

〔特集〕ながれと音

# 超音速ジェットスクリーチについて

## On Supersonic Jet Screech

\*東大・工・航空宇宙 梶 昭次郎<sup>†</sup>  
Shojiro KAJI

### 1 はじめに

ノズルから噴出される超音速ジェットは適正膨張でない限り衝撃波と膨張波が交番して現れる、いわゆるショックセル構造を伴っている。一方、ジェットと周囲空気の間には速度剪断層が発達し、この剪断層とジェットのショックセル構造が干渉して発生する純音がスクリーチであり、A. Powellにより見出された<sup>1)</sup>。スクリーチは空力音としてその発生機構が興味深いばかりでなく、その発生音圧レベルが極めて高くノズル等近隣構造物の音響疲労破壊を招くため、その抑止、低減が実際問題として重要である。

Powellはスクリーチの発生機構として、4つの要素を挙げた。(1)ジェットと周囲空気との間に生じる速度剪断層の発達、(2)発達した渦層または巻き上がった渦とショックセル構造との干渉による音波の発生、(3)音波の周囲空気中上流伝播、(4)音波によるノズルリップでの速度剪断層の発達助長、である。これは丁度エッジトーンと同じように上流伝播音波が帰還擾乱となって全体としてフィードバック機構を構成している。Powellの発生機構の説明は多くの研究者に支持されているが、(2)の渦とショックセルとの干渉の具体像や、(4)の音波が及ぼす剪断層への影響の中身、即ち速度剪断層の受容性の具体像について明確にされているとは言い難い。スクリーチについては、周波数、音圧、指向性、モードといった現象の諸

様相や、ノズル形状、ノズルリップ厚さ、ジェットマッハ数、ジェット全温等現象に影響を及ぼす諸因子、さらにツインジェットを始め多重ジェットの効果、スクリーチ抑止の方法、といった具合に、現象に対して極めて多くの切口がある。スクリーチに関する研究論文は数多く<sup>1-7)</sup>、レビューもなされているので<sup>8-12)</sup>、一般的な解説はそれらに委ねることとし、ここでは筆者らが行って来た実験や数値解析に基づき得られた知見を中心に述べることにする<sup>13-16)</sup>。

### 2 実験装置と計測方法

筆者らは図1に示すように高さ7mm、幅72mmの矩形ノズルの幅方向両側に高さ290mm、長さ300mmの側壁を取付けて実験を行った。ジェットのAspect比は10以上あるが、側壁によってジェット側方を經由しての上下の干渉を防げばジェットの2次元性が高められると考えた。事実、単なる矩形ノズルの場合は、発生するスクリーチのモードは上下に波打つ非対称モードが一

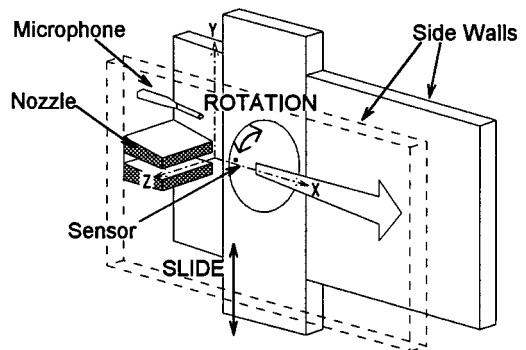


図1 実験装置と圧力計測用トラバース機構

\* 〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1

<sup>†</sup> E-mail: kaji@aero.t.u-tokyo.ac.jp

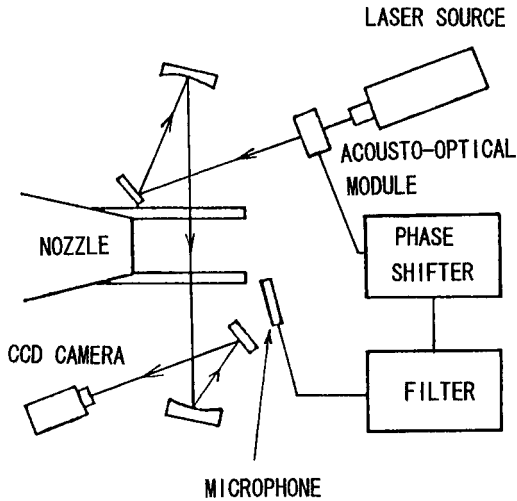


図2 信号強化型シュリーレン撮像法

般的であるが、側壁を取付けることで対称モードが現れた。一方、側壁間に定在波が発生し易いことも事実で、2次元モードと主張するにはスパン方向の一様性の確認が欠かせない。

