

2023（令和5）年度 修士学位論文

SNGR法を用いた翼周り流れにおける騒音予測

Noise Prediction Study on Airfoil Flows Using the SNGR Method

2024年3月1日

高知工科大学大学院 工学研究科基盤工学専攻
航空宇宙工学コース

1265032 東谷 涼平

指導教員 野崎 理, 荻野 要介

目次

第 1 章	はじめに	1
1.1	研究背景	1
1.2	研究目的	3
1.3	研究方法	3
第 2 章	数値計算法	5
2.1	音響解析の流れ	5
2.2	線形 Euler 方程式	5
2.2.1	基礎方程式	5
2.2.2	数値不安定性	6
2.2.3	離散化手法	7
2.3	Reynolds Averaged Navier-Stokes 方程式	8
2.3.1	基礎方程式	8
2.3.2	乱流モデル	10
2.4	Stochastic Noise Generation and Radiation 法	12
2.4.1	Bechara モデル	12
2.4.2	Bailly モデル	13

第3章 LEE の検証例 : 2次元円柱による音波散乱計算	14
3.1 計算条件.....	14
3.2 結果と考察.....	15
3.4 まとめ.....	18
第4章 LEE の検証例 : 回転する渦対による音の生成	19
4.1 計算条件.....	19
4.3 結果と考察.....	21
4.4 まとめ.....	24
第5章 翼後縁ノイズの予測	25
5.1 平均流れ計算.....	25
5.1.1 計算条件.....	25
5.1.2 結果と考察.....	26
5.2 SNGR 法による乱流速度の生成.....	27
5.2.1 計算条件.....	27
5.2.2 結果と考察.....	28
5.3 音の伝播計算.....	33
5.3.1 計算条件.....	33
5.3.2 結果と考察.....	33
5.4 最大波数 k_M の影響.....	37

5.4.1 計算条件.....	38
5.4.2 結果と考察.....	39
5.5 まとめ.....	56
第6章 まとめ.....	57
参考文献.....	58
謝辞.....	61

第1章 はじめに

1.1 研究背景

2020 年以來, COVID-19 により世界中で人の移動が強く制限された結果, 航空旅客輸送需要や機材需要は大幅に減少した. しかし, 2021 年にはワクチンが実用化され, 世界の航空旅客需要 (Revenue Passenger Kilometers : RPK) は 2024 年には 2019 年の水準を超える見通しであり, COVID-19 からの脱出は確実なものとなっている. また, 長期的な成長予測曲線への収束傾向も見られ, 2042 年には 2019 年の 2.16 倍の RPK が見込まれている⁽¹⁾.

増え続ける航空需要に対して, 国際民間航空機関 (International Civil Aviation Organization : ICAO) では航空機が発生させる騒音に規制を設けて空港周辺環境の向上を図っている. 図 1.1 に ICAO の騒音基準における評価点, 図 1.2 に定めた騒音規制の 50 年間の遷移を離陸時と着陸進入時に分けて表している⁽²⁾. 旅客機メーカーではエンジンが吸入した空気のうち, 燃焼室を「迂回する空気」と燃焼に「使用する空気」の比率を表すバイパス比 (Bypass Ratio : BPR) が高い, 高バイパス比エンジンや騒音低減効果のある chevron ノズル⁽³⁾を採用し, エンジンから発生する騒音 (エンジン騒音) への対策を行っており, 離陸時は 2010 年の段階で基準とする ICAO Chap. 3 に対してマージンが 13dB 前後と低騒音化が進んでいる. 一方で着陸進入時は 1990 年ごろから 7dB 前後で停滞し始めており, その原因はエンジンの低騒音化により機体そのものから発生する空力騒音 (機体騒音) が顕在化したことであり, chevron ノズルを有する近年の旅客機では着陸進入時の音響パワー比において約 75%を機体騒音が占めていることが確認されている (図 1.3)⁽⁴⁾. 以上のことから, 航空機の更なる低騒音化には機体騒音の低減が重要な課題の一つであると言える.

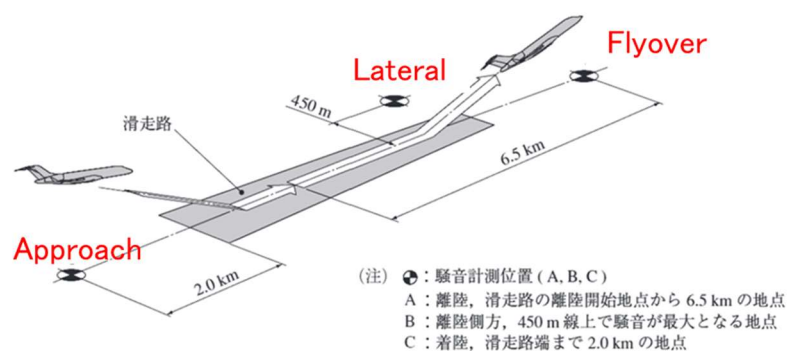
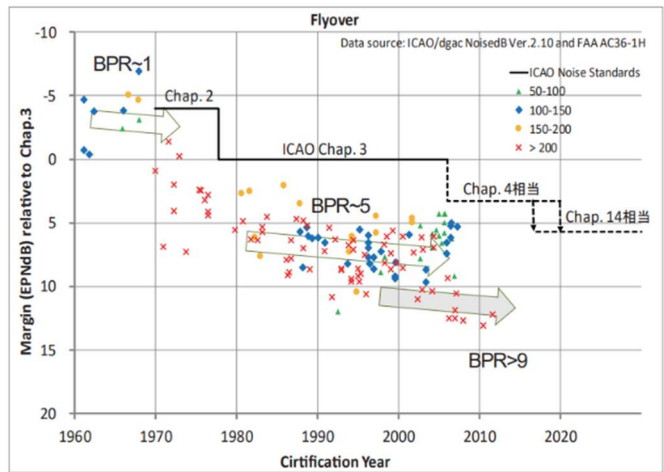
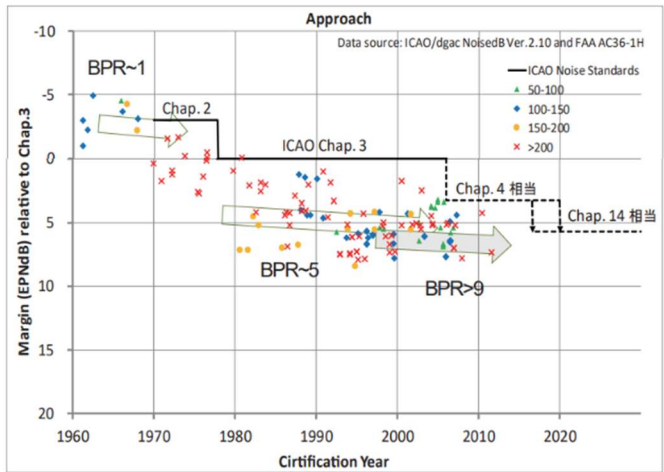


図 1.1 ICAO の騒音基準における評価点

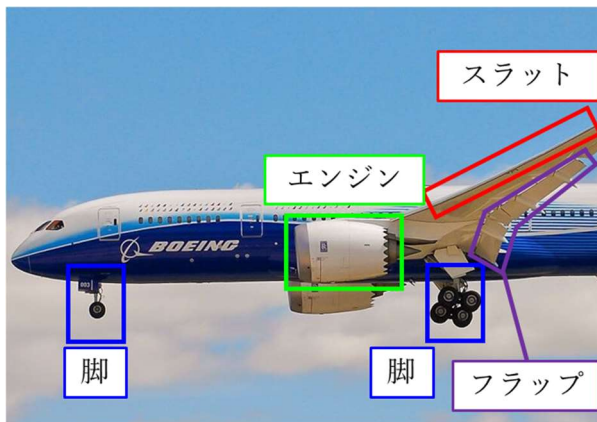


(a) 離陸時 (Flyover)

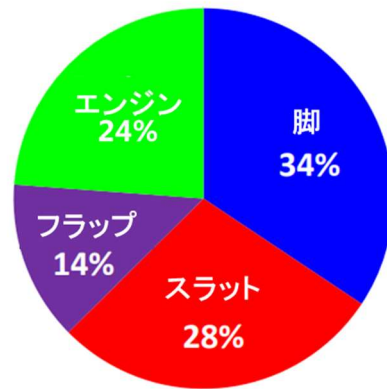


(b) 着陸進入時 (Approach)

図 1.2 離着陸時の騒音遷移



(a) 音源の例



(b) 各主要部品の音響パワー比

図 1.3 着陸時における各主要部品の音響パワー比

機体騒音の低減に向けた研究例として、宇宙航空研究開発機構 (Japan Aerospace Exploration Agency: JAXA) が 2015 年に開始した FQUROH (Flight demonstration of Quiet technology to Reduce Noise from High-lift Configurations) プロジェクトが挙げられる。FQUROH プロジェクトでは低騒音化技術の確立を目的に、2016-2017 年には JAXA 実験用航空機「飛翔」を用いた飛行実証試験が行われた⁽⁵⁾。低騒音コンセプトの設計には低騒音風洞による騒音計測だけでなく、Large Eddy Simulation (LES) などの数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics: CFD) による数値計算も行われ、より詳細な現象の可視化や考察に使用されている^{(6),(7)}。

本研究では機体騒音のなかでも翼周り流れから発生する後縁ノイズに着目し、数値計算による予測を目標とした。後縁ノイズは境界層や後流での渦変動に起因し、尖った後縁と渦との相互作用により二重極音が放射される。特に広帯域の乱流騒音は非定常な乱流場を音源とするため、その音源情報は三次元且つ非定常なものである。

一般に直接計算で遠方場までの空力騒音を予測するには、膨大な計算が必要となる。そのため、流れによる音源と音の伝播を分離して計算する様々な分離解法が広く用いられている。最近では、音源を求めるために三次元非定常乱流場を LES で直接計算する方法が一般的になってきたが、LES によって後縁ノイズの音源を計算するには、翼面上を発達する境界層から後縁周辺までの乱流を計算する必要があり、膨大な計算コストが必要となる。これに対して Bechara ら⁽⁸⁾、Bailly ら⁽⁹⁾は線形 Euler 方程式 (Linearized Euler Equations: LEE) と確率論的アプローチによって乱流場を生成するモデル、Stochastic Noise Generation and Radiation (SNGR) 法を組み合わせた手法を提案し、ジェット騒音の予測を行った。SNGR 法は、定常な Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) 方程式から得られる乱流運動エネルギー K と散逸率 ε より乱流場をモデル化する手法である。SNGR 法と LEE を組み合わせた機体騒音予測が有用であれば、大幅な計算コストの削減が見込め、低騒音機体の設計だけでなく風力発電施設での風車騒音など、様々な工学問題への適用が容易になる。

1.2 研究目的

本研究では、翼後縁ノイズの予測に向けた低コストな音響解析コード開発を研究目的とし、SNGR 法と LEE を用いて計算コストの削減を目指す。

1.3 研究方法

コード作成は先行研究^{(10),(11)}を基に進めるが、本研究の目的に合わせ LEE コードの基本変数や離散化手法に変更を加えている。第 2 章では、変更点を含めた数値計算法の説明を行う。第 3 章では、変更後の LEE コードの伝播精度検証を目的として単純な音源を用いた計算を行う。第 4 章では、SNGR 法と同様に速度変動を音源とした場合の LEE コードの検証

を目的として計算を行う。第 5 章では, これまでの検証を踏まえて SNGR 法と LEE を組み合わせて翼後縁ノイズの予測を行う。最後に第 6 章では, 本研究のまとめを示す。

第2章 数値計算法

本章では、音響解析の流れと基礎式並びに数値的アプローチについて記す。

2.1 音響解析の流れ

LEE と SNGR 法を用いて音響解析を行う場合、図 2.1 に示す 3 つの計算ステップが必要となる。はじめに RANS 解析により平均流れ成分と乱流量を求め、次に、RANS 解析の結果を基に SNGR 法で非定常な乱流速度を求め、これら 2 つの結果を用いて LEE による伝播解析を行う。本研究では RANS 解析に JAXA 開発の圧縮性流体解析ソルバ「FaSTAR」、LEE と SNGR 法には先行研究を基に作成したコードを使用する。

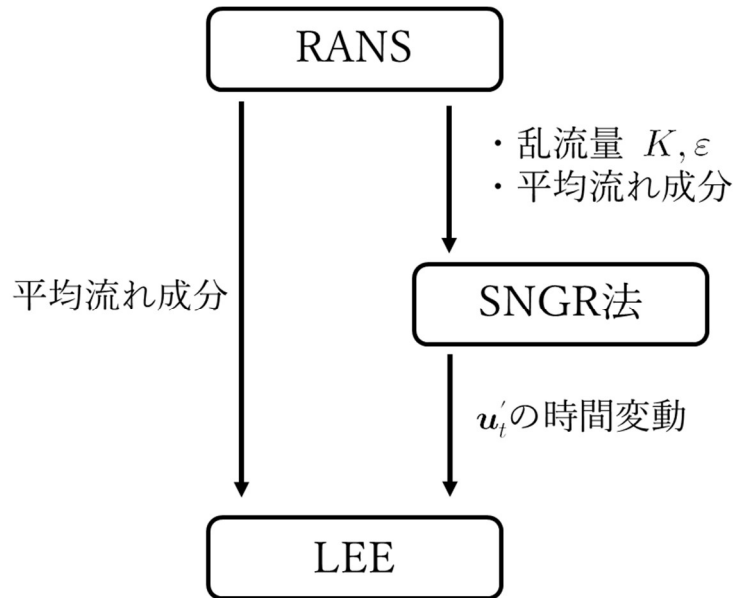


図 2.1 LEE と SNGR 法を用いた音響解析の流れ

2.2 線形 Euler 方程式

本節では、伝播計算に用いる線形 Euler 方程式 (Linearized Euler Equations : LEE) の計算手法を説明する。

2.2.1 基礎方程式

はじめに非粘性流体の支配方程式である、圧縮性 Euler 方程式を示す。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} + \gamma p \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.3)$$

ここで ρ は密度, u_i は x_i 方向の速度, p は圧力, γ は比熱比である. また, i, j は空間の指標で総和規約に従う.

次に, 圧縮性 Euler 方程式の基本変数 $[\rho, u_i, p]$ に対して線形化操作を行う. 線形化操作では, ある変数 q を平均成分 \bar{q} と変動成分 q' の和として以下のように定義する.

$$q = \bar{q} + q' \quad (2.4)$$

LEEは, 圧縮性Euler方程式に式(2.4)を適用することで導かれる.

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \rho'}{\partial x_j} + \bar{\rho} \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_j} + \rho' \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = S_\rho \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}^2} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} = S_{u_i} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \gamma \bar{p} \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} + \bar{u}_j \frac{\partial p'}{\partial x_j} + \gamma p' \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = S_p \quad (2.7)$$

式(2.5) ~ (2.7)の右辺は音源項である. 非圧縮場の渦変動を音源としたLEEにおいて, 音源項は以下のとおりである⁽⁸⁾.

$$S_{u_i} = - \left[u'_{t_j} \frac{\partial u'_{t_i}}{\partial x_j} - u'_{t_j} \frac{\partial u'_{t_i}}{\partial x_j} \right] \quad (2.8)$$

ここで, u'_{t_i} は x_i 方向の乱流速度である.

LEEでは平均流れ成分 $[\bar{\rho}, \bar{u}_i, \bar{p}]$ と音源項を計算条件として与え, 変動成分で構成される基本変数 $[\rho', u'_i, p']$ の時間発展を計算する. また, 支配方程式は一様流の密度, 音速, 基準長さを用いて無次元化した.

2.2.2 数値不安定性

LEEを時間領域で解くと, Kelvin-Helmholtz不安定性などの線形物理不安定が発生することがある. 不安定波解は実際の流れ場では非線形効果によって制限されるが, LEEではそのプロセスを含まないため, 不安定波の数値フィルタリング⁽¹²⁾や, LEE中の速度の式から平均流速勾配をゼロと仮定する方法(Gradient Term Suppression : GTS)⁽¹³⁾などによる対策が講じられてきた. GTS法はその単純さとKelvin-Helmholtz不安定性への有効性⁽¹³⁾から広く用いられており, Maneraら⁽¹⁴⁾, Leneveu⁽¹⁵⁾らにより音圧レベルや指向性への影響の低さが確認されていることから本研究でもGTS法を採用した. 適用した場合に式(2.6)は以下のように変更される.

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}^2} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} = S_{u_i} \quad (2.9)$$

2.2.3 離散化手法

音響解析では、計算を安定に進められることの他に、位相誤差(分散性)や振幅誤差(散逸性)の発生を最小限に抑える工夫が必要である。そこで、本研究では時間積分法には3次精度TVD Runge-Kutta法⁽¹⁶⁾を用い、空間離散化には音響解析で広く用いられているTamら⁽¹⁷⁾による7点4次精度のDispersion Relation Preserving (DRP) スキームを使用した。DRPスキームは有限差分スキームであり、ある変数 q の空間一階偏微分は以下の形で表される。

$$\frac{\partial q}{\partial x} \cong \frac{1}{\Delta x} \sum_{j=-3}^3 a_j q_{l+j,m} \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial q}{\partial y} \cong \frac{1}{\Delta y} \sum_{j=-3}^3 a_j q_{l,m+j} \quad (2.11)$$

ここで $\Delta x, \Delta y$ は x, y 方向格子幅、 a_j は各ステンシルの係数、 l, m は格子の x, y 引数である。DRPスキームにおいて、 a_j は対象とする波数範囲において空間偏微分による波数 k と有限差分スキームの波数 \bar{k} の差の積分誤差 E が最小となるように決定される。

$$E = \int_{-\eta}^{\eta} |\bar{k}\Delta x - k\Delta x|^2 d(k\Delta x) \quad (2.12)$$

積分範囲 $\eta = 1.1$ のとき、ステンシル係数は以下のとおりである⁽¹⁸⁾。

$$\begin{aligned} a_1 &= 0.770882380518225552 \\ a_2 &= -0.166705904414580469 \\ a_3 &= 0.0208431427703117643 \\ a_{-j} &= -a_j, \quad a_0 = 0 \end{aligned} \quad (2.13)$$

更に数値振動を抑えるための人工粘性をLEE右辺に付与した。この人工粘性は格子幅が大きくなるほど強く効くため、遠方場境界において格子幅をストレッチすることで自然と減衰効果が得られ無反射境界が実現する^{(17),(18)}。ある変数 q に関して、以下の形で表される。

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \dots = -\frac{\nu_a}{(\Delta x)^2} \sum_{j=-3}^3 d_j q_{l+j,m} - \frac{\nu_a}{(\Delta y)^2} \sum_{j=-3}^3 d_j q_{l,m+j} \quad (2.14)$$

ν_a は数値粘性係数、 d_j は各ステンシルの係数である。DRPスキームを用いた時のステンシル係数は以下のとおりである。

$$\begin{aligned} d_0 &= 0.2873928425 \\ d_1 &= -0.2261469518 \\ d_2 &= 0.1063035788 \\ d_3 &= -0.0238530482 \\ d_{-j} &= d_j \end{aligned} \quad (2.15)$$

2.3 Reynolds Averaged Navier-Stokes 方程式

本節では Reynolds Averaged Navier-Stokes 方程式の計算手法を説明する。なお、内容は FaSTAR 理論マニュアル⁽¹⁹⁾に準ずる。

2.3.1 基礎方程式

基礎方程式として用いる Navier-Stokes 方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V Q dv + \int_S \left[F(Q) - \frac{1}{\text{Re}} F_v(Q) \right] \cdot ds = 0 \quad (2.16)$$

となり、ここで Q は保存量ベクトル、 F は非粘性ベクトル、 F_v は粘性ベクトル、 ds は面積の絶対値をもつ外向き垂直方向ベクトルである。それぞれ書き下すと

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{pmatrix}, \quad F(Q) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e+p)u \end{pmatrix} i + \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (e+p)v \end{pmatrix} j + \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (e+p)w \end{pmatrix} k \quad (2.17)$$

$$F_v(Q) = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \beta_x \end{pmatrix} i + \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ \beta_y \end{pmatrix} j + \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ \beta_z \end{pmatrix} k$$

となる。ここで ρ は密度、 u, v, w はそれぞれ x, y, z 方向の速度、 e は単位体積あたりの全エネルギー、 p は圧力である。 i, j, k はそれぞれ x, y, z 方向の単位ベクトルである。また、ニュートン流体の粘性応力テンソルは

$$\tau_{ij} = \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + 2\mu \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.18)$$

と記述でき、Stokes の仮定（体積粘性率が 0、すなわち $\tau_{ii} = 0$ ）を用いると

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu \quad (2.19)$$

となる。これを採用し、具体的に書き下すと

$$\begin{aligned}
\tau_{xx} &= 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
\tau_{yy} &= 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
\tau_{zz} &= 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
\tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\
\tau_{xz} &= \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\
\tau_{yz} &= \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)
\end{aligned} \tag{2.20}$$

$$\begin{aligned}
\beta_x &= u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial x} = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)\text{Pr}} \left\{ \frac{\gamma}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \right\} \\
\beta_y &= u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial y} = u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)\text{Pr}} \left\{ \frac{\gamma}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) \right\} \\
\beta_z &= u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial z} = u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)\text{Pr}} \left\{ \frac{\gamma}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \right\}
\end{aligned}$$

となる。ここで μ は粘性係数、 κ は熱伝導係数、 γ は比熱比である。温度勾配は理想気体の状態方程式を用いて変換した。また、これまでに示した変数は以下のように無次元化されている。

$$\begin{aligned}
x &= \frac{\tilde{x}}{L_0}, \quad y = \frac{\tilde{y}}{L_0}, \quad z = \frac{\tilde{z}}{L_0}, \quad \rho = \frac{\tilde{\rho}}{\rho_\infty}, \quad u = \frac{\tilde{u}}{c_\infty}, \quad T = \frac{\tilde{T}}{T_\infty}, \quad p = \frac{\tilde{p}}{\rho_\infty c_\infty^2}, \quad e = \frac{\tilde{e}}{\rho_\infty c_\infty^2}, \\
\mu &= \frac{\tilde{\mu}}{\mu_\infty}, \quad k = \frac{\tilde{k}}{k_\infty}, \quad Re = \frac{\rho_\infty U_\infty L_0}{\mu_\infty} = Re_\infty \frac{1}{M_\infty}, \quad Pr = \frac{C_p \mu_\infty}{k_\infty}
\end{aligned} \tag{2.21}$$

ここでチルダ ($\tilde{\quad}$) がついている変数は有次元量を、無限大 (∞) がついている変数は一様流の値を示している。 L_0 は代表長であり、 c_∞ は一様流音速である。さらに、 Re はレイノルズ数、 Pr はプラントル数である。

粘性係数は温度によって変化し、以下の Sutherland の式で求める。

$$\mu = \frac{\tilde{\mu}}{\mu_\infty} = \frac{\tilde{\mu}_{ref} \tilde{T}_{ref} + C}{\mu_\infty \tilde{T} + C} \left(\frac{\tilde{T}}{\tilde{T}_{ref}} \right)^{\frac{3}{2}} \tag{2.22}$$

式中の μ は無次元値である。また、プラントル数を一定とすると無次元化された粘性係数と熱伝導係数は等しい。

$$\mu = \kappa \tag{2.23}$$

単位体積あたりの全エネルギーは

$$e = \rho \left(\bar{E} + \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} \right) \tag{2.24}$$

と書ける。 \bar{E} は単位質量あたりの内部エネルギーであり、等積比熱 C_v を用いて以下のように変換できる。

$$\bar{E} = C_v T = \frac{1}{\gamma - 1} R \cdot \frac{p}{\rho R} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \quad (2.25)$$

これを用いて全エネルギーは

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \rho \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} \quad (2.26)$$

となる。さらに、音速 c を用いて表すと

$$e = \rho \left(\frac{c^2}{\gamma(\gamma - 1)} + \rho \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} \right) \quad (2.27)$$

