

LE 法による気流効果を考慮した汎用屋外音響伝搬解析手法の構築

A general-purpose outdoor sound propagation prediction technique
with linearized Euler flow effect model

大嶋拓也

Takuya OSHIMA

新潟大学工学部

Faculty of Engineering, Niigata University

内容梗概: より高精度な屋外環境騒音予測、あるいは高性能遮音壁開発などにおいて、乱れを伴う気流の効果を考慮可能な線形化オイラー法 (LE 法) による音響伝搬解析の必要性が高まっている。当該問題における気流速度は通常 0.1 以下のごく低マッハ数であることから、本報では従来用いられて来た高次精度 (多点) 差分法に代えて、汎用性に優れる有限体積法による定式化を行い、2次元の PML 吸収境界条件と共に実装した。マッハ数 0.1 における本手法による解析結果と一様流中の 2次元自由音響伝搬の解析解との比較により、下流側瞬時音圧最大振幅にやや誤差を生じるものの、本手法は概ね妥当と示された。また PML 境界からの反射波は、入射波に対し 30 dB 以上の良好な減衰を示した。

1 緒言

近年登場している各種の新型遮音壁の効果予測、道路騒音の到達範囲予測 [1]、街路の音環境デザイン [2] など屋外の音環境設計において、より正確な音響伝搬予測が求められつつある。従来はこのような屋外音場の予測手法として、有限差分法あるいは境界要素法といった、線形波動方程式に基づいた離散数値解法が用いられて来た。一方で、屋外音場においては自然風の風速プロファイルや、遮音壁・周辺建物等によって生じる気流の乱れによる音響伝搬の変化、いわゆる気象効果が大きく影響する事が知られている。特に近年、屋外道路交通騒音低減の切り札として開発の進む先端改良型遮音壁や排水性舗装においては、1 dB 以下の改善効果にしのぎを削る状況であり、従来は考慮不能として無視されてきた気象効果を無視し得なくなっている [3]。

このような状況に対して、気象効果を考慮可能な離散系解法として、大別して放物型方程式法 (Parabolic Equation 法、PE 法) [4, 5, 6] および線形化オイラー方程式法 (Linearized Euler 法、LE

法) [7, 8] の 2 種が提案されている。前者はあらかじめ与えられた風速鉛直プロファイルなど、単純な気流速度場における音響伝搬を空間発展的に解く手法であり、計算負荷が少ない [9] もの、気流速度場の影響の精密な再現には適さない。一方 LE 法は、気流速度場を数値流体解析 (CFD) によって与える事を前提に線形化オイラー方程式 (LEE)、すなわち線形化された流体の基礎方程式を解く手法である。本手法は PE 法より計算負荷的に高コストながらも、時空間的な乱れを含む任意気流速度場における音場の予測が可能であり、原理的には非常に汎用性が高い。

しかしながら、LE 法は気流速度場算出のための CFD、および CFD 結果からの LEE 計算部の 2 回にわたって流体の基礎方程式を解くため、実装が複雑となりがちである。CFD 部分については、近年に急速の進歩を遂げた既製の汎用流体解析ソフトウェアが実用の域に達しているものの、これらのソフトウェアの多くは任意形状格子に対応するために離散化手法として有限体積法を使用している。それに対して LEE 計算部は従来、航

空工学が対象とする亜音速域までの音響伝搬予測のために、スタッガード構造格子に多点高精度差分法を組合わせた有限差分法が多く用いられてきた [10]。そのため両者のインタフェース、およびプリ・ポストプロセッシング [11] まで考慮した汎用化が難しく、LE 法利用の大きな障害となっている。

一方で屋外音響伝搬における気流速度は通常、マッハ数 0.1 未満の非常に低いマッハ数であり、当該マッハ数域では低次精度の有限差分法でも妥当な解析結果が得られることが示されている [7, 12]。そこで本報では当該マッハ数域の解析に特化し、有限差分法に代えて高精度の数値微分は不得意ながらも汎用性に優れるコロケート非構造格子有限体積法による LEE 計算部実装を行う。

なお提案手法の実装には、オープンソースの汎用有限体積法ライブラリである OpenFOAM [13, 14] を用いた。最終的には同ライブラリに付属する CFD 計算部と組み合わせる事で、汎用性を有する LE 法の実装を目指す。

2 定式化

2.1 基礎方程式

解析対象における媒質空気の流れ速度 \mathbf{U} を、気流速度成分 $\bar{\mathbf{U}}$ および音響粒子速度成分 \mathbf{U}' に分解して、以下のように表す。

$$\mathbf{U} = \bar{\mathbf{U}} + \mathbf{U}'$$

その他の量も同様に表す。例えば圧力は、基準圧力からの変化 p を気流による圧力変動成分 \bar{p} および音圧成分 p' に分解し、以下で表される。

$$p = \bar{p} + p'$$

屋外音響伝搬問題に対する LEE は、断熱・順圧・浮力を考慮しないとの条件下、流体の基礎方程式を気流による成分 $\bar{\mathbf{U}}$ 、 \bar{p} 、 $\bar{\rho}$ によって線形化すると以下の運動方程式および連続の式となる [8, 15]。

$$\frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial t} = -(\bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla) \mathbf{U}' - (\mathbf{U}' \cdot \nabla) \bar{\mathbf{U}} - \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla p', \quad (1)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} = -\bar{\rho} \bar{c}^2 \nabla \cdot \mathbf{U}' - \bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla p'. \quad (2)$$

