

CIP 法による音場解析 Sound field analysis using the CIP method

太刀岡勇氣、安田洋介、佐久間哲哉
Yuuki Tachioka, Yosuke Yasuda and Tetsuya Sakuma

東京大学大学院新領域創成科学研究科社会文化環境学専攻
Department of Socio-Cultural Environmental Studies, Graduate School of Frontier Sciences,
The University of Tokyo

内容概要 時間領域の音場解析には、FDTD 法がよく用いられるが、精度・安定性の点で様々な課題のある手法である。一方、近年電磁界・波動解析で用いられてきた CIP 法が音場解析に適用されてきており、伝搬問題における精度が検討されている。しかしながら、室内音場に対して適用された事例はない。本報では原理・手法の概説、伝搬問題における精度の確認を行うのと同時に、室内音場への適用を目指し、インピーダンス境界条件を導入した場合の検討を行う。また計算量低減のため、CFL 条件を大きく超えるような大きな時間刻みを採用した場合の検討も行う。

1. はじめに

時系列の室内音場解析には、時間領域差分法 (FDTD 法) がよく用いられる [1]。しかしながら、主として陽解法が用いられることにより、空間離散化幅 Δx に対する時間離散化幅 Δt の最大値を定める CFL 条件により、時間離散化幅に厳しい制限が課せられる。具体的には式 (1) で表されるクーラン数 CFL が 1 より小さくなくてはならない。また陰解法化も大規模な非対角優位の疎行列を解かなければならないため難しい。

$$CFL = \frac{c\Delta t}{\Delta x} \quad (1)$$

ここで、 c : 音速 [m/s] である。

一方、従来 FDTD 法がよく用いられていた電磁界・波動解析の分野では、1980 年代から特性曲線法と 3 次多項式による補間を組み合わせた Constrained Interpolation Profile 法 (CIP 法) [2, 3] が提案され、広く用いられている。この手法は移流方程式を特性曲線にそって解くだけなので、CFL 条件にとらわれない計算が可能である。近年、CIP 法は音場解析にも適用が進みつつあり [4-8]、主として伝搬問題に関して、理論解や FDTD 法との比較が行われている。一方で、室内音場解析で必須となるインピーダンス境界条件の適用に関する検討や、CFL 条件を超えるような大きな時間ステップを採用した場合の検討は

なされていない。

そこで本報では、室内音場解析に CIP 法を適用し、インピーダンス境界条件を適用した場合の精度の分析や、CFL 条件を超えるような大きな時間ステップを採用した場合の手法・精度の分析およびその課題について考察する。

2. CIP 法による音響伝搬解析の原理

2.1 CIP 法の原理

CIP 法は、基礎方程式を移流方程式の形に変形し、特性曲線に沿って値を移流させる特性曲線法の一つである。移流させる物理量を求める際にその微分値も用いて、CIP 補間と呼ばれる補間を行う。

2.2 特性曲線法

空気中の波動伝搬は運動方程式と連続の式で表され、1 次元の場合はそれぞれ以下ようになる。

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \rho c^2 \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

ここで p : 音圧 [Pa], u : 粒子速度 [m/s], ρ : 空気の密度 [kg/m^3] である。

式 (2) を ρ で割り、式 (3) を ρc で割ってそれぞれ和と差を作ると

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(u + \frac{p}{\rho c} \right) + c \frac{\partial}{\partial x} \left(u + \frac{p}{\rho c} \right) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(u - \frac{p}{\rho c} \right) - c \frac{\partial}{\partial x} \left(u - \frac{p}{\rho c} \right) = 0 \quad (5)$$

のようになる。

一般に $\frac{\partial}{\partial t} f + c \frac{\partial}{\partial x} f = 0$ の形をした方程式を移流方程式と呼ぶ。この方程式の一般解は、一般の関数 f を用いて $f(x-ct)$ の形で表され、直線 $x-ct=k$ 上で常に同じ値 $f(k)$ となる。この直線上で解が一定となる直線のことを特性曲線と呼ぶ。