と書ける。また、式中に現れる $(e + p)$ は単位体積あたりの全エンタルピー h であり、以下のよう書ける。

$$e + p = \frac{\gamma p}{\gamma - 1} + \rho \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} = \rho \left(\frac{c^2}{\gamma - 1} + \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} \right) = \rho H = h \quad (2.28)$$

H は単位質量あたりの全エンタルピーである。

圧力は以下の式を用いて求める。

$$p = (\gamma - 1) \left[e - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2) \right] \quad (2.29)$$

温度は、以下の無次元化された理想気体方程式を用いて求める。

$$p = \frac{1}{\gamma} \rho T \quad (2.30)$$

2.3.2 乱流モデル

乱流モデルには Menter SST-2003sust乱流モデル^{(20), (21)}を使用した。このモデルは Menter SST乱流モデル⁽²²⁾に対して、2003年に開発者の Menter が改良⁽²⁰⁾、更に一様流中の乱流運動エネルギーおよびエネルギー散逸率が小さくなりすぎないように制御する controlled decay 項⁽²¹⁾と呼ばれる項を右辺に付加したものである。以下に SST-2003sustモデルの方程式を示す。

$$\begin{aligned} \frac{D\rho K}{Dt} &= \min \left(P, \frac{\text{Re}_\infty}{M_\infty} 10\beta^* \rho \omega K \right) - \frac{\text{Re}_\infty}{M_\infty} \beta^* \rho \omega K + \frac{M_\infty}{\text{Re}_\infty} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_K \mu_t) \frac{\partial K}{\partial x_j} \right] \\ &\quad + \frac{\text{Re}_\infty}{M_\infty} \beta^* \rho \omega_{amb} K_{amb} \\ \frac{D\rho \omega}{Dt} &= \frac{\gamma}{\nu_t} \min \left(P, \frac{\text{Re}_\infty}{M_\infty} 10\beta^* \rho \omega K \right) - \frac{\text{Re}_\infty}{M_\infty} \beta^* \rho \omega^2 + \frac{M_\infty}{\text{Re}_\infty} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ &\quad + \frac{M_\infty}{\text{Re}_\infty} 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial K}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \frac{\text{Re}_\infty}{M_\infty} \beta^* \rho \omega_{amb}^2 \end{aligned} \quad (2.31)$$

ここで K は乱流運動エネルギー、 ω はエネルギー散逸率であり、次のような無次元化を施されている。

$$K = \frac{\tilde{K}}{c_\infty^2}, \quad \omega = \frac{\mu_\infty \tilde{\omega}}{\rho_\infty c_\infty^2}, \quad \mu_t = \frac{\tilde{\mu}_t}{\mu_\infty}, \quad \nu_t = \frac{\rho_\infty \tilde{\nu}_t}{\mu_\infty} \quad (2.32)$$

式(2.31)において、生成項 P は

$$P = \frac{M_\infty}{\text{Re}_\infty} \mu_t \left[S^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} \rho K \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (2.33)$$

とひずみ速度によって評価される⁽²³⁾. 他のパラメータについては

$$\begin{aligned} F_1 &= \tanh(\arg_1^4) \\ \arg_1 &= \min \left[\frac{M_\infty}{\text{Re}_\infty} \max \left(\frac{\sqrt{K}}{\beta^* \omega d}, \frac{M_\infty}{\text{Re}_\infty} \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2} K}{CD_{K\omega} d^2} \right] \\ CD_{K\omega} &= \max \left(2 \frac{\rho\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial K}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{L_0^2}{\rho_\infty c_\infty^2} 10^{-10} \right) \end{aligned} \quad (2.34)$$

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= 5/9, \quad \gamma_2 = 0.44, \quad \sigma_{K1} = 0.85, \quad \sigma_{K2} = 1.0, \quad \sigma_{\omega 1} = 0.5, \quad \sigma_{\omega 2} = 0.856 \\ \beta_1 &= 0.075, \quad \beta_2 = 0.0828, \quad \beta^* = 0.09, \quad \kappa = 0.41, \quad a_1 = 0.31 \end{aligned}$$

と定義される. 以上の値を用いて、乱流粘性係数は次のようになる.

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 K}{\max \left(a_1 \omega, \frac{M_\infty}{\text{Re}_\infty} S F_2 \right)}, \quad S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad (2.35)$$

ここで

$$\begin{aligned} F_2 &= \tanh(\arg_2^2) \\ \arg_2 &= \frac{M_\infty}{\text{Re}_\infty} \max \left(2 \frac{\sqrt{K}}{\beta^* \omega d}, \frac{M_\infty}{\text{Re}_\infty} \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right) \end{aligned} \quad (2.36)$$

となっている.

一様流境界条件は

$$K_\infty = K_{amb} = 10^{-6} M_\infty^2, \quad \omega_\infty = \omega_{amb} = \frac{M_\infty}{\text{Re}_\infty} \frac{5M_\infty}{L_{ref}} \quad (2.37)$$

ここで L_{ref} は無次元化された縦基準長さであり、入力パラメータとして与える.

また、壁面上の値は

$$K_{wall} = 0, \quad \omega_{wall} = 10 \left(\frac{\text{Re}_\infty}{M_\infty} \right)^2 \frac{6\nu}{\beta_1 (\Delta d_1)^2} \quad (2.38)$$

であり、 Δd_1 は壁面第一層格子幅である. 境界層内の分布は、壁面からの距離 d を用いて表すと

$$K_{layer} \sim d^n, \quad \frac{\beta_1 d^2 \omega_{layer}}{\nu} \sim \text{constant as } d \rightarrow 0 \quad (2.39)$$

となるため⁽²⁴⁾, FaSTAR では以下の値を与える.

$$K_{ini} = K_\infty \times \min(1, d \times 10^3)^{3.23}, \quad \omega_{ini} = \omega_\infty + \left(\frac{\text{Re}_\infty}{M_\infty} \right)^2 \frac{6\nu}{\beta_1 d^2} \quad (2.40)$$

空間離散化には有限体積法のセル中心法を採用し、時間積分法に LU-SGS 法⁽²⁵⁾, 移流項の計算に HLEW 法^{(26), (27)}, 勾配評価に GLSQ 法⁽²⁸⁾, 空間高次精度化に U-MUSCL 法⁽²⁹⁾を使用した.

2.4 Stochastic Noise Generation and Radiation 法

本節では, LEE の音源を求めるための SNGR 法の計算方法を説明する.

2.4.1 Bechara モデル

SNGR 法では全 M モードの統計的に独立なランダム Fourier モードの有限和として乱流速度 $\mathbf{u}'_t(\mathbf{x})$ を求める⁽⁸⁾.

$$\mathbf{u}'_t(\mathbf{x}) = 2 \sum_{m=1}^M A_m \cos(\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{x} + \psi_m) \boldsymbol{\sigma}_m \quad (2.41)$$

以降, 式(2.41)を Bechara モデルと呼ぶ. ここで添え字 m は第 m モードの成分であることを表し, A_m は振幅, \mathbf{k}_m は波数ベクトル, ψ_m は初期位相, $\boldsymbol{\sigma}_m$ は方向を表す単位ベクトルである. さらに, 非圧縮乱流の場合, スペクトル空間において \mathbf{k}_m と $\boldsymbol{\sigma}_m$ は互いに直交するため,

$$\mathbf{k}_m \cdot \boldsymbol{\sigma}_m = 0 \quad (2.42)$$

である. 図 2.2 に第 m モードにおける波数空間での位置関係を示す. 各乱数 $\varphi_m, \theta_m, \psi_m$, 及び α_m は等方性乱流を仮定すると, 表 2.1 の確率密度関数 P より決定される.

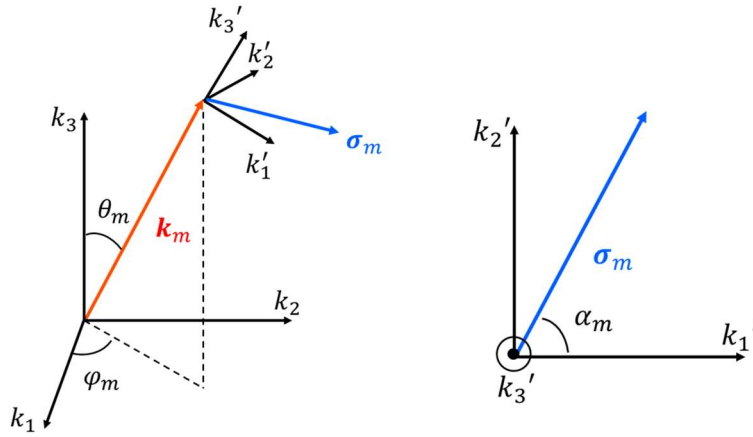


図 2.2 第 m フーリエモードにおける位置関係

表 2.1 各乱数の確率密度関数

乱数	確率密度関数	範囲
φ_m	$P(\varphi_m) = 1/(2\pi)$	$0 \leq \varphi_m \leq 2\pi$
θ_m	$P(\theta_m) = 0.5 \sin \theta_m$	$0 \leq \theta_m \leq \pi$
ψ_m	$P(\psi_m) = 1/(2\pi)$	$0 \leq \psi_m \leq 2\pi$
α_m	$P(\alpha_m) = 1/(2\pi)$	$0 \leq \alpha_m \leq 2\pi$

第 m モードの振幅 A_m は、乱流エネルギースペクトル $E(k)$ から求まる。 M 個のモードは統計的に独立なので、振幅 A_m と乱流運動エネルギー K の関係は

$$K = \sum_{m=1}^M A_m^2 \quad (2.43)$$

であるため

$$A_m = \sqrt{E(k_m) \cdot \Delta k_m} \quad (2.44)$$

となる。乱流エネルギースペクトル $E(k)$ は、等方性乱流のシミュレーションの場合、von Karman-Pao spectrum⁽³⁰⁾を用いて以下のようになる。

$$E(k) = \alpha \frac{2}{3} \frac{K}{k_e} \frac{(k/k_e)^4}{[1 + (k/k_e)^2]^{17/6}} \exp \left[-2 \left(\frac{k}{k_\eta} \right)^2 \right] \quad (2.45)$$

ここで $\alpha \cong 1.453$ は定数、 $k_\eta = \varepsilon^{1/4} / \nu^{-3/4}$ は Kolmogorov 波数、 ν は動粘性係数である。 k_e は $E(k)$ が最大となる波数で、等方性乱流の長さスケール $L_{max} = (2/3 K)^{3/2} / \varepsilon$ を用いて、 $k_e = 0.747 / L_{max}$ と求められる⁽⁹⁾。

波数 k_m は、等方性乱流のエネルギースペクトルにおいて高いエネルギーをもつ渦に対応する、低波数領域の分解能を確保するため、対数分布より求める。

$$k_m = \exp[\ln k_1 + (m-1)dk] \quad (2.46)$$

$$dk = \frac{\ln k_M - \ln k_1}{M-1} \quad (2.47)$$

ここで $k_1 = k_e/5$ は最小波数、 $k_M = 2\pi/(6\Delta x)$ は最大波数⁽³¹⁾である。 Bechara モデルでは式(2.41)を十分な時間だけ繰り返すことではじめに時間相関のない速度場を生成し、その後周波数領域で重みがけすることにより、望ましい時間相関を得る。 また、Bechara ら⁽⁸⁾は長さスケールを用いて空間分割し、領域ごとに上記のステップを行っている。

2.4.2 Bailly モデル

Bailly ら⁽⁹⁾は Bechara モデル(式(2.4.1))に対して時間平均速度を介し確率場を対流させることで時間依存性を導入した。

$$\mathbf{u}'_t(\mathbf{x}, t) = 2 \sum_{m=1}^M A_m \cos \left(\mathbf{k}_m \cdot (\mathbf{x} - t\bar{\mathbf{u}}) + \psi_m + \omega_m t \right) \boldsymbol{\sigma}_m \quad (2.48)$$

以降、式(2.48)を Bailly モデルと呼ぶ。ここで $\bar{\mathbf{u}}$ は位置 \mathbf{x} の時間平均速度、 ω_m は角周波数を表す。単純な対流場とするため、本稿では $\omega_m = 0$ とする。また、式中に時間依存性が含まれているため、Bechara モデルで行った周波数領域での重みがけは行わない。

式(2.41)、(2.48)の全モード数 M とサンプル数 M_r はどちらも増やすことで理論とシミュレーションの差は減少する。本計算では Bechara⁽³²⁾により満足のいくシミュレーションが可能と確認された値より $M = 200$, $M_r = 3000$ と設定した。

第3章 LEE の検証例 : 2次元円柱による音波散乱計算

本章では LEE コードの伝播解析に着目するため, 単純な音源を用いて検証を行う. 2次元平面の原点に航空機の胴体を模擬した直径 $D = 1$ の円柱があり, その側方にプロペラから発生する音を模擬した単極子音源を配置する. この検証は Second Computational Aeroacoustics Workshop on Benchmark Problems (1997)⁽³³⁾で取り上げられた課題を参考にしており, 解析解が存在するため結果の厳密な比較が可能である. 計算対象の模式図を図 3.1 に示す.

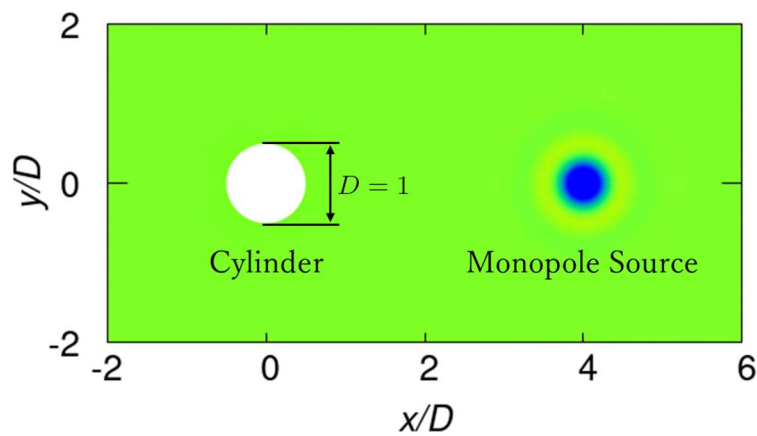


図 3.1 計算対象

3.1 計算条件

単極子音源を音源項とするため, 式 (2.2.4) の右辺を次のように与えた.

$$S_\rho = \frac{S}{c_0^2} \quad (3.1)$$

$$S_{u_i} = 0 \quad (3.2)$$

$$S_p = S \quad (3.3)$$

ここで c_0 は音速, S はガウス分布で

$$S = A \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2}{b^2} \right) \right] \sin \omega t \quad (3.4)$$

となる. ここで A は振幅, b はガウス分布の半減幅, (x_s, y_s) は音源の座標, ω は単極子の角周波数であり, $A = 1, b = 0.2, (x_s, y_s) = (4, 0), \omega = 4\pi$ である.

また, 同様の検証において計算開始直後に大きな圧力波が発生し, 最終的に求めたい周期的な振動解への収束が遅れることが報告されている. そこで, 初期圧力波の影響を抑えるため, 以下の ramping function を用いる.

$$r(t) = \begin{cases} \sin^2\left(\frac{\pi t}{24}\right) & (t < 4) \\ 1 & (t \geq 4) \end{cases} \quad (3.5)$$

この ramping function を式(3.4)で定義される S に乘じ、音源項とする。

計算条件として、変動成分の初期条件は変動なし、平均流れ成分は静止状態を計算条件として以下のように与える。

$$\begin{bmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{u}_i \\ \bar{p} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1/\gamma \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

音波を捉える領域幅は円柱直径を D として $-7 \leq x/D, y/D \leq 7$ (赤線内部)、その外部には遠方境界での反射を防ぐための吸収領域を40層設けた。吸収領域では隣接する格子幅の成長率を1.18とした⁽³⁴⁾。吸収領域を含めた格子点数は、円周/法線方向にそれぞれ675、430である。境界条件として、円柱壁面はすべり壁条件、遠方境界は変動なし、円周方向は周期境界条件を与え、時間刻み幅は $\Delta t = 3.6 \times 10^{-3}$ [-]、無次元時間で30まで計算を実行した。計算格子を図 3.2 に示す。

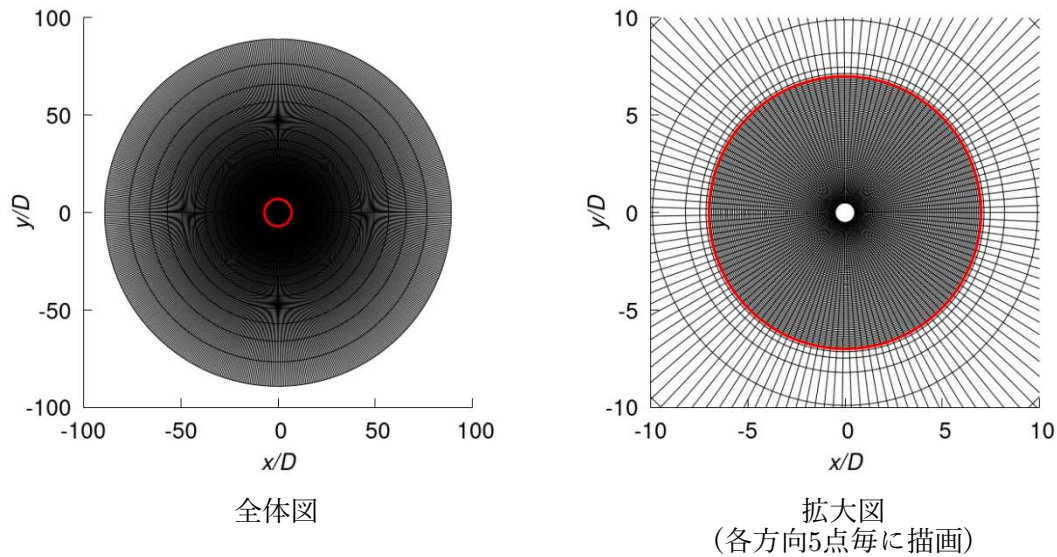


図 3.2 計算格子

3.2 結果と考察

図 3.3 に圧力変動の時間発展を $t = 5$ 刻みで示す。

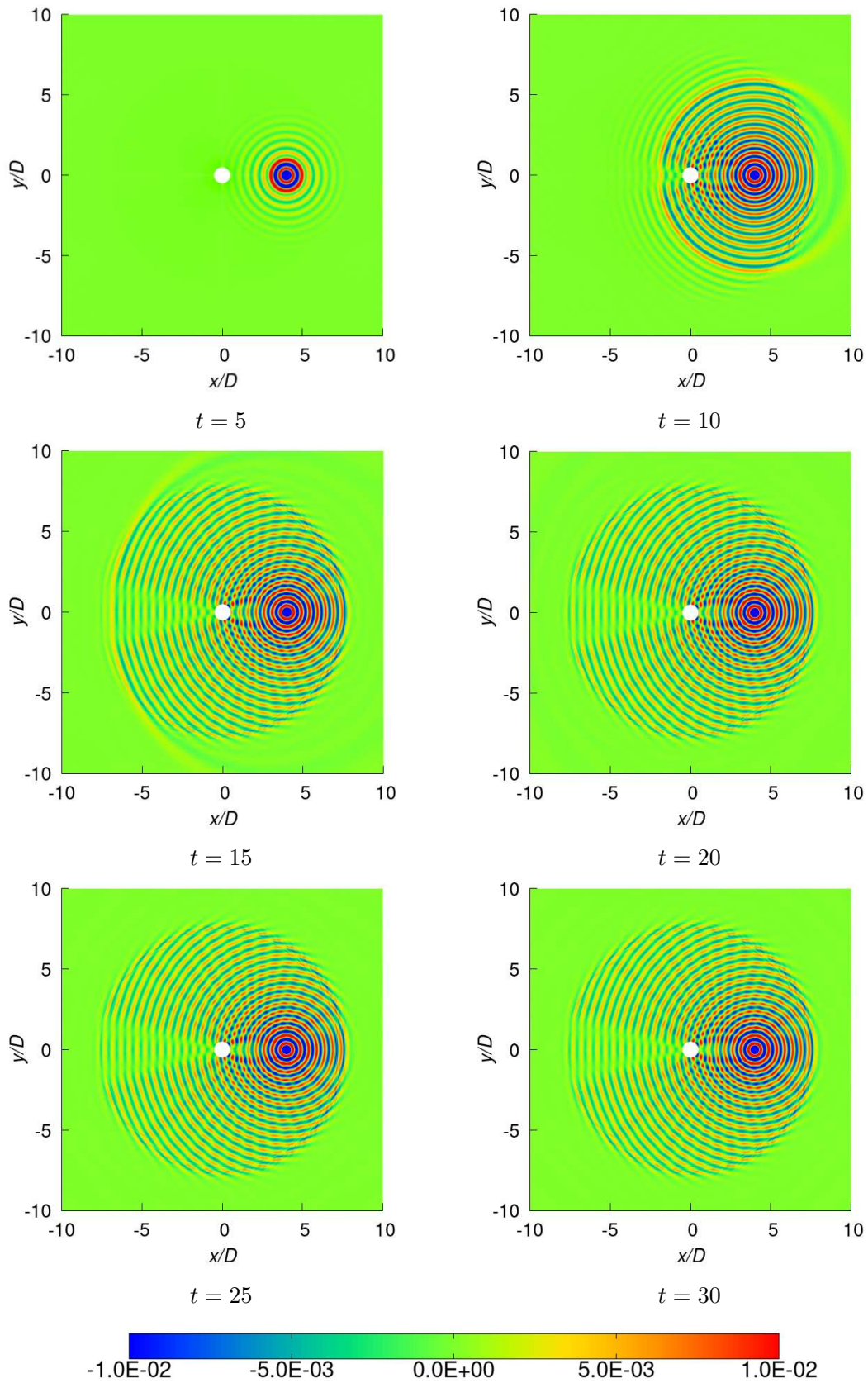


図 3.3 2次元円柱まわりの圧力変動

図 3.3 において, $t = 10$ では音源から伝播した圧力変動が円柱で反射し, 音源からの波と反射波が干渉し始めていることが確認できる. $t = 15$ では円柱左側で一部の音波が吸収領域に達し, 圧力変動が吸収されており, 音波を捉える領域への非物理的な反射は人工粘性により抑えられている様子が確認できる. $t = 20$ あたりから波同士の干渉による干渉縞が円柱周りに定在しており, 準定常状態となることが確認できた.

次に音圧 Root Mean Square(RMS)値を用いて解析解との比較を行う. 音圧 RMS 値は以下の式で表される.

$$\text{RMS} = \sqrt{\frac{1}{(t_2 - t_1)} \int_{t_1}^{t_2} p'(t)^2 dt} \quad (3.7)$$

音圧 RMS 値の取得は円柱の中心から $6D$ の位置における円周上で, 無次元時間で $t_1 = 20$ から $t_2 = 22$ の4周期において行った. 図 3.4 に取得位置, 図 3.5 に比較結果を示す.