ここで $\bar{\rho}$ は媒質空気の密度、 \bar{c} は音速である。な

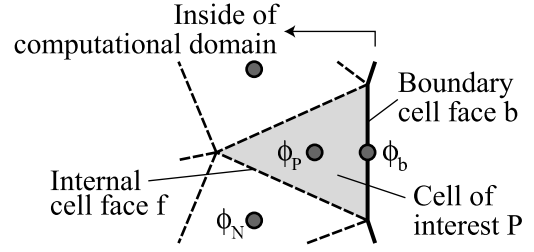


Fig. 1: Unstructured collocated mesh system. ϕ stands for an arbitrary physical variable.

お本報では、 $\bar{\mathbf{U}}$ は時間的に変動しない、一定の風速分布とした。

2.2 離散化

2.2.1 基礎方程式の離散化

Eqs. (1), (2) を、Fig. 1 で示すように全ての物理量がセル中心で定義される、3次元のコロケートグリッド非構造格子で離散化する。両式において解くべき物理量となる \mathbf{U}' 、 p' は、時間方向にも時刻離散化幅 Δt 毎にコロケート配置の離散化とし、時間積分には 4 次精度の Runge-Kutta スキームを適用した [16]。すなわち、時刻ステップ n における \mathbf{U}' 、 p' を \mathbf{U}'^n 、 p'^n とし、Eqs. (1), (2) それぞれの右辺を f^U 、 f^p とすると

$$\mathbf{U}'^{n+1} = \mathbf{U}'^n + \Delta t \sum_{i=1}^4 w_i \mathbf{K}_i^U, \quad (3)$$

$$p'^{n+1} = p'^n + \Delta t \sum_{i=1}^4 w_i K_i^p, \quad (4)$$

$$\mathbf{K}_i^U = f^U(\mathbf{U}_i^*, p_i^*), \quad (5)$$

$$K_i^p = f^p(\mathbf{U}_i^*, p_i^*), \quad (6)$$

$$\mathbf{U}_i^* = \mathbf{U}'^n + \Delta t_{i-1} \mathbf{K}_{i-1}^U, \quad (7)$$

$$p_i^* = p'^n + \Delta t_{i-1} K_{i-1}^p, \quad (8)$$

ただし、 i は Runge-Kutta 法の反復時間積分 ($i = 1, \dots, 4$) を表し、 Δt_i 、 w_i は以下である。

$$\Delta t_1 = \Delta t_2 = \frac{\Delta t}{2}, \quad \Delta t_3 = \Delta t,$$

$$w_1 = w_4 = \frac{1}{6}, \quad w_2 = w_3 = \frac{1}{3}.$$

2.2.2 空間離散化精度低下の抑制

コロケートグリッド有限体積法においては、Eq. (1) における圧力勾配 $\nabla p'$ および Eq. (2) における速度の湧出し $\nabla \cdot \mathbf{U}'$ の積分は通常、セル中心 P において定義された音圧 p'_P 及び粒子速度 \mathbf{U}'_P を

セル界面 f へと補間した量 p'_f および \mathbf{U}'_f を用いて、下式のように行われる [16, 17]。

$$\nabla p' \approx \frac{1}{V} \sum_f \mathbf{S}_f p'_f, \quad (9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{U}' \approx \frac{1}{V} \sum_f \mathbf{S}_f \cdot \mathbf{U}'_f, \quad (10)$$

ただし、 V はセル体積、 \mathbf{S}_f は多面体セル界面多角形の面積ベクトル、 \sum_f は全セル界面多角形の和を表す。しかしながら Eqs. (9), (10) における補間操作によって、等間隔直交メッシュにおいて隣接セル間の数値的な結合が疎となり、チェッカーボード状の数値振動および精度低下を招くことが知られている [16]。そのために様々な振動抑制策が提案されているが、ここでは簡単に以下の手法を取った。

まず、 \mathbf{K}_i^U から以下のように圧力勾配項の寄与を除いたものを $\tilde{\mathbf{K}}_i^U$ とする。

$$\tilde{\mathbf{K}}_i^U = \mathbf{K}_i^U + \frac{1}{\rho} \nabla p_i^*$$

つぎに $\tilde{\mathbf{K}}_i^U$ のセル界面 f への補間値 $(\tilde{\mathbf{K}}_i^U)_f$ およびセル界面における面積ベクトル \mathbf{S}_f の内積から圧力勾配の寄与を除いた粒子速度のフラックスを算出し、さらに隣接セル間の圧力勾配を差分によって求めることで、セル界面におけるフラックスの更新量 K_i^F を算出する。

$$K_i^F = (\tilde{\mathbf{K}}_i^U)_f \cdot \mathbf{S}_f - \frac{1}{\rho} \frac{p_{N,i}^* - p_{P,i}^*}{d} \quad (11)$$