計測は両側壁をガラス壁としたシュリーレン撮像と、圧力変換器を埋込んだ側壁による圧力計測、マイクロホンによる指向性等音場計測を行った。シュリーレン撮像は図2に示すように、周期的であることを利用し、マイクロホンで得られるスクリーチの信号をトリガーとして音響光学モジュールと呼ばれる光学シャッターを駆動して行った。

この方法により、同一位相における映像の重ね撮りを行い信号強化を図ることができる。また、トリガーのタイミングをずらすことで、1周期内の異なる位相の映像が得られる。

圧力計測は図1に示す側壁中に上下可動壁があり、その壁の一部が回転可能となっている。圧力変換器は回転壁に埋込まれていて、上下移動と回転の組合せによりある範囲内任意の位置の圧力計測が可能となる。シュリーレン撮像のときと同じように、マイクロホンのスクリーチ信号を時間の基準として計測点における圧力信号の振幅と位相を捕捉することができる。

### 3 実験結果

#### 3.1 非対称モードと対称モード

ノズル圧力比（従って等エントロピー膨張マッハ数  $M_j$ ）を上げるとショックセルの間隔が増大し、スクリーチ周波数は低下する。このときノズル圧力比に応じて非対称モードと対称モードが現れる。図3は  $M_j$  とストローハル数  $s_j = f_s h_j / u_j$  の関係を示している。ここに  $f_s$  はスクリーチ周波数、 $h_j$ 、 $u_j$ 、 $M_j$  は等エントロピー膨張させたジェットの高さ、速さ、マッハ数である。非対称モードの周波数は低く、Tamの理論式で予測できる<sup>7)</sup>。一方、対称モードは非対称モード周波数の2倍近いが、丁度2倍という訳ではなく、また、単なる矩形ジェットでは出現していなかったため、予測理論も存在していない。

図4は非対称モードのシュリーレン写真で、音場(a)とジェットの流れ場(b)を捉えている。図5は対称モードの場合である。両図は瞬時の映像であるが、位相を変えて得られた映像（たとえば30°毎に12枚）を元に1周期のアニメーションを作ることができる。これを観察すると非対称モードの場合、第3ショックセルより下流が大きく上下に変動し、第3ショックセル終端付近を中心に強い円形音波が広がって行く様子が見て取れる。一方、図5の対称モードの場合、ジェットは前後方向に振動し、音波は代表的な円形波面とい

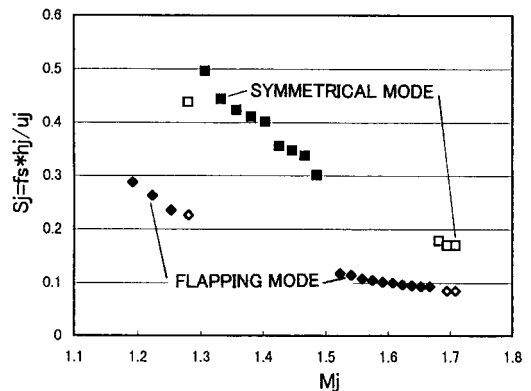
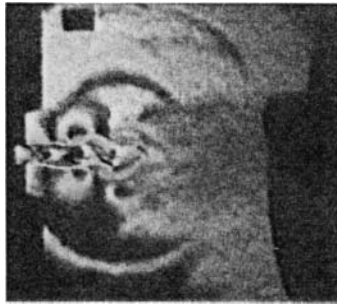
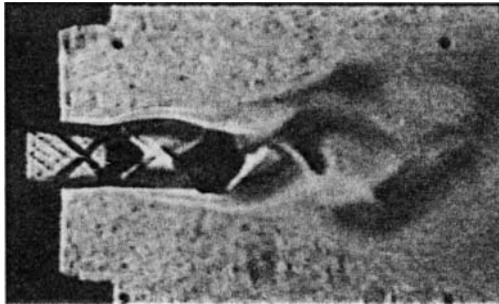


