ながれ **23**（2004）285－294.

〔原著論文〕

Linearized Euler Equation による 翼型まわりの流れと音の連成解析

*㈱本田技術研究所　　釜　土　敏　裕†

空力音予測に向けて，流れ場を解く RANS（Reynolds Averaged Navier-Stokes）と音の伝播を解く LEE（Linearized Euler Equations）を組み合わせた数値解析手法について議論する．音源の抽出には瞬間の乱流速度を求めるために SNGR（Stochastic Noise Generation and Radiation）モデルを用いた．さらに，複雑形状モデルへの応用も視野に入れ、流体から音響までのすべての解析において形状融通性に優れた非構造格子法を適用した。本手法により翼型まわりにおける流れ場と音場の連成解析を行ったところ，音が翼後縁付近から発生し，遠方に伝播していく様子が捉えられ，本手法の有効性が示された．

Computational Aeroacoustic Analysis around an Airfoil Using Linearized Euler Equations

Toshihiro KAMATSUCHI, Honda R&D Co., Ltd.

(Received 27 December, 2003; in revised form 15 June, 2004)

In this paper, a computational method is discussed to predict aerodynamic sound fields. The sound radiation is analyzed using LEE (Linearized Euler Equations) with source terms of sound generation. The sound generation is computed with the SNGR (Stochastic Noise Generation and Radiation) model for local turbulence scales obtained from RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) flow simulation. In the analyses, an unstructured grid method is employed for effective handling of complex geometric models. This method is applied to aeroacoutic simulation around an airfoil. The results show that sounds are generated by turbulent boundary layers interacting with the trailing edge.

(**KEY WORDS**): Computational Fluid Dynamics, Computational Aeroacoustics, Linerized Euler Equations, Stochastic Noise Generation and Radiation Model, Unstructured Grid Method

1　はじめに

これまでの空力音予測は実験や理論に基づく手法が主流となっていたが，近年では CFD（Computational Fluid Dynamics）の発展に伴い数値計算での予測が盛んに行われるようになってきている [1]．空力音は密度，圧力，速度の微小変動であり，流体中の渦運動に起因して発生する．したがって，それらは完全圧縮性 Navier-Stokes 方程式を LES（Large Eddy Simulation）や DNS（Direct Numerical Simulation）を用いて非定常解析し，音波成分を取り出すことにより得ることができる．しかしながら，実際の工学問題のような，例えば高レイノルズ数で，複雑な形状に対して音響予測を行う場合，遠方場の伝播まで含めて直接計算することは現状では計算コストの点で困難であると考えられる．

一方，RANS（Reynolds Averaged Navier-Stokes）は計算コストの点でLESなどと比較して有利であ

*〒351-0193　和光市中央 1-4-1
† E-mail: toshihiro_kamatsuchi@n.f.rd.honda.co.jp

り，今日までの空力設計においても十分に活用されている．音響解析において流れ場を RANS で解析した場合，得られる解は時間平均された乱流場であるため非定常的な情報は含まれず、音源を取り出すことはできない．Bechara ら [2] はこのような時間平均された RANS の結果を用いて，一様乱流中から発生する空力音を予測するために SNGR（Stochastic Noise Generation and Radiation）モデルを提案した．このモデルは RANS の乱流に関する状態量（乱流エネルギーおよび散逸率）から、空間内における瞬間の乱流速度を求めるというものである．これまで，SNGR モデルはジェット騒音の予測 [2]などに用いられてきたが，翼などの物体が流体中に存在する場合については筆者の知る限り適応された例はほとんどなく，現象が忠実にとらえられるか検討を要する．音源抽出にあたり，RANS と SNGR モデルの組み合わせは，計算コストを低く抑えることができるという点で魅力的であり, またその適用範囲については大変興味深い．

一般的に，空力音の解析法としては，まず音源周辺の流体運動を Navier-Stokes 方程式で解き，次にその結果から音響学的類推に基づいて予測するという方法が用いられている．その理論式には様々なものがあり，例えば，乱流中の空力音予測における Lighthill の理論 [3] や，固体境界の影響を考慮した Curle の式 [4] などがある．しかし，これらの理論は音が伝播する空間の状態が一様であるという仮定の下に成り立つ．空間の状態が一様ではない場合，回折の影響を考慮した理論も提案されてはいるが，音源の評価法に影響を受けやすいという問題がある．また，複雑な流れあるいはモデルに対してこれらを一般化することは難しい．

これらの手法に対して，近年注目されている音響解析法に LEE（Linearized Euler Equations）がある．LEE は圧縮性 Euler 方程式を音波成分に着目して線形化したものである．音源項を考慮した LEE は一様空間に限定されず，また回折や壁面反射も同時に取り扱うことができる．さらに，スカラーの波動方程式では音波のみがその計算対象であるが，LEE では音波に加えてエントロピーや渦の波動も解析可能であるという特徴を持つ．

