# 第44回 流力騒音シンポジウム 概要集

## 2024 年 12 月 17 日 東京大学 山上会館 001 会議室

日本機械学会流体工学部門

### 第44回流力騒音シンポジウム 講演プログラム

日本機械学会 流体工学部門 2024 年 12 月 17 日 (火) 東京大学 山上会館 地下 1 階 001 会議室

- 13:25~13:30 開会
- 13:30~15:30
- (1) 水噴流の音秋下貞夫(立命館大学)
- (2) 管内脈動流による空力騒音の発生機構に関する研究 尾川 茂(呉工業高等専門学校)
- (3) エッジトーン自励音の音源位置の検討 宇津野秀夫(関西大学)
- (4) 30P30N 三翼素高揚力翼の風洞試験および CFD による指向性の比較 山本一臣,浦 弘樹,田中健太郎,村山光弘(JAXA)
- 15:30~15:45 休憩
- $15:45 \sim 17:45$
- (5) ジェットエンジンのファン動翼と後方ディストーションとの干渉による騒音 楠田真也(IHI)
- (6) 数値計算による多孔板音響ライナの音響インピーダンス算出 榎本俊治(JAXA)
- (7) 超音速衝突ジェット音響の三次元的指向性と音響効率の計測 大山琢登,赤嶺政仁,寺本進,岡本光司(東京大学)
- (8) 衝突ジェットの Plate shock 下側の振動と音響波の関係の数値解析的・実験的な調査
  市川豪士,小原丈,赤嶺政仁,寺本進,岡本光司(東京大学)

題名:水噴流の音

氏名 (所属):秋下貞夫(立命館大学・理工学部名誉教授)

§1. 研究の動機と狙い

(1) ホースなどから放出する水の噴流の音の発生機構の解明を狙いとする。水噴流が音を放 出することは容易に想像できる。ここでの研究対象は噴流の固体との衝突音ではなく、空気の 噴流音と同様、噴流そのものが放射する音である。

(2) Drazin, Reid によれば、水噴流の境界面即ち自由表面は、無次元波数 *α =a*k(a;水流半径、k;波数)に依存して不安定となり右図に示すように液滴が形成される。

(3) このモデルの妥当性を検証するには、Rayleigh (Theory of Sound) による波面の安定解析モデルとその実験的検証を要する。しかし残念なが ら筆者には実験の手立てはなく、共同研究を募る。

§2 以下では安定性の解析の要点を述べる。

水流の自由波面の解析モデルでは水流の速度ベクトル、圧力、自由表面 の変位などにつき、u'=u-U, p'=p-P,  $\varsigma'=\zeta-a$ など擾乱値を導入し、 線形近似の境界条件式(2-1)、運動方程式(2-2)、非圧縮流の連続式(2-3) などをつぎのように表す。

$$u_r = \frac{D\varsigma'}{Dt} \quad (r = \varsigma) \quad (2-1) \qquad \rho \frac{\partial u'}{\partial t} = -\nabla p' \quad (2-2) \qquad \nabla u' = 0 \qquad (2-3)$$

これらの方程式の解は正規モードの解を利用すべく以下の形式を用いる。  
$$(u',p',\varsigma') = (\hat{u}(r),\hat{p}(r),\hat{\varsigma}(r))e^{(st+i(kx+n\theta))}$$
 (2-4)

 $\Delta \mathbf{p}' = -\varrho \frac{\partial \overline{r} \cdot u}{\partial t} = 0; \Delta \triangleq \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial^2}{r\partial r} + \frac{\partial^2}{r^2 \partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)$  (2-5) なおnは整数。 (2-2),(2-3)から

 $\Delta p'=-\varrho \frac{\partial v \cdot u}{\partial t}=0$  (2-6) を得る。これらより、未知変数の関係式と次数 n の modified Bessel function  $I_n(\mathbf{kr}), K_n(\mathbf{kr})$ を導入し、中心(r=0)で圧力は有限の条件、A を定数をとし  $\hat{p}=AK_n(\mathbf{kr})$ と置き、以下の二つの関係式