図3 スクリーチ周波数とジェットマッハ数の関係（白抜きは両モード共存）

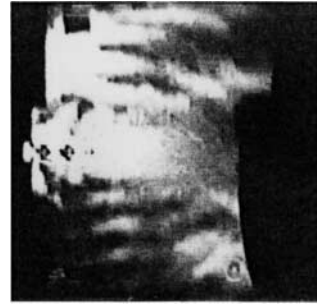


(a) 音場

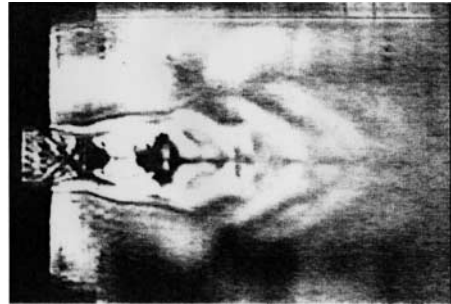


(b) ジェットの流れ場

図4 非対称モードのシュリーレン写真



(a) 音場



(b) ジェットの流れ場

図5 対称モードのシュリーレン写真

うよりは、いくつかの円形波面の包絡面を形成するようにジェットに平行に放射されて行く。

図4の非対称モードについて強い音が放射されている第3ショックセル付近を詳細に見ると、ジェットのうねりによってショックセル構造が大きく変形し、図6に示されるように移動衝撃波が現れる。この移動衝撃波は同図aのように最初ABのように対角線状に現われ、剪断層中の渦の移流に伴ってA点は下流に掃引され（B点を中心に回転）、半周期後セルの終端衝撃波と合体する。この時点で新たな移動衝撃波A'B'が生じているから、今度はこれがA'を中心に回転するように移動しセル終端の衝撃波と合体する。円形音波の放射と対応させて調査すると、移動衝撃波がセル終端衝撃波と合体する時点で音が放射されるような位相関係になっている。

対称モードについては、周波数が高いこともあって時間分解能が十分でなく、上述のような解析はできていない。また、後述する数値解析においても定常的な非対称モードは時間進行と共に

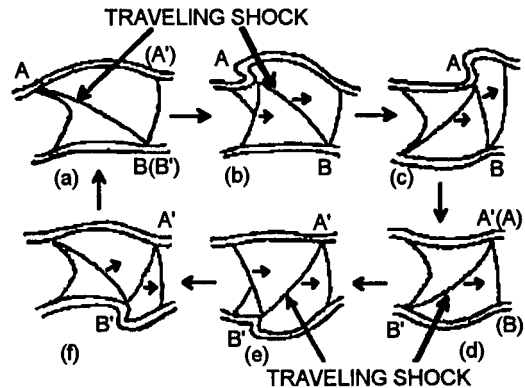


図6 第3ショックセルにおける移動衝撃波の挙動

確立されているが、対称モードは減衰してしまって実現できていない。従って以下の記述は非対称モードに関するものである。

### 3.2 近傍圧力場

図1に示した圧力計測用側壁を設置することにより、音の発生に重要な関わりを有すると思われる第3ショックセル近傍の圧力場を詳細に測ることができる。圧力計測孔は上下と回転の2

自由度を有し、計測範囲内の指定された任意の位置に移動可能である。また、スクリーチは周期的現象であるので、参照マイクロホン出力を時間基準として、計測された圧力変動のスクリーチ成分の振幅と位相を定めることができる。

図7は上記の方法で描き出した瞬間の圧力場である。スクリーチ周波数は6933 Hz、従って周期は144  $\mu$ sであり、(b)の図は(a)に対して約半周期後の圧力場を示している。ジェット近傍では高圧部と低圧部が交互に繰返し、当然ながらこの模様はジェット軸に対して上下反対称的になっている。ジェットから横方向に離れると、円形波状に伝播する圧力波が捉えられている。半周期後には高圧部が低圧部に入れ替わり、円形波面に注目しても圧力の低かった帯状部分が逆に高くなっている。

各点の圧力の振幅と位相を振幅等高線と同位相線で表示したのが図8である。ジェット近傍で

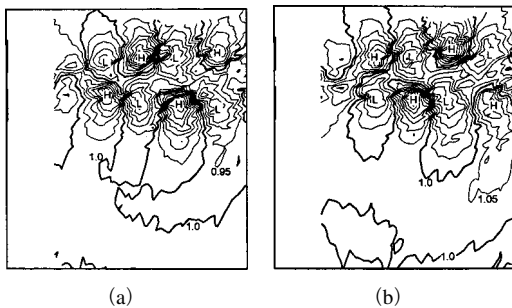


図7 側壁上瞬間圧力分布(等高線5000 Pa 間隔)  
(a)  $t = 0 \mu\text{s}$ , (b)  $t = 70 \mu\text{s}$