以上の背景をふまえ，本研究では空力音予測に有効なツールとして，低計算コストで音源抽出を行うために RANS と SNGR モデルを用い，これに非一様空間まで含めた広範囲の音の伝播を解くために LEE を組み合わせた解析手法の開発を行った．さらに、これまでの音響解析において対象の多くは単純形状モデルのみであったのに対し，本研究では複雑形状モデルへの応用も視野に入れ、流体解析においてこれまで用いられてきた非構造格子法を LEE による音響解析にまで拡張した．

本論文では，上記の手法を組み合わせた流体音響連成解析手法について議論するとともに，開発した解析コードに対しその妥当性を検証した．さらに，本連成解析手法を用いて翼型まわりにおける流体と音響の連成解析を行い，その有効性を確認した．

2　基礎方程式

2.1　流体解析

流れ場は RANS と乱流モデルを用いて解析し，その結果は音響解析を行う際の LEE に必要な入力パラメータの一つとなる．

流れ場の支配方程式として用いる圧縮性 Navier-Stokes 方程式は以下のようになる．

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t}+\frac{\partial\left(\mathbf{F}_j-\mathbf{G}_j\right)}{\partial x_j}=0 \tag{1}$$

ここで，t は時間, x_j は座標である．保存量ベクトル$\mathbf{Q}$，非粘性流束ベクトル$\mathbf{F}_j$，粘性流束ベクトル$\mathbf{G}_j$ はそれぞれ以下のように表される．

$$\mathbf{Q}=\left[\rho \quad \rho u_i \quad \rho E\right]^T \tag{2}$$

$$\mathbf{F}_j=\begin{bmatrix}\rho u_j \\ \rho u_j u_i + p\delta_{ij} \\ \rho H u_j\end{bmatrix} \tag{3}$$

$$\mathbf{G}_j=\begin{bmatrix}0 \\ \tau_{ji} \\ u_i\tau_{ij}-q_j+\left(\mu+\sigma^*\mu_T\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\end{bmatrix} \tag{4}$$

ρ は密度, u_i は x_i 方向の速度成分, p は圧力, μ は層流粘性係数である．E，H はそれぞれ単位質量あたりの全エネルギーと全エンタルピーであり，単位質量あたりの内部エネルギー e とエンタルピー h を用いると，

$$E = e + u_i u_i/2 + k \tag{5}$$

$$H = h + u_i u_i/2 + k \tag{6}$$

と表される．ここで，比熱比 γ を用いると

$$e = p/(\gamma - 1)\rho \tag{7}$$

$$h = e + p/\rho \tag{8}$$

である．粘性応力 τ_{ij}，熱流束 q_j はそれぞれ

$$\tau_{ij} = 2\mu\left(S_{ij} - \frac{1}{3}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij}\right) + \tau_{ij} \tag{9}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{10}$$

$$q_j = -\left(\frac{\mu}{\mathrm{Pr}_L} + \frac{\mu_T}{\mathrm{Pr}_T}\right)\frac{\partial h}{\partial x_j} \tag{11}$$

となる．ここで，$\mathrm{Pr}_L, \mathrm{Pr}_T$ はそれぞれ層流，乱流のプラントル数である．

乱流エネルギー k，乱流粘性係数 μ_T，乱流粘性応力 τ_{ij} は乱流モデルから求める．ここでは，壁からの距離が不要であり，非構造的なデータの持ち方にも有利な Wilcox の k- ωモデル [5]を用いた．このモデルは乱流エネルギー k と比散逸率 ω を変数とする二方程式モデルであり，以下のようになる．

$$\frac{\partial \mathbf{Q}_t}{\partial t} + \frac{\partial(\mathbf{F}_{tj} - \mathbf{G}_{tj})}{\partial x_j} = \mathbf{S}_t \tag{12}$$

ここで，保存量ベクトル $\mathbf{Q}_t$，非粘性流束ベクトル $\mathbf{F}_{tj}$，粘性流束ベクトル $\mathbf{G}_{tj}$，生成項 $\mathbf{S}_t$ はそれぞれ以下のように表される．

$$\mathbf{Q}_t = \begin{bmatrix}\rho k & \rho\omega\end{bmatrix}^T \tag{13}$$

$$\mathbf{F}_{tj} = \begin{bmatrix}\rho u_j k \\ \rho u_j \omega\end{bmatrix} \tag{14}$$

$$\mathbf{G}_{tj} = \begin{bmatrix}(\mu + \sigma^* \mu_T)\frac{\partial k}{\partial x_j} \\ (\mu + \sigma\mu_T)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\end{bmatrix} \tag{15}$$

$$\mathbf{S}_t = \begin{bmatrix}\tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho\omega k \\ (\alpha\omega/k)\tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta\rho\omega^2\end{bmatrix} \tag{16}$$

乱流粘性応力は以下のようになる．

$$\tau_{ij} = 2\mu_T\left(S_{ij} - \frac{1}{3}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij}\right) - 2/3\,\rho k\delta_{ij} \tag{17}$$