ここで $sum_x = u + p/\rho c$, $sub_x = u - p/\rho c$ とおくと、式 (4), (5) は、 sum_x が正方向に、 sub_x が負方向にそれぞれ速度 c で伝搬する移流方程式の形をしている。Fig. 1 のように、 sum_x, sub_x の値を特性曲線に沿って移動させることで値が求まる。この際 $c\Delta t \neq n\Delta x$ (n は整数) の時には格子点以外の場所の値を参照するため、2.3 で述べる CIP 補間によって値を求める。 p や u の値を求めたいときには、それぞれの値の和と差より求めればよい。

このように移流させるだけなので、FDTD 法と異なり CFL 条件にとらわれない大きな時間ステップを用いた計算が可能である。ただしその場合、境界付近では工夫が必要である。(cf. 第 6 節)

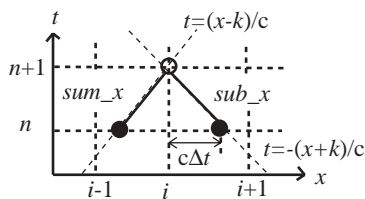


Fig. 1 The up-wind method of solving advection equation.

2.3 CIP 補間

FDTD 法では格子点における音圧と粒子速度の値のみが与えられている。また一般的に用いられる空間 2 次精度の FDTD 法は、中心差分を用いているため数値拡散が起こりやすい。例えば Fig. 2 のような急峻な波形が伝搬するときに問題が起こる。ここで

黒丸が現ステップの波形、白丸がひとつ先のステップの波形である。厳密解のプロフィールは実線で表される。(a) の空間 2 次精度の FDTD 法では、格子点における値のみしか保持していないため点線のように補間することになる。これを続けることで波形が崩れ、伝搬とともに波の形が広がる。

これに対し、(b) の CIP 法では格子点での微分値も保持しているため、滑らかに内挿することが可能である。結果として厳密解のプロフィールを比較的よく維持できることになる。これを行うため、CIP 法では 3 次多項式を格子点間に内挿する。その際未知数決定のため 4 つの値を用いる必要がある。2 つは格子点における sum_x と sub_x から求め、残りの 2 つは、式 (4), (5) の両辺を x で微分して得られる (4'), (5') も移流方程式を満たすため、 $\partial_x sum_x$, $\partial_x sub_x$ から求める。ここで微分演算子 $\partial_x = \partial/\partial x$ を定義した。

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x} \left(u + \frac{p}{\rho c} \right) + c \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \left(u + \frac{p}{\rho c} \right) = 0 \quad (4')$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x} \left(u - \frac{p}{\rho c} \right) - c \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \left(u - \frac{p}{\rho c} \right) = 0 \quad (5')$$

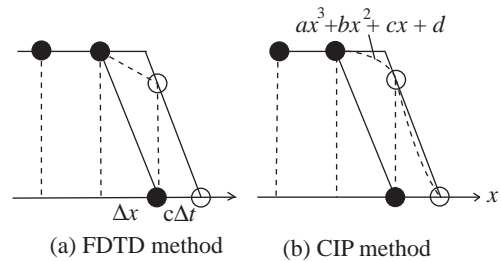


Fig. 2 The FDTD method and the CIP method.

2.4 多次元への適用

多次元化については様々な検討がなされており [9]、多次元空間に 3 次多項式を作成する A 型 CIP 法などがある。本研究ではそれらの中で最も基礎的かつ必要メモリー量の少ない M 型 CIP 法 [10] による検討を行った。これは Fig. 3 のように多次元を 1 次元に方向分離するものである。2 次元の場合、例えば Fig. 3 の (a) の星印の点が白丸の点に移動することになる。式 (4), (5) に加えて、 y 方向の移流方程式 (6), (7) を解くことで、これを実現する。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(v + \frac{p}{\rho c} \right) + c \frac{\partial}{\partial y} \left(v + \frac{p}{\rho c} \right) = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(v - \frac{p}{\rho c} \right) - c \frac{\partial}{\partial y} \left(v - \frac{p}{\rho c} \right) = 0 \quad (7)$$