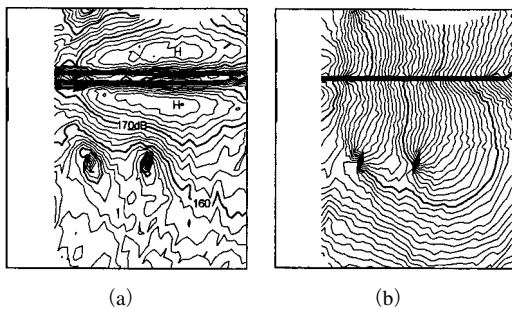


図8 側壁上スクリーチ成分音圧分布(ノズル圧力比4.5, 6933 Hz) (a) 音圧等高線(2 dB 間隔), (b) 等位相線(20° 間隔)

は第3もしくは第4ショックセル付近でジェットの波打ちが激しく、圧力振幅はこの付近で最大となり、ジェットから離れるに従って減衰する。一方等位相線は、ジェット近傍ではジェットに対してほぼ垂直であり、ジェットから離れると湾曲して円弧状になっている。波動は等位相面に垂直に進行するから、圧力場はジェット近傍ではジェットの流れと共に上流から下流に向かって移流的に変化し、一方ジェットから離れると円形波状に放射された音波のように変化すると言える。ここで注目すべきことは、圧力振幅図で2ヶ所極めて振幅レベルの低い点が存在し、等位相線図で見るとそこにはすべての等位相線が集まっていたり、あたかも複素振幅面における特異点のようになっていることである。シュリーレン写真で見ると第3ショックセル付近からの音の放射が支配的でここだけが音源であるかのように見えるが、このような音圧の特異点(節点)の存在は、まさに複数個の音源の干渉によって生じるものであり、スクリーチの音場には複数個の音源が寄与していることの動かぬ証拠を与えている。このことを以下に見てみよう。

音源として速度剪断層とショックセルとの干渉を考え、剪断層は不安定性ゆえに下流に向かって指数関数的に発達し、音源の強さも同様に増大して行くものとする。干渉で生じた音源を2次元的な音響湧点で表わし、仮に3個のショックセルが音場に寄与しているものとする。3個のセルの干渉の起こる位置を  $(x_n, y_n)$  ( $n = 1, 2, 3$ ) とすると非対称モードでは  $(x_n, -y_n)$  にも逆位相の音源が存在することになる。従って全体の音場は

$$p(x, y, t) = \sum_{n=1}^3 \exp \left[ \alpha x_n + i\omega \left( t - \frac{x_n}{c_v} \right) \right] \times \left\{ H_0^{(2)}(kr_n) - H_0^{(2)}(kr'_n) \right\}$$

$$r_n^2 = (x - x_n)^2 + (y - y_n)^2$$

$$r'_n{}^2 = (x - x_n)^2 + (y + y_n)^2, \quad k = \frac{\omega}{a_0}$$

と表わされる。 $\alpha$  は剪断層の発達を表わす増幅率であり、 $c_v$  は下流音源の位相遅れを表わす位相

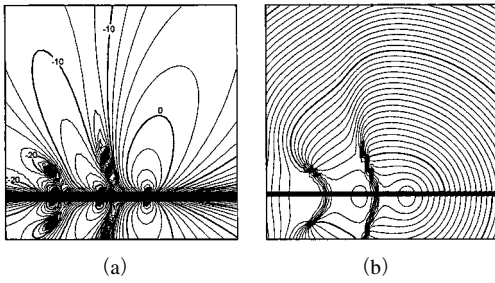


図9 音源列により誘起される音場 (音源位置  $x = 19, 38, 57 \text{ mm}$ ,  $y = \pm 3.5 \text{ mm}$ , 周波数  $6950 \text{ Hz}$ ) (a) 音圧等高線 (2 dB 間隔), (b) 等位相線 ( $20^\circ$  間隔)

速度で、全体として各ショックセルの音源の振幅を表現している。 $H_0^{(2)}$  は 2次元湧点音源を表わす第2種ハンケル関数、 $\omega$  はスクリーチの角周波数、 $a_0$  は音速である。 $\alpha$  や  $c_v$  の選択により種々の音場が表現されるが、実験結果に比較的近いと思われる音場は  $\alpha l_s = 0.8$  ( $l_s$ : ショックセル長さ)、 $c_v = u_j$  (ジェット速度) と選んだときで、図9に示される。この図を見ると、下流に強い放射の指向性があるが、上流にも指向性が存在すること、実験結果と同じように音圧振幅の特異点が2箇所存在しそこへ全ての等位相線が集まっていること等が確認できる。