ただし、 $p_{N,i}^*$ 、 $p_{P,i}^*$ はそれぞれ、隣接セルおよび着目しているセル中心における音圧成分の第 i 回目の反復値、 d はセル P、N 各中心間の距離である。この K_i^F によって、Eqs. (3)–(8) と同様にして時刻ステップ $n+1$ におけるフラックスを求める。

$$F_f^{n+1} = F_f^n + \Delta t \sum_{i=1}^4 w_i K_i^F,$$

$$F_{\tilde{i}}^* = F_{\tilde{i}}^n + \Delta t_{i-1} K_{i-1}^F.$$

さらにこのフラックスを用いて、Eq. (10) の代わりに下式によって Eq. (2) における $\nabla \cdot \mathbf{U}'$ を求める。

$$\nabla \cdot \mathbf{U}'_{i^*} \approx \frac{1}{V} \sum_f F_{\tilde{i}}^* \quad (12)$$

以上のようにセル界面のフラックスを介すること

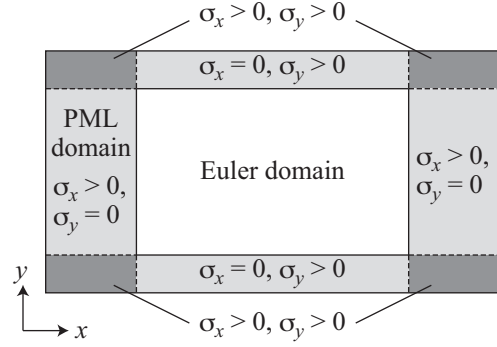


Fig. 2: Illustration of computational domain enclosed by PML domains. σ_x and σ_y correspond to the positive absorption coefficients that appear in Eqs. (13)–(17).

で、スタッガードメッシュと同様に、Eq. (11) の圧力勾配計算および Eq. (12) の湧出し計算において隣接セル間の影響が直接的に組み込まれる。

2.3 吸収境界条件

本手法は屋外音響伝搬すなわち外部問題への適用を狙っているため、解析領域を有限寸法で打ち切るための吸収境界条件が必要となる。代表的な吸収境界条件として PML [18, 19] が挙げられるが、本報では、基礎方程式を各座標軸に分離する必要がなく、より有限体積法による実装に適すると考えられる、Hu らによる unsplit variable PML [20] を用いた。ただし、3次元における同条件の導出及び実装は煩雑となるため、本報告では2次元における実装を行い、また数値的安定性改善のために提案されている付加項は、低マッハ数解析を前提に省略した。PML を含めた基礎方程式は以下である。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial t} = & -(\bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla) \mathbf{U}' - (\mathbf{U}' \cdot \nabla) \bar{\mathbf{U}} - \frac{1}{\rho} \nabla p' \\ & - \{(\boldsymbol{\sigma} \bar{\mathbf{U}}) \cdot \nabla\} \mathbf{U}' - \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\sigma} \nabla q^p \\ & - (\sigma_x + \sigma_y) \mathbf{U}' - \sigma_x \sigma_y \mathbf{q}^U, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p'}{\partial t} = & -\bar{\rho} c^2 \nabla \cdot \mathbf{U}' - \bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla p' \\ & -\bar{\rho} c^2 (\boldsymbol{\sigma} \nabla) \cdot \mathbf{q}^U - (\boldsymbol{\sigma} \bar{\mathbf{U}}) \cdot \nabla p' \\ & - (\sigma_x + \sigma_y) p' - \sigma_x \sigma_y q^p, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\frac{\partial \mathbf{q}^U}{\partial t} = \mathbf{U}', \quad (15)$$

$$\frac{\partial q^p}{\partial t} = p', \quad (16)$$

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_y & 0 \\ 0 & \sigma_x \end{pmatrix}, \quad (17)$$

ただし、 \mathbf{q}^U および q^p は PML 領域に導入される付加変数であり、 $\boldsymbol{\sigma}$ は PML 領域の吸収係数行列である (Fig. 2)。上式の離散化は、基礎方程式の離散化と同様に行った。また次時刻ステップへの音響粒子速度の更新においては、Eq. (3) に代えて、長時間計算における安定化のためのフィルタリング項を加えた下式を用いた。

$$\mathbf{U}'^{n+1} = (1 - \beta) \left(\mathbf{U}'^n + \Delta t \sum_{i=1}^4 w_i \mathbf{K}_i^U \right) + \beta \left(F_f^{n+1} \right)_P \quad (18)$$

ただし $(F_f^{n+1})_P$ はセル界面のフラックスから再構成されたセル中心における速度ベクトルであり、 β はフィルタリング係数である。本報では $\beta = 1/32$ とした。