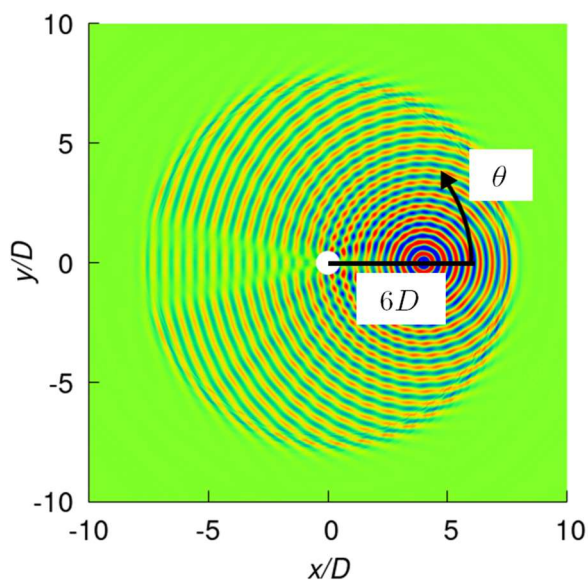


図 3.4 音圧 RMS 値の取得位置

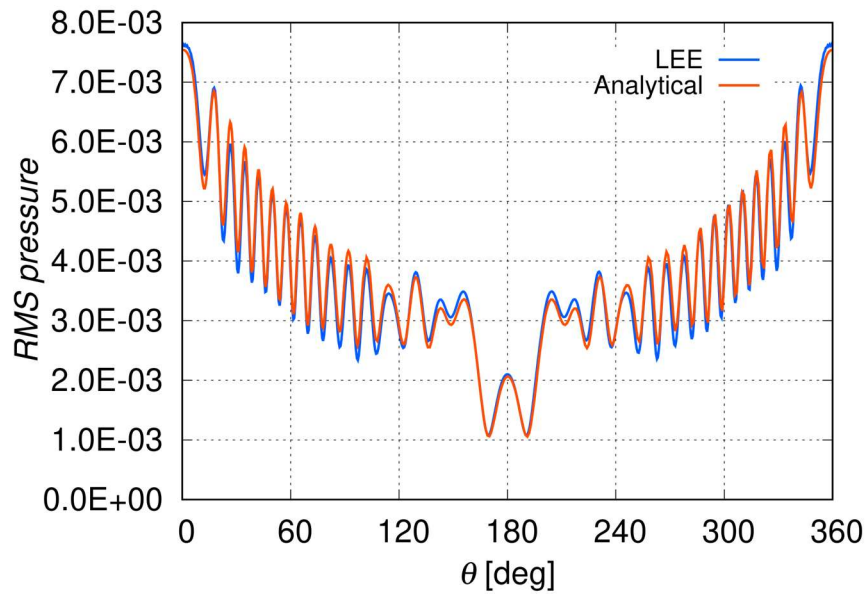


図 3.5 RMS 値を用いた解析解との比較

図 3.5 より，音源からの波と反射波による干渉の様子が，解析解と比較して位相誤差なく計算できていることがわかる．また，振幅にやや鈍りがあるものの音源に対して円柱の真裏に当たる $\theta = 180$ [deg] においても解析解とほとんど同等の値を得ることができた．

3.4 まとめ

本章では，2次元円柱による音波散乱計算を行い，LEE コードの伝播計算精度を検証した．解析解との比較により，本コードは物体反射を伴う音の伝播解析に有効であることを示した．また，人工粘性と吸収領域の組み合わせにより遠方境界からの非物理的な反射波を抑えられた．以上のことから，本研究に用いる LEE コードは物体反射を伴う音の伝播解析に有効であると言える．次章で音源が SNGR 法と同様な場合の精度検証を行う．

第4章 LEE の検証例：回転する渦対による音の生成

本章では速度変動を音源とした LEE コードの精度検証を行う。2次元平面で循環 Γ をもち距離 $2l$ 離れた2つの平行な渦糸が、原点を中心に角速度 Ω で回転する。この検証は解析解が存在するため⁽³⁵⁾、計算精度の厳密な比較が可能である。計算対象の模式図を図4.1に示す。

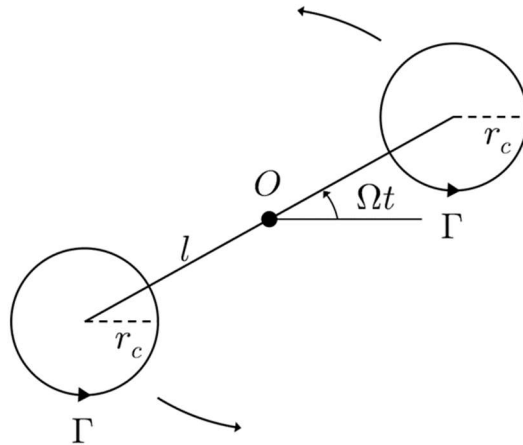


図4.1 計算対象

4.1 計算条件

循環 Γ をもつ渦により発生する周方向速度 u_θ は以下の式で求まる。

$$u_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r} \quad (4.1)$$

ここで r は渦中心からの距離である。しかし、数値解析においては渦中心の特異点を数値解で与えられないため、周方向速度のモデル化が必要となる。今回はScullyモデル⁽³⁶⁾と呼ばれる以下の渦モデルを用いる。

$$u_\theta = \frac{\Gamma r}{2\pi(r_c^2 + r^2)} \quad (4.2)$$

ここで r_c は u_θ が最大となる距離 r である。本検証では $\Gamma = 1.6, l = 1.0$ とし、 r_c についてはモデル化の影響を確認するため、0.25, 0.5の2ケースで計算を行った。図4.2に周方向速度の渦モデルと解析モデルの比較を示す。

計算条件として、変動成分の初期条件は変動なし、平均流れ成分は静止状態を計算条件として以下のように与える。

$$\begin{bmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{u}_i \\ \bar{p} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1/\gamma \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

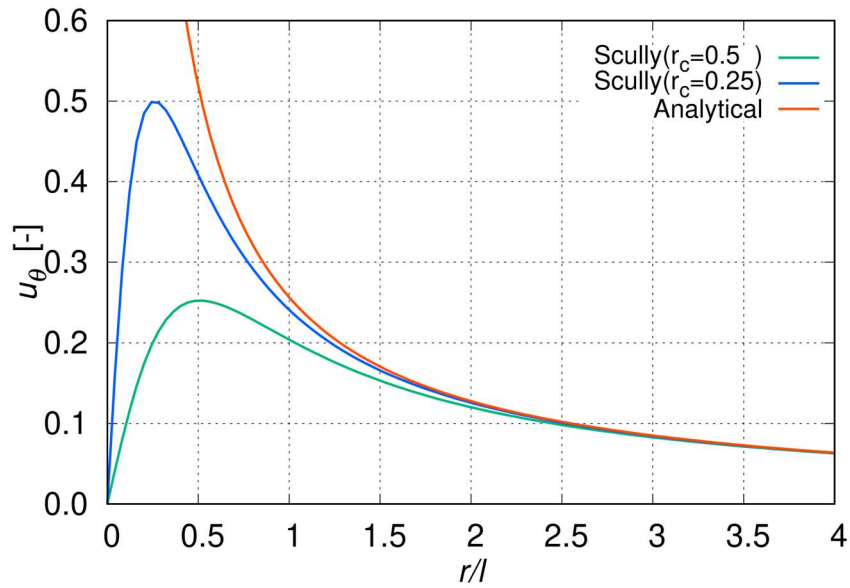


図4.2 周方向速度の渦モデルと解析モデルの比較

音波を捉える計算領域内で格子は等間隔直交，領域幅は原点から渦中心までの距離を l として $-140 \leq x/l, y/l \leq 140$ (赤線内部)，その外部には遠方境界での反射を防ぐための吸収領域を40層設けた．吸収領域では隣接する格子幅の成長率を1.18とした⁽³⁴⁾．吸収領域を含めた格子点数は， x, y 方向にそれぞれ2881，2881である．境界条件として，遠方境界は変動なしを与え，時間刻み幅は $\Delta t = 9.0 \times 10^{-2}$ [-]，渦対の回転周期を T として無次元時間で $25T$ まで計算を実行した．計算格子を図4.3に示す．

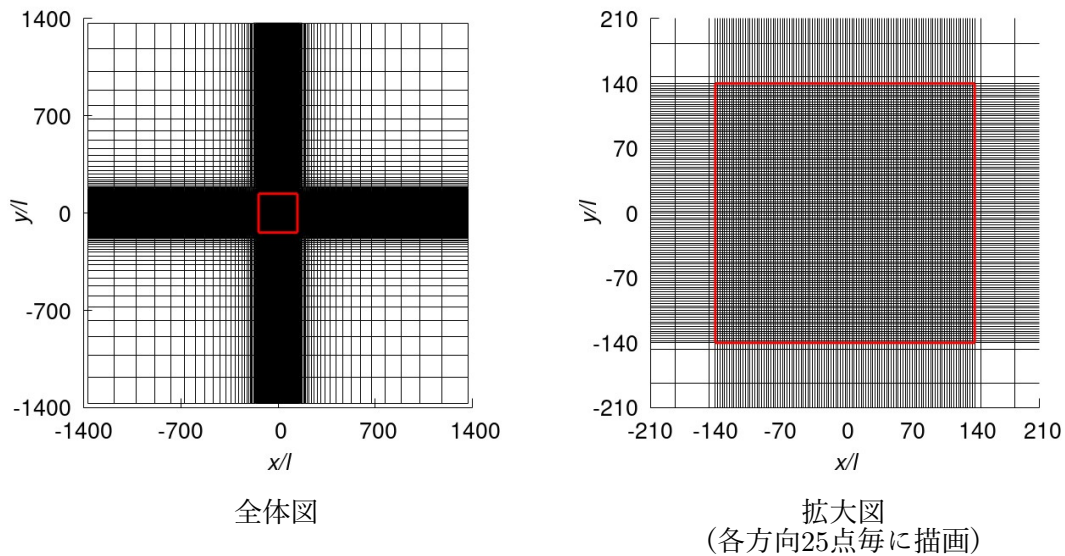
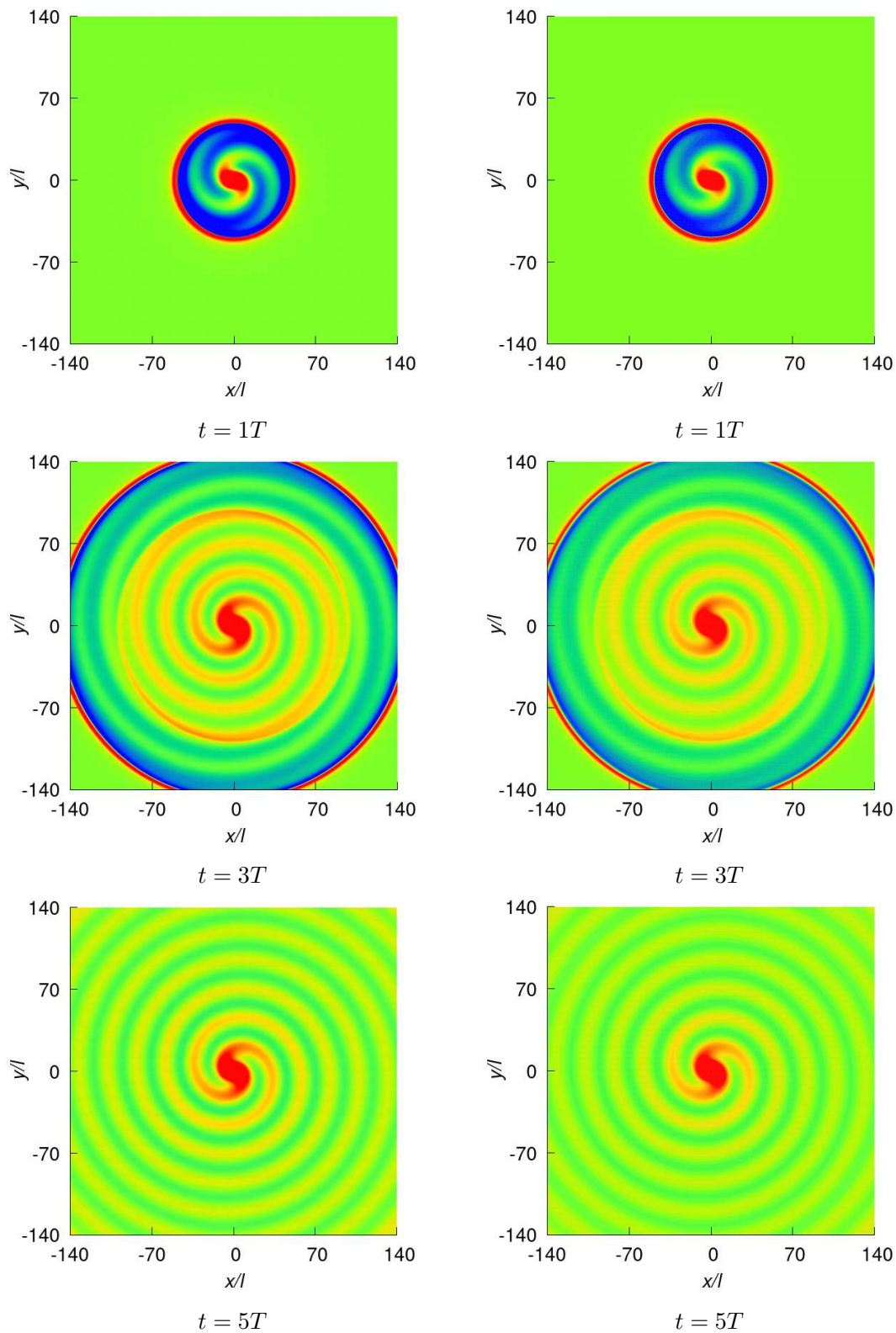


図4.3 計算格子

4.3 結果と考察

図 4.4 に圧力変動の時間発展を $t = 1T$ 刻みで示す。



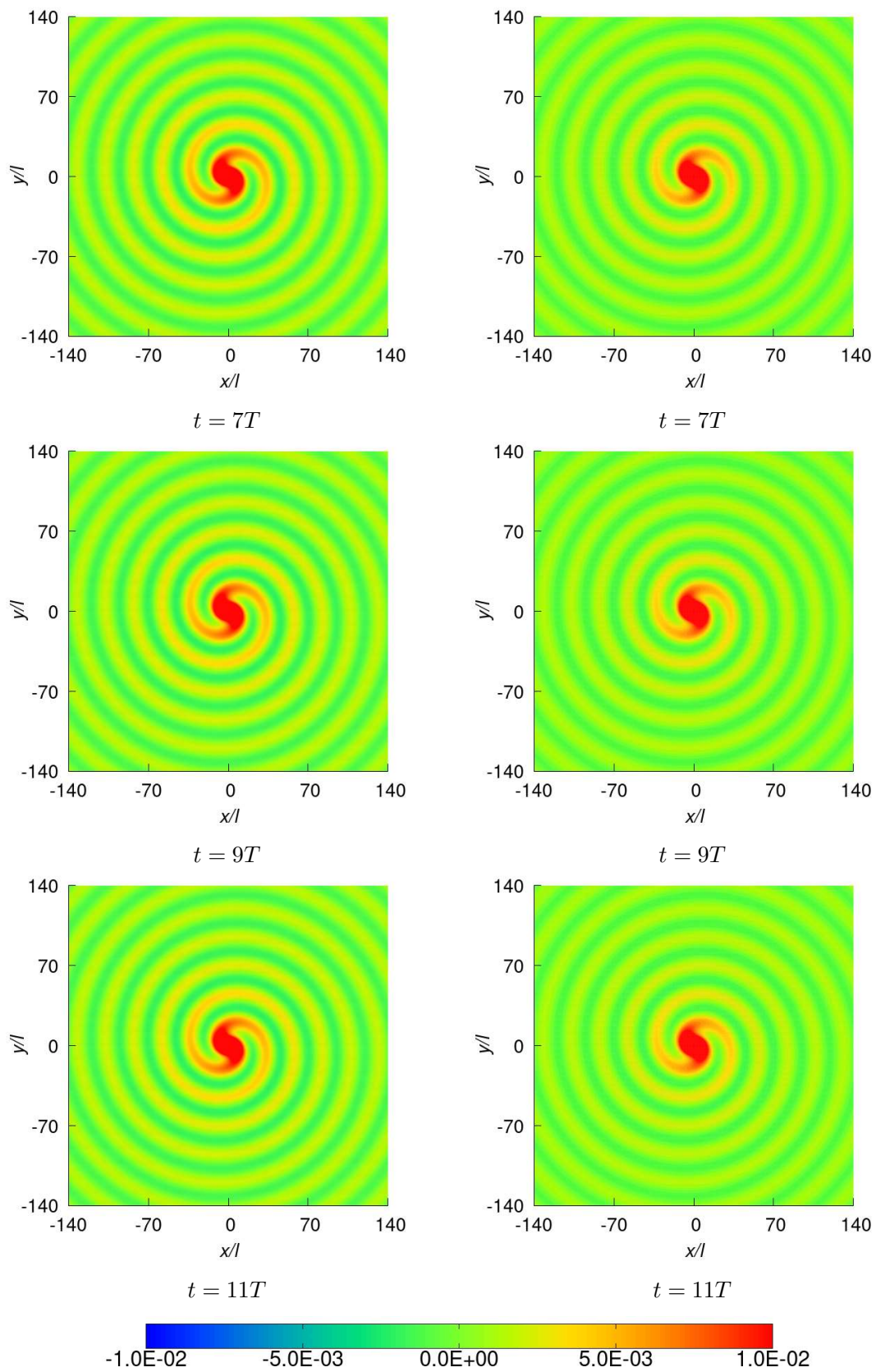


図 4.4 渦対周辺の圧力変動 (左側 : $r_c = 0.25$, 右側 : $r_c = 0.5$)

図 4.4 より原点付近の渦対を中心として放射状に圧力変動が伝播している様子が確認できる。 $t = 3T$ では、一部の音波が吸収領域に差し掛かっているが音波を捉える計算領域内への非物理的な反射波は確認されない。音波を捉える計算領域内においては、 $t = 5T$ あたりから非定常な変動は見られず準定常状態となることが確認できた。また、 r_c による結果への違いは $t = 3T$ で $r_c = 0.25$ の方がやや変動が大きいものの、その他で定性的な違いを確認できなかった。

次に圧力変動を用いて解析解との比較を行う。時間 t 、位置 (r_a, θ_a) での解析解は以下の式で与えられる。

$$p'(t) = -4\sqrt{\frac{\pi l}{r}} \rho_0 U_r^2 M_r^{3/2} \cos \left[2\theta_a - 2\Omega \left(t - \frac{r_a}{c_0} \right) + \frac{\pi}{4} \right] \quad (4.4)$$

ここで U_r は渦対回転速度、 M_r は渦対回転マッハ数である。今回、 $t = 25T$ 、 x 軸上 $0 \leq x/l \leq 140$ 上において比較を行った。比較結果を図 4.5 に示す。

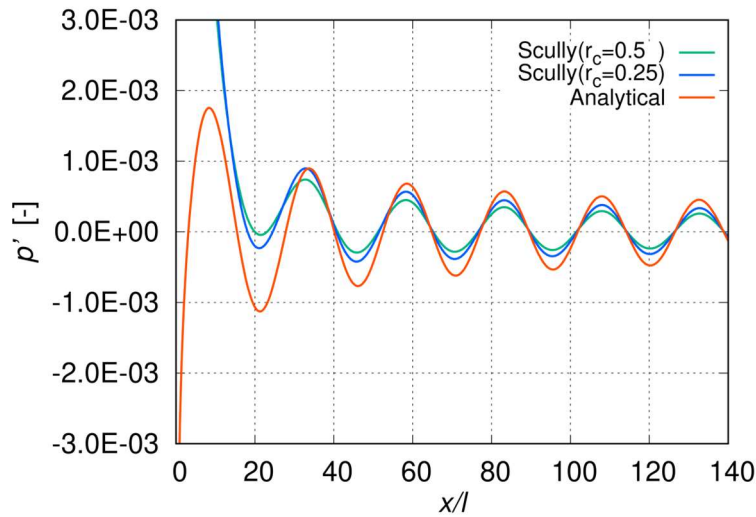


図 4.5 圧力変動を用いた解析解との比較

比較に用いた解析解は音響遠方場を仮定しているため、音源からおおよそ 3 波長以上離れた位置での振幅、位相について考察する。図 4.5 より、どちらのケースでも位相誤差はないものの、 r_c が大きいほど解析解と比べて振幅が小さいことがわかる。本計算では周方向速度を Scully モデルで求めており、図 4.2 より周方向速度 u_θ は r_c が大きいほど解析解から離れることが確認できる。そのため、振幅が小さくなった原因は渦中心付近の周方向速度の差に起因する本検証特有の誤差であり、本 LEE コードは速度変動を音源とした解析が可能であることを示した。

4.4 まとめ

本章では、回転する渦対による音の生成を計算し、非圧縮場の渦変動を音源とした LEE コードにおいて、解析解とほぼ同等の値を得られることを示した。また、圧力変動を用いた解析解との比較により、振幅が小さく計算された原因が渦中心付近の周方向速度の差に起因することを確認した。

以上のことから、本コードは非定常な渦変動を音源とした音響場の解析が可能であることを示した。第 5 章ではこれまでの検証を踏まえ、LEE 音源となる乱流速度を SNGR 法により求めて翼後縁ノイズの予測を行う。

第5章 翼後縁ノイズの予測

本章では SNGR 法と LEE を組み合わせて翼後縁ノイズの予測を行う。計算は Brooks らの騒音実験⁽³⁷⁾と条件を揃え、音圧レベル (Sound Pressure Level : SPL) の 1/3 オクターブバンド分析による結果の比較を行う。計算対象は上下対称な NACA0012 翼型であり、図 5.1 にその概形を示す。

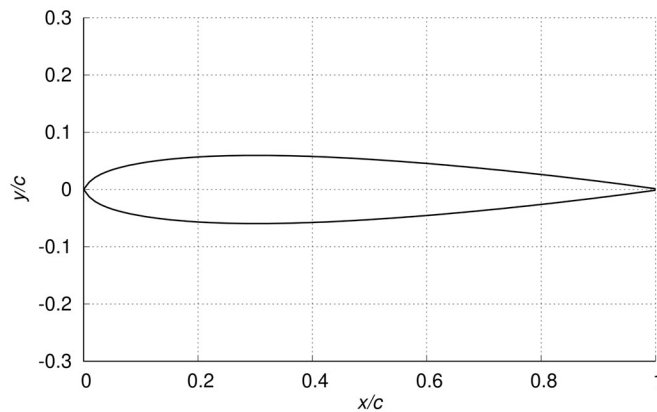


図 5.1 NACA0012 翼型

5.1 平均流れ計算

前章までの検証問題では音源の情報は既知であったが、本章では SNGR 法で乱流速度を求めて音源とする。そこで、本節では SNGR 法に必要な平均流速、乱流量を得るために RANS 解析を行う。また、結果を LEE の平均流れ成分とすることで前章までの静止状態から翼周辺の非一様な流れ場として計算が可能となる。乱流モデルは $k-\omega$ SST-2003sust を用いた。

5.1.1 計算条件

計算条件は Brooks らと同様とするため翼弦長は $c = 0.622$ [m]、流入 Mach 数は $M_\infty = 0.2$ 、翼弦長と流入速度に基づく Reynolds 数は $Re = 2.43 \times 10^6$ 、迎角は $\alpha = 0$ [deg] とする。また、Brooks らは複数の後縁形状で実験を行っているが、本計算で後縁は鋭利である。

計算格子は C 型で、領域幅は翼後縁から $100c$ とした。格子点数は 58 万で境界層に格子点を集中させており、最小格子幅は $y^+ = 1.0$ 相当である。境界条件として、翼面はすべりなし断熱壁条件、遠方境界は一様流条件を与え、時間刻み幅は $\Delta t = 1.0 \times 10^{-3}$ [-]、ステップ数で 10 万まで計算を実行した。計算格子を図 5.2 に示す。

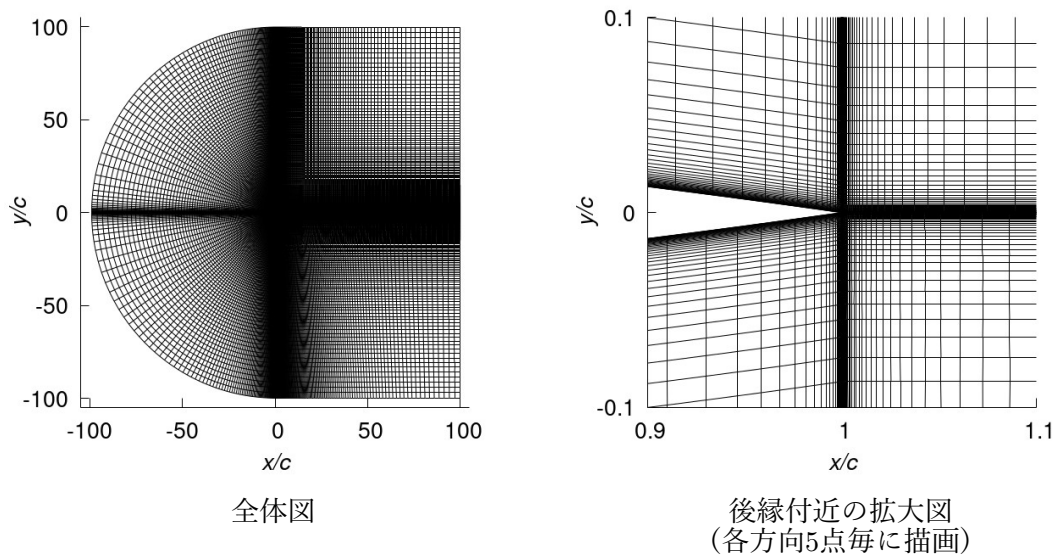


図 5.2 RANS 解析用の計算格子

5.1.2 結果と考察

図 5.3 に翼周辺の Mach 数分布, 図 5.4 に乱流運動エネルギー分布を示す.

