

グレージング流れを伴う吸音ライナの数値解析による吸音率の評価

榎本 俊治, 石井 達哉 (宇宙航空研究開発機構 航空技術部門)

Evaluation of Sound Absorption Coefficient by Numerical Analysis of an Acoustic Liner with Glazing Flow

ENOMOTO Shunji, ISHII Tatsuya (JAXA)

ABSTRACT

In order to investigate the sound absorption phenomenon in sound-absorbing liners used to reduce the noise of aero-jet engines, we simulated the sound absorption liner with glazing flow by the numerical analysis using the sponge region method, and methods to calculate the required sound absorption coefficient was investigated. We compared the conventional method based on sound pressure, the method of calculating the difference in sound power between the upstream and downstream sections using sound intensity, and the method of directly calculating the sound power sucked into the hole. In the absence of glazing flow, all the methods gave similar results. In the case with the glazing flow, it was found that the sound pressure method and the method based on the sound power of the upstream and downstream cross-sections, i.e., the method to acquire the data at a place not affected by the vortex, were more accurate for evaluating the sound absorption coefficient.

1. はじめに

航空用ジェットエンジン騒音の低減を目的として用いられる吸音ライナは、微小な孔が開いた表面板と背後の空気層から構成され、ヘルムホルツ共鳴によって特定の周波数近傍の音が吸音される。ジェットエンジン用の吸音ライナでは吸音ライナの外部の空氣に流れ(グレージング流れ)が存在し、グレージング流れが無い場合と比べて吸音特性が変化することが知られている。グレージング流れの有る吸音ライナの性能を測定するフローダクト試験装置[1]は、ダクト内に空氣の流れを作り、ダクト壁面に吸音ライナを装着し、ダクト内に音波を入射し、多数のマイクロフォンで計測することによって吸音率を測定する。フローダクト試験装置を用いて、或る吸音ライナの吸音率を計測した例を図1に示す。ここでは、流れが無い状態で音波のみを入射した場合を"静止"、流れが無い状態で上流から下流に向かって音波を入射した場合を"順方向"、下流から上流に向かって音波を入射した場合を"逆方向"と呼んでいる。流れの速さはマッハ数0.3である。グレージング流れがある場合、音圧が同じでも、ダクト内を伝播する音響パワーは順方向では大きく逆方向では小さくなるため、吸音率は順方向では下がり逆方向では上がる傾向はある。一方で、"静止"では共鳴周波数に吸音率のピークが有るのに対し、グレージング流れがある場合は、"順方向"、"逆方向"ともに吸音率のピークがなくなるかになり、周波数が共鳴周波数から離れても有る

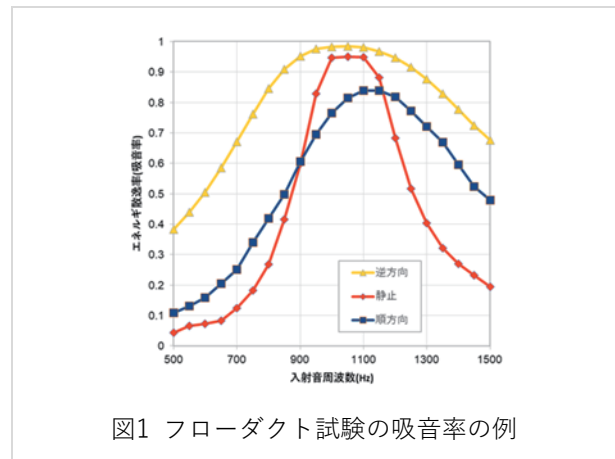


図1 フローダクト試験の吸音率の例

程度の吸音率が保たれている。このように、グレージング流れがある場合、吸音現象には何らかの質的違いがあるものと考えられる。そこで我々は、現象を簡略化し二次元層流の仮定の下にフローダクト試験装置の流れ場・音場を模擬する数値解析[2]を行って、グレージング流れのある吸音ライナで起きている現象を明らかにすることを試みた。

計算結果からの吸音率の算出は、本質的にはフローダクト試験で用いられている方法に準じることができる。しかし実験では数点から数十点の計測点数で長時間の計測を行う方法が用いられるが、数値解析では計算領域全体のデータを用いることが出来る代わりに時間方向には短いデータになってしまうという性質の違いが存在する。このため数値計算データの処理では、実験で用いる方法をそのまま用いるよりも、数値計算の特性に合わせた方法を用いた方が効率的である。本

報では数値計算結果から吸音率を算出する方法について報告する。

2. 流れ場の計算

2.1. 数値計算コード

本研究ではこれまでの研究[3], [4]と同様に、コンパクトスキームを用いた3次元圧縮性NS方程式ソルバーであるUPACS-LESを用いた。対流項の空間差分は最大で6次精度であり、音波がほとんど減衰しない計算を行うことが出来る。時間進行はルンゲ・クッタ陽解法を用いている。

