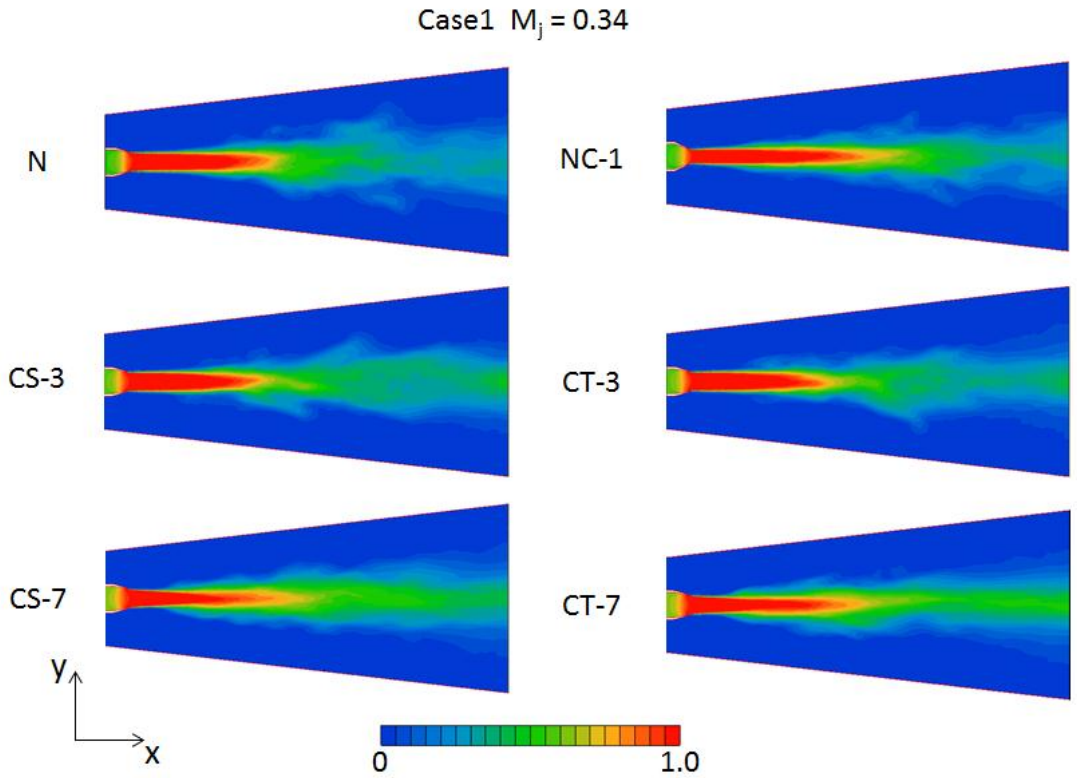


Fig.4.35 Contour plots of dimensionless velocity in the horizontal plane

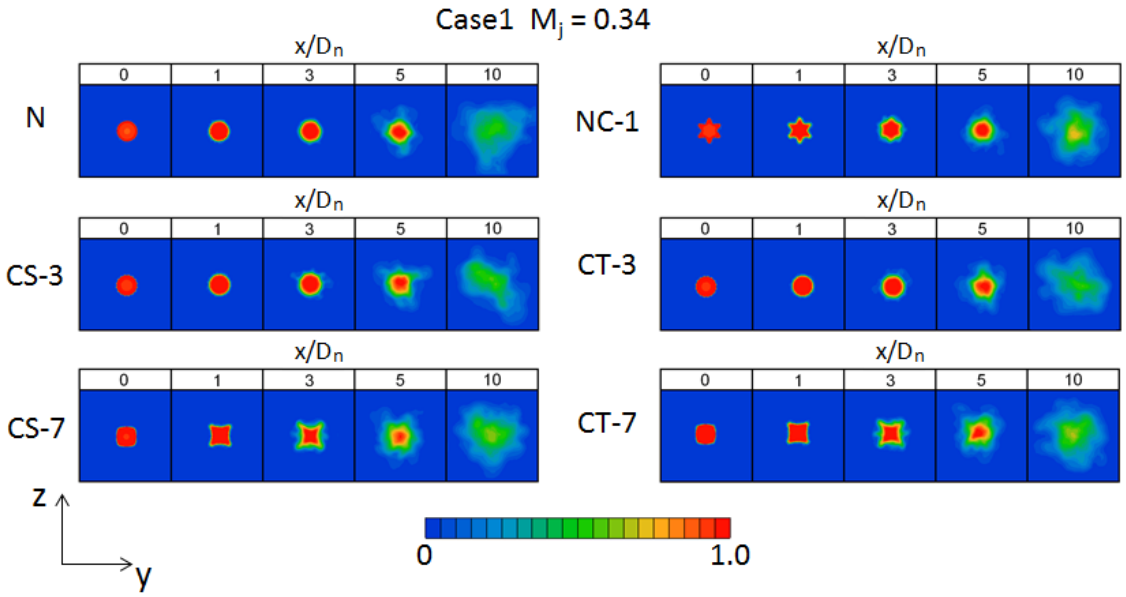


Fig.4.36 Contour plots of dimensionless velocity on cross sectional view

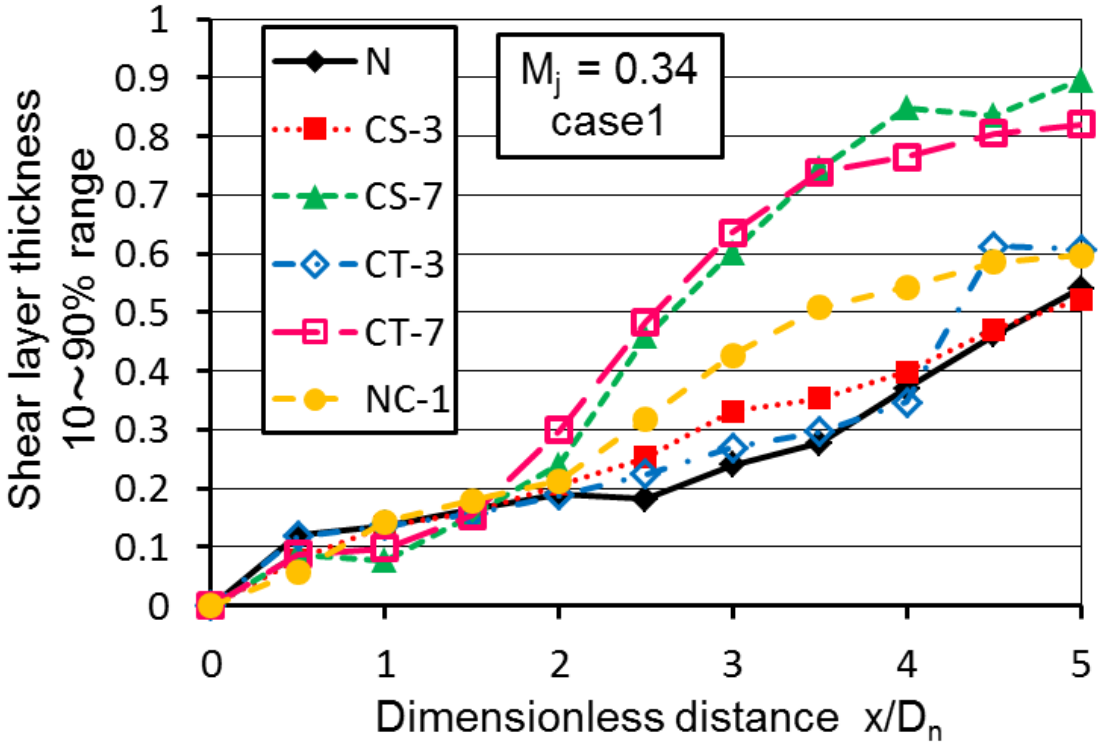


Fig.4.37 Shear layer thickness in horizontal plane (M_j=0.34, case1)

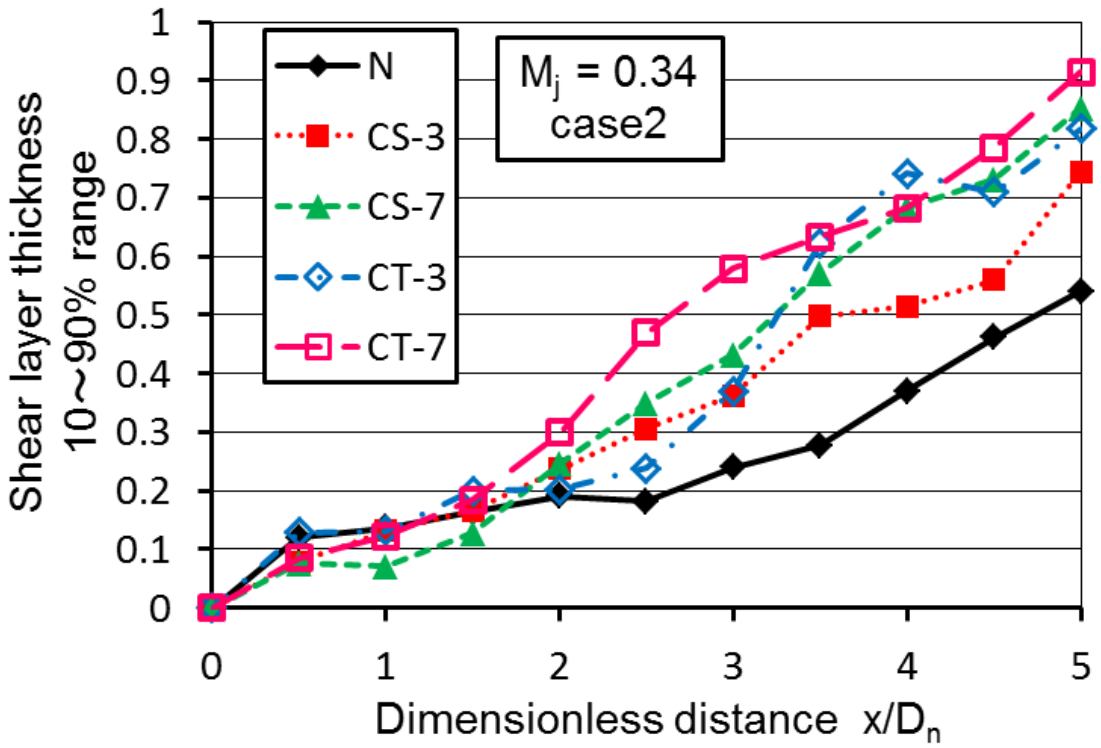


Fig.4.38 Shear layer thickness in horizontal plane (M_j=0.34, case2)

図 4.39 に瞬時の渦度の等値面を，図 4.40 に x/D_n=0，1，3，5，10 における渦度分布を示す。

騒音低減効果があった CS-3，CT-3 ではノズルリップのシェブロンにより，渦輪同士が絡まり，らせん状になり，渦構造の崩壊が早まった為，混合が促進され剪断層が厚くなったと考えられる。CS-7，CT-7 では CS-3，CT-3 よりも急激に混合が促進されているが，これは前述の通りシェブロンの切込みが深く波の数も少ない為，噴流の断面形状が円形ではなく四角になり剪断面積が増えたためだと考えられる。せん断層の強さが弱まることとせん断混合に起因するジェット騒音の低減がつながらない理由は，渦構造が大きく異なり x/D_n=3 付近を境に，渦構造が大きく異なり，x/D_n=3 以上の領域では渦輪が崩壊し，空間的に渦度がランダムに分布している。すなわち，Lilley の式から渦度の空間的変化が音源と考えると，変化の激しい CS-7 が最も強い音源になっていることが推測される。逆に NC-1 では CS-7 の様な渦輪の著しい崩壊は見られず，Lilley の式から渦度の空間的変化が音源と考えると最も弱い音源になっている推測される。

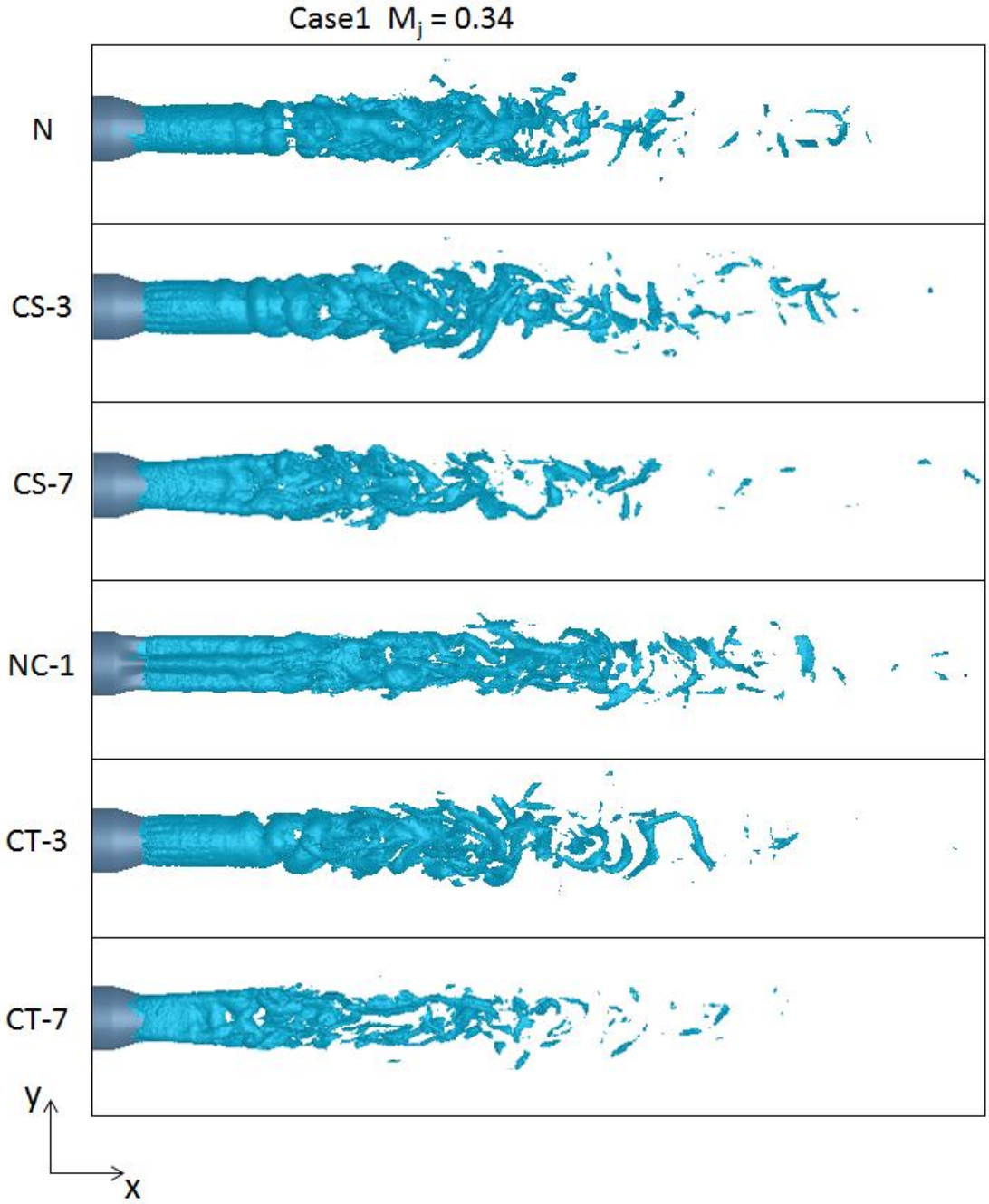


Fig.4.39 Instantaneous of vortical structure (vorticity isosurface)