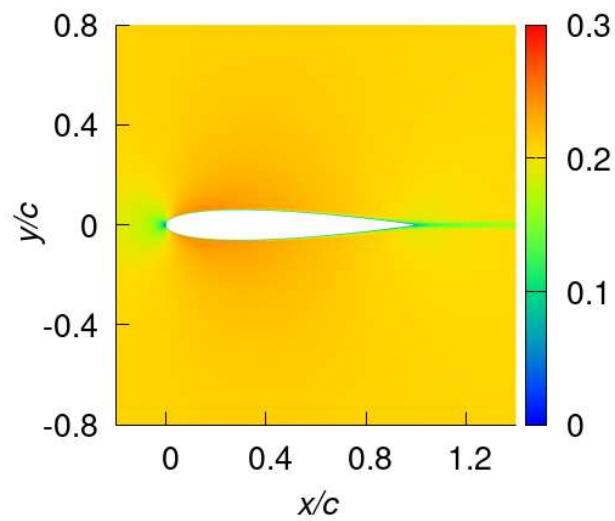
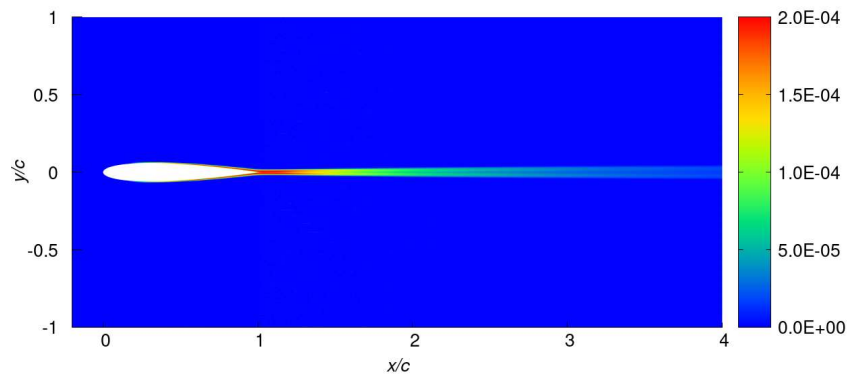
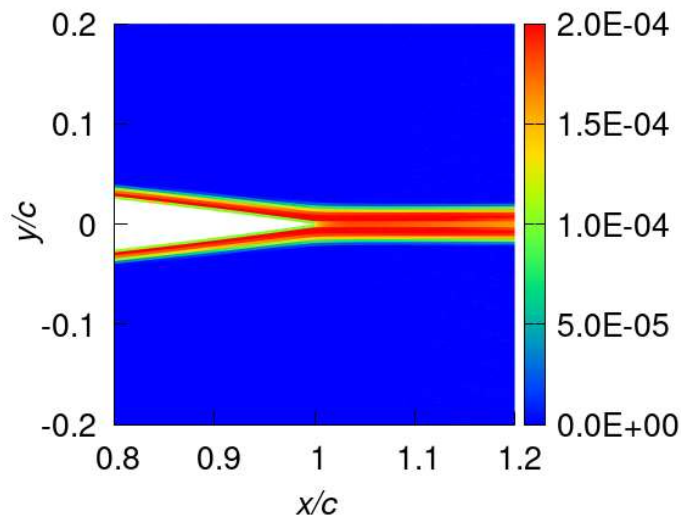


図 5.3 Mach 数分布



(a) 全体



(b) 後縁拡大

図 5.4 乱流運動エネルギー分布

図 5.4 において, (a)より乱流運動エネルギーは後流でも分布していることが確認でき, (b)よりその分布は翼面上の境界層全域にわたっていることがわかる. また, 後縁近傍で高いエネルギーを示しており, 音源としての寄与も大きくなるものと考えられる.

5.2 SNGR 法による乱流速度の生成

次に, 5.1 節の結果を基に SNGR 法を用いて乱流速度を生成する.

5.2.1 計算条件

計算には平均流速 \bar{u}_i , 乱流運動エネルギー K の他に散逸率 ε が必要である. RANS 解析において $k-\omega$ SST-2003sustを用いたため, ε は以下の式から求める.

$$\varepsilon = \beta^* \omega K \quad (5.1)$$

ここで $\beta^* = 0.09$ はモデル定数である。

今回, Bechara ら⁽⁸⁾のような空間分割は行わず, 代表点の乱流量を用いて領域内の乱流速
度を生成, 乱流運動エネルギーの局所値で重みづけを行う。今回は後縁ノイズの予測が目
的であるため, 代表点は後縁から流れに垂直な方向で k_e が最小な点とした。

また, RANS 解析では境界層に格子を集中させていたが, LEE では遠方まで音波を適切な
格子幅で計算できるだけでなく SNGR 法で生成される渦を境界層内で解像できる必要があ
る。そこで, 以降の計算では異なる格子を使用する。格子間のデータマッピングには JAXA
所有の MEGG3D^{(38), (39), (40)}を使用した。

計算格子はC型で, 音波を捉える領域の幅は翼後縁から $3c$ (赤線内部), 格子点数は約301
万の等間隔格子, 格子幅 Δx は $\Delta x/c = 3.2 \times 10^{-3}$ である。また, その外部には遠方境界での
反射を防ぐための吸収領域を40層設けた。吸収領域では隣接する格子幅の成長率を1.18と
した⁽³⁴⁾。また, 時間刻み幅は LEE と揃えて $\Delta t = 5.5 \times 10^{-4}$ [-]とした。計算格子を図 5.5 に
示す。

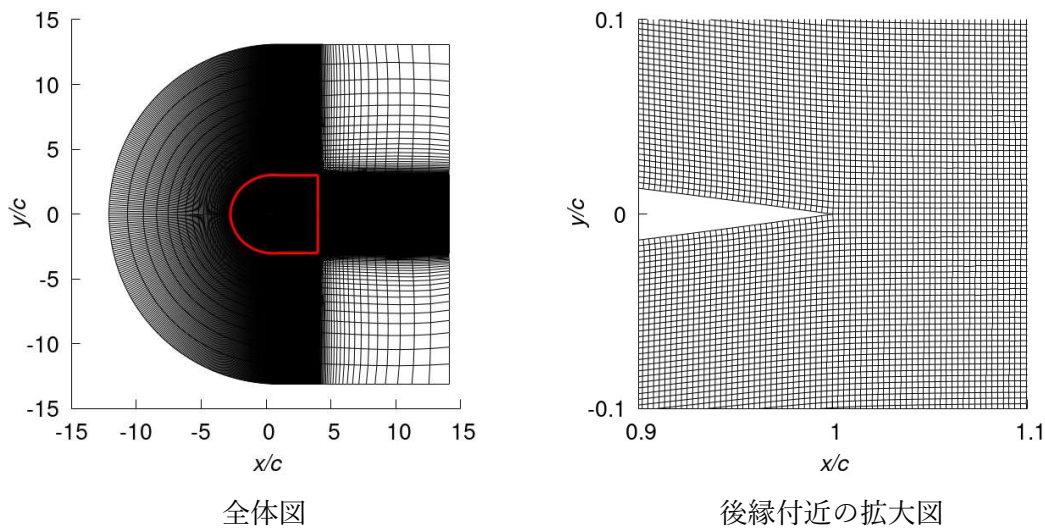


図 5.5 SNGR 法, LEE 用の計算格子

5.2.2 結果と考察

図 5.6 ~ 5.9 に Bechara モデル, Bailly モデルで計算した翼周辺の渦度の時間発展を step =
200 刻みで示す。

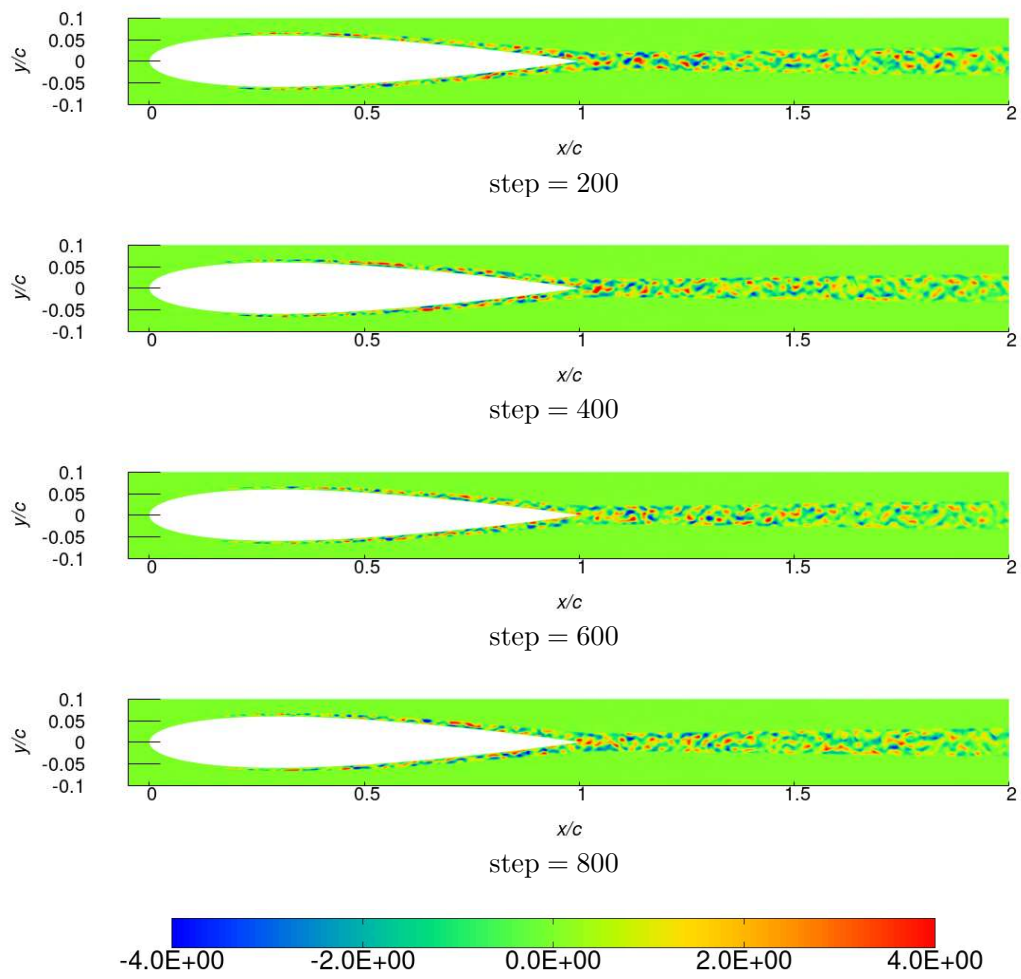


図 5.6 翼周辺の渦度 (Bechara モデル)

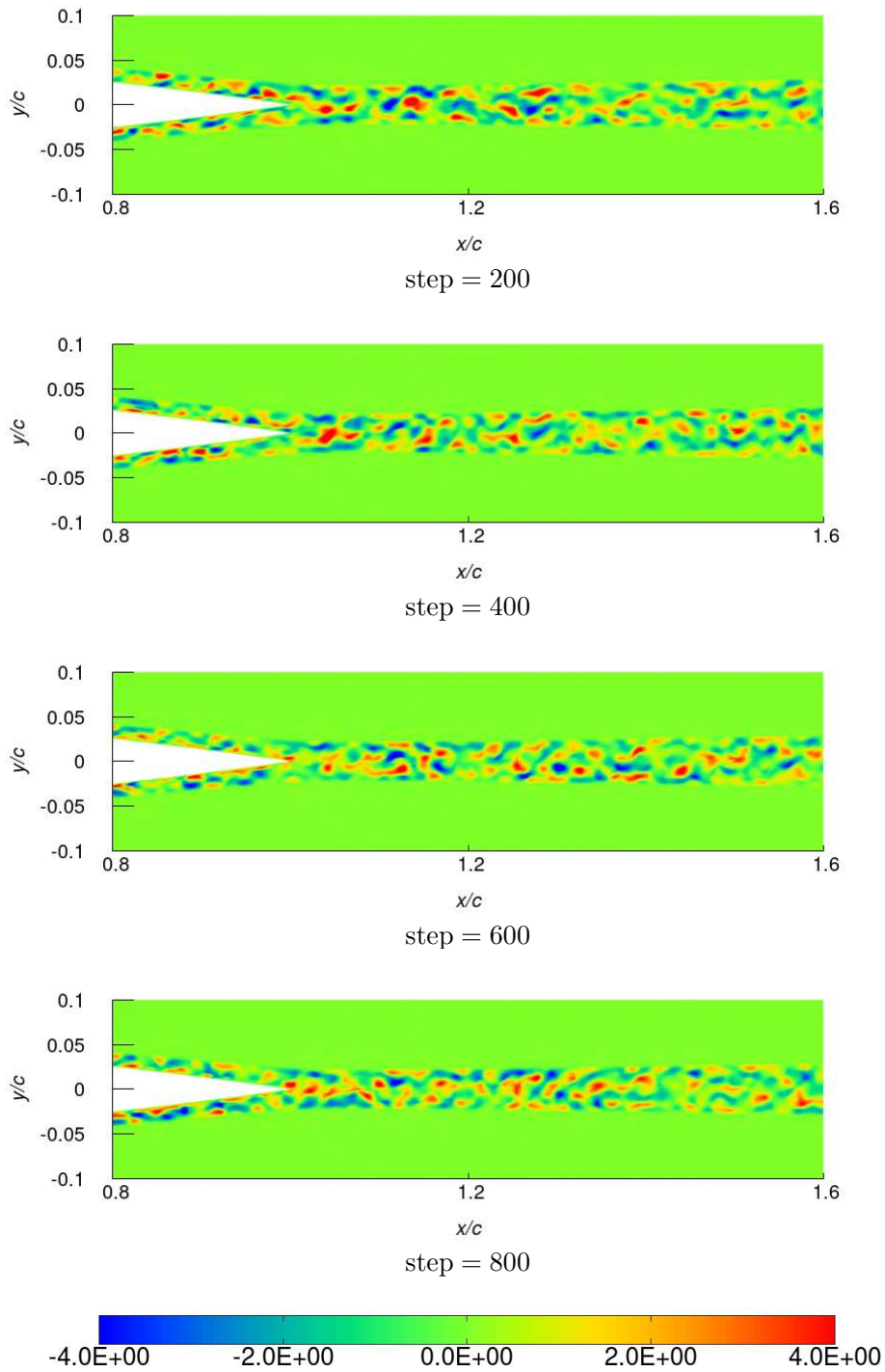


図 5.7 後縁近傍の渦度 (Bechara モデル)

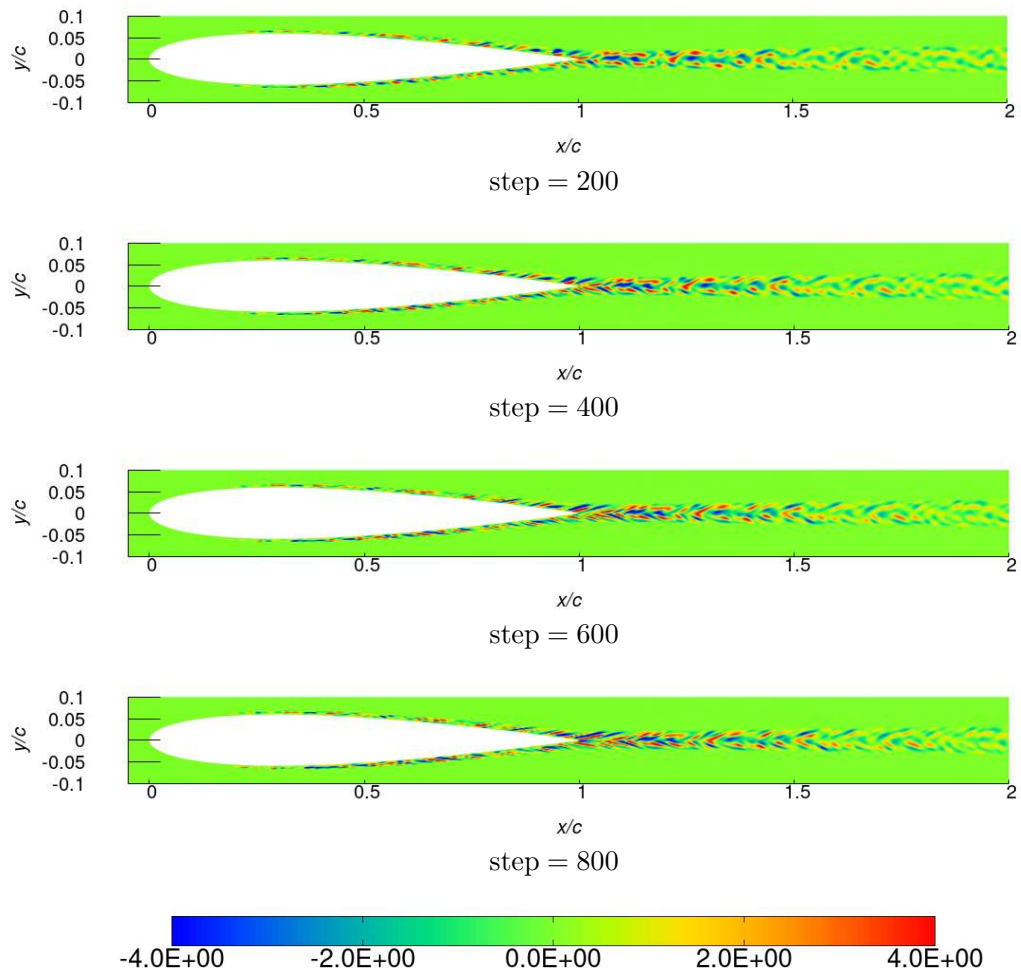


図 5.8 翼周辺の渦度 (Bailly モデル)

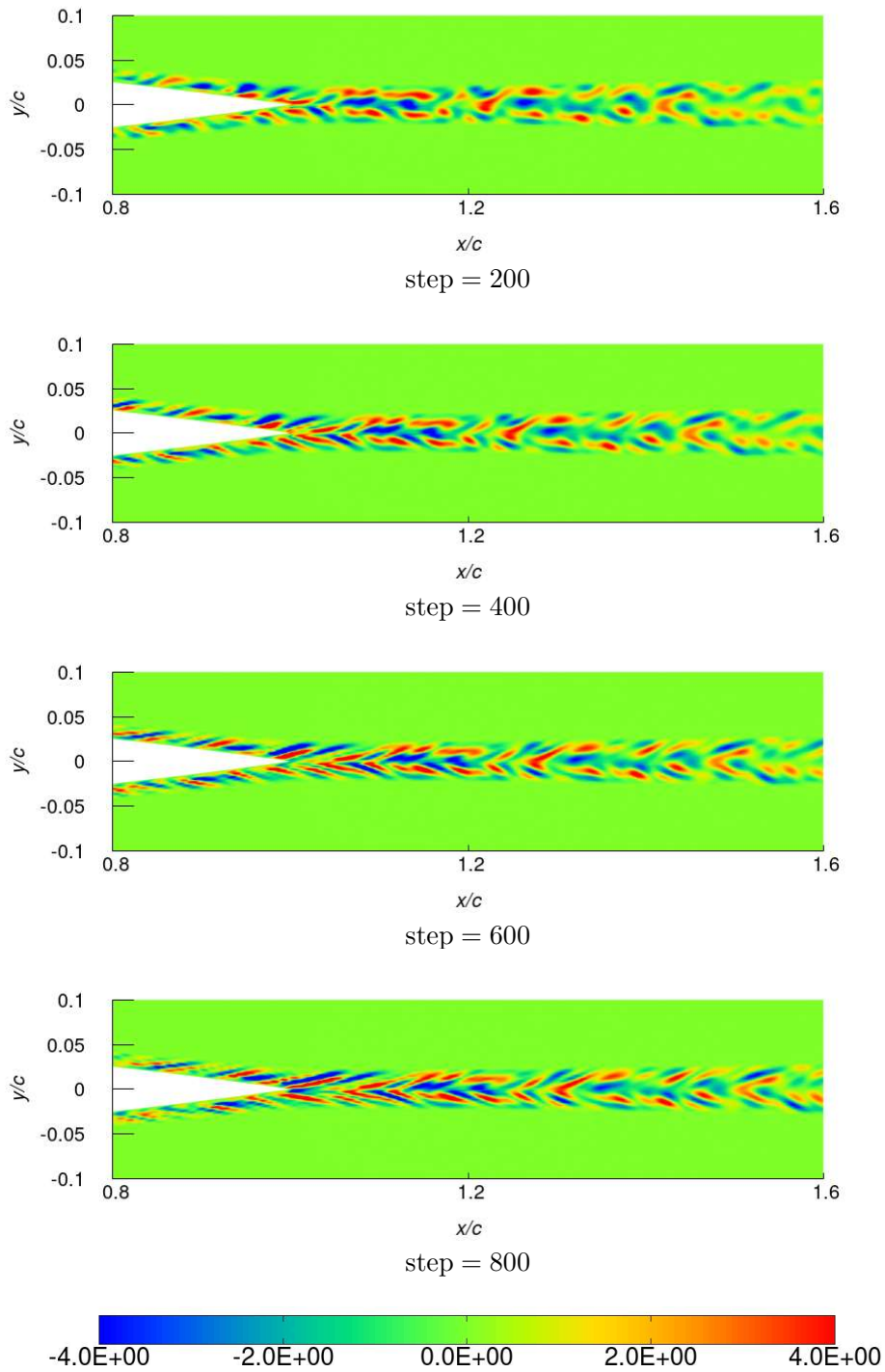


図 5.9 後縁近傍の渦度 (Bailly モデル)

図より Bechara モデルでは時間によらず定性的に似たような渦度分布であるのに対し、Bailly モデルでは時間が経つごとに渦度の概形が崩れている。これは Bailly モデルに含まれる対流効果によって乱流速度が移流しているためであり、実際の後流流れにより近いと考えられる。また、後流の渦度分布は乱流運動エネルギー分布と似ていることから、SNGR 法による乱流速度生成が RANS 解析の結果に則って行われていることも確認できる。

5.3 音の伝播計算

本節では、5.1 節、5.2 節の結果を基に LEE を用いて伝播計算を行う。

5.3.1 計算条件

計算格子は 5.2.1 節と同様のものを使用する。境界条件として、翼面はすべり壁条件、遠方境界は変動なしを与え、時間刻み幅は $\Delta t = 5.5 \times 10^{-4}$ [-] とし、無次元時間で 13 まで計算を実行した。