3 検証

3.1 解析対象

前節の基礎方程式及び PML 離散化手法検証のため、ICASE/LaRC CAA Workshop [21] の策定による 2 次元自由空間における一様媒質中の音響伝搬ベンチマーク問題に準じた解析を行い、解析解との比較を行う。問題概要は以下のとおりである。

x 軸方向に一様速度 \bar{U}_x で一様媒質の流れる自由空間に、初期音圧及び初期音響粒子速度として

$$p' = p_0 \exp \left\{ -\alpha (x^2 + y^2) \right\}, \\ \mathbf{U}' = \mathbf{0}$$

を与える (Fig. 3) と、音圧の解析解は以下で算出される。

$$p' = \frac{p_0}{2\alpha} \int_0^\infty \exp \left(-\frac{\xi^2}{4\alpha} \right) \cos(\bar{c}\xi t) J_0(\xi\eta) \xi d\xi, \\ \eta = \sqrt{(x - \bar{U}_x t)^2 + y^2}, \\ \alpha = \frac{\log 2}{b^2},$$

ここで p_0 は初期音圧振幅、 b は初期音圧半値幅、 J_0 は第 1 種 0 次のベッセル関数である。本報ではベンチマーク問題に倣い $b = 3$ とし、 p_0 、 \bar{c} はそれ

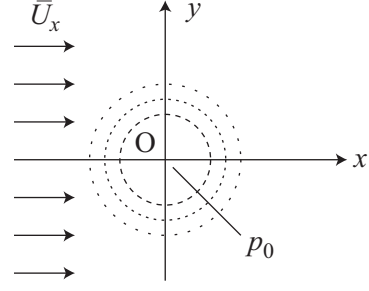


Fig. 3: Acoustic pulse in a uniform flow.

ぞれ単位振幅、単位音速とした。ただし、当該問題では一様媒質流のマッハ数

$$M = \frac{\bar{U}_x}{\bar{c}}$$

として 0.5 が指定されているが、本報では自然風の速度域を考慮して $M = 0.1$ とした。

3.2 解析条件

解析領域外周に PML 領域を付加した場合、および付加しない場合の 2 ケースを解析した。解析領域を $(x, y) = (-50, -50)$ から $(50, 50)$ までの矩形に設定し、 x 、 y 方向を各 101 の等間隔直交格子で分割した。PML 領域は、矩形領域の外側に同寸法格子で 10 格子分を付加した。PML の吸収係数 σ_x 、 σ_y は文献 [20] に倣い、それぞれ以下とした。

$$\sigma_x = \sigma_m \left(\frac{x - x_l}{D} \right)^2, \\ \sigma_y = \sigma_m \left(\frac{y - y_l}{D} \right)^2, \\ \sigma_m = \frac{2\bar{c}}{\Delta x}.$$

ただし、 x_l 、 y_l は各 PML 領域の領域開始位置、 Δx は格子幅、 D は吸収層の厚さ ($10\Delta x$) である。時間刻みは $\Delta t = 0.5$ とした。また圧力勾配項、移流項の算出にはそれぞれ fourth、cubic スキームを、 $\tilde{\mathbf{K}}_i^U$ のセル界面への補間値 $(\tilde{\mathbf{K}}_i^U)_f$ の算出には cubic スキームを用いた。

境界条件は、PML 有りの場合は文献 [20] に倣い、音圧は全境界で $p' = 0$ 、音響粒子速度は一様気流の流入側のみ $\mathbf{U}' = \mathbf{0}$ 、その他は \mathbf{U}' の境界面法線方向微分値を $\mathbf{0}$ (ゼロ勾配境界条件) とした。PML 無しの場合は p' をゼロ勾配境界条件、音響粒子速度については一様流流出側をゼロ勾配境界条件、その他を $\mathbf{U}' = \mathbf{0}$ の固定壁境界条件とした。