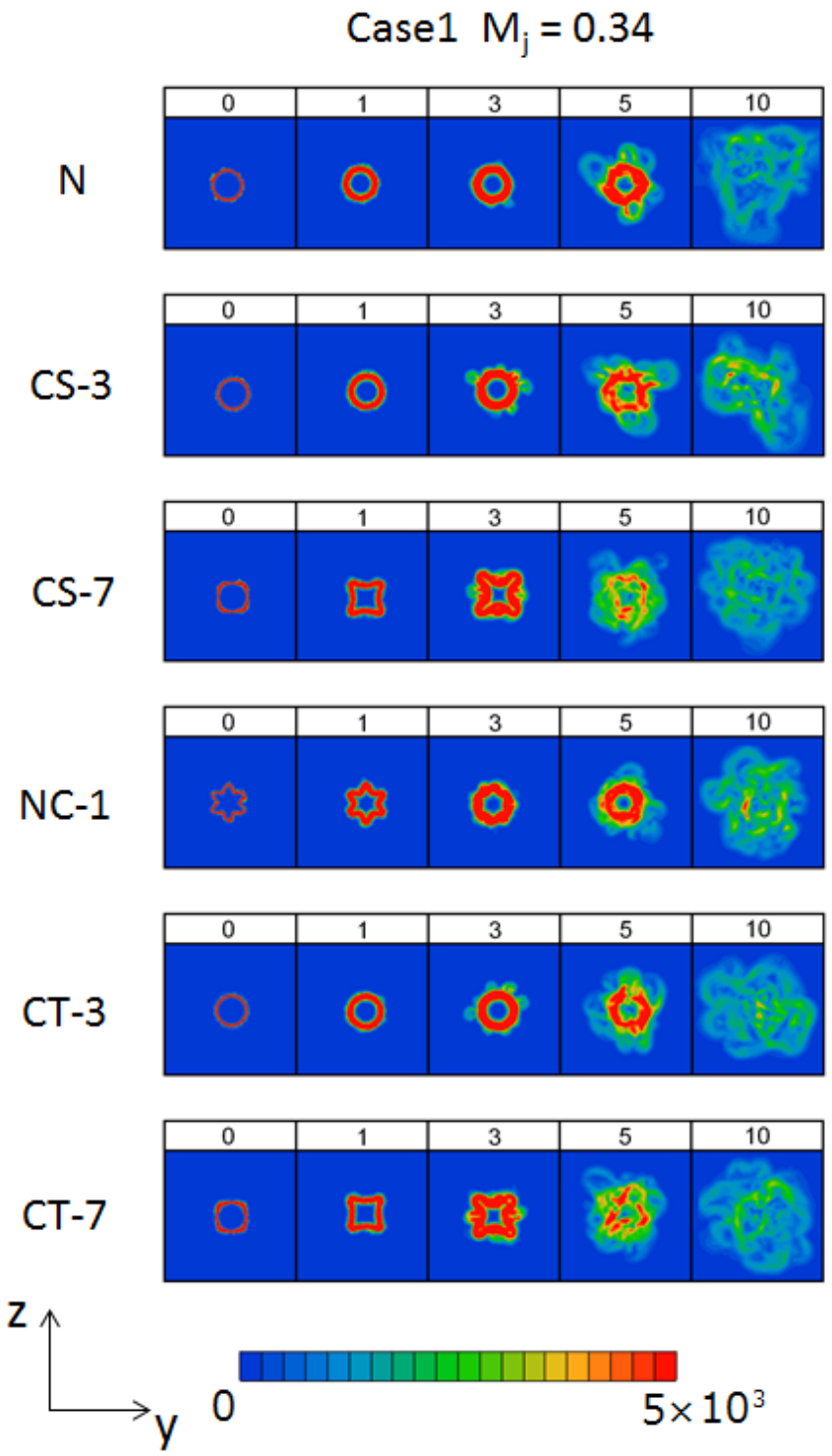


Fig.4.40 Contour plots of vorticity in an axial sectional plane

4.3.2 音源項

図 4.41～4.43 は，Powell 音源項および Lilley 音源源の計算結果である。図 4.41 は水平断面，軸方向断面の Powell 音源項及び Lilley 音源源の分布を示す。

図 4.41，4.42，4.44，4.45 の Powell 音源項の分布を見ると円形ノズルと比較し，case1 では騒音の低減効果があった CS-3，CT-3 で若干の減少が見られる。これは小さなローブにより Powell 音源とはならない縦渦が導入され，その結果，渦放出に起因する Powell 音源項が減少したものと考えられる。CS-7，CT-7 では水平断面の分布では円形ノズルとあまり変わらない。噴出し軸方向断面の分布では音源が広がっている。case2 では低減効果があった CS-3，CT-3，NC-1 も騒音が大きくなった CS-7，CT-7 も音源項は小さくなっている。数の少ないローブは Powell 音源にならない縦渦の導入がうまくいかず，ノズルリップの長さが増えることにより，そこから放出される渦が多く発生したため Powell 音源項が増加した。

図 4.41, 4.43, 4.44, 4.46 を見ると Lilley 音源項の分布を見ると低減効果があった CS-3, CT-3 も騒音が大きくなった CS-7 も音源項は小さくなっている。しかし，$x/D_n=3$ のノズル吐出し面の断面分布を見ると N，CS-3 は円形の分布になっているが CS-7 は四角形となっており，音源が広がっている。CS-7，CT-7 の騒音が大きくなった要因の一つとして，音源となる剪断層の面積が大きくなったことにあると考えられる。その為，音の大きさとの関係を明確にするには，音源の強さだけでなく，音源の空間的大きさも考える必要がある。

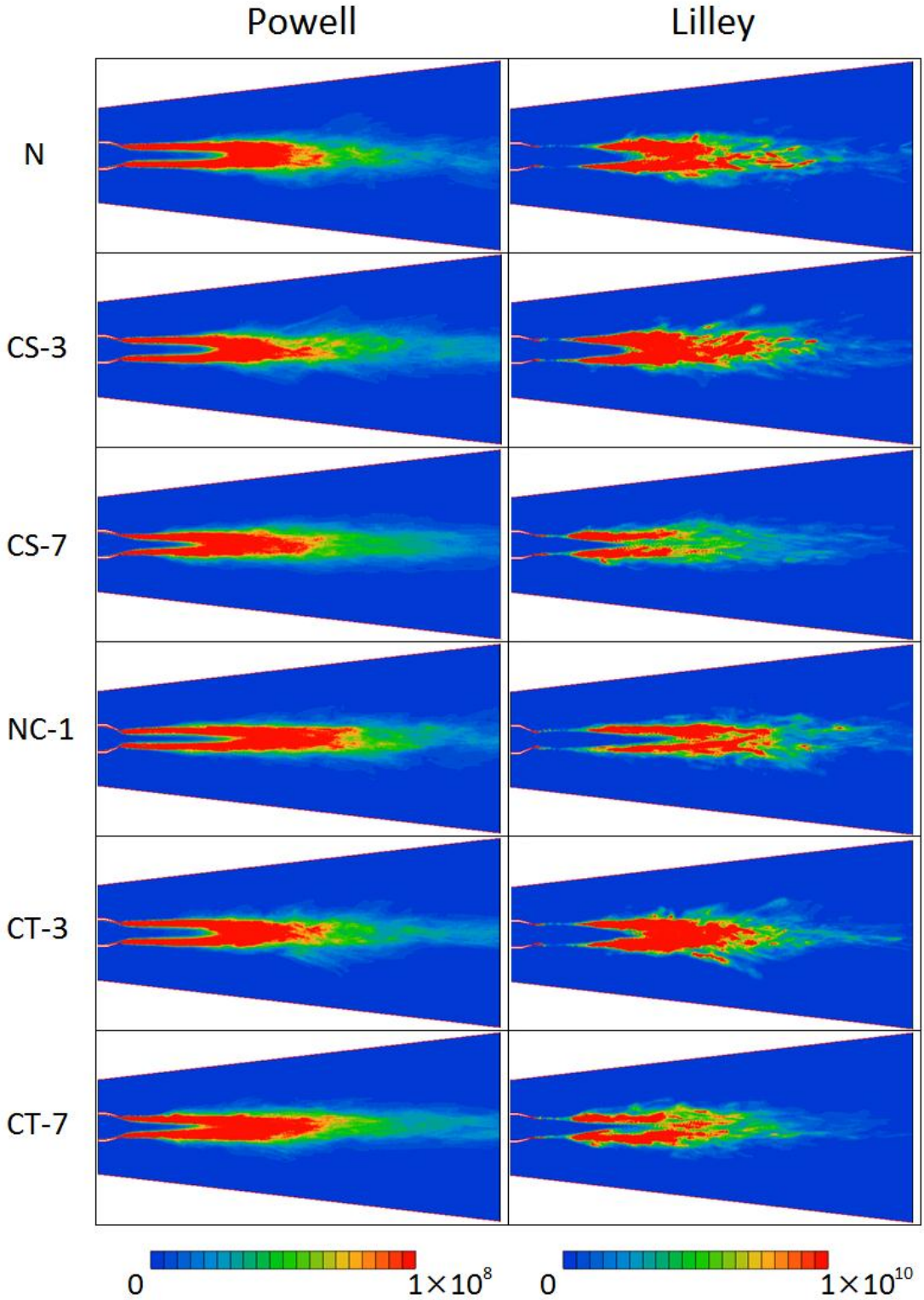


Fig.4.41 Contour plots of Powell's and Lilley's acoustic source term in horizontal plane (case1)

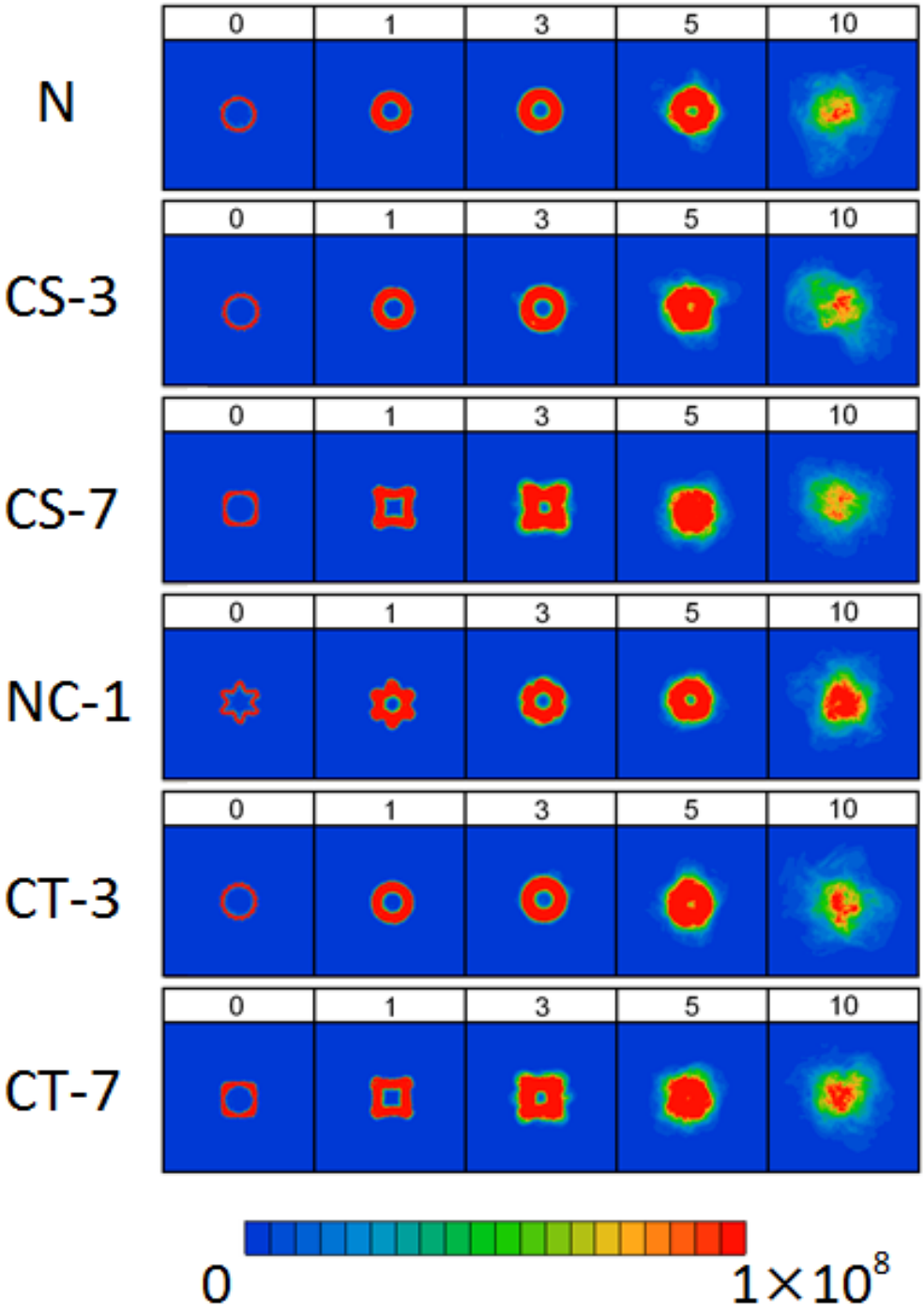


Fig.4.42 Contour plots of Powell's acoustic source term in an axial sectional plane (case1, M_j=0.34)