5.3.2 結果と考察

図 5.10, 5.11 に伝播計算で得られた圧力変動の時間発展を Bechara モデル, Bailly モデルそれぞれ $t = 2$ 刻みで示す。

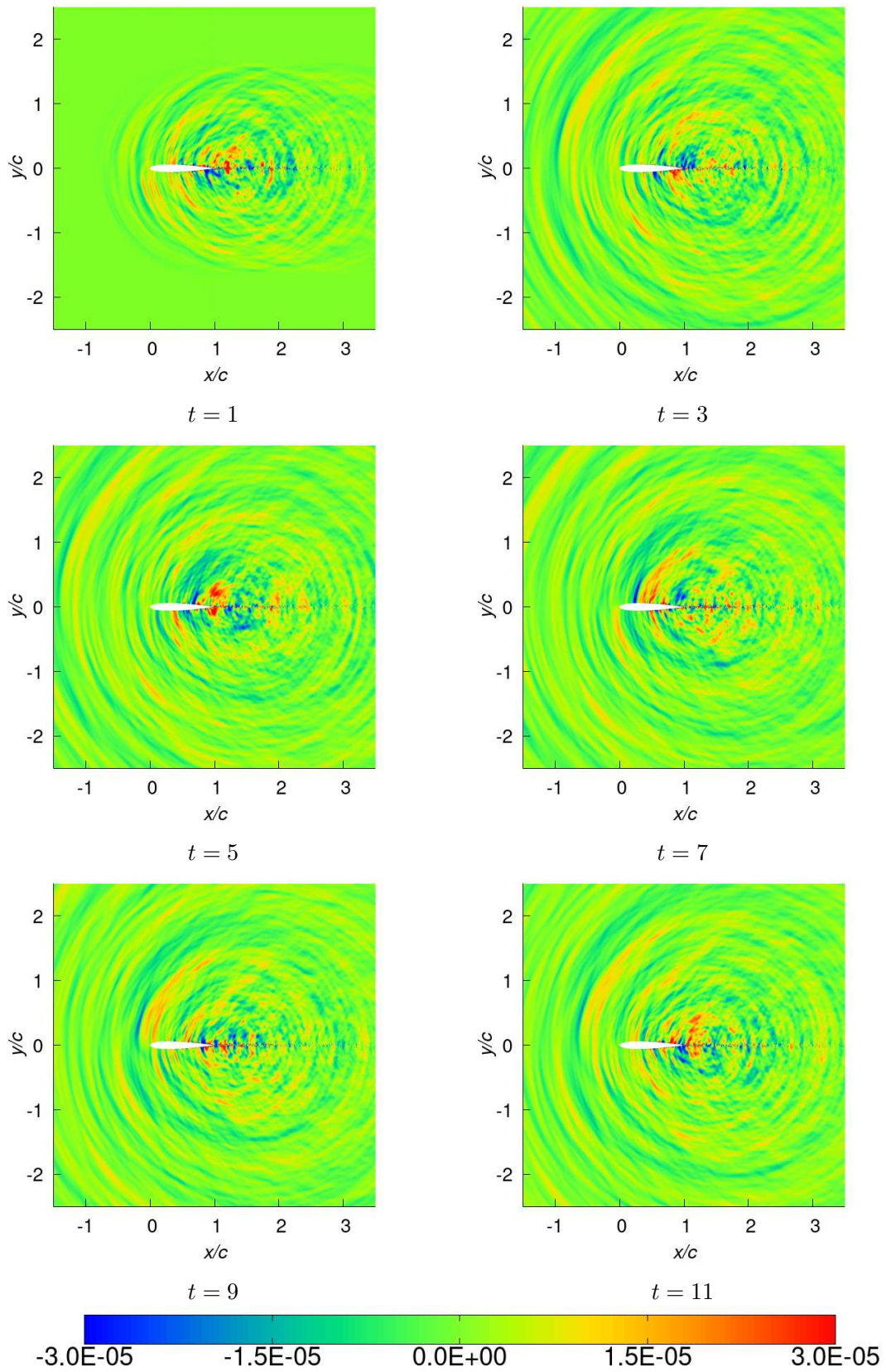


図 5.10 翼周辺の圧力変動 (Bechara モデル)

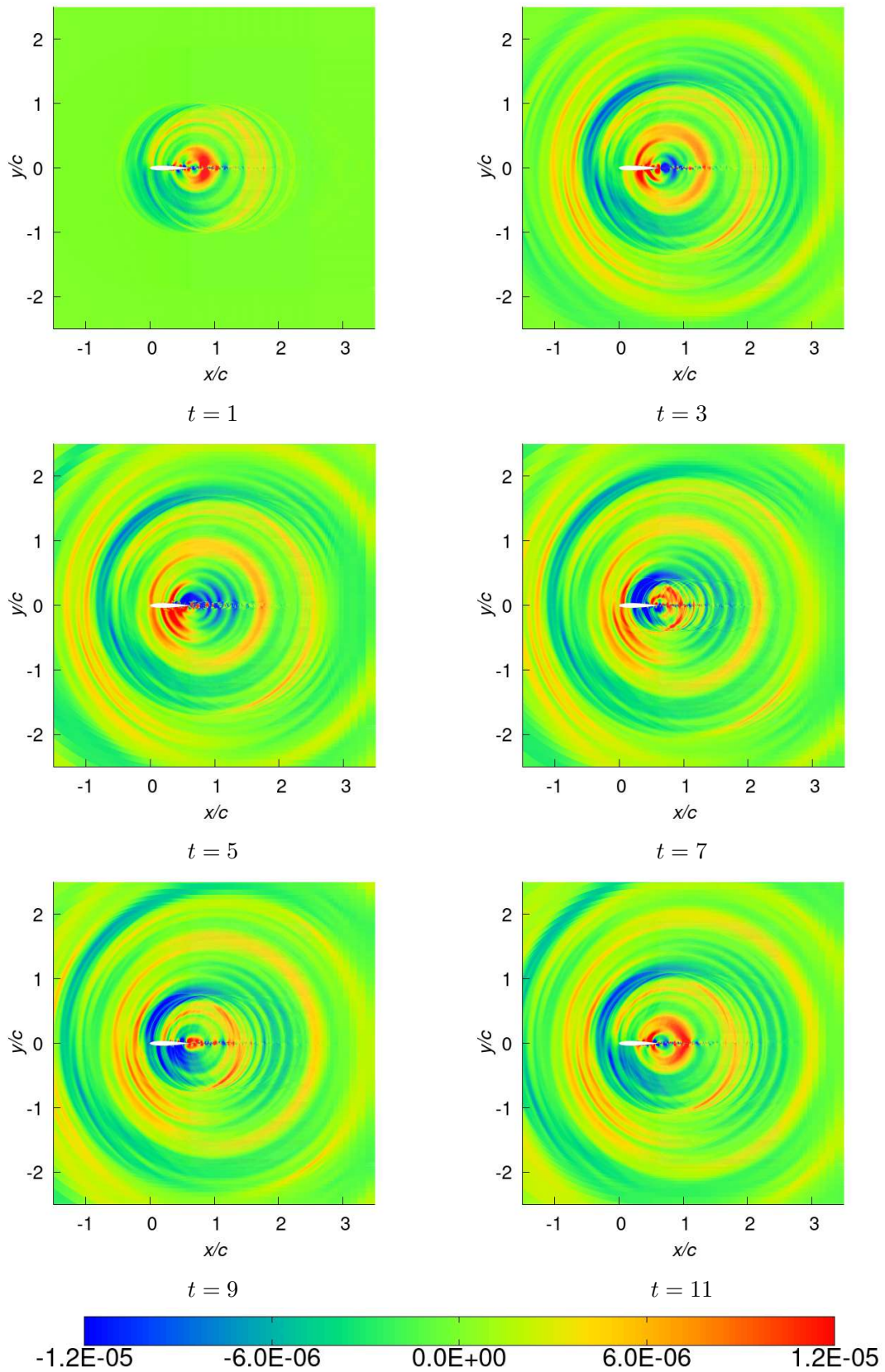


図 5.11 翼周辺の圧力変動 (Bailly モデル)

図 5.10, 5.11 より, 後縁や後流を中心として遠方まで圧力変動が伝播している様子が確認できる. また, Bechara モデルでは波同士の干渉が多くみられることから広い周波数帯での音波が発生していると考えられ, Bailly モデルでは干渉があまり見られないことからピークとなる周波数が存在していると考えられる. 次に音圧レベル (Sound Pressure Level : SPL) の 1/3 オクターブバンド分析による結果の比較を行う. SPL の取得は翼後縁から流れ方向に垂直に約 $2c$ 離れた点で, 無次元時間で $t = 6$ から $t = 13$ において行い, 50% オーバーラップ等により標本数を 150 として平均化処理を施した. 図 5.12 に取得位置, 図 5.13 に比較結果を示す.

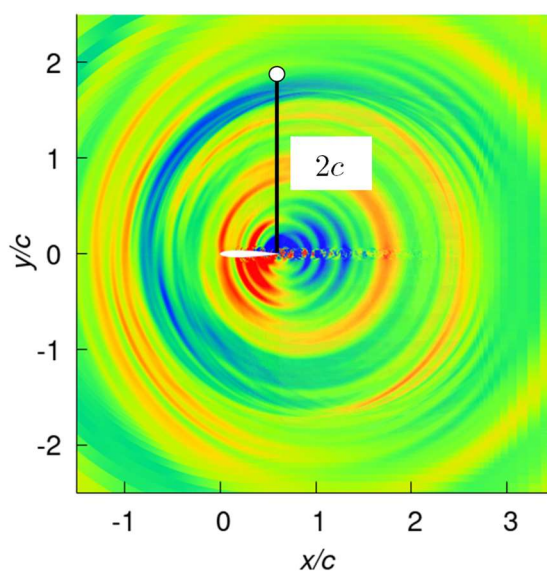


図 5.12 音圧レベルの取得位置

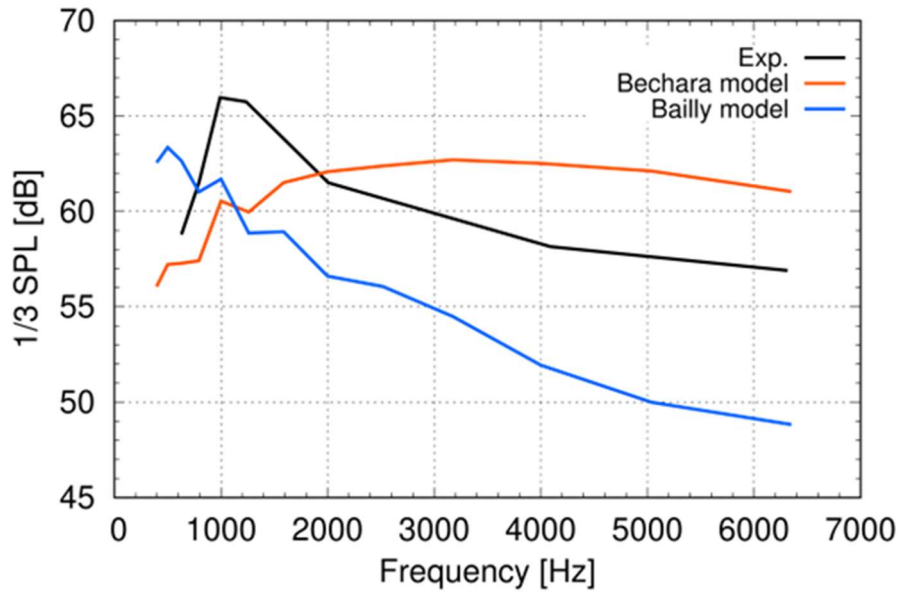


図 5.13 音圧レベルを用いた実験値との比較

図 5.13 より, Bechara モデルでは低周波数で実験結果を過小に, 高周波数で過大評価しており実験結果とは大きく異なる. 一方, Bailly モデルでは実験結果と同様に高周波でレベルが減少していく傾向が確認できたが, 全体を通して 5 dB ほどの過小評価であった. Bechara モデルと Bailly モデルの異なる点は移流効果を考慮するかという点のみであり, 各変数は同様の計算方法で求めている. 両モデルを比較して Bailly モデルのみで実験結果と同様の高周波数でのレベル減少が見られたため, 後縁ノイズにおいて移流効果が大きく影響すると思われる. 5.4 節では改善案として最大波数 k_M による音圧レベルへの影響を調査する.

5.4 最大波数 k_M の影響

2.4 節の説明において, 最大波数を $k_M = 2\pi/(6\Delta x)$ と記したが, 乱流エネルギースペクトルの観点から本来, 波数 k はコルモゴロフ波数 k_η まで存在しているものと考えられる. SNGR 法では計算格子で解像できるよう作為的にカットオフしており, 格子幅 Δx から k_M を定めている. 図 5.14 は 5.3 節で用いたエネルギースペクトルにおいて最大波数 $k_M = 2\pi/(6\Delta x)$ の位置を示したもので, 波数 k は $2\pi/(6\Delta x)$ 以上でもエネルギーを有しており, これまでの方法では高波数でのエネルギーを無視してしまっていることがわかる. 無視分を減らすことは乱流速度の増加を意味し過小評価の改善が見込まれ, 対応としては格子幅 Δx を小さくする必要がある. しかし, Δx を小さくすることは計算コストの増大を意味する. そこで本研究では k_M の式を変更することで精度の向上を図った. また, k_M の式については Billson ら⁽²⁸⁾が $k_M = 2\pi/(6\Delta x)$ としている一方, Bailly ら⁽⁸⁾は $k_M = 2\pi/(7\Delta x)$ としていることから, 議論の余地があると言える.

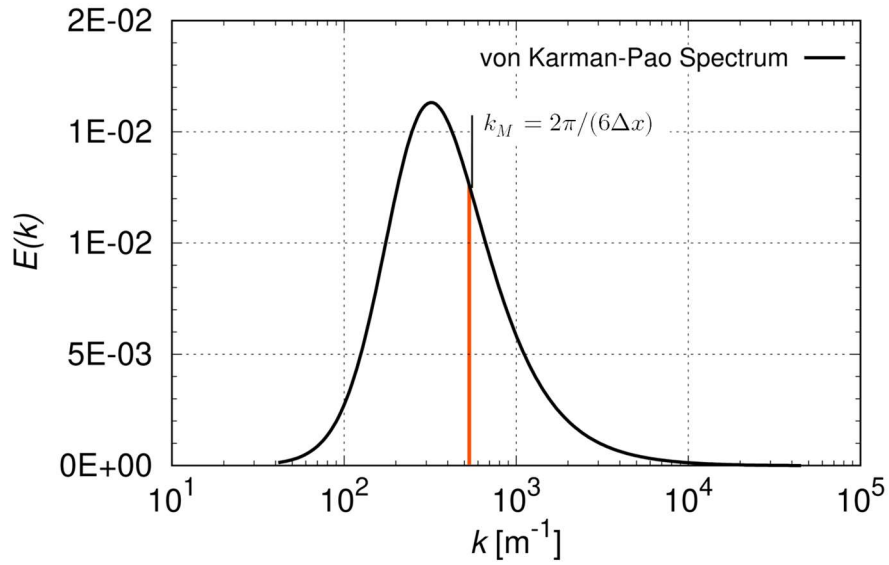


図 5.14 代表点のエネルギースペクトル

5.4.1 計算条件

本節では 2.4 節の最大波数 k_M を $k_M = 2\pi/(5\Delta x), 2\pi/(4\Delta x) \dots$ と変化させる. エネルギースペクトル $E(k)$ と k_M の関係を図 5.15 に示す. その他の計算条件, 計算格子は 5.3 節と同様である.

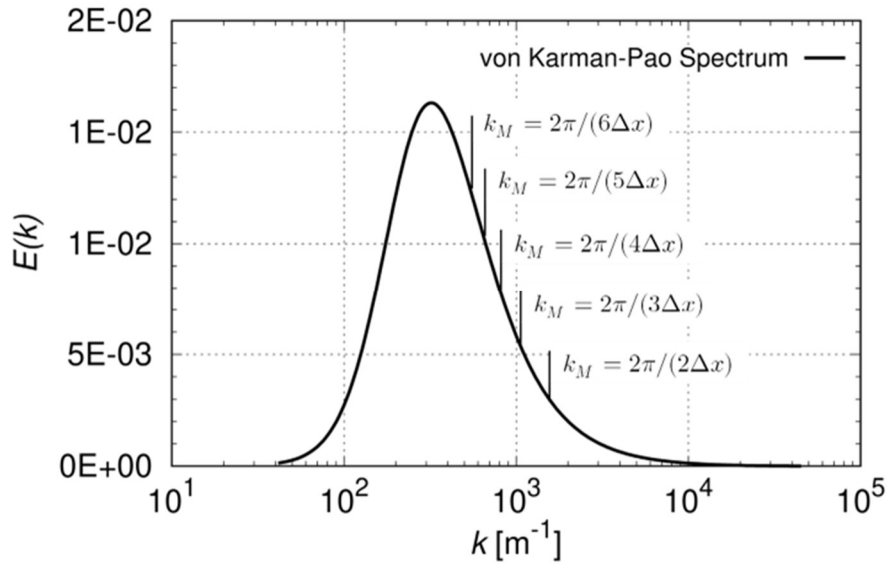


図 5.15 k_M の変化

5.4.2 結果と考察

図 5.16 ~ 5.23 に SNGR 法で得られた圧力変動の時間発展を Bechara モデル, Bailly モデルそれぞれ $\text{step} = 200$ 刻みで示す. 各モデルとも $k_M = 2\pi/(5\Delta x)$ から $k_M = 2\pi/(2\Delta x)$ まで計算を行っている.

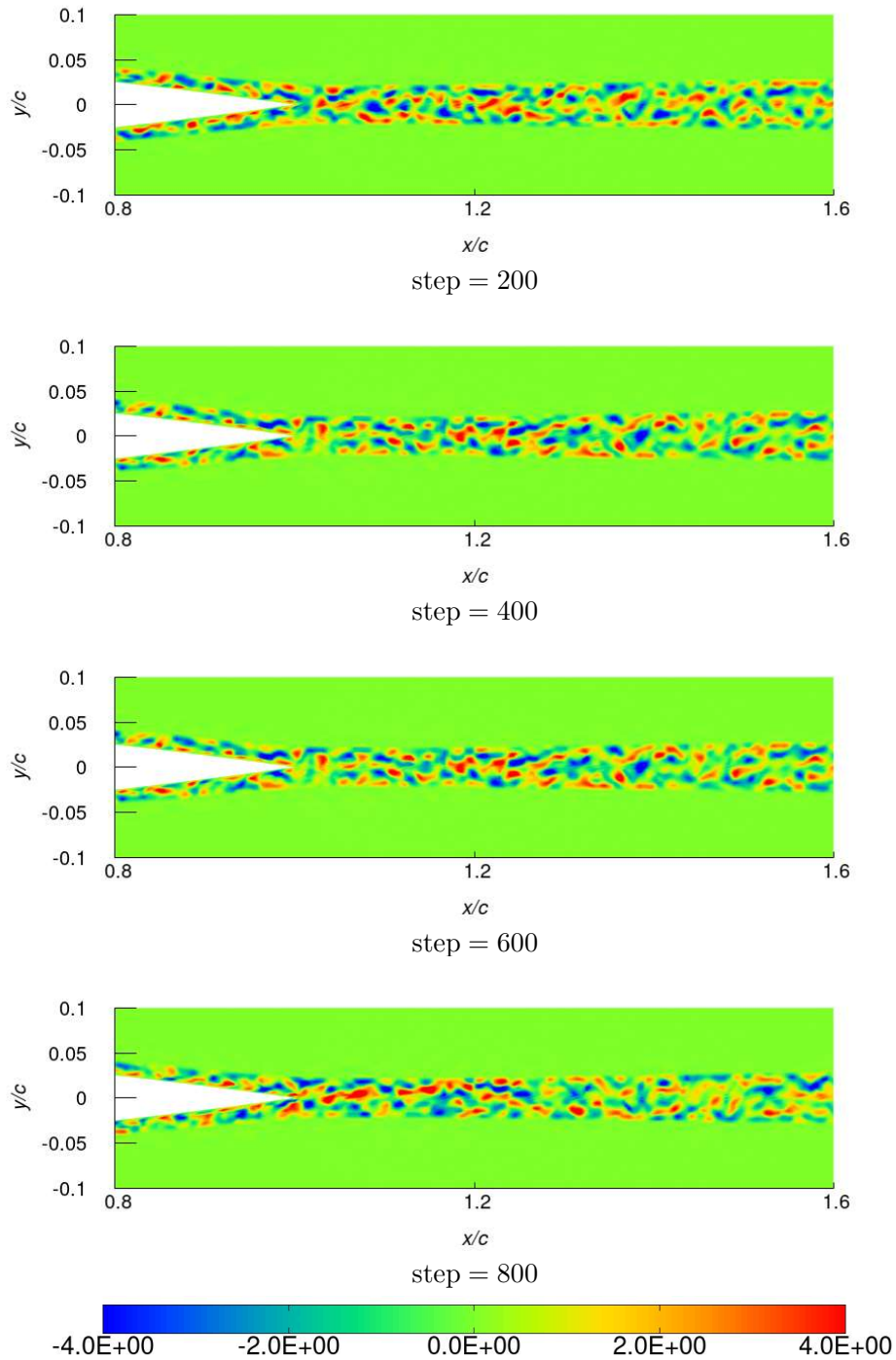


図 5.16 後縁近傍の渦度 (Bechara モデル, $k_M = 2\pi/(5\Delta x)$)

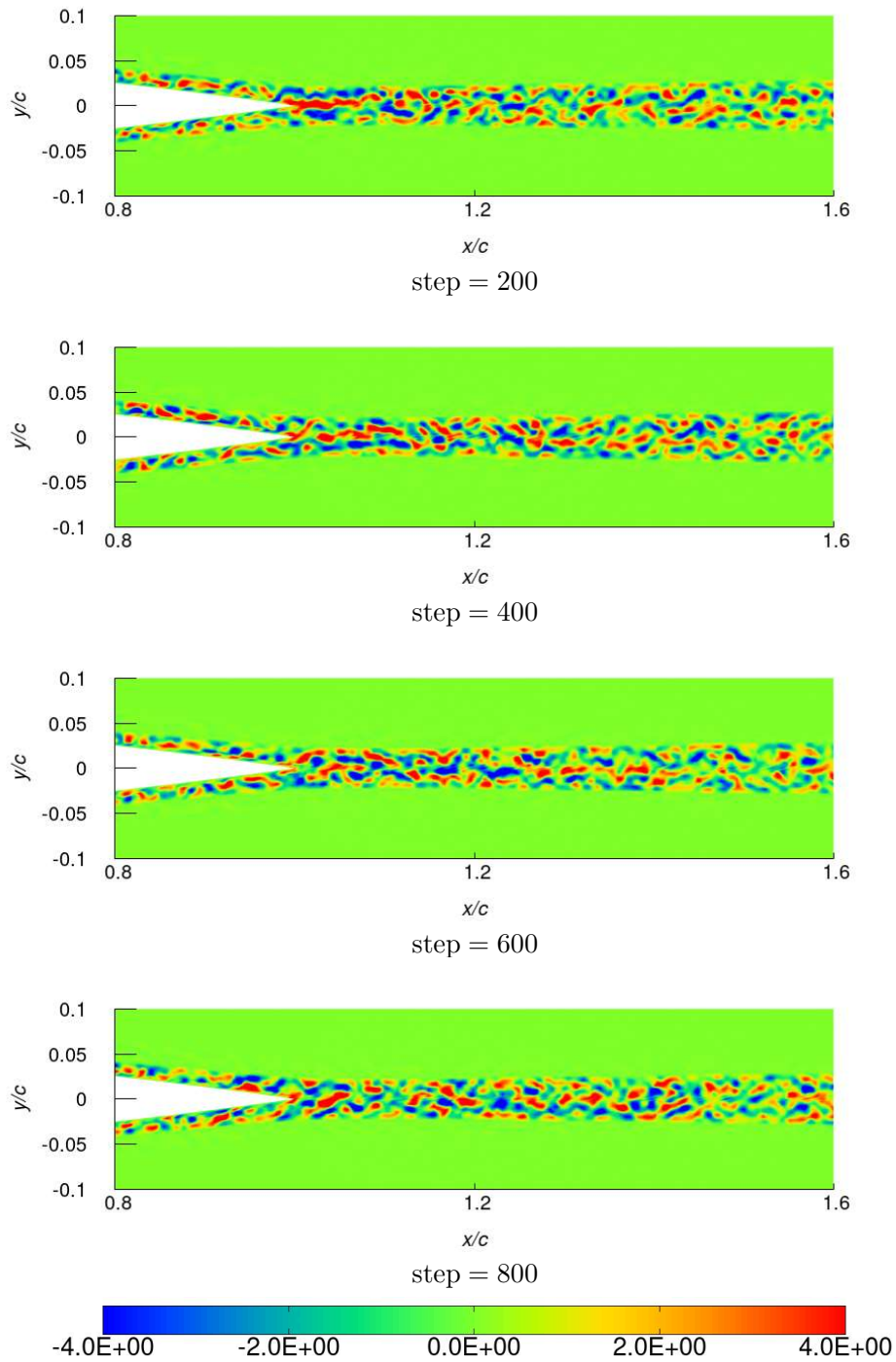


図 5.17 後縁近傍の渦度 (Bechara モデル, $k_M = 2\pi/(4\Delta x)$)