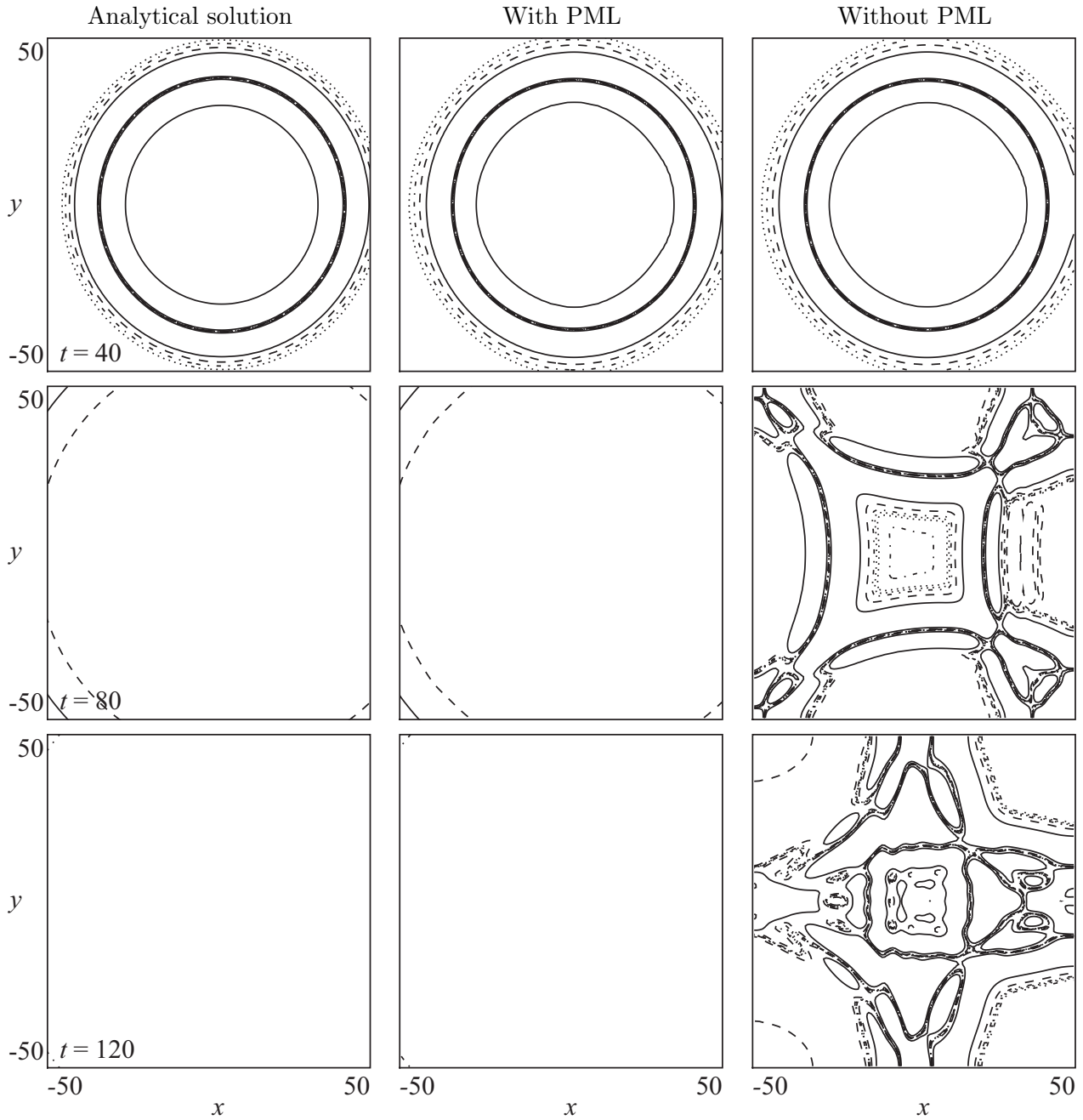


Fig. 4: Propagation of acoustic pulse in a uniform flow at $t = 40, 80$ and 120 (from top to bottom). Dotted, dash-dotted, dashed and solid iso-contours denote $|p'|$ values defined by a geometric ratio of 4 (which corresponds to about 12 dB in relative SPL) from 2.5×10^{-4} to 0.016.

3.3 解析結果

3.3.1 音圧分布

Fig. 4 に、時刻 $t = 40, 80$ および 120 における瞬時の音圧分布を解析解、PML 有り、PML 無しのそれぞれについて示す。なお PML 有りの場合については、PML 領域を除いた Euler 伝搬領域のみ示す。 $M = 0.1$ の一様流によって x 軸正方向

に僅かに流されながら伝搬していることが判る。PML 領域を設定しない場合は、境界各面からの反射により時間進行とともに複雑な干渉模様を描いている。それに対し PML 領域有りの場合は、解析解とほぼ同様の音圧分布となっていることから、PML 領域における良好な音波の吸収が示される。