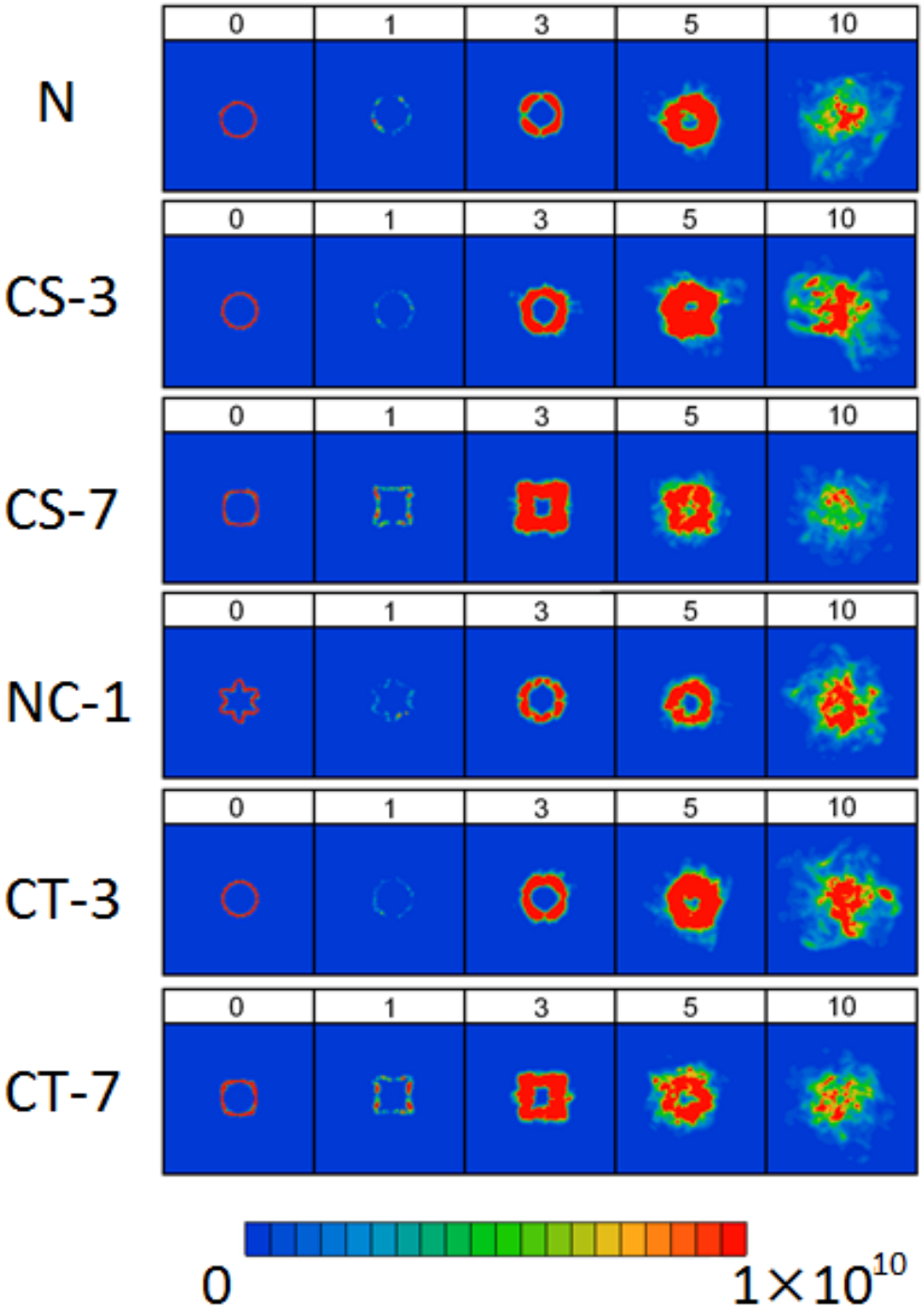


Fig.4.43 Contour plots of Lilley's acoustic source term in an axial sectional plane (case1, M_j=0.34)

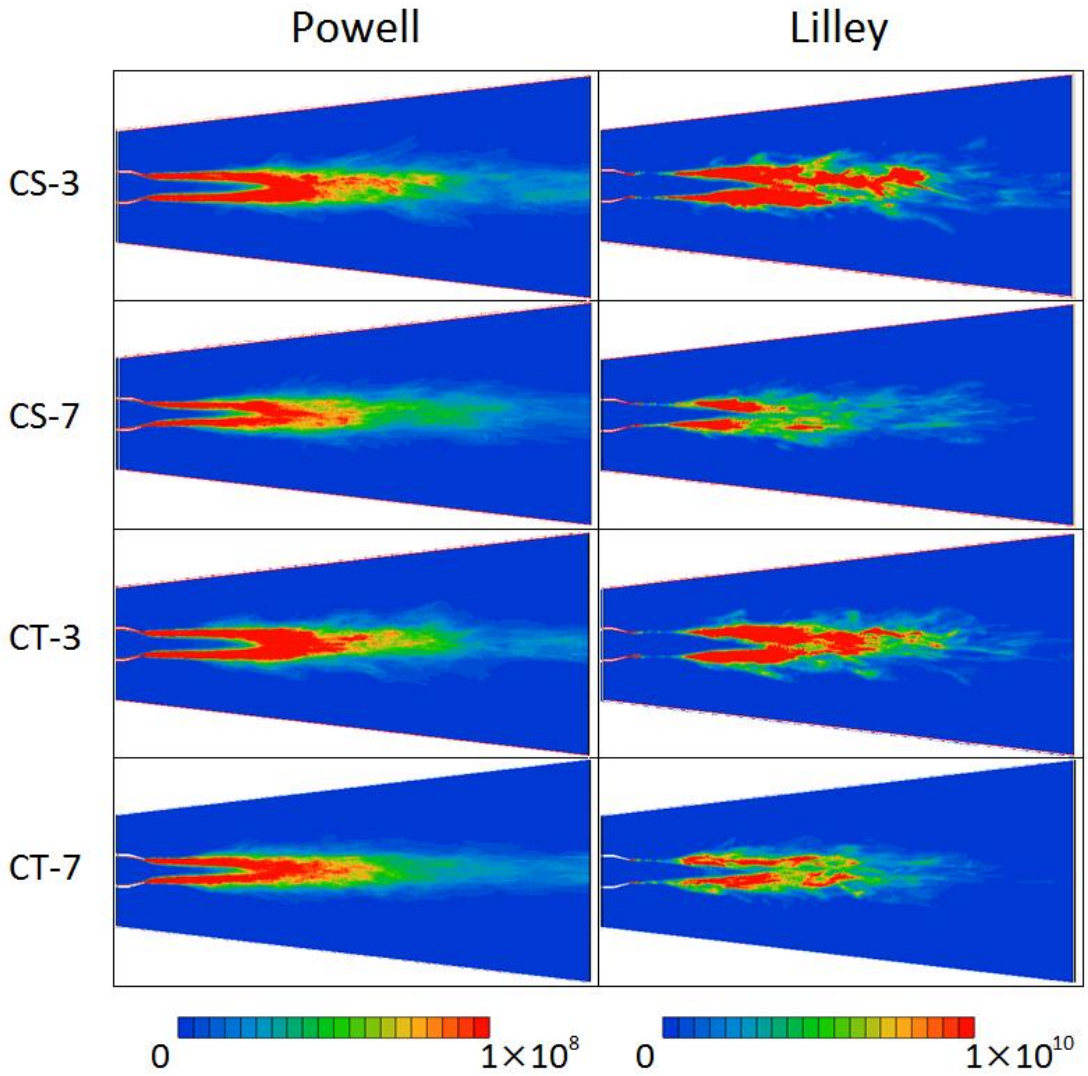


Fig.4.44 Contour plots of Powell's and Lilley's acoustic source term in horizontal plane (case2)

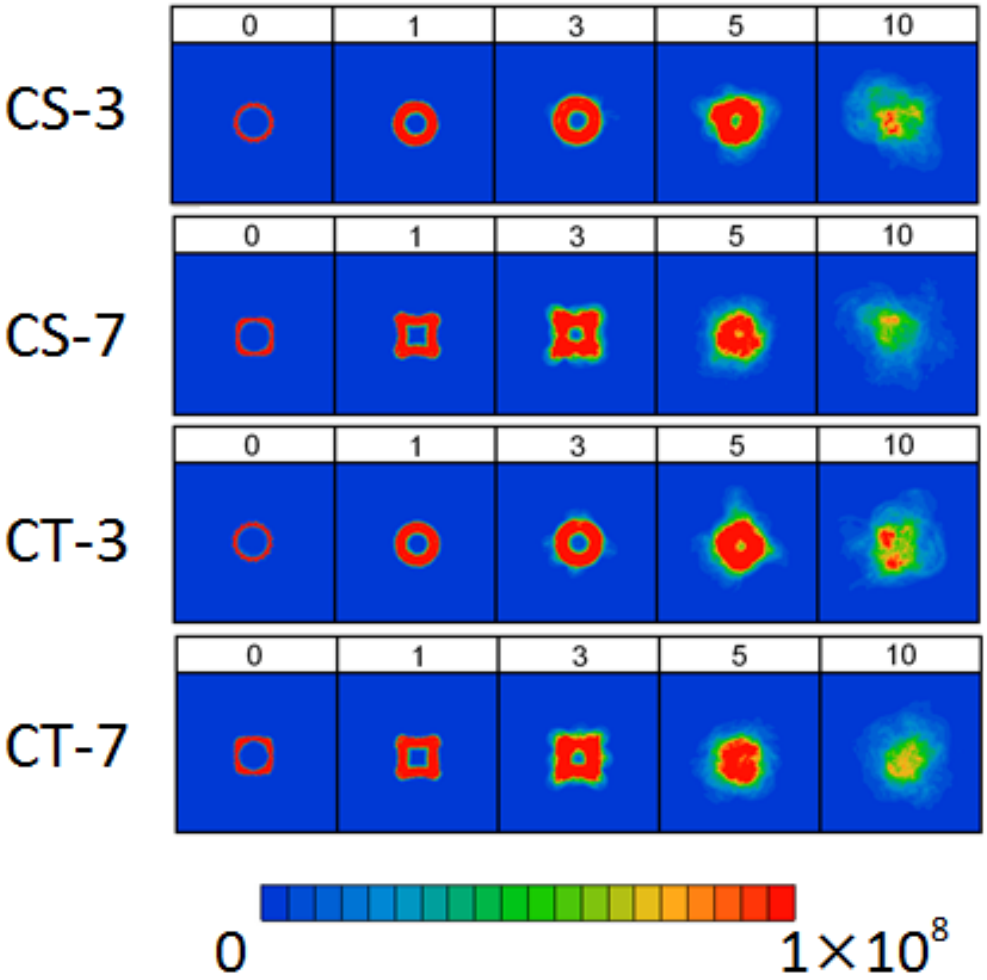


Fig.4.45 Contour plots of Powell's acoustic source term in an axial sectional plane (case2, M_j=0.34)

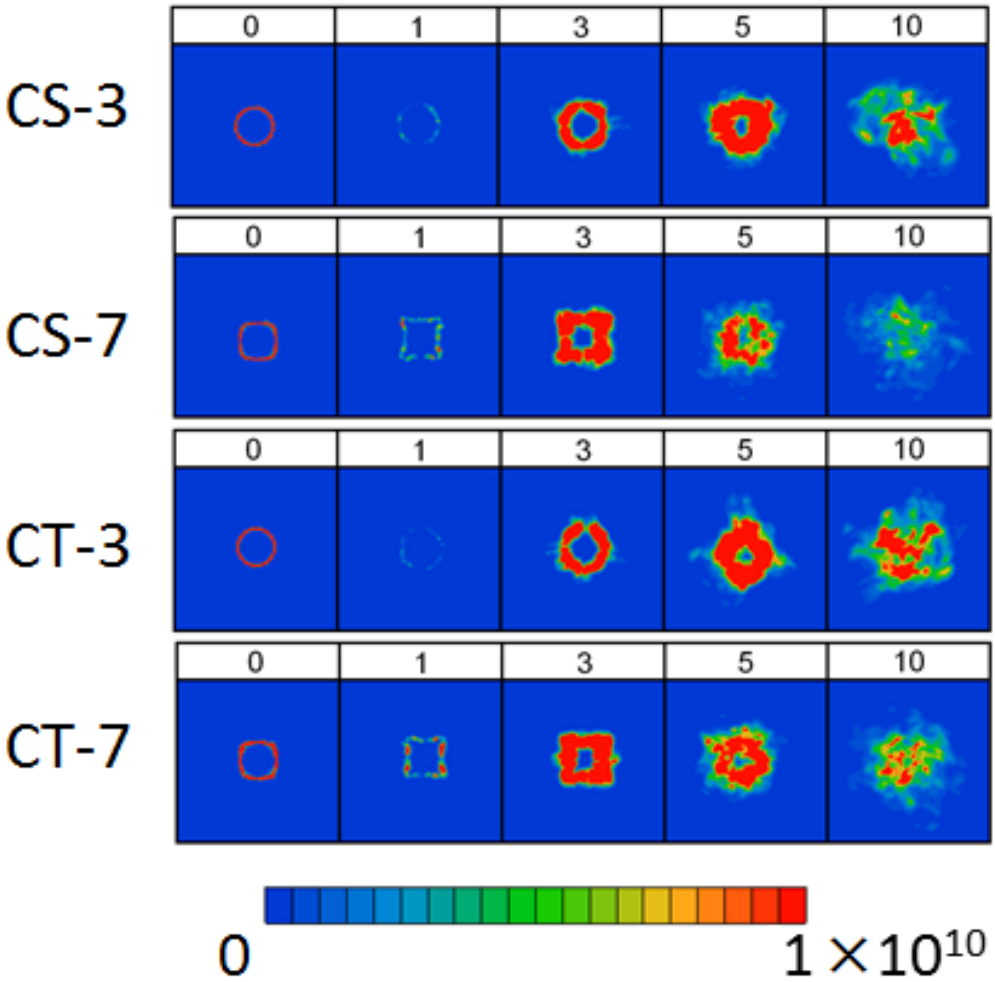


Fig.4.46 Contour plots of Lilley's acoustic source term in an axial sectional plane (case2, M_j=0.34)

4.4 常温におけるノズル形状の騒音低減に対する考察

風洞試験及び数値シミュレーションの結果より，ノズル形状が騒音に及ぼす影響について考察する。

各マッハ数におけるシェブロンノズル(CS 及び CT)の減音量を比較するために，図 4.47～図 4.49 に Mj=0.20，0.27，0.34 のジェット軸 50° におけるオーバーオールの減音量を示す。横軸はシェブロンの波形状の大きさ a_t とノズル径 D_n の比(a_t/D_n)で，縦軸は減音量を示している。

CS，CT 共に，a_t/D_n が 0.15 のノズルにおいて低減効果が大きく，a_t/D_n が大きいと騒音低減効果が小さくなっていることが分かる。これは a_t/D_n が大きいほどローブ部分から側面に流出する流れが増え，実質的にノズル出口面積が大きくなって流量が増大し，結果騒音も増大してしまったと考えられる。

またローブ数が 16 個のノズルが最も低減効果が大きく，ローブ数が 4 つのノズルは何れも騒音が大きくなった。これは小さく数の多いローブがせん断層の渦スケールの微小化に寄与する一方で，大きく深いローブは数値解析結果のように噴流構造そのものに影響を与えてしまい，せん断層の制御ができていないためと考えられる。