ここで、 v は y 方向の粒子速度である。また $sum_y = v + p/\rho c$, $sub_y = v - p/\rho c$ とおく。

手順は以下の通りである。

- (i) x 方向に式 (4), (5) によって sum_x , sub_x とその微分値の移流を行う。Fig. 3 の (b) で黒丸の点が現ステップの点である。まず x 方向に移流を行う。つまり星印の点を黒丸の点に移流させる。その際、 $\partial_y sum_x$, $\partial_y sub_x$ を 1 次の上流差分により求める。(x 方向に sum_x , sub_x が伝搬する場合には、その x 方向の勾配 $\partial_x sum_x$, $\partial_x sub_x$ が最も重要であり、それと垂直な y 方向の $\partial_y sum_x$, $\partial_y sub_x$ の x 方向への移流に伴う変化はあまり正確である必要がない ([3] p. 71 参照) という仮定に基づき、メモリー量・計算時間の点で有利な 1 次の上流差分を採用している。)
- (ii) 全格子点に対して p , $\partial_x p$, $\partial_y p$ の更新を行い、 sum_y , sub_y とその微分を再構成する。
- (iii) 式 (6), (7) に従い sum_y , sub_y とその微分値の移流を行う。Fig. 3 の (b) で (ii) の手順により更新された点が、黒い星印の点である。

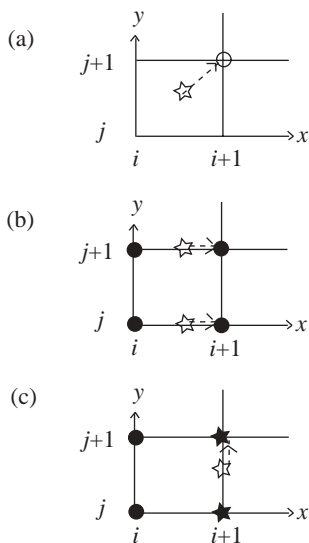


Fig. 3 Procedures of the M-type CIP method.

これらの点から、白星印の点を内挿し移流させる。その際 $\partial_x sum_y$, $\partial_x sub_y$ を 1 次の上流差分によって求める。

(iv) (ii) を行う。

これを繰り返す。3 次元に関しても同様である。

2.5 インピーダンス境界条件の導入法

インピーダンス境界条件の導入は以下のように行う。Fig. 4 において現ステップの点が黒丸である。図のような境界層を仮定した場合、負方向に伝搬する sub_x は (a) のようにそのまま移流させればよい。これに対し (b) のように正方向に移流する sum_x の場合、格子番号 1 以上は移流させるだけでよい。境界層では現ステップの sum_x^n , sub_x^n とその微分値より p^n , $\partial_x p^n$ を求め、次ステップの境界層での sum_x^{n+1} とその微分値を再構成する。例えば剛壁の場合 $u^n = u^{n+1} = 0$ であるため、次ステップの $sum_x^{n+1} = p^n / \rho c$ となる。吸音境界 (ノーマルインピーダンス ρc) の場合、 sum_x^n と sub_x^n の差より求まる p^n に対して境界条件より $u^{n+1} = -p^n / \rho c$ であるため、 $sum_x^{n+1} = u^{n+1} + p^n / \rho c = 0$ となる。

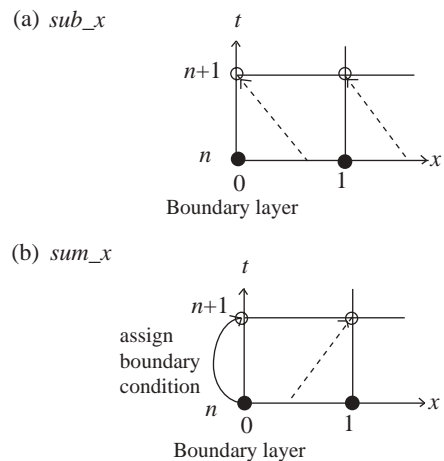


Fig. 4 How to assign boundary condition.

3. 伝搬問題における精度の確認

伝搬問題に関しては基礎的な検討はすでになされているが、確認の意味も含めて文献 [5] とほぼ同条件の検討を行った。計算領域は、Fig. 5 に示す 1 辺 0.4 m の立方体領域で、格子間隔を 4 mm、時間間隔

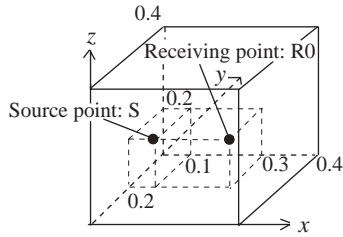


Fig. 5 Geometry of a propagation simulation model.