2.2. 計算格子

計算領域全体を図2に示す。

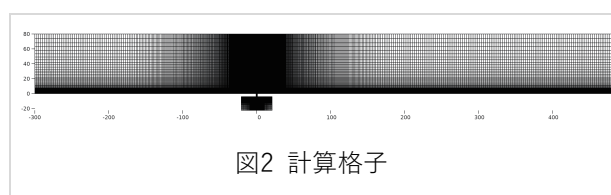


図2 計算格子

この計算格子はフローダクト装置の流路を模擬しており、計算領域の流路高さを80mm、上側をスリップ壁、下側を付着壁とした。X=0mmに吸音ライナを一つだけ設置し、上流側に300mm、下流側に480mmの長さのダクトとしている。グレーディング流れは左から右に流れる。

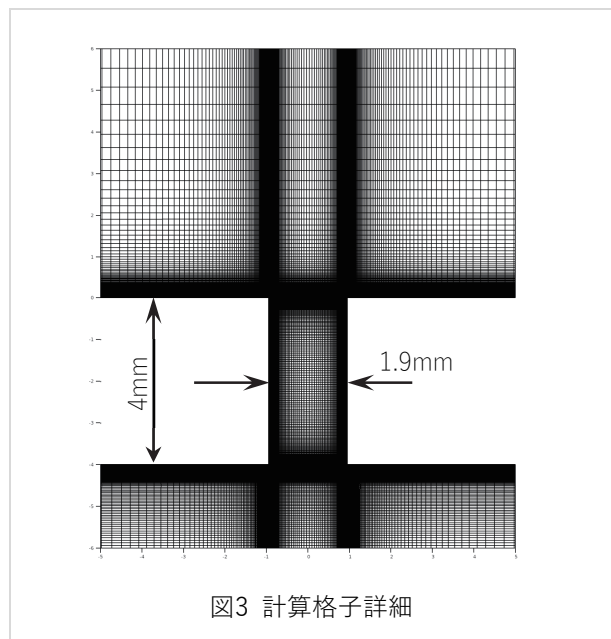


図3 計算格子詳細

図3は吸音ライナの孔部の計算格子を拡大した図である。吸音ライナの孔の幅は1.9mm、孔の長さは4mmである。共鳴周波数が1kHz近傍になるようにセルの体積を設定した。流路壁面や孔の内壁に隣接する計算格

子の幅は、垂直入射管の解析[2]において得られた、吸音率を精度よく計算できる条件である0.005mmとした。

2.3. 速度分布

グレーディング流れの流速分布には、ブラジウス解の速度分布を用いた。X=0の位置で壁面のマッハ数勾配M/Y[1/mm]が1になるように設定した。本来のブラジウス解は圧力勾配の無い平板境界層の速度分布でありY方向の速度成分が僅かに存在するが、ここではブラジウス解のX方向速度のみを使用してY方向速度は0とし、壁面摩擦剪断応力に釣り合う圧力勾配を与えて流れ場を作成し、この流れ場から計算を進めて十分に定常になったところを、音を入力する計算の初期値とした。

2.4. 音波が入射するスポンジ領域

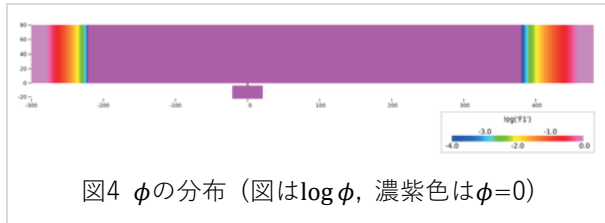
ここで目的としている計算では、流入側に境界層の速度分布が有り、流入境界あるいは流出境界から音波を入射させることが出来るとともに、計算領域の中から境界に向かって進む音波を反射することなく吸収する必要がある。これらを実現する容易な方法としてスポンジ領域[5]を用いた。この方法は計算領域の端に設定したスポンジ領域において、数値計算で得られた保存量 q を別途用意した規定値 q_{ref} に徐々に近づけて行く方法である。計算で得られた値を規定した値に変更すれば何らかの反射が起きるが、それを幅を持った領域で徐々に行うことで反射を目立たなくする方法である考えることが出来る。上流境界も下流境界も全ての値を規定するので、境界条件としては「与え過ぎ」であり、計算領域内の諸量の値が時間とともにドリフトして行った場合は計算領域とスポンジ領域の境目で段差が生じる。そうならないために、十分に定常に達した流れ場を計算の初期値とスポンジ領域で規定する値として用いることが望ましい。 q の初期値および規定値 q_{ref} を得る方法は明確ではなく、今回の計算では広い計算領域で通常の境界条件を用いた計算を行って十分に定常に達したと思われる解を得て、その結果を切り取って用いるなどの工夫を行った。