音響解析においては固体境界に近い乱流渦ほど音源に大きな影響を及ぼす．オリジナルの k- ωモデルでは，壁面近傍の乱流エネルギー分布においてオーバーシュートがとらえきれないことが知られている．本研究ではより正確な乱流エネルギーの分布を求めるために，低レイノルズ数型 k- ωモデルを用いる．このモデルではオリジナルに対し，乱流粘性係数 μ_T 等に若干の修正が入り以下のようになる．

$$\mu_T = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \tag{18}$$

各モデル定数はそれぞれ以下のようになる．

$$\alpha^* = \frac{\alpha_0^* + \mathrm{Re}_T/R_k}{1 + \mathrm{Re}_T/R_k} \tag{19}$$

$$\alpha = \frac{5}{9}\frac{\alpha_0 + \mathrm{Re}_T/R_w}{1 + \mathrm{Re}_T/R_w}(\alpha^*)^{-1} \tag{20}$$

$$\beta^* = \frac{9}{100}\frac{5/18 + (\mathrm{Re}_T/R_\beta)^4}{1 + (\mathrm{Re}_T/R_\beta)^4} \tag{21}$$

ここで，

$$\beta = 3/4$$

$$\sigma = 1/2,\quad \sigma^* = 1/2$$

$$\alpha_0^* = \beta/3,\quad \alpha_0 = 1/10$$

$$R_k = 6,\quad R_w = 2.7,\quad R_\beta = 8$$

である．Re_T は乱流レイノルズ数で以下のように定義される．

$$\mathrm{Re}_T = \frac{\rho k}{\omega\mu} \tag{22}$$

2.2　音響解析

LEE は圧縮性の Euler 方程式から導出され，以下のように表される．

$$\frac{\partial \mathbf{Q}_a}{\partial t}+\frac{\partial \mathbf{F}_{aj}}{\partial x_j}=\mathbf{S}_a \tag{23}$$

ここで，保存量ベクトル$\mathbf{Q}_a$，非粘性流束ベクトル$\mathbf{F}_{aj}$ はそれぞれ以下のように表される．

$$\mathbf{Q}_a=\left[\rho' \quad (\rho u_i)' \quad (\rho E)'\right]^T \tag{24}$$

$$\mathbf{F}_{aj}=\begin{bmatrix}(\rho u_j)' \\ u_j(\rho u_i)'+u_i(\rho u_j)'-\rho' u_i u_j+p'\delta_{ij} \\ u_j(\rho H)'+H(\rho u_j)'-\rho' H u_j\end{bmatrix} \tag{25}$$

$(\,)'$ は変動成分で，これが音波の成分となる．圧力およびエンタルピーの変動量p'，H' はρ', $(\rho u_i)'$ および$(\rho E)'$ から算出する．u_i , H は流れ場の値であり，本研究では RANS の結果を用いる．

乱流の干渉による音源は以下のような音源項$\mathbf{S}_a$で表され，LEE 右辺の生成項として扱う．

$$\mathbf{S}_a=\begin{bmatrix}0 \\ -\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_i' u_j'-\overline{\rho u_i' u_j'}\right) \\ -\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho H_i' u_j'-\overline{\rho H_i' u_j'}\right)\end{bmatrix} \tag{26}$$

RANS を用いて流れ場を解析した場合，音源に関する非定常的な情報は含まれない．ここでは，乱流場から音源を抽出するために Bechara らによる SNGR モデル [2]を用いた．このモデルではランダムフーリエモードに基づき，以下の式から瞬間の乱流速度$\mathbf{u}_t$ を求める．

$$\mathbf{u}_t(\mathbf{x})=2\sum_{n=1}^{N}u_n\cos(\mathbf{k}_n\cdot\mathbf{x}+\psi_n)\ _n \tag{27}$$

ここで，u_n , ψ_n , $_n$ はそれぞれ，第 n フーリエモードにおける絶対値，位相，方向である．N は全モード数である．**図 1** に第 n モードにおける波数空間でのそれぞれの位置関係を示す．この中で，ベクトル$\mathbf{k}_n$と $_n$ は両者互いに直交している．すなわち，

$$\mathbf{k}_n\cdot\ _n\equiv 0 \quad for\ \forall n \tag{28}$$

である．角度α_nは乱数で決まるパラメータである．各乱数φ_n , ψ_n,θ_n およびα_n の確率密度関数 P は次のようになる．

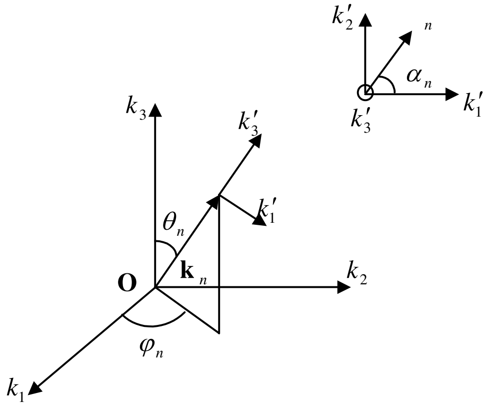


図 1 Wave vector geometry for the n th Fourier velocity mode. The isotropic field requires the probability density functions for the random variables φ_n , θ_n , and α_n.