を CFL 条件を満たす 0.0026 ms、音源点 S を (0.1, 0.2, 0.2)、受信点 R0 を (0.3, 0.2, 0.2) に取ったものである。境界からの反射の影響が受信点にあらわれない 0.78 ms までを解析対象にした。初期空間音圧分布を、式 (8) の形のガウス分布に仮定し、音源の幅を与える定数を $d=0.01$ [m] とした。

$$p(r) = \exp(-r/d)^2 \quad (8)$$

これは数格子でガウス分布を与え 15 kHz までの成分が含まれる非常に急峻な波形である。

結果を Fig. 6 に示す。上述の通り、高周波成分まで含まれる急峻なガウス分布を音源として与えているため、FDTD 法では高周波成分の位相速度が遅れる分散が起こっている。CIP 法でも分散は起こっているが、おおむね伝搬を捕捉していることがわかる。これは既往研究とおおむね同様の結果である。最大振幅の誤差は CIP 法で 14%、FDTD 法で 43%であった。

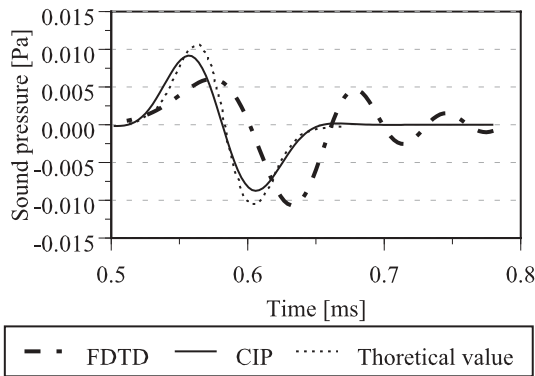


Fig. 6 Pseudo impulse response at R0.

4. 室内音場への適用のための検討

本節では、一般に伝搬問題解析に比べ複雑となる室内音場解析への CIP 法の適用性について、インピーダンス境界条件を導入して検討する。本節では初期空間音圧分布を、式 (8) の形に仮定し、4.3.2 を除

いて、音源の幅を $d = 0.13$ [m] に統一した。これは音源に含まれる最大周波数が、1 kHz の 1/3 オクターブバンド上限周波数となるような音源である。FDTD 法の場合、空間離散化幅は通常最小波長の 10 分の 1 程度に設定するため、1/30 m とした。時間離散化幅は、空間離散化幅に対する 3 次元の CFL 条件を満足する 0.05 ms で検討した。音源特性・空間離散化幅・時間離散化幅は以後これを用い、FDTD 法・CIP 法ともに同じものを用いる。

4.1 1次元音場での検討

4.1.1 解析対象

Fig. 7 に示すように、長さ 1 m の 1 次元音場を考えた。両端部に吸音率 0.5 相当のノーマルインピーダンスを実数で与えた。音源・受信点を $x=0.5$ [m] に設置した。

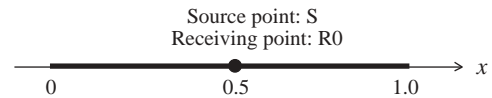


Fig. 7 Geometry of 1D sound field.

4.1.2 結果と考察

結果を Fig. 8 に示す。FDTD 法に対して、CIP 法はオーバーシュート・アンダーシュートが少なくシャープなプロフィールを保つことができることがわかる。

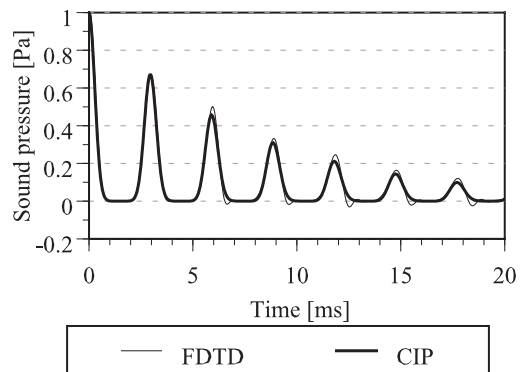


Fig. 8 Pseudo impulse response at R0 calculated by the FDTD method and the CIP method.