スポンジ領域では、計算のステップごとに計算で得られた値 q に、

$$-\phi(x)(q - q_{ref})$$

を加える。 ϕ は0から1の値で、0は通常の計算領域、1は規定された値に固定することを意味する。

図4は今回用いた ϕ の分布である。計算領域の左右両端から100mmの領域をスポンジ領域とした。図は $\log \phi$

図4 ϕ の分布 (図は $\log \phi$, 濃紫色は $\phi=0$)

を示しており、計算領域の端で $\phi=1$ 、端から離れると距離に応じて指数関数的に減衰し、一定の距離離れたところで0となる分布としている。

2.5. 音波の入射

スポンジ領域では、定常の流れ場の値に音波の変動を時間毎に加えることで音波の入射を模擬する。音波を与える方法は、音を圧力の微小変動とし等エントロピ変化であると仮定すれば後はほぼ自明であるが、念のため確認しておく。

p, ρ, u を瞬間の圧力、密度、流速、 p_0, ρ_0, u_0 を定常流の圧力、密度、流速、 p', ρ', u' を音による変動成分とする。

$$p = p_0 + p'$$

$$\rho = \rho_0 + \rho'$$

$$u = u_0 + u'$$

また a_0 を定常流の音速とする。

まず p' を、定数 A を振幅、時間 t と空間座標 x として例えば以下のように決める。

$$p' = A \sin(\omega t - kx)$$

ρ' や u' は等エントロピ変化を仮定すると、

$$\rho' = \frac{1}{a_0^2} p'$$

$$u' = \frac{1}{a_0 \rho_0} p'$$

数値計算で用いる保存量の音による変動成分は、

$$\rho u = \rho_0 u_0 + (\rho u)' = (\rho_0 + \rho')(u_0 + u')$$

から二次の微量を無視すれば

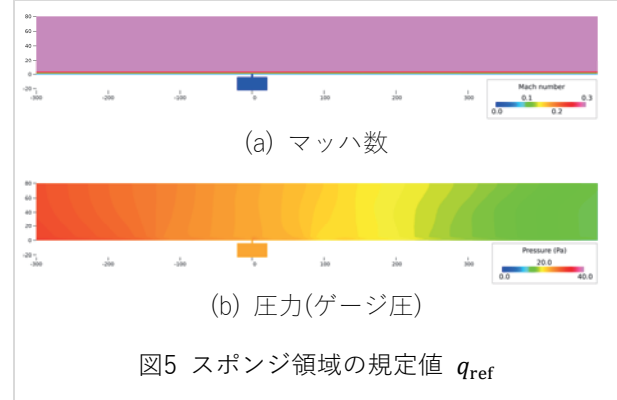
$$(\rho u)' = \frac{1 + M_0}{a_0} p'$$

同様に

$$\rho E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u^2$$

の音による変動成分は

$$(\rho E)' = \left(\frac{1}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \{ (1 + M_0)^2 - 1 \} \right) p'$$

図5 スポンジ領域の規定値 q_{ref}

となる。ここで $M_0 = u_0/a_0$ で、音波の進行方向が定常流と逆向きの場合は M_0 は負とする。

2.6. スポンジ領域を用いた計算結果の例

図5は今回の計算で用いた q の初期値およびスポンジ領域の規定値 q_{ref} である。境界層の摩擦損失に対応して圧力は下流に向かって降下している。圧力がY方向に完全に一定となる解を得るためには大きな計算時間が必要であったため、Y方向に多少分布が有る解を初期値及びスポンジ領域の規定値として用いることとした。