$$P(\varphi_n)=1/(2\pi) \qquad 0\le\varphi_n\le 2\pi$$

$$P(\psi_n)=1/(2\pi) \qquad 0\le\psi_n\le 2\pi$$

$$P(\theta_n)=1/(2)\sin(\theta) \quad 0\le\theta_n\le\pi$$

$$P(\alpha_n)=1/(2\pi) \qquad 0\le\alpha_n\le 2\pi$$

絶対値u_n は乱流エネルギースペクトル $E(k_n)$ を用いて，以下のようになる．

$$u_n=\sqrt{E(k_n)\Delta k_n} \tag{29}$$

波数k_n はエネルギースペクトル分布において，高いエネルギーを含む低波数領域の分解能を確保するために，以下のように対数的に分布させる．

$$k_n=e^{(\ln k_1+(n-1)dk_l)} \tag{30}$$

$$dk_l=\frac{\ln(k_N)-\ln(k_1)}{N-1} \tag{31}$$

乱流エネルギースペクトル $E(k_n)$ は等方性乱流の場合には，von Karman-Pao spectrum[6]を用いて以下のようになる．

$$E(k_n)=\alpha\frac{\frac{2}{3}k_n}{k_e}\frac{(k_n/k_e)}{\left[1+(k_n/k_e)^2\right]^{17/6}}e^{\left[-2(k_n/k_\eta)^2\right]} \tag{32}$$

ここで，k_η は Kolmogorov 波数，k_e はエネルギー

スペクトルが最大になる波数である（**図 2**）．

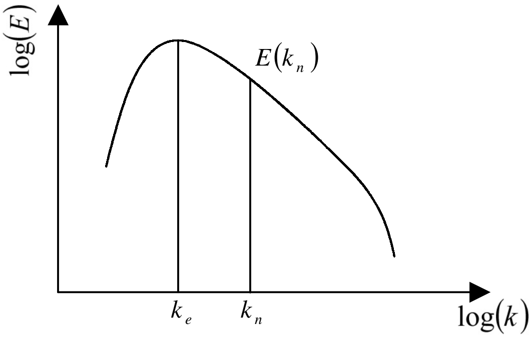


図 2 Von Karman-Pao spectrum. $E(k_n)$ is an energy spectrum that corresponds to a wave number of the *n*th Fourier velocity mode k_n, and k_e is the wave number of the most energetic length scale.

SNGR モデルでは乱流エネルギー，長さスケール，時間スケールが必要なパラメータとなる．乱流エネルギーは RANS から得られ，長さスケールと時間スケールは乱流エネルギーと散逸率からそれぞれ求める．SNGR モデルを用いて乱流せん断応力を計算した後，音源として LEE 右辺の生成項に入力し伝播計算を行う．

3　数値解析法

基礎方程式は非構造格子上で有限体積法により離散化する．非構造格子法は形状融通性に優れた計算手法であり [7]，複雑な形状の格子生成も構造格子と比べるとはるかに容易である．また，流れ場のスケールにあわせて局所的に格子細分化を行い解の精度向上を図る，解適合格子法も容易に適用可能である．本研究ではこのような特徴をもつ非構造格子法を，流体から音響までのすべての解析において採用した．

音響解析においてはできるだけ高次精度である方が望ましい．しかし，実際の複雑な形状に対して構造格子による高次精度スキームを用いた場合，計算格子の大きな歪みによる数値不安定性の問題が生じる場合が多々ある．非構造格子法は空間精度ではやや不利であるが，このような安定性の問題も回避できる有望な手法であると考える．

Navier-Stokes 方程式による流体解析には，空間二次精度の AUSM（Advection Upstream Splitting Method）および時間一次精度の LU-SGS（非定常の場合は時間四次精度の Runge-Kutta とする）を適用した．LEE による音響解析には空間二次精度の AUSM および時間四次精度の Runge-Kutta を適用した．

格子生成の際は，固体境界面近傍の境界層や渦構造を精度良く詳細にかつ効率的にとらえるため，壁面付近に高密度の構造的な格子を集中させ，その他の空間に三角形格子を用いる非構造ハイブリッド格子を使用した．音響解析においては，外側の格子幅を徐々に広げ，音波を減衰させる PML（Perfectly Matched Layer）領域 [8]を設ける．これにより，外部境界での非物理的な反射波の発生を防ぐ．