0

$$\hat{u} = -\frac{A}{\rho s} \left( ikI_n(kr), kI'_n(kr), \frac{in}{r}I_n(kr) \right) \qquad (2-7) \qquad \frac{d^2\hat{p}}{dr^2} + \frac{d\hat{p}}{rdr} - \left(k^2 + \frac{n^2}{r^2}\right)\hat{p} = 0 \qquad (2-8)$$

及び次式を用いる。 $AI_n(\alpha) = -\frac{\gamma(1-\alpha^2-n^2)\hat{\varsigma}}{a^2}$  (2-9)  $-\frac{A}{a\rho s}\alpha I'_n(\alpha) = s\hat{\varsigma}$  (2-10)

このようにして未知変数 s は次式で与えられる。

$$s^{2} = \frac{\gamma}{a^{3}\rho} \cdot \frac{\alpha I_{n}^{\prime}(\alpha)}{I_{n}(\alpha)} (1 - \alpha^{2} - n^{2}) \qquad (2 - 11)$$

これらの関係を用いた実験結果との比較など、詳細は講演で述べる。

題名:管内脈動流による空力騒音の発生機構に関する研究

氏名 (所属): 尾川 茂 (呉工業高等専門学校)

1. 背景と目的:エンジンの吸気音・排気音は、自動車の走り感や加速感を演出する重要な開発 要素である。一方、近年の車外騒音規制による騒音低減にも応えていく必要があり、これに有用 なモデルが求められている。これらの騒音は吸気システム・排気システムの主要構成部材である、 パイプ構造の中のガス流動、さらには脈動によって生じることは知られているが、その因果関係 は十分には解明されていない。本研究ではこれらの騒音低減の観点からパイプ構造内のガス流動 (脈動)による騒音の発生機構を解明することを目的としている。

2. 脈動流の計測実験

2.1 脈動発生器:自動車のエンジンを室温で駆動し、 脈動流を発生させた。測定部の諸寸法寸法を図1に示 す。

2.2 流速計測: PIV による非接触計測によって、脈 動流の振幅と周波数を求めた。

測定部の流速(PIV)と圧力計測

2.3 圧力計測:直径 30mmの円管の両端に2個の 圧力計を間隔 330mm 離してセットし、圧力波形を求めた。

3. 脈動流による空力騒音の予測

3.1 流速波形と圧力波形の関係

流速は  $u(t) = U_0 \sin(2\pi ft + \phi)$ 、 圧力は流速の加速度による慣性効果として、  $p(t) = P_0 \cos(2\pi ft + \phi)$ 3.2 空力騒音の予測

図 1

(1)単極音:  $p'_{mono} \propto \frac{\rho}{r} \frac{\partial Q}{\partial t}$  [Pa] Q:流量、r: 音の伝播距離 (2)二重極音:  $p'_{di} \propto \frac{\rho}{r} \Delta p \cos \theta$  [Pa]  $\Delta p$ : 圧力差、 $\theta$ : 音源からの角度 (3)四重極音: Lighthill 方程式  $\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 p' = c^2 \nabla \cdot \nabla \cdot T$ 遠方場の音圧: $p'_{quad} \propto \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_V \nabla \cdot \nabla \cdot \boldsymbol{T}(\boldsymbol{y}, t - |\boldsymbol{x} - \boldsymbol{y}|/c) dV$ , 圧力と粘性の影響を無視すると、 Lighthillテンソルは、  $T_{ij} \approx \rho u_i u_j$  となるから  $p'_{quad} \propto \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_V \nabla \cdot \nabla \cdot \rho u_i u_j dV \propto \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[ \int_V \rho u_i u_j dV \right]$ したがって、脈動流によって発生する空力騒音は、 上述の様に流量の時間変動による単極音、圧力変動に起因する二重極音、

および運動量テンソルの空間積分の加速度による四重極音の総和としての予測できる。

題名:エッジトーン自励音の音源位置の検討

氏名(所属): 宇津野秀夫(関西大学 システム理工学部 機械工学科)