また、R0 における CIP 法・FDTD 法の空間離散化幅と精度との関係を Fig. 9 に示す。両者で最小波長 4, 6, 8, 10 分割とした音圧波形を p_i を、FDTD 法で最小波長 20 分割として計算した参照解 $p_{i,ref}$ と比較したものである。誤差評価には、平均二乗誤差 $Err = \sum_{i=0}^{N-1} (p_i - p_{i,ref})^2 / \sum_{i=0}^{N-1} p_{i,ref}^2$ を用いた。ここで時間の観測点数を N とした。FDTD 法と比べて CIP 法は、空間離散化幅を大きくしたときにも誤差が小さいことがわかる。

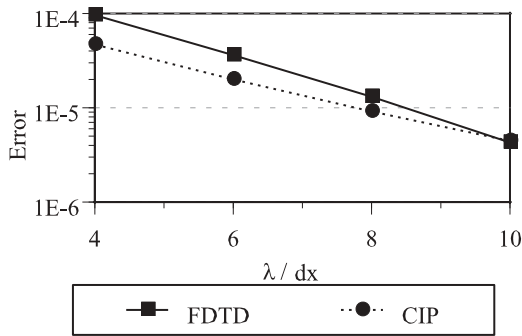


Fig. 9 Average square error with λ/dx .

4.2 3次元音場での検討

4.2.1 解析対象

日本建築学会 環境工学委員会 音環境運営委員会 音響数値解析小委員会では、音響数値解析におけるいくつかのベンチマーク問題を提供している。Fig. 10 はそのベンチマーク問題の1つで、1辺 1 m の立方体室であり、全面が剛壁によって構成されている [11]。

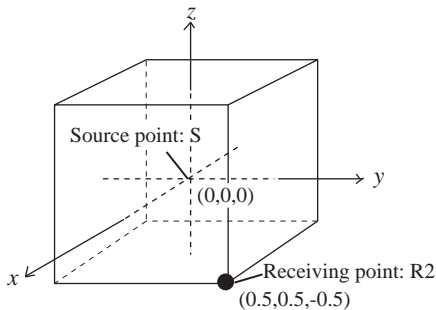


Fig. 10 Geometry of cubic cavity.

4.2.2 結果と考察

受音点 R2 における音圧の波形を Figs. 11, 12 に示す。Fig. 11 に示す 0 ms から 20 ms までの領域では、FDTD 法・CIP 法ともにおおむねピークの位置は一致しているものの、主として 10 ms 以降、CIP 法のピークの数が少なくなっていることが分かる。Fig. 12 に示す 80 ms から 100 ms までの領域では、CIP 法は FDTD 法と比べて振幅が小さくなり、波の数も少なくなっているのが顕著である。第 3 節の伝搬問題においては、既往研究と同様 CIP 法の精度が高かったが、時間の経過に伴う虚音源の増加を考えると、こちらは FDTD 法に妥当性があるように思われる。これは 2.4 で述べたように、直交方向の補間に 1 次精度の上流差分を用いていることが原因と考えられる。伝搬問題では、直交方向の勾配があまり問題にならないため、この補間は妥当であった。しかし、拡散音場のようにあらゆる方向に伝搬が起き、直交方向の勾配も重要であるような音場では、上流

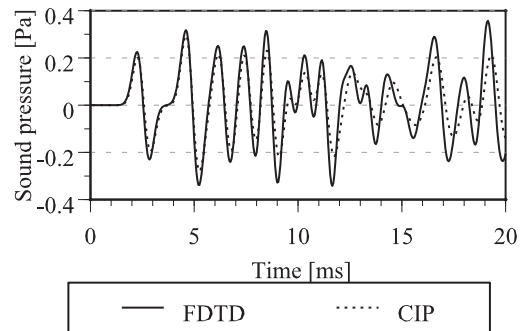


Fig. 11 Pseudo impulse response at R2 calculated by the FDTD method and the CIP method (0-20 ms).

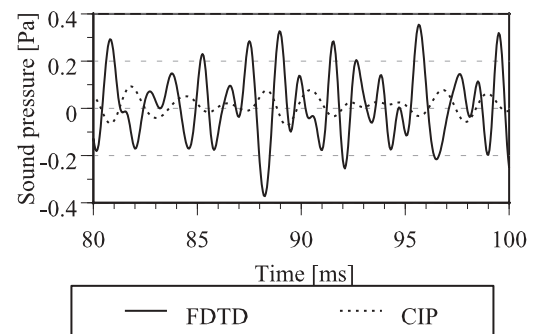


Fig. 12 Pseudo impulse response at R2 calculated by the FDTD method and the CIP method (80-100 ms).