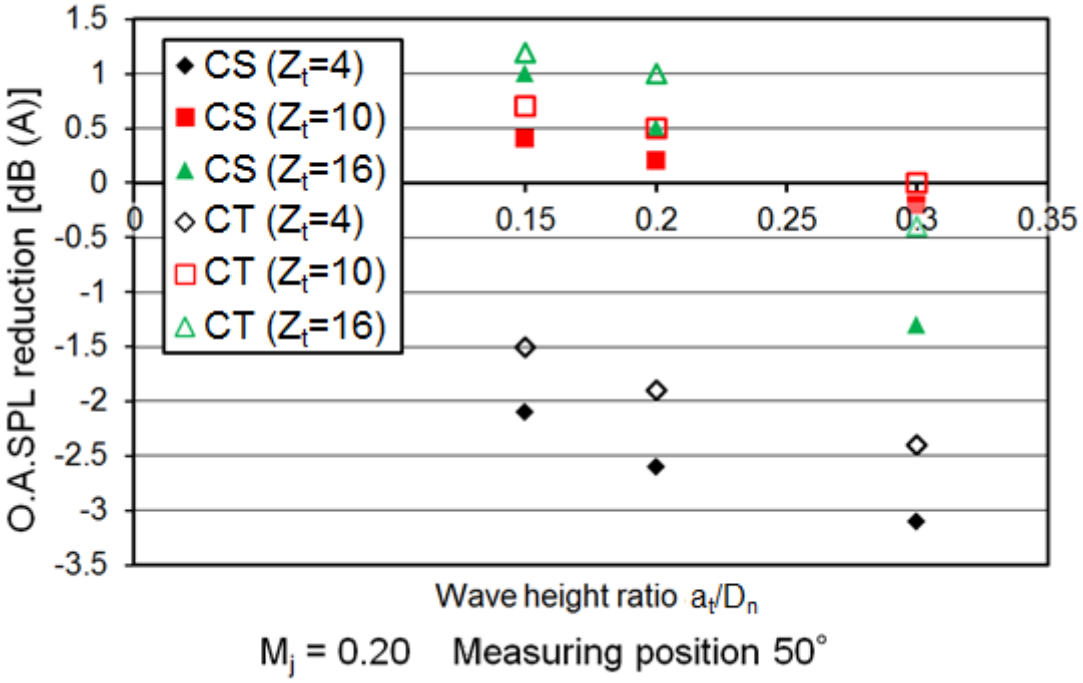


Fig.4.47 Shape effects of jet noise reduction (M_j=0.20)

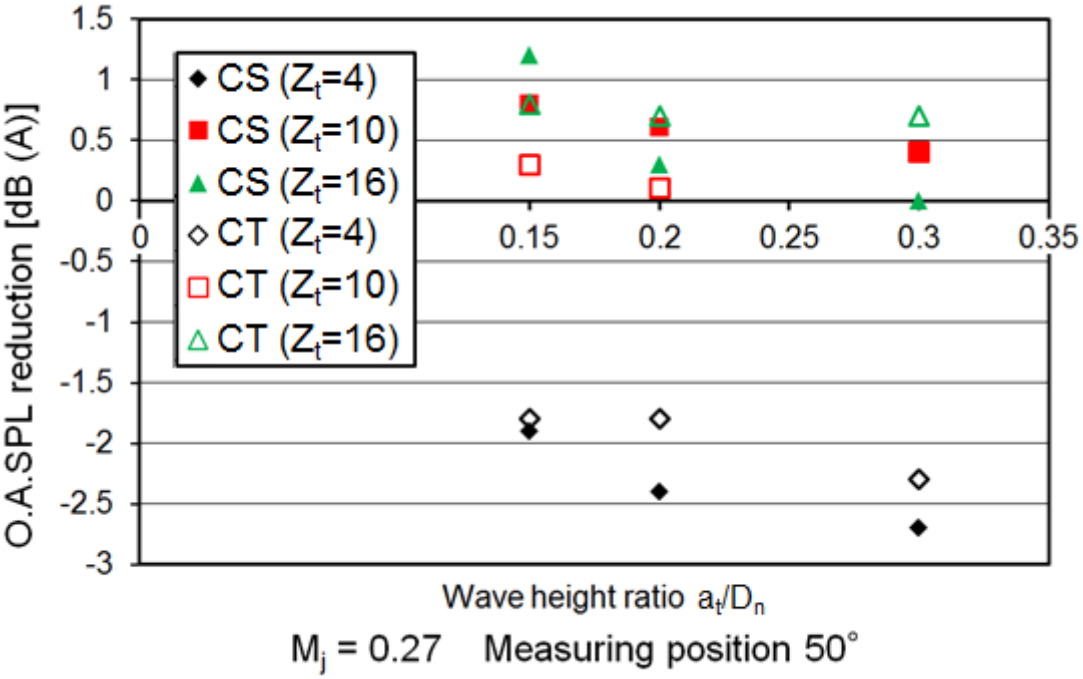


Fig.4.48 Shape effects of jet noise reduction (M_j=0.27)

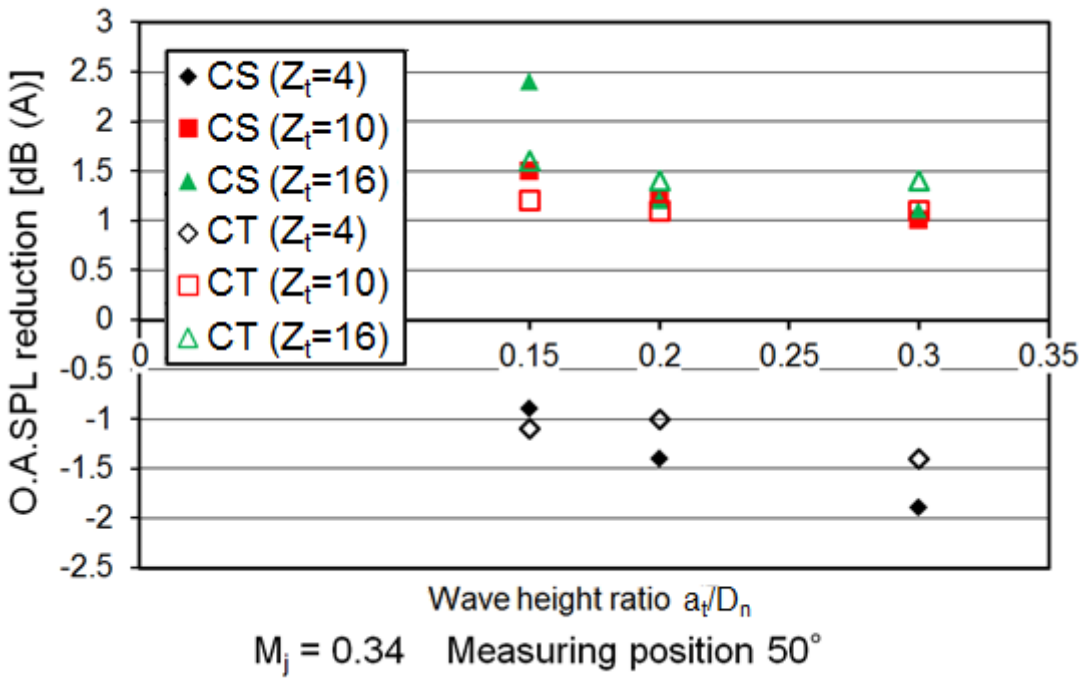


Fig.4.49 Shape effects of jet noise reduction (M_j=0.34)

4.5 実機試験

図 4.50 に M_j=0.34 における騒音の FFT 分析結果を示す。この結果を見ると，スペクトル形状にほとんど違いは見られない。ローブ数 4 個のシェブロンノズルでは 0.3dB 程度騒音が増大しているが，ほぼ円形ノズルと同じ騒音特性となった。これはローブ数の少ないノズルはせん断層の渦スケールへの寄与が少ないことと，実機試験用ノズルはノズルリップが厚くシェブロン形状の効果があまり表れなかった為，円形ノズルとほぼ同じ騒音特性だったと考察される。ローブ数 16 個のシェブロンノズルでは 0.7dB の低減効果を得た。これは風洞試験同様，小さく数の多いローブは，せん断層の渦スケールの微小化への寄与が大きい為，騒音低減効果を得たと考察される。ノズルリップが厚い事，噴流以外の燃焼騒音と思われる騒音の寄与が大きいなどの原因から，何れのノズルも風洞試験よりも低減効果が小さい結果となった。

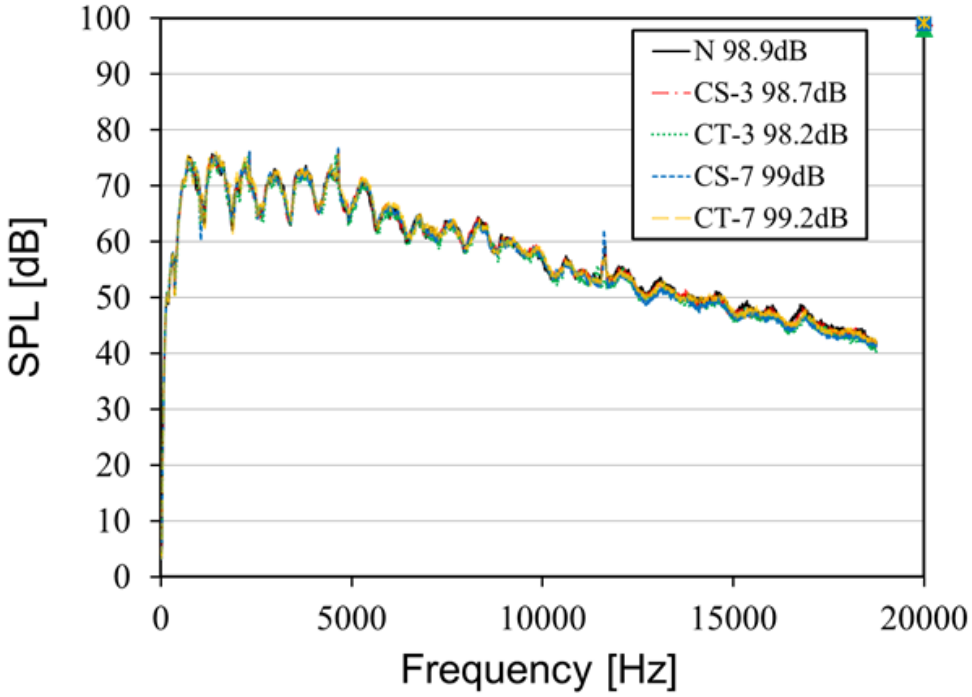


Fig.4.50 SPL spectra of micro gas turbine noise (M_j=0.34)

第 5 章　結論

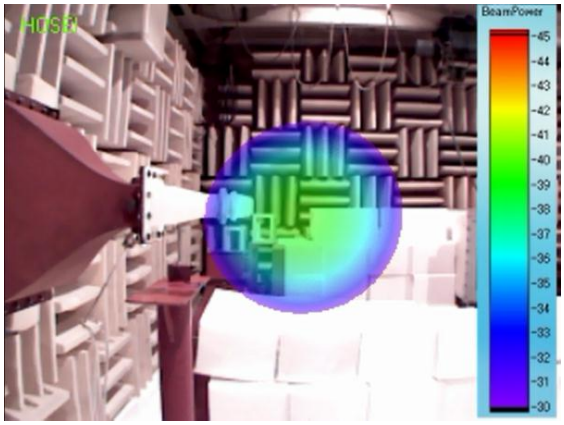
マイクロガスタービンのジェット騒音低減を目的として，亜音速噴流の混合促進による騒音低減手法の有効性を検証する為，各種形状のノズルを試作し，コールドエアによる風洞試験を行い，噴流音

汎用ソフトウェアによる数値シミュレーションを行い，以下の知見を得た。

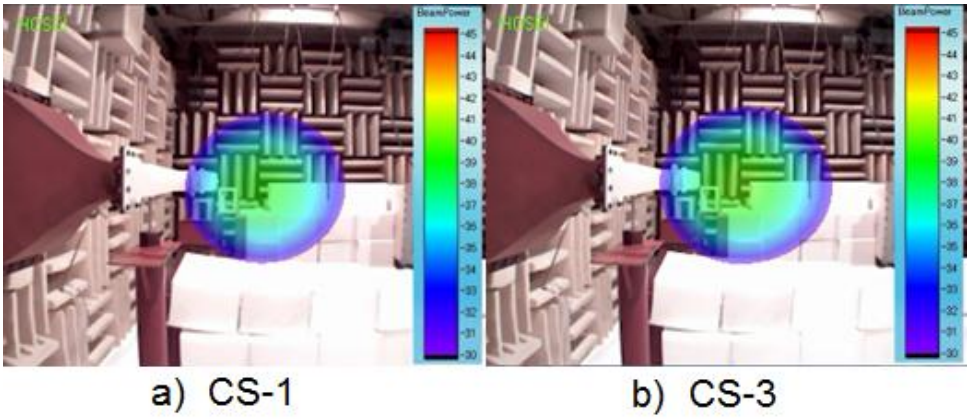
1) 亜音速領域(Mj=0.34)の噴流おいて，主要な音源はノズルリップから 3～5 D_n の位置にあり，噴流と周辺空気とのせん断層が影響している。
2) ノズル形状の変更により騒音低減が可能であり，円形ノズルと比較して，シェブロンノズル(CS)のノズルで最大 2.4dB の騒音低減効果が得られた。また，シェブロンノズルは波の数が 16 個のノズルが最も騒音低減効果が大きかった。これはノズルリップから放出される渦の相対スケールが微小化され，混合が促進されたものと考えられる。
3) LES 解析の結果，ノズル形状の変更がせん断層の構造に影響を与えることがわかった。せん断層の厚さは乱流せん断の強さに相関があると考えられるが，時間平均的なせん断層厚さだけでは騒音の評価をすることは困難であり，時間変動を考える必要がある。
4) 低減効果があった CS-3，CT-3，騒音が大きくなった CS-7，CT-7 を比較した結果，音源項に関連する渦度の空間的分布が変わっていることを確認した。音の大きさとの関係を明確にするには，音源の強さだけでなく，音源の空間的大きさも考える必要がある。
5) 実機試験の結果，シェブロンノズルに若干の低減効果は見られるものの，全体的に効果が小さかった。これはノズルリップが厚い事，噴流以外の燃焼騒音と思われる騒音の寄与が大きかった為と考えられる。