#### エッジトーン自励音で提案する数理モデル

エッジ後方  $x_0$ 位置にスロープ上側と下側で一対の双極子音源を仮定する。エッジに向かう 流れの中心線上では、双極子のため音圧はゼロとなるが、粒子速度は流線に対して垂直方向の 成分を持ち、その結果流線に偏差を生じてエッジ部で切り分けられ流量が変化する。この偏差 に起因する流量変動 Qを双極子音源の体積速度と仮定する。エッジ部から音源まで気流が進 行するに要する時間と同距離を音波が伝搬する時間とでは、気流が進む時間の方が長くなり、 この時間差が無駄時間となる。空気源からの流量  $Q_0$ と無駄時間を考慮したブロック線図と伝 達関数を示す。伝達関数の分母多項式において実数部 X(s)と虚数部 Y(s) がともにゼロとなる 極 $s = \alpha + j\omega$ を数値計算する。変数に現実的な値を設定し $\alpha - \omega$ 平面で X(s) = 0, Y(s) = 0を同 時に満たす交点を求めると、 $\alpha > 0, \omega > 0$ となる自励振動の条件が容易に存在する。



#### 粒子速度計を用いた音源位置の測定

2本の白金線を用いた粒子速度計で、エッジトーン発生時のスロープ上の粒子速度分布を測定した。エッジからスロープに沿って 10mm 程度の区間で測定した各位置の粒子速度を、基準点音圧との位相差と振幅比で整理するとエッジから 5mm 位置で 180 度位相が逆転し、粒子速度も最小化する結果が得られた。スロープ上側を局所的に測定しているので、音源は単極子と同じ挙動を示していると理解できる。種々実験条件を変えて測定したが、音源位置はエッジより有意に後方に存在する結果が得られた。



#### コメント頂きたいこと

エッジトーン音源位置がエッジ後方数ミリ位置に存在することは、粒子速度の測定結果から 確定した。Howeの渦音理論では外積 $\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{U}$ は音源項とされる。エッジ後方数ミリ位置に外積  $\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{U}$ に起因する音の「素」が生じる現象に関してご意見を伺いたい。また現在 LDV 流速計 でエッジ周りおよびスロープ上の流速分布測定と、非圧縮で粘性を考慮した流れと渦の数値計 算を実施中であるが、これら実験と計算に関してもご助言をお願いしたい。

題名: 30P30N 三翼素高揚力翼の風洞試験および CFD による指向性の比較

氏名 (所属):山本一臣,浦 弘樹,田中健太郎,村山光宏

内容: ケブラー壁の無響測定部を備えた JAXA の 2m x 2m 風洞(LWT2)において,2017 年 に取得した 30P30N 三翼素高揚力翼の実験データを再検討し、フェーズドアレイ、シングル マイクロホン、CFD の間で遠方場騒音の指向性データを比較した結果について報告する.

図1のように翼弦長 457.2 mm, アスペクト比 4.37 の大型 2 次元翼模型を用いた本風洞試験 データは, これまでスラット騒音予測の基礎検証として, フェーズドアレイによる音源マップ の積分から求めた翼直下(270 度)方向の騒音と翼表面の非定常圧力が, 多くの CFD と比較さ れてきた. しかし, 最近の LES 解析による機体騒音予測の大規模化を踏まえると, 指向特性 を含めたより丁寧な実験結果との比較, 検証が望まれる. そこで, 2017 年に取得した 3 つの 角度でのフェーズドアレイと 7 本のシングルマイクロホン(図 2)によるデータを再検討し, 両 者の整合性と課題を確認するとともに, 格子ボルツマン法ベースの Hybrid RANS-LES による CFD 解析結果を実験データと比較(図 3, 4) することにより解析の信頼性を確認し, 特徴的 な指向特性を生じる原因などを明らかにした.