差分による数値拡散によって精度が落ちてしまうものと思われる。

4.3 無反射境界条件の検討

4.3.1 1次元音場の場合

4.1.1の解析対象・計算条件で両端を吸音率1とした場合の結果を示す。Fig. 13に示すように、1次元の場合には完全無反射境界条件が自然に満足されることになる。

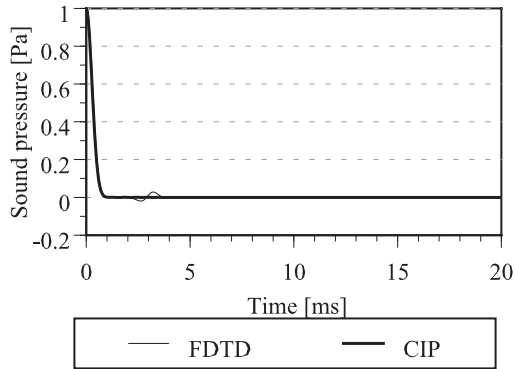


Fig. 13 Pseudo impulse response at R0.

4.3.2 2次元音場の場合

Fig. 14に示す1辺8mの正方形内部の2次元音場について、既報 [12] の条件に合わせ、式 (8) の $d=0.5$ [m] と比較的滑らかな音圧分布を仮定した。空間離散化幅 0.05 m、CFL 条件を満たす時間離散化幅 0.1 ms で、周縁部の吸音率を1 (ノーマルインピーダンス pc) として、PML などの配慮を行わずに計算を行った。

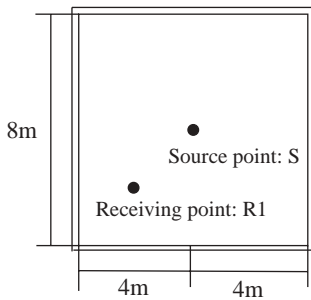


Fig. 14 Geometry of a 2D square sound field.

Fig. 15にFDTD法とCIP法による結果を示す。図中FDTD (cut) は、反射の影響がないよう十分大きな領域をFDTD法によって計算したものである。Fig. 16はインパルス応答積分法 (Schroeder法) によりエネルギー減衰波形を求めたものである。FDTD法とCIP法ではほとんど差異がみられず、端部からの強い反射 [12] を示す同様の傾向を見せている。2次元の場合は平面波の仮定が成立しないため、無反射にはならないことが分かる。

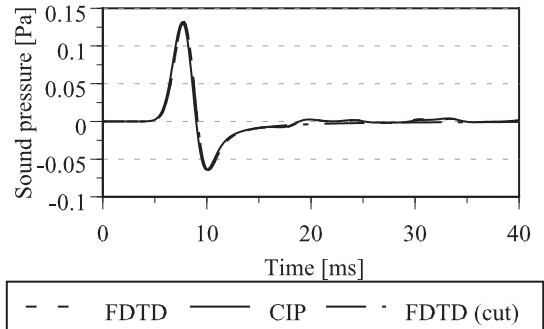


Fig. 15 Pseudo impulse response at R1 calculated by the FDTD method, the CIP method and the FDTD method with enough region.

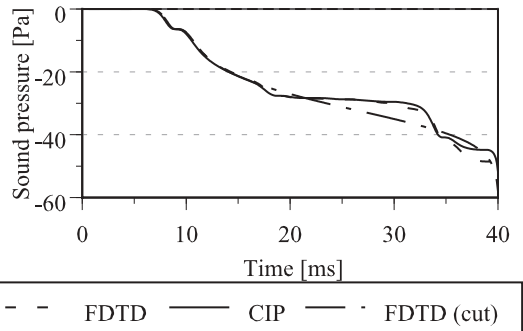


Fig. 16 Energy attenuation level at R1 .