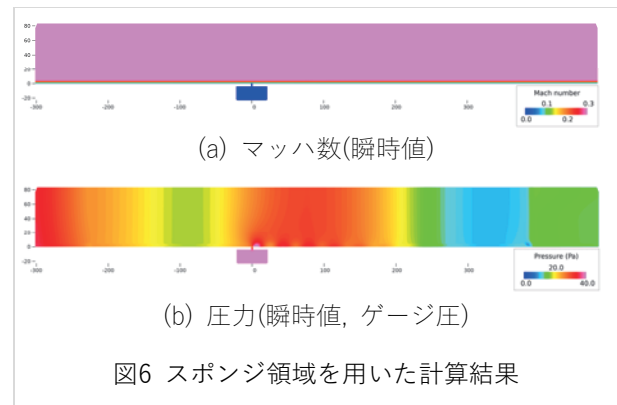


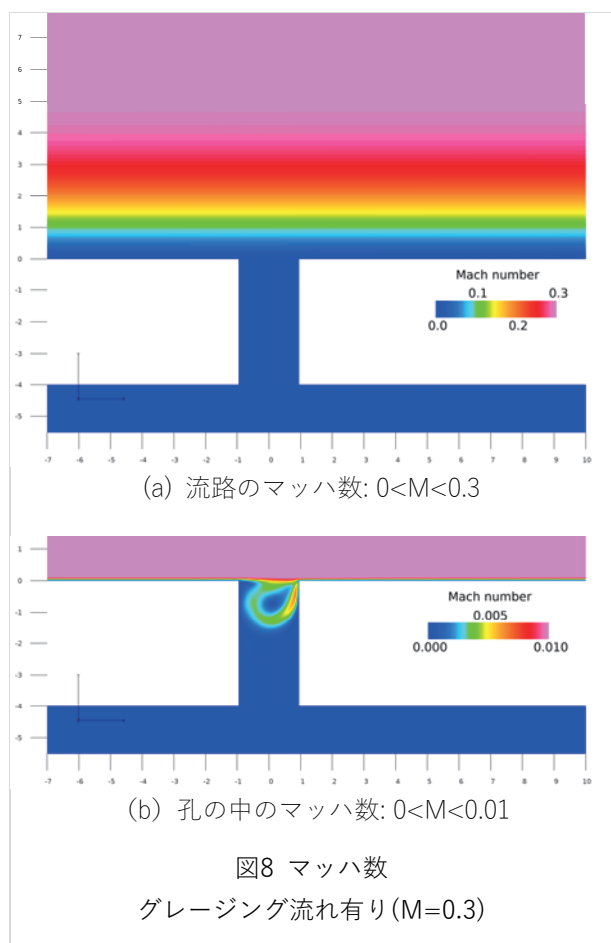
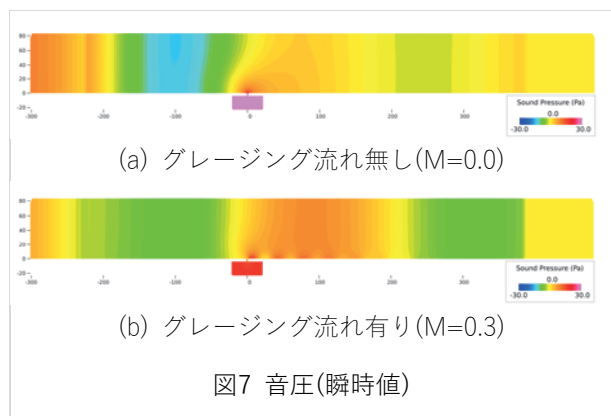
図6 スポンジ領域を用いた計算結果

図6に左側のスポンジ領域に110dBの音波を与えて計算を行った結果の例を示す。マッハ数分布は全く変化が見られないが、圧力分布には与えられた音波が表れている。右側のスポンジ領域では音波が反射することなく吸収され、規定値の圧力分布と同じになっている。

2.7. 計算結果の概要

このようにして得られた計算結果の音圧の瞬時値を図7に示す。吸音ライナのセル内の音圧が最大になった瞬間である。グレーディング流れが有る場合、吸音ライナの孔から渦が発生し下流に流れている様子が分かる。渦は下流に行くに従い次第に減衰している。

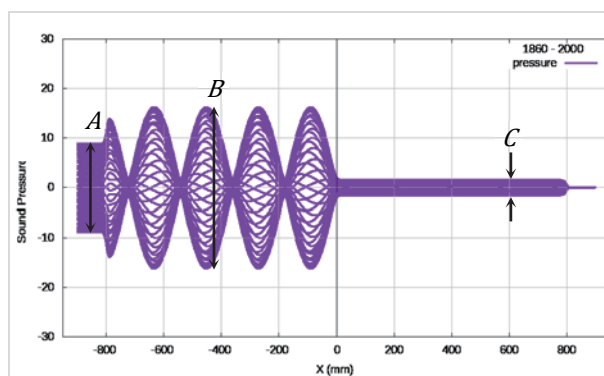
図8はグレーディングが有る場合のマッハ数である。(a)では流路内の境界層に特に目立った変化は見られず、前述した渦は極めて微少なものであることが分かる。



また、(b)はコンターのレンジを $M=0.01$ に設定し、孔の中の渦が見えるようにした図である。渦の最大流速は約 1m/s であり主流の流速に比べると極めて遅いが、孔幅が 1.9mm であることを考慮すると相対的にはかなりの速さであるとも考えることも出来る。

3. 吸音率の計算

吸音率は、吸音ライナが吸収した音響パワーの入射した音響パワーに対する比である。実験では、マイクロフォンで計測された時系列データを用いて、吸音ライナの上を透過した音響パワーと吸音ライナによって



反射した音響パワーを、入射音響パワーから引くことによって求める[1]。数値計算では、圧力以外にも様々な値を使ってデータ処理を行うことが出来るので、いくつかの方法を使って吸音率の評価を試みた。

3.1. 音圧による吸音率

音圧から吸音率を計算する方法は、本質的には実験で用いる方法[1]と同じである。先ず、図9に示すようにフローダクトの上側壁面に沿った瞬間の音圧のグラフを音の一周期分重ね書きして音圧の包絡線を得る[2]。 $X < 0\text{mm}$ の範囲は入射音と反射音が重なり合っているため位置によって振幅が異なる。 $0\text{mm} < X$ の範囲は透過音のみなので位置に依らず振幅は一定である。