図 1.30P30N 翼模型とケブラー壁測定部



図2. 無響室に設置したフェーズドアレイとシングルマイク

rer=LOW, AoA = 5.5 deg, 58 m/s, spl (4000.0 Hz) gle Mic., AoAu = 7.0 deg, 58 m/s, spl (4000.0 Hz)







θ,

題名:ジェットエンジンのファン動翼と後方ディストーションとの干渉による騒音

#### 氏名(所属):楠田 真也 (株式会社 IHI)

内容:

ジェットエンジンのファン後方には機体とエンジンを繋ぐパイロンが設置されており、パイ ロンがあることでファンダクト内の流れは非一様な静圧分布(後方ディストーション)が生じ る. 図1にパイロンを模擬した円柱からのディストーションとファン動翼との干渉により音波 がファン上流に伝播している様子を示す.図2には図1の円柱の有無での実験結果を示す.図 2(a)のように円柱があることによりファン騒音(前方の音響パワーレベル)が増加しているこ とが分かる。特に 74%回転数において、円柱有りではファン騒音が増大している。これはフ アン動翼が遷音速作動となり,図3のように双極子音源となる動翼面の非定常空力負荷が衝撃 波発生位置で大きくなるからと考えられる. また 66%回転数において, ファンを開き作動(図 2(b)Open)とすると遷音速となるためファン騒音が増加しており,図3(b)の非定常空力負荷コ ンタからも分かる.このように遷音速領域ではディストーションの騒音への影響が大きいこと が分かる. なお図 2(a)で 86%回転数以上では動翼自身の回転によって発生する音響モードが カットオンとなり支配的となるために円柱有無で音響パワーレベルの差は見られなくなる. 注:本内容の一部(実験)は、経済産業省の航空機・宇宙産業イノベーションプログラム・エ ネルギーイノベーションプログラムによる「環境適応型小型航空機用エンジン研究開発」の一 環として国立研究開発法人新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)からの助成を受 けたものが含まれています. 







題名: 数値計算による多孔板音響ライナの音響インピーダンス算出

氏名 (所属): 榎本俊治, 宇宙航空研究開発機構 航空技術部門

内容:航空ジェットエンジンで用いられる音響ライナは多孔板と背後層から構成されており、そ の主な特性は、孔径、多孔板厚さ、開口率、背後層深さの4つのパラメタによって規定される。 今回は多孔板単体の透過率・反射率を数値解析で求めることにより、音響ライナの音響インピー ダンスを算出する方法を検討したので報告する。

図1のように、多孔板への入射音 $p_{0-} = A_{0-}e^{iky}$ 、透過音 $p_{2-} = A_{2-}e^{iky}$ 、反射音 $p_{0+} = A_{0+}e^{-iky}$ とし、透過率を $\operatorname{Tr} = \frac{A_{2-}}{A_{0-}}$ 、反射率を $\operatorname{Rf} = \frac{A_{0+}}{A_{0-}}$ と定義する。例として、多孔板厚さ 1mm, 孔径 0.5mm,開口率 0.0625 の多孔板の透過率と反射率を数値計算で求めた。その振幅と位相を図 2.3 に示す。







題名:超音速衝突ジェット音響の三次元的指向性と音響効率の計測

氏名 (所属):大山琢登,赤嶺政仁,寺本進,岡本光司 (東京大学)

内容:ロケット打上げ時には,超音速ジェットがエン ジンから噴出して射点構造などに衝突し,強い音を発 生させて搭載された人工衛星などを加振する[1].この ような音の高精度・効率的な予測モデル構築には,様々 な衝突条件でどのような音が生じるかについての詳細 な特徴づけが役立つと考えられる.筆者らはこれまで, 単純な斜め平板への衝突ジェットを対象とした実験を 行い,主に左右対称面内で音響場を計測してきた[2, 3].本研究ではさらに,衝突ジェットが非軸対称的で あることにも注目し,超音速衝突ジェット音響の三次 元指向性を明らかにすることを目的とした.