4 数値解析

スクリーチの発生状況を数値解析で模擬することを試みる。2次元超音速ジェットの流れ場を支配するナビエ・ストークス方程式を音の放射場を含め統一的に解くが、層流粘性を用い乱流モデルは導入していない。実験に合わせてノズル高さ  $7 \text{ mm}$ 、ノズルリップ厚み  $13.5 \text{ mm}$  とし、計算領域は高さ方向に  $200 \text{ mm}$ 、流れ方向に  $400 \text{ mm}$  取っている。格子点数は  $211 \times 141$  で、そのうち流れ方向には  $181$  点をノズル出口から  $120 \text{ mm}$  までの間に集中させ、高さ方向には  $81$  点をジェット近傍の  $20 \text{ mm}$  に集中させている。TVD スキームを用い、外部境界では Thompson の放射条件を採用している<sup>17)</sup>。計算を開始すると最初ジェットは対称性を保って進行するが、計算領域の外部境界に達すると対称性が崩れて上下に振動を始め、

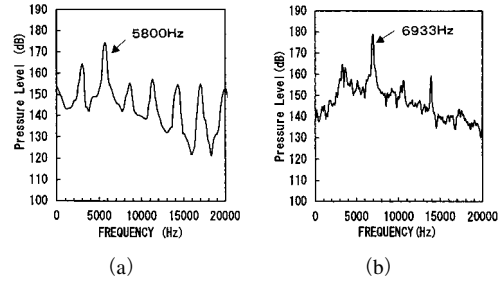


図10 変動圧力スペクトルの比較 (a) 数値解析 (ノズル圧力比  $5.0$ , スクリーチ周波数  $5800 \text{ Hz}$ ,  $x = 89 \text{ mm}$ ,  $y = 3.5 \text{ mm}$ ) (b) 実験 (ノズル圧力比  $4.5$ , スクリーチ周波数  $6933 \text{ Hz}$ ,  $x = 62 \text{ mm}$ ,  $y = -10 \text{ mm}$ )

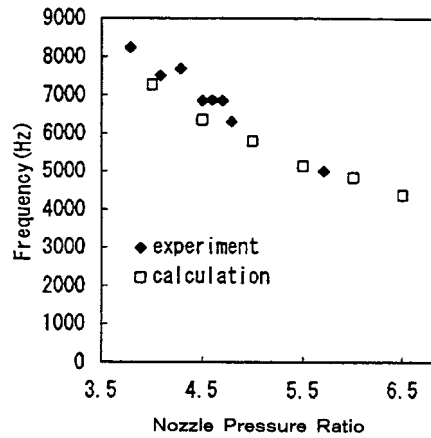


図11 ノズル圧力比に対するスクリーチ周波数変化; 数値解析と実験の比較

$5.125 \text{ ms}$  ( $30,000$  ステップ) で周期的振動に落ち着いてきた。

図10 (a) は周期的に落ち着いた流れ場の1点における圧力変動をフーリエ分析した結果である。スクリーチ成分として  $5800 \text{ Hz}$  が卓越しているが、渦のペアリングが起こっているものかその半分の周波数の成分が含まれ、スクリーチ成分との間にモジュレーションを起こしているようなスペクトルになっている。同図(b)は実験による結果である。ノズル圧力比が異なるためスクリーチ周波数に違いはあるが、計算結果の全体的なスペクトルは実験結果と似たものを与えている。