ここで、 A =入射音振幅、 B =入射音振幅+反射音振幅、 C =透過音振幅とすると、音圧反射率、音圧透過率は

$$\text{音圧反射率 } r = \frac{B-A}{A}$$

$$\text{音圧透過率 } t = \frac{C}{A}$$

となり、ここから、エネルギー散逸率(吸音率)は次のように求めることが出来る。 M はグレージング流れのマッハ数である。

$$\text{順方向 エネルギー散逸率} = 1 - \left(\frac{(1-M)^2}{(1+M)^2} r^2 + t^2 \right)$$

$$\text{逆方向 エネルギー散逸率} = 1 - \left(\frac{(1+M)^2}{(1-M)^2} r^2 + t^2 \right)$$

実験ではマイクの位置が固定されていて振幅が最大となる位置で計測できるわけでは無いので、音圧の位相から入射音と反射音を分離する計算が必要となるが、数値解析の場合は入射音と反射音が重なる領域の最大値を探索することで容易に計算することが出来る。一方で、吸音ライナよりも上流側の計算領域内に音圧が

最大となる位置が含まなければならないため、上流側の計算領域を入射音波の波長の2, 3倍程度以上広めに設定する必要がある。

3.2. 音響インテンシティ

次に、数値計算では実験計測とは異なり容易に音響インテンシティを計算することができるので、これを使って吸音率を求めることを試みた。

定常流の中を音波が伝播している状態の音響インテンシティは次のように求めることが出来る[6]。 p , ρ , \vec{u} を瞬間の圧力、密度、流速ベクトル、 p_0 , ρ_0 , \vec{u}_0 を定常流の圧力、密度、流速ベクトル、 p' , ρ' , \vec{u}' を音による変動成分とする。

$$\begin{aligned} p &= p_0 + p' \\ \rho &= \rho_0 + \rho' \\ \vec{u} &= \vec{u}_0 + \vec{u}' \end{aligned}$$

また a_0 を定常流の音速とする。

単位質量あたりの全エンタルピ H (J/kg) は

$$H = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} (\vec{u} \cdot \vec{u})$$

を、定常流成分と変動量成分に分け、微小変動の2次の項を省略し、

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_0 + \rho'} &\cong \frac{1}{\rho_0} \left(1 - \frac{\rho'}{\rho_0} \right) \\ \frac{\rho'}{\rho_0} &= \frac{1}{\gamma} \frac{p'}{p_0} \end{aligned}$$

の関係を用いると、全エンタルピ H から定常流の全エンタルピ H_0 を差し引いた、全エンタルピの時間変動分 H' は、

$$H' = \frac{p'}{\rho_0} + \vec{u}_0 \cdot \vec{u}'$$

となる。

次に、流れの質量流量ベクトル $\vec{m} = \rho \vec{u}$ (kg/m² s) の時間変動分 \vec{m}' は微小変動の2次の項を省略すると

$$\vec{m}' = \rho_0 \vec{u}' + \rho' \vec{u}_0$$

となる。

単位質量あたりの全エンタルピ H と質量流量ベクトル \vec{m} の積 $H \vec{m}$ (J/m² s) は全エンタルピの流束(W/m²) となり、その定常流分と時間平均すると0になる部分を除いた時間変動分 $H' \vec{m}'$ は、

$$H' \vec{m}' = \left(\frac{p'}{\rho_0} + \vec{u}_0 \cdot \vec{u}' \right) (\rho_0 \vec{u}' + \rho' \vec{u}_0)$$

となる。さらに

$$\rho' = \frac{p'}{a_0^2}$$

を用いると、全エンタルピ流束の時間変動分(W/m²)は

$$H' \vec{m}' = \left(\frac{p'}{\rho_0} + \vec{u}' \cdot \vec{u}_0 \right) \left(\rho_0 \vec{u}' + \frac{p'}{a_0^2} \vec{u}_0 \right)$$

となる。この値は時間変動 p' と \vec{u}' が音だけに起因する場合は、音響インテンシティベクトル \vec{J} (W/m²) と呼ぶことが出来る。定常流成分 \vec{u}_0 が無い場合は