東京大学柏キャンパスの極超音速高エンタルピー風 洞で,非加熱のマッハ 1.8 適正膨張ジェット(ノズル出 口直径 D = 20 mm)を生成し,斜め平板へ衝突させる 実験を行った.ジェット軸に対する平板傾斜角は 45 度とし,ジェット軸上のノズル-平板間距離を 5D-20D に変化させた.最大 22 個の GRAS 40PL マイクロホン のアレイをトラバースし,ジェットを囲む面の音響計 測を行った.

Figure 1 にノズル-平板間距離 5D の場合の Overall Sound-Pressure Level (OASPL)を示す.ただし,衝突 点を中心とする球面波と仮定し,半径 30D の球面上の 値に換算している.これまで注目してきた対称面(球面 の手前側の縁)よりも,約 40 度奥(矢印部)で最大の



Fig. 1 ノズル-平板間距離 5D の OASPL 分布(半径 30D の球面上 の値に換算)



音響効率(破線は自由噴流の場

OASPL が計測された.他のノズルー平板間距離でも,対称面外に高い OASPL ピークが観察さ れており,三次元的な指向性の理解が必要なことがわかった.さらに,これらの OASPL 分布 をもとに,ジェットから放射された音の総和(音響パワー)や,音響パワーとジェットの持つ パワーの比(音響効率)といった音源強さの指標も評価した(Fig. 2).ノズルー平板間距離 10D で最も音響効率が高いことが示されている.今後,これらの結果と音源メカニズムの関係につ いて詳細に調べる予定である.

[1] Lubert, Gee, and Tsutsumi (2022) "Supersonic jet noise from launch vehicles: 50 years since NASA SP-8072," J. Acoust. Soc. Am. 151(2) 752-591.

[2] Akamine et al. (2018) "Effect of Nozzle–Plate Distance on Acoustic Phenomena from Supersonic Impinging Jet," *AIAA J.* 56(5) 1943-1952.

[3] Akamine et al. (2021) "Experimental study on effects of plate angle on acoustic waves from supersonic impinging jets," J. Acoust. Soc. Am. 150(3) 1856-1865.

題名:衝突ジェットの Plate shock 下側の振動と音響波の関係の数値解析的・実験的な調査

氏名 (所属):市川豪士,小原丈,赤嶺政仁,寺本進,岡本光司 (東京大学)

内容:

超音速ジェットが斜め平板に衝突すると,空 力騒音が発生する.この騒音の発生メカニズム を明らかにすることは、ロケット打ち上げ時や 短距離/垂直離着陸機の離着陸時のような高速 な噴流が地面に衝突する際に発生する騒音の予 測や低減に有用である[Lubert, Gee and Tsutsumi. (2022), JASA Vol. 151, Issue. 2]. 本 研究は, 衝突ジェットの騒音の発生メカニズム を調査するものである. 斜め平板にジェットが -1 衝突すると、離脱衝撃波(Plate shock)と壁面上 に衝撃波列(Tail shock)が形成される. これらの 衝撃波とジェット剪断層の大規模乱流構造との 干渉が主要な音源と考えられてきた.しかし, 近年の研究において, Plate shock 少し離れた下 流の点を起点とするような音波が観察された [Kurokawa et al. (2020), AIAAJ Vol. 58, No. 8]. この 音波の起点には、衝撃波と言った音源となるような流 体現象は観察されず,従来の衝撃波-大規模乱流構造の 干渉というメカニズムでは発生を説明できない.

衝突ジェットでは、Plate shock下部でも振動をして いる.この振動が擾乱源となり、伝播してきた擾乱が Plate shock少し下流からの音波となっている可能性が ある.そこで、本発表では、二次元の衝突ジェットの 数値計算を行い、Plate shock下部を擾乱源として、仮 想的な音響擾乱を追跡すると、Plate shock少し下流か らも音波のメカニズムを良く説明できる(Fig. 1)こと を紹介する.また、円形ノズルを用いた衝突ジェット の実験においても、Plate shock下側の振動と音響波 の相関を調べることによって、数値計算と整合性 のある結果(Fig. 2)が得られていることを発表する.



Fig. 1 衝撃波下部付近から追跡した仮想的な 音響擾乱と Plate shock 少し下流からの音波 との対応関係