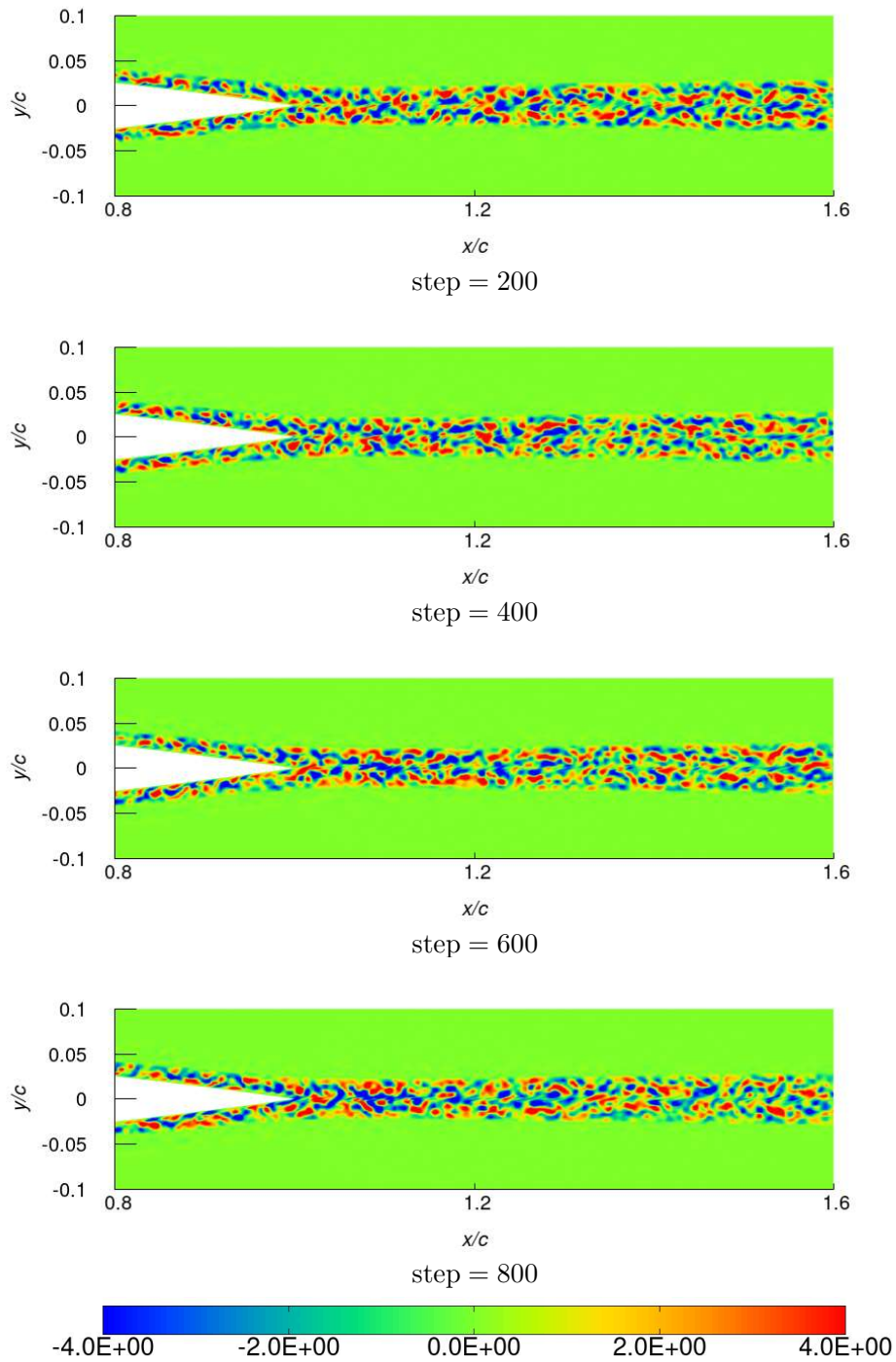


図 5.18 後縁近傍の渦度 (Bechara モデル, $k_M = 2\pi/(3\Delta x)$)

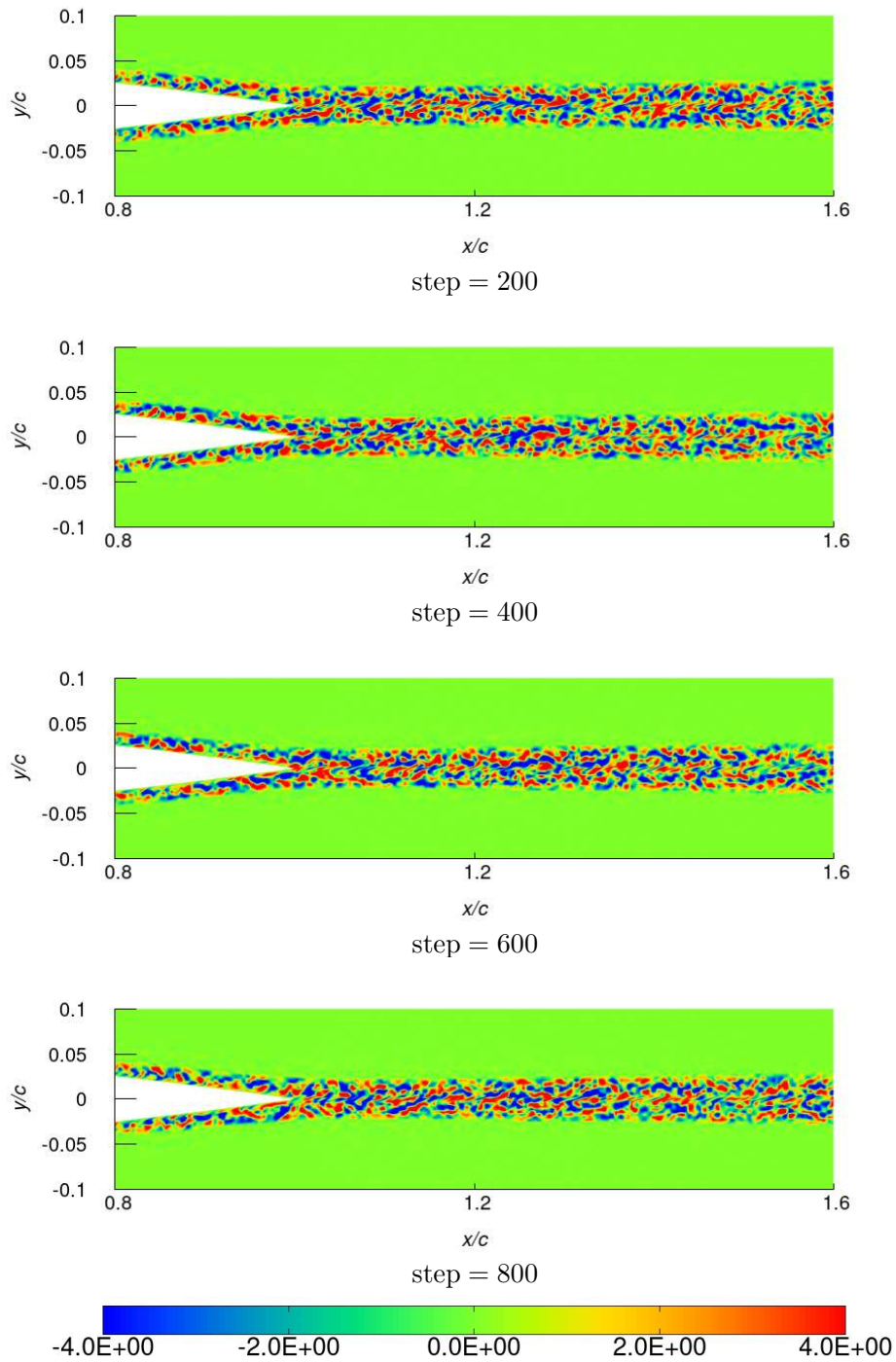


図 5.19 後縁近傍の渦度 (Bechara モデル, $k_M = 2\pi/(2\Delta x)$)

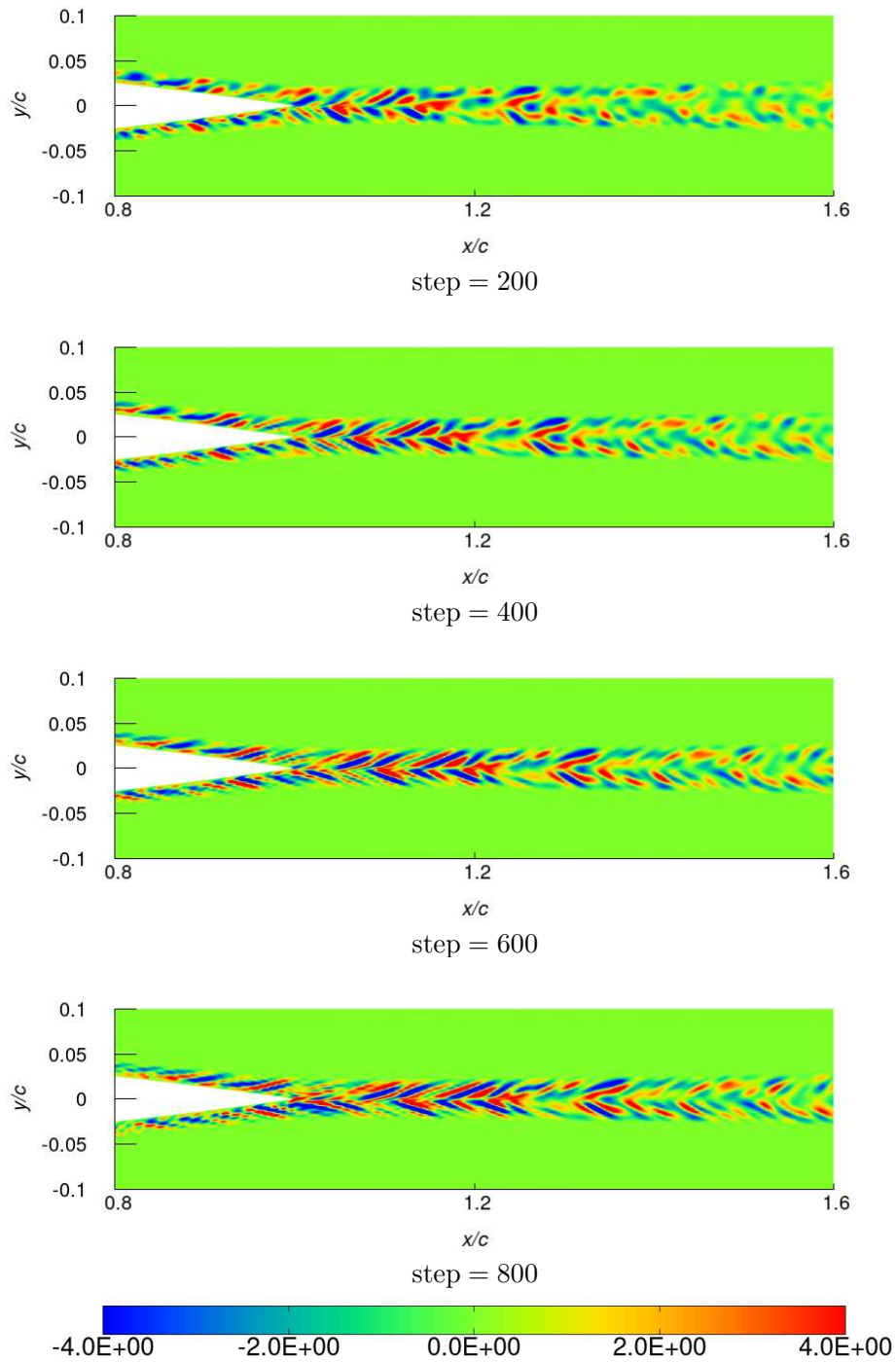


図 5.20 後縁近傍の渦度 (Bailey モデル, $k_M = 2\pi/(5\Delta x)$)

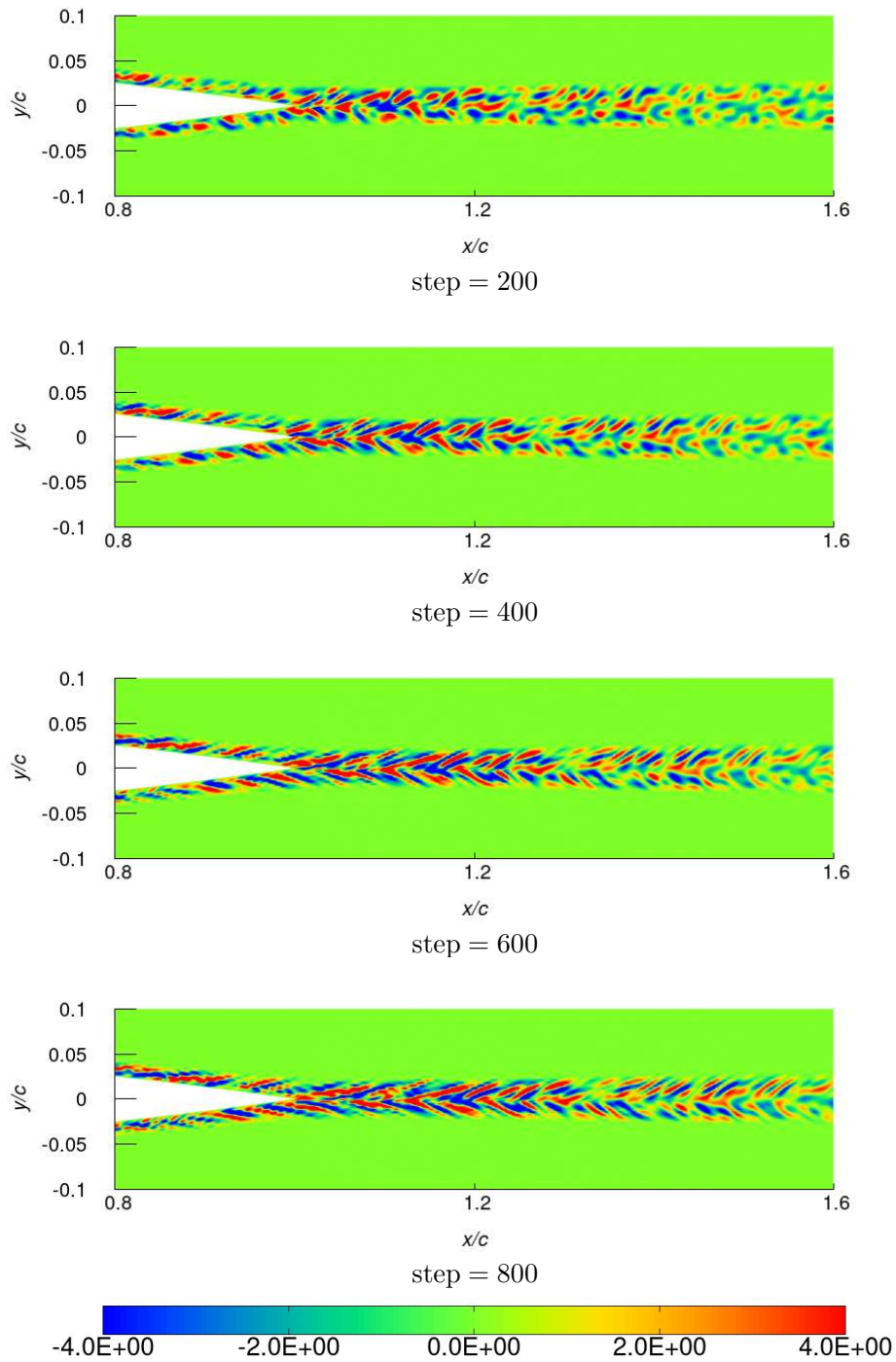


図 5.21 後縁近傍の渦度 (Bailey モデル, $k_M = 2\pi/(4\Delta x)$)

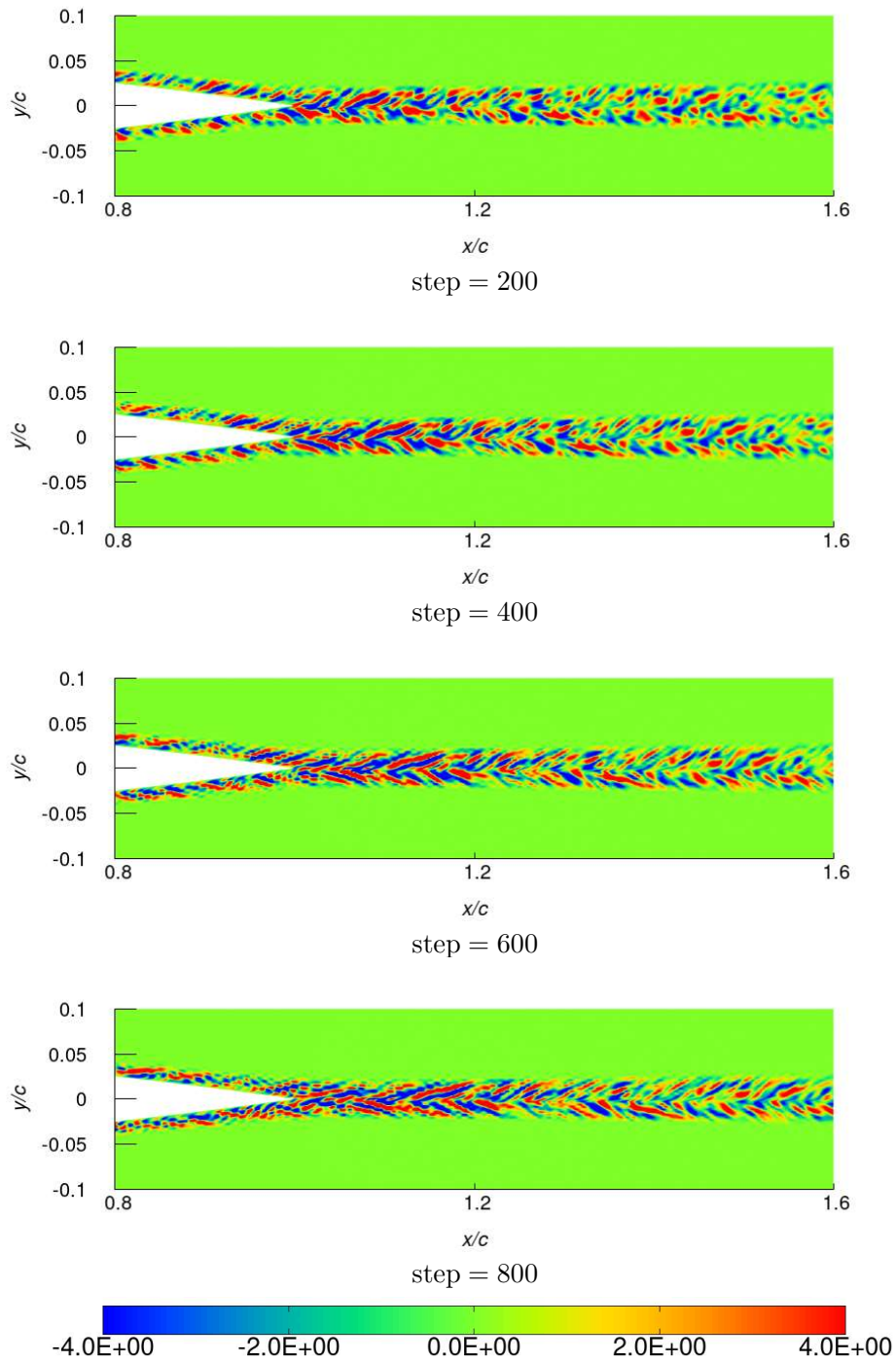


図 5.22 後縁近傍の渦度 (Bailly モデル, $k_M = 2\pi/(3\Delta x)$)

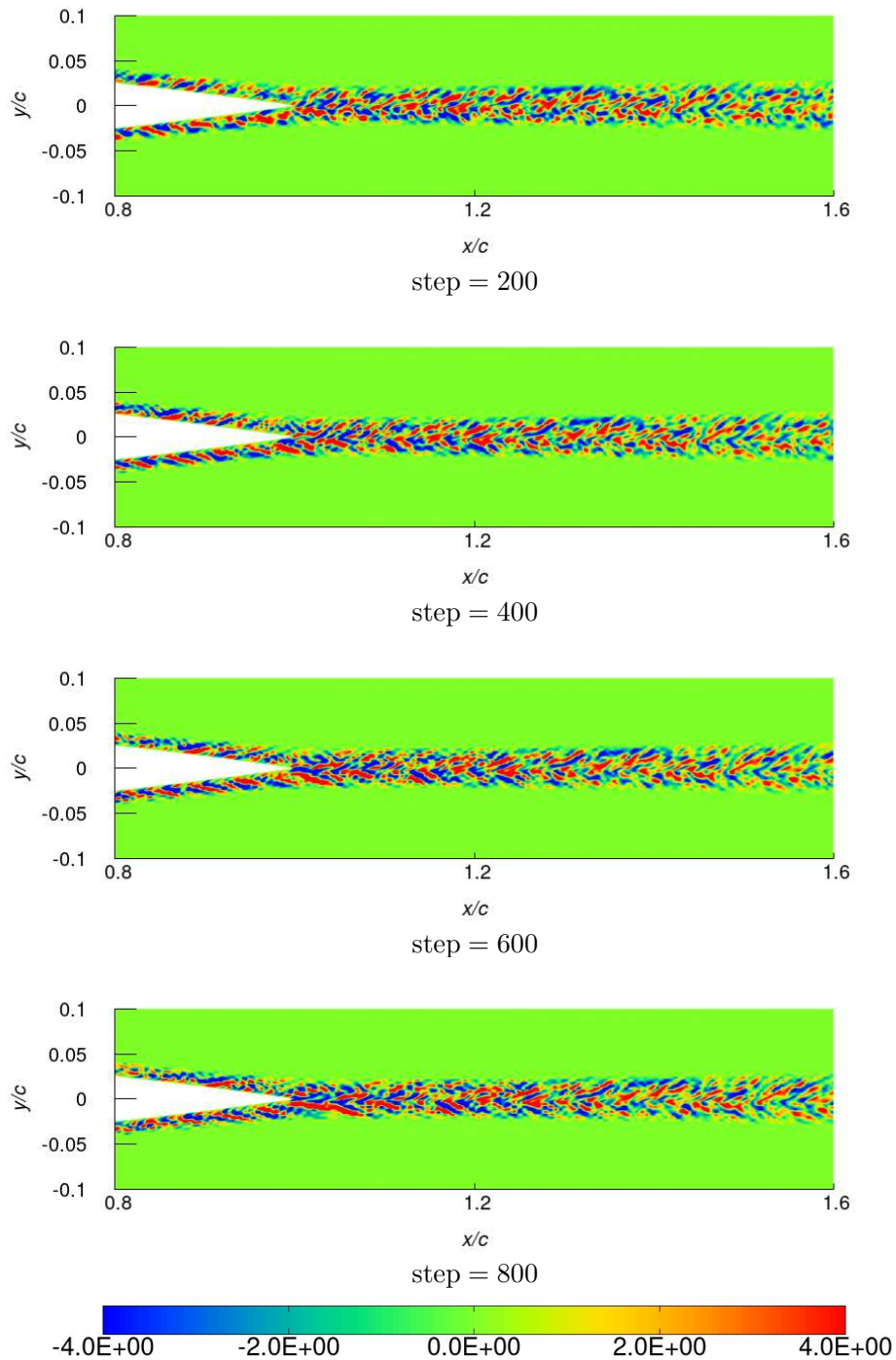


図 5.23 後縁近傍の渦度 (Bailly モデル, $k_M = 2\pi/(2\Delta x)$)

両モデルともに最大波数 k_M を大きくすると渦度のサイズは小さくなり、強度が高まるこ
とがわかる. 次に, 図 5.24 ~ 5.31 に伝播計算で得られた圧力変動の時間発展を Bechara モ
デル, Bailly モデルそれぞれ $t = 2$ 刻みで示す.