$$\vec{J} = p' \vec{u}'$$

となり、音圧と粒子速度による仕事であることが分かる。

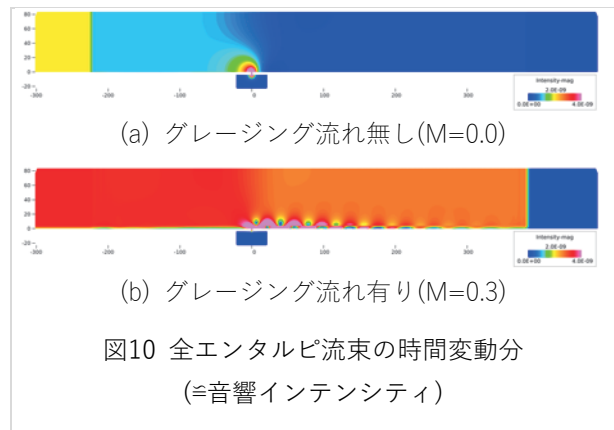


図10は音響インテンシティ(ベクトルの絶対値)の時間平均値である。左側のスポンジ領域で付加された音が吸音ライナを通過することで音響インテンシティが減少している。吸音ライナの直近を除けばY方向に一樣となっている。グレージング流れが有る場合、吸音ライナの孔を出入りする粒子速度がグレージング流れの境界層に影響し、わずかでは有るが渦が発生する。このため(b)では孔の下流に渦状の構造が見える。このように、渦による変動が p' や \vec{u}' に含まれる場合は、全エンタルピ流束の時間変動分は純粋な音響インテンシティではないと考えられる。さらに、この渦は音と同じ周波数で変動するので、データ処理によって渦成分と音成分を分離することは難しい。このため、ここでは全エンタルピ流束の時間変動分を便宜的に音響インテンシティと呼ぶが、実は渦変動成分の寄与が含まれている可能性があることに留意する必要がある。

3.3. 上流・下流断面の音響パワーの差による吸音率

音響インテンシティ (W/m^2) をある面で積分すると、その面を通過する音響パワー P (W) を求めることが出来る。

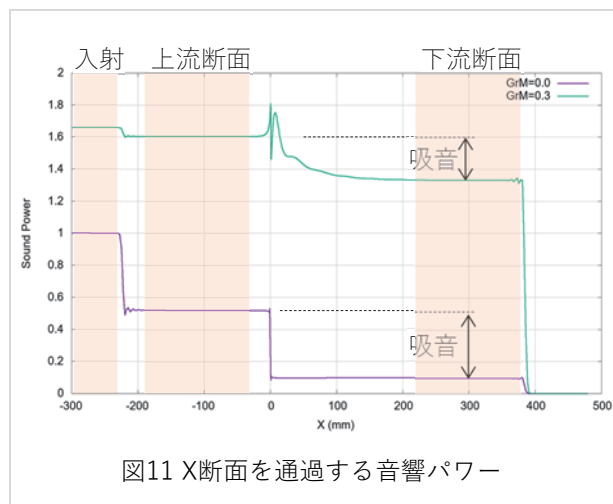


図11 X断面を通過する音響パワー

図11にX断面を通過する音響パワーを示す。図の左側、スポンジ領域に入射音を付加した場所は入射音の音響パワーの値を示している。この図ではグレージングが無い場合 ($GrM=0.0$) の入射音響パワーで無次元化しており、グレージングが有る場合 ($GrM=0.3$) の入射音響パワーは約1.7になっている。これはグレージング流れのマッハ数 M_0 によって音響パワーが $(1 + M_0)^2$ 倍になるためである。

上流断面では入射波と反射波が重なっており、この部分の音響パワーは入射音の音響パワーと反射音の音響パワーの差となっている。この領域では音圧の振幅は場所によって大きく異なる (図9参照) が、音響パワーは一定であるため、どの断面でデータを抽出しても良い。

吸音ライナより下流側は透過音の音響パワーであり、グレージング流れが無い場合は、吸音ライナより下流で直ぐに一定値となる。一方、グレージング流れが有る場合は、吸音ライナの前後で音響パワーの値が振動しており、渦による変動が p' や \vec{u} に含まれることが原因と考えられる。吸音ライナから離れて $X > 200$ mm になると渦が減衰して音響パワーの値が一定値に収束し、恐らくこの値が透過波の音響パワーを示しているものと考えられる。この領域を下流断面と呼ぶこととすると、上流・下流断面の音響パワーの差から、吸音率は