4　検証

音響解析コードの妥当性を検証した．LEE の検証には，一様流中のガウシアン音響パルス伝播問題 [9]を取り上げた（**図 3**）．

初期条件を以下に示す．

$$\begin{bmatrix} \rho' \\ u_i' \\ p' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon \exp\left[-(\ln 2)\left(x_1^2 + x_2^2\right)/b^2\right] \\ 0 \\ \varepsilon \exp\left[-(\ln 2)\left(x_1^2 + x_2^2\right)/b^2\right] \end{bmatrix} \tag{33}$$

ここで，$b = 5$，$\varepsilon = 0.03$，一様流マッハ数はM=0.5 である．なお，このパルスには理論解が存在し以下の式より求められる．

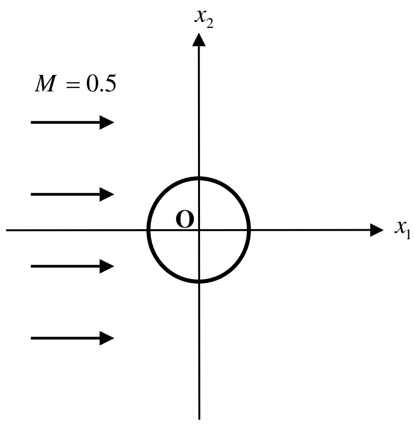


図 3 Two-dimensional acoustic pulse in a uniform flow. An initial Gaussian pulse is located at **O**, and propagates in a uniform flow Much number M. The circle indicates the edge of the pulse.

$$p'(x,t)=\frac{\varepsilon}{2\alpha}\int_0^\infty \xi \exp\left[-\xi^2/4\alpha\right]\cos\left(c_0 t\xi\right)J_0(\xi\eta)d\xi \tag{34}$$

ここで，$\eta=\sqrt{(x_1-Mt)^2+x_2^2}$，$\alpha=(\ln 2)/b^2$ であり，J_0 は Bessel 関数である．

図 4(a)に要素数 40000 における t=40，80，120 の音響パルスの計算結果を示す．パルスが時間の経過とともに空間に拡散し，さらにその中心は一様流のために下流に流されるという伝播の様子を示している．また，外部境界においては反射波が計算領域内に侵入してきておらず，PML による無反射境界条件の設定も適切である．この計算結果は**図 4**(b)の理論解と比較してもよく一致しており，本研究の LEE コードはパルスの伝播を正確にとらえている．

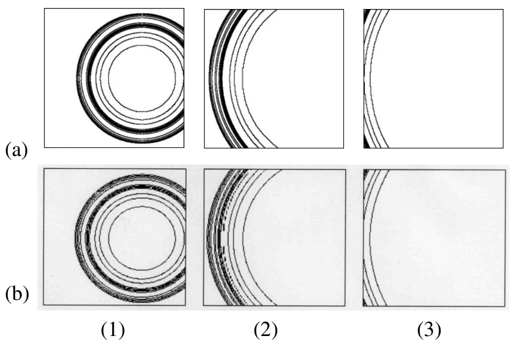


図 4 Pressure fields obtained (a) from the computational solution and (b) from the analytical solution taken from the acoustic database[9], at (1) t=40, (2) t=80, and (3) t=120.

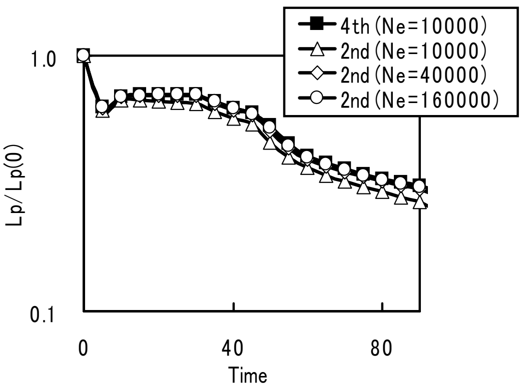


図 5 Time evolution of Lp/Lp(0), where Lp(0) is the value of the residual fluctuating pressure Lp at the first step of the computation.

図 5 に，以下の L_p で表される圧力変動量の時間履歴を示す．

$$L_p=\left[\frac{1}{N_e}\sum_1^{N_e}(p')^2\right]^{1/2} \tag{35}$$

N_e は要素数である．比較として，理論解と検証済みの空間四次精度 DRP（Dispersion Relation Preserving）スキーム（図中 4th, N_e = 10000）と本研究で用いている空間二次精度 AUSM スキーム（図中 2nd, N_e =10000，40000，160000）の結果を示す．この結果から，空間二次精度の場合，四次精度と同じ要素数 10000 では圧力変動量に若干の減少が見られるものの，要素数を 40000（各軸方向に格子密度二倍）以上とすることで四次精度の結果と定量的にもよく一致していることがわかる．非構造格子法では空間精度をあまり高くとることができないが，要素数を増やすことで，一般的に用いられている構造格子による高次精度スキームによる手法と比較しても定量的に遜色ない結果が得られると考える．