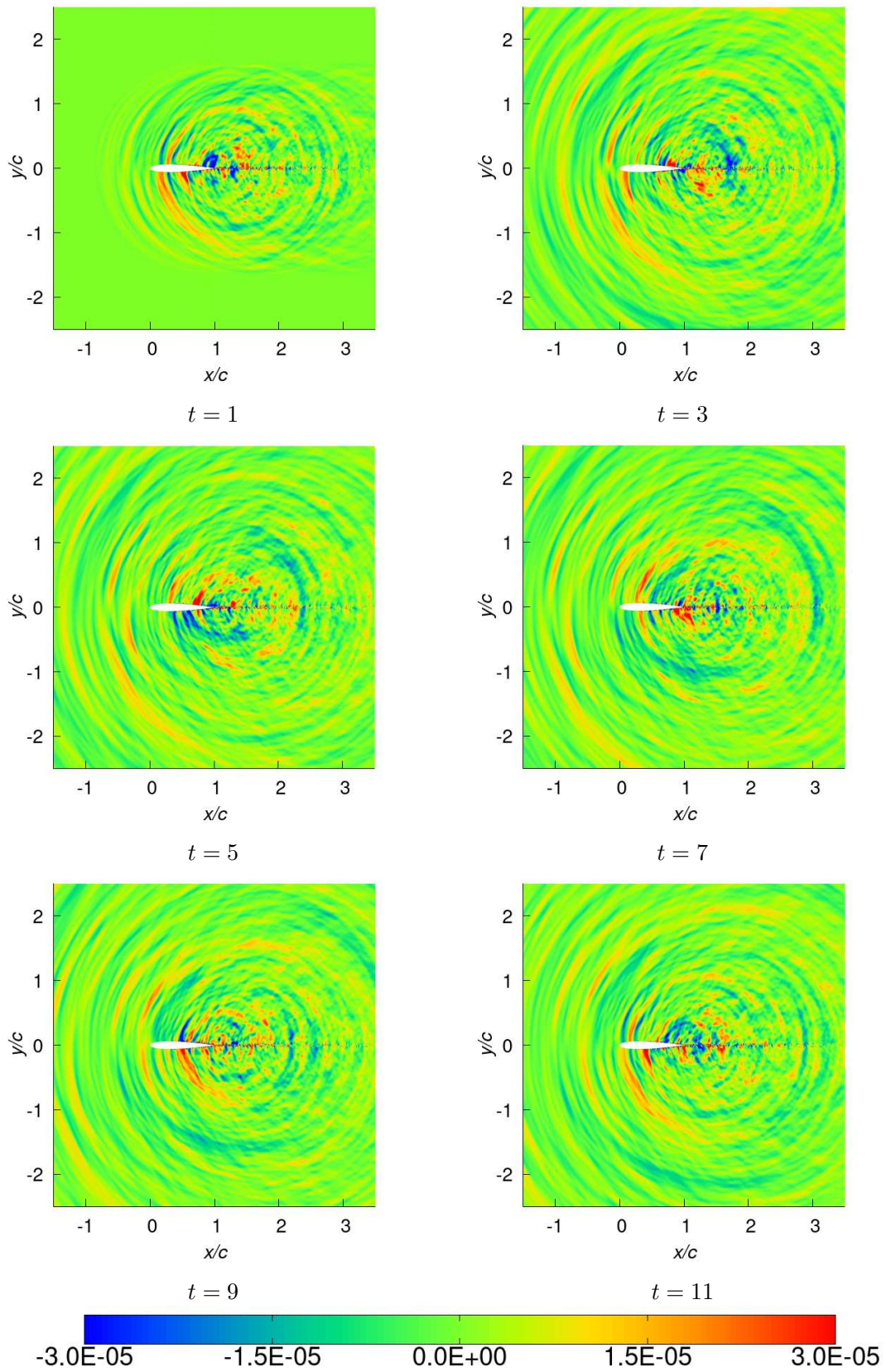


図 5.24 翼周辺の圧力変動 (Bechara モデル, $k_M = 2\pi/(5\Delta x)$)

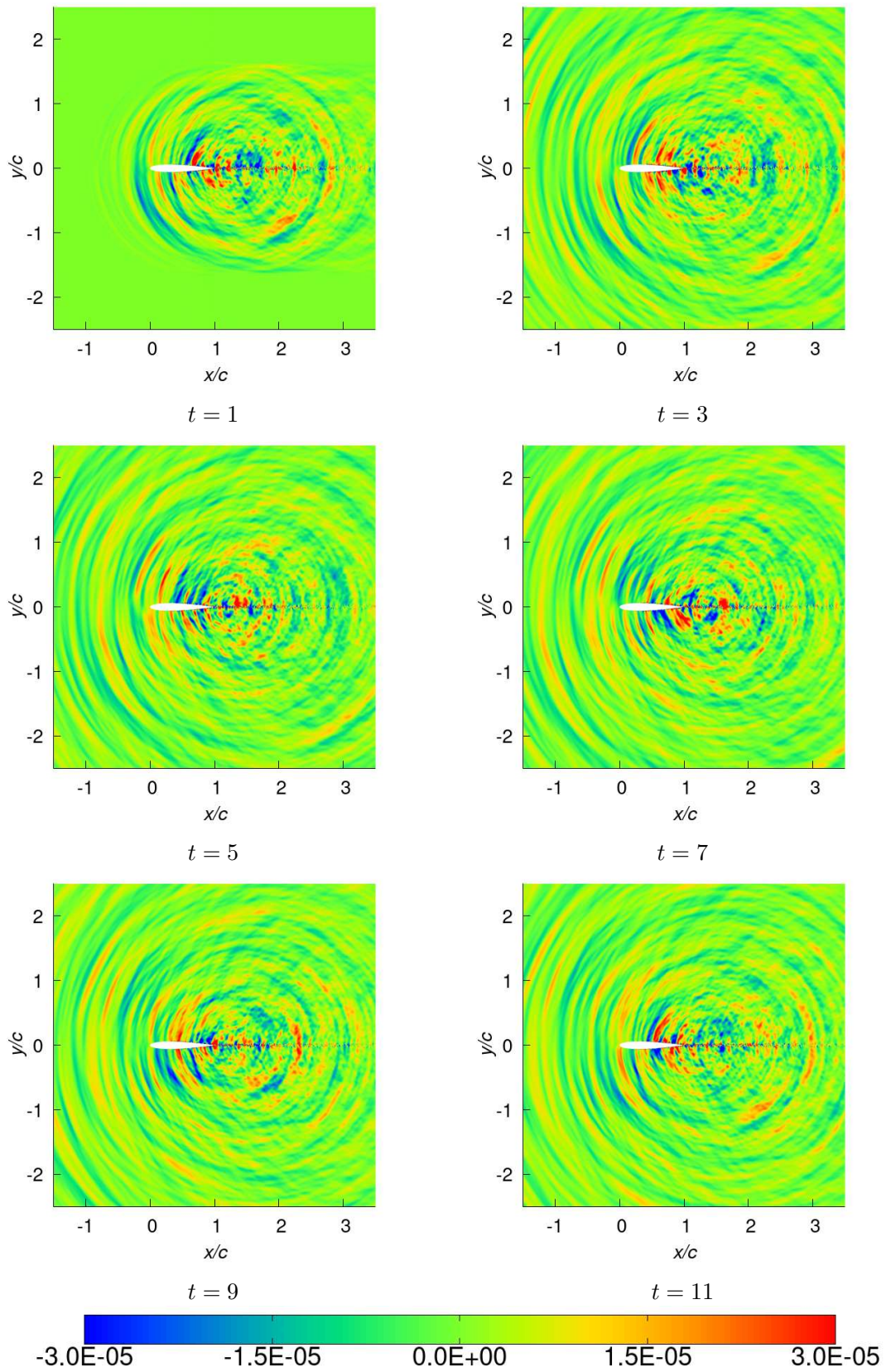


図 5.25 翼周辺の圧力変動 (Bechara モデル, $k_M = 2\pi/(4\Delta x)$)

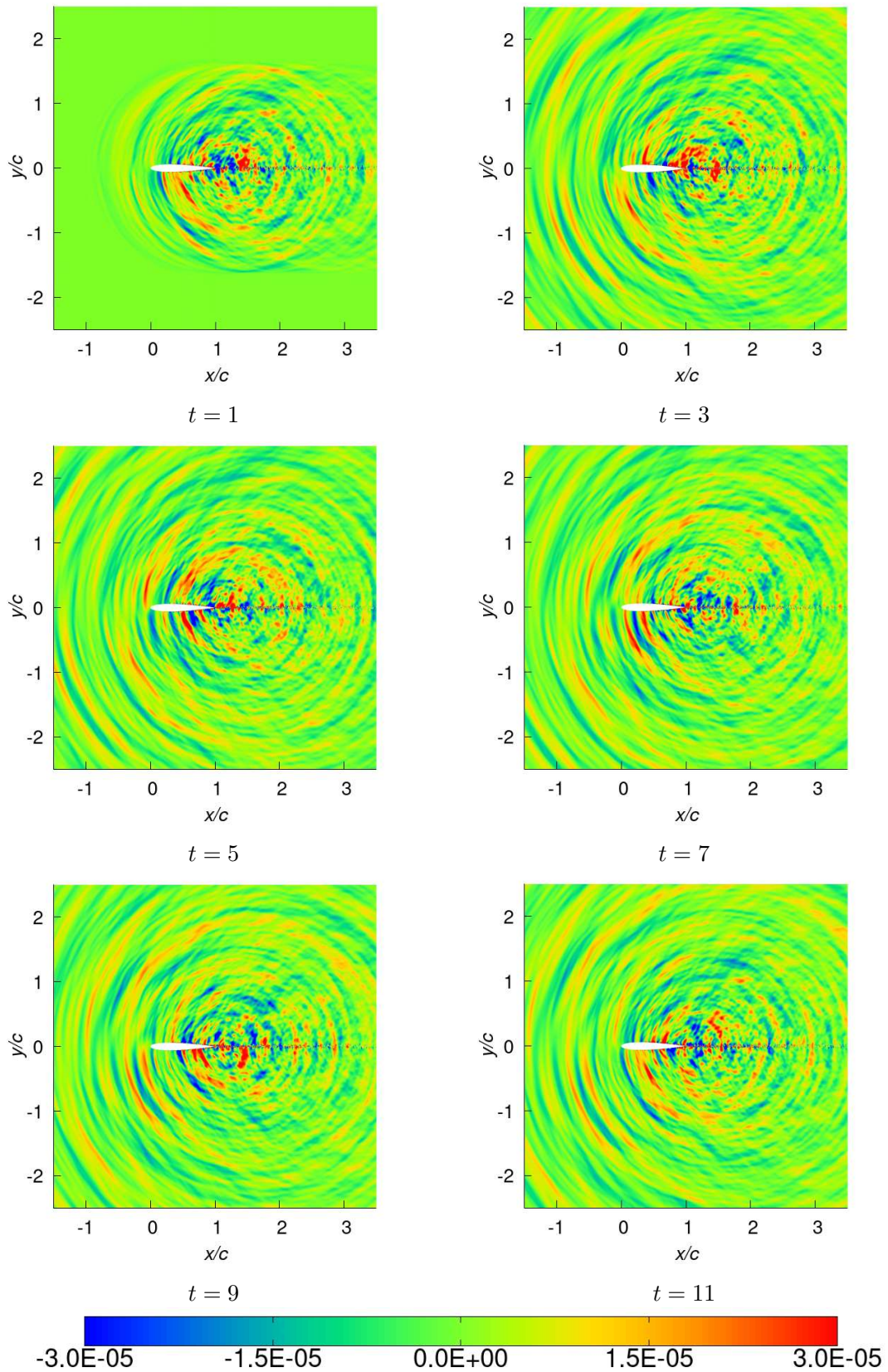


図 5.26 翼周辺の圧力変動 (Bechara モデル, $k_M = 2\pi/(3\Delta x)$)

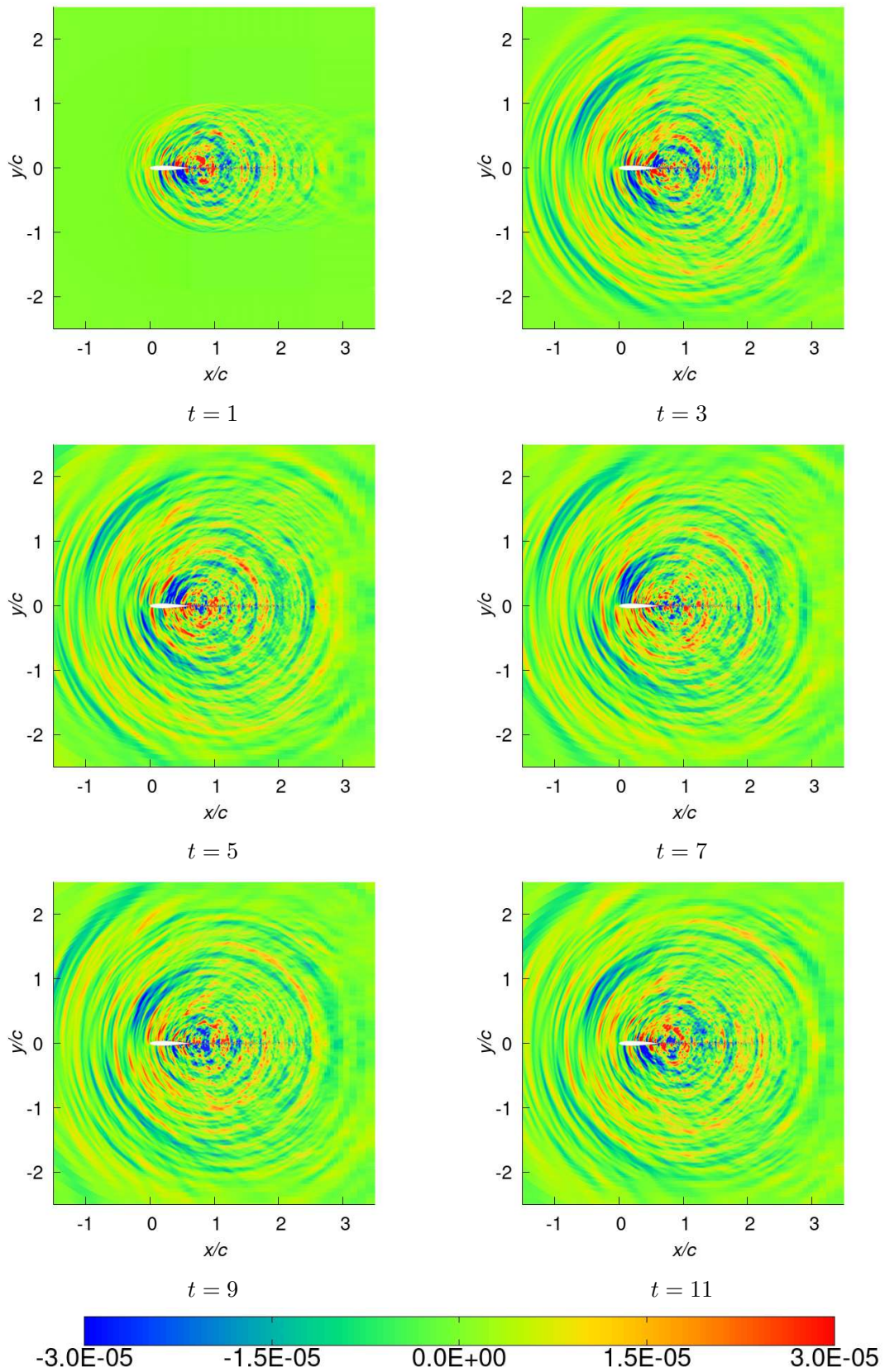


図 5.27 翼周辺の圧力変動 (Bechara モデル, $k_M = 2\pi/(2\Delta x)$)

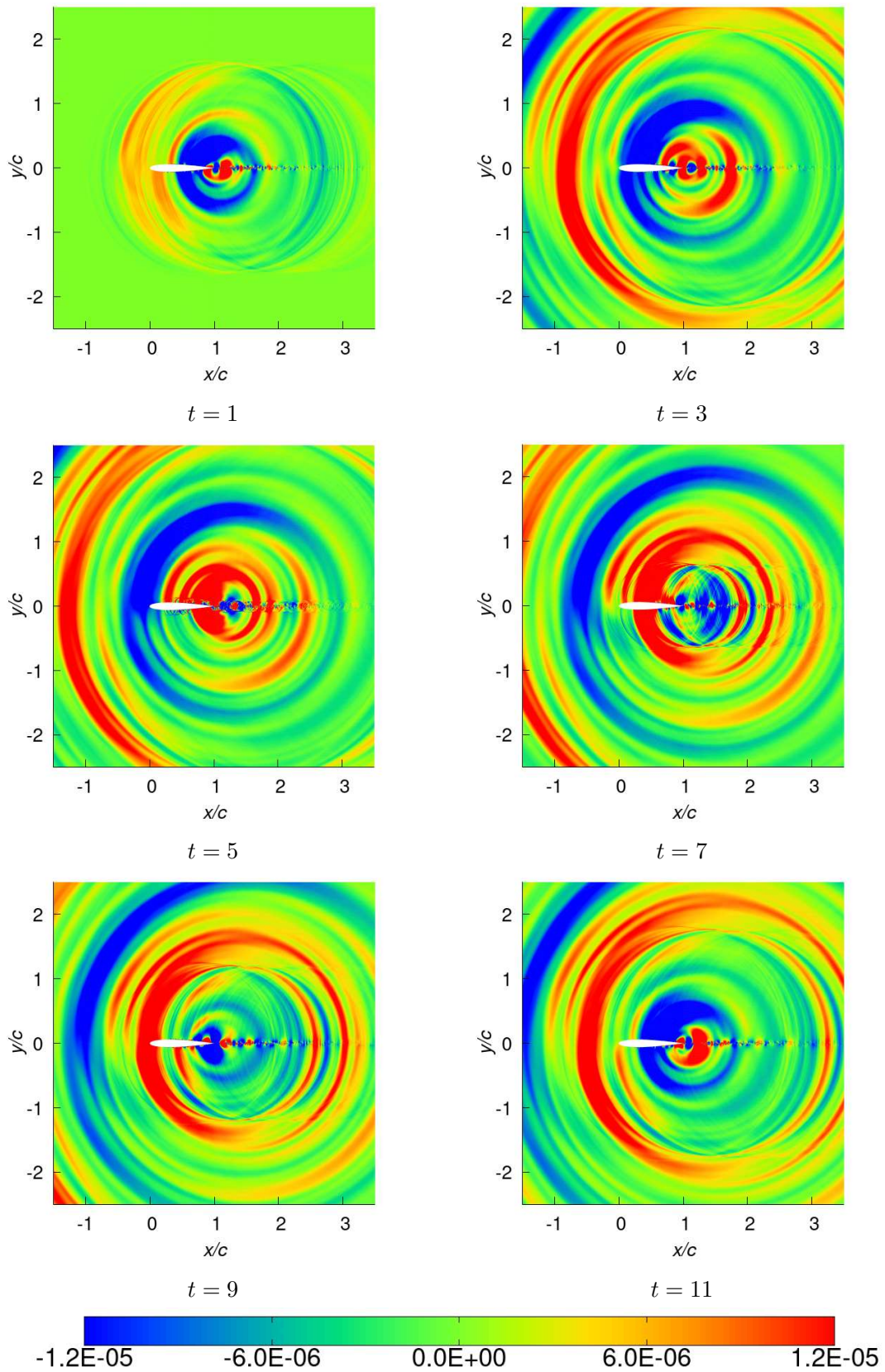


図 5.28 翼周辺の圧力変動 (Bailey モデル, $k_M = 2\pi/(5\Delta x)$)

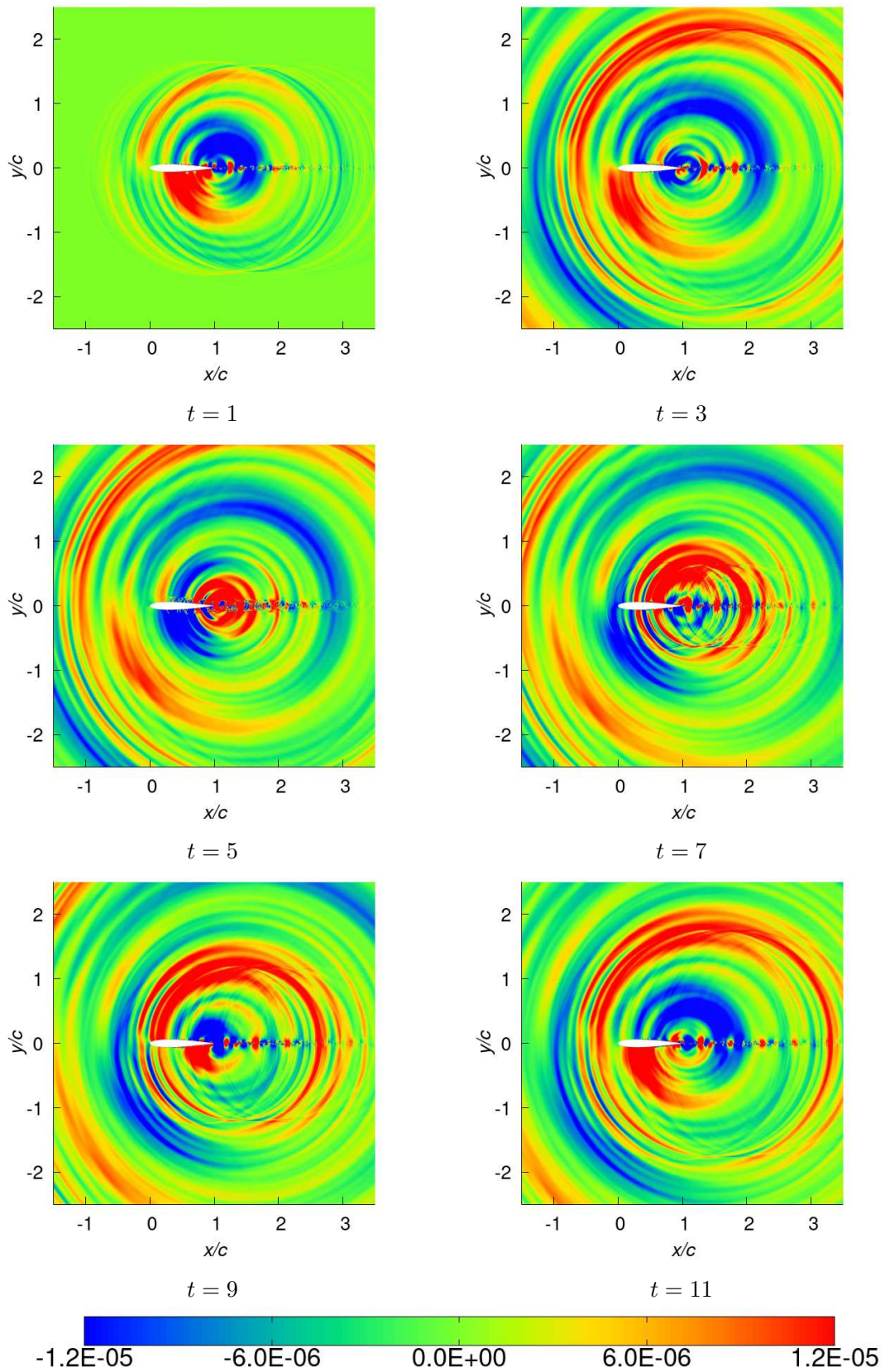


図 5.29 翼周辺の圧力変動 (Bailly モデル, $k_M = 2\pi/(4\Delta x)$)