吸音率 = (上流断面 - 下流断面) / 入射音響パワー
として求めることが出来る。

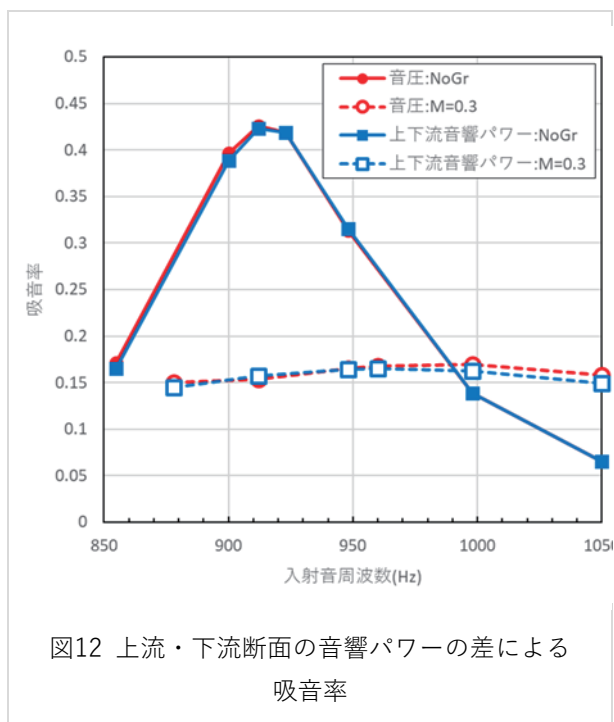


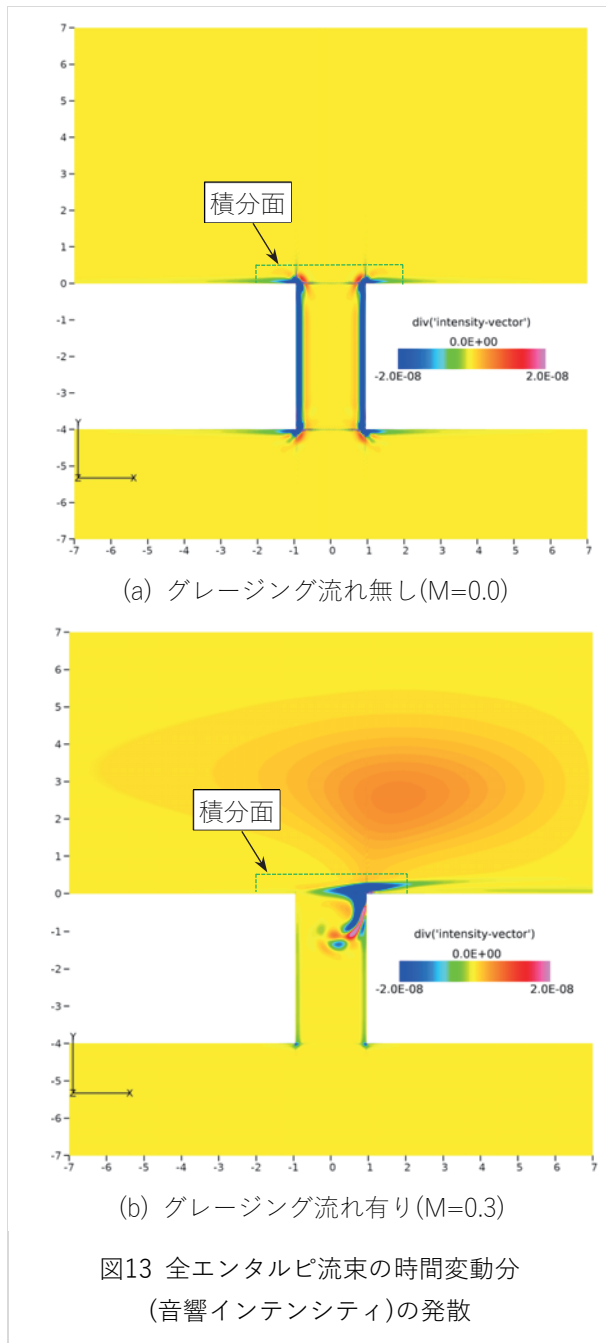
図12 上流・下流断面の音響パワーの差による吸音率

図12は、上流・下流断面の音響パワーの差による吸音率を音圧による吸音率と比較した図である。グレージング流れが無い場合 (NoGr) もグレージング流れが有る場合 ($M=0.3$) も、両者はほぼ同じ値を示しており、これらの吸音率評価方法は同等であることが確認できた。

さて、グレージング流れが有る場合、渦が減衰する位置まで離れた場所で音響パワーを計算する必要がある。一方で、吸音デバイスの性能向上のためには、吸音が起きる場所を特定することが出来ると望ましい。このため、より狭い領域で吸音率を評価することが出来ないか検討してみた。

3.4. 音響インテンシティの発散

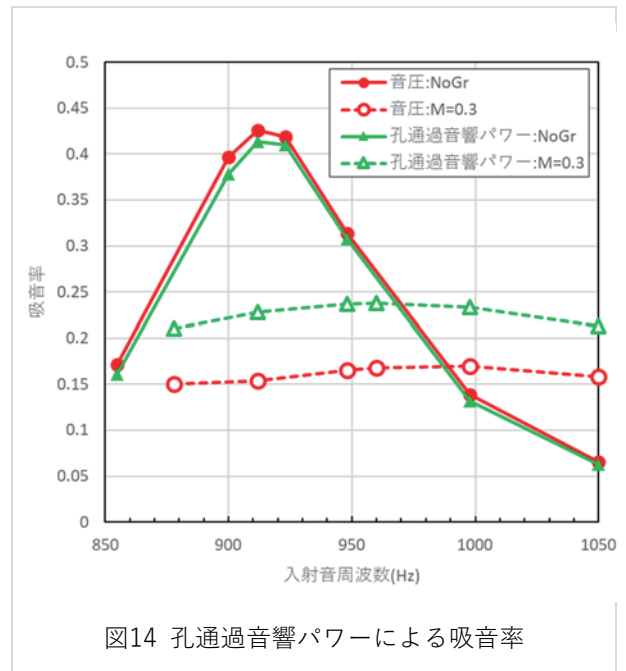
音響インテンシティは保存するベクトル場なので、その発散 (divergence) は音の生成や消滅を意味するはずである。そこで音響インテンシティの発散を図13に示す。(a)のグレージングの無い場合、吸音ライナの孔の角と側壁で音響インテンシティの発散が負になる部分が見られ、吸音が起きている場所と考えられる。この場所ではエントロピが生成されており [2]、音響エネルギーが熱に変換されたのだらうという推測することができる。一方、(b)のグレージング流れが有る場合、孔の下流の角近傍に狭くて深い負の領域が見られる。また主流の $Y=3$ mm 辺りを中心に正の領域が見られ、さらに孔の中の渦に沿って正と負の領域が混在している。このうち、どこが吸音個所で、どれが渦による全エン