図11 はノズル圧力比を変化させた時、数値解析により得られるスクリーチ周波数が変化する

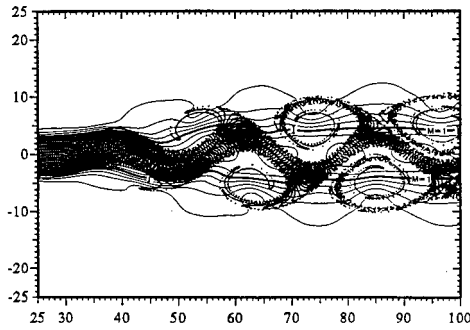


図 12 超音速ジェットの流れ場（ノズル圧力比 4.0）；流跡線とマッハ数等高線

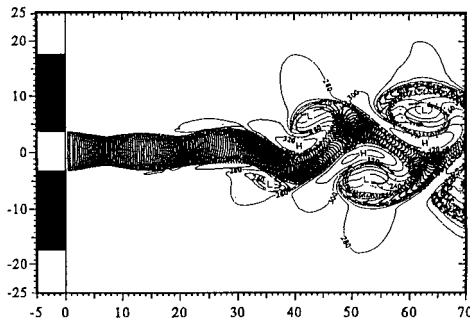


図 13 超音速ジェットの全温等高線（ノズル圧力比 4.0）

様子を実験と比較したものである。全般的な傾向は良く一致していると言える。このような結果から、2次元非対称モードのスクリーチの流れ場や音場は数値解析によって比較的良く捉え得るものと考えられる。

図 12 はジェットの流れ場の様子を示している。ノズル出口から仮想粒子を流して追跡すると、ジェットの中核部分が大きく波打つ様子や、ジェットの流体の一部が周囲空気との剪断によって上下交互の渦に巻き込まれて行く状況が理解できる。さらに、ジェット軸に沿った平行線はマッハ数の等高線を示しており、そのうち中央部の太い二本線が  $M = 1$  の線でその内側が超音速領域である。ジェットの中核部は大きく波打っても、超音速部分は比較的安定に下流まで保たれており、衝撃波構造や移動衝撃波構造が存在し得るものと推定される。

図 13 はジェットの流跡線と共に全温の等高線を示したものである。この図で特に注目すべき

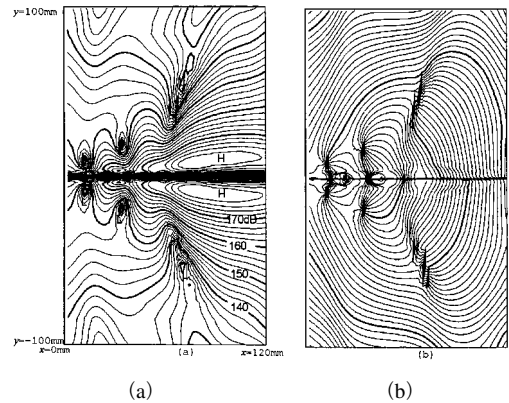


図 14 スクリーチ成分音圧分布（数値解析、ノズル圧力比 5.0, 5800 Hz）

点は、巻き上がった渦の中心部は初期設定温度より全温が 20 度以上低く、逆に巻き上がり渦とジェット中核部に挟まれた部分の全温は 20 度以上高くなっていることである。即ち、渦に巻き込まれた流体は静圧が下ると同時に断熱膨張によって全温が低下する。一方、渦に連行され渦とジェット中核部に挟まれた流体は、渦の膨張によって圧縮され、圧縮仕事を受けて全温が上昇するのである。

流れ場の圧力から時間平均成分を差し引いた変動成分のうち、スクリーチ周波数成分の振幅と位相の等高線を描いたものが図 14 で、これは実験における図 8 に対応する。ジェットノズル下流 3 乃至 4 ショックセル近傍でレベルが高く 180 dB に達し、ジェットから離れるとレベルが低下する様子や、ジェット近くでは圧力波がジェットに沿って移流的に変化し、ジェットから離れると音波的に放射される様子が捉えられている。また、音圧が極端に低く、等位相線が特異点のように集積する点が 3 箇所に現れている。これは図 8 のときと同様、複数音源による干渉の結果生じているものと推察される。位相図を見ると、圧力波はこれらの点を回り込むようにジェット近傍の移流型から音響放射型に転ずるようである。

スクリーチ音の放射場を見るために、音響インテンシティについて考察する。定常の圧力  $p_0$ 、密度  $\rho_0$  で一様な流れ  $u_0$  が存在する場における

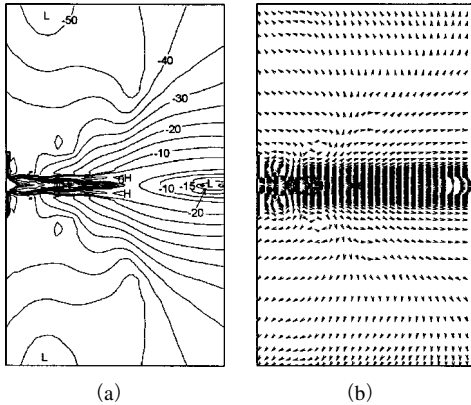


図 15 音響インテンシティーベクトル (ノズル圧力比 5.0, 5800 Hz) (a) レベル等高線 (5 dB 間隔), (b) 方向

音響インテンシティーは変動量に ' を付け、

$$\bar{I} = \left( \frac{p'}{\rho_0} + \mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}_0 \right) (\rho_0 \mathbf{u}' + \rho' \mathbf{u}_0)$$