また Fig. 5 には、時刻 $t = 40$ および 80 におけ

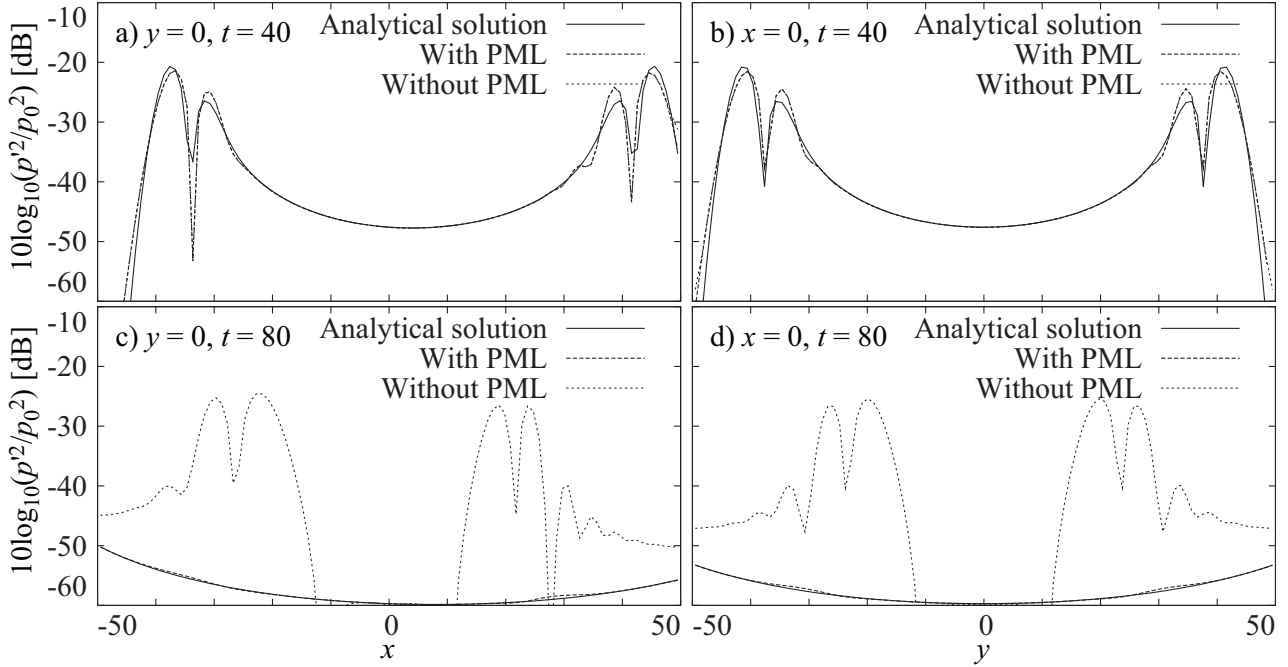


Fig. 5: Acoustic pressure at a), b) $t = 40$ and c), d) 80 along a), c) $y = 0$ and b), d) $x = 0$.

る一様流方向中心線 $y = 0$ および横断方向中心線 $x = 0$ での初期音圧振幅 p_0 に対する相対音圧レベル分布を示す。Fig. 5 a) および b) から、 $t = 40$ における解析解と数値解の振幅誤差は a) 右端の下流端側で最大であり、およそ 2.1 dB となっている。また PML 領域の有無による解の差は見られず、Eq. (18) のフィルタリングの影響が非常に小さいことが読み取られる。Fig. 5 c) および d) からは PML 無しの場合に見られる解析領域端からの反射が PML 有りの場合にはほぼ見られず、解析解との差は概ね 1 dB 以内となっている。

3.4 音圧時間波形

Fig. 6 に、受音点 R1(-30, 0), R2(30, 0), R3(-30, 30) および R4(30, 30) における音圧時間波形を示す。図中の (1)~(3) はそれぞれ、(1) は上流端 PML 領域からの反射波、(2) は側方 PML 領域からの反射、(3) は下流端 PML 領域からの反射を表す。解析解と PML 領域有りの場合の比較では、上流側、下流側、横方向いずれの受音点位置においても、時刻 $t = 20$ から 50 における直接波の到来時刻が数値解において僅かに遅れているものの、波形は比較的良く一致していることが判る。直接波のピークのみならず、直接波到来後の

減衰波形に関しても、PML 領域からの反射を除き良好に一致している。

受音点 R1 における図中 (1) の反射波など、各受音点直近の PML 領域からの反射波と PML 領域無しの場合の反射波を比較すると、いずれも 30 dB 以上の減衰、すなわち 3% 以下の音圧反射率となっている。他の境界条件との比較では、例えば球面波伝搬のみに有効な放射境界条件 [22] の反射率 5% と比較しても、一様流のマッハ数、解析における次元数などの解析条件の相違はあるものの良好な値と言える。なお受音点 R1 および R2 において、(2) の側方 PML 領域からの反射が大きくなっているのは、両側面からの反射波が同時に到来するための干渉による。