5. CFL条件を超える時間幅での検討

5.1 境界付近での工夫

CIP法において、式 (1) に示したクーラン数 CFL が1を超えるような条件で計算を行う場合には、境界付近での境界条件の取扱いに工夫が必要である。

$1 < CFL < 2$ の場合の例を Fig. 17 に示す。求めたい点・与えられている点は、黒丸で示した点である。格子番号が $CFL + 1$ より大きい点であれば、(i) の

ように移流させるだけで自然に求まる。しかしながら境界付近 (この場合格子番号 1) では、移流させる点が n ステップの段階では直接的に求まらない。まず $CFL < 1$ となるように時間分割幅を細かくして (i) のように移流させ、境界条件を課して白丸の点を求めてから、内挿して求めた星印の点を (ii) のように移流させる必要がある。

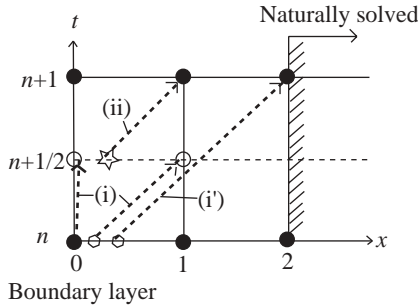


Fig. 17 The region which is naturally solved and the one which is specially dealt with.

5.2 1次元音場での検討

4.1.1 と同条件のモデルで、時間ステップを CFL 条件を満足する 0.05 ms と、音源に含まれる最大周波数のサンプリング周波数におおむね対応する 0.5 ms とした場合を比較したものを Fig. 18 に示す。5.1 に述べた工夫を行うことで、高い精度を維持できていることが分かる。他にも n ステップの段階で 3 次多項式を外挿して、移流先の点を求める方法も試したが、精度は出なかった。

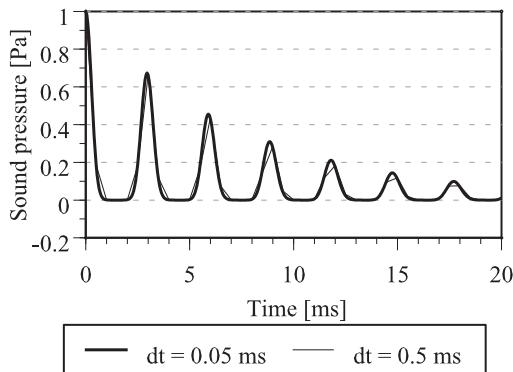


Fig. 18 Pseudo impulse response at R0 calculated by the CIP method with time step 0.05 ms or 0.5 ms.

6. 計算効率の比較

CIP 法は FDTD 法同様、メモリー量・計算量ともに総格子点数に比例する手法である。しかしながら CIP 法は、内挿を行ったり微分値を保持したりする必要性から、同じ格子・時間ステップで行えば FDTD 法に比べて、計算量・メモリー量ともに負荷の大きな手法である。

6.1 メモリー量

FDTD 法では p, u_i の変数が必要である。これに対し CIP 法では、 p, u_i に加えて $\partial p / \partial x_i, \partial u_i / \partial x_j$ が必要である。1次元で 2 倍 ($i=j=1$)、2次元で 3 倍 ($i=1, 2; j=1, 2$)、3次元で 4 倍 ($i=1, 2, 3; j=1, 2, 3$) のメモリー量が最低でも必要である。また効率的な計算のために計算用のワークスペースが必要であるため、同じ格子点数の場合、3次元の計算では 10 倍程度のメモリー量が必要である。

6.2 計算量

CIP 法では多次元問題を 1次元に還元して解くため、3次元問題になると直交 3 軸方向の粒子速度 u, v, w それぞれについて 3次元のループが必要である。また 2.4 (ii) のプロセスでも 3次元ループが必要である。それぞれ 1 回ずつが FDTD 法以上の計算量である。このため CIP 法の計算量は 6 倍以下にはならない。その他にも内挿や境界条件の適用、変数のコピーなどの手間がかかるため、同じ時間ステップ・格子点数で計算した場合、3次元で 20 倍程度の計算時間がかかっているのが現状である。筆者らのソースコードにおける 1 ステップ当たりの主要な演算量を Table 1 にまとめた。

Table 1 Repetition numbers of main calculations at a time step.