付録

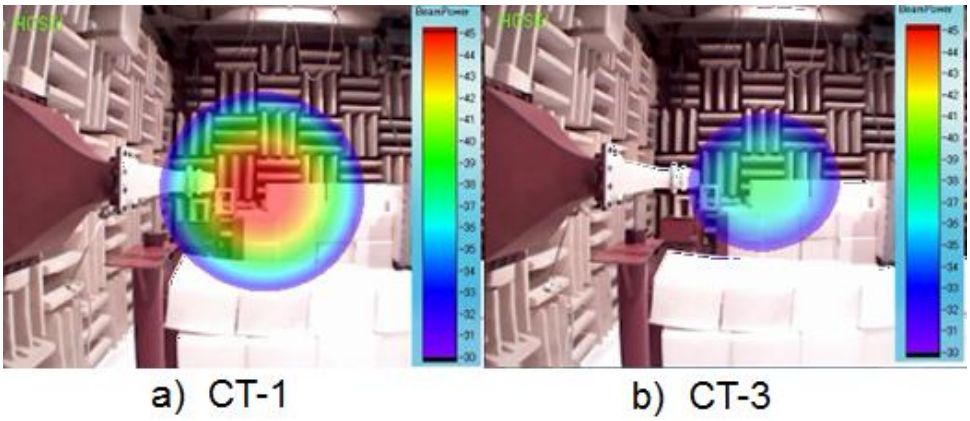
本文中では割愛した実験結果を以下に示す。



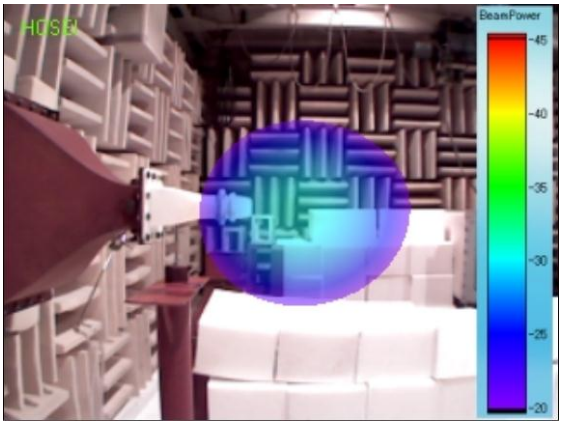
App.1 Noise source identification of “N” nozzle (M_j=0.20， 1/3 octave band center frequency: 1000 Hz)



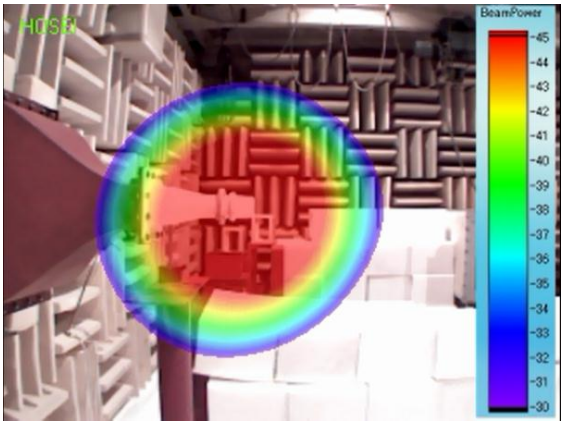
App.2 Noise source identification of “CS” nozzle (M_j=0.20， 1/3 octave band center frequency: 1000 Hz)



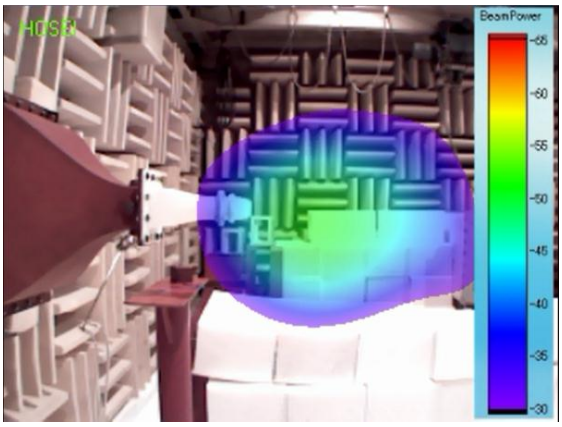
App.3 Noise source identification of “CT” nozzle (M_j=0.20, 1/3 octave band center frequency: 1000 Hz)



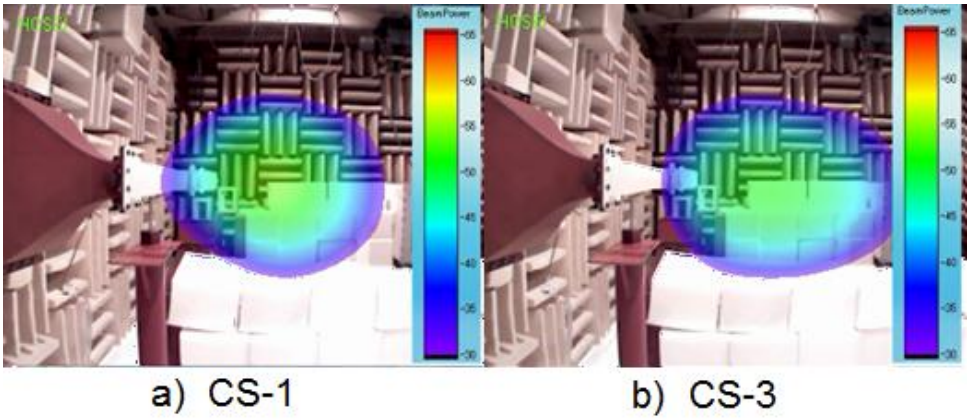
App.4 Noise source identification of “NC-1” nozzle (M_j=0.20, 1/3 octave band center frequency: 1000 Hz)



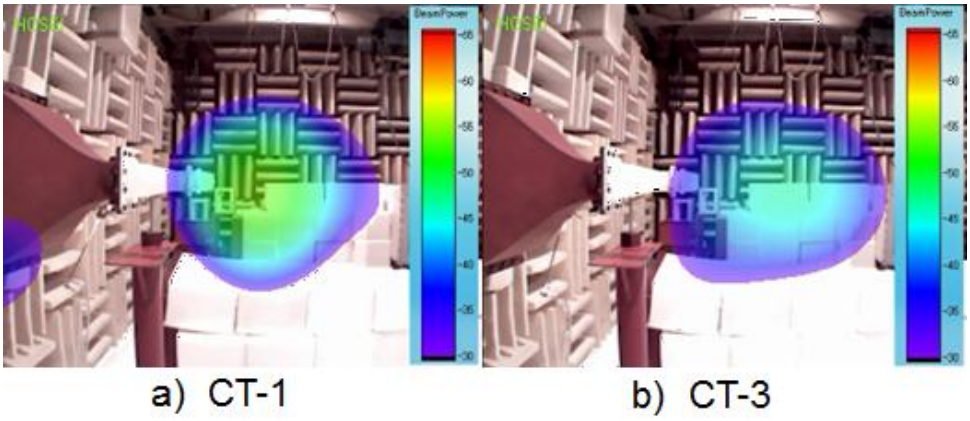
App.5 Noise source identification of “D-1” nozzle (M_j=0.20, 1/3 octave band center frequency: 1000 Hz)



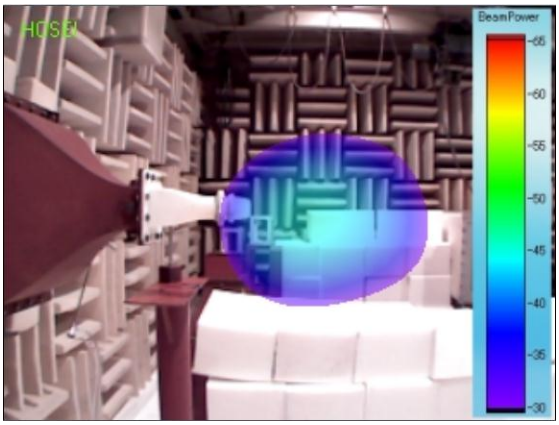
App.6 Noise source identification of “N” nozzle (M_j=0.27， 1/3 octave band center frequency: 1250 Hz)



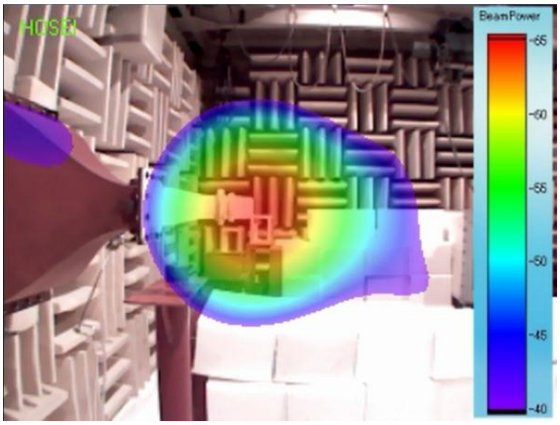
App.7 Noise source identification of “CS” nozzle (M_j=0.27， 1/3 octave band center frequency: 1250 Hz)



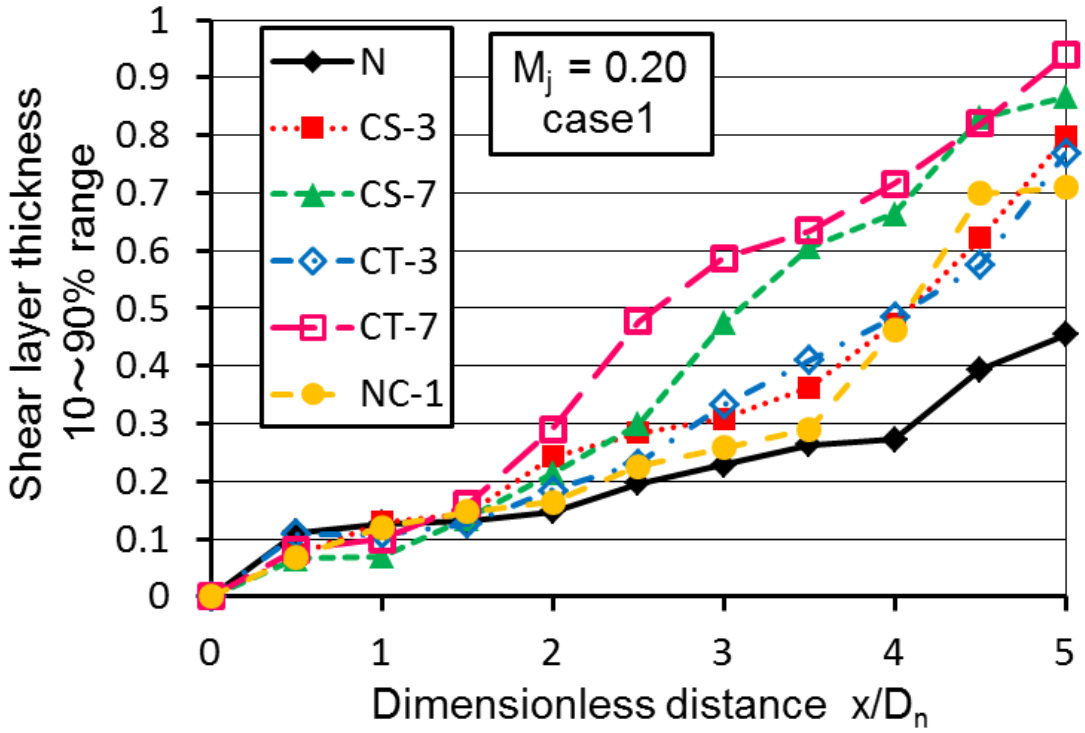
App.8 Noise source identification of “CT” nozzle (M_j=0.27， 1/3 octave band center frequency: 1250 Hz)



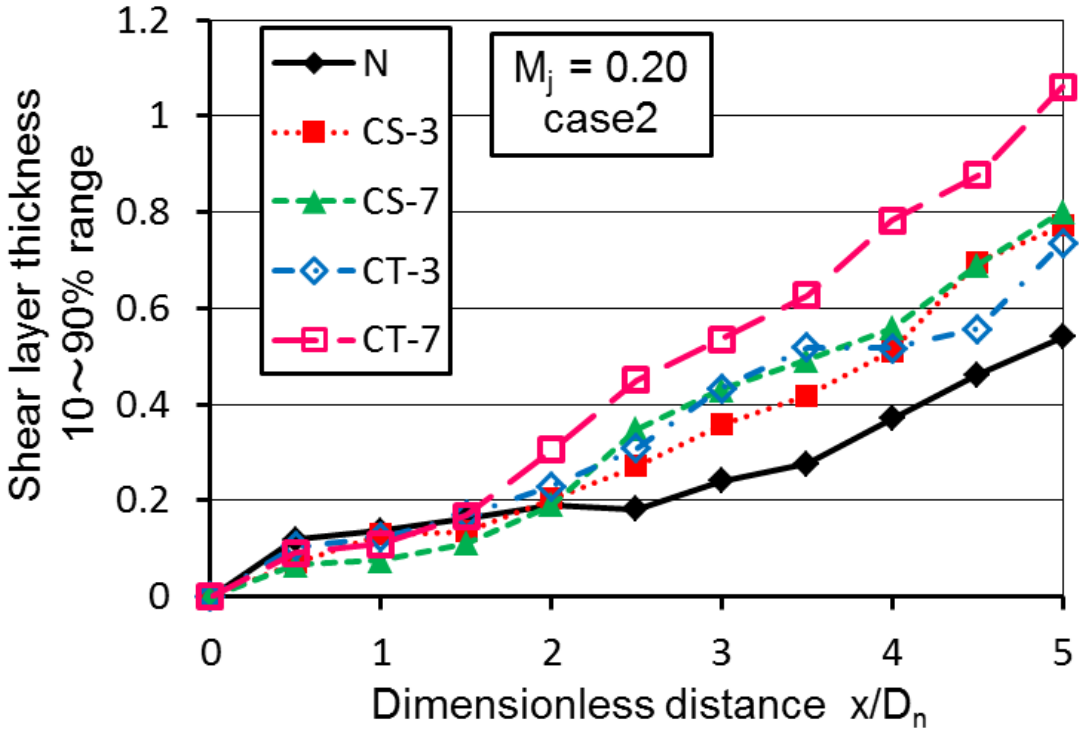
App.9 Noise source identification of “NC-1” nozzle (M_j=0.27, 1/3 octave band center frequency: 1250 Hz)