3.5 音場全体のエネルギー

Fig. 7 に、下式によって求めた音場全体の音響エネルギー

$$E = \sum_{\text{all cells}} \frac{p^2}{\bar{\rho}c^2} \Delta V$$

を、時刻 0 における音場全体の音響エネルギー

$$E_0 = \frac{b^2 \pi p_0^2}{2(\log 2) \bar{\rho}c^2}$$

によって基準化したレベル値を示す。ただし、 ΔV は各セルの体積である。解析解と PML 有りのケー

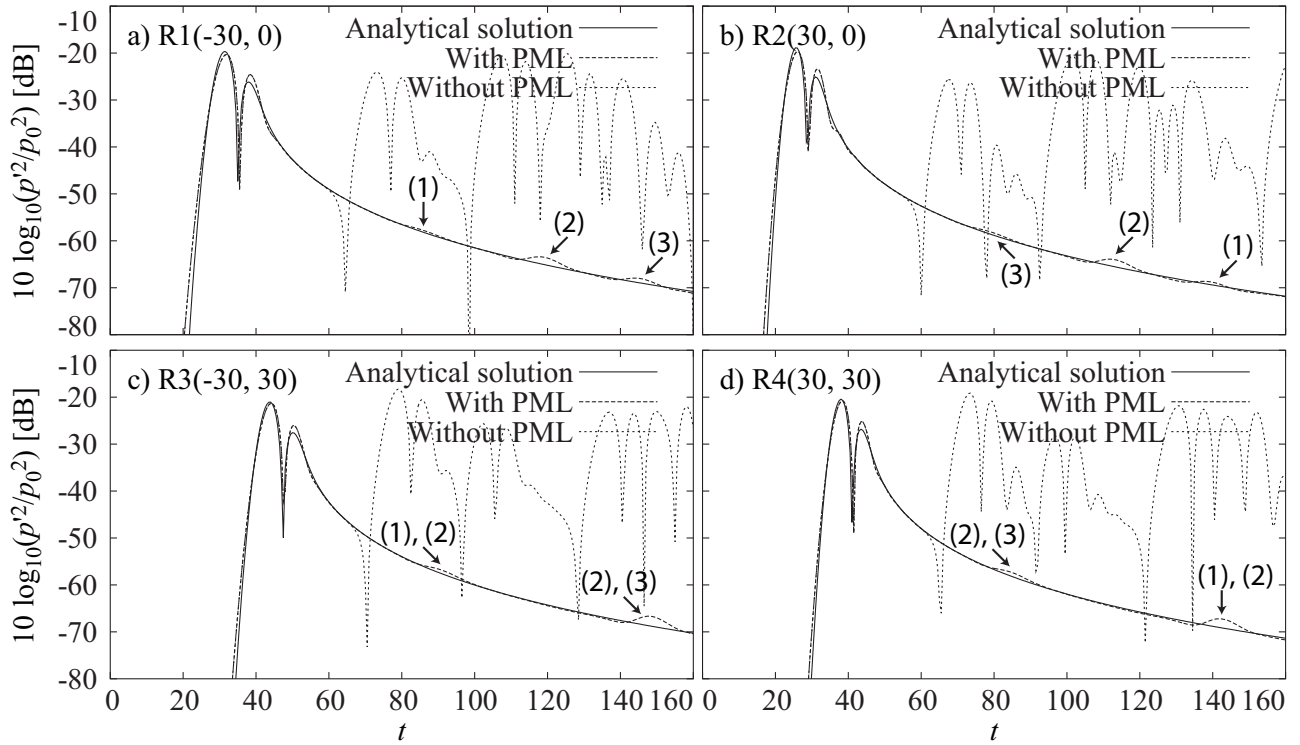


Fig. 6: Acoustic pressure waveforms at receiving points R1(-30, 0), R2(30, 0), R3(-30, 30) and R4(30, 30). The numbers enclosed by parentheses represent reflections from (1) inlet, (2) lateral and (3) outlet PML regions.

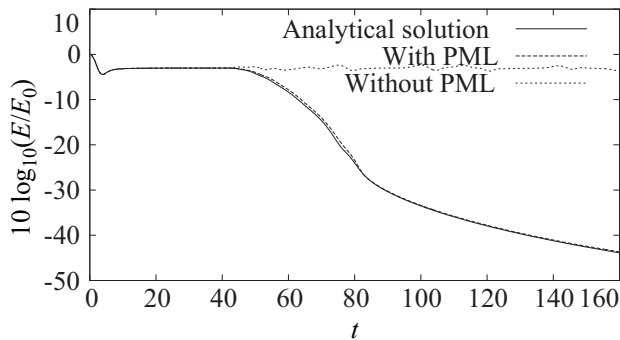


Fig. 7: Total acoustic energy inside computational domain.

スは良く一致しており、また PML 無しの場合においても、解析開始直後を除いてほぼ一定値で推移していることから、大きなエネルギー散逸は無いと判断される。

4 まとめ

コロケート非構造格子有限体積法によって、LE 法における LEE 計算部および 2 次元における PML 吸収境界条件を実装した。マッハ数 0.1 における

一様流中の 2 次元自由音響伝搬の解析解と提案手法による解析結果の比較から、下流側の伝搬予測に若干振幅誤差が見られたものの、概ね妥当な結果といえる。ただし実際の解析においては、風速 10 m/s でマッハ数 0.03 程度の更なる低マッハ数となるため、下流側の予測誤差は改善されとも考えられる。また PML については、PML 領域への入射波に対して 30 dB 以上の反射波の減衰が得られ、良好な結果と言える。

今後は吸収境界条件の 3 次元化、地面吸音境界条件の導入 [23, 24]、CFD 部とのインタフェース作成などが課題として挙げられる。

謝辞

本研究の一部は、科学研究費補助金 基盤研究 (A) 19206062 (代表: 大鶴徹)、基盤研究 (B) 19360264 (代表: 酒井孝司) および若手研究 (B) 19760402 (代表: 大嶋拓也) の助成を受けた。また本研究遂行において、内外の OpenFOAM ユーザコミュニティ各位から多大な教示を頂いた。