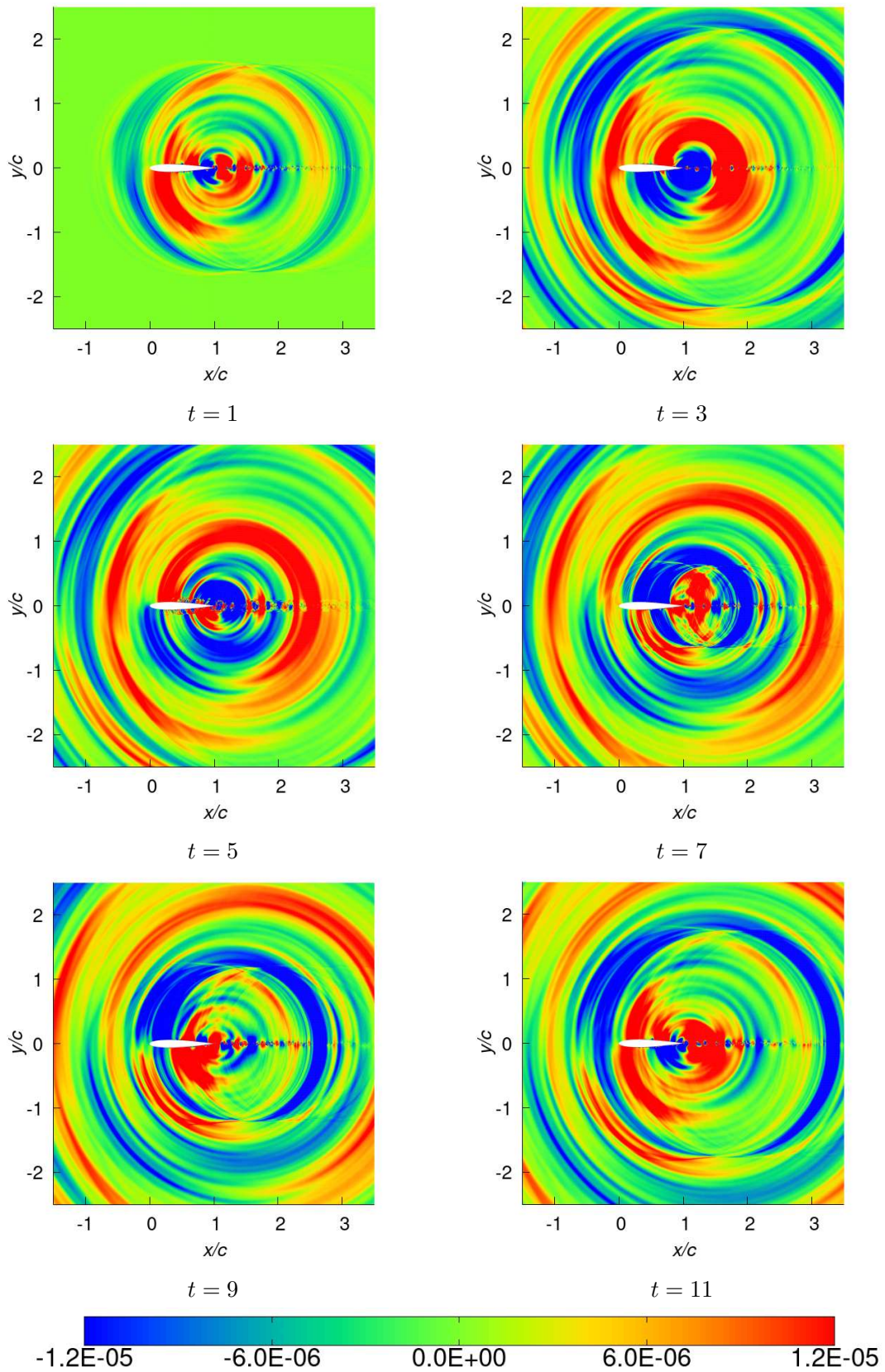


図 5.30 翼周辺の圧力変動 (Bailey モデル, $k_M = 2\pi/(3\Delta x)$)

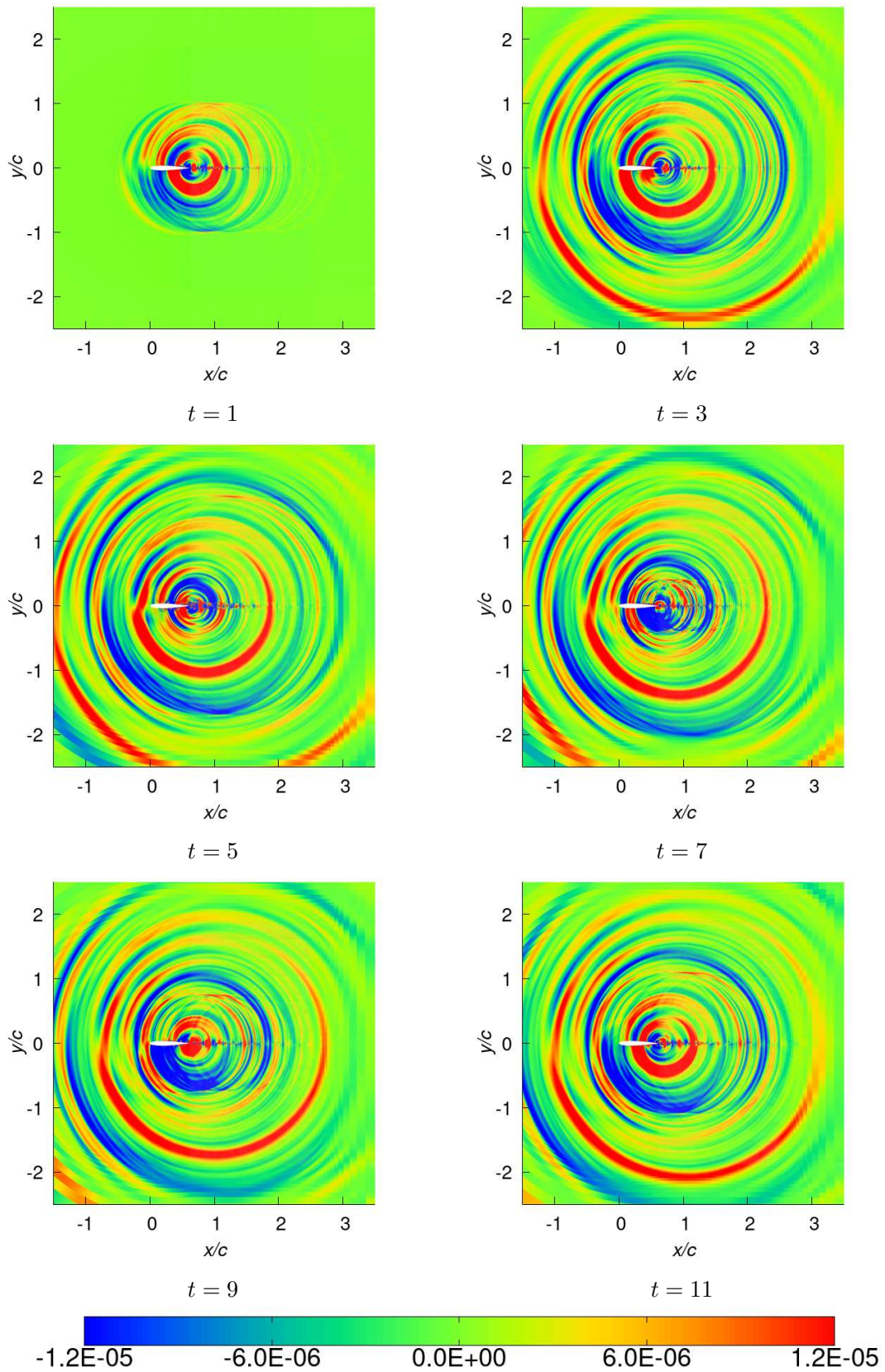
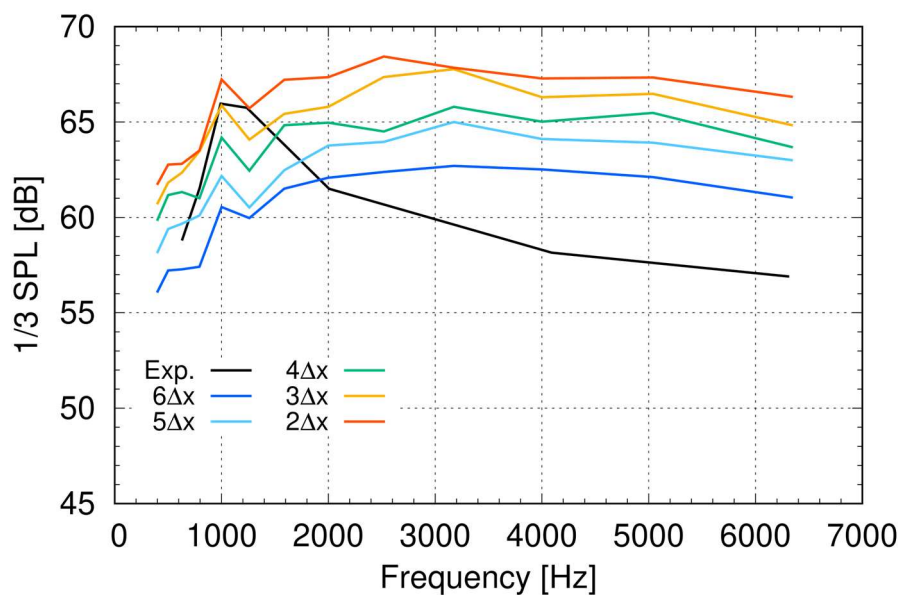
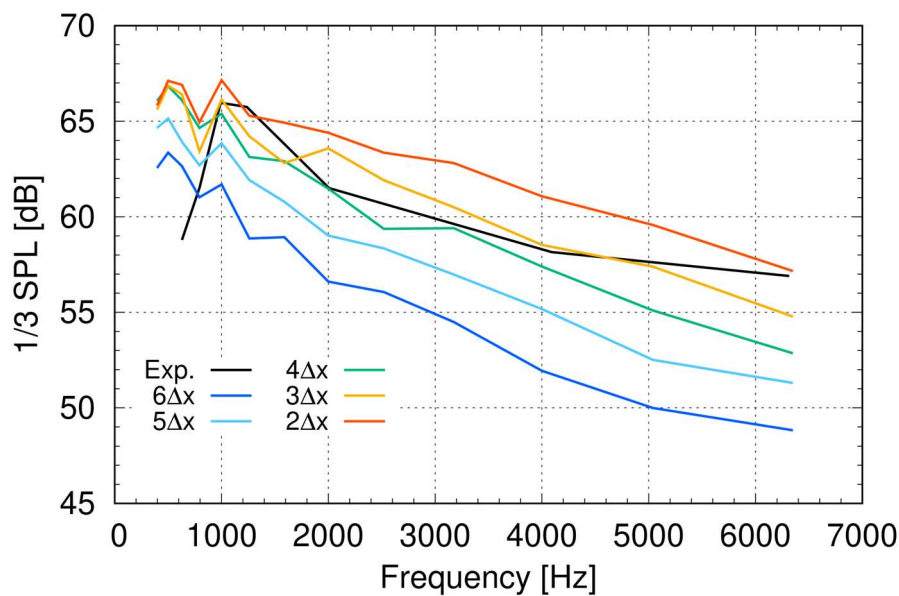


図 5.31 翼周辺の圧力変動 (Bailey モデル, $k_M = 2\pi/(2\Delta x)$)

図 5.32 に 5.3 節と同様の条件で取得した音圧レベル (Sound Pressure Level : SPL) の 1/3 オクターブバンド分析による比較結果を示す.



(a) Bechara モデル



(b) Bailly モデル

図 5.32 音圧レベルを用いた実験値との比較

$$u'_t$$

図 5.32 より, 最大波数 k_M を大きくするほど音圧レベルも大きくなるのがわかる. これは, k_M を大きくすることで高波数のエネルギーまで考慮したことにより本来持つ乱流運動

エネルギーに沿った乱流場を再現することができたためと考えられ、なかでも $k_M = 2\pi/(3\Delta x)$ において最も良い近似を示している。一方で $k_M = 2\pi/(2\Delta x)$ では実験結果からずれている。これは波数を大きくしすぎたことで波長が短くなってしまい（例えば波数が $2\pi/(2\Delta x)$ のとき波長は $2\Delta x$ ）、音源の計算を正しくできなくなかったためと考えられる。以上のことから $k_M = 2\pi/(3\Delta x)$ より小さい必要があると考えられる。

5.5 まとめ

本章では SNGR 法と LEE を用いて二次元翼を対象に計算を行い、最大波数 k_M を Billson ら⁽³¹⁾より高く見積もることで実験結果と同等の音圧レベル、周波数傾向を得られることを示した。5.3 節では、Bechara モデルに比べて Bailly モデルの方がより実験結果に近い傾向を取ることから、後縁ノイズにおいて音源となる乱流速度の移流効果が大きな影響を与えることを示した。5.4 節では、最大波数 k_M を変化させ音圧レベルに対する影響を検証し、最大波数 k_M を大きくすることで音圧レベルが大きくなることを確認した。一方で過度に大きくすると音源の計算を正しくできなくなるため、 $k_M = 2\pi/(2\Delta x)$ などでは実験結果から大きくずれたと考えられる。以上のことから、 $k_M = 2\pi/(3\Delta x)$ より小さい必要があると考えられ、この方法を用いることで従来法の式に比べてより低コストに音響解析ができる可能性を示した。

第6章 まとめ

本研究では、翼後縁ノイズの予測に向けた低コストな音響解析コード開発を目的として、SNGR法とLEEを採用し、LEE単体とSNGR法とLEEを組み合わせた場合について検証を行った。

はじめに、LEEコードの伝播解析に着目した検証として、2次元円柱による音波散乱計算を行い、解析解と比較したところ、振幅にやや鈍りがあるものの、音源からの波と反射波の干渉する様子が位相誤差なく計算できることを示した。

次に、SNGR法と同様に非圧縮渦変動を音源としたLEEの検証として、回転する渦対による音の生成をモデル化した計算を行い、解析解と比較したところ、渦速度のモデル化に起因する音圧の過小評価が見られるものの、位相ずれのない音の発生並びに伝播計算が可能であることを示した。

最後に、SNGR法とLEEを組み合わせた検証として、NACA0012翼型まわりに適用した結果、音源となる乱流速度変動場には翼境界層厚みスケールの渦度を生成していることを確認した。次にLEEによる音の伝播計算を行ったところ、後縁及び後流から圧力変動が伝播する様子を確認できた。結果の評価として音圧レベルの1/3オクターブバンド分析を用いて実験結果と比較を行ったところ、Becharaモデルは高周波数で実験結果を過大評価する傾向が、Baillyモデルでは実験結果と同様に高周波数でレベルが減少する傾向が得られたがBaillyモデルは全体を通して5 dBほどの過小評価であった。そこで計算精度の向上を図り、最大波数 k_M の計算式を変更したところ、より実験結果に近い音圧レベルを得ることができた。この方法を用いることで従来法の式に比べてより低コストに音響解析ができる可能性を示した。

以上のことから本音響解析コードは従来法と比較して、低コストに翼後縁ノイズの予測を行える手法である可能性がある。また、格子依存性の調査を進めることで、本手法の有用性に関する議論をさらに深められると考える。

参考文献

- 1) 一般財団法人 日本航空機開発協会, “民間航空機に関する市場予測 2023-2042,” 2023.
- 2) 山本一臣, “航空環境プログラム 機体騒音低減技術”, 宇宙航空研究開発機構リポジトリ, (2024年3月1日 参照).
- 3) J. Bridges and C. A. Brown, “Parametric Testing of Chevrons on Single Flow Hot Jets,” 10th Aeroacoustics Conference cosponsored by the American Institute of Aeronautics and Astronautics and the Confederation of European Aerospace Societies, 2004.
- 4) T. Takaishi, et al., “Quantitative modeling of sound sources around civil aircraft on final approach,” Berlin Beamforming Conference, 2020.
- 5) K. Yamamoto, et al., “FQUROH: A Flight Demonstration Project for Airframe Noise Reduction Technology – the 2nd Flight Demonstration,” AIAA Paper 2018-4087, 2018.
- 6) M. Murayama, et al., “Computational Analysis of Noise Reduction Results for Flap Side-edges in the FQUROH Flight Demonstration Project,” 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2019.
- 7) M. Murayama, et al., “Numerical Simulation of Main Landing Gear Noise Reduction in FQUROH Flight Demonstration,” AIAA Scitech 2019 Forum 2019-1836, 2019.
- 8) W. Béchara, C. Bailly and P. Lafon, “Stochastic Approach to Noise Modeling for Free Turbulent Flows,” *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 3, pp. 455-463, 1994.
- 9) C. Bailly and D. Juve, “A Stochastic Approach to Compute Subsonic Noise Using Linearized Euler’s Equations,” AIAA Paper 99-1872, pp. 496-506, 1999.
- 10) 廣原和希, “実機形状適応を目指した線形オイラー方程式を用いた音響計算コードの開発,” 高知工科大学修士学位論文, 2020.
- 11) 行徳一真, “パンタグラフの騒音低減に向けたキャビティ騒音の確率的ノイズ生成法に基づく音響解析,” 高知工科大学修士学位論文, 2021.
- 12) X. Zhang, X. Chen and J. Gill, “Gradient Term Filtering for Stable Sound Propagation with Linearized Euler Equations,” 20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2014-3306, 2014.
- 13) R. Ewert, “RPM – the fast Random Particle-Mesh method to realize unsteady turbulent sound sources and velocity fields for CAA applications,” 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference 2007-3506, 2007.
- 14) J. Manera, B. Schiltz, R. Leneveu, S. Caro and J. Jacqmot, “Kelvin-Helmholtz Instabilities Occurring at a Nacelle Exhaust,” 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA paper 2008-2883, 2008.
- 15) R. Leneveu, B. Schiltz, S. Laldjee and S. Caro, “Performance of a DGM scheme for LEE and applications to aircraft engine exhaust noise,” 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics

- Conference, AIAA paper 2008-2884, 2008.
- 16) S. Gottlieb and C. W. Shu, "Total Variation Diminishing Runge-Kutta Schemes," *Mathematics of Computation*, Vol. 67, No. 221, pp. 73-85, 1998.
 - 17) C. K. W. Tam, J. C. Webb and Z. Dong, "A Study of the Short Wave Components in Computational Acoustics," *Journal of Computational Acoustics*, Vol. 1, No. 1, pp. 1-30, 1993.
 - 18) C. K. W. Tam, "Recent advances in computational aeroacoustics," *Fluid Dynamics Research*, Vol. 38, No. 9, pp. 591-615, 2006.
 - 19) 宇宙航空研究開発機構 航空本部 数値解析技術研究グループ, "FaSTAR 理論マニュアル," 2014.
 - 20) F. R. Menter, M. Kuntz and R. Langtry, "Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model," *Turbulence, Heat and Mass Transfer* 4, pp. 625-632, 2003.
 - 21) C. L. Rumsey, P. R. Spalart, "Effective Inflow Conditions for Turbulence Models in Aerodynamic Calculations," *AIAA Journal*, Vol. 45, No. 10, pp. 2544-2553, 2007.
 - 22) F. R. Menter, "Improved Two-Equation k-omega Turbulence Models for Aerodynamic Flows," NASA TM 103975, 1992.
 - 23) F. R. Menter, "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications," *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605, 1994.
 - 24) D. C. Wilcox, *Turbulence Modeling for CFD* Second Edition, 1998, 2000, 2002.
 - 25) O. S. Menshov, Y. Nakamura, "Implementation of the LU-SGS Method for an Arbitrary Finite Volume Discretization," 第9回数値流体シンポジウム, 1995.
 - 26) S. Obayashi, G. P. Guruswamy, "Convergence Acceleration of a Navier-Stokes Solver for Efficient Static Aeroelastic Computation," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 6, pp.1134-1141, 1995.
 - 27) S. Obayashi, Y. Wada, "Practical Formulation of a Positively Conservative Scheme," *AIAA Journal*, Vol. 32, No.5, pp.1093-1095, 1994.
 - 28) E. Shima, K. Kitamura, T. Haga, "Green-Gauss/Weighted-Least-Squares Hybrid Gradient Reconstruction for Arbitrary Polyhedra Unstructured Grids," *AIAA Journal*, Vol. 51, No. 11, pp. 2740-2747, 2013.
 - 29) C. O. E. Burg, "Higher Order Variable Extrapolation for Unstructured Finite Volume RANS Flow Solvers," AIAA paper 2005-4999, 2005.
 - 30) Y. H. Pao, "Structure of Turbulent Velocity and Scalar Fields at Large Wavenumbers," *Physics of Fluids*, Vol. 8, No. 6, pp. 1063-1075, 1965.
 - 31) M. Billson, L. E. Eriksson, and L. Davidson, "Jet Noise Prediction Using Stochastic Turbulence Modeling," 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, AIAA paper 2003-3282, 2003.

- 32) W. Béchara, "Modélisation du bruit d'écoulements turbulents libres," Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris, France, No. 1992-02, 1992.
- 33) C. K. W. Tam and J. C. Hardin, "Second Computational Aeroacoustics (CAA) Workshop on Benchmark Problems," NASA Conference Publication, 3352, 1997.
- 34) 今村太郎, ら他 3 名, "線形オイラー方程式解析 コードの構築と複雑形状への適用," 日本航空 宇宙学会論文集, Vol. 53, No. 621, pp. 452-460, 2005.
- 35) M. S. Howe, "Theory of Vortex Sound," Cambridge University Press, 2002.
- 36) M. P. Scully, "Computation of Helicopter Rotor Wake Geometry and its Influence on Rotor Harmonic Airloads," PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1975.
- 37) T. F. Brooks, T. H. Hodgson, "Trailing Edge Noise Prediction from Measured Surface Pressures," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 78, No. 1, pp. 69-117, 1981.
- 38) Y. Ito, et al, "Efficient Hybrid Surface/Volume Mesh Generation Using Suppressed Marching-Direction Method," *AIAA Journal*, Vol. 51, No. 6, pp. 1450-1461, 2013.
- 39) Y. Ito, et al., "Efficient Computational Fluid Dynamics Evaluation of Small-Device Locations with Automatic Local Remeshing," *AIAA Journal*, Vol. 47, No. 5, pp. 1270-1276, 2009.
- 40) Y. Ito, et al., "Three Dimensional Automatic Local Remeshing for Two or More Hybrid Meshes," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 66, No. 12, pp. 1495-1505, 2011.

謝辞

本研究を行うにあたり、宇宙航空研究開発機構の池田友明様には多大なご指導、ご支援を賜りました。毎週のミーティングや進捗報告会などを通して研究手法や方向性の相談、結果の議論に多大なお時間を頂戴し、質問に対しては的確かつ丁寧なご指導をいただきました。また、同機構の村山光宏様、山本一臣様には進捗報告会でご指導をいただいたのみならず、学会論文添削や資料確認などに多くのお時間を頂戴しました。受諾指導学生として受け入れていただいたこと並びに、皆様からの丁寧なご指導に深く感謝申し上げます。

高知工科大学の野崎理教授、荻野要介講師には研究室での全体報告会や個別での進捗報告会などで様々な視点からのご指導、ご指摘を賜りました。また、受諾指導学生として研究活動を行う貴重な機会をいただき、研究室運営に大変なご迷惑をおかけしておきながらも温かいご支援、ご高配を賜りました。心より感謝申し上げます。

また、宇宙航空研究開発機構の伊藤靖様にはデータマッピングの際にご協力いただきました。他にも航空エンジン超音速流研究室の皆様、調布航空宇宙センター飛行場分室職員の皆様、学生部屋の皆様、研究の意見交換や後処理コード作成に多大なお時間を充ててくださった濱崎大輝様をはじめとする諸先輩方、同期には様々な面でご協力をいただきました。多くの方々から日々、様々なサポートや刺激を受けながら研究を進められたことに深く感謝申し上げます。

最後に、両親や祖父母、叔父より賜った多くのご支援、研究活動に没頭できる充実した環境を整備していただいたことに対し、心より感謝申し上げます。

本研究成果は JAXA スーパーコンピュータシステム『JSS3』を利用して得られたものです。