で表される。これは全エンタルピー流れの 2 次の微小量で単位時間単位面積を通過する音響エネルギーの流れを意味するベクトル量である。渦有りの流れや、等エントロピー的でない流れで使えるものではないが、一応音源から観測者までの音響エネルギー流れの指標としての役割が期待される。

図 15 は音響インテンシティーレベルの等高線と、エネルギー流れの方向を示している。インテンシティーレベルの等高線は 5 dB 間隔であるが、下流寄りに強い指向性を示すと同時に上流方向にも弱いながら音響エネルギー流れが存在することが判る。さらに、エネルギー流れの方向図を詳細に見ると、音響エネルギーは各ショックセル末端部から放射され、大部分は遠方に放射されるものの、その一部はループを描き再びジェット側に戻されていることが判る。

これらの様相を確認するために、音響エネルギー流れを x 成分と y 成分に分け、それぞれを + 成分と - 成分ごとに示したのが図 16 と図 17 である。図 16 の x 成分について見ると、ノズル出口から約 45° の放射方向を境に音響エネルギーの流れが下流方向から上流方向に転じている。ま

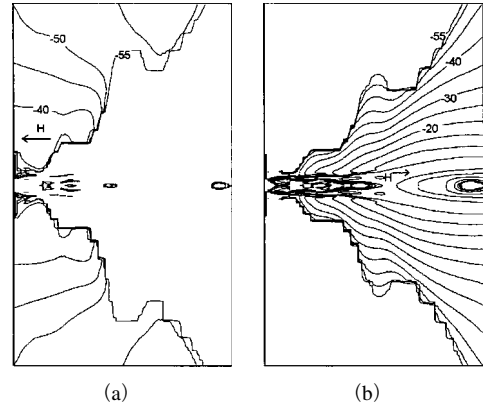


図 16 音響エネルギー流れの x 成分 (ノズル圧力比 5.0, 5800 Hz, 等高線間隔 5 dB) (a) -x 方向, (b) +x 方向

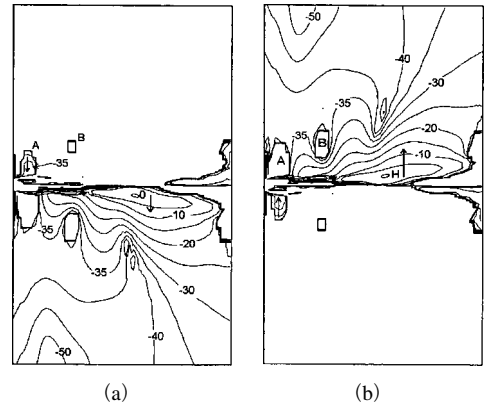


図 17 音響エネルギー流れの y 成分 (ノズル圧力比 5.0, 5800 Hz, 等高線間隔 5 dB) (a) -y 方向, 含 A, B 領域, (b) +y 方向, 除 A, B 領域

た、それぞれの図中 H と記されている部分のレベルが最も高いが、下流方向に最も強い指向性と、上流方向にも弱い指向性の存在することが判る。

一方、y 方向のエネルギー流れを見ると、図 17 (a) 中ジェットの上半面内の A 領域と B 領域はエネルギー流れが負になっている。これらの領域は図 15 で述べた音源の干渉による特異点 (音圧レベル 0) の近傍領域であるが、特に A 領域はジェットの剪断層に接している。即ち、第一ショックセル末端部から湧き出した音響エネルギーがループを描いてこの部分でジェットの剪断層に戻されているのである。スクリーチのフィー

ドバック機構は上流方向に放射された音波がノズルリップにおいてジェット剪断層の発達を助長するように作用する、と概念的に説明されているが、本計算によれば、第一ショックセル終端部を音源とする音響エネルギーがジェットの第一ショックセルの剪断層全体に戻されていることになっている。