参考文献

- [1] 藤本一寿, 穴井謙. 道路に面する地域における「騒音に係る環境基準」の面的評価に関する考察. 日本音響学会騒音・振動研究会資料 N-2006-18, 3 2006.
- [2] 平栗靖浩, 川井敬二, 矢野隆. 商業空間の音環境の現状把握: 熊本、ストックホルム、イエーテボリでの実測調査. 日本建築学会大会学術講演梗概集 (環境工学 I), Vol. D-1, pp. 89–90, 7 2001.
- [3] Forssén, J. Guest editorial: Sound shielding in the presence of turbulence. *Applied Acoustics*, Vol. 65, p. 559, 2004.
- [4] Salomons, E. Diffraction by a screen in downwind sound propagation: A parabolic-equation approach. *J. of Acoustical Society of America*, Vol. 95, No. 6, pp. 3109–3117, 1994.
- [5] Salomons, E. M. *Computational atmospheric acoustics*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2001.
- [6] Renterghem, T. V., Salomons, E., and Botteldooren, D. Parameter study of sound propagation between city canyons with a coupled FDTD-PE model. *Applied Acoustics*, Vol. 67, pp. 487–510, 2006.
- [7] Blumrich, R. and Heimann, D. A linearized eulerian sound propagation model for studies of complex meteorological effects. *J. of Acoustical Society of America*, Vol. 112, No. 2, pp. 446–455, Aug. 2002.
- [8] Heimann, D. and Blumrich, R. Time-domain simulations of sound propagation through screen-induced turbulence. *Applied Acoustics*, Vol. 65, No. 6, pp. 561–582, Mar. 2004.
- [9] 横田孝俊, 平尾善裕, 山本貢平. FDTD 法と PE 法を組み合わせた屋外音場解析手法に関する検討. 日本音響学会講演論文集, pp. 759–760, 3 2005.
- [10] Hu, F. Q., Hussaini, M. Y., and Manthey, J. L. Low-dissipation and low-dispersion runge-kutta schemes for computational acoustics. *J. Comput. Phys.*, Vol. 124, pp. 177–191, 1996.
- [11] Oshima, T and Imano, M. A full finite-volume time-domain approach towards general-purpose code development for sound propagation prediction with unstructured mesh. *Proc. Inter-Noise*, No. 287, 2008.
- [12] Heimann, D. Three-dimensional linearized Euler model simulations of sound propagation in idealised urban situations with wind effects. *Applied Acoustics*, Vol. 68, pp. 217–237, 2007.
- [13] Weller, H. G., Tabor, G., Jasak, H., and Fureby, C. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Computers in Physics*, Vol. 12, No. 6, pp. 620–631, Dec. 1998.
- [14] OpenCFD Ltd. *OpenFOAM. The Open Source CFD Toolbox User's Guide*. OpenCFD Ltd., United Kingdom, 1.5 edition, Jul. 2008.
- [15] Van Renterghem, T. and Botteldooren, D. Prediction-step staggered-in-time FDTD: An efficient numerical scheme to solve the linearized equations of fluid dynamics in outdoor sound propagation. *Applied Acoustics*, Vol. 68, No. 2, pp. 201–216, Feb. 2007.
- [16] J. H. ファーツィガー, M. ペリッチ, 小林敏雄, 谷口伸行, 坪倉誠訳. コンピュータによる流体力学. シュプリンガー・フェアラーク東京, 東京, 2003.
- [17] OpenCFD Ltd. *OpenFOAM. The Open Source CFD Toolbox Programmer's Guide*. OpenCFD Ltd., United Kingdom, 1.5 edition, Jul. 2008.
- [18] Berenger, J.-P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Comput. Phys.*, Vol. 114, pp. 185–200, 1994.
- [19] Liu, Q.-H. and Tao, J. The perfectly matched layer for acoustic waves in absorptive media. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 102, No. 4, pp. 2072–2082, 1997.10.
- [20] Hu, Fang Q. A stable, perfectly matched layer for linearized Euler equations in unsplit physical variables. *J. Comput. Phys.*, Vol. 173, pp. 455–480, 2001.
- [21] Hardin, J. C., Ristorcelli, J. R., and Tam, C. K. W. ICASE/LaRC workshop on benchmark problems in computational aeroacoustics (CAA). *NASA Conference Publication 3300*, 1995.
- [22] Bogey, C. and Bailly, C. Three-dimensional non-reflective boundary conditions for acoustic simulations: far field formulation and validation test cases. *Acustica*, Vol. 88, pp. 463–471, 2002.
- [23] Wilson, D. K., Collier, S. L., Ostashov, V. E., Aldridge, D.F., Symons, N. P., and Marlin, D. H. Time-domain modeling of the acoustic impedance of porous surfaces. *Acustica*, Vol. 92, pp. 965–975, 2006.
- [24] Salomons, E. K. Eulerian time-domain model for sound propagation over a finite-impedance ground surface. Comparison with frequency-domain models. *Acustica*, Vol. 88, pp. 483–492, 2002.