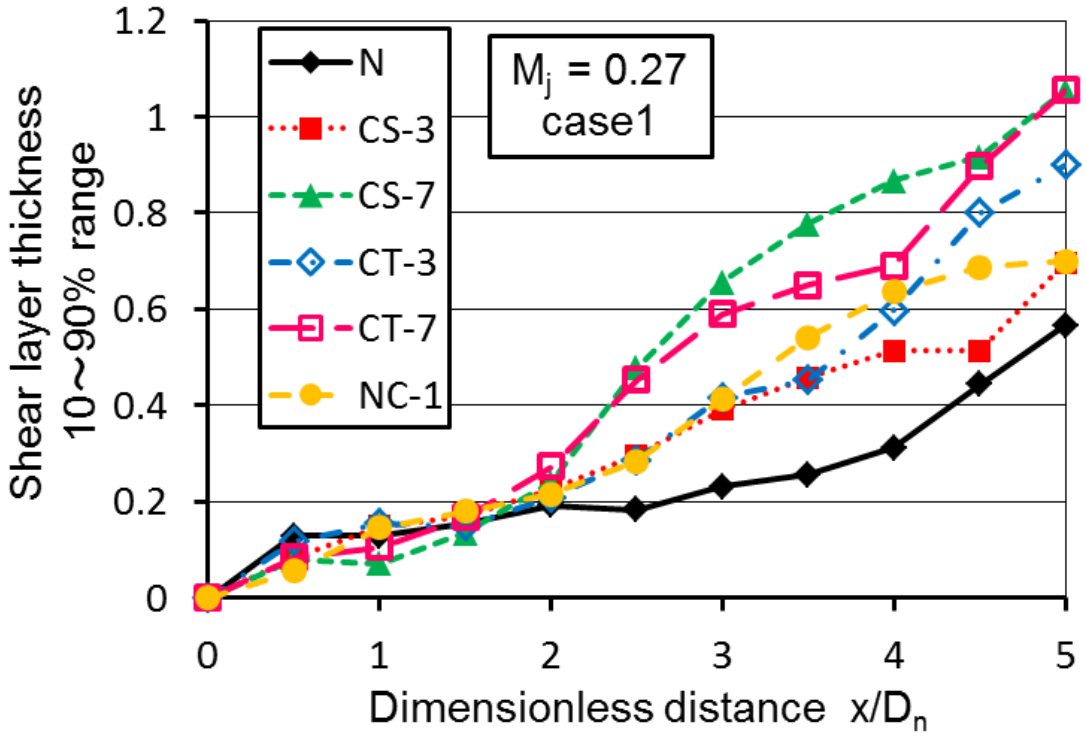
App.10 Noise source identification of “D-1” nozzle (M_j=0.27, 1/3 octave band center frequency: 1250 Hz)



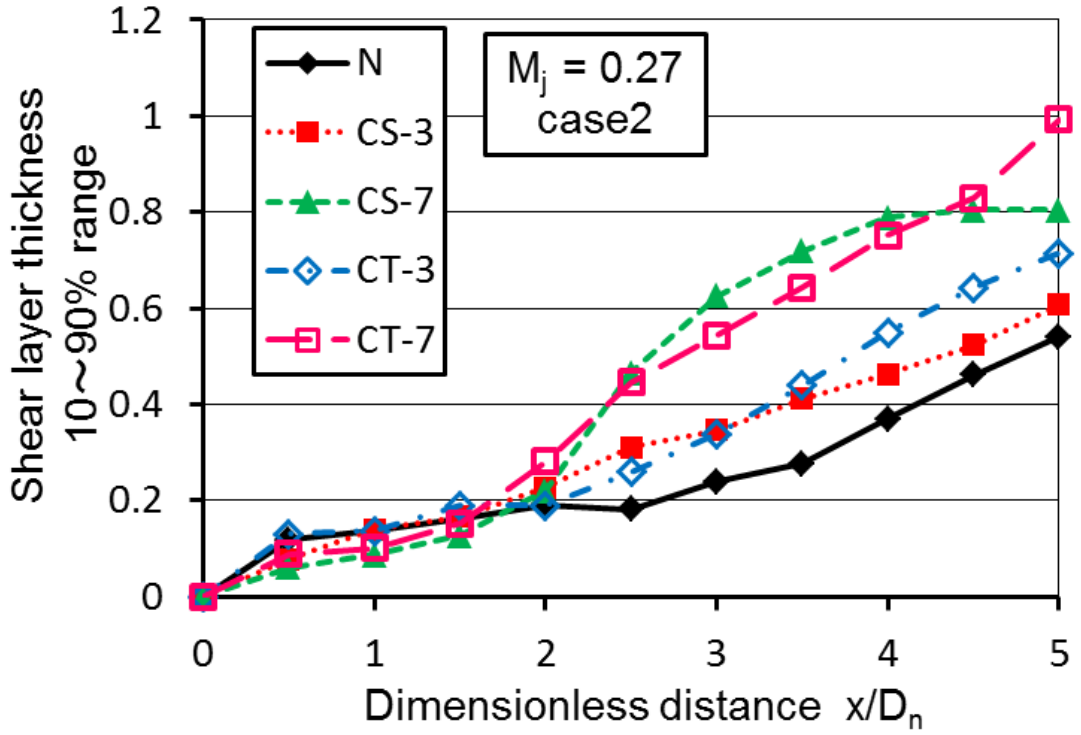
App.11 Shear layer thickness in horizontal plane (M_j=0.20, case1)



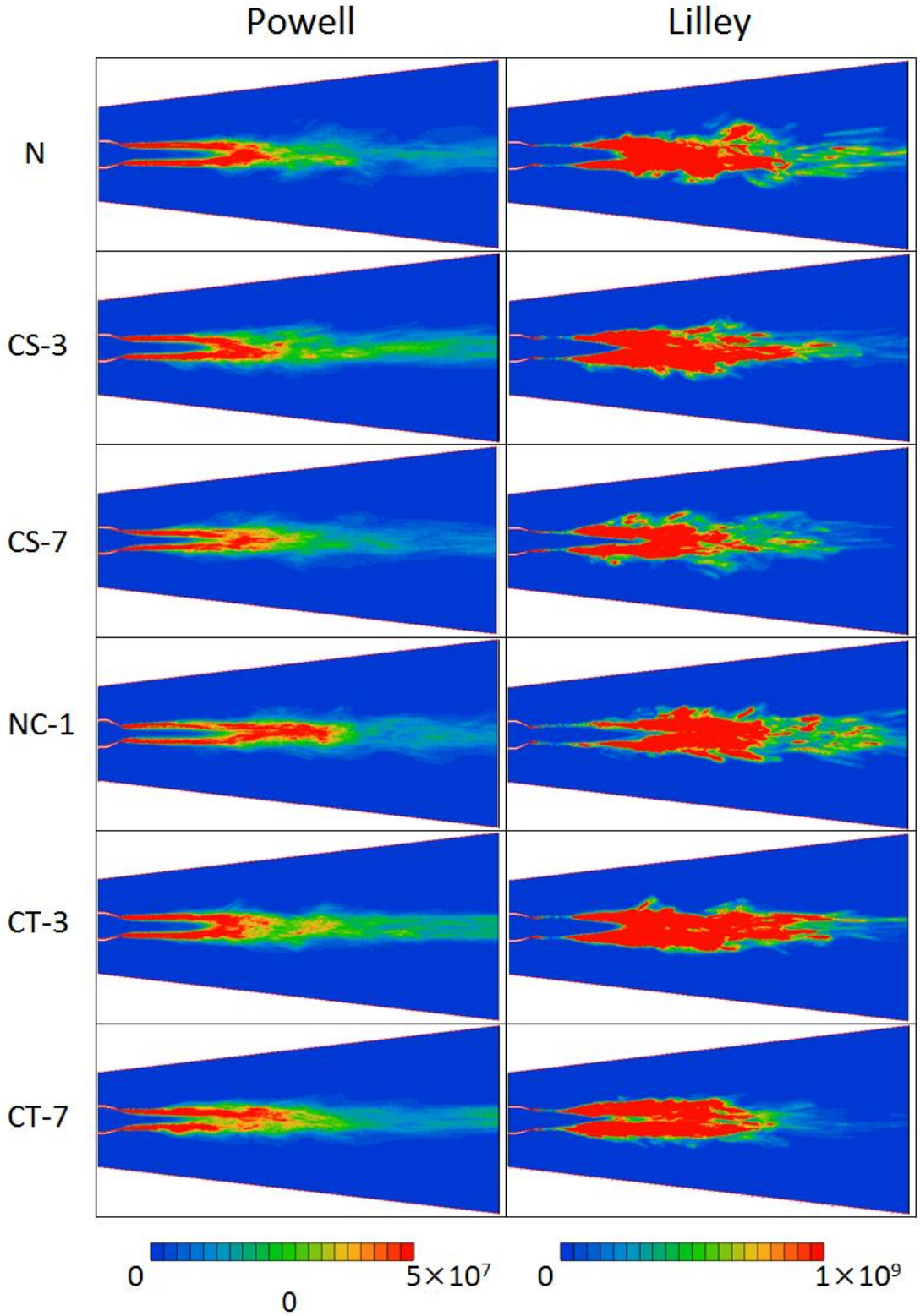
App.12 Shear layer thickness in horizontal plane (M_j=0.20, case2)



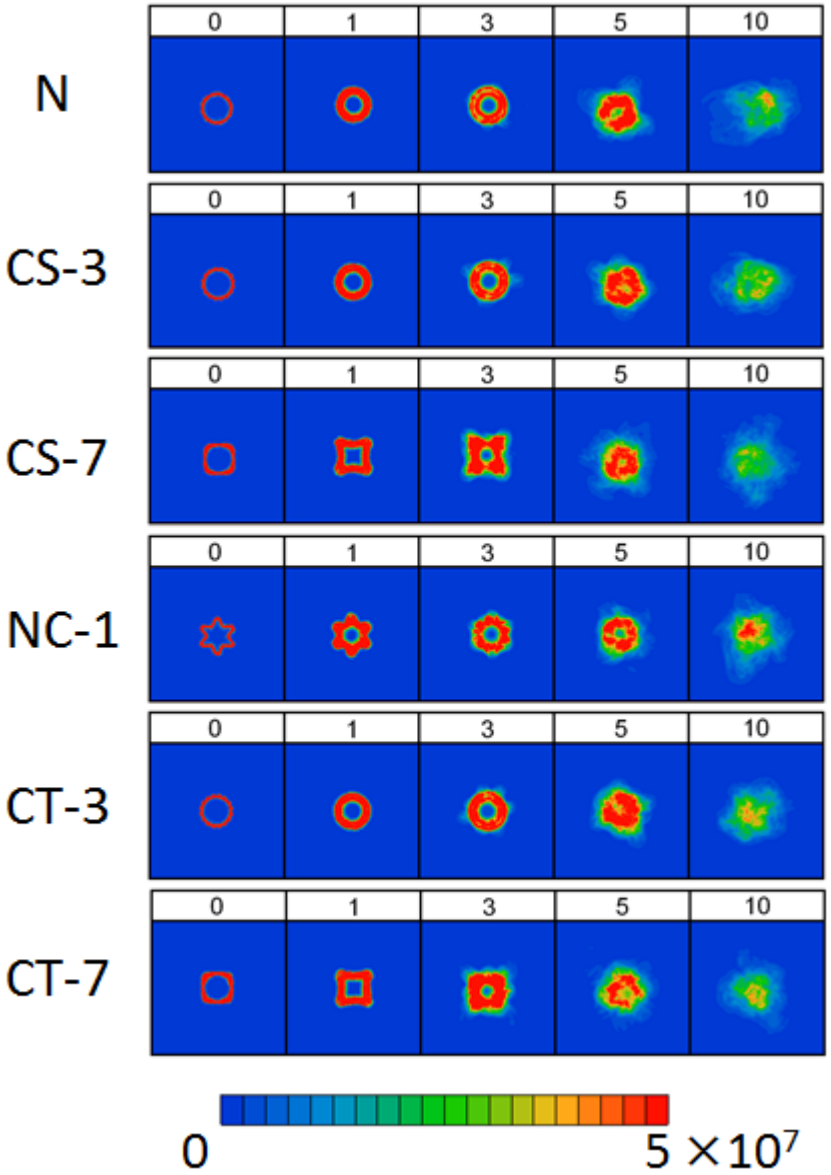
App.13 Shear layer thickness in horizontal plane (M_j=0.27, case1)



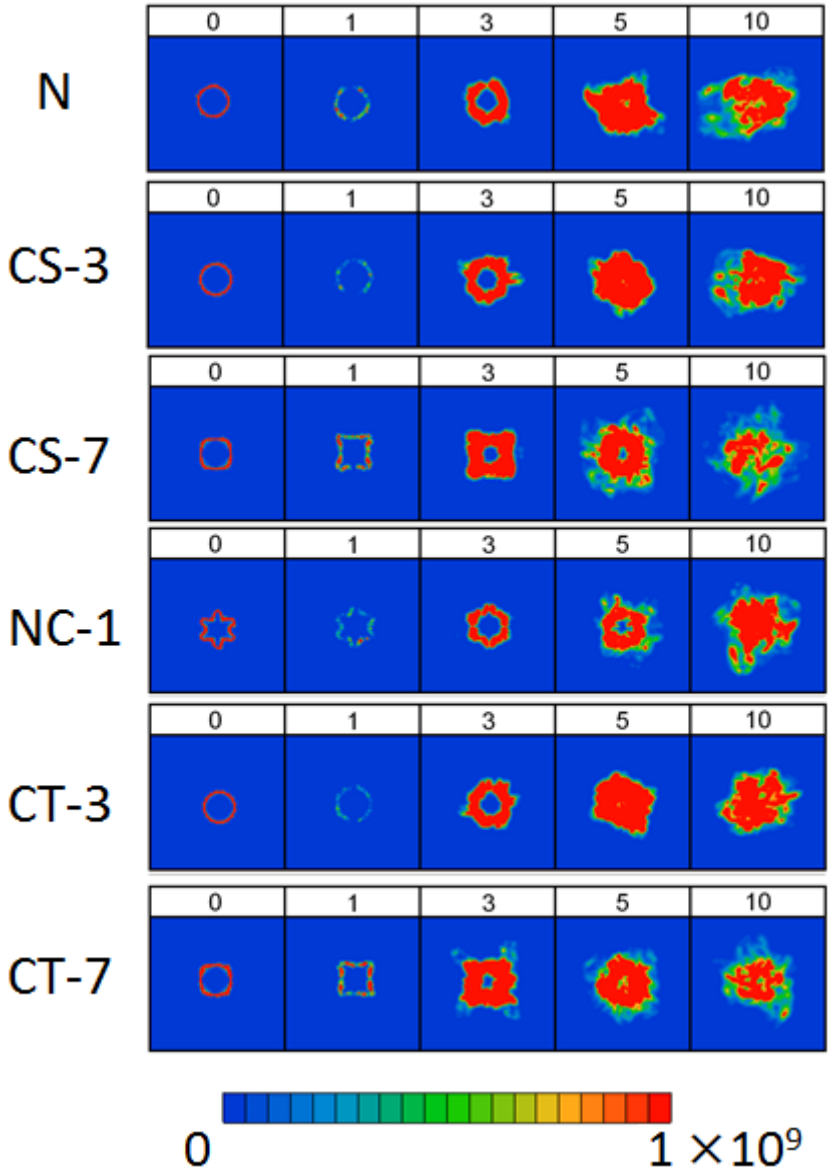
App.14 Shear layer thickness in horizontal plane (M_j=0.27, case2)