タルピー流束の時間変動分かを区別することは困難だが、少なくとも、吸音が起きている場所は発散が負の領域に含まれていると推定することは出来る。

3.5. 孔通過音響パワーによる吸音率

さて、このように吸音ライナの孔の周辺で見られる音響インテンシティの発散の総和を計算すると吸音率を求めることが出来るであろうと考えられる。吸音ライナの孔の周辺の音響インテンシティの発散の総和は、ガウスの発散定理より、孔の入り口を囲む面を通過する音響インテンシティの面積分に置き換えることが出来る。そこで図13に示すように、孔の入り口付近で発



散が大きな負の値を示す部分を避けて、壁面から少し離れたY=0.5mmの位置に積分面を設定した。図示した積分面以外は吸音ライナの壁面に沿って積分面を設定したと考えれば閉曲面が構成され、壁面上では \vec{u} と \vec{u}_0 が0なので積分値に影響を与えない。これを孔通過音響パワーによる吸音率と呼ぶことにすると、以下のようを求めることができる。

$$\text{吸音率} = \text{孔通過音響パワー} / \text{入射音響パワー}$$

こうして計算した吸音率を図14に示す。グレージング流れが無い場合(NoGr)、孔通過音響パワーによる吸音率は音圧による吸音率とほぼ同じ値を示している。一方、グレージング流れが有る場合(M=0.3)は、音圧による吸音率よりも大きな値を示している。グレージング流れが有る場合、孔の周辺で渦が発生し、全エンタルピー流束の時間変動分に音響インテンシティ以外の成分が含まれてしまうのであろうと考えられる。つまり吸音孔の近傍のような狭い領域で吸音量を評価することは難しく、吸音ライナから離れた渦の影響を受けない場所でデータを取得する方法が吸音率を精度よく評価できる方法であることが分かった。

4. おわりに

航空用ジェットエンジン騒音の低減を目的として用いられる吸音ライナにおける吸音現象を解明することを目的として、スポンジ領域を用いた数値解析手法でグレージング流れの有る吸音ライナのシミュレーショ

ンを行い、そこで必要となる吸音率を算出する方法を検討した。

音圧による従来の方法、音響インテンシティを用いて、上流・下流断面の音響パワーの差を算出する方法、孔を通過する音響パワーを直接算出する方法を比較した。グレージング流れが無い場合は、どの方法も同等の結果を示した。グレージング流れが有る場合は、音圧による方法と、上流・下流断面の音響パワーによる方法、即ち、渦の影響を受けない場所でデータを取得する方法が、吸音率を精度良く評価できることが分かった。

謝辞

本研究には、宇宙航空研究開発機構スーパーコンピュータシステム『JSS2』のPP, TPPシステムを利用しました。

参考文献

[1] Takuya Harada, Kenichiro Nagai, Hideshi Oinuma, Hirofumi Daiguji, Tatsuya Ishii, Validation of Impedance Eduction Method for Acoustic Liner Panel in Grazing Flow, AJCPP2018-001,

Proceedings of AJCPP 2018, Asian Joint Conference on Propulsion and Power, March 14-17, 2018

- [2] 榎本俊治, 石井達哉, 神田拓磨, 赤見坂祐輔, 稲垣諒, 佐々木大輔, 藤秀実, 「垂直入射管試験における吸音ライナ性能の数値解析」 JSASS-2017-2027-F/A, 第49回流体力学講演会／第35回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム
- [3] 榎本俊治, 石井達哉, 赤見坂祐輔, 藤秀実, 「グレージング流れを伴う吸音ライナの数値解析」宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-18-005
- [4] Enomoto S, Ishii T, Nishizawa T, Toh H. Numerical Analysis of Acoustic Liner Performance in grazing flow. In 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference 2019, AIAA 2019-2613
- [5] Bodony DJ. Analysis of sponge zones for computational fluid mechanics. Journal of Computational Physics. 2006 Mar 1;212(2):681-702.
- [6] F. J. Fahy, サウンド インテンシティ, 1998, オーム社