SNGR の検証には一様乱流場における瞬間の速度分布 [2)] を取り上げた．ここで，乱流エネルギーは k=1714m^2/s^2，散逸率は ε=44.8×10^{6}m^2/s^3 で一定である．モード数は N=200 とした．**図 6** は計算で得られたある瞬間の乱流速度場の空間分布を示す．軸の目盛りは積分長さスケールで無次元化した値を用いている．速度分布を見てみると大きさが概ね 1 であるような渦が所々で現れており，妥当な結果を示している．

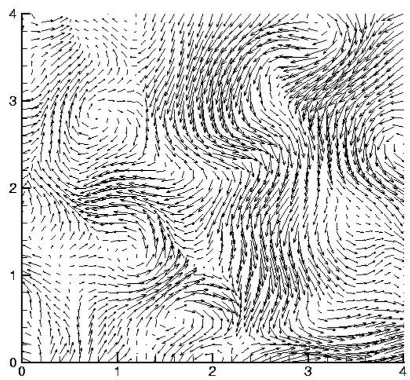


図 6 Distribution of the simulated turbulent velocity field at a given time (k=1714m^2/s^2, ε=44.8×10^{6}m^2/s^3). Eddies with about unity diameter are seen in the field.

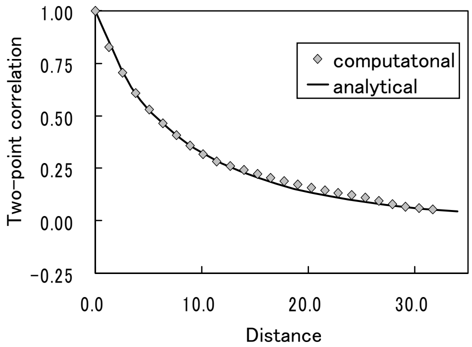


図 7 Spatial two-point correlation for generated turbulence velocity field as a function of distance.

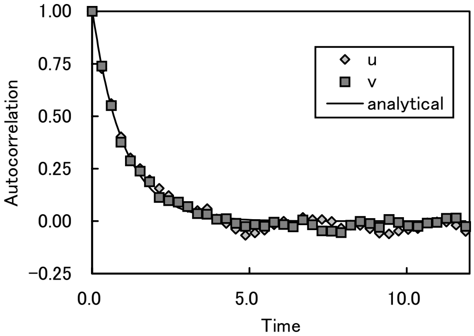


図 8 Autocorrelation for generated turbulence velocity field as a function of normalized time separation.

図 7 にこの乱流場の空間相関を示す．計算結果は距離が遠くなるにつれて相関が減少しており，この様子は理論解と一致している．また**図 8** は自己相関である．計算結果は時間が長く経つにつれて相関が減少しているが，理論解とよく一致している．これらの解析結果から，空間と時間に関して共に正確な相関が取れており，本研究で用いている SNGR コードは妥当である．

5 翼型まわりの流体音響連成解析

本手法の有効性を確認するために，翼型まわりにおける流体音響連成解析を行った．解析対象は以前に Brooks らによる騒音実験 [10)] で使用された，後縁を切り落として厚みを持たせた NACA0012 翼型である．**図 9** にこの翼断面の(a)全体図および(b)後縁の拡大図を示す．計算条件として，流入マッハ数は M_∞=0.205, レイノルズ数は Re=2.86×10^6 で全域乱流を仮定し，流入境界での乱流強度は Ti=0.3%，乱流長さスケールはコード長の 0.2%，迎角は α=5° と設定した．

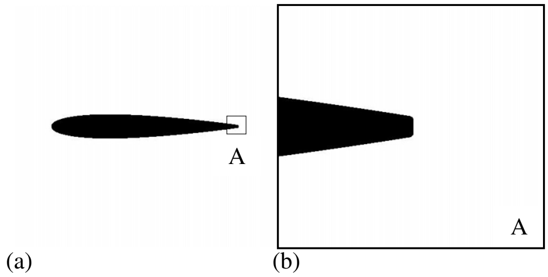


図 9 NACA0012 airfoil with the blunt trailing edge used in the noise experiment conducted by T. F. Brooks et al.[10)]: (a) overall view and (b) enlarged view of the trailing edge.

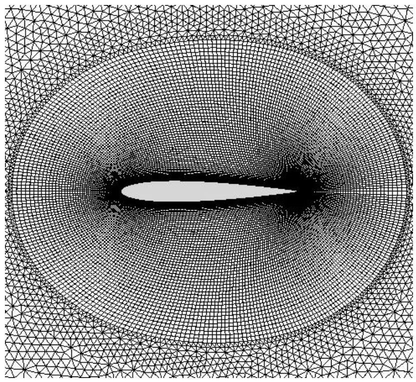
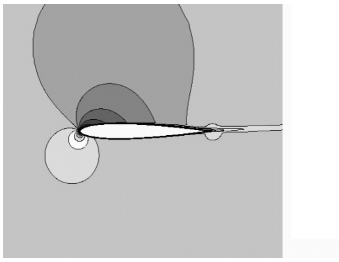
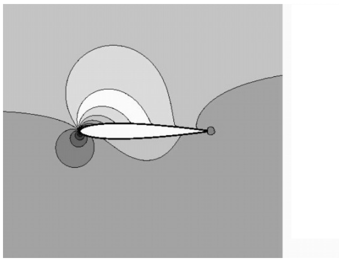


図10 Unstructured hybrid mesh around NACA0012 airfoil for high Reynolds number viscous flow and aeroacoustics simulations, comprised of structured quadrilateral elements around the solid wall surface and unstructured triangular elements in the outer side.