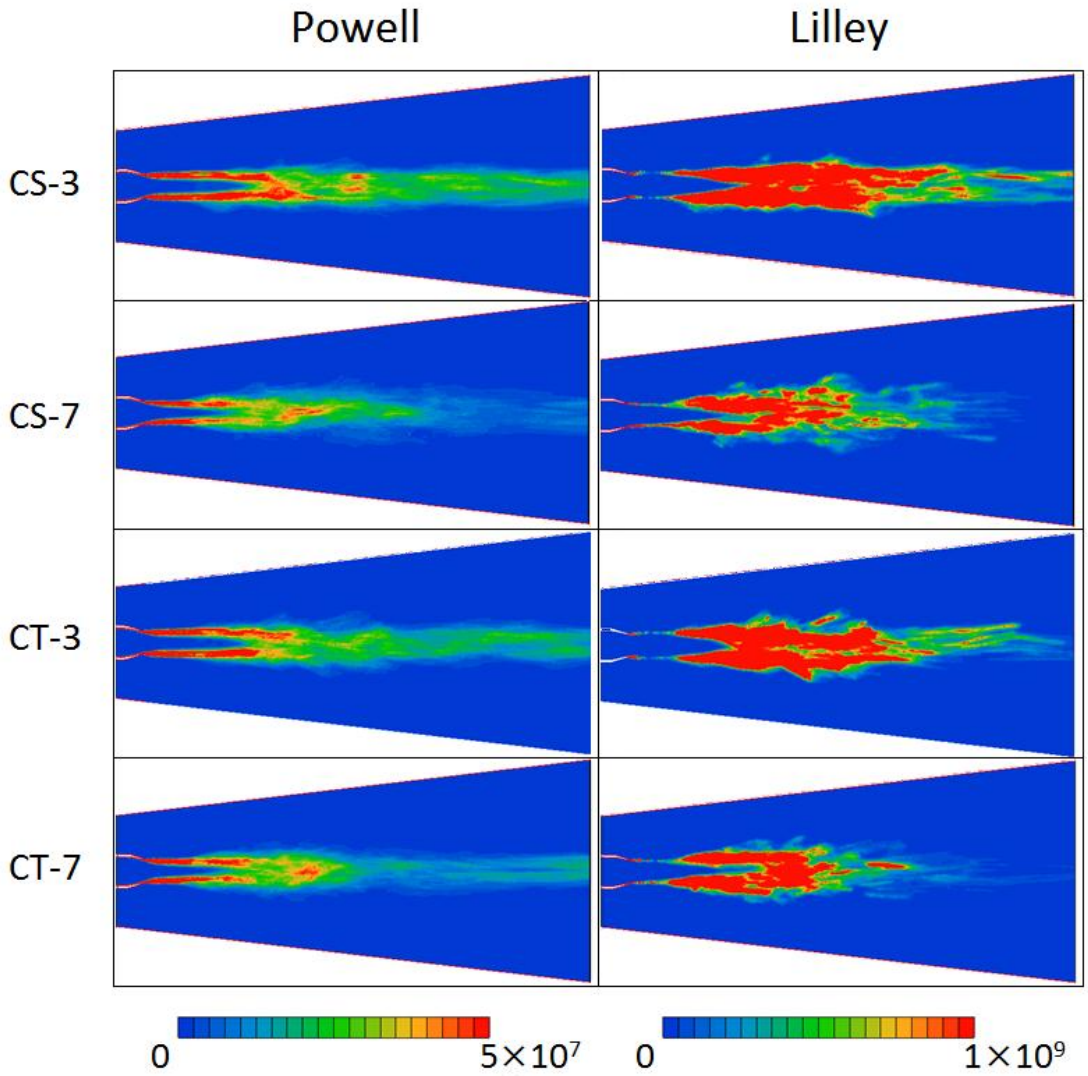
App.15 Contour plots of Powell's and Lilley's acoustic source term in horizontal plane (case1, M_j=0.20)



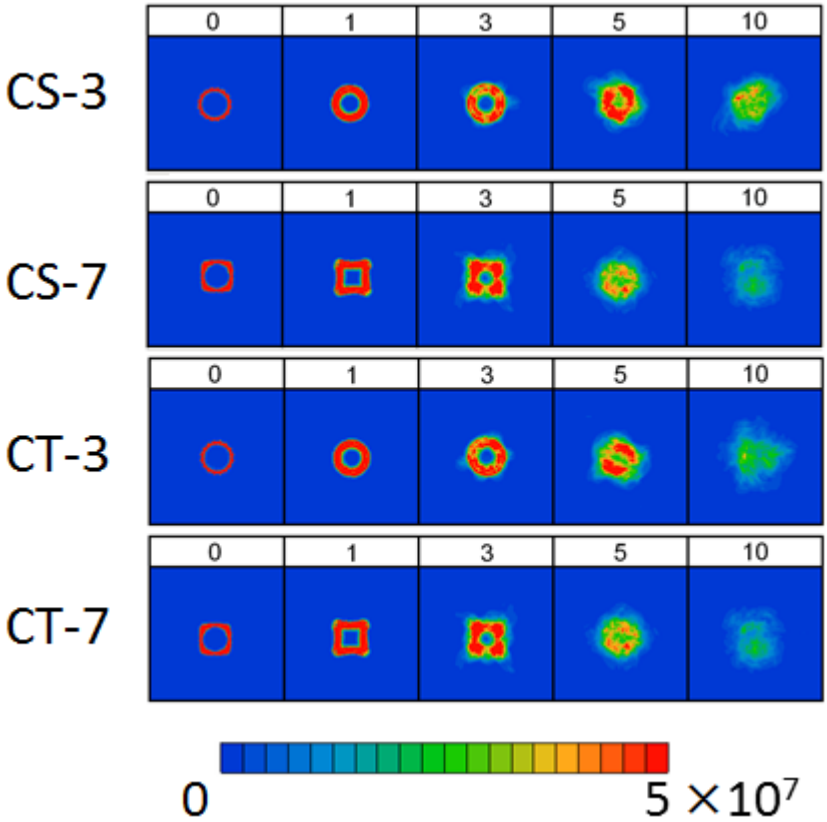
App.16 Contour plots of Powell's acoustic source term in an axial sectional plane (case1, M_j=0.20)



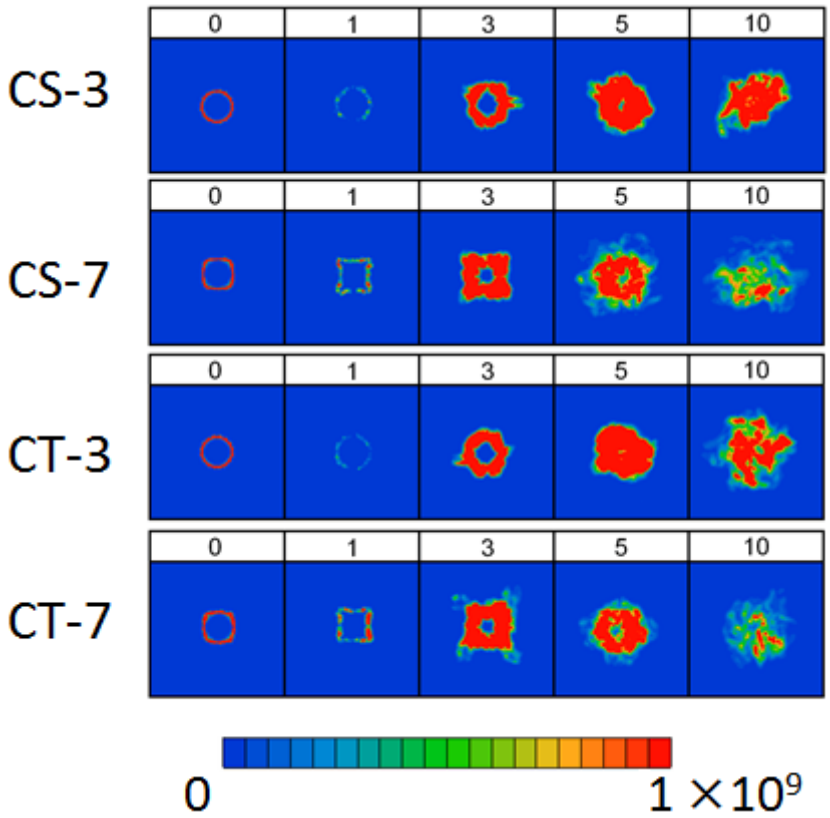
App.17 Contour plots of Lilley's acoustic source term in an axial sectional plane (case1, M_j=0.20)



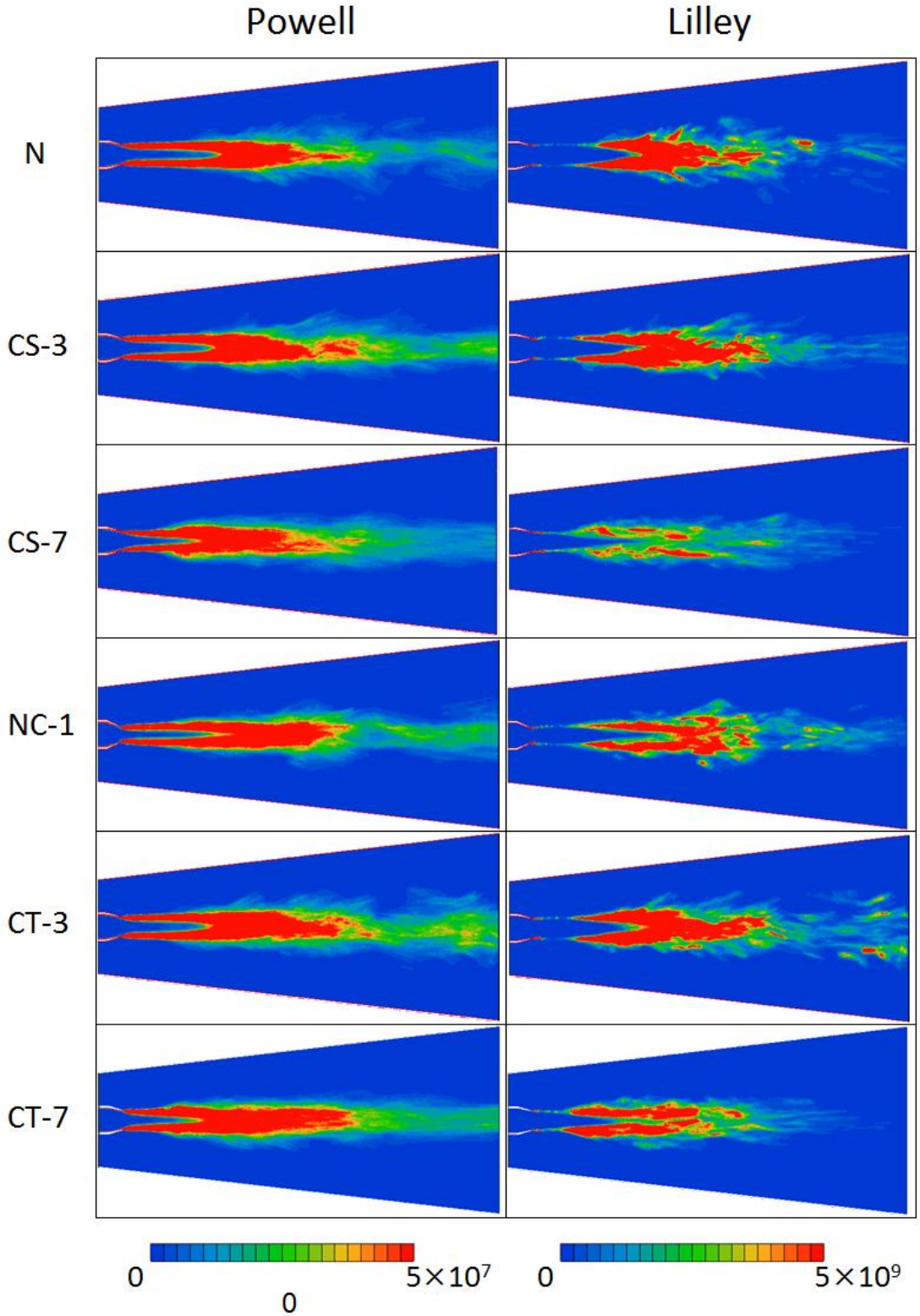
App.18 Contour plots of Powell's and Lilley's acoustic source term in horizontal plane (case2, M_j=0.20)



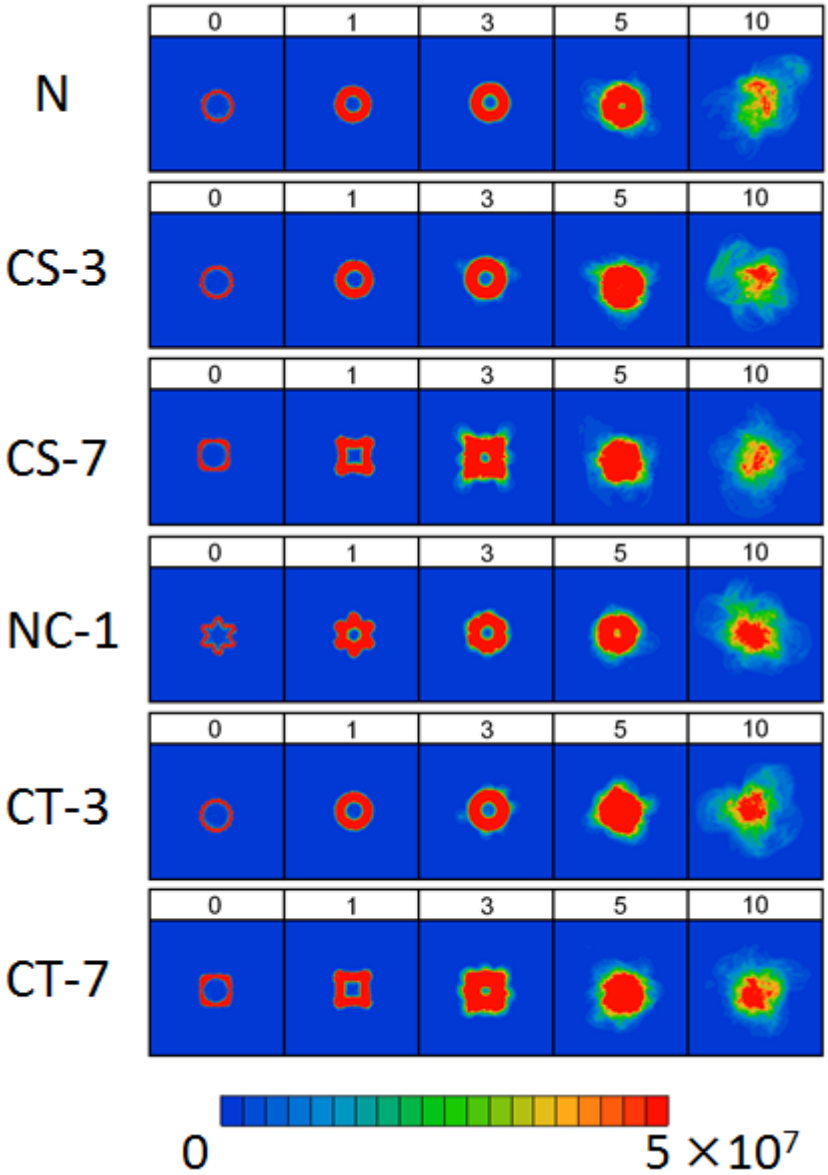
App.19 Contour plots of Powell's acoustic source term in an axial sectional plane (case2, M_j=0.20)