## 5 むすび

超音速ジェットスクリーチ発生機構の理解を進めるために実験と数値解析を行って来た。

矩形ジェットでも2次元性が高く保たれる場合は、一般に知られている非対称モードの外に対称モードが現われる。しかしどの条件で非対称モードあるいは対称モードが選択されるかは良く判っていない。また、2次元ジェットの数値解析で対称モードを模擬することには成功していない。

超音速ジェットの圧力場を観察すると、スクリーチ音圧の節点が複数個存在し、これは複数個の音源が音場を形成していることを裏付けている。速度剪断層とショックセルの干渉が音源となることや、音場が上流側に指向性を有することから、複数個の音源が存在するとする仮説はスクリーチ研究の当初から導入されていたが、ここでは圧力場の計測からこの事実を一層明確にしたものである。また、数値解析においても音圧の節点の存在が示された。

スクリーチのような強いフィードバック機構を有する流体関連自励音の場合、ナビエ・ストークス方程式の数値解析により、少なくとも定性的にはかなり良く物理現象を模擬することができる。本解析では音響エネルギーの流れから、第1ショックセル終端から発した音のエネルギーが第1ショックセルの速度剪断層全体に戻されている、というフィードバックの機構が示唆された。乱流モデルの導入や格子点数を増やして数値解析の精緻化を図ることにより、速度剪断層とショックセルの干渉や発生音波によるフィードバックの様相がさらに詳しく解明されるものと考えられる。

## 引用文献

- 1) Powell, A. : On the Mechanism of Choked Jet Noise, Proceedings of the Physical Society, London **66** (1953) pp.1039-1056.
- 2) Hammitt, A. G. : The Oscillation and Noise of an Overpressure Sonic Jet, Journal of the Aerospace Sciences **8** (1961) pp.673-680.
- 3) Glass, D. R. : Effects of Acoustic Feedback on the Spread and Decay of Supersonic Jets, AIAA Journal **6** (1968) pp.1890-1897.
- 4) Ahuja, K. K. & Whiffen, M. C. : Tone Excited Jets, Part II: Flow Visualization, Journal of Sound and Vibration **102** (1985) pp.63-69.
- 5) Krothapalli, A., Hsia, Y., Baganoff, D. & Karamcheti, K. : The Role of Screech Tones in Mixing of Underexpanded Rectangular Jet, Journal of Sound and Vibration **106** (1986) pp.119-143.
- 6) Westley, R. & Woolley, J. H. : The Near Field Sound Pressures of a Choked Jet When Oscillating in the Spinning Mode, AIAA Paper 75-479, March 1975.
- 7) Tam, C. K. W., Seiner, J. M. & Yu, J. C. : Proposed Relationship Between Broadband Shock Associated Noise and Screech Tones, Journal of Sound and Vibration **110** (1986) pp.309-321.
- 8) Seiner, J. M. : Advances in High Speed Jet Aeroacoustics, AIAA Paper 84-2275, 1984.
- 9) Powell, A. : Some Aspects of Aeroacoustics : From Rayleigh until Today, ASME Journal of Vibration and Acoustics **8** pp.145-159.
- 10) Tam, C. K. W. : Jet noise Generated by Large-Scale Coherent Motion, Aeroacoustics of Flight Vehicles : Theory and Practice NASA RP-1258, Aug.1991, Chap.6.
- 11) Tam, C. K. W. : Supersonics Jet Noise, Annual Review of Fluid Mechanics **27** (1995) pp.135-147.
- 12) Raman, G. : Advances in Understanding Supersonic Jet Screech : Review and Perspective, Progress in Aerospace Sciences **34** (1998) pp.45-106.

- 13) Suda, H., Manning, T. A. & Kaji, S. : Transition of Oscillation Modes of Rectangular Supersonic Jet in Screech, AIAA Paper 95-2145, June 1995.
- 14) Kaji, S. & Nishijima, N. : Pressure Field Around a Rectangular Supersonic Jet in Screech, AIAA Journal **34** (1996) pp.1990-1996.
- 15) Yamagishi, T. & Kaji, S. : Numerical Simulation on Screech Tone Generated by Two-Dimensional Supersonic Jets, Proceedings 5th International Congress on Sound and Vibration **2** (1997) pp. 691-698.
- 16) 須田広志, Ted. A. Manning, 梶昭次郎 : 2次元超音速ジェットスクリーチ, 日本ガスタービン学会誌 **21** (84) (1994) pp.70-76.
- 17) Thompson, K. W. : Time Dependent Boundary Condition for Hyperbolic Systems, Journal of Computational Physics **68** (1987) pp.1-24.