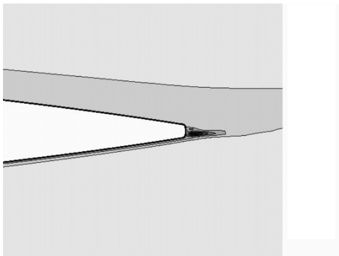
図 10 に計算格子を示す．全要素数は約 30000 である．LEE で音波を精度良く捉えるために，翼型周辺に構造的な格子を特に集中させた．なお，本研究ではメモリの節約と格子間の情報交換時における内挿による精度低下を避けるため，RANS と LEE は同じ格子を使って解析を進める．SNGR モデルでのモード数は N=30 とした．また，音源項に関して本研究では時間平均の成分は 0 とした．一連の解析の流れは以下のようになる．



(a)



(b)

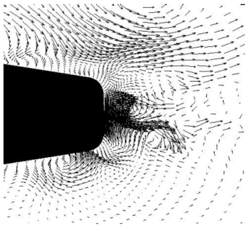


(c)

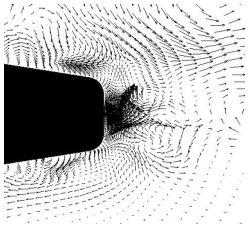
図 11 Computational results of the RANS flow simulation around NACA0012 airfoil (M_∞=0.205, Re=2.86×10^6, α=5°): distribution of (a) Mach number, (b) pressure, and (c) turbulence kinetic energy near the trailing edge.

1. RANS と乱流モデルで流体解析を行う.
2. SNGR モデルに 1.で得られた乱流エネルギーと散逸率を用いて瞬間の乱流速度場を発生させる.
3. 1.で得られた結果を時間平均流動としてLEEを解く. LEE の音源項には SNGR モデルから得られた瞬間乱流速度場を使う.

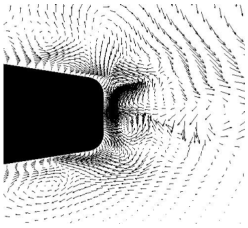
図 11 に NACA0012 まわりにおける流れ場の計算結果を示す. (a)はマッハ数分布, (b)は圧力分布, (c)は後縁付近の乱流エネルギーの分布である. 乱流エネルギーについては境界層全域に渡って生成されているが、後縁付近は厚みを持たせたために, 特に高い値を示している.



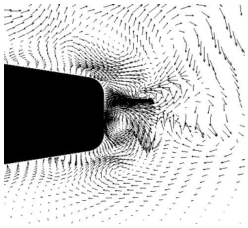
(a)



(b)

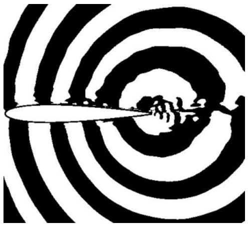


(c)

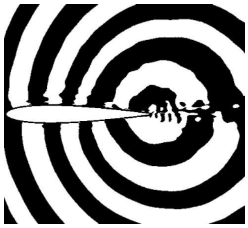


(d)

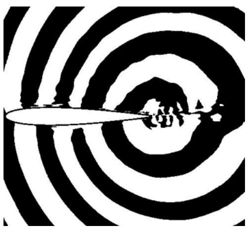
図 12 Instantaneous velocity fluctuation field near the trailing edge: (a) t = 0, (b) t = Δt, (c) t = 2 Δt, and (d) t = 3 Δt, where Δt is the time increment.



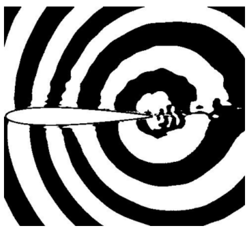
(a)



(b)



(c)



(d)

図 13 Instantaneous pressure fluctuation field around NACA0012 airfoil (white:$p' > 0$, black:$p' < 0$) : (a) t = 0, (b) t = Δt, (c) t = 2 Δt, and (d) t = 3 Δt , where Δt is the time increment.

図 12 に SNGR モデルによって得られた，瞬間

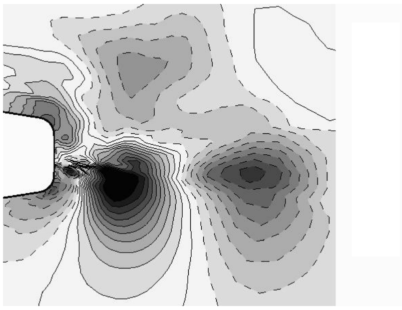


図 **14** Instantaneous pressure fluctuation near the trailing edge (——： $p' > 0$, - - -： $p' < 0$) .