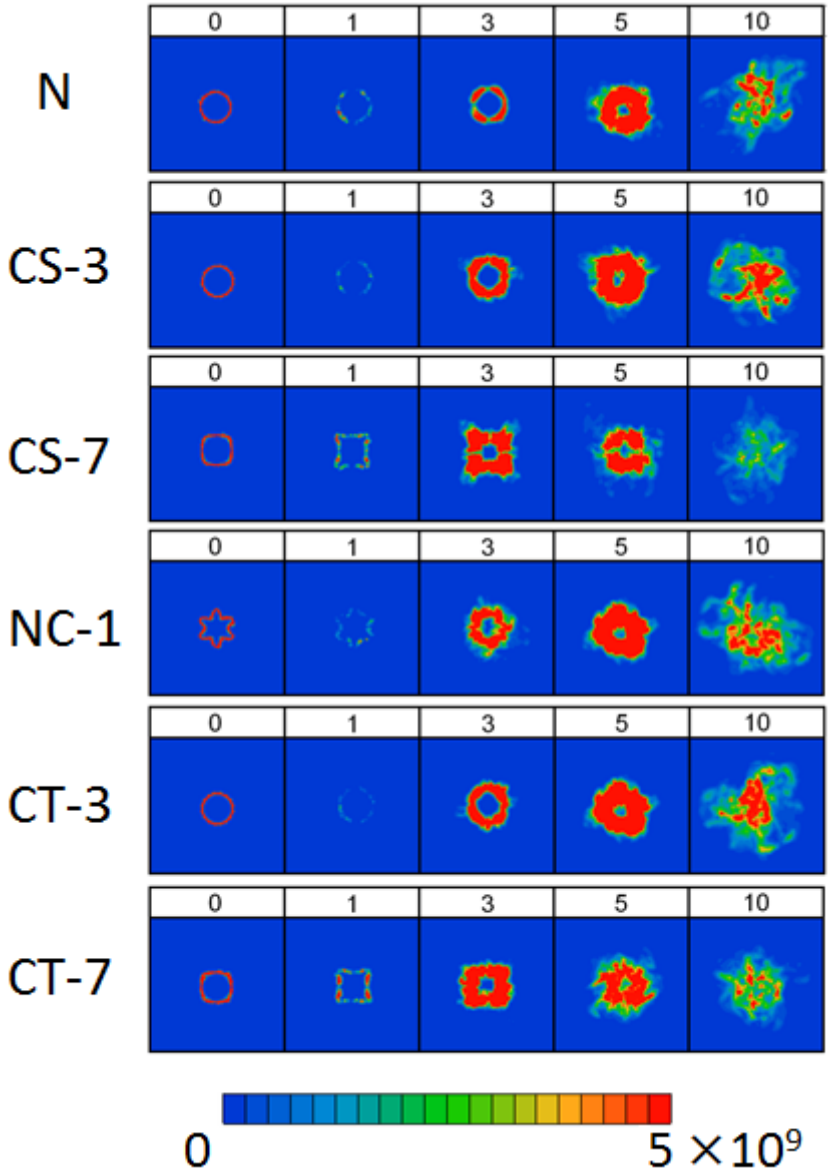
App.20 Contour plots of Powell's acoustic source term in an axial sectional plane (case2, M_j=0.20)



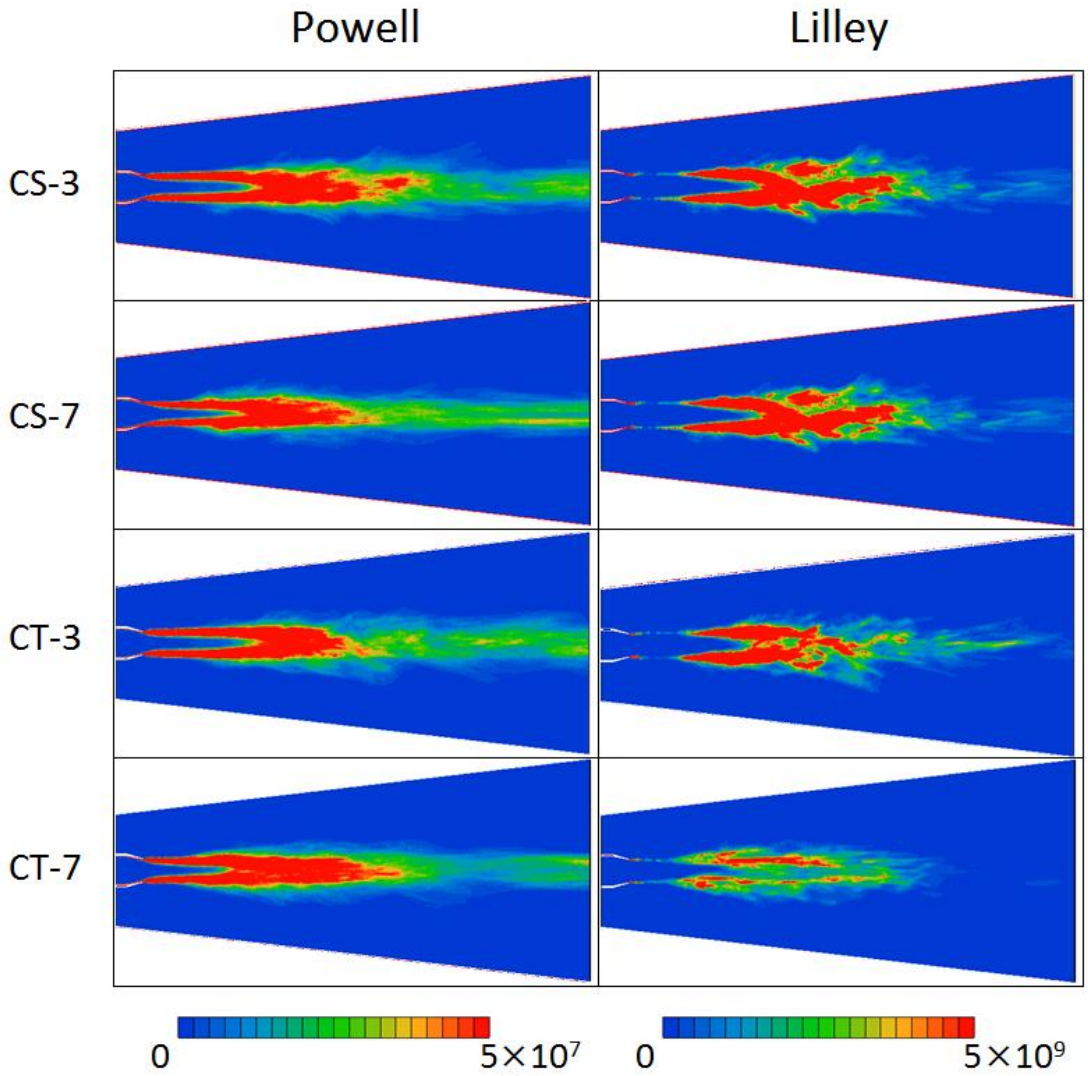
App.21 Contour plots of Powell's and Lilley's acoustic source term in horizontal plane (case1, M_j=0.27)



App.22 Contour plots of Powell's acoustic source term in an axial sectional plane (case1, M_j=0.27)

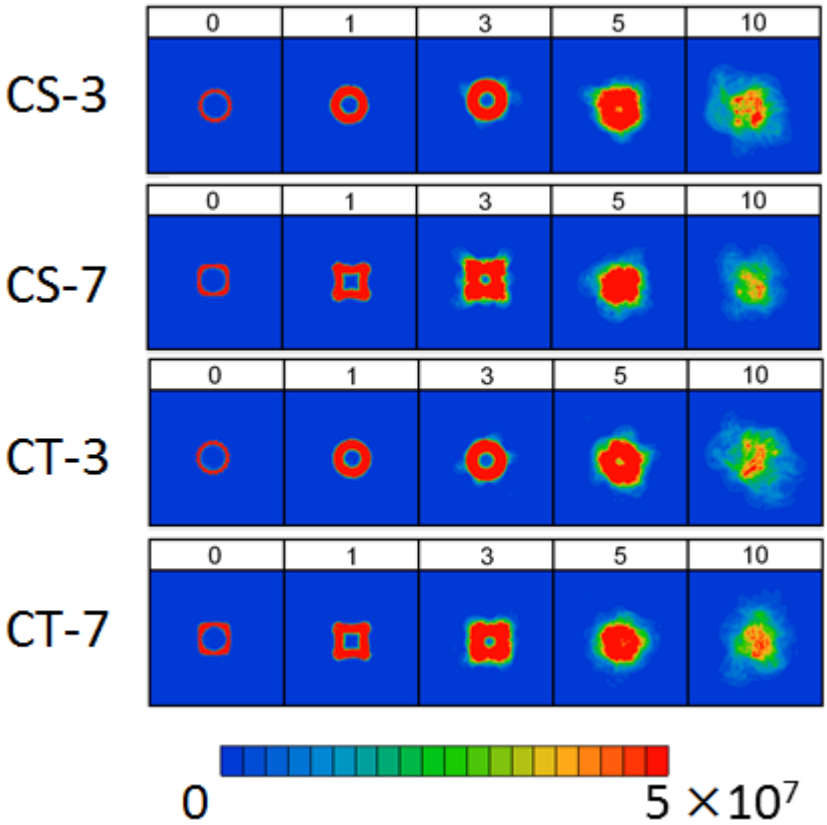


App.23 Contour plots of Lilley's acoustic source term in an axial sectional plane (case1, M_j=0.27)

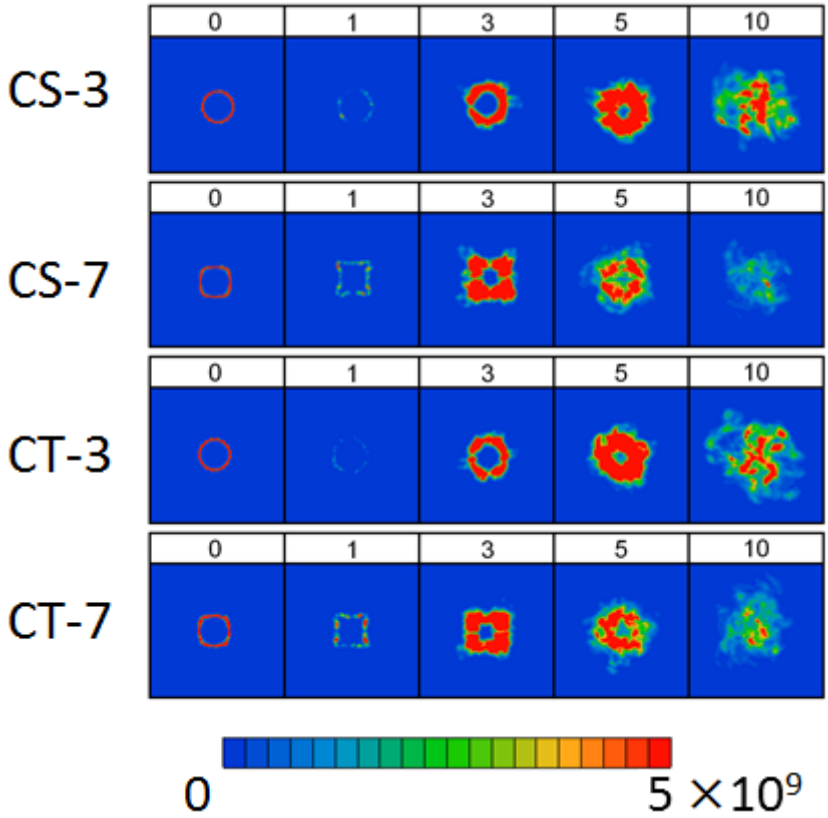


Mj0.27case2

App.24 Contour plots of Powell's and Lilley's acoustic source term in horizontal plane (case2, M_j=0.27)



App.25 Contour plots of Powell's acoustic source term in an axial sectional plane (case2, M_j=0.27)



App.26 Contour plots of Lilley's acoustic source term in an axial sectional plane (case2, M_j=0.27)

参考文献

1) 大石勉:航空機騒音の低減化技術の現状と今後, 日本ガスタービン学会誌, Vol.33-6, pp64-68，2005
2) 騒音制御工学ハンドブック，pp62-68，pp505-507，pp513-514，日本騒音制御工学会編集，2001
3) 谷田好通，長嶋利夫，ガスタービンエンジン，pp114-119，朝倉書店，2000
4) 吉川茂 他：音源の流体音響学，pp4-41，pp108-141，コロナ社
5) M. E. Goldstein 著，今市憲作 訳：流体音響学，pp27-35，pp72-79，pp265-272，共立出版株式会社，1991
6) Powell, A. ： Theory of vortex sound， J.Acoust.Soc.Am, Vol.36，pp.177-195，1964
7) Howe, M. S.：Theory of Vortex Sound，Cambridge university press， 2002
8) Scryu/Tetra User manual “Solver” ver8，株式会社ソフトウェアクレイドル
9) 鵜飼義男，丸田芳幸，鈴木昭次：流体騒音研究用の無音気流風洞の開発，日本機械学会論文集 B 編，Vol. 53-487，pp.928-932，1987
10) 榎本俊治，野崎理　他：LES による円形ジェットの乱流混合騒音の数値予測，第 21 回数値流体力学シンポジウム，2006
11) 古鍛治秀幸：マイクロガスタービン用騒音試験装置の設計・試作，2010 年度 法政大学工学部機械工学科卒業研究，2001

謝辞

本研究を進行するにあたり，常に適切な御指導および御助言をしてくださった，指導教員であります御法川学教授に対し，深い感謝の意を表します。

また本研究は株式会社　荏原製作所藤沢事業所の低騒音風洞を用いて実験いたしました。ご協力いただいた荏原製作所　丸田芳幸様に感謝を申し上げます。

並びに供試ノズル製作にご助力頂いた法政大学技術嘱託　尾形隆様，上村岳之様へこの場をお借りして御礼申し上げます。