	read array element	write array element	multiply
FDTD	10	4	6
CIP	99	87	114

6.3 考察

このように、一見すると FDTD 法に比べてメリットがないように思われるが、粗い格子でも高精度を

維持できるため、そうとばかりもいえない。例えば同じ精度を2倍の空間離散化幅で実現できるとすれば、メモリー量は1/8になるためFDTD法に匹敵する。計算時間に関しても1回のループあたり1/8、さらに時間ステップを、CFL条件を満たすようにしても2倍にできるため、1/16の計算量に抑えることができ、同様にFDTD法に匹敵する。

さらにCFL条件を超えるような時間ステップで計算できるアルゴリズムを3次元に実装すれば、FDTD法以上の高速化が可能であると考えられる。室内音場の問題で、波長に対してどの程度まで空間離散化幅を粗くすることができるかに関する詳細な検討が必要であろう。

7. まとめと今後の課題

CIP法を音場解析に適用した場合に起こる問題点・課題について検討した。伝搬問題では既往研究と同じように高い精度を保つことが示されたが、室内音場のような長い時間にわたってあらゆる方向から音波が到来する音場を解く問題では、直交方向の補間を1次精度で行っているためか精度が出ないこともありうることを示された。今後そのような問題点をもつM型CIP法を改良する必要がある。

今後の課題としては、これを改善するため直交方向の微分にQUICKスキームを使うことが考えられる。また2,3次元の場合にCFL条件を超えるような大きな時間ステップとした場合でも計算できるようなアルゴリズムの実装も考えられる。さらにCFL条件を超えるような時間ステップで計算できることは、計算量を減らすことのみならず、任意形状に対応する格子を用いる手法(有限体積法、有限要素法)との相性もよいため、このような手法との連携も考えられる。

参考文献

[1] 坂本慎一, 横田考俊, 「FDTD法による音場解析とその応用」, pp. 1233-1236, 2006. 3, 日本音響学会講演論文集(春).

[2] H. Takewaki, A. Nishiguchi and T. Yabe, “The Cubic-Interpolated Pseudo-Particle (CIP) Method for

Solving Hyperbolic-Type Equations”, pp. 261-268, 1985, Journal of Computational Physics, 61.

[3] 矢部孝, 内海隆行, 尾形陽一, 「CIP法」, 2003, 森北出版.

[4] 寺本顕武, 「CIP法に基づく3次元弾性波動場数値実験について」, pp. 39-44, 2005. 1, 電子情報通信学会技術研究報告(応用音響EA).

[5] 斉藤亮平, 西方敦博, 「CIP法とFDTD法による球面音波伝搬解析の性能比較」, pp. 576-580, 2006. 6, 電子情報通信学会論文誌.

[6] 大久保寛, 呉星冠, 土屋隆生, 竹内伸直, 「CIP法を用いた3次元音場解析に関する検討」, pp. 25-30, 2006. 9, 電子情報通信学会技術研究報告(応用音響EA).

[7] 土屋隆生, 大久保寛, 竹内伸直, 「CIP法による音波伝搬シミュレーション」, pp. 1-6, 2006. 11, 電子情報通信学会技術研究報告(超音波US).

[8] 呉星冠, 大久保寛, 土屋隆生, 竹内伸直, 「C型CIP法を用いた音場解析に関する検討」, pp. 17-22, 2007. 1, 電子情報通信学会技術研究報告(応用音響EA).

[9] T. Yabe, T. Ishikawa, P. Y. Wang, T. Aoki, Y. Kadota and F. Ikeda, “A Universal Solver for Hyperbolic Equations by Cubic-Polynomial Interpolation II. Two-Three-Dimensional Solvers”, pp. 233-242, 1991, Computational Physics Communications, 66.

[10] H. Takewaki and T. Yabe, “Cubic-Interpolated Pseudo Particle (CIP) Method? Application to Nonlinear or Multi-Dimensional Problems”, pp. 355-372, 1987, Journal of Computational Physics, 70.

[11] <http://gacoust.hwe.oita-u.ac.jp/AIJ-BPCA/B0-1T/>

[12] 内藤洋一, 横田考俊, 坂本慎一, 橘秀樹, 「差分法による開領域計算のための完全吸音境界の検討」, pp. 751-752, 2000. 9, 日本音響学会講演論文集(秋).