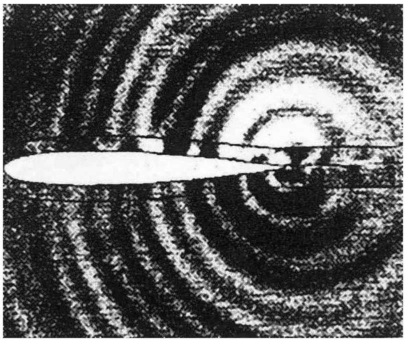


図 **15** Numerical solution of instantaneous pressure fluctuation field obtained by LES data, taken from the result computed by E. Manoha et al.[11].

の速度ベクトルを示す．なお、流れの時間平均成分は除いている．この結果から渦が所々で生成され，下流に流されている様子がわかる．特に後縁付近では乱流境界層と後縁との干渉から流れが大きく乱れており，これは**図 11**(c)の大きな乱流エネルギーと対応している．計算によって求められた u_t / u_∞ は最大で 1/10 程度で，渦のスケールはコード長の概ね 1/100 程度であった．

図 13 に LEE による伝播解析の計算結果を示す．微小な圧力変動が翼の後縁から発生し，遠方に向かって伝播していく様子が得られている．音波の分布は二重極性を示している．また，波長が下流側では長く，上流側で短くなるドップラー効果もとらえている．**図 14** は後縁付近の主要な圧力変動を取り出したものである．後縁のコーナーから正と負の値を持った変動が周期的に発生している．翼型の下面からやや大きめの変動が発生しているのは，迎角の影響を受けているためと考える．

以上から，翼型から生じる音は，乱流が後縁で渦を伴う複雑な干渉を起こすことによる圧力変動から生じ，音波として空間に伝播していくという結論が得られた．本研究では計算コストを抑えるために流体解析には RANS を用いたが，これまでの LES などを用いた解析結果（**図 15**）と同様の結論に至り，本解析コードの有効性が示された．

6　まとめ

空力音予測に有効なツールとして，RANS と LEE を組み合わせた流れと音の連成解析コードの開発を行った．開発に当たっては複雑形状モデルへの応用を視野に入れ，流体から音響までのすべての解析において形状融通性に優れた非構造格子法を適用した．

音響パルス伝播解析と乱流速度場解析による検証により, 本音響解析コードの妥当性が示された．さらに，翼型まわりの流体と音響の連成解析では音が翼の後縁から発生し，遠方に伝播していく様子がとらえられ，本手法の有効性が示された．

非構造格子法の問題点は，構造格子法と比べて計算に必要なメモリが大きく，また格子点あたり二倍から四倍の演算量が必要であることが挙げられる．そのため，実用的な非構造格子法では空間精度は二次程度が現状となっている．今後は空間解像度をさらに向上させる手法の検討を進めつつ，同時により定量的な音響解析の検証を行うことが課題である．

引 用 文 献

1) C. K. W. Tam: Computational aeroacoustics: Issues and Methods, AIAA Journal, vol.33, No.10, (1995) 1788-1796.
2) W. Bechara, C. Bailly, and P. Lafon: Stochastic Approach to Noise Modeling for Free Turbulent Flows, AIAA Journal, vol.32, No.3 (1994) 455-463.
3) M. J. Lighthill: On sound generated aerodynamically I., general theory, Proc. Roy. Soc., London, Series A, 211, (1952) 564-581.
4) N. Caurle: The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, Proc Roy. Soc., London,

Series A, 231, (1955) 505-514.

5) D. C. Wilcox: Simulation of Transition with a Two-Equation Turbulence Model, AIAA Journal, vol.32, No.2 (1994) 247-255.

6) Y. H. Pao: Structure of turbulent velocity and scalar fields at large wave numbers, Phys. Fluids, vol.8 (1965) 1063-1075.

7) K. Nakahashi, D. Sharov, S. Kano, M. Kodera: Applications of unstructured Hybrid Grid Method to High-Reynolds Number Viscous Flows, International Journal for Numerical Methods in Fluids, vol.31 (1999) 97-111.

8) F. Q. Hu: On Perfectly Matched Layer As An Absorbing Boundary Condition, AIAA Paper, 96-1664 (1996).

9) http://www.codiciel.fr/database/acoustic/acoustic.html

10) T. F. Brooks, T. H. Hodgson: Trailing Edge Noise Prediction from Measured Surface Pressures, Journal of sound and Vibration, vol.78 (1) (1981) 69-117.

11) E. Manoha, C. Herrero, P. Sagaut, S. Redonnet: Numerical Prediction of Airfoil Aerodynamic Noise, AIAA paper 2002-2